

光谱分辨率可调的新型干涉成像光谱技术研究*

李杰[†] 朱京平 张云尧 刘宏 侯洵

(西安交通大学电信学院, 陕西省信息光子技术重点实验室电子物理与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

(2012 年 4 月 25 日收到; 2012 年 7 月 11 日收到修改稿)

针对色散型和静态干涉型成像光谱仪光谱分辨率固定、系统效能得不到充分发挥等问题, 提出了一种光谱分辨率可调的静态双折射干涉成像光谱技术. 该技术的创新点之一在于, 仪器的光谱分辨能力可调, 且调节范围较宽. 对于不同的探测目标, 利用这一技术, 只获取有用的光谱数据, 既能满足多目标、多任务光谱图像探测的需要, 又可大幅减少对存储空间和通信带宽的占用, 有效缩短数据处理时间, 提高系统信噪比, 从而使仪器总体性能达到最优. 本文给出了新技术的具体实现方案及理论模型, 对核心元件——横向剪切量可调的新型双 Wollaston 平行平板分束器进行了光线追迹, 给出了其横向剪切量的精确理论计算公式, 深入分析了其分光及横向剪切量调节原理. 在此基础上, 研究了新技术的光谱分辨率调节特性, 给出了其光谱调节范围, 并对其光谱调节原理进行了实验验证.

关键词: Wollaston 棱镜, 光谱分辨率, 成像光谱**PACS:** 42.25.Hz, 42.25.Lc, 95.55.Qf**DOI:** 10.7498/aps.62.024205

1 引言

成像光谱技术是 20 世纪 80 年代发展起来的一种能够同时获取目标图像及图像上每一点光谱信息的先进光学探测技术, 其获取的数据被称为“数据立方体”^[1]. 实现这一功能的仪器即为成像光谱仪. 按照光谱获取原理的不同, 成像光谱仪一般可分为色散型、干涉型 (傅里叶变换型)、滤光片型、计算层析型四种. 其中采用最多的是色散型和干涉型. 色散型采用棱镜或光栅作为色散元件获取目标光谱, 具有技术成熟、性能稳定等优点, 但结构相对复杂, 实现高空间分辨率及光谱分辨率均需小的入射狭缝, 限制了光通量和信噪比^[2], 不利于弱光目标的探测. 干涉型利用双光束干涉的傅里叶变换光谱特性实现光谱数据的获取, 具有光通量大、波长精度高、光谱探测范围宽等优点. 早期结构多为迈克尔逊型, 在相同光谱分辨率下, 光通量约为光栅型的 190 倍^[3]. 但其工作时, 需精密、稳定的动镜扫描, 因此无法对目标光谱信息进行实时探测, 应用环境和条件也受到极大限制. 为解决这

一问题, 发展了静态干涉成像光谱仪, 成为了干涉型成像光谱仪的主流^[4-6].

静态干涉成像光谱仪按照其光路结构及分束器的不同又分为反射型 (如 Sagnac 干涉成像光谱仪) 和双折射型. 前者主要采用半透半反分束器、平面反射镜实现入射光的双光束干涉. 后者采用双折射晶体分束器将入射光分为振动方向相互垂直的两束线偏振光, 再通过检偏器使两束光具有相同的振动方向并发生干涉. 目前已经发展出以 Wollaston 棱镜^[7,8] 和 Savart 偏光镜^[6] 分束器为核心的双折射干涉成像光谱仪. 在地球资源普查、灾害预警与监测、环境污染监控、天气预报、深空探索等领域发挥了重大作用.

遗憾的是, 上述两种静态成像光谱仪系统一旦确定, 其光谱分辨率、光谱范围等参数便不能改变. 为了满足不同任务的需求, 必须具备高的光谱分辨率和宽的光谱范围^[9], 这将导致仪器信噪比下降, 光谱图像数据量激增. 而信噪比的下降会影响图像获取质量, 数据量的增加会占用较多的存储空间和较宽的通信信道, 也延长了数据采集和处理时间, 这些问题在航空航天遥感上表现得尤为突出.

