

分时偏振成像系统中光束偏离的补偿方法研究

侯俊峰 吴太夏 王东光 邓元勇 张志勇 孙英姿

Study on compensation method of beam deviation in division of time imaging polarimetry

Hou Jun-Feng Wu Tai-Xia Wang Dong-Guang Deng Yuan-Yong Zhang Zhi-Yong Sun Ying-Zi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 060701 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.060701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.060701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于椭球封闭空气腔的光纤复合法布里-珀罗结构折射率传感特性研究

Refractive index sensing characteristic of a hybrid-Fabry-Pérot interferometer based on an in-fiber ellipsoidal cavity

物理学报.2014, 63(24): 240701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.240701>

基于 Voronoi 图盲区的无线传感器网络覆盖控制部署策略

A deployment strategy for coverage control in wireless sensor networks based on the blind-zone of Voronoi diagram

物理学报.2014, 63(22): 220701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.220701>

星载激光多普勒测风雷达鉴频系统仿真 (I) : 基于 Fizeau 干涉仪的 Mie 通道大气风速反演研究

Simulation of frequency discrimination for spaceborne Doppler wind lidar (I): Study on the retrieval of atmospheric wind speed for Mie channel based on Fizeau interferometer

物理学报.2014, 63(14): 140702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.140702>

星载激光多普勒测风雷达鉴频系统仿真 (II): 基于 Fabry-Perot 标准具的 Rayleigh 通道大气风速反演研究

Simulation of frequency discrimination for spaceborne Doppler wind lidar (II): Study on the retrieval of atmospheric wind speed for Rayleigh channel based on Fabry-Perot interferometer

物理学报.2014, 63(14): 140703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.140703>

激光器特性在痕量气体检测中的影响

Laser characteristic effect on the trace gas detection

物理学报.2014, 63(14): 140701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.140701>

分时偏振成像系统中光束偏离的补偿方法研究*

侯俊峰^{1)†} 吴太夏²⁾ 王东光¹⁾ 邓元勇¹⁾ 张志勇¹⁾ 孙英姿¹⁾

1) (中国科学院国家天文台, 中国科学院太阳活动重点实验室, 北京 100012)

2) (中国科学院遥感与数字地球研究所, 北京 100101)

(2014年8月16日收到; 2014年10月15日收到修改稿)

分时偏振成像系统需要通过旋转检偏器获取场景的偏振信息 (I, Q, U), 检偏器的前后表面间不平行 (也称为楔角) 将导致成像光束发生偏离且随检偏器旋转而旋转, 这将降低偏振成像系统的空间分辨率和偏振测量精度. 本文提出调整检偏器相对于入射主光轴倾斜角的方法来补偿上述光束偏离. 以格兰棱镜作为检偏器, 根据几何光学理论, 推导了分时偏振成像系统光束偏离的一阶近似补偿模型, 获得倾斜角与格兰棱镜楔角之间的函数关系, 并通过仿真模拟验证了该补偿方法的可行性和有效性. 研究结果表明, 将格兰棱镜置于汇聚光路中, 光束偏离的一阶误差可以通过调节格兰棱镜的倾斜角有效补偿; 倾斜角大小与棱镜折射率、楔角及棱镜距电荷耦合元件靶面的距离成正比, 与棱镜厚度成反比. 该结果为研制高精度分时偏振成像系统提供了切实可行的理论依据.

关键词: 格兰棱镜, 光束偏离, 偏振成像

PACS: 07.07.Df, 42.25.Ja, 95.55.Qf

DOI: 10.7498/aps.64.060701

1 引言

偏振探测^[1-3]是一种新兴的目标探测手段和技术. 与传统光电成像探测技术不同, 偏振成像技术不仅能够得到目标场景的光强度信息, 而且可获得偏振度、偏振角、椭圆率等偏振参数, 增强被测目标场景的信息量, 在突显目标、提高目标和背景对比度、反演被测目标物理特性等方面有着独特的优势. 因而, 目前偏振成像探测被广泛应用于地物遥感^[4-6]、海面目标探测^[7-10]、生物医学^[11-13]、大气物理^[14-17]、空间探测^[18,19]和天文遥感^[20-23]等诸多领域.

