利用太阳自转提取全日面太阳望远镜的平场和偏振本底

白先勇^{1*}, 邓元勇¹, 王怡然², 刘四清², 毛信杰^{1,3}

1. 中国科学院太阳活动重点实验室, 北京 100012;

2. 中国科学院国家空间科学中心, 北京 100190;

3. 北京师范大学天文系, 北京 100875

* 联系人, E-mail: xybai@bao.ac.cn

2017-05-22 收稿, 2017-06-12 修回, 2017-06-12 接受, 2017-08-25 网络版发表

国家自然科学基金(11427901, 11427803, 11503063, 11273034, 11373040)、中国科学院战略性先导科技专项(B类)(XDB09040200)和中国科学院太阳活动重点实验室开放课题(KLSA201515)资助

摘要 平场和偏振本底改正是全日面单色像和偏振像数据处理的必要步骤. 本文假设太阳自转一周过程中望远镜的平场和偏振本底不变, 基于此从怀柔太阳观测基地第2144个卡林顿周的单色像和Stokes Q/I , U/I , V/I 图像中利用中值算法提取出平场和Stokes I 到 Q , U , V 的偏振本底. 利用该方法提取的平场中包含一些小尺度的脏点、大尺度的光强不均匀性, 提取的Stokes I 到 V 的偏振本底成马鞍面分布, Stokes I 到 Q , U 的偏振本底成倒钟形分布. 平场改正后可以得到较理想的单色像. 日面边缘偏振本底较大的宁静区扣除偏振本底后Stokes Q/I , U/I , V/I 的平均值分别为 -0.8×10^{-4} , 0.9×10^{-4} , 1.3×10^{-4} , 远小于改正前的 -6.8×10^{-4} , 2×10^{-3} , 1.7×10^{-3} . 该方法无需定标观测, 从常规观测数据中即可提取出平场和偏振本底, 对地基、远程无人值守观测的数据标定具有重要的应用价值.

关键词 平场, 太阳, 图像分析, 偏振, 光度测量

数据定标是基于观测设备的数据开展科学和应用研究的基础. 当前成像型全日面观测设备的可观测量主要包括白光像或单色像以及偏振像^[1]. 白光像或单色像指宽带或窄带的强度(Stokes I)像, 偏振像指反映日面偏振特性的Stokes Q , U , V 图像. 为得到高精度的数据, 相应的定标过程主要包括平场定标和偏振定标. 对于强度像, 通过平场定标扣除望远镜系统在不同像元位置处光强响应的不均匀性, 进而得到高精度的白光像和单色像. 对于偏振像, 通过偏振定标扣除望远镜系统引起的偏振参量Stokes I , Q , U , V 之间的交叉串扰, 进而得到高精度的偏振数据.

太阳观测中平场定标常用的方法有: (1) 将望远

镜指向日面中心附近, 随机移动望远镜, 采集多帧米粒像, 通过平均消除米粒强度变化得到平场, 该方法主要用在小视场大口径太阳望远镜采集的局部太阳像上^[2]; (2) 利用扩散片测量平场, 该方法主要用在小口径的全日面太阳像或日冕仪上^[3,4]; (3) 利用移动太阳像, 通过计算不同帧图像之间的位移, 采用最小二乘方法迭代平场, 该方法可以用在全日面或局部太阳像上^[5,6]. 目前怀柔太阳观测基地35 cm太阳磁场望远镜采用方法1测量平场, 全日面太阳磁场和活动望远镜采用方法3测量平场. 近期, 我们也试验了利用扩散片(方法2)如毛玻璃开展平场测量^[4]. 上述方法在地面观测中都取得了良好的改正效果.

引用格式: 白先勇, 邓元勇, 王怡然, 等. 利用太阳自转提取全日面太阳望远镜的平场和偏振本底. 科学通报, 2018, 63: 301–310

Bai X Y, Deng Y Y, Wang Y R, et al. The measurement of flat fields and polarization offset from the routine observation data of a solar rotation (in Chinese). Chin Sci Bull, 2018, 63: 301–310, doi: 10.1360/N972017-00571

偏振本底用来描述不同偏振参量之间的交叉串扰,包括Stokes I 到 Q , U , V 的交叉串扰,或者Stokes Q , U , V 之间的交叉串扰. Stokes I 到 Q , U , V 的偏振本底测量可以使用太阳连续谱,因太阳连续谱可以看作无偏源,这也是空间太阳观测设备如日震磁像仪(helioseismic and magnetic imager)偏振本底改正使用的方法^[7]. 中国科学院国家天文台怀柔太阳观测基地的全日面观测利用扫描谱线轮廓或是利用滤波或平滑的方法扣除不均匀的偏振本底^[8],但是上述方法目前仅限于扣除Stokes I 到 V 的偏振本底,无法扣除 I 到 Q , U 的偏振本底. 利用连续谱测量 I 到 Q , U 的偏振本底对该望远镜存在困难,因为选择的工作谱线532.4 nm附近并没有十分干净的连续谱. Stokes Q , U , V 之间的交叉串扰可以通过旋转偏振片和波片生成许多已知偏振状态的观测量,然后采用最小二乘拟合的方法得到^[9].

