arXiv:2304.04584v1 [physics.plasm-ph] 10 Apr 2023

利用 n=4 共振磁扰动拓展 EAST 中的 ELM抑制窗口

P. Xie[1,2],Y. Sun[1],Q. Ma[1,2],S. Gu[4],Y.Q. Liu[3],M. Jia[1],A. Loarte[5],X. Wu[1,2],Y. Chang[1,2],T. Jia[1,2],T. Zhang[1],Z. Zhou[1,2],Q. Zang[1],B. Lyu[1],S. Fu[1,2],H. Sheng[1,2], C. Ye[1,2],H. Yang[1,2], H.H. Wang[1] 和 EAST贡献者[1] 中国科学院合肥物质科学研究院等离子体物理研究所，合肥230031，中国[2] 中国科学技术大学，合肥230026，中国[3] 通用原子公司，邮政信箱85608，圣迭戈，加利福尼亚州92186-5608，美国[4] 橡树岭联合大学，橡树岭，田纳西州37831，美国[5] 国际热核聚变实验堆组织，法国圣保罗莱迪朗斯，Vinon-sur-Verdon 路，邮编13115

电子邮件： ywsun@ipp.ac.cn

2023年4月

摘要。 利用 $n = 4$ 偶宇称共振磁扰动（RMP）抑制 I 型边缘局域模（ELM）的 q_{95} 窗口已显著扩展至 3.9 至 4.8；过去两年在 EAST 上的实验表明，该窗口可靠且可重复。此窗口显著宽于此前约为 $q_{95} = 3.7 \pm 0.1$ 的窗口，后者是利用 $n = 4$ 奇宇称RMP实现的。这里， n 表示所施加 RMP 的环向模数， q_{95} 表示归一化极向磁通为 95% 处的安全因子。在边缘局域模抑制期间，储能仅略有下降（$\leq$ 10%）。台基密度剖面的对比表明，当台基梯度保持低于某一阈值时，即可实现边缘局域模抑制。此宽广的 q_{95} 边缘局域模抑制窗口与实验前 MARS-F模拟所作的预测一致；预测指出，该窗口位于等离子体响应的一个共振 q_{95} 窗口内。Chirikov

考虑台基顶部附近等离子体响应的参数，用于衡量等离子体边缘随机性，当 q_{95} 超过4时显著增加，这主要是由于相邻有理面更加密集所致。MARS-F代码对等离子体响应的建模显示，在整个台基区域内，共振与非共振分量之间存在强耦合，这正是先前在EAST上研究RMP-ELM抑制期间观察到的扭曲-剥离型响应的特征。这些有望取得的结果表明，使用 $n = 4$ 共振磁扰动进行ELM抑制具有可靠性，并加深了对ELM抑制机制的物理理解。

关键词：边缘局域模抑制、共振磁扰动、托卡马克、线性等离子体响应

1. 引言

由I型边缘局域模（边缘局域模）引起的等离子体基座约束严重恶化以及偏滤器等面向等离子体部件上的瞬态热脉冲，是ITER等未来聚变装置面临的关键问题 [1, 2, 3]。共振磁扰动是一种主动控制方法，已在多个装置中广泛且有效地用于控制边缘局域模和偏滤器瞬态热流 [4, 5, 6, 7, 8]。实验表明，使用低环向模数共振磁扰动（例如 $n = 1$ 或2）实现了I型边缘局域模抑制，其运行窗口较宽q_{95} ，但通常伴随着显著的密度泵出和能量约束性能下降，这可能会阻碍聚变反应堆实现高Q性能 [5, 7, 8, 9, 10, 11]。然而，使用高n 共振磁扰动进行边缘局域模抑制的实验显示出显著优势：与存在边缘局域模的H模阶段相比，能量约束仅略有下降，密度泵出较小，且芯部钨浓度也有所降低 [12, 13]。

为确保 ITER 项目满足其任务要求，必须将 ELM 能量损失降低到可接受的水平 [3] ，并探索在 ITER 各运行工况下采用高-n RMP 实现 ELM 抑制。在早期研究中，DIII-D 使用 $n = 3$RMPs [4] 实现了 $q_{95} \approx 3.7$ 下、采用 $\Delta q_{95} \sim 0.2$ 的 ELM 抑制窗口。凭借低得多的等效输入转矩，EAST 首次展示了

使用...的ELM抑制 $n = 4$ 奇宇称（线圈电流上下排之间相反相位）的共振磁扰动，位于 q_{95} 约3。7 [13, 14]。然而， q_{95} ELM抑制的运行窗口较窄，范围约为 $\Delta q_{95} \approx 0.2$，不足以覆盖 q_{95} ITER场景中不同运行阶段所需的宽广范围 [15]。值得注意的是，ITER研究计划中的聚变前功率运行1（PFPO-1）阶段涉及H模进入与维持，其环向磁场强度为1。8 T，等离子体密度范围为 1.0×10^{19}至 $2.0 \times 10^{19}\,\mathrm{m}^{-3}$，且 q_{95} 范围为3至 6 [16]。与此同时，EAST中的环向磁场强度、等离子体参数和等效输入转矩与ITER的这一运行阶段相似。此前，在DIII-D中发现，在低等离子体密度 $n = 3$ 附近施加共振磁扰动 $q_{95} \sim 3.7$ 时，在 $\Delta q_{95} > 0.7$ 范围内可实现更宽的ELM抑制运行窗口，且等离子体密度较低 [17]。鉴于 $n = 4$ ITER计划采用共振磁扰动构型，因此，在EAST低转矩等离子体中进一步探索更宽的ELM抑制窗口，同时保持良好约束，对于ITER研究计划的PFPO-1阶段具有重要意义。 $n = 4$ 共振磁扰动，用于ITER研究计划的PFPO-1阶段。

在本文中，我们报告了过去两年在 EAST 实验中，利用 $n = 4$ 偶宇称RMP（线圈电流的上下排具有相同相位）将用于边缘局域模抑制的 q_{95} 窗口进一步扩展至 $[3.9,\ 4.1]$ 和 $[4.2,\ 4.8]$ 范围。基于线性电阻磁流体动力学（MHD）代码 MARS-F 对等离子体响应的建模 [18]，分析了边缘局域模抑制窗口与边缘随机性之间的相关性。这些结果为理解利用 RMP 抑制边缘局域模的机制提供了洞见，并证实了使用高n RMP 实现边缘局域模抑制的可行性，其运行窗口较宽，能够满足未来 ITER 运行的要求。

本文其余部分的结构如下。第2 节介绍EAST中的实验设置。第3节，我们展示了使用 $n = 4$ 偶宇称RMP在 q_{95}范围内进行ELM抑制的实验观测。第4节利用MARS-F代码对等离子体响应的线性建模进行了详细分析，这有助于理解最佳RMP线圈配置以及

ELM抑制窗口的扩展。最后，我们在第5节进行总结。

2. 实验设置

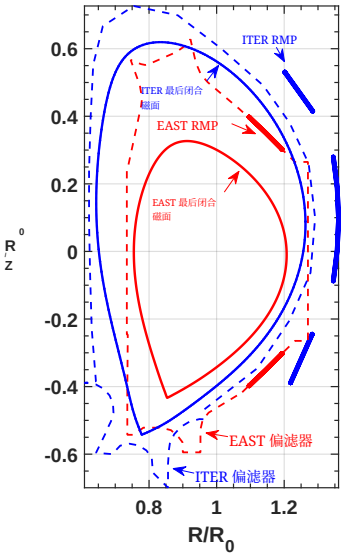


图1。 极向截面显示了 EAST（红色）和 ITER（蓝色）中的最后闭合磁面、内真空室及 RMP线圈，其尺寸按各自的大半径 R_0 归一化。

EAST托卡马克的大半径为 R_0 1.8 m，等离子体的小半径为 0.45 m [19, 20]。图 1 展示了等离子体最后闭合面的极向截面、真空室内的等离子体面对部件，以及 ITER 和 EAST 的 RMP 线圈；这些数值均按其 R_0 值归一化。对于 EAST 的 RMP 系统，低场侧的上部（U）和下部（L）对称布置了两组线圈。每组包含沿环向均匀安装的八个线圈，可产生环向模数最高达 $n = 4$的磁扰动，与 ITER 相同 [21]。每个线圈覆盖的环向角度为 37°，有四匝，最大总电流幅度为 16 kAt。为了产生 $n = 4$ 扰动磁场，同一组中相邻线圈的电流波形方向相反。偶宇称线圈配置表示 RMP 线圈的电流波形上下对称，而奇宇称则表示

