

# 无碰撞磁重联中的电子动力学

陆全明<sup>①②</sup>, 王荣生<sup>③</sup>, 谢锦林<sup>②④</sup>, 黄灿<sup>①②</sup>, 卢三<sup>①②</sup>, 王水<sup>①②</sup>

① 中国科学技术大学地球和空间科学学院, 合肥 230026;

② 中国科学院基础等离子体重点实验室, 合肥 230026;

③ 中国科学院地质与地球物理研究所, 北京 100029;

④ 中国科学技术大学物理学院, 合肥 230026

E-mail: qmlu@ustc.edu.cn

2010-12-31 收稿, 2011-01-21 接受

国家自然科学基金(40725013, 40974081, 40931053)、中国科学院知识创新工程重要方向性项目(KJXC2-YW-N28)、空间天文学国家重点实验室专项基金和海洋公益性行业科研专项经费(201005017)资助

**摘要** 磁重联提供了一种快速地将磁场能量转化为等离子体动能和热能的物理机制, 它和空间物理中的许多爆发现象密切相关. 另外, 空间环境中的等离子体基本上是没有碰撞的, 人们更加关心的是无碰撞的磁重联过程. 本文从以下几个方面论述了电子动力学行为在无碰撞磁重联中的作用. 在离子惯性长度尺度范围内, 离子和电子的运动是分离的, 由此产生的 Hall 效应决定了此区域中的重联电场. 另外, 电子的运动决定了重联平面内电流体系, 同时形成了沿分界线的电子密度降低区域, 这种重联平面内的电流体系决定了垂直重联平面的第三方向磁场分量的结构; 在电子惯性长度尺度范围内, 电子压强分布的各向异性决定了在此区域内的重联电场的大小; 高能电子的产生是磁重联的一个重要特征, 重联电场在电子加速的过程中起着决定性的作用, 但不同的磁场位形及其时空演化会影响电子加速的过程, 并决定电子的最终能量; 讨论了 X 点附近的次级磁岛不稳定性形成小磁岛的模拟结果和观测证据, 及其对电子加速的可能影响; 对电子动力学行为在实验室等离子体磁重联中的进展也做了介绍. 最后, 指出了一些尚未解决的问题.

## 关键词

磁重联  
重联电场  
次级磁岛  
电子加速

磁重联提供了一种将磁场能量快速地转化为等离子体动能和热能的有效机制, 并可同时引起等离子体中磁场拓扑位形的变化<sup>[1-3]</sup>. 它和空间等离子体中的许多爆发现象, 如太阳耀斑和磁层亚暴等, 以及托卡马克装置中的破裂不稳定性有关<sup>[4-8]</sup>. 磁重联的概念最早是由 Giovanelli<sup>[9]</sup>提出的, 他认为在磁场强度为零的中性点或中性线附近会出现放电现象, 并可能对太阳耀斑的发生有重要作用. 1958 年, Dungey<sup>[10]</sup>首先引入了重联一词, 随即将其应用于地球磁层, 并建立了第一个开放的磁层模型. 而第一个磁重联模型是由 Sweet<sup>[11]</sup>和 Parker<sup>[12]</sup>分别提出的, 在该模型中等离子体携带磁场从两侧流向电流片中心, 磁力线在其中被切断并重新联接, 磁场能量转化为等

离子体的动能和热能后再在电流片两端流出. 但是 Sweet-Parker 模型所预言的磁重联速度太慢, 不能解释实际空间等离子体中发生的爆发现象. Petschek<sup>[13]</sup>对 Sweet-Parker 模型做了改进, 他认为磁重联发生在由两对慢激波和 X 型扩散区组成的系统中. 尽管 Petschek 模型的重联速度较 Sweet-Parker 模型有了很大的提高, 但是如果用来解释空间等离子体中观测到的爆发现象, 磁重联的速度仍然太慢. 需要指出的是, 这些早期的磁重联模型都是基于磁流体力学方程的, 能量的耗散是通过电阻实现的.

然而, 空间等离子体绝大部分都是非常稀薄的, 等离子体参量发生显著变化的特征时间远小于带电粒子之间的平均碰撞时间, 空间等离子体一般是无

碰撞的,没有经典意义上的电阻,也就是说发生在空间等离子体中的磁重联实际上是无碰撞的. GEM (geospace environmental modeling)磁重联的系列研究表明, Hall 效应在磁重联中起着决定性的作用<sup>[14]</sup>. 通过用不同的数值模拟方法(包括磁流体、包含 Hall 项的磁流体、混合模拟和粒子模拟)对相同条件下的二维磁重联问题进行了研究. 结果表明,包含了 Hall 项的磁流体、混合模拟和粒子模拟方法得到的重联速度几乎相等,同时重联区域有多层次结构. 在离子的惯性尺度以外,等离子体冻结在磁力线上,并以 Alfvén 速度流出电流片的两端. 在离子惯性长度的尺度以内,电子冻结在磁力线上,而离子则不能被冻结在磁力线上,因此电子和离子的运动是分离的,由此产生的 Hall 效应决定了磁重联的速度<sup>[14-21]</sup>. 电子和离子的这种分离运动可产生在重联平面内的电流,并形成垂直重联平面的磁场分量,另外,电子流出速度可远远大于 Alfvén 速度<sup>[15,22-25]</sup>. 在更小的电子惯性长度的尺度内,即使电子的运动也不能冻结在磁力线上,电子的惯性项及电子压强的各向异性在此区域起着主要作用<sup>[18,26-31]</sup>. 由于电子的惯性长度远小于离子的惯性长度,整体的重联速度是由 Hall 效应决定的.

显然,电子的动力学行为在无碰撞磁重联中起着重要的作用,这表现在以下几个方面:首先,电子对离子惯性长度尺度内的结构特征起着重要作用,并决定了电子惯性尺度内的重联电场的大小;其次,高能电子是磁重联的一个重要特征,其加速机制本身也是一个值得关注的问题. 本文讨论了在 X 点附近由于次级磁岛不稳定性形成的小磁岛,及其对电子加速的可能影响;对电子动力学行为在实验室等离子体磁重联中的进展也做了介绍. 下面就有关内容分别加以论述.