上述平场和偏振本底测量方法都具有一个共同特点——需要专门拿出时间进行定标观测,这无疑减少了观测时间,理想状态是满足科学需求的情况下定标观测时间越短越好,而选择合适的定标方法就可能接近这一理想状态. 此外,利用扩散片测量平场还需要额外的定标装置进行定标观测. 对于地面观测,实施起来比较容易,定标设备出现问题也容易维护. 但对于空间或远程无人值守的观测,定标设备一旦出现问题,维修起来相当复杂. 尤其是空间观测,几乎不可能修复. 定标装置能否实现空间化也是需要考虑的问题. 在空间观测中,利用移动太阳像实现平场测量需要调节望远镜的指向,这无疑给卫星的姿态控制增加了难度. 可见对于空间观测,利用上述方法测量平场和偏振本底需要额外开展定标观测的可行性研究,可以预见需要耗费的人力、物力成本不菲. 如能从常规观测的数据中提取出平场和Stokes I 到 Q , U , V 之间的偏振本底等定标信息,无需定标装置或定标观测程序,不占用观测时间,主要依赖后期的数据处理即可完成数据定标,耗费的人力物力成本相比定标观测专题研究要少得多,这无疑对未来的空间或远程无人值守的太阳观测具有十分重要的借鉴价值,也可以弥补当前怀柔太阳观测基地全日面太阳磁场望远镜尚无Stokes I 到 Q , U 的偏振本底的测量方法的不足. 因平场和偏振本底等仪器效应相对太阳变化特征来说是个稳定量,基于此本文尝试利用太阳自转和大样本统计的方法从多帧常规观

测数据中提取出平场和偏振本底,希望可以为我国未来的空间太阳观测设备如中国科学院空间科学先导专项项目——先进天基太阳天文台上搭载的全日面磁像仪提供一种简便易行的星上定标方法.

1 利用太阳自转进行平场和偏振本底改正的基本原理

观测目标太阳 I_s 上所有的特征都是波长、空间位置 (x, y) ,以及时间 t 的函数. 对于目前可观测的太阳大气最底层——光球层而言,大空间尺度的特征如临边昏暗轮廓,其随时间变化基本不大,对于特定波段宽带连续谱的观测,其空间变化特征仅是太阳半径 r 的函数,对于在某条吸收线附近的窄带观测,大尺度的临边昏暗轮廓除和太阳半径 r 相关,还和大尺度的太阳自转有关,原因是太阳自转会引起波长漂移,导致观测谱线位置的强度发生变化,强度的变化和吸收线的半宽和强度有关,也和具体的观测波长位置以及滤光器的透过带轮廓有关. 对于中等空间尺度(角秒到角分量级)的特征如黑子、谱斑等,其典型寿命在天量级,其强度变化在本影处是周围的临边昏暗背景的30%左右,实际观测中受大气和望远镜仪器效应的影响会大于此值. 对于小空间尺度(亚角秒-角秒)量级的特征如米粒等,其典型寿命在分钟量级,实际观测中受杂散光、像差的影响,日面中心区域高分辨米粒区域强度的方差约6%~13%^[10],偏离日面中心越大,方差越小,在日面边缘附近方差约3%~5%. 基于对上述太阳不同空间尺度特征的分析,根据其时间变化特征,我们可以将观测的太阳分解为两个成分:其一为大尺度随时间和日面位置基本不变的太阳临边昏暗轮廓 $I_s(x', y')_l$,其二为中小尺度,寿命有限的太阳宁静米粒或活动黑子等特征 $I_s(x', y')_h$,其中 x', y' 代表日面坐标. 上述关系可以用如下公式表示

$$I_s(x', y') = I_s(x', y')_l + I_s(x', y')_h, \quad (1)$$

实际观测中,探测器接收到的太阳图像 $I(x, y)$ 可以用一个简单的公式表示为

$$I(x', y') = f(x, y) \cdot T \cdot I'_s(x', y') + n + \text{dark}, \quad (2)$$

式中, n 代表测量噪声, dark表示望远镜的暗场. $f(x', y')$ 代表望远镜的平场, x, y 表示探测器坐标,限于指向和跟踪精度,和日面坐标 x', y' 存在稍许偏差. 平场包括探测器不同像元增益的差别、不同视场透过率的差别等,也是波长和时间的函数. T 代表太阳经地

球大气和望远镜系统后的透过率,在一天的地基观测中,因太阳经过大气的传播路径不同, T 会存在变化,导致一天之内探测器接收到的太阳光强度稍有不同;而在空间观测,大气比较稀薄, T 基本不变. 太阳经地球大气和望远镜系统后,除透过率发生变化外,其特征也会发生变化,表现为模糊和畸变,用数学模型描述为太阳卷积大气和望远镜的点扩散函数,用 $I'_s(x', y')$ 表示,对于全日面像其表现之一为实际观测的太阳半径存在稍许变化,此处我们假设 $I'_s(x', y')$ 大小不变. 太阳为强光源,观测时曝光时间很小(10 ms左右),此时暗场的影响可以忽略不计,测量噪声很小或者可通过多帧叠加减少噪声,也可忽略不计,结合(1)式, (2)式可以简化为

$$\begin{aligned} I(x', y') &= f(x, y) \cdot T \cdot I'_s(x', y') \\ &= f(x, y) \cdot T \cdot [I'_s(x', y')_l + I'_s(x', y')_h]. \end{aligned} \quad (3)$$

假设观测时日面中心在探测器位置保持不变,即所有时刻观测像中探测器的坐标和日面坐标一致 ($x' = x, y' = y$), 太阳本身存在自转,不同时刻探测到的日面特征在日面坐标上的位置存在变化,对探测器不同时刻观测的 N 帧太阳像求平均后的表达式为

$$\overline{I(x', y')} = f(x, y) \cdot \bar{T} \cdot [I'_s(x', y')_l + \overline{I'_s(x', y')_h}]. \quad (4)$$

