多个太阳矢量磁像仪数据计算的电流螺度对比分析

徐海清*

中国科学院国家天文台太阳活动重点实验室, 北京 100101

*联系人, E-mail: xhq@bao.ac.cn

收稿日期: 2019-03-21; 接受日期: 2019-07-31; 网络出版日期: 2019-10-23

国家自然科学基金(编号: 11703042, 11911530089, 11673033, U1731241, 11427901, U1831107)和中国科学院空间科学战略性先导科技专项(编号: XDA15320302, XDA15052200)资助项目

摘要 从20世纪90年代开始, 太阳光球电流螺度研究已经取得了重大进展. 大样本的统计结果揭示了电流螺度分布的一个重要趋势: 太阳表面的活动区, 在北半球的螺度符号主要为负值, 在南半球的螺度符号主要为正值. 虽然不同仪器观测的矢量磁场计算得到的电流螺度符号具有基本的一致性, 但它们之间还存在着一些差异. 本文中, 利用不同矢量磁像仪观测的矢量磁场数据, 我们分析了电流螺度随磁场强度的变化, 探讨了不同仪器之间差异的原因. 我们将纵向磁场和总磁场按强度划分成6个区间, 计算了每个区间内电流螺度密度的平均值 h_c . 统计结果显示: 当纵向磁场小于600 G时, 由不同仪器数据计算的 h_c 具有很好的一致性, 并且遵守螺度半球符号法则; 当纵向磁场大于600 G时, 不同仪器之间的差异增大, 并且在有的磁场区间内, 电流螺度不遵守半球螺度符号法则; 南半球的电流螺度更好地符合半球螺度符号法则. 电流螺度随总磁场的变化趋势与纵场的相似. 利用同样的方法, 对个别活动区进行研究, 分析磁光效应对电流螺度的影响. 通过上述分析, 我们得出当纵向磁场小于600 G时, 计算得到的电流螺度基本可信. 当纵向磁场大于600 G时, 造成不同仪器之间差异的真实原因需进一步研究.

关键词 太阳, 磁场, 电流螺度

PACS: 47.27.-i, 47.27.Eq, 47.27.Nz, 47.40.Ki, 47.85.Gj

1 引言

20世纪90年代, 表征磁场拓扑结构特征的物理量——螺度成为太阳物理研究的热点课题之一. 螺度定义为一定空间内矢量场与矢量场自身旋度点积

的积分量^[1], 它反映了缠绕或嵌套矢量场的手征性. 对于太阳磁场, 螺度是磁场拓扑复杂性和手征性的量度, 包括磁螺度和电流螺度. 研究表明磁螺度和电流螺度符号相同^[2,3], 都可以用来衡量太阳磁场的扭绞、剪切和手征性. 螺度越大磁场越复杂. 电

引用格式: 徐海清. 多个太阳矢量磁像仪数据计算的电流螺度对比分析. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 040006

Xu H Q. Comparison analysis of current helicity inferred from several solar vector magnetographs (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 040006, doi: [10.1360/SSPMA-2019-0087](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0087)

流螺度定义为 $H_c = \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{B}$, 是一个伪标量, 通常和空间位置有关系. 德国太阳物理学家 Seehafer^[2] 估算 H_c 的方法是假设活动区磁场为无力场, 则满足 $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha_{ff} \mathbf{B}$. 通过比较计算得到的常 α 无力场和色球及日冕观测确定 α_{ff} 因子, 发现 α_{ff} 在北半球负号占优势, 在南半球正号占优势. 在这之后, 国内外太阳物理学家利用不同仪器的矢量磁场数据进行大样本的统计研究. 由于只能观测太阳光球层的矢量磁场, 所以只计算电流螺度的一部分, 即 $h_c = B_z (\nabla \times \mathbf{B})_z$. 一个活动区中, h_c 符号有正有负, 通常计算 h_c 的平均值, 代表一个活动区的电流螺度. 统计结果证实了在太阳上存在着南北半球螺度符号相反的趋势^[3-5]. 这一规律称为“半球螺度符号法则”. 随着太阳物理研究的深入和天文技术的发展, 各种不同类型的磁像仪先后研制成功. 例如: 在我国有中国科学院国家天文台太阳磁场望远镜(SMFT)、云南天文台太阳光谱望远镜(S³T)和一米新真空红外太阳望远镜(NVST)等, 在国际上有日本国立天文台太阳耀斑望远镜(SFT)、夏威夷大学密斯太阳观测站的斯托克斯偏振仪(HSP)、日本日出卫星上的矢量磁像仪(Hinode/SP)、美国发射的太阳动力学天文台上的日震与磁成像仪(SDO/HMI)等. 目前, 所有磁像仪都无法直接测量太阳上的磁场, 只能利用塞曼效应原理进行太阳偏振光的观测, 通过在一定大气模型下, 求解辐射转移方程得到磁场. 这一过程中做了很多假设和近似, 最终导致不同磁像仪得到的磁场精确程度不一样^[6]. 国内外太阳物理学家对世界上几台主要用于观测矢量磁场的望远镜数据做了比较, 发现不同仪器观测的纵场相关性很高, 但横场相关性差异较大^[7-10]. 统计结果显示不同仪器观测的磁场和推算出的螺度参数之间具有基本的一致性, 但是也存在着不可忽略的差异^[11-13]. 为进一步探寻造成这些差异的主要因素, 徐海清等人^[14]利用三台地基望远镜(SMFT, SFT, HSP)观测的矢量磁场计算了电流螺度参数, 分析了磁场测量精度、数据处理、空间分辨率和磁光效应等对螺度计算的影响, 结果显示横场相关性低是造成电流螺度差异的主要原因. 这些观测上的差异, 对研究太阳磁场以及描述磁场特征的物理参数随太阳活动周的演化规律造成极大的不确定性, 进而对完善太阳发电机模型造成

