分类号----------------------------　　　　　　　　　　　　密级--------------------
UDC------------------------------　　　　　　　　　　　　编号-------------------

中 国 科 学 院
博士学位研究生学位论文

Delta 黑子及磁场拓扑结构研究

刘　煜

指 导 教 师　　张洪起　研究员

中 国 科 学 院 国 家 天 文 台

申请学位级别　博 士 学 位　　　学科专业名称　天 体 物 理

论文提交日期　2002/4/21　　　论文答辩日期　2002/5/29

学位授予单位　中 国 科 学 院 国 家 天 文 台

答辩委员会主席　汪景琇

A dissertation submitted to National Astronomical Observatories for the degree of Doctor of Philosophy with a Major In Astrophysical Science

RESEARCH ON DELTA SPOTS AND MAGNETIC FIELD TOPOLOGY

By
Liu Yu

Directed By

Prof. Zhang Hongqi

National Astronomical Observatories
Chinese Academy of Sciences

论 文 摘 要

本论文可分为两大部分。前四章为第一部分，分别为综述、太阳磁场观测、磁场外推理论介绍、怀柔磁场望远镜系统介绍等。后三章为第二部分，介绍作者的具体研究工作。

太阳大气中存在丰富的磁活动现象。这些活动现象对地球气候和空间环境能产生重大影响。虽然人们已从空间和地面对太阳获得了大量宝贵信息，在理论和观测上取得了一定的进展，但是仍然存在一系列尚未解决的问题。（第一章）

怀柔太阳望远镜为我们提供了高精度矢量磁场、速度场资料。结合前沿课题，我们利用这些资料开展了许多有意义的工作，它们是：系列光球矢量磁场的研究（磁剪切、电流演化、电流螺度、磁场三维拓扑结构），色球磁场研究、极区磁场观测和日震等。（第二章）

总结了日冕磁场外推的一些理论。(第三章)

介绍怀柔的地面多通道磁场望远镜系统。（第四章）

在此基础上，作者做了如下工作：

1．结合地面和空间资料的各自优势，详细研究了 NOAA 9077 delta 活动区的磁场演化与 2000 年 7 月 14 日大耀斑事件的关系；（第五章）

2．利用矢量磁场演化和自行运动计算，我们详细分析了 NOAA 9077 中的一个 delta 黑子。它的形成和分裂的方式都比较特殊。该 delta 黑子的电流螺度演化与磁场位形有密切的关系。我们首次得出：螺度的反号变化会直接导致 delta 黑子致密结构的分裂。并提出一种新的黑子组成模型解释了黑子螺度反号现象；（第六章）

3．为了解 NOAA 9077 在 7 月 14 日的三维磁场位形，我们使用无力场局部外推程序模拟它的耀斑后环，探讨了理论与实际观测的差异和可能的原因；利用源表面方法，使用 MDI 高精度磁场数据进行全球势场外推，探讨 2000 年 7 月 14 日大耀斑事件的外部触发机制。（第七章）

主题词：太阳活动、太阳磁场、太阳耀斑、太阳黑子、耀斑后环、磁场拓扑

Abstract

The contents of this thesis can be divided into two main parts. A review of Solar Physics, observations of magnetic field, an introduction of magnetic field extrapolations, and an introduction of the solar telescope system at HSOS are presented in the first four chapters. Three studies are presented in the last three chapters.

There are many magnetic activities in solar atmosphere, which have the most important influence on the terrestrial climate and the space environment. Although some progresses have been made in theories and observations, we still have many scientific puzzles about the physics of solar activity . (see Chapter 1)

HSOS supplies us with high-quality data of magnetic field and velocity field that help us to research deeply in the frontier of solar physics, which includes, series of work based on photospheric vector magnetogram (magnetic shear angle, current evolution, current helicity, 3-D topology of magnetic field, etc.), chromospheric magnetic field research, polar magnetic field observation and helioseismology. (see Chapter 2)

We summarize some models for coronal field extrapolation. (see Chapter 3)

HSOS has the distinctive ground-based multi-channel telescope system for solar magnetic field observation. (see Chapter 4)

On the basis of the preceding studies, we have done the investigation further in the following respects:

1. By combining the ground-based and space observations, we have studied in detail the relationship between the delta-type magnetic field evolution and the major flare event on 14 July 2000; (see Chapter 5)
2. Using series of vector magnetograms and proper motions, we have analyzed a delta spot in NOAA 9077. This delta spot formed and disintegrated in a very special way. Its current helicity evolution has a close relationship to the magnetic configuration. We find the conclusion, for the first time, that the sign reversal of the helicity can lead to the disintegration of the compact delta structure. And we present a new sunspot model to explain the sign reversal of the helicity for a sunspot; (see Chapter 6)
3. In order to know about the 3-D magnetic morphology for NOAA 9077 on 14 July 2000, we have analyzed the development of its post-flare loop system based on a 3-D fff local extrapolation, and discussed the difference between the theory and the observations as well as the possible causes. Based on source surface method and MDI data, we use the global potential extrapolated fields to analyze the exterior trigger for the major flare event on 14 July 2000. (see Chapter 7)

Keywords: solar activity, magnetic field, flare, sunspot, post-flare loop, magnetic topology

目　　录

第一章 引言

1. 太阳研究综述

太阳是一颗典型的光谱型为 G2V 型的恒星。它是离我们最近的一个发光天体，它的任何微小变化都可能对日地空间中的地球环境造成重大影响。由于距离上的优势，太阳物理学家们能够详细地对这个科学目标进行观测研究。他们的观测告诉人们，太阳作为一颗普通的恒星，远非 100 年前建立的自引力热核稳定体理论描述的那样简单。这个原因就是因为磁场的存在。

事实上，磁场是热核反应中产生的热流驱动对流层的复杂运动造成的。磁场导致了太阳活动现象中无数的谜团。这些谜团的存在都是对经典物理的挑战[1, 2]。

可以说，太阳上从最微小的纤维状磁场的扩散与消失，到巨大的诸如光斑、谱斑、太阳黑子、活动区浮现及伴随的太阳整体光度变化等现象，都是一个又一个令人费解的问题。

现代理论认为太阳磁场产生于内部一定的层次，它们以强纤维束（或细磁流管）的形式从底层上浮，并出现在可观测的光球表面上[3-7]。据估计，单根纤维的磁场强度在 1-2 千高斯之间，直径的量级约为 100 公里。由于下层对流区的连续影响，上浮的纤维磁场表现出了各种令人诧异的现象。这些现象也就是通常所说的太阳活动。目前观测表明，在这些纤维束外的区域不存在重要磁场。

太阳活动通常与双极磁活动区有关，如：黑子组、谱斑与光斑、日珥[8]、日冕物质抛射、瞬时活动区、X 射线亮点、耀斑[9, 10]、太阳宇宙射线[11]、亮丝状（也称弥漫状）X 射线日冕、冕洞[12]、以及太阳风等。它们构成了太阳活动的主要成分。更详细的介绍可参考[13-15]。

由于日冕膨胀和太阳风的影响，太阳在它周围形成了所谓的“日球空间”[16-21]。它的范围达到了海王星与冥王星之外的星际气体和星系磁场区域。太阳风中的离子、电子被加速到极高的速率，进入到行星际空间[22, 23]。异常宇宙射线明显是被超声速太阳风激波加速引起的[24-28]，而星系的宇宙射线则被向外扩张的太阳风磁场从日球中部分地排斥出去[17, 29, 30]。目前人们对宇宙射线的加速和排斥的研究尚处于初始的观测阶段。

人们现在都知道了太阳有 11 年的变化规律，但是历史上也出现过反常的现象。例如 17 世纪后半部分，太阳的活动相对变弱。这段时期即所谓的蒙德最小期（Maunder Minimum，1645-1715）[31-35]。

太阳的光度会因为磁活动强度的不同而变化。这是一个让人惊奇的现象。还有一个现象就是地磁场的扰动也受太阳活动影响。20 世纪以来的观测表明，这种扰动呈不断增强的趋势。这种趋势也伴随着从 20 世纪初开始的黑子数的增

加。有人认为[36]，这种地磁扰动的加剧反映着太阳上光球磁流量的增加（估计约 2 倍）。但是，这一点从实际观测中很难得出精确结果，因为有大量复杂的瞬时（短寿命）小活动区和网络、内网络残余磁流的影响。

太阳物理是一门对现存物理理论进行检验和挑战的学科。磁流体动力学建立在牛顿力学、麦克斯韦方程组、洛仑兹理论的基础上，它为我们理解太阳大尺度磁场运动、演化和瓦解提供了一种工具。目前许多问题，例如黑子的形成、谱斑、磁场的纤维状态、磁场与日冕加热的密切关系、对流层磁场的快速扩散等，在理论上都借助于磁流体动力学的偏微分方程的建立。

但是，这些偏微分方程并不能解释所有的太阳活动现象。我们必须发展更好的物理理论，建立一套更理想的理论动力学来适应目前的观测需要。如果实现的话，我们就可以解释如下这些现象：对流发电机中磁场的产生、磁场的快速重联、日冕外层的超声速流体动力学膨胀、磁拓扑界面电流片的自然形成[37]、在激波前沿和快速电子流中产生的等离子体波与射电波、快速磁重联过程中电流片内的粒子加速[22, 23]，等等。我们还需要在高精度的观测中反复检验这些概念。总之，太阳的活动已经使得经典的牛顿、麦克斯韦、波尔兹曼等理论变得更复杂。这的确出乎人们的想象[37-39]。

太阳活动对地球气候环境影响深远。来自地球上两极的冰核、海洋底部地幔中的信息显示，太阳活动与地球气候变化关系密切。它的长期演化会造成地球上几十年、几百年甚至上千年的气候改变。这一点已被现代地理学、气候学所证实。其实，其它恒星上也有着类似太阳这样的活动变化[40, 41]。

2. 各种磁场活动

除开太阳黑子、光斑、极少的白光耀斑、日珥以及日全食时的日冕边缘外，地面上传统的望远镜看不到更多的太阳活动现象。Hale 首次于 1908 年发现了太阳有活动磁场，并根据光谱塞曼效应推测出黑子有 2-3 千高斯的磁场强度[42-45]。

现在我们已知道，黑子不过是太阳磁活动世界里最为明显的一个特征罢了。半个世纪以前，电子磁像仪的诞生[46, 47]，标志着太阳磁场的研究进入一个新的阶段。由于磁场是由大量尚不可分辨的细纤维状成分组成的事实，刺激着人们不断追求更高分辨本领的望远镜与磁像仪。但是即使到现在，我们也仍然不能很满意地观测到太阳表面磁场内相互作用的细纤维结构[48-50]。

微耀斑和 X 射线亮点显然都是细磁纤维与细小双极区相互快速磁重联的结果。人们推测，快速磁重联将磁自由能转换成热能、电子加速的动能、气体喷射、激波、等离子体波和磁流体动力学波。它们的传播加热了周围的气体。冕洞的加热、太阳风的加速都极可能是微耀斑提供的能源[51-55]。但是我们目前只能停留在那些模糊的陈述上，我们希望能有观测上的可靠证据来做详细的定量分析。

同样，人们对于磁纤维形成的研究也是处于初始阶段[56-60]。我们还不能确

定它们在对流层中是怎么演化而获得缠绕的[61, 62]。细纤维被缠绕后，这种缠绕方式会以阿尔文速度沿纤维传播，并在光球上集结。进一步推测的话，它们产生的动力学不稳定性导致了磁重联中的快速磁自由能的释放[63-68]。

人们在各种理想状态条件下研究了快速磁重联过程。他们通常是在磁流体动力学近似下，希望了解在各种极端状态下的磁重联性质[13, 14, 69-83]。模拟磁重联过程的工作是非常重要的，因为磁重联广泛地发生在太阳各种复杂活动中。大多数重联理论的研究还局限于二维情况，最近才逐渐出现三维中的研究[84-86]，这得益于计算机技术的进步。但新的结果与二维的情况不尽相同。最新的数值模拟研究表明[87, 88]，太阳稀薄大气中的电子、离子的运动在薄电流片中起重要作用，模拟结果还提供了与实测接近的理论重联速率。当然，这只是当前太阳物理研究中获得对传统认识超越的一个例子。

太阳表面上存在着各种壮观的磁活动现象[89-91]，虽然我们能观测到他们，但太阳上还有很多我们不了解的内部活动现象。例如，这些活动的磁场起源。目前我们仅知道磁场是来自光球下旋转湍动着的对流层，并不清楚磁场产生的恰切机制。虽然我们根据磁流体动力学知道了流场与磁场相互作用的大尺度动力学的基本原理，但并不清楚对流层是怎样产生并维持着太阳的非均匀自转[92, 93]。目前关于磁场起源的αω-发电机原理，认为非均匀自转和强烈对流运动的共同作用应该是产生磁场的基本方式。但这种发电机理论正面临着解释必不可少的强平均场为什么会快速扩散和消失的难题。

正如前文所述，我们对光球层的磁纤维的状态知之甚少，所以也不清楚为什么这些细纤维能聚集在一起并挤靠形成黑子[94-96]。我们也不清楚为什么太阳活动峰年时由双极区发展形成的光斑、谱斑会导致了太阳整体光度的增加[97—100]。事实上，我们也不清楚光斑的基本结构。

黑子半影的结构十分独特，它是由交替的几乎水平的和垂直的磁场成分间隔组成的分层（sandwich）结构[3, 101]。这种结构是怎么形成的？这个问题至今仍在研究之中。瞬时活动区与有着 11（22）年活动周期的普通活动区有很大差异[102, 103]，它们在日面分布极广，起源尚不清楚。

高层日冕中存在的问题似乎并不比光球的少。例如 X 射线日冕的丝状拱系是以什么方式被加热的[104-113]？冕洞又是如何被加热并产生快速太阳风的[51-54]？高速太阳风的速度（600-800 公里/秒）显示了它的运动学温度（2-3）$\times 10^6$K 能延伸到多个太阳半径以外的范围。另外，还有一种慢速太阳风粒子流的原因现在也不清楚。怎样的磁场位形会产生日冕物质抛射[114-118]？日冕物质抛射爆发时，活动区磁场结构已偏离平衡态，处于不断瓦解的过程，快速磁重联将以喷射的形式释放出大量磁等离子体。

另外，通过研究地磁场的活动参数变化，我们可以建立起太阳磁活动与地磁场的关系。

对某些遥远恒星的研究也显示出它们有类似太阳的表面活动现象。这表现

在，发出 X 射线、产生暗弱恒星黑子、有周期性磁演化，并且它们的光度也随磁活动的程度而变化。我们推测，这类恒星极可能有着类似太阳的磁场分布和演化规律。但由于它们距离地球太远，我们不可能直接验证这一点。所以说，太阳是恒星研究的科学之门，因为它的近距离，我们能详细地观测它。理论上，仅依赖那些在恒星研究中已经建立起来的似乎成熟的理论，如（磁）流体动力学、辐射转移、对流区的垂直分层等，来解释太阳上如此复杂的活动现象是远远不够的。观测是解决模糊概念的有利途径。只有通过观测，我们才能将理论更加完善，才能更好地理解牛顿和麦克斯韦电磁理论。这也正是太阳和恒星研究的魅力所在。

日震学已经对太阳理论中的内部结构作了详细的证实[119，120]，也已计算得到了内部非均匀自转的模式[121-125]。日震学有其严谨的物理推导，即时间距离关系分析，能够探测到并描述光球下层的磁流浮现，甚至磁场分布[126-129]。在以后的几十年中，日震学必将为我们提供更多的机会了解太阳的内部。我们有望详细了解和分辨出来自太阳表面 50 公里以下的信息。

YOHKOH[130]、SOHO[7，131，132]、TRACE[90, 91, 133-136]以及其它 ESA 空间飞行器为我们提供了大量的太阳大气精细结构资料。进一步结合新发射的 HESSI（2002 年 2 月已开始取得耀斑光谱资料）及配置有自适应光学系统的未来地面 4 米镜（将安装在 BBSO），我们完全可能从近红外到 X 射线波段取得丰富的进展。

3. 太阳黑子和磁场

我们现在很难总结当前关于太阳各种活动现象的最新观测结果和理论问题。但是太阳黑子作为一个相对简单的经典研究对象，通过对它内部磁场的分析能让我们感受到太阳研究的复杂性。

太阳黑子其实是由许多挤在一起的细纤维束组成。通常，当光球活动区中有磁流浮现时，新的黑子将会在几小时或几天内形成[96]。在这一段时间内，许多细纤维会聚成簇状，并形成趋势。当更多的成百上千的纤维加入进来，单个的簇团会变得越来越大；当簇团直径达到一定的量级（～10^3 公里），它就呈现出暗点的形式，磁场强度达到平均 10^3 高斯。而当暗点的直径达到或超过 3×10^3 公里时，复杂的半影结构开始形成[3，101]。但半影通常不会形成在有磁纤维和其它黑点正汇入的地段。此时中部致密部分（即本影）的磁场大概有 2×10^3-3×10^3 高斯大小。本影面积不断增大，但一般直径很少超过 5×10^4 公里。

事实上，这种磁纤维的成簇相聚的现象是与麦克斯韦理论相矛盾的。因为沿着纤维结构的磁张力应该导致它们之间的分离而不是挤在一起，所以磁张力不是黑子磁纤维的约束力。此时黑子内部的磁压力方向也与约束力相反。

当新的磁流在该区域停止浮现后，磁纤维的汇聚趋势也随之消失。并且开始有部分成分从黑子周围分离。几天或几周后，该密集组织将会彻底瓦解掉[3]。

许多年前，Meyer 等人就指出[137]，对磁纤维汇聚现象的唯一解释只能是光球下不能观测到的水平流场的作用造成的。他们的假设是，底部的水平流场对黑子的下部起了拖曳作用。当有汇聚趋势的水平场发生时，它们就带着这些磁纤维一起运动并将它们汇合在一起形成这种光球表面的黑子演化现象。

Parker 认为[67]那些形成在表面的相互挤靠在一起的磁纤维，在光球表面以下可能并不彼此靠近。单个磁纤维在光球下可能有着更小的直径和更强的磁场，它的周围应该有无（磁）场的气体包围。这一点是从黑子本影中有热流出现的现象中得到启发的。通常，这种热流仅是正常太阳光球值的四分之一，并且与本影的半径大小无关。如果底部的纤维周围不存在无场气体的话，那么这个现象就无法理解。黑子半影的特殊分层结构可能是研究黑子形成过程的动力学现象的重要线索。遗憾的是，目前为止我们还未取得重大进展。

我们可以看到，上述的许多假设和陈述还不能成为令人满意的科学解释。但是这些问题若没有解决，我们就很难提出进一步的新问题。例如，为什么会有水平汇聚流场的存在、消失？为什么会有磁纤维？这些问题都关系到更深层次的太阳研究。

第二章　太 阳 磁 场 观 测 研 究※

1. 引　言

太阳磁场被认为是太阳物理中最为关键的一个物理量，至今有很多没有解决的难题如耀斑爆发、日冕物质抛射、磁流体激波的产生、磁流涌现、磁区的生长与衰减，以及太阳黑子周等复杂的现象，其实都与磁场有着密切的联系，甚至有人认为太阳的光度变化也受太阳磁场的控制，这对日地关系会产生深远的影响。太阳只是一颗普通恒星，可以说，不深入了解磁场，就无法理解为什么太阳上会有各种奇特现象的形成，也不可能全面地了解恒星的结构和演化。当前，许多发达国家从科技、军事的角度加大从事太阳磁场研究的力度，我们国家也积极活跃在太阳磁场研究的各个领域，计划不久发射太阳空间望远镜。这也是我们长期开展对太阳大气磁场的观测和理论研究的根本意义所在。

由于近年来视频矢量磁像仪的广泛使用，我们获得了宝贵的高时空分辨率的观测资料，利用这些地面资料使我们对太阳光球、色球磁场进行了大量有特色的工作，一批成果达到了世界一流水平。另外，日本的 YOHKOH（1991），欧美的 SOHO（1995）和美国的 TRACE（1998）等卫星相继升空，给全世界带来了前所未有的太阳各种信息的数据，这无疑对我们从事太阳磁场研究是一个极佳的发展契机，我们有望迅速搞清太阳磁场的起源和本质。

从下文中也将看到，人们利用怀柔观测资料已在近几年的太阳磁场领域中取得了许多重要进展。

2. 太阳磁场研究前沿

2.1 光球矢量磁场研究

目前我们对太阳磁场的研究主要是建立在太阳光球和部分色球观测资料的基础上。矢量磁图是研究太阳活动区磁活动过程的重要工具，可以为揭示耀斑等各种活动现象提供帮助。在太阳活动 22 周峰年期间，怀柔观测站观测到了太阳系列重要活动区的矢量磁场资料，并取得了许多重大成果。如艾国祥等人发现耀斑通常出现在色球速度反变线红移区一侧，并在此基础上提出了太阳活动区磁场和速度场的等效原理[1]；张洪起和包曙东研究了大样本的电流螺度分布问题[2]；汪景琇等人认为磁对消可能是太阳低层的磁重联、磁剪切都发生在磁环之间的拓扑界面附近造成的[3，4]。

2.1.1　耀斑区域磁剪切和纵向电流

通常认为太阳耀斑是存贮在挤压或非势能磁场中的能量的释放过程。据观测，上层大气中势能位形的磁环的连续变形是产生这种能量的原因。但是，怎

※本章主要部分发表于 2001 年《天文学进展》第 19 卷第一期第 34 页（刘煜，张洪起，包曙东）

样确切地表示非势能场，怎样更精确地描述非势能性，仍然是尚未解决的问题。

磁剪切在研究与耀斑相关的磁结构变化时，将起着重要作用。该概念是在描述耀斑活动过程中，Hα 纤维或暗条的缠绕现象时形成的[5]。对于中性线附近磁场剪切的定量求值可用Δφ表示，它是光球中势场与所观测到的横场之间的夹角[6]。磁剪切的提出，实际上是希望将整个活动区的变化联系起来，如不同类型的黑子运动、新磁流的涌现等。因此似乎需要发展一种描述区域剪切的方法，而不是仅限于中性线附近的角剪切分析。现在有大量的文章开展了这方面的探讨[7-12]。到目前为止，关于磁剪切和耀斑之间密切关系的研究还远未结束。

电流也是反映非势磁场结构的一个物理量。世界上首先观测研究耀斑 Hα 发射与电流之间关系的的人是 Moreton 和 Severny[13,14]。他们研究了 30 个耀斑，发现其中大约 80%的 Hα 初始增亮与电流的主要位置一致。随着光球矢量磁图观测的不断改进，人们有望找到并建立起耀斑发生地点与电流之间更详细的时空关系[15-23]。

在最近中美“日不落”联合观测中，李威等人利用大熊湖天文台和怀柔观测站的高时空分辨率的磁图及白光像，对超级活动区（NOAA AR 6891）作了详细研究，首次对电流演化与磁场、黑子运动和耀斑活动的时空联系进行了长时间跟踪研究。从观测中得到的主要结果是[24]：（1）该活动区的电流通常出现在正磁场区域而消失于负磁场区域；（2）在强剪切中性线两边存在着一对相反极性的相距很近的集中电流系统。磁剪切度反映了中性线与电流系统的符合程度，但最大的集中电流并不与强剪切区域一致；（3）存在一些横场很强的区域，虽磁剪切很强但并没有耀斑发生；（4）磁场演化（时间、空间）、黑子运动以及耀斑的产生都与纵向电流相对应。该活动区耀斑活动的日变化，并不与总电流密度有关，而是与剩余电流的变化密切相关。他们也首次从载有电流的磁流绳的角度解释了该δ位形群异常活动的动力学起源，并提出：太阳耀斑触发及其大小与两个因素有关，（1）涌现剪切，即由磁流涌现产生的剪切；（2）移动剪切，即由集中电流的移动产生的剪切。这两个因素是产生耀斑的能源。

2.1.2 电流螺度和磁螺度

螺度是对复杂物理对象的一种拓扑性描述，它与缠绕、左旋（负）或右旋（正）等特征有关。由于太阳磁场被认为是由它自身的较差自转和湍动对流的联合作用引起的，湍动对流可用位于太阳对流区和辐射区之间的过渡区薄层的运动螺度来表示，因此人们希望用一种简单的关系（如用正负符号）来表示运动螺度与磁场的关系。如果磁场在上升并穿过对流区的过程中，它的螺度保持不变，那么光球表面磁场的磁螺度分布就可以反映其下层的对流区中运动螺度的情况，所以螺度也可以用来作为探测太阳内部的工具，现在它被广泛地应用于日震研究。另一方面，我们也希望从螺度的角度来揭示耀斑事件中磁活动规律（磁能贮存，输运及释放）。最近几篇回顾性文章[25, 26]已很好地反映了当前这方面的热点。

Seehafer 通过比较常α无力场外推得到的各种磁图，研究了活动区电流螺度符号问题[27]。他发现 16 个活动区中除了两个以外，在北半球是负螺度，南半球

为正螺度。Pevtsov 人等通过采用线性无力场因子α作为纵向电流与纵向磁场之比，研究了 69 个活动区的局部螺度，得到的结果为，北半球有 75%的活动区是负螺度，而南半球有 69%的活动区是正螺度[28]。Abramenko 和王同江等人计算了 40 个活动区电流螺度 $B_z\cdot(\nabla\times B)_z$，发现有 82%活动区的电流螺度在北半球为正，在南半球为负[29]。由于取样少等主要原因，这些工作的结论尚难完全肯定。

利用怀柔的观测资料，包曙东和张洪起计算了 422 个活动区的光球电流螺度，并发现太阳北半球 84%的活动区是负螺度，而南半球 81%的是正螺度。在他们的工作中也对太阳 22 周的大尺度表面电流螺度演化作了研究，通过月平均黑子数的比较，他们发现平均电流螺度与太阳活动有着很好的对应关系[30]。之后，他们又有新的进展[2, 31, 32]，得到如下结论：（1）具有反转符号的活动区并非出现在太阳表面任意位置上，一些活动区偏向于经度定位；（2）这些反符号的区域通常与相反极性的磁流涌现有关；（3）一些区域及其附近的电流螺度的快速变化很可能是触发耀斑爆发的原因，但并没有发现电流螺度峰值与耀斑位置之间有何密切关系。

为了探讨电流螺度与磁倾角是否相关，起因是否相同，田莉蓉等人[33]在包曙东等人工作基础上，研究了具有不同磁通量、不同磁极距的活动区中磁极轴倾角的特点。并进一步研究了磁倾角与电流螺度参数$\langle B_{//}\cdot(\nabla\times B_{//})\rangle$的关系[34]，发现：（1）北（南）半球约 60%的活动区中，正（负）倾角分别对应着负（正）电流螺度；（2）不符合上述符号规律的活动区（约占三分之一）主要分布在一些特殊的经度区域，这些区域也是大耀斑（X 级）多发地带。她在另外的工作中探讨了活动区磁缠绕的主要来源：柯利奥里力可能是膨胀上升的磁力线管中磁力线缠绕的主要来源。

磁螺度也是描述磁场复杂性、磁力线缠绕数的一个量度。总螺度可用磁流管内的磁力线缠绕与磁流管本身的扭转（磁极轴的倾斜）之和来表示。关于磁螺度的研究也是太阳物理中的一个难点和热点问题。汪景琇[35]讨论了活动区中磁螺度的演化，他分析了可能的几种原因会导致磁螺度的不守恒：磁场与速度场的相互作用，光球层的电流耗散，以及活动区整体空间的三维电流耗散。由于直接测量的困难，计算磁螺度总是从一定的理论或模型的基础之上间接得到，如 Carbore 和 Bruno[36]利用太阳风资料，从光谱磁能张量中分析太阳风磁螺度的符号奇异性。目前磁螺度的研究仍然是个热点。

2.1.3　磁场拓扑性

通常太阳磁场的拓扑结构可用分隔面（separatrix）和分隔线（separator）来表示。磁分隔面（magnetic separatrix）是 Sweet 提出的[37]，它表示不同磁连通区之间的分隔面，即划定了不同磁流系统。分隔面相交线叫分隔线[38]。磁力线连通性的中断导致了电流的产生，并且电流沿着分隔线周围的磁力线流动。沿分隔线上形成的电流片驱使许多磁力线发生磁重联，并释放出电流的自由能。因此太阳磁场的拓扑结构与磁重联以及太阳耀斑有很密切的关系。分隔线的存在与否似乎意味着磁流环之间是否存在有效的相互作用，因而在某种意义上，可以认为分隔线是耀斑爆发的必要条件。

通过重建光球以上三维磁结构，我们可以定位分隔面和分隔线。但这个工作比较复杂，并且只能在假设势场或无力场的前提下才能完成。Baum 和 Bratenahl 首次在势场假设下，分析了分隔面在一个双极或四极子产生的磁场中的形成和定位[39]。Gorbacher 和 Somov 通过继续研究，很好地解释了所观测到的色球耀斑带的位置[40]。Demoulin 等人介绍了一些更系统的方法，即所谓的源方法，来揭示拓扑结构[41，42]。他们同样也发现 *Hα* 耀斑核位于分隔线上或附近。

但是，三维磁重联常常发生于出现准分隔层（QSLs）的地方。在 QSLs 处，场线联接变化通常很激烈或场线映射变化很陡[43]。因此在与能量存贮和释放相关的结构中，QSLs 似乎是个更普遍的场所。如果该结论正确的话，那么对于所有耀斑区所共有的特性就是要出现 QSLs。有关这方面的探讨可参考文献[44，45]。

王华宁、汪景琇[12]和王华宁[46]采取了另一种方法来研究二维外推磁场中奇异点，他们的前提是假设了势场或线性无力场模型。他们发现 Hα 耀斑的起始增亮与鞍状点密切相关，并且 Hβ 增亮趋向于沿二维磁元分隔带的扩展。王同江等人进一步将这种方法应用于观测的横场，并发现了奇异点和与之有关的二维拓扑[47]。他们指出，太阳耀斑的日冕软 X 射线发射与这种磁拓扑有很好的相关性。这些结果支持了太阳耀斑爆发时磁重联导致能量释放的结论。

2.1.4 三维磁场外推

太阳磁场三维结构，包括磁场在太阳不同层次的分布状态和细节，是值得研究的重要课题。我们对太阳磁场的测量通常局限在光球和色球，外推到日冕层的计算目前仍然有很多问题 [48]，[49]。

在过去的 30 年中，人们根据边界条件试用了各种计算方法来重构日冕非势磁场。这些方法都假设了无力场，这是日冕物理状态的很好近似。如今，由于计算机技术的发展，使利用矢量光球磁图数据计算广义非线性无力场成为可能。下文介绍几种计算非线性无力场的方法。

人们根据不同的考虑提出了多种方法。Sakurai 首先提出了有限元方法[50]，但该方法在非势较强的情况下存在收敛问题（原因尚不清楚[49]）。Amari 等人提出的初步数值检验对这个问题是一种改进[51]。吴等使用有限差分技术将无力场方程直接离散化，大大简化了求解公式，但也产生了众所周知的病态特征[52]。准物理演变法[53，54]，通过瞬时演变代替非线性反复过程，将 MHD 方程转化到近似无力状态。上述方法都是基于求解微分方程的技术，严毅华和 Sakurai 为有限能量的非线性无力场首次找到了一个等效的边界积分表示法，从而建立了另一种可实现的数值方法[55]：边界元方法，这种方法非常适合于研究开放的边界问题，如日冕[56，57]。值得一提的是，最近宋慕陶等人[58]在边界元方法的基础上，为线性无力场寻找到格林函数解，进一步解决了以往外推方法中存在的某些问题（如：磁场无散和无力性、与观测的磁场三分量的相容性）。

2.2 活动区色球磁场研究

2.2.1 色球磁场的测量

由于可进行色球磁场观测的谱线较少，对磁场的敏感程度也低于光球谱线，所以太阳色球磁场的观测和研究总体上来说比光球少。色球磁场通常只能进行纵向磁场的测量。另外，色球大气处于非热平衡状态，这使观测结果的解释较为困难。

Severny 和 Bumba 利用 Hα 和 Hβ等谱线对色球磁场进行测量，发现色球和光球磁场的一致性，指出光球磁场能够渗入色球[14]。Giovenilli 和 Jones 分析了太阳多层次磁场的观测资料后，指出太阳磁场从光球向上延伸呈现为伞盖状结构[59]。

2.2.2 色球磁场的视频观测

近年来怀柔观测站利用 Hβ谱线对色球磁场进行系统高分辨观测，取得了多项重要成果。视频磁图可以获得色球的纤维结构等较为丰富的细节。

张洪起等人通过观测得到，色球磁场和光球存在细节上的差异，色球磁场呈现为纤维状结构，为光球磁场向上的延伸和扩展[60]。

Chen 等人[61]和张洪起、艾国祥[62]等人发现色球磁图存在着相对于光球磁场的反变结构。这种结构可能反映了弯曲的磁力线的投影或扭曲效应。在色球纵向磁图上的反变结构附近，色球磁场和光球磁场的横向和纵向分量之间应基本满足通量守恒和力学平衡关系[63]。刘扬等人提供了一种这种色球反变结构的解释，他们认为是位于光球层和色球层之间的小尺度磁流管的缠绕造成了这种反变现象[64]；而 Sanchez Almeida 从辐射传播效应的角度提供了另一种解释，他认为是由反变区的弱类耀斑线发射导致产生这种奇怪现象[65]。

2.2.3 色球磁图的 Stokes 参数轮廓分析

太阳色球谱线（如 Hβ）的等值宽度均较宽，叠加在谱线线翼上的光球线对色球磁场测量的影响值得注意[66]。在选择 Hβ谱线线翼不同部分进行色球磁场测量时，发现光球伴线可能造成黑子半影区域色球磁图上反号现象。

观测和研究表明，色球 Hβ谱线线心的 Stokes 参数形成在色球层，而谱线的翼形成在光球层，张洪起通过分析偏离线心不同处 Stokes 参数的变化，获得了太阳磁场随高度变化的信息[67]。色球的纤维状结构和磁场之间存在着明显的对应关系，在黑子色球的超半影，磁力线相对于日面的倾角约为 15°～20°[68]。

2.3 日冕磁场研究

日冕加热、日冕物质抛射、日冕（耀斑）环的相互作用等是太阳物理研究中的重要课题，这些课题均涉及到太阳日冕磁场的微观和宏观特征。

日冕磁场的直接观测十分困难。现阶段日冕磁场研究主要建立在形态观测

（日冕仪的边缘日冕结构观测和卫星软 X 射线成像观测）和射电的偏振观测上。前者获得的是日冕光学结构，并不完全反映出磁力线的空间分布。而后者的测量精度和空间分辨率均较低。

近年来，日本“YOHKOH”卫星已取得了大量太阳软 X 射线的观测资料。1998 年美国发射了主要用于太阳过渡区及日冕观测的“TRACE”卫星，它通过对一系列谱线进行同时观测，力图了解日冕及过渡区物理。

为了解日冕及过渡区磁场的可能形式，张枚将 TRACE 卫星资料与同一时刻怀柔太阳磁场望远镜所获得的光球磁图进行了比较[69]。看出，太阳磁场在太阳高层大气中基本上是由宽度不大变化的细纤维组成的，这些细纤维在光球层上的足点与怀柔磁图观测到的光球磁元位置对应得很好。这也说明这些细纤维确实反映了磁流管从光球向高空扩展的状况。远紫外像中亮丝结构的宽度不变，可能反映了磁场在小磁流管中扩展不大。

2.4 小尺度磁结构研究

分析太阳小尺度磁结构的信息主要有两种不同的方法：（1）塞曼效应偏振测量；（2）光谱分析。前者的特点是时间分辨率高，空间分辨率不够。后者的特点是所测得参数与仪器空间分辨率无关，但仅能根据一些模型提供统计信息，并且时间分辨率有待提高。Stenflo 等使用一种新型的傅立叶转换光谱仪诊断磁流管，在光谱领域取得了一定突破[70]。中美“日不落”计划（HSOS 和 BBSO 联测）中，王海民等利用地面视频磁像仪对活动区和网络磁元进行了 75 小时的跟踪观测[71]。而更小尺度的磁场结构的分析，现在也成为太阳物理研究的一个热点。

2.4.1 内网络磁元

Livingston 和 Harvey 首先观测到了内网络磁场[72]。内网络磁元是超米粒元胞中由混合极性组成的分立离散组织，它们的特征为：（1）内网络磁场很弱，大约只有 0.05T。但是它们内部的某些基本磁流管的均匀磁场却可高达 0.15T[73, 74]；（2）内网络磁元大小有几百公里，磁通量范围从 10^8Wb（探测极限）至 2×10^{10}Wb，峰值分布为 6×10^8Wb[75]。因此大部分内网络磁元由于既小又弱的原因难于观测到，但网络磁元却容易观测到；（3）平均寿命为几个小时；（4）内网络磁元以 0.3～1.0km/s 的速度移动，但它们通常并不径向移向元胞的边界面[76]；（5）当与网络磁元相碰时，相同极性合并，相反极性对消[77]；（6）内网络磁场再循环所释放的最低总能量为 1.2×10^{21}J/s，这个量值与日冕加热所需能量（～1.8×10^{21}J/s）是接近的。

利用大熊湖 1992 年 6 月 4 日的磁图资料，张军等人详细地研究了内网络磁元的演化和运动模式[78, 80]。他们选择了 528 个磁元，并从产生到衰亡整个过程进行了跟踪，发现：（1）这些磁元的寿命从 0.2 至 7.5 小时不等，平均寿命为 2 个小时，并且寿命与磁元总通量之间表现出一种准线性关系；（2）1/2 内网络磁元在网络元胞中某些地方以混合极性群形式出现，1/5 以短暂的极小双极子形式出现，1/5 在同极性元的合并中产生，1/10 从大元的分裂中出现；（3）这

