

宽场偏振干涉成像光谱仪的调制度研究

吴海英^{1,2}, 张三喜¹, 王维强¹, 张伟光¹, 张玉伦¹

(1. 中国华阴兵器试验中心, 陕西 华阴 714200; 2. 西安交通大学 理学院, 陕西 西安 710049)

摘要: 干涉成像光谱技术是一种集双光束干涉技术、二维成像技术以及高分辨率光谱技术于一体的高新遥感探测技术, 常用来进行监视、识别和探测各种民用和军事目标。基于双折射晶体的宽场偏振型干涉成像光谱仪是该技术中的一种典型代表, 组成其系统的偏光元件的性能是决定其成像质量和光谱复原精度的关键因素。论文考虑元件偏振误差和延迟误差对光路传播的影响, 采用偏振追迹法推导出了系统干涉调制度的理论表达式, 给出了其随入射角、入射波长、入射方位角以及元件偏振化方向和相位延迟量的变化特性, 并定量分析了其允差范围。这为基于偏光器件成像光谱仪的系统设计、高光谱复原以及工程实践提供了重要的理论指导和技术支持。

关键词: 干涉调制度; 偏振干涉成像光谱仪; 偏振延迟误差; 光谱复原

中图分类号: O436 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2014)01-0201-07

Interference visibility of wide-field-of-view polarization interference imaging spectrometer

Wu Haiying^{1,2}, Zhang Sanxi¹, Wang Weiqiang¹, Zhang Weiguang¹, Zhang Yulun¹

(1. Chinese Huayin Ordnance Test Center, Huayin 714200, China; 2. School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: Interference imaging spectroscopy (IIS) is a novel high technology integrated by the two-beam interference technique, 2D imaging technique and spectroscopy with high resolution. The wide-field-of-view polarized type is an attractive scheme in IIS. It employs polarized components to realize interference and thus the image quality and spectrum reconstruction are principally determined by the characteristics of these polarization components. In this work, theoretical analysis of the interference visibility was performed by considering the polarization deviations and the retardation deviation of elements. The theoretical expression of interference visibility was deduced by polarization tracing method. The varying characteristics of interference visibility with incident angle, wavelength, azimuth angle, polarization direction and phase retardation were presented and the permissible deviation was quantitatively analyzed. This work would provide suggestions for system design, hyperspectral reconstruction and engineering practice of spectrometers composed of polarization components.

Key words: interference visibility; polarization interference imaging spectrometer; polarization and retardation deviation; spectrum reconstruction

0 引言

干涉成像光谱技术是近年来发展起来的一种被人们高度认可的目标识别和探测技术,已广泛应用于遥感、资源调查、环境监测和军事侦察等各种领域^[1-2]。大量相关的研究项目极大地促进了其相关仪器及技术的实际应用和发展。现有的干涉成像光谱仪大都基于双光束干涉原理,可分为两大类:一类是经典的迈克尔逊干涉仪系统,采用动镜移动扫描获得高光谱分辨率^[3];另一类是静态共光路系统,采用单个分光元件如 Sagnac 干涉仪^[4],Wollaston 棱镜^[5],Savart 偏光镜^[6-7]分束获得相干光。宽场偏振干涉成像光谱仪(Wide-field-of-view Polarization Interference Imaging Spectrometer, WPIIS)^[8]是其中一种比较成熟的静态干涉成像光谱技术,具有无狭缝、无运动部件、同轴共光路系统、大视场、高通量、复合信息载荷等显著优点,是遥感探测技术中的一种高分辨率目标识别手段。

WPIIS 系统的核心元件主要包括起偏器 P, 检偏器 A 和宽场 Savart 偏光镜(由两块 Savart 板和一个消色差半波片 AHWP 组成)。这些元件的光学特性决定着整个系统的光学性能。在理想情况下,P、A 和 AHWP 的偏振方向都假定是 45°方向;任意光线经过 AHWP 的延迟量均被认为是 π 。但在实际应用中,由于光学元件的加工误差、光线斜入射以及宽波段范围等因素使得系统与理想情况之间始终存在一定程度的偏差。偏光元件的偏振方向误差以及在宽波段范围内的延迟量偏差都会直接影响到光线的电场矢量方向以及能量分布,从而影响整个系统的干涉调制度,最终将直接降低整个仪器的探测性能和光谱复原精度。

