

# 静态偏振风成像干涉仪光传输特性和光通量改善\*

张宣妮<sup>1)2)</sup> 张淳民<sup>1)†</sup>

1) (西安交通大学理学院, 非平衡物质结构及量子调控教育部重点实验室, 西安 710049)

2) (咸阳师范学院物理与电子工程学院, 咸阳 712000)

(2012年1月11日收到; 2012年2月29日收到修改稿)

静态偏振风成像干涉仪利用偏振光束来获得干涉图, 光束在偏振元件中的传输特性成为分析研究的关键. Jones 矩阵用于分析系统的光学传输特性和偏振态变化过程, 形式简洁, 计算方便, 容易得出光学元件对系统性能的影响. 本文用 Jones 矩阵对静态偏振风成像干涉仪系统进行了描述, 推导出了适用于普遍情况的系统矩阵表达式, 计算出核心偏振元件的偏振化方向和波片方位角对应于系统光通量和干涉调制度的关系, 确定了系统中各偏振元件的最佳偏振化方向和波片的最佳方位角; 并通过视场展宽技术和提高四面角锥棱镜的透光率对光通量加以改善, 利用光线追迹软件仿真, 对视场展宽前后的干涉强度作了对比, 达到预期的效果. 为静态偏振干涉成像光谱仪的设计、研制和工程化提供重要理论和实践指导.

**关键词:** 偏振态, Jones 矩阵, 光通量, 调制度

**PACS:** 42.25.Ja, 02.10.Yn, 42.50.Lc, 42.50.Md

## 1 引言

地球大气是保护地球生命的一道天然屏障, 也是探索外太空的必经之路. 进一步认识和了解地球大气是保护地球家园和探索外太空的基石. 近年来由于种种原因, 致使地球大气层受到破坏, 引起臭氧层空洞和全球变暖等一系列问题. 这一切都迫切需要高精度、大范围的大气行为探测. 风是大气能量和动量的主要载体, 风场速度和大气温度是大气行为的重要参数, 对高层大气(80—300 km) 风场温度、速度、压力等参数的探测, 将为大气物理和地球物理的研究、中长期天气预报以及航空航天等领域提供大量的数据资料<sup>[1,2]</sup>.

迈克耳孙干涉仪可用于大气风场探测. 按照干涉图获取模式的不同, 它可划分为以下三种: 动镜扫描模式的探测系统、四分区镀膜模式的探测

系统、基于偏振迈克耳孙干涉仪的探测系统. 早在 1966 年风场被动探测的先驱 Hilliard 和 Shepherd 提出了宽场迈克耳孙干涉仪 (Wide-angle Michelson interferometer, WAMI) 的原理<sup>[3]</sup>. 此后发展的 WAMDII (wide-angle Michelson Doppler imaging interferometer)、WINDII (wind image interferometer) 和 SWIFT (an infrared Doppler Michelson interferometer for measuring stratospheric winds) 等都是动镜扫描模式的探测系统<sup>[4–6]</sup>. 它们需要精密的动镜扫描, 不能对快速变化目标进行精确探测. 四分区镀膜模式探测系统是把四块不同的多层介质膜镀在宽场迈克耳孙干涉仪一个臂的反射镜的四个分区上, 使经过各个分区的光波分别产生 0°, 90°, 180°, 270° 的相位差, 这样就可以同时得到目标的四幅干涉图, 实现实时探测<sup>[7]</sup>. 这种模式对多层介质膜的性能要求非常高, 加工难度大. 基于偏振迈克耳孙干涉仪的探测系统采用偏振干涉仪系统,

\* 国家高技术研究发展计划(批准号: 2012AA121101, 2006AA12Z152)、国家自然科学基金重点项目(批准号: 40537031)、国家自然科学基金(批准号: 40375010, 60278019)、国家重大科技专项(批准号: E03101112JC02)、陕西省科技攻关项目(批准号: 2001K06-G12, 2005K04-G18)、2010 苏州大学省重点实验室专题项目(批准号: KJS1001) 和陕西省教育厅科学研究计划项目(批准号: 09JK799) 资助的课题.

† E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn

通过旋转偏振片调制, 分别得到目标光源的四幅不同相位的干涉强度, 也需要运动部件, 不能实时探测。原理样机 PAMI (polarizing atmospheric Michelson interferometer)<sup>[8]</sup> 是偏振模式的典型代表。本课题组研究的静态偏振干涉仪采用四面角锥棱镜与偏振阵列的组合结构可同时在 CCD 的四个分区上得到四个不同相位的干涉图, 替代了 PAMI 中通过旋转四次偏振片来依次获取四个干涉强度的方法, 因此, 该静态偏振干涉仪系统可以实现对目标的实时探测, 克服了动镜扫描探测模式不能对快速变化目标进行精确探测的缺陷<sup>[8]</sup>。

调制度是风成像干涉仪的一个重要性能指标<sup>[9]</sup>, 不仅影响干涉图的清晰度和信噪比, 也直接影响风场速度和温度的反演精度。由于大气中自然形成的极光、气辉谱线(探测目标谱)一般为部分偏振光, 用非偏振模式探测时, 分光器分得两束光的强度并不相等, 这将引起调制度的下降。而偏振模式探测由于加入起偏器, 偏振分光器对线偏振光

进行分束, 可以得到光强几乎完全相等的两束线偏振 s(垂直分量)光和 p(平行分量)光, 从根本上保证了调制度的提高。本文将在分析静态偏振干涉仪的结构和探测原理的基础上, 重点用 Jones 矩阵分析光的传输特性、调制度及光通量。

## 2 静态偏振风成像干涉仪的偏振态和探测原理

### 2.1 静态偏振风成像干涉仪的偏振态分析

静态偏振风成像干涉仪的结构如图 1 所示<sup>[10]</sup>, 主要由滤波器、前置望远系统、宽场偏振迈克耳孙干涉仪系统、分光与成像系统等部分构成。滤波器选择需要探测的目标波长, 前置望远系统使尽量多的光线进入干涉仪系统, 提高系统的光通量。四面角锥棱镜把一束光等分为传输方向不同的四束光, 之后四束光分别经过聚焦透镜和偏振阵列在 CCD 上汇聚, 产生四幅相位不同的干涉图。

