

doi:10.3788/gzxb20164509.0923003

# 近红外偏振干涉相位补偿器的稳定性

谢正茂, 齐文博, 吴国俊, 何俊华

(中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710119)

**摘 要:** 相位补偿器是偏振干涉仪的核心部件, 其稳定性直接影响偏振干涉光谱仪的可靠性. 本文分析了相位补偿器的光程差相对灵敏度、光楔倾斜误差、斜入射角误差和温度适应性等指标, 并给出相应的误差容限计算公式. 研究表明: 相位补偿器移动光楔沿运动方向的抗干扰能力是经典迈克尔逊干涉仪的  $2/\Delta n \sin \theta$  倍, 抗倾斜能力是经典迈克尔逊干涉仪的  $1.75/\Delta n$  倍; 当入射光以微量倾斜误差入射后, 相位补偿器不会产生额外的附加光程差;  $-20\sim 85^\circ\text{C}$  范围内的温度变化对相位补偿器产生的最大光程差误差为  $1.8\ \mu\text{m}$ , 具有很高的热稳定性; 当光楔角为  $30^\circ$  时, 干涉仪在性能、尺寸和成本之间达到均衡; 晶体材料的双折射率差通常远小于 1, 偏振干涉的稳定性更加明显. 本研究为相位补偿器在更为复杂的环境中的应用奠定了基础.

**关键词:** 相位补偿器; 稳定性; 偏振干涉; 光谱仪; 近红外光谱; 误差容限

中图分类号: OS46

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2016)09-0923003-7

## Stability of Phase Compensator in Near-infrared Polarized Interferometer

XIE Zheng-mao, QI Wen-bo, WU Guo-jun, HE Jun-hua

(Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China)

**Abstract:** Phase compensator is a key element in the polarized interferometer, whose stability has a directive influence on the reliability of the polarized interference spectroscopy. The specification of the phase compensator such as the relative sensitivity of optical path difference, the tilted error tolerance of optical wedge, the oblique incidence angle error tolerance and the temperature adaptability were studied, and the corresponding calculated formulas were derived. The anti-interference ability of the moving optical wedge is  $2/\Delta n \sin \theta$  times stronger than the classical Michelson interferometer. The ability of the moving wedge to resist the inclination is  $1.75/\Delta n$  times higher than classic Michelson interferometer. After light's incidence with small angle, there are no additional optical path. The greatest optical path distance error of the phase compensator is  $1.8\ \mu\text{m}$  when the temperature changes from  $-20^\circ\text{C}$  to  $85^\circ\text{C}$ , which has a good thermal stability. The angle of the wedge is also an important parameter to affect the phase compensator. If setting the angle of the wedge as  $30^\circ$ , a good balance between performance, size and cost may be achieved. The birefringence difference of crystal material is smaller than one, so the stability advantages of the polarized interferometer are very obvious which build up a good basis for its field application with complicated surroundings.

**Key words:** Phase compensator; Stability; Polarized Interference; Spectroscopy; Near-infrared Spectrum; Error tolerance

**OCIS Codes:** 230.1150; 260.5430; 030.1640 300.6190; 300.6300

## 0 引言

傅里叶变换光谱仪被广泛应用于红外光谱分析领域<sup>[1-2]</sup>,但在近红外光谱领域,由于波长更短,对于干涉仪

动镜的倾斜误差要求更高,因此对传统迈克尔逊干涉光谱仪的工作环境要求也更为严苛<sup>[3]</sup>. 共光路偏振干涉仪改变了迈克尔逊干涉仪的双光路结构,整个系统只有一路光束,产生干涉的两偏振分量振动方向始终

**基金项目:** 国家自然科学基金(No. 1173053)和瞬态光学与光子技术国家重点实验室开放基金(No. SKLST201006)资助

**第一作者:** 谢正茂(1982-),男,工程师,博士,主要研究方向为光学设计与近红外光谱分析技术. Email: minrycn@163.com

**收稿日期:** 2016-03-28; **录用日期:** 2016-06-01

<http://www.photon.ac.cn>

垂直且传播方向始终相同,大大提高了系统的稳定性,降低了光束对准和工作环境的要求,更适合应用在过程检测和在线分析领域,这对近红外光谱分析技术而言意义重大. 偏振干涉的核心部件是相位补偿器,属于时间调制型器件. 作为系统中唯一的运动部件,相位补偿器稳定性不仅直接决定了偏振干涉仪的稳定性,而且关系到偏振干涉光谱仪能否应用于复杂在线测量环境中,因此,相位补偿器的稳定性设计是一项必须解决的关键技术. Oelichmann J<sup>[4]</sup>和 Ciurczak E W<sup>[5]</sup>等介绍了相位补偿器在近红外偏振干涉中的应用现状,但其稳定性研究未见报道. 萨瓦板<sup>[6]</sup>和渥拉斯顿棱镜<sup>[7]</sup>等空间补偿器件已有广泛的研究,但此类补偿器主要应用于光谱成像领域,与本文所研究的补偿器原理不同,因此参考意义有限.

