

双路四通道同时干涉成像光谱仪

步苗苗, 牛明生*, 王 田, 韩培高, 郝殿中, 马丽丽, 宋连科

曲阜师范大学激光研究所, 山东省激光偏光与信息技术重点实验室, 山东 曲阜 273165

摘要 双路四通道同时干涉成像光谱仪以视场光阑代替狭缝, 无旋转和移动部件, 通过消色差分光棱镜和 Savart 偏光镜将入射光分为四对相干光束, 同时在探测器上获取四幅不同偏振信息的目标图像, 进而利用傅里叶变换运算并对数据进行处理得到偏振光谱图像。分析系统结构和原理得出不同偏振状态下的干涉强度表达式, 四幅干涉图相加获取目标图像的总强度, 同一 Savart 偏光镜的干涉强度相减获得纯干涉条纹, 将两纯干涉条纹进行加减运算可降低系统的背景噪声, 提高了系统信噪比。在考虑晶体色散关系的基础上分析讨论了光程差随波长、入射角、入射面与晶体主截面夹角以及晶体厚度的变化, 在傍轴条件下设计出横向剪切量、成像透镜焦距和晶体厚度的具体参数, 实现了高光谱分辨率成像, 为新型干涉成像光谱仪的设计与应用提供了一种新方案。

关键词 成像系统; 干涉成像光谱仪; 偏振分束器; Savart 偏光镜; 光程差

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0811001

Dual Four-Channel Simultaneous Interference Imaging Spectrometer

Bu Miaomiao, Niu Mingsheng, Wang Tian, Han Peigao,

Hao Dianzhong, Ma Lili, Song Lianke

*Shandong Provincial Key Laboratory of Laser Polarization and Information Technology, Laser Institute,
Qufu Normal University, Qufu, Shandong 273165, China*

Abstract The dual four-channel simultaneous interference imaging spectrometer, using a field view stop instead of the slit filter, without rotating and moving parts, divides the incident light into four coherent beams through achromatic beam splitters and Savart polariscopes. Four interference fringes with different polarization informations are obtained in the detectors. Spectral images can be acquired with the Fourier transform algorithm and image processing. Expressions for interference intensities are presented. The total intensity of the target image is obtained by summation of the four interferograms. The difference between interference intensities in the same CCD is equivalent to the pure interference fringes. The difference or summation of two pure interference fringes of different CCDs is equivalent to the single-channel interference fringes, which improves the signal-noise ration of the system. The optical path differences varying with wavelength, incidence angle, incident azimuth angle and Savart polariscope thickness are described based on the analysis of dispersing result from crystal. Considering the paraxial approximation, the fringe distribution is analyzed, and then the lateral displacement and the focal length of the lens are designed. The thickness of the crystal is discussed. This spectrometer is characterized by the simultaneous acquisition of four target images with different polarization informations. The background intensity is suppressed, and the spatial filtering and the jitter noise caused by moving or rotating parts are avoided. The results show that high resolution imaging is realized. This study provides a new solution for the design and application of interference imaging spectroscopy.

Key words imaging systems; interference imaging spectrometer; achromatic beam splitter; Savart polariscope; optical path difference

OCIS codes 110.3175; 230.1360; 300.6190

收稿日期: 2017-03-01; **收到修改稿日期:** 2017-03-30

基金项目: 国家自然科学基金(11104160)、曲阜师范大学引进人才科研启动项目(20130760)

作者简介: 步苗苗(1991—),女,硕士研究生,主要从事偏光技术与应用方面的研究。E-mail: kuail44gaogao@163.com

导师简介: 宋连科(1961—),男,本科,教授,主要从事偏光技术与应用方面的研究。E-mail: lksong@mail.qfnu.edu.cn

* **通信联系人。** E-mail: nmsheng@163.com

1 引 言

干涉成像光谱仪是一种将成像仪、光谱仪和干涉仪结合起来的新型探测仪器,目的是获取目标的三维信息(二维的空间信息与一维的光谱信息),具有高光通量、高空间分辨率和高光谱分辨率等优点,在环境科学和大气探测^[1-2]、生物医学诊断^[3-4]、遥感应用^[5-6]等科学领域有着非常重要的应用。干涉成像光谱仪作为一种目标探测工具,能够识别目标、精确测量和辨别物质^[7],具有广阔的发展前景。

干涉成像光谱仪根据探测模式可分为三种类型:1)时间调制干涉成像光谱仪^[8],以迈克耳孙干涉仪为原型,含有动镜驱动结构,具有热电、电磁和静电梳等驱动方式,动镜的存在使干涉成像光谱仪无法实时探测移动目标;2)空间调制型干涉成像光谱仪,以 Sagnac 干涉仪为原型,无动镜驱动结构,系统中含有狭缝,狭缝越窄,光谱分辨率越高,但系统光通量变低^[9];3)时空混合调制干涉成像光谱仪^[10-11],以改良的 Sagnac 干涉仪为原型或者为基于双折射晶体的新型偏振干涉成像光谱仪^[12-13],无狭缝,无运动部件,与传统成像光谱仪相比,此类光谱仪提高了光通量和图像信噪比,增大了空间分辨率和光谱分辨率,是当今干涉成像光谱仪发展的主流方向。