* 中国博士后科学基金 (批准号: 2012M510217) 和国家自然科学基金 (批准号: 61205187) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: jielixjtu@mail.xjtu.edu.cn

以我国嫦娥一号所载 Sagnac 空间调制型干涉成像光谱仪为例, 由于受到星上存储空间及通信带宽的限制, 其光谱分辨率为 325.25 cm^{-1} , 对应的光谱通道数为 32, 且为了平衡任务所需光谱分辨率与数据量间的矛盾, CCD 采集到的干涉条纹数据只能传输一半, 能量利用率也因此减少了 50%^[10]. 已成为限制成像光谱遥感仪器发展的主要瓶颈.

为了解决这一问题, 本文提出一种光谱分辨率可调的新型静态双折射干涉成像光谱仪 (spectral zooming birefringent imaging spectrometer, SZBIS), 其创新点之一在于, 仪器光谱分辨能力在宽范围内连续可调. 大量的实践经验和理论研究表明, 不同观测目标, 不同应用场合对遥感器光谱分辨能力的要求有很大的不同. 对于不同的应用, 利用光谱分辨率调节技术, 只获取有用的光谱数据, 则既能满足任务需求, 又可减少对存储空间和通信带宽的占用, 缩短数据处理时间, 从而使仪器总体性能达到最优.

2 新型静态双折射干涉成像光谱技术原理

2.1 理论模型

本文提出的新型静态双折射干涉成像光谱仪 SZBIS 结构如图 1 所示. 它主要由前置望远系统、起偏器 P、两块相同的 Wollaston 棱镜 WP₁ 和 WP₂、检偏器 A、成像镜和 CCD 面阵探测器组成. 其中 WP₁ 左楔板与 WP₂ 右楔板的光轴平行于纸面, WP₁ 右楔板与 WP₂ 左楔板的光轴则与纸面垂直.

目标发出的光经前置望远系统收集、准直之后成为平行光, 经过 P 后变为一束线偏振光, 这一束线偏振光经过 WP₁ 和 WP₂ 后分为两束具有一定横向剪切量, 传播方向平行, 振幅相等, 振动方向相互垂直的线偏振光, 再通过 A, 两束线偏振光具有了相同的振动方向, 最后被成像镜汇聚到焦平面上形成目标图像和干涉条纹, 并被 CCD 面阵探测器接收. 接收到的干涉图像通过重构、解调等操作, 即可得到有关目标的完整的二维图像和一维光谱数据.

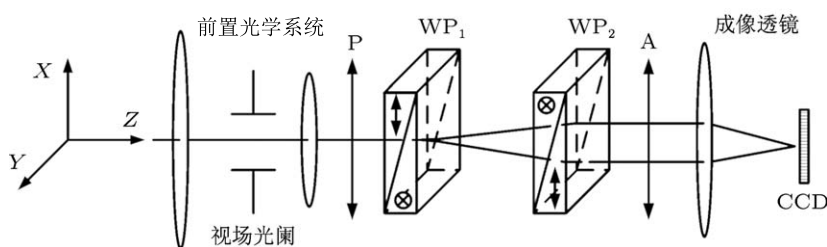


图1 新型静态双折射干涉成像光谱仪结构示意图

与传统的 Michelson 型干涉仪不同, SZBIS 中没有动镜扫描机构, 而是利用两块完全相同的 Wollaston 棱镜将目标光源横向剪切为两个无穷远处的虚光源, 两个虚光源再通过成像镜成像在焦平面上发生干涉, 因此 CCD 采集到的是沿空间分布的干涉条纹数据. 这种干涉条纹产生方式与杨氏双缝实验类似, 因此光程差 OPD 可以用下式表示^[11]:

$$\text{OPD} = d \sin i = d \frac{x}{f}, \quad (1)$$

式中 d 为 WP₁ 和 WP₂ 分开两束平行光的间距, 即横向剪切量, i 为光线入射角, f 为成像镜焦距, x 为

与干涉条纹相垂直的坐标, 其零点位于成像镜焦平面中心.

根据傅里叶变换光谱学的理论^[12], 采集到的干涉条纹强度可以表示为

$$I(x) = 2T_1 T_2 \left(I_0 + \int_0^\infty i(\sigma) \times \cos(2\pi\sigma dx/f) d\sigma \right), \quad (2)$$

式中 T_1, T_2 为偏振片 P 和 A 光强透过率, I_0 为干涉条纹的直流分量, σ 为波数, $i(\sigma)$ 为光谱强度.

