

文章编号: 0253-2239(2007)07-1145-6

大气风场探测萨尼亚克干涉仪光程差的计算及探测模式研究*

叶剑勇¹ 张淳民¹ 赵葆常² 唐远河¹

(¹ 西安交通大学理学院, 西安 710049
² 中国科学院西安光学精密机械研究所空间光学研究室, 西安 710068)

摘要: 提出了基于时空混合调制的大气风场探测模式;应用光线追迹方法推导了一种改型萨尼亚克干涉仪在任意角入射时的光程差;从理论上对该干涉仪的参量作了分析计算;通过对同种、异种材料组合的理论分析,得出了异种材料组合的改型萨尼亚克干涉仪更加适合高层大气风场探测。该干涉仪具有稳态、大视场、大光程差、时空混合调制探测模式等显著特点。该研究发展了高层大气风场的被动探测理论,对风场探测技术研究、探测模式和工程化都具有十分重大的理论及实践意义。

关键词: 大气光学;高层大气风场测量;改型萨尼亚克干涉仪;时空混合调制探测模式;光程差
中图分类号: O43 文献标识码: A

Optical Path Difference and Detection Mode of Sagnac Interferometer Used for Upper Atmospheric Detection

Ye Jianyong¹ Zhang Chunmin¹ Zhao Baochang² Tang Yuanhe¹

(¹ School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049
² Xian Institute of Optics and Precision Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068)

Abstract: Upper atmospheric detection based on temporarily and spatially mixed modulated detection mode was put forward. The accurate optical path difference versus the incidence angle of a modified Sagnac interferometer was calculated by the ray-tracing method. Theoretically the parameter of the interferometer was calculated and analyzed. Compared with the combination of the same and different material, it can be concluded that different combination of material is more suited for upper atmospheric detection. This interferometer has many distinct advantages, such as steady state, wide field of view, long optical path difference, temporarily and spatially mixed modulated detection mode etc.. The research developed the theory of upper atmospheric detection and it is quite significant to the research of detection technique, detection mode and engineering in both theory and practice.

Key words: atmospheric optics; upper atmospheric detection, modified Sagnac interferometer, temporarily and spatially mixed modulated detection mode, optical path difference

1 引言

将极光作为光源的大气风场被动探测,其原理是利用干涉成像光谱技术和电磁波的多普勒效应。通过探测高层大气中的原子氧等辐射的气辉形成的

干涉图,来确定高层大气风场的速度场、温度场和压力场。美国于 1991 年 9 月发射的高层大气研究卫星上的风成像干涉仪至今已获得了大量有关高层大气风场的资料^[1,2]。这是目前唯一已经升空的风

* 国家自然科学基金重点项目(40537031)、国家自然科学基金(40375010,60278019)、国家 863 计划(2006AA12Z152)和陕西省科技攻关项目(2005K04-618)资助课题。

作者简介:叶剑勇(1983—),男,浙江温岭人,硕士研究生,主要从事成像光谱技术和高层大气风场探测等方面的研究。E-mail: jeyawn@gmail.com

导师简介:张淳民(1956—),男,陕西咸阳人,教授,博士生导师,主要从事成像光谱技术和高层大气风场探测方面的研究。E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn

收稿日期:2005-11-17;收到修改稿日期:2006-06-10

场干涉仪。干涉成像光谱技术在高层大气风场的研究中刚刚起步。

目前,国外的风场探测装置的核心部件是迈克尔逊干涉仪,例如风成像仪(Wind imaging interferometer, WINDII)^[1,4], E层风干涉仪(E-region wind interferometer, ERWIN)^[6],同温层风干涉仪(Stratospheric wind interferometer for transport studies, SWIFT)^[7]等均是通过对动镜扫描,依靠光程差改变获得同一目标点的四个特定光程差下的干涉强度来得出目标点的风场信息。此类装置的共同点是需要一套高精度的动镜驱动系统,这使得它在航空航天领域的应用受到了限制,也增加了仪器的体积和造价^[8~10]。另外,由于光程差与角度总存在一定的关系,因此动镜扫描探测模式将需要对此做出误差修正^[11]。

