

文章编号: 0253-2239(2006)11-1681-6

# 基于光弹调制技术的波片相位延迟量测量方法

胡建明<sup>1, 2</sup> 曾爱军<sup>1</sup> 王向朝<sup>1, 2</sup>

(<sup>1</sup> 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)  
(<sup>2</sup> 中国科学院研究生院, 北京 100039)

**摘要:** 提出了一种基于光弹调制技术的波片相位延迟量测量方法, 利用米勒矩阵对其进行了理论推导和误差分析。测量光路包括激光器、起偏器、光弹调制器、被测波片、检偏器和光电探测器, 利用探测信号的归一化基频分量和二次谐波分量精确计算出被测波片的相位延迟量。该方法能测量紫外到红外光谱范围内任意相位延迟量的波片, 误差分析表明其误差小于  $0.05^\circ$ 。实验验证了该测量方法的有效性, 波片相位延迟量的重复测量精度为  $0.0048^\circ$ 。

**关键词:** 光学测量; 偏振; 波片相位延迟量; 光弹调制; 米勒矩阵

中图分类号: O436.3 文献标识码: A

## Method to Measure Phase Retardation of Wave Plate Based on Photoelastic Modulation

Hu Jianming<sup>1, 2</sup> Zeng Aijun<sup>1</sup> Wang Xiangzhao<sup>1, 2</sup>

(<sup>1</sup> Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)  
(<sup>2</sup> Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

**Abstract:** A new method based on photoelastic modulation technology for measuring retardation of a wave plate is presented. The theoretical analysis of the measurement principle and error of this method are given by using Miller matrix. The measurement setup is composed of laser source, polarizer, photoelastic modulator, wave plate to be measured, analyzer and photodetector. The retardation of the wave plate is computed by using the normalized fundamental frequency component and the second harmonic component of the detected signals. This method can measure the retardation of wave plate with a large spectral range from ultraviolet to infrared. The error of this method is less than  $0.05^\circ$ . The precision of measurement repeatability is less than  $0.0048^\circ$ , and the feasibility of the method is verified experimentally.

**Key words:** optical measurement; polarization; retardation of wave plate; photoelastic modulation; Miller matrix

## 1 引 言

波片是一种重要的偏光器件, 在现代光学测量和现代偏光技术等有着广泛的应用。相位延迟量是波片最重要的技术参量。相位延迟量的精确测量一直受到光学工作者的关注<sup>[1]</sup>。测量波片相位延迟量的方法很多, 主要有偏振分光迈克耳孙干涉法<sup>[2]</sup>、外差干涉法<sup>[3]</sup>、机械-光学旋光调制法<sup>[4]</sup>、旋转

偏振片法<sup>[5]</sup>、旋转波片法<sup>[6]</sup>、旋转样品法<sup>[7]</sup>与电光调制法<sup>[8]</sup>等。除电光调制法以外, 其他测量方法的测量范围均较小, 测量范围都小于  $180^\circ$ 。电光调制法可以测量任意相位延迟量的波片, 但由于电光调制器和分光板的自然双折射等因素的影响, 其精度不高。本文提出了一种基于光弹调制技术的波片相位延迟量测量方法, 该方法能高精度地测量紫外到红

作者简介: 胡建明(1974~), 男, 重庆人, 中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生, 主要从事精密光电检测技术与光学仪器的研究。E-mail: hujianming@siom.ac.cn

导师简介: 王向朝(1957~), 男, 辽宁人, 中国科学院上海光学精密机械研究所研究员, 博士生导师, 主要从事信息光电子技术。E-mail: wxz26267@siom.ac.cn