上式求平均时太阳临边昏暗轮廓随时间和日面位置不变,仍为 $I'_s(x', y')_l$, 多帧不同时刻不同日面位置随时间变化较大的米粒、黑子等特征的平均强度 $\overline{I'_s(x', y')_h} \approx 0$. 当米粒特征在日面中心强度变化为10%左右时,利用多帧叠加求平均,假设强度变化服从泊松分布, $\overline{I'_s(x', y')_h}$ 的强度变化标准差在0.1%量级需要的叠加帧数 N 约为: $(10\%/0.1\%)^2 = 10000$. 考虑黑子等特征强度相对平均强度变化较大,可以将多帧图像取平均改为求中值,在图像帧数很多时近似满足 $I'_s(x', y')_{h_median} = 0$, 此时(4)式变为

$$I(x', y')_{median} = f(x, y) \cdot \bar{T} \cdot I'_s(x', y')_l. \quad (5)$$

平场 $f(x, y)$ 的求解公式为

$$f(x, y) = I(x', y')_{median} \div I'_s(x', y')_l \div \bar{T}. \quad (6)$$

利用太阳自转特性对多帧的常规观测数据求中值后的图像扣除太阳临边昏暗之后,就可以得到观测系统的平场 $f(x, y)$, 上式中 $\bar{T}$ 影响的是平场的归一化,并不影响平场的空间分布. 注意上式的适用条件为每帧观测图像的日面中心在探测器上的位置保持不变,这对观测时的指向和跟踪精度要求较高.

当指向和跟踪精度有限时,多帧数据中日面中心位置在探测器上发生变化,不同时刻观测像中探测器的坐标和日面坐标并不一致 ($x' \neq x, y' \neq y$), 此时每帧观测图像除以临边昏暗轮廓后可得

$$\frac{I(x', y')}{I'_s(x', y')_l} = f(x, y) \cdot T + \frac{f(x, y) \cdot T \cdot I'_s(x', y')_h}{I'_s(x', y')_l}. \quad (7)$$

同样对观测的多帧太阳像对上式求中值可得

$$\begin{aligned} &\left[\frac{I(x', y')}{I'_s(x', y')_l} \right]_{median} \\ &= [f(x, y) \cdot T]_{median} + \left[\frac{f(x, y) \cdot T \cdot I'_s(x', y')_h}{I'_s(x', y')_l} \right]_{median}. \end{aligned} \quad (8)$$

使用很多帧图像求中值后 $\left[\frac{I'_s(x', y')_h}{I'_s(x', y')_l} \right]_{median} \approx 0$,

此时(8)式变为

$$f(x, y) = \left[\frac{I(x', y')}{I'_s(x', y')_l \cdot T} \right]_{median}. \quad (9)$$

假设平场随时间不变,即第 i 帧观测像对应的平场 $f_i(x, y)$ 和第 j 帧观测像对应的 $f_j(x, y)$ 相等,但是不同帧之间表示大气和望远镜透过率的 T 值很难得到(空间观测 T 不变),这里假设所有像元的 T_i 一致,所以(9)式无法直接用于地基设备观测数据的处理. (7)式两边同时除以 T , 得到第 i 帧图像满足下列关系

$$f_i(x, y) = \frac{I_i(x', y')}{I'_s(x', y')_l \cdot T} - \frac{f(x, y) \cdot I'_s(x', y')_h}{I'_s(x', y')_l}. \quad (10)$$

对第 i 帧图像选取日面中心附近的宁静区(如 $1' \times 1'$)进行平均,近似满足图像中小尺度强度变化部分 $I'_s(x': x' + \Delta x', y': y' + \Delta y')_h = 0$. 上式变为

$$\overline{f_i(x': x' + \Delta x', y': y' + \Delta y')} = \frac{\overline{I_i(x': x' + \Delta x', y': y' + \Delta y')}}{\overline{I'_s(x': x' + \Delta x', y': y' + \Delta y')_l} \cdot T_i}.$$

根据上面假设,对于所有帧的图像,该区域内的平场平均值 $\overline{f(x': x' + \Delta x', y': y' + \Delta y')}$ 均相等. 处理大气和望远镜引起的透过率 T 时均以第一帧为参考,可得下式:

$$\begin{aligned} &\frac{\overline{I_i(x': x' + \Delta x', y': y' + \Delta y')}}{\overline{I'_s(x': x' + \Delta x', y': y' + \Delta y')_l} \cdot T_i} \\ &= \frac{\overline{I_1(x': x' + \Delta x', y': y' + \Delta y')}}{\overline{I'_s(x': x' + \Delta x', y': y' + \Delta y')_l} \cdot T_1}. \end{aligned} \quad (11)$$

上面假设大气和望远镜的透过率 T 和日面位置无关,所以

$$\begin{aligned} & \frac{I_i(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')}{I'_s(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')_i} \cdot T_i \\ &= \frac{I_i(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')}{I'_s(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')_i} \cdot T_i. \end{aligned} \quad (12)$$

此时第*i*帧的大气和望远镜透过率 T_i 为

$$T_i = T_1 \cdot \frac{\frac{I_i(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')}{I'_s(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')_i}}{\frac{I_i(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')}{I'_s(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')_i}}, \quad (13)$$

