

三角变形椭圆截面环电流器的 平衡理论和绝热压缩理论

邵 懋 良 马 腾 才

(中国西南物理研究所)

1980年6月24日收到

提 要

本文研究了带有滴形截面的托卡马克磁流体平衡问题,给出了靠外线圈维持这种平衡所需的电流分布和整个自治平衡解.重点研究了对这样的位形进行绝热压缩加热等离子体问题,给出了在压缩过程中整个平衡位形随时间的演化.结果表明具有滴形截面的等离子体平衡位形在绝热压缩过程中是能够由初态连续过渡到终态的.

一、引 言

目前在托卡马克上的二级加热研究中,绝热压缩仍是一个比较有前途的办法.自从这种理论问世以来^[1],这方面的物理研究工作取得了不少引人注目的进展^[2,3].特别是表现出这种方法对减少等离子体与器壁的相互作用有十分显著的效果.但是,由于现有的几个绝热压缩装置上所采用的初态位形都是圆截面的,因而MHD不稳定性较大地限制了欧姆电流密度,使初态的等离子体温度不会太高.这样就直接影响了绝热压缩效率的提高,其原因是绝热压缩的终态温度 T_1 取决于初态温度 T_0 ,它们之间的关系是^[1]

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{a_0^2 R_0}{a_1^2 R_1} \right)^{2/3},$$

其中 a_0 , a_1 和 R_0 , R_1 分别表示初态与终态时等离子体柱的小半径和大半径.显然,在压缩比保持不变的情况下,初态的等离子体温度越高,经过绝热压缩所获得的温度也越高.鉴于这一点,我们认为选用具有滴形截面的载流等离子体环作为绝热压缩的初态要比利用圆截面的有利得多.这是因为通过选取适当的滴形截面,可以在相同的纵向磁场和等离子体的几何参数下,把原来圆截面时的欧姆电流密度极限提高4至5倍以上^[4].因而使用滴形截面的等离子体柱作初态能把温度 T_0 提高几倍、乃至十几倍.在这个基础上再进行绝热压缩就可能达到热核温度.

为了使用滴形截面的等离子体环进行绝热压缩,必须证明在绝热压缩过程中,位形能够连续地过渡,其截面形状维持不变.否则滴形的退化将失去它在绝热压缩过程中的优越性.本文应用文献[2]中的数值方法证明了在绝热压缩过程中滴形截面是可以连续过渡的.

首先选定了一种合适的滴形截面等离子体的平衡位形作为初态, 和维持这种平衡的载流外线圈, 并根据平衡的需要配置了外线圈电流. 其次, 根据给定的初态我们计算了在压缩过程中各磁面特征量随时间的变化规律. 这些规律适用于压缩的全过程. 最后讨论了位移稳定性问题. 全文采用有理化电磁单位制.

二、作为绝热压缩初态的 MHD 平衡位形

处理环电流器这类轴对称环状系统的平衡问题, 采用磁面坐标系 $(r, \theta, \phi)^{[2]}$ 是比较方便的(如图 1). 在轴对称的情况下磁场 $\mathbf{B}$ 可以表示为

$$\mathbf{B} = RB_0[f(r)\nabla\phi \times \nabla r + h(r)\nabla\phi],$$

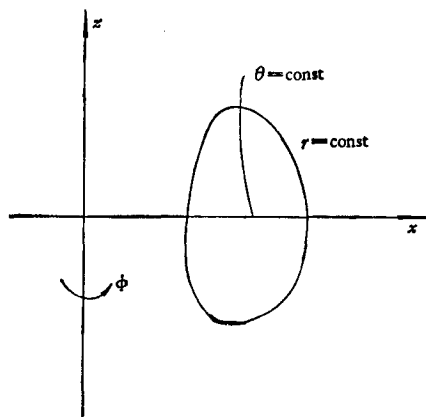


图 1 磁面坐标系 (r, θ, ϕ) 和柱坐标系 (x, z, ϕ)

其中 R 为磁轴的大半径, B_0 是 B 在磁轴上的值, $f(r)$ 和 $h(r)$ 为表征极向场和环向场的两个无量纲函数. 那时平衡方程 $p'(r)\nabla r = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 可有如下形状:

$$\begin{aligned} \frac{p'}{R^2 B_0^2} + \frac{h h'}{x^2} + \frac{f}{J_x} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{f}{J_x} \left(\frac{\partial x}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \theta} \right)^2 \right] \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{f}{J_x} \left(\frac{\partial x}{\partial r} \frac{\partial x}{\partial \theta} + \frac{\partial z}{\partial r} \frac{\partial z}{\partial \theta} \right) \right] \right\} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

