

# 一种基于白光迈克耳孙干涉仪波片 延迟量的测量方法

王 军<sup>1</sup> 陈 磊<sup>2</sup> 吴泉英<sup>1</sup> 姚庆香<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>苏州科技学院数理学院, 江苏 苏州 215009)  
(<sup>2</sup>南京理工大学电光学院, 江苏 南京 210094)

**摘要** 将白光偏振干涉和迈克耳孙干涉仪相结合, 提出了一种利用空间白光干涉图测量波片延迟量(包括级次信息)的方法。白光偏振干涉系统产生两束振动方向相同的线偏光, 进入迈克耳孙干涉仪后分别被两干涉臂的平面镜反射, 并两两干涉, 在空间形成 3 组白光干涉包络。当被测件为多级波片时, 根据白光干涉包络之间的光程差就可求得被测延迟量; 当被测件为低级次波片时, 利用白光干涉信号相位的改变量计算出延迟量的值。实验分别测量了多级波片和零级全波片的延迟量, 其结果与使用光谱扫描法测量得到的结果均相吻合。

**关键词** 测量; 波片; 延迟量; 白光迈克耳孙干涉仪; 偏振干涉

中图分类号 O436.3; TN247

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201138.0508001

## Retardation Measurement of Wave Plates Using White-Light Michelson Interferometer

Wang Jun<sup>1</sup> Chen Lei<sup>2</sup> Wu Quanying<sup>1</sup> Yao Qingxiang<sup>1</sup>

<sup>1</sup>School of Mathematics and Physics, Suzhou University of Science and Technology,  
Suzhou, Jiangsu 215009, China

<sup>2</sup>School of Electronic Engineering and Photoelectric Technology, Nanjing University of Science & Technology,  
Nanjing, Jiangsu 210094, China

**Abstract** A method using white-light Michelson interferometer and polarization interferometry system for measuring the retardation of wave plates (including the order of retardation) is presented. The linear polarized white-light passes through the test wave plate which introduces retardation between the o-beam and e-beam, and then they are divided by a beam splitter and reflected by two plane mirrors of the Michelson interferometer respectively. Finally three white-light interference packets are formed. For a multiple-order wave plate, the interference packets will be separated absolutely, and according to the optical path between the center packet and one of the side packets, the retardation of multiple-order wave plates can be obtained. The retardation of a lower-order wave plate and the stress of a optical glass can be calculated by using the phase variation after inserting it behind the multiple-order wave plate. The retardations of a multiple-order and zero-order wave plate are measured in experiments, whose results coincide with the ones obtained by spectroscopic method.

**Key words** measurement; wave plate; retardation; white-light Michelson interferometer; polarization interference

**OCIS codes** 120.5050; 220.4840; 260.1440; 260.2130

## 1 引 言

波片是实现光波偏振态转换的重要元件, 广泛地应用于各种偏振光学系统中, 系统的性能和波片延迟量的精度密切相关, 例如在同步移相干涉仪中,

它通过全息光栅空间分光、波片移相的方法在瞬间同时采集 3 幅以上的移相干涉图, 波片延迟量的精度决定了移相量的准确性, 并最终影响测量精度, 因此必须精确测量波片的延迟量以保证测试精度。

收稿日期: 2011-01-11; 收到修改稿日期: 2011-02-24

基金项目: 江苏省“六大人才高峰”项目(06-E-030)资助课题。

作者简介: 王 军(1981—), 男, 博士, 主要从事光干涉测量方面的研究。E-mail: wjk31@163.com

测量波片延迟量的方法很多,如 Babinet 补偿器法、Senarmont 法、Kohler 法、直角棱镜法<sup>[1]</sup>等,但大多数仅能获得延迟量的小数部分,无法同时得到级次信息,然而当光线斜入射时,为了分析出射光的偏振态,延迟量的级次是必不可少的。目前,在测量多级波片延迟量的同时可以获得级次信息的方法主要有:1)光谱扫描法<sup>[2,3]</sup>,将待测波片置于起偏器和检偏器之间,并采用宽光谱光源,利用分光光度计测出该系统的光强透射率和波长之间的变化关系,从而计算出延迟量和级次。该方法测量半波片的精度很高,但是分光光度计价格昂贵,检测成本高。2)Chatterjee 等<sup>[4]</sup>使用激光光源,配合 Nomarski 棱镜产生移相量,测量出延迟量的小数部分,再根据白光干涉信号零位的偏移量计算出延迟量的级次。3)Jeng 等<sup>[5,6]</sup>在外差偏光仪基础上,通过旋转波片以改变光波入射的角度,亦可高精度地测量出多级波片的厚度、双折射率等延迟量参数。

本文将白光偏振干涉和迈克耳孙干涉仪相结合,利用空间白光干涉图计算延迟量,无需移相或旋转等机械结构即可实现波片延迟量和级次的测量。

## 2 测量原理

### 2.1 多级波片延迟量

测量系统由白光偏振干涉系统和迈克耳孙干涉仪组成,如图 1 所示。准直的白光透过起偏器 P1 形成线偏光,该线偏光经被测多级波片后分解成方向

正交、光程差为  $\Delta$  的 s 光和 p 光, $\Delta$  即为被测多级波片的延迟量。s 光和 p 光经过检偏器 P2 后振动方向都投影到检偏器的透光轴上,这两束光进入迈克耳孙干涉仪后分别被平面反射镜 RM 和 TM 反射,形成  $T_s, R_s, T_p$  和  $R_p$  4 束光,它们两两干涉,在 CCD 靶面上形成 3 组白光干涉条纹,下面推导系统白光干涉条纹的光强表达式。

