

差分偏振干涉成像光谱仪II. 光学设计与分析*

穆廷魁† 张淳民‡ 李祺伟 魏宇童 陈清颖 贾辰凌

(西安交通大学理学院, 空间光学研究所, 物质非平衡合成与调控教育部重点实验室, 西安 710049)

(2014年1月3日收到; 2014年2月20日收到修改稿)

基于 Wollaston 棱镜角剪切和 Savart 偏光镜横向剪切组合的静态差分偏振干涉成像光谱仪可同时获取二维目标的正交偏振组分的高光谱图像信息. 依据干涉光谱学原理和实际探测器提出了该仪器的光学技术指标, 并论证各关键偏光元件的光学设计方案. 主要是利用波法线追迹法论证 Savart 偏光镜、Wollaston 棱镜和 Glan-Taylor 棱镜等元件的参数选择依据. 着重分析双折射元件色散特性对入射角、厚度及结构角的影响, 并提出解决方案. 为差分偏振干涉成像光谱仪的工程化提供理论指导.

关键词: 成像光谱仪, 干涉, 偏振, 双折射元件

PACS: 07.60.Rd, 07.60.Fs, 42.25.Hz, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.63.110705

1 引言

偏振光谱成像技术是一项具有多模式探测能力的前沿遥感技术, 可同时获取目标的空间、光谱、偏振三维一体全光信息, 具有非侵入式、非破坏性、快速灵敏等特点, 在空间探测、大气遥感、地球遥感、机器视觉及生物医学等领域都具有及其重要的应用价值和发展前景^[1-4]. 本文作者所在实验室自2000年以来一直致力于静态偏振干涉成像光谱技术的研究和发展工作^[5-50]. 目前已成功研制出实验室、机载和星载三台偏振干涉成像光谱仪原理样机, 不仅具有干涉成像光谱仪的稳态、高信噪比、高灵敏度等性能优点, 还具有轻量、紧凑、小型化、直线光路等结构特点.

为了进一步促进我国对地高分辨遥感探测技术的发展, 突破现有静态干涉成像光谱仪无法获取偏振信息的局限, 作者提出了一种差分偏振干涉成像光谱仪(PDIIS)^[23,24], 用于同时获取二维目标的正交偏振组分的偏振光谱图像. 正交偏振光谱图像

之和等效于传统强度光谱图像, 正交偏振光谱图像之差称为差分偏振光谱图像, 差分偏振光谱图像与传统强度光谱图像之比构成偏振度光谱图像. 高对比度的差分偏振光谱图像和偏振度光谱图像不仅能刻画目标详细的表面形貌、纹理和结构信息, 还可反演弹性散射粒子的尺度、浓度和折射率等信息. 采用窗扫技术的PDIIS不仅具有信号获取能力强的优势, 其关键光学元器件由 Wollaston 棱镜、Savart 偏光镜和线偏振器组成, 还具有结构简单紧凑、取样精确度高、稳定性好、无旋转部件等特点.

本文将深入剖析和论证PDIIS的光学设计方案, 主要涉及 Savart 偏光镜、Wollaston 棱镜和 Glan-Taylor 棱镜等关键光学元件的设计问题, 为PDIIS系统的优化设计和工程化提供指导.

2 PDIIS的原理结构

PDIIS的光路结构见文献^[24]的图1(a). 前置 Wollaston 棱镜(WP)用于分离入射光中的正交偏振分量, 改型 Savart 偏光镜(SP)用于产生干涉所

* 高等学校博士学科点专项科研基金(新教师类)(批准号: 20130201120047)、中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: xjj2013044)、国家自然科学基金(批准号: 61275184)、国家高技术研究发展计划(批准号: 2012AA120211)、陕西省自然科学基金研究计划(批准号: 2014JQ8362)和西安交通大学新教师科研支持计划资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: tkmu@mail.xjtu.edu.cn

‡ 通讯作者. E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn

需的光程差, 后置线分析器(LA)用于归化相干所需的透振方向. 依据美国Princeton公司的PhotonMAX:512B 电子倍增CCD制定的主要光学技术指标如表1所示^[24]. 下面将根据技术指标和各元件功能分别进行光学设计, 其他指标可参照设计.

表1 差分偏振干涉成像光谱仪的光学技术指标

参数	指标
光谱范围	400—800 nm
光谱分辨率	1.6 nm @ 400 nm, 6.5 nm @ 800 nm
光谱通道	128
视场范围	沿轨 $\pm 3^\circ$, 垂轨 $\pm 1.5^\circ$
空间分辨率	512×256
最大光程差	$51.2 \mu\text{m}$
采样间隔	$0.2 \mu\text{m}$
采样点数	512

3 Savart 偏光镜的设计方案

3.1 结构原理

常规SP是产生光程差的核心部件, 其原理结构可参考文献^[7]. 在PDIIS中, 为充分利用面阵探测器像元, 需要产生与行列一致的直线干涉条纹. 为了产生干涉直条纹, 则要将常规SP旋转 45° 使用^[23], 但这会减小可用的通光孔径. 由于SP采用双折射晶体制作, 无论是自然生成还是人工生长的晶体, 其尺寸本身就不大. 为充分利用SP有限的通光孔径, 需要对常规SP进行改进设计. 图1(a)是改型SP的光学结构, 仍由两块相同的平行平板单轴晶体 S_1 和 S_2 组成. 光轴方向有所改变: S_1 的光轴方向与 z 轴夹角为 45° , 在 xy 平面内投影与 x 轴成 45° 角; S_2 的光轴方向也与 z 轴夹角为 45° , 在 xy 平面内投影与 x 轴成 45° 角. 入射光经过 S_1 后将被分为振动方向相互垂直的两束线偏振光e光和o光. 由于 S_1 和 S_2 的主截面依然互相垂直, 所以 S_1 中o

光和e光进入 S_2 后就会分别变为e光和o光, 振幅大小保持不变. 最后从 S_2 出射相互平行的具有一定的横向剪切量的oe光和eo光, 且横向剪切方向沿 x 轴方向, 则后场的直线干涉条纹将平行于 y 轴.

图1(b)是改型SP内部光线在 xz 面上的投影. 若入射光以 θ_i 角从空气进入SP, 则出射oe和eo光之间的光程差和横向剪切量可分别表示为 $\Delta = (AB + BC + CF) - (AD + DE)$ 和 $d = CE$. 由折射定律可分别得到oe光和eo光对应关系式

$$\begin{aligned} \text{oe} : \sin \theta_i &= n_o \sin \theta_{o1} \approx n_e \sin \theta_{e2}, \\ \text{eo} : \sin \theta_i &\approx n_e \sin \theta_{e1} = n_o \sin \theta_{o2}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 n_o , n_e 代表晶体中o光和e光的折射率, θ_{o1} , θ_{o2} , θ_{e1} , θ_{e2} , 分别对应 S_1 和 S_2 中o光和e光的折射角. 根据几何关系可得

$$\begin{aligned} AB + BC &= \frac{tn_o}{\cos \theta_{o1}} + \frac{tn_e}{\cos \theta_{e2}} \\ &= \frac{tn_o}{\sqrt{1 - (\sin \theta_i / n_o)^2}} + \frac{tn_e}{\sqrt{1 - (\sin \theta_i / n_e)^2}}, \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} AD + DE &= \frac{tn_e}{\cos \theta_{e1}} + \frac{tn_o}{\cos \theta_{o2}} \\ &= \frac{tn_e}{\sqrt{1 - (\sin \theta_i / n_e)^2}} + \frac{tn_o}{\sqrt{1 - (\sin \theta_i / n_o)^2}}. \end{aligned} \quad (2b)$$

则 $(AB + BC) - (AD + DE) \approx 0$, 即SP内部的光程差近似为0, 其光程差仅由外部光路产生. 由于单个平行平板产生的横向剪切量为

$$d_0 = t \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2}, \quad (3)$$

则SP产生的总横向剪切量为 $d = \sqrt{2}d_0$, 光程差为 $\Delta = CF = d \sin \theta_i$.