带入(9)式, 得到

$$\begin{aligned} f(x, y) &= \left[\frac{I_i(x', y')}{I'_s(x', y')_i} \right]_{\text{median}} \\ &= \left\{ \frac{I_i(x', y')}{I'_s(x', y')_i} \cdot \frac{\frac{I_i(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')}{I'_s(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')_i}}{\frac{I_i(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')}{I'_s(x':x'+\Delta x', y':y'+\Delta y')_i}} \cdot T_1 \right\}_{\text{median}}, \end{aligned} \quad (14)$$

式中, T_1 影响的是平场归一化系数, 可以设为1, 最后将计算的平场除以所有像元的平均值进行归一化. 这样不同帧的数据没有了变化的 T 的干扰, (14)式可以直接用来计算地基设备观测数据的平场. 可见, 当指向和跟踪精度有限时, 观测图像的中心位置在探测器上发生变化, 此时对多帧扣除临边昏暗轮廓的图像取中值, 也可以求得平场, 这无疑扩展了该方法的适用性.

测量太阳偏振像时, 一种常见的偏振测量系统 Stokes V 分量的解调公式为

$$\frac{V(x', y')}{I(x', y')} = \frac{\frac{I(x', y') + V(x', y')}{2} - \frac{I(x', y') - V(x', y')}{2}}{\frac{I(x', y') + V(x', y')}{2} + \frac{I(x', y') - V(x', y')}{2}}, \quad (15)$$

式中, $\frac{I(x', y') + V(x', y')}{2}$ 代表左旋偏振光, $\frac{I(x', y') - V(x', y')}{2}$ 代表右旋偏振光. 考虑系统平场

$f(x, y)$, 实际观测的 $\frac{V(x', y')}{I(x', y')}$ 表示为

$$\begin{aligned} & \frac{V(x', y')}{I(x', y')} \\ &= \frac{f(x, y) \cdot \frac{I(x', y') + V(x', y')}{2} - f(x, y) \cdot \frac{I(x', y') - V(x', y')}{2}}{f(x, y) \cdot \frac{I(x', y') + V(x', y')}{2} + f(x, y) \cdot \frac{I(x', y') - V(x', y')}{2}}. \end{aligned} \quad (16)$$

由上式可见, 对于归一化的 $\frac{V(x', y')}{I(x', y')}$, 平场对其

测量影响很小. 但在偏振测量中, 不可避免地存在望远镜系统和偏振分析器造成的 Stokes I, Q, U, V 之间的交叉串扰, 这些串扰项称为偏振本底. 实际观测的 Stokes V 实际为太阳真实的 Stokes V 和仪器偏振本底之和, 用公式表示为

$$\left[\frac{V(x', y')}{I(x', y')} \right]_{\text{obs}} = \frac{V(x', y')}{I(x', y')} + \delta V(x, y). \quad (17)$$

利用太阳自转, 多帧的 V/I 的平均后变为

$$\left[\frac{V(x', y')}{I(x', y')} \right]_{\text{obs}} = \frac{V(x', y')}{I(x', y')} + \delta V(x, y). \quad (18)$$

太阳自转一周后, 每个像元处的平均偏振信号 $\frac{V(x', y')}{I(x', y')} \approx 0$, 原因是日面的平均磁场很小, 在数高斯甚至亚高斯量级^[11]. 和上面平场处理时类似, 为避免强黑子磁场的影响, 保证 $\frac{V(x', y')}{I(x', y')}$ 更接近零可以

不用平均, 改用求序列数据的中值, 此时计算得到的 Stokes V 的偏振本底 $\delta V(x, y)$ 为

$$\delta V(x, y) = \left[\frac{V(x', y')}{I(x', y')} \right]_{\text{obs median}}. \quad (19)$$

同理, 对于 Stokes Q 和 U , 其偏振本底 $\delta Q(x, y)$ 和 $\delta U(x, y)$ 分别为

$$\delta Q(x, y) = \left[\frac{Q(x', y')}{I(x', y')} \right]_{\text{obs median}}, \quad (20)$$

$$\delta U(x, y) = \left[\frac{U(x', y')}{I(x', y')} \right]_{\text{obs median}}. \quad (21)$$

可见, 通过对一个太阳自转周的观测数据求中值, 可以提取出偏振本底. 这里假设的是一个太阳自转周取中值后的

$$\left[\frac{Q(x', y')}{I(x', y')} \right]_{\text{obs median}}, \left[\frac{U(x', y')}{I(x', y')} \right]_{\text{obs median}}, \left[\frac{V(x', y')}{I(x', y')} \right]_{\text{obs median}}$$

的值为零, 即为无偏源. 所以这里的偏振本底仅仅包括 Stokes I 到 Q, U, V 的串扰, 不包含 Q, U, V 之间的交叉串扰.

