

离子动力参数区托卡马克电阻性 内扭曲模稳定性分析^{*}

石秉仁 隋国芳 郭干城

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(1995年3月11日收到)

利用离子动力参数区的内扭曲模色散关系分析了托卡马克等离子体电阻性内扭曲模的频率和增长率随磁剪切量 s_0 的变化. 我们发现: 存在一个临界磁剪切量 s_{0c} , 只有当 $s_0 > s_{0c}$ 时, 即中心安全因子 q_0 小于某个临界值 q_{0c} 时, 电阻性内扭曲模才能被激发. 另一方面, 随着磁剪切量 s_0 的加大, 增长率增大的趋势比相应的磁流体电阻性内扭曲模快得多, 因而与锯齿的快崩裂有内在的联系. 所得结果与 HL-1 装置上进行的用固体氢丸补充送气实验中观测到的锯齿稳定化或锯齿周期的延长作了对比.

PACC: 5235; 5801; 5797

1 引 言

内扭曲模不稳定性是发生在托卡马克等离子体中心约束区内的一种重要的磁流体活性, 与之有关的软 X 射线讯号和 ECE 讯号的锯齿形振荡在各种托卡马克装置中都能观测到, 并几乎存在于整个放电过程中. 对内扭曲模的理论描述通常是在磁流体理论框架上进行的^[1], 并已得到统一的色散关系^[1-3], 它可以描述理想内扭曲模^[4]、电阻性内扭曲模^[2,3]以及由高能离子激发的鱼骨模^[2,3]. 对于内扭曲模, 惯性效应和电阻效应仅在靠近 $q=1$ 面的一个薄奇异层中起作用, 内部区域的内能改变量可以用理想磁流体能量原理来计算^[4]. 最近, 一些研究表明, 在大型托卡马克装置中, 如在 JET, TFTR, JT-60U, DIII-D 等大型装置中, 中心区的离子温度已足够高, 因而平均离子回转半径已大于模的奇异层的特征宽度^[5,6], 此时离子动力学已支配奇异层物理, 由此得出的色散关系非常复杂. 迄今很少有人直接用它来进行分析计算.

本文主要讨论模的特性与磁剪切量的关系. 在锯齿弛豫过程中, 磁剪切量是变化最大的物理量. 根据内扭曲模理论, 由于中心区等离子体的比压值低于为激发理想内扭曲模所需的临界比压值^[4], 因此与锯齿活性相关的不稳定性只能是电阻性内扭曲模. 本文主要讨论这种模. 我们发现, 对电阻性内扭曲模, 不管它发生在磁流体参数区, 还是在离子动力参数区, 模的频率与增长率都与磁剪切量有很大的关系. 在离子动力参数区, 模在磁剪切量 s_0 大于某个临界值 s_{0c} 时才变为不稳定. 我们认为, 这与实验上观测到的无锯齿放电现象(例如在 HL-1 装置上进行固体氢丸注入时观测到的锯齿稳定化现象^[7])有密切联系.

^{*} 中国核工业科学基金资助的课题.

另一方面,当 s_0 较大时,模的增长率比用磁流体理论计算得到的数值大好几倍.这又与许多装置中观测到的锯齿的快崩裂有密切关系.

2 电阻性内扭曲模的参数区域

理想磁流体内扭曲模的色散关系为

$$[\omega(\omega - \omega_{*i})]^{1/2} = i\gamma_1, \quad (1)$$

$$\omega_{*i} = -\frac{c}{ZeBnr_1} \left(\frac{dP_i}{dr} \right)_{r_1}, \quad (2)$$

$$\gamma_1 = \left(\frac{3\pi}{2} \right) \omega_A (r_1/R)^2 [\beta_p^2 - 13/144], \quad (3)$$

$$\beta_p = - \left(\frac{8\pi P_0}{B_0^2(r_1)} \right) \int_0^1 dx x^2 \frac{d(P/P_0)}{dx}. \quad (4)$$

上述方程是在 $q=1$ 面内部的电流剖面及安全因子 q 剖面都具有抛物型分布的假定下得到的,即

$$q(r) = q_0 + (1 - q_0)(r/r_1)^2 \quad r < r_1. \quad (5)$$

为了得到物理上有意义的结果,方程(1)的解必须满足约束条件 $\text{Im}\{[\omega(\omega - \omega_{*i})]^{1/2}\} > 0$.这意味着理想内扭曲模只能在下述条件下才能出现:

$$\beta_p > \sqrt{13/144} \approx 0.3. \quad (6)$$

由于离子漂移频率的稳定作用,临界极向比压为

$$\beta_p > \beta_{pc} = \left[13/144 + (1/3\pi) \left(\frac{R}{r_1} \right)^2 \left(\frac{\omega_{*i}}{\omega_A} \right) \right]^{1/2}. \quad (7)$$

现在假定 $q=1$ 面内部的等离子体比压剖面也具有抛物分布

$$P(r) = P_0(1 - \alpha_p r^2/r_1^2), \quad (8)$$

即可得出真实的极向比压值 $\beta_p(0) = 8\pi P(0)/B_0^2(r_1)$ 与 β_p 的关系,即 $\beta_p = \alpha_p \beta_p/4$.令 $\alpha_p = 0.3$,则 $\beta_p > 0.3$,要求 $\beta_p > 4$.实际上,对现有的大多数托卡马克装置而言,已达到的极向比压值还处在 $\beta_p < 1$ 的范围.亦即在这些装置中,理想内扭曲模是稳定的.因此,对大多数托卡马克装置而言,与锯齿振荡对应的不稳定性是电阻性内扭曲模.

3 电阻性磁流体内扭曲模^[1-3]

电阻性磁流体内扭曲模的色散关系已在文献[1-3]中给出,这里为了强调磁剪切量的作用,将它们改写成如下形式:

$$F(\Lambda)[\omega(\omega - \omega_{*i})]^{1/2} = i\gamma_1, \quad (9)$$

$$F(\Lambda) = \frac{8}{\Lambda^{9/4}} \frac{\Gamma[(\Lambda^{3/2} + 5)/4]}{\Gamma[(\Lambda^{3/2} - 1)/4]}, \quad (10)$$

$$\Lambda = \frac{[-i\omega(\omega - \omega_{*i})(\omega - \omega_{*e})]^{1/3}}{\gamma_R s_0^{2/3}}, \quad (11)$$

$$\hat{\omega}_{*e} = \frac{c}{eBnr_1} \left(\frac{dP_e}{dr} \right)_{r_1} + 0.71 \frac{c}{eBr_1} \left(\frac{dT_e}{dr} \right)_{r_1}, \quad (12)$$

$$\gamma_R = \omega_A^{2/3} \tau_R^{1/3},$$

$$\omega_A = \frac{B}{\sqrt{12\pi\rho R}}, \quad (13)$$

$$\tau_R = (4\pi r_1^2 \eta c^2),$$

$$s_0 = r_1 (dq/dr)_{r_1}, \quad (14)$$

式中 η 为等离子体电阻率. 上述方程描述的本征模的特性已在文献[3]中作了详细讨论, 这里我们仅指出一些与电阻性内扭曲模有关的特性. 在接近临界稳定条件下, 可以求得其微扰解

$$\omega_r = \gamma_1^2 / \omega_{*i}, \quad (15)$$

$$\gamma = \frac{5}{2} \frac{\gamma_R^3 s_0^2}{\omega_{*i} |\hat{\omega}_{*e}|}. \quad (16)$$

由这些结果可知, 不稳定模开始在离子反磁漂移方向转动, 而增长率则与磁剪切量的平方成正比. 根据上述关于 $P(r)$, $q(r)$, $J(r)$ 的假定, 有 $s_0 = 2(1 - q_0)$, 于是我们知道, 当 q_0 值刚刚下降到 1 以下时, s_0 非常小, 不稳定性非常弱. 这表明这类不稳定性很易被某些物理过程所稳定化. (例如, 离子粘滞性效应, 对此我们将另文讨论.)

电阻性内扭曲模的频率与增长率的数值结果见图1和图2. 必须指出下面几点: 首

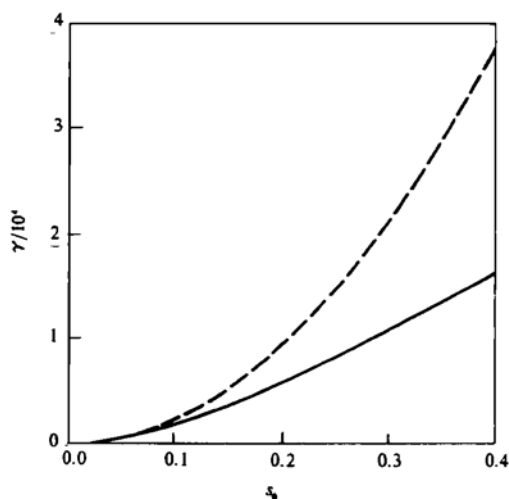


图1 电阻性内扭曲模的增长率随 s_0 的变化 虚线为 (16)式所给的近似值; 有关参数为 $\omega_{*i} = 3.48 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, $\hat{\omega}_{*e} = -1.07 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$, $\omega_A = 6.5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_1 = -6.4 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_R = 7.1 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$

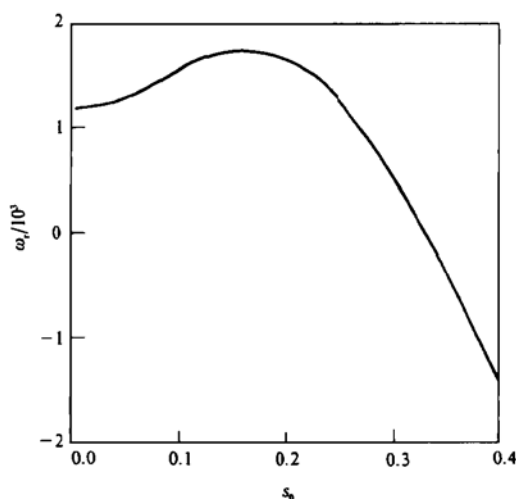


图2 模的频率随 s_0 的变化

先, 模的频率当 s_0 增大时将改变符号; 其次, 模的增长率比用微扰法计算得到的值要小.

这些对于我们感兴趣的离子粘滞性或其它稳定作用都是重要的. 本文主要讨论有限离子 larmor 半径效应对模的奇异层物理的影响.

4 离子动力参数区中电阻性内扭曲模的色散关系^[5,6]

模的奇异层的特征厚度为^[1]

$$\left(\frac{\delta}{r_1}\right) = \left(\frac{\omega\omega_{*i}}{\tau_R\omega_A^2|\omega_{*e}|s_0^2}\right)^{1/4}, \quad (17)$$

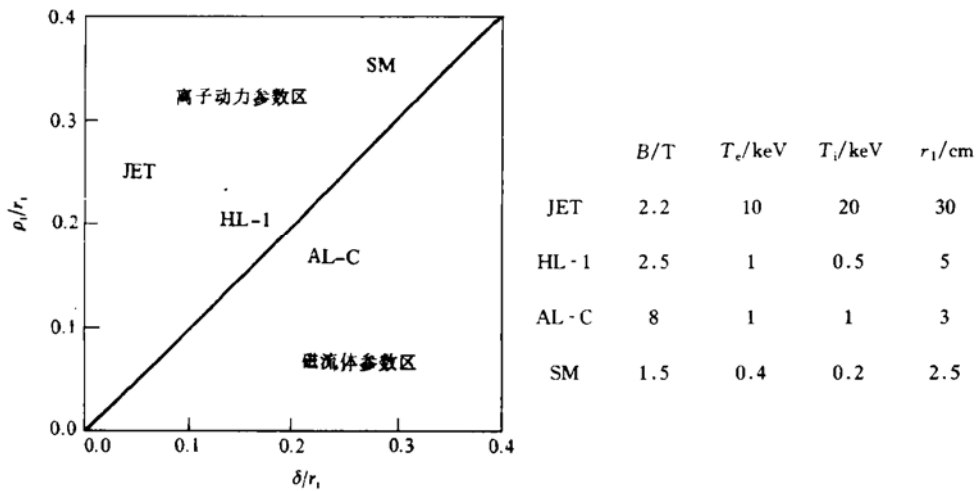


图3 不同装置中内扭曲模的参数区域 SM表示小托卡马克

利用方程(13)和(14)中的结果, 上式可写为

$$\left(\frac{\delta}{r_1}\right) = (|\omega_{*e}| \tau_R)^{-1/2}. \quad (18)$$

离子动力参数区由下面的不等式定义:

$$\rho_i > \delta. \quad (19)$$

对不同的托卡马克, 这一判据得到图3所示的结果.

现在把离子动力参数区中的内扭曲模的色散关系写成下面形式, 它是文献[5, 6]中的结果的重新安排:

$$G(\nu, \omega)[\omega(\omega - \omega_{*i})]^{1/2} = i\gamma_I, \quad (20)$$

$$G(\nu, \omega) = \frac{F(\nu)N(\nu)(-ic_m\omega/\omega_{*i})^\nu - F(-\nu)}{N(\nu)(-ic_m\omega/\omega_{*i})^\nu - 1}, \quad (21)$$

$$F(\nu) = \frac{8}{(\nu^2 - (1/4))^{3/2}} \frac{\Gamma^2(5/4 + \nu/2)}{\Gamma^2(-1/4 + \nu/2)}, \quad (22)$$

$$N(\nu) = \left(\frac{4}{\nu^2 - 1/4}\right)^\nu \frac{\Gamma^2(\nu)\Gamma^2(5/4 - \nu/2)}{\Gamma^2(-\nu)\Gamma^2(5/4 + \nu/2)}, \quad (23)$$

$$c_m = (1 + \tau)(\rho_i/r_1)^2 S_m(\omega_{*i}/\omega_A),$$

$$\nu^2 = 1/4 - \frac{(\omega - \omega_{*i})(\omega - \bar{\omega}_{*e})}{(1 + \tau)(\rho_i/r_1)^2 \omega_A^2 s_0^2}, \quad (24)$$

$$\tau = T_e/T_i, \quad (25)$$

$$S_m = \omega_A \tau_R,$$

式中 Γ 为复 Gamma 函数.

上述方程的形式非常复杂, 因此文献[5]的作者虽导出了这些关系式, 但他们自己并没有用这些关系式直接进行讨论. 下面我们在用这些关系式进行数值计算以前, 先对几种极限情况进行讨论, 此时上述方程可以大为简化. 首先看到, 电阻率出现在参量 c_m 中. 当 $|c_m| \gg 1$ 时, 得到理想内扭曲模色散关系为

$$F(\nu)[\omega(\omega - \omega_{*i})]^{1/2} = i\gamma_1. \quad (26)$$

一般, 由于函数 $F(\nu)$ 小于 1, 上述理想内扭曲模色散关系表明, 有限离子 Larmor 半径效应使模的增长率增大.

对于电阻性内扭曲模, 我们已经从磁流体参数区的结果知道, 模的频率和增长率都比离子的反磁漂移频率低很多, 因此可以考察下述近似条件:

$$\mu^2 = \frac{(\omega - \omega_{*i})(\omega - \bar{\omega}_{*e})}{(1 + \tau)(\rho_i/r_1)^2 \omega_A^2 s_0^2} \ll 1. \quad (27)$$

我们称其为大 Larmor 半径近似. 在此近似下, 有

$$F(\nu) \rightarrow -i\pi\mu^{1/2}/2, \quad F(-\nu) \rightarrow -2i\mu^{-3/2}/\pi, \quad (28)$$

$$N(\nu) \rightarrow 2i\mu^{-1/2}/\pi,$$

同时, 方程(20)化为

$$-\frac{\pi}{2}(\omega - \omega_{*i})[\omega(\omega - \bar{\omega}_{*e})]^{1/2} + i^{-1/2} \frac{(1 + \tau)(\rho_i/r_1)^2 \omega_A^{7/2} s_0^3}{(\omega - \bar{\omega}_{*e})(\omega - \omega_{*i})^{1/2}}$$

$$= (1 + \tau)^{1/2}(\rho_i/r_1) \omega_A s_0 \gamma_1. \quad (29)$$

这个方程与文献[5]中的方程(28)类似, 如将该文中的函数 I 取为 $\pi/2$, 则两式完全一致. 方程(29)可以描述三种本征模, 即低频电阻性内扭曲模、离子反磁漂移模和电子反磁漂移模. 可以证明, 离子模是稳定的, 电子模可以不稳定, 但近似条件(27)式不能满足. 下面讨论电阻性内扭曲模. 利用微扰方法可以得到

$$\omega_r = \frac{4(1 + \tau)\left(\frac{\rho_i}{r_1}\right)^2 \omega_A^2 s_0^2 \gamma_1}{\omega_{*i}^2 |\bar{\omega}_{*e}| \pi^2} \left[\gamma_1 + \frac{\sqrt{2}(1 + \tau)\left(\frac{\rho_i}{r_1}\right) \omega_A^{5/2} s_0^2}{S_m^{1/2} \omega_{*i}^{1/2} |\bar{\omega}_{*e}|} \right], \quad (30)$$

$$\gamma = \frac{4(1 + \tau)^{3/2}\left(\frac{\rho_i}{r_1}\right)^3 \omega_A^{9/2} s_0^4}{S_m^{1/2} \pi^2 \omega_{*i}^{5/2} |\bar{\omega}_{*e}|} \left[\sqrt{2}\gamma_1 + \frac{(1 + \tau)^{1/2}\left(\frac{\rho_i}{r_1}\right) \omega_A^{5/2} s_0^2}{S_m^{1/2} \omega_{*i}^{1/2} |\bar{\omega}_{*e}|} \right]. \quad (31)$$

引入临界剪切的概念

$$s_{0c} = \left(\frac{2}{1 + \tau} \right)^{1/4} \omega_{*i}^{1/4} |\bar{\omega}_{*e}|^{1/2} S_m^{1/4} \left(\frac{\rho_i}{r_1} \right)^{1/2} \omega_A^{-5/4} \gamma_1^{1/2}. \quad (32)$$

方程(31)化为

$$\frac{\gamma}{\omega_{*i}} = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\omega_A^7}{\omega_{*i}^4 + \omega_{*e}^4} \right) (1 + \tau)^2 S_m^{-1} \left(\frac{\rho_i}{r_l} \right)^4 s_0^4 (s_0^2 - s_{0c}^2). \quad (33)$$

此式的重要性在于它指出电阻性内扭曲模并不是在 q_0 刚刚小于 1 时马上就不稳定的. 它表明, 只是在 $q_0 < q_{0c}$, 此处 $q_{0c} = 1 - s_{0c}/2$ 时, 不稳定性才发生. 另一方面, 当 s_0 很大时, 不稳定性的增长率近似正比于 s_0^6 , 也就是说, 不稳定性几乎是突然发生的. 下面的数值计算结果证实上述分析.

5 色散关系的数值求解

求解内扭曲模的色散关系式(20)时要十分小心. 方程的复杂性及多模同时存在很容易产生模的过渡. 由于大 Larmor 半径近似在 s_0 大时比较正确, 我们可以用它作初值估计. 图 4 和图 5 为某些算例. 图 6 为 $s_0 < 0.3$ 时模的增长率的放大图. 等离子体参数与图 1

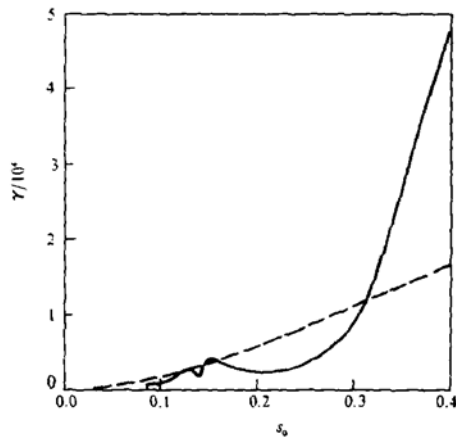


图 4 离子动力参数区电阻性内扭曲模的增长率与 s_0 的关系. 虚线为磁流体参数区的结果; 等离子体参数同图 1 和图 2

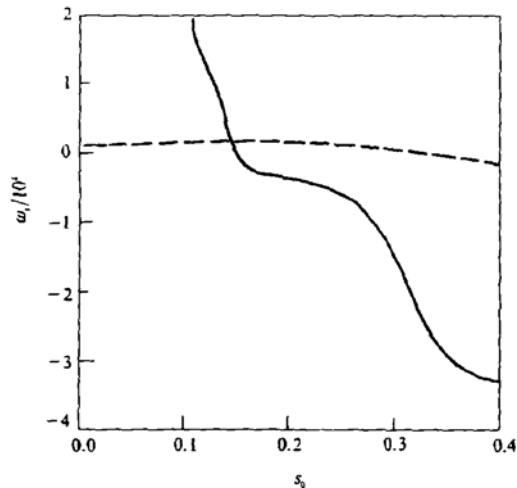
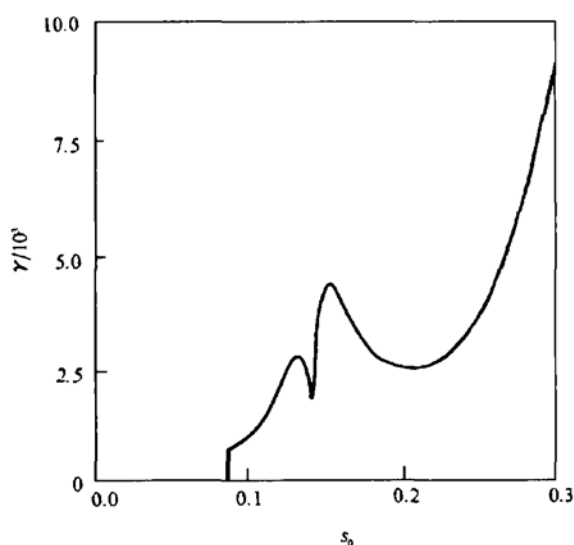


图 5 模的频率与 s_0 的关系

和图 2 相同. 对照两种情况可以发现, 无论是模的频率还是模的增长率均有重大差别. 对于模的频率, 当 s_0 增大时改变符号, 这在定性上与磁流体参数区的情况类似, 但在离子动力参数区中其绝对值却大得多; 对于模的增长率, 当 s_0 大时, 它比磁流体参数区的结果要大好几倍. 取 $s_0 = 0.4$, 得 $\gamma = 4.8 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, 或 $\gamma^{-1} = 21 \mu\text{s}$. 这与 HL-1 装置上观测到的锯齿崩裂时间 ($100-200 \mu\text{s}$) 是一致的. 按该装置的参数, 当 $s_0 > 0.3$ 时模的增长率迅速增大, 这表明锯齿破裂应发生在 $q_0 < 0.8-0.85$ 的条件下. 这一点也可以从 $s_0 < 0.3$ 时非常小的增长率看出来. 在图 6 中可以看到, 存在一个临界剪切值 s_{0c} , 当 $s_0 < s_{0c}$ 时模是稳定的. 同时, 在增长率很小的情况下, 模很易被其它物理效应所稳定. 例如离子黏滞性对电阻性内扭曲模起稳定作用^[1-3], 因此, 真正的临界剪切值将比图 6 中给出的要大.

图6 $s_0 < 0.3$ 区域中模的增长率与 s_0 的关系

小 s_0 条件下还有一个问题需要讨论. 按理 s_0 很小时, 离子动力参数区的结果应回到磁流体参数区的结果. 可是这种情况没有出现, 这是由于动力理论的所谓流体近似并不等于磁流体近似. 不过它们到底是在描述同一物理问题, 两者都得到小的增长率就是问题的本质. 不过离子动力参数区的结果给出了更多的细节, 而且它证明, 存在临界剪切值是合理的.

6 与实验结果的对比

在上述数值计算中, 我们应用了一组等离子体参数, 它与 HL-1 装置上进行固体氢丸补充送气时的等离子体参数一致. 这些基本参数为 $B = 2.3\text{T}$, $R = 1\text{m}$, $r_1 = 5\text{cm}$, $T_e = 1\text{keV}$, $T_i = 0.5\text{keV}$, $n_e = 2 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$. 根据图 4 和图 6 的结果, 临界剪切值约为 0.09, 考虑到 s_0 小时模的增长率很低及存在其它的稳定机制, 可以认为在该实验中 $s_{0c} = 0.3 - 0.35$. 在氢丸注入实验中, 当固体氢丸在等离子体的总体效应是电阻性内扭曲模的增长率的降低或它的完全被抑制, 相应地, 锯齿周期将延长或它的完全被抑制. 这两种情况都在 HL-1 实验中观测到. 相应的实验结果如图 7 和图 8 所示. 图 7 对应于等离子体

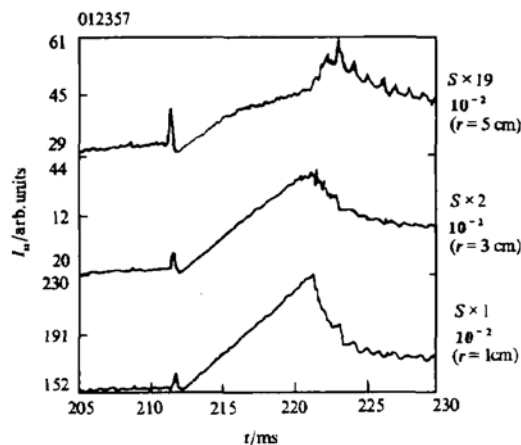


图7 HL-1 装置中氢丸送气实验时观测到的锯齿稳定化. 可以看到, 在氢丸消融后, 出现长约 9—12ms 的无锯齿时期. 等离子体平均密度为 $n_e = 1.8 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$

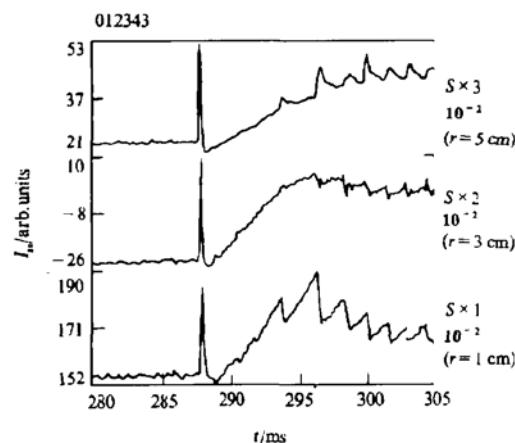


图8 氢丸消融后出现锯齿周期延长的情况. 等离子体的平均密度较高, 为 $n_e = 2.2 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$

密度较低,因而氢丸透入到了等离子体的中心区域,锯齿被完全稳定化;图 8 对应于等离子体密度较高,氢丸没有完全透入到中心区域,观测到的只是锯齿周期的延长.

还有其它一些实验证据可以说明临界剪切值的存在.通过对整个锯齿周期的层析重构,可以直接看到无不稳定性阶段的存在^[7].

7 结 论

离子动力参数区的内扭曲模色散关系包含较多的物理内容.对电阻性内扭曲模而言,模的频率与模的增长率都与磁剪切量有关,意味着在锯齿活性的不同阶段,模的行为不同.在小剪切阶段,亦即在 q_0 值刚刚低于 1 时(等离子体刚刚从上一个锯齿破裂复苏过来时),模仍然是稳定的,或者处于弱不稳定阶段,同时模在离子反磁漂移方向转动;当 s_0 较大时($s_0 > s_{0c}$),模变得愈来愈不稳定,增长率随磁剪切迅速加大,同时模的转动方向变为电子反磁漂移方向.临界剪切值随装置的不同而不同,在典型的托卡马克参数下,大概在 0.1—0.3 范围内.在某些特殊设计的情况下,例如在氢丸注入条件下,这一数值可以更大.

附录 离子黏滞性效应对电阻性磁流体内扭曲模的影响

文献[1,2]已经指出,离子黏滞性对电阻性磁流体内扭曲模起稳定作用.这里重新讨论这个问题来强调某些新观点.电阻性磁流体内扭曲模的本征方程为

$$a(\xi'' - D\xi^{IV}) = x\psi'', \quad (\text{A1})$$

$$\psi = -x\xi + b\psi'', \quad (\text{A2})$$

式中 a, b, D 为常数,其定义为

$$a = -\frac{\omega(\omega - \omega_{*i})}{\omega_A^2 s_0^2}, \quad (\text{A3})$$

$$b = \frac{i\gamma_R^3}{\omega_A^2 s_0^2(\omega - \omega_{*e})}, \quad (\text{A4})$$

$$D = \frac{i\mu}{\omega n M_i r_i^2}, \quad (\text{A5})$$

式中 μ 为离子黏滞率

$$\mu = 0.3nT_i\nu_{ii}/\Omega_{ci}^2. \quad (\text{A6})$$

将方程(A1)和(A2)在 Fourier 表象中写出

$$\frac{d^2\Psi}{dk^2} = [a(1 + Dk^2)(1 + bk^2) - \frac{3b}{(1 + bk^2)^2}] \Psi, \quad (\text{A7})$$

式中

$$\Psi = \frac{k\xi}{(1 + bk^2)^{1/2}}, \quad (\text{A8})$$

边界条件为 $k \rightarrow \infty$ 时, $\Psi \rightarrow 0$, 以及

$$\Psi \rightarrow 1 - \frac{\gamma_i}{\omega_A s_0} k \quad k \rightarrow 0. \quad (\text{A9})$$

如果把 b, D 看作小量,可以对方程(A1), (A2)求微扰解.未扰状态为电阻性内扭曲模.该模的频率已在(13)式中给出.未扰本征函数为

$$\Psi_0 = \exp(-\sqrt{a_0}k), \quad (\text{A10})$$

而扰动本征方程为

$$\frac{d^2 \Psi_1}{dk^2} - a_0 \Psi_1 = [(a_1 - 3b) + a_0(b + D)k^2] \Psi_0. \quad (A11)$$

求解这一方程并把它与相应的边界条件匹配, 就得到扰动本征值

$$a_1 = 2.5b - 0.5D. \quad (A12)$$

由此得到模的增长率为

$$\gamma = \frac{\omega_{Ai}^2 s_0^2}{\omega_{*i}} \left\{ \frac{2.5}{\omega_{*i} \tau_K} - 0.15 \left(\frac{\rho_i}{r_1} \right)^2 \frac{\nu_{ii}}{\omega_{\theta r}} \right\}. \quad (A13)$$

文献[1, 2]中已指出, 离子黏滞性的稳定作用与离子和电子的碰撞频率成正比. 一般它不很大, 不足以完全稳定模. 但是, 由上述方程知, 去稳项与稳定项对等离子体温度有不同的依赖关系, 两者之比与 T_e^{-2} 成正比, 因而对高温等离子体, 离子黏滞性变得重要. 此外, 由于模的频率与磁剪切量有关(见图 2), 当频率很小且为正时, (A13)式等号右端第二项可以很大, 而当模在电子反磁漂移方向转动时, 离子黏滞性起去稳作用, 这实质上说明临界剪切值的存在.

- [1] G. Ara, B. Basu, B. Coppi *et al.*, *Ann. Phys. (N. Y.)*, **112**(1978), 443.
- [2] B. Coppi, S. Migliuolo, F. Porcelli, *Phys. Fluids*, **31**(1988), 1630.
- [3] R. B. White, F. Romanelli, M. N. Bussac, *Phys. Fluids*, **B2**(1990), 745.
- [4] M. N. Bussac, R. Pellat, D. Edery *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 1638.
- [5] F. Pegoraro, F. Porcelli, T. J. Schep, *Phys. Fluids*, **B1**(1989), 364.
- [6] F. Pegoraro, F. Porcelli, T. J. Schep, *Phys. Fluids*, **B3**(1991), 1319.
- [7] SHI Bingren, DONG Jiafu, GUO Gangcheng *et al.*, A Critical Magnetic Shear Theory for Tokamak Resistive Internal Kink Mode and Applications, IAEA TCM: Research Using Small Tokamaks. Madrid, Spain, Sep. (1994).
- [8] 石秉仁、隋国芳, 核聚变与等离子体物理, **14**(3)(1994), 1.
- [9] 郭干城、钟云泽、傅秉忠、董家福, 核聚变与等离子体物理, **14**(3)(1994), 44.

STABILITY ANALYSIS OF TOKAMAK RESISTIVE INTERNAL KINK MODE IN ION KINETIC REGIME

SHI BING-REN SUI GUO-FANG GUO GAN-CHENG

(Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041)

(Received 11 March 1995)

ABSTRACT

In this paper, we use the dispersion relation of Tokamak internal kink mode in ion kinetic regime to analyse the frequency and the growth rate of s_0 , the magnetic shear. We find that there is a critical shear s_{0c} , and the resistive internal kink mode can only be excited when $s_0 > s_{0c}$, i. e., when $q_0 < q_{0c} < 1$. On the other hand, for large s_0 case, the growth rate of the resistive internal kink mode is several times of that obtained from the MHD regime, which is consistent with the fast crash phenomena of sawtooth. Comparison has been made of the results with experiments in the HL-1 device for sawtooth stabilization or its period prolongation in case of hydrogen pellet refueling.

PACC: 5235; 5801; 5797