

利用法布里-珀罗标准具提高天文高分辨光谱仪的波长定标精度

郝志博^{1,2,3}, 叶慧琪^{1,2*}, 唐靓^{1,2}, 郝俊^{1,2,3}, 韩建^{1,2}, 翟洋^{1,2}, 肖东^{1,2}

¹中国科学院国家天文台南京天文光学技术研究所, 江苏 南京 210042;

²中国科学院天文光学技术重点实验室(南京天文光学技术研究所), 江苏 南京 210042;

³中国科学院大学, 北京 100049

摘要 用于天文高分辨光谱波长定标的法布里-珀罗标准具(FPE)具有宽波长覆盖与密集透过峰序列的光谱,有望实现比传统定标源更高的波长定标精度。然而 FPE 透过峰波长是未知的,这为定标带来了挑战。本研究在不借助额外精密测量设备(如傅里叶变换光谱仪)情况下,使用天文高分辨光谱仪常规定标源钍氩灯(ThAr)为 FPE 提供波长信息,再利用 FPE 密集的透过峰序列以及电介质反射膜穿透深度与波长关系的平滑性质,修正波长信息中的误差,得到 FPE 透过峰精确的波长并完成波长定标。在兴隆 2.16 m 望远镜高分辨光纤光谱仪上的定标测试显示,FPE 的波长定标精度达到 0.053 pm,相比单独使用 ThAr 的波长定标精度(0.290 pm)有显著的提高。

关键词 测量; 光谱仪; 波长定标; 法布里-珀罗标准具; 视向速度; 天文光学

中图分类号 P111

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0112002

Improvement of Wavelength Calibration Accuracy of Astronomical High-Resolution Spectrometers with Fabry-Perot Etalons

Hao Zhibo^{1,2,3}, Ye Huiqi^{1,2*}, Tang Liang^{1,2}, Hao Jun^{1,2,3},

Han Jian^{1,2}, Zhai Yang^{1,2}, Xiao Dong^{1,2}

¹Nanjing Institute of Astronomical Optics & Technology, National Astronomical Observatories of the Chinese Academy of Sciences, Nanjing, Jiangsu 210042, China;

²Chinese Academy of Sciences Key Laboratory of Astronomical Optics & Technology, Nanjing Institute of Astronomical Optics & Technology, Nanjing, Jiangsu 210042, China;

³University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract Due to the wide wavelength coverage and dense transmission peak sequence of its spectrum, the Fabry-Perot etalon (FPE) for wavelength calibration of astronomical high-resolution spectra is expected to achieve higher calibration accuracy than traditional calibration sources. However, the unknown wavelengths of FPE transmission peaks pose a challenge for calibration. In this study, without precision measurement devices (such as Fourier transform spectrometers), the thorium-argon (ThAr) lamp, a conventional calibration source equipped on astronomical high-resolution spectrometers, was used to provide the FPE with wavelengths. Then, the errors in the ThAr wavelengths were corrected by using the dense transmission peak sequence of the FPE and the smooth relationship between the penetration depth of the dielectric reflective coating and the wavelength. Accurate wavelengths of the FPE transmission peaks were thus obtained, and wavelength calibration was performed. The

收稿日期: 2021-06-21; 修回日期: 2021-07-13; 录用日期: 2021-07-19

基金项目: 国家自然科学基金(11773044, 11803060, 11873071, 11903060, U2031211), 中国科学院天文台站设备更新及重大仪器设备运行专项经费

通信作者: *hqye@niaot.ac.cn

calibration test on the fiber-fed high-resolution spectrometer of the Xinglong 2.16-m telescope showed that the wavelength calibration accuracy of the FPE reached 0.053 pm, which was significantly higher than that (0.290 pm) in the case of the ThAr being used alone.

Key words measurement; spectrometer; wavelength calibration; Fabry-Perot etalon; radial velocity; astronomical optics

1 引言

法布里-珀罗标准具(FPE)是一种多用途的光学器件,在光学滤波^[1-2]、激光稳频^[3-4]、精密测量^[5-6]等领域发挥着重要作用。FPE 通常是一块两面镀有高反射膜的透明平板或是由两块平行的、内表面镀有高反射膜的平板组成。根据多光束干涉原理,当入射光的频率满足共振条件时,其透射强度会达到峰值。FPE 的白光透过光谱呈现为频率间隔均匀的洛伦兹线型透过峰序列。

近年来,为搜寻太阳系外岩石行星、研究精细结构常数的宇宙时空变化,天文学家对高分辨光谱波长定标精度的要求有了进一步的提高^[7]。天文高分辨光谱的传统定标源,如钍氩灯(ThAr)、碘盒等,受制于一些自身的不足(例如,ThAr 谱线分布不均匀,不同谱线强度差异大,在有限分辨率下存在谱线混叠、老化引起谱线漂移;碘盒吸收线丛的波长覆盖范围窄,对光谱的吸收会降低信噪比等),已被证明无法满足新要求^[8]。新一代超高精度光谱定标源激光频率梳虽然精度极高,但由于其价格昂贵、维护复杂,有条件配置的天文台站较少,它的波长覆盖也有一定限制^[9]。FPE 能够产生像激光频率梳那样数量丰富、频率间隔均匀的谱线,波长覆盖可灵活定制,而且成本较低、维护简单、可靠性高,因此得到了越来越多的关注。应用于天文高分辨光谱定标的 FPE 一般具备中等的精细度(典型值为 10~50)与宽波长覆盖(典型值为几百纳米);如果 FPE 自身的光谱稳定,利用大量透过峰对光谱位置的高密度标记,能够满足天文科学的对定标精度的新要求^[10-13]。FPE 可以通过被动或主动的方法进行稳定。Wildi 等^[14]利用真空-恒温腔对空气间隙 FPE 进行环境控制。Halverson 等^[15]利用热敏电阻和热电冷却器对光纤 FPE 进行 0.1 mK 精度的温度控制。Gurevich 等^[16]将 FPE 的一个透过峰锁定到 Rb 原子 D₂ 跃迁线。这些方法均成功使 FPE 的光谱稳定性到达了一个较高的水平(每日漂移相对值达到或小于 10⁻⁹)。