本文基于相位补偿器基本原理,分析了光程差相对灵敏度、光楔倾斜误差、斜入射角误差和温度变化等环境因素对偏振干涉光谱仪稳定性的影响,结合定量判据给出了各误差的容限计算方法. 根据计算结果提出合理可行的实施方法,为近红外偏振干涉光谱仪的在线分析应用奠定了理论基础.

## 1 基本原理

图1为偏振干涉仪原理框图,卤钨灯光源( $S_1$ )由光纤耦合后经准直抛物面镜( $CL_1$ )准直,以平行光射出,经起偏器( $P_1$ )后转换为线偏振光,之后进入相位补偿器(图1虚线框内所示).

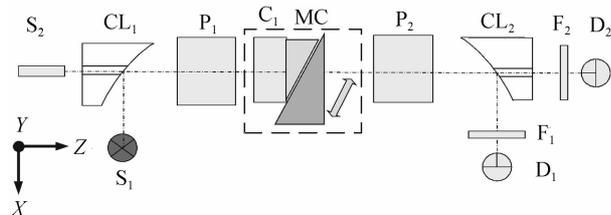


图1 偏振干涉仪原理框图

Fig. 1 Schematic of polarization interferometer

相位补偿器主要由补偿晶体( $C_1$ )和扫描晶体(MC)共同组成,两者材料一致但晶体光轴相互垂直,如图2.

补偿晶体将线偏振光分解成振动方向相互垂直<sup>[8]</sup>的两束分量,移动光楔沿斜边运动,两偏振分量之间产生连续相位差<sup>[9]</sup>,即

$$\delta = \frac{2\pi(n_o - n_e)(d - h)}{\lambda} \quad (1)$$

相应的光程差为

$$\Delta = (n_o - n_e)(d - h) = (n_o - n_e)L \sin \theta \quad (2)$$

式中 $n_o - n_e$ 为晶体材料的双折射率差, $d$ 为补偿晶体的厚度, $h$ 为扫描晶体的组合厚度,初始状态时 $d = h = h_0$ ,随着扫描的进行 $h = h_0 + L \sin \theta$ ,其中 $L$ 为移动光楔

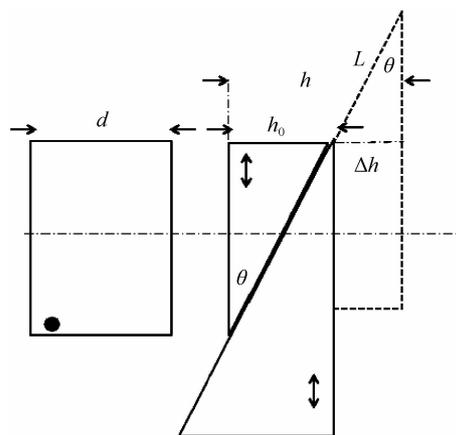


图2 相位补偿器原理

Fig. 2 Schematic of phase compensator

的扫描量, $\theta$ 为楔角. 经相位补偿后,两偏振分量还不满足干涉条件,直到经过检偏器( $P_2$ )后才产生干涉. 干涉光经会聚抛物面镜( $CL_2$ )会聚至探测器( $D_1$ ),其间采用带通滤光片( $F_1$ )对非信号光进行隔离. 参考光为He-Ne激光,与 $S_1$ 共光路,用于保证干涉信号等光程差采集. 文献<sup>[6]</sup>采用分光镜实现信号光与参考光的耦合和分离,在实际使用中发现该结构存在诸多不足,为此本文提出一种改进型的共光路结构. 新结构中,He-Ne激光直穿准直抛物面镜( $CL_1$ )和会聚抛物面镜( $CL_2$ )的中心孔,经窄带滤光片( $F_2$ )后直达硅探测器( $D_2$ ),实现了与信号光的耦合与分离. 通过上述改进可以达到如下目的:一是省去了两片分光镜,降低了成本;二是防止分光镜失调对光路的影响;三是避免了分光镜第二面的次反射,减少了杂光;四是激光通过两个中心孔可以建立基准便于光路对准.

## 2 相位补偿器稳定性

### 2.1 光程差相对灵敏度

光程差灵敏度表示微小扫描量对光程差的影响程度. 假定经典迈克尔逊干涉仪和近红外偏振干涉仪在运动轴向上产生了同样的误差 $\delta$ ,由此产生的光程差误差分别为

$$\Delta_1 = 2\delta \quad (3)$$

$$\Delta_2 = (n_o - n_e) \sin \theta \delta \quad (4)$$

联立式(3)和(4),解得光程差相对灵敏度为

$$\gamma = \frac{\Delta_1}{\Delta_2} = \frac{2}{(n_o - n_e) \sin \theta} \quad (5)$$

如图3,同一波长下 $\theta$ 越小, $\gamma$ 值越大,但此时相位补偿器的口径和尺寸也将随之增大,不利于控制加工成本. 与迈克尔逊干涉仪相比,相位补偿器光程差对光楔移动距离的敏感度要弱得多,因此对外界干扰不敏感. 对于同样的运动轴向干扰 $\delta$ ,偏振干涉仪导致的光程差误差只有迈克尔逊干涉仪的 $1/\gamma$ ,表明共光路近红外偏振干涉仪在抗振性能方面具有显著优势.