上下两排线圈中的电流波形相位相反。

自2020年起，EAST的下偏滤器已升级为类似ITER的钨偏滤器。本文中的等离子体处于下单零位形，下三角形变为 $0.52 \sim 0.62$。等离子体电流范围为360 kA至500 kA， B_{t} 范围为1。5 T至1。7 T，且 B_{t} 方向不利（∇B-漂移方向与X点方向相反）。共流中性束注入（NBI）的输入力矩约为1 N · m，并同时采用低混合波（LHW）进行电流驱动 [22]。

3. 利用 $n = 4$ 偶宇称RMP拓宽边缘局域模抑制窗口

3.1. 使用偶宇称*RMP*实现边缘局域模抑制

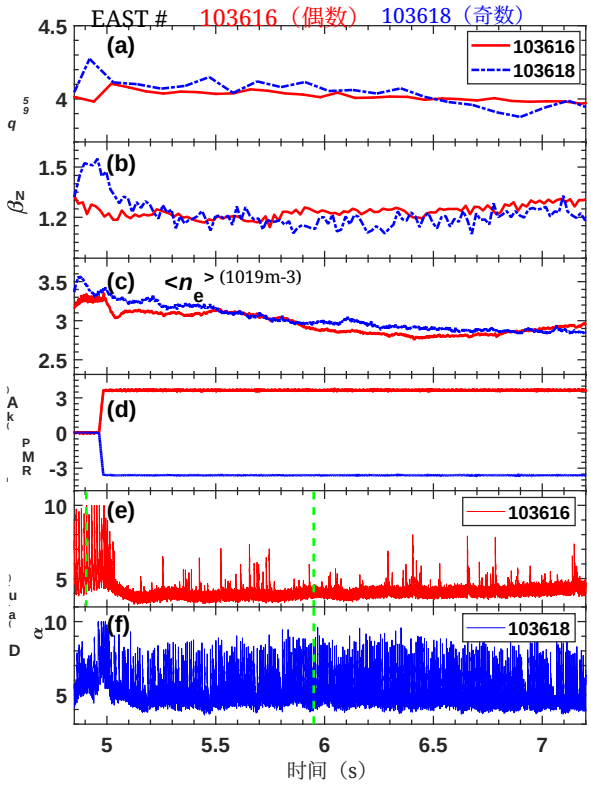


图 2. EAST 中两个放电 103616（偶数）和 103618（奇数）采用不同线圈奇偶性 $n = 4$ 共振磁扰动时，(a) q_{95}、(b) 归一化等离子体β β_N、(c) 中心线平均密度 $< n_e >$、(d) RMP电流幅度以及 (e-f) D_α发射的时间演化。

在2021年和2022年夏季实验期间，EAST托卡马克利用 $n = 4$偶宇称RMP，在 $q_{95} \approx 4$实现了I型边缘局域模抑制。图2展示了两个放电中采用不同宇称线圈位形时的RMP-边缘局域模控制效果。在这两个放电中，环向磁场强度为 $B_T \sim 1.5$ T，$q_{95} \sim 4.0$ 归一化等离子体β为 $\beta_N \sim 1.2$，如图2(a)和(b)所示。加热功率包括1.9 MW共流中性束注入和1.1 MW低混合波。施加共振磁扰动之前，边缘局域模频率约为100 Hz，如图2(e)所示；等离子体中心线平均密度约为 3.2×10^{19} m^{-3}，如图2(c)所示，相当于格林沃尔德密度 n_{GW}的47%；台基附近的归一化电子碰撞率约为 $\nu_{*e,\ ped} \sim 0.4$。施加偶宇称RMP后，放电103616中观察到边缘局域模抑制（图2(e)）。相比之下，在放电103618中，相同线圈电流下采用奇宇称RMP仅实现了缓解，边缘局域模频率升至160 Hz（图2(f)）。尽管不同宇称线圈位形对边缘局域模的影响各异，但两个放电中的粒子和能量约束均仅略有下降，约为10%。由于放电103618中杂质积累，4.95s之前边缘局域模爆发不规则，但在施加共振磁扰动之前恢复了规则模式。这些实验表明，线圈位形对边缘局域模控制效果至关重要；在EAST等离子体中，采用 $n = 4$ 偶宇称RMP可实现边缘局域模抑制 $q_{95} \sim 4.0$ 。

为了研究不同奇偶性共振磁扰动对台基稳定性的影响，我们比较了两个放电中电子密度和温度的台基剖面，这些剖面分别由反射计和汤姆逊散射测得 [23, 24], 。图3(a) 显示了放电103616中无 RMP 时边缘局域模周期的 ~ 80%（崩溃前）以及采用偶宇称RMP时边缘局域模抑制时刻（抑制时）的密度剖面；还显示了放电103618中采用奇宇称RMP时边缘局域模周期的 80%（崩溃前）和 20%（崩溃后）的密度剖面。采用修正双曲正切函数拟合的剖面以与相应数据同色的曲线表示。无 RMP 时，在边缘局域模崩塌前（崩溃前），密度台基最高

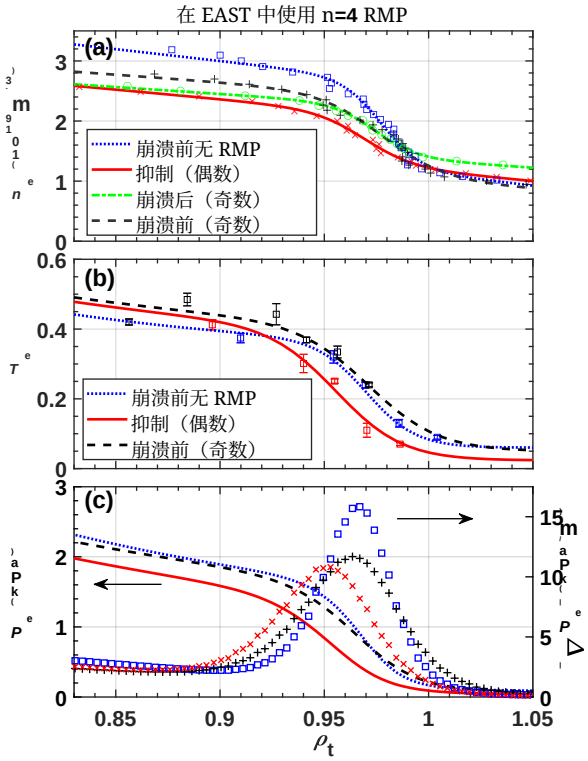


图3. (a) 在 EAST 中，使用反射计于 $Z = 0.03$ m 处测得放电103616 无 RMP 时边缘局域模周期 $\sim 80\%$（4905 ms，蓝色点线）以及边缘局域模抑制状态（5950 ms，红色实线）的密度台基；同时还测得放电103618 中边缘局域模周期 $\sim 80\%$（5957 ms，黑色虚线）和 $\sim 20\%$（5959 ms，绿色点划线）的密度台基。(b) 在 EAST 中，使用汤姆逊散射于 $R = 1.90$ m 处测得放电103616 无 RMP 时边缘局域模周期 $\sim 90\%$（4916 ms，蓝色点线）以及 5916 ms 时边缘局域模抑制状态（红色实线）的电子温度台基；同时还测得放电103618 中边缘局域模周期 $\sim 80\%$（5916 ms，黑色虚线）的电子温度台基。(c) 电子压强台基由密度与温度的乘积给出。连接线表示拟合的双曲正切函数。

且最陡。在缓解情况下，共振磁扰动会使崩溃前密度台基顶部的密度降低 10%，并减小其梯度。边缘局域模崩塌后，密度台基进一步下降 $\sim 5\%$，同时刮削层区域的密度显著增加，从而使台基梯度减小。在边缘局域模抑制情况下，顶部的密度台基与边缘局域模崩溃后的密度台基相近，且台基宽度略宽。

