

实验室模拟磁力线重联的初步结果*

张寿彪^{1,2} 谢锦林^{1,2†} 胡广海^{1,2} 李 弘^{1,2} 黄光力³
刘万东^{1,2}

(1 中国科学技术大学近代物理系 合肥 230026)

(2 中国科学院基础等离子体物理实验室 合肥 230026)

(3 中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

摘要 在中国科学技术大学的线性磁化等离子体装置上, 通过对两个平行电流板施加同向电流, 实现重联磁场位型的构造, 进而开展实验室等离子体中磁力线重联过程的研究. 利用发射探针测量了重联过程中的平行 (轴向) 电场, 实验验证了重联电流与通行粒子的依赖关系. 利用磁探针测量了磁场通量的演化, 未发现通量堆积现象, 与数值预言相符.

关键词 等离子体, 湍流, 方法: 实验室, 磁场重联

中图分类号: P 182; **文献标识码:** A

1 引言

磁力线重联是空间等离子体中重要的物理过程之一, 这个过程中磁能可以快速转化为等离子体的动能和热能. 作为等离子体和磁场之间能量转化的重要机制, 磁力线重联与众多空间、实验室中等离子体的爆发现象密切相关, 如太阳耀斑过程、磁层亚暴过程以及托卡马克中的锯齿振荡等^[1-4]. 太阳观测卫星 Yohkoh 以及地球磁层观测卫星 Wind、Cluster 等已经观测到了磁力线重联过程的发生^[5-7] 以及和这个过程相关的等离子体加热、加速、电磁涨落等现象. 国内开展的“双星-Cluster 卫星计划”在局域探测到了自然界中磁场零点, 揭示了三维磁重联完整的几何结构^[8-9].

相对于观测而言, 实验室等离子体研究具有参数调控范围宽、重复性及诊断可近性好等优点, 因此从上世纪八十年代在实验室等离子体中陆续开展了磁力线重联的实验, 细致研究磁力线重联产生的物理机制及其相关过程^[10]. 日本东京大学的 TS-3 装置^[11]研究了导向磁场对重联率的影响, 实验表明随着导向磁场的增加, 重联率减小^[12], 实验测量到了重联过程中离子的加速和加热^[13]. 俄罗斯的 CS-3D 装置^[14]通过装置两端的电极加高压产生轴向的等离子体电流片, 实验中观测到了霍尔电流的存在以及由于霍尔电流和导向磁场的共同作用而导致电流片发生倾斜^[15]. 美国麻省理工大学的 VTF 装置^[16]对不同边界条件下的重联过程进行了研究, 指出重联过程中的等离子体电流与通行粒子

2010-05-28 收到原稿, 2010-11-08 收到修改稿

* 国家自然科学基金 (10303003、40390155、10605025) 及中国科学院知识创新工程项目 (kjcx-yw-n28) 资助

† jlxie@ustc.edu.cn

的多少有关^[17]。普林斯顿等离子体物理实验室的 MRX 装置^[18]对重联过程研究得较为系统,实验研究了不同大小导向磁场下产生不同的扩散区形状,测量了电流片的厚度约为离子惯性长度的量级^[19];重联过程中测量到了离子的加速和加热过程,但是并没有发现重联对于电子的影响^[20];实验中还测量到了不同实验条件下霍尔四极磁场^[21]和电磁涨落^[22]的存在,指出它们对于快速重联率起着重要作用;实验中关于边界条件^[23]对重联过程的影响也做了一定的研究。以上的重联实验均在离子惯性长度范围进行测量,而加州大学洛杉矶分校的 LCD 装置^[24]在实验中所测量的区域为电子惯性长度量级,测量到了由于重联过程导致的频率在离子声湍流附近的静电涨落以及电磁辐射的效应^[25]。