了阻碍. 有待于深入研究.

然而, 对于半球螺度符号法则是否随太阳活动周变化在理论和观测上都还存在争议. 张洪起等人^[15]用 SMFT 观测的第 22 和 23 太阳活动周的数据计算电流螺度, 发现在太阳活动周开始和结束阶段, 蝴蝶图中有明显的反号螺度集中出现的区域. 包曙东等人^[16]用 SMFT 的矢量磁场数据计算了电流螺度, 发现在上升期电流螺度符号不满足半球螺度符号法则. Hagino 和 Sakurai^[17]用 SFT 观测的矢量磁场数据计算无力场因子, 发现半球螺度符号法则总体上是成立的, 可在活动周极小年的时候却不成立. 郝娟和张枚^[18]用 SP 矢量磁场数据也揭示了第 23 太阳活动周末期电流螺度不遵守半球螺度符号法则, 而第 24 周初期却遵守半球螺度符号法则. Pevtsov 等人^[19]用 HSP 数据计算电流螺度参数, 发现第 23 太阳活动周螺度符号法则与 22 太阳活动周相同. 刘扬等人^[20]利用 HMI 观测的矢量磁场计算电流螺度参数, 证实了半球螺度符号法则的存在, 同时也指出对于不同类型的活动区, 这个法则有时是不存在的, 并从电流螺度的产生机制方面讨论了这个问题. 从太阳发电机理论研究方面也存在着两种观点: 一种观点认为半球螺度符号法则是具有大弥散的弱趋势, 但不随太阳活动周变化^[21]; 另一种观点认为在太阳活动极小年附近^[22]螺度不遵守半球螺度符号法则. 徐海清等人^[23]利用 Parker 发电机模型, 通过求发电机方程的解析解, 发现在太阳活动周结束时出现违反半球螺度符号法则的情况, 同时发现电流螺度反号与太阳对流区内部发电机波的传播有关.

已有的研究表明半球螺度符号法则并不是一个不变的很强的规则, 不同仪器观测的数据, 不同样本都会对其造成影响. 张枚^[24]首先从统计上得出太阳活动区的强磁场(纵向磁场强度大于 1000 G)的电流螺度与弱磁场(纵向磁场强度小于 500 G)的符号相反, 即弱磁场的电流螺度满足半球螺度符号法则, 而强磁场的电流螺度不满足. 在这之后, 苏江涛等人^[25]、郝娟和张枚^[18]利用 Hinode 观测的矢量磁场数据, 详细分析了简单黑子的本影和半影的电流螺度分布特征, 结果表明在黑子的本影和半影有着相反的电流螺度符号. Gosain 等人^[26]从统计上也得出强弱磁场电流螺度符号相反的特征, 与之前

结果不同的是, 他们的结果显示强磁场的电流螺度满足半球螺度符号法则, 而弱磁场的电流螺度不满足. Otsuji 等人^[27]的研究结果显示只有纵向磁场小于 300 G 的电流螺度满足半球螺度符号法则.

由以上研究可以看出, 电流螺度研究已经不仅仅是对分布特征和规律的研究, 而是更倾向于对电流螺度计算的精度和可靠性以及产生机制的研究. 本文将利用不同仪器观测矢量磁场数据分析电流螺度随磁场强度的变化. 我们将磁场分成 6 个区间: $20\text{ G} < |B_z| < 200\text{ G}$, $200\text{ G} \leq |B_z| < 400\text{ G}$, $400\text{ G} \leq |B_z| < 600\text{ G}$, $600\text{ G} \leq |B_z| < 800\text{ G}$, $800\text{ G} \leq |B_z| < 1000\text{ G}$, $|B_z| \geq 1000\text{ G}$, 并计算每个区间内的平均电流螺度密度. 进一步分析电流螺度与磁场强度的关系以及不同仪器之间差异的原因.