(2) 式在数学上是典型的傅里叶变换, 因此对其逆变换便可得到所需的光谱强度 $i(\sigma)$. 为得到较

快的处理速度, 实际过程中都采用快速傅里叶变换 FFT 来求取 $i(\sigma)$. 从 (2) 式, 还可以看出对波数 σ 的积分范围是从 0 到 ∞ , 这说明采用双光束干涉法理论上可获取目标的全部光谱数据. 而实际仪器获取的光谱数据范围则会受到分束器及探测器工作波段的限制.

由此可以看出, SZBIS 中的双折射分束器能够实现目标光源横向剪切, 得到一定的横向剪切量, 是仪器产生干涉, 获取目标光谱、图像数据的关键. 因此有必要对分束器的原理进行单独的说明.

2.2 横向剪切量可调的双 Wollaston 平行平板分束器

图 2 为 SZBIS 所用分束器的光线追迹图. 其中构成分束器的两块 Wollaston 棱镜 WP_1 , WP_2 厚度为 t , 结构角为 θ , 棱镜间距为 g . 为说明该新型分束器的分束原理, 计算其横向剪切量 d 的大小, 按图 2 所示分别建立 $x_1o_1z_1$ 和 $x_2o_2z_2$ 两个坐标系.

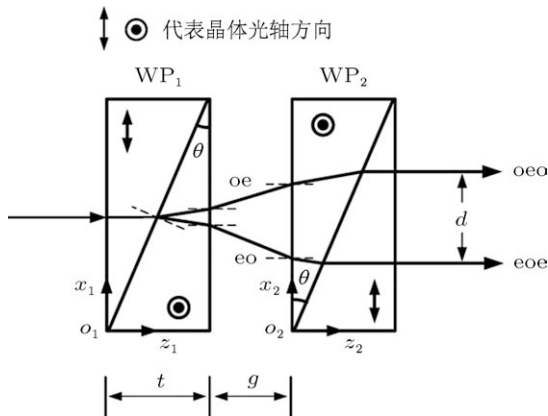


图 2 SZBIS 分束器的光线追迹 (以负晶体为例)

考虑一束平行光沿 $X_1 = h$ 垂直射入 WP_1 左楔板, 根据偏振光学理论及光在单轴晶体中的传播规律, 正入射光线在进入 WP_1 左楔板后会发生双折射, 在传播方向上前分为 o 光和 e 光, 并经过斜面进入 WP_1 右楔板. WP_1 右楔板光轴与左楔板光轴互相垂直, 进入右楔板后 o 光将变为 e 光, e 光将变为 o 光, 取其先后顺序, 分别称之为 oe 光和 eo 光. 由于单轴晶体中 o, e 光的折射率不同, 在斜面上两束光将发生折射, 并分开成一定夹角. oe 光、eo 光在此处的折射角 ϕ_{1oe} , ϕ_{1eo} 满足折射定律

$$n_o \sin \theta = n_e \sin \phi_{1oe}, \quad (3)$$

$$n_e \sin \theta = n_o \sin \phi_{1eo}, \quad (4)$$

oe 光、eo 光在射出 WP_1 右楔板时, 再次发生折射, 满足

$$\begin{aligned} n_e \sin \theta_{2oe} &= n_e \sin(\phi_{1oe} - \theta) \\ &= \sin \phi_{2oe}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} n_o \sin \theta_{2eo} &= n_o \sin(\theta - \phi_{1eo}) \\ &= \sin \phi_{2eo}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中 θ_{2oe} , θ_{2eo} 分别为 oe 光和 eo 光在 WP_1 右界面上的入射角, ϕ_{2oe} 和 ϕ_{2eo} 为它们在空气中的折射角. 根据图 2 中的几何关系可以得到两束光与 WP_2 左界面的交点在坐标系 $x_2o_2z_2$ 中分别为

$$\begin{aligned} x_{2oe} &= h + (t - h \tan \theta) \tan \theta_{2oe} \\ &\quad + g \tan \phi_{2oe}, \\ z_{2oe} &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} x_{2eo} &= h - (t - h \tan \theta) \tan \theta_{2eo} \\ &\quad - g \tan \phi_{2eo}, \\ z_{2eo} &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

