

高比压环流器等离子体位形的稳定性

石秉仁

(中国西南物理研究所)

1981年12月2日收到

提 要

本文用解析方法表示了高比压环流器的平衡位形,进而计算了局部理想磁流体判据,并着重讨论了低 q 运行的可能性。结果发现存在一大类具有这些特性的环流器平衡位形,有的位形其中心约束区域有很高的稳定性余度。对 $p'(\psi)$ 剖面不同的位形以及不同位移函数的位形的稳定性做比较,发现大的位移及平坦的 $p'(\psi)$ 剖面有更好的稳定性。

一、引 言

环流器(Tokamak)等离子体若能实现高 β (等离子体压强与外加磁场压强之比)运行,对最终实现经济上有利的环流器型反应堆将有重大意义。近年来的研究不仅得到了关于高 β 环流器平衡位形及其稳定性^[1]和高 β 位形可行性^[2]方面的许多理论成果,而且也已经获得一些初步的实验证据:在一些环流器型装置上,同时也在一些多极器(multipole device)装置的特定区域中,宏观稳定的位形其平均 β 值和中心区 β 值均高于早期理论预言的极限值^[3]。

此外,最近一些二维编码平衡位形计算发现,可能得到更高 β 值($\beta \geq 30\%$)的环流器位形^[4]。在一系列性质上(如 q 剖面、极向场 B_p 大小等),这些位形与目前运行中 β 较高的环流器位形有很大差别;至于和七十年代初期广泛研究过的低 β 位形($\beta < 2\%$)比较起来,其差别就更大了。

作者不久前提出了一种简易的分析计算方法,可以很简单地求得高 β 圆截面环流器的平衡位形^[5]。本文将在在此基础上进一步研究这种位形的局部模理想磁流体稳定性。如所周知,局部模判据(Mercier判据)^[6]历来被作为位形研究的必要组成部分,并已对多种位形做了大量的分析。最近发展的关于高 n (环向模数)气球模的理论指明^[7],局部模判据是高 n 气球模的一种极限形式;另一方面,正如文献[8]证明的,局部模稳定条件是除 $m=0$ (m 为极向模数)的模以外其余任何 m, n 模的稳定性必要判据。也就是,它对于非局部模扰动的稳定性质,也具有确切的含义。

由于Mercier判据可以通过平衡量的一系列积分平均值来表示,一般的二维平衡编码通常包括对它的计算(例如关于通量守恒环流器的计算^[1])。但详尽的解析分析则限于低 β 环流器,其中Glasser等人的工作对环向电流分布不加限制^[9],其余许多工作,尤其是早期工作,都限于环向电流准均匀分布情形,得到的知识也比较受限制^[10]。本文用解析方法表示高 β 圆截面环流器位形, Mercier判据中的各量均按 a/R_0 和 Δ/R_0 展开到二级精度,

得到了整个截面上适用的计算公式,从而获得了一些新的结果.

二、关于平衡解的简述

利用文献[5]中提出的方法,可以证明,对圆截面环流器,当磁面的位移与该磁面的平均半径可以比拟时,磁向磁通 $\psi(\rho)$ 满足下述方程:

$$\frac{d^2\psi}{d\rho^2} + A(\rho) \frac{d\psi}{d\rho} = C(\rho), \quad (1)$$

式中 ρ 为磁面平均半径,由下述变换引入:

$$\begin{aligned} R &= R_0 + \Delta(\rho) + \rho \cos \theta, \\ z &= \rho \sin \theta, \end{aligned} \quad (2)$$

$\Delta(\rho)$ 为磁面位移量, (1) 式中函数

$$\begin{aligned} A(\rho) &\equiv \left[\frac{\Delta''}{\Delta'} + \frac{3}{2} \Delta' \Delta'' + \frac{1}{\rho} \left(1 + \frac{3}{4} \Delta'^2 + \frac{3}{4} \Delta'^4 \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{R_0} \left(\frac{1}{\Delta'} - \frac{3}{4} \Delta' + \frac{3}{8} \Delta'^3 \right) \right] / \left(2 - \frac{3}{4} \Delta'^2 \right), \\ C(\rho) &\equiv 8\pi R_0 \rho \left(\frac{1}{\Delta'} - \frac{3}{4} \Delta' + \frac{9}{8} \Delta'^3 - \frac{9}{32} \Delta'^5 \right) p'(\psi) / \left(2 - \frac{3}{4} \Delta'^2 \right), \end{aligned} \quad (3)$$