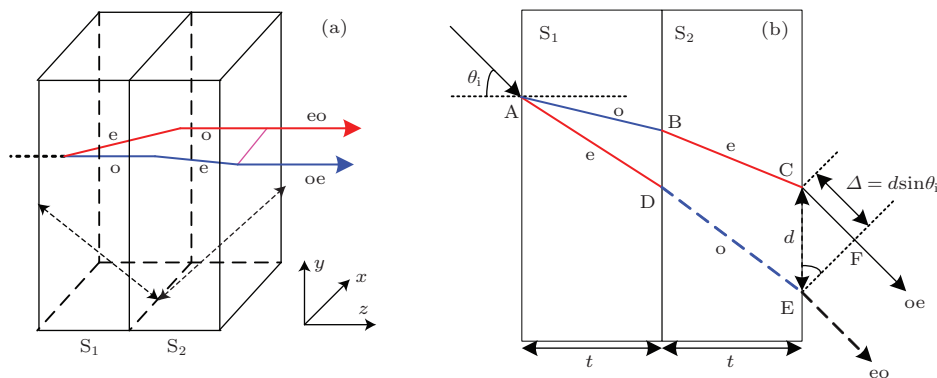


图1 Savart 偏光镜的(a)光学结构和(b)光线追迹

3.2 横向剪切量设计

由于系统等效杨氏双缝干涉^[24], 只有在满足近轴理想条件时, 才能产生垂直于横向剪切方向的干涉直条纹. 由近轴关系得最大光程差为

$$\Delta_{\max} = d \cdot x_{\max} / f_2 = d \cdot Na / 2f_2. \quad (4)$$

因此决定干涉条纹形状的参数有: 横向剪切距离 d 、成像透镜焦距 f_2 、CCD 像元数 N 和像元间距 a . 由于最大光程差和 CCD 尺寸参数已定, 成像透镜焦距和 SP 横向剪切量之间的比值应满足

$$\frac{f_2}{d} = \frac{x_{\max}}{\Delta_{\max}} = 80. \quad (5)$$

在系统设计时, 除满足横向剪切量 d 和成像透镜焦距 f_2 比例关系外, 同时要满足傍轴关系: $d \ll f_2$, $x_{\max} \ll f_2$, $y_{\max} \ll f_2$. 由于 CCD 探测的为实际光程差, 所以检验条纹是否发生畸变, 要将近轴数值代入实际光程差表达式

$$\Delta(x, y, f_2) = \sqrt{(x + d/2)^2 + y^2 + f_2^2}$$

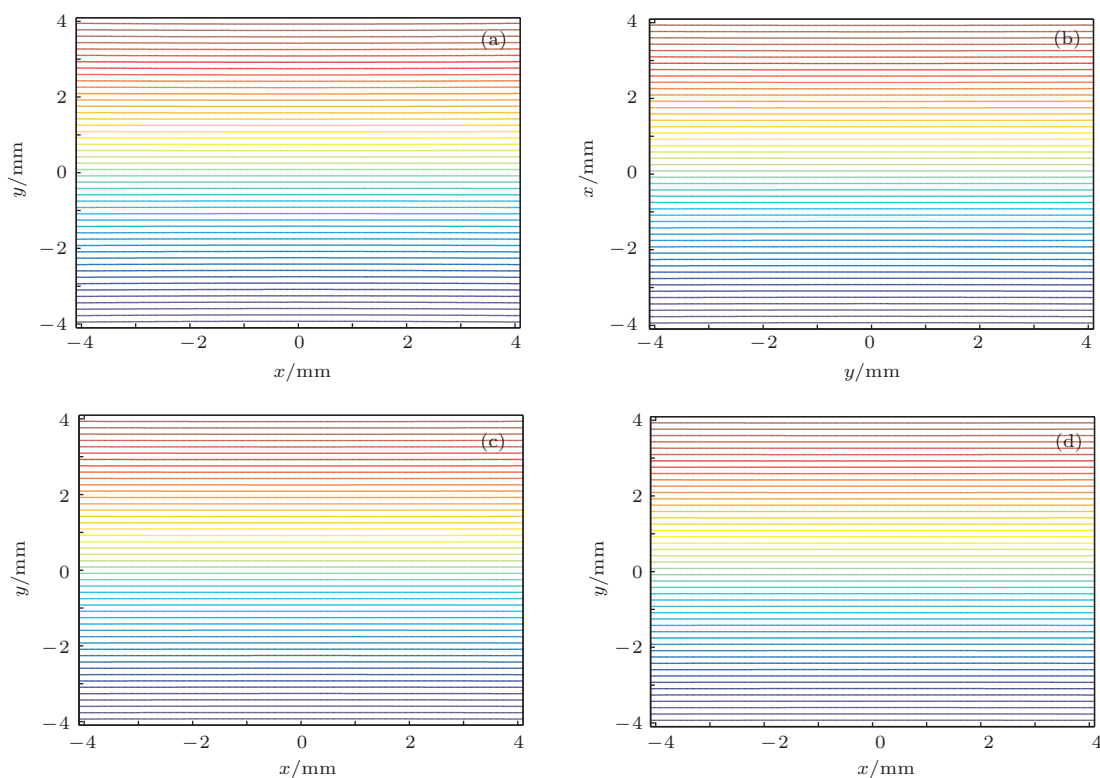


图2 (网刊彩色) SP 中不同横向剪切量和焦距对应的实际光程差分布情况 (a) $d = 0.5$ mm, $f_2 = 40$ mm; (b) $d = 0.75$ mm, $f_2 = 60$ mm; (c) $d = 1.0$ mm, $f_2 = 80$ mm; (d) $d = 1.2$ mm, $f_2 = 96$ mm

3.3 晶体材料选择

晶体材料选取对仪器的小型化起到关键性作用. 根据上述分析可知, SP 光程差与厚度、双折射率均成正比关系. 由于天然或人工晶体尺寸均

$$- \sqrt{(x - d/2)^2 + y^2 + f_2^2}. \quad (6)$$

分别选取四组 d 和 f_2 值, $x = y \in (-4.096$ mm, 4.096 mm), 可得如图 2 所示不同横向剪切量和焦距组合对应的实际光程差分布情况. 可以看出, 当 $d = 0.5$ mm, $f_2 = 40$ mm 时, 实际的光程差在边缘部分呈明显的双曲线分布, 因为傍轴条件满足不好. 当 $d = 0.75$ mm, $f_2 = 60$ mm 时, 边缘的双曲线弯曲比例有所下降, 傍轴条件有所满足但不够理想. 当 $d = 1$ mm, $f_2 = 80$ mm 时双曲线基本趋于直线, 此时傍轴条件基本成立. 当 $d = 1.2$ mm, $f_2 = 96$ mm 双曲线完全变为直线, 傍轴条件完全成立. 为了使得系统小型化, 需要选取焦长较短的组合, 同时需要满足傍轴条件. 而且只有大尺寸单轴晶体才能产生较大的横向剪切量, 实际制作中有一定限制. 综合考虑来看, 横向剪切量 $d = 1$ mm 和焦距 $f_2 = 80$ mm 是一对理想的参数搭配. 下面将根据这一对参数进行相关设计.