偏振测量精度是衡量偏振成像仪器性能的最重要技术指标, 一方面, 目标的偏振信号一般仅有光强信号的百分之一甚至更弱, 此时仪器的偏振测量精度直接决定了目标探测结果的可靠性; 另一方面, 在目标物理参数的反演过程中, 偏振测量精度

对物理参数的精确计算起着至关重要的作用. 例如, 大气偏振特性研究中, 偏振测量精度对气溶胶参数的反演精度具有非常重要的意义^[24]; 太阳磁场测量中, 太阳磁场的反演精度也直接受限于仪器的偏振测量精度^[25].

影响偏振测量精度的因素主要分两种, 偏振成像系统自身的偏振测量效率和偏振系统误差. 偏振测量效率反映了偏振成像系统的信噪比, 偏振测量效率越高, 系统信噪比越高, 反之亦然. 偏振测量不同于光强测量, 偏振信号在光强信号的1%以下, 因此高信噪比是偏振成像系统的重要指标, 这一指标可通过偏振测量效率参数量化. 目前大量的优化方法被提出, 用于高灵敏度、高信噪比的偏振测量系统设计^[26-30]. 其中, Tyo^[29,30]提出了系统条件数优化方法, 通过最小化系统偏振响应矩阵的条件数提高了偏振成像系统的偏振测量效率和偏振灵敏度, 该优化方法为设计高灵敏度、高信噪比的偏振成像系统提供了一套切实可行的方案.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11403047, 11178005, 11373044, 11273034, 11373042) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jfhou@bao.ac.cn

相对于偏振成像系统自身的偏振测量效率优化, 偏振系统误差的消除和定标将更为复杂. 偏振系统误差主要包括元器件制造误差、视场效应等. 目前通常采用的方案是对偏振成像系统精确定标. 一种是使用标准偏振光源对系统进行精确标定, 该方案主要适用于线偏振成像系统^[31]; 另一种是在偏振成像系统和准直光源之间插入定标单元实现精确定标. 定标单元一般包括一个可旋转的线偏振片和可旋转的 $\lambda/4$ 波片, 偏振定标的不同在于定标方法的差别, 主要有四点定标法^[32]、椭圆偏振-偏振定标法^[32]、多点定标法^[33]、非线性最小二乘拟合定标法^[34,35]和傅里叶分析定标法^[36]. 这些定标方法克服了入射光的偏振效应、波片相位延迟误差、光轴方位角误差等带来的定标误差, 适用于全偏振成像系统的偏振定标.

在分时偏振成像系统^[37]中, 需要通过旋转检偏器(偏振片或格兰棱镜)实现Stokes参数(I, Q, U)的测量, 检偏器的前后表面不平行(下文称之为楔角)导致出射光斑在电荷耦合元件靶面上晃动, 造成CCD曝光时间内接收的信号是多个像元强度的叠加, 降低了偏振成像系统的空间分辨率和偏振测量精度, 而且该效应无法通过上述的偏振定标方法予以消除. 因此, 消除或减小分时偏振成像系统中因偏振元件旋转造成的光束偏离是实现高精度偏振测量所面临的关键技术.

本文研究了分时偏振成像系统的光束偏离及补偿方法. 首先介绍了分时偏振成像系统的基本测量原理及实现方法; 然后根据几何光学理论, 分析了格兰棱镜楔角引起的光束偏离情况, 并提出了通过调整格兰棱镜倾斜角的补偿方法, 推导了倾斜角与楔角、折射率以及光学系统参数之间的函数关系; 最后, 通过仿真模拟验证了该补偿方法的可行性和有效性.

2 分时偏振成像系统

分时偏振成像系统在不同时刻获取同一景物不同偏振态的图像, 适用于(准)静止目标探测. 按照实现方式分时偏振成像系统主要分为旋转检偏器(偏振片或格兰棱镜)调制、旋转波片调制和电光晶体调制(KD*P晶体, 向列液晶波片和铁电液晶波片). 其中旋转格兰棱镜式分时偏振成像系统由于其消光比高($> 10^5 : 1$)、入射角度大($> 20^\circ$)、结

构简单、成本低, 技术上容易实现, 被广泛应用于(准)静态目标尤其是地物表面的线偏振测量.