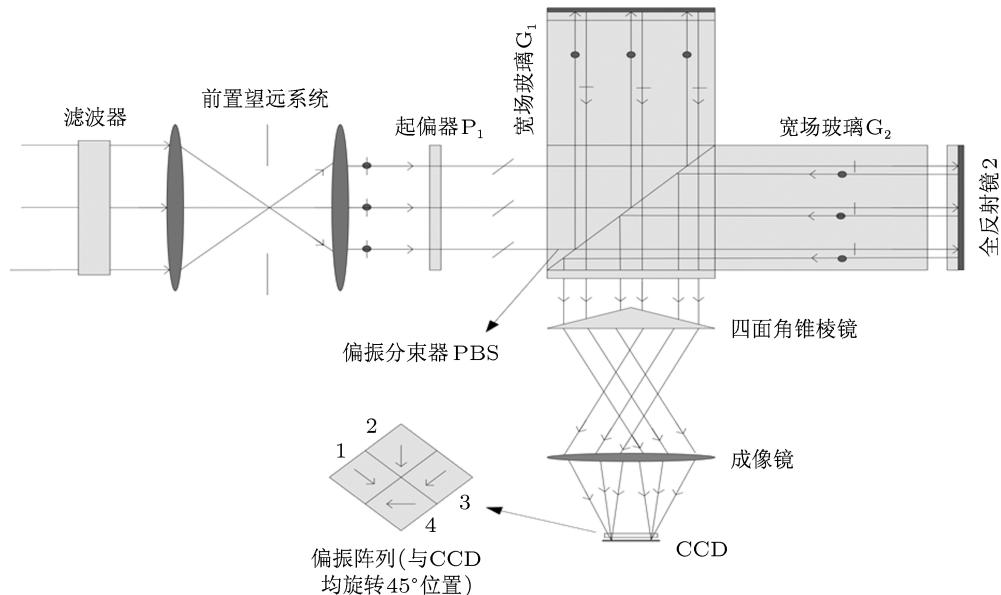


图 1 静态偏振风成像干涉仪的结构原理及偏振态变化示意图

宽场偏振迈克耳孙干涉仪是静态偏振干涉仪的核心部分<sup>[8,11]</sup>。图 2 为其结构示意图, 它主要由起偏器 P<sub>1</sub>、偏振分束器(PBS)、宽场玻璃、三个 1/4 波片(QWP)、两个全反射镜构成。在图 2 所示的坐标系中, 起偏器 P<sub>1</sub> 的方位角(规定为透光方

向与 x 轴的夹角)和三个 1/4 波片的方位角(规定为快轴方向与 x 轴的夹角)都为  $3\pi/4$ 。

图 1 中也形象地给出了光波偏振态的变化: 光束经滤波器使特定波长的光进入系统, 经前置望远系统准直后以光强  $I_0$  入射到起偏器 P<sub>1</sub>, 成为一

束与  $x$  轴正方向夹角为  $3\pi/4$  的线偏振光, 其归一化 Jones 矢量为  $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}$ . 该线偏振光被偏振分束器 PBS 分解为两个振动方向互相垂直的线偏振光 s 分量  $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}$  和 p 分量  $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ . 其中 s 分量反射进入臂 1, p 分量透射进入臂 2. 由于两臂的末端都有 QWP 和全反射镜, 光波经过 QWP 后被全反射镜反射再透过 QWP 的过程等价于经过一个  $1/2$  波片, 其光矢量  $\mathbf{E}_1''$  可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1'' &= \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ -i \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1)$$

即臂 1 中的 s 光在返回时将变为 p 光从而无损失地透过 PBS(PBS 的性能在理想情况下). 同样地, 臂 2 的 p 光在返回时将变为 s 光从而无损失地由 PBS 膜层反射出来, 其光矢量  $\mathbf{E}_2''$  可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2'' &= \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2)$$

在干涉仪出射位置, 两个光束相遇并经过第三个 QWP(QWP<sub>3</sub>). 设  $\mathbf{E}_1''$  经过 QWP<sub>3</sub> 后将变为  $\mathbf{E}_1'$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1' &= \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ -i \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3)$$

由(3)式可以看出, 线偏振光  $\mathbf{E}_1''$  经过 QWP<sub>3</sub> 后变为右旋圆偏振光. 同样, 设  $\mathbf{E}_2''$  经过 QWP<sub>3</sub> 后的将变为  $\mathbf{E}_2'$ ,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2' &= \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} i \\ -1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

可见, 线偏振光  $\mathbf{E}_2''$  经过 QWP<sub>3</sub> 后变为左旋圆偏振

光. 两圆偏振光将发生叠加, 其归一化 Jones 矢量为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_1' + \mathbf{E}_2' \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} i \\ -1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1+i}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5)$$

由(5)式可知, 两圆偏振光叠加后变为线偏振光, 该线偏振光中包含具有一定光程差  $\Delta_0$  的相干光分量. 之后, 这束线偏振光通过四面角锥棱镜分为等强度的四束光, 经汇聚透镜后分别通过偏振阵列上四个偏振方向不同的偏振单元(如图 1 所示), 最后在 CCD 上干涉叠加形成四个不同强度的干涉图.

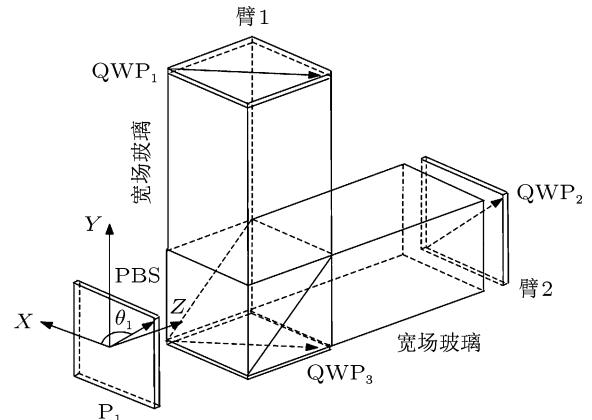


图 2 宽场偏振迈克耳孙干涉仪结构示意图

## 2.2 静态偏振风成像干涉仪探测原理的 Jones 矩阵分析

1941 年, R. C. Jones 提出了一种用列向量和矩阵描述偏振态和偏振器件的方法, 这种方法具有形式简明、运算方便的优点.

静态偏振风成像干涉仪是一个基于偏振迈克耳孙干涉仪的探测系统. 对于这样的偏振系统, 可用一个  $2 \times 2$  维的“系统 Jones 矩阵”进行表示. 光波通过的系统中各个光学器件的过程如图 3 所示<sup>[10]</sup>, 展示了光波偏振态变化过程. 由于光束到达四面角锥棱镜之前已经干涉叠加, 其产生的偏振态变化不影响光的干涉形成, 故不考虑四面角锥棱镜的偏振

传输矩阵.

