

各向异性等离子体中磁场重联的混合模拟研究^{*}

郭 俊 李 毅 陆全明 王 水

(中国科学技术大学地球和空间科学学院 合肥 230026)

摘 要

应用二维三分量混合模拟方法数值研究了各向异性等离子体中的磁场重联过程. 计算结果表明, 当等离子体垂直于磁场方向的压强大于平行方向的压强时 ($P_{\perp}/P_{\parallel} = 1.5$), 等离子体不稳定性的增长率会大大增强, 重联速度也会加快; 当等离子体垂直方向的压强小于平行方向的压强时 ($P_{\perp}/P_{\parallel} = 0.6$), 会出现火蛇管不稳定性, 将抑制撕裂模不稳定性, 抑制磁场重联过程.

关键词 压力各向异性; 磁场重联; 混合模拟

1 引言

磁场重联在太阳系等离子体物理中起着十分重要的作用, 它可以导致太阳大气和地球磁层中许多爆发现象的发生^[1]. 稀薄等离子体的一个重要特征是往往存在着压力和温度的各向异性, 例如太阳风中质子平行温度 $T_{P_{\parallel}}$ 与垂直温度 $T_{P_{\perp}}$ 的比值可以达到 3.4, 这表明等离子体压力是各向异性的^[2]. 一些作者应用能量原理讨论^[3] 压力各向异性对撕裂模不稳定性的影响, 发现对压力各向同性的微小偏离即会引起撕裂模性质的重大改变. Chen 和 Pamadesso^[4] 通过沿未扰轨道积分线性化的 Vlasov 方程讨论了这一问题. Ambrosiano 等^[5] 利用二维粒子模拟程序发现对各向同性的微小偏移 ($P_{\perp} > P_{\parallel}$), 即可大大增加撕裂模不稳定性的增长率, 同时使最不稳定的模向短波方向移动. Shi 等^[6] 采用线性化的磁流体力学模型数值研究了压力各向异性对撕裂模不稳定性的影响, 发现在小的各向异性情况下, 撕裂模占主导地位, 但增长率会大大增强; 在大的各向异性情况下, 磁镜模不稳定可以同时被激发, 本征结构表现为撕裂模和磁镜模的组合. 马颖娟等^{[7],[8]} 基于二维时变可压缩磁流体动力学模拟, 对各向异性等离子体中的磁场重联开展了较详细的研究, 他们发现一个小的压力各向异性 ($P_{\perp} > P_{\parallel}$), 即可大大加速磁场重联的发展; 在 $P_{\perp} < P_{\parallel}$ 的情况下, 撕裂模受到抑制, 电流片中不能形成大型磁岛.

混合模拟方法是介于 MHD 模拟和全粒子模拟之间的一种方法. 通过混合模拟可以研究离子的动力学行为及其对重联发生处的等离子体的影响, 因而在研究离子动力学起主导作用的等离子体物理问题中有着重要的应用. 混合模拟方法的缺点是无法了解电子的运动特征. Wang^{[9],[10]} 等利用混合数值模拟研究了有速度驱动、低等离子体 β 值情况

^{*} 国家自然科学基金资助课题 (40174041, 49834030, 49974036)

2002-06-18 收到原稿, 2002-11-03 收到修定稿

下的磁场重联过程, 结果表明磁重联过程可以产生 Alfvén 波, 该 Alfvén 波动对重联区中的新生离子作用, 使得新生离子经历投掷角散射过程, 具有球壳分布特征. 利用同样的程序 Jia^{[11],[19]} 等研究表明磁重联会将重联区少部分粒子加速到很高的能量, 重联区不同加速程度的粒子将形成球壳状的速度分布. 重联区粒子的轨道特征表明, 在重联区出流的粒子中, 有一部分被磁镜捕获, 其回旋半径大于重联区宽度, 并构成整个流体速度的低速部分.

我们则在此程序的基础上做了一些改动, 讨论压力各向异性对磁场重联的影响, 并主要与 MHD 方法对各向异性等离子体中的磁场重联的研究结果进行比较.