图 3(b) 显示了在 $\sim 90\%$ 边缘局域模周期（崩溃前）内无 RMP 时的温度剖面，以及采用偶数 RMP 时的边缘局域模抑制时刻（抑制）

奇偶性共振磁扰动，以及使用奇宇称RMP时边缘局域模周期的 $\sim 80\%$（崩溃前）进行了比较。在边缘局域模缓解期间，该实验中的汤姆逊散射时间分辨率不足以捕捉边缘局域模崩塌后的瞬间。关于电子温度，边缘局域模缓解期间的崩溃前情况略高于不使用共振磁扰动的情况，这与文献 [25]中的观测结果一致。边缘局域模抑制期间的台基顶部与缓解情况下处于相近水平，但相较于不使用共振磁扰动的情况，在 ρ_t （~ 1 cm）处向内移动约2%，这表明RMP诱导的三维位移效应。图 3（c）所示的电子压力剖面由密度和温度拟合剖面的乘积得到。边缘局域模缓解期间崩溃前情况的梯度低于不使用共振磁扰动的情况，主要是由于其密度台基较低。边缘局域模抑制期间，电子压力梯度进一步略有下降。此外，其向内移动是由电子温度台基导致的。台基剖面变化的比较表明，当台基梯度保持低于某一阈值时，即可实现边缘局域模抑制。

3.2. Extension of ELM suppression window

在 EAST 中，利用 q_{95} 偶宇称共振磁扰动将边缘局域模抑制扩展至更高的 $n = 4$ 4 以上，如图所示4。共振磁扰动施加前的等离子体参数和加热条件与第3.1节所述实验相同。在 q_{95} 上升期间，加热功率保持不变，而等离子体电流从 430 kA 缓慢下降至 360 kA，即在 3 s 内下降 15%，约为 18 kA/，远长于 EAST 中约 0。5 s 的电流扩散时间。图4(b) 显示，归一化 β β_N 逐渐从 1.1 增至 1.4，主要是由于q_{95} 增加，尽管储能下降了约 10%。在放电 103620（图4(e)）中， q_{95} 在三秒内从 4.0 缓慢升至 4.8 期间，采用偶宇称RMP时边缘局域模抑制得以维持，但在 $q_{95} \approx 4.1 \sim 4.2$时有一段短暂例外。在另一次类似的放电 103623 中，大部分时间观察到边缘局域模缓解，但在 EAST 中采用的是奇宇称 $n = 4$ 共振磁扰动（图4(f)）。边缘局域模频率有所增加

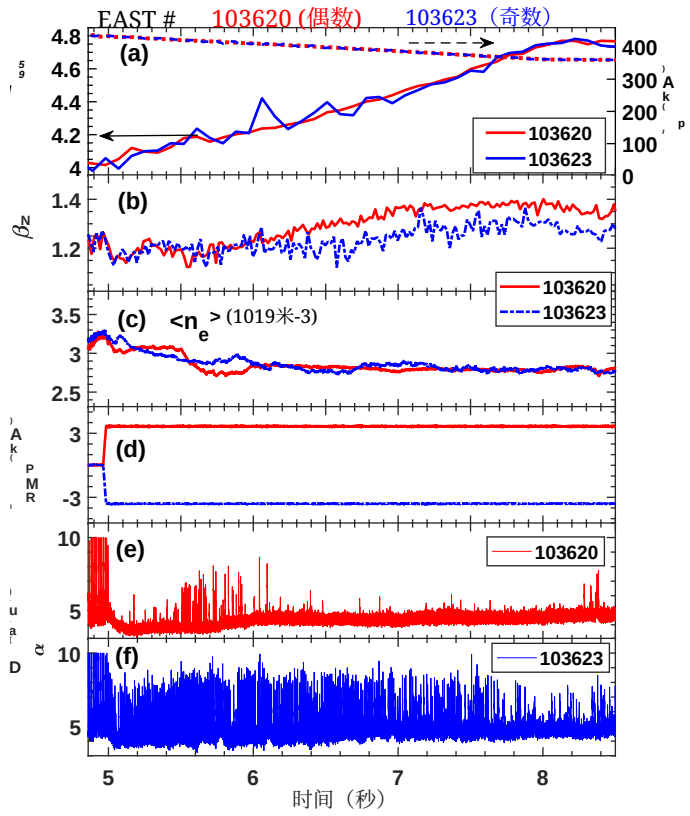


图4. 两个放电 103620（偶数）和 103623（奇数）在 EAST 中采用不同线圈奇偶性的 $n = 4$ 共振磁扰动时，(a) q_{95} 和等离子体电流 I_{p}、(b) 归一化等离子体β β_N、(c) 中心线平均密度 $< n_e >$、(d) RMP电流幅度以及 (e-f) D_α 发射的时间演化。

与共振磁扰动施加前相比约增加一倍。在这一奇宇称情形下，仅当 $t = 8$ s 时才能实现边缘局域模抑制，此时 $q_{95} \sim 4.75$。共振磁扰动施加期间，等离子体中心线平均密度（图4(c)）略有下降，约为 10%，而中心离子温度和电子温度没有明显下降。实验表明，采用 q_{95} 偶宇称RMP时，边缘局域模抑制的 $[4.2,\ 4.8]$ 窗口显著拓宽，此外，采用 $n = 4$ 偶宇称RMP还实现了边缘局域模抑制 $q_{95} \sim 4.0$。

3.3. $n = 4$ *RMP在EAST中的边缘局域模抑制窗口*

EAST中的偶宇称RMP边缘局域模抑制窗口可靠且覆盖范围广，2021年和2022年实验的数据显示了这一点。采用 $n = 4$ RMP的边缘局域模抑制窗口汇总

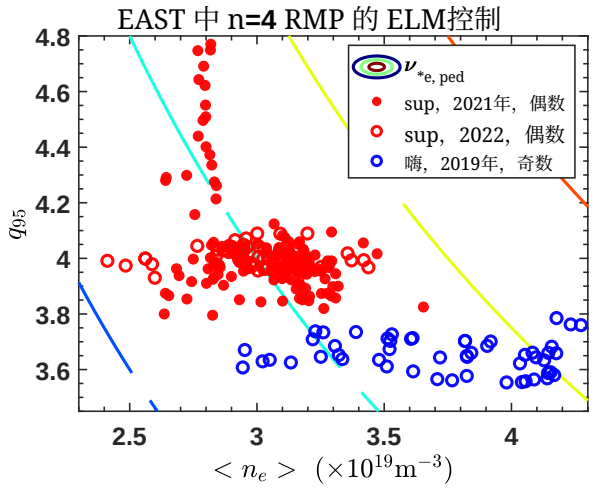


图5。 EAST中采用 $n = 4$ RMP实现的ELM抑制窗口总结。红色实心圆和蓝色空心圆分别表示2021年和2022年实验中采用偶宇称RMP实现的ELM抑制。蓝色圆表示参考文献中2019年实验采用奇宇称RMP实现的ELM抑制。[13] 图6。假设$T_{\mathrm{e,\ ped}} = 0.6$ keV、$n_{\mathrm{e,\ ped}} = 0.75 \times \langle n_e \rangle$和 $Z_{\mathrm{eff}} = 1$，同一图中还绘制了基座碰撞性等高线。

如图5所示，其中包含来自80多个稳定ELMy H模放电的数百个时间切片。红色实心圆和空心圆分别表示2021年和2022年实验中采用偶宇称RMP实现边缘局域模抑制的时刻；空心圆还表示采用奇宇称RMP实现边缘局域模抑制的时刻。对于采用偶宇称RMP的边缘局域模抑制，q_{95} 窗口跨度较大，范围为3.9至4.8；等离子体中心线平均密度范围为 2.5×10^{19} 至 3.5×10^{19} m^{-3}，对应40% $\sim$ 53% n_{GW}。2021年和2022年实验的数据彼此重叠，表明边缘局域模抑制窗口具有实验可重复性。此外，与ELMy H模阶段相比，边缘局域模抑制期间等离子体密度的统计平均降幅约为10%，而储能和约束因子$H_{98,\ y2}$ 的平均降幅则较小，不到5%。

