目录

Title

Alphabetium

2023 年 4 月 19 日

1 磁重聯简述

磁重聯是發生在等離子體中的一個過程，最初分開的磁力線聚集在一起並合併，並在此過程中釋放能量。

磁重聯的原理可以用磁力線的概念來解釋。磁場線就像想像中的線一樣，追踪等離子體中磁場的路徑。它們有一個方向，可以被認為是從空間中的一點延伸到另一點。

當等離子體不同區域的磁力線聚集在一起時，它們可以重新連接，從而形成新的磁力線。這個過程釋放能量並改變等離子體中磁場的拓撲結構。新的磁場線可以有不同的形狀和方向，這會導致等離子體動力學發生變化。

磁重聯是一個尚未完全理解的複雜過程，但它被認為在許多天體物理現像中起著至關重要的作用，例如太陽耀斑、日冕物質拋射和地球磁層。它還與實驗室等離子體、聚變能和空間天氣研究有關。

2 磁重联的物理机制和基本模型

2.1 Sweet-Parker 模型

Sweet-Parker 模型描述了在电阻磁流体力学框架下，当重新连接的磁场是反平行（方向相反）且与粘性和可压缩性相关的效应不重要时，时间无关的磁再连接。初始速度仅为 $E \times B$ 速度，因此：

$$E_y = v_{\text{in}} B_{\text{in}}$$

其中 E_y 是垂直于平面的电场，v_{in} 是特征入流速度，而 B_{in} 则是特征上游磁场强度。通过忽略位移电流，可以得到低频安培定律。$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}$, gives the relation:

$$J_y \sim \frac{B_{\text{in}}}{\mu_0 \delta}$$

其中 δ 是电流层的半厚度。该关系使用磁场在约 2δ 的距离内反转。通过将理想电场与层内阻性电场 $\mathbf{E} = \frac{1}{\sigma}\mathbf{J}$（使用欧姆定律）相匹配，我们发现：

$$v_{\text{in}} = \frac{E_y}{B_{\text{in}}} \sim \frac{1}{\mu_0 \sigma \delta} = \frac{\eta}{\delta}$$

这里，η 是磁扩散率。当入流密度与出流密度相当时，质量守恒产生以下关系：

$$v_{\text{in}} L \sim v_{\text{out}} \delta$$

其中 L 是电流层的半长度，v_{out} 是出流速度。上述关系式的左右两侧分别表示进入层和离开层的质量通量。将上游磁压力与下游动压力相等：

$$\frac{B_{\text{in}}^2}{2\mu_0} \sim \frac{\rho v_{\text{out}}^2}{2}$$

where ρ is the mass density of the plasma. Solving for the outflow velocity then gives:

$$v_{\text{out}} \sim \frac{B_{\text{in}}}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \equiv v_A$$

其中 v_A 是 Alfvén wave 波 or Alfvén velocity。有了上述关系，无量纲重联速率 R 就可以用两种形式来表示，第一种是使用从欧姆定律中推导出的结果 (η, δ, v_A)，第二种是使用质量守恒定律中的 (δ, L)：

$$R = \frac{v_{\text{in}}}{v_{\text{out}}} \sim \frac{\eta}{v_A \delta} \sim \frac{\delta}{L}$$

Since the dimensionless Lundquist number S is given by :

$$S \equiv \frac{L v_A}{\eta}$$

R 的两个不同表达式相乘，然后开方，给出了重新连接速率 R 和 Lundquist 数 S 之间的简单关系：

$$R \ \sim \sqrt{\frac{\eta}{v_A L}} = \frac{1}{S^{\frac{1}{2}}}$$

Sweet-Parker 模型是一種加速機制，在 X 線附近，粒子可以被平行於重新連接的電場自由加速平面。如果重聯區延伸距離 D，則最大可能的能量增益為 ZeED ，它可能很大，但大多數粒子在達到該能量之前會偏離 X 線。這種機制產生的粒子能譜不能很好地符合天體物理光譜，這降低了人們對這種機制的興趣 [1]