有限, 在厚度相同时应选择双折射率较大的晶体以增加光程差. 这样不仅可以减小系统的尺寸, 还可以避免因大尺寸晶体的稀缺而带来的限制. 具有较大双折射率并常被用于制作偏振器件的晶体包括方解石 (Calcite)、钒酸钇 (YVO₄)、铌酸锂

(LiNbO₃)、偏硼酸钡(α -BBO)和金红石(TiO₂)等. 从光学材料手册上可以查到以上几种晶体的色散方程^[25], 对应的双折射率绝对值随波长的变化曲线如图3(a)所示. 可以看出, TiO₂和YVO₄晶体的双折射率较大, 但色散相对较强; Calcite和 α -BBO晶体的色散都比较小, 但是 α -BBO的双折射率太小; LiNbO₃晶体双折射率太小.

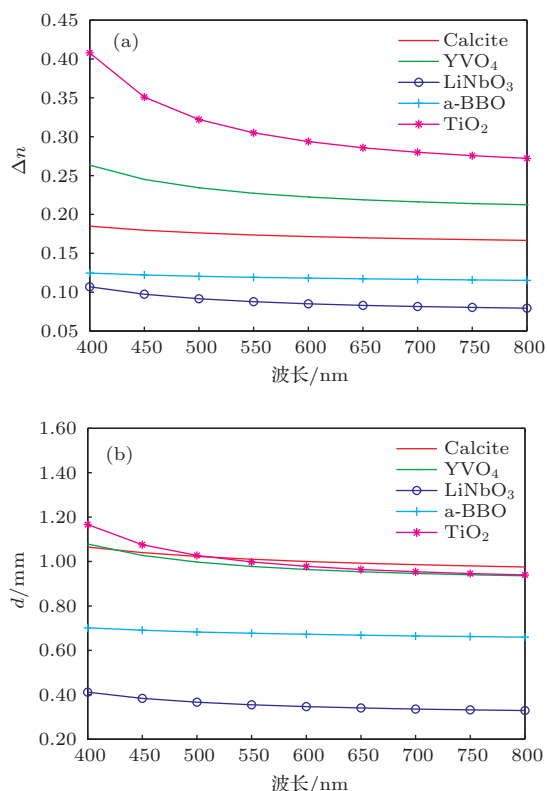


图3 (网刊彩色) 各种晶体的 (a) 双折射率和 (b) 相应 SP 产生的横向剪切量的色散特性

根据横向剪切(3)式可知, 当厚度 $t = 6.5$ mm 时, 横向剪切量随波长的变化关系如图3(b)所示. 当晶体的厚度相同时, 双折射率小的晶体(如 α -BBO和LiNbO₃)对应的横向剪切量较小, 不宜使用. 另外, 系统的横向剪切量在使用波段内要接近常数, 实现光程差仅随视场的线性变化. 而双折射率较大晶体(如TiO₂和YVO₄)所对应的横向剪切量色散变化较大, 同样不宜选用.

综合分析可以看出, Calcite晶体是当前制作SP的理想材料. 天然Calcite晶体是一种具有优良的物理和光学特性的天然负双折射单晶, 硬度低易于加工. 在350—2300 nm的宽光谱范围内具有较大的透射比, 双折射率较大. 与YVO₄相比, 它在可见光范围的透射比要大, 尤其在400 nm附近YVO₄的透射比仅20%左右. 与LiNbO₃相比, 虽具有相似的机械和物理性能, 但Calcite的双折率

比铌酸锂要大三倍, 使得设计更加紧凑. 与人工晶体 α -BBO相比, 价格低廉, 尺寸较大. 与高硬度的TiO₂相比, Calcite更易于进行光学表面加工, 可降低加工成本, 尤其对批量生产来说.

3.4 厚度选择

由于方解石晶体具有色散特性, 由色散方程可知^[51], 特定横向剪切量所需晶体厚度是随波长的增加而增加的. 这对SP的设计提出了考验, 因为最小截止波长和光谱分辨率之间存在一个权衡比: 1) 如果取最小波长400 nm对应的双折射率算得的单板厚度 $t = 6.2$ mm. 那么对于长波来说横向剪切量将小于1 mm, 导致光程差减小, 光谱分辨率降低. 根据 $\delta\sigma = 2/\lambda_{\min}N$ 可知, 实际最小截止波长将小于400 nm. 2) 相反, 如果取最大波长800 nm对应的双折射率算得单板厚度 $t = 6.8$ mm. 那么对于小波长来说横向剪切量大于1 mm, 光程差增加, 光谱分辨率会提高, 但最小截止波长将大于400 nm. 为了满足最小截止波长并具有较高光谱分辨率, 可以选择中心波长600 nm进行设计, 此时对应单板厚度约为 $t = 6.5$ mm.

3.5 渐晕分析

渐晕往往是由于通光孔径有限而引起的成像亮度不均的现象. 如图1(b)所示, 入射光束从SP的一个面进入, 然后从另一个面出射, 它如同入射和出射孔径, 并且两孔径尺寸相同. 因此不为零的视场角, 可能会产生渐晕现象, 从而限制视场范围. 纵横比 $A/\#$ 可用于确定渐晕视场^[52], 它定义为入射和出射孔径之间的距离与孔径宽度的比: $A/\# \equiv l/w$, 其中 w 为入射面或出射面的宽度, l 为其中一束光线从入射面到出射面所经历光程, 可近似表示为 $l \approx (n_e + n_o)t$. 则系统纵横比可表示为 $A/\# = \frac{t}{w}(n_e + n_o)$. 倾斜入射光的渐晕系数达到100%的入射角表示为 $\theta_i = \arctan(\frac{1}{A/\#})$. 对于方解石制作的SP, 波长589 nm对应的两主折射率分别为 $n_o = 1.658$, $n_e = 1.486$. 当 $t = 6$ mm 和 $w = 25$ 时, 则有 $t/w \approx 1/4$, 由此可计算出纵横比为 $A/\# \approx 0.8$, 相应的入射角约为 50° . 也就是说在此入射范围的渐晕效应都可忽略, 具有宽场成像的特点. 而系统最大光程差对应的入射角为: $\theta_{i\max} = \pm \arctan(y_{\max}/f_2) = \pm 2.93^\circ$, 所以该尺寸SP可实现非渐晕成像.