文中采用偏振迹法详细分析了光线经过偏振元件的电场强度分布,推导出了偏振、延迟误差因素作用下系统干涉调制度的理论表达式,并对其进行了定量分析和讨论。

1 WPIIS 的基本原理

图 1 所示为 WPIIS 的系统光路图^[8],其核心部件 P 和 A 的透振方向平行,宽场 Savart 偏光镜(Field-Wided Savart Polariscopes, FWSP) 中两 Savart 板的主截面平行,夹在其中的半波片光轴与 FWSP 的主

截面成 45°夹角。目标光经过前置望远系统准直之后成为一束均匀的平行光束,经起偏器后入射到宽场 Savart 偏光镜,并在 FWSP 左板中产生了两束偏振方向互相垂直的等振幅线偏振光(o 光和 e 光)。在理想情况下,这两束相干光经过两个 Savart 板之间的半波片 AHWP 之后会产生相位延迟 π ,光线偏振态发生偏转,从而使从左板中的 o 光入射到右板中后变成 e 光;左板中的 e 光在右板中变成 o 光。

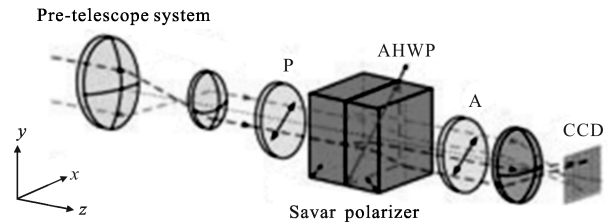


图 1 WPIIS 的光学结构

Fig.1 Optical layout of WPIIS

从 FWSP 右板出射的两束线偏振光再经过检偏器 45°透振后变成偏振方向平行的两束光,然后经成像镜汇聚形成目标的二维干涉形影图像。经过全视场的推扫后可以获得目标完整的干涉图。

干涉图和目标光谱信息之间存在着一定的数学对应关系——傅立叶变换,通过采集探测器上完整的干涉条纹,经过傅立叶变换即可获得目标对应的光谱信息,从而实现对目标二维形影信息和一维光谱信息的集成探测。

2 干涉调制度

干涉调制度是衡量干涉现象显著程度(条纹对比度)的定量参数,定义为^[2]:

$$V = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} \quad (1)$$

式中: I_M 是明条纹中心的强度; I_m 是相邻暗条纹的中心光强。调制度取值范围为 $0 \leq V \leq 1$,当 $V=0$ 时,条纹模糊,甚至没有条纹;当 $V=1$ 时,条纹明暗反差很大,且清晰可见。

根据干涉光强与电场振幅之间的关系,干涉条纹对比度又可以表述为:

$$V = \frac{2|E_1||E_2|}{E_1^2 + E_2^2} \quad (2)$$

式中: E_1 和 E_2 分别为干涉场中两束相干光的振幅。

实际应用中,很多因素都会影响系统的干涉条

纹对比度, 论文只讨论偏振干涉成像光谱仪中两个最主要的影响因素: 偏振化方向误差和延迟误差。

3 偏振误差的影响

实际应用时, 系统很难满足理想情况, 总是存在着由各个元件引起的偏差。假设 P、A 和 AHWP 的偏振化方向与理想 45° 之间存在的偏差分别为 α 、 β 和 γ , 如图 2 所示。

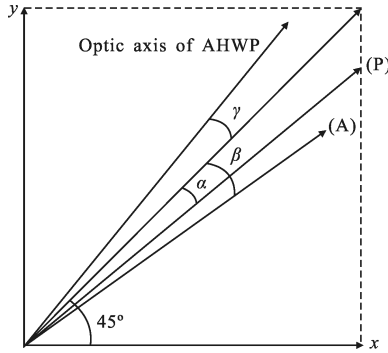


图 2 起偏器、检偏器和半波片的偏振误差
Fig.2 Polarization deviation of P, A and AHWP

假设一束自然光入射系统。光线经过起偏器 P 后变成振幅为 E 且振动方向为 $45^\circ - \alpha$ 的线偏振光, 然后 FWSP 左板中分成两束振动方向互相垂直的线偏振光 o 光和 e 光, 其振幅大小分别为:

