

密级:_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

太阳黑子运动磁结构观测研究

作者姓名: _____ 李小波 _____

指导教师: _____ 张洪起 研究员 中国科学院国家天文台 _____

_____ Buechner J. 教授 德国马普太阳系研究所 _____

学位类别: _____ 理学博士 _____

学科专业: _____ 天体物理 _____

培养单位: _____ 中国科学院国家天文台 _____

2012 年 06 月

Observations of the Moving Magnetic Features

Around Sunspots

By

Xiaobo Li

A Dissertation Submitted to

Graduate University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Doctor of Astrophysics

National Astronomical Observatories

June, 2012

摘要

研究目的

通过使用高分辨率数据观测黑子周围的运动磁结构，研究黑子的结构和衰老过程、半影和壕沟区域的物质流动和磁场三维结构、以及低层大气中的活动。

观测方法

我们使用太阳和日球层天文台(SOHO)上的麦克逊多普勒成像仪(MDI)高分辨率磁图观测了数十个不同类型、发展阶段、尺度和极性的黑子周围的三千多个运动磁结构，对观测结果进行了比较和统计。又使用搭载在日出(Hinode)卫星上的太阳光学望远镜(SOT)所提供的高时空分辨率多波段的时间序列和矢量磁图数据对NOAA 10930活动区的运动磁结构行了精细的观测。在研究中发展了一套能够客观、自动地识别并追踪运动磁结构的算法，并使用边缘增强技术、局地相关跟踪、无力场外推、综合发展函数等方法获得清晰的物理图像，还使用了高斯曲面拟合、截尾样本修正等方法降低了人工和观测条件对测量和统计结果的影响。

研究进展

从磁元的极性、初现位置、初始磁通量来源三个角度对运动磁结构进行了进一步分类。所统计的活动区的运动磁结构产生率为4~27个/小时，产生率随黑子半径的增加而增加。47%的运动磁结构产生于半影纤维中间或末端，53%产生于壕沟中。大多数双极运动磁结构都是从纤维产生的。产生于半影纤维的运动磁结构的尺度和磁通量相对较大，脱离了纤维以后在壕沟中沿径向向外运动。而从壕沟中产生的运动磁结构的运动方向较为随机，寿命相对较短，磁通量较小。大多数运动磁结构的运动是个减速的过程，平均运动速率随黑子半径的增加而减小。

不同极性的运动磁结构的统计规律与母黑子的基本特性之间有不同的依赖关系。与和黑子同极性的运动磁结构相比，和黑子极性相反的运动磁结构的产生

和消失的位置离黑子半影边界较远、尺度较小、运动速度较快。它们的移动距离和寿命都随黑子半径的增加而减小，其尺度和磁通量随黑子磁通量的增加而增加。而和黑子同极性的运动磁结构集中产生于黑子边界附近，其特性与母黑子之间没有明确的相关。

产生方式不同的运动磁结构有着不同的演化方式。从半影纤维或其他磁元上分裂出来的运动磁结构的整个寿命基本是个衰减瓦解的过程。而新浮现的运动磁结构相对较小，它们是一个先增长后衰减的过程，在增长期以浮现或合并其他磁元的方式增加磁通量；在衰退期以分裂、磁对消或瓦解的方式损失磁通量。运动磁结构从半影边界的脱离、与相反极性磁元的接触，都有可能引起横向磁场的局部异常、触发微耀斑。反极性磁元相遇可在低色球层产生牛角状的微型暗条。

运动磁结构所携带的总磁通量与黑子的磁通量线性相关，磁元对壕沟区域的总磁通量的贡献随着个体磁通量的增加而降低。运动磁结构的磁通量、移动距离呈对数状分布，在观测阈值以下有着大量的尺度小、磁场弱、寿命短的微小磁元。这些微小磁元的产生、合并和分散对运动磁结构的产生和演化、黑子的磁通量外流和壕沟区域磁通量的平衡起重要的作用。

关键词： 太阳磁场，黑子，运动磁结构

Abstract

Aim

Observe the Moving Magnetic Features (MMFs) around sunspots using high-resolution data, study the structure and decay of sunspots, the flow and structure of the penumbra and the moat, and the activities in the lower atmosphere.

Method

Utilizing magnetograms captured by the Michelson Doppler Imager (MDI) onboard the Solar and Heliospheric Observatory (*SOHO*) in high resolution mode, we observed 26 sunspots of various polarities, types, sizes, and phases of development, identified thousands of MMFs, and performed a comparative statistical research. We also carried out a careful observation of the MMFs in NOAA AR 10930, using the high spatial and temporal resolution, multi-wavelength time sequences and vector magnetograms acquired by *Hinode/SOT*. During this investigation we developed an algorithm to identify and track magnetic elements objectively and automatically. For visualization we used methods like edge-enhancement, local correlation tracking, force-free extrapolation, synthesized growth curves, etc. We also employed algorithms like Gaussian surface fit and correction of truncated samples to decrease the error caused by the uncertainties of human measurements and the limitations of observation.

Results

We differentiate MMFs into several types by their polarity, the location of the first appearance, and the source of their initial flux. The MMF production rates of the sunspots that we observed ranges between 4-27 MMFs per hour, with higher counts for large sunspots. 46% of the MMFs are produced from or within the penumbra fibrils, while 54% were produced within the moat. Most bipolar MMFs

emerge from the penumbra fibrils. The fibrilla MMFs have larger size and flux, they move radially outward after leaving the penumbra. The moat MMFs have shorter lifetime, smaller magnetic flux, and more dispersed direction of motion. The motion of most of the MMFs is a deceleration process. MMFs' average speed decrease radially.

The distributions of several physical quantities of MMFs of different polarities have different dependencies on the properties of the mother sunspot. Comparing to those that share the sunspot's polarities, the MMFs having opposite polarities to the sunspots appear and disappear farther from the penumbra boundary; they carry less flux, and move faster. Their displacement and lifetime decrease with the size of the sunspot, while their size and magnetic flux increase with the flux of the sunspot. The MMFs that share the sunspot's polarities are produced near the penumbra boundary; their properties do not show such correlation with sunspots.

MMFs that are produced in different ways have distinctive patterns of evolution. Those MMFs that are fragments disjoined from penumbra fibrils or other magnetic elements usually start their decay process once they are formed. While the newly emerged MMFs are smaller in size, and have a growing phase and a decay phase. In their growing phase they gain flux by adding newly introduced flux or merging other elements; in the decay phase they lose flux by flux cancellation, dissolving, or fragmentation. Regional anomalies of the horizontal magnetic fields can be caused by MMFs' severance from the penumbra, or contact with magnetic elements of opposite polarities. These also trigger microflares, and form micro-filaments in the lower chromosphere.

The total magnetic fluxes of the sunspots' MMFs and the fluxes of the sunspots are linearly correlated. Majority of the moat flux is contributed by small-scale magnetic elements. The distributions of MMFs' flux and displacement are exponential. Below the threshold of observation there should be numerous magnetic elements that are tiny, weak, and short-lived. The production, merging, and dispersing of these tiny magnetic elements play an important part in the production and evolution of MMFs, the magnetic outflow from sunspots, and the magnetic balance of the moat region.

Keywords: solar magnetic field, sunspot, moving magnetic features

目录

摘要	i
Abstract	iii
目录	iv
1 引言	1
1.1 太阳黑子的基本结构	1
1.2 对运动磁结构的观测研究	9
1.3 测量太阳磁场的仪器	20
1.4 研究前景	22
1.5 研究目标	23
2 数据处理方法	27
2.1 对运动磁结构的计算机自动识别	27
2.2 用高斯曲面拟合的方法测量磁元的磁通量	33
2.3 基于截尾样本的统计	42
2.4 运动磁结构演化曲线的时点序列分析	53
2.5 边缘增强技术	59
2.6 对大气中磁力线走向的线性无力场外推计算	66
3 使用MDI磁图对多活动区运动磁结构的统计研究	69
3.1 观测资料	70
3.2 数据分析和结果	73
4 使用SOT数据对10930活动区周围运动磁结构的研究	89
4.1 观测资料	89

4.2 数据分析和结果	95
5 总结和讨论	109
5.1 运动磁结构与黑子磁通量外流	109
5.2 运动磁结构的演化	110
5.3 运动磁结构在低层大气中的效应	112
5.4 运动磁结构统计性质与母黑子性质的相关	112
5.5 观测手段的不足	113
结论和展望	115
参考文献	119
发表文章目录	127
致谢	129

引言

运动磁结构 (Moving Magnetic Features [MMFs]) 是在光球磁图上观测到的在太阳黑子周围向外运动的小尺度磁元。它们的磁场极性可以与母黑子相同或相反，它们可以正负成对共同浮现和运动 (双极)，也可以不成对 (单极)。它们多产生于黑子半影的外边界附近，沿着半径方向以大约1公里每秒的速率向外流动，最后消失在黑子周围的壕沟或是网络磁场当中。使用高分辨率光球和色球层观测资料研究运动磁结构的产生、外流和消失，对完善黑子模型、了解黑子周围的物质和能量的流动、解释黑子的演化有重要的意义。

1.1 太阳黑子的基本结构

1.1.1 基本观测特征

在光球层上，太阳黑子的亮度比宁静太阳低。位于黑子中央的本影区域的亮度通常只有宁静区的四分之一，其温度比宁静区低1000–2000 K。环绕着黑子本影的半影区域的亮度比宁静区低20%左右，温度低250–400 K。一个黑子可能有一个或多个本影区。成熟的黑子都有半影区，而同样是有本影结构的“气孔”(pore)是没有半影的。最小的有半影的黑子直径约为4角秒，比大的气孔要小。半影环的典型厚度是7角秒。

黑子的尺度差异很大。特大的黑子的直径可以达到或超过80角秒，这就使得在滤光的情况下用肉眼观测黑子的存在成为可能。观测记载的大多数的黑子都是小黑子。Bogdan *et al.* (1988)统计了6个太阳周出现的两万四千多个黑子，发现它们的本影面积的频数分布是对数曲线 (图1.5)，而且该分布不随着太阳周而变化，这意味着构成黑子的磁流管有可能是不断分裂的。黑子的总面积和黑子本影面积的比值约在4到6之间，该比率与黑子半径的关系很微弱，与太阳周有一定的相关关系：在太阳极小年时最大 (本影占的面积大)，极大年时最小。图1.6中的黑子的该比值是4.30。

处于日面边缘的黑子半影的两侧宽度不相等，靠近日面边缘的一侧相对较宽，威尔逊(Wilson & Cannon, 1968)最早观测到了黑子区的这种碟型凹陷，并称之为“威尔逊凹陷”。威尔逊凹陷的深度在500到2500千米之间，大黑子的凹陷深度可能是小黑子的两倍(Prokakis, 1974; Balthasar & Woehl, 1983)。威尔逊凹陷的成因可能是：1) 在日面边缘上，半影区域的辐射来自比光球层高的层次(Chistyakov, 1962)。2) 黑子半影的尺度在光球的高度附近随着高度而增加，而本影随之减少(Wilson & Cannon, 1968)。3) 由于黑子温度比宁静区低，而造成大气的透明度的 H^{-1} 离子对温度很敏感，所以，黑子（尤其是本影）中的不透明度比周围光球低，在相同光学深度时，半影区域发射可见光的辐射层的高度比宁静区低，而本影区更低于半影区(Solanki *et al.*, 1993)。

1.1.2 磁场

黑子的本质是强磁场区，强磁场使得磁压远大于流体压力，抑制了对流层的能量通过对流向上传输，造成黑子的温度和亮度比光球整体低。很多黑子是正负两个成对出现的（如图1.1左），这是因为磁场是无源的，穿越光球的磁流管是闭合的环。在 $H\alpha$ 等波段的单色像上可以看到连接正负两黑子的桥状结构。Hale (1908)首先发现了黑子的磁场。Hale & Nicholson (1938)继而发现，所有的黑子都有磁场，典型的双极黑子群磁场极性排列顺序随太阳活动周变化。如果在某一太阳周中，北半球双极黑子群的前导黑子为正，南半球的前导黑子为负；那么，在下（前）一个太阳周里，北半球负极前导，南半球正极前导。这个规律被称为Hale极性定律。

在光球上黑子区域磁场的极大值一般是在黑子本影的中心，磁感应强度大约在1800–3700高斯之间(Livingston, 2002)，该峰值与黑子半径基本是线性的关系。特大的黑子，其中心场强是小黑子的两倍，其磁通量是小黑子的 ~ 30 倍，但是就整个黑子的平均场强而言（1200–1700高斯），特大黑子只是小黑子的1.5倍。

磁场随着半径向外逐渐减弱。半影外边界的磁场约为700–1000高斯。虽然本影和半影的光强差异较大，有明显的边界，但是磁场在从本影中心到半影外边界的变化却基本是连续的，没有像光强那样有明显的跳跃（见图1.7）。对于圆形的孤立黑子（苏黎世H型）来说，其内部磁场大致呈这样的分布(Lin, 2000):

$$\frac{B(r)}{B_0} = \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-1} \quad r \leq r_0$$

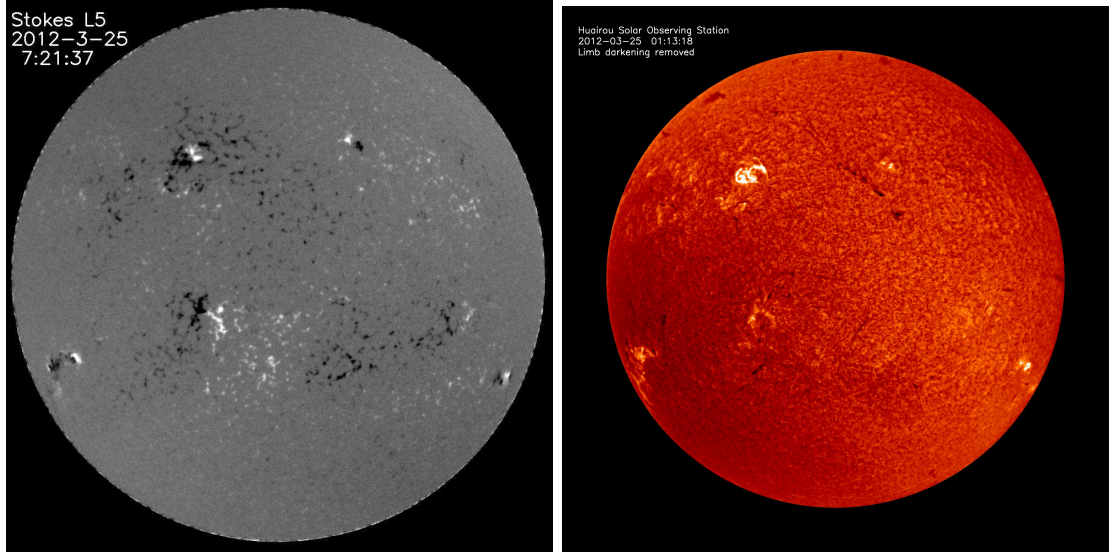


图 1.1 左：在 5324.19 \AA 获得的太阳光球磁场。白色表示正磁场，黑色为负磁场。日面上的几个黑子都是按正负极两两成对。右：太阳色球层的 $H\alpha \ 6562.8 \text{ \AA}$ 单色像图。与左图中双极黑子对对应的位置有明亮的结构。由中国科学院国家天文台怀柔太阳观测站的全日面太阳光学和磁场监测系统望远镜于2012年03月25日拍摄。

式中， B 是某点的场强， r 是该点的极径（到黑子几何中心的距离）， r_0 是黑子半影的半径， B_0 是本影中心的场强。该比值与黑子的类型、半径都有关系(Skumanich *et al.* , 1994)。

本影中心的磁场基本是垂直于光球的，从本影中心向外磁场逐渐倾斜（见图1.8）。在黑子外边界，磁场与半径方向的夹角约为 $10\text{--}30^\circ$ (Lites & Skumanich, 1990; Skumanich *et al.* , 1994)，该夹角与黑子的尺度、衰老阶段有关。也有些观测者认为黑子边界的磁场是水平的。

黑子区域的横场基本是沿着半径的方向（如图1.11所示），但是可能有 10° 的旋转角(Lites & Skumanich, 1990)。

在半影外边界以外，磁场迅速降低。在光球层以上的空间，黑子的磁场在水平方向扩大，形成一个伞盖状的结构(Giovanelli & Jones, 1982; Adams *et al.* , 1993)。黑子磁伞盖(magnetic canopy)中的磁场比光球磁场更为均匀。光球上的黑子磁场随高度减弱的变化率 $|\partial B/\partial z|$ 在黑子中心最大、黑子边缘最小，其数量级是 G km^{-1} 。在色球层的顶部和日冕层的底部，黑子的中心处磁场约为 $1000\text{--}1800$ 高斯。根据黑子磁场的这些观测现象，一般认为：黑子是从太阳内部垂直出来的一根大磁流管在光球层的截面。

黑子是磁场、超米粒对流、辐射之间复杂的相互作用的产物。传统上的“单股”(monolithic)模型认为黑子是一束紧密的、处于磁静态平衡的磁流管。而

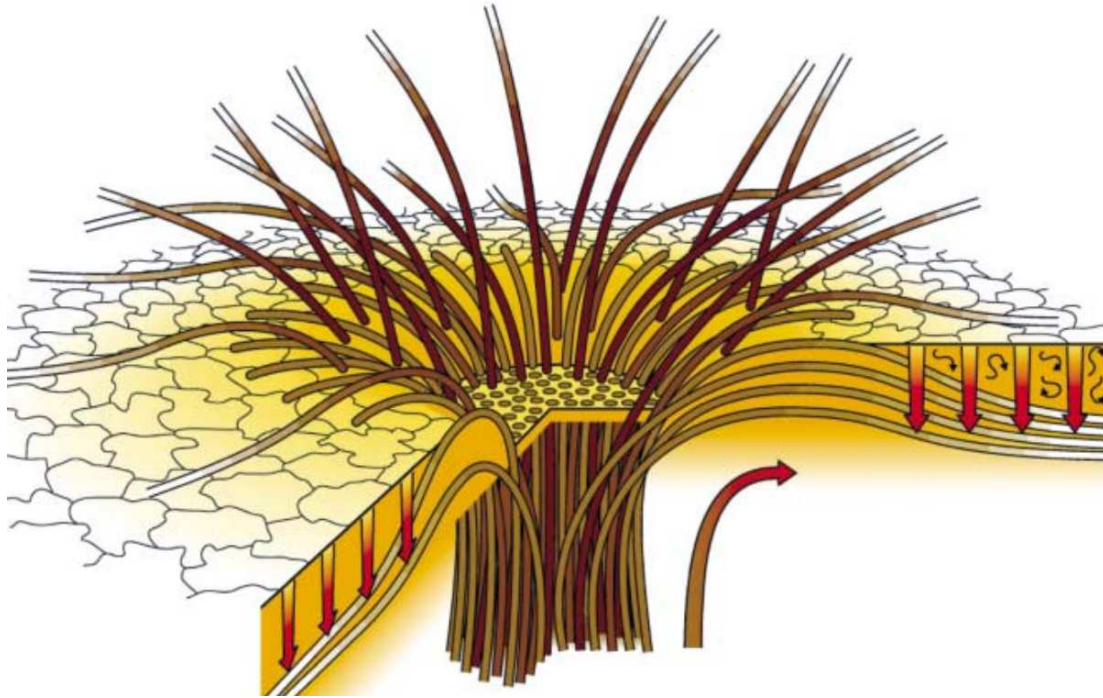


图 1.2 Thomas & Weiss (2004)对黑子半影中明、暗纤维的磁流管“未梳理”的相互交错结构的图解。明纤维与光球表面的夹角约为 40° ，而暗纤维几乎是水平的。一部分暗纤维的磁流管延伸出半影向上进入黑子磁伞盖，也有一部分向下返回光球。弯曲的短箭头表示向下的米粒对流，长箭头表示壕沟超米粒对流。对流把水平磁流管压在光球以下。

在“团簇”(cluster)模型中，这些磁流管并不是很紧密，它们被光球以下的对流约束在一起。

对于光球以下的黑子磁场结构，没有直接的观测方法，但是可以用黑子及其周边的 p -模震动的变化进行推测。Chen *et al.* (1997)对日震观测的分析认为，在光球以下7兆米处，黑子对 p -模震动的吸收和影响为最强，到28-35兆米的深处其影响减弱为零。Zhao *et al.* (2001)对大黑子的日震观测表明，光球下1.5-5兆米处有强烈的向下的物质流动，在9-12兆米深处有可以穿过黑子的流动，在30兆米的深处还有向外的流动。这些结果支持Parker的“团簇”模型，并说明黑子在光球下的磁结构的深度是很有限的。

1.1.3 半影的精细结构

黑子半影最明显的特征就是覆盖了整个半影、沿径向明暗交替排列的半影纤维。

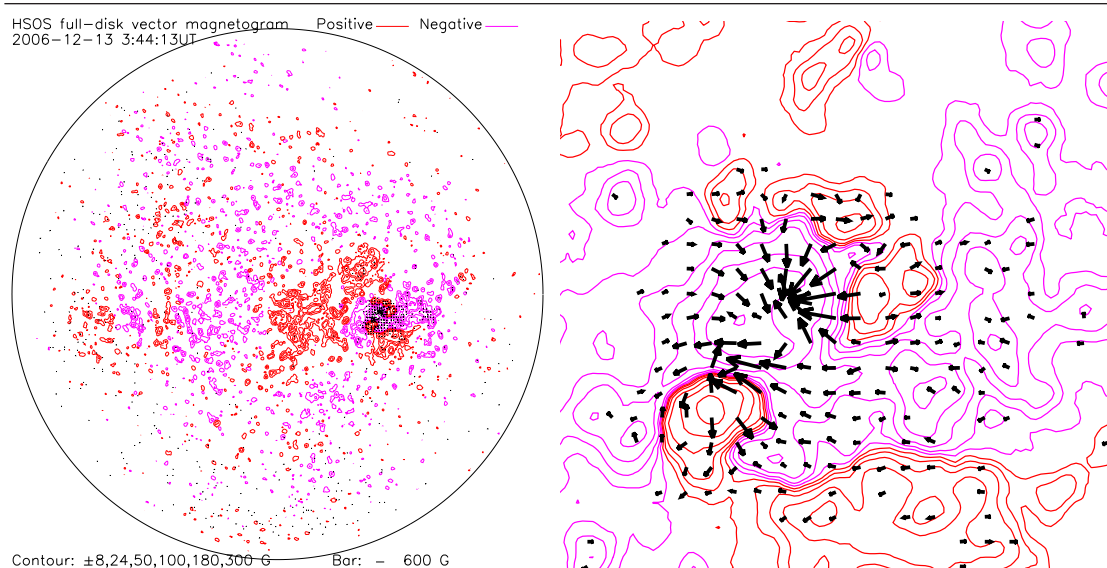


图 1.3 左：全日面磁场的等值线图。红色表示正极性，紫色为负极性。由国家天文台怀柔太阳观测站的全日面太阳光学和磁场监测系统望远镜于2006年12月13日拍摄。位于S06W35位置的活动区是NOAA10930。右：活动区局部矢量磁图。黑色箭头表示光球水平磁场。主黑子内的横场基本上是沿径向指向黑子中心的。

图1.10是我们对NOAA10930的一组“光谱偏振仪”SP资料进行投影之后的图像。从图上可以看到半影纤维呈明暗交替排列。我们使用一种类似墨卡托投影（Mercator Projection，属于正轴等角圆柱投影）(Snyder, 1987)的方法。设想与黑子中心所在太阳半径方向一致的柱面与太阳相交，将球面按等角的条件投影到柱面上，然后把柱面沿一条母线剪开并展成平面。图上无角度变形，但面积变形较大，尤其是在靠近黑子中心的区域（图1.10底部）。在该图上，黑子的径向（图中竖直轴）和切向（水平轴）是两组相互垂直的直线，图上所显示的区域是图1.8（左）中围绕主黑子的黑色大椭圆和在本影区的白色小椭圆所围成的环形区域。b)中的黑线是半影中一个与黑子同心的椭圆，沿着它测量磁场，就得到了图1.9的梳齿状曲线。

图1.9（中）和（下）分别是在半影中的椭圆上（图1.8左）测得的磁倾角和磁感应强度。可以看到由明暗纤维交替排列而造成的梳齿状变化。有研究表明(Degenhardt & Wiehr, 1991)半影纤维的场强和倾角是相关的，倾角大的纤维磁场也较强。

一般认为，明纤维是位置靠外的、相对比较垂直的磁流管，而暗纤维是更接近水平的磁流管(Solanki & Montavon, 1993; Solanki, 2003)。二者的倾角相差30-40°，明纤维可以进入日冕层并在日面上跨越很大的距离，而暗纤维的高度较低。它们构成了一种“未经梳理”(uncombed)或“互锁”(interlocking)的交错结

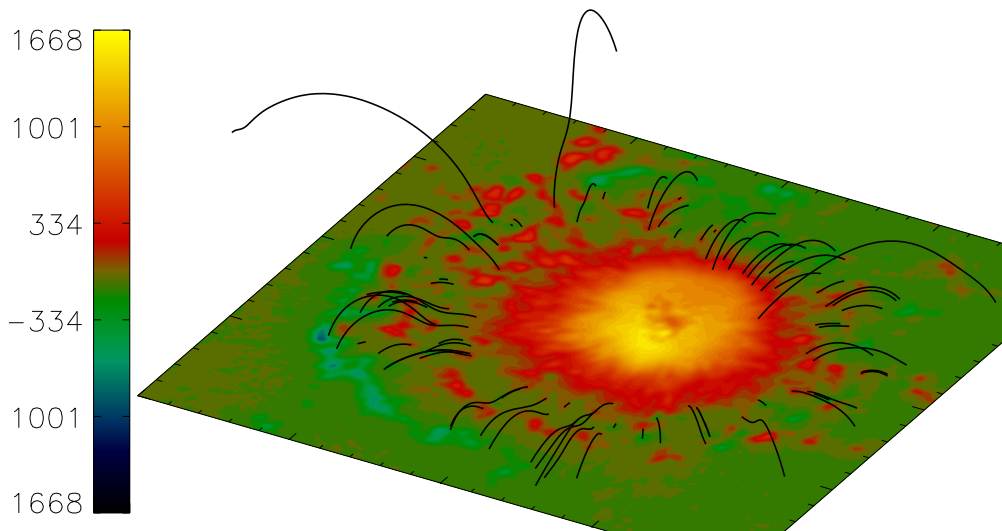


图 1.4 使用线性无力场外推方法(Wiegelmann *et al.*, 2005b)计算出的黑子边缘低层大气中的磁力线走向。图中磁流管（黑色曲线）的内足点所在位置是从该帧图上识别出的运动磁结构的位置，磁流管与竖直方向夹角在 $60\text{--}90^\circ$ 之间；外足点大多数在网络磁场中。使用的磁图是2003年04月09日18:39分由SOHO/MDI在高分辨率工作模式拍摄的NOAA 10330活动区的视向磁图。

构，如图1.12（上）所示。

1.1.4 半影和壕沟的物质流动

黑子并不是静态的，最直观的动态效应是埃弗谢德(Evershed)流。在成熟黑子的半影中，物质从本影外边界出发沿径向均匀地向半影外边界流动，造成了谱线轮廓的不对称，可以通过多普勒频移来测量流动的速度。这种流动在深层速度最强，在光球表面较弱。在高分辨率的观测资料中(Shine *et al.*, 1994)，半影区的物质流动在时间上有一定的周期性（10–20分钟），在空间上有重复性。水平速率约为 $2\text{--}3\text{ km s}^{-1}$ ，在靠近外边界处达到最大(Kueveler & Wiehr, 1985)，暗纤维对应着较快的流动。在半影的外侧和内侧分别有约为 0.3 km s^{-1} 的向下、向上的速率。在壕沟和半影的交界线上，由速度造成的多普勒频移是连续的，这意味着半影中物质向外流动的现象也延伸到了壕沟区域中。

在半影纤维上还可以看到一种名为半影米粒(penumbral grains)的亚角秒精细结构，其尺度约为 $0.5''$ ，它们大都沿半影纤维运动，速率约为 0.5 km s^{-1} ，寿命

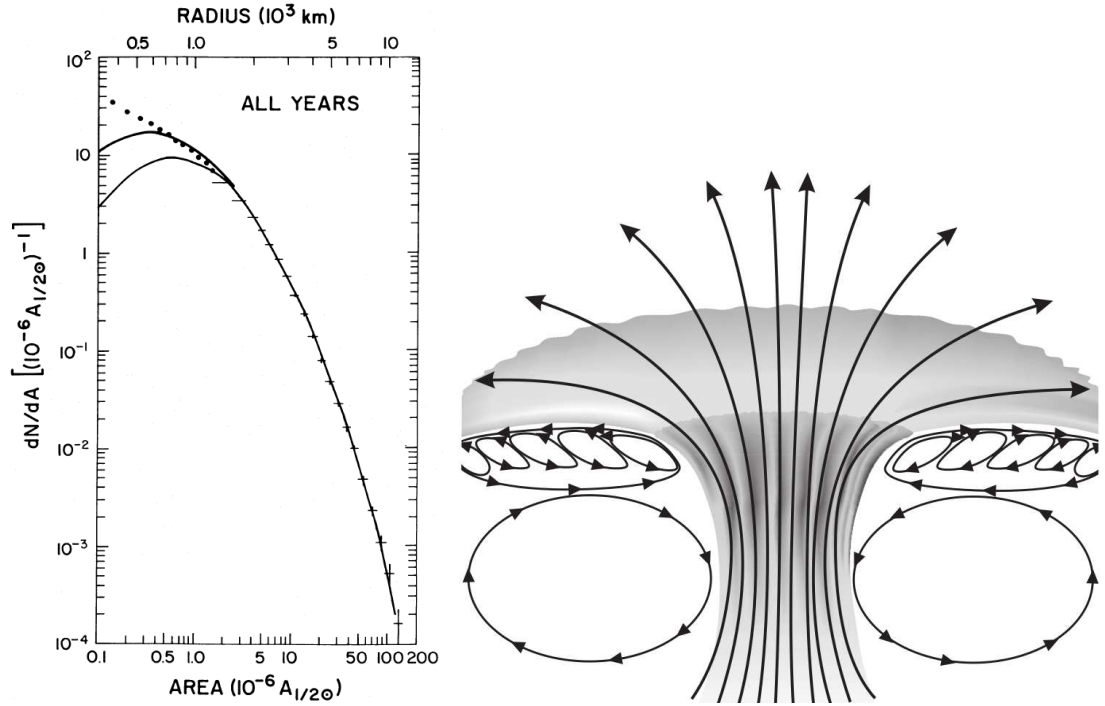


图 1.5 左: Bogdan *et al.* (1988)统计的24,615个黑子本影面积的频数分布。右: Zhao *et al.* (2010)对黑子周围环流的图解。

约为半小时。半影内部靠近本影的半影米粒多数向本影方向运动，半影外侧的半影米粒向外运动(Sobotka *et al.* , 1999)。

有些黑子衰老的速度很快，而有些黑子的衰老过程长达数月。在衰老过程中黑子的周边会形成一个没有完整边界的环形“壕沟”(moat)区域。其厚度一般为10–20兆米，半径为8–50兆米。除了从半影向外运动的运动磁结构以外，整体上壕沟的磁场比较弱。

壕沟内有沿径向向外的物质流动。多普勒和局地相关跟踪 (LCT) 方法测得的平均外流速率为 $0.4\text{--}0.6 \text{ km s}^{-1}$ ，该速率与黑子尺度不相关。(Sheeley, 1969)最早发现了壕沟，Brickhouse & Labonte (1988)对壕沟的基本观测性质做了如下总结：

- 壕沟的半径一般是黑子半径的两倍。
- 壕沟流的速率约为普通超米粒表面速率的两倍，并且该速率与黑子的性质不相关。但快速演化的黑子可能有较慢的壕沟流。
- 壕沟中的MMF的平均速率与壕沟中表面气体的速率相等。MMF的速率与黑子的基本特征没有相关。
- 壕沟流/MMF的速率远比壕沟流/MMF速率的方差要大。

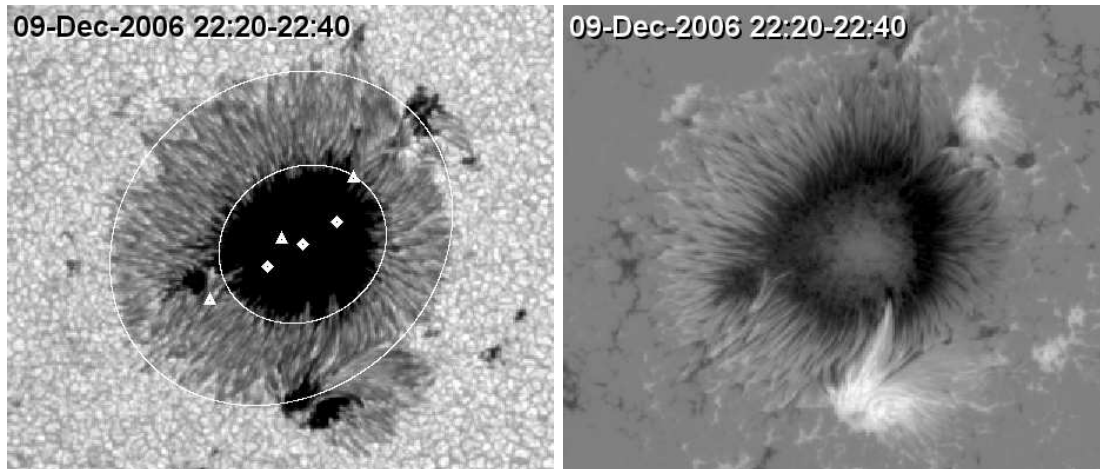


图 1.6 左： 一个太阳黑子的Fe I单色像图。其NOAA编号为10930。 右： 这个太阳黑子的视向Stokes V/I视向磁图。由搭载在日本“日出”（*Hinode*）太阳探测卫星上的太阳光学望远镜（SOT）的光谱偏振仪（SP）拍摄。该视场扫描时间是2011年12月09日22:20–22:40。工作波长是Fe I 6302Å。图1.6,1.7,1.8,1.11是同一组数据。可以看到主黑子是负极性的，由本影、半影组成，半影有清晰的纤维。在西北方向和正南方向附着着两个正极性的小黑子，有部分的半影。在周围还有几个没有半影的“气孔”。黑子的亮度在本影和半影有很大的差异。左图上的大椭圆是半影外边界的最小二乘法拟合椭圆，小三角形图标是椭圆的中心和焦点；小椭圆是半影内边界的拟合椭圆，菱形图标是小椭圆的中心和焦点。大、小椭圆面积之比（即黑子和本影面积之比）是4.30。

- 壕沟对黑子中心的张角与黑子的形状没有明显的关系。

在半影外边界以外、壕沟的内边界处，物质外流的速率比壕沟的其他部分高，达到 1 km s^{-1} 。在这个厚度约为2–3兆米的环形区域的快速流动被称为“项圈”流（collar flow）（Hurlburt & Rucklidge, 2000）。

壕沟的尺度比超米粒（~15兆米）要大的多。这可能是由于黑子底部温度过高而造成的。黑子的强磁场阻止了对流，使得黑子的亮度比光球低，并在黑子的深处积累了热量，这些热量的一部分通过壕沟流被带走。近年来，日震学对黑子周围和深处的温度和速度场的模拟有很多结果，将来有可能更详细地解释黑子的热量积累和对流。

1.1.5 黑子的衰老

黑子的浮现和衰老是两个很不对称的过程，新浮现的黑子一般只需要几天即达到最大的状态，之后的衰老过程占据其寿命的绝大部分。尺度小、形状不规则、没有壕沟的黑子衰老速度很快，主要以分裂的形式，分裂的先兆是半影中

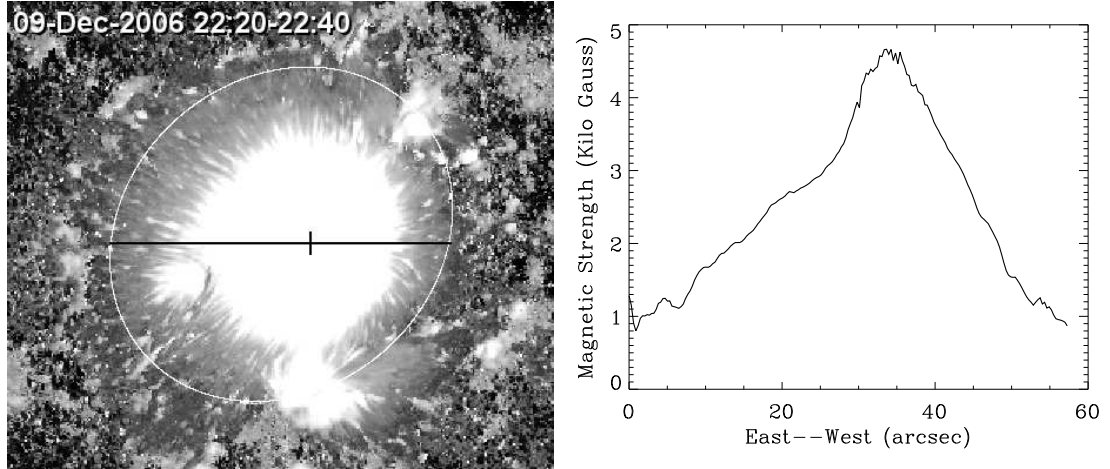


图 1.7 左：NOAA10930的磁感应强度（绝对值）。围绕主黑子的椭圆是黑子边界的拟合椭圆（见图1.6（左））。本影中的十字叉是本影磁场的最强点。右：该黑子的磁场与径向距离的关系。图中的曲线是从左图中沿东西方向穿越黑子的线段上测量的磁场。可以看出，磁场在从本影中心到半影外边界的变化基本是连续、线性的。

出现亮点和光桥(Zwaan, 1987)。而有壕沟的黑子在衰老的过程中，其面积、磁通量是逐渐减小的(van Driel-Gesztelyi, 1998)。Petrovay & van Driel-Gesztelyi (1997)研究了四百多个黑子的衰老过程，发现黑子的衰老速度 D 与黑子的半径 r 、黑子（在其寿命中曾经出现的）的最大半径 r_0 之比(r/r_0)有关，而黑子的寿命 T 则与其最大面积 A_0 成正比：

$$D \sim r/r_0, \quad T \sim A_0$$

双极黑子对中的后随黑子磁场较弱，衰老较快。

壕沟在黑子的衰老过程当中似乎有相互矛盾的功用：一方面，有壕沟的黑子寿命较长，另一方面，壕沟流又在逐渐地把磁流管从黑子主体上剥离下来(van Driel-Gesztelyi, 1998)。

1.2 对运动磁结构的观测研究

运动磁结构是Sheeley (1969); Vrabc (1971); Harvey & Harvey (1973)等首先观测到的。之后的四十年中使用各种设备对MMF进行了观测。对运动磁结构的观测，要求使用连续的、高时间和空间分辨率的磁图时间序列。

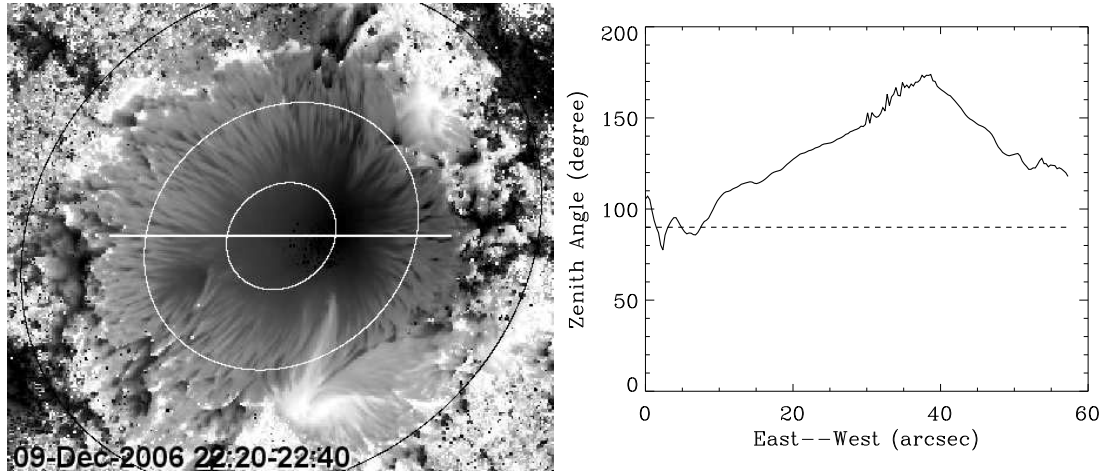


图 1.8 左：NOAA10930的磁场与竖直方向的夹角 ζ 。当磁场与光球面垂直并向上时，倾角为0；当磁场沿光球面水平方向时，倾角为90度。图中的主黑子极性为负，倾角多介于90–180度之间，在图上用黑色表示。围绕主黑子的黑色大椭圆和在本影区的白色小椭圆所围成的环形区域是图1.9和1.10的投影区域。其内略大的白色椭圆的长、短轴各是黑子边界椭圆（图1.6左）的80%。右：该黑子的磁场倾角与径向距离的关系。图中的曲线是左图中在东西方向穿越黑子的线段上的磁场倾角。可以看出，磁场在从本影中心处垂直于光球向下（180°），在半影外边界处接近水平90°。倾角从本影中心到半影外边界逐渐变化。

1.2.1 基本性质

运动磁结构的运动速率约为 1 kms^{-1} ，它们在壕沟中的运动路径基本上是沿着半影纤维的延长线。多次研究中(Harvey & Harvey, 1973; Vrabc, 1974; Brickhouse & Labonte, 1988; Lee, 1992; Zhang *et al.*, 1992; Yurchyshyn *et al.*, 2001; Sainz Dalda & Martínez Pillet, 2005) 所观测到的MMF个体的寿命（1–8小时）、尺度（1–2''）和磁通量（ $10^{18} \sim 10^{20} \text{ Mx}$ ）有很大的差异。

1.2.2 产生

运动磁结构可能在母黑子边界的某些方向上集中产生，大多数MMF的初现位置到半影外边界的距离在0–8兆米之间(Harvey & Harvey, 1973; Li *et al.*, 2009)。有相当一部分MMF在半影纤维当中有个“先导结构”（precursor），在半影外边界以内1–8''初现，向外运动到半影边界，然后脱离黑子变成独立的MMF（见Sainz Dalda & Martínez Pillet (2005); Ravindra (2006)）。

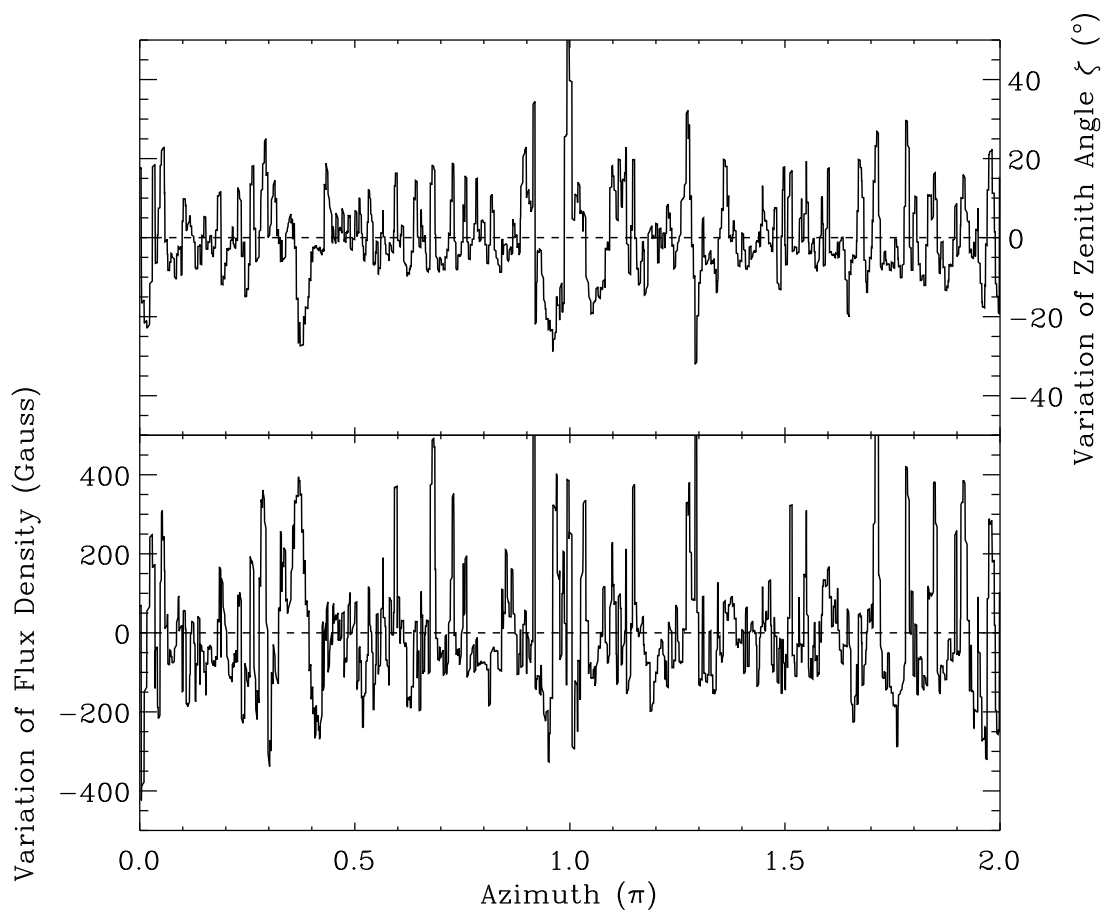
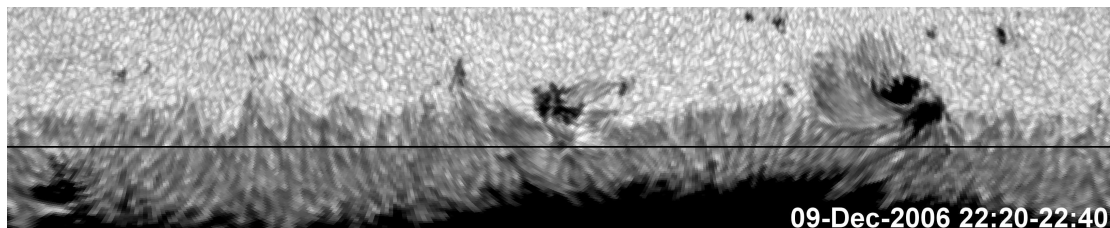


图 1.9 上：对单色像图进行柱面投影之后看到的半影纤维。原图是NOAA10930的Hinode/SOT/SP“光谱偏振仪”在6302Å拍摄的。左右方向的黑线是半影内的一个椭圆（见图1.8左）。可以看出，纤维并不都是沿着径向，它们有成簇的倾向。中：半影中磁倾角 ζ 沿切向跳跃式变化。图中曲线是沿着半影内的椭圆（上图黑线）所测得的磁场倾角的局地变化。已经用 ζ 的值减去其移动平均值，去除了大幅度的变化。整个曲线在微观上是呈梳齿状的变化，倾角呈“高-低-高-低”交错排列。这是由倾角比较大和比较小的半影纤维的交替排列而造成的。下：半影中磁场 B 也沿切向跳跃式变化。测量方法同上。