重联过程中有两个重要的空间尺度:电子惯性尺度和离子惯性尺度。在大于离子惯性尺度的空间范围,电子和离子一起跟随磁力线运动,因此可以通过磁流体方程来描述这个区间的物理过程;在介于电子惯性尺度和离子惯性尺度之间的空间范围,离子不再跟随磁力线运动,电子运动与离子运动分离,因此会产生霍尔电流和霍尔四极分布磁场,在理论模拟^[26]和若干实验中^[21]都得到了证实;在小于电子惯性尺度的空间范围,电子和离子都不再磁化,不随磁力线运动,此时的物理过程更为复杂。目前理论模拟表明小于电子惯性尺度的空间的重联过程可能会产生等离子体波动,是带电粒子加热和加速的可能原因^[27]。在离子惯性尺度附近的重联过程研究较为透彻^[10,28],大部分实验和观测结果与理论模拟比较一致,而电子惯性尺度附近的重联过程研究开展较少,在这个尺度附近的研究对于理解粒子加热和加速的机制有着重要的物理意义,也是本装置预期重点研究的物理目标。

以中国科学技术大学的线性磁化等离子体装置(LMP)^[29]为基础我们建造了国内首个磁力线重联的实验装置,如图 1 所示。装置的线性实验区为直径 25 cm、长度 2 m 的不锈钢圆柱腔体,实验区左端为灯丝放电等离子体源区,直径 60 cm、长度为 50 cm;右端为射频螺旋波放电等离子体源,由 NogoyaIII 型的半波天线固定在外径 10 cm、厚 0.3 cm、长 50 cm 的石英玻璃管上组成。在实验区外部依次放置 10 个由铜管制成的线圈,通电流产生轴向磁场。重联实验中,等离子体通过螺旋波射频放电产生,在放电功率为 1 300 W、放电气压为 0.15 Pa、轴向磁场为 180 Gs 的条件下,产生的等离子体密度约为 10^{11} cm^{-3} ,电子温度为 5 eV,放电过程中的等离子体参数具有良好的可重复性。在这样的参数条件下可以计算出离子惯性长度和电子惯性长度分别为 136 cm 和 1.68 cm,相比较重联区尺度(5 cm)而言,LMP 的实验可以测量电子惯性长度内外的重联过程。在沿轴平行放置的长 120 cm、宽 10 cm、间距 10 cm 的两块铜板上施加同向电流,可以产生重联所需要的磁场位形,电流波形如图 2 左图所示,而截面上产生磁力线的示意图如图 2 右图所示(中心实线框内的区域为探针的测量区域 $20 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$)。在脉冲电流上升的过程中磁力线携带等离子体向中心“X”点处运动,电流板的私有通量转化为公共通量^[12],磁力线重联过程发生。重联实验中最主要的物理量磁场 B_x 、 B_y (分别表示截面上 x 方向和 y 方向的磁场强度)通过两个取向位置正交的磁探针测量得到。这两个磁探针安装在精密二维移动探针平台上,利用步进电机组实现在轴向距离射频源区 80 cm 处的 XY 平面内逐点测量。

该实验得到国家自然科学基金“日冕爆发中的射电信号与等离子体过程”及“地球空

间暴多时空尺度物理过程”的支持。

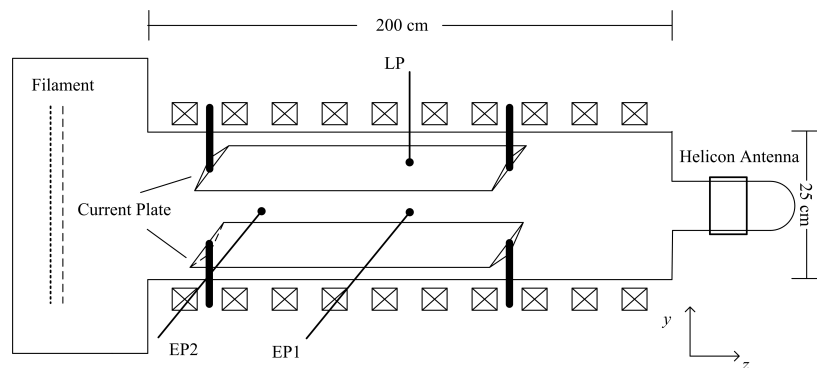


图 1 LMP 实验装置. LP 为安置在电流铜板上方的静电郎谬尔探针, EP1 和 EP2 为安置在两个电流铜板中间的轴向不同位置的发射探针 (两个探针相距 60 cm)

