

# HL-2A 托卡马克偏滤器脱靶时边缘极向旋转和湍流动量输运\*

龙婷<sup>†</sup> 柯锐 吴婷 高金明 才来中 王占辉 许敏<sup>‡</sup>

(核工业西南物理研究院, 成都 610225)

(2023 年 11 月 2 日收到; 2024 年 2 月 14 日收到修改稿)

偏滤器脱靶为降低托卡马克靶板热负荷提供了一种有效的解决方案, 但脱靶可能引起边界等离子体状态发生变化, 影响整体约束性能. 本文报道了在中国环流器二号 A 托卡马克上开展的 L 模放电偏滤器脱靶时边界等离子体极向旋转和湍流动量输运的实验研究. 采用在偏滤器室注入混合气体 (60% 氮气+40% 氩气) 的方式实现了偏滤器脱靶. 研究发现, 在未脱靶-预脱靶-脱靶过程中, 实验测得的近刮削层区域  $E \times B$  极向流速与湍流动量对极向旋转的驱动作用 (雷诺应力) 的演化一致; 相较于未脱靶状态, 脱靶时等离子体边缘极向速度剪切明显降低, 导致湍流水平增强. 在湍流输运和辐射都增强的共同作用下, 等离子体整体约束性能下降. 研究表明, 边缘湍流输运和等离子体旋转动力学在偏滤器脱靶影响整体约束的芯-边耦合机制中发挥作用.

**关键词:** 核聚变能, 偏滤器, 等离子体湍流, 等离子体流

**PACS:** 89.30.Jj, 52.55.Rk, 52.35.Ra, 52.30.-q

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231749

## 1 引言

磁约束聚变能具有储量丰富、环境友好、固有安全等突出优势, 是未来理想的清洁能源. 在磁约束氦聚变装置中, 发生核聚变反应的等离子体必须长时间维持在高温高密的约束状态并释放能量, 同时需要降低偏滤器靶板的热负荷来避免装置器壁损坏, 这也是国际热核聚变实验堆 (ITER) 及未来商业聚变堆所面临的关键挑战之一<sup>[1]</sup>. ITER 要求到达偏滤器靶板的稳态峰值热通量不高于  $10 \text{ MW/m}^2$ <sup>[2]</sup>. 偏滤器脱靶为降低靶板热负荷提供了一种有效的解决方案<sup>[3]</sup>. 通常采用注入燃料或杂质的方式, 增强辐射水平来提高偏滤器等离子体的能量耗散, 降低靶板附近的等离子体温度, 使强电

离区脱离靶板. 偏滤器脱靶的重要特征是到达靶板的离子流和热流显著降低<sup>[3,4-6]</sup>.

然而, 一些托卡马克装置的实验发现, 偏滤器脱靶时, 边缘等离子体温度和密度剖面发生变化, 整体约束性能降低. ASDEX Upgrade 托卡马克通过注入氩气和氮气的方式实现了偏滤器脱靶, 但随着脱靶程度的加深, 边缘等离子体密度上升, 电子温度和离子温度下降, 压强剖面降低, 整体约束性能下降约 20%<sup>[7]</sup>. JET 托卡马克通过持续注入氩气进行高密度放电时, 同样观察到脱靶后等离子体约束性能下降 (~30%) 的现象<sup>[8]</sup>. 然而, 偏滤器脱靶过程中, 是什么样的物理机制影响了等离子体整体约束? 这一问题仍待进一步研究. 过去的研究表明, 极向旋转及其剪切有利于抑制边缘湍流输运从而提高约束, 同时湍流也可以从温度/密度剖面中获

\* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2022YFE03100004)、国家自然科学基金 (批准号: 12375210)、四川省科学技术厅项目 (批准号: 2022JDRC0014) 和中核集团青年英才项目 (批准号: 2021JZYF-03) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: longt@swip.ac.cn

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: minxu@swip.ac.cn

取能量来驱动极向旋转, 实现等离子体约束状态的自调节过程<sup>[9-13]</sup>. 因此, 研究脱靶时边缘极向旋转的演化以及湍流动量运输的作用, 有助于理解偏滤器脱靶影响整体约束的芯-边耦合过程. 本文第2节将介绍中国环流器二号 A (HL-2A) 托卡马克偏滤器脱靶实验的实现方法和主要特征, 第3节展示脱靶前后刮削层极向流速和湍流动量运输的测量结果及变化趋势, 第4节对边缘极向流剪切与整体约束性能之间的物理关联进行讨论, 最后在第5节进行论文研究工作的总结与讨论.