$$E_e = E \sin(45^\circ - \alpha) \quad (3)$$

$$E_o = E \cos(45^\circ - \alpha) \quad (4)$$

紧接着, 两束线偏振光入射到半波片 AHWP (光轴方向与 y 轴的夹角为 $45^\circ - \gamma$)。经过半波片后, 由于其相位延迟的作用, 平行分量 (平行于半波片光轴的方向) 与垂直分量 (垂直于半波片光轴) 之间存在相位差 π , 因此出射光振动 E_{eo} 和 E_{oo} 方向相对于其理想方向旋转了 2γ , 如图 3 所示。忽略晶体中光线的损耗, 其振幅大小不变 $E_{eo} = E_e$, $E_{oo} = E_o$ 。

经过相位延迟后的两束线偏振光 (E_{eo} 和 E_{oo}) 进入 Savart 偏光镜的右板, 被分成振幅大小分别为 E_{eox} , E_{eoy} , E_{oox} 和 E_{ooy} 的 4 束光, 如图 3 所示。其中振幅为 E_{eoy} 和 E_{oox} 两束光能量非常小, 因此可以忽略^[9]。

则可知, 从 Savart 偏光镜的右板出射的两束光 (E_{eox} 和 E_{ooy}) 可以表示为:

$$E_{eox} = E_{eo} \cos 2\gamma \quad (5)$$

$$E_{ooy} = E_{oo} \cos 2\gamma \quad (6)$$

最后, 两束偏振光经过检偏器 A (其透振方向与 $-y$ 轴之间夹角 $45^\circ + \beta$) 后成为偏振方向相同的两束光, 其振幅分别为 E_1 和 E_2 :

$$E_1 = E_{eox} \sin(45^\circ + \beta) \quad (7)$$

$$E_2 = E_{ooy} \sin(45^\circ + \beta) \quad (8)$$

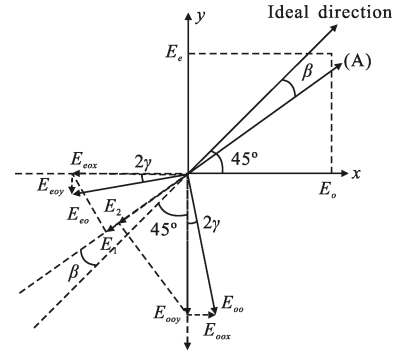


图 3 Savart 偏光镜光线的振幅分布
Fig.3 Optical amplitude distribution in Savart polariscope

最终, 可以得到系统的干涉调制度为:

$$V = \frac{2|E_1||E_2|}{E_1^2 + E_2^2} = \frac{|\cos 2\alpha \cos 2\beta| \cos^2 2\gamma}{1 - \sin 2\alpha \sin 2\beta \cos^2 2\gamma} \quad (9)$$

从式中可以看到, 半波片 AHWP 的光轴取向在 $\cos^2 2\gamma \neq 0$ 的情况下对调制度是没有影响的 (如图 4 所示)。这就意味着, 当半波片的光轴偏离角 $\gamma \neq \pm \pi/4$ 的情况下, 光轴偏离不会对系统调制度造成影响。