4 Wollaston 棱镜的设计方案

4.1 结构角的近似解

如图4所示, 轴上光经WP后分成两束光, 被成像透镜会聚到CCD的两侧. 理想情况下, 要求Wollaston棱镜分成的两束光相等(即 $\alpha_1 = \alpha_2$), 在CCD两侧得到同一目标的对称图像, 便于相同目标元的精确定位. 为了充分利用CCD面阵尺寸, 两束出射光的投射点应落在CCD的 $\pm Na/4$ 处. 由几何关系可知, 此时分束角大小应为: $\alpha_1 = \alpha_2 = \arctan[(Na/4)/f_2] = 0.0256 \text{ rad} = 1.47^\circ$. 根据WP分束角的近似公式: $\alpha = 2\Delta n \tan \beta$, 可知分束角 α 与晶体的双折射率 Δn 和棱镜的结构角 β 都有关[5]. 若采用Calcite晶体制作WP, 由于双折射率是随着波长增加而减小的, 对特定结构角 β , 其分束角 α 会随着波长的增加而减小. 若能保证最小波长对应的两束分离光能被CCD测得, 则最大波长对应的也一定能被测得. 所以应选择最小波长对应的结构角来满足其长波的设计需求. 波长为400 nm时, 对应Calcite的折射率为 $n_o = 1.6823$, $n_e = 1.4974$. 由分束角 $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = 0.0512 \text{ rad}$ 可得棱镜的结构角 $\beta = \arctan(\alpha/2\Delta n) = 0.1376 \text{ rad} \approx 7.85^\circ$. 为了确保CCD能将WP分开的两个视场目标完全成像, 设计时结构角选可为 $\beta = 7.8^\circ$, 相应的分束角为 $\alpha \approx 2.8^\circ$, 则单通道图像高度约占CCD的250个像元.

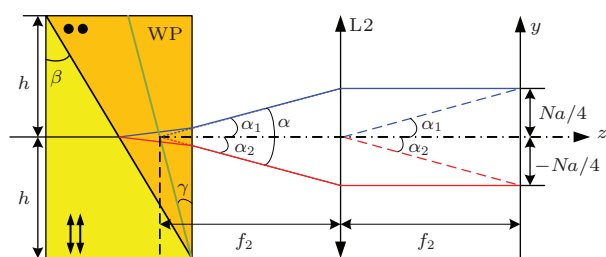


图4 Wollaston 棱镜分束角的分析

4.2 结构角的精确解

从上面的分析看出, 要求WP分开的两束光关于系统光轴对称. 由于WP前后两个通光面均可作为入射端面, 而单轴晶体双折射的复杂性会导致不同的入射端面得到不同对称度的分束角. 为了准确定位两幅图像中的相同空间像元点, 需要对分束角进行精确分析. 而这种分析需要建立在合适的单轴

晶体光线或光波追迹方法基础上. 常用的光学追迹方法有两种: 1) Simon等提出的光线与光线方向折射率匹配法[53]; 2) Prunet等提出的波矢与波矢方向折射率匹配法[54]. Avendano-Alejo等人曾对上述两种方法进行比较分析[55], 结果表明两种追迹效果基本一致. Lesso等采用光线与波矢方向折射率匹配法进行追迹的结果却与上述两种方法存有一定偏差[56], 说明了错位匹配追迹的不精确性. 由于晶体内部的波矢的传输遵循Snell定律, 为便于计算, 下文将采用方法2)进行追迹分析; 并引用Avendano-Alejo等的结果来分析分束角的对称性.

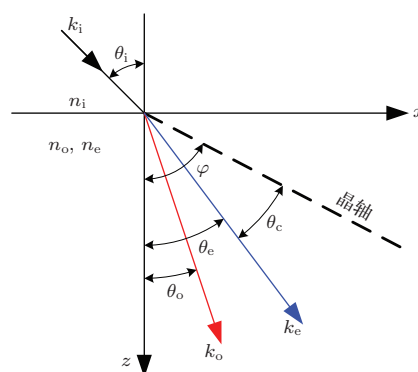


图5 单轴晶体的波矢追迹

图5为晶体光轴在入射面内时单轴晶体内波矢的追迹情况. 寻常波矢 o 和非常波矢 e 的折射角可表示为[53]

$$\tan \theta_o = \frac{n_i \sin \theta_i}{\sqrt{n_o^2 - n_i^2 \sin^2 \theta_i}}, \quad (7a)$$

$$\tan \theta_e = \left[n_i (n_e^2 - n_o^2) \sin \varphi \cos \varphi \sin \theta_i + n_e n_o \times \sqrt{n_e^2 \cos^2 \varphi + n_o^2 \sin^2 \varphi - n_i^2 \sin^2 \theta_i} \right] \times \left[n_e^2 n_o^2 - n_i^2 \sin^2 \theta_i (n_o^2 \cos^2 \varphi + n_e^2 \sin^2 \varphi) \right]^{-1} n_i \sin \theta_i, \quad (7b)$$

$$n'_e = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \theta_c + n_e^2 \cos^2 \theta_c}}, \quad (7c)$$

其中 θ_i 和 n_i 为入射波矢 k_i 方向的入射角和折射率, θ_o 和 θ_e 分别是折射寻常波矢 k_o 和非常波矢 k_e 的折射角, n'_e 为折射波矢方向的折射率, n_o 和 n_e 为晶体的主折射率, θ_c 为波矢 k_e 与晶体光轴的夹角, φ 为晶体光轴与 z 轴的夹角. 图6是光分别从两端入射负单轴晶体制作的WP时的波矢追迹情况.

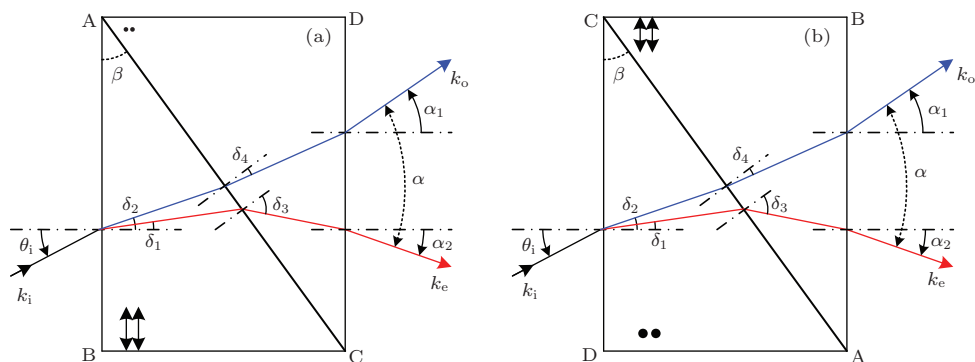


图6 负单轴晶体 Wollaston 棱镜的光线追迹 (a) 第一种入射方式; (b) 第二种入射方式

4.2.1 第一种入射方式

如图6(a)所示, 入射波矢首先从空气($n_i = 1$)经界面AB进入晶体ABC. 由于单轴晶体的双折射性将产生两束折射波矢: 寻常波和非常波, 其折射角分别为 δ_1 和 δ_2 . 根据图中几何关系和折射定理, 可得如下关系: $\varphi = \pi/2$, $\theta_c = \pi/2 - \delta_2$, $\sin \theta_i = n_o \sin \delta_1$, $\sin \theta_i = n'_e \sin \delta_2$. 由于晶体ABC和ACD的光轴互相垂直, 当两波矢经结合面AC进入晶体ACD时, 非常波将变为寻常波, 反之亦然. 入射波矢和折射波矢存在关系 $n_o \sin(\beta - \delta_1) = n_e \sin \delta_3$, $n'_e \sin(\beta - \delta_2) = n_o \sin \delta_4$. 最后两波矢经界面CD出射到空气中, 相应的关系有 $n_o \sin(\beta - \delta_4) = \sin \alpha_1$, $n_e \sin(\delta_3 - \beta) = \sin \alpha_2$, $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$. 联立上述关系式, 可得出分束角 α_1 , α_2 及 α 关于入射角 θ_i 和结构角 β 的函数

$$\alpha_1 = \arcsin[n_o \sin(\beta - \delta_4)], \quad (8a)$$

$$\alpha_2 = \arcsin[n_e \sin(\delta_3 - \beta)], \quad (8b)$$

其中

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \arcsin\left(\frac{\sin \theta_i}{n_o}\right), \\ \delta_2 &= \arctan\left(\frac{n_o \sin \theta_i}{n_e \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \theta_i}}\right), \\ \delta_3 &= \arcsin\left(\frac{n_o \sin(\beta - \delta_1)}{n_e}\right), \\ \delta_4 &= \arcsin\left(\frac{n_e \sin(\beta - \delta_2)}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \delta_2 + n_e^2 \sin^2 \delta_2}}\right). \end{aligned}$$