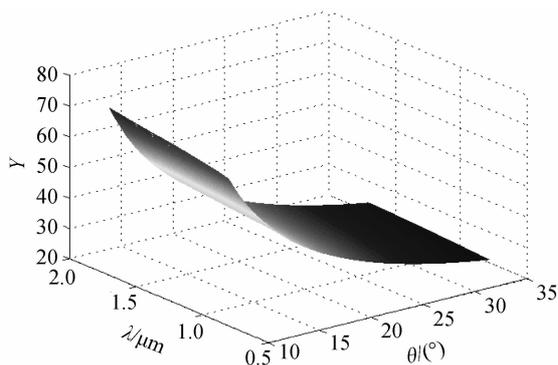

 图3 相对灵敏度  $\gamma$  与  $\lambda, \theta$  的关系

 Fig. 3 Relationship between relative sensitivity  $\gamma$  and  $\lambda, \theta$ 

假设相位补偿器所用的晶体材料为冰洲石<sup>[10]</sup>,光楔角  $\theta=30^\circ$ ,以 632.8 nm 为例,由式(5)可得光程差相对灵敏  $\gamma \approx 22.72$ ,其值越大,相对于迈克逊干涉仪的抗干扰的能力就越强.降低光楔角  $\theta$  还可以进一步提升近红外偏振干涉仪的抗振性能.随着波长向近红外长波方向延伸,双折射率越小,抗外界干扰能力就越强.

## 2.2 光楔倾斜误差分析

为了保证参与干涉的两偏振分量传播方向始终一致,要求相位补偿器的出入射端面严格平行,但受到一维电动平台固有误差和外界振动的影响,移动光楔无法按理论路径完成一维运动,偏振光入射后 e 光与 o 光的传播方向不再重合.如图 4(a),移动光楔沿其斜边进行一维运动时,运动机构的角度偏离使得移动光楔产生倾斜误差.为了便于分析,将扫描部件整体等效为一个楔角为  $\alpha$  的光楔,如图 4(b).

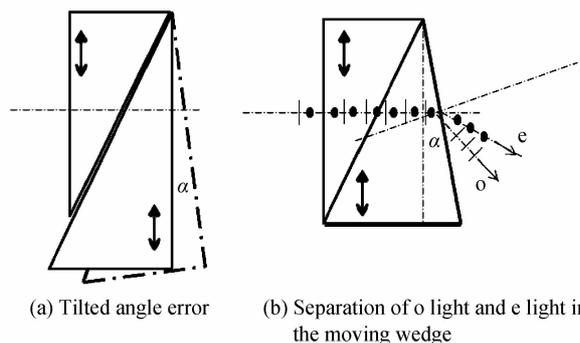


图4 移动光楔的倾斜误差简化图

Fig. 4 Simplified diagram of tilted angle of moving wedge

此时 o 光和 e 光因折射率不同在出射斜面产生分离<sup>[11]</sup>,假设 o 光和 e 光与法线的出射角分别为  $\beta_1$  和  $\beta_2$ ,其夹角为  $\Delta\beta$ ,根据折射定律有

$$n_o \sin \alpha = n \sin \beta_1 \quad (6)$$

$$n_e \sin \alpha = n \sin \beta_2 \quad (7)$$

式中  $n=1$ ,因  $\alpha, \beta_1, \beta_2$  均为微小量,利用弧度代替相应的正弦值,对其进行简化,联立式(6)和(7),有

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = (n_o - n_e) \alpha \quad (8)$$

通常  $n_o - n_e$  是一个小量,会减弱倾斜误差的负面影响,这正好从另一角度说明偏振干涉仪具有较好的抗振能力.由于参与干涉的两个偏振分量在传播方向上存在一定的偏离角,经会聚光学系统在探测器上分离的距离为

$$d = f \Delta\beta \quad (9)$$

理论上,探测器处只有两分量重合的区域才能产生干涉,没有重合的区域无法形成干涉,只能成为直流信号,该部分会在信号处理过程中被隔离.对于激光这样的细光束,本身存在一定的发散角  $\psi$ ,因此偏振分量在探测器处的光斑大小为

$$d' = f \psi \quad (10)$$

当  $d < d'$  时,可认为两偏振分量具有重合区域,即能产生干涉,由此得到倾斜误差的容限为

$$\alpha < \frac{\psi}{n_o - n_e} \quad (11)$$

式(11)是以激光光束为例计算的倾斜误差容限,实际中该结果只是产生干涉的最低要求.对于宽光束,如果移动光楔在运动过程产生倾斜,不仅会使出射的 o 光和 e 光产生分离角,还可能因扫描晶体前后表面不平行导致上下边缘光束之间产生附加光程差.令光束口径为  $D$ ,倾斜误差为  $\alpha$ ,经等效得到图 5.

