

文章编号: 1000-8349(2005)01-0040-16

太阳物理中磁螺度研究进展

王晓帆, 张洪起

(中国科学院 国家天文台, 北京 100012)

摘要: 简要回顾了螺度引入太阳磁场研究中的历史过程, 从物理角度讨论了相对磁螺度这个新的可观测量, 并指出其在理论和观测中存在的问题; 着重介绍了磁螺度在太阳大气中的分配问题; 探讨了磁螺度和电流螺度的差别与联系、螺度半球手征性; 列举介绍了磁螺度和其他太阳活动的联系, 尤其是太阳爆发事件中的磁螺度问题; 指出磁螺度理论中几个还没有解决的问题及今后可能取得进展的方向。

关键词: 天体物理学; 磁螺度; 综述; 太阳; 磁场

中图分类号: P182.7 **文献标识码:** A

1 引 言

太阳活动本质上是磁活动。太阳上的现象一般分为两类: 宁静的和活动的。宁静太阳包含了很多小尺度的磁活动, 如微耀斑和微暗条爆发, 它们的某些性质与活动太阳很类似。活动太阳由许多瞬变的现象构成, 比如: 太阳黑子、日珥和耀斑, 它们叠加在宁静太阳大气的背景之上, 具有各自的磁场。太阳活动有一个重要特点: 在不同层次上的各种活动和爆发现象都和磁场活动交织在一起。所以, 太阳磁场是研究太阳各种活动的一条主线。下面所讨论的磁螺度是近些年研究太阳磁场活动的一种比较新的方法, 它从几何观点和角度寻找太阳磁场活动的一些规律和属性。太阳物理中, 描述磁场特性的方式通常有磁通量、电流、磁剪切、无力因子、非势能以及磁场系统的螺度。螺度概念最早由高斯在研究小行星和彗星运行轨道与地球轨道的嵌套问题时引入, 用数学公式表示就是高斯嵌套数积分。后来这种积分及其概念被引进到许多领域, 如研究 DNA 分子链的双螺旋结构、聚合物链, 以及磁场拓扑复杂性等。

1.1 螺度的一般意义

三维空间的螺度定义了这样一个物理量: 它描述一个三维空间域内的向量场与其涡旋场的数量积在该空间域内的体积分。而螺度密度描述的是一个场中某个物理量的空间分布特性。对于不同的研究对象可以定义不同的螺度密度, 如涡量螺度密度 $\nu \cdot \Omega$ 、电流螺度密度 $\mathbf{H} \cdot \mathbf{J}$, 以及磁螺度密度 $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$ 。将这些量在封闭空间积分后就得到相应的螺度, 即

收稿日期: 2004-05-14; 修回日期: 2004-08-15

基金项目: 国家自然科学基金重点资助项目 (10233050); 国家重点基础研究发展规范化资助项目 (TG2000078400)

$$\mathbf{H} = \int \mathbf{X} \cdot \nabla \times \mathbf{X} d^3x, \quad (1)$$

$$\mathbf{H} = \sum_i T_i F_i^2 + 2 \sum_{i < j} L_{ij} F_i F_j, \quad (2)$$

$$\mathbf{H} = \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} d^3x, \quad (3)$$

其中, (1) 式为螺度的一般数学定义, \mathbf{X} 为任意一个矢量场。(2) 式为以通量管 (flux tube) 的形式定义的磁螺度, F 表示磁流管的磁通量, L 表示两个管之间的几何“嵌套数”, T 表示某个通量管中场线的扭曲 (twist) 和缠绕 (writhe) 数之和。 L 和 T 由高斯积分从几何上定义^[1], 它们分别表示系统的互螺度和自螺度。由于自螺度可以转化为互螺度, 因而只用嵌套的概念就可描述整个系统的螺度。(3) 式为本文所概述的磁螺度定义, \mathbf{B} 表示矢量磁场, \mathbf{A} 为相应的矢量势, 本文对所有 \mathbf{A} 都采用辅助性的库仑规范条件。应该指出, 螺度概念即不同环之间的嵌套只在环闭合情况下才有几何意义, 所以上述 3 式只对闭合系统或全空间成立。

从通量管概念出发, 螺度反映的是场线的几何拓扑性质。螺度是矢量场的螺旋性、场线间的嵌套性等拓扑结构的一种数学描述, 数学上对此有专门的研究领域。而在天文学研究中感兴趣的是螺度在物理过程中扮演什么角色, 起什么约束作用? 本文的出发点是从物理角度介绍这一几何概念在太阳物理学中的运用和研究。

1.2 磁螺度在太阳物理学中的意义

以磁活动为主体的太阳大气中, 磁螺度所表征的是磁场系统对于势场状态的偏离。磁场能量通过磁流管的扭曲、缠绕、打结 (knot) 等方式被储存、释放或转移。所以, 研究磁通量管的这类几何特性是为了研究或探讨磁螺度对能量演化的约束作用。Elsasser^[2] (1956) 在磁流体力学中引进了磁螺度概念, 并指出总磁螺度在理想磁流体中是守恒的。Woltjer^[3] (1958) 给出了一个定理: 闭合域内完全导电的等离子体磁螺度守恒且磁场的最低能态为线性无力场。这个定理揭示了磁场演化存在某些几何约束性条件, 磁螺度在一定条件下可作为一个守恒量来约束磁场的演化行为。此后, 磁螺度问题开始被空间物理和天体物理学家所重视。Taylor^[4] (1974) 用磁螺度守恒揭示了 RFP (reversed-field-pinch) 实验中的一些等离子体性质, 致使磁螺度研究进一步引起广泛关注。现在, 天文学家发现日冕的某些活动现象也伴随着磁螺度守恒问题。如日冕物质抛射 (CME) 和太阳风, 它们将太阳内部输运上来的磁螺度从太阳外层大气不断带走。可见, 磁螺度在太阳大气中的输运问题也是太阳磁场演化中的一个重要研究课题。

2 磁螺度研究的历史和发展

2.1 规范问题的解决

磁螺度一般定义 ((3) 式) 中涉及磁场的矢势 \mathbf{A} 。规范不变性要求, 当势作规范变换时, 所有物理量和物理规律都保持不变。(3) 式同样应满足规范不变性 ($\mathbf{A} + \nabla \phi \rightarrow \Delta \mathbf{H} = 0$), 但它只在积分边界为闭合磁表面 (闭合场) 或无限远的全空间 (收敛场) 时才满足规范不变性。在研究太阳大气磁活动时, 通常定义两个边界: 光球面和光球面之上的日冕某一层 (或者是无穷远, 具体取决于实际问题)。因此, 在实际的太阳大气中, 一般意义的磁螺度定义是不满

足规范不变性要求的。于是,天文学家从寻找可观测量的“实用”角度出发对磁螺度定义进行了修改。1984年, Berger 和 Field^[5] 用引入参考场的办法部分解决了边界条件问题(或者说是回避了封闭边界条件),从而在一定程度上完善了上述问题。Berger 和 Field 引入的假想参考场与真实场的区别是:将光球面以上的区域换成势场(无体电流分布,但光球边界面两侧若磁场切向分量跃变,就必须存在面电流分布)。真实场的磁螺度与参考场的磁螺度之差是规范不变量,唯一的边界条件为光球面两侧的磁场法向连续。

$$H_R = H(\mathbf{B}_a, \mathbf{B}_b) - H(\mathbf{P}_a, \mathbf{B}_b), \quad (4)$$

$$\mathbf{B}_a \cdot \hat{\mathbf{n}}|_S = \mathbf{B}_b \cdot \hat{\mathbf{n}}|_S. \quad (5)$$