2.2 Petschek 模型

Sweet-Parker 模型是比较慢的，因为所有进入重新连接区域的流体都必须通过一个有电阻的通道流出。Petschek 解释如果电阻层很短，大部分进入的流体不通过它流出，而是被静态激波重新定向，重新连接速度会更快。Petschek 的理论被广泛引用来支持快速重新连接，最大重新连接速度是 $vA\ /8 \ln S$ ，通常是 Alfvén velocity 的百分之几，足以解释大多数天体物理现象。但是，通过数值 MHD 模拟尝试验证 Petschek 的理论表明，这种重新连接不会自行发展，除非磁扩散率 η 在 X 点附近增加。Petschek 的模型的一个普遍特点是，与 Sweet-Parker 模型相比，大部分能量转化为流出的离子动能和热（如果存在激波），相对较少的能量进入电子的电阻加热中。我們在 2.2 節中簡要討

論了 Petschek 的快速 MHD 重聯理論。該理論基於以下基本見解，即流出區域可能比場線實際重新連接的區域寬得多。在最快的 Petschek 模型中，重新連接率幾乎與 S 無關，並且重新連接率接近 vA。Petschek 重新連接已被證明是不穩定的，除非 η 在 X 點附近增加。Petschek 解決方案出現問題的第一個跡像是嘗試對其進行數值模擬。常數 η 的模擬發現電阻層的長度是全局的，並且重新連接以緩慢的 Sweet-Parker 速率進行（Biskamp 1986）。如果最初設置了 Petschek 配置，它將恢復為 Sweet-Parker 。然而，如果假設 η 在電阻層中增加，則 Petschek 重聯可以持續根據 2.4 節，如果電阻層長度 L 與平均自由程 $\lambda_m f_p$ 相當，則重聯的 MHD 處理無效。在許多天體物理情況下，最大速度 Petschek 模型的電流表如此之短，確實如此。由表 1 的結果可知，在全球尺度 L 為 108 cm、S 為 1010 的日冕環中，Petschek 理論預測的最小層長約為 30 cm，而 $\lambda_m f_p$ 為 $5 \times 106(T/106)2(109/n)cm$ [這似乎與異常電阻率一致 (Uzdensky 2003)]。在 L = 1018 cm、S = 1015、n = 1 和 T = 104 的星際氣體中，最小 Petschek 長度約為 80 km，而 $\lambda_m f_p$ 約為 R。這些例子表明，即使 Petschek 重聯所需的 η 局部增強發生在天體物理環境中，無碰撞效應也可能在達到 Petschek 尺度之前變得重要。Petschek 體系中 MHD 的分解和對 η 的要求的結合意味著 Petschek 重聯的原始形式不太可能是天體物理等離子體重聯的主要模式。儘管他關於當流出比電阻層更寬時重聯速度很快的論點是重聯理論中最重要的原則之一，但當今許多重聯研究都集中在非 MHD 效應上。

2.3 Spontaneous Reconnection

Sweet-Parker 模型和 Petschek 模型描述了稳态重联，但没有解释它发生的情况。Furth、Killeen 和 Rosenbluth（1963）引入了一个新概念，

他们表明磁场可以对小扰动（称为 tearing mode）不稳定，并重新连接磁力线。图 3 显示了 tearing mode 的示例。在图的平面方向上有一个强大而几乎均匀的场，称为引导场。因为平面内的 By 在 $x = 0$ 处翻转，所以由于弯曲磁力线所导致的磁张力力通

过零，并且电阻率与动力学竞争。不稳定性需要电流密度梯度，并且梯度长度尺度必须比扰动长度尺度 k-1 小得多。否则，磁张力将稳定该模式。发现最不稳定模式的增长时间大约为 $\tau_A S^{3/5}$，相对于全局尺度的电阻层宽度大约为 $S^{-2/5}$。这些依赖于 S 的特征与 Sweet-Parker 的比例尺类似，其中 3/5 和-2/5 分别被 1/2 和-1/2 所取代。Adler、Kulsrud 和 White（1980）分析了 tearing mode 的能量学。他们表明，tearing mode 降低了磁能，并且驱动能源来自于撕裂层内不稳定的电流梯度。与 Sweet-Parker 重联一样，磁能转化为离子流动能量和电子热能量。随着撕裂的进行，图 3 中显示的磁岛变宽。一旦岛的宽度超过电阻层的宽度，非线性 $J \times B$ 力就会变得显著。指数增长被线性增长所取代，其速率与 η 成正比（Rutherford 1973）。在这个非常缓慢的增长阶段，最初不稳定的电流分布变平。当电流分布达到临界稳定度时，该模式饱和。电阻不稳定性可以被驱动理想不稳定性所改变。电阻屈曲模式，就像理想屈曲一样，由不稳定的电流分布驱动，是一个例子。它的增长时间大约为 $\tau_A S^{1/3}$，比 tearing mode 快，但在大多数天体物理系统中仍然很慢。就像 tearing mode 一样，当岛的宽度达到有限值时，它会从指数增长过渡到代数增长。但电阻屈曲不会饱和，而是形成一个电流层，从而实现快速重联（Waelbroeck，1989 年）。这种两阶段过程是实现快速重联的一种方式，可以被认为是一种驱动重联的形式。