2 混合模拟方法

所谓混合模拟, 是将离子视为在自洽电磁场中运动的单个粒子, 电子则作为无质量流体处理, 计及电中性条件和广义欧姆定律, 来模拟等离子体动力学过程的一种数值方法^{[12],[13]}. 粒子运动方程为

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e}{m_i}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} - \nu \mathbf{J}), \quad (1)$$

作为流体的电子满足下列动量方程:

$$\frac{m_e}{m_i} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -\frac{e}{m_i}(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} - \nu \mathbf{J}) - \frac{1}{nm_i} \nabla P_e, \quad (2)$$

式中, 脚标 i 和 e 分别代表离子和电子. $\mathbf{v}$ 是单个离子的运动速度. n 是电子或离子的数密度, 由于混合模拟主要研究与离子运动有关的低频电磁波, 在此情况下, 满足准中性条件 $n_i = n_e = n$. $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{B}$ 分别是电场和磁场, $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} / \mu$ 是电流密度, $\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_i - \mathbf{J} / ne$ 是电子流体的速度, $\mathbf{v}_i$ 是使用 CIC(粒子云分室)方法统计得到的离子流体的宏观速度, P_e 为电子热压强, m 和 e 分别是质量和电荷. 为了数值上提高重联效率, 在方程中计入粒子碰撞产生的非均匀电阻率 ν (其作用相当于 MHD 模拟中的电阻率 η), 以模拟电子和离子之间的碰撞效应. 方程中 ν 表示电子和离子的有效碰撞频率, 我们假设它随空间成负指数分布^[12]:

$$\nu = \nu_0 e^{-((x-x_0)^2 + (z-z_0)^2)/\delta^2}, \quad \nu_0 = 1.5\Omega_0, \quad (3)$$

其中, Ω_0 表示边界处的离子回旋频率, x_0 和 z_0 分别为计算区域 x, z 方向的中点, 相当于把 (x_0, z_0) 点人为地设为重联点. Shay^[14] 等通过全粒子模拟研究表明电子温度对重联率影响不大, 粒子的动力学特性将最终限制和控制重联率, 所以在本文中我们只讨论了 $T_e \ll T_i$ 的情况, 忽略了电子压强 P_e ^[13].

磁场的变化满足无散条件和磁感应方程

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}. \quad (4)$$

磁场初态取为平板电流片模型, 分布为

$$\mathbf{B}_0 = B_{x0} \tanh[(z - z_0)/\delta] \mathbf{e}_x + B_{y0} \mathbf{e}_y, \quad (5)$$

其中, e_x 是 x 方向单位矢量, e_y 是 y 方向单位矢量, δ 为初始电流片的半宽度, B_{x0} 是重联层以外边界处的磁场强度, $B_{y0} = 0$. 由于采用的是二维三分量, 磁场、电场、速度等都是具有三个分量. 这样对于研究描述磁重联过程就会更加准确. 如我们可以利用这种三分量程序进一步研究 B_y 分量的影响, Pritchett^[15] 研究发现, 当 $B_{y0}/B_{x0} < 1$ 时, 重联率与 $B_{y0}/B_{x0} = 0$ 相比, 没有明显的变化; 当 $B_{y0}/B_{x0} > 1$ 时, 才会产生明显的效果. 并且二维三分量在某些情况下可以当做三维, Hesse^[16] 等研究表明采用二维三分量和三维模拟的结果基本上没有区别.

离子数密度分布取为以下形式以保持初始时总压力的平衡:

$$n = n_0 + n_1 \text{sech}^2[(z - z_0)/\delta], \quad (6)$$

其中, n_0 为密度在 z 方向外边界上的初始值, n_1 是电流片中心 ($z = z_0$) 处所增加的离子数. 而初始离子速度分布取为双 Maxwell 分布. 离子的热速度可以写成 $v_{th} = \beta^{1/2} v_A$, v_A 是边界处的 Alfvén 速度. 这样压力的各向异性就可以表示为

$$\frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}} = \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} = \frac{v_{th\perp}^2}{v_{th\parallel}^2}, \quad (7)$$

式中, $\beta_{\perp}$ 和 $\beta_{\parallel}$ 分别为垂直和平行于磁场的等离子体 β ($\beta_{\perp} = 2\mu_0 P_{\perp}/B^2$, $\beta_{\parallel} = 2\mu_0 P_{\parallel}/B^2$), $v_{th\perp}$ 和 $v_{th\parallel}$ 分别为垂直和平行于磁场的热速率.