(4) 式和 (5) 式中,下标 a 表示光球之上的空间, b 表示光球以下太阳内部的空间, S 表示光球边界面, R 表示参考的意思, \mathbf{P}_a 表示光球之上一个势场状态的参考场。

Berger 和 Field^[5] (1984) 证明,当真实场与参考场在光球层之下的 b 空间的磁场位形一致时, b 空间磁场具体的位形并不影响相对磁螺度的值。当然,从磁螺度的几何意义来看,磁螺度体现的是磁场的几何拓扑性质。因此,任意两个场的磁螺度差异理应由它们的磁场差异决定,即决定于磁场存在差异的空间区域内的场位形。

2.2 寻找可观测测量

Berger 和 Field 在用参考场办法解决磁螺度积分中边界条件问题的同时,还提供了一个具有物理意义的可观测测量,这为磁螺度在太阳领域的实际测量工作打开了新局面^[5,6]。因为 (4) 式与 b 空间的场无关,则将 b 中的场换成势场后对时间求导可得

$$\frac{d}{dt} H_R(V_a) = -2c \int_{V_a} \eta \mathbf{J} \cdot \mathbf{B}_a d^3x + 2c \oint_S \left(\mathbf{A}_p \times \mathbf{E} - \frac{1}{c} \frac{\partial \Psi_a}{\partial t} \mathbf{A}_p \right) \cdot \hat{\mathbf{n}} dS, \quad (6)$$

式中, V_a 表示光球面之上的空间, c 为真空速度, η 为电阻率, \mathbf{J} 为体电流密度, \mathbf{A}_p 表示势场所对应的矢量势(库仑规范下), \mathbf{E} 为电场强度, Ψ_a 为计算过程中引入的一个描述势场的标量函数。

(6) 式右边第一项代表 a 空间内磁螺度的耗散。此项与孤立系统的磁螺度耗散在形式上完全一致(因为 b 空间的部分被消去, a 空间中的参考场无磁螺度耗散,只剩下真实场在 a 空间的耗散);第二项代表 a 空间边界面上的磁螺度通量,它反映了真实场和参考场之间的非势性差异在边界面上的影响。在理想情况下($\eta \rightarrow 0$, 或表述为磁雷诺数 R_m 远大于 1, 即大尺度短时标过程)耗散项消失,只剩下表面项。再将欧姆定律代入后,得到不计入耗散的相对磁螺度随时间演化表达式:

$$\left(\frac{dH_R}{dt} \right)_{\text{ideal}} = -2 \oint_S (\mathbf{A} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS + 2 \oint_S (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS, \quad (7)$$

$$\mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{n}}|_S = 0. \quad (8)$$

上述两式中, \mathbf{v} 表示光球面磁场的三维运动速度, $\hat{\mathbf{n}}$ 的方向为日球面径向。

(7) 式的物理含义类似于电磁传播问题中的坡印亭矢量面积分(见第 4 节),其第一项代表磁流管在光球表面的水平运动引起的磁螺度输运,第二项代表磁流管上浮引起的磁螺度输

运。Chae [7] (2001) 首次用纵向磁场计算了一个活动区 (NOAA 8011) 与局部剪切运动有关的磁螺度演化 ((7) 式中右边第一项)。他用局部相关跟踪方法 (LCT) [8] 从纵场中计算光球面上磁场足点的水平移动速度, 然后用快速傅里叶变换 (FFT), 从纵场中反解出势场矢量势 \mathbf{A} 。最后将 \mathbf{A} 、 \mathbf{v} 、 \mathbf{B} 带入积分, 得到光球面上水平 (剪切) 流运动产生的磁螺度输运。Chae 的结果显示, 局部范围的水平流运动对磁螺度输运的影响比较差自转的影响显著。他认为日冕的磁螺度可以通过这种方式积累起来, 为 CME 的发生提供条件。Chae 的工作所选取的活动区无较大的磁通量浮现, 可以不考虑浮现项的积分贡献。但是光球面上总是不断地有新磁通量浮现, 新的活动区也由此不断产生。因此, (7) 式中的第二项实际上可能是更为重要的一项。

浮现项的计算困难来自于磁流管的上浮速度是未知的。视向多普勒速度测量给出的只是等离子体物质团的视向速度, 不能代表磁场上浮速度, 因为沿磁力线方向上物质是不冻结的。Kusano 等人 [9] (2002) 用解诱导方程的方法 (未考虑方程中的扩散项) 反解出上浮速度。他们同样用到了 FFT 和 LCT 处理技巧, 给出了磁场的水平速度和垂直速度。但他们的方法过于复杂且假设太多 (如对光球面附近的磁场随 Z 坐标变化作了一定的对称性假设), 又涉及解的多次叠代后收敛性问题。所以, 这一方法不太实际。

最近, Demoulin 和 Berger [10] (2003) 提出一个上浮磁元结构的速度和磁场的简单三角关系模型。通过这个三角关系, 他们把任意一段“磁元” (不是磁绳) 上浮的两个速度 (视向和水平分量) 都归入了用 LCT 算出的速度场中。因此, 用这种观点来看, (7) 式右边的两个积分项不是独立的。在这个意义上, 可以认为 Chae 的工作把两项积分都包括进去了, 即使运用到浮现区也是成立的。

需要指出的是, 光球磁螺度的实际计算只要涉及 LCT 方法, 有几个问题是需要考虑的。一个是分辨率问题: 磁流管特征尺度和现有的矢量磁图纵场空间分辨率相差比较大 (如怀柔观测站的纵场空间分辨率约 $2''$, 对应太阳上约 1400 km。若用细磁流管模型考虑, 则光球磁流管直径在 100 km 左右, 两者差了约一个量级, 不可分辨)。同样, 磁通量快速浮现或磁场足点水平运动较快的情况下, 作局部相关处理的时间分辨率是否仍然有意义, 也需要进一步的检验。另一个问题是, 磁流管有可能沿轴向上浮, 这时纵场的等强度线可能不会有太大变化, 或者是磁流管的两个足点对称浮现, 积分后也反映不出磁螺度浮现。因此, LCT 方法失效 (但磁螺度仍在向上输运)。Demoulin 和 Berger 的磁元上浮模型也必须排除这些情况。总的说来, 用 LCT 方法求磁场足点水平速度场存在多种局限性: 磁图是否对齐; 有限的空间分辨率; 相关的区域反差不够; 磁流管的不可测运动; 有限时间分辨率对快速运动的“平滑”。

2.3 磁螺度的平衡研究

现在的理论认为, 活动区磁场来源于太阳对流区底部的发电机效应, 磁场以磁流管的形式经过对流区浮出光球面。磁流管携带的磁螺度, 通过连续的磁流管浮现, 或扭绞的阿尔文波输运到色球和日冕, 最后在日冕中积累起来。Low [11] (1994) 认为日冕物质抛射可以解释为两个阶段的磁流体力学过程: 一个是前期日冕中大量能量和磁螺度随时间积累的过程; 另一个是当场和磁螺度约束失败后 (稳定态的日冕磁螺度超过了日冕磁场全球不稳定性的阈值 [12]), 一部分磁流体抛出, 释放掉部分磁螺度, 剩余部分回到更低能态和磁螺度的过程。CME 在行星际空间的一种产物是磁云 (虽然不是每一个 CME 都能形成磁云)。大量的飞船观测数据使我们能比较清楚地了解磁云内部的一些特征 [13], 由此可以反过来推测和估计 CME 的磁螺