4.2.2 第二种入射方式

如图6(b)所示, 由于ACD的光轴垂直纸面向外, 入射波矢由空气进入晶体ACD后分成的折射寻常波和非常波的折射率分别应为 n_o 和 n_e , 则

有 $\sin \theta_i = n_o \sin \delta_1$, $\sin \theta_i = n_e \sin \delta_2$. 光进入晶体ABC时有 $\varphi = \pi/2 - \beta$, $\theta_c = \pi/2 - \beta + \delta_3$, $n_o \sin(\beta - \delta_1) = n'_e \sin \delta_3$, $n_e \sin(\beta - \delta_2) = n_o \sin \delta_4$. 最后经AB界面出射到空气时两波矢的关系为: $n_o \sin(\beta - \delta_4) = \sin \alpha_1$, $n'_e \sin(\delta_3 - \beta) = \sin \alpha_2$, $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$. 综合以上各式, 可得出分束角 α_1 , α_2 及 α 关于入射角 θ_i 和结构角 β 的函数

$$\alpha_1 = \arcsin[n_o \sin(\beta - \delta_4)], \quad (9a)$$

$$\alpha_2 = \arcsin[n'_e \sin(\delta_3 - \beta)], \quad (9b)$$

其中

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \arcsin\left(\frac{\sin \theta_i}{n_o}\right), \quad \delta_2 = \arcsin\left(\frac{\sin \theta_i}{n_e}\right), \\ \delta_3 &= \arctan\left[n_o(n_e^2 - n_o^2) \sin \beta \cos \beta \sin^2(\beta - \delta_1) \right. \\ &\quad \left. + n_e n_o \sin(\beta - \delta_1) \right. \\ &\quad \left. \times \sqrt{n_e^2 \sin^2 \beta + n_o^2 \cos^2 \beta - n_o^2 \sin^2(\beta - \delta_1)}\right] \\ &\quad \times \left[n_e^2 n_o - \sin^2(\beta - \delta_1) \right. \\ &\quad \left. \times (n_o^2 \sin^2 \beta + n_e^2 \cos^2 \beta)\right]^{-1}, \\ \delta_4 &= \arcsin\left(\frac{n_e \sin(\beta - \delta_2)}{n_o}\right), \\ n'_e &= \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2(\beta - \delta_3) + n_e^2 \sin^2(\beta - \delta_3)}}. \end{aligned}$$

将入射角 $\theta_i = 0$, 分束角 $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = 0.0512$ rad, 波长400 nm对应的Calcite折射率 $n_o = 1.6823$ 和 $n_e = 1.4974$ 分别代入方程(8), 可得到棱镜结构角为 $\beta = 7.88^\circ$. 这与采用近似公式计算的结果一致. 在此结构角下, 由(8)和(9)式可作出如图7所示的两种入射情况下分束角的变化曲线. 第一种入射方式下, 当入射角 $\theta_i = 0$ 时, 两分束角为 $\alpha_1 = \alpha_2 = 1.47^\circ$, 关于入射光线对称, 满足设计需要. 第二种入射方式下, 分束角明显不关于

入射光线对称,这主要是由于在第二块晶体ACD中寻常波的复杂折射率所引起的.图8是第一种入射反射式下两分束角随波长的变化趋势.两分束角基本一致,短波时分束较大,长波时分束较小.

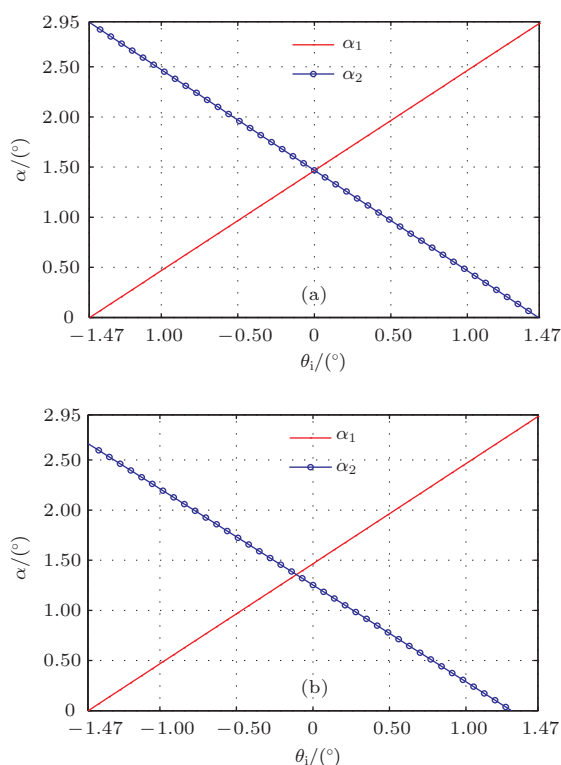


图7 当 $\beta = 7.88^\circ$, $\lambda = 400 \text{ nm}$ 时分束角随入射角的变化 (a) 第一种入射情况; (b) 第二种入射情况

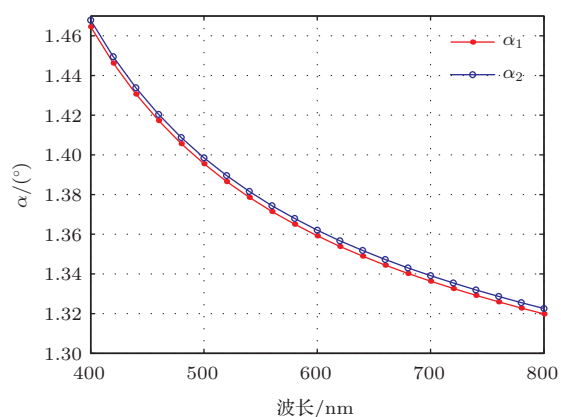


图8 当 $\beta = 7.88^\circ$, 第一种入射方式的分裂角随波长的变化

器,其消光比较高可达到 10^{-5} 数量级,是一种优良的线偏振器,且从近紫外到近红外工作波段均有较高透射比. Glan-Taylor棱镜通常由两块结构角相同的三角形单轴晶体组合而成,中间是空气隙.它主要利用光的全反射原理,将垂直分量全反射,让平行分量透射.要满足这种要求,需特定工作视场角、结构角及晶体尺寸.下面将在考虑晶体色散的基础上分析与设计由Calcite晶体制作的Glan-Taylor棱镜的结构尺寸.

相对于系统光轴, Glan-Taylor棱镜上下入射光的视场范围不同,图9为两个视场的光线追迹.棱镜的结构角 β 越大,垂直分量越能满足全反射条件,但是过大的 β 也会引起平行分量的全反射.所以,平行分量决定着最大结构角,而垂直分量则决定着最小结构角.下面将分别予以论述.