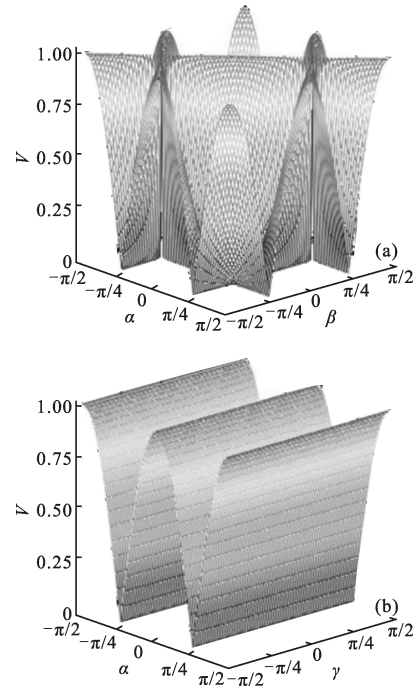


图 4 偏振方位角偏离误差对干涉调制度的影响
Fig.4 Interference visibility vs polarization deviation

从图 4 中可以看到, 当起偏器和检偏器的透振方向偏离理想方向 α, β 的误差限制在 $-\pi/16 \sim \pi/16$ 范围之内时, 系统可以得到 $V \geq 0.88$ 的高对比度干涉图; 当 α, β 或者其中之一取值为 $\pm\pi/4$ 时, 干涉条纹可见度将降至零, 也就是说, 当起偏器或者检偏器的透振方向取水平 x 方向或者垂直 y 方向时, 系统干涉调制度 $V=0$, 探测器上将不再出现干涉条纹。

当其 AHWP 光轴取水平 x 方向或者垂直 y 方向 ($\gamma = \pm\pi/4$) 时, 两束经过半波片的相互正交的线偏振光之间就不会产生相位延迟了, 因此其光线传播路径相当于没有半波片的情况 (如图 5(a))。两束出射光将不再平行, 光线从 Savart 偏光镜左板传播到右板时其偏振态也不再变化, 最终将导致远场视野中包含目标重要光谱信息的干涉条纹也逐渐消逝。

因此, 偏振干涉成像光谱仪中通常要使从 Savart 偏光镜出射的两束光相互平行 (如图 5(b)), 从而保证全视场的干涉图, 以期获得目标完整的光谱信息。

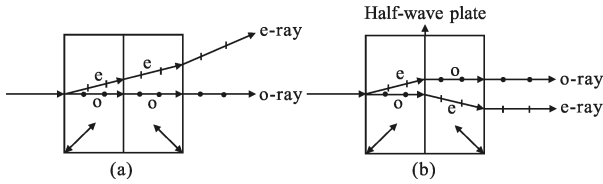


图 5 半波片偏离角等于 $\pi/4$ 时的光线传播情况

Fig.5 Ray propagation in Savart polariscope with $\gamma = \pm\pi/4$

4 延迟误差的影响

在实际的光学系统中, 由于加工误差、宽波段以及非正入射等情况将导致延迟误差。这种延迟误差将在一定的程度上影响系统的探测精度。该节就这一因素及其对干涉调制度的影响进行定量的分析。

4.1 半波片 AHWP 的相位延迟

当光线 (入射角为 i , 方位角为 ω) 入射到一块具有任意光轴方向的单轴晶体板时, 光线将被分成 o 光和 e 光。这两束光之间的光程差可以表示为^[10]:

$$\Delta = \frac{1}{C} - \frac{1}{b} + \frac{(a^2 - b^2) \sin\psi \cos\psi \cos\omega}{C^2} \sin i + \frac{\sin^2 i}{2} \left[\left(b - \frac{a^2}{C} \right) \sin^2 \omega + \left(b - \frac{a^2 b^2}{C^3} \right) \cos^2 \omega \right] \quad (10)$$

式中: $a^2 \sin^2 \psi + b^2 \cos^2 \psi = C^2$; $a = \frac{1}{n_e(\lambda)}$; $b = \frac{1}{n_o(\lambda)}$ 这里 ψ 为晶体的光轴与界面法线之间的夹角, $n_e(\lambda)$ 和 $n_o(\lambda)$ 分别为 e 光和 o 光在晶体中的波矢折射率。

对于 FWSP 中的半波片 AHWP 来说, 其光轴与入射界面平行即 $\psi = 90^\circ$, 因此它的光程差可以表示为:

$$\Delta_h = \frac{1}{a} - \frac{1}{b} + \frac{\sin^2 i}{2} \left[(b-a) \sin^2 \omega + \left(b - \frac{b^2}{a} \right) \cos^2 \omega \right] \quad (11)$$

所以半波片引起的相位延迟为:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d_h \Delta_h \quad (12)$$

式中: d_h 为半波片的厚度。

4.2 AHWP 相位延迟引起的电场分布

假设一束自然光经过偏振方向为 45° 的起偏器之后其光线的振幅大小为 E , 之后在 Savart 偏光镜左板中分成两束线偏振光 (振幅分别为 E_o 和 E_e), 紧接着这两束光经过光轴方向与 Savart 板成 45° 放置的半波片 AHWP, 如图 1 所示。由于光线的非正入射及单轴晶体板的色散效应, 半波片的相位延迟 δ 在宽波段范围内引起相位误差 $\delta R (\delta R = \theta = \delta - \pi)$, 如图 6 所示。