Fig. 1 LMP experimental device. LP is electrostatic Langmuir probe installed above copper plate, EP1 and EP2 are two emissive probes with a distance of 60 cm

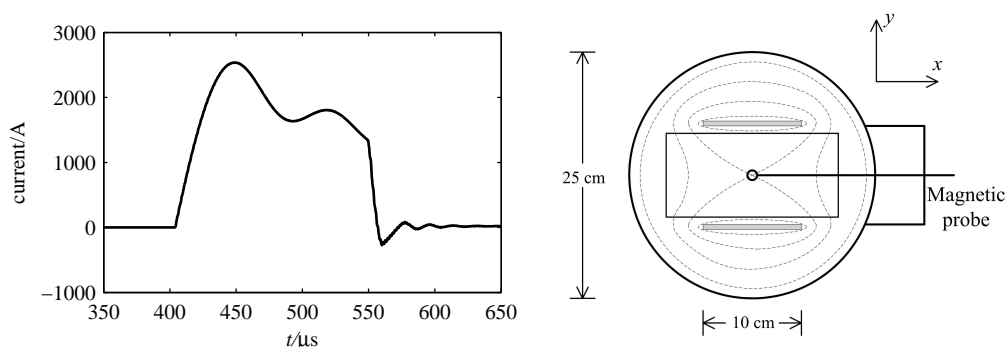


图 2 左图为平行电流板上所加的电流波形; 右图为装置的截面图, 虚线为磁力线的示意图

Fig. 2 Left panel: Time dependence of current applied to each plate. Right panel: Cross-sectional view of device showing the transverse magnetic field geometry without plasma

2 磁力线重联中的平行电场测量

早期的研究中 Cowley^[30] 提出, 平行于分离线的电场分量是重联过程的重要特征. 平行电场的大小代表了重联速度的快慢, 因此可以通过测量平行电场的大小来判断重联的发生. 在 MRX^[31] 和 VTF^[16] 实验中, 由于其装置为环形对称的, 因此可以通过磁场的分布测量计算得到平行电场的大小, 分别约为 100 V/m 和 10 V/m. 而 LMP 为线性装置, 平行电场需要通过实验测量得到. 在实验室等离子体中, 强发射状态下发射探针的悬浮电位可以近似为当地的等离子体电位, 因此通过测量不同轴向位置处等离子体电位

的时间演化, 就可以得到这两点之间的电场 $E(t) = (V_1(t) - V_2(t))/d$ 随时间的变化, 其中 $V_1(t)$ 和 $V_2(t)$ 分别为两点处 t 时刻的等离子体电位, d 为两点之间的距离.

在射频放电条件下, 等离子体由右端源区沿 $-Z$ 方向扩散并最终达到平衡, 此时的等离子体沿轴向存在一个密度梯度, 产生相应的静电场 $E_s = -\frac{T_e}{en} \nabla_{\parallel} n$ (T_e 为电子温度, n 为等离子体密度, e 为电子电荷), 静电场方向 (沿 $-Z$ 方向) 与密度梯度方向相反. 脉冲电流通过两个平行的铜板, 在电流上升过程中, 会在等离子体中建立起感应电场 E_i , 方向与脉冲电流方向相反. 为响应这个感应电场, 等离子体中会形成一个电荷分离产生的电场 E_c , 方向与感应电场方向相反. 利用发射探针所测量到的电场为等离子体中的静电场和电荷分离电场之和. 如果脉冲电流为 $+Z$ 方向, 那么电荷分离电场和静电场反向, 测量得到电场 $E_1 = -E_s + E_c$; 如果脉冲电流为 $-Z$ 方向, 测量得到电场 $E_2 = -E_s - E_c$, 因此电荷分离场 $E_c = (E_1 - E_2)/2$. 实验中, 保持其他参数不变, 改变脉冲电流方向, 利用轴向相距 60 cm 的两个发射探针 (如图 1 中 EP1 和 EP2) 分别测量得电场 E_1 和 E_2 , 进而得到电荷分离场随时间的演化, 如图 3 所示. 这个电荷分离场和由脉冲电流产生的感应电场密切相关, 近似可以把 $-E_c$ 当作感应电场. 由图 3 可知, 脉冲电流通过电流板时会在装置轴向上产生峰值在 9.3 V/m 左右的平行电场, 这个电场和磁场共同作用产生等离子体入流, 驱动磁力线重联发生.