FPE 的共振频率与自身的各种参数(如腔长、材料折射率、光线入射角度等)有关,而要准确刻画

所有这些参数是非常困难的。尤其是考虑到不同波长在 FPE 的电介质反射膜的穿透深度不同,因此 FPE 的腔长不是一个常数,而是一个波长的函数^[10]。所以,FPE 与 ThAr 等基于元素跃迁的定标源不同,FPE 没有一个通用的记录谱线波长的谱线表。使用 FPE 进行波长定标,或者需要先对透过峰波长进行测量,或者需要与具有完备波长信息的定标源配合。前者需要利用额外的、比天文光谱仪测量精度更高的精密测量设备(如傅里叶变换光谱仪),成本较高且过程繁琐。而后者可以利用在天文光谱仪常规配备的传统定标源 ThAr 与 FPE 配合。ThAr 为 FPE 提供波长信息,而 FPE 密集、频率间隔均匀的透过峰有效覆盖了 ThAr 谱线分布稀少的区域,利用其内部性质可以修正 ThAr 波长信息中的误差,从而实现比 ThAr 更高的定标精度。本文按照后一种途径发展了一套 FPE 波长定标的方法,并使用 FPE 在我国主要的天文高分辨光谱观测仪器——国家天文台兴隆观测基地 2.16 m 望远镜的高分辨率光纤光谱仪(HRS)^[17]——进行实际的定标精度测试,以提升 HRS 的定标精度,促进 HRS 在天文前沿领域的研究,为国内其他天文高分辨光谱仪(如丽江 2.4 m 望远镜高色散光谱仪等),以及未来国内研制的西班牙 10.4 m 望远镜高分辨光谱仪、12 m 光学/红外望远镜高分辨光谱仪等下一代仪器提供定标方案的参考。

2 测试系统

本文使用 FPE 在 HRS 进行定标实测,图 1 是 FPE 定标测试系统的示意图,采用该装置实际测量得到了 FPE 和 ThAr 的二维光谱图。用于测试的 FPE 为固体腔,腔体材料为康宁公司的 HPFS © 7980 熔融石英,镀膜优化波段为 530~660 nm,优化波段内精细度大于 30。FPE 腔长的出厂检测值为(3.374±0.002) mm。FPE 的照明光源为一台高稳定性卤钨灯,为 FPE 提供宽带连续谱的输入,配备 500 nm 高通滤光片和 700 nm 低通滤光片。照明光源由多模光纤引出,经离轴抛物反射镜(OAP)准直,通过 FPE 后经另一面 OAP 耦合到 FPE 的输出光纤。配合 FPE 定标的常规定标源

ThAr 同样由多模光纤引出,与 FPE 输出光路合束后耦合到 HRS 的输入光纤。由于定标测试需要 FPE、ThAr 分别曝光,因此 FPE、ThAr 各自的输出

光路上还分别安装了快门。HRS^[17] 的光谱覆盖范围为 370~920 nm,光谱分辨率为 50000,输入端为一根芯径 100 μm 的多模光纤。

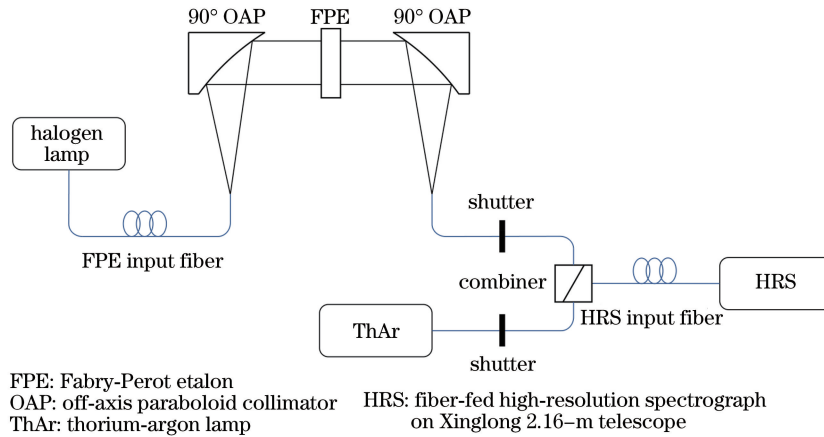


图 1 用于定标测试的实验装置图

Fig. 1 Experimental setup for calibration tests

3 光谱数据与定标原理

3.1 光谱数据

天文高分辨光谱仪利用阶梯光栅进行主色散,以实现光谱的高分辨率与宽波长覆盖。由于阶梯光栅的不同衍射级次在空间上交叠在一起,因此还需通过交叉色散元件,将不同衍射级次在垂直主色散

的方向上分开。通过相机在探测器上成像之后,形成最终的二维光谱。图 2 是 ThAr 与 FPE 在 HRS 实测的二维光谱,纵轴标示的数字标出了对应的 HRS 衍射级次的级数。低级数对应于红端,高级数对应于蓝端。从图 2 可以看出,FPE 在其波长覆盖范围内,谱线数量、分布均匀度和强度均匀度相较 ThAr 都具备明显的优势。