2 数据预处理及平场和偏振本底改正结果

采用怀柔太阳观测基地全日面太阳磁场和活动

望远镜在第2144个卡林顿周的观测数据。全日面磁场望远镜的基本参数为：10 cm口径，有效焦距0.77 m，配置半宽0.1 Å的双折射滤光器，可以在532.4 nm处观测太阳窄带单色像和矢量磁场，探测器像元数992×992^[12]，常规观测Stokes *V/I*，*Q/I*，*U/I*的谱线位置为偏离线心-0.08 Å，观测视场约33′。第2144个卡林顿周开始时间2013年11月21日17:36:35，至2013年12月19日01:15:59截止，共29 d。期间怀柔太阳观测基地的可观测日为27 d，因全日面磁场望远镜主要观测磁场，时间分辨率约15 min，所以数据量有限，用于统计偏振本底的Stokes *V/I*，*Q/I*，*U/I*图像均为412帧。因每组Stokes *V/I*，*Q/I*，*U/I*观测时间相近，所以单色像也选择了412帧用于统计平场。对于望远镜采集的单色像，每帧均做了几何改正，包括太阳P角改正，这样每帧太阳像的正北位置在图像正上方，太阳像东方对应图像西方，与其他天基和地基台站的发布数据一致。

图1是27 d的单色像数据，每天选择一帧，图中可以看出一个太阳自转周太阳黑子在日面自东向西的变化。图中还可看出成像系统的不均匀性，图像中心偏亮，横轴两侧强度较弱，和太阳临边昏暗轮廓差别较大。图中也可看出因指向精度和跟踪精度有限，不同天的日面中心在探测器位置并不相同，此时利用太阳自转计算平场需要利用公式(14)。因探测器探测的临边昏暗轮廓并不理想，所以选择了530 nm附近宽带观测像的理论临边昏暗轮廓^[13]，并对每帧图像扣除了临边昏暗轮廓。结果见图2(b)。原始图像除以理论临边昏暗轮廓后的结果见图2(c)，图中可以看出成像系统大尺度的不均匀性，小尺度的脏点、条纹等，也可看出太阳的小尺度细节，如黑子。利用412帧扣除太阳临边昏暗后的图像根据公式(14)得到的最终平场见图2(d)。对比图2(c)可见，此时太阳的黑子已经消失，剩余的只是反映设备不均匀性的信息，这种不均匀性归一化后的强度变化范围为0.53~1.2。

图1 第2144个卡林顿周全日面太阳磁场望远镜观测的原始单色像
Figure 1 The original filtergram observed by the full-disk solar magnetic field telescope in the Carrington Rotation 2144

图2 每张单色像的处理步骤和得到的平场像。(a) 原始像；(b) 理论的临边昏暗像；(c) 临边昏暗改正后的原始像；(d) 412帧临边昏暗改正像求中值得到的平场像

Figure 2 The data reduction of a single filtergram and the final flat fields. (a) Original filtergram; (b) theoretical limb-darkening image; (c) the original filtergram after the correction of limb-darkening effect; (d) the flat fields calculated with median algorithm using limb-darkening corrected original filtergram with a number of 412

利用统计的平场，图3对比了平场改正前后的结果。原始图像是2013年12月3日的观测数据，改正平场后观测数据中低频不均匀性基本消失，可以看到较为理想的太阳临边昏暗轮廓。高频的脏点(箭头A、B指向位置)等在平场改正像(图3(b))中也基本消失，但仍然有一些弱条纹残余。原因可能是27 d观测过程中高频条纹发生变化，偏离公式(14)推导中平场随时间不变的假设，导致统计得到的平场中的条纹信息精度有限。

图4是第2144个卡林顿周观测的Stokes *V/I*数据，每天选择了一帧，图中可以看出一个太阳自转周活

图3 原始观测像(a)和平场改正像(b)
Figure 3 Original filtergram (a) and its flat-fielding image (b)

图4 第2144个卡林顿周全日面太阳磁场望远镜观测的原始偏振像 Stokes V/I

Figure 4 The original Stokes V/I images observed by the full-disk solar magnetic field telescope in the Carrington Rotation 2144

动区磁场特征在日面的自东向西的变化. 图中也可看出因指向精度和跟踪精度有限, 不同天的日面中心在探测器位置并不相同, 利用(19)式统计整个活动周所有 V/I 数据每个像元的中值, 计算得到偏振本底, 结果见图5(c). 由图可见, Stokes V/I 的偏振本底成马鞍状(双曲抛物面)分布, 在中心视场本底值接近零, 偏离中心视场越大本底越大, 这和之前王晓帆等人^[8,14]使用的方法得到的分布一致, V/I 的本底值范围

从 $-7 \times 10^{-4} \sim 9 \times 10^{-4}$. 因计算中值仅仅用到412帧偏振像, 样本数比较少, 所以偏振本底中仍可以看到一些活动区的影响. 偏振本底改正前后的 Stokes V/I 偏振像见图5(a)和(b). 为方便对比, 选取左下角一块矩形区域 S1 内的像素求平均值, 该区域位于日面边缘附近, 偏振本底较大, 偏振本底改正前该区域内的平均值为 -6.8×10^{-4} , 改正后的平均值为 -0.8×10^{-4} , 偏振本底改正后, 背景平均值在 1×10^{-4} 量级, 对于整个日面区域由图中对比可见, 偏振本底改正后, 整个日面上的不均匀性基本消失, 在宁静区的背景分布比较均匀.

