科 学 通 报
第 42 卷 第 19 期 Chinese Science Bulletin 1997 年 10 月

【研究简报】

非周期多层电流片中的非稳态磁场重联

刘一凡 王小虎 郑惠南 王 水
(中国科学技术大学地球和空间科学系,合肥 230026)

关键词 多层电流片 磁场重联 数值模拟

多层电流片是空间等离子体中一种普遍的现象. 例如,太阳风中就观测到多层日球层电流片结构[1]. 在多层电流片中发生的各种动力学过程可能对太阳耀斑、日冕加热、太阳风与磁层耦合等有着重要影响. 一些作者应用解析和数值方法讨论了双层或周期电流片中撕裂模不稳定性的特征[2~4],发现反对称模的增长率远大于对称模. 本文的目的是应用磁流体力学模拟方法数值研究非周期三层电流片中的磁场重联过程,发现与周期电流片不同,这是一种复杂的非稳态磁场重联. 随着重联过程的发展,初始的反向电流片将逐渐消失,并在相应位置形成一个大的磁岛.

对于二维($\partial/\partial z=0$)二分量($B_z=0$, $V_z=0$)问题,初始磁场取为 $\boldsymbol{B}=B_x(y)\boldsymbol{i}_x$, 且

$$B_x=\begin{cases} B_\infty\tanh\left(\dfrac{y}{\delta}+D\right), & \dfrac{y}{\delta}\leqslant -D,\\ \alpha B_\infty\tanh\left(\dfrac{y}{\delta}+D\right), & -D<\dfrac{y}{\delta}\leqslant -\dfrac{D}{2},\\ -\alpha B_\infty\tanh\left(\dfrac{y}{\delta}\right), & -\dfrac{D}{2}<\dfrac{y}{\delta}\leqslant\dfrac{D}{2},\\ \alpha B_\infty\tanh\left(\dfrac{y}{\delta}-D\right), & \dfrac{2}{D}<\dfrac{y}{\delta}\leqslant D,\\ B_\infty\tanh\left(\dfrac{y}{\delta}-D\right), & D<\dfrac{y}{\delta}, \end{cases} \tag{1}$$

式中 α 和 D 为常数,分别表征中心反向电流片的强度及两侧电流片的位置,δ 是电流片的半宽度. 为了数值研究非周期三层电流片中的磁场重联过程,可采用下列可压缩磁流体力学方程组[5]:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=-\rho\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}+\frac{\partial V_y}{\partial y}\right)-V_x\frac{\partial\rho}{\partial x}-V_y\frac{\partial\rho}{\partial y}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}-\frac{1}{4\pi\rho}\frac{\partial\psi}{\partial x}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\right)-V_x\frac{\partial V_x}{\partial x}-V_y\frac{\partial V_x}{\partial y}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}-\frac{1}{4\pi\rho}\frac{\partial\psi}{\partial y}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\right)-V_x\frac{\partial V_y}{\partial x}-V_y\frac{\partial V_y}{\partial y}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial t}=-V_x\frac{\partial\psi}{\partial x}-V_y\frac{\partial\psi}{\partial y}+\frac{c^2\eta}{4\pi}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\right), \tag{5}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t}=-V_x\frac{\partial p}{\partial x}-V_y\frac{\partial p}{\partial y}-\gamma p\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}+\frac{\partial V_y}{\partial y}\right), \tag{6}$$

式中 ψ 为磁通量函数($\boldsymbol{B}=-\nabla\times(\psi\boldsymbol{i}_z)$),其他参数具有通常的意义. 数值计算时需将方程(2)~(6)改写成无量纲形式,长度、磁场、磁通量函数、密度、压力、速度和时间分别用 δ, B_∞,

δB_∞，ρ_∞，p_∞，$V_{A\infty}$和 τ_A 来标定，下角标∞表示 y 趋于无穷处的参数值，且 Alfvén 速度 $V_{A\infty}=B_\infty/(4\pi\rho_\infty)^{\frac{1}{2}}$，Alfvén 输运时间 $\tau_A=\delta/V_{A\infty}$.