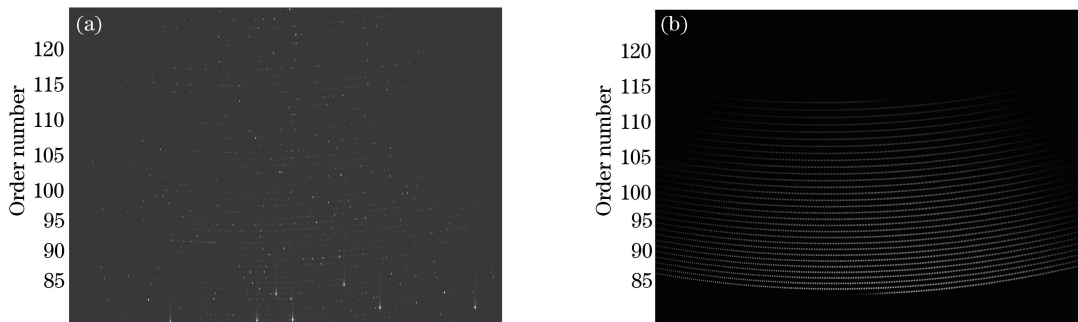


图 2 HRS 二维光谱实测图。(a) ThAr;(b) FPE

Fig. 2 Diagram of 2D spectra acquired by HRS. (a) ThAr; (b) FPE

3.2 定标原理

天文高分辨光谱仪的波长定标即求波长与探测器表面位置的函数关系,这个关系也被称为波长解。由于二维光谱在垂直主色散方向(图 2 纵向)的分布是离散的,因此探测器表面的纵向位置通常用衍射级次的级数来描述。根据阶梯光栅的色散原理,波长解可以表示为^[18]

$$\lambda = \frac{f(x, o)}{o}, \quad (1)$$

式中 λ 为真空波长, x 为探测器表面的横向位置, o 为衍射级次的级数。 $f(x, o)$ 表示为二维多项式的

形式

$$f(x, o) = \sum_{j=0}^P \sum_{k=0}^Q a_{jk} x^j o^k, \quad (2)$$

式中 P, Q 为 x, o 的多项式阶数。如果定标源的谱线波长已知,则系数 a_{jk} 可以通过求解线性方程组实现

$$\sum_{j=0}^P \sum_{k=0}^Q a_{jk} x_i^j o_i^k = o_i \lambda_i, \quad (3)$$

式中 λ_i 是第 i 根谱线的真空波长。 o_i, x_i 标志了第 i 根谱线在探测器表面的位置,它们分别表示衍射级次与谱线线心的横向位置。 x_i 通过对谱线轮廓

的高斯拟合求出。一般来说,定标源的谱线数量远大于 $(P+1) \times (Q+1)$, 因此(3)式对应的是一个超定方程组。(3)式的多项式阶数取为 $P=3, Q=5$ 。

由于 ThAr 谱线波长已知,集合 ThAr 谱线求解(3)式即可求得 ThAr 的波长解。如何通过

ThAr 波长解使 FPE 的透过峰序列获得准确的波长信息是本研究的关键问题。本文的方法一共分为 6 步。图 3 展示了各步骤的示意图,以少量数据点作定性说明。为简化表达,二维光谱的位置信息 x, o 在图 3 中简化为一个维度 x 来表示。