对使用 $n = 4$ 奇宇称和偶宇称共振磁扰动线圈配置获得的边缘局域模抑制窗口进行比较后发现，q_{95} 以及等离子体中心线平均密度存在明显差异。在约为$\nu_{*e} \sim 0.4$的台基碰撞率下，使用 $n = 4$ 奇宇称RMP获得的边缘局域模抑制窗口位于 $q_{95} \sim 3.7$ ，范围为 $\Delta q_{95} \sim 0.2$，其中等离子体线平均

密度比使用偶宇称时高15%。两个边缘局域模抑制窗口之间存在明显的 $\Delta q_{95} \approx 1/4$间隔，其对应的周期性使得当 $q_{95} + 1/4$时会多出现一个有理面。这表明，RMP诱导的等离子体响应与台基的某个特殊局部位置之间可能存在重要相互作用。此外，在DIII-D中使用 $q_{95} \approx 3.7$ 还观察到一个位于 $n = 3$ RMP [4], 的狭窄边缘局域模抑制窗口，这意味着台基中较高 n 磁扰动具有类似的作用。统计汇总表明，使用 q_{95}的边缘局域模抑制 $n = 4$ 窗口比之前宽得多。在该运行窗口内进行边缘局域模抑制期间，约束性能能够得到良好维持。

4. 理解宽广的ELM抑制窗口

4.1. 数值设置

MARS-F代码通过求解线性电阻MHD方程，计算等离子体对外部磁扰动的响应。通过模拟等离子体对磁扰动的响应，MARS-F为理解ELM抑制背后的机制提供了见解，包括其对基座输运和剥离-气球模增长率的影响 [25, 26]。该代码考虑了等离子体电阻率和旋转效应，并已通过大量实验得到验证 [27, 28]。MARS-F代码中求解的线性MHD方程可写为 [18, 29]

$$i\left(\Omega_{\mathrm{RMP}} + n\Omega\right)\xi = v + (\xi \cdot \nabla\Omega)R\hat{\phi}, \tag{1}$$

$$i\rho\left(\Omega_{\mathrm{RMP}} + n\Omega\right)v = -\nabla p + j \times B + J \times b - \rho[2\Omega \hat{} Z \times v + (v \cdot \nabla\Omega)R\hat{\phi}] - \rho\kappa_{\parallel}\left|k_{\parallel}v_{th,i}\right|\left[v + (\xi \cdot \nabla)V_0\right]_{\parallel}, \tag{2}$$

$$i\left(\Omega_{\mathrm{RMP}} + n\Omega\right)b = \nabla \times (v \times B) + (b \cdot \nabla\Omega)R\hat{\phi} - \nabla \times (\eta j), \tag{3}$$

$$i\left(\Omega_{\mathrm{RMP}} + n\Omega\right)p = -v \cdot \nabla P - \Gamma P\nabla \cdot v, \tag{4}$$

$$j = \nabla \times b, \tag{5}$$

ˆ其中 $V_0 = R\Omega\phi$，变量 η、 ξ、 v、 b、 j、 p 和Ω 分别表示等离子体电阻率、等离子体位移、扰动速度、磁场、电流、压力和环向角频率。

建模中使用的输入平衡由 k-EFIT 重建， [30, 31],取自 EAST 放电 103041 的 5000 ms 时刻，参数为 $n_e \sim 3.1 \times 10^{19}\ \mathrm{m}^{-3}$，$\beta_N \sim 1.3$ 与放电 103016 中的参数相近。环向磁场 $B_t = 1.5$ T，等离子体电流 $I_p = 420$ kA，且 $q_{95} = 4.0$。等离子体加热条件与第 3.1 节所述实验相同，其中 NBI 转矩约为 $0.9\ \mathrm{N \cdot m}$[32], ，相当于 ITER 中 28 N ·m 的 NBI 转矩，采用参考文献 [13]中的相同计算方法。值得注意的是，初始建模是在实验前完成的，使用先前一次相似放电的平衡来指导 RMP 线圈配置的优化和 q_{95} 运行窗口。

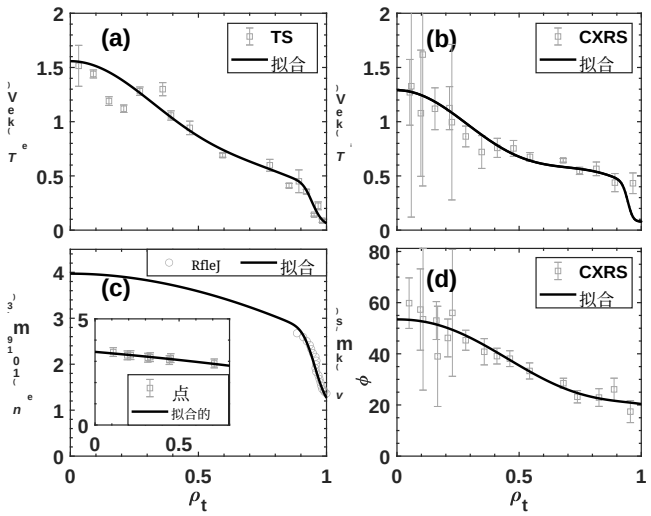


图 6. 建模中使用的 EAST 放电 103041 的参考电子温度 (a)、离子温度 (b)、等离子体密度 (c) 和环向旋转 (d) 剖面。

这里展示了用于建模的 EAST 放电 103041 的动力学剖面，如图 6所示。归一化半径表示为$\rho_t = \sqrt{\psi_t}$，其中 ψ_t 是归一化环向磁通。汤姆逊散射（TS）给出电子温度剖面（图 6(a)） [24], ，而电荷交换复合光谱（CXRS） [33] 给出离子温度剖面（图6(b)）和

环向旋转（图 6(d)）。电子密度剖面（图 6(c)）由反射计测得 [23] ，并结合偏振干涉仪（POINT）测得的线积分密度约束 [34] ，得到 EAST 中的电子密度剖面。

4.2. 理解*ELM*抑制窗口的扩展

为了理解采用偶宇称RMP时ELM抑制窗口的宽度如何随$n = 4$ 变化，使用MARS-F代码对等离子体响应的 q_{95} 依赖性进行建模。要实现RMP抑制边缘局域模，已确定两个关键判据：X点附近的等离子体法向位移 [26] 和Chirikov参数 [35]。X点附近的等离子体法向位移垂直于平衡磁场，是一个重要参数，可用于识别等离子体对共振磁扰动场的响应类型，并深入了解等离子体响应的模结构 [26]。Chirikov参数是边缘随机性和磁岛重叠条件的定量度量，这些因素会影响台基结构和稳定性 [36, 37], ，其表达式为

$$\sigma_{12} = \frac{w_{m_1,n_1} + w_{m_2,n_2}}{2\,|\rho_2 - \rho_1|} \tag{6}$$

其中， σ_{12} 是由位于 ρ_1 和 ρ_2处的两个相邻磁岛确定的 Chirikov参数， $w_{m,\ n}$ 是局部磁岛的宽度。触发磁岛的宽度 w [38]以及考虑等离子体响应后的归一化径向磁扰动场的傅里叶分量 b_{mn} [39] 可表示为

$$w_{mn} = 4\sqrt{\left|\frac{\rho b_{mn}}{nS}\right|}_{q=q_s} \tag{7}$$

$$b_{mn} = \frac{B^{\rho}}{B^{\zeta}} \mathrm{e}^{-i(m\theta - n\zeta)} \tag{8}$$

其中， m 和 n 分别为极向模数和环向模数， $S = \rho q'/q$ 为全局磁剪切， B^{ρ} 表示考虑等离子体响应后的磁扰动径向分量， B^{ζ} 为环向平衡场。

