

一种基于新型偏振干涉成像光谱仪的目标 偏振信息探测新方法*

孙 尧 张淳民[†] 杜 娟 赵葆常

(西安交通大学理学院, 非平衡物质结构与量子调控教育部重点实验室, 西安 710049)

(2008 年 5 月 20 日收到; 2009 年 11 月 26 日收到修改稿)

提出了一种采用基于视场补偿型 Savart 偏光镜的新型偏振干涉成像光谱仪对二维目标偏振信息进行空间遥感探测的新原理和新方法. 在新型偏振干涉成像光谱仪光学系统不变的情况下, 通过旋转偏振干涉仪分别测出了三个不同角度下像面上各像点的光强值, 反演出了二维面目标的斯托克斯矢量, 并给出了各像点偏振度和偏振方向的理论表达式. 采用计算机模拟实验对该探测原理和方法进行了验证, 所得结果与理论完全符合. 从理论和实践上扩展了干涉成像光谱仪的探测功能, 与目前国内外所研究的成像光谱仪相比, 该成像光谱仪既能同时探测目标二维空间信息和一维光谱信息, 又提供了一种获得目标偏振信息的手段和方法.

关键词: 偏振干涉成像光谱仪, 偏振探测, 偏振度, 斯托克斯矢量

PACC: 0760F, 0760L, 4225J

1. 引 言

偏振干涉成像光谱技术作为一种空间对地遥感技术于 20 世纪 90 年代开始走向实用化, 主要用于空基和天基对地光学遥感探测, 在国防安全、航天航空、资源普查、灾害预报、污染防治、植被研究等领域有着广阔的应用前景^[1-8]. 一台偏振干涉成像光谱仪相当于成像仪和傅里叶变换光谱仪的有机结合, 可同时获得目标的二维空间信息和一维光谱信息. 偏振干涉成像光谱仪中的干涉仪可采用双折射棱镜作为分束器^[9-13], 1993 年美国率先使用 Wollaston 棱镜作为分束器研制成功数字阵列扫描干涉成像光谱仪^[11-13]. 初期的偏振干涉成像光谱仪为空间调制型, 在干涉仪前必须使用入射狭缝以控制空间分辨率, 大大限制了入射光能量, 而且 Wollaston 棱镜角剪切的分束原理导致远场条纹为双曲线, 不利于干涉图采集和光谱复原. 2000 年前后, 张淳民等^[14-21]提出了基于 Savart 偏光镜和视场补偿型 Savart 偏光镜的时空混合调制型新型偏振干

涉成像光谱技术, 去掉了干涉仪前面的入射狭缝, 极大地增加了入射光透过率和光通量, 提高了图像信噪比, 且干涉仪所使用的 Savart 偏光镜和视场补偿型 Savart 偏光镜的横向剪切分束原理使直条纹的视场更大, 光谱分辨率更高^[20-30].

太阳光经地表反射后一般为偏振光, 其偏振度和偏振方向可以反演出地表水含量^[31]、海水叶绿素含量^[32]、气溶胶^[33,34]、云顶气压^[35]等很多难以直接探测的目标信息, 这为大气环流、洋流、气候、植被等研究领域提供了重要的观测数据^[36]. 传统的偏振干涉成像技术无法探测目标的偏振态, 本文提出一种采用基于视场补偿型 Savart 偏光镜的新型偏振干涉成像光谱仪进行二维目标偏振态探测的新方法, 并通过计算机模拟实验证明其可行性.

2. 琼斯矢量和斯托克斯矢量描述偏振光的方法

平面光波是横电磁波, 其电场 E 、磁场 H 和波矢 k 相互正交, 成右手坐标系. 若单色光波沿 z 轴方

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 40537031)、国家高技术研究发展计划 (批准号: 2006AA12Z152)、国防基础科学研究计划 (批准号: A1420080187)、国家自然科学基金 (批准号: 40875013, 40375010, 60278019) 和陕西省科技攻关计划 (批准号: 2001K06-G12, 2005K04-G18) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn

向传播,其电场沿 x 轴和 y 轴方向的分量可写成琼斯矢量形式,即

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{i\delta} \end{bmatrix}.$$

这里 δ 为 y 轴方向与 x 轴方向电场矢量振动的相位差.