## 1 重联扩散区的特征

在无碰撞磁重联的离子惯性长度内,电子冻结在磁力线上,而离子则不能被冻结在磁力线上,电子和离子的运动是分离的,重联平面内的电流主要由电子的流速决定<sup>[32]</sup>. 在反平行磁重联中,电子会从强磁场区沿着分界线流向 X 点附近的弱磁场区,同时被重联的磁力线带到 X 点. 这些电子进入电子惯性尺度大小的电子扩散区后,被重联电场加速,沿着分界线里边的磁力线流出<sup>[21,32]</sup>. 因此在离子扩散区

内形成了沿分界线向外流出,而沿着分界线内侧的磁力线流向 X 点的平面电流体系<sup>[23,32]</sup>. 这种电流体系产生的垂直于重联平面的第三方向磁场分量  $B_y$  在平面电流的外边互相抵消,而在平面电流的中间互相加强,因此形成了反平行磁重联中有极好对称性的第三方向磁场分量  $B_y$  的四极型分布<sup>[14,23,32]</sup>. 这种四极型的磁场分量  $B_y$  分布已经被 Wind 卫星在地球磁尾观测到,另外还在电流片的边界处发现了流向 X 点的低能电子流<sup>[22]</sup>. Cluster 卫星在发现有流向 X 点的低能电子流的同时,还在其内侧发现了流出 X 点的高能电子流<sup>[21,33-36]</sup>. 这些观测证实了关于平面电流的理论结果,即在离子扩散区内,平面电流沿分界线向外流出,沿着分界线内侧磁力线流向 X 点<sup>[14,23,24]</sup>. 另外, Lu 等人<sup>[32]</sup>从另外一个角度研究了此问题,他们发现在电子沿着分界线流向 X 点时,会沿着分界线形成一电子密度降低区域,即电子密度降低的区域和流出 X 点的平面电流是重合的. 这种无碰撞磁重联中的电子密度降低区域是由 Wind 卫星首次观测到的<sup>[22]</sup>,以后还被其他卫星多次观测到<sup>[37-39]</sup>. 而由平面电流体系形成的四极型磁场分量  $B_y$  的极大值显然应该在此平面电流体系的中间,因此磁场分量  $B_y$  的极大值应较电子密度降低区域更接近电流片的中心,如图 1(a)所示. 这一猜测已被 Cluster 卫星的观测所证实,也间接证实了以上关于重联平面内电流体系的描述:在离子扩散区内平面电流沿分界线向外流出,而沿着分界线内侧的磁力线流向 X 点<sup>[32]</sup>.

在有初始导向场的磁重联中,随着导向场强度的增加,具有良好对称性的磁场分量  $B_y$  和电子密度降低区域被破坏,同时重联率会慢慢降低. 当初始导向场足够强和电流片外的磁场强度相当时,重联率会有比较明显的降低<sup>[25,40]</sup>. 电子沿着一对分界线流向 X 点,这种电子的流动是由平行于磁场的电场引起的,同时加速后的电子沿着另一对分界线里面的磁力线流出. 由此形成的平面电流体系是沿着一对分界线流出 X 点,而沿着另一对分界线里面的磁力线流向 X 点. 最终形成在电流片的中心增强的磁场分量  $B_y$ , 电子密度降低区域也只存在有电子流向 X 点的一对分界线区域<sup>[41]</sup>,如图 1(b)所示.

重联电场是重联率的表征量,在重联的快速增长阶段,重联电场在重联平面内的分布大致是一个覆盖了电子扩散区和磁力线堆积区的圆形结构,其圆心位于 X 点附近. 根据双流体模型,由粒子的动量

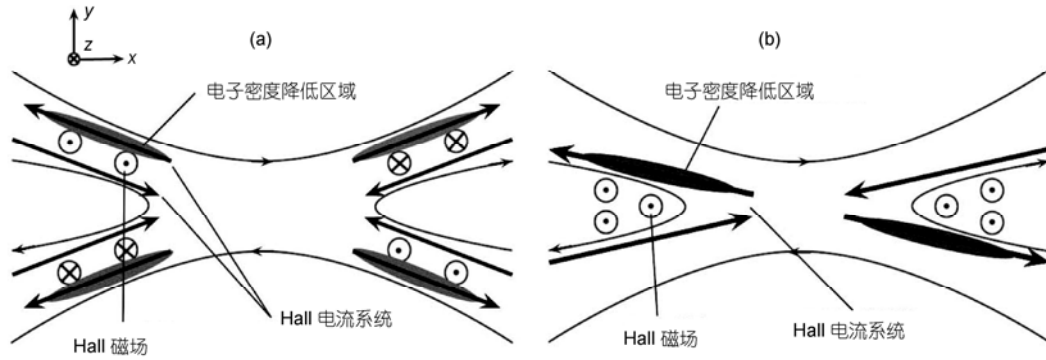


图 1 反平行磁重联(a)和导向场磁重联(b)中 Hall 电流系统、Hall 磁场和电子密度降低区域的示意图

方程可以直接推导出广义欧姆定律<sup>[42]</sup>:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{V}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{ne} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{m_e}{e} \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} - \frac{1}{ne} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{P}}^{(e)}, \quad (1)$$

其中用到了准中性假设, 即粒子的数密度满足  $n_i \approx n_e \approx n$ ,  $\mathbf{V}_i$  和  $\mathbf{V}_e$  分别表示离子和电子的平均速度, 电流密度  $\mathbf{j}$  的定义为  $\mathbf{j} = ne(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e)$ ,  $\tilde{\mathbf{P}}^{(e)}$  则表示电子压强张量. 此外, 由于这里研究的是无碰撞磁重联, 广义欧姆定律中忽略了碰撞项. 在一个二维系统 ( $\partial/\partial y = 0$ ) 中, 广义欧姆定律的  $y$  分量可以写为

$$E_y = -(V_{iz}B_x - V_{ix}B_z) + \frac{1}{ne}(j_zB_x - j_xB_z) - \frac{m_e}{e} \left( \frac{\partial V_{ey}}{\partial t} + V_{ex} \frac{\partial V_{ey}}{\partial x} + V_{ez} \frac{\partial V_{ey}}{\partial z} \right) - \frac{1}{ne} \left( \frac{\partial P_{xy}^{(e)}}{\partial x} + \frac{\partial P_{zy}^{(e)}}{\partial z} \right). \quad (2)$$