些内网络磁元的 1/3 与相反极性的内网络磁元发生对消，1/3 并没有与其它磁元作用就出现了磁场衰减的现象，1/4 通过与相同极性的网络磁元或内网络磁元作用而发生合并，1/10 分裂为探测极限以下的更小的内网络磁元；（4）大约 1/9 的内网络磁元与网络特征体不断发生合并，1/6 的不断发生对消，网络特征体的部分磁通量来自于以前的内网络磁通量，部分被内网络磁元消除。合并与对消的总效应是网络磁元总通量在 10 小时的观测期间的逐渐衰减。这似乎表明并不是所有网络磁通量都是活动区磁通量的剩余；（5）从超米粒元胞中心到边界，内网络磁元径向速度逐渐减小，而环向速度明显增大，在边界面周围的平均环向速度大小约为 0.4km/s；通过跟踪 768 个内网络磁元，得到水平速度范围为 0.05km/s 至 0.8km/s 之间，峰值分布在 0.4km/s。

2.4.2 磁流和振荡

小尺度磁结构（或磁元）研究中令人感兴趣的现象有磁流、振荡和波。通常都认为磁元与稳态流无关，一些文献 [81, 83]也证实了这点。

磁元被快速准静态流所包围，这些流集中成窄带并被水平内流支持。斯托克斯参量 V 和 I 轮廓不对称性的经验模型[84,85]以及理论模拟[86,87]证实了这种物理图像。这表明磁元在很大程度上受周围米粒组织的影响。米粒推动磁元向前或向后运动，导致磁力线明显倾斜。虽然磁元的运动不可完全预测，但由于它们跟 5～10 秒的时标（即米粒的时标）相关，因此它们应该能够产生可传播的扭折波。Volkmer 等人所观测到的一个磁特征的准周期水平振荡可能就是属于这种类型[88]。Steiner 等人的模拟也产生了高强度的上传激波以及随后的向下磁流[87, 88]。这些激波导致了高层光球的强加热，并向光球和色球传输了大量的能量。

对于磁元中的波，能直接观测到的相对比较少，并且通常只观测到了 5 分钟振荡。Muglach 等人在红外波段观测到的振荡是目前所探测到的仅有的磁元深层振荡[89]。比偏振斯托克斯参量观测更普遍的是利用磁区（如网络）的光谱序列来分析太阳磁层动力学特性。Lites 等人[90]和 Bocchialini 等人[91]已经观测到了内网络波及网络波，并证实网络中色球振荡占有更长的周期。

2.4.3 极区磁场观测

虽然太阳表面的大多数磁流都集中成高强度的小磁流管，但对极区磁流管的观测却很少，这主要是因为所测磁元的纵向磁场和视线的倾斜角度过大不易测量导致的。大多数研究仅集中在极区的总磁通量上。Babcock 利用总磁流的演化，首次观测到了极区的反转场[92]。随后人们对太阳磁周期的研究，都使用总极区通量作为太阳磁场反转的基本指标。

Lin 等人详细研究了极区小磁元的特性[93]。在太阳黑子峰年，极区由相同数量的正磁元和负磁元所组成，它们的平均强度也相同。当向极小期过渡时，极区的磁元变成某一种磁性占优的现象。随着极区场位相的增加，极性占优的场的平均强度也在增加，而相反极性场的在减少。研究同时表明，北极区的低纬部分的极性反转比高纬的早得多。

邓元勇等人利用怀柔资料，对南极区进行了矢量磁场测量[94]。他们证认了一些双极结构，但不能判断它们是否是瞬时涌现区还是磁对消特征。通过分析，他们发现：（1）极区场与太阳表面法线有 33° ±5° 的偏离；(2)较强磁元的倾斜不会小于 20° ；(3)在日纬 50° 以上的极盖区，无符号的流密度与净流密度分别是 8.7×10^{-4}T 和 -3.4×10^{-4}T；（4）50° 以上极区的总通量大约为 6.2×10^{14}Wb。另外也发现极区场元的寿命从几小时到超过 60 小时不等。这就为我们研究太阳在极区的旋转提供了可跟踪的磁元。

张枚和张洪起通过对日面边缘的光球磁场进行分析和观测，发现太阳赤道与南北极的磁场结构存在显著不同[95]。太阳赤道附近宁静区磁元的水平分量较小，而南北极附近磁元则存在着一定的水平分量。这一现象亦被整个日面边缘光球磁场的观测所证实。

2.4.4 色球磁元观测

光球的小尺度磁结构观测已经取得了很大进展，相比之下，在色球中的研究似乎就不够了。网络磁流管的 Canopy 模型[96, 97]尽管很流行，但缺乏直接的观测证据。同样，根据小尺度太阳发电机模型[98, 99]所推算的内网络磁元不能延伸到更高层大气，也面临这样的问题。

最近，张枚和张洪起试图通过观测太阳色球层的网络磁元和内网络磁元，来检验上述模型是否正确[95, 100]。他们发现光球中出现的网络元和内网络元也在色球中出现，也就是说即使内网络元也能延伸到光球以上 1500km 的高度。他们又通过与 TRACE/EUV 波段的过渡区资料比较，同样发现光球磁元与 EUV 发射环的足点部位一致。根据上述重要观测事实，网络磁流管能够从光球层延伸到色球层。但它们在更高层是否具有延伸性？并且当它们延伸到大气外部时是否能保持非膨胀性？若要保持不膨胀，磁流管需要一个环形电流包围它，这将给上层大气带来大量的能量。如果网络或内网络磁元保持不膨胀并能达到高层大气，则可为色球和日冕的加热带来足够的能源。

2.5 日震研究

高精度光球磁场和速度场演化数据的获得，极大地促进了探测太阳内部区域的日震技术的发展。虽然日震学已经为人们提供了不少光球表面下的物理参数[101--104]，但是还未能给出一幅关于内部非均匀性的详细分布图。利用包括怀柔站在内的台湾日震观测网络（TON[105]），Chang 等人首次发展和应用了日震声波（P 模）成像技术，来构建太阳内部三维局部像[106]。其基本原理是将太阳表面各点当成声波敏感器的像元，它们之间根据一定的物理模型来确定位相关系。来自底层的声波被这些像元收集经过一定处理之后就可以成像，该像能够反映一定光球下一定深度的不均匀性。虽然目前它的分辨本领还不太高，但这项技术对于我们了解黑子磁流管的深度[104]、活动区与宁静区磁场内部结构的差异

[107]、活动区底部结构[108]、搜寻浮现磁流[109]以及其他与磁场有关的活动[110]很有帮助。

3. 展望

本章收集总结的只是最近几年中人们利用怀柔磁场所做的工作。尽管如此，我们仍能感受到整个太阳物理的发展是相当迅猛的。太阳是离地球最近的一颗恒星，天文学所能使用的一切探测手段几乎都能在太阳上得到应用，所以太阳物理容易得到比别的分支更多的信息，建立在观测基础上的理论也日趋成熟。太阳磁场的观测也是如此，人们将磁场称作太阳上的第一物理量，太阳表面上绝大多数的现象（如黑子，耀斑爆发，日珥，冕洞，环状结构等）都与它密切相关，今天的磁场研究正朝着大尺度与精细结构两个大方向迈进。虽然我们在太阳磁场的研究领域已有了很大进展，但是仍然存在很多问题有待解决。可以说，太阳物理的基本问题与几十年前仍然一样，如 5 分钟振荡，磁场起源和黑子周问题等。另外，太阳在一个太阳周中辐射能量的变化，将对地球气候产生十分深远的影响，所以我们还必须要深入研究太阳磁场在对流区的起源、在光球中的涌现和喷发，以及与对流物质的相互作用，机械能在上层大气中的传播、消失等，这样我们才可能理解太阳辐射的主要变化。

太阳的发展离不开先进的探测手段。自九十年代初以来，太阳物理上升到了一个新的起点，那就是随着 YOHKOH，SOHO，TRACE 和 HESSI 等空间探测器的升空，它们为太阳物理学家带来了前所未有的大量高时空分辨率的数据，这些数据的特点是利用在太阳不同层次形成的磁敏谱线进行多波段大尺度测量，能详细地探测从太阳内部到几十个太阳半径外的大尺度磁场演变。所以近来发展最为迅猛的一个分支当属日冕物质抛射（CME）的研究[111, 112]。很显然，这对研究太阳磁场三维结构、太阳小尺度磁结构、磁场微结构及演化过程，以及日冕层的磁场结构会带来直接的帮助。

展望新世纪太阳磁场的研究，地面和空间相结合，多波段相结合，以及计算机技术的应用，这些都让我们可以获得和处理更加丰富的太阳磁场信息，并有助于我们在观测事实的基础之上进行有效数值模拟和构建合理的理论模型，进一步了解太阳表面及表面层以下不能直接观测到的磁场。

第三章　日冕磁场外推方法介绍

1．几种无力场外推方法介绍

1．1．　无力磁场的位形方程

磁流体力学的基本方程组包括：连续方程、运动方程、状态方程、磁感应方程和磁场无源方程。太阳活动区磁场的量级一般为 10^2～10^3 高斯，磁压比等离子体的热力学压力和动力学压力大得多，运动方程中的压力梯度项、重力项、惯性项均比洛仑兹力项小得多，满足低β条件（$\beta\sim4\pi\rho_0\upsilon_0^2/B_0^2=\upsilon_0^2/\upsilon_A^2$ 以及 $p_0\sim\rho_0\upsilon_0^2$，$\rho_0$、$\upsilon_0$、$B_0$ 分别为密度、流体速度和磁场的特征量）。将各物理量用低β作小参量展开代入无量纲化的磁流体力学方程组，可得如下基态方程组：

$$(\nabla\times\vec{B})\times\vec{B}=0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\vec{\upsilon})=0, \tag{2}$$

$$p=p(\rho), \tag{3}$$

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}=\nabla\times(\vec{\upsilon}\times\vec{B})+\eta_m\Delta\vec{B}, \tag{4}$$

$$\nabla\cdot\vec{B}=0, \tag{5}$$

$$\vec{B}\cdot[\rho(\frac{\partial\vec{\upsilon}}{\partial t}+\vec{\upsilon}\cdot\nabla\vec{\upsilon})+\nabla p-\rho\vec{g}]=0 \tag{6}$$

在忽略位移电流的情况下，利用麦克斯维方程，（1）式可写为：

$$\nabla\times\vec{B}=\alpha\vec{B}, \tag{7}$$

其中 α 一般是空间和时间的标量函数，具有长度倒数的量纲，称为无力因子。

虽然流场与磁场是耦合在一起的，但在无力场近似下，给出 α 的某种分布后，基态方程组中的流场和磁场就可分开处理；另一方面，由于无力场演化的特征时间一般地大于太阳活动区形态观测的时间分辨率，我们可以将磁场的演化近似看成一个准静态过程，即求解磁流体静力学问题。这样无力磁场的位形方程应当满足：

$$\nabla\cdot\vec{B}=0, \tag{5}$$

$$\nabla\times\vec{B}=\alpha\vec{B}, \tag{7}$$

对（7）式两边取散度并利用（5）可得：

$$(\vec{B}\cdot\nabla)\alpha = 0 \tag{8}$$

即无力因子α沿磁力线不变。

无力因子α的大小表征磁力线扭曲的程度，同时也表征电流密度与磁感应强度的比值大小；α的正负表征磁力线扭曲的方向与势场磁力线方向的相对关系，即磁场扭曲的螺旋方向（右手或左手旋），同时也表示电流密度矢量与磁感应强度矢量的平行或反平行的关系。α因子把磁场的几何特征与物理特征结合在一起，这是很有趣的。当α=0 时，磁场没有扭曲，退化为势场位形，同时电流变成零，也称无电流场。α为常数时对应线性方程，称线性无力场；α不为常数时对应非线性方程，称非线性无力场。

在笛卡尔直角坐标系（或柱坐标系）中，一个无散的常α磁场$\vec{B}$可以用一个任意的标量函数 P 表出：

$$\begin{aligned}\vec{B} &= \nabla\times\nabla\times(P\hat{e}_z)+\alpha\nabla\times(P\hat{e}_z)\\ &=(\frac{\partial^2 P}{\partial x\partial z}+\alpha\frac{\partial P}{\partial y})\hat{e}_x+(\frac{\partial^2 P}{\partial y\partial z}-\alpha\frac{\partial P}{\partial x})\hat{e}_y-(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 P}{\partial y^2})\hat{e}_z,\end{aligned} \tag{9}$$

其中标量函数 P 满足亥姆霍兹（Helmholtz）方程

$$(\nabla^2+\alpha^2)P = 0, \tag{10}$$

一些常用的方法，如 Nakagawa 和 Raadu[1]、Seehafer[2]、Chiu 和 Hilton[3]等，所得到的太阳磁场的不同表达式都是由（9）、（10）式出发推出的[4]。

1．2．Chiu 和 Hilton 的方法[3]

该方法给线性无力场的表示式。具体过程为：取柱坐标系（ρ,φ,z），z 轴指向观测者，光球面与z=0 平面重合，考虑（$z\geqslant$0）的整个上空间。边值的取法是Ω（0≤x≤Lx，0≤y≤Ly）的矩形区域内按观测取得边值 Bz（x，y，0），在Ω之外的整个 z=0 平面上取边值 Bz_0=0。即考虑无界的（ρ,φ）的边值问题。

在柱坐标系中，亥姆霍兹方程（10）的无界空间问题的通解为：

$$\begin{aligned}P(\rho,\varphi,z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty}e^{im\varphi}\{&\int_{\alpha}^{\infty}[A_m(k)e^{-\sqrt{k^2-\alpha^2}z}+B_m(k)e^{\sqrt{k^2-\alpha^2}z}]J_m(k\rho)dk+\\ &+\int_0^{\alpha}[C_m(k)\sin(\sqrt{\alpha^2-k^2}z+A'_m(k)\cos(\sqrt{\alpha^2-k^2}z)]J_m(k\rho)dk\}\end{aligned} \tag{11}$$

考虑半无限空间的解，由边界条件：

$$\lim_{z\to\infty}P(\rho,\varphi,z) = 0 \tag{12}$$

可推出（11）式中随指数增长项的系数

$$B_m(k)=0\,,\tag{13}$$

而 $A_m(k)$，$\mathrm{C_m}(k)$，$\mathrm{A'_m}(k)$ 待定。

由（11）可见，函数 P 对 z 的依赖关系不仅是指数衰减项，而且应包括随 z 振荡变化的项。这是亥姆霍兹方程通解的必然要求。只要（11）中 $C_m(k)$、$\mathrm{A'_m}(k)$ 是适当的可积函数，即可满足条件（12）。

由（9）可求出

$$B_z(\rho,\varphi,z)=(\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\alpha^2)P\,,\tag{14}$$

因此

$$B_z(\rho,\varphi,0)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}e^{im\varphi}\{\int_\alpha^\infty k^2A_m(k)J_m(k\rho)dk+\int_0^\alpha k^2A'_m(k)J_m(k\rho)dk\}\tag{15}$$

由于（15）中仅包含 $A_m(k)$ 和 $A'_m(k)$ 项，故仅仅利用 $B_z(\rho,\varphi,0)$ 作为边值，（11）式的解是不唯一的，因而所求的磁场也是不唯一确定的，因为取（11）中的 $C_m(k)$ 为任意有穷可积函数，所得的解都能满足 $B_z(\rho,\varphi,0)$ 边值。

事实上，亥姆霍兹方程（10）是三维椭圆方程，解的唯一性问题是与边值的符合与否相联系的。所以受现有的观测资料（仅有 z=0 一个层次的纵场值较可靠）的限制，我们只能定出包含随 z 指数衰减和余弦变化项的解，即

$$\begin{aligned}P(\rho,\varphi,z)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}e^{im\varphi}\{&\int_\alpha^\infty A_m(k)e^{-\sqrt{k^2-\alpha^2}z}J_m(k\rho)dk+\\&+\int_0^\alpha A'_m(k)\cos(\sqrt{\alpha^2-k^2}z)J_m(k\rho)dk\}\end{aligned}\tag{16}$$

利用 Bessel 函数的正交归一性

$$\int_0^\infty xJ_m(\lambda x)J_m(\lambda' x)dx=\frac{1}{\lambda}\delta(\lambda'-\lambda)\tag{17}$$

可得

$$A'_m(k)\theta(\alpha-k)+A_m(k)\theta(k-\alpha)=\frac{1}{2\pi k}\int_0^\infty\rho'd\rho'\int_0^{2\pi}d\varphi'e^{-im\varphi'}J_m(k\rho')B_z(\rho',\varphi',0)\tag{18}$$

其中$\theta(t)$是阶梯函数。再利用 Bessel 函数的加法公式：

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi-\varphi')} J_m(\lambda\rho) J_m(\lambda\rho') = J_0(\lambda R), \tag{19}$$

其中 $$R^2 \equiv \rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho'\cos(\varphi-\varphi') \equiv (x-x')^2 + (y-y')^2 \tag{20}$$

以及 $$\int_0^{\infty} \rho' d\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \sim \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} dx'dy' \tag{21}$$

可将（16）转换到直角坐标系。再由（9）式给出的 P 与 Bx、By、Bz 的关系，可以用格林函数的形式写出与（16）式相应的（9）式的解：

$$B_i = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dx'dy' G_i(\vec{r},\vec{r}') B_z(x',y',0), \quad \mathrm{i = x,\ y,\ z} \tag{22}$$

其中 $$G_x = \frac{x-x'}{R}\frac{\partial\Gamma}{\partial z} + \alpha\Gamma\frac{y-y'}{R}, \tag{23}$$

$$G_y = \frac{y-y'}{R}\frac{\partial\Gamma}{\partial z} - \alpha\Gamma\frac{x-x'}{R},$$

$$G_z = -\frac{\partial\Gamma}{\partial R} - \frac{\Gamma}{R},$$

$$\Gamma = -\int_{\alpha}^{\infty} e^{-\sqrt{k^2-\alpha^2}z} J_1(kR)dk + \int_0^{\alpha}\cos(\sqrt{\alpha^2-k^2}z) J_1(kR)dk \tag{24}$$

由于边值$B_z(x',y',0)$在$\Omega(0,L_x;0,L_y)$区域以外均为零，（22）式的实际积分区域变成Ω。所以

$$B_i = \frac{1}{2\pi}\int_0^{L_x}\int_0^{L_y} dx'dy' G_i(\vec{r},\vec{r}') B_z(x',y',0) \tag{25}$$

利用恒等式

$$\int_{\alpha}^{\infty}\frac{kdk}{\sqrt{k^2-\alpha^2}}[e^{-\sqrt{k^2-\alpha^2}z} J_0(kR)] + \int_0^{\alpha}\frac{kdk}{\sqrt{\alpha^2-k^2}}[\sin(\sqrt{\alpha^2-k^2}z) J_0(kR)] = \frac{cor\,\alpha r}{r} \tag{26}$$

其中$r^2 = R^2 + z^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2$, （27）

可将Γ简化为

$$\Gamma = \frac{z}{Rr}\cos(\alpha r) - \frac{1}{R}\cos(\alpha z) \tag{28}$$

以上（22）-（25），（27），（28）即为解的表达式。另外，在处理数据之前还应注意所研究区域的净磁通量应为零的条件。

1．3． Yan 和 Sakurai 的方法[5]

Yan 和 Sakurai（2000）讨论非线性无力场近似下太阳冕场重构等价于解决如下边界值问题[22]：

$$\begin{cases} \nabla\times B=\alpha B \\ \nabla\cdot B=0 \\ B=B_0 \qquad (r=R_\Theta) \\ B=O(r^{-2}) \qquad (r\to\infty) \end{cases} \tag{29}$$

他们引入如下形式的参考格林函数：

$$Y(\lambda,r)=\frac{\cos\lambda r}{4\pi r} \tag{30}$$

其中λ与α同量纲，r是源点与场点的距离。（30）式是如下亥姆霍兹方程的一个基本解：

$$\nabla^2 Y+\lambda^2 Y=\delta(r) \tag{31}$$

假定日冕中磁力线均来自光球，并且α可以从相应矢量磁场观测中得到。利用格林第二积分定理：

$$\int_{\Omega''}(Y\nabla^2 B-B\nabla^2 Y)d\Omega=\oint_{S+S_\Theta+S_\varepsilon}(Y\frac{\partial B}{\partial n}-B\frac{\partial Y}{\partial n})dS \tag{32}$$

其中（32）中的Ω是光球表面以上的开放场空间，Ω''表示除去场点的空间体积，S,S_Θ,S_ε分别表示场的外边界表面积（R→∞）、光球表面积、和场点区域的表面积（r_ε→0）。积分求得有限能量条件下磁场的一个表达式（33），

$$c_i B_i=\int_{S_\Theta}(Y\frac{\partial B}{\partial n}-\frac{\partial Y}{\partial n}B)dS \tag{33}$$

若场点在光球，则$c_i=\dfrac{1}{2}$；反之，$c_i=1$。在（33）的推导过程中，对所有的场点都假定以下渐进条件成立（R→∞）：

$$\Psi_i(\lambda)=\int_\Omega Y[\lambda^2 B-\alpha^2 B-(\nabla\alpha\times B)_p]d\Omega=0,\quad p=x,y,or,z \tag{34}$$

理论上，如果知道了λ系列和$\left\{\frac{\partial B}{\partial n}\right\}$系列的值，则根据（33）式可以求出磁场分布。Yan 和 Sakurai 使用边界元方法[5, 6]来确定这些待定参数的步骤是：(a) 使用边界元方法将（33）的积分形式分解成求和形式，并赋予$\lambda_{(k)}$以初值$\overline{\alpha}$（可从观测中得到）；(b) 建立方程组，求出$\left\{\frac{\partial B}{\partial n}\right\}_{(k)}$值（光球表面，$c_i=\frac{1}{2}$）；(c) 结合（34）式和磁场无散条件求出新的$\lambda_{(k+1)}$，并回到步骤 (b) 得到新的$\left\{\frac{\partial B}{\partial n}\right\}_{(k+1)}$值；(d) 检验$\left|\left\{\frac{\partial B}{\partial n}\right\}_{(k+1)}-\left\{\frac{\partial B}{\partial n}\right\}_{(k)}\right|$的大小，如果太大则返回 (c) 重新循环迭代，如果结果满意，则确定了最终的边界参数。

但是，因为求解λ系列中存在的复杂性和不确定性，Wang, Yan 和 Sakurai 又提出一种针对该问题的准线性方法[7]。其特点是将观测的横场两个分量进行线性无力场定标，并保持其方向不变，这时可确定活动区最佳λ值。检验结果表明用该方法计算的磁场能较好地满足无力和无散条件[7]。这个新方法也被应用到最近的一些观测工作中去[8, 9]。

1．4．Song，Wu & Ji 的方法[10]

最近，Song 等[10]在上节 Yan 和 Sakurai 方法的基础上，利用磁场积分形式（33）式来进行线性无力场的计算。该方法的特点是为场点的解找到了六个与高斯函数有关的源函数系数，解的形式建立在六个（高斯函数的）简单线性无力场的数学叠加上。其中的叠加系数即上述所谓的源函数系数，它们的物理意义是反映了来自光球磁场及其纵向梯度的影响程度。这些高斯函数是由母函数$(Y,0,0),(0,Y,0),(0,0,Y),(\frac{\partial Y}{\partial z},0,0),(0,\frac{\partial Y}{\partial z},0),(0,0,\frac{\partial Y}{\partial z})$所生成，显然它们符合线性无力场的一般要求。该方法的主要步骤如下：

$$\nabla\cdot B=0, \tag{35}$$

$$\nabla\times B=\alpha B, \tag{36}$$

其中α是常数，$B(x,y,z)$被局限于开放空间（$z\ge z_p$）。$z=z_p$代表光球面，z_p的大小待求（$0<z_p<<1$）。

定义三个生成函数（generation function）$U(x,y,z),V(x,y,z),W(x,y,z)$，它们满足亥姆霍兹方程：

$$\nabla^2U+\alpha^2U=0,\ \nabla^2V+\alpha^2V=0,\ \nabla^2W+\alpha^2W=0, \tag{37}$$

且满足外边界条件（$r \to \infty$）：

$$U = O(r^{-2}),\ V = O(r^{-2}),\ W = O(r^{-2}), \tag{38}$$

其中 r 是开放空间中的场点 (x, y, z) 与源表面 Γ 上某点 $(x', y', 0)$ 的距离，

$\Gamma: \tilde{x}_1 \le x' \le \tilde{x}_2, \tilde{y}_1 \le y' \le \tilde{y}_2, z \equiv 0$。

由 Yan 和 Sakurai（2000）[5]的磁场积分形式（33）出发，这三个生成函数可表示成如下的积分：

$$T(x, y, z) = \iint_{\Gamma} [Y \frac{\partial T(x', y', 0)}{\partial n} - \frac{\partial Y}{\partial n} T(x', y', 0)] dx'dy', \tag{39}$$

和渐进等式：

$$T(x, y, 0)/2 = \iint_{\Gamma} [Y|_{z=0} \frac{\partial T(x', y', 0)}{\partial n} - \frac{\partial Y}{\partial n}|_{z=0} T(x', y', 0)] dx'dy', \tag{40}$$

其中 $T = (U, V, W),\ Y = \dfrac{\cos(\alpha r)}{4\pi r}, \dfrac{\partial Y}{\partial n} = -\dfrac{\partial Y}{\partial z'}$。

因此，我们需要解六个未知函数：

$$\begin{aligned} &\varsigma_1(x', y') = \frac{\partial U(x', y', 0)}{\partial n}, \varsigma_2(x', y') = \frac{\partial V(x', y', 0)}{\partial n}, \varsigma_3(x', y') = \frac{\partial W(x', y', 0)}{\partial n}, \\ &\varsigma_4(x', y') = U(x', y', 0),\quad \varsigma_5(x', y') = V(x', y', 0),\quad \varsigma_6(x', y') = W(x', y', 0) \end{aligned} \tag{41}$$

经典的线性无力场的矢势可写为：

$$A = \alpha C + \nabla \times C, \tag{42}$$

其中 $C = (U, V, W)$，α 为无力常数因子。

磁场 $B = \nabla \times A$， (43)

显然它满足线性无力场的基本条件（35）、（36）。

将（39）代入（42）和（43）中，得到关于 B 的一个重要积分表达式：

$$F_k(x, y, z) = \iint_{\Gamma} [\sum_{l=1}^{l=6} \varsigma_l(x', y') Q_{kl}] dx'dy' \equiv P_k(x, y, z),\quad (k = 1,2,3) \tag{44}$$

其中

$[F_1(x,y,z),F_2(x,y,z),F_3(x,y,z)]\equiv[B_x,B_y,B_z]$，$Q_{kl}=Q_{kl}(x'-x,y'-y,z'-z)|_{z'=0}$，格林函数$Q_{kl}$的计算并不复杂但很烦琐，它们的表达式可参见文献[10]的附录 A。

当$z=z_p$时，利用边界条件可得：

$$P_1(x,y,z_p)=B_x^0(x,y), \tag{45}$$

$$P_2(x,y,z_p)=B_y^0(x,y), \tag{46}$$

$$P_3(x,y,z_p)=B_z^0(x,y), \tag{47}$$

等式的右边均为观测得到的磁场分量。

又将（41）代入（40）中，我们得到：

$$\frac{1}{2}\varsigma_4(x,y)=\iint_\Gamma[\varsigma_1(x',y')Y(x'-x,y'-y,0)-\varsigma_4(x',y')\frac{\partial Y(x'-x,y'-y,0)}{\partial z}]dx'dy', \tag{48}$$

$$\frac{1}{2}\varsigma_5(x,y)=\iint_\Gamma[\varsigma_2(x',y')Y(x'-x,y'-y,0)-\varsigma_5(x',y')\frac{\partial Y(x'-x,y'-y,0)}{\partial z}]dx'dy', \tag{49}$$

$$\frac{1}{2}\varsigma_6(x,y)=\iint_\Gamma[\varsigma_3(x',y')Y(x'-x,y'-y,0)-\varsigma_6(x',y')\frac{\partial Y(x'-x,y'-y,0)}{\partial z}]dx'dy', \tag{50}$$

方程（45）-（50）组成了本线性无力场方法的核心方程组。因为它的线性代数方程的系数矩阵不为零，所以理论上我们可以唯一确定这六个未知量。而利用（44）进一步所求的空间场不仅符合线性无力场的要求，而且还符合所观测的$z=z_p$上的三个磁场分量。

但是，事实上我们观测中会存在种种误差、噪音、不确定性因素（如横场180°不确定性，filling factor），这将会导致矢量磁图数据并不满足无力场的相洽性要求[11]，所以寻找在全平面Γ上光滑连续的函数ς_l并不实际。与方法[5]类似，利用边界元方法将积分方程组（45）-（50）的积分转换为求和形式。我们要求在有限节点处，外推的场与观测的量能在一定精度范围内相符合。

在计算过程中，由于利用了高斯积分近似公式，如果场点与源点重合或距离太近，都会导致格林函数的奇异性。根据积分误差分析，若场点与源点距离$r\geq0.07$，就不会产生这种奇异性。所以就将z_p定为 0.07 （单位长度 1 相当于

实际高度 5400 公里）。另外，从（44）式可以看出，磁场强度将会随高度的增加而急剧下降，这是由于格林函数项对高度的敏感造成的。为和实际观测的日冕强度（10^4 公里高度～几十或几高斯）一致，采用了分层算法。

2. 全球势场外推方法

2．1．全球外推方法的种类和发展

太阳磁场控制着日冕中大量的物理现象和过程，所以关于日冕研究的一个中心任务就是获取其中的磁场分布情况。但是由于日冕的磁场很弱，难以被磁场望远镜直接测量，我们只好借助其他间接的方式探讨磁场分布。基于不同拉普拉斯边界值问题的太阳磁场的势场外推方法，被人们用来研究不同边界条件下的日冕理论模型，例如估算冕洞、冕流和行星际磁场[12—16]。日冕基本是势场的事实早就被人们意识到（例如，文献[17]）。

全球势场外推有助于我们了解光球上某局部的磁位形在其他区域的磁拓扑结构中所起的作用。而磁场的合成图（synoptic map）是个很好的载体，它能有效地说明光球整体性磁场分布特征。一幅完整的合成图应该是在一个太阳自转周中，从每天的全日面纵向磁场中取下中经附近恰当宽度的一条组合而成。MDI/SOHO[18]设备能够对太阳磁场进行 2 角秒/像素、96 分钟/桢的高分辨率的空间连续观测。它生成的综合图大小是 3600×1080 像素，这使得我们不仅能有效地研究太阳磁场大尺度结构、理解大尺度动力学现象，而且也能研究光球场的精细结构演化。

纵观全球（或全日面）外推的历史，可以分为两大类：势场模型下的外推和非势场下的外推：其中前者中又可以根据光球边界条件的不同分为五类不同的方法：

（1） 以 Altschuler 和 Newkirk（1969）[19]为代表的第一类方法。他们使用 Bl 合成图为边界条件。作为奠基性的工作，他们一开始就以严谨的数学形式给出了日冕中的解。
（2） 同样以合成图为边界条件的第二类，主要体现在计算方法和计算技术的改进上[13，20，21]。
（3） 以 Br（由 Bl 转化）为边界输入形式的第三类[14]。
（4） 由 Zhao 和 Hoeksema 等提出的新的 Bl 边界方法[22]，形成第四类。
（5） 由每日全日面磁图(Bd)直接作为边界条件的第五类[16]。

不同的边界形式意味着不同的物理和数学原理，具体的工作往往非常复杂。第（5）类方法是最近发展起来的研究冕洞与冕流演化的方法，由于它利用的是当日全日面磁图，所以在时间上具有很大优势。这五类方法中，其中的（1）、（2）、（3）和（5）都是利用了势场源表面方法（两层边界，如图 1）， 而第（4）类是改进了的所谓“三层”势场源表面模型（如图 2）。

另外，现在还存在一些非势模型外推[23-25]。它们由于考虑到了日冕大气中

大尺度电流片的存在，所以所求得的高层日冕磁场可能更能符合观测情况。值得一提的是，Yan 和 Sakurai 的方法（2000）[5]也适合于球面无力场的计算。

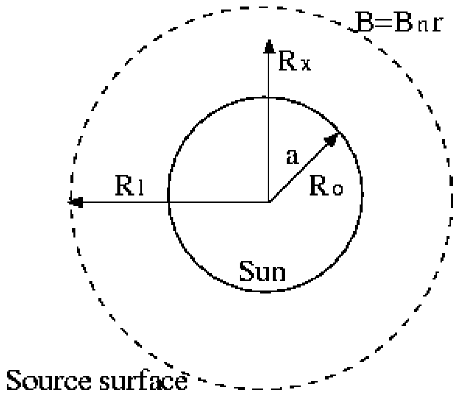


图 1. 势场源表面模型

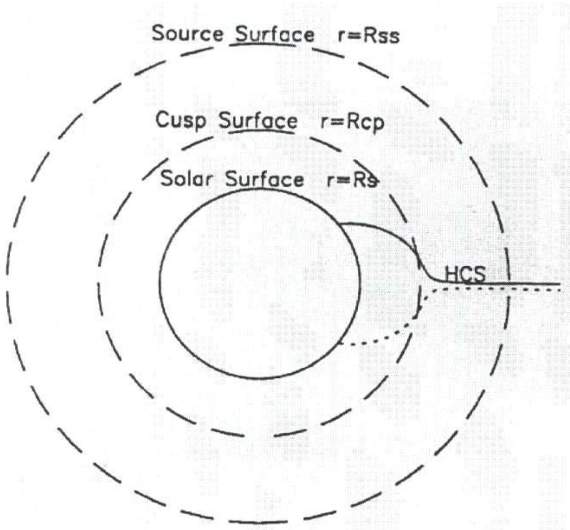


图 2. 电流片源表面模型

如果按数学解的形式，这些方法还可分为两类：（1）拉普拉斯方程的球谐级数展开[13, 14]；（2）适当的格林函数[26, 27]。格林函数形式简单，可以比较容易地应用于复杂的计算中去。

2．2． 源表面势场模型介绍

源表面模型已经发展多年，理论成熟并且简单，可用于球面势场外推。它的基本特征之一是将太阳大气分为三个不同性质的区域（如图 3）：光球表面层、光球以上到行星际内边界层、和行星际磁场区域。每层有各自不同的物理条件。在光球层，磁场能够被附近的等离子体的运动所影响。在第二层，也就是到达光球层以上，磁能密度变得比等离子体能量密度大，因此磁场占主导地位。我们能按拉普拉斯方程用势场方法推导出这层的磁场。第二层与行星际磁场的交

接面，即所谓的源表面，它的磁场分布特征是方向演变成径向，这是因为日冕中的电流片分布消除了磁场横向分量，形成太阳风所需要的条件。由于行星际磁场的变化是与光球磁场的变化周期耦合在一起，所以从地球上观测到的行星际磁场方向的变化也有一个近27天的周期性。

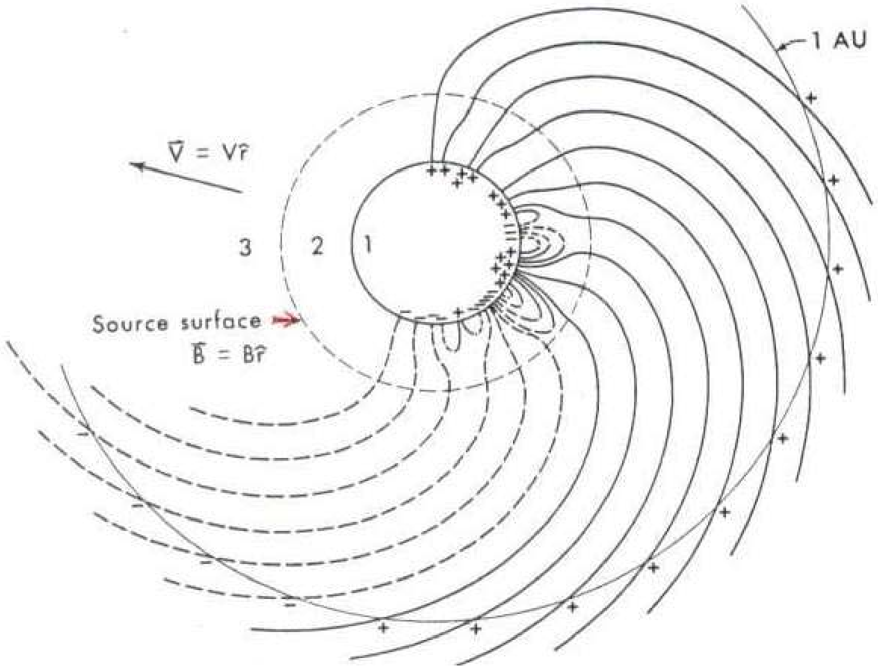


图 3. 源表面模型。区域 1 是光球面。闭合磁力线（环）在区域 2。该场的区域即要利用势场理论计算的地方。由于源表面的电流消除了该处磁场的横向分量，太阳风就从源表面磁场延伸到行星际空间。