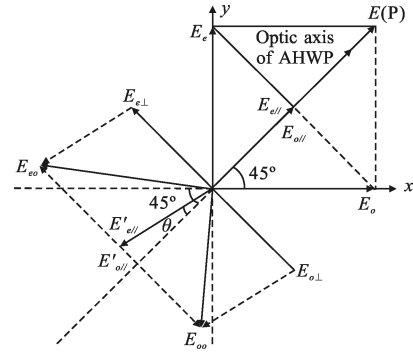


图 6 半波片延迟误差引起的电场分布

Fig.6 Electric field distribution introduced by retardation from AHWP

可以得到从 AHWP 出射的两束线偏振光振幅分别为:

$$E_{eo} = \sqrt{E_{e\perp}^2 + E_{e\parallel}^2 - 2E_{e\perp}E_{e\parallel} \cos(90^\circ + \theta)} \quad (13)$$

$$E_{oo} = \sqrt{E_{o\perp}^2 + E_{o\parallel}^2 - 2E_{o\perp}E_{o\parallel} \cos(90^\circ - \theta)} \quad (14)$$

然后两束线偏振光入射至 Savart 偏光镜右板, 被分成四束线偏振光, 如图 7 所示, 其振幅分别为 $E_{eox}, E_{eoy}, E_{eox}$ 和 E_{ooy} 。忽略 E_{eoy} 和 E_{eox} , 其余两束线偏振光最后经过检偏器成为两束振动方向平行的线偏振光, 其振幅可分别表示为:

$$E_1 = E_{eo} \cos \alpha' \cos 45^\circ \quad (15)$$

$$E_2 = E_{oo} \cos \beta' \cos 45^\circ \quad (16)$$

其中, $\alpha' = \theta$; $\beta' = \theta$ 。

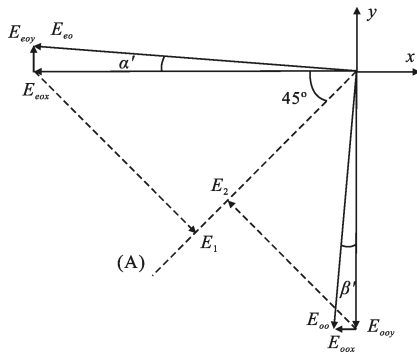


图 7 经过半波片延迟误差调制的出射光振幅分布
Fig.7 Output amplitude distribution modulated by AHWP

4.3 系统调制度

实际应用中常用正负晶体组合方式实现波片在宽波段内的准消色差特性。这里,考虑用石英晶体(厚度为 $d_q=1\ 239.22/2\ \mu\text{m}$)和方解石晶体(厚度为 $d_c=61.99/2\ \mu\text{m}$)组成半波片实现 $400\sim 700\ \text{nm}$ 范围内较好的消色差特性^[1]。由公式(10)可以知道石英单板的相位延迟量为:

$$\delta_q = \frac{2\pi}{\lambda} d_q \left\{ \frac{1}{a_q} - \frac{1}{b_q} + \frac{\sin^2 i}{2} \left[(b_q - a_q) \sin^2 \omega + \left(b_q - \frac{b_q^2}{a_q} \right) \cos^2 \omega \right] \right\} \quad (17)$$

由于组合后的半波板延迟轴与单板的延迟轴相互平行,两个组合单板的光轴必须是相互垂直的^[1]。

因此,可以得到方解石单板的相位延迟量为:

$$\delta_c = \frac{2\pi}{\lambda} d_c \left\{ \frac{1}{a_c} - \frac{1}{b_c} + \frac{\sin^2 i}{2} \left[(b_c - a_c) \sin^2 \left(\omega + \frac{\pi}{2} \right) + \left(b_c - \frac{b_c^2}{a_c} \right) \cos^2 \left(\omega + \frac{\pi}{2} \right) \right] \right\} \quad (18)$$