关于 q_{95} 使用 MARS-F代码研究等离子体响应的依赖关系[18] 的建模结果如图7所示，其中展示了附近的等离子体法向位移

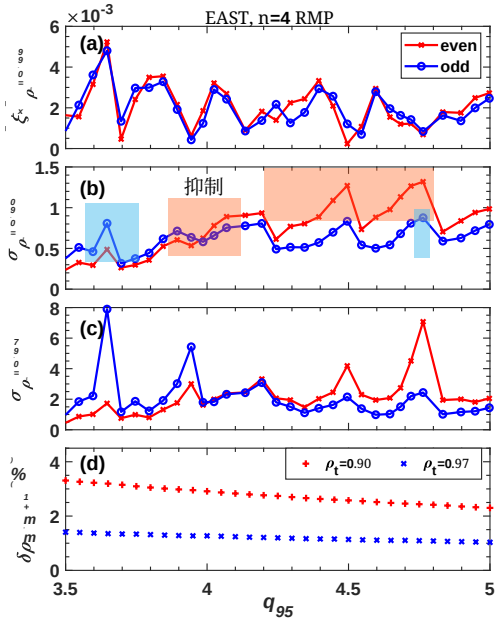


图7. MARS-F等离子体响应建模结果，显示 q_{95} 奇数（蓝色圆圈）和偶数（红色加号）宇称下，边界法向等离子体位移在X点附近（a）以及台基顶部附近的Chirikov参数（b，$\rho_t = 0.90$）和底部（c，$\rho_t = 0.97$）的变化规律，$n = 4$ RMP线圈配置，以及 $\rho_t = 0.9$ 附近两个相邻有理面之间的距离（d）。阴影区域表示在EAST实验中确认的边缘局域模抑制窗口，如图4、5 所示。

X点（图 7（a））以及台基顶部附近的Chirikov参数（图 7（b））和底部附近的Chirikov参数（图7（c）），对应不同 q_{95}下的偶数和奇宇称RMP。这里，使用上文提到的 $q_{95} = 4.0$参考平衡，用于通过使用CHEASE缩放等离子体电流，生成具有不同 q_{95} 的一系列平衡 [40]。在平衡扫描中使用固定的 $\beta_N \sim 1.2$ ，以排除β效应对等离子体响应的影响 [18]。

两项判据显示， q_{95}中的共振窗口位置和周期性相似。不同奇偶性RMP在X点附近引起的等离子体法向位移大致相当，未显示出偶宇称RMP对应的边缘局域模抑制窗口有明显趋势。然而，当 q_{95} 超过4时，台基顶部附近的Chirikov参数会增大；考虑β效应 [18],后，该参数还会进一步增大，这表明它与 q_{95} 在 $[4.2,\ 4.8]$中偶宇称RMP产生的宽边缘局域模抑制密切相关。奇宇称RMP的Chirikov参数也显示出共振

窗口，位于 $q_{95} \sim 4.5$，但其水平并未明显高于 $q_{95} \sim 3.9$时的水平，可能不足以实现宽边缘局域模抑制窗口。阴影区域表示偶宇称RMP对应的边缘局域模抑制窗口，分别为 q_{95} 在 $[3.9,\ 4.1]$ 以及 $[4.2,\ 4.8]$ ；奇宇称RMP对应的窗口则为 q_{95} 在 [3.5、3.7] 和4。75（见图2（e）、图4（e）和（f），以及图5）。台基底部附近的Chirikov参数显示出与台基顶部相似的共振窗口，但偶宇称RMP的 $q_{95} \sim 4.0$ 例外；不过，随着 q_{95} 增大，该参数的提升并不明显。主要原因是，随着 q_{95} 增大，台基顶部附近相邻两个有理面之间的距离变窄，如图7（d）所示，导致岛重叠更加密集。需要指出的是，这项建模最初是在实验前开展的，旨在指导寻找新的 q_{95} 抑制窗口，并为 $n = 4$ RMP选择线圈奇偶性。基于线性等离子体响应建模得到的台基顶部附近Chirikov参数，为评估边缘局域模抑制提供了一项实用判据。该判据可应用于不同装置，并用于预测ITER中的边缘局域模抑制要求。

4.3. 探究 $n = 4$ *RMP* 的最佳线圈奇偶性

为探究边缘局域模抑制的机制，我们分析了不同奇偶性共振磁扰动的响应场谱。边缘局域模抑制是一个非线性过程，与磁扰动在台基顶部的穿透有关 [7, 41, 17]，在此过程中，等离子体响应的共振傅里叶分量所形成的磁岛起着关键作用 [42, 43]。

图 8(a) 展示了不同奇偶性共振磁扰动产生的磁岛宽度。台基顶部附近，偶宇称RMP产生的磁岛仅比奇宇称RMP产生的略宽。图 8(b∼d) 展示了不同有理面处偶宇称和奇宇称RMP的等离子体响应傅里叶分量。灰色竖线表示共振谐波的极向模数；由于等离子体屏蔽效应，其幅度相较于非共振谐波较低 [29]。对于有理面附近的非共振分量，

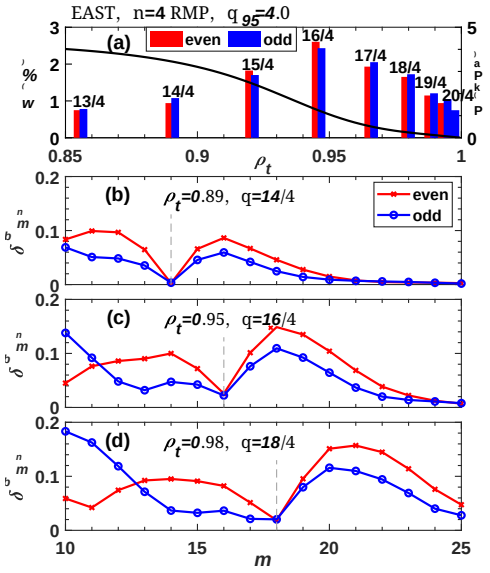


图 8。使用MARS-F代码，对具有 $q_{95} = 4.0$的平衡中的 $n = 4$ 偶数（红色）和奇数（蓝色）奇偶性共振磁扰动所引起的等离子体响应进行建模的结果。(a) 共振磁扰动诱导的磁岛径向分布，其中柱条表示磁岛宽度。(b-d)等离子体对不同有理面处 $n = 4$ 共振磁扰动的傅里叶分量，其中灰色竖线表示共振谐波的极向模数。

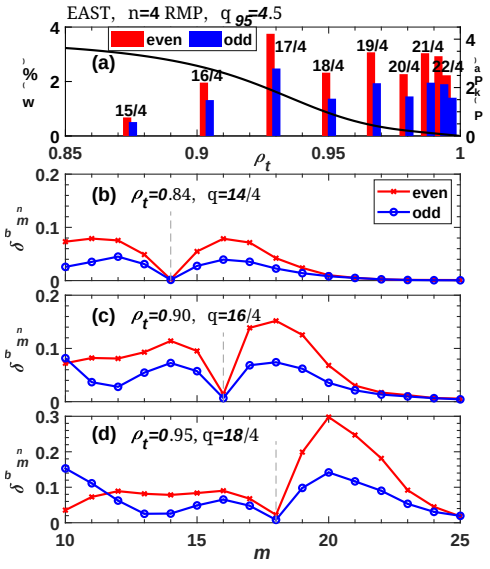


图9。使用MARS-F代码对具有 $q_{95} = 4.5$的平衡中 $n = 4$偶数（红色）和奇数（蓝色）宇称共振磁扰动的等离子体响应进行建模的结果。(a)共振磁扰动诱导的磁岛径向分布。(b-d) 等离子体在不同有理面处对 $n = 4$ 共振磁扰动响应的傅里叶分量。

偶宇称与奇宇称的幅度差异最高可达 3 倍。偶宇称RMP的特征被称为扭曲-剥离型响应 [29]，并已在 EAST 以往的边缘局域模抑制实验中观察到 [10, 38]。非共振磁场引起的非线性效应，例如新经典环向黏性（NTV），会显著影响等离子体环向流和磁场穿透[44, 45]。结果表明，磁场穿透的非线性效应可能在高 n 幅度RMP的边缘局域模控制中发挥重要作用。与具有$q_{95} = 4.0$的平衡相比，具有 $q_{95} = 4.5$ 的平衡下的等离子体响应建模结果显示（图9），偶宇称RMP的共振分量变得更加显著，不同RMP之间非共振分量的幅度比也有所增大。总体而言，共振谐波和非共振谐波中更强的等离子体响应都有助于偶宇称RMP实现边缘局域模抑制。