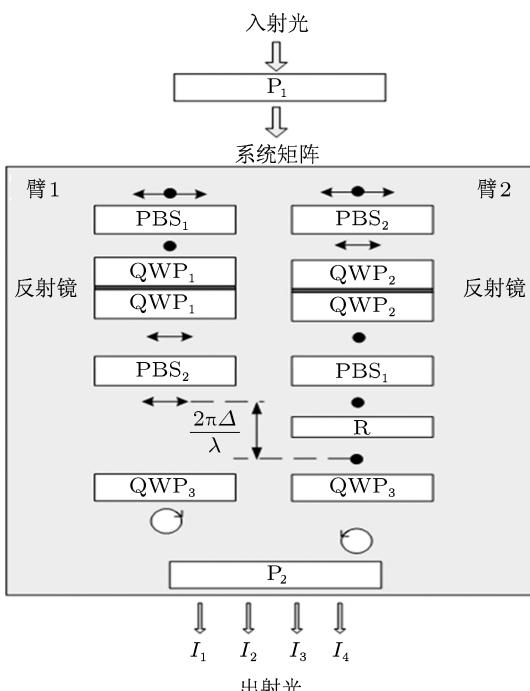


图 3 系统矩阵及偏振态变化示意图

臂 1 和臂 2 的 Jones 矩阵分别为

$$\mathbf{J}_{M_1} = \mathbf{J}_{PA} \mathbf{J}_{QWP_3} \mathbf{J}_T \mathbf{J}_{QWP_1} \mathbf{J}_{QWP_1} \mathbf{J}_R, \quad (6)$$

$$\mathbf{J}_{M_2} = \mathbf{J}_{PA} \mathbf{J}_{QWP_3} \mathbf{J}_{ARM} \mathbf{J}_R \mathbf{J}_{QWP_2} \mathbf{J}_{QWP_2} \mathbf{J}_T \quad (7)$$

其中  $\mathbf{J}_R$  为偏振分束器的反射矩阵  $\mathbf{J}_R = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{J}_T$  为偏振分束器的透射矩阵  $\mathbf{J}_T = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ ,

$\mathbf{J}_{QWP_n}$  为第  $n$  ( $n = 1, 2, 3$ ) 个 QWP 的 Jones 矩阵, 理想情况下,  $\mathbf{J}_{QWP_n} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix}$ . 两臂的基准相

位差  $\phi_0$  引入的相位延迟矩阵  $\mathbf{J}_{ARM} = \begin{bmatrix} e^{i\phi_0} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ ,

$\phi_0 \equiv 2\pi\sigma_0\Delta_0$  是干涉仪的零风速相位, 对应于干涉仪的基准光程差  $\Delta_0$ , 由定标获得.  $\sigma_0$  为谱线中心波数/ $\text{cm}^{-1}$ .  $\mathbf{J}_{PA}$  为偏振阵列  $P_2$  的 Jones 矩阵, 是由四个偏振态不同的偏振单元组成, 各偏振单元的偏振化方向与  $x$  轴的夹角为  $\theta$ , 其 Jones 矩阵的一般表达式  $\mathbf{J}_{PA}$  为<sup>[12]</sup>

$$\mathbf{J}_{PA} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix}. \quad (8)$$

理想情况下,  $\mathbf{J}_{M_1} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(\pi-\theta)} \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 \\ \sin \theta & 0 \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{J}_{M_2} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(\phi_0+\theta+\frac{\pi}{2})} \begin{bmatrix} 0 & \cos \theta \\ 0 & \sin \theta \end{bmatrix}$ , 则  $2 \times 2$  维的“系统 Jones 矩阵”  $\mathbf{J}$  可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \mathbf{J}_{M_1} + \mathbf{J}_{M_2} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{i(\pi-\theta)} \cos \theta & e^{i(\phi_0+\theta+\frac{\pi}{2})} \cos \theta \\ e^{i(\pi-\theta)} \sin \theta & e^{i(\phi_0+\theta+\frac{\pi}{2})} \sin \theta \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (9)$$

设一束完全非偏振单色光, 经过  $P_1$  后的光矢量为  $\mathbf{E}_{in} = \frac{1}{\sqrt{2}} A \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}$  ( $I_0 = A^2$ ,  $A$  为光矢量振幅), 显然, 通过干涉仪后的光矢量为臂 1 和臂 2 的出射光矢量的相干叠加, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{out} &= \mathbf{J} \mathbf{E}_{in} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{i(\pi-\theta)} \cos \theta & e^{i(\phi_0+\theta+\frac{\pi}{2})} \cos \theta \\ e^{i(\pi-\theta)} \sin \theta & e^{i(\phi_0+\theta+\frac{\pi}{2})} \sin \theta \end{bmatrix} \\ &\quad \times \frac{1}{\sqrt{2}} A \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{A}{2} \begin{pmatrix} -e^{i(\pi-\theta)} \cos \theta + e^{i(\phi_0+\theta+\frac{\pi}{2})} \cos \theta \\ -e^{i(\pi-\theta)} \sin \theta + e^{i(\phi_0+\theta+\frac{\pi}{2})} \sin \theta \end{pmatrix} \\ &= \frac{A}{2} \begin{pmatrix} e^{i(2\pi-\theta)} \cos \theta + e^{i(\phi_0+\theta+\frac{\pi}{2})} \cos \theta \\ e^{i(2\pi-\theta)} \sin \theta + e^{i(\phi_0+\theta+\frac{\pi}{2})} \sin \theta \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} I &= \mathbf{E}_{out} \mathbf{E}_{out}^* \\ &= \frac{I_0}{4} \left[ 1 + \cos \left( \phi_0 + 2\theta - \frac{3\pi}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

设定四个偏振单元的偏振方向相对  $QWP_3$  快轴的夹角分别为  $\psi_i = \theta - \frac{3\pi}{4}$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ), 则有

$$I = \frac{I_0}{4} [1 + \cos(\phi_0 + 2\psi_i)]. \quad (12)$$

考虑到实际探测谱线为高斯线型, 干涉信息中必然会引入干涉条纹调制度  $V$ , 引入探测目标的多普勒效应  $\sigma = \sigma_0(1 + \frac{v}{c})$ ,  $v$  为光源运动速度/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $c$  为光速/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . 可得

$$\begin{aligned} I &= \frac{I_0}{4} \left[ 1 + V \cos \left( 2\pi\sigma_0\Delta_0 + 2\pi\sigma_0\Delta_0 \frac{v}{c} + 2\psi_i \right) \right] \\ &= \frac{I_0}{4} [1 + V \cos(\phi_0 + \phi_w + 2\psi_i)], \end{aligned} \quad (13)$$