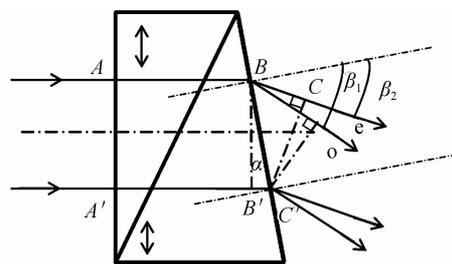


图5 倾斜误差产生附加光程差

 Fig. 5 Additional optical path difference due to angle error  
上边缘光束的光程差为

$$\Delta x_1 = (n_o - n_e) \overline{AB} \quad (12)$$

下边缘光束的光程差为

$$\Delta x_2 = (n_o - n_e) \overline{A'C'} = (n_o - n_e) (\overline{AB} + D \tan \alpha) \quad (13)$$

上下边缘光束之间附加光程差为

$$\Delta'x = \Delta x_2 - \Delta x_1 = (n_o - n_e) D \tan \alpha \quad (14)$$

因  $\alpha$  是微小量,式(14)简化为

$$\Delta'x = (n_o - n_e) D \alpha \quad (15)$$

上下边缘光束之间的附加相位差会降低干涉光的调制度.根据瑞利判据,附加光程差等于  $\lambda/4$  认为该误差可以忽略不计<sup>[12]</sup>.据此可得

$$(n_o - n_e) D \alpha \leq \frac{\lambda}{4} \quad (16)$$

经整理得到倾斜误差的容限为

$$\alpha \leq \frac{\lambda}{4D(n_o - n_e)} \quad (17)$$

对式(17)绘制三维网络曲面,如图6.相同口径下,波长越短,倾斜误差容限要求越高,因此对于宽光谱应按最短波长来要求倾斜误差容限<sup>[13]</sup>.

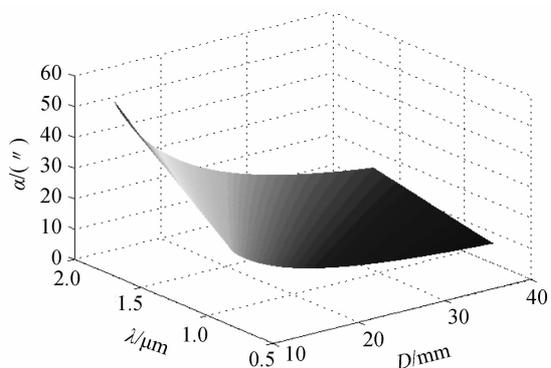


图6 倾斜误差容限  $\alpha$  与  $D$ 、 $\lambda$  的相对关系

Fig.6 Relationship between tilted error tolerance  $\alpha$  and  $D$ 、 $\lambda$

在相同波长和光束口径下,传统迈克尔逊干涉仪动镜倾斜误差容限为

$$\theta \leq \frac{\lambda}{7D} \quad (18)$$

将式(17)与(18)作比运算得

$$\frac{\alpha}{\theta} = \frac{1.75}{\Delta n} \quad (19)$$

式中  $\Delta n = n_o - n_e \ll 1$ ,可以看出偏振干涉仪移动部件的倾斜误差容限比经典迈克尔逊干涉仪高  $1.75/\Delta n$  倍,具有优异的抗干扰能力.图7是偏振干涉和经典迈克尔逊干涉的倾斜误差容限在相同口径和波长条件下的对比图.由图可知,偏振干涉的动镜倾斜误差容限比迈克尔逊干涉更宽松,特别是在长波方向更为明显.

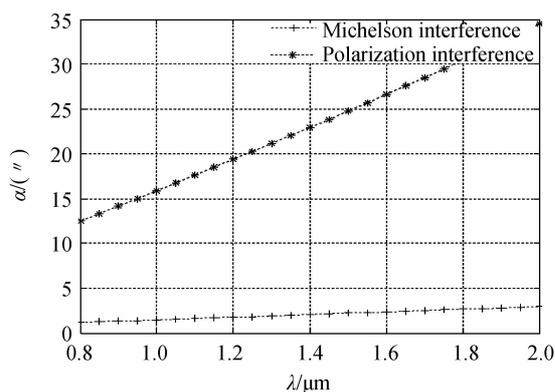


图7 口径20 mm时  $\alpha$  与  $\lambda$  的相对关系

Fig.7 Relationship between  $\alpha$  and  $\lambda$  with diameter of 20 mm

综上所述,微量的倾斜误差不仅使上下边缘光束之间产生附加相位差,而且会使两偏振分量产生角偏离.式(11)和(17)分别计算了以上两种情况下的倾斜误差容限.对比可知,式(17)是一种更严格的解,可用于要求比较高的场合.另外,细光束的倾斜误差容限比宽光束要求更宽松,这就意味着激光光源更容易获得高对比度的干涉信号.对于 He-Ne 激光而言,光束口径为 0.48 mm,双折射率差为 0.176,计算得到的倾斜