4.4. 等离子体响应中的模耦合效应

进一步分析了等离子体对偶宇称RMP的响应模结构，并q_{95} 展示了极向傅里叶谐波在台基区的分布10，其中虚线表示 $m = nq$。相邻非共振谐波中存在多个共振窗口，与共振谐波中的情况相似（图7 (b)），这表明模结构中存在强烈的极向模耦合，其中增强的扭曲-剥离响应可驱动共振谐波 [46, 47]。这种耦合效应贯穿整个台基区，是EAST边缘局域模抑制等离子体中扭曲-剥离响应的特征 [10, 13]。

共振谐波与非共振谐波之间的耦合可增大NTV转矩。图11 显示了平衡条件下，等离子体边缘处偶宇称RMP和奇宇称RMP的NTV转矩密度分布，其中 $q_{95} = 4.5$ 由NTVTOK代码建模 [48]。偶宇称RMP的转矩密度整体上大于奇宇称RMP，这表明等离子体响应会对边缘等离子体旋转和扰动场穿透产生更强影响。在这种情况下，离子贡献的NTV转矩与电子贡献的相当，且二者方向

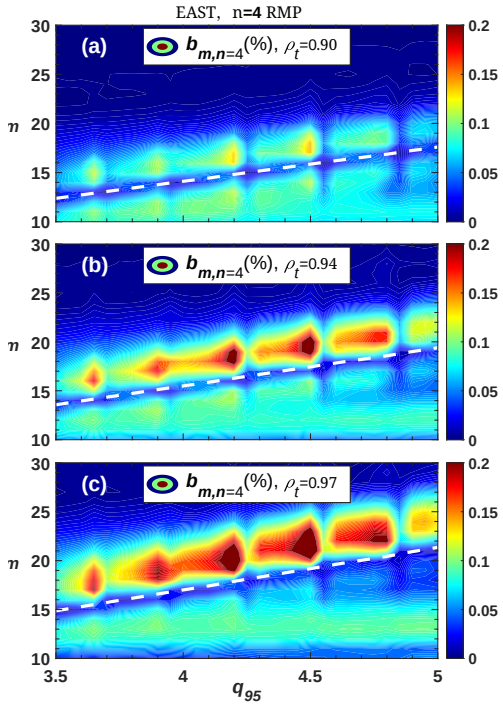


图10。MARS-F 等离子体响应建模结果：偶宇称线圈构型下，RMP谱对极向模数的依赖关系， q_{95} 附近分别为 $\rho_t = 0.9$ (a)、0。94 (b)和0。97 (c)，虚线表示 $m = nq$。

相反。结果表明，在共振谐波和非共振谐波更密集的等离子体边缘，偶宇称RMP会产生更大的NTV转矩，这可能显著影响与扰动场穿透密切相关的等离子体环向流 [49]。

5. 总结

本文介绍了近期在EAST实验中使用 $n = 4$ 偶宇称RMP将ELM抑制 q_{95} 窗口拓宽的研究，并利用MARS-F代码给出了模型计算结果，与等离子体响应对 q_{95} 的依赖关系在实验上高度一致。相比此前在EAST使用奇宇称RMP时的 $\Delta q_{95} \sim 0.2$ q_{95} 窗口，q_{95} 在 $[3.9,\ 4.1]$ 和 $[4.2,\ 4.8]$ 中的可靠ELM抑制窗口宽得多。使用 $n = 4$ RMP的优势体现在：ELM抑制期间等离子体储能和密度的下降幅度小得多（$\leq 10\%$）。

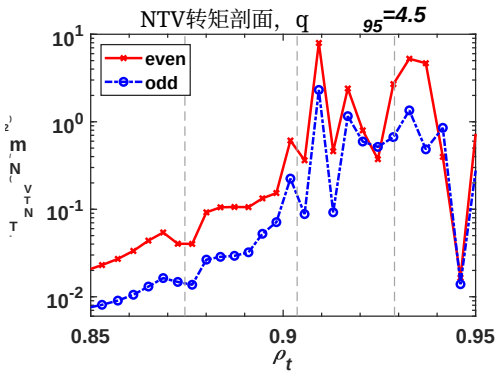


图11。 对于$q_{95} = 4.5$的平衡，偶宇称RMP的NTV转矩密度（红色叉号）和奇宇称RMP的NTV转矩密度（蓝色圆圈）的径向剖面。灰色虚线表示有理面的位置。

得以实现，相较于 $n = 2$ ($\gtrsim 20\%$)，在EAST中 [12]。在边缘局域模抑制状态下，密度台基的梯度在不同边缘局域模状态中最低，这表明当台基梯度保持低于某一阈值时，即可实现边缘局域模抑制。MARS-F线性建模得到的等离子体响应显示，在 q_{95}范围内，台基顶部附近的Chirikov参数与边缘局域模抑制强相关；对于偶宇称RMP，Chirikov参数介于4.2和4.8之间，而在此情况下，边界法向等离子体位移未呈现明显趋势。当 q_{95} 超过4时，Chirikov参数增大，出现更多边缘有理面，这主要是由于相邻两个有理面之间的间距变小。对两种平衡下等离子体响应中的共振与非共振成分进行详细比较表明，更强的等离子体响应有助于借助 $n = 4$ RMP实现边缘局域模抑制。等离子体响应中的共振谐波和非共振谐波均存在多个共振窗口，这进一步表明模结构中的环向效应导致了强烈的极向模耦合，这是EAST中RMP边缘局域模抑制期间观测到的扭曲-剥离型响应的特征。偶宇称对应的NTV转矩总体上大于奇宇称对应的转矩，这可能会显著影响等离子体环向流，进而影响非线性扰动场穿透 [49]。目前正在进一步研究 $n = 4$ EAST中RMP边缘局域模抑制的非线性过程。总体而言，这些令人鼓舞的结果拓展了以往的物理认识

关于ELM抑制窗口，并展示共振磁扰动在ITER研究计划的聚变前功率运行阶段可靠控制边缘局域模的潜在有效性。

致谢

本工作得到安徽省自然科学基金（项目编号：2208085J39）、国家重点研发计划（项目编号：2017YFE0301100）和国家自然科学基金委员会（项目编号：11875292）的资助。

参考文献

[1] A. Loarte、G.Saibene、R.Sartori、D.Campbell、M. Becoulet、L. Horton、T. Eich、A.Herrmann、G.Matthews、N.Asakura、 *et al.*，“现有装置中I型边缘局域模能量和粒子损失的特性及其向ITER的外推”， *Plasma Physics and Controlled Fusion*，第45卷，第9期，第1549页，2003年。

[2] A.Loarte、G.Huijsmans、S.Futatani、L. Baylor、T. Evans、D.M. Orlov、O.Schmitz、M. Becoulet、P. Cahyna、Y.Gribov、A. Kavin、A. Sashala Naik、D. Campbell、T. Casper、E. Daly、H. Frerichs、A.Kischner、R. Laengner、S. Lisgo、R.Pitts、G. Saibene 和 A. Wingen，“从非活性阶段到氘氚运行，将边缘局域模控制方案应用于ITER运行场景的进展”， *Nuclear Fusion*，第54卷，第033007页，2014年3月。

[3]R. Hawryluk、D. Campbell、G. Janeschitz、P.Thomas、R. Albanese、R.Ambrosino、C.Bachmann、L.Baylor、M.Becoulet、I. Benfatto、J. Bialek、A. Boozer、A. Brooks、R.Budny、T. Casper、M. Cavinato、J.-J. Cordier、V. Chuyanov、E. Doyle、T. Evans、G. Federici、M. Fenstermacher、H. Fujieda、K. G’al、A.Garofalo、L. Garzotti、D. Gates、Y. Gribov、P. Heitzenroeder、T.Hender、N. Holtkamp、D.Humphreys、I. Hutchinson、K. Ioki、J. Johner、G. Johnson、Y. Kamada、A.Kavin、C. Kessel、R. Khayrutdinov、G.Kramer、A.Kukushkin、K. Lackner、I. Landman、P. Lang、Y. Liang、J. Linke、B. Lipschultz、A. Loarte、G. Loesser、C. Lowry、T. Luce、V. Lukash、S. Maruyama、M. Mattei、J. Menard、M. Merola、A. Mineev、N. Mitchell、E. Nardon、R. Nazikian、B. Nelson、C. Neumeyer、J.-K. Park、R. Pearce、R. Pitts、A. Polevoi、A. Portone、M. Okabayashi、P. Rebut、V. Riccardo、J. Roth、S. Sabbagh、G. Saibene、G. Sannazzaro、M. Schaffer、M. Shimada、A. Sen、A. Sips、C. Skinner、P. Snyder、R.Stambaugh、E. Strait、M.Sugihara、E.Tsitrone、J. Urano、M. Valovic、M.Wade、J.Wesley、R. White、D. Whyte、S. Wu、M. Wykes，以及 L. Zakharov，《ITER设计评审中评估的主要物理进展》， *Nuclear Fusion*，第49卷，第065012页，2009年6月。

