

Magnetic reconnection

M.Yamada, R.kulsrud

Abstract

通过讨论来自理论、数值模拟、空间卫星观测以及实验室等等不同方面的结果，回顾实验室等离子体和太空等离子体中磁重联接的基本物理。在简要回顾早期已知工作之后，介绍代表性的最近实验和理论研究，解释了重要现代发现的本质。在局域重联物理领域，关于两流体物理已经做出了许多发现，并与快速重联的原因有关。磁中性面、霍尔电流，以及引导场、碰撞和微湍流的影响等物理量的分布，被讨论用以理解局域重联层在空间和实验室等离子体中的基本过程。尽管全局磁重联接动力学的理解还不完整，但是通过对磁自组织现象在聚变等离子体中进行详细记录，已经在这个问题上做出了一些值得注意的发现。此外，还讨论了将磁重联接物理应用于天体等离子体的问题。

1. 介绍

宇宙中的各个尺度都存在磁场，如地球自身的磁场、磁层、太阳冠层，以及更大尺度的星际介质和星系团中。这些磁场是如何在宇宙中形成的？它们如何参与决定等离子体的特性？理解磁重联，即磁场线的拓扑重组，为回答这些问题提供了关键。在磁化的天体物理和实验室等离子体中，磁重联重组磁场线的配置，重构了等离子体的宏观量，如流动和热能。

磁重联在太阳耀斑、日冕物质抛射、太阳风与地球磁层相互作用的演化中被观测到，也被认为是恒星形成中的一种现象(Parker, 1979; Kulsrud, 1998; Biskamp, 2000; Priest and Forbes, 2000)。在托卡马克放电的主要或次要干扰、反向场扭曲和球形磁体等等电流运载聚变等离子体中通常观察到自组织过程。磁重联涉及一组场线拓扑的变化，导致较低磁能的新平衡构型。在此过程中，磁能通过带电粒子的加速或加热转化为动能。(Taylor, 1986; Yamada, 1999b)

太阳耀斑展示了磁重联最清晰的视觉示例，并已经被研究了半个多世纪。通过软X射线图片，这被认为是代表磁力线配置的，我们可以看到等离子体构型的全局拓扑变化的实例(Masuda等人, 1994年; Tsuneta 1996年; Gabriel等人, 1997年; Golub等人, 1999年; Lin等人, 2003)。如TRACE卫星数据(Golub等人, 1999)所示(图1)，软X射线图像的拓扑形态在数分钟或数小时内发生变化，其中典型耀斑的磁扩散时间被估计长达 10^6 年。这些观察结果表明存在快速的全局磁重联现象，暗示磁能耗散的效率异常高。Giovanelli (1946)指出，色球层中丰富的磁�能可以被转换为电子动能。卫星测量后来证明，他的概念可以应用于太阳冠重联。

磁场线在等离子体中如何移动和重新组合？早在1950年代初期开发出来的理想磁流体力学(MHD)描述了高导电等离子体的动力学，其中沿着磁场线方向的电场 E_{\parallel} 为零(Parker, 1957; Sweet, 1958; Vasyliunas, 1975; Dungey, 1995)。在这个模型中，磁场线总是随着等离子体运动并保持完整(即永远不会断裂或撕裂)。如果磁场线在等离子体中互相靠近(如图2所示)，相应的场梯度在相遇点变得局部强烈。

这种场线的相互作用导致了一个奇异的电流密度薄片，在该薄片中 E_{\parallel} 变得足够大($E_{\parallel} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}/B \neq 0$)以诱导非理想MHD等离子体行为，并导致磁力线失去它们的特性。Dungey (1953)表明，这样的电流片确实可以通过X型中性点附近磁场的坍塌形成，如图3所示，并建议可以在电流片中断开和重联力线。这个电流片叫做中性片或扩散区。当力线重联时，磁场配置的拓扑结构会改变，并产生 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 力，使磁能转化为动能。

精确地考虑这种情况，人们可以将任何磁场表示为一组密集填充了系统的线。这些线切向磁场，其密度等于场强。如果系统具有时间依赖性，那么在每个瞬间，这些线的轮廓都会有所不同。一般来说，没有办法从一个瞬间到另一个瞬间确定任何初始线会转变成什么样的线；即这些线没有物理标识。如果与场线相连的等离子体具有无限的导电性，就可以给这些线赋予物理标识。如果这些线随着等离子体的速度移动，它们将会在任何后续时间继续表示磁场。这样可以清晰地呈现磁场。

因此，场由嵌入等离子体中的弦组成，这些弦既不会被创造也不会被摧毁。磁力通过想象弦具有纵向张力和横向压力来表示。如果弦急剧弯曲，则曲率力会复制磁张力。如果线路更靠近并聚集在一个区



Figure 1: (Color) Solar flare image at 171 from TRACE satellite on 9 November 2000. From apod.nasa.gov

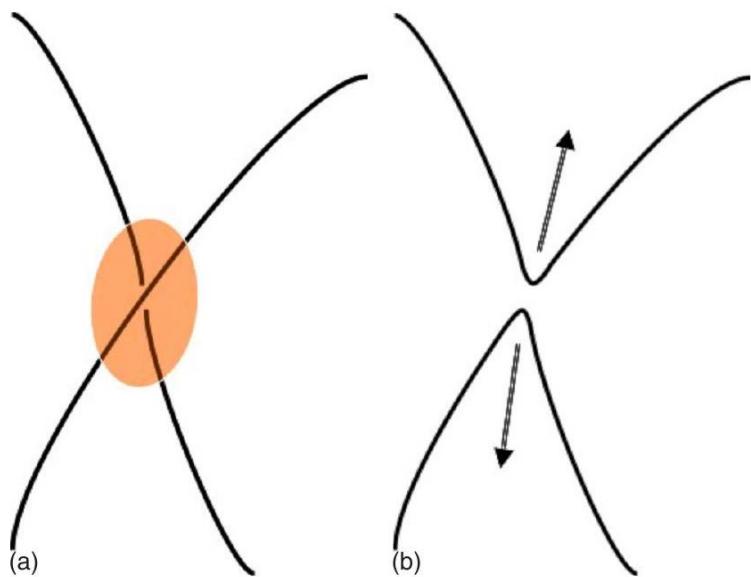


Figure 2: (Color online) Schematic view of magnetic reconnection.

域，由于它们的压力，就会有一个横向力量，复制磁压力的力量。给定线条上的任何等离子体都留在该线条上移动，不能移到另一条线上。这基本上是理想MHD相关的磁通冻结过程。

一个重要的例子如图4所示，阐述了太阳风与地球磁层相互作用。来自太阳风的等离子体嵌入在与磁层不同的太阳风线上。在这幅图中，太阳风等离子体和高能粒子无法穿透进入地球磁层。因此，太阳风被迫绕过磁层移动。

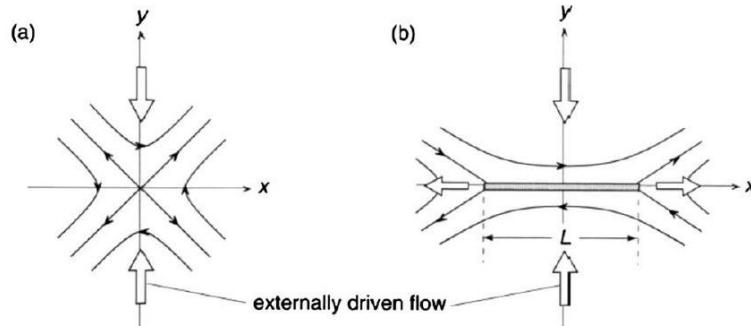


Figure 3: Formation of current sheet by externally driven flow. From Forbes, 2007.

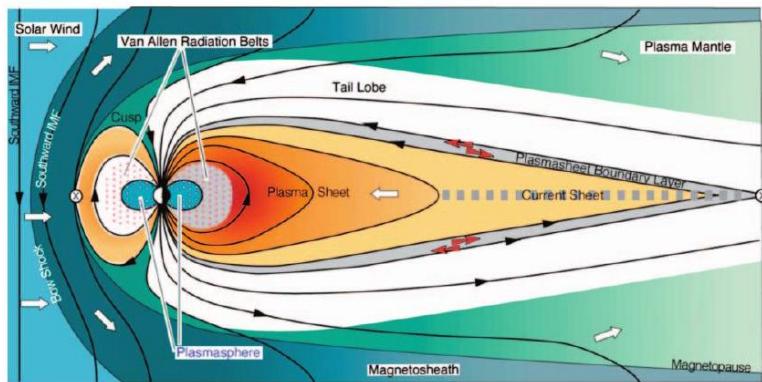


Figure 4: (Color) Cross section of the simplest model of the magnetosphere in the day and night meridian. From <http://space.rice.edu>

这里介绍了磁重联的作用。等离子体并非真正的无限导电性，尽管在空间和天体等离子体中，电导率非常高。由于磁重联的可能性，一些太阳风磁场线在靠近表面处可以断裂，并重新吸附到磁层中的磁场线上，从而也发生了断裂。因此，一些太阳风磁场线最终附着在磁层上，使得太阳风等离子体可以穿透磁层。太阳宇宙射线也能够进入并被直接观测到。

这些物理过程是如何发生以及断线的速度有多快是过去50年研究的主题。通过实验、数值计算和理论研究，对重联的理解已经取得了很大进展。早期基于基本的磁流体力学物理学的工作证明了重联的可能性，但预测的重联速率过慢，不能解释观测结果。通过应用更为复杂的物理学，我们获得了更深刻的理解，并且开始揭示为什么重联的速度比最初预计的要快得多的原因。这实际上是前面提到的磁通冻结让位于重联的原理。

在过去几十年中，对于磁重联物理的理解在三个方面取得了进展：空间和天体物理观测、理论和数值模拟以及实验室实验。空间和天体物理观测提供了证据，表明磁重联在自然等离子体中发挥重要作用，并激发了进行基础研究的强烈动机。理论和数值模拟提供了洞察力，以帮助将复杂的重联现象分解为一组更简单的过程，并获得每个过程的改进物理理解。磁聚变实验通过其构型的自组织过程提供了磁重联的范例。致力于研究基本重联物理的实验室实验，在重联区域的大量点同时测量关键等离子体参数(Yamada, 2001)。相比之下，空间卫星仅在少数几个选定点提供数据。专用实验室实验定量交叉检查理论提出的物理机制和模型，并为空间观测和理论思想提供了桥梁 (Sweet, 1958)。最近，数据采集技术的重大进展使得能够通过空间卫星和实验室实验详细测量重联区域的磁场结构。图5展示了恢复自磁重联实验(MRX)重联区域内30个位置处磁探针测量数据，得出的常量通量轮廓图 (Yamada et al., 1997a; Yamada, 1999a)。

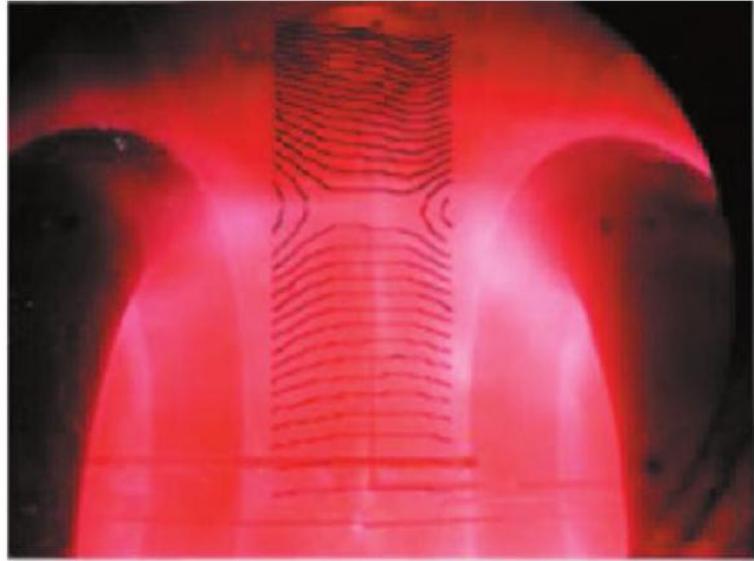


Figure 5: (Color) Photograph (time integrated) of controlled driven reconnection discharges (in hydrogen) in the MRX, superimposed with flux contours calculated from measurements by magnetic probes (see <http://mrx.pppl.gov/>). Oppositely directed field lines are seen to meet and reconnect in the reconnection region. From Yamada, 1999b.

本文的主要目标是突出近年来对磁重联的理解方面取得的进展，并揭示快速重联的关键物理机制。其中最重要的问题之一是，为什么重联比经典MHD理论预测的快得多。在过去的十年中，通过数值模拟、卫星观测和专用实验室等等，对这种快速重联的物理原理已经有了显着的进展。广泛的理论和实验工作已经确定了，离子和电子的基本不同行为造成的双流体效应在重联发生的临界层内是重要的。这种双流体效应被认为会影响磁层、恒星耀斑和实验室等等中重联的速率。专门的实验室实验和磁层卫星测量显示出，磁场、静电和磁力波的波动在其特征上有惊人的相似之处。最近在实验室和空间地球等等磁重新组织方面的研究对重联的了解也将被涵盖在内。

从Sweet和Parker、Petschek和Dungey的开创性想法开始，本次关于磁重联研究的综述将调查从重联研究开始至今的一系列重要研究发现。虽然理论在这个领域的早期研究中发挥了带动作用，但是更近期的研究则主要由实验和数值模拟所主导。由于早期工作已经相当知名，因此我们将更加强调近期实验、数值和理论工作，并聚焦于最重要的现代发现。有很多不同观点关于哪些物理过程对于重联最为重要。特别是，双流哈尔过程相对于波动引起的异常电阻过程的相对重要性是有争议的。我们的目标是提供一个平衡的观点，来呈现这些观点。

我们探讨如下已经过大量研究的主要问题：

(1) 在无碰撞等离子体中，磁重联的机制是什么？两流体物理学如何影响局部重联的速度和动态？什么决定了重联层的结构？

(2) 为什么在无碰撞等离子体中重联速率如此之快？碰撞率对重联速率有何影响？

(3) 涨落和湍流如何影响重联动力学？哪些涨落最为相关，它们是如何激发的，又是如何决定重联速率并影响磁能转换的？

(4) 已经大力研究的局部物理过程与重联区域周围的全局环境有何联系？

当前有许多激烈争论且尚未解决的物理主题，其中包括以下：(1) 磁能量如何转化为电子和离子的动能？能量流转发生在哪个通道？(2) 重联层是如何由全局边界产生的？(3) 为什么重联在大多数情况下会突然发生？在考虑这些问题的基础上，我们回顾了磁重联研究中大部分重要的现代实验发现，并讨论了许多由此引发的理论研究。

在本综述中，我们努力涵盖过去几十年来对磁重联物理提供有用信息的主要实验结果和空间观测。这篇综述与最近强调重联理论方面或数字模拟结果的综述不同。要涵盖磁重联的广泛物理方面，请参见Biskamp (2000), Priest and Forbes (2000), and Birn and Priest (2007)。

我们的观点是，磁重联既受重联区域内本地等离子体动力学的影响和决定，也受全局边界条件的影响和决定。一个主要问题是，大尺度系统如何通过电流片的形成-无论是自发地还是通过施加的边界条

件-生成局部重联结构。我们专注于在第V-VII节探讨局部重联层物理问题。尽管重联通常涉及到全局拓扑的变化，但它的性质还不够理解，第VIII节致力于磁重联的全局问题。

II. 空间和实验室等离子体中观测到的磁重联。

2. A. 太阳耀斑中的磁重联

自“磁重联”的概念诞生以来，人们一直认为它在太阳日冕演化以及巨大日冕物质抛射(CME)中发挥了重要作用(Parker, 1979; Tsuneta, 1996; Priest和Forbes, 2000)。太阳耀斑一直是研究磁重联物理机制的核心对象。软X射线图像的拓扑结构在分钟或小时时间尺度内发生变化，远远快于SweetParker时间尺度(Parker, 1957)。通过1970年代Skylab、Yohkoh以及现代的SOHO、TRACE、RHESSI和Hinode卫星近年来对太阳日冕活动的详细观测，太阳耀斑动力学的研究得以加强。这些卫星以前所未有的空间和时间分辨率，涵盖了从紫外至软和硬X射线乃至伽马射线的波长范围，揭示了太阳大气的结构。许多大型日冕环被观测到活跃地相互作用(Fig. 1)，其拓扑结构在爆发期的几分钟内发生了快速变化。

在磁重联期间，磁能量的转化应该发生在太阳冠层中，该层的等离子体温度比光球高得多(Birn和Priest, 2007)。找到使冠层加热至 10^6 deg(100eV)以上的真正原因是太阳等离子体物理学的一个主要目标。虽然存在其他可能性，例如波加热，但因磁场代表着冠层中支配性的能源来源，所以重联是冠层加热机制最有可能的候选者。在光球处，磁场的来源是动态且高度碎片化的。在静谧太阳表面，磁通量每14 h就会被替换一次(Hagenaar, 2001)。Close等人(2004)通过构建磁场线并对其连通性进行重新计算，研究了下部冠层(低于2500 km)磁场线的统计特性。他们发现所有磁场线改变其连接的时间仅为1.5 h。这表明许多地方都发生了非常快速的重联。在过去的十年中，已经提出了许多机制。Priest等人(2002)提出了一个构造模型，其中在他们模型的冠层分离面处形成了多个电流片的等级制度，类似于地球地球物理板块构造动力学。太阳大气中有不同类型的爆发，例如冠状物质抛射、日珥爆发和喷发耀斑，它们被认为与彼此相关。冠状物质抛射(CMEs)是从冠层向星际空间中射出的大规模质量和磁通量。它们被认为是由于冠状磁等离子体结构不平衡造成磁拓扑突然的变化而产生的。一个典型的CME携带约 10^{15} Wb的通量和 10^{13} kg的等离子体到空间中(Priest和Forbes, 2000)。在太阳的活跃期，每天可以看到一个CME。从对流区域的新磁通量的不时涌现以及关闭冠状场线的足点的重新洗牌会导致冠状场应力积累。当应力超过某个阈值时，磁场构型的稳定性破裂并发生喷发。这个模型称为存储模型。然而，由于磁场拓扑的测量数量有限，因此这个可信的解释很难通过观察来验证。

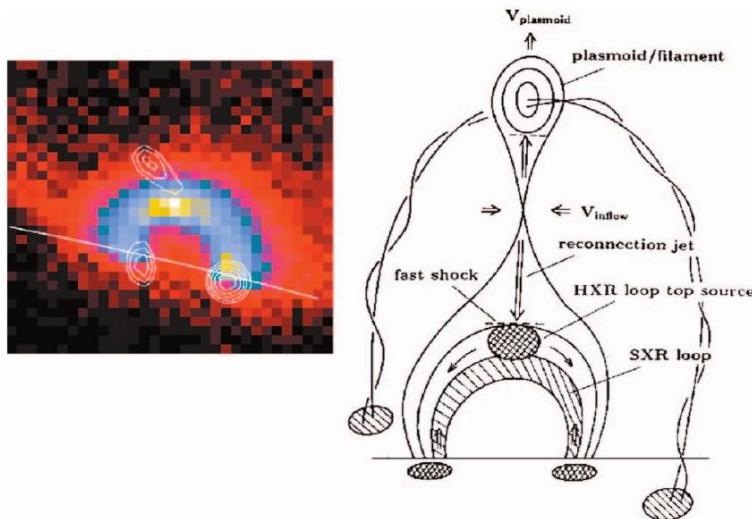


Figure 6: (Color) Hard-x-ray image from the top of an arcade adapted from Masuda et al., 1994 and a CME model from Shibata et al., 1995.

许多理论和数值模拟已经尝试以确定日冕物质抛射(CME)的详细机制。Carmichael-Sturrock-Hirayama-Kopp-Pneuman(CSHKP)模型(Carmichael, 1964; Sturrock, 1966; Hirayama, 1974; Kopp和Pneuman, 1976)被视为标准模型，但后来进行了一些修改，如图6所示。最初，磁场线的日冕弧在平衡状态下支撑

着一个高密度的细丝形成了被称为日珥的物质团，该物质团位于弧线的顶部。当日珥磁场及其覆盖的日冕弧线破裂时，就会引发一个CME。

一个有趣的磁重联示例发生在日冕物质抛射后。当物质从太阳表面喷出时，它会拉出一个磁环的磁场线。随着抛射物体远离太阳，环中对立的磁场线被拉出（见图6），并且这些磁场线开始在一个X点处重联。重联会沿着磁场线发射粒子，当这些粒子撞击表面时，它们会发射辐射，形成一对条纹。当更多的线重联时，X点上升，相应地条纹分开。这个上升和条纹分离的关联说明了重联事件[有关详细描述，可参见Pneuman (1984)，有关特定事件，可参见Harvey和Recely (1984)]。

一些理论工作关注于力自由磁弧演化的二维模型，其中场线足点被太阳光球流体运动带动。福布斯和普里斯特 (1995) 提出了一个二维磁通绳模型，用于描述太阳耀斑的爆发过程，通过理想MHD平衡的序列来演化。他们证明了磁通绳的平衡通过在太阳大气中形成电流层或重联薄层而从一种状态跳转到另一种状态。最近的工作涉及三维效应。

最近的卫星提供了大量证据表明磁重联现象。观测到符合经典CSHKP模型的尖顶状耀斑环，并提出了一个等离子体磁体拔出模型(Shibata et al., 1995)。硬X射线辐射的轮廓显示出在软X射线耀斑的顶部有粒子加速的证据，同时伴随着突发的耀斑或CME。Masuda等人(1994)假设对于长时间耀斑事件，磁重联如经典CSHKP模型所预测的那样发生，并且重联耀斑环的顶部与产生由磁重联产生的高速喷流相交，形成由强烈硬X射线发射来表示的热区。基于这一观察，提出了一个标准模型，修改了早期的耀斑模型，如图6所示。Yokoyama等人(2001)根据从Yohkoh获得的软X射线图片的演化测量了重联速度，并得出结论称重联速度在相对宽范围 (0.001-0.05) V_A 内。

使用Reuven RHESSI (Lin et al., 2003) 的硬X射线和 γ 射线成像系统研究了太阳耀斑中能量粒子的特征。在大型太阳耀斑期间观察到能量高达GeV的离子和能量高达100MeV的电子的发射。这些影像与TRACE影像的比较研究表明，这些发射的位置与光球上的弧形足点重叠，这表明这些发射是由能量粒子与太阳表面的碰撞引起的。这些结果与图6显示的物理图像一致。观察到的能量谱通常是幂律形式的，从这些粒子估算的总能量可以达到太阳耀斑释放总能量的50%。这些结果表明，在磁重联过程中存在有效的机制将非热粒子加速到高能量，这对我们对磁重联物理的理解构成了重要挑战，因为粒子加速的理论研究刚刚开始。最近提出的一个特定想法基于从带有磁重联的收缩磁岛中的费米加速 (Drake et al., 2006)。在磁层等离子体中观察到磁岛与高能电子相关的某些迹象 (Chen et al., 2008)。

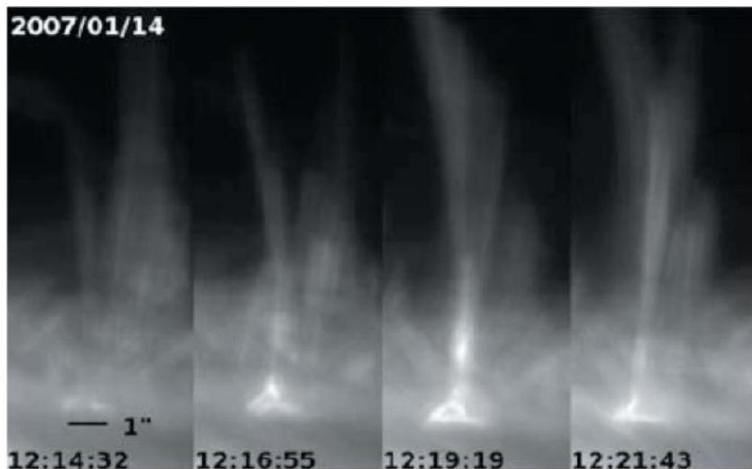


Figure 7: (Color online) Time evolution of typical Ca jets observed in Ca II H broadband filter of Hinode-SOT. Times are shown in UT. From Shibata et al., 2007.

最近，一颗太阳卫星在2006年从日本发射升空，用于研究太阳大气层的性质。它的数据揭示了关于色球和日冕等离子体演化以及等离子波如何将能量输送到日冕的许多信息。De Pontieu等人(2007)发现有Alfven波以10–25 km/s的速度传播，并认为这些波的能量足以加速太阳风，可能加热宁静的日冕。Shibata等人(2007)在活动区光晕外的倒“Y”形喷流处报告了类似的色球喷流(图 7)。它们通常长2000–5000 km，宽150–300 km，速度为10–20 km/s。他们认为，在整个色球中存在与日冕所见的磁重联极为相似的更小空间尺度的重联，太阳色球和日冕的加热可能与小尺度的重联有关。通过这两个来自同一颗卫星的不同视角，未来的研究可能会回答一个最重要的问题：太阳冠层是如何被加热到比光球温度高两

个数量级以上的温度的？

3. B. 磁层磁重联

太阳风穿过太阳系，并携带磁场。当太阳风与行星磁场或速度不同的太阳风相互作用时，磁性边界层会出现。这些边界层，即电流层，可以看到磁场重联发生。当这些边界层中的场线近乎相反时，电流层将在中心处磁场为零（中性）。有时将其称为中性层。在地球磁层的白昼侧（磁圈）和夜间侧（磁尾）都可以看到电流层，如图8所示（Vasyliunas, 1975; Dungey, 1995; Kivelson和Russell, 1995），当太阳风的磁场与地球的磁偶极场相互作用时。预计在所有其他磁化行星周围也会出现这种电流层。

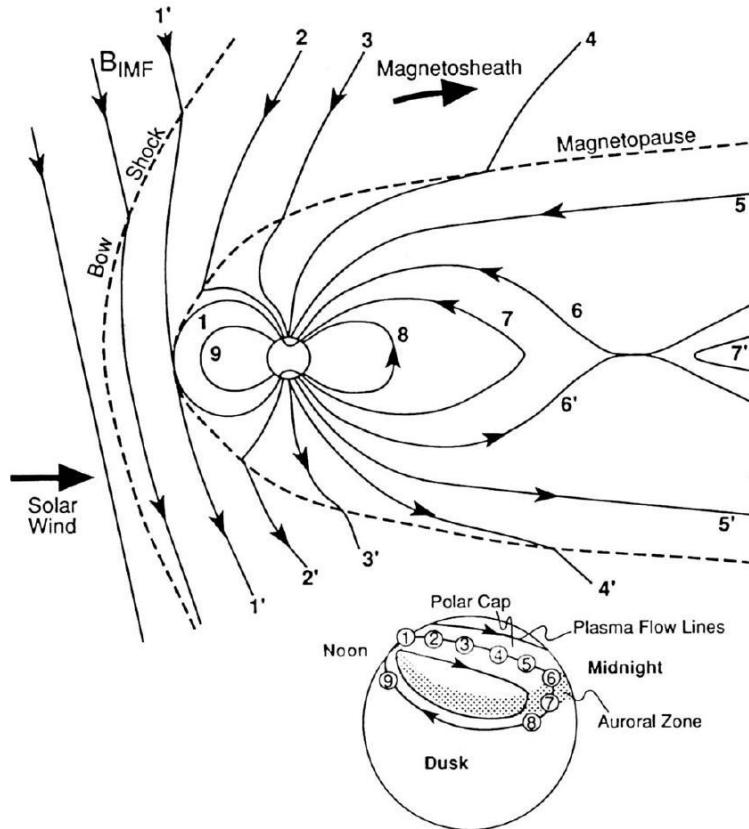


Figure 8: Schematics of magnetic reconnection and generated flow of plasmas in the magnetosphere. IMF field line (1') reconnects the Earth dipole field line (1) at the magnetopause. Field lines 6 and 6' reconnect at the second X line in the tail. From Hughes, 1995.

卫星观测表明电流鞘的粗细大约为离子皮深或离子回旋半径的数量级。在磁层中，离子皮深通常为100–200 km，而在磁尾中，它比这大一个数量级(1000–2000 km)。在这种情况下，重联动力学无法用传统的磁流体力学理论描述。这是因为在重联区，离子和电子的行为不同，需要考虑双流体和动理学物理。此外，重联也可能是一个非常湍流的过程，时间上是间歇性的，空间上是不规则的，因为电子与离子的相对漂移可以激发静电或电磁涟漪。许多研究者在磁层边界和磁尾中观察到了电和磁涡旋。

磁层边界是分隔地球磁场和来自太阳风等离子体的边界(Hughes, 1995)。图8展示了昼夜两侧的磁层。在昼侧磁层盖处，太阳风和地球磁场之间保持压力平衡。根据安培法则，穿过边界面的电流如图所示会在边界薄层中流动。在磁层夜侧，有一条磁尾，磁力线向着太阳远离地球的方向伸展。如图8所示，尾叶之间形成了一个电流片层，其中占据着连接地球两极区的磁力线。磁亚暴期间，这些磁尾中的能量和等离子体会间歇性地释放到内磁层中。通常认为，在磁亚暴期间，太阳风等离子体和能量会注入磁层，然后通过磁重联过程从中释放出来(Hughes, 1995)。

当白昼磁隔两侧的磁场具有不同的切向分量时，随着磁场重联而形成电流片并耗散。如果南向星际磁场(IMF)和北向地球偶极场在磁隔处相遇，则重联会高效发生。重联的磁场线一端仍与极区相连，另一端嵌入太阳风中并向地球的夜侧吹去。Dungey指出，重联的磁场线的运动将诱导所观察到的极区上空等

离子体流动模式，如图8中的1-5线所示。太阳风流动推动的磁通管中的等离子体将感受到一个沿黎明-黄昏方向的电场，即 $\mathbf{E} = \mathbf{v}_{\text{SW}} \times \mathbf{B}_{\text{SW}}$ 。这个电场出现在极区中并驱动从正午到午夜方向的电子流穿过电离层。

如果这个过程无限继续下去，整个地磁场将成为与国际磁场的开放场线相连。实际上，另一个在另一个x线上的重联发生，重联的磁通的一半返回连接到地球的磁层闭合线的叶状区域，而另一半则随着太阳风向下游吹散。新连接的闭合偶极（偶极化）场线向地球收缩，增加了偶极化等离子体的动力学压力。受应力的偶极场线从夜侧流向白昼侧，环绕地球进行环形流动，这个传递性流动线路如图8中的线路6-9所示。该图说明了由1-9号线所示的重联过程所引起的等离子流动线。这里描述的整个过程实际上是断断续续地发生在爆发中，这些爆发被称为亚暴。Dungey的这一观点描述了磁重联接在亚暴中的基本作用。

4. 磁重联在聚变等离子体自组织中的作用

在磁重联方面发现了大量的实验证据，通过场线重排的测量在聚变研究装置中。大多数聚变实验室的实验是在满足等离子体 MHD 处理条件的环形（甜甜圈形）等离子体系统中进行的。磁重联的实验例子包括Lundquist数超过 10^7 的(a)托卡马克聚变等离子体中的“振荡”，以及在球形马克斯维尔斯（spheromaks）和RFP等离子体中的磁自组织。已经进行了许多实验来调查这些装置中的磁重联现象，以更好地控制它们的束缚特性。通常发现磁重联既受三维全局边界条件的影响，也受重联层中的局部等离子体参数影响。

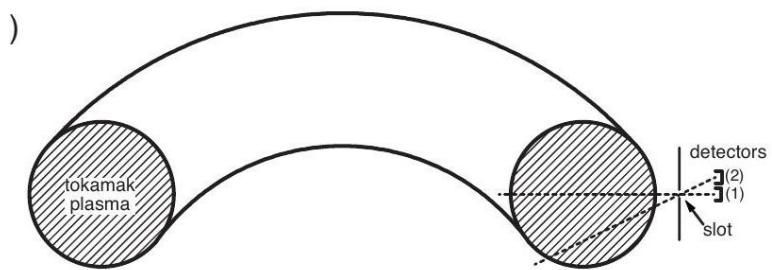


Figure 9: Observation of sawtooth oscillation by soft-x-ray diagnostics. (a) Schematic setup to measure the minor cross section of tokamak with two (inner and outer) chords. (b) Soft-x-ray signals along the inner (1) and outer (2) cords.

在环形聚变设备中，通过感应再生磁流来加热等离子体并产生垂向磁场，有效地通过压缩钳力将高压等离子体约束在一起。托卡马克、RFP和Spheromak构型属于这个范畴。虽然这些构型可以产生自我束缚的垂向磁场（PFs），但是它们的环向磁场（TFs）的产生方式不同。在托卡马克中，强大的环向磁场由外部提供。RFP的环向磁场是由内部电流和外部施加的垂向电流的联合效应产生的。Spheromak没有外部施加的环向磁场，其环向磁场完全由内部等离子体电流产生。RFP和Spheromak构型具有一个显着的特征，即它们的等离子体不断趋向于通过全局磁自组织松弛至静止状态，磁重联在其中起着关键作用。

5. 托卡马克中的磁重联

锯齿放电振荡是由von Goeler等人（1974）在托卡马克放电中发现的。它们是等离子体中典型的全局磁重联的示例。如图9所示，在次要横截面中观察到了锯齿振荡（Kadomtsev, 1975; Wesson, 1987），它表现为电子温度(T_e)轮廓的周期性峰值和突变消失。对于这种现象的传统诊断是软X射线二极管，在等离子体上测量沿不同弦的布雷闪辐射发射。观察到的信号通常具有锯齿状，因此得名。最近，电子回旋共振辐射（ECE）诊断已经精确地测量了温度轮廓的演化。

一个轴对称托卡马克等离子体由各种磁面组成，每个磁面上的电子温度 T_e 都是恒定的。托卡马克等离子体的 MHD 稳定性由安全因子 q 决定，它是环向磁场线旋转输运的倒数再乘以 2π (Wesson, 1987)。一个峰形的 T_e 分布通常会导致电流分布峰值更高，因为等离子体中心的斯皮策电导率更高。因此，结果是电流形成了强烈的峰值，使等离子体对 MHD 螺旋扭曲模式不稳定，在共振磁面附近形成了这种模式，如图10所示。由此形成的螺旋扭曲等离子体在 $q = 1$ 磁面附近引起了磁重联。重联导致磁力线的拓扑重

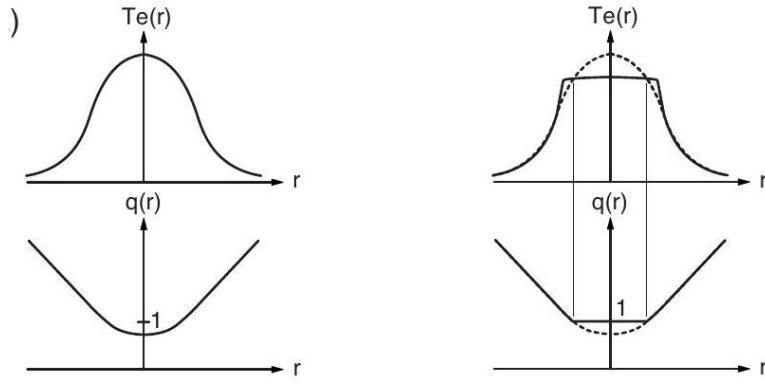


Figure 10: Sawtooth relaxation and reconnection. (a) Schematic view of changes of T_e and q profiles across poloidal plane during sawtooth crash in a tokamak plasma. (b) Description of Kadomtsev model (Kadomtsev, 1975) in a poloidal plane; $m = 1, n = 1$ MHD instability develops near the $q = 1$ flux surface leading to magnetic reconnection.

新排列，使等离子体松弛到较低的能量状态。Kadomtsev (1975) 提出，重联事件（即“崩溃”）应导致带有 $q = 1$ 和平坦的电子温度 (T_e) 分布的均匀电流密度配置。之后会重复相同的循环演化。

在托卡马克聚变试验堆 (TFTR) 托卡马克等离子体的锯齿崩溃期间，磁重联只引起了磁力线的部分混合。这一点被Levinton等人 (1993)，Yamada等人 (1994) 和Nagayama等人 (1996) 所证实，证明了 q 分布的小变化。 q 值的这种变化代表了磁重联。关于托卡马克锯齿形重联研究的最新进展将在第 VIII 节中讨论。

6. 反向场针对装置中的磁弛豫

RFP 是一种轴对称环形捏合设备，在其中等离子体由环向等积流产生的偏扭磁场和内外部产生的环向磁场所捏合和限制。根据泰勒的假设 (1974年)，RFP 配置是等离子体自组织的结果，其中等离子体沉淀到一个给定螺旋度下的能量最小状态。

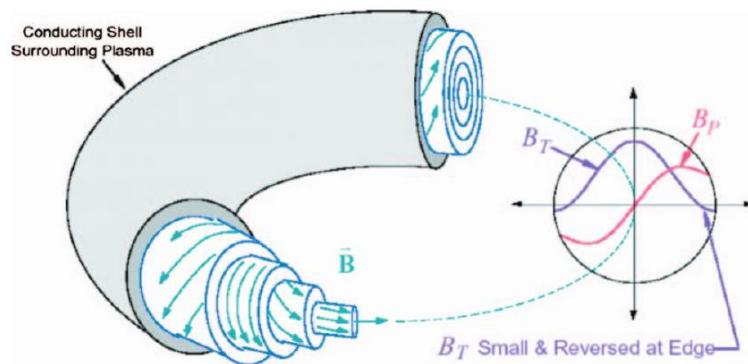


Figure 11: (Color) Schematic of a RFP plasma configuration showing magnetic field lines strongly sheared. B_T is the toroidal field and B_P is the poloidal field. Reconnection can occur at multiple surfaces, such as those indicated in the cutaway view of the toroidal plasma. The radial dependence of the poloidal and toroidal magnetic fields is plotted. From Sarff et al., 2005 .

在RFP放电中，磁重联发生在环向约束等离子体的自组织过程中，可以是连续的也可以是冲击的。磁能以无力磁平衡配置的形式存储，在慢速调整外部驱动力的过程中实现。然后，通过锯齿形事件，磁场突然重联，等离子体重新组织到一个新的MHD平衡状态。在这个装置中，不同表面上的局部重联会导致全局松弛，其宏观特性得到研究。RFP磁场被剪切 (图11)，其螺旋度在中央方向改变，到了边缘方向几乎是轴向的。由于场线的剪切，重联会在多个半径处发生，每个径向位置对应于一个安全系数 $q = m/n$ (m 和 n 分别是环向和轴向模数)。通常，多个重联会突然且同时发生，导致整个磁场的突然全局重排。在这些重联过程中，发现全局螺旋度往往是守恒的，而总磁能则被耗散 (Ji等, 1995)。

在一台代表性的RFP装置中，Madison Symmetric Torus (MST)，观测到不同n对应不同的半径的同时重联（具有m=1）。当电流密度剖面变得高峰时，撕裂模式会重联磁场线，并且等离子体会迅速重新组织为一种新的MHD平衡状态。在磁场线的自我组织过程中，从极向磁通量和能量向环向发生了转换。图12展示了环向和极向磁通随时间的演变，以及磁螺度K（在第VIII节中讨论）和磁能W，表明极向磁通的突然转换到环向磁通，使总磁能变小（Ji等人，1995）。离子温度在磁能的牺牲下显著增加。通常会观察到多个重联事件，且重联时间突然。最近的理论和实验结果表明，这些不同的重联事件是耦合的。基本上所有MST中磁自组织的效应（发电机效应、离子加热和动量输运）都会在多个耦合的重联事件发生时被大幅放大。全局重联最重要的问题之一是为什么重联会突然发生。在RFP中的磁重联接研究见第VIII节。

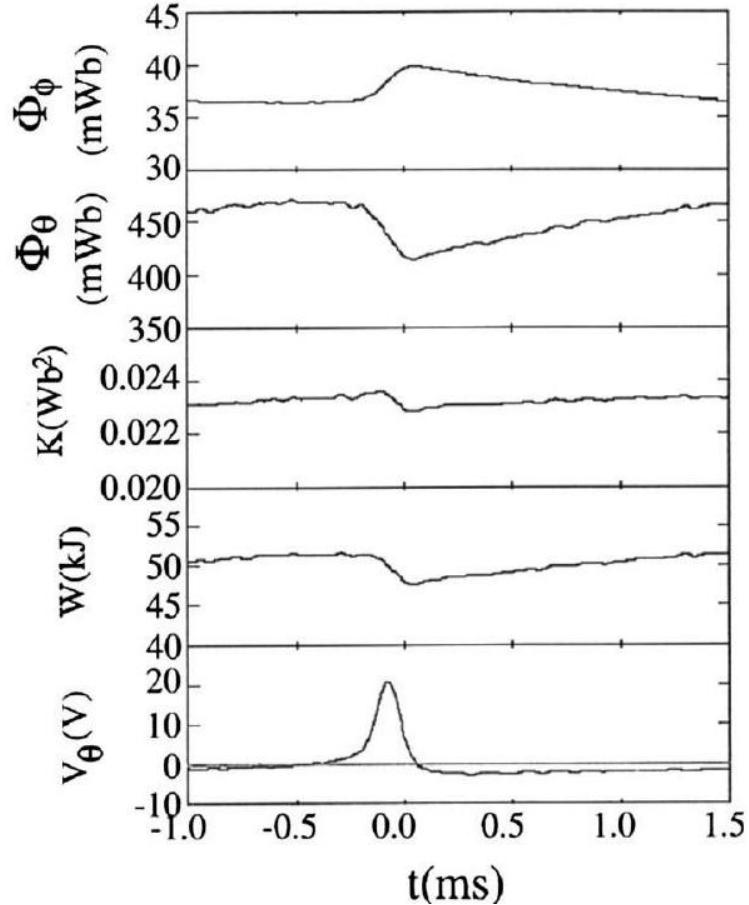


Figure 12: A magnetic reconnection event in MST plasma. Shown from the top are time evolutions of toroidal, poloidal magnetic flux, magnetic helicity K (explained in Sec. VIII), magnetic energy W , and one-turn poloidal voltage. Adapted from Ji et al., 1995.