度。假定从光球层开始往外磁螺度是守恒的, Green 等人^[14] (2002) 给出了太阳大气从低层到高层的一个磁螺度分配等式:

$$\Delta H_{\text{emergence}} = \Delta H_{\text{cor}} - \Delta H_{\text{d.r.}} + NH_{\text{CME}}, \quad (9)$$

式中, 左边一项为从光球层之下浮现的磁螺度变化量, 右边第一项为日冕的磁螺度变化量, 第二项为表面较差自转贡献项^[14,15], 最后一项为 CME 带走的磁螺度 (N 为根据发生率估计的 CME 的数目, 包括了未被观测到的那些)。现在还不能准确计算 (9) 式中的每一项, 很多学者计算过其左边浮现项中的一部分磁螺度^[7]。Berger 和 Ruzmaikin^[16] (2000) 计算了太阳内部较差作用产生的磁螺度半球输出率, 结果是 $2 \times 10^{41} \text{ Mx}^2 \cdot \text{hr}^{-1}$; Chae^[7] (2001) 计算的一个无浮现活动区磁螺度输运率是 $1 \times 10^{39} \text{ Mx}^2 \cdot \text{hr}^{-1}$; DeVore^[17] (2000) 对大的偶极活动区计算得到的结果是 $1 \times 10^{40} \text{ Mx}^2 \cdot \text{hr}^{-1}$ 。Wang^[18] (1996) 用线性无力场假定, 结合怀柔观测站的矢量磁图, 估算了活动区 NOAA 6233 光球面的绝对磁螺度输运率 (局部区域的绝对磁螺度): $7.2 \times 10^{42} \text{ Mx}^2 \cdot \text{hr}^{-1}$ 。后来几位学者的计算在量级上并没有超出 Wang 的估算。至于计算日冕磁场的相对螺度, 首先要以光球面的磁场为边界条件, 然后作线性无力场外推, 并与空间观测到的日冕软 X 射线单色像拟合, 最后结合 FFT 即可^[12]。CME 的磁螺度不能直接通过观测得出, 现在只能作大致估计。(9) 式还假定了行星际空间的磁云和 CME 存在一一对应关系, 而磁云的磁场是可以观测的。所以, 可以估算出磁云和 CME 的磁螺度^[19,20]。表 1 给出了太阳磁螺度分配情况。

表 1 太阳磁螺度分配表^[14]

日期 旋转周周号	H_{cor}	ΔH_{cor}	$\Delta H_{\text{d.r.}}$	$\Delta H_{\text{cor}} - \langle \Delta H_{\text{d.r.}} \rangle$	$\Delta H_{\text{m.cl.}}$	$\Delta H'_{\text{m.cl.}}$
1997 年 11 月 2~5 日		-33.6	[0.2, 0.8]	-33.1	[-20, -80]	[-20, -80]
1997 年 11 月 2 日	-11.0					
1		33.5	[1.4, 5.1]	30.2		
1997 年 11 月 29 日	22.5					
2		-2.9	[5.1, -4.6]	-3.2	[0, 0]	[5, 20]
1997 年 12 月 27 日	19.6					
3		-11.2	[-4.6, -2.8]	-7.5	[12, 48]	[24, 96]
1998 年 1 月 23 日	8.4					
4		-3.3	[-2.8, -1.6]	-1.1	[18, 72]	[34, 136]
1998 年 2 月 20 日	5.1					
5		-2.0	-1.6	-0.4	[8, 32]	[19, 76]
第 2~5 旋转周总和		-19.4	-7.3	-12.2	[38, 152]	[82, 328]

注: 表中给出了 5 个太阳旋转周日的冕、较差、磁云的磁螺度 (下标分别为 cor、d.r.、m.cl.)。Δ 表示变化量。第 1 周线性无力场 α 的符号有所改变, 故在第一行单列出来。较差项中有方括号的是考虑了计算局部区域时新磁浮现的影响。最后两列都是磁云的磁螺度, 后一列考虑了 CME 数目的改正。磁云的尺度有两个极限假设: 0.5 AU 和 2 AU, 所以磁云的磁螺度也有一个范围。Demoulin 等人^[12] (2002) 也做了类似统计。

需要注意的是, 表面较差项有负号。因为表面较差自转的结果往往不是向日冕输运磁螺度而是消耗它。以偶极活动区为例, 表面较差运动对磁螺度的影响包含了两种相反的效应: 每一极性本身的旋转(扭曲螺度); 正负极性之间的相对旋转(缠绕螺度), 这两种效应产生的磁螺度总是符号相反。偶极活动区的轴向为南北取向时, 缠绕螺度影响大于扭曲螺度; 东西取向时, 正好相反^[14]。

综上所述, 不难发现, 磁螺度在太阳大气中的计算工作是较为“粗糙”的。其中一个容易被忽视的问题是: 在围绕光球面的磁螺度输入计算中, 很多工作都忽略了一个尺度对应问题^[21], 即某个尺度的物理问题要在同样的尺度上寻找答案。现今很多工作在处理(9)式左边项时, 只考虑对应的光球活动区。这就和其右边的物理对象(磁云、CME)在尺度上差别太大。结果是, 即使全盘考虑了局部剪切流、磁浮现或尺度稍大的较差贡献, 磁螺度平衡也很难达到。所以, 在今后的工作中, 很有必要将其他一些大尺度的、具有磁螺度的太阳活动过程或现象也包括进(9)式中来。比如, 暗条系统的磁螺度、活动区与活动区之间的磁螺度等(有时在软 X 射线单色像上可以看见活动区与活动区之间有大尺度的日冕环连通, 这说明它们之间具有大尺度的拓扑连接性)。太阳磁螺度在总体上应该是平衡的, 这也意味着磁螺度是一个全球量。至于计算单个活动区磁螺度有什么利用价值, 也是值得进一步探讨的问题。另外, 磁螺度从对流区与光球层底部输入, 经色球及过渡区, 最后从日冕输出到行星际空间, 整个过程中还有一个极重要的假设: 非理想磁流体中的快变过程, 磁螺度总量也是守恒的。这个假设由 Berger^[6] (1984) 提出, 他通过柯西-施瓦兹不等式证明: 在无外部能量源的非理想等离子体中, 磁螺度的耗散取决于等离子体的总能量、能量的耗散率及平均磁扩散系数。所以, 当所研究的物理过程的时标远小于磁螺度耗散时标 ($\tau_d = L^2/\eta = L^2\mu\sigma$, 对于耀斑 $\tau_d \approx 10^{12}$ s, η 、 μ 、 σ 分别表示磁扩散率、磁导率和电导率) 时, 总磁螺度就是守恒的。Hornig 和 Rastaetter^[22] (1997) 进一步指出: 磁重联出现时, 总磁螺度也是近似守恒的, 只是重联改变了磁螺度在磁流管之间的“分配”。

虽然现阶段的磁螺度平衡方程式存在不少问题, 但它在磁螺度研究领域却是一个很有价值的方向。随着学科间交流的不断密切, 太阳物理学领域的一个跨学科合作研究课题——“日地事件因果链”正在逐渐展开。将太阳上的活动与各种地球物理效应和事件串起来研究, 其价值当然是无可置疑的。研究磁螺度输入、输出平衡问题, 必然能对太阳大气的各个空间层次, 各种事件的酝酿、触发和结束提供新的约束性条件。

