

HL-1M 装置边缘等离子体结构研究

洪文玉[†] 严龙文 王恩耀 李 强 钱 俊

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2003 年 11 月 11 日收到 2004 年 3 月 16 日收到修改稿)

描述 HL-1M 装置上几种典型放电中的边缘等离子体物理实验结果. 利用马赫/朗缪尔 6 探针组、静电 4 探针组、20 组三探针阵列研究了低杂波电流驱动、超声分子束注入、多发弹丸注入和中性束注入放电中的粒子约束性能、等离子体旋转和边缘静电雷诺胁强的变化对改善约束的影响. 给出了雷诺胁强和极向相速度的关系. 结果表明, 雷诺胁强的径向变化可以自发产生托卡马克等离子体的剪切极向流. LHCD 能使低密度放电的粒子约束增加 1 至 2 倍. 弹丸注入后, 粒子约束时间和极向旋转至少可增加 1 倍, 而 SMBI 可使粒子约束时间增加约一个数量级并取得高性能等离子体.

关键词: 粒子约束, 雷诺胁强, 极向流剪切, 马赫/朗缪尔 6 探针组

PACC: 5230, 5235R, 5255G

1. 引言

为获得高性能的等离子体, 例如高的中心密度和温度, 良好的芯部约束等, 边缘等离子体和中心等离子体的同时控制特别重要. 等离子体约束对于边缘条件是非常敏感的. 因此, 边缘等离子体的测量和控制对研究中心等离子体是重要的. 通常采用马赫/朗缪尔 6 探针组和静电 4 探针组来测量边缘等离子体参数, 即边缘温度 T_{ea} , 密度 n_{ea} , 空间电位 V_s , 径向电场 E_r 及其梯度 dE_r/dr , 极向电场 E_p , 极向相速度 v_θ 和雷诺胁强 R_s 的径向变化等. 由于探针测量具有很高的时间和空间分辨, 它能研究边缘参数的涨落和相关特性^[1-3]. 大量的实验结果表明, 约束的改进与旋转速度的增加和边缘涨落的下降密切相关.

为获得高的等离子体温度, 采用了几种二级加热的方法. 到目前为止, 离子回旋波(ICRF)注入和中性束注入(NBI)是直接加热大多数离子而不是电子的最重要的方法, 它们对于保持托卡马克反应堆中稠密芯部的聚变反应是很重要的^[4]. 在 HL-1M 的物理实验中, 1MW 的 ICRF 被用于加热等离子体, 但是, 离子回旋波的加热效果并不像期望的那样明显,

主要原因是由于发射天线与等离子体之间的耦合不是很好. 采用 0.2MW 的 NBI 功率已能使本底离子温度增加一倍以上. 0.8MW 的 NBI 功率可用于加热等离子体.

HL-1M 装置上的八发弹丸注入加料实验, 能产生中空的温度和电流密度分布, 弹丸注入使边缘等离子体旋转和粒子约束时间明显增加. HL-1M 装置的超声分子束注入(SMBI)加料也获得较好的实验结果^[5], 其密度上升率是普通送气的两倍而没有破裂, 它的能量约束时间比普通送气增加 20%—30%, 其主要原因是 SMBI 产生了更峰化的密度分布, 而 SMBI 加料方法远比弹丸注入简单.

本文主要介绍低杂波电流驱动(LHCD)、SMBI、多发弹丸注入(MPI)和 NBI 四种典型放电中边缘等离子体参数的测量和实验结果.

2. 实验布置和诊断安排

HL-1M 装置是具有两个极向闭合石墨孔栏的中型托卡马克, 它的主要装置参数: 大半径 $R = 102$ cm、小半径 $a = 26$ cm、环向磁场 $B_t = 1.4—2.8$ T、变压器磁通为 1.7 Wb. 它的最高运行参数: 等离子体电流 $I_p = 320$ kA、放电时间 $t = 4$ s、电子温度 $T_e = 1.2$

[†]E-mail: hongwy@swip.ac.cn, 电话: 028-82932705.

keV、离子温度 $T_i = 1.0 \text{ keV}$, 线平均电子密度 $\bar{n}_e = 8.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、能量约束时间 $\tau_E = 38 \text{ ms}$ 等等. 到目前为止, 有提供约 3MW 二级加热的能力($P_{\text{LHCD}} = 1 \text{ MW}$, $P_{\text{NBI}} = 0.8 \text{ MW}$, $P_{\text{ICRF}} = 1 \text{ MW}$, $P_{\text{ECRF}} = 0.3 \text{ MW}$).