由此便可得到, oe 光和 eo 光在 WP_2 左楔板中的射线方程分别为

$$x_2 = z_2 \tan \theta_{2oe} + x_{2oe}, \quad (9)$$

$$x'_2 = -z'_2 \tan \theta_{2eo} + x_{2eo}, \quad (10)$$

式中 x_{2oe} , x_{2eo} 分别为 oe 光、eo 光与 WP_2 左界面交点的纵坐标. 再结合 WP_2 两楔板斜边的方程

$$x_{2w} = z_{2w} \cot \theta \quad (11)$$

便可得到 oe 光和 eo 光与 WP_2 两楔板斜边的交点坐标, 而分束器产生的横向剪切量 d 便是两交点纵坐标之差, 由 (3) 式至 (11) 式可得

$$\begin{aligned} d &= x_2 - x'_2 \\ &= \frac{t \tan \theta_{2oe} + g \tan \phi_{2oe}}{1 - \tan \theta \tan \theta_{2oe}} \\ &\quad + \frac{t \tan \theta_{2eo} + g \tan \phi_{2eo}}{1 + \tan \theta \tan \theta_{2eo}}, \end{aligned} \quad (12)$$

其中

$$\theta_{2oe} = \arcsin \left(\frac{n_o}{n_e} \sin \theta \right) - \theta, \quad (13)$$

$$\theta_{2eo} = \theta - \arcsin \left(\frac{n_e}{n_o} \sin \theta \right), \quad (14)$$

$$\phi_{2oe} = \arcsin \left(n_e \sin \left(\arcsin \left(\frac{n_o}{n_e} \sin \theta \right) - \theta \right) \right), \quad (15)$$

$$\phi_{2eo} = \arcsin \left(n_o \sin \left(\theta - \arcsin \left(\frac{n_e}{n_o} \sin \theta \right) \right) \right). \quad (16)$$

从 (12) 式可以看出, 新方案中分束器产生的光束横向剪切量 d 只与 WP_1 , WP_2 的厚度 t , 结构角 θ , 晶体双折射率和棱镜间距 g 有关, 而与入射光的位置 h 无关.

根据 (12) 式可以作出分束器横向剪切量 d 与其结构参数 t , θ , g 的关系曲线图, 如图 3 所示. 假设分束器采用方解石制作, 其折射率取波长 $0.6328 \mu\text{m}$

μm 时的值, 结构角 θ 取 5° , 10° , 15° , 20° 四种情况, 固定棱镜厚度 $t = 5 \text{ mm}$, 改变空气间隔 g 得到图 3(a); 固定棱镜间空气间隔 $g = 5 \text{ mm}$, 改变棱镜厚度 t 得到图 3(b). 从图中可以看出, 横向剪切量 d 随参数 t , θ , g 的增大而增大. 但对比两图, 可以发现图 3(a) 中的直线斜率明显比图 3(b) 中的大, 这说明改变空气间隔 g 能够更加有效地改变横向剪切量的大小. 从图 2 不难看出, 这是因为折射率的差异导致 oe , eo 光在空气间隔中的偏折较晶体中的大.

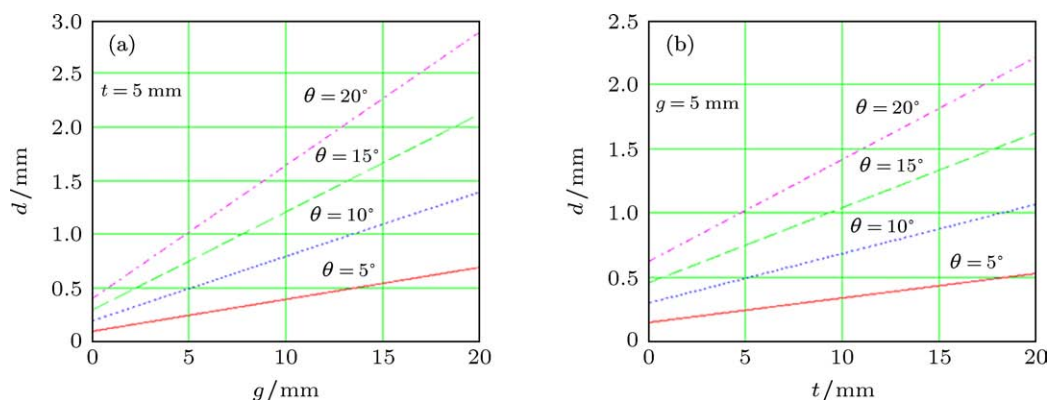


图 3 SZBIS 分束器横向剪切量与结构参数的关系 (方解石, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)

从物理意义上讲, WP_1 的左楔板和 WP_2 的右楔板, WP_1 的右楔板和 WP_2 的左楔板、棱镜间的空气间隔组成了三段平行平板的结构, 因此无论入射光的入射角度和入射位置, 出射的两束光线必然与入射光平行. 其次, WP_1 和 WP_2 的制作材料、结构尺寸完全相同, 从而保证了两束光线具有一定横向剪切量的同时, 其正入射光程差也为零 (产生中心亮纹的必要条件). 最后, 横向剪切量还可以通过改变空气间隔 g 的大小方便有效的调节.

