0254-6124/2012/32(6)-785–08 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Zhang Shaohua, Feng Xueshang, Yang Liping. 2.5D AMR MHD magnetic reconnection model. *Chin. J. Space Sci.*, 2012, **32**(6): 785-792

2.5 维自适应磁场重联 MHD 模式*

张绍华[1,2] 冯学尚[1] 杨利平[1,2]

1(中国科学院空间科学与应用研究中心 空间天气学国家重点实验室 北京 100190)

2(中国科学院大学 北京 100049)

摘 要 磁雷诺数 ($R_{\rm m}$) 是影响磁场重联的重要因素. 真实的物理环境中 $R_{\rm m}$ 往往很高, 例如, 在行星际空间和太阳日冕中 $R_{\rm m}$ 通常大于 10^4 量级. 高 $R_{\rm m}$ 条件下的磁重联表现出很多异常特性, 然而高 $R_{\rm m}$ 条件下的磁场重联数值模拟需要很高的时空分辨率, 否则很难分辨出重联过程中形成的薄电流片. 本文基于自适应软件包 PARAMESH 将并行自适应网格技术引入磁场重联数值模拟, 建立了一个 2.5 维自适应磁场重联 MHD 模式, 研究高磁雷诺数条件下重联的动态演化过程, 进而将不同磁雷诺数的参数进行对比研究. 结果表明, 该模式可以自动捕捉到磁场重联产生的奇性电流片, 高磁雷诺数条件下产生的慢激波结构可提供一种快速磁能释放机制.

关键词 自适应, 磁场重联, MHD 数值模拟

中图法分类号 P 353

2.5D AMR MHD Magnetic Reconnection Model

ZHANG Shaohua[1,2] FENG Xueshang[1] YANG Liping[1,2]

1(*State Key Laboratory of Space Weather, Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100190)

2(*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100049)

Abstract Magnetic reconnection is one of the hot topics in space physics. The magnetic Lundquist number can influence the magnetic reconnection process drastically. Magnetic Lundquist number is always very large in many real physical environments, for example, higher than 10^4 in interplanetary space and solar corona. Magnetic reconnection with enormously large Lundquist number behaves many new characteristics, while magnetic reconnection simulation needs very high grid resolution, or it can't resolve the thin current sheets formed in the magnetic reconnection. With the help of the Adaptive Mesh Refinement (AMR) package named PARAMESH, AMR technique was introduced into magnetic reconnection simulations and a two and half dimensional (2.5D) AMR magnetic reconnection model was developed. The dynamic reconnection process with different magnetic Lundquist numbers was studied. The results showed that this model can automatically capture the near-singular current sheets with the development of the magnetic reconnection and the slow-mode shock structures formed in the magnetic reconnection process with high magnetic Lundquist number provide a

* 国家自然科学基金项目 (41031066, 40921063, 40874091, 40890162, 41074122) 和空间天气学国家重点实验室专项基金共同资助

2011-05-26 收到原稿, 2012-05-03 收到修定稿

E-mail: shzhang@mail.iggcas.ac.cn

possible way for fast magnetic energy conversion.

Key words AMR, Magnetic reconnection, MHD simulation

0 引言

磁场重联是空间物理中的基本等离子体过程, 其在改变磁场拓扑结构的同时把磁能转换为等离子体动能和热能, 可以用来解释发生在太阳、磁层和行星际空间等的许多物理过程 [1−4].

通常认为磁场重联在太阳耀斑能量释放和粒子加速中起着至关重要的作用 [5−10]. 实际上, 磁场重联也是驱动太阳爆发事件 (例如, 耀斑、日冕物质抛射等) 的唯一可能机制 [11−12]. 在行星际空间发现了许多磁场重联现象 [3−4,13]. 磁场重联的物理过程尚有待深入了解, 数值计算是研究磁场重联问题的重要方法之一. 重联扩散区往往只占到整个区域的很小比例 [14], 使用均匀计算网格来模拟重联扩散区的演化是非常困难的, 而自适应网格技术 [13] 是处理这种多尺度问题的有效手段 [14−16].