在左、右边界取周期边界条件, 离子从左边界跑出, 直接进入了右边界. 在上、下边界处, 对粒子则各加了一个缓冲区, 以使粒子可以自由进出. 在模拟中, 时间单位用离子的回旋频率的倒数 Ω_0^{-1} 归一, 磁场是用边界处的磁场 B_0 为单位的, 长度用离子的惯性长度 $\lambda_0 (= c/\omega_{pi0})$ 归一. 速度则是以边界处的 Alfvén 速度 $v_{A0} (= \lambda_0 \Omega_0)$ 归一的. 每个网格内的粒子数为 $n_0 = 150$, 格距选为 $\Delta z = 0.5\lambda_0$, $\Delta x = 2\Delta z$, 计算区域为 $L_x = x_{\max} = 100\Delta x$, $L_z = z_{\max} = 100\Delta z$. 计算中还取电流片半宽度 $\delta = 1.5\lambda_0$, 边界处等离子体的 $\beta = 2.0$, $n_1/n_0 = 4$.

3 计算结果

图 1 描绘了 3 个算例中 ($P_{\perp} = 1.5P_{\parallel}$, $P_{\perp} = 1.0P_{\parallel}$, $P_{\perp} = 0.6P_{\parallel}$) 磁场 B_z 分量最大值随时间的变化, 纵坐标为对数坐标, 故曲线的斜率即不稳定性的增长率. 可以看出, 3 种情况下的 B_z 分量最大值都随时间迅速增加, 在前 $100\Omega_0^{-1}$, 两种各向异性压力情况下不稳定性的增长率皆大于各向同性的情况. 但是随后却出现了不同的发展趋势: 各向异性 $P_{\perp} > P_{\parallel}$ 时的 B_z 最大值与各向同性的差别逐渐加大; 而各向异性 $P_{\perp} < P_{\parallel}$ 时的 B_z 最大值却逐渐降低, 且小于各向同性的情况.

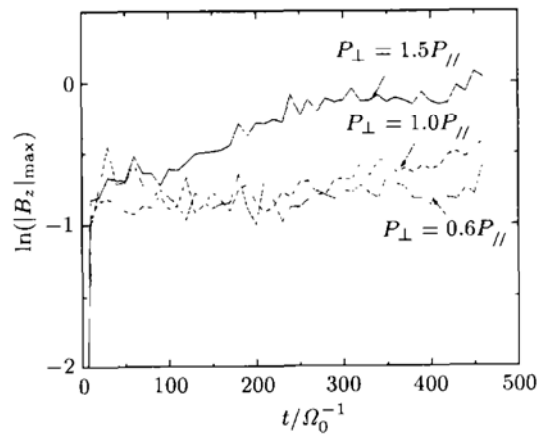


图 1 磁场 $\ln|B_z|_{\max}$ 随时间的变化

Fig.1 $\ln(|B_z|_{\max})$ versus the normalized time t/Ω_0^{-1}

在 $P_{\perp} > P_{\parallel}$ 的情况下, 磁镜模不稳定性 and 离子回旋不稳定性都有可能发生. 磁镜模不稳定性的判据为 $(P_{\perp}/P_{\parallel} > 1 + 1/\beta_{\perp} = 1 + B^2/2\mu_0 P_{\perp})$ [17], 离子回旋不稳定性的判据为 $[(T_{i\perp}/T_{i\parallel} - 1) > 0.85/\beta_{i\parallel}^{0.48}]$ [18], 以上条件在中性片附近很容易满足. 由此我们认为, 开始是电阻撕裂模占主导地位, 后来则是磁镜模和离子回旋不稳定被激发, 它们和电阻撕裂模一起作用使增长率大大增强.