$\phi_w \equiv 2\pi\sigma_0 \frac{v}{c} \Delta_0$  是由风速  $v$  产生的多普勒相移, 对应于探测粒子的运动. 已知偏振阵列中偏振单元 1, 2, 3, 4 的偏振方向  $\psi_i$  分别为  $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  和  $135^\circ$  (如图 1 所示), 最终将在探测器上同时得到四个不同相位的干涉图, 强度值分别用  $I_1, I_2, I_3, I_4$  表示.

$$\begin{cases} I_1 = \frac{I_0}{4}(1 + V \cos \Psi) \\ I_2 = \frac{I_0}{4}(1 - V \sin \Psi) \\ I_3 = \frac{I_0}{4}(1 - V \cos \Psi) \\ I_4 = \frac{I_0}{4}(1 + V \sin \Psi) \end{cases}, \quad (14)$$

其中,  $\Psi = \phi_0 + \phi_w$ , 由 (14) 式的四个关系式可得

$$I_0 = 2(I_1 + I_3) = 2(I_2 + I_4), \quad (15)$$

$$V = 2[(I_1 - I_3)^2 + (I_2 - I_4)^2]^{1/2}/I_0, \quad (16)$$

$$\Psi = \arctan[(I_4 - I_2)/(I_3 - I_1)]. \quad (17)$$

可得到目标的风速  $v$  和温度  $T$  为

$$v = \frac{c}{2\pi\sigma_0 \Delta_0} \{\arctan[(I_4 - I_2)/(I_3 - I_1)] - \phi_0\}, \quad (18)$$

$$T = -\frac{1}{Q\Delta_0^2} \ln\{2[(I_1 - I_3)^2 + (I_2 - I_4)^2]^{1/2}/I_0\}. \quad (19)$$

因此, 从探测器 CCD 上同时获得四幅干涉图, 提取四个强度值  $I_1, I_2, I_3, I_4$ , 并通过仪器设计和定标使干涉仪系统的基准光程差  $\Delta_0$  固定, 求出大气的风速和温度信息, 这就是静态偏振干涉仪风场探测技术原理.

### 3 调制度和通量分析

#### 3.1 偏振化方向和波片方位角对调制度和通量的影响

大气风场被动探测的目标源是微弱的极光或气辉. 光学系统的光通量和调制度是两个关键的性能参数. 依据风场探测原理, 调制度  $V = \exp(-QT\Delta^2)$ , 调制度直接决定了温度的反演. 实际探测中, 仪器调制度  $U$  与谱线调制度  $V$  的乘积共同决定了温度的反演, 即  $UV = \exp(-QT\Delta^2)$ . 而谱线调制度  $V$  由探测谱线的特征量、谱线的

温度和干涉仪的光程差决定, 不受其他条件的影响 [8,9,11–13]. 仪器调制度  $U$  受光学元件的透射率和偏振化方向的影响, 下面主要通过传输矩阵分析偏振化方向对仪器调制度和光通量的影响.

如图 2 所建坐标系, 设起偏器  $P_1$  与  $x$  轴成  $\alpha$  角, 则入射光经过起偏器  $P_1$  后的 Jones 矢量为  $\mathbf{E}_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}A \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}$ , 到达偏振分束器经反射至臂 1, 透射至臂 2, 其光矢量分别表示为

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{J}_{PA} \mathbf{J}_{QWP_3} \mathbf{J}_T \mathbf{J}_{QWP_1} \mathbf{J}_{QWP_1} \mathbf{J}_R \mathbf{E}_0, \quad (20)$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{J}_{PA} \mathbf{J}_{QWP_3} \mathbf{J}_{ARM} \mathbf{J}_R \mathbf{J}_{QWP_2} \mathbf{J}_{QWP_2} \mathbf{J}_T \mathbf{E}_0, \quad (21)$$

$\mathbf{J}_{QWP_n}$  为第  $n$  ( $n = 1, 2, 3$ ) 个 QWP 的 Jones 矩阵, 其一般表示为 [12]

$$\mathbf{J}_{QWP_n} = \cos \frac{\delta_n}{2} \begin{bmatrix} 1 - i \operatorname{tg} \frac{\delta_n}{2} \cos 2\beta_n & -i \operatorname{tg} \frac{\delta_n}{2} \sin 2\beta_n \\ -i \operatorname{tg} \frac{\delta_n}{2} \sin 2\beta_n & 1 + i \operatorname{tg} \frac{\delta_n}{2} \cos 2\beta_n \end{bmatrix}, \quad (22)$$

$\beta_n$  为第  $n$  个 QWP 的方位角;  $\delta_n$  为第  $n$  个 QWP 的相位延迟量. 在理想情况下  $\delta_n = \pi/2$ . 假设三个 QWP 相位延迟量是理想的, 即  $\delta_1 = \delta_2 = \delta_3 = \delta = \pi/2$ , 此时

$$\mathbf{J}_{QWP_n} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 - i \cos 2\beta_n & -i \sin 2\beta_n \\ -i \sin 2\beta_n & 1 + i \cos 2\beta_n \end{bmatrix}. \quad (23)$$

则两臂出射的光矢量分别为

$$\mathbf{E}_1 = \frac{1}{2} A \cos \alpha \sin 2\beta_1 (\cos \theta \sin 2\beta_3 - i \sin \theta - \sin \theta \cos 2\beta_3) \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}, \quad (24)$$

$$\mathbf{E}_2 = \frac{1}{2} A \sin \alpha \sin 2\beta_2 (-i \cos \theta + \cos \theta \cos 2\beta_3 + \sin \theta \sin 2\beta_3) \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} e^{i\phi_0}. \quad (25)$$

臂 1 和臂 2 最后出射的光强  $I_1, I_2$  分别为

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{4} A^2 \cos^2 \alpha \sin^2 2\beta_1 \left( \sin^2 \theta + \sin^2 (2\beta_3 - \theta) \right) \\ &= \frac{1}{4} I_0 \cos^2 \alpha \sin^2 2\beta_1 \end{aligned}$$

$$\times \left( \sin^2 \theta + \sin(2\beta_3 - \theta) \right), \quad (26)$$

$$\begin{aligned} I_2 &= \frac{1}{4} A^2 \sin^2 \alpha \sin^2 2\beta_2 \\ &\times \left( \cos^2 \theta + \cos(2\beta_3 - \theta) \right) \\ &= \frac{1}{4} I_0 \sin^2 \alpha \sin^2 2\beta_2 \end{aligned}$$

$$\times \left( \cos^2 \theta + \cos(2\beta_3 - \theta) \right), \quad (27)$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \phi, \quad (28)$$