真实的物理环境中磁雷诺数 $R_{\rm m}$ 往往很高, 例如, 行星际空间中 $R_{\rm m}$ 通常大于 10^4 量级 [13], 在太阳日冕中 $R_{\rm m}$ 更高 [2]. 高磁雷诺数条件下的磁场重联表现出了很多异常特性. Loureiro 等 [17] 通过理论分析指出, 在高雷诺数条件下 ($R_m \geqslant 1.0\times10^4$), 长宽比很大的电流片会发生撕裂膜不稳定而产生磁岛链, 这时经典的 Sweet-Parker 磁场重联模型不再适用. Samtaney 等 [18] 进一步用带电阻的 MHD 数值模拟研究了磁雷诺数在 1.0×10^4 与 1.0×10^8 之间的磁场重联. 如果计算网格的分辨率不够高, 数值粘性会掩盖真实的物理重联过程. Samtaney 等 [18] 与 Huang 和 Bhattacharjee[19] 在研究高磁雷诺数条件下的磁场重联问题时, 使用非均匀的固定计算网格, 即在电流片附近网格较密而在远离电流片的地方网格较粗. 这种方法可以在电流片区域获得高的分辨率, 同时在一定程度上减少计算量, 但有其局限性. 例如, 随着磁场重联的演化, 电流片位置会发生变化, 甚至会产生更小尺度的二次撕裂电流片 [16,19−21], 固定的非均匀网格很难满足计算需求. 自适应网格技术能够通过误差估计控制计算网格的加密和放粗, 在误差大的区域自动加密网格, 误差小的区域则不加密甚至放粗网格. 这样就可以自动捕捉到动态演变的电流片, 在电流片附近加密到任意需要的精度又能显著节省计算资源. 因此, 这里建立了一个 2.5 维自适应磁重联 MHD 模式, 用来模拟高磁雷诺数条件下的磁场重联问题并进行参数对比研究.

1 控制方程组

为了研究磁场重联问题, 首先从带电阻的 MHD 控制方程组出发, 即

$$\partial_t\rho+\nabla\cdot(\rho\boldsymbol{u})=0, \tag{1}$$

$$\partial_t(\rho\boldsymbol{u})+\nabla\cdot\left[\rho\boldsymbol{u}\boldsymbol{u}+\left(p+\frac{1}{2}|\boldsymbol{B}|^2\right)\boldsymbol{I}-\boldsymbol{B}\boldsymbol{B}\right]=0, \tag{2}$$

$$\partial_t e+\nabla\cdot\left[\left(e+p+\frac{1}{2}|\boldsymbol{B}|^2\right)\boldsymbol{u}-(\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{B})\boldsymbol{B}\right]= \eta\nabla\cdot[\boldsymbol{B}\times(\nabla\times\boldsymbol{B})], \tag{3}$$

$$\partial_t\boldsymbol{B}-\nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})=-\eta\nabla\times(\nabla\times\boldsymbol{B}). \tag{4}$$

其中, η 为磁粘滞系数, 当 $\eta=0$ 时, 该方程组即为理想 MHD 方程组.

式 (1)∼(4) 中, ρ 为等离子体密度, e 为总能量密度, $\boldsymbol{u}=(u,v,w)$ 为 x,y,z 方向的速度矢量, $\boldsymbol{B}$ 为磁场矢量, $p=\rho RT$ 为气体压强, R 为理想气体常数, T 为等离子体温度. 因子 $1/\mu$ 被吸收到 $\boldsymbol{B}$ 中, 这里 μ 为真空磁导率. 另外, 还要满足磁场散度为零的限制条件, 即 $\nabla\cdot\boldsymbol{B}=0$. 若认为变量在 z 方向是恒定的, 并且不随 z 变化, 即 $\partial/\partial t=0$, 但仍然保留 z 方向的物理量, 则定义为二维半 (或者 2.5 维) 问题.

对上述磁流体控制方程组进行无量钢化, 选取长度 L_0、密度 ρ_0 和磁场强度 B_0 为归一化常数, 特征速度、特征时间、特征压强和特征电流分别为

$$V_0=B_0/\sqrt{\mu\rho_0},\qquad T_0=L_0/V_0,$$
$$B_0^2/\mu,\qquad J_0=B_0/\mu L_0.$$

电阻率的归一化值 $\eta_0=L_0V_0$, 无量纲化之后的电阻率 $\eta=R_m^{-1}$, 其中, $R_{\rm m}$ 为磁雷诺数.

2 模型建立及初始条件

采用分裂形式的有限体积法, 将带电阻的 MHD 方程分为两部分, 式 (1)∼(3) 为流体部分, 式 (4) 为引导方程部分. 流体部分使用二阶精度的 Godunov 型算法 [22−23], 引导方程部分则使用 CT 算法 [24] 来处理磁场散度问题. 用二阶精度 TVD 性质的龙格库塔法来进行时间迭代计算. 自适应技术的实现借助于 PARAMESH 软件包, 其提供底层的网格、数据管理和并行通信框架, 完成保持磁场散度为零的插值和提升操作等相关功能, 以实现并行自适应计算. 这个模型也被用来研究真实太阳风条件下磁云驱动的磁云边界层内的磁场重联和电子加速问题 [25].