传统的成像光谱仪主要采用分孔径方式^[14]、分振幅方式^[15]和分焦平面方式^[16-17]等探测模式。分振幅方式光能量利用率低;分孔径方式会损失空间分辨率与光谱分辨率;分焦平面方式对系统稳定性、器件制作精度和运行环境要求较高,因而不是首选方式。传统成像光谱仪中或多或少使用了旋转偏振元件、电动控制元件或微延迟和微偏振阵列,而这些部件都能造成振动,产生电噪声,散发热量且调整难度大。另外,在一些成像光谱仪中加入机械部件会增加系统的复杂性,降低测量系统的可靠性。近几年来,不少研究者将分振幅与分孔径方式相结合,发展了通道型成像光谱技术^[18-19],取缔不必要的旋转偏振元件、电动控制元件或微型元件,通过一次曝光获得场景的不同偏振态图像,不受被测目标移动与自身偏振特性变化的影响,受到国内外科研工作者的青睐。

本文在偏振干涉成像光谱技术的基础上提出了一种双路四通道同时干涉成像光谱仪(DCSIIS),基于偏振分束器和 Savart 偏光镜四通道同时成像,可同时获得四幅不同偏振信息的干涉图样。系统中无运动部件和动镜驱动系统,用视场光阑代替狭缝,提高了系统的稳定性与可靠性,可适用于较复杂环境。同时,通过通道之间的加减抑制了背景噪声,避免了通道滤波,具有高光谱分辨率的优点。本文在系统设计原理的基础上重点介绍了系统的光学结构、核心器件 Savart 的结构组成与材料选择,并分析了光程差随入射角、入射面与主截面夹角、波长和晶体厚度的变化。通过分析条纹分布与傍轴条件,给出了横向剪切量、成像透镜和晶体厚度的具体数值,并优化了参数,探究系统的光谱分辨率,提高系统性能。

2 基本原理

2.1 光学结构

双路四通道同时干涉成像光谱仪的光学结构如图 1 所示,包括前置光学系统(会聚透镜 L_1 , 视场光阑 M , 单色滤光片 F , 准直透镜 L_2), 偏振分束器 PBS , 2 个消色差 $\lambda/4$ 波片 QW_1 和 QW_2 , 2 个偏振阵列 P_1/P_2 和 P_3/P_4 , 2 个消色差 $\lambda/2$ 波片 HW_1 和 HW_2 , 2 个完全相同的 Savart 偏光镜 SP_1 和 SP_2 , 2 个线偏振分析器 LA_1 和 LA_2 , 2 个成像透镜组 L_{34} 和 L_{56} , 2 个探测器 CCD_1 和 CCD_2 。

光源发出的光经前置光学系统准直后入射到 PBS , PBS 将入射光分为透射光 p 分量和反射光 s 分量,简称 p 路和 s 路。 p 路光线经快轴方向与 x 轴成 45° 的消色差 $\lambda/4$ 波片 QW_1 后,偏振态由线偏振变为圆偏振,随后光线进入透振方向与 x 轴夹角分别为 0° 和 90° 的偏振阵列 P_1/P_2 , 变为振动方向为 0° 和 90° 的线偏振光,再经过快轴取向为 22.5° 的消色差半波片 HW_1 , 线偏振光偏振方向旋转 45° 。两束光经过 Savart 偏光镜后分别分为偏振方向相互垂直的两束光,经过偏振方向平行于 x 轴的 LA_1 , 规划相干透振方向,最后经成像透镜 L_{34} 在探测器 CCD_1 上干涉成像。经偏振分光器的反射光路 s 路依次经过与 p 路相同的装置,与之不同的是, s 路的偏振阵列 P_3/P_4 的透振取向分别是 45° 和 135° , 用于产生偏振方向为 45° 和 135° 的线偏振光。半波片的快轴取向不再是 22.5° 而是 0° , 用于平衡光路。该系统可实现探测器 CCD_1 和 CCD_2 同步成像,即可同时在两个 CCD 上获得四幅同一场景的不同偏振信息图像,用于目标的探测与识别。

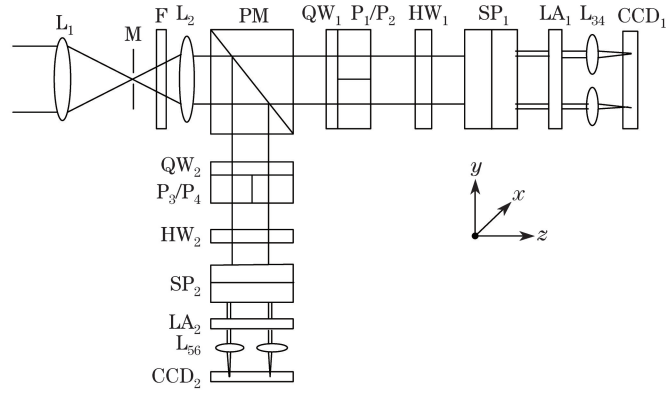


图 1 DCSIIS 光学结构图

Fig. 1 Optical layout of DCSIIS

2.2 偏振成像原理

由斯托克斯矢量 \mathbf{S} 描述光的偏振态, 即 $\mathbf{S} = [I \ Q \ U \ V]^T$:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{0^\circ} + I_{90^\circ} \\ I_{0^\circ} - I_{90^\circ} \\ I_{45^\circ} + I_{135^\circ} \\ I_R + I_L \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 S_0 表示总光强, I_{0° 、 I_{90° 、 I_{45° 和 I_{135° 分别表示光束经过 0° 、 90° 、 45° 和 135° 的线偏振片后的光强, I_R 和 I_L 分别表示光束中右旋和左旋的圆偏振光的强度。

一系列光学元件对光的偏振态的改变可用 4×4 穆勒矩阵来表示, 则出射光的斯托克斯矢量为

$$\mathbf{S}_{\text{out}} = \mathbf{M}_s \cdot \mathbf{S}_{\text{in}} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