$\phi$  为两臂光束的总相位差. 要使干涉强度最大, 需使  $I_1, I_2$  同时达到最大. 由式 (26) 和 (27) 可知  $\sin^2 2\beta_1 = \sin^2 2\beta_2 = 1$ , 系统设计中  $\beta_1 = \beta_2 = 3\pi/4$  满足条件. 则有

$$\begin{aligned} 2\sqrt{I_1 I_2} &= \frac{1}{4} I_0 \left| \sin 2\alpha \sqrt{\left( \sin^2 \theta + \sin(2\beta_3 - \theta) \right) \left( \cos^2 \theta + \cos(2\beta_3 - \theta) \right)} \right| \\ &= \frac{1}{4} I_0 |\sin 2\alpha (1 - \cos 2\beta_3 \cos 2(\beta_3 - \theta))|, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{4} I_0 \left( \cos^2 \alpha \left( \sin^2 \theta + \sin(2\beta_3 - \theta) \right) \right. \\ &\quad \left. + \sin^2 \alpha \left( \cos^2 \theta + \cos(2\beta_3 - \theta) \right) + |\sin 2\alpha (1 - \cos 2\beta_3 \cos 2(\beta_3 - \theta))| \cos \phi \right). \end{aligned} \quad (30)$$

## 仪器调制度

$$U = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{|\sin 2\alpha (1 - \cos 2\beta_3 \cos 2(\beta_3 - \theta))|}{\cos^2 \alpha \left( \sin^2 \theta + \sin(2\beta_3 - \theta) \right) + \sin^2 \alpha \left( \cos^2 \theta + \cos(2\beta_3 - \theta) \right)}. \quad (31)$$

## 系统的光通量

$$\Phi = I \cdot \frac{2\pi}{R} \cdot S, \quad (32)$$

$S$  为干涉仪的孔径,  $R$  为光谱分辨率. 一般情况下, 成像光谱仪的孔径及分辨率已由设计决定, 所以干涉仪的光通量完全由  $I$  决定 [13–16].

### 3.1.1 起偏器的偏振化方向角 $\alpha$ 对干涉强度和调制度的影响

如果起偏器  $P_1$  的偏振化方向未定, 其他器件的偏振化方向均处于理想状态, 即  $\beta_3 = 3\pi/4$ , 偏振阵列的偏振化方向角  $\theta$  可变, 此时

$$I = \frac{1}{4} I_0 (1 + |\sin 2\alpha| \cos \phi), \quad (33)$$

$$U = |\sin 2\alpha|. \quad (34)$$

由 (34) 式可知, 当  $|\sin 2\alpha| = 1$  时, 调制度达到最大值 1, 干涉强度变化最明显.  $\alpha = \pi/4$  或  $\alpha = 3\pi/4$  均满足.

### 3.1.2 QWP<sub>3</sub> 方位角 $\beta_3$ 对干涉强度和调制度的影响

QWP<sub>3</sub> 的方向角未定, 其他器件的偏振化方向均处于最佳状态, 即  $\alpha = \pi/4$  或  $\alpha = 3\pi/4$ , 偏振阵列的偏振化方向角  $\theta$  可变, 此时

$$I = \frac{1}{4} I_0 (1 + |1 - \cos 2\beta_3 \cos 2(\beta_3 - \theta)| \cos \phi), \quad (35)$$

$$U = |1 - \cos 2\beta_3 \cos 2(\beta_3 - \theta)|. \quad (36)$$

由 (36) 式可知, 当  $\cos 2\beta_3 \cos 2(\beta_3 - \theta) = 0$  时, 调制度达到最大值 1. 由于偏振阵列的偏振化方向角  $\theta$  可变, 不可能  $\cos 2(\beta_3 - \theta) \equiv 0$ , 而只有  $\cos 2\beta_3 \equiv 0$ , 即  $\beta_3 = \pi/4$  或  $\beta_3 = 3\pi/4$ .

由此可见  $\alpha = \pi/4$  或  $\alpha = 3\pi/4$ ,  $\beta_n = \pi/4$  或  $\beta_n = 3\pi/4$  ( $\alpha$  和  $\beta_3$  均在  $[0, \pi]$  区间讨论) 分别是起偏器的最佳偏振方向和 QWP 的最佳方位角. 图 1 系统中起偏器的偏振化方向角  $\alpha = 3\pi/4$ , QWP 的方位角均为  $\beta_n = 3\pi/4$ , 则干涉强度和仪器调制度均达到最大.

### 3.2 改善通量的措施

由于四面角锥棱镜把干涉光束四等分, 所以每一幅干涉图的强度仅为(30)式的 $1/4$ , 意味着光通量也随之下降至 $1/4$ .

#### 3.2.1 视场展宽

在孔径 $S$ 和光谱分辨率 $R$ 一定时, 干涉仪的光通量完全由 $I$ 决定. 在各元件都处于最佳偏置状态时, 通过增大入射光量可提高通量, 视场展宽就是采取的有效措施之一.

大气风场被动探测的目标源是微弱的极光或气辉. 为了在测量中收集更多的光能量, 干涉仪在设计时通常允许一定角度的斜入射, 即视场展宽<sup>[10,17-19]</sup>. 视场展宽通常是在迈克耳孙干涉仪的两个臂上加不同厚度、不同折射率的玻璃或者空气隙来实现的, 如图4所示.

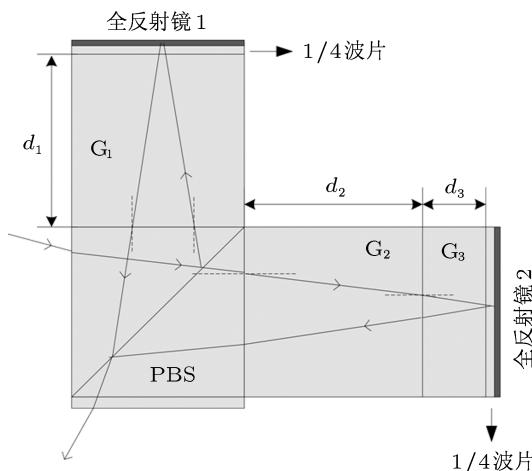


图4 宽场偏振迈克耳孙干涉仪的两臂宽场玻璃的设计

两臂的光程差为

$$\Delta = 2(n_1 d_1 + n_2 d_2 + n_3 d_3) - \sin^2 i_0 \left( \frac{d_1}{n_1} + \frac{d_2}{n_2} + \frac{d_3}{n_3} \right) - \frac{\sin^4 i_0}{4} \left( \frac{d_1^3}{n_1^3} + \frac{d_2^3}{n_2^3} + \frac{d_3^3}{n_3^3} \right) - \dots, \quad (37)$$

上式中 $i$ 为光进入分束器的入射角,  $d_1, d_2, d_3, n_1, n_2, n_3$ 为各层介质的厚度及折射率. 臂1上各层介质的厚度为正, 则臂2上各层介质的厚度为负.