琼斯矢量可以用来描述线偏振光、圆偏振光和椭圆偏振光,但不能描述自然光和部分偏振光. 当需要描述光的任意偏振态时,可使用斯托克斯矢量来表示,其定义如下:

$$\begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle E_x^2(t) \rangle + \langle E_y^2(t) \rangle \\ \langle E_x^2(t) \rangle - \langle E_y^2(t) \rangle \\ \langle 2E_x(t)E_y(t)\cos[\delta_y(t) - \delta_x(t)] \rangle \\ \langle 2E_x(t)E_y(t)\sin[\delta_y(t) - \delta_x(t)] \rangle \end{bmatrix}.$$

这里 $\langle E_x^2(t) \rangle$ 和 $\langle E_y^2(t) \rangle$ 分别表示电场的 x 分量和 y 分量平方的时间平均值,取平均的时间长度足够长,使得平均值与时间长度选择无关; $\delta_x(t)$ 和 $\delta_y(t)$ 分别表示电场的 x 分量和 y 分量相位. 斯托克斯矢量中第一项 I 表示总光强,第二项 M 表示 x 分量与 y 分量的强度差,第三项 C 表示 xoy 平面上 $+45^\circ$ 方向与 -45° 方向线偏振光分量强度差,第四项 S 表示右旋偏振光与左旋偏振光分量之间的强度差. 这四个分量均为可测量实数,其中总光强 $I \geq 0$, 其他三项值均可正可负.

从斯托克斯矢量可推得部分偏振光的偏振信息如下:

$$\tan 2\psi = C/M, \quad (1a)$$

$$\sin 2\chi = S/\sqrt{M^2 + C^2 + S^2}, \quad (1b)$$

$$P = \sqrt{M^2 + C^2 + S^2}/I, \quad (1c)$$

式中 ψ 为椭圆偏振光的长轴与 x 轴的夹角; χ 为椭圆偏振光的椭率角,其正或负表示椭圆偏振光是右旋或是左旋; P 为偏振光的偏振度, $P = 1$ 表示完全偏振光, $0 < P < 1$ 表示部分偏振光. 为了更加直观地描述光的偏振态,可将斯托克斯矢量写成如下形式:

$$\begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{bmatrix} = I \begin{bmatrix} 1 \\ P\cos 2\chi\cos 2\psi \\ P\cos 2\chi\sin 2\psi \\ P\sin 2\chi \end{bmatrix}. \quad (2)$$

在空间对地球光学遥感中,一般目标很少有圆偏振光分量,也就是目标的斯托克斯矢量第四项为零^[37],即 $\chi = 0$.

在琼斯矢量和斯托克斯矢量的基础上,可以将偏光器件写成一个 2×2 的琼斯矩阵或 4×4 的穆勒矩阵,令其右乘琼斯矢量或斯托克斯矢量,即可得到偏振光通过该偏振器件后的偏振状态.

3. 新型偏振干涉成像光谱仪系统

时空混合调制型新型偏振干涉成像光谱仪系统如图 1 所示,它主要由前置的望远系统、两个偏振方向均为 45° 的起偏器和检偏器、视场补偿型 Savart 偏光镜、收集透镜组和电荷耦合器件 (CCD) 组成. 无穷远平行光束入射前置望远系统,出射光仍为平行光束,经过起偏器后成偏振方向为 45° 的线偏振平行光,入射视场补偿型 Savart 偏光镜后被分成两条平行线偏振光,经过检偏器后两束平行光的偏振方向均变成 45° 方向,之后经过收集透镜干涉聚焦在其后焦面上,从而形成既有图像也有干涉条纹的目标图像. 最终经过 CCD 采集,由计算机对干涉图进行傅里叶变换即可得到目标的光谱图.

视场补偿型 Savart 偏光镜结构如图 2 所示,它由两块厚度为 t 的方解石晶体板中间粘接一个消色差半波片^[38,39]组成. 以入射点 o 点为原点建立如图 2 所示的三维直角坐标系 $oxyz$, z 轴为系统光轴方向. 两块晶体板的晶轴均在 $yozy$ 平面内,且相互垂直,第一块晶体板的晶轴与 z 轴、 y 轴正方向均成 45° 角. 半波片的晶轴在 xoy 面内,与 x 轴和 y 轴正方向的夹角均为 45° . 设入射光的入射角为 i , 在两块晶体板中,法线与晶轴所确定的平面称为主截面,入射面与主截面的夹角为 ω . 一束波长为 λ 的线偏振光入射到视场补偿型 Savart 偏光镜第一块晶体板后,由于晶体的双折射效应分成两束偏振方向相互正交的线偏振光,其中寻常光(o 光)的偏振方向垂直于主截面,而非寻常光(e 光)的偏振方向在主截面内. 当第一块晶体板中的 o 光和 e 光入射半波片时,由于各自的偏振方向与偏振器晶轴方向夹角为 45° ,故两束光出射半波片后偏振方向均旋转了 90° . 进入第二块晶体板后,第一块板中的 e 光的偏振方向垂直于第二块晶体板的主截面,成为 o 光,以下称为 eo 光. 第一块晶体板中的 o 光在第二块晶体板中变为 e 光,称为 oe 光. eo 光和 oe 光从检偏器出射后成为与入射光平行的两束平行光,这两束平行光之间的相位差为^[10]