2 观测和数据处理

SMFT 测量磁场的关键部分是 35 cm 真空折射望远镜、1/8 Å 双折射滤光器和磁分析器. 磁分析器由一个四分之一波片、一个 KD*P 电光晶体和一个偏振片组成. 工作谱线是 Fe I 5324.19 Å. 光球横向磁场的测量是在谱线线心, 纵向磁场的测量是在偏离线心 -0.075 Å 处^[28]. SFT 磁场观测的设计和怀柔太阳磁场望远镜很相似. 双折射滤光器的透过带是 0.125 Å, 它测量光球矢量磁场时的工作谱线是 Fe I 6302.5 Å, 纵向和横向磁场的测量都是在偏离线心 -0.08 Å 处^[29]. HSP 测量磁场时的工作谱线是 Fe I 6301.5 Å 和 Fe I 6302.5 Å. 磁场是通过用辐射转移方程的解析解拟合观测到的 Stokes 轮廓得到^[30,31]. 这种方法考虑了磁光效应, 并且可以估计每个像素点内的磁化和非磁化等离子体的相对贡献. 一般要用 1 h 才能得到一张磁图. 它的时间分辨率明显比滤光器型仪器低.

我们选择了 1992–2005 年由 SMFT 和 SFT 共同观测的 228 个活动区 (每个活动区一张磁图). 我们仅选择经度和纬度在 $\pm 40^\circ$ 之内的活动区 (大部分活动区都在 $\pm 30^\circ$) 并且没有做投影改正. 通过与势场比较来改正横场 180° 不确定性^[32]. 我们将矢量磁场数据内插到相同的空间分辨率 (每个像素大概 0.01'). 对于 HSP 数据, 1997–2000 年共有 582 张磁图 (252 个活

动区). 将 B_z 划分为 6 个区间: $20\text{ G} < B_z < 200\text{ G}$, $200\text{ G} \leq B_z < 400\text{ G}$, $400\text{ G} \leq B_z < 600\text{ G}$, $600\text{ G} \leq B_z < 800\text{ G}$, $800\text{ G} \leq B_z < 1000\text{ G}$, $B_z \geq 1000\text{ G}$, 计算每个区间内电流螺度密度 h_c ($h_c = B_z \cdot (\nabla \times \mathbf{B})_z$). 对于总磁场 B 做了同样的计算.

3 结果

3.1 统计研究

我们统计研究了平均电流螺度密度 h_c 随纵向磁场 B_z 的变化, 结果显示在图 1. 图中每个点代表相应 B_z 区间内所有磁图计算得到的电流螺度密度 h_c 的平均值. 误差棒是由 $\sigma / \sqrt{N}$ 计算得到, 其中 σ 为标准偏差, N 是相应 B_z 区间内的磁图数. 从图 1 可以看出: 由 SMFT 和 SFT 数据计算得出的 h_c 在南半球遵守半球螺度符号法则, 而在北半球, 当 B_z 小于 600 G 时, h_c 遵守半球螺度符号法则; 对于 HSP 数据, h_c 在北半球遵守半球螺度符号法则, 而在南半球, 当 B_z 小于 800 G 时, h_c 遵守半球螺度符号法则.

平均电流螺度密度 h_c 随总磁场 B 的变化, 结果显示在图 2. 在北半球, 当 B 小于 800 G 时, 由 3 个仪器数据计算得到的 h_c 遵守半球螺度符号法则. 当 B 大于 800 G 时, 只有由 HSP 数据计算得到的 h_c 遵守半球螺度符号法则. 对于 SMFT 数据, 当 $800\text{ G} < B < 1200\text{ G}$ 时, h_c 是正号. 对于 SFT 数据, 当 $600\text{ G} < B < 1000\text{ G}$ 时, h_c 是正号. 在南半球, 由 SMFT 数据计算得到的 h_c 遵守半球螺度符号法则. 对于 SFT 数据, 当 $1000\text{ G} < B < 1200\text{ G}$ 时, h_c 不遵守半球螺度符号法则, 其他磁场区间内 h_c 都遵守半球螺度符号法则. 由 HSP 数据计算的 h_c 在 B 小于 1000 G 时遵守半球螺度符号法则.