按照惯例把上式右边的第一项称作 Lorentz 项或者是对流项, 第二项称作 Hall 项, 第三项为电子惯性项, 最后一项被称作电子压强梯度项<sup>[18]</sup>. 在反平行磁重联情况下, 在电子惯性尺度大小的电子扩散区内, 由于磁场很弱, 所以广义欧姆定律中的对流项和 Hall 项对重联电场的贡献几乎为零. 于是电子扩散区内的重联电场几乎全部来自于电子压强梯度项中非对角项的贡献, 或者说在电子惯性长度尺度范围内, 电子压强分布的各向异性决定了在此区域内的重联电场的大小<sup>[18,26]</sup>. 需要指出的是, 电子压强张量中的非对角元是由于电子速度分布偏离 Maxwell 分布而产生的<sup>[31]</sup>. 在电子扩散区外面, 尤其是在磁力线堆积区, 由于  $z$  方向的磁场很强, 从而导致对流项和 Hall 项相比于在  $X$  点附近强了很多. 此时重联电场主要来自于对流项和 Hall 项的贡献, 而电子压强

梯度项的贡献就显得很小, 同时电子惯性项的贡献依然很小. 仔细分析会发现, 虽然在电子扩散区外重联电场主要是由对流项和 Hall 项贡献的, 但是这两项在电子扩散区外的分布还不完全相同. 其中对流项主要是分布在磁力线堆积区, 这主要是因为这里的平面内磁场很强, 同时离子可以横越这些磁力线, 从而产生很强的对流项. 而 Hall 项主要分布在电荷分离的区域, 即分界线附近<sup>[18]</sup>.

在有初始导向场的磁重联中, 重联平面内的重联电场以及磁场拓扑结构和在反平行磁重联情况下没有明显的区别. 但是就如前面所提到的, 随着导向场强度的增加, 重联率会逐渐降低. 这也说明随着导向场强度的增加, 重联电场会逐渐减弱<sup>[40]</sup>. 虽然加入了导向场, 但是在电子扩散区中, 重联平面内的磁场仍然很小, 以至于在电子扩散区中重联电场主要还是由电子压强梯度项贡献. 在电子扩散区之外, 重联电场主要还是由对流项和 Hall 项贡献的. 这和反平行磁重联中的结论是相同的. 同时由于导向场的引入, 重联平面内电子和离子的流速比反平行磁重联中的小, 导致了对流项和 Hall 项相应地有所减小, 从而导致重联电场减小, 这也解释了为什么随着导向场强度的增加, 重联电场会逐渐减弱.

## 2 重联扩散区中的电子加速

磁重联是产生高能电子的一种重要机制, 由磁重联产生的高能电子已由卫星直接观测到<sup>[43-45]</sup>. 一般认为, 重联电场在电子的加速过程中起着重要的作用. 近年来, 有很多研究者使用自洽的全粒子模拟方法来研究磁重联中的电子加速, 取得了不少进展. 研究表明, 在反平行磁重联中, 电子加速不仅可

以发生在 X 线附近,也可以发生在磁力线堆积区<sup>[46]</sup>. 在 X 线附近的小区域内,一部分  $v_x \approx 0$  的电子被垂直于重联平面的重联电场加速,很容易产生相对论电子<sup>[47]</sup>,这些电子在离开 X 点附近后,在磁场的作用下作回旋运动,将电子的速度方向从 y 方向转换到重联平面内,最后沿着磁力线离开 X 点<sup>[25,48]</sup>. 在有初始强导向场的重联中,沿着一对分界线会出现电子密度降低,其中存在很强的平行电场. 电子在这平行电场作用下加速并形成一冷电子束流,流入 X 线附近区域,再次被平行于磁场的重联电场加速<sup>[49]</sup>. Huang 等人<sup>[50]</sup>在 2010 年用二维全粒子模拟对反平行重联和导向场重联中的电子加速问题进行了详细的研究. 他们首先用数值模拟得到自洽的电磁场,然后在给定某个时刻电磁场的情况下,用试验电子的方式诊断电子的动力学行为. 由于重联的特征时间比测试电子运动的时间要长,这种做法不会对诊断结果有太大影响. 为了清楚电子加速的细节,整个研究考虑了不同初始位置和不同初始能量的影响. 他们发现

在反平行重联中,初始位于分界线上方的电子首先会沿着分界线得到微弱加速,然后进入 X 线附近被重联电场显著加速,从分界线内测沿磁力线流出;而初始位于分界线下方的电子在流入 X 线附近的过程中并没有得到明显加速,这些电子进入磁力线堆积区以后,由于电子回旋半径与局地磁力线的曲率半径相当,电子运动是非绝热的,从而得到加速. 图 2 是在反平行磁重联中的(a)经过 X 点和(b)经过堆积区的 2 个典型电子轨迹. 在有初始导向场重联中,电子首先被平行电场加速并进入到 X 线附近,然后再被重联电场加速. 在有初始导向场的情况下,电子加速要比在反平行重联中容易,而电子在堆积区则没有明显加速. 而无论初始有无导向场,初始能量高的电子更加容易被加速到更高能量. 图 3 是在导向场磁重联中(a)经过 X 点和(b)经过堆积区的 2 个典型电子轨迹.