所以出射光强度与入射光的斯托克斯矢量满足

$$I_{\text{out}} = [M_{11} \ M_{12} \ M_{13} \ M_{14}] \cdot \mathbf{S}_{\text{in}}. \quad (3)$$

对于 DCSIIS 来说, 入射光斯托克斯矢量 \mathbf{S}_{in} 与 a、b、A、B 四个通道的出射光斯托克斯矢量 \mathbf{S}_{out} 的对应关系为

$$\mathbf{S}_A^a = M_{LA} M_{SP} M_{HW}(22.5^\circ) M_P(0^\circ) M_{QW}(45^\circ) \mathbf{M}_{PBS}(90^\circ) \mathbf{S}_{\text{in}}, \quad (4)$$

$$\mathbf{S}_A^b = M_{LA} M_{SP} M_{HW}(22.5^\circ) M_P(90^\circ) M_{QW}(45^\circ) \mathbf{M}_{PBS}(90^\circ) \mathbf{S}_{\text{in}}, \quad (5)$$

$$\mathbf{S}_B^a = M_{LA} M_{SP} M_{HW}(0^\circ) M_P(45^\circ) M_{QW}(45^\circ) \mathbf{M}_{PBS}(0^\circ) \mathbf{S}_{\text{in}}, \quad (6)$$

$$\mathbf{S}_B^b = M_{LA} M_{SP} M_{HW}(0^\circ) M_P(135^\circ) M_{QW}(45^\circ) \mathbf{M}_{PBS}(0^\circ) \mathbf{S}_{\text{in}}, \quad (7)$$

式中 PBS 等效为两个正交的线偏振片, $\mathbf{M}_{PBS}(90^\circ)$ 为 p 分量穆勒矩阵, $\mathbf{M}_{PBS}(0^\circ)$ 为 s 分量穆勒矩阵。Savart 偏光棱镜的穆勒矩阵为

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \varphi & -\sin \varphi \\ 0 & 0 & \sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中 φ 为 Savart 偏光棱镜产生的相位差。

计算得到出射光斯托克斯矢量为

$$\mathbf{S}_A^a = \frac{1}{8} \begin{bmatrix} (S_0 - S_1)(1 + \cos \varphi) \\ 0 \\ (S_0 - S_1)(1 + \cos \varphi) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

$$\mathbf{S}_A^b = \frac{1}{8} \begin{bmatrix} (S_0 - S_1)(1 - \cos \varphi) \\ 0 \\ (S_0 - S_1)(1 - \cos \varphi) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

$$\mathbf{S}_B^a = \frac{1}{8} \begin{bmatrix} (S_0 + S_1)(1 - \cos \varphi) \\ 0 \\ (S_0 + S_1)(1 - \cos \varphi) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\mathbf{S}_B^b = \frac{1}{8} \begin{bmatrix} (S_0 + S_1)(1 + \cos \varphi) \\ 0 \\ (S_0 + S_1)(1 + \cos \varphi) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (12)$$

在 DCSIIS 系统中,光程差 Δ 主要由 Savart 偏光镜产生,其与相位差 φ 之间的关系为 $\varphi = 2\pi\Delta/\lambda$ 。

由(3)式可知,探测器 CCD 上所采集到的光信号为相干光的光强信号,即出射光干涉强度等于对应的出射光斯托克斯矢量的 S'_0 分量,所以四个通道相干光的干涉强度分别为

$$I_A^a = \frac{1}{8}(S_0 - S_1)(1 + \cos \varphi), \quad (13)$$

$$I_A^b = \frac{1}{8}(S_0 - S_1)(1 - \cos \varphi), \quad (14)$$

$$I_B^a = \frac{1}{8}(S_0 + S_1)(1 - \cos \varphi), \quad (15)$$

$$I_B^b = \frac{1}{8}(S_0 + S_1)(1 + \cos \varphi). \quad (16)$$

可见,四个干涉强度之和为目标图像。由(13)~(16)式可以得到去除背景后的纯干涉强度为

$$I_A = I_A^a - I_A^b = \frac{1}{4}(S_0 - S_1)\cos \varphi, \quad (17)$$

$$I_B = I_B^a - I_B^b = \frac{1}{4}(S_0 + S_1)\cos \varphi. \quad (18)$$

两幅纯干涉条纹的加减运算只保留其中一个通道,则

$$I_A + I_B = \frac{1}{2}S_0\cos \varphi, \quad (19)$$

$$I_B - I_A = \frac{1}{2}S_1\cos \varphi. \quad (20)$$

由(19)、(20)式可知,通道之间存在的串扰不影响单通道干涉条纹的获取,通过此方法可以降低背景噪声,抑制光程差维滤波,得到纯干涉条纹的方法计算量小,能降低光程差零点漂移的灵敏度和对偏振分束非等幅分束的敏感度,提高系统信噪比,获得分辨率更高的空间图像和光谱图像。

3 DCSIIS 系统的核心部件——Savart 偏光镜的研究与分析

3.1 结构原理

如图 2 所示,Savart 偏光镜是由两块厚度均为 t 的双折射单轴晶体组成,左板晶体和右板晶体分别表示为 q_1 和 q_2 ,其中 q_1 光轴位于 xz 平面内且与 x 轴正向和 z 轴正向均成 45° 夹角, q_2 的主截面垂直于 q_1 的主截面,光轴位于 yz 平面且与 y 轴正向和 z 轴正向均成 45° 夹角。偏振片 P_1 、 P_2 的偏振方向均与 x 轴正向和 y 轴正向成 45° 夹角,使剪切量达到最大。Savart 板光程差 Δ_1 与横向剪切量 d 为^[20]

$$\Delta_1 = t \left[\frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} (\cos \omega + \sin \omega) \sin i \right], \quad (21)$$

$$d = \sqrt{2} t \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2}, \quad (22)$$