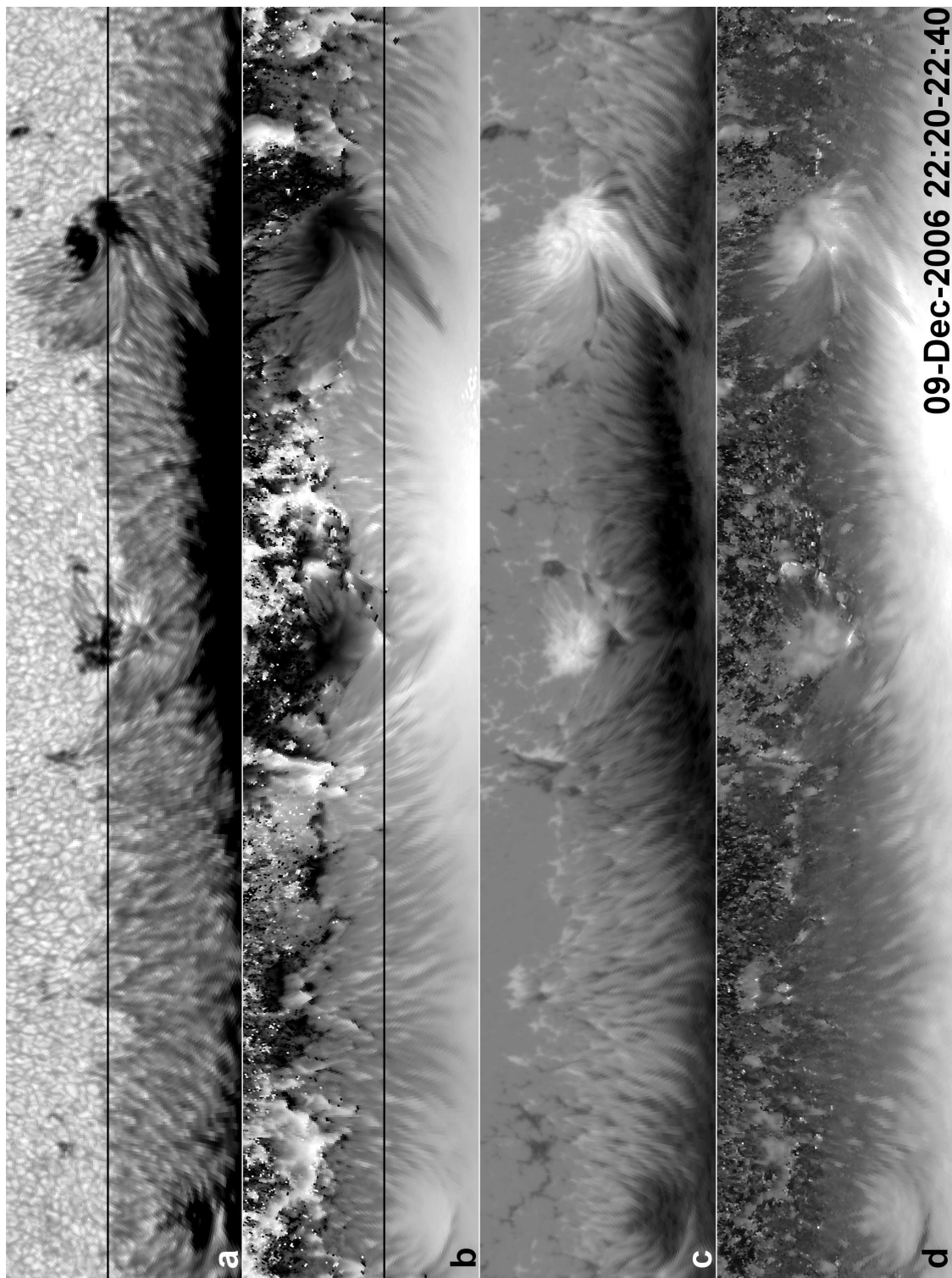


图 1.10 对NOAA10930的Hinode/SOT/SP光谱偏振仪资料进行柱面投影之后看到的半影纤维。(a) 6302Å的单色像图，水平方向的黑线是拟合的黑子边界（见图1.6左）。(b) 磁场的倾角（见图1.8左），黑线是1.8（左）的椭圆，用于绘制图1.9（中、下）的曲线。(c) Stokes V/I视向磁场（见图1.6右）。(d) 磁场的绝对值（见图1.7左）。

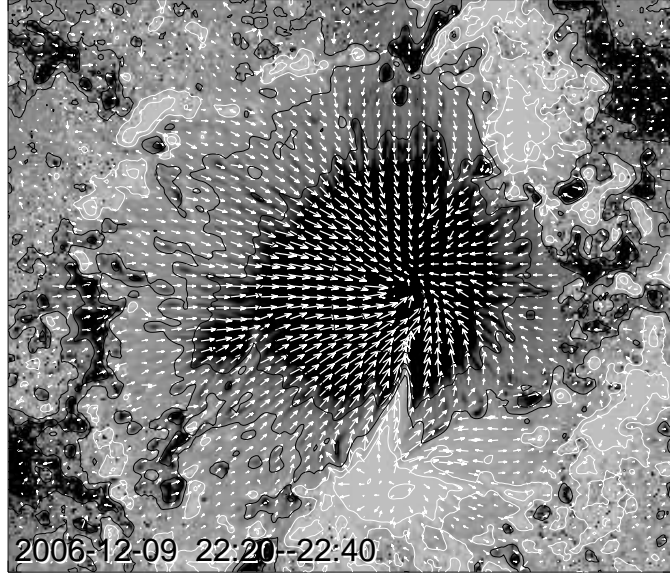


图 1.11 *Hinode*/SOT/SP光谱偏振仪观测到的NOAA10930在水平方向的磁场（横场）。主黑子内的横场基本上是沿径向指向黑子中心的。

1.2.3 分类

Shine & Title (2001)提出将MMF按照极性和是否成对分成三类:

1.2.3.1 第I型: 正负磁元组成的偶极子

在I型运动磁结构浮现的早期,可以在光球上层的宽带或连续谱图像上看到尺度为1-3兆米的暗斑点或纤维。磁图上出现一正一负两个相邻磁元,它们就是一根磁流管在光球上的两个足点。大多数I型MMF初现于黑子的外边界处,但也有可能在壕沟的其他地方初现。在黑子边界附近,它们常在半影暗纤维的延长线上。其靠近黑子的足点与黑子有相同的极性,两个足点连线与径向之间的夹角一般小于 45° ,远离黑子的偶极子可能有较大的偏向角。在视向磁图上,磁元的磁场为100-300 G,磁通量在 10^{18} - 10^{20} Mx。两个足点的磁通量和可见度往往并不相同。

初现之后,MMF在壕沟中以 0.5 - 1.0 km s^{-1} 的速率向远离黑子的方向运动,同时,两个磁元也逐渐拉开距离,相对速率约为 0.1 km s^{-1} 。其运动速率比壕沟流快,因此它们并不是仅仅随着壕沟表面的物质一起漂流。磁元对有可能在壕沟当中就逐渐消失了,也有可能壕沟的边界遇见其他磁元后消失,消失的过程可能伴随着局部的增亮和磁对消。

半影外侧的磁场基本是水平的,有一部分磁通量可能回到光球以下(图1.2,

1.13上)。如果I型MMF是一段 Ω 形的弯曲磁流管在光球的足点的话，它们的外流并不造成黑子磁通量的外流。

1.2.3.2 第II型：单极磁元，极性与黑子极性相同

II型运动磁结构仅形成于黑子边界。黑子的边界是一个动态的区域，半影纤维不停地探出、缩回半影。II型MMF在初现的时候没有和相反极性的磁元有明显的联系。因此，它们是从黑子上脱落下来的磁通量，对黑子的衰老有贡献。但是，目前并不清楚是否快速衰老的黑子释放出更多的II型MMF。进入壕沟之后，它们的运动和磁通量都与I型MMF的内足点类似。

1.2.3.3 第III型：单极磁元，极性与黑子极性相反

III型运动磁结构的寿命比前两类要短，仅在黑子的边界附近存在数分钟。它们在半影纤维的末端初现，快速 ($2-3 \text{ km s}^{-1}$) 向外运动。它们的尺度和磁通量都较小，但在连续谱上较为明亮，容易被发现。它们在磁图上的位置可能比在连续谱和G-band上的亮点略有滞后。它们的消失往往伴随与其他磁元的相遇和局部的增亮。

Shine & Title (2001)的分类方法被后来的各项研究广泛使用。在过去的几十年中，对双极MMF的观测积累了相当多的资料，进行了仔细的分析，提出了多种定性的模型。在另一些研究中，因为观测手段和目的的不同，不考虑MMF成对的问题，如Li *et al.* (2006); DeForest *et al.* (2007); Li *et al.* (2009)。还有一些观测，因为考虑了新的观测现象，添加了新的类别。

1.2.3.4 第I*型：外流偶极子，内足点与黑子极性相反

Shine & Title (2001)提出的I型偶极子的靠近黑子的足点和黑子有相同的极性，而另有一些偶极子也是向外运动，但是足点的排列方向却相反。(Yurchyshyn *et al.*, 2001)在两个活动区观测到，多数偶极子的外足点与黑子的磁场同号，水平偏向角（两足点的连线与径向方向的夹角）与黑子的扭曲方向有关系。

1.2.3.5 MDF型：向黑子内部运动的偶极子，内足点与黑子极性相反

运动偶极结构 (Movign Dipolar Features [MDF])。此类偶极子向黑子逆流而行。MDF首先由Bernasconi *et al.* (2002)使用搭载在气球上的望远镜拍摄的矢量磁图观测到，其产生区域的磁场基本是水平的。它们的磁流管可能是由于重力被牵制在光球上，形成连接着暗纤维的U型结构（图1.13下）。

1.2.4 多波段的观测

在G-band和Ca II H像等低层单色像上，运动磁结构有可能表现为亮结构。但是在H α 色球像和更高层大气上MMF几乎是不可见的，这意味着磁流管环的高度有限。(Zhang *et al.*, 1992; Penn & Kuhn, 1995; Shine & Title, 2001; Zuccarello *et al.*, 2009) 等使用单色像数据对MMF进行了研究。(Zhang *et al.*, 1998)使用Fe I λ 5250.2 Å单色像图和相应磁图的时间序列分析了一块宁静区域上的米粒和磁场的关系。他们发现，尽管大多数光球单色像图上的“亮链”(filigrees)都有对应的磁元，但是他们在空间上并没有准确的对应关系。同时也观测到一些亮结构和对应的磁元在短时间内迅速的变化。

1.2.5 物理模型

MMF的形成与埃弗谢德流、壕沟流有密切的关系，它在壕沟当中的运动又经常伴随着分裂、浮现、合并等现象。目前的模型多是经验模型，还没有定量的模型能解释这些复杂的现象。MMF一般被认为是在黑子外围的、呈波浪状或环型的磁流管与光球层的交点。为了解释MMF外流并且成对的现象，人们提出了“ Ω -环”，“U-环”和“O-环”等定性模型。

Ω 环 Harvey & Harvey (1973)首先提出，由于黑子磁场和(超)米粒组织的相互作用，黑子上个别磁流管被剥离下来，进而被扭曲、牵引远离黑子。弯曲的磁流管在这个过程中与光球层相交形成向外流动的MMF，如图1.13(上)所示。原作者认为，MMF所带走的磁通量和黑子的磁通量变化应该较为接近。

对于 Ω 环模型，需要解释的一个问题就是磁流管为什么会在光球面以上发生弯折再次返回光球面以下。这有可能是因为埃弗谢德流从半影沿着磁流管延伸到了黑子磁伞盖当中，使得磁流管在重力的作用下向下弯折(Shine *et al.*, 1994)。

O环 Wilson (1986)认为，磁流管中磁能的密度的数量级为 10^5 erg cm^{-3} ，比米粒运动的能量密度(10^3 erg cm^{-3})高两个数量级，因此，米粒中的能量不足以使光球下的磁流管弯曲进而形成双极MMF。作者用震荡速度场在黑子边界产生新的“O”型磁流管环来解释MMF的观测现象，如图1.14所示。但是，在这种模型下，MMF在壕沟中是“随波逐流”，其运动速率应当和壕沟流相同，实际观测并不如此。

虽然“O环”模型从逻辑上很直观，光球下的磁重联也确实有可能产生封闭的磁系统，但是由于对流层磁场的复杂三维结构，未必能产生稳定的O环，更有可能产生的是形状复杂的螺旋磁场。Lites *et al.* (1995)使用矢量磁图和色球、日冕资料跟踪了一个 δ 活动区整个的演化过程，在该黑子从光球层消失之后，它的磁场仍然存在于日冕中。这有可能是一个封闭的磁系统从光球下上浮到了光球以上。

U环 Spruit *et al.* (1987)认为，MMF是从对流层升起的大U型磁流管上脱落下的磁流管形成的，这种磁流管的两端连于相距较远的活动区，主体埋藏于对流层中。当这个大U型管升起到光球以上，其两个足点相距甚远，已看不出相互的关联。脱落下来的小磁流管在光球上下穿梭，形成双极MMF。Bernasconi *et al.* (2002)使用图1.13（下）解释了MDF的运动方向和足点排列顺序。

Meyer *et al.* (1974, 1977)从压力平衡的角度研究了黑子、黑子群、小尺度磁元作为磁流管的稳定性的问题。他们认为，磁通量大于 10^{19} Mx的磁流管在太阳表面是相对稳定的，造成半影边界磁流管剥离和向外运动的原因是黑子内部的小尺度对流。

1.2.6 运动磁结构与黑子的衰老

对于运动磁结构在黑子衰老中的贡献，目前没有统一的意见。

Harvey & Harvey (1973)认为MMF所带走的磁通量和黑子所损失的基本相符。Wang *et al.* (1991); Zhang *et al.* (1992)认为MMF没有带走磁通量，因为它们的正负双极所携带的磁通量总和为零。Skumanich *et al.* (1994); Hagenaar & Shine (2005)和对MMF所造成的黑子磁通量外流的测量值分别为: $3, 4-62 \times 10^{18}$ Mx hr⁻¹。Kubo *et al.* (2008)观测了一个衰老的黑子，发现该黑子及其壕沟区域的磁通量的损失率和在壕沟外边界磁通量的外流速率很接近，由此认为黑子的磁通量主要通过运动磁结构的外流传送到壕沟区以外，然后以磁对消的方式消失。

1.2.7 新的研究手段

1.2.7.1 高分辨率数据

当代地基和天基的高时、空分辨率的太阳望远镜为运动磁结构的观测提供了前所未有的详细资料。例如，Kubo *et al.* (2007)使用SOHO/MDI和Dunn太阳望远镜的ASP (Advanced Stokes Polarimeter) 的矢量数据研究了“孤立”(isolated)和“非

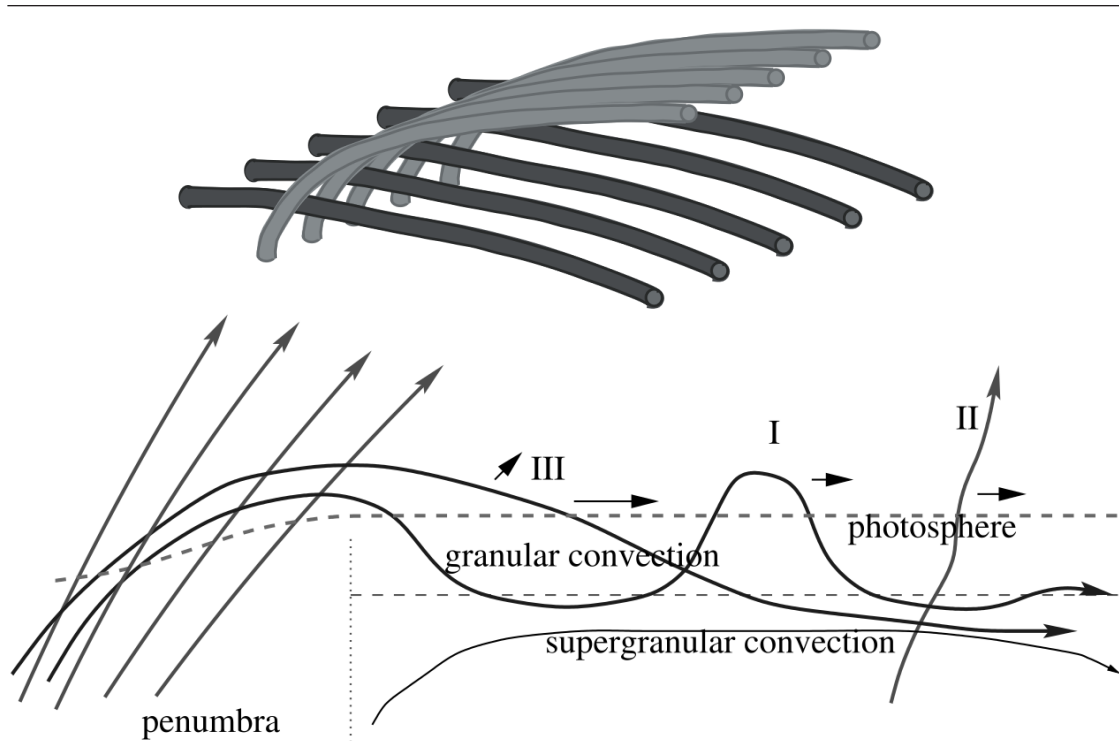


图 1.12 上：“互锁”(interlock)模型：半影区倾角不同的磁流管交替排列。下：I, II, 和III型(Shine & Title, 2001)运动磁结构一种可能的成因。图片摘自Weiss *et al.* (2004)。

孤立”(non-isolated)的MMF。 *Hinode*卫星所搭载的太阳光学望远镜 (SOT) 带动了小尺度磁元的观测。(Ravindra, 2006)使用*Hinode*提供的数据研究了MMF在半影边界附近的产生过程。(Li *et al.*, 2010)使用SOT的磁图和单色像图详细观测了35对双极运动磁结构的产生位置和伴随的增亮。(Guglielmino *et al.*, 2010; Murray *et al.*, 2012)研究了伴随MMF的小尺度重联。(Lim *et al.*, 2012)使用*Hinode*/SOT/SP的磁图和大熊湖天文台的TiO 7057 Å单色像图观测到，一个双极MMF和半影暗纤维之间有明亮的丝状结构相连接，双极的两足点之间有U型的磁场结构。

1.2.7.2 计算机自动追踪

近年来，随着计算机图像识别技术的发展和计算存储能力的提高，对大量微小物体的自动识别追踪技术也应用到了对太阳的观测。例如，Fletcher *et al.* (2004)使用“移动的方盒” (图2.1) 追踪太阳耀斑。

Lamb, D. A. DeForest, C. E. 和Hagenaar, H. J.等人开发了自动识别、追踪并统计磁元的算法，并对活动区和宁静区的磁场进行了一系列的观测研究，得到

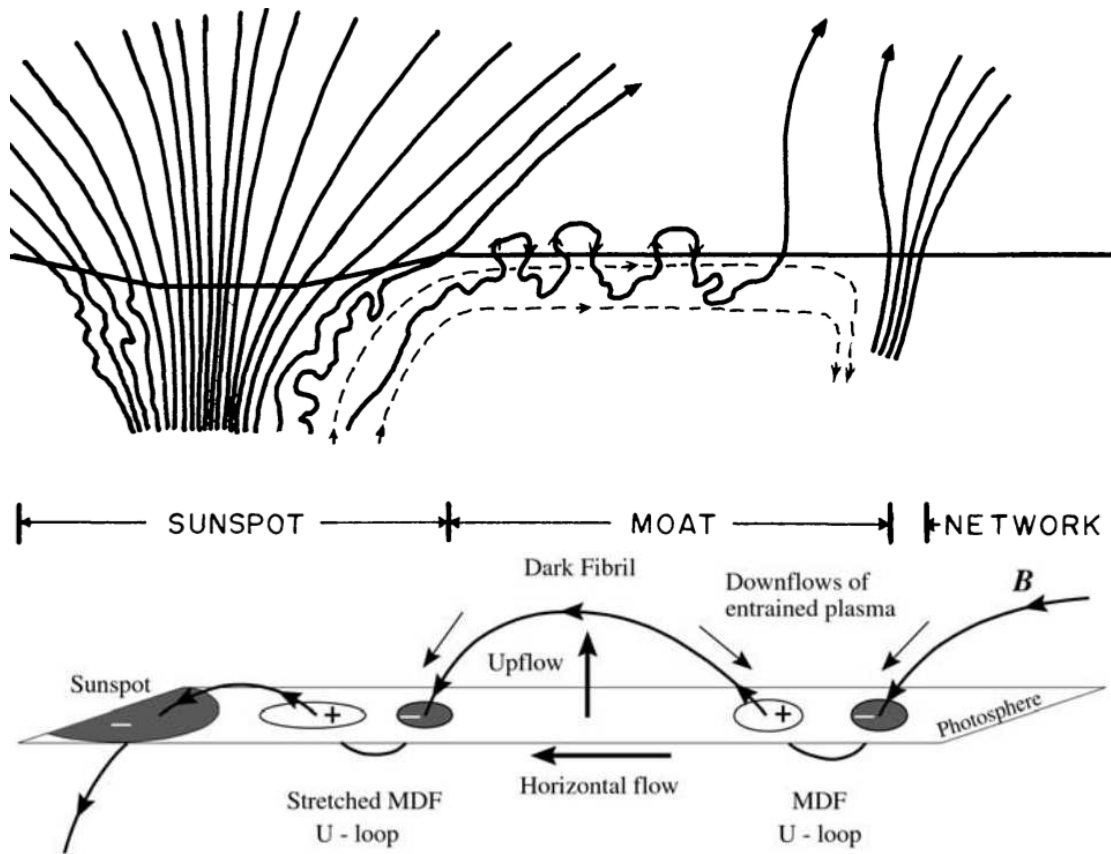


图 1.13 上: Harvey & Harvey (1973) 首先提出的MMF模型。被超米粒对流所扭曲的磁流管从黑子上被剥离下来, 向网络磁场运动。与光球相交形成偶极子, 内足点的磁场与黑子相同。下: Bernasconi *et al.* (2002) 发现了向黑子方向运动的MDF偶极子, 内足点与黑子极性相反。图中浮现的暗纤维在其两端与光球相交形成MDF。

了传统手工观测所不可能获得的大样本统计资料。Hagenaar & Shine (2005) 使用MDI磁图对8个活动区的运动磁结构进行了追踪研究。他们发现黑子周围每小时产生4-24个MMF, MMF的平均寿命约1 hr, 移动距离3.5 Mm, 运动速率为 $1.5-1.8 \text{ km s}^{-1}$, 平均磁通量 $2.5 \times 10^{18} \text{ Mx}$, 最大值 $6.1 \times 10^{18} \text{ Mx}$ 。由MMF所造成的黑子磁场外流为 $0.4-6.2 \times 10^{19} \text{ Mx hr}^{-1}$ 。DeForest *et al.* (2007) 比较了几种自动追踪算法的特点。Hagenaar *et al.* (1999); Lamb *et al.* (2008, 2010); Parnell *et al.* (2009); Iida *et al.* (2012) 统计了大量的宁静区磁元的演化, 根据通量的频数分布规律, 认为光球磁场上通量的增加以单极浮现占压倒性因素。

1.2.7.3 数值模拟

随着对半影、壕沟区域磁场与米粒和超米粒环流之间相互作用过程的数值模拟

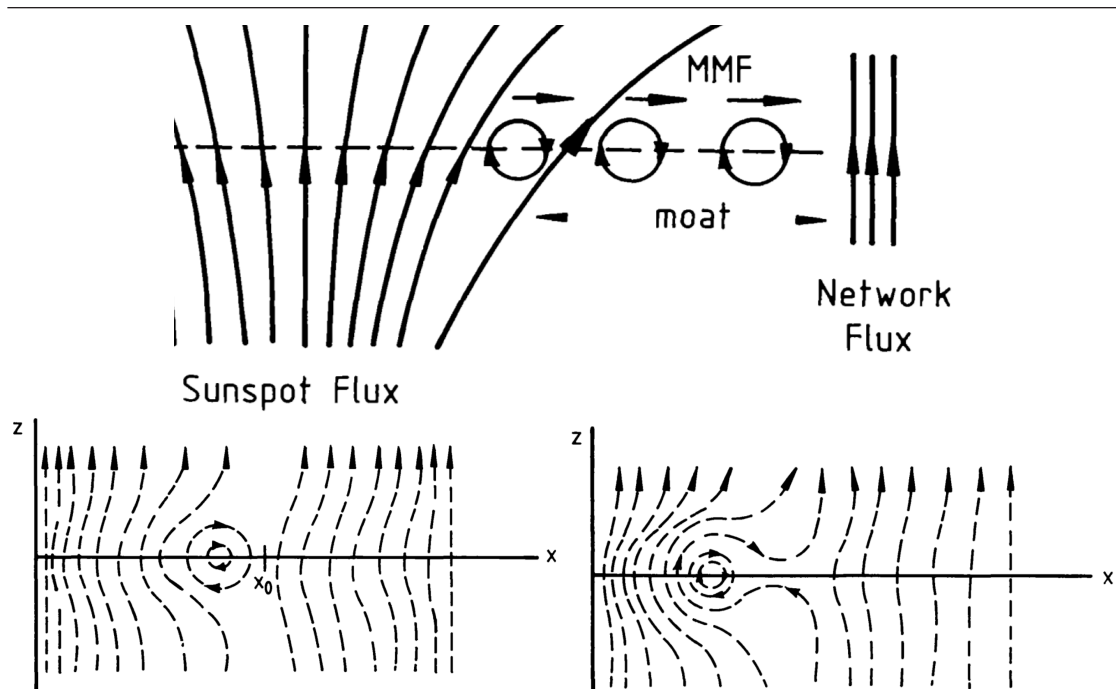


图 1.14 上: Wilson (1986)用震荡速度场 在黑子边界产生新的“O”型磁流管环来解释双极MMF的观测现象。左下: 如果O型环紧密地围绕着其核心, 与周围磁场相对独立, 那么, 它在光球上形成的正负两磁元亮度相等, 偶极子的外流不造成磁通量的外流。右下: 如果O型环被周围磁场包裹, 相互拖动和挤压, 这样的偶极子两极的磁通量不相等, 其外流会带走磁通量。

的发展 (Hindman *et al.*, 2009; Rempel *et al.*, 2009; Scharmer, 2009; Zhao *et al.*, 2010), 对运动磁结构的模拟也为解释其观测现象做了有益的尝试。

例如, Ryutova *et al.* (1998); Ryutova & Hagenaar (2007)认为光球下的不稳定性可以在磁流管形成一段 Ω 弯管, 这种弯管随着埃弗谢德流运动出了半影的外边界, 就形成了MMF。他们模拟了在磁流管上传播的孤立子, 以测试MMF的这一种可能的传播机制。Thomas *et al.* (2002)对米粒的循环和磁流管的浮现进行了数值模拟。Weiss *et al.* (2004)对米粒对流的模拟表明, 黑子外向下的米粒对流将磁力线拉到光球层以下。这种抽运作用对解释半影区“互锁”(interlocking-comb)结构的形成、气孔快速形成半影的机制, 和运动磁结构的观测现象有重要的作用。Kitiashvili *et al.* (2010)为了解释“海蛇”状的磁流管从半影纤维当中向外运动从而产生双极MMF的现象, 使用三维磁流体力学方法模拟了半影磁流管的波浪状运动, 认为“海蛇”状磁流管的产生是在大倾角强磁场中磁对流的结果, 双极MMF的产生对应着半影中高速向下的埃弗谢德流动。

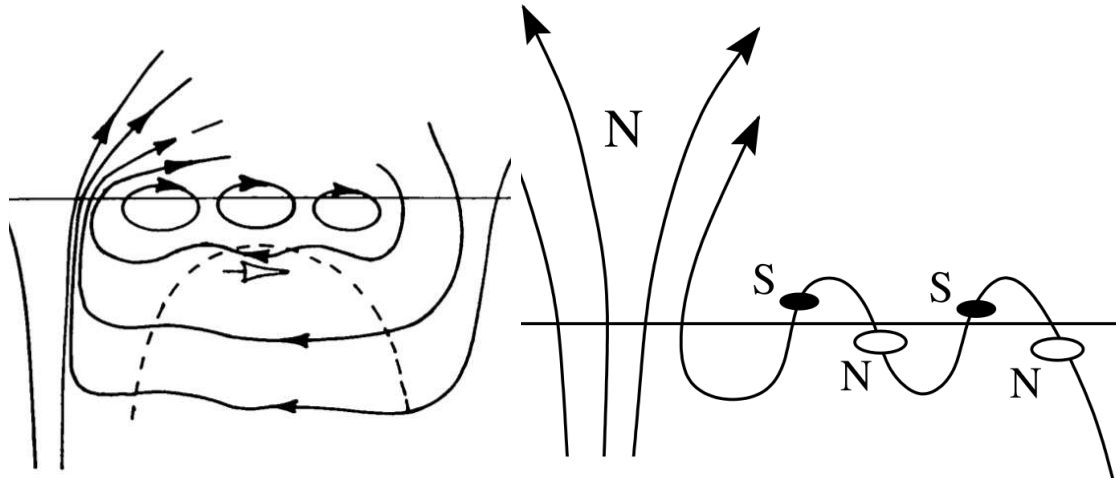


图 1.15 左: Spruit *et al.* (1987)提出的U-环模型。一根大的磁流管, 一端联于黑子, 另一端联于远处的另一活动区, 从对流层升起。其上脱落的小磁流管与光球相交形成MMF。右: 图中的磁流管的上端仍联于黑子, 下半部分被对流从黑子上剥离, 在光球上形成Yurchyshyn *et al.* (2001)观测到的内足点与黑子的极性相反的偶极子。

1.3 测量太阳磁场的仪器

偏振光谱的观测和研究是我们了解太阳表面以及遥远天体上磁场的基本方法。自从二十世纪初Zeeman效应被成功地引入到天体物理中以来, 来自太阳活动区的偏振信号就一直是我们探索太阳活动物理本质及其活动规律的重要工具。测量太阳磁场的仪器主要有两种: 滤光器型和光谱仪型磁像仪。

滤光器型磁像仪 利用双折射滤光器在一个特定的窄波段内观测到Stokes V/II,Q,U和V的二维图像, 可以转化成(矢量)磁场图像。滤光器型磁像仪的优点是可以获得高时间和空间分辨率的图像, 但其主要缺点是光谱分辨率低。

光谱仪型磁像仪 利用狭缝进行光谱分析, 测量所选定的一维区域中每个点的Stokes参数的谱线轮廓, 从而反演出活动区内矢量磁场的分布图。这种方法可以获得相当高的光谱分辨率, 但是只能测到一维视场的磁场, 需要用扫描的方法才能获得二维的数据。所获得的磁图各列不是在同拍摄, 科学界对反演的不同算法也有争议。

本研究工作中使用的磁场数据来自三台设备:

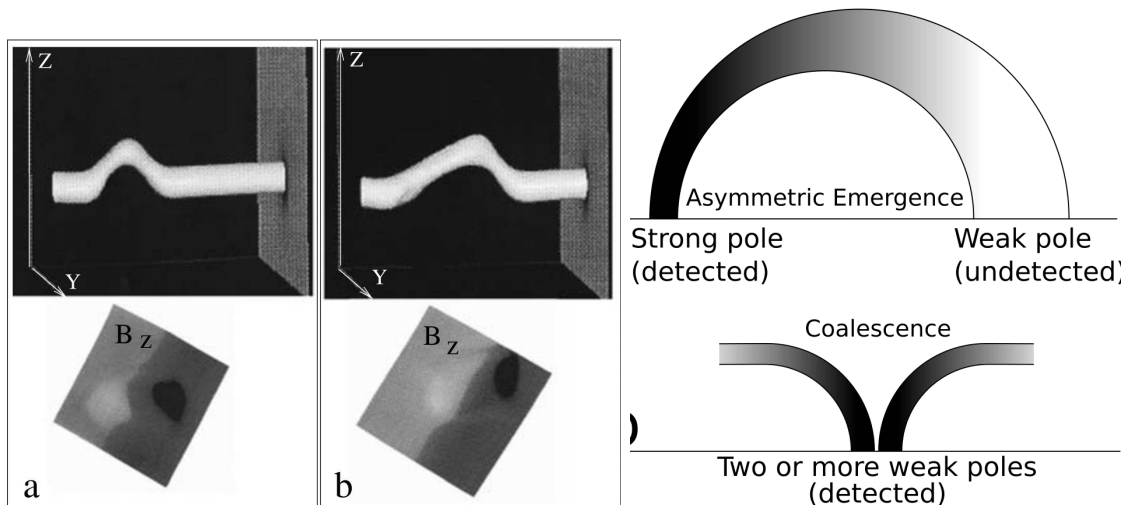


图 1.16 左: Ryutova & Hagenaar (2007)对在水平磁流管上传播的“弯管”(kink)孤立子的数值模拟。上图是磁流管的弯管部分的三维图像,下图是该弯管在光球上形成的偶极子的两个足点。中:如果弯管的左右两侧倾角不一,在光球上形成的两个足点的尺度和亮度也不同。如果较暗的足点低于观测的阈值,就会形成单极子。右: Lamb *et al.* (2008)提出了两种模型来解释他们所观测到的数目众多的单极浮现。在“不对称的双极浮现”(上图)中,如果MMF的两个足点的密度差异较大,就会造成一端可见、另一端不可见的单极子。从微观上看,绝大多数的磁元都是由更小的、低于观测阈值的磁元合并而成的(下图)。

- 迈克尔逊多普勒成像仪 (Michelson Doppler Imager [MDI]), 搭载于太阳和日球层天文台 (Solar and Heliospheric Observatory, [SOHO])。
- 窄带滤光成像仪 (Narrow-band Filter Imager [NFI])。是搭载在日出 (*Hinode*) 号太阳观测卫星的太阳光学望远镜 (Solar Optical Telescope [SOT]) 的科学载荷之一。图1.6 (右) 是一张NFI拍摄的Stokes V/I视向磁图。
- 光谱偏振仪 (Spectropolarimeter [SP]), 也是*Hinode*/SOT的科学载荷之一。

其中的SOHO/MDI和Hinode/SOT/NFI都是滤光器型磁像仪, 它们所获得的视向磁图满足对MMF进行研究的高时空分辨率的要求。Hinode/SOT/SP是一台光谱仪型磁像仪, 通过扫描拍摄光谱数据, 后期经过反演计算出矢量磁图。Moon *et al.* (2007); Wang *et al.* (2009)等文献比较了MDI和SP磁图的定标问题。

1.4 研究前景

尽管在研究MMF的四十年间积累了相当多的观测资料，但是有些观测上的细节仍不是很清楚，对其基本空间结构和物理本质仍然没有定量而确切的认识。下列尚待解决的问题与多个太阳物理的基本问题有关系。

运动磁结构演化的精细观测和物理模型

- 对MMF的形成、演化、分裂、合并、和消失所进行的大样本、系统化的统计研究还很少。
- 使用矢量磁图观测MMF的形成和消失会得到什么样的结果？
- 目前对MMF的分类是否揭示了MMF的本质属性？

黑子的衰老

- 在前人的观测结果中，MMF的寿命等特征值差异较大，这种差异与母黑子、MMF的类型之间的关系还有待研究。
- 由MMF所造成的黑子磁场外流与黑子的磁通量和面积变化之间的关系也尚待明确。
- 处于不同发展阶段、具有不同的尺度、磁通量、类型的黑子，它们所释放出的MMF一样吗？

最小磁元问题

- 使用目前最高分辨率的设备是否可以分辨最小的磁元？
- 不可分辨的微观磁元的合并和分散对MMF的产生和消失、乃至整个壕沟区的磁通量平衡有什么样的贡献？

半影、壕沟区表面物质流动和超米粒对流

- 为什么MMF向外的运动速率比壕沟流快？
- 为什么运动磁结构的运动多是减速过程？其初始速度从何而来？
- 从对半影上剥离的磁流管的研究，如何能深入对半影的精细结构、半影和对流的相互作用的认识？

活动区的磁伞盖和日冕物质加热

- MMF与光球以上的大气和黑子磁伞盖的关系是怎样的？
- 低色球层中的增亮有多少是由MMF所引发的？
- 这些增亮在何种程度上参与了色球层的能量传输和日冕物质加热，目前也没有定量的结论。

1.5 研究目标

1.5.1 多活动区的比较观测

不同尺度、发展阶段、类型的太阳黑子，围绕它们的壕沟在尺度、形态上有较大的差异。那么，在壕沟中运动的运动磁结构是否也随着母黑子的不同有这样的差异呢？这个问题只有通过多个黑子的观测才能解答。除了Brickhouse & Labonte (1988)曾同时在7个活动区上和Hagenaar & Shine (2005)曾在8个活动区上进行的观测之外，还很少有观测多个活动区MMF的比较研究。过去大多数对MMF的观测研究都是在一个或二三个活动区上进行的，每项研究所采用的数据、研究方法、侧重点都不同，因此，他们所获得的统计数据也很难进行横向的比较来回答上面的问题。

我们使用计算机自动识别的方法，观测26个各种发展阶段、半径和极性的黑子活动区上的运动磁结构，获得每个黑子周围各类运动磁结构的磁通量、速度等物理量的频数分布和特征值，将结果与黑子的尺度和磁通量进行比较，以揭示不同黑子的各种运动磁结构的性质与母黑子基本特性之间的依赖关系。

1.5.2 对运动磁结构的分类研究

Shine & Title (2001)将运动磁结构分成三类：正负磁元组成的、内足点磁场与黑子同号的偶极子（*I*型）、与黑子极性相同的单极子（*II*型）、与黑子极性相反的单极子（*III*型）。过去的观测研究较多关注于偶极子，在多个活动区上研究了它们的运动、磁场、演化。并在上述分类的基础上添加了两类偶极子：逆流黑子运动的(Bernasconi *et al.*, 2002)，内足点与黑子反号的(Yurchyshyn *et al.*, 2001)。在磁图的时间序列视频上，偶极子比较引人注目，观测偶极子对了解MMF的物理本质有重要意义，它们的位型和共同运动是各种MMF模型的观测基础。

但是，在黑子的高分辨率磁图上所看到的，往往是各种极性、尺度、寿命、运动速度的磁元混杂的场景，磁元频繁的发生浮现、分裂、合并、对消和消失。运动磁结构并不都是正负两两配对，很多的磁元是孤立的、或是转瞬即逝的。从众多的磁元中挑出一部分进行研究，从中获得的统计数据并不能代表MMF总体的特性，因为样本的选取不是随机的。只有对大量MMF进行统计，才能获得MMF总体的物理量分布和特征值。

另外，有些磁元的确与某个相反极性磁元保持一个相邻的关系，但是从观测上难以找出一个客观、定量的标准来判断它们是否是同一根磁流管形成的偶极

子，并不能够单纯套用“弯曲的磁流管形成偶极子”的模型来解释所有观测到的磁元。

1.5.2.1 多黑子的统计研究：A, B型

基于以上原因，我们在多黑子的统计研究中不特别关注运动磁结构的双极性，把所有磁元一律当作单极看待。唯一的分类标准就是：磁元的极性与母黑子是否相同。根据运动磁结构的极性与母黑子是否相同将运动磁结构分成两类：

A-MMF: 与母黑子极性相反

B-MMF: 与母黑子极性相同

1.5.2.2 对AR 10930的观测： $\alpha, \beta, \gamma, \theta$ 型

2006年升空的*Hinode*卫星提供了高时空分辨率、长时间、多波段的数据，推进了小磁元的研究。当年12月中旬，*Hinode*对NOAA 10930活动区的演化和爆发进行了稳定的观测。我们使用*Hinode*所提供的高质量的数据对AR 10930周围的运动磁结构进行精细的手工观测。

根据运动磁结构的初现位置（半影纤维或壕沟）、初始磁通量的来源（分裂或浮现），将所观测到的MMF划分成两类、四种。

	新浮现	从已有磁结构上分裂出来
从半影纤维丛中或末端产生	α	β
从壕沟中产生	γ	θ

在对多黑子和单黑子的统计中，我们都获取每一类运动磁结构的磁通量、速度等物理量的频数分布和特征值，并对一部分典型个体进行描述和分析，关注各类运动磁结构的统计分布、演化规律和产生物理机制的不同，及其多个物理量的分布与母黑子的基本特性之间的依赖关系，探讨观测现象背后的物理机制。

1.5.3 运动磁结构的演化

运动磁结构的演化至少包含以下几方面的内容：

- MMF的产生方式、运动轨迹及其与半影纤维的关系。
- MMF在运动中其形态、面积、磁通量、速度、峰度随时间的变化。
- MMF的合并、分裂、对消、消失事件。

前人对MMF的演化所积累的观测资料多为定性描述。我们在本研究中主要关注:

- 使用定性和定量的方法描述各类MMF主要物理量的变化规律。
- 比较与黑子极性相同或相反的运动磁结构在磁通量、尺度、速度的演化规律上的差异。
- 比较从半影纤维处产生的和从壕沟中产生的MMF的统计规律的差异。
- 比较从已有磁结构上分裂出去的和新浮现的MMF的演化规律。
- 使用SOT/SP获得的横向磁场初探MMF的三维结构。

1.5.4 运动磁结构在低层大气中的效应

从Sheeley (1969)最早观测运动磁结构开始, 在各项研究中观测者们就使用上光球层和低色球层单色像对MMF进行了观测, 关注MMF在低层大气中的效应, 以及对日冕物质加热所可能做的贡献。

我们使用SOT提供的Fe I、G-band和Ca II H资料观察各类MMF的产生、运动、合并、对消在低层大气中引发的增亮和暗结构。

1.5.5 运动磁结构所造成的黑子磁通量外流

在本研究中我们从以下几方面探讨运动磁结构外流对壕沟区域磁通量平衡和黑子衰减的影响。

- 确定与黑子相同和相反极性的壕沟磁通量的产生位置。
- 用LCT方法计算壕沟区的速度场, 比较MMF的磁通量外流速度和壕沟区域整体速度。
- 使用外推计算运动磁结构所在的磁流管在低层大气中的走向。
- 用不同算法估算运动磁结构造成的磁通量外流, 并与黑子的磁场进行比较。
- 比较不同尺度的磁元对磁通量外流所作的贡献。



本文在第3章中介绍了使用MDI磁图对多个黑子上的MMF进行的自动追踪观测, 在第4章, 介绍了使用Hinode/SOT数据对AR 10930的观测研究。在第2章介绍了为了进行上述研究而开发和应用的若干观测和数据处理技术。

数据处理方法

2.1 对运动磁结构的计算机自动识别

2.1.1 人工识别与自动识别

在关注典型双极磁元的观测研究中，常用的方法是：采用肉眼识别并追踪MMF个体，对识别出的个体采用手工圈定边界的方法测量其位置、尺度和磁通量。这在特别关注某一类型磁元的研究中是适用的。但是，在我们的研究中，使用手工识别和测量会产生以下几方面的问题。

1. 选取个体的主观性 在磁图的时间序列视频上，最容易抓住人注意力的就是运动速度快、背景较为宁静、亮度高、极性与周边相反的磁元。这就造成了选取样本的主观性，影响了各个物理量的频数分布和特征值的准确性。

2. 测量的主观性 手工划定磁元的边界，会受到磁元的形状、磁元与周围磁元的对比度、相互距离、图像的灰度和饱和度的设置、显示器的亮度、鼠标的定位精度、观测者的视力等各种因素的影响。这种系统误差难以估计和修正，在样本统计中不可忽略。另外，数目众多的小磁元尺度非常小，已经超出了手工定位的精度范围。

以上的两种主观性，不但影响了对MMF样本的统计，而且，在计算由运动磁结构所造成的磁通量外流的时候会产生系统的偏差，从而使得黑子总磁通量的变化与运动磁结构所带走的磁通量之间的关系变得更加模糊。

3. 耗费工时 在时间、空间分辨率都比较低的观测资料上进行手工测量是可行的，因为能够识别的运动磁结构个体数目很有限，对每个个体的测量次数也较少。而在高时间、空间分辨率的资料上对大量磁元进行手工测量将非常耗用工时。例如，在本研究中我们共识别到3675个MMF（不算被识别但被判据抛弃的

磁元)，每个MMF的寿命约为一个半小时（在近一百张MDI磁图上出现），则共需要进行37万次测量。

出于以上原因，我们采用计算机自动识别的方法进行本研究。我们在Hagenaar & Shine (2005)的算法的基础上发展了一套能够客观、自动识别追踪黑子周围的运动磁结构的算法，并使用基于高斯曲面拟合的方法测量这些运动磁结构的运动和磁场物理量，在分析运动磁结构的运动和演化规律时使用了综合发展函数和基于截尾样本的统计修正。这些手段增加了统计结果的客观性。

计算机自动识别的缺点是：识别的结果取决于算法和判据，判据设置的合理性直接决定样本的质量。一部分可以肉眼识别的MMF不能被机器识别跟踪，而符合判据的MMF并不一定可被肉眼识别。对于微观上的复杂现象，如双极磁元、合并、分裂等，目前还难以有效的自动识别。

2.1.2 算法

我们使用 Fletcher *et al.* (2004); Hagenaar *et al.* (1999); Hagenaar & Shine (2005)等研究中使用的“移动的方盒”算法来识别和追踪运动磁结构，该方法在磁图上寻找所有磁元的中心，并以三维空间中这些磁元中心的连线作为运动磁结构的轨迹。

1. 为了减少计算量¹，我们在黑子周围选取了一个比壕沟厚的环形区域(图2.3)，其外边界在壕沟以外，内边界在壕沟以内，我们的算法只在该环形区域内寻找运动磁结构，不包含该环以外的本影和网络磁场区域。黑子壕沟的半径大约是半影外边界半径的两倍(Brickhouse & Labonte, 1988)。大多数MMF都是沿着半影纤维的方向在壕沟范围内运动，一部分MMF的运动轨迹超出壕沟的内、外边界(Sainz Dalda & Martínez Pillet, 2005; Ravindra, 2006)。因此，可预见的MMF的运动轨迹不会超出该环形区域，如果它符合我们下面介绍的判据，就会被我们的算法识别出来，并予以追踪。
2. 在视场中建立极坐标，以黑子的几何中心作为极点，半影边界被用来作为参照物，来表示视场中磁元相对于黑子的位置。对于我们所选取的近圆形 α 黑子来说，对其边界进行椭圆近似是合适的。在单色像图或磁图的时间序列上，圈出黑子半影的外边界，并用最小二乘法拟合出一个椭圆。假设黑子半影边界椭圆的长、短轴、旋转角度、扁度、中心坐标随时间的变

¹随着个人电脑配置的提高，对MDI数据进行计算时已不再有必要做这一步处理。

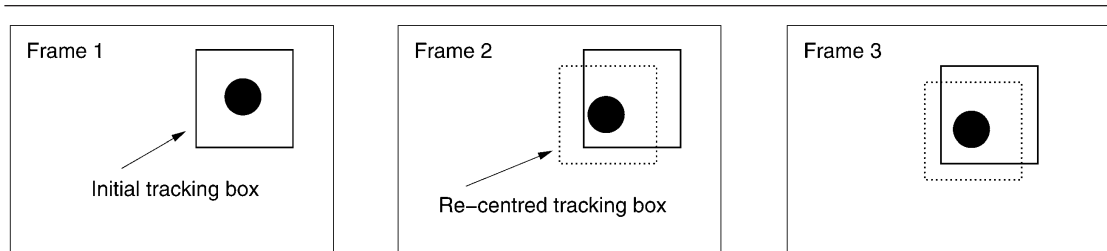


图 2.1 “移动的方盒”算法示意图，解释了该算法如何在连续的图片上追踪磁元的轨迹。1): 图中的黑点表示一个磁元，其中心是一个局地二阶导数为负的“极点”。在磁图上取一个与磁元同心的方盒。其尺寸的设定与磁图的时间、空间分辨率有关，设定的原则是：对于速度最快的磁元，刚好能在下一帧图像上捕捉到。2): 在下一帧磁图上，磁元移动了一小段距离，但仍在上一帧的方盒（实线）的范围内，调整方盒的位置，使下一帧方盒（虚线）的中心落于磁元中心上。3): 在下一帧图上重复2)的操作。以此类推，直到磁元因瓦解或合并、不能再独立被观测到为止。图片摘自Fletcher *et al.* (2004)。