方程组(2)～(6)可应用四阶 Runge-Kutta 法数值求解. 计算区域取为 $-10\delta\leqslant x\leqslant 10\delta$，$-10\delta\leqslant y\leqslant 10\delta$. 为了与周期多层电流片的计算结果进行比较，取(1)式中参数 $\alpha=1$，$D=3$. x 和 y 方向的格距分别为 $\Delta x=0.25\ \delta$，$\Delta y=0.125\ \delta$，时间步长满足下列条件

$$\Delta t = 0.4\ \min\left(\frac{\Delta x}{|V_x|+C_s},\ \frac{\Delta y}{|V_y|+C_s}\right), \tag{7}$$

式中 C_s 为局地声速. 在 $x=\pm 10\delta$ 处取周期边界条件，$y=\pm 10\delta$ 处采用自由边界条件. 初始 $t=0$ 时刻，在整个区域中叠加一个小扰动

$$B_{x1}=0,\ B_{y1}=\varepsilon B_\infty \sin\left(\frac{\pi x}{10\delta}\right), \tag{8}$$

看其随时间的发展，且取小参数 $\varepsilon=0.001$. 计算中其他参数取为：磁 Lundquist 数 $S=100$，等离子体压力与磁压之比 $\beta_\infty=0.1$，比热比值 $\gamma=5/3$.

磁场位形随时间的演化如图 1 所示. 由于撕裂模不稳定性，在 $t<20\tau_A$ 时每个电流片已开始发生磁场重联，$t=60\ \tau_A$ 时可清楚地看出各电流片中薄而长的磁岛，且显示出反对称模