### 3 次级磁岛不稳定性与电子加速

最近的模拟结果发现,在重联扩散区内电子电

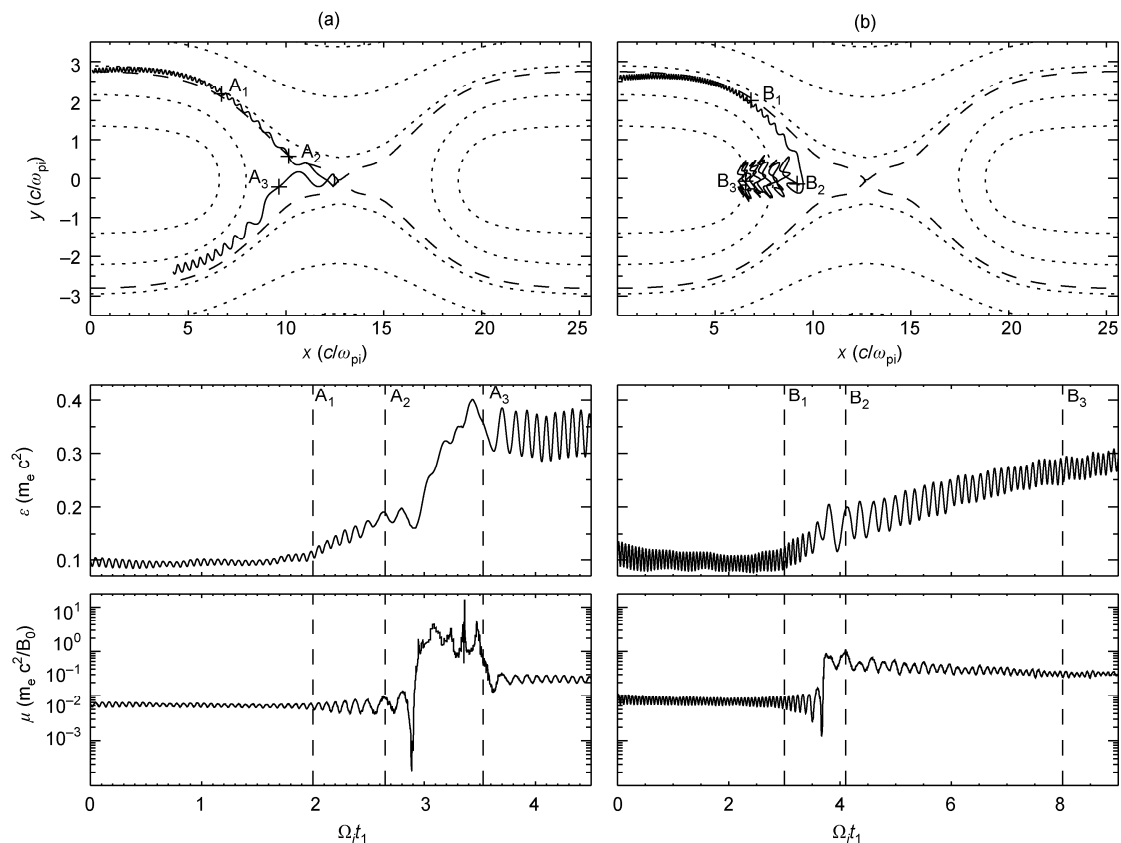


图 2 反平行重联中两个典型电子的轨迹(上)、动能(中)和磁矩(下)随时间的演化

它们的初始位置分别为: (a)  $x = 0.1 c/\omega_{pi}$ ,  $y = 2.8 c/\omega_{pi}$ , (b)  $x = 0.1 c/\omega_{pi}$ ,  $y = 2.56 c/\omega_{pi}$ . 图中虚线代表磁场线形

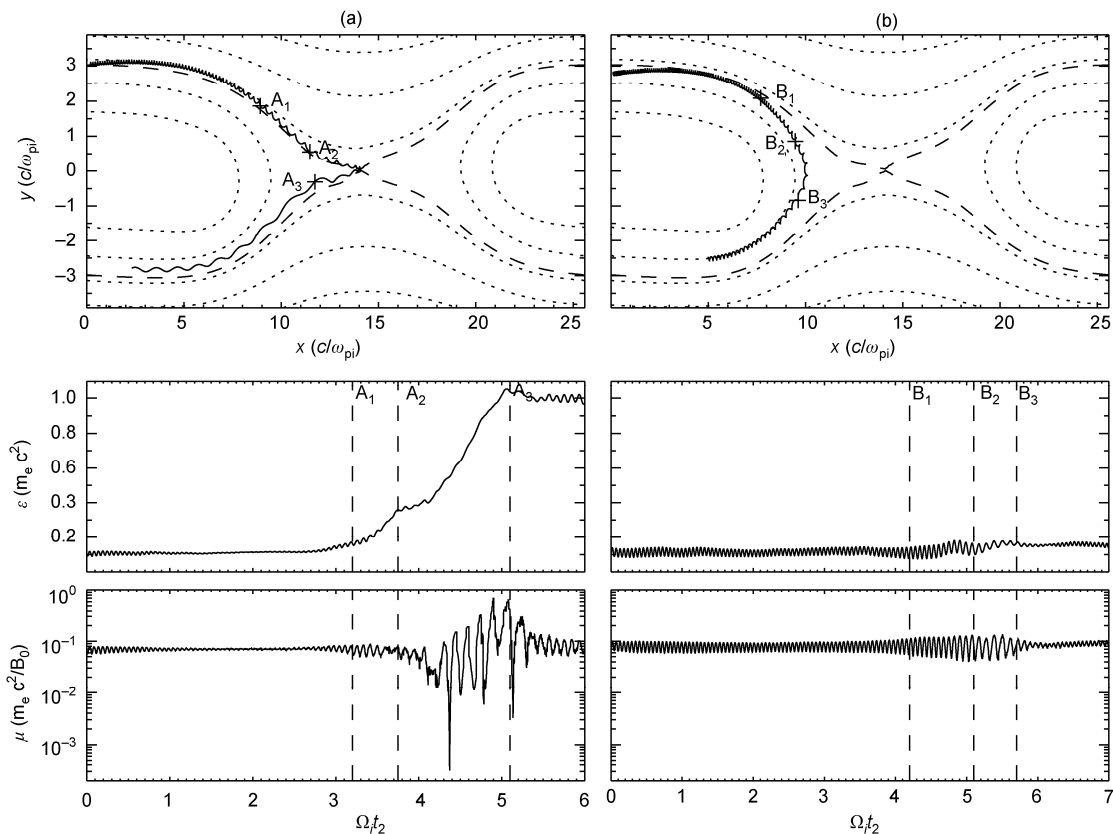


图3 有初始导向场重联中两个典型电子的轨迹(上)、动能(中)和磁矩(下)随时间的演化  
它们的初始位置分别为: (a)  $x = 0.1 c/\omega_{pi}$ ,  $y = 3 c/\omega_{pi}$ , (b)  $x = 0.1 c/\omega_{pi}$ ,  $y = 2.75 c/\omega_{pi}$ . 图中虚线代表磁场位形