2.4 活动区磁螺度、电流螺度的统计分布与半球符号法则

尽管磁螺度在太阳大气中输入、输出平衡问题有很好的研究前景, 但目前还没有很好的观测证据支持这类研究。相反地, 下面要谈的活动区磁螺度分布研究和螺度半球手征性却有充分的观测统计结果支持。中国学者在这一领域作了很多较为出色的观测和分析工作。下面的讨论主要围绕电流螺度, 但也加入了磁螺度的内容(两者实际上有很强的联系)。

太阳上很多特征结构都存在半球分布的不对称性。比如, 黑子半影纤维的旋转方向^[23]、活动区电流螺度的分布、宁静暗条的走向、日冕环的 S 或反 S 形结构, 均显示出南北半球的优势性分布特征, 并且不依赖于太阳活动周的变化^[24]。Pevtsov 等人^[25] (1995) 与 Bao 和 Zhang^[26] (1998) 分别作了磁螺度和电流螺度的半球分布统计。Pevtsov 等人用计算出的线性无力场与观测到的横场作拟合, 对每一个活动区求出一个最优化的 α 。因为是在线性无力场

假定下, 所以不同活动区的这个最优化 α 参量对纬度的分布在一定程度上就代表了太阳磁螺度及电流螺度的半球分布。Pevtsov 等人的结果显示: 北半球磁螺度 76% 为负, 南半球 69% 为正。而 Bao 和 Zhang 是先将活动区每个像素点的电流螺度密度之绝对值求和, 作为该区归一化常数, 然后求出该活动区的电流螺度密度 z 分量所对应的归一化参量 ρ_k (这个参量在线性无力场假定下也可代表磁螺度符号)。值得一提的是: Pevtsov 等人与 Bao 和 Zhang 的研究都显示了太阳活动区电流螺度的半球优势分布, 而后的首次大样本 (422 个活动区) 统计工作 (见图 1, 图中一个点代表一个活动区), 使得这种符号法则的存在毋庸置疑 (北半球电流螺度 84% 为负, 南半球 81% 为正)。

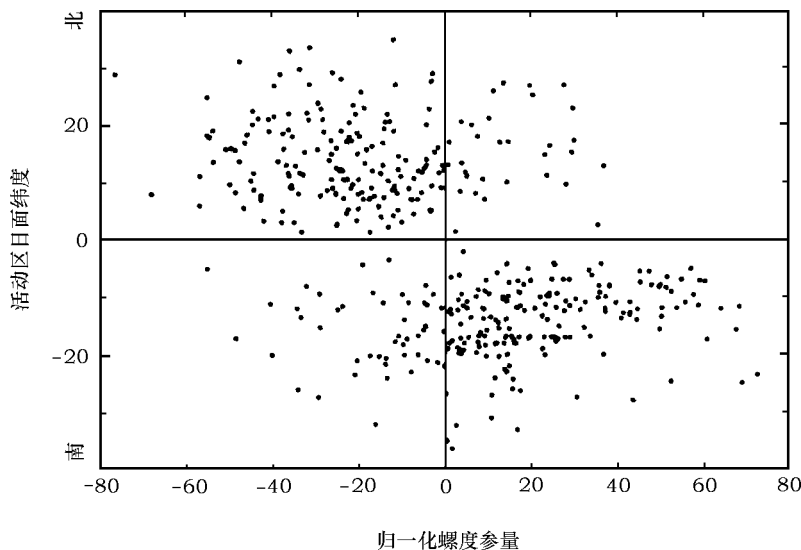


图 1 电流螺度的纬度分布 [26]

Wang 和 Abramenko [27] (2000) 也曾研究过磁浮现区的磁场缠绕性, 他们用 4 种不同的方法, 即面积平均法、通量平均法、方向角拟合法、分量拟合法计算了活动区 α 。前两种方法得到活动区的平均 α ; 后两种方法是将纵场为边界条件的线性无力场外推并与观测横场进行最优化拟合, 以使外推场与实际场最接近。Wang 和 Abramenko 对一个浮现活动区 NOAA 7321 作分析后得出: 总磁通量与总电流同步增长, 且呈线性关系, 但增长率关系对于正负区域不一样; 在磁通量浮现的 3 d 中, 该活动区的 α 变化相当小, 基本保持在 $6 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1}$ 水平上。Tian 等人 [28] (2001) 对活动区的倾角 (正、负极权重中心与赤道的夹角) 和平均电流螺度 (平行分量的活动区平均) 进行研究, 两个半球 60% 的偶极活动区中, 倾角的正、负值与平均电流螺度值的符号相反; 有 1/3 的偶极活动区两者为同号 (他们称之为具有“反常手征性”的反常活动区); 在这个太阳活动周 (第 22 周) 里, 62 个 M 级以上的 X 射线耀斑中, 绝大部分都表现出活动经度带的趋势, 这些耀斑活动区经常呈现“反常手征性”。Pevtsov 等人、Bao 和 Zhang、Wang 和 Abramenko、Tian 等人、Leka 等人 [29] (1996) 的结论中有一个结论是内在一致的: 磁流管在上浮之前就是有缠绕的。Leka 等人从 4 个方面即形态、自行运动、电流以及电流与磁通量的增长关系, 来确定黑子浮现区电流与磁通量

的关系。他们的结论表明, 不需要由光球表面的流场运动来剪切磁场, 磁力线也不一定要被足点的运动所挤压, 电流自由能也不必要从光球的流场中获得; 磁流管在浮现出光球之前就是缠绕的、非势的^[30]、携带电流和能量的; 磁通量浮现和光球电流的出现应视作同一过程。在上述这些学者的工作中, Tian 等人提到的活动经度带问题很值得重视。他们的研究显示, 活动经度带的宽度还可能具有某一特征度数(约 30°) 的倍数。如果这些结果能进一步从观测统计上定性和定量确定下来, 那么将会极大地促进太阳发电机的研究, 以及人们对太阳磁活动的认识。

最后, 应当指出的是, 目前的研究还未能完全确定电流螺度与磁螺度之间的相互关系。太阳活动演化过程中, 磁螺度近似守恒, 而电流螺度却不是一个守恒量。但是基于目前的一些认识, 也不能认为它们之间有实质上的差别。一方面, 磁螺度可以完全从磁场拓扑性角度去描述; 另一方面, 电流的存在意味着有磁场切向不连续性出现。所以, 有时也可从电流的拓扑性角度(嵌套性)去反映磁螺度, 即电流螺度。电流螺度是在更大尺度上体现磁场的拓扑性。在常 α 无力场情形下, 电流螺度和磁螺度只相差 α^2 。可见, 两者的关系十分密切。进一步的分析见本文第 4 节。

3 磁螺度与其他太阳问题的联系

3.1 磁螺度和太阳爆发性事件的联系

耀斑、暗条爆发、CME 是太阳上常见的 3 种爆发性事件, 对它们的研究也可以从磁螺度方面进行^[31]。Harvey 和 Harvey^[32] (1976) 发现, 在日面边缘, 高速且反向运动的多普勒速度场特征结构的出现接近于耀斑发生时间。Herdiwijaya 等人^[33] (1997) 考察了 276 个黑子的自行运动, 指出 70% 的黑子快速漂移运动和耀斑的发生相关。Liu 和 Zhang^[34,35] (2002, 2001) 研究著名的活动区 NOAA 9077 后得出: δ 黑子中两个反极性本影之间的快速相对剪切运动, 对于该事件中耀斑 (3B/X5.7) 的触发、暗条激活、相关 CME 事件有重要贡献; 黑子群的运动方向和暗条断开、激活的空间位置有很好的对应关系。Moon 等人^[31] (2002) 观测发现, 大耀斑 (M、X 级) 事件中, X 射线流量的峰值时刻 (由 Geostationary Operational Environmental Satellite, 即 GOES 卫星观测)、暗条爆发时刻、CME 触发时刻都与磁螺度绝对变化量的极大时刻有很强的对应关系; $H\alpha$ 耀斑的增亮区和磁场水平运动的速度核在空间位置上密切相关。Pevtsov 等人^[25] (1995) 的工作中还提供了磁螺度变化和耀斑活动相关的一个强有力证据 (图 2)。