由于新型分束器的优良性能均得益于两块 Wollaston 棱镜及其空气间隔组成的平行平板光学结构, 因此我们将这种新型分束器命名为双 Wollaston 平行平板分束器 (parallel double wollaston prism beamsplitter, PDWP). 需要区别是, Harvey 和 Fletcher-Holmes^[13] 也曾提出过一种采用两块 Wollaston 棱镜的凝视型双折射干涉成像光谱仪, 利用第一块 Wollaston 棱镜做分束器, 第二块 Wollaston 棱镜上下运动实现类似 Michelson 动镜的功能, 这与 PDWP 有本质的不同.

3 SZBIS 的光谱分辨率调节原理

根据上节介绍, 对干涉条纹进行傅里叶变换能够得到目标光谱数据, 其分辨率可以表示为^[12]

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2\text{OPD}_M}, \quad (17)$$

式中 $\Delta\sigma$ 为光谱分辨率的波数表示方式, 其单位一般是 cm^{-1} , OPD_M 为干涉仪能达到的最大光程差.

实际过程中, 由于干涉数据采样宽度总是有限的, 对其傅里叶变换得到的光谱数据边缘会出现振荡, 即吉布斯现象, 将对数据的准确性和可靠性带来影响. 因此必须对干涉数据进行截趾以消除其影响. 截趾后得到的光谱数据分辨率将降为之前的一半^[12], 即

$$\Delta\sigma = \frac{1}{\text{OPD}_M}. \quad (18)$$

一般情况下, 以 (18) 式作为仪器所能达到的光谱分辨率.

从 (1) 和 (18) 式可以看出, 干涉成像光谱仪的光谱分辨率由分束器横向剪切量 d 、成像镜焦距 f 、垂直于干涉条纹方向 (一般称为光谱维) 的 CCD

像元数及像元尺寸共同决定. 以往的干涉成像光谱仪器一旦完成加工装配, 其分束器剪切量、成像镜焦距及 CCD 探测器参数便不能改变, 因此很难实现光谱分辨率的调节. 而本论文提出的 SZBIS 光谱分辨率可调, 其关键就在于 PDWP 分束器横向剪切量的可调. 将 (1), (12) 式代入 (18) 式, 可以得到 SZBIS 的光谱分辨率公式

$$\Delta\sigma_{\text{SZBIS}} = 1 / \left(\left(\frac{t \tan \theta_{2\text{oe}} + g \tan \phi_{2\text{oe}}}{1 - \tan \theta \tan \theta_{2\text{oe}}} + \frac{t \tan \theta_{2\text{eo}} + g \tan \phi_{2\text{eo}}}{1 + \tan \theta \tan \theta_{2\text{eo}}} \right) \sin i \right) \\ = f / \left(\left(\frac{t \tan \theta_{2\text{oe}} + g \tan \phi_{2\text{oe}}}{1 - \tan \theta \tan \theta_{2\text{oe}}} + \frac{t \tan \theta_{2\text{eo}} + g \tan \phi_{2\text{eo}}}{1 + \tan \theta \tan \theta_{2\text{eo}}} \right) \sin i \right)$$