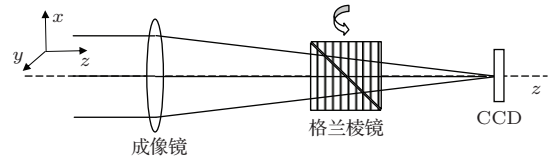


图1 旋转检偏器式分时偏振成像系统光路示意图

旋转检偏器式分时偏振成像系统光路如图1所示, 其中格兰棱镜作为检偏器可置于成像镜之前的平行光路中或成像镜与CCD之间的汇聚光路中. 根据偏振辐射理论, 任何来自目标的辐射光束均可由Stokes矢量描述. Stokes矢量是一个 4×1 的列矢 $\mathbf{S} = [I \ Q \ U \ V]^T$, 其中 I 表示辐射光的总强度, $\pm Q$ 反映线偏振光水平和垂直的程度; $\pm U$ 反映线偏振光与 Q 成 $\pm 45^\circ$ 的程度; $\pm V$ 反映光束中圆偏振光的左旋或右旋的程度. 由于大多数目标反射光的圆偏振分量极小, 通常假定 $V = 0$. 因此, 旋转检偏器式分时偏振成像系统中, Stokes矢量可以简化为 $\mathbf{S} = [I \ Q \ U]^T$, 整个偏振成像系统对辐射光偏振态的改变可由一个 3×3 的Mueller矩阵 \mathbf{M} 描述.

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix}. \quad (1)$$

如果忽略成像镜的偏振效应以及探测器CCD的非线性响应, Mueller矩阵 \mathbf{M} 对应格兰棱镜的Mueller矩阵, 理想情况下 \mathbf{M} 记为

$$\mathbf{M} = \frac{\tau_p}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta \\ \sin 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中 θ 为格兰棱镜透射光轴方向与 x 轴夹角, 光线沿 z 轴方向传播.

偏振态 $\mathbf{S}_0 = [I_0 \ Q_0 \ U_0]$ 的入射光经过格兰棱镜 \mathbf{M} 后, 出射到CCD靶面上的光强 I 为

$$I = \tau [1 \ 0 \ 0] \mathbf{M} \mathbf{S}_0 = \frac{\tau \tau_p}{2} [1 \ 0 \ 0] \times \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta \\ \sin 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \end{bmatrix}$$

$$= \tau_t(I_0 + Q_0 \cos 2\theta + U_0 \sin 2\theta), \quad (3)$$

其中 τ_t 为系统总透射率. (3) 式表明, 格兰棱镜至少需要旋转三个角度可完全得到线偏振 Q_0/I_0 和 U_0/I_0 .

3 光束偏离的补偿方法

实际测量系统中, 格兰棱镜前后表面不可能做到严格平行, 其出射光束将随着格兰棱镜的旋转在 CCD 靶面形成圆形轨迹, 造成曝光时间内是多个像素的叠加, 降低了偏振成像系统的空间分辨率和偏振测量精度.

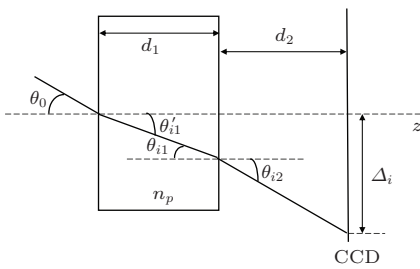


图2 理想情况下的光束偏离 Δ_i

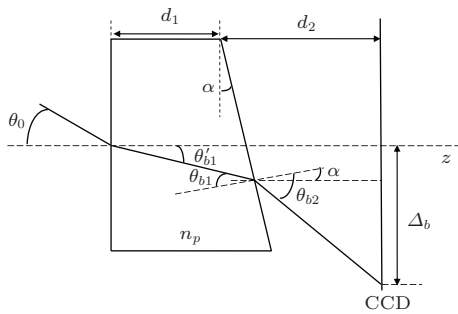


图3 格兰棱镜前后表面不平行情况下的光束偏离 Δ_b

图2和图3分别为格兰棱镜前后表面平行(理想条件)和不平行情况下, 入射角为 θ_0 的光束经过格兰棱镜后的偏离情况, 光斑在 CCD 靶面上的位置距离主光轴分别记为 Δ_i 和 Δ_b . 根据 Snell 定律及几何光学理论可计算 Δ_i 和 Δ_b 如下:

$$\sin(\theta_0) = n_p \sin(\theta'_{i1}), \quad (4)$$

$$\theta_{i2} = \theta_0, \quad (5)$$

$$\Delta_i = d_1 * \tan(\theta'_{i1}) + d_2 * \tan(\theta_{i2}), \quad (6)$$

$$\sin(\theta_0) = n_p \sin(\theta'_{b1}), \quad (7)$$

$$\theta_{b2} = \theta_0 + \alpha, \quad (8)$$

$$\Delta_b = d_1 * \tan(\theta'_{b1}) + d_2 * \tan(\theta_{b2}), \quad (9)$$

其中 d_1 为格兰棱镜的厚度, d_2 为格兰棱镜距 CCD 的距离, n_p 为格兰棱镜的折射率, α 为格兰棱镜的楔角. 理想条件下, 格兰棱镜前后表面平行, 光束偏离由格兰棱镜与空气的折射率差导致, 出射光束不因格兰棱镜的旋转而变化, 仅仅影响光斑的靶面位置而不影响偏振测量. 当格兰棱镜前后表面不平行情况下的出射光束将随格兰棱镜的旋转而旋转, 影响了偏振测量精度和空间分辨率.

分析图3可发现, 通过调整格兰棱镜相对于入射主光轴的倾斜角可以改变光束偏离的大小, 从而可能补偿楔角 α 引起的光束偏离. 光路如图4所示, 其中 φ 为格兰棱镜的倾斜角. 同理, 可求得调整格兰棱镜的倾斜角进行补偿后的光斑位置 Δ_a .

$$\sin(\theta_0 - \varphi) = n_p \sin(\theta'_{a1}), \quad (10)$$

$$n_p \sin(\theta_{a1}) = \sin(\theta_{a2}), \quad (11)$$

$$\theta_{a1} = \theta'_{a1} + \alpha, \quad (12)$$

$$\delta = \alpha - \varphi, \quad (13)$$

$$\Delta_a \simeq d_1 * \tan(\theta'_{a1} + \varphi) + d_2 * \tan(\theta_{a2} - \delta). \quad (14)$$

则光束偏离 Δ 可由(15)式给出,

$$\Delta = \Delta_a - \Delta_i. \quad (15)$$

根据(4)—(15)式可求得光束偏离 Δ , 如(16)式所示:

$$\begin{aligned} \Delta = & d_1 * \left\{ \tan \left[\arcsin \left(\frac{\sin(\theta_0 - \varphi)}{n_p} \right) + \varphi \right] \right. \\ & \left. - \tan \left[\arcsin \left(\frac{\sin(\theta_0)}{n_p} \right) \right] \right\} \\ & + d_2 * \left\{ \tan \left[\arcsin \left[n_p * \sin \left(\arcsin \right. \right. \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. \left. \times \left(\frac{\sin(\theta_0 - \varphi)}{n_p} \right) + \alpha \right) \right] - \alpha + \varphi \right] \right. \\ & \left. - \tan(\theta_0) \right\}. \quad (16) \end{aligned}$$

对(16)式做一阶泰勒展开可得

$$\Delta \approx (n_p - 1) * \left(\frac{d_1 * \varphi}{n_p} + d_2 * \alpha \right). \quad (17)$$

若要 $\Delta \equiv 0$, 即光束无偏离从而实现完全补偿, 易得

$$\varphi = -\frac{\alpha n_p d_2}{d_1}. \quad (18)$$

由(18)式可知, 当格兰棱镜折射率 n_p 、厚度 d_1 和距 CCD 的距离 d_2 一定时, 由楔角 α 引起的光束偏离, 可通过调整格兰棱镜相对于 z 轴的倾斜角 φ 补偿, 使得格兰棱镜在旋转过程中光束不再偏离和旋转,

从而可以提高分时偏振成像系统的空间分辨率和偏振测量精度. 其中, 负号表示 α 和 φ 的旋转方向是相反的. 我们定义顺时针旋转为正, 逆时针旋转为负, 则图4中 α 为正值, φ 为负值; 反之亦然.

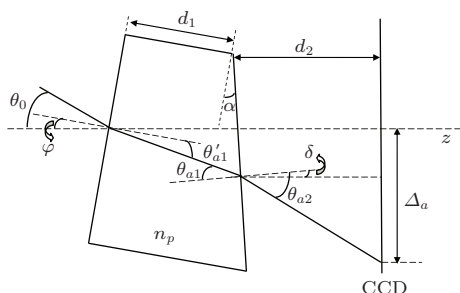


图4 补偿后的光束偏离 Δ_a

4 仿真分析

第3部分提出的光束偏离的补偿方法属于一阶近似, 该补偿方法的优劣无法从理论中直观给出. 下面通过仿真模拟验证这种补偿方法的可行性和有效性. 仿真条件: 格兰棱镜材料为冰洲石, 被测波长为589 nm, 折射率 $n_p = 1.48490$, $d_1 = 3$ cm, $d_2 = 15$ cm, $0 \leq \theta_0 \leq 30^\circ$; 模拟了楔角 α 分别为 $5'$,