我们现在关心的是源表面层以内的磁场情况，利用格林函数可以将该区域磁场的解表示为以下形式：

$$\phi(\vec{r}_x, P) = \frac{P}{|\vec{r}_x - \vec{R}_\Theta|} - \frac{PR_S / R_\Theta}{|\vec{r}_x - \vec{R}_\Theta R_S^2 / R_\Theta^2|} \qquad (1)$$

$$\vec{B}_x = -\nabla\phi \qquad (2)$$

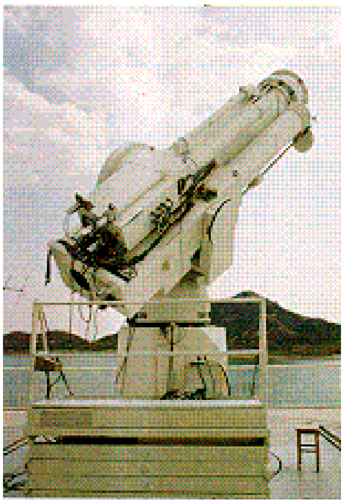
其中 ϕ 是磁势，R_S 是源表面离日心的距离，在本文中我们采用常用的 R_S=2.6 $R_\odot$（这是根据观测中盔状流和电流片的高度决定的）。$\vec{r}_x$ 是空间某点位置（$R_\odot<|\vec{r}_x|<R_S$），我们需要计算的就是该处的磁场。P 是位于 $R_\odot$的光球面的一点，磁场强度为 P。φ（$\vec{r}_x$，P)表示由光球上的点 P 及它的源表面镜像贡献给

点 $\vec{r}_x$ 处的磁势[12]。

于是通过积分光球面所有点，我们能够从等式（2）中得到点 $\vec{r}_x$ 的矢量磁场。

第四章 怀柔太阳观测介绍

Http://sun.bao.ac.cn



1. 多通道太阳望远镜组成[1，2]

太阳多通道望远镜是一台能够同时观测太阳同一个活动区不同谱线的两维磁场、速度场等物理量的天文观测仪器。它是集光、机、电等技术于一体的综合性设备。此望远镜观测运行十多年，为我国太阳物理学走在世界的前沿提供了技术和数据基础。

多通道太阳望远镜由五个不同功能的望远镜组成，组装于统一的带有光电导行的跟踪系统上，同时用 14 个 CCD 接收工作，后接图象、录象和计算机系统。

（1） 35cm 太阳磁场望远镜

能获得光球(λ=5324 埃)和色球(λ=4861 埃)的矢量磁场及视线速度场。太阳磁场望远镜由 35cm 真空折射望远镜、1/8 埃 双折射滤光器、3 组 KD*P 水晶调制器、由 AST-386 电脑控制的 CCD 摄象机和 151 成像技术系统组成。能获得光球的矢量磁图和多普勒图，色球的纵磁图和多普勒图。具体数据参数如下：

物镜：直径 350mm， 焦距 2800mm
视场：3.75′ ×5.45′
观测谱线：光球 FeI 5324.19 埃；色球 Hβ 4861.34 埃
双折射滤光器：带宽 1/8 埃，可调范围 5324±0.15 埃，
4861±0.125 埃
CCD：像素尺寸 0.4″ × 0.7″
时间分辨率：1 min

灵敏度：纵磁场～± 1-10 高斯；横磁场～± 30-50 高斯
速度纵场～± 10-20 m/s

（2） 14cm 色球望远镜

14cm 望远镜装备有万能可调的 Hα 滤光器、两个拍摄耀斑和其它突发现象的 CCD 摄像机。该望远镜数据已与其它四个台站组成国际联测网。具体数据参数如下：

滤光器：可调的 Hα 滤光器，±32 埃 范围内可调，带宽 0.5 埃
视场：全日面 34′ × 34′，局部 10′ × 8′
CCD：一个用于全日面 Ha 单色像（2048×2048），另一个用于局部像。

最近，这个系统又装备了一个 KD*P 调节器，色球磁场有望被观测到。

（3） 8cm CaII λ=3933 埃全日面单色像望远镜

该望远镜主要用来监视日面上的活动，因为它的谱斑同光球磁场有良好的对应关系。具体数据参数如下：

物镜: 8cm
带宽: 3933±2 埃
视场: 全日面
CCD：512×512，5"/pixel

（4） 10cm 全日面矢量磁场和视线速度场望远镜

全日面磁场望远镜是配备有万能滤光器的 10cm 望远镜系统。这个系统能观测全日面矢量磁场、纵速度场和相应的光学图象。具体数据参数如下：

物镜：口径 10cm，焦比 12，焦距 1198.563mm
系统焦距：698.5mm、1020.7mm
视场：全日面 32′ × 32′
滤光器：带宽 0.1 埃的万能滤光器
光谱线：测量磁场 5324 埃，测量速度场 5576 埃
时间分辨率：1-5 秒
空间分辨率：5 弧秒
灵敏度：纵磁场～± 1 高斯，横磁场～± 50 高斯

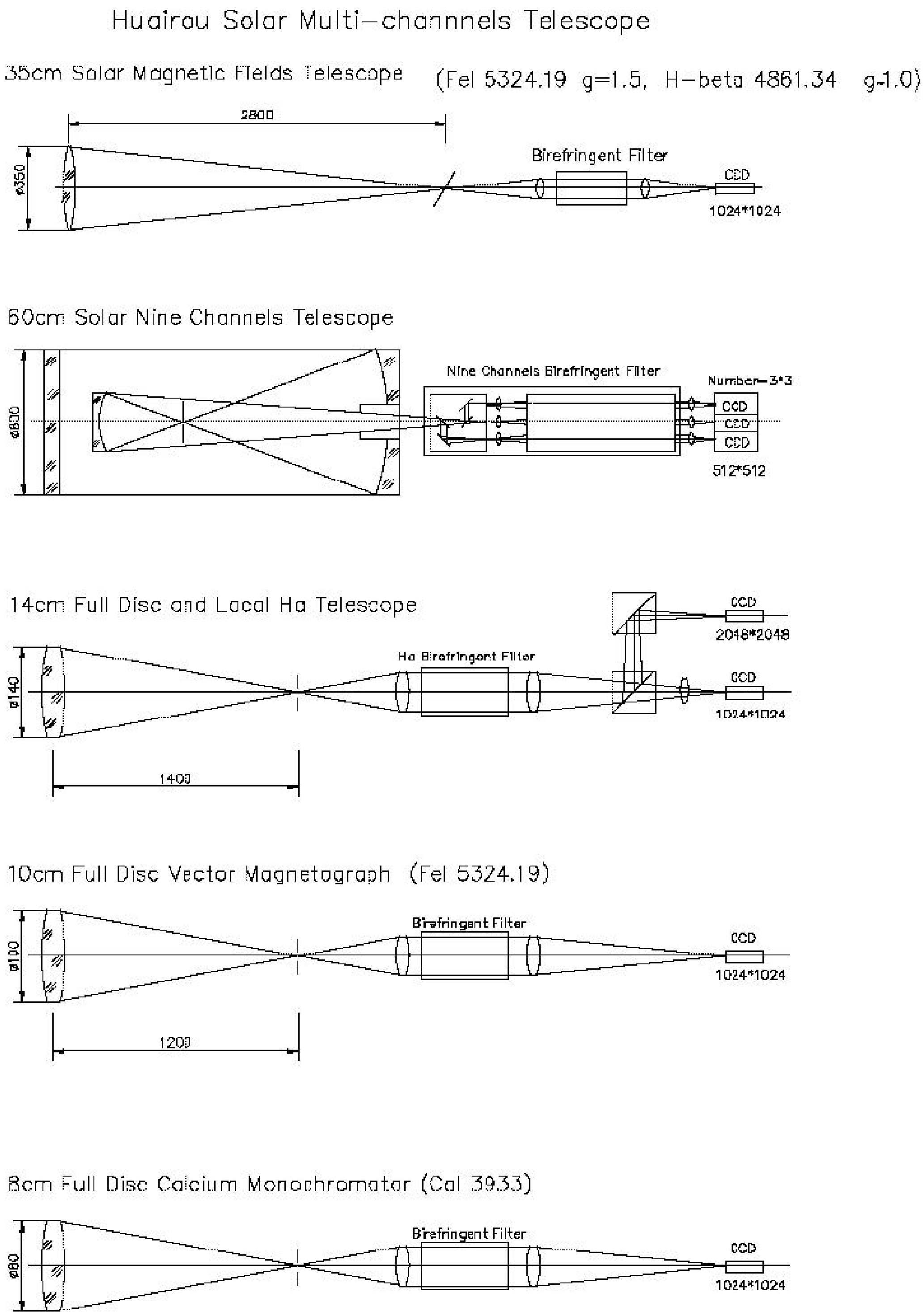
（5） 60cm 多通道太阳望远镜主镜

它是真空格里高利式反射望远镜，该系统装备了独一无二的多通道滤光器，可以同时获得 5 幅单色像，并能通过测量太阳大气不同高度上的 5 条光谱线得

到太阳磁场和速度场的矢量图，所选定的九条光谱线：CaII3968 埃、HeII4686 埃、MgI5173 埃 、FeI5247 埃 、5250 埃 、5576 埃 、6302 埃、HeI5876 埃 和 H6563 埃。由于是万能可调型的滤光器，所以该系统还能在其它谱线上进行观测，并扫描谱线轮廓，理论上该系统能同时测量除了 He4686 埃 、 5876 埃和 FeI5576 埃 之外的 6 条光谱线，从而获得太阳磁场的三维结构。我们正利用斑点干涉技术发展高分辨率的磁孔结构测量技术——A2 通道系统。磁图的理想分辨率可以达到 0.5″ 。具体数据参数如下：

主镜
　　直径 600mm
　　焦比 2.5
　　焦距 600mm (配备多通道滤光器), 1200mm (没有滤光器)
副镜
　　直径 154mm
视场
　　5′ × 4′
CCD
　　9 个 1820 CCD
　　像素大小 10μ m×11μ m, 0.35″×0.38″
灵敏度
　　纵场～± 1 高斯
　　横场～± 50 高斯
时间分辨率
　　0.5-10 min
光谱分辨率
　　0.05 埃
多通道滤光器
　　9 个通道，每一个通道都是万能可调的
带宽
　　5173.699 埃： 0.092 埃
　　5247.063 埃： 0.048 埃
　　5250.211 埃： 0.048 埃
　　4686.750 埃： 0.462 埃
　　6302.511 埃： 0.092 埃
　　5576.106 埃： 0.057 埃
　　3968.468 埃： 2.424 埃
　　5875.989 埃： 0.079 埃
　　6562.808 埃： 0.106 埃

2. 光学系统※



※本图由王东光绘制

3. 磁场测量原理及谱线定标

3．1．磁场测量原理

KD^*P 晶体位于滤光器的最前端。当给它加上方波电压时，它是 1/4 波片或负 1/4 波片。左旋光或右旋光通过它，便变成线偏振光。因为滤光器前是一偏振片，所以当 KD^*P 调制时，总是只有一种（左旋或右旋）圆偏振光被通过。

根据塞曼效应，纵向磁场使谱线分裂成左旋和右旋圆偏振光，它们的波长相差 $\Delta\lambda_H$。当 KD^*P 上的电压为正时，只有左旋光波通过。CCD 接收的光强度为 I_-；当为负时，只有右旋光通过，CCD 接收的光强度为 I_+。此时产生光强差（$I_+—I_-$）。它正比于磁场强度 H。因此，可以建立起于磁场强度间的对应关系。这样就得到纵向场 V（即为左右旋圆偏振之差）。

当 KD^*P 调制器前加上光轴为 0 或 45 度的消色差 1/4 波片时，可以测得磁场的横向分量 Q 或 U（它们是互相垂直的线偏振）。

一套完整的矢量磁场数据就是从“I、Q、U、V”四个斯托克斯参量导出的。测“V”时，波带置于线心偏离 0.075 埃处。测“Q”和“U”时，波带置于线心以获得最大灵敏度。

从 Q、U 和 V 可以求出：

纵向磁场大小 $B_{//} = C_{//} * V$，　　（1）

横向磁场大小 $B_{\perp}=C_{\perp}*(Q^2+U^2)^{1/4}$，　　（2）

方位角 $\phi=1/2\ tg^{-1}(U/Q)$，　　（3）

其中，$C_{//}$和 $C_{\perp}$分别为纵场和横场的定标系数。

3．2．谱线定标

怀柔矢量磁场的定标包括理论方法和经验方法。FeI 5324.19 埃的谱线形成和理论定标最初是由艾国祥等于 1982 年完成的[3]。1996 年，王同江、艾国祥和邓元勇利用太阳较差自转方法完成了对 FeI 5324.19 埃和 Hβ 4861. 24 埃的观测定标[4]。

在理论定标中，我们用一定的太阳大气模型首先解出 Unno-Beckers（或 Unno-Rachkovsky）方程，获得斯托克斯参量的谱线轮廓。然后计算它们通过滤光器后的强度。第三步建立起（1）、（2）二式中磁场与斯托克斯参数的比例关系。最后从理论上计算出 $C_{//}$和 $C_{\perp}$的值。另外，我们也可以直接采用 Kitt Peak 天文台的标准谱线轮廓来做谱线定标，而不用解 Unno-Beckers 方程。用这两种方法得到的定标差异较小，符合程度～90%。在实际观测中，我们常用的是后一种的经验定标。定标系数 $C_{//}$和 $C_{\perp}$分别为 10.00×10^3 高斯、9.73×10^3 高斯[5]。

第五章　Delta 磁场演化与 2000 年 7 月 14 日大耀斑的关系※

1.　引言

Kunzel 于 1960 年首次指出，耀斑活动与磁场结构有着明显和密切的关系[1]。所谓的δ位形，即在一个黑子半影里存在靠得很近的其他异极黑子本影的磁场结构，是太阳上值得注意的一个重要现象，它的磁场对产生耀斑具有独特的重要作用。Warwick 在 1966 年证实了大部分大耀斑都发生这种δ结构中[2]。自此以后，人们开始广泛地研究这种能够产生大量耀斑的黑子群[3, 4, 5, 6, 7, 8]。现在人们已经总结出，磁场的剪切位形和黑子的δ结构是产生大耀斑的必要条件。最近，Sammis 等人利用 8 年的活动区观测数据进行了统计，他们的结果进一步表明，几乎所有的强耀斑都发生在βγδ型活动区里[9]。

为什么这种类型的黑子群有着较强的耀斑活动性呢？在本章，我们将利用高空间、时间分辨率的资料来着重研究黑子群的自行运动，以试图解释这个问题。

2000 年 7 月 14 日，一个有着βγδ型磁结构的超级活动区 NOAA 9077 位于日面北纬 17°左右。它的黑子群产生了当时太阳峰年上升期最大量级的耀斑（3B/X5.7）。耀斑开始于世界时（UT）10：03，并在 10：24 达到软 X 射线流量最大值。我们用这个活动区的 2000 年 7 月份的日面资料（如图 1）来计算它的δ黑子群的自行规律。

本章安排如下：第二节介绍数据观测和 NOAA 9077 的基本形态，在第三节介绍自行的测量及结果，第四节是该活动区的矢量磁图分析。第五节我们讨论黑子自行的特征、耀斑的触发，最后一节给出结论。

2.　数据和形态

2．1．数据

本研究中使用的数据包括：用怀柔太阳观测站的磁场望远镜[10, 11]所观测的色球 Hβ单色像、光球白光像以及光球矢量磁场；TRACE 空间望远镜[12]观测的光球白光像（5000 埃）；SOHO/MDI[13, 14]空间望远镜所得的全日面磁图。

MDI 为我们提供了高分辨率的全日面数据，它的常规时间间隔为 96 分钟，空间分辨率为 1.96″。TRACE 的白光图像已经过平场改正，它的视场大小约为 8.5′×8.5′，空间分辨率约为 1″，时间平均间隔约为 30 分钟。结合全日面高分辨的 MDI 资料、怀柔的局部磁图以及相应的白光资料，我们就可以判断黑子极性、位置，并精确地计算它的自行运动。

※本章主要内容发表于《Astronomy and Astrophysics》2001 年第 372 卷 1019-1029（Y. Liu and H. Q. Zhang）

2．2．形态

NOAA 9077 于 7 月 7 日首次出现在太阳东边缘，有着明显的δ型结构，大尺度结构上的极性分布不符合通常的 Hale-Nicholson 规则。正极磁流从主负极磁场的北部和东北部迅速浮现。图 1 显示这个黑子群从 7 月 11 日-18 日的形态演化情况。由于位处日面中经附近地带的缘故，所以我们没有做日面投影改正。活动区的最大尺度为经度方向 15 度，纬度 5 度。在图中，我们用符号“P”、“A”来表示正极（前导）黑子，用“F”，“B”来表示负极（后随）黑子。黑子 P1 从光球下浮现后到 7 月 11 日时已经发展稳定。它的半影中存在一个负极子 F4，它们共同形成了一个δ型磁结构。F4 也位于整个活动区的磁中性线附近。

7 月 12 日，P1 向东西方向伸展开，其本影内的一些小结构（P4 与 P5）从它的东部脱离开来。我们推测这是由于 P1 前移（即西移）时的快速加速造成的。7 月 13 日，P5 仍然跟随在 P1 的东尾端，而 P4 移进了另一个大黑子 P2 的半影中。之后，P1 逐渐变小，但仍有许多小黑点在它的周围不断生成。P1 持续衰减，直至 18 日完全消失。

从图 2 中我们还可看出黑子 P2 在前 4 天里存在着反时针旋转运动，这暗示着它的上浮磁流系统被底层的某种缠绕运动所驱使。在这一时期，它的平均自转角速度高达 20°/天。我们同时也发现 14 日之后它几乎没有任何明显旋转的迹象。

负极黑子 F1、F5 和 F6 在 7 月 11-14 之间快速改变了它们的连线方向，从南北向变为东西向，显示了它们之间存在不同的运动模式。F5 是产生于 11 日的位于该δ型活动区中性线附近的新浮磁流，它在 P2 的半影中发展成一个局部小黑点群（F51，F52，F53，组成一个三角形），如图 1 中 7 月 13 日的圆圈所示。同时，一个新的正极黑子 P8 也形成于该位置中性线附近。活动区中性线从 P8 和 F5 之间穿过。7 月 14 日，F5 的成员沿中性线排成线状，增强了该处的磁场梯度。其中的 F53 在大耀斑后消失，其它两个也变得较弱。

黑子 P7 是形成于 P1 半影中的一个小黑子堆。它们的面积生长得很慢，并于 13 日被 P2 的半影所包围。14 日，P7 演变成狭长的条状体，距离 P2 的本影很近。

负极本影 F8、F9 和 F2 原来是处于同一个完整的半影之中。小的正极子 P3 位于它们的北端，形成了一个δ位形。另一个小的负极黑子组（F3 和 F10）处于主黑子 P1、P2 和 F1 的西部。

因此，当活动区在 7 月 14 日位于日面中心以前，黑子群已经发生了很复杂的重要演化过程。根据 SEC（国际空间环境中心）的统计结果，在 NOAA 9077 穿过日面的时候总共爆发了约 130 次各类耀斑，其中包括 Hα、软 X 射线波段。有 3 次 X 量级的耀斑，其中最为引人注目的就是 7 月 14 日的量级为 3B/X5.7 的大双带耀斑，其它两次分别是 7 月 11 日的 X1 级耀斑和 7 月 12 日的 X1.9 级耀斑。

图 2 给出了活动区 7 月 14 日耀斑前一个小时的整体形态图。其中的上图表示怀柔纵向磁图的等高线叠加在对应的黑子观测上。从中可以清楚地看出它们

的极性和分布。中图是相应的 TRACE/171 埃单色像，一个缠绕的暗条正形成在活动区内的磁中性线上。下图是从怀柔观测得到的 Hβ 单色像。SOHO/LASCO 的空间日冕观测显示，7 月 14 日大耀斑时，日面上产生了壮观的、快速发展的晕状日冕物质抛射。

3.　自行测量与结果

3．1．自行计算

为准确地获知在日球面上每个黑子的位置，我们使用了全日面 MDI 磁图。MDI 数据是 1024×1024 的二维数组，与 TRACE 白光图一样。我们用 IDL 标准程序将 MDI 数据转换到三维球坐标系（参见图 3）。为跟踪单个黑子在几天中的连续自行运动，我们还必须考虑太阳大气较差自转、太阳北极的 B 角倾度以及地球公转的运动效应的影响。2000 年 7 月 14 日朝向地球的 B 角是 4.26°，并且该倾角以大约 0.1°/天的规律变化。参考文献[15]，地球公转速率约为每天 0.9865°。另外，较差自转改正是使用 Newton 和 Nunn[16]的经典结果。归纳起来，自行测量的步骤可以列为以下几点：

（1）　用怀柔白光资料和磁场资料证认出每个黑子的磁极性；
（2）　将 MDI 全日面数据的二维坐标位置转换成三维球坐标系位置，并做 B 角改正；
（3）　对 MDI 的进行活动区区域的等高线显示，确定黑子在其上的位置，计算黑子的当前球坐标值（参见图 3）；
（4）　做太阳较差自转和地球公转效应的改正之后，我们将获得黑子在各日 12：00：00 UT 卡林顿坐标系中的新位置。7 月 14 日，活动区正位于日面中经区域（卡林顿系统的 L0 是 315°）；
（5）　循环以上 4 个步骤，我们将得到每个黑子在几天内的位置演化，并将它们的位置标画在卡林顿坐标系中（图 4）。

因为我们每天只选择一幅白光像用于自行计算，所以我们的结果是一种 24 小时（86400 秒）的较长时间的平均自行效应。

3．2．结果

为检验黑子群自行和 7 月 14 日大耀斑的关系，我们计算了 7 月 11 日至 16 日的黑子运动。

3．2．1．整体自行

从图 3 中可以看出，这些长寿命本影的自行轨迹非常复杂。用字符“A”、“B”代表的都是面积小而且寿命短、但对整体磁拓扑结构变化与中性线附近的剪切增强有很大关系的这类黑子（spot，pore）。

如图 5，我们发现了有六个运动特征不同的黑子组。为了清晰，该图没有标出 P6 和 P8，但它们属于第二组，也没有标出 F4，但它属于第四组。

第一组的黑子运动最为显著，表现在它们的快速前移。而第二组在做反时针旋转运动；第四组在做赤道方向的直接南移运动，因此活动区的这部分磁中性线被它们向下带向赤道方向。

3．2．2．第一组运动

活动区中第一组的运动最值得关注，因为它内部的前导和后随成分都在做西南方向的运动。通常人们认为是所谓的“Hale-Nicholson 力”驱使着前导黑子的前移运动，那么为什么第一组的“B2”、“B3”作为后随成分也在前移呢？Wang 等人[17]认为，肯定有另外的复杂原因在决定着 Hale-Nicholson 极性分布方向，不存在单纯的 Hale-Nicholson 力。

为研究与大耀斑的关系，作为例子，我们专门检验了第一组黑子的运动是怎样进行的。虽然我们已经知道黑子的剪切运动积聚的动能足够供应大耀斑[6, 17, 18]所需的能源，但是我们很奇怪有时候发生大耀斑时黑子运动却并不明显。然而，NOAA 9077 的第一组黑子却显示了很好的强运动—大耀斑的对应关系。

图 6 是第一组黑子的自行速度随日期的变化曲线。A1、B2、B3 和 P5 都是相对主黑子 P1 而言寿命较短的黑子，它们都于 7 月 15 日消失。从这幅图中我们能看出四个特点：

（1） 除 B3 外，几乎所有黑子都显现出从 13 日到 14 日的加速运动。其中 P1 的加速度是 7.5×10^{-7} 公里/秒 ^{2}，P5 和 A1 为 8.0×10^{-7} 公里/秒 ^{2}，B2 是 6.0×10^{-7} 公里/秒 ^{2}。它们的大小与另一个曾被广泛研究的超级活动区（NOAA 5395）是同一个量级（见文献[17]）。如果将黑子本影看成是深入对流区底部的磁流管和光球层的截面，那么这种高速运动可以反映出磁流管的快速上浮过程，同时暗示了它的原始磁拓扑结构的复杂和不平衡性；

（2） 该组中几乎所有的黑子在 7 月 13 日都出现了一个低速现象（0.05-0.10 公里/秒）。并且 13 日没有爆发 X 级大耀斑。而在有大耀斑的其它三天中（7 月 11 日、12 日和 14 日），P1 和 P5 在 12 日达到了各自的最大速度（0.20—0.25 公里/秒），A1 和 B2 也达到了（0.10-0.15 公里/秒）的最大速度。

（3） P1 的两个最大速度峰值所对应的日期分别对应着该活动区最大的两次 X 级耀斑（12 日的 X1.9 级耀斑，14 日的 X5.7 级耀斑）。而且它的第三个峰值（0.14 公里/秒），也显然对应着第三个最大的耀斑发生日期（7 月 11 日）；

（4） 7 月 14 日大耀斑后，P5、A1、B2 和 B3 都消失了，P1 的速度也从 0.21 公里/秒下降到了 0.06 公里/秒。之后，活动区没有再发生 X 级大耀斑。

由上述可见，大耀斑与黑子本影自行运动之间有着良好的相关性。这说明黑子的运动，即磁流的浮现过程，是产生大耀斑的必要条件之一。因此，我们可以从黑子的异常加速推测产生大耀斑的可能性。

我们用图 7 来形象地显示 7 月 14 日大耀斑的过程。图的左列是 Hβ 色球单色像，右列为 TRACE 的 EUV 观测。在色球层，这个左倾的“ω”形状的暗条的拐点“D”就是第一组黑子集体运动的方向。09：48 UT 时刻，暗条在该处被切断，南部显然被激活而上升，导致该区域的磁中性线附近处于强烈的不平衡状态。10：10 UT，从“D”点有冲浪喷出，同时 Hβ 耀斑核也在附近出现。冲浪之后在 10：19 UT，双带耀斑沿着中性线迅速发展。从图 7 的右列 TRACE 观测，我们同样可以看到几乎同时的过渡区演化过程。

3．2．3．沿中性线的黑子运动

NOAA 9077 的中性线非常曲折，我们将它在 7 月 14 日时的主要部分在图 8 中标出。同样，也将图 7 中的拐点“D”的位置标于其上。点“D”就是第一组黑子的自行矢量方向。

图 8 中的小圆圈代表 7 月 14 日时的黑子位置。除了 P1 和 P5，其它的大黑子看起来都相对很稳定，他们对中性线的形状变化影响不大。而其它的黑子的演化都改变着磁中性线的位置，这一点可以从下一节的磁场分析中看出。P6 和 P8 导致了中性线西部的致宽。当遇到 F4 后，P6 改变运动方向为西北。F4 是个位于中性线中部峰底的一个来回运动的小黑子。P6 的西北方向运动使得整个中性线保持着高度曲折的“ω”形。

中性线的右部被作为前导的第一组黑子推着向前，挤靠周围负极磁场区域。B2 和 B3 向左边移动，而 B1 向右。它们的共同作用增强了中性线附近的磁场梯度。

NOAA 9077 黑子群的快速分裂运动导致了整个活动区磁场结构的连续、复杂的重组过程，以及中性线的极度不平衡状态。可以说，第一组黑子的自行运动起了促进大耀斑和日冕物质抛射大事件爆发的作用。

4．　磁场演化

4．1．矢量磁场的大尺度演化

活动区 NOAA 9077 是一个磁场强度中等、βγδ类型的活动区。它的磁中性线附近纵场梯度高、横场剪切强，黑子的自行运动保持甚至加强了这种特征。下文中我们将更深入地研究磁场的演化特征。

图 9 是 NOAA 9077 的大尺度矢量磁场演化过程。叠加在灰度图上的是纵场的等高线，其中实线代表正极，虚线代表负极。等高值分别为±160，420，680，1070 高斯。图中短棒代表横场分量，它们的长度与强度成正比。显然在活动区早期的中性线附近，许多部分就有着很陡的磁场梯度（例如图 9 中方框“A”和“B”内的区域）。磁场的形态变化与黑子的自行运动有着很好的对应关系。

4．1．1．区域“A”中的磁剪切

在 7 月 11 日，活动区的δ结构非常致密。P1 和 P2 的正极半影中存在其它负场，并且“A”内的横场几乎与中性线平行，也就是说，该处的磁剪切严重，剪切角约达 80°～90°（剪切角的定义根据文献[19]）。这说明沿中性线附近储存了大量非势磁能。

7 月 12 日，黑子 P6 的磁场是联系它东部其它负场的一个正极磁岛。这天它融合到 P1 和 P2 形成的主场后，使整个中性线在“A”、“B”内的长度增加，梯度增强。在 P1 与 P2 之间浮现出 P7，它的横场同样与中性线保持较强的剪切度。负极子 F4 形成于“A”中中性线的南方。

7 月 13 日，P6 磁场已经侵入 P7 和 F4 之间，并且与之形成了在中性线附近新的剪切元。在 P6 的后方，活动区生成了一个新的正极场 P8。P8 处于“A”中半影的东侧内部，并与 F5 融合。

磁场 F5 由三个小成分组成（F51、F52 和 F53）。它们在 7 月 14 日以线形方式排列在中性线南侧。当 F5 和 P8 由于相对运动而彼此靠近，它们之间的中性线磁梯度当然被增强。这天有两个小的正极磁流元 E1 与 E2 从“A”中的负极场中浮现。

7 月 15 日，F4 和 P6 之间的快速相对运动更加显著（如图 8）。即使经历了 14 日大耀斑的爆发，区域“A”内始终保持着强剪切。

4．1．2．区域“B”中的磁剪切

虽然“B”中的中性线只是整个活动区的小部分，但是它的演化却具有整体上的代表意义。P2 联系着它北边和东边的负场（区域 S2，S3）。“B”中的横场在 11 日变化很小。当 P6 开始移入并与 P1 和 P2 场融合后，黑子 P2 绕本身作旋转运动，在“B”中形成了一个位于 P2 南侧的磁场裂缝，其中的横场平行于裂缝方向（见图 9 中 7 月 12 日的“B”区域）。通过分析其 7 月 15 日的横场，我们发现即使大耀斑后，“B”中也没有明显的重联迹象。

4．2．快速演化与磁流浮现

活动区中一些磁场区域经历了快速的演化过程。其中最明显的就是纵向场的中性线中部渗入正极场形成舌形区域。舌形的边缘从 7 月 11 日的线形演变成为 7 月 14 日的“∧”状。我们在图 8 中用记号“I”标记舌状突起的峰点。随后，该边缘又演变成“∩”状的舌形。事实上，这里所说的区域边缘就是上文提到的方框“A”里的磁中性线部分。

由于第一组黑子的向前推移运动，它的前沿部分被迫与西南部区域的负场进行挤压，导致了该局域的极致密状态。7 月 14 日，在它的前沿的南部负场中浮现了两个反极性的磁流“E1”和“E2”。它们不断与周围负场进行磁对消，并

最终与第一组黑子场相汇，形成穿过中性线的两个磁半岛。图 9 中另一个较重要的磁流形成的地方在“D”点。

除此之外，在 P1 和 P2 的北部有许多移动磁特征（MMFs）出现。它们通常以结对的组成方式快速向外转移磁流。同时也有大量单极移动磁特征（正极）出现。这种单极 MMFs 被认为是导致一个活动区磁场衰减的主要原因[20]。

Zhang 等人[21]曾详细地诊断了 NOAA 9077 在 7 月 14 日的磁演化，尤其是在耀斑前的演化情况。在这里，我们补充介绍其它值得注意的耀斑前后（峰值时刻 10：24 UT）的磁场快速演化。

P6 和 F4 进行磁对消的地点即舌状边缘，也是活动区暗条的一端截止的地方。图 10 展示了 P6 和 F4 之间沿中性线的剪切演化情况。我们注意到，当大耀斑发生后，大量的非势磁能被释放，但是 P6 与 F4 之间仍然保持着高度的剪切状态。这是由于黑子 P6 和 F4 之间的特殊剪切运动造成的，P6 以 0.20 公里/秒的速度沿磁中性线向西北快速移动，而 F4 沿与之相反的方向移动（如第 3.2.3 小节所述）。由此我们认为，磁流系统的快速浮现是磁剪切形成和保持的重要原因。

5.　讨论

活动区 NOAA 9077 的βγδ型磁场是太阳 23 周峰年中最为复杂的日面活动区域之一。它产生了大量的爆发活动，观测到了约 130 次的各类耀斑，其中包括 3 次 X 量级的软 X 射线耀斑。7 月 14 日的 3B/X5.7 级耀斑、暗条爆发和日冕物质抛射是当时的数年内最大的太阳活动事件。

我们已详细地考察了该活动区的运动特征，发现（1）该活动区的特殊磁场分布和连续的快速分裂、重组，是导致它始终保持高剪切位形的原因（即使经历了 7 月 14 日大耀斑）；（2）其中的一组黑子的整体运动方向、暗条被切断和激活的地点、耀斑核起源的地点有着很好的空间相关性；（3）快速浮现磁流的运动特征显示，黑子运动与大耀斑有着密切的联系，磁流系统的连续浮现促使 7 月 14 日的双带大耀斑的爆发。

其它统计工作显示[22]，强烈大耀斑的产生与新浮磁流紧密相关。我们对活动区 NOAA 9077 的研究进一步证实了δ位形与动力学过程对产生大耀斑起着非常关键的作用。

为什么象 NOAA 9077 这样的活动区会有如此奇特的运动模式，什么是它的驱动力？这些都是太阳物理研究中的重要问题。如果我们将所观测到的黑子光球自行运动看成是上浮磁流管与光球的空间截面移动的话，那么磁流系统的内部拓扑结构对于我们理解黑子群的运动起着非常关键的作用。Ishii 等人[23, 24]解释，耀斑的发生取决于δ位形（或剪切）的形成过程。他们详细研究了两个活动区（NOAA 4201 与 NOAA5395）的自行，发现浮现磁流束的缠绕结构应该是理解某些黑子群能产生大量耀斑的根本途径。而磁流管的缠绕大小，即缠绕程

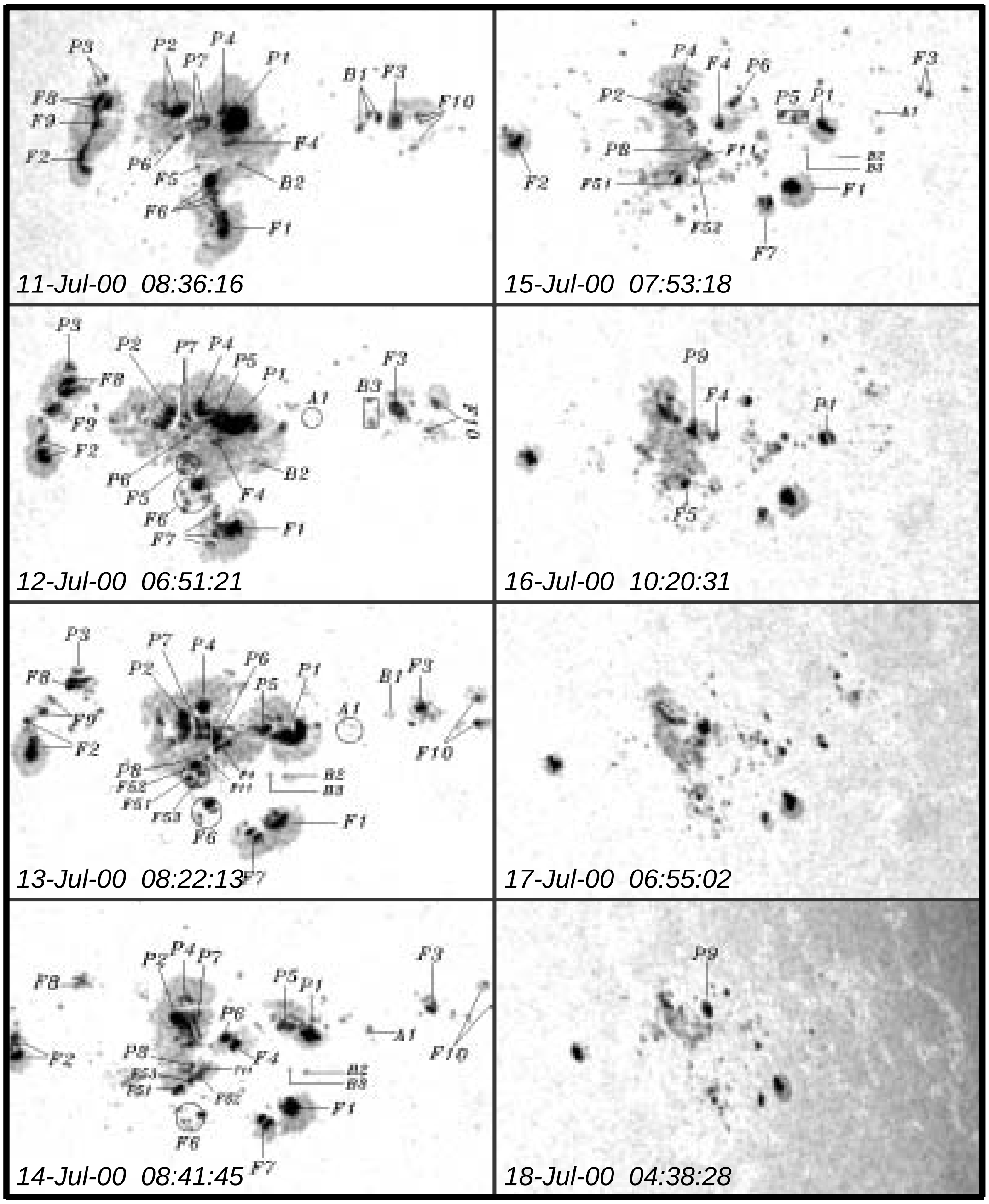
度将决定耀斑的活动量级。βγδ结构是最复杂的磁场类型之一，它们的空间拓扑结构也应该很复杂。特殊结构磁流管的上浮会导致它在光球的足点，即黑子的移动。活动区中性线附近的磁剪切程度若被增强，更多的电流片将在这些不同磁流系统的分隔面产生。当系统瓦解时，电流片内快速磁重联将释放大量的自由能。