在上述的几个事例中, 日面边缘的视向多普勒场、黑子的自行运动、磁足点的水平运动都存在一致性, 这在一定程度上可以认为, 它们都代表了 2.2 节 (7) 式右边第一项积分中的速度场。所以, 从磁螺度输运的观点来看, 太阳高层大气的一些爆发性事件和低层光球磁场的变化可能存在强的动力学耦合。另外, 可以从磁螺度对磁场系统储能的限制作用来分析太阳爆发性事件。Berger^[6] (1984) 的工作中导出过一个磁螺度变化量对系统演化初、末时刻能量变化的限制关系式:

$$|\Delta H| \leq 8\pi \sqrt{\bar{\eta}(E_1^2 - E_f^2)} \Delta t .$$

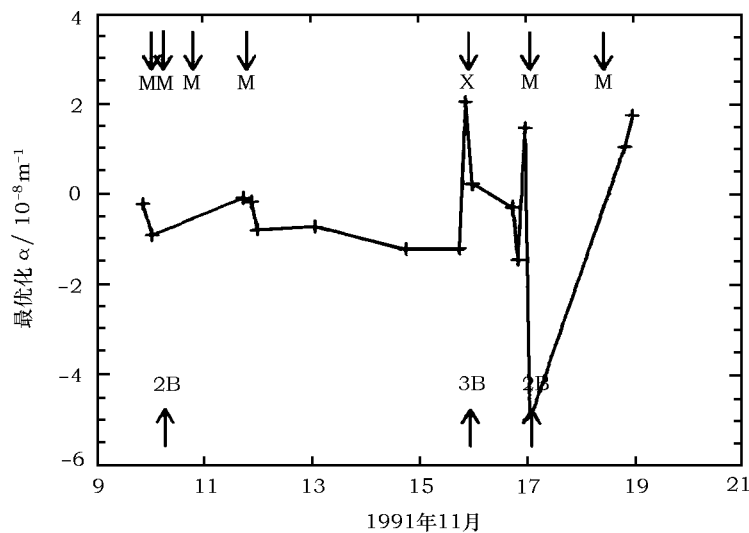


图2 磁螺度参数 α 与耀斑活动^[25]

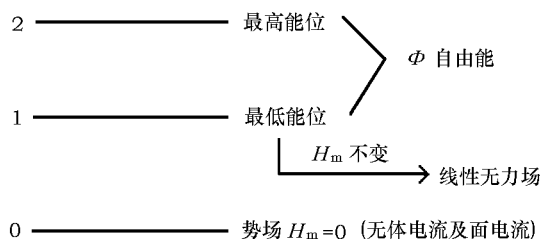


图3 磁场的储能与其螺度相互关系示意图

上式左边表示演化前后系统的磁螺度变化量，右边根式下的物理量分别为平均磁扩散系数、初末时刻能量、演化时间。该式说明系统磁螺度的绝对变化量约束了系统演化前后所释放能量大小的下限值。需要说明的是，并不是系统的磁螺度越大，系统所释放的自由能也越多，与能量释放关系密切的是磁螺度的变化量。关于这一点，国内学者从理论和观测上

都有很好的解释。图3是简要说明磁场储能与其螺度相互关系的示意图^[21]。

体系的磁螺度增加时，系统最高能位和最低能位随之升高，两个能位的能量之差——自由能并没有因为磁螺度的增加而显著提高。如果有另外一个磁螺度大小近似但符号相反的系统加入，那么整个系统的磁螺度可以接近零，系统的最低能位将降到势场附近，这样在满足磁螺度守恒的条件下系统仍然可以有更多的自由能释放^[21]。这一观点得到了不少观测支持。Wang 等人^[30] (1996) 提出：耀斑活动的能量可能来自新浮现的、携带电流的磁拱 (magnetic loop) 与已经存在的、无力状态的磁拱之间的相互作用；太阳活动与活动区的非势性有很大关系，非势性大小与磁场所蕴含的磁能强弱密切相关。Bao 等人^[36] (1999) 的研究也表明，活动区电流螺度分布的快速而显著的变化很可能触发耀斑，但耀斑位置和电流螺度峰值并不对应。同样，Kusano^[37] (2003) 的数值模拟研究结果显示，太阳耀斑的发生与不同符号的磁螺度注入同一区域有关；耀斑的发生起始于螺度反变层 (helicity inversion layer)，而这个反变层中的磁螺度符号和切向磁场方向都是在急剧变化的。

综上所述，可以看出，磁螺度和太阳爆发性事件的联系还存在很多值得研究的问题。例

如, 磁螺度 (H_m 和 H_c) 的输运与大尺度日冕动力学现象 (暗条爆发、CME) 之间是否存在联系? 如果有的话, 能否严格地阐明内在的物理机制, 而不是停留在相关性统计阶段? 磁螺度和耀斑的关系究竟如何? 这类爆发过程中磁螺度是怎样限制磁场系统能量储存和释放的? 在观测方面, Leka 和 Barnes^[38] (2003) 的统计方法可以借鉴, 但应该针对性地选择参量, 且更多关注浮现区。在理论方面, 太阳爆发事件的统计工作应该有相应的理论给予自治、合理的解释, 但这方面的工作目前仍太少。一些学者早期的理论研究方法或许值得借鉴, 如释放自由能与磁螺度的关系问题或许可以借鉴 Woltjer^[3] (1958) 的方法, 当然实际问题要更复杂一些。

3.2 暗条 (日珥) 系统的磁螺度

暗条系统具有手征性很早就为太阳物理学家所发现。Martin^[39] (1998) 对几百个暗条作分类后, 详细地总结了这一特性。大致说来, 从小尺度到中等尺度再到大尺度, 具有手征性的暗条系统特征表现为: 暗条通道附近的纤维组织、暗条的倒刺形边足、暗条的轴向磁场、暗条上方的拱形结构。这些特征总是“成套”出现, 且南北半球有侧重 (即分左手征和右手征)。现在的观点认为暗条手征性和它本身的磁螺度符号是一一对应的^[40,41]。暗条 (尤其宁静暗条) 的磁场非常难测量, 所以要得到它们的磁螺度或者相对磁螺度就更困难了。不过, 磁螺度符号的辨认却未必不可。Chae^[41] (2000) 就引入了一种暗条系统磁螺度符号的辨认方法。从 TRACE (Transition Region And Coronal Explorer) 卫星 EUV 波段的暗条单色像中有时能发现亮暗混合结构 (不同于 $H\alpha$ 单色像), 这种结构是沿磁场方向排列的^[39]。Chae 根据暗亮纤维的“编织”形式把它们分成 4 类, 分别对应两种不同符号的磁螺度。这种辨别方法对应的是磁场系统的互螺度, 并且不依赖暗条模型, 是一种唯象式的描述。Chae 的结论支持了 Rust^[40] (1999) 的观点: 暗条和其周围的环境具有相同符号的磁螺度; 暗条磁螺度与活动区磁螺度一样, 具有半球分布, 即北半球负螺度占优势, 南半球正螺度占优势。