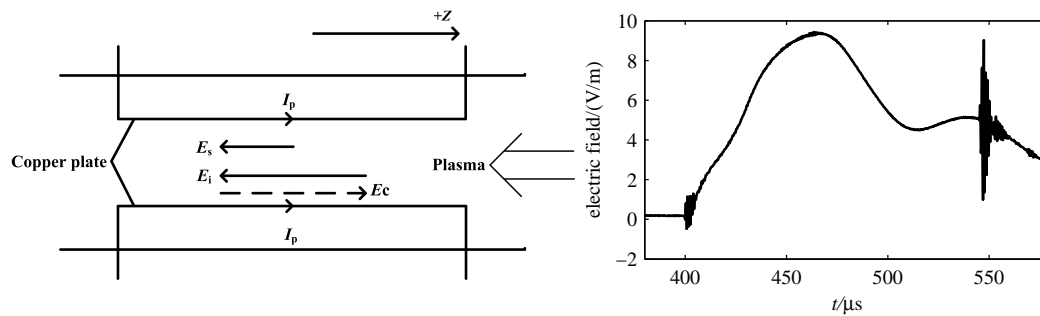


图 3 左图为静电场 E_s 、感应电场 E_i 及其电荷分离场 E_c 的方向示意图, 右图为计算得到的电荷分离电场随脉冲电流加入时的变化

Fig. 3 Left panel: The schematic of static electric field, inductive electric field and electric field of charge separation. Right panel: Time dependence of electric field of charge separation

3 等离子体电流测量

等离子体电流在重联过程中起着相当重要的作用. 在太阳耀斑环中, 电流的诊断和产生机制是太阳物理研究的重要问题, Tan 等^[32] 提出在一部分致密耀斑环中, 自举电流可能占有相当的份额, 对耀斑和日冕物质抛射等爆发事件有重要的意义.

在 LMP 实验中与重联过程相关的等离子体轴向电流可以通过二维截面上磁场分布计算得到. 在放电功率为 1 500 W、气压为 0.25 Pa、轴向磁场为 180 Gs 的条件下, 通过二维磁探针逐点测量, 得到截面上的磁场 (B_x, B_y) 分布如图 4 左图所示. 由安培环路

定理可知, 对给定区间 (如图 4 左图中的实线框 $2.5 \text{ cm} \times 2.5 \text{ cm}$), 沿其周长对磁场做路径积分即得轴向等离子体电流. 在利用电流板构造重联磁场位型时, 所得等离子体电流时间变化如图 4 右图所示, 数据表明在实验误差范围内轴向上等离子体电流很小 (将同样条件下真空中计算得到的等离子体电流做为计算的误差). 这一实验现象与 VTF 小组^[33]采用开放磁场边界位型时的实验结果类似. 由图 4 左图可知, 利用电流板加脉冲电流所得磁场为会切型的磁场分布, 在电流板边缘处与磁镜位型类似. 部分带电粒子会被约束在这个会切型磁场中, 称为捕获粒子, 而另一部分粒子可以通过磁镜损失锥逃离出去, 成为通行粒子. 捕获粒子和通行粒子在会切型磁场位形中运动的轨迹如图 5 所示^[34], 轴向等离子体电流的大小取决于通行粒子的多少. Wind 卫星观测到了由于通行粒子减少导致平行电流减小, 从而使得重联过程加速^[35-36].