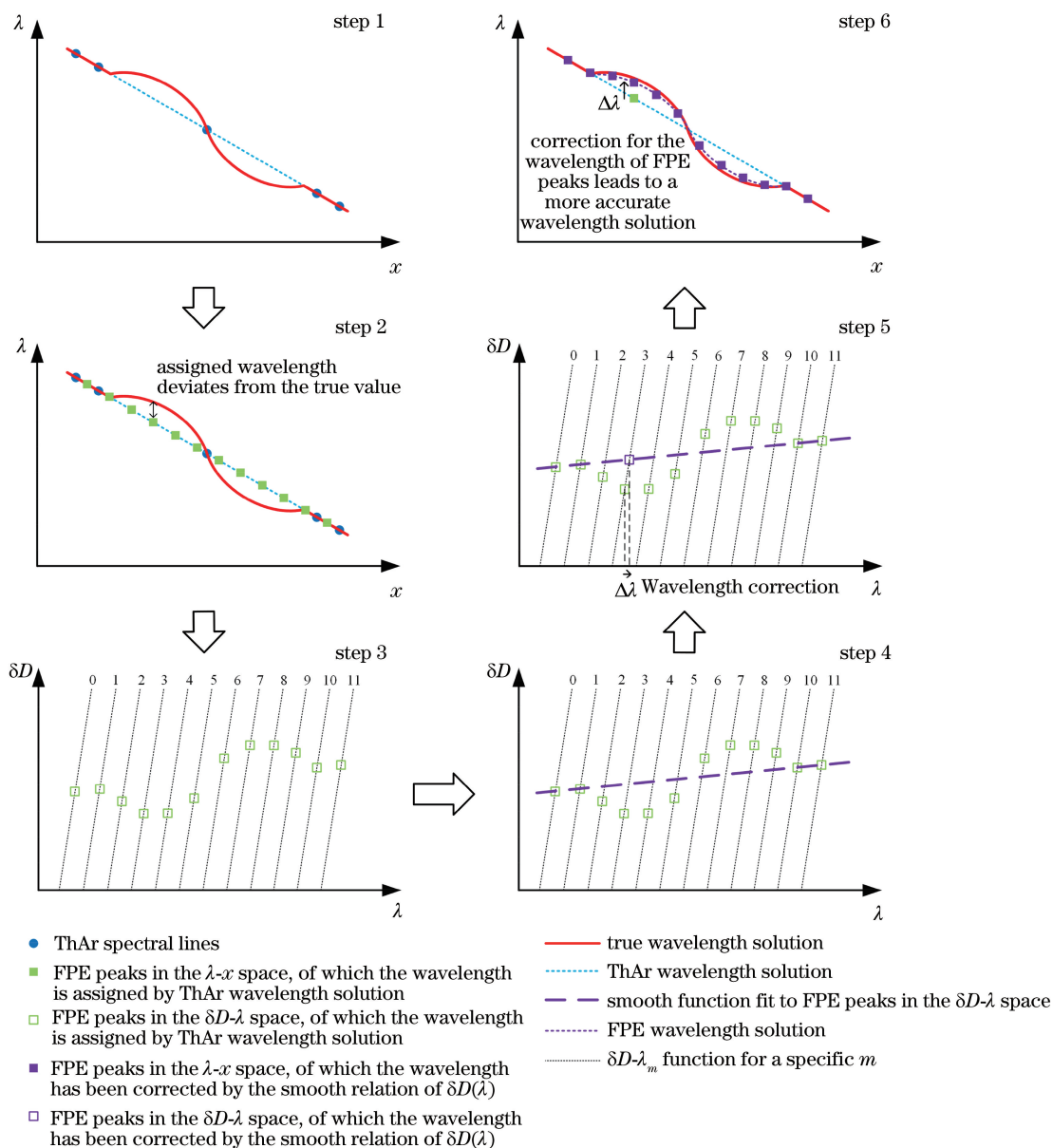


图 3 FPE 波长定标原理流程图

Fig. 3 Flow chart describing the principle of wavelength calibration by FPE

第 1 步利用一幅 ThAr 二维光谱,找到 ThAr 各谱线在探测器表面的位置,求解(3)式得到 ThAr 波长解。记录 ThAr 谱线波长的谱线表参考 Redman 等^[19]。从图 3-step 1 可以看出,在谱线分布稀少的区域,ThAr 波长解不能准确捕捉到真实的波长-位置函数关系,这是 ThAr 定标精度受限的主要原因。图中真实波长解以实线表示,ThAr 波

长解以虚线表示。

第 2 步通过一幅 FPE 二维光谱找到每一个透过峰在探测器表面的位置,再根据 ThAr 波长解提供的波长-位置关系求出 FPE 透过峰的波长。不过,这样传递的绝对波长信息将包含 ThAr 波长解的误差(如图 3-step 2 双向箭头所示)。而另一方面,FPE 密集、频率间隔均匀的透过峰有效覆盖了

ThAr 谱线分布稀少的区域,提供了丰富的细节采样,有利于对透过峰波长的误差进行修正。波长修正需要用到一个重要的性质:FPE 电介质反射膜的穿透深度与波长的关系是一个平滑函数。这个性质已被 Bauer 等^[20]通过傅里叶变换光谱仪对 FPE 透过峰波长的实测所证实。为运用这个性质,第 3~5 步将转到腔长-波长空间中进行分析处理。

图 3-step 3 的纵坐标是 $\delta D(\lambda)$,有必要先介绍 $\delta D(\lambda)$ 的定义。根据多光束干涉原理,FPE 透过峰的真实波长可以表示为

$$\lambda_m = \frac{2D(\lambda_m)}{m_0 + m}, \quad (4)$$

式中 m_0 为 FPE 透过峰序列第一个峰对应的干涉级数(即零位干涉级数); m 为相对 m_0 的相对干涉级数,是一个大于等于零的整数,可以准确知道; $D(\lambda)$ 为 FPE 的单个渡越光程。 $D(\lambda)$ 可以表示为

$$D(\lambda) = n(\lambda)d_0 + \delta D(\lambda), \quad (5)$$

式中 $n(\lambda)$ 为 FPE 的材料折射率对波长的函数,可以通过查表得到; d_0 为 FPE 的平均有效腔长,即平均腔长乘以光线入射角的余弦; $\delta D(\lambda)$ 则为因穿透深度不同导致的光程随波长的变化,本文将将其命名为光程补偿函数。将(5)式代入(4)式,建立起 δD 与透过峰波长的关系

$$\delta D(\lambda_m) = \frac{m_0 + m}{2}\lambda_m - n(\lambda_m)d_0. \quad (6)$$

先假设 m_0 与 d_0 已知,对于每一个透过峰,将它的相对干涉级数 m 与利用 ThAr 波长解求得的波长 λ_m 代入(6)式,都能求得一个 $\delta D(\lambda_m)$,它们在图 3 以空心方块标出。另一方面,从(6)式可以看出,对每一个固定的 m ,都存在一条 $\delta D - \lambda_m$ 的函数曲线。不同的 m 共同组成了一个曲线系(在图 3 用虚线表示)。每一个透过峰求出的 $\delta D(\lambda_m)$ 一定会落在这个曲线系上。

根据 $\delta D(\lambda)$ 的平滑函数性质, $\{\lambda_m, \delta D(\lambda_m)\}$ 数据点呈现的关系是平滑的。但由于 ThAr 波长解误差的存在,实际情况并非如此。如图 3-step 3 所示,由于 λ_m 偏大或者偏小,数据点会沿着 $\delta D - \lambda_m$ 函数曲线向上或者向下偏离真值。借助 FPE 密集的透过峰,这种偏离的细节能够充分地呈现出来,它们通常呈现为一种“局部波动”。基于此,第 4 步对 $\{\lambda_m, \delta D(\lambda_m)\}$ 数据点进行平滑滤波或低阶多项式拟合,求出它们内在的平滑函数。真实的 $\delta D(\lambda)$ 应与求出的平滑函数接近,是没有局部波动的。而求出的平滑函数则提供了对 λ_m 进行波长误差修正的

