

## 托卡马克的快速 Mapping 方法

俞 雪 华<sup>1)</sup>

J. S. DeGrassie

美国通用原子能技术公司

1990 年 5 月 16 日收到

本文介绍一种托卡马克等离子体实验装置的快速 Mapping 方法。它用于揭示由外加线圈产生的径向场与托卡马克磁场共振产生的磁岛和随机场结构。说明了它在 TEXT 上的应用及其结果。

PACC: 5255; 0270

### 一、引 言

在托卡马克实验装置中利用一个外加的径向扰动场与托卡马克本身的磁场共振,产生新的场结构,从而控制等离子体径向粒子流、热流等输运过程,这一设想在文献[1—12]中已提出。TORE SUPRA<sup>[14,15]</sup>和 INTOR<sup>[3,7]</sup>等托卡马克还考虑用此方法控制杂质。这种磁场位形称之为随机磁限制器(ergodic magnetic limiter 缩写为 EML)。

由 EML 线圈电流产生的径向扰动场  $b_r$  是纵场的千分之一数量级。它与托卡马克场相迭加,可使非共振磁面产生波纹,共振磁面产生磁岛链。当 EML 足够强时,相邻岛链互相迭加(overlap),形成随机场结构。理论已经预言<sup>[16,17]</sup> EML 将引起电子热输运的增加,边界层将被冷却,而内部等离子体约束不受影响。可以设想在实验上通过调整这种磁结构或等离子体电流分布,来调整热流通量,改善等离子体的约束及器壁负载。在 EML 作用下,等离子体向外流出的热量将会比较均匀地分布在磁约束装置的器壁上,这个器壁大于寻常的物质限制器,这就减少热流通量密度,避免局部过热,在聚变反应堆的设计上有重要意义。

在实验上,许多装置对 EML 结构本身及其对等离子体行为的影响进行了大量的研究,并已发表它们的初步结果。如在 CSTN-II<sup>[18]</sup>上,用的是  $m = 10$ ,  $n = 1$  或  $n = 2$  的 EML 体系( $m$  和  $n$  分别为极向扰动和环向扰动模数),已用探针证实其磁结构的存在。TEXTOR<sup>[19,20]</sup>使用了在环向和极向都是局域的 EML 线圈体系。从等离子体的  $H_\alpha$  辐射和杂质辐射,可以认为等离子体边界是存在磁岛,并观察到其中心部分的约束得到改善。在 TORIUT-4M<sup>[21]</sup>的 EML 体系,用的是外加  $m = 3$ ,  $n = 1$  螺旋绕组,研究了  $m = 2$ ,  $n = 1$  的岛。磁探针测出电流通道的收缩。

1) 现在地址:北京市中关村 824 楼 301 号。

先前在 TEXT<sup>[22-26]</sup> 上的实验也已表明 EML 对等离子体行为存在诸多影响。如从切向观察极向限制器的  $H_\alpha$  光, 可以看到在扰动场的影响下所产生的条带状图象。极向限制器的红外照相指出热流通道与沿力线的流一致。实验还指出在  $r = 0.92a_p$  处等离子体温度下降 30%。

为解释 EML 作用下各种物理现象及预言进一步的探测, 确定力线的结构显得十分重要。环向 Biot-Savart 全力线跟踪方法, 要化费很长的计算机时间, 且使各种物理特征量的作用不那么明确。Martin-Taylor<sup>[27]</sup> 提出了单一扰动模式场在直柱近似下 Mapping 的理论方法。我们采用他们将扰动场及托卡马克场分区域作用的理论构想, 考虑到环效应及多重线圈产生 EML 的实际实验情况, 发展了一个新的 Mapping 方法。它明确表达托卡马克等离子体各种物理特征量对磁结构的影响, 比如环效应、迴转变换、Shafranov 位移、等离子体中心位移、等离子体电感、 $\beta$  值等的影响以及 EML 扰动电流强度  $I_h$  的影响。由于它比 Biot-Savart 方法计算速度至少提高一个数量级, 因而成为指导和解释有关实验的强有力手段。本文介绍这种对各种托卡马克普遍适用的 Mapping 方法, 并具体介绍它在 TEXT 的 EML 体系下的应用及结果。实验结果与其预期的磁结构符合得很好。为此方法所编的程序可以很方便地推广应用, 因而成为设计 TEXT 新 EML 体系及计算该装置上其它扰动源影响的方便工具<sup>1), [13]</sup>。还将此法用到 JIPP, TORE SUPRA 和 TEXTOR 等装置的 EML 计算上<sup>2)</sup>。

## 二、Mapping 方法

Martin-Taylor 的理论中, 一个重要设想是力线沿环向行走的轨道可分为扰动和未扰动两个区域。若 EML 线圈只分布在环向局域小区域, 其产生的径向扰动场也仅分布在线圈附近的较窄的环向区域内。这样力线沿环向行走的大部分区域内, 仍是按托卡马克未扰动的方式进行。由于扰动是集中在一个小区域内, 且其数值较小, 因而可将这种扰动等价于一个在线圈环向宽度一半处位置上的垂直环向平面上的跳跃。其大小等于力线经过一个 EML 线圈的位移积分值。称未扰区为“twist”区, 而扰动区为“kick”区。新的 Mapping 方法, 就是沿 twist 区和 kick 区交替积分力线方程。具体地讲, 在 EML 线圈之间, 积分托卡马克未扰力线方程, 在线圈中平面位置上, 力线受 kick 作用, 发生径向和极向跳跃。