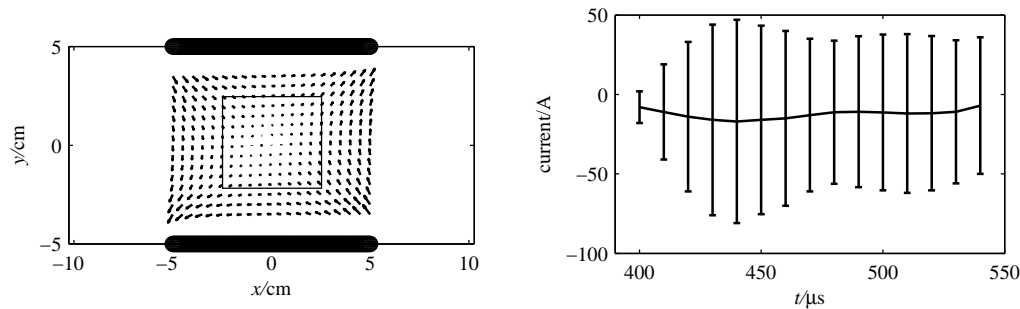


图 4 左图为电流板条件下的磁场分布 (上下黑色部分为铜板); 右图为计算得到的等离子体电流

Fig. 4 Left panel: Magnetic field topologies in plasma measured by magnetic probe. Right panel: Time dependence of plasma current

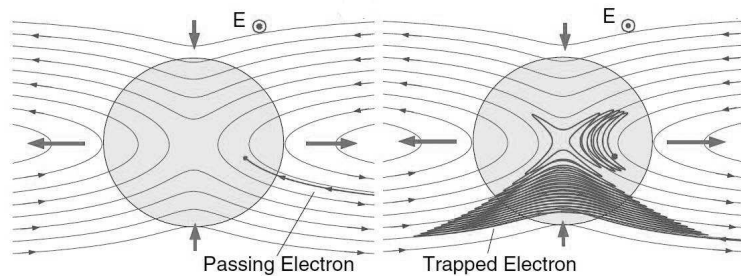


图 5 通行粒子和捕获粒子的运动轨迹, 摘自文献^[34]

Fig. 5 The trajectories of passing electrons and trapped electrons

在我们的实验中, 通行粒子在导向磁场与重联磁场的共同作用下绕载流板螺旋前进. 因此放置在电流板和真空筒壁间的静电郎缪尔探针 (图 1 中的探针 LP) 所测量到的离子饱和流正比于通行粒子数目. 在电流板条件下, 脉冲电流加入的前后离子饱和流均近似为零, 没有相对变化, 表明此种条件下通行粒子非常少, 因此对应的轴向等离子体电流很

小. 将电流板改为直径仅为 2 cm 的电流棒时, 在放电功率为 1 300 W、气压为 0.2 Pa、轴向磁场为 180 Gs 的条件下, 电流棒与真空筒壁间的探针所测离子饱和流如图 6 所示, 在脉冲电流施加过程中, 饱和流有显著增大, 对应着期间通行粒子的大量增加.