要重构类似 NOAA 9077 这种复杂活动区的拓扑模型是一件很困难的工作。大多数磁重联的对称模型都忽视了大耀斑和日冕物质抛射前的活动暗条的存在作用，在本文中（如图 7）我们观测到了耀斑前的暗条解缠运动，它的激活应该导致了部分磁场空间结构的破坏。Amari 等人[25]认为合理构建磁流管的结构应该是做大尺度爆发现象的理论工作中值得注意的重要问题，尤其是伴随日冕物质抛射和大双带耀斑这样的复杂事件。我们在以后的工作中也应该重视这点。

6. 结论

2000 年 7 月 14 日，活动区 NOAA 9077 产生了当时太阳峰年最大的耀斑活动（3B/X5.7），并伴随有壮观的日冕物质抛射。它的磁场结构是βγδ型。黑子群的形态和磁场都随时间有显著演化。我们精确测量了大尺度的黑子自行，并比较了自行运动与 7 月 14 日大耀斑的关系，发现：（1）该活动区的特殊磁场分布和连续的快速分裂、重组，是导致它始终保持高剪切位形的原因（即 7 月 14 日大耀斑前后一致）；（2）其中的一组黑子的整体运动方向、暗条被切断和激活的地点、及耀斑核起源的地点有着很好的空间相关性；（3）快速浮现磁流的运动特征显示，黑子运动与大耀斑有着密切的联系，磁流系统的连续浮现促使了 7 月 14 日的双带大耀斑的爆发。

强耀斑活动与磁流浮现的关系密切，δ位形与动力学过程是产生大耀斑的重要条件。



11-Jul-00 08:36:16
15-Jul-00 07:53:18
12-Jul-00 06:51:21
16-Jul-00 10:20:31
13-Jul-00 08:22:13
17-Jul-00 06:55:02
14-Jul-00 08:41:45
18-Jul-00 04:38:28

图 1　TRACE 活动区观测的 NOAA 9077 黑子演化序列。视场大小：6′×4′。前导（正极）黑子用“P”、“A”表示，后随（负极）黑子用“F”、“B”表示。北部即图上方，东部为左方。

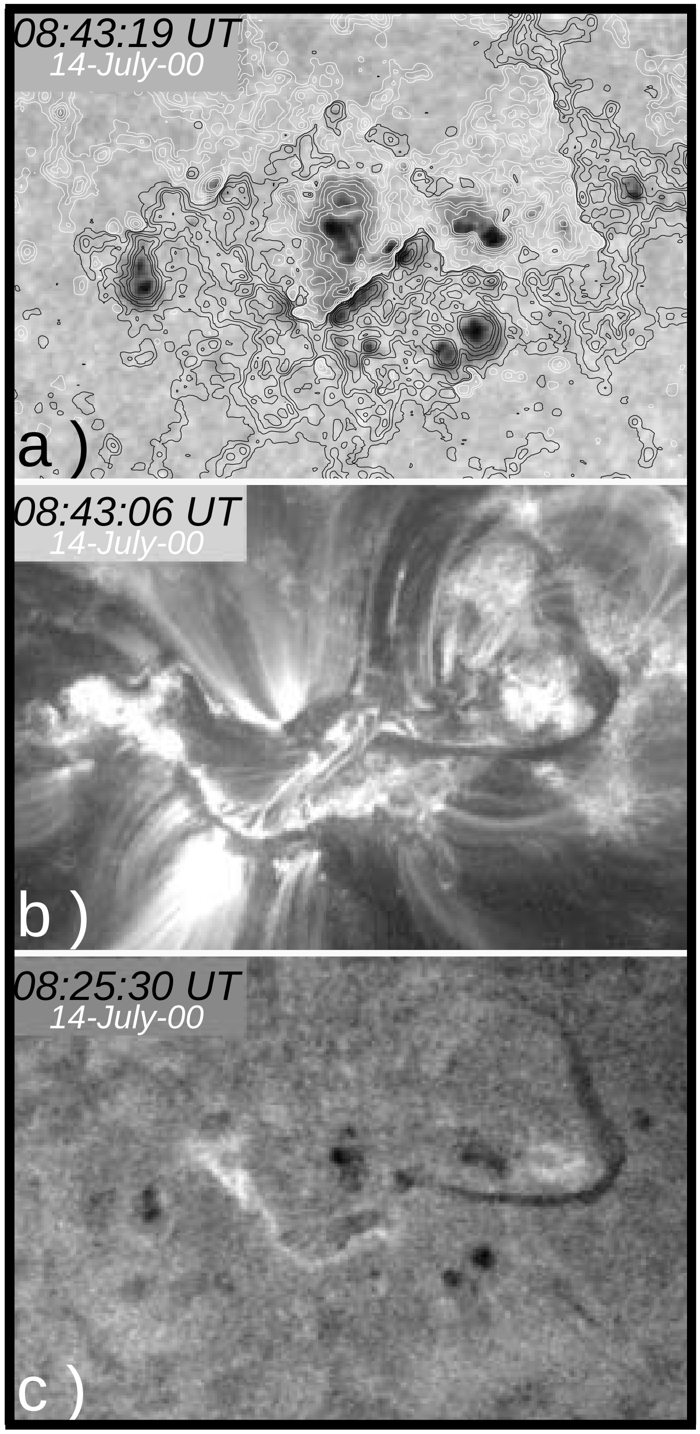
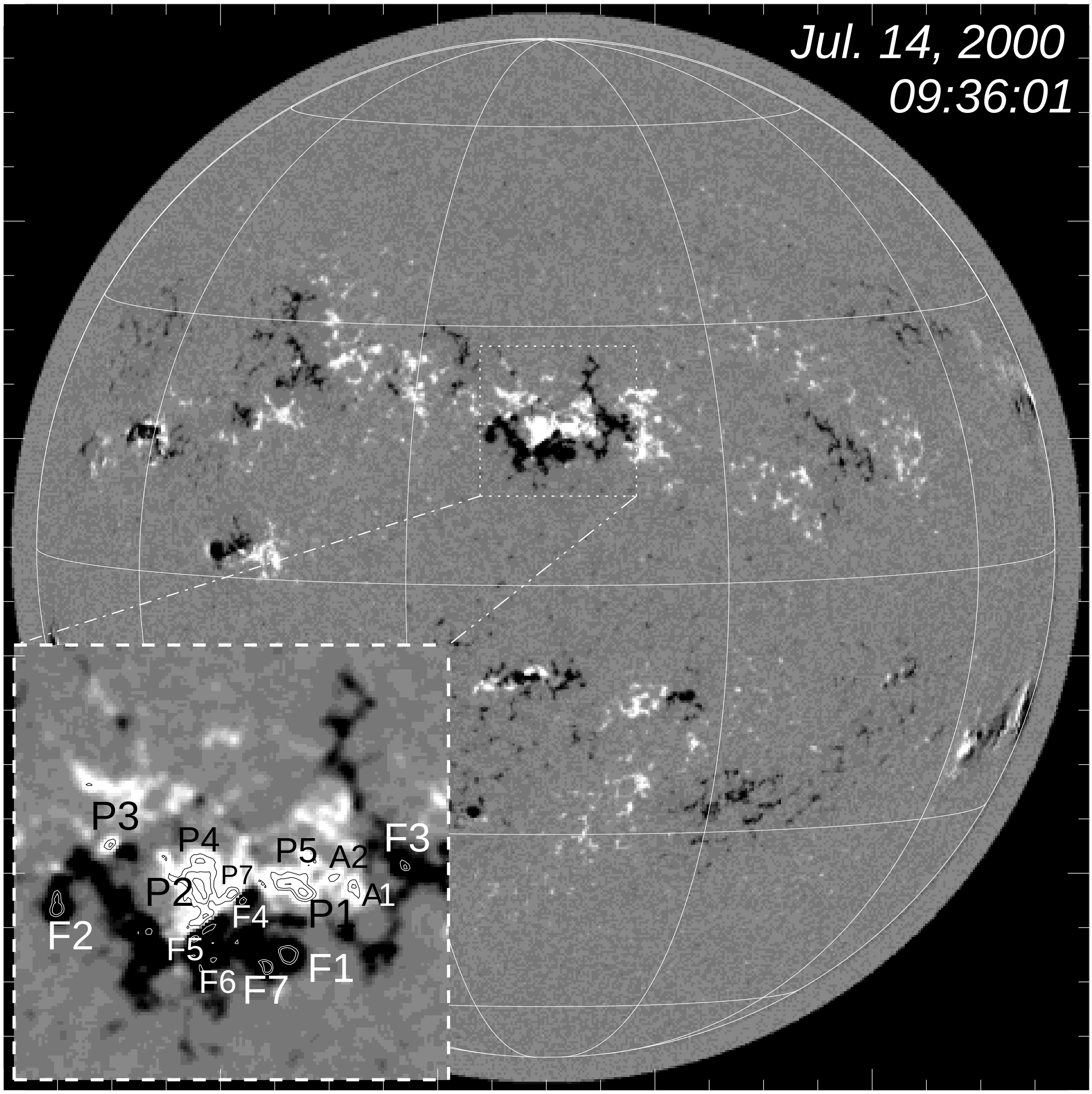

08:43:19 UT
14-July-00
a)
08:43:06 UT
14-July-00
b)
08:25:30 UT
14-July-00
c)

图 2　活动区 NOAA 9077 在 2000 年 7 月 14 日的空间形态。**a**）叠加怀柔纵场的黑子图，它们的极性被清楚地辨认出来。白色等高线代表正极，黑色代表负极；**b**）对应时刻的 TRACE 171 埃图像。注意中性线右部上的缠绕暗条；**c**）怀柔 Hβ 单色像。视场大小：$4.9' \times 3.3'$。



Jul. 14, 2000
09:36:01
P3
P4
P5
A2
F3
P7
P2
A1
P1
F2
F4
F5
F1
F6
F7

图 3 黑子在 MDI 全日面磁图中的定位及坐标转换示意图。图中已作了 B0 角改正。

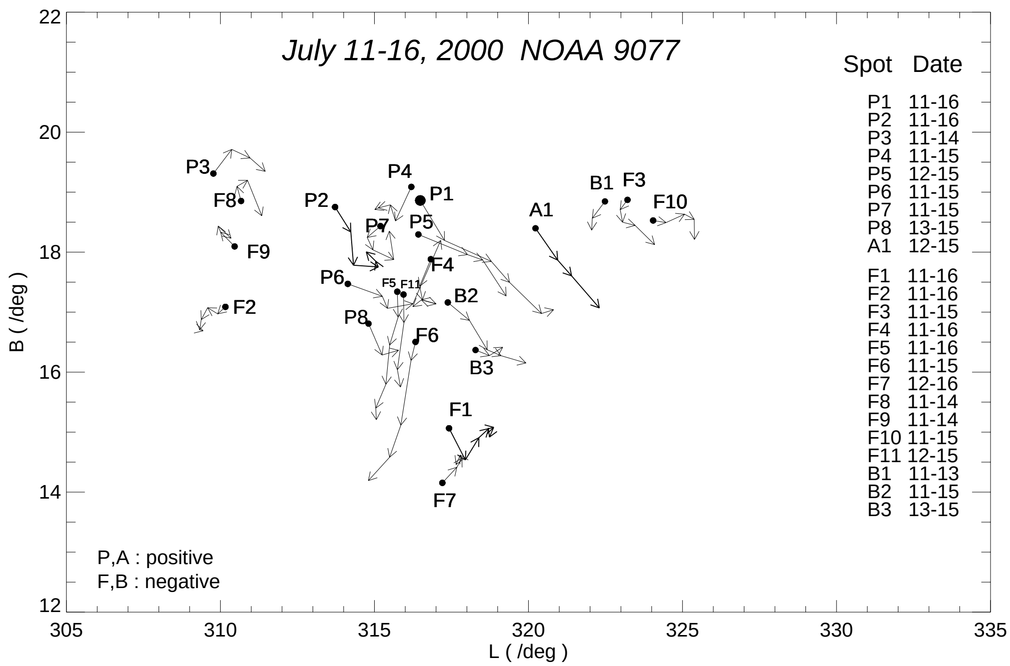
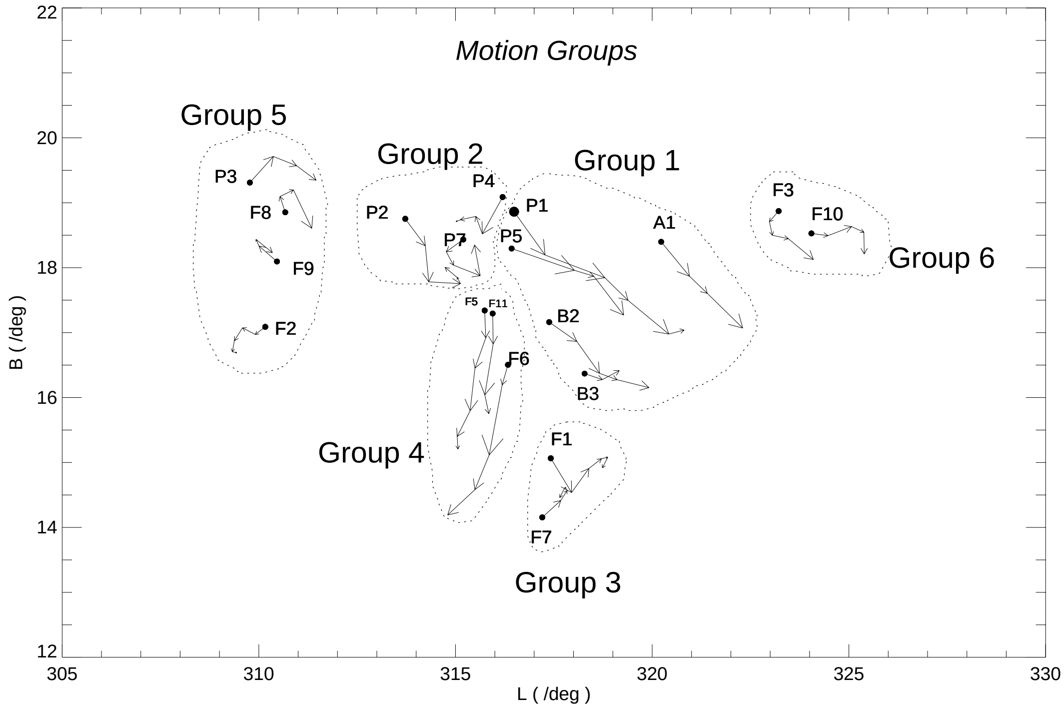

July 11-16, 2000 NOAA 9077
Spot Date
P1 11-16
P2 11-16
P3 11-14
P4 11-15
P5 12-15
P6 11-15
P7 11-15
P8 13-15
A1 12-15
F1 11-16
F2 11-16
F3 11-15
F4 11-16
F5 11-16
F6 11-15
F7 12-16
F8 11-14
F9 11-14
F10 11-15
F11 12-15
B1 11-13
B2 11-15
B3 13-15
P,A : positive
F,B : negative
B (/deg)
L (/deg)
305
310
315
320
325
330
335
12
14
16
18
20
22

图 4　图 1 所示黑子的自行。箭头和黑点都代表 12：00 UT 时刻的位置。坐标系是卡林顿系统。



Motion Groups
Group 5
Group 2
Group 1
Group 6
Group 4
Group 3
P1
P2
P3
P4
P5
P7
A1
B2
B3
F1
F2
F3
F5
F6
F7
F8
F9
F10
F11
B (/deg)
L (/deg)
22
20
18
16
14
12
305
310
315
320
325
330

图 5　由上图所得的黑子组分类。这些用虚线圈在一起的黑子都有着相似的自行。箭头的大小与位移成正比。

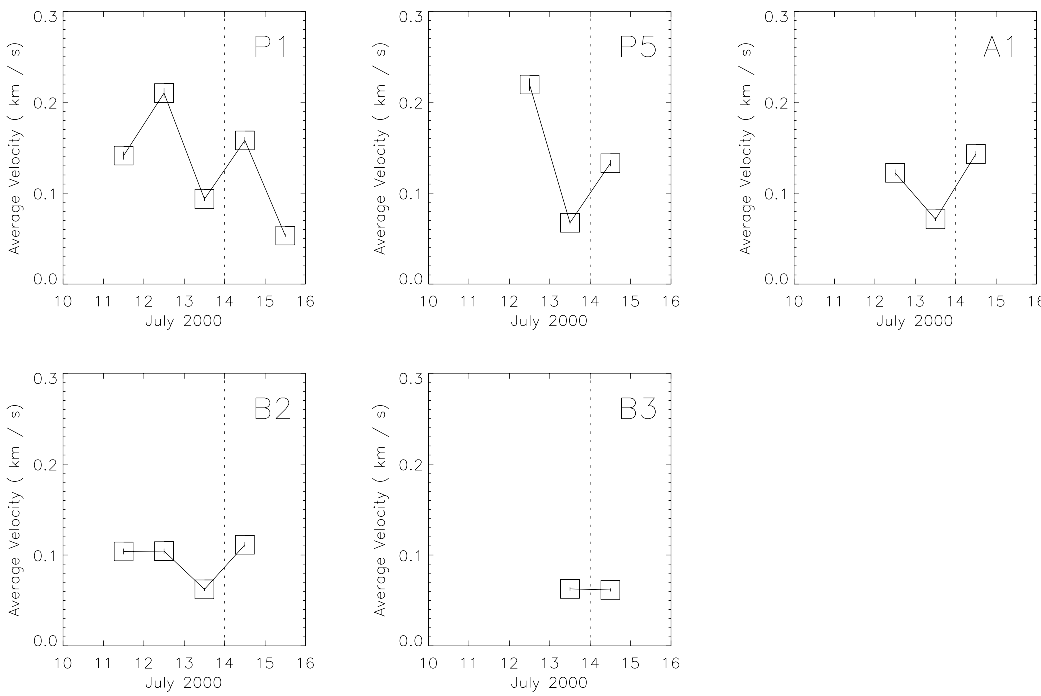

P1
P5
A1
B2
B3
Average Velocity (km / s)
July 2000

图 6 第 1 组黑子的随时间的速度变化。方形代表一个点，速度的误差均不超过方形的长度大小。

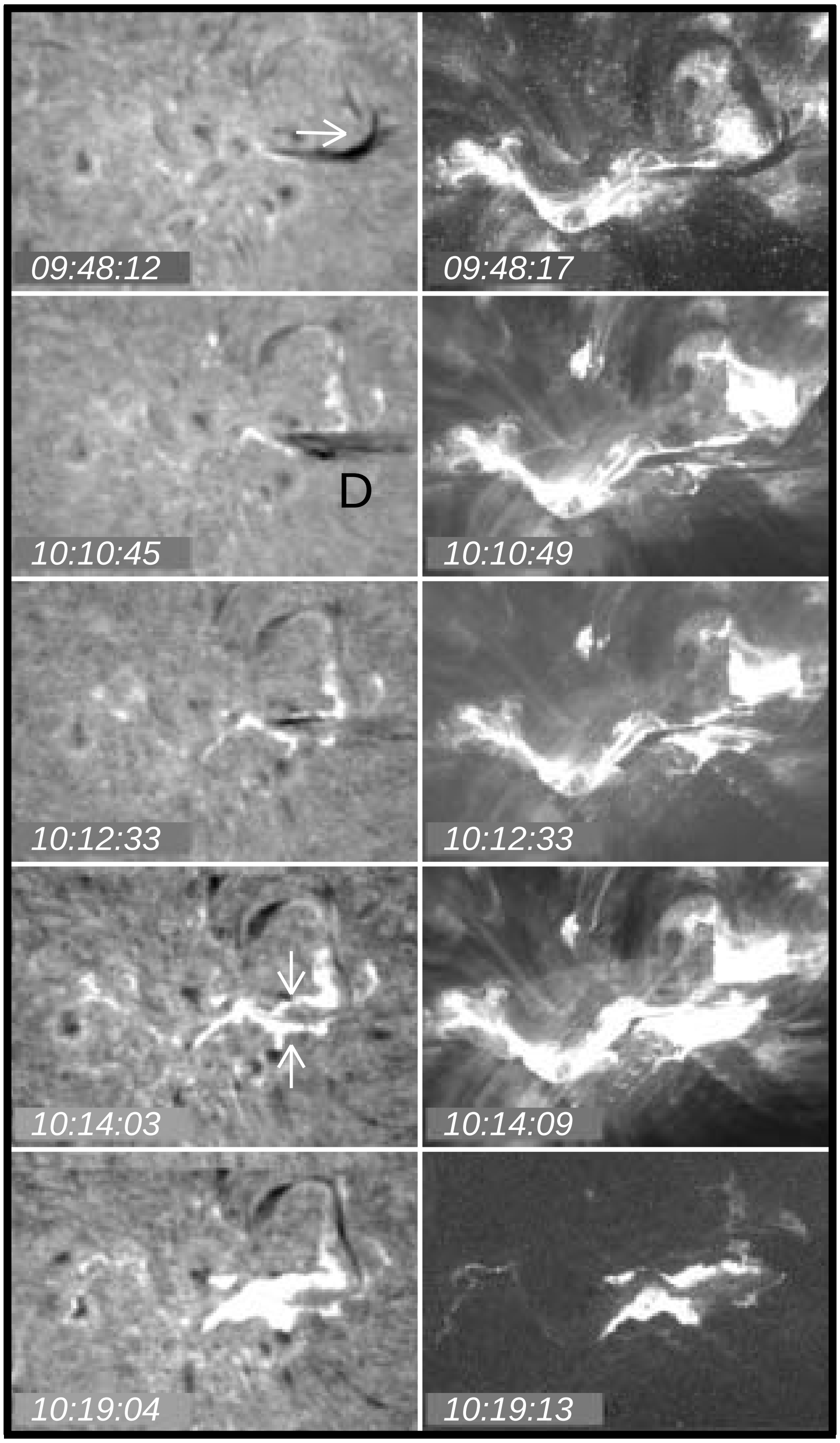
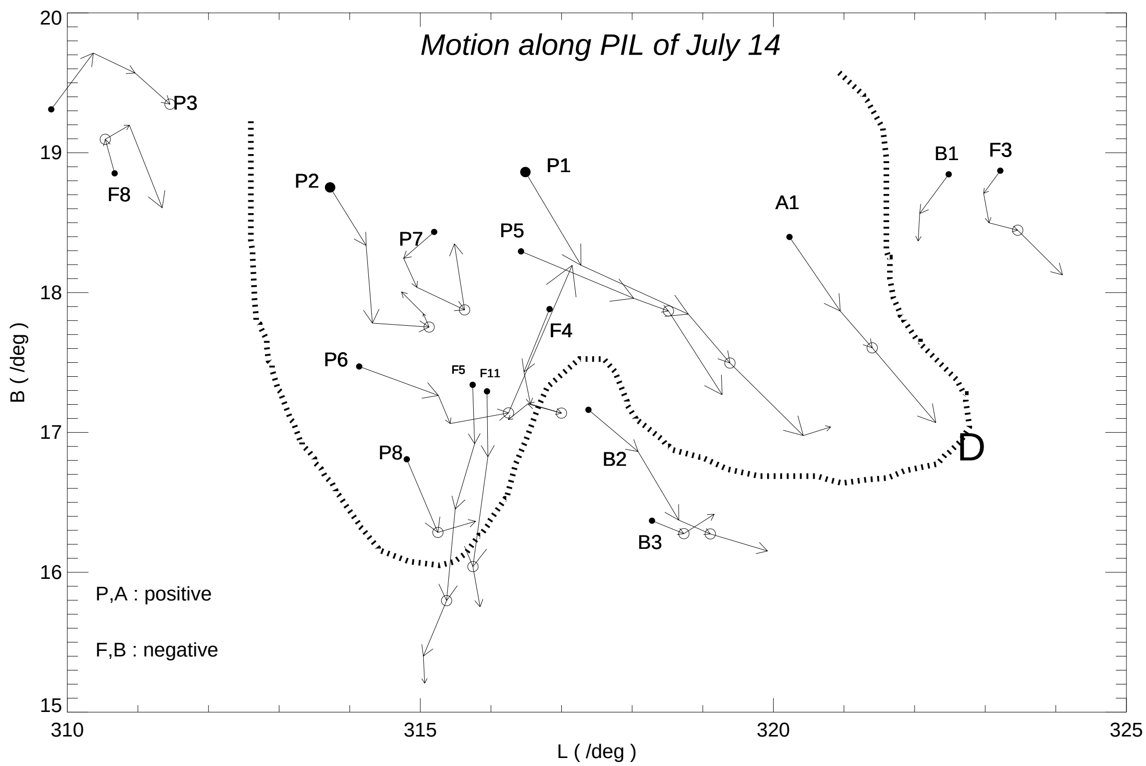

09:48:12
09:48:17
D
10:10:45
10:10:49
10:12:33
10:12:33
10:14:03
10:14:09
10:19:04
10:19:13

图 7　系列同时的 Hβ（左列）与 TRACE 演化图（右列）。其中除了 10：12：33 时刻是 195 埃的观测，其它均为 TRACE 的 171 埃观测。它们显示了 7 月 14 日大耀斑前后在“D”点附近的快速演化。水平箭头指向暗条被激活的拐点区域。另外两个垂直箭头显示大耀斑的双带位置。视场大小：5.2′×3.6′。（注意：由于资料欠缺，其中 10：14 和 10：19 的 Hβ选用了速度场数据，以显示耀斑双带的继续发展。）



Motion along PIL of July 14
P3
F8
P2
P1
P7
P5
A1
B1
F3
F4
P6
F5
F11
P8
B2
B3
D
P,A : positive
F,B : negative
20
19
18
17
16
15
310
315
320
325
B (/deg)
L (/deg)

图 8　沿 7 月 14 日的中性线附近的黑子自行。中性线用粗虚曲线表示。“D” 点是它的拐点，也即图 7 中所示的位置。小圆圈是 7 月 14 日黑子的位置，箭头大小正比于位移。

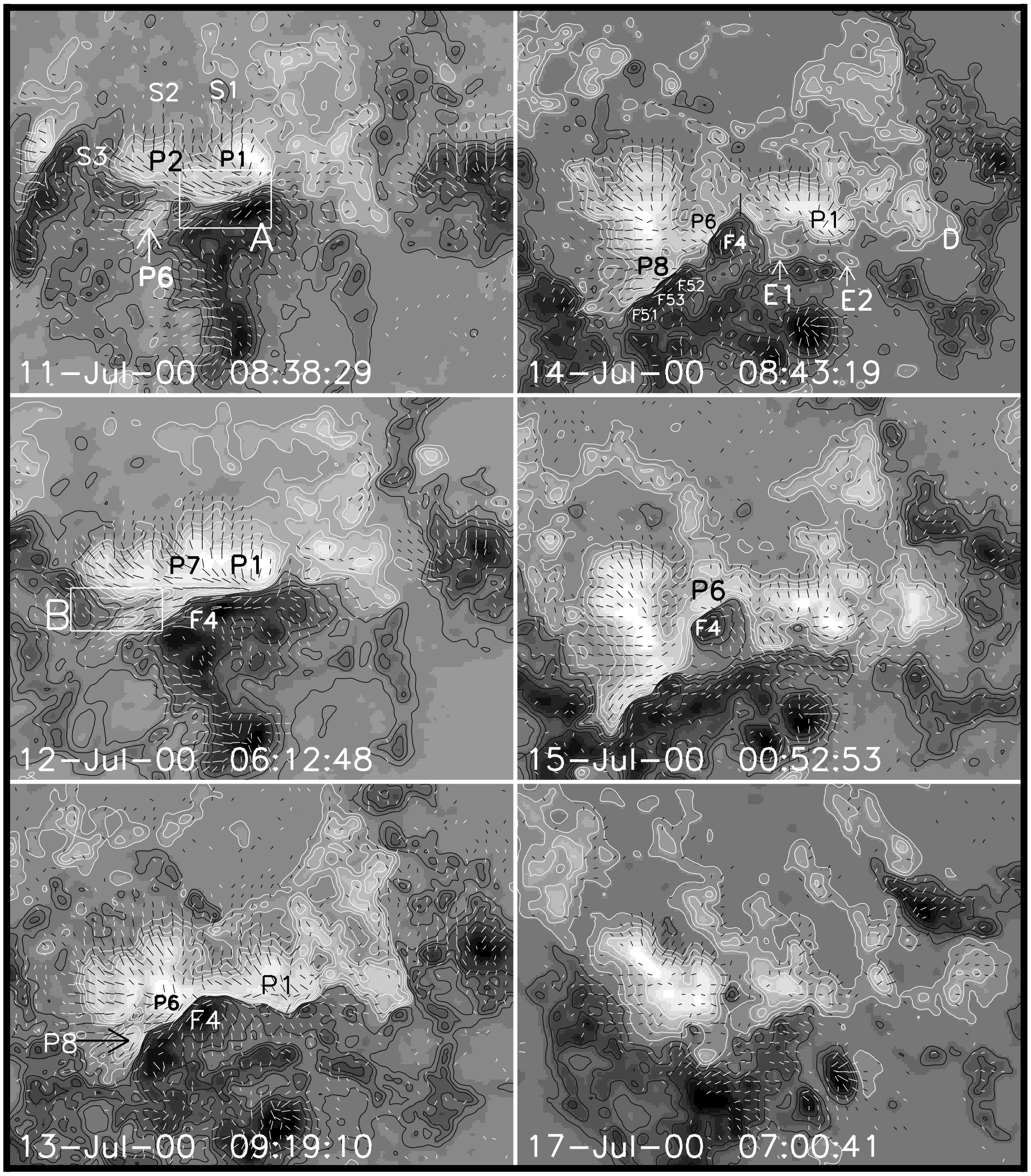

S2
S1
S3
P2
P1
A
P6
11-Jul-00 08:38:29
P6
P1
D
F4
P8
F52
F53
F51
E1
E2
14-Jul-00 08:43:19
P7
P1
B
F4
12-Jul-00 06:12:48
P6
F4
15-Jul-00 00:52:53
P6
P1
F4
P8
13-Jul-00 09:19:10
17-Jul-00 07:00:41

图 9　7 月 11 日—17 日矢量磁图系列。视场大小：3′×2.3′。白（黑）块代表正（负）极纵场。纵场的等高值分别为：±160，420，680，1070 高斯。点“D”是大耀斑初始的位置。E1 和 E2 是 7 月 14 日的两个新浮磁流。注意沿中性线的强剪切位形和强磁梯度的演化。

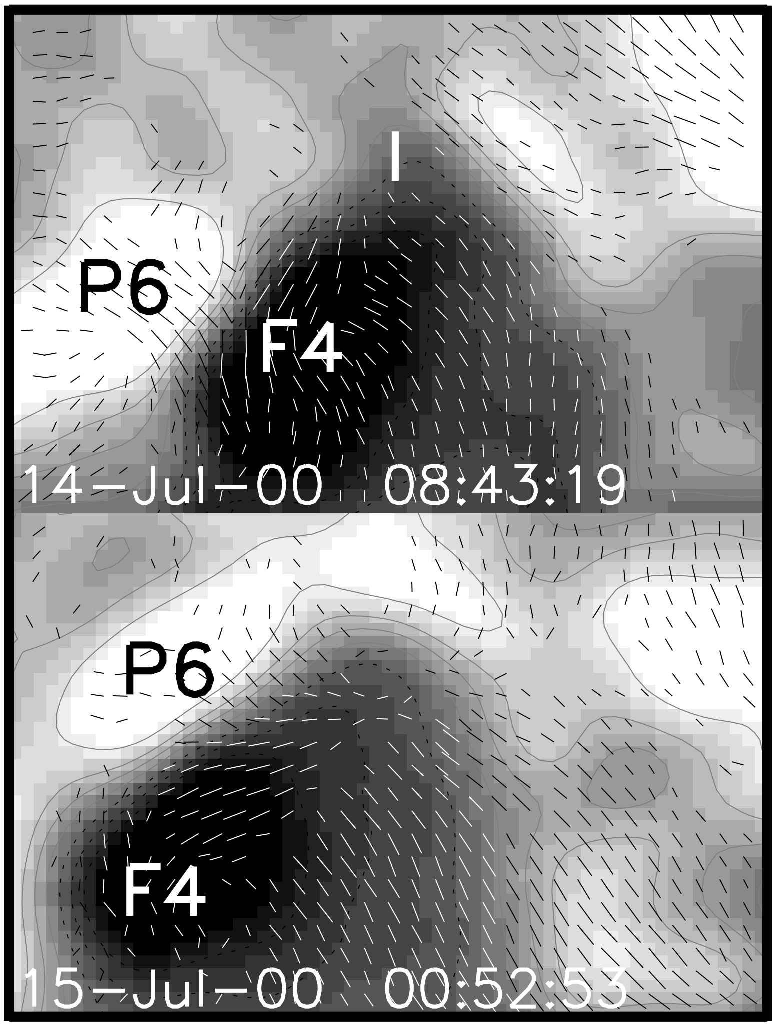

I
P6
F4
14-Jul-00 08:43:19
P6
F4
15-Jul-00 00:52:53

图 10　7 月 14 日和 15 日的 NOAA 9077 中一个局域的矢量磁场变化。
视场：0.6′×0.4′。该区域处于图 9 的 7 月 14 日图中的“I”处。

第六章 Delta 黑子分析※

1. 引言

太阳磁场的δ位形的形成与分解是太阳光球磁场物理研究中的一个重要问题。Zirin 和 Liggett[1]利用大熊湖天文台 18 年的观测数据，统计得到δ黑子有三种普遍的形成模式：(1)作为一个复杂黑子组整体浮现（即所谓“岛屿” δ黑子)；（2）新的异极黑子在已经存在的大黑子半影周围的浮现；（3）两个分立的普通双极子的异极间的挤合。但是迄今为止，δ黑子的本质起源与浮现过程仍然不够清楚。虽然有文献指出[2]，如果一个磁流管从底层上浮时，只要它初始的扭缠足够强，那么光球上所看到的δ位形将很自然地产生了。遗憾的是，这种数值模拟未能给我们带来更多的关于δ位形瓦解的物理原因，尤其是与大耀斑相关的快速瓦解。

在近几年的空间卫星（如 SOHO，TRACE 等）开始为我们提供数据之前，人们关于δ黑子的研究主要是针对它们的短程形态演化[1，3--6]。因此由于地面观测的昼夜间断性的缺陷，许多重要的演化过程可能被损失掉了。另一方面，由于δ位形及其动力学过程看起似乎与强耀斑活动息息相关[1，7-13]，所以我们现在有必要利用空间的连续资料作更详细的分析。

本章中，我们利用 TRACE 观测的白光资料展示一个新发现的关于δ黑子的分析结果。

活动区 NOAA 9077 中一个新δ位形的生成是来自以前的老δ位形的分解重组。在这个新δ位形分离的过程中，该活动区爆发了一次强烈的大耀斑（3B/X5.7），并且耀斑带穿过了该δ位形。我们研究了它的瓦解及其伴随的电流螺度演化。电流的计算是使用了 2000 年 7 月（13，14，15）三天的矢量磁场数据，活动区在这段时间内恰好位于日面的中经低纬地带。

2. NOAA9077 中两个特殊磁特征 P6-F4

活动区 NOAA 9077 是怀柔太阳观测站与国外空间望远镜（SOHO，TRACE）联合观测的一个目标。对于该活动光球磁场的详细分析可参考前一章（或文献[13]）。NOAA 9077 是个动力学很强的非常复杂的活动区。Yan 等人认为在沿着活动区强剪切的磁中性线附近，应该有缠绕的磁流绳存在[14]。Zhang 等人描述了整个事件（暗条激活、耀斑爆发、日冕物质抛射）的过程[15]。Manoharan 等人研究了由该日冕物质抛射引起的行星际空间效应[16]。

本章中我们将进一步研究该区中的两个小磁特征的演化。图 3 是整个活动区光球矢量场的发展，其中（P6 和 F4）就是我们感兴趣的这两个磁特征，显然它们都位于磁中型线的两侧。如图所示，初始 P6 和 F4 不断相对接近，最终在 7 月 13 日形成了一个δ位形。也正由于它们的强剪切运动，活动区的相应部分的

※本章主要部分发表在《Astronomy and Astrophysics》2002 年第 386 卷 646-652（Y. Liu and H. Q. Zhang）

磁中性线变得相当弯曲。一个大暗条横躺在整个磁中性线的右部，它的一末端就根植于该δ位形的上方附近。在 7 月 14 日大耀斑前，暗条被强烈地激活。耀斑过程中，P6 和 F4 快速分离。P6 于 15 日末消失，而 F4 一直存在到了 17 日。

怀柔太阳观测站的矢量视频磁像仪主要工作在两条夫朗禾费（Fraunhofer）线：光球的 FeI 5324.19 埃和色球的 Hβ 观测[17]。当观测光球层时，波带被调至偏离 FeI 5324.19 埃 的－0.075 埃处以测纵向磁场成分，而在线心以测横向成分。测量过程中，我们作了 255 桢的积分和图像的 4×3 平均。这样处理之后得到的磁图的分辨率约为 2 角秒/像素。

我们同时注意到，滤光器型磁像仪所观测的磁场数据会对电流的计算产生有一些不可忽视的负面效应[18, 19]。我们必须考虑法拉第旋转、磁饱和和 180 度不确定性等问题。在我们的工作中，由于有如下的几点步骤，上述的负面效应对最终结果的影响不大：（1）该δ位形的面积中等，最大磁场强度不超过 2000 高斯，所以，这个黑子磁场测量中不存在磁饱和；（2）由于本影磁场强度中等，磁光效应（法拉第旋转）并不严重[19, 20]；（3）活动区 NOAA 9077 在 2000 年 7 月 13-15 日位于日面中经低纬区域（北半球 17 度），投影效应也不明显；（4）利用多步方法消除了横场 180 度不确定性[21]；（5）按照 3σ 原则，计算电流时纵场 Bz 低限为 60 高斯，横场 Bt 为 200 高斯；（6）最关键是，为了检验与大耀斑的简单关系，我们把重点放在电流螺度符号的明显变化上。