式中 n_o 和 n_e 分别为寻常光和非寻常光折射率, ω 为入射面与 Savart 偏光镜主截面夹角, i 为入射角。

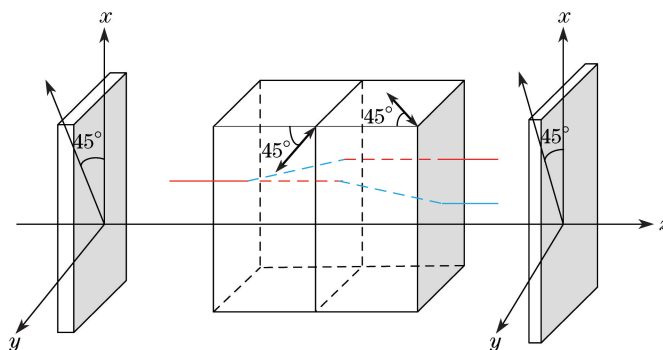


图 2 Savart 偏光镜结构示意图
Fig. 2 Structure of Savart polariscope

3.2 Savart 偏光镜的材料选择

由(21)式可知,光程差除与入射角 i 、入射面与 Savart 偏光镜主截面夹角 ω 有关,还与晶体厚度 t 、双折射率有关,因此 Savart 偏光镜的材料选择对系统性能至关重要。Savart 偏光镜光程差与厚度、折射率相关,因此选择 Savart 偏光镜晶体材料时,在厚度相同的情况下应选择双折射率较大的晶体,以节省材料并减小系统尺寸,同时还要考虑晶体的色散。常用的 Savart 偏光镜晶体材料有方解石和石英。根据方解石和石英晶体的色散方程^[21-22]可得方解石和石英晶体的双折射率绝对值随波长变化的曲线,如图 3(a)、(b)所示。由图 3 可知,在 $0.4 \sim 0.8 \mu\text{m}$ 波长范围内方解石的双折射率大于石英的双折射率,其对应的光程差也较大,且方解石硬度低,更易于进行光学表面加工,降低加工成本,因此选择方解石制作 Savart 偏光镜。

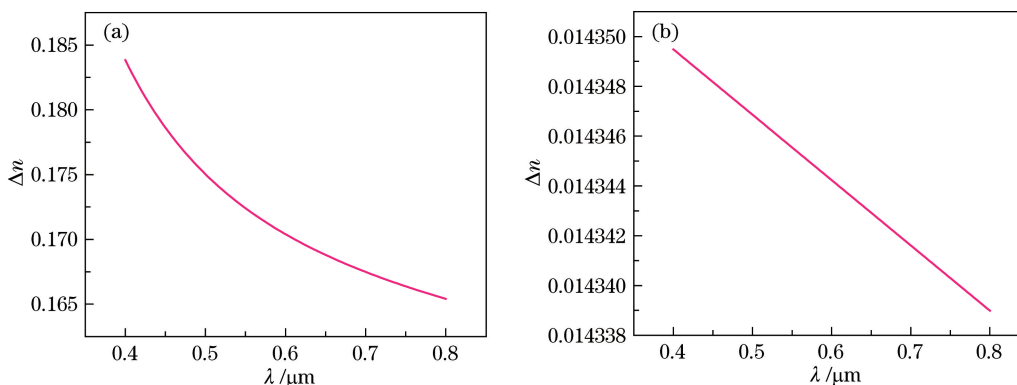


图 3 (a) 方解石双折射率绝对值随波长的变化; (b) 石英双折射率绝对值随波长的变化
Fig. 3 (a) Absolute value of calcite birefringence as a function of wavelength;
(b) absolute value of quartz birefringence as a function of wavelength

3.3 Savart 光程差与波长、晶体厚度、入射角和入射面与主截面夹角的关系

由方解石晶体的色散方程^[22]可知,在 $0.6 \mu\text{m}$ 波长下,对应双折射率分别是 $n_o = 1.6564$ 和 $n_e = 1.4861$ 。当晶体厚度 $t = 6 \text{ mm}$ 时,光程差与入射角 i 和入射面与主截面夹角 ω 的关系如图 4 所示,在入射面与主截面夹角一定的情况下,光程差随入射角的增大呈线性增加;当入射角一定时,在入射面与主截面夹角 ω 在 $0 \sim 2\pi \text{ rad}$ 范围内,光程差随 ω 的增加呈余弦变化趋势。

在 $0.6 \mu\text{m}$ 波长下,入射面与主截面夹角 $\omega = 0 \text{ rad}$ 时,光程差随入射角 i 、晶体厚度 t 的变化如图 5 所示,光程差随入射角 i 和厚度 t 的增大呈线性增加。

当入射角 $i = 0 \text{ rad}$ 、入射面与主截面夹角 $\omega = \pi/2 \text{ rad}$ 时,光程差随晶体厚度 t 、波长 λ 的变化如图 6 所示,光程差随晶体厚度的增加呈线性变化,但厚度越大,光程差随波长的变化趋势越明显。