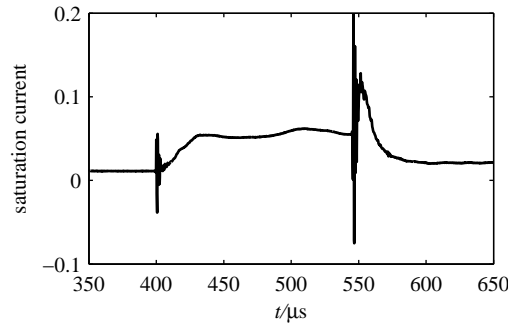


图 6 电流棒和筒壁之间的静电探针测量到的离子饱和流随时间的变化

Fig. 6 The ion saturation current of outer current bar

放电功率为 1 300 W、气压为 0.2 Pa、轴向磁场为 180 Gs 的参数下, 电流棒条件下测量所得截面磁场分布如图 7 左图所示 (上下黑色部分为电流棒位置, 中心实线框区域为计算等离子体电流的区域). 和电流板条件相比较, 磁镜效应减弱很多, 带电粒子很难被捕获, 所以通行粒子数目有显著的提高. 图 7 右图是对应的轴向等离子体电流的时间演化, 数据表明在脉冲电流施加过程中等离子体存在峰值为 10 A 左右的轴向电流, 验证了重联电流大小与通行粒子之间的密切关系.

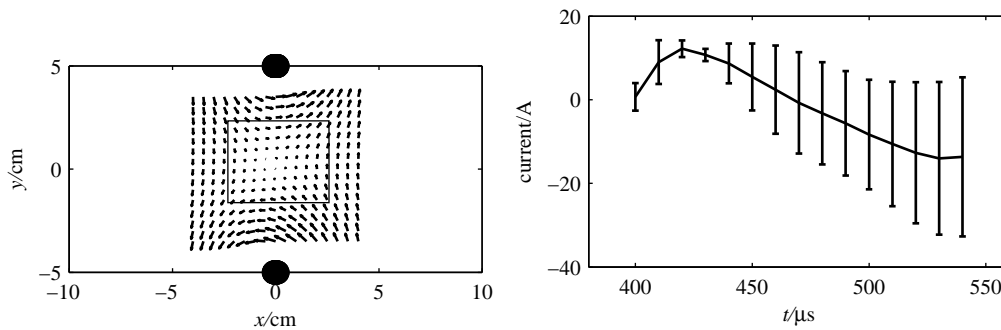


图 7 左图为电流棒条件下的磁场分布; 右图为计算得到的等离子体电流

Fig. 7 Left panel: Magnetic field topologies in plasma. Right panel: Time dependence of plasma current

4 通量堆积

在磁力线重联发生的过程中, 磁力线携带等离子体朝向“X”点运动, 在电流片之外会发生磁通量的堆积. 这种情况 Biskamp^[37] 通过数值模拟发现. Litvinenko 等^[38] 指出,

通量堆积的产生对磁力线重联的速度产生阻滞效果. 而后 Wang 等^[39] 利用不可压缩电阻 MHD 方程模拟驱动重联现象, 发现重联过程出现了两个不同的时间尺度. 在线性尺度阶段, 重联率和电阻率 η 成正比, 而在非线性阶段, 重联率弱依赖于电阻率, 近似和 $\eta^{1/5}$ 成正比. 磁通量在电流片处出现堆积现象, 这个非线性阶段的发展和耀斑产生过程中脉冲相以及亚暴过程的突然开始类似.

LMP 实验中, 通过对截面磁场分布的测量, 得到了电流板的私有通量随时间的变化, 如图 8 所示, 在实验过程中并没有发现磁通量的堆积现象. Dorelli 等^[40] 通过模拟指出, 并非所有的驱动重联过程都存在通量堆积现象, 通量是否存在堆积现象和若干空间尺度 (其中 λ 为重联区尺度, d_i 为离子惯性长度, l_e 为电子扩散区长度) 有关. 在 $d_i \leq l_e \ll \lambda$ 的尺度下, “电阻 MHD” 起作用, Biskamp^[37] 所研究的问题正是处于这个区域, 因此存在通量堆积现象, 形成双 Y 型的薄电流片. 在 $l_e \ll d_i \ll \lambda$ 的尺度下, 为“哨声波做为媒介”的尺度, 通量堆积现象依然存在, 形成 X 型的扩散区, 太阳耀斑的等离子体参数位于这个区间. 而在 $l_e \ll \lambda \leq d_i$ 的尺度下, 为“哨声波驱动”的界限, 电子和离子在整个重联的区域内分离, 模拟结果显示, 没有通量堆积过程出现, 因此重联率较大, 重联的时间尺度为哨声时间尺度 (比 Alfvén 时间尺度更短), 地球磁层的等离子体参数位于这个区间. 而对于 LMP 装置, $\lambda = 5 \text{ cm}$, $d_i = 455 \text{ cm}$, 而 $l_e = 2.4 \text{ cm}$, 基本位于“哨声波驱动”的区间, 因此实验中没有观测到通量堆积的出现, 重联速度相对较快, 与数值模拟结果相一致.