## 2 偏滤器脱靶的实现

本文在 HL-2A 托卡马克上, 开展了低约束模 (L 模) 氩放电下的偏滤器脱靶实验. HL-2A 装置的大半径为 1.65 m, 小半径为 0.4 m, 偏滤器位形为下单零<sup>[14,15]</sup>. 俯瞰 HL-2A 装置, 环向磁场沿顺时针方向, 等离子体电流沿逆时针方向. 主要的实验参数如图 1 所示, 环向磁场约 1.3 T, 等离子体电流约 165 kA, 安全因子  $q_{95}$  约 2.8, 等离子体中心弦平均密度  $1.4 \times 10^{19} - 2.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 中性束加热功率约 330 kW. 在图中的放电时间段内, 环向磁

场、等离子体电流和中性束加热功率无变化. 在偏滤器室外靶板附近注入 60% 氮气和 40% 氩气所组成的混合气体, 采用脉冲式注入的方式, 脉冲长度为 5—20 ms. 注气后, 偏滤器外靶板先后两次成功实现了脱靶, 脱靶时间段分别为 1110—1136 ms 和 1175—1270 ms. 由图 1(f) 可看出, 当脱靶时, 内外靶板饱和流探针<sup>[16]</sup>测得的离子饱和流密度  $J_{\text{sat,inner}}$  (位于  $z = -79.93 \text{ cm}$ , 中平面下方 79.93 cm 处) 和  $J_{\text{sat,outer}}$  (位于  $z = -82.13 \text{ cm}$ ) 均发生明显下降. 通过红外相机测量偏滤器外靶板表面温度, 在假设环向热负荷对称的基础上利用数值求解二维热传导方程, 可以给出外靶板热流密度<sup>[17,18]</sup>. 当脱靶时, 偏滤器红外相机测得的外靶板热流密度  $q_{\text{outer}}$  (位于  $z = -82.52 \text{ cm}$ ) 也出现显著降低, 如图 1(g) 所示. 图 1(h)—(j) 分别给出外靶板三探针测的电子温度 (位于  $z = -83.33 \text{ cm}$ )、主真空室 Bolometer 热辐射测量信号及真空紫外光谱测量 (VUV) 的氮杂质谱线 (NV) 辐射强度<sup>[19]</sup>. 可以看出, 由未脱靶向脱靶演化期间, 外靶板电子温度下降 ( $< 10 \text{ eV}$ ), 同时辐射上升. 由于实验中无内靶板红外相机测量、且内靶板三探针不可用, 因此无法给出内靶板附近热流密度和电子温度. 而 HL-2A 和 EAST 装

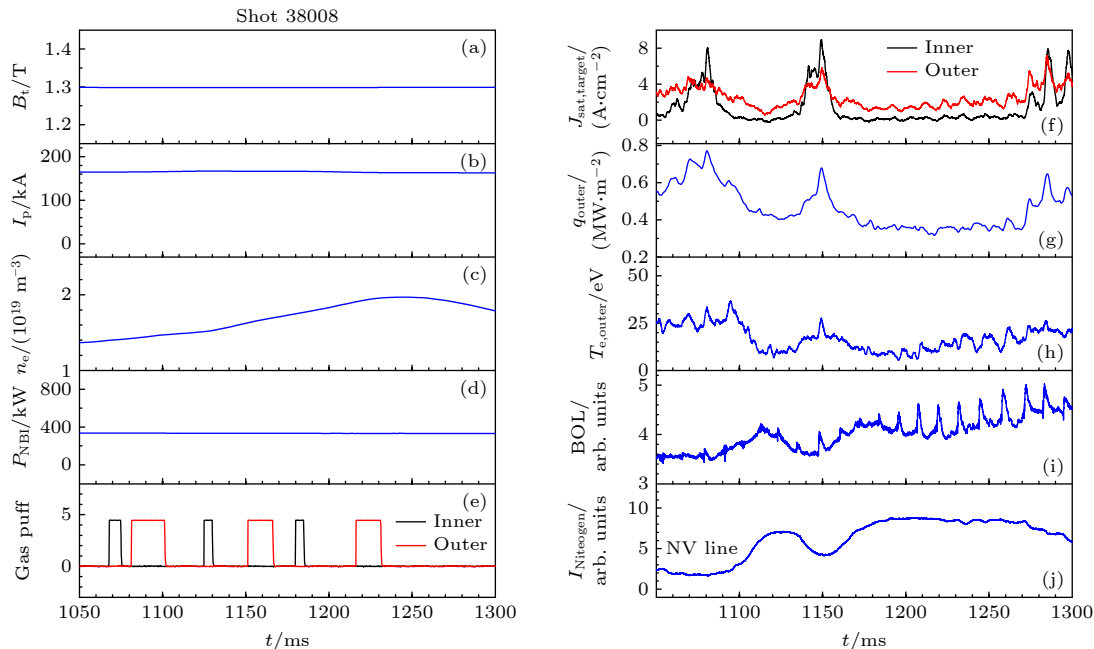


图 1 偏滤器脱靶实验的主要放电参数 (a) 环向磁场; (b) 等离子体电流; (c) 中心弦平均密度; (d) 中性束加热功率; (e) 偏滤器注气; (f) 靶板离子饱和流密度; (g) 外靶板热流密度; (h) 外靶板电子温度; (i) 主真空室热辐射信号; (j) 氮辐射强度

Fig. 1. The main discharge parameters in the divertor detachment experiment: (a) Toroidal field; (b) plasma current; (c) central line-averaged density; (d) NBI heating power; (e) gas puffing in divertor; (f) ion saturation current density onto target; (g) heat flux onto outer target; (h) electron temperature at outer target; (i) bolometer signal through the main chamber; (j) nitrogen radiation intensity.