7. 关于重联的专门实验室研究

最近，已经建造了超过半打的专门实验设备来研究磁重联的基本机制。MRX设备是这种设备的典型例子。MRX中的重联是通过利用柔性环形等离子体配置来驱动的（Yamada等人，1997a）。MRX设备创造了这样一种环境，在这种环境中，全局尺度上满足了MHD标准，其伦德数很大，大小远大于离子回旋半径。现代实验的一个优点是电流层被制成环形连续的，并且没有受到端板或电极终止造成的束缚约束。

在MRX中，通过在具有环形磁通核心的托卡马克中，包含沿托卡马克和极向的线圈绕组来控制驱动重联接。通过在这些线圈中脉冲电流，在每个磁通核心周围感应创建两个环形等离子体（Yamada等人，1981，1997a）。在创建等离子体后，可以编程线圈电流以产生窄的中性面或电流层，并在其中驱动磁重联接。然后对图13所示的局部重联接层的动态进行研究。当在碰撞主导的无导向磁场（反平行重联接）的等离子体中进行实验时，观察到典型的2D Sweet-Parker扩散区轮廓（矩形箱形），具有两个Y形末端。

通过测量磁力线的时间演化，并将其显示为电影，测量了磁场线的时间演变。这部电影显示了重联场的测量流量轮廓的时间演变。通过监测这些轮廓，研究了与等离子体参数有关的重联接速率（Ji等，1998，1999）。

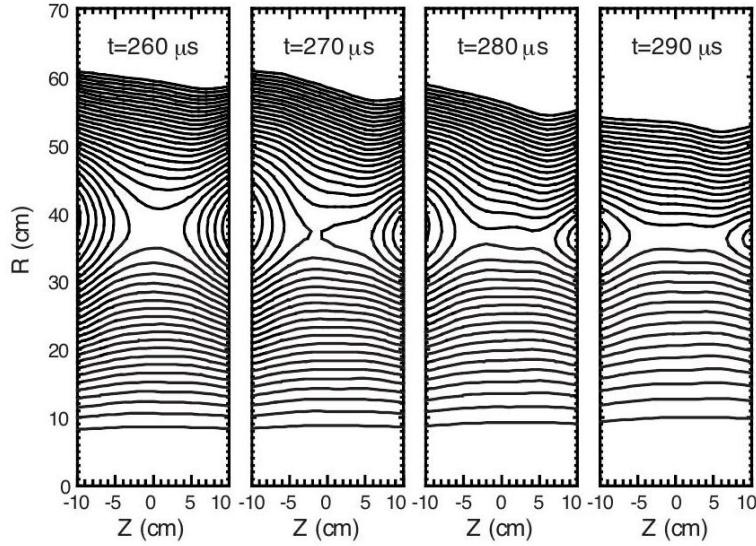


Figure 13: Demonstration of magnetic reconnection seen through measured field lines in the MRX. In the low beta plasma outside of the neutral sheet, poloidal flux counters represent magnetic field lines and are seen to break and reconnect. From Yamada et al., 1997a.

在过去的十年中，许多其他致力于磁重联研究的实验室进行了广泛的研究。MRX和其他专门实验设备的结果稍后将更详细地描述。

8. 重联研究的理论背景

9. A. 磁重联理论的早期历史

磁重联的想法最初起源于试图理解太阳冠层加热和观测到的太阳耀斑产生巨大能量的起源。早期就认识到（Giovanelli，1946年；Hoyle，1949年；Dungey，1953年），太阳耀斑发生在太阳黑子附近，那里观测到磁场的强度为几千高斯。这样的磁场包含大量能量，如果能找到一种机制将这种能量转化成热量，就可以解释太阳耀斑的能量来源。

¹请访问MRX网站<http://mrx.pppl.gov/mrxmovies>，了解辐射和动能，它将为太阳耀斑释放的能量提供一个来源。

然而，对磁场阻性衰减时间的简单估计表明，通过Ohmic耗散直接转换磁能需要很多年的时间。相反，注意力集中在与耀斑相关联的高能粒子的起源上。Giovanelli（1946）表明，太阳黑子场中不断变化的场强可以产生大电压，能够将带电粒子加速到高能。人们怀疑，在磁场存在的情况下，这种电压在电场与磁场角度不同时会引起质量运动，并在平行于磁场时被短路。因此，注意力转向磁场为零的中性点区域。

磁流体力学(MHD)的力量摧毁磁场的特点被邓吉(1953)强调，他指出在近中性点附近，磁场将被压扁成电流层并通过磁再联合(reconnection)改变，导致能量释放。

Sweet(1958)在1956年第六届国际天文联盟（IAU）会议上指出，电流密度 j 可以集中在薄层中[即Dungey(1953)的电流层]，在该处密度增加，从而Ohmic耗散(与 j^2 成正比)可以以增加的速率释放磁能。实际上，导致磁能转化为其他形式并不是Ohmic耗散。真正的能量转化机制是不同地作用于改变磁线的形状，使它们在电流层内成为弯曲状，头尾放缓，这种变化本身只释放了少量能量。主要转换是由于弯曲的磁线展开并加速等离子体穿出电流层的两端，同时降低磁能，加速等离子体，并增加其动能。这种动能导致激波和粘性耗散将能量转化为辐射并加速粒子。这些事件的顺序被称为磁重联，尽管仅有第一阶段涉及磁线的物理重联。

在IAU会议上，Sweet(1958)引入了重联和能量转化的详细模型，该模型后来被称为Sweet重联模型。同一模型也被Parker(1963)独立发现和阐述，并最终被称为Sweet-Parker磁重联模型。

正如附录中所述，无限导电等离子体中的磁场线具有物理实在性。这些磁场线既不能被创造，也不能被毁灭或断裂。除了电流密度极高的狭窄电流区域，在整个空间和天体物理学中，这是一个非常好的假设。然而，在这种无限导体近似不再适用的电流层中，重联可以断开线路，附录中已经证明了这一点。图2显示，重联仅涉及重联线路的一小部分，类似于断开和重联弦。一旦重联完成，由于线路的改变所带来的曲率力会产生大加速度，从而完成将磁能转换成其他形式的过程。

在地球磁气圈中，磁重联的第二个后果是外界磁场线穿越磁气圈表面并与太阳风磁场线连接时，来自太阳风线的高能粒子可以流入磁气圈中。这种全局性影响是由于在太阳风与磁气圈之间的电流层中，磁场线的改变非常微小。

Sweet-Parker模型的引入引发了对磁重联物理的长期研究。尽管Sweet-Parker模型比在没有电流层的情况下电阻衰减期望的电磁能转换要快得多，但估计表明其速度仍然远远不足以解释观测到的太阳耀斑的快速转换。磁重联研究的历史是尝试修改简单的Sweet-Parker模型以增加重联速率，以便解释太阳耀斑和磁层重联。

重联接的最初应用之一是Dungey (1961) 所做的工作。他表明，太阳风磁力线的重联接可以解释磁层的整体结构，如第II节所述。

有关邓吉模型的重要问题如下：此重联过程是否发生，以及其快速程度为何？当太阳风磁场线进入磁层时，它们有一个选择：是否绕过磁层，就像水流经水中游动的船舶一样，或是重联。重联比例，并最终结束在地球的磁尾中，由重联速率所控制。假设这是 Sweet-Parker 速率，大约每十万条磁场线中只有一条发生重联 (Kulsrud et al., 2005)，与测量值为十分之一 (Hughes, 1995) 相比。Sweet-Parker模型的预测与观测结果明显不一致。

其他重要应用的讨论请参阅第二部分。

在大多数应用中，Sweet-Parker重联接在可用时间内的量远远小于产生观测到的重联接磁通量所需的量。这个严重的差异显然被Sweet-Parker模型的一个重要修改消除了，Petschek (1964) 于1963年引入了该修改。

Petschek理论提出了慢激波。如果这些激波在距X点足够近的地方出现，它们可以产生更快的重联速率，并且可以得出与观测结果相符的结论。该理论备受争议，因为激波的起源不清楚。最终，Petschek模型被认为具有有限的适用性，除非发现激波的起源。它的主要优点是，如果能够使其工作，则可以解释所需的更快的重联速率。Petschek模型的细节在第III.B节中给出。

虽然在宇宙物理学中发现了许多加速重联的机制，但它们中没有一个像Petschek机制那样强大，也没有产生足够快的重联速度与观测结果一致。因此，Petschek机制非常重要。大量的研究工作已经投入其中，我们将花费一些时间回顾这项工作。

Petschek模型的状态长期不清楚。对这种激波的一些理解在Ugai和Tsuda (1977)中浮现出来。他们在具有适当边界条件的二维模型中进行了详细的数值模拟，并建立了一个具有空间特定非常数电阻率的重联模型。在这个电流层的中心X点的相当大的区域内，电阻率被显著增强，该区域内的磁场为零（电阻率在X点内部区域是外部区域的100倍）。他们的解决方案与Sweet-Parker的方案不同，并具有类似Petschek的激波。这些激波是从电阻率变化得最快的电流层位置出现的。

一个类似的数值模拟由Sato和Hayashi (1979) 进行。他们允许电阻率是电流密度的函数。他们通过将流量线和等离子体的空间依赖进流施加到电流层中来触发重联。由于电阻率依赖于空间依赖的电流密度，因此他们的电阻率也是空间依赖的，就像Ugai-Tsuda论文中一样。再次发现在电阻率变化最快的地方出现了激波。

Scholer (1989) 研究了广泛的电阻比例尺与激波位置之间的关系。他表明，激波始终开始于等离子体电阻率变化最为迅速的位置。这个位置大约是电阻率从电流层中心的最大值下降了一半的位置。

Biskamp(1986)是第一位使用恒定电阻率研究Petschek理论的人。他在全局范围内进行计算，只有一小部分模拟体积被重联的电流层占据（该层在模拟中自然形成）。他进行了八次模拟，并确定了每种情况下的重联速率。用计算区域边界处的磁场强度和尺度大小表示这些速率，他表明Petschek和Sweet-Parker的重联速率都不符合计算结果。将理论速率用电流层外磁场强度表示，并使用两个理论中电流层的长度作为全局长度，他发现Sweet-Parker重联率与所得的八个计算速率一致，而Petschek公式则一个也不符合。他得出结论，Sweet-Parker模型是正确的。然而，他没有强调在计算中电阻率是空间恒定的，因此他的结论并不与上井和滩田 (1977) 和佐藤和林 (1979) 的早期结果相矛盾。

Uzdensky和Kulsrud (2000) 对该层进行了直接的边界层理论研究，假设电阻率是恒定的，并再次表

明：（1）Sweet-Parker模型是正确的；（2）如果试图通过引入子电流层来表示初始时刻的激波来人为地强制实施Petschek模型，那么一开始的重联速率就是Petschek的。但是，这些激波很快被阿尔文速度带走，重联速率很快恢复到Sweet和Parker的速率，在阿尔文波跨越全局长度的时间内。边界层分析中量的适当缩放使他们能够纳入描述重联的参数的所有可能值：电阻率、电流外部的磁场强度和电流层长度。此边界层模型能够考虑任何可能的磁雷诺数。

磁重联的数值计算表明，在大多数天体物理应用中，Sweet-Parker层非常薄，常规磁流体力学方程不适用。因此，有必要超越描述单一流体的常规电阻性磁流体力学方程，将电子和离子视为两个独立的流体，以正确描述磁重联。必须允许电子和离子分别移动。从1990年起，这种自由在数值模拟中得以体现。此时计算机的计算能力足以进行带有流体离子或带有动力学离子的电子的动力学处理。通过更一般的物理学，发现即使在没有Petschek震荡的情况下，重联速率也可以比Sweet-Parker速率快得多。更快的速率是由于两种流体效应使电流层可以比Sweet-Parker层更厚，并允许电子电流在足够薄的层中流动以破坏磁力线。离子流动的较宽电流层允许更快的离子流出，并导致更快的重联。（非MHD电流层厚度约为离子皮深度，很多情况下比Sweet-Parker模型更厚。）

当这些更快的速率被外推到太阳和磁层中遇到的更大系统时，它们仍然无法充分解释观测结果。要获得令人满意的大再连速率，需要通过某种方式产生Petschek激波，或者另一种方法是显著缩短重联电流层的长度。

一种加速重联速率的不同方法涉及增强等离子体电阻率，其自然也会增加重联速率。当电流层中存在等离子体微不稳定时，就会产生增强的电阻率；当电子相对离子的流速超过声速时，这些不稳定性就会出现。频率在低杂交区域的不稳定性被认为是重要的。大量的研究已经涉及了这些不稳定性和它们所产生的电阻率。如果电子相对于离子的相对漂移速度必须超过离子声速，则意味着电流密度有一个下限。当与电流层的平衡相结合时，这意味着其厚度必须等于或小于离子感应深度，这会导致类似于双流体理论预测的重联速率。

Kulsrud (2001)和Uzdensky (2003)提出，如果增强的电阻率强烈依赖于电流密度，则自然机制就会产生，在X点附近的小距离处产生Petschek激波，并且会出现更快的再连通速率。从电流层中产生的异常电阻率理论可以证明，这种强电流依赖性与不同电离子漂移速度之间的强依赖性相关联，或者等价于电流密度。

另一种可能实现快速重联的理论是由Lazarian和Vishniac在1999年提出的。他们利用重联速率取决于电流层的全局长度这一事实。由于电流层形成过程并不被很好地理解，因此一般将其长度取为系统的全局尺度，而在天体物理系统中通常很大。这意味着即使考虑非MHD修正，重联速率也非常缓慢。Lazarian和Vishniac认为，在天体物理乱流中，由于大尺度场发生反转，乱流可以使相向而行的线之间快速接近，形成比全局长度短得多的电流层。因此，即使是Sweet-Parker速率也可以快速实现。更短的长度意味着每个事件中转换的磁能量较少，但可以通过具有许多这些短电流层来弥补。如果在混沌区域有足够的这种层，就可以在短时间内实现大量的磁能量转换。Kuritsyn等人（2007）建议，形成的电流层的长度可能涉及电流层本身的内部物理机制，将电流层的长长度减小到更容易处理的大小，从而加快重联速率。

一个更为复杂的重联图景现在已经出现，其中涉及到层中的非MHD物理学。近年来已经建立了许多研究重联的实验设备。一个例子是普林斯顿的磁重联实验（Yamada等，1997a, 1997b）。MRX实验得出了一个简单的结果。当实验在碰撞条件下运行时，重联速率是Sweet-Parker模型的速率，而当在无碰撞条件下运行时，重联速率则会显著加快。许多以上效应已经在无碰撞条件下被观察到。在过去的几年中，效应已经被证实。在电流层中观察到的磁波动似乎足够强大，可以增强电阻率并提高重联速率，使其超过Sweet-Parker模型。如果使用测量到的增强后电阻率值，测得的流出速度以及等离子体在Sweet-Parker模型中的可压缩性，那么可以复制已测得的重联率。尚有待确定两个效应中，双流体效应还是异常电阻效应更能解释MRX中的快速重联率或能量转换。

10. B. MHD磁重联模型

在Sweet的磁重联模型中，他考虑了如图14所示两个太阳黑子对相互接近时会发生什么。每个黑子对具有其自己的磁偶极场，当这些黑子对相互接近时，它们在太阳大气中固定的磁偶极场将被压缩在一起形成一个薄层。他将其与真空不导电的太阳大气中的情况进行比较，后者中磁场将只是向量相加，并且交点将只是从一条线移到另一条线，结果是有些最初与单个偶极连接的线将最终连接一个黑子对到另

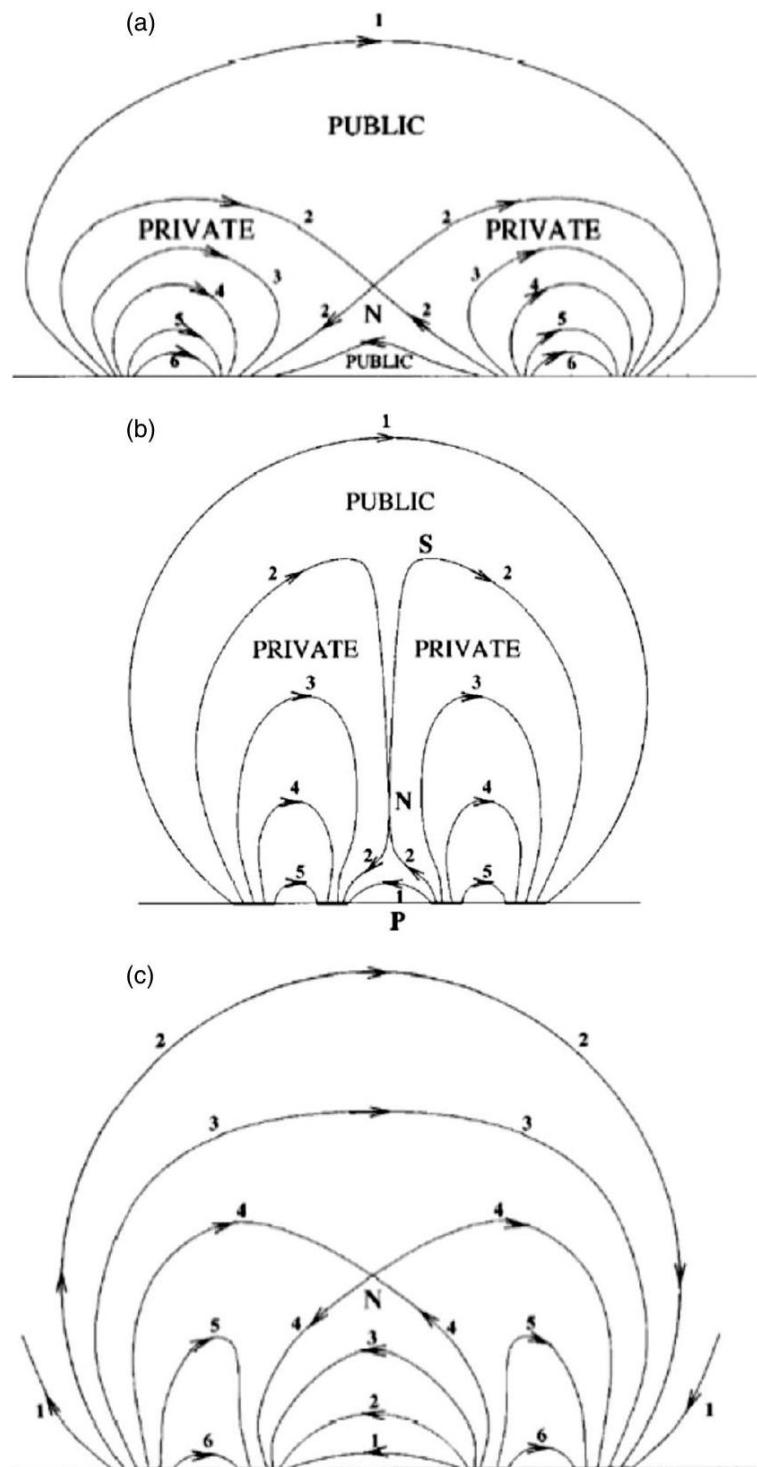


Figure 14: Evolution of field lines when a pair of sunspots move toward each. From Kulsrud, 1998.

一个黑子对。将其与高导电的太阳大气情况进行比较，他显示通过N点的线将继续通过它。该线将分隔仅连接一个偶极的私有线和公共互连线，并将继续分隔相同的公共线和私有线。

这个句子的中文翻译是：“只要太阳大气仍有足够的导电性，才能保持该线不变，因为它们仍然冻结在太阳等离子体中。换句话说，在欧姆定律中，”

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c = \eta \mathbf{j} \quad (1)$$

该项可以忽略不计（请参见附录）。

无论电阻率有多小，偶极场都会被紧密地压缩在一起，以至于它们之间的区域变得足够狭窄，电流密度被提高到电阻项不再可忽略的程度。此时，场线开始相互穿透，就像在真空解中一样，私有线将穿过N点并成为公共线。这种电阻性穿透将持续一段时间，直到场结构接近真空场结构[图14（底部），其中许多线重联。

这些磁力线是根据它们发出的表面进行标记。在图14（底部）的真空情况下，当太阳黑子接近标记为1-3的线时，它们会分裂并与来自另一黑子的相应线合并。这些线已经变成了两条公共线，一条从N点下方通过，另一条从上方通过。对于导体情况[图14（中部）]（在任何重联之前），同样的线最初仍然是私有的。由于重联，先是线2重联到它的对应线，然后是线3，依此类推。在最后两种情况中唯一的区别是其松弛到最终势场的时间。这个时间由狭窄电流层中发生的物理过程所支配。根据感应定律，可以量化私有线消失成为公共线的速率。这个速率等于中央N点垂直于页面的电场 E_N 。

该层在第15图中扩展。在没有电阻率的情况下， E_N 必须为零，因为 B 为零，而没有通量可以改变。如果 E_N 不为零，则会产生无限电流，而这个电流将产生一个大的磁场，停止该层的坍塌并将私有通量推回。由于电阻率导致电场不为零，且与 ηj 成比例。层变得越薄， j 就越大。因此，重联速率与该层的厚度 δ 成反比。在 N 点 $E_N = \eta j$ ，由于 $j \approx B/4\pi\delta$ ，线的重联速率为

$$v_{\text{rec}} = \frac{E_N}{\Lambda} = \frac{\eta j}{\Lambda} \approx \frac{B}{4\pi\delta} \frac{1}{\Lambda}$$

其中 $\Lambda = \eta c/4\pi$ ， ψ 为每单位长度从页面重联的通量量。

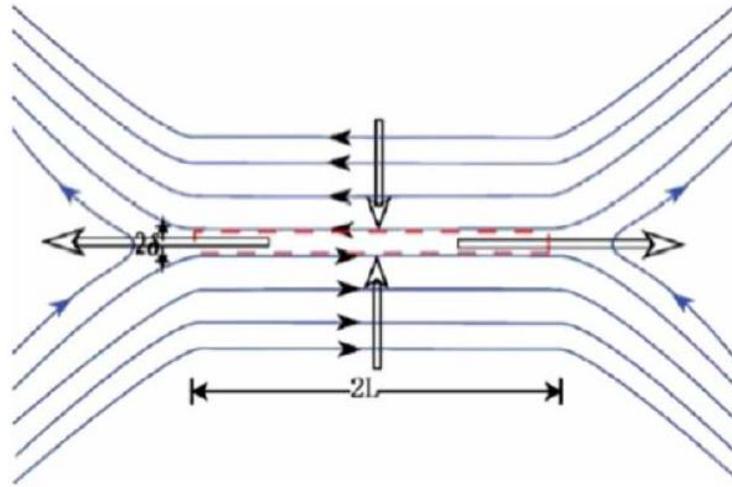


Figure 15: (Color online) Sweet-Parker model.

$$d\psi/dt = \Lambda B/\delta \quad (2)$$

看起来，如果 δ 足够小，重联可以以任何速度进行。然而，情况并非如此。随着电流层中的磁力线重联，它们从这一层中拉出并移动到公共区域。当磁力线进入电流层以重联时，日冕物质也被带入该层，而当磁力线离开该层时，必须以以下速度的大小带出物质。层中的过压大致等于磁压 $B^2/8\pi$ ，这个压力将物质推出层。根据伯努利定理，由此产生的向外速度约为 Alfvén 速度 v_A ，这个限制速度对重联速率形成了瓶颈。如果 v_R 是重联速度，则根据质量守恒，长度为 L 的电流层中进入量 $v_R L$ 的物质必须等于质量流出率 $v_A \delta$ ，因此重联速度为：

$$v_R = (\delta/L)v_A. \quad (3)$$

这会随着 δ 的减小而减小。方程(2)表明 δ 不能太大，方程(3)则表明它不能太小。将 $d\psi/dt = -v_R B$ 带入这两个方程中，我们可以得到 v_R 和 δ 的值。

$$v_R = \sqrt{v_A \Lambda / L} = v_A / \sqrt{S}, \quad (4)$$

$$\delta = \sqrt{\Lambda L / v_A} = L / \sqrt{S}. \quad (5)$$

Lundquist数 S 与磁雷诺数 $R_M = Lv/\Lambda$ 相同，其中速度取阿尔芬速度。

将要翻译的文本是：“重联所有私有电路的时间约为 $t_R = L/v_R \approx \sqrt{S}(L/v_A)$ 量级。此时间应与该区域如果没有电流层时的电阻衰减时间 $L^2/\Lambda \approx SL/v_A$ 相比较，后者比重联的时间长 \sqrt{S} 。由于日冕中的Lundquist数非常大，经常大于 10^{12} ，因此重联模型导致了破坏或重新排列来自太阳黑子的磁通的时间大大缩短。 t_R 仍然比耀斑持续的时间非常长， 10^6 倍的动态时间 $L/v_A \approx 10^9/10^8 \approx 10$ s，所以 t_R 为 10^7 s ≈ 0.3 年。这比观测到的释放能量的时间（量级为 10^3 s）要长得多。尽管Sweet的重联模型使理论耀斑时间大大缩短，但它仍然比观测时间要长得多。这个理论是由Parker(1957, 1963)从解析上导出的，其结果是相同的。”

在Sweet的工作之前，Parker及其同事一直在考虑磁重联接可能会有多快，但他们忽略了与质量守恒有关的问题。有趣的是，这个模型的先驱在时间上有些混乱。Parker和Krook (1956年) 在1956年国际天文学联合会会议之前尝试了解重联接的过程，而在此会议上Sweet首次提出了他的理论，Parker的修改和改进出现在Parker (1957年) 的一篇论文中，而国际天文学联合会的会议记录直到1958年才出版。由于两位作者的贡献虽然独立但大体相等，他们的重联模型一直被称为Sweet-Parker模型。为了明确起见，我们已经在两组太阳黑子的背景下描述了重联接，但电流层中的重联接理论更普遍适用于几乎任何电阻磁流体力学框架下的重联接事件。

总之，物理机制导致重联速率很慢的原因是：首先，需要非常狭窄的电流层，因为有效电阻率非常小。电流层的薄度受到要求使重联的等离子体沿着这个薄电流层被排斥的限制。断裂发生在中心附近极小的区域内，因为重联是拓扑变化。在非理想（有电阻）物理发生的非常小的区域内，线可以断裂和重联，并且一旦重联，它们会被理想力重新排列。在电流层内重联的线虽然比较弱，但其曲率很大，因此可以通过磁张力和Sweet和Parker考虑的压力梯度力来展开。这种张力力和压力力的大小相当，因此Sweet-Parker模型仍然给出了重联速率的正确数量级。（虽然必须保证电流层只在N点附近非常薄以使扩散速度重要，但它不能在远离此点时变厚，因为沿着整条线进入的物质也必须被加速到声速。如果电流层变厚，将降低线的曲率并减小其磁力。因此，电流层的厚度必须与N点处的一样，沿整条线保持同样的厚度。）

这种情况有一个例外，它发生在地磁层白天的重联接中 (Mozer, 2004)。尽管太阳风流被地球弓形冲击波减缓，但它并没有被降至零，除了在恰好太阳下点。在这一点的两侧，太阳风仍然具有相当大的速度，当它到达磁层时，它变成切线。原始的太阳风以大约十倍的阿尔文速度行进。冲击波将这个流量减少了四分之一，同时阿尔文速度增加了两倍，使得流量大于下游的阿尔文速度。当太阳风流沿着磁层转向流动时，速度进一步降低，但仍然相当可观，这个流量缓和了磁层边界层流的加速负担。这反过来加快了太阳下点的重联速率。

Sweet-Parker 模型的结果虽然令人印象深刻，但距离解释太阳耀斑释放能量的速度还有很长的路要走。除了 Mozer 建议的修改，它预测的重联接速率也太慢了，不能解释进入地球磁层的太阳风线的重联分数。

磁重联在磁层圈层发生的情况比太阳耀斑清晰，因为电流层的情况更具说服力。太阳风具有磁场，当它遇到磁层表面时，人们预期如果太阳风是理想等离子体，它将绕过地球形成一个空心区，被称为磁层。然而，在空心区的表面，即磁层界面处，太阳风磁场并不与地球磁偶极场对齐，因此会自动形成一个狭窄的电流层将它们隔开。

如第二部分所讨论的那样，磁层中在Dungey模型中重联的太阳风线既存在于太阳风中，又存在于磁层中。一端被太阳风速度 v_S 沿拖曳，而另一端则固定在地球电离层中的电子上。该线部分会以较慢的速度通过电离层沿拖曳轨迹移动。由于电离层中的离子受到与中性粒子的碰撞而固定，电子运动会在电离层中产生电流，其可由地面测量，从而能够实际统计单位时间内流过地球极盖的重联线条数。据Hughes(1995)的研究，平均来说，每10条入射太阳风场线中就有一条被重联。Sweet-Parker理论预测，重联线的分数个数为 $(v_A/v_S)/\sqrt{S}$ ，其中， $S = v_A L / \Lambda$ 。简单的估计得到一个约为 10^{-5} 的值（见Kulsrud(2005)的438页）。

在20世纪60年代初期，人们面临着两个严重的问题：直接观测到的磁重联时间与Sweet-Parker理论预测时间之间存在两个严重的偏差。Petschek提出，将慢冲击波包括在Sweet-Parker外流区域中将极大地加速质量流动，并消除了SweetParker理论的主要障碍，即大量质量必须通过线径非常窄而宽度恒定的电流通道流动。

为增加在更宽的通道中的流量，需要额外的力量。这些力量可以通过缓慢的激波来提供（见图16）。在Petschek模型中，这些激波从较短的Sweet-Parker层的两端开始，并以 v_R/v_A 的角度扩散。当外部等离子体穿过激波时，它会被激波中的强电流加速向下游方向，直到阿尔芬速度。简单的分析表明，此时重联由更短的Sweet-Parker层的长度 L^* 对应的重联速率给出。 L^* 是激波开始的X点到Sweet的N点的距离。（从现在开始，我们将Sweet的N点称为更常规的X点。）

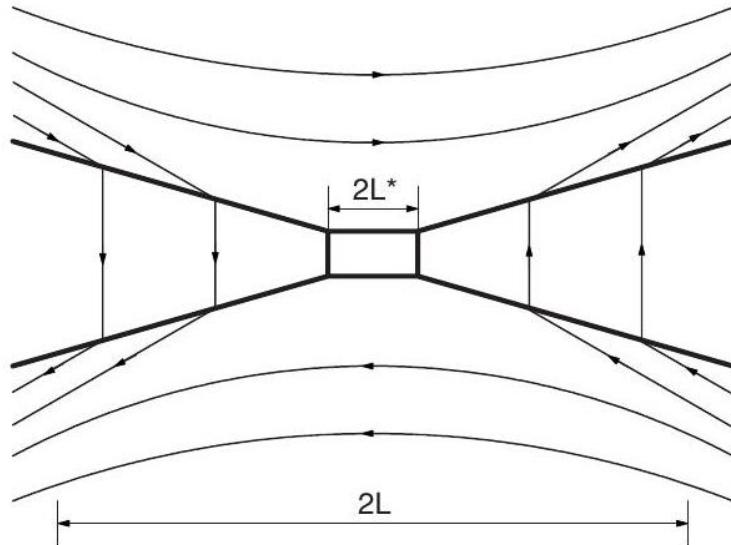


Figure 16: Petschek model.

在下游区域中，通道内的磁场基本上是垂直于电流层的 B_\perp 场。慢激波的速度是由这个横向 B_\perp 场支持的，是 $B_\perp/\sqrt{4\pi\rho}$ 。这个速度等于流入流的横向速度 v_R ，因此激波是静止的。由于激波负责下游流动，唯一需要考虑的问题是：激波开始的X点到 L^* 的距离是多少？

重联速度是Sweet-Parker速度的修正版，通过用 L^* 代替 L 实现，即：

$$v_R = v_A \sqrt{\Lambda/L^*} \quad (6)$$

要翻译的文本是：'faster than the Sweet-Parker velocity by $\sqrt{L/L^*}$.'

翻译为：比Sweet-Parker速度快 $\sqrt{L/L^*}$ 。

Petschek的结果表明，所有的MHD关系都能够独立于 L^* 的选择而得到满足，因此 L^* 可以任意小。Petschek发现，这个长度的短暂性被限制在 $L^* > L(\ln S)^2/S$ ，在这个长度处，激波中的电流会严重干扰上游流动。

Petschek提出这是正确的长度导致

$$v_R (\text{ Petschek }) = v_A \pi / 8 \ln S. \quad (7)$$

【该结论实际上与原始Petschek结论相差了2倍。 Petschek论文中存在一个小错误，由Vasyliunas(1975)指出了更正；参见Priest和Forbes (2000)。】

由于 $\ln S$ 大约是10或者20的数量级，Petschek模型预测重联速度非常快，是阿尔文速度的有限分数。但由于在两个主要应用中， S 很大，大约是 $10^{12}-10^{14}$ 的数量级，因此长度 L^* 必须非常短，即 L/S 。在大多数天体物理和空间应用中，这是微观长度。当他的模型被提出时，Petschek模型的Sweet-Parker层的这个极短长度并没有被评论过。人们意识到Petschek公式涉及到图层外侧的磁场强度 B_i 。由于激波电流产生的扰动，这个值可能比全局磁场强度 B_e 大或小得多。Petschek定性地选择了他对 L^* 的限制，以

使上游磁场没有受到严重扰动。Priest 和 Forbes (1986) 对 Petschek 模型中 B_i 和 B_e 之间的关系进行了定量化，他们表明，对于外部场的各种解， B_i 可以比 B_e 强得多。他们的理论预测，对于某些全局流，重联速率可以达到基于全局磁场 B_e 的阿尔文速度。

一直到III.A节提到的Biskamp模拟出现之前， Petschek模型的有效性没有受到挑战。Biskamp (1986) 表明，在电阻率恒定的情况下，Sweet-Parker模型是正确的。在这些模拟中，Biskamp确实发现了激波，但它们只在距离为 L^* 的位置出现，这与整体尺度 L 相当，比 Petschek 预测的要大得多。Uzdensky 和 Kulsrud(2000) 的规模化边界层数值模拟证实了这些结果。

11. 磁流体力学理论的最新进展

尽管 Petschek 声称在受冲击区域与非常短的 Sweet-Parker 区域(长度为 L^*)之间匹配速度没有问题，但 Biskamp 对这种平滑匹配表示怀疑。Kulsrud(1998年，2001年)试图从定性上理解支持冲击的横向磁场如何由外部重联的磁场形成。应该通过后者磁力线的旋转产生。粗略的估计显示旋转速度太慢，无法平衡沿阿尔费文速度向下游传输的 B_y 场的损失。似乎在将支持冲击的磁场与 Sweet-Parker 层中的磁场连接方面存在一些问题。

难点在于 Malyshkin 等人 (2005) 定量地表明，在所谓的联系中，评估在 X 点的 Ohm 定律的二阶导数被违反。他对于在 y 方向上没有引导磁场的情况的澄清如下。

在本篇综述中，除非特别说明，否则使用所谓的磁层边界坐标系，其中入射重联流在 x 方向，重联磁场在 z 方向，电流在 y 方向。

马里什金选择 X 点作为坐标原点，并假设该点周围完全对称。他在该点处评估了磁流体力学方程中的所有数量及其导数。

连续性方程为：

$$v \equiv \partial v_z / \partial z = -\partial v_x / \partial x \approx -v_R / \delta \quad (8)$$

“安培定律”是

$$j_y = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial x} \approx -\frac{B_0}{4\pi\delta}. \quad (9)$$

消去这两个方程中的 δ ，我们有

$$v \approx v_R 4\pi j_y / B_0. \quad (10)$$

现在， x 轴方向的运动方程为：

$$\rho v_z \partial v_z / \partial z = -j_y B_x. \quad (11)$$

将此式在原点对 z 进行求导，我们得到

$$\rho v^2 = -j_y \partial B_x / \partial z = -j_z \beta \quad (12)$$

其中 $\beta = \partial B_x / \partial z$ 。

欧姆定律是：

$$E_y + (v_z B_x - v_x B_z) / c = \eta j_y \quad (13)$$

将此两次关于 z 在原点微分得到：

$$v \beta = \eta c \partial^2 j_y / \partial z^2 = \eta c j''_y, \quad (14)$$

其中，' 表示对 z 的导数。这个方程是他的关键结果。

将 Sweet-Parker 模型中 $v \approx v_R / \delta$ 和 $\beta = B_x / L \approx \delta B_0 / L^2$ 代入，可得出式 (13) 近似成立。 j_y 的 z 尺度大小取为全局长度 L ，因此 $j''_y \approx -j_y / L^2$ 。如果我们假设在全局尺度 L 上， $x = \delta$ 处的 B_0 (等于 B_z) 的变化由外部平衡条件给出，则可以得出这个估计。

将Petschek模型与Sweet-Parker模型进行比较，我们发现Petschek的 v 比 L/L^* 要大，他的 $\beta \approx B_x/L^*$ 比 $(L/L^*)^{3/2}$ 要大，因此 $v\beta$ 比 $(L/L^*)^{5/2}$ 要大。另一方面， j_y 的比例尺长也为 L ，因为它受全局外部条件通过 B_0 控制。在他的理论中， $j_y \approx B/\delta$ ， δ 与 $1/\sqrt{L^*}$ 成比例，因此 $j'' \approx j/L^2$ 仅比 $(L/L^*)^{1/2}$ 更大。因此，除非 $L^* \approx L$ ，否则Petschek模型与第(13)式相矛盾。

通过这种方式，我们可以看到Petschek理论的难点是源于忽略了欧姆定律的二阶导数，而二阶导数实际上决定了激波的位置。事实上，我们可以看到 β 是 B_x 增长速率，而这个速率受到其他方程的限制，特别是受到 j 变化率的限制。从物理学角度来看， β 大致上表示重联线由 z 方向向 x 方向“转向”的速率，进而形成激波支撑的横向场。

Malyshkin将这个论点扩展到包括电阻率在 L 相比较短的距离 L_η 内有限变化的情况。他证实了MHD模拟中的结果，即冲击波必须从电阻率的尺度大小开始。他还考虑了电阻率依赖于电流密度的Sato-Hayashi情况，并确认了Kulsrud(2001)和Uzdensky(2003)提出的定性模型。他们表明，如果电阻率对电流密度的依赖非常敏感（即，具有大的梯度 $d\eta/dj$ ），则可以通过这种方式自然地将电阻重联增加很多，因为这允许电阻率的非常小的尺度。

Malyshkin的研究结果证实了对于恒定电阻率MHD的Petschek模型存在疑虑。他表明当电阻率不是恒定的时候，激波出现，并且它们从电阻率尺度长度开始。

12. 最近用于研究重联接的主要设施和手段

最近的重联研究的独特之处在于利用了多种研究工具取得了在科学领域的重大进展，包括计算机模拟软件、太空卫星和专门用于磁重联研究的实验室实验。卫星数据已经被成功地应用于探究太阳和磁层等离子体中的重联现象。最近的实验所研究的等离子体系统符合磁流体力学的全局条件，即 $V_A/c \ll 1, S \gg 1$, and $\rho_i/a \ll 1$ ，提供了磁重联的真实例子。在本节中，我们重点介绍早期电子电流片实验、合并球状磁体实验和现代实验室实验、重联研究的主要卫星以及数值模拟代码的当前状况。

13. A. 專門的實驗室測試關於再連接的實驗

14. 早期重联实验

在1980年之前，大部分专注于磁重联研究的实验都是在短脉冲的“捏”等离子体或持续几微秒的高密度脉冲等离子体放电中进行的(Bratenahl和Yeates, 1970; Syrovatskii等, 1973; Baum和Bratenahl, 1974; Frank, 1974; Ohyabu等, 1974; Syrovatskii, 1981)。虽然高空间和时间分辨率的诊断工具当时并不可用，但仍然取得了有趣的发现。在Bratenahl和Yeates(1970)的实验中，重联速率被测量出来大于经典值，并被归因于电子对中性层中离子的漂移产生的可能微不稳定性，虽然没有进行定量分析。这些实验都是在碰撞主导的MHD区域中进行的，实验中达到的较低Lundquist数($S = 1 - 10$)使得量化比较结果与基于大S的MHD理论变得困难。尽管存在这些困难，但是中性层的电流密度剖面被磁探头测量，并且密度剖面被Frank等人在($< 1\mu s$)的阿尔芬传播时间内进行了测量。(Frank, 1974; Syrovatskii, 1981)。图17(a)展示了他们的实验设置，其中在一根直柱体沿着轴线 z 诱导形成了一个平坦的电流层。图17(b)显示了在垂直于中性层的 y 轴(不是常规坐标系)方向上开始重联磁场的时间演化情况。在磁声波汇聚之后，在 y 轴中性线附近开始形成延伸于 x 轴方向的电流层。最终的层厚似乎是由重联磁场和等离子体动力学压力的压力平衡来确定的(Syrovatskii, 1981)。

在一个线性等离子体实验中(Stenzel和Gekelman, 1981; Gekelman等, 1982)，使用带有强引导场($B_G \gg B_{\text{reconn}}$)的平行导体板电流研究了磁重联。通过在图18(a)所示的两个平行片导体中驱动电流，创建了一个重联区域，并使用基于多个可重复等离子体放电的内部探针进行了磁重联的详细本地研究。

实验在一个圆柱形真空室(直径为1.5 m, 长度为2 m)中进行，其中使用1 m直径的氧化物涂层阴极产生低压放电(氩气, $p \sim 10^{-4}$ 托)。等离子体参数为 $n_e \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 和 $T_e \sim 10 \text{ eV}$ ，电子-离子碰撞平均自由程为 $\sim 2 \text{ cm}$ ，轴向磁场为12–100G，且在等离子体电流约为1.5kA时， $\beta_{\perp} \sim 1$ 。

电子被磁化($\rho_e \ll L$)，而离子在磁重联接区域以外仍未被磁化($\rho_i \gg L$)，这种状态通常被称为电子磁流体力学(EMHD)状态。等离子体在很大程度上具有电阻性，伦德数很小($1 < S < 10$)。虽然报道称观测到了Petschek慢MHD激波(Stenzel和Gekelman, 1979)，但由于实验是在EMHD状态下进行的，因此无法在理论上得到支持。

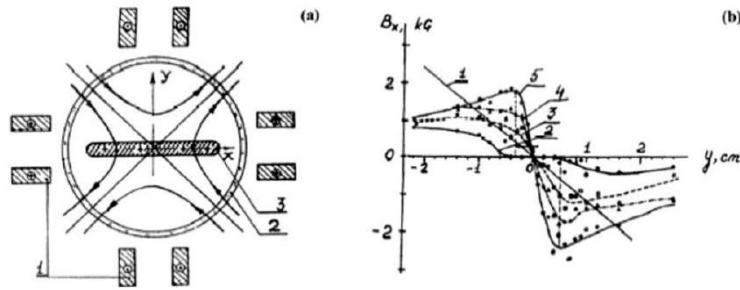


Figure 17: EMHD reconnection experiments in a linear plasma device: coil and current sheet geometry (left) and measured magnetic field profiles at different times (right). From Frank, 1974.