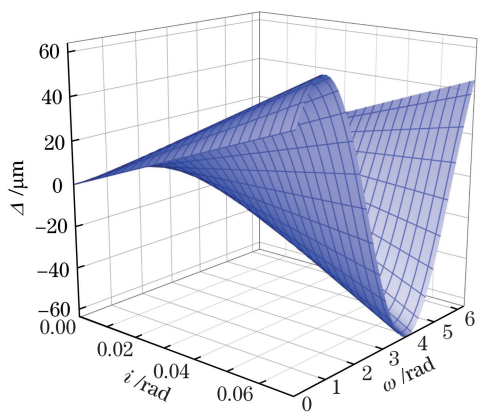


图 4 光程差随 i 和 ω 的变化

Fig. 4 Optical path difference as functions of i and ω

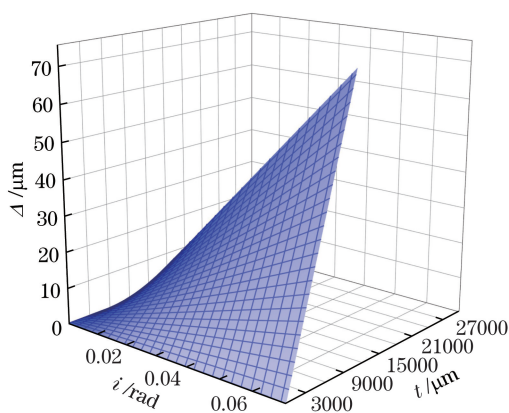


图 5 光程差随 i 和 t 的变化

Fig. 5 Optical path difference as functions of i and t

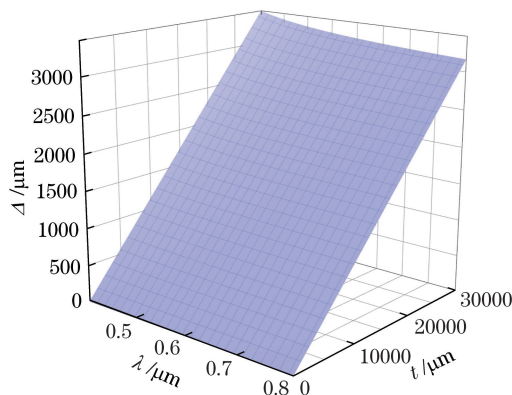


图 6 光程差随 λ 和 t 的变化

Fig. 6 Optical path difference as functions of λ and t

4 分析与讨论

4.1 干涉条纹

DCSIIS 每个通道的干涉条纹光路均可等效为 Savart 板的光路模型,如图 7 所示,入射光经 Savart 偏光镜后分成与入射光平行的两束相干光,两束相干光之间的距离为横向剪切量 d ,两相干光束间的光程差 $\Delta = d \cdot \sin i$,其中 i 是沿 x 轴方向的入射角。在近轴条件下,横向剪切量 d 和 CCD 尺寸相对于成像透镜 L_3 的焦距足够小时, $i = \sin i = \tan i = x/f_3$,其中 x 为 CCD 上干涉点相对于零光程点的距离, f_3 为成像透镜焦距。所以 $\Delta = d \cdot x/f_3$,这与杨氏双缝干涉结果一致,则系统产生的干涉条纹为平行于 x 轴的直条纹。将光路等效为杨氏双缝干涉,如图 8 所示,假设从 SP 出射的两个相干点光源分别投射到透镜 L_3 上的点坐标为

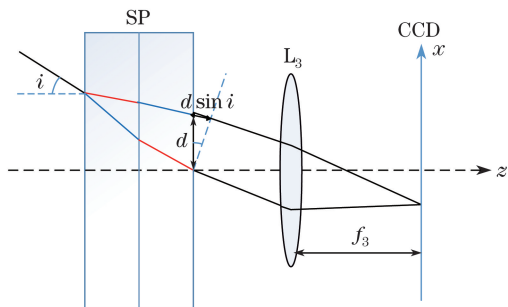


图 7 等效 Savart 板干涉光路模型

Fig. 7 Equivalent interference path model of Savart plate

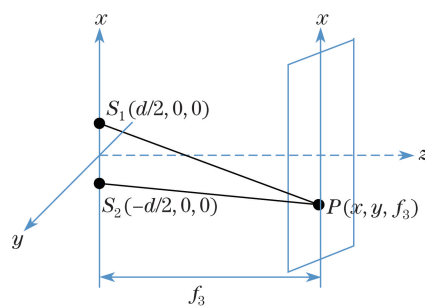


图 8 等效杨氏双缝干涉光路模型

Fig. 8 Equivalent model of Young's double slit interference path

$S_1(d/2, 0, 0)$ 和 $S_2(-d/2, 0, 0)$,在 L_3 焦平面上干涉形成直条纹,相干点坐标为 $P(x, y, f_3)$,由几何关系得实际光程差为

$$\Delta(x, y, f_3) = |S_2P - S_1P| = \sqrt{\left(x - \frac{d}{2}\right)^2 + y^2 + f_3^2} - \sqrt{\left(x + \frac{d}{2}\right)^2 + y^2 + f_3^2}。 \quad (23)$$

4.2 横向剪切量的设计

选用 BASLER A302b 面阵 CCD(Basler Vision Technologies 公司,德国),该 CCD 具有高速摄像、像素点小、像素点多、精度高、可输出 10 位灰度值和曝光时间、增益及偏移量皆软件可调等特点。CCD 参数如下:空间分辨率为 782 pixel×582 pixel,像元大小为 8.3 μm×8.3 μm。