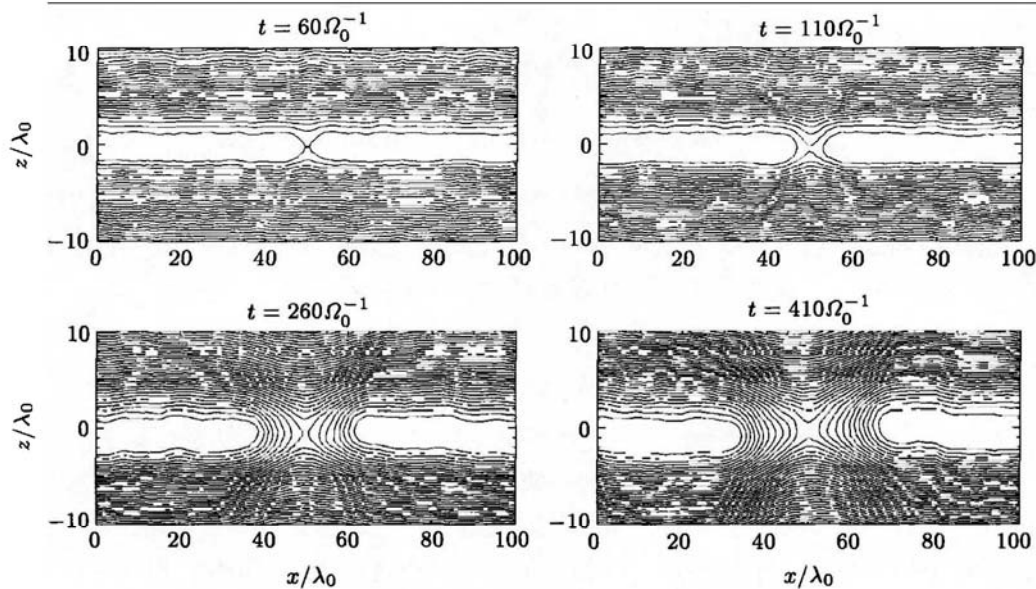


图 2 $P_{\perp} = 1.5P_{\parallel}$ 时磁场位形的演化

Fig.2 The magnetic field patterns at different times for $P_{\perp} = 1.5P_{\parallel}$

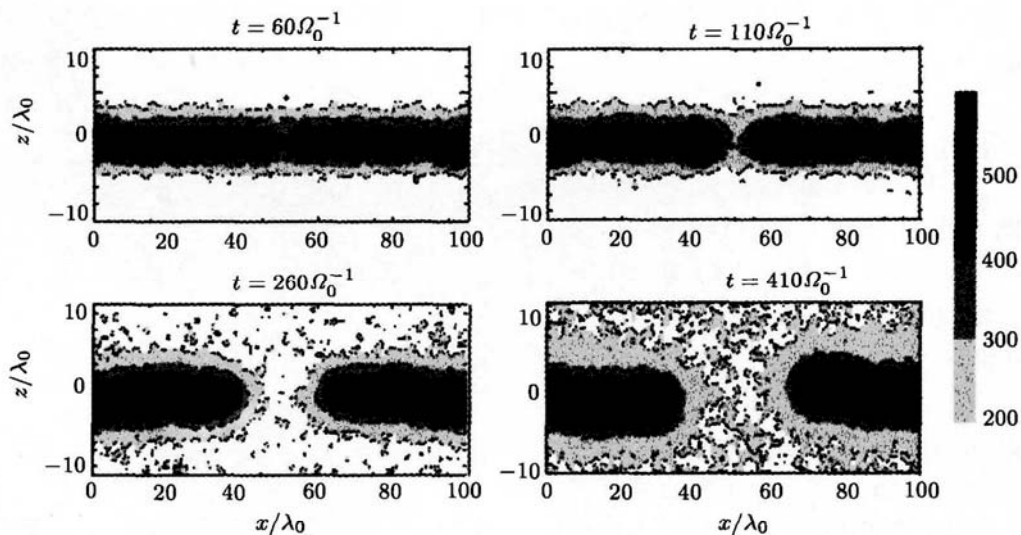


图 3 $P_{\perp} = 1.5P_{\parallel}$ 时密度等值线的演化

Fig.3 The contour lines of plasma density at different times for $P_{\perp} = 1.5P_{\parallel}$