3.3 发电机问题

上文所述均未涉及磁螺度的产生问题。这个问题涉及太阳内部的发电机过程。现在的观点认为, 太阳磁场产生于对流区底部的界面层 (tachocline, 厚度约 5% 太阳半径, 分性质差别很大的内外两层)。磁场以磁流管的方式聚集, 然后在科里奥利力、磁浮力、湍流拖拽运动的共同作用下, 经过对流层浮出光球面。在这个过程中磁流管自身是有缠绕的, 即为磁绳形式的流管, 因此具有磁螺度。否则, 在湍流的作用下, 磁流管不稳定, 容易瓦解^[42]。光球面的流场运动也会产生一部分磁螺度, 但不是主要的。磁螺度大部分产生于太阳内部, 通过磁流管的浮现机制, 将其输入光球及上方的太阳大气层。Kleorin 等人^[43] (2003) 认为磁螺度在太阳内部也是守恒的, 并将电流螺度随时间演化的方程引入到发电机研究中 (他们假定扰动场在小尺度上, 局部均匀、各向同性, 因此电流螺度作为中间量可以和磁螺度建立联系)。Berger 和 Ruzmaikin^[16] (2000) 研究了太阳内部较差自转的磁螺度注入问题。他们用磁图数据结合较差自转曲线, 分析了从 1976 年至 1998 年共 22 yr 的完整太阳周期后得出: 太阳内部较差自转 (ω 效应) 对磁螺度分布的影响与观测到的南北半球的磁螺度分布一致, 北半球为负螺度, 南半球为正螺度; 整个周期 (22 yr) 中, 每个半球的净螺度注入大致为 $4 \times 10^{46} \text{ Mx}^2$; α 效应对磁螺度分布的影响不小于内部较差自转的影响, 两种效应在环向场和极向场的转化中起互补作用。

当然, 在发电机理论中运动学螺度现在比磁螺度更受关注, 因为它在环向和极向磁场

的转化中起重要作用。磁螺度与太阳发电机关系可以参看 Ruzmaikin^[44] (1999) 和 Kleorin 等人^[43] (2003) 的文章; 对流区底部界面层与发电机的详细内容可以参看 Gilman^[45] (2000) 的综述文章; 磁流管上浮与稳定性可以参看 Longcope 等人^[42] (1999) 的文章。

3.4 太阳高层大气中的磁螺度和行星际磁螺度

阳光卫星 (YOHKOH, 1991 年 8 月至 2001 年 12 月正常工作) 的日冕 X 射线单色像上经常能观测到一些日冕暂现事件, 其中大多数事件是简单的环或环拱, 但它们中有一些呈现 Sigmoid 结构, 有 S 形, 也有反 S 形 (S 形的镜像对称)。Rust 和 Kumar^[46] (1996) 认为, Sigmoid 结构是磁流管扭绞不稳定性 (kink instability) 的一种体现, 它只不过是某一段对称缠绕的磁流管, 当缠绕超过一定程度时 ($kR \approx 0.581$, k , R 均为 Sigmoid 结构的特征尺度^[46]), 磁流管必然在磁场张力的作用下在轴线方向产生形变, 寻求更低能量态 (低 β 值的色球和日冕中, 磁场可近似为无力场, 电磁力将主导磁流管)。磁流管在缠绕过程中磁螺度守恒。因此, 初始缠绕时所具有的不同手征性将产生不同的扭绞方向。Rust 的统计显示, 北半球反 S 形占优势 (85.7%), 南半球 S 形占优势 (76.9%)。全球 Sigmoid 结构的总和统计中 (包括跨赤道的), 上述两种形状的结构在数量上基本相等。这些结论与上文提到的半球符号法则、暗条系统磁螺度有内在的一致性。

太阳高层大气之外的行星际空间, 有时也涉及磁螺度研究, 比如行星际磁云的磁螺度起源和测量问题; 太阳风中的磁场问题。太阳风磁场, 一端扎根于太阳内部, 受太阳自转影响; 另一端冻结在径向膨胀的太阳风中, 向广大的行星际空间延伸, 形成所谓的阿基米德螺线形的 Parker 场大尺度结构。Bieber 等人^[47] (1987) 讨论过 Parker 场的磁螺度问题。他们认为, 在 Parker 场湍流态的 MHD 流体中, 磁螺度有一个重要作用, 即在湍流磁场中建立小尺度波动和大尺度结构之间的动力学联系。湍流过程中磁螺度的输运有向大尺度集中的趋势, 并类同于湍流理论中的能量级串 (在不同尺度的涡之间建立联系, 但能量输运方向是从低波数区到高波数区), 称之为磁螺度的反向级串。尽管湍流理论本身也不很完善, 但 Bieber 等人用统计理论和谱分析来研究磁湍流中磁螺度问题的方法还是很有意义的, 这在星系研究中也有类似的例子。例如, Frick 等人^[48] (2001) 用小波分析法发现星系中存在科莫戈洛夫湍谱 (相空间中, 各向同性湍流能谱在惯性子区的部分, 斜率绝对值为 $5/3$, 是小尺度湍流是否各向同性的一个判断依据)。可见, 这类研究方法本身有很强的潜在物理内涵和实际应用价值。同时, 强调在不同尺度上将磁螺度 (也包括电流螺度) 区分开来研究也是极有意义的工作, 值得今后进一步深入。

4 磁螺度理论尚待解决的问题

在电磁场系统中, 磁螺度、电流螺度、能量之间并不是孤立存在的, 虽然现在还不能较为清楚地阐释三者之间的关系, 但可以肯定, 这三者应该由电磁场的空间几何特性联系在一起, 共同给出电磁场的几何分布和约束条件。比如, 给定某一时刻全空间或闭合系统的一个磁场的空间分布 $\mathbf{B}(\mathbf{X}, t_0)$ 。首先, 根据磁能定义和螺度的一般定义 ((1) 式), 能算出磁场能量和电流螺度 (不考虑位移电流时, 电流由磁场旋度给定)。其次, 根据 (2) 式也能确定绝对磁螺度。为了定性地揭示上述三者关系, 下面用 Π 定理^[49] 的量纲分析加以简单说明。

表 2 螺度问题量纲分析表

	B	J	ρ	T	μE	$\mu^{-2}H_c$	H_m	A
L	1	-2	-3	0	5	0	6	2
M	1	0	1	0	2	0	2	1
T	-2	0	0	1	-4	0	-4	-2
I	-1	1	0	0	-2	2	-2	-1

表 2 采用国际单位制, 其第一列列出 4 个基本量: 长度、质量、时间、电流; 第一行列出研究太阳磁场时经常涉及的一些物理量: 磁场、电流密度、质量密度、温度、磁能、电流螺度、磁螺度、磁矢势。为计算方便, 有的物理量乘上了常数。表中的数字表示它们的相应量纲阶数。左边矩阵中的列向量是线性无关的, 即可以找到一组基向量, 其余的物理量可表示为其线性组合。根据 Π 定理, 解 4 组方程后可获得 4 个无量纲量:

$$\begin{aligned}\Pi_1 &= B^{-3.5} J^{-1.5} \rho^{1.5} T^{-3} \mu E, & \Pi_2 &= B^{-2} J^{-4} \rho^2 T^{-4} \mu^{-2} H_c, \\ \Pi_3 &= B^{-4} J^{-2} \rho^2 T^{-4} H_m, & \Pi_4 &= B^{-1.5} J^{-0.5} \rho^{0.5} T^{-1} A.\end{aligned}$$