边缘旋转速度可用马赫探针和可见光的多普勒位移测量. 一个安装在弱场侧的径向可动的 4 探针阵列用于测量边缘等离子体温度、密度、空间电位和粒子通量. 在 $r = 26.5 \text{ cm}$ 的等离子体边缘区安装有 20 组固定三探针阵列用于研究边缘电子温度和密度极向分布非对称性. 其中四组固定三探针用于测量边缘电子温度和密度的极向分布, 分别位于等离子体极向截面的内侧、上部、外侧和下部, 测量结果分别用 $n_{e1}, T_{e1}, n_{e2}, T_{e2}$ 等标出.

图 1 给出了可动 4 探针的测量电路, 当外加电压 $E = V_2 - V_1 > 4T_e$ 时, 边缘等离子体密度(n_{ea}), 温度(T_{ea}), 空间电位(V_s)和极向电场(E_p)能由饱和离子电流和各电位差导出, 它们给出如下:

$$n_{ea} = I_s / (0.5 A e \sqrt{k T_e / m_i}), \quad (1)$$

$$T_{ea} = 0.5 \times \varphi (V_3 + V_4) \ln 2, \quad (2)$$

$$V_s = \varphi V_t + \alpha T_e, \quad (3)$$

$$E_p = \varphi (V_3 - V_4) d_{34}, \quad (4)$$

这里

$$\alpha = \frac{k}{e} \ln \left[2\pi \frac{m_e}{m_i} \left(Z + \frac{T_i}{T_e} \right) (1 - \delta) \right],$$

其中 δ 是探针二次电子发射系数, k 为波尔兹曼常数, d_{34} 为探针 3 与 4 之间的距离, I_s 是饱和离子流, A 是探针的有效收集面积, φ 是取样电阻的比率, 其他参数具有通常的物理意义. 例如对于 H^+ 离子, $T_i = T_e$ 和 $\delta = 0$, 获得 $\alpha = 2.49$. 径向粒子通量和约束时间计算如下^[6]:

$$\Gamma = n_e E_p / B_t. \quad (5)$$

$$\tau_p = \frac{n_{ev}}{n_e} \frac{2\pi^2 a^2}{ql_M} \frac{e B_t}{3k T_e} \approx \frac{0.32 n_{eo}}{n_e} \frac{I_p (\text{MA})}{T_e (\text{eV})}, \quad (6)$$

这里 $n_{ev}, n_{eo}, n_e, l_M, q, T_e$ 分别是体平均、线平均和边缘电子密度, 最大的旋转变换角、安全因子和边缘温度, 其他参数具有通常的物理意义.

马赫/朗缪尔探针组^[7,8]通过磁力传输杆安装到偏离 HL-1M 装置外极向中心平面 22.5° 的位置, 它能径向地向里和向外自由移动, 并可旋转 360° 角. 马赫/朗缪尔探针组是由 6 根探针元件组成, 用于测量

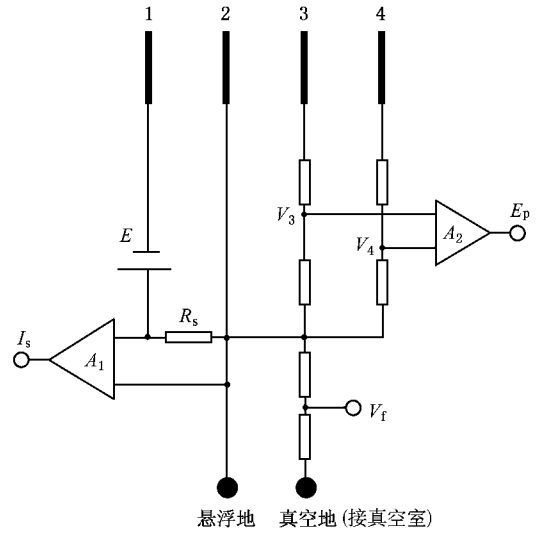


图 1 可动 4 探针的电路图 A_1, A_2 为差分放大器

等离子体边缘区极向旋转的相速度, 电子温度和密度, 径向和极向电场以及它的扰动. 极向相速度 v_θ 定义为

$$v_\theta = \sum_{k, f} \frac{2\pi f}{k} \mathcal{S}(k, f) / \sum_{k, f} \mathcal{S}(k, f), \quad (7)$$

$$E_r = \frac{1}{e Z_i n_i} \frac{dp_i}{dr} + B V_p - B_p V_t, \quad (8)$$

式中 $\mathcal{S}(k, f)$ 是测量的功率谱, 作为波数和频率的函数, 它是应用两个悬浮电位信号的两点相关技术^[9,10]来进行计算的. 测量的相速度是由 $E \times B$ 旋转支配的, 它可用于定义剪切层. 其他参数具有通常的物理意义.