本文提出的基于改型萨尼亚克(Sagnac)干涉仪的风场探测技术,具有稳态、无运动部件、大视场、大光程差等优点。探测模式则通过卫星与光源的相对运动,以视场角的变化来调制光程差,突破了当前国外采用动镜扫描和分区镀膜两种探测模式的局限^[12,13],该方法可以被广泛的应用到风场的探测上。

2 时空混合调制型萨尼亚克干涉仪风场探测原理及模式

高层大气风场中极光的光谱线近似为高斯线型,其光谱强度表达式为^[14]

$$B(\sigma) = B_0 \exp\{-4(\sigma - \sigma_0)^2 \ln 2 / W^2\}, \quad (1)$$

式中 $W = [(7.16 \times 10^{-7})^2 \sigma_0^2 T / M]^{1/2}$ 为谱线半峰全宽, σ 为波数, σ_0 为谱线的中心波数(单位均为 cm^{-1}), T 为热力学温度(单位为 K), M 为原子质量, B_0 为 σ 等于中心波数 σ_0 时光源的辐射强度。

由傅里叶变换光谱学原理,可以得到该谱线形成的干涉条纹强度为^[14]

$$I(\Delta) = I_0 [1 + V \cos(2\pi\sigma_0\Delta)], \quad (2)$$

$$V = \exp(-QT\Delta^2), \quad (3)$$

式中 $Q = 1.82 \times 10^{-12} (\sigma_0^2 / M)$ (单位为 $\text{K}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$), Δ 为光程差(单位 cm), V 为调制度。

对于速度大小为 v , 相对运动方向与光源同目标之间的连线的夹角为 θ 的光源,其干涉强度为^[15]

$$I(\Delta) = I_0 [1 + V \cos(2\pi\sigma_0\Delta' + \Phi)], \quad (4)$$

$$\Phi = 2\pi \frac{v}{c} \sigma_0 \Delta \cos \theta, \quad (5)$$

(4) 式中的 Δ' 为步进光程差, Δ 为总光程差,它们满足 $\Delta = \Delta_0 - \Delta'$, 其中 Δ_0 为基准光程差,根据不同的

探测目的有着不同的最佳值^[16]。 Φ 为频移量,与风场的速度相关。由(3)式~(5)式可知通过求解极光干涉条纹的调制度和频移量就可以得到风场的温度场和速度场。

时空混合调制型风场探测的探测模式如图1所示^[17~19],在该探测模式中每次进入视场的不是一个目标面元,而是一定区域内的所有的面元,且每个面元在一幅 CCD 图上只有一个干涉数据。当时空混合调制干涉仪随卫星在高空飞行时,待测目标面元依次进入仪器视场。视场内不同面元以不同的入射角进入干涉仪,探测器记录下不同面元的干涉强度。下一时刻,飞行器向前运动了一段距离,各面元与飞行器所成的角度相对前一时刻发生了变化,探测器记录了各个面元在新的入射角时各自的干涉强度。依次类推,当飞行器飞过整个区域时,各个面元都经历了最大入射角、零、负的最大入射角的过程,探测器分别记录了各个面元在该光程差变化范围内各个光程差下的干涉强度。通过一个中央处理器的控制,可以精确地在该光程差范围内采样得到同一目标 Δ' 分别对应 $0, \lambda/4, \lambda/2, 3\lambda/4$ 时的干涉强度 I_1, I_2, I_3, I_4 。当空间内的每个目标四步长下的干涉强度被记录后,从这4个数据就可以得到与风场信息相关的参量的表达式为^[19]