图 2 给出了 $P_{\perp} = 1.5P_{//}$ 时磁场重联过程中磁场位形的演化, 可以看出, 在 $t = 60\Omega_0^{-1}$ 时磁场重联已经发生, 而与此相对应各向同性 ($P_{\perp} = 1.0P_{//}$) 时的磁场则还没有重联 (见图 4). 因为在 x 方向采用的是周期边界, 此时也相当于已经形成了磁岛. 随着时间的演化, 重联速度加快, 磁岛宽度也迅速增长, 到 $t = 260\Omega_0^{-1}$ 时, 磁岛的宽度已达到 $4.5\lambda_0$, 随后缓慢增长, 表明已基本趋于非线性饱和. 在 $t = 410\Omega_0^{-1}$ 时, 磁岛的宽度为 $5.0\lambda_0$. 这

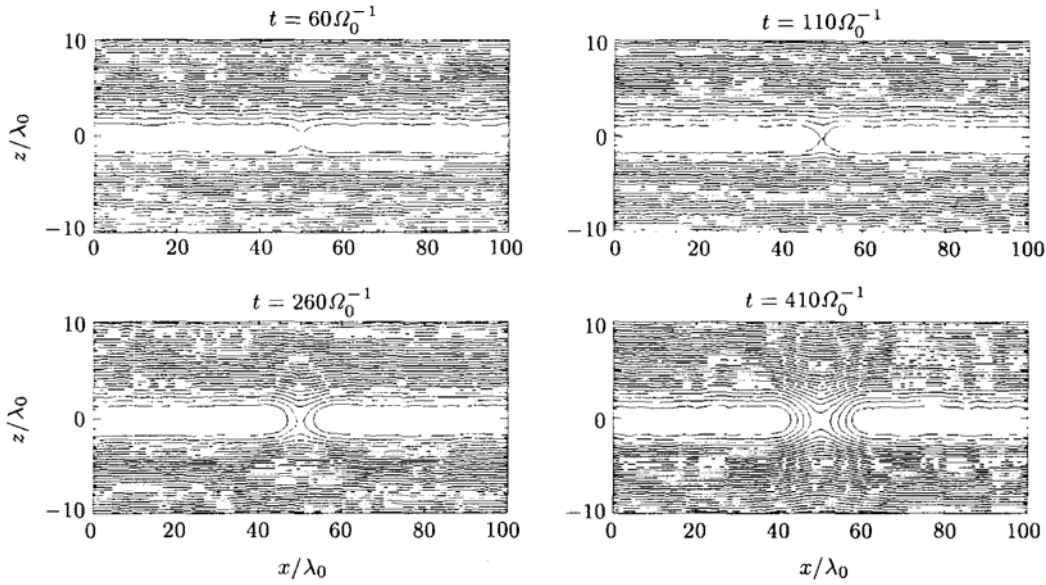


图 4 $P_{\perp} = 1.0P_{//}$ 时磁场位形的演化

Fig.4 The magnetic field patterns at different times for $P_{\perp} = 1.0P_{//}$

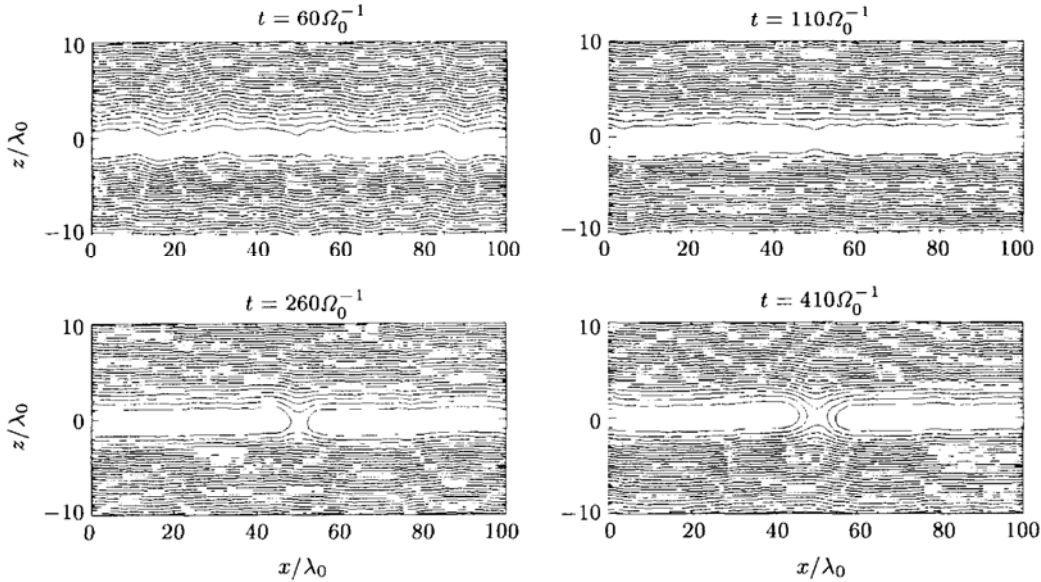


图 5 $P_{\perp} = 0.6P_{//}$ 时磁场位形的演化

Fig.5 The magnetic field patterns at different times for $P_{\perp} = 0.6P_{//}$

由增长率曲线图也可以看出, 从 $t = 100 \Omega_0^{-1}$ 到 $t = 260 \Omega_0^{-1}$, $|B_z|_{\max}$ 不断地增加, 而从 $t = 260 \Omega_0^{-1}$ 到 $t = 410 \Omega_0^{-1}$, 则变化不大. 图 3 描绘了粒子数密度分布随时间的演化, 可以看出, 磁岛位置相当于离子高密度区.