收稿日期: 2005-11-17; 收到修改稿日期: 2006-03-22

外光谱范围内任意相位延迟量的波片。

## 2 测量原理

光弹调制技术是一种基于光学材料光弹效应的相位调制技术,其核心器件是光弹调制器。光弹调制器具有全视场角大、无自然双折射和使用波段宽等优点<sup>[9]</sup>,原理如下:电压驱动的压电材料(如压电陶瓷)在各向同性的光学材料(如熔石英)上施加周期性变化的机械力使光学材料产生共振而形成周期性的光弹性效应,该光学材料产生周期性变化的双折射,因此光通过光弹调制器后其相位延迟量被调制。在如图 1 所示的坐标系下,光弹调制器的米勒矩阵  $S_M$  表示为<sup>[10]</sup>

$$S_M = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\alpha_0 \cos \omega t) & \sin(\alpha_0 \cos \omega t) \\ 0 & 0 & -\sin(\alpha_0 \cos \omega t) & \cos(\alpha_0 \cos \omega t) \end{bmatrix},$$

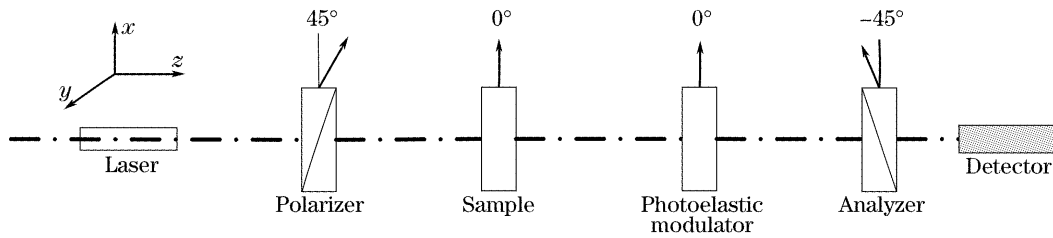


图 1 测量相位延迟量的光路图

Fig. 1 Schematic diagram of phase retardation measurement

检偏器出射的斯托克斯列可以表示为

$$S = S_A S_M S_P I_P = \frac{I_0}{2} \begin{bmatrix} 1 - \cos(\alpha_0 \cos \omega t) \cos \delta + \sin(\alpha_0 \cos \omega t) \sin \delta \\ -1 + \cos(\alpha_0 \cos \omega t) \cos \delta - \sin(\alpha_0 \cos \omega t) \sin \delta \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

则探测器接收的光强为

$$I = \frac{I_0}{2} [1 - \cos(\alpha_0 \cos \omega t) \cos \delta + \sin(\alpha_0 \cos \omega t) \sin \delta]. \quad (2)$$

将上式进行傅里叶级数展开<sup>[11]</sup>

$$I = \frac{I_0}{2} [1 - J_0(\alpha_0) \cos \delta + 2J_1(\alpha_0) \cos \omega t \sin \delta + 2J_2(\alpha_0) \cos(2\omega t) \cos \delta + \dots], \quad (3)$$

其中  $J_k(\alpha_0)$ ,  $k=0, 1, 2$  分别为零阶、一阶和二阶贝塞尔函数。探测信号中包含了直流分量、基频分量、二次谐波分量和高次谐波分量。探测器输出的电信号经过放大电路、滤波电路分离出直流分量和交流分量,交流分量经过锁相放大电路后得到基频分量和二次谐波分量。直流分量、基频分量和二次谐波分量的表达式分别为

其中  $\alpha_0$  为光弹调制器的峰值延迟量,  $\omega$  为光弹调制器的调制频率。起偏器出射光束的斯托克斯列  $I_P$  和被测波片、检偏器的米勒矩阵  $S_S, S_A$  分别为

$$I_P = \begin{bmatrix} I_0 \\ 0 \\ I_0 \\ 0 \end{bmatrix},$$

$$S_S = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix},$$

$$S_A = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

其中  $I_0$  为起偏器出射光束的光强,  $\delta$  为被测波片的相位延迟量。

$$V_{DC} = kI_0 [1 - J_0(\alpha_0) \cos \delta] / 2, \quad (4)$$

$$V_{1f} = kI_0 J_1(\alpha_0) \sin \delta, \quad (5)$$

$$V_{2f} = kI_0 J_2(\alpha_0) \cos \delta, \quad (6)$$

其中  $k$  为电学常数。

当光弹调制器的峰值延迟量  $\alpha_0$  设置为 2.405, 即  $J_0(\alpha_0) = 0$  时, 直流分量与被测波片的相位延迟量无关, 其表达式为