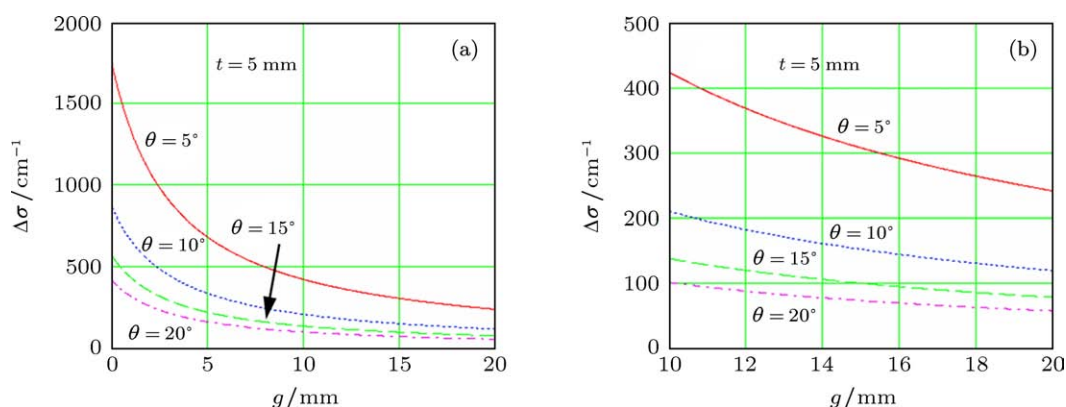


图4 SZBIS 光谱分辨率 $\Delta\sigma_{\text{SZBIS}}$ 与 PDWP 分束器参数间的关系 (方解石, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)

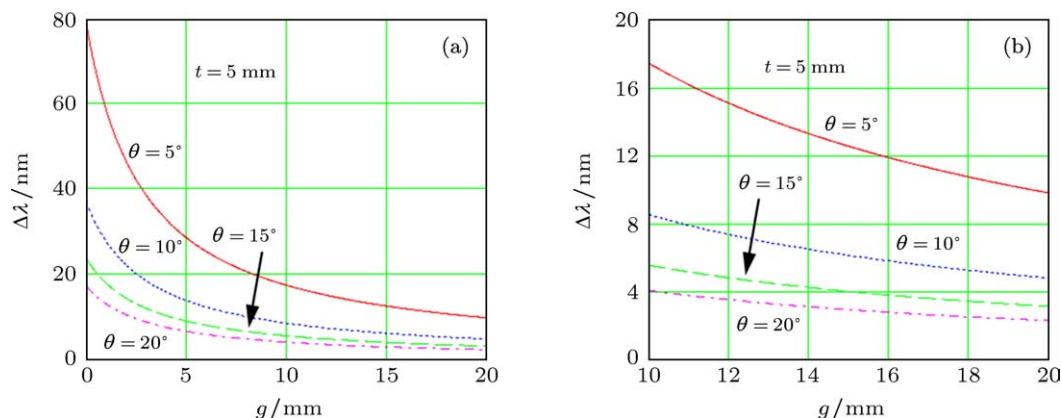


图5 SZBIS 光谱分辨率 $\Delta\lambda_{\text{SZBIS}}$ 与 PDWP 分束器参数间的关系 (方解石, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)

从上面两幅图可以看出, 通过改变空气间隔 g 来实现 SZBIS 光谱分辨率的调节是可行的. 这里必须注意的是 SZBIS 光谱分辨率调节范围的下限是空气间隔 g 取零, 而其上限则受 CCD 光谱维像元

$$+ \frac{t \tan \theta_{2\text{eo}} + g \tan \phi_{2\text{eo}}}{1 + \tan \theta \tan \theta_{2\text{eo}}} \right) x \right), \quad (19)$$

式中 t 为 PDWP 分束器单块 Wollaston 棱镜的厚度, g 为两块 Wollaston 棱镜间距, θ 为棱镜结构角, i 为光线最大入射角, f 为成像镜焦距, x 为 CCD 感光面光谱维的半长度, $\theta_{2\text{oe}}$, $\theta_{2\text{eo}}$, $\phi_{2\text{oe}}$ 和 $\phi_{2\text{eo}}$ 则由 (13)—(16) 式给出.

考虑有一 PDWP 分束器为方解石制作, 其折射率取波长 $0.6328 \mu\text{m}$ 时的值, 结构参数为 $t = 5 \text{ mm}$, 结构角 θ 取 5° , 10° , 15° , 20° 四种情况, 成像镜 $f = 75 \text{ mm}$, CCD 感光面大小为 $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$, 则其光谱分辨率随空气间隔 g 的变化如图 4、图 5 所示. 其中图 4 中的光谱分辨率采用的是波数表示, 图 5 为其对应光谱分辨率的波长表示.