误差容限  $\alpha_{\max} \approx 386.3''$ ;对于  $0.8 \sim 1.7 \mu\text{m}$  波段的宽光束近红外信号光,口径  $D = 10.4 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $n_o - n_e = 0.165$  时,由式(17)解得  $\alpha_{\max} \approx 24''$ .

### 2.3 斜入射误差分析

实际中,光纤耦合光源经离轴抛物面镜准直后,出射光并不是理想的平行光,而是具有一定的发散角.此外,由于存在装调误差,入射光束也无法保证垂直入射.以上两者情况均可视为斜入射角误差.

如图8,假设入射光与相位补偿器的斜入射角为  $\omega$ ,入射点为  $O$ .入射后因为  $o$  光和  $e$  光的折射率不同,其折射角分别为  $\beta_1$  和  $\beta_2$ ,经过补偿晶体后两偏振分量的出射点分别为  $A$  和  $A'$ .根据光学平板的性质, $o$  光和  $e$  光相互平行,且与入射光平行.随后光束进入扫描晶体,由于晶体光轴产生了  $90^\circ$  偏转,故  $e$  光变为  $o$  光, $o$  光变为  $e$  光,折射角分别为  $\beta_2$  和  $\beta_1$ ,此后分别在  $C$  和点  $C'$  处出射, $CD'$  与  $C'D'$  垂直.为方便起见,将点  $O$  至点  $C$  的光线称为  $eo$  光,将点  $O$  至点  $C'$  的光线称为  $oe$  光.令  $AA' = \Delta H_1$ ,  $CC' = \Delta H_2$ .

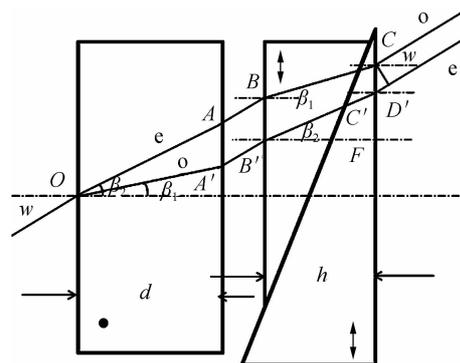


图8 斜入射产生的附加光程差

Fig.8 Diagram of additional optical path difference due to oblique incidence

当相位补偿器为理想平面晶体时, $oe$  光和  $eo$  光始终是平行的<sup>[14]</sup>,两者之间的光程差为

$$\Delta x = \overline{OC'} - \overline{OC} \quad (20)$$

在  $O$  处,由折射定律

$$\sin \omega = n_o \sin \beta_1 \quad (21)$$

$$\sin \omega = n_e \sin \beta_2 \quad (22)$$

$eo$  光的光程为

$$\overline{OC} = \frac{n_e d}{\cos \beta_2} + \overline{AB} + \frac{n_o h}{\cos \beta_1} \quad (23)$$

$eo$  光的光程为

$$\overline{OC'} = \frac{n_o d}{\cos \beta_1} + \overline{A'B'} + \frac{n_e h}{\cos \beta_2} \quad (24)$$

式中  $\overline{AB} = \overline{A'B'}$ ,将式(23)、(24)代入式(20),解得光程差为

$$\Delta x = \frac{n_o(d-h)}{\cos \beta_1} - \frac{n_e(d-h)}{\cos \beta_2} \quad (25)$$

当斜入射角  $\omega$  非常小时,对式(21)和(22)进行

简化

$$\omega = n_o \beta_1 \quad (26)$$

$$\omega = n_e \beta_2 \quad (27)$$

对式(25)进行简化,得到

$$\Delta x = (n_o - n_e)(d-h) \quad (28)$$

由此可见,以微小角度斜入射时两偏振分量之间的光程差与正入射时一致,即不会因小入射角而产生附加光程差,具有一定的不失调性,可以防止装调误差或者振动干扰带来的负面影响.由图9可知,eo光和oe光出射后,在空气中产生一定的光程差,其值为

$$\overline{CD'} = \Delta H_2 \sin \omega \quad (29)$$

式中

$$\Delta H_2 = \overline{FC} - \overline{FC'} = (h \tan \beta_1 + \Delta H_1) - h \tan \beta_2 \quad (30)$$

$$\Delta H_1 = d(\tan \beta_2 - \tan \beta_1) \quad (31)$$

解得

$$\overline{CD'} = (d-h)(\tan \beta_2 - \tan \beta_1) \sin \omega \quad (32)$$

当入射角 $\omega$ 非常小时,将式(26)和(27)代入式(32)简化得

$$\overline{CD'} = (d-h) \left( \tan \frac{\omega}{n_e} - \tan \frac{\omega}{n_o} \right) \sin \omega \quad (33)$$

进一步简化有

$$\overline{CD'} = (d-h) \left( \frac{1}{n_e} - \frac{1}{n_o} \right) \omega^2 \quad (34)$$

实际上,该光程差和 $\overline{AB} = \overline{A'B'}$ 一样被自动补偿掉,因此不用考虑.