置先前的实验研究指出,相较于外靶板,内靶板更易于脱靶<sup>[20,21]</sup>.图2(a),(b)分别给出偏滤器脱靶前后由中平面 CCD 相机拍摄的极向截面可见光图像.可以看出,脱靶前(1143 ms)偏滤器及 X 点附近辐射较弱,脱靶后(1179 ms)偏滤器及 X 点附近辐射急剧增强.

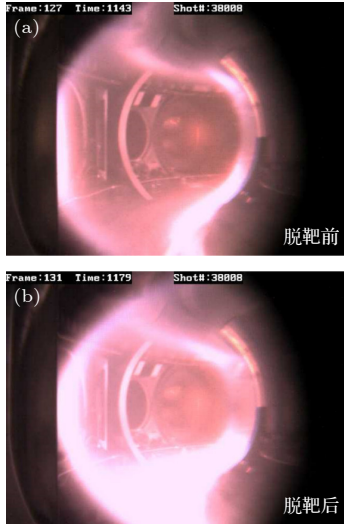


图 2 (a) 偏滤器脱靶前和 (b) 偏滤器脱靶后的可见光图像  
Fig. 2. The visible light images taken by a CCD camera (a) before the detachment and (b) after the divertor detachment.

### 3 刮削层的极向流速和湍流动量

利用 HL-2A 外中平面的静电探针阵列,对边界的近刮削层区域 (scrape-off-layer, SOL) 的极向

旋转和湍流动量输运进行了实验测量.该探针阵列由 3 个三台阶探针组成,在极向和径向间隔布置<sup>[22]</sup>.探针阵列的示意图如图 3 所示,探针阵列的探针 I 是最深台(即径向上最靠近等离子体芯部),探针 II 是中间台,探针 III 是最浅台,径向上依次相差 5 mm.利用该探针阵列,可以对电子温度  $T_e$  和等离子体电势  $\phi$  进行测量,进一步可获得电场  $E = -\nabla\phi$ ,  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  极向流速  $v_{\theta, E \times B} = -E_r/B$  以及湍流动量输运通量——雷诺肋强  $\langle \tilde{v}_r \tilde{v}_\theta \rangle \approx \langle -\tilde{E}_r \tilde{E}_\theta / B^2 \rangle$  等物理量<sup>[12,23,24]</sup>.其中,扰动量的频率范围是 20—100 kHz.探针阵列于 1076—1120 ms 静止在最外闭合磁面 (last closed flux surface, LCFS) 外的 SOL 区进行测量.图 4 给出 3 个径向位置处的测量结果.径向位置  $r - r_{LCFS} = 0$  mm 的测量结果用红色菱形符号表示,径向位置  $r - r_{LCFS} = 10$  mm 的测量结果用蓝色倒三角符号表示,径向位置  $r - r_{LCFS} = 5$  mm 的测量结果用绿色圆形符号表示.图框中,白色标注偏滤器未脱靶状态 (attached),灰色阴影标注出偏滤器预脱靶状态 (pre-detached),浅黄色阴影标注出偏滤器脱靶状态 (detached).

相较于未脱靶状态,预脱靶开始时,中平面 SOL 区的电子温度逐渐降低,如图 4(a) 所示.随着脱靶程度的加深,电子温度的径向梯度逐渐趋近于零.图 4(b) 表明,等离子体电势存在径向负梯度,即有限的径向电场  $E_r$ ,由此引起的  $E \times B$  极向流速  $v_{\theta, E \times B}$  如图 4(c) 所示.在磁化等离子体中,电势扰动通过  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移产生垂直于磁场的涡旋,湍流

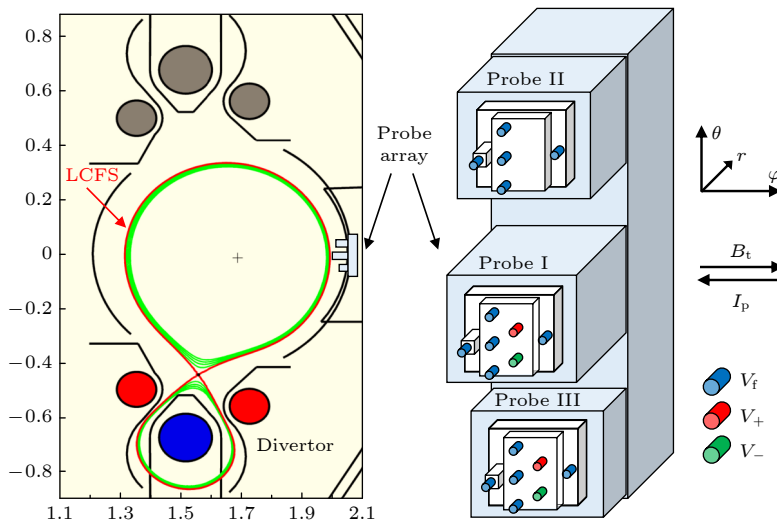


图 3 位于 HL-2A 托卡马克外中平面的静电探针阵列示意图

Fig. 3. Schematic diagram of Langmuir probe array on the outer mid-plane of HL-2A tokamak.

