# 黏滞等离子体中双撕裂模不稳定性的数值模拟研究*

郑殊[1)†] 张甲鹏[1)] 段萍[2)] 魏来[1)] 王先驱[1)]

1) (大连理工大学物理与光电工程学院, 大连 116024)

2) (大连海事大学物理系, 大连 116026)

(2012 年 6 月 24 日收到; 2012 年 8 月 20 日收到修改稿)

本文采用磁流体力学模型, 数值研究了平板位形下双撕裂模线性增长率关于等离子体电阻 $\eta$ 和黏滞 $\upsilon$ 的定标关系. 结果表明, 对于有理面间距较大的情况, 线性增长率关于电阻和黏滞的指数定标率随着黏滞的增加逐渐由 $\gamma\propto\eta^{3/5}\upsilon^{0}$ 的定标变化到 $\gamma\propto\eta^{5/6}\upsilon^{-1/6}$ 的定标; 而对于有理面间距较小的情况, 其指数定标率随着黏性的增加从 $\gamma\propto\eta^{1/3}\upsilon^{0}$ 的定标逐渐变化到 $\gamma\propto\eta^{2/3}\upsilon^{-1/3}$ 的定标. 本文还给出了初始阶段对称的双撕裂模的非线性演化, 发现在非线性阶段对称的双撕裂模将转化为反对称的双撕裂模, 并解释了相应的物理机理.

**关键词**: 反磁剪切, 双撕裂模, 等离子体电阻, 等离子体黏滞

**PACS:** 52.55.Tn, 52.30.Cv, 52.35.Vd, 52.65.Kj **DOI:** 10.7498/aps.62.025205

## 1 引 言

先进托卡马克通常会采取反剪切 (reversed magnetic shear, RMS) 的磁场位形以提高等离子体的约束, 然而这种 RMS 位形放电却会导致双撕裂模 (double tearing mode, DTM) 不稳定的发生, 从而严重影响等离子体的约束效果, 甚至会导致放电的中断. 因此, 双撕裂模不稳定性的研究一直受到人们的广泛关注.

在早期的工作中, Furth 等给出了线性单撕裂模常数 $\psi$ 近似下增长率关于电阻 $\eta^{3/5}$ 的定标率, 而非常数 $\psi$ 的撕裂模的增长率关于电阻的定标为 $\eta^{1/3}$[1,2]. 对于含有黏滞的撕裂模来说, Ofman 和 Chen 等给出其线性增长率关于电阻和黏滞的定标 $\eta^{5/6}\upsilon^{-1/6}$[3,4]. 随后, Shen 等理论分析 [4−7] 和数值研究了 [8,9] 黏滞对单撕裂模稳定性的影响, 认为大的黏滞对撕裂模有致稳的作用 [10].

对于双撕裂模 [11−29], 在理论和模拟上发现, 当两个有理面的距离足够近时, 两个有理面上的磁岛就会发生耦合. 在双撕裂模电阻定标研究中, 发现当两个有理面间距足够小时, 其定标关系为 $\eta^{1/3}$, 当有理面间的距离增大到一定程度时, 其增长率定标就会变为 $\eta^{3/5}$, 此时双撕裂模系统就解耦为两个单撕裂模的系统 [11]. Dong 等人研究了由反常电子黏滞所驱动的双撕裂模 [12,13,15,16], 其线性增长率的定标关系随有理面间距的增大由 $R^{-1/5}$ 变为 $R^{-1/3}$, 这里 $R$ 是电子动力学雷诺数. 在非线性阶段的双撕裂模研究中发现, 由电阻驱动的快速磁重联中, 在后期的剧烈增长阶段, 增长率关于电阻的定标为 $\eta^{1/5}$[17]. Zhang 等随后考虑霍尔效应, 数值研究了霍尔双撕裂模在剧烈增长阶段的增长率, 其定标关系为 $d_i^{2/5}\eta^{1/10}$[24], 其中 $d_i$ 是离子惯性长度. 在快速线性增长阶段, Wang 等人研究了无碰撞效应对双撕裂模的影响 [25], 并给出增长率关于电子趋附深度 ($d_{\rm e}$) 和离子拉莫尔半径 ($\rho_{\rm s}$) 的定标关系. 研究发现, 当 $\rho_{\rm s}\ll d_{\rm e}$ 时, 增长率的定标随着有理面间距的增大从 $d_{\rm e}^{1}$ 逐渐变为 $d_{\rm e}^{3}$; 当 $\rho_{\rm s}\gg d_{\rm e}$ 时, 增长率的定标随有理面间距的增大从 $d_{\rm e}^{1/3}\rho_{\rm s}^{2/3}$ 变化为 $d_{\rm e}^{1}\rho_{\rm s}^{1}$.

在双撕裂模的研究过程中, Otto 等探讨了对称和反对称的双撕裂模的不稳定性 [30−33], 发现线性增长率随着有理面间距的减小, 反对称和对称的

* 国家自然科学基金 (批准号: 10975026, 11275034)、国家重点基础研究发展计划 (973 计划, ITER 专项)(批准号: 2009GB105004, 2010GB106002, 2011GB107000)、中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: DUT12ZD201) 和辽宁省科技计划重点项目 (批准号: 2011224007) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhengshu@dlut.edu.cn

© 2013 中国物理学会 Chinese Physical Society 

双撕裂模的增长率分别增大和减小, 同时对双撕裂模的不稳定性给出了系统的理论分析和数值模拟结果.