由 CCD 参数可知,CCD 上沿 y 轴方向一行像元数 $N = 582$,相邻像元间距 $h = 8.3 \mu\text{m}$,则在 CCD 面上关于零光程差点对称的干涉图的最大光程差点的坐标位置应为 $x_{\text{max}} = Nh/2 = 2415.3 \mu\text{m}$ 。最小波长 $\lambda_{\text{min}} = 0.4 \mu\text{m}$,由奈奎斯特采样定理可知,为避免光谱混叠,最大采样间隔应为 $\delta\Delta = 1/(2\sigma_{\text{max}}) = 0.2 \mu\text{m}$,其中 σ_{max} 为最大波数。为了满足采样要求,CCD 一行相邻两个像元对应的光程差间隔不能大于最大采样间隔,即 $\delta\Delta \geq 2\Delta_{\text{max}}/N$ 。若相邻两个像元的光程差间隔刚好等于采样间隔,则最大光程差为

$$\Delta_{\text{max}} = \delta\Delta \cdot N/2 = 58.2 \mu\text{m}。 \quad (24)$$

由于系统等效杨氏双缝干涉,要求满足近轴条件产生干涉直条纹,则最大光程差为

$$\Delta_{\text{max}} = \frac{dx_{\text{max}}}{f_3} = \frac{dNh}{2f_3}。 \quad (25)$$

因此,干涉条纹形状由横向剪切距离 d 、成像透镜焦距 f_3 、CCD 像元数 N 和像元间距 h 决定。根据(25)式,最大光程差已定,且 CCD 参数大小也已经确定。(24)式和(25)式联立,成像透镜焦距和 SP 板横向剪切量之间的比值应满足

$$\frac{f_3}{d} = \frac{x_{\text{max}}}{\Delta_{\text{max}}} = 41.5。 \quad (26)$$

同时还要满足傍轴关系: $d \ll f_3, x_{\text{max}} \ll f_3, y_{\text{max}} \ll f_3$ 。由于存在误差,所以要检验条纹是否发生畸变,将近轴数值代入(23)式中,以此设计横向剪切量和成像透镜的焦距。分别选取四组 d 和 f_3 的值, $x, y \in (-2.4153 \text{ mm}, 2.4153 \text{ mm})$,得到不同横向剪切量和焦距组合对应的实际光程差的分布情况如图 9 所示。图 9(a)中, $d = 1 \text{ mm}, f_3 = 41.5 \text{ mm}$,放大边缘部分发现,实际光程差在边缘部分有明显的双曲线分布,不能很好地满足傍轴条件,不宜选用;图 9(b)中, $d = 1.2 \text{ mm}, f_3 = 49.8 \text{ mm}$,双曲线在边缘部分的弯曲比例已有所下降,傍轴条件有所满足但不够理想;图 9(c)中, $d = 1.4 \text{ mm}, f_3 = 58.1 \text{ mm}$,双曲线条纹基本趋于直线,傍轴条件基本成立;图 9(d)中, $d = 1.6 \text{ mm}, f_3 = 66.4 \text{ mm}$,条纹基本完全变成直线,傍轴条件完全满足。基于以上参数分析,可以看出图 9(c)、(d)都得到较好的直线条纹,都满足傍轴条件。但在实际应用中,要考虑元件之间的距离,尽可能降低系统渐晕,减小系统的体积,且尺寸越大,晶体的加工制作成本越高,综合考虑,宜选用 $d = 1.4 \text{ mm}, f_3 = 58.1 \text{ mm}$ 作为一对理想参数,也以此设计晶体厚度。

4.3 晶体厚度的设计

由(22)式可知,横向剪切量一定时,晶体厚度 t 随双折射率变化,即随波长的变化而变化,在 3.2 节中已确定选择方解石制作晶体,则在 $0.4 \sim 0.8 \mu\text{m}$ 波长范围内,当取最小波长 $\lambda_{\text{min}} = 0.4 \mu\text{m}$ 时,根据参数 $d = 1.4 \text{ mm}, f_3 = 58.1 \text{ mm}$ 并联立(22)式以及色散方程计算得出晶体厚度 $t = 8.6 \text{ mm}$ 。对于长波来说,横向剪切量将小于 1.4 mm,导致光程差和光谱分辨率的降低,根据光谱分辨率公式 $\delta\sigma = 2/(\lambda_{\text{min}}N)$,最小波长将小于 $0.4 \mu\text{m}$ 。相反,如果取最大波长 $\lambda_{\text{max}} = 0.8 \mu\text{m}$,对应晶体厚度 $t = 9.4 \text{ mm}$,此时对于小波长来说横向剪切量将大于 1.4 mm,光程差和光谱分辨率增加,最小波长将大于 $0.4 \mu\text{m}$ 。综上考虑,在满足最小波长的同时获得较高的光谱分辨率,选择中心波长 $\lambda_0 = 0.6 \mu\text{m}$ 进行设计,则晶体厚度 $t = 9.2 \text{ mm}$ 。

由光谱分辨率与光程差的关系 $\delta\sigma = 1/(2\Delta_{\text{max}})$ 可知,系统可达到的光谱分辨率由最大光程差决定。根据(25)式可知,系统的最大光程差与横向剪切量、探测器像元数和像元间距、成像透镜的焦距有关,则干涉成像光谱仪的光谱分辨率由横向剪切量 d 、成像透镜焦距、垂直干涉条纹方向 CCD 的像元数以及像元尺寸共同决定: $\delta\sigma = 1/(2\Delta_{\text{max}}) = 85.9 \text{ cm}^{-1}$ 。

