

外差式偏振干涉成像光谱技术研究

才啟胜 黄旻 韩炜 丛麟晓 路向宁

Heterodyne polarization interference imaging spectroscopy

Cai Qi-Sheng Huang Min Han Wei Cong Lin-Xiao Lu Xiang-Ning

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 160702 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.160702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.160702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I16>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于孔径分割与视场分割的通道型成像光谱偏振技术

Channeled spectropolarimetry based on division of aperture and field of view

物理学报.2016, 65(8): 080703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.080703>

基于声光滤光和液晶相位调谐的高光谱全偏振成像新技术

A new technique of full polarization hyperspectral imaging based on acousto-optic tunable filter and liquid crystal variable retarder

物理学报.2015, 64(14): 140702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.140702>

编码孔径成像光谱仪光学系统设计

Optical system design of the coded aperture imaging spectrometer

物理学报.2014, 63(21): 210702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.210702>

差分偏振干涉成像光谱仪 I. 概念原理与操作

The polarization-difference interference imaging spectrometer-I. concept, principle, and operation

物理学报.2014, 63(11): 110704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110704>

差分偏振干涉成像光谱仪 II. 光学设计与分析

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

物理学报.2014, 63(11): 110705 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110705>

外差式偏振干涉成像光谱技术研究*

才啟胜^{1)†} 黄旻¹⁾ 韩炜¹⁾ 丛麟骁¹⁾²⁾ 路向宁¹⁾

1)(中国科学院光电研究院, 计算光学成像技术重点实验室, 北京 100094)

2)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2017年3月15日收到; 2017年5月4日收到修改稿)

提出了一种新型的基于 Savart 偏光镜的外差式偏振干涉成像光谱技术, 该技术在偏振干涉成像光谱仪中引入一对平行偏振光栅对, 使其得到的干涉图频率与波数相关, 具有了波数外差的特点, 降低了干涉图频率, 从而可利用较少的采样点数实现很高的光谱分辨率. 对外差式偏振干涉成像光谱技术的基本原理进行了研究, 详细分析了系统光程差、干涉图表达式、光谱分辨率以及光谱复原方法等. 最后给出了外差式偏振干涉成像光谱仪的设计实例并进行了计算机仿真模拟, 所复原的光谱与输入光谱曲线相符合, 验证了方案的正确性. 外差式偏振干涉成像光谱仪具有结构紧凑、光通量高、稳定性强、光谱分辨率高的特点, 尤其适合超小型高稳定性、高探测灵敏度的高光谱探测应用.

关键词: 傅里叶变换光谱技术, 干涉, 偏振, 空间外差

PACS: 76.0Rd, 42.25.Hz, 42.25.Ja, 42.25.Lc

DOI: 10.7498/aps.66.160702

1 引言

偏振干涉成像光谱技术是以双折射晶体为分光元件的一种干涉成像光谱技术. 从20世纪90年代初开始, 偏振干涉光谱仪得到广泛的研究. 典型的偏振干涉光谱仪如: 日本大阪大学1992年研制的基于 Savart 偏光镜的多通道干涉光谱仪^[1], 英国圣安德鲁斯大学1996年研制的基于 Wollaston 偏光镜的具有补偿功能的偏振干涉光谱仪^[2-4]. 1996年, 美国华盛顿大学研制出了数字阵列扫描干涉成像光谱仪 DASI^[5], DASI 是一种利用 Wollaston 棱镜分光的空间调制偏振干涉成像光谱仪, 其与变形的 Sagnac 干涉成像光谱仪原理相似^[6], 系统中都存在一个狭缝. 由于狭缝的存在, 使得进入系统的光通量大大降低, 为了克服狭缝式偏振干涉成像光谱仪的缺点, 2002年, 张淳民等^[7,8]提出了一种基于 Savart 偏光镜的稳态偏振干涉成像光谱仪 SPIIS. SPIIS 是一种点到点的完全成像系统, 其

直接得到的是叠加了干涉条纹的目标二维图像, 通过推扫成像获取目标的完整干涉图, 由于系统中不存在狭缝, 使得其具有很高的光通量^[9], 另外, 该光谱仪还具有超小型、高稳定性等优点.

空间外差光谱技术是20世纪90年代逐渐发展起来的一种具有超高光谱分辨率的干涉光谱技术, 该技术通过在干涉仪中加入特定的光学元件降低干涉图的空间频率, 从而以较少的采样点数实现很高的光谱分辨率. 1971年, 日本大阪大学的 Dohi 和 Suzuki^[10] 首先提出了空间外差光谱技术的概念. 1990年美国威斯康星大学的 Roesler 与 Harlander 采用电荷耦合探测器进行了实用型空间外差光谱仪的实验研究^[11]. 其原理是用光栅代替 Michelson 干涉仪中的两个平面反射镜, 使干涉图产生外差的效果. 随后, 他们在美国海军研究实验室和 NASA 的支持下开始了中层大气自由基空间外差成像仪 SHIMMER 系统的研制^[12,13]. 两代 SHIMMER 系统分别于2002年10月和2007年3月试飞成功, 得到的实验数据与理论符合. 由于空间外差光谱技术

* 国家重点研发计划(批准号: 2016YFC0201100)和国家自然科学基金(批准号: 61640422)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: caiqs@aoe.ac.cn

超高光谱分辨率的特点, 相继提出了多种形式的空间外差成像光谱仪, 如基于 Mach-Zehnder 干涉仪的空间外差光谱仪 MZ-SHS^[14], 基于 Sagnac 干涉仪的大孔径空间外差干涉成像光谱仪 LASHIS^[15], 以及基于 Wollaston 偏光镜的偏振空间外差光谱仪 PSHI^[16].

本文在稳态偏振干涉成像光谱仪 SPIIS 的基础上提出一种外差式偏振干涉成像光谱仪 (heterodyne polarization interference imaging spectrometer, HPIIS), 该光谱仪的成像方式与 SPIIS 相似, 继承了 SPIIS 的高光通量、高稳定性等优点, 并利用干涉图外差技术降低干涉图频率, 通过较少的采样点数实现高光谱分辨率探测. 另外, HPIIS 与同样采用了外差技术的偏振空间外差光谱仪 PSHI 相比具有高光通量优点: PSHI 是基于角剪切的 Wollaston 偏光镜, 且系统存在狭缝, 是点到面的成像系统; 而 HPIIS 是基于横向剪切的 Savart 偏光镜, 系统中无狭缝, 是点到点的完全成像系统, 具有更高的光通量. 本文对 HPIIS 的基本原理进行了详细阐述, 并给出了设计实例, 对系统进行干涉图仿真与光谱复原.

2 理论分析

2.1 基本原理

外差式偏振干涉成像光谱仪 HPIIS 的原理如图 1 所示, 其在 SPIIS 的基础上引入一对偏振光栅来实现波数外差. HPIIS 主要由前置镜 L0、准直镜 L1、起偏器 P、Savart 偏光镜、1/4 波片 QWP、偏振光栅对 PG1 和 PG2^[17,18]、检偏器 A、成像镜 L2、面阵探测器 D 以及数据处理系统组成. 前置镜 L0 将探测目标成像在视场光阑处, 视场光阑位于准直镜 L1 的前焦面上, 目标上某一点发出的光经过 L0 和

L1 后变为平行光入射到起偏器 P 上, 起偏器 P 的偏振方向在 XY 平面内且与 X 和 Y 轴正向成 45°, 光线经过起偏器 P 后变为线偏振光进入 Savart 偏光镜, Savart 偏光镜由两块厚度为 t 的单轴晶体组成, 第一块晶体的光轴在 XZ 平面内且与 X 和 Z 轴正向成 45°; 第二块晶体的光轴在 YZ 平面内且与 Y 和 Z 轴正向成 45°. 这样, 光线进入 Savart 偏光镜的第一块晶体后分为寻常光(o光)和非寻常光(e光), o光沿原方向传播, e光发生偏折, 之后分开的两束光入射到第二块晶体, 原o光变为e光产生偏折, 再经过 Savart 偏光镜的后表面偏折后平行于入射方向射出(oe光). 同理, 原e光变为o光偏折后平行于入射方向射出(eo光). 因此, 光线经过 Savart 偏光镜后变为振动方向互相垂直的平行于入射方向且具有一定间距(横向剪切量)的两束线偏振光. 这两束振动方向互相垂直的线偏振光经过 1/4 波片 QWP 后变为两束旋转方向相反的圆偏振光, 然后入射到平行偏振光栅对(PG1 和 PG2) 中. 右旋偏振光和左旋偏振光经过 PG1 后分别产生 +1 级衍射和 -1 级衍射^[16], 不同波长的入射光其衍射角不同, 如图 1 中所示, 红色虚线所表示的光线的衍射角大于蓝色实线所表示的光线的衍射角. 偏振光栅 PG2 的刻线密度与 PG1 相同, 且刻线方向和刻线平面均与 PG1 平行, 由于这对平行光栅的作用, 光线经过 PG2 衍射后, 其出射方向与入射 PG1 时的方向相同, 即具有一定剪切量的两束光经过平行光栅对后仍为平行光束, 只是其横向剪切量产生了变化, 且剪切量与波数相关. 随后, 两束光经过检偏器 A 后变为相干光. 探测器 D 位于成像 L2 的后焦面上, 两束平行相干光束经过 L2 后在探测器上相干叠加, 不同的目标点成像在探测器的不同位置处, 最终得到叠加了干涉信息的目标图像, 经过后续数据处理后, 即可复原出目标的光谱信息.

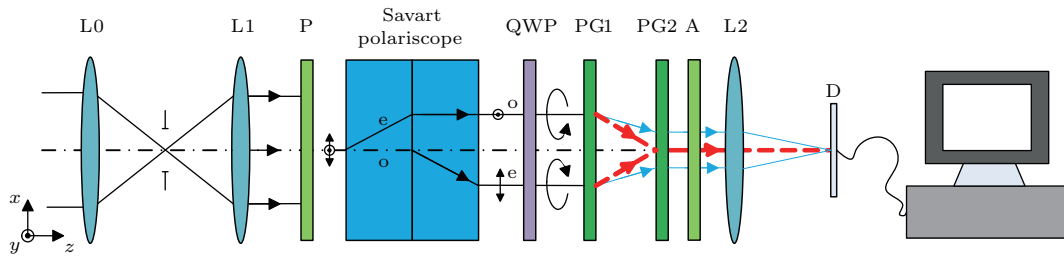


图 1 (网刊彩色) 外差式偏振干涉成像光谱仪原理图

Fig. 1. (color online) Schematic of the heterodyne polarization interference imaging spectrometer.

2.2 干涉图计算

系统得到的干涉图与两束光的横向剪切量有关, 系统的等效光路图如图 2 所示, Savart 偏光镜与平行光栅对将探测目标分为两个虚像, 两虚像之间的剪切量与波数相关, 不同的目标点成像在探测器的不同位置处. 其横向剪切量由两部分组成, 一部分是 Savart 偏光镜引入的横向剪切量 d_s , 为^[19]

$$d_s = \sqrt{2t} \left\{ \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} + \sin \theta \left[\frac{n_o n_e}{\left(\frac{n_o^2 + n_e^2}{2} \right)^{3/2}} - \frac{1}{n_o} \right] + \dots \right\}, \quad (1)$$

式中, t 为 Savart 偏光镜晶体的厚度, n_o 与 n_e 分别为寻常折射率与非常折射率, θ 为入射光线的视场角. 通常情况下, 视场角是比较小的, 此时, $\sin \theta$ 项与其高阶项相对于常数项可以忽略, Savart 偏光镜产生的横向剪切量可以近似为

$$d_s \approx \sqrt{2t} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2}. \quad (2)$$

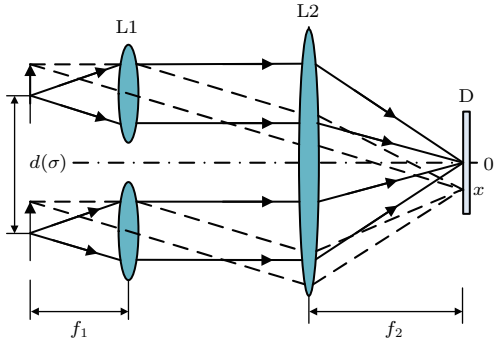


图 2 (网刊彩色) 外差式偏振干涉成像光谱仪等效光路图
Fig. 2. (color online) Equivalent optical path of the heterodyne polarization interference imaging spectrometer.

另一部分为平行光栅对引入的横向剪切量, 该部分剪切量如图 3 所示, 由于入射到偏振光栅 PG1 的两束光 (光线 I 与光线 II) 为旋转方向相反的圆偏振光, 因此它们在经过偏振光栅 PG1 后的衍射光线会在法线的不同侧, 其引入的附加剪切量 d_g 的表达式为

$$d_g = s(\tan \beta_1 + \tan \beta_2), \quad (3)$$

式中, s 为光栅对的间距, β_1 与 β_2 分别为右旋偏振光与左旋偏振光经过偏振光栅后的衍射角. 衍射角

大小由光栅方程决定:

$$\sin \beta_1 = \frac{m_1 g}{\sigma} - \sin \alpha_1, \quad (4a)$$

$$\sin(-\beta_2) = \frac{m_2 g}{\sigma} - \sin \alpha_2, \quad (4b)$$

式中, m_1 和 m_2 分别为两条光线的衍射级次, g 为光栅刻线密度, α_1 和 α_2 分别为两条光线的入射角, σ 为入射光波数. 将光栅方程代入 (3) 式可以得到

$$d_g = s \left\{ \tan \left[a \sin \left(\frac{m_1 g}{\sigma} - \sin \alpha_1 \right) \right] + \tan \left[a \sin \left(-\frac{m_2 g}{\sigma} + \sin \alpha_2 \right) \right] \right\} = s \left(\frac{\frac{m_1 g}{\sigma} - \sin \alpha_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_1 g}{\sigma} - \sin \alpha_1 \right)^2}} + \frac{\frac{-m_2 g}{\sigma} + \sin \alpha_2}{\sqrt{1 - \left(\frac{-m_2 g}{\sigma} + \sin \alpha_2 \right)^2}} \right). \quad (5)$$

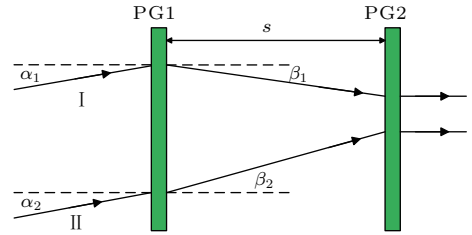


图 3 (网刊彩色) 平行光栅对剪切量示意图
Fig. 3. (color online) Lateral displacement of the parallel gratings.

若给定的两条光线的衍射级次分别为: $m_1 = 1$, $m_2 = -1$, 当入射角较小时, 上式可近似为:

$$d_g \approx \frac{2sg/\sigma}{\sqrt{1 - (g/\sigma)^2}}, \quad (6)$$

即在中心视场附近, 系统总的横向剪切量为

$$d(\sigma) = d_s - d_g = \sqrt{2t} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} - \frac{2sg/\sigma}{\sqrt{1 - (g/\sigma)^2}}, \quad (7)$$

可以看到, 系统的横向剪切量与波数相关.

外差式偏振干涉成像光谱仪中, 被测目标经过系统后分为两个具有一定横向剪切量的虚像, 经过成像镜后成像在探测器上, 探测器上不同位置 x 处

的干涉强度与对应的入射光谱强度关系为

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) \cos\left(2\pi\sigma \frac{x d(\sigma)}{f_2}\right) d\sigma, \quad (8)$$

式中, $I(x)$ 为干涉强度, $B(\sigma)$ 为入射光谱强度, f_2 为成像镜 L2 的焦距. 从上式可以看出, 干涉图的频率 f_{rq} 与波数相关, 其与波数的对应关系为

$$f_{rq} = \frac{\sigma d(\sigma)}{f_2}. \quad (9)$$

将 (7) 式代入 (9) 式中可得干涉图的频率为零时所对应的波数为

$$\sigma_0 = \frac{g\sqrt{4s^2 + d_s^2}}{d_s}. \quad (10)$$

对于传统干涉光谱仪, 干涉图的零频分量与零波数相对应, 而外差式干涉光谱仪中干涉图的零频分量与某一特定波数 σ_0 相对应, 具有了波数外差的特点. 干涉图频率与波数的对应关系如图 4 所示, 若所探测的波数范围为 $\sigma_0 - \sigma_1$, 光谱分辨率为 $\delta\sigma$, 则根据采样定理, 干涉图的采样频率需大于干涉图最高频率的两倍, 传统干涉光谱仪对干涉图进行采样时所需的采样点数为 $N \geq 2\sigma_1/\delta\sigma$, 而外差式干涉光谱仪所需的采样点数为 $N \geq 2(\sigma_1 - \sigma_0)/\delta\sigma$. 与传统的干涉光谱仪相比, 在光谱分辨率不变的情况下, 外差式干涉光谱仪可以极大地降低干涉图采样点数, 降低数据冗余度, 或者在采样点数不变的情况下, 仪器的光谱分辨能力明显提高 [20], 这是外差式偏振干涉成像光谱仪的突出优点.

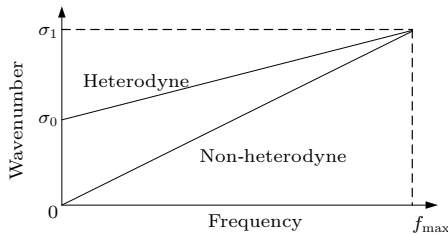


图 4 干涉图频率与波数的对应关系

Fig. 4. Relationship between wavenumber and the frequency of the interferogram.

需要指出的是, 当入射光谱范围较大时, Savart 偏光镜的折射率也将随波数变化, (7) 式中的 Savart 偏光镜产生的横向剪切量也与波数相关, 但这并不影响系统的波数外差特性, 即根据 (10) 式仍然可以确定一个特定的基准波数, 使其对应的干涉图频率为零. 但干涉图的空间频率与入射波数不再具有线性对应关系, 采用傅里叶变换方法进行光

谱复原将会产生波数误差, 此时的光谱复原方法将在 2.3 节进行详细讨论.

2.3 光谱复原

实际上, 干涉图是被探测器离散采集的, 若探测器像元大小为 u , 第 0 个像元与光轴的距离为 φ , 则第 j 个像元处接收到的干涉强度值为

$$I_j = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi\sigma(uj - \varphi)d(\sigma)}{f_2}\right) \right] d\sigma. \quad (11)$$

系统得到的干涉图空间频率与入射波数相关, 且具有非线性的对应关系, 光谱范围增大时非线性对应关系越明显, 可利用离散傅里叶变换与驻定相位原理相结合的方法实现光谱复原 [20]. 将直流分量去除后对上式做离散逆傅里叶变换, 复原出的第 k 个离散光谱为

$$B_k = \left| \sum_{j=0}^{N-1} I_j \exp\left(-i2\pi \frac{jk}{N}\right) \right|. \quad (12)$$

由于离散光谱数据与波数不是等间隔对应的, 可以通过驻定相位原理得到第 k 个离散光谱数据与波数的对应关系 [21]. 驻定相位原理指出, (12) 式中的指数项为零时其求和才显著不为零. 即

$$\sigma d(\sigma) - \frac{k f_2}{u N} = 0, \quad (13)$$

因此, 波数与第 k 个离散光谱数据的对应关系为

$$k = \frac{\sigma_k d(\sigma_k) u N}{f_2}. \quad (14)$$

将 $k = 0$ 代入上式可得到最小波数 σ_0 , 将 $k = N/2$ 代入上式可得到最大波数 σ_1 , 即

$$d(\sigma_0) = 0, \quad (15)$$

$$\sigma_1 d(\sigma_1) - \frac{f_2}{2u} = 0. \quad (16)$$

若已知系统的参数, 由以上两式即可得到 HPIIS 的光谱范围; 反之, 若确定系统的光谱范围可以推导出系统参数.

将 (14) 式写成如下形式:

$$\sigma_k = F(k). \quad (17)$$

对 (17) 式求导, 可以得到离散光谱数据之间的波数间隔, 即光谱分辨率. 由于 (17) 式的非线性关系, 光谱分辨率不是一个定值, 即不同波数的光谱分辨率不同. 系统平均光谱分辨率可用下式求出:

$$\delta\sigma = \frac{\sigma_1 - \sigma_0}{N/2}. \quad (18)$$

当系统工作在大视场情况下时, (2) 式和 (6) 式中的小角度近似不再成立, 此时干涉图的空间频率不仅与入射波数有关, 还与视场相关, 但并不影响系统的波数外差特性, 即通过引入平行光栅, 仍然降低了干涉图频率, 只是对于基准波数而言, 仅中心视场附近的干涉图空间频率为零, 此时采用傅里叶变换进行光谱复原将会产生误差. 实际上, 由于干涉图到入射光谱信息的复原也是一种矩阵求逆的过程, 可以通过确定不同波数的入射光在整个视场处产生的干涉强度, 利用矩阵求逆的方法完成光谱复原. 将 (11) 式写成如下矩阵表达式:

$$\mathbf{I} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{B}, \quad (19)$$

其中, \mathbf{I} 为探测器上不同光程差处得到的干涉强度列向量 $(I_1, \dots, I_j, \dots, I_N)$, \mathbf{B} 为不同波数的光谱强度列向量 $(B_1, \dots, B_k, \dots, B_M)$, \mathbf{T} 为入射光谱到干涉强度的变换矩阵:

$$T(j, k) = 1 + \cos\left(\frac{2\pi\sigma_k(u_j - \varphi)d(\sigma_k)}{f_2}\right). \quad (20)$$

通过变换矩阵 \mathbf{T} 即可确定不同波数的入射光在探测器不同位置处的干涉强度, 对于这种大视场宽谱段情况下干涉图与入射光谱并非完全傅里叶变换对应关系的偏振干涉光谱成像技术, 可采用双折射干涉变换 (birefringence interference transform) 方法 [22], 或奇异值分解等矩阵求逆的方法进行光谱复原 [23].

3 分析与讨论

3.1 设计实例

在给出了 HPIIS 的基本原理之后, 本节将给出一个具体的光谱仪参数设计实例, 从而更直观地体现出其低采样点数与高光谱分辨率的特点. 光谱仪参数设计如表 1 所列, 设定的光谱范围为: $16667\text{--}18182\text{ cm}^{-1}$ ($550\text{--}600\text{ nm}$), 基准波数为 $\sigma_0 = 16667\text{ cm}^{-1}$ (600 nm), 探测器像元大小为 $3\text{ }\mu\text{m} \times 3\text{ }\mu\text{m}$, 面阵为 500×500 , 即干涉图采样点数为 $N = 500$, 因此平均光谱分辨率可由 (18) 式求出: $\delta\sigma = 6.06\text{ cm}^{-1}$ (0.2 nm). Savart 偏光镜由两块厚度为 50 mm 的方解石构成, 在基准波长 600 nm 处, 寻常折射率与非寻常折射率分别为: $n_o = 1.658$, $n_e = 1.486$ [24], 根据 (2) 式, Savart 偏光镜引入的横向剪切量为 $d_s = 7.7137\text{ mm}$, 若光栅

刻线密度为 $g = 1500\text{ 刻线/mm}$, 联立 (15) 和 (16) 两式可得: 偏振光栅对的间距为 $s = 1.868\text{ mm}$, 成像镜焦距为 $f_2 = 24.65\text{ mm}$. 根据探测器尺寸, 可计算出入射视场角为 $\pm 1.74^\circ$.

表 1 设计参数
Table 1. Design parameters.

参数	数值
光谱范围	$16667\text{--}18182\text{ cm}^{-1}$ ($550\text{--}600\text{ nm}$)
光谱分辨率	6.06 cm^{-1} (0.2 nm)
采样点数	500
Savart 偏光镜厚度	50 mm
光栅刻线密度	1500 刻线/mm
光栅间距	1.868 mm
成像镜焦距	24.65 mm
视场角	$\pm 1.74^\circ$

3.2 分析与仿真

根据 (14) 式可以确定光谱反演时第 k 个离散光谱数据与所对应波数的关系, 如图 5 所示, 可以看出干涉图的频率与所对应的波数具有非线性关系, 且干涉图的零频分量对应最小波数 σ_0 (600 nm), 而传统的干涉光谱仪中干涉图的零频分量对应的波数为零. 在同样的波数范围和采样点数情况下, 传统干涉光谱仪的光谱分辨率只有 $\delta\sigma = 2\sigma_1/N = 72.73\text{ cm}^{-1}$. 而外差式偏振干涉光谱仪的光谱分辨率达到 $\delta\sigma = 2(\sigma_1 - \sigma_0)/N = 6.06\text{ cm}^{-1}$, 外差式干涉光谱仪的光谱分辨率提升了 $\sigma_1/(\sigma_1 - \sigma_0) = 12$ 倍, 可见, 采用外差技术使得系统光谱分辨率大幅提高. 另外, 若同样实现 $\delta\sigma = 6.06\text{ cm}^{-1}$ 的光谱分辨率, 外差式干涉光谱仪所需的干涉图采样点数为 $N \geq 2(\sigma_1 - \sigma_0)/\delta\sigma = 500$, 而传统干涉光谱仪的干涉图采样点数为 $N \geq 2\sigma_1/\delta\sigma = 6000$, 可见, 在相同的探测光谱范围和光谱分辨率情况下, 采用外差技术比非外差探测方式的干涉图采样点数降低了 $\sigma_1/(\sigma_1 - \sigma_0) = 12$ 倍.

若输入的光谱曲线如图 6 所示, 通过计算机仿真, 经过 HPIIS 后采集到的干涉图如图 7 所示. 对其进行光谱反演, 复原的光谱曲线如图 8 中红色虚线所示. 可以看出, 复原的光谱曲线与原始光谱曲线完全符合, 验证了理论分析的正确性.

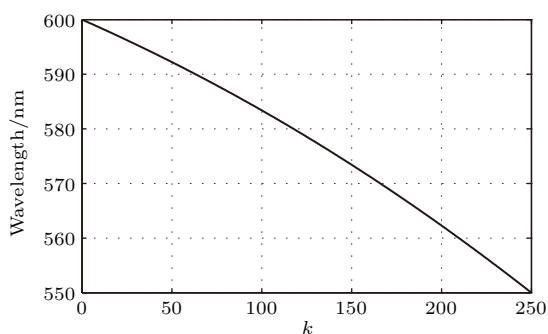


图5 光谱数据与波长的对应关系

Fig. 5. Correspondence between wavenumber and the k^{th} bin of the discrete spectral distribution.

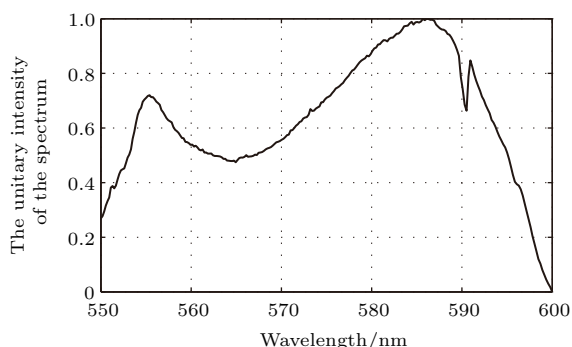


图6 输入光谱曲线

Fig. 6. Input spectrum.

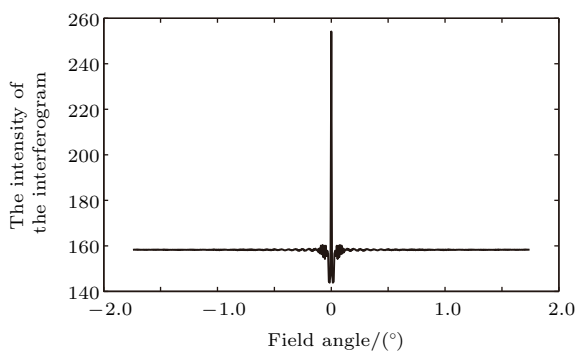


图7 干涉曲线

Fig. 7. Interferogram.

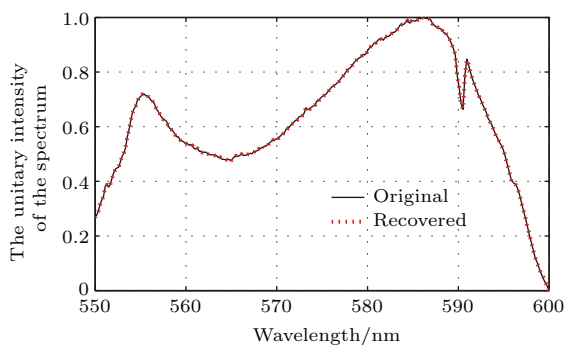


图8 (网刊彩色) 原始光谱曲线与复原光谱曲线

Fig. 8. (color online) The original and recovered spectrum.

4 结 论

本文提出了一种新型的外差式偏振干涉成像光谱仪 HPIIS, 其在现有的基于 Savart 偏光镜的偏振干涉成像光谱仪的基础上引入一对平行偏振光栅, 使目标干涉图的频率与波数相关, 具有了外差的特点, 从而降低了干涉图的采样点数, 可实现很高的光谱分辨率. 另外, 外差式偏振干涉成像光谱仪系统中无狭缝、无运动部件, 是一种时空联合调制型偏振干涉成像光谱仪, 具有光通量高、结构紧凑、稳定性强的特点. 文中详细论述了其基本原理、干涉图表达式、光谱复原方法等关键问题, 给出了设计实例并进行了干涉图仿真, 复原出的光谱与入射光谱相符合. 外差式偏振干涉成像光谱仪尤其适用于超小型高稳定性、高探测灵敏度的高光谱分辨率探测应用.

参考文献

- [1] Hashimoto M, Kawata S 1992 *Appl. Opt.* **31** 6096
- [2] Padgett M J, Harvey A R, Duncan A J, Sibbett W 1994 *Appl. Opt.* **33** 6035
- [3] Padgett M J, Harvey A R 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 2807
- [4] Courtial J, Patterson B A, Harvey A R, Sibbett W, Padgett M J 1996 *Appl. Opt.* **35** 6698
- [5] Smith W H, Hammer P D 1996 *Appl. Opt.* **35** 2902
- [6] Rafert J B, Sellar R G, Blatt J H 1995 *Appl. Opt.* **34** 7228
- [7] Zhang C M, Xiang L B, Zhao B C 2000 *Proc. SPIE* **4087** 957
- [8] Zhang C M, Xiang L B, Zhao B C, Yuan X J 2002 *Opt. Commun.* **203** 21
- [9] Zhang C M, Zhao B C, Xiang L 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]
- [10] Dohi T, Suzuki T 1971 *Appl. Opt.* **10** 1137
- [11] Roesler F L, Harlander J M 1990 *Proc. SPIE* **1318** 234
- [12] Harlander J M, Roesler F L, Cardon J G, Englert C R, Conway R R 2002 *Appl. Opt.* **41** 1343
- [13] Harlander J M, Roesler F L, Englert C R, Cardon J G, Conway R R, Brown C M, Wimperis J 2003 *Appl. Opt.* **42** 2829
- [14] Cai Q S, Xiang L B, Du S S 2015 *Opt. Commun.* **355** 239
- [15] Xiang L B, Cai Q S, Du S S 2015 *Opt. Commun.* **357** 148
- [16] Kudenov M W, Miskiewicz M N, Escuti M J, Dereniak E L 2012 *Opt. Lett.* **37** 4413
- [17] Oh C, Escuti M J 2008 *Opt. Lett.* **33** 2287
- [18] Kudenov M W, Escuti M J, Dereniak E L, Oka K 2011 *Appl. Opt.* **50** 2283

- [19] Framcon M, Mallick S 1971 *Polarization Interferometers* (New York: Wiley) p19
- [20] Cai Q S 2016 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [才啟胜 2016 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [21] Murray J D 1984 *Asymptotic Analysis* (New York: Springer) pp72–85
- [22] Zhang C M, Jian X H 2010 *Opt. Lett.* **35** 366
- [23] Du S S, Wang Y M, Tao R 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 0830003 (in Chinese) [杜述松, 王咏梅, 陶然 2013 光学学报 **33** 0830003]
- [24] Zhang C M 2010 *Interference Imaging Spectroscopy* (Beijing: Science Press) p44 (in Chinese) [张淳民 2010 干涉成像光谱技术 (北京: 科学出版社) 第 44 页]

Heterodyne polarization interference imaging spectroscopy*

Cai Qi-Sheng^{1)†} Huang Min¹⁾ Han Wei¹⁾ Cong Lin-Xiao¹⁾²⁾ Lu Xiang-Ning¹⁾

1) (Key Laboratory of Computational Optical Imaging Technology, Academy of Opto-Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 15 March 2017; revised manuscript received 4 May 2017)

Abstract

A novel heterodyne polarization interference imaging spectroscopy (HPIIS) based on a Savart polariscope is proposed in this paper. The HPIIS is modified by introducing a pair of parallel polarization gratings into the static polarization interference imaging spectrometer. Because of the introduced parallel polarization gratings, the lateral displacements of the two beams split by the Savart polariscope vary with wavenumber. The frequency of the interferogram obtained on the detector is related to wavenumber. Like the spatial heterodyne spectrometer where the two end mirrors in a Michelson interferometer are replaced with two matched diffraction gratings, the zero frequency of the interferogram generated in HPIIS corresponds to a heterodyne wavenumber instead of the zero wavenumber in a non-heterodyne spectrometer. Due to the heterodyne characteristics, a high spectral resolution can be achieved using a small number of sampling points. In addition, there is no slit in HPIIS and it is an imaging Fourier transform spectrometer that records a two-dimensional image of a scene superimposed with interference curves. It is a temporally and spatially combined modulated Fourier transform spectrometer and the interferogram of one point from the scene is generated by picking up the corresponding pixels from a sequence of images which are acquired by scanning the scene. As a true imaging spectrometer, HPIIS also has high sensitivity and high signal-to-noise ratio. In this paper, the basic principle of HPIIS is studied. The optical path difference produced by the Savart polariscope and the parallel polarization gratings is calculated. The interferogram expression, the spectral resolution, and the spectrum reconstruction method are elaborated. As the relationship between the frequency of the interferogram and the wavenumber of the incident light is nonlinear, the input spectrum can be recovered using Fourier transform combined with the method of stationary phase. Also, the matrix inversion method can be used to recover the input spectrum. Finally, a design example of HPIIS is given. The interferogram is simulated, and the recovered spectrum shows good agreement with the input spectrum. In the design example, the spectral range is $16667\text{--}18182\text{ cm}^{-1}$ (550–600 nm), and the number of sampling points is 500. The spectral resolution of HPIIS is 6.06 cm^{-1} , which is 12 times smaller than that in a non-heterodyne spectrometer with the same spectral range and sampling numbers. HPIIS has the advantages of compact structure, high optical throughput, strong stability, and high spectral resolution. It is especially suitable for hyperspectral detection with ultra-small, high stability, and high sensitivity.

Keywords: Fourier transform spectroscopy, interference, polarization, spatial heterodyne

PACS: 76.0Rd, 42.25.Hz, 42.25.Ja, 42.25.Lc

DOI: 10.7498/aps.66.160702

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFC0201100) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61640422).

† Corresponding author. E-mail: caiqs@aoe.ac.cn