#### 2.1.1 $T_s$ 和 $R_s$ 的干涉及 $T_p$ 和 $R_p$ 的干涉

设被测多级波片的光轴为  $x$  轴,起偏器 P1、检偏器 P2 的透光轴与  $x$  轴夹角分别为  $\alpha$  和  $\beta$ ,经 P1 透射出的线偏光的振幅为  $A_1$ ,则经多级波片出射的 s 光和 p 光的振幅分别为: $A_s = A_1 \cos \alpha, A_p = A_1 \sin \alpha$ 。它们经过 P2 后振幅分别为: $A_{2s} = A_1 \cos \alpha \cos \beta, A_{2p} = A_1 \sin \alpha \sin \beta$ 。由  $T_s$  和  $R_s$  产生的白光干涉光强为

$$I_{ss}(z) = \int_{k'}^{k''} S(k) [A_{2s}^2 + A_{2s}^2 + 2A_{2s}A_{2s} \cos(k\Delta)] dk, \quad (1)$$

式中  $k = 2\pi/\lambda, z$  为由于干涉仪引入的光程差,  $S(k)$  为光源的光谱分布函数,光源的光谱范围为  $k'$  至  $k''$ 。

同理,由  $T_p$  和  $R_p$  产生的白光干涉光强为

$$I_{pp}(z) = \int_{k'}^{k''} S(k) [A_{2p}^2 + A_{2p}^2 + 2A_{2p}A_{2p} \cos(k\Delta)] dk, \quad (2)$$

$I_{ss}$  和  $I_{pp}$  两组条纹重合,合成了图 1 中的中央白光干涉包络。

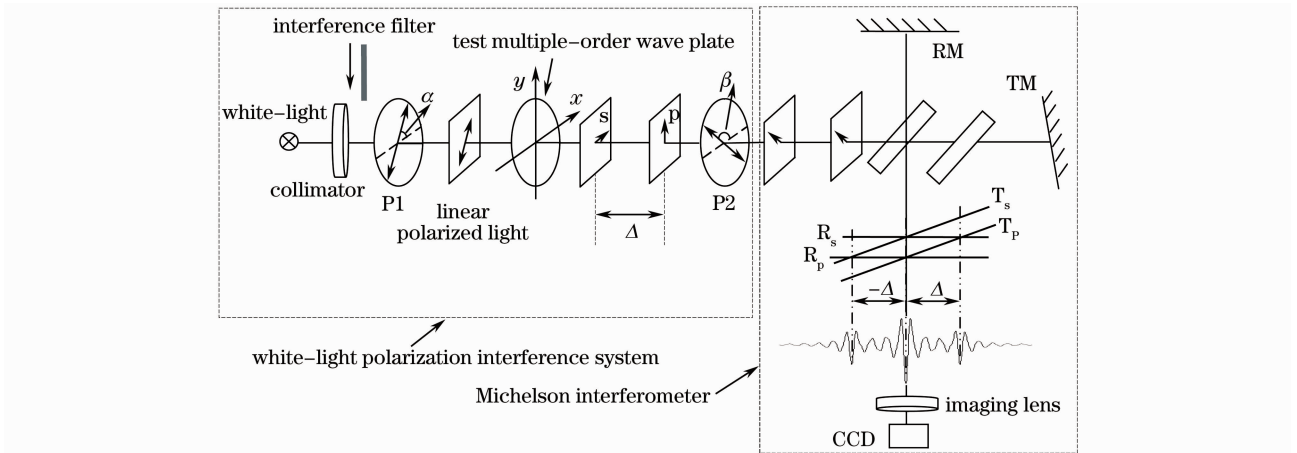


图 1 测量多级波片延迟量的光路图

Fig. 1 Optical setup of measuring system

#### 2.1.2 $T_s$ 和 $R_p$ 的干涉

$$I_{sp}(z) = \int_{k'}^{k''} S(k) \{A_{2s}^2 + A_{2p}^2 + 2A_{2s}A_{2p} \cos[k(z - \Delta)]\} dk, \quad (3)$$

式中  $I_{sp}$  表示  $T_s$  和  $R_p$  的干涉光强,即图 1 中的左侧白光干涉包络。

### 2.1.3 $T_p$ 和 $R_s$ 的干涉

$$I_{ps}(z) = \int_{k'}^{k''} S(k) \{ A_{2s}^2 + A_{2p}^2 + 2A_{2s}A_{2p} \cos[k(z + \Delta)] \} dk, \quad (4)$$

式中  $I_{ps}$  表示  $T_p$  和  $R_s$  的干涉光强, 即图 1 中的右侧白光干涉包络。

### 2.1.4 $T_s$ 和 $T_p$ 的干涉及 $R_s$ 和 $R_p$ 的干涉

$$I'(z) = \int_{k'}^{k''} 2S(k) [A_{2s}^2 + A_{2p}^2 + 2A_{2s}A_{2p} \cos(k\Delta)] dk, \quad (5)$$

式中  $\Delta$  是常量, 所以  $I'$  可以看作为背景光强。

为了简便, 取  $\alpha = 45^\circ$ , 即  $A_{2s}^2 = A_{2p}^2 = I_0$ , 那么总干涉光强为

$$I(z) = I_{ss} + I_{pp} + I_{sp} + I_{ps} + I' = 4 \int_{k'}^{k''} S(k) I_0 \cos(kz) dk + 2 \int_{k'}^{k''} S(k) I_0 \cos[k(z - \Delta)] dk + 2 \int_{k'}^{k''} S(k) I_0 \cos[k(z + \Delta)] dk + 4 \int_{k'}^{k''} S(k) I_0 \cos(k\Delta) dk + 12 \int_{k'}^{k''} S(k) I_0 dk. \quad (6)$$