与 GEM 重联问题 [26] 相类似, 模拟的初始状态是一个 Harris 中性电流片, 即 $B_x = B_0\tanh(y/\lambda)$, 其中, $\lambda = 0.5$ 为半电流片宽度, 磁场强度 $B_0 = 1.0$. 温度均匀, 其值取为 0.5. 为满足压力平衡条件, 密度取值为 $\rho = \rho_0\sec^2(y/\lambda) + 0.2\rho_0$, 这里 $\rho_0 = 1.0$. 磁粘滞系数 $\eta = R_m^{-1}$ 是均匀恒定的. 全场的初始速度 $u = (0, 0, 0)$. 在 x, y 两个方向都施加开放性边界条件, z 方向磁场分量 B_z 取值为 1.0. 为了研究磁场重联在长而薄的电流片中的长期演化特征, 这里采用较大的计算区域, 即

$$-L_x/2 \leqslant x \leqslant L_x/2, -L_y/2 \leqslant y \leqslant L_y/2.$$

其中, $L_x = 76.8$, $L_y = 10.24$. 一个小的扰动设置在计算区域中心 (0, 0) 附近, 以触发重联, 扰动的形式为

$$\varphi(x, y) = \varphi_0 B_0 \cos(2\pi x/L_x)\cos(\pi y/L_y). \quad (5)$$

其中, $\varphi_0 = 0.1$ 为扰动强度, $B = \hat{z}\Delta\varphi$ 为扰动磁场, 具体表达形式为

$$B_{x1} = \varphi_0 B_0(\pi/L_y)\cos(2\pi x/L_x)\sin(\pi y/L_y), \quad (6)$$

$$B_{y1} = -\varphi_0 B_0(2\pi/L_x)\sin(2\pi x/L_x)\cos(\pi y/L_y). \quad (7)$$

3 模拟结果

本文计算并对比了磁雷诺数 $R_{\rm m}$ 为 1.0×10^4, 1.0×10^5, 1.0×10^6 三种不同情况下的结果.

首先研究磁雷诺数 $R_{\rm m}$ 为 1.0×10^4 条件下, 磁场重联发生和发展演化的过程. 图 1 给出了 t 为 75, 80, 85, 90, 95, 100 六个不同时刻 (本文中物理量量纲均为归一化值), 电流在 z 方向分量 J_z 的分布 (取值区间均为 $-20\sim+20$). 其反映了重联过程中磁岛的产生和演变.

由于初始 (0, 0) 位置磁场的小扰动, 在该位置附近反向的磁场开始发生磁场重联, 引起静止的等离子体不断沿 x 轴向左右两边流动, 同时在 y 方向上朝着电流片中心汇集并压缩电流片, 使得计算区域中心的电流片不断变长变薄, 演变成类似 Sweet-Parker 磁重联位形. 到 $t = 75$ 时刻, 由于撕裂膜不稳定性 [16−17], 电流片中间开始出现了 8 个很小的磁岛, 每个小磁岛两端的重联点附近 J_z 强度较强. 在 $t = 80$, 85 时刻, 这些小磁岛逐渐变大并随着重联流向左右两边移动. 两磁岛之间的电流片会再次发生撕裂膜不稳定性 [27] 产生更小的磁岛, 到 $t = 90$ 时刻已经产生了大小形状各异的 19 个磁岛. 这些磁岛会相互碰撞, 由于耦合不稳定性 [28] 而结合在一起形成更大的磁岛 (如图 1 中 $t = 95$ 时刻的结果所示). 到 $t = 100$ 时刻, 电流片内产生了两个宽度大于 1.5, 一个宽度大于 2.0 的磁岛, 同时伴随着更小尺度磁岛 (例如, $x = 19.5$ 处宽度小于 0.1 的微小磁岛) 不断产生并且与这些较大磁岛结合在一起. 多尺度磁岛链的出现提供了有效加速电子的环境, 磁岛的束缚作用使得电子在其两端的重联点附近被多次加速, 从而获得很高能量 [8,25,28].

图 2 给出的是图 1 中每个时刻所对应的自适应 block 块分布. 整体来看, 计算过程中较高空间分辨率的自适应 block 块总是集中在电流片附近, 可有效降低数值粘性对于磁场重联过程的影响. 自适应网格的优点之一就是在扩大计算区域的同时能捕捉关键的电流片结构.

具体来看, 在电流片的某些区域电流会增强, 当其强度超过加密准则, 更高精度的自适应 block 块就会自动出现在该位置上. 如图 2 中 t 为 80 和 85 时的 block 分布所显示, 高精度 block 块 (即更小的 block 块) 所在位置刚好对应图 1 中电流 J_z 增强的地方. 图 2 中, t 为 75∼95 时的 block 块分布也反映了磁岛的产生和复杂动态演化过程. 随着磁岛的变大, 自适应网格加密的区域也在跟着扩大, 尤其是在重联扩散区 (也就是电流片附近), 加密的精度最高. 到最后 $t = 100$ 时, 自适应网格明显捕获了图 1 中对应时刻的三个很大的磁岛以及磁岛两端拉长的重联扩散区. 如果采用均匀的计算网格, 要在整个区