化都是线性的。这样，在处理每张磁图的时候，都可以用这一序列拟合的椭圆来计算某点的位置和到黑子半影边界的距离。

3. 在磁图上，运动磁结构面积的数量级约为 1.0 Mm^2 ，其磁感应强度比半影边界的磁场 ($\sim 300 \text{ G}$) 弱，比宁静背景磁场 ($\sim 20 \text{ G}$) 强。磁元的中心是一个高斯凸面的中心，它在相邻像素中是极大或极小值，在四个方向上的二阶导数均为负。在黑子周围的环形范围内，计算每个在相邻像素中是极大或极小值的像素的二阶导数，并将符合条件的像素进行标记。我们把这些高斯曲面的中心称为“极点” (polar points)。图2.3的左图显示了在一帧磁图上面所能找到的上百个极点。
4. 在相邻磁图的所有“极点”之间，寻找所有可能的联系。使用“移动的方盒” (见图2.1)，对每一个极点，在它所在磁图的前一张和后一张磁图上寻找它的踪迹，应当是位置接近、磁通量属于同一数量级的。根据运动磁结构的运动速度和MDI磁图的空间分辨率推算，MMF的中心只有可能移动到相邻的像素中，不大可能跳跃前进。因此，尺寸是 3×3 像素的“方盒”就足够了。所寻找到的极点之间的联系，就是磁元在三维空间的运动轨迹，是MMF的候选者。
5. 在上一步中所找到的大多数磁元都是磁场弱、尺度小、寿命短的噪音。这些小磁元的浮现和消失非常快，在磁图视频上不能用肉眼跟踪。为了在这为数众多的小磁元当中挑选运动磁结构，我们对磁元的磁场和运动设立了多个判据 (见表2.1)。这种用判据筛选磁元的方法首先由 Hagenaar *et al.* (1999); Hagenaar & Shine (2005)根据前人观测资料提出。我们在

时间序列上对判据进行了测试，比较了使用宽松一点或严格一点的判据所筛选出的MMF的数量和统计特征，最终选定了表2.1中的判据。这些判据剔除了大量的磁场弱、尺度小、寿命短、不运动的磁元，尽量保留符合MMF的传统定义、肉眼可识别的MMF。图2.3的右图显示了，使用该判据在NOAA AR 10330的一段长度为10小时的时间序列上所找到的所有MMF的速度矢量和轨迹。序列图2.2显示了两个典型的MMF的运动轨迹。

由于壕沟区域内不同极性的磁元混杂、运动较为复杂，我们没能找到一套客观可靠的标准来区分单极和双极运动磁结构。因此，在这项研究工作中，不考虑磁元是否双极成对的问题，所有的磁元都按单极处理。另外，运动磁结构频繁的发生合并和分裂，本算法对这些事件予以记录，但未作分析。

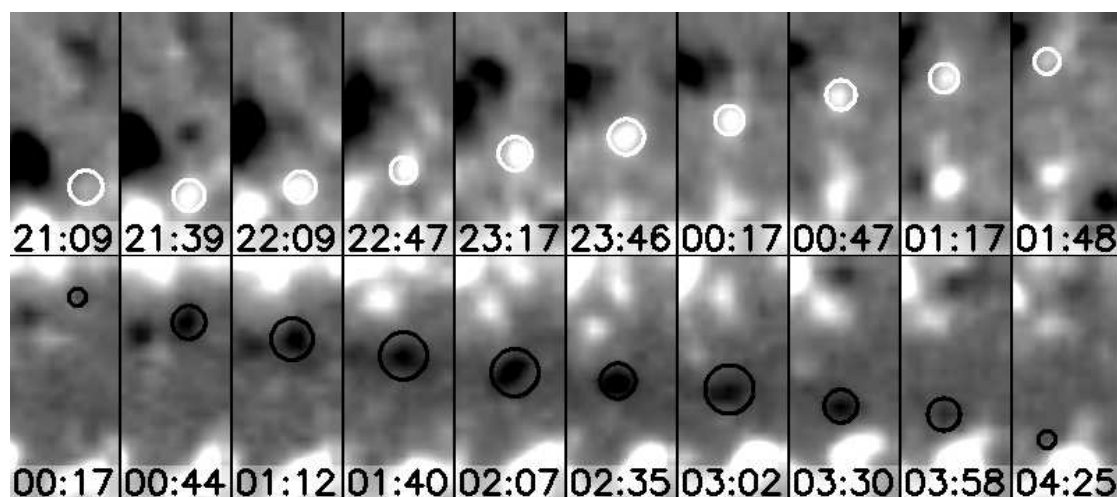


图 2.2 使用自动识别方法找到的两个典型的运动磁结构。它们的半高全宽在序列图中用圆圈圈出。第一行中的正极MMF远离位于其南部的正极黑子向北运动，第二行中的负极MMF远离位于其北部的正极黑子向南运动。

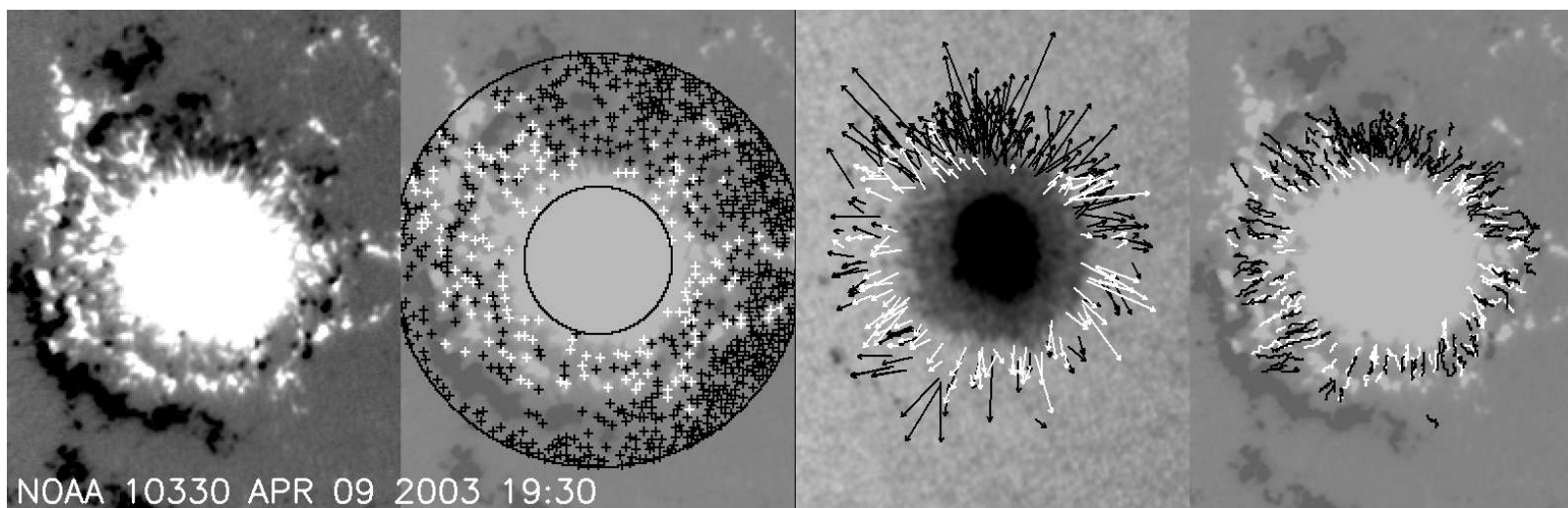


图 2.3 自动追踪运动磁结构的方法 (§2.1) 在 NOAA 10330 活动区上的应用。自左起：(1) 该活动区的一张磁图。进行过相邻五幅图移动平均法的处理。灰度在 ± 200 高斯饱和。(2) 寻找极点的计算在由大小两个黑色圆环所圈出的环形区域内进行，该区域比壕沟略大。算法找到了数百个正极和负极的极点，它们的局地二阶曲率为负，分别用白色和黑色的十字架标出。下一步，该算法在相邻的磁图上寻找极点之间可能的连线，这些连线就是潜在的运动磁元。使用表 2.1 中的判据，对这些磁元进行筛选，得到可以肉眼识别的运动磁结构。(3) 在 NOAA 10330 的时间长度为 10 小时的时间序列中，我们的算法共找到了 189 个负极和 102 个正极的运动磁结构。图中矢量的起点表示了它们的起始位置，矢量的长度和方向表示了它们的速度。(4) 运动磁结构的路径。正、负 MFM 分别用白、黑折线标出。

表 2.1 筛选运动磁结构的判据

No.	物理量 [†]	判据	该判据所排除的磁元
1	寿命	$T \geq 15$ 分钟	寿命过短的磁浮现
2	移动距离	$S \geq 2.0$ 兆米	移动距离小于3角秒
3	面积	$7 \geq A_{\text{av}} \geq 1$ 平方兆米	尺度太大或太小
4	速率	$10 \geq V \geq 0.2$ 千米/秒	静止的磁元
5	初始位置到半影外边界的距离	$D_{\text{ini}} \lesssim (R_{\text{moat}} - R_{\text{spot}})$	在壕沟外边界以外浮现
6	最终位置到半影外边界的距离	$D_{\text{finl}} \gtrsim 2$ 兆米	运动到半影外边界就消失
7	中心磁场的最大值	$ B_{\text{max}}^c \geq 55$ 高斯	磁场过于微弱
8	中心磁场的平均值	$ B_{\text{av}}^c \geq 35$ 高斯	磁场过于微弱
9	位移矢量与半径方向的夹角	$\theta \leq 45^\circ$	并不向外运动
10	排除在时间序列的开始和最后一帧图上存在的运动磁结构，因为它们的运动轨迹不完整。		

[†]上表中各物理量定义如下：

寿命 T 是磁元在时间序列中第一次和最后一次出现中间的时间间隔。

移动距离 S 是磁元在时间序列中第一次和最后一次出现中间的空间间隔。

平均面积 A_{av} 是磁元的半高半宽面积 $A = \pi r_0^2$ 在其寿命中的平均值。

速率 V 是磁元的移动距离与寿命的比值 $V = S/T$ ，其上限的设定是依据文献中记载的最快速率而定。

初始和最终位置到半影外边界的距离($D_{\text{ini}}, D_{\text{finl}}$) 分别是磁元在时间序列中第一次和最后一次出现的位置到黑子半影外边界（拟合椭圆）的距离。对每个黑子，此判据的上下限系根据对磁图时间序列的肉眼观察手工确定。以下分别简称初始距离和最终距离。

中心磁场的最大值 B_{max}^c 是磁元的中心像素磁场 B^c 在其寿命中的最大值。

中心磁场的平均值 B_{av}^c 是磁元的中心像素磁场 B^c 在其寿命中的序时平均数。

偏向角 θ 是磁元的位移矢量与半径方向的夹角。

2.2 用高斯曲面拟合的方法测量磁元的磁通量

在磁图上可以手工圈定磁元区域以测量运动磁结构的磁通量和几何参数。但是在靠近半影外边界的区域，不同尺度、极性、运动速度的磁元混杂在一起，频繁的发生浮现、消失、合并、对消和分裂。在这样复杂的区域中，手工测量磁通量不仅耗费大量工时，而且会受到与观测者有关的各种因素（视力、显示屏亮度等）的影响，简单的手工圈定MMF并不能准确测量MMF的磁通量，测量结果往往因人而异，具有不可重复性。而且，对于尺度特别小和与背景反差较小的磁元，使用鼠标很难达到测量所要求的精度。

出于这个原因，我们开发了一套用二维高斯拟合的方法测量磁元的尺度、形状、磁通量的方法。该方法对手工测量磁通量过程中的主观因素对测量结果造成的影响进行了补偿，大大降低了人工不确定因素的影响，获得了更为客观的结果。

2.2.1 高斯曲面

我们假设在磁图平面上磁元磁感应强度 B 的分布可近似为一个二维椭圆高斯曲面，在一个基于该二维高斯曲面的长短轴的“内秉”笛卡尔坐标系中，高斯面 $B(x', y')$ 可以表示为：

$$\begin{aligned} B(x', y') &= B^n + (B^c - B^n) \cdot \exp\left(-\frac{x'^2}{2\sigma_{x'}^2} - \frac{y'^2}{2\sigma_{y'}^2}\right) \\ &= B^n + A \cdot \exp\left(-\frac{x'^2}{2\sigma_{x'}^2} - \frac{y'^2}{2\sigma_{y'}^2}\right) \end{aligned}$$

其中，

B^c 是曲面中心的磁感应强度， B^n 是背景磁感应强度，

A 是净峰值 $B^c - B^n$ ，

$\sigma_{x'}, \sigma_{y'}$ 是高斯面在 x', y' 方向的展宽（方差、半宽），

x', y' 是内秉坐标系中的坐标， x', y' 轴分别与该二维高斯曲面的长短轴重合。 x', y' 与基于图片像素阵列的笛卡尔坐标系 x, y 有如下的换算关系。

$$\begin{aligned} x' &= (x - x_o)\cos\theta - (y - y_o)\sin\theta \\ y' &= (x - x_o)\sin\theta + (y - y_o)\cos\theta \end{aligned}$$

2.2.2 积分算法的误差

磁元的磁通量常常采用对磁感应强度 B 在一个与磁元同心的矩形内积分求得，在实测中，就是用鼠标选定一个矩形，然后对矩形面积内各像素的 B 求和。所选定的矩形面积可表示为：

$$2w_{x'} \times 2w_{y'} = (2\gamma_{x'}\sigma_{x'}) \times (2\gamma_{y'}\sigma_{y'})$$

其中， w 是矩形的半宽， γ 是 w 与高斯面展宽 σ 的比值

$$\gamma_{x'} = \frac{w_{x'}}{\sigma_{x'}} \quad \gamma_{y'} = \frac{w_{y'}}{\sigma_{y'}}$$

在 $(2w_{x'} \times 2w_{y'})$ 内对 B 积分求得的实测磁通量是：

$$\begin{aligned} \phi(w_{x'}, w_{y'}) &= \int_{-\gamma_{y'}\sigma_{y'}}^{\gamma_{y'}\sigma_{y'}} \int_{-\gamma_{x'}\sigma_{x'}}^{\gamma_{x'}\sigma_{x'}} (B(x', y') - B^n) \cdot dx' dy' \\ &= \int_{-\gamma_{y'}\sigma_{y'}}^{\gamma_{y'}\sigma_{y'}} \int_{-\gamma_{x'}\sigma_{x'}}^{\gamma_{x'}\sigma_{x'}} \left(A \cdot \exp\left(-\frac{x'^2}{2\sigma_{x'}^2} - \frac{y'^2}{2\sigma_{y'}^2}\right) \right) \cdot dx' dy' \\ &= A \cdot \int_{-\gamma_{x'}\sigma_{x'}}^{\gamma_{x'}\sigma_{x'}} \exp\left(-\frac{x'^2}{2\sigma_{x'}^2}\right) dx' \cdot \int_{-\gamma_{y'}\sigma_{y'}}^{\gamma_{y'}\sigma_{y'}} \exp\left(-\frac{y'^2}{2\sigma_{y'}^2}\right) dy' \\ &= A \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma_{x'} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{x'}\sigma_{x'}}{\sqrt{2} \cdot \sigma_{x'}}\right) - \operatorname{erf}\left(-\frac{\gamma_{x'}\sigma_{x'}}{\sqrt{2} \cdot \sigma_{x'}}\right) \right) \right) \cdot \\ &\quad \cdot \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma_{y'} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{y'}\sigma_{y'}}{\sqrt{2} \cdot \sigma_{y'}}\right) - \operatorname{erf}\left(-\frac{\gamma_{y'}\sigma_{y'}}{\sqrt{2} \cdot \sigma_{y'}}\right) \right) \right) \\ &= 2\pi A \sigma_{x'} \sigma_{y'} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{x'}}{\sqrt{2}}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{y'}}{\sqrt{2}}\right) \right) \end{aligned}$$

其中 erf 是Error函数

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$$

它可用IDL `erf`命令计算，也可以查表²求得。

即，所测得的磁元的实测通量是：高斯曲面展宽 $\sigma_{x'}\sigma_{y'}$ 、磁感应强度净峰值 A 、和一个与 $w_{x'}, w_{y'}$ 有关的函数 $2\pi\left(\operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{x'}}{\sqrt{2}}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{y'}}{\sqrt{2}}\right)\right)$ 三者的乘积。

$$\phi(w_{x'}, w_{y'}) = 2\pi A \sigma_{x'} \sigma_{y'} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{x'}}{\sqrt{2}}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{y'}}{\sqrt{2}}\right) \right) \quad (2.1)$$

²<http://www.miniwebtool.com/error-function-calculator/>

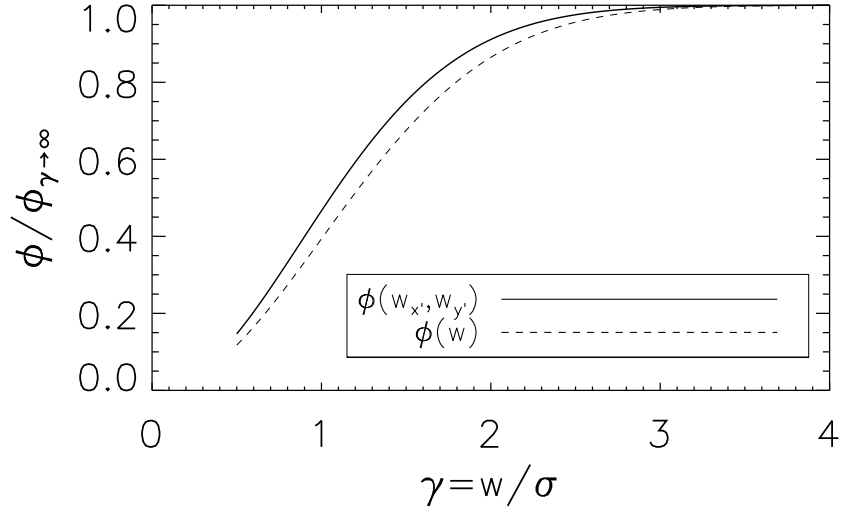


图 2.4 用选取小区域求和的方法测量的磁通量与真实值的差距。横轴是区域的半宽 w 与磁元的展宽 σ 的比值 γ ，纵轴是测量值与真实值的比值。可以看出，当 γ 趋于无穷时，测量值趋近于真实值($\phi/\phi_{\gamma \rightarrow \infty}=1$)。当 γ 等于2时，误差约为-10%；当 γ 接近1时，误差急剧地增加。**实线**：选取 $2w_{x'} \times 2w_{y'}$ 的矩形区域进行测量，假设 $\gamma_{x'} = \gamma_{y'}$ 。根据(2.1)和(2.2)式计算。**虚线**：选取半径为 $w = \gamma\sigma$ 的圆形。根据(2.5)式计算。

这个与选定区域有关的函数 $2\pi(\operatorname{erf}(\frac{\gamma_{x'}}{\sqrt{2}}) \cdot \operatorname{erf}(\frac{\gamma_{y'}}{\sqrt{2}}))$ 就是造成测量误差的原因。假如，观测者选取的矩形范围的尺度是高斯包展宽的2倍 ($\gamma = 2$)，那么所测得的通量是

$$\begin{aligned} \therefore \operatorname{erf}\left(\frac{\gamma}{\sqrt{2}}\right) &= \operatorname{erf}(\sqrt{2}) = 0.9544671 \\ \therefore \phi_{\gamma=2} &= 2\pi A\sigma_{x'}\sigma_{y'} \cdot 0.9544671^2 \\ &= 1.8220149\pi A\sigma_{x'}\sigma_{y'} \end{aligned}$$

而通量的真实值应当是，当所取矩形无限大时所求得高斯曲面所覆盖的全部体积。即，取 $\gamma \rightarrow \infty$ 时得到真实通量

$$\therefore \operatorname{erf}\left(\frac{\gamma}{\sqrt{2}}\right)_{\gamma \rightarrow \infty} = 1$$

$$\therefore \phi_{\gamma \rightarrow \infty} = 2\pi A\sigma_{x'}\sigma_{y'} \quad (2.2)$$

虽然上面举的 $\gamma = 2$ 的例子只造成了约-10%的误差，并不是很大，但是，当 γ 接近1时，误差就会突然的增大。图2.4中的实线是实测值 $\phi(w_{x'}, w_{y'})$ 和真实

值 $\phi_{\gamma \rightarrow \infty}$ 的比值与 γ 的关系，当 $\gamma_{x'} = \gamma_{y'} = 1.5$ 时，误差为-25%；当 $\gamma_{x'} = \gamma_{y'} = 1$ 时，误差为-55%。

这种在矩形内求积分的简单方法的问题在于，观测者对形态、尺度各异的磁元所选取的矩形区域的 γ 是不一样的，还与区域的复杂程度、人的视力、显示器的亮度等等都有关系。对于一个处于宁静磁场中的小磁元，可能选取几倍于展宽的大矩形；而在一个若干个磁元紧密排列的复杂区域，可能会选一个尺度和高斯展宽差不多的小矩形。因为肉眼不能计算出高斯面的展宽，这种人为加入的误差很难估算，因而也不能设法补偿。

2.2.3 高斯曲面拟合

IDL GAUSS2DFIT函数可在局部区域内计算磁元 B 的二维拟合高斯曲面，并输出以下参数：

- 背景磁场 B^n
- 净峰值 A
- 展宽 $\sigma_{x'}, \sigma_{y'}$
- 中心坐标 x'_o, y'_o
- 旋转角 θ

将参数带入(2.2)式即可求得磁元的通量。

检验 图2.5是对一帧虚拟的磁图进行高斯拟合的例子，左图中被测量的“磁元”是一个掺杂了噪音的高斯包，右图是拟合出的高斯包。我们如此制作了一系列不同尺寸和形状的“磁元”，经过测试，我们在制作这些“磁元”时所设定的通量、展宽等值，和拟合后的高斯包的相应参量吻合。说明了此方法的准确性。

应用 我们在对Hinode视向磁图的观测中应用了这个方法。图2.6是对磁图的一个小视场内的两个的磁元进行高斯拟合的例子，图2.8（右）显示了将高斯拟合的计算应用到其左图上的每个磁元的结果。

背景磁场 IDL GAUSS2DFIT函数计算的背景磁场 B^n 也是可靠的。图2.7比较了两种方法计算的背景磁场，实线是用对宁静磁场求平均的方法计算的，虚线是高斯拟合的结果，二者基本吻合。

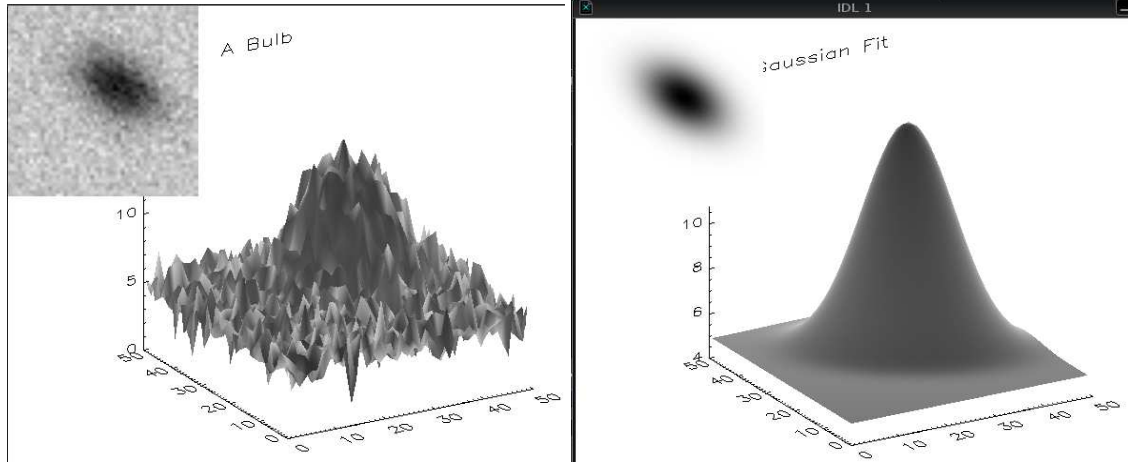


图 2.5 虚拟磁元的磁图和高斯曲面。左：虚拟的磁元。右：拟合后的二维高斯函数。

2.2.4 对实测通量的修正

但是，在实际的计算中，会有一小部分的区域在高斯拟合中不能收敛，此时就不能使用(2.2)式求磁元通量。但是可以使用对高斯曲面的解析计算对实测通量进行修正。

在高斯拟合不收敛的情况下，仍然可以设法测得高斯包的半高半宽（ r , half-width-half-maximum [HWHM]），这是个比方差 σ 更容易测得的量。下面用它来代替方差来计算。半高半宽 $r_{x'}, r_{y'}$ 和方差 $\sigma_{x'}, \sigma_{y'}$ 有如下的关系（以 x 为例）：

$$\begin{aligned}
 r_{x'} &= \sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma_{x'} = 1.177410022\sigma_{x'} \\
 \sigma_{x'} &= \frac{1}{\sqrt{2\ln 2}} \cdot r_{x'} = 0.8493218r_{x'} \\
 \gamma_{x'} &= \frac{w_{x'}}{\sigma_{x'}} = \frac{w_{x'}}{\frac{1}{\sqrt{2\ln 2}} \cdot r_{x'}} = \sqrt{2\ln 2} \frac{w_{x'}}{r_{x'}} = 1.177410022 \frac{w_{x'}}{r_{x'}}
 \end{aligned}$$

这样，实测通量(2.1) 和真实通量(2.2)可写成：

$$\begin{aligned}
 \phi(w_{x'}, w_{y'}) &= 2\pi A \cdot \frac{r_{x'}}{\sqrt{2\ln 2}} \cdot \frac{r_{y'}}{\sqrt{2\ln 2}} \cdot \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{x'}}{\sqrt{2}}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{y'}}{\sqrt{2}}\right) \right) \\
 &= \frac{\pi}{\ln 2} A r_{x'} r_{y'} \cdot \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{x'}}{\sqrt{2}}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{\gamma_{y'}}{\sqrt{2}}\right) \right) \\
 &= \frac{\pi}{\ln 2} A r_{x'} r_{y'} \cdot \left(\operatorname{erf}\left(\sqrt{\ln 2} \frac{w_{y'}}{r_{y'}}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\sqrt{\ln 2} \frac{w_{x'}}{r_{x'}}\right) \right)
 \end{aligned}$$

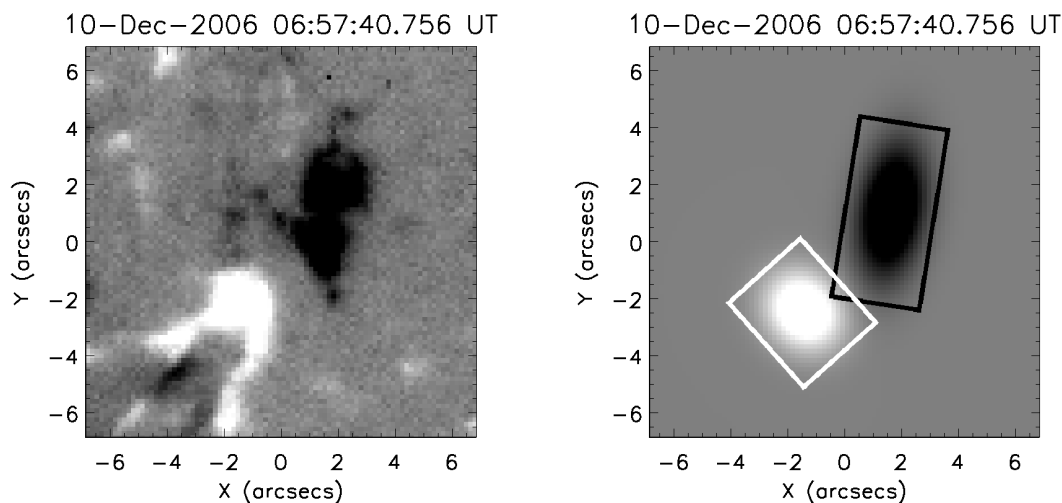


图 2.6 对两个真实的磁元进行高斯曲面拟合的结果。左：局部的Hinode Stokes V/I磁图。灰度在 ± 150 高斯饱和。右：对左图上的两个磁元分别做二维高斯拟合之后的结果。矩形框的颜色、旋转角、长度、宽度分别代表它所包含的磁元的拟合高斯曲面的极性、旋转角、长轴、短轴。

$$\phi_{\gamma \rightarrow \infty} = \frac{\pi}{\ln 2} A r_{x'} r_{y'} \cdot \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\gamma}{\sqrt{2}}\right) \right)^2 = \frac{1}{\ln 2} \pi A r_{x'} r_{y'} \quad (\gamma \rightarrow \infty) \quad (2.3)$$

两式相除，得到真实通量和实测通量的关系：

$$\phi_{\gamma=\infty} = \frac{\phi(w_{x'}, w_{y'})}{\operatorname{erf}\left(\sqrt{\ln 2} \frac{w_{y'}}{r_{y'}}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\sqrt{\ln 2} \frac{w_{x'}}{r_{x'}}\right)} \quad (2.4)$$

其中 $w_{x'}, w_{y'}$ 是测量磁通量时进行积分的矩形的长度和宽度， $r_{x'}, r_{y'}$ 是高斯面在 x', y' 方向上半高半宽 HWHM。 r 和方差 σ 之间有如下关系：

$$r_{x'} = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma_{x'} \quad r_{y'} = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma_{y'}$$

(2.4)式可以对实测磁通量进行修正，减小观测者主观因素的影响，获得真实通量。

2.2.5 在极坐标下的计算

如果测量时选取的区域不是矩形，而是与高斯包同心的圆形，那么可以在极坐标中计算磁元的通量。

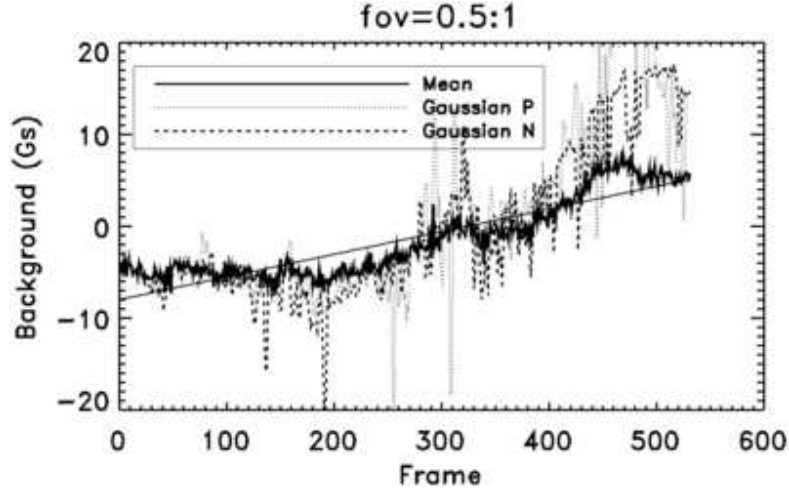


图 2.7 背景磁场随时间变化的曲线。实线是用对宁静磁场求平均的方法计算的，虚线是高斯拟合的结果。

我们假设磁元的磁感应强度 B 在磁图上的分布是一个二维的圆形高斯曲面，长轴与短轴长度相等。在极坐标中，该分布可以表示为

$$B(r) = A \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)$$

其中， r 是某点到极坐标中心的距离， A 是磁元中心的磁感应强度的净峰值（已经减去背景磁场 B^n ）， σ 是 $B(r)$ 的方差。

磁元的面积可以用半高半宽(HWHM)的方法进行表示成 πr_o^2 。在半高半宽 r_o 上，磁场 B 的平均值是磁场净峰值 A 的一半。

测量磁通量时选取的区域是个与高斯包同心的、半径为 $w = \gamma\sigma$ 的圆形。考虑到，半高半宽与高斯曲面的方差有 $r_o = \sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma$ 的关系。

$$\begin{aligned} \phi(w) &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\gamma\sigma} B(r) \cdot r dr d\omega \\ &= 2\pi A \int_0^{\gamma\sigma} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \cdot r dr \\ &\because \int e^{-ar^2} r dr = -\frac{1}{2a} e^{-ar^2} \end{aligned}$$

或者，做替换 $r = \sqrt{-2s} \cdot \sigma$ ， $s = -r^2/2\sigma^2$

$$(d)r = \sigma\sqrt{2} \cdot d(\sqrt{-s}) = \sigma\sqrt{2} \cdot \frac{1}{2\sqrt{-s}} ds = \frac{\sigma}{\sqrt{-2s}} ds$$

得到实测通量

$$\begin{aligned}\phi(w) &= 2\pi A \int_{-\frac{(\gamma\sigma)^2}{2\sigma^2}}^0 e^s (\sqrt{-2s} \cdot \sigma) \left(\frac{\sigma}{\sqrt{-2s}} ds\right) \\ &= 2\pi A \sigma^2 \int_{-\frac{1}{2}\gamma^2}^0 e^s ds \\ &= 2\pi A \sigma^2 (1 - e^{-\frac{1}{2}\gamma^2})\end{aligned}$$

当 $\gamma \rightarrow \infty$ 时, 得到表达式与(2.2)式类似的真实通量

$$\phi_{\gamma \rightarrow \infty} = 2\pi A \sigma^2$$

两式相除, 得到真实通量和实测通量的关系:

$$\phi_{\gamma \rightarrow \infty} = \frac{\phi(w)}{1 - e^{-\frac{1}{2}\gamma^2}} \quad (2.5)$$

此式功能与(2.4)类似, 都可以用来对实测结果进行修正。

2.2.6 对修正方法的应用和检验

2.2.6.1 应用

对于理想的高斯曲面, 不需要积分, 把测量出的 $A, r_{x'}, r_{y'}$ 代入(2.3)式即求得该磁元的磁通量。但是对于实际的磁元, 还是应当先使用矩形或圆形面积积分获得实测通量, 然后使用(2.4)或(2.5)式对实测通量进行修正, 估计出真实通量。

例如, 某次测量中选取的矩形的半宽是方差的两倍 $\gamma_{x'} = \gamma_{y'} = 2$, 那么实测通量

$$\begin{aligned}\phi_{\gamma=2} &= \frac{\pi}{\ln 2} A r_{x'} r_{y'} \cdot \left(\operatorname{erf}\left(\frac{2}{\sqrt{2}}\right)\right)^2 \\ &= \frac{(\operatorname{erf}(\sqrt{2}))^2}{\ln 2} \pi A r_{x'} r_{y'} \\ &= \frac{0.911007445}{\ln 2} \pi A r_{x'} r_{y'}\end{aligned}$$

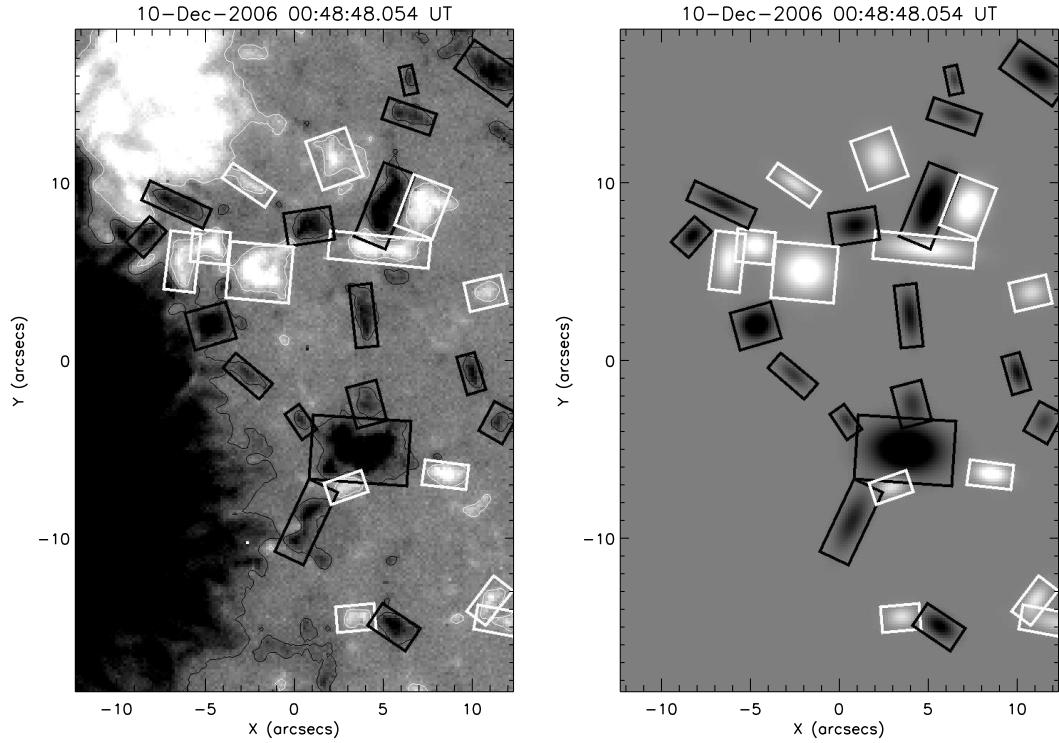


图 2.8 左： 一个局部区域（图4.2虚线矩形）的磁图，灰度在 ± 150 高斯饱和。识别出的磁元用矩形框（见右图）标出。右： 对左图上所有的磁元分别做了二维高斯拟合之后的结果。矩形框的颜色、旋转角、长度、宽度分别代表它所包含的磁元的拟合高斯曲面的 的极性、旋转角、长轴、短轴。

和真实通量的关系是

$$\phi_{\gamma \rightarrow \infty} = \frac{1}{0.911007445} \phi_{\gamma=2} = 1.09768587 \phi_{\gamma=2}$$

修正因子是1.098。

如果某次测量中选取的矩形较小，其半宽刚好是半高半宽， $w_{x'} = r_{x'}$ ， $w_{y'} = r_{y'}$ ，那么修正因子就要大得多：

$$\phi_{\gamma \rightarrow \infty} = \frac{1}{(\text{erf}(\sqrt{\ln 2}))^2} \phi_{\gamma=1} = \frac{1}{0.452985} \phi_{\gamma=1} = 2.20758 \phi_{\gamma=1}$$

2.2.6.2 数值检验

图2.5（左）中的“磁元”是一个掺杂了噪音的高斯包。我们如此制作了一系列不同尺寸和形状的“磁元”，其真实通量已知。使用不同尺寸和长宽比的矩形获得实测通量，然后使用(2.4)式进行修正，发现：

1. 在 $w > r$ 的情况下，修正后的结果和预设的真实通量、高斯拟合的结果很接近。在一定范围内，手工选取的矩形区域大一点或小一点对计算结果不会有太多影响。说明了此方法的准确性。
2. 在相当多的测量实例当中，修正量不可忽略。
3. 对于同一个磁元，选取的矩形越大，结果越准确。
4. 在不增加矩形面积的情况下，矩形和磁元的形状越相似，结果越准确。如，对于长宽比较大的磁元，选取的矩形也应当是长条型的，否则会影响半高半宽 r 的测量。

2.2.7 小结

对每个可识别的运动磁结构在每帧磁图上的局部区域，我们首先使用高斯拟合，如果能够收敛，则使用(2.3)计算其通量。如果不能收敛，则用矩形取实测通量，并用(2.4)式修正。使用这个方法，区域积分方法中由观测者的主观因素对磁通量的测量造成的影响被大大降低了，提高了数据的精度。原本复杂的壕沟区域中MMF的几何和磁场信息就被提取出来了，可被用于进一步的统计中。

2.3 基于截尾样本的统计

对每一个运动磁结构，我们记录了它的初现、消失和演化过程。由于观测的时间序列时间长度有限，一部分MMF个体的观测被时间序列的结束打断了，直接地用算术方法计算出的MMF样本容量、寿命的频数分布、和产生率（单位时间新产生的MMF数量）会向寿命短的个体倾斜。我们提出了一种补偿观测时间的有限性对上述统计量影响的方法，并对该方法进行了测试。

2.3.1 截尾样本的偏差

在理想情况下，对运动磁结构的观测应当如此进行：对在时间序列上按照某判据所识别出来的所有新出现的MMF，都一直跟踪直到它们的消失，记录下其寿

命。这样得到的样本是完全样本。

但是，因为受时间序列长度的限制，实际观测获得的样本是偏倚的。假设某时间序列开始于第0分钟，时间长度为D分钟。我们记录了每一个运动磁结构个体的产生和消失，以统计MMF的数量和寿命 T 。我们只选取那些整个演化过程都在时间序列内的个体，即，磁元的产生和消失都发生于第0分钟以后、第D分钟以前。如图2.9所示。对于那些在观测期间产生、但观测结束时还没有消失的运动磁结构，因为它们的演化没能被完全观测到，不能确切知道它们的寿命，也不能完整的知道其演化规律，所以不纳入统计（见表2.1中第10条判据）。这样的样本是“截尾样本”。

我们把某黑子上的所有**被测到的**运动磁结构的总数（样本容量）记为 N_o ，其寿命的频数分布记为 $F_o(T)$ 。因为对寿命较长的个体的观测被打断的几率要比寿命短的个体大，所以实际被纳入统计的样本的频数分布 $F_o(T)$ 肯定是有偏差的，从 $F_o(T)$ 计算出的特征值也是有偏差的。

把某黑子在**单位时间**内所**真实**产生的运动磁结构的寿命的频数分布记为 $f(T)$ 。假设黑子产生MMF的速率是稳定的，即， $f(T)$ 不随时间而变化。

一个磁元是否被纳入统计，取决于它的初现时间 x 和寿命 T 。我们只记录那些在时间序列结束之前消失的磁元，其寿命应当小于 $D - x$ 。如果 $x + T > D$ ，观测结束时它还没消失，那它不符合我们的判据。对于所有在时间 $x \sim x + dx$ 初现的磁元，其中被观测和被抛弃的磁元数目分别是

$$F_o(T) \cdot dx = \int_0^{D-x} f(T) dT \cdot dx \quad \text{selected}$$

$$\int_{D-x}^{\infty} f(T) dT \cdot dx \quad \text{discarded}$$

对于观测期间（ $0 < x < D$ ）所有新产生的MMF来说，其中被观测的个体总数（实测样本容量）和被抛弃的个体数目分别是

$$N_o = \int_0^D F_o(T) dT = \int_0^D \int_0^{D-x} f(T) dT \cdot dx \quad \text{selected} \quad (2.6)$$

$$\int_0^D \int_{D-x}^{\infty} f(T) dT \cdot dx \quad \text{discarded}$$

下面介绍的算法，目的是估计截尾样本的偏差、真实的频数分布、产生率等。按照判据，在样本中不可能有寿命大于观测时间长度 D 的个体，以下讨论中不考虑它们的存在。

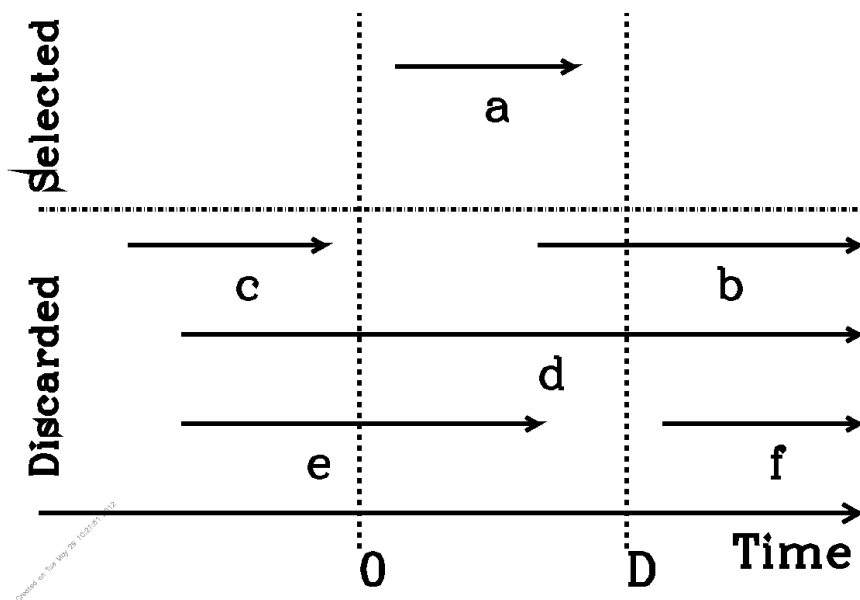


图 2.9 由于观测时间长度对运动磁结构的观测所进行的限制，产生了截尾样本。x轴是时间，矢量的起点终点表示一个MMF的初现和消失，观测时间为 $0 \sim D$ 。我们只记录那些被完整观测的个体，所以，在图中的六个MMF中，只有a符合这个标准，被纳入样本。c、d、e、f不是在观测期间初现的，不符合上述标准。而b在观测期间初现，但是其消失却是在观测结束以后，被“截尾”了。我们在§2.3节做的估算，主要就是要把像b这样被“截尾”的个体估算出来。

2.3.2 对截尾样本的修正

下面分析一下真实分布和截尾样本分布之间的关系，并得出修正的方法。

2.3.2.1 对频数分布的修正

在所有在时间 $x \sim x+dx$ 初现的磁元当中，寿命为 $T \sim T+dT$ 的数目为 $f(T)dTdx$ 。但是，如果它们在 $D - T$ 时刻之后初现，它们的消失不能在时间序列当中被观测到，会被抛弃；被纳入统计的个体都是在 $0 \sim D - T$ 时刻之间初现的。这样，在样本中寿命为 $T \sim T+dT$ 的个数为：

$$F_o(T) \cdot dT = (f(T) \cdot dT) \int_0^{D-T} dx = (f(T) \cdot dT)(D - T)$$

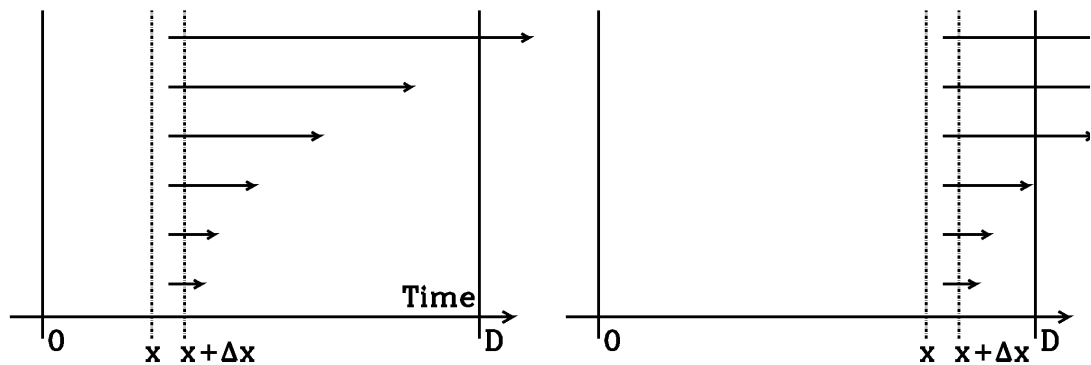


图 2.10 截尾效应对寿命频数分布的影响。在时间段 $x \sim x + \Delta x$ 内，新初现的运动磁结构的寿命的频数分布记为 $f(x)\Delta x$ 。寿命大于 $D - x$ 的磁元不能被完整观测（超出右侧竖线）。左）只有长寿命的MMF（ $f(x)$ 的高端）的观测被打断。右）临近观测末了，在 Δx 时间内初现的MMF和左图有着同样的分布，但是有更多的个体超出 D ，只有低端（寿命较短的）被完整观测。实际观测中得到的截尾样本就是图中的截尾效应在 $0-D$ 时间段内的叠加。

把时间序列当中真实存在的运动磁结构（包含被纳入统计的和被抛弃的）的寿命的频数分布表示为 $F(T)$ 。根据上式，有

$$f(T) = \frac{F_o(T)}{D - T} \quad (2.7)$$

$$F(T) = f(T) \cdot D = \frac{F_o(T) \cdot D}{D - T} \quad (0 < T \leq D) \quad (2.8)$$

有了寿命的真实频数分布，就可以对一些常用统计量进行修正。

2.3.2.2 对样本容量的修正

真实样本容量 N ，就是对真实频数分布 $F(T)$ 的积分：

$$N = \int_0^D \int_0^D f(T) dT \cdot dx = \int_0^D F(T) dT = \int_0^D \frac{F_o(T) \cdot D}{D - T} dT \quad (2.9)$$