参照计算 Stokes V/I 偏振本底数据处理方法, 也利用公式(20)和(21)计算了偏振像 Stokes Q/I 和 U/I 的偏振本底. 计算的 Stokes Q/I 偏振本底见图6(c). 由图可见, Stokes Q/I 偏振本底成倒立的钟型分布, 在中心视场本底值接近零, 偏离中心视场越大本底越大, 整个日面的偏振本底值为 $0 \sim 2.6 \times 10^{-3}$. 和 Stokes V/I 的偏

图5 偏振本底改正前后对比图. (a) 原始偏振像 Stokes V/I ; (b) 偏振本底扣除后的 Stokes V/I ; (c) 412 帧原始偏振像统计得到的 Stokes V/I 偏振本底像

Figure 5 Comparison of the image before and after the correction of polarization offset. (a) The original Stokes V/I image; (b) polarization offset corrected Stokes V/I image; (c) polarization offset calculated with median algorithm using Stokes V/I images with a number of 412

图6 偏振本底改正前后对比图. (a) 原始偏振像 Stokes Q/I ; (b) 偏振本底扣除后的 Stokes Q/I ; (c) 412 帧原始偏振像统计得到的 Stokes Q/I 偏振本底像

Figure 6 Comparison of the image before and after the correction of polarization offset. (a) The original Stokes Q/I image; (b) polarization offset corrected Stokes Q/I image; (c) polarization offset calculated with median algorithm using Stokes Q/I images with a number of 412

振本底类似,因计算中值仅仅用到412帧偏振像,样本数比较少,所以偏振本底也看到一些活动区的影响.偏振本底改正前后的Stokes Q/I 偏振像见图6(a)和(b).为方便对比,选取和Stokes V/I 对比时同样的矩形区域S1内的像素求平均值,偏振本底改正前该区域内的平均值为 2×10^{-3} ,改正后的平均值为 0.9×10^{-4} ,偏振本底改正后,背景平均值在 1×10^{-4} 量级,对于整个日面区域而言,偏振本底改正后,整个日面上的不均匀性基本消失,在宁静区的背景分布比较均匀.计算的Stokes U/I 的偏振本底见图7(c).由图可见,Stokes U/I 的偏振本底也成倒立的钟型分布,在中心视场本底值接近零,偏离中心视场越大本底越大,整个日面的偏振本底值从 $0 \sim 2.9 \times 10^{-3}$,因样本较少,偏振本底中也可以看到一些活动区的影响.偏振本底改正前后的Stokes U/I 偏振像见图7(a)和(b).为方便对比,也选取和Stokes V/I 对比时同样的矩形区域S1内的像素求平均值,偏振本底改正前该区域内的平均值为 1.7×10^{-3} ,改正后的平均值为 -1.3×10^{-4} ,偏振本底改正后,背景平均值在 2×10^{-4} 量级,对于整个日面区域而言,偏振本底改正后,整个日面上的不均匀性基本消失,在宁静区的背景分布比较均匀.

3 结论和讨论

本文假定平场或偏振本底在观测过程中不变,利用太阳自转和大样本统计,从一个太阳自转周的常规观测数据中统计出望远镜的平场和偏振本底,不需要额外的定标装置,处理方法简便易行,是未来空间太阳观测可以考虑使用的一种星上定标方法,对远程无人值守的太阳观测也有借鉴价值.针对怀

柔太阳观测基地没有定标观测的历史数据,利用该方法也可以改正数据中的仪器效应,提高观测数据的精度.本文的主要结论如下.

推导了利用太阳自转计算平场的基本公式,在观测设备指向和跟踪精度极高和较高时均可以计算平场,扩展了该方法的适用性.利用怀柔太阳观测基地全日面太阳磁场望远镜第2144个卡林顿周观测的单色像数据统计出了平场,平场改正后可以得到较好的太阳临边昏暗轮廓,小尺度的脏点、条纹基本消失.

推导了利用太阳自转计算偏振本底的基本公式.利用怀柔太阳观测基地全日面太阳磁场望远镜第2144个卡林顿周观测的Stokes V/I , Q/I , U/I 偏振像数据统计出相应的偏振本底. Stokes V/I 的偏振本底呈马鞍状分布,范围在 $-7 \times 10^{-4} \sim 9 \times 10^{-4}$,在视场中心串扰接近零,偏离视场中心越远,串扰越大. Stokes Q/I 和 U/I 的偏振本底成倒钟型分布,范围分别为 $0 \sim 2.6 \times 10^{-3}$, $0 \sim 2.9 \times 10^{-3}$,偏振本底的强度也是在视场中心最小,偏离视场中心越远值越大.偏振本底改正后,原始观测的Stokes V/I , Q/I , U/I 数据在宁静区的背景比较均匀.

我们也统计了其他太阳自转周的平场和偏振本底,其平场和偏振本底的改正结果和文中类似.但是其平场和偏振本底的形态分布稍有不同,这反映了平场和偏振本底随时间的变化.特别需要指出的是,2014年望远镜的光路有过大的改动,平场和偏振本底的形态分布变化很大,但单独统计改动前和改动后的数据,其形态分布变化不大,可见平场和偏振本底的形态分布(倒钟或马鞍型)和仪器状态息息相关.需要指出的是文中计算平场时用到的太阳临边昏暗

图7 偏振本底改正前后对比图. (a) 原始偏振像Stokes U/I ; (b) 偏振本底扣除后的Stokes U/I ; (c) 412 帧原始偏振像统计得到的Stokes U/I 偏振本底像

Figure 7 Comparison of the image before and after the correction of polarization offset. (a) The original Stokes U/I image; (b) polarization offset corrected Stokes U/I image; (c) polarization offset calculated with median algorithm using Stokes U/I images with a number of 412

轮廓对宽带单色像适用,对谱线中心附近的窄带单色像并不适用,原因是窄带单色像还会受大尺度太阳自转引起波长漂移的影响,且和滤光器的波长位置直接相关,准确地得到理论的窄带单色太阳临边昏暗轮廓比较困难,所以文中暂且选择了宽带单色像的理论临边昏暗轮廓,但其影响的是平场中大尺度的特征,并不影响脏点、探测器像元量子效率的差别等小尺度特征.最后,本方法计算的平场和偏振本底并不能覆盖所有探测器靶面,仅仅限于日面区域,这也是该方法的局限性.未来的空间观测设备如先进天基太阳天文台上搭载的全日面磁像仪,和目前怀柔太阳观测基地的赤道式的全日面磁场望远镜类似,仪器状态稳定时,其仪器偏振随时间变化很小,计算偏振本底可以应用该方法.对于地平式望远镜,其仪器偏振每天变化较大,不满足该方法的假设,无法应用.