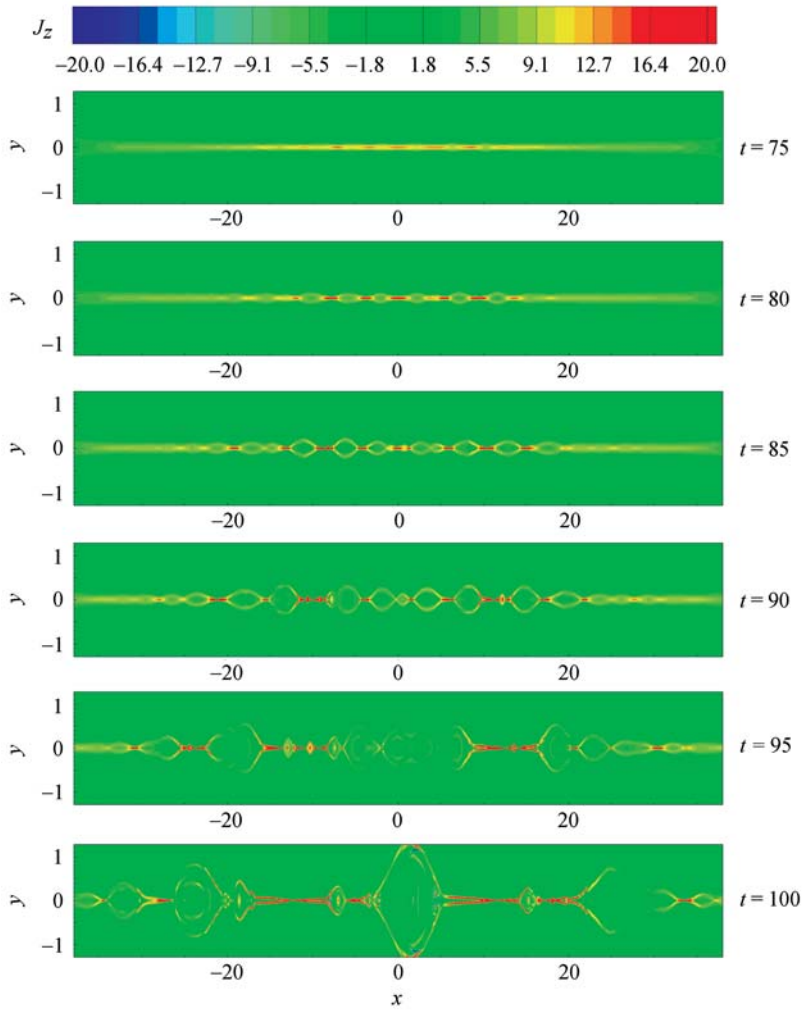

图 1 不同时刻电流 z 方向分量 J_z 的分布 (为有更好的显示效果, 这里只显示了模拟区域的中间部分, 并且调整了长宽比)

Fig. 1 Contour plots of J_z at different times (For better visualization, the x/y axis ratio is changed and only the central part of the numerical region is shown)

域都达到与重联扩散区相同的空间分辨率, 会使计算量数十倍甚至百倍增加. 使用自适应网格技术后, 可在获得必要数值精度的同时节约大量计算资源.

图 3 给出了三种不同磁雷诺数条件下 (其他条件均相同), 计算区域内最大 J_z 随时间的演化情况. 蓝色、绿色和红色三条曲线对应的磁雷诺数分别为 1.0×10^4, 1.0×10^5, 1.0×10^6. 每种磁雷诺数条件下都进行了不同空间分辨率的对比, 直到计算结果基本不受空间分辨率的影响.

在 $R_{\rm m}=1.0\times10^4$ 条件下, 全场最大 J_z 随时间的演化大致可分为 t 为 0~75 和 75~110 两个阶段. 在第一个阶段, J_z 缓慢增加, 反映了初始扰动引起的磁场重联朝着 Sweet-Parker 重联慢慢演变. 从 $t=75$ 开始第二个阶段, J_z 增加很快, 这是由于撕裂膜不稳定性导致电流片断裂成多段, 每一个撕裂膜不稳定性发生的重联点附近电流 J_z 增强. $t=90$ 之后, J_z 的震荡反映了图 3 所展示的磁岛不断产生与合并的剧烈复杂过程. 在 $R_{\rm m}=1.0\times10^5$ 条件下, J_z 随时间的演化规律与 $R_{\rm m}=1.0\times10^4$ 条件下相似, 只是撕裂膜不稳定性开始出现的时间更早, 大概在 $t=60$ 时就开始进入第二个演化阶段. 从稳态重联过渡到快速重联的时间更短, J_z 的跳变幅度更大. 在 $R_{\rm m}=1.0\times10^6$ 条件下, J_z 随时间的演化与上述两种情况对比, J_z 开始跳变的时间更早, 幅度更大. 这是由于在更高的磁