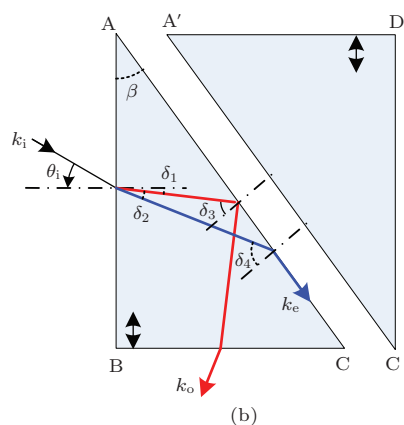
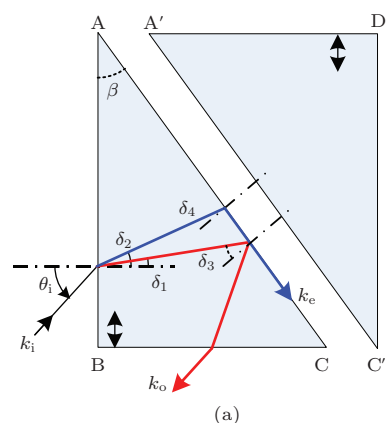


图9 Glan-Taylor棱镜中的光线追迹 (a) 下入射光线, (b) 上入射光线

5 Glan-Taylor棱镜的设计方案

5.1 结构角的确定

线偏振器LA拟采用双折射晶体制作的Glan-Taylor棱镜,相对于二向色性偏振片或线栅偏振

5.1.1 下入射光线

对图9(a)所示的下入射光线,由折射定律和几何关系可知,当垂直分量o光全反射时, $\sin \theta_i = n_o \sin \delta_1$, $n_o \sin \delta_3 = 1$, $\beta_{\min} = \delta_1 + \delta_3$. 当平行分量e光全反射时, $\sin \theta_i = n'_e \sin \delta_2$, $n'_e \sin \delta_4 = 1$,

$\beta_{\max} = \delta_2 + \delta_4$. 由此可得下入射光线对应的最小和最大结构角分别为

$$\beta_{\min} = \arcsin(\sin \theta_i / n_o) + \arcsin(1/n_o), \quad (10a)$$

$$\beta_{\max} = \arcsin(\sin \theta_i / n'_e) + \arcsin(1/n'_e), \quad (10b)$$

其中

$$n'_e = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \delta_2 + n_e^2 \sin^2 \delta_2}},$$

$$\delta_2 = \arctan \left(\frac{n_o \sin \theta_i}{n_e \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \theta_i}} \right).$$

方程(10)中的结构角随波长和入射角的变化关系如图10所示. 可以看出, 下入射情况时的结构角随着波长和入射角的增加而增加. 对于最小结构角, 为使所有入射角和波长范围的垂直分量都产生全反射, 需要取最大入射角和最大波长对应的结构角 $\beta_{\min} > 39.40^\circ$. 对于最大结构角, 为使所有入射角和波长范围的平行分量都不产生全反射, 需要取最小入射角和最小波长对应的结构角 $\beta_{\max} < 41.89^\circ$. 因此对于下入射光线来说, 平行分量全透射且垂直分量全反射所需的结构角范围应是 $39.40^\circ < \beta_1 < 41.89^\circ$.

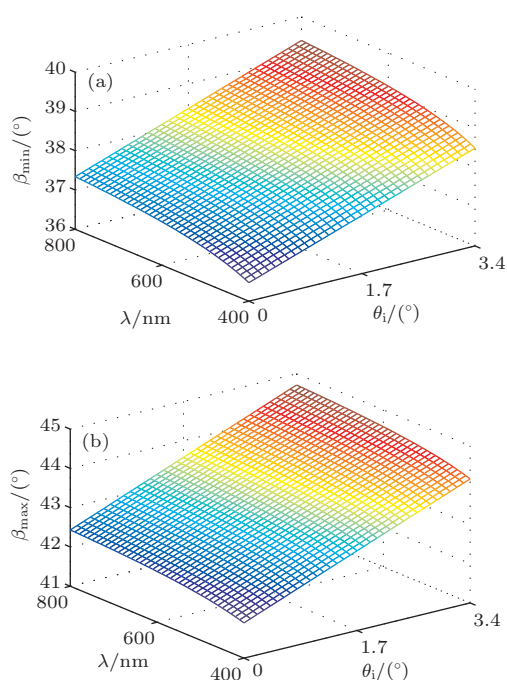


图10 (网刊彩色) 下入射光线对应的(a)最小结构角 $\beta_{\min}$ 和(b)最大结构角 $\beta_{\max}$ 的函数曲面

5.1.2 上入射光线

对图9(b)所示的上入射光线来说, 具有如下关系. 当垂直分量o光全反射时, $\sin \theta_i = n_o \sin \delta_1$,

$n_o \sin \delta_3 = 1$, $\beta_{\min} = \delta_3 - \delta_1$. 当平行分量e光全反射时, $\sin \theta_i = n'_e \sin \delta_2$, $n'_e \sin \delta_4 = 1$, $\beta_{\max} = \delta_4 - \delta_2$. 由此得出

$$\beta_{\min} = \arcsin(1/n_o) - \arcsin(\sin \theta_i / n_o), \quad (11a)$$

$$\beta_{\max} = \arcsin(1/n'_e) - \arcsin(\sin \theta_i / n'_e). \quad (11b)$$

方程(11)对应的波长和入射角的函数如图11所示. 上入射情况时的结构角随着波长增加而增加, 随着入射角的增加而减小. 同样, 对于最小结构角, 需要取最小入射角和最大波长对应的结构角 $\beta_{\min} = 37.33^\circ$. 对于最大结构角, 需要取最大入射角和最小波长对应的结构角 $\beta_{\max} = 39.62^\circ$. 所以对于下上射光线来说, 平行分量全透射且垂直分量全反射所需的结构角范围应是 $37.33^\circ < \beta_2 < 39.62^\circ$.

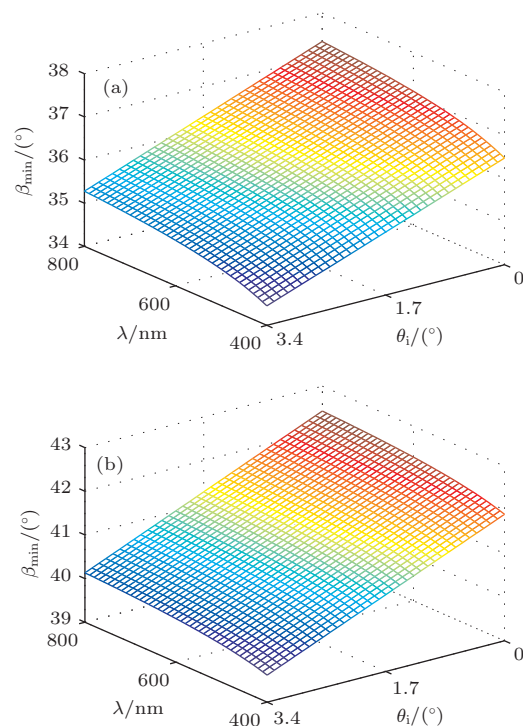


图11 (网刊彩色) 上入射光线对应的(a)最小结构角 $\beta_{\min}$ 和(b)最大结构角 $\beta_{\max}$ 的函数曲面

综合分析可知, 为使棱镜的结构角适用于上下两种入射方式, 则要取上述两种情况结构角范围的交集: $39.40^\circ < \beta < 39.62^\circ$. 为保证平行分量全透射且垂直分量全反射, 这里取结构角 $\beta = 39.5^\circ$, 左右偏差小于 $\pm 0.1^\circ$ 即 $6'$. 若 Glan-Taylor 棱镜的设计口径为 $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$, 则晶体的最小厚度应为 $20 \times \tan(39.5^\circ) = 16.5 \text{ mm}$.