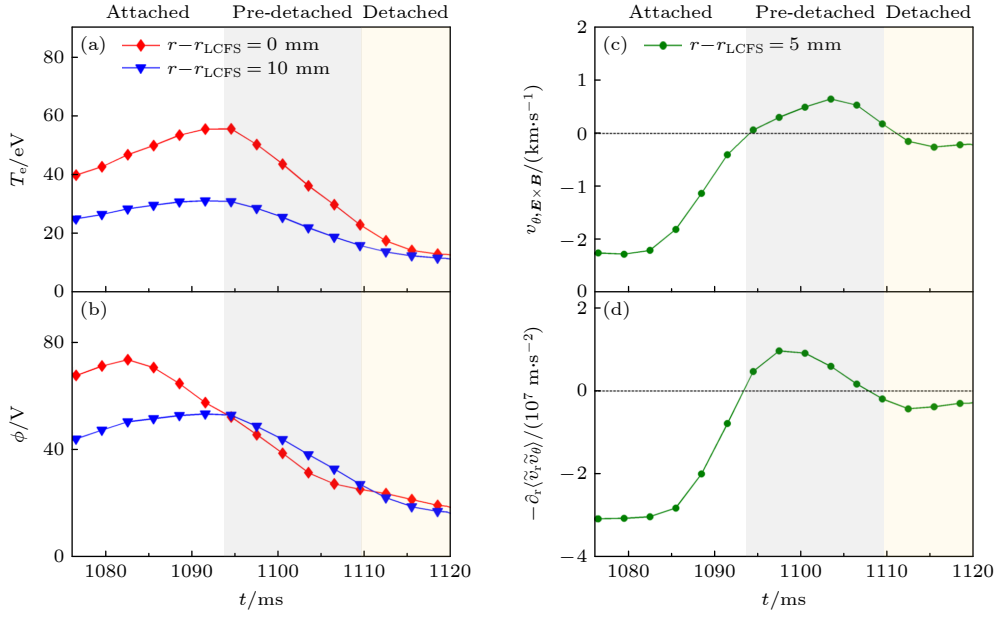

 图 4 偏滤器脱靶过程 (a) 电子温度; (b) 电势; (c)  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  极向流速; (d) 湍流雷诺应力的演化

 Fig. 4. (a) Temperature; (b) potential; (c)  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  poloidal velocity and (d) Reynolds force during the divertor detachment.

涡旋具有非各向同性的速度分布, 从而产生非零的雷诺应力, 进而驱动极向流<sup>[25]</sup>. 雷诺应力为湍流雷诺应力的径向负梯度  $-\partial_r \langle \tilde{v}_r \tilde{v}_\theta \rangle$ , 表征湍流动量输运驱动等离子体极向流的力, 其量纲为加速度的量纲, 当忽略黏滞项黏度时,  $\partial_t \langle v_\theta \rangle = -\partial_r \langle \tilde{v}_r \tilde{v}_\theta \rangle$ <sup>[26,27]</sup>. 雷诺应力的实验测量结果如图 4(d) 所示. 1080 ms 时偏滤器未脱靶,  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  为  $-2$  km/s 左右, 方向沿离子逆磁漂移方向 (对应负值), 而雷诺应力为  $-3 \times 10^7$  m/s<sup>2</sup> 左右, 方向沿离子逆磁漂移方向, 表明湍流对极向流的驱动是沿离子逆磁漂移方向. 1100 ms 时偏滤器预脱靶,  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  为  $0.5$  km/s 左右, 方向沿电子逆磁漂移方向 (对应正值), 而雷诺应力为  $1 \times 10^7$  m/s<sup>2</sup> 左右, 方向沿电子逆磁漂移方向, 表明湍流对极向流的驱动是沿电子逆磁漂移方向. 1120 ms 时偏滤器脱靶,  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  为  $-0.1$  km/s 左右, 而雷诺应力为  $-0.3 \times 10^7$  m/s<sup>2</sup> 左右, 二者均为负值, 即均沿离子逆磁漂移方向, 但二者相较未脱靶时都小了 1 个量级. 可以看出, 从未脱靶向预脱靶过渡期间,  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  和雷诺应力均沿着电子逆磁漂移方向变化; 从预脱靶向脱靶过渡期间,  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  和雷诺应力均沿着离子逆磁漂移方向变化, 并趋近 0. 因此, 在偏滤器未脱靶-预脱靶-脱靶过程中, 实验测得的近刮削层区域  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  极向流速与湍流动量输运对极向旋转的驱动力的演化是一致的, 这说明湍流动量输运在 SOL 区极向旋转的演化中具有重要

影响.