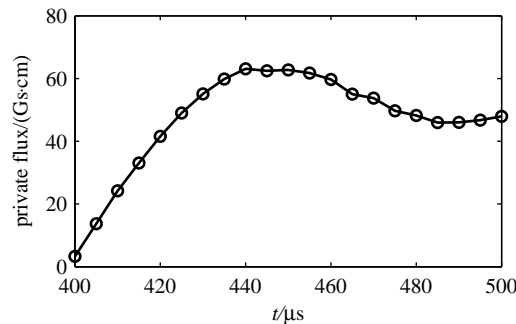


图 8 电流板私有通量随时间变化

Fig. 8 Time dependence of private flux

5 结论

综上所述, 我们在国内率先开展了磁力线重联实验室模拟的初步研究, 所测量的空间尺度与等离子体电子惯性尺度接近. 在重联过程中, 使用发射探针测量到了与重联过程相关的平行电场, 验证了重联电流与通行粒子的依赖关系. 而且实验过程中未发现通量堆积现象, 与相应的数值模拟结果一致. 尽管多年前就有人提出可以通过磁力线重联来解释太阳耀斑中的能量释放现象, 但是至今为止仍存在许多没有解决的问题, 包括重联

的触发机制、快速重联率的解释、粒子加速加热的机制、三维重联的机制等等。为此在接下来的实验中，我们正在进一步升级改造重联实验模拟装置，利用大面积氧化物阴极产生等离子体背景，提高等离子体密度，扩展重联发生的空间尺度，使实验中的伦德奎斯特数更接近空间真实的数值，从而深入细致研究太阳空间的重联过程及其相关问题。