为推导及求解力线方程, 采用如图 1 的通常空间和磁面坐标系, 并用下列惯用字母代表各有关物理量:  $R_T$  为托卡马克大半径;  $x_p, y_p$  为等离子体柱中心在  $x$  方向和  $y$  方向的位移;  $r_L$  为极向环形限制器半径;  $a_p = r_L - (x_p^2 + y_p^2)^{1/2}$  为等离子体柱最外磁面的半径;  $\Lambda = \beta_p + I_i/2$ ,  $\beta_p$  为极向  $\beta$  值,  $I_i$  为等离子体内感;  $D_0$  为磁轴相对于等离子体中心的位移,  $D_0 = \frac{a_p}{2} (R_T + x_p)(\Lambda + 0.5)$  为 Shafranov 位移公式;  $r$  为磁面半径;  $x, y$  为以真空室小截面为中心的坐标,  $x = x_p + D + r \cos \theta$ ,  $y = y_p + r \sin \theta$ ;  $\theta$  为磁面极向

1), 2) X. H. Yu, Private Communication, (1987).

角;  $\varphi$  为磁面环向角;  $D$  为半径为  $r$  的磁面中心相对于等离子体中心的位移;  $\varepsilon = \frac{r}{(R_T + x_p + D)}$ ;  $G = -\frac{\partial D}{\partial r}$ .

首先计算托卡马克力线方程, 即 twist 区的方程. 环向场  $B_\varphi$  为

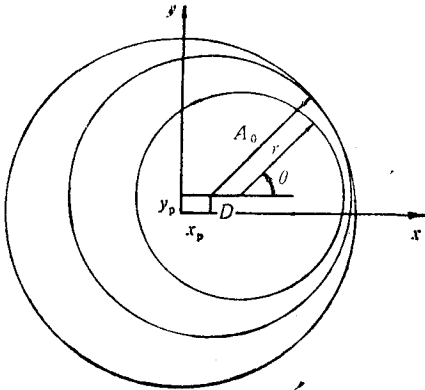


图1 托卡马克磁面坐标系和空间坐标系

$$B_\varphi = \frac{B_{\varphi_0} R_T}{(R_T + x_p + D + r \cos \theta)} = \frac{B_{\varphi_0} R_T}{(R_T + x_p + D)(1 + \varepsilon \cos \theta)}, \quad (1)$$

其中  $B_{\varphi_0}$  为托卡马克  $\theta = 90^\circ$  上的场. 由于  $\nabla \cdot B_\varphi = 0$ , 因此  $\nabla \cdot B_\theta = 0$ , 在图1所示的磁面结构下,  $B_\theta$  满足

$$B_\theta (R_T + x_p + D + r \cos \theta) \cdot \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial r}\right)^2} = \text{const.}$$

展开并保留  $\varepsilon$  和  $\varepsilon_1$  的二次项

$$B_\theta = \frac{B_{\theta_0}}{(1 + \varepsilon \cos \theta) \left(1 + \frac{\varepsilon_1^2}{2} - \varepsilon_1 \cos \theta - \frac{1}{4} \varepsilon_1^2 \cos^2 \theta\right)},$$

其中  $B_{\theta_0}$  为与  $\theta$  无关的常数, 它是在  $\theta = 90^\circ$  时的极向场乘以  $(1 + \varepsilon_1^2/2)$ .

设磁面  $r$  内总等离子体电流为  $I_p$ , 由安培环路定律

$$\oint B_\theta d\theta = \frac{0.4\pi}{r} I_p,$$

即可求得

$$B_{\theta_0} = \frac{0.2 I_p}{r} F_1(\varepsilon, \varepsilon_1). \quad (2)$$

这里  $F_1(\varepsilon, \varepsilon_1) = 1 - \frac{\varepsilon_1^2}{2} + \frac{\varepsilon^4 + \varepsilon_1^3 \left(\frac{3}{2} \varepsilon - \frac{5}{16} \varepsilon_1\right)}{2 \left(\varepsilon^2 + \varepsilon \varepsilon_1 - \frac{\varepsilon_1^2}{4}\right)}$ , 则托卡马克未扰动力线方程为

$$\frac{d\theta}{d\varphi} = \frac{B_{\theta_0}}{B_{\varphi_0}} \frac{1}{R_T r} \frac{(R_T + x_p + D)^2 (1 + \varepsilon \cos \theta)}{\left(1 + \frac{\varepsilon_1^2}{2} - \varepsilon_1 \cos \theta - \frac{\varepsilon_1^2}{4} \cos^2 \theta\right)}. \quad (3)$$

(3)式可写为

$$\frac{1 + \frac{\varepsilon_1^2}{2} - \varepsilon_1 \cos \theta - \frac{1}{4} \varepsilon_1^2 \cos^2 \theta}{1 + \varepsilon \cos \theta} d\theta = \frac{(R_T + x_p + D)^2 B_{\theta_0}}{R_T B_{\varphi_0} r} d\varphi = \kappa d\alpha. \quad (4)$$

利用关系式

$$\int \frac{d\theta}{1 + \varepsilon \cos \theta} = \frac{2}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \arctan \left( \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{1 + \varepsilon} \tan \frac{\theta}{2} \right), \quad (5)$$

积分(4)式, 则有

$$-\frac{1}{4} \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon} \sin \theta + \left( \frac{\varepsilon_1^2}{4\varepsilon^2} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \right) \theta + 2 \left( 1 + \frac{\varepsilon_1^2}{2} + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} - \frac{\varepsilon_1^2}{4\varepsilon^2} \right) \arctan \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{1 + \varepsilon} \tan \frac{\theta}{2} \Big|_{\theta_1}^{\theta_2} \quad (6a)$$

$$= \alpha_{(\theta)} K \Big|_{\theta_1}^{\theta_2} \quad (6b)$$

$$= \frac{(R_T + X_p + D)^2}{R_T B_{\varphi_0}} \frac{B_{\theta_0}}{r} (\varphi_2 - \varphi_1). \quad (6c)$$

由(6a)和(6b)式, 若  $K$  为归一化数, 使  $\int_0^{2\pi} \frac{d\alpha}{d\theta} d\theta = 2\pi$ , 则有

$$\alpha = \frac{1}{K} \left\{ -\frac{\varepsilon_1^2}{4\varepsilon} \sin \theta + \left( \frac{\varepsilon_1^2}{4\varepsilon} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \right) \theta + 2 \frac{1 + \frac{\varepsilon_1^2}{2} + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} - \frac{\varepsilon_1^2}{4\varepsilon}}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \arctan \left( \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{1 + \varepsilon} \tan \frac{\theta}{2} \right) \right\},$$

$$K = \frac{\varepsilon_1^2}{4\varepsilon^2} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} + \frac{1 + \frac{\varepsilon_1^2}{2} + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} - \frac{\varepsilon_1^2}{4\varepsilon}}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}, \quad (7)$$

场方程(3)可写为

$$\frac{d\alpha}{d\varphi} = \frac{1}{K} \frac{B_{\theta_0}}{B_{\varphi_0}} \frac{(R_T + X_p + D)^2}{r R_T} = \frac{1}{q}. \quad (8)$$

当  $\Delta\alpha = 2\pi$ ,  $\Delta\varphi = 2\pi q$ , 因此利用(6a), (6c)式

$$q = q_0 \frac{r^2 R_T^2}{(R_T + X_p + D)^2} K F_1(\varepsilon, \varepsilon_1), \quad (9)$$

其中  $q_0 = \frac{B_{\varphi_0}}{0.2 I_p R_T}$  即通常所用  $q_0$  值,  $F_1$  由(2)式定义.

这样在实际计算 Mapping 时, 使用(8)式力线方程和  $(r, \varphi, \alpha)$  坐标系, 使问题变得很简单. 为计算  $\varepsilon_1$  值, 应用下面的位移公式: 等离子体外部磁面, 由 Шафранов 公式知

$$D = -\frac{r^2}{2(R_T + X_p)} \left( \ln \frac{r}{a_p} + (\Lambda - 0.5) \left( 1 - \frac{a_p^2}{r^2} \right) \right),$$

$$\varepsilon_1 = -\frac{\partial D}{\partial r} = \frac{r}{R_T + X_p} \left( \ln \frac{r}{a_p} + \Lambda \right). \quad (10)$$

在等离子体内部磁轴位移

$$D_0 = \frac{a_p^2}{2(R_T + X_p)} (\Lambda - 0.5),$$

而磁面位移, 通常采用近似

$$D = D_0 \left( 1 - \frac{r^2}{a_p^2} \right) = \frac{1}{2(R_T + X_p)} [(\Lambda - 0.5)(a_p^2 - r^2)].$$

为保证  $D$  和  $\varepsilon_1$  在边界处连续, 修正为

$$D = \frac{1}{2(R_T + X_p)} \left[ (\Lambda - 0.5)(a_p^2 - r^2) + \frac{1}{2} \frac{(a_p^2 - r^2)}{a_p^2} r^2 \right],$$

$$\varepsilon_1 = \frac{r}{R_T + X_p} \left[ \Lambda - 1 + \frac{r^2}{a_p^2} \right]. \quad (11)$$

下面计算 kick 量. 由一个 EML 线圈产生的空间扰动场  $\mathbf{b}$  由下列公式求出:

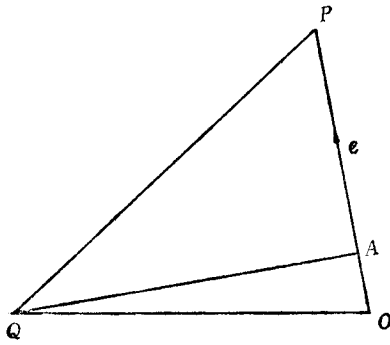


图 2 计算电流元  $OP$  在  $Q$  点产生的磁场

$$\mathbf{b} = \sum_{OF} - \frac{I_h}{10} \frac{\mathbf{e} \times \mathbf{PQ}}{(\mathbf{e} \times \mathbf{PQ})^2} \left( \frac{\mathbf{e} \cdot \mathbf{PQ}}{PQ} - \frac{\mathbf{e} \cdot \mathbf{OQ}}{OQ} \right). \quad (12)$$

各矢量定义见图 2. 其中  $I_h$  的单位为 A. 求和号内项是电流元  $OP = \overline{OP}\mathbf{e}$  在  $Q$  点产生的场. 求和对全体  $OP$  进行.

线圈是在实际空间, 但为简化计算, 与 twist 一致, kick 量应在  $(r, \varphi, \alpha)$  坐标系中, 这样在 Mapping 过程中, 每步都进行计算, 计算量过大.

引入空间坐标系  $(r', \varphi, \theta')$ , 其中心在真空室小截面中心.  $x = r' \cos \theta'$ ,  $y = r' \sin \theta'$ . 算出  $b_{r'}, b_{\theta'}$  在  $(r', \varphi, \theta')$  中分布, 对在  $\varphi$  向磁场有效空间积分, 算出经过该线圈之后的有效位移量  $\delta_{r'}, \delta_{\theta'}$  在  $(r', \theta')$  上的分布, 然后将其投影到磁面  $(r, \theta)$ , 再投影到  $(r, \alpha)$  坐标上. 在 Mapping 过程中, 对  $(r, \alpha)$  空间中非网格点上的  $\delta_r, \delta_\alpha$  由插值得. 这样就大大地加快计算速度.

先计算我们感兴趣的空间范围, 即等离子体边界层附近, 第  $j$  个线圈产生的 kick 量

$$\delta_{r'} = \int_{\varphi_j - \delta_\varphi}^{\varphi_j + \delta_\varphi} \frac{b_{r'}(R_T + r' \cos \theta')}{B_{\varphi_j}} d\varphi = \frac{I_h(R_T + r' \cos \theta')}{B_{\varphi_j}} \Delta r', \quad (13)$$

$$\delta_{\theta'} = \int_{\varphi_j - \delta_\varphi}^{\varphi_j + \delta_\varphi} \frac{b_{\theta'}(R_T + r' \cos \theta')}{B_{\varphi_j}} d\varphi = \frac{I_h(R_T + r' \cos \theta')}{B_{\varphi_j}} \Delta \theta', \quad (14)$$

$\varphi_j$  为线圈所在位置. 其中

$$\Delta r' = \int_{\varphi_j - \delta_\varphi}^{\varphi_j + \delta_\varphi} \frac{b_{r'}}{I_h} d\varphi, \quad (15a)$$

$$\Delta \theta' = \int_{\varphi_j - \delta_\varphi}^{\varphi_j + \delta_\varphi} \frac{b_{\theta'}}{I_h} d\varphi. \quad (15b)$$

由上式可知,  $\Delta r', \Delta \theta'$  仅与 EML 线圈结构有关, 而与托卡马克和 EML 运行状态无关. 所以先行算出. 值得提出, 实际 Mapping 过程为:

1) 先计算线圈在空间产生的扰动场  $\mathbf{b}$ , 对 GA 设计的 EML 体系, 约需 vax 机半

小时 CPU 时间,将其结果存放在约 1500 block 中。

2) 计算  $\Delta r', \Delta \theta'$  在  $(r', \theta')$  各格点上的值, 约需 1 小时 CPU 时间, 将其结果存于 500 block 之中。对一个确定的线圈体系, 这部分不再变化, 且每次作图必须先读入, 因而将这组数据作为文件妥善保存。

3) 输入欲求 Mapping 图的物理参数, 用 2) 中数据计算  $\delta_r, \delta_{\theta'}$ , 并将其投影到  $(r, \alpha)$  中, 从而算得  $\delta_r, \delta_{\alpha}$  表。

4) 给出初值, 从所要求的截面  $\varphi_0$  出发, 交替经过 twist 区和 kick 区。在绕行大环一周后, 回到  $\varphi_0$  平面上。将该点坐标值返回到  $(r', \varphi_0, \theta')$ , 画出该点位置。这样数千点, 就可构成一个 Mapping 图。每张图约需 2min。由于有现存软件, 它可从荧光屏上直接读入指定点的坐标值。可将其作为积分初值。用这种方法, 作出通过所需点的磁结构图, 因而可获得图的许多细节。

### 三、TEXT 的 EML 电流设置与 $b_r$ 分布

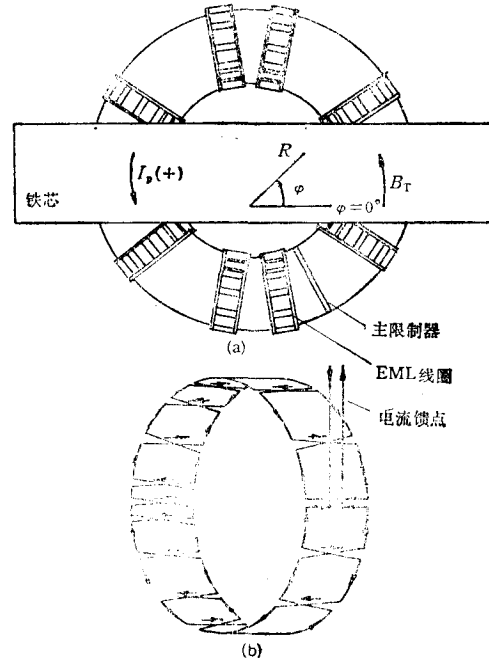
为研究 EML 扰动场下等离子体边界层各种物理特性, 可期望 EML 运行在各种状态之下, 比如极端强的随机模式, 或很简单的磁岛结构, 如  $m = 3, n = 1$  的情况。这要求设置 EML 各种结构的线圈体系。下面以现有 TEXT 上的 GA 设计的 EML 线圈体系为例, 说明如何判定所要求的共振模式, 并给出它的扰动特性。

TEXT 为一个圆截面欧姆加热托卡马克, 大半径为  $R_T = 1\text{m}$ , 小半径为  $a_p \leq 0.27\text{m}$ 。纵场最大可运行在 2.8T。它具有以 TiC 为镀层的石墨极向环形限制器。它的 EML 由 8 个结构相同的线圈组成。每个环向宽度为 0.15m, 放在半径为  $r_v = 0.31\text{m}$  的真空室外。线圈半径  $r_c = 0.327\text{m}$ 。图 3 表示它的环向位置和一个线圈上的电流方向。可以看出, 它有 14 个连结着的电流回路, 确定其主模  $m = 7$ 。其在环上电流分布可写为

$$J(\theta, \varphi) = \sum_{\substack{l=0,13 \\ j=1,8}} F_j a_{12} (-1)^l \delta(\theta - \theta_{lj}) \delta(\varphi - \varphi_j^0). \quad (16)$$

当  $l = 0, 13, a_{12} = 1; l \neq 0, 13, a_{12} = 2, F_j$  为每一线圈馈点电流特性,  $\theta_{lj}$  为每一电流元所在极向角,  $\varphi_j^0$  为每一线圈所在环向位置, 其角度表示为

$$\theta_{li} = \left( \frac{\pi l}{7} + \frac{1}{3} \sin \frac{l\pi}{7} + \theta_i^0 \frac{\pi}{180} \right) \frac{180}{\pi},$$



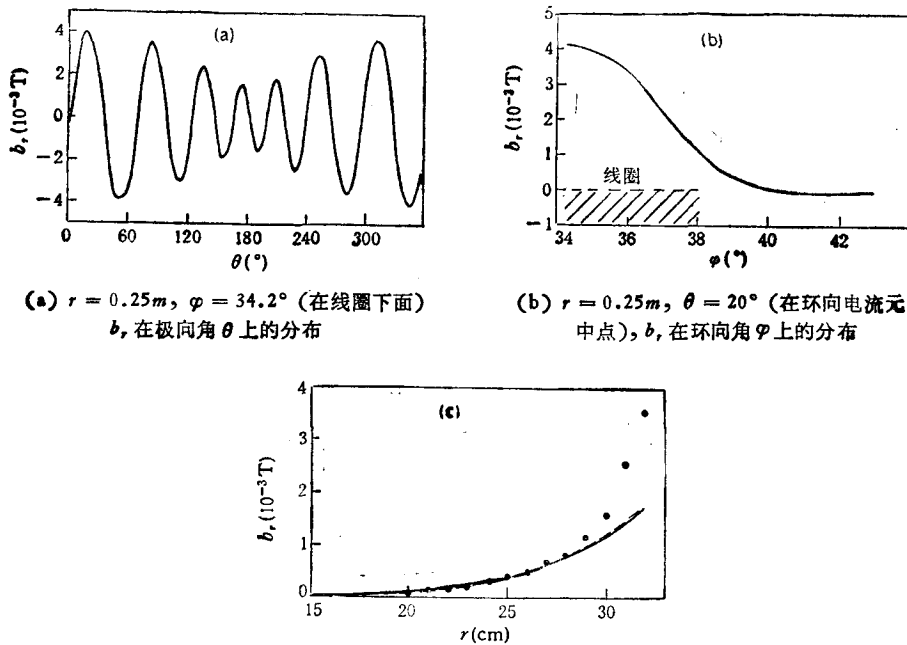
(a) TEXT 和 EML 线圈顶视图 (b) EML 电流

图 3

其中  $\theta_j^0 = 3, -9, 9, -3, 3, -9, 9, -3(^{\circ})$ 。  $\theta^0 = 0^{\circ}$  在环赤道面外侧。

$\varphi_j^0 = 34.2, 79.2, 100.8, 145.8, 214.2, 259.2, 280.8, 325.8$ 。  $\varphi_j^0$  的设置是根据实验装置当时实际可能提供的环向位置而定。分别改变 8 个线圈的馈点极性,可产生  $m/n = 7/2, 7/-3, 7/4$  等本征电流模式。其中负号表示等离子体电流  $I_p$  与纵场  $B_T$  方向相反。 $F_j$  表示馈点电流极性。当  $m/n = 7/2, F_j = 1, 1, -1, -1, 1, 1, -1, -1$ ; 当  $m/n = 7/3, F_j = 1, -1, -1, 1, -1, 1, 1, -1$ 。经验表明,在进行电流谱分析时,环效应的考虑是很重要的。如对上述两种  $m = 7$  模式,仅当  $\varepsilon \neq 0$ , 峰值才出现在  $m = 7^{[28]}$ 。电流谱的计算帮助我们起步设计一个新的 EML 体系。

对 TEXT 用(12)式计算一个线圈当其馈点电流  $I_h$  为 1kA 时产生的  $b_r$  (见图 4), 此时每个内部电流元则有 2kA 电流(见图 3), 这就是  $a_{12}$  因数被引入的理由。每个有效电流元近似为环向一直线段。电源的功率、电动力和温升限制了每个线圈  $I_h$  值不能大于 8 kA。



(a)  $r = 0.25m, \varphi = 34.2^{\circ}$  (在线圈下面)  
 $b_r$  在极向角  $\theta$  上的分布

(b)  $r = 0.25m, \theta = 20^{\circ}$  (在环向电流元  
中点),  $b_r$  在环向角  $\varphi$  上的分布

(c) 平均  $b_r$  在小半径  $r$  上的分布, 对应三种计算方法  
——为平板模型; ----为直柱模型; ●为数值计算

图 4 扰动场  $b_r$  分布 ( $I_h = 1\text{kA}$ )

从图 4(a) 可以看到  $m = 7$  的极向模式。从图 4(b) 可以看出, 当  $\varphi \geq 38^{\circ}$ ,  $b_r$  可以忽略。因而在 Mapping 计算中, 可以认为 8 个线圈的场是互不迭加的。图 4(c) 表示平均  $b_r$  径向分布。也即  $\langle |b_r| \rangle = \frac{1}{4\pi^2} \int |b_r| d\theta d\varphi$  的数值计算值径向分布。同时给出  $b_r \approx \exp(-m(r_c - r)/r_c)$  的平板模型值和  $b_r \approx (r/r_c)^{m-1}$  直柱模型计算结果。在我們有兴趣的边界区, 三者相差甚大。由此可见, 在计算扰动场的磁结构及其对磁扩散、粒子扩散等过程的影响时, 对扰动场的计算, 必须使用数值计算法。

## 四、结果与讨论

用本文介绍的方法,可以很快得到具有各种细节的磁结构图,典型的如图 5, 图 6(b) 和图 7(b)。当  $I_h$  改变符号时,仅使磁岛的  $x$  点和  $o$  点互相交换位置。图 5(a) 对应  $m/$

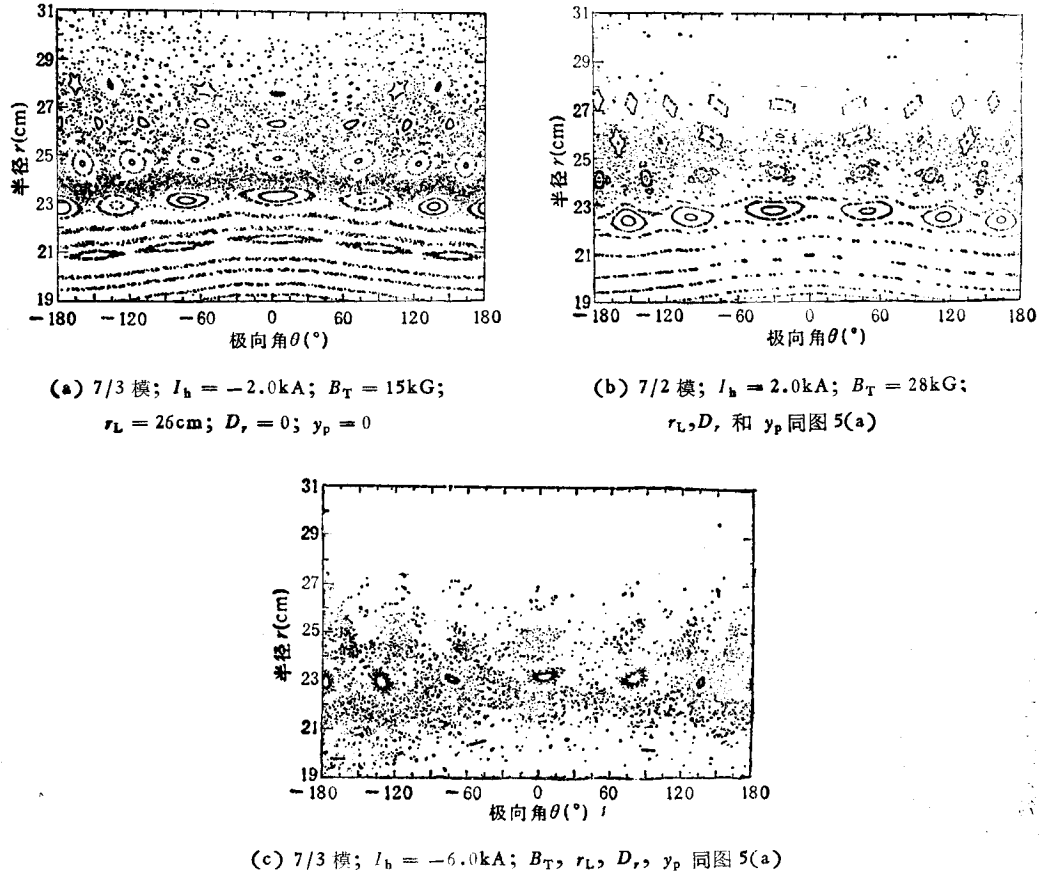


图 5 TEXT 磁岛结构

$n = 7/3$  的主模式。扰动场电流  $I_h = -2.0\text{kA}$ , 纵场  $B_T = 1.5\text{T}$ , 等离子体电流  $I_p = 210\text{kA}$ , 极向限制器环, 即主限制器在  $r_L = 0.26\text{m}$  处。等离子体中心位移为零。  $\Lambda = \beta_p + l_i / 2 = 0.5$ 。图的横坐标表示极向角  $\theta(^{\circ})$ , 纵坐标代表小截面径向位置  $r$ 。实际上也就是上节所讲的  $(r', \theta')$  坐标。从图中可以看出除  $m = 7$  的主模式外(沿  $\theta$  向有 7 个岛), 还出现有  $m = m \pm 1, \pm 2$  的其它侧边模式。从图 5(a) 可以看到, 在边界层内侧, 岛清晰可见, 而在边界层外侧, 岛已有些畸变。由于扰动场强度随半径的减少而衰减, 也即随着离线圈距离增加而减少, 如图 4(c) 所示。因而这种变化首先发生在外边界处。还可以从图上看到这种畸变了岛呈现各种有趣的形状。如四边形、五角形及环绕主岛的卫星结构等。当  $b$ , 继续增加时, 如图 5(c),  $I_h = -6\text{kA}$ , 在内侧边界, 岛形仍可见, 外侧则呈很强的随机力线结构。



在文献[31]中,用求解有扰动场时的摆方程,得出磁岛宽度正比于  $\sqrt{I_b}$ . 用 Mapping 得到的岛,有同样结论. 它用  $b_r$  的纯  $m, n$  分量算出岛的大小及位置,结果示于图 6 (a), 7(a). 可以看到与 Mapping 图象一致. 图 6 对应  $I_b = 0.3\text{kA}$ , 可看到完好的岛. 图 7 对应  $I_b = 1\text{kA}$ . 从图 7(a) 可以看到相邻共振面的磁岛链有很强的迭加, 因而对应的图 7(b) 岛有很大畸变. 在共振模式中,除  $n = 2$  外(如 7/2), 还含有高次  $n$  模式(如 14/4 等), 它们出现在同一共振面上, 因而使 Mapping 图有更复杂的结构.

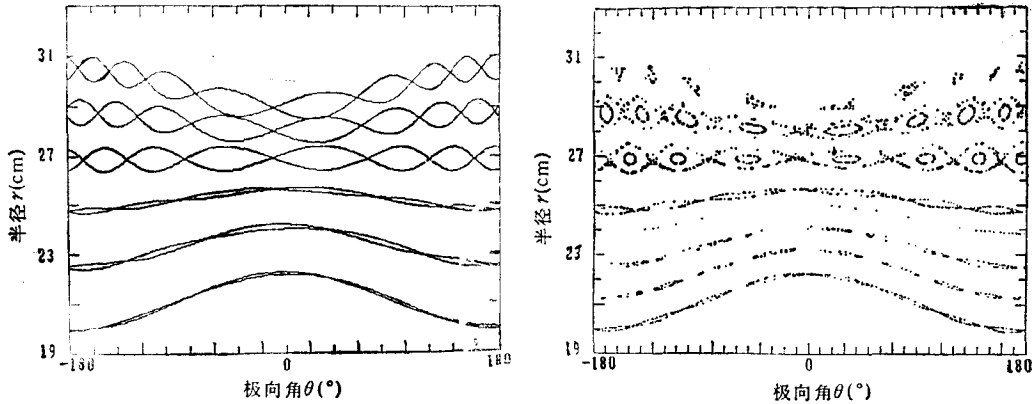


图 6  $I_b = 0.3\text{kA}$  7/2 模;  $B_T = 20\text{kG}$ ;  $I_p = 230\text{kA}$ ;  $\Delta = 1$

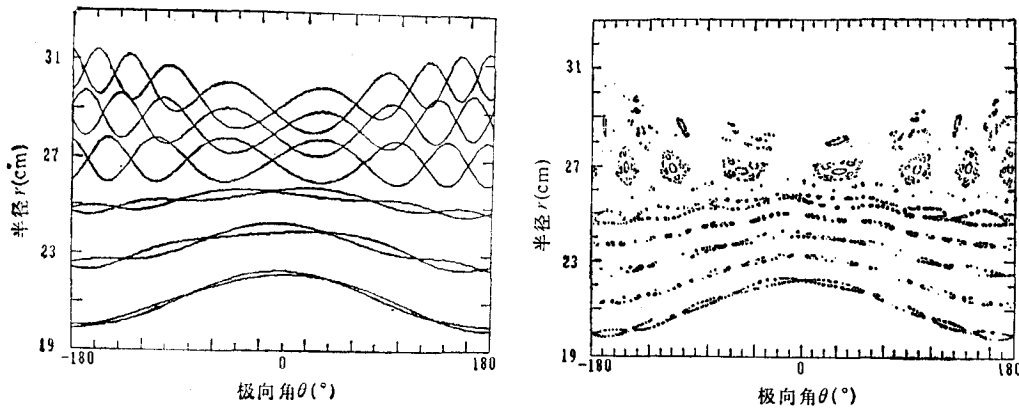


图 7  $I_b = 1\text{kA}$  7/2 模;  $B_T, I_p, \Delta$  同图 6

在我们的计算中,平衡场近似到  $r/R_T$  二次量. Takamura 等人<sup>[29]</sup> 已将完全力线跟踪 (line tracing) 与我们结果进行比较,他们的工作包含场的全部分量. 其结果表明,二者所得岛无论在径向或极向的尺度差均小于 10%, 岛中心的位置之差小于 5mm.

注意到计算中忽略了等离子体存在对  $b_r$  的影响. 可以从实验上证明, 这个响应  $\delta_{b_r}$  是很小的量. Jackson 等人<sup>[30]</sup> 在实验中指出, 当  $\langle |b_r| \rangle \approx 2 \times 10^{-3}\text{T}$  时, 有无等离子体时  $b_r$  的变化  $\delta_{b_r}$  小于  $4 \times 10^{-4}\text{T}$ . 也就是  $\delta_{b_r} / \langle |b_r| \rangle \leq 0.2$ . 他们还指出, 引起岛宽度的变化, 不大于 10%.

在 TEXT 上, 已从各种角度证实上述磁结构的存在. 比如在 Mapping 图引导之

下,将可移动 Scoop 限制器插入磁岛内,收集中性气体<sup>[32]</sup>,研究岛内外特性。其它有关实验可参看近年 TEXT 实验报告。

Mapping 过程,就是跟随力线行进的过程。若我们设想一大群试探粒子跟随力线前进,并随机发生碰撞等微过程,则可用 Mapping 方法对 EML 作用下的等离子体边界层的各种输运特性进行计算。事实上,已用此法对 TEXT 的热输运进行了研究,并将其结果与 Samain 在 TORE SUPRA 上进行的 MHD 方法所得结果进行了比较<sup>[33]</sup>。

相信新 Mapping 方法无论在实验上和理论上都将有进一步的应用与发展。

作者对 TEXT 组同行表示真诚谢意。本工作由美国能源部资助,合同: DE-AC05-78ET-53043。

- [1] W. Feneberg, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 8th Europ. Conf., Prague, 1977), 1(1977), 4.
- [2] F. Karger, K. Lackner, *Phys. Lett.*, **A61**(1977), 385.
- [3] W. Feneberg, G. H. Wolf, *Nucl. Fusion*, **21**(1981), 669.
- [4] W. Engelhardt, W. Feneberg, *J. Nucl. Mater.*, **76/77**(1978), 518.
- [5] A. Nicolai, D. Reiter, *J. Nucl. Mater.*, **128/129**(1984), 123.
- [6] N. Ohyabu, J. S. DeGrassie, *Nucl. Fusion*, **27**(1987), 2171.
- [7] N. Ohyabu, J. S. DeGrassie, Report GA-A18259, (1986).
- [8] A. Nicolai, F. Schongen, D. Reiter, *Plasma Phys.*, **27**(1985), 1479.
- [9] A. Nicolai, D. Reiter, *J. Nucl. Mater.*, **111/112**(1982), 428.
- [10] A. Nicolai, D. Reiter, *J. Nucl. Mater.*, **121**(1984), 385.
- [11] A. Nicolai, D. Reiter, *J. Nucl. Mater.*, **76/77**(1978), 556.
- [12] N. Ohyabu, *Nucl. Fusion*, **21**(1981), 519.
- [13] J. S. DeGrassie, Report GA-C18799, (1987).
- [14] P. Deschamps, A. Grosman, M. Lipa, A. Samain, *J. Nucl. Mater.*, **128**(1984), 38.
- [15] A. Samain, A. Grosman, T. Blenski, G. Fuchs, B. Steffen, *J. Nucl. Mater.*, **128/129**(1984), 395.
- [16] A. B. Rechester, M. N. Rosenbluth, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1987), 38.
- [17] J. A. Krommes, C. Oberman, R. G. Kleva, *J. Plasma Phys.*, **30**(1983), 11.
- [18] S. Takamura, N. Ohnishi, H. Yamada, T. Okuda, *Phys. Fluids*, **30**(1987), 144.
- [19] K. H. Dippel *et al.*, *J. Nucl. Mater.*, **145-147**(1987), 3.
- [20] G. Fuchs, K. H. Dippel, B. Griesen, F. Schongen, G. H. Wolf, in Proc. 13th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Heating, Schliersee, BRD, (1986), p. 427.
- [21] K. Hattori, V. Seiki, Z. Yoshida *et al.*, *J. Nucl. Mater.*, **121**(1984), 368.
- [22] A. J. Wootton *et al.*, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research Vol. 1 IAEA, Vienna, (1987), p. 187.
- [23] N. Ohyabu, J. S. DeGrassie *et al.*, *Nucl. Fusion*, **25**(1985), 1684.
- [24] T. E. Evans, J. S. DeGrassie *et al.*, *J. Nucl. Mater.*, **145**(1987), 812.
- [25] J. S. DeGrassie *et al.*, *J. Nucl. Mater.*, **128**(1984), 266.
- [26] N. Ohyabu, J. S. DeGrassie *et al.*, *J. Nucl. Mater.*, **121**(1984), 363.
- [27] T. J. Martin, J. B. Taylor, *Plasma Phys.*, **26**(1984), 321.
- [28] X. H. Yu, J. S. DeGrassie, *FRC Report #292*, (1986).
- [29] S. Takamura *et al.*, *FRC Report #298*, (1987).
- [30] G. L. Jackson *et al.*, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **31**(1986), 1572.
- [31] S. B. Zheng, A. J. Wootton, *Chinese Science Bull.*, **35**(1990), 473.
- [32] T. E. Evans, J. S. DeGrassie *et al.*, Report GA-A18842, (1987); also 14th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. Vol. **IID** (1987), p. 770.
- [33] X. H. Yu, S. B. Zheng *et al.*, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **32**(9) (1987), 1845.

## A FAST MAPPING METHOD FOR TOKAMAKS

Yu Xue-hua

J. S. DeGrassie

*General Atomic Technologies, U. S. A.*

(Received 16 May 1990)

### ABSTRACT

A fast mapping method used to the tokamaks is introduced. It relieves the structure of magnetic island and ergodic on plasma edge. The structure is produced by resonance between radial perturbation field, which is caused by additional coil, and the original tokamak field. The application to TEXT and some results are given.

**PACC:** 5255; 0270