数的限制, 必须满足采样定理^[14]

$$\Delta\sigma_{\text{SZBIS}} \geq \frac{4}{N \cdot \lambda_{\min}}, \quad (20)$$

式中 N 为 CCD 光谱维像元数, $\lambda_{\min}$ 为 SZBIS 最小

探测波长. 据此, 便可以针对不同目标探测的要求, 设计 PDWP 的结构参数, 使其光谱分辨率可调范围能够满足多任务的需要. 此处必须注意的是, 调节空气间隔 g 只是为了在获取数据前, 选取仪器合适的光谱分辨率, g 与光谱分辨率只需一一对应, 且连续即可, 非线性不会影响光谱分辨率的连续调节. 调节 g , 必须保证两块 Wollaston 棱镜的平行度, 否则会出现干涉条纹的畸变. 表 1 列举了几种常见应用所需的光谱分辨率. 图 4、图 5 所显示的光谱分辨率调节范围已能完全囊括.

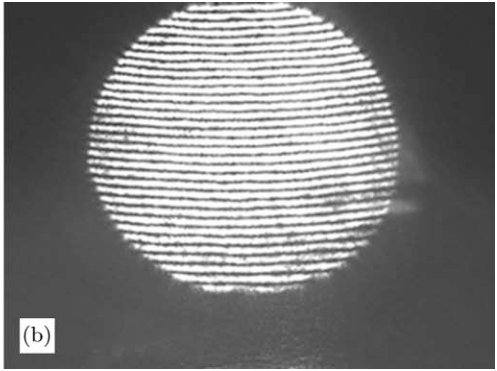
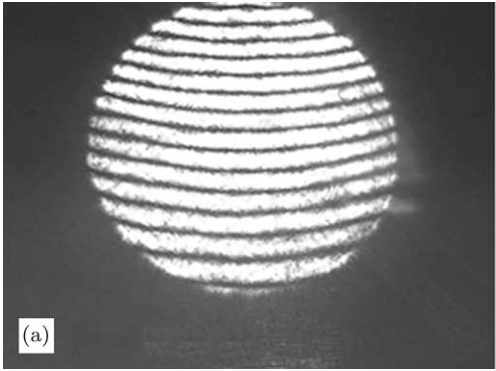


图 6 SZBIS 光谱分辨率调节实验获取的单色光干涉图

表 1 几种常见的遥感应用对成像光谱仪的典型指标要求

应用	光谱分辨率/nm	光谱通道数	光谱范围/ μm
陆地资源	20—80	20—50	0.4—2.5
地球环境调查	5—10	100—120	0.4—1.0
海洋水色	10—20	6—10	0.4—0.9

根据实验获取的干涉图, 可以测出 PDWP 分束器分开光束的横向剪切量. 表 2 为实验测得的横向剪切量与理论值间的对比, 从中可以看出实验结果与理论符合较好, 证明了 PDWP 分束器具备良好的横向剪切量调节功能, 从而证明了 SZBIS 具有良好的光谱分辨率调节能力.

表 2 PDWP 分束器横向剪切量实验值与理论值的对比

空气间隔 g/mm	横向剪切量 d	横向剪切量 d	实验值与理论值的误差/%
	理论值/mm	实验值/mm	
0	0.133	0.128	3.8
5	0.283	0.309	9.2

5 结 论

SZBIS 是一种双折射干涉成像光谱仪. 根据其获取目标光谱、图像数据的模式, 可将其划为窗

4 SZBIS 分辨率调节实验

为了验证 SZBIS 光谱分辨率调节原理, 按照图 1 结构搭建了原理验证光路, 进行了实验验证. 其中 PDWP 分束器的两块 Wollaston 棱镜采用方解石晶体制作, 通光孔径 $17\text{ mm}\times 17\text{ mm}$, 结构角 θ 为 5° , 厚度 $t = 7\text{ mm}$, 成像镜焦距 $f = 50\text{ mm}$. 利用 He-Ne 激光器作为光源, 分别测试了空气间隔厚度 $g = 0, 5\text{ mm}$ 时的干涉条纹情况, 如图 6 所示.

扫型 (Windowing Mode)^[1]. 但与其他双折射干涉成像光谱仪或者窗扫型干涉成像光谱仪相比, SZBIS 采用了全新的分束器结构, 实现了光谱分辨率调节功能.