由 Π 定理, 这几个物理量之间存在隐函数关系: $F(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4) = 0$, 或者换成另一种表述形式:

$$\begin{aligned}\mu E &= B^{3.5} J^{1.5} \rho^{-1.5} T^3 \Phi_1(\Pi_2, \Pi_3, \Pi_4), \\ \mu^{-2} H_c &= B^2 J^4 \rho^{-2} T^4 \Phi_2(\Pi_1, \Pi_3, \Pi_4), \\ H_m &= B^4 J^2 \rho^{-2} T^4 \Phi_3(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_4), \\ A &= B^{1.5} J^{0.5} \rho^{-0.5} T \Phi_4(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3).\end{aligned}$$

据此, 可以定性地认为磁场能量、磁螺度、电流螺度之间确实存在函数关系。确定函数关系一般是不容易的, 但是当把物理问题作一定程度的合理简化后, 物理量之间的函数关系有时便清楚地显现出来。同样, 在考虑磁螺度和能量问题时, 作孤立系统假定 (非太阳大气实际情形), 尤其是线性无力场假定后 (无力场假定完全合理, 但线性假定太强), 上述 3 个量的隐函数关系可以确定下来。

(1) 磁螺度耗散

Wang^[18] (1996) 分析指出, 在一般孤立系统中, 磁螺度耗散来自电流螺度。根据磁螺度定义 ((3) 式), 不难得出磁螺度耗散表达式:

$$\frac{dH_m}{dt} = -2 \left(\frac{\mu}{\sigma} \right) H_c.$$

此式仅在闭合域积分时才有意义。它还说明全空间或闭合系统磁螺度守恒与否决定于电导率, 当电导率足够大 (同时电流螺度为有限值) 时, 才能将磁螺度视作守恒量。关于电导率研究可参看文献 Wang^[50] (1993) 及其引文。

(2) 线性无力场^[18]

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \implies \nabla \times \mathbf{A} = \alpha \mathbf{A} + \nabla \Psi \implies h_m = \alpha^{-2} h_c - \alpha^{-1} \nabla \cdot (\mathbf{B} \Psi),$$

$$h_m = \alpha^{-1} B^2, \quad h_c = \alpha B^2, \quad E_m = \mu^{-1} B^2.$$

式中, ψ 表示任一标量场, h_m 、 h_c 、 E_m 分别表示磁螺度密度、电流螺度密度、能量密度。当磁场为线性无力场时, 孤立系统的磁螺度密度、电流螺度密度、磁能密度“等效”(磁导率 α 为常数时, 它们都正比于 B 的二阶量)。值得注意的是, 磁螺度和电流螺度的量纲相差长度的平方, 根据 2.4 节提到过的几位中国学者的工作, α 的量级很小(约 10^{-8} m^{-1} [27]), 所以说电流螺度应该在比磁螺度更大的特征尺度上体现出来(被积函数小, 积分域就要大一些, 积分值才明显)。

(3) 特定的速度分解方式(垂直和平行于光球表面) [10]

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{1}{\mu_0} \int_S \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \hat{\mathbf{n}} dS + \left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{dis}}, \\ \left. \frac{dE}{dt} \right|_{S_p} &= -\frac{1}{\mu_0} \int_{S_p} (\mathbf{B}_t \cdot \mathbf{u}) B_n dS, \\ \left. \frac{dH}{dt} \right|_{S_p} &= -2 \int_{S_p} (\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{u}) B_n dS. \end{aligned}$$

式中, μ_0 为真磁导率, 下标 dis、 S_p 分别表示耗散和光球, \mathbf{u} 为磁流管在光球截面的三维速度。作代换 ($2\mathbf{A}_p \leftrightarrow \mu_0^{-1} \mathbf{B}_t$) 后, 后两式形式上对称。

上述方程组中第一个方程为磁场能量演化方程, 其右边第一项积分为坡印亭矢量的面通量(作了近似), 第二项是磁能耗散率。下面两个方程为通过光球面的磁能和磁螺度演化方程, 它们说明通过光球面的相对磁螺度和磁能在演化形式上非常相似。

(4) 从算符角度分析磁螺度的“尝试” [51]

定义毕奥萨伐算符(库仑规范下):

$$BS(\mathbf{V}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \mathbf{V}(\mathbf{X}') \times \frac{\mathbf{r}}{r^3} dV',$$

式中, $\mathbf{V}(\mathbf{X}')$ 表示任意一个矢量场, $\mathbf{r} = \mathbf{X} - \mathbf{X}'$ 为源点到场点的位矢, 将 $\mathbf{V}(\mathbf{X}')$ 换成电流密度后, $BS(\mathbf{J})$ 就是电磁学中的比奥萨伐公式。

定义内积算符:

$$\langle \mathbf{V}, \mathbf{W} \rangle = \int_{\Omega} \mathbf{V} \cdot \mathbf{W} d^3x,$$

其中, \mathbf{V} 、 \mathbf{W} 表示两个矢量场。以内积方式定义螺度算符:

$$H(\mathbf{V}) = \langle \mathbf{V}, BS(\mathbf{V}) \rangle.$$

按照上面的定义方式, 磁螺度、电流螺度和磁能可以简洁地表示成

$$H_m = \langle \mathbf{B}, BS(\mathbf{B}) \rangle; \quad \mu E = \langle \mathbf{B}, \mathbf{B} \rangle; \quad \mu H_c = \langle \mathbf{B}, \nabla \times \mathbf{B} \rangle.$$

毕奥萨伐算符可以视作对涡旋场“去旋”的运算, 而内积就是两个矢量场标积后再作体积分的运算。当然, 毕奥萨伐算符定义要求被作用的场在定义域边界上满足一定的收敛性。用算

符表示后, 上面 3 个量呈现出某种对称性: 运算规则上, μH_c 和 H_m 在 μE 的内积基础上, 一个加入“去旋”运算, 另一个则是多了“取旋”运算; 在量纲方面, μH_c 和 H_m 与 μE 都差长度量纲, 一个是正一次方, 另一个是负一次方。从数学上广义的螺度意义讲, 磁螺度反映磁通量管系统之间的嵌套, 磁能反映磁通量管和电流之间的嵌套, 电流螺度反映电流系统之间的嵌套^[52,53]。不过, 能量是否可以从通量管嵌套的角度去描述仍然是个问题, 所有上述这些概念都有一定的成立条件。应用时, 物理上可以放宽, 但数学上的成立范围应该要清楚。

综上所述, 磁螺度、电流螺度不应该被视作相互独立的物理量, 它们和磁场能量应该以某种还不十分确定的形式耦合在一起, 共同描述了电磁场的几何性质。从算符、内积空间的数学角度研究磁螺度、电流螺度和能量, 在数学上有着清晰明了的概念和解释。但数学原理应该和物理基本原理联系起来才会在天文上有应用价值。鉴于分析力学的特点, 用分析力学研究磁螺度可能有一定的优势。早期, Woltjer^[3] (1958) 指出在磁螺度不变约束下, 封闭理想系统最低能态为线性无力场。这个结论就是用变分法证明的。分析力学中关于时空性质的几条基本假定直接对应了经典牛顿力学中需要证明的一些守恒律(动量、角动量、能量守恒)。同时考虑到磁螺度的价值在于其一定条件下的积分不变性, 以及它对能量演化的约束作用(几何约束), 我们建议, 从分析力学角度出发研究磁螺度及其他螺度或许是将来在理论上取得突破的一条捷径。