流片沿着重联磁场方向会延伸很长, 这种长电流片会发生次级磁岛不稳定而生成小尺度磁岛结构<sup>[27,51-54]</sup>. 利用全粒子模拟方法, Drake 等人<sup>[51]</sup>发现在有初始导向场的重联中, 这种次级磁岛很容易生成. 在反平行磁重联中, 由于扩散区内部电流片很短, 则不容易生成这种次级磁岛. 而 Daughton 等人<sup>[52]</sup>发现在反平行磁重联中, 如采取大尺度开放边界条件, 电子电流片同样也可沿重联出流方向延伸很长距离, 最长可达几十个离子惯性长度, 由于次级磁岛不稳定性, 在电流片中心区域生成次级磁岛. 次级磁岛随着重联进行而膨胀, 最终从重联出流区离开. 只要次级磁岛不断地产生, 重联就是快速磁重联<sup>[52]</sup>. 进一步的研究表明, 当 Lundquist 数足够大的情况下, Sweet-Paker 重联层将会不稳定, 生成大量磁岛<sup>[53,54]</sup>. 当相邻磁岛之间的电流片半宽度接近离子惯性长度时, 重联率急剧增加; 而重联电场的持续增加可导致电子尺度电流片的形成.

在地球磁层, 小尺度磁岛结构已经多次被卫星

观测所证实. 这种小尺度磁岛通常伴随着很强的重联出流, 内部存在很强的电场, 这种强电场将严重影响粒子的动力学行为<sup>[55,56]</sup>. 利用 Cluster 卫星在地球磁尾的观测, Chen 等人<sup>[57]</sup>发现在磁岛内部, 电子密度和高能量电子通量都出现峰值, 并且这些电子主要呈各向同性的平顶分布. 虽然观测到的小磁岛结构和数值模拟预测的次级磁岛尺度相当, 但是这些小磁岛都是在重联出流区观测到的, 因而不能确定这些位于出流区的小磁岛结构是模拟上预测的在扩散区生产而后喷出的次级磁岛. 利用 Cluster 卫星在地球磁尾 $\sim 17R_E$ 的观测, Wang 等人<sup>[45]</sup>首次证实了在扩散区内部存在这种次级磁岛结构, 如图4所示. 此重联事例中, 卫星穿越重联扩散区过程中, 在扩散区的中心区域观测到离子惯性长尺度的次级磁岛, 磁岛呈扁平结构, 长宽比约为 2:1, 这和之前关于次级磁岛不稳定的模拟结果一致. 此重联事例中, 卫星穿越扩散区过程中, 高能量电子通量增加, 而进入磁岛后, 高能量电子通量进一步显著地增强. 进一步分析

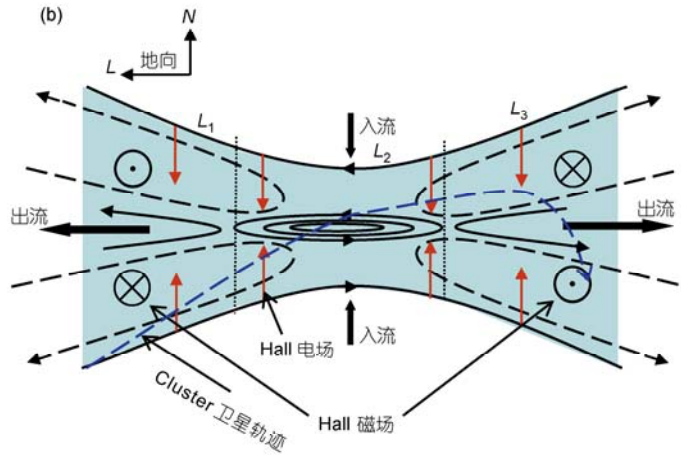
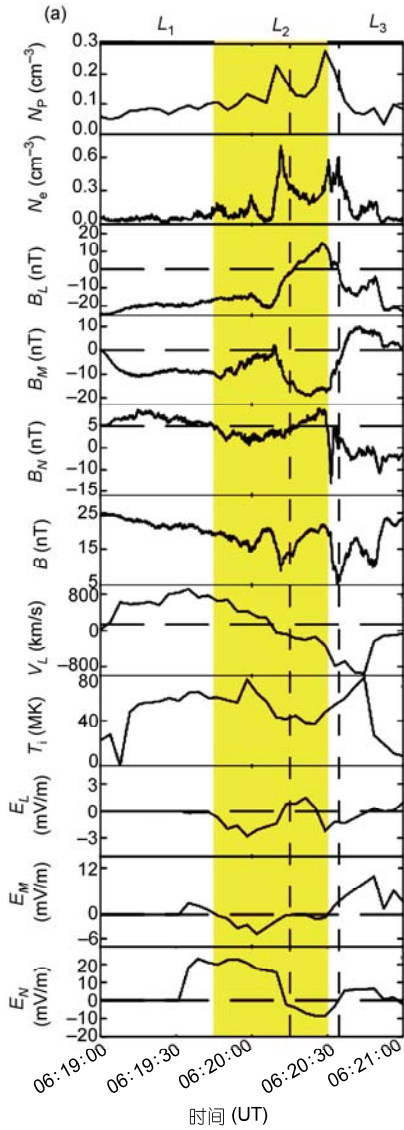


