

逆磁效应对交换模湍流产生的带状流的影响^{*}

陆赫林¹⁾ 彭晓东²⁾ 邱孝明²⁾ 王顺金^{1)†}

1) 四川大学物理科学与技术学院理论物理中心, 成都 610064)

2) 核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2008 年 10 月 22 日收到, 2009 年 1 月 2 日收到修改稿)

运用并扩展了 Guzdar 等人提出的一种简单的低维模型, 讨论了交换模湍流中的非线性逆磁效应对带状流产生的影响, 通过对非线性演化方程的数值计算, 得到如下结论: 逆磁效应能抑制通常的(雷诺数强驱动的)极化非线性效应, 由此导致带状流的阻尼.

关键词: 托卡马克等离子体, 交换模湍流, 带状流, 逆磁效应

PACC: 5235M, 5235R, 5235K, 5240

1. 引 言

托卡马克等离子体中的带状流是一种极向和环向对称的静电大尺度长波涨落^[1,2], 简称极向剪切流. 其波矢 $q_z = 0$, $q_\theta \approx 0$, 其有限径向尺度 q_r^{-1} 大于背景的小尺度湍流(其中 q_i ($i = z, \theta, r$) 是大尺度运动的各分量波矢, r, θ 和 z 是托卡马克系统的坐标). 当非线性剪切流模式极向对称并有一个非常短的径向结构时, 就可以认为是带状流.

在托卡马克等离子体中, 径向输运与径向关联长度有关. 由于没有径向部分, 带状流不会导致横场输运. 但带状流能通过剪切退关联机理^[3]来限制湍流涡旋的径向尺度, 因此, 能有效地调节湍流输运, 被认为是有益的结构. 由于这种强剪切结构能有效地抑制湍流并增强托卡马克的约束, 因此, 托卡马克等离子体 H 模的产生和维持可归因于带状流这种大尺度结构的出现^[4]. 有关带状流的产生及其对湍流的调制, 已经有很多理论研究与讨论以及数值模拟工作^[5-13], 也在许多环形甚至圆柱形等离子体放电实验中被观察到^[14,15].

带状流这种大尺度结构的出现是由于湍流中短波区能量向长波区转移的反向级联过程, 此过程由两维(准二维)流体能量和涡度拟能(enstrophy)守恒所控制. 带状流的增长来源于小尺度扰动的雷诺数

强的驱动. 带状流通过两种不稳定性产生: 参量不稳定性(描述初始阶段产生带状流的快速增长模式的不稳定性)和宽频谱的调制不稳定性(描述非线性饱和态的产生和维持带状流的不稳定性).

对于漂移波湍流(在非均匀磁化等离子体中的静电波, 如果其在磁场方向的相速度满足关系: $v_{Ti} \ll \frac{\omega}{k_z} \ll v_{Te}$, v_{Te} 和 v_{Ti} 分别是电子和离子热速度; 长波

长的波色散关系为 $\omega = k \cdot v_d$, 这里 v_d 是逆磁漂移速度, 这个波就叫做漂移波), 其不稳定性是由电子或离子压强的空间不均匀性驱动或维持的, 雷诺数强由离子极化漂移的非线性部分决定. 对于有密度扰动的等离子体, 比如交换模湍流(交换模是一种非均匀磁化等离子体中的低频静电振动, 其中 $\omega \ll \Omega_i$,

$\Omega_i = \frac{eB}{m_i c}$, ω 为交换模的频率, 由于密度的不均匀和磁场弯曲效应的结合会导致它不稳定), 它同时存在对流($E \times B$)非线性和逆磁非线性. 虽然密度扰动对离子极化漂移的贡献很大, 但是梯度提供的自由能不仅驱动湍流, 还有一部分驱动逆磁电流, 对非线性演化特征的影响是很明显的, 因此逆磁非线性效应是应该考虑的, 值得深入研究.

2001 年 Guzdar 等人提出了一种解析方法^[11]用于分析漂移波湍流产生带状流的问题, 但他们没有考虑逆磁非线性效应对带状流的影响这一重要问题, 对离子温度梯度(ITG)模湍流, Smolyakov 等人用

^{*} 国家自然科学基金委(批准号: 10775100, 10775043, 90503008)和兰州重离子加速器国家实验原子核理论中心基金资助的课题.