而(2.6)列出的实测样本容量是对实测频数分布 $F_o(T)$ 的积分。两式相除，得到样本容量的改正因子 N/N_o ：

$$\frac{N}{N_o} = \frac{1}{N_o} \int_0^D \frac{F_o(T) \cdot D}{D - T} dT$$

2.3.2.3 对寿命的集中趋势的估算

实测频数分布 $F_o(T)$ 的均值 \bar{T}_o 、中位数 \tilde{T}_o 和众数 T_o^{mode} (deGroot, 1975)分别满足:

$$\begin{aligned}\bar{T}_o &= \frac{1}{N_o} \int_0^D T \cdot F_o(T) dT && \text{Mean} \\ \int_0^{\tilde{T}_o} F_o(T) dT &= \frac{1}{2} \int_0^D F_o(T) dT && \text{Median} \\ F_o(T_o^{\text{mode}}) &= \max(F_o(T)) && \text{Mode}\end{aligned}$$

类似的, 真实频数分布 $F(T)$ 的均值 \bar{T} 、中位数 \tilde{T} 和众数 T^{mode} 分别满足:

$$\begin{aligned}\bar{T} &= \frac{1}{N} \int_0^D T \cdot F(T) dT && \text{Mean} \\ \int_0^{\tilde{T}} F(T) dT &= \frac{1}{2} \int_0^D F(T) dT && \text{Median} \\ F(T^{\text{mode}}) &= \max(F(T)) && \text{Mode}\end{aligned}$$

将(2.8)代入即可求得。在本研究中, 大多数黑子的 $F(T)$ 呈负偏态(向低端倾斜), 因此使用中位数 \tilde{T} 作为 $F(T)$ 的集中趋势。

2.3.2.4 对产生率的修正

实测运动磁结构产生率是单位时间内初现的MMF数量, 等于实测样本容量除以观测时间长度:

$$R_o = \frac{N_o}{D} \quad \text{Observed production rate} \quad (2.10)$$

真实产生率是真实样本容量除以 D :

$$R = \frac{N}{D} = \int_0^D f(T) dT = \int_0^D \frac{F_o(T)}{D - T} dT \quad \text{Real production rate} \quad (2.11)$$

在一阶精度范围内, 可以对上式做粗略计算。把(2.10)式分母中减去一个平均寿命, 得到对真实产生率的简易估算:

$$R_b \simeq \frac{N_o}{D - \tilde{T}_o} \quad (2.12)$$

经测试, 这是一个较好的估算。

2.3.2.5 小结

前面列出的修正方法

$$f(T) = \frac{F_o(T)}{D - T} \quad \text{Temporal frequency} \quad (2.13)$$

$$F(T) = f(T) \cdot D = \frac{F_o(T) \cdot D}{D - T} \quad \text{Frequency} \quad (2.14)$$

$$\int_0^{\tilde{T}} F(T) dT = \frac{1}{2} \int_0^D F(T) dT \quad \text{Median} \quad (2.15)$$

$$R = \int_0^D f(T) dT \quad \text{Production rate} \quad (2.16)$$

$$N = \int_0^D F(T) dT \quad \text{Population} \quad (2.17)$$

在实际数据上应用时，后三式中的积分表现为求和形式：

$$\sum_0^{\tilde{T}} F(T) = \frac{1}{2} \sum_0^D F(T) \quad \text{Median} \quad (2.18)$$

$$R = \sum_0^D f(T) \quad \text{Production rate} \quad (2.19)$$

$$N = \sum_0^D F(T) \quad \text{Population} \quad (2.20)$$

2.3.3 对修正方法的测试和应用

为了能在处理实际观测数据的时候放心地使用上述修正方法，我们在几组真实和虚拟数据上对该修正方法进行了测试 比较了修正前后的频数分布曲线、集中趋势、产生率、和样本容量。以下举几例说明。

2.3.3.1 对修正算法的验证

对于实际数据，使用修正后的频数分布函数 F 计算实测样本容量 N_o ，结果基本

吻合。这初步验证了算法的正确性。

$$\int_0^D F_o(T) dT = N_o = \int_0^D \int_0^{D-x} f(T) dT dx$$

$$\sum_0^D F_o(T) = N_o = \sum_0^D \sum_0^{D-x} \frac{F_o(T)}{D-T}$$

我们进行了进一步的验证。随机生成运动磁结构的寿命数组，按照判据获得截尾样本的频数分布之后，计算出经过补偿的频数分布，它与真实的频数分布基本一致。

2.3.3.2 对修正算法的测试

图2.11的左a和右a是两个实测频数分布，左b和右b是对它们进行了截尾修正之后的频数分布。可以看出，对曲线的高端进行的补偿远大于低端，这是因为长寿命的运动磁结构能被完整观测到的几率比短寿命的小。

图2.11的左c和右c展示了观测时间长度D和对产生率（和样本容量）的修正量之间的关系。水平轴是获得某频数分布的观测时间D与个体的最大寿命 $\max(T)$ 的比值，图中的虚线(...)是用简易算法(2.12)式修正的观测产生率；实线(---)是用(2.11)式修正得到的真实产生率。点划线(-.-)是用(2.10)式计算的未经修正的观测产生率；它与另外两条曲线之间的相互距离，就是相应的算法对产生率的修正量。从图中可以看出：

- 修正量随着 $D/\max(T)$ 的增加而减少。当观测时间远远大于个体的寿命的时候，截尾效应对统计结果的影响较小。而当二者相当的时候，被抛弃的数目是相对较大的。
- (2.11)式的修正方法是一种很好的近似，与真实值很接近。在实际计算中可以使用。

以上两点在图2.12中得到了验证。该图左右两列是对同一个正态分布 F_o 在两种不同的观测时间下进行的截尾修正。左图中 $D/\max(T) = 1.5$ ，即观测时间是个体最大寿命的1.5倍；而在右图中， $D/\max(T) = 4$ 。比较左b和右b可以看出，左图的补偿量明显比右图大。左图因为观测时间短，有大量的个体不能被完整观测，所以需要补偿50%的数目；而在右图中，因为观测时间比较长，有较少的个体被抛弃，仅需要对R做13%的补偿。

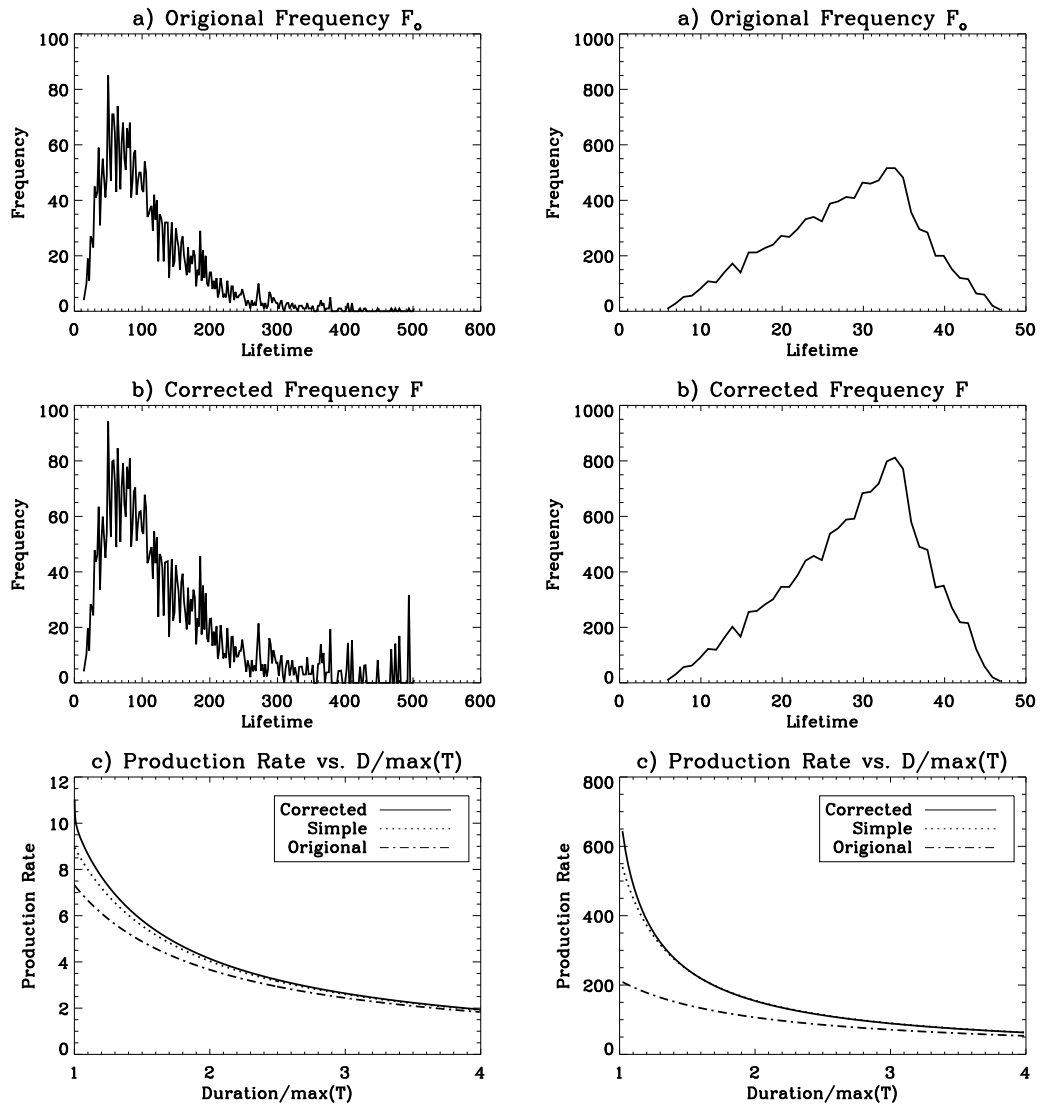


图 2.11 左：对一个运动磁结构的样本的寿命频数分布进行截尾修正。a) 在我们使用MDI的数据对二十余个黑子周围的MMF进行的研究中（见§3.2），识别了三千余个MMF，此图是这些MMF的寿命的频数分布。观测到的最长的MMF寿命为502分钟。b) 假设这些MMF的寿命是从同一个时间序列当中获得的，观测时间长度为510分钟， $D/\max(T) = 1.02$ 。此图是对寿命频数分布a使用(2.8)式做了截尾修正之后的分布。可以看出，寿命短的部分没有太大的变化，但是对长的寿命（右端）做了较多的补偿。这是因为长寿命的MMF能被完整观测到的几率比短寿命的要小。c) 观测时间 D 与修正后的产生率 R 之间的关系。对图a中的频数分布，假设获得它的观测时间是 D 。图中的点划线(-.-)是用(2.10)式计算的未经修正的观测产生率。虚线(...)是用简易算法(2.12)式修正的观测产生率。实线(---)是用(2.11)式修正得到的真实产生率。右：a) 一个人工数组的频数分布。最大值为47， $D = 93$ ， $D/\max(T) = 2$ 。b) 做了截尾修正之后的频数分布。c) 观测时间 D 与修正后的产生率 R 之间的关系。

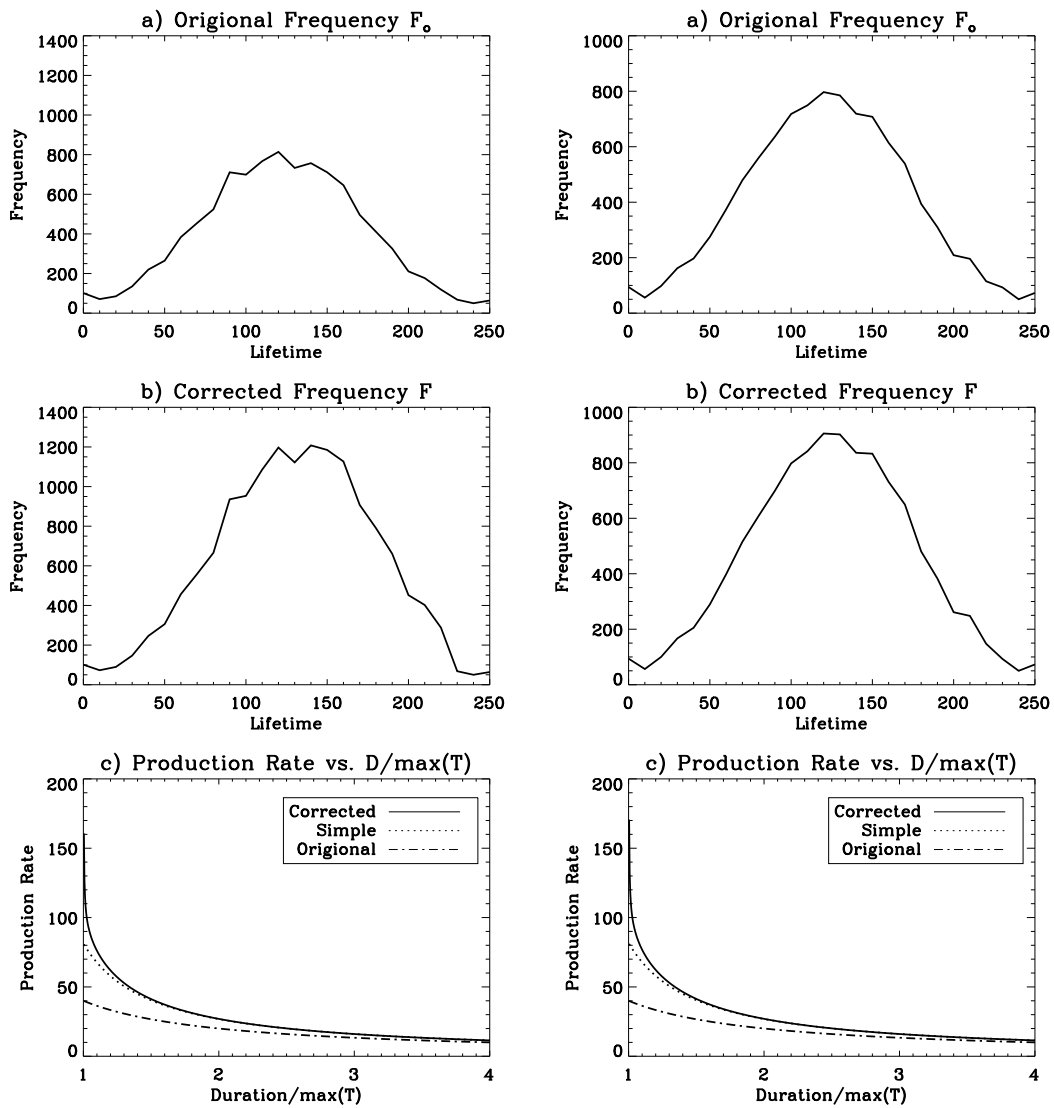


图 2.12 对同一个正态分布 F_0 在两种不同的观测时间下进行的截尾修正。 a) 一个呈正态分布的寿命数组。最大值为250min。左b) 假设观测时间长度 $D = 375$, $D/\max(T) = 1.5$ 。做了截尾修正之后的频数分布。修正后的样本容量 (曲线所包含的面积) 是实测样本容量的1.5倍。右b) 假设观测时间长度 $D = 1000$, $D/\max(T) = 4$ 。修正之后的频数分布。修正后的样本容量是实测样本容量的1.13倍。 c) 观测时间 D 与修正后的产生率 R 之间的关系。

2.3.4 讨论

2.3.4.1 修正方法的应用范围

(2.8)式对频数分布的改正，大大减小了截尾效应在样本统计中对各相关统计量的影响。(2.12)和(2.11)式计算出的真实产生率，和(2.9)式估算出的“真实样本容量”，可以应用于与运动磁结构的总数有关的计算³。例如，如果要根据时间序列中的样本计算由MMF所带走的磁通量外流，可以使用修正过的产生率。

以上的修正方法不仅可以用于运动磁结构的研究，也可以应用于：在封闭环境中统计某种昆虫、在显微镜下跟踪并统计某微生物的繁殖，等等。这一类统计问题的共同点是：

- 从对样本的瞬间观测不能获得其寿命的信息。如果没有观测到个体产生和消失的事件，则不能测量其寿命。
- 观测时间大于绝大多数个体的寿命，可以从头到尾地跟踪相当多的个体。这在对微生物、昆虫等寿命短的对象的研究中是可行的，在对人口的研究中是不可行的，因为人群的预期寿命($\sim 10^2$ 年)大于科学实验的周期(~ 1 年)。
- 个体是随时间先后产生的，而不是一齐产生的。和下文中讨论的“定时截尾样本”的问题不同。

应用该修正方法的前提是：

- 对个体选择的无偏性。在选取样本时，有明确而严格的判据。对于满足判据的个体，判断取舍时唯一的标准是在时间序列中它是否被完整的观测到。否则，MMF的寿命就不是一个随机样本了，获取的频数分布也是有偏向性的。例如，手工识别MMF时，比较容易发现那些与背景亮度反差大、尺度大、速度快的个体。在关于运动磁结构的各项研究中，所得出的平均寿命差异较大，有1-8h(Vrabec, 1974)、4h(Zhang *et al.*, 2003)、和1h(Hagenaar & Shine, 2005)，主要原因是选取样本的标准不同。

2.3.4.2 在MMF研究中对时间序列的选择

- 根据(2.8)式和图2.11, 2.12，对原始数据做了截尾修正之后的频数分布必然大于原始分布。补偿量随着 $D/\max(T)$ 的增加而减少。当观测时间远远大于个体的最大寿命的时候，被截尾效应而抛弃的个体较少。而当二者接近的时候，真实运动磁结构的数量明显大于实测样本容量，补偿量较大，而

³在本文后面介绍使用MDI和SOT数据得到的统计数字的时候，仍使用实际观测数据，未做修正。

且样本中可能会完全没有寿命非常大的MMF的信息。

- 另外，以上的讨论中有一个假设，即黑子周围MMF的初现在时间上是均匀的。可是根据实际的观测并不是这样，在一个十几小时的时间序列里面MMF的产生率是变化的，有时候频繁，有时候少。因此，采用短的时间序列会使得样本的选择效应更加严重。
- 时间序列的连续性也很重要，尤其是对于机器自动识别MMF的程序而言。如果数据中有较长的空白，MMF可能在期间跳过了几个像素，或者已经发生了合并、分裂等演化，就会造成识别错误，进而影响统计数据。

所以，选取尽可能长的、连续的时间序列，对研究运动磁结构有关数量和寿命的统计特征是很重要的。我们在使用MDI和SOT数据研究运动MMF的工作中，选取的大多数时间序列都是一般MMF的平均寿命的数倍，包含了其寿命频数分布的尾端，而且都比较连续，因此，在本研究中使用该方法修正统计结果是合适的，经过修正的频数分布函数及其特征量是可信的。

2.3.4.3 定时截尾样本的最大似然估计

如果某活动区的观测数据实在不符合上面的标准，观测时间短，或者是在时间序列中有多次的中断，以至于能够被完整观测的个体数较少，观测被打断的个体很多。在这样的情况下，可以考虑把没有被完整观测的个体也纳入到统计当中来。如此测得的产生率和样本容量不需要作修正，但需要对平均寿命用如下方法做估计。

假设在时间段 $x \sim x + \Delta x$ 内新出现了 n 个运动磁结构，当观测在 D 时刻截止时其中已经有 m 个个体消失，它们的寿命分别是 $\{T_1, T_2, T_3, \dots, T_m\} \leq D - x$ ，这样的样本被称为“定时截尾样本”。另有 $n - m$ 个个体在观测结束时仍然存在，它们的实测寿命都是 $D - x$ ，真实寿命都大于 $D - x$ 。可以推导得(Sheng *et al.*, 2001; Chen, 2000)，这 n 个MMF寿命的最大似然估计是：

$$\bar{T} = \frac{1}{m} \left((n - m) \cdot (D - x) + \sum_{i=1}^m T_i \right)$$

对观测中的每个 $x \sim x + \Delta x$ 时间段都如此处理，再取平均，即可获得MMF寿命的最大似然估计。

2.4 运动磁结构演化曲线的时点序列分析

在我们的观测中，识别并追踪了数千个运动磁结构，对于每一个MMF个体，我们都在它寿命当中的每一帧磁图上测量了它的位置、半高半宽面积、中心磁感应强度、磁通量等物理量并获得了时点序列（测量方法详见§2.2）。它们的极性、移动距离、寿命、类型各不相同，其面积、运动速度、磁感应强度、磁通量都随时间变化。为了把它们演化规律从这大量的数据中提取出来，我们使用了以下的方法以特征值和函数的形式表示出每一类MMF最普遍的特征。下面以磁通量为例加以说明。

2.4.1 表征演化的物理量

出于对运动磁结构的多黑子、多类型研究的需要，我们按照MMF的母黑子和类型将MMF总体分成 $n_\tau \times n_{\text{spot}}$ 个子集。 n_{spot} 是母黑子的个数， n_τ 是MMF的类型的数目。

某个运动磁结构个体的磁通量的时点序列，可以标记为

$$\phi_{si}^\tau(t) \quad (0 \leq t \leq T_{si}^\tau)$$

式中，

ϕ 是磁通量

τ 是运动磁结构的类型的名称，例如： $\tau \in \{\alpha, \beta, \gamma, \theta\}$ ，

s 是其母黑子的编号 $s \in \{1, 2, \dots, n_{\text{spot}}\}$ ，

i 是这个MMF在该活动区上的 τ -MMF子集中的编号 $i \in \{1, 2, \dots, N(\tau, s)\}$ ，

$N(\tau, s)$ 是 (τ, s) 子集的样本容量，即第 s 活动区上 τ 类型MMFs的总数，

t 是时间，

T_{si}^τ 是该磁元的寿命， $0 < T < D$ 。

D 是该时间序列的时间长度，

所以， $\phi_{si}^\tau(t)$ 是第 s 个活动区上类型为 τ 的第 i 个MMF在 t 时刻的磁通量。

对每一个运动磁结构个体的 $\phi_{si}^\tau(t)$ 序列，我们定义了几个量以表征其在观测期内增减变动的水平。

磁通量增长率 磁通量随时间变化的速率的算术平均，单位是 $10^{18} \text{ Mx hr}^{-1}$ 。

$$R_g = \text{mean}(R_g(t)) = \text{mean}\left(\frac{d\phi(t)}{dt}\right)$$

磁通量发展速度 ϕ 在寿命的后半期的积分与在前半期的积分之比。

$$R_h = \frac{\int_{\frac{T}{2}}^T \phi(t) dT}{\int_0^{\frac{T}{2}} \phi(t) dT}$$

如果磁元的磁通量逐渐减弱，那么 $0 < R_h < 1$ ，反之则大于1。尽管这是个粗略的数值，但是反映了 ϕ 的变化，对于寿命较短只有几帧磁图的个体也适用。

磁通量峰值位置 是一个位置型的代表数值，表征运动磁结构的磁通量 ϕ 何时达到最大值。 t_{peak} 满足下式：

$$\phi(t_{peak} \cdot T) = \max(\phi(t)) \quad 0 \leq t_{peak} \leq 1$$

式中对 t_{peak} 作了归一化处理，如果MMF刚初现时达到最大磁通量，则 $t_{peak} = 0$ ；如果它在寿命达到一半的时候达到最大值，则 $t_{peak} = 0.5$ 。

图3.12是对MMF集合计算了以上物理量后得到的频数分布图。

为了表征MMF的运动，还计算了

加速度 对于时点比较多的MMF个体，对速度函数用最小二乘法线性拟合求得其加速度。对于时点比较少的个体，定义其加速度为磁元在寿命的前、后半期的路程之差与寿命的一半之比。

$$a = \left(\int_{\frac{T}{2}}^T \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2} \cdot dt - \int_0^{\frac{T}{2}} \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2} \cdot dt \right) / \frac{T}{2}$$

2.4.2 集中趋势

2.4.2.1 时点序列的序时平均数

$\phi_{si}^\tau(t)$ 在整个寿命之内的平均值是其序时平均数 $\bar{\phi}_{si}^\tau$ 。不应当采用算术平均。这是因为，磁图时间序列的时间间隔不是恒定的，而且有空白、坏图的存在，所以，从实际的磁图上采集的 $\phi_{si}^\tau(t)$ 时点序列中各项时点数据的时间间隔不一致。假定真实的磁通量在相邻时点之间的演化是线性的，应当按照时点的间隔时间分配权重(Lu, 2005)。所以，序时平均数 $\bar{\phi}_{si}^\tau$ 的计算公式为：

$$\bar{\phi}_{si}^\tau = \frac{1}{\sum_{j=0}^{n-1} \Delta_j} \cdot \sum_{j=0}^{n-1} \left(\frac{\phi_j + \phi_{j+1}}{2} \Delta_j \right) \quad (2.21)$$

其中,

n 是拍摄到该MMF的磁图的总帧数,

ϕ_j 是磁元在第 j 张磁图上测得的磁通量,

Δ_j 是第 j 帧和第 $j + 1$ 帧磁图之间的时间间隔。

2.4.2.2 单子集和多子集的集中趋势

单子集的集中趋势 活动区 s 上所有类别为 τ 的运动磁结构的磁通量序时平均数 $\bar{\phi}$ 的中位数:

$$\widetilde{\phi}_s^\tau = \text{median}(\bar{\phi}_{si}^\tau) \quad i = 1, 2, \dots, N(\tau, s)$$

我们称之为 $\bar{\phi}_{si}^\tau$ 的子集平均值。在这里使用中位数而不用均数或众数作为集中趋势, 是因为MMF的多个物理量都是明显左偏的。

多子集的集中趋势 $n_\tau \times n_{\text{spot}}$ 个子集共计算出 $n_\tau \times n_{\text{spot}}$ 个 $\widetilde{\phi}_s^\tau$, 每一类有 n_{spot} 个。对其中同一类的 n_{spot} 个 $\widetilde{\phi}_s^\tau$ 求代数平均, 就得到了类型 τ 的多子集加权平均值 $\langle \phi^\tau \rangle$ 。

$$\langle \phi^\tau \rangle = \frac{1}{n_{\text{spot}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{spot}}} (\widetilde{\phi}_s^\tau) \quad \tau \in \{\alpha, \beta, \gamma, \theta\}$$

之所以要使用这个加权平均值来作为类型 τ 的中心趋势, 是因为不同黑子的运动磁结构子集的样本容量 $N(\tau, s)$ 相差较大(一个数量级), 简单的对总体取平均或中位数, 结果会严重的受到较大子集的影响。为了让样本容量不同的子集在多样本的特征值计算中有同等的权重, 我们使用上述方法对每个子集做了加权处理。这样, 对多样本的加权平均值来说, 一个产生了数百个MMF的大黑子的影响, 和一个只有几十个MMF的小黑子是一样的。

2.4.3 综合发展函数

对单个运动磁结构的磁通量 $\phi(t)$, 作为时间的函数, 我们可以画曲线对其进行分析。对于分组在若干子集里的数目众多的MMF个体, 每个个体都是一般性和特殊性、共性和个性的辩证统一, 我们需要用统计的方法把它们在演化这一方面的一般性提取出来, 把个体的特殊性过滤掉。为此, 我们采用了两种方法: 一是对上小节 (§2.4.1) 中定义的代表演化的物理量做频数分布的分析, 例如分布图3.12。另一种方法就是计算了综合发展函数。

2.4.3.1 单子集的综合发展函数

一个运动磁结构的磁通量的发展函数是

$$\phi_{si}^\tau(t) \quad (0 \leq t \leq T_{si}^\tau)$$

首先, 对于子集 $[\tau, s]$ 中的所有 $\phi_{si}^\tau(t)$, 在 t 和 ϕ 两个轴上对其作压缩和拉伸, 使其寿命和磁通量的序时平均数分别等于它所在的子集的平均寿命 \widetilde{T}_s^τ 和通量 $\widetilde{\phi}_s^\tau$:

$$\dot{\phi}_{si}^\tau(t') = \frac{\widetilde{\phi}_s^\tau}{\phi_{si}^\tau} \cdot \phi_{si}^\tau(t' \cdot \frac{T_{si}^\tau}{\widetilde{T}_s^\tau}) \quad (0 \leq t' \leq \widetilde{T}_s^\tau) \quad \text{Scaled flux}$$

其中

$\bar{\phi}_{si}^\tau$ 是MMF磁通量的序时平均数

$\widetilde{\phi}_s^\tau$ 是子集的平均磁通量: $\text{median}\{\bar{\phi}_{si}^\tau\}$

\widetilde{T}_s^τ 是子集的平均寿命 $\text{median}\{T_{si}^\tau\} \quad i = 1, 2, \dots, N(\tau, s)$ 。

这样, 该子集中所有的 $\dot{\phi}_{si}^\tau(t')$ 都有相同的寿命和序时平均数。

接着, 对这 $N(\tau, s)$ 个 $\dot{\phi}_{si}^\tau(t')$, 在每一个单位时间上, 取平均。

$$\begin{aligned} \hat{\phi}_s^\tau(t') &= \frac{1}{N(\tau, s)} \sum_{i=1}^{N(\tau, s)} \dot{\phi}_{si}^\tau(t') \quad (0 \leq t' \leq \widetilde{T}_s^\tau) \quad \text{Subset composite} \\ &= \frac{1}{N(\tau, s)} \sum_{i=1}^{N(\tau, s)} \left(\frac{\widetilde{\phi}_s^\tau}{\phi_{si}^\tau} \cdot \phi_{si}^\tau(t' \cdot \frac{T_{si}^\tau}{\widetilde{T}_s^\tau}) \right) \end{aligned}$$

这是 (τ, s) 子集的综合发展函数。它代表了 s 黑子上 $N(\tau, s)$ 个 τ 型MMF的共同发展规律。

2.4.3.2 多子集的综合发展函数

类型为 τ 的子集共有 n_{spot} 个, 这样就有 n_{spot} 个综合发展函数。对它们也进行类似的两步操作。先进行缩放, 使得它们的平均寿命和磁通量都和这 n_{spot} 个子集的加权平均值相同。

$$\ddot{\phi}_s^\tau(t'') = \frac{\langle \phi^\tau \rangle}{\phi_s^\tau} \cdot \hat{\phi}_s^\tau(\frac{\widetilde{T}_s^\tau}{\langle T^\tau \rangle} t'') \quad (0 \leq t'' \leq \langle T^\tau \rangle) \quad \text{Scaled subset composite}$$

其中

$\langle \phi^\tau \rangle$ 是类型 τ 的磁通量的多子集加权平均值: $\text{mean}\{\widetilde{\phi_s^\tau}\} \quad s = 1, 2, \dots, n_{\text{spot}}$

$\langle T^\tau \rangle$ 是类型 τ 的寿命的多子集加权平均值: $\text{mean}\{\widetilde{T_s^\tau}\} \quad s = 1, 2, \dots, n_{\text{spot}}$

最后, 对这 n_{spot} 个 $\dot{\phi}_s^\tau(t'')$ 在每一单位时间内取平均, 就得到了所有 τ 型MMF的综合发展函数:

$$\begin{aligned}
 \widehat{\phi^\tau}(t'') &= \frac{1}{n_{\text{spot}}} \sum_{s=1}^{n_{\text{spot}}} \ddot{\phi}_s^\tau(t'') \\
 &= \frac{1}{n_{\text{spot}}} \sum_{s=1}^{n_{\text{spot}}} \left(\frac{\langle \phi^\tau \rangle}{\widetilde{\phi_s^\tau}} \cdot \hat{\phi}_s^\tau \left(\frac{\widetilde{T_s^\tau}}{\langle T^\tau \rangle} \cdot t'' \right) \right) \\
 &= \frac{1}{n_{\text{spot}}} \sum_{s=1}^{n_{\text{spot}}} \left(\frac{\langle \phi^\tau \rangle}{\widetilde{\phi_s^\tau}} \cdot \frac{1}{N(\tau, s)} \sum_{i=1}^{N(\tau, s)} \dot{\phi}_{si}^\tau \left(\frac{\widetilde{T_s^\tau}}{\langle T^\tau \rangle} \cdot t'' \right) \right) \\
 &= \frac{1}{n_{\text{spot}}} \sum_{s=1}^{n_{\text{spot}}} \left(\frac{\langle \phi^\tau \rangle}{\widetilde{\phi_s^\tau}} \cdot \frac{1}{N(\tau, s)} \sum_{i=1}^{N(\tau, s)} \left(\frac{\widetilde{\phi_s^\tau}}{\widetilde{\phi_{si}^\tau}} \cdot \phi_{si}^\tau \left(t'' \cdot \frac{T_{si}^\tau}{\widetilde{T_s^\tau}} \cdot \frac{\widetilde{T_s^\tau}}{\langle T^\tau \rangle} \right) \right) \right) \\
 &= \frac{\langle \phi^\tau \rangle}{n_{\text{spot}}} \sum_{s=1}^{n_{\text{spot}}} \left(\frac{1}{\widetilde{\phi_s^\tau} \cdot N(\tau, s)} \sum_{i=1}^{N(\tau, s)} \left(\frac{\widetilde{\phi_s^\tau}}{\widetilde{\phi_{si}^\tau}} \cdot \phi_{si}^\tau \left(t'' \cdot \frac{T_{si}^\tau}{\langle T^\tau \rangle} \right) \right) \right) \quad (0 \leq t'' \leq \langle T^\tau \rangle)
 \end{aligned}$$

此函数可能与任何一个运动磁结构的 ϕ 相同, 但却代表了 n_{spot} 个子集中所有的 $\phi^\tau(t)$ 共同的发展规律。

2.4.4 应用

图2.13是一个综合发展函数的演示。某样本由四个寿命、均值、偏态、峰度都不同的磁通量发展曲线 $\phi_{si}^\tau(t)$ 构成, 在图 a, b, c, d 中用虚线画出。图中实线是对它们分别作了缩放处理之后的 $\dot{\phi}_{si}^\tau(t)$ 。 d, f 中的实线是从 a, b, c, d 的 $\dot{\phi}_{si}^\tau(t)$ 中计算出来的综合发展函数 $\hat{\phi}_s^\tau(t)$ 。综合发展函数过滤掉了 a, b, c, d 个体的寿命、均值等特殊信息, 而保留下来了该样本最一般的演化规律。

上述统计方法被用于计算多黑子和AR 10930的MMF的统计特征和演化规律, 如图3.13, 4.10。

2.4.5 讨论

恩格斯在《反杜林论》(Engels, 1878)中指出:

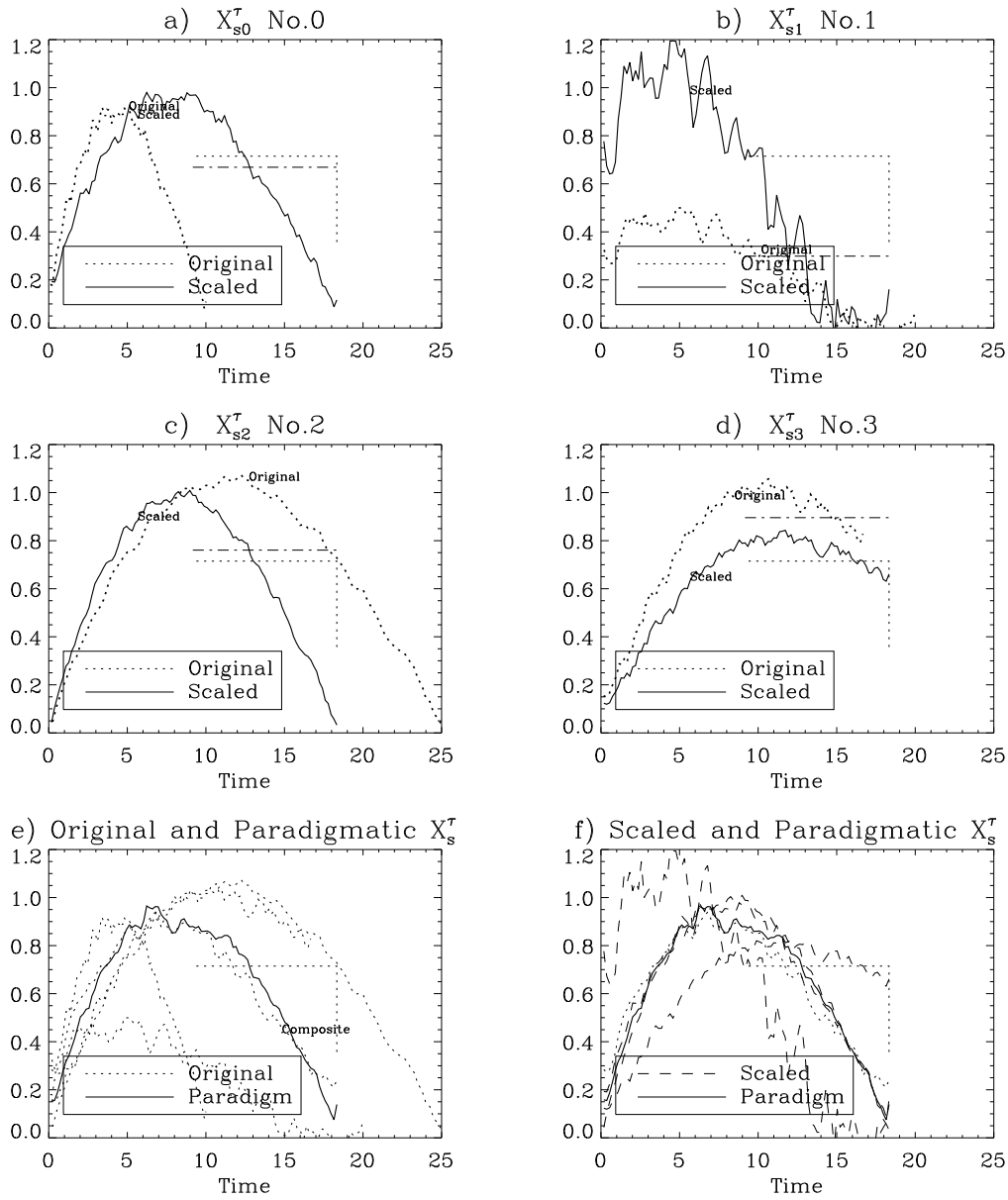


图 2.13 *a,b,c,d*: 四个虚拟MMF的磁通量发展曲线。虚线是实测的磁通量，实线是经过缩放处理的。*e*: 从*a,b,c,d*这四个运动磁结构所组成的子集计算出的综合发展曲线，代表了它们共同的发展规律。虚线：四个发展函数；实线：综合发展曲线。*f*: 虚线：四个做归一化处理之后的发展函数；实线：综合发展曲线。

第一，思维既把相互联系的要素联合为一个统一体，同样也把意识的对象分解为它们的要素。没有分析就没有综合。第二，思维，如果它不做蠢事的话，只能把这样一些意识的要素综合为一个统一体，在这些意识的要素中或者在它们的现实原型中，这个统一体以前就已经存在了。……可见，存在的统一性，或者说把存在理解为一个统一体的根据，正是需要加以证明的；

结合到对运动磁结构的分类研究中，我们认为：

- MMF个体的个性和某一类的MMF的共性是个辩证统一的关系。分析和综合是两个既对立又相互依赖的研究过程，缺一不可。对研究MMF的集合而言，一方面，需要对典型的MMF个体的个性进行分析，例如，图3.7, 4.4, 4.5, 4.6, 4.7, 4.10（前二行）描述的就是个体的产生、演化、物理量等等。而另一方面，需要对某类别的共性进行综合。本节中对MMF数据分布特征量和综合发展函数的计算就是对某一类MMF的共性的综合的过程，例如表4.3、图3.13, 3.14, 4.10（第三行）等。
- 从Shine & Title (2001)以来对MMF所进行的各种分类，是因为各类MMF在观测上的确可以看到有明显的区别，“这个统一体以前就已经存在了”。但是，这种纯粹从形态上的划分是否能深入揭示MMF的物理本质？观测上属于同一类的MMF是否由同一种物理机制形成？是否需要进一步的划分？这些问题还是“需要加以证明的”。

2.5 边缘增强技术

在本研究中，我们在磁图上观察初现于半影纤维中的运动磁结构的先导结构（precursor），同时也在*G*-band图像上观察发亮和米粒。可是在原始数据上这两者都不易用肉眼观察：MMF在强的半影磁场中难以分辨，而*G*-band图像上的增亮和米粒又较为模糊。

为了在图像中突出所要观察的目标，便于人眼识别，我们把一种空间域的边缘增强的算法应用到*G*-band和磁图的时间序列上，使得边界和边缘在图像上表现为图像灰度的突变，并降低噪音。该算法把分别经过Prewitt, Roberts和Canny算子滤波的图像加权叠加到原始图像上，使得边缘明显锐化。下面对这几个算子做简要介绍。

2.5.1 边缘检测技术简介

边缘增强（检测）技术是计算机低层视觉的一种。经边缘增强后的图像能更清晰地显示出不同物体的边界，或线形影像的行迹，以便于不同物体类型的识别及其分布范围的圈定。图像边缘检测大幅度地减少了数据量，并且剔除了可以认为不相关的信息，保留了图像重要的结构属性。

边缘增强技术将图像相邻像元的亮度值（或色调）相差较大的边缘处（即影像色调突变或物体的边界线）加以强调突出。边缘检测的实质是采用某种算法来提取出图像中对象与背景间的交界线，边缘就是图像中灰度发生急剧变化的区域边界。图像灰度的变化情况可以用图像灰度分布的梯度 ∇I 来反映，因此可以用局部图像微分技术来获得边缘检测算子。

边缘检测算子主要分为经典算子、最优算子、多尺度方法及自适应平滑滤波方法，近年来又提出了将模糊数学、神经元网络和数学形态学应用于边缘检测的思想。经典的边缘检测方法，是对原始图像中像素的某小邻域来构造边缘检测算子，通过梯度算子来实现。在求边缘的梯度时，需要对每个像素位置进行计算。在实际中常用小区域模板卷积来近似计算，模板是 $N \times N$ 的权值方阵，经典的梯度算子模板有：Sobel、Kirsch、Prewitt、Roberts、Laplacian等。在当代语言中(Han, 2006)，它们都计算简单、速度较快。使用经典算子来进行边缘检测有广泛的应用，例如，Bhattacharya & Chandrakar (1999) 使用边缘检测技术处理石块和砖块的照片，对碎片进行识别和区分，并比较了几种经典算子的效果。

2.5.2 对几种算子的测试

我们尝试使用了几种经典算子处理太阳光球层和低色球层的几种数据，结果见图2.15、2.14和2.16。我们对图像边缘增强处理的目标是，试图从中提取出肉眼不能准确分辨的细节信息，包括：磁图上半影内部的纤维结构，G-band和Fe I单色像图上的米粒、半影纤维和增亮。经过反复比较，认为Prewitt, Roberts, 和Canny的组合与原图的加权叠加可以满足我们的需要。

Roberts和Prewitt算子采用相邻两像素之差近似梯度幅值检测边缘。如果把原始图像表示为 I ，经过Prewitt和Roberts滤波的图像可以表示为：

$$I' = \sqrt{G_x^2 + G_y^2} \quad (2.22)$$

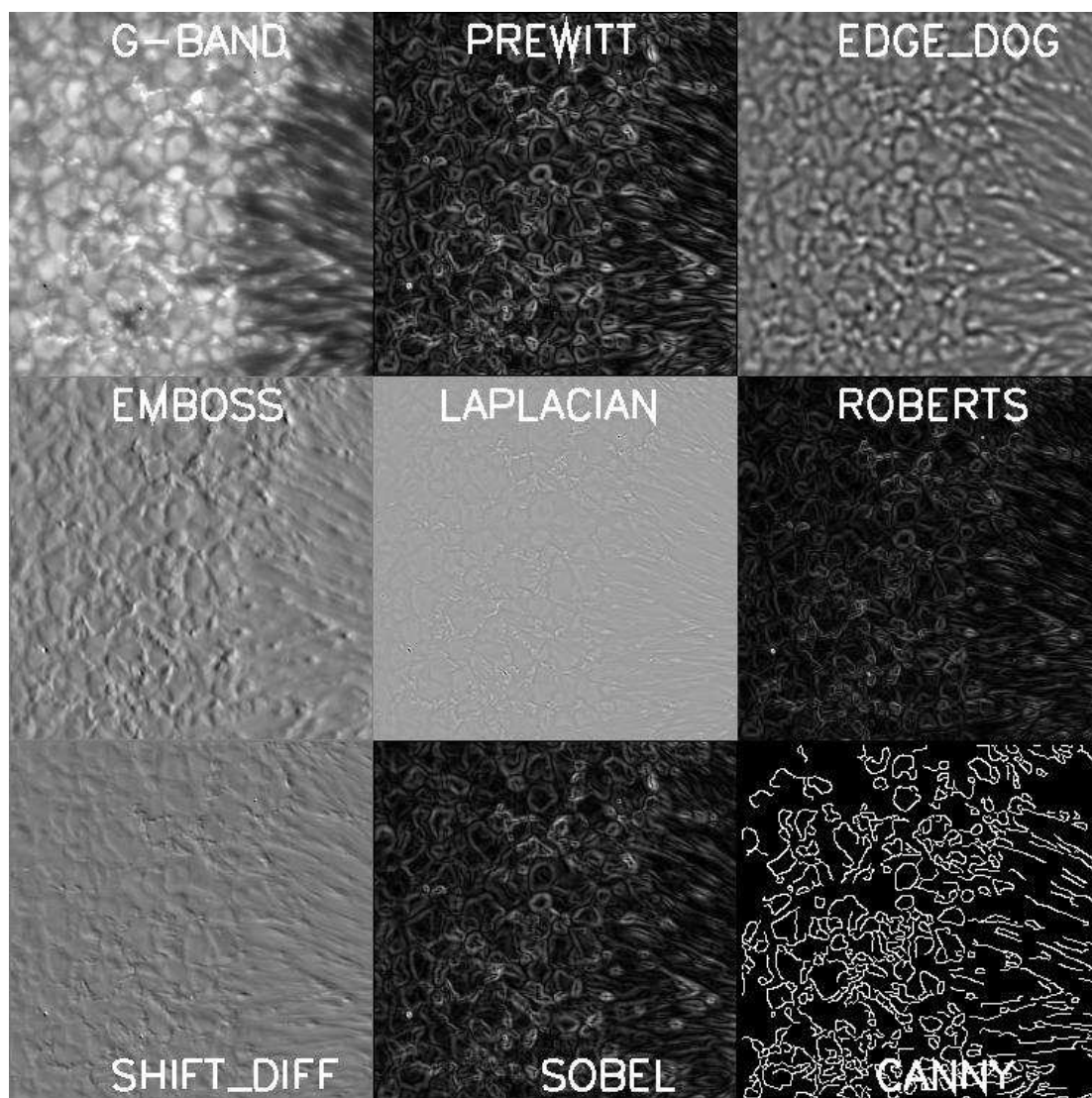


图 2.14 几种边缘增强算子对Hinode/SOT G-band单色像图的处理结果，左上角是原始图像。我们对G-band单色像图进行边缘增强处理的目标是：增大米粒间的亮链（Filigrees）和暗结构与背景的反差，把米粒组织相互区分开来，把半影纤维相互区分开来。我们实际采用的处理方法是Prewitt，Roberts和Canny三种算子的组合，效果见图2.17。