$$I_0 = (I_1 + I_3) / 2 = (I_2 + I_4) / 2, \quad (6)$$

$$V = [(I_1 - I_3)^2 + (I_2 - I_4)^2]^{1/2} / (2I_0), \quad (7)$$

$$\tan \Phi = (I_4 - I_2) / (I_1 - I_3), \quad (8)$$

可见根据四强度值,由(3)式和(7)式就可以得到风场的温度信息;而由(5)式和(8)式可以得到风场的速度信息。

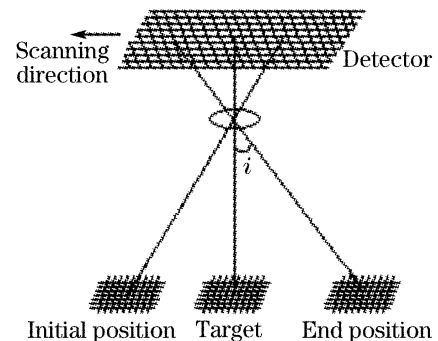


图1 时空混合调制探测模式

Fig. 1 Temporarily and spatially mixed modulated detection mode

从(6)式~(8)式可知探测中的四强度 I_1, I_2, I_3, I_4 的精确性将直接关系到最终的风场精度,而四强度的精确性与光程差同入射角的关系密切相关。对于广角的仪器,由于光程差与入射角的变化相对

缓慢,因此有利于数据的精确测量。

前面描述的探测,均是探测视场线方向上的风速 $v \cos \theta$ 。对于水平风场速度 v 的测量,风场探测仪器必须采用两个具有一定夹角的探测视场 FOV1 和 FOV2(Field of view) 进行探测(见图 2)。例如当卫星位于 P 点时,由 FOV1 可以得到 S 区域的 4 个强度值,由此就可以得到 S 区域沿着 PS 方向的风场的速度分量。卫星到达 P' 点,由 FOV2 得到 S 区域沿着 $P'S$ 方向的风场分量。通过将两个速度分量合成就可以得到目标点的速度矢量信息。

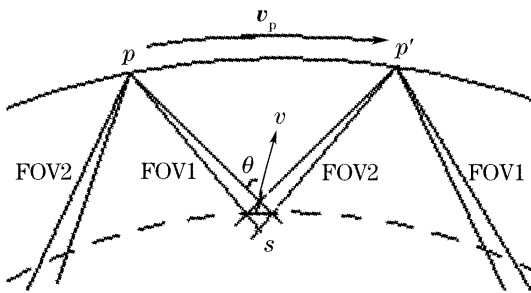


图 2 探测俯视图
Fig. 2 Platform of detection

3 任意角入射时改型萨尼亚克干涉仪光程差的计算

图 3 为一种改型萨尼亚克干涉仪的结构示意图^[20],图中 BK 涂半反半透膜, EG,GI, KM,MO 均涂全反膜。由其内部的光路分析知道,对于任意角度的一束入射光线,将会在干涉仪的分束膜 BK 处被分解为两束光线,这两束光线分别在各自的玻璃板内做顺时针和逆时针旋转后,平行地出射。由于这两束光线传播的路径不同,因此将会产生一定的光程差。

设干涉仪的参量如图所示, $BEGI$ 折射率为 n_a , $KMOQ$ 折射率为 n_b ,光线入射角为 i 。规定当入射光线在界面 IB 法线下方时入射角为正,反之为负。

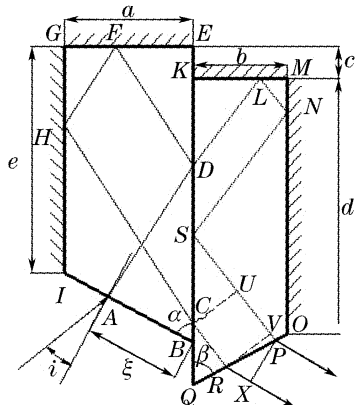


图 3 改型萨尼亚克干涉仪
Fig. 3 Modified Sagnac interferometer

由光程差的定义可知,剪切后的两光束的光程差为

$$\Delta = n_a(DF + FH + CH) + n_b \times CR + RX - n_b(DL + LN + NS + SP), \quad (9)$$

设入射光线入射到 BK 处的入射角为 φ ,折射角为 ψ ,则

$$\varphi = \arcsin(\sin i/n_a) + \alpha, \\ \psi = \arcsin(n_a \sin \varphi/n_b),$$