$10'$, $15'$ 时补偿前后的光束偏离情况, 结果如图5所示. 根据(18)式可求得需要调整的俯仰角 φ 分别为 $37.1'$, $74.2'$, $111.3'$. 其中实线、虚线、点线分别代表 $\alpha = 5'$, $10'$, $15'$ 的结果; Δ^{b-i} 为补偿前的光束偏离大小 ($\Delta^{b-i} = \Delta_b - \Delta_i$); Δ^{a-i} 为补偿后的光束偏离大小 ($\Delta^{a-i} = \Delta_a - \Delta_i$); Δ^{b-i}/Δ_i 为补偿前的光束偏离的相对大小; Δ^{a-i}/Δ_i 为补偿后的光束偏离的相对大小. 对比图5(a)和(b)可知, 当 $\theta_0 \leq 20^\circ$ 时, 补偿前后光束偏离减小约一个量级; 但当 θ_0 接近 30° 时, 补偿前后光束偏离无明显减小. 这是由于本文论述的偏振光束补偿方法主要为一阶近似, 其补偿效果与入射角 θ_0 相关, 并随着 θ_0 增大补偿效果逐渐减弱. 对比图5(c)和(d), 结果与图5(a), (b)相同. 此外, 补偿前后光束偏离随不平行度 α 增大而增大.

从仿真结果可以看出, 该补偿方法在入射角 θ_0 小于 20° 范围内明显减小了格兰棱镜前后表面不平行引起的光束偏离, 补偿效果显著, 从而验证了补偿方法的可行性. 当然, θ_0 的有效补偿范围与 d_2 , d_1 及楔角 α 的选择密切相关, 实际应用中需要根据光学系统做参数匹配, 最优化补偿效果.

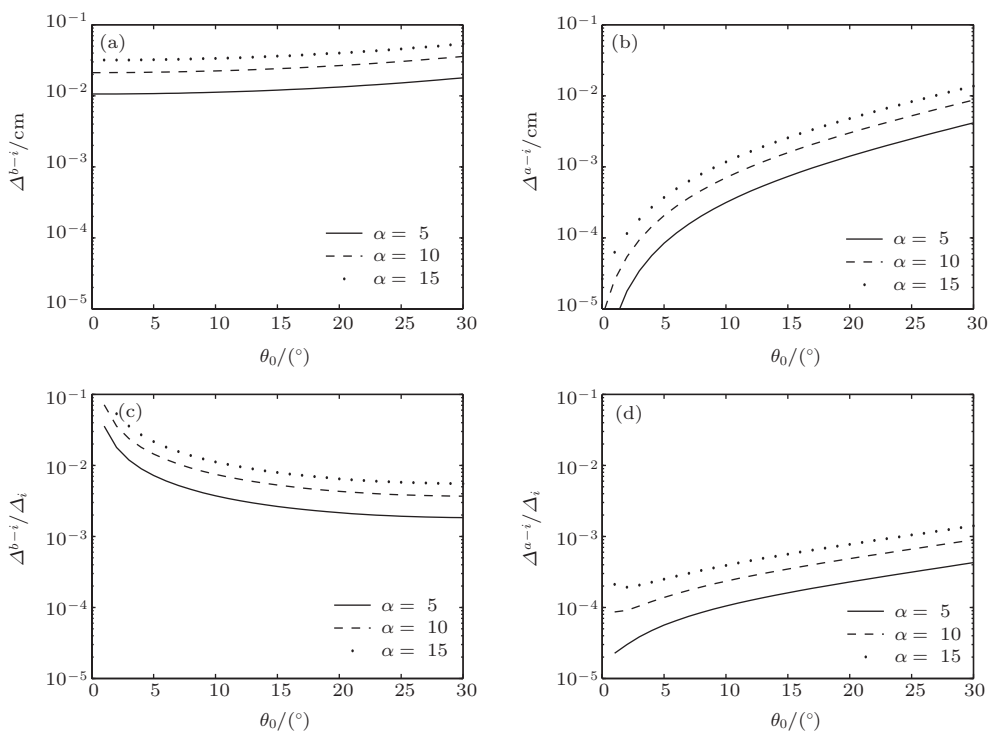


图5 分时偏振成像系统中光束偏离的仿真结果 (a) 补偿前的光束偏离 Δ^{b-i} ; (b) 补偿后的光束偏离 Δ^{a-i} ; (c) 补偿前光束的相对偏离 Δ^{b-i}/Δ_i ; (d) 补偿后光束的相对偏离 Δ^{a-i}/Δ_i .