雷诺胁强项(R_s)与 $E \times B$ 漂移速度有关, 忽略磁场扰动的贡献, 雷诺胁强可以用下列方程式表示^[7-9]:

$$R_s \equiv \langle \tilde{V}_r \tilde{V}_p \rangle = - \langle \tilde{E}_r \tilde{E}_p \rangle / B^2, \quad (9)$$

式中 $\tilde{V}_r$ 和 $\tilde{V}_p$ 分别为边缘等离子体扰动的径向和极向流速, $\tilde{E}_r$ 和 $\tilde{E}_p$ 分别为径向和极向电场扰动, B 是环向磁场, 符号 ... 意指时间平均值.

3. 边缘等离子体参数的测量结果

3.1. LHCD 的边缘等离子体特性

低杂波(LHW)全波驱动的时间约达到 1s. 当线平均密度 $\bar{n}_{eo} \geq 3.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 观测到 LHW 对离子显著的加热效应. 离子温度的增量与等离子体

密度成正比,与电子温度成反比.据信参量衰变不稳定性是 LHCD 加热离子的主要机理.尤其是如果 $\bar{n}_{e0} < 1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 类似 ELM 行为出现在 LHCD 放电中,它意味着粒子和能量约束被显著改进了^[11].

在 LHW 注入后,边缘温度和密度常常下降,它表明在 HL-1M 装置中粒子约束被极大地改善了.图 2 给出了在 LHCD 期间边缘温度和密度的分布,如果 $r > 27 \text{ cm}$,边缘温度和密度几乎保持不变,它表明 LHCD 对刮离层的等离子体影响很小;在 $r = 22 \text{ cm}$ 和 $r = 26 \text{ cm}$ 之间,边缘温度和密度明显下降,按照方程(6)的计算,粒子约束时间明显上升;如果 $r < 22 \text{ cm}$,边缘温度和密度的梯度突然增加,它表明局部的粒子和能量约束被明显改进.

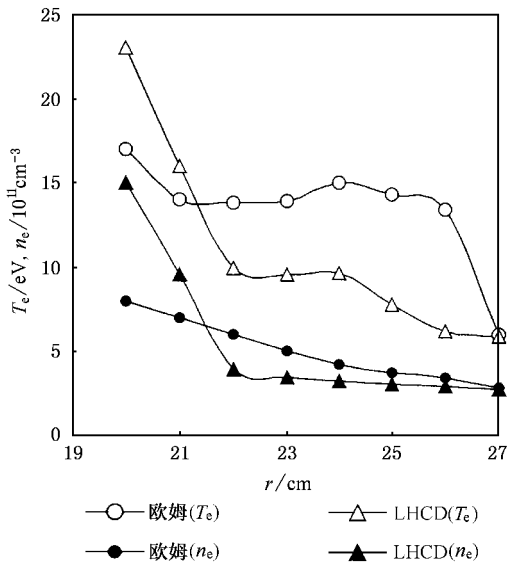


图 2 边缘温度和密度随半径的变化(圆圈和三角分别代表欧姆和 LHCD 放电)

粒子约束改进的大小强烈地依赖于等离子体密度.图 3 给出了 LHCD 的粒子约束时间与欧姆放电的粒子约束时间之比.对于低密度等离子体,粒子约束时间随放电密度而增加,它的最大值可增加 1—2 倍.同时,边缘饱和离子电流和它的涨落可下降到 20%—50%,它揭示了反常输运急剧下降了.如果 $\bar{n}_{e0} > 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, LHCD 开始使粒子约束变坏,它可下降 30%.因此,在 HL-1M 装置上,存在一个改进粒子约束的密度极限.

此外,我们还研究了粒子约束时间与低杂波注入功率的关系.当等离子体密度固定时,约束时间随 LHW 功率先快速上升而后逐渐下降,马赫探针测量的边缘极向旋转速度也随功率的增加而增加,它的

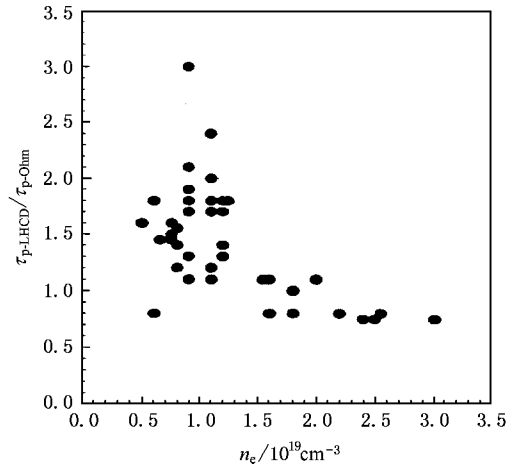


图 3 LHCD 与欧姆放电的粒子约束时间之比随密度的变化

方向随环向磁场的反向而反向^[12],它表明极向旋转主要由径向电场驱动.