由此 $DE = e + a/\tan \alpha - \xi \sin \alpha \tan \varphi$ 。而长度 DF, FH, CH, DL, LN, NS 可以通过与 DE 的几何关系很容易求出。对于 $\triangle CQR$ 与 $\triangle SQP$ 采用正弦定理有

$$CR = \frac{\sin \alpha(d + b/\tan \alpha + c - CE)}{\sin(\psi - \alpha + \pi/2)}, \\ SP = \frac{(d + b/\tan \alpha - KS) \sin \alpha}{\sin(\psi - \alpha + \pi/2)},$$

当 C 在 S 的下方时,将有 $SC = -KS + CE - c$,所以 $CU = SC \cos \psi$,而 $RV = CU$,因此 $PR = \frac{RV}{\cos(\psi - \alpha)}$ 。

在 QO 面上,光线的入射角为 $\psi - \alpha$,由折射定律有

$$n_b \sin(\psi - \alpha) = \sin \gamma,$$

$$RX = PR \sin \gamma = PR n_b \sin(\psi - \alpha),$$

γ 为光线的出射角。将各线段长度代入到光程差公式中,得到最终光程差的表达式为

$$\Delta = -\frac{2}{\eta} \{ bn_b^2 - an_a \eta \sec \varphi - n_b \sec(\beta - \psi) \times \sin \beta \cdot [bn_a \sin \varphi + \eta(c - a \cdot \tan \varphi)] + cn_b^2 \tan(\beta - \psi) - cn_a^2 \sin^2 \varphi \tan(\beta - \psi) + bn_a \eta \sin \varphi \tan(\beta - \psi) - an_b^2 \tan \varphi \tan(\beta - \psi) + an_a^2 \sin^2 \varphi \tan \varphi \tan(\beta - \psi) \}, \quad (10)$$

(10) 式中 $\eta = \sqrt{n_b^2 - n_a^2 \sin^2 \varphi}$ 。对于 C 在 S 上方的情形,经过相似的计算得到的光程差公式与上式相同。由此我们可以看出,主平面内的光程差仅与参量 $n_a, n_b, a, b, c, \alpha, \beta$ 有关,而与入射点的位置 ξ 没有关系。通过对其它模式的计算还可看出,当保证光线在全反射镜子 GI, GE, KM, MO 仅被反射一次的条件,无论是先入射到侧面的反射面还是顶上的反射面,其光程差公式将保持不变。

4 风场探测萨尼亚克干涉仪设计参量的优化

对(10)式作关于 $\sin i$ 在 i 为 0 时的级数展开

$$\Delta = \Delta|_{i=0} + \frac{\partial \Delta}{\partial(\sin i)} \Big|_{i=0} \sin i + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta}{\partial(\sin i)^2} \Big|_{i=0} \sin^2 i + \delta(\sin i), \quad (11)$$

因此对应的广角条件为

$$\frac{\partial \Delta}{\partial \sin i} \Big|_{i=0} = 0, \quad \frac{\partial^2 \Delta}{\partial (\sin i)^2} \Big|_{i=0} = 0. \quad (12)$$

由风场探测基本原理知,风场探测的一个最佳基准光程差为 4.2 cm,为方便起见,我们可以令基准光程差为^[3]

$$\Delta_0 = \Delta \Big|_{i=0} = 4.2. \quad (13)$$

对于特定的材料组合,如果给定角度 α 与 β ,化简光程差表达式,可以得到其光程差将仅由 a, b, c 三系数决定,且光程差与 a, b, c 的关系为线性关系。因此由上述(12)式及(13)式就可求出相对应该材料组合用于风场探测的参量值。

4.1 同种材料的参量计算

对于同种材料,左右方玻璃的折射率相等,这时光程差表达式可以进一步化简。这里我们仅讨论其基准光程差及广角条件之间的关系。计算表明,基准光程差、光程差展开式一阶系数、二阶系数均为 a, b, c 的线性函数,其联立的方程组为

$$\begin{cases} m_{11}a + m_{12}b + m_{13}c = \Delta_0, \\ m_{21}a + m_{22}b + m_{23}c = 0, \\ m_{31}a + m_{32}b + m_{33}c = 0, \end{cases} \quad (14)$$