最后,可以将组合后的准消色差半波片的相位延迟量表示为:

$$\delta = \delta_q + \delta_c \quad (19)$$

由此可以将其延迟偏差 $\delta R = \delta - \pi$ 的变化特性描述出来如图 8 所示。

从图中可以看到,半波片的相位延迟偏差 δR 随入射光参数(入射角 $-6.4^\circ \leq i \leq 6.4^\circ$, 入射面方位角 $0 \leq \omega \leq \pi$ 以及入射波长 $0.4\ \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0.7\ \mu\text{m}$)的变化而改变。当入射面与半波片主截面之间的夹角 $\omega = 90^\circ$ 时,延迟误差 δR 可达到最大值 38.44° ; 当入射角为零,即光线正入射时,延迟量只与波长有关,在 $\lambda = 0.4895\ \mu\text{m}$ 时达到最大值;同时也可以知道,当入射

角限制在 $-3.2^\circ \sim 3.2^\circ$ 之内时,相位延迟偏差趋近于零,此时半波片可实现可见光波段内的准消色差。

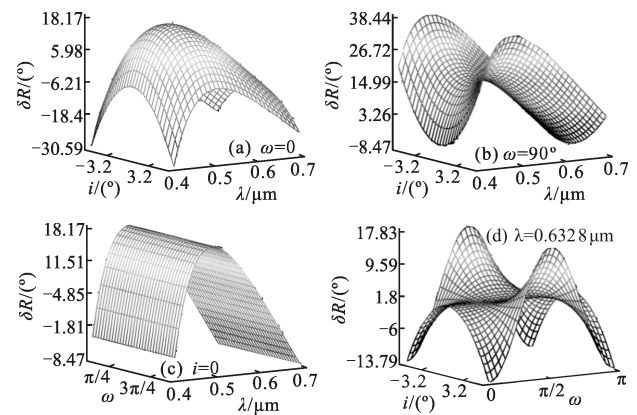


图 8 半波片的相位延迟量偏差
Fig.8 Phase retardation deviation of AHWP

同时可以给出相应的系统干涉调制度变化特性,如图 9 所示。

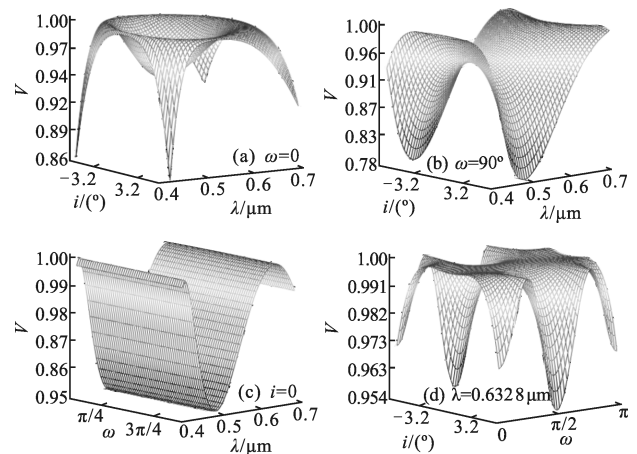


图 9 系统干涉调制度
Fig.9 Interference visibility of WPIIS

从图中可以看到,当入射角限制在 $-3.2^\circ \sim 3.2^\circ$ 范围内时,其相应的干涉图调制度可高达 0.97; 当入射角为 $\pm 6.4^\circ$ 时,条纹对比度在入射波段 $0.47 \sim 0.55\ \mu\text{m}$ 范围内可达到 1; 在设定的参数范围内,系统干涉调制度最小可达到 0.78。

5 模拟验证

该系统中的核心元件是宽场 Savart 偏光镜 FWSP, 其厚度设计尺寸为 $2t = 2 \times 8\ \text{mm}$ 。采用 1M60CCD 相机,像素数 1024×1024 ,像元尺寸 $12\ \mu\text{m}$,可以模拟得到最大视场角分别为 3.2° 和 6.4° 时的干