3.2. 弹丸注入和 SMBI 的边缘等离子体

在 HL-1M 装置上,8 发弹丸注入已用于 HL-1M 实验.4 发大弹丸的速度约为 800 m/s,4 发小弹丸的速度约为 500 m/s,大弹丸的粒子数约为小弹丸的 2.5—2.8 倍.通常从弹丸的发射枪到等离子体边缘需要延迟 10 ms 以上的时间.在弹丸实验中,多道 HCN 干涉仪测量密度常常遇到困难,其主要原因是 HCN 干涉仪并不足以响应弹丸消融过程中的密度上升.

一次典型的 8 发弹丸注入的放电如图 4 所示,从上部到下部的曲线分别是等离子体电流、弹丸发射时刻、在顶部和外部的边缘电子温度、在顶部和外部的边缘电子密度.由于电流采用了反馈控制,在弹丸注入后几乎没有变化.发射弹丸的时刻约在 150, 200, 250, 300, 350, 450, 550 和 650 ms 处,然而,仅有 6 发弹丸被边缘的密度和温度测量所证实,它们与在切向半径 $r = 15 \text{ cm}$ 处的边缘道的 HCN 测量相一致,增加电子温度,有可能观测到最后几发弹丸的效果.在弹丸注入后,在 0.3 ms 内边缘电子温度突然下降,边缘密度尖锐地上升,它与弹丸消融的时间尺度相对应.在边缘参数上的这些变化能保持约 10 ms,它取决于弹丸的大小.最后,边缘参数会按照它们的输运时间尺度($\sim 20 \text{ ms}$)缓慢恢复.弹丸注入可使粒子约束时间增加 1 倍,它与边缘参数涨落幅度的下降有关.在几次弹丸注入后,边缘本底电子温度很快下降到 20 eV 以下,而本底密度增加较小.

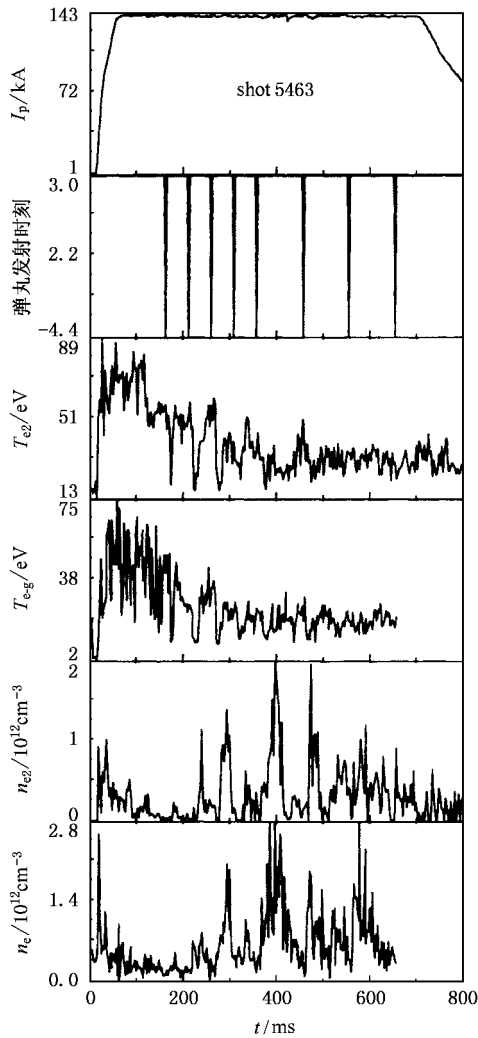


图 4 具有 8 次注入的弹丸加料实验(图中曲线从上到下分别是等离子体电流、弹丸发射时刻、在顶部和外部的边缘电子温度、在顶部和外部的边缘电子密度)

为了获得高密度和好的约束,在 HL-1M 装置上进行了高压(0.3—1.2Mpa) SMBI 加料实验^[13],准直性良好的氢束速度大约为 500m/s.通过注入氢粒子到低密度的靶等离子体($\bar{n}_{eo} = 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$),我们研究了 SMBI 的注入深度,它在 HL-1M 装置上注入等离子体深度约 12cm,最深时超过 17cm,形成几十乃至几千个原子(分子)组成的团簇流^[13,14],而按照气体分子平均自由程的计算,托卡马克常规气体加料的注入深度约为 3—4cm.密度剖面分布的峰化因子上升到 1.51,它对于压缩离子温度梯度模不稳定性是很重要的,在 HL-1M 装置上,送气加料的峰化因子通常低于 1.4.因此,在 SMBI 后,能取得良好的等离子体约束性能.