这项实验在研究重联区域中的EMHD动力学和与电流片形成相关的局部微观物理以及识别向导场关联机制方面非常引人注目。在扩散区域内测量了电子压力 $n_e T_e$ 、磁力密度 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 和离子速度矢量的轮廓。在少于两个阿尔芬传递时间($\tau_A \sim 20\mu s$)内发现了一个中性电流片。随着测量位置距阴极的进一步远离，中性片变窄。图18(b)显示了在 $y = 137\text{ cm}$ 和 $t = 50\mu s$ 时通过矢势 A_y 轮廓的场线，其中 y 是距离阴极的轴向距离，而 $t = 0$ 是放电开始时间。几个阿尔芬时间后，观察到了典型的等离子体流动模式，其中离子以接近阿尔芬速度的速度从中性片中喷出。粒子加速的二维特征已经被测量到(Gekelman等人, 1982)。图18(c)和18(d)显示了在 $t = 60$ 和 $80\mu s$ 时从扩散区域向外径向漂移的典型二维离子流。将等离子体上的局部力 $\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p$ 与测量的粒子加速度使用差分粒子探测器进行比较。离子加速度被观察到被波动湍流的散射强烈改变，观测到的波动被确定为斜长波。但并不清楚长波是否完全负责观察到的大离子散射率。后来得出结论，观察到的异常散射率和高电阻率在很大程度上是由于离子声波湍流导致的，尽管较高频率的斜长波也存在。长波对观察到的异常电阻率的作用尚未得出确定性结论。

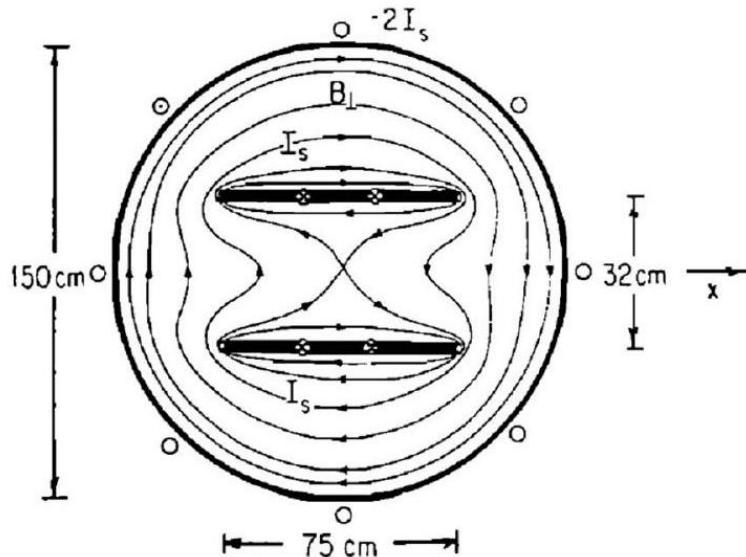


Figure 18: LPD experiment: (a) Cross-sectional view of experimental setup without plasma, (b) magnetic flux contours, and (c) and (d) ion velocity vectors. The magnetotail coordinate system (y is in the out-of-plane direction) is employed in this experiment. Adapted from Stenzel and Gekelman, 1981 and Gekelman et al., 1982.

实验中使用的强导向场的物理效应在数据分析中没有明确讨论，而预计其在力平衡中扮演了重要角色。在修改端电极形状后，他们发现中性电流片的演化取决于轴向磁场的强度。当轴向磁场从 20 G 增加到 100 G 时，经典的双Y形中性片拓扑结构变成了O形磁岛。这一结果后来在MRX设备中的MHD情况下被重现(Yamada等人, 1997a, 1997b)。电流片的稳定性也得到了研究。当电流片中心的电流密度超过临界值时，观察到中心附近的局部电流破坏，并且电流片的中心向两侧移动。这个实验被扩展成了一项3D研究(Gekelman and Pfister, 1988)，其中观察到了电流片的撕裂。

他们的实验首次对重联区域非MHD特征的局部结构进行了有价值的测量，并找到了重联速率与波动湍流之间的关系。重联的最重要问题之一是有关在与太空物理学相关的等离子体中如何形成扩散性中性层，但未得到答案，因为由于重联层过于靠近壁面 ($\rho_i \gg L$)，未满足全局等离子体的MHD条件。我们注意到，在图18中所示的离子流体行为中，离子的短平均自由程（与 L 相比）可能解释了这种现象。他们的线性等离子体中线绕捆扎的作用并不清楚。在随后的部分中，讨论了Lundquist数超过100，电子和离子均为磁化的MHD区域中的重联实验 ($\rho_e \ll \rho_i \ll L$)。

15. 等离子体合并实验

局部和全局磁流体力学(MHD)问题在碰撞球状干涉实验中以3D几何形态得到广泛研究，从中得知双重球状干涉形态是一种适于进行磁重联基础研究的配置。

16. A. TODAI球形马克3/4装置

在Todai Spheromak-3 (TS-3)实验中 (Yamada等人, 1990, 1991; Ono等人, 1993)，两个类球螺旋状的等离子体合并在一起，沿着环向对称的线接触和连接。类球螺旋是一种球形或环形形状的等离子体，其中自由力电流 ($j \times B = 0$) 建立一个平衡配置，这取决于在主轴上是否存在电流（通量）孔 (Taylor, 1986)。两个环向类球螺旋，带有相同或相反的环向电流和地磁场被强制合并通过受控外部线圈电流。这称为同向合并或反向合并，分别。图19 (a) 显示了TS-3合并实验的实验原理图。为了记录单次重联的内部磁结构，二维磁探头阵列被放置在 $R - Z$ 平面或环截止平面上。等离子体参数为 $B \sim 0.5 - 1\text{kG}$, $T_e \sim 10\text{eV}$, 和 $n_e \sim (2 - 5) \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ，电流参数为 $I_\phi \sim 0.5 - 1\text{MA}$ 。拓扑磁通的时间演化显示，相反螺旋度的类球螺旋的合并速度比相同螺旋度的类球螺旋的合并速度快[图19 (b)]。研究表明，对于两个反平行的扭转场等离子体的合并，中心扭转场很快降为零，而引力成为主导加速重联。使用相同的序列拍摄获得了相应的环向电流密度等值线(Yamada等人, 1991; Ono等人, 1993)，验证了磁重联接的重要2D特征。

观察到磁重联速度与全局外力之间存在强烈关联，即两个等离子体合并的速度。实验发现，磁重联速率 γ (由通量转移速率 $(1/\Psi)\delta\Psi/\delta t$ 定义) 几乎与初始碰撞速度 v_i 成比例增加。这一结果无法用基于局部动力学的Sweet和Parker和(或) Petschek的经典2D MHD理论来解释。该实验表明，外部驱动力在决定磁重联速率方面具有重要意义，并支持驱动磁重联模型的一个重要方面。

Ono等人(1996)观察到在两个具有相反螺旋度的环向等离子体磁场线合并后，沿着环向方向出现了一个剧烈的等离子体加速现象。当重联进行时，观察到了环向弹弓效应(Yamada等人, 1991)的证据。在这个环向场销毁的动态重联过程中，预计将磁能转化为等离子体的热能。在反螺旋度合并期间测量到了强烈的离子加热现象，具体细节见第V.B节。

17. B. SWARTHMORE SPHEROMAK实验设施

Swarthmore Spheromak Experiment (SSX) (Brown, 1999) (图20) 研究了通过合并球形磁团也能进行磁重联，重联物理学尤其是它的全局特征在多种几何形状且直径从0.17到0.50米变化的实验中得到了研究(Brown, 1999; Cothran et al., 2003; Brown et al., 2006)，使用了由两个相同的铜容器构成的不同类型的保磁导体。两个反向螺旋度的球形磁团的合并在中面板处产生了湍流三维磁重联动力学。在该装置中应用了许多光学诊断方法。通过HeNe激光干涉仪监测了平均线电子密度(Brown et al., 2002)。等离子参数与TS-3相似， $n_e = (1 - 10) \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 40 - 80\text{eV}$, $T_e = 20 - 30\text{eV}$ (通过软X射线辐射推断得到)，典型的磁场为0.1 T。离子旋回半径远小于等离子体外部保磁边界的半径(由圆柱形铜壁定义)。Lundquist数 S 在100-1000范围内，使SSX球形磁团的全局结构完全处于MHD区域 ($S \gg 1, \rho_i/L \ll 1$)。

Alfvenic outflow的测量已经用电静态离子能量分析仪(Kornack et al., 1998)和光谱学法(Brown et al., 2006; Cothran et al., 2006)进行了测量。中平面处的离子流和温度 T_i 的线平均值是用1.33 m离子多普勒光谱仪测量的。

18. 受控驱动重联实验

进行一系列专门的实验研究，通过控制的方式制造一个典型的重联层以探究基本的重联过程。这些

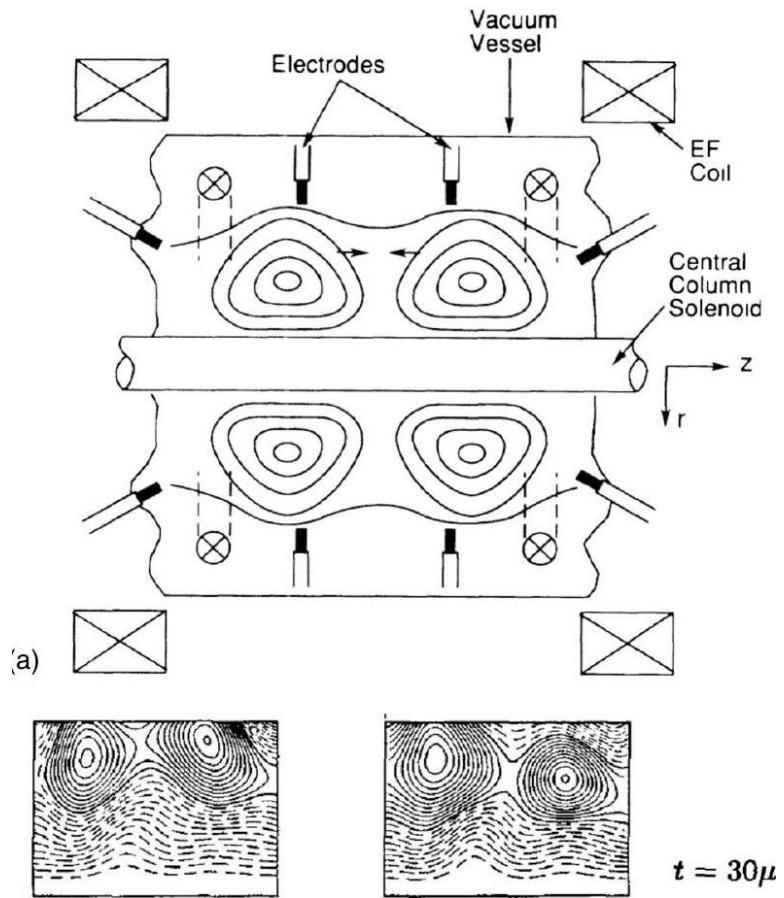


Figure 19: Plasma merging experiment in TS-3. (a) Experimental setup. (b) Evolution of poloidal flux contours for cohelicity (left) and counterhelicity merging (right). The plasma parameters are kept roughly the same for the two cases. From Yamada et al., 1990 and Ono et al., 1993.

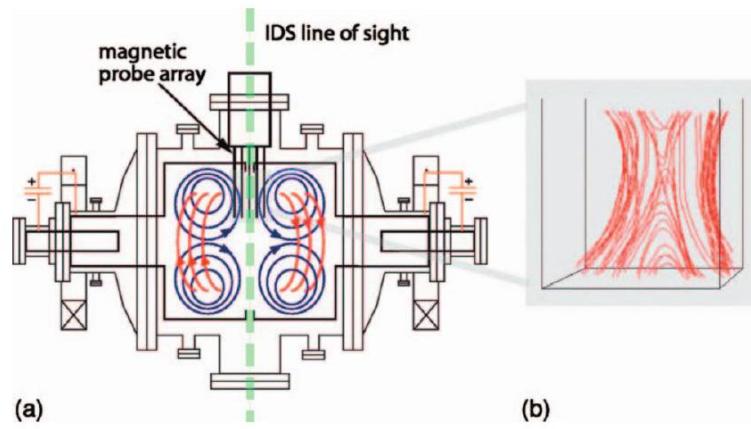


Figure 20: (Color) The SSX device for studies of local and global dynamics of magnetic reconnection. From Brown et al., 2006.

实验的目标不是模拟空间或聚变装置中的特定重联事件，而是提供关键数据来理解重联的基本过程。在这些实验中，可以通过将方向相反的磁场线驱动到中性层中，生成具有不同等离子体参数的可控制的重联区域，从而创建一个重联层。

a. MRX 设施

MRX 设备是在普林斯顿等离子体物理实验室于1995年建造的，旨在研究磁重联的基本物理学。另一个目标是获得对于聚变等离子体、空间和天体等离子体自组织现象的理解。该分析侧重于重联层的局部微观特征与外部驱动力和等离子体平衡演化等全局特性之间的耦合。重联层的局部特征已被广泛研究。总体初始几何形状是轴对称的（因此是二维的），但可以通过使其非轴对称来研究融合过程中三维的特性。全局等离子体特性可由 MHD 描述 ($S > 10^3$)，其中离子回旋半径 (1–5 cm) 远小于等离子体尺寸 ($R \sim 30 - 50$ cm)。实验是在双环形等离子体设置中进行的，其中两个环形等离子体与两个磁通芯独立地形成，并且通过极向磁场（如图 21 所示）驱动磁重联。每个磁通芯（图 21 中的黑色部分）包含一个扭曲场 (TF) 线圈和一个极向场 (PF) 线圈以产生等离子体放电 (Yamada 等人, 1981)。开始时，通过 TF 线圈电流（在扭曲方向上流动）建立四极极向磁场，在 TF 线圈中感应两个脉冲电流以在每个磁通芯周围创建等离子体放电 (Yamada 等人, 1997a)。在环形等离子体创建后，可以增加或减少 PF 线圈电流。对于上升的 PF 电流，每个等离子体的极向通量增加，并被推向 X 点（推模式）。对于下降的 PF 电流，共同等离子体中的极向通量被拉回 X 点（拉模式）(图 21)。对于标准条件 [$n_e \sim (0.1 - 1) \times 10^{14}$ cm⁻³, $T_e = 5 - 15$ eV, $B = 0.2 - 1$ kG, $S > 500$]，MRX 产生强磁化的 MHD 等离子体。电子和离子之间的库仑碰撞平均自由程在 0.1 – 20 cm 范围内。

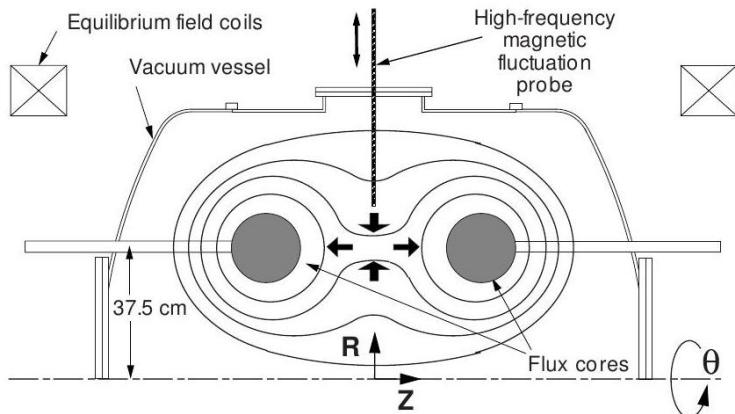


Figure 21: Experimental setup for the MRX and illustration of pull driven reconnection in the double annular plasma configuration. Adapted from Yamada et al., 1997b.

为了测量单次放电的内部磁结构，一个二维磁探针阵列被放置在 $R-Z$ 平面或者托卡马克切断面，其中 Z 是真空容器的轴。中性面轮廓被测量并且根据重联磁场的第三个（托卡马克）矢量分量，识别出不同形状的中性面电流层。当极向通量被驱向扩散区时，一个中性面就形成了，如图21所示。没有第三个分量的情况（称为零螺旋度重联），一个薄的双Y型扩散区已被实验测量，如图5和图13所示。有显著的第三分量（相同螺旋度重联），一个O型电流片出现了（山田等人, 1997b）。MRX的最新结果在接下来的部分中讨论。

19. B. 多功能环向设施

可塑的环向装置 (VTF) 磁重联实验 (Egedal et al., 2000) 是在麻省理工学院的等离子科学与聚变中心开发的。VTF 实验探索了无碰撞等离子体中的快速磁重联，其中电子和离子碰撞之间的平均自由程远大于强变向导磁场配置下等离子体的尺寸。VTF 几何结构和一个环向截面如图 22 所示。纵向橙色结构是能够产生高达 10 kG 环向磁场的场线圈。最近对 VTF 中重联研究所获得的理解应用于对电子相空间分布在深磁尾重联期间进行的原位测量的解释。这对于在第 VII.B 节中讨论的 WIND 卫星观察到的重联事件具有特殊的相关性。

表I总结了目前主要用于研究磁重联物理的设备。磁重联的三维方面已在两个线性设备（Stenzel等

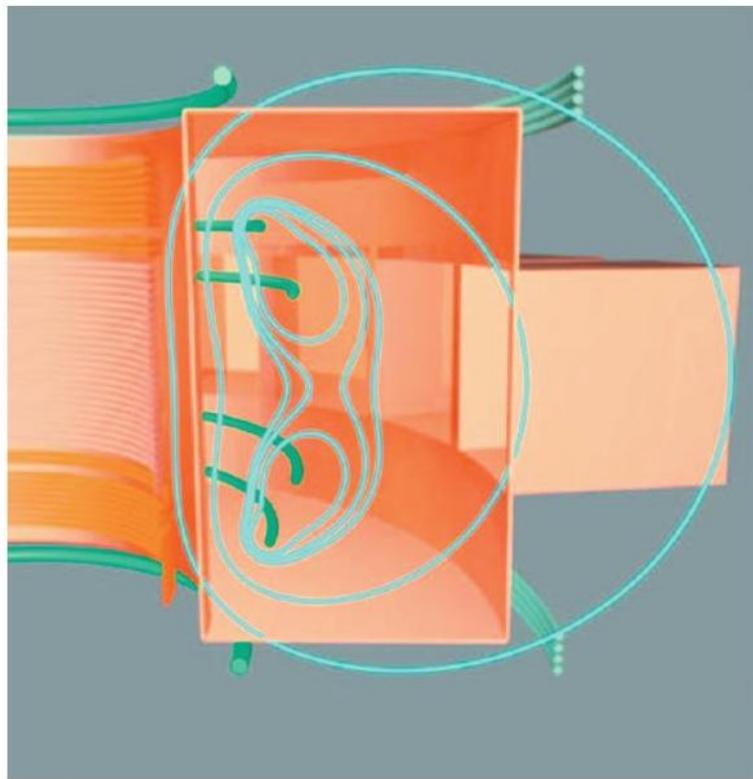


Figure 22: (Color) Poloidal cross section of the VTF. The solid blue lines show the poloidal field geometry (courtesy of J. Egedal).

人, 2003; Gekelman等人, 2007) 中进行了研究。两个新的线性设备, 旋转壁实验 (Bergerson等人, 2006) 和重联扩展实验 (Furno等人, 2007), 最近被用于研究磁重联, 特别是在线束绑效应方面。

20. B. 用于研究磁重联的卫星

已经发射了许多卫星来研究太阳耀斑的行为和地球磁层的动力学。在太阳大气层和磁层的磁重联接现象方面发现了许多重要发现。最近的卫星, 如TRACE和Hinode, 以小于一弧秒 (700公里) 的精细空间分辨率最生动地展示了太阳耀斑的拓扑变化。本节介绍了用于研究磁重联接现象的主要卫星。它们分为两类: 具有多种光学和X射线诊断的太阳卫星, 以及带有各种就地诊断以测量局部磁场和粒子速度分布函数的空间卫星, 时间分辨率小于一毫秒。

21. 太阳卫星

(a) **Yohkoh**。日本的太阳物理卫星Yohkoh (日语中的“Sunlight”)于1991年发射, 并观测了太阳冠层的X射线和 γ 射线长达十多年, 直到2001年12月。这相当于一个完整的太阳活动周期。Yohkoh揭示了太阳冠层非常动态 (图23), 磁重联通过观察各种冠状活动 (例如微耀斑, X射线喷流和CME) 在太阳耀斑能量释放机制中发挥了至关重要的作用。Yohkoh的观测刺激了磁重联的大量研究, 并导致了下一代日本太阳卫星Hinode的发射。

(b) **SOHO**, 即太阳和日冕观测卫星, 于1995年12月发射升空, 主要用于太阳研究。这是欧洲航天局和美国宇航局的联合项目。最初的计划是进行为期两年的任务, 但是SOHO通过软X射线图像提供了大量有用的磁重联数据。2003年, SOHO卫星捕捉到了近年来记录的最强太阳耀斑之一。

(c) 追踪。辐射传输区和日冕探测器于1998年4月发射, 是NASA太空望远镜, 通过提供高分辨率的太阳光球和过渡区到日冕的图像和数据, 研究细小的磁场和相关等离子体结构之间的联系。主要关注太阳大气中较低位置的日冕环的微观结构。该望远镜在对应于0.3至300电子伏特等离子体发射温度的一系列波长范围内拍摄相关的图像。TRACE对太阳冠的一幅图像如图1所示。

Table 1: Dedicated experiments currently operating for reconnection research.

Facility	Main features	Main references
3D-CS at GPI, Russia	Liner geometry Guide field	Frank et al., 2005 Frank et al., 2006
TS-3/4 at University of Tokyo	Plasma merging Compact torus	Yamada et al., 1990 Ono et al., 1993, 1996
MRX at PPPL	Driven reconnection	Yamada et al., 1997a, 2006
SSX at Swarthmore	Plasma merging Plasma merging Compact torus	Ji et al., 2004, 1998 Brown, 1999 Brown et al., 2006
VTF at MIT	Strong guide field Particle dynamics	Egedal et al., 2000 Egedal et al., 2005
RSX at LANL	Current channel merging	Furno et al., 2007
RWX at Wisconsin	Line tying	Bergerson et al., 2006

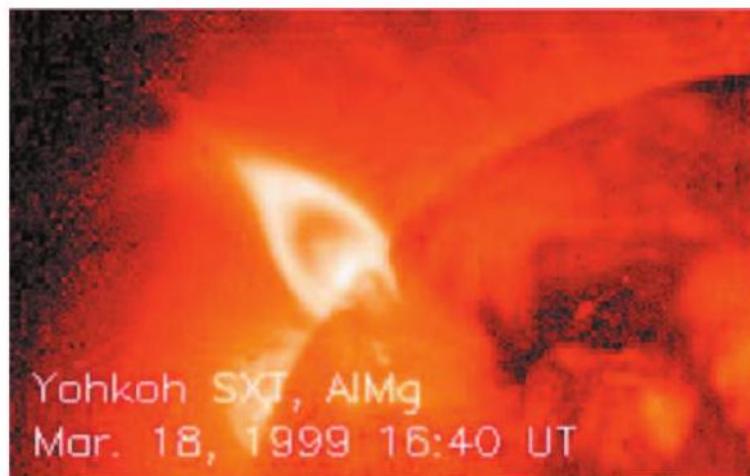


Figure 23: (Color) Image from Yohkoh.

(d) 日出号。日出号是由日本宇宙航空研究开发机构与美国和英国合作开展的太阳任务。它是代替Yohkoh任务的后续任务，Yohkoh任务揭示出了磁重联的基本特征，并于2006年9月发射。该卫星被操纵到准圆形的太阳同步轨道上，位于昼夜交界处，这样就可以近乎不间断地观察太阳。日出号搭载三个主要仪器：太阳光学望远镜（SOT）、X射线望远镜和极紫外成像光谱仪。

22. 太空卫星

(a) 国际太阳-地球探测器。国际太阳-地球探测器（ISEE 1和2号）卫星于1977年10月发射，提供有关磁层重联的数据[例如，参见Russell和Elphic（1979）]。数据显示了有关片状脉冲重联的证据。通量转移速率的测量结果与磁层界面侵蚀事件的推断速率相似。

(b) Geotail. GEOTAIL卫星是美国和日本的合作研究项目，于1992年发射并提供了关于重联的关键数据。主要目的是使用多个仪器研究磁层尾部区域的结构和动力学[例如，Murata等人（1995）]。轨道覆盖了磁层尾部的广泛距离范围： $8 - 210 R_E$ ，其中 R_E （= 6371km）是地球半径。这个轨道允许研究磁层边界区域。

(c) 风。WIND卫星于1994年11月发射，是全局地球空间科学计划中的两个NASA航天器中的第一个。主要科学目标是为磁层和电离层研究提供等离子体、高能粒子和磁场数据，并研究近地太阳风中发生的

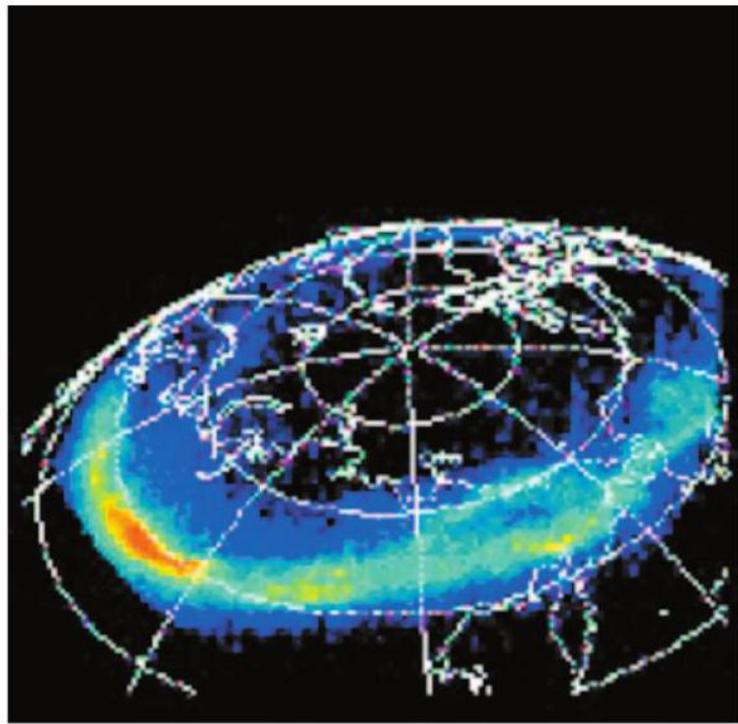


Figure 24: (Color) Image of aurora from POLAR satellite. From www.physics.umn.edu/

基础等离子体过程。来自该卫星的最新观测结果（例如，Mozer等人的研究（2002年），Øieroset等人的研究（2002年）和Phan等人的研究（2006年））在第V-VII节中讨论。

(d) POLAR卫星。POLAR卫星于1996年2月发射升空，位于高度椭圆形轨道上， 86° 倾角，约17.5 h一周。它提供了极光的多波段成像（图24），测量等离子体进入极地磁层和地磁尾区。POLAR卫星研究了极地磁层，随着卫星轨道的precession，观测到了整个赤道磁层区域。关于POLAR卫星在磁穿透和磁尾区重联研究中的数据描述在第六节中。

(e) Cluster。Cluster是欧洲空间局(ESA)一项任务，使用四个相同的太空船以四面体形式飞行，研究地球的磁层。这四个卫星于2000年发射，通过测量太阳风与地球磁场相互作用的三维数据以及其对近地空间及其大气层，包括极光的影响进行研究。太空船之间的距离可以在100至10000千米左右变化。太空船的高椭圆轨道将其近地点达到约 $4R_E$ ，远地点达到 $19.6R_E$ 。

(f) Themis. THEMIS任务于2007年发射，使用了由五个NASA卫星组成的星座，研究了地球磁层或亚暴风雨中的能量释放，这些磁现象增强了地球极地区域的极光。该任务的名称是亚暴风雨期间事件和宏观相互作用的时间历史的缩写，暗示着泰坦神话中的THEMIS。每个卫星都携带相同的仪器，包括磁通量计、静电分析仪、固态望远镜、搜索线圈磁强计和电场仪。

23. 磁重联的数值模拟

过去二十年间对磁重联的数值模拟已经产生了重要的新结果。本节总结了最新的进展，不旨在评估数值方法。

模拟代码可以广泛地分为三类：(1) 连续体代码，(2) 粒子代码和(3) 混合代码。混合代码处理一种物种，通常为离子，作为粒子，另一种物种，通常为电子，作为连续体。最常见的连续体代码基于流体模型，可以是传统的单流体磁流体力学模型或双流体模型。有一些努力（例如Silin和Büchner（2003））试图通过使用Vlasov代码进行磁重联仿真，其中分布函数在真实空间和速度空间中都被求解。但这些研究相对较少，本文将不予讨论。

24. 流体模型

早期磁流体力学（MHD）磁重联模拟始于试图复制Petschek（1964）等人关于快速重联的MHD解的工作，如Sonnerup（1970）、Vasyliunas（1975）等人的研究。这些早期MHD工作通过引入局部异常大的电阻率（Ugai and Tsuda, 1977; Hayashi and Sato, 1978）或施加特定的入流边界条件（Priest and Forbes, 1986）成功地数值生成了解。虽然数值模拟可以用来验证分析模型，但是人们发现这些数值解与理论并不一致。Biskamp使用均匀电阻率无法在数值上找到Petschek解（Biskamp, 1986），引发了对分析模型的重新评估。从那时起，数值模拟已经成为研究磁重联的主流工具。

自1990年代以来，磁重联的MHD建模在计算能力和数值技术的快速进展下出现了爆炸式增长。这些技术细节的描述超出了本综述的范围，但目前MHD代码开发的以下一般趋势值得提及。MHD模拟使用越来越现实的全局边界条件。例如，在太阳风的存在下，磁层圈的三维模拟，高温聚变等离子体，太阳表面上相互作用的磁网络以及破坏性的日冕物质抛射等。这些3D MHD模拟用于预测磁重联在空间气象等情况下的全局影响。它们很少用于研究重联区域的详细动力学。局部耗散经常在简单的水平上近似。

另一种趋势是模拟电流片或耗散区域的局部动力学。不使用异常电阻模型，而是向MHD欧姆定律中添加Hall项。在Hall-MHD模型中增加了 $\mathbf{j} \times \mathbf{B} / en$ 项。它不会增加方程中的未知数，但是大大增加了空间和时间分辨率的要求。这限制了它们在非典型的天体物理等非常大的系统中的应用。

下一个更复杂的层次包括欧姆定律中第二个霍尔项 ∇P_e 。这里的 P_e 是标量电子压力，可能与离子压力不同。分别处理离子和电子流体是双流模型的主要特征，尽管大多数发表的文献都是在*isothermal*温度 $T_e = T_i$ 的限制下进行的。分别推进电子和离子压力需要模拟电子和离子热流，这些热流可能与磁场高度各向异性相关。在磁重联过程中实现各向异性热输运代表着一个数值挑战，但已经在一些双流数值模型中实施。一些无碰撞等离子体快速重联的重要特征已被Hall-MHD和双流模型成功地捕获。

25. 粒子模型

使用流体模型的理由是基于（至少）相似粒子之间的频繁碰撞。这在相对无碰撞的等离子体中经常不存在，而在这样的等离子体中可以观察到快速重联。磁重联的一些重要方面不能通过流体模型来准确描述。近年来，一些努力已经被做出来，包括在流体方程中引入修正项以考虑动力学效应（例如，Kuznetsova等人，2007年）。超越两流体描述的动力学效应包括带电粒子的加速或加热、非回旋对称压力以及由速度空间中的不均匀性（微观不稳定性）引起的不稳定性。

非对角项在电子压力张量中或电子非磁旋效应中产生的影响只能在动理学模型中研究。这可以通过广义欧姆定律看出。

$$\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} = -\frac{\nabla \cdot \mathbf{P}_e}{en} - \frac{m_e}{e} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_e \cdot \nabla \right) \mathbf{V}_e \quad (15)$$

该文段的中文翻译为：被用于法拉第电磁感应定律中。在流体模型中， \mathbf{P}_e 退化为标量压力 P_e 。由于 $\nabla \cdot \mathbf{P}_e = \nabla P_e$ 是无旋的，所以它对于电子参考系下的磁场演化没有影响。在这种情况下，只有电子惯性破坏了被冻结的条件。

为了对高度非线性现象（例如磁重联）的完全动理学行为进行建模，全面解析理论变得极为困难。唯一实用的方法基于使用粒子在格子（PIC）技术进行数值模拟（Birdsall and Langdon, 1985），其中模拟的“宏观粒子”代表许多等离子体粒子。由于存在时间上（电子等离子体振荡时间与重联时间之间）和空间上（戴拜长度与系统尺寸之间，在通常在MHD尺度上）的大尺度分离，必须使用各种近似或折衷方法，以使模拟的运行时间在现代大规模并行计算机上实现合理延续。

在PIC仿真研究中，常见的折衷方案是使用大的宏观粒子来去除快电子等离子体振荡。有效的无量纲参数 ω_{pe}/ω_{ce} 在仿真中通常比实际等离子体中小得多（约为1），实际等离子体中则通常为100的数量级。尽管这种近似通常被使用，但其物理效应仍然不清楚。

离子与电子之间的大质量比提供了额外的困难。模拟区域的空间和时间维度受到电子在小空间范围内快速旋转的限制。为了克服这个困难，有两种方法：将电子视为流体或使用人工重电子。前一种方法通常称为混合模型，因为离子被动力学地处理而电子被视为流体。在这些混合模型中，可以研究离子动力学物理而忽略电子动力学效应。

有新型的混合代码：使用MHD代码模拟大尺度等离子体动力学，使用PIC代码模拟连接区域附近的小尺度动力学。挑战在于对MHD代码模拟区域和PIC代码模拟区域之间的连接进行数值上可行和物理上正确的近似。已经报道了一些初步的成功（Sugiyama和Kusano，2007年）。

26. 最近实验结果和观测的MHD分析

使用磁流体力学（MHD）模型，对实验室和空间卫星的现场观测中发现的重联过程进行分析已经取得了重要进展。这样的分析可以对主要的MHD模型的有效性进行定量测试，并为非MHD效应提供了洞察。本节介绍了最近在实验室和空间等离子体中观测到的磁重联接的MHD分析。

27. A. 磁重联的实验观测和磁流体力学分析

直到最近十年，磁流体力学模型的定量测试才首次在实验室等离子体中进行，尽管自从Sweet和Parker提出该模型以来已经有很长的历史。在本节中，我们将总结最近有关这些测试的结果，接着我们将探讨离子加热和流加速的观测结果。

28. 带有效电阻率的MHD分析

一个首要问题是：经典MHD理论是否能够量化地描述在高度碰撞的等离子体中，单流体假设成立的情况下，磁重联过程。通过在电子平均自由程远小于等离子体尺寸的碰撞等离子体中进行的中性层实验（Syrovatskii, 1971; Frank, 1974），并没有进行磁重联速率的量化分析。从在带有导引场和不带导引场的TS-3碰撞实验中推断重联磁通演化的速度，可以看出没有导引场情况下重联速度更快（见第V.B.1章）。

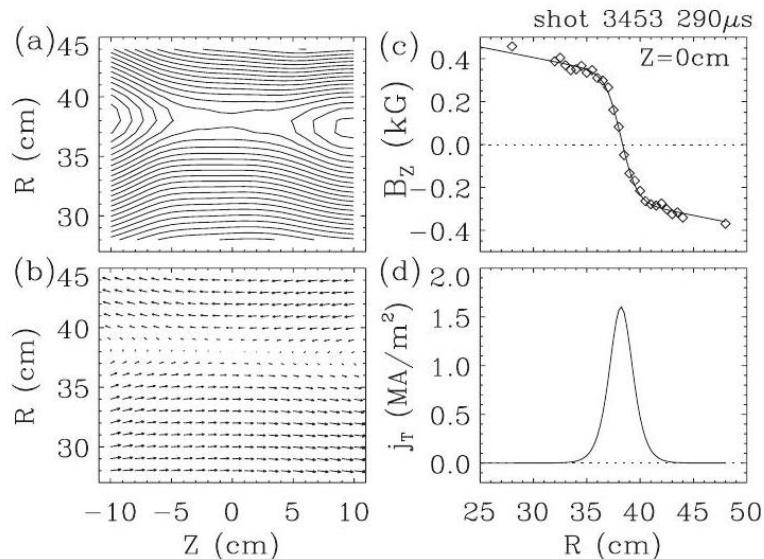


Figure 25: An example of magnetic profile measured in the MRX (a) vector plot of poloidal field, (b) poloidal flux contours, (c) measured radial profile of B_z fitted to $\tanh[(R - R_0)/\delta]$, and (d) deduced current-density profile. From Ji et al., 1999.

经典Sweet-Parker模型的首次定量测试是在MRX上进行的(Ji et al., 1998, 1999)，所有重要量都被测量或推导出来。图25显示了MRX高碰撞率情况下的磁场剖面示例。可以看到扩散区域的典型矩形形状。重联速度 V_R 是由 E_θ/B_z 确定的，其中重联电场 $E_\theta \equiv -(d\Psi/dt)/2\pi R$ ，而 B_z 是上游重联的磁场。测量得到的重联速率 V_R/V_A 与经典Sweet-Parker模型预测的速率 $S^{-1/2}$ 不一致。通过审查Sweet-Parker模型推导过程中各步骤的假设的有效性，发现了这些差异的原因。

检查连续方程式揭示了因等离子体可压缩性而产生的影响。关系式 $V_R = (\delta/L)V_Z$ 被取代为

$$V_R = \frac{\delta}{L} \left(V_Z + \frac{L}{n} \frac{\partial n}{\partial t} \right) \quad (16)$$

当电流片层内密度上升时，这种效应会加速密度积累阶段的重联过程。

一个下游等离子体的压强也起到了一定的作用。从运动方程来看，流出速度从通常的 $V_Z = V_A$ 减少到 $\kappa \equiv (2/B_Z^2) \int_0^L B_R (\partial B_Z / \partial R) dZ = 0.2 - 0.3$ ，其中 κ 表示下游张力力量的相对重要性，这在 Sweet-Parker 模型中被忽略了。更高的下游压强 ($p_{\text{down}} \gg p_{\text{up}}$) 可将流出速度显著降低至 V_A 的 10 – 20%。这种降低表明边界条件对确定局部重联接速率的重要性。这些影响的更多讨论可以在第 VIII.C 节中找到。

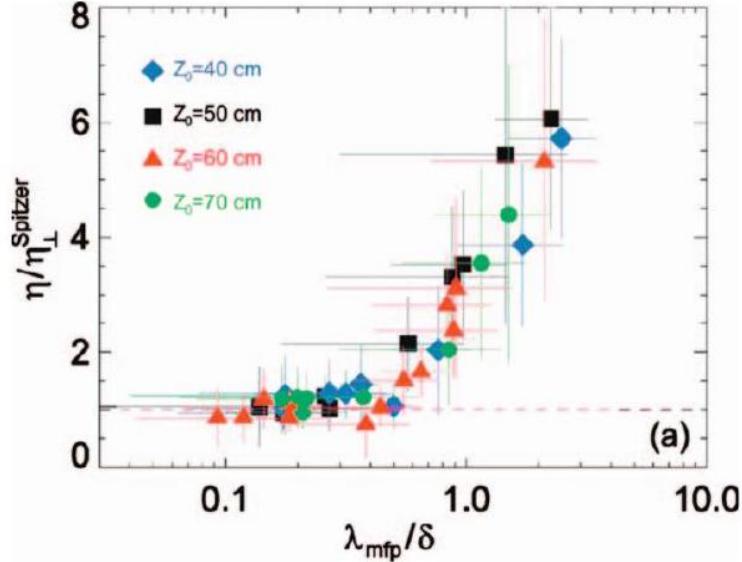


Figure 26: (Color) Effective plasma resistivity normalized to the transverse Spitzer resistivity as a function of inverse collisionality $\lambda_{\text{mfp}}/\delta$ for different flux core separations Z_0 in no-guidefield cases. From Kuritsyn et al., 2006.

$$V_Z^2 = V_A^2 (1 + \kappa) - 2 (p_{\text{down}} - p_{\text{up}}) / \rho \quad (17)$$

沿着电流（环向）方向研究了欧姆定律。在电流表面之外， $(\mathbf{V} \times \mathbf{B})_\theta$ 与重联电场 E_θ 平衡，但在电流表面内必须通过其他项来平衡。在MHD模型中，平衡项是电阻项，因此可以通过 $\eta^* = E_0/j_0$ (Ji等人, 1998年) 确定有效电阻率。当等离子体发生碰撞时，即电子平均自由程远小于电流表面厚度时，有效电阻率 η^* 与横向的Spitzer电阻率(Spitzer, 1962)误差在30%以内吻合，并且随着 $T_e^{-3/2}$ 变化 (Trintchouk等人, 2003年)。在平均自由程远大于电流表面厚度的相对无碰撞区域，测量到的电阻率值显著提高，如图26所示。

Sweet-Parker模型被广义化 (Ji等, 1998, 1999)，以包括上述三个修正：等离子体的压缩性、比上游更高的下游压强和有效电阻率大于Spitzer电阻率。

$$\frac{V_R}{V_A} = \frac{1}{\sqrt{S^*}} \sqrt{\left(1 + \frac{L \dot{n}}{n V_Z} \right) \frac{V_Z}{V_A}}, \quad (18)$$

其中， S^* 是通过有效电阻率计算的Lundquist数。图27显示了观测到的重联率与广义模型预测值之间的良好一致性。这个结果表明，在具有轴对称几何形状的稳定2D重联中性片中，可以使用SweetParker模型进行描述，并且可以进行推广。这个推广的SweetParker模型适用于有和没有引导场（分别为同向磁流融和零螺旋度）。

29. 导引场的影响

第三个磁场向量分量在重联过程中发挥着重要作用 (Kivelson和Russell, 1995年)。在地球磁层的

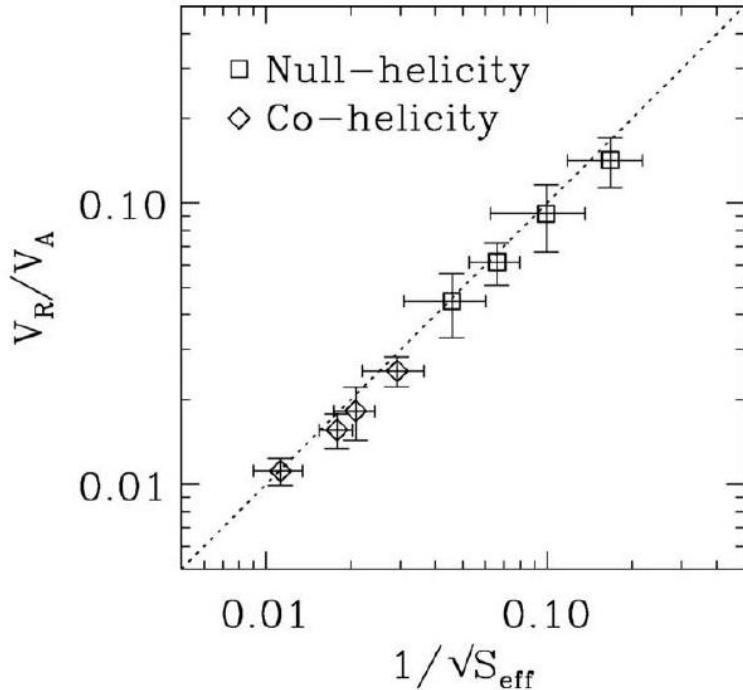


Figure 27: Comparisons between the experimentally measured reconnection rates and predictions by generalized SweetParker model at the MRX. From Ji et al., 1999.