根据(6)式和图 1 可知, 右侧干涉包络和左侧干涉包络对称地分布在中央干涉包络两侧, 中央干涉包络的峰值位置就是迈克耳孙干涉仪的零光程差位置。当多级波片的延迟量大于白光光源的相干长度时, 中央干涉包络和旁侧干涉包络就会充分地分离, 互不影响, 而且旁侧干涉包络偏离干涉仪零光程差位置的光程差就是被测多级波片的延迟量。这里以分析左侧的白光干涉包络为例, 介绍计算多级波片延迟量的方法。

设白光光源的光谱分布函数  $S(k)$  为高斯型

$$S(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta k} \exp\left[-\left(\frac{k-k_0}{\sqrt{2}\Delta k}\right)^2\right], \quad (7)$$

式中  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  为中心波数,  $\Delta k$  为谱宽。则左侧包络的干涉光强可表示为<sup>[7,8]</sup>

$$I_{sp}(z) = \int_0^\infty S(k) [1 + \cos(kz - k\Delta)] dk = \int_0^\infty S(k) \{ 1 + \cos[kz - k\mu(k)d] \} dk = 1 + (1+a^2)^{-1/4} \exp\left\{-\left[\frac{2(z-\mu_g d)}{\sqrt{1+a^2}l_c}\right]^2\right\} \times \cos\left\{k_0(z-\mu_p d) - \frac{a}{1+a}\left[\frac{2(z-\mu_g d)}{l_c}\right]^2\right\}, \quad (8)$$

式中  $d$  为被测多级波片的厚度,  $\mu_p, \mu_g$  是将被测多级波片的双折射率  $\mu$  在中心波数  $k_0$  处作二阶泰勒级数展开得到的,

$$\mu(k) = \mu(k_0) + (k-k_0)\mu'(k_0) + \frac{\mu''(k_0)}{2}(k-k_0)^2 = k_0\mu_p + (k-k_0)\mu_g + \frac{1}{2}(k-k_0)^2\mu''(k_0), \quad (9)$$

$$a = (\Delta k)^2 \mu''(k_0) d.$$

根据(8)式可知, 左侧的白光干涉信号是一个被包络函数  $\exp\{-[2(z-\mu_g d)/(\sqrt{1+a^2}l_c)]^2\}$  调制的余弦函数, 该包络函数在  $z-\mu_g d=0$  时达到峰值, 此时该包络的峰值与迈克耳孙干涉仪的零光程差位置的距离为

$$z = \mu_g d, \quad (10)$$

根据(10)式可求得被测多级波片的厚度  $d$ , 从而计算出延迟量为

$$\Delta = \mu(\lambda)d = \rho z \mu(\lambda), \quad (11)$$

式中  $\rho = 1/\mu_g$ 。

## 2.2 低级次波片延迟量

2.1 节介绍的测量方法仅适用于测量延迟量较大的多级波片, 当波片延迟量较小时, 中央和旁侧干涉包络互相重叠, 严重影响干涉包络的定位。

为使旁侧干涉包络能够与中央干涉包络充分分离, 在 2.1 节介绍的多级波片测量系统的基础上, 将一个多级波片置于入射光路中, 如图 2 所示位置, 只要该多级波片的延迟量大于测量时使用的白光光源的相干长度, 中央干涉包络就可与旁侧干涉包络充分分离, 互不影响。

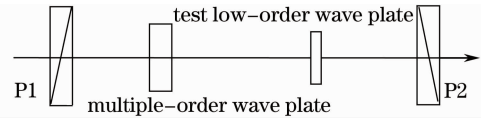


图 2 低级次波片延迟量测量系统的偏振干涉光路部分  
Fig. 2 Optical setup of polarization interference for testing low-order wave plate

将待测低级次波片置于多级波片后, 被测波片和多级波片的光轴重合, 就可以认为它们组成了一个新的多级波片, 新多级波片的延迟量为待测波片和多级波片延迟量之和。由(6)式可知, 被测延迟量的变化只会引起旁侧条纹的改变, 而不会引起中央条纹的变化, 以左侧白光干涉条纹为例, 分析被测延迟量和干涉包络变化的关系。

光路中插入待测波片后左侧白光干涉光强为

$$I_{sp}(z) = \int_{k'}^{k''} S(k) \cos[k(z - \Delta - \Delta')] dk = \int_{k'}^{k''} S(k) \cos(\phi_1 - \phi') dk = \int_{k'}^{k''} S(k) \cos \phi_2 dk, \quad (12)$$

式中  $\Delta, \Delta'$  分别为多级波片和被测低级次波片的延迟量,  $\phi_1 = k(z - \Delta), \phi' = k\Delta'$ 。那么, 被测延迟量为

$$\Delta' = \frac{\phi_1 - \phi_2}{k} = \frac{\phi_1 - \phi_2}{2\pi} \lambda. \quad (13)$$

因此, 只要提取出插入被测低级次波片前后左侧白光干涉信号的相位值  $\phi_1$  和  $\phi_2$ , 就可以得到被测延迟量。这里使用傅里叶变换提取相位值, 对左侧的白光干涉光强做傅里叶变换得到

$$P(k) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{sp}(z) \exp(-ikz) dz, \quad (14)$$