#### 4 等离子体的整体约束性能

过往研究表明, 托卡马克边缘极向  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  流剪切能够有效抑制湍流, 对提高等离子体约束有关键作用<sup>[28-30]</sup>. 结合探针测的近刮削层  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  极向流速和束发射光谱<sup>[31]</sup> 测的 LCFS 内  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  极向流速, 可以获得偏滤器脱靶前后边缘极向  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  速度剪切 (即流速的径向梯度) 的变化趋势, 如图 5(a) 所示. 由束发射光谱测量的  $r - r_{\text{LCFS}} = -16$  mm 位置的密度扰动自功率谱、实际的整体能量约束时间  $\tau_E$  和能量约束增强因子  $H_{89-P} \equiv \tau_E / \tau_E^{\text{ITER89-P}}$ , 分别如图 5(b)–图 5(d) 所示. 能量约束时间  $\tau_E \equiv W_E / (P_{\text{total}} - dW_E/dt)$ .  $W_E$  为逆磁测量得到的等离子体储能,  $P_{\text{total}}$  为总加热功率.  $\tau_E^{\text{ITER89-P}}$  由 L 模放电能量约束时间的定标给出<sup>[32]</sup>. 图 5 表明, 在偏滤器未脱靶向脱靶转变过程中, LCFS 附近的极向速度剪切显著降低, 边缘湍流水平增强, 同时主真空室辐射上升 (如图 1(i), (j) 所示). 在湍流输运和辐射都增强的共同作用下, 等离子体能量约束时间  $\tau_E$  下降约 15%, 能量约束增强因子  $H_{89-P}$  减小约 10%, 等离子体整体约束性能下降. 以上结果说明, 边缘湍流和旋转动力学及等离子体辐射在偏滤器脱靶影响整体约束的芯-边耦合过程中发挥了重要作用.

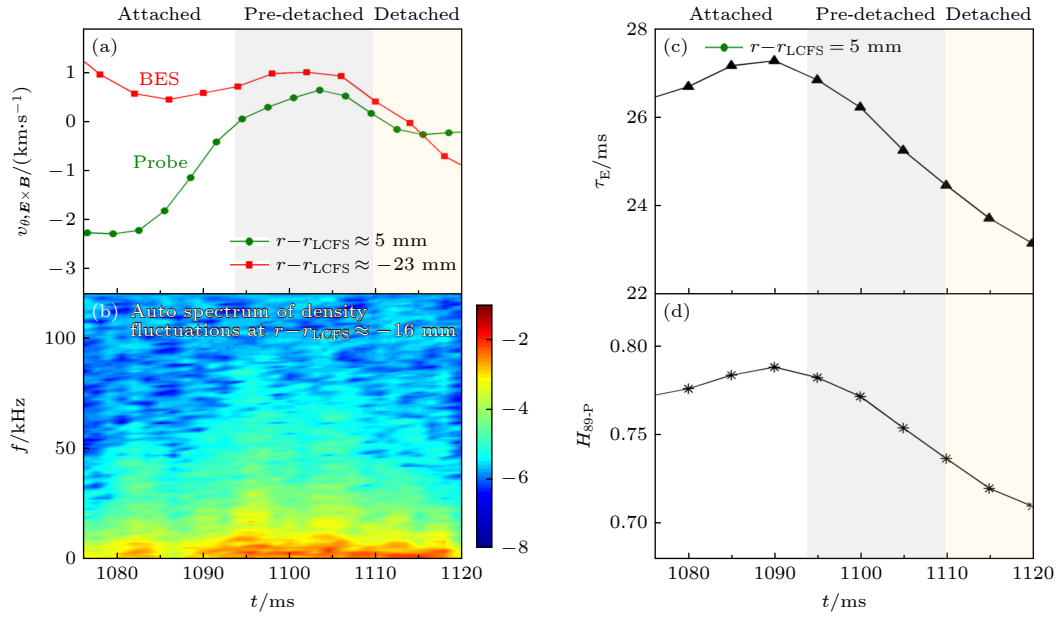


图5 偏滤器脱靶过程 (a) 等离子体边缘  $E \times B$  极向速度剪切; (b) 密度扰动的时频自功率谱; (c) 能量约束时间; (d) 能量约束增强因子的变化

Fig. 5. (a) Edge  $E \times B$  poloidal velocity shear; (b) time-frequency auto-spectrum of density fluctuations; (c) plasma energy confinement time; (d) energy confinement enhanced factor during the divertor detachment.

注意到 1080 ms 的能量约束时间约为 26.7 ms, 约束增强因子约为 0.78, 1090 ms 的能量约束时间约为 27.2 ms, 约束增强因子约为 0.79, 如图 5(c), (d) 所示. 等离子体能量约束时间增大了 1.9%, 能量约束增强因子增大了 1.3%, 有较弱的上升趋势, 主要原因可能包括以下 3 种: 1) 等离子体储能的实验测量误差; 2) NBI 实际加热功率与系统初始投入功率的偏差; 3) 等离子体弦平均密度较低时 ( $<0.45 n_G$ , Greenwald 密度  $n_G = I_p / (\pi a^2)$  [33]), 约束状态由电子热输运支配 [34,35], 电子热导反比于密度, 因此弦平均密度上升时 (1080 ms 为  $1.42 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 1090 ms 为  $1.45 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 增大了 2.1%, 如图 1(c) 所示) 电子热导降低, 从而能量约束上升.