日偏重联区，太阳风南向磁场（IMF）与地球向北的偶极场反平行合并，与在赤道面重联的速度比向北的IMF快得多。

在MRX中，重联电阻率被测量了有和没有引导场的情况(Kuritsyn et al., 2006)。在没有引导场的反平行重联中，横向斯皮策电阻率被测量。当有一个相当大的引导场时，测量得到的电阻率要小2倍，与平行斯皮策电阻率一致。斯皮策计算出 $\eta_{\perp} = 1.96\eta_{\parallel}$ 。在相对无碰撞的情况下，两种情况下都看到了显着的高于斯皮策值的增强。

合并实验表明，磁重联受到场线合并角度的影响(Ono等人, 1993; Yamada等人, 1997a, 1997b; Brown, 1999; Cothran等人, 2003)。为了确定重联线合并角度对重联速度的依赖关系，TS-3和MRX中外部导向场的大小被改变，同时保持重联场大致不变(Yamada等人, 1990, 1997a, 1997b; Ono等人, 1993)。当导向场接近零(重联角接近180°)时，重联速度达到最大值。随着导向场的增加，重联角减小，重联速度显着降低。在MRX实验中，观察到导向场存在时中性面显著变宽，2D型剖面从双Y形变为O形(Yamada等人, 1997a、1997b)。这种中性面的转化最初是由UCLA组在EMHD模拟时记录的(Gekelman等人, 1982)。一般来说，导向场重联下的重联速率比无导向场的情况显著低。观察到较慢的速率可以归因于以下原因：(1)沿着导向场的中性面电流的电阻率较小，(2)导向场抑制等离子体流动，(3)由于导向场的存在，等离子体的不可压缩性较小。第一个因素可能是由沿着场线的电流引起的，会导致较小的微湍流和Hall效应。第二个和第三个因素可能是由导向场在局部限制等离子体而导致的，提高下游压力并减少等离子体的可压缩性。进一步的研究对于评估导向场效应的物理学，特别是在第六部分讨论的二流体模式中，是必要的。

这里一个重要的问题是，在托卡马克锯齿状崩溃中，引导磁场非常强的情况下为什么重联会如此之快。这可能是由于三维全局磁流体力学不稳定性，在局部区域驱动快速磁重联接，如第VIII节所述。

30. B. 等离子体加热和加速

磁重联中最重要的物理问题之一是磁能如何转化成等离子体的热能和动能。在重联过程中，大量磁能会被转化成热能，而且能量转换率远大于经典耗散机制所预期的。

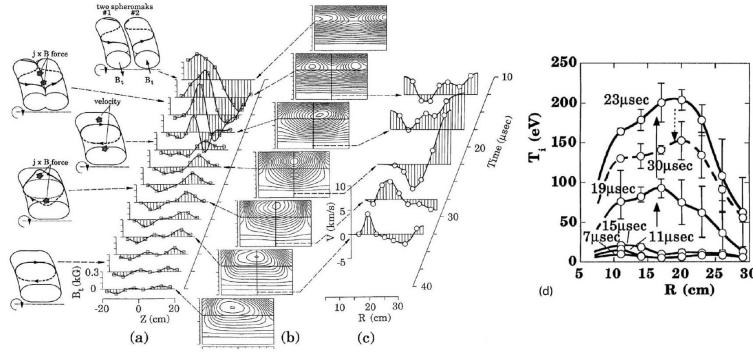


Figure 28: Outer-helicity plasma merging experiment. (a) Axial profiles of the toroidal magnetic field B_t at $r = 18$ cm, (b) poloidal flux contours on the $R - Z$ plane, (c) radial profiles of the ion global velocity V in the toroidal direction on the midplane, and (d) radial profiles of ion temperature T_i on the midplane during the reconnection of two merging spheromaks with equal but oppositely directed B_t . From Ono et al., 1996.

31. 等离子体合并过程中的等离子体加热

预计在两个拥有相反扭矩磁力线合并后，在环向方向会出现剧烈的等离子体加速度。TS-3实验观测到了这一点（Ono等，1993年）。图28（a）展示了环向磁场 B_t vs Z （在轴向方向）的临界曲线随时间的变化，对于在第IV.A.2节中讨论的反螺旋合并来说这是理所当然的。这个结果是通过在半径为 $R = 14$ cm处（匹配磁轴）轴向插入 B_t 探头阵列来获得的。起初，合并的等离子体形成了图中展示的 B_t 曲线，左侧为正，右侧为负。随着重联的进展， B_t 的值减少，但然后在 $t = 20$ 和 $30\mu\text{s}$ 之间翻转了 B_t 曲线（反转了极性）。这种过冲被看作环向弹弓效应的证据（Yamada等，1990年），正如图28（a）和28（c）所示。图28（a）在重联期间和后期描述磁场线的动态（3D）演化情况。数值MHD模拟显示在太阳耀斑过程（Matsumoto等，1993年）和磁层物理学（Hawkins等，1994年）中也出现了类似的3D效应。在这个动态环向场消失过程中，从磁能到等离子体热能的能量转换被期望发生。通过反螺旋合并记录到了强烈的等离子体加速和离子加热（Ono等，1996年），如图28（c）和28（d）所示。

局部离子加热由于重联已经在MRX中使用离子动力谱探针（Fiksel et al., 1998）放置在中性片区内被测量（Hsu等人，2000）。离子加热速率明显大于经典耗散预测值。SSX实验也被用来研究在合并期间的离子加热（Kornack等人，1998）。尽管他们的结果与TS-3和MRX的结果一致，但在重联平面观察到了一个沿阿尔芬速度的等离子体流的爆发现象。

32. 强离子加热在RFP中的重联

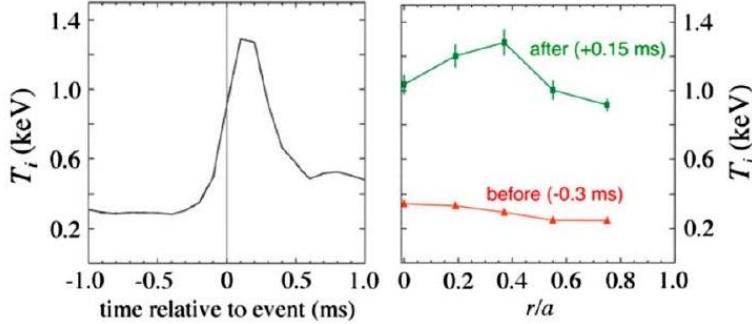


Figure 29: (Color online) Ion heating during reconnection. Left: Carbon ion temperature vs time at the core. Right: Ion temperature vs radius before and during the reconnection event. From Den Hartog et al., 2007.

在RFP中，重联和离子加热之间存在着很强的相关性，但确切的机制尚不清楚。在多次重联事件中，离子加热特别强劲——整个等离子体的温度会在 $100\mu\text{s}$ 内增加四倍（Den Hartog等人，2007）。图29展示了

重联事件中离子温度的时间和径向变化。多次重联事件的特点是撕裂模在共振面附近的幅值大幅增加，从而在等离子体外半径处非线性驱动MHD模式。在多次重联期间，磁场平衡明显改变，存储的磁能也大幅减少。

在氦等离子体中，主离子（He²⁺）的温度升高比在氘等离子体中主离子（D⁺）的温度升高更高。然而，在这两种等离子体中，杂质离子（C⁶⁺）的温度相同。在太阳风中也观察到少数离子的差异加热。

观察到的异常加热的原因尚待确定。Svidzinski等人进行了粘性离子加热的理论计算（2008），结果发现当径向流速的梯度足够大时，计算得到的加热速率与实验结果相当。然而，实验中尚未观测到如此陡峭的流速轮廓。发现杂质的加热速率远远大于轻质主离子的加热速率。需要进一步研究以确定观察到的离子加热的原因。

33. 观测到空间重联出流中加速等离子体

最近在太阳风中发现的重联耗尽现象为验证典型中性面图像提供了良好的测试基础，其中磁场和排出区域中离子的加速度一起反转(Gosling et al., 2005;Phan et al., 2006)。太阳风重联通常是由两个由日冕物质抛射形成的太阳风之间相互作用引发的。两个合并等离子体的磁场方向是明确定义的。在ACE、CLUSTER和WIND三颗卫星的协调测量中观测到了重联X线中加速离子的存在(图30)。

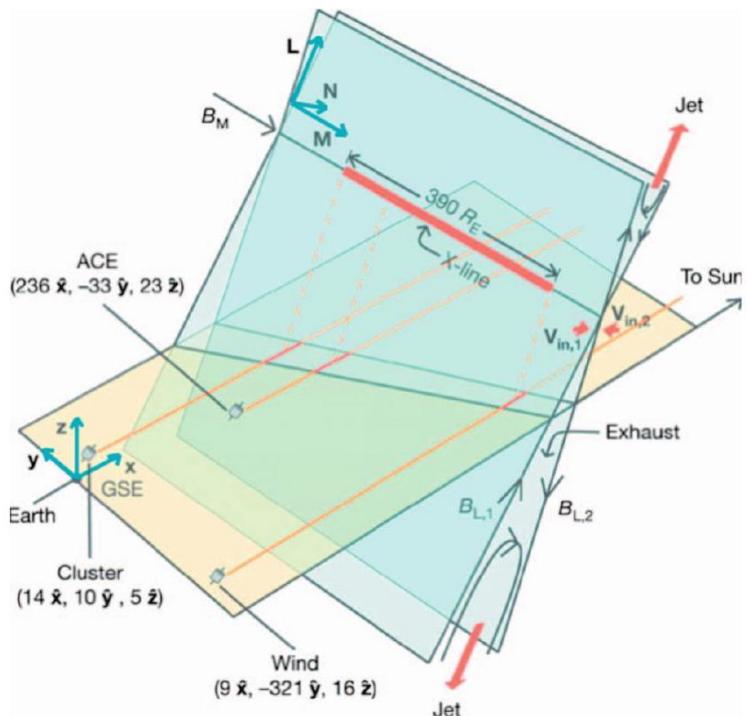


Figure 30: (Color) Diagram of the encounters of three satellites with regard to contemplated reconnection X lines. From Phan et al., 2006.

重联现象发生在电流片区（图中蓝色）中，在较大的反向磁场分量 $B_{L,1}$ 和 $B_{L,2}$ 之间沿X线发生。产生的双向等离子体喷流（仅限于重联耗散区）在X线远处被观测到。三个太空飞行器的位置以 R_E 为单位显示，并使用地心太阳黄道（GSE）坐标系： x 轴从地球指向太阳， y 轴指向黄昏方向， z 轴平行于黄道极。所有三个太空飞行器都比较靠近黄道平面（黄色）。ACE在簇系之前相对于地球朝向太阳行驶了 $222R_E$ ，而WIND则相对于簇系“向下”行驶了 $331R_E$ 。图中还显示了电流片坐标系，其中 N 沿整个电流片朝向法线方向， M 沿X线方向， L 沿反向磁场方向。电流片相对于太阳地球线倾斜 45° 。厚实的红色实线是假设的X线的一部分($390R_E$)，三个航天器观测到了此部分的影响。实线橙色线表示太阳风相对于航天器的轨迹，红色线部分标记着喷流与航天器的相交处。

所有三个卫星都探测到典型的特征，支持在磁场离子速度矢量曲线上的同一双分电流片区经过。虽然未直接测量重联区域（X线附近）的激波结构，但据建议这些数据与Petschek MHD模型相一致，其中

在排泄区域重联的场张力力使等离子体加速。这里提到的大多数观测都是在MHD背景下进行分析的，但显然需要进行两流体物理学分析，以准确描述结果，因为重联区域的尺寸与离子电子层厚度或离子回旋半径相当。在下一节中，我们将重点讨论两流体物理学。

34. 重联层的双流体物理学

如前所述，磁重联主要是通过磁流体力学理论描述的，该理论在等离子体研究的早期阶段得到了发展，将等离子体作为单一流体处理（Parker, 1957; Sweet, 1958; Petschek, 1964）。MHD框架是基于这样的假设：即在内部电流存在的情况下，电子和离子以单一流体的形式一起移动。但随着人们认识到在磁层等磁重联层中，MHD条件不再成立，离子变得非磁性，电子和离子之间的相对漂移速度可能很大。在磁层磁重联层（例如磁层边界上的磁重联层）中，重联层的厚度与离子皮深度 (c/ω_{pi}) 相当。由于磁场和等离子体动力学压力之间的力平衡，离子皮深度与离子回旋半径相当 ($B^2/8\pi \sim nT_i$ 导致 $c/\omega_{pi} \sim \rho_i$)，只有电子被磁化，导致中性面中出现强烈的双流体效应，特别是哈尔效应。这种效应被认为允许在重联区域内出现大的重联电场，因此负责加速重联速率，超过SweetParker速率。一般来说，双流体效应是由于大轨道离子和强磁化电子的不同行为而出现的。在高频率 ($\omega > \omega_{ci}$) 下，电磁或静电湍流也可以被激发，并且可以增加重联速率，如第VII节所讨论的。

35. A. 两流体重联的数值模拟

在过去的12年中，许多二维数值模拟（Mandt等, 1994; Ma和Bhattacharjee, 1996; Biskamp等, 1997; Horiuchi和Sato, 1999; Birn等, 2001）关于无碰撞中性层展示了基于两流体或动力学代码的Hall项($j \times B$)的重要性。在广义欧姆定律中，它允许一个稳定的（层流的）横向电子电流，这有助于产生大的表现电阻率并生成快速重联。Shay和Drake (1998)、Shay等人 (1998)、Horiuchi和Sato (1999)、Pritchett (2001)、Daughton等人 (2006) 及其他一些科学家，使用周期性和开放边界条件进行了大量的数值研究。特别是，在一个名为“大气环境建模(GEM)磁重联接挑战”的合作计划下，人们致力于确定两流体重联接的物理机制和速率 (Birn等, 2001)，并将其应用于地球磁层。出于这个目的，在一个无碰撞等离子体中，反平行（没有导向场）重联被广泛地研究。

从重联的基准研究所使用的数值计算中得出了一个常见的图像。图31 (a) 显示了一个典型的中性面 (Drake和Shay, 2007) 的场结构和离子和电子流动的动力学的示意图，以及Pritchett (2001) 的PIC模拟结果。如图31 (b) 所示，当离子进入中性层时，它们变得去磁化， 90° 转向它们的坐标系的重联面(x, z)，然后向外流出到出口方向。相反，磁化的电子主要沿分界线向X点方向流入，随着电子 $E \times B$ 运动使其向X点迁移时，磁场减弱。由于重联电场 E_y 引起的电子漂移 (E_y/B_x) 在X点附近变大，电子向外被喷出。图31中显示的电子流模式在重联平面中生成净环流，并创造了一种具有四极子轮廓的平面外磁场，这是霍尔效应的标志。类似的结果也被一个更简单的Hall MHD代码所得到，该代码没有包括电子和离子的粒子动力学 (Breslau和Jardin, 2003)。由于强烈的霍尔项引起的增加的电场 ($j \times B/en$) 表示电子处于稳定的层流横向电流状态，该状态对应于在重联平面内的磁通线的快速运动 ($E = -d\Psi/dt$)，这意味着磁重联接的快速速率。

一个重要的问题是重联速率如何依赖于耗散机制。GEM挑战 (Birn等人, 2001) 的一个重要结论是，重联速度对耗散机制不敏感，且远大于电阻性MHD重联速率。图32显示了不同模拟使用MHD代码、Hall MHD代码（包括Ohm定律中的 $j \times B$ 和 $\nabla \cdot P$ 项）、混合代码（无质量电子和粒子离子）和PIC代码时，作为时间函数的重联通量。所有运行都采用相同的哈里斯平衡状态以及有限的初始扰动。重联速率是不断上升的重联通量的斜率。如图32所示，除了MHD模型外，所有模型的重联速率无法区分，并明显快于MHD模型的速率。

由于各种模型中断开磁力线的机制不同（PIC中为电子惯性，其他非MHD模型中为超电阻），它们的结果支持重联速率对耗散机制不敏感的观点。据称由于悍跌波的色散关系 $\omega/k \propto k$ ，自耗散区域的电子总输出通量 $n_e v_x \delta$ 是恒定的，因为 $v_x \approx \omega/k$ 且 $\delta \approx 1/k$ 。因此，最终得出的结论是，重联速率主要由霍尔项决定，并且对耗散机制不敏感。在他们的模拟中，磁能只在X点附近的几个电子皮深距离内耗散。仍然存在一个问题，即GEM挑战是否正确解决了重联的一般问题，特别是引起磁力线断裂和磁能转化为等离子体能量的耗散机制。最近，使用PIC数值代码研究边界条件（周期性与开放性）的影响 (Daughton等人, 2006) 进一步努力，并将在第VIII节中讨论。在指导场存在时，电子压力张量项的影响 (Hesse, 2006)

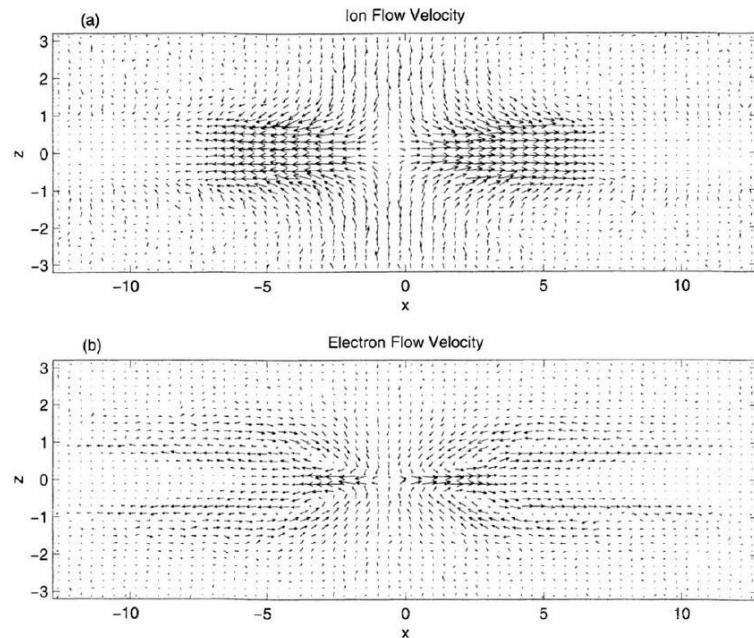
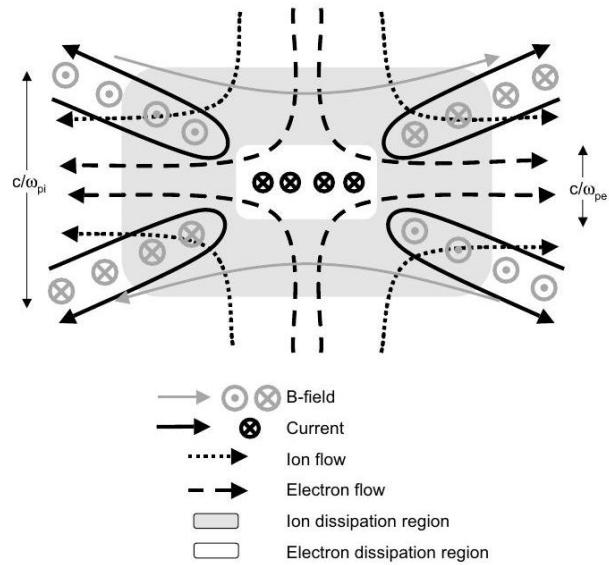


Figure 31: Two-fluid dynamics in the reconnection layer. (Top) Schematic diagram of the neutral sheet. From Drake and Shay, 2007. (Bottom) Patterns of ion and electron flows in the neutral sheet. From Pritchett, 2001.

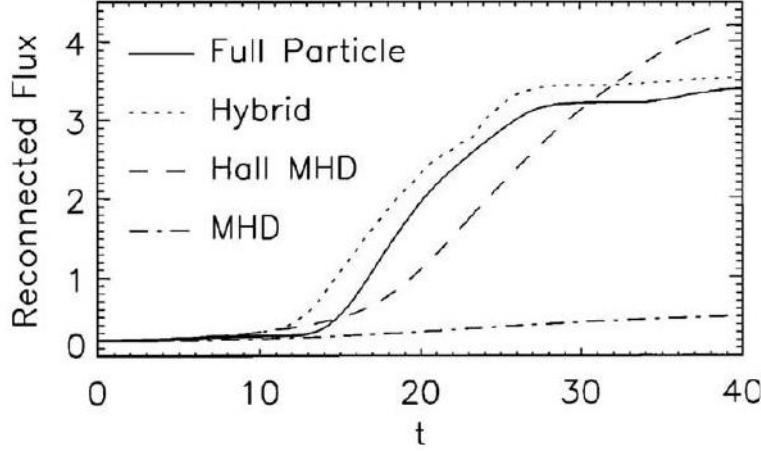


Figure 32: Reconnected magnetic flux vs time for four different codes for GEM projects: MHD, Hall MHD, hybrid, and full particle codes. From Birn et al., 2001.

在第VII节中描述。

一组两流体数值计算已经进行，以评估在碰撞或电阻存在时霍尔效应的影响。Ma和Bhattacharjee (1996) 报告，当双流体效应通过恒定电阻启用时，中性点的剖面从双Y形状变为具有冲击性重联接特征的X形状。当将电阻率设置为均匀且足够大时，获得了熟悉的矩形形状的Sweet-Parker层（图33）。当电阻率降低时，出现了两流体动力学的特征，其中包括双楔形状的中性点剖面（图33）。这个结果与MRX的最近观测结果描述相符。

在Hall效应在缓慢电阻性重联的顶端打开时，观察到冲击性重联（Cassak等，2005），对于一组给定的等离子参数，他们观察到两个稳定的重联解：一个缓慢的（Sweet-Parker）解和一个快速的Hall重联解。在某个临界电阻率以下，慢速解消失，快速重联突然发生并占主导地位。

GEM挑战计划(Birn等人，2001)发现磁重联的速度比电阻磁流体力学的磁重联要快得多，而且磁重联速率主要由哈尔项决定，而不是耗散率。一些人认为这会导致断线的耗散区域与全局区域分离。耗散区域较全局长度要短，因此Sweet-Parker和Petschek模型面临的长距离输运等问题得到缓解。图34显示，与Petschek模型描绘的情况类似，耗散区域附有长的分离面。

这一点由Daughton等人 (2006)的模拟得到了支持，他们扩展了模拟盒子并允许开放边界条件。他们发现，解连速率首先跟随周期性盒子模拟，但随后在等离子体接近新墙壁时减缓。这种模拟本身不考虑任何向后压力，因为一旦等离子体接触到墙壁，它的动力学行为就不再被考虑。

GEM模拟似乎适用于磁层，因为拓扑结构的变化是重联的主要原因，但不适用于太阳问题，这里能量转换是主要的关注点。因此，在后一种情况下，输入的磁力线必须非常长，如果带入的物质没有沿着一个很长的纵向距离移出去，则第一个重联的磁力线上的物质会阻塞重联并停止它。Uzden-sky和Kulsrud在MHD上下文中考虑了分离面上的背压问题（2000年），他们能够针对电流层外分离上下游平衡的分离面的流动获得分析解决方案。

36. B. 两流体重联的解析理论

在磁流体力学方程中，假设电子和离子的速度相等，因此只需保留其中一个速度，通常选择离子速度。这种情况发生在空间变化的标度尺寸大于离子皮深 $\delta_i = c/\omega_{pi}$ 时，其中 $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi ne^2/M}$ 。如果电流 j 在电流层厚度 δ 内保持不变，则磁场变化量 $\Delta B \approx 4\pi\delta j$ 。如果 $v_i - v_e \approx \sqrt{T/M}$ ，其中 T 为温度， M 为离子质量，且 δ 大于离子皮深，则为离子声速。

$$\Delta B > 4\pi ne \frac{v_i - v_e}{c} \frac{c}{\omega_{pi}} \quad (19)$$

因此，如果离子和电子的速度相差超过离子声速，则磁场变化量 ΔB 大于 B_0 ，其中 B_0 是层外的磁场。

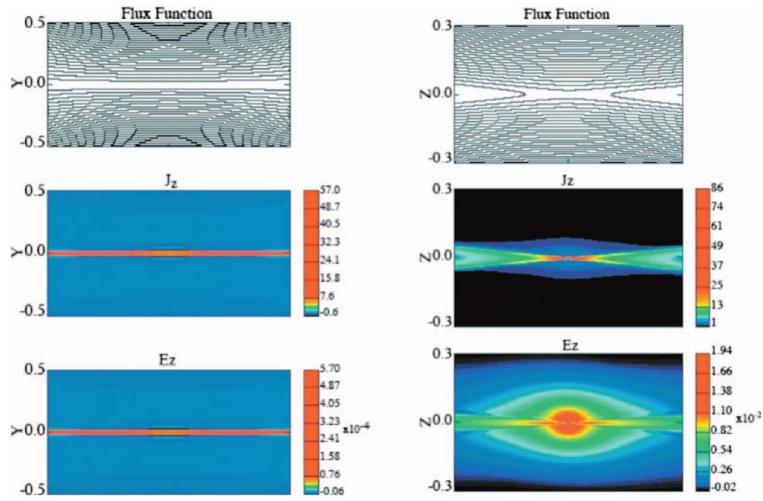


Figure 33: (Color) Change of reconnection layer profile. Comparison of numerical simulation with (a) resistive MHD and (b) Hall MHD codes in which the electron pressure gradient is included. Without a guide field, the measured profile of the MRX neutral sheet is in good agreement with these results of numerical simulations. Adapted from Ma and Bhattacharjee, 1996.

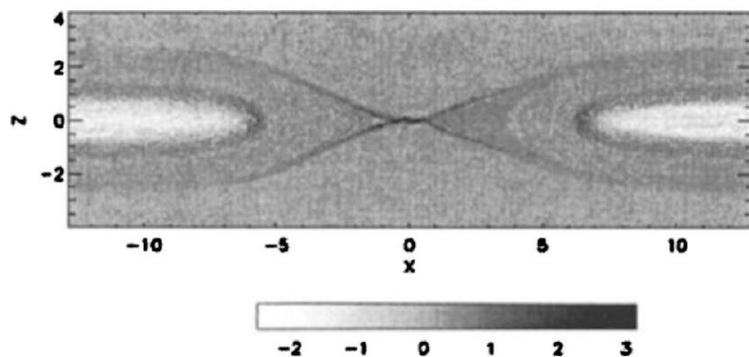


Figure 34: Out-of-plane electron current from a hybrid simulation. From Shay et al., 2001.

$$(\Delta B)^2 > \frac{4\pi n^2 T}{M} \frac{M}{n} = 4\pi nT \approx 2B_0^2 \quad (20)$$

在许多空间和天体物理学情况下，Sweet-Parker层的计算厚度 δ_{SP} 小于离子皮深 δ_i 。因此，不能保证两个速度接近或Sweet-Parker理论适用。离子和电子可以独立移动，层中的重联物理将与SweetParker模型不同，使得层厚度可以为更厚的离子皮深。例如，离子可以在更厚的层中流动，而电子可以在较薄的层中流动。离子质量流动可以比Sweet-Parker层中的流动大，而更薄的电子层可以让线断得足够快，以适应这种更快的下游质量流动。我们只需要更一般的Sweet-Parker模型中的连续性方程，而未确定的电子层的薄度由欧姆定律确定。在这个简化的模型下，得到的重联速度为：

$$v_R \approx (\delta_i/L) v_A, \quad (21)$$

被翻译的文本为：' which is faster than the corresponding Sweet-Parker reconnection velocity $(\delta_{SP}/L) v_A$.' 翻译后为：这个速度比对应的Sweet-Parker重联速度 $(\delta_{SP}/L) v_A$ 更快。

一流和二流体理论之间的数学差异在于不同的欧姆定律。一流体欧姆定律[公式(1)]与二流体欧姆定律有所不同，

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} - \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{ne} + \frac{1}{ne} \nabla \cdot \mathbf{P}_e + \frac{m}{e} \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \eta \mathbf{j} \quad (22)$$

其中， \mathbf{P}_e 为电子压张量。方程 (21) 即使针对单流体MHD也是正确的，通过设置 $\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_i = \mathbf{v}$ ，并忽略电子惯性和压张量项，可变成普通的欧姆定律。

Ohm定律的广义形式与电子的运动方程相同。

$$nm \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{P}_e - ne \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}}{c} \right) \quad (23)$$

因为 $\mathbf{j} = ne(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)/c$ 且 $\mathbf{v} = \mathbf{v}_i$ 。

当Sweet-Parker层比离子皮层深度 δ_i 小时，需要应用双流体动力学来描述磁重联。Sweet-Parker层厚度与离子皮层深度的比值约为 $0.2\sqrt{L/\lambda}$ ，其中 λ 是平均自由程， L 是电流层的总长度 (Yamada等, 2006年)。双流体制度与无碰撞制度密切相关。当平均自由程比全局长度长25倍时，霍尔效应成为主导因素。

两流效应可以通过二维 $x-z$ 平面的重联问题的例子来展示，其中重联场沿 z 方向。如果初始 B_y 为零(没有引导磁场)，则在普通磁流体力学中不能有 B_y 场，因为磁流体力学理论中分离了环向 y 分量和偏轴向 xz 分量的对称性。在两流体理论中，这种对称性被 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 霍尔项打破，产生一个环向 B_y 分量。Sonnerup (1979)在早期的关于磁重联的两流体理论的讨论中注意到了这一点。在关于撕裂模的两流体调查中，Terasawa(1983)也发现了相同的 B_y 场。

Mandt等人 (1994年) 给出了一个关于托卡马克场产生的物理解释，他们认为这是电子的环向运动导致的，并通过磁通冻结的方式将极向磁场线拉向环向方向。然而，这种解释还需要进一步考虑。方程 (21) 的分析表明，在没有压力项的情况下，电子确实会被“冻结”在电子流动中。然而，电子主要的环向运动是由于电子的压力梯度产生的抗磁流。因此，这种运动并不能拉动磁力线。为了实现磁力线的环向拖拽，需要额外的极向电子流，由极向电场驱动(Yamada等, 2006年)。

第二种解释是，环向磁场的产生来自安培定律以及电子的极向运动。这个图像更接近Sonnerup 和Terasawa用来展示 B_z 场存在的方程式。Uzdensky 和Kulsrud (2006)提出的这第二种解释将在下面详述(如图35所示)。

如果磁场纯粗向场没有外加 B_y 引导场，则离子旋转半径与电流层厚度 δ 相当，离子基本上是非磁化的。电子旋转半径要小得多，因此电子在磁场非常小的地方，如 $x=0$ 附近处以外，都沿磁力线运动。

随着重联的进行，磁力线进入重联电流层，而电子与之相连。它们的横向 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 速度使它们进入了离子不带磁的区域，离子密度受到重联过程的影响不大。虽然电子和离子的运动不是完全解耦的，但由于电荷中性，它们的密度必须相等以避免产生大的轴向电场。这种准中性条件不能仅由横向电子速度实现。电子必须沿着磁力线方向发展出速度，并且这些速度受到电荷中性的强烈限制。

在图35(b)中，随着磁力线管接近位于分界面附近，每个磁力线管的体积通量急剧增加，并且大部分的体积聚集在中面上，即 $z=0$ 处。如果没有平行电子流，中面附近的密度会下降，因为 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 流发散，所以必须有平行电子电流产生托卡马克磁场。(离子电流被假定很小。) 该图表明，这个托卡马克磁场具

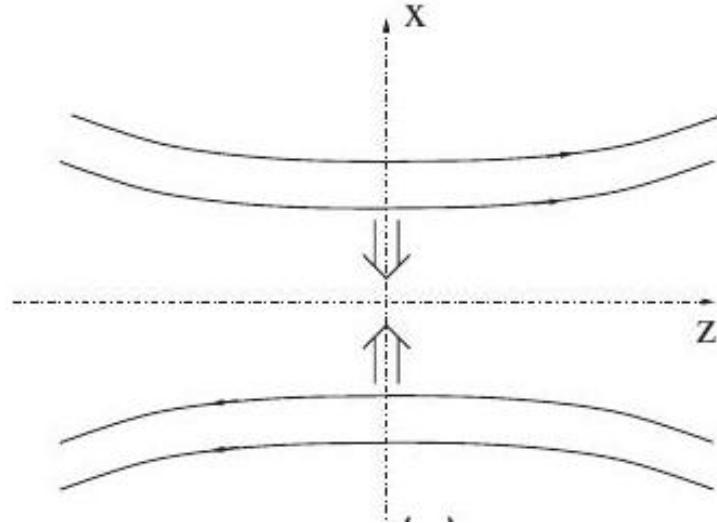


Figure 35: The basic idea of out-of-plane field generation. Adapted from Uzdensky and Kulsrud, 2006.

有四极特征，并在轴线两侧变化。分界面下游，电子沿着 $x=0$ 平面流离开，因为磁力线管移动时会收缩，因此平行电子电流的符号会翻转。

然而，在分离子附近，每个通量的体积会发散，就像平行电子流一样。由于托卡马克的环形场，这种流会在环向方向上加速并发散。因此，环向场也会相应地发散，从而迫使与该线捆绑的电子在环向方向上无限加速。因此，托卡马克惯性力和欧姆定律中的托卡马克电场力也变得相当。电子的极向速度不再与线捆绑在一起，可以从线上滑出，其中的磁化失败。这导致了分离子周围的边界层，在这层中，力线的移动速度可以比电子更快并断裂。对于任何点 $P(x, z)$ ，我们定义通量每单位体积 $V(x, z)$ 为单位磁通的磁通管中包含的体积，介于该点和 x 轴之间。

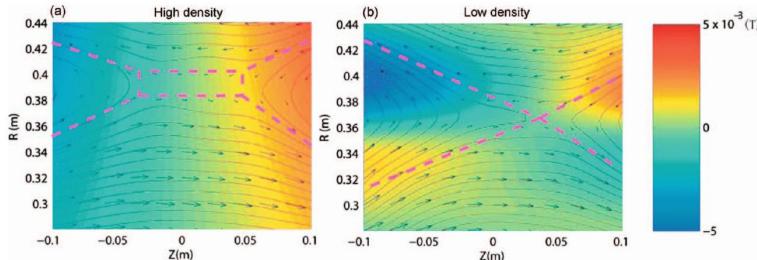


Figure 36: (Color) Comparison of the experimentally measured reconnection layer profile for two cases: (a) collisional regime ($\lambda_{\text{mfp}} \ll \delta_{\text{sheath}}$) and (b) nearly collisionless regime ($\lambda_{\text{mfp}} > \delta_{\text{sheath}}$). In-plane magnetic field is shown as arrows and out-of-plane field component is shown by the color codes ranged from -50 to 50G. Dashed pink lines show that the magnetic configuration changes from an elongated current sheet [Sweet-Parker type in (a)] to a double-wedge shape (Petschek-like) as collisionality is reduced. The predicted quadrupole structure of the out-of-plane magnetic component, a signature of Hall effects, is observed in (b). From Yamada et al., 2006.

环向磁场是：

$$B_y(x, z) = -4\pi n e E_y V(x, z), \quad (24)$$

其中 E_y 为重联电场。

如果离子密度在整个电流层内是恒定的，那么电子行为可以被数量化地处理。Uzdensky 和 Kulsrud (2006) 在第一象限 ($x > 0, z > 0$) 和分离子边界层之外发现了以下结果。其他象限的结果可以通过对称性找到。

任何一条 ψ 线上，环向位置是

$$y^2 - y_0^2 = 2\pi n e E_y (V^2 - V_0^2), \quad (25)$$

其中 y_0 是 ψ 线离开电流层的环向坐标, $V_0(\psi)$ 是此点的每个磁通的体积。
“环向速度和加速度为:”

$$v_y = dy/dt = 4\pi n e c E_y^2 (dV_0^2/d\psi) \quad (26)$$

This cannot be translated without additional context. Please provide the full sentence or paragraph that includes this fragment.

$$a_y = d^2 y / dt^2 = 4\pi n e c E_y^3 (d^2 V_0^2 / d\psi^2). \quad (27)$$

接近分离点时, $ma_y \approx eE$ 。

$$\psi - \psi_s \approx \sqrt{\frac{m}{M} \ln \frac{M}{m}} B_0 \delta \approx 0.06 \delta B_0, \quad (28)$$

其中 ψ_s 是分界面上 ψ 的值。 δ 是电流层的厚度, M 是离子质量。这个结果只适用于特定模型。
简单值向场层沿 x 轴的宽度为 $\Delta y \approx 0.25\delta$, 其中 δ 是整个电流层的宽度[图35(d)]。

37. 重联层中两流效应的实验观测

在过去的二十年中, 许多实验室实验为理解磁重联过程的局部双流体物理提供了重要数据。表格I列出了一些近期研究磁重联现象的实验设备。在本节中, 我们回顾了这些专门实验室研究所观察到的现象, 这些观察结果提高了我们对重联层中的双流体物理的理解。文中也描述了来自太空卫星的最新主要观测结果, 并将这些观测结果与前面提到的数值模拟结果进行了比较。

38. 重联层轮廓的测量

对重联层2D轮廓的详细研究提供了在该区域中起作用的物理机制的线索。自1970年代以来, 通过在受控制的方式下生成重联层, 已经在许多实验室等离子体中研究了重联层的轮廓(Stenzel and Gekelman, 1981; Ono et al., 1993; Yamada et al., 1997a, 2000)。在MRX中的驱动重联中, 通过改变其等离子体参数(如密度和温度), 研究了中性层的轮廓(Yamada et al., 2006; Yamada, 2007)。

观测表明, 中性面的二维轮廓在碰撞 ($\lambda_{mfp} \ll \delta_{sheath}$) 的情况下从矩形形状显著变化为双楔形状, 在无碰撞 ($\lambda_{mfp} > \delta_{sheath}$) 的情况下。与此同时, 随着碰撞性降低, 重联速率也会增加。图36展示了MRX中性面的轮廓如何随着碰撞条件的变化而变化, 其中磁场向量和通量等值线表示。在等离子体密度高的情况下, 平均自由程远小于层厚度, 识别出了类似于图14中Sweet-Parker模型的矩形轮廓, 并且测量得到了经典的重联速率。在等离子体密度低的情况下, 电子平均自由程比层厚度长, 出现像图36(b)所示的X形轮廓, 颜色编码显示出了显著的垂直平面四极场, 表明Hall MHD效应变得更加显著。在图36(a)的碰撞情况下, 不可辨认出垂直平面Hall场, 弱偏振环向场轮廓仅仅是两个流量核周围初始偏振放电所产生的赘余场。Petschek类型的X形轮廓与Sweet-Parker模型(图36(a))的轮廓差异显著, 并且在这个低碰撞性的情况下测量到了快速重联速率。这个结果是实验演示了碰撞性如何改变重联层的形状, 同时影响重联速率。在这种情况下, Petschek模型的关键标志——慢激波没有被识别出来。这个观察结果与最近包括两种流体效应和电阻率的数值结果相一致(Ma和Bhattacharjee, 1996; Bhattacharjee等, 2001)。在没有引导场的情况下, MRX中性面的测量轮廓与这些数值模拟结果非常一致。

由于卫星测量的测量位置数量有限, 直接测量磁层重联区域的2D空间剖面很困难。在太阳大气中, 有时可以通过太阳耀斑的软X射线卫星图像识别出2D的中性区状物, 但其确切的磁场剖面未知。基于高能电子通量轰击光球足点的顺序, 此区域似乎正在进行重联过程。为了用Sweet-Parker模型描述观测到的重联速率(Yokoyama et al., 2001)并解释明显快速通量转移, 等离子体电阻率或能量耗散必须异常地大于广泛区域。

39. 验证重联层中的霍尔效应

两流重联接的动力学如图31所示，预测由于电流与离子流的分离而存在强烈哈尔效应。在类似于磁层内所看到的一个无碰撞中性层中，情形相当于带磁电子沿电流方向牵引磁场线，从而产生一个垂直于平面的四极场。

a. 空间霍尔效应的观察

在磁层中，磁场重联的双流体物理学被分析为亚阳磁暴磁穿透区，其尺度大小为 $c/\omega_{pi} \sim 100 \text{ km}$ (Mozer等人, 2002)。

在电流片层分离点附近观察到了象征性的双曲正切平面场和正弦形式的垂直霍尔磁场。在磁场Y分量（进出纸面方向）、电场X分量（红色水平箭头）以及测量垂直离子流和基于MHD的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$ 之间的不一致性中，可以看到霍尔MHD和离子扩散区域的迹象（如图37（顶部）上浅色阴影区域所示）。详细数据如图37（底部）所示。霍尔场 B_Y 的振幅为45nT或 $\sim 0.55B_{x0}$ ，其中 B_{x0} 是磁层外区域的磁场渐近值。

最大的正常电场 E_X 约为 $\sim 30 \text{ mV/m}$ 或 $\sim 0.5V_A B_{x0}$ ，这与最近的数值模拟结果一致，该模拟表明X点周围存在一个较大的负电位井。在探测器穿越的位置，离子扩散区的宽度约为6倍磁层物质区的离子皮深度（或大约是6倍磁球层离子皮深度）。大约在报道同时，通过对GEOTAIL掠过白天磁层磁界面的数据分析，通过检测到四重极 B_y 场，证实了Hall效应 (Deng和Matsumoto, 2001)。另一份关于极化平面外四重极场的报告来自WIND卫星的数据，该卫星行驶在磁尾的重联层中 (Øieroset等, 2001)。最近，当卫星飞越离子扩散区时，研究了重联电场以推断重联速度 (Mozer和Retinò, 2007)。

40. B. 实验室实验中霍尔效应的观测

在MRX中，通过比较MRX几何模型的双流体模拟结果与实验结果(Ren et al., 2005; Yamada et al., 2006)，进行了更具有决定性的霍尔效应定量研究。在数值工作的帮助下，对双流体重联动力学的深入理解已经得到。该研究的结果如图38所示。

如图38（右）所示，重联的磁场线移动到宽度与离子皮深相当的中性面（重联层）内。当它们接近X点时，离子变得非磁化。在重联 (x,z) 平面（蓝线）中，离子流逐渐从 x 方向改变为 z 方向，旋转了90°。表明，磁化电子的流动方式完全不同（红色矢量），它们一直沿着磁场线流动，直到接近X点或分离面。

图38（左）中MRX实验数据显示，当电子通过重联接磁场分离面区域时，它们首先被加速朝向 X 点。在分离线处急转弯后，它们再向 Z 方向外流动。当比较实验数据和数值模拟（在黄色部分）之间的相应流动模式时，人们发现两者具有极好的一致性，并且实验数据展示了Hall效应的本质。MRX数据中电子流动的矢量表明，在经过中央分离面周围狭窄通道区域后，电子在经历初始加速后进一步加速。初始加速可能是由于重联接磁场在起源处减弱 ($B_z \sim 0$)，而重联接电场 E_y 等效，并产生更大的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ($\sim E_y/B_z$) 速度。迄今为止，这些MRX数据提供了现实等离子体中Hall电流的最具数量性的数据。

测量的电子流模式在重联平面中产生一个圆形净电流模式，从而创建一个具有四极子剖面的垂直于平面的磁场。在MRX上通过扫描90通道探针阵列测量了垂直于平面的四极磁场的二维剖面，图36（b）显示了在无碰撞重联过程中在扩散区内的这个垂直于平面的四极磁场的彩色轮廓及在重联（R-Z）平面中的重联磁场向量。这被认为是Hall效应的标志 (Birn et al., 2001; Shay et al., 2001)。这个过程可以被理解为一个机制，在这个机制中，向中性面电流的y方向流动的电子往往将磁场线拉向电子表面电流的方向。这张图的空间分辨率在Z方向是4cm（网格大小），在R方向是1cm，这是通过径向扫描探测器阵列并在每个位置平均多个放电获得的。Hall场的大小与数值模拟结果一致 (Ren et al., 2005; Yamada et al., 2006)。

在等离子体合并实验SSX的不同几何结构中(Matthaeus等, 2005年; Brown等, 2006年)，报道了类似于平面外的场的观测结果。根据 $j \times \mathbf{B}$ 力平衡，被认为测量了一个平面内的Hall电场。然而，为了验证他们的论点，需要对平面内压力梯度进行更精确的记录和等离子体空间电势的直接测量，因为在中性层中，根据Harris平衡， $j \times \mathbf{B}$ 力通常应该与 ∇p 平衡。

在MST反向场激摆装置 (Ding等, 2004) 中，使用远红外激光的法拉第旋转和磁探头在中央芯区和边缘进行了无碰撞重联区的实验测量，该区域带有强引导场。在等离子体核心区域，测量到的磁场表明霍尔效应在 $m/n = 1/6$ 的共振磁面连续层上强烈局限于螺旋结构中的重联层。

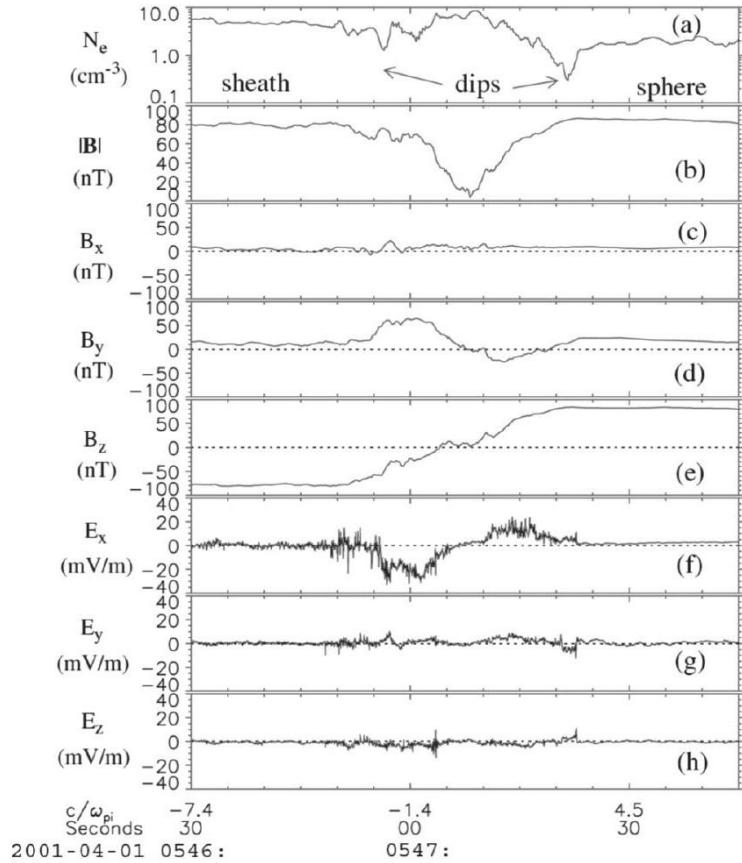
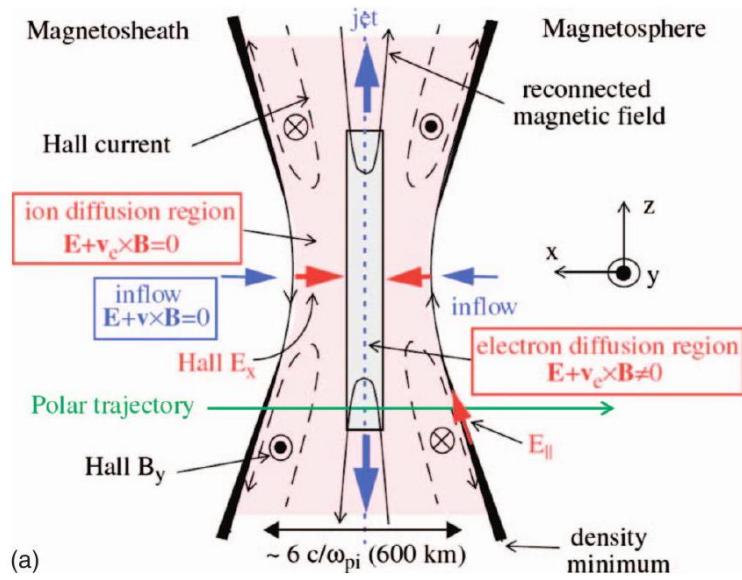


Figure 37: (Color) Conjecture flight path of the POLAR satellite in the modeled diffusion region (top) and data collected on 1 April 2001 (bottom). (a) The plasma density. (b)-(e) The magnitude and three components of the measured magnetic field at a rate of 8 samples/s, respectively. (f)-(h) The three components of the electric field in a frame fixed to the magnetopause. The electric field data rate was 40samples/s. From Mozer et al., 2002.

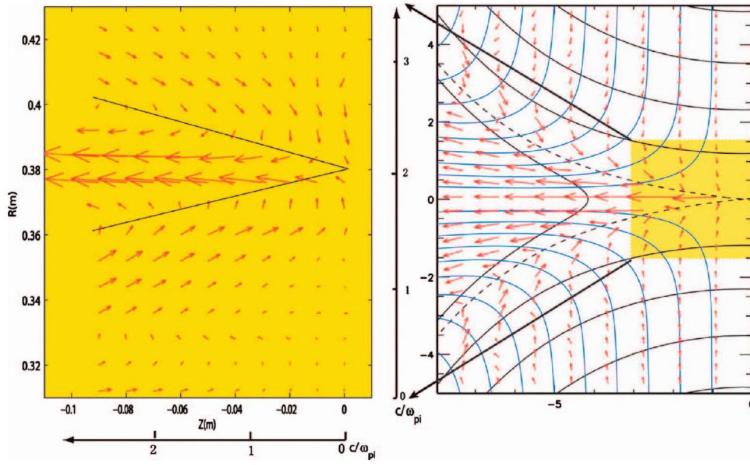


Figure 38: (Color) Comparison of 2D profiles of electron flow vectors from the MRX data measured by fine scale probes (left panel) and numerical simulation (right panel); the MRX data should be compared with the yellow-coded region in the right panel for the same spatial coverage in terms of c/ω_{pi} . In the right panel, patterns of ion flows (blue lines) and electron flows (red arrows) are superposed on the flux plot of reconnection field line (black lines). From Yamada et al., 2006.

41. 电子扩散层的识别

2D数值模拟的另一个重要预测是存在一个双尺度扩散层，在其中电子扩散层位于离子扩散层内部，其宽度为离子皮深（例如Pritchett, 2001）。最近在实验室等离子体中测量了电子流向量的更精确的轮廓。在MRX的中性面片中，确认了电子扩散区域，并发现解离磁场的电子在重联平面的流出方向上加速，如图39所示（Ren等, 2008年）。电子扩散区域的宽度，由电子流出的轮廓确定，随着电子皮深的变化而变化，比例为 $(5.5 - 7.5)c/\omega_{pe}$ 。电子流出速度按电子阿尔芬速度的比例变化 $[(1.2 - 1.6)V_A]$ 。但电子扩散层的厚度比2D数值模拟得到的值（参见第VII节）大三到五倍，这些值约为 $(\sim 1.5c/\omega_{pe})$ 。

已经进行了仔细的碰撞效应检查，以确定增强厚度应归因于它们的程度(Ji et al., 2008; Ren et al., 2008)。然而，电子流似乎会在电子扩散区域消散放慢，但总电子流出通量仍然与电子扩散区域的宽度无关。我们注意到即使存在尖锐的电子扩散区域，重联速率仍然主要由GEM项目得出的霍尔电场决定。离子流出通道的宽度明显比电子通道宽，这也与数值模拟一致。需要进行更全面的研究，以确定电子扩散层的轮廓如何影响整体重联动力学，包括能量耗散。

42. 在碰撞频率条件下重联速率尺度相关性

我们观察到，随着碰撞平均自由程的增加和等离子体进入两流体物理学范畴，重联接率（由有效局部电阻率表示）显著增加。它与等离子体的碰撞率定量缩放是怎样的？在MRX中，关于重联接电阻率的一个缩放是关于两流体理论的特征尺度长度与离子皮深 c/ω_{pi} 的比值以及MHD理论的Sweet-Parker宽度 δ_{SP} 的比值得到的。当 $c/\omega_{pi} < \delta_{SP}$ 时，经典的Spitzer电阻率在这个区域内获得。当离子皮深大于 δ_{SP} 时，重联接速率大于经典速率（Yamada et al., 2006）。图40展示了MRX中心重联接区处，归一化到Spitzer值

η_{SP} 的有效电阻率

$\eta^* = E/j$ 的缩放，其中

η^* 的测量如第V节所述。对比展示了最近一次Hall MHD数值模拟结果的缩放(Breslau and Jardin, 2003)。该图显示了一个判据，即当离子皮深（

δ_{SP} ）比Sweet-Parker宽度（

δ_{SP} ）大2倍时，Hall效应变得重要，重联接速率（或重联接速度）与经典Spitzer值（或Sweet-Parker重联接速率）不同。MRX缩放与Hall MHD代码的显然一致表明，增强电阻率主要是由于层流霍尔效应引起。在数值模拟(Birn et al., 2001)中，也得出结论，重联接电场主要是由层流霍尔效应产生的，即

$\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B}$

\times

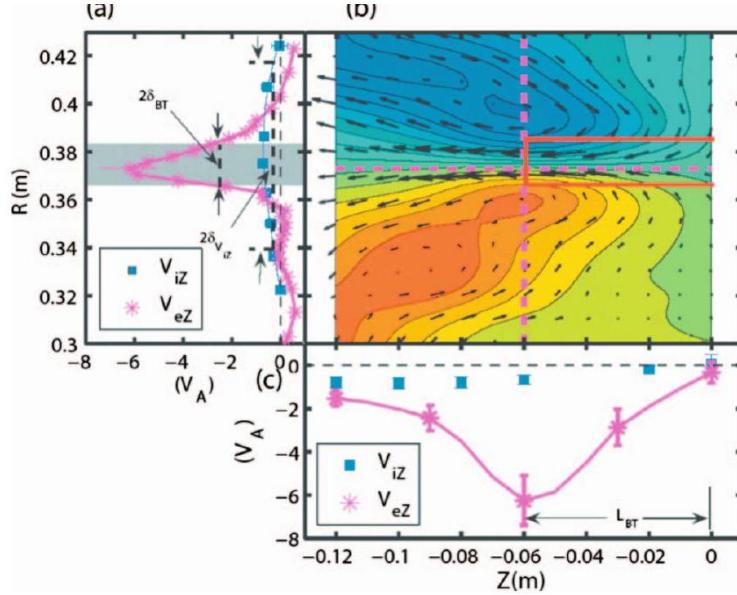


Figure 39: (Color) Experimental identification of electron diffusion layers. (a) The radial profiles of the electron outflow velocity V_{eZ} (magenta asterisks) and ion outflow velocity V_{iZ} (blue squares) measured in a helium plasma. (b) The two-dimensional profile of the out-of-plane field B_T (color-coded contours) and the in-plane electron flow velocity V_e (black arrows). (c) V_{eZ} and V_{iZ} as a function of Z . The magenta dashed lines in (b) represent the cuts at $Z = -6$ cm and at $R = 37.5$ cm along which the profiles in (a) and (c) are taken. From Ren et al., 2008.

boldsymbol{B} 项。

利用离子皮层深度与Sweet-Parker宽度之比，将关系转化为电子平均自由程与系统尺寸 (L , 片长) 之比的平方根，正如 Yamada 等人在2006年所示。

$$\frac{c}{\omega_{pi}} \frac{1}{\delta_{SP}} = 4.5 \left(\frac{\lambda_{mfp}}{L} \right)^{1/2} \left(\frac{m_i}{m_{iH}} \right)^{1/4} \quad (29)$$

其中 m_i 和 m_{iH} 是等离子体离子和质子的质量，假定 $T_e \sim T_i$, $\eta_{\perp} = 2\eta_{\parallel}$, 以及 $V_A \sim v_{thi}$ ($\beta \sim 1$)。以上MRX比例尺可以说明，当比值超过2时，重联接速率将会增加，这时重联接层的长度与电子平均自由程长相当。这个标准在MRX反平行重联接中已经被反复观测到，并证实MRX中观测到的增强电阻来自于Hall效应。在低碰撞性区域，当 $\delta/\lambda_{mfp} < 1$ 时（注意图中表示碰撞性的轴与26图翻转了），Hall场在整个重联区域内都扮演着重要角色，除了 X 点周围。重联速率的这个区间应该被扩展到指导磁场重联的情况下 (Yamada, 2007)。值得注意的是，尽管在Hall效应支配下，波动仍然可能促进重联事件的发生。它们甚至可能相互耦合。如果异常电阻足够大，它可以支配Hall项并改变两流理论的物理特性。尽管这种层流Hall效应在 X 点处变得几乎为零，但在异常电阻引起的湍流效应下，重联电场预计会在 X 线和分界线周围得到支持。在MRX的重联区域中观测到了爆发式的低频谐波湍流 (Ji et al., 2004; Ren et al., 2008)。在一項EMHD实验中观察到了离子声波 (Stenzel et al., 1982)，被归因于观测到的异常电阻（请参见第 VII 章）在热电子等离子体中 ($T_e \gg T_i$)。

43. 导向磁场的影响

由Pritchett和Coroniti (2004) 在开放几何空间进行的3D PIC模拟研究，探讨了引导场对无碰撞磁重联的影响。四极 B_y 模式被一个顺磁效应导致的引导场分量增强所代替，在磁隔离面之间形成。增强的平行电场和电子速度被限制在其中一对磁隔离面，而电流密度的峰值则在另一对磁隔离面上。这可以解释Yagi和Kawashima (1985) 和Frank等人 (2005, 2006) 观察到的两个早期现象 (如图41所示)，即在引导场存在的情况下，电流片在重联平面上似乎出现了倾斜。这种观察结果可以通过 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 力作用于从中心的中性片区域在重联平面上的电子出流上来解释。随着引导场的增加，电流片变宽，密度降低。关于引导场效应的更多讨论详见第VII.B.2节。

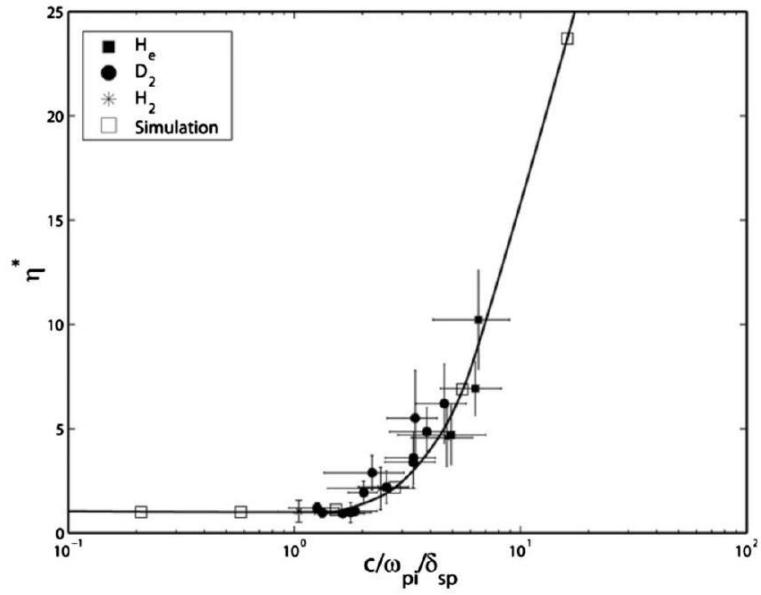


Figure 40: MRX scaling. Effective resistivity η^* ($= E/j$) normalized by the Spitzer value η_{SP} vs the ratio of the ion skin depth to the Sweet-Parker width is compared with numerical calculation of the contributions of Hall MHD effects to the reconnection electric field. The simulations were based on a 2D twofluid code. From Yamada et al., 2006.

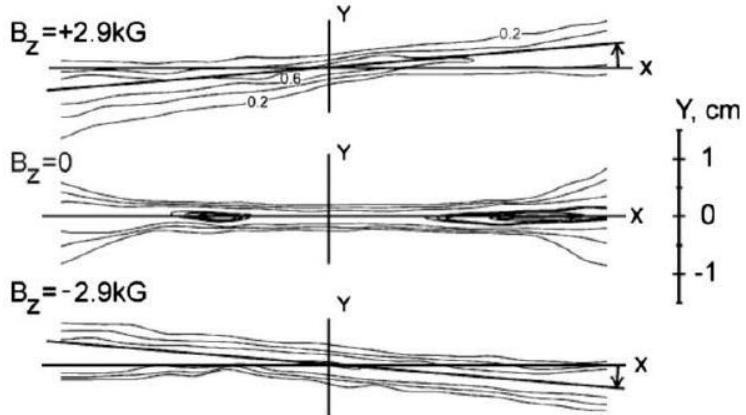


Figure 41: Density contours of the TS-3D neutral sheet for Kr plasma with different guide fields $B_g = 2.9, 0, -2.9\text{kG}$. Fill gas pressure p is about 20 mTorr. From Frank et al., 2006.

在存在强的引导磁场($B_y \gg B_x$)的情况下，重联速率会减少2-3倍 (Yamada *et al.*, 1990, 1997a; Ji *et al.*, 1998)。这与Horiuchi和Sato (1997) 进行的2D粒子模拟的结果一致。在碰撞等离子体中的实验数据与非碰撞区域的理论结果之间的一致性可能暗示着一个基本的物理机制，解答什么导致引导重联速率降低。所压缩的引导磁场的磁压可能会减缓重联层处磁化等离子体的输入。

44. 在磁尾中观测到的双流体效应

在子暴中，磁重联在磁尾中导致磁能的爆发性释放，如第III节所述。在子暴期间，观测到在中性片区处的低杂波频率下出现了磁噪声爆发。根据GEOTAIL卫星的数据 (Asano等, 2004)，在近地中性片区附近的地区发现了由Hall效应导致的电流片结构。还测量了二流体重联数值模拟中报告的负势阱特征。他们发现了远离X线的双峰电流片，将其归因于中性片的分离区域周围的Hall电流分布。

CLUSTER卫星还测量了近地磁尾中性层的详细特征(Wygant *et al.*, 2005)。利用电场、磁场和离子能量的测量结果，研究了在 $18R_E$ 的距离下尾部中重联区域的结构和动力学。他们研究了负责离子加速和在地球磁尾磁重联过程中形成电流层的电场和磁场结构。

在0940-0950 UT 时间内获得的最薄电流片的电场和磁场测量结果如图42所示。电场具有双极性特征，与磁场方向翻转相一致。电场翻转发生在电流片中心，表明数值模拟预测的强势能阱的存在。注意力集中在观测到的大幅电场在重联点X线附近的法向分量测量、电流片中相关势降结构及该势结构在质子在电流片中的弹道加速中的作用方面。单个电流片的测量宽度通常很薄，范围在 $60 - 100 \text{ km} [(3 - 5)c/\omega_{pe}]$ 。观测到的高电场结构导致分离区域中心有一个大的4-6 kV电势阱，沿中性子弹的排放处超过8 kV的电势。电流片内部获得的 H^+ 速度空间分布提供了证据，表明沿z轴加速 H^+ 离子进入势阱，产生一对反向双峰能量很高的 H^+ 束流。这些结果揭示了二流体重联接动力学的重要特征：强势能阱和非常薄（电子）电流片。这是流动电子和离子相当解耦的很好证明。根据这些观测结果，他们提出了磁尾中磁中性子弹中离子加速的以下机制。

(1) 入射磁场线将带有磁化的电子带到 X 线处，将它们压缩，并在 $z = 0$ 线附近形成一个强烈的负电场阱（见图42）。

(2) 非磁化离子沿着z轴朝向中心加速，越过中心后反弹。在此过程中，由于电势阱呈楔形状，在x轴方向上加速离子朝向出口。此提出的情形的示意图如图43所示。通过这些动力学，解释了观察到的背向流离子束的生成。

虽然空间卫星的磁测量结果不如实验室的结果具有决定性，因为实验室可以进行多次可再现的等离子体实验。但是，卫星诊断粒子能量分布函数的数据可以弥补这一不足，对于了解无碰撞重联过程至关重要。同时，多个卫星观测还可以提高空间数据分析的可靠性。

45. 磁重联的动理学效应

如上所述，磁流体力学 (MHD) 和双流体模型已经揭示了快速重联过程背后的一些最重要的物理学原理。在磁场垂直方向，MHD模型能有效地描述大于离子皮深或离子回旋半径尺度的动力学。当电流片的厚度与离子尺度相当时，双流体模型成为描述电子和离子分离动力学的必需工具。在离子尺度以下，离子动力学效应变得重要，尽管电子仍可通过流体近似来建模。在电子皮深或电子回旋半径以下，即使对于电子，也必须采用动力学方式进行处理。在磁场平行方向上，由于在该方向上缺乏对它们运动的约束，离子和电子动力学效应甚至在全局MHD尺度上也可能非常重要。超出双流体描述的动力学效应的示例包括带电粒子的加速或加热、非回旋正常压力引起的效应以及速度空间非均匀性（微观不稳定性）引起的不稳定性。对动力学效应的理解还不如双流体动力学的物理学那样成熟。

本节描述了磁重联动力学方面的现有理解。一维动力学平衡通常是进一步分析的基础。讨论了重联平面内的动力学效应，重点关注由于电子非陀螺压力抵消重联电场的效应。还讨论了由于沿着重联电流的不稳定性可能导致异常电阻率的动力学效应。

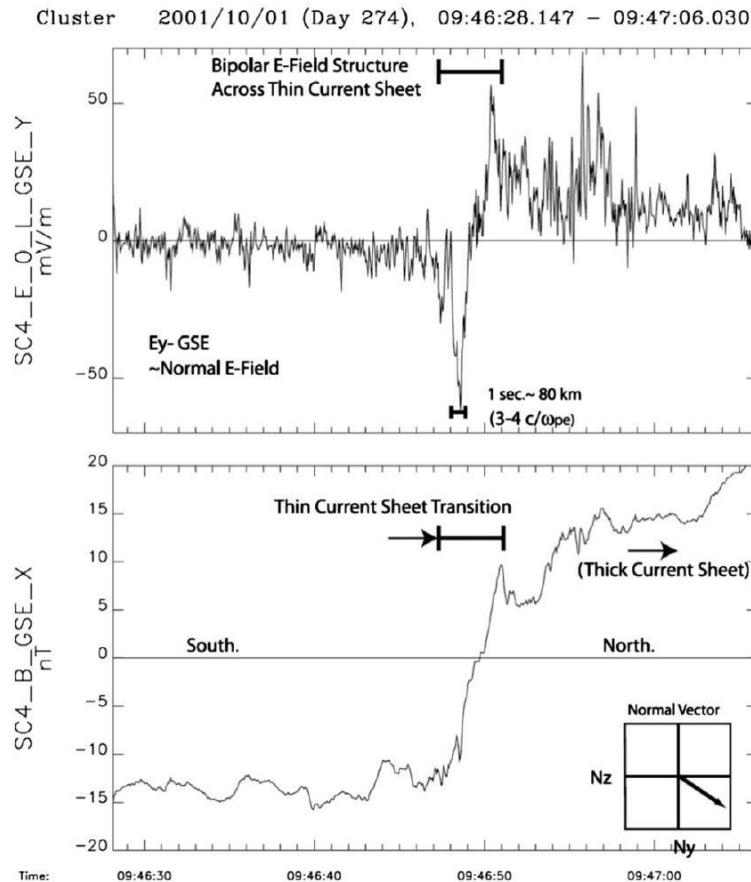


Figure 42: Electric and magnetic field data from the CLUSTER spacecraft 4 from a "thin" ($\delta \sim 4c/\omega_{pe}$) current sheet on 1 October 2001 at 0946:50 UT. Measurements are (top) E_y GSE dominated by the normal component of the electric field and (bottom) B_x GSE showing current sheet. Distance scale determined from normal velocity, $V_n \sim 80$ km/s. From Wygant et al., 2005.

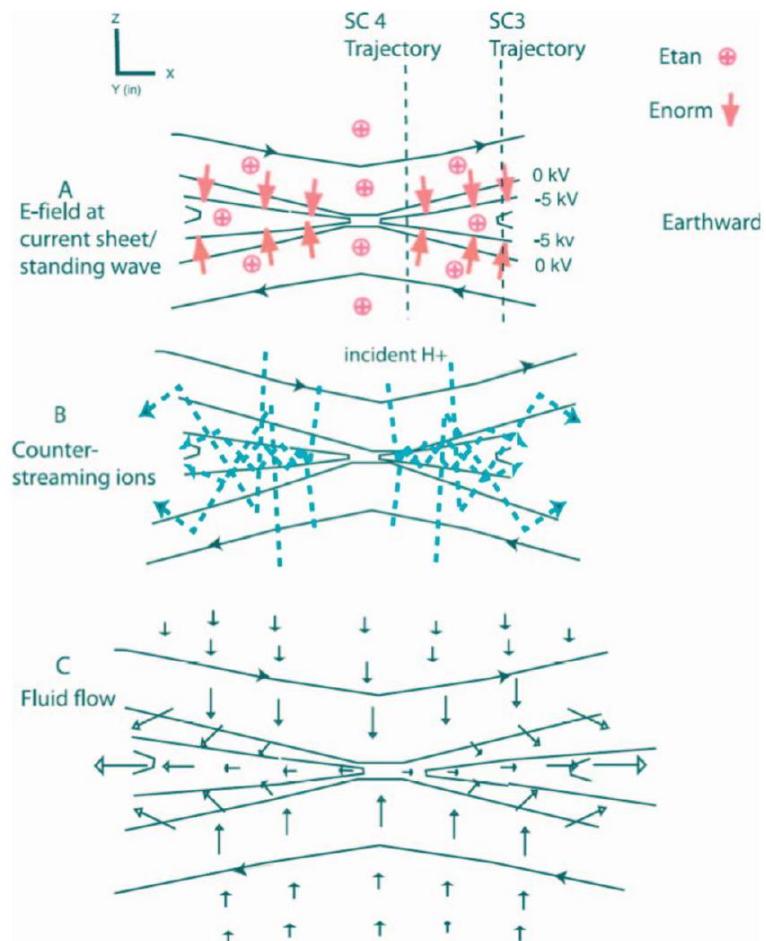


Figure 43: (Color) Schematic diagrams of ion acceleration mechanism. (a) Presence of strong normal component of the electric field was observed with standing wave or current layer near x line. (b) Trajectory of representative ions ballistically accelerated into 46 kV potential well forming quasitrapped counterstreaming beams. Counterstreaming beams produce effective pressure; deceleration of ion fluid across potential drop; and jet at $1V_A$ along outflow direction. (c) Schematic of ion fluid flow vectors consistent with averaging over single particle trajectories. From Wygant et al., 2005.

46. A. 动理学平衡

47. HARRIS解及其推广

在两个方向相反的磁场之间的中性层中，时间独立动力学平衡的解析解为研究磁重联动力学效应的理论分析和数值模拟提供了一个方便的基础。这些解决方案很难找到，因为即使是在一维稳态的最简单情况下，Vlasov-Maxwell系统也是非线性的。使用运动量常数，Harris（1962年）使用具有空间恒定漂移速度 $V_i = -V_e \equiv V$ 和温度 $T_i = T_e \equiv T$ 的平移Maxwell分布函数找到了一种优雅的解决方案。

$$B_z = -B_0 \tanh(x/\delta), \quad (30)$$

$$j_y = (B_0/\mu_0\delta) \operatorname{sech}^2(x/\delta), \quad (31)$$

$$n = n_0 \operatorname{sech}^2(x/\delta), \quad (32)$$

当 E_x 消失时， δ 是由 $\delta = (c/\omega_{pi}) \sqrt{T/m_i}/V$ 给出的电流片厚度。在更一般的情况下（Yamada等人，2000年），当 $V_i \neq -V_e$ 且 $T_i \neq T_e$ 时，这些解不受影响，但是 E_x 会发生变化。

$$E_x = \frac{T_e V_i + T_i V_e}{T_e + T_i} B_0 \tanh\left(\frac{x}{\delta}\right) \quad (33)$$

被翻译的文本是：“and δ is given by”。

$$\delta = \frac{c}{\omega_{pi}} \frac{\sqrt{2(T_e + T_i)/m_i}}{V_i - V_e} = \frac{c}{\omega_{pi}} \frac{\sqrt{2}V_s}{V_{drift}} \quad (34)$$

其中 $V_s \equiv \sqrt{(T_e + T_i)/m_i}$ 且 $V_{drift} \equiv V_i - V_e$ 是离子和电子之间相对漂移速度。哈里斯模型被推广到包括时间依赖性、圆柱形几何和剪切速度剖面（Mahajan, 1989; Mahajan and Hazeltine, 2000）。这些解必须通过数值方法求得。

为了为磁层尾电流片提供解析模型，并需要叠加地球偶极场，哈里斯解已通过使用移位的麦克斯韦分布函数（Kan, 1973）将其推广到二维平面。速度剪切是通过两成分漂移麦克斯韦分布引入的。该模型还扩展到包括X点或O点（Brittnacher和Whipple, 2002; Yoon和Lui, 2005）。

当温度在磁场中是各向异性的（Cowley, 1978），或分布函数是非麦克斯韦分布的（Schindler和Birn, 2002）时，可以数值地找到不同类别的动力学平衡状态。另一类电流片平衡被开发出来，以考虑边界条件，这种被称为强制电流片（Kropotkin和Domrin, 1996; Sitnov等, 2000）。利用各向异性和非回旋对变化，已经找到了半解析和数值解（Sitnov等, 2003年、2006年），并应用于观测到的磁层尾部分叉电流片。

48. HARRIS磁流层实验观测

超越正切形状的重联接磁场在MRX中性层中被观察到。图44显示了一次测量及其拟合结果。

$$B_Z(R) = -B_0 \tanh[(R - R_0)/\delta] + b_1 R + b_2. \quad (35)$$

因子 b_1 和 b_2 是由背景四极场和平衡场决定的。后者是必需的应用场，以保持等离子体在期望的位置上。圆柱形系数 b_1 在 j_θ 中并不出现，因为它被背景四极场的 $\partial B_R / \partial Z$ 精确抵消了。已发现静态力平衡 $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = j_y B_z = \nabla p$ 在磁重联接的准稳态阶段中在输入磁场和等离子体压力之间得以维持，因为流入速度远慢于阿尔文速度。测量得到的磁场轮廓与离子和电子的非等温和漂移速度的广义哈里斯理论的预测非常吻合(Yamada等, 2000)。

在实验室中，中性区片的一个重要发现是，测量得到的 δ 与离子皮深成比例(Yamada 等, 2000)。这个结果与早期数据(Ono 等, 1997; Kornack 等, 1998)一致，其中 δ 被测量为与离子回旋半径和离子皮深同阶。这表明两流体效应在中性区片中很重要，正如上一节所总结的一样。这意味着相对漂移速度与离子声速同阶，可能是3D不稳定性结果。一个有趣的实验观测是，尽管有许多简化用于导出这个函数形式，但测量的重联磁场形状接近双曲正切曲线。粒子分布函数的局部 Maxwellian 形状可以被类似粒子之间的碰撞所证明，而均匀温度可以由快速传热来证明(Yamada 等, 2000)。通过研究从力平衡导出的非线

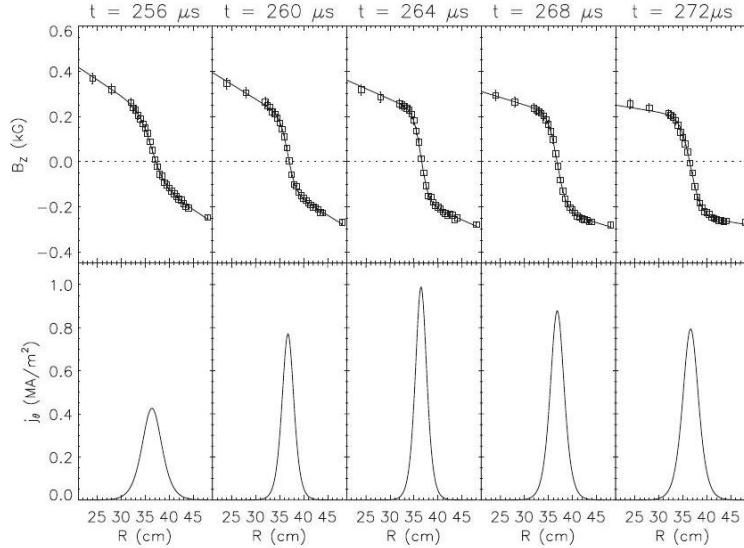


Figure 44: An example of driven magnetic reconnection in the MRX: time evolution of radial profiles of reconnecting magnetic field (top raw) and current density (bottom raw). From Yamada et al., 2000.

性方程 $\partial B / \partial x = -V(1 - B^2) / \sqrt{2}$ 的 Ji 等人 (2001) 表明，充电粒子的归一化漂移速度对场的剖面形状不敏感，其中 x 和 B 被归一化为 c/ω_{pi} 和 $\sqrt{2\mu_0 n_0 (T_e + T_i)}$ ， $V \equiv V_d/V_s$ 。当 $T_e + T_i$ 是常数时，磁场剖面为

$$B_z = B_0 \tanh \left(\int_0^x \frac{V}{\sqrt{2}} dx \right) \quad (36)$$

因为 V 出现在积分中， B 的剖面对 V 的变化不敏感。只要 V 是 x 的一个相当平滑的函数，磁场分布就将接近于双曲正切形状 (Ji 等人, 2001)。

在磁层等离子体中，在磁道边界和磁尾两侧都观测到了中性面。如图37所示，POLAR 卫星测量到的重联磁场剖面与双曲正切形式(Bale等人, 2002; Mozer等人, 2002)相匹配。在磁尾，IMP 航天器观测到了薄电流层，其中包括质子的动量角分布函数信息(Fairfield等人, 1981)。通过两个ISEE航天器进行了详细观测(McComas等人, 1986; Sergeev等人, 1993)。

CLUSTER 宇宙飞船进行了详细的观测，首次探测到电流片层内部的亚结构。观察到电流片层的分叉状态(Runov等人, 2003)，有时伴随着振荡运动(Sergeev等人, 2003)。这些细微的结构和快速的动态可能是磁重联活动在磁层尾中的原因和/或后果。

49. B. 重联平面内的动力学效应

在本节中，我们关注于重联平面内的二维效应，首先是在没有实质引导场的情况下，并随后讨论在存在实质引导场的情况。

50. 没有引导磁场的动力学效应

我们讨论支持重联电场的主要2D动力学机制。Vasyliunas(1975)首先指出，在X线附近平衡重联电场的各向异性压强的重要性。Dungey(1989)和Sonnerup(1988)随后提出了所谓的回旋粘滞性或电子压强张量的离对角元素。Lyons 和 Pridmore-Brown(1990)提供了详细的分析，表明非回旋对称的压力元素可以支持重联X线附近的电场。它是在无碰撞离子撕裂的混合模拟(见Hesse和Winske, 1993)中建模的。它在使用将离子以流体电子背景方式进行动力学处理的混合代码的自治计算中，发现了其重要的第一个直接数值证据，该代码考虑的是离子（而不是电子）(Cai 等, 1994)。

在完全动力学模型中，即同时将离子和电子视为粒子处理的模型中，导致电场重联的力量的首次清晰的识别是由Cai和Lee (1997)发现的，该力量来自于电子非旋转对称压力在平衡这一力场中的作用。该模拟

是在一个仅有8个电子旋回半径的小型二维盒子中进行的，空间网格点数量较少，粒子数量也较少，但具有逼真的质量比。 $\nabla \cdot \mathbf{P}_e / en$ 的大小显示与重联电场相当。由于模拟重联的瞬态性质，电子惯性效应很大。

电子非陀螺压的重要性在离子和电子的完全动力学2D模拟中得到了无疑的证明（Hesse等，1999；Kuznetsova等，2001；Pritchett，2001）。由于这些模拟使用了更大的盒子和更大的质量比的空间网格，磁重联接电场的准稳态被达到。发现正在重联接电场的平衡受到了电子非陀螺压力的作用，并且电子惯性效应在X线附近不重要。这种层的预测半厚度是一个到两个电子皮深的距离。这种2D机制已经被观察到在第三个方向的有限质量比或空间维度的3D粒子模拟中得以生存。

非旋转对称压力与粒子在中心线附近的漂移运动密切相关。这方面的先驱是Biskamp和Schindler(1971)，后来在数值上由Horiuchi和Sato（1994）进行了研究。当带电粒子到达中性线时，它们的回旋运动方向会反转，并且在平面外漂移。旋转对称在入流方向的破缺可以解释广义欧姆定律中非旋转对称压力的一部分力。非旋转对称压力还与Speiser轨道（Speiser，1965）相关，该轨道描述了由于重联平面中的横向场而从电流片中发射带电粒子的过程。

在空间等离子体中，直接观测电子非回转压强在磁重联期间是很具有挑战性的。只有一个已经记录的尝试（Scudder等，2002），但结果并不清楚这些非对角项在X点附近是否重要。在重联实验室等离子体中，这些项的直接测量同样具有挑战性，由于速度空间中的两个俯仰角和长电子层的物理空间的小范围解决的困难。通过运输模型对非对角项的影响进行了间接评估（Kuznetsova等，2000），得到了一个以电场为代价的简单但相当准确的表达式（Hesse等，1999）。

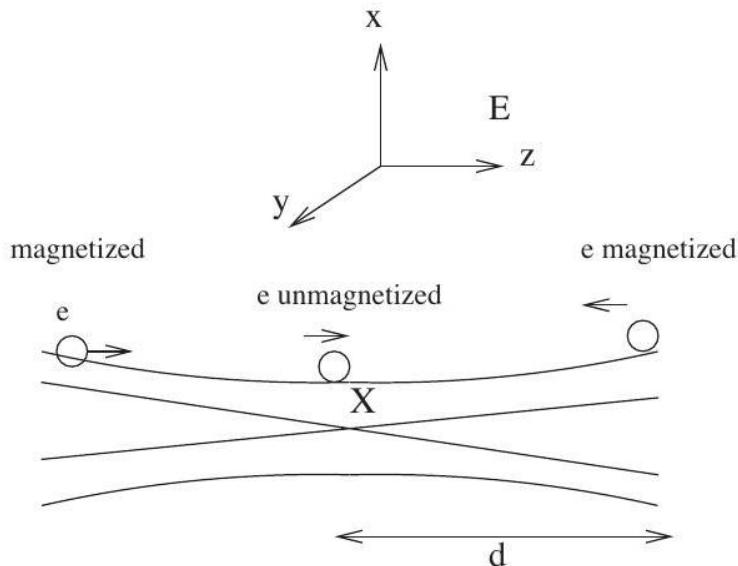


Figure 45: Illustration of electron acceleration in the diffusion region. Adapted from Kulsrud et al., 2005.

$$E_{NG} \simeq \frac{m_e}{2e} V_{th,e} \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = \frac{m_e}{e} V_{th,e} \frac{\partial V_z}{\partial z}. \quad (37)$$

这个式子也是Dorfman等人（2008）得出来的。方程(36)中的所有量都可以直接在X线附近MRX中的电子尺度层中测量（Ji等人，2008）。发现由于电子非回旋对称压力引起的力相当大，但不足以解释观测到的重联电场。这与电子层的观测到的半厚度 $[(5.5 - 7.5)c/\omega_{pe}]$ 比预测的厚得多的结果是一致的。有趣的是，类似的电子层厚度也来自于簇状星云的观测（Wygant等人，2005；Phan等人，2007）。由于这些等离子体中残余的库仑碰撞经典电阻率和电子惯性效应都很小，因此已经提出其他一些力，包括由于3D效应而产生的力（稍后在本节中讨论）必须存在。

压力张量的作用可以从以下近似的物理图像中得到理解，该图像由Kulsrud等人（2005）提供（图45），忽略任何环向导场。在磁场为零的X点处，一个静止的电子将沿着重联电场 E_y 在y方向上加速，在碰撞之前它将达到速度 $v_y = -eE_y\tau/m$ ，其中 τ 是电子-离子碰撞时间。如果碰撞很少或不存在， v_y 将会非常大。

很少有电子处于静止状态，它们大部分沿着 \mathbf{B} 方向具有热速度 $\approx v_{\text{th}}$ 。由于 X 点附近磁场非常弱，电子实际上不受磁化。如果该区域的范围为 $2d$ ，则电子穿过这段距离期间，将在 y 方向自由加速，在没有碰撞的情况下，将获得一个速度 $v_y = -eE_y(2d/v_{\text{th}})/m$ ，并且在 X 点上速度将是这个值的一半。如果平均自由程小于 d ，则它的速度（在 X 处）将与静止时相同。如果 $\lambda > d$ ，则速度将变小，大约是 d/λ 。这意味着如果在 X 处电流密度受限，则 E_y 可能会因其倒数因子 $\lambda/2d$ 而更强。在完全没有碰撞的情况下， E_y 将是有限的，磁通线将以有限速率断裂。

考虑电子在点 $z = d$ 处的速度分布。在这一点上，由于 $v_z > 0$ 的电子已通过非磁化区域并获得了 v_y 的贡献，而 $v_z < 0$ 的电子仍然是磁化的，它们的导引中心的 v_y 为零，因此存在一个由 y 和 z 速度相关性导致的压力张量的非对角 P_{yz}^e 贡献。一个简单的估计表明 $P_{yz}^e = mn \langle v_y v_z \rangle \approx \frac{1}{2} mn V_y v_{\text{th}} \approx -neE_y d$ 。由于对称性，在 $z = -d$ 的 P_{yz}^e 值等于该值的相反数，因此 X 点上 P_{yz}^e 的梯度是这些值之差除以 $2d$ ，或者 $(\nabla \cdot \mathbf{P}^e)_y \approx -neE_y$ ，这是平衡 X 点处的 E_y 所必需的值。这些非对角分量是压力张量的非陀螺部分。

对于离子，非回旋态压力的重要性已被数值研究。通过比较混合模拟和Hall-MHD模拟，离子非回旋态压力可加速动量输运沿着 X 线（Yin和Winske，2003）。大质量比的全动力学模拟已显示出（Ishizawa和Horiuchi，2005），离子压力的非对角项在离子漫游轨道大小之外抵消了Hall效应，决定了离子耗散区域。尽管不太明显，电子层也应该发生相同的抵消。

51. 带有导向磁场的动理学效应

对比于重联磁场，引入强磁场可在电子扩散层内将电子磁化，并减少电子非旋转对称效应。这是由Horiuchi和Sato（1997）首次使用具有开放和驱动边界条件的PIC代码研究的。观察到电子层厚度的下降，并且外部驱动力决定了重联速率。

在自发重联过程中，一系列数值研究广泛探讨了导引场的影响（Hesse等，2002年，2004年，2005年；Pritchett和Coroniti，2004年；Pritchett，2005年；Swisdak等，2005年；Hesse，2006年）。当导引场的强度达到重联场的0.2倍左右时，电子开始在扩散区域中被磁化（Swisdak等，2005年）。随着导引场强度的增加，电子层的厚度减小，并在导引场中按照电子回旋半径的比例尺进行缩放。在这个尺度内，电子的非回旋对称压力仍对平衡重联的电场起重要作用（Hesse等，2005年）。重联速率随导引场减慢，与MHD模拟一致。导引场引起分率线的倾斜，可以归因于霍尔效应。

在产生与非陀螺电子压力时，研究发现电子热流起着重要作用（Hesse等，2004）。该热流是来自于电子层中入射电子（能量较低）和出射电子（已被加速）之间的混合（Hesse，2006）。尽管观察到沿着第三个方向传播的波动（Pritchett和Coroniti，2004），但在三维模拟中这张画面仍相对不变（Hesse等，2005）。

数值模拟表明，电子扩散区的厚度与电子陀螺半径量级相同的预测，无论是在强导向场的情况下太空实验还是实验室实验中，都未被验证。在VTF实验中，重联在一个呈支点状的 X 形结构中，存在强导向（环形）场的情况下被驱动。在 X 点附近检测到了一个电子电流通道，其尺寸的比例是电子陀螺半径和支点场梯度比例的几何平均数（Egedal et al., 2003）。也许是由于附近传导边界的静电鞘，这些层中流动的电流非常小，因此预计相关的磁耗散也很小。

在 X 线附近的复杂电子轨迹对电子分布函数 $f(\mathbf{v}_e)$ 产生了深远影响，并且详细的分析技术被应用于WIND卫星的测量中（Egedal et al., 2005）。通过在指定的磁场和静电场中求解Liouville方程 $df/dt = 0$ ，对电子轨迹进行了分析。通过假设重联区域的正电荷约为1keV [见图46(a)和46(b)]，从而在反复在重联区域内弹跳的轨迹中静电地捕获热电子，预测分布与实测分布之间达成了一致 [见图46(c)]。

52. 异常电阻机制

在等离子物理学中，通常情况下，当离子和电子之间的相对运动超过离子声速时，会出现双流不稳定性，导致强烈的异常电阻率。当重联接层的厚度小于离子皮深度时，相对的离子电子运动应该通过电阻率增强来增加重联接速率。

该反常电阻应该具有几个重要效应，有助于磁重联过程。它应该保持再连层与离子皮深度相同的厚度。如果层厚度变得更薄，会大大增加电阻率，而增加的磁扩散将迫使层厚度回到离子皮深度。由于该层厚度比Sweet-Parker厚度更厚，它将允许等离子体更快的流出。增加的电阻率应该将流入的等离子体加

热到一个平衡外部磁压力的点。大多数其他无碰撞等离子体和双流体效应，如哈尔效应，不会导致等离子体加热。

增加的电阻率会提高 x 点处磁力线断裂的速率。磁力线的断裂是通过电子压力张量的非回旋对称分量完成的，如上一节中所述，虽然 X 点处的异常电阻可能会改变这种效应。

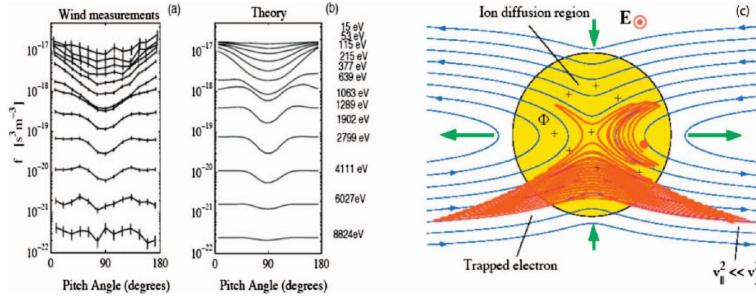


Figure 46: (Color) Electron energy distributions measured in space. (a) Electron pitch angle distributions measured by the 3D plasma and energetic particle instrument on the WIND spacecraft. (b) Theoretical distribution approximating the distribution measured by WIND. (c) Trapped electron trajectory inside the reconnection region. From Egedal et al., 2005.

异常电阻率允许电子沿着磁力线流动，削弱了四极磁场的论据，并干扰了其他两流体碰撞效应。有时候在磁重联实验中发生磁波动时，表明存在不稳定现象，但四极磁场却不见踪影。当存在两流体效应时，波动有时候也会缺失或者很弱。在后一种情况下，波动可能太弱，无法产生太多的异常电阻率。

尽管存在重联中异常电阻的强有力证据，目前还没有发现可以解释它的令人信服的不稳定性。关于重联中不稳定性已经提出了很多建议，但似乎没有一个令人信服的能够成为异常电阻的来源。在没有导向场的情况下，重联层中的等离子体 β 值通常在远离电流层边界的区域比单位大得多。这意味着在电流层的内部，任何不稳定性必须是电磁的。这排除了较简单的静电不稳定性。应用局部不稳定性理论通常不起作用，因为它们往往是对流性的，并在不稳定性层的范围之外传播，因此不能生长。这是因为发现电流层甚至比离子皮深度薄多达3倍，并且不稳定性区域还要更薄。

大部分等离子体不稳定性研究都致力于无碰撞激震及其他不连续区域的不稳定性，而非重联层的不稳定性。对此类不稳定的文献调查发现许多并不适用于重联层。在重联层中，发现离子电子相对漂移速度比离子声速要大得多，因此适当的不稳定性并没有在正确的参数范围内得到研究。

历史上最广泛引用的不稳定性是 Krall 和 Liewer 的(1971) 不稳定性。虽然这是一种纯粹的动力学不稳定性，但受早期理论的困难问题的启发，Wang 等人(2008)发现了一种局部不稳定性，具有非常小的组速度通过层。它在足够增长以产生显著异常电阻之前不会在不稳定区域外传播。不稳定性实际上是一种正常模式，但准模理论可以更清楚地展示物理原理，而且在线性和非线性方面都更容易。这种不稳定性本身并不是产生电阻的强发生器，但它可以非线性地驱动磁声模式。这些非线性耦合模式可以导致异常电阻问题的解决方案。这些模式具有与 MRX 实验观测到的波动和数值模拟(Daughton, 2003)一致的特性。

类似的一种名为改进的双流不稳定的不稳定性已经被报告（参见，例如，McBride等人(1972); Lemons and Gary (1977)）。该不稳定性由与位移漂移无关的局部离子电流驱动，这种情况可能会发生在无碰撞震荡中，但通常不适用于重联电流片(reconnection current sheets)。Silveira等人(2002)和Yoon和Liu(2004)在处理中考虑了完整的电磁效应，而Ji等人(2005)则合并了自洽压力梯度。该不稳定性在 \hat{x} 方向上具有类似 Alfvén 速度的大群速度，限制其增长，从而限制了其在重联电流片中的重要性(Wang等人, 2008)。

在哈里斯电流片(Harris, 1962)中进行了全局固有模分析(Daughton, 1999, 2003; Yoon等人, 2002)，以考虑哈里斯电流片边界条件的影响。在同一主题上进行了类似的工作(Huba等人, 1980)。发现对于短波长($k\lambda_e \sim 1, \lambda_e \equiv c/\omega_{pe}$)，不稳定模式集中在低- β 边缘，并被主要认为是电静(LHDI)低频漂移不稳定性。对于相对较长的波长($k\sqrt{\lambda_e \lambda_i} \sim 1$)，在中心区域发展出具有显著电磁成分的不稳定模式，这可以通过电磁LHDI(Wang et al., 2008)来解释。对于更长的波长($k\lambda_i \sim 1$)，存在漂移扭曲不稳定性(Daughton, 1999)，但在实际的离子-电子质量比下生长速率较慢。

三维限制条件下进行了粒子模拟，以研究哈里斯电流片层的稳定性(Horiuchi和Sato, 1999; Lapenta和Brackbill, 2002; Daughton, 2003; Scholer等, 2003; Daughton等, 2004; Ricci等, 2004,

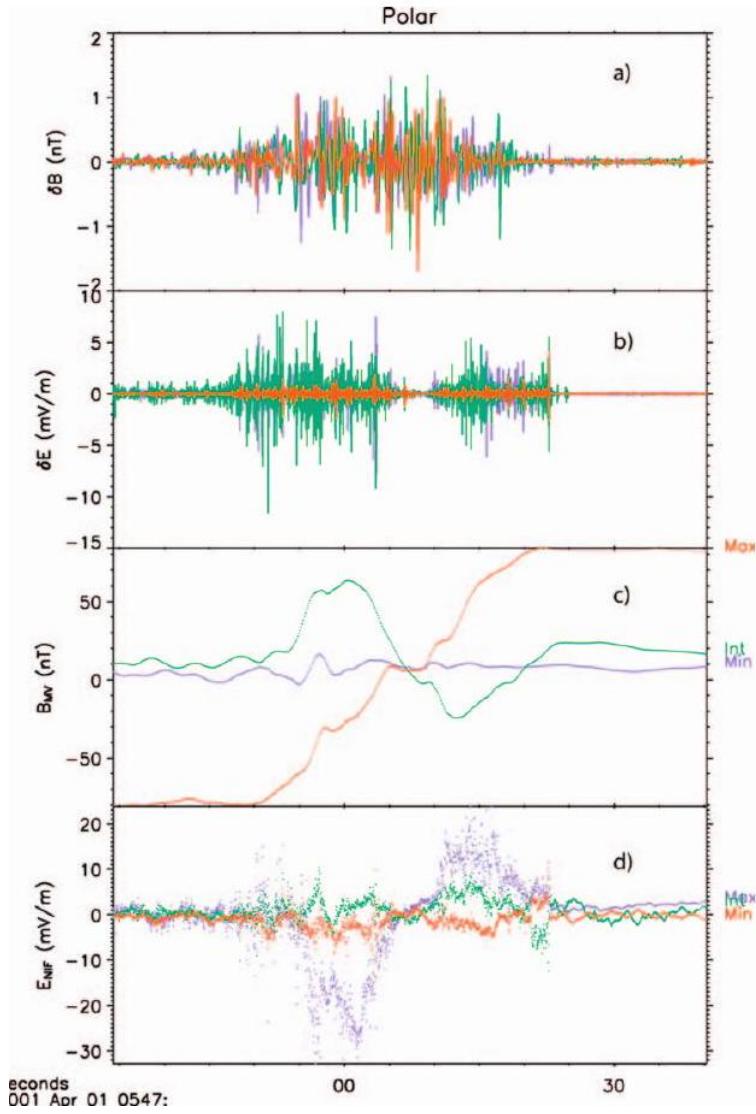


Figure 47: (Color) Electrostatic and electromagnetic fluctuations from POLAR satellite at magnetopause (top panels adapted from Bale et al., 2002) and reconnecting current sheets in the MRX (bottom panels from Carter, Yamada, et al., 2002 and Ji et al., 2004). electrostatic instability, it is important as the first instability that brings out qualities that an instability driving anomalous resistivity should have. It has been detected in the MRX in the lower beta outer boundaries of the reconnection layer (Carter, Ji, et al., 2002). The original treatment of the instability is fully kinetic and because its wavelength is of the order of the electron gyroradius the treatment is complicated. For a wavelength slightly larger than the electron gyroradius, it can be correctly treated by a simple fluid theory (Krall and Liiewer, 1971).

2005; Silin等, 2005; Moritaka等, 2007)。研究发现, 首先, 仅在低- β 边缘才会出现电静态LHDI-like不稳定性, 且 $k\lambda_e \sim 1$ 。这些边缘不稳定性增长到大振幅, 使电子各向异性加热、使电流片层变薄, 并引起离子流剪切。这些背景状态的修改导致了中心电流片层出现的次级电磁不稳定性。这些不稳定性被认为是漂移流Kink不稳定性 (Horiuchi和Sato, 1999; Moritaka等, 2007)、Kelvin-Helmholtz不稳定性 (Lapenta和Brackbill, 2002) 或无碰撞撕裂模 (Daughton等, 2004; Ricci等, 2004)。这些不稳定性的组合被认为会导致重联率的大幅增加。

在太空 (Shinohara等, 1998; Bale等, 2002) 和实验室 (Carter, Ji等, 2002; Carter, Yamada等, 2002; Ji等, 2004) 中, 重联电流片中检测到高频电静态和电磁振荡。与数值预测一致, 发现电静态波动在电流片的低beta边峰值, 而电磁波动在电流片中心峰值, 如图47所示。

被测频谱表明, 大多数涨落处于较低的混杂频率范围内, 但发现静电涨落与观测到的增强电阻率或快速重联速率 (Carter, Ji, 等, 2002) 不相关。通过使用霍多格拉姆探针 (Ji等, 2004), 发现观测到的电磁波处于较低混杂频率范围内, 并在电流片形成时以三个磁组分的冲击方式出现。它们在重联过程持续存在。波的色散关系来自于两个空间点之间的相移。涨落具有很大的振幅, 并且始终出现在电流片中心附近, 峰值为 $\delta B/B_0 \sim 5\%$, 其中 B_0 是上游重联的磁场。在低密度情况下发现了波的振幅与快速重联速率之间的相关性。关于观测到的电磁波如何与数值模拟中看到的波相比, 仍存在问题。为了找到电流片中心观察到的增强耗散的原因, 需要进一步澄清流线型霍尔动力学与片内磁场涨落之间的相互关系。关于观测到的波如何被激发以及它们如何影响重联速率或耗散, 并没有明确的共识。

在EMHD区域中进行重联实验 (Stenzel和Gekelman, 1981), 其中电子被磁化, 而离子则没有被磁化, 它们的回旋轨道超过了等离子体的大小。在热电子等离子体中 ($T_e >> T_i$), 观察到离子声波, 并将观察到的异常电阻归因于它们 (Gekelman等人, 1982)。

通过施加一个较强的导向磁场可定性地改变正在重联的电流片的动力学稳定性。由于强离子兰道阻尼, 为了发生类似于布尼曼不稳定性的过程, 电子需要以其热速度与离子相对漂移。Drake等人(2003)通过带有导向磁场的三维粒子模拟进行了磁重联的研究, 发现这种不稳定性会导致电子空穴的形成, 其中处于高度非线性状态下电子密度显著减少。这样的电子空穴可以是异常电阻的来源。在带有强导向磁场的其他三维粒子模拟中观察到了类似的波(普里切特和科罗尼蒂, 2004), 但电子空穴没有被特别确定。在空间中, 通过CLUSTER卫星(Cattell等人, 2005)观察到了电子空穴, 并且它们在磁重联磁尾电流片的电流方向上迅速传播, 特别是在分界区附近。虽然这些模拟中没有被预测出来, 但我们观察到较低的杂交漂移波。在VTF中, 当推动重联时, 类似于电子空洞的静电结构出现在带有较强导向磁场的X线附近(Fox等人, 2008)。

53. 磁自组织和重联

在前面的章节中, 已经详细讨论了在中性面附近或扩散区域内磁重联接的物理学。这些狭窄的扩散区域内的等离子体动力学非常重要, 可以决定磁场重联以及磁能释放的速率。然而, 在大多数情况下, 磁重联接的原因并不是发源于这些空间局部化区域。相反, 磁重联接之所以发生, 是因为磁场需要释放其在全局尺度存储的过度能量。当外部力作用于等离子体时, 磁力线配置逐渐变化到新平衡状态, 同时等离子体参数缓慢调整。当这个新状态变得不稳定时, 等离子体通过形成电流层、驱动磁重联接和改变磁拓扑迅速重新组织自身到新的磁流体力学平衡状态。过剩的磁能被转化成等离子体的动能, 等离子体通过磁松弛或自组织到较低的磁能状态。这种磁重联接现象的全局视角, 包括其原因、动力学和结果, 适用于此次评论所涵盖的所有情况, 即实验室聚变等离子体、磁层等离子体、太阳等离子体以及一些更远的天体物理等离子体。本节将重点探讨磁重联接的全局方面, 主要关注实验室聚变等离子体的结果, 其中全局条件得到很好定义, 并且全局和局部的等离子体参数可以定量监测。

磁重联的全局不稳定性由磁结构和边界条件确定。托卡马克等离子体中的磁场由内部和外部电流产生。内部源的磁能是自由能, 在等离子体不稳定时释放。在托卡马克等离子体中, 内部磁场通常比外部磁场小得多, 而在RFP和球螺型等离子体中它们是可比的。由于这些不稳定性引起的磁重联只会导致托卡马克磁场轮廓的相对小的变化 (或径向 q 的局部变化), 而它可以重新组织RFP和球螺型等离子体的整个磁结构。已经投入大量的工作来研究这些载流等离子体的锯齿状松弛。接下来的章节分别讨论了托卡马克 (第VIII.A节)、RFP和球螺型等离子体 (第VIII.B节) 中的松弛现象。常见的范例是: “随着磁能以磁平衡构型形式通过外部参数的缓慢调整存储, 等离子体经常突然重新组织到一个新的MHD平衡态, 形成电流片并驱动磁重联。”全局边界对局部重联的影响在第VIII.C节中讨论, 对天体物理等离子体的应用在第VIII.D节中讨论。

54. A. 托卡马克中的锯齿形磁重联

如第三节所述，在托卡马克中的锯齿放松振荡特征表现为电子温度(T_e)周期性峰值和突然减小的过程。这是实验室等离子体中一种典型的全局磁重联例子(Kadomtsev, 1975; Wesson, 1987)。本文介绍了近期分析磁重联引起的磁自组织现象的进展，其中托卡马克放电内部磁通面上的安全因子 q 接近于1。

55. 电子温度演化

一个轴对称托卡马克等离子体由嵌套的磁通面组成，在每个磁通面上 T_e 可以被假定为恒定值，因为电子具有高平行热传导性能。电子回旋辐射(ECE)诊断系统被开发出来用于测量 T_e 分布随径向位置变化。由于主导托卡马克场随着等离子体主半径 R 满足 $B_t \propto 1/R$ 的变化，这种诊断方法可使用平衡代码提供磁通面特征或电子温度等高线。环向平面上的2D电子温度分布已经用圆形截面托卡马克的刚体旋转模型进行了测量。使用此方法广泛研究了千分之一到千分之五秒的锯齿坍塌状态，如图48所示(Edwards et al., 1986; Nagayama et al., 1991; Yamada et al., 1992)。通过颜色编码的电子温度变化(热传输)记录了快速的电子热传输。在崩塌之前，会出现一个收缩的热峰，并且一个带有 $m/n = 1/1$ 锯齿结构的月牙形平坦区域在 $q = 1$ 区内增长。崩塌期间，观测到了从 $q = 1$ 表面内部向外传输的快速热传输，这被认为是磁重联所致。崩塌后， $q = 1$ 半径内的 T_e 分布变得平坦，与Kadomtsev预测(Kadomtsev, 1975)一致。

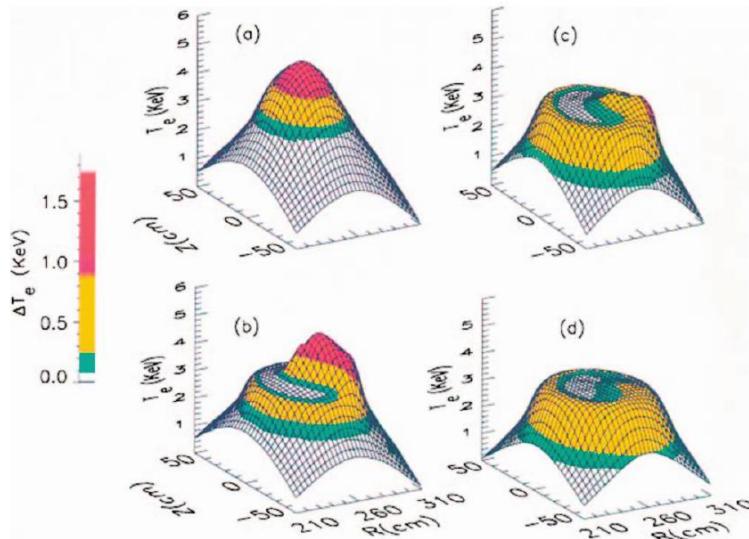


Figure 48: (Color) Two-dimensional profile of T_e over the minor cross section of the TFTR tokamak plasma at four times during a sawtooth crash phase. The time interval between each profile is 120μs. From Yamada et al., 1994.

56. 2. q 剖面演化

应用运动斯托克效应诊断技术来测量磁轴倾角分布，并因此根据圆柱形托卡马克的平衡情况建立 q 分布 [$q(R)$ 表示本地平安因子]。该诊断系统基于中性氘原子束注入加热线的 D_α 辐射多普勒频移的旋光测量(Levinton et al., 1993)。该技术是非侵入性和非扰动性的。磁力线偏离位置局限于视野与中性束线的几何交点，使得空间分辨率达到 $\delta r = 3 - 5$ cm。如果等离子体具有良好的轴对称通量面，则可以根据托卡马克平衡计算(Yamada et al., 1994)将测得的磁力线偏离分布转化为磁场线偏离的径向分布，即反向旋转变换或 $q(R)$ 。图49中显示的测得的中心 q 值表明，在锯齿状崩塌阶段，中心 q 值通常从0.7增加到0.75，增加了5–10%，但即使在 $q = 1$ 区域内的压力梯度消失时也不会松弛到1。在这种情况下，以及在大多数托卡马克锯齿形放电中， q_0 始终低于1，与Kadomtsev的模型相反。 q_0 的增加超过了测量误差。因为只有磁力线的断裂和重组可以在这么短的时间尺度内改变 $q(R)$ ，这证实了磁场线重联的存在。

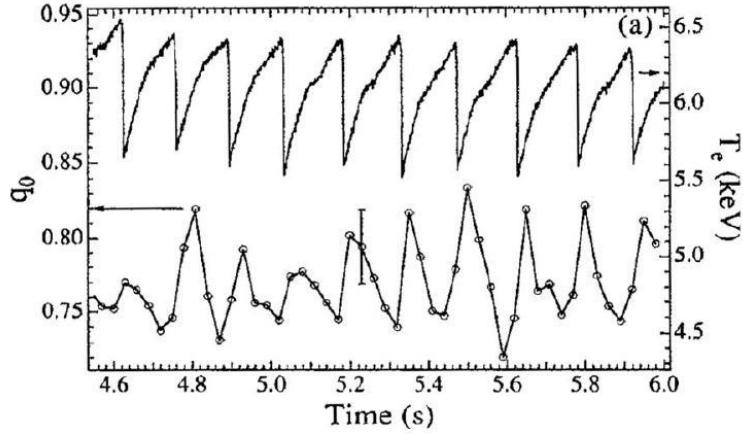


Figure 49: Time evolution of peak electron temperature and central q value associated with sawtooth crash. From Yamada et al., 1994.

57. 锯齿形磁重联接过程的物理机制

这些观测结果提出了一个重要的问题，即为什么在 $q = 1$ 区域内的磁场线在崩塌后不会形成一个平坦的 $q \sim 1$ 内部区域，这是 Kadomtsev (1975) 指出的，同时温度梯度会像他的完整重联理论预测的那样趋近于零。在 TFTR 托卡马克中进行了 $T_e(r, \theta)$ 和 $q(R)$ 剖面演化的同时测量(Levinton 等人, 1993; Yamada 等人, 1994)，提出了一个锯齿崩塌的启发式模型。将等离子体视为两个同心环形等离子体，由 $q = 1$ 磁通面分隔。由于环电流强烈聚焦，会产生一种扭结模，扰动压力轮廓，在理想 MHD 时间尺度上展开成螺旋状 ($m = 1, n = 1$ 的轴向和环向模数)。这会诱导中心 q 值的强制再分布。环形截面托卡马克的锯齿等离子体中测得中心 q 值的变化也类似 (Soltwisch, 1988; Levinton 等人, 1993; Yamada 等人, 1994; Nagayama 等人, 1996)。尽管崩塌后的中心 q 最终值各不相同，但对于锯齿过程中所有的 $\Delta q < 0.1$ 都有报道。托卡马克等离子体中的磁重联是由内部 MHD 模式 (驱动重联) 驱动的，并由 MHD 不稳定性增长率决定。等离子体的稳定性取决于等离子体参数 [$n_e(R)$, $T_e(R)$ 和 $T_i(R)$]、电流剖面 (q 剖面) 和三维边界条件。

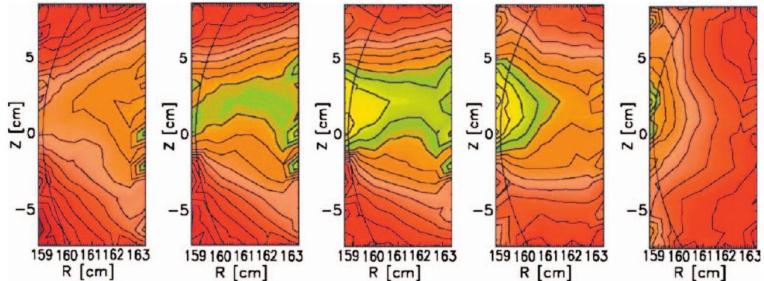


Figure 50: (Color) Time evolution of hot region (yellow) during $50\mu\text{s}$ in the sawtooth crash in TEXTOR. Circle lines show inner $q = 1$ surface (high field side). From Park, Luhmann, et al., 2006. connection at the $q = 1$ surface in both toroidal and poloidal directions. If ballooning modes, which can become unstable with high mode numbers, trigger reconnection, it could occur preferentially in the outer part of the displaced surface. This nonaxisymmetric deformation of toroidal plasma destroys the nested flux surfaces of different electron temperatures inside the $q = 1$ flux surface making the T_e profile uniform inside $q = 1$. Simultaneously, a rapid reflux of thermal energy occurs through the reconnection region along newly connected field lines which connect the inside and the outside of the $q = 1$ surface (Lichtenberg, 1984). The precipitous drop of the pressure gradient, which occurs within a short period of $100-200\mu\text{s} \ll \tau_{Sweet-Parker}$, removes the free energy to drive the kink instability inhibiting the full reconnection process proposed by Kadomtsev.

Park等人(Park, Donne, 等, 2006; Park, Luhmann, 等, 2006)使用复杂的2D ECE光谱仪阵列(图50)在TEXTOR托卡马克中测量了电子温度剖面。磁重联非常快， $< 100\mu\text{s}$ ，比Sweet-Parker时间短得多。这证实了重联发生在一个局部区域，与早期的模型一致(Park等人, 1995年)。他们发现重联区域分布在托卡马克的高托卡尔场侧和低托卡尔场侧，与基于膨胀波的模型相反，后者预测重联发生在下场侧为主。

最近在托卡马克中锯齿形松弛的广泛研究揭示了以下内容：

(1) 磁重联通常由托卡马克平衡逐渐变化后激发的理想绕型MHD不稳定性驱动，其重联时间远比Sweet-Parker时间快得多。最近对于无碰撞等离子体中的两流体物理的理解让人并不惊讶，因为Sweet-Parker模型仅适用于碰撞等离子体，而托卡马克等离子体是无碰撞的，即 $\lambda_{\text{mfp}} \geq R$ 。

(2) 热扩散传输的速度远快于磁重联，即在平行电子热传导时间尺度上会发生，并影响全局重联现象或磁自组织的演化。Kadomtsev型完全重联被截断，因为通过重联区域的快速热传导减小了驱动扭曲模式的高压梯度。

B. 在反向场向扭曲磁场和球形磁场等离子体中的磁重联

内部磁场的能量在RFP和spheromak等离子体中与外部磁场相当。一旦等离子体不稳定，可以通过磁重联释放这种内部磁能。全局磁场结构被重新组成具有较低磁能的状态。这被称为磁松弛，磁通转换或动力活动 (Taylor, 1974年, 1986年)。在这些全局松弛过程中，磁重联不会随意发生，必须满足某些全局约束。

考虑到局部磁重联接的全局影响，首要问题是全局理想 MHD 保存定律是否仍然成立。由于磁重联接只能耗散给定磁力线的一部分，而简单的磁扩散则可能以极慢的速率摧毁整个磁力线，因此磁通量得以保存。

一个很好被保存的全局量是磁螺度，它是磁场“纠结”和“扭曲”程度的量度(Woltjer, 1958)。定义为： $K = \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV$ ，其中 \mathbf{A} 是磁场 \mathbf{B} 的矢势，积分范围为体积 V 。磁螺度在完美导电等离子体中的流通管内是不变的。一个问题是在高导电等离子体重联过程中，磁螺度是否仍然被保持不变。

泰勒弛豫理论 (Taylor, 1974, 1986) 的核心在于等离子体具有向最小（磁）能量状态松弛的倾向，同时守恒总磁通和螺旋度。实验观察到，在 RFP (倒置磁场聚变) 弛豫期间，磁螺旋度与磁能比较起来几乎没有变化，而磁能大幅度降低 (Ji 等, 1995; Anderson 等, 2004)。Ji (1999) 给出了由磁重联导致的螺旋度变化的简单估计。如果扩散区域的宽度远小于全局尺寸，就可以认为总磁螺旋度是一个很好守恒的量，在磁重联期间 $\delta K \ll K$ 。

磁重联接或许是唯一一个可以在保守磁通量和螺旋度的同时释放磁自由能的过程。(除了自相似扩展之外)。因此，即使没有明确指定，磁重联接也在“泰勒弛豫”过程中得以强烈暗示。

预测的松弛状态 (Taylor, 1974) 可由力自由平衡方程 $\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{B}$ 来描述，其中 $\mu [= (j \cdot \mathbf{B})/B^2]$ 是沿着和横穿磁力线的空间常量。此预测解释了RFP和球形磁体等等离子体的共同特征，即经过初始高度紊乱状态，等离子体会达到更加静态的状态，其中 μ tend to be spatially uniform (Bodin, 1990; Bellan, 2000)。如图51所示，实验验证了一个常数 μ 的Taylor状态 (Hart et al., 1986)。初始状态将经历暴力重联接以形成球形磁体构型，即最小能量状态。在此初始形成过程之后，放松或重联活动会以周期或连续的方式发生。等离子体被驱离松弛状态，而松弛抵制这种趋势。在驱动期间，等离子体会缓慢演化到远离放松状态的状态，当 μ 呈空间峰值时。在松弛期间通过失稳的开始，当 μ 变得更加平坦时，等离子体会迅速返回松弛状态。在放松周期中， μ 的峰值和平坦化在RFP (Ji等人, 1995) 和球形磁体 (Yamada, 1999a) 等等离子体中均得到了实验验证。

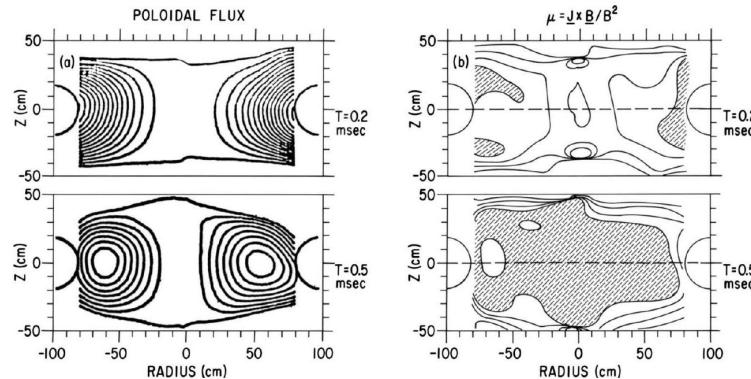


Figure 51: Contours of poloidal flux (left panels) and μ (right panels) during and after formation of S-1 spheromak, measured by internal probes. Shaded regions refer to the value of $\mu = 5.5 \text{ m}^{-1}$ (Taylor value) within 15% errors. From Hart et al., 1986.

在等离子体中，重联和弛豫的基本不稳定性驱动力是等离子体内部过量的电流。在球状马克斯等离子体中，一个扭曲不稳定性可以被破坏。这种不稳定性不再局限于中央区域，而是占据整个等离子体

并引起全局重组(Bellan, 2000)。在反向场引出等离子体中，根本的不稳定性是一种撕裂模不稳定性(Furth et al, 1963)，发生在多个半径处，每个半径位置对应于有理磁面，其中安全系数为 m/n 。在弛豫事件中，瞬间重联发生于单个径向位置或多个位置同时，以将等离子体重新组合到相对稳定的状态(Ortolani and Schnack, 1993)。

通过这些不稳定性使 μ 轮廓变平的过程是将与平均磁场平行的电流在等离子体半径上重新分配的过程。通过检查Ohm定律的平行分量可以获得一些洞见，

$$\langle \mathbf{E} \rangle_{\parallel} + \langle \tilde{\mathbf{V}} \times \tilde{\mathbf{B}} \rangle_{\parallel} = \langle \eta \mathbf{j} \rangle_{\parallel} \quad (38)$$

其中， $\langle \dots \rangle$ 表示关联于重联过程的涨落的集合平均值。涨落引起的电动势 $\langle \tilde{\mathbf{V}} \times \tilde{\mathbf{B}} \rangle$ 被称为 α 效应(Ji and Prager, 2002)，它来源于均场理论(Krause and Rädler, 1980)中的同样概念，即磁流体动力学中通过湍流流动产生磁场的机制。在MHD框架下，沿着平均磁场的 $\langle \tilde{\mathbf{V}} \times \tilde{\mathbf{B}} \rangle$ 的非零分量被非线性计算(Ortolani and Schnack, 1993)预测，在RFP等离子体边界，此现象被Ji等人(1994)和Fontana等人(2000)实验观测到，在spheromak中被al Karkhy等人(1993)观测到。

一个问题是，在全局尺度下磁重联过程中，双流体效应是否仍然重要。从理论上讲，已经发现，双流体效应可以显著改变撕裂模态的结构和增长速率(Mirnov等人, 2003, 2004)。霍尔效应出现在公式(37)左侧的一个新项中， $-\langle \tilde{\mathbf{j}} \times \tilde{\mathbf{B}} \rangle_{\parallel}/en$ 。这已经在MST等离子体(Ding等人, 2004)核心的一个特定模式($m=6, n=1$)中得到了实验验证(图52)。这个项的振幅和时间依赖性正好可以解释在等离子体中心附近的 μ 轮廓的平坦化。其他双流体效应，如理论预测的电子顺磁效应(Lee等人, 1989)和实验探索(Ji等人, 1995)，可能在全局弛豫过程中发挥作用。目前还不清楚这些双流体效应在决定磁重联过程的全局方面时是否重要。

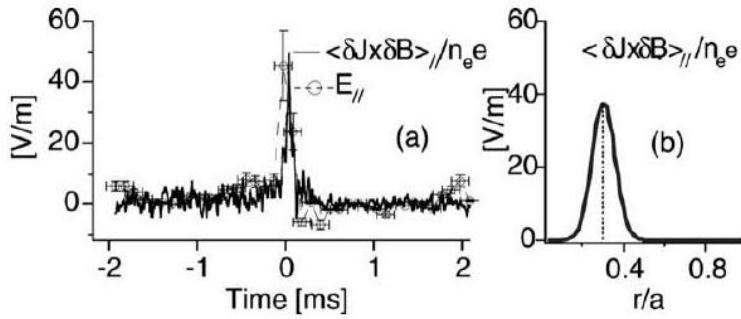


Figure 52: Observation of Hall effects in RFP. (a) Time evolution of the Hall dynamo due to ($m = 6, n = 1$) (solid line) and inductive electric field (dashed line) during a relaxation cycle. (b) Amplitude of Hall dynamo as a function of radius. From Ding et al., 2004. (a)

在 μ 在弛豫之前峰值的中心区域， $\langle \tilde{\mathbf{V}} \times \tilde{\mathbf{B}} \rangle$ 的符号与平行电流相反，而在边缘区域，它的符号相同。在弛豫事件之后， μ 轮廓变平。这个过程可以看作是将偏振磁通转换为环向磁通的通量转换。在中心区域减少平行电流，其中的磁力线大多是环向的，意味着减少偏振磁通，而在边缘区域增加平行电流，其中的磁力线大多是偏振的，意味着增加环向磁通。磁重联如何在三维中实现这个发电机或通量转换过程？这个关键问题的答案似乎相当复杂，尚未完全解决。在球形马克斯中，有人提出(Ono等人, 1988年)，等离子体的弯曲部分可能扭曲得足够多，使磁力线的方向发生显著变化。通过随后的三维重联，磁力线恢复其轴对称状态，但是通过不同的环向和偏振磁通比实现。在RFP等离子体中，在每个有理表面发生撕裂模式产生的磁岛可以使其周围的电流轮廓变平，如Strauss (1985) 和Bhattacharjee和Hameiri (1986) 的准线性计算所示。 μ 轮廓在全局范围内的变平需要进一步研究。

MST实验中关于撕裂模非线性相互作用的一些重要线索已被报道。在松弛过程中，有几个稳定的 $m = 1$ 撕裂模共振在中心附近。当 $m = 0$ 模式不存在或较弱时，所得到的弛豫较缓，如图53所示(Prager等, 2005年)。在 $t = 20$ ms左右， $m = 0$ 模振幅很小，而松弛则明显较弱，如托卡马克流量的变化所示。非线性相互作用引起快速动量输运(Hansen等, 2000年)，这与电荷输运(Ding等, 2007年)有关。在弛豫事件期间随着这种快速动量输运，观察到异常的离子加热(Den Hartog等, 2007年)，如图29所示。在没有非线性 $m = 0$ 模的情况下，没有观察到显著的离子加热。一个可能的情景出现了，多个相互作用的重联过程在磁通和螺旋度守恒的限制下引起了高效的全局松弛来释放磁能。主要失稳驱动局部重联，导致瞬态流和磁场，这可能导致二次重联。这些二次重联加速了能量释放速率和其他非线性过

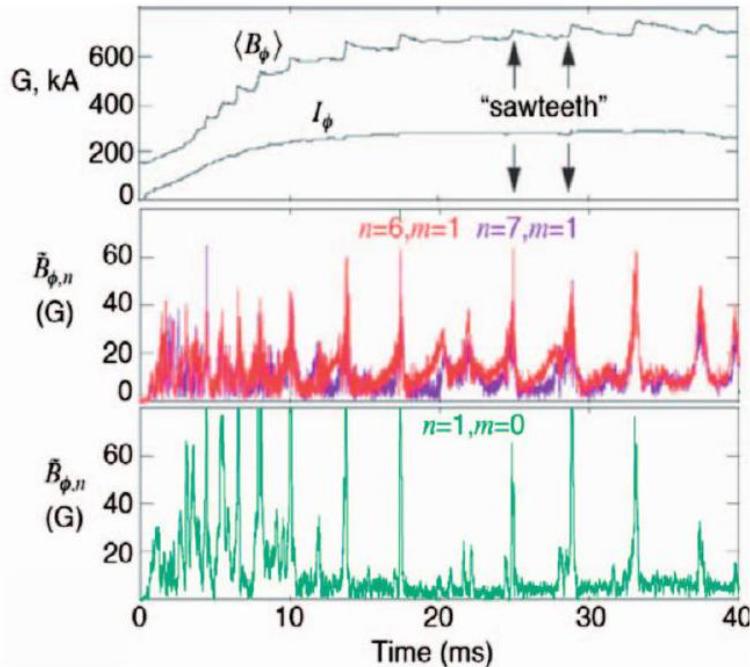


Figure 53: (Color) Multiple reconnection in RFP. Time dependence of (a) toroidal flux and plasma current, (b) core-resonant magnetic $m = 1$ magnetic fluctuations, and (c) edge-resonant $m = 0$ magnetic fluctuations. From Prager et al., 2005.

程，如动量输运和离子加热。类似的物理机制被提出用于解释太阳耀斑的突发性质（Kusano等，2004）。将RFP等离子体自发和驱动重联接区域的空间结构与太阳耀斑爆发的情况进行比较，比较它们之间的关系和时间序列非常有趣。

58. 全局边界对重联的影响

59. 电流层的形成

在磁自组织期间，磁重联会通过电流片层发生。主要问题是一个大尺度的系统如何产生局部的电流结构，它们是否是自发形成的，还是必须通过改变边界条件来强制形成。

电流层的纵径比通常被认为是全局长度除以一些微观长度，例如离子皮深或Sweet-Parker层厚度。对于这样的纵径比，重联速率太小，无法解释观测结果。当电流层发展时，其实际的纵径比非常重要。

已经有关于电流层起源和本质的研究(Syrovatskii, 1971; Rosenbluth et al., 1973; Waelbroeck, 1989; Becker et al., 2001; Jemella et al., 2004)[见Biskamp (2000, p. 60)]。这些研究只能在高度对称的情况下确定电流层的长度，其中系统的全局长度是电流层的自然长度。例如太阳耀斑等不对称情况下，没有理由相信电流层的长度与全局尺寸一样长。Parker (1979)试图表明，在全三维均衡中，电流层是不可避免的，它们的长度与均衡的局部尺度相当，环境场变化一定数量的长度。由于重联的速度与电流长度的平方根成反比，这些较短的长度应该导致更快的局部重联。

与较短电流长度相关的每个重联中释放的磁能要少得多。它们可能会有很多，总释放的能量可能非常大。为了快速释放大量能量，当地的重联必须相互作用并几乎同时进行。Lu和Hamilton (1991)以及Lu (1995)建议这样一种快速释放序列，作为自组织效应，例如在雪崩或沙堆中发生的情况。他们的想法是首先发生一个局部的重联，释放的磁能触发相邻电流层的重联。他们释放的能量再触发更多的重联，如此往复。此模型的灵感来自观察到太阳耀斑数量的分布函数作为峰值功率的函数是多个数量级的几乎完美的幂律（图54）。这样的幂律无法用其他方式产生。

这与两个重要的谜题有关：电流层是如何形成和长度是多少？重联如何在其中触发？重联层的物理细节现在已经被相当充分地理解了，而人们的注意力正在转向这些更全局性的问题。

在第 III 节中，Sweet 关于太阳黑子成对移动并携带它们的二极场，从而形成电流层的定性描述被介

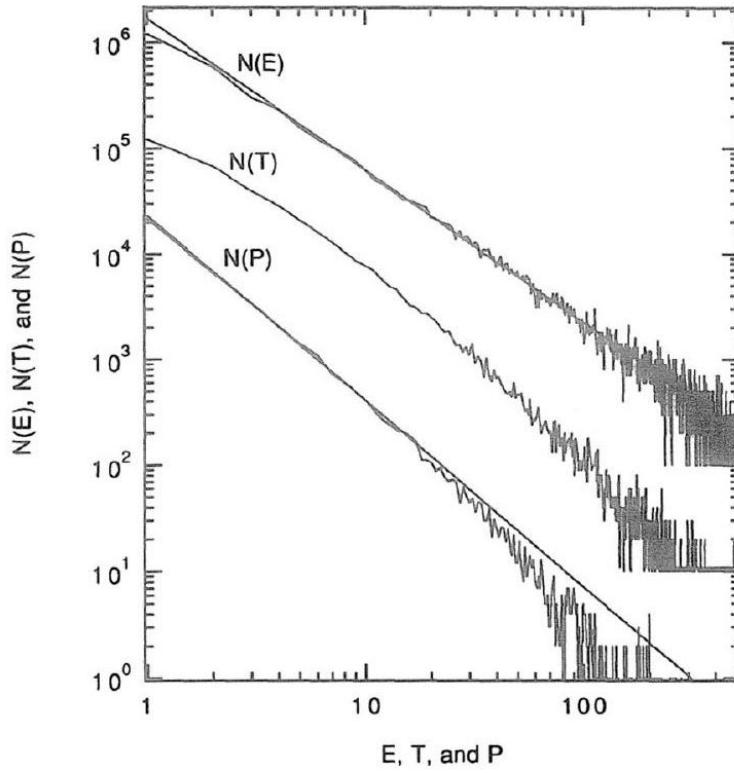


Figure 54: Frequency distributions of avalanches as a function of energy E , peak flux P , and duration T . From Lu and Hamilton, 1991.

绍了。由于场线被固定，二极场被挤压在一起，因此电流层在它们之间形成了。

一个类似但更加定量的模型是由Hahm和Kulsrud (1985)发展的。(该模型最初是由Taylor在1981年提出的。) 考虑一个在 z 方向上的磁场，在 x 上线性变化，如下：

$$B_z = (x/a)B_0, \quad (39)$$

被嵌入于在 $z = \pm a$ 处包含等离子体的两个无限导体平板之间(图55)，若这两个平板不是平面而是突然凹陷了一个小量 δ ，使得它们的方程变成

$$x = \pm [a - \delta \cos(kz)] \quad (40)$$

被平板之间的磁场同样微小地改变了 δB_1 。由此产生的稳态解并不唯一(Hahm和Kulsrud, 1985)。其中有一个带有一个表面电流。

$$4\pi j_z^* = (2B_0k\delta / \sinh ka) \cos kz \quad (41)$$

没有磁岛。第二个情况中电流面为零，但是通量已经重新连通。

$$\psi_{\text{rec}} = 2B_0\delta / \cosh ka \quad (42)$$

跨越中平面。缩进后的时间依赖解先趋近于电流层解，直到该层足够薄以至于发生重联并趋近于第二解。在图56中显示了重联通量的演变。时间尺度为撕裂模时间。

$$t_{\text{rec}} = (a^2/\lambda)^{3/5} (a/v_A)^{2/5}. \quad (43)$$

总之，通过在图55所示的边界上施加外部强制作用，可以形成电流片。该电流片在重联时间内消失。在时间相关的解中，电流片从未是奇异的，但演化成一张非常窄且高电流密度的片，其中电阻率导致重联。该解在两个稳态解之间演化。

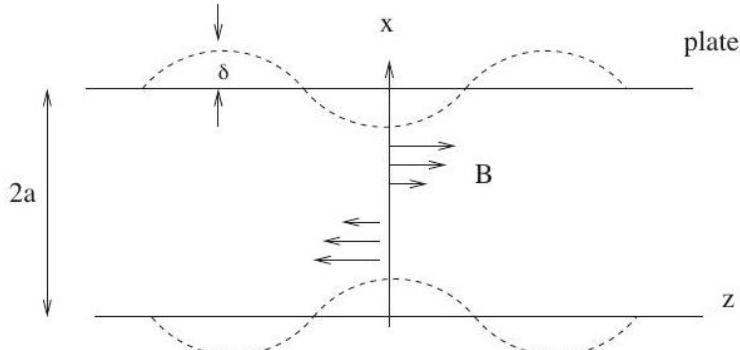


Figure 55: The geometry of the problem. From Hahm and Kulsrud, 1985.

将束缚板移动以压缩等离子体的过程类似于Sweet移动的偶极场。这个过程可能是当前表面在一般三维非对称平衡条件下形成的特征。这个简单的模型很重要，因为可以对当前层的形成及其进一步的重联进行相当详细的分析。

60. 边界条件的影响

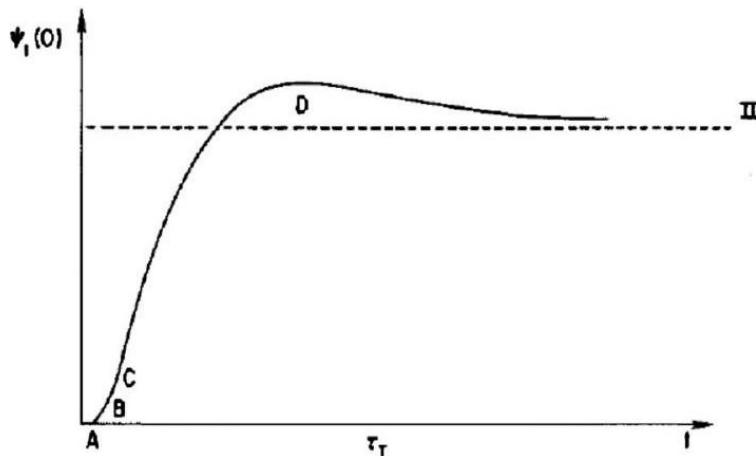


Figure 56: The time solution of reconnected flux. From Hahm and Kulsrud, 1985.

一旦全局不稳定性形成电流片，磁重联则取决于本地动力学和边界条件。这个领域正在不断发展。在本节中，我们将研究一些案例，展示边界条件对本地重联过程的影响。

重联接速率对系统大小的依赖，即规模问题，非常重要，因为它涉及将从重联接区附近的局部动力学到的物理应用于大型等离子体。如第VI节所讨论的那样，电流片的厚度由两流体极限下的离子皮深度决定。一个核心问题是，电流片长度 L 是如何确定的，因为在稳态Sweet-Parker模型中，纵横比 δ/L 决定了重联接速率。在第V节中，MRX和TS-3 (Ono等人, 1993; Ji等人, 1998, 1999) 的实验报告了 δ/L 值的广泛范围 (0.1-0.5)。

Shay等人 (1999) 使用具有不同系统尺寸的二维粒子模拟系统，对比例问题进行了系统的数值研究。研究表明， L 被限制于 $\sim 10\delta \sim 10c/\omega_{pi}$ ，导致一个约为 ~ 0.1 的普适重联速率，仅由局部物理决定，对系统尺寸不敏感。这些结果与采用开放边界条件和不同初始条件的Hall-MHD模拟 (Huba和Rudakov, 2004) 一致。基于局部驱动力的双流体模拟 (Sullivan等, 2005) 也获得了类似的结果，研究了与上游磁场强度等其他参数的依赖关系。在甚至更大的周期系统中，粒子模拟表现出类似的快速重联行为 (Shay等, 2007)。

几个解析研究 (Wang等, 2001; Bhattacharjee等, 2005)，基于 VIII.C.1 节 (Hahm和Kulsrud, 1985年) 的强制重联设置，表明电流片长度及其重联接速率不是普遍常数，而是取决于系统尺寸。在存在可变导

引场的Hall MHD中（Wang等，2000年）进行了这些分析。在没有（Fitzpatrick，2004年）和有（Porcelli等，2002年）电子惯性的Hall MHD中进行类似分析会得到不同的比例关系。使用开放边界条件的粒子模拟（Daughton等，2006年；Fujimoto，2006）表明，电流片向下游边界延伸，导致重联接速率缓慢。

有关边界条件影响的实验室研究很少。MRX实验中发现（Ji等，1998），下游大压力减缓了外流和重联速率，表明了边界条件的重要性。发现随着磁通芯之间距离的增加或等效地系统尺寸的增加，重联变慢（Kuritsyn等，2007）。在更大的系统中减少的重联速率归因于更长的电流片。除了这种对系统尺寸的依赖性外，在MRX实验中发现了电流片长度 L 与有效电阻率 η^* （在V.B.1节中定义）有关系。对于给定的系统尺寸，电流片长度与有效电阻呈反相关关系：电流片长度随着电阻率的增加而减小。 η^*L 乘积趋于一个常数，与碰撞性独立。可以通过基于 $V_R = \eta^*/\mu_0\delta$ 和 $V_R L = V_A \delta$ 的简单论证来理解这种关系。在传统的Sweet-Parker模型中， V_R 和 δ 被视为未知量，而 L 是系统尺寸。当双流体效应占主导地位时， δ 受离子皮深制约， L 从系统尺寸缩短。从上述关系中消除 V_R 可得 $\eta^*L = \mu_0 V_A \delta^2$ ，在MRX实验中得到了验证（Kuritsyn等，2007）。这些结果说明了在磁重联期间局部耗散和全局边界条件之间的相互作用的重要性。如果在更广泛的等离子参数范围内证实了 η^* 和 L 之间的这种反相关关系，则此反相关性可以解释太阳耀斑中的快速重联。如果使用来自系统尺寸的缩短 L 和 $\eta^*/\eta_{Spitzer}$ 比值的减少的数量级估计推广，则可以将重联时间再减少相同比值的平方根，从而获得几分钟耀斑时间的改进预测（Kulsrud，1998）。

背压效应是在MHD背景下由Uzdensky和Kulsrud（2000）考虑的，对于沿着分离上下游平衡的2D分离面的流动，在电流层之外。在全局长度末端仅会发生分离面。发现会沿着分离面传播雪茄式冲击波。分离面是封闭的，来自两端的冲击波相互碰撞并反射回来产生背压。反射延迟时间比场线从重联层退出并加入下游等离子体的时间更长。因此，就电流层中的流动而言，反射冲击波产生的背压影响很小。

边界效应在磁场线与电导表面相连时非常重要。在太阳冠层中，大部分（如果不是全部）磁场线都与电导表面相交。为了完全理解太阳上的重联现象，必须理解这些边界条件的影响。最近的线性分析表明，对于线端之间的距离足够短的情况下（Huang等，2006），吸涡不稳定增长速率会降低，而抵抗性滑动边界则可能降低不稳定阈值（Ryutov等，2006）。在实验等离子体中，通过部分线端固定的线性几何结构，已经研究了吸涡不稳定性（Bergerson等，2006；Furno等，2007）。然而，尚未研究这些不稳定性在磁重联接的非线性阶段中的线端效应。

边界条件可能会影响三维磁零点附近的重联过程。这个问题的动机在于，这些3D磁零点在太阳冠层中丰富地存在，其中的磁结构是根据测量的表面场映射而来（Brown 和 Priest，2001）。分离器和分离曲线上的电流是磁重联和因此是冠层加热的来源（Longcope，1998；Antiochos 等，2002）。这个主题在理论上已经被广泛研究，而近年来更多地是通过数值计算来研究[例如，Pontin（2007）进行了最近的总结]，但是来自空间或实验室直接观测的数据很少。3D磁零点在磁尾中已被报道（Xiao et al.，2006，2007），但它们嵌在主要为二维的电流片层中，并且与此处所述的准二维情况并没有太大的不同（即在大尺度上为两个维度，在电流片层局部可能为三个维度）。在实验室中，这个主题的研究仅在电子MHD（磁流体力学）条件下进行，其中离子是非磁化的（Stenzel et al.，2003）。总体而言，涉及三维磁零点的重联过程还不太清楚。

Table 2: Comparisons of magnetic reconnection in different plasmas.

System	L (cm)	B (G)	$\delta_i = c/\omega_{pi}$ (cm)	δ_{SP} (cm)	δ_i/δ_{SP}
MRX	10	100–500	1–5	0.1–5	0.3–10
RFP/Tokamaks	10/100	$10^3/10^4$	10	0.1	100
Magnetosphere	10^9	10^{-3}	10^7	10^4	1000
Solar flare	10^9	100	10^4	100	100
ISM	10^{18}	10^{-6}	10^7	10^9	0.01

61. 星体等离子体中的磁重联

宇宙等离子体通常可分为低 β ($\ll 1$) 等离子体和高 β ($\gg 1$) 等离子体。在低 β 等离子体中，磁场在等离子体的绝大部分区域动态重要，而在高 β 等离子体中则在大多数区域中磁场动态上不重要（为了通用

起见， β 包括等离子体流动能量以及通常的热能）。低 β 等离子体的例子包括恒星冠层、致密天体的磁层、吸积盘冠层以及活动星系核的射电喷流叶状体，而高 β 等离子体包括恒星和致密天体内部、大多数吸积盘、超新星遗迹和星系间等离子体。对于星际介质， $\beta \approx 1$ 。

磁重联被认为是低 β 等离子体磁能释放的主要机制。磁重联的标志包括快速等离子体流动、加热和粒子加速。对恒星耀斑（Mullan, 1986）的分析依赖于它们类似于太阳耀斑但更大更有能量。由于远离太阳系的极端遥远距离，尽管Doppler成像技术的最近进展，分析观测现象的精确机制仍然困难。低 β 等离子实验（Yamada等, 2006）的结果可以与空间和天体等离子体的磁重联现象相关联。表II说明了离子皮层深度 c/ω_{pi} 与Sweet-Parker宽度 δ_{SP} 的相对比率，适用于各种实验、空间和天体等离子体。如果我们像VI.C.4节中讨论的一样，将实验结果应用于空间和天体等离子体中，快速重联应发生在 $c/\omega_{pi} \gg \delta_{SP}$ 的情况下。表II中所有这些情况都满足不等式，除了星际介质等离子体，其暗示两流效应可能发挥重要作用。使用这个标准从MHD情况过渡到两流情况，Uzdensky (2007) 提出了太阳冠层加热机制的自我调节。大多数星际介质区域处于MHD情况下，但是磁重联理论需要与经典的Sweet-Parker模型不同的MHD模型，该模型预测长时间的重联接时间。

在高 β 等离子体中，磁场在大多数区域可能不具有能量上的重要性。这些等离子体可以是良好的电导体，并且在某些位置可以产生强磁场。磁重联可能在决定磁能饱和状态方面发挥重要作用。例子包括恒星、星系和吸积盘动力学，其中磁重联能够去除小尺度的磁结构并且不可逆地改变磁拓扑。另一个例子是吸积盘动力学，在这里磁重联可能很重要（Verbunt, 1982）。在本节中，描述了三个与磁重联密切相关的天体物理现象的例子，它们是星际介质，吸积盘以及紧致天体的磁层。

62. 星际介质中的磁重联

由于星际气体的高导电度和其结构的大尺寸，欧姆扩散时间非常长。按表II所示，星际介质中的重联发生在MHD区域，因为Sweet-Parker宽度远大于离子皮深度，并且Sweet-Parker模型表明磁重联非常缓慢。许多星际问题，如发电机和星形成，似乎需要磁场线的快速重联。重联可以分为两个阶段：首先，由MHD过程形成具有相对较短电阻衰减时间的薄电流层；然后重联层中的电场。Zweibel和Brandenburg (1997) 报告说，安培漂移可以导致弱离子化星际气体中薄片的形成，从而产生更快的重联速度。

63. 吸积盘中的磁重联

吸积盘是一类重要的天体物体，在原恒星系统中气体、尘埃和等离子体绕着并缓慢落入一个中央点状物体，同时发生(i)恒星和行星的形成，(ii)双星系统中的质量转移和能量活动以及(iii)类星体和活动星系核释放能量时。磁场在产生湍流过程中发挥了重要作用，这些湍流过程解释了观测到的吸积速率所伴随的快速角动量传输。磁转不稳定性（MRI）可以在引入足够导电等离子体的柯普勒流中不稳定，当引入弱磁场时（Balbus和Hawley, 1998）。MRI的非线性演化会导致与高度弯曲的磁力线相关联的径向流（Goodman和Xu, 1994），其随后可能会重联。MRI的饱和和由此产生的径向角动量传输关键取决于磁重联的效率。图57显示了MRI轴对称模拟的示例（Hawley和Balbus, 1992）。图57表明重联抑制了传输角动量的径向流。这一过程已被Fleming等 (2000) 的3D模拟证实。磁重联可以使MRI饱和并限制角动量传输的效率。这在具有明确电阻率和粘度的模拟中已得到证明。大电阻率导致有效的重联但效率低下的角动量传输（Fromang等, 2007; Lesur和Longaretti, 2007）。

高效重联可能发生在原恒星盘中，其显性电阻率由于极低的电离度而很大。此外，通过与中性离子的碰撞，有效离子质量增加了。离子皮深度可以大于经典的 Sweet-Parker 宽度 $c/\omega_{pi} \gg \delta_{SP}$ ，导致非 MHD 条件，使电子和离子对外部场的反应不同。霍尔效应在这些环境中可能很重要，进一步加速重联过程。由于大的电阻率和/或两流体效应，高效重联可能会在低水平下饱和磁流体不稳定性，从而降低这些盘中磁流体不稳定性的有效性。已指出，在盘面上方的冠状等离子体可能类似于太阳冠状等离子体，并且重联过程可能会导致场线打开（Romanova et al., 1998）。重联速率确定本地耗散效率和导致的角动量输运（van Ballegooijen, 1994; Uzdensky and Goodman, 2008）。

当吸积盘与中央恒星直接相连，并且存在一个初始的类似于偶极子的磁场时，磁场线将在自转时间尺度上扭曲。由此产生的环形磁场压力会推动磁场线远离形成任意角度延伸的奇异电流片。磁场拓扑的演化取决于重接情况的有效性。若没有重接，磁场线将无限保持着开放状态（Lovelace et al., 1995）。有了重接，磁场线会重新闭合，形成新的电流片。重接效率决定这些振荡的周期和振幅（van Ballegooijen,

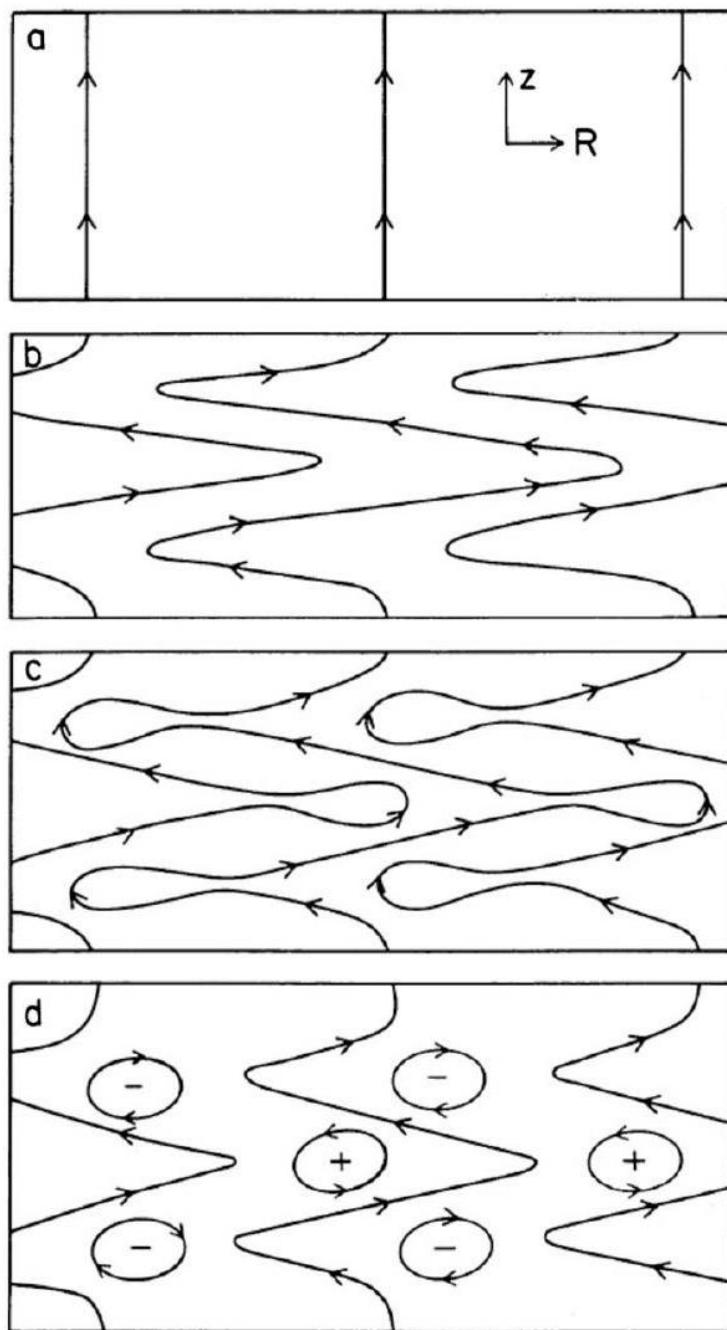


Figure 57: Schematics of time evolution of MRI in accretion disk with an initial vertical field. Plasmas with excessive angular momentum (+) move out while those with angular momentum deficits (-) move in. Reconnection disconnects these elements from their original fields and thus saturates MRI from its further growth. From Hawley and Balbus, 1992.

1994; Uzdensky et al., 2002)。

吸积盘等离子体在不同盘和内部到冕之间、或者是同一个盘中也有很大的变化。在某些情况下，等离子体很热，且通常是相对论性的，在银河系中心、黑洞或中子星周围是无碰撞的。在其他情况下，等离子体是冷的、弱电离的，因此是有碰撞的，例如在星际形成盘中。这个大型参数空间超出了该回顾所涵盖的空间、太阳和实验等离子体的范围。尽管如此，我们对物理理解的进展可以为研究MRI驱动湍流的物理以及其对吸积盘动力学的影响提供有用指导。

64. 致密天体磁层中的磁重联

最后一个领域涉及黑洞和中子星附近磁层等离子体中的磁致重联。这些等离子体可能是由强磁场和电场产生的电子和正电子对等离子体。由于它们具有高能环境，因此这些等离子体是相对论性和无碰撞的。关于重联中相对论粒子加速的开创性研究已经完成 (Zenitani和Hoshino, 2001年)。针对电子和正电子对等离子体的重联已被用于研究快速重联对霍尔效应的依赖性，这种等离子体不存在物种间质量相等。使用PIC模拟，Bessho和Bhattacharjee (2005年) 表明在无碰撞电子和正电子对等离子体中，磁重联过程非常快。非回旋压力和惯性效应导致的等离子体耗散定位可能比霍尔效应更重要，以确定快速重联的特性。将电子-正电子等离子体和电子-离子等离子体进行比较研究，可以为理解控制快速重联的机制提供新的见解。

磁重联 (Lyutikov, 2006) 被用作解释观测到的软辐射 γ 重复者 (Woods和Thompson, 2006) 的可能原因。这些是磁星，即具有极强磁场的中子星 ($> 10^{15}$ G)。磁重联应用于脉冲星的带电粒子风，这些脉冲星是快速旋转的带磁中子星。当磁轴与旋转轴对齐时，径向流向外打开二极磁场形成赤道面上的电流片。当磁轴倾斜于旋转轴时，电流片绕赤道面随脉冲星周期振荡，形成一条传播到远离的轮廓相间的涡旋场风 (Michel, 1971)。在任意角度的最近数值力自由解中发现了这些特征 (Spitkovsky, 2006)。电流片附近的磁重联可能将电磁能量转化为超相对论值的粒子能量，从而产生观测到的辐射 (Arons, 2009)。在这样的等离子体中重联是不寻常的。粒子通常是相对论的，磁场能量可能超过等离子体热能和静质量能。通常的重联模型必须进行修改 (Lyutikov和Uzdensky, 2003)，从而导致重联的可能新解。重联的电场可能足够强以在电流片中产生电子对等离子体。这些等离子体可能进一步加速到相对论速度，并高效地辐射它们的能量以影响重联速率。

65. 总结、讨论和主要问题

我们回顾了磁重联的基本物理学，讨论了最近10年来理论和数值模拟、太空卫星观测以及实验室等离子体实验的重要进展和新发现。理论和数值模拟对双流体效应做出了有价值的见解，为无碰撞重联动力学提供了重要线索。专门研究基本重联物理学的实验室实验验证了霍尔效应等与无碰撞重联相关的重要过程的存在。地球磁层的卫星观测提供了有关霍尔效应在空间等离子体中加速重联速率的证据。通过构型的自组织，在磁约束聚变实验中展示了全局磁重联的动力学。

磁重联的基本物理在许多不同的情况下都发挥着重要甚至是关键性的作用。它最激动人心和重要的角色或许是在太空、太阳和天体物理问题中。最开始发现磁重联的重要性是在理解太阳耀斑现象时。磁重联对于地球磁层的形成和行为是至关重要的。Dungey从地向太阳下方进行了单个磁重联事件的推导，发展出了关于磁层整体动力学的理论，包括其磁尾。在诸如托卡马克等地球实验中，它是磁暴事件、场反转针和球状大挤压形成和松弛过程的核心，当然还包括专门用于理解磁重联过程的实验。

磁能快速转化为其他形式的可能性，尽管受到磁通量冻结的制约，为天体物理学家和空间物理学家提供了一种机制来理解许多令人兴奋的发现。它为发展恒星形成理论，宇宙磁场的动力发电机产生，伽玛射线暴中磁场的起源和演化，磁旋不稳定在吸积盘运作中的作用以及磁星突发爆发中神秘的能源来源提供了工具。

本综述考察了地球和宇宙中磁重联现象的证据。我们单独考虑了重联至关重要的不同领域。研究被分为早期和近期阶段。在每个领域中，我们区分了重联的两个分离方面：局部重联和全局重联。

全局图像本身不能给出重联速率，这通常是由电流层内部物理条件决定的或多个电流层决定的。然而，全局图像确实可以确定电流层的边界条件：电流层外磁场和压力以及长度。

本地重联反过来通过已通过电流层并重联的磁通量量影响任何特定时间的全局图像。一个主要问题是磁通量通过重联层的速度有多快，或者换句话说，已经发生了多少重联。随着重联的进行，力线的拓

拓扑随着未重联的磁通量的减少和重联磁通量的增加而改变。如果本地重联不太快，则层外的全局区域相对于任何动态速率变化缓慢且处于准静态平衡状态。拓扑结构由已重联的和未重联的线条来表示，每个线条的变化速率为重联速率。第III.B和VIII节表明，每个全局MHD平衡状态具有一定的能量，如果重联可以降低它，则会继续进行。如果重联不再降低总能量，则重联将停止。

大多数当代理论和实验都集中于局部重联现象，并且通常没有探讨局部重联与全局重联的关系问题。这是可以理解的，因为局部重联是普遍存在的，并且很可能能够适应全局情况。但是，为了正确应用重联，必须建立这种关联。就工作假设而言，通常假设层外部的磁场大小与层内横跨磁场大小相同。通常还存在一个垂直于重联面的附加磁场，它来源于全局情形。在局部理论中，这被随意地包含在了导引磁场中。电流长度通常假设与全局磁场大小相同，但这种假设并不总是成立。

66. A. 重联层的局部物理问题

在本地重联层的两流体物理基准研究中，对快速无碰撞重联的理解取得了重要进展。Hall效应现在被认为促进了在磁层中性子层和实验室等离子体中观察到的快速重联。

主要发现如下：

(1) 许多数值模拟已经证明了在无碰撞方式重联时，中性片区中霍尔效应的重要性。在实验室实验和空间卫星数据中，观测到在重联磁场中出现的超出重联平面的四极结构，提供了实验性证据，证明了存在双流体过程，这会加速重联速率。

(2) 实验室实验和数值模拟表明，随着等离子体的碰撞性的变化，重联层的形状发生了明显的变化。在高碰撞等离子体中，发现一个呈长方形的Sweet-Parker重联层。在无碰撞区域，重联层的形状变为一个Petschek型的双楔形，并具有更快的重联速率。

(3) 在实验室实验中，发现重联速率随着电子平均自由程与尺度长度的比值增加而迅速增加。这一结果归因于重联层内大电场霍尔电场，除了在靠近X点的电子扩散层内，那里发生了强烈的耗散机制。

(4) 电子扩散区已经在实验室和磁层等离子体中被确定。观察到的扩散区厚度明显大于近期二维数值计算预测的值($\sim 1.5c/\omega_{pe}$)。

(5) 在实验室和空间等离子体的中性层中观察到静电和电磁波动，其特性相似。虽然在实验室实验证明了重联接速率和电磁波振幅之间的相关性，但尚未找到因果关系。

Sweet-Parker 模型曾被提出来研究重联接层的局部物理现象，但现在通过数值模拟和实验室实验进行了重新评估。正如第 III 节讨论的那样，该模型预测的重联接速率过慢，不能解释太阳和太空中观测到的速率。这是因为该模型假定等离子体和磁通束被限制通过具有 $\delta_{SP} = L/\sqrt{S}$ 厚度的狭窄“中性面”，其中 L 是系统尺寸。为了解决这个问题，Petscheck 提出了一个缓慢的激波模型，成功地预测了足够快的重联接速度。然而，在对该模型进行多次研究后，人们得出结论，该模型不能自治地形成稳态激波。

在处理为什么碰撞无关等离子体中重联为何如此迅速的这一研究领域中，最为重要和长期存在的问题之一已经根据二流体物理的观点得到了解答。研究人员发现，原本的Sweet-Parker模型适用的条件非常苛刻。当电子平均自由程小于中性面宽度时，该模型得到了实验证。当碰撞性降低以满足离子皮深 c/ω_{pi} 和Sweet-Parker宽度 δ_{SP} 之间的关系 $c/\omega_{pi} > \delta_{SP}$ 时，MRX 观测到了一个更快的重联速率，并且通过数值模拟得到了验证。此比值 $(c/\omega_{pi})/\delta_{SP}$ 等于 $5(\lambda_{mfp}/L)^{1/2}$ if λ_{mfp}/L 是另一个碰撞性参数。需要注意的是，即使电子平均自由程的数量级比系统尺寸要小得多，二流体效应仍然非常重要。

即便在二流体重联层分析领域的最新显著进展中，仍有许多重要问题未被解决。特别是，是什么真正决定了重联速率和磁能到动能的转换速率？后者如何取决于前者？除了在X点附近，重联电场似乎由霍尔场 $j \times B / ne$ 支持。在GEM挑战项目中达成的共识是，重联速率由广义欧姆定律中的霍尔项控制。但是，该项既不提供能量耗散，也不会断开磁场线。广义欧姆定律中的其他项，惯性项、 $\nabla \cdot P$ 项和波动，必须负责断开磁场线和能量转换。PIC代码模拟对局部重联层动力学的最近研究发现，中性面中的能量耗散发生在一个小区域内，导致磁场能转化为粒子动能的速率要小得多。这个速率太小了，无法解释在RFP等离子体放松事件、球形磁体合并实验或太阳耀斑演化过程中观察到的粒子加热现象。有必要开发一些模型，以形成大量的重联层。另一个问题是，全局边界条件（或周期性的或开放式的）是否影响重联速率，以及如何影响。

目前，还没有明确的理论处理宏观涨落和微观涨落，关于哪些涨落是最相关的，它们如何被激发，以及它们通过影响能量转换过程来决定重联接速率的问题。为了理解磁能如何转化为粒子能量，我们需要研究异常粒子加速和加热以及重联接速率之间的关系。预计，解析理论与数值计算将有助于加深我们

对于涨落如何被激发、如何在重联接层中耗散能量的理解进展。

67. B. 重联的全局物理问题

在第VIII节描述的全局重联研究领域，已经取得了重要的进展，记录了等离子体的磁自组织或松弛现象的关键特征。磁自组织受到重联区域内局部等离子体动力学和全局边界条件的影响和决定。在实验室等离子体中发现，由于外部条件引起的大型磁流体力学不稳定性通常会产生一个电流层，该电流层经历磁重联并能决定它的速率。主要研究结果如下：

(1) 在太阳耀斑中，重联点被确定为在CME和日冕喷发期间太阳耀斑展弓顶部附近的硬X射线发射。重联速度被测量比Sweet-Parker速率快得多。

(2) 在托卡马克中，人们发现磁重联通常是由托卡马克平衡逐渐改变而产生的理想螺旋不稳定性驱动的，重联时间远远短于经典(Sweet-Parker)的值。

(3) 在RFP实验中，重联发生在等离子体核心以及在某些条件下，在边缘也发生。观察到核心区域的两种不稳定撕裂模式可以非线性耦合在等离子体边缘区域的第三个位置产生推动重联。据推测，在活跃太阳拱门耀斑中也发生类似的现象，即在一个位置的自发重联可以驱动其他位置的重联，导致爆发。

已经被认识到，全局性重联现象几乎总是突然发生。局部的快速重联通常会导致全局拓扑变化或全局磁自组织现象。在RFP、球形托卡马克、托卡马克、磁层次亚暴流和太阳耀斑中，重联通常会突然发生，并具有非常快的速度。尽管每种情况下都有理论模型来描述这种突发行为，但是现在还没有基本理论可以普遍适用于所有情况。第VIII节包括许多与等离子体磁自组织有关的突发现象的描述。这种冲动性是允许磁能量释放爆发和磁场拓扑快速变化突然发生的最显着特性之一。需要一种普遍解释实验室和天体物理等离子体突发重联现象的理论。该理论应该解决以下一般性问题：为什么磁能量会被储存很长时间，然后突然释放，从而全局驱动等离子体进入松弛态？局部重联速率和全局储存能量的积累之间的关系是否关键？什么是启动重联的物理机制？多重重联的存在是否重要？两流体效应如何引起突发性重联在第VI节中描述，对于磁层和实验室等离子体，二流体效应在某些情况下被认为有助于引发突发性重联。这些问题应该由理论家和实验家共同努力回答。

一个重要的问题仍然存在：全局系统如何通过形成一个或多个电流片来 spontaneously 或在边界条件的强制下生成局部重联结构？多重重联层的同时出现可能为解决快速磁自组织或全局重联现象提供关键。另一个未解决的关键问题是，在全局等离子体配置演化期间，局部重联层和全局等离子体及其边界之间的能量输运。等离子体的磁自组织是否会受到局部区域和全局等离子体之间的能量或粒子传输的影响？解决该问题的示例可在托卡马克锯齿和RFP松弛现象中找到。另一个相关的未解决问题是边界处磁场的线链接效应，这预计会影响等离子体的稳定性和重联速率。

我们可以假设，在托卡马克锯齿崩溃和太阳耀斑中，全局磁自组织现象共享一个共同的过程。当重联发生在全局连通等离子体的某个区域时，将产生拓扑变化。在全局等离子体的单一连接部分中诱导了短时间内磁通量的突然变化（大 $d\Psi/dt$ ），这导致磁力线沿着磁场线的大电场和电子加速到超热能。事实上，在太阳耀斑和托卡马克锯齿崩溃的重联事件中，我们观察到大量高能尾部（runaway）电子。托卡马克锯齿和RFP（逆向磁场强制）松弛事件的仔细比较研究可能阐明这种重要的能量流通道。

在处理这些全局性的问题时，我们注意到，在特别长的全局电流层长度下，所有古典模型都会失效。实际上，只有很少的研究关注于电流层的形成过程——大多数研究都集中在对称平衡的方向上，其中电流层被假定为全局长度。在这方面，考虑高度不对称的平衡状态是很重要的，其中可能存在多个电流层，其长度更靠近平衡变化的较短尺度。这一点也被卢（Lu）指出，他考虑了一个太阳耀斑的简单自动机模型，并证明了如果多个重联层是动态相关的（一个重联将触发另一个），那么可以解释一个奇异的结果，即给定能量的耀斑数量的分布函数近似为幂律。正如帕克（Parker）所建议的，对于高度不对称的磁平衡（例如在太阳上观察到的磁平衡），发展和阐明电流层形成的一般理论将具有重要价值。

可能存在产生多个小尺度电流片的机制，其中可以进行场线重联。这些结构通常足够小，可以在无碰撞等离子体中将电子的运动与离子的运动分离开来。这些更小尺度的电流片可以波动并导致更快的重联，大量这些层应该导致大量的能量释放——例如，如在磁层和RFPs中所见。在RFP等离子体中，观察到多层重联产生了全局等离子体的显着磁自组织，产生了强烈的离子加热，目前正在密集调查。从第一原理推导的理论可能会为解决这个问题带来突破。

68. 结束语

在过去几十年中，磁重联研究取得了显著进展，这得益于实验科学家、空间物理学家、数值研究者和理论学家的广泛跨学科研究。然而，仍存在许多重要问题有待解决，包括最重要的问题，即关于磁能转化的问题，特别是关于能量流通过电子还是离子的渠道的问题。随着最近卫星观测、实验和理论研究的强劲增长，这一重要过程的理解应该会得到大大改善。

69. 致谢

我们从与Amitava Bhattacharjee, William Daughton, James Drake, Forrest Mozer, Stewart Prager, William Tang, Dmitri Uzdensky和Ellen Zweibel的许多刺激和高效的讨论中受益匪浅。我们真诚感谢David Meyerhofer对本文的编辑工作提供了非常有益的帮助。

70. 附录: 重联的本质

磁重联的基本思想涉及对一组磁力线拓扑结构的概念。支撑等离子体平衡态的一个关键概念是，在给定某些边界条件以及涉及等离子体压强的其他几个关系的情况下，每个拓扑结构都有一个唯一的磁静平衡解（Kruskal and Kulsrud, 1958年）。

这个概念可以最简单地从太阳大气的例子理解，其中等离子体压力是可以忽略的。在这个例子中，我们引入了足点映射的概念。假设太阳大气中的所有磁力线都连接到太阳表面，并考虑一个点 P ，磁力线从这个点穿过太阳表面并进入大气层。现在，按照我们的假设，所有从太阳表面离开的磁力线都将在其他地方重新进入表面。设从点 P 离开表面的那条磁力线在 P' 处重新进入表面。对于任何磁场结构，点 P' 都由 P 确定。这些称为磁场线的足点 (footpoints)，将 P' 映射到 P 的函数称为足点映射。磁力线配置的拓扑由这个足点映射定义。如果大气中的磁力线连续移动且保持其身份，而太阳表面上的足点没有移动，那么足点映射将被保持，因此它的拓扑也将被保持。反过来，任何磁力线配置都可以连续移动到另一个具有相同拓扑的配置中（忽略了磁线编织的复杂性）。现在，只有一个配置实际上是静态平衡状态，并且我们将在下文中说明，这种无力状态是能量最小化且保持其拓扑的状态。

任何线路拓扑的改变都会导致相应平衡状态的改变，并且通常会导致该平衡状态的能量变化。对于拓扑结构突然发生改变的情况，例如在某个地方打破磁场线路，等离子体将进入一个非平衡状态，而其能量通常不会发生改变。在此改变之后，等离子体将演化为理想的等离子体运动，以保持这个新的拓扑结构，但会通过粘性过程降低其能量，直到达到与其新拓扑结构相对应的新平衡。

这个讨论基于理想等离子体运动不会打破磁线或改变其拓扑结构的结果。因此，人们可以看到，非理想运动引起的拓扑结构的突然变化会迅速将磁能转化为动能，随后再通过某些粘性过程将这种动能转化为热能、辐射或粒子加速。这种拓扑学的急剧变化是一种非理想的变化，磁重联会引发这种变化。它非常重要，因为它可以导致将磁能迅速转化为其他形式。

一个典型的例子是太阳耀斑，其中当磁场松弛到低能态时会释放大量能量。耀斑通常是在源于太阳表面的足点缓慢运动所引起的磁场线扭曲的先兆下发生的，从而导致太阳大气中磁场的缓慢变化。在这种变化中，磁场会演变成一系列自由平衡状态。尽管大气中的运动是理想的，但是这种足点运动仍然会导致磁拓扑的逐渐改变。这种扭曲逐渐增加了储存的磁能。当能量增加足够多时，就会触发磁重联。在这种重联发生时，太阳表面的足点几乎不会改变，但是足点映射和拓扑会发生变化，将磁场抛出平衡状态。等离子体然后通过理想运动到一个更低能量的新平衡状态来松弛，并释放其增加的能量（这些能量是由太阳表面的运动产生的）。这种释放表现为太阳耀斑。

因此，理解磁重联的基本原理需要了解等离子体的两个重要属性。第一个属性是通量冻结。通量冻结意味着磁场线保持它们的物理实际性，任何给定的场线（代表磁场的强度和方向）在以后的时间中将继续代表磁场。实际上，这是通过磁场线随等离子体的运动而整体携带实现的。因此，如果两个等离子体流体元素 A 和 B 在某一时刻 t 位于同一磁力线上，它们将在以后的任何时刻 t' 仍然位于同一磁力线上。此外，如果某条场线在特定时刻穿过一个流体元素 A ，则该场线在以后的时间仍穿过相同的流体元素，被视为同一条场线。

通常情况下，磁通量冻结现象在高电导等离子体中成立，除非发生磁重联。磁通量冻结成立的条件为(Newcomb, 1958)。

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c = 0. \quad (44)$$

将该方程式与感应方程相结合，我们得到了场的运动方程。

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (45)$$

这个方程被称为磁微分方程或磁感应方程。

通过追踪其上的等离子体粒子来实现线的力的方式，不受选择哪个粒子来识别场线的影响。通过使用克莱布希坐标描述磁场，还可以更数学地进行这种流体冻结的几何特征描述。已知，任意无散向量场，例如磁场 \mathbf{B} ，可以用位置的两个标量函数 α 和 β 表示为：

$$\mathbf{B} = \nabla \alpha \times \nabla \beta \quad (46)$$

很明显这个表示自动满足无散条件，因此定理表明可以找到两个这样的标量函数满足方程 (A3)。

现在，如果我们假设 α 和 β 是时间和空间的函数，那么可以表达为：

$$d\alpha/dt = \partial \alpha / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla \alpha = 0, \quad (47)$$

$$d\beta/dt = \partial \beta / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla \beta = 0, \quad (48)$$

那么根据公式 (A3) 给出的 \mathbf{B} 满足公式 (A2)。

现在，力线由 $\alpha = \text{const}$ 和 $\beta = \text{const}$ 给出，并且根据公式(A4)，这些值随着等离子体元素而保持恒定。这表明任何线路都是通过等离子体运动整体传输的。这是表示流体冻结的一种数学方式。对于太阳磁场，如果太阳表面的速度为零，则 α 和 β 在太阳表面处被固定，磁力线在表面处被冻结，而足点映射和拓扑结构会在大气运动中保持不变。

第二点是，任何静态等离子体平衡很大程度上由磁场的拓扑结构决定。事实上，考虑太阳磁场，忽略其等离子体压力，并考虑特定的磁拓扑结构，如通过足点映射给出的结构。那么，在所有磁场 \mathbf{B} 中，这些磁场是无散的且具有此拓扑的磁场中，使得总磁能最小的是一种自由力学平衡状态，它是与该拓扑相关联的唯一自由力学平衡状态。

为了看出这个定理为什么对太阳磁场成立，考虑将磁能最小化。

$$\mathcal{E} = \frac{1}{8\pi} \int \mathbf{B}^2 d^3x = \frac{1}{8\pi} \int (\nabla \alpha \times \nabla \beta)^2 d^3x \quad (49)$$

在所有可能的函数 α 和 β 上施加约束条件，即 α 和 β 在太阳表面上固定。这与保持足点固定的条件相同。现在，通过改变 α 为 $\delta\alpha$ 来改变 \mathcal{E} ，进行分部积分并利用高斯定理消除在边界上为 $\delta\alpha = 0$ 的积分项，然后就可以得到：

$$\delta\mathcal{E} = \frac{2}{8\pi} \int \delta\alpha [\nabla \beta \cdot \nabla \times \mathbf{B}] d^3x = 0 \quad (50)$$

因此，由于 $\delta\alpha$ 本质上是任意的，因此在任何地方都有 $j \cdot \nabla \beta = 0$ 。同样，从变化 β 得到 $\mathbf{j} \cdot \nabla \alpha = 0$ 。因此，扩展三重积。

$$\mathbf{j} \times (\nabla \alpha \times \nabla \beta) = \nabla \alpha (\mathbf{j} \cdot \nabla \beta) - \nabla \beta (\mathbf{j} \cdot \nabla \alpha) = 0 \quad (51)$$

或者 $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0$ ，这个条件是力自由平衡的条件。

对于非零压强 p 的情况，当 p 被适当限制时，能量也是最小的，但这个论断更为复杂 (Kruskal 和 Kulsrud, 1958 年)。拓扑和平衡之间的这种独特关系表明，通过重联接改变拓扑对整个平衡有显著影响。这样，所有平衡都通过它们的拓扑进行表征。拓扑的任何变化都意味着具有不同能量的不同平衡状态。等离子体降低能量的倾向，则导致等离子体在新的平衡态经过重联接后，如果其能量更低便会进行磁重联接。主要问题是这个过程会有多快，这或许是有关磁重联接最重要的问题。当然，如果方程 (A1) 完全被满足，则磁重联接无法发生。允许重联接的磁场 \mathbf{B} 演化的更精确的磁微分方程需要包括电阻率项，即

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (52)$$

其中 η 是等离子体电阻率。最后一项给出了磁场扩散，它在时间 t 内改变了一个尺度 $\sqrt{(\eta c^2/4\pi)t}$ 。方程 (A8) 表明，磁力线并不完全与等离子体捆绑在一起，而可以在这个距离内滑动。如果这个距离相对于磁场尺度很小，那么即使电阻率不是真正的零，也可以将磁场视为冻结的。现在的情况是，太阳中的电阻率与实验室中的电阻率并没有太大的不同。在太阳中，时间尺度更长，但长度尺度也更长，由于时间出现在平方根下，所以磁通冻结的破裂在太阳中要少得多。

REFERENCES

- al Karkhy, A., P. Browning, G. Cunningham, S. Gee, and M. Rusbridge, 1993, Phys. Rev. Lett. 70, 1814.
- Anderson, J. K., C. B. Forest, T. M. Biewer, J. S. Sarff, and J. C. Wright, 2004, Nucl. Fusion 44, 162.
- Antiochos, S. K., J. T. Karpen, and C. R. DeVore, 2002, Astrophys. J. 575, 578.
- Arons, J., 2009, in Neutron Stars and Pulsars, edited by W. Becker (Springer, New York), Vol. 357, p. 373.
- Asano, Y., T. Mukai, M. Hoshino, Y. Saito, H. Hayakawa, and T. Nagai, 2004, J. Geophys. Res. 109, A02212.
- Balbus, S., and J. Hawley, 1998, Rev. Mod. Phys. 70, 1.
- Bale, S., F. Mozer, and T. Phan, 2002, Geophys. Res. Lett. 29, 2180 .
- Baum, P., and A. Bratenahl, 1974, Phys. Fluid 17, 1232.
- Becker, U., T. Neukirch, and K. Schindler, 2001, J. Geophys. Res. 106, 3811.
- Bellan, P., 2000, Spheromaks (Imperial College Press, London). Bergerson, W., C. Forest, G. Fiksel, D. Hannum, R. Kendrick, J. Sarff, and S. Stambler, 2006, Phys. Rev. Lett. 96, 015004. Bessho, N., and A. Bhattacharjee, 2005, Phys. Rev. Lett. 95, 245001.
- Bhattacharjee, A., K. Germaschewski, and C. S. Ng, 2005, Phys. Plasmas 12, 042305.
- Bhattacharjee, A., and E. Hameiri, 1986, Phys. Rev. Lett. 57, 206.
- Bhattacharjee, A., Z. W. Ma, and X. Wang, 2001, Phys. Plasmas 8, 1829.
- Birdsall, C., and A. Langdon, 1985, Plasma Physics via Computer Simulation (McGraw-Hill, New York).
- Birn, J., J. Drake, M. Shay, B. Rogers, R. Denton, M. Hesse, M. Kuznetsova, Z. Ma, A. Bhattacharjee, A. Otto, and P. Pritchett, 2001, J. Geophys. Res. 106, 3715.
- Birn, J., and E. R. Priest, 2007, in Reconnection of Magnetic Fields: Magnetohydrodynamics and Collisionless Theory and Observations, edited by J. Birn and E. R. Priest (Cambridge University Press, Cambridge), p. 3.
- Biskamp, D., 1986, Phys. Fluids 29, 1520.
- Biskamp, D., 2000, Magnetic Reconnection in Plasmas (Cambridge University Press, Cambridge).
- Biskamp, D., and K. Schindler, 1971, Plasma Phys. 13, 1013.
- Biskamp, D., E. Schwarz, and J. F. Drake, 1997, Phys. Plasmas 4, 1002.
- Bodin, H. A. B., 1990, Nucl. Fusion 30, 1717.
- Bratenahl, A., and C. M. Yeates, 1970, Phys. Fluids 13, 2696. Breslau, J. A., and S. Jardin, 2003, Phys. Plasmas 10, 1291.
- Brittnacher, M., and E. C. Whipple, 2002, J. Geophys. Res. 107, 1022.
- Brown, D. S., and E. R. Priest, 2001, Astron. Astrophys. 367, 339.
- Brown, M., 1999, Phys. Plasmas 6, 1717.
- Brown, M., C. Cothran, M. Landreman, D. Schlossberg, and W. Matthaeus, 2002, Astrophys. J. 577, L63.
- Brown, M. R., C. D. Cothran, and J. Fung, 2006, Phys. Plasmas 13, 056503.
- Cai, H. J., D. Q. Ding, and L. C. Lee, 1994, J. Geophys. Res. 99, 35.
- Cai, H. J., and L. C. Lee, 1997, Phys. Plasmas 4, 509.
- Carmichael, H., 1964, in The Physics of Solar Flares, Proceedings of the AAS – NASA Symposium, edited by W. N. Hess (NASA, Washington, D.C.), p. 451.
- Carter, T., H. Ji, F. Trintchouk, M. Yamada, and R. Kulsrud, 2001, Phys. Rev. Lett. 88, 015001.
- Carter, T., M. Yamada, H. Ji, R. Kulsrud, and F. Trintchouk, 2002, Phys. Plasmas 9, 3272.
- Cassak, P. A., M. A. Shay, and J. F. Drake, 2005, Phys. Rev. Lett. 95, 235002.
- Cattell, C., J. Dombeck, J. Wygant, J. Drake, M. Swisdak, M. Goldstein, W. Keith, A. Fazakerley, M. Andre, E. Lucek, and A. Balogh, 2005, J. Geophys. Res. 110, A01211.
- Chen, L. J., et al., 2008, Nat. Phys. 4, 19.
- Close, R. M., C. E. Parnell, D. W. Longcope, and E. R. Priest, 2004, Astrophys. J. Lett. 612, L81.
- Cothran, C. D., J. Fung, M. R. Brown, and M. J. Schaffer, 2006, Rev. Sci. Instrum. 77, 063504.
- Cothran, C. D., M. Landreman, M. R. Brown, and W. H. Matthaeus, 2003, Geophys. Res. Lett. 30, 1213.
- Cowley, S. W. H., 1978, Planet. Space Sci. 26, 1037.
- Daughton, W., 1999, J. Geophys. Res. 104, 28701.
- Daughton, W., 2003, Phys. Plasmas 10, 3103.
- Daughton, W., G. Lapenta, and P. Ricci, 2004, Phys. Rev. Lett. 93, 105004.

- Daughton, W., J. Scudder, and H. Karimabadi, 2006, Phys. Plasmas 13, 072101.
- Deng, X. H., and H. Matsumoto, 2001, Nature (London) 410, 557.
- Den Hartog, D. J., et al., 2007, Nucl. Fusion 47, L17.
- De Pontieu, B., et al., 2007, Science 318, 1574.
- Ding, W. X., D. L. Brower, D. Craig, B. H. Deng, G. Fiksel, V. Mirnov, S. C. Prager, J. S. Sarff, and V. Svidzinski, 2004, Phys. Rev. Lett. 93, 045002.
- Ding, W. X., D. L. Brower, D. Craig, B. H. Deng, S. C. Prager, J. S. Sarff, and V. Svidzinski, 2007, Phys. Rev. Lett. 99, 055004. Dorfman, S., W. Daughton, V. Roytershteyn, H. Ji, Y. Ren, and M. Yamada, 2008, Phys. Plasmas 15, 102107.
- Drake, J., and M. Shay, 2007, in Reconnection of Magnetic Fields: Magnetohydrodynamics and Collisionless Theory and Observations, edited by J. Birn and E. R. Priest (Cambridge University Press, Cambridge), p. 87.
- Drake, J., M. Swisdak, C. Cattell, M. Shay, B. Rogers, and A. Zeiler, 2003, Science 299, 873.
- Drake, J. F., M. Swisdak, H. Che, and M. A. Shay, 2006, Nature (London) 443, 553.
- Dungey, J., 1953, Philos. Mag. 44, 725.
- Dungey, J., 1961, Phys. Rev. Lett. 6, 47.
- Dungey, J., 1989, Proceedings of an International Workshop in Space Plasmas (European Space Agency, Paris), Vol. 2, Paper No. ESA SP-285, p. 15.
- Dungey, J., 1995, in Physics of the Magnetopause, edited by P. Song, B. Sonnerup, and M. Thomsen, AGU Monograph Vol. 90 (AGU, Washington, D.C.), p. 81.
- Edwards, A. W., D. J. Campbell, W. W. Engelhardt, H.-U. Fahrbach, R. D. Gill, R. S. Granetz, S. Tsuji, B. J. D. Tubbing, A. Weller, J. Wesson, and D. Zasche, 1986, Phys. Rev. Lett. 57, 210.
- Egedal, J., A. Fasoli, and J. Nazemi, 2003, Phys. Rev. Lett. 90, 135003.
- Egedal, J., A. Fasoli, M. Porkolab, and D. Tarkowski, 2000, Rev. Sci. Instrum. 71, 3351.
- Egedal, J., M. Øieroset, W. Fox, and R. P. Lin, 2005, Phys. Rev. Lett. 94, 025006.
- Fairfield, D. H., E. W. Hones, Jr., and C.-I. Meng, 1981, J. Geophys. Res. 86, 11189.
- Fiksel, G., D. J. den Hartog, and P. W. Fontana, 1998, Rev. Sci. Instrum. 69, 2024.
- Fitzpatrick, R., 2004, Phys. Plasmas 11, 937.
- Fleming, T., J. Stone, and J. Hawley, 2000, Astrophys. J. 530, 464.
- Fontana, P. W., D. J. Den Hartog, G. Fiksel, and S. C. Prager, 2000, Phys. Rev. Lett. 85, 566.
- Forbes, T. G., 2007, in Reconnection of Magnetic Fields: Magnetohydrodynamics and Collisionless Theory and Observations, edited by J. Birn and E. R. Priest (Cambridge University Press, Cambridge), p. 16.
- Forbes, T. G., and E. R. Priest, 1995, Astrophys. J. 446, 377.
- Fox, W., M. Porkolab, J. Egedal, N. Katz, and A. Le, 2008, Phys. Rev. Lett. 101, 255003.
- Frank, A. G., 1974, Neutral Current Layers in a Plasma (Izdatel'stvo Nauka, Moscow), pp. 108-166.
- Frank, A. G., S. Y. Bogdanov, G. V. Dreiden, V. S. Markov, and G. Ostrovskaya, 2006, Phys. Lett. A 348, 318.
- Frank, A. G., S. Y. Bogdanov, V. S. Markov, G. V. Ostrovskaya, and G. V. Dreiden, 2005, Phys. Plasmas 12, 052316.
- Fromang, S., J. Papaloizou, G. Lesur, and T. Heinemann, 2007, Astron. Astrophys. 476, 1123.
- Fujimoto, K., 2006, Phys. Plasmas 13, 072904.
- Furno, I., T. P. Intrator, G. Lapenta, L. Dorf, S. Abbate, and D. D. Ryutov, 2007, Phys. Plasmas 14, 022103.
- Furth, H., J. Killeen, and M. Rosenbluth, 1963, Phys. Fluids 6, 459.
- Gabriel, A. H., et al., 1997, Sol. Phys. 175, 207, and other articles in the same issue.
- Gekelman, W., A. Collette, and S. Vincena, 2007, Phys. Plasmas 14, 062109. Gekelman, W., and H. Pfister, 1988, Phys. Fluids 31, 2017.
- Gekelman, W., R. Stenzel, and N. Wild, 1982, J. Geophys. Res., [Space Phys.] 87, 101.
- Giovanelli, R., 1946, Nature (London) 158, 81.
- Golub, L., J. Bookbinder, E. Deluca, M. Karovska, H. Warren, C. J. Schrijver, R. Shine, T. Tarbell, A. Title, J. Wolfson, B. Handy, and C. Kankelborg, 1999, Phys. Plasmas 6, 2205.
- Goodman, J., and G. Xu, 1994, Astrophys. J. 432, 213.
- Gosling, J. T., R. M. Skoug, D. J. McComas, and C. W. Smith, 2005, Geophys. Res. Lett. 32, L05105.

- Hagenaar, H. J., 2001, *Astrophys. J.* 555, 448.
- Hahm, T. S., and R. M. Kulsrud, 1985, *Phys. Fluids* 28, 2412.
- Hansen, A. K., A. F. Almagri, D. Craig, D. J. Den Hartog, C. C. Hegna, S. C. Prager, and J. S. Sarff, 2000, *Phys. Rev. Lett.* 85, 3408 .
- Harris, E., 1962, *Nuovo Cimento* 23, 115.
- Hart, G. W., A. Janos, D. D. Meyerhofer, and M. Yamada, 1986, *Phys. Fluids* 29, 1994.
- Harvey, K. L., and F. Recely, 1984, *Sol. Phys.* 91, 127.
- Hawkins, J. G., L. C. Lee, M. Yan, Y. Lin, F. W. Perkins, and M. Yamada, 1994, *J. Geophys. Res.* 99, 5869.
- Hawley, J. F., and S. A. Balbus, 1992, *Astrophys. J.* 400, 595.
- Hayashi, T., and T. Sato, 1978, *J. Geophys. Res.* 83, 217.
- Hesse, M., 2006, *Phys. Plasmas* 13, 122107.
- Hesse, M., M. Kuznetsova, and J. Birn, 2004, *Phys. Plasmas* 11, 5387.
- Hesse, M., M. Kuznetsova, and M. Hoshino, 2002, *Geophys. Res. Lett.* 29, 1563.
- Hesse, M., M. Kuznetsova, K. Schindler, and J. Birn, 2005 , *Phys. Plasmas* 12, 100704.
- Hesse, M., K. Schindler, J. Birn, and M. Kuznetsova, 1999, *Phys. Plasmas* 6, 1781.
- Hesse, M., and D. Winske, 1993, *Geophys. Res. Lett.* 20, 1207.
- Hirayama, T., 1974, *Sol. Phys.* 34, 323.
- Horiuchi, R., and T. Sato, 1994, *Phys. Plasmas* 1, 3587.
- Horiuchi, R., and T. Sato, 1997, *Phys. Plasmas* 4, 277.
- Horiuchi, R., and T. Sato, 1999, *Phys. Plasmas* 6, 4565.
- Hoyle, F., 1949, Some Recent Researches in Solar Physics (Cambridge University Press, Cambridge).
- Hsu, S., G. Fiksel, T. Carter, H. Ji, R. Kulsrud, and M. Yamada, 2000, *Phys. Rev. Lett.* 84, 3859.
- Huang, Y.-M., E. G. Zweibel, and C. R. Sovinec, 2006, *Phys. Plasmas* 13, 092102.
- Huba, J., J. Drake, and N. Gladd, 1980, *Phys. Fluids* 23, 552.
- Huba, J., and L. Rudakov, 2004, *Phys. Rev. Lett.* 93, 175003.
- Hughes, W., 1995, in Introduction to Space Physics, edited by M. Kivelson and C. Russell (Cambridge University Press, London), p. 227.
- Ishizawa, A., and R. Horiuchi, 2005, *Phys. Rev. Lett.* 95, 045003.
- Jemella, B. D., J. F. Drake, and M. A. Shay, 2004, *Phys. Plasmas* 11, 5668.
- Ji, H., 1999, in Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas, edited by M. Brown, R. Canfield, and A. Pevtsov, AGU Monograph Vol. 111 (AGU, Washington, D.C.), p. 167.
- Ji, H., A. Almagri, S. Prager, and J. Sarff, 1994, *Phys. Rev. Lett.* 73, 668.
- Ji, H., T. Carter, S. Hsu, and M. Yamada, 2001, *Earth, Planets Space* 53, 539.
- Ji, H., R. Kulsrud, W. Fox, and M. Yamada, 2005, *J. Geophys. Res.* 110, A08212.
- Ji, H., and S. Prager, 2002, *Magnetohydrodynamics* 38, 191.
- Ji, H., S. C. Prager, and J. S. Sarff, 1995, *Phys. Rev. Lett.* 74, 2945.
- Ji, H., Y. Ren, M. Yamada, S. Dorfman, W. Daughton, and S. P. Gerhardt, 2008, *Geophys. Res. Lett.* 35, L13106.
- Ji, H., S. Terry, M. Yamada, R. Kulsrud, A. Kuritsyn, and Y. Ren, 2004, *Phys. Rev. Lett.* 92, 115001.
- Ji, H., Y. Yagi, K. Hattori, A. F. Almagri, S. C. Prager, Y. Hirano, J. S. Sarff, T. Shimada, Y. Maejima, and K. Hayase, 1995, *Phys. Rev. Lett.* 75, 1086.
- Ji, H., M. Yamada, S. Hsu, and R. Kulsrud, 1998, *Phys. Rev. Lett.* 80, 3256.
- Ji, H., M. Yamada, S. Hsu, R. Kulsrud, T. Carter, and S. Zaharia, 1999, *Phys. Plasmas* 6, 1743.
- Kadomtsev, B., 1975, *Sov. J. Plasma Phys.* 1, 389.
- Kan, J. R., 1973, *J. Geophys. Res.* 78, 3773.
- Kivelson, M., and C. Russell, 1995, Introduction to Space Physics (Cambridge University Press, London).
- Kopp, R. A., and G. W. Pneuman, 1976, *Sol. Phys.* 50, 85.
- Kornack, T. W., P. K. Sollins, and M. R. Brown, 1998, *Phys. Rev. E* 58, R36.
- Krall, N., and P. Liewer, 1971, *Phys. Rev. A* 4, 2094.
- Krause, F., and K.-H. Rädler, 1980, Mean-Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory (Akademie-Verlag, Berlin).
- Kropotkin, A. P., and V. I. Domrin, 1996, *J. Geophys. Res.* 101, 19893.

- Kruskal, M., and R. Kulsrud, 1958, Phys. Fluids 1, 265.
- Kulsrud, R., 1998, Phys. Plasmas 5, 1599.
- Kulsrud, R., 2001, Earth, Planets Space 53, 417.
- Kulsrud, R., 2005, Plasma Physics for Astrophysics (Princeton University Press, Princeton).
- Kulsrud, R., H. Ji, W. Fox, and M. Yamada, 2005, Phys. Plasmas **12**, 082301.
- Kuritsyn, A., H. Ji, S. Gerhardt, Y. Ren, and M. Yamada, 2007, Geophys. Res. Lett. 34, L16106.
- Kuritsyn, A., M. Yamada, S. Gerhardt, H. Ji, R. Kulsrud, and Y. Ren, 2006, Phys. Plasmas 13, 055703.
- Kusano, K., T. Maeshiro, T. Yokoyama, and T. Sakurai, 2004, Astrophys. J. 610, 537.
- Kuznetsova, M. M., M. Hesse, L. Rastatter, A. Taktakishvili, G. Toth, D. L. De Zeeuw, A. Ridley, and T. I. Gombosi, 2007, J. Geophys. Res. 112, A10210.
- Kuznetsova, M. M., M. Hesse, and D. Winske, 2000, J. Geophys. Res. 105, 7601.
- Kuznetsova, M. M., M. Hesse, and D. Winske, 2001, J. Geophys. Res. 106, 3799.
- Lapenta, G., and J. Brackbill, 2002, Phys. Plasmas 9, 1544.
- Lazarian, A., and E. T. Vishniac, 1999, Astrophys. J. 517, 700.
- Lee, G. S., P. H. Diamond, and Z. G. An, 1989, Phys. Fluids B **1**, 99.
- Lemons, D., and S. Gary, 1977, J. Geophys. Res. 82, 2337.
- Lesur, G., and P.-Y. Longaretti, 2007, Mon. Not. R. Astron. Soc. 378, 1471.
- Levinton, F. M., S. H. Batha, M. Yamada, and M. C. Zarnstorff, 1993, Phys. Fluids B 5, 2554.
- Lichtenberg, A., 1984, Nucl. Fusion 24, 1277.
- Lin, R. P., 2006, Space Sci. Rev. 124, 233.
- Lin, R. P., et al., 2003, Astrophys. J. Lett. 595, L69.
- Longcope, D. W., 1998, Astrophys. J. 507, 433.
- Lovelace, R. V. E., M. M. Romanova, and G. S. BisnovatyiKogan, 1995, Mon. Not. R. Astron. Soc. 275, 244.
- Lu, E. T., 1995, Phys. Rev. Lett. 74, 2511.
- Lu, E. T., and R. J. Hamilton, 1991, Astrophys. J. Lett. 380, L89.
- Lyons, L. R., and D. C. Pridmore-Brown, 1990, J. Geophys. Res. 95, 20903.
- Lyutikov, M., 2006, Mon. Not. R. Astron. Soc. 367, 1594.
- Lyutikov, M., and D. Uzdensky, 2003, Astrophys. J. 589, 893.
- Ma, Z. W., and A. Bhattacharjee, 1996, Geophys. Res. Lett. 23, 1673.
- Mahajan, S. M., 1989, Phys. Fluids B 1, 43.
- Mahajan, S. M., and R. D. Hazeltine, 2000, Phys. Plasmas 7, 1287.
- Malyshkin, L., T. Linde, and R. Kulsrud, 2005, Phys. Plasmas 12, 102902
- Mandt, M. E., R. E. Denton, and J. F. Drake, 1994, Geophys. Res. Lett. 21, 73.
- Masuda, S., T. Kosugi, H. Hara, S. Tsuneta, and Y. Ogawara, 1994, Nature (London) 371, 495.
- Matsumoto, R., T. Tajima, K. Shibata, and M. Kaisig, 1993, Astrophys. J. 414, 357.
- Matthaeus, W. H., C. D. Cothran, M. Landreman, and M. R. Brown, 2005, Geophys. Res. Lett. 32, L23104.
- McBride, J., E. Ott, J. Boris, and J. Orens, 1972, Phys. Fluids **15**, 2367.
- McComas, D. J., S. J. Bame, C. T. Russell, and R. C. Elphic, 1986, J. Geophys. Res. 91, 4287.
- Michel, F. C., 1971, Comments Astrophys. Space Phys. 3, 80.
- Mirnov, V. V., C. C. Hegna, and S. C. Prager, 2003, Plasma Phys. Rep. 29, 566.
- Mirnov, V. V., C. C. Hegna, and S. C. Prager, 2004, Phys. Plasmas 11, 4468.
- Moritaka, T., R. Horiuchi, and H. Ohtani, 2007, Phys. Plasmas 14, 102109.
- Mozer, F., 2004, private communication.
- Mozer, F. S., S. Bale, and T. D. Phan, 2002, Phys. Rev. Lett. 89, 015002 .
- Mozer, F. S., and A. Retinò, 2007, J. Geophys. Res. 112, A10206.
- Mullan, D. J., 1986, The M-Type Stars (NASA, Washington, D.C.), pp. 455 – 479.
- Murata, T., H. Matsumoto, H. Kojima, A. Fujita, T. Nagai, T. Yamamoto, and R. R. Anderson, 1995, Geophys. Res. Lett. 22, 1849.
- Nagayama, Y., K. M. McGuire, M. Bitter, A. Cavallo, E. D. Fredrickson, K. W. Hill, H. Hsuan, A. Janos, W. Park, G. Taylor, and M. Yamada, 1991, Phys. Rev. Lett. 67, 3527.

- Nagayama, Y., M. Yamada, W. Park, E. D. Fredrickson, A. C. Janos, K. M. McGuire, and G. Taylor, 1996, Phys. Plasmas 3, 1647.
- Newcomb, W., 1958, Ann. Phys. 3, 347.
- Ohyabu, N., S. Okamura, and N. Kawashima, 1974, J. Geophys. Res. 79, 1977.
- Øieroset, M., R. P. Lin, T. D. Phan, D. E. Larson, and S. D. Bale, 2002, Phys. Rev. Lett. 89, 195001.
- Øieroset, M., T. D. Phan, M. Fujimoto, R. P. Lin, and R. P. Lepping, 2001, Nature (London) 412, 414.
- Ono, Y., R. A. Ellis, A. C. Janos, F. M. Levinton, R. M. Mayo, R. W. Motley, Y. Ueda, and M. Yamada, 1988, Phys. Rev. Lett. 61, 2847.
- Ono, Y., M. Inomoto, T. Okazaki, and Y. Ueda, 1997, Phys. Plasmas 4, 1953.
- Ono, Y., A. Morita, M. Katsurai, and M. Yamada, 1993, Phys. Fluids B 5, 3691.
- Ono, Y., M. Yamada, T. Akao, T. Tajima, and R. Matsumoto, 1996, Phys. Rev. Lett. 76, 3328.
- Ortolani, S., and D. Schnack, 1993, Magnetohydrodynamics of Plasma Relaxation (World Scientific, Singapore).
- Park, H. K., A. J. H. Donne, J. N. C. Luhmann, I. G. J. Classen, C. W. Domier, E. Mazzucato, T. Munsat, M. J. van de Pol, and Z. X. T. Team (TEXTOR Team), 2006, Phys. Rev. Lett. 96, 195004.
- Park, H. K., J. N. C. Luhmann, A. J. H. Donne, I. G. J. Classen, C. W. Domier, E. Mazzucato, T. Munsat, M. J. van de Pol, and Z. X. T. Team (TEXTOR Team), 2006, Phys. Rev. Lett. 96, 195003
- Park, W., E. D. Fredrickson, A. Janos, J. Manickam, and W. M. Tang, 1995, Phys. Rev. Lett. 75, 1763.
- Parker, E., 1957, J. Geophys. Res. 62, 509.
- Parker, E., 1963, Astrophys. J., Suppl. Ser. 8, 177.
- Parker, E., 1979, Cosmical Magnetic Fields (Clarendon, Oxford).
- Parker, E. N., and M. Krook, 1956, Astrophys. J. 124, 214.
- Petschek, H., 1964, Proceedings of the AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares, NASA Spec. Pub. 50 (NASA, Washington, D.C.), 425.
- Phan, T. D., J. F. Drake, M. A. Shay, F. S. Mozer, and J. P. Eastwood, 2007, Phys. Rev. Lett. 99, 255002.
- Phan, T. D., J. T. Gosling, M. S. Davis, R. M. Skoug, M. Øieroset, R. P. Lin, R. P. Lepping, D. J. McComas, C. W. Smith, H. Reme, and A. Balogh, 2006, Nature (London) 439, 175.
- Pneuman, G. W., 1984, in Physics of Solar Prominences, edited by E. Jensen, P. Maltby, and F. Orall (IAU, Oslo), Vol. 44.
- Pontin, D., 2007, in Reconnection of Magnetic Fields: Magnetohydrodynamics and Collisionless Theory and Observations, edited by J. Birn and E. R. Priest (Cambridge University Press, Cambridge), p. 62.
- Porcelli, F., D. Borgogno, F. Califano, D. Grasso, M. Ottaviani, and F. Pegoraro, 2002, Plasma Phys. Controlled Fusion 44, B389.
- Prager, S. C. et al., 2005, Nucl. Fusion 45, S276.
- Priest, E., and T. Forbes, 1986, J. Geophys. Res. 91, 5579.
- Priest, E., and T. Forbes, 2000, Magnetic Reconnection-MHD Theory and Applications (Cambridge University Press, Cambridge).
- Priest, E. R., J. F. Heyvaerts, and A. M. Title, 2002, Astrophys. J. 576, 533.
- Pritchett, P. L., 2001, J. Geophys. Res. 106, 3783.
- Pritchett, P. L., 2005, Phys. Plasmas 12, 062301.
- Pritchett, P. L., and F. V. Coroniti, 2004, J. Geophys. Res. 109, A 01220.
- Ren, Y., M. Yamada, S. Gerhardt, H. Ji, R. Kulsrud, and A. Kuritsyn, 2005, Phys. Rev. Lett. 95, 055003.
- Ren, Y., M. Yamada, H. Ji, S. Gerhardt, and R. Kulsrud, 2008, Phys. Rev. Lett. 101, 085003.
- Ricci, P., J. Blackbill, W. Daughton, and G. Lapenta, 2004, Phys. Plasmas 11, 4489.
- Ricci, P., J. U. Brackbill, W. Daughton, and G. Lapenta, 2005, Phys. Plasmas 12, 055901.
- Romanova, M. M., G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, V. M. Chechetkin, and R. V. E. Lovelace, 1998, Astrophys. J. 500, 703.
- Rosenbluth, M. N., R. Y. Dagazian, and P. H. Rutherford, 1973, Phys. Fluids 16, 1894.
- Runov, A., R. Nakamura, W. Baumjohann, T. L. Zhang, M. Volwerk, H.-U. Eichelberger, and A. Balogh, 2003, Geophys. Res. Lett. 30, 8.
- Russell, C. T., and R. C. Elphic, 1979, Geophys. Res. Lett. 6, 33.
- Ryutov, D. D., I. Furno, T. P. Intrator, S. Abbate, and T. Madziwa-Nussinov, 2006, Phys. Plasmas 13, 032105.

- Sarff, J., et al., 2005, in *The Magnetized Plasma in Galaxy Evolution*, edited by K. T. Chyzy, K. Otmianowska-Mazur, M. Soida, and R.-J. Dettmar (*Observatorium Astronomiczne, Uniwersytet Jagiellonski*), pp. 48-55.
- Sato, T., and T. Hayashi, 1979, *Phys. Fluids* 22, 1189.
- Schindler, K., and J. Birn, 2002, *J. Geophys. Res.* 107, 1193.
- Scholer, M., 1989, *J. Geophys. Res.* 94, 8805.
- Scholer, M., I. Sidorenko, C. Jaroschek, R. Treumann, and A. Zeiler, 2003, *Phys. Plasmas* 10, 3521.
- Scudder, J. D., F. S. Mozer, N. C. Maynard, and C. T. Russell, 2002, *J. Geophys. Res.* 107, 1294.
- Sergeev, V., A. Runov, W. Baumjohann, R. Nakamura, T. L. Zhang, M. Volwerk, A. Balogh, H. Rème, J. A. Sauvaud, M., Andre, and B. Klecker, 2003, *Geophys. Res. Lett.* 30, 60.
- Sergeev, V. A., D. G. Mitchell, C. T. Russell, and D. J. Williams, 1993, *J. Geophys. Res.* 98, 17345.
- Shay, M., J. Drake, R. Denton, and D. Biskamp, 1998, *J. Geophys. Res.* 103, 9165.
- Shay, M. A., and J. F. Drake, 1998, *Geophys. Res. Lett.* 25, 3759.
- Shay, M. A., J. F. Drake, and B. N. Rogers, 1999, *Geophys. Res. Lett.* 26, 2163.
- Shay, M. A., J. F. Drake, B. N. Rogers, and R. E. Denton, 2001, *J. Geophys. Res.* 106, 3759.
- Shay, M. A., J. F. Drake, and M. Swisdak, 2007, *Phys. Rev. Lett.* 99, 155002.
- Shibata, K., S. Masuda, M. Shimojo, H. Hara, T. Yokoyama, S. Tsuneta, T. Kosugi, and Y. Ogawara, 1995, *Astrophys. J.* 451, L83.
- Shibata, K., et al., 2007, *Science* 318, 1591.
- Shinohara, I., T. Nagai, M. Fujimoto, T. Terasawa, T. Mukai, K. Tsuruda, and T. Yamamoto, 1998, *J. Geophys. Res.* 103, 20365.
- Silin, I., and J. Büchner, 2003, *Phys. Plasmas* 10, 1299.
- Silin, I., J. Büchner, and A. Vaivads, 2005, *Phys. Plasmas* 12, 062902.
- Silveira, O., L. Ziebell, R. Gaelzer, and P. Yoon, 2002, *Phys. Rev. E* 65, 036407.
- Sitnov, M. I., P. N. Guzdar, and M. Swisdak, 2003, *Geophys. Res. Lett.* 30, 1712.
- Sitnov, M. I., M. Swisdak, P. N. Guzdar, and A. Runov, 2006, *J. Geophys. Res.* 111, 8204.
- Sitnov, M. I., L. M. Zelenyi, H. V. Malova, and A. S. Sharma, 2000, *J. Geophys. Res.* 105, 13029.
- Soltwisch, H., 1988, *Rev. Sci. Instrum.* 59, 1599.
- Sonnerup, B. U. Ö., 1970, *J. Plasma Phys.* 4, 161.
- Sonnerup, B. U. Ö., 1979, in *Solar System Plasma Physics*, Vol. III, edited by L. Lanzerotti, C. Kennel, and E. Parker (NorthHolland, New York), p. 45.
- Sonnerup, B. U. Ö., 1988, *Comput. Phys. Commun.* 49, 143.
- Speiser, T., 1965, *J. Geophys. Res.* 70, 4219.
- Spitkovsky, A., 2006, *Astrophys. J. Lett.* 648, L51.
- Spitzer, L., 1962, *Physics of Fully Ionized Gases* (Interscience, New York).
- Stenzel, R., and W. Gekelman, 1979, *Phys. Rev. Lett.* 42, 1055.
- Stenzel, R., and W. Gekelman, 1981, *J. Geophys. Res.* 86, 649.
- Stenzel, R., W. Gekelman, and N. Wild, 1982, *J. Geophys. Res.* 87, 111.
- Stenzel, R. L., M. C. Griskey, J. M. Urrutia, and K. D. Strohmaier, 2003, *Phys. Plasmas* 10, 2780.
- Strauss, H. R., 1985, *Phys. Fluids* 28, 2786.
- Sturrock, P. A., 1966, *Nature (London)* 211, 695. Sugiyama, T., and K. Kusano, 2007, *J. Comp. Physiol.* 227, 1340
- Sullivan, B. P., B. N. Rogers, and M. A. Shay, 2005, *Phys. Plasmas* 12, 122312.
- Svidzinski, V. A., G. Fiksel, V. V. Mirnov, and S. C. Prager, 2008, *Phys. Plasmas* 15, 062511.
- Sweet, P., 1958, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, edited by B. Lehnert (Cambridge University Press, New York), p. 123.
- Swisdak, M., J. F. Drake, M. A. Shay, and J. G. McIlhargey, 2005, *J. Geophys. Res.* 110, A05210.
- Syrovatskii, S., 1971, *Sov. Phys. JETP* 33, 933.
- Syrovatskii, S., 1981, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 19, 163.
- Syrovatskii, S. I., A. G. Frank, and A. Z. Khodzhaev, 1973, *Sov. Phys. Tech. Phys.* 18, 580.
- Taylor, J. B., 1974, *Phys. Rev. Lett.* 33, 1139.
- Taylor, J. B., 1986, *Rev. Mod. Phys.* 58, 741.

- Terasawa, T., 1983, *Geophys. Res. Lett.* 10, 475.
- Trintchouk, F., M. Yamada, H. Ji, R. Kulsrud, and T. Carter, 2003, *Phys. Plasmas* 10, 319.
- Tsuneta, S., 1996, *Astrophys. J.* 456, 840.
- Ugai, M., and T. Tsuda, 1977, *J. Plasma Phys.* 17, 337.
- Uzdensky, D., and J. Goodman, 2008, *Astrophys. J.* 682, 608.
- Uzdensky, D., and R. Kulsrud, 2000, *Phys. Plasmas* 7, 4018.
- Uzdensky, D., and R. Kulsrud, 2006, *Phys. Plasmas* 13, 062305.
- Uzdensky, D. A., 2003, *Astrophys. J.* 587, 450.
- Uzdensky, D. A., 2007, *Phys. Rev. Lett.* 99, 261101.
- Uzdensky, D. A., A. Königl, and C. Litwin, 2002, *Astrophys. J.* 565, 1205.
- van Ballegooijen, A. A., 1994, *Space Sci. Rev.* 68, 299.
- Vasyliunas, V., 1975, *Rev. Geophys. Space Phys.* 13, 303.
- Verbunt, F., 1982, *Space Sci. Rev.* 32, 379.
- von Goeler, S., W. Stodiek, and N. Sauthoff, 1974, *Phys. Rev. Lett.* 33, 1201.
- Waelbroeck, F. L., 1989, *Phys. Fluids B* 1, 2372.
- Wang, X., A. Bhattacharjee, and Z. W. Ma, 2000, *J. Geophys. Res.* 105, 27633.
- Wang, X., A. Bhattacharjee, and Z. W. Ma, 2001, *Phys. Rev. Lett.* 87, 265003.
- Wang, Y., R. Kulsrud, and H. Ji, 2008, *Phys. Plasmas* 15, 122105.
- Wesson, J., 1987, *Tokamaks* (Clarendon, Oxford).
- Woltjer, L., 1958, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 44, 489.
- Woods, P. M., and C. Thompson, 2006, *Compact Stellar X-Ray Sources* (Cambridge University Press, Cambridge), p. 547. Wygant, J. et al., 2005, *J. Geophys. Res.* 110, A09206.
- Xiao, C. J., et al., 2006, *Nat. Phys.* 2, 478.
- Xiao, C. J., et al., 2007, *Nat. Phys.* 3, 609.
- Yagi, Y., and N. Kawashima, 1985, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* 24, L259.
- Yamada, M., 1999a, in *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas*, edited by M. Brown, R. Canfield, and A. Pevtsov, AGU Monograph Vol. 111 (AGU, Washington, D.C.), p. 129.
- Yamada, M., 1999b, *J. Geophys. Res., [Space Phys.]* 104, 14529.
- Yamada, M., 2001, *Earth, Planets Space* 53, 509.
- Yamada, M., 2007, *Phys. Plasmas* 14, 058102.
- Yamada, M., H. Furth, W. Hsu, A. Janos, S. Jardin, M. Okabayashi, J. Sinnis, T. Stix, and K. Yamazaki, 1981, *Phys. Rev. Lett.* 46, 188.
- Yamada, M., H. Ji, S. Hsu, T. Carter, R. Kulsrud, N. Bretz, F. Jobes, Y. Ono, and F. Perkins, 1997a, *Phys. Plasmas* 4, 1936.
- Yamada, M., H. Ji, S. Hsu, T. Carter, R. Kulsrud, Y. Ono, and F. Perkins, 1997b, *Phys. Rev. Lett.* 78, 3117.
- Yamada, M., H. Ji, S. Hsu, T. Carter, R. Kulsrud, and F. Trintchouk, 2000, *Phys. Plasmas* 7, 1781.
- Yamada, M., F. Levinton, N. Pomphrey, R. Budny, J. Manickam, and Y. Nagayama, 1994, *Phys. Plasmas* 1, 3269.
- Yamada, M., Y. Nagayama, W. Davis, E. Fredrickson, A. Janos, and F. Levinton, 1992, *Rev. Sci. Instrum.* 63, 4623.
- Yamada, M., Y. Ono, A. Hayakawa, M. Katsurai, and F. Perkins, 1990, *Phys. Rev. Lett.* 65, 721.
- Yamada, M., F. Perkins, A. MacAulay, Y. Ono, and M. Katsurai, 1991, *Phys. Fluids B* 3, 2379.
- Yamada, M., Y. Ren, H. Ji, J. Breslau, S. Gerhardt, R. Kulsrud, and A. Kuritsyn, 2006, *Phys. Plasmas* 13, 052119.
- Yin, L., and D. Winske, 2003, *Phys. Plasmas* 10, 1595
- Yokoyama, T., K. Akita, T. Morimoto, K. Inoue, and J. Newmark, 2001, *Astrophys. J. Lett.* 546, L69.
- Yoon, P., and A. Lui, 2004, *J. Geophys. Res.* 109, A02210.
- Yoon, P., A. Lui, and M. Sitnov, 2002, *Phys. Plasmas* 9, 1526.
- Yoon, P. H., and A. T. Y. Lui, 2005, *J. Geophys. Res.* 110, A01202.
- Zenitani, S., and M. Hoshino, 2001, *Astrophys. J. Lett.* 562, L63.
- Zweibel, E. G., and A. Brandenburg, 1997, *Astrophys. J.* 478, 563.