[4] T. Evans、R. Moyer、J. Watkins、P. Thomas、T. Osborne、J.Boedo、M.Fenstermacher、K.Finken、R.Groebner、M.Groth、 *et al.*，“具有随机磁边界的高约束DIII-D等离子体中大型边缘局域模态的抑制”， *Journal of nuclear materials*，第337卷，第691–696页，2005年。[5] T.Evans，“环形约束装置中边缘等离子体的共振磁扰动”，*Plasma Physics and Controlled Fusion*，第57卷，第12期，第123001页，2015年。[6] Y.Jeon、J.-K. Park、S.Yoon、W.Ko、S.Lee、K. Lee、G.Yun、Y.Nam、W.Kim、J.-G.Kwak、 *et al.*，“通过非轴对称磁扰动抑制高约束KSTAR等离子体中的边缘局域模态”，*Physical review letters*，第109卷，第3期，第035004页，2012年。[7] Y. Sun、Y. Liang、Y.Liu、S.Gu、X. Yang、W. Guo、T. Shi、M.Jia、L.Wang、B.Lyu、 *et al.*，“EAST托卡马克中共振磁扰动作用下边缘局域模态从缓解到抑制的非线性转变”，第117卷，第11期，第115001页，2016年。[8] W. Suttrop、A. Kirk、V. Bobkov、M. Cavedon、M. Dunne、R. McDermott、H. Meyer、R. Nazikian、C. Paz-Soldan、D. A. Ryan、 *et al.*，“ASDEX Upgrade托卡马克中通过磁扰动抑制边缘局域模态的实验条件”， *Nuclear Fusion*，第58卷，第9期，第096031页，2018年。[9] Y. Liang、H. Koslowski、P. Thomas、E. Nardon、B. Alper、P. Andrew、Y. Andrew、G. Arnoux、Y. Baranov、M. B´ecoulet、*et al.*，“JET托卡马克中利用n=1扰动场主动控制I型边缘局域模态”， *Physical review letters*，第98卷，第26期，第265004页，2007年。[10] Y. Sun、M. Jia、Q. Zang、L. Wang、Y. Liang、Y. Liu、X. Yang、W. Guo、S. Gu、Y. Li、 *et al.*，“EAST托卡马克中利用n= 1 共振磁扰动控制边缘局域模态”，*Nuclear Fusion*，第57卷，第3期，第036007页，2016年。[11] G. Park、Y. In、J.-K. Park、W.-H. Ko、J. Lee、M. Kim、G. Shin、S.-H. Hahn、S. Kim、S. M. Yang、*et al.*，“KSTAR中三维场物理近期进展概述”， *Journal of the KoreanPhysical Society*，第80卷，第8期，第759–786页，2022年。[12] M. Jia、A. Loarte、Y. Sun、Q. Ma、X. Wu、P. Xie、S. Gu、J. Hou、K. He、G. Li、K. Li、Y. Li、Y. Liang、C. Paz-Soldan、T. Shi、B. Shen、B. Wan、H. Wang、L. Wang、Y. Wang、J. Xu、S. Xu、Z. Yang、Q. Zang、B. Zhang、J. Zhang、L. Zhang、and G. Zuo，“在支持ITER研究计划的EAST中使用低输入扭矩的共振磁扰动实现边缘局域模态与偏滤器功率通量的综合控制”， *Nuclear Fusion*，第61卷，第106023页，2021年10月。[13] Y. Sun、Q. Ma、M. Jia、S. Gu、A. Loarte、Y. Liang、Y. Liu、C. Paz-Soldan、X. Wu、P. Xie、 *et al.*，“在EAST中利用n=4 共振磁扰动首次实现低输入扭矩等离子体中的完全边缘局域模态抑制，以支持ITER研究计划”， *Nuclear Fusion*，第61卷，第10期，第106037页，2021年。[14] C. Gormezano、A. Sips、T. Luce、S. Ide、A. Becoulet、X. Litaudon、A. Isayama、J. Hobirk、

M. Wade, T. Oikawa, R. Prater, A. Zvonkov, B. Lloyd, T. Suzuki, E. Barbato, P. Bonoli, C. Phillips, V. Vdovin, E. Joffrin, T. Casper, J. Ferron, D. Mazon, D. Moreau, R. Bundy, C. Kessel, A. Fukuyama, N. Hayashi, F. Imbeaux, M. Murakami, A. Polevoi, and H. S. John, 《第6章：稳态运行》, *Nuclear Fusion*, 第47卷, S285–S336页, 2007年6月。[15] A. Loarte, 《支持ITER研究计划所需的现有聚变设施研发》, *ITERTechnical Report ITR-20-008*, 2020年。[16] A. Loarte, A. Polevoi, M. Schneider, S. Pinches, E. Fable, E. M. Asp, Y. Baranov, F. Casson, G. Corrigan, L. Garzotti, *et al.*, 《ITER研究计划聚变前功率运行第一阶段的H模等离子体》, *Nuclear Fusion*, 第61卷, 第7期, 076012页, 2021年。[17] Q. Hu, R. Nazikian, B. Grierson, N. Logan, D. Orlov, C. Paz-Soldan, and Q. Yu, 《DIII-D托卡马克中共振磁扰动抑制边缘局域模的宽运行窗口》, *Physical Review Letters*, 第125卷, 第4期, 045001页, 2020年。[18]Y. Liu, A. Kirk, and E. Nardon, 《外加非轴对称磁场引起的全环向等离子体响应》, *Physics of Plasmas*, 第17卷, 第12期, 122502页, 2010年。[19] B. Wan, Y. Liang, X. Gong, N. Xiang, G. Xu, Y. Sun, L. Wang, J. Qian, H. Liu, L. Zeng,*et al.*, 《支持ITER和CFETR稳态运行的EAST物理实验最新进展》, *Nuclear Fusion*, 第59卷, 第11期, 112003页, 2019年。[20] B. Wan *et al.*, 《提升EAST高 βp等离子体性能、实现稳态托卡马克聚变堆的新途径》, *Chinese Physics Letters*, 第37卷, 第4期, 045202页, 2020年。[21] C. Neumeyer, A. Brooks, L. Bryant, J. Chrzanowski, R. Feder, M. Gomez, P. Heitzenroeder, M. Kalish, A. Lipski, M. Mardenfeld, *et al.*, 《ITER真空室内线圈设计》, *Fusionscience and technology*, 第60卷, 第1期, 95–99页, 2011年。[22] B. Ding, E. Kong, M. Li, L. Zhang, W. Wei, M. Wang, H. Xu, Y. Li, B. Ling, Q. Zang, *et al.*, 《EAST中实现H模等离子体所涉及的低混合波—等离子体耦合与电流驱动实验研究》, *Nuclear Fusion*, 第53卷, 第11期, 113027页, 2013年。[23] H. Qu, T. Zhang, S. Zhang, F. Wen, Y. Wang, D. Kong, X. Han, Y. Yang, Y. Gao, C. Huang,*et al.*, 《Q波段X模反射计与密度剖面重构》, *Plasma Scienceand Technology*, 第17卷, 第12期, 985页, 2015年。[24] Q. Zang, T. Wang, Y. Liang, Y. Sun, H. Chen, S. Xiao, X. Han, A. Hu, C. Hsieh, H. Zhou, J. Zhao, T. Zhang, X. Gong, L. Hu, F. Liu, C. Hu, X. Gao, B. Wan, and the EAST团队, 《EAST上由低混合波和中性束注入加热的H模等离子体边缘台基特性》, *Nuclear Fusion*, 第56卷, 106003页, 2016年10月。[25] T. Evans, M. Fenstermacher, R. Moyer, T. Osborne, J. Watkins, P. Gohil, I. Joseph, M. Schaffer, L. R. Baylor, M. B´ecoulet, *et al.*, 《具有ITER相似形状和碰撞性的DIII-D等离子体中RMP抑制边缘局域模》, *Nuclear fusion*, 第48卷, 第2期, 024002页, 2008年。[26] Y. Liu, C. Ham, A. Kirk, L. Li, A. Loarte, D. Ryan, Y. Sun, W. Suttrop, X. Yang, and L. Zhou, 《RMP边缘局域模控制：等离子体响应模型及边缘剥离响应的作用》,