## 5 结 论

本文在具有封闭式偏滤器位形的 HL-2A 托卡马克上, 开展了 L 模放电偏滤器脱靶时边界等离子体极向旋转和湍流动量输运的实验研究. 结论如下: 1) 通过在偏滤器室注入氮和氩的混合气体的方法, 实现了偏滤器由未脱靶向脱靶状态的演化, 并开展了进一步研究; 2) 研究发现在未脱靶-预脱靶-脱靶过程中, 实验测得的近刮削层区域  $E \times B$

极向流速的变化与湍流动量输运对极向旋转的驱动力的演化是一致的, 湍流动量输运在 SOL 区极向旋转的演化中具有重要影响; 3) 相较于未脱靶状态, 偏滤器脱靶时等离子体边缘  $E \times B$  极向速度剪切显著降低, 导致湍流水平增强, 在湍流输运和辐射都增强的共同作用下, 等离子体整体约束性能发生一定程度 ( $<15\%$ ) 的下降. 本文通过实验和物理分析, 证明了边缘湍流和旋转动力学在偏滤器脱靶影响整体约束的芯-边耦合机制中发挥的作用. 下一步计划在具有更高等离子体电流、更灵活偏滤器位形的中国环流器三号 (HL-3) 装置上, 进一步开展高约束模式偏滤器脱靶过程中极向旋转和湍流输运对约束性能的影响研究.

下面对边界压强和压强梯度驱动的极向逆磁速度进行简短的讨论. 边界压强可由探针测的边界电子温度和密度的乘积计算得到, 如图 6(a)—(c) 所示. 预脱靶开始之后, 中平面 SOL 区的压强逐渐降低. 随着脱靶程度的加深, 压强的径向梯度逐渐趋近于零. 由径向力平衡方程可知, 径向电场  $E_r = \nabla p_i / (Z_i e n_i) - v_{\theta i} B_\phi + v_{\phi i} B_\theta$ . 等号右边第一项是由压强梯度驱动的逆磁项, 右边第二项与第三项是与等离子体旋转速度相关的  $v \times B$  项.  $\nabla p_i$  为离子压力梯度,  $Z_i$  为离子的质子数,  $e$  为电子电荷,  $B_\phi$  为环向磁场,  $B_\theta$  为极向磁场,  $v_{\theta i}$  为离子极

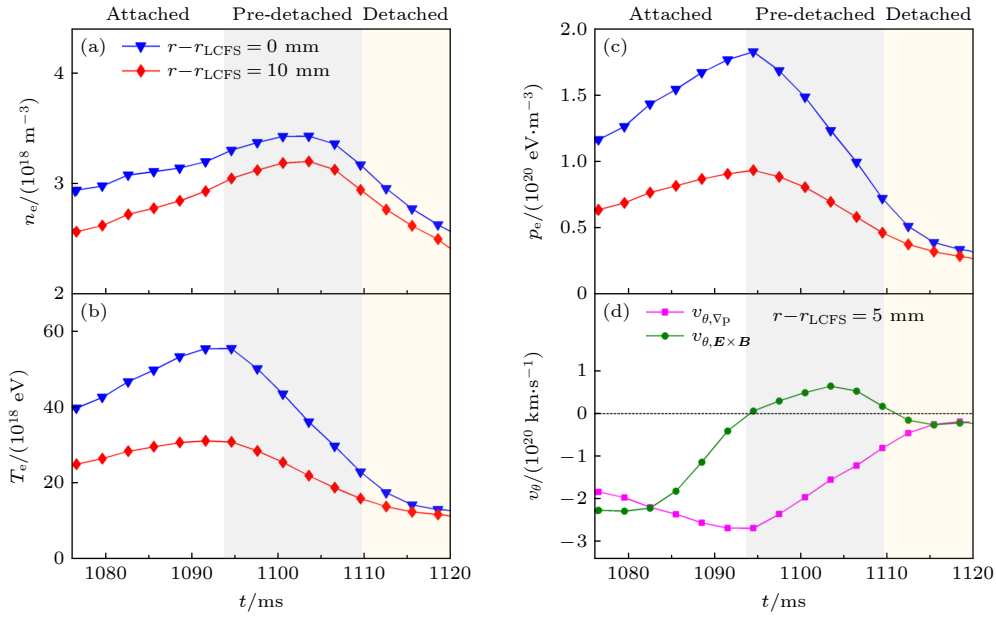


图6 偏滤器脱靶过程 (a) 等离子体密度; (b) 电子温度; (c) 压强; (d) 总的  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  和逆磁速度  $v_{\theta, \nabla p}$

Fig. 6. (a) Density, (b) temperature, (c) pressure, (d) total  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  and diamagnetic velocity  $v_{\theta, \nabla p}$ .

向旋转速度,  $v_{\phi i}$  为离子环向旋转速度. 假设电子温度近似等于离子温度, 则  $\nabla p_i \approx \nabla p_e$ , 由压强梯度 (逆磁项) 驱动的径向电场所对应的  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  极向速度为  $v_{\theta, \nabla p} = \nabla p_i / (Z_i e n_i B_\phi)$ , 其结果如图 6(d) 中的品红色方形所示. 总的  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  极向速度  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  由图 6(d) 中绿色圆形所示. 不同于总的  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ , 由于压强梯度总是负值, 逆磁速度  $v_{\theta, \nabla p}$  一直是负值, 即沿离子逆磁漂移方向. 预脱靶开始之后, 随着脱靶程度的加深,  $v_{\theta, \nabla p}$  逐渐趋近于总的  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ . 正文第 3 节阐述了脱靶时总的  $v_{\theta, \mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  剪切与等离子体约束的关联. 虽然根据径向力平衡方程, 逆磁项和  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  两项均对极向速度及其剪切有贡献, 但实验中缺乏对后两项的直接测量, 故不再做进一步的细致分析与讨论.