方程组中第一个方程为基准光程差方程,第二个方程保证了一阶项系数为零,第三个方程保证了二阶项系数为零, m_{ij} 为展开式中 a, b, c 的系数。我们对各种材料折射率以 α 及 β 与作预估后,由计算机数值计算得到

$$\begin{aligned} m_{11} + m_{12} &< 10^{-14}, \\ m_{21} + m_{22} &< 10^{-13}, \\ m_{31} + m_{32} &< 10^{-13}, \\ m_{21}m_{33} - m_{31}m_{23} &\neq 0, \end{aligned} \quad (15)$$

可见同种材料 3 个方程不可能同时成立。我们可以选择前两个方程,这时 c 将唯一确定。

对于 $\alpha = \beta = \pi/4$ 的特殊情况,我们有基准光程差表达式

$$\Delta_0 = \sqrt{2}(a - b + c)n_a, \quad (16)$$

广角方程

$$\begin{aligned} \sqrt{2}(-a + b + c) &= 0, \\ -\sqrt{2}(a - b + c)/n_1 &= 0, \end{aligned} \quad (17)$$

可见(16)式与(17)式不能同时成立,由此我们选取基准光程差以及广角条件的第一个方程作为组合,得到

$$c = \Delta_0 / (2\sqrt{2}n_a). \quad (18)$$

如前所述,在风场测量时,广角性越好,在 CCD

上的干涉条纹的相位变化将越缓慢,那样将更有利于干涉强度高精度的测量,因此我们定义系统光程差改变一个入射波长所需要的角度的改变为系统的有效视场,并以此来评判广角性能的好坏。图 4 显示了以 630 nm 光为入射波的情况下,分别以 K-CaFK95 (折射率 1.433338)、KLaK6 (折射率 1.640308)、K-PsFn1 (折射率 1.898783) 为材料的同种材料改型萨尼亚克干涉仪 ($\alpha = \beta = \pi/4$) 作广角设计后光程差与入射角的关系。由图可以看出:同种材料匹配中材料的折射率越小,对应的有效视场越大;并且由计算知道该角度范围约为 $0.4^\circ \sim 0.6^\circ$ 。可见,同种材料组合情况下,系统的广角性能不佳。

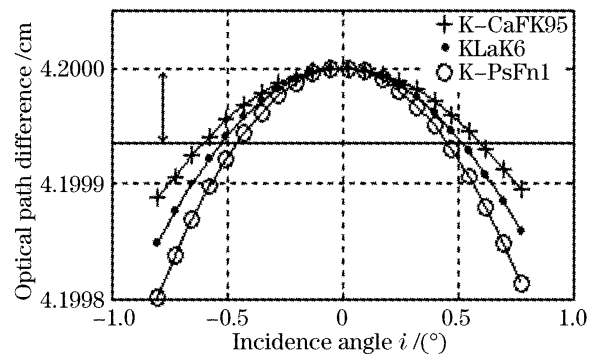


图 4 同种材料入射角与光程差关系曲线

Fig. 4 Optical path difference as function of incidence angle i

4.2 异种材料萨尼亚克干涉仪的优化设计以及设计结果

由于不同的材料的组合可以使得在某一固定基准光程差条件下光程差展开式的一阶项和二阶项全部为零,因此可以将广角设计得更好,这也将更有利于测量的精确性。

对于给定初始参量 n_a, n_b, a 及 β ,通过计算(12)式和(13)式可以求得任意的异种材料组合的边长参量。而不同的初始参量设置所得到的改型萨尼亚克干涉仪的性能以及体积等将有大的差别。下面我们探讨 630 nm 下改型萨尼亚克不同初始参量之间的组合与最终仪器有效视场及体积的关系。

4.2.1 折射率差与有效视场及体积的关系

图 5(a)显示了当 $\alpha = \beta = \pi/4$,固定右板为 K-CaFK95 (折射率为 1.433338) 时,有效视场随折射率之差的关系图,数据显示有效视场与折射率之差成反比。当折射率差从 0.08 变为 0.18 时,系统的有效视场仅下降 0.1° 。可见折射率差对有效视场影响不大。图 5(b)显示了仪器体积与折射率之差成反比,随着折射率差的加大,仪器体积迅速缩小。