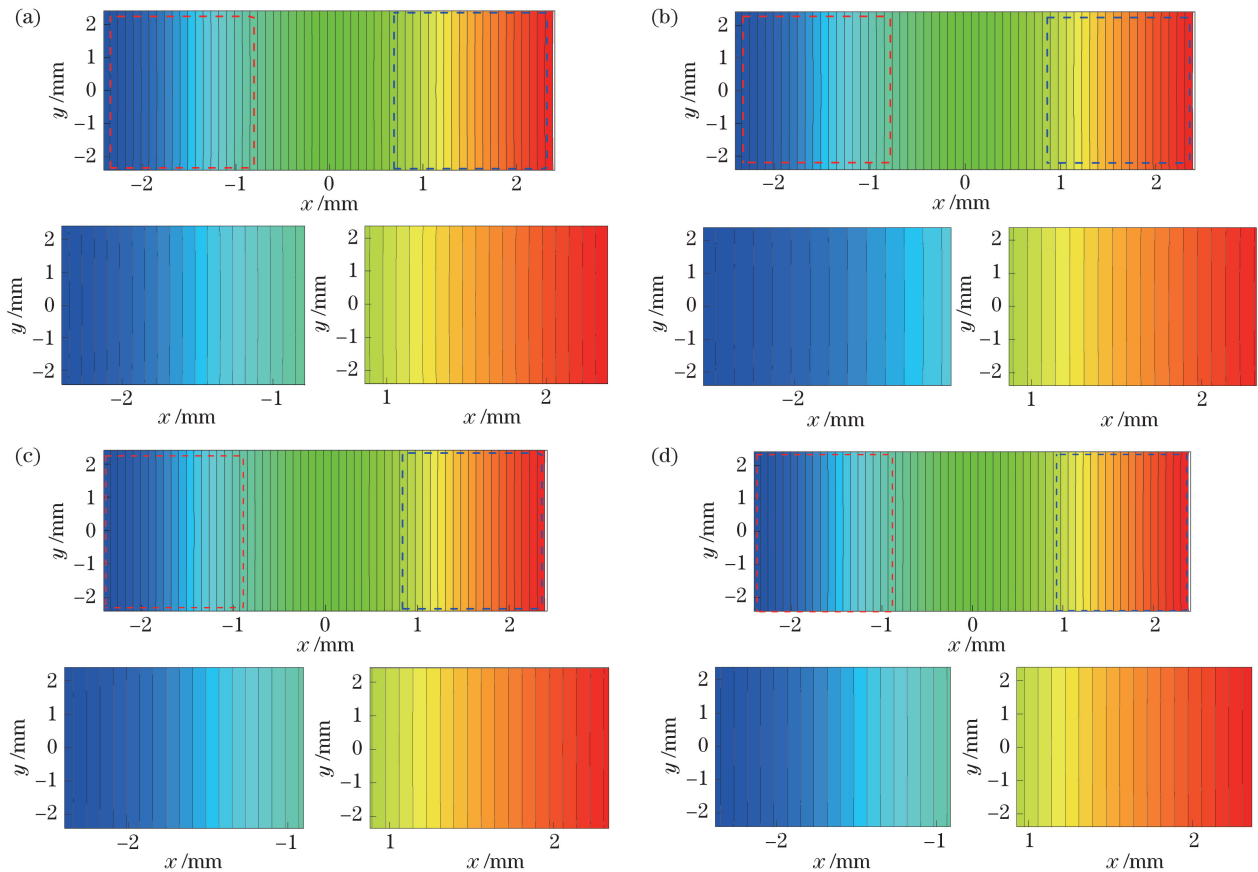


图 9 不同横向剪切量和焦距对应的实际光程差分布情况。(a) $d=1$ mm, $f_3=41.5$ mm; (b) $d=1.2$ mm, $f_3=49.8$ mm;
(c) $d=1.4$ mm, $f_3=58.1$ mm; (d) $d=1.6$ mm, $f_3=66.4$ mm

Fig. 9 Distribution of the actual optical path difference corresponding to different lateral displacements and focal lengths.

(a) $d=1$ mm, $f_3=41.5$ mm; (b) $d=1.2$ mm, $f_3=49.8$ mm;
(c) $d=1.4$ mm, $f_3=58.1$ mm; (d) $d=1.6$ mm, $f_3=66.4$ mm

5 结 论

提出了一种双路四通道可同时获得四幅不同偏振信息的干涉成像光谱仪,分析了该系统得到四幅偏振图像的工作过程,理论推导了不同偏振图像干涉强度的具体表达式,描述了DCSIIS核心部件——Savart偏光镜光程差随波长 λ 、入射角 i 、入射面与晶体主截面夹角 ω 和晶体厚度 t 的变化关系。分析了系统的条纹分布状况,设计了横向剪切量 $d=1.4$ mm和成像透镜焦距 $f_3=58.1$ mm,并以此讨论了晶体的厚度并给出参数 $t=9.2$ mm。

为适应动态场景成像对干涉成像光谱仪的应用需求,针对一个探测器两幅成像光谱仪背景影响大、通道滤波影响大、信噪比低、单一探测器面分孔径干涉成像方式分辨率低等问题,DCSIIS通过偏振分束器和Savart偏光镜形成四路干涉成像通道,在两个探测器上同时获取四幅不同偏振信息的干涉图,具有分光效果好、能量利用率高、模块化设计等特点,且通过干涉图间的加减运算获得目标的纯图像干涉强度,单通道的干涉条纹计算量小,能有效降低背景噪声,减少通道间的相互串扰,抑制光程差维滤波,提高系统信噪比,同时无狭缝、无运动部件的装置有效避免了部件抖动或旋转抖动带来的抖动噪声,可获得分辨率更高的空间图像和光谱图像。该项研究对干涉成像光谱仪的理论研究以及工程应用都有重要的指导意义。

参 考 文 献

- [1] Xue Qingsheng, Duan Minzheng. Development of limb imaging spectrometer for atmospheric trace gas sounding[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(5): 0522001.
薛庆生, 段民征. 用于大气痕量气体探测的临边成像光谱仪[J]. 光学学报, 2013, 33(5): 0522001.