我们略去了 $\rho^2/R_0^2, \Delta^2/R_0^2, \dots$ 以上的高阶量. 边界条件为

$$\begin{aligned} \psi'(0) &= 0, \quad \psi(a) = 0, \\ \psi(0) &\text{ 正则.} \end{aligned} \quad (4)$$

利用预先给定 $\Delta(\rho)$ 及 $p'(\psi) = f(\rho)$ 的函数形式的方法, 上述方程很容易求解. 然后就可以计算各种平衡特征量. 在下面关于稳定性计算中, $\Delta(\rho)$ 和 $p'(\psi)$ 具体取为

$$\Delta(\rho) = \delta_0 x^2 \left(1 - \frac{2}{3} dx \right) \quad x \equiv \rho/a, \quad (5)$$

其中 $\delta_0 < 0, d > 0$ 为参数. 要使所得位形有意义, δ_0 及 d 的选取要满足一定规则^[5].

$p'(\psi)$ 取为

$$p'(\psi) = \frac{j_0}{cR_0} (\alpha_0 + (1 - x^{\alpha_1})x^{\alpha_2}). \quad (6)$$

不同的 $p'(\psi)$ 函数对平衡性质的影响很大, 一些例子已在文献[5]中做了介绍.

三、局部模稳定性判据的计算

Mercier 判据应用到环流器时有几种差别不大的形式. 本文采用文献[7]中形式: 稳定性条件

$$D_I < 1/4, \quad (7)$$

$$D_I = \frac{p'(\phi)}{\pi I(\phi) q'^2(\phi)} \left\{ 4\pi p'(\phi) \left[\oint \frac{\nu B^2}{B_x^2} d\chi \cdot \oint \frac{J d\chi}{B_x^2} - I(\phi) \left(\oint \frac{\nu d\chi}{B_x^2} \right)^2 \right] \right. \\ \left. + \left[2\pi q'(\phi) I(\phi) \oint \frac{\nu d\chi}{B_x^2} - \oint \frac{\nu B^2}{B_x^2} d\chi \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} \oint J d\chi \right] \right\}. \quad (8)$$

此式在正交系 (ϕ, θ, χ) 中表出, 其中 B_x 为极向磁场,

$$\nu = \frac{IJ}{R^2}, \quad J d\chi = \frac{dl}{B_x}.$$

(8) 式中所涉及的平衡量可以直接用解析展开法计算, 近似到 ε^2 阶 ($\varepsilon = O(a/R_0, \Delta/R_0)$) 的表示式列于附录一中. 将其代入 (8) 式后发现, $4\pi p'(\phi) \oint \frac{\nu B^2}{B_x^2} d\chi \cdot \oint \frac{J d\chi}{B_x^2}$ 项与 $I(\phi) \left(\oint \frac{\nu d\chi}{B_x^2} \right)^2$ 项的零阶和一阶项精确相消, 余下的二阶项代表压强梯度对不稳定性的驱动. $2\pi q'(\phi) I(\phi) \oint \frac{\nu d\chi}{B_x^2}$ 与 $\frac{\partial}{\partial \phi} \oint J d\chi \cdot \oint \frac{\nu B^2}{B_x^2} d\chi$ 间也有部分项互相抵消. 整理后的结果列于附录二, 它们适用于整个等离子体区域.

从位移函数的形式 (5) 式知, 在接近磁轴的中心区域, $\Delta(\rho)$ 很小, 可略去高阶项. 因此, 在磁轴附近局部模判据的形式应与熟知的 Шафранов-Юрченко 判据^[10]以及 Glasser 等人^[9]得到的低 β 情形一致

$$\frac{8\pi q^2}{B_0^2} (q^2 - 1) \frac{dp}{d\rho} - \frac{1}{4} \left(\frac{dq}{d\rho} \right)^2 < 0. \quad (9)$$

具体推导 (附录三) 证实了这一点. 但应指出, 对应于某些参数的平衡解, 实际上仅当 $\rho \cong 0$ 时这一判据才正确. 稍一离开磁轴, 上面的判据就需修正, 通常是向更稳定的方向修正. 但即使由判据 (9) 式, 我们也发现, 对应于我们求出的多种平衡解, 也存在着明显有利于稳定性的条件: 第一, 磁轴处 q_0 比 1 大许多; 第二, 有较大的剪切稳定作用 ($1/4 q'^2(\rho)$ 项很大). 对应于这种参数的平衡解, 等离子体中心约束区有很高的稳定性余度. 这启示我们, 这类高 β 位形可能允许低 q 运行 ($q_{\min} < 1$).