要实现视场展宽, 干涉仪通常需要满足三个条件<sup>[10]</sup>:

方程组(38)中第一个为宽场条件——光程差不随着入射角的变化而变化;

第二个为消色差条件——光程差不随着入射波长的变化而变化;

第三个为消温差条件——光程差不随着温度的变化而变化.

$$\begin{cases} \frac{d_1}{n_1} + \frac{d_2}{n_2} + \frac{d_3}{n_3}|_{\lambda_0} = 0, \\ \frac{d_1}{n_1^2} \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} + \frac{d_2}{n_2^2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} + \frac{d_3}{n_3^2} \frac{\partial n_3}{\partial \lambda} = 0, \\ d_1(n_1 k_1 + x_1) + d_2(n_2 k_2 + x_2) \\ + d_3(n_3 k_3 + x_3) = 0, \end{cases} \quad (38)$$

$k_j$ 为第 $j$ ( $j=1, 2, 3$ )层介质的热膨胀系数/ $\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$ ;  $x_j$ 为第 $j$ 层介质的热折射率系数/ $\text{K}^{-1}$ . 在进行宽场干涉仪设计时通常采用两块补偿玻璃和一块空气隙来实现视场展宽<sup>[10]</sup>. 按照基准光程差 $\Delta_0 = 4.5 \text{ cm}$ 给出了静态偏振风成像干涉仪系统视场展宽方案, 如表1所示. 其中玻璃LF5和N-LaF21的各种详细数据都可以在德国肖特公司提供的玻璃数据库中找到.

表1 系统视场展宽补偿玻璃设计方案<sup>[10]</sup>

编号	类型	厚度/cm
G1	LF5	6.07636
G2	N-LaF21	6.52867
G3	真空	0.19100

根据表1视场展宽方案, 并将相关玻璃参数带入到(38)式中, 得到不同波长入射情况下基准光程差随入射角的偏离, 如图5所示. 可见, 在 $3^\circ$ 视场角范围内, 三个波长的基准光程差的偏离值都

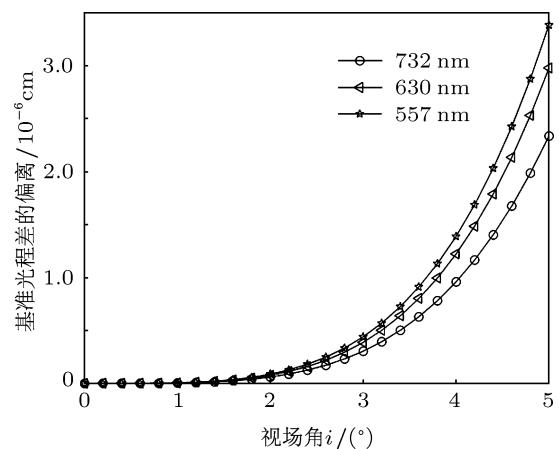


图5 不同波长基准光程差随入射角的偏离

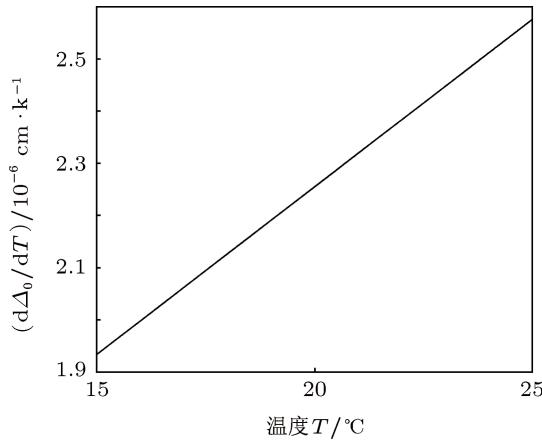
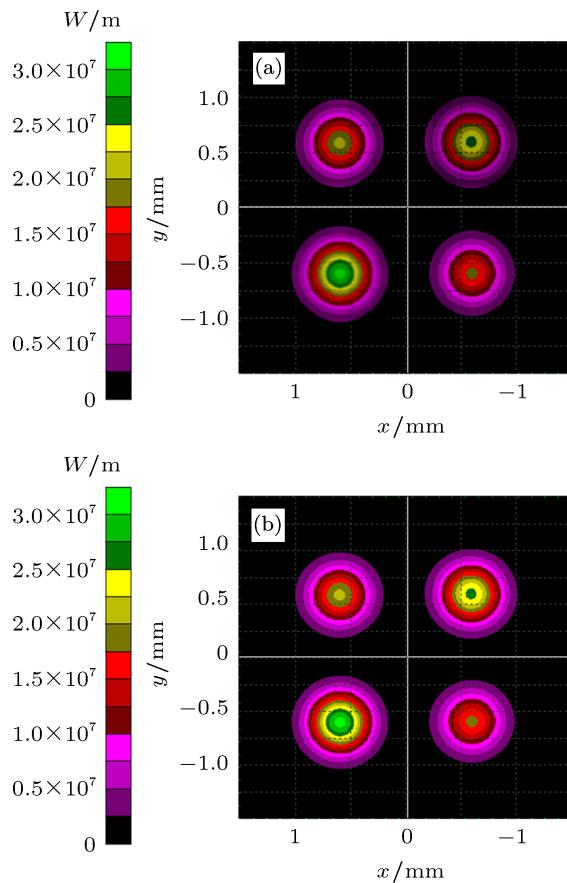
图 6  $d\Delta_0/dT$  随温度的变化曲线

图 7 光线追迹软件仿真得到的干涉图 (a) 视场展宽前的干涉图; (b) 视场展宽后的干涉图

在  $0.00005 \text{ cm}$  之内, 与  $4.5 \text{ cm}$  的基准光程差相比可以认为达到了视场补偿和色补偿的要求. 图 6 为  $d\Delta_0/dT$  随温度的变化曲线, 其大小可以控制在  $10^{-6} \text{ cm/K}$  (在  $20^\circ\text{C}$  时) 的数量级上, 获得了比较好的温度补偿效果.

用光线追迹软件对视场加宽前后的光路图进行光线追迹, 得到图 7 所示的干涉图.

从图 7 中 (a), (b) 两图的亮度对比可知, 经过补偿设计视场展宽后, 干涉图强度增大, 系统通量随之增大.