为进一步分析由不同仪器观测数据计算的电流螺度相关性随磁场的变化, 我们对 SMFT 和 SFT 共同观测的 228 个活动区进行了详细分析, 结果请见图 3 和表 1. 可以看出, 当纵向磁场小于 200 G 时, 相关系数较低, 南北半球都是 0.48. 电流螺度符号相同的活动区在北半球 (73%) 多于南半球 (66%). 北半球的电流螺度相关系数最大是 0.75, 在 $400\text{ G} < B_z < 600\text{ G}$ 磁场区间内. 在 $B_z > 1000\text{ G}$ 磁场区间内, 南半

图 1 由 SMFT, SFT 和 HSP 数据得到的平均电流螺度随纵向磁场的分布. SMFT 和 SFT 观测的总活动区是 228 个 ((a)–(d)), HSP 观测的总活动区是 252 个 ((e) 和 (f)). 星号代表每个区间内电流螺度的平均值, 误差棒代表标准偏差. 磁场的单位是 G, 电流螺度的单位是 $10^{-3} \text{ G}^2 \text{ m}^{-1}$

Figure 1 Average current helicity distribution with B_z inferred from SMFT, SFT and HSP data sets. The total active regions are 228 observed by SMFT and SFT ((a)–(d)), and 252 observed by HSP ((e) and (f)). The stars represent the average value of current helicity in the corresponding longitudinal field interval. The error bars represent the standard deviation. The unit for B_z is G and for h_c is $10^{-3} \text{ G}^2 \text{ m}^{-1}$.

球的电流螺度相关系数最大是 0.77, 相同螺度符号的活动区达到最多, 占这个区间内总活动区的 96%. 当 $400 \text{ G} < B_z < 1000 \text{ G}$ 时, 相关系数和符号相同的活动区所占的百分比变化不大.

3.2 个例研究

我们选择了南北半球各一个活动区进行详细分析. 图 4 展示了活动区 NOAA8085 的矢量磁图 (图 4(a1)–(a3))、电流螺度分布 (图 4(b1)–(b3)) 以及平均电流螺度随纵向磁场 B_z 的分布 (图 4(c1)–(c3)). 这个活动区在 1997 年 9 月 11 日被 SMFT, SFT 和 HSP 共同观测到. 由图 4 可以看出, 这 3 个仪器观测的矢量磁场差别不大, 电流螺度分布虽然大致一样, 但一些局部区差别还是比较明显, 尤其是在黑子中心区域. 但是整个活动区的平均电流螺度符号都是正值, 这个活动区在南半球, 符合

半球螺度符号法则. 我们将纵向磁场按强度分成多个区间, 分别计算每个区间内电流螺度的平均值, 如图 4(c1)–(c3) 中星号所示. 我们发现当 B_z 小于 200 G 时, 电流螺度值很小, 这有可能是由噪声和观测误差造成. 对于 SMFT 和 SFT 数据, 当 B_z 大于 1000 G 时, 电流螺度从正号变成负号. 对于 HSP 数据, 当 B_z 小于 400 G 时, 电流螺度是负号, 当 B_z 大于 400 G 时, 电流螺度是正号, 当 B_z 大于 1000 G 时, 电流螺度值明显减少. 图 5 展示了活动区 NOAA8299 的矢量磁图 (图 5(a1)–(a3))、电流螺度分布 (图 5(b1)–(b3)) 以及平均电流螺度随纵向磁场 B_z 的分布 (图 5(c1)–(c3)). 这个活动区在 1998 年 8 月 13 日被 SMFT, SFT 和 HSP 共同观测到. 这个活动区在北半球, 主黑子是正极. 从矢量磁图可以看出, 三个仪器观测的横场方向基本一致, HSP 观测的纵场要大于 SMFT 和 SFT 观测的纵场. 由

图 2 SMFT((a)和(b)), SFT((c)和(d))和HSP((e)和(f))数据得到的平均电流螺度随总磁场的分布. 星号代表每个区间内电流螺度的平均值, 误差棒代表标准偏差. 磁场的单位是G, 电流螺度的单位是 $10^{-3} \text{ G}^2 \text{ m}^{-1}$

Figure 2 Average current helicity distribution with B inferred from SMFT ((a) and (b)), SFT ((c) and (d)) and HSP ((e) and (f)) data sets. The stars represent the average value of current helicity in the corresponding longitudinal field interval. The error bars represent the standard deviation. The unit for B_z is G and for h_c is $10^{-3} \text{ G}^2 \text{ m}^{-1}$.

表 1 SMFT和SFT数据计算的电流螺度相关性

Table 1 The correlation of current helicity inferred from SMFT and SFT data

纵向磁场 (G)	相关系数 (北半球)	相关系数 (南半球)	符号相同(%) (北半球)	符号相同(%) (南半球)
20–200	0.48	0.48	73	66
200–400	0.63	0.47	79	74
400–600	0.75	0.63	75	80
600–800	0.66	0.65	78	79
800–1000	0.66	0.61	78	83
>1000	0.60	0.77	86	96

电流螺度分布图可以看出, 在强磁场区, 由SMFT和SFT数据计算的电流螺度正号比较多, 而由HSP计算的电流螺度负号比较多. 整个活动区的电流螺度平均值都是负号, 符合半球螺度符号法则. 由HSP数据计算的平均电流螺度值明显高于由SMFT和SFT计算的电流螺度值, 这可能是因为HSP观测的纵场比较强, 并且在强磁场区负螺度占主导. 当 B_z 小于200 G时, 电流螺度值很小, 这和NOAA8085结果相似. 对于SMFT数据, 除800

$G < B_z < 1000 \text{ G}$, 电流螺度都是负号. 对于SFT数据, 当 B_z 大于800 G时, 电流螺度从负号变成正号. 对于HSP数据, 电流螺度符号没变, 但是当 B_z 大于1000 G时, 电流螺度值明显减少.