感谢核工业西南物理研究院弋开阳、王威策、马会聪、黄治辉、吴娜、刘亮、李波、聂林及 HL-2A 团队对本论文工作的贡献.

## 参考文献

- [1] Loarte A, Lipschultz B, Kukushkin A S, et al. 2007 *Nucl. Fusion* **47** S203
- [2] Shimada M, Campbell D J, Mukhovatov V, et al. 2007 *Nucl. Fusion* **47** S1
- [3] Wang L, Wang H Q, Ding S, et al. 2021 *Nat. Commun.* **12** 1365
- [4] Leonard A W, Mahdavi M A, Allen S L, et al. 1997 *Phys.*

- Rev. Lett.* **78** 4769
- [5] ITER-EDA 1999 *Nucl. Fusion* **39** 2391
- [6] Vianello N, Carralero D, Tsui C K, et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 016001
- [7] Kallenbach A, Bernert M, Beurskens M, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 053026
- [8] Huber A, Brezinsek S, Groth M, et al. 2013 *J. Nucl. Mater.* **438** S139
- [9] Diamond P H, Itoh S I, Itoh K, Hahn T S 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** R35
- [10] Liang A S, Zhong W L, Zou X L, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 022501
- [11] Long T, Diamond P H, Xu M, Ke R, Nie L, Li B, Wang Z H, Xu J Q, Duan X R 2019 *Nucl. Fusion* **59** 106010
- [12] Long T, Diamond P H, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 126066
- [13] Long T, Diamond P H, Ke R, Hong R J, Xu M, Nie L, Wang Z H, Li B, Gao J M, HL-2A Team 2022 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **42** 152 (in Chinese) [龙婷, Diamond P H, 柯锐, 洪荣杰, 许敏, 聂林, 王占辉, 李波, 高金明, HL-2A 团队 2022 核聚变与等离子体物理 **42** 152]
- [14] Gao J M, Cai L Z, Zou X L, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 066024
- [15] Duan X R, Xu M, Zhong W L, et al. 2022 *Nucl. Fusion* **62** 042020
- [16] Huang Z H, Cheng J, Wu N, Yan L W, Xu H B, Wang W, Miao X G, Yi K Y, Xu J Q, Cai L Z, Shi Z B, Dong J Q, Liu Y, Zhong W L, Yang Q W, Xu M, Duan X R 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 054002
- [17] Gao J M, Li W, Xia Z W, Pan Y D, Lu J, Yi P, Liu Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 015202
- [18] Gao J M, Cheng J, Yan L W, Li W, Nie L, Feng B B, Chen C Y, Lu J, Yi P, Ji X Q 2015 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **35** 1 (in Chinese) [高金明, 程钧, 严龙文, 李伟, 聂林, 冯北滨, 陈程远, 卢杰, 易萍, 季小全 2015 核聚变与等离子体物理 **35** 1]
- [19] Zheng D L, Zhang K, Cui Z Y, Sun P, Dong C F, Lu P, Fu B Z, Liu Z T, Shi Z B, Yang Q W 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 105103
- [20] Meng L Y, Liu J B, Xu J C, et al. 2020 *Plasma Phys.*

- Control. Fusion* **62** 065008
- [21] Wu N, Yi K, Wang W, Huang Z, Yan L, Cheng J, Du H, Shi Z, Zhong W, Xu M 2022 *Proceedings of the 6th Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, Remote* October 9-14, 2022 p1
- [22] Wu T, Nie L, Yu Y, Gao J M, Li J Y, Ma H C, Wen J, Ke R, Wu N, Huang Z H, Liu L, Zheng D L, Yi K Y, Gao X Y, Wang W, Cheng J, Yan L W, Cai L Z, Wang Z H, Xu M 2023 *Plasma Sci. Technol.* **25** 015102
- [23] Stangeby P C 2000 *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* (Philadelphia: Institute of Physics Publishing) p84
- [24] Nie L, Xu M, Ke R, Yuan B D, Wu Y F, Cheng J, Lan T, Yu Y, Hong R J, Guo D, Ting L, Dong Y B, Zhang Y P, Song X M, Zhong W L, Wang Z H, Sun A P, Xu J Q, Chen W, Yan L W, Zou X L, Duan X R, team H-A 2018 *Nucl. Fusion* **58** 036021
- [25] Schmid B, Manz P, Ramisch M, Stroth U 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 055001
- [26] Diamond P H, Kim Y B 1991 *Phys. Fluids B* **3** 1626
- [27] Manz P, Xu M, Fedorczak N, Thakur S C, Tynan G R 2012 *Phys. Plasmas* **19** 012309
- [28] Shaing K C, Crume E C 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 2369
- [29] Connor J W, Wilson H R 2000 *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** R1
- [30] Xu M, Tynan G R, Diamond P H, Manz P, Holland C, Fedorczak N, Thakur S C, Yu J H, Zhao K J, Dong J Q, Cheng J, Hong W Y, Yan L W, Yang Q W, Song X M, Huang Y, Cai L Z, Zhong W L, Shi Z B, Ding X T, Duan X R, Liu Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 245001
- [31] Ke R, Wu Y F, McKee G R, Yan Z, Jaehnig K, Xu M, Kriete M, Lu P, Wu T, Morton L A, Qin X, Song X M, Cao J Y, Ding X T, Duan X R 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 10D122
- [32] Wesson J 2011 *Tokamaks (Fourth edition)* (Oxford: Oxford University Press) p177
- [33] Greenwald M 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** R27
- [34] Simmet E, Team A 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 689
- [35] Zhong W L, Shi Z B, Yang Z J, et al. 2016 *Phys. Plasmas* **23** 060702