入射光以微量倾角入射后,虽然在相位补偿器中不会产生额外的附加光程差,但在出射端面o光与e光会有一些量的剪切量,即

$$\Delta H_2 = \overline{CC'} = \overline{FC} - \overline{FC'} = (h \tan \beta_1 + \Delta H_1) - h \tan \beta_2 \quad (35)$$

将式(31)代入式(35),经整理得

$$\Delta H_2 = \overline{FC} - \overline{FC'} = (d-h)(\tan \beta_2 - \tan \beta_1) \quad (36)$$

当入射角 $\omega$ 非常小时,可简化为

$$\Delta H_2 = (d-h) \left( \frac{1}{n_e} - \frac{1}{n_o} \right) \omega \quad (37)$$

当 $d-h=0$ 时,斜入射角不会产生剪切量.随着光程差的变化,剪切量也随之变化.

图9是入射角为 $1'$ 时, $0.8 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 内任意波长随扫描量变化产生的剪切量,其最大值出现在最大光程差处,此时其值仍小于 $0.15 \mu\text{m}$ ,对于宽光束而言几乎可以忽略不计.当受到外界振动影响时,准直光束无法保证垂直入射,此时产生斜入角 $\omega$ .假设斜入射角误差为 $\omega=10'$ , $\lambda=0.8 \mu\text{m}$ 时,解得 $\beta_1$ 和 $\beta_2$ 分别为 $6.07'$ 和 $6.75'$ ,此时 $\cos \beta_1$ 和 $\cos \beta_2$ 分别为 $0.9999984$ 和 $0.9999980$ ,因此对式(25)的简化完全成立.也就是斜入射角为 $10'$ 时,不会产生附加的光程差.由此可见,相位补偿器对斜入射角的容限比较宽松,在工程上容易实现.

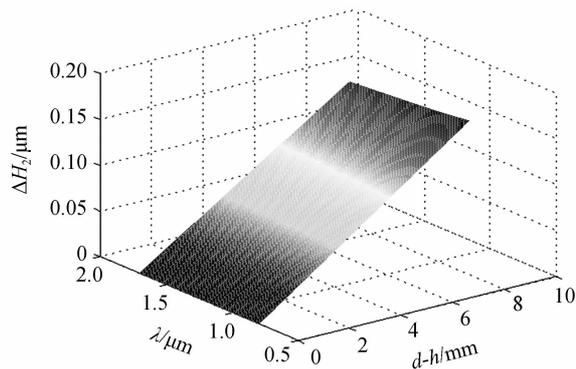


图9 剪切量 $\Delta H_2$ 与 $\lambda$ 和 $d-h$ 的相对关系

Fig. 9 Relationship between  $\Delta H_2$ ,  $\lambda$  and  $d-h$

## 2.4 热稳定性

当环境温度发生变化时,相位补偿器尺寸发生变化,对相位差产生一定的影响<sup>[15]</sup>.当温度变化为 $\Delta T$ 时,冰洲石材料的线膨胀系数为 $\epsilon$ ,则补偿晶体和光楔厚度变化分别为

$$\Delta d = d\epsilon\Delta T \quad (38)$$

$$\Delta h = h\epsilon\Delta T \quad (39)$$

由此导致的光程差变化量为

$$\delta_\Delta = (n_o - n_e)(d-h)\epsilon\Delta T \quad (40)$$

由式(40)可知,当相位补偿器位于光程差零点时,温度变化带来的相位差变化为零,即温度变化不会导致偏振干涉仪的零点飘移;其次,双折射率差通常是一个微量,可以减弱温度变化引起的光程差误差.因此,相位补偿器的温度适应能力大为增强.工业产品的温度范围通常为 $-20 \sim 85^\circ\text{C}$ ,设计温度一般为 $20^\circ\text{C}$ ,最大温差范围为 $-40 \sim 65^\circ\text{C}$ .图10是 $d-h=5 \text{ mm}$ 时,光程差变化量 $\delta_\Delta$ 与 $\lambda$ 、 $\Delta T$ 的变化曲面,由图10可知,最大光程差误差约为 $1.8 \mu\text{m}$ .事实上,环境温度的改变非常缓慢,在相位补偿器扫描时间内温度变化带来的光程差误差几乎可以忽略不计.