依据。

第 5 步对每一个透过峰进行波长误差修正。修正方法是使 $\{\lambda_m, \delta D(\lambda_m)\}$ 数据点沿各自的 $\delta D - \lambda_m$ 函数曲线移动到与平滑函数的交点上,交点对应的波长即该透过峰应修正到的波长(如图 3-step 5 箭头所示, $\Delta\lambda$ 表示误差修正量)。

第 6 步集合已完成波长修正的所有 FPE 透过峰求解(3)式,得到 FPE 的波长解,完成整个定标流程。如图 3-step 6 所示,密集的透过峰配合上误差修正后较为精确的波长,FPE 波长解应当能够取得比 ThAr 波长解更高的定标精度。

由于第 3 步假设了 m_0 与 d_0 已知,因此在进行第 3 步之前需要先求出 m_0 与 d_0 。 (m_0, d_0) 有很多简并解。 $\delta D(\lambda)$ 是一个小量,因此选取 (m_0, d_0) 简并解的标准是使得所有透过峰求出的 $\delta D(\lambda_m)$ 的平方和数值最小

$$S = \sum_{m=0}^{M-1} [\delta D(\lambda_m)]^2 = \sum_{m=0}^{M-1} \left[\frac{m_0 + m}{2}\lambda_m - n(\lambda_m)d_0 \right]^2, \quad (7)$$

式中 M 为 FPE 的透过峰总数。这个标准下选取的 (m_0, d_0) 简并解不一定是 FPE 实际的零位干涉级数和有效腔长,但并不会影响 FPE 在光谱仪的定标精度。第 5 节将对这一点进行讨论。由于 m_0 只能取整数,因此计算过程就是遍历一定范围内所有的整数,对每一个整数求一个 d_0 的值使得平方和 S 极小,然后再在这一系列 S 的极小值中找最小的那个,其对应的整数与 d_0 的值就是需要的结果。

4 定标测试结果

使用 HRS 对 ThAr 与 FPE 分别曝光,得到一幅 ThAr 与一幅 FPE 的二维光谱实测图(如图 2 所示)。按照第 3 节给出的方法,依次求出 ThAr 波长解,根据 ThAr 波长解求出 FPE 透过峰波长、进行 FPE 透过峰波长修正、最后求出 FPE 波长解。

首先展示 (m_0, d_0) 的结果。(5)~(7)式中的 FPE 材料折射率 $n(\lambda)$ 可以从康宁公司的产品手册中查到:图 4 展示了在本研究 20 °C 的测试条件下 HPFS © 7980 熔融石英的折射率与波长的关系。将 ThAr 波长解求出的 FPE 透过峰波长与 $n(\lambda)$ 代入(7)式,遍历 m_0 与 d_0 的参数空间找平方和 S 的最小值,求得 $m_0 = 13986$ 、 $d_0 = 3.37400911$ mm。

图 5(a)展示了腔长-波长空间中 $\{\lambda_m, \delta D(\lambda_m)\}$ 数据点的分布情况。用于测试的 FPE 在滤光片限制的波段内总共有 4822 个透过峰,因此 $\{\lambda_m,$

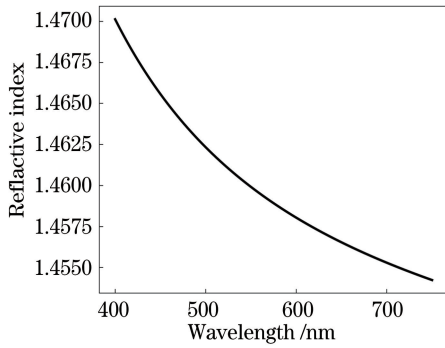


图 4 HPFS © 7980 熔融石英的折射率随波长的变化
Fig. 4 Refractive index of HPFS © 7980 fused silica varying with the wavelength

$\delta D(\lambda_m)$ 总共有 4822 个数据点。可以看出,数据点同时存在着非常明显的整体平滑关系和“局部波

动”。使用低阶多项式拟合求 $\{\lambda_m, \delta D(\lambda_m)\}$ 数据点的平滑函数。根据贝叶斯信息准则确定多项式阶数为 16。平滑函数的拟合结果在图 5(a)中以实线表示。图 5(a)中的插入图是局部的放大,用虚线标出了 $\delta D-\lambda_m$ 曲线系的一部分曲线。注意虚线的斜率较大,但并非是竖直的。虚线与平滑函数的交点对应的波长即该透过峰应修正到的波长(图 5(a)插入图的箭头和大圆点展示了对 $m=2480$ 的透过峰进行波长修正的例子)。图 5(b)展示了拟合残差,不同波段对应的 HRS 衍射级次用明暗相间的栅条表示。“局部波动”的周期与 HRS 衍射级次一一对应,证明“局部波动”的来源与 ThAr 波长解携带的光谱仪信息有关,而非 FPE 固有的。这个现象的原因与求解 ThAr 波长解所用的二维多项式拟合方法有关。