# Studies of edge poloidal rotation and turbulence momentum transport during divertor detachment on HL-2A tokamak\*

Long Ting<sup>†</sup> Ke Rui Wu Ting Gao Jin-Ming Cai Lai-Zhong

Wang Zhan-Hui Xu Min<sup>‡</sup>

(Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610225, China)

( Received 2 November 2023; revised manuscript received 14 February 2024 )

## Abstract

In a magnetic confinement fusion device, the plasma undergoing nuclear fusion reaction must be maintained in a high-temperature and high-density confinement state for a long enough time to release high energy, while the heat loads on the divertor target plates need to be reduced to avoid damage to wall at the same time. The latter is one of the key challenges of ITER and commercial fusion reactors in future. Divertor detachment provides an effective solution to reduce the heat load on the target plate of tokamak. However, this may result in the change of plasma states at the boundary, thus affecting the plasma confinement. In this paper, edge plasma poloidal rotation and turbulence momentum transport are studied experimentally during the divertor detachment in the L-mode discharge of HL-2A tokamak. The detachment is achieved by injecting a mixture of gas (60% nitrogen+40% deuterium) into the divertor. The gas mixture is injected by pulsed injection, with pulse length being in a range of 5–20 ms. During the divertor detached phase, both the ion saturation current density and the heat flux to the outer target plate decrease considerably. The enhanced radiation is also observed in the divertor and X-point region. It is found that in the process of attachment-to-pre-detachment, the  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  poloidal flow velocity in the near scrape-off layer (SOL) changes from ion magnetic drift direction to electron magnetic drift direction. The turbulent driving force of poloidal flow, which is characterized by the negative radial gradient of momentum transfer flux (Reynolds stress), shows the same trend. In the detached phase, both the  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  flow and the Reynolds force become very small. Therefore, the dynamics of  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  poloidal flow velocity in the SOL is consistent with the evolution of rotation driving effect induced by the turbulent momentum transport. Combined with the  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  poloidal flow measured by the probe in the SOL and the beam emission spectrum inside the LCFS, the  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  poloidal velocity shearing rate near the LCFS can be inferred. Compared with the attached state, when the divertor is detached, the edge poloidal flow shearing rate decreases significantly, leading to the obviously enhanced turbulence level. Under the influence of both enhanced turbulent transport and radiation, the global confinement degrades moderately. The energy confinement time decreases about 15% and the confinement factor  $H_{89-P}$  decreases about 10%. These results indicate that edge turbulent transport and plasma rotation dynamics play a role in the core-edge coupling process in which the divertor detachment affects the global confinement.

**Keywords:** nuclear fusion power, divertors, plasma turbulence, plasma dynamics and flow

**PACS:** 89.30.Jj, 52.55.Rk, 52.35.Ra, 52.30.-q

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231749

\* Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Energy Development Research Program, China (Grant No. 2022YFE03100004), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12375210), the Program of the Science and Technology Department of Sichuan Province, China (Grant No. 2022JDRC0014), and the Young Talents Program of China National Nuclear Corporation (Grant No. 2021JZYF-03).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [longt@swip.ac.cn](mailto:longt@swip.ac.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [minxu@swip.ac.cn](mailto:minxu@swip.ac.cn)



HL-2A托卡马克偏滤器脱靶时边缘极向旋转和湍流动量输运

龙婷 柯锐 吴婷 高金明 才来中 王占辉 许敏

**Studies of edge poloidal rotation and turbulence momentum transport during divertor detachment on HL-2A tokamak**

Long Ting Ke Rui Wu Ting Gao Jin-Ming Cai Lai-Zhong Wang Zhan-Hui Xu Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 088901 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231749

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231749>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

HL-2A中环向旋转影响等离子体对共振磁扰动的响应过程

Effect of toroidal rotation on plasma response to resonant magnetic perturbations in HL-2A

物理学报. 2020, 69(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200519>

激光聚变黑腔中等离子体的热流研究

Heat flow of laser-ablated gold plasma in inertial confinement fusion hohlraum

物理学报. 2020, 69(3): 035204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191423>

中国聚变工程实验堆等离子体螺旋波阻尼系数的研究

Helicon wave damping coefficient of Chinese fusion engineering testing reactor plasma

物理学报. 2020, 69(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200222>

托卡马克装置中等离子体环向旋转对三维响应场的影响

Influence of toroidal rotation on plasma response to external RMP fields in tokamak

物理学报. 2022, 71(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211975>

HL-2A高约束先进运行模式等离子体电流剖面集成模拟

Integrated simulation of plasma current profile in HL-2A high confinement mode(H mode)

物理学报. 2021, 70(23): 235203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210945>

湍流等离子体鞘套中高斯光束的传播特性分析

Analysis of propagation characteristics of Gaussian beams in turbulent plasma sheaths

物理学报. 2019, 68(9): 094201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182169>