由两图可知,必将存在一个最佳折射率配对,它们具有大的有效视场,并且体积也较小。

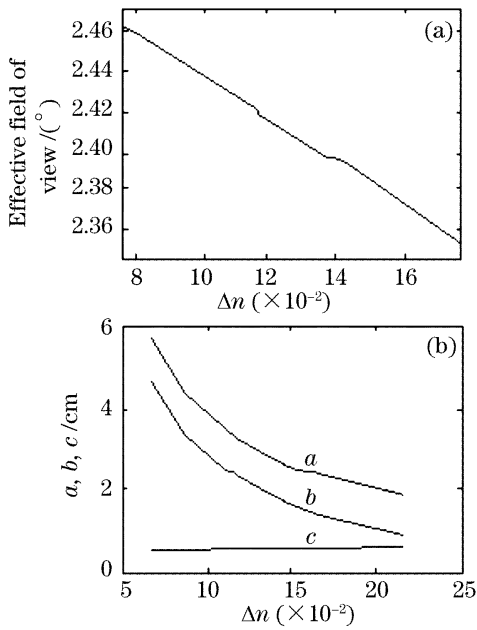


图 5 (a)有效视场,(b) a, b, c 边长与折射率差关系曲线
Fig. 5 (a) Effective field of view, (b) a, b, c as a function of refractive index difference

4.2.2 α 与有效视场及体积的关系

图 6(a)显示了在左板折射率 $n_a = 1.604871$, 右板的折射率 $n_b = 1.433338, \beta = \pi/4$ 的条件下,有效视场随 α 的关系图。由图可知有效视场与 α 成反比,并且相对折射率差而言, α 对有效视场影响更大。为了保证在目标从入射角 3° 变为 0° 时完成四强度值的探测,那么 α 应保证大于 0.5 rad 。图 6(b)显示了在该条件下,仪器体积与 α 成反比,并且基本

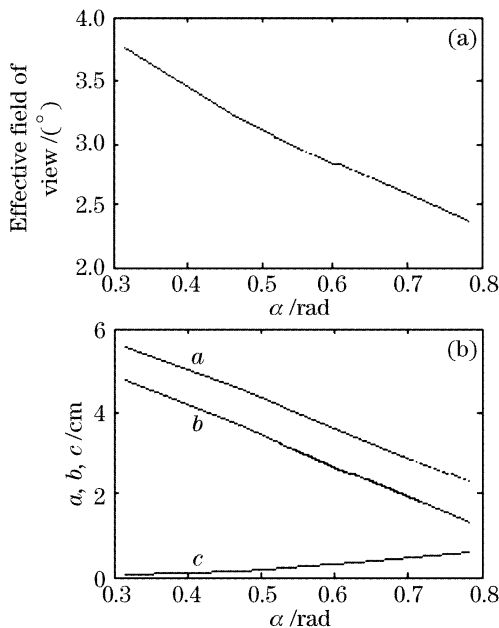


图 6 (a)有效视场,(b) a, b, c 边长与 α 关系
Fig. 6 (a) Effective field of view, (b) a, b, c parameters as a function of α

为线性关系。很显然,这两组关系曲线同样表明必将存在一个最佳 α ,它们具有大的有效视场,并且体积也较小。

4.2.3 β 与有效视场及体积的关系

图 7(a)显示了在左板折射率 $n_a = 1.604871$, 右板的折射率 $n_b = 1.433338, \alpha = \pi/4$ 的条件下,有效视场随 β 的关系图,不同 β 的各条曲线已经重叠的基本不能分开,因此 β 与有效视场无关。图 7(b)显示了在该条件下,仪器体积与 β 无关。