本文的假设——平场或偏振本底在观测过程中不变在实际观测中很难满足,特别是在29 d左右的一个太阳自转周内,这会降低平场和偏振本底测量精度.图3(b)平场改正像中可以看到一些高频条纹可能就是这个问题.对于每张Stokes Q/I , V/I , U/I , 选取图中S1区域(宁静区)做平均可以消除小尺度太阳活动自身的干扰,剩余仪器的偏振本底.研究S1区域偏振本底平均值随时间的变化可以反映仪器偏振本底的变化,对于文中一个太阳自转周的数据,该区域其Stokes Q/I , V/I , U/I 的平均值变化标准差分别为 1.54×10^{-4} , 3.31×10^{-4} , 2.56×10^{-4} .一般观测的置信区间为3倍标准差,所以这组数据中Stokes Q/I , V/I , U/I 可信范围为大于 4.62×10^{-4} , 9.93×10^{-4} , 7.68×10^{-4} 的区域.地基观测中不可避免存在大气的干扰,不同时刻大气对偏振本底的影响也在统计本底之中,这可能是偏振本底方差稍大的原因之一.从方法原理上看提高平场和偏振本底的测量精度,实际操作中应保持统计时间间隔内仪器的稳定,地面观测大气影响无法人为控制,但仪器稳定性如波长位置、增益选择、镜面清洁度等可以通过完善观测流程实现.相比地面观测,空间观测的大气消光影响较小,观测时曝光时间、增益基本不变,置于太空环境中受灰尘的影响也较小,导致平场的变化较小,更接近我们的假设,可见本方法更适合于空间设备的平场和偏振本

底测量.此外,提高统计平场和偏振本底精度的另一个方法是提高观测的时间分辨率,获取更多帧数的观测像,从而降低太阳活动的影响,所需帧数不仅和观测图像的实际空间分辨率、仪器的杂散光水平有关,也和太阳活动有关,在太阳活动峰年,需要的帧数要多一些,在低年,需要的帧数少一些.最后,计算偏振本底时假设太阳自转一周求中值后满足无偏条件,此时仅仅可以计算Stokes I 到 Q , U , V 的交叉串扰,相应的偏振本底改正也仅仅改正了Stokes I 到 Q , U , V 的交叉串扰.图6(b)和7(b)中在扣除Stokes Q/I 和 U/I 的偏振本底后,仍看到一些和Stokes V/I 类似的特征,可见得到更高精度的偏振数据还需要扣除Stokes V , Q , U 之间的交叉串扰.

本方法统计偏振本底时,因其使用常规观测图像,求中值时对日面每个位置均作运算,所以太阳不同位置的平均磁场也会统计进去,这对偏振本底测量精度的影响还需要进一步研究.因原始像偏离太阳临边昏暗轮廓较大,所以文中扣除太阳临边昏暗用的是理论轮廓,且假设临边昏暗在方位方向的强度均匀分布,实际观测中太阳扁率等造成的临边昏暗在方位方向存在不均匀性^[6],导致平场测量的精度有所下降.此外,同样帧数的观测图像在利用太阳自转测量平场或偏振本底的精度因日面位置而有所差异.在日面中心细节更多,尺度相对较大,光强变化较大,偏离日面中心受投影效应的影响细节尺度变小,光强变化也较小,所以相同帧数的数据统计平场时偏离日面中心越多,精度越高.但靠近日面边缘,强度较弱,除以临边昏暗轮廓时可能会放大平场的影响,进而影响日面边缘附近平场的测量精度.对于偏振本底,在赤道附近活动区较多,磁场也比较强,同样帧数统计的偏振本底精度比两极地区稍差,这可以从图5(c), 6(c), 7(c)的偏振本底中看出,取中值后赤道附近仍可以看出一些活动区的影响.总之,相比其他的偏振本底和平场测量方法,本方法统计出的是一个太阳自转周的平均平场和偏振本底,时间分辨率较低,时效性也不强,但其仍然可以用来监测望远镜长期运行的稳定性,可以用来生成级别不高的快速浏览数据,也可以开展对定标要求不高的科学和应用研究,如用来做空间环境的监测预警.高精度的平场或偏振定标仍然需要特殊的定标装置来完成.