参 考 文 献

- [1] Tsuneta S. *ApJ*, 1996, 456: L63
- [2] Russell C T, Elphic R C. *GeoRL*, 1979, 6: 33
- [3] Taylor J B. *RvMP*, 1986, 58: 741
- [4] Yamada M, Levinton F M, Pomphrey N, et al. *PhPl*, 1994, 1: 3269
- [5] Tsuneta S, Acton L, Bruner M, et al. *SoPh*, 1991, 136: 37
- [6] Phan T D, Hasegawa H, Fujimoto M, et al. *GeoRL*, 2006, 33: L091044
- [7] Escoubet C P, Fehringer M, Goldstein M L. *AGp*, 2001, 19: 1197
- [8] Xiao C J, Wang X G, Pu Z Y, et al. *NatPh*, 2006, 2: 478
- [9] Xiao C J, Wang X G, Pu Z Y, et al. *NatPh*, 2007, 3: 609
- [10] Yamada M, Kulsrud R, Ji H T. *RvMP*, 2010, 82: 603
- [11] Yamada M, Ono Y, Hayakawa A, et al. *PhRvL*, 1990, 65: 721
- [12] Ono Y, Morita A, Katsurai M, et al. *PhFIB*, 1993, 5: 3691
- [13] Ono Y, Yamada M, Akao T, et al. *PhRvL*, 1996, 76: 3328
- [14] Frank A G. *PPCF*, 1999, 41: A687
- [15] Frank A G, Bogdanov S Y, Markov V S, et al. *PhPl*, 2005, 12: 052316
- [16] Egedal J, Fasoli A, Tarkowski D, et al. *PhPl*, 2001, 8: 1935
- [17] Egedal J, Fox W, Porkolab M, et al. *PhPl*, 2004, 11: 2844
- [18] Yamada M, Ji H T, Hsu S, et al. *PhPl*, 1997, 4: 1936
- [19] Yamada M, Ji H T, Hsu S, et al. *PhRvL*, 1997, 78: 3117
- [20] Hsu S C, Fiksel G, Carter T A, et al. *PhRvL*, 2000, 84: 3859
- [21] Ren Y, Yamada M, Ji H T, et al. *PhPl*, 2008, 15: 082113
- [22] Ji H T, Stephen T, Yamada M, et al. *PhRvL*, 2004, 92: 115001
- [23] Inomoto M, Gerhardt S P, Yamada M, et al. *PhRvL*, 2006, 97: 135002
- [24] Stenzel R L, Gekelman W. *JGRA*, 1981, 86: 649
- [25] Stenzel R L, Griskey M C, Urrutia J M, et al. *PhPl*, 2003, 10: 2810
- [26] Mandt M E, Denton R E, Drake J F. *GeoRL*, 1994, 21: 73
- [27] Huang C, Lu Q M, Wang S. *PhPl*, 2010, 17: 072306
- [28] 张寿彪, 谢锦林, 胡广海, 等. *天文学进展*, 2011, 28: 348
- [29] Xie J L, Yu Z, Liu W D, et al. *PIST*, 2006, 8: 99
- [30] Cowley S W H. *JGR*, 1976, 81: 3455
- [31] Ji H T, Yamada M, Hsu S, et al. *PhRvL*, 1998, 80: 3256
- [32] Tan B L, Huang G L. *A&A*, 2006, 453: 321
- [33] Egedal J, Fasoli A, Porkolab M, et al. *RSci*, 2000, 71: 3351
- [34] Egedal J, Fieroset M, Fox W, et al. *PhRvL*, 2005, 94: 025006
- [35] Fieroset M, Phan T D, Fujimoto M, et al. *Natur*, 2001, 412: 414
- [36] Fieroset M, Lin R P, Phan T D, et al. *PhRvL*, 2002, 89: 195001
- [37] Biskamp D. *PhFl*, 1986, 29: 1520
- [38] Litvinenko Y E, Forbes T G, Priest E R. *SoPh*, 1996, 167: 445
- [39] Wang X G, Ma Z W, Bhattacharjee A. *PhPl*, 1996, 3: 2129
- [40] Dorelli J C, Birn J. *JGRA*, 2003, 108: 1133

Preliminary Experimental Result of Magnetic Reconnection in Laboratory Plasma

ZHANG Shou-biao^{1,2} XIE Jin-lin^{1,2} HU Guang-hai^{1,2} LI Hong^{1,2}

HUANG Guang-li³ LIU Wan-dong^{1,2}

(1 *Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026*)

(2 *Key Laboratory of Basic Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026*)

(3 *Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008*)

ABSTRACT Magnetic reconnection is one of the most important physical processes in astrophysical plasmas. Lots of theoretical works, numerical simulations and observations have been done. Some experimental programs have been activated to investigate the basic mechanisms of magnetic reconnection. In order to investigate the electron dynamic near the electron diffusion region in magnetic reconnection process, an upgrade is accomplished in the LMP (Linear magnetic plasmas) device at University of Science and Technology of China. The magnetic field of reconnection is produced by passing two identical currents axially through two copper plates. Magnetic field and parallel electric field are measured by magnetic probes and emissive probes, respectively. The existence of a large electric field related to the reconnection process is verified. The plasma is driven by electric field and magnetic field, so the magnetic reconnection appears. The magnitude of axial current is found to scale with the number of passing particles. In the configuration of current bars, passing particles are even more and our measured axial current is about 10 A. Magnetic flux doesn't pile up because of the parameter region in our case, which is consistent with the result of numerical simulation.

Key words plasmas, turbulence, methods: laboratory, magnetic reconnection