### 3.2.2 提高四面角锥棱镜的透射率

如图 8 所示, 四面角锥棱镜底面为正方形, 四个侧面是对称的等腰三角形,  $\alpha'$  为侧面与底面的夹角. 一束垂直于四面角锥棱镜底面的均匀的入射光, 分别经过四面角锥棱镜侧面和底面两次折射后可在棱镜的内部或外部等分为四束光, 实现分光作用.

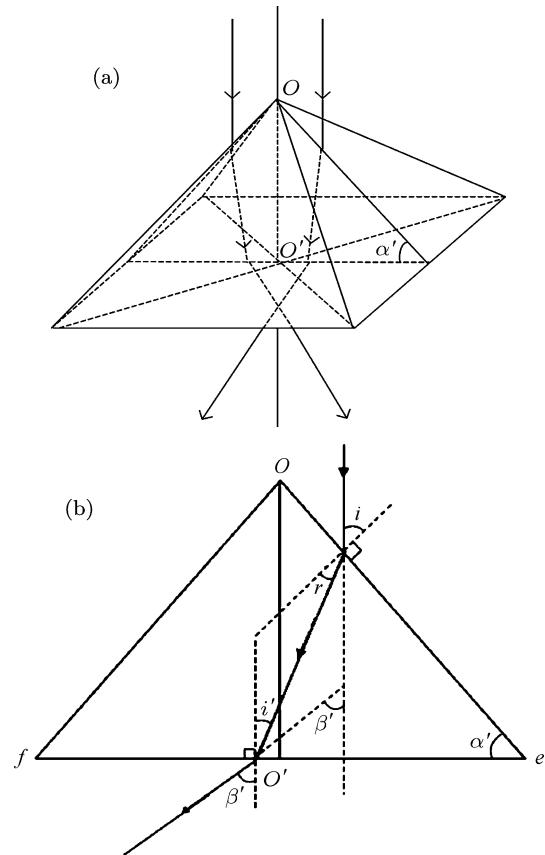


图 8 四面角锥棱镜结构及光传输示意图 [20] (a) 四面角锥棱镜分光示意图; (b) 光线在四面角锥棱镜主截面内的传输

四面角锥棱镜设计时考虑的首要因素就是尽量使其透射率最大. 前面的光强及光通量计算中都以四面角锥棱镜的透射率为 1 进行分析的, 实际上, 透射率受各种因素制约. 如图 8(b) 所示, 光线以入射角  $i = \alpha'$  在侧面  $OE$  上发生第一次折射, 折射角为  $\gamma$ , 接着在底面发生第二次折射入射角为  $i'$  ( $i' = \alpha' - \gamma$ ), 折射角为  $\beta'$ , 假设空气折射率为  $n_0$ , 四面角锥棱镜折射率为  $n$ . 侧面的透射矩阵  $J_S$ , 底面的透射矩阵为  $J_B$ , 则整个四面角锥棱镜的传输

矩阵为

$$\mathbf{J}_F = \mathbf{J}_B \mathbf{J}_S = \begin{bmatrix} t'_p t''_p & 0 \\ 0 & t'_s t''_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_p & 0 \\ 0 & t_s \end{bmatrix}, \quad (39)$$

其中  $\mathbf{J}_S = \begin{bmatrix} t''_p & 0 \\ 0 & t''_s \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{J}_B = \begin{bmatrix} t'_p & 0 \\ 0 & t'_s \end{bmatrix}$ ,  $t_p = t'_p t''_p$ ,  $t_s = t'_s t''_s$ ,  $t''_p = \frac{2n_0 \cos \alpha'}{n_0 \cos \alpha' + n \cos \gamma}$ ,  $t''_s = \frac{2n_0 \cos \alpha'}{n \cos \alpha' + n_0 \cos \gamma} t'_p = \frac{2n \cos (\alpha' - \gamma)}{n \cos (\alpha' - \gamma) + n_0 \cos \beta'}$ ,  $t'_s = \frac{2n \cos (\alpha' - \gamma)}{n_0 \cos (\alpha' - \gamma) + n \cos \beta'}$ ,  $T_s = |t_s|^2$  和  $T_p = |t_p|^2$  分别表示出射光 s 和 p 分量的光强透过率,  $t''_p t''_s t'_p t'_s$  分别为侧面和底面上 s 分量和 p 分量的振幅透射系数.

由斯涅尔定理  $\alpha', \beta', \gamma$  满足  $n_0 \sin \alpha' = n \sin \gamma$ ,  $n \sin (\alpha' - \gamma) = n_0 \sin \beta'$ . 由此可见  $\beta', \gamma$  均依赖  $\alpha'$ 、空气折射率  $n_0$  和四面角锥棱镜折射率  $n$ . 给定目标波长、空气折射率  $n_0$ , 则出射光强透过率由四面角锥棱镜的结构角  $\alpha'$  和材料的折射率  $n$  决定. 取  $n_0 = 1$ ,  $n = 1.45702$  (石英玻璃折射率), 得到出射光强透过率随入射角变化曲线, 如图 9 所示.

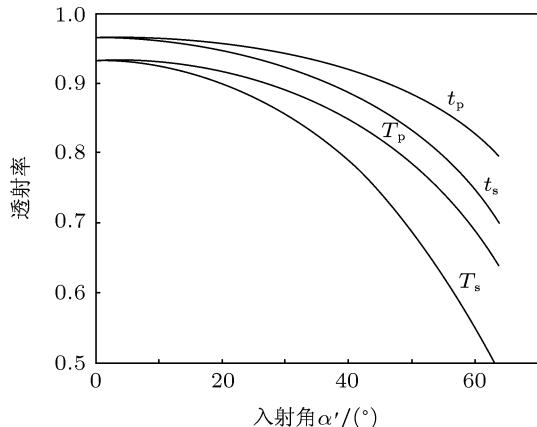


图 9 光强透过率及振幅透射系数随入射角的变化曲线

由图 9 可以看出, 当  $\alpha' = 0^\circ - 20^\circ$  时, 光强透过率较高, 在  $0.9 - 0.93$ ;  $\alpha' > 20^\circ$ , 光强透过率迅速降低. 因此四面角锥棱镜的结构角  $\alpha'$  应尽可能小, 既能保证有较高的光强透过率, 又能避免光线从四

面角锥棱镜侧面出射和在底面发生全反射<sup>[20]</sup>, 详细分析见文献[20]. 四面角锥棱镜还应与系统所用成像镜及 CCD 的尺寸匹配. 综合考虑, 选择合适的棱镜底面边长、结构角  $\alpha'$  及棱镜制作材料可实现对四面角锥棱镜的优化设计<sup>[20]</sup>.