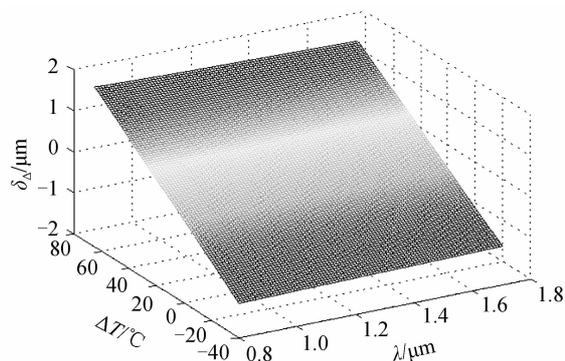


图10  $d-h=5 \text{ mm}$ 时 $\delta_\Delta$ 与 $\lambda$ 、 $\Delta T$ 的相对关系

Fig. 10 Relationship between  $\delta_\Delta$  and  $\lambda$ ,  $\Delta T$  when  $d-h=5 \text{ mm}$

## 2.5 综合评价

经理论分析和计算可以得到如下结论:

光程差相对灵敏度为

$$\gamma \propto (n_o - n_e)^{-1} \quad (41)$$

光楔倾斜误差容限为

$$\alpha \propto (n_o - n_e)^{-1} \quad (42)$$

温度变化导致的光程差误差为

$$\delta_\alpha \propto n_o - n_e \quad (43)$$

各指标中,温度变化导致相位补偿器的光程误差与晶体材料的双折射率差成正比,其余指标均成反比.若用最小的移动量获得最大的光程差需要选用双折射率差更大的晶体材料,反之,要提高相位补偿器的稳定性则应该选用双折射率差较小的材料.相位补偿器中,除了晶体材料对性能影响较大外,扫描光楔的楔角也会影响性能.

移动光楔的直角边长

$$H \propto (\tan \theta)^{-1} \quad (45)$$

光程差的相对灵敏度为

$$\gamma \propto (\sin \theta)^{-1} \quad (46)$$

在同等前提下, $\theta$  越小,要求移动光楔的尺寸越大,光程差相对灵敏度越大,抗振动容差能力越强.同时还可知,光楔角  $\theta$  对倾斜误差、高低温等指标没有影响.

光楔角的选择还应考虑光楔斜边全反射的影响,如图 11.

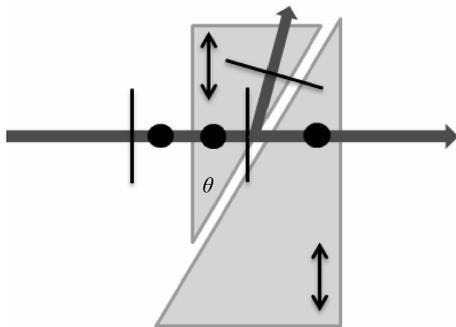


图 11 全反射原理

Fig. 11 Schematic of total reflection

当  $\theta$  增大到全反射临界角  $\theta_c$  时,某一偏振分量刚好被全部反射

$$\sin \theta_c = \frac{1}{n_o} \quad (47)$$

为了避免全反射,必须满足  $\theta < \theta_c$ . 图 12 为冰洲石

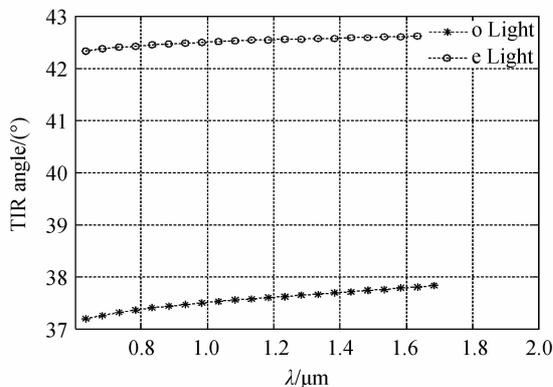


图 12 全反射角  $\theta_c$  与波长的关系

Fig. 12 Relationship between total reflection angle and wavelength

材料在  $0.8 \sim 1.7 \mu\text{m}$  波段 o 光和 e 光全反射临界角的计算结果.从图 12 可知,对于负轴晶体,e 光的全反射临界角要比 o 光大;波长越短全反射的临界角越小,在  $632.8 \text{ nm}$  处,o 光的全反射临界角为  $37^\circ$ .

### 3 总结

晶体材料的双折射率差  $\Delta n$  和光楔角  $\theta$  是决定相位补偿器性能的关键因素. $\Delta n$  主要取决于晶体材料的种类和工作波长, $\theta$  取决于加工条件.由于  $\Delta n$  远小于 1,对外界的干扰起减缓作用,可以大幅提升稳定性.理论分析表明移动光楔运动轴向的抗干扰能力约为经典迈克尔逊干涉仪的  $2/\Delta n \sin \theta$  倍;移动光楔抗倾斜能力约为经典迈克尔逊干涉仪的  $1.75/\Delta n$  倍;相位补偿器对外界温度的变化更不敏感,因此具有较高的热稳定性.此外,相位补偿器对斜入射的误差要求更宽松.特别地,当斜入射角误差为微小量时,不会产生附加相位差,意味着对准直光源的准直性要求不高.偏振干涉中相位补偿器较高稳定性将有助于提升偏振干涉光谱仪的可靠性,为近红外光谱分析技术在更为复杂的环境现场应用奠定坚实基础.