四、计算结果

将判据 (7), (8) 式改为: 稳定条件

$$\tilde{D}_I < 0, \quad (10)$$

$$\tilde{D}_I = D_I q'^2(\rho) - \frac{1}{4} q'^2(\rho). \quad (11)$$

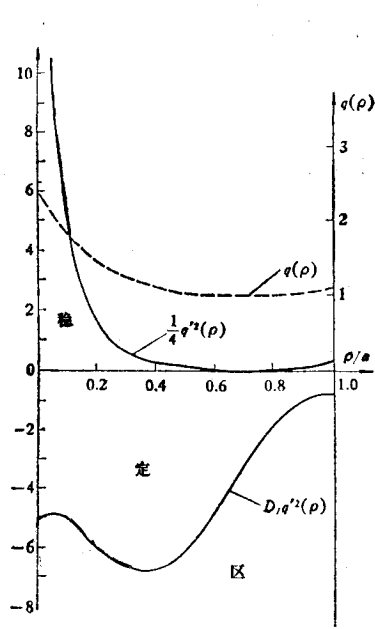
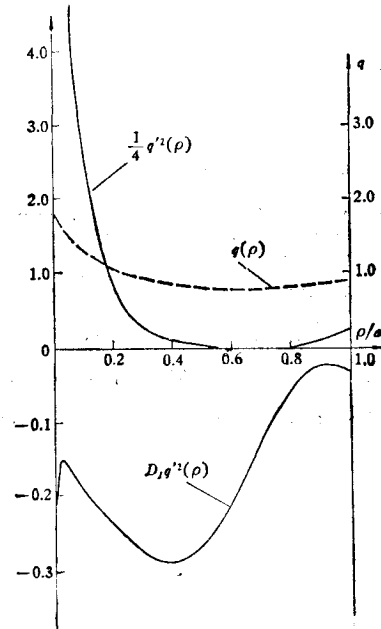
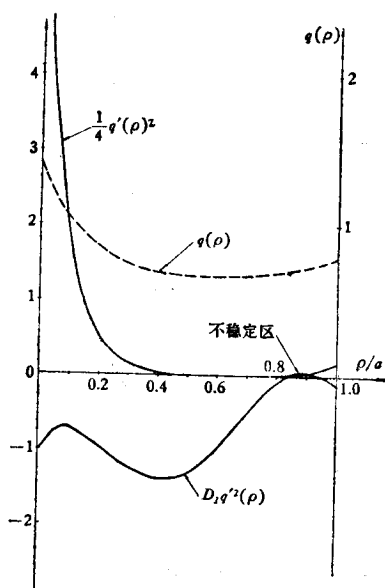
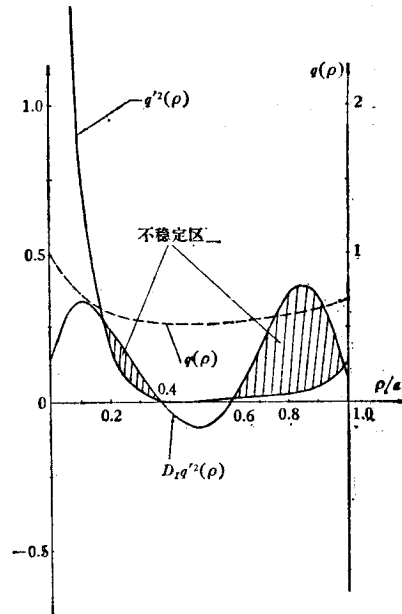
对不同的压强分布、不同的位移函数, 得到了各有特点的一系列结果. 限于篇幅, 列举一些如下:

关于低 q 运行的可能性

在我们的平衡计算程序中, 可以通过指定

$$\text{Min } q(\rho) = q_{\min} \quad (\rho \leq a)$$

来定出外加环向磁场, 从而确定极向电流通量 $I(\phi)$ 以及环向电流 j_θ 等^[5]. $q_{\min}$ 的大小不

(a) $q_{\min} = 1.0$; $\beta = 0.29$ (b) $q_{\min} = 0.776$; $\beta = 0.45$ (c) $q_{\min} = 0.66$; $\beta = 0.57$ 这时开始出现不稳定段(d) $q_{\min} = 0.514$; $\beta = 0.75$, 这时等离子体在边界区深深进入不稳定区。虚线表示的是 $q(\rho)$ 函数图1 稳定区域分布图 平衡参数: $\alpha_0 = 0.2$; $\alpha_1 = 2.0$; $\alpha_2 = 1.0$; $\delta_0 = -0.8$; $d = 0.5$

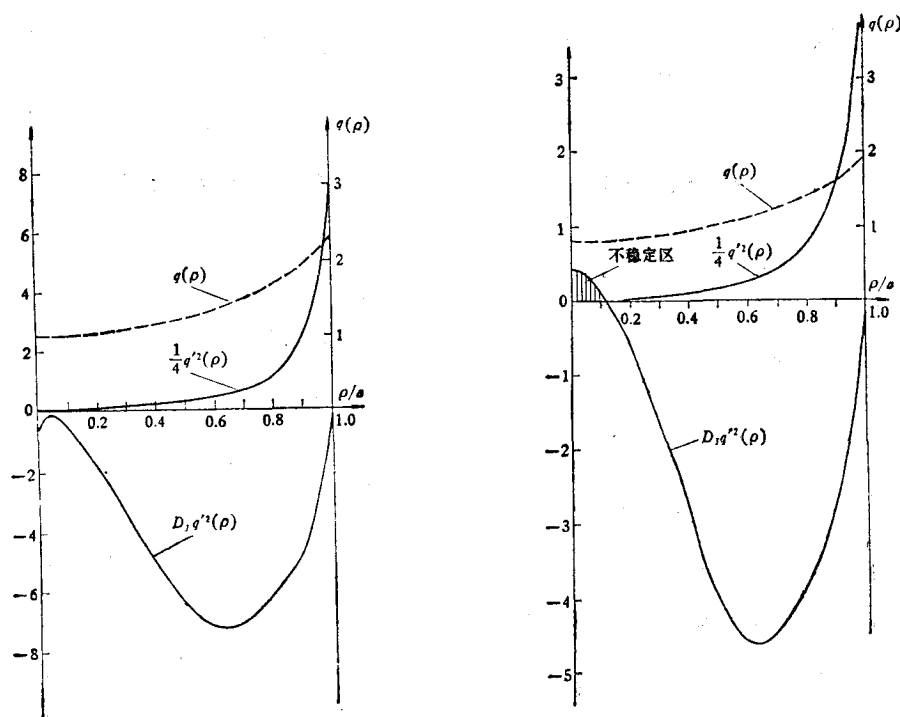
影响磁面形状,压强和 j_θ 剖面也不变,但稳定性质有很大变化,同时 β 值随 q 减小而迅速加大。本文中列出的 β 值由下式定义:

$$\beta = 8\pi \left(2 \int_0^a p^2(\rho) \rho d\rho / a^2 \right)^{1/2} / B_0^2, \quad (12)$$

B_0 为外加环向磁场。

图 1 显示了一组稳定区分布曲线：低于 $1/4q'^2(\rho)$ 以下区域是稳定区。可以看到： $q_{\min} = 1$ 的位形其中心约束区有很大的稳定性余度； $q_{\min} > 0.8$ 时整个等离子体仍处在稳定区域。因此，就局部模稳定条件而言，确实存在低 q 高 β 的稳定位形。鉴于低 q 运行不仅经济上极有利（外加环向场功率可以大大减小），在物理上也有令人感兴趣的特点（例如对主破裂的抑制可能性），因此很值得研究其它方面的物理问题。

图 2 中曲线显示了另一种不能得到 $q_{\min} < 1$ 的稳定位形的类型。对应的压强分布在中心区有较大陡度，其 $q(\rho)$ 分布与目前的环流器及一些 FCT 平衡^[1] 相类似。由图 2 知，当 $q_{\min} < 1$ ，中心区域曲线立即落入不稳定性范围。



(a) $q_{\min} = 1.0$; $\beta = 0.097$

(b) $q_{\min} = 0.8$; $\beta = 0.14$

图 2 稳定区域分布图 平衡参数: $\alpha_0 = \alpha_2 = 0$; $\alpha_1 = 2.0$; $\delta_0 = -0.8$; $d = 0.5$

位移大小的影响

对相同的 $p'(\psi)$ 分布，但 $|\delta_0|$ 加大时 β 加大^[5]。 δ_0 的大小对平衡量的影响也很大。图 3 为 $\delta_0 = -0.4$, $d = 0$ 时的稳定性曲线。由图 3 可知，这时中心区和边缘区都存在大的剪切稳定作用，但中间剪切小的区域却容易进入不稳定区。总的说来， $|\delta_0|$ 小时稳定性余度不如 $|\delta_0|$ 大的情形。

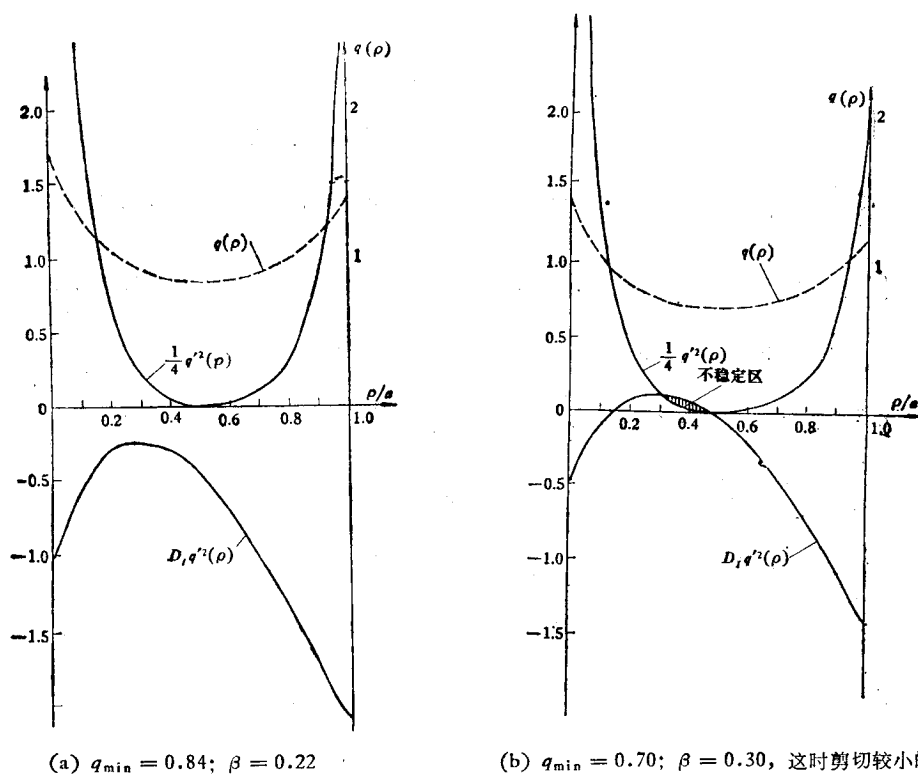


图3 稳定区域分布图 平衡参数: $\alpha_0 = 0.2; \alpha_1 = 2.0; \alpha_2 = 1.0; \delta_0 = -0.4; d = 0$

五、结 论

1. 利用给出位移函数模型分布,通过对 $\varepsilon = a/R_0, \Delta/R_0$ 展开,可以得出广泛类型的高 β 环流器平衡位形,它们具有许多新的、有意义的特性。
2. 分析这些位形的局部模判据,给出了整个等离子体截面上稳定性分布情况,发现一些高 β 位形在中心区有很大的稳定性余地。计算证实,在 $q_{\min} < 1, \beta$ 很大 ($\geq 30\%$) 的情况下,一些位形仍处在稳定区;
3. 不仅平衡位形和 β 值大小,而且稳定性条件都与压强分布关系很大。中心区平坦的分布更有利;此外,稳定性与位移大小有关,位移大的位形倾向于更稳定;
4. 有必要研究更危险扰动的稳定性条件。在理想磁流体范围内,高 n 气球模给出最严格的限制,有关研究正在进行中。

附 录 一

一些平衡磁面量的近似表式

令

$$q_0(\rho) \equiv \frac{I(\rho)\rho}{R_0 |\psi'(\rho)|}, \quad (\text{A.1})$$

则有

$$q(\rho) = q_0(\rho) \left[1 - \frac{1}{R_0} (\Delta + \rho \Delta' / 2) + \frac{1}{R_0^2} (\rho^2 / 2 + \rho \Delta \Delta' + \Delta^2) \right], \quad (\text{A.2})$$

$$\oint J dx = (2\pi R_0^2 q_0(\rho) / I(\rho)) \left[1 + \frac{1}{R_0} (\Delta + \rho \Delta' / 2) \right], \quad (\text{A.3})$$

$$\oint \frac{\nu dx}{B_z^2} = (2\pi R_0^2 q_0^2(\rho) / I^2 \rho^2) \left[1 + \frac{3}{2} \Delta'^2 + \frac{1}{R_0} (\Delta + 3\rho \Delta' / 2 + 3\Delta \Delta'^2 / 2 + 3\rho \Delta'^3 / 8) \right], \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} \oint \frac{J dx}{B_z^2} = & (2\pi R_0^2 q_0^2(\rho) / I^2 \rho^2) \left[1 + 3\Delta'^2 / 2 + \frac{1}{R_0} (3\Delta + 9\Delta \Delta'^2 / 2 + 9\rho \Delta' / 2 + 9\rho \Delta'^3 / 8) \right. \\ & \left. + \frac{1}{R_0^2} (3\rho^2 / 2 + 3\Delta^2 + 9\Delta^2 \Delta'^2 / 2 + 27\rho^2 \Delta'^2 / 8 + 9\rho \Delta \Delta' + 9\rho \Delta \Delta'^3 / 4) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{aligned} \oint \frac{\nu B_z^2}{B_z^2} dx = & 2\pi q(\rho) + (2\pi R_0^2 q_0^2 / \rho^2) \left[1 + 3\Delta'^2 / 2 - \frac{1}{R_0} (\Delta + 3\Delta \Delta'^2 / 2 + 3\rho \Delta' / 2 + 3\rho \Delta'^3 / 8) \right. \\ & \left. + \frac{1}{R_0^2} (\rho^2 / 2 + \Delta^2 + 3\Delta^2 \Delta'^2 / 2 + 9\rho^2 \Delta'^2 / 8 + 3\rho \Delta \Delta' + 3\rho \Delta \Delta'^3 / 4) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\psi} \oint J dx = & -(\pi R_0^2 q_0^2 / I^2 \rho) (3\Delta' + \rho \Delta'') - (2\pi R_0^2 q_0 I'(\psi) / I^2) \\ & \times \left[1 + \frac{1}{R_0} (\Delta + \rho \Delta' / 2) \right] - (2\pi R_0^2 q_0 / I^2 \rho) q_0'(\rho) \left[1 + \frac{1}{R_0} (\Delta + \rho \Delta' / 2) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned} q'(\psi) = & -(R_0 q_0 q_0'(\rho) / I \rho) \left[1 - \frac{1}{R_0} (\Delta + \rho \Delta' / 2) + \frac{1}{R_0^2} (\rho^2 / 2 + \rho \Delta \Delta' + \Delta^2) \right] \\ & + (q_0^2 / 2I \rho) (3\Delta' + \rho \Delta'') - q_0^2 / IR_0. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

附 录 二

局部模判据的近似形式.

将附录一中各量代入正文中(8)式,发现右方第一个方括弧中的量其零阶和一阶完全相消,余下二阶量经整理化为

$$\begin{aligned} U_1 = & 4\pi p'(\psi) \left(\oint \frac{\nu B_z^2}{B_z^2} dx \cdot \oint \frac{J dx}{B_z^2} - I(\psi) \left(\oint \frac{\nu dx}{B_z^2} \right)^2 \right) \\ = & (16\pi^3 p'(\psi) R_0^2 q_0^2(\rho) / I^2 \rho^2) [q_0^2(\rho) (2 - 3\Delta'^2 / 2 + 9\Delta'^4 / 4 - 9\Delta'^6 / 16) + 1 + 3\Delta'^2 / 2], \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

这一项代表压强梯度引起的解稳作用.

(8)式中余下的两项可化为

$$\begin{aligned} U_2 = & 2\pi q'(\psi) I(\psi) \oint \frac{\nu dx}{B_z^2} - \frac{d}{d\psi} \oint J dx \cdot \oint \frac{\nu B_z^2}{B_z^2} dx \\ = & -(4\pi^2 R_0^2 q_0^2 / I^2 \rho^2) \left[(1 + 3\Delta'^2 / 2) d \ln I / d \ln \rho + \frac{1}{R_0} [-(1 + 3\Delta'^2 / 2) (3\rho \Delta' + \rho^2 \Delta'') \right. \\ & + (\rho \Delta' - 3\rho \Delta'^3 / 8) d \ln(q_0^2 / I) / d \ln \rho] + \frac{1}{R_0^2} [(1 + 3\Delta'^2 / 2) \\ & \cdot (\rho^2 + 3\rho \Delta \Delta' + \rho^2 \Delta'^2 + \rho^2 \Delta \Delta'') + (1 + 3\Delta'^2 / 2) (\rho^2 / 2 + \rho \Delta \Delta' + \Delta^2) d \ln I / d \ln \rho \\ & \left. + (\rho^2 + \Delta^2 + 3\Delta^2 \Delta'^2 / 2 + 3\rho^2 \Delta'^2 / 8 - 15\rho \Delta \Delta'^3 / 8 + 3\rho^2 \Delta'^4 / 16) d \ln(q_0 / I) / d \ln \rho] \right], \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$D_1 = \frac{p(\psi)}{\pi I(\psi) q'^2(\psi)} (U_1 + U_2). \quad (\text{A.11})$$

以上表式适用于整个等离子体区域.

附 录 三

磁轴附近的局部模判据

在非常靠近磁轴时,位移很小,可以将 Δ 及 Δ' 的高阶项略去,这时

$$U_1 \cong (16\pi^3 R_0^3 p'(\psi)/I^3 p^2) q_0^2 (2q_0^2 + 1), \quad (\text{A.12})$$

$$U_2 \cong -(4\pi^2 R_0^3 q_0^2 / I^2 \rho^4) \left[d \ln I / d \ln \rho - \frac{1}{R_0} (3\rho \Delta' + \rho^2 \Delta'') + \rho^2 / R_0^2 \right]. \quad (\text{A.13})$$

将

$$\frac{d \ln I}{d \ln \rho} = -\frac{\rho^2}{2R_0 I q_0} \frac{dI^2}{d\psi},$$

$$\Delta = \delta_0 \rho^2 / a^2$$

代入(A.13)式利用近磁轴区平衡解的近似表示式(见附录四),可得

$$\frac{dI^2}{d\psi} = -8\pi R_0^3 p'(\psi) + 4I / q_0 R_0,$$

$$\delta_0 = -\frac{a^2}{8R_0} - \pi R_0^3 a^2 q_0 p'(\psi) / I.$$

于是有

$$\frac{d \ln I}{d \ln \rho} = 4\pi R_0 \rho^2 p'(\psi) / I q_0 - 2\rho^2 / q_0^2 R_0 \quad (\text{A.14})$$

及

$$\frac{1}{R_0} (3\rho \Delta' + \rho^2 \Delta'') = \frac{8\delta_0 \rho^2}{R_0 a^2} = -8\pi R_0 \rho^2 q_0 p'(\psi) / I - \rho^2 / R_0^2, \quad (\text{A.15})$$

代入(A.13)式得

$$U_2 = -(16\pi^3 p'(\psi) R_0^3 / I^3 \rho^4) q_0^2 (2q_0^2 + 1) + (8\pi^2 R_0^3 q_0^2 / I^2 \rho^2) (1/q_0^2 - 1). \quad (\text{A.16})$$

(A.16)式右方第一部分与 U_1 精确相消,最后,局部模判据

$$D_I - 1/4 < 0$$

化为

$$\frac{8\pi q_0^4}{B_0^2 \rho} \frac{dp}{d\rho} (1 - 1/q_0^2) - \frac{1}{4} q_0'^2(\rho) < 0. \quad (\text{A.17})$$

此式最早为 Шафранов 等人^[10]导出, Glasser^[9]在低 β 极限下得到的结果也与此相同。不过,它实际上仅适用于非常接近磁轴处,稍一离开磁轴,一些略去的项(通常起稳定作用)即有大的贡献。

附 录 四

近轴区平衡解近似表示

在磁轴附近,位移及其导数的高阶项可以略去,平衡方程与低 β 展开系列一致^[11]。进一步对 (ρ/a) 展开,容易得到下述近似表示式:

$$\psi'(\rho) \approx s_0 \rho + s_1 \rho^2 + \dots, \quad (\text{A.18})$$

$$s_0 = \pi R_0 a^2 p'(\psi)_0 / \delta_0 (1 + a^2 / 8R_0 \delta_0), \quad (\text{A.19})$$

$$s_1 = \frac{2\pi a j_0}{c \delta_0} [1 + \alpha_0 d(5 - a^2 / 2R_0 \delta_0) / (4 + a^2 / 2R_0 \delta_0)] / (3 + a^2 / 4R_0 \delta_0), \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{dI^2}{d\psi} = -8\pi R_0^3 p'(\psi) - 4s_0 - 6s_1 \rho, \quad (\text{A.21})$$

$$q_0'(\rho) = -s_1 q_0 / s_0, \quad (\text{A.22})$$

$$p(\rho) = p_0 + p'(\psi)_0 s_0 \rho^2 / 2. \quad (\text{A.23})$$

应注意在这些近似式中,参量 δ_0 的绝对值并不一定是小量,因此即使在近轴区,其平衡特性也并不与低 β 平衡解相同。例如,将 s_0, s_1 代入(A.21)式,得

$$\frac{d\Gamma}{d\psi} = -8\pi R_0 p'(\psi)_0 (R_0 + a^2/2\delta_0(1 + a^2/8R_0\delta_0)), \quad (\text{A.24})$$

当 $|\delta_0| > a^2/2R_0$ 时, $d\Gamma/d\psi < 0$, 即等离子体是反磁性的(通常低 β 条件下, 等离子体关于外加环向场是“顺磁”性的), 由 (A.13) 式知, 这种反磁性起稳定作用。

丁厚昌教授仔细阅读本文并提出宝贵意见, 特致谢意。

参 考 文 献

- [1] Y-K. M. Peng and R. A. Dory, *Nucl. Fusion*, **17**(1977), 21; Y-K. M. Peng *et al.*, *Phys. Fluids*, **21**(1978), 467.
- [2] J. T. Hogan, *Nucl. Fusion*, **19**(1979), 753; **20**(1980), 1119; 石秉仁, 物理学报 **30**(1981), 1196.
- [3] 参看 M. S. Rabinovich, *Nucl. Fusion*, **20**(1980), 1617; S. C. Prager *et al.*, *Nucl. Fusion*, **20**(1980), 635; R. W. Schumacher *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 1397; J. H. Halle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 1394.
- [4] A. Sykes, J. A. Wesson and S. J. Cox, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1979), 1029; L. M. Mann, P. C. T. Van der Lann, *Nucl. Fusion*, **19**(1979), 1029.
- [5] 石秉仁, 高比压环流器平衡位形的解析研究, 已投科学通报.
- [6] C. Mercier, *Nucl. Fusion, Supplement*, **2**(1962), 801.
- [7] J. W. Connor, R. J. Hastie and J. B. Talor, *Proc. Roy. Soc. A*, **365**(1979), 1.
- [8] L. E. Zakharov, *Nucl. Fusion, Supplement*, **1**(1979), 689.
- [9] A. H. Glasser, J. M. Greene and J. L. Johnson, *Phys. Fluids*, **19**(1976), 567.
- [10] В. Д. Шафранов и Э. И. Юрченко, *ЖЭТФ*, **53**(1967), 1157.
- [11] 石秉仁, 科学通报, **26**(1981), 144.

STABILITY OF HIGH-BETA TOKAMAK PLASMAS

Shi Bing-ren

(Southwestern Institute of Physics, Leshan, Sichuan, China)

ABSTRACT

By means of expressing the equilibrium configurations of high-beta tokamak plasmas analytically, the ideal MHD local stability criterion is derived with emphasis on the exploration of the possibility of existence of low-q, high-beta tokamaks. Results obtained show that a great variety of equilibria with these figures of merit may exist, some of them having great stability margin in the central region of the confined plasma against the local modes. Comparisons are made of results corresponding to configurations with different $p'(\psi)$ and $\Delta(\rho)$ functions (Δ being the displacement of the magnetic surface) and the tendency is found that the larger the displacement and the flatter the $p'(\psi)$ profile is, the more stable the equilibrium will be.