4 讨论与总结

我们统计分析了由不同仪器观测的数据计算得到的电流螺度随磁场的变化, 并对两个活动区进行了详细的分析. 主要结论如下.

(1) 当纵向磁场 $B_z(B)$ 小于600(800) G时, 电流螺度遵守半球螺度符号法则. 在某些强磁场区, 电流螺度符号发生改变. 但是, 并没有从统计上发现明显的反号现象.

(2) 当磁场较小时, 例如 B_z 小于200 G, 由不同仪器计算的电流螺度值都很小, 并且相关性较差. 当 $400 \text{ G} < B_z < 1000 \text{ G}$ 时, 不同仪器之间的相关性随磁场强度变化不大, 相关系数在0.6–0.75之间, 电流螺

图 3 由SMFT和SFT数据得到的平均电流螺度的相关性. (a) 北半球中电流螺度线性相关系数随纵向磁场的变化; (b) 南半球中电流螺度线性相关系数随纵向磁场的变化; (c) 北半球中电流螺度符号相同的活动区所占的百分比; (d) 南半球中电流螺度符号相同的活动区占的百分比

Figure 3 The correlation of average current helicity inferred from SMFT and SFT data sets. (a) The variation of linear correlation coefficient of helicity with B_z in northern hemisphere; (b) the variation of linear correlation coefficient of helicity with B_z in southern hemisphere; (c) the percent of active regions with same sign of helicity in northern hemisphere; (d) the percent of active regions with same sign of helicity in southern hemisphere.

度符号相同的活动区所占的比例在75%–83%之间.

(3) 从统计上, 滤光器型仪器(SMFT和SFT)之间的相关性, 与滤光器型仪器和光谱型仪器(HSP)之间的相关性没有明显的区别. 从个例分析上, 在强磁场区, 两种类型仪器差异比较明显.

尽管由不同仪器数据计算的电流螺度具有基本的一致性, 但仍然存在着明显的差异. 下面我们将对影响螺度计算精度的几个因素做详细讨论.

(1) 磁光效应

由于我们无法直接测量太阳上的磁场, 只能利用塞曼效应原理进行太阳偏振光的分析. 电流螺度是磁场的导出参数, 所以磁场测量的精度决定了电流螺度计算的精度和可靠性. 磁光效应会对真实的横场方向带入偏振面的旋转, 因此它是矢

量磁像仪用磁敏线观测磁场的一个显著问题^[33]. West和Hagyard^[34]指出在磁敏线($\text{FeI } 5250.22 \text{ \AA}$)线心附近观测方位角受磁光效应影响比在线翼观测要严重. SMFT是在 $\text{FeI } 5324.19 \text{ \AA}$ 的线心观测横场. 包曙东等人^[8]估计得出SMFT观测的横场方位角由法拉第旋转造成的误差为 12° , 并指出对于正极磁场, 法拉第旋转产生正螺度, 对于负极磁场, 法拉第旋转产生负螺度. 张洪起^[35]发现由SMFT观测的横场方位角统计平均误差为 12.8° . 苏江涛和张洪起^[36]比较了SMFT磁图和马歇尔飞行中心(MSFC)矢量磁像仪得到的磁图. 他们发现在 $\text{FeI } 5324.19 \text{ \AA}$ 的线心观测的方位角受法拉第旋转影响比在谱线 $\text{FeI } 5250.22 \text{ \AA}$ 线心处轻. SFT在谱线 $\text{FeI } 6302.5 \text{ \AA}$ 的蓝翼观测磁场, 但是在纵向磁场超过500 G时仍然存在

图 4 (网络版彩图)活动区NOAA8085的矢量磁图、电流螺度分布和平均电流螺度随纵向磁场 B_z 的分布. (a1)–(a3)为分别由SMFT, SFT和HSP观测的活动区NOAA8085(S26E14, 11 Sep. 1997)的矢量磁图, 等高线代表纵向磁场 $\pm 50, 100, 200, 500, 1000, 1500$ G, 红色箭头代表横场; (b1)–(b3)为分别由SMFT, SFT和HSP观测的矢量磁场计算得到的电流螺度分布; (c1)–(c3)为平均电流螺度随纵向磁场强度(绝对值)的变化. 星号代表每个区间内电流螺度的平均值, 误差棒代表标准偏差

Figure 4 (Color online) Vector magnetograms, current helicity distribution, variation of average current helicity with magnitude of B_z of NOAA8085. (a1)–(a3) Vector magnetograms of NOAA8085 (S26E14, 11 Sep. 1997) observed by SMFT, SFT and HSP, respectively, the contours correspond to longitudinal fields of $\pm 50, 100, 200, 500, 1000, 1500$ G, the red arrows represent transverse field; (b1)–(b3) current helicity distribution inferred from vector magnetic field observed by SMFT, SFT and HSP, respectively; (c1)–(c3) variation of average current helicity with magnitude of B_z . The stars represent the average value of current helicity in the corresponding longitudinal field interval. The error bars represent the standard deviation.