分子束注入加料可使边缘等离子体参数发生明

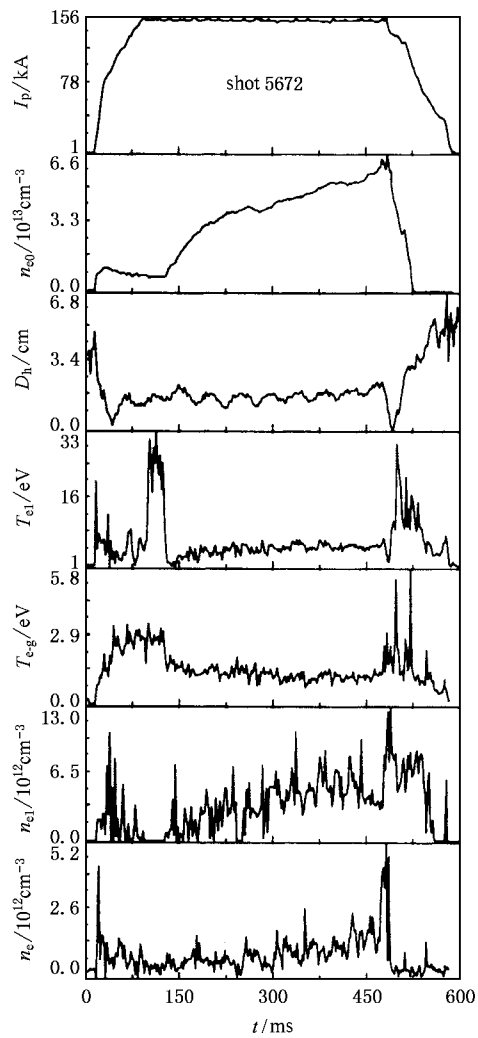


图 5 具有分子束注入时的高密度放电

显变化,例如边缘温度突然下降、密度逐渐上升、悬浮和空间电位尖锐下降、粒子约束时间连续增加等等.在 SMBI 后,边缘参数的极向非对称性降低了.

一次典型的分子束注入放电如图 5 所示.图中曲线从上到下分别是等离子体电流、线平均电子密度、水平位移、在内部和外部的边缘电子温度、在内部和外部的边缘电子密度.在 SMBI 后,线平均电子密度连续增加,它的上升率达到了 $3.6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$,在密度极限破裂前,密度为 93% 的 Greenwald 极限值.在 SMBI 后不久,边缘温度下降到 20eV 以下,它对增加 SMBI 的注入深度是很重要的,在 SMBI 后,已观测到在 $r/a = 0.88$ 处的电子温度约从 50eV 下降到 15eV,有可能沿分子束形成了一个冷的通道.边缘温度在密度极限破裂后突然增加.另一方面,在 SMBI 后,边缘密度先持续增加,然后几乎保持不变,在密度极限破裂发生时突然增加,在内侧的

密度增量保持了长的时间,而外侧的密度在破裂后不久开始突然下降,这一结果与等离子体贮能被损失后,等离子体的中心向内移动相对应.边缘悬浮电位和空间电位的演变与温度的演变很相似.在 SMBI 后,粒子约束时间约从 25ms 到 120ms 增加了 4 倍,在同样密度时,常规送气仅上升 1.5 倍.

3.3. 边缘静电雷诺胁强和极向流的径向结构

雷诺胁强是测定托卡马克等离子体边界扰动结构的非均质性程度.雷诺胁强的径向变化能驱动极向动量的再分布,并能产生剪切极向流.

马赫/朗缪尔探针组的其中两根针是沿着垂直于磁场方向和极向方向间隔 6mm,用于测量边缘极向电场扰动 $\tilde{E}_p$.径向电场扰动 $\tilde{E}_r$ 是通过径向间隔 5mm 的另外两根针测量的.探针是按磁场方向定方位,以消除它们之间的影响.径向和极向电场扰动 $\tilde{E}_r$ 和 $\tilde{E}_p$ 的径向分布是一炮一炮径向扫描测量的,每个径向位置上的测量是在同样放电条件模式下去进行的.图 6 给出了 Ohmic, LHCD, SMBI, MPI 和 NBI 期间等离子体边缘和刮离层的径向和极向电场 E_r 和 E_p 的径向分布.静电雷诺胁强是由 $\tilde{E}_r \tilde{E}_p$ 进行计算的,利用 E_r 和 E_p 的分布可计算出静电雷诺胁强.图 7 给出了 Ohmic, LHCD, SMBI, MPI 和 NBI 实验中的雷诺胁强 $R_s = \langle \tilde{V}_r \tilde{V}_p \rangle$ 的径向分布,结果表明多种放电雷诺胁强的峰值都在孔栏以内 1cm 范围内.