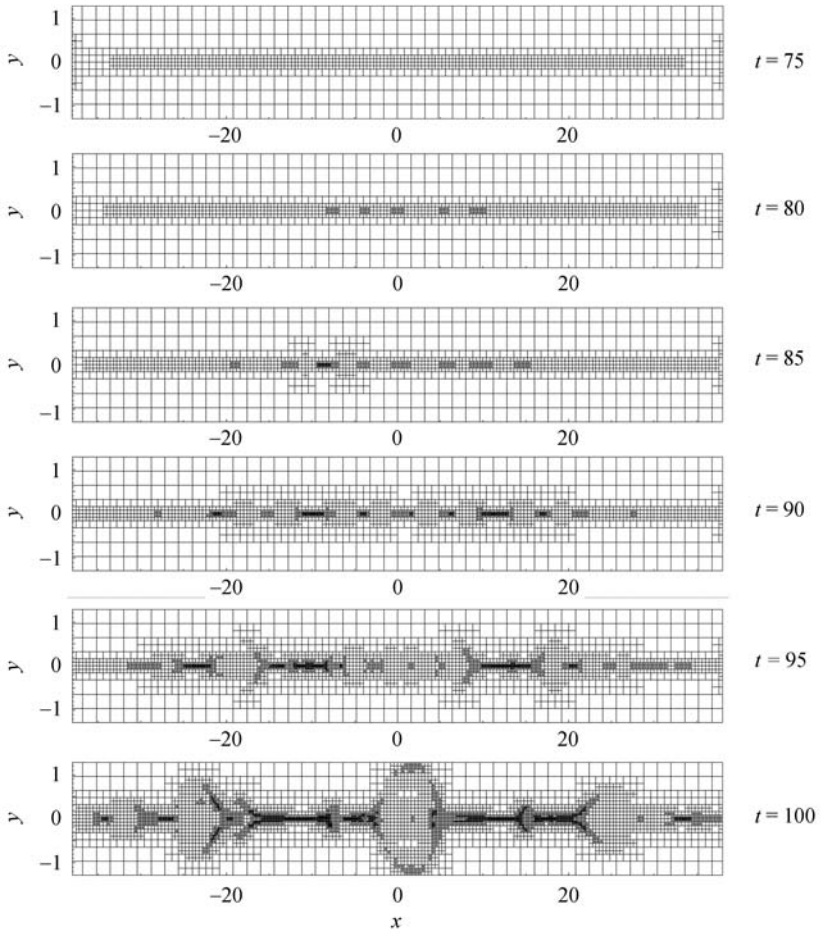

图 2 重联演化过程中不同时刻的自适应 block 块分布 (每个 block 中的网格数为 12×6, block 越小表示空间分辨率越高)

Fig. 2 AMR blocks of different refinement levels during the magnetic reconnection process (each block includes 12×6 meshes and the smaller block means the higher space resolution)

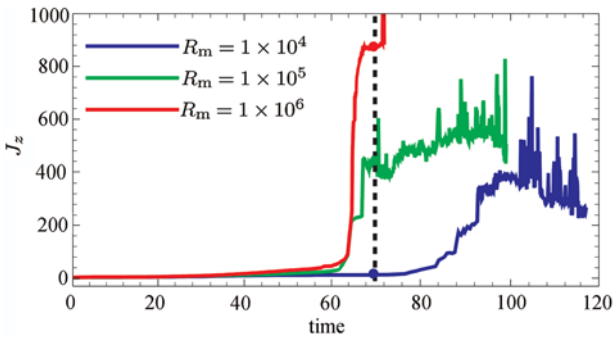

图 3 三种不同磁雷诺数条件下, 计算区域内最大 J_z 随时间的演化 (蓝色、绿色和红色曲线对应的磁雷诺数分别为 1.0×10^4, 1.0×10^5, 1.0×10^6)

Fig. 3 Profiles of the maximum J_z with time for different R_m (Blue, green and red lines denote $R_m = 1.0 \times 10^4$, 1.0×10^5 and 1.0×10^6, respectively)

雷诺数条件下, 初始的磁场重联引起的磁能耗散效率更低, 导致磁能不断积累, 因此, 到一定程度当撕裂膜不稳定性被触发, 爆发强度就会更剧烈一些.

为进一步展示上述三种情况下磁场重联演化过程的不同, 图 4 给出了 $t = 70$ 时 (对应图 3 中黑色竖直点线与每一组曲线交叉点所在的位置) 三种不同磁雷诺数条件下 J_z 的等值面分布. 从图 4 可以看出, 在 $t = 70$ 时, $R_m = 1.0 \times 10^4$ 的情况还处于第一个演化阶段 (见图 4a), 电流片变长变薄, 电流片中心 J_z 强度增强. 然而, 在 $R_m = 1.0 \times 10^5$ 和 $R_m = 1.0 \times 10^6$ 两种情况下, 磁场重联已经进入第二个演化阶段, 产生了许多大小不同的磁岛. $R_m = 1.0 \times 10^5$ 情况下的磁岛大小整体比 $R_m = 1.0 \times 10^6$ 情况下的磁岛大一些. 在电流片中心区域 $x = [-30, +30]$ 范围内, $R_m =$