涉图,如图 10 所示。

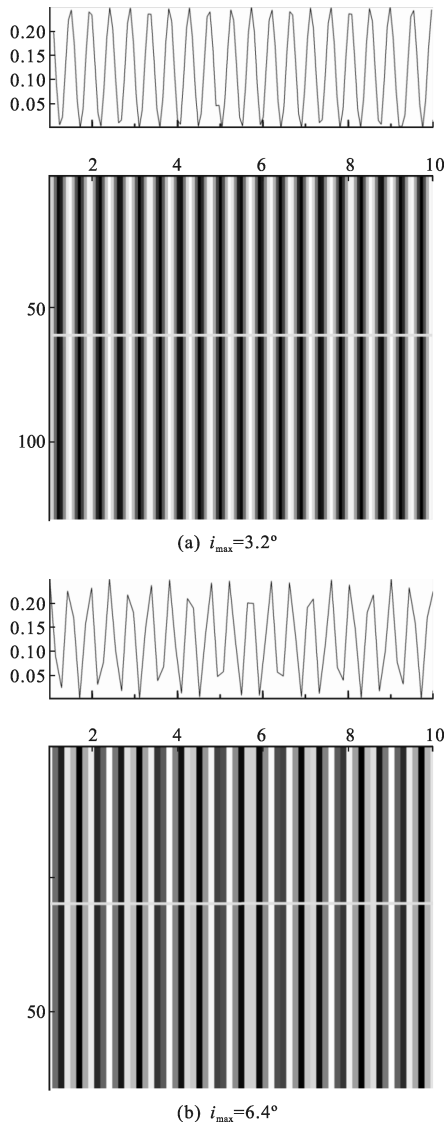


图 10 仿真干涉条纹

Fig.10 Simulated interference pattern

对于宽场 Savart 偏光镜,任意光入经过棱镜时其光程差可以表示为^[10]:

$$\Delta = 2t \frac{n_{oc}^2 - n_{ec}^2}{n_{oc} + n_{ec}} \cos\omega \sin i \quad (20)$$

因此,测量调制度通常会采集 CCD 上零光程差点的干涉条纹,这是因为这一点的光强就等于被测光源的强度。采集零光程差点得到其干涉调制度,在 $i_{\max}=3.2^\circ$ 时系统条纹对比度高达 0.949;而当 $i_{\max}=6.4^\circ$ 时,其条纹对比度较低为 0.836。

同样的,也可以得到单色光最大入射角为 $i_{\max}=3.2^\circ$ 时的干涉条纹,如图 11 所示。经过对采集点光强

的计算,可得到 $\lambda=0.6328 \mu\text{m}$ 时调制度为 0.948,当 $\lambda=0.538 \mu\text{m}$ 时调制度较低为 0.938。

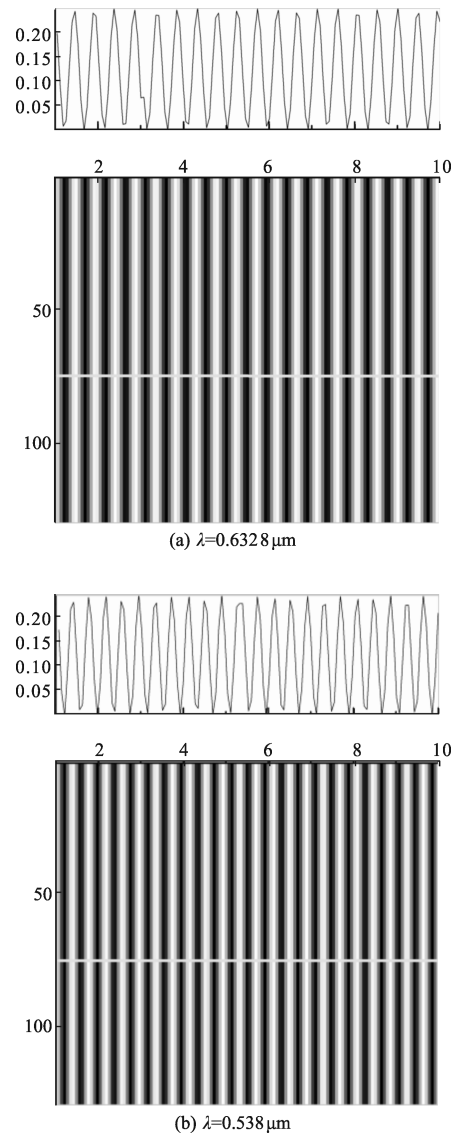


图 11 单色光干涉条纹

Fig.11 Monochromatic interference pattern

结果表明,当入射角 $i \leq 3.2^\circ$ 时,干涉条纹的调制度普遍高于入射角 $3.2^\circ \leq i \leq 6.4^\circ$ 时的情况;光线正入射时,入射波段 $0.47 \sim 0.55 \mu\text{m}$ 范围内的干涉调制度也比较低。