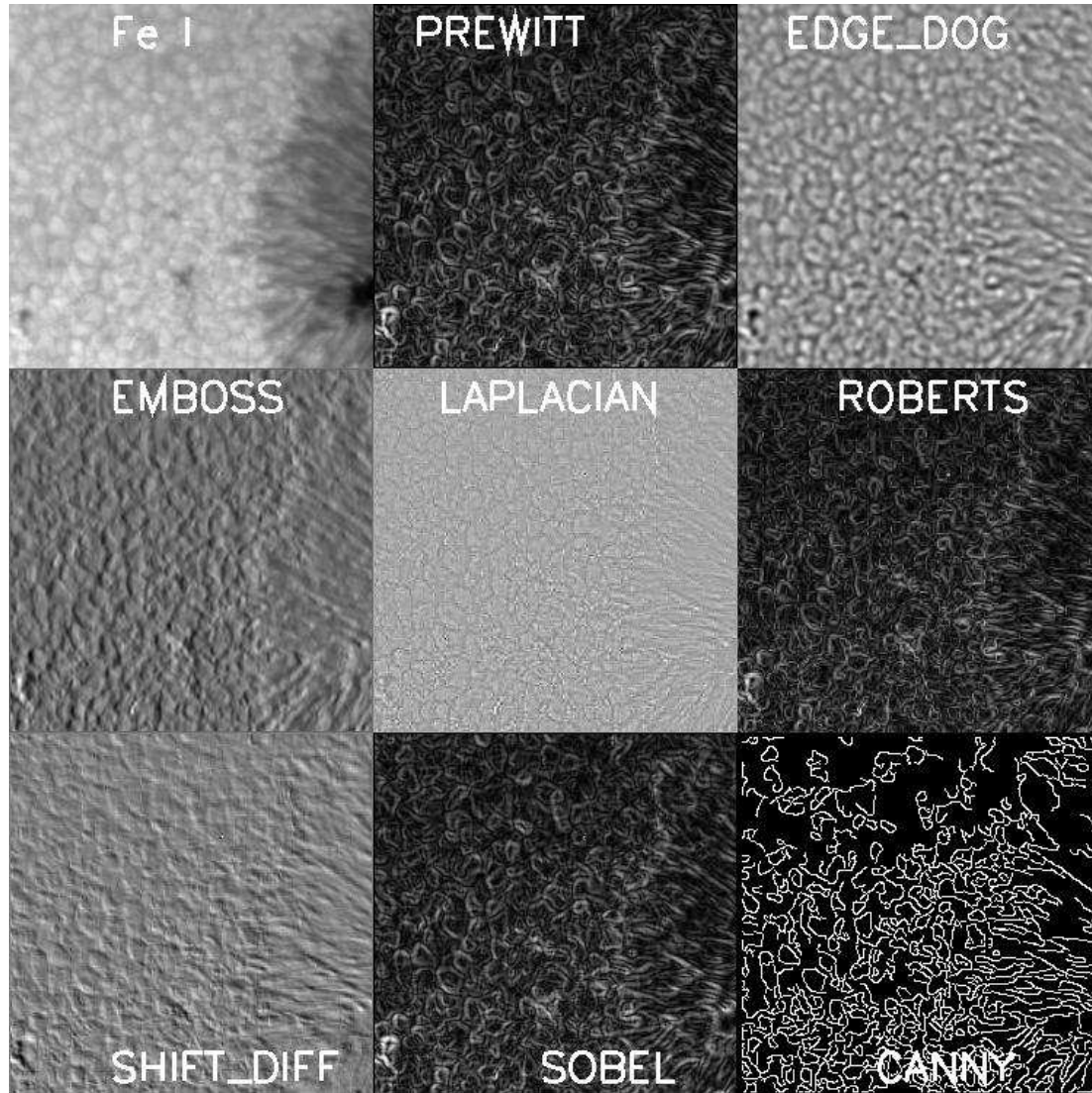


图 2.15 几种边缘增强算子对 *Hinode*/SOT Fe I 单色像图的处理结果。我们对 Fe I 单色像图进行边缘增强处理的目标是：突出米粒间的暗区域与背景的反差，把米粒组织相互区分开来，把半影纤维相互区分开来。这些细节在原图上都较为模糊。图 2.17 显示了组合算子的效果。

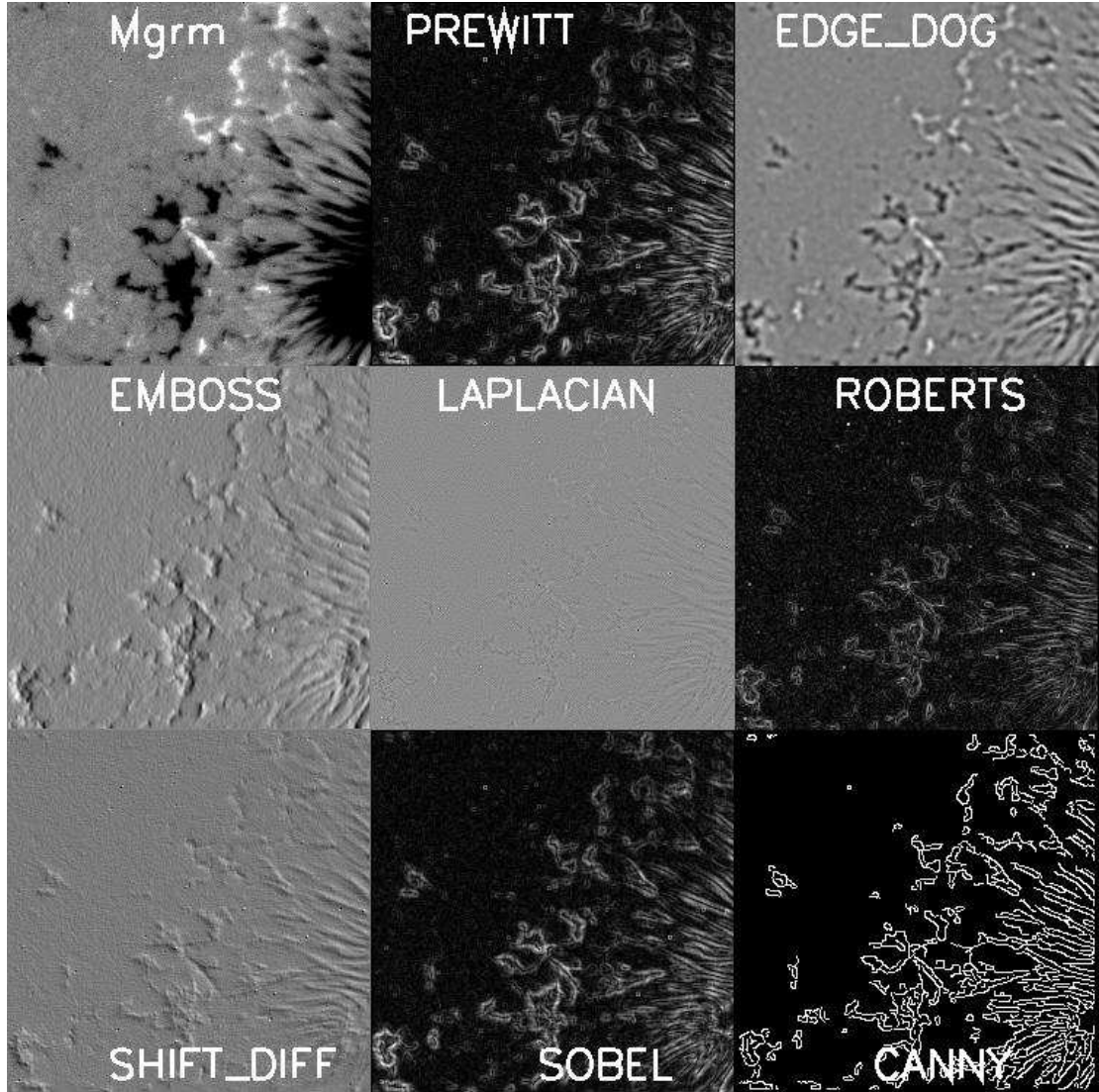


图 2.16 几种边缘增强算子对Hinode/SOT Stokes V/I视向磁图的处理结果。我们对视向磁图进行边缘增强处理的目的是：提高图像清晰度，在半影的强磁场中分辨半影纤维和精细结构，降低壕沟中的背景噪音，使得磁元及其在半影中的“先导结构”更容易被识别。图2.17显示了组合算子的效果。

其中 G_x 和 G_y 是分别算子的 x, y 核对原始图像 I 做卷积计算的结果。

$$\begin{aligned} \text{Prewitt :} \quad G_x &= \begin{bmatrix} -1 & 0 & +1 \\ -1 & 0 & +1 \\ -1 & 0 & +1 \end{bmatrix} * I \quad \text{and} \quad G_y = \begin{bmatrix} +1 & +1 & +1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & -1 \end{bmatrix} * I \\ \text{Roberts :} \quad G_x &= \begin{bmatrix} +1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} * I \quad \text{and} \quad G_y = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ +1 & 0 \end{bmatrix} * I \end{aligned}$$

其中的‘*’表示二维卷积计算。

Canny算法(Canny, 1986; Wikipedia.org, 2012)比前两者要复杂一些。首先去除噪声，对原始数据用一个 5×5 的高斯平滑模板作卷积。例如，

$$I' = \frac{1}{159} \begin{bmatrix} 2 & 4 & 5 & 4 & 2 \\ 4 & 9 & 12 & 9 & 4 \\ 5 & 12 & 15 & 12 & 5 \\ 4 & 9 & 12 & 9 & 4 \\ 2 & 4 & 5 & 4 & 2 \end{bmatrix} * I$$

其次，以带方向的一阶微分求出图像中每个点的亮度梯度矢量

$$\begin{aligned} G_x &= \begin{bmatrix} -1 & 0 & +1 \\ -2 & 0 & +2 \\ -1 & 0 & +1 \end{bmatrix} * I' \quad \text{and} \quad G_y = \begin{bmatrix} +1 & +2 & +1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix} * I' \\ I'' &= \sqrt{G_x^2 + G_y^2} \quad \text{and} \quad \Theta = \arctan\left(\frac{G_y}{G_x}\right) \end{aligned}$$

然后，把在梯度方向具有最大梯度值的点（高阈值）作为确信的真正边缘，这称为“非极大值抑制”，从这些点出发，用较小的阈值跟踪整个边缘。Canny算子具有很好的边缘检测性能，在噪声抑制和边缘检测之间取得了较好的平衡，经比较可以看出，Canny算子提取的边缘的完整性和连续性明显优于Prewitt和Roberts算子。

2.5.3 应用

这三种算子在视觉上都可以帮助观测者寻找到我们感兴趣的与运动磁结构有关的图像特征。经过比较测试，我们最后在观测中使用的图像增强方法是这三个

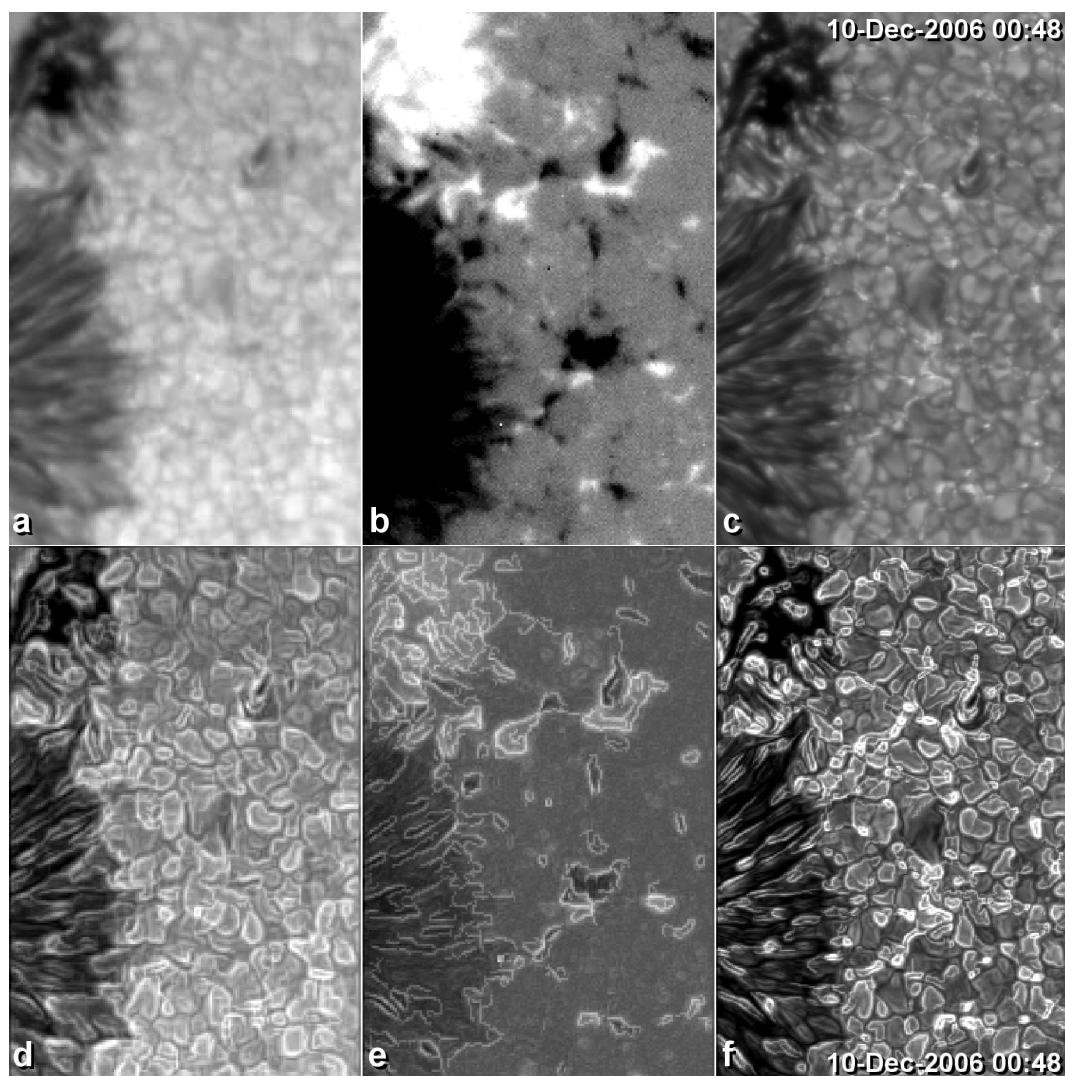


图 2.17 第一行: *Hinode*/SOT在同一分钟内拍摄的三帧原始数据: a) Fe I单色像图, b) Stokes V/I磁图, 和c) *G*-band单色像图。第二行: 经过边缘增强处理之后的图片: d) Fe I单色像图, e) Stokes V/I磁图, 和f) *G*-band单色像图。半影和壕沟中的精细结构变得容易分辨。这些图的视场在图4.2右侧用虚线圈出。

算子的一种加权叠加。处理效果见图2.17。

图2.17显示了这种图像处理的结果, 第一行是原始图片, 第二行是经过上述边缘增强处理的图片。在原始单色像图(图a: Fe I, 图c: *G*-band)上, 半影纤维和米粒都比较模糊, 增亮和暗结构与背景反差不大, 但是在处理后的图片上(图d: Fe I, 图f: *G*-band), 它们的边界很清晰, 增亮和暗结构与背景反差大, 容易识别。在原始Stokes V/I磁图(图2.17.b)上, 半影部分整体亮度饱和, 不能区分出任何内部的精细结构。经过边缘增强处理之后(图2.17.e), 半影纤

维清晰可见。对Ca II H图像没有做边缘增强处理。

2.6 对大气中磁力线走向的线性无力场外推计算

日冕中的磁场比较弱而且难以直接测量，获得日冕磁场信息的一个重要的手段就是以太阳活动区的光球视向或矢量磁场数据作为边界条件计算出空间的磁场，并将实际观测的日冕环和计算出的磁流管三维结构在视平面上的投影进行比较，以此来检验外推结果的可靠性。

色球和日冕中的磁场应当近似满足两个条件：

- 磁场高斯定理，散度为零。

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.23)$$

- 洛伦兹力为零，电流与磁场平行。

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.24)$$

这样的磁场被称为是“无力场”。

将(2.24)式改写成可以求解的形式

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B} \quad (2.25)$$

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.26)$$

式中 $\alpha(\mathbf{r})$ 是一个位置 \mathbf{r} 的函数，称为无力因子。(2.26)式表明，在一根磁力线上无力因子处处相等。几种无力场外推的方法的实质就是，在对无力因子做不同的假设的情况下，计算出满足高斯定理（式(2.23)）的磁场。

1. 势场：假设 $\alpha = 0$ ，即电流在光球以上处处为零，又称无电流场。
2. 线性无力场：假设无力因子是常数 $\alpha(\mathbf{r}) = \alpha$ ，又称常 α 无力场。
3. 非线性无力场：假设 $\alpha(\mathbf{r})$ 是一个位置 \mathbf{r} 的函数，又称一般无力场。

由Wiegmann *et al.* (2005b)研制的LINFF程序包可对不同的磁场资料选择使用这三种方法进行外推计算，计算速度快、用户界面友好。下面简要介绍一下LINFF程序包对三种外推的处理。

2.6.1 势场

如果取 $\alpha = 0$ ，则(2.25)式变成电流（旋度）为零的形式：

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0$$

无电流的磁场可用势场的梯度表示：

$$\mathbf{B} = -\nabla\phi$$

$$\Delta\phi = 0$$

Wiegelmann & Solanki (2004)使用Aly (1989)的格林函数方法

$$\phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\pi} \int_{\partial\Omega} \mathbf{B}_z(\mathbf{r}') \frac{d\sigma'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

求解了 ϕ 和 \mathbf{B} ，并使用全日面综合磁图进行了冕洞磁场的研究。式中 \mathbf{B}_z 是底面（光球）视向磁场， $\partial\Omega$ 是底面（光球）， $d\sigma = dx dy$ 。在LINFF程序包中，LINFF.CH程序用于完成该计算。

势场近似由于预先对光球以上电流为零的假设过于简单，因此，在活动区上使用势场外推并不理想(Wiegelmann *et al.*, 2005b)。

2.6.2 线性无力场

如果假设无力因子是常数，这样的磁场被称为是线性无力场。对于光球视向磁图，较多采用线性无力场外推。

$\alpha(\mathbf{r}) = \alpha$ 时，(2.25)式变成：

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$$

可以用一个满足Helmholtz方程的标量函数 P 把上式改变成：

$$\mathbf{B} = \nabla \times \nabla \times (P\hat{z}) + \alpha \nabla \times (P\hat{z}) \quad (2.27)$$

$$(\nabla^2 + \alpha^2)P = 0 \quad (2.28)$$

线性无力场外推，就是求解这两式的过程。外推的结果与边界条件（侧面、顶面）的设定、对 α 值的选取等有很大关系。LINFF设定一个固定的 α ，将视

向磁图放在第I象限，在II,III,IV象限复制该磁图的反镜像，然后使用Seehafer (1978)的方法计算 B_x, B_y, B_z 。

2.6.3 非线性无力场

在 $\alpha(\mathbf{r})$ 是一个位置 \mathbf{r} 的函数的前提下求解(2.25)式的过程，就是非线性无力场外推。从理论上讲，使用光球矢量磁图进行非线性无力场外推计算而得的磁场，比对视向磁图进行线性无力场外推的结果要好，但是实际的计算结果仍然受光球横场测量的噪音等因素的制约。

Wheatland *et al.* (2000)提出了一种优化方法 (optimization procedure) :

$$L = \int_V [B^{-2} |(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|^2 + |\nabla \cdot \mathbf{B}|^2] dV \quad (2.29)$$

其中， $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 是体积 V 内的磁场。如果该式 L 等于零，则在体积 V 内得到了无力场： $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 。将(2.29)式对 t 求导可推得到了一个使 L 降低的方法：

$$\frac{dL}{dt} = -2 \int_V \mu F^2 dV \quad (\mu > 0) \quad (2.30)$$

经测试，该算法根据边界条件计算出的无力、无散的磁场是个很好的近似，其误差主要是由数据的离散性造成的。但是，该算法要求的边界条件较为严格，要求提供体积 V 的侧面、顶面的矢量数据，而在实际观测中只能获得底面（光球）的数据。为了减小对边界条件的依赖，Wiegelmann *et al.* (2005b)对(2.29)式的两个积分项做了加权的处理。LINFF程序包的计算结果比线性外推更接近磁流管在日冕层中的观测图像(Wiegelmann *et al.*, 2005a)。

我们使用LINFF在所研究的活动区上进行了外推计算的尝试，主要使用的是对MDI视向磁图时间序列进行线性无力场外推（图1.4），以初步了解运动磁结构所属的磁流管在光球层以上的低层大气中的位型和运动情况。

使用MDI磁图对多活动区运动磁结构的统计研究

本研究使用SOHO/MDI在高分辨率模式下拍摄的视向磁图对多个太阳活动区周围的运动磁结构进行识别、追踪、测量和统计¹。

根据运动磁结构的极性与母黑子是否相同将运动磁结构分成两类：

A-MMF: 与母黑子极性相反

B-MMF: 与母黑子极性相同

所有在磁图上识别出的MMF被分成 $2 \times n_{\text{spot}}$ 个子集， n_{spot} 是被观测的活动区的数目， $n_{\text{spot}} = 26$ 。每个子集中的MMF都采集自同一个活动区的时间序列，并且有同样的极性。我们对这两类运动磁结构进行了统计研究，对其特征物理量的频数分布进行了分析，还用多个统计方法描述了它们的演化规律，研究了两大类MMF各自的特征及其与母黑子属性的关系，探索了MMF造成的磁通量外流与黑子磁通量的关系。

使用散点图来表示不同黑子周围的运动磁结构子集的统计特征值与黑子之间的关系。例如，图3.6a展示了不同黑子的MMF的平均寿命与黑子的半径之间的关系，各图标在垂直轴上的投影是各MMF子集的中位数寿命 $\text{median}(T)$ ，水平投影是各子集母黑子的半径 R_{spot} 。对程序所采集的多个物理量我们都采用此方法做图。

运动磁结构各样本的不同物理量之间的关系也可以使用散点图来进行研究。例如图3.8的横轴是A和B型MMF的初始位置到半影边界的距离，纵轴是MMF的最大磁通量，这两个散点图就表示了二者的关系。

¹这一部分研究的方法和初步结果已经在《中国科学G辑》上发表。

3.1 观测资料

3.1.1 选取活动区样本

我们选取了26个有不同的半径(6~23兆米)和极性(正、负)、处于各样发展阶段(成长、成熟、衰退)的黑子。大多数黑子都是圆形或椭圆形的,并且相对孤立,与其他黑子没有密切的关系,属于苏黎世分类法中的A、H、I型。

所使用的数据是由搭载在太阳和日球层天文台(Solar and Heliospheric Observatory, 以下简称SOHO)上的迈克尔逊多普勒成像仪(Michelson Doppler Imager, 以下简称MDI(Scherrer *et al.*, 1995))于2000-2004年在高分辨率模式下所拍摄的视向磁图。SOHO是欧洲空间局(European Space Agency, ESA)和美国宇航局(National Aeronautics and Space Administration, NASA)的一个合作项目。磁图的时间分辨率为1张/分钟,空间分辨率为0.6角秒/像素。选取时间序列时主要参考了自大熊湖天文台编辑的“MDI高分辨率磁图目录”²。所选取的数据序列都较为连续,没有会影响跟踪运动磁结构的长时间的中断,并且含有的坏图较少。大多数活动区都在较为靠近日面中心的位置,投影效应较弱。时间序列的观测时间长度为5.5~18.1小时,超过大多数运动磁结构的寿命。噪声水平约为20高斯。对大多数的数据段,我们也准备了MDI的同时段、同视场、同分辨率的单色像图序列。这些单色像图的波段是Ni I 6768 Å (Scherrer *et al.*, 1995)。使用这些单色像图来圈定黑子的边界。对于没有单色像图的数据段,使用磁图来圈定黑子的边界。

²List of solar active regions observed by MDI in high resolution mode.
作者: Paolo Romano, Vasyl Yurchyshyn and Valentyna Abramenko。网址:
http://www.bbso.njit.edu/avi/MDI_catalog.htm

表 3.1: 所观测的26个太阳黑子的基本属性

NOAA 编号	日期	时间段	方位	类型	演化阶段	极性	时间长度 (分钟)	半径 (兆米)	磁通量 $10^{20}M_x$
08932	2000 Apr	01/10:08-01/18:24	S14W03	β/α	Stable, decaying 02nd	-	496	8.9	12.8
08935	2000 Apr	01/10:08-01/18:24	S07W02	β/β	Stable, decaying 04th	-	496	13.9	31.3
08971	2000 Apr	28/07:04-28/14:21	N18W20	β/β	Stable, large	-	467	22.8	105.0
09147	2000 Sep	01/19:36-02/06:32	N05E17	β/α	Stable, inactive	+	656	12.3	23.5
09219	2000 Nov	06/19:53-07/03:47	N06E02	α/α	Stable, trailing plage	+	474	12.1	32.2
09267	2000 Dec	14/14:08-14/21:51	N07W01	$\beta\gamma/\beta\gamma$	Grow, active, decay 15th	+	463	14.2	35.3
09335	2001 Feb	07/14:50-08/02:46	N09E14	$\beta\gamma/\beta\gamma$	Stable, decaying 09th	+	716	8.0	10.3
09360	2001 Feb	25/10:38-25/23:15	S10E03	α/α	Stable, decaying 26th	-	756	6.0	5.6
09493	2001 Jun	12/06:25-12/15:38	N06W02	β/β	Decaying 13th	+	552	11.1	20.1
09535	2001 Jul	16/16:25-17/02:57	N06W03	α/α	Stable round leading	+	632	12.6	28.8
09575	2001 Aug	17/18:11-18/06:28	N12W02	β/β	Stable, decaying 21st	+	737	11.0	25.3
10001	2002 Jun	19/07:30-19/19:36	N20W04	β/β	Slowly decaying	+	725	13.8	32.6
10005	2002 Jun	22/00:20-22/11:44	N13W03	β/γ	Stable, emerging flux 21st	+	683	13.3	31.8
10162	2002 Oct	24/20:28-25/03:57	N26W03	$\beta\gamma\delta$	Grow, small field mixing	+	449	19.9	73.0
10171	2002 Oct	31/15:00-01/05:23	N10W15	α/α	Decaying	+	863	7.8	7.8
10175	2002 Nov	03/19:49-04/05:38	N14W10	β/β	Stable, decaying 07th	-	589	6.3	4.9
10175	2002 Nov	03/07:17-03/14:28	N15W23	β/β	Stable, decaying 07th	+	430	10.2	17.9
10176	2002 Nov	03/19:49-04/05:38	N10W03	β/α	Stable	+	589	12.8	28.3
10296	2003 Mar	06/12:45-06/18:23	N11W06	$\beta\gamma/\beta\gamma$	Stable, decaying 08th	+	338	20.8	70.0
10330	2003 Apr	09/14:07-10/00:48	N07W04	$\beta\gamma/\beta$	Stable, leading, decay 13th	+	641	20.3	75.1
10351	2003 May	06/18:59-07/04:39	N08W02	α/α	Stable	+	580	14.5	39.4

表 3.1: 所观测的26个太阳黑子的基本属性 (续)

NOAA 编号	日期	时间段	方位	类型	演化阶段	极性	时间长度 (分钟)	半径 (兆米)	磁通量 $10^{20}M_x$
10405	2003 Jul	17/14:53-17/21:57	S11W13	β/β	Stable, simple, decay 19th	-	424	8.0	9.8
10421	2003 Aug	03/00:08-03/07:43	S08W13	β/β	Slowly decaying	-	455	11.3	22.4
10425	2003 Aug	07/23:53-08/08:18	S09W04	β/β	Growing beta region	-	505	12.0	22.9
10606	2004 May	14/06:08-14/13:49	S09W13	β/α	Stable, leading	-	461	15.4	38.1
10615	2004 May	22/09:51-23/03:57	N17W15	α/α	Stable, decaying 24th	+	1086	11.5	19.8

3.1.2 数据预处理

对于每一个活动区的数据序列，我们首先剔除受干扰的图片，并根据该活动区视场当时所在日面位置对地的视向与当地日面垂直方向的夹角，对视向磁场乘以一个参数，以补偿投影效应的影响。从MDI该活动区的数据中选取一张刚好处在日面中心的图片作为参考图片，对整个时间序列进行较差自转的纠正。然后，用移动平均法把相邻的五帧图片（5分钟）进行平均，这样，太阳表面的 p -mode 五分钟震荡在图像上形成的噪音就被降低成了原始数据的 $1/\sqrt{5}$ 倍。把所选取的视场缩小到包含黑子周围的壕沟区域和一部分的网络磁场，在减少数据量的同时确保可观测的运动磁结构不会运动到视场以外。这就完成了原始数据的预处理。表格3.1列出了我们所研究的时间序列的时间段、方位，以及活动区的极性、类型、演化阶段、磁通量等基本信息。表中，

时间段、时间长度 表示的是连续、空白和坏图都较少的数据序列的时间长度。

演化阶段 取自大熊湖天文台Active Region Monitor(Gallagher *et al.*, 2002)。
和Solar Activity Reports的记载。

磁通量 Φ_{spot} 是实测磁场 B 在黑子半影外边界以内的积分在时间序列内的序时平均数(式(2.21))。

半径 R_{spot} 是黑子半影外边界的拟合椭圆的长短轴的平均值。

3.2 数据分析和结果

3.2.1 运动磁结构的产生

我们在所有的黑子的周围都观测到了运动磁结构的存在，这不仅包括处于衰退期的黑子，也包括处于成长期、稳定期、以及没有壕沟的黑子。

3.2.1.1 数量和产生率

在26个活动区的时间序列里，我们共识别到3675个运动磁结构，其中A型（49.2%）和B型（50.8%）的总数很接近。

产生率 R_{prod} 介于4–27个/小时，并随黑子半径的增加而增加，见图3.1，大黑子在单位时间内比小黑子产生出更多的MMF。

尺度最大的四个黑子产生的A-MMFs比B-MMFs多，而5个最小的黑子产生的B-MMFs比A-MMFs多，尺度居中的黑子的类别比 R_{type} 分布较为分散。运动磁结构的类别比 R_{type} ，是母黑子产生两类MMF的速率的比值，即， R_{type} 是

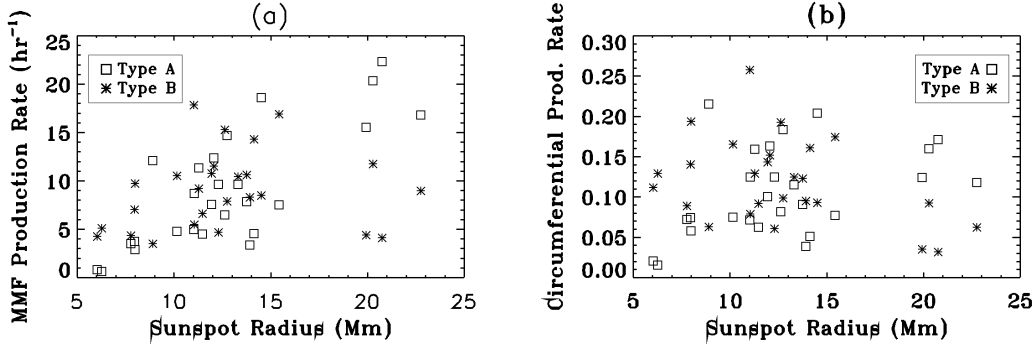


图 3.1 (a) 该散点图表示了各黑子的运动磁结构产生率 (R_{prod} , 每小时产生的MMF的个数) 与黑子半径的关系。两类MMF的 R_{prod} 均与黑子半径成正比。(b) 将左图中的产生率除以黑子的半径, 得到黑子在单位周长上单位时间产生的MMF数量 ($\text{hr}^{-1}\text{Mm}^{-1}$), 该比值与 R_{spot} 不相关。

A-MMFs和B-MMFs的产生率的比: $R_{\text{type}} = R_{\text{prod}}^{\text{A}} / R_{\text{prod}}^{\text{B}}$ 。如果某黑子平均每小时产生相等数量的A和B-MMFs, 则 $R_{\text{type}} = 1$ 。在我们数量有限的黑子集中, R_{type} 介于0.2和6之间, 并没有表现出与黑子的极性、演化阶段有明显的关系。

3.2.1.2 初现位置

大多数运动磁结构产生于半影边界外较近的范围内。68%的MMF产生于半影边界外5兆米内 ($D_{\text{ini}} < 5 \text{ Mm}$), 47%产生于3兆米以内。表3.2列出了两类MMF的初始位置在三个区间的百分比。产生于半影外边界以内的A-MMFs数量极少 (0.8%), 但是有可观的一部分B-MMFs的 D_{ini} 是负值 (13.8%), 这种MMF是首先在纤维中出现的(Sainz Dalda & Martínez Pillet (2005); Ravindra (2006))。在壕沟靠近半影的内边界处, 厚度约为3兆米、物质快速流动的环形区域被称为“项圈”流 (collar flow) (Hurlburt & Rucklidge, 2000)。有一半 (51.3%) 的B-MMF产生于项圈中 ($3 > D_{\text{ini}} > 0$ 兆米), 而只有27.8%的A产生于项圈中。大多数 (71.4%) 的A-MMF产生于壕沟的外环 (项圈以外, $D_{\text{ini}} > 3$ 兆米), 而只有34.9%的B-MMFs产生于壕沟外环。从平均值来看, A-MMFs产生和消失的位置到半影的距离(4.1/8.3 兆米)比 B型的 (2.0/5.5 兆米)远, 如图3.3d所示。

A型运动磁结构的的活动区域与黑子半径成正比, 而B型的则与黑子半径不相关。散点图3.2左 (右) 表示了两类运动磁结构的初始 (终了) 位置到半影外边界的距离与黑子半径的关系。每个方块/星号在纵轴上的投影是一个黑子周围

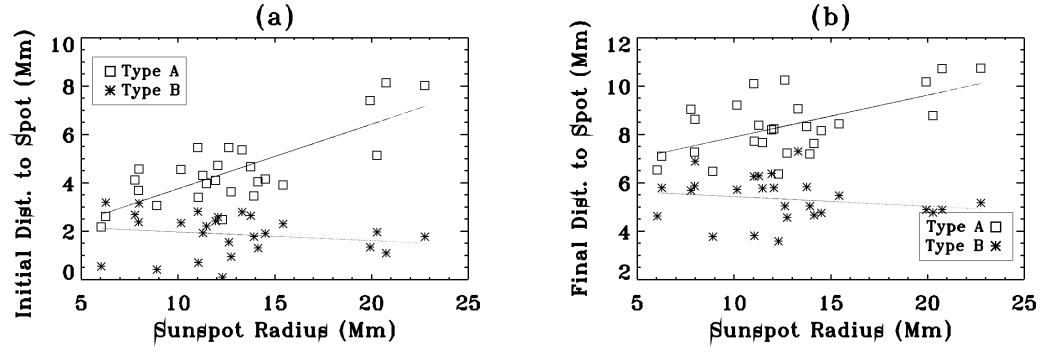


图 3.2 (a) 各黑子产生的运动磁结构到半影的初始距离 (子集的中位数 \widetilde{D}_{ini}) 与黑子半径 R_{spot} 的关系。 \widetilde{D}_{ini}^A 与黑子半径 R_{spot} 成正比, 而 \widetilde{D}_{ini}^B 的分布较窄, 并于 R_{spot} 不相关。(b) 两类 MMF 的终了距离 \widetilde{D}_{fnl} 和 R_{spot} 也有类似的关系。

的 A/B-MMF 的初始 (终了) 位置到半影外边界的距离的中位数 \widetilde{D}_{ini} (\widetilde{D}_{fnl}), 在横轴上的投影是该子集所在黑子的半径 R_{spot} 。可以看出, A-MMFs 有增长的趋势, 黑子越大, 初始 (终了) 位置越远; 而 B 型的则没有这个规律。

3.2.2 运动磁结构的运动

大多数运动磁结构基本上沿着半径方向向外运动, 如 2.3b 所示, 其中的很小一部分运动到壕沟以外的网络磁场中。

3.2.2.1 移动距离

运动磁结构的移动距离在 2~12.5 兆米之间, 并呈对数分布。所观测黑子的两类 MMF 子集的平均移动距离 \widetilde{S}^A (\widetilde{S}^B) 在 2.7~5.9 (2.8~3.6) 兆米的范围内。

图 3.3a (实线) 是所有 MMF 的移动距离的频数分布。该分布基本呈对数状, 偏斜度较高 (1.64), 大多数 MMF 的移动距离都小于平均值 (3.7 兆米)。按照该分布在低端的趋势, 还应该数量更多的磁元移动距离小于 2 兆米; 这些磁元被判据所拒绝。为了大概估计这些微小磁元的数目, 我们对该频数分布做了

表 3.2 运动磁结构初现位置到半影外边界的距离

	半影以内	壕沟内环 (项圈)	壕沟外环
类型	$D_{ini} < 0$ 兆米	$0 < D_{ini} < 3$ 兆米	$D_{ini} > 3$ 兆米
A	0.8 %	27.8 %	71.4 %
B	13.8 %	51.3 %	34.9 %

对数平方拟合（虚线）。假设该频数分布的解析表达式为

$$F = a_0 + a_1 \log(x) + a_2 \log(x)^2 \quad (3.1)$$

当组距为0.5时，拟合结果为：

$$a_0 = 2134.78, \quad a_1 = -4463.57, \quad a_2 = 2331.22$$

由此参数可计算得，移动距离为1–2 km的小磁元数目相当于（98%）移动距离大于2 km的磁元数目。

MMF的位移在径向和切向的分量的平均值分别为3.1和0.8兆米，它们的分布也都是呈对数状。A-MMFs的移动距离比B型的更多（图3.3b），其偏向角也比B型的大20%（图3.3c）。

A型运动磁结构的径向位移与黑子半径成反比，而B型的则与黑子半径不相关。图3.3b显示了各子集的运动磁结构的平均径向位移（ $\widetilde{S}_{\text{rad}}^{\text{A}}$ ）和黑子半径 R_{spot} 的关系。 $\widetilde{S}_{\text{rad}}^{\text{A}}$ 在2.5到4.5兆米之间，并随着 R_{spot} 的增大而减小。小黑子的A-MMFs比大黑子的运动距离更远。而各黑子的B型的MMF的平均移动距离 $\widetilde{S}_{\text{rad}}^{\text{B}}$ 分布范围较小（2.5–3.4 Mm），并与黑子半径没有明显的关系。两类MMF的切向位移的分布与 R_{spot} 不相关。

3.2.2.2 速率

运动磁结构的运动速率的总体平均值 $\langle V \rangle$ 约为0.6千米每秒，与MMF的类型、黑子的尺度都没有明显的相关。

图3.4a是运动磁结构总体的速率的频数分布，80%的个体的速率在0.3~1.0千米/秒之间，最高速率为2.6 km/s。该分布在低端0.2处截止，是由我们筛选MMF的判据（表2.1）造成的。A-MMFs在径向和切向上都比B-MMFs快15%左右。各黑子子集的平均速率 \widetilde{V} 在0.4–0.9兆米/秒的范围内，并与黑子半径 R_{spot} 和黑子演化阶段没有明显的关联。图3.4b是MMF在初始15分钟的速率的总体分布，可以看出MMF初始速率相对平均速率略高。

运动磁结构在壕沟中的运动速率整体上随径向距离的增加而减小，如图3.5b所示。图3.5a表示，MMF的初始速率随径向距离的增加而减小，在壕沟靠近半影的内侧产生的MMF初始速率最高，初始速率最低的MMF产生于距黑子边界9~11兆米的极小值处。

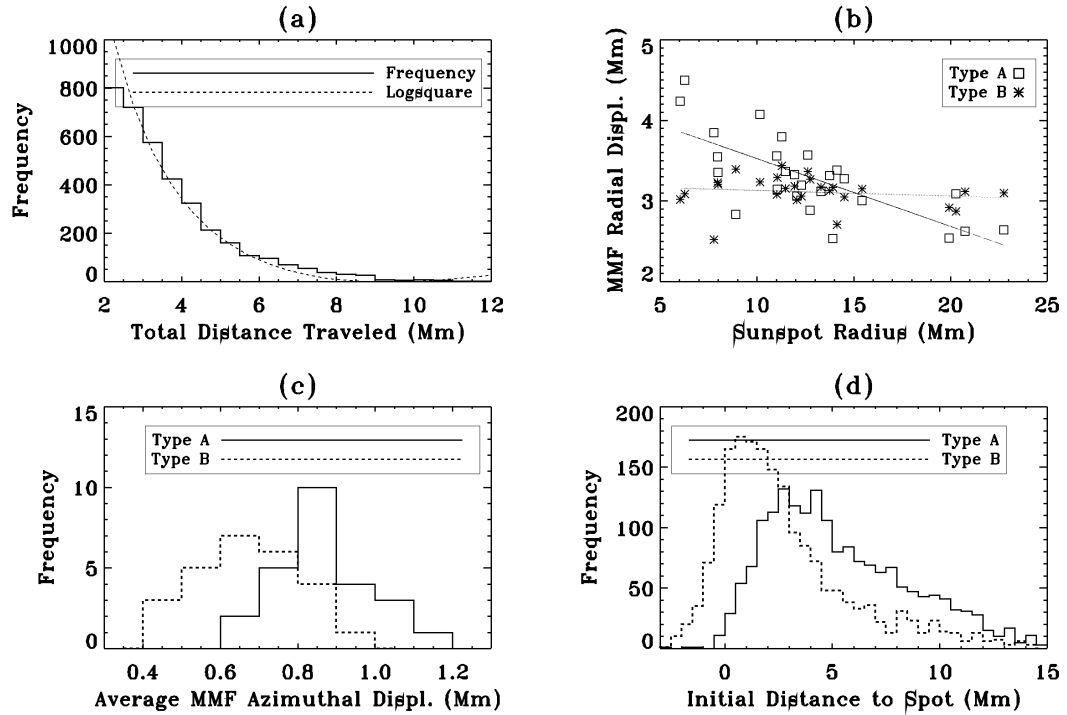


图 3.3 (a) 实线: 所有运动磁结构个体的移动距离的分布函数。虚线: 对频数分布做对数平方拟合的结果。这个近乎对数型的分布表示, 有大量的磁元只运动了很短的距离 (小于2兆米), 而没有被列在我们的统计范围内。(b) MMF的平均径向位移和黑子半径的关系。纵轴是各黑子所释放出的MMF子集的径向位移的中位数 $\overline{S}_{\text{rad}}$ (单位: 兆米), 横轴是黑子的半径 R_{spot} (单位: 兆米)。可以看出, $\overline{S}_{\text{rad}}^{\text{A}}$ (方块图标) 与 R_{spot} 成反比, 而 $\overline{S}_{\text{rad}}^{\text{B}}$ (星号) 的分布与 R_{spot} 不相关。(c) 两类MMF的切向位移的分布, 每个数据点是某个黑子的MMF的切向位移的中位数。可以看出A型的切向位移较大。(d) A (实线) 和B (虚线) 型MMF的初现位置离半影边界距离的频数分布。A的产生和消失位置距离黑子都比B远。

3.2.2.3 寿命

A/B-MMFs的平均寿命是 $\sim 1.5/1.7$ 小时, 85%的个体寿命在0.25~3小时之间, 有2%的寿命超过5小时, 如图3.6b所示。所观测到的寿命最长的A/B-MMFs 存在了8.4/8.2小时。从图3.6a中可看出, 各黑子子集的A-MMFs的平均寿命 \widetilde{T}^{A} 在1.1~3.1小时的范围内, 并与黑子半径 R_{spot} 呈反比, 小黑子的A-MMFs比大黑子的寿命长。前面指出, 小黑子的A-MMFs比大黑子的运动距离更远, 这是因为小黑子的A-MMFs更为长寿, 而不是因为速度快。而各黑子的B型的MMF的平均寿命 \widetilde{T}^{B} 分布范围较小 (1.3~2.0小时), 并与黑子半径没有明显的关系。

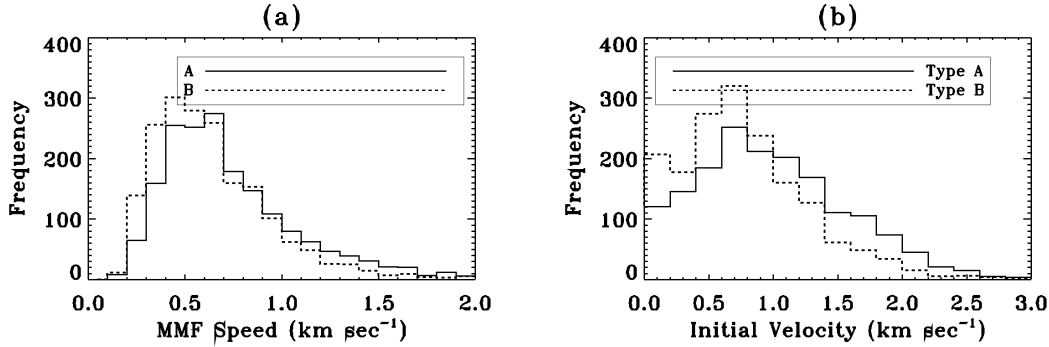


图 3.4 (a) 所有运动磁结构个体的平均速率的分布函数。实线是A型的，虚线是B型的。平均值 $\langle V \rangle$ 约为0.6 km/s。注：根据识别MMF的判据，速率小于0.2 km/s的磁元已被筛除掉，不纳入统计。(b) MMF的初始速率的频数分布，所测量的是所有个体初现之后头15分钟的速率。比较a和b可以看出，初始速率比平均速率略高。

3.2.2.4 单极和双极

在本研究中我们把所有的运动磁结构都当成是单极的。双极MMF的人工识别有一部分经验、主观的因素，我们没能设计一套客观、可靠的判据来挑选双极磁特征，所以在统计中不考虑其双极性。为了方便观察MMF的演化过程、判断是否是双极，我们为每个自动识别出的MMF都制作了时间序列图。例如，在图3.7中，每帧图的视场是以该时刻磁元的中心为中心的，图上的十字叉丝便于观测者定位。使用这种移动的视场的好处是：便于观察某MMF与相邻的相反极性的磁元之间的关系，例如：产生/消失的先后顺序、是否同向同速运动、面积/相互距离/亮度的变化，等等。

3.2.3 运动磁结构的磁场

对运动磁结构的磁场我们使用§2.2介绍的方法进行测量。对每个已被识别并跟踪的MMF，自动采集其几何和磁场信息。该方法对手工测量磁通量过程中的主观因素对测量结果造成的影响进行了补偿，获得较客观的结果。

运动磁结构个体的尺度和通量差异很大，其分布函数与MMF的类型、初始距离 D_{ini} ，和黑子的磁通量 Φ_{spot} 相关。

3.2.3.1 磁通量

大多数（78%）运动磁结构的磁通量 ϕ 都小于 10×10^{18} Mx。散点图3.8a和b分别表示了A和B-MMFs的磁通量 ϕ 和其初始位置到半影外边界的距离 D_{ini} 的关

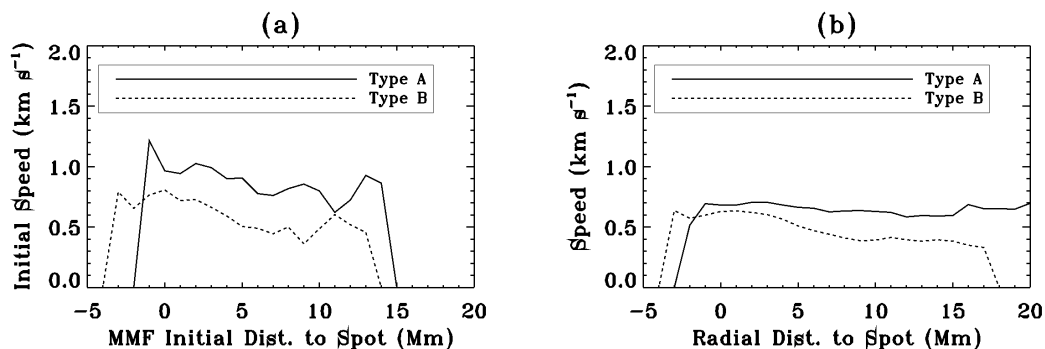


图 3.5 (a) 运动磁结构的初始速率与径向距离的关系。横轴是MMF的初始位置到半影边界的距离，纵轴是在该径向位置上产生的所有MMF的初始速率（初现之后头15分钟的速率）的平均值。A型（实线）的初始速率大于B型的（虚线），二者都随径向距离的增加而减小。(b) MMF的运动速率与径向距离的关系。横轴是到半影边界的距离，纵轴是经过该径向位置的所有MMF速率的平均值。B型（虚线）和A型（实线）的平均速率都随着径向距离的增加而减小。