在 HL-1M 装置的 LHCD, SMBI, MPI 和 NBI 实验期间,我们利用方程 (7) 测量了等离子体极向相速度 ν_θ .图 8 给出了 ν_θ 的径向分布,从图 8 可以看出,在涉及到扰动的方向上,极向相速度出现明显变化,即从孔栏内的电子抗磁方向改变到孔栏前面等离子体边缘外的离子抗磁方向.在 MPI 后,极向流方向被反向,按照方程 (8) 的估算,它支持极向旋转速度变得更负.在弹丸注入后,极向旋转速度在电子抗磁漂移侧大幅度增加,其最大值出现在孔栏以内 1cm 附近.径向电场的变化趋势与极向旋转的变化趋势类似.在 SMBI 后,极向旋转速度产生显著的变化,它们的方向是否反向决定于它们的径向位置,然而,径向电场比欧姆放电时变得更负,在 SMBI 后边缘参数的变化幅度比 MPI 的幅度小.

在 LHCD 实验中, LHW 注入功率分别为 100, 200 和 250kW, 边缘静电雷诺胁强 R_s 和极向相速度 ν_θ 的径向分布随 LHW 注入功率的变化而变化,如图

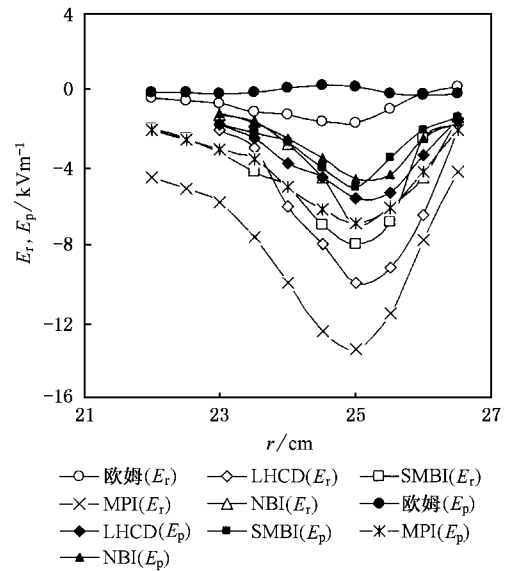


图 6 在 Ohmic, LHCD, SMBI, MPI 和 NBI 期间, HL-1M 等离子体边缘和刮离层的径向电场 E_r 和 E_p 的径向分布

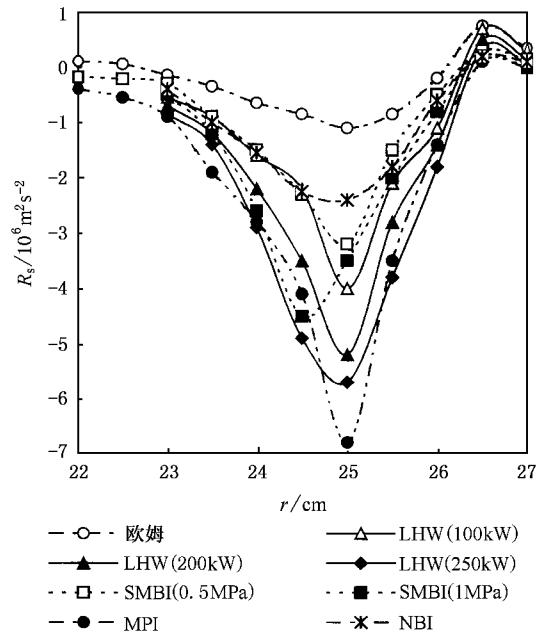


图 7 在 Ohmic, LHCD (随注入功率变化), SMBI (随注入气源压力变化), MPI 和 NBI 期间, HL-1M 等离子体边界层静电雷诺胁强 R_s 的径向分布

7 和图 8 所示. HL-1M 装置等离子体的高压分子束流注入实验中,分子束注入口气源的压力可从 0.3MPa 到 1.2MPa 之间连续改变.从边缘等离子体极向相速度 ν_θ 和雷诺胁强 R_s 的变化中可看出,分子束流注入等离子体内的深度随着注入口气源的压力提高,即注入速度的增加而增加,如图 7 和图 8

所示. 图中给出, 当分子束注入口气源的压力从 0.3MPa 增加到 1MPa 时, 边缘等离子体极向旋转在电子抗磁方向上的最大速度 v_θ 从 $r = 25\text{cm}$ 处的约 3.7 km s^{-1} 提高到 $r = 24.5\text{cm}$ 处的约 6.6 km s^{-1} , 雷诺胁强 R_s 的最大值也从 $r = 25\text{cm}$ 移到 $r = 24.5\text{cm}$ 处. 提高了分子束流的注入速度和效率.