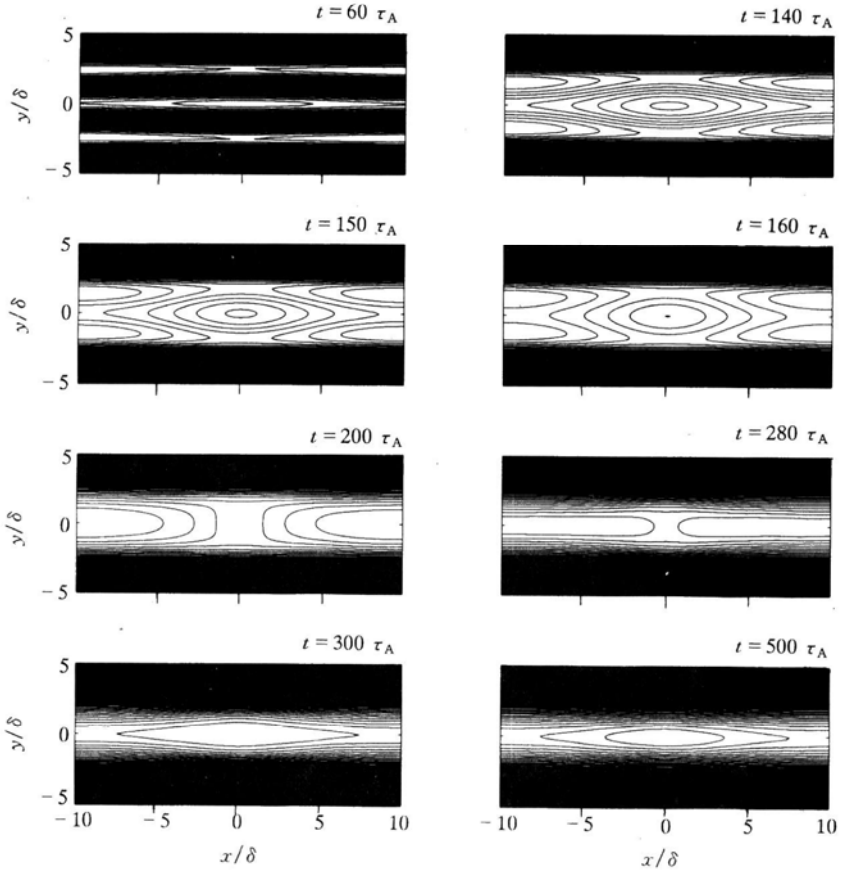

图 1　磁场位形随时间的演化

的特征. 随着磁场重联过程的发展,这些磁岛的宽度不断增加,当 $t=140\ \tau_A$ 时中心磁岛半宽度达到 1.4δ,远大于中心电流片的初始半宽度,在这段时间磁场位形的演化与周期电流片中数值计算结果基本相同[4]. 然而,两侧磁岛除宽度增大外,还不断向着中心电流片区域运动. 当 $t=150\ \tau_A$ 时,两侧磁岛间的距离达到 $2.7\ \delta$. 这时新的重联过程发生了,即两侧的磁力线直接与中心磁岛发生重联,同时上下两侧磁岛发生结合不稳定性,以致逐渐演变成两个大闭场区,中心磁岛变得很小,并慢慢消失. 这种磁场位形仍然是不稳定的,在坐标原点($x=0$, $y=0$)又形成一个新的 X 点,两闭场区磁力线不断发生重联,中心区演变为一个较宽的电流片. 进而再发生两个 X 线的磁场重联,在中心区形成一个大磁岛($t=300\ \tau_A$),该磁场位形可以稳定地维持. 由以上结果看出,在非周期三层电流片中发生的磁场重联,是一种复杂的非稳态重联过程.

不同时刻沿 $x=0$ 轴的电流密度分布如图 2 所示. $t=0$ 时存在三个电流片,中心位置分别位于 $y=\pm 3\delta$ 和 $y=0$ 处,且中心电流片($y=0$)是反向的. 随着磁场重联的发展,三个初始电流片的强度都逐步减弱,同时不断展宽. 在 $t>260\ \tau_A$ 之后,原中心反向电流片不再存在,其电流密度变成小的正值. 两侧电流密度的极大值一直维持在 $y=\pm 3\delta$ 附近,但到 $t=500\ \tau_A$ 时其强度约为初始值的 1/5. 这表明在磁场重联过程中磁能不断地转化为等离子体的热能和动能. 图 3 和图 4 分别描绘了 $t=160\ \tau_A$ 和 $t=300\ \tau_A$ 时等离子体密度 ρ、温度 T、电流密度 j 和速度 V 的分布. 有关磁场重联过程中等离子体的响应以及在空间等离子体中的应用,另文详细讨论[1)].

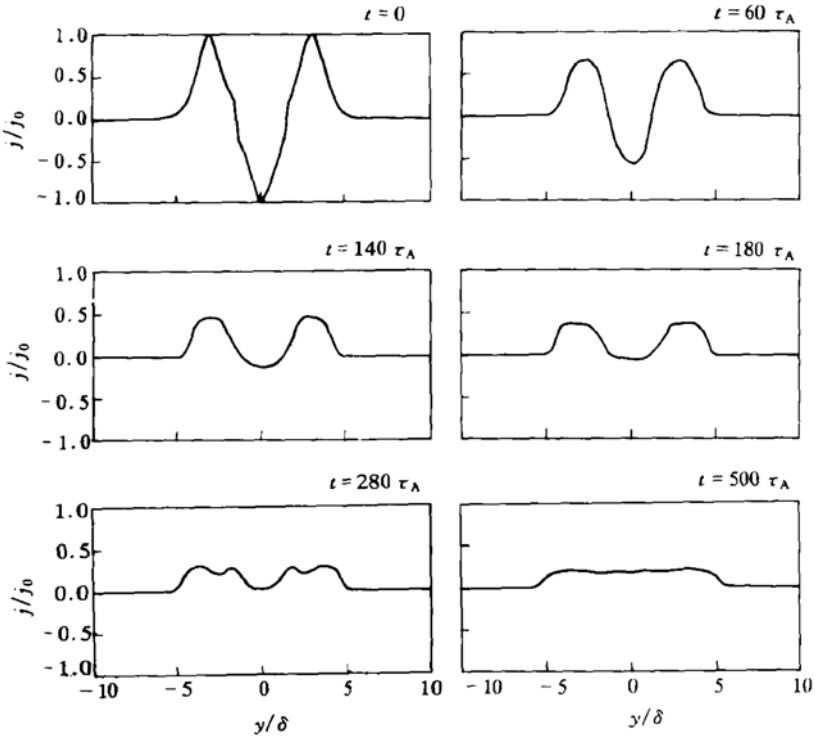

图 2 沿 $x=0$ 轴电流密度的分布

1) Wang S, Liu Y F, Zheng H N. Magnetic reconnection in multiple heliospheric current sheets. Solar Phys. 1997 (in press)