系。比较a和b可以看出， ϕ 大于 $10 \times 10^{18} \text{ Mx}$ 的A-MMFs的初现位置离黑子较远 ($D_{\text{ini}} \gtrsim 5$ 兆米)，而磁通量大的B-MMFs的初现位置离半影边界较近 ($D_{\text{ini}} \lesssim 5$ 兆米)。

磁场强的黑子释放出磁场强的运动磁结构。图3.9a和b分别是运动磁结构各子集的平均磁通量 ($\widetilde{\phi}^{\text{A}}$ 和 $\widetilde{\phi}^{\text{B}}$) 与黑子磁通量 Φ_{spot} 的函数关系。可以看出，大黑子周边的MMF比小黑子的MMF磁通量更大。这个趋势对A-MMFs更为明显。最大的子集平均值 $\widetilde{\phi}^{\text{A}}$ ($12.5 \times 10^{18} \text{ Mx}$) 比最小值 ($1.6 \times 10^{18} \text{ Mx}$) 要大一个数量级。B型的磁通量的子集平均值 $\widetilde{\phi}^{\text{B}}$ 分布于 $4.8 \sim 11.4 \times 10^{18} \text{ Mx}$ ，与黑子磁通量 Φ_{spot} 有相对较弱的相关关系。对大多数黑子来说，B型的磁通量比A型的大。 $\widetilde{\phi}^{\text{B}} \gtrsim \widetilde{\phi}^{\text{A}}$ 。

对磁通量的频数分布（图3.10实线）进行对数平方拟合（式(3.1)）后得到图3.10中的虚线。至少有实测样本容量一半的小磁元被判据抛弃。

3.2.3.2 磁感应强度

上述 $\widetilde{\phi}$ 随黑子磁通量增长的规律在运动磁结构的磁感应强度与黑子磁通量的关系上也是成立的。散点图3.10a表示了两类MMF的中心像素平均磁感应强度 B_{av}^c 与黑子磁通量 Φ_{spot} 的关系。可以看出， $\widetilde{B}_{\text{av}}^c$ ，尤其是A-MMFs的，随 Φ_{spot} 增长。对大多数黑子来说，B-MMFs的磁场 $\widetilde{B}_{\text{av}}^c$ 比A型的强。

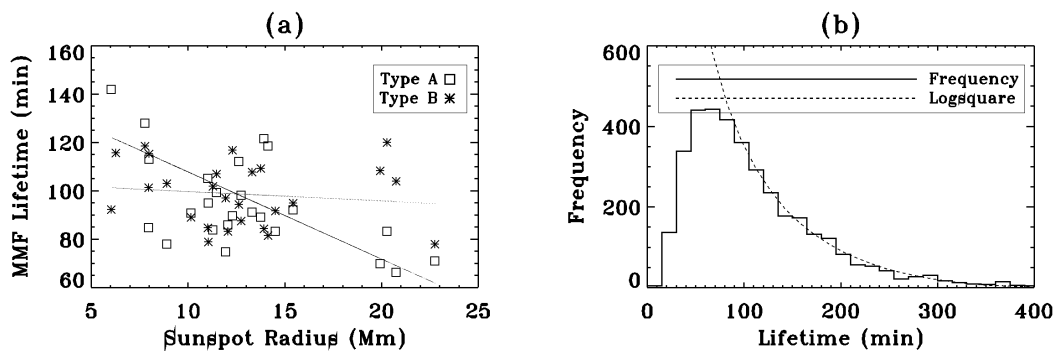


图 3.6 (a) 各个黑子的运动磁结构的寿命(T)与这些黑子的半径的关系。纵轴是各黑子所释放出的MMF子集的寿命的中位数 \tilde{T} (单位: 分钟), 横轴是黑子的半径 (单位: 兆米)。方块图标对应A型MMF, 星号对应B型。两条直线是对A和B各点的最小二乘法线性拟合。由图可见, A-MMFs的 \tilde{T} 随着 R_{spot} 而降低, 而B-MMFs的 \tilde{T} 与 R_{spot} 没有明显的关系。(b) 实线是MMF的寿命的分布函数。A/B-MMFs的平均寿命是 $\sim 1.5/1.7$ 小时, 总的来说, B型的比A型的寿命略长。根据识别MMF的判据, 寿命小于15分钟的磁元已被筛除掉, 不纳入统计。虚线是对其峰值的右侧做的对数平方拟合。按照曲线估算, 有相当于样本容量78%的、寿命大于7.5分钟的磁元被判据拒绝。

3.2.3.3 面积

A型运动磁结构的面积的子集平均值 $\widetilde{A}_{\text{av}}^{\text{A}}$ 在1.1到6.6平方兆米之间, 并随黑子半径增长。B型的分布就狭窄一些(1.4–3.6平方兆米), 并与 R_{spot} 没有相关。 $\langle A_{\text{av}} \rangle$ 的总体加权平均值是 ~ 2.3 平方兆米。图3.11a(实线)是所有MMF的面积 A_{av} 的频数分布, 其趋势表明, 在低端有大量面积小于1平方兆米的小磁元被判据(表2.1)剔除出了样本库, 利用对数平方拟合(虚线)估算, 面积大于0.5 Mm^2 的、被拒绝的磁元数目约为样本容量的70%。

3.2.4 运动磁结构的演化

两类运动磁结构的演化规律有明显的不同, 我们从时点序列和特征值的分布两个角度研究了它们的差异。

3.2.4.1 表征演化的物理量的频数分布

图3.12的第一行是两类运动磁结构的磁通量增长率 R_g 和发展速度 R_h (定义见§2.4.1)的频数分布图。大多数B型MMF是 $R_g < 0$, $R_h < 1$ 的, 意味着它们损失了磁通量。而A型的 R_g 和 R_h 分别在0和1左右分布, 说明它们总体上没有大的变化。图3.12的第二行(右)是两类MMF的磁通量峰值位置 t_{peak} 的频

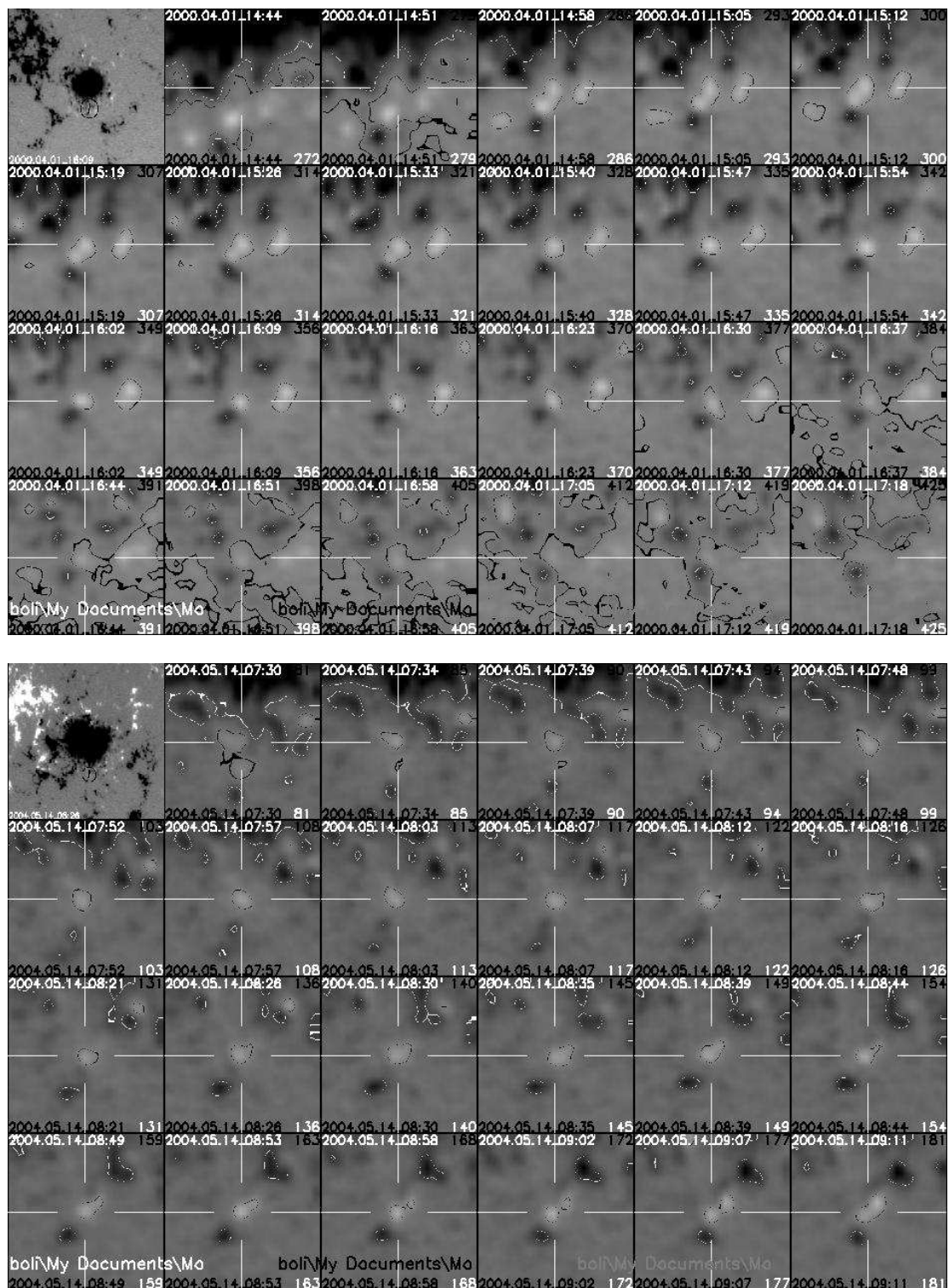


图 3.7 两个A型运动磁结构的时间序列磁图。每帧图的视场是以该时刻磁元的中心（十字叉丝的交点）为中心的，这有利于观察它和相邻的相反极性磁元之间的相互关系。

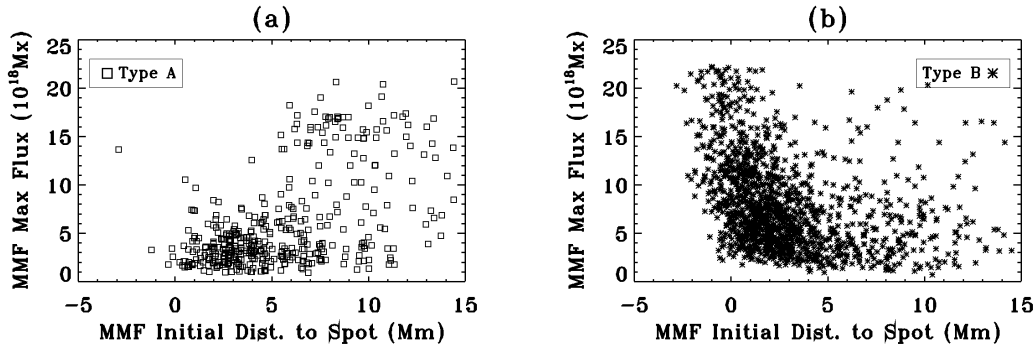


图 3.8 表示运动磁结构的磁通量 ϕ 与其初始位置到半影外边界距离 D_{ini} 的关系的散点图。方块图标对应A型MMF，星号对应B型。绝大多数的MMF产生于半影以外0~5兆米，磁通量 ϕ 小于 10×10^{18} Mx。磁场较强的A-MMFs多产生于距离半影较远的地方，而大多数磁场较强的B-MMFs 则产生于半影外边界的附近。

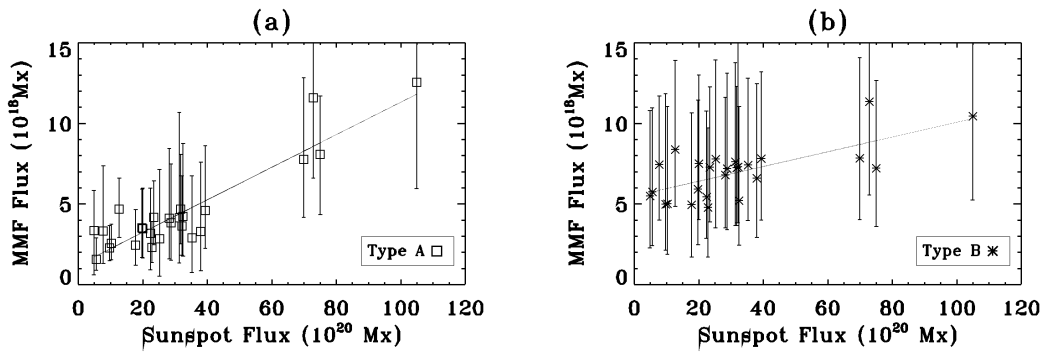


图 3.9 运动磁结构的最大磁通量的子集平均值 ($\widetilde{\phi}^A$ (a) 和 $\widetilde{\phi}^B$ (b)) 与黑子磁通量的关系。 ϕ 是MMF在其寿命中的最大磁通量。误差棒表示方差。磁通量大的黑子释放出磁通量大的MMF，对A-MMF来说尤其如此。MMF的磁感应强度和面积也有类似的规律(图3.10a)。

数分布，40%的B-MMF在初现后5%的寿命（约5钟）内达到磁通量的最大值，而A型则在后半期（65分钟/90分钟）达到最大值。图3.12的第二行（左）是加速度的频数分布，可以看出，B-MMF的运动多是减速过程，A-MMF的速率相对稳定。

3.2.4.2 综合发展函数

我们对所有观测到的A和B型运动磁结构按照§2.4中介绍的方法计算了其面积、到半影的距离、磁通量、磁感应强度等的综合发展函数。两类MMF的演化规律明显的不同，如图3.13所示。B型的MMF在半影外边界初现的时候磁场最

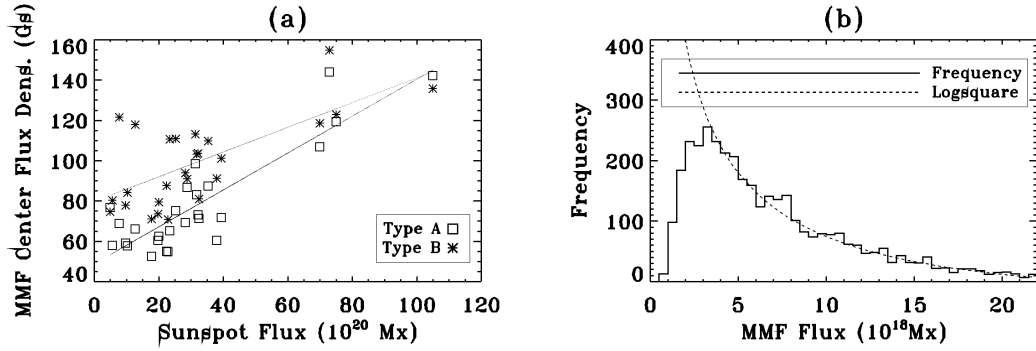


图 3.10 (a) 运动磁结构的磁感应强度与黑子磁通量的关系。各子集的MMF的最大磁通量的子集平均值 $\widetilde{B_{av}^c}$ 基本上随着黑子磁通量 Φ_{spot} 而增长。对大多数黑子来说，B-MMFs的平均磁通量 $\widetilde{B_{av}^c}$ 比A-MMFs的大。(b) (实线:) MMF的磁通量的分布函数。(虚线:) 对该分布函数的拟合。从其对数型的分布曲线可以推测，有观测阈值以下有数目众多的磁场弱的磁元。

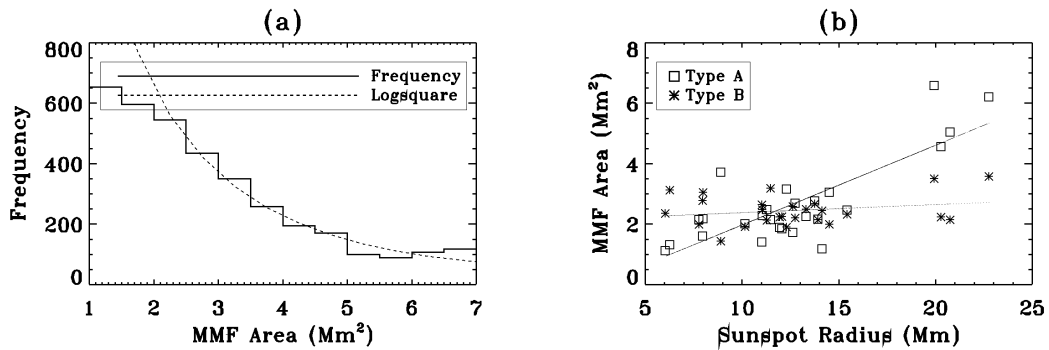


图 3.11 (a) 所有运动磁结构个体在其寿命内的平均面积 A_{av} 的频数分布函数 (实线)。高端和低端的截止点是筛选MMF的判据 (表2.1) No.3造成的。大量尺度小、寿命短、移动距离小、磁场弱的磁元被筛掉了。虚线是对数平方拟合。(b) MMF的面积与黑子磁通量的关系。各子集的A-MMF的半高半宽HWHM面积的子集平均值 $\widetilde{A_{av}^A}$ 与黑子半径 R_{spot} 有一定的相关，特别大的黑子周围的A-MMF尺度也明显大。

强，然后逐渐降低其磁通量和面积，直到最后消失。其运动速率相对稳定，加速度（负值）较小。而一个典型的A-MMF的初现和最终位置到黑子半影的距离相比于B型的远。其磁场相对较弱，运动速率较快，寿命较短。刚初现的时候磁通量较小，在向外运动的过程中增大磁通量和面积，达到最大场强之后开始衰减，虽然其面积变化不大，但是磁感应强度一直降低，直到最后不可见。A型MMF的运动是一个明显的减速过程。这些曲线所描述的演化规律与图3.12一致。

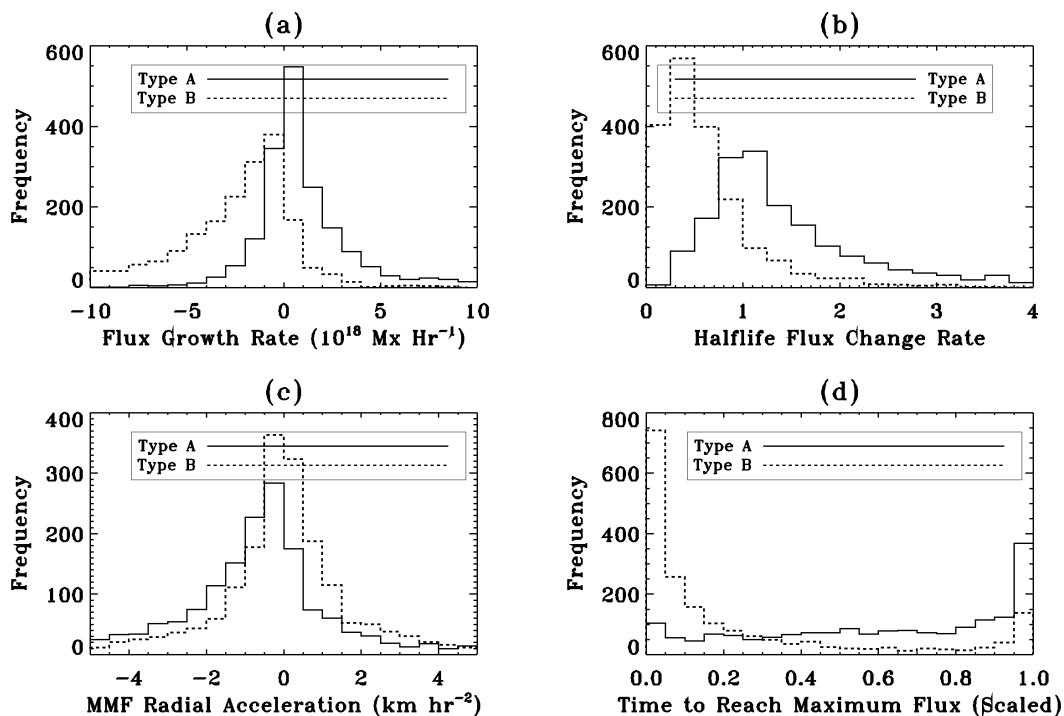


图 3.12 几个表征运动磁结构的演化规律的物理量（定义见§2.4.1）的频数分布图。从中可以看出A（实线）和B（虚线）型的演化规律的差异。a: 磁通量增长率 (R_g , 磁通量随时间变化的速率)。b: 磁通量发展速度 (R_h , ϕ 在寿命的后、前半期的积分之比)。大多数B-MMF都是在损失磁通量 ($R_g < 0$, $R_h < 1$)。c: 加速度, A-MMF的运动多是减速过程。d: 磁通量峰值位置 t_{peak} , 近一半的B-MMF在它刚出现的时候就达到了磁通量的最大值 ($t_{\text{peak}} \simeq 0$), 而很多A型的是在消失前达到最大值 ($t_{\text{peak}} \simeq 1$)。

为了形象而准确的演示两类运动磁结构的产生和演化的过程，我们把A和B的几个主要物理量的综合演化函数作成了动画，图3.14是其中的几帧。从中可以看出前述的演化规律。

3.2.5 磁流管的空间走向

我们使用Wiegmann *et al.* (2005b)所提供的外推算法计算了黑子边缘低层大气中的磁力线走向，画出了被识别的运动磁结构所在的磁流管的三维结构，如图1.4。为时间序列中的每一张图都做了这样的计算，并制作了视频。虽然该外推程序主要是用来计算大的日冕环，在微观上并不一定可靠，但是可以大概了解MMF所在区域的磁场情况。该序列图表明：

- 磁流管的内足点在MMF上，外足点在网络磁场中。

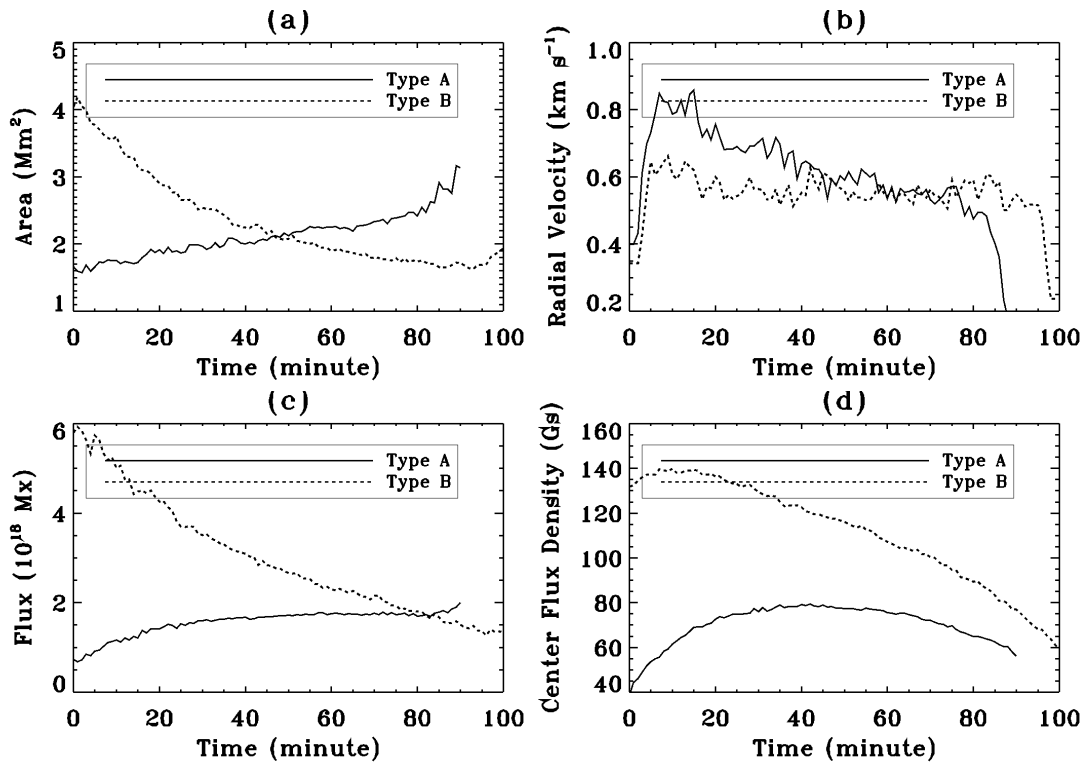


图 3.13 A (实线) 和 B (虚线) 型运动磁结构的“综合发展函数” (§2.4)。这四帧图分别显示了: (a) 两类MMF的面积、(b) 径向速度、(c) 磁通量、(d) 磁元中心磁感应强度。A型的寿命的加权平均值 (2.4.2.2) 是90分钟, B型的是100分钟。

- 一部分内足点位置的倾角 (磁流管与纵场方向的夹角) 大约是60度, 它们有可能对应与黑子同极性的MMF。
- 而另有一部分内足点的倾角接近90度, 磁流管几乎是水平进入光球, 在靠近半影的范围内它们的高度很低。有可能对应A或双极MMF。
- 在时间序列视频上, 各磁流管的内足点逐渐地向外移动, 而外足点基本不动。

3.2.6 黑子磁通量外流

我们对由运动磁结构造成的黑子磁通量外流、黑子磁通量变化、黑子演化阶段三者之间的相互关系进行了初探。

黑子周围产生的MMF的总磁通量与黑子磁通量 (半径) 成正比。图3.15左) 是由每小时新增的A和B-MMF所携带的总磁通量, $\Sigma\phi^{max}/(D-T)$ 。图3.15右) 的纵轴是每小时新增的两类MMF的最大磁通量绝对值 $\Sigma|\phi^{max}|/(D-T)$ 之和, 横轴是黑子通量, 二者有线性的关系。如果简单的认为所有的MMF磁通量都是从

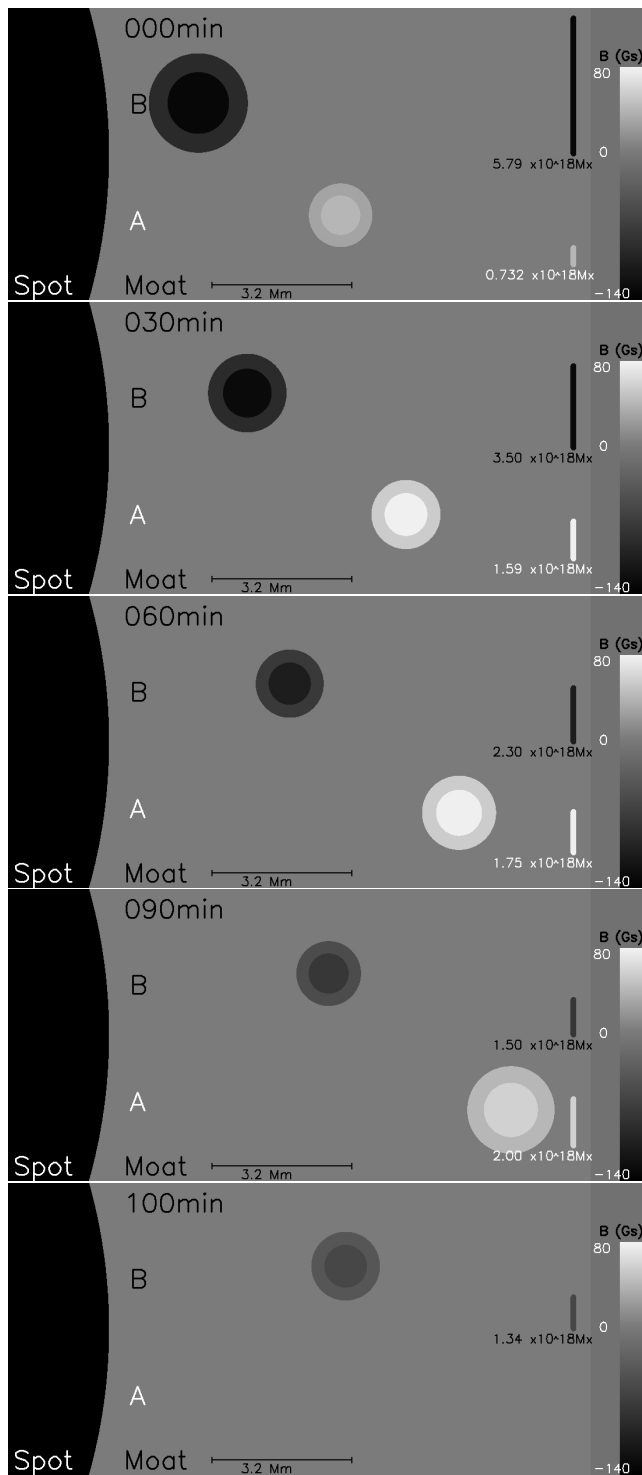


图 3.14 用“综合发展函数” (§2.4) 计算出的两个典型的A和B型运动磁结构。它们的初始/最终位置和寿命是该类MMF的加权平均值，它们的半径、磁场（用亮度表示）和到半影的距离是相应的综合发展函数。A型的平均寿命是90分钟（第1–4张图），B型的是100分钟（第1–5张图）。右侧和底部有磁场和尺度的比例尺，右侧黑、白两个细柱表示的是磁通量。

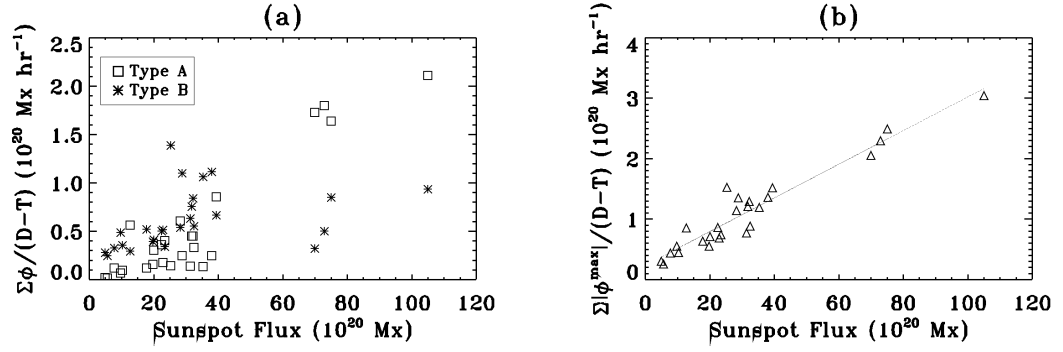


图 3.15 a) 纵轴：黑子周围每小时新产生的两类运动磁结构携带的磁通量；横轴：黑子磁通量。 b) 纵轴：黑子周围每小时新产生的所有运动磁结构携带的总磁通量；横轴：黑子磁通量。二者呈线性相关。求和之前已对MMF磁通量取绝对值。

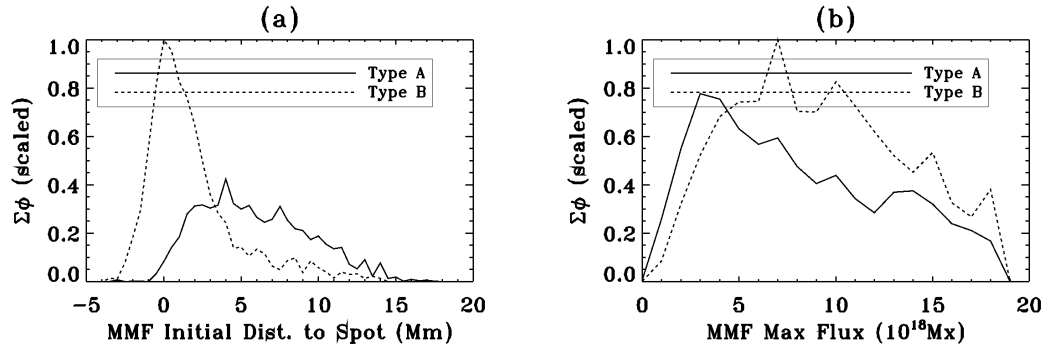


图 3.16 a) 黑子周围的两类运动磁结构携带的总磁通量与产生区域的关系。横轴：运动磁结构的初始位置到半影边界的距离 D_{ini} 。纵轴：在径向的单位区间产生的所有运动磁结构携带的总磁通量，已做了归一化处理。90%的B型MMF磁通量是在 D_{ini} 为-2~6 Mm的半影边界附近产生的，而90%的A型MMF磁通量是在1~12 Mm的壕沟区域产生的。 b) MMF对壕沟区域总磁通量的贡献与个体磁通量的关系。横轴：运动磁结构个体的磁通量。纵轴：在个体磁通量的单位区间产生的所有运动磁结构携带的总磁通量，已做了归一化处理。小于 10^{19} Mx的磁元的总磁通量占了磁元总磁通量的65%(A型)和54%(B型)。

黑子上减去的话，按照图中线性拟合的斜率(0.0279)，黑子仅需要35.9个小时就完全消失了，与观测事实明显不符。

我们也用设置边界的方法估算了运动磁结构带走黑子磁通量的传输率。在壕沟区域内，划出了一个与半影外边界同心同形的椭圆形边界，并计算跨越该边界的磁通量。该椭圆的尺寸使得它与尽可能多的MMF的轨迹相交。如此测得MMF所造成的磁场外流速率 $|\sum^{\text{cross}} \phi|$ 。并计算了每个黑子个体的磁通量随时间的变化率 $-d(\Phi_{\text{spot}}(t))/d(t)$ 。尽管我们所测得的磁通量外

流速率的范围 ($0.2\sim 8.3\times 10^{19} \text{ Mx hr}^{-1}$) 与前人的观测(Harvey & Harvey, 1973; Hagenaar & Shine, 2005)近似, 但是这些数值与黑子的磁通量随时间的变化率 $-d(\Phi_{\text{spot}}(t))/d(t)$ 没有关联。对相当一部分黑子来说, 观测记录中所记载的演化阶段似乎与二者都没有直接的关系。

图3.16(a)表示了MMF携带的总磁通量与径向距离的关系。B型MMF的总磁通量是A型的1.5倍, 前者主要是在半径边界处产生的, 后者是在壕沟中产生的。

图3.16(b)表示了MMF所携带的总磁通量与个体磁通量的关系。A型(实线)和B型(虚线)MMF对壕沟区域的磁元总磁通量的贡献都随着个体磁通量的增加而降低。按照图中的曲线在低端的走势推测, 低于观测阈值的微小磁元数目众多, 它们在壕沟区的总磁通量中占有相当大的比重。

使用SOT数据对10930活动区周围运动磁结构的研究

*Hinode*卫星对NOAA 10930活动区的演化和爆发进行了高时空分辨率、长时间、多波段、稳定的观测。我们使用*Hinode*所提供的数据研究AR 10930周围的运动磁结构，主要侧重以下几点：

- 比较从半影纤维处产生的和从壕沟中产生的MMF的统计和演化规律的差异。
- 比较从已有磁结构上分裂出去的和新浮现的MMF的演化规律。
- 比较MMF的运动速度和壕沟区域整体速度。
- 使用SOT提供的Fe I、Stokes V/I、G-band和Ca II H资料观察各类MMF的运动和演化。
- 观察MMF在低层大气上所引发的增亮和微耀斑和暗结构，探讨其对日冕物质加热所可能做的贡献。
- 使用SOT/SP获得的横向磁场初探MMF的三维结构。

4.1 观测资料

4.1.1 设备

Hinode “日出”卫星是日、欧、美联合研制的一颗太阳探测卫星(Suematsu *et al.*, 2008), 原名Solar-B, 于2006年9月22日在日本九州的内之浦航天中心发射升空。*Hinode*卫星运行在近圆形的太阳同步轨道上, 近地点和远地点分别为280和686公里, 每年有8个月可进行不间断观测。*Hinode*的主要目的是观测太阳磁场的精细结构, 研究太阳耀斑等剧烈的爆发活动。*Hinode*卫星的研制是由日本ISAS/JAXA主持的, 日本国立天文台、美国宇航局、英国STFC协作完成的。上述机构和欧空局、挪威NSC共同完成对它的操作。

*Hinode*主要有三个科学载荷：太阳光学望远镜(SOT)、极紫外成像光谱仪(EIS)、软X射线望远镜(XRT)。

- 太阳光学望远镜 (Solar Optical Telescope [SOT])，是口径为0.5 米的Gregorian望远镜，配备了窄带滤光成像仪(NFI)、和宽带滤光成像仪(BFI)、空间分辨率可达0.16 角秒的光谱偏振仪(SP)。可以精细观测太阳黑子磁场。
- X 射线望远镜 (X-Ray Telescope [XRT]) 口径为34 厘米的掠射式望远镜，分辨率达1 角秒。可以观测到数百万度高温的气体。
- 极紫外成像摄谱仪 (Extreme-ultraviolet Imaging Spectrometer [EIS]) 可以观测太阳大气中离子谱线的装置，通过观测谱线的多普勒位移追踪太阳物质的运动轨迹，为解决耀斑与日冕加热的问题提供线索。

本研究中使用的资料分别来自太阳光学望远镜(SOT)观测的视向、矢量磁图和单色像图。以下是SOT上的三台仪器的具体信息。

光谱偏振仪 Spectropolarimeter (SP) 以 10^{-3} 或更高的偏振精度拍摄宁静区和活动区的光球矢量磁场。它的工作波长是两条Fe I线：6301.5和6302.5 Å。这两条谱线对磁场较为敏感，常被用于观测光球磁场。SP扫描所用的狭缝视场为 $0.16'' \times 164''$ ，光谱范围是6300.8—6303.2Å。SP可在两种不同的工作模式（常规观测[Normal map]，和快速观测[Fast map]）下工作，获得两种不同空间分辨率（ $0.16''$ 和 $0.32''$ ）的图像。

宽带滤光成像仪 Broad-band Filter Imager (BFI)可获得六个波段的图像：3883.5 Å CN band, 3968.5 Å Ca II H, 4305 Å G-band, 和3个连续波段。可用于观测太阳宁静区和活动区的光球和色球层结构。

窄带滤光成像仪 Narrow-band Filter Imager (NFI)。是一台能够同时获取磁敏谱线的四个Stokes轮廓的光谱型望远镜。该Stokes V/I成像仪可在光球和低色球层的六个重要的波长范围进行观测。它所观测的大视场视向磁图被称为Stokes V/I磁图，其偏振精度为 4×10^{-3} 。NFI的视场中有部分区域比较模糊，这是滤光器液体中的气泡造成的。

4.1.2 活动区

活动区10930是一个尺度大、活动频繁的活动区。东西向尺度约为90″，南北向尺度约为100″，位于南半球赤道附近。由一个磁场为负的大黑子和两个磁场为正的小黑子组成，大黑子的半径（图4.2中圆圈半径）为29.1角秒，合21.1兆米。AR 10930于2006年12月05日在日面东边初现时是一个 β 型活动区，一出现，便频繁爆发了一系列的活动。在12月06日，产生了2个X级、4个M级、21个C级的爆发；在12月07日，产生了1个X级、4个M级、17个C级的爆发；磁场位型也由 β 变成了 β - γ - σ 。在12月08日，活动减弱，产生了1个M级、4个C级爆发。在09日和10日，相对平静，没有产生大的活动，变成了 β - γ 型（09日）和 β 型（10日），我们研究的时间序列就是在这两天进行的。从11日开始，AR 10930又变成了 β - γ - σ 型，开始频繁的爆发，一直到18号离开日面西边缘。表4.1记载了该活动区在日面期间的位置和活动次数。序列图4.1显示了它在磁场和亮度场中的演化过程。

4.1.3 数据

我们使用的数据是由太阳光学望远镜SOT所拍摄的，2006年12月09日20:00至10日13:59，共计18小时。有Fe I、G-band和Ca II H单色像图，以及Stokes V/I视

表 4.1 NOAA 10930的爆发记录[†]。

日期	方位	类型	C	M	X
05	—	β	—	—	—
06	S06E58	β	21	4	2
07	S05E46	β - γ - σ	17	4	1
08	S06E31	β - γ - σ	4	1	0
09	S05E18	β - γ	0	0	0
10	S04E05	β	0	0	0
11	S05W08	β - γ - σ	3	0	0
12	S05W21	β - γ - σ	3	0	0
13	S06W35	β - γ - σ	2	0	1
14	S05W47	β - γ - σ	4	0	2
15	S05W61	β - γ - σ	2	0	1
16	S06W73	β - γ - σ	0	0	0
17	S06W86	β - γ - σ	1	0	0
18	S06W91	β - γ - σ	1	0	0

[†]摘自登载于<http://solarmonitor.org>的NOAA/USAF活动区观测摘要。在本研究的观测期间（09-10日，表中黑体），该活动区基本平静。

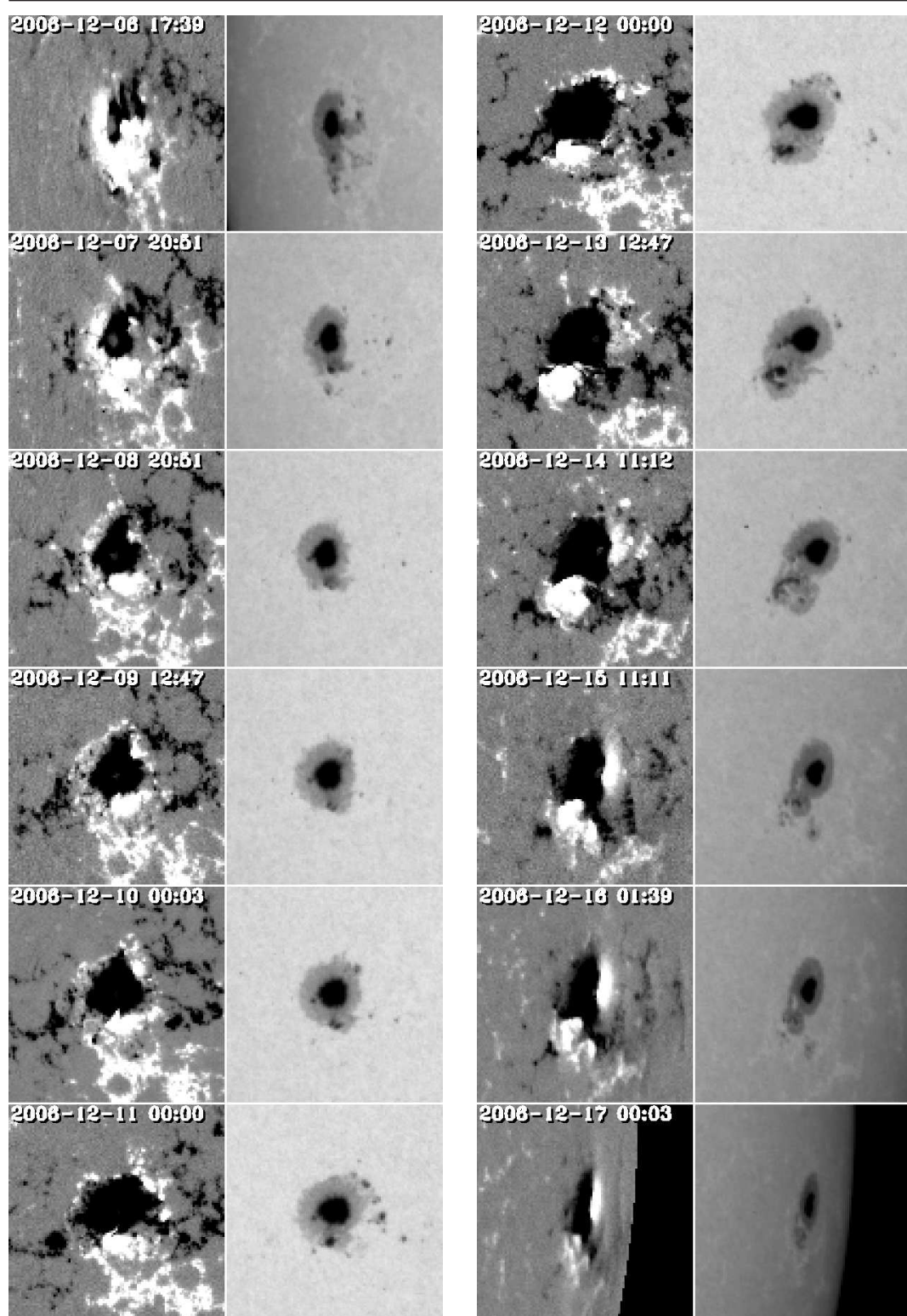


图 4.1 NOAA AR 10930的演化过程。2006年12月05日进入日面，18日退出。每列中左栏为视向磁图，右栏为白光像，视场为 $200'' \times 200''$ 。由SOHO/MDI在全日面模式下拍摄。

向磁图。其中， G -band和Ca II H单色像图（以下统称为FG数据）由宽带滤光成像仪BFI拍摄，工作波长分别是4305Å和3968.5Å。空间分辨率为0.106角秒/像素，时间分辨率是30帧/小时，视场大小是218'' × 109''。Fe I单色像和Stokes V/I视向磁图（以下统称FGIV数据）由窄带滤光成像仪NFI拍摄，工作波长是6302.5Å和6302.5 - 0.12Å。空间分辨率为0.16''/像素，时间分辨率是30帧/小时，全CCD的视场是328'' × 164''。FGIV数据较为连续，FG数据有3段空白，每段空白时间长度1小时。

图4.2显示了AR 10930在12月10日00:48的FG和FGIV数据。可以看到在大黑子和两个小黑子之间有被拉扯的纤维，在附近有若干个没有半影的气孔。图上用实线圈出的左右两个矩形区域是我们所研究的视场。这两个区域相对宁静，没有包含正负黑子交界处剧烈的活动。同时，NFI中的汽泡对图像也没有太严重的影响。在本文中，我们使用东边的视场来演示我们的研究方法和结果。

我们也使用了光谱偏振仪SP所拍摄的矢量磁图。其中有两幅磁图是在快速观测的模式下，分别于09号22:00–23:03和10号01:00–02:05获取的，其狭缝扫描的步长分别为0.295''和0.297''，Y方向的分辨率分别为0.317''和0.320''。另外两幅用正常观测模式拍摄的磁图分别是在10日的10:55和12:26开始扫描的，其狭缝扫描的步长为0.149''，分辨率为0.160''。图4.9（右）是上述“正常观测”模式拍摄的一张磁图，所选取的视场是图4.2右边的方框。SOT/SP level2的数据由HAO的“MERLIN”反演程序生成¹。和其他的光球矢量磁图一样，SP的数据也需要进行180度不确定性的矫正 (Metcalf, 1994; Metcalf *et al.*, 2006; Leka *et al.*, 2009) 和投影效应的矫正(Hagyard, 1987; Gary & Hagyard, 1990)。

4.1.4 数据预处理

为了研究运动磁结构，我们制作了Stokes V/I磁图、Fe I、 G -band和Ca II H单色像图的时间序列视频。去除掉原始数据中的坏图，共有533张GFIV和470张FG图片。使用SolarSoft软件库(Freeland & Handy, 1998)中的`fg_prep.pro`对BFI和NFI照相机造成的偏差和坏点进行修补。每个序列的原始数据都在视场范围使用调整日面坐标和二维傅立叶交叉相关的方法进行对齐。FGIV和FG数据的相互对齐采用如下方法：首先将FGIV数据用内插的方法变换到与FG相同的空间分辨率，再对二者进行交叉相关对齐到同一位置，然后根据观测时间把所有图片排列分组。 G -band和Ca II H数据主要用于和磁图上观测到的MMF进行比对，观

¹MERLIN程序的开发单位是The Community Spectro-polarimetric Analysis Center (CSAC) initiative at the National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, USA。反演生成的数据下载地址是http://sot.lmsal.com/data/sot/level2hao_new/