根据前面对 SZBIS 原理、性能的分析与计算, 可将 SZBIS 的技术特点总结如下:

1. 静态, 稳定性高, SZBIS 的工作原理决定了其不需要类似 Michelson 干涉仪中的动镜推扫来获取目标的光谱、图像数据, 因此抗振能力强, 具有较好的航空航天及野外环境适应性;
2. 无狭缝, 光通量高, 相对于空间调制型光谱仪, SZBIS 采用窗扫型数据获取模式, 取消狭缝的设置, 具有 2D 空间视场;
3. 共轴光路, 结构简单紧凑, SZBIS 光路主要由前置望远系统、起偏器、PDWP 分束器、检偏器及成像镜构成, 无柱面镜结构, 且当目标距离较远时, 可去掉前置望远系统;
4. 光谱分辨率可调, 基于 PDWP 分束器的 SZBIS 能够方便有效地调节光谱分辨率, 在满足多任务需要的同时, 可减少非必要数据对存储空间及通信数传带宽的占用, 缩短数据处理时间, 提高系统信噪比, 从而使仪器总体性能达到最优.

5. 非实时性光谱, 由于采用窗扫型模式, 光程差需要依靠目标与仪器的相对运动, 通过改变光线入射角进行调制, 目标的完整干涉条纹不是在同一时刻获取的, 因此只适于非快速变换光谱目标的测

量; 要求运载平台姿态稳定, 由于获取光谱的非实时性, 因此在数据采集时要控制平台飞行姿态不能发生较大的变化.

-
- [1] Sellar R G, Boreman G D 2005 *Opt. Eng.* **44** 013602
 - [2] Sellar R G, Boreman G D 2005 *Appl. Opt.* **44** 1614
 - [3] Bell R J 1972 *Introductory Fourier Transform Spectroscopy* (New York: Academic Press)
 - [4] Barducci A, Guzzi D, Lastri C, Marcoionni P, Nardino V, Pippi I 2010 *Opt. Express* **18** 11622
 - [5] Li J, Zhu J P, Wu H Y 2010 *Opt. Lett.* **35** 3784
 - [6] Li J, Zhu J P, Hou X 2011 *Opt. Commun.* **284** 1127
 - [7] Smith W H, Hammer P D 1996 *Appl. Opt.* **35** 2902
 - [8] Fox D J, Velde H T, Preza C, O'Sullivan J A, Smith W H, Woolsey T A 2006 *Appl. Opt.* **45** 3009
 - [9] Chen B, Wang M R, Liu Z Q, Yang J J 2007 *Opt. Lett.* **32** 1518
 - [10] Xue B 2006 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [薛彬 2006 博士学位论文 (西安: 中国科学院西安光学精密机械研究所)]
 - [11] Zhao K H, Zhong X H 1984 *Optics* (Vol. 1) (Beijing: Peking University Press) (in Chinese) [赵凯华, 钟锡华 1984 光学 (上册)(北京: 北京大学出版社)]
 - [12] Zhang G Z 1988 *Principle of Fourier Transform spectroscopy* (Guangzhou: Zhongshan University Press) (in Chinese) [张光昭, 付里叶变换光谱学原理 (广州: 中山大学出版社)]
 - [13] Harvey A R, Fletcher-Holmes D W 2004 *Opt. Express* **12** 5368
 - [14] Sellar R G, Rafert J B 1994 *Opt. Eng.* **33** 3087

Spectral zooming birefringent imaging spectrometer*

Li Jie[†] Zhu Jing-Ping Zhang Yun-Yao Liu Hong Hou Xun

(Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, the School of Electronic and Information Engineering,

Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 25 April 2012; revised manuscript received 11 July 2012)

Abstract

Existing static dispersive and interference imaging spectrometers use fixed spectral resolution to obtain a fixed spectral data cube. To satisfy a variety of application requirements, the spectral range must be large and the resolution must be fine. This will result in a huge data and reducing the S/N ratio of the instruments. To solve these problems, a novel birefringent Fourier transform imaging spectrometer with spectral zooming capability is proposed. Operating concept, theory and experimental demonstration are presented to validate that the designed setup has wide spectral zooming capability. It can adapt to different applications, significantly reduce the size of the imaging spectral data for capturing, saving and processing. This will effectively improve the system performance.

Keywords: Wollaston prism, spectral zooming, imaging spectrometry

PACS: 42.25.Hz, 42.25.Lc, 95.55.Qf

DOI: 10.7498/aps.62.024205

* Project supported by the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2012M510217), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61205187).

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