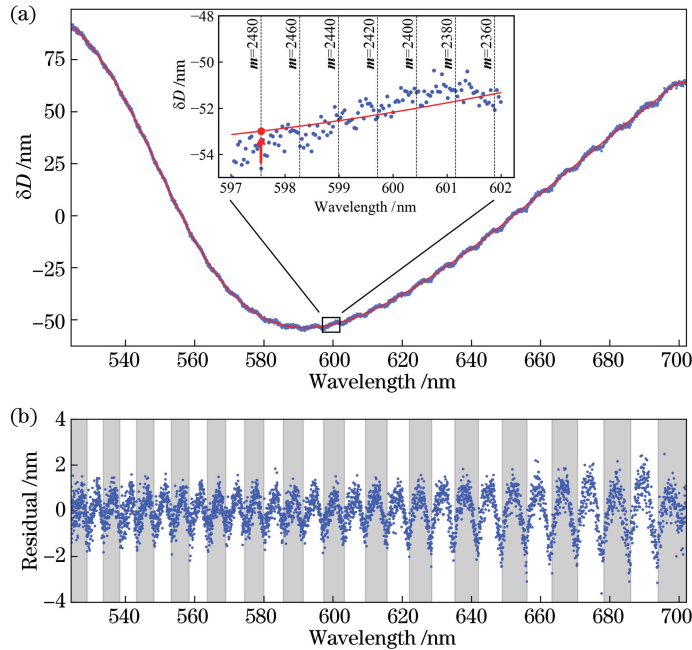


图 5 光程补偿函数的拟合(基于对图 2 中 FPE、ThAr 实测二维光谱进行处理得到的结果)。(a)数据与拟合曲线,箭头和大圆点展示了对一个 FPE 透过峰进行波长修正的例子;(b)拟合残差

Fig. 5 Optical path compensation function fitting, which is derived from the measured 2D spectra of FPE and ThAr shown in Fig. 2. (a) Data and the fitted curve. The arrow and the big point show an example of the wavelength of an FPE transmission peak is corrected; (b) residuals in fitting

由于 ThAr 波长解的误差通过平滑函数得到了修正,FPE 透过峰获得了更为精确的波长,因此 FPE 应当具有比 ThAr 更高的定标精度。波长解的定标精度可以通过谱线波长与波长解计算波长的残差来估计。图 6 展示了计算结果。可以看出, ThAr 波长解的均方根误差(RMS)为 0.290 pm,这也代表了根据 ThAr 波长解求出的 FPE 透过峰波长在修正前的精度。FPE 波长解的 RMS 仅为 0.053 pm,远小于前者,这也代表了 FPE 透过峰波

长在修正后的精度。这说明相比 ThAr 波长解, FPE 波长解更好地刻画了谱线波长与探测器位置之间的关系,显著提高了光谱仪的定标精度。

激光频率梳(LFC)通过将梳齿频率锁定到微波参考源,能够达到优于 10^{-12} 的绝对频率精度,是当前精度最高的天文高分辨光谱定标源^[21-22]。以 HRS 配备的 LFC 为参考基准^[23-24],对 ThAr 波长解和 FPE 波长解的定标精度进行了第三方检验。图 7 展示了检验结果。在检验范围内,ThAr 波长

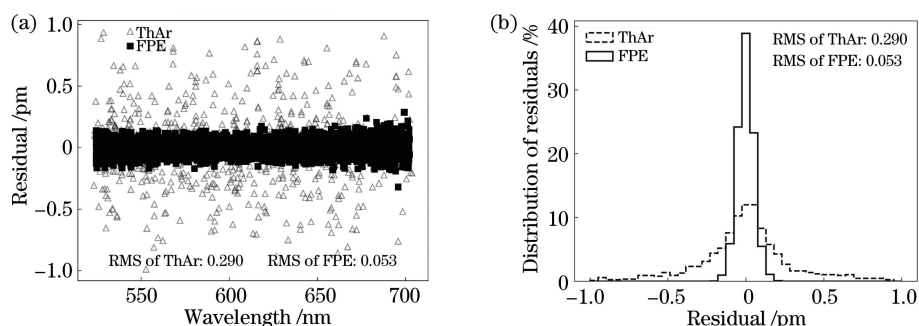


图 6 谱线波长与波长解计算波长的残差(基于对图 2 中 FPE、ThAr 实测二维光谱进行处理得到的结果)。

(a)不同波长谱线的残差;(b)残差分布柱状图

Fig. 6 Residuals between the wavelength of spectral lines and the wavelength calculated by wavelength solutions, which are derived from the measured 2D spectra of FPE and ThAr shown in Fig. 2. (a) Residuals for spectral lines with different wavelength; (b) histogram showing the distribution of residuals

解计算的 LFC 谱线波长与 LFC 谱线锁定波长的 RMS 为 0.253 pm, FPE 波长解计算的 LFC 谱线波长与 LFC 谱线锁定波长的 RMS 为 0.060 pm。这个结果与前面基本一致, ThAr 波长解误差的“局部波动”结构也清晰可见。

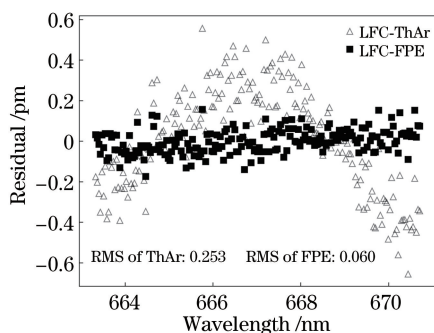


图 7 LFC 谱线锁定波长与波长解计算波长的残差(基于对图 2 中 FPE、ThAr 实测二维光谱进行处理得到的结果)

Fig. 7 Residuals between the locked wavelength of LFC spectral lines and the wavelength calculated by wavelength solutions, which are derived from the measured 2D spectra of FPE and ThAr shown in Fig. 2