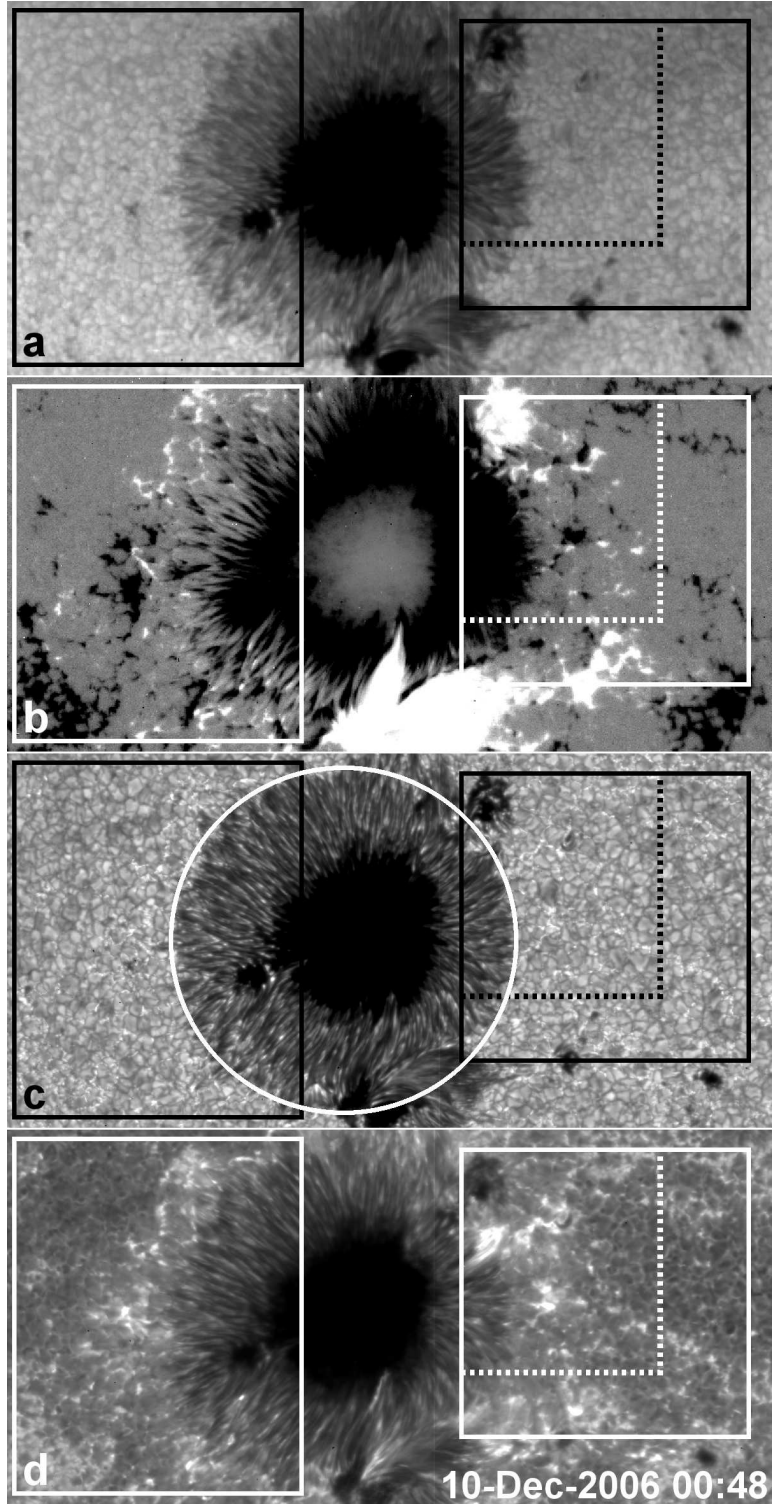


图 4.2 FG和FGIV时间序列中的四帧图: *a*) Fe I单色像图, *b*) Stokes V/I磁图, *c*) G-band单色像图, *d*) Ca II H单色像图。左右两个实线的矩形区域是本文研究的视场。本文中部分图片(图2.17和2.8)的视场是该图右边虚线围成的矩形。*c*图中的圆形是对该图中半影外边界所做的最小二乘法拟合出的圆周。

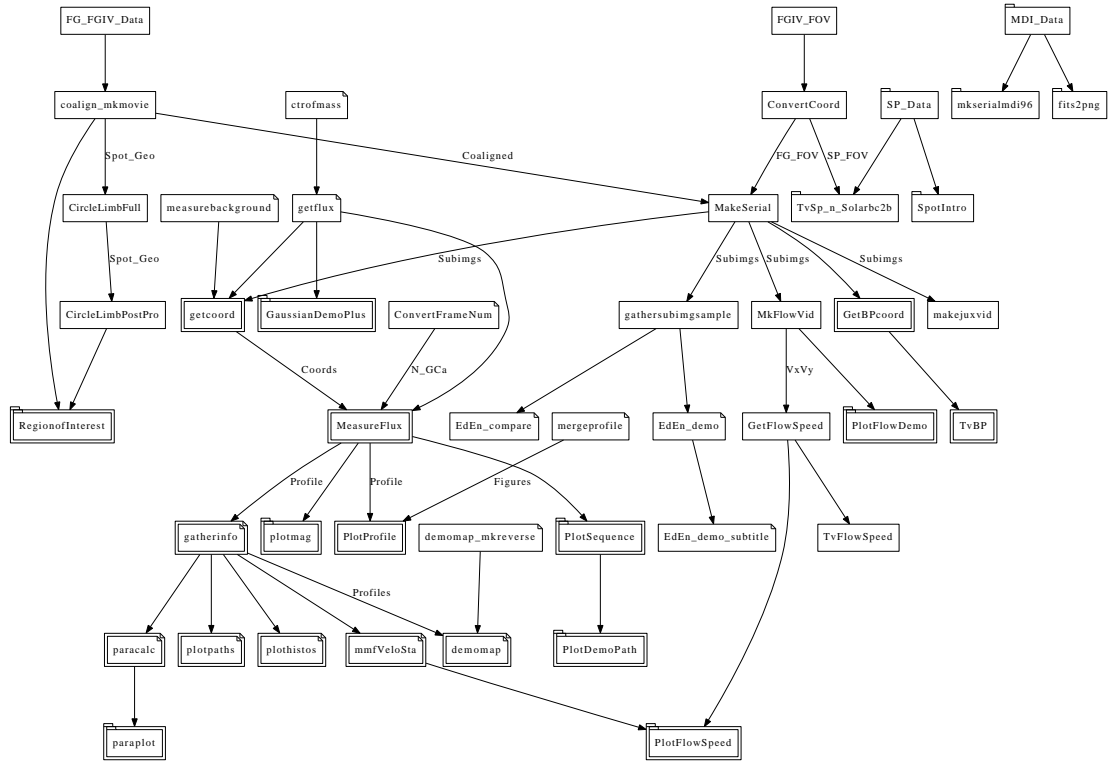


图 4.3 为了研究Hinode/SOT的观测资料，应用§2中介绍的数据处理算法，我们开发了一系列处理程序。此图显示了各子程序之间的树形逻辑结构。

察其上的增亮。

4.2 数据分析和结果

NOAA 10930活动区的主体是一个负极性黑子。有成熟的半影。图1.10是其半影及壕沟区域在柱面上的投影，半影纤维呈明暗交替排列，有成簇的倾向。图1.9（中）和（下）分别是在半影中的切向上测得的磁场倾角 ζ 和磁感应强度 B ，明暗纤维交替排列造成 ζ 和 B 呈梳齿状变化。

有两个正极性的黑子分别在西北和正南方向紧邻着大黑子，在附近还有若干个正、负气孔。附着的两个正黑子，尤其是位于主黑子南部的，与西南方向的若干气孔通过很多纤维相联系。我们在经过简单移动平均法处理的G-band单色像时间序列的每一帧上用等值线画出了半影的外边界，并对其用最小二乘法拟合出圆周，因为主黑子基本是圆形的，这样的拟合是贴切的（图4.2.c）。在后面的计算中就使用该圆周作为黑子的外边界。以圆心为极点建立了极坐标系，

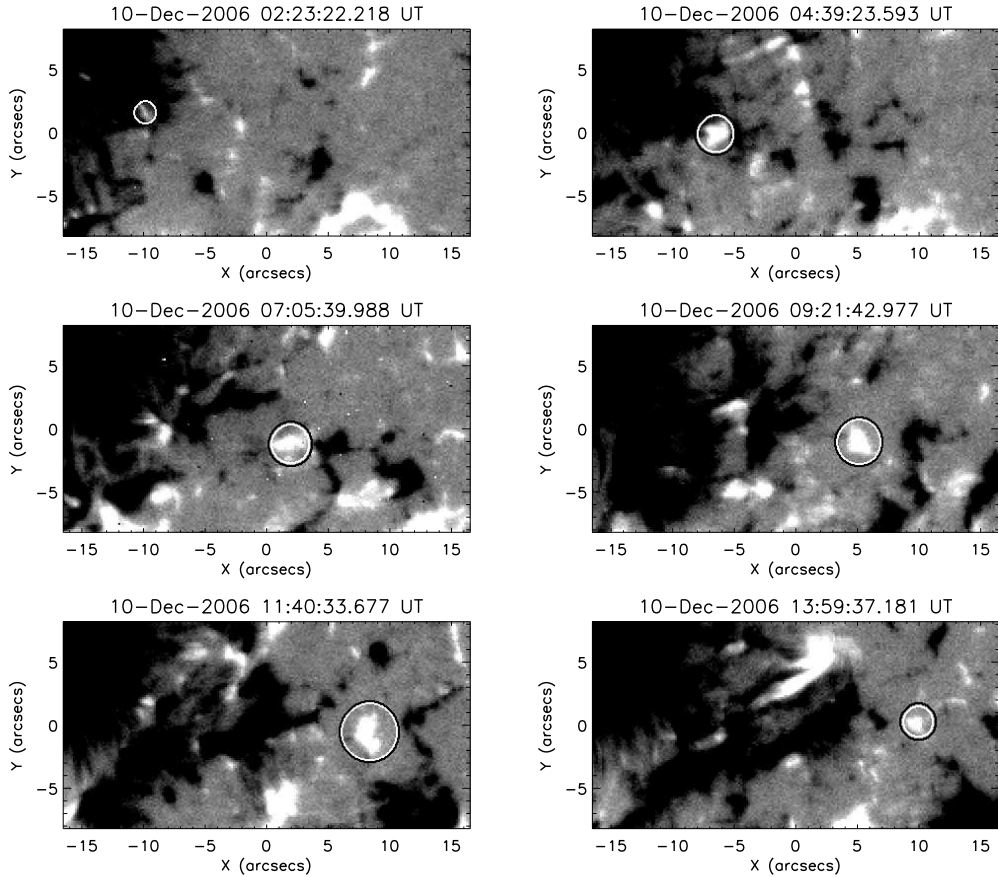


图 4.4 显示一个典型的 α -MMF的初现和运动过程的序列磁图，该MMF的位置用一个圆圈圈出。这个正极性的MMF在负极性的半影中浮现，然后离开半影向外运动，磁通量先增强再减弱，最后消失。它的磁通量和中心磁感应强度随时间的变化曲线在图4.10的左上栏。

用来描述运动磁结构的相对位置。

在用磁图时间序列制作的视频上可以观察到，壕沟内边界一直有磁元从半影边界向外运动，在壕沟里面磁元不断的产生、运动、分裂、合并、对消和消失。这些现象在大黑子与两个小黑子交界处附近尤其活跃。观测到的运动磁结构有单极和双极的。绝大多数的双极MMF是从半影纤维处生成的。在Fe I强度图上观察，大多数MMF是不可见或者是反差非常小的，少数MMF呈暗色的斑点。在我们所关注的两个区域内，共观测了约200个MMF。

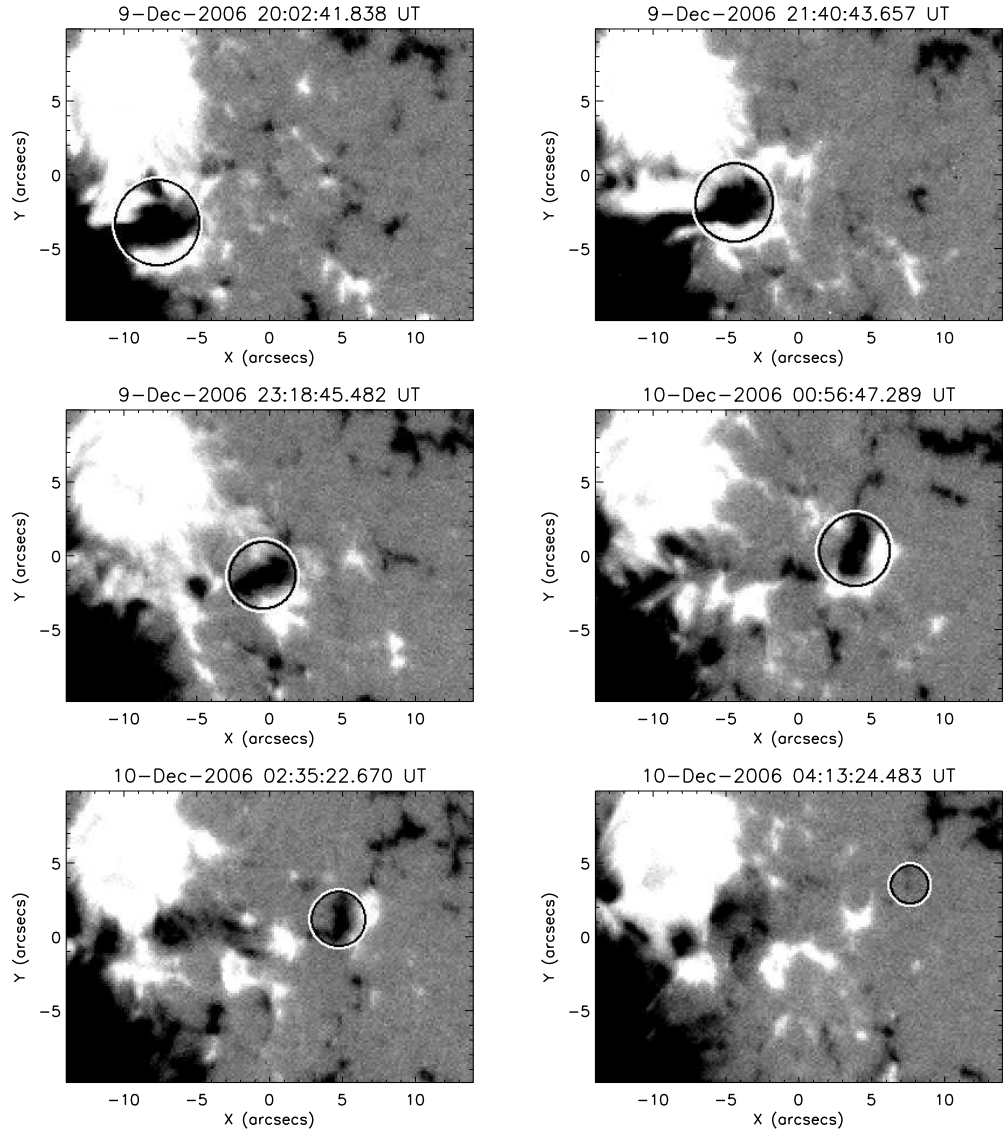


图 4.5 一个典型的 β -MMF的序列磁图。它从半影纤维中脱离、与一个相反极性的MMF一齐向外运动。最后两者磁场对消，共同消失。图4.10的右上栏是其磁场随时间变化的曲线。

4.2.1 运动磁结构的分类

我们根据运动磁结构的极性、初现位置、初始磁通量的来源，将所观测到的MMF划分成两类、四种。

纤维运动磁结构 是从黑子半影边界首先出现的，它们从黑子半影纤维上独立出来，成为独立的磁元，在壕沟里向外运动。根据MMF的极性，有两种纤维MMF。

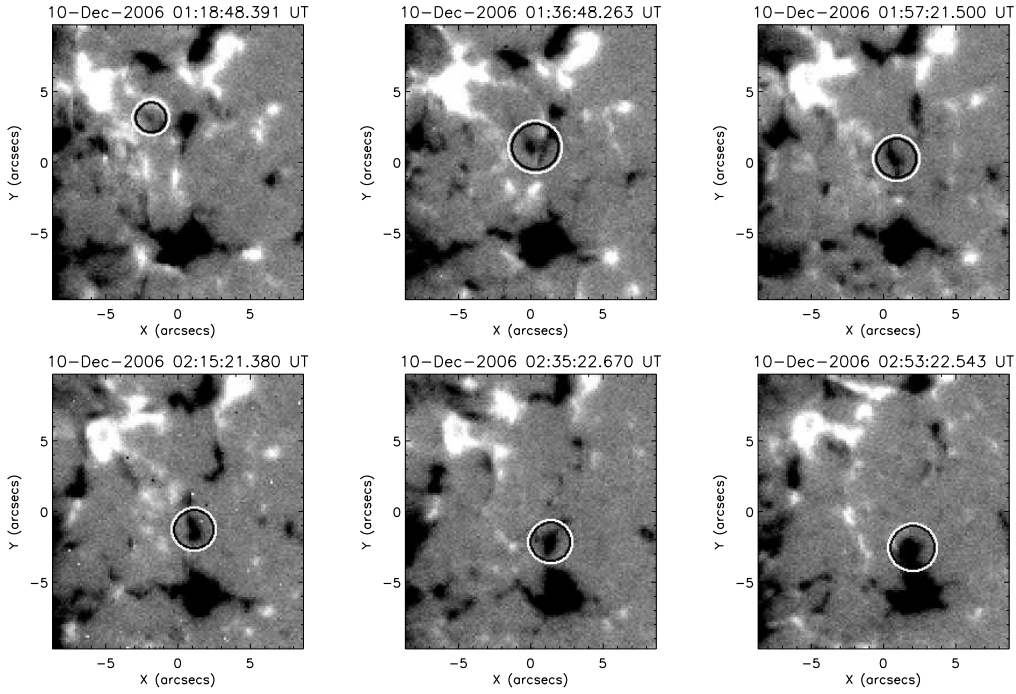


图 4.6 一个典型的 γ -MMF的浮现、向南运动、最后与一个尺度稍大的相同极性磁元合并的过程。其磁场的演化曲线在图4.10的左中栏。

- α -MMF: 极性与母黑子的极性相反。
- β -MMF: 极性与母黑子的极性相同。

壕沟运动磁结构 初现在半影外边界之外，是在米粒当中产生的，与半影纤维没有明显的关系。根据它们初现时和其他磁元的关系，壕沟MMF也有两种：

- γ -MMF: 在壕沟里浮现的时候没有和其他的磁元有明显的关系。
- θ -MMF: 是其他磁元分裂出来的碎片。

从磁元磁通量的来源的角度来说， α 和 γ 分别是在半影边和壕沟中新浮现的磁元， β 和 θ 分别是从小磁元和其他磁元上分裂下来的磁元，如表格4.2所示。

运动磁结构的消失有多种情况，它们有可能分裂成为几个小磁元，或者与其他磁元合并，或者与相反极性的磁区域对消，或者磁场变弱直到低于观测阈值。在以上分类中，我们不考虑MMF是如何消失的。

表 4.2 从初现位置和初始磁通量的来源对运动磁结构的分类

	新浮现	从已有磁结构上分裂出来
从半影纤维丛中或末端产生	α	β
从壕沟中产生	γ	θ

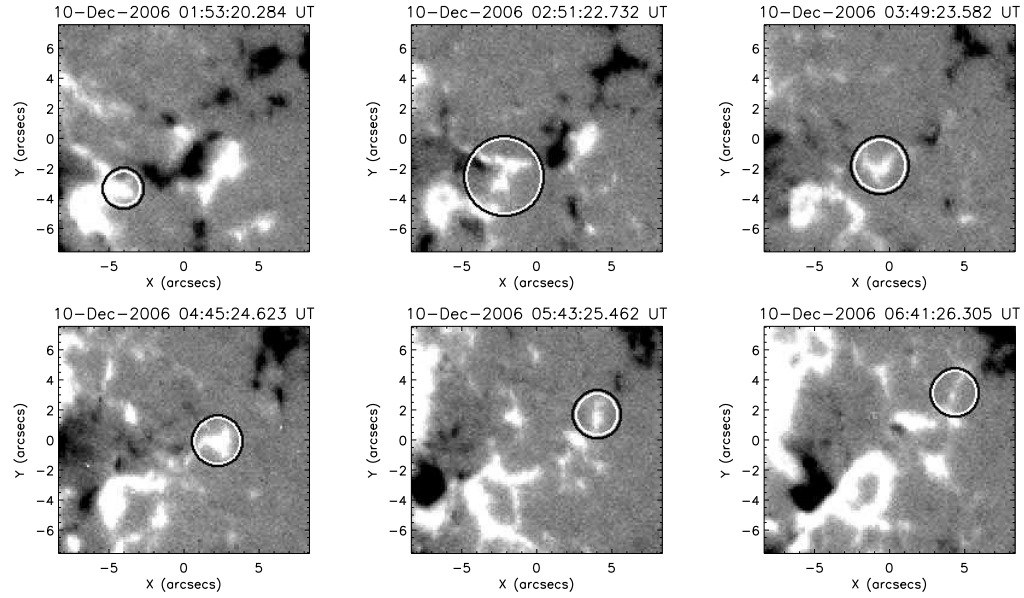


图 4.7 一个典型的 θ -MMF的序列磁图。它从一个相同极性的磁元上脱落下来，然后缓慢运动、逐渐损失磁通量直至消失。其磁场的演化曲线在图4.10的右中栏。

4.2.2 用综合发展函数描述运动磁结构的演化规律

在两个选定的视场中，我们跟踪并研究了所有运动磁结构个体的磁感应强度、磁通量、面积的演化规律。对每一个MMF，在其出现的每一张磁图上，我们使用§2.2节中介绍的方法测量了它的各个物理量。为了描述每一种MMF演化的普遍规律，我们使用§2.4节中介绍的方法为每一类MMF 构建了一个“综合发展函数”。图4.10（第三行）画出了四种MMF的磁通量的综合发展函数。

4.2.3 纤维运动磁结构

序列磁图4.4, 4.5是两个典型的从半影纤维产生的纤维运动磁结构，图4.4是一个正极性的 α 型MMF，它的磁场与半影的相反；图4.5是一个 β 型的，磁场与半影的相同，是从半影上脱落下来的一小块。它们的运动轨迹在图4.9（左）中用白线画出。从序列图和其轨迹可以看出，这两个MMF都是首先在半影纤维的末端或中间显现的。在经过边缘增强处理的磁图上，这类MMF通常在半影内部有个“先导结构”(precursor)。一旦脱离了半影纤维，纤维MMF就沿着黑子半径方向在壕沟里向外运动。

图4.10（第一行）是这两个纤维MMF的磁通量随时间变化的曲线。 α -MMF的磁通量（左）在刚出现的时候较弱，在脱离了半影纤维、向外运动的过程中逐

渐增强，当它与相反极性的磁元接触后，磁通量逐渐减弱。而图4.5中的 β -MMF的磁通量、磁感应强度、面积在它刚刚脱离半影纤维的时候都处于最大值，之后的整个寿命当中一直逐渐减弱，直到最后不可见。

这两个运动磁结构的演化过程在纤维MMF中是具有典型性的。使用§2.4节中描述的方法，我们从所有观测到的 α 和 β -MMF的磁通量的演化函数中计算出了两个综合发展函数。如图4.10（右下）所示， β 型的磁通量综合发展函数从一开始就呈下降趋势，表明它是在分解、变弱。而 α 型的磁通量综合发展函数在其寿命的前半段是增加的，在后半段是减弱的。

表4.3列出了我们所测量的一些物理量的平均值。可以看出， α -MMF总体上比其他类的MMF有更长的寿命，移动的距离也比较远。 β -MMF的平均磁通量在四种MMF中是最大的。

4.2.4 壕沟运动磁结构

与纤维MMF相比，壕沟MMF的磁场比较弱，如表4.3所示。很多的壕沟MMF并不沿着径向方向向外运动，一部分沿着切向运动，甚至有几个个体沿着径向向黑子运动。 γ -MMF的寿命明显比其他MMF的短。 θ -MMF的寿命较长，但是运动速率是其他MMF的一半。

序列磁图4.6显示，一个 γ -MMF在壕沟当中浮现时与其他磁元没有明显的关联。它的磁通量较弱，如图4.10（左下）所示。沿着切向向南运动，在1.5个小时里，运动了7个角秒，速率约为1千米每秒。最后与另一个同极性的磁元合并。

图4.10（右中）中的 θ -MMF的演化过程与上述的那个 γ -MMF基本相反。如序列磁图4.7所示，它从另一个MMF上分裂出来，然后在壕沟中低速运动的过程中不断损失磁通量。

上述这两个 γ -和 θ -MMF是具有典型性的，如图4.10（第三行）所示， θ -MMF的整个存在是个衰减的过程， γ -MMF的磁通量函数峰度低、较为平滑。

4.2.5 横向磁场和速度场

在我们的观测时间当中，*Hinode*/SOT/SP光谱偏振仪共扫描了四帧矢量磁图。图4.9（右）的箭头表示了横向磁场矢量，背景磁图是纵向场。在正负极性的磁元相遇的小区域（用方框标出），横场矢量偏离其周围的普遍方向而指向正负磁元的接触面。

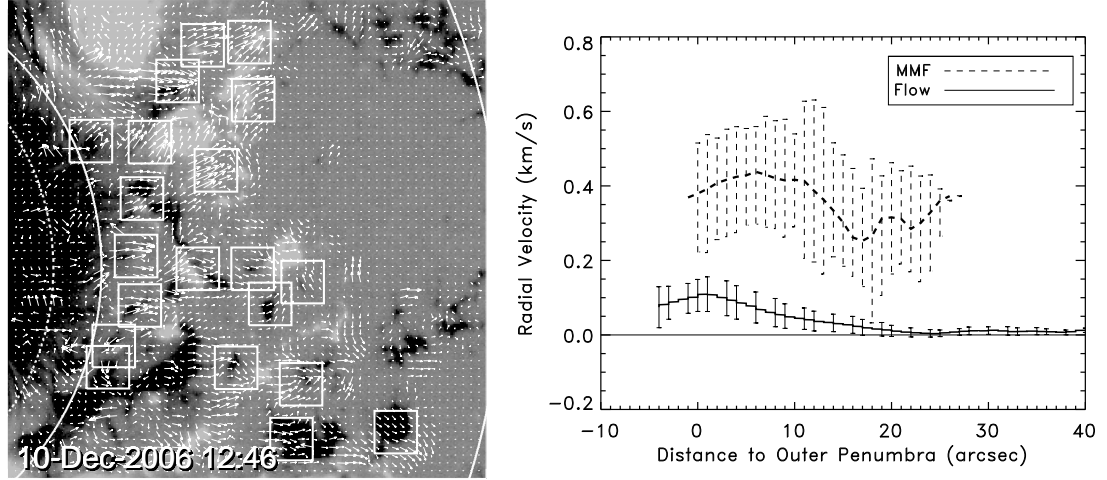


图 4.8 左：一张用局部相关追踪（LCT）方法在Stokes V/I磁图上获得的水平速度场，箭头表示局部的水平速度矢量，背景是一张视向磁图。小方框表示该磁图上的运动磁结构的位置，可以看到在这些方框区域水平场的速率大于背景流场。右：MMF和壕沟的水平径向速率沿径向的变化曲线。虚线是在两个视场上所识别出的MMF的平均水平径向速度。实线是用LCT方法计算出的水平速度场的径向分量的平均值，计算时未考虑速度较高的MMF区域。水平轴是到黑子半影外边界的距离。误差棒表示的是方差。

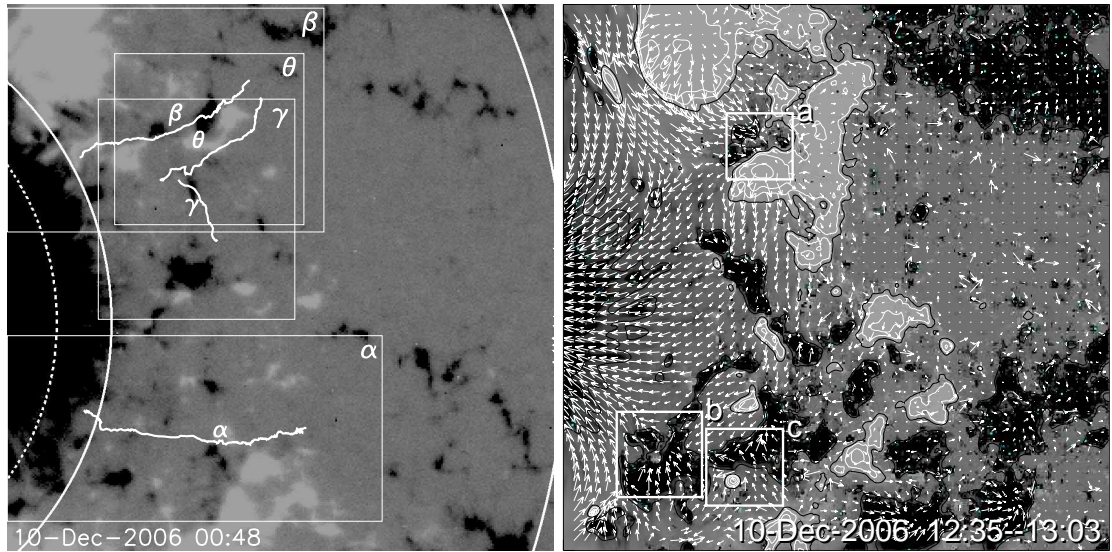


图 4.9 左：四个典型的运动磁结构的运动路径。它们的种类用字母标注。它们的序列磁图在图4.4, 4.5, 4.6和4.7里画出。这里的矩形框表示的是序列磁图的视场。右：Hinode SP所拍摄到的一张矢量磁图，箭头表示水平场的矢量，背景是纵向场。图上标的时间是SP的狭缝扫描这个视场的时间区间。这两张图的视场在4.2图的右侧用方框圈出。

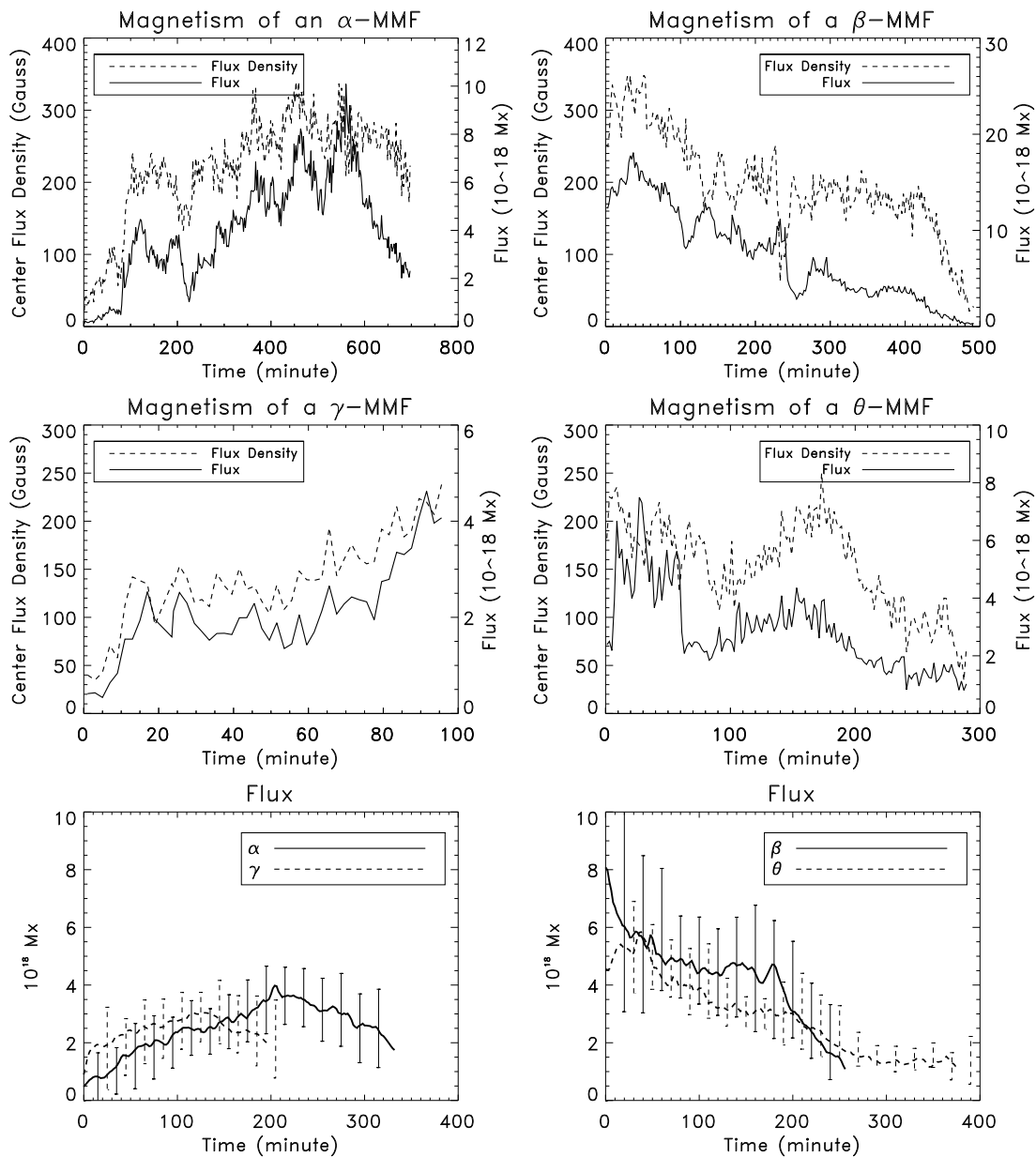


图 4.10 第一、二行：四个典型的运动磁结构的磁场随时间变化的曲线。实线是磁通量，虚线是磁元中心磁感应强度。这四个 α （左上）， β （右上）， γ （左中）， θ （右中）型的MMF的序列磁图分别是图4.4, 4.5, 4.6, 4.7。第三行：四种MMF的磁通量的综合发展函数。左下：新浮现的磁元， α 和 γ 型；右下：从已有磁结构上分裂出来的磁元， β 和 θ 型。这些使用§2.4中介绍的方法计算而得的曲线代表了该类MMF最普遍的发展规律。曲线在水平轴上投影的长度是该类MMF的平均寿命，误差棒表示方差。

在我们所关注的视场范围内，我们使用局地相关跟踪（Local Correlation Tracking LCT）的方法计算了Stokes V/I视向磁图的水平速度场。图4.8（左）中白色的箭头是表示水平速度，背景是一张视向磁图。多个小方框标出了在该帧磁图上运动的MMF的位置，可以看出在这些位置水平速度大于背景流场。图4.8（右）MMF的径向速度和壕沟水平速度场的径向分量与到半影距离的关系。水平轴是到黑子半影的距离，其取值范围相当于左图中大、小白色弧线所围出的扇形。虚线是在我们的两个视场上所有MMF在该距离处的平均水平径向速度，误差棒表示方差。实线是壕沟水平速度场径向分量的平均值，计算时已将MMF从图上挖去，因此该曲线是壕沟中非MMF区域的径向速度。此图表明：

1. 在半影和壕沟的交界处（图中 $x=0$ 处），水平速率较高而且是连续的，这就是“项圈”流(collar flow)。
2. 在壕沟中，运动磁结构活跃的环形区域的厚度(28")和黑子半径(29.1")很接近。²
3. MMF的速度曲线在距黑子5-10"处最大，随径向距离的增大而减小，最低点在距离黑子约17"处。这与多黑子的统计中得出的结果（图3.5）基本一致。
4. 运动磁结构的径向速度明显大于壕沟背景的水平径向速度。

4.2.6 运动磁结构造成的低层大气增亮

运动磁结构的形成、运动和合并都有可能在低色球层的增亮。

纤维MMF的形成常常伴随着Ca II H和G-band的增亮。当一群混合极性的 α -和 β -MMF从半影纤维中脱离的时候，频繁的发生Ca II H的增亮。序列图4.11显示，在一个大的双极MMF脱离半影的过程中，发生了一系列的Ca II H增亮。这些增亮是微小的耀斑。在这个小的视场内，两个小时中发生了十余个微耀斑。

很多运动磁结构在Ca II H像上是不可见或者是反差非常小的。但是有些快速运动的或是双极的MMF却在上层大气上产生效应。序列图4.13中圆圈标注的是一个快速运动的MMF，其尺度和磁通量都较小（约1角秒、 2×10^{18} Mx），但是它在Ca II H和G-band像上却清晰可见。

图4.14显示了五个牛角形状的色球层暗结构，这些微暗条的两个足点的尺度差异较大。在这5个例子中，微暗条的形成都是在一个运动的负极性磁元与正极型磁元相遇的过程中产生的。

²主黑子的半径是边界拟合圆(图4.2中圆圈)半径的序时平均。

表 4.3 四类运动磁结构的若干物理量的平均值。

物理量	单位	α	β	γ	θ
数量	(百分比)	21	25	43	11
寿命	(小时)	5.6	4.3	3.3	6.3
移动距离	(角秒)	13.5	8.7	7.2	5.31
速率	(千米每秒)	0.42	0.4	0.44	0.21
加速度	(米每秒每秒)	-0.19	-0.04	-0.40	-0.09
半径	(角秒)	0.75	0.8	0.74	0.74
磁感应强度	(高斯)	178	197	149	153
磁通量	(麦克斯维)	2.49	4.32	2.43	2.87

运动磁结构之间的对消也可能伴随着微耀斑。例如，图4.12中的负极性MMF在向西运动的过程中，与多个正极性的磁元相遇，产生了多个微耀斑，这个负极MMF的磁通量也迅速的损失掉了。

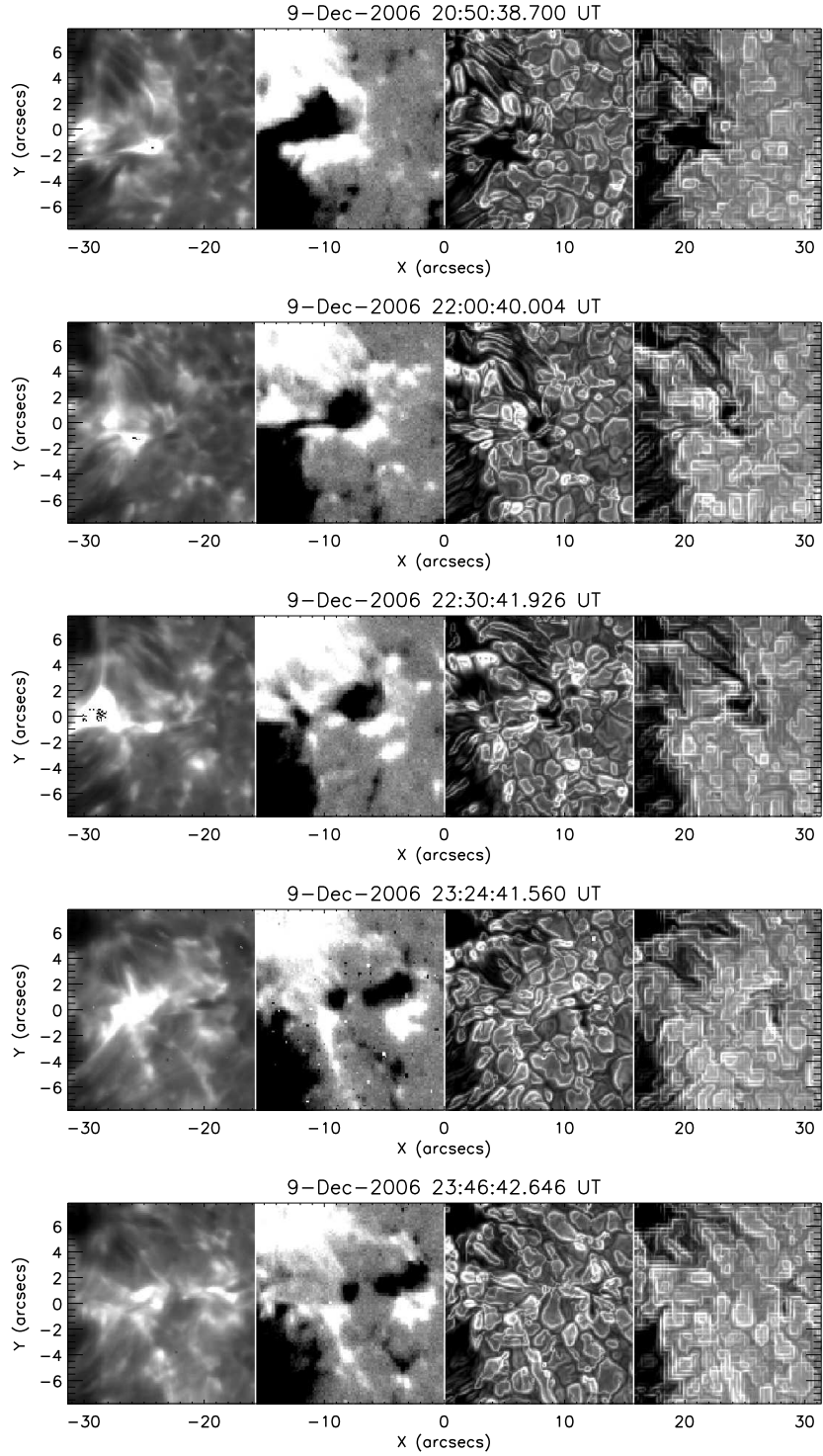


图 4.11 一个小区域的序列图。每一栏的四张图分别是：1) Ca II H 单色像图，2) Fe I Stokes V/I 磁图，和经过边缘增强处理的3) *G*-band 和4) Fe I 单色像图。在两个双极运动磁结构从半影边界形成、脱离、外流的过程中，频繁的触发了一系列的Ca II H 和 *G*-band 增亮。

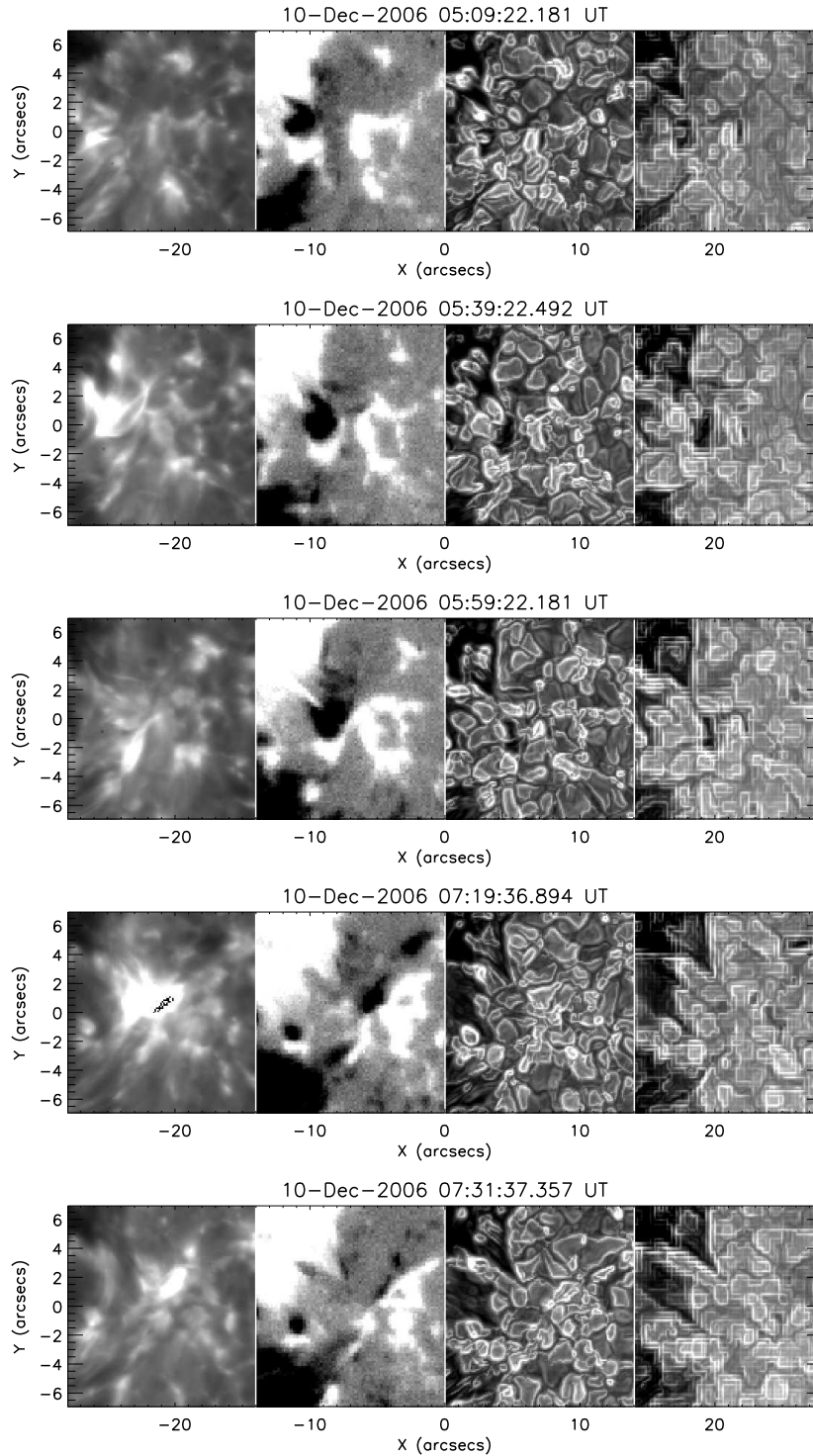


图 4.12 一个小区域的序列图。一个负极性（黑）的MMF与多个正极性的MMF相遇并发生磁对消过程，其磁场迅速衰减。期间发生多个Ca II H和G-band增亮。每一栏的四张图分别是：1) Ca II H单色像图，2) Fe I Stokes V/I磁图，和经过边缘增强处理的3) G-band和4) Fe I单色像图。