图 5 给出了 $P_{\perp} = 0.6 P_{\parallel}$ 时磁场重联过程中磁场位形的演化. 可以看出, 在 $t < 100 \Omega_0^{-1}$ 时, 虽然其 B_z 分量最大值比各向同性时要大, 但是仅在电流片附近的磁力线发生不规则的扰动, 并没有发生重联. 此结果表明撕裂模受到了抑制, 主要是火蛇不稳定性导致了磁场 B_z 分量局地的快速增长. 由于我们使用的是式 (3) 所示的反常电阻, 在电流片中间点的电阻特别大, 随着时间的演化, 电阻撕裂模逐渐地占主导地位, 所以仍然会有重联发生. 但是由于 $P_{\perp} < P_{\parallel}$ 时, 撕裂模不稳定性受到抑制, 磁岛宽度较各向同性情况要小.

4 结语和讨论

利用二维三分量混合模拟方法讨论了各向异性等离子体中磁场重联的演化过程, 主要得到以下结果.

(1) 当压力各向异性 $P_{\perp} > P_{\parallel}$ 时, 导致磁场重联的速度加快; 而当 $P_{\perp} < P_{\parallel}$ 时, 会出现火蛇管不稳定性, 将抑制撕裂模不稳定性, 和磁场重联过程. 这与 MHD 模拟和粒子模拟得到的结果相同. 对于后一种情况, 由于使用反常电阻的模式不同, 在电流片中间点的电阻特别大, 随着时间的演化, 电阻撕裂模逐渐地占主导地位, 所以仍然会有重联发生. 由于火蛇不稳定, 撕裂模不稳定性受到抑制, 磁岛宽度较各向同性情况要小.

(2) 各向异性使等离子体不稳定性的增长率大大增强. 但与 MHD^[7] 模拟相比, 各向同性与各向异性的增长率在线性阶段和非线性阶段的差别都不如 MHD 模拟明显. 这可能是由于某些条件不同引起. 在混合模拟中考虑了离子的动力学效应, 离子的速度分布在重联区偏离了 Maxwell 分布^[19], 离子的初始温度和速度分布满足能量自洽. 但是在 MHD^[7] 模拟中, 采用的是等温模式, 相当于粒子的速度分布始终设定为 Maxwell 分布, 即发生重联的等离子体始终被假设为动力学平衡的流体.

(3) 在 MHD^[7] 模拟中, 压力张量只有对角线上的分量 $P_{\parallel}$ 和 $P_{\perp}$, 而没有非对角线项. 在混合模拟中, 压力张量是通过粒子的速度分布统计计算的, 其中压力张量的非对角线项所起的作用也得到了体现. 文献 [24] 指出当 T_i/T_e 比值较大时 (例如 $T_i/T_e = 5$), 离子压力张量非对角项对 y 方向离子的加速或减速的贡献比电子压力张量项和重联电场项的贡献都大, 所以必须要考虑离子压力非对角项的作用. 因此, 混合模拟比 MHD 模拟更加准确.

尽管等离子体初态是各向异性的, 但是粒子的分布在一定的情况下会趋向于各向同性分布. Anderson 等^[20] 在有界的各向异性模型中计算表明, 如果质子的温度比 $T_{\perp}/T_{\parallel}$ 超过了 $1 + 0.85 \beta_{p\parallel}^{-0.48}$, ($\beta_{p\parallel}$ 是质子平行方向的 β), 能量就会从垂直方向向平行方向转移, 直到公式满足. 这种能量转移, 消耗了自由能, 减小了各向异性与各向同性的差别. 一些作者通过准线性理论^[21] 及数值模拟^[22] 发现离子回旋不稳定性可以快速地各向同性化各向异性等离子体. Gary^[18] 则通过混合模拟证明了离子回旋不稳定性不仅抑制热离子的各向异性, 而且能加热冷离子. 在计算中, 我们没有考虑电子压力的影响, 这可能会降低各

向异性的作用。Michael^[23] 研究表明, 即使在强烈的非线性状态演化中, 电子压力各向异性也会通过产生重联电场以利于撕裂模不稳定性增长。Cai^[24] 等则通过采用完全的二分量全粒子模拟, 进一步证明压力张量 (包括电子和离子) 的非对角分量在中性线 (包括 X 线和 O 型线) 附近对于力平衡、动量传输以及广义欧姆定律都起着非常重要的作用。

参 考 文 献

- [1] Wang S, Lee L C. In: Magnetic reconnection. Hefei: Anhui Education Publishing Company. 1999. 433—547. in Chinese (王水, 李罗权. 磁场重联. 合肥: 安徽教育出版社, 1999. 433—547)
- [2] Wolfe J H. The large-scale structure of the solar wind. In: Solar Wind. Washington: NASA, 1972. 170—173
- [3] Laval G, Pellat R. Stability of the plane neutral sheet for oblique propagation in anisotropic temperature. In: Proc. of the ESRIN Study Group. Frascati: European Space Res. Org., 1967. 5—8
- [4] Chen J, Palmadesso P. Tearing instability in an anisotropic neutral sheet. *Phys. Fluids*, 1984, **27**(5):1198—1206
- [5] Ambrosiano J, Lee L C, Fu Z F. Simulation of the collisionless tearing instability in an anisotropic neutral sheet. *J. Geophys. Res.*, 1986, **91**(A1):113—120
- [6] Shi Y, Lee L C, Fu Z F. A study of tearing instability in the presence of a pressure anisotropy. *J. Geophys. Res.*, 1987, **92**(11):12171—12179
- [7] Ma Y J, Wang S. Effects of pressure anisotropy of space plasma on magnetic reconnection. *Chin. J. Space Sci.*, 2000, **20**(1):10—15. in Chinese (马颖娟, 王水. 空间等离子体压力各向异性对磁场重联的影响. 空间科学学报, 2000, **20**(1):10—15)
- [8] Ma Y J, Wang S. Numerical studies of tearing mode instability and magnetic reconnection in anisotropic plasma. *Chin. J. Geophys.*, 2001, **44**(4):437—445. in Chinese (马颖娟, 王水. 各向异性等离子体中撕裂模不稳定性与磁场重联的数值研究. 地球物理学报, 2001, **44**(4):437—445)
- [9] Wang X Y, Wu C S, Wang S *et al.* A source of energetic particles associated with solar flares. *Ap. J.*, 2001, **547**:1159—1166
- [10] Wang X Y, Wu C S, Li Y, Wang S *et al.* Alfvén waves in the magnetic reconnection regions and the acceleration of newborn ions. *Chin. J. Geophys.*, 2001, **21**(3):208—218. in Chinese (汪学毅, 吴京生, 李毅, 王水. 磁重联区 Alfvén 波及新生离子的加速. 空间科学学报, 2001, **21**(3):208—218)
- [11] Jia Y D, Li Y, Wang S, Ge Y S. Hybrid simulation of particle acceleration caused by magnetic reconnection. *Chin. J. Geophys.*, 2003
- [12] Swift D W. Use of a hybrid code for global-scale plasma simulation. *J. Comp. Phys.*, 1995, **126**:109—121
- [13] Lin Y, Swift D W. A two-dimensional hybrid simulation of the magnetotail reconnection layer. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**(A9):19859—19870
- [14] Shay M A, Drake J F. The role of electron dissipation on the rate of collisionless magnetic reconnection. *Geophys. Res. Lett.*, 1998, **25**(20):3759—3762
- [15] Pritchett P L. Geospace environment modeling magnetic reconnection challenge: Simulation with a full particle electromagnetic code. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A3):3783—3798
- [16] Hesse M, Kuznetsova M. Particle-in-cell simulations of three-dimensional collisionless magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A12):29831—29841
- [17] Kulsrud R M. MHD description of plasma. In: Galeev A A, Sudan R N ed. Handbook of Plasma Physics. Amsterdam: North-Holland, 1983. 170—190
- [18] Gary S P, Moldwin M B, Thomsen M F, Winske D, McComas D J. Hot proton anisotropies and cool proton temperatures in the outer magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**(A12):23603—23615
- [19] Jia Y D, Ge Y S, Li Y, Wang S. Study on kinetics in magnetic reconnection with a hybrid code. *Plasma Sci. Tech.*, 2000, **2**(5):481—490

- [20] Anderson B J, Fuselier S A, Gary S P, Denton R E. Magnetic spectral signatures in the Earth's magnetosheath and plasma depletion layer. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**:5 877—5 891
- [21] Gary S P, Feldman W C. A second-order theory for $k_{\parallel} B_0$ electromagnetic instabilities. *Phys. Fluids*, 1978, **21**(1):72—80
- [22] Cuperman S. Electromagnetic kinetic instabilities in multicomponent space plasmas-Theoretical predictions and computer simulation experiments. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1981, **19**:307—343
- [23] Michael Hesse, Dan Winske. Hybrid simulation of collisionless ion tearing. *Geophys. Res. Lett.*, 1993, **20**(12):1 207—1 210
- [24] Cai H J, L.C.Lee. Magnetic flux generation near an O-line in collisionless reconnection — A new dynamo process. *Phys. Plasmas*, 1995, **2**(10):3 852—3 856

HYBRID SIMULATION OF MAGNETIC RECONNECTION IN ANISOTROPIC PLASMA

GUO Jun LI Yi LU Quanming WANG Shui

(Department of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Abstract

The process of magnetic reconnection in an anisotropic plasma is studied based on two and half dimensional hybrid simulation. The results agree with theories. It is found that the growth rate of instability is enhanced greatly and the speed of magnetic reconnection is increased in the presence of pressure anisotropy ($P_{\perp}/P_{\parallel} = 1.5$) compared with that in pressure isotropy. In a pressure anisotropy ($P_{\perp}/P_{\parallel} = 0.6$) fire hose instability appears, which will restrain the tearing mode instability and magnetic reconnection. Because of the fire hose instability and the restraint of the tearing mode, the width of magnetic island in a pressure anisotropy ($P_{\perp}/P_{\parallel} = 0.6$) is narrower than that in pressure isotropy. In addition, compared with the results based on MHD simulation, the effect of pressure anisotropy in our hybrid simulation is less obvious, which may be caused by the different conditions used in different simulation modes.

Key words Pressure anisotropy, Magnetic reconnection, Hybrid simulation