相位值为

$$\phi(k) = \arctan \frac{\text{Im } P(k)}{\text{Re } P(k)}, \quad (15)$$

式中相位  $\phi$  的取值范围为  $[-\pi, \pi]$ , 因此当相位改变量大于  $\pi$  时, 要对相位改变量做  $2\pi$  补偿。这里可以利用白光干涉包络峰值的位移量来判断是否需要相位补偿, 设插入被测波片前后两白光干涉包络的峰值间距离为  $\Delta p$ , 则当  $\Delta p/\lambda \geq 0.5$  时, 需要对相位做  $2\pi$  补偿, 补偿后的延迟量为

$$\Delta' = \frac{(\phi_2 - \phi_1) + 2\pi \times \text{Int}(\Delta p/\lambda)}{2\pi} \lambda, \quad (16)$$

式中  $\text{Int}()$  为取整函数。

### 3 实 验

#### 3.1 多级波片延迟量的测量

按照图 1 搭建测量系统, 其中被测样品为一块由石英晶体制成的多级波片; 使用 6 W 的白炽灯作为白光光源, 它经远心透镜准直后进入测量系统; 两个偏振片分别用作起偏器和检偏器; 系统中的迈克耳孙干涉仪为上海光学仪器厂的 JDS-1 型接触式干涉仪的干涉光路部分; 使用横向分辨率为 2048 pixel 的 CCD 采集干涉图。

根据 2.1 节的分析, 左、右白光干涉包络对称地分布在中央白光干涉包络两侧, 因此为了充分利用 CCD 的横向像素, 实验采集的白光干涉图仅包含中央和左侧的白光干涉包络, 如图 3(a) 所示。图 3(b) 为其一维干涉光强曲线。

根据(11)式可知, 多级波片延迟量的计算在于 3 个参数的获取:

1) 双折射率  $\mu(\lambda)$ 。被测多级波片的材料为石

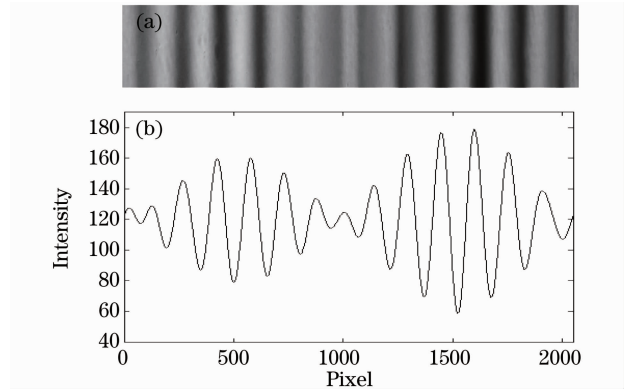


图 3 实验采集的白光干涉图(a)及其一维光强曲线(b)  
Fig. 3 (a) Experimental white-light interferogram and (b) its one-dimensional intensity curve

英晶体, 其双折射率可由文献[9]中的经验公式获得:

$$10^3 \mu(\lambda) = 8.86410 + 0.107057\lambda^{-2} + 0.0019893\lambda^{-4} - 0.17175\lambda^2 - 10^{-3} \Gamma(1 + \Gamma/900)(1.01 + 0.2\lambda^2), \quad (17)$$

式中  $\Gamma$  为温度, 测温环境为 21 °C。

2) 左侧白光干涉包络的峰值距离干涉仪零光程位置的距离  $z$ , 即左侧和中央白光干涉包络峰值之间的距离, 因此提取白光干涉包络是计算参数  $z$  的关键。

3) 参数  $\rho$  的值。

#### 3.1.1 参数 $z$ 的计算

计算参数  $z$  的关键在于确定白光干涉包络的峰值位置, 中央白光干涉包络的峰值位置对应迈克耳孙干涉仪的零光程差位置, 左侧白光干涉包络的峰值偏离零光程差位置的光程差即为  $z$  的值。这里使用傅里叶变换法提取图 3(b) 所示的白光干涉信号的包络<sup>[10]</sup>。图 4 为提取得到的白光干涉信号的包络。为了进一步提高精度, 利用最小二乘法对干涉包络做拟合, 并将每个像素间隔细分 10 份, 此时得

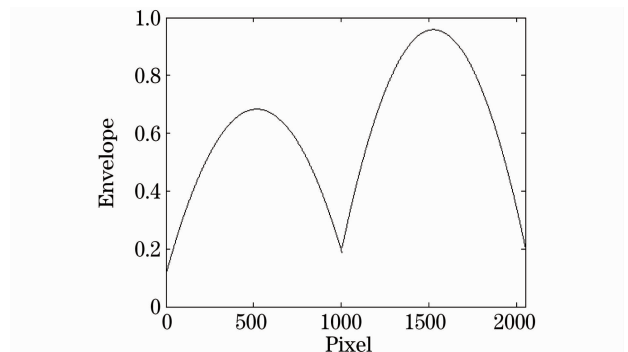


图 4 测量多级波片时的白光干涉包络  
Fig. 4 Envelope of white-light interferogram

到中央包络峰值位置对应的像素点为  $X_C = 1526.2$  pixel, 左侧白光干涉包络的峰值位置为  $X_L = 519.4$  pixel。

图 4 得到了两个白光干涉包络峰值的位置, 即对应的像素点, 为了得到两个包络之间的光程差, 还需每个像素间隔相当于光程差的值, 这里利用单色光干涉图计算 CCD 像素间隔对应的光程差。