TRACE[22]的白光资料是 1024×1024 的数组，8.5′×8.5′的视场大小，1″的空间分辨率及大约半小时的平均时间间隔。这些数据方便了我们无遗漏无混淆地跟踪每个重要的黑子。我们将之做了位置相关后利用电影播放程序来循环演示它们的演化过程。感兴趣的读者可以到如下的网络超级链接地址（http://sun.bao.ac.cn/staff/lyu/spot.mpe）取 MPEG 电影，或直接进行在线播放（http://sun.bao.ac.cn/staff/lyu/gifmovie/gifmovie.html）。

我们将怀柔纵向磁等值图叠加在相对应的白光黑子上，以准确地判定它们的磁极性。利用标准的 IDL 程序结合系列全日面 SOHO/MDI 磁图和 TRACE 白光像，可以很方便地将某个黑子定位在三维球坐标系中，并精确地计算它的自行(参见第四章图 3)。

3. Delta 黑子 P6-F4 的形成

活动区 NOAA 9077 是个磁类型为βγδ的高剪切磁场复杂体。我们这里沿用第四章（或文献[13]）的名称定义来描述这些黑子。图 1 是整体黑子群演化的几幅图。7 月 11 日，主要的大黑子是 P1、P2 和 F1。当活动区刚从太阳东边缘转出时，P1 和 F1 处于一个大δ磁结构中。从白光电影中可以看出，许多小黑子的半影，包括 F4 与 P6，都正处在快速增长和相互融合的过程中。11 日，F4 也位于 P1 半影的南部，形成了一个局部的δ结构，但是它们的面积和磁流远非平衡。

有趣的是，F4 在 13 日初被快速西移的 P1 甩出之后，它又与 P6 相会形成了一个新的小δ黑子。δ黑子 P6-F4 不断快速增长面积，并且逐渐形成了自己的半影，并最终与周围的老δ位形的半影中完全分离出来。由于δ黑子 P6-F4 的形成是与老δ结构密切联系的，所以它的形成方式可以看成是第一节中 Zirin 和 Liggett[1]统计的三种普通模式的一个特例。7 月 14 日的大耀斑爆发于世界时 10：10。在此约两小时之前，P6-F4 开始了明显和快速的分离运动，P6 从 F4 的北部相对移走。从图 1 的 7 月 15 日一幅可以看出，此时 P6 完全消失了，但 F4 又与另一个新形成的黑子 P9 的半影结合在一起（这又是一个新的δ结构）。 P9 的位置如图 1 所示。

图 2 专门显示了 P6-F4 于 7 月 14 日在整个活动区中的特殊位置，并将该处置放大。同时在黑子上叠加了矢量磁场。详细的磁场演化可见图 3。δ位形 P6-F4 存在于 7 月 13-15 日期间。7 月 14 日的大耀斑似乎是它们分裂的加速剂。图 3 中还标出了三个方框，它们是 F4 分别与 P1、P6 和 P9 组成的δ结构。所以可以说，F4 是个值得深入研究的高动力学的磁特征体。

4. 7 月 14 日 P6-F4 的运动

许多观测和计算表明，大耀斑期间黑子的位置和形状会被明显改变。自行的计算对于了解黑子动力学和耀斑的关系非常重要。过去，由于地面观测的局限性，例如视宁度、间断性、定位精度和仪器分辨率等，人们很难精确地测量这些自行。Anwar 等人[23]利用 YOHKOH 卫星的白光像，发现了一次白光耀斑(X1.5）后的快速黑子运动。他们估算的速度量级高达 2.0 公里/秒。同样，7 月 14 日的大耀斑也是一个白光耀斑（X5.7，10：10 UT)，它的双带恰好穿过 P6 和 F4 的外沿。

由于这个原因，我们也研究它们在 7 月 14 日的自行运动情况。自行测量是建立在 Liu 和 Zhang[13]提供的方法基础之上的，并且黑子的位置已经被转换成了卡林顿坐标系统的值了。图 4 就是卡林顿坐标系里的黑子运动的投影轨迹，时间间隔为 96 分钟。这幅图中的黑点和箭头都代表黑子随时间的位置。很显然，P6 和 F4 的相对运动可以分为两个不同的时期：（a）08：00 UT 之前，它们做近似剪切的相对运动；（b）08：00 UT 之后，无规则的相对运动。

以图 4 为基础，我们计算了速度演化，并显示在图 5 中。F4 用正方形空点代表，P6 用菱形空点代表。虚线显示的是大耀斑的峰值时刻（10：24 UT）。从图中可以看出，我们没有发现它们有类似 Anwar 等[23]的高速率运动。F4 在耀斑前两小时达到了它的最大值（0.73 公里/秒），而与此同时 P6 却下降到它的最低值（0.03 公里/秒）。大约耀斑峰值的时候，P6 于 F4 又都回到了正常的速率水平。因此，从运动的变化来看似乎耀斑前 2 小时的时候，该δ位形被明显扰动了。注意耀斑峰值后，P6 的运动又逐渐达到低值，这是由于它正处于衰弱与消失的阶段。P6 于后一天（7 月 15 日）彻底消失。7 月 14 日之后，超级活动区 NOAA 9077 在 7 月 14 日之后没有再爆发任何 X 级的耀斑。我们也计算了 P6 和 F4 在图 4 时间范围之后的 12 小时中的自行运动，也没有发现任何异常。

5. 电流螺度的演化

活动区 NOAA 9077 在 7 月 14 日位于日面中经地带。怀柔太阳观测站对这个活动区进行了全面跟踪，获得了大量高宁静度的矢量磁场资料。我们选择了 18 幅矢量磁场数据（见表 1，7 月 13-15 日）用于 δ 位形 P6-F4 的研究。

因为活动区非常接近日面中心，我们认为可以将纵向场 $B_{//}$ 近似当成 Bz。在数据处理中，我们已避免了第二节中所提到的误差效应问题。垂直电流密度的计算公式：

$$J_z = \frac{1}{\mu_0}(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y}) \quad (1)$$

即对横场分量进行差分法计算。

定义电流螺度的纵向分量为：

$$h_c = B_z \cdot J_z \quad (2)$$

它是一个可测量的光球场的一个螺度分量。电流螺度已被广泛应用于太阳大尺度场的螺度研究（如，Bao 和 Zhang[24]）。

表 1. 活动区 NOAA 9077 的矢量磁图时间序列（hc 列表示黑子 F4 的螺度符号）。

序号	时间 (UT)	日期 (July)	hc (F4)	序号	时间 (UT)	日期 (July)	hc (F4)
1.	09:19	13	-	10.	05:53	——	+
2.	22:58	——	-	11.	06:34	——	-
3.	23:31	——	-	12.	07:08	——	-
4.	00:08	14	-	13.	07:59	——	-
5.	01:01	——	-	14.	08:12	——	-
6.	01:19	——	-	15.	08:43	——	+
7.	03:27	——	-	16.	08:55	——	+
8.	04:14	——	-	17.	09:42	——	+
9.	04:47	——	-	18.	00:52	——	+

图 6 演示的是 P6-F4 在三天中的电流密度演化情况。其中磁场的正极性用亮区域表示，负极性用暗区域表示。实等高线代表电流密度的向上运动分量，而虚线代表朝内的运动分量。等高线的水平为±2，8，20 安培/平方米。P6 和 F4 的位置也被精确的标在该图中。

对于 F4，我们发现了它的电流有一个明显的反号过程。7 月 13 日，F4 的位置处被一大块正电流包围，它的电流螺度为负（与太阳北半球的普遍场的符号一致）。7 月 14 日，F4 的电流密度在减小，并且它周围背景中的负电流场已经在增强。到了 7 月 15 日，它的电流密度完全变为负值。在这三天内，P6 的电流密度始终保持负号。我们在表 1 和图 7 中也给出了 F4 的电流螺度随时间的符

号演化。 图 7 的上部两个子框分别显示了 F4 与 P6 的电流螺度，而下面两个子框分别表示整个活动区和整个δ位形 P6-F4 的电流螺度演化情况。从图中可以看出，活动区 NOAA 9077 的螺度密度变化范围很小，大概为$-2\sim-7\times10^{-3}$高斯^2/米，而其他三个目标（F4，P6 和 F4-P6）的变化范围相当大，从约为零值到超过-100×10^{-3}高斯^2/米。在 14 日 05：53 UT 时刻，F4 曾经反转过一次螺度负号（见表 1 和图 7），但在下幅磁图中又恢复到初始的符号状态，这可能是由于强扰动的开始出现造成的。在 08：12 UT 与 08：43 UT 时刻之间，也就是说，大耀斑前约 2 个小时的时候，F4 稳定地转换了它的磁场手征性。

6.　讨论

TRACE 的连续白光观测资料提供的这个形成过程非常复杂的δ黑子，值得我们深入研究。它的形成不属于第一节中提到的任何一种常见模式[1]，而是从 NOAA 9077 的大δ位形的衰减过程中由其中的两个异极磁子快速结合而成的。这种形成可以认为是常规模式中的一种特例。NOAA 9077 也是被广泛关注的一个超级活动区，许多文章对这个大δ活动区从多个角度进行了讨论，揭示了它的一些特异性。如δ黑子 P6-F4 位于一个上升的缠绕磁流绳系统的一端[14]，也是活动暗条的一个足区[15]。Kosovichev 与 Zharkova 发现 P6-F4 在大耀斑过程中也是一个磁瞬变区域[25]。Deng 等人详细研究了该活动区的非势性的长期演化特征[26]。

在本工作中，我们发现δ位形 P6-F4 对于 NOAA 9077 的高剪切磁中性线的形成和保持起着重要的作用，所以它的演化对于横躺其上的暗条的激活及其伴随的日冕物质抛射也应该起到一定的触发作用。重要的是，我们发现几乎有关它的所有的变化（运动、速度、和电流螺度）都开始于大耀斑前约两个小时。遗憾的是，由于δ位形 P6-F4 的尺度相对较小和活动区的高亮度与复杂性，我们未能从过渡区和日冕资料中辨认出和跟踪它在高层相应变化。

毫无疑问，磁缠绕性（手征性）在太阳磁重联过程中起着重要作用。在日冕里，两个手征性相同的短 X 射线环能趋于融合，并形成更长的 S 或反 S 形的环[27, 28]。在色球层，两个靠近的暗条如果它们的轴向场一致，在一定条件下就有可能结合成一个暗条[29]。在光球层，按照第一节中提到的第三种δ位形的形成方式，两个螺度方向一致的黑子能够组成为一个δ黑子。所以，如果其中一个黑子发生螺度反号，则这个δ位形就很难保持它的紧凑了。随后，我们就会看到它的分裂。

在观测结果的基础上，我们认为 P6-F4 的分离是由于其中 F4 的电流螺度方向的改变引起的。而大耀斑所起的作用是加快了它们的分裂。

为了解释一个黑子为什么能够改变自身磁场的缠绕方式，我们提出一种新的黑子组成的磁流管模型。如图 8 所示，有两种不同缠绕方式的磁系统共存于一个黑子中。这种模型并不与观测和理论相矛盾[30, 31]。由于它们的手征性不同而磁极性一致，那么它们所分别产生的感应电流方向应该相反。显然在这两种磁系统界面之间不会产生磁重联，因为该处场的力线方向是一样的，没有电流

片存在。Sakai 和 Koide 分析讨论过了缠绕磁流管间的各种可能的磁重联[32]。

如果模型成立的话，让我们模拟一下 F4 的电流方向反转过程。最初，左手螺度的磁力线系统（图 8 中的左类型）在 F4 中占据主导成分。这时的 F4 的螺度与北半球的统计螺度方向是一致的，我们认为它的内部组成为正常。大耀斑前两小时的时候，某种扰动（注：从我们相对有限的观测中尚无法判定来源）导致了 F4 中右手螺度方向的磁成分（即图 8 中的右类型）占了主导地位。因此，F4 的平均电流被改变了方向，变成了符号。在这里我们需要补充的是，导致 F4 的螺度变化的新磁流的另一极很可能就是图 1 和图 3 的 P9 的浮现。由于偏离日面中心太多的缘故（7 月 17 日），我们不好测量 P9 的磁流量和螺度，如果螺度的符号是为正的话，那它应该就是这个扰动的最好侯选体。

与以前的工作相比，我们首次研究了δ位形与电流螺度演化的关系。在将来的工作中，有必要研究更多的复杂的δ位形，以检验δ黑子的分裂与螺度方向改变的规律是否在统计上成立。

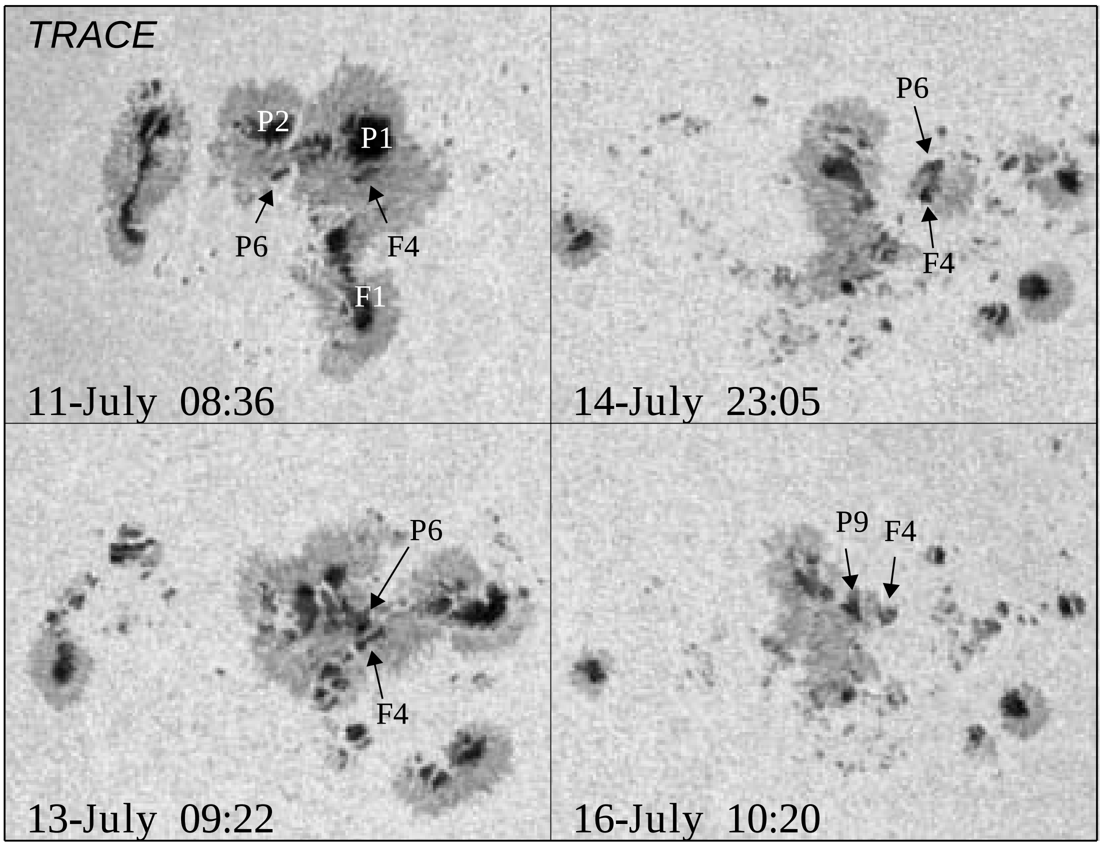
7. 结论

通常有三种δ黑子（群）形成方式：单个磁复杂活动区的浮现、老黑子周围反极性黑子的喷发、以及来自正常双极子的异极黑子的挤合。本章中，我们展示了一个很少被发现的δ黑子形成过程，它是来自于活动区以前存在的δ位形的两个相反磁特征体的快速结合。TRACE 提供了活动区 NOAA 9077 的该δ黑子的连续白光观测资料。

我们将这些资料校准后生成可用电影程序播放的数组。动态演示告诉我们，整个活动区在 2000 年 7 月 11-17 日期间处高速分解和重组过程。在活动区处于活动衰减阶段，这个δ黑子 P6-F4 的前导与后随成员的面积和强度却在不断增加。利用 SOHO/MDI 的系列全日面磁图观测，我们计算了它们的随时间的自行运动和速度演化。7 月 14 日该活动区爆发了量级为（3B/X5.7）的大耀斑。这天，前导和后随黑子起初做明显的准相对剪切运动。耀斑前约 2 个小时时，这种剪切运动突然停止，速度出现异常，代之以不规则运动。耀斑双带恰好位于这个δ位形的外沿。一个有意思的发现是，也是耀斑前约两个小时，其中的后随黑子出现了电流螺度的反号过程。耀斑后，该δ黑子分裂明显。

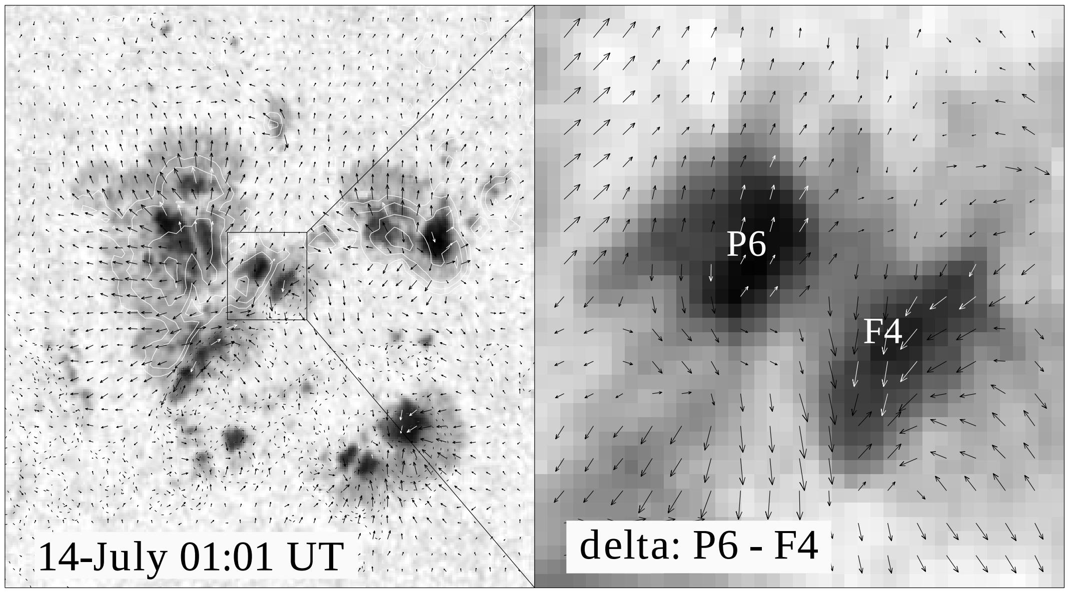
我们的结果清楚地表明，δ位形中磁成员的螺度反号会导致这个紧凑的δ结构的松懈以及重组，并且，对于理解大耀斑过程中的δ黑子快速瓦解的原因有重要意义。

我们也针对黑子的螺度反号推出了一种新的黑子组成模型。该模型能很好地解释黑子螺度为什么会反号：通常，有两种螺度互为反号的、纵向磁场方向一致的细磁流管共存于同一个黑子中，特殊情况下它们成分比例的变化就会导致整体的平均螺度的变化。



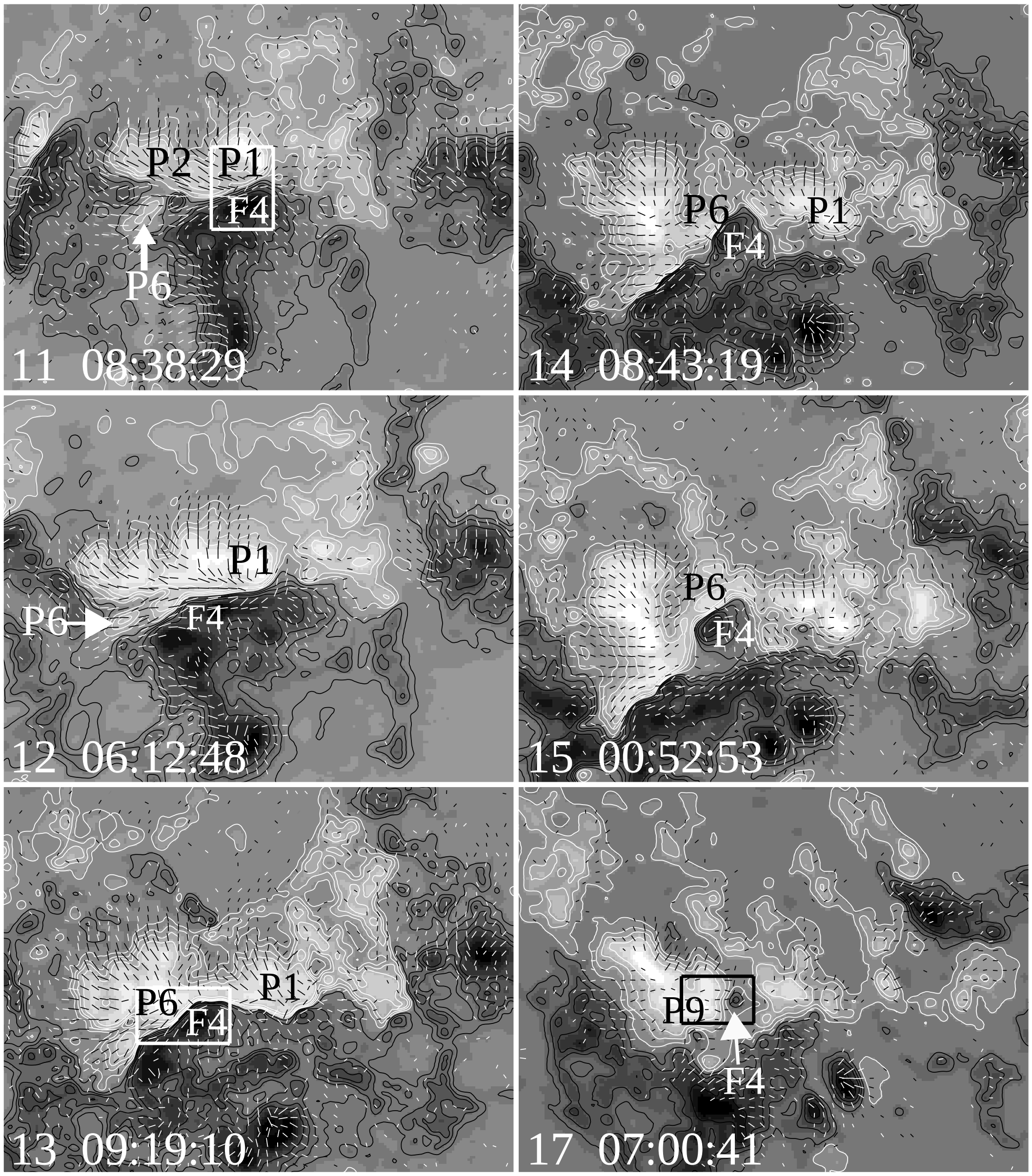
TRACE
P2
P1
P6
F4
F1
11-July 08:36
P6
F4
14-July 23:05
P6
F4
13-July 09:22
P9
F4
16-July 10:20

图 1　TRACE 白光（5000 埃）观测到的活动区 NOAA 9077 黑子群演化。2000 年 7 月 11 日时的主黑子为 P1、P2 和 F1。7 月 13 日黑子 F4 与 P6 直接从不同的半影中脱离，相互组合成一个δ黑子。图中的“P”代表前导（正极）黑子，“F”代表后随（负极）黑子。图像视场大小：3′×2.3′。（详细的动态演化情况可以从互连网地址：http://sun.bao.ac.cn/staff/lyu/spot.mpe，或 http://sun.bao.ac.cn/staff/lyu/gifmovie/gifmovie.html）获得。



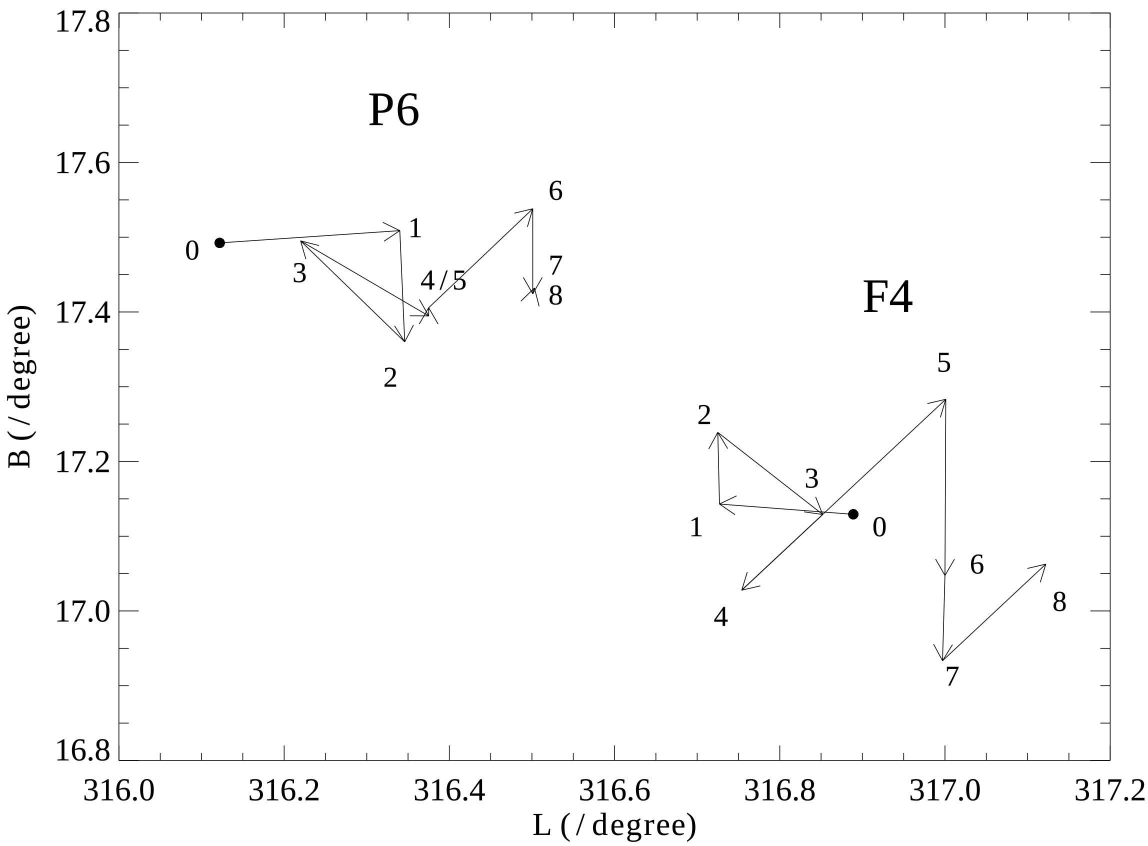
14-July 01:01 UT
P6
F4
delta: P6 - F4

图 2　怀柔矢量磁图叠加在相应的 TRACE 观测的黑子上。其中白色的等高线代表正极纵向磁场，黑色代表负极纵向磁场。小棒是磁场的横场成分，箭头代表方向，小棒长度与横场强度成正比。左边的方框是 δ 黑子 P6-F4 区域。右边是它的放大图样，其中也用横场做了叠加。纵向磁场的等高值分别为：±600，1200，2000，3000 高斯。左图的视场大小 2.1′ ×2.1′ ，右图 20″ ×20″ 。



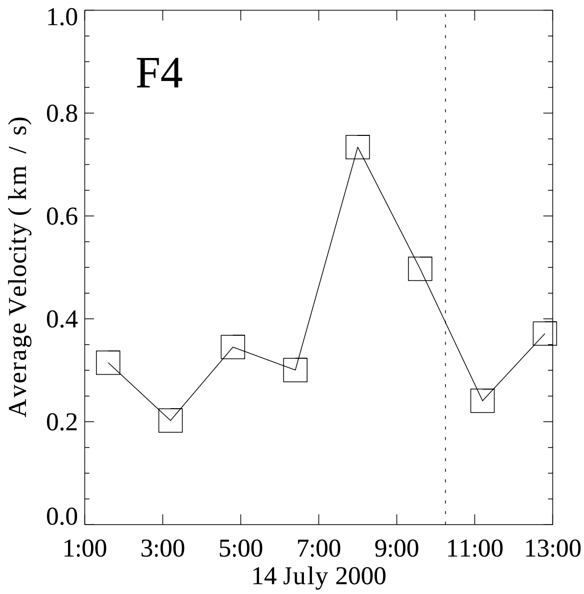
P2
P1
F4
P6
11 08:38:29
P6
F4
P1
14 08:43:19
P1
P6
F4
12 06:12:48
P6
F4
15 00:52:53
P6
F4
P1
13 09:19:10
P9
F4
17 07:00:41

图 3　7 月 11 日—17 日矢量磁图系列。视场大小：3′ ×2.3′ 。白（黑）块代表正（负）极纵场。纵场的等高值分别为：±160，420，680，1070 高斯。横棒是指横场成分，如上图。注意图中的三个方框中的情况，它们是 F4 分别与 P1、P6 和 P9 组成的 δ 位形。



P6
F4
0
1
2
3
4/5
6
7
8
0
1
2
3
4
5
6
7
8
17.8
17.6
17.4
17.2
17.0
16.8
B (/ degree)
316.0
316.2
316.4
316.6
316.8
317.0
317.2
L (/ degree)

图 4　　2000 年 7 月 14 日 F4 和 P6 的自行运动轨迹。箭头和黑点都代表随时间的位置。坐标系为卡林顿系统。其中：‘0’-23：59 UT，‘1’-01：39 UT，‘2’-03：15 UT，‘3’-04：51 UT，‘4’-06：24 UT，‘5’-08：00 UT，‘6’-09：36 UT，‘7’-11：12，和‘8’-12：48。


F4
Average Velocity (km / s)
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
1:00
3:00
5:00
7:00
9:00
11:00
13:00
14 July 2000

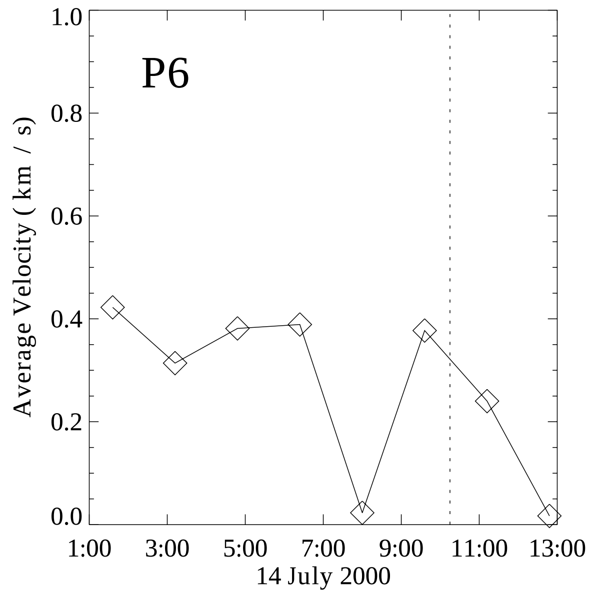

P6
Average Velocity (km / s)
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
1:00
3:00
5:00
7:00
9:00
11:00
13:00
14 July 2000

图 5　　作为时间函数的 F4 与 P6 在 7 月 14 日的速度值变化。左图方形空点代表 F4，右图菱形空点代表 P6。虚线是大耀斑的峰值时刻（10：24 UT）。它们的误差均在方形和菱形的大小之内。

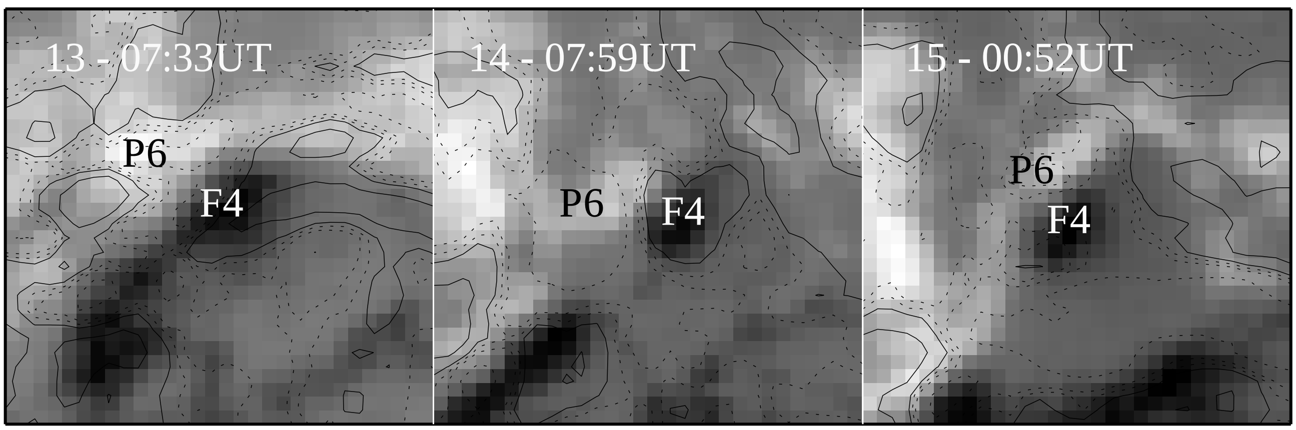

13 - 07:33UT
P6
F4
14 - 07:59UT
P6
F4
15 - 00:52UT
P6
F4

图 6　　3 天内的垂直电流演化。正极磁场用白色表示，负极用黑色。实等高圈代表电流密度的向外运动分量大小，而虚线则代表朝内的分量大小，它们的等高值分别为：±2，8，20 安培/平方米。P6 和 F4 的位置在图中被精确地标出。视场大小：0.9′ ×0.9′ 。各幅图之间的灰度差异是由于视宁度的影响。注意 F4 区域附近的电流演化。

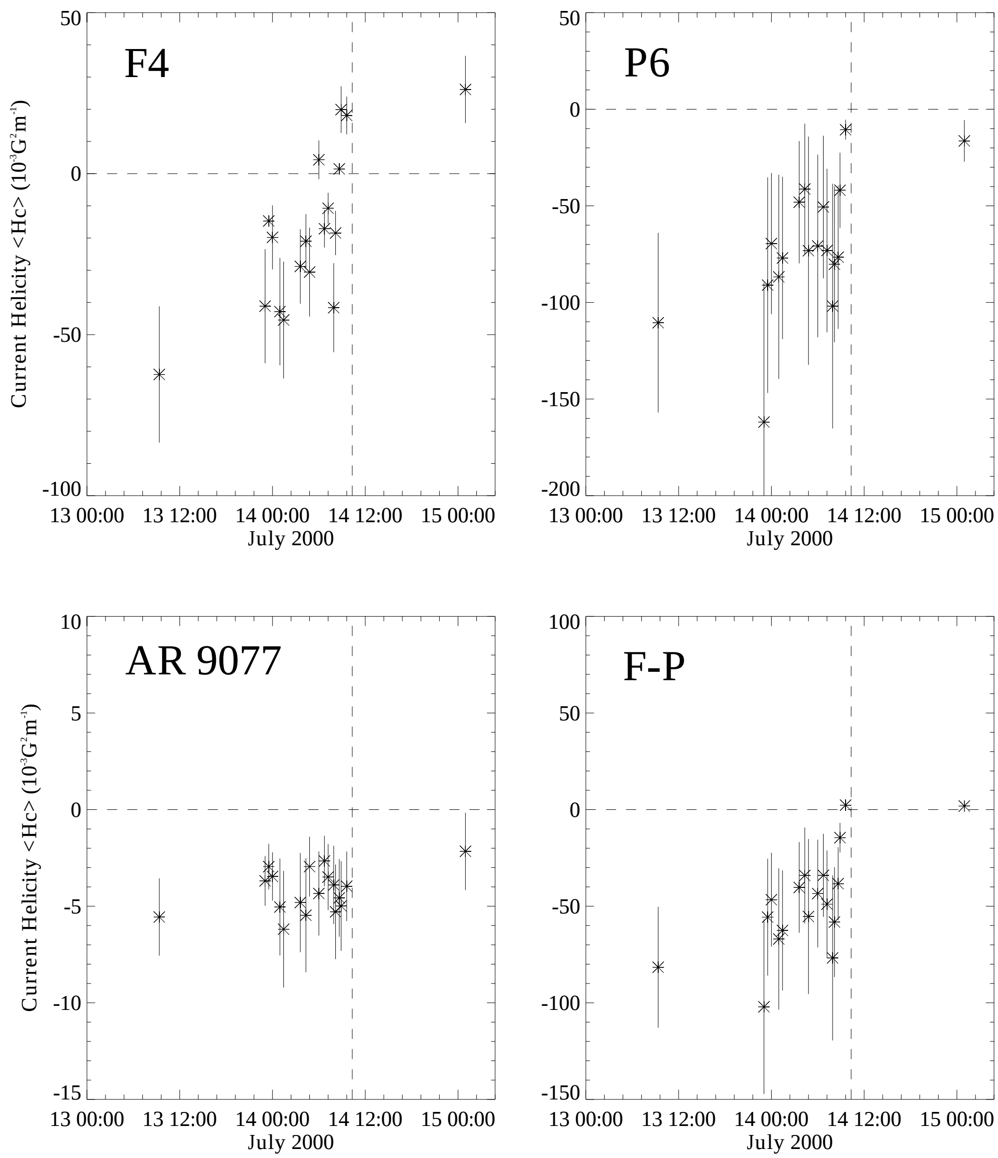
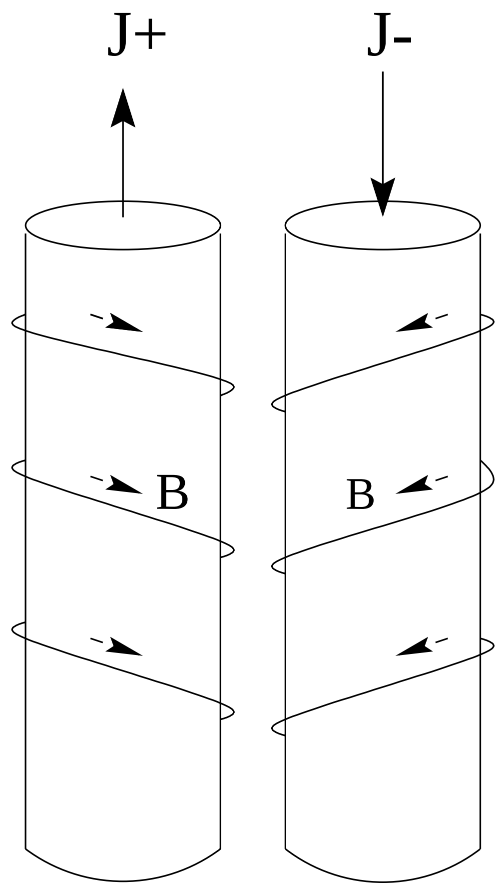

F4
P6
AR 9077
F-P
Current Helicity <Hc> ($10^{3}G^{2}m^{-1}$)
Current Helicity <Hc> ($10^{3}G^{2}m^{-1}$)
50
0
-50
-100
50
0
-50
-100
-150
-200
10
5
0
-5
-10
-15
100
50
0
-50
-100
-150
13 00:00
13 12:00
14 00:00
14 12:00
15 00:00
July 2000

图 7　　利用 18 幅矢量磁图对 NOAA 9077 所做的连续 3 天的电流螺度 hc 的测量。一个小星代表一幅磁图的结果。不同磁图归算出各自的误差棒长短。上方两个方框分别是 F4、P6 的结果。下两个分别是整个活动区和 P6-F4 的δ区域的结果。图中垂直虚线是耀斑峰值时刻，而水平虚线是指零螺度坐标线。



J+
J-
B
B

图 8　　黑子的磁流管模型。这两种类型的磁流系统被认为共存于一个黑子中。它们之间不会有磁重联发生。注意，它们感生的电流方向互为相反。

第七章 NOAA9077 三维磁场外推

1. 活动区局部外推

1.1 活动区整体位形及 EUV 观测中的耀斑后环演化

人们利用 Hα 和软 X 射线资料广泛地研究过耀斑后环系统（也称环状日珥）与太阳爆发事件的关系，尤其是与大耀斑和日冕物质抛射的关系。当耀斑后环出现于太阳的边缘的时候，它们呈现为亮结构，并能持续一天以上的时间。当出现在日面上的时候，它们在 Hα 观测中呈现出暗环状[1]。耀斑后环系统通常被认为是太阳大气中磁重联的证据(参考[2，3])。Forbes 和 Malherbe[2]认为耀斑后环的表面上升运动其实反映了日冕中由低层到高层的逐渐的磁场重联过程，尖盔（Cusp）结构即耀斑后环系统上部磁场能量释放的地方。

过去的几十年中，人们对于耀斑后环的研究重点主要是它们的动力学和热学特征[4—11]。基于 Hα 和软 X 射线资料的分析，Moore 等人观测到了少见的“core-field coronal elbows”结构，这是对三维磁重联的支持[12]。最近，Varady 等人发现了耀斑后环的成层结构[11]。除此之外，目前对于耀斑后环的演化与光球磁场关系的研究尚很有限。

TRACE 观测的成功促进了人们对于太阳大气精细结构的研究。它的高分辨本领使得人们发现了许多日冕等离子体中难以观测的结构和变化[13—17]。

2000 年 7 月 14 日大耀斑后产生了规模较大的后环系统。并且 TRACE 在 EUV 波段（171，195 埃）的观测得到了很好的资料。该后环系统跨越了整个活动区的磁中性线，并且同时出现于软 X 射线和 EUV 的观测中。它的对称轴沿太阳纬圈约有 15 弧度（～40Mkm）长。本章中，我们主要显示 TRACE/171 埃的观测，并结合外推工作探讨它和矢量磁场的演化关系。其中包括：外推结果，与观测之间的符合程度及其差异的探讨。

作为多波段联测的对象，NOAA 9077 有射电、Hα、SXR、EUV、UV 及白光的丰富资料。在这里，我们主要利用了其中 EUV（TRACE/171 埃）以及怀柔矢量磁场数据。

TRACE/171 埃谱线非常适合于这种高温耀斑后环观测。在吸收背景下，被束缚在后环系统中的等离子体呈现出亮环形态。

图 1 是多波段的联测。不难看出，Hα 纤维与 TRACE/171 埃大环的走向符合很好。Hα 图中的方框代表相对应的矢量磁场观测区域。

图 2 是全日面 SOHO/EIT 与 YOHKOH/SXT 观测。

大多数耀斑后环在Hα单色像中呈现为暗的迅速上升的拱（纤维）状结构。而NOAA 9077中的后环却表现为SXR和EUV波段的亮环，在Hα像中也没有对应体。由此我们可以粗略判断该耀斑后环的温度高于2MK。我们选择了它的一些典型演化图例放在图3中。

如图所示，当耀斑爆发前，箭头所指的一些亮丝几乎平行于中性线。09：22 UT时刻，暗条通道下一个浮现磁流（黑箭头所指）触发了底层的重联，暗条被激活并升高。10：13 UT时大耀斑双带沿中性线展开。在下一图的时刻它们开始分离。双带之间已见后环连续产生。起初某些部分有强剪切，随着高度的升高剪切逐渐减小。耀斑后环足点的向外扩展，也反映了重联位置的升高[9]。大概于10：29 UT时刻，大部分后环已迅速形成，环顶亮于足点。

图4是图3的延续。在10：36 UT，剩下的左部耀斑带也开始被新形成的后环连接。该图中白箭头所示的环是最先形成的高剪切的力线。10：43 UT后环的主体基本全部形成。但是，13：59 UT时从前者的西部突然又形成一个小的后环系统，如该时刻箭头所示。最后，这两部分很快合为一体。

1.2 无力场外推结果与耀斑后环比较

前两章中已经提过，这个活动区的明显演化就是磁场的快速分解和重组[18]。本节我们利用第三章中提到的新方法（Wang等，文献[19]），使用矢量磁图的外推来试图研究后环演化与光球场的关系。这种方法的特点是将光球矢量场作了无力场修正，边界条件更趋合理。

为比较外推磁场在耀斑前后的变化，我们选择了7月14日04：10 UT和7月15日00：10 UT两幅磁图。图5显示的是两个不同侧角的耀斑前磁图的外推结果。这些环的形态和位置与观测基本一致，尤其是低矮磁力线系统的剪切现象。但是，这是利用耀斑6个小时前的数据。如何解释这个现象目前尚难定论。不过，我们确信的是耀斑前的磁场一定是偏离理想无力场的状态，耀斑后可能接近于一个准无力水平。从侧视图中可见每个环的真实高度差异，也能发现该系统中存在两个子系统：一个是左部：对应于观测中先生成的后环子系统；另一个是右部：对应于后一个子系统。

图6是7月15日磁图的外推。与图5相比，显然后环已变得松弛、升高。高层的环接近势场。

将外推结果叠加在对应的TRACE观测上，如图7，我们发现不仅它们外形、位置符合，力线数密度也很一致。从文献[20]的外推中可以看出，利用方法（Yan等，文献[21]）没有将横场作任何修改，所计算的后环系统也与观测近似。但是图7中的结果计算是建立在选择活动区最佳无力因子的基础上的，所以可以发现一些地方的剪切符合程度明显较差。其中原因比较复杂，这与数据预处理（如噪音大小、横场180°方向确定）和程序参数（如格林函数参数）的调节过程相关。因为每根磁力线的扭曲程度和走向都与局部磁场分布和无力因子大小有着

密切联系。

注意此图中我们没有刻意地选取磁力线，它们的分布基本反映闭合磁力线的原貌。图底部显示出这些环的大部分高度为～30,000km。这部分环从图 6 和图 7 的比较来看，也是维持时间较长的部分。从观测和外推的结果中不难看出，耀斑后环作为磁重联的副产品，并不要求其中所有的力线随时间保持势场状态。光球的局部特殊状态对维持低环的剪切起着重要的作用。

总之，对 2000 年 7 月 14 日 NOAA 9077 耀斑后环形态和外推的分析表明，该热环（>2.0MK）系统由两个部分先后形成。其中大的子系统对应于光球高剪切的中性线附近，小的子系统对应于低剪切中性线附近。

外推所得的结果与观测基本一致，即：形态、位置、线密集程度和后环的随时间逐渐上升等。但是也至少存在两个重要的问题：（1）为什么利用耀斑发生数小时前的磁图也能基本得出实际观测中的耀斑后环结构？（2）如何合理调节参数使计算的力线剪切程度与实际符合最佳。

另一方面，由于观测得到的太阳活动区磁场并非理想的无力场（线性和非线性）状态，耀斑后环应是磁重联的产物，所以建立在无力场模型之上的外推与耀斑后环的观测就不可能完全符合。但是通过 NOAA9077 的外推，我们可以了解到耀斑后环中的磁场结构及其演化，从高剪切到势场磁环的分布状态，不同力线系统在光球表面的精确位置，这种拓扑结构与耀斑的关系等。

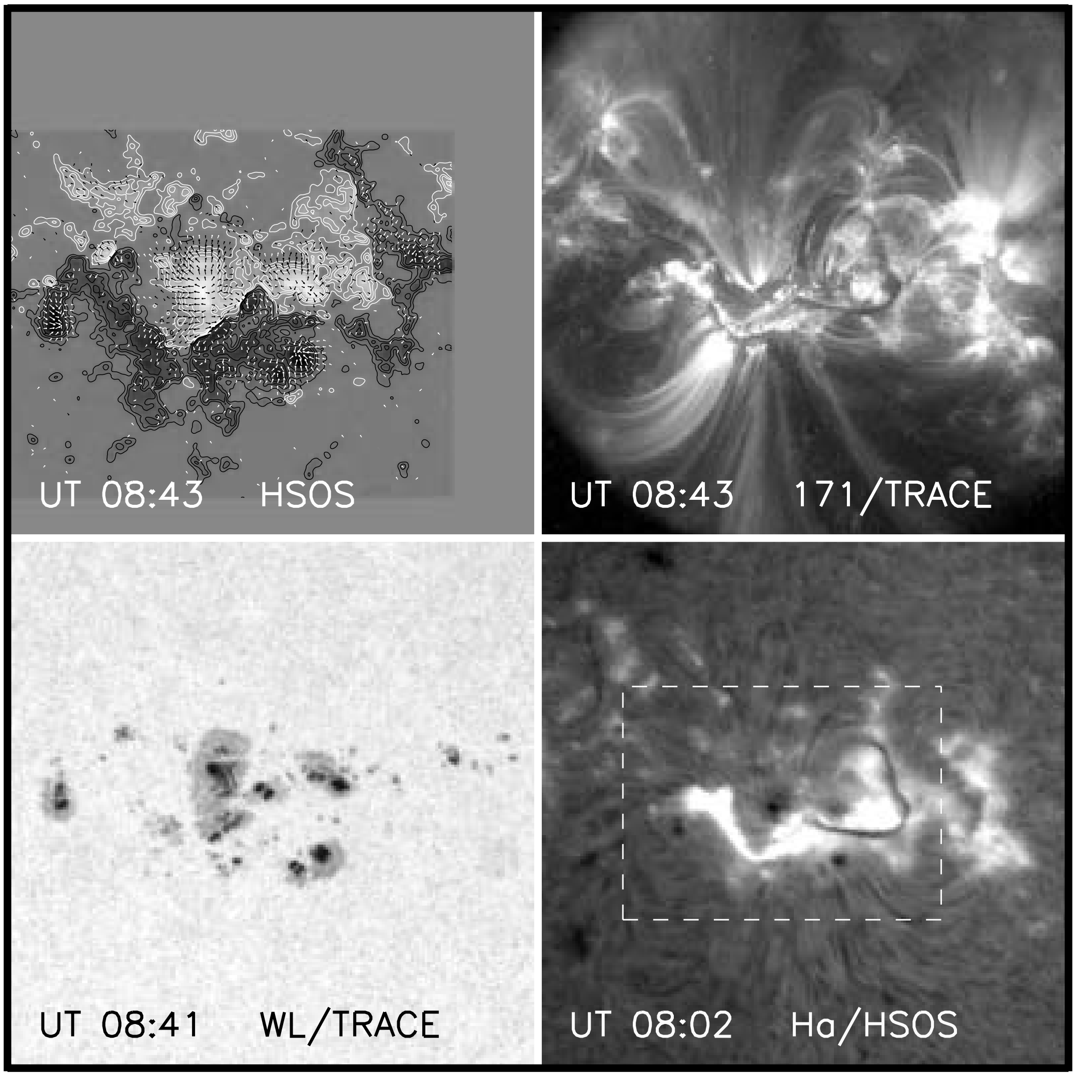

UT 08:43 HSOS
UT 08:43 171/TRACE
UT 08:41 WL/TRACE
UT 08:02 Ha/HSOS

图 1 2000 年 7 月 14 日 NOAA 9077 的整体位形。左上：活动区矢量磁图，视场 5.2′ ×3.6′，白色为正极场，黑色负极，其等高值分别为 160、420、680、1070 高斯；右上：TRACE/171 埃观测，视场 8.5′ ×8.5′，中性线附近暗条明显；左下：TRACE 白光像，视场 5.2′ ×5.2′；右下：怀柔 Hα 色球像，视场 8.5′ ×8.5′，其中白色虚框对应磁图区域观测。

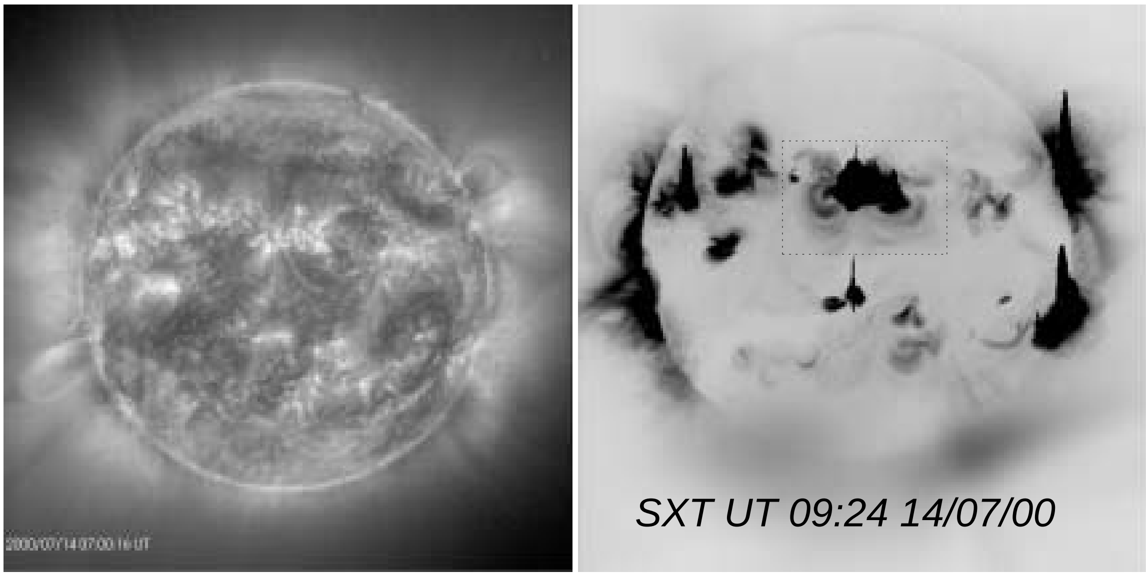
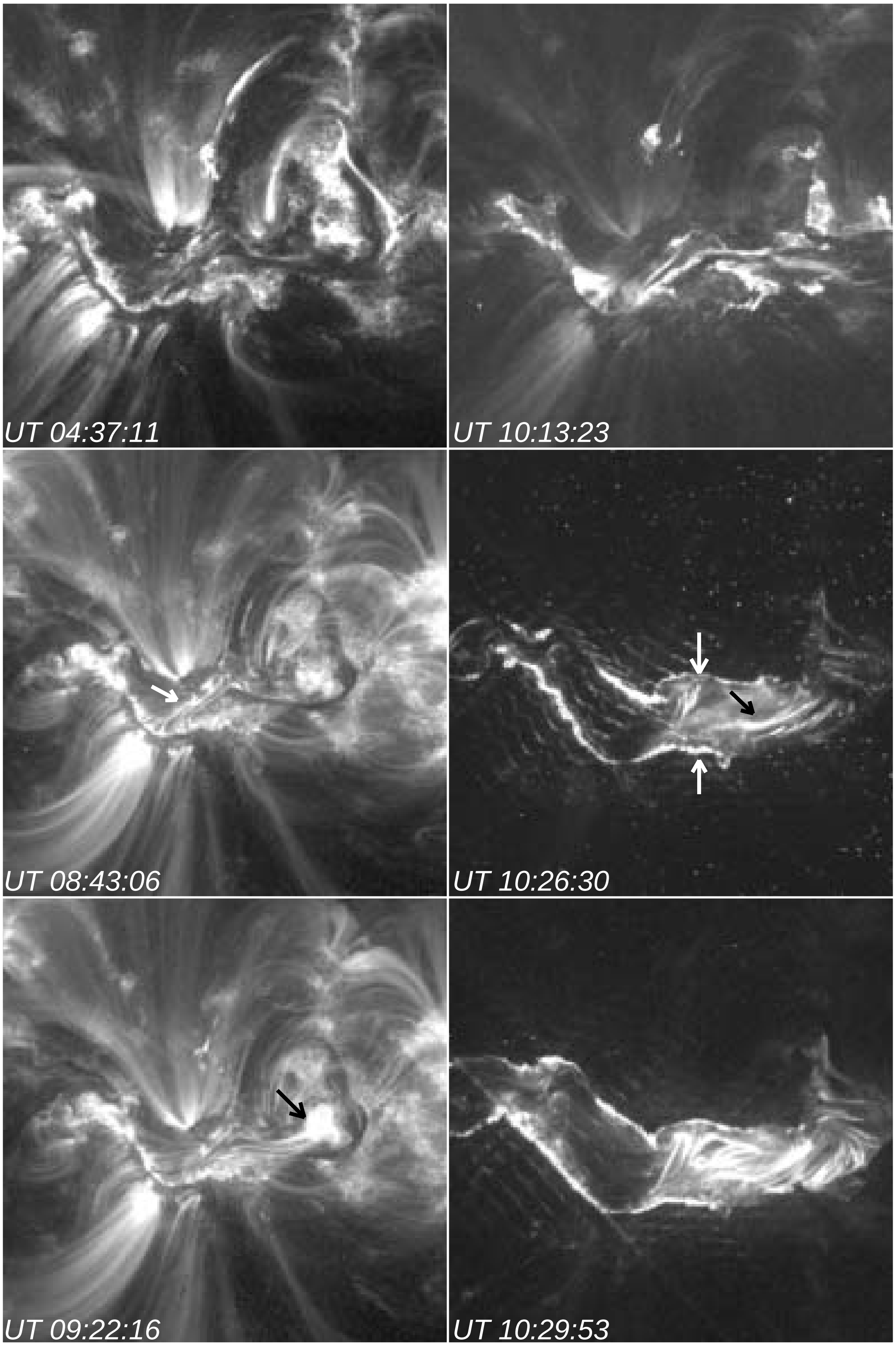

SXT UT 09:24 14/07/00

图 2　　左：全日面 SOHO/EIT 观测；右：全日面 YOHKOH/SXT 观测。



UT 04:37:11
UT 10:13:23
UT 08:43:06
UT 10:26:30
UT 09:22:16
UT 10:29:53

图 3　耀斑后环的演化过程。视场大小：5.4′×5.4′。

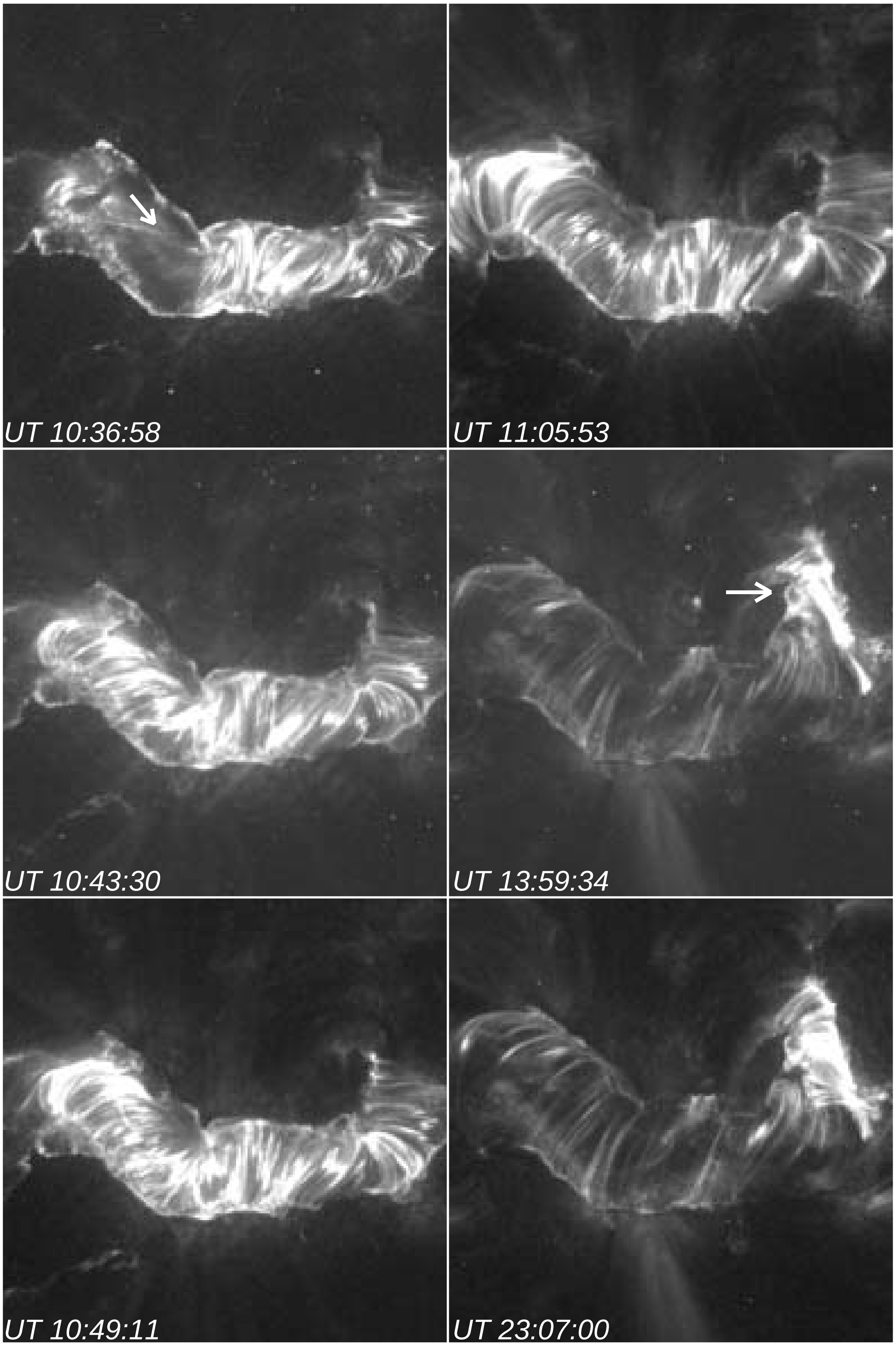
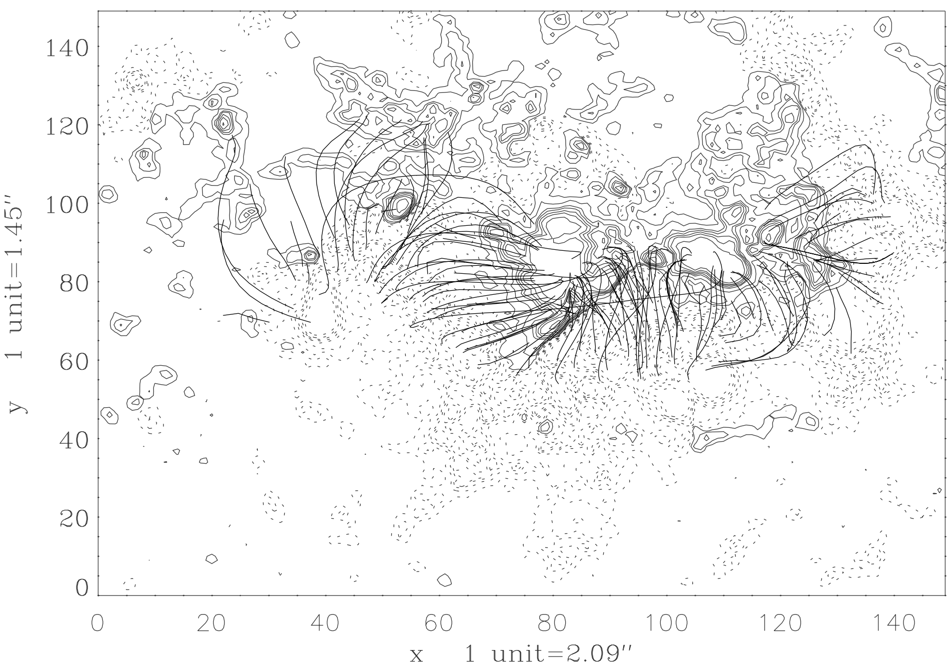
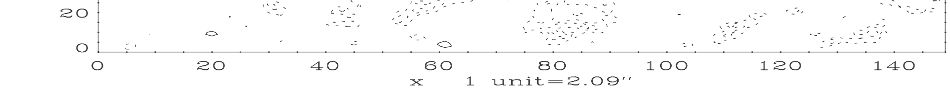

UT 10:36:58
UT 11:05:53
UT 10:43:30
UT 13:59:34
UT 10:49:11
UT 23:07:00

图 4　　接图 3。

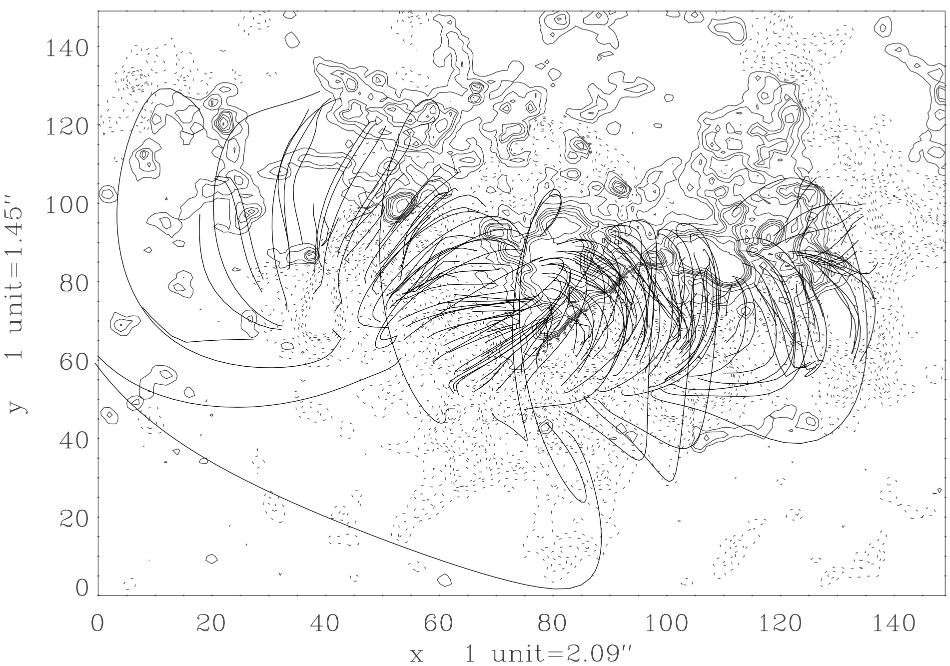


y 1 unit=1.45″
x 1 unit=2.09″



y 1 unit=1.45″
x 1 unit=2.09″

图 5　线性无力场外推的三维磁力线系统。上图：视线方向；下图：侧视。所用磁图的时间是 2000 年 7 月 14 日 04：10 UT。


y 1 unit=1.45″
x 1 unit=2.09″

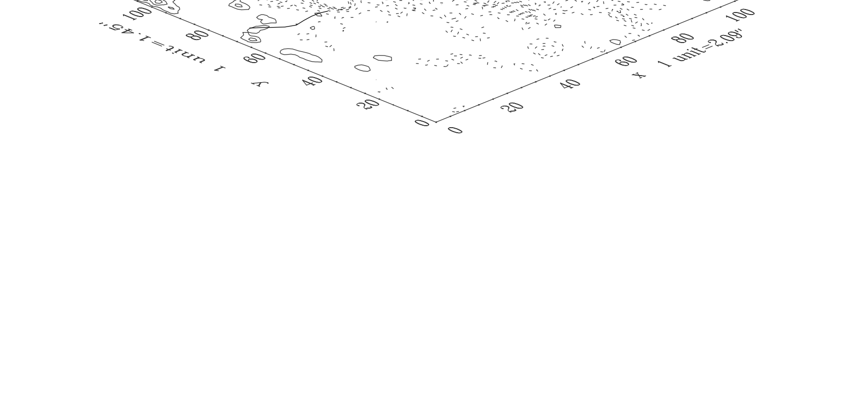
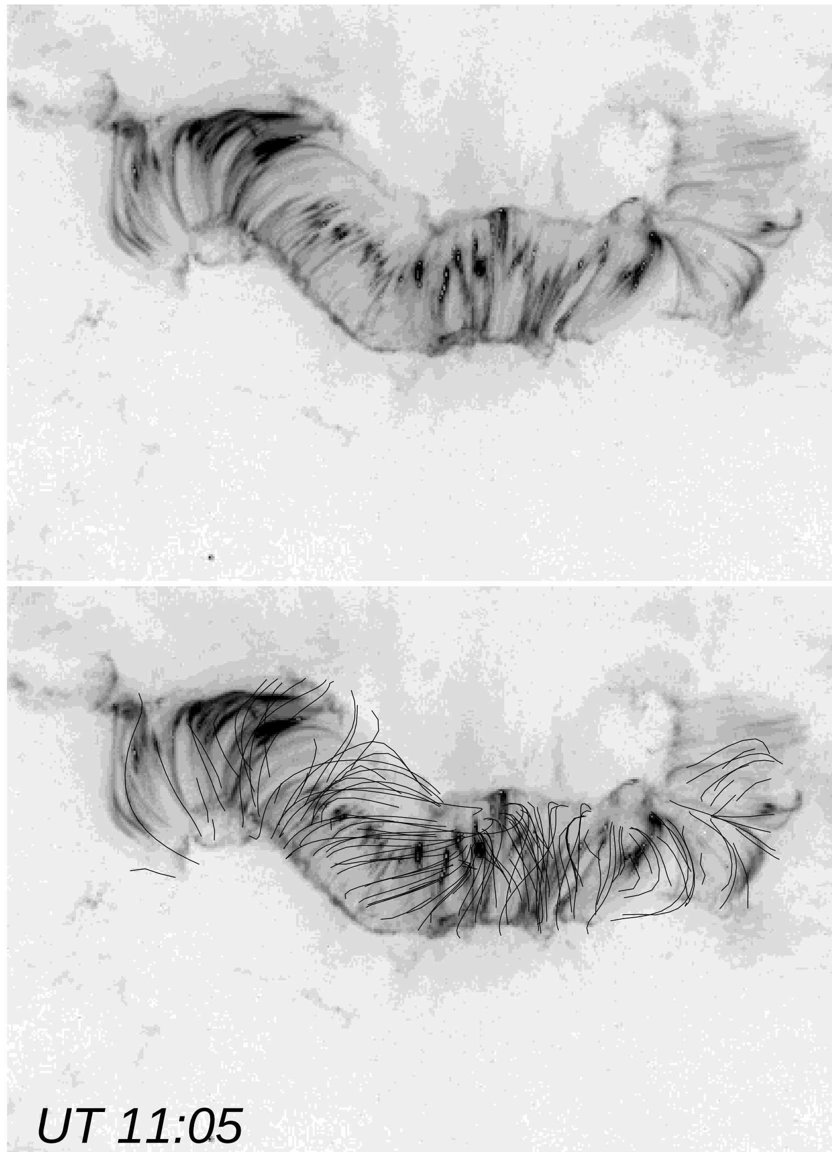

y 1 unit=1.45″
x 1 unit=2.08″

图 6　与图 5 类似。所用磁图为 2000 年 7 月 15 日 00：10 UT。


UT 11:05

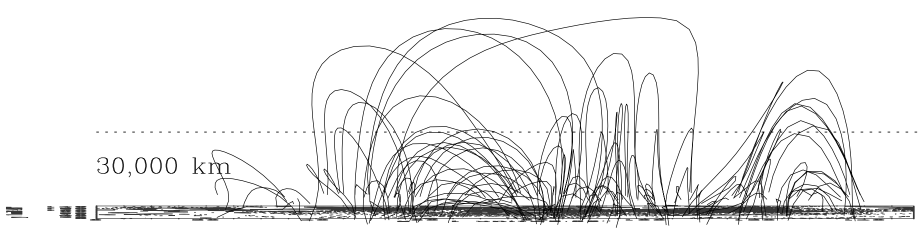

30,000 km

图 7　上图：7 月 14 日 11：05 UT 时刻观测到的耀斑后环系统（用反色显示以易分辨亮环）。中图：将外推的力线叠加在观测上，它们的比例一致。下图：平视外推的力线系统，得到大多数线的高度为 30,000km。

2． 活动区全球外推

2.1 利用 MDI/SOHO 的磁场合成图进行全球外推

MDI 每天公布当天的光球磁场综合图，这些数据的二维大小是 3600×1080。它们已被广泛地应用于研究大尺度的冕洞、冕流、太阳风和行星际磁场。

在我们的工作中，采用文献[22]的假设：光球的矢量磁场方向为径向，将 MDI 合成图的视向磁场分量观测（Bl）转换成径向（Br）。

通常一幅合成图的净磁通量并不为零，为使磁力线较好地收敛回光球面，我们将观测得到的合成图作平均值不大于 1 高斯的处理，具体操作是将合成图的数据整体性的减去它的平均值（一般这个值不大于 10 高斯）。

由于 B0 角的影响，太阳极区的部分磁场将观测不到。我们将合成图的这部分赋值为零。

最后，我们将合成图的二维数据转换成三维球坐标系统，进而可以计算源表面下任意点的矢量磁场。

利用标准的 IDL 程序包，我们将所计算的这些光球点的位置、磁场分量、场线高度和其他有用信息存储到输出文件中。IDL 程序包还可以以任意角度和方向旋转这些外推的磁力线系统。图 8 是重构光球以上磁场分布的一个例子。图 9 是另一个例子，它所对应的 SXR 波段的观测如图 10，显然它们之间有很好的对应性。在下一节我们将以活动区 NOAA 9077 为例，详细比较势场外推所得的整体位形和局部环系与 EUV 观测的吻合程度，并探讨大尺度结构上的拓扑特征与日冕物资抛射和耀斑爆发的关系。

用 IDL 编写的软件包还能对某些感兴趣的区域直接进行计算，而不用整体性地求解太阳球面所有点的磁场以节省大量时间。如果一个活动区的大小是 15 度×10 度，计算的步长设置为 0.5 度，那么通常在一台 PIII/300 Linux 系统下会耗时 15 分钟的 CPU 时间完成大约 600 根磁力线的计算、描绘和存储过程。当然，具体情况不同，耗时可能差异很大。

这里，我们需要补充的是，该程序包同样适合全日面磁场观测数据的输入。只是，利用全日面资料的时候，边缘及日面背后活动区的贡献就被忽视了。

2.2 2000 年 7 月 14 日大耀斑事件的外部触发机制讨论

一些文章指出，活动区 NOAA 9077 的 2000 年 7 月 14 日的晕状日冕物质抛射和大耀斑（3B/X5.7）事件的产生是由于活动区本身的演化，如黑子群的快

速自行[18]，或曲折磁中性线西部的大暗条的激活[23]，或中性线上磁流绳的上升导致磁位形失衡而导致的[24]。

但是这只是内因，通过大耀斑前 3 个小时的连续全日面 H-alpha 观测暗示，很可能还有来自外部的触发源的共同作用。我们注意到，日面上活动区 NOAA 9077 和 NOAA 9082 之间有暗条相联系，耀斑瞬间前有扰动从南半球的 NOAA 9082 迅速沿着这个暗条穿到北半球的 NOAA 9077。活动区 NOAA 9082 是个相对宁静的小活动区，这天它几乎没有记录到任何耀斑和喷发事件。如果来自这个小活动区的激波扰动是 7 月 14 日大事件的触发源之一的话，那么，它是如何导致活动区 NOAA 9077 的快速爆发，以及触发的地点在哪里？

图 11 是这天世界时 07 点的 EIT/SOHO 观测。如图所示，位于日冕中心附近的就是活动区 NOAA 9077，它的下方是 NOAA 9082。亮环结构显示的是活动区之间的封闭的磁力线系统，暗弱区域则是开放的冕洞场。NOAA 9077 的一些亮环看起来向南半球伸展,但还不能从图中确定是否与 NOAA 9082 之间有联系。图 12 是大熊湖天文台观测得到的高精度全日面 H-alpha 图像，除了这两个活动区之间的暗条（箭头所示）依稀可辨外，我们不能看出其它明显的联系。图 13 是利用 MDI 合成图对 NOAA 9077 及其邻域所得的三维势场外推位形。很显然存在一个环系统连接着这两个活动区，并且这是个跨赤道环。从图 14 的侧视图来看，该系统中磁力线高度很低，故我们推测在 EUV 波段中不会被观测到。在图中，我们标出了与 NOAA 9077 有关的所有磁力线。对比图 11 的 EUV 观测可以看出，外推所得到的势场位形基本与实际符合，尤其是亮的热环与暗的冕洞区域。这说明全球势场外推在一定程度上是可行的，并且能够帮我们寻找和确认日冕和过渡区观测中不明显的冷的低环。

除此之外，从 NOAA 9077 的外推中我们同时发现连接这两个活动区的环系的一个足点恰位于 NOAA 9077 中耀斑最初爆发和内部暗条激活的地方。并且在该足点附近计算中我们没有发现其它的环系。因此，我们可以初步判定，当 NOAA 9082 产生激波扰动后，一部分能量的释放表现为跨赤道暗条的明显激活抖动，而另一部分沿着环系快速传输到 NOAA 9077 的高剪切中性线附近。结合第四章对 NOAA9077 磁场的讨论，该区域附近由于内部的剧烈复杂演化而处于高度不稳定状态，所以来自 NOAA9082 的扰动就导致了不同磁拓扑间的重联，形成了日冕物质抛射和大耀斑爆发。

光球全日面磁场观测只能帮助我们了解太阳大气的一个层次的磁分布情况。为了解更高层磁场位形，目前尚无可靠的直接观测的手段，因此我们利用合理的理论模型重构高层磁场是探讨过渡区和冕层磁场状况的一种有效途径。本节中，我们将格林函数解应用于重构三维全球日冕势场。相关的边界条件是所直接观测的光球纵场和光球上 2.6R$_\odot$处开放场边界，即源表面。使用的光球数据来自 MDI/SOHO 的高精度综合图（每幅全日面磁图：2 角秒/像素，1 桢/96 分钟）。

这种外推方法能被用来分析日面上某些大耀斑事件时的大尺度上的可能触发机制。作为一个例子，活动区 NOAA 9077 的外推磁场被用来检验与 EUV 观测的符合程度和 2000 年 7 月 14 日日冕物质抛射和大耀斑（3B/X5.7）事件的大

尺度上的触发机制。检验结果表明，不仅亮环、冕洞区域的位置与形态与EIT/SOHO 吻合，而且能为我们提供空间高温观测所不能显示的一些关键的环系，该环系联系着该活动区与南半球的 NOAA 9082。由于这些环系的特殊物理环境（低、冷、跨赤道），我们不能忽视它们在太阳大爆发中所起的触发作用。结合全日面 H-alpha 电影，我们认为产生于南半球活动区 NOAA 9082 的激波沿着这条矮环迅速穿越太阳赤道传播到位于北日球的 NOAA 9077 的中性线右部。加之中性线附近已经积蓄大量非势能，激波扰动直接促使不稳定平衡的瓦解，大范围磁重联发生。所以，该激波扰动是 2000 年 7 月 14 日大事件的外部直接触发源。

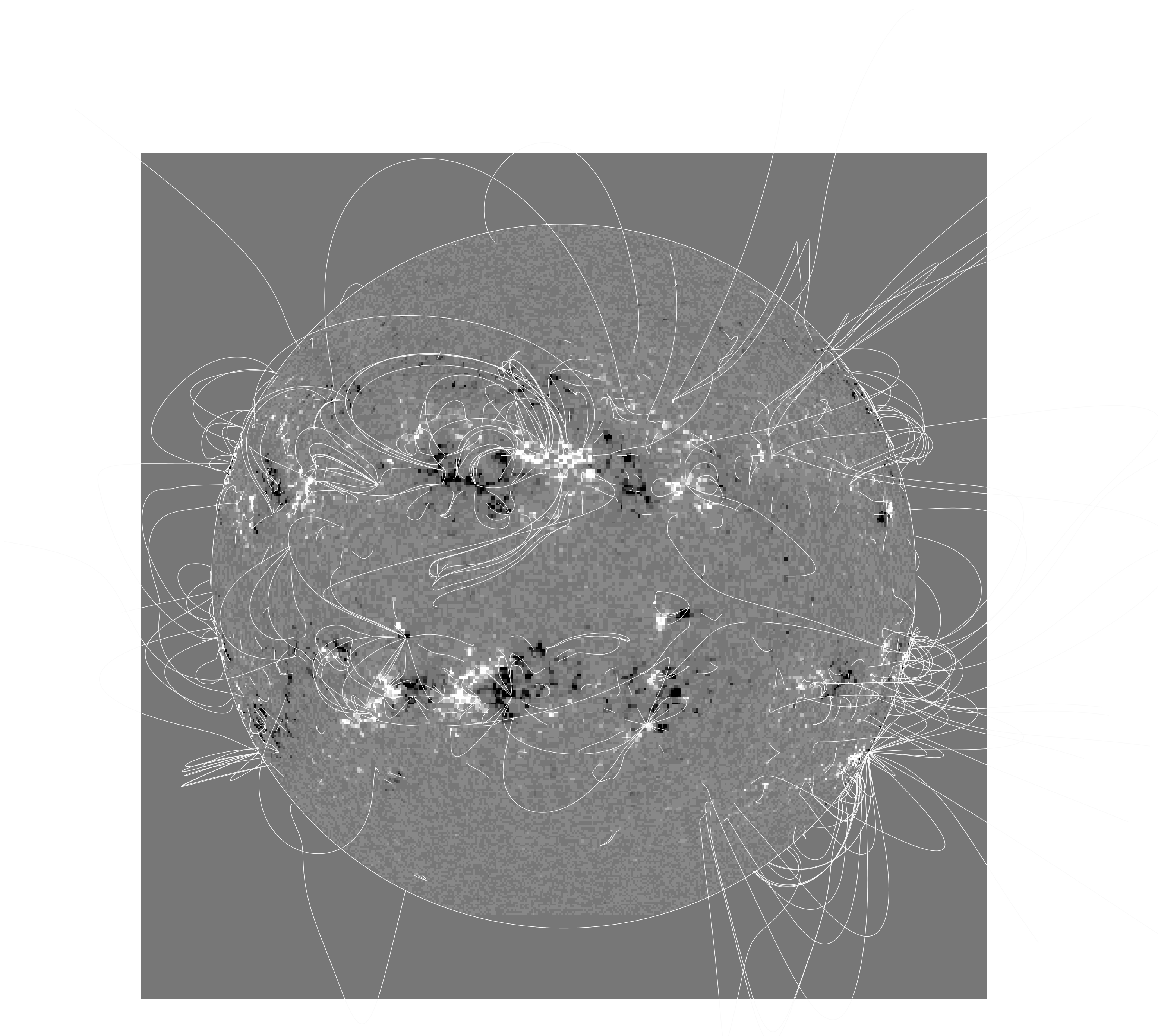


图 8　例子 1：利用太阳 CR1965 自转周的 MDI 合成图所做的全球势场外推。我们能以任何方向和角度来旋转和显示这些磁力线。

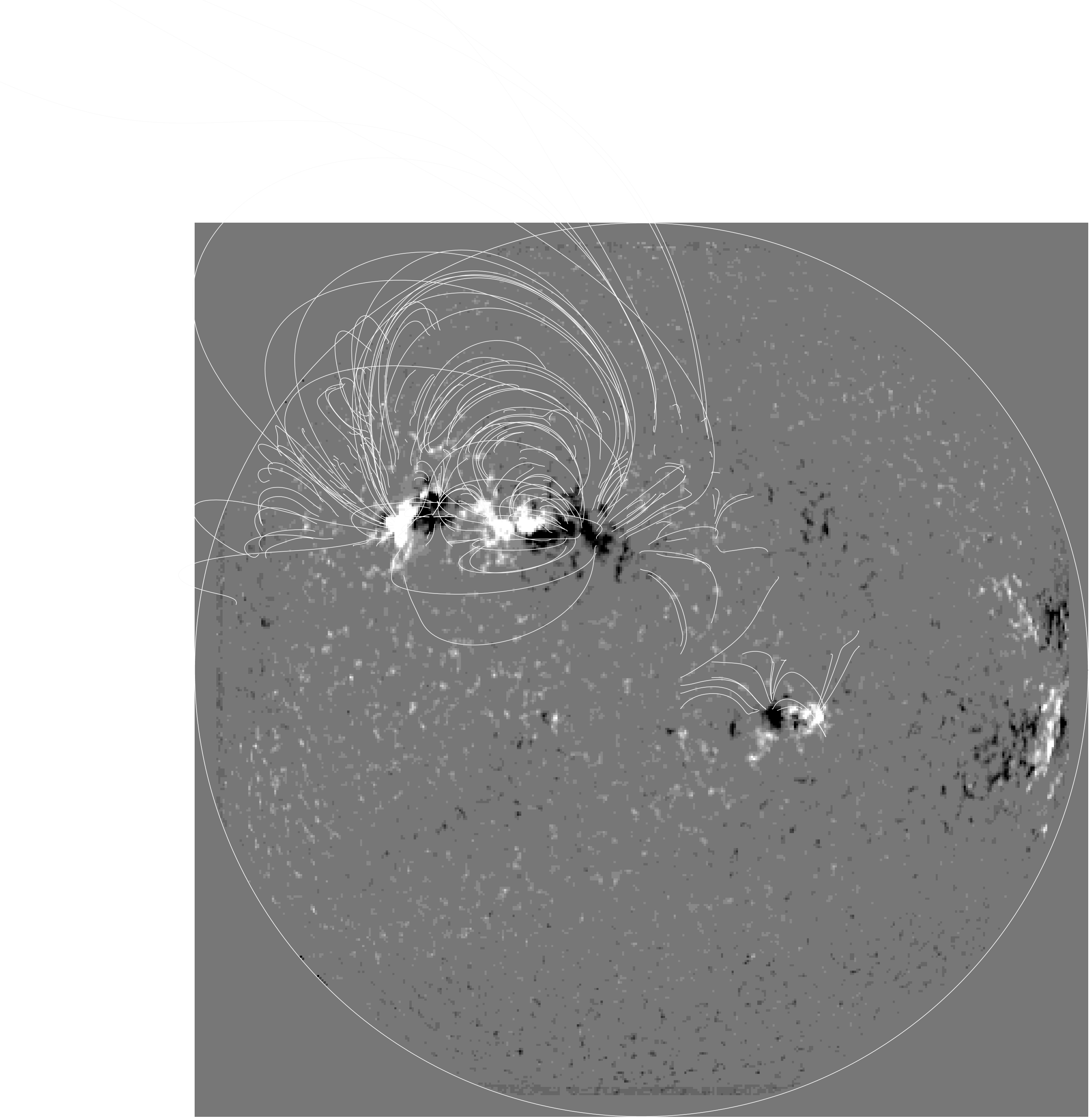


图 9　　例子 2：全球势场外推与软 X 射线环（下图）的比较

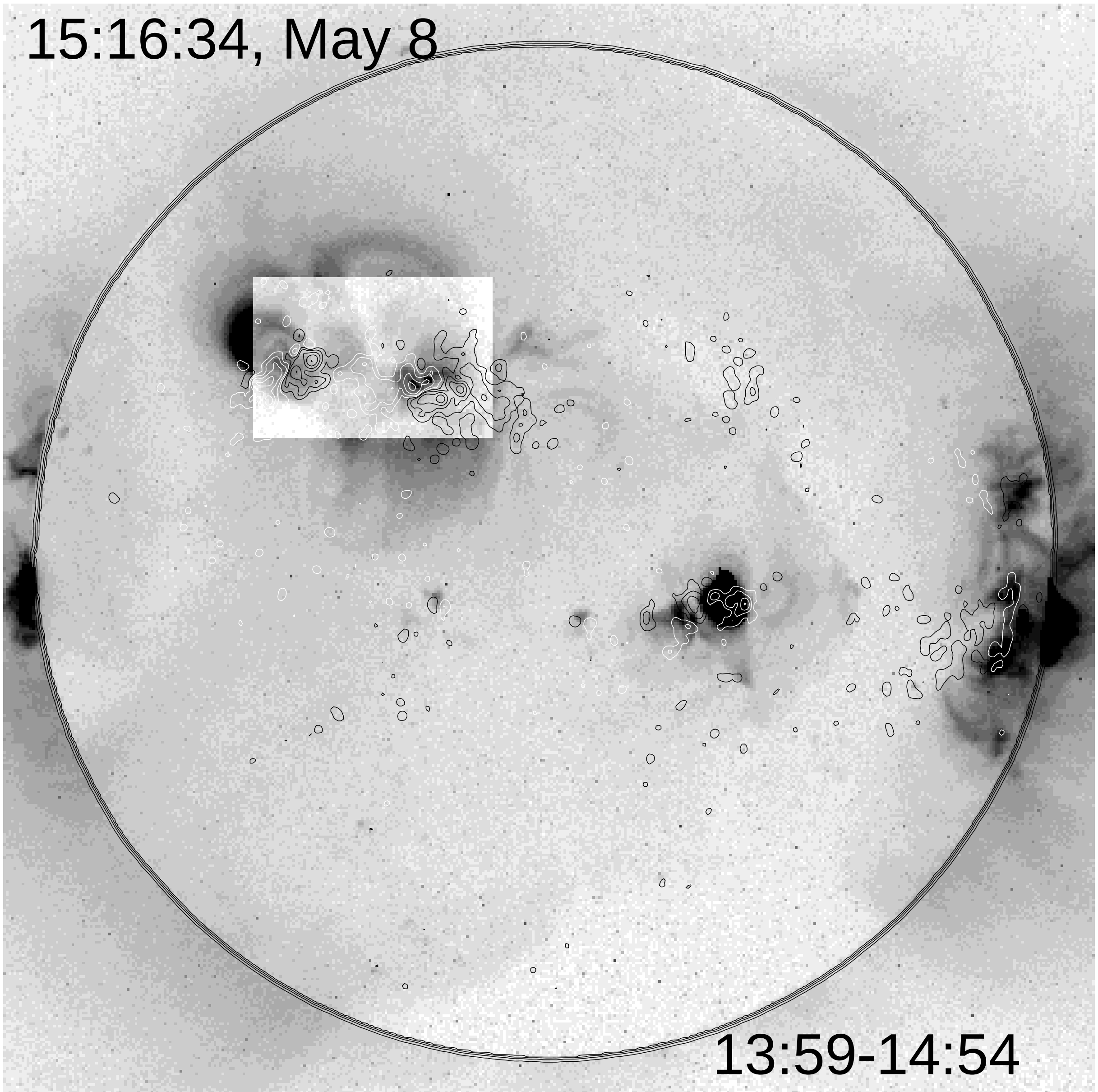


Figure 1.

图 10　例子 2：接图 9。

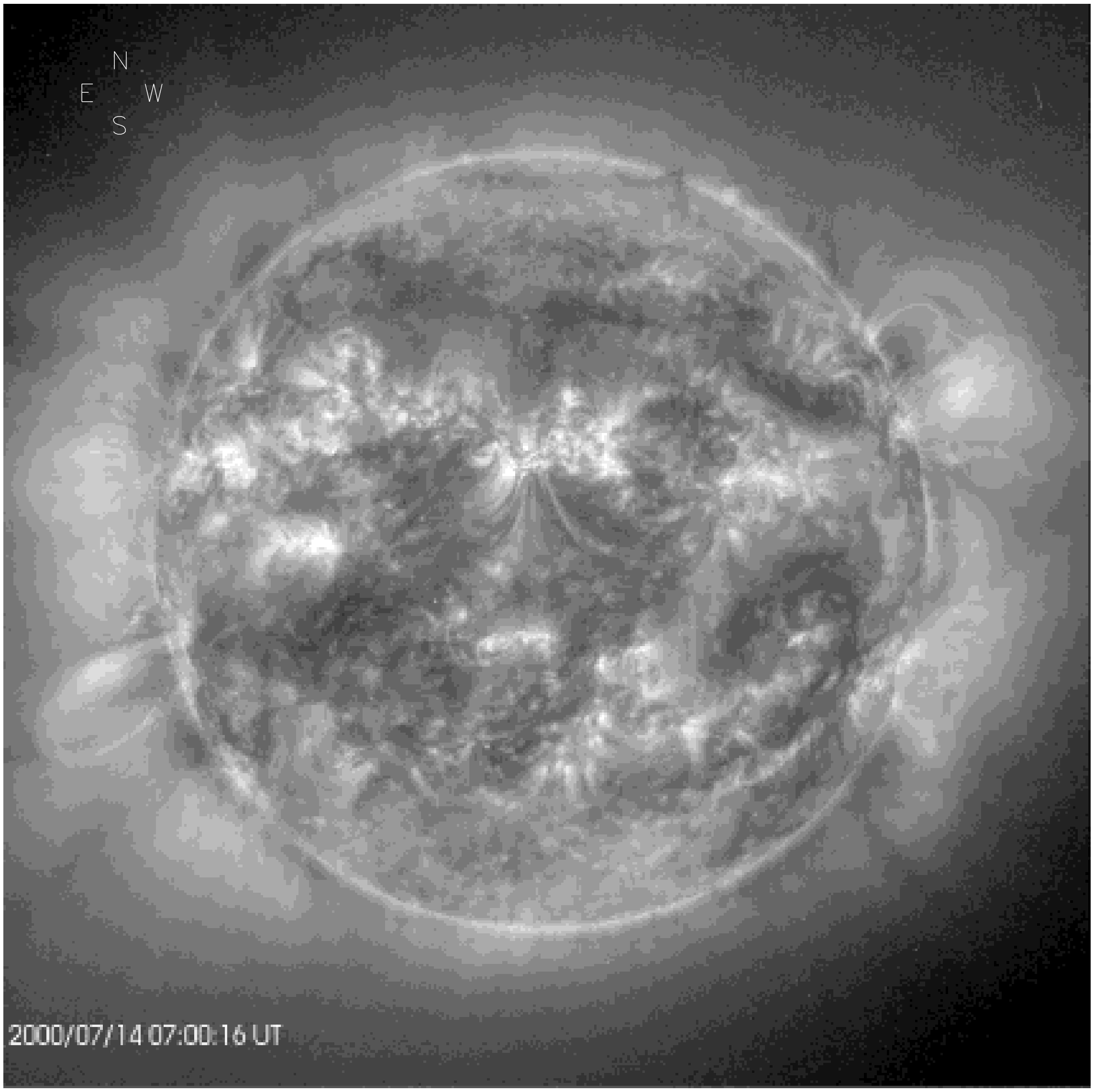

N
E
W
S
2000/07/14 07:00:16 UT

图 11　 2000 年 7 月 14 日 07 UT 时刻 SOHO/EIT 的观测。图的中部稍上是活动区 NOAA 9077，赤道下方相对位置是 NOAA 9082。大的亮环是连接活动区的闭合磁力线，而暗弱区域是对应着冕洞。

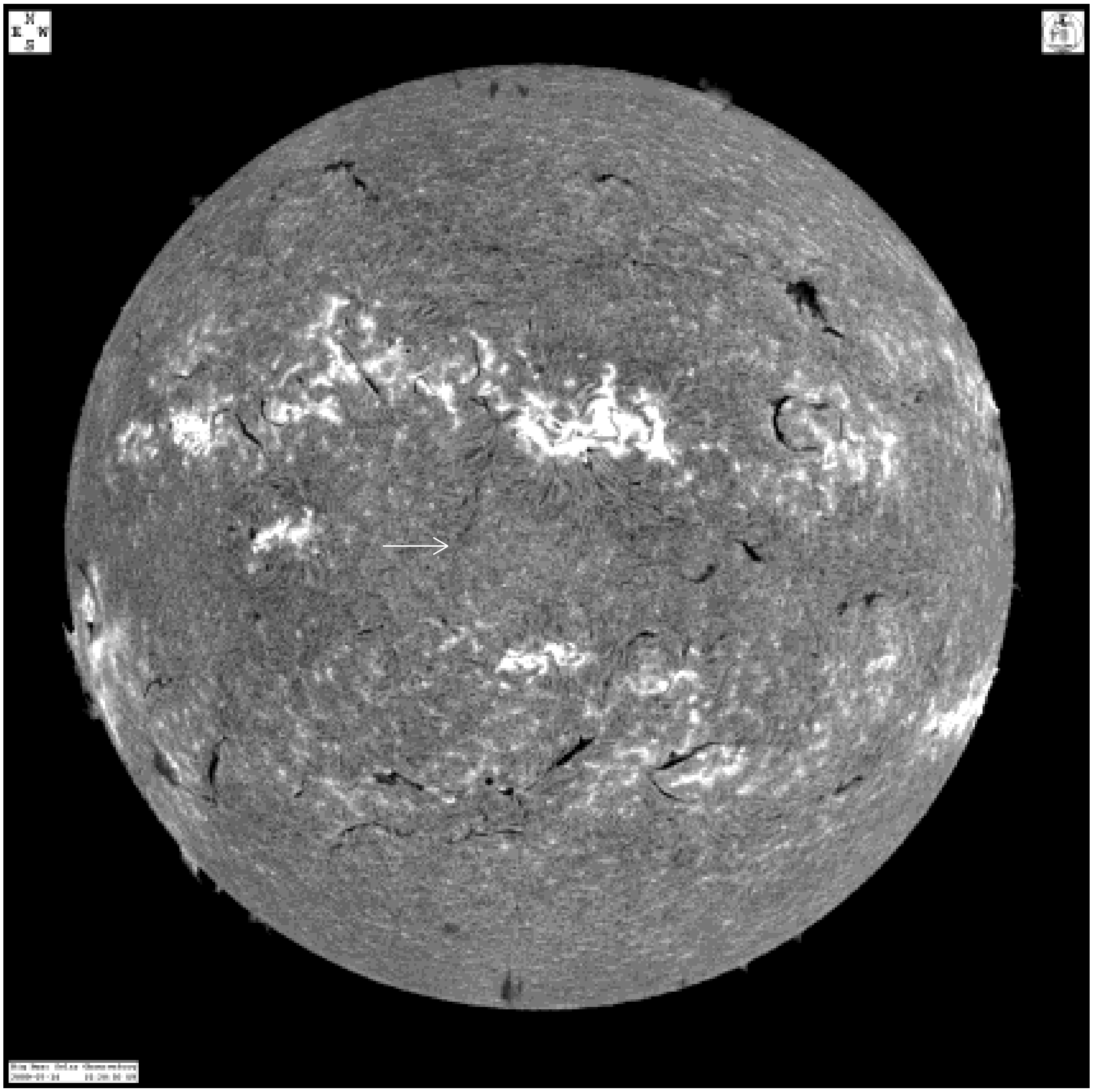

N
E
W
S

图 12　2000 年 7 月 14 日大熊湖天文台观测得到的全日面 H-alpha 图像。注意图中箭头所示的是一个连接 NOAA 9082 和 NOAA 9077 东部的暗条。

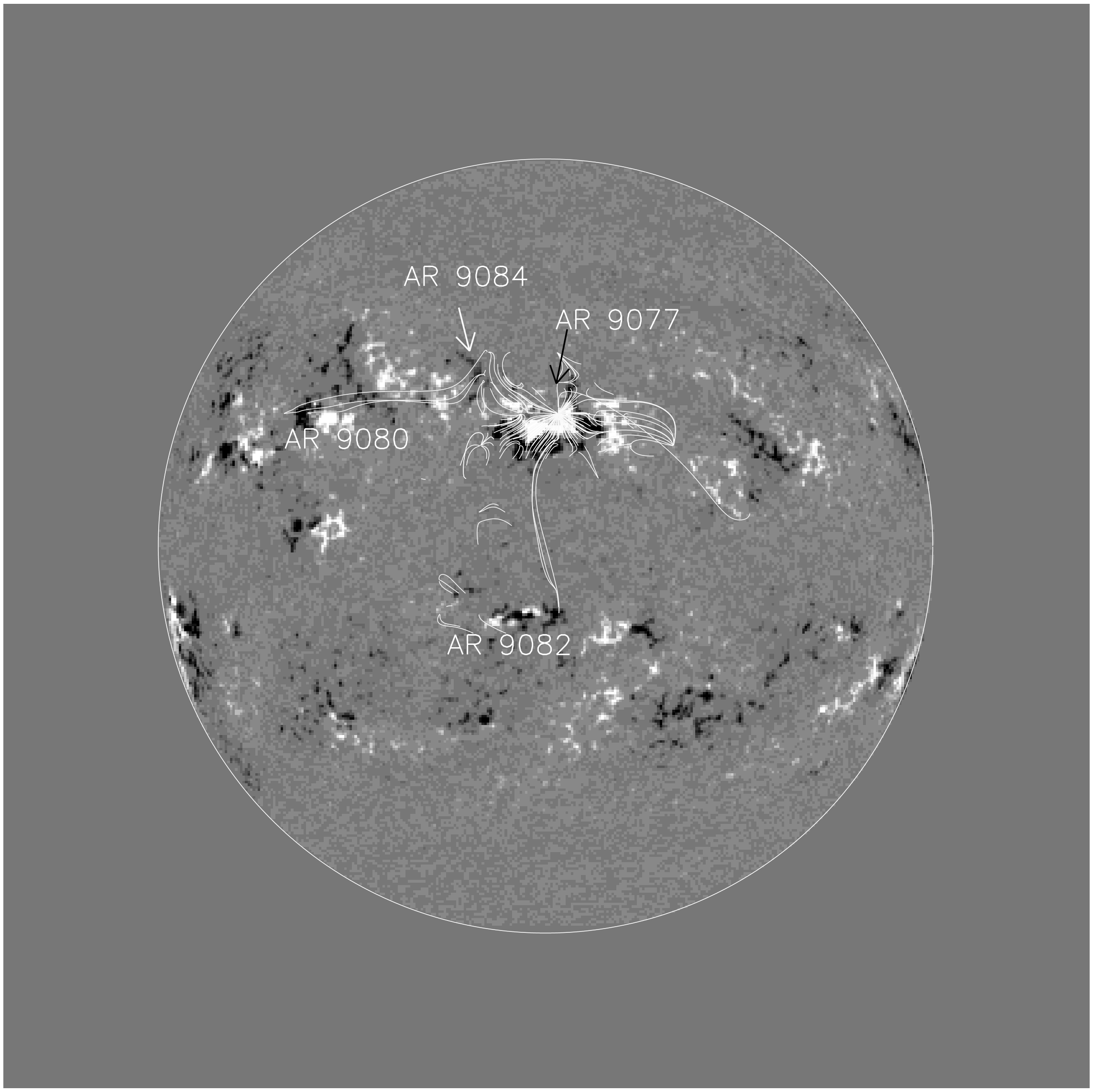

AR 9084
AR 9077
AR 9080
AR 9082

图 13　　全球势场外推。其中显示了与 NOAA 9077 有关的磁力线分布。它们的形态和位置与 EIT 所观测得到的环与冕洞有很好的对应性。连接 NOAA9077 与 NOAA9082 的跨赤道磁环系统，对于我们理解 NOAA 9077 中的大耀斑的触发有重要启发作用。

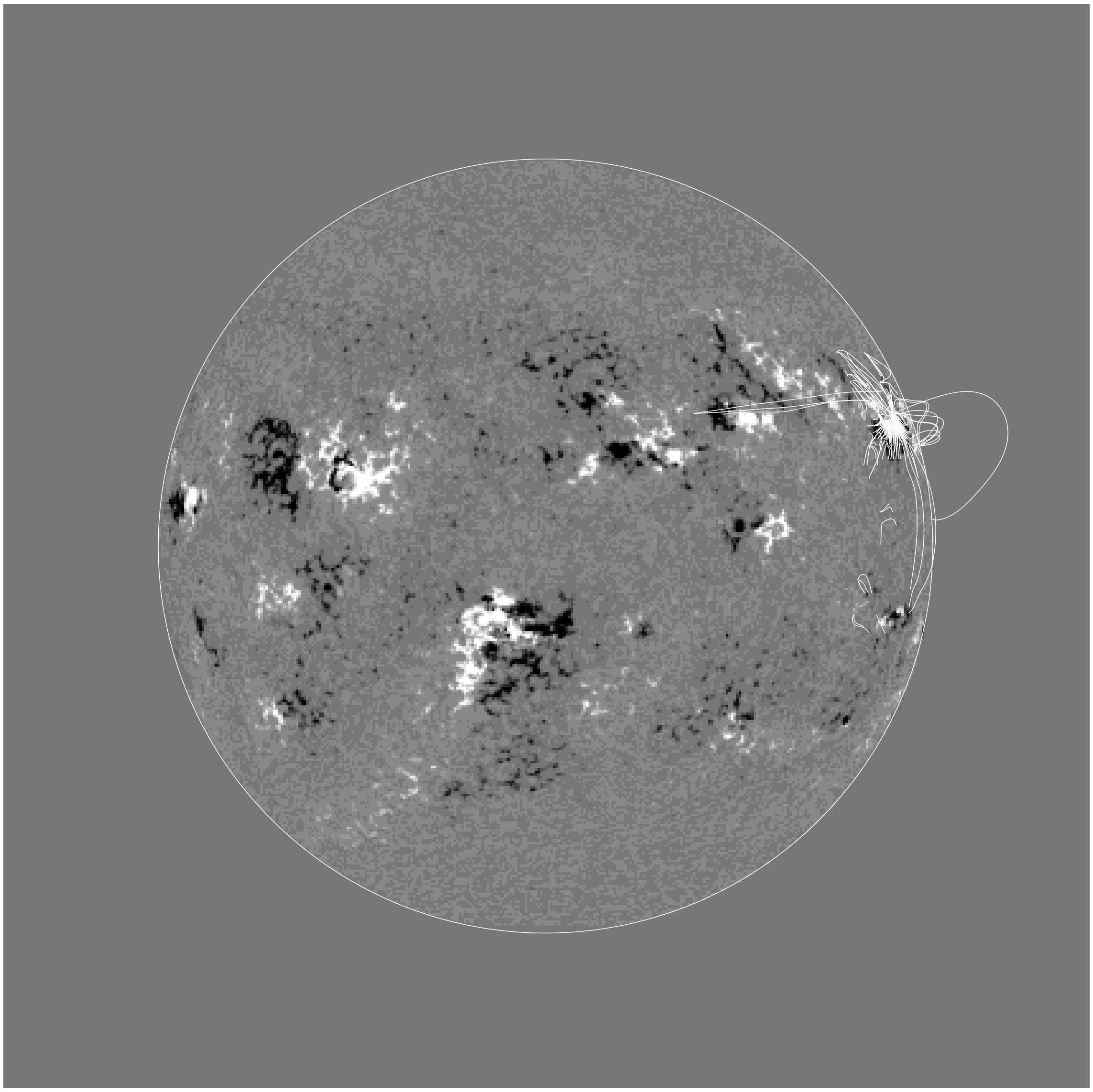


图 14　　对图 13 的旋转，以获得较好的侧视效果。可见联系 NOAA9082 与 NOAA9077 的跨赤道环是个低环，故不能被空间望远镜的高温谱线观测到。这些环系间的高度差异显著。

参考文献

第一章

[01] Parker, E. N., 2001, CJAA, **1**, p. 99
[02] Parker, E. N., 1997, Solar Physics, **176**, p. 279
[03] Beckers and Schroter E. H., 1968, Solar Physics, **4**, p. 303
[04] Livingston, Harvey, J., 1969, Solar Physics, **10**, p. 294
[05] Stenflo, J. O., 1973, Solar Physics, **32**, p. 41
[06] Chapman, G., 1973, ApJ, **191**, p. 255
[07] Berger, T. E., Title, A. M., 1996, ApJ, **463**, p. 365
[08] Wiik, J. E., Dammasch, I. E., Schmeider, B., *et al.*, 1999, Solar Physics, **187**, p. 405
[09] Svestka, Z., 1976, Solar Flares, Dordrecht, Holland: D. Reidel Pub. Co.
[10] Sylvester, B., Sylvester, J., 2000, Solar Physcis, **194**, p. 305
[11] Litvinenko, Y. E., 2000, Solar Physics, **194**, p. 327
[12] Golub, G., Pasaschoff, J. M., 1997, The Solar Corona, Cambridge Univ. Pre.
[13] Priest, E. R., 1981, Solar Flare Magnetohydrodynamics, New York: Gordon and Breach
[14] Priest, E. R., 1982, Solar Magnetohydrodynamics, Dordrecht, Holland: D. Reidel Pub. Co.
[15] Low, B. C., 1996, Solar Phys., **167**, p. 217
[16] Parker, E. N., 1958, ApJ, **128**, p. 644
[17] Parker, E. N., 1963, Interplanetary Dynamical Processes, New York: Interscience Div. John Wiley
[18] Parker, E, N., 1965, Space Science Review, **4**, p. 666
[19] Hundhausen, A. J., 1972, Coronal Expansion and the Solar Wind, Berlin: Springer-Verlag
[20] Burlaga, L. F., 1997, Interplanetary Magnetohydrodynamics, New York: Oxford Univ. Pre.
[21] Jokipii, J. R., Sonett, C. P., Giampapa, M. S., 1997, Cosmic Winds and the Heliosphere, Tucson: Univ. of Arizona Pre.
[22] Reames, D. V., 1999, Space Science Review, **90**, p. 413
[23] Chotoo K. et al., 2000, J. Geophys. Res., **105**, p. 23107
[24] Garcia-Munoz, M., Mason, G. M., Simpson, J. A., 1973, ApJL, **182**, p. 81
[25] Fisk, L. A., Koslovsky, B., Ramaty, R., 1974, ApJL, **190**, p. 35
[26] Pesses, M. E., Jokipii, J. R., Eichler, D., 1981, ApJL, **246**, p. 85
[27] Jokipii, J. R., 1986, J. Geophys. Res., **91**, p. 2929
[28] Mazur, J. E., Mason, G. M., Blake, J. B., Klecker, B., Leske, R. A., Looper, M. D., Mewaldt, R. A., 2000, J. Geophys. Res., **105**, 21015
[29] Parker, E. N., 1958, Phys. Rev., **110**, p. 1445
[30] Jokipii, J. R., Kopriva, D. A., 1979, ApJ, **234**, p. 384
[31] Maunder, E. W., 1894, Knowledge, **17**, p. 133
[32] Eddy, J. A., 1973, Climate Change, **1**, p. 173
[33] Eddy, J. A., 1976, Science, **192**, p. 1189
[34] Eddy, J. A., 1989, Solar Physics, **89**, p. 195
[35] Letfus, V., 2000, Solar Physics, **197**, p. 203

[36] Lockwood, M., Stamper, R., Wild, M. N., 1999, Nature, **399**, p. 437
[37] Parker, E. N., 1994, Spontaneous Current Sheets in Magnetic Fields, New York: Oxford Univ. Pre.
[38] Parker, E. N., 1998, Adv. Space Res., **21**, p. 267
[39] Parker, E. N., 2000, Physics Today, **53**, p. 26
[40] Beer, J. et al., 1990, Nature, **347**, p. 164
[41] Zhang, Q., Soon, W. H., Baliunas, S. L., Lockwood, G. W., Skiff, B. A., Radick, R. R., 1994, ApJL, **427**, 111
[42] Hale, G. E., 1908, PASP, **20**, p. 220
[43] Hale, G. E., 1908, PASP, **20**, p. 287
[44] Hale, G. E., 1908, ApJ, **28**, p. 100
[45] Hale, G. E., 1908, ApJ, **28**, p. 315
[46] Babcock, H. W., 1958, ApJS, **3**, p. 141
[47] Babcock, H. W., Babcock, H. D., 1955, ApJ, **121**, p. 349
[48] Schrijver, C. J., Title, A. M., Van Ballegooijen, A. A., Hagenar, H. J., Shine, R. A., 1997, ApJ, **487**, p. 424
[49] Schrijver, C. J., Title, A. M., 1999, Solar Physics, **188**, p. 331
[50] Uralov, A. M., Nakajima, H., Zandanov, V. G., Grechnev, V. V., 2000, Solar Physics, **197**, p. 275
[51] Martin, S. F., 1984, Small-Scale Dynamical Processes on Quiet Stellar Atmospheres, ed. S. L. Keil (Sacramento Peak, New Mexico: National Solar Observatory) p. 30
[52] Martin, S. F., 1988, Solar Physics, **117**, p. 243
[53] Porter, J. G., Moore, R. L., Reichmann, E. J., *et al.*, 1987, ApJ, **323**, p. 380
[54] Porter, J. G., Moore, R. L., 1988, Proc. 9th Sacramento Peak Summer Symp. 1987, ed. R. C. Altrock (Sacramento Peak New Mexico: National Solar Observatory), p. 30
[55] Parker, E. N., 1991, ApJ, **372**, p. 719
[56] Spruit, H. C., 1977, Solar Physics, **55**, p. 3
[57] Ferriz-Mas, A. D., 1996, ApJ, **458**, p. 802
[58] Blanchflower, S. M., Rucklidge, A. M., Weiss, N. O., 1998, MNRAS, **301**, p. 593
[59] Tao, L., Proctor, R. E., Weiss, N. O., 1998, MNRAS, **300**, p. 907
[60] Wissink, J. G., Hughes, D. W., Matthews, P. C., *et al.*, 2000, MNRAS, **318**, p. 501
[61] Zhang, H., Bao, S., 1998, A&A, **339**, p. 880
[62] Benevolenskaya, E. E., 2000, Solar Physics, **191**, p. 247
[63] Parker, E. N., 1974, ApJ, **191**, p. 245
[64] Parker, E. N., 1975, ApJ, **201**, p. 494
[65] Parker, E. N., 1975, ApJ, **201**, p. 523
[66] Parker, E. N., 1977, ARA&A, **15**. p. 45
[67] Parker, E. N., 1979, Cosmical Magnetic Fields, Oxford: Clarendon Pre.
[68] Bennett, K., Roberts, B., Narain, U., 1999, Solar Physics, **185**, p. 41
[69] Sweet, P. A., 1958, Nuovo Cim. Suppl., **8**, p. 188
[70] Sweet, P. A., 1969, ARA&A, **7**, p. 149
[71] Parker, E. N., 1957, Proc. Natl. Acad. Sci., **43**, p. 8
[72] Parker, E. N., 1957, Phys. Rev., **107**, p. 924
[73] Parker, E. N., 1957, J. Geophys. Res. **62**, p. 509

[74] Petschek, H. E., Thorne, R. M., 1967, ApJ, **147**, p. 1157
[75] Soward, A. M., 1982, J. Plasma Phys., **28**, p. 415
[76] Biskamp, D., 1986, Phys. Fluids, **29**, p. 1520
[77] Priest, E. R., Forbes, T. G., 1986, J. Geophys. Res. **91**, p. 5579
[78] Priest, E. R., Forbes, T. G., 1989, Solar Physics, **119**, p. 211
[79] Priest, E. R., Lee, L. C., 1990, J. Plasma Phys., **44**, p. 337
[80] Yan, M., Lee, L. C., Priest, E. G., 1993, J. Geophys. Res., **98**, p. 7593
[81] Priest, E. R., Titov, V. S., 1996, Phil. Trans. Roy. Soc. London, **355**, p. 2951
[82] Craig, I. J. D., Watson, P. G., 2000, Solar Physics, **194**, p. 251
[83] Lozitsky, V. G., Baranovsky, E. A., Lozitska, N. I., *et al.*, 2000, Solar Physics, **191**, p. 171
[84] Ugai, M., 1993, Phys. Fluids B, **5**, p. 3021
[85] Terasawa, T., Hoshino, M., Fujimoto, M., 1993, J. Geomag. Geoelec., **45**, p. 613
[86] Terasawa, T., 1995, Adv. Space Res., **18**, p. 273
[87] Shay, M. H., Drake, J. f., 1998, Geophys. Res. Lett., **25**, p. 3759
[88] Shay, M. H., Drake, J. F., Denton, R.E., Biskamp, K., 1998, J. Geophys. Res., **103**, p. 9165
[89] Brueckner, G. E., Bartoe, J. D. F., 1983, ApJ, **272**, p. 329
[90] Schrijver, C. J., Title, A. M., 2001, Sky and Telescope, **101**, No. 2, p. 34
[91] Schrijver, C. J., Title, A. M., 2001, Sky and Telescope, **101**, No. 3, p. 34
[92] Miesch, M. S., Elliott, J. R., Toomre, J., *et al.*, 2000, ApJ, **532**, p. 593
[93] Durney, B. R., 2000, ApJ, **528**, p. 486
[94] Parker, E. N., 1984, ApJ, **283**, p. 343
[95] Parker, E. N., 1979, ApJ, **220**, p. 905
[96] Zwaan, C., 1985, Solar Physics, **100**, p. 397
[97] Hoyt, D. V., Kyle, K. E., Hickey, J. R., Maschoff, R. N., 1992, J. Geophys. Res., **97**, p. 51
[98] Foukal, P., Lean, J., 1990, Science, **247**, p. 556
[99] Parker, E. N., 1995, ApJ, **440**, p. 415
[100] Friis-Christensen, e., Lassen, K., 1991, Science, **254**, p. 698
[101] Wiehr, E., 2000, Solar Physics, **197**, p. 227
[102] Martin, S. F., Harvey, K., 1979, Solar Physics, **64**, p. 93
[103] Zhang, J., Wang, J., Deng, Y., Wang, H., 1999, Solar Physics, **188**, p. 47
[104] Parker, E. N., 1988, ApJ, **330**, p. 474
[105] Parker, E. N., 1991, ApJ, **372**, p. 719
[106] Parker, E. N., 1991, Phys. Fluids B, **3**, p. 2652
[107] Parker, E. N., 1994, Spontaneous Current Sheets in Magnetic Fields, New York: Oxford Univ. Pre.
[108] Sturrock, P. A., Dixon, W. W., Klimchuk, J. A., Antiochos, S., 1990, ApJL, **356**, p. 31
[109] Feldman, U., Laming, J. M., Mandelbaum, P., Goldstein, W. H., Osterheld, A., 1992, ApJ, **398**, p. 692
[110] Priest, E. R., Parnell, C. E., Martin, S. F., 1994, ApJ, **427**, p. 459
[111] Deng, Y. Y., Schmeider, B., Engvold, O., *et al.*, 2000, Solar Physics, **195**, p. 347
[112] Walsh, R. W., Galtier, S., 2000, Solar Physics, **196**, p. 227
[113] Gomez, D. O., Dmitruk, P. A., Mihalas, L, J., 2000, Solar Physics, **195**, p. 299
[114] Webb, D. F., Hundhausen, A. J., 1987, Solar Physics, **108**, p. 383
[115] Feynman, J., Martin, S. F., 1995, J. Geophys. Res., **100**, p. 3355

[116] Low, B. C., 1999, In: Solar Wind Nine, S. R. Habbal, R. Esser, J. V. Hollweg, P. H. Isenberg, eds., (Woodbury, New York: American Institute of Physics Conference Proc. 471) p. 109
[117] Low, B. C., 2001, J. Geophys. Res., **106**, p. 25141
[118] Gibson, S. F., Low, B. C., 2000, J. Geophys. Res., **105**, p. 18187
[119] Bahcall, J. N., Pinsonneault, M. H., 1995, Rev. Mod. Phys., **67**, p. 781
[120] Bahcall, J. N., Pinsonneault, M. H., Basu, S., *et al.*, 1997, Phys. Rev. Lett., **78**, p. 171
[121] Tomczyk, S., Schou, J., Thompson, M. J., 1995, ApJL, **448**, p. 57
[122] Genovese, C. R., Stark, P. B., Thompson, M. J., 1995, ApJ, **443**, p. 843
[123] Schou, J. Antia, H. M., Basu, S., *et al.*, 1998, ApJ, **505**, p. 390
[124] Stix, M., 2000, Solar Physics, **136**, p. 79
[125] Vanlommel, P., Cadez, V. M., 2000, Solar Physics, **196**, p. 227
[126] D'Silva, S., Duvall, T. L., 1995, ApJ, **438**, p. 454
[127] Bruggen, M., Spruit, H. C., 2000, Solar Physics, **196**, p. 29
[128] Kosovichev, A. G., Duvall, T. L., 2000, Solar Physics, **192**, p. 3
[129] Kosovichev, A. G., Duvall, T. L., 2000, Solar Physics, **193**, p. 299
[130] Tsuneta, S., Acton, L., Bruner, M., *et al.*, 1991, Solar Physics, **136**, p. 37
[131] Fleck, B., Domingo, V., Poland, A. I., 1995, Solar Physics, **162**, p. 1
[132] Brynildsen, N., Maltby, P., Brekke, P., *et al.*, 1999, Solar Physics, **186**, p. 141
[133] Handy, B. N., Acton, L. W., Kankelborg, C. C., *et al.*, 1999, Solar Physics, **187**, p. 229
[134] Schrijver, C. J., Title, A. M., Berger, T. E., *et al.*, 1999, Solar Physics, **187**, p. 261
[135] Schrijver, C. J., Hurlburt, N. E., 1999, Solar Physics, **190**, p. 1
[136] Schrijver, C. J., Hurlburt, N. E., 1999, Solar Physics, **193**, p. 1
[137] Meyer, F., Schmidt, H. U., Weiss, N. O., *et al.*, 1974, MNRAS, **169**, p. 35

第二章

[01] Ai, G. X., Zhang, H. Q., Li, W., et al., 1991, Chinese Sci. Bull., **36**, p. 1275
[02] Zhang, H. Q., Bao, S. D., 1998, A&A, **339**, p. 880
[03] Wang, J. X., Shi, Z., 1993, Solar Physics, **143**, p. 119
[04] Wang, J. X., 1994, Solar Physics, **155**, p. 285
[05] Zirin, H., Tanaka. K., 1973, Solar Physics, **32**, p. 173
[06] Hagyard, M. J., Smith, J. B., Teuber, D., et al., 1984, Solar Physics, **91**, p. 115
[07] Wang, H. M., 1992, Solar Physics, **140**, p. 85
[08] Ambastha, A., Hagyard, M. J., West, E., 1993, Solar Physics, **148**, p. 227
[09] Wang, H. M., Ewell, M. W., Zirin, H., et al., 1994, ApJ, **424**, p. 436
[10] Fontenla, J. M., Ambastha, A., Kalman, B., 1995，ApJ, **440**, p. 894
[11] Zhang, H. Q., 1995, A&A, **297**, p. 869
[12] Wang, H. N., Wang, J. X., 1996, A&A, **313**, p. 285
[13] Moreten, G. E., Severny, A. B., 1968, Solar Physics, **3**, p. 282
[14] Severny, A. B., Bumba, V., 1958, Observatory, **78**, p. 33
[15] Lin, Y. Z., Gaizauskas, V., 1987, Solar Physics, **109**, p. 81
[16] Romanov, V. A., Tsap, T. T., 1990, Soviet Astron., **34**, p. 656
[17] Canfield, R. C., et al., 1993, ApJ, **411**, p. 362

[18] Van, Driel-Gesztelyi., et al., 1994, Solar Physics, **149**, p. 309
[19] Wang, T. J., Xu, A. A., Zhang, H. Q., 1994, Solar Physics, **155**, p. 99
[20] Zhang, H. Q., 1995, A&A, **304**, p. 541
[21] Zhang, H. Q., 1996, ApJ, **471**, p. 1049
[22] Wang, H. M., Tang, F., Zirin, H., *et al.,* 1996, Solar Physics, **165**, p. 223
[23] Wang, J. X., Shi, Z. X., Wang, H. N., *et al.,* 1996, ApJ, **465**, p. 861
[24] Li, W., Chik-Yin, Lee., Chae, J., *et al.,*1999, Magnetic Fields and Solar Processes, ed. A. Wilson, ESA SP Series, **448**, p. 169
[25] Low, B. C., 1996, Solar Physics, **167**, p. 217
[26] Ricca, R. L., Berger, M., 1996, Physics Today, **12**, p. 28
[27] Seehafer, N., 1990, Solar Physics, **125**, p. 219
[28] Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., Metcalf, T. R., 1995, ApJL, **440**, p. 109
[29] Abramenko, V. I., Wang, T. J., Yurchishin, V. B., 1996, Solar Physics, **168**, p. 75
[30] Bao, S. D., Zhang, H. Q., 1998， ApJL, **496**, p. 43
[31] Zhang, H. Q., Bao, S. D., 1999, ApJ, **519**, p. 876
[32] Bao, S. D., Zhang, H. Q., Ai, G. X., *et al.,* 1999, A&AS, **139**, p. 311
[33] Tian, L. R., Zhang, H. Q., Tong, Y., *et al.*, 1999, Solar Physics, **189**, p. 305
[34] Tian, L. R., Bao. S. D., Zhang, H. Q., *et al.*, 2001, A&A, **374**, p. 294
[35] Wang, J. X., 1996, Solar Physics, **163**, p. 319
[36] Carbone, V., Bruno, R., 1997, ApJ, **488**, p. 482
[37] Sweet, P. A., 1969, ARA&A, **7**, p. 149
[38] Syrovatsky, S. I., 1981, ARA&A, **19,** p. 163
[39] Baum, P. J, Bratenahl, A., 1980, Solar Physics, **67,** p. 245
[40] Gorbachev, V. S., Somov, B. V., 1988, Solar Physics, **81,** p. 137
[41] Demoulin, P., Henoux, J. C., Mandrini, C. H., 1992, Solar Physics, **139,** p. 105
[42] Mandrini, C. H., *et al.,* 1995, A&A, **303,** p. 927
[43] Priest, E. R., Demoulin, P., 1995, J. Geophys. Res., **100,** p. 23443
[44] Demoulin, P., Henoux, J. C., Priest, E. R., *et al.,*1996, A&A, **308**, p. 643
[45] Mandrini, C. H., *et al.,*1997, Solar Physics, **174**, p. 229
[46] Wang, H. N., 1997, Solar Physics, **174**, p. 265
[47] Wang, T. J., Wang, H. N., Qiu, J., 1999, A&A, **342**, p. 854
[48] Demoulin, P., Henoux, J. C., Mandrini, C. H., *et al.,* 1997, Solar Physics, **174**, p. 73
[49] McClymont, A. N., Jiao, L., Mikic, Z., 1997, Solar Physics, **174**, p. 191
[50] Sakurai, T., 1981, Solar Physics, **69**, p. 343
[51] Amari, T., Aly, J. J., Luciani, J. J., *et al.,* 1997, Solar Phys., **174**, p. 129
[52] Wu, S. T., Sun, M. T., Chang, H. M., *et al.,* 1990, ApJ, **362,** p. 698
[53] Mikic, Z., McClymont, A. N., 1994, ASP Conf. Seris., **68**, p. 225
[54] Roumeliotis, G., 1996, ApJ, **473**, p. 1095
[55] Yan, Y. H., Sakurai, T., 1997, Solar Physics, **174**, p. 65
[56] Brebbia, C. A., Telles, J. C. F., Wrobel, L. C., 1984, In: Boundary Element Techniques, Berlin: Springer-Verlag,
[57] Yan, Y. H., Yu, Q., Shi, H., 1993, In: Kane, J. H.*et al.,*eds. Advances in Boundary Element Techniques, Berlin: Springer-Verlag,: p. 447
[58] Song, M. T., Wu, S. T., Ji, H. S., 2002, Solar Physics, in press

[59] Giovanelli, R. G., Jones, H. P., 1982, Solar Physics, **79**, p. 267
[60] Zhang, H. Q., Ai, G. X., Sakurai, T., *et al.*, 1991, Solar Physics, **136**, p. 269
[61] Chen, J., Ai, G. X., Jiang, S., 1989, Publ. Yunnan Obs., (Special Issue), **I**, p. 108
[62] Zhang, H. Q., Ai, G. X., Wang, T. J., 1993, In: Sakurai, T., Hirayama, T., Ai, G., eds. Proceedings of the 2nd China-Japan Seminar on Sola Physics, Tokyo: NAO, p. 141
[63] Zhang, H. Q., 1995, Publ. Beijing Astro. Obs., **26**, p. 13
[64] Liu, Y., Srivastava, N., Prasad, D., *et al.,* 1995, Solar Physics, **158**, p. 249
[65] Sanchez, A., 1997, A&A, **324**, p. 763
[66] Zhang, H. Q., 1993, Solar Physics, **146**, p. 75
[67] Zhang, H. Q., 1994, Solar Physics, **154,** p. 207
[68] Zhang, H. Q., 1996, A&AS, **119**, p. 205
[69] 张枚, 1999, 博士论文, 中国科学院北京天文台
[70] Stenflo, J. O. Harvey, J. W., Brault, J. W., Solanki, S., 1984, A&A, **131**, p. 333
[71] Wang, H. M., Zirin, H., Patterson, A., *et al.*, 1989, ApJ, **343**, p. 489
[72] Livingston, W. C., Harvey, J., 1975, Bull. Amer. Astron. Soc., **7**, p. 346
[73] Keller, C. U., Deubner, F. L., Egger, U., *et al.,* 1994, A&A, **286**, p. 626
[74] Lin, H., 1995, ApJ, **446**, p. 421
[75] Wang, J. X., Wang, H. M., Tang, F., *et al.,* 1995, Solar Physics, **160**, p. 277
[76] Zirin, H., Australian J. Physics, 1985, **38**, p. 961
[77] Livi, S. H. B., Wang, J. X., Martin, S. F., 1985, Australian J. Phys., **38**, p. 855
[78] Zhang, J., Lin, G. H., Wang, J. X., *et al.,* 1998, Solar Phys., **178**, p. 245
[79] Zhang, J., Wang, J. X., Wang, H. M., *et al.,* 1998, A&A, **335**, p. 341
[80] Zhang, J., Lin, G. H., Wang, J. X., *et al*., 1998, A&A, **338**, p. 322
[81] Amer, M. A., Kneer, F., 1993, A&A, **273**, p. 304
[82] Kneer, F., Stolpe, F., 1996, Solar Physics, **164**, p. 303
[83] Montagne, M., Müller, R., Vignean, J., 1996, A&A, **311**, p. 304
[84] Bünte, M., Solanki, S. K., Steiner, O., 1993, A&A, **268**, p. 736
[85] Márquez, I., Bonet, J. A., Vázquez, M., 1996, A&A, **306**, p. 305
[86] Steiner, O., Grossmann-Doerth, U., Knolker, M., *et al.,* 1995, Rev. Mod. Astron., **8,** p. 81
[87] Steiner, O., Grossmann-Doerth, U., Knolker, M., *et al.,* 1996, Solar Physics, **164,** p. 223
[88] Volkmer, R., Kneer, F., Bendlin, C., 1995, A&AL, **304,** p. 1
[89] Mugluch, K., Solanki, S. K., Livingston, W. C., 1995, In: Kuhn J R, Penn M J., eds. In Infrared Tools for Solar Astroph.: What's Next?, Singapore: World Scientic, p. 387
[90] Lites, B. W., Rutten, R. J., Kalkofen, W., 1993, ApJ, **414,** p. 345
[91] Bocchialini, K., Vial, J. C., Koutchmy, S., 1994, ApJL, **423**, p. 67
[92] Babcock, H. W., 1959, ApJ, **130**, p. 364
[93] Lin, H., Varsik, J., Zirin, H., 1994, Solar Physics, **155**, p. 243
[94] 邓元勇, 汪景琇, 艾国祥, 1999, 中国科学, **29**, p. 859
[95] Zhang, M., Zhang, H. Q., 1999, A&A, **352**, p. 317
[96] Gabriel, A., 1976, Phil. Trans. Roy. Soc. London, **281**, p. 339
[97] Giovanelli, R. G., 1980, Solar Physics, **68,** p. 49
[98] Durney, B. R., Young, D. S., Roxburge, I. W., 1992, Solar Physics, **145**, p. 207
[99] Petrovay, K., Szakaly, G., 1993, A&A, **274**, p. 543
[100] Zhang, M., Zhang, H. Q., 1999, Solar Physics, **190**, p. 79

[101] Hill, F., 1995, Local Probes of the solar interior, in Fourth SOHO Workshop on helioseismology, eds. Hoeksema, J. T. *et al.*, ESA SP-**376**, p. 63
[102] Braun, D. C., 1995, ApJ, **451**, p. 859
[103] Duvall, T. L., Jr, Jefferies, S. M., Harvey, J. W., Pomerantz, M. A., 1993, Nature, **362**, p. 430
[104] Duvall, T. L., Jr, D'silva, S., Jefferies, S. M., J. W., Schou, J., 1996, Nature, **379**, p. 235
[105] Chou, D. Y., et al., 1995, Solar Physics, **160**, p. 237
[106] Chang, H. K. Chou, D. Y., LaBonte, B., the TON Team, 1997, Nature, **389**, p. 825
[107] Chou, D. Y., Chang, H. K., Chen, H. R., *et al.*, 1998, Proc. SOHO 6/GONG 98 Workshop, Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars, ed. S. Korzennik & A. Wilson (ESA SP-**418**), p. 579
[108] Chen, H. R., Chou, D. Y., Chang, H. K., *et al.*, 1998, ApJL, **501**, p. 139
[109] Chang, H. K., Chou, D. Y., Sun, M. T., 1999, ApJL, **526**, p. 53
[110] Parker, E. N., 2001, CJAA, **1**, p. 99
[111] 林元章，2000，《太阳物理导论》，科学出版社，第一版，第九章
[112] 章振大，2000，《日冕物理》，科学出版社，第一版，第三章

第三章

[01] Nakagawa, Y., Raadu, M. A., 1972, Solar Physics, **25**, p. 127
[02] Seehafer, N., 1978, Solar Physics, **58**, p. 215
[03] Chiu, Y. T., Hilton, H. H., 1977, ApJ, **212**, p. 873
[04] 王正志，林元章，1984，天体物理学报，**4**，p. 222
[05] Yan, Y., Sakurai, T., 2000, Solar Physics, **195**, p. 89
[06] Yan, Y., Sakurai, T., 1997, Solar Physics, **174**, p. 65
[07] Wang, H. N., Yan, Y. H., Sakurai, T., 2001, Solar Physics, **201**, p. 323
[08] Wang, H. N., Yan, Y. H., Sakurai, T., *et al.*, 2000, Solar Physics, **197**, p. 263
[09] Zhang, C. X., Wang, H. N., Wang, J. X., *et al.*, 2000, Solar Physics, **195**, p. 135
[10] Song, M. T., Wu, S. T., Ji, H. S., 2002, Solar Physics, in press
[11] Aly, J. J., 1989, Solar Physics, **120**, p. 19
[12] Schatten, K., Wilcox, J. M., Ness, N. F., 1969, Solar Physics, **6**, p. 422
[13] Altschuler, M. D., Levine, R. H., Stix, M., *et al.*, 1977, Solar Physics, **51**, p. 345
[14] Wang, Y. M., Sheeley, N. R., Jr., 1992, ApJ, **392**, p. 310
[15] Zhao, X. P., Hoeksema, J. T., Scherrer, P. H., 2000, ApJ, **538**, p. 932
[16] Rudenko, G. V., 2001, Solar Physics, **198**, p. 5
[17] Levine, R. H., Altschuler, M. D., 1974, Solar Physics, **36**, p. 345
[18] Sherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al. 1995, Solar Physics, **162**, p. 129
[19] Altschuler, M. D., Newkirk, G. JR., 1969, Solar Phyiscs, **9**, p. 131
[20] Adams, J., Pneuman, G. W., 1976, Solar Physics, **46**, p. 185
[21] Hoeksema, J. T., 1984, PhD. Diss., Stanford Univ.
[22] Zhao, X. P., Hoeksema, J. T., 1999, J. Geophys. Res., **104**, p. 9735
[23] Zhao, X. P., Hoeksema, J. T., 1992, Proceedings of the First SOHO Workshop, EAS SP-**348**, p. 117

[24] Zhao, X. P., Hoeksema, J. T., 1994, Solar Physics, **151**, p. 91
[25] Zhao, X. P., Hoeksema, J. T., 1995, J. Geophys. Res., **100**, p. 19
[26] Schatten, K. H., 1979, Solar Physics, **63**, p. 275
[27] Sakurai, T., 1982, Solar Physics, **76**, p. 301

第四章

[01] 《光学技术》1995 年增刊，北京理工大学
[02] Deng, Y. Y., Ai. G. X., Wang, J. S., *et al.*, 1997, Solar Physics, **173**, p. 207
[03] 艾国祥，李威，张洪起，1982，天文学报，**23**，p. 39
[04] 王同江，艾国祥，邓元勇，1996，北京天文台台刊，**28**，p. 31
[05] Wang, J. X., Shi, Z. X., Wang, H. N., *et al.*, 1996, ApJ, **456**, p. 861

第五章

[01] Kunzel, H., 1960, Astron. Nachr., **285**, p. 271
[02] Warwick, C. C., 1966, ApJ, **145**, p. 215
[03] Zirin, H., Tanaka, K., 1973, Solar Physics, **113**, p. 267
[04] Hagyard, M. J., Smith, J. B., Jr., Teuber, D., *et al.*, 1984, Solar Physics, **91**, p. 115
[05] Zirin, H., Liggett, M. A., 1987, Solar Physics, **113**, p. 267
[06] Tanaka, K., 1991, Solar Physics, **136**, p. 133
[07] Schmieder, B., Hagyard, M. J., Ai, G., *et al.*, 1994, Solar Physics, **150**, p. 199
[08] Li, W., Chik-Yin, Lee, Chae, J., *et al.*, 1999, Magnetic Fields and Solar Processes, ed. A. Wilson, ESA SP Series, **448**, p. 169
[09] Sammis, I., Tang, F., Zirin, H., 2000, ApJ, **540**, p. 583
[10] Ai, G., Hu, Y., 1986, Publication of Beijing Astronomical Observatory, **8**, p. 1
[11] Zhang, H. Q., Song, M. T., 1992, Solar Physics, **138**, p. 69
[12] Handy, B. N., Acton, L. W., Kankelborg, C. C., et al., 1999, Solar Physics, **187**, p. 229
[13] Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al., 1995, Solar Physics, **162**, p. 129
[14] Domingo, V., Fleck, B., Poland, A. I., 1995, Solar Physics, **162**, p. 1
[15] Zirin, H., 1988, Astrophysics of the Sun, Cambridge Univ. Pre.
[16] Newton, H. W., Nunn, M. L., 1951, MNRAS, **111**, p. 413
[17] Wang, H., Tang, F., Zirin, H., *et al.*, 1991, ApJ, **380**, p. 282
[18] Krall, K. R., Smith, J. B., Jr., Hagyard, M. J., *et al.*, 1982, Solar Physics, **79**, p. 59
[19] Teuber, D., Tandberg-Hanssen, E., Hagyard, M. J., 1977, Solar Physics, **53**, p. 97
[20] Zhang, H. Q., Ai, G. X., 1992, Solar Physics, **138**, p. 69
[21] Zhang, J., Wang, J., Deng, Y., Wu, J., 2001, ApJL, **548**, p. 99
[22] Kalman, B., 1997, A&A, **327**, p. 779
[23] Ishii, T. T., Kurokawa, H., Takeuchi, T. T., 1998, ApJ, **499**, p. 898
[24] Ishii, T. T., Kurokawa, H., Takeuchi, T. T., 2000, PASJ, **52**, p. 337
[25] Amari, T., Luciani, J. F., Mikic, Z., *et al.*, 2000, ApJL, **529**, p. 49

第六章

[01] Zirin, H., Liggett, M. A., 1987, Solar Physics, **113**, p. 267
[02] Fan, Y., Zweibel, E. G., Linton, M. G., *et al.*, 1999, ApJ, **521**, p. 460
[03] Tang, F., 1983, Solar Physics, **89**, p. 43
[04] Zirin, H., 1988, Astrophysics of the Sun, Cambridge Univ. Pre.
[05] Wang, H. M., 1992, The Solar Cycle, ASP Conference Series, **27**, p. 97
[06] Shi, Z., Wang, J., 1993, Solar Physics, **149**, p. 105
[07] Zirin, H., Tanaka, K., 1973, Solar Physics, **32**, p. 173
[08] Hagyard, M. J., Smith, J. B., Jr., Teuber, D., *et al.*, 1984, Solar Physics, **91**, p. 115
[09] Tanaka, K., 1991, Solar Physics, **136**, p. 133
[10] Schmieder, B., Hagyard, M. J., Ai, G., *et al.*, 1994, Solar Physics, **150**, p. 199
[11] Li, W., Chik-Yin, Lee, Chae, J., *et al.*, 1999, Magnetic Fields and Solar Processes, ed. A. Wilson, ESA SP Series, **448**, p. 169
[12] Sammis, I., Tang, F., & Zirin, H., 2000, ApJ, **540**, p. 583
[13] Liu, Y., Zhang H. Q., 2001, A&A, **372**, p. 1019
[14] Yan, Y., Deng, Y., Karlicky, M., et al., 2001, ApJL, **551**, p. 115
[15] Zhang, J., Wang, J., Deng, Y., *et al.*, 2001, ApJL, **548**, p. 99
[16] Manoharan, P. K., Tokumaru, M., Pick, M., et al., 2001, ApJ, **559**, p. 1180
[17] Ai, G., Hu, Y., 1986, Publication of Beijing Astronomical Observatory, **8**, p. 1
[18] Hagyard, M. J., Pevtsov, A. A., 1999, Solar Physics, **189**, p. 25
[19] Bao, S. D., Pevtsov, A. A., Wang, T. J., *et al.*, 2000, Solar Physics, **195**, p. 75
[20] Zhang, H. Q., 2000, Solar Physics, **197**, p. 251
[21] Wang, T., Xu, A., Zhang, H., 1994, Solar Physics, **155**, p. 99
[22] Handy, B. N., Acton, L. W., Kankelborg, C. C., et al., 1999, Solar Physics, **187**, p. 229
[23] Anwar, B., Acton, L. W., Hudson, H. S., *et al.*, 1993, Solar Physics, **147**, p. 287
[24] Bao, S. D., Zhang, H. Q., 1998, ApJL, **496**, p. 98
[25] Kosovichev, A. G., Zharkova, V. V., 2001, ApJL, **550**, p. 105
[26] Deng, Y. Y., Wang, J. X., Yan, Y. H., *et al.*, 2001, Solar Physics, **204**, p. 13
[27] Canfield, R., Pevtsov, A., 1996, ASP Conference Series, **111**, p. 341
[28] Pevtsov, A., Canfield, R., 1996, ApJ, **473**, p. 533
[29] Martin, S. F., Bilinioria, R., Tlacadas, R. W., 1994, Solar Surface Magnetism, ed. R. J. Rutten, C. J. Schrijver, p. 303
[30] Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., Metcalf, T. R., 1994, ApJL, **425**, p. 117
[31] Stenflo, J. O., Harvey, J. W., Brault, J. W., *et al.*, 1984, A&A, **131**, p. 333
[32] Sakai, J., Koide, S., 1992, Solar Physics, **142**, p. 399

第七章

[01] Bruzek, A., 1964, ApJ, **140**, p. 746
[02] Forbes, T. G., Malherebe, J. M., 1986, ApJL, **302**, p. 67
[03] Forbes, T. G., Acton, L. W., 1996, ApJ, **456**, p. 330

[04] Cheng, C. C., 1980, Solar Physics, **65**, p. 347
[05] Svestka, Z., 1987, Solar Physics, **108**, p. 411
[06] Svestka, Z., 1992, Solar Physics, **139**, p. 405
[07] Svestka, Z., 1996, Solar Physics, **169**, p. 403
[08] Poletto, g., Svestka, Z., 1992, Solar Physics, **138**, p. 189
[09] Schmieder, B., Demoulin, P., Aulanier, G., Golub, L., 1996, ApJ, **467**, p. 881
[10] Wiiik, J. E., Schmieder, B., Heinzel, P., *et al.*, 1996, Solar Physics, **166**, p. 89
[11] Varady, M., Fludra, A., Heinzel, P., 2000, A&A, **355**, p. 769
[12] Moore, R. L., Schmieder, B., Hathaway, D. H., *et al.*, 1997, Solar Physics, **176**, p. 153
[13] Berger, T. E., Pontieu, B. D., Fietcher, L., *et al.*, 1999, Solar Physics, **190**, p. 409
[14] Nightingale, r. W., Aschwanden, M. J., Neal, E., 1999, Solar Physics, **190**, p. 249
[15] Reale, F., 1999, Solar Physics, **190**, p. 139
[16] Warren, H. P., Bookbinder, J. A., Forbes, T. G., *et al.*, 1999, ApJL, **527**, p. 121
[17] Warren, H., 2000, ApJL, **536**, p. 105
[18] Liu, Y., Zhang, H., 2001, A&A, **372**, p. 1019
[19] Wang, H. N., Yan, Y. H., Sakurai, T., 2001, Solar Physics, **201**, p. 323
[20] Yan, Y. Y., Aschwanden, M. J., Wang, S. J., *et al.*, 2001, Solar Physics, **204**, p. 29
[21] Yan, Y., Sakurai, T., 2000, Solar Physics, **195**, p. 89
[22] Wang, Y. M., Sheeley, N. R., Jr., 1992, ApJ, **392**, p. 310
[23] Zhang, J., Wang, J., Deng, Y., et al., 2001, ApJL, **548**, p. 99
[24] Yan, Y., Deng, Y., Karlicky, M., et al., 2001, ApJL, **551**, p. 115

结束语

我在博士期间的工作主要有四个方面的特点：

1．密切结合空间（TRACE，SOHO，YOHKOH）和地面（HSOS）望远镜观测资料；

2．利用怀柔矢量磁图优势，对太阳 23 周峰年的典型活动区进行综合分析；

3．开展全球面势场外推工作，走出活动区局部的限制，分析大尺度活动现象；

4．首次将电流螺度演化应用于复杂 Delta 黑子区的演化分析，得出螺度反号是导致 Delta 区快速瓦解的物理原因。并能根据观测事实，进一步提出合理的黑子组成模型。

太阳物理博大精深，在它面前急于求成是不行的。这里我想引用我的审稿人说过的一句话，“虽然你的工作只是取得了一定的进展，但我们的知识正是通过这种方式一点一点积累起来的”作为对自己的鼓励。

另一方面，我希望毕业后进一步开展如下工作：

1． 选择一定数量的 delta 活动区样本进行统计，检验耀斑期间的 delta 黑子的分裂与电流螺度的关系；

2． 结合磁场外推和空间资料，寻找 delta 位形结构在过渡区及日冕中的对应体，及与 CME 的关系；

3． Delta 磁结构演化的数值模拟。

4． 黑子组成模型的深入研究；

5． 交叉螺度与电流、磁剪切形成演化的关系；

发表文章目录（1999.9 —— 2002.7）

1．*"Analysis of a delta spot"*
Liu, Y. and Zhang, H. Q., 2002, A&A, **386**, p. 646-652.

2．*"Relationship between magnetic field evolution and major flare event on July 14, 2000"*
Liu, Y. and Zhang, H. Q., 2001, A&A, **372**, p. 1019-1029.

3．*"Magnetic configuration and Evolution in a solar active region"*
Liu, Y. and Zhang, H. Q., 2001, IAU Symp., **203**, p. 115

4．*"Global extrapolation based on the synoptic map of MDI/SOHO"*
Liu, Y. and Zhang, H. Q., 2002, Publ. Yunnan Astron. Obs., in press**.**

5．*"太阳磁场观测研究"*
刘煜 张洪起 包曙东，2001，天文学进展，第 **19** 卷，第一期，p. 34.

6．*"A kinematic study of the Galaxy"*
Liu, Y. and Ma, W. Z., 1999, ChA&A, **23**, p. 395

7．*"Measurement of parameters of galaxy movement"*
Ma, W. Z., Liu, Y. and Zhang L., 2000, J. BNU, Natural Science Edition, p. 477

8．*"太阳磁场研究的最新进展"*
刘煜 张洪起 包曙东，1999，河北师大学报，自然科学版，第 **23** 卷增刊，p. 23

9．*"Helicity evolution of a spot"*
Liu, Y. and Zhang, H. Q., 2002, Proc. of COSPAR Colloq. (2001), in press

10．*"Relationship between the hemispheric pattern of helicity and the formation of intermediate filaments"*
Liu, Y., 2000, Publ. Beijing Astron. Obs., No. **35**, p. 38

11．*"Motion, field and a major flare on July 14, 2000"*
Liu, Y., 2001, Publ. Beijing Astron. Obs., No. **37**, p. 33

12．*"Helicity evolution associated with the disintegration of a delta-spot in AR 9077"*
Liu, Y. and Zhang, H. Q., 2002, Publ. Beijing Astron. Obs., NO. **38**, p. 34

致 谢

三年前，我从北京师范大学毕业来到国家天文台攻读博士学位。这里有许多博学朴实的朋友，他们无私地向我伸出友谊之手，让我时时感到巨大的精神动力和工作热情。谨以这本博士论文向他们汇报我这三年来的学习和工作收获。

能来到艾国祥院士领导的有创新精神的国家天文台，能在以张洪起教授为首席科学家的怀柔太阳观测基地学习，真是我莫大的幸运。张洪起教授不仅是我的严师，也是我的益友。如果没有他的悉心指导，要完成这本博士论文中的工作是难以想象的。我向他对我的信任、支持、鼓励和启发表示衷心的感谢。

同样感谢很多同行的不吝赐教和富有收获的讨论。他们是天文台的汪景琇研究员、颜毅华研究员、王华宁研究员、邓元勇研究员、李威研究员、包曙东副研究员、张枚副研究员、姜云春副研究员、李可军研究员、张长喜博士、王东光副研究员、林刚华副研究员、田莉荣副研究员、王蜀娟博士、赵仁扬研究员、宋慕陶研究员、黎辉研究员、林元章研究员和张军研究员，外单位的陈鹏飞副教授、丁明德教授、杨志良副教授，国外专家 B. C. Low、C. Denker、G. V. Rudenko、王海明、李京、林隽、赵学普和刘扬，以及台湾学者邹志刚和周定一。

给予我很多支持的还有怀柔站默默无闻的研究生们和其他工作人员如：王艺、李焕荣、张鼎波、汪国平、齐宏伟、卢永宁和阮文东等。他们保持了怀柔站优良的学术气氛和工作生活环境。我的许多工作都是在这块远离喧嚣的净土上完成的。

班主任杜红荣女士为我完成博士生课程提供了许多建议、帮助和支持。

除此之外，我的父母和妻子马玲艳给予了我各方面的关爱，他们为我提供了最大的精神支持和鼓励。如果仅以这本论文作为对他们的回报，将是非常不公平的。即使我以后坚持不懈地努力工作，恐怕也难以回报他们的恩情。我只能说：谢谢各位！