图 4 Cluster 卫星簇 C4 卫星 2003 年 10 月 4 日 06:19-06:21UT 时间段的观测数据(a)和穿越扩散区的示意图(b)

(a) 中从上至下分别为: 质子密度, 电子密度, 磁场三分量  $B_L$ ,  $B_M$  和  $B_N$ , 磁场强度,  $L$  方向高速流, 离子温度和电场的三分量  $E_L$ ,  $E_M$  和  $E_N$ ;  $N$  代表电流片法向,  $L$  指向地球方向,  $M$  和  $L$ ,  $N$  组成右手坐标系. (b) 中浅蓝色区域为扩散区, 带箭头的实线表示磁力线, 带箭头的虚线为 Hall 电流系统, 蓝色虚线代表卫星轨迹, 红色箭头为 Hall 电场, 小圆圈代表 Hall 磁场方向

次级磁岛内电流密度、电子密度、电子角分布和波动等情况后, 发现在次级磁岛内, 电子密度在磁岛的外部区域出现峰值, 而在核心区域(核心磁场区域)出现密度低值, 同时磁岛外部区域存在很强的沿磁力线方向的电子束流和逆着磁力线方向的电流. 进一步的研究表明, 边界区域的逆着磁力线方向的电流产生的核心磁场和观测值基本一致. 在磁岛的外部区域, 沿磁力线方向的电子束产生了逆着磁力线方向的电流, 此电流形成了很强的核心磁场. 由于核心磁场的存在, 位于磁岛核心区的电子被挤压而堆积于磁岛的外部区域, 所以电子密度在磁岛的核心区域相对较小. 另外, 磁岛内部的电子呈各向异性, 沿磁力线方向的通量大于垂直于磁力线方向的通量. 磁

岛的外部区域, 电子分布为平顶分布, 而在核心区电子表现为指数分布的特点<sup>[58]</sup>.

#### 4 实验室等离子体磁重联

在实验室等离子体中研究磁重联有可近性好、重复性高等特点, 有利于对磁重联的物理机制进行细致的研究. 迄今为止已建成了不少磁重联实验研究平台, 如美国的 LCD 装置, MRX 装置及俄罗斯的 CS-3D 装置等<sup>[59]</sup>.

在 MRX 装置的无导向场重联过程中, Ren 等人<sup>[60]</sup>利用磁探针阵列测量到垂直于重联平面的四极磁场分布, 给出了 Hall 效应存在的明确实验证据. 通过改变电子平均自由程, 实验还发现由碰撞过渡到

无碰撞磁重联过程时四极磁场强度逐渐增大,表明 Hall 效应在无碰撞磁重联过程中所起的重要作用. CS-3D 则提供了存在导向场时 Hall 电流的间接实验证据<sup>[61]</sup>. 他们发现,与 He 等离子体中的对称电流片相比,在 Ar 或 Kr 等离子体中重联电流片会发生倾斜,对应于 Hall 电流与导向场引起的  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  旋转.

电子扩散区的实验验证由 MRX 上 Ren 等人<sup>[62]</sup>给出. 他们通过实验测量了电子扩散区的几何尺寸,发现电子扩散区的宽度  $\delta_e$  约是电子惯性长度的 6 倍,呈线性正比关系. 实验所测得电子出流最大速度约是电子 Alfvén 速度的 0.1 倍,而且电子加速到最大速度的空间尺度(电子扩散区的长度)与电子惯性尺度无关,约为 1~2 倍的离子惯性尺度,这一实验结果也与近年的数值模拟结果较为吻合<sup>[52]</sup>. 另外,在国内同行通过激光产生等离子体而实现的磁场重联中,也发现电子扩散区的宽度是电子惯性长度的 10 倍,得到了 MRX 实验类似的结果<sup>[63]</sup>.

LCD 装置则给出了实验室等离子体中磁重联过程存在电子加速的直接实验证据<sup>[64]</sup>. 静电探针曲线及发射光谱等实验数据表明重联过程存在电子的加热及加速. 实验中还探测到电子等离子体频率附近的电磁波辐射,而且在时序上电磁辐射峰滞后于高能电子峰,这表明该电磁辐射可能是磁重联对电子热涨落水平的加强所导致的.

受限于等离子体参数及诊断工具的空间分辨率,目前实验室等离子体中的磁重联主要诊断区域大多在离子惯性尺度附近,对于电子惯性尺度附近或更小尺度内重联相关的物理过程依然有待进一步的实验研究.

## 5 小结

磁重联提供了一种将磁场能量快速地转化为等离子体动能和热能的有效机制,电子的动力学行为在无碰撞等离子体的磁重联过程中起着重要的作用.

在离子惯性长度尺度范围内,电子的运动决定了重联平面内的电流体系,同时形成了沿分界线的电子密度降低区域. 在反平行磁重联中,平面电流沿分界线向外流出,而沿着分界线内侧的磁力线流向 X 点,这种电流体系产生了具有对称四极型结构的垂直于重联平面的第三方向磁场分量  $B_y$ ; 在具有初始强导向场的重联的平面电流体系中,电流沿着一对分界线流出 X 点,而沿着另一对分界线的里面的磁力线流向 X 点,最终形成在电流片中心增强的磁场分量  $B_y$ . 在电子惯性长度尺度范围内,电子压强分布的各向异性决定了在此区域内的重联电场的大小. 就电子的加速而言,在反平行重联中,电子主要在电子惯性长度尺度范围内被重联电场加速,在电子堆积区当电子的回旋半径和磁力线的曲率半径时也可给加速,这时电子的运动也是非绝热的. 但是在堆积区电子加速的效率及其它们的作用仍是值得探讨的问题. 在有初始导向场的重联中,电子在沿分界线向 X 点运动时就可被平行电场加速,进入电子扩散区后可再次被加速. 但是在电子惯性长度尺度范围内,电子压强分布的各向异性是如何形成的,它们和能量电子间的关系目前还不太清楚.