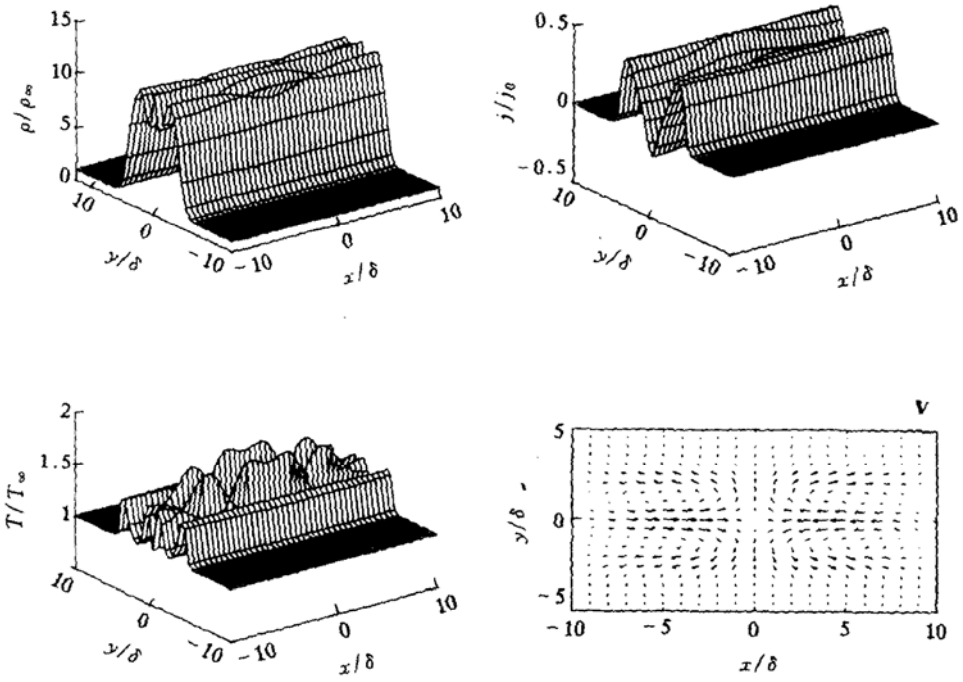

图 3　$t=160\ \tau_A$ 时 ρ，T，j 和 V 的分布

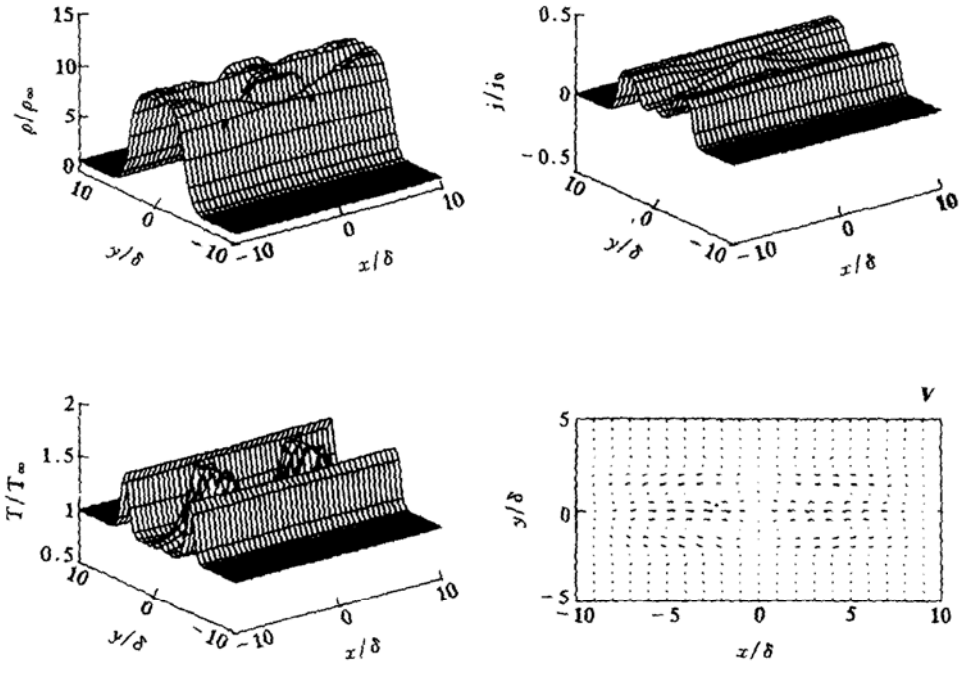

图 4　$t=300\ \tau_A$ 时 ρ，T，j 和 V 的分布

科 学 通 报
第 42 卷 第 19 期 Chinese Science Bulletin 1997 年 10 月

【研究简报】

吐哈盆地煤及显微组分生烃模式

赵长毅 程克明
(石油勘探开发科学研究院地质研究所,北京 100083)

关键词 吐哈盆地 煤成烃 成烃演化

吐哈盆地是典型的煤成油气盆地,主力烃源岩为中下侏罗统煤及含煤有机质[1]. 有机岩石学研究表明[2],吐哈盆地侏罗系烃源岩生油组分,在显微层次主要表现为基质镜质体、壳质组(主要是薄壁角质体、小孢子体和木栓质体)和少量腐泥组(主要是藻类体和沥青质体),在超微层次则主要表现为分布在基质镜质体和粗粒体中细菌成因的超微类脂体. 基质镜质体是吐哈盆地煤成烃最主要的母质. 壳质组(含腐泥组)在煤成烃中具有不可忽视的贡献.

采用密度梯度分离法从煤中分离出纯度较高的单组分(表 1),进行热解气相色谱和核磁共振波谱测试,确定各显微组分生烃性质,并结合显微荧光性质确定其生烃阶段,由此建立煤与显微组分成烃模式.

表 1 分离富集样品有机显微组分组成

样号	富集组分及含量/%	其它组分及含量/%	成熟度/%	备注
H_1	Sp(73)	Al(11), V(2.8), I(13.1)	0.54	
H_5	Cu(85)	Sp(2.4), Al(2.4), V(3.6), I(6.6)	0.52	
H_7	Dv(92.4)	Sf(4.1), I(2.5), E(1.0)	0.49	
H_9	F(84.7)	Sf(11.2), SV(4.1)	0.56	
H_{10}	Cu(80.2)	V(18.9), I(0.9)	0.46	准噶尔盆地