Fig. 2

5 讨 论

第 3 节选取简并解的标准使得(7)式的平方和最小。由于 $\delta D(\lambda)$ 具体的函数形式难以预测, 因此这样选取的 (m_0, d_0) 简并解不一定是 FPE 实际的零级干涉级数和有效腔长。图 8 展示了选取 (m_0, d_0) 相邻简并解的时候 $\{\lambda_m, \delta D(\lambda_m)\}$ 数据点的分布情况。这些简并解的名称与对应的 (m_0, d_0) 如表 1 所示(S_0 即以第 3 节标准选取的简并解)。它们的 d_0 均位于 FPE 腔长出厂检测值的误差范围内。可以看出, (m_0, d_0) 使得平方和 S 取最小实际上对应

于使得 $\delta D(\lambda)$ 的函数曲线最为平缓。其他简并解得出的 $\{\lambda_m, \delta D(\lambda_m)\}$ 数据点对应于更陡峭的 $\delta D(\lambda)$ 函数曲线。不同的简并解选取并不会影响 FPE 在光谱仪的定标精度。因为实际给 FPE 透过峰波长赋值的是 ThAr 波长解; 对于光程补偿函数 $\delta D(\lambda)$, 只是使用了它的平滑性质去修正 ThAr 波长解的误差。图 9 展示了简并解 S_{-2}, S_{+2} 得出的 FPE 波长解减去 S_0 得出的 FPE 波长解之差。可以看出, 差别仅为 10^{-5} pm 的量级, 小于 FPE 波长解定标精度的 1/1000。这证实了 (m_0, d_0) 简并解的选取标准并不会影响到定标精度。求出实际的 (m_0, d_0) 与 $\delta D(\lambda)$ 在研究 FPE 的固有性质上依然是有用的, 不过这需要其他的检测手段。

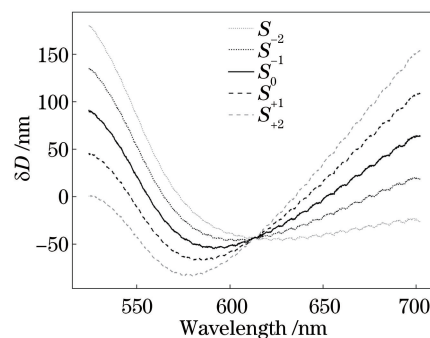


图 8 (m_0, d_0) 不同简并解对应的光程补偿函数

Fig. 8 Optical path compensation functions for different (m_0, d_0) degenerate solutions

本研究用于测试的 FPE 没有做严格的稳定性控制。随着环境变化, 由于热胀冷缩以及材料折射率随温度等因素的变化, FPE 透过峰波长也会发生变化。因此定标过程中得到的 FPE 透过峰波长, 只是 FPE 二维光谱拍摄时刻的波长。虽然这并不影响本研究涉及的波长定标方法, 但自身不稳定的

FPE, 其定标精度会受到一定影响, 也不能高精度地测量光谱仪漂移。在后续的研究中, 为充分发挥 FPE 在光谱仪的作用, 将使用被动或主动的方法严格控制 FPE 的稳定性。

表 1 (m_0, d_0) 的部分简并解

Table 1 Part of (m_0, d_0) degenerate solutions

Degenerate solution name	m_0	d_0 /mm
S_{-2}	13984	3.37358850
S_{-1}	13985	3.37379883
S_0	13986	3.37400911
S_{+1}	13987	3.37421936
S_{+2}	13988	3.37442972

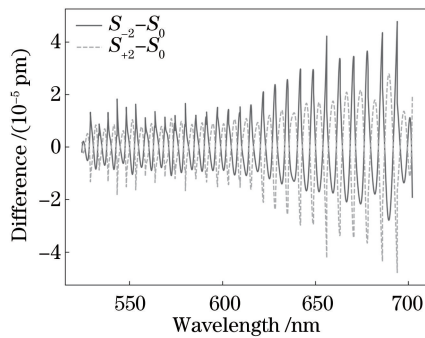


图 9 简并解 S_{-2}, S_{+2} 求出的 FPE 波长解减去简并解 S_0 求出的 FPE 波长解之差

Fig. 9 FPE wavelength solution for S_{-2} minus that for S_0 and FPE wavelength solution for S_{+2} minus that for S_0

6 结 论

本文研究了 FPE 在天文高分辨光谱仪的波长定标。FPE 透过峰波长未知为定标带来了挑战。文中将 FPE 与传统定标源 ThAr 相结合。ThAr 为 FPE 提供波长信息, 再利用 FPE 密集的透过峰序列以及 FPE 电介质反射膜穿透深度与波长的平滑关系的性质, 修正 ThAr 波长信息中的误差, 在不借助傅里叶变换光谱仪等额外的精密测量设备的情况下实现了 FPE 的波长定标。经过在 HRS 的实际测试, FPE 的定标精度达到了 0.053 pm, 相比单独使用 ThAr 的 0.290 pm 的定标精度有一个较大的提高。这将为天文学家在搜寻太阳系外岩石行星、测量精细结构常数的宇宙时空变化等前沿领域的研究提供支持。本研究也可为 FPE 在其他光谱测量仪器的定标应用或者其他未知谱线波长的定标源的定标方法提供参考。

参 考 文 献

[1] Steinmetz T, Wilken T, Araujo-Hauck C, et al.

Fabry-Pérot filter cavities for wide-spaced frequency combs with large spectral bandwidth [J]. Applied Physics B, 2009, 96(2/3): 251-256.