此外,单 X 点由于不能有效地将电子约束在有重联电场的区域,其加速效率受到限制. 最近的观测和理论都表明,在 X 点附近可产生次级磁岛,次级磁岛产生不仅可以提高重联率,也有可能更加有效地约束电子在重联电场的区域,从而加速电子. 但目前电子在有次级磁岛时是如何加速的,其加速机制仍有很多地方值得探讨. 另外,磁重联往往伴生着多种等离子体波动,除低混杂漂移波外,还观察到了哨声波等,这些波动和磁重联和电子加速之间的关系是值得关注的问题<sup>[65,66]</sup>.

总之,尽管在电子的动力学行为和无碰撞磁重联的关系上取得了很多进展,但是还有许多的问题没有研究清楚,值得探讨.

## 参考文献

- 1 王水,李罗权. 磁场重联. 合肥:安徽教育出版社,1999
- 2 Biskamp D. Magnetic Reconnection in Plasma. Cambridge: Cambridge University Press, 2000
- 3 Priest E, Forbes T. Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications. Cambridge: Cambridge University Press, 2000
- 4 Tsuneta S, Hara H, Shimizu T, et al. Observation of a solar flare at the limb with the Yohkoh Soft X-ray Telescope. Publ Astron Soc Jpn, 1992, 44: L63-L69

- 5 Cargill P A, Klimchuk J A. A nanoflare explanation for the heating of coronal loops observed by Yohkoh. *Astrophys J*, 1997, 478: 799
- 6 Nishida A. *Geomagnetic Diagnostics of the Magnetosphere*. New York: Springer, 1978
- 7 Ge Y S, Russell C T. Polar survey of magnetic field in near tail: Reconnection rare inside 9  $R_E$ . *Geophys Res Lett*, 2006, 33: L02101
- 8 Wesson J. *Tokomaks*. New York: Oxford University Press, 1997
- 9 Giovanelli R G. A theory of chromospheric flares. *Nature*, 1946, 158: 81–82
- 10 Dungey J W. *Cosmic Electrodynamics*. New York: Cambridge University Press, 1958
- 11 Sweet P A. The neutral point theory of solar flares. In: Lehnert B, ed. *Electro-magnetic Phenomena in Cosmical Physics*. New York: Cambridge University Press, 1958
- 12 Parker E N. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. *J Geophys Res*, 1957, 62: 509–518
- 13 Petschek H G. Magnetic annihilation. In: Hess W N, ed. *AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares*. NASA Spec PublSp-50, 1964
- 14 Birn J, Drake J F, Shay M A, et al. Geospace Environmental Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge. *J Geophys Res*, 2001, 106: 3715–3720
- 15 Sonnerup B U Ö. Magnetic field reconnection. In: Lanzèerotti L J, Kennel C F, Parker E N, eds. *Solar System Plasma Physics*, 1979. 46
- 16 Shay M A, Drake J F, Rogers B N, et al. Alfvénic collisionless magnetic reconnection and the Hall term. *J Geophys Res*, 2001, 106: 3759–3772
- 17 Ma Z W, Bhattacharjee B. Hall magnetohydrodynamic reconnection: The geospace environment modeling challenge. *J Geophys Res*, 2001, 106: 3773–3782
- 18 Pritchett P L. Geospace Environment Modeling magnetic reconnection challenge: Simulations with a full particle electromagnetic code. *J Geophys Res*, 2001, 106: 3783–3798
- 19 Rogers B N, Denton R E, Drake J F. Signatures of collisionless magnetic reconnection. *J Geophys Res*, 2003, 108: 1111–1117
- 20 黄灿, 王荣生, 陆全明, 等. 无碰撞磁场重联中的电子密度空穴和  $B_y$  的四极型分布. *科学通报*, 2009, 54: 3852–3857
- 21 Wang R S, Lu Q M, Huang C, et al. Multispacecraft observation of electron pitch angle distributions in magnetotail reconnection. *J Geophys Res*, 2010, 115: A01209
- 22 Øieroset M, Phan T D, Fujimoto M, et al. *In situ* detection of collisionless reconnection in the Earth's magnetotail. *Nature*, 2001, 412: 414–417
- 23 Nagai T, Shinohara I, Fujimoto M, et al. Geotail observations of the Hall current system: Evidence of magnetic reconnection in the magnetotail. *J Geophys Res*, 2001, 106: 25929–25949
- 24 Nagai T, Shinohara I, Fujimoto M, et al. Structure of the Hall current system in the vicinity of the magnetic reconnection site. *J Geophys Res*, 2003, 108: 1357–1364
- 25 Fu X R, Lu Q M, Wang S. The process of electron acceleration during collisionless magnetic reconnection. *Phys Plasmas*, 2006, 13: 012309
- 26 Hesse M, Winske D. Electron dissipation in collisionless magnetic reconnection. *J Geophys Res*, 1998, 103: 26479–26486
- 27 Hesse M, Schindler K, Birn J, et al. The diffusion region in collisionless magnetic reconnection. *Phys Plasmas*, 1999, 6: 1781–1795
- 28 Kuznetsova M, Hesse M, Winske D. Collisionless reconnection supported by nongyrotropic pressure effects in hybrid and particle simulations. *J Geophys Res*, 106: 3799
- 29 Hesse M, Kuznetsova M, Hoshino M. The structure of the dissipation region for component reconnection: Particle simulations. *Geophys Res Lett*, 2002, 29: 1563
- 30 Guo J, Lu Q M. Effects of ion-to-electron mass ratio on electron dynamics in collisionless magnetic reconnection. *Chin Phys Lett*, 2007, 24: 3199–3202
- 31 Wan W G, Lapenta G. Electron self-reinforcing process of magnetic reconnection. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 015001
- 32 Lu Q M, Huang C, Xie J L, et al. Features of separatrix regions in magnetic reconnection: Comparison of 2D particle-in-cell simulations and Cluster observations. *J Geophys Res*, 2010, 115: A11208
- 33 Fujimoto M, Nakamura M S, Shinohara I, et al. Observations of earthward streaming electrons at the trailing boundary of a plasmoid. *Geophys Res Lett*, 1997, 24: 2893–2896
- 34 Manapat M, Øieroset M, Phan T D, et al. Field-aligned electrons at the lobe/plasma sheet boundary in the mid-to-distant magnetotail and their association with reconnection. *Geophys Res Lett*, 2006, 33: L05101
- 35 Retinò A, Vaivads A, André M, et al. Structure of the separatrix region close to a magnetic reconnection X-line: Cluster observations. *Geophys Res Lett*, 2006, 33: L06101
- 36 Retinò A, Nakamura R, Vaivads A, et al. Cluster observations of energetic electrons and electromagnetic fields with a reconnecting thin current sheet in the Earth's magnetotail. *J Geophys Res*, 2008, 113: A12215
- 37 Mozer F S, Bale S D, Phan T D. Evidence of diffusion regions at a subsolar magnetopause crossing. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 015002