H_{11}	Sub(27.1)	V(70.7), I(2.8)	0.46	

Sp—小孢子体, Cu—角质体, Dv—基质镜质体, F—丝质体, Sub—木栓质体, Al—藻类体, V—镜质组, I—惰质组, E—壳质组, SV—半镜质体, Sf—半丝质体

1 显微组分热解气相色谱特征

热解气相色谱实验是在热解炉内较短时间内完成的,尽量避免了二次裂解反应的发生.

致谢 本工作为国家自然科学基金(批准号: 19573009)资助项目.

参 考 文 献

1 Grooker U N, Siscoe G L, Shodhan S, et al. Multiple heliospheric current sheets and coronal streamer belt dynamics. JGR, 1993, 98(A6): 9 371～9 381
2 Pritchett P L, Lee Y C, Drake J F. Linear analysis of the double-tearing mode. Phys Fluids, 1980, 23(7): 1 368～1 374
3 Otto A, Birk G T. Resistive instability of periodic current sheets. Phys Fluids, 1992, B4(11): 3 811～3 813
4 Yan M, Otto A, Muzzell D, et al. Tearing mode instability in a multiple current sheet system. JGR, 1994, 99(A5): 8 657～8 669
5 王 水,郑惠南. 地球远磁尾中的磁场重联(Ⅰ)流动撕裂模不稳定性. 地球物理学报,1991,34(6): 663～671

(1997-01-30 收稿,1997-04-18 收修改稿)