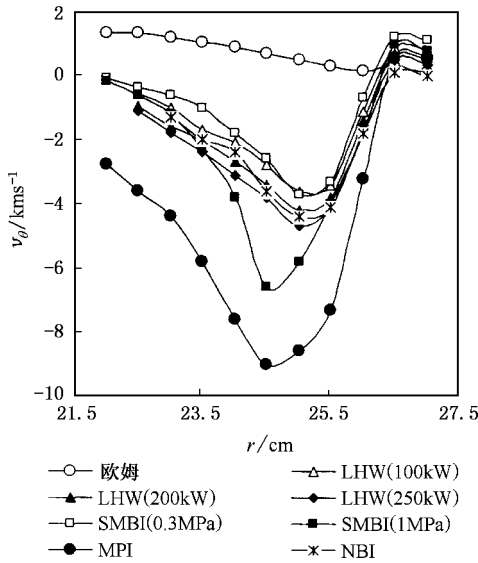


图 8 在 Ohmic, LHCD (随注入功率变化), SMBI (随注入口气源压力变化), MPI 和 NBI 期间, HL-1M 等离子体边界层 v_θ 的径向分布

从图 6 和图 8 可清楚看出, 极向相速度 v_θ 主要是由径向电场 E_r 支配的, 雷诺胁强梯度为增加极向相速度 v_θ 的主要原因. 同时指出: E_r 的变化与雷诺胁强驱动极向流完全一致, 在目前 HL-1M 装置实验中, 等离子体边界区 $< \tilde{V}_r \tilde{V}_p >$ 的径向梯度(即 dR_s/dr)在 $10^7 - 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ 数量级, 如图 9 所示. 这提供了边缘等离子体扰动诱导等离子体流的证据.

4. 结 论

在 HL-1M 装置上, 采用朗缪尔探针边缘等离子体密度、温度、空间电位和极向电场进行了同时测量. 利用边缘参数估算了粒子约束时间, 马赫探针测量了边缘旋转速度.

低杂波电流驱动(LHCD)能使低密度放电的粒子约束时间增加 1—2 倍, 使高密度放电的粒子约束时间降低 30%, 存在一个改进粒子和能量约束的密度极限. 此外, 边缘饱和离子电流及其涨落可下降到 20%—50%, 它揭示了反常输运尖锐地下降了. 在高

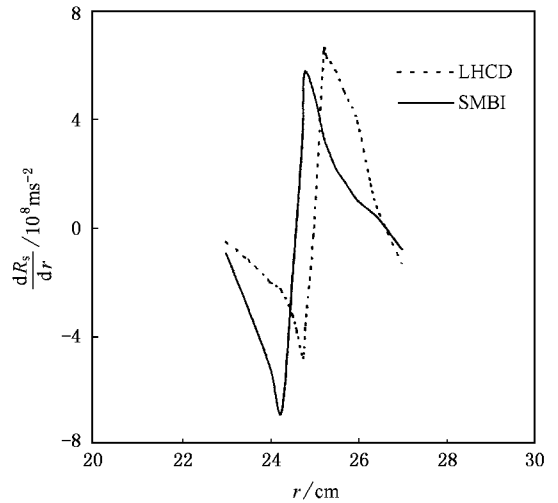


图 9 在 LHCD 和 SMBI 期间, HL-1M 等离子体边界层雷诺胁强梯度的径向分布

密度放电中, 观测到 LHCD 产生显著的离子加热. 特别是如果 $\bar{n}_{eo} < 1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 类似边缘局域(ELM)行为出现在 LHCD 放电中, 它意味着粒子和能量约束被显著改进了.

八发弹丸注入实验已在 HL-1M 装置上实现, 弹丸注入使边缘密度尖锐上升和边缘温度突然下降, 弹丸消融和它的扰动的时间尺度分别为 0.3ms 和 10ms. 在弹丸注入后, 粒子约束时间至少增加一倍. 在弹丸注入后, 极向流方向被反向, 它支持极向旋转速度变得更负. 极向旋转速度突然增加 1—2 倍, 它的方向从电子抗磁漂移侧转到离子抗磁漂移侧, 其最大值出现在孔栏内侧 1cm 附近.