#### 参考文献

- [1] DONALD A B, EMIL W. Handbook of near-infrared analysis [M]. New York: CRC Press, 2008.
- [2] WU Z, PENG Y, CHEN W, et al. NIR spectroscopy as a process analytical technology (PAT) tool for monitoring and understanding of a hydrolysis process[J]. *Bioresource Technology*, 2013, **137**(6): 394-399.
- [3] LI Yang-jun, LIAN Su-jie, SHI Jia, et al. A new method of anti-jamming ability improvement for Michelson interferometer [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2014, **34**(5): 1425-1428.
- [4] 李仰军, 莲素杰, 石佳, 等. 一种提高迈克尔逊干涉系统抗干扰能力的新方法[J]. *光谱学与光谱分析*, 2014, **34**(5): 1425-1428.
- [5] OELICHMANN J, MEYER T, KELLERHALS H. Resolution and suppression of mechanical noise in FT-NIR spectroscopy [J]. *TrAC Trends in Analytical Chemistry*, 2006, **25**(1): 19-23.
- [6] CIURCZAK E W. Molecular spectroscopy workbench revisiting the polarization interferometer [J]. *Spectroscopy*, 2005, **20**(2): 68-75.
- [7] WU Lei, ZHANG Chun-min, YUAN Yan, et al. Exact calculation of the lateral displacement and optical path difference of savart polariscopes [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(7): 886-890.
- [8] 吴磊, 张淳民, 袁艳, 等. 萨伐尔偏光镜横向剪切量和光程差的精确计算 [J]. *光学学报*, 2005, **25**(7): 886-890.
- [9] MU Ting-kui, ZHANG Chun-min, ZHAO Bao-chang. Calculation of the optical path difference and fringe location in polarization interference imaging spectrometer [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(6): 3877-3886.
- [10] 穆廷魁, 张淳民, 赵葆常. 偏振干涉成像光谱仪中 Wollaston 棱镜光程差及条纹定位面的精确计算与分析 [J]. *物理学报*, 2009, **58**(6): 3877-3886.
- [11] 廖延彪. 偏振光学 [M]. 北京: 科学出版社, 2003.
- [12] XIE Zheng-mao, GAO Li-min, HE Jun-hua. Optical system

- design of near infrared spectroscopy based on polarized Interference[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, **43**(12): 154-159.
- 谢正茂, 高立民, 何俊华, 等. 近红外偏振干涉光谱仪的光学系统设计[J]. *光子学报*, 2014, **43**(12):154-159.
- [10] CHEN Xi-yuan, SHAN Ming. Dispersion formula of calcite [J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2007, **34**(5): 38-42.
- 陈西园, 单明. 方解石晶体色散方程的研究[J]. *光电工程*, 2007, **34**(5): 38-42.
- [11] MU Ting-kui, ZHANG Chun-min, LI Qi-wei, *et al.* The polarization -difference interference imaging spectrometer-II. optical design and analysis[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, **63**(11): 110705.
- 穆廷魁, 张淳民, 李祺伟, 等. 差分偏振干涉成像光谱仪 II. 光学系统与分析[J]. *物理学报*, 2014, **63**(11): 110705.
- [12] XIANG-Li Bin, YANG Jian-feng, GAO Zhan, *et al.* Study on the tolerance of mirror tilting in fourier transform interferometer[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, 1997, **26**(2): 132-135.
- 相里斌, 杨建峰, 高瞻, 等. 干涉光谱仪动镜倾斜误差容限分析 [J]. *光子学报*, 1997, **26**(2):132-135.
- [13] YANG Jian-feng, XIANG Li-bin, Y GAO Zhan, *et al.* Study on moving error of the dihedral corner mirror in FT spectroscopy[J]. *Acta Photonica Sinica*, 1997, **26**(1): 66-70.
- 杨建峰, 相里斌, 高瞻, 等. 傅里叶变换光谱仪中角反射体特性的研究[J]. *光子学报*, 1997, **26**(1):66-70.
- [14] DENNIS G. Polarized light (second edition) [M]. Florida, Marcel Dekker Press, 2003.
- [15] ZHAO Shuang, WU Fu-quan, WANG Hai-feng, *et al.* Influence of temperature on the divergence angles of calcite wollaston prism by positive and negative incidence[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(6): 1255-1258.
- 赵爽, 吴福全, 王海峰, 等. 光正反方向入射冰洲石 Wollaston 棱镜分束角的温度效应[J]. *光子学报*, 2008, **37**(6):1255-1258.