$$V_{\text{DC}} = kI_0/2. \quad (7)$$

因此,可以利用(7)式所述的直流分量对基频分量和二次谐波分量进行归一化,即

$$V_1 = V_{1f}/V_{\text{DC}} = 2J_1(\alpha_0)\sin\delta, \quad (8)$$

$$V_2 = V_{2f}/V_{\text{DC}} = 2J_2(\alpha_0)\cos\delta, \quad (9)$$

由上面两式可得

$$\sin\delta = \frac{V_1}{2J_1(\alpha_0)} = \frac{V_1}{2J_1(2.405)}, \quad (10)$$

$$\cos\delta = \frac{V_2}{2J_2(\alpha_0)} = \frac{V_2}{2J_2(2.405)}, \quad (11)$$

由(10)式或(11)式即可得被测波片的相位延迟量为

$$\delta = \arcsin\left[\frac{V_1}{2J_1(2.405)}\right] + \frac{n\pi}{2}, \quad (12a)$$

$$\delta = \arccos\left[\frac{V_2}{2J_2(2.405)}\right] + \frac{n\pi}{2}, \quad (12b)$$

其中  $n=0,1,2,3$ 。 $n$  的具体取值要依据  $\sin\delta$  和  $\cos\delta$  的符号确定:当  $\sin\delta$  和  $\cos\delta$  符号都取正时, $n$  为 0;当  $\sin\delta$  符号为正, $\cos\delta$  符号为负时, $n$  为 1;当  $\sin\delta$ 、 $\cos\delta$  符号都取负时, $n$  为 2;当  $\sin\delta$  符号为负, $\cos\delta$  符号为正时, $n$  为 3。

正弦函数  $\sin\delta$  在  $0, \pi$  附近随相位延迟量  $\delta$  的变化最快,对  $\delta$  的变化最敏感,余弦函数  $\cos\delta$  在  $\pi/2, 3\pi/2$  附近对相位延迟量  $\delta$  的变化最敏感。因此,在  $0$  到  $\pi/4, 3\pi/4$  到  $5\pi/4$  以及  $7\pi/4$  到  $2\pi$  区域内,选反正弦函数(12a)式计算被测波片的相位延迟量,在  $\pi/4$  到  $3\pi/4$  和  $5\pi/4$  到  $7\pi/4$  区域内时,选反余弦函数(12b)式计算被测波片的相位延迟量。

可见,综合利用基频分量、二次谐波分量,该测量方法能测量  $0^\circ \sim 360^\circ$  范围内波片的相位延迟量,

获得了大的测量范围。利用直流分量归一化基频分量和二次谐波分量,其比值消去了初始光强  $I_0$  和电学常数  $k$ ,消除了光源光强波动、背景光、起偏器消光不理想和电路增益漂移对测量结果的影响。采用光弹调制器对探测光强进行高频调制,有效地抑制了探测器的噪声。基于光弹调制技术的波片相位延迟量测量原理如图 1 所示。激光束准直后入射到起偏器上,起偏器出射的线偏振光依次经过被测波片、光弹调制器和检偏器后由光电探测器接收。被测波片的快轴平行于光弹调制器的振动轴,起偏器和检偏器的透光轴相互垂直,且与光弹调制器振动轴至  $\pm 45^\circ$ 。探测器输出的电信号经过放大电路和低通滤波电路后分离出直流分量和交流分量,交流分量经过锁相放大电路后得到基频分量和二次谐波分量。利用探测信号的直流分量、基频分量或者直流分量、二次谐波分量求解被测波片的相位延迟量。

### 3 误差分析

由测量原理可知,利用直流分量归一化基频分量和二次谐波分量,已经消除了光源光强波动、背景光、起偏器消光不理想和电路增益漂移的影响。影响测量结果的误差源主要为偏振元件方位角的定位误差、光弹调制器峰值延迟量的标定误差以及检偏器消光不理想。

#### 3.1 偏振元件方位角定位误差的影响

当检偏器存在定位误差  $\Delta\theta_A$  时,含有定位误差的检偏器的米勒矩阵为

$$\mathbf{S}'_A = \frac{1}{2} = \begin{bmatrix} 1 & -2\sin(2\Delta\theta_A) & \cos(\Delta\theta_A) & 0 \\ -2\sin(2\Delta\theta_A) & 0 & -\frac{1}{2}\sin(4\Delta\theta_A) & 0 \\ \cos(\Delta\theta_A) & -\frac{1}{2}\sin(4\Delta\theta_A) & \frac{1+\cos(4\Delta\theta_A)}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (13)$$

将(13)式代入(1)式,得到的光电探测器上的探测光强再减去(2)式,可得由检偏器方位角定位误差引起的探测光强变化量为

$$\Delta I_A = \frac{I_0}{2} [1 - \cos(2\Delta\theta_A)] [-\cos(\alpha_0 \cos \omega t) \cos \delta + \sin(\alpha_0 \cos \omega t) \sin \delta]. \quad (14)$$

同理,当光弹调制器和被测波片分别存在方位角定位误差  $\Delta\theta_m$  与  $\Delta\theta_s$  时,将含有方位角定位误差的光弹调制器和被测波片的米勒矩阵分别代入(1)式,得到的光强信号表达式分别和(2)式比较,可得光弹调制器和被测波片的方位角定位误差引起的探测光强变化量为

$$\Delta I_M = \frac{I_0}{2} \left\{ [1 - \cos(2\Delta\theta_M)] \sin(\alpha_0 \cos \omega t) \sin \delta - \left[ 1 - \frac{1 + \cos(4\Delta\theta_M)}{2} \right] \cos(\alpha_0 \cos \omega t) \cos \delta \right\}, \quad (15)$$

$$\Delta I_s = \frac{I_0}{2} \left\{ [1 - \cos(2\Delta\theta_s)] \sin(\alpha_0 \cos \omega t) \sin \delta - \left[ 1 - \frac{1 + \cos(4\Delta\theta_s)}{2} \right] \cos(\alpha_0 \cos \omega t) \cos \delta \right\}, \quad (16)$$

当  $J_0(\alpha_0)$  为零时, (7) 式所描述的直流分量与偏振元件的方位角无关。分别利用 (7) 式归一化 (14) 式~ (16) 式对应电信号的基频分量、二次谐波分量, 可得归一化基频分量、二次谐波分量由偏振元件的方位角定位误差引入的误差量可以表达为

$$\Delta V_{1\theta} = \frac{\Delta V_{1\theta}}{V_{0DC}} = V_1 \sqrt{[1 - \cos(2\Delta\theta_A)]^2 + [1 - \cos(2\Delta\theta_M)]^2 + [1 - \cos(2\Delta\theta_S)]^2}, \quad (17)$$

$$\Delta V_{2\theta} = \frac{\Delta V_{2\theta}}{V_{0DC}} = V_1 \sqrt{[1 - \cos(2\Delta\theta_A)]^2 + \left[ 1 - \frac{1 + \cos(2\Delta\theta_M)}{2} \right]^2 + \left[ 1 - \frac{1 + \cos(2\Delta\theta_S)}{2} \right]^2}, \quad (18)$$

当各偏振元件的最大定位误差为  $1^\circ$ 、 $2^\circ$ 、 $3^\circ$ 、 $4^\circ$  时, 依据 (17) 式、(18) 式得到归一化的基频分量、二次谐波分量的相对误差如表 1 所示。

表 1 偏振元件的方位角定位误差对归一化基频分量、二次谐波分量的影响

Table 1 Effect of polarization elements' azimuth angle error on the normalized fundamental and secondary harmonic components

$\Delta\theta$	$1^\circ$	$2^\circ$	$3^\circ$	$4^\circ$
Fundamental frequency component ( $\Delta V_{1\theta}/V_1$ ) / $10^{-3}$	0.26380	1.0551	2.3737	4.2192
Secondary harmonic components ( $\Delta V_{2\theta}/V_2$ ) / $10^{-3}$	0.45688	1.8270	4.1089	7.2999

从表 1 中的结果可以看出, 当各偏振元件的定位精度小于  $1^\circ$  时, 归一化基频分量、二次谐波分量的相对变化量都小于  $0.05\%$ 。

### 3.2 光弹调制器峰值延迟量标定误差的影响

由 (5) 式~ (7) 式可知, 峰值延迟量的标定误差对直流分量、基频分量和二次谐波分量都有影响。若光弹调制器的峰值延迟量存在标定误差  $\Delta\alpha_0$ , 由 (5) 式~ (9) 式可得归一化基频分量和二次谐波分量产生的误差分别为

$$\Delta V_{1\alpha_0} = \frac{\Delta V_{1f} V_{0DC} - V_{1f} \Delta V_{DC}}{(V_{0DC})^2} = V_1 \left[ \frac{\Delta J_1(\alpha_0)}{J_1} + \Delta J_0(\alpha_0) \cos \delta \right], \quad (19a)$$

$$\Delta V_{2\alpha_0} = \frac{\Delta V_{2f} V_{0DC} - V_{2f} \Delta V_{DC}}{(V_{0DC})^2} = V_2 \left[ \frac{\Delta J_2(\alpha_0)}{J_2} + \Delta J_0(\alpha_0) \cos \delta \right]. \quad (19b)$$

由测量原理中选择正弦或余弦函数计算相位延迟量的原则可知, 光弹调制器标定误差引入的测量误差在  $\delta$  分别为  $\pi/4$ 、 $3\pi/4$ 、 $5\pi/4$ 、 $7\pi/4$  时取极值。光弹调制器峰值延迟量的标定精度可达到  $0.001$  rad, 如 Hinds 公司 PEM-90 系列光弹调制器。依据公式 (19a)、(19b) 计算出在  $\delta$  取值分别为  $\pi/4$ 、 $3\pi/4$ 、 $5\pi/4$ 、 $7\pi/4$  时归一化基频分量、二次谐波分量的相对误差如表 2 所示。

表 2 光弹调制器峰值延迟量的标定误差对归一化基频分量、二次谐波分量的影响

Table 2 Effect of photoelastic modulator's calibration error on the normalized fundamental and secondary harmonic components

$\delta$	$45^\circ$	$135^\circ$	$225^\circ$	$315^\circ$
Fundamental frequency component ( $\Delta V_{1\alpha}/V_1$ ) / $10^{-4}$	7.8267	0.483340	0.483340	7.8267
Secondary harmonic component ( $\Delta V_{2\alpha}/V_2$ ) / $10^{-4}$	7.3769	0.033513	0.033513	7.3769

从表 2 中的结果可以看出, 光弹调制器峰值延迟量的标定误差引入的基频分量和二次谐波分量相对误差小于  $0.08\%$ 。

### 3.3 检偏器的消光不理想的影响

当检偏器消光不理想时, 其米勒矩阵可以表达为

$$\mathbf{S}_A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \epsilon \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (20)$$

其中  $\epsilon$  为检偏器的消光比。将 (20) 式代入 (1) 式, 可得到探测器上的探测光强为

$$I = \frac{I_0}{2} [(1 + \epsilon) - (1 - \epsilon) \cos(\alpha_0 \cos \omega t) \cos \delta + (1 - \epsilon) \sin(\alpha_0 \cos \omega t) \sin \delta], \quad (21)$$