5.2 视场角

由图9可知下入射光线的入射角由o光决定, 上入射光线的入射角由e光决定. 因此由o光和e光分别决定的入射角应为

$$\theta_i^o = \arcsin\{n_o \sin[\beta - \arcsin(1/n_o)]\}, \quad (12a)$$

$$\theta_i^e = \arcsin\left(\frac{\cos\beta}{C} - \sqrt{\left(\frac{\cos\beta}{C}\right)^2 + \frac{n_e^2 \sin^2\beta - 1}{C}}\right), \quad (12b)$$

其中 $C = \cos^2\beta + (n_e^2/n_o^2) \sin^2\beta$. 对于结构角为 $\beta = 39.5^\circ$ 的棱镜, 两个视场角随波长的变化如图12所示. 可以看出, 在400—800 nm的波长范围内, 上入射和下入射光线的视场角均大于 3.5° , 满足系统沿轨 3° 和垂轨 1.5° 视场角的设计需求.

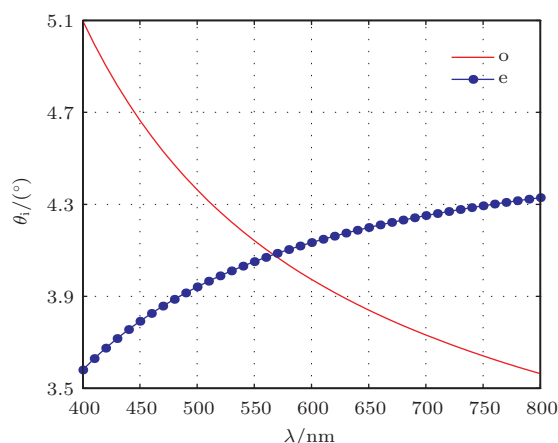


图12 Glan-Taylor 棱镜结构角为 39.5° 时, 视场角随波长变化情况

6 结 论

本文论证了基于Wollaston棱镜角剪切和Savart偏光镜横向剪切组合的静态PDIIS设计方案. 根据干涉光谱学原理和实际探测器技术参数提出了相关光学技术指标包括: 最小截止波长、采用间隔、光程差、光谱分辨率以及光谱通道数等. 在此基础上根据Calcite晶体双折射特性和波法线追迹法分析了Savart偏光镜、Wollaston棱镜和Glan-Taylor棱镜的设计参数. 着重考虑了晶体色散特性对入射角、厚度和结构角的影响.

Savart偏光镜的横向剪切量需要与成像透镜的焦距匹配, 研究表明1 mm横向剪切量和80 mm焦距成像透镜是较理想组合. 考虑了色散对偏光镜

厚度的影响, 色散较小且双折射率较大的晶体可以有效减小偏光镜厚度, 从而在较大视场范围内消弱渐晕现象. 设计波长的选择对光谱分辨率和截止波长有一定影响: 如果取最小波长设计Savart偏光镜, 那么对于大波长来说横向剪切量会变小, 导致光程差减小, 波数分辨率数值增加, 最小截止波长将小于设定值. 相反, 如果取最大波长设计Savart偏光镜, 那么对于小波长来说横向剪切量会变大, 光程差增加, 波数分辨率数值减小, 最小截止波长将大于设定值. 所以选择中心波长设计将具有一定的适应性.

Wollaston棱镜的分束角决定着图像的对称性, 在CCD上形成对称分布的两幅图像便于数据处理和分析. 为精确确定分束角大小, 文中采用波法线和波法线折射率配合的方法计算正反两种入射方式下的分束角情况. 结果表明只有当入射面与第一块棱镜的主截面平行时, 才可以在近轴条件下得到对称的分束角. 为保证所有波长的分束光都能被CCD俘获, 需要采用最小波长设计棱镜的结构角.

线偏振器LA采用了Calcite体制作的Glan-Taylor棱镜. 其视场角一般是不关于中心入射光线对称的. 文中采用波法线和波法线折射率配合的方法追迹了一定波长范围内上下两种入射角的偏振效应. 结果表明棱镜的最佳结构角为 39.5° 时, 可以在400—800 nm的波长范围内获得 $\pm 3.5^\circ$ 度以上的视场角.

PDIIS系统采用静态紧凑装置, 无旋转或移动部件, 共光路直线结构, 能有效避免因目标快速变化以及大气抖动等因素导致的空间图像失配. 同时也可避免部件移动或旋转引入的抖动噪声和光路走离现象. PDIIS的偏振光学元件采用双折射晶体设计, 可在紫外-红外波段区域对目标的光谱和形影图像进行工作.

感谢中科院西安光机所赵葆常研究员和赵建科研究员的讨论.

参考文献

- [1] Zhao Y Q, Pan Q, Cheng Y M 2011 *Imaging Spectropolarimetric Remote Sensing and Application* (Beijing: National Defense Industry Press) (in Chinese) [赵永强, 潘泉, 程咏梅 2011 成像偏振光谱遥感及应用 (北京: 国防工业出版社)]