上面提及的大都是关于电阻双撕裂模的研究, 比较来说对黏性等离子体双撕裂模的研究相对较少; 另外, 关于对称双撕裂模的非线性演化也尚不清楚. 因此本文将用数值模拟方法研究等离子体黏滞对双撕裂模线性增长率的影响, 并且分析初始阶段对称双撕裂模的非线性演化过程.

## 2 物理模型

### 2.1 约化的磁流体 (RMHD) 方程

本文采用简化的磁流体动力学模型来研究反磁场剪切位形下双撕裂模的不稳定性. 为了描述二维问题, 引进两个标量场: 磁通函数 $\psi(x,y)$ 和流函数 $\varphi(x,y)$, 来定义磁场 $\boldsymbol{B}$ 和流速场 $\boldsymbol{u}$: $\boldsymbol{B}=\nabla\psi\times\hat{z}$ 和流速 $\boldsymbol{u}=\nabla\varphi\times\hat{z}$[11–29], 则磁通和涡量的演化方程可写为 [19,34]

$$\frac{\partial\psi}{\partial t}=[\varphi,\psi]+\eta\nabla^2\psi, \tag{1}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2\varphi)=&[\varphi,\nabla^2\varphi]+[\nabla^2\psi,\psi]\\&+\upsilon\nabla^2(\nabla^2\varphi),\end{aligned} \tag{2}$$

其中泊松括号 $[a,b]=\dfrac{\partial a}{\partial x}\dfrac{\partial b}{\partial y}-\dfrac{\partial b}{\partial x}\dfrac{\partial a}{\partial y}$.

方程 (1) 和 (2) 中的长度和速度分别以系统的特征长度 $L_0$ 和阿尔芬速度 $u_{\rm A}=B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ 为量纲, 磁通、涡流和时间的量纲分别为 $\psi_0=B_0L_0$, $\varphi_0=u_{\rm A}L_0$ 和 $\tau_{\rm A}=L_0/u_{\rm A}$. 黏滞 ($\upsilon$) 和电阻 ($\eta$) 分别是以 $\upsilon=\upsilon_{\rm m}/(u_{\rm A}L_0\rho_0)$ 和 $\eta=\eta_{\rm m}/(u_{\rm A}L_0)$ 标准化, 这里的 $\upsilon_{\rm m}$ 和 $\eta_{\rm m}$ 分别是等离子体黏滞和电阻.

### 2.2 初始平衡条件

对于初始平衡磁场, 选用两个反平行的 Harris 电流片如下 [23,24]:

$$\begin{aligned}B_y(x)=&B_{y0}\left(1+\tanh\frac{x-x_{\rm s}}{d_{\rm w}}\right.\\&\left.-\tanh\frac{x+x_{\rm s}}{d_{\rm w}}\right),\quad B_x=0.\end{aligned} \tag{3}$$

相应的磁通函数为

$$\begin{aligned}\psi_0(x)=&x-2x_{\rm s}+d_{\rm w}\left[\ln(1+{\rm e}^{-2(x-x_{\rm w})/d_{\rm w}})\right.\\&\left.-\ln(1+{\rm e}^{-2(x+x_{\rm w})/d_{\rm w}})\right].\end{aligned} \tag{4}$$

在这里, $d_{\rm w}$ 是电流片的半宽度, $\pm x_{\rm s}$ 是所在电流片的位置. 图 1 给出了在 $x_{\rm s}=0.25$, $d_{\rm w}=0.2$ 时初始的磁场、磁通函数和电流密度的位形.

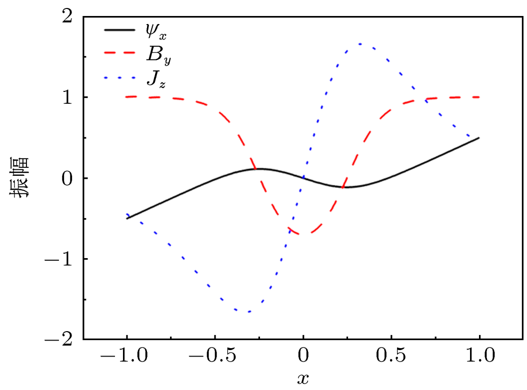


图 1 $x_0=0.25$, $d_{\rm w}=0.2$ 时的初始磁场、磁通函数和电流密度剖面

### 2.3 边界条件和数值方法

本文的模拟区间为 $-1\leqslant x\leqslant1$, $0\leqslant y\leqslant2$, 在 $y=0,2$ 和 $x=\pm1$ 处分别为周期边界条件和固定边界条件 ($x$ 方向上为固定边界, $y$ 方向上为周期性边界). 为求解方程 (1) 和 (2), 在径向 ($x$ 向) 采用有限差分方法, 在极向 ($y$ 向) 采用傅里叶级数展开方法; 在模拟区域选用了 512 个网格点, 时间步长定为 $1\times10^{-3}$ 来进行计算, 以保证计算的稳定性.