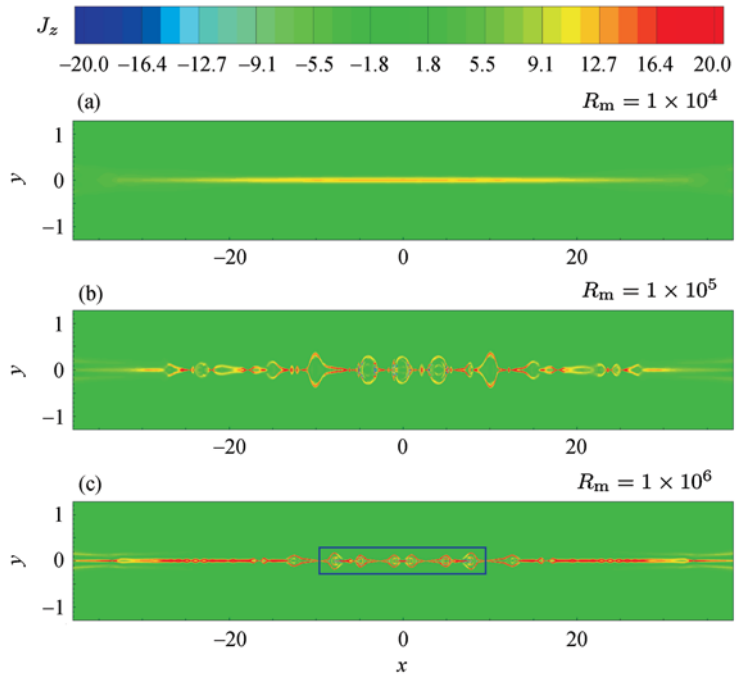

图 4 三种不同磁雷诺数条件下 J_z 的等值面分布 ($t = 70$, 即对应图 3 黑色竖直点线所在时刻)

Fig. 4 J_z contours for three different R_m numbers at $t = 70$ (the time marked by black dashed line in Fig.3)

1.0×10^5 情况下的磁岛已经演化成型 (见图 4b), $R_m = 1.0 \times 10^6$ 情况下较小的磁岛才开始出现 (见图 4c).

图 5 给出的是 $t = 70$ 时刻 $R_m = 1.0 \times 10^6$ 情况下, 计算区域中间部分各物理量的分布 (即图 4 中的蓝色方框所在位置的放大图). 这些物理量分别为 J_z, x 方向的等离子速度 u, 等离子体密度 ρ, 等离子体压强 p, 磁场 z 方向分量 B_z 和计算得到的用来衡量磁能转换成等离子体动能和热能效率的参数 $C_{\text{motor}} = \boldsymbol{V} \cdot (\boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B})$[5]. 尽管在计算中采用均匀且很小的电阻率 ($\eta = 1/R_m = 1.0 \times 10^{-6}$), 在 $t = 70$ 时已经发生了剧烈的磁场重联. 在发生撕裂膜不稳定性的重联点附近, 如图 5(b) 所示, 磁场重联产生的双向等离子体流沿 x 方向速度已经接近阿尔芬速度. 重联出流压缩两边的等离子体团, 使得其密度 ρ、压强 p 和磁场 B_z 分量均有所增加, 如图 5(c) (d) (e) 所示. 从局部来看, 磁场重联的位形特征与 Petschek 重联理论所预言的相一致. 如图 5(f) 所示, 磁场扩散区与磁岛之间, 电流 J_z 增强的区域存在慢模激波对, 在慢激波所在位置, C_{motor} 显著增强. 图 5(f) 中共有 6 个大的慢激波对和 2 个小的慢激波对, 占据很大计算区域. 这说明通过慢激波, 磁能转换为其他能量的效率是很高的, 其提供了一种高磁雷诺数条件下的快速磁能释放机制 [5].

为具体分析激波跃变条件, 图 6 给出了图 5 中 $x = 3.0$ 位置沿 y 轴的物理量分布. 从图 6 可以看出, 在 $y = \pm 0.015$ 附近各物理量有明显突变, 对应两个慢激波 S1 和 S2. 穿越慢激波, 等离子体密度 ρ 和速度 $|\boldsymbol{V}|$ 增强, 磁场强度 $|\boldsymbol{B}|$ 下降 (S1 和 S2 分别沿 $+y$ 和 $-y$ 方向). 另外, 在慢激波附近 C_{motor} 也突然增加, 进一步证实了存储在磁场内的能量可以通过慢激波快速释放并转化为等离子体动能和热能 [5].