致谢 感谢中国科学院国家天文台怀柔太阳观测基地所有观测和技术人员提供的优质观测资料。

参考文献

- 1 Lin Y Z. Introduction to Solar Physics (in Chinese). Beijing: Science Press, 2001 [林元章. 太阳物理导论. 北京: 科学出版社, 2001]
- 2 Wang R, Xu Z, Jin Z Y, et al. The first observation and data reduction of the multi-wavelength spectrometer on the new vacuum solar telescope. *Res Astro Astrophys*, 2013, 13: 1240–1254
- 3 Bai X Y, Wang Y R, Zhang Z Y, et al. Flat-field measurement method of coronagraph with opal glass (in Chinese). *Acta Optic Sin*, 2017, 37: 1–14 [白先勇, 王怡然, 张志勇, 等. 利用乳白玻璃测量日冕仪平场的方法研究. *光学学报*, 2017, 37: 1–14]
- 4 Wang Y R, Bai X Y, Liu S Q, et al. Flat-field measuring and correction method for full-disk solar image based on ground glass (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2017, 62: 3057–3066 [王怡然, 白先勇, 刘四清, 等. 基于毛玻璃的全日面太阳像平场测量和改正方法. *科学通报*, 2017, 62: 3057–3066]
- 5 Kuhn J R, Lin H S, Loran D. Gain calibrating nonuniform image-array data using only the image data. *Publ Astron Soc Pac*, 1991, 103: 1097–1108
- 6 Chae J. Flat-fielding of solar magnetograph observations using relatively shifted images. *Sol Phys*, 2004, 221: 15–21
- 7 Couvidat S, Schou J, Hoeksema J T, et al. Observables processing for the helioseismic and magnetic imager instrument on the solar dynamics observatory. *Sol Phys*, 2016, 291: 1887–1938
- 8 Wang X F. Non-uniform pattern in full-disk vector magnetograms (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Beijing: National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, 2010 [王晓帆. 全日面矢量磁场测量中的空间非均匀性研究. 博士学位论文. 北京: 中国科学院国家天文台, 2010]
- 9 Hou J F. Studies and applications of polarimeter's polarization calibration with high precision (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Beijing: National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, 2013 [侯俊峰. 偏振分析器的高精度偏振定标方法研究及其应用. 博士学位论文. 北京: 中国科学院国家天文台, 2013]
- 10 Wedemeyer-Bhm S, Rouppe V L. On the continuum intensity distribution of the solar photosphere. *Astron Astrophys*, 2009, 503: 225–239
- 11 Kutsenko A S, Abramenko V I. Using SDO/HMI magnetograms as a source of the solar mean magnetic field data. *Sol Phys*, 2016, 291: 1–11
- 12 Zhang H Q, Wang D G, et al. Solar magnetism and the activity telescope at HSOS. *Res Astro Astrophys*, 2007, 7: 281–288
- 13 Neckel H, Labs D. Solar limb darkening 1986–1990 (λ 303 to 1099 nm). *Sol Phys*, 1994, 153: 91–114
- 14 Wang X F, Su J T, Zhang H Q. The non-uniform pattern in full-disc vector magnetograms and its correction. *Mon Not Roy Astro Soc*, 2008, 387: 1463–1469

Summary for “利用太阳自转提取全日面太阳望远镜的平场和偏振本底”

The measurement of flat fields and polarization offset from the routine observation data of a solar rotation

Xianyong Bai^{1*}, Yuanyong Deng¹, Yiran Wang², Siqing Liu² & Xinjie Mao^{1,3}

¹ Key Laboratory of Solar Activity, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China;

² National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

³ Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China

* Corresponding author, E-mail: xybai@bao.ac.cn

The correction of flat fields and polarization offset is a necessary step in the reduction of the full-disk solar observing data. The general used methods of the measurement of flat fields are summarized as follows. The first one is realized by randomly moving the solar telescope and making an average of thousands of observed images of the quiet region near the disk center, which is adopted by the large aperture solar telescopes with a small field-of-view. The second one is to shift the solar images with slightly different pointings, which is mostly used in the full-disk solar images. The third method is to use a diffuser to generate the uniform light source and it can be used in the full-disk solar images, too. Observing the nearby continuum of the selected working spectral line is generally used to obtain the polarization offset. It is worth to mention that, all these methods need special calibration observing mode and occupy the valuable scientific observation time. In the paper, we propose a new method to derive the flat fields and polarization offset from the routine observing data. Assuming that the flat fields and polarization offset do not change during a solar rotation, we firstly got the formula which can be used in the calculation of flat fields and polarization offset in the case of the ideal and real telescope guiding and pointing accuracy. The core algorithm in the formula is median process. Moreover, we obtained the flat fields and the crosstalk from Stokes I to Q , U and V using the above mentioned formula from series of the routine observed monochromatic image and Stokes Q/I , U/I and V/I images belonging to the Carrington Rotation 2144 observed by Huairou Solar Observing Station. The derived flat fields could not only reflect the small-scale dirty points but also the large-scale non-uniform pattern from the whole telescope system, which can be removed after the flat-fielding process. The distribution of the resulting Stokes V/I offset from Stokes I to V seems to be a Saddle surface, while that of the Stokes Q/I and U/I from I to Q , U is an upside-down bell shape. In order to evaluate the validity of the correction of the polarization offset we choose a quiet region near the solar limb as an example. The averaged value of Stokes V/I , Q/I and U/I in the region after polarization offset correction is -0.8×10^{-4} , 0.9×10^{-4} , 1.3×10^{-4} , while that before correction is -6.8×10^{-4} , 2×10^{-3} , 1.7×10^{-3} , respectively. It is quite clear that the Stokes V/I , Q/I and U/I improved a lot after the correction of the polarization offset. The main disadvantage of the method is that it can only correct the crosstalk from Stokes I to Q , U and V , incapable of the correction of that from Stokes V to Q and U . Some other methods are needed so as to make up the disadvantages. We suggest that the above mentioned method can be considered as one of the calibration methods for the space-borne or remote unattended full-disk solar observing instrument because it only uses the routine observation data without any other special calibration observation.

flat-fields, sun, image analysis, polarization, photometry measurement

doi: 10.1360/N972017-00571