- [2] Pust N J, Shaw J A. Wavelength dependence of the degree of polarization in cloud-free skies: Simulations of real environments[J]. *Opt Express*, 2012, 20(14): 15559-15568.
- [3] Groner W, Winkelmann J W, Harris A G, *et al.* Orthogonal polarization spectral imaging: A new method for study of the microcirculation[J]. *Nat Med*, 1999, 5(10): 1209-1212.
- [4] Jacques S L. Video imaging of superficial biological tissue layers using polarized light: US6177984[P]. 2001-06-23.
- [5] Zhang Yue, Zhang Zhuo, Su Yun, *et al.* Cooling system design for cryogenic imaging spectrometer with wide spectrum and high resolution[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 45(3): 0323001.
张月, 张琢, 苏云, 等. 宽波段高分辨率低温成像光谱仪制冷系统设计[J]. *红外与激光工程*, 2016, 45(3): 0323001.
- [6] Lu X, Qin M, Xie P H, *et al.* Measurements of atmospheric NO₃ radicals in Hefei using LED-based long path differential optical absorption spectroscopy[J]. *Chin Phys B*, 2016, 25(2): 024210.
- [7] Perreault J D. Triple Wollaston-prism complete-Stokes imaging polarimeter[J]. *Opt Lett*, 2013, 38(19): 3874-3877.
- [8] Persky M J. A review of spaceborne Fourier transform spectrometer for remote sensing[J]. *Rev Sci Instrum*, 1995, 66(10): 4763-4797.
- [9] Xiangli Bin, Zhao Baochang, Xue Mingqiu. Spatially modulated imaging interferometry[J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, 18(1): 18-22.
相里斌, 赵葆常, 薛鸣球. 空间调制干涉成像光谱技术[J]. *光学学报*, 1998, 18(1): 18-22.
- [10] Mu Tingkui, Zhang Chunmin, Li Qiwei, *et al.* The polarization-difference interference imaging spectrometer-I. concept, principle, and operation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(11): 110704.
穆廷魁, 张淳民, 李祺伟, 等. 差分偏振干涉成像光谱仪 I. 概念原理与操作[J]. *物理学报*, 2014, 63(11): 110704.
- [11] Jian Xiaohua, Zhang Chunmin, Zhu Baohui, *et al.* The data processing method of the temporarily and spatially mixed modulated polarization interference imaging spectrometer[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(9): 6131-6137.
简小华, 张淳民, 祝宝辉, 等. 时空混合调制型偏振干涉成像光谱仪数据处理研究[J]. *物理学报*, 2010, 59(9): 6131-6137.
- [12] Bai C X, Li J X, Shen Y, *et al.* Birefringent Fourier transform imaging spectrometer with a rotating retroreflector[J]. *Opt Lett*, 2016, 41(15): 3647-3650.
- [13] Li J, Gao B, Qi C, *et al.* Tests of a compact static Fourier-transform imaging spectropolarimeter[J]. *Opt Express*, 2014, 22(11): 13014-13021.
- [14] Quan Naicheng, Zhang Chunmin, Mu Tingkui. Channeled spectropolarimetry based on division of aperture and field of view[J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(8): 080703.
权乃承, 张淳民, 穆廷魁. 基于孔径分割与视场分割的通道型成像光谱偏振技术[J]. *物理学报*, 2016, 65(8): 080703.
- [15] Pezzaniti J L, Chenault D B. A division of aperture MWIR imaging polarimeter[C]. *SPIE*, 2005, 5888: 58880V.
- [16] Pezzaniti J L, Chenault D, Roche M, *et al.* Wave slope measurement using imaging polarimetry[C]. *SPIE*, 2009, 7317: 73170B.
- [17] Nordin G P, Meier J T, Deguzman P C, *et al.* Micropolarizer array of infrared imaging polarimetry[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1999, 16(5): 1168-1174.
- [18] Kituta H, Nunatal K, Arimitsu H, *et al.* Imaging polarimetry with a micro-retarder array[C]. *Proceedings of the 41st SICE Annual Conference, Tokyo, 2002, 4: 2510-2511.*
- [19] Craven-Jones J, Kudenov M W, Stapelbroek M G, *et al.* Infrared hyperspectral imaging polarimeter using birefringent prisms[J]. *Appl Opt*, 2011, 50(8): 1170-1185.
- [20] Mu Tingkui, Zhang Chunmin, Ren Wenyi, *et al.* Design and analysis of a polarization interference imaging spectrometer with expanded field of view[J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 60(7): 070704.
穆廷魁, 张淳民, 任文艺, 等. 偏振干涉成像光谱仪的视场展宽设计与分析[J]. *物理学报*, 2011, 60(7): 070704.
- [21] Chen Xiyuan, Shan Ming. Dispersion formula of calcite[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2007, 34(5): 38-42.
陈西园, 单明. 方解石晶体色散方程的研究[J]. *光电工程*, 2007, 34(5): 38-42.
- [22] Song Lianke, Hao Dianzhong. Study of quartz crystal's birefringence dispersion character from ultraviolet band to near infrared band[J]. *Optical Technique*, 2005, 31(5): 679-683.
宋连科, 郝殿中. 石英晶体双折射率紫外至近红外波段色散特性实验的研究[J]. *光学技术*, 2005, 31(5): 679-683.