4 结论

利用 PARAMESH 软件包, 建立了 2.5 维自适应的磁重联 MHD 模式. 其可以自动在电流片附近加密计算网格, 降低重联扩散区的数值粘性, 从而增强对于高磁雷诺数磁场重联模拟的有效性. 使用该模式研究了高磁雷诺数条件下, 磁岛产生与合并的动态演化过程; 通过对不同磁雷诺数条件下参数的比较, 发现磁雷诺数越高, 撕裂膜不稳定性开始出现的时间

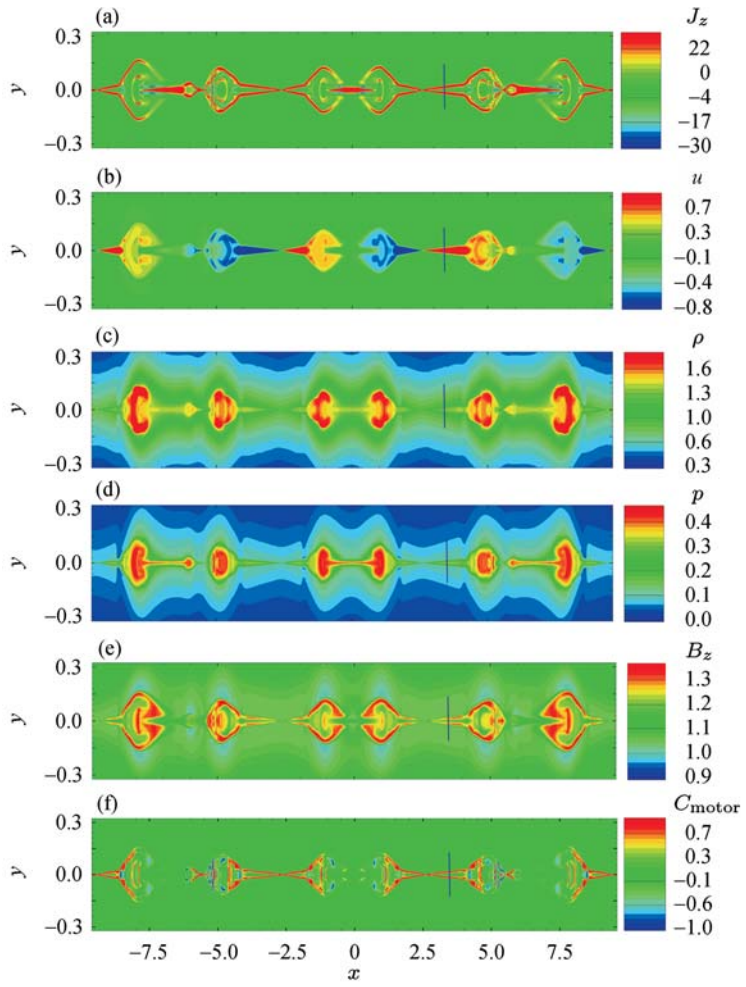

图 5 $t = 70$ 且 $R_{\rm m}$ 为 1.0×10^6 情况下, 计算区域中心附近 (图 4c 中蓝色方框所在位置) J_z, x 方向等离子体速度 u, 密度 ρ, 压强 p, 磁场分量 B_z 和 $C_{\rm motor}$ 的分布

Fig. 5 Distribution of parameters at the blue box area in Fig.4(c). The parameters are J_z, plasma velocity of x direction u, plasma density ρ, pressure p, magnetic field B_z and $C_{\rm motor}$, respectively

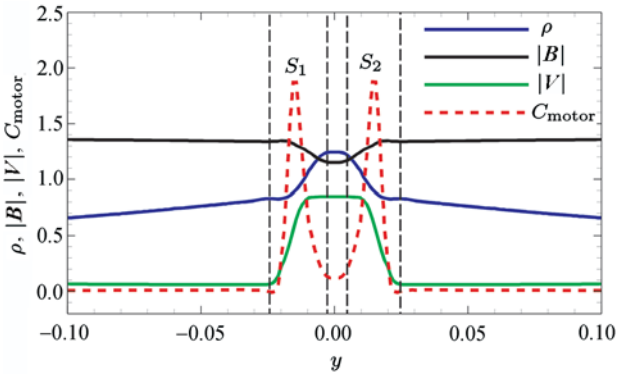

图 6 图 5 中 $x = 3.0$ 位置沿 y 轴的物理量分布

Fig. 6 Profiles of parameters quantities along y direction at $x = 3.0$

就越早并且越剧烈. 在 $R_{\rm m} = 1.0 \times 10^6$ 情况下, 磁场重联产生的慢激波结构可以提供一种快速磁场能量释放机制. 该 2.5 维自适应磁重联 MHD 模式可以用来研究行星际空间或太阳大气中的磁重联问题 [4,12,25].

致谢 所采用的 PARAMESH 自适应软件包受 NASA 的 HPCC 和 ESTO/CT 项目以及 NASA/AISR 项目 (NNG04GP79G) 共同资助. 数值模拟在空间天气学国家重点实验室 SIGMA Cluster 计算系统上完成.