将中心波长为  $\lambda_0 = 543.76$  nm 的干涉滤光片插入光路中, 这样视场中得到一组单色光干涉条纹, 如图 5(a) 所示。每个条纹间隔对应的光程差为  $\lambda_0$ , 因此只要确定 CCD 靶面上条纹间隔数  $N$  和这  $N$  个间隔占据的像素个数  $M$  即可计算出像素间隔对应的光程差

$$\Delta l = \frac{\lambda N}{M}. \quad (18)$$

从图 5(b) 中选取 10 个条纹间隔, 它们占据了 1637 pixel, 根据(18)式就可得到 CCD 像素间隔对应的光程差, 从而获得左侧白光干涉包络的峰值偏离零光程差位置的光程差  $z$  为

$$z = (X_C - X_L)\Delta l = 3344.3 \text{ nm}. \quad (19)$$

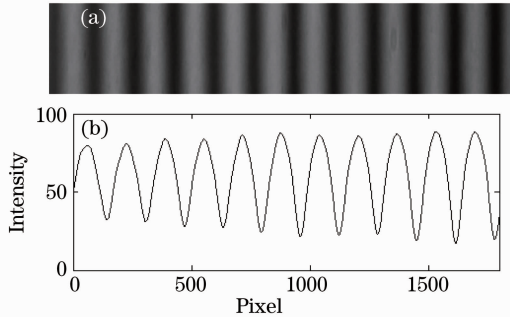


图 5 单色光干涉图(a)及其一维干涉光强分布(b)  
Fig. 5 (a) Monochromatic interferogram and (b) its one-dimensional intensity curve

### 3.1.2 参数 $\rho$ 的计算

由(10)式知, 左侧白光干涉包络峰值位置偏离干涉仪零光程差位置的距离  $z$  与被测多级波片的厚度  $d$  存在线性关系, 为了获得  $\rho$  的值, 利用实际测量得到的白炽灯的光谱分布函数  $S(\lambda)$  计算在不同的波片厚度  $d_i$  下的左侧的白光干涉信号, 并利用傅里叶变换法提取其包络, 得到包络峰值偏离零光程差位置的距离  $z_i$ 。最后利用最小二乘法将数据  $(z_i, d_i)$  拟合成直线, 直线的斜率即为  $\rho$  的值。

左侧白光干涉的光强为

$$I(z) = \int_{\lambda'}^{\lambda''} S(\lambda) \left\{ 1 + \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} [z - d\mu(\lambda)] \right\} \right\} d\lambda, \quad (20)$$

式中  $S(\lambda)$  是由 Andor SR-3031 型光谱仪测量得到的实验使用的白炽灯的光谱分布, 如图 6 所示。实际计算中选取可见光谱范围, 即  $\lambda' = 380$  nm,  $\lambda'' = 780$  nm, 被测多级波片材料为石英晶体, 其双折射率  $\mu(\lambda)$  由(17)式可得。

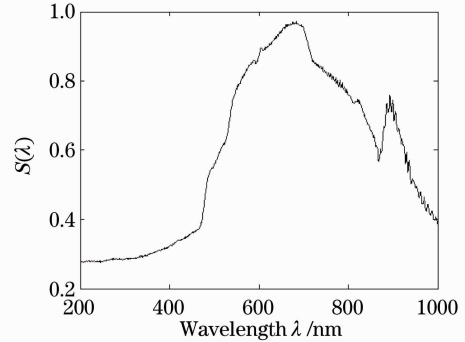


图 6 实验使用的白炽灯的光谱分布

Fig. 6 Spectrum of white-light source in the experiment

计算过程中给定了 13 个不同的厚度值  $d_i$ , 利用傅里叶变换法分别提取它们的包络, 得到干涉包络峰值偏离零光程差位置的距离  $z_i$ 。图 7 中“\*”为通过计算得到的 13 个数据点  $(z_i, d_i)$ 。然后利用最小二乘法将这些数据点拟合成一条直线, 并计算出  $d$  与  $z$  之间的线性系数  $\rho$  为

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^{13} d_i}{\sum_{i=1}^{13} z_i} = 98.78. \quad (21)$$

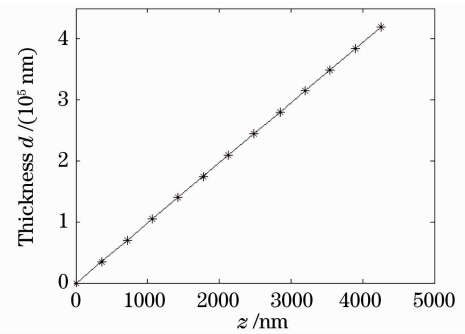


图 7  $d$  与  $z$  之间的关系曲线

Fig. 7 Relation between  $d$  and  $z$

### 3.1.3 多级波片延迟量的计算

已知参数  $z$  和  $\rho$  的值, 根据(11)式可计算得到被测多级波片的延迟量为

$$\Delta = \rho z \mu(\lambda) = 98.78 \times 3344.3 \times 0.0090527 = 2990.6 \text{ nm}, \quad (22)$$