原则上给出磁面 $x(r, \theta)$ 和 $z(r, \theta)$ 的具体形状, 就可由(1)式求出相应的平衡解. 在大体态比(即 $r/R \ll 1$)的环电流器装置上都有如下的量级关系:

$$h(r) \approx 1 + \varepsilon^2 H(r); \quad f(r) \sim \varepsilon, \quad p(r) \sim \varepsilon.$$

其中 $\varepsilon \approx a/R \ll 1$ 是小量的符号, ε^n 表示其后的量是 n 级小量. 按照这些量级关系, 我们可以把磁面方程也按小参量 ε 展开. 在二级近似下, 滴型截面的磁面方程可以写成

$$\begin{aligned} x &= R - \varepsilon r \cos \theta + \varepsilon^2 [-\Delta(r) + E(r) \cos \theta + T(r) \cos 2\theta], \\ z &= \varepsilon r \sin \theta + \varepsilon^2 [E(r) \sin \theta + T(r) \sin 2\theta]. \end{aligned} \quad (2)$$

显然, 在 ε 的一级近似下展开式(2)表示一族同心圆环; 在二级小量中 $\Delta(r)$ 代表磁面中心相对磁轴的位移, $E(r)$ 代表磁面的椭圆变形, $T(r)$ 代表磁面的三角变形. 有了磁面方

程(2)就容易计算出环向磁通 $\phi(r)$ 、极向磁通 $\chi(r)$ 、旋转变换 $l(r)$ 、环向电流 $I(r)$ 、极向电流 $K(r)$ 和磁面包围的体积 $v(r)$:

$$\phi(r) = \pi B_0 \varepsilon^2 r^2 \left[1 + \varepsilon^2 \left(\frac{r^2}{4R^2} + \frac{\Delta}{R} + \frac{2}{r^2} \int_0^r r H dr \right) + \dots \right], \quad (3)$$

$$\chi(r) = \frac{1}{2\pi} \mathbf{B} \cdot \nabla \theta d\tau = 2\pi R B_0 \varepsilon^2 \int_0^r f(r) dr, \quad (4)$$

$$I(r) = \frac{2\pi R f}{r} \left[1 - \varepsilon^2 \left(\frac{(r^2 \Delta)'}{2Rr} + \frac{r^2}{2R^2} + H \right) + \dots \right], \quad (5)$$

$$I(r) = 2\pi B_0 \varepsilon^2 r f \left\{ 1 + \varepsilon^2 \left[\frac{r^2}{2R^2} + \frac{\Delta'^2}{2} - \frac{r^3 \left(\frac{\Delta}{2} \right)'}{2R} + \frac{1}{2} \left(\frac{E}{r} \right)^2 + \frac{E'^2}{2} + 2 \left(\frac{T}{r} \right)^2 + \frac{T'^2}{2} \right] + \dots \right\}, \quad (6)$$

$$K(r) = 2\pi R B_0 \varepsilon^2 [H(0) - H(r)], \quad (7)$$

$$v(r) = 2\pi^2 R \varepsilon^2 r^2 \left(1 - \varepsilon^2 \frac{\Delta}{R} + \dots \right), \quad (8)$$

上角标“'”表示对 r 的微商.

将(2)式代入(1)式容易得到等离子体区和真空区域里的平衡解.

在 $r \leq a$ 区

$$H(r) = \frac{-p(r)}{B_0^2} + \int_r^a \frac{f}{r} (rf)' dr, \quad (9)$$

$$\Delta'(r) = \frac{1}{r R f^2} \int_0^r \left(f^2 - \frac{2r p'}{B_0^2} \right) r dr \quad (10)$$

$$\Delta(r) = \frac{1}{R} \int_0^r \frac{dr}{r f^2} \int_0^r \left(f^2 - \frac{2r p'}{B_0^2} \right) r dr. \quad (11)$$

在 $r > a$ 区, 即真空区里

$$f(r) = f_a \frac{a}{r}, \quad (12)$$

$$\Delta(r) = \Delta_a + \frac{(r^2 - a^2)}{4} \left(\frac{2\Delta'_a}{a} - \frac{1}{R} \right) + \frac{r^2}{2R} \ln \frac{r}{a}, \quad (13)$$

式中

$$\Delta'_a = \frac{1}{a R f_a^2} \int_0^a \left(f^2 - \frac{2r p'}{B_0^2} \right) r dr.$$

磁面(2)式的其它几何参数由下式给定:

$$E(r) = \frac{E_a}{4} \left(\frac{r^3}{a^3} + \frac{3a}{r} \right) + \frac{a E'_a}{4} \left(\frac{r^3}{a^3} - \frac{a}{r} \right), \quad (14)$$

$$T(r) = \frac{T_a}{6} \left(\frac{2r^4}{a^4} + \frac{4a^2}{r^2} \right) + \frac{a T'_a}{6} \left(\frac{r^4}{a^4} - \frac{a^2}{r^2} \right). \quad (15)$$

将解出的 f 代入(4)式得到

$$\chi(r) = 2\pi R B_0 \varepsilon^2 \left(\int_0^a f(r) dr + af_a \ln \frac{r}{a} \right). \quad (16)$$

三、维持平衡位形的外加场

为了进行绝热压缩,需要用外线圈代替导体壳. 假定“外线圈”为表面电流,以等离子体表面和外线圈为界,将整个区域分成等离子体区、等离子体与外线圈之间的真空区以及线圈之外的真空区. 相应于各个区域里的极向磁通用 χ_I , χ_{II} 和 χ_{III} 表示. 那时有

$$\chi_I = 2\pi R B_0 \int_0^r f(r) dr. \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \chi_{II} = 2\pi R B_0 \left\{ C^{(2)} + C_0^{(2)} \left(\ln \frac{8R}{r} - 2 \right) - C_0^{(2)} \left(\frac{1}{r} \sum_{m=1} S_m \cos m\theta \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{r}{2R} \cos \theta \right) - C_0^{(2)} \left(\ln \frac{8R}{r} - 2 \right) \times \frac{r}{2R} \cos \theta \right. \\ \left. - \sum_{m=1} (-1)^m C_m^{(3+m)} \left(\frac{2R}{r} \right)^m \cos m\theta \right. \\ \left. + \sum_{m=1} (-1)^m B_m^{(3-m)} \left(\frac{r}{2R} \right)^m \cos m\theta \right\}, \quad (18) \end{aligned}$$

其中 $S_1 \equiv \Delta(r)$, $S_2 \equiv -E(r)$, $S_3 \equiv -T(r)$, $S_m = 0 (m > 3)$. 待定常数 C_n 和 B_n 由下面的边界条件确定:

$$\chi_I|_{r=a} = \chi_{II}|_{r=a}, \quad \frac{\partial \chi_I}{\partial r} \Big|_{r=a} = \frac{\partial \chi_{II}}{\partial r} \Big|_{r=a}, \quad (19)$$

$$C_0^{(2)} = -af(a), \quad (20)$$

$$C^{(2)} = \int_0^a f(r) dr + af(a) \left(\ln \frac{8R}{a} - 2 \right), \quad (21)$$

$$C_1^{(4)} = -\frac{af(a)}{2R} \left(S_{1a} - \frac{aS'_{1a}}{2} + \frac{a^2}{4R} \right), \quad (22)$$

$$B_1^{(2)} = af(a) \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{3}{2} + \frac{RS'_{1a}}{a} \right). \quad (23)$$

对于 $m \geq 2$ 有

$$C_m^{(3+m)} = (-1)^m af(a) \left(\frac{a}{2R} \right)^m \frac{1}{2m} \left[(m+1) \frac{S_{ma}}{a} - S'_{ma} \right], \quad (24)$$

$$B_m^{(3-m)} = -(-1)^m af(a) \left(\frac{2R}{a} \right)^m \frac{1}{2m} \left[(m-1) \frac{S_{ma}}{a} + S'_{ma} \right], \quad (25)$$

其中 $S_{ma} = S_m(a)$, $S'_{ma} = S'_m(a)$. 在以上的推导中我们假定了外线圈电流 $I_\phi(\varphi)$ 不含有均匀电流的分量.

外线圈电流在其内部产生的极向场的水平与垂直分量分别为

$$B_x = -B_0 \sum_{m=1} (-1)^m m B_m^{(3-m)} \frac{r^{m-1}}{(2R)^m} \sin(m-1)\theta, \quad (26)$$

$$B_z = B_0 \sum_{m=1} (-1)^m m B_m^{(3-m)} \frac{r^{m-1}}{(2R)^m} \cos(m-1)\theta. \quad (27)$$

在磁轴 $r = 0$ 处维持平衡的外场只剩下均匀的垂直分量

$$B_{z0} = -\frac{B_0 a}{2R} f(a) \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{3}{2} + \frac{RS'_{1a}}{a} \right). \quad (28)$$

在 B_{z0} 的作用下平衡的等离子体环将扩张, 由此使磁面发生位移.

四、为维持滴形截面所需要的外线圈中电流的分布

在外线圈的外边不太远的区域里, 极通量 χ_{III} 可写成如下形式:

$$\begin{aligned} \frac{\chi_{III}}{2\pi R B_0} = & A^{(2)} + A_0^{(2)}(\xi + 2\ln 2 - 2) + A_0^{(2)}(\xi + 2\ln 2 - 2)e^{-\xi} \cos \varphi \\ & - \sum_{m=1} A_m^{(3+m)} e^{m\xi} \cos m\varphi. \end{aligned} \quad (29)$$

假设外线圈的电流分布在环坐标系 (R_0, ξ, φ) 中的 $\xi = \xi_0$ 环面上, 其电流密度 $\mathbf{i}$ 可展成

$$\mathbf{i} \cdot \mathbf{e}_\varphi = I_\varphi(\varphi) = \sum_{m=1} I_m \cos m\varphi. \quad (30)$$

在 ξ_0 面上的边界条件为

$$\begin{aligned} \chi_{II}|_{\xi=\xi_0} = \chi_{III}|_{\xi=\xi_0}, \\ I_\varphi(\varphi) = \frac{\text{ch}\xi - \cos \varphi}{2\pi R} \left(\frac{\partial \chi_{II}}{\partial \xi} - \frac{\partial \chi_{III}}{\partial \xi} \right) \Big|_{\xi=\xi_0}. \end{aligned} \quad (31)$$

在坐标系 (R_0, ξ, φ) 里 χ_{II} 的表达式为

$$\begin{aligned} \frac{\chi_{II}}{2\pi R B_0} = & C^{(2)} + C_0^{(2)}(\xi + 2\ln 2 - 2) + C_0^{(2)} \left[(\xi + 2\ln 2 - 2)e^{-\xi} \right. \\ & \left. + \frac{\delta}{2R} e^\xi \right] \cos \varphi - \sum_{m=1} C_m^{(3+m)} e^{m\xi} \cos m\varphi \\ & + \sum_{m=1} B_m^{(3-m)} e^{-m\xi} \cos m\varphi, \end{aligned} \quad (32)$$

其中 $\delta = R - R_0$. 利用边界条件, 在所考虑的近似下得到

$$I_\varphi(\varphi) \simeq -m B_0 B_m^{(3-m)} \left(\frac{b}{2R} \right)^{m-1}, \quad (33)$$

其中 b 为外线圈半径. 将(23), (25)式代入(33)式得到

$$I_1 = -B_0 a f(a) \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{3}{2} + \frac{RS'_{1a}}{a} \right), \quad (34)$$

$$I_m = (-1)^m m B_0 a f(a) \left(\frac{2R}{a} \right)^m \frac{1}{2m} \left[(m-1) \frac{S_{ma}}{a} + S'_{ma} \right] \cdot \left(\frac{b}{2R} \right)^{m-1} (m \geq 2). \quad (35)$$

显然, 外电流的偶极分量 I_1 由等离子体的压强与电流的分布确定; 四极分量 I_2 和六极分量 I_3 则由等离子体的边界面的形状给出. 反之, 若预先给定 I_2 和 I_3 , 则由(33)式便能确定等离子体边界面的具体形状.

五、在两种等离子体模型下的平衡解

在电流密度为均匀分布、压强为抛物状分布的情况下,如

$$f(r) = \frac{r}{a} f(a); \quad p(r) = \frac{\beta B_0^2}{2} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right). \quad (36)$$

那时

$$H(r) = f(a)(1 - \beta_\theta) \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right), \quad (37)$$

$$\Delta(r) \equiv S_1(r) = \frac{(1 + 4\beta_\theta)r^2}{8R}, \quad (38)$$

$$E(r) \equiv -S_2(r) = E_a \frac{r}{a}, \quad (39)$$

$$T(r) \equiv -S_3(r) = T_a \left(\frac{r}{a}\right)^2, \quad (40)$$

$$\Delta'(r) = \left(\frac{1}{4} + \beta_\theta\right) \frac{r}{R}, \quad (41)$$

$$E'(r) = \frac{E_a}{a}, \quad (42)$$

$$T'(r) = T_a \frac{2r}{a^2}, \quad (43)$$

$$B_{z0} = -\frac{B_0 a f(a)}{2R} \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{5}{4} + \beta_\theta\right), \quad (44)$$

$$I_1 = -B_0 a f(a) \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{5}{4} + \beta_\theta\right), \quad (45)$$

$$S_{ma} = (-1)^m \frac{1}{m-1} \frac{a}{2R} \frac{I_m}{B_0 f(a)} \left(\frac{a}{b}\right)^{m-1} \quad (m \geq 2). \quad (46)$$

从(46)式明显看出,当外导体离等离子体边界较远时,外电流的高级分量对磁面形状影响很弱.

在 T-3 上的电流和压强的实际分布^[2]

$$\begin{aligned} f(r) &= \frac{r f(a)}{a} \frac{m+2}{m} \left[1 - \frac{2}{m+2} \left(\frac{r}{a}\right)^m\right], \\ p(r) &= \frac{\beta B_0^2}{2} \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^m\right]^{\frac{4}{3}}, \end{aligned} \quad (47)$$

其中 m 等于 3 或 4. 那时有

$$\begin{aligned} H(r) &= f(a) \left[\frac{m+3}{m+1} - \frac{(m+2)^2}{m^2} \left(\frac{r}{a}\right)^2 + \frac{2(m+4)}{m^2} \left(\frac{r}{a}\right)^{m+1} \right. \\ &\quad \left. - \frac{2(m+2)}{m^2(m+1)} \left(\frac{r}{a}\right)^{2m+2} \right] - \frac{m}{4} f(a) \end{aligned}$$

$$\cdot \frac{\Gamma\left(\frac{7}{3} + \frac{2}{m}\right)}{\Gamma\left(\frac{7}{3}\right)\Gamma\left(\frac{2}{m}\right)} \beta_\theta \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^m\right]^{\frac{4}{3}}, \quad (48)$$

$$\Delta'_a = \frac{a}{R} \left[\frac{m^2 + 10m + 20}{4(m+2)(m+4)} + \beta_\theta \right], \quad (49)$$

$$E(r) = -S_2(r) = \alpha r F \left[\nu_1, \nu_2, 1 + \frac{4}{m}, \frac{2}{m+2} \left(\frac{r}{a}\right)^m \right], \quad (50)$$

其中 $\alpha = E(a)/aF \left[\nu_1, \nu_2, 1 + \frac{4}{m}, \frac{2}{m+2} \right]$ 由边界条件 E_a 确定, 参数 ν_1, ν_2 为

$$\nu_1, \nu_2 = \frac{m+2 \pm (m^2 + 2m + 4)^{\frac{1}{2}}}{m}, \quad (51)$$

$$\beta_\theta = \frac{4}{B_0^2 a^2 f^2(a)} \int_0^a r p(r) dr. \quad (52)$$

其余的量只能按相应的公式进行数值计算, 没有解析表达式.

六、绝热压缩过程

我们这样来选取绝热压缩过程的时间 τ_A , 使 $\tau_c < \tau_A < \tau_E$. τ_c 是粒子碰撞时间, τ_E 是能量约束时间. 由于 $\tau_A > \tau_c$, 所以压缩过程是一个准稳过程. 在此过程的每一瞬间, 都是一个平衡态. 整个绝热压缩过程就是由无限多个平衡态的连续过渡构成的. 为了研究各种可能的压缩方式, 引入两个参量 $\tau(t)$ 和 $\sigma(t)$, 用 $\tau(t)$ 描述环场线圈电流随时间的变化

$$R(t)B_0(t) = R(0)B_0(0)\tau^2(t). \quad (53)$$

用 $\sigma(t)$ 描述磁轴大半径的变化

$$R(t) = R(0)\sigma^{-2}(t). \quad (54)$$

显然 $\sigma(0) = \tau(0) = 1$.

根据环向和极向磁通 $\phi(r)$, $\chi(r)$ 守恒, 可分别得到小半径 r 和极向场 f 的时间定标

$$r(t) = r(0)\sigma^{-1}(t)\tau^{-1}(t), \quad (55)$$

$$f[r(t), t] = f[r(0), 0]\sigma(t)\tau^{-1}(t). \quad (56)$$

由于 $\tau_A < \tau_E$, 所以在压缩过程中, 每一个磁面内包含的粒子数可以认为是守恒的. 粒子数的守恒方程为

$$\begin{aligned} M(r, t) &= \int_0^{r(t)} \rho(r, t) \frac{dV(r, t)}{dr} dr = M[r(0), 0] \\ &= \int_0^{r(0)} \rho[r(0), 0] \frac{dV[r(0), 0]}{dr(0)} dr(0). \end{aligned}$$

两边对 $r(0)$ 取导数, 并将(8)式代入, 即得到密度的定标

$$\rho(r, t) = \rho[r(0), 0]\sigma^4(t)\tau^2(t). \quad (57)$$

由于 $\tau_A < \tau_E$, 我们还可以认为在压缩过程中没有能量横越磁面, 状态满足绝热方程

$$p(r, t) \cdot \rho^{-\frac{2}{3}}(r, t) = p[r(0), 0] \cdot \rho^{-\frac{2}{3}}[r(0), 0]. \quad (58)$$

由(57)和(58)式得到压强的时间定标

$$p(r, t) = p[r(0), 0] \sigma^{\frac{20}{3}}(t) \tau^{\frac{10}{3}}(t). \quad (59)$$

由(10)式可得到位移的定标

$$\Delta(r, t) = \frac{\Delta[r(0), 0]}{\tau^2(t)} - \frac{2(\sigma^{\frac{2}{3}}\tau^{\frac{4}{3}} - 1)}{\tau^2 R(0) B_0^2(0)} \int_0^{r(0)} \frac{dr}{r f^2(r, 0)} \cdot \int_0^r r^2 p'(r, 0) dr. \quad (60)$$

对于简化模型, 即电流均匀分布和压强呈抛物分布时, 我们按照以上的定标关系进行了数值计算, 其结果将在下一节讨论.

由于我们用外线圈取代了导体壳, 所以必须满足等离子体环的位置稳定性要求. 根据文献[5], 位置稳定性的条件是

$$\frac{-3b}{2R} I_1 > I_2 > 0. \quad (61)$$

$I_2 > 0$ 是在 z 方向上的稳定条件, 它说明拉长的椭圆是不稳定的; $\frac{-3b}{2R} I_1 > I_2$ 是在 x 方

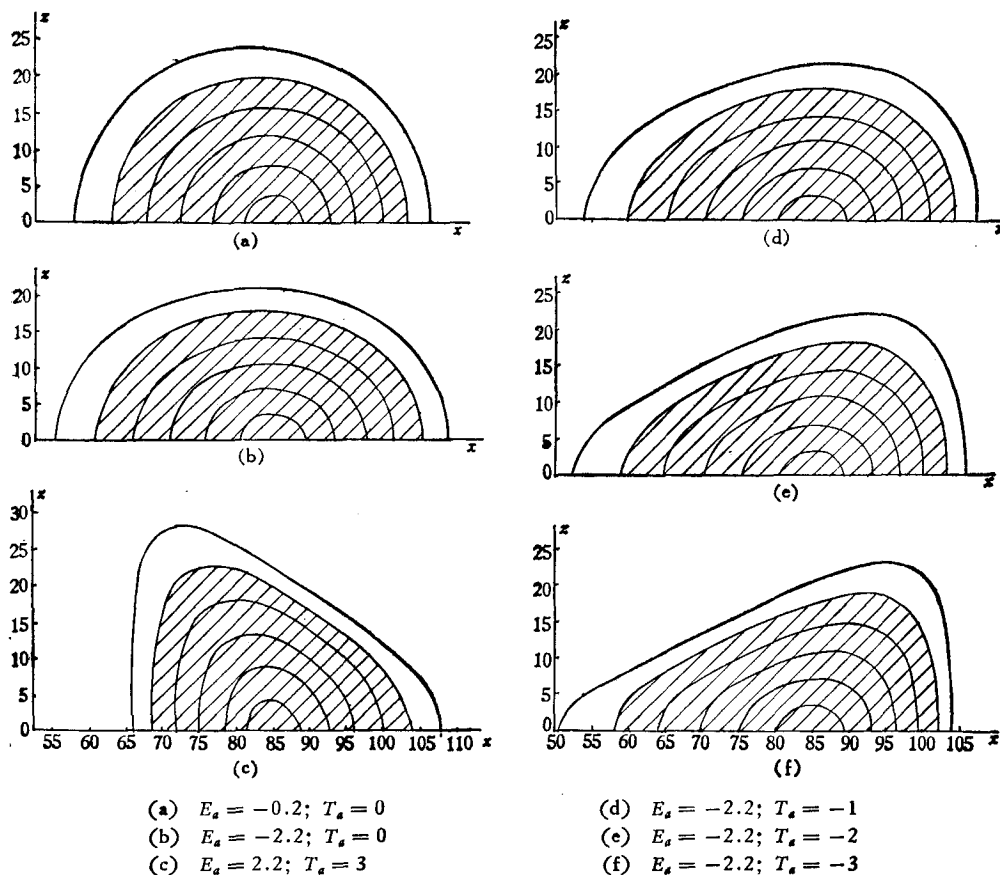


图2 简化分布时的磁面形态 计算所使用的参数: $R = 85$, $a = 20$,
 $f_s = 0.063$, $\beta = 0.56$, $B_0 = 2 \times 10^4$, $b = 45$

向上的稳定条件,它给出了能够允许的椭圆度的上限.显然;在压缩过程中的每一时刻都应该满足条件(61).

七、计算结果及讨论

根据上述理论所进行的数值计算结果分别由图 2 和 3 给出.图 2 给出简化分布时不同参量 E_a 和 T_a 的初态磁面;图 3 给出在图 2(f) 的参数条件下磁面在绝热压缩过程中从初态到终态的变化.磁面是按 $r = 4; 8; 12; 16; 20; 24$ 依次画出的,斜线表示等离子体区域. $t = 0$ 对应初态,而 $t = 5 \times 10^{-3}$ 秒则对应于终态.从图上我们清楚地看到:在绝热压缩过程中具有滴形截面的环状轴对称磁面系统可以连续地由初态过渡到终态,而没有退化到圆截面.这说明可以应用滴形截面的等离子体环作为绝热压缩的初态.在图 3(a) 所给出的压缩过程中,压缩比 $\left(\frac{a_0^2 R_0}{a_1^2 R_1}\right)^{2/3} \approx 3.5$. 在这个相同的压缩比下,显然使用滴形截面的等离子体环进行绝热压缩所能达到的终态温度要比圆截面时的高一个量级.

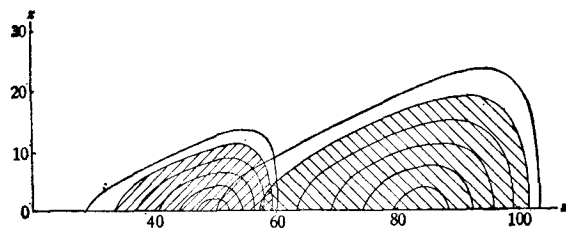


图 3 磁面在绝热压缩过程中的演化

参 考 文 献

- [1] H. P. Furth and S. Yoshikawa, *Phys. Fluids*, **13**(1970), 2593.
- [2] J. M. Green, J. L. Johnson and K. E. Weimer, *Phys. Fluids*, **14**(1971), 671.
- [3] K. Bol, R. A. Ellis, N. Eubank, H. P. Furth, R. A. Jacobsen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **29**(1972), 1499.
- [4] 马腾才、邵懋良, *物理学报*, **26**(1979), 833.
- [5] Akihiko Yoshii, Masahizo Wakatani and Tsuneo Amano, IPPJ-161.

EQUILIBRIUM THEORY AND ADIABATIC COMPRESSION THEORY OF TOKAMAKS WITH AN ELLIPTIC CROSS SECTION WITH SOME TRIANGULAR DEFORMATION

SHAO MAO-LIANG MA TENG-CAI

(Southwestern Institute of Physics, China)

ABSTRACT

MHD equilibria of tokamaks with a droplet-shaped cross section (an elliptic cross section with some triangular deformation) have been dealt with in this paper, all equilibrium solution and the current distribution in external coils required by producing the appropriate configuration are presented. The problem of heating the plasma with such configuration by adiabatic compression is discussed, the variation of all the equilibrium configuration with time during the compression is given. Calculations of the equilibrium configurations and the variations in configuration and in pressure during the adiabatic compression have been carried out for several giving current density profiles, some numerical computations are shown in figures.