磁光效应^[5]. 对于HSP的磁图, 在数据处理过程中已经考虑到磁光效应, 但是只是在简单的辐射转移模型下^[31]. 徐海清等人^[37]利用高裕等人^[38]的方法对SMFT磁场数据进行了磁光效应改正, 对于所研究的样本, 螺度符号并没有改变, 只是数值有些改变. 从本文中的个例分析可以看出, 在强磁场区磁光效应对SMFT和SFT影响比较大. 对于活动区NOAA8085, 主黑子是负极, 法拉第旋转产生负螺度, 所以当 B_z 大于1000 G时, 使螺度从正号变成负号. 对于活动区NOAA8299, 主黑子是正极, 法拉第旋转产生正螺度, 所以当 B_z 大于800 G时使螺度符号

从负号变成正号. 对于HSP数据, 虽然螺度符号没有发生变化, 但螺度值减少了, 说明HSP的数据还是受到了磁光效应的影响. 磁光效应对螺度参数的具体影响还需要进一步研究, 彻底消除磁光效应对磁场方位角的影响至今仍是富有挑战性的工作.

(2) 定标方法、空间分辨率、观测误差和数据处理

不同仪器的定标方法、空间分辨率、数据的观测和处理方法都会有些差别. 这些差别也会造成不同仪器数据之间的差异. 当磁场比较接近势场时, 电流螺度值受数据处理和计算方法影响很严重, 有可

图 5 (网络版彩图)活动区NOAA8299的矢量磁图、电流螺度分布和平均电流螺度随纵向磁场 B_z 的分布. (a1)–(a3)为分别由SMFT, SFT和HSP观测的活动区NOAA8299(N16W10, 13 Aug. 1998)的矢量磁图, 等高线代表纵向磁场 $\pm 50, 100, 200, 500, 1000, 1500$ G, 红色箭头代表横场; (b1)–(b3)为分别由SMFT, SFT和HSP观测的矢量磁场计算得到的电流螺度分布; (c1)–(c3)为平均电流螺度随纵向磁场强度(绝对值)的变化. 星号代表每个区间内电流螺度的平均值, 误差棒代表标准偏差

Figure 5 (Color online) Vector magnetograms, current helicity distribution, variation of average current helicity with magnitude of B_z of NOAA8299. (a1)–(a3) Vector magnetograms of NOAA8299 (N16W10, 13 Aug. 1998) observed by SMFT, SFT and HSP, respectively, the contours correspond to longitudinal fields of $\pm 50, 100, 200, 500, 1000, 1500$ G, the red arrows represent transverse field; (b1)–(b3) current helicity distribution inferred from vector magnetic field observed by SMFT, SFT and HSP, respectively; (c1)–(c3) variation of average current helicity with magnitude of B_z . The stars represent the average value of current helicity in the corresponding longitudinal field interval. The error bars represent the standard deviation.

能改变符号. 徐海清等人^[14]详细分析了这几个因素对SMFT和SFT两个仪器数据计算的电流螺度影响, 结果显示横场的差异对螺度计算影响显著. 当两个仪器横场和方位角相同时, 螺度的相关性有明显提高. 通过对SMFT 磁场数据进行不同程度的高斯平滑以降低空间分辨, 分析了空间分辨率对螺度计算的影响, 结果显示由空间分辨率造成的最大的差异仅3.1%, 所以空间分辨率并不是造成两个仪器差异的主要原因.

之前的研究表明半球螺度符号法则本质上是一个具有较大弥散的弱趋势, 对于这种趋势的产生机

制还不清楚, 尤其是研究上存在较大争议的问题: 半球螺度符号法则是否随太阳活动周变化以及强弱场的电流螺度是否反号, 都与电流螺度的产生机制有关. 目前已经积累了近三个太阳活动周的矢量磁场数据, 结合太阳发电机理论^[39], 也许可以解决上述问题. 第24太阳活动周是一个相对弱的活动周, 南北半球峰年出现的时间不一样. 太阳磁场结构和电流螺度符号特征是否也有这种南北半球不对称性以及与其他太阳活动周的异同问题值得深入研究.