(21)式与(2)式比较可得,检偏器的消光不理想引起的探测光强变化量为

$$\Delta I_{A\epsilon} = \frac{\epsilon I_0}{2} [1 + \cos(\alpha_0 \cos \omega t) \cos \delta - \sin(\alpha_0 \cos \omega t) \sin \delta], \quad (22)$$

将(21)式、(22)式进行傅里叶级数展开,利用(21)式对应电信号的直流分量归一化(22)式对应电信号的基频分量、二次谐波分量,可得检偏器消光不理想引入的归一化基频分量、二次谐波分量误差为

$$\Delta V_{1A\epsilon} = -\frac{\epsilon}{1+\epsilon} 2J_1(\alpha_0) \sin \delta = -\frac{\epsilon}{1+\epsilon} V_1, \quad (23a)$$

$$\Delta V_{2A\epsilon} = -\frac{\epsilon}{1+\epsilon} 2J_2(\alpha_0) \sin \delta = -\frac{\epsilon}{1+\epsilon} V_2, \quad (23b)$$

常用偏振棱镜作为检偏器,其消光比可优于  $10^{-5}$ 。由(23)式可知检偏器消光不理想引入的基频分量和二次谐波分量相对误差小于  $0.001\%$ 。

### 3.4 总误差

为了便于分析,不妨令  $y_1 = \sin \delta, y_2 = \cos \delta$ ,则偏振元件的方位角定位误差、光弹调制器的峰值标定误差和检偏器的消光不理想所引入的总测量误差为<sup>[12]</sup>:

$$\Delta \delta_1 = \frac{1}{\cos \delta} \sqrt{\left(\frac{\partial y_1}{\partial \theta}\right)^2 (\Delta \theta)^2 + \left(\frac{\partial y_1}{\partial \alpha_0}\right)^2 (\Delta \alpha_0)^2 + \left(\frac{\partial y_1}{\partial \epsilon}\right)^2 (\Delta \epsilon)^2} = \frac{1}{\cos \delta} \sqrt{\left[\frac{\Delta V_{1\theta}}{2J_1(\alpha_0)}\right]^2 + \left[\frac{\Delta V_{1\alpha_0}}{2J_1(\alpha_0)}\right]^2 + \left[\frac{\Delta V_{1A\epsilon}}{2J_1(\alpha_0)}\right]^2}, \quad (24a)$$

$$\Delta \delta_2 = \frac{1}{\sin \delta} \sqrt{\left(\frac{\partial y_2}{\partial \theta}\right)^2 (\Delta \theta)^2 + \left(\frac{\partial y_2}{\partial \alpha_0}\right)^2 (\Delta \alpha_0)^2 + \left(\frac{\partial y_2}{\partial \epsilon}\right)^2 (\Delta \epsilon)^2} = \frac{1}{\sin \delta} \sqrt{\left[\frac{\Delta V_{2\theta}}{2J_2(\alpha_0)}\right]^2 + \left[\frac{\Delta V_{2\alpha_0}}{2J_2(\alpha_0)}\right]^2 + \left[\frac{\Delta V_{2A\epsilon}}{2J_2(\alpha_0)}\right]^2}, \quad (24b)$$

其中  $\Delta \delta_1$  为利用正弦函数求相位延迟量时的误差,  $\Delta \delta_2$  为利用余弦函数求相位延迟量时的误差。将(8)式、(18)式、(20a)式、(24a)式代入(25a)式可得

$$\Delta \delta_1 = (|\sin \delta| / \cos \delta) \{ [1 - \cos(2\Delta\theta_A)]^2 + [1 - \cos(2\Delta\theta_M)]^2 + [1 - \cos(2\Delta\theta_S)]^2 + \left[ \frac{\Delta J_1(\alpha_0)}{J_1} + \Delta J_0(\alpha_0) \cos \delta \right]^2 + \left( \frac{-\epsilon}{1+\epsilon} \right)^2 \}^{1/2}, \quad (25)$$