## 4 结 论

静态偏振风成像干涉仪是风场探测技术的发展方向, 系统的设计和参数优化是首先要解决的问题<sup>[21-23]</sup>. 而用 Jones 矢量和 Jones 矩阵分析优化偏振光学参数体现出形式简明、运算方便等优点, 并得出以下结论.

1) 用 Jones 矢量和 Jones 矩阵分析了静态偏振风成像干涉仪中光束的传输过程中偏振态的变化以及干涉形成机理, 并给出了“四强度”法探测风场速度和温度的技术原理.

2) 给出了各偏振元件的 Jones 矩阵和系统矩阵, 分析了各偏振元件的偏振化方向对光通量和干涉调制度的影响, 得到起偏器的偏振化方向角  $\alpha = 3\pi/4$ , QWP 的方位角均为  $\beta = 3\pi/4$  时, 干涉强度和仪器调制度均达到最大的结论. 确定了系统中各偏振元件的理想偏振方向和波片的最佳方位角.

3) 由于四面角锥棱镜的分束, 干涉强度减小, 光通量随之下降. 视场展宽可以补充光通量. 利用宽场条件、消色差和温度补偿条件, 选择合适的补偿玻璃和空气隙厚度, 使视场展宽至  $3^\circ$  时, 各波长的光程差随入射角变化的差异很小, 光线追迹软件仿真给出视场展宽前后光通量的对比.

4) 四面角锥棱镜的光强透过率是影响光通量的又一重要因素. 结构角  $\alpha'$  对光强透过率影响很大, 分析得出结构角  $\alpha'$  越小, 光强透过率越大; 同时应考虑四面角锥棱镜与系统所用成像镜及 CCD 的尺寸匹配.

由于四面角锥棱镜把干涉光束四等分, 每一幅干涉图的强度将下降至  $1/4$ , 其强度是否足以被探测得到是今后需要进一步研究和验证的核心问题.

- [1] Babcock D D 2006 *Ph. D. Dissertation* (Canada: York University)
- [2] Persky M J 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 4763
- [3] Hilliard R L, Shepherd G G 1966 *J. Opt. Soc. Am.* **56** 362
- [4] Shepherd G G, Gault W A, Miller D W, Pasturczyk Z, Johnston S F, Kosteniuk P R, Haslett J W, Kendall D J W, Wimperis J R 1985 *Appl. Opt.* **24** 1571
- [5] Zhang C M, Zhao B C, Yuan Z L, Huang W J 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 085401
- [6] Zhang C M, He J 2006 *Opt. Express* **14** 12561
- [7] Gault W A, Sargoytchev S, Brown S 2001 *Proc. SPIE* **4306** 266
- [8] Bird J C, Liang F C, Solheim B H, Shepherd G G 1995 *Meas. Sci. Technol.* **6** 1368
- [9] Ye J Y, Zhang C M, Zhao B C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 67 (in Chinese)[叶健勇, 张淳民, 赵葆常 2008 物理学报 **57** 67]
- [10] Zhang C M, Zhu H C, Zhao B C 2011 *Opt. Express* **19** 9626
- [11] Zhang C M, Zhu L Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 989 (in Chinese)  
[张淳民, 朱兰艳 2010 物理学报 **59** 989]
- [12] Liao Y B 2003 *Polarization Optics* (Beijing: Science Press) p57  
(in Chinese) [廖延彪 2003 偏振光学 (北京: 科学出版社) 第 57 页]
- [13] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B 2003 *Opt. Commun.* **227** 221
- [14] Bu Z C, Zhang C M, Zhao B C, Zhu H C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2415 (in Chinese) [步志超, 张淳民, 赵葆常, 朱化春 2009 物理学报 **58** 2415]
- [15] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2000 *Proc. SPIE* **4087** 957
- [16] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2004 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **43** 6090
- [17] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B, Li Y C 2006 *Optik* **117** 265
- [18] Thuillier G, Shepherd G G 1985 *Appl. Opt.* **24** 1599
- [19] Thuillier G, Herse M 1991 *Appl. Opt.* **30** 1210
- [20] Wang J C, Zhang C M, Zhao B C, Liu N 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1625 (in Chinese) [王金婵, 张淳民, 赵葆常, 刘宁 2010 物理学报 **59** 1625]
- [21] Zhang C M, Zhao J K, Sun Y 2011 *Appl. Opt.* **50** 3497
- [22] Zhang C M, Wu H Y, Li J 2011 *Opt. Eng.* **50** 066201
- [23] Zhang C M, Mu T K 2011 *Opt. Eng.* **50** 049701

# The optical transmission and improvement of flux for the static polarization wind imaging interferometer\*

Zhang Xuan-Ni<sup>1)2)</sup> Zhang Chun-Min<sup>1)†</sup>

1) (*Non-equilibrium Condensed Matter and Quantum Engineering Laboratory, the Key Laboratory of Ministry of Education, School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

2) (*Institute of Physics and Electronic Engineering, Xianyang Normal University 712000, China*)

(Received 11 January 2012; revised manuscript received 29 February 2012)

## Abstract

The static polarization wind imaging interferometer takes advantage of polarized-light beam to obtain interferogram, and beam transmission characteristic in core polarization components is a key issue. The Jones matrix is convenient and concise for analyzing the optics polarization state, and easy to obtain the relationship of key optical components in the system performance. The Jones matrix is introduced to describe the static polarization interferometer system respectively in a given case and in a general case. The variations of optical flux and interference fringe visibility are investigated as functions of polarization direction and wave plate azimuth associated with the key components, and their optimal values are ascertained. The optical flux can be improved by widening field of view and increasing the transmittance of the pyramid prism. The simulation results of the interference intensities confirm the theoretical expectations. The study provides a theoretical basis and practical guidance for the design, development and engineer of the static polarization wind imaging interferometer.

**Keywords:** polarization state, Jones matrix, optical flux, interference fringe visibility

**PACS:** 42.25.Ja, 02.10.Yn, 42.50.Lc, 42.50.Md

\* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant Nos. 2012AA121101, 2006AA12Z152), the State Key Program of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40537031), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 40875013, 40375010, 60278019), the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. E03101112JC02), the Science and Technology Key Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2005K04-G18), the Topics of 2010 Provincial Key Laboratory of Suzhou University, China (Grant No. KJS1001), the Special Research Program of Shaanxi Education Department, China (Grant No. 09JK807), and Shanxi Province Education Department, China (Grant No. 09JK799).

† E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn