

傅里叶变换光谱仪非线性光程差分析与校正

刘高平^{1*}, 曲超², 张思琪³¹浙江万里学院信息与智能工程学院, 浙江 宁波 315100;²西安交通大学电子与信息学部, 信息与通信工程学院, 陕西 西安 710049;³西安现代控制技术研究所, 陕西 西安 710065

摘要 针对由非线性光程差恢复出的光谱会出现附加频率噪声而导致复原谱线加宽,严重影响光谱质量,为此提出一种仅对特征光源进行一次测量即能完成干涉图非线性光程差校正及波长定标的方法。通过对特征光源的单次测量可获得干涉图,计算干涉图中包含的非线性相位与大致中心频率,并计算相对光程差,进而获得光程差与采样点之间的非线性映射关系,最终通过二次采样实现非线性光程差的校正。以静态双折射傅里叶变换光谱仪为例,首先构建系统的非线性光程差模型,给出非线性光程差的校正方法及其原理,然后采用汞氩灯作为特征光源进行实验验证,通过获取的干涉图提取汞氩灯的特征谱线,分析出不同波长下其对非线性光程差的影响,最后对非线性光程差进行校正和波长定标。实验结果表明,经所提方法校正后,546.074 nm 波长处谱线的半峰全宽由未校正的 9.08 nm 变为 4.14 nm,说明所提方法有效提升了光谱仪的分辨率与准确度。

关键词 光谱学; 傅里叶变换光谱仪; 非线性光程差; 干涉图; 定标

中图分类号 TH74

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0830001

Analysis and Correction of Nonlinear Optical Path Difference of Fourier Transform Spectrometer

Liu Gaoping^{1*}, Qu Chao², Zhang Siqi³¹School of Information and Intelligent Engineering, Zhejiang Wanli University, Ningbo, Zhejiang 315100, China;²Department of Information and Communication Engineering, School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, Shaanxi 710049, China;³Xi'an Modern Control Technology Research Institute, Xi'an, Shaanxi 710065, China

Abstract In view of the fact that the spectrum recovered by the nonlinear optical path difference will appear additional frequency noise, which will lead to the broadening of the restored spectral line and seriously affect the spectral quality, a method for interferogram nonlinear optical path difference correction and wavelength calibration is proposed by measuring the characteristic light source only once. By single measurement of the characteristic light source, the interferogram can be obtained, the nonlinear phase and approximate central frequency contained in the interferogram can be calculated, and the relative optical path difference can be calculated. Then, the nonlinear mapping relationship between the optical path difference and the sampling point can be obtained. Finally, the nonlinear optical path difference can be corrected by the secondary sampling. Taking the static birefringence Fourier transform spectrometer as an example, the nonlinear optical path difference model of the system is constructed, and the correction method and principle of nonlinear optical path difference are given. Then, the mercury argon lamp is used as the characteristic light source, the characteristic spectral lines of mercury argon lamp are extracted by the obtained interferogram, and the influence of different wavelengths on the nonlinear optical path difference is

收稿日期: 2021-10-08; 修回日期: 2021-11-01; 录用日期: 2021-11-15

基金项目: 工业控制技术国家重点实验室(浙江大学)开放课题(ICT2021B29)、浙江省公益技术研究计划(LGF19F010002)、宁波市公益类科技计划(202002N3136)

通信作者: *05741119@163.com

analyzed. Finally, the nonlinear optical path difference is corrected and wavelength is calibrated. The experimental results show that the half-peak full width of the spectral line at 546.074 nm changes from uncorrected 9.08 nm to 4.14 nm, indicating that the proposed method effectively improves the resolution and accuracy of the spectrometer.

Key words spectroscopy; Fourier transform spectrometer; nonlinear optical path difference; interferogram; calibration

1 引言

傅里叶变换光谱仪使用干涉仪产生干涉条纹,利用干涉图与光谱之间的傅里叶变换关系获取目标的光谱信息,具有光通量大、信噪比高和多通道同时测量等优点^[1],在科学研究、工业生产、医疗卫生和公共安全等领域有重要的应用价值。傅里叶变换光谱仪按照调制方式可分为时间调制型^[2]和空间调制型^[3]。时间调制型傅里叶变换光谱仪通过运动部件来改变光程差,从而在探测器上记录不同时刻、光程差的干涉光强,进而实现干涉图数据的采样和获取。空间调制型傅里叶变换光谱仪将干涉条纹成像在探测器阵列上,利用不同位置的像元来记录不同光程差的干涉光强。然而在实际使用中,时间调制型光谱仪存在由动镜速度不均和采样触发短、抖动而导致干涉图非均匀采样的问题^[4],空间调制型光谱仪中探测器阵列的形状、摆放位置以及阵元间距的畸变也会导致干涉图的非均匀采样^[5-7],这些都会使光程差不随采样点的增加呈线性增长。此外转镜式傅里叶变换光谱仪^[8-9]等系统由于特殊的仪器结构,其光程差本身就存在很强的非线性特性。如果干涉图中光程差随采样点的增加呈非线性增长,那么在原本的干涉信号中就会产生附加相位调制,导致其傅里叶变换所得到的光谱出现附加频率噪声,从而降低光谱的分辨率和准确度。目前解决非线性光程差的方法主要有光程差替换法^[10]、干涉图二次采样法^[11]和非均匀快速傅里叶变换法^[12-13],但这些方法均会要求光程差的非线性已知,且系统误差所导致的非线性残差需要计算得到。对单色光干涉图的每个周期进行拟合可以求出每个周期的残差^[14],但这种方法的计算量巨大且对误差的估计是以周期为单位的。Fuhrmann 等^[15]通过计算时间延迟来获得光程差与采样点之间的非线性关系,以此进一步得到均匀的干涉图,但整个光谱的定标过程需要使用复色光、单色光和准复色光(汞氙灯)来完成,测量过程繁琐,并且更换光源后仪器可能因抖动而发生偏移,导致校正效果不佳。

在此基础上,本文提出一种仅对特征光源进行一次测量即能完成干涉图均匀化校正及波长定标的

方法。以静态双折射傅里叶变换光谱仪为例,本文推导了系统的非线性光程差模型,给出了非线性光程差的校正方法及其原理,进行了非线性光程差校正及波长定标实验。根据不同波长对应零光程差点的平移及理想状况下光程差增长斜率的改变情况,本文计算分析了其对非线性光程差校正的影响。实验结果表明,所提方法能够有效抑制非线性光程差的附加频率噪声,使光谱仪的分辨率较校正前提升了 1 倍,且定标后的光谱仪具有良好的准确度,最大峰值误差在 0.9 nm 以内,约为分辨率的 1/5。该研究可为各类傅里叶变换光谱仪的误差修正、分辨率提升、性能优化及工程化应用提供理论基础和实验支撑。

2 系统模型及非线性光程差

傅里叶变换光谱仪主要由干涉仪和探测器组成,由干涉仪结构导致的非线性光程差可以直接由仪器参数计算得到,而由探测器非均匀采样导致的非线性光程差则需通过参考干涉图求出。同时,对于不同波长的入射光,光程差的增长趋势通常是不一样的。例如双折射型光谱仪,由于棱镜的双折射率会随波长的改变而改变,所以不同波长的入射光经过棱镜后所产生的光程差是不同的。下面以基于 Wollaston 棱镜的傅里叶变换光谱仪为例,计算并分析其非线性光程差。

2.1 傅里叶变换光谱仪

基于 Wollaston 棱镜的傅里叶变换光谱仪是空间调制型光谱仪的典型代表,该类光谱仪利用棱镜的双折射效应来产生光程差以获得干涉条纹,其基本结构如图 1 所示,其中 d 为入射光位置相对于光路中心轴的偏移量, θ 为 Wollaston 棱镜楔角。

其中起偏器 P1 和检偏器 P2 的透振方向均为 45° 且互相平行。入射光通过 P1 后产生线偏振光,再经 Wollaston 棱镜分为两束具有光程差且偏振方向互相垂直的光,最后经 P2 和透镜后会聚到探测器阵列上以产生干涉条纹。对于波数为 ν 的入射光,其产生的干涉条纹的强度^[3]可表示为

$$I(\nu, d) = B(\nu) \times \cos\{2\pi\nu \times 2d[n_e(\nu) - n_o(\nu)]\tan\theta\}, \quad (1)$$

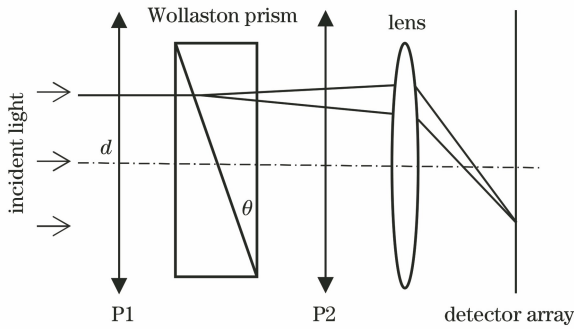


图 1 基于 Wollaston 棱镜的傅里叶变换光谱仪

Fig. 1 Fourier transform spectrometer based on Wollaston prism

式中: $B(\nu)$ 为该波数入射光的幅度谱; $n_e(\nu)$ 和 $n_o(\nu)$ 为 Wollaston 棱镜的双折射率参数。该光谱仪获得的干涉图中的光程差可表示为

$$\delta_{\text{OPD}}(\nu, d) = 2d[n_e(\nu) - n_o(\nu)]\tan\theta. \quad (2)$$

令 $x = dM$ 表示探测器阵列上的任意采样点到零光程差点的距离, 其中 M 为透镜放大倍数。若探测器的采样间隔为 T_s , 则探测器阵列上第 n 个采样点到零光程差点 n_{ZPD} 的距离可表示为

$$x = T_s(n - n_{\text{ZPD}}). \quad (3)$$

其中零光程差点 n_{ZPD} 可能不为整数, 且对于不同波长的入射光, 其零光程差点可能发生偏移, 所以零光程差点 n_{ZPD} 应与入射光波数 ν 有关。因此, 干涉条纹的表达式又可以写为

$$I(\nu, n) = B(\nu) \times \cos\left\{2\pi\nu \frac{2T_s[n - n_{\text{ZPD}}(\nu)][n_e(\nu) - n_o(\nu)]\tan\theta}{M}\right\}. \quad (4)$$

在理想的情况下, 对于波数为 ν 的入射光, 其干涉条纹的光程差与采样点 n 的关系为

$$\delta_{\text{OPD}}(\nu, n) = \frac{2T_s[n_e(\nu) - n_o(\nu)]\tan\theta}{M}[n - n_{\text{ZPD}}(\nu)]. \quad (5)$$

由(5)式可知, 在理想的情况下, 光程差随采样点 n 的增加呈线性变化。

2.2 非线性光程差

对于空间调制型傅里叶变换光谱仪, 探测器阵列的摆放位置不准确、阵面不平整和阵元间隔不均匀都会导致采样间隔不均匀, 使第 n 个采样点的采样间隔变为 $T_s + \Delta T_s(n)$ ($n=1, 2, \dots, N, \Delta T_s$ 为采样间隔误差), 如图 2 所示。

干涉图的非均匀采样会导致干涉图的光程差随采样点 n 的增加呈非线性增长。假设不均匀采样, 则第 n 个采样点到零光程差点 n_{ZPD} 的距离会存在

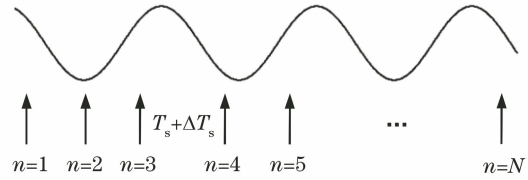


图 2 干涉图的非均匀采样示意图

Fig. 2 Schematic of non-uniform sampling of interferogram

$\Delta x = T_s \Delta n$ 的误差 (Δn 为采样误差), 即 $x = T_s(n - n_{\text{ZPD}}) + \Delta x = T_s(n - n_{\text{ZPD}} + \Delta n)$ 。

$$(6)$$

则(4)式干涉条纹的强度在非线性光程差的影响下可以表示为

$$I(\nu, n) = B(\nu) \times \cos\left\{\frac{2\pi\nu 2T_s[n - n_{\text{ZPD}}(\nu) + \Delta n][n_e(\nu) - n_o(\nu)]\tan\theta}{M}\right\}. \quad (7)$$

由(7)式可知, 由于非常数项 Δn 的存在, 对于入射光波数为 ν 的 $I(\nu, n)$, 其光程差不再与采样点 n 有线性关系, 干涉图的间隔也不再均匀。理想情况 ($\Delta n=0$) 下, 光程差关于采样点的函数为一条直线, 其斜率为

$$a(\nu) = \frac{2T_s[n_e(\nu) - n_o(\nu)]\tan\theta}{M}. \quad (8)$$

故光程差可以表示为

$$\delta_{\text{OPD}}(\nu, n + \Delta n) = a(\nu)[n - n_{\text{ZPD}}(\nu) + \Delta n]. \quad (9)$$

因此(7)式干涉条纹的强度可以表示为

$$I(\nu, n) = B(\nu) \cos\{2\pi\nu a(\nu)[n - n_{\text{ZPD}}(\nu) + \Delta n]\}, \quad (10)$$

$$I(\nu, n) = B(\nu) \cos\{2\pi\nu \delta_{\text{OPD}}(\nu, n + \Delta n)\}. \quad (11)$$

从(11)式可以看出, 干涉条纹的强度可以看作关于光程差 δ_{OPD} 的函数, 而光程差又是关于采样点 n 的函数, 但由于采样误差 Δn 的存在, 光程差不再随采样点的增加呈线性增长, 这会导致采样后的干涉图不再是均匀的。为了对采样误差进行校正, 需要求出光程差关于采样点的映射函数。

3 非线性光程差修正算法

为了对非线性光程差进行修正, 首先需要将光程差中的非线性项求出, 即找到采样点 n 与光程差 $\delta_{\text{OPD}}(\nu, n + \Delta n)$ 之间的映射关系, 之后对干涉图在光程差坐标下进行重新采样, 即可得到均匀干涉图。使用一复色光干涉图来计算零光程差点 $n_{\text{ZPD}}(\nu)$, 再使用一单色光作为入射光以获得参考干涉图, 近似

计算干涉条纹的中心空间频率 $f_0 \approx \nu a(\nu)$ (f_0 由条纹数/采样点计算得到), 使用一个正交解调系统^[15] 可以将干涉图中的非线性附加相位求出, 以此获得时间延迟 (与光程差成正比) 与采样点 n 的关系。附加相位 $\varphi(\nu, n)$ 可以表示为

$$\varphi(\nu, n) = 2\pi\nu a(\nu)\Delta n - 2\pi[n - n_{\text{ZPD}}(\nu)][f_0 - \nu a(\nu)], \quad (12)$$

式中: $2\pi\nu a(\nu)\Delta n$ 为附加相位中的非线性部分, 由采样误差引起; $2\pi[n - n_{\text{ZPD}}(\nu)][f_0 - \nu a(\nu)]$ 由 f_0 与真实中心空间频率 $\nu a(\nu)$ 的估计误差引起, 为线性项。得到附加相位后, 对于参考波数为 ν_1 的单色光干涉图, 其光程差 $\delta_{\text{OPD}}(\nu_1, n + \Delta n)$ 关于采样点 n 的映射可以表示为

$$\delta_{\text{OPD}}(\nu_1, n + \Delta n) = \frac{2\pi f_0 [n - n_{\text{ZPD}}(\nu_1)] + \varphi(\nu_1, n)}{2\pi\nu_1}. \quad (13)$$

但是, 对于不同频率的入射光, 干涉图的零光程差点 n_{ZPD} 会发生偏移, 从而导致双边采样得到的复色光干涉图是不对称的, 所以利用复色光干涉图中干涉条纹强度最大值点求出的零光程差点是不准确的。同时, 光程差随采样点增加的增长速度与 Wollaston 棱镜的双折射率有关, 而双折射率又是随入射光波长变化的, 所以对于入射光中不同的频率分量, 光程差是不同的。对于波数 ν , 干涉图的光程差与参考波数的光程差之间的关系可表示为

$$\delta_{\text{OPD}}(\nu, n + \Delta n) = \frac{n_e(\nu) - n_o(\nu)}{n_e(\nu_1) - n_o(\nu_1)} \times \delta_{\text{OPD}}[\nu_1, n + n_{\text{ZPD}}(\nu_1) - n_{\text{ZPD}}(\nu) + \Delta n]. \quad (14)$$

根据(9)式, 可以将光程差 $\delta_{\text{OPD}}(\nu, n + \Delta n)$ 与采样点 n 的映射看作 $\delta_{\text{OPD}} = n$ ($n = 1, 2, \dots, N$) 在垂直方向进行 $-n_{\text{ZPD}}(\nu)$ 的平移, 之后与误差函数 Δn 相加, 最后在垂直方向进行缩放因子为 $a(\nu)$ 的缩放处理。图 3 给出了波数分别为 ν_1 和 ν_2 的情况下光程差与采样点之间的映射关系, 图中实线为非线性光程差, 虚线为理想情况下的线性光程差。从图 3 可以看出, 不同波数的干涉图对应的光程差只是平移量 $n_{\text{ZPD}}(\nu)$ 与缩放量 $a(\nu)$ 的不同。

非线性光程差的修正需要对以 n 为轴的干涉图在 δ_{OPD} 轴上进行重采样, 所以只要确保重采样的结果与入射光波数 ν 无关, 即可使用参考干涉图的光程差 $\delta_{\text{OPD}}(\nu_1, n + \Delta n)$ 来修正其他频率的干涉图。对于零光程差点 $n_{\text{ZPD}}(\nu)$ 随波数变化的问题, 可以令 $n_{\text{ZPD}}(\nu) = 0$, 将光程差关于采样点的函数平移至从 0 点开始增长, 此时 $\delta_{\text{OPD}}(\nu_1, n + \Delta n)$ 的物理意义变为

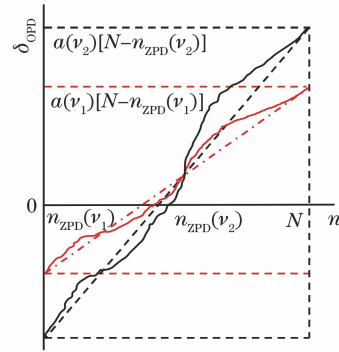


图 3 不同波数下光程差与采样点之间的映射关系

Fig. 3 Mapping relationship between optical path difference and sampling points under different wave numbers

光程差的相对值。其中缩放量 $a(\nu)$ 的不同, 仅会影响附加相位中的线性项, 使光程差关于采样点的增长速率发生变化, 还会导致在 δ_{OPD} 轴上的采样间隔不同, 但这不会对重采样的结果造成影响, 也就是对求出的 $\delta_{\text{OPD}}(\nu_1, n + \Delta n)$ 乘以任何系数都不会对校正效果产生影响。令 $n_{\text{ZPD}}(\nu) = 0$, $\nu_1 = 1/(2\pi)$, (13)式可以简化为

$$\tilde{\delta}_{\text{OPD}}(\nu_1, n + \Delta n) = 2\pi f_0 n + \varphi(\nu_1, n). \quad (15)$$

此时计算 $\varphi(\nu_1, n)$ 只需近似估计出中心空间频率 f_0 , 无需用到零光程差点及参考单色光的波数, 即可将相对光程差 $\tilde{\delta}_{\text{OPD}}(\nu_1, n + \Delta n)$ 求出, 并使用其对任何干涉图进行非线性光程差的修正。

对准复色光干涉图进行傅里叶变换, 即可提取用于校正的单色光干涉图。为了降低相邻谱线旁瓣的影响, 需要在傅里叶变换前进行切趾并滤出所需谱线, 再进行逆傅里叶变换和逆切趾, 便可获得单色光干涉图。由于采样间隔误差 ΔT_s 与采样间隔相比非常小, 所以非线性采样误差 Δn 很小, 这表明由非线性相位引起的附加频率的带宽不会很大, 其只会对每个谱线附近造成影响。选取幅度谱最大的谱线可以获得信噪比最高的干涉图, 但仍要考虑谱线之间的距离以确保滤出的谱线既可以包含周围全部的附加频率, 又不与其他谱线重叠。

4 实验验证与结果分析

为了验证所提方法的效果, 本文采集汞氙灯干涉图并对其进行非线性光程差校正和波长定标, 以及对复原光谱的效果进行分析对比。系统中 Wollaston 棱镜由方解石制成, 尺寸为 $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$, 楔角 $\theta = 1.5^\circ$, 使用分辨率为 $1388 \text{ pixel} \times 1038 \text{ pixel}$ 的 CCD 相机, 像素大小为 $6.45 \mu\text{m}$ 。

4.1 非线性光程差校正

对 CCD 相机采集到的干涉图进行预处理,即可

得到双边采样的汞氩灯干涉图。图 4 为双边采样的汞氩灯干涉图及其切趾前后的傅里叶变换曲线。

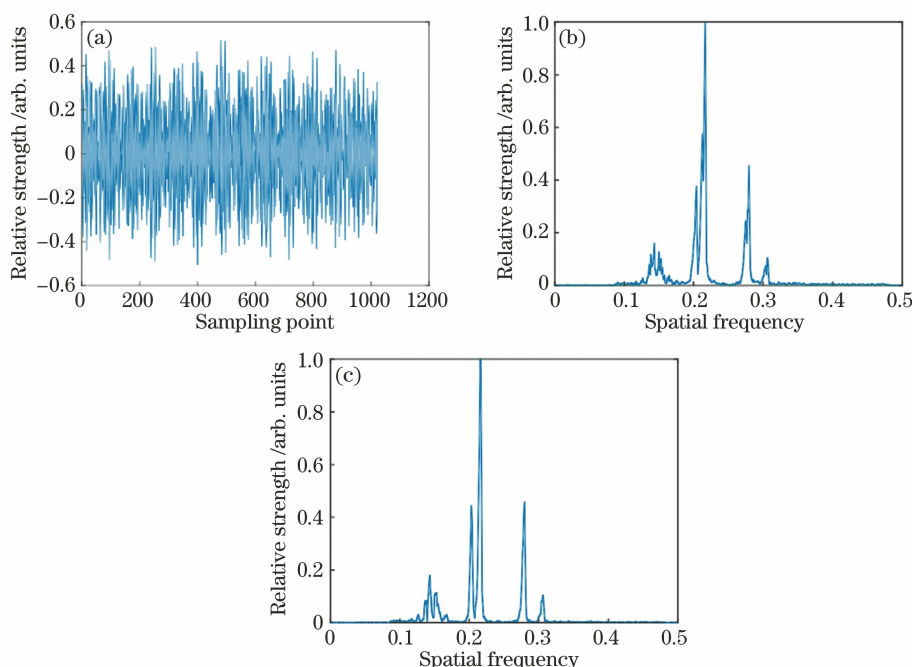


图 4 汞氩灯干涉图与光谱。(a)汞氩灯干涉图;(b)汞氩灯光谱;(c)切趾后的汞氩灯光谱

Fig. 4 Interferogram and spectrum of Hg-Ar. (a) Interferogram of Hg-Ar; (b) spectrum of Hg-Ar; (c) spectrum of Hg-Ar after apodization

选择幅值最高且中心空间频率 $f_0 = 0.21$ 的谱线作为特征谱线,在由非线性光程差造成附加频率的影响下,其与相邻谱线发生了重叠,重叠高度为谱线峰值的 4.43%。在傅里叶变换前对汞氩灯干涉图进行三角切趾,特征谱线与相邻谱线的重叠高度降低至谱线峰值的 1.75%。

将特征谱线滤出并进行傅里叶逆变换与逆切趾,即可得到校正所需的单色光干涉图,再利用(15)式求出相对光程差 $\tilde{\delta}_{OPD}(\nu_1, n + \Delta n)$,则附加相位 $\varphi(\nu_1, n)$ 与相对光程差如图 5 和图 6 所示。

根据(11)式可知,若光程差是线性变化的,则附加相位应是一条直线,而图 5 中附加相位的弯曲是

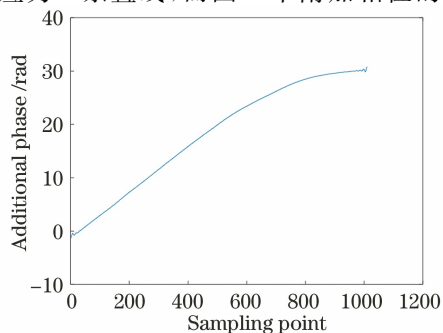


图 5 附加相位

Fig. 5 Additional phase

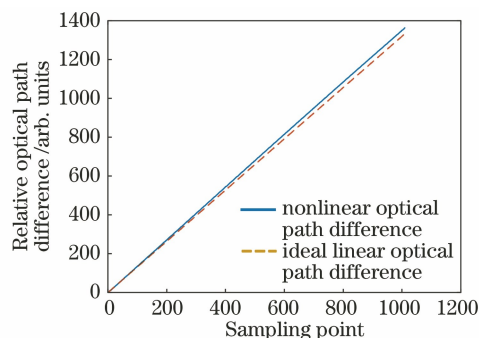


图 6 相对光程差

Fig. 6 Relative optical path difference

由光程差中的非线性项引起的。图 6 中的虚线代表在不含附加相位时相对光程差与采样点之间的映射直线,其表示的是具有中心空间频率 f_0 的均匀干涉图的光程差变化曲线。图 6 中的实线为真实的非线性光程差,其是理想映射直线与附加相位曲线相加的结果。在 δ_{OPD} 轴上对干涉图进行重采样就可以获得光程差均匀增长的干涉图,采样点数在满足采样定理的前提下可以任意选择。本次实验选择的重采样点数与校正前相等,即取 1010 个采样点,并按完整的非线性相位校正算法进行处理,处理步骤如下:

- 1) 对汞氩灯干涉图进行预处理(选取区域、去噪

声、去趋势项)和切趾;

2)对步骤 1)处理后的干涉图进行快速傅里叶变换并滤出中心空间频率为 f_0 的特征谱线;

3)对步骤 2)处理后的干涉图进行快速傅里叶逆变换与逆切趾,可以获得含有附加相位的单色光干涉图;

4)使用正交解调系统求出单色光干涉图中的附加相位 $\varphi(\nu_1, n)$;

5)使用(15)式计算相对光程差 $\delta_{\text{OPD}}(\nu_1, n + \Delta n)$;

6)使用三次样条插值法在相对光程差 δ_{OPD} 轴上对待测干涉图进行重采样,即可获得校正后的干涉图。图 7 给出了校正后的干涉图恢复出的光谱结果。

与校正前的谱线[图 4(c)]相比,图 7 中谱线周围的附加频率得到了很好的抑制,特征谱线与相邻谱线也不再重叠。将校正后的特征谱线干涉图中的附加相位求出,结果如图 8 所示。

图 8(a)的附加相位已基本是一条直线,图 8(b)

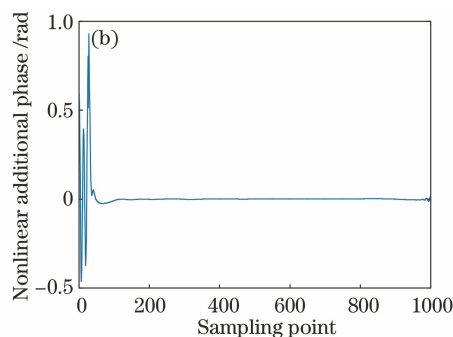
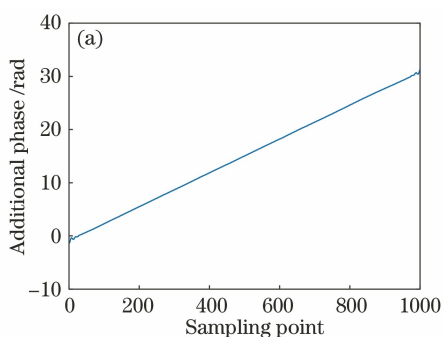


图 8 校正后的附加相位。(a)附加相位;(b)附加相位中的非线性项

Fig. 8 Additional phase after correction. (a) Additional phase; (b) nonlinear term in additional phase

4.2 定 标

为了进一步验证所提方法对附加频率的抑制效果,本文以波长为 546.074 nm 的谱线作为特征谱线进行波长定标^[16-17],并与标准汞氩灯谱线作对比,结果如图 9 所示。

图 9 的上方谱线为标准汞氩灯谱线,下方为实测谱线,各波长下谱线可以一一对应,峰值波长误差在 0.9 nm 以内。使用三角切趾分辨率计算公式得到光谱在 546.074 nm 波长处的理论半峰全宽,即分辨率为 4.22 nm,实际测量读出的分辨率为 4.14 nm。非线性光程差在校正前,546.074 nm 波长处谱线的分辨率为 9.08 nm,表明由非线性光程差引起的附加频率得到了有效抑制。

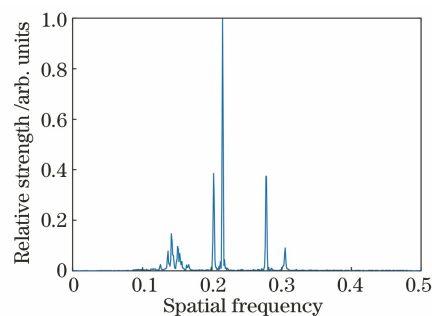


图 7 校正后的汞氩灯光谱

Fig. 7 Corrected spectrum of Hg-Ar

给出了校正后附加相位中的非线性项,干涉图中部的非线性相位被控制在 ± 0.003 以内。根据(15)式可知:干涉图中每两个采样点间的相对光程差变为 1.351,非线性附加相位仅对光程差的变化造成 0.22% 的影响;在靠近两端的部分非线性项的绝对值最大达到了 0.024,造成 1.78% 的影响;在两端的非线性项的值接近 1。上述结果表明,所提方法对干涉图中部的校正效果很不错,但对于干涉图两端,效果较差。

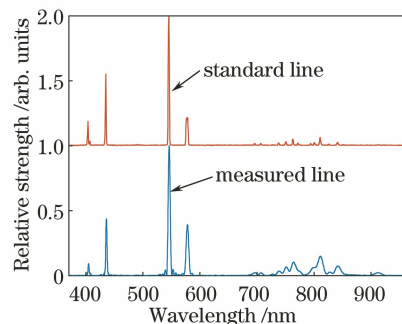


图 9 汞氩灯谱线的定标结果

Fig. 9 Calibration results of spectrum lines of Hg-Ar

5 结 论

本文针对由傅里叶变换光谱仪中的非线性光程

差导致光谱分辨率降低的问题,提出了一种仅对特征光源干涉图进行一次测量即可实现非线性光程差校正和波长定标的方法。该方法可以准确获取每个采样点处的非线性光程差,使非线性项对光程差变化的影响小于 0.22%,且此方法适用于各种类型的傅里叶变换光谱仪。本文分析了波长的变化对非线性光程差造成的影响,并进一步简化了现有方法求解非线性光程差的公式,以相对光程差代替真实光程差。最后,采用汞氙灯进行实验验证。结果表明,经过所提方法的校正后,546.074 nm 波长处半峰全宽的分辨率由 9.08 nm 提升到了 4.14 nm,与理论值 4.22 nm 接近,说明所提方法有效抑制了由非线性光程差引入的附加频率。影响最终光谱重建效果的关键是在第一步的非线性采样误差的计算,本文方法只需对特征光源进行单次测量便可准确计算出干涉数据非线性采样误差。

在滤出特征谱线前,本文使用三角切趾来降低其他谱线的旁瓣对特征谱线的影响,虽然降低了旁瓣高度,但也会将主瓣展宽,若选择更合适优化的切趾窗,有望将相邻谱线间的影响降到最小。所提方法对干涉图两端的校正效果不及对中部的效果,但即便干涉图两端的光程差含有少量的非线性项,从恢复出的光谱来看,校正效果依然很好,若要更好地抑制附加频率,可以在恢复光谱前将干涉图两端的少量采样点舍去。优化干涉图两端的校正效果也是所提方法的一个重要的改进方向,这将作为下一步工作的重点。

参 考 文 献

- [1] Griffiths P, Haseth J D. Fourier transform infrared spectrometry[M]. New York: John Wiley & Sons, 1986: 25-48.
- [2] Weng S F. Fourier transform infrared spectrometer [M]. Beijing: Chemical Industry Press, 2005: 69-82.
翁诗甫. 傅里叶变换红外光谱仪[M]. 北京: 化学工业出版社, 2005: 69-82.
- [3] Padgett M J, Harvey A R, Duncan A J, et al. Single-pulse, Fourier-transform spectrometer having no moving parts[J]. Applied Optics, 1994, 33(25): 6035-6040.
- [4] Shao C Y, Gu M J. Noise analysis on mirror-velocity and sampling jitter in FTIR spectrometer [J]. Laser & Infrared, 2016, 46(8): 967-970.
邵春沅, 顾明剑. FTIR 光谱仪动镜速度和采样抖动的噪声分析[J]. 激光与红外, 2016, 46(8): 967-970.
- [5] Harres D N, Fuhrmann D R, Smith W H. Compensation for optical distortion in Fourier transform spectrometers [J]. Proceedings of SPIE, 1999, 3753: 142-151.
- [6] Lü J G, Liang J Q, Wang W B, et al. Modeling and analysis of miniature snapshot Fourier-transform imaging spectrometer[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(2): 0230001.
吕金光, 梁静秋, 王维彪, 等. 微小型快照式傅里叶变换成像光谱仪的建模与分析[J]. 光学学报, 2020, 40(2): 0230001.
- [7] Liu C, Shi H L, Li Z W, et al. Detection and correction of fringe count error in spaceborne infrared hyperspectral Fourier transform spectrometer [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(16): 1630002.
刘畅, 施海亮, 李志伟, 等. 星载红外高光谱傅里叶变换光谱仪条纹计数错误的检测及校正[J]. 光学学报, 2020, 40(16): 1630002.
- [8] Wadsworth W, Dybwad J P. Ultrahigh-speed chemical imaging spectrometer [J]. Proceedings of SPIE, 1997, 3082: 148-154.
- [9] Qu L G, Xu L, Liu J G, et al. Numerical simulation analysis of portable high-speed FTIR rotary interferometers [J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(9): 0907001.
曲立国, 徐亮, 刘建国, 等. 便携式高速 FTIR 旋转式干涉仪数值模拟仿真分析[J]. 光学学报, 2021, 41(9): 0907001.
- [10] Yang X X, Zhou S Z, Xiangli B, et al. Studies on nonlinearity of optical path difference of rotary Fourier transform spectrometer [J]. Acta Optica Sinica, 2004, 24(10): 1388-1392.
杨晓许, 周泗忠, 相里斌, 等. 转镜式傅里叶变换光谱仪光程差非线性的研究[J]. 光学学报, 2004, 24(10): 1388-1392.
- [11] Yang X X, Zhou S Z, Xiangli B. Compensating nonlinearity of optical path difference of rotary Fourier transform spectrometer with fitting interferogram [J]. Acta Photonica Sinica, 2005, 34(11): 1647-1650.
杨晓许, 周泗忠, 相里斌. 转镜式傅里叶变换光谱仪光程差非线性的拟合法补偿[J]. 光子学报, 2005, 34(11): 1647-1650.
- [12] Dutt A, Rokhlin V. Fast Fourier transforms for nonequispaced data [J]. SIAM Journal on Scientific Computing, 1993, 14(6): 1368-1393.
- [13] Jing J J, Zhou J S, Xiangli B, et al. Comparison of correction methods for nonlinear optic path difference of reflecting rotating Fourier transform spectrometer [J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 2010, 30

(6): 1678-1682.

景娟娟, 周锦松, 相里斌, 等. 反射转镜式干涉光谱仪光程差非线性修正方法比较[J]. 光谱学与光谱分析, 2010, 30(6): 1678-1682.

- [14] Li T, Hua J W, Sun X J, et al. Spectrum recovery method of the Fourier transform spectrometer based on fitting algorithm[J]. Optical Instruments, 2015, 37(6): 504-508.

李涛, 华建文, 孙晓杰, 等. 基于拟合算法的傅里叶变换光谱仪光谱反演[J]. 光学仪器, 2015, 37(6):

504-508.

- [15] Fuhrmann D R, Smith W H. Empirical modeling and calibration of Fourier transform spectrometers [J]. Optical Engineering, 2003, 42(8): 2268-2276.
- [16] Kudenov M W, Dereniak E L. Compact real-time birefringent imaging spectrometer [J]. Optics Express, 2012, 20(16): 17973-17986.
- [17] Li J, Zhu J P, Hou X. Field-compensated birefringent Fourier transform spectrometer [J]. Optics Communications, 2011, 284(5): 1127-1131.