参考文献

[1] Aschwanden M J. Particle acceleration and kinematics in solar flares—A synthesis of recent observations and theo-

retical concepts [J]. *Space Sci. Rev.*, 2002, **101**:1-227

[2] Birn J, Priest E R. Magnetohydrodynamics and Collisionless Theory and Observations [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2006

[3] Wei Fengsi, Schwenn R, Hu Qiang. Magnetic reconnection events in the interplanetary space [J]. *Sci. China E: Tech. Sci.*, 1997, **40**:463-471

[4] Wei Fengsi, Hu Qiang, Feng Xueshang, Fan Quanlin. Magnetic reconnection phenomena in interplanetary space [J]. *Space Sci. Rev.*, 2003, **107**:107-110

[5] Ugai M. Basic physical mechanism of fast reconnection evolution in space plasmas [J]. *Space Sci. Rev.*, 2001, **95**:601-611

[6] Litvinenko Y E. Particle acceleration in reconnecting current sheets in impulsive electron-rich solar flares [J]. *Solar Phys.*, 2000, **194**:327-343

[7] Litvinenko Y E. Electron acceleration in solar flares [J]. *Adv. Space Res.*, 2003, **32**:2385-2391

[8] Gordovskyy M, Browning P K, Vekstein G E. Particle acceleration in fragmenting periodic reconnecting current sheets in solar flares [J]. *Astrophys. J.*, 2010, **720**:1603-1611

[9] Fu X R, Lu Q M, Wang S. The process of electron acceleration during collisionless magnetic reconnection [J]. *Phys. Plasmas*, 2006, **13**:1-8

[10] Huang C, Lu Q M, Wang S. The mechanisms of electron acceleration in antiparallel and guide field magnetic reconnection [J]. *Phys. Plasmas*, 2010, **17**:1-8

[11] Priest E R, Forbes T G. The magnetic nature of solar flares [J]. *Astron. Astrophys. Rev.*, 2002, **10**:313-377

[12] Cassak P A, Shay M A. Magnetic reconnection for coronal conditions: reconnection rates, secondary islands and onset [J]. *Space Sci. Rev.*, 2011, **11**:1-20

[13] Wei Fengsi, Hu Qiang, Feng Xueshang. Numerical study of magnetic reconnection process near interplanetary current sheet [J]. *Chin. Sci. Bull.*, 2001, **46**:111-117

[14] Barta M, Buchner J, Karlicky M. Multi-scale MHD approach to the current sheet filamentation in solar coronal reconnection [J]. *Adv. Space Res.*, 2010, **45**:10-17

[15] Berger M J, Oliger J. Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations [J]. *J. Comput. Phys.*, 1984, **53**:484-512

[16] Barta M, Buchner J, Karlicky M. Spontaneous current-layer fragmentation and cascading reconnection in solar flares: II Relation to observations [J]. *Astrophys. J.*, 2011, **47**:1-6

[17] Loureiro N F, Schekochihin A A, Cowley S C. Instability of current sheets and formation of plasmoid chains [J]. *Phys. Plasmas*, 2007, **14**:100 703-100 707

[18] Samtaney R, Loureiro N F, Uzdensky D A, Schekochihin A A, Cowley S C. Formation of plasmoid chains in magnetic reconnection [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **103**:1-4

[19] Huang Y M, Bhattacharjee A. Scaling laws of resistive magnetohydrodynamic reconnection in the high-Lundquist-number, plasmoid-unstable regime [J]. *Phys. Plasmas*, 2010, **17**:062 104-062 111

[20] Wang R S, Du A M, Wang S. In-situ observations of a secondary magnetic island in an ion diffusion region and associated energetic electrons [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, **104**:1-4

[21] Li Xing, Huang C. 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]. *J. Geophys. Res.*, 2010, **115**:1-10

[22] Kurganov A, Noelle S, Petrova G. Semidiscrete central-upwind schemes for hyperbolic conservation laws and Hamilton-Jacobi equations [J]. *SIAM J. Sci. Comput.*, 2001, **23**:707-740

[23] Ziegler U. A central-constrained transport scheme for ideal magnetohydrodynamics [J]. *J. Comput. phys.*, 2004, **196**:393-416

[24] Toth G. The $\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0$ constraint in shock-capturing magnetohydrodynamics codes [J]. *J. Comput. Phys.*, 2000, **161**:605-652

[25] Wang Y, Wei F S, Feng X S, Zhang S H, Zuo P B, Sun T R. Energetic electrons associated with magnetic reconnection in the magnetic cloud boundary layer [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, **105**:1-4

[26] Birn J, Drake J F, Shay M A. Geospace Environmental Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge [J]. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**:3715-3720

[27] Loureiro N F, Cowley S C, Dorland W D, Haines M G, Schekochihin A A. X-point collapse and saturation in the nonlinear tearing mode reconnection [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**:1-4

[28] Oka M, Phan T D, Krucker S, Fujimoto M, Shinohara I. Electron acceleration by multi-Island coalescence [J]. *Astrophys. J.*, 2010, **714**:915-926