高压超声分子束注入(SMBI)加料技术已在 HL-1M 装置上被广泛应用, 它能明显改善整体等离子体的性能, 使边缘温度突然下降、密度逐渐上升、悬浮和空间电位明显下降、粒子和能量约束时间快速增加. 在 SMBI 加料后, 已获得了粒子约束时间约一个量级的上升. 在 HL-1M 装置上, SMBI 的注入深度达到了 12cm, 而托卡马克常规气体加料的注入深度为 3—4cm. 密度剖面分布的峰化因子明显上升, 它对于压缩离子温度梯度模不稳定性是很有用的. 总之, 在 SMBI 后, 已取得良好的等离子体性能. SMBI 注入后, 极向和环向旋转速度也能产生显著的变化, 它们的方向是否反转决定于它们的径向位置, 然而, 径向电场变得更负, SMBI 后边缘参数的变化幅度比 MPI 的幅度小.

静电雷诺胁强 R_s 和极向相速度 v_θ , 径向和极向

电场 E_r 和 E_p 的测量已在 HL-1M 装置中得到了广泛应用. 我们的实验证实了边缘等离子体中雷诺胁强梯度和极向流加速之间的依赖关系, 即静电雷诺胁强的径向梯度能驱动剪切层附近的极向流速度,

意指静电扰动诱导的雷诺胁强是产生极向流和 E_r 剪切的主要机理之一. 这种机理对于解释等离子体边缘区极向流的物理过程起了重要作用.

- | | |
|--|--|
| [1] Dong L F <i>et al</i> 1998 <i>Phys. Rev. E</i> 5 929 | [10] Ritz C P <i>et al</i> 1988 <i>Rev. Sci. Instrum</i> 59 1739 |
| [2] Wang E Y <i>et al</i> 1995 <i>Nucl. Fusion</i> 35 467 | [11] Liu Y <i>et al</i> 1998 17th IAEA Fusion Energy Conference, Yokohama, 1998. Vienna: IAEA, IAEA-CN-69/EXP2/17 |
| [3] Hong W Y <i>et al</i> 1997 <i>J. Nucl. Materials</i> 241-243 1234 | [12] Hong W Y <i>et al</i> 2000 <i>Plasma Science & Technology</i> 2 347 |
| [4] Start D F H <i>et al</i> 1998 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 80 4681 | [13] Yao L H <i>et al</i> 2002 <i>Acta Phys. Sin.</i> 51 597 (in Chinese) [姚良骅等 2002 物理学报 51 597] |
| [5] Yao L H <i>et al</i> 1998 <i>Nucl. Fusion</i> 38 631 | [14] Lin J Q <i>et al</i> 2001 <i>Acta. Phys. Sin.</i> 50 457 (in Chinese) [林景全等 2001 物理学报 50 457] |
| [6] Staib P 1982 <i>J. Nuclear Materials</i> 111-112 109 | |
| [7] Hong W Y <i>et al</i> 1998 <i>Vacuum & Cryogenic</i> (in Chinese) 4 136 | |
| [8] Hong W Y <i>et al</i> 2001 <i>Plasma Science & Technology</i> 3 791 | |
| [9] Li G <i>et al</i> 1994 <i>Nuc. Fusion</i> 34 659 | |

Research of edge plasma structure on the HL-1M tokamak

Hong Wen-Yu[†] Yan Long-Wen Wang En-Yao LI Qiang Qian Jun

(Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China)

(Received 11 November 2003; revised manuscript received 16 March 2004)

Abstract

In this paper, experimental results of plasma characteristics in several discharges have been measured in the plasma boundary region of the HL-1M tokamak using a multiarray of Mach/Langmuir 6 probes, electrostatic 4 probes and 20 group of 3 probes. In the experiments of Ohmic discharge, lower hybrid current drive, supersonic molecular beam injection, multi-shot pellet injection and neutral beam injection, etc., the correlation between the Reynolds stress and poloidal flow in the edge plasma is obtained. The experimental results suggest that the confinement improvement is related to the increasing rotation velocity and to the decreasing edge fluctuation. The results indicate that the sheared poloidal flow can be generated in tokamak plasma due to the radially varying Reynolds stress. The particle confinement with low-density discharge can increase 1—2 times in LHCD. The particle confinement time and poloidal rotation velocity can at least be doubled after MPI, and that the particle confinement time can increase one order of magnitude and can obtain high performance plasma during the experiment of SMBI.

Keywords: particle confinement, Reynolds stress, sheared poloidal flows, Mach/Langmuir 6 probe array

PACC: 5230, 5235R, 5255G

[†]E-mail hongwy@swip.ac.cn, Tel 028-82932705.