在对双撕裂模不稳定性进行模拟计算时, 选取小的初始扰动磁场如下:

$$\delta\psi(x)=\tilde{\psi}\left({\rm e}^{-\frac{(x-x_{\rm s})^2}{d_{\rm w}^2}}+{\rm e}^{-\frac{(x+x_{\rm s})^2}{d_{\rm w}^2}}\right), \tag{5}$$

这里, 取 $d_{\rm w}=0.2$, $\tilde{\psi}=5\times10^{-4}$, 取定不同有理面的位置 $x_{\rm s}$ 后, 方程 (1) 和 (2) 即可数值求解.

## 3 模拟结果及分析

### 3.1 线性双撕裂模的定标

为了验证双撕裂模关于电阻的定标关系, 首先计算没有黏滞 ($\upsilon=0$) 的情况. 从图 2 中可以看到, 这和先前研究的结果 [11] 是一致的, 即增长率的线性定标关系随着有理面间距的增大从 $\eta^{1/3}$ 逐渐变化到 $\eta^{3/5}$.

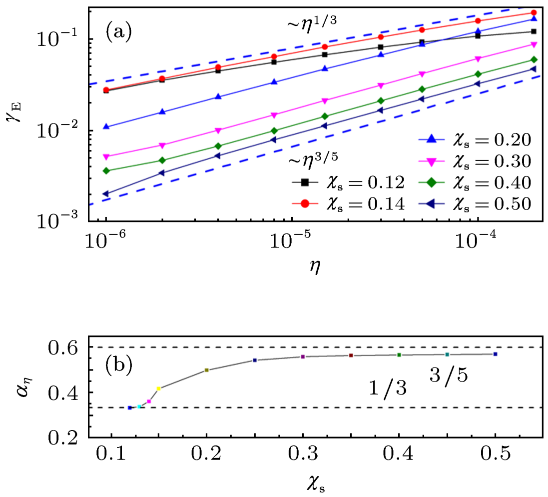


图 2 (a) 不同有理面间距时增长率关于电阻的依赖关系; (b) 增长率关于电阻 $\eta$ 的幂指数 $\alpha_\eta$ 随不同有理面位置的变化

如前所述, 双撕裂模的耦合会随着有理面间距的不同而改变, 相应的定标关系也随之变化. 下面将针对不同有理面间距和考虑等离子体黏滞的情况下, 给出线性双撕裂模的增长率关于电阻和黏滞的定标关系.

### 3.1.1 小有理面间距定标

通过先前的研究可知, 随着有理面间距的变小, 两有理面上磁岛的耦合就会增强, 双撕裂模不稳定性的增长率也就更大, 其定标率也逐渐的由 $\eta^{3/5}$ 变化到 $\eta^{1/3}$[11]. 但是, 当等离子体黏滞较大时, 双撕裂模的增长率就会与 $\upsilon=0$ 的情况有所不同.

图 3(a) 给出了在不同等离子体黏滞时, 双撕裂模增长率关于 $\eta$ 的定标关系. 由图 3(a) 可知, 当黏滞 $\upsilon=0$ 时, 增长率关于电阻的定标为 $\sim\eta^{1/3}$[11], 这和先前的研究是一致的. 但是随着黏滞的增大, 增长率逐渐减小, 相应电阻定标的幂指数也会随之增大. 从图 3(b) 中也可以看到, 在一定的电阻下, 黏滞越大, 等离子体动能增长就会越慢, 从而就抑制了不稳定性的增长. 从图 3(a) 还可发现, 随着黏滞的增大, 动能增长率关于电阻的定标为 $\sim\eta^{2/3}$. 这为黏滞相对电阻较大的双撕裂模的研究提供了一定的参数依据.

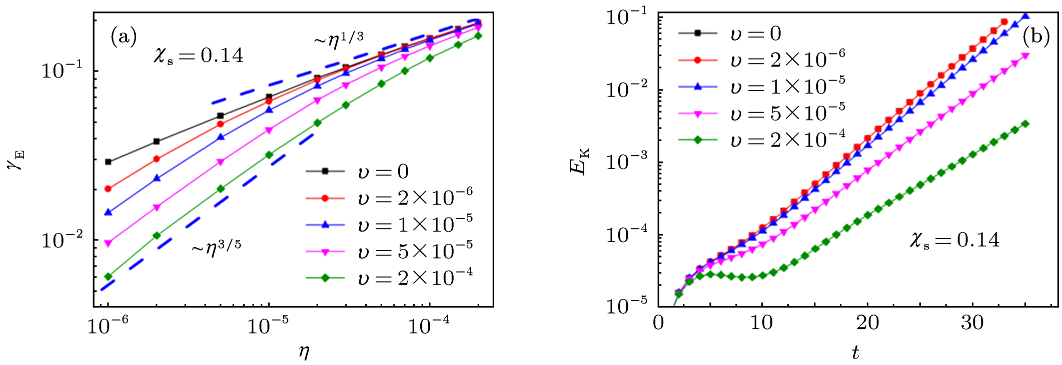


图 3 小有理面间距 $x_s=0.14$ 时 (a) 等离子体动能增长率 $\gamma_E$ 关于电阻 $\eta$ 的定标; (b) 不同黏滞 $\upsilon$ 下等离子体动能随时间的演化 (取电阻 $\eta=5\times10^{-5}$)

图 4(a) 描述了增长率 $\gamma_E$ 关于等离子体黏滞的定标关系. 图中显示, 当电阻较大时, 在区间 $\upsilon\in[1\times10^{-7}, 1\times10^{-5}]$, 增长率关于黏滞的定标关系为 $\sim\upsilon^0$, 黏滞对动能的增长率不起作用, 此时动能增长率由电阻来决定; 电阻越大, 动能增长率就越大. 从图 4(b) 中我们也可以看到, 在一定的黏滞下, 电阻越大, 动能增长就越快. 并且由图 4(a) 还可以看到, 当电阻较小时, 在区间 $\upsilon\in[1\times10^{-5}, 1\times10^{-3}]$, 动能增长率与黏滞的定标关系为 $\sim\upsilon^{-1/3}$, 此时黏滞对动能增长率有很大的抑制作用, 双撕裂模在短时间内不能增长起来, 甚至不增长, 从而也就稳定了双撕裂模.

总之, 在有理面的间距足够小时, 通过有理面之间的模式耦合, 使双撕裂模迅速增长起来, 从而造成有理面之间等离子体的破裂. 为了清楚这种不稳定, 我们通过定标关系对双撕裂模在小有理面间距的情况下作了研究, 发现随着黏滞的增加, 双撕裂模增长率关于电阻和黏滞的指数定标率逐渐由 $\gamma\propto\eta^{1/3}\upsilon^0$ 的定标变化到 $\gamma\propto\eta^{2/3}\upsilon^{-1/3}$ 的定标.

### 3.1.2 大有理面间距定标

当有理面间距逐渐变大时, 模之间的耦合逐渐减弱, 撕裂模慢慢从非常数 $\psi$ 的情况转变成常数 $\psi$ 的两个单撕裂模. 当有理面的间距足够大, 并且无黏滞的前提下, 等离子体的增长率与电阻的定标为 $\sim\eta^{3/5}$, 双撕裂模结构变成了单撕裂模结

构 [11]. 进一步地当存在黏滞的情况下, 模拟了大有理面间距的等离子体增长率与电阻和黏滞的定标关系.

由图 5(a) 所示, 大有理面间距时, 增长率 $\gamma$ 关于电阻的定标关系随着黏滞的增大, 定标关系也发生相应的变化. 当黏滞较小时, 等离子体增长率与电阻的定标关系为 $\sim\eta^{3/5}$, 这和先前的理论是一致的 [11]; 反之, 如果黏滞较大, 则等离子体增长率与电阻的定标为 $\sim\eta^{5/6}$, 这和先前研究的黏性单撕裂模的定标是一致的 [3,4]. 由图 5(b) 可知, 随着等离子体黏滞的增大, 等离子体动能是减小的, 黏滞越大, 动能的增长越缓慢.

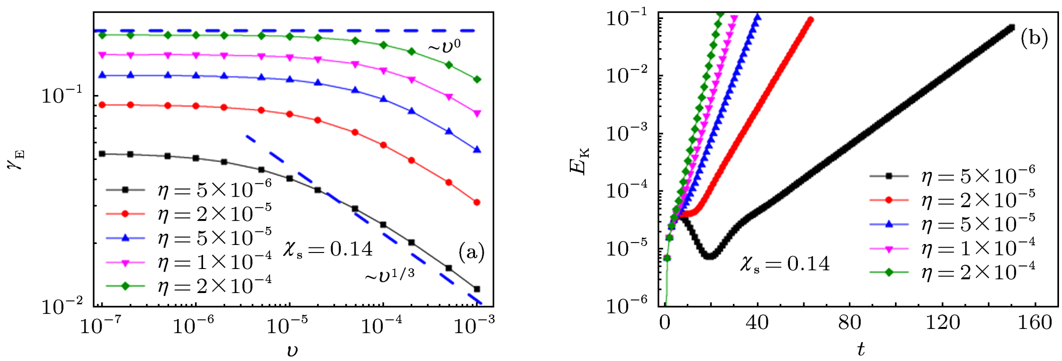


图 4 小有理面间距 $x_s = 0.14$ 时 (a) 等离子体动能增长率 $\gamma_E$ 关于黏滞 $\upsilon$ 的定标; (b) 不同电阻 $\eta$ 下等离子体动能随时间的演化 (取黏滞 $\upsilon = 5\times10^{-5}$)

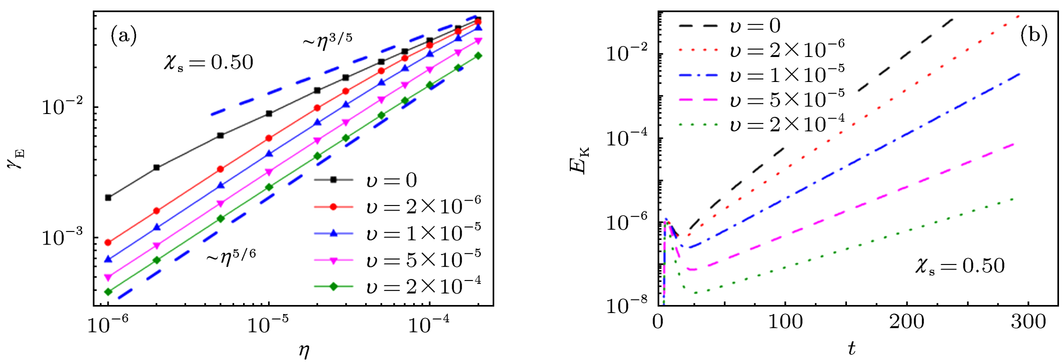


图 5 大有理面间距 $x_s = 0.50$ 时 (a) 等离子体动能增长率 $\gamma_E$ 关于电阻 $\eta$ 的定标; (b) 不同黏滞 $\upsilon$ 下等离子体动能随时间的演化 (取电阻 $\eta = 5\times10^{-5}$)

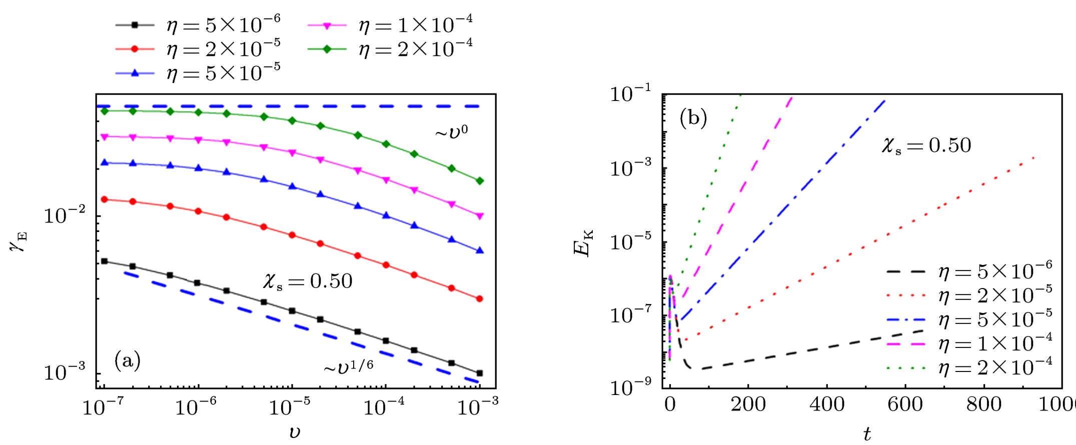


图 6 大有理面间距 $x_s = 0.50$ 时 (a) 等离子体动能增长率 $\gamma_E$ 关于黏滞 $\upsilon$ 的定标; (b) 不同电阻 $\eta$ 下等离子体动能随时间的演化 (取黏滞 $\upsilon = 5\times10^{-5}$)

图 6(a) 给出了大有理面间距时等离子体增长率 $\gamma_E$ 关于黏滞的定标关系. 当黏滞较小时, 等离子体动能增长率与黏滞的定标关系为 $\sim \upsilon^0$, 这和小有理面间距的情况是一样的, 黏滞对动能的增长率就不起任何作用了, 动能增长率的大小完全由电阻决定. 对于黏滞较大的情况, 等离子体动能增长率与黏滞的定标为 $\sim \upsilon^{-1/6}$, 这和小有理面间距的情况不同, 但和之前单撕裂模的结果是一致的 [3,4]. 所以, 在大有理面间距的情况下, 其指数定标率随着黏滞的增加逐渐从 $\gamma \propto \eta^{3/5}\upsilon^0$ 的定标变化到 $\gamma \propto \eta^{5/6}\upsilon^{-1/6}$ 的定标. 图 6(b) 给出了不同的电阻下等离子体动能 $E_k$ 随时间的演化图像. 从这些图像上不难看到, 动能及其增长率随电阻的增大而增大.

### 3.2 对称双撕裂模的非线性演化

目前大量的研究工作集中在反对称情况下的双撕裂模, 其中 Wang 等采用可压缩的电阻磁流体模型研究了双撕裂模的整个非线性演化过程, 并且给出了每个演化过程中增长率与电阻的定标关系, 最后还给出了一个判断多有理面系统中磁场重联终态的判据 [17]. 但是, 在双撕裂模的研究中还发现, 在双撕裂模的增长过程中, 不仅有反对称的情况, 还有对称的情况出现; 针对对称的情况, 许多人对线性阶段的双撕裂模也做了不少工作 [30–33], 但是他们都没给出对称双撕裂模的非线性演化过程. 因此, 有必要进一步研究对称双撕裂模的非线性演化. 模拟选用的初始扰动剖面如下 (有理面的位置分别在 $x = \pm x_s = \pm 0.25$):

$$\delta\psi(x) = \tilde{\psi}\left(\mathrm{e}^{-\frac{(x-x_s)^2}{d_w^2}} - \mathrm{e}^{-\frac{(x+x_s)^2}{d_w^2}}\right). \qquad (6)$$

图 7(a) 给出了对称双撕裂模的等离子体动能 $E_k$ 随时间的演化, 相应反对称的情况在图 7(b) 中给出. 对比图 7 中的 (a) 和 (b), 可以看到反对称的等离子体动能在 $t = 43$ 时就已达到最大峰值, 而对称的等离子体动能在 $t = 258$ 时才达到最大峰值, 所以对称情况的双撕裂模动能增长速度比反对称的要小很多. 在图 7(b) 反对称的情况中, 等离子体动能发展的四个阶段分别是线性增长 (1′), Rutherford 增长 (2′), 快速增长 (3′) 和消亡 (4′)[17,35], 这和文献 [17] 的图 1 是一致的. 但是, 从图 7(a) 可清楚地看到, 对称的情况比反对称的情况多出了一个对称阶段的演化 (1) 阶段, 随后是反对称的线性阶段 (2), 这和图 7(b) 中的 1′ 是同一个过程, 都属于反对称的线性增长阶段, 随后就进入反对称的非线性演化. 值得注意的是对称线性演化阶段在时间上要长很多, 等离子体动能在对称阶段几乎不增长 (增长率较小), 这使得等离子体动能增长在整个过程中大大地延迟了, 而随后其他阶段的等离子体动能增长过程和反对称的情况是一样的.

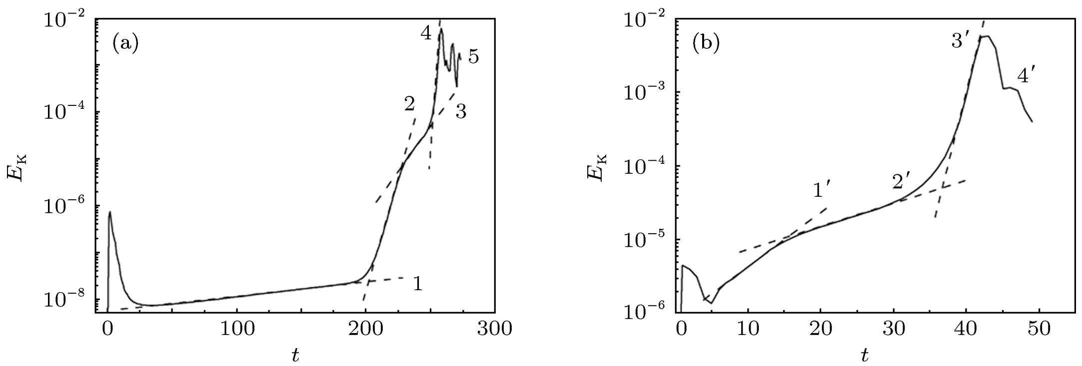


图 7 等离子体动能 $E_k$ 随时间的演化 (a) 和 (b) 分别为对称和反对称情况. 这里 $x_s = 0.25$

为了更好的理解对称的非线性双撕裂模, 图 8 给出了六个不同时刻磁场位形随时间的演化过程. 由图 8(a) 可知, 在 $t = 180$ 时 (对称增长阶段的后期), 出现了两个对称的磁岛, 在这个过程中, 两磁岛各自在自己的有理面上相互抑制着增长, 所以才会有图 7(a) 中的动能增长过程 (1), 也就是对称阶段的增长过程. 正因为两对称磁岛的相互抑制, 使得等离子体动能增长非常缓慢, 这也从根本上决定了对称双撕裂模的增长要远远小于反对称的情况. 当磁岛随时间长到一定程度时, 两有理面上磁岛就出现了图 8(b) 的情况, 两对称的磁岛发生了移位, 这个时刻的磁场位形和图 7(a) 中的动能增长过程 (2) 是一致的. 完全移位后, 对称阶段的两饱和磁岛紧接着就进入反对称阶段进而继续增长, 图 8(b), (c) 分

别对应于过渡阶段和反对称阶段的磁岛. 随着磁岛宽度的进一步增大, 磁场位形就变为图 8(d) 所示的状态, 这个时候上面有理面的磁岛分行线下端与下面有理面磁岛分形线上端已经重合, 此时磁岛宽度也达到最大. 随着磁岛的闭合磁力线与平衡开放的磁力线之间的重联, 就形成了如图 8(e) 所示的磁场位形, 当这种重联继续进行下去后, 磁岛就慢慢消失了, 如图 8(f) 所示. 从这个变成反对称后的磁场重联的演化过程来看, 两个有理面上的磁岛在径向上相互交换位置的现象和先前的研究是一致的 [17].

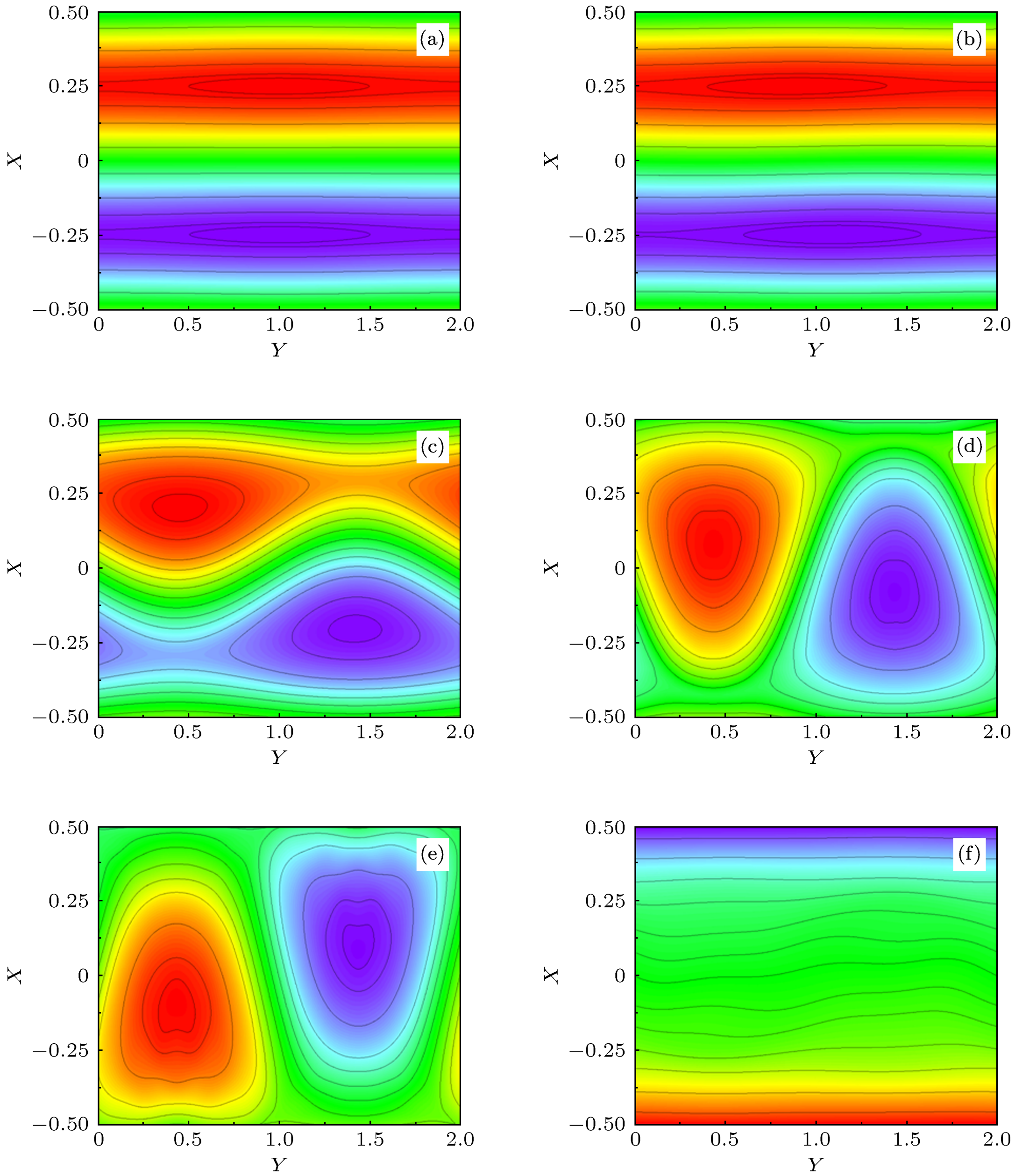

图 8 磁场位形随时间的演化 (a) $t = 180$; (b) $t = 212$; (c) $t = 246$; (d) $t = 256$; (e) $t = 258$; (f) $t = 292$

## 4 结 论

通过研究电阻和黏滞对双撕裂模的影响以及对称双撕裂模的非线性演化, 得到如下结果:

1. 无论是大有理面间距还是小有理面间距, 双撕裂模动能增长率随等离子体电阻的增大而增大, 随等离子体黏滞的增大而减小.

2. 在有理面间距较大时, 线性增长率关于电阻和黏滞的指数定标率随着黏滞的增加逐渐由 $\gamma \propto \eta^{3/5}\upsilon^{0}$ 的定标变化到 $\gamma \propto \eta^{5/6}\upsilon^{-1/6}$ 的定标; 而

在有理面间距较小时, 其指数定标率随着黏滞的增加从 $\gamma \propto \eta^{1/3}\upsilon^{0}$ 的定标逐渐变化到 $\gamma \propto \eta^{2/3}\upsilon^{-1/3}$ 的定标.

3. 对称阶段两个磁岛的相互抑制增长稳定了双撕裂模的产生, 对称的非线性演化时间要远远大于反对称的非线性演化时间, 对称的双撕裂模非线性演化比反对称的双撕裂模非线性演化多了一个对称阶段.

感谢大连理工大学王正汹老师在本课题研究过程中给予的指导.


[1] Furth H P, Killeen J, Rosenbluth M N 1963 *Phys. Fluids* **6** 459

[2] Rosenbluth M N, Dagazian R Y, Rutherford P H 1973 *Phys. Fluids* **16** 1894

[3] Ofman L, Chen X L, Morrison P J, Steinolfson R S 1991 *Phys. Fluids* B **3** 1364

[4] Chen X L, Morrison P J 1990 *Phys. Fluids* B **2** 2575

[5] Drake J F, Antonsen T M, Hassam A B 1983 *Phys. Fluids* **26** 2509

[6] Dobrowolny M, Veltri P, Mangeney A 1983 *J. Plasma Phys.* **29** 393

[7] Porcelli F 1987 *Phys. Fluids* **30** 1734

[8] Einaudi G, Rubini F 1986 *Phys. Fluids* **29** 2563

[9] Einaudi G, Rubini F 1989 *Phys. Fluids* B **1** 2224

[10] Shen C, Liu Z X 1996 *Phys. Plasmas* **3** 4301

[11] Pritchett P L, Lee Y C, Drake J F 1980 *Phys. Fluids* **23** 1368

[12] Dong J Q 1984 *Acta Phys. Sin.* **33** 1341 (in Chinese) [董家齐 1984 物理学报 **33** 1341]

[13] Dong J Q, Mahajan S M, Horton W 2003 *Phys. Plasmas* **10** 3151

[14] Dong J Q, Mou Z Z, Long Y X, Mahajan S M 2004 *Phys. Plasmas* **11** 5673

[15] He Z X, Dong J Q, Long Y X, Mou Z Z, Gao Z, He H D, Liu F, Shen Y 2010 *Phys. Plasmas* **17** 112102

[16] He Z X, Dong J Q, He H D, Long Y X, Mou Z Z, Gao Z 2010 *Phys. Scr.* **82** 065507

[17] Wang Z X, Wang X G, Dong J Q, Lei Y A, Long Y X, Mou Z Z, Qu W X 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 185004

[18] Wang Z X, Wang X G, Dong J Q, Kishimoto Y, Li J Q 2008 *Phys. Plasmas* **15** 082109

[19] Wang X Q, Wang X G, Xu W B, Wang Z X 2011 *Phys. Plasmas* **18** 012102

[20] Wei L, Wang Z X, Fan D M, Wang F, Liu Y 2011 *Phys. Plasmas* **18** 042503

[21] Wang Z X, Wei L, Wang X G, Zheng S, Liu Y 2011 *Nucl. Fusion* **51** 033003

[22] Wang X Q, Wang Z X, Wei L, Xu W B 2012 *Phys. Lett.* A **376** 505

[23] Zhang C L, Ma Z W, Dong J Q 2008 *Plasma Sci. Technol.* **10** 407

[24] Zhang C L, Ma Z W 2009 *Phys. Plasmas* **16** 122113

[25] Wang Z X, Wei L, Wang X G, Liu Y 2011 *Phys. Plasmas* **18** 050701

[26] Wei L, Wang Z X 2011 *Nucl. Fusion* **51** 123005

[27] Wang Z X, Li J Q, Dong J Q, Kishimoto Y 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 015004

[28] Wang Z X, Li J Q, Kishimoto Y, Dong J Q 2009 *Phys. Plasmas* **16** 060703

[29] Wang Z X, Li J Q, Dong J Q, Kishimoto Y 2011 *Phys. Plasmas* **18** 012110

[30] Otto A, Birk G T 1992 *Phys. Fluids* B **4** 3811

[31] Yan M, Otto A, Muzzell D, Lee L C 1994 *J. Geophys. Res.* **99** 8657

[32] Shen C, Liu Z X 1998 *Plasma Phys. and Control. Fusion* **40** 1

[33] Shen C, Liu Z X 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2466

[34] Strauss H R 1976 *Phys. Fluids* **19** 134

[35] Chang Z, Park W, Fredrickson E D, Batha S H, Bell M G, Bell R, Budny R V, Bush C E, Janos A, Levinton F M, McGuire K M, Park H, Sabbagh S A, Schmidt G L, Scott S D, Synakowski E J, Takahashi H, Taylor G, Zarnstorff M C 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3553

# Numerical study of double tearing mode instability in viscous plasma*

Zheng Shu[1)†] Zhang Jia-Peng[1)] Duan Ping[2)] Wei Lai[1)] Wang Xian-Qu[1)]

1) ( *School of Physics and Optoelectronic technology, Dalian University of Technology, Dalian* 116024, *China* )

2) ( *Department of Physics, Dalian Maritime University, Dalian* 116026, *China* )

( Received 24 June 2012; revised manuscript received 20 August 2012 )

**Abstract**

The scalings of double tearing mode (DTM) with various values of resistivity and viscosity have been investigated numerically by using a magneto hydrodynamic model in slab geometry. It is found that the growth rate changes from $\gamma \propto \eta^{3/5}\upsilon^{0}$ to $\gamma \propto \eta^{5/6}\upsilon^{-1/6}$ when the distance between two rational surfaces $2x_{\mathrm{s}}$ is sufficiently large. On the other hand, when the distance between two rational surfaces $2x_{\mathrm{s}}$ is very small, the scaling of $\gamma$ and $\eta$ and $\upsilon$ changes from $\gamma \propto \eta^{1/3}\upsilon^{0}$ to $\gamma \propto \eta^{2/3}\upsilon^{-1/3}$ as the viscosity increases. Moreover, the nonlinear evolution of symmetrical DTM is investigated in this paper. The study shows that the symmetrical DTM transforms to unsymmetrical DTM in the final phase.

**Keywords:** reversed magnetic shear, double tearing mode, plasma resistivity, plasma viscosity

**PACS:** 52.55.Tn, 52.30.Cv, 52.35.Vd, 52.65.Kj **DOI:** 10.7498/aps.62.025205

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10975026, 11275034), the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2009GB105004, 2010GB106002, 2011GB107000), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant No. DUT12ZD201), and the Liaoning Province Science and Technology Key Project (Grant No. 2011224007).

† Corresponding author. E-mail: zhengshu@dlut.edu.cn