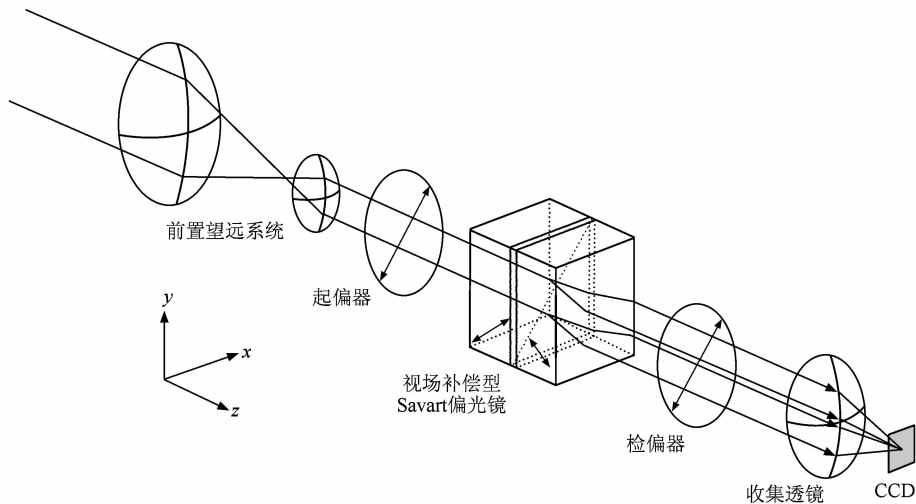


图 1 时空混合调制型新型偏振干涉成像光谱仪系统示意图

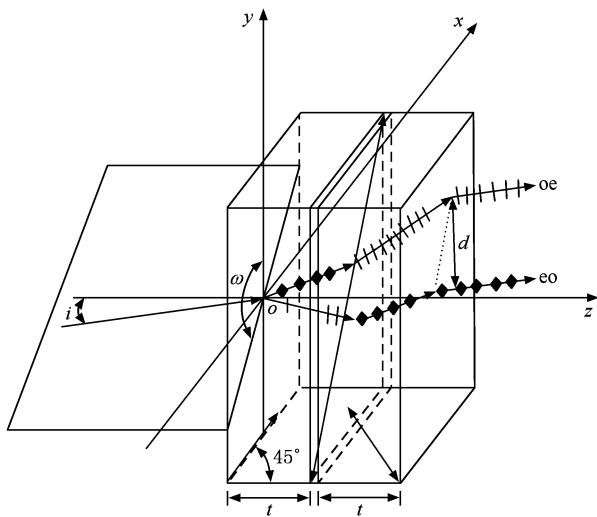


图 2 视场补偿型 Savart 偏光镜结构示意图

$$\begin{aligned} \delta(i, \omega) &= 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} \\ &= 4\pi \frac{t}{\lambda} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} \cos\omega \sin i, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 n_o 和 n_e 分别为晶体对 o 光和 e 光的折射率。

先推导出视场补偿型 Savart 偏光镜的琼斯矩阵 J_s 。设入射线偏振光的琼斯矢量为 $[E_{0x} \ E_{0y}]^T$ ，由于 eo/oe 光的转换，出射光的琼斯矢量为 $[E_{0y} \ E_{0x} e^{j\delta}]^T$ ，则可以得到视场补偿型 Savart 偏光镜的琼斯矩阵为

$$\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ e^{j\delta} & 0 \end{bmatrix}.$$

起偏器和检偏器的琼斯矩阵为 J_p ，则可得

$$\begin{aligned} J &= J_p J_s J_p \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ e^{j\delta} & 0 \end{bmatrix} \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \\ &= \frac{1 + e^{j\delta}}{4} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

由于琼斯矩阵无法处理部分偏振光，将偏振干涉仪的琼斯矩阵转化为穆勒矩阵^[40]，可以得到偏振干涉仪的穆勒矩阵 M 如下：

$$\begin{aligned} M &= \left(\frac{1 + e^{j\delta}}{4} \right) \left(\frac{1 + e^{j\delta}}{4} \right)^* \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{4} \cos^2 \frac{\delta(i, \omega)}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (5)$$

从偏振干涉仪的穆勒矩阵可以发现，矩阵与一个 45° 方向放置的偏振器一样，只是矩阵的系数出现干涉项 $\cos^2 \delta/2$ 。一束强度为 1 的自然光 $[1 \ 0 \ 0 \ 0]^T$ 通过偏振干涉仪后的斯托克斯矢量为

$$\frac{1}{2} \cos^2 \frac{\delta}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{4} \cos^2 \frac{\delta}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

可见出射光的光强为 $\frac{1}{2} \cos^2 \delta/2$ ，表示光束发生了双光束干涉现象，但与双缝干涉相比光强度小了一半，这是因为入射光为自然光而出射光为 45° 方向

的线偏振光,一半的光强被偏振器滤掉.

4. 目标偏振态探测原理

设计将新型偏振干涉成像光谱仪系统做了以下改进:如图 3 所示,将起偏器、检偏器和视场补偿型 Savart 偏光镜放置在一个由伺服电机控制的可绕系统光轴统一旋转任意角度的转台上,起偏器和检偏器的偏振方向相互平行且仍然与视场补偿型 Savart 偏光镜的主截面成 45° 角.

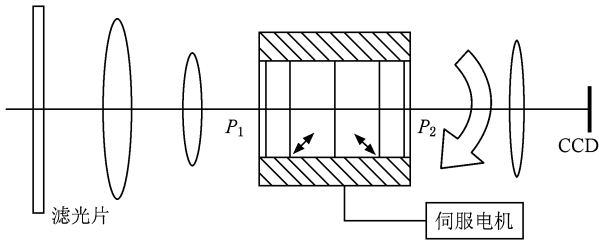


图 3 改进后的新型偏振干涉成像光谱仪结构示意图

旋转偏振干涉仪并不会改变入射光束方向,也不会改变像点的位置,仅对偏振态有所改变. 设转台旋转了 θ 角度,则偏振干涉仪的穆勒矩阵可以表示为

$$\mathbf{M}(\theta) = \mathbf{P}(\theta)^T \mathbf{M} \mathbf{P}(\theta). \quad (6)$$

这里的 $\mathbf{P}(\theta)$ 和 $\mathbf{P}(\theta)^T$ 为穆勒矩阵绕 z 轴旋转 θ 角度时的转换矩阵和转置矩阵,

$$\mathbf{P}(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (7)$$

由此可得旋转后偏振干涉仪的穆勒矩阵为

$$\mathbf{M}(\theta) = \frac{1}{4} \cos^2 \frac{\delta(i, \omega + \theta)}{2} \times \begin{bmatrix} 1 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ -\sin 2\theta & \sin^2 2\theta & -\sin 2\theta \cos 2\theta & 0 \\ \cos 2\theta & -\sin 2\theta \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

当一束无圆偏振光分量的部分偏振光入射到旋转的偏振干涉仪后,其斯托克斯矢量可以表示为

$$\frac{1}{4} \cos^2 \frac{\delta(i, \omega + \theta)}{2} \begin{bmatrix} I - M \sin 2\theta + C \cos 2\theta \\ -I \sin 2\theta + M \sin^2 2\theta - C \sin 2\theta \cos 2\theta \\ I \cos 2\theta - M \sin 2\theta \cos 2\theta + C \cos^2 2\theta \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$= \mathbf{M}(\theta) \begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

CCD 仅能探测出射偏振干涉仪后的光强度 I_θ , 即出射光斯托克斯矢量的第一项

$$I_\theta = \frac{1}{4} (I - M \sin 2\theta + C \cos 2\theta) \times \cos^2 \frac{\delta(i, \omega + \theta)}{2}, \quad (10)$$

式中的 θ 已知,相位差 $\delta(i, \omega + \theta)$ 可以通过(3)式计算得出.

在像面中心建立如图 1 所示的坐标系,像面上各点的位置可以用二维坐标 (x, y) 来表示. 设收集透镜的焦距为 f'_c , 则由像点在 CCD 上的位置可以确定入射视场补偿型 Savart 偏光镜光束的角度 i 和 ω , 即

$$i = \sqrt{x^2 + y^2} / f'_c, \quad (11)$$

$$\omega = \arctan(x/y).$$

由于凸透镜成倒立像,这里的 i 和 ω 表达式仅适用于像素点位于 xoy 平面的第二象限和第三象限,若像素点位于 xoy 平面的第一象限和第四象限,需要将式中的 ω 值改为 $\omega + 180^\circ$.

将偏振干涉仪转动三个角度 $\theta_1, \theta_2, \theta_3$, 即对一个像点进行三次测量,获得三个光强值 I_1, I_2, I_3 , 联立线性方程即可解得入射光的斯托克斯矢量.

$$\begin{bmatrix} 1 & -\sin 2\theta_1 & \cos 2\theta_1 \\ 1 & -\sin 2\theta_2 & \cos 2\theta_2 \\ 1 & -\sin 2\theta_3 & \cos 2\theta_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ M \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 4I_1 \sec^2 [\delta(i, \omega + \theta_1)/2] \\ 4I_2 \sec^2 [\delta(i, \omega + \theta_2)/2] \\ 4I_3 \sec^2 [\delta(i, \omega + \theta_3)/2] \end{bmatrix}. \quad (12)$$

当 $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ 互不相等且互不互补时,方程有唯一解. 应当注意,在(12)式中正割函数不能取无穷,即方程满足 $\delta(i, \omega + \theta) \neq (2k + 1)\pi$, 根据(3)式可得到像素点位置和转动角度 θ 必须满足的条件为

$$\cos(\omega + \theta) \sin i \neq \frac{2k + 1}{4} \frac{\lambda}{t} \frac{n_o^2 + n_e^2}{n_o^2 - n_e^2} \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (13)$$

若在某一个旋转角度下某个像素点无法满足(13)式,则必须重新选择旋转角度 θ .

若像素点位置和三个转动角度均满足(13)式,

可用克莱姆法则解方程. 令(12)式中的 $4I\sec^2[\delta(i, \omega + \theta)/2] = I'$, 则可将(12)式的伴随行列式表示为

$$D = \sin 2(\theta_3 - \theta_2) + \sin 2(\theta_1 - \theta_3) + \sin 2(\theta_2 - \theta_1), \quad (14a)$$

$$D_1 = I'_1 \sin 2(\theta_3 - \theta_2) + I'_2 \sin 2(\theta_1 - \theta_3) + I'_3 \sin 2(\theta_2 - \theta_1), \quad (14b)$$

$$D_2 = (I'_1 - I'_3)(\cos 2\theta_2 - \cos 2\theta_1) - (I'_1 - I'_2)(\cos 2\theta_3 - \cos 2\theta_1), \quad (14c)$$

$$D_3 = (I'_1 - I'_3)(\sin 2\theta_2 - \sin 2\theta_1) - (I'_1 - I'_2)(\sin 2\theta_3 - \sin 2\theta_1). \quad (14d)$$

由(14)式可将入射光的斯托克斯矢量表示为

$$[I \ M \ C \ 0]^T = \frac{1}{D} [D_1 \ D_2 \ D_3 \ 0]^T. \quad (15)$$

将斯托克斯矢量代入(1)式即可求得部分偏振光的偏振信息

$$\psi = 0.5 \arctan(D_3/D_2), \quad (16a)$$

$$P = \sqrt{D_2^2 + D_3^2}/D_1. \quad (16b)$$

这样就可以通过旋转偏振干涉仪实现新型偏振干涉成像光谱仪探测二维面目标偏振态的功能. 当需要测量目标的光谱时, 将偏振干涉仪的转动角度归零即可.

5. 偏振态模拟探测实验

这里使用计算机数学软件 Matlab 模拟的方法, 验证本文提出的方法的可行性. 设单色偏振面光源

入射新型偏振干涉成像光谱仪并进行三次旋转, 模拟 CCD 成像并采集干涉图, 得到三张数字图像. 提取三张图像中同一位置像素的灰度值 G_1, G_2, G_3 . 令 CCD 工作在相应的线性范围内, 这样其像素的灰度值与入射该像素的光强度成正比. 由于需要获得斯托克斯矢量的相对大小, 所以可直接将像素灰度值作为亮度值代入(14)–(16)式进行计算.

这里选择波长为 589 nm 的单色入射光, 相应的方解石折射率为 $n_e = 1.48640$ 和 $n_o = 1.65835$, 视场补偿型 Savart 偏光镜的晶体单板厚度 $t = 10.969$ mm, 收集透镜焦距 $f'_c = 180$ mm. 由于对称性, 本文只模拟像面第一象限放置一个 100×100 像素 8 bit 灰度级的 CCD, 像素间隔为 $18 \mu\text{m}$, 若前置望远系统的放大率为 Γ , 则成像系统的视场角为 $2\omega = \Gamma \times 200 \times 0.018/180 = \Gamma \times 1.15^\circ$. 令第 1 列、第 100 行像素的坐标为 $(x = 0, y = 0)$, 则第 J 列和第 K 行的像素坐标可表示为 $(x = (J - 1) \times 18 \mu\text{m}, y = (100 - K) \times 18 \mu\text{m})$.

首先模拟自然光情况, 其归一化的斯托克斯矢量为 $[1 \ 0 \ 0 \ 0]^T$, 代入(1)式可得入射光的理论偏振度 $P = 0$, 无偏振方向. 转台三次旋转的角度分别为 $\theta_1 = 0^\circ, \theta_2 = 60^\circ, \theta_3 = -60^\circ$. 三次旋转采集的模拟数字图像如图 4 所示, 由此可见条纹方向发生了明显的旋转.

选取像面上不同的 4 个像素, 并取得其各自的三个灰度值 G_1, G_2 和 G_3 , 代入(14)–(16)式就可以计算得到其归一化的斯托克斯矢量、偏振度以及偏振方向, 结果如表 1 所列.

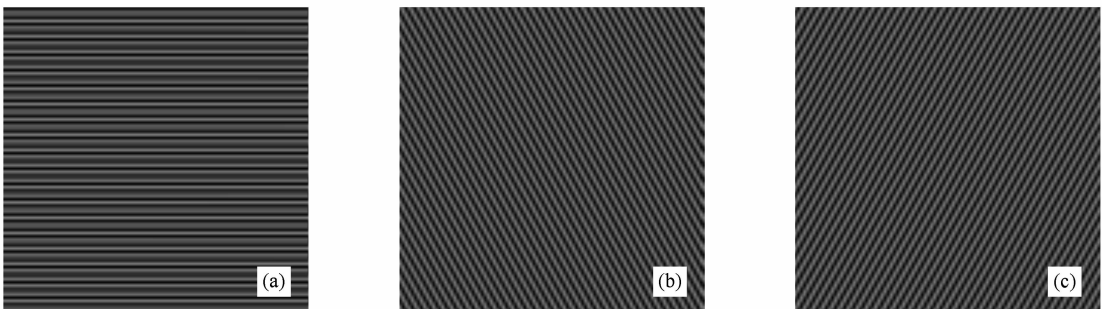


图 4 自然光入射时旋转 $0^\circ, 60^\circ, -60^\circ$ 得到的模拟干涉图 (a) $\theta_1 = 0^\circ$, (b) $\theta_2 = 60^\circ$, (c) $\theta_3 = -60^\circ$

表 1 自然光入射时的模拟偏振态

(J, K)	G_1	G_2	G_3	I	M	C	P	$\psi/(^\circ)$
(1, 100)	128	128	128	1	0	0	0	—
(50, 51)	109	53	101	1	0.0035	0.0264	0.0267	41.3
(10, 11)	115	113	79	1	-0.0228	-0.0094	0.0247	11.2
(100, 91)	26	125	12	1	0.0764	-0.0562	0.0948	-18.2

由表 1 可见,4 个像素点测得的偏振度值与理论值 $P = 0$ 相差很小.除像素点(1,100)外,其他三点的偏振方向均无规则.

再模拟部分偏振光情况,假设其归一化的斯托克斯矢量为 $[1 \ \sqrt{0.6} \ \sqrt{0.2} \ 0]^T$,则理论偏振度 $P = 0.8944$,理论偏振方向 $\psi = 15^\circ$.三次旋转角度分

别为 $\theta_1 = 0^\circ, \theta_2 = 45^\circ, \theta_3 = 90^\circ$.三次旋转采集的模拟数字图像如图 5 所示,由于入射光偏振度不为零,不但干涉条纹发生了转动,亮度也产生了变化.

选取表 1 中的 4 个像素并计算出其归一化的斯托克斯矢量、偏振度以及偏振方向,结果如表 2 所列.

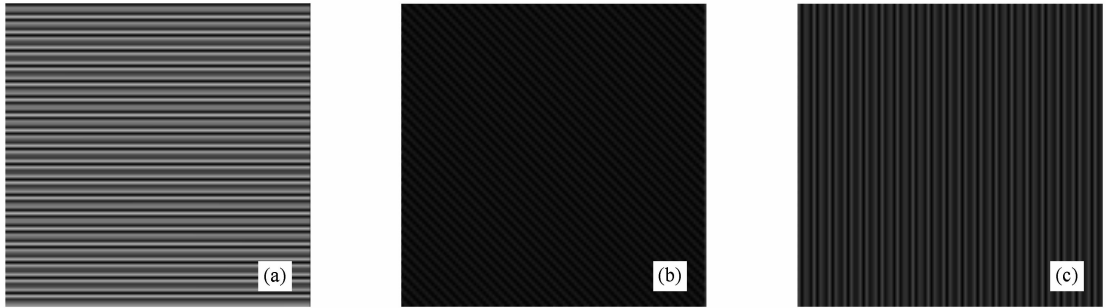


图 5 部分偏振光入射时旋转 $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 得到的模拟干涉图 (a) $\theta_1 = 0^\circ$, (b) $\theta_2 = 45^\circ$, (c) $\theta_3 = 90^\circ$

表 2 部分偏振光入射时的模拟偏振态

(J, K)	G_1	G_2	G_3	I	M	C	P	$\psi / (^\circ)$
(1, 100)	185	28	70	1	0.7746	0.4510	0.9013	15.0
(50, 51)	158	28	60	1	0.7834	0.4495	0.9032	14.9
(10, 11)	167	28	14	1	0.7674	0.4534	0.8913	15.3
(100, 91)	38	20	54	1	0.7651	0.4677	0.8967	15.7

由表 2 可知,测得的偏振度和偏振方向与理论值相差依然很小,表明本文提出的通过三次转动偏振干涉仪探测面目标偏振态的方法是准确可行的.

由于这里计算机模拟的灰度级仅为 8 bit,对干涉图进行离散化采样后的灰度值与实际光强值存在一定的误差,从而导致偏振态探测出现误差.在实际测量过程中可使用高灰度级的 CCD,这样采集的灰度值更能反映实际光强,反演出的偏振态误差将更小.由于琼斯矩阵和穆勒矩阵仅适用于轴上光束的偏振态分析,对于近轴光束近似成立,因此应限制入射偏振干涉仪光线的入射角,避免出现较大误差.

6. 结 论

本文提出了一种采用基于视场补偿型 Savart 偏

光镜的新型偏振干涉成像光谱仪进行二维面目标偏振态探测的新原理和新方法.通过理论推导得到了新型偏振干涉仪的琼斯矩阵、穆勒矩阵和入射光斯托克斯矢量的理论表达式.将偏振干涉仪旋转三次测得同一个像点的三个光强值即可计算出目标的斯托克斯矢量并反演出目标辐射光的偏振态.通过计算机模拟实验,验证了该原理和方法的可行性.上述研究极大地扩展了新型偏振干涉成像光谱技术和偏振干涉成像光谱仪的探测功能,使其不但能够获取目标二维空间信息和一维光谱信息,同时还具备了探测目标偏振信息的功能,提供了一种获取目标信息的手段和方法.这为新型偏振干涉成像光谱技术的研究和应用提供了重要的理论依据和实践指导.

- [1] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C, Liu L Y 2000 *Opt. Tech.* **26** 232 (in Chinese) [张淳民、相里斌、赵葆常、刘良云 2000 光学技术 **26** 232]
- [2] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 1077 (in Chinese) [张淳民、赵葆常、相里斌 2000 光学学报 **20** 1077]
- [3] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B, Yang J F 2001 *Acta Opt. Sin.* **21** 192 (in Chinese) [张淳民、赵葆常、相里斌、杨建峰 2001 光学学报 **21** 192]
- [4] Zhang C M, Zhao B C, Li Y C, Ye J Y 2007 *Proc. SPIE* **6279** 62791
- [5] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2006 *Optik* **117** 265
- [6] Zhang C M, He J 2006 *Opt. Express* **14** 12561
- [7] Zhang C M, Zhao B C, Yuan Z L, Huang W J 2009 *J. Opt. A* **11** 085401
- [8] Smith W H, Hammer P D 1996 *Appl. Opt.* **35** 2902
- [9] Mamoru H, Satoshi K 1992 *Appl. Opt.* **31** 6096
- [10] Maurice F, Shamal M 1971 *Polarization Interferometers* (New York: Wiley Interscience) pp22, 136
- [11] Padgett M J, Harvey A R 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 2807
- [12] Courtial J, Patterson B A, Sibbett W, Harvey A R, Padgett M J 1996 *Appl. Opt.* **35** 6698
- [13] Prunet S, Journet B, Fortunato G 1999 *Opt. Eng.* **38** 983
- [14] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2000 *Proc. SPIE* **4087** 957
- [15] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2002 *Opt. Commun.* **203** 21
- [16] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B 2003 *Opt. Commun.* **227** 221
- [17] Zhang C M, Yan X G, Zhao B C 2008 *Opt. Commun.* **281** 2050
- [18] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2004 *J. Opt. A* **6** 815
- [19] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B 2004 *Appl. Opt.* **43** 6090
- [20] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B, Li Y C, Peng Z H 2006 *Proc. SPIE* **6150** 615001
- [21] Zhang C M, Zhao B C, Yuan Y, He J 2006 *Proc. SPIE* **6032** 60320
- [22] Wu L, Zhang C M, Yuan Y, Zhao B C 2005 *Acta Opt. Sin.* **25** 885 (in Chinese) [吴磊、张淳民、袁艳、赵葆常 2005 光学学报 **25** 885]
- [23] Wu L, Zhang C M, Zhao B C 2007 *Opt. Commun.* **273** 67
- [24] Peng Z H, Zhang C M, Zhao B C, Wu F Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6374 (in Chinese) [彭志红、张淳民、赵葆常、吴福全 2006 物理学报 **55** 6374]
- [25] 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]
- [26] 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]
- [27] Zhang C M, Zhu L Y, Zhao B C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 989 (in Chinese) [张淳民、朱兰艳、赵葆常 2010 物理学报 **59** 989]
- [28] Zhang C M, Sun M Z, Yuan Z L, Song X P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1758 (in Chinese) [张淳民、孙明昭、袁志林、宋晓平 2009 物理学报 **58** 1758]
- [29] Zhang C M, Ren W Y, Mu T K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 024202
- [30] 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]
- [31] Ni W G, Li X W 2000 *Rem. Sens. Environ.* **74** 113
- [32] Loisel H, Nicolas J M, Deschamps P Y, Frouin R 2002 *Geophys. Res. Lett.* **29** 2196
- [33] Goloub P, Tanré D, Deuzé J L, Herman M, Marchand A, Breon F M 1999 *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.* **37** 1586
- [34] Herman M, Deuzé J L, Devaux C, Goloub P, Bréon F M, Tanré D 1997 *J. Geophys. Res.* **102** 17039
- [35] Goloub P, Deuzé J L, Herman M, Fouquart Y 1994 *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.* **32** 78
- [36] Chen H B, Fan X H, Han Z G 2006 *Rem. Sens. Techn. Appl.* **21** 85 (in Chinese) [陈洪滨、范学花、韩志刚 2006 遥感技术与应用 **21** 85]
- [37] Nadal F, Bréon F M 1999 *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sen.* **37** 1709
- [38] Wang D G, Deng Y Y, Cao W D 2004 *Proc. SPIE* **5492** 1786
- [39] Ma J, Wang J, Cao W, Denker C, Wang H 2004 *Proc. SPIE* **5523** 139
- [40] Liao Y B 2003 *Polarization Optics* (Beijing: Science Press) p62 (in Chinese) [廖延彪 2003 偏振光学 (北京:科学出版社) 第 62 页]

A new method of polarization measurement based on the novel polarization interference imaging spectrometer*

Sun Yao Zhang Chun-Min[†] Du Juan Zhao Bao-Chang

(Key Laboratory for Non-equilibrium Condensed Matter and Quantum Engineering of Ministry of Education,
School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 20 May 2008; revised manuscript received 26 November 2009)

Abstract

A new spaceborne remote sensing principle and method of two-dimensional object polarization measurement, which is based on the novel polarization interference imaging spectrometer (NPIIS) using the field of view compensated Savart polariscope, is presented. Without modification of the optical system of the NPIIS, the Stokes vector, the degree of polarization and polarization direction expressions are derived by measuring the intensity of one pixel on the image plane after three rotations of the polarization interferometer. The method and principle is verified by computer simulation, and the results appear to be well consistent with the theoretical analysis. The research extends the measurement function of the interference imaging spectrometer. Compared with the existing imaging spectrometers which can measure the two-dimensional image information and one-dimensional spectral information, another method to acquire the object information by measuring the polarization state is developed.

Keywords: polarization interference imaging spectrometer, polarization detection, degree of polarization, Stokes vector

PACC: 0760F, 0760L, 4225J

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40537031), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2006AA12Z152), the National Defense Basic Scientific Research Program of China (Grant No. A1420080187), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 40875013, 40375010, 60278019) and the Science and Technology Key Program of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2001K06-G12, 2005K04-G18).

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