2.4 Collisionless Reconnection

无碰撞重联必须在系统宏观尺度远小于磁场结构的情况下才能发生。此外，在碰撞重联和无碰撞重联中，包括各种类型的不稳定性在内的其他因素也被广泛地研究，但这些因素不能消除 MHD 重联时间尺度的瓶颈问题。在无碰撞重联中观察到了增强的重联速率。通过图 12b 可以看到，两流体效应在磁重联区域的作用。当断裂的磁力线移向中性线（图 12b 中的 X 点）时，离子将失去磁性。当离子流逐渐改变方向并 90° 时，电子仍然沿着磁力线移动，直到接近分离线或 X 点。在第 36 页中，对磁重联的总结和未

解决问题进行了讨论。其中提到磁重联是等离子物理学的基本过程，在大多数天体物理系统中有着重要作用。文章还研究了重联过程的不同模型以及在各种环境中的实验、数值模拟和理论。

2.5 Instabilities and Time-Dependent Effects

主要探讨了不稳定性和时间演化效应。其中，讨论了微观不稳定性对电子加热、磁场结构以及重联速率的影响，以及大尺度不稳定性对重联速率的影响和可能导致的爆发现象。在讨论不同尺度中的磁重联过程时提到，虽然在碰撞异质等离子体中的磁重联可能更快，但在较大的天体等离子体系统中需要纳米级别以下的磁场结构才能实现无碰撞重联，并且需要保证物质流速度与系统尺度的比值保持相对独立。

2.5.1 Anomalous resistivity

天体物理和实验等离子体中的磁重联讨论了异常电阻率在增强 Sweet-Parker 重联速率方面的作用，主要是通过层流霍尔效应。本文描述了电阻率与等离子体之间的关系，特别是在重联期间。由于高电流密度，电阻性层中的电阻率可以增加，导致增强异常电阻率的不稳定性。此外，本文介绍了在等离子体中检测到的各种类型波，在重连过程中包括较低杂交漂移不稳定性和电磁较低杂交波。虽然涨落水平与重连速率之间的相关性仍难以建立，但检测到的鸣叫声已经显示出与磁重联实验中重新连接速率呈正相关关系

3 Summary

磁重联是等离子体物理学中的基本过程。由于大多数天体物理系统的兰德奎斯特数 S 排除了磁通耗散等电阻行为，因此它也是天体物理学中的关键过程。它从系统中提取磁能以驱动实验室锯齿形崩溃和天体爆发，并为磁自组织过程（包括发电机和泰勒弛豫）提供必要的磁拓扑变化。实验室实验、太阳耀斑详细观测、空间等离子体原位测量、数

值模拟和理论都为研究重联提供了良好平台。

我们简要描述了几种重联模型。Sweet-Parker 理论是一种 MHD 理论，其特点是长而薄的电流层、缓慢的流入和 Alfvenic 流出，由于所有进入电阻层的流体都必须通过一个窄通道以 vA 被排出，所以速度较慢。Petschek's MHD 理论通过使电流片更短并通过冲击波转移液体来解决连续性问题。但只有当等离子体电阻率 η 向湮灭区域增加时，Petschek 重联才能实现。虽然在无碰撞重联中可以达到类似 Petschek 的流动，但基本物理学是完全不同的，离子动力学不允许冲击结构。Sweet-Parker 理论中出现的连续性问题的其他解决方法包括相对论提升（第 5.6 节）、等离子体复合（第 5.5 节）和磁场线湍流扩散（第 5.7 节）。