式中波片的工作波长为  $\lambda = 632.8$  nm。

### 3.2 低级次波片延迟量的测量

在多级波片延迟量测量系统的基础上测量了一

片石英晶体制成的零级全波片,其延迟量名义值为 565 nm。

### 3.2.1 相位的提取

先将多级波片置于系统的光路中,采集一幅

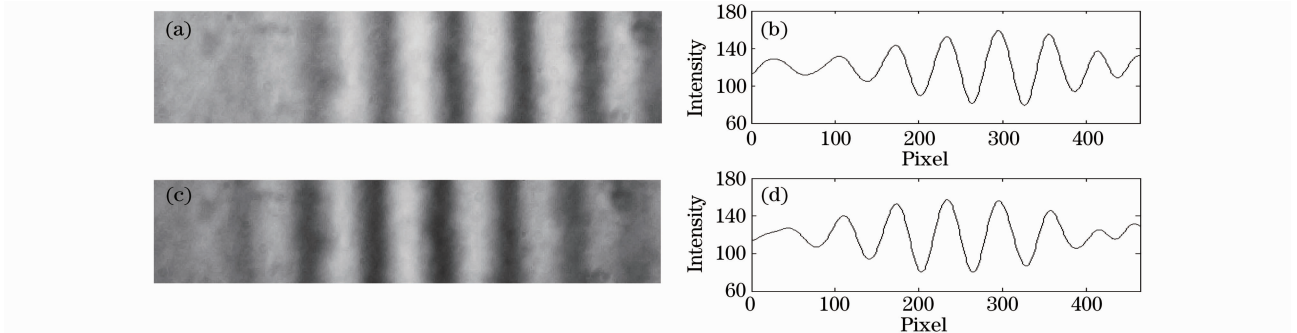


图 8 测量多级波片和零级波片时采集的白光干涉图(a),(c)及其一维光强曲线(b),(d)

Fig. 8 (a), (c) White-light interferograms and (b), (d) intensity curves when testing multiple-order and zero-order wave plates, respectively

然后将待测零级波片置于多级波片后,使其光轴与多级波片光轴重合,再采集一幅白光干涉图,如图 8(c)所示,图 8(d)为其一维白光光强曲线。同样的方法处理系统中插入被测波片后的白光干涉信号,得到在相同波长下的相位值为  $\phi_2 = 1.8237$ 。

### 3.2.2 $2\pi$ 相位补偿的判断

分别提取图 8(b)、(d)中白光干涉信号的包络,如图 9 所示。其中包络 1 的峰值对应 346 pixel,包络 2 的峰值对应 266 pixel,因此包络峰值位移为  $\Delta p = (346 - 266)\Delta l$ ,则

$$\text{Int}\left(\frac{\Delta p}{548}\right) = 1, \quad (23)$$

该情况下需要对相位做  $2\pi$  补偿。

### 3.2.3 延迟量的计算

根据分析和(16)式便可计算出被测波片在工作波长 548 nm 下的延迟量  $\Delta_{548} = 567.2$  nm,并将其转换到工作波长 565 nm 下的延迟量为

$$\Delta_{565} = \frac{\Delta'_{\mu}(565)}{\mu(548)} = 565.5 \text{ nm}. \quad (24)$$

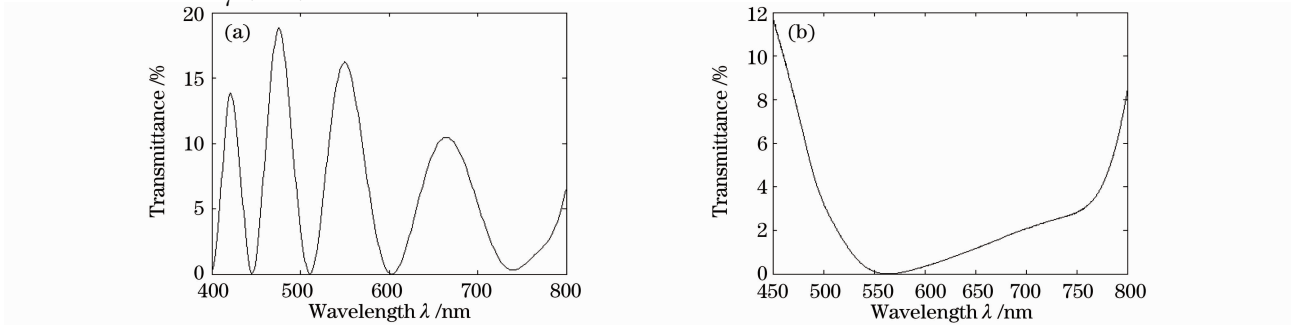


图 10 多级(a)和零级(b)波片-透射率曲线

Fig. 10 Wavelength-transmittance curves of (a) multiple-order and (b) zero-order

白光干涉图(仅采集左侧的白光干涉包络),如图 8(a)所示,图 8(b)为其一维白光光强曲线。对其做傅里叶变换,在频域得到波数  $0.011465 \text{ nm}^{-1}$ (波长为 548 nm)处对应的相位值为  $\phi_1 = 1.6032$ 。

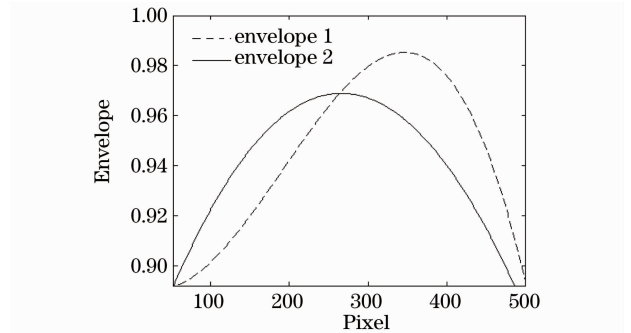


图 9 插入被测波片前后的白光干涉包络

Fig. 9 Envelopes of white-light interference packet before and after inserting test wave plate