5 总 结

从本文的简单介绍中, 可以归纳出这样几个结论: 第一, 迄今为止能实际运用的磁螺度理论框架大体建立在相对螺度定义基础上, 未考虑耗散问题; 第二, 磁螺度“分配”的平衡问题是很有现实意义的一个课题, 它涉及诸多方面, 需要进一步细化; 第三, 磁螺度和各种太阳事件的研究, 除了统计相关性工作外, 还应确认出螺度(主要是磁螺度)在这些事件中扮演的具体“角色”, 即物理机制; 第四, 磁螺度的理论研究目前还不完善, 尽管数学家可能已搞清楚了, 但在具体的物理过程中, 如何系统化、条理化其物理图像和内涵, 仍需要加强各学科之间的联系, 寻找理论上的进一步突破。

太阳磁螺度问题是一个涉及多学科(太阳物理、地球物理、行星际物理等)的交叉领域, 它充满生机和活力。随着学科交流的不断加强, 观测手段的不断进步, 多波段(光学、射电、X射线)合作研究的进一步发展, 以及将来中国空间太阳望远镜(Space Solar Telescope, SST)计划的顺利实现, 太阳磁螺度的研究必将得到更大的发展或最终解决。

参考文献:

- [1] Calügareanü G. Czech. Math. J., 1961, T11: 588
- [2] Elsasser W M. Rev. Mod. Phys., 1956, 28: 135
- [3] Woltjer L. Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 1958, 44: 480
- [4] Taylor J B. Phys. Rev. L, 1974, 33: 1139
- [5] Berger M A, Field G B. J. Fluid Mech., 1984, 147: 133
- [6] Berger M A. Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 1984, 30: 79

- [7] Chae J. *ApJ*, 2001, 560: L95
- [8] November L J, Simon G W. *ApJ*, 1988, 333: 427
- [9] Kusano K, Maeshiro T, Yokoyama T *et al.* *ApJ*, 2002, 577: 501
- [10] Demoulin P, Berger M A. *Sol. Phys.*, 2003, 215: 203
- [11] Low B C. *Phys. Plasmas*, 1994, 1: 1684
- [12] Demoulin P, Mandrini C H, Van Driel-Gesztelyi L *et al.* *A&A*, 2002, 382: 650
- [13] 汪毓明, 叶品中, 王水. *天文学进展*, 2003, 21: 301
- [14] Green L M, Lopez F M C, Mandrini C H *et al.* *Sol. Phys.*, 2002, 208: 43
- [15] Demoulin P, Mandrini C H, van Driel-Gesztelyi L *et al.* *Sol. Phys.*, 2002, 207: 87
- [16] Berger M A, Ruzmaikin A. *JGR*, 2000, 105: 10481
- [17] DeVore C R. *ApJ*, 2000, 539: 944
- [18] Wang J X. *Sol. Phys.*, 1996, 163: 319
- [19] Zhao X P, Hoeksema J T, Marubashi K. *JGR*, 2001, 106: 15643
- [20] Lepping R P, Jones J A, Burlaga L F. *JGR*, 1990, 95: 11957
- [21] Wang J X. private communication, 2004
- [22] Hornig G, Rastaetter L. *Adv. Space Res.*, 1997, 19: 1789
- [23] Richardson R S. *ApJ*, 1941, 93: 24
- [24] Bao S D, Sakurai T, Suematsu Y. *ApJ*, 2002, 573: 445
- [25] Pevtsov A A, Canfield R C, Metcalf T R. *ApJ*, 1995, 440: L109
- [26] Bao S D, Zhang H Q. *ApJ*, 1998, 496: L43
- [27] Wang T J, Abramenko V I. *A&A*, 2000, 357: 1056
- [28] Tian L R, Bao S D, Zhang H Q *et al.* *A&A*, 2001, 374: 294
- [29] Leka K D, Canfield R C, McClymont A N *et al.* *ApJ*, 1996, 462: 547
- [30] Wang J X, Shi Z X, Wang H N *et al.* *ApJ*, 1996, 456: 861
- [31] Moon Y J, Chae J, Wang H M *et al.* *ApJ*, 2002, 580: 528
- [32] Harvey K L, Harvey J W. *Sol. Phys.*, 1976, 47: 233
- [33] Herdiwijaya D, Makita M, Answar B. *PASJ*, 1997, 49: 235
- [34] Liu Y, Zhang H Q. *A&A*, 2002, 386: 646
- [35] Liu Y, Zhang H Q. *A&A*, 2001, 372: 1019
- [36] Bao S D, Zhang H Q, Ai G X *et al.* *A&AS*, 1999, 139: 311
- [37] Kusano K, Yokoyama T, Maeshiro T *et al.* *Adv. Space Res.*, 2003, 32: 1931
- [38] Leka K D, Barnes G. *ApJ*, 2003, 595: 1277
- [39] Martin S F. *Sol. Phys.*, 1998, 182: 107
- [40] Rust D M. In: Brown M R, Canfield R C, Pevtsov A A eds. *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas*, Washington: AGU, 1999: 221
- [41] Chae J. *ApJ*, 2000, 540: L115
- [42] Longcope D W, Linton M, Pevtsov A A *et al.* In: Brown M R, Canfield R C, Pevtsov A A eds. *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas*, Washington: AGU, 1999: 93
- [43] Kleorin N, Kuzanyan K, Moss D *et al.* *A&A*, 2003, 409: 1097
- [44] Ruzmaikin A. In: Brown M R, Canfield R C, Pevtsov A A eds. *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas*, Washington: AGU, 1999: 111
- [45] Gilman P A. *Sol. Phys.*, 2000, 192: 27
- [46] Rust D M, Kumar A. *ApJ*, 1996, 464: L199
- [47] Bieber J W, Evenson P A, Matthaeus W H. *ApJ*, 1987, 315: 700
- [48] Frick P, Beck R, Berkhuijsen E M *et al.* *MNRAS*, 2001, 327: 1145
- [49] 赵凯华. *定性半定量物理学*, 北京: 高等教育出版社, 1994: 63
- [50] Wang J X. *ASP Conf. Ser.*, 1993, 46: 465

- [51] Cantarella J, DeTurck D, Gluck H *et al.* In: Brown M R, Canfield R C, Pevtsov A A eds. *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas*, Washington: AGU, 1999: 17
- [52] Moffatt H K. *Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids*, Cambridge: Cambridge University Press, 1978: 14
- [53] Zeldovich Y B, Ruzmaikin A A, Sokoloff D D. *Magnetic Fields in Astrophysics*, New York: Gordon and Breach, 1983: 101

Progress in the Magnetic Helicity Studies in Solar Physics

WANG Xiao-fan, ZHANG Hong-qi

(National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

Abstract: This paper reviews the history of magnetic helicity studies and its concepts introduced into solar physics. With the physical discussions on a new measurable quantity (relative magnetic helicity), some problems in both theory and observations are pointed out. The balance of magnetic helicity attracts much attention during recent helicity research, which is discussed in detail in Section 2. Both the relationship between magnetic and current helicity, and research progress in helicity's hemispheric chirality are briefly discussed. This paper summarizes the role of helicity in some solar activities, keeping an eye on the restrictive effect of helicity in solar explosive events. Some unresolved problems and highlights are also drawn.

Key words: astrophysics; magnetic helicity; review; solar; magnetic field