[2] Scharmer G B. Comments on the optimization of high resolution Fabry-Pérot filtergraphs [J]. Astronomy and Astrophysics, 2006, 447(3): 1111-1120.

[3] Nie X M, Long X W, Zhang B, et al. 629 nm He-Ne laser using built-in Fabry-Perot etalon [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(8): 0814004.

聂晓明, 龙兴武, 张斌, 等. 内置法布里-珀罗标准具 629 nm He-Ne 激光器 [J]. 光学学报, 2011, 31(8): 0814004.

[4] Hu X, Cheng D J, Wang S B, et al. Single-frequency Nd:YVO₄ laser based on reflective Bragg grating combined with Fabry-Perot etalon [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(5): 0514002.

胡星, 程德江, 王思博, 等. 基于反射式布拉格光栅和 Fabry-Perot 标准具组合的 Nd:YVO₄ 单频激光器 [J]. 光学学报, 2019, 39(5): 0514002.

[5] Shen X Y, Lan X H, Zhu H N, et al. Submicron displacement measurement method based on Fabry-Perot etalon [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(12): 1204002.

沈小燕, 蓝旭辉, 朱鹤年, 等. 基于法布里-珀罗标准具的亚微米级位移测量方法 [J]. 中国激光, 2019, 46(12): 1204002.

[6] Xu Y. Design and realization of Fabry-Perot etalon for absolute distance measurement of femtosecond pulse laser [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(1): 0114007.

许艳. 用于飞秒激光绝对距离测量的法布里-珀罗标准具的设计与实现 [J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(1): 0114007.

[7] Pepe F A, Cristiani S, Lopez R R, et al. ESPRESSO: the Echelle spectrograph for rocky exoplanets and stable spectroscopic observations [J]. Proceedings of SPIE, 2010, 7735: 209-217.

[8] Fischer D A, Anglada-Escude G, Arriagada P, et al. State of the field: extreme precision radial velocities [J]. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 2016, 128(964): 066001.

[9] Schmidt T M, Molaro P, Murphy M T, et al. Fundamental physics with ESPRESSO: towards an accurate wavelength calibration for a precision test of the fine-structure constant [J]. Astronomy & Astrophysics, 2021, 646: A144.

[10] Wildi F, Pepe F, Chazelas B, et al. A Fabry-Perot calibrator of the HARPS radial velocity spectrograph: Performance report [J]. Proceedings of SPIE, 2010, 7735: 1853-1863.

[11] Schäfer S, Reiners A. Two Fabry-Perot

- interferometers for high precision wavelength calibration in the near-infrared [J]. *Proceedings of SPIE*, 2012, 8446: 1306-1313.
- [12] Cersullo F, Wildi F, Chazelas B, et al. A new infrared Fabry-Pérot-based radial-velocity-reference module for the SPIRou radial-velocity spectrograph [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2017, 601: A102.
- [13] Tang L, Ye H Q, Hao J, et al. Design and characterization of a thermally stabilized fiber Fabry-Perot etalon as a wavelength calibrator for high-precision spectroscopy [J]. *Applied Optics*, 2021, 60 (19): D1-D8.
- [14] Wildi F, Chazelas B, Pepe F. A passive cost-effective solution for the high accuracy wavelength calibration of radial velocity spectrographs [J]. *Proceedings of SPIE*, 2012, 8446: 84468E.
- [15] Halverson S, Mahadevan S, Ramsey L, et al. Development of fiber Fabry-Perot interferometers as stable near-infrared calibration sources for high resolution spectrographs [J]. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 2014, 126(939): 445-458.
- [16] Gurevich Y V, Stürmer J, Schwab C, et al. A laser locked Fabry-Perot etalon with 3 cm/s stability for spectrograph calibration [J]. *Proceedings of SPIE*, 2014, 9147: 91477M.
- [17] Fan Z, Wang H J, Jiang X J, et al. The Xinglong 2.16-m telescope: current instruments and scientific projects [J]. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 2016, 128(969): 115005.
- [18] Buchhave L A. Detecting and characterizing transiting extrasolar planets [D]. Copenhagen: University of Copenhagen, 2010: 39-41.
- [19] Redman S L, Nave G, Sansonetti C J. The spectrum of thorium from 250 nm to 5500 nm: Ritz wavelengths and optimized energy levels [J]. *The Astrophysical Journal Letters Supplement Series*, 2014, 211(1): 4.
- [20] Bauer F F, Zechmeister M, Reiners A. Calibrating echelle spectrographs with Fabry-Pérot etalons [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2015, 581: A117.
- [21] Wilken T, Curto G L, Probst R A, et al. A spectrograph for exoplanet observations calibrated at the centimetre-per-second level [J]. *Nature*, 2012, 485(7400): 611-614.
- [22] Probst R A, Milaković D, Toledo-Padrón B, et al. A crucial test for astronomical spectrograph calibration with frequency combs [J]. *Nature Astronomy*, 2020, 4(6): 603-608.
- [23] Wu Y J, Ye H Q, Han J, et al. Astronomical laser frequency comb for high resolution spectrograph of a 2.16-m telescope [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36 (6): 0614001.
吴元杰, 叶慧琪, 韩建, 等. 2.16 m 望远镜高分辨率光谱仪的天文光学频率梳 [J]. *光学学报*, 2016, 36 (6): 0614001.
- [24] Hao Z B, Ye H Q, Han J, et al. Calibration tests of a 25-GHz mode-spacing broadband astro-comb on the fiber-fed high resolution spectrograph (HRS) of the Chinese 2.16-m telescope [J]. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 2018, 130(994): 125001.