值得注意的是由于观测的限制, 目前得到的关于电流螺度特征的结果, 并不是总电流螺度的特征,

而是部分的. 徐海清等人^[40]将总电流螺度分成6个部分进行分析, 利用光球矢量磁场可计算其中4个部分, 通过与数值模拟结果对比分析, 得出太阳活动区的电流螺度不满足均匀各向同性分布. 所以上述得到的部分电流螺度的特征能否代表总电流螺度分布特征需进一步研究. Yang 等人^[41]基于无力场假设, 发展了一种利用光球矢量磁场计算总电流的方法,

并与利用文献^[42]发展的非线性无力场外推方法计算的总电流比较, 得出在一定的不确定性范围内, 可用这种快速方法估算总电流. 为计算总电流螺度提供了方法. 另一种解决办法是利用光球磁场做外推, 或通过MHD数值模拟方法, 得到三维矢量磁场, 从而计算电流螺度. 我们将在未来的工作中利用这些方法分析总电流螺度的分布特征.

致谢 本文是在以前的工作基础上完成, 在此对国内外合作者表示感谢. 特别感谢中国科学院国家天文台张洪起研究员的诸多指导和建议.

参考文献

- Berger M A, Field G B. The topological properties of magnetic helicity. *J Fluid Mech*, 1984, 147: 133–148
- Seehafer N. Electric current helicity in the solar atmosphere. *Sol Phys*, 1990, 125: 219–232
- Pevtsov A A, Canfield R C, Metcalf T R. Latitudinal variation of helicity of photospheric magnetic fields. *Astrophys J*, 1995, 440: L109–L112
- Bao S D, Zhang H Q. Patterns of current helicity for the twenty-second solar cycle. *Astrophys J*, 1998, 496: L43–L46
- Hagino M, Sakurai T. Latitude variation of helicity in solar active regions. *Publ Astron Soc Jpn*, 2004, 56: 831–843
- Zhang H Q. From polarimetry to helicity: Studies of solar magnetic fields at the Huairou Solar Observing Station. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2019, 62: 999601
- Ronan R S, Orrall F Q, Mickey D L, et al. A comparison of vector magnetograms from the Marshall Space Flight Center and Mees Solar Observatory. *Sol Phys*, 1992, 138: 49–68
- Bao S D, Pevtsov A A, Wang T J, et al. Helicity computation using observations from two different polarimetric instruments. *Sol Phys*, 2000, 195: 75–87
- Liang H F, Sin S A, Ma L. Correlation analysis between S^3T and SFT/MTK vector magnetograms. *Adv Space Res*, 2008, 42: 96–102
- Bai X Y, Deng Y Y, Teng F, et al. Improved magnetogram calibration of Solar Magnetic Field Telescope and its comparison with the Helioseismic and Magnetic Imager. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 445: 49–55
- Zhang H Q, Labonte B, Li J, et al. Analysis of vector magnetic fields in solar active regions by Huairou, Mees and Mitaka Vector Magnetographs. *Sol Phys*, 2003, 213: 87–102
- Pevtsov A A, Dun J P, Zhang H Q. Helicity measurements from two magnetographs. *Sol Phys*, 2006, 234: 203–212
- Xu H Q, Gao Y, Zhang H Q, et al. Helicity comparison among three magnetographs. *Adv Space Res*, 2007, 39: 1715–1722
- Xu H Q, Zhang H Q, Kuzanyan K, et al. On the origin of differences in helicity parameters derived from data of two solar magnetographs. *Sol Phys*, 2016, 291: 2253–2267
- Zhang H Q, Sakurai T, Pevtsov A, et al. A new dynamo pattern revealed by solar helical magnetic fields. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2010, 402: L30–L33
- Bao S D, Ai G X, Zhang H Q. The hemispheric sign rule of current helicity during the rising phase of cycle 23. *J Astrophys Astron*, 2000, 21: 303–306
- Hagino M, Sakurai T. Solar-cycle variation of magnetic helicity in active regions. *Publ Astron Soc Jpn*, 2005, 57: 481–485
- Hao J, Zhang M. Hemispheric helicity trend for solar cycle 24. *Astrophys J*, 2011, 733: L27
- Pevtsov A A, Canfield R C, Latushko S M. Hemispheric helicity trend for solar cycle 23. *Astrophys J*, 2001, 549: L261–L263
- Liu Y, Hoeksema J T, Sun X. Test of the Hemispheric rule of magnetic helicity in the Sun using the helioseismic and magnetic imager (HMI) Data. *Astrophys J*, 2014, 783: L1
- Longcope D W, Fisher G H, Pevtsov A A. Flux-tube twist resulting from helical turbulence: The Σ -effect. *Astrophys J*, 1998, 507: 417–432
- Choudhuri A R, Chatterjee P, Nandy D. Helicity of solar active regions from a dynamo model. *Astrophys J*, 2004, 615: L57–L60
- Xu H Q, Gao Y, Popova E P, et al. Magnetic and electric-current helicities in very simple models of the solar dynamo. *Astron Rep*, 2009, 53: 160–165
- Zhang M. Helicity observations of weak and strong fields. *Astrophys J*, 2006, 646: L85–L88