将(9)式、(18)式、(19b)式、(23b)式代入(24b)式可得

$$\Delta \delta_2 = \frac{|\cos \delta|}{\sin \delta} \left\{ [1 - \cos(2\Delta\theta_A)]^2 + \left[ 1 - \frac{1 + \cos(2\Delta\theta_M)}{2} \right]^2 + \left[ 1 - \frac{1 + \cos(2\Delta\theta_S)}{2} \right]^2 + \left[ \frac{\Delta J_2(\alpha_0)}{J_2} + \Delta J_0(\alpha_0) \cos \delta \right]^2 + \left( \frac{-\epsilon}{1+\epsilon} \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (26)$$

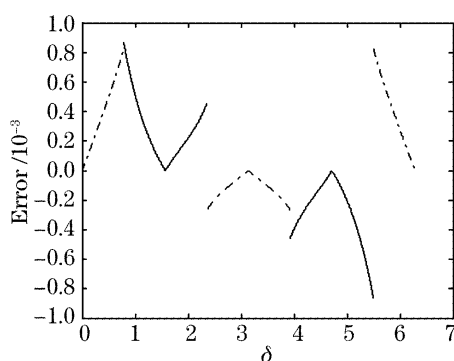


图2 在  $0 \sim 2\pi$  范围内测量波片相位延迟量的系统误差

Fig.2 System error of the wave plate retardation measurement in the range of  $0 \sim 2\pi$

在各偏振元件的方位角定位误差为  $1^\circ$ ,光弹调制器峰值延迟量的标定误差为  $0.001 \text{ rad}$ ,检偏器的消光比为  $10^{-5}$  的条件下,依据(25)式、(26)式计算得波片相位延迟量的测量误差随相位延迟量的变化如图2所示。图中点划线代表采用正弦函数求相位延迟量时的误差,实线代表采用余弦函数求相位延迟量时的误差。从图中可以看出,本方法的最大误差小于  $0.05^\circ$ ,对于常用的  $1/4$  波片、 $1/2$  波片以及全波片,其测量误差远小于  $0.05^\circ$ 。

## 4 实 验

实验中光源为带准直透镜的半导体激光器,其

波长为 785 nm。光弹调制器为 Hinds 公司 PEM-90 系列的 I/FS50 型,调制频率为 50 kHz,其峰值延迟量可以利用配套的控制进行调整。起偏器和检偏器均为格兰-泰勒棱镜,其消光比为  $10^{-5}$ 。被测波片为 700~1100 nm 波段内消色差的 1/4 波片,其相位延迟量的标称偏差为  $\lambda/100$ 。探测器为光电二极管。光电二极管输出的电信号经放大和滤波后,分离出直流分量和交流分量。直流分量经数据采集卡输入计算机。交流分量经一阶、二阶锁相放大后得到的基频分量和二次谐波分量经过数据采集卡输入计算机。

实验中,调节光弹调制器的峰值延迟量为 2.405,即零阶贝塞尔函数  $J_0(\alpha_0) = 0$ 。对被测波片

表 3 测量 1/4 波片相位延迟量的实验结果

Table 3 Results of measuring the phase retardation of 1/4 wave plate

Measurement data								
Retardation	89.5548	89.5522	89.5518	89.5483	89.5505	89.5534	89.5512	89.5516
Retardation	89.5508	89.5520	89.5515	89.5500	89.5527	89.5544	89.5509	89.5498

## 5 结 论

本文提出了一种基于光弹调制技术的波片相位延迟量测量方法,并利用米勒矩阵对其进行了理论推导和误差分析。利用直流分量归一化基频分量和二次谐波分量,消除了光源光强波动、背景光、起偏器消光不理想和电路增益漂移对测量结果的影响。采用光弹调制器进行高频相位调制,有效地抑制了光电探测器的噪声。光弹调制器无自然双折射,不会引入附加的相位延迟量。从而提高了波片相位延迟量的测量精度。综合利用基频分量、二次谐波分量,该方法能测量任意相位延迟量的波片。同时,该方法能测量紫外到红外光谱范围内波片的相位延迟量。