[†] 通讯联系人: sjwang@home.swjtu.edu.cn

波动力学研究过逆磁非线性效应对带状流的影响^[16].在本文中,我们扩展了 Guzdar 等人的方法用于研究以交换模湍流为背景的带状流产生的问题,考虑了逆磁非线性效应对带状流的增长和饱和态的影响,并进行了深入的探讨;此前,Dastgeer 等人^[17]用复杂的谱数值模拟研究过类似的问题.与文献^[16]和^[17]不同的是,本文运用的方法比较简单,计算量也小,得出的结果与 Dastgeer 等人的基本一致,特别是本文获得了一些直观的解析结果,它们有助于人们理解复杂非线性相互作用背景中的带状流动力学.

本文第二节简短地回顾了文献^[17]提出的交换模的模型方程,并对该方程进行了改造,得到了本文的非线性动力学演化方程;第三节介绍本文的解析结果与数值计算结果及讨论;最后,对本文进行了总结.

2. 交换模湍流基本方程

对于二维的静电势交换模湍流,静电势 ϕ 和密度 n 的标量方程为^[17]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \tau \frac{\partial}{\partial y}\right) \nabla^2 \psi + \epsilon_n (1 + \tau) \frac{\partial n}{\partial y} + [\phi, \nabla^2(\phi + \tau n)] = \mu \nabla^4 \phi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \epsilon_n \frac{\partial n}{\partial y} + (1 - \epsilon_n) \frac{\partial \phi}{\partial y} + [\phi, n] = D \nabla^2 n. \quad (2)$$

方程(1)和(2)分别是离子涡旋方程和密度连续方程.其中 $[f, g] = \partial_x f \partial_y g - \partial_x g \partial_y f$ 代表 Poisson 括弧; x 和 y 分别为径向和极向坐标;逆磁非线性项 τ $[\phi, \nabla^2 n]$ 前面的系数 $\tau = T_i/T_e$ (离子和电子的温度比)是代表逆磁非线性效应强弱的一个参数(它也出现在方程(1)的线性项中),因此它可以用来调节逆磁非线性效应的强弱; $\epsilon_n = 2L_n/R$, 这里 L_n 为密度梯度的特征长度, R 为托卡马克的大半径($1/R$ 所反映的是相当于交换模湍流中的等效加速度); μ 和 D 分别为黏滞系数和扩散系数.方程(1)和(2)中单位的归一化如文献^[17].分析方程(1)和(2),不难发现,基本方程由包含势扰动 ϕ 和密度扰动 n 的两个场构成.方程(1)中的 $[\phi, \nabla^2 \phi]$ 项是极化漂移非线性导致的通常的(normal)雷诺力,在漂移波湍流的研究中,对它在湍流能量从小尺度运动向大尺度运动转移的过程中所起的重要作用,人们已有了比较清

楚的认识;而逆磁非线性项 $\tau[\phi, \nabla^2 n]$ 则是专门为交换模湍流而引入的,它描述交换模湍流中的密度扰动对离子极化漂移的贡献.虽然从物理上说,逆磁非线性部分也应该能显著地调节能量的级联转移过程,但人们对它的研究却很少.这正是本文要着重研究的.另外,方程(2)的左边 $[\phi, n]$ 项包含了对流 $E \times B$ 非线性效应,它代表了湍流能量向小尺度的转移^[18].综上所述,我们认为方程(1)和(2)可以用来描述计及了逆磁非线性效应的交换模湍流的问题.

方程(1)和(2)中的 $\phi = \phi_0 + \tilde{\phi}$, $n = n_0 + \tilde{n}$, 其中 ϕ_0 和 n_0 为系统的平衡量,线性化(1)和(2)式,扰动量 $\tilde{\phi}$ 和 \tilde{n} 的 Fourier 展开式为

$$\begin{pmatrix} \tilde{\phi} \\ \tilde{n} \end{pmatrix} = \sum_k \begin{pmatrix} \phi_k \\ n_k \end{pmatrix} e^{i(k_x x + k_y y) - i\omega t}. \quad (3)$$

把(3)式代入(1)和(2)式,并忽略黏滞系数、扩散系数和非线性项,我们得到线性色散关系

$$\omega = \frac{k_y}{2} (\epsilon_n - \tau) + \frac{k_y}{k} \sqrt{\epsilon_n (1 - \epsilon_n) (1 + \tau) - \frac{1}{4} k^2 (\epsilon_n + \tau)}. \quad (4)$$

从线性色散关系(4),可以对带状流作如下的近似定性的分析:对于 $k_y = 0$ 的模(如前所述,带状流的 $k_y \approx 0$),由(4)式可知 $\omega = 0$,因而它的虚部也为零,所以没有线性不稳定性发生,也就是说,带状流不能直接获得存储在密度梯度中的自由能,只能通过非线性相互作用获得能量而产生出来.

前面已提到,本文着重研究的是逆磁非线性效应在湍流能量的级联转移过程中的作用.为此,仿效文献^[19]和^[20],我们忽略方程(2)中非线性项 $[\phi, n]$ (因为它与逆磁非线性效应无关),则可得到 n_k 和 ϕ_k 之间如下的线性关系式:

$$n_k = \frac{(1 - \epsilon_n) k_y}{\omega - \epsilon_n k_y + i D k^2} \phi_k. \quad (5)$$

令 $1 + \tau \delta = \beta$,

$$\delta = \frac{(1 - \epsilon_n) k_y}{\omega - \epsilon_n k_y + i D k^2}, \quad k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}. \quad (6)$$

然后把(5)和(6)式代入方程(1)中,便得到计及了逆磁非线性效应的交换模湍流与带状流相互作用的耦合方程,其形式如下:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \tau \frac{\partial}{\partial y}\right) \nabla^2 \psi + \epsilon_n \alpha (1 + \tau) \frac{\partial \phi}{\partial y} + \beta [\phi, \nabla^2 \psi] = \mu \nabla^4 \psi. \quad (7)$$

以上就是我们对文献^[17]提出的交换模的模型方程

(1) 和 (2) 进行改造的结果. 这里我们看到: 方程 (7) 包含交换模湍流, 带状流等不同尺度的扰动. 其中, 逆磁非线性效应包含在 β 项中; 方程 (7) 中只有一个非线性项, 即极化漂移非线性 $[\phi, \nabla^2 \phi]$. 这一点与研究漂移波湍流的著名方程——Hasegawa-Mima 方程^[21]一致, 从某种意义上来说, 它也可以看作是描述漂移波湍流的方程, 其中描述交换模湍流中的逆磁非线性效应则通过对方程中参数 β 的调节来达到.

Guzdar 等人提出产生带状流 (或剪切流) 的低维模型是用少数模之间的参数相互作用来理解剪切流产生的现象^[11, 22, 23], 他们用此模型得出了漂移波湍流中极化非线性产生的剪切流, 但在得到剪切流的过程中没有考虑逆磁效应. 此模型是一个基于许多研究者发展的低阶截断近似^[24-26]的重要的解析方法. 应用这个方法, 许多非线性动力学系统问题得到了很成功的解决, 比如最近, Peng 等人研究了环形电子温度梯度 (ETG) 驱动湍流的动力学系统^[27]. 还有人扩展了此方法去研究耗散漂移波系统的带状流产生及反常输运^[28, 29]. 本文采用 Guzdar 等人的模型来研究逆磁非线性效应对带状流的影响, 虽然此模型原先是对漂移波提出的, 其本质描述小尺度湍流与大尺度带状流的四模相互作用, 而相互作用由极化漂移非线性所控制; 而且如前面所述, 方程 (7) 也类似于描述漂移波的 Hasegawa-Mima 方程, 其非线性项也只有极化漂移非线性, 所以 Guzdar 等人的模型也同样适用于描述方程 (7). 其带状流、抽运波和边频带结构形式表示如下:

$$\phi_z = \phi_z(t) \cos k_x x, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \phi_d &= \phi_{d0}(t) \cos k_y (y - ct) + \phi_{d1}(t) \sin k_x x \sin k_y (y - ct) \\ &+ \phi_{d2}(t) \sin k_x x \cos k_y (y - ct), \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$c = - \frac{\epsilon_n \delta (1 + \tau) + \tau k^2}{k_y^2}. \quad (10)$$

ϕ_z 为带状流或者剪切流, ϕ_{d0} 为一个抽运波, 也是一个模为 $(0, k_y)$ 的极向带流. ϕ_{d1} 及 ϕ_{d2} 为上下边频带, 模结构为 $(k_x, \pm k_y)$. 抽运波与两个边频带相耦合, 由调制不稳定性产生带状流, 由此构成二次不稳定性的四模相互作用的封闭反馈模型.

$\phi = \phi_z + \phi_d$ 代入 (7) 式, 导出的四模耦合的非线性时间演化方程为

$$\frac{d\phi_{d0}}{dt} = - \mu k_y^2 \phi_{d0} + \frac{\beta k_x (2k_x^2 + k_y^2)}{2k_y} \phi_{d1} \phi_{d2}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_{d1}}{dt} &= - \mu (k_x^2 + k_y^2) \phi_{d1} + \frac{\delta \epsilon_n (1 + \tau) k_x^2}{k_y (k_x^2 + k_y^2)} \phi_{d0}^2 \\ &- \beta k_x k_y \phi_{d0} \phi_z, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{d\phi_{d2}}{dt} = - \mu (k_x^2 + k_y^2) \phi_{d2} - \frac{\delta \epsilon_n (1 + \tau) k_x^2}{k_y (k_x^2 + k_y^2)} \phi_{d0}^2, \quad (13)$$

$$\frac{d\phi_z}{dt} = - \mu k_x^2 \phi_z + \frac{\beta k_y (k_x^2 + 2k_y^2)}{2k_x} \phi_{d0} \phi_{d1}. \quad (14)$$

假定 $\phi_{d0} \gg \phi_z, \phi_{d1}, \phi_{d2}, \phi_{d0}$ 不随时间变化, 并设 ϕ_{d1}, ϕ_{d2} 和 ϕ_z 的扰动形式为 $e^{\gamma t}$, 线性化 (12)–(14) 式, 得到色散关系

$$\begin{aligned} &(\gamma + \mu k_x^2) \left[(\gamma + \mu k^2) + \frac{\theta^2}{\gamma + \mu k^2} \right] \\ &= - \frac{1}{2} \beta^2 k_y^2 (k_x^2 + 2k_y^2) \phi_{d0}^2, \end{aligned} \quad (15)$$

其中

$$\theta = \frac{\delta \epsilon_n (1 + \tau) k_x^2}{k_y (k_x^2 + k_y^2)}. \quad (16)$$

当 $k_x \ll k_y$ 时, 可得带状流的增长率

$$\gamma = \sqrt{-\theta^2 - \frac{1}{2} \beta^2 k_y^2 (k_x^2 + 2k_y^2) \phi_{d0}^2} - \mu k^2. \quad (17)$$

从 (17) 式可以看出, 带状流增长率与逆磁项 τ 成反比, 初步可以看到逆磁非线性效应对带状流有抑制的作用.

3. 数值结果及讨论

参照文献 [17], 黏滞、扩散系数选取为 $\mu = D = 0.1$, 对非线性时间演化方程 (11)–(14) 进行数值求解, 可得带状流演化过程, 如图 1 和图 2 所示.

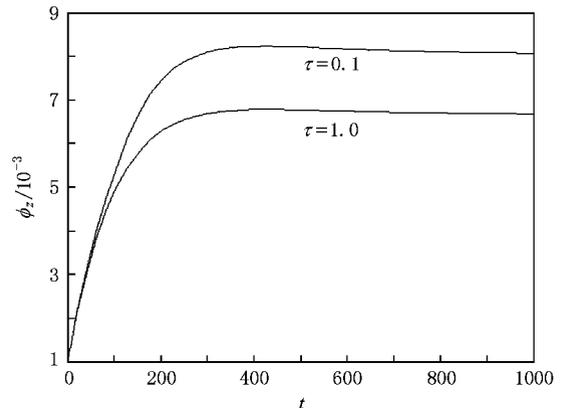


图 1 带状流 ϕ_z 时间演化 ($k_x = 0.01, k_y = 0.2, \epsilon_n = 0.8$)

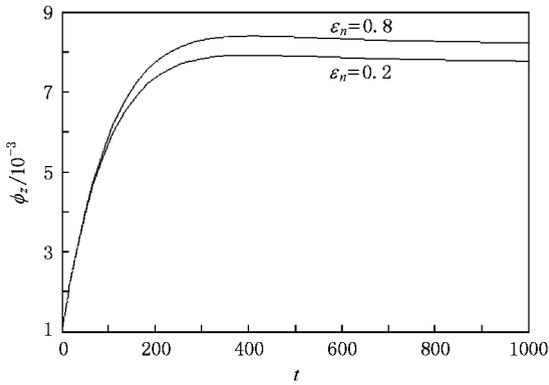


图2 带状流 ϕ_z 时间演化 ($k_x = 0.01, k_y = 0.2, \tau = 0.25$)

从图1和图2可以看到,与文献[17]中的图6和图7的计算结果相比,文献[17]中的曲线除了有一些小的波动之外,其幅度与本文的基本一致.小的波动是由于文献[17]数值计算中包含其他次要模的干扰.从图1中可以看到,当 $\epsilon_n > \tau$ 时,由于增长的雷诺数强的驱动,带状流保持在图1的顶端(对应于 $\tau = 0.1$).当 $\epsilon_n < \tau$ 时,此时的带状流幅度对应于图1底端(这时 $\tau = 1.0$),带状流相对地受到抑制.

也可以固定参数 τ ,改变 ϵ_n 进行计算,如图2所示的上端曲线对应于 $\epsilon_n = 0.8$ ($\epsilon_n > \tau$) 的条件,下端曲线对应 $\epsilon_n = 0.2$ ($\epsilon_n < \tau$) 的条件.由此可以证实带状流的存在对条件 $\epsilon_n > \tau$ 或 $\epsilon_n < \tau$ 有依赖关系.由此可以得出此结论:在 $\epsilon_n > \tau$ 的情况下,带状流加强,而在相反的情况下,带状流受到了抑制.

带状流的存在对条件 $\epsilon_n > \tau$ 或 $\epsilon_n < \tau$ 的依赖关系也可以从下面的分析中得到解释.由(6)式从数量级上估算得

$$\delta = \frac{(1 - \epsilon_n)k_y}{\omega - \epsilon_n k_y + iDk^2} \approx -\frac{2}{\tau + \epsilon_n}. \quad (18)$$

把上式代入 β 的表达式中,得到

$$\beta = 1 + \tau\delta \approx 1 - \frac{2\tau}{\tau + \epsilon_n} = \frac{\epsilon_n - \tau}{\epsilon_n + \tau}. \quad (19)$$

从(14)式可以得到带状流幅度与 β 的依赖关系

$$\frac{d\phi_z}{dt} \propto \beta\phi_{\text{in}}\phi_{\text{ds}}, \quad (20)$$

所以当 $\epsilon_n > \tau$ ($\beta > 0$) 时,带状流的幅度相对于 $\epsilon_n < \tau$ ($\beta < 0$) 增加,因此出现了图1和图2中当 $\epsilon_n > \tau$ 时的带状流幅度大于 $\epsilon_n < \tau$ 时的带状流幅度.

图1和图2的数值结果及相应的解析分析证实了逆磁非线性效应对带状流能产生抑制的作用.同时也说明了本文扩展的Guzdar等人提出的少数模的模型对逆磁效应的研究是可行的和简洁的,能把解析分析与数值计算结合起来,比较直观地反映了以交换模湍流为背景的带状流产生的物理本质,而且数值计算量也减少了很多.

4. 结 论

我们研究了交换模湍流背景中的逆磁非线性效应对带状流产生的影响.交换模模型方程与广泛研究过的漂移波模型有很大的不同,一个重要的、本质的差别在于非线性项不同.在漂移波模型中,大尺度流的产生一般可以认为是极化漂移非线性项的作用,这一点在交换模湍流中是不适用的.重点在于,交换模模型方程中包含额外的逆磁非线性项,这一项的级联能量转移特征与极化漂移非线性项的完全相反:前者对带状流的产生起抑制作用,后者起驱动作用.

本文通过对交换模模型方程的改造得到了一个简化的模型并证明了对于交换模湍流,逆磁非线性相互作用能抑制湍流中能量向大尺度结构转移,从根本上抑制非线性带状流的产生.对于产生带状流的极化非线性项,通过对湍流的能量反级联转移而产生带状流,而逆磁非线性效应则会阻止这一过程.方程(1)和(2)所刻画模型,描述的是环形等离子体边缘区物理模型,所以此项工作的研究结果对当前环形等离子体边缘区物理实验有重要的参考价值.而逆磁非线性效应对环形等离子体边缘区交换模湍流运输的影响,则是值得我们今后深入开展理论和实验研究的重要课题.

[1] Itoh K, Itoh S I, Diamond P H, Hahn T S, Fujisawa A, Tynan G R, Yagi M, Nagashima Y 2006 *Phys. Plasmas* **13** 055502

[2] Diamond P H, Itoh S I, Itoh K, Hahn T S 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** R35

[3] Biglari H, Diamond P H, Terry P W 1990 *Phys. Fluids B* **2** 1

[4] Qiu X M, Peng X D, Li J Q, Wang X G 2005 *Nuclear Physics Review* **22** 334 (in Chinese) [邱孝明, 彭晓东, 李继全, 王晓刚 2005 原子核物理评论 **22** 334]

[5] Ritz C P, Lin H, Rhodes T L, Wootto A J 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2543

- [6] Antoni V , Desideri D , Martines E , Serianni G , Tramontin L 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 4814
- [7] Zhao K J , Dong J Q , Yan L W , Hong W Y , Lan T , Liu A D , Qian J , Cheng J , Yu D L , Huang Y , He H D , Liu Y , Yang Q W , Duan X R , Song X M , Ding X T , Liu Y 2007 *Phys. Plasmas* **14** 122301
- [8] Manfredi G , Roach C M , Dendy R O 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** 825
- [9] Lin Z , Hahn T S , Lee W W , Tang W M , White R B , 1998 *Science* **281** 1835
- [10] Chen L , Lin Z , White R B 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3129
- [11] Guzdar P N , Kleva R G , Chen L 2001 *Phys. Plasmas* **8** 459
- [12] Lashmore-Davies C N , McCarthy D R , Thyagaraja A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 5121
- [13] Gao Z , Itoh K , Sanuki H , Dong J Q 2006 *Phys. Plasmas* **13** 100702
- [14] Fujisawa A , Itoh K , Iguchi H , Matsuoka K , Okamura S , Shimizu A , Minami T , Yoshimura Y , Nagaoka K , Takahashi C , Kojima M , Nakano H , Ohsima S , Nishimura S , Isobe M , Sozuki C , Akiyama T , Ida K , Toi K , Itoh S I , Diamond P H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 165002
- [15] Holland C , Yu J H , James A , Nishijima D , Shimada M , Taheri N , Tynan G R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 195002
- [16] Smolyakov A I , Diamond P H , Medvedev M V 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3987
- [17] Dastgeer S , Singh R , Nordman H , Weiland J , Rogister A 2002 *Phys. Rev. E* **66** 036408
- [18] Pakyari A , Pavlenko V P 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3628
- [19] Anderson J , Kishimoto Y 2007 *Phys. Plasmas* **14** 012308
- [20] Anderson J , Li J , Kishimoto Y 2007 *Phys. Plasmas* **14** 082313
- [21] Hasegawa A , Mima K 1978 *Phys. Fluids* **21** 87
- [22] Finn J M , Drake J F , Guzdar P N 1992 *Phys. Fluids B* **4** 2758
- [23] Guzdar P N , Kleva R G , Das A , Kaw P K 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 015001
- [24] Terry P W , Horton W 1983 *Phys. Fluids* **26** 106
- [25] Hu G , Horton W 1997 *Phys. Plasmas* **4** 3262
- [26] Horton W , Hu G , Laval G 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2912
- [27] Peng X D , Tang C J , Qiu X M 2007 *Phys. Plasmas* **14** 010703
- [28] Yin S Q , Peng X D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3094 (in Chinese)
[尹绍全、彭晓东 2004 物理学报 **53** 3094]
- [29] Lu H L , Wang S J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 354 (in Chinese) [陆赫林、王顺金 2009 物理学报 **58** 354]

Diamagnetic effect on zonal flow generation in interchange mode turbulence^{*}

Lu He-Lin¹⁾ Peng Xiao-Dong²⁾ Qiu Xiao-Ming²⁾ Wang Shun-Jin^{1)†}

1) *Center of Theoretical Physics , School of Physical Science and Technology , Sichuan University , Chendu 610064 , China)*

2) *Southwestern Institute of Physics , Chengdu 610041 , China)*

(Received 22 October 2008 ; revised manuscript received 2 January 2009)

Abstract

The simple low-dimensional model proposed by Guzdar and co-workers has been extended and applied to study the nonlinear diamagnetic effect on zonal flow in interchange turbulence. Based on the numerical solution to the derived nonlinear equations, we can draw the conclusion: diamagnetic effect suppresses the enhancement of the normal polarized drift nonlinearity, which could lead to the damping of zonal flow.

Keywords : plasmas , interchange mode turbulence , zonal flow , diamagnetic effect

PACC : 5235M , 5235R , 5235K , 5240

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10775100 , 10775043 and 90503008) , and the Fund of Theoretical Nuclear Physics Center , National Laboratory of Heavy Ion Accelerator Facility of Lanzhou.

[†] Corresponding Author. E-mail : sjwang@home.swjtu.edu.cn