Plasma Physics and Controlled Fusion，第58卷，第11期，114005页，2016年。[27] M. Lanctot, H. Reimerdes, A. Garofalo, M. Chu, Y. Liu, E. Strait, G. Jackson, R. La Haye, M. Okabayashi, T. Osborne, *et al.*，《三维托卡马克平衡线性理想磁流体动力学模型的验证》，*Physics of Plasmas*，第17卷，第3期，030701页，2010年。[28] Z. R. Wang, M. J. Lanctot, Y. Liu, J.-K. Park, and J. E. Menard，《DIII-D托卡马克中高-β 等离子体的三维漂移动力学响应》，*Physical Review Letters*，第114卷，第14期，145005页，2015年。[29] Y. Liu, A. Kirk, Y. Gribov, M. Gryaznevich, T. Hender, and E. Nardon，《MAST和ITER中等离子体对共振磁扰动场响应的建模》，*Nuclear Fusion*，第51卷，第8期，083002页，2011年。[30] L. Lao, J. Ferron, R. Groebner, W. Howl, H. St. John, E. Strait, and T. Taylor，《托卡马克电流剖面的平衡分析》，*Nuclear Fusion*，第30卷，1035–1049页，1990年6月。[31] G. Q. Li, Q. L. Ren, J. P. Qian, L. L. Lao, S. Y. Ding, Y. J. Chen, Z. X. Liu, B. Lu, and Q. Zang，《EAST托卡马克的动理学平衡重建》，*Plasma Physics and ControlledFusion*，第55卷，125008页，2013年12月。[32] A. Pankin, D. McCune, R. Andre, G. Bateman, and A. Kritz，《国家输运代码协作库中的托卡马克蒙特卡罗快离子模块NUBEAM》，*Computer PhysicsCommunications*，第159卷，第3期，157–184页，2004年。[33] Y. Li, J. Fu, B. Lyu, X. Du, C. Li, Y. Zhang, X. Yin, Y. Yu, Q. Wang, M. Von Hellermann, *et al.*，《EAST托卡马克电荷交换复合光谱学和束发射光谱学的发展》，*Review of Scientific Instruments*，第85卷，第11期，11E428页，2014年。[34] H. Liu, Y. Jie, W. Ding, D. L. Brower, Z. Zou, W. Li, Z. Wang, J. Qian, Y. Yang, L. Zeng,*et al.*，《EAST电流密度测量用法拉第效应偏振干涉仪系统》，*Review of Scientific Instruments*，第85卷，第11期，11D405页，2014年。[35] B. V.Chirikov，《多维振子系统的一种普适不稳定性》，*Physics reports*，第52卷，第5期，263–379页，1979年。[36] T. E. Evans, R. A. Moyer, P. R. Thomas, J. G. Watkins, T. H. Osborne, J. A. Boedo, E. J. Doyle, M. E. Fenstermacher, K. H. Finken, R. J. Groebner, M. Groth, J. H. Harris, R. J. La Haye, C. J. Lasnier, S. Masuzaki, N. Ohyabu, D. G. Pretty, T. L. Rhodes, H. Reimerdes, D. L. Rudakov, M. J. Schaffer, G. Wang, and L. Zeng，《具有随机磁边界的高约束DIII-D等离子体中大型边缘局域模的抑制》，*Phys. Rev.Lett.*，第92卷，235003页，2004年6月。[37] Y. Sun, Y. Liang, J. Qian, B. Shen, and B. Wan，《托卡马克中非轴对称磁扰动的建模》，*Plasma Physics and Controlled Fusion*，第57卷，第4期，045003页，2015年。

[38] P. Xie, Y. Sun, Y. Liu, S. Gu, Q. Ma, C. Ye, X. Wu, and H. Sheng, “低转矩等离子体中旋转过零附近等离子体对共振磁扰动的响应，” *Physicsof Plasmas*, 第10页，2021年。[39] M. B´ecoulet, E. Nardon, G. Huysmans, W. Zwingmann, P. Thomas, M. Lipa, R. Moyer, T. Evans, V. Chuyanov, Y. Gribov, *et al.*, “ITER中用于控制I型边缘局域模态的共振磁扰动数值研究，” *Nuclear Fusion*, 第48卷，第2期，024003页，2008年。[40] H. L¨utjens, A. Bondeson, and O. Sauter, “用于环形MHD平衡的CHEASE代码，”*Computer physics communications*, 第97卷，第3期，第219–260页，1996年。[41] P. Snyder, T. Osborne, K. Burrell, R. Groebner, A. Leonard, R. Nazikian, D. Orlov, O. Schmitz, M. Wade, and H. Wilson, “EPED台基模型与边缘局域模抑制状态：静稳H模研究及通过共振磁扰动实现边缘局域模抑制的模型开发，” *Physics of plasmas*, 第19卷，第5期，056115页，2012年。[42] M. Wade, R. Nazikian, J. DeGrassie, T. Evans, N. Ferraro, R. Moyer, D. Orlov, R. Buttery, M. Fenstermacher, A. Garofalo, *et al.*, “利用DIII-D中的共振磁扰动抑制边缘局域模的物理认知进展，” *Nuclear Fusion*, 第55卷，第2期，023002页，2015年。[43] R. Nazikian, C. Paz-Soldan, J. Callen, J. DeGrassie, D. Eldon, T. Evans, N. Ferraro, B. Grierson, R. Groebner, S. Haskey, *et al.*, “DIII-D托卡马克中边缘局域模抑制阈值处的台基分岔与共振场穿透，” *Physical review letters*, 第114卷，第10期，105002页，2015年。[44] Y. Sun, Y. Liang, K. C. Shaing, H. R. Koslowski, C. Wiegmann, and T. Zhang, “托卡马克无碰撞状态下的新经典环向等离子体黏性转矩，” *Physical ReviewLetters*, 第105卷，145002页，2010年10月。[45] C. Ye, Y. Sun, H. Wang, Y. Liu, T. Shi, Q. Zang, T. Jia, Q. Ma, S. Gu, N. Chu, K. He, M. Jia, X. Wu, P. Xie, H. Sheng, H. Yang, L. Huang, B. Shen, M. Li, J. Qian, and T. E. Contributors, “等离子体β对EAST中射频波加热等离子体误差场穿透的影响。”已投稿至《核聚变》，2023年。[46] S. R. Haskey, M. J. Lanctot, Y. Liu, J. M. Hanson, B. Blackwell, and R. Nazikian, “DIII-D中n$=2$非轴对称磁扰动的线性理想MHD预测，” *PlasmaPhysics and Controlled Fusion*, 第56卷，第3期，035005页，2014年。[47] D. Ryan, Y. Liu, A. Kirk, W. Suttrop, B. Dudson, M. Dunne, R. Fischer, J. Fuchs, M. Garcia- Munoz, B. Kurzan, *et al.*, “ASDEX-Upgrade中共振磁扰动响应的环向建模：场螺距对齐响应与扭结放大的耦合，”*Plasma Physics and Controlled Fusion*, 第57卷，第9期，095008页，2015年。[48] Y. Sun, Y. Liang, K. Shaing, H. Koslowski, C. Wiegmann, and T. Zhang, “建模

托卡马克中的新经典环向等离子体黏性转矩，” *Nuclear Fusion*, 第51卷，第5期，053015页，2011年。[49] H. Lee, J. Seol, W. Ko, L. Terzolo, A. Aydemir, Y. In, Y.-c. Ghim, and S. Lee, “本征误差场和环向场波纹引起的新经典环向黏性对托卡马克环向旋转的影响，” *Physics of Plasmas*, 第23卷，第8期，082510页，2016年。