5 结 论

本文提出了通过调整格兰棱镜倾斜角的方法补偿格兰棱镜前后表面不平行引起的光束偏离现象. 根据几何光学理论, 推导了分时偏振成像系统光束偏离的一阶近似补偿模型, 明确给出倾斜角 φ 与楔角 α 、折射率 n_p 、格兰棱镜厚度 d_1 及棱镜距 CCD 靶面的距离 d_2 之间的函数关系. 通过仿真模拟分时偏振成像系统在不同入射角 θ_0 和楔角 α 下补偿前后光束偏离大小的比对, 验证了该补偿方法的可行性和有效性.

本文论述的光束偏离的补偿方法具有普适性, 不仅可用于旋转格兰棱镜的分时偏振测量系统, 而且可以用于透射光路中的任何旋转光学元件的光束偏离补偿.

同样存在一定的局限性. 在该补偿方法中, 格兰棱镜需被放置于成像镜后端的汇聚光路中(见图 1); 若放置于成像镜前端的平行光路, 则该方法不再有补偿效果.

参考文献

- [1] Egan W G 1992 *SPIE* **1747** 128
- [2] Tyo J S, Goldstein D H, Chenault D B, Shaw J A 2006 *Appl. Opt.* **45** 5451
- [3] Talmage D A, Curran P J 1986 *Int. J. Remote Sensing* **7** 47
- [4] Breon F M, Tanre D, Lecomte P, Herman M 1995 *TGARS* **33** 487
- [5] Wu T, Zhao Y 2005 *TGARS* **43** 2854
- [6] Xie D H, Gu X F, Cheng T H, Yu T, Li Z Q, Chen X F, Chen H, Guo J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 077801 (in Chinese) [谢东海, 顾行发, 程天海, 余涛, 李正强, 陈兴峰, 陈好, 郭婧 2012 物理学报 **61** 077801]
- [7] Harchanko J S, Chenault D B 2002 *SPIE* **6240** 58881511
- [8] Zappa C J, Banner M L, Schultz H, Emmanuel A C, Wolff L B, Yalcin J 2008 *Meas. Sci. Technol.* **19** 0555031
- [9] Liang S Y, Wang J A, Zong S G, Wu R H, Ma Z G, Wang X Y, Wang L D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 060704 (in Chinese) [梁善勇, 王江安, 宗思光, 吴荣华, 马治国, 王晓宇, 王乐东 2013 物理学报 **62** 060704]
- [10] Pezzaniti J L, Chenault D, Roche M, Reinhardt John, Schultz H 2009 *SPIE* **7317** 73170B1
- [11] Liu G L, Li Y F, Cameron B D 2002 *SPIE* **4617** 208
- [12] Wen Q, Wang K G, Shao Y H, Qu J L, Niu H B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 034203 (in Chinese) [文侨, 王凯歌, 邵永红, 屈军乐, 牛憨笨 2013 物理学报 **62** 034203]
- [13] Smith M H, Paul D B, Lompado A, Tanner E A, Hillman L W 2000 *SPIE* **3911** 210
- [14] Hansen J E, Travis L D 1974 *Space Sci. Rev.* **16** 527
- [15] Zhao X F, Huang S X, Xiang J, Shi W L 2011 *Chin. Phys. B* **20** 099201
- [16] Zeng J, Han Q, Wang J 2008 *Geo. Res. Lett.* **35** 20801
- [17] Cheng S Y, Xu L, Gao M G, Li S, Jin L, Tong J J, Wei X L, Liu J G, Liu W Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 129201
- [18] Geyer E H, Jockers K, Kiselev N N, Chernova G P 1996 *Astrophys. Space Sci.* **239** 259
- [19] Kawabata K S 2008 *SPIE* **7014** 70144L1
- [20] Bailey J, Chrysostomou A, Hough J H, Gledhill T M, McCall A, Clark S, Ménard F, Tamura M 1998 *Science* **281** 672
- [21] Donati J F, Paletou F, Bouvier J, Ferreira J 2005 *Nature* **438** 466
- [22] Hough J H 2005 *ASP* **343** 3
- [23] Vink J S, Harries, T J, Drew, J E 2005 *A&A* **430** 213
- [24] Diner D J, Chipman R A, Beaudey N, Cairns B, Foo L D, Macenka S A, Cunningham T J, Seshadri S, Keller C U 2005 *SPIE* **5659** 88
- [25] Ichimoto K 2008 *Solar Phys.* **249** 233
- [26] Ambirajan A, Look D C 1995 *Opt. Eng.* **34** 1651
- [27] Ambirajan A, Look D C 1995 *Opt. Eng.* **34** 1656
- [28] Sabatke D S, Descour M R, Dereniak E, Sweatt W C, Kemme S A, Phipps G S 2000 *Opt. Lett.* **25** 802
- [29] Tyo J S 2000 *Opt. Lett.* **25** 1198
- [30] Tyo J S 2002 *Appl. Opt.* **41** 619
- [31] Chen L G, Meng F G, Yuan Y L, Zheng X B 2010 *J. Atmosph. Environ. Opt.* **5** 227 (in Chinese) [陈立刚, 孟凡刚, 袁银麟, 郑小兵 2010 大气与环境光学学报 **5** 227]
- [32] Azzam R M A, Lopez A G 1989 *J. Opt. Soc. Am. A* **6** 1513
- [33] Wang Y H, Zheng C L, Zhao Z T 2012 *Chin. J. Lasers* **39** 1108013 (in Chinese) [王勇辉, 郑春龙, 赵振堂 2012 中国激光 **39** 1108013]
- [34] Hou J F, Wang D G, Deng Y Y, Zhang Z Y, Sun Y Z 2013 *Opt. Precision Engineer.* **21** 1915 (in Chinese) [侯俊峰, 王东光, 邓元勇, 张志勇, 孙英姿 2013 光学精密工程 **21** 1915]
- [35] Beck C, Schmidt W, Kentischer T, Elmore D 2005 *A&A* **437** 1159
- [36] Snik F 2006 *SPIE* **6269** 62695
- [37] Liu J, Xia R Q, Jin W Q, Wang X, Du L 2013 *Opt. Tech.* **39** 56 (in Chinese) [刘敬, 夏润秋, 金伟其, 王霞, 杜岚 2013 光学技术 **39** 56]