长期以来，在为什么无碰撞等离子体中发生重联如此之快方面已经考虑了两种流体物理学。Hall MHD 效应在数值模拟、实验室和空间等离子体中得到验证。在碰撞区域，Sweet-Parker 模型已通过数值模拟和实验室实验证明。发现随着电子平均自由程与比例尺长度之比增加，重连接速率迅速增加。这个结果归因于重新连接层内大 Hall 电场除 X 点附近外强烈耗散机制所起作用。

本文继续探讨一个主题：为了使任何快速重联理论在天体物理学中运行，必须有产生小尺度结构的机制——无论是为了解耦电子和离子，在无碰撞重联中是必要的（第 5.2 节），维持异常电阻所需的高电流密度（第 5.3.1 节）还是避免某些理论预测的重新连接速率与全局长度尺度不利的比例关系。虽然我们只简短地概述了这些机制（第 6.1 节），但不应忘记它们的需要。

有几个问题需要进一步研究。我们需要更全面地了解电子耗散区的结构和动力学，即磁场线断裂的区域。GEM 挑战项目（Birn 等人，2001）的共识是重新连接速率由广义欧姆定律中的霍尔项控制。然而，这个术语并不提供能量耗散。在最近使用粒子在单元格（PIC）代码进行的研究中，我们已经了解到，在中性片区内发生能量耗散将发生在一个小区域内，导致从磁场到粒子动能转换的速率要小得多。这个速率太小了，无法

解释 RFP 等离子体松弛事件、球形融合实验或太阳耀斑演化期间观察到的重新连接过程中观察到的粒子加热。目前还没有清晰明确地理论说明如何将磁能转换为等离子体动能。我们还不知道波动起什么作用、它们是如何被激发以及它们通过影响能量转换过程来确定重新连接速率。调查异常粒子加速与重连速率之间关系非常重要。这也对预测重联时观测特征非常重要，包括离子速度剖面和电子分布函数的光谱特征。这些是诊断天体物理环境中重新连接的基石。我们需要更好地了解重新连接如何与全球系统耦合。虽然通过几乎同时和冲动地触发多个重连站点可以缓解许多涉及太阳耀斑能量学的困难，但我们还不知道这是如何发生的。是否有任何一般标准或原因导致磁能被储存长时间，然后突然释放，将等离子体驱动到全局松弛状态？本地重联速率与全局储存能量积累之间的关系是否至关重要？快速无碰撞重联在宏观尺寸远大于平均自由程的系统中是否可行，这在天体物理学中经常出现？等离子体的磁性自组织既受到重新连接区域内局部等离子体动力学影响和 3D 全球拓扑边界条件影响和确定。实验室等离子体已经发现由外部条件引起的大型 MHD 不稳定性通常会产生一个电流层，在其中进行磁再连接并可以确定其速率。在这个领域，通过实验研究实验室等离子体的磁性自组织的关键特征，并比较快速发展的先进数值模拟结果，可以取得重大进展。我们需要更详细地了解重新连接在通常适用于天体物理学但不适用于实验室等离子体（相对论等离子体、弱电离气体和不包含强流动但包含有序和湍流流动的系统）中的情况。理论家和实验家之间的合作可以回答这些问题。改善对磁再连接物理学的理解应该为天体物理学家提供工具来开发耀斑、天文发电机、γ 射线暴以及吸积盘演化的理论，并解释它们的观测特征。鉴于目前的进展速度，我们对所有这些问题的进一步发展持乐观态度。

4 关于磁重联的理论和模拟研究 (重要!!)

研究人员通过分析和数值模拟对磁重联进行深入研究，以解决天体物理和实验室等离子体中的磁重联现象。此部分涵盖了快速 MHD 重联、双流体或无碰撞重联、时间依

赖效应、线固定系统、部分电离气体、相对论等离子体和湍流等多个领域。其研究成果对解释天体物理现象，如太阳耀斑、磁层边界和吸积盘等

5 磁流体力学方程组

磁流体力学方程组描述了磁场与等离子体相互作用的基本物理过程。以下是磁流体力学方程组的基本形式：

1. 连续性方程：$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$ 其中，ρ 是等离子体密度，$\mathbf{v}$ 是等离子体流速。

2. 动量守恒方程：$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{\mu_0}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g}$ 其中，p 是等离子体压力，$\mathbf{B}$ 是磁场，μ_0 是真空磁导率，$\mathbf{g}$ 是重力加速度。