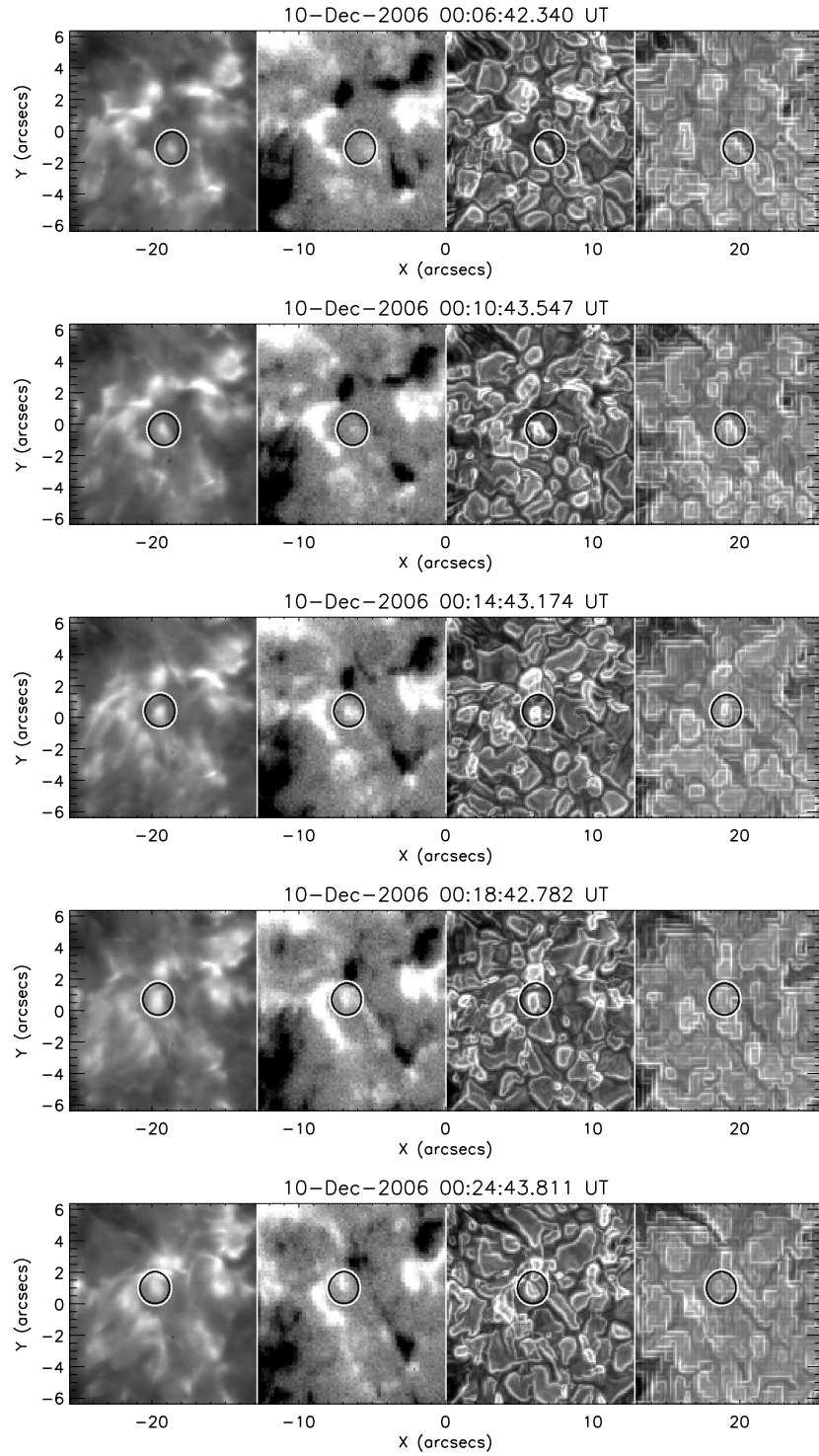


图 4.13 一个尺度小、快速运动的 γ -MMF（用圆圈标出）在 Ca II H、Stokes V/I、增强的G-band和Fe I单色像图上的影像。

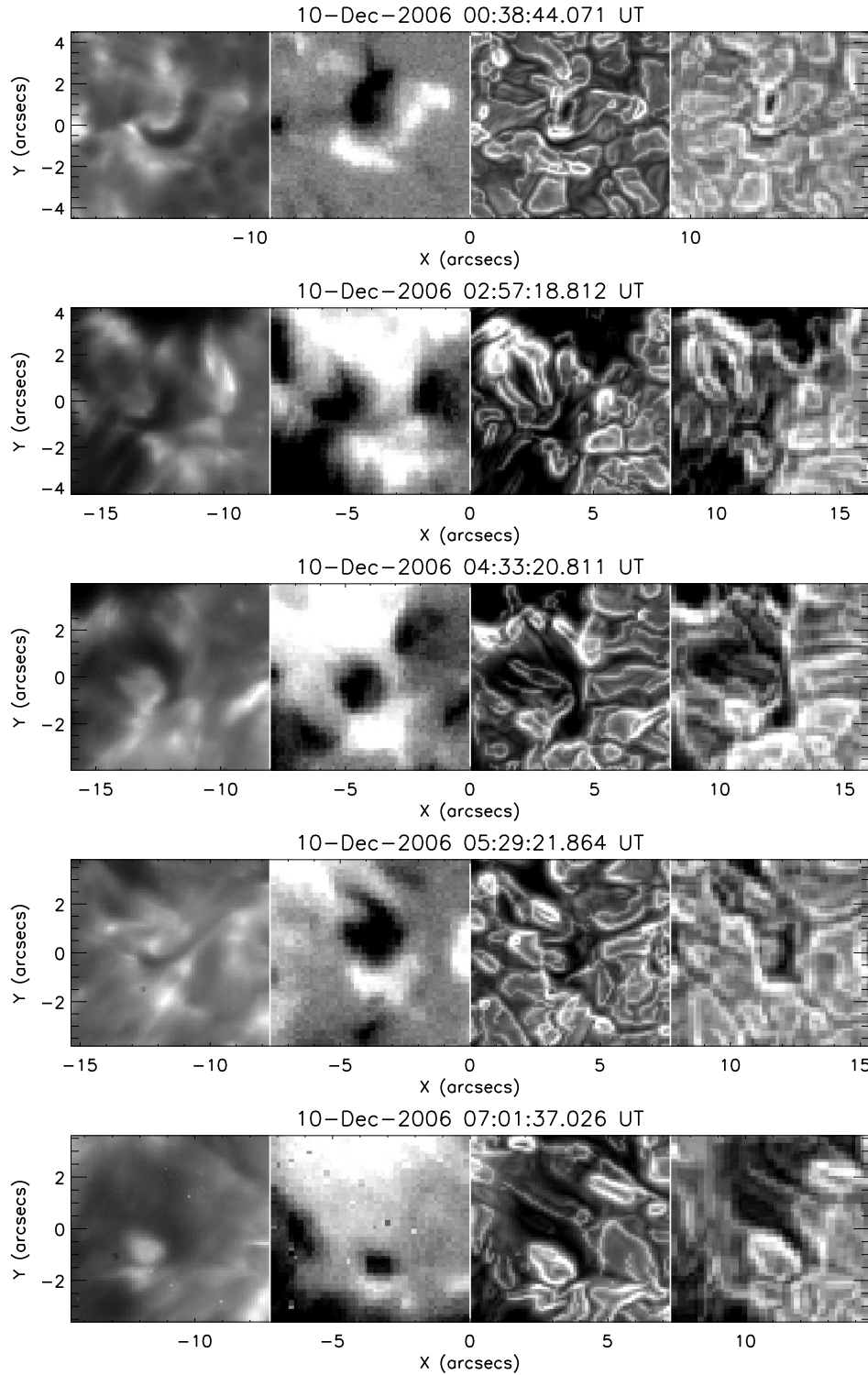


图 4.14 Ca II H单色像图上的五个牛角状的Ca II H微暗条。对应的磁图上可以看到相反极性的磁元相向而行并发生接触。每一栏的四张图分别是：1) Ca II H单色像图，2) Fe I Stokes V/I磁图，和经过边缘增强处理的3) G-band和4) Fe I单色像图。

总结和讨论

5.1 运动磁结构与黑子磁通量外流

5.1.1 运动磁结构的产生

我们所研究的活动区每小时产生4 ~ 27个运动磁结构，产生率与黑子的半径成正比。A-MMFs的产生和消失的位置离黑子半影边界的距离比B型的远。这一点对于磁通量较大的黑子尤为明显。绝大多数的B-MMFs（与黑子同极性的磁通量）集中产生于半影边界附近，而反极性的磁通量（A-MMFs）则广泛的产生于壕沟之中。

5.1.2 运动磁结构的速度场

总体来说，运动磁结构的运动速率高于背景壕沟流的速率。MMF较活跃的环形区域的厚度约和黑子半径相等，这和Brickhouse & Labonte (1988)的“壕沟的半径一般是黑子半径的两倍”的论述相一致。

MMF的平均径向速度在靠近黑子外边界处最大，随径向距离的增大而减小。在壕沟内侧的运动磁结构的平均运动速率大于壕沟外侧的。这一方面是因为MMF的加速度平均为负，大多数磁元在向外运动中减速，在寿命的前半段到达最高速率。另一方面是因为新产生的MMF的初始速率也随着径向距离的增加而减小，在壕沟靠近半影的内环（项圈流）产生的MMF速率最高。

5.1.3 运动磁结构对磁通量外流的贡献

运动磁结构样本的面积、磁场等量都呈对数状频数分布，大多数个体的数值都在平均值以下。这种对数分布意味着，在我们的选择MMF的判据的阈值以下，存在着大量的尺度小、磁场弱、寿命短的磁元(Hagenaar & Shine, 2005)。

为了大概估算这些微小磁元的数量级，我们假设对数二项式（式3.1）：

$$F = a_0 + a_1 \log(x) + a_2 \log(x)^2 \quad (5.1)$$

是磁元的移动距离、磁通量、寿命和面积的真实频数分布，经曲线拟合估算，在判据（表2.1）的低端阈值的50%以上，有相当于样本容量73%¹的磁元被判据所拒绝。根据拟合曲线在低端的走势，低于判据阈值50%的磁元数目更多。

Bogdan *et al.* (1988)曾对威尔逊山天文台在1917–1982年间对黑子本影面积所进行的24,615次磁量进行统计，发现黑子本影面积的频数分布也符合(5.1)式（图1.5）。这也许意味着，光球上的磁结构无论尺度大小（大黑子 \longleftrightarrow 微小磁元）都是在不断分裂的。可以进一步对这两种对数分布进行比较研究。

运动磁结构对壕沟区域的总磁通量的贡献随着个体磁通量的增加而降低，微小磁元对壕沟区域的总磁通量起相当重要的作用。在过去低空间分辨率、高阈值、有选择性的观测中，主要关注的是磁通量较大、与背景反差大的磁元，而这些磁元在壕沟的总磁通量中只占一小部分，大部分是由视觉效应不明显的小磁元贡献的。同时，被判据所拒绝的、数目众多的微小磁元对壕沟区的总磁通量有相当大的贡献。因此，在进一步研究壕沟区磁通量的平衡原理、揭示黑子和磁元衰老的研究中，有必要使用高分辨率磁图对海量的微小磁元的产生、消灭和演化进行统计研究。

黑子周围产生的MMF的总磁通量与黑子磁通量（半径）成正比，但是按照该相关关系所推算的黑子平均寿命（1.5天）比观测值低一个数量级。正如Vrabec (1974)指出的，黑子磁通量的外流比起简单的分裂瓦解要复杂的多。

在单位边界长度上，不同尺度的黑子的MMF个体和磁通量的产生率与黑子尺度没有明显相关。还比较了由运动磁结构所造成的黑子磁通量外流，和同时期黑子磁通量的变化，也没有发现二者有明显的相关。运动磁结构的外流在何等程度上造成了黑子磁通量的降低，有待进一步的高精度观测和数值模拟的研究。

5.2 运动磁结构的演化

我们在对NOAA 10930东西两侧的两个区域观测中，将运动磁结构按照产生位置和磁通量来源划分成四种类型，发现它们有着不同的产生、演化、和运动规

¹使用磁元的移动距离、磁通量、寿命和面积的频数分布估算的结果分别是98%，44%，78%和70%。

律，在低层大气中的影响也不同。

纤维运动磁结构 (α, β 型) 占总数的46%，这与我们在多黑子观测中测得的47% (见§3.2.1) 基本吻合。纤维MMF产生于半影纤维中间或末端，一部分在半影中有先导结构，它们脱离了纤维以后在壕沟中沿径向向外运动。相比于纤维MMF而言，产生于壕沟中的MMF (γ, θ 型) 普遍寿命较短，磁通量较小，运动方向也较为随机。

从更大的磁区域上分裂出来的运动磁结构 (β, θ 型)，它们的磁通量主要来自于母体，从获得独立开始的整个寿命中基本都是在衰退和分裂。而新浮现的磁元 (α, γ 型)，有在先的增长期和在后的衰退期，在增长期内它们的磁通量以新浮现或合并其他磁元的方式增加，有些 γ -MMF的磁通量浮现的速度非常快，在衰退期以分裂、磁对消、瓦解的方式损失磁通量。其尺度和磁通量都比 β 和 θ 型的小。

在多活动区的统计中按照极性划分的A和B两种类型基本上分别对应着旧有和新浮现的磁结构。B型MMF的演化是一个分解的过程，而A型的演化是一个先增长后消散的过程。

曾有多种定性的模型被用来解释双极运动磁结构的存在，主要是U、O、 Ω 型的磁流管环。本文划分的四种MMF在统计和演化性质上的差异可能表明，控制它们的产生、演化、和消失的主导物理机制可能不是相同的。

纤维MMF的产生可能与半影明暗纤维的交错结构有密切关系。两类纤维运动磁结构的特性很不同， β -MMF的磁通量是 α -MMF的近两倍，其演化基本是衰减的过程，而 α -MMF先浮现后衰减。这可以用“未经梳理”(uncombed)的半影模型来解释。明纤维的磁流管相对比较垂直，向外运动时逐渐耗散，就形成了和黑子极性相同的 β -MMF。而暗纤维的磁流管中有一部分从光球以上返回了光球，形成了和黑子极性相反的 α -MMF。因为其倾角较大，所以 α -MMF的可观测磁通量较小。

而壕沟MMF的产生主要由控制壕沟中磁流管的浮现、瓦解的机制决定。壕沟中，磁元的浮现、合并、对消、瓦解频繁的发生。Lamb *et al.* (2008) 用两足点不对等的浮现来解释单极运动磁结构的产生，其中一个足点磁场在观测阈值以下。他们还认为，微小磁元的合并比新的浮现向光球层注入了更多的可观测新磁场(图1.16右)。我们观测到， γ -MMF的数量在我们的样本中占相当一部分，它们在壕沟中的浮现和附近磁元没有明显的关系，一部分个体的浮现速度非常快。 θ -MMF从母磁元上分裂出来以后迅速的瓦解。这两类壕沟运动磁结构完全不同的演化规律可以用 Lamb *et al.* (2008, 2010); Parnell *et al.* (2009); Iida *et al.* (2012) 所主张的“可观测的磁元主要是由不能见的微小磁元聚合而成的”理

论解释。

5.3 运动磁结构在低层大气中的效应

纤维运动磁结构从半影边的脱离、与相反极性磁元的接触，都有可能造成Ca II H像的增亮，并引起局部水平磁场方向的异常。所观测到的大多数双极MMF都是从纤维产生的 α - β 对。反极性的磁元之间的相互接触可在低色球层产生牛角状的微型暗条，快速运动的MMF可以在G-band和Ca II H图像上看到。它们之间的磁对消过程也伴随着Ca II H微耀斑的发生。G-band增亮普遍的发生于磁区域之间的相互作用过程中。运动磁结构在低色球层中的表现尚待进一步的系统观测研究。

5.4 运动磁结构统计性质与母黑子性质的相关

我们发现黑子周围的MMF集的统计特征与母黑子的基本参数是有关联的。我们把MMF按其极性与母黑子是否相同分成两类，统计研究表明它们的特性有诸多不同。

从各个黑子上观测到的A和B-MMF子集的特征物理量的特征值差异很大。就各个活动区子集的平均值而言，A/B-MMFs初现于半影以外2.2–8.1/0.1–3.2兆米的位置，它们的平均面积是1.1–6.6/1.4–3.6平方兆米，平均磁通量为1.4–12.5/4.8–11.4 $\times 10^{18}$ Mx，平均寿命为1.1–3.1/1.3–2.0小时，平均移动距离为2.7–5.9/2.8–3.6兆米，平均速率为0.5–0.9/0.4–0.7千米每秒。这些数值范围可以从一定程度上解释前人测得的MMF统计特征值的差异，因为它们所观测的活动区上的MMF完全样本集本身就是很不一样的。

各黑子的运动磁结构的运动速率基本呈正态分布，其分布与黑子的特征值不明显相关，这和Brickhouse & Labonte (1988)在七个黑子的比较观测中的结果一致。

黑子的A-MMF的多个统计性质与黑子的性质相关。A-MMF的初现/消失位置到半影的距离随着黑子半径而增加。各活动区的A-MMF子集的平均移动距离和寿命都随黑子的半径而减小，A-MMFs的平均面积和磁通量随黑子磁通量而增加。相比于小的黑子来说，大黑子产生的A-MMFs寿命和移动距离较短，磁通量较大。

而B-MMF的运动和磁场与黑子半径和磁通量的相关关系比A-MMF就弱的多。这有可能意味这产生B-MMF的物理机制与黑子的半径、发展阶段没有直接

的关系，而A-MMF的产生机制却使得不同活动区的A-MMF性质不同。

按照“互锁”(interlock)模型(图1.12)，可以认为，A型运动磁结构是由升起至光球以上磁流管以小切入角返回光球形成的。极性与黑子相反，磁通量较小(投影效应强)，受壕沟区物质流动的影响多。而B型是从黑子边剥离的磁流管以大切入角向上穿出光球形成的，极性与黑子相同，磁通量较大，受壕沟区物质流动的影响较小。这个问题可以结合黑子半影和超米粒环流的模型来进一步探讨。

5.5 观测手段的不足

为了研究MDI磁图上的运动磁结构，我们开发了一套跟踪程序，并用它识别并追踪了26个太阳活动区上的三千余个MMF。虽然目前对它所识别出的MMF的运动学和磁场的研究得到了一点结果，但是该识别程序的应用还是非常有限的。

1. 该算法对数据的质量要求较高，观测时间过短、间断较多的数据均不能得出有效的结果。
2. 主要针对椭圆形孤立黑子而设计，应用范围窄。
3. “移动的方盒”算法并不能直接应用于Hinode视向磁图，因为图像分辨率提高到 $0.16''$ ，必须先降低分辨率才能有效的追踪。
4. 对壕沟当中频繁发生的磁元浮现、合并、分裂、消失等事件只进行了记录，没有进行充分的测量，无法深入分析。
5. 计算和数据储存没有进行充分优化，占用大量内存。

当代计算机图形处理技术在识别和追踪微小物体方面已较为成熟，如果能应用在高时间和空间分辨率的磁图上，将能得到更好的结果，有助于对MMF的演化规律和物理本质的认识，以及对磁通量外流现象的研究。

在本研究中的多个频数分布都是偏倚的，尽管我们采取了一些措施，但是统计结果还是受到了极端数值的影响。在日后的统计工作中，应当对数据的置信区间、相关系数做清楚的说明。另外，在多黑子观测中所选取的26个黑子的尺度不连续，最大的四个黑子的半径和其余的中小黑子之间有一段空白。这就妨碍了对运动磁结构和黑子关系的分析。

在本研究中虽使用了SOT/SP的矢量磁图，但由于时间分辨率过低(18小时内只有4帧)，未能对磁元的横场进行追踪分析。2010年2月升空的“太阳动力学观测站”(Solar Dynamics Observatory[SDO])所搭载的“日球层磁场观测仪”(Helioseismic and Magnetic Imager [HMI])提供了高时间分辨率的全日面矢

量磁图，其时间和像元分辨率分别为90或135 s⁻¹和0.5''(Scherrer *et al.* , 2012)。在进一步的工作中可以使用HMI的矢量磁图对运动磁结构的演化，尤其是正负磁元相遇、偶极子的浮现和消失等现象进行追踪研究。

结论和展望

太阳黑子是强磁场、对流、辐射之间复杂的相互作用的产物。对黑子周围的运动磁结构(Moving Magnetic Features [MMF])的观测为研究黑子的结构和衰老过程、半影和壕沟区域的物质流动和磁场三维结构、以及低层大气中的活动提供了重要的信息。

在本项研究中，我们使用太阳和日球层天文台(SOHO)上的麦克尔逊多普勒成像仪(MDI)高分辨率磁图观测了数十个各种发展阶段、尺度和极性的黑子周围的三千多个运动磁结构，对观测结果进行了比较和统计。使用搭载在日出(Hinode)卫星上的太阳光学望远镜(SOT)所提供的高时空分辨率多波段的时间序列和矢量磁图对NOAA 10930活动区的运动磁结构行了精细的观测。在研究中发展了一套能够客观、自动地识别并追踪运动磁结构的算法，并使用边缘增强技术、局地相关跟踪、无力场外推、综合发展函数等方法获得清晰的物理图像，还使用了高斯曲面拟合、截尾样本修正等方法降低了人工和观测条件对测量和统计结果的影响。

进展

1. 从磁元的极性、初现位置、初始磁通量来源三个角度对运动磁结构进行了进一步分类。所统计的活动区的运动磁结构产生率为4~27个/小时，产生率随黑子半径的增加而增加。46%的运动磁结构产生于半影纤维中间或末端，54%产生于壕沟中。大多数双极运动磁结构都是从纤维产生的。产生于半影纤维的运动磁结构的尺度和磁通量相对较大，脱离了纤维以后在壕沟中沿径向向外运动。而从壕沟中产生的运动磁结构的运动方向较为随机，寿命相对较短，磁通量较小。大多数运动磁结构的运动是个减速的过程，平均运动速率随黑子半径的增加而减小。
2. 不同极性的运动磁结构的统计规律与母黑子的基本特性之间有不同的依赖关系。与和黑子同极性的运动磁结构相比，和黑子极性相反的运动磁结构的产生和消失的位置离黑子半影边界较远、尺度较小、运动速度较快。它

们的移动距离和寿命都随黑子半径的增加而减小，其尺度和磁通量随黑子磁通量的增加而增加。而和黑子同极性的运动磁结构集中产生于黑子边界附近，其特性与母黑子之间没有明确的相关。

3. 产生方式不同运动磁结构有着不同的演化方式。从半影纤维或其他磁元上分裂出来的运动磁结构的整个寿命基本是个衰减瓦解的过程。而新浮现的运动磁结构相对较小，它们是一个先增长后衰减的过程，在增长期以浮现或合并其他磁元的方式增加磁通量；在衰退期以分裂、磁对消、瓦解的方式损失磁通量。运动磁结构从半影边界的脱离、与相反极性磁元的接触，都有可能引起横向磁场的局部异常、触发微耀斑。反极性磁元相遇可在低色球层产生牛角状的微型暗条。
4. 运动磁结构所携带的总磁通量与黑子的磁通量线性相关，磁元对壕沟区域的总磁通量的贡献随着个体磁通量的增加而降低。运动磁结构的磁通量、移动距离呈对数状分布，在观测阈值以下有着大量的尺度小、磁场弱、寿命短的微小磁元。微小磁元的产生、合并和分散对运动磁结构的产生和演化、黑子的磁通量外流、壕沟区域磁通量的平衡起重要的作用。

展望

对运动磁结构的观测已有四十年的历史。近年来，*Hinode*和*SDO*卫星升空后稳定地提供高时空分辨率的观测数据，在建和在研的还有超大口径的地基望远镜，这为运动磁结构的研究开辟了新的天地。未来多波段、高分辨率、高信噪比的太阳望远镜，和更贴近物理实质的数值模拟技术，进一步的观测研究不但可以更多的知道运动磁结构观测上的细节，将促进对运动磁结构的产生和演化的观测与分析，对其基本空间结构和决定运动磁结构和整个黑子地区的磁场结构和物理机制有更深入的认识。例如：

- 从半影纤维末端、半影纤维丛中、壕沟当中产生运动磁结构的详细过程。各种特性的磁元与明暗纤维、半影米粒之间的关系。
- 运动磁结构的运动和壕沟流的关系。对运动磁结构的形成、演化、分裂、对消、合并和消失等事件所进行的系统化的统计。
- 不同类型的运动磁结构与母黑子的发展阶段、尺度、磁通量、位型之间的关系还不明确。在更多、类型各异的黑子周围进行运动磁结构的观测统计，加上更好的统计方法，将有助于进一步揭示不同类型的黑子与其周边的MMF的关系。
- 目前对运动磁结构的分类是否揭示了运动磁结构的本质属性？
- 运动磁结构向黑子磁伞盖传递了多少磁通量？由运动磁结构所引发的低色

球层中的增亮释放多少能量？

- 目前可以分辨的最小的磁元的运动学和磁学特性是怎样的？这些微小磁元的合并和分散对运动磁结构的产生、演化和消失有什么样的作用？
- 各种磁场结构的尺度的频数分布是否都是对数形的？这是否意味着它们是在不断分裂？
- 运动磁结构对整个壕沟区的磁通量平衡和黑子的衰减的贡献。

参考文献

- Adams, M., Solanki, S. K., Hagyard, M., & Moore, R. L. 1993. A Search for Sunspot Canopies Using a Vector Magnetograph. *Solar Physics*, **148**(Dec.), 201–218.
- Aly, J. J. 1989. On the reconstruction of the nonlinear force-free coronal magnetic field from boundary data. *Solar Physics*, **120**(Mar.), 19–48.
- Balthasar, H., & Woehl, H. 1983. On the determination of heliographic positions and rotation velocities of sunspots. II - Systematic effects caused by the Wilson depression. *Solar Physics*, **88**(Oct.), 71–75.
- Bernasconi, P. N., Rust, D. M., Georgoulis, M. K., & Labonte, B. J. 2002. Moving Dipolar Features in an Emerging Flux Region. *Solar Physics*, **209**(Sept.), 119–139.
- Bhattacharya, J., & Chandrakar, C. 1999. Comparison of three edge detection methods for image analysis of fragmented sandstones and bricks. *Fragblast*, **3**(3), 251–265.
- Bogdan, T. J., Gilman, P. A., Lerche, I., & Howard, R. 1988. Distribution of sunspot umbral areas - 1917-1982. *Astrophys. J.*, **327**(Apr.), 451–456.
- Brickhouse, N. S., & Labonte, B. J. 1988. Mass and energy flow near sunspots. I - Observations of moat properties. *Solar Physics*, **115**, 43–60.
- Canny, J. 1986. A Computational Approach To Edge Detection. *IEEE Trans. Pattern Analysis and Machine Intelligence*, **8**(6), 679–698.
- Chen, H.-R., Chou, D.-Y., & TON Team. 1997. Inference of Subsurface Magnetic Field of Sunspots from Absorption Coefficients of p-Modes in Sunspots. *Astrophys. J.*, **490**(Nov.), 452.
- Chen, X.R. 陈希孺. 2000. 概率论与数理统计. 科学出版社.
- Chistyakov, V. F. 1962. On the Observed Depths of Sunspots. *Soviet Astronomy*, **6**(Dec.), 363.

-
- DeForest, C. E., Hagenaar, H. J., Lamb, D. A., Parnell, C. E., & Welsch, B. T. 2007. Solar Magnetic Tracking. I. Software Comparison and Recommended Practices. *Astrophys. J.*, **666**(Sept.), 576–587.
- Degenhardt, D., & Wiehr, E. 1991. Spatial variation of the magnetic field inclination in a sunspot penumbra. *A&A*, **252**(Dec.), 821–826.
- deGroot, Morris H. 1975. *Probability and Statistics*. Addison Wesley Publishing Company.
- Engels, Friedrich 恩格斯. 1878. 反杜林论(欧根·杜林先生在科学中实行的变革), *Anti-Dühring (Herr Eugen Dühring's Revolution in Science)*. International Publishers. Part I. Philosophy, Chapter IV. World Schematism.
- Fletcher, L., Pollock, J. A., & Potts, H. E. 2004. Tracking of TRACE Ultraviolet Flare Footpoints. *Solar Physics*, **222**(Aug.), 279–298.
- Freeland, S. L., & Handy, B. N. 1998. Data Analysis with the SolarSoft System. *Solar Physics*, **182**(Oct.), 497–500.
- Gallagher, P. T., Moon, Y.-J., & Wang, H. 2002. Active-Region Monitoring and Flare Forecasting I. Data Processing and First Results. *Solar Physics*, **209**(Sept.), 171–183.
- Gary, G. A., & Hagyard, M. J. 1990. Transformation of vector magnetograms and the problems associated with the effects of perspective and the azimuthal ambiguity. *Solar Physics*, **126**(Mar.), 21–36.
- Giovanelli, R. G., & Jones, H. P. 1982. The three-dimensional structure of atmospheric magnetic fields in two active regions. *Solar Physics*, **79**(Aug.), 267–278.
- Guglielmino, S. L., Bellot Rubio, L. R., Zuccarello, F., Aulanier, G., Vargas Domínguez, S., & Kamio, S. 2010. Multiwavelength Observations of Small-scale Reconnection Events Triggered by Magnetic Flux Emergence in the Solar Atmosphere. *Astrophys. J.*, **724**(Dec.), 1083–1098.
- Hagenaar, H. J., & Shine, R. A. 2005. Moving Magnetic Features around Sunspots. *Astrophys. J.*, **635**(Dec.), 659–669.
- Hagenaar, H. J., Schrijver, C. J., Title, A. M., & Shine, R. A. 1999. Dispersal of Magnetic Flux in the Quiet Solar Photosphere. *Astrophys. J.*, **511**(Feb.), 932–944.
- Hagyard, M. J. 1987. Changes in measured vector magnetic fields when transformed into heliographic coordinates. *Solar Physics*, **107**(Sept.), 239–246.

-
- Hale, G. E. 1908. On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots. *Astrophys. J.*, **28**(Nov.), 315.
- Hale, G. E., & Nicholson, S. B. 1938. *Magnetic observations of sunspots, 1917-1924* ... Carnegie institution of Washington.
- Han, P.Y. 韩培友. 2006. *IDL可视化分析与应用*. 西北工业大学出版社.
- Harvey, K., & Harvey, J. 1973. Observations of Moving Magnetic Features near Sunspots. *Solar Physics*, **28**, 61–71.
- Hindman, B. W., Haber, D. A., & Toomre, J. 2009. Subsurface Circulations within Active Regions. *Astrophys. J.*, **698**(June), 1749–1760.
- Hurlburt, N. E., & Rucklidge, A. M. 2000. Development of structure in pores and sunspots: flows around axisymmetric magnetic flux tubes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **314**(June), 793–806.
- Iida, Y., Hagenaar, H., & Yokoyama, T. 2012. Detection of flux emergence, splitting, merging, and cancellation of network field. I Splitting and Merging. *ArXiv e-prints*, Apr.
- Kitiashvili, I. N., Bellot Rubio, L. R., Kosovichev, A. G., Mansour, N. N., Sainz Dalda, A., & Wray, A. A. 2010. Explanation of the Sea-serpent Magnetic Structure of Sunspot Penumbrae. *Astrophysics J. Lett.*, **716**(June), L181–L184.
- Kubo, M., Shimizu, T., & Tsuneta, S. 2007. Vector Magnetic Fields of Moving Magnetic Features and Flux Removal from a Sunspot. *Astrophys. J.*, **659**(Apr.), 812–828.
- Kubo, M., Lites, B. W., Shimizu, T., & Ichimoto, K. 2008. Magnetic Flux Loss and Flux Transport in a Decaying Active Region. *Astrophys. J.*, **686**(Oct.), 1447–1453.
- Kueveler, G., & Wiehr, E. 1985. Velocity and asymmetry mapping of sunspots. *A&A*, **142**(Jan.), 205–211.
- Lamb, D. A., DeForest, C. E., Hagenaar, H. J., Parnell, C. E., & Welsch, B. T. 2008. Solar Magnetic Tracking. II. The Apparent Unipolar Origin of Quiet-Sun Flux. *Astrophys. J.*, **674**(Feb.), 520–529.
- Lamb, D. A., DeForest, C. E., Hagenaar, H. J., Parnell, C. E., & Welsch, B. T. 2010. Solar Magnetic Tracking. III. Apparent Unipolar Flux Emergence in High-resolution Observations. *Astrophys. J.*, **720**(Sept.), 1405–1416.
- Lee, J. W. 1992. Observational evidence for various models of Moving Magnetic Features. *Solar Physics*, **139**(June), 267–273.
-

-
- Leka, K. D., Barnes, G., Crouch, A. D., Metcalf, T. R., Gary, G. A., Jing, J., & Liu, Y. 2009. Resolving the 180 Ambiguity in Solar Vector Magnetic Field Data: Evaluating the Effects of Noise, Spatial Resolution, and Method Assumptions. *Solar Physics*, **260**(Nov.), 83–108.
- Li, K.-J., Shen, Y.-D., Yang, L.-H., & Jiang, Y.-C. 2010. A Study of the Hinode Observations of the Bipolar Moving Magnetic Features in Sunspot Penumbrae. *Chinese Astron. and Astrophy.*, **34**(Apr.), 142–153.
- Li, X., Zhang, J., & Wang, J. 2006. Unipolar Moving Magnetic Features: An Observation. *Pages 83–84 of: Bothmer, V., & Hady, A. A. (eds), Solar Activity and its Magnetic Origin.* IAU Symposium, vol. 233.
- Li, X., Büchner, J., & Zhang, H. 2009. Tracking moving magnetic features in the photosphere. *Science in China G: Physics and Astronomy*, **52**(Nov.), 1737–1748.
- Lim, E.-K., Yurchyshyn, V., & Goode, P. 2012. First Simultaneous Detection of Moving Magnetic Features in Photospheric Intensity and Magnetic Field Data. *ArXiv e-prints*, May.
- Lin, Y.Z. 林元章. 2000. 太阳物理导论. 科学出版社.
- Lites, B. W., & Skumanich, A. 1990. Stokes profile analysis and vector magnetic fields. V - The magnetic field structure of large sunspots observed with Stokes II. *Astrophys. J.*, **348**(Jan.), 747–760.
- Lites, B. W., Low, B. C., Martinez Pillet, V., Seagraves, P., Skumanich, A., Frank, Z. A., Shine, R. A., & Tsuneta, S. 1995. The Possible Ascent of a Closed Magnetic System through the Photosphere. *Astrophys. J.*, **446**(June), 877.
- Livingston, W. 2002. Sunspots Observed to Physically Weaken in 2000-2001. *Solar Physics*, **207**(May), 41–45.
- Lu, X.G. 卢小广. 2005. 统计学教程. 清华大学出版社, 北京大学出版社.
- Metcalf, T. R. 1994. Resolving the 180-degree ambiguity in vector magnetic field measurements: The 'minimum' energy solution. *Solar Physics*, **155**(Dec.), 235–242.
- Metcalf, T. R., Leka, K. D., Barnes, G., Lites, B. W., Georgoulis, M. K., Pevtsov, A. A., Balasubramaniam, K. S., Gary, G. A., Jing, J., Li, J., Liu, Y., Wang, H. N., Abramenko, V., Yurchyshyn, V., & Moon, Y.-J. 2006. An Overview of Existing Algorithms for Resolving the 180 Ambiguity in Vector Magnetic Fields: Quantitative Tests with Synthetic Data. *Solar Physics*, **237**(Sept.), 267–296.
- Meyer, F., Schmidt, H. U., Wilson, P. R., & Weiss, N. O. 1974. The growth and decay of sunspots. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **169**(Oct.), 35–57.
-

-
- Meyer, F., Schmidt, H. U., & Weiss, N. O. 1977. The stability of sunspots. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **179**(June), 741–761.
- Moon, Y.-J., Kim, Y.-H., Park, Y.-D., Ichimoto, K., Sakurai, T., Chae, J., Cho, K. S., Bong, S., Suematsu, Y., Tsuneta, S., Katsukawa, Y., Shimojo, M., Shimizu, T., Shine, R. A., Tarbell, T. D., Title, A. M., Lites, B., Kubo, M., Nagata, S., & Yokoyama, T. 2007. Hinode SP Vector Magnetogram of AR10930 and Its Cross-Comparison with MDI. *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **59**(Nov.), 625–+.
- Murray, S. A., Bloomfield, D. S., & Gallagher, P. T. 2012. The Evolution of Sunspot Magnetic Fields Associated with a Solar Flare. *Solar Physics*, **277**(Mar.), 45–57.
- Parnell, C. E., DeForest, C. E., Hagenaar, H. J., Johnston, B. A., Lamb, D. A., & Welsch, B. T. 2009. A Power-Law Distribution of Solar Magnetic Fields Over More Than Five Decades in Flux. *Astrophys. J.*, **698**(June), 75–82.
- Penn, M. J., & Kuhn, J. R. 1995. Imaging spectropolarimetry of the He I 1083 nanometer line in a flaring solar active region. *Astrophysics J. Lett.*, **441**(Mar.), L51–L54.
- Petrovay, K., & van Driel-Gesztelyi, L. 1997. Making Sense of Sunspot Decay. I. Parabolic Decay Law and Gnevyshev-Waldmeier Relation. *Solar Physics*, **176**(Dec.), 249–266.
- Prokakis, T. 1974. The Depth of Sunspots. *Solar Physics*, **35**(Mar.), 105–110.
- Ravindra, B. 2006. Moving Magnetic Features in and out of Penumbral Filaments. *Solar Physics*, **237**(Sept.), 297–319.
- Rempel, M., Schüssler, M., Cameron, R. H., & Knölker, M. 2009. Penumbral Structure and Outflows in Simulated Sunspots. *Science*, **325**(July), 171–.
- Ryutova, M., & Hagenaar, H. 2007. Magnetic Solitons: Unified Mechanism for Moving Magnetic Features. *Solar Physics*, **246**(Nov.), 281–294.
- Ryutova, M., Shine, R., Title, A., & Sakai, J. I. 1998. A Possible Mechanism for the Origin of Emerging Flux in the Sunspot Moat. *Astrophys. J.*, **492**(Jan.), 402–414.
- Sainz Dalda, A., & Martínez Pillet, V. 2005. Moving Magnetic Features as Prolongation of Penumbral Filaments. *Astrophys. J.*, **632**(Oct.), 1176–1183.
- Scharmer, Gran. 2009. Sunspot Flows and Filaments. *Science*, **325**(5937), 155–156.
-

-
- Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., Hoeksema, J. T., Kosovichev, A. G., Schou, J., Rosenberg, W., Springer, L., Tarbell, T. D., Title, A., Wolfson, C. J., Zayer, I., & MDI Engineering Team. 1995. The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager. *Solar Physics*, **162**(Dec.), 129–188.
- Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., Kosovichev, A. G., Bogart, R. S., Hoeksema, J. T., Liu, Y., Duvall, T. L., Zhao, J., Title, A. M., Schrijver, C. J., Tarbell, T. D., & Tomczyk, S. 2012. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Physics*, **275**(Jan.), 207–227.
- Seehafer, N. 1978. Determination of constant alpha force-free solar magnetic fields from magnetograph data. *Solar Physics*, **58**(July), 215–223.
- Sheeley, Jr., N. R. 1969. The Evolution of the Photospheric Network. *Solar Physics*, **9**, 347–357.
- Sheng, Z. 盛骤, 谢式千., & 潘承毅. 2001. 概率论与数理统计. 高等教育出版社.
- Shine, R., & Title, A. 2001 (Nov.). Sunspots: Moving Magnetic Features and Moat Flow. *Page 3209 of: Murdin, P. (ed), ENCYCLOPEDIA OF ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS.*
- Shine, R. A., Title, A. M., Tarbell, T. D., Smith, K., Frank, Z. A., & Scharmer, G. 1994. High-resolution observations of the Evershed effect in sunspots. *Astrophys. J.*, **430**(July), 413–424.
- Skumanich, A., Lites, B. W., & Martínez Pillet, V. 1994. Vector spectropolarimetry with the Advanced Stokes Polarimeter (ASP) for quantitative solar magnetometry. *Page 99 of: Rutten, R. J., & Schrijver, C. J. (eds), Solar Surface Magnetism.*
- Snyder, John P. 1987. *Map Projections: A Working Manual*. U.S. Department of the Interior and U.S. Geological Survey.
- Sobotka, M., Brandt, P. N., & Simon, G. W. 1999. Fine structure in sunspots. III. Penumbral grains. *A&A*, **348**(Aug.), 621–626.
- Solanki, S. K. 2003. Sunspots: An overview. *Astro. & Astrophys. Review*, **11**, 153–286.
- Solanki, S. K., & Montavon, C. A. P. 1993. Uncombed fields as the source of the broad-band circular polarization of sunspots. *A&A*, **275**(Aug.), 283.
- Solanki, S. K., Walther, U., & Livingston, W. 1993. Infrared lines as probes of solar magnetic features. VI. The thermal-magnetic relation and Wilson depression of a simple sunspot. *A&A*, **277**(Oct.), 639.

-
- Spruit, H. C., Title, A. M., & van Ballegoijen, A. A. 1987. Is there a weak mixed polarity background field? Theoretical arguments. *Solar Physics*, **110**, 115–128.
- Suematsu, Y., Tsuneta, S., Ichimoto, K., Shimizu, T., Otsubo, M., Katsukawa, Y., Nakagiri, M., Noguchi, M., Tamura, T., Kato, Y., Hara, H., Kubo, M., Mikami, I., Saito, H., Matsushita, T., Kawaguchi, N., Nakaoji, T., Nagae, K., Shimada, S., Takeyama, N., & Yamamuro, T. 2008. The Solar Optical Telescope of Solar-B (Hinode): The Optical Telescope Assembly. *Solar Physics*, **249**(June), 197–220.
- Thomas, J. H., & Weiss, N. O. 2004. Fine Structure in Sunspots. *Ann. Review of Astron. and Astrophys.*, **42**(Sept.), 517–548.
- Thomas, J. H., Weiss, N. O., Tobias, S. M., & Brummell, N. H. 2002. Magnetic flux pumping and the structure of a sunspot penumbra. *Astronomische Nachrichten*, **323**(July), 383–386.
- van Driel-Gesztelyi, L. 1998. Evolution and Decay of Active Regions (Invited review). *Pages 202–+ of: Alissandrakis, C. E., & Schmieder, B. (eds), Three-Dimensional Structure of Solar Active Regions.* Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 155.
- Vrabec, D. 1971. Magnetic Fields Spectroheliograms from the San Fernando Observatory. *Pages 329–339 of: Howard, R. (ed), Solar Magnetic Fields.* IAU Symposium, vol. 43.
- Vrabec, D. 1974. Streaming Magnetic Features Near Sunspots. *Pages 201–231 of: Athay, R. G. (ed), Chromospheric Fine Structure.* IAU Symposium, vol. 56.
- Wang, D., Zhang, M., Li, H., & Zhang, H. Q. 2009. A Cross-Comparison of Cotemporal Magnetograms Obtained with MDI/SOHO and SP/ Hinode. *Solar Physics*, **260**(Nov.), 233–244.
- Wang, H., Zirin, H., & Ai, G. 1991. Magnetic flux transport of decaying active regions and enhanced magnetic network. *Solar Physics*, **131**(Jan.), 53–68.
- Weiss, N. O., Thomas, J. H., Brummell, N. H., & Tobias, S. M. 2004. The Origin of Penumbra Structure in Sunspots: Downward Pumping of Magnetic Flux. *Astrophys. J.*, **600**(Jan.), 1073–1090.
- Wheatland, M. S., Sturrock, P. A., & Roumeliotis, G. 2000. An Optimization Approach to Reconstructing Force-free Fields. *Astrophys. J.*, **540**(Sept.), 1150–1155.
- Wiegmann, T., & Solanki, S. K. 2004. Similarities and Differences between Coronal Holes and the Quiet Sun: Are Loop Statistics the Key? *Solar Physics*, **225**(Dec.), 227–247.
-

-
- Wiegelmann, T., Lagg, A., Solanki, S. K., Inhester, B., & Woch, J. 2005a. Comparing magnetic field extrapolations with measurements of magnetic loops. *A&A*, **433**(Apr.), 701–705.
- Wiegelmann, T., Inhester, B., Lagg, A., & Solanki, S. K. 2005b. How To Use Magnetic Field Information For Coronal Loop Identification. *Solar Physics*, **228**(May), 67–78.
- Wikipedia.org. 2012. *Canny edge detector*. en.wikipedia.org/wiki/Canny_edge_detector.
- Wilson, P. R. 1986. The generation of magnetic fields in photospheric layers. *Solar Physics*, **106**(July), 1–28.
- Wilson, P. R., & Cannon, C. J. 1968. The Structure of a Sunspot. III: Observations of the Wilson Effect. *Solar Physics*, **4**(May), 3–17.
- Yurchyshyn, V. B., Wang, H., & Goode, P. R. 2001. On the Correlation between the Orientation of Moving Magnetic Features and the Large-Scale Twist of Sunspots. *Astrophys. J.*, **550**(Mar.), 470–474.
- Zhang, H., Ai, G., Wang, H., Zirin, H., & Patterson, A. 1992. Evolution of magnetic fields and mass flow in a decaying active region. *Solar Physics*, **140**(Aug.), 307–316.
- Zhang, H., Scharmer, G., Lofdahl, M., & Yi, Z. 1998. Fine Structures of Magnetic Field in Solar Quiet Region. *Solar Physics*, **183**(Dec.), 283–290.
- Zhang, J., Solanki, S. K., & Wang, J. 2003. On the nature of moving magnetic feature pairs around sunspots. *A&A*, **399**(Feb.), 755–761.
- Zhao, J., Kosovichev, A. G., & Duvall, Jr., T. L. 2001. Investigation of Mass Flows beneath a Sunspot by Time-Distance Helioseismology. *Astrophys. J.*, **557**(Aug.), 384–388.
- Zhao, J., Kosovichev, A. G., & Sekii, T. 2010. High-Resolution Helioseismic Imaging of Subsurface Structures and Flows of a Solar Active Region Observed by Hinode. *Astrophys. J.*, **708**(Jan.), 304–313.
- Zuccarello, F., Romano, P., Guglielmino, S. L., Centrone, M., Criscuoli, S., Ermolli, I., Berrilli, F., & Del Moro, D. 2009. Observation of bipolar moving magnetic features streaming out from a naked spot. *A&A*, **500**(June), L5–L8.
- Zwaan, C. 1987. Elements and patterns in the solar magnetic field. *Ann. Review of Astron. and Astrophys.*, **25**, 83–111.

发表文章目录

Li, Xiaobo; Büchner, Jörg; Zhang, Hongqi.

Tracking Moving Magnetic Features in the Photosphere

Sci China Ser G, 2009, 52(11): 1737-1748, doi:10.1007/s11433-009-0245-4

Li, Xiaobo; Zhang, Jun; Wang, Jingxiu.

Unipolar Moving Magnetic Features: An Observation

Solar Activity and its Magnetic Origin,

Proceedings of the 233rd Symposium of the International Astronomical Union

held in Cairo, Egypt, March 31 - April 4, 2006, Edited by Volker Bothmer;

Ahmed Abdel Hady. Cambridge: Cambridge University Press, 2006., pp.83-84

Li, Xiaobo; Zhang, Hongqi.

Basic Configuration of Moving Magnetic Features around AR10930 Observed with
Hinode/SOT

In preparation

致谢

感谢恩师张洪起研究员。他一丝不苟的治学态度、清晰敏锐的科学洞察力、勤奋细心的工作作风、正直亲和的性格、和节约简朴的生活作风，都是我做学问和做人一辈子的榜样。非常感激他对我在学习中的指导、鞭策、关心和忍耐。

感谢导师Jörg Büchner教授，他广博的知识面，因材施教、循循善诱、期以进步的教育方针，都让我受益良多。感谢汪景琇研究员、张军研究员在学习和科研上的谆谆教诲。

感谢怀柔基地的邓元勇主任、张枚首席研究员、王薏站长带领怀柔站，营造了拼搏向上、勤学奋进、团结紧张、严肃活泼的科研风气。感谢苏江涛、包星民、张志勇、杨永田、王绚、郭娟、孙英姿、姜杰、陈洁、杨尚斌、滕飞、赵辉、穆军、高裕、谢文彬、王栋、徐海清、郝娟、刘锁、王传宇、赵明宇、王晓帆、杨潇、赵翠、侯峻峰、朱晓明、于佳、曾真、孙文君、白先勇、李静等各位老师、同志们在学术、技术上的无私帮助。感谢怀柔基地的李威、林钢华、王东光、胡柯良、汪国萍、林佳本老师在我日常观测中的无数次的指导和帮助，他们对各种设备了如指掌、爱护有加，在工作中谨慎细致、吃苦耐劳，对学生真诚相助。在执行观测任务期间得到怀柔基地的张鼎波、凌林、支坤香、阮文东、王立东、荆帅、高杰峰、樊振涛等同志多方面的关怀照顾，非常感谢。

感谢中科院国际合作局和马普学会的支持。感谢马普研究所的D. Schmitt, P. Fahlbush老师和众多师生热情耐心的帮助。

感谢天文台的各级领导。感谢杜红荣老师、艾华老师的关心和帮助。

感谢毛信杰教授、邓元勇研究员、张枚研究员在百忙之中细心评阅本文并提出宝贵的修改意见。感谢杨潇、白先勇同志认真校对全文。

感谢我的妻子、双方父母、家人、朋友们的默默关爱和支持。在收笔之际降生的儿子也使论文对本人有了特别的意义。

本研究中使用了SOHO、Hinode卫星、可视化交互数据语言(Interactive Data Language)、太阳软件包(SolarSoftware)、天体物理数据系统(SAO/NASA

Astrophysics Data System)、Ubuntu操作系统、基于Linux平台的多个开源软件、 \LaTeX 排版语言、CTAN程序库、Mathematica计算语言、Wikipedia百科、多个有关太阳物理和编程的网站等，在此也向在幕后辛勤耕耘、默默无闻的广大同行、程序员和作者们致敬。