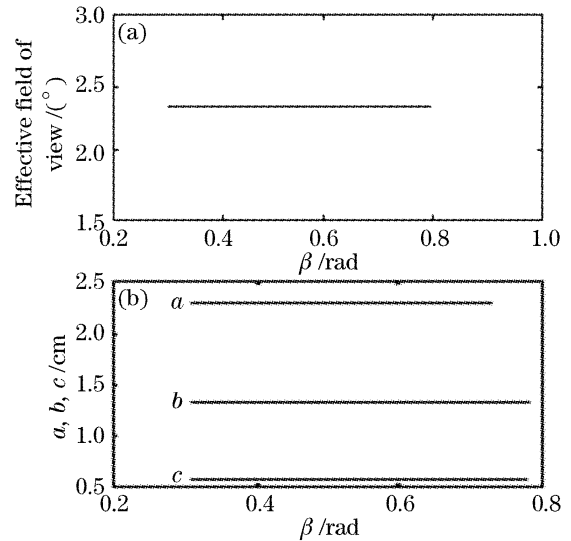


图 7 β 与有效视场及体积的关系。(a) 有效视场与 β 的关系曲线,(b) a, b, c 边长与 β 关系
Fig. 7 (a) Effective field of view, (b) a, b, c as a function of β

而由图 5(a)、图 6(a)、图 7(a)知,异种材料配对形成的改型萨尼亚克干涉仪的有效视场均在 2° 以上,并且可以达到 3° ,因此有结论:异种材料匹配而成的萨尼亚克相对同种材料具有更好的广角性能,因此异种材料组合更适合高层风场的探测。

5 结 论

本文提出了一种适于高层大气风场探测的稳态、大视场、大光程差的改型萨尼亚克干涉仪的原理和模式,分析、计算了该干涉仪的光程差,对其结构参量进行了优化,得到以下结论:

1) 提出了一种基于改型萨尼亚克干涉仪时空混合调制的风场探测模式。其以视场角的变化来调制光程差,突破了当前国外采用动镜扫描和镀膜的两种方式的局限,无须同时监测动镜移动以及入射光角度改变引起的光程差,更加适合仪器的研制。

2) 应用光线追迹的方法推导了任意角入射光线在改型萨尼亚克干涉仪中的光程差公式,计算表明光程差与入射点的位置无关;并且在入射光线仅

被各个反射面反射一次的情形下,光程差公式不变。改型萨尼亚克干涉仪光程差的特性使得设计变得多样性。

3) 时空混合的萨尼亚克干涉仪无运动部件,具有高稳性的显著特点。与 WINDII 动镜扫描相比,更加适合航空航天环境探测。

4) 改型萨尼亚克干涉仪具有大视场的优点。对同种材料和异种材料的分析计算表明:异种材料配对具有更佳的广角效应,更适合用于设计高层大气风场的干涉仪。而对异种材料的参量分析表明小的折射率差以及小的倾斜角 α 具有更好的广角性能。当 α 为 0.5 rad 时,水平视场 $\pm 3^\circ$,与 WINDII 持平。

5) 改型萨尼亚克干涉仪具有大光程差,可达到 4.2 cm,满足风场被动探测的要求。

基于时空混合调制探测模式的高层大气风场探测是对无动镜风场被动探测的又一个突破,是对国际上光学被动探测高层大气风场的理论的进一步完善。该研究对风场探测技术研究、探测模式和工程化都具有十分重大的理论及实践意义。