6 结论

宽场偏振干涉成像光谱仪是目前备受关注的一种静态高光谱成像分析仪器,其系统性能可以用干涉调制度来衡量。

文中考虑偏振元件误差对其干涉条纹的影响,

推导出了其干涉调制度详细的理论表达式,并对其进行了深入的分析和讨论。得到以下几点结论和建议,以期从理论上优化系统性能,提高系统光谱分辨率和复原精度。

(1) 起偏器和检偏器的透振方向直接决定着条纹的对比度。因此一般要求其偏振方向平行且为 45° 。实际应用中其偏离误差应控制在 $-\pi/16\sim\pi/16$ 范围内,从而可以保证系统获得高对比度($V\geq 0.88$)的干涉条纹;

(2) Savart 偏光镜中的消色差半波片在这里起着改变光线偏振状态的作用。一般设定其光轴方向与 Savart 偏光板的主截面成 45° 。在实际应用中,由于加工及放置位置等因素引起的光轴微小偏离($\gamma\neq\pm\pi/4$)对干涉条纹的对比度并没有影响;

(3) 由于单轴晶体的双折射特性及其色散效应使得其无法实现入射波段内任意波长情况下的消色差,即无法保证半波片 AHWP 在宽波段内的相位延迟始终为严格的 π 。这将直接影响两束相干光的电场能量分配,从而严重降低干涉条纹的对比度。因此,需要慎重选择晶体材料和光轴,扩大半波片的消色差波段范围,从而获得宽波段范围内的高对比度干涉条纹。

参考文献:

- [1] Bell R J. Introductory Fourier Transform Spectroscopy [M]. New York: Academic Press, 1972.
- [2] Persky M J. A review of spaceborne Fourier transform spectrometer for remote sensing [J]. *Review of Scientific Instruments*, 1995, 66 (10): 4763-4797.
- [3] Junttila M L, Kauppinen J, Ikonen E. Performance limits of stationary Fourier spectrometers [J]. *Journal of the Optical Society of America a - Optics Image Science and Vision*, 1991, 8 (9): 1457-1462.
- [4] Ferrec Y, Taboury J, Sauer H, et al. Optimal geometry for Sagnac and Michelson interferometers used as spectral imagers[J]. *Optical Engineering*, 2006, 45(11): 115601.
- [5] Harvey A R, Fletcher-Holmes D W. Birefringent Fourier-transform imaging spectrometer[J]. *Optics Express*, 2004, 12 (22): 5368-5374.
- [6] Zhang C M, Bin X L, Zhao B C, et al. A static polarization imaging spectrometer based on a Savart polariscope [J]. *Optics Communications*, 2002, 203 (1-2): 21-26.
- [7] Zhan G, Oka K, Ishigaki T, et al. Birefringent imaging spectrometer[J]. *Applied Optics*, 2002, 41 (4): 734-738.
- [8] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B. Wide-field-of-view polarization interference imaging spectrometer [J]. *Applied Optics*, 2004, 43 (33): 6090-6094.
- [9] Peng Zhihong, Zhang Chunmin, Zhao Baochang, et al. The transmittance of Savart polariscope in polarization interference imaging spectrometer [J]. *Acta Phys Sin*, 2006, 55(12): 6374-6381. (in Chinese)
彭志红, 张淳民, 赵葆常, 等. 新型偏振干涉成像光谱仪中 Savart 偏光镜透射率的研究 [J]. *物理学报*, 2006, 55(12): 6374-6381.
- [10] Francon M, Mallick S. Polarization Interferometers: Applications in Microscopy and Macroscopy[M]. New York: Wiley, 1971.
- [11] Beckers J M. Achromatic linear retarders [J]. *Applied Optics*, 1971, 10(4): 973-975.