Study on compensation method of beam deviation in division of time imaging polarimetry*

Hou Jun-Feng^{1)†} Wu Tai-Xia²⁾ Wang Dong-Guang¹⁾ Deng Yuan-Yong¹⁾
Zhang Zhi-Yong¹⁾ Sun Ying-Zi¹⁾

1) (*China Key Laboratory of Solar Activity, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China*)

2) (*Institute of Remote Sensing and Digital Earth, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China*)

(Received 16 August 2014; revised manuscript received 15 October 2014)

Abstract

In the division of time imaging polarimetry, polarization information of field under measurement (I , Q , U), is obtained by rotating the analyzer. In the process of measurement, the beam deviation caused by the wedge of the analyzer reduces the spatial resolution and polarization accuracy of imaging polarimetry. In this paper we present that the beam deviation above can be reduced or even compensated for by adjusting the tilt angle of analyzer with respect to the incident optical axis. Taking Glan prism as the analyzer, we establish the first-order approximate compensation model of beam deviation based on the theory of geometric optics, acquiring the function relation between the tilt angle and wedge of Glan prism, and verify the feasibility and effectiveness of the compensation method by simulation. The study shows that the first-order approximation error of beam deviation can be compensated for by adjusting the tilt angle of Glan prism if only Glan prism is placed in a convergent beam; the tilt angle is proportional to Glan prism wedge angle, refractive index, and distance to CCD, but inversely proportional to Glan prism thickness. The results provide a theoretical basis for developing the time division imaging polarimetry with high spatial resolution and polarization accuracy.

Keywords: Glan prism, beam deviation, imaging polarimetry

PACS: 07.07.Df, 42.25.Ja, 95.55.Qf

DOI: 10.7498/aps.64.060701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11403047, 11178005, 11373044, 11273034, 11373042).

† Corresponding author. E-mail: jfhou@bao.ac.cn