参 考 文 献

- 1 G. G. Shepherd, G. Thuillier, W. A. Gault *et al.*. WINDII, the wind imaging interferometer on the upper atmosphere research satellite[J]. *Geophys. Res.*, 1993, **98**(D6): 10725~10750
- 2 Chunmin Zhang, Jian He. The generalization of upper atmospheric wind and temperature based on the Voigt line shape profile[J]. *Opt. Exp.*, 2006, **14**(26): 12561~12567
- 3 He Jian, Zhang Chunmin, Tang Yuanhe *et al.*. The principle analysis of passive detection of upper atmospheric wind field of the lorentzian profile[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(5): 577~580 (in Chinese)
贺 健,张淳民,唐远河等. 洛伦兹光谱线型的高层大气风场被动探测原理分析[J]. *光学学报*, 2005, **25**(5): 577~580
- 4 Gordon G. Shepherd. Application of Doppler Michelson imaging to upper atmospheric wind measurement; WINDII and beyond [J]. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(16): 2764~2773
- 5 C. H. A. von Savigny, I. C. McDade, G. G. Shepherd *et al.*. Lower thermospheric nitric oxide concentrations derived from WINDII observations of the green nightglow continuum at 553.1 nm[J]. *Ann. Geophysicae*, 1999, **17**: 1439~1446
- 6 W. A. Gault, S. Brown, A. Moise *et al.*. An E-region wind interferometer[J]. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(16): 2913~2922
- 7 William Gault, Ian McDade, Gordon Shepherd *et al.*. SWIFT: an infrared Doppler Michelson interferometer for measuring stratospheric winds[C]. *Proc. SPIE*, 2001, **4540**: 476~481
- 8 Chunmin Zhang, Bin Xiangli, Baochang Zhao. Permissible deviations of the polarization orientation in the polarization imaging spectrometer[J]. *J. Opt. A; Pure Appl. Opt.*, 2004, **6**: 815~817
- 9 Zhang Chunmin, Zhao Baochang, Xiangli Bin. Wide-field-of-view polarization interference imaging spectrometer[J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(33): 6090~6094
- 10 Zhang Chunmin, Zhao Baochang, Xiangli Bin. Analysis of the modulation depth affected by the polarization orientation in polarization interference imaging spectrometer [J]. *Opt. Commun.*, 2003, **227**: 221~225
- 11 Susan H. C. Piotrowski McCall, J. A. Dobrowolski, Gordon G. Shepherd *et al.*. Phase shifting thin film multilayers for Michelson interferometers [J]. *Appl. Opt.*, 1989, **28**(14): 2854~2859
- 12 Chunmin Zhang, Baochang Zhao, Bin Xiangli. Interference image spectroscopy for upper atmospheric wind field measurement[J]. *Optik*, 2006, **117**: 265~270
- 13 W. A. Gault, S. Sargoytchev, G. G. Shepherd *et al.*. Divided-mirror scanning technique for a small Michelson mterferometer [C]. *Proc. SPIE*, 1996, **2830**: 15~18
- 14 Gordon G. Shepherd, William A. Gault, D. W. Miller *et al.*. WAMDII: wide-angle Michelson Doppler imaging interferometer for Spacelab[J]. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(11): 1571~1584
- 15 Chunmin Zhang, Baochang Zhao, Yingcai Li *et al.*. Novel imaging interferometer for upper high speed atmospheric wind field survery[C]. *Proc. SPIE*, 2007, **6279**: 62791D
- 16 Zhang Chunmin, Wang Wei, Xiangli Bin *et al.*. Interference image spectroscopy for upper atmospheric wind field measurement [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(2): 234~239 (in Chinese)
张淳民,王 伟,相里斌等. 利用干涉成像光谱技术大气风场[J]. *光学学报*, 2000, **20**(2): 234~239
- 17 W. E. Ward, W. A. Gault, G. G. Sheoherd *et al.*. Waves Michelson interferometer: a visible/near-IR interferometer for observing middle atmosphere dynamics and constituents [C]. *Proc. SPIE*, 2001, **4540**: 100~111
- 18 Zhang Chunmin, Xiangli Bin, Zhao Baochang *et al.*. A static polarization imaging spectrometer base on Savart polariscope[J]. *Opt. Commun.*, 2002, **203**(1~2): 21~26
- 19 Zhang Chunmin, Zhao Baochang, Xiang Libin. A new method to measure upper atmospheric wind field with high stability and large field of view[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(5): 697~700 (in Chinese)
张淳民,赵葆常,相里斌等. 高稳定度大视场大气风场测量新方法[J]. *光学学报*, 2000, **20**(2): 697~700
- 20 Xiangli Bin, Zhao Baochang, Xue Mingqiu *et al.*. Spatially modulated imaging interferometry[J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, **18**(1): 18~22 (in Chinese)
相里斌,赵葆常,薛鸣球等. 空间调制干涉成像光谱技术[J]. *光学学报*, 1998, **18**(1): 18~22