- 38 Vaivads A, Khotyaintsev Y, André M, et al. Structure of the magnetic reconnection diffusion region from four-spacecraft observations. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 105001
- 39 Khotyaintsev Yu V, Vaivads A, Retino A, et al. Formation of inner structure of a reconnection separatrix region. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 205003
- 40 Pritchett P L, Coroniti F V. Three-dimensional collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field. *J Geophys Res*, 2004, 109: A01220
- 41 Lu S, Lu Q M, Huang C, et al. The effects of the guide field on the structures of electron density depletions in collisionless magnetic reconnection. *Chinese Sci Bull*, 2010, 11: 48–52
- 42 Vasyliunas V M. Theoretical models of magnetic field line merging. *J Geophys Res*, 1975, 13: 303–336
- 43 Øieroset M, Lin R P, Phan T D, et al. Evidence for electron acceleration up to ~300 keV in the magnetic reconnection diffusion region of Earth's magnetotail. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 195001
- 44 Wang R S, Lu Q M, Guo J, et al. Spatial distribution of energetic electrons during magnetic reconnection. *Chin Phys Lett*, 2008, 25: 3083
- 45 Wang R S, Lu Q M, Du A M, et al. *In situ* observations of a secondary magnetic island in an ion diffusion region and associated energetic electrons. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 175003
- 46 Hoshino M, Mukai T, Terasawa T, et al. Suprathermal electron acceleration in magnetic reconnection. *J Geophys Res*, 2001, 106: 25979
- 47 Pritchett P L. Relativistic electron production during driven magnetic reconnection. *Geophys Res Lett*, 2006, 33: L13104
- 48 Guo J, Lu Q M, Wang S, et al. Electron acceleration in collisionless magnetic reconnection. *Chin Phys Lett*, 2005, 22: 409–412
- 49 Pritchett P L. Relativistic electron production during guide field magnetic reconnection. *J Geophys Res*, 2006, 111: A10212
- 50 Huang C, Lu Q M, Wang S. The mechanisms of electron acceleration in anti-parallel and guide field magnetic reconnection. *Phys Plasmas*, 2010, 17: 072306
- 51 Drake J F, Swisdak M, Schoeffler M, et al. Formation of secondary islands during magnetic reconnection. *Geophys Res Lett*, 2006, 33: L13105
- 52 Daughton W, Scudder J, Karimabadi H. Fully kinetic simulations of undriven magnetic reconnection with open boundary conditions. *Phys Plasma*, 2006, 13: 072101
- 53 Daughton W, Roytershteyn V, Albright B J, et al. Transition from collisional to kinetic regimes in large-scale reconnection layers. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 065004
- 54 Samtaney R, Loureiro N F, Uzdensky D A, et al. Formation of plasmoid chains in magnetic reconnection. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 105004
- 55 Eastwood J P, Phan T D, Mozer F S, et al. Multi-point observations of the Hall electromagnetic field and secondary island formation during magnetic reconnection. *J Geophys Res*, 2007, 112: A06235
- 56 Chen L J, Bhattacharjee A, Puhl-Quinn P A, et al. Observation of energetic electrons within magnetic islands. *Nature Phys*, 2008, 4: 19–23
- 57 Chen L J, Bessho N, Lefebvre B, et al. Multispacecraft observations of the electron current sheet, neighboring magnetic islands, and electron acceleration during magnetotail reconnection. *Phys Plasmas*, 2009, 16: 056501
- 58 Wang R S, Lu Q M, Li X, et al. Observations of energetic electrons up to 200 keV associated with a secondary island near the center of an ion diffusion region: A Cluster case study. *J Geophys Res*, 2010, 115: A11201
- 59 Yamada M, Kulsrud R, Ji H. Magnetic reconnection. *Rev Modern Phys*, 2010, 82: 603–664
- 60 Ren Y, Yamada M, Gerhardt S, et al. Experimental verification of the Hall effect during magnetic reconnection in a laboratory plasma. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 055003
- 61 Frank A G, Bogdanov S Yu, Dreiden G V, et al. Structure of the current sheet plasma in the magnetic field with an X line as evidence of the two-fluid plasma properties. *Phys Lett A*, 2006, 348: 318–325
- 62 Ren Y, Yamada M, Ji H, et al. Identification of the electron-diffusion region during magnetic reconnection in a laboratory plasma. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 085003
- 63 Zhong J Y, Li Y T, Wang X G, et al. Modelling loop-top X-ray source and reconnection outflows in solar flares with intense lasers. *Nature Physics*, 2010, 6: 984–987
- 64 Stenzel R L, Urrutia J M, Grisley M, et al. A new laboratory experiment on magnetic reconnection. *Phys Plasmas*, 2002, 9: 1925
- 65 Wei X H, Cao J B, Zhou G C, et al. Cluster observations of waves in the whistler frequency range associated with magnetic reconnection in the Earth's magnetotail. *J Geophys Res*, 2007, 112: A10225
- 66 Guo F, Lu Q M, Guo J, et al. Nonlinear evolution of lower hybrid drift instability in Harris Current. *Chin Phys Lett*, 2008, 25: 2725–2728