## 3.3 结果比对

为了验证测量结果的正确性,使用光谱扫描法测量 3.1 节的多级波片和 3.2 节的零级波片。测量使用 PE 公司 lambda 950 型分光光度计,被测波片的波长-透射率曲线如图 10 所示。

在多级波片的透射率曲线上找到两个邻近的极大值点,对应波长为:  $\lambda_1 = 551 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 665 \text{ nm}$ ,因此

被测多级波片在  $\lambda_1$  下的级次为<sup>[3]</sup>

$$m = \frac{(1-f)\phi - 2\pi}{2\pi(f-1)}, \quad (25)$$

式中  $f = \lambda_1 \mu(\lambda_2) / [\lambda_2 \mu(\lambda_1)]$ ,  $\phi = \pi$ , 则  $m = 5$ 。进而可以计算出在工作波长  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$  下, 被测多级波片的延迟量为<sup>[3]</sup>

$$\Delta_{632.8} = d\mu(\lambda) = \frac{(m+0.5)\lambda_1\mu(\lambda)}{\mu(\lambda_1)} = 2992.8 \text{ nm}. \quad (26)$$

被测零级波片的透射率曲线的最小值出现在  $565.2 \text{ nm}$  处, 因此该波片是工作波长为  $565.2 \text{ nm}$  的全波片。将其延迟量转换到工作波长  $565 \text{ nm}$  下为

$$\Delta'_{565} = 565.2 \frac{\mu(565)}{\mu(565.2)} = 565.2 \text{ nm}. \quad (27)$$

使用光谱扫描法测得的结果(多级波片  $2992.8 \text{ nm}$ , 零级波片  $565.2 \text{ nm}$ )与利用白光迈克耳孙干涉仪测量得到的结果(多级波片  $2990.6 \text{ nm}$ , 零级波片  $565.5 \text{ nm}$ )均相吻合, 从而验证了该方法的正确性。

## 4 分 析

### 4.1 TM 与 RM 的夹角对测量的影响

测量时通过稍微倾斜 TM 以获得干涉图, 因此 TM 与 RM 之间存在夹角  $\gamma$ , 如图 11 所示,  $I_{oo}$  和  $I_{ee}$  两组条纹不会完全重合, 中央黑条纹会被展宽。假设干涉视场横向为  $\omega$ , 视场内包含  $N$  根条纹, 则 TM 与 RM 之间夹角为

$$\gamma = \arctan \frac{N\lambda_0}{2\omega}. \quad (28)$$

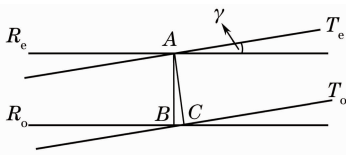


图 11 干涉仪中平面反射镜之间的夹角对测量的影响

Fig. 11 Error caused by angles between TM and RM

实验测量中,  $\omega = 20 \text{ mm}$ ,  $N = 10$ , 则  $\gamma = 0.00014$ ,  $\gamma$  角很小, 因此可以认为  $AC \perp T_o$ 。于是  $\angle BAC = \gamma$ , 如图 11 所示。  $I_{oo}$  和  $I_{ee}$  两组条纹中心距离为  $l_{BC}$ ,  $l_{AB}$  为被测多级波片的延迟量, 为  $2990.6 \text{ nm}$ , 在  $\triangle ABC$  中, 易得

$$l_{BC} = l_{AB} \tan \gamma = l_{AB} \frac{N\lambda_0}{2\omega}, \quad (29)$$

在这种情况下, 中央黑条纹相当于被展宽了  $l_{BC} = 0.4 \text{ nm}$ , 由此而产生的测量误差为  $0.2 \text{ nm}$ 。

### 4.2 多级波片光轴和被测低级次波片光轴夹角对测量的影响

在测量低级次波片延迟量时, 若多级波片光轴与被测低级次波片光轴之间存在夹角  $\theta$ , 下面分析此夹角对延迟量测量的影响。

如图 12 所示,  $x$  轴为多级波片的光轴,  $x'$  轴为被测低级次波片的光轴, 起偏器 P1 的透光轴与  $x$  轴夹角为  $45^\circ$ , 由 2.1 节的原理可知, 入射线偏光被多级波片分解成  $x$  轴方向的  $s$  光和  $y$  轴方向的  $p$  光, 振幅分别为  $A_s$ 、 $A_p$ 。这两束光经过被测波片后, 再次被分解成  $x'$  轴方向的  $A_{ss}$ 、 $A'_{ps}$  和  $y'$  轴方向的  $A_{pp}$ 、 $A'_{sp}$  四束光, 其中  $A'_{sp} = A_{ss} \sin \theta$ ,  $A'_{ps} = A_{pp} \sin \theta$ , 由于  $\theta$  角很小, 所以  $A'_{ps}$  和  $A'_{sp}$  振幅非常小, 其产生的干涉可以看成干涉图的背景光强, 而 3 个干涉包络主要由  $A_{ss}$  和  $A_{pp}$  两束光产生, 因此当  $\theta$  角较小时对延迟量测量产生的影响很小。