## 参 考 文 献

- Zhao Qiuling, Wu Fuquan. Optical phase retardation measurement by normalized polarizing modulation [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(3): 360~362 (in Chinese)  
赵秋玲,吴福全. 光相位延迟量的归一化偏振调制测量. *光学学报*, 2002, **22**(3): 360~362
- Kent B. Rochford, C. M. Wang. Accurate interferometric retardance measurements [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(25): 6473~6479
- Lin Yao, Zhou Zhiyao, Wang Runwen. Optical heterodyne measurement of the phase retardation of a quarter-wave plate [J]. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(7): 553~555
- Xu Wendong, Li Xishan. A new method for measuring phase delay of wave plate [J]. *Acta Optica Sinica*, 1994, **14**(10):

每隔 5 min 测量一次,记录每次测量的直流分量、基频分量和二次谐波分量,测量 16 次。利用直流分量归一化的二次谐波分量计算波片相位延迟量,计算结果如表 3 所示。由表中的相位延迟量数据可得实验的重复精度为  $0.0048^\circ$ 。由误差分析可知,在 1/4 波片相位延迟量的测量中,偏振元件方位误差、光弹调制器峰值延迟量的标定误差和检偏器消光比不理想等误差源引入的误差远小于  $0.05^\circ$ 。因此,总的测量误差也远小于  $0.05^\circ$ 。参考文献[2]所提出的偏振分光迈克尔孙干涉法的测量误差为  $0.049^\circ$ ,与本方法的最大测量误差相近。但前者只能测量相位延迟量小于  $180^\circ$  的波片。参考文献[3~8]中提出的测量方法,其测量误差均大于  $0.1^\circ$ 。

1096~1101 (in Chinese)

徐文东,李锡善. 波片相位延迟量精密测量新方法[J]. *光学学报*, 1994, **14**(10): 1096~1101

- P. A. Williams, A. H. Rose, C. M. Wang. Rotating-polarizer polarimeter for accurate retardance measurement [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(25): 6466~6472
- Dennis H. Goldstein. Mueller matrix dual-rotating retarder polarimeter [J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(31): 6676~6683
- David B. Chenault, Russell A. Chipman. Measurements of linear diattenuation and linear retardance spectra with a rotating sample spectropolarimeter [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(19): 3513~3519
- Lih-Hong Shyu, Chieh Li Chen, Der-Chin Su. Method for measuring the retardation of a wave plate [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(22): 4228~4230
- J. Badoz, M. P. Silverman, J. C. Canit. Wave propagation through a medium with static and dynamic birefringence: theory of the photoelastic modulator [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1990, **7**(4): 672~682
- Zhu Qingchun, Chen Shisheng Translated. *Matrix Optics Introduction* [M]. Shanghai: Shanghai Science and Technology Literature Press, 1991 (in Chinese)  
矩阵光学导论[M]. 竺庆春,陈时胜等译. 上海:上海科学技术文献出版社, 1991
- Song Song, Wang Xiangzhao, Wang Xuefeng *et al.*. A laser diode interferometer with a feedback control system for realtime microvibration measurements [J]. *Chin. J. Lasers*, 2002, **29**(5): 402~406 (in Chinese)  
宋松,王向朝,王学锋等. 半导体激光微小振动实时反馈式干涉测量仪 [J]. *中国激光*, 2002, **29**(5): 402~406
- Liang Jinwen, Chen Lincai, He Gong. *Error Theory and Data Process* [M]. Beijing: China Metrology Publishing House, 1988 (in Chinese)  
梁晋文,陈林才,何贡. 误差理论与数据处理 [M]. 北京:中国计量出版社, 1988