- 25 Su J T, Sakurai T, Suematsu Y, et al. Local twist and current helicity distributions of active region NOAA 10930. *Astrophys J*, 2009, 697: L103–L107
- 26 Gosain S, Pevtsov A A, Rudenko G V, et al. First synoptic maps of photospheric vector magnetic field from SOLIS/VSM: Non-radial magnetic fields and hemispheric pattern of helicity. *Astrophys J*, 2013, 772: 52–62
- 27 Otsuji K, Sakurai T, Kuzanyan K. A statistical analysis of current helicity and twist in solar active regions over the phases of the solar cycle using the spectro-polarimeter data of Hinode. *Publications Astron Soc Jpn*, 2015, 67: 6
- 28 Ai G X, Hu Y F. Principles of a solar magnetic field telescope. *Acta Astron Sin*, 1986, 27: 173–180
- 29 Sakurai T, Koyoshi K, Nishino Y, et al. Solar flare telescope at Mitaka. *Publ Astron Soc Jap*, 1995, 47: 81–92
- 30 Mickey D L. The Haleakala stokes polarimeter. *Sol Phys*, 1985, 97: 223–238
- 31 Skumanich A, Lites B W. Stokes profile analysis and vector magnetic fields. I — Inversion of photospheric lines. *Astrophys J*, 1987, 322: 473–482
- 32 Wang T, Xu A, Zhang H. Evolution of vector magnetic fields and vertical currents and their relationship with solar flares in AR 5747. *Sol Phys*, 1994, 155: 99–112
- 33 Landolfi M, Landi Degl’Innocenti E. Magneto-optical effects and the determination of vector magnetic fields from Stokes profiles. *Sol Phys*, 1982, 78: 355–364
- 34 West E A, Hagyard M J. Interpretation of vector magnetograph data including magneto-optic effects. I—Azimuth angle of the transverse field. *Sol Phys*, 1983, 88: 51–64
- 35 Zhang H Q. Analysis of the transverse magnetic field in solar active regions by the huairou vector magnetograph. *Sol Phys*, 2000, 197: 235–251
- 36 Su J T, Zhang H Q. Diagnosis of Faraday rotation with the video vector magnetograph at huairou. *Sol Phys*, 2004, 222: 17–33
- 37 Xu H Q, Gao Y, Zhang H Q, et al. Magnetic helicity of solar active regions as revealed by vector magnetograms and coronal X-ray images. *Publ Astron Soc Jpn*, 2012, 64: 54–66
- 38 Gao Y, Su J T, Xu H Q, et al. Statistical removal of Faraday rotation in vector magnetograms taken by filter-type magnetographs. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 386: 1959–1965
- 39 Choudhuri A R. Starspots, stellar cycles and stellar flares: Lessons from solar dynamo models. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2017, 60: 019601
- 40 Xu H Q, Stepanov R, Kuzanyan K, et al. Current helicity and magnetic field anisotropy in solar active regions. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 454: 1921–1930
- 41 Yang Y H, Chen P F, Hsieh M S, et al. Characteristics of the photospheric magnetic field associated with solar flare initiation. *Astrophys J*, 2014, 786: 72–84
- 42 He H, Wang H N. Nonlinear force-free coronal magnetic field extrapolation scheme based on the direct boundary integral formulation. *J Geophys Res*, 2008, 113: A05S90

Comparison analysis of current helicity inferred from several solar vector magnetographs

XU HaiQing*

Key Laboratory of Solar Activity, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China

Since the 1990s, great progress has been made in study of current helicity in solar photosphere. The statistical results of large samples reveal an important trend of current helicity distribution: active regions in solar surface mainly show negative sign of current helicity in northern hemisphere and positive in southern hemisphere. In this paper, using vector magnetograms from different vector magnetographs, we analyzed the variation of current helicity density h_c with magnetic field and discussed the reasons for differences among different instruments. We divided longitudinal magnetic field B_z and total magnetic field B into six intervals and calculated h_c in each interval. The statistical study show that: for B_z was less than 600 G, there was a good consistency of h_c inferred from different data sets, and h_c obeyed the hemispheric sign rule (HSR); for B_z was larger than 600 G, the discrepancy among different data sets increased and h_c disobey the HSR in some B_z intervals; the HSR was better followed in southern hemisphere. The variation trend of h_c with B was similar to that of B_z . Using the same method, we studied individual active region and analyzed the influence of magnetic optical effect on helicity calculation. Through the above analysis, we conclude that the calculated helicity parameters are basically believable when B_z is less than 600 G. The real reasons for the discrepancy among different instruments when B_z is larger than 600 G need to be further studied.

Sun, magnetic field, current helicity

PACS: 47.27.-i, 47.27.Eq, 47.27.Nz, 47.40.Ki, 47.85.Gj

doi: [10.1360/SSPMA-2019-0087](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0087)