3. 磁感应方程：$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B})$ 其中，η 是等离子体电导率。

4. 能量守恒方程：$\frac{\partial}{\partial t}(\frac{p}{\rho^\gamma}) + \nabla \cdot (\frac{p}{\rho^\gamma}\mathbf{v}) = \frac{\eta}{\mu_0}(\nabla \times \mathbf{B})^2 + \mathbf{v} \cdot \nabla p + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} + Q$ 其中，γ 是等离子体绝热指数，Q 是能量源项。

6 MHD equation

可以使用磁流體動力學 (MHD) 方程從數學上描述磁重聯的原理，這是等離子體物理學的一個分支，研究電離氣體在磁場存在下的行為。以下是使用一些基本 MHD 方程的簡化解釋：

在等離子體中，磁場由磁場矢量 B 描述。磁場線為磁場在每個點處相切的線。等離子體也由流體速度描述矢量 V 和等離子體密度 ρ。

描述磁場演變的 MHD 方程稱為感應方程：

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (V \times B) + \eta \nabla^2 B$$

其中，$\frac{\partial B}{\partial t}$ 表示时间偏导数，∇ 是梯度算子，$\times$ 表示向量叉积，而 η 则是磁扩散率，代表等离子体传导磁场的能力。

方程右侧的第一项描述了等离子体流动对磁场的平流作用。第二项表示由于等离子体电阻率引起的磁场扩散。

当来自等离子体不同区域的磁力线相互接近时，磁场可以被压缩和扭曲。这可能会使得磁扩散率变大到足以允许磁力线断裂并重新连接。在重新连接过程中，磁力线断裂并形成新线路，释放能量并改变了磁场拓扑结构。

可以使用 Sweet-Parker 模型估计重连速率：

$$vrec \approx v_A(\frac{\delta}{L})^{\frac{1}{2}}$$

其中 v_A 是 Alfvén velocity，它是磁扰动在等离子体中传播的速度测量值，δ 是重连层的厚度，L 是系统的特征长度尺度。

总之，磁重联是等离子体中涉及磁场线断裂和合并的基本过程。可以使用 MHD 方程进行数学描述，并且可以释放大量能量，这对广泛的天体物理和实验室等离子现象具有重要意义。

7 磁化等離子體

磁化等離子體的低頻相對介電常數 ε 由下式給出:$\varepsilon = 1 + \frac{c^2\,\mu_0\,\rho}{B^2}$ 其中 B 是磁場強度，c 是光速，μ_0 是真空的 Permeability 磁導率，質量密度是總和:$\rho = \sum_s n_s m_s$, 所有種類的帶電等離子體粒子（電子以及所有類型的離子）。這裡物種的數量密度為 n_s 和每個粒子的質量 m_s。

電磁波在這種介質中的相速度為:$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{c}{\sqrt{1+\frac{c^2\mu_0\rho}{B^2}}}$ 對於 Alfvén wave 的情況:$v = \frac{v_A}{\sqrt{1+\frac{v_A^2}{c^2}}}$ 其中:$v_A \equiv \frac{B}{\sqrt{\mu_0\,\rho}}$ 是 Alfvén wave 群速度。（相速度的公式假設等離子體粒子以非相對論速度運動，參考系中的質量加權粒子速度為零，並且波平行於磁場矢量傳播。）

如果 $v_A \ll c$，那麼 $v \approx v_A$。另一方面，當 $v_A \to \infty$ 時，$v \to c$。即在高場或低密度下，阿爾芬波的群速度接近光速，阿爾芬波成為普通的電磁波。

忽略電子對質量密度的貢獻，$\rho = n_i m_i$, 其中 n_i 是離子數密度，m_i 是每個粒子的平均離子質量，以便:$v_A \approx \left(2.18 \times 10^{11}\,\mathrm{cm\,s^{-1}}\right) \left(\frac{m_i}{m_p}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{n_i}{1\ \mathrm{cm}^{-3}}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{B}{1\ \mathrm{G}}\right)$.

参考文献

[1] E. G. Zweibel and M. Yamada, "Magnetic reconnection in astrophysical and laboratory plasmas," *Annual review of astronomy and astrophysics*, vol. 47, pp. 291–332, 2009.