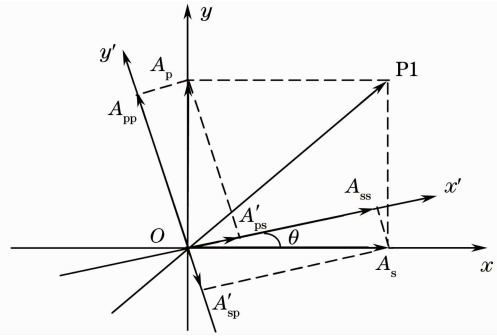


图 12 两波片光轴夹角对光振幅的影响

Fig. 12 Influence of  $\theta$  on amplitude

下面通过实际测量定量的讨论  $\theta$  角对延迟量测量的影响。首先分别调整多级波片和被测零级波片的光轴与起偏器 P1 的透光轴成  $45^\circ$  角, 测量零级波片的延迟量  $\Delta_0$ , 然后转动被测波片使两波片的光轴夹角依次增加为  $0.5^\circ, 1.0^\circ, 1.5^\circ, 2.0^\circ, 2.5^\circ$  和  $3.0^\circ$ , 分别计算这几种情况下的零级波片的延迟量, 它们相对于  $\Delta_0$  的改变量如图 13 所示。由此可知, 当  $\theta$

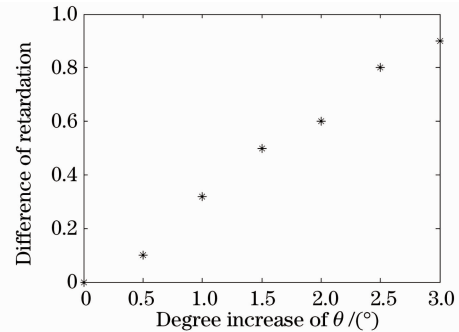


图 13 两波片光轴夹角对延迟量测量的影响

Fig. 13 Influence of  $\theta$  on testing retardation

角较小时(小于 $3.0^\circ$ ),它对延迟量测量的影响很小(小于1 nm)。在实际测量过程中,足以保证两波片之间的夹角小于 $3.0^\circ$ ,因此多级波片和被测低级次波片光轴夹角 $\theta$ 角对延迟量测量的影响较小。

### 4.3 CCD分辨率对延迟量测量精度的影响

在多级波片延迟量测量中,延迟量是根据白光干涉包络峰值间的光程差计算得到的,而这里的光程差是以每个像素间距代表的光程差的值 $\Delta l$ 为单位的,因此, $\Delta l$ 的值越小,延迟量测量的精度就越高。由(18)式可知,用于标定 CCD 的单色光干涉图中条纹数量 $N$ 越少,CCD 横向像素数量 $M$ 越多, $\Delta l$ 的值就越小。因此,测量过程中,在保证干涉图中包含完整的中央和一个旁侧包络的前提下,应尽量减少条纹数量,并使用高分辨的 CCD。此外,通过多项式拟合干涉包络可以将定位精度提高到亚像素。在 3.3.1 节中对干涉包络做二次多项式拟合,并将每个像素间隔细分 10 份,这样定位精度被提高到 $\Delta l/10=0.3$  nm。

## 5 结 论

把偏振干涉和白光迈克耳孙干涉仪结合,将双折射晶体的延迟量转换为白光干涉包络之间的光程差,利用傅里叶变换法提取白光干涉包络,并利用单色光干涉图计算 CCD 的像素间隔对应的光程差,实现了多级波片延迟量的测量。此外在多级波片延迟量测量系统的基础上,实现了低级次波片的延迟量的测量。该方法还可用于测量光学玻璃的内应力。

## 参 考 文 献

- 1 Wang Zhengping, Li Qingbo, Tan Qiao *et al.*. Method of measuring practical retardance value and judging the fast or slow axis of quarter-wave plate[J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(4): 523~527  
王政平,李庆波,谭巧等.测量 $\lambda/4$ 波片实际相移量并判定快慢轴的方法[J].中国激光,2005,**32**(4):523~527
- 2 Peter S. K. Lee, J. B. Pors, Martin P. van Exter *et al.*. Simple method for accurate characterization of birefringent crystals[J]. *Appl. Opt.*, 2005, **44**(6): 868~870
- 3 Weiwei Feng, Lihuang Lin, Ligang Chen *et al.*. A spectroscopic method for determining thickness of quartz wave plate[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(12): 705~708
- 4 Sanjib Chatterjee, Y. Pavan Kumar. Simple technique for the measurement of two-dimensional linear retardation distributions of wave plates with a phase-shifting Nomarski prism[J]. *Appl. Opt.*, 2008, **47**(7): 874~882
- 5 Yu-Tsan Jeng, Yu-Lung Lo. Heterodyne polariscope for sequential measurements of the complete optical parameters of a multiple-order wave plate [J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45**(6): 1134~1141
- 6 Cheng-Hung Hsieh, Chien-Chung Tsai, Hsiang-Chun Wei *et al.*. Determination of retardation parameters of multiple-order wave plate using a phase-sensitive heterodyne ellipsometer[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(23): 5944~5950
- 7 Feng Tang, Xiangzhao Wang, Yimo Zhang *et al.*. Characterization of birefringence dispersion in polarization-maintaining fibers by use of white-light interferometry[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(19): 4073~4080
- 8 Pavel Pavlicek, Jan Soubusta. Measurement of the influence of dispersion on white-light interferometry[J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(4): 766~770
- 9 A. E. Ennos, K. W. Opperman. Birefringence of natural quartz [J]. *Appl. Opt.*, 1966, **5**(1): 170
- 10 G. S. Kino, S. S. C. Chim. The mirau correlation microscope [J]. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(26): 3775~3783