- [2] Gurjar R S, Backman V, Perelman L T, Georgakoudi I, Badizadegan K, Itzkan I, Dasari R R, Feld M S 2001 *Nature Medicine* **7** 1245
- [3] Groner W, Winkelman J W, Harris A G, Ince C, Bouma G J, Messmer K, Nadeau R G 1999 *Nature Medicine* **5** 1209
- [4] Qiu L, Pleskow D K, Chuttani R, Vitkin E, Leyden J, Ozden N, Itani S, Guo L, Sacks A, Goldsmith J D, Modell M D, Hanlon E B, Itzkan I, Perelman L T 2010 *Nature Medicine* **16** 603
- [5] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3877 (in Chinese)[穆廷魁, 张淳民, 赵葆常 2009 物理学报 **58** 3877]
- [6] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Opt. Commun.* **282** 1699
- [7] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Opt. Commun.* **282** 1984
- [8] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Appl. Opt.* **48** 2333
- [9] Zhang C M, Ren W Y, Mu T K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 024202
- [10] Mu T K, Zhang C M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 060702
- [11] Liu N, Zhang C M, Wang J C, Mu T K 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4369 (in Chinese)[刘宁, 张淳民, 王金婵, 穆廷魁 2010 物理学报 **59** 4369]
- [12] Zhang C M, Mu T K, Ren W Y, Zhang L, Liu N 2010 *Opt. Eng.* **49** 043002
- [13] Mu T K, Zhang C M 2011 *Proc. SPIE* **8032** 8032M
- [14] Mu T K, Zhang C M, Ren W Y, Zhang L, Zhu B H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 070704 (in Chinese)[穆廷魁, 张淳民, 任文艺, 张霖, 祝宝辉 2011 物理学报 **60** 070704]
- [15] Mu T K, Zhang C M, Ren W Y, Jian X H 2011 *Meas. Sci. Tech.* **22** 105302
- [16] Mu T K, Zhang C M, Jia C L, Ren W Y 2012 *Opt. Express* **20** 18194
- [17] Dai H S, Zhang C M, Mu T K 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 224201 (in Chinese)[代海山, 张淳民, 穆廷魁 2012 物理学报 **61** 224201]
- [18] Tang Q, Zhao B C, Qiu Y H, Zhang C M, Mu T K 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 230701 (in Chinese)[唐茜, 赵葆常, 邱跃洪, 张淳民, 穆廷魁 2012 物理学报 **61** 230701]
- [19] Mu T K, Zhang C M, Ren W Y, Jia C L, Zhang L, Li Q W 2013 *Proc. SPIE* **8910** 89101A
- [20] Mu T K, Zhang C M 2013 *Optik* **124** 661
- [21] Mu T K, Zhang C M, Jia C L, Ren W Y, Zhang L, Li Q W 2013 *Opt. Commun.* **294** 88
- [22] Mu T K, Zhang C M, Ren W Y, Zhang L, Jian X H 2011 *J. Mod. Opt.* **58** 154
- [23] Mu T K, Zhang C M, Ren W Y, Jia C L 2012 *Opt. Lett.* **37** 3507
- [24] Mu T K, Zhang C M, Li Q W, Wei Y T, Chen Q Y, Jia C L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110704 (in Chinese)[穆廷魁, 张淳民, 李祺伟, 魏宇童, 陈清颖, 贾辰凌 2014 物理学报 **63** 110704]
- [25] Tang Y H, Zhang C M, Liu H C, Chen G D, He J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4065 (in Chinese)[唐远河, 张淳民, 刘汉臣, 陈光德, 贺健 2005 物理学报 **54** 4065]
- [26] Peng Z H, Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B, Li Y C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6374 (in Chinese)[彭志红, 张淳民, 赵葆常, 相里斌, 李英才 2006 物理学报 **55** 6374]
- [27] Peng Z H, Zhang C M, Zhao B C, Li Y C, Wu F Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6374 (in Chinese)[彭志红, 张淳民, 赵葆常, 李英才, 吴福全 2006 物理学报 **55** 6374]
- [28] Jian X H, Zhang C M, Zhao B C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 824 (in Chinese)[简小华, 张淳民, 赵葆常 2007 物理学报 **56** 824]
- [29] Yuan Z L, Zhang C M, Zhao B C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6413 (in Chinese)[袁志林, 张淳民, 赵葆常 2007 物理学报 **56** 6413]
- [30] Du J, Zhang C M, Zhao B C, Sun Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6311 (in Chinese)[杜娟, 张淳民, 赵葆常, 孙尧 2008 物理学报 **57** 6311]
- [31] Ye J Y, Zhang C M, Zhao B C, Li Y C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 67 (in Chinese)[叶剑勇, 张淳民, 赵葆常, 李英才 2008 物理学报 **57** 67]
- [32] Ruan K, Zhang C M, Zhao B C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5435 (in Chinese)[阮锴, 张淳民, 赵葆常 2008 物理学报 **57** 5435]
- [33] Jian X H, Zhang C M, Zhu B H, Zhao B C, Du J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3499 (in Chinese)[简小华, 张淳民, 祝宝辉, 赵葆常, 杜鹃 2008 物理学报 **57** 3499]
- [34] Wu J F, Zhang C M, Zhang Y T, Liu H C, Zhai X J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2504
- [35] Jian X H, Zhang C M, Zhao B C, Zhang L, Zhu L Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2286 (in Chinese)[简小华, 张淳民, 赵葆常, 张霖, 朱兰艳 2009 物理学报 **58** 2286]
- [36] 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]
- [37] 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]
- [38] Wu J F, Zhang C M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 034201
- [39] Zhu H C, Zhang C M, Jian X H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 893 (in Chinese)[朱化春, 张淳民, 简小华 2010 物理学报 **59** 893]
- [40] 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]
- [41] Zhang C M, Liu N, Wu F Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 949 (in Chinese)[张淳民, 刘宁, 吴福全 2010 物理学报 **59** 949]
- [42] Yan X G, Zhang C M, Zhao B C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3123 (in Chinese)[严新革, 张淳民, 赵葆常 2010 物理学报 **59** 3123]
- [43] Sun Y, Zhang C M, Du J, Zhao B C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3863 (in Chinese)[孙尧, 张淳民, 杜鹃, 赵葆常 2010 物理学报 **59** 3863]
- [44] Zhang C M, Huang W J, Zhao B C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5479 (in Chinese)[张淳民, 黄伟健, 赵葆常 2010 物理学报 **59** 5479]
- [45] Jian X H, Zhang C M, Zhu B H, Ren W Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6131 (in Chinese)[简小华, 张淳民, 祝宝辉, 任文艺 2010 物理学报 **59** 6131]

- [46] Zhu H C, Zhang C M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074211
60 074211 (in Chinese) [朱化春, 张淳民 2011 物理学报 **60** 074211]
- [47] Zhang C M, Ai J J, Ren W Y 2011 *Chin. Phys. B* **20** 20701
- [48] Zhu B H, Zhang C M, Jian X H, Zeng W F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 090701 (in Chinese) [祝宝辉, 张淳民, 简小华, 曾文锋 2012 物理学报 **61** 090701]
- [49] Zhang X N, Zhang C M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 104210
- [50] Zhang X N, Zhang C M, Ai J J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 030701
- [51] Weber M J 2003 *HandBook of Optical Materials* (Florida: CRC Press) p90
- [52] Sellar R G, Boreman G D 2003 *Opt. Eng.* **42** 3320
- [53] Simon M C, Rosete-Aguilar M 1998 *J. Pure Appl Opt* **7** 1403
- [54] Prunet S, Journet B, Fortunato G 1999 *Opt. Eng.* **38** 983
- [55] Avendaño-Alejo M, Rosete-Aguilar M 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 926
- [56] Lesso J P, Duncan A J, Sibbett W, Padgett M J 2000 *Appl. Opt.* **39** 592

The polarization-difference interference imaging spectrometer-II. optical design and analysis*

Mu Ting-Kui[†] Zhang Chun-Min[‡] Li Qi-Wei Wei Yu-Tong
Chen Qing-Ying Jia Chen-Ling

(Institute of Space Optics, Ministry of Education Key Laboratory for Nonequilibrium Synthesis and Modulation of Condensed Matter, School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 3 January 2014; revised manuscript received 20 February 2014)

Abstract

The static polarization-difference interference imaging spectrometer, based on the combination of Wollaston prism and Savart polariscope, can simultaneously acquire hyperspectral images for orthogonal polarization components. Optical specifications are determined according to the principle of interference spectroscopy and the technical parameters of an actual detector. A design scheme is demonstrated. The Savart polariscope, Wollaston prism and Glan-Taylor prism are designed according to the birefringent features of uniaxial crystal and the wave normal tracing. More emphasis is put on the influences of the dispersion of uniaxial crystal on the incident angle, thickness, and apex angle. This research can provide a theoretical guide in the engineering of the polarization-difference interference imaging spectrometer.

Keywords: imaging spectrometer, interference, polarization, birefringent component

PACS: 07.60.Rd, 07.60.Fs, 42.25.Hz, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.63.110705

* Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20130201120047), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant No. xjj2013044), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61275184), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2012AA120211), the Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province of China (Grant No. 2014JQ8362), and the Scientific Research Support Program for New Teacher of Xi'an Jiaotong University of China.

[†] Corresponding author. E-mail: tkmu@mail.xjtu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn