

CNIC-01356

SIP-0111

HL-1M 等离子体转动数值研究^{*}

彭利林 严龙文 张锦华 洪文玉

(核工业西南物理研究院, 成都, 610041)

摘 要

旨在研究和验证 TOKAMAK 等离子体转动机理, 精心挑选了具有代表性的标准新经典及其推广的等离子体转动理论模型, 编制出计算程序 ROTATE CODE。采取新的抛物线分布函数双指数调节的参数拟合公式, 结合 HL-1M 的实验测量数据, 进行理论模拟计算和比较研究。在 HL-1M 常规运行参数下, 计算结果直观地预言主离子与杂质离子的环向转动速度和极向转动速度的径向分布, 在边缘区与 Mach 探针的实验测量结果合理地相符。这些工作为设计光谱测量仪器精度提供理论依据, 对实验方案的制定和测量数据的分析有参考和启发作用。

• 本研究工作获中国核科学基金资助, 项目编号: Y43203932601

Numerical Studies of Plasma Rotation in the HL-1M Tokamak*

(In Chinese)

PENG Lilin YAN Longwen ZHANG Jinhua HONG Wenyu
(Southwestern Institute of Physics, Chengdu, 610041)

ABSTRACT

In order to study and verify the mechanism of tokamak plasma rotation, representative standard neoclassical and its extended theory models of plasma rotation are chosen for programming ROTATE CODE. The new formula of parabola with two indexes is adopted for fitting and smoothing closely the curves of experiment data. The toroidal and poloidal rotation velocities of main ions and impurity ions are studied numerically under conventional operation parameter in the HL-1M tokamak. Computational results visually predict the radial profiles of rotation velocities and reasonably consistent with experimental results measured by Mach probe in the edge region. These provide theory basis for designing accuracy of optical spectrometer and are useful for laying out experiment scheme and analyzing experiment data.

* The Subject Supported by the Nuclear Science Foundation of China (The Project No. Y43203932691).

引言

1982年德国 ASDEX 的 Wagner 发现了 H 模^[1], 为当今托卡马克实验和优化下一代的托卡马克设计提供了改善能量约束的途径, 对 L-H 模转变的机理探讨, 逐步从唯象学向自治理论发展。等离子体转动与 L-H-VH 模转变密切相关。可以说, 在所有研究过 H 模实验的托卡马克装置中, 都观察到 L-H 模转变期间极向转动速度及其梯度的突然增加, 以及增加的速度剪切对抑制微观湍流的作用。而在 VH 模期间, 环向转动速度剪切在 Spin-up 时刻随能量约束增强因子迅速增加, 剪切穿透深度达 $\rho = 0.65$ ^[2]。在高 β H 模放电中, 在 $r/a = 0.8 \sim 1.0$ 处, 在离子抗磁方向, 产生不能用离子轨道损失理论来解释的、高达 $5 \times 10^4 \text{ m/s}$ 的极向转动速度^[3]。这些现象表明, 要深入了解 H 模转变的机制, 必须研究等离子体转动动力学, 这又促进了等离子体转动理论研究的蓬勃发展。由于等离子体处在剪切系统中, 其转动结构十分复杂。早在 1974 年, Hazeltine^[4]首先提出关于等离子体转动的标准新经典理论, 从动力学考虑出发, 确定了用密度、温度和电位的径向梯度来表示的离子平行流动速度和极向流速度的表达式; Shaing 等人^[5]试图解释 H 模期间大的极向转动速度, 在他的 L-H 分叉理论中, 提出边缘区离子轨道损失机制; Kim 等人^[6]区分主离子和杂质离子的转动, 用 Hirshman 和 Sigmar 的复杂的矩方法^[7], 推导出主离子和杂质的新经典极向和环向转动速度的解析式; Valanju 等人^[8]考虑电荷交换阻尼和主离子与杂质碰撞的影响, 直接用漂移动力学方程推导, 在离子抗磁流中引入一个中性压强梯度项; Hinton 等人考虑电场梯度对离子转动速度的影响, 引进轨道挤压因子, 推广了标准新经典理论^[9], 并指出, 任何减少标准新经典预言的平行流的机制, 将贡献给极向流^[8,10]。本文挑选了具有代表性的 Hazeltine 的标准新经典理论模型, 以及 Kim 和 Hinton 的推广模型, 编制了计算程序 ROTATE CODE, 结合 HL-1M 装置的实验数据, 进行理论模拟计算和比较研究。

1 理论模型

1.1 标准新经典模型

Hazeltine^[4]在标准新经典输运理论的常规假设下 ($\rho/l \equiv \delta \ll 1$, $CE/B \sim \delta v_T$, $\partial/\partial \alpha \sim \delta^2$), 从漂移动力学方程出发, 推导了离子平行流动速度和极向流速度:

$$V_{//}^{\text{H}} = - \frac{CT_i}{Z_i e B_0} \left(\frac{d \ln n_i}{dr} + \frac{e}{T_i} \frac{d\phi}{dr} + k \frac{d \ln T_i}{dr} \right) \quad (1)$$

$$k = \begin{cases} -0.17 & (v_i^* \ll 1) \\ 1.5 & (1 \ll v_i^* \ll \epsilon^{-3/2}) \\ 3.1 & (v_i^* \gg \epsilon^{-3/2}) \end{cases}$$

$$V_{\theta}^{\text{H}} = \frac{Ck'T_i}{Z_i e B} \frac{d \ln T_i}{dr} \quad (2)$$

$$k' = \begin{cases} 1.17 & (v_i^* \ll 1) \\ -0.5 & (1 \ll v_i^* \ll \epsilon^{-3/2}) \\ -2.1 & (v_i^* \gg \epsilon^{-3/2}) \end{cases}$$

此模型假设杂质在平行方向被主离子碰撞拖带, 因此具有共同的平行流速度。其中 Z_i 、 n_i 、 T_i 分别为主离子的电荷数、密度和温度, B 是总磁场, B_0 是极向磁场, ϕ 是电位, k 、 k' 是新经典

系数, 在香蕉区、坪台区和碰撞区 (Pfirsch-Schluter 区) 有不同的取值。碰撞参数定义为:

$$u_i^* = \frac{v_{Ti} q R_0}{U_{Ti}} \cdot \epsilon^{-3/2} \quad (3)$$

式中: U_{Ti} —— 离子热速度;

v_{Ti} —— 离子碰撞速率;

q —— 安全因子;

ϵ —— 环径比倒数。

1.2 区分主离子和杂质转速的新经典模型

Kim 等人^[6]认为主离子的转动速度可以与杂质的转动速度很不相同, 因为在碰撞等离子体中, 离子和杂质的平行流是被平行摩擦强烈地耦合的, 反之, 由于磁泵阻尼, 离子和杂质的极向速度是不耦合的。对于包含电子、一种主离子和一种杂质的等离子体, 他们用 Hirshman 和 Sigmar 的矩方法, 推导了离子和杂质的新经典极向和环向转动速度的完全表达式。推导过程中忽略了电子对粘滞力和摩擦力的贡献, 因为这些对主离子和杂质转动速度的贡献至多是 $(n_e m_e / n_i m_i)^{1/2}$ 的量级。在香蕉-坪台区, 如果杂质之间的粘滞力与杂质-离子间的摩擦力相比可以忽略, 则主离子和杂质离子的环向转动速度分别为:

$$V_{//i}^{Kim} = - \frac{CT_i}{Z_i e B_\theta} \left(\frac{d \ln P_i}{dr} + \frac{e}{T_i} \frac{d\phi}{dr} - K_1 \frac{d \ln T_i}{dr} \right) \quad (4)$$

$$V_{//z}^{Kim} = - \frac{CT_z}{Z_z e B_\theta} \left[\frac{d \ln P_z}{dr} + \frac{e}{T_z} \frac{d\phi}{dr} - \left(K_1 + \frac{3}{2} K_2 \right) \frac{d \ln T_i}{dr} \right] \quad (5)$$

它们的极向转动速度分别为:

$$V_{\theta i}^{Kim} = \frac{CK_i B_r T_i}{Z_i e \langle B^2 \rangle} \cdot \frac{d \ln T_i}{dr} \quad (6)$$

$$V_{\theta z}^{Kim} = \frac{CB_r T_z}{Z_z e \langle B^2 \rangle} \left\{ \frac{Z_i}{Z_z} \cdot \frac{d \ln n_z}{dr} - \frac{d \ln Z_i}{dr} - \left[1 - \left(K_1 + \frac{3}{2} K_2 \right) - \frac{Z_i}{Z_z} \right] \frac{d \ln T_i}{dr} \right\} \quad (7)$$

另外, Kim 还考虑了平行电场对环向转动的影响。对于有一种杂质的等离子体, 从电子、离子和杂质的平行动量和热流平衡方程出发, 假定总动量为零, 且 $m_e \ll m_i \ll m_z$, 忽略电子、离子和杂质之间的粘滞力, 则平行电场驱动的离子和杂质的环向速度分别为:

$$V_{//i} = \frac{\tau_{ii} Z_i e E_{//}}{m_i} \frac{Z_z - Z_i}{Z_z} \frac{\sqrt{2} + 13\alpha/4}{(1 + \alpha)(\sqrt{2} + \alpha)} \frac{n_z m_z}{n_i m_i + n_z m_z} + \frac{n_e m_e}{n_i m_i + n_z m_z} \frac{\sigma_{spitart}}{n_e e} E_{//} \quad (8)$$

$$V_{//z} = - \frac{\tau_{iz} Z_i e E_{//}}{m_i} \frac{Z_z - Z_i}{Z_z} \frac{\sqrt{2} + 13\alpha/4}{(1 + \alpha)(\sqrt{2} + \alpha)} \frac{n_i m_i}{n_i m_i + n_z m_z} + \frac{n_e m_e}{n_i m_i + n_z m_z} \frac{\sigma_{spitart}}{n_e e} E_{//} \quad (9)$$

由于方程 (8)、(9) 中右边第二项分别比第一项小 $(n_e m_e / n_i m_i)^{1/2}$ 和 $(m_e / m_i)^{1/2}$ 的因子, 故可以忽略。

以上各式中, 下标 z 表示跟踪杂质, i 表示主离子, $\langle B^2 \rangle$ 是总磁场沿磁面的方均值, B_r 为局域环向磁场, p_i 为离子压强, τ_{ii} 为离子碰撞时间, 并假设 $T_i \approx T_z$; K_1 和 K_2 是新经典系数:

$$K_1 \equiv D^{-1} \mu'_{0i} (\sqrt{2} + \alpha - \alpha\beta) \quad (10)$$

$$K_2 \equiv D^{-1} [\mu'_{00} \mu'_{11} - (\mu'_{01})^2] \quad (11)$$

其它符号意义与通常定义同。还可以用在不同碰撞区的渐近粘滞系数的有理集合, 来得到对所有的碰撞区有效的近似粘滞系数:

$$D \equiv 2.23 + 5.32\alpha + 2.40\alpha^2 \quad (12)$$

$$\mu_{00} = \frac{g\hat{\mu}_{00}^B}{(1 + 2.92v_i^* \hat{\mu}_{00}^B/\hat{\mu}_{00}^P)(1 + 0.17v_i^* \epsilon^{3/2} \hat{\mu}_{00}^P/\hat{\mu}_{00}^{PS})} \quad (13)$$

$$\mu_{11} = \frac{g\hat{\mu}_{11}^B}{(1 + 2.92v_i^* \hat{\mu}_{11}^B/\hat{\mu}_{11}^P)(1 + 0.17v_i^* \epsilon^{3/2} \hat{\mu}_{11}^P/\hat{\mu}_{11}^{PS})} \quad (14)$$

$$\mu_{01} = \frac{5}{2}\mu_{00} - K_{01} \quad (15)$$

$$K_{01} = \frac{g\hat{K}_{01}^B}{(1 + 2.92v_i^* \hat{K}_{01}^B/\hat{K}_{01}^P)(1 + 0.17v_i^* \epsilon^{3/2} \hat{K}_{01}^P/\hat{K}_{01}^{PS})} \quad (16)$$

$$\hat{\mu}_{00}^B = 0.53 + \alpha, \quad \hat{\mu}_{00}^P = 3.54, \quad \hat{\mu}_{00}^{PS} = (3.02 + 4.25\alpha)/D \quad (17)$$

$$\hat{\mu}_{11}^B = 1.39 + \frac{13}{4}\alpha, \quad \hat{\mu}_{11}^P = 11.52, \quad \hat{\mu}_{11}^{PS} = (15.38 + 26.97\alpha)/D \quad (18)$$

$$\hat{K}_{01}^B = 0.71 + \alpha, \quad \hat{K}_{01}^P = 10.63, \quad \hat{K}_{01}^{PS} = (12.43 + 20.13\alpha)/D \quad (19)$$

$$\alpha = \frac{n_i Z_i^2}{n_e Z_i^2} \quad (20)$$

$$\beta \equiv \left(\frac{27}{2}\right)^2 \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^2 \left(\frac{15}{2} + \sqrt{2\alpha} \frac{U_{11}}{U_{12}}\right)^{-1} \quad (21)$$

$$g = f_i/(1-f_i) \quad (22)$$

$$f_i \approx 1.46\sqrt{\epsilon} - 0.46\epsilon\sqrt{\epsilon} \quad (23)$$

考虑到主离子和杂质的极向转动的差别, Hazeltine 的杂质极向转动速度写成如下的形式^[11]:

$$V_{\theta i}^{\text{Hnt}} = \frac{CT_i}{Z_i e B} \left[\frac{Z_i}{Z_i} \cdot \frac{d \ln n_i}{dr} - \frac{d \ln n_i}{dr} - \left(1 - k' - \frac{Z_i}{Z_e}\right) \frac{d \ln T_i}{dr} \right] \quad (24)$$

1.3 考虑电场梯度影响的推广模型

从方程 (2)、(6)、(7)、(24) 可看出, 主离子和杂质的极向转动速度都不依赖于径向电场 E_r , 这是主离子和杂质之间动量守恒的一般结果。Hinton^[9]考虑了电场梯度效应, 由于径向电场剪切引起的轨道挤压, 减少了离子香蕉宽度, 减少了离子平行流中的压强梯度项, 并且在它对极向流的贡献中, 不再抵消抗磁流。他在标准新经典公式中引进轨道挤压因子 S , 得到离子平行流速度和极向转动速度的表达式:

$$V_{\theta i}^{\text{Hnt}} = \frac{CE_r}{B_\theta} - \frac{C}{Z_i e B_\theta n_i S} \frac{\partial P_i}{\partial r} + \frac{CK_i}{Z_i e B_\theta S} \frac{\partial T_i}{\partial r} \quad (25)$$

$$V_{\theta i}^{\text{Hnt}} = \frac{C}{Z_i e B_\theta n_i} \left(1 - \frac{1}{S}\right) \frac{\partial P_i}{\partial r} + \frac{CK_i}{Z_i e B_\theta S} \frac{\partial T_i}{\partial r} \quad (26)$$

$$S = 1 - \frac{e}{m \Omega_i^2} \frac{\partial E_r}{\partial r} \quad (27)$$

$$\Omega_i = \frac{e B_\theta}{m C} \quad (28)$$

2 计算结果和分析

根据上述理论模型, 我们编写了计算程序 ROTATE CODE, 在 HL-1M 装置常规运行情况下, 典型参数为 $R_0 = 1.02 \text{ m}$, $a = 0.26 \text{ m}$, $I_p = 100 \text{ kA}$, $B_T = 2 \text{ T}$, $T_i = 500 \text{ eV}$, $n_e = 10^{19} / \text{m}^3$ 。将实验测量的径向分布数据, 用双指数抛物曲线密切拟合,

$$f(r) = [f(0) - f(a)] \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^m \right]^n + f(a) \quad (29)$$

通过调节抛物函数的指数 m, n , 使曲线既保持原有的基本形状, 又能平滑过渡。

2.1 环向转动速度和极向转动速度

图 1、图 2 是根据 Hazeltine 和 Kim 两种理论模型计算的等离子体环向和极向转动速度。这里用主离子的转动速度表征等离子体转动。由图可以看出, 两种模型的计算结果数量级相同, 环向转动速度约为 10^4 m/s 量级, 极向转动速度约等于 $5 \times 10^2 \text{ m/s}$ 。图 1 中环向转动速度的径向分布轮廓相似, 芯部转速大, 其它区域转速小, 基本保持 $1 \sim 3 \times 10^4 \text{ m/s}$ 。图中的 $\times$ 号是用 Mach 探针测量的边缘离子平行流速度的实验数据, 与理论计算结果基本相符^[12]。图 2 中极向转动速度径向分布平坦, 大小相差无几, 但 Kim 的结果为负值, 意味着离子反向转动, 这是由新经典系数 K_1 的取值决定的, 这个问题下面还将进一步讨论。由这两张图看来, Hazeltine 的结果与实验数据符合得好一些。一般说来, Kim 的结果比 Hazeltine 的小一些, 这些差别主要是所用的磁场系数 ($1/B$ 与 $B_i / \langle B^2 \rangle$), 以及新经典系数 (k, k' 与 K_1, K_2) 不同造成的。

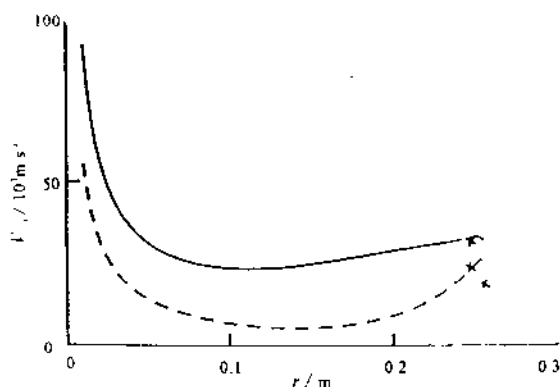


图 1 两种模型的环向转动速度
— Hazeltine 模型; --- Kim 模型。

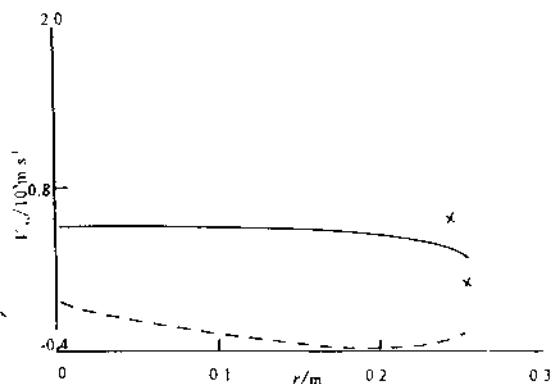


图 2 两种模型的极向转动速度
— Hazeltine 模型; --- Kim 模型。

2.2 主离子和杂质离子的转动速度

当涉及到等离子体转动时, 一些解释 H 模转变的理论, 要不就假设杂质极向转动速度与主离子的相同, 要不就忽略杂质的存在, Kim 认为这是一种基本不正确的假设。此外, 当前托卡马克实验中, 大都采用电荷交换光谱法, 跟踪测量某种杂质离子发射谱线的多普勒频移来推算转速, 所测的量能否代表等离子体转速还是个问题。从方程 (2)、(4) ~ (7) 和 (24) 可知, 主离子和杂质的平行流速度差别较小, 而极向流速度差别很大。 V_{θ} 包含了

电荷态和密度标长的关系,而 V_{θ} 则没有,两者是很不相同的量。另外从方程 (8)、(9) 可知,平行电场驱动一个靠近磁轴的大的杂质环向转动,方向与等离子体电流相反,速度比主离子的大 $n_i m_i / n_z m_z$ 的因子,且随半径增加而减小。在典型的 HL-1M 装置欧姆放电中,算出亦为 10^4 m/s 量级。由于它对杂质参数不敏感,因此,如果忽略不同杂质间的碰撞,平行电场驱动的各种杂质环向转动速度大致相同。

图 3 给出由 Kim 模型计算的主离子与杂质离子环向转动速度,在芯部区域二者相同,在 $\rho = r/a > 0.5$ 的区域才有较大差别,但在边缘区差别又变小。Mach 探针测得的是边缘离子平行流速度,在误差范围内与两条计算曲线无明显差别。这是因为在边缘区等离子体具有较高的碰撞率,由于在平行流上强的摩擦力和在极向流上弱的粘滞力,碰撞拖带使主离子和杂质离子具有大致相同的环向转动速度。

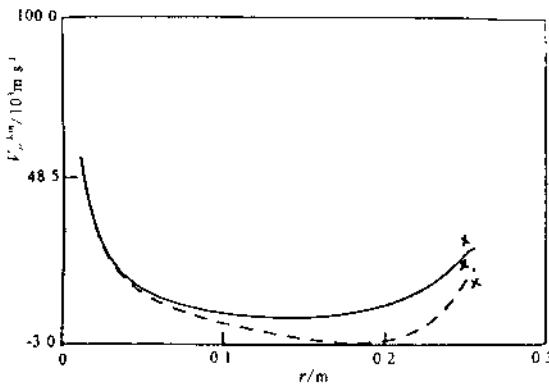


图 3 主离子与杂质离子环向转动速度的比较
——主离子; ---杂质离子。

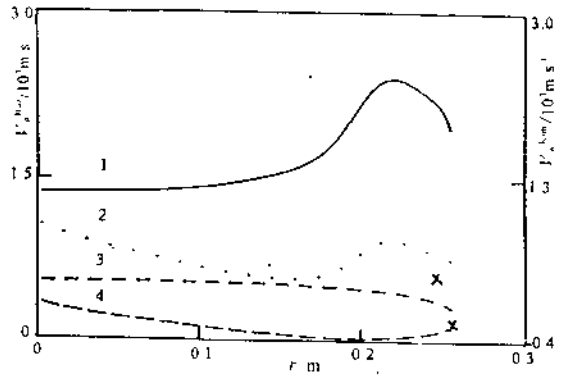


图 4 主离子与杂质离子极向转动速度的比较
1 — V_{θ}^{HLM} ; 2 — V_{θ}^{Kim} ; 3 — V_{θ}^{HLM} ; 4 — V_{θ}^{Kim} 。

图 4 给出由 Kim 模型和 Hazeltine 修正模型计算的主离子与杂质离子的极向转动速度的比较。杂质离子的极向转动速度比主离子的大,约为 3 倍,在边缘区差别更大,约为 6 倍。Kim 的结果就更复杂,不但大小不同,分布形状有别,而且方向也可能相反。究其原因在于所采用的新经典系数 K_1 。参考 [6] 给出用有理近似计算的 K_1 随 u^* 的变化曲线,它使新经典系数在各个碰撞区平滑过渡,解决了 Hazeltine 模型在各碰撞区中新经典系数的突然跳变的问题。在香蕉区和 P-S 区, K_1 可以较精确地确定,但在整个坪台区,曲线很陡,有理近似仍是相当不精确的,当 u^* 等于使 $K_1 \equiv 0$ 的临界值时,主离子极向转动速度可能接近零,并且当 u^* 小于临界值时,甚至可能反转方向,而这个临界值并不是而定的,取决于离子参数。不管如何,杂质的极向转动速度不能准确代表主离子的极向转动速度,这点是肯定的,因而,在用光谱测量数据解释各种物理现象时,要特别小心。

2.3 径向电场对等离子体转动的影响

在改善约束实验中,人们最感兴趣的是极向转速与径向电场 E_r 的关系,令人惊奇的是,两种模型的极向速度均与 E_r 无关,因为推导过程中,在向极向平面投影时, E_r 分量刚好消掉。在新经典理论中,只有环向转动与径向电场有关。一些推广理论认为,任何减少标准

新经典预言的平行流的耗散机制将贡献给极向流, 这些机制包括由离子与中性粒子电荷交换引起的平行动量的阻尼、由湍流引起的平行动量的径向扩散、轨道挤压使离子平行流的压强梯度项减少, 以及离子轨道损失等, 它们都或多或少地影响极向流动速度。由方程 (26) 可知, 由于轨道挤压的作用, 使主离子的极向转动增加了离子压强梯度项。当等离子体边缘存在较大的电场梯度时, 在边缘区 $S \approx 1.5$, 则 V_{θ} 约等于抗磁流速的 30%。电场梯度越大, S 值也越大, V_{θ} 的值也越大, 但它的极大值不会超过抗磁流速度, 这就较好地解释了 L-H 模转变时观察到的现象。然而在常规欧姆放电情况下, 电场剪切很小时, 轨道挤压因子 $S \approx 1$, 由它引进的压强梯度项的贡献 ≈ 0 , 方程 (25)、(26) 将恢复标准新经典的形式。

限于篇幅, 电场梯度对等离子体转动速度的影响将另文详述。

2.4 经典与新经典贡献的比较

局域速度分布可分为经典和新经典流的贡献两部分, 经典的贡献包括抗磁流和从粒子连续性来的回流, 新经典的部分是从动力学分析推导的无散度项, 通过这一项引进了新经典系数。正如图 5 (a) 所示, 经典的贡献总是正的, 并且比新经典的贡献大得多; 新经典的贡献小, 而且还有可能是负的。图 5 (b) 以 Hazeltine 模型为例, 给出新经典贡献与总局域速度的比, 新经典的贡献至多也不超过 40%。这是关系到对基本理论的评价问题, 新经典理论修正了经典理论, 但其影响并不超过经典理论的贡献。

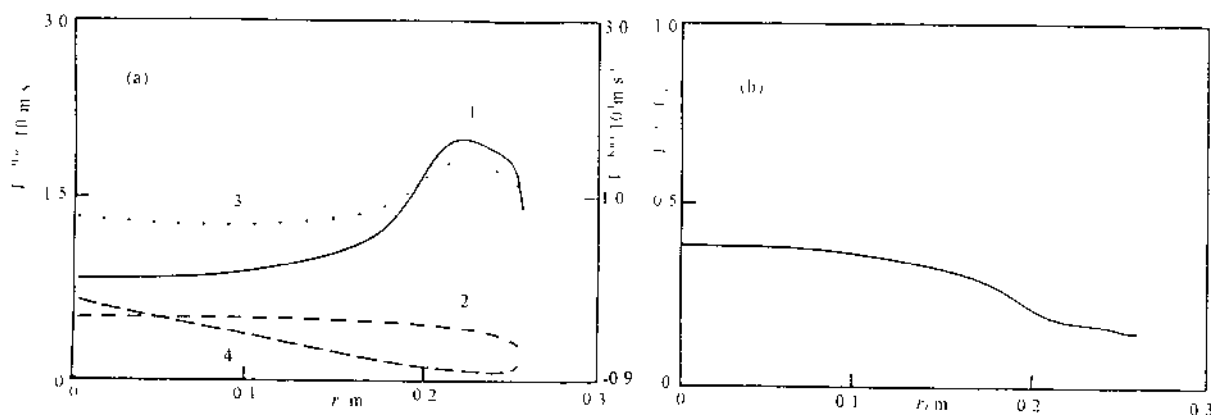


图 5 经典和新经典贡献的比较 (a) 及新经典贡献与总极向转动速度之比 (b)

1—— $V_{\theta}^{Haa,cla}$; 2—— $V_{\theta}^{Haa,neo}$; 3—— $V_{\theta}^{Kim,cla}$; 4—— $V_{\theta}^{Kim,neo}$ 。

3 小结与讨论

(1) 新经典理论合理地描述了等离子体转动, 在 HL-1M 装置常规欧姆放电情况下, 环向转动速度和极向转动速度分别为 10^4 m/s 和 10^3 m/s 量级, 这是确定测量仪器精度的理论依据。Kim 的结果一般比 Hazeltine 的小一些, 主要是由于采用不同的磁场系数 ($1/B$ 和 $B_1 / < B^2 >$), 其次是新经典系数不同 (k, k' 与 K_1, K'_2)。

(2) 平行电场驱动一个靠近磁轴的大的杂质环向转动速度, 方向与电流相反, 大小亦为 10^4 m/s 量级, 随半径的增加而减小。

(3) 局域速度可分为经典的贡献和新经典的贡献两部分。经典的贡献总是正的, 并且比新经典的贡献大得多。新经典的贡献至多不超过 40%。

(4) 通常, 用光谱仪跟踪测量某种杂质离子的发射谱线的多普勒频移来推算转速, 但 Kim 模型的计算结果表明, 杂质和主离子的环向转动速度在芯部基本相同, 其它区域可能相差 20% 以上, 方向可能相反; 而它们的极向转动速度, 不仅大小不同, 分布形状有别, 而且方向也可能相反。所以, 测量的杂质转动速度不能准确代表主离子的转动速度。这对实验测量数据的分析有参考价值。并建议在以 He 为工作气体的放电实验中进一步比较验证。

(5) 理论模型只考虑了单种杂质的情形, 其方法可以推广到多种杂质的情况。但是, 从方程 (7) 可知, V_{θ} 对杂质参数并不敏感, 因为 Z_i/Z_e 因子使来自杂质的密度梯度的贡献减少。所以, 只要杂质密度较低, 各种杂质间的碰撞可以忽略, 各种杂质以近似相同的速度极向转动。HL-1M 经硼化或硅化壁处理后, 各种杂质浓度大大降低, 以上条件或许是可以满足的。

(6) Mach 探针测量的是边缘离子流动速度, 在边缘区, 两种理论模型计算的环向转动速度与实验结果很相符; 而对于极向转动速度, Hazeltine 的结果符合得好些。

本工作还参考了张利、徐德明、邓中朝、杨式坤、李可华、罗俊林等的实验测量数据, 在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Wagner F, Becker G, Behringer K, et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 49 (19): 1408
- 2 Osborne T H, Burrell K H, Carlstrom T N, et al. GA-A21182 (1992)
- 3 Yoshida H and the JT-60 Team. Fusion Tech., 1994, 26 (3): 406
- 4 Hazeltine R D. Phys. Fluids, 1974, 17 (5): 961
- 5 Shaing K C, Crume E C. Phys. Rev. Lett., 1989, 63 (21): 2369
- 6 Kim Y B, Diamond P H, Groebner R J. Phys. Fluids, 1991, B 3 (8): 2050
- 7 Hirshman S P, Sigmar D J. Nuclear Fusion, 1981, 21 (9): 1079
- 8 Valanju P M, Calvin M D, Hazeltine R D, et al. Phys. Fluids, 1992, B4 (8): 2675
- 9 Hinton F L, Kim Y B. Phys. Plasma, 1995, 2 (1): 159
- 10 Rozhansky V, Tendler M. Phys. Fluids B 4 (7): 1877
- 11 Meigs A G, Rowan W L. Phys. Plasma, 1994, 1 (4): 960
- 12 彭利林, 洪文玉. 核工业西南物理研究院年报, 1995: 26