

通过关键参数调控 Heliotron J 装置 中高能粒子驱动的不稳定性*

钟瑶¹⁾ 长崎百伸²⁾ 陈嘉宏¹⁾ 陈坚¹⁾ 王志斌^{1)†}

1) (中山大学中法核工程与技术学院, 珠海 519084)

2) (京都大学, 先进能源所, 京都 611-0011, 日本)

(2025 年 7 月 31 日收到; 2025 年 9 月 28 日收到修改稿)

高能粒子 (energetic particles, EP) 驱动的不稳定性及其调控规律, 是受控核聚变研究中亟需解决的关键科学问题之一. 本文以京都大学 Heliotron J 装置为实验平台, 系统研究了电子回旋加热 (electron cyclotron heating, ECH) 与中性束注入 (neutral beam injection, NBI) 对 EP 驱动不稳定性的影响. 研究采用实验诊断与数值模拟相结合的方式, 揭示了典型等离子体参数在不稳定性激发与抑制中的作用机制, 以及磁场位型和等离子体参数耦合作用在 ECH 加热系统影响不稳定性中发挥的作用. 文章通过 FAR3D 程序分析了随着 ECH 功率的变化, 高能离子比压、热比压、电子温度以及电阻率对模态驱动和阻尼过程的影响规律. 模拟结果与实验观测在模数和径向结构上高度一致, 证实了增长率对快粒子比压的敏感性, 以及电子温度对朗道阻尼和连续谱阻尼的增强效应. 模拟结果表明高能离子慢化时间的改变在模态演化中发挥重要作用. 研究结果不仅为理解不同磁场位型下 ECH 加热系统对不稳定性的差异化作用提供了物理依据, 也为未来螺旋器/仿星器类装置中优化加热方式、提升等离子体运行稳定性提供了重要参考.

关键词: 仿星器/螺旋器, 电子回旋加热, 阿尔芬本征模

DOI: 10.7498/aps.75.20251022

CSTR: 32037.14.aps.75.20251022

1 引言

近年来, 受控核聚变因其巨大的应用潜力而备受瞩目. 在众多研究路径中, 磁约束聚变凭借其实现长时间稳定约束的能力成为重要的研究方向之一^[1]. 作为磁约束聚变的一种重要装置类型, 仿星器具有一些独特的优势, 包括无需感应电流即可实现稳态运行并能维持高等离子体密度和高等离子体比压值等^[2]. 此类装置通过外部磁体形成三维螺旋状的磁场结构, 可以有效抑制电流驱动型的大尺度磁流体不稳定性, 为实现稳定的高参数等离子体

提供了一个理想平台^[3].

在仿星器装置中, 等离子体需要达到数千万至上亿摄氏度才能实现核聚变反应, 因此高效的加热技术是实验运行的核心支撑技术之一^[4]. 目前广泛应用的外部加热方式主要包括中性束注入 (neutral beam injection, NBI) 加热和电子回旋共振加热 (electron cyclotron resonance heating, ECH)^[5]. 其中, 在 NBI 加热中, 高能中性粒子被注入到等离子体中. 这些中性粒子在等离子体中被电离, 变成高能离子. 高能离子通过与背景等离子体粒子的碰撞, 将能量传递给它们, 从而实现对等离子体的加热, 尤其是对离子的加热效果显著. ECH 则利用高

* 国家磁约束核聚变能研究发展专项 (批准号: 2019YFE03090100)、NIFS 合作研究计划 (批准号: NIFS10KUHL030) 和中国国家自然科学基金管理委员会 (批准号: 202206380110) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangzhib8@sysu.edu.cn

频电磁波与电子回旋运动形成共振效应, 通过波粒相互作用高效加热电子^[6]. 这两种加热方式具有不同的能量沉积特性和粒子能谱分布, 进而显著影响等离子体的温度分布、能量输运及湍流行为.

在高温等离子体中, 高能粒子的存在不可避免地引发多种不稳定性, 特别是由高能粒子与阿尔芬波相互作用所激发的阿尔芬本征模 (Alfvén eigenmodes, AEs)^[7]. 这类模态属于磁流体不稳定性, 源于高能粒子与等离子体集体波的共振相互作用. 阿尔芬本征模主要包括径向局域的环向阿尔芬本征模 (toroidal Alfvén eigenmodes, TAEs)、全局阿尔芬本征模 (global Alfvén eigenmodes, GAEs) 以及高能粒子模 (energetic particle modes, EPMs) 等, 它们通常表现为低频、亚阿尔芬速度的振荡结构. 阿尔芬本征模的激发会显著增强高能粒子输运水平, 导致能量沉积效率下降、等离子体性能退化, 甚至造成装置内部部件的烧蚀和损伤等^[8]. 因此, 有效抑制阿尔芬本征模的产生与发展并提升加热效率与装置运行的安全性是当前核聚变能源研究的关键问题之一.

日本京都大学的 Heliotron J 装置是具有三维磁约束结构的典型仿星器/螺旋器装置, 具备灵活的磁面控制能力和多种加热手段, 为深入研究高能粒子驱动的不稳定性提供了良好的实验条件^[9]. 该装置配有多组高频电子回旋波源, 能灵活实现中心或离轴加热, 为研究 ECH 条件下的电子能谱变化及其对 AEs 的激发效应提供了条件^[10]. 现有研究表明, 在 Heliotron J 中, 适当的同向/反向电子回旋电流驱动 (electron cyclotron current drive, ECCD) 可以抑制 EPMs 和 GAEs^[11]; 然而, 目前 ECH 对 AEs 激发的具体影响机制尚不清晰, 尤其是在与 NBI 协同作用下, 其对高能粒子空间分布、驱动源项及模态行为的综合调控效果仍待阐明. 此外, 仿星器复杂的三维磁结构导致连续谱分布与间隙结构较托卡马克更为丰富, 使得 AEs 的激发位置、模态结构和频率行为更加复杂^[12]. 因此, 需结合数值模拟与高精度实验诊断进行深入探究.

在此背景下, 本文依托 Heliotron J 装置聚焦于阿尔芬本征模的激发机制与调控研究, 重点探究中性粒子束注入与电子回旋加热对关键等离子体参数的影响, 以及阿尔芬本征模的模态特性、频谱结构及演化行为对等离子体参数变化的响应. 本文通过实验诊断捕捉典型放电条件下模态的频率演化

与谱线特征, 并结合三维磁流体模拟 (通过 FAR3D 与 STELLGAP 程序实现), 分析其驱动源项、阿尔芬连续谱间隙结构及不稳定性的变化情况, 进而揭示高能粒子与阿尔芬波之间的非线性相互作用. 本研究旨在为仿星器中基于多种加热手段协同的阿尔芬本征模调控策略提供理论依据与实验支撑, 并为未来磁约束聚变装置实现稳态高性能运行提供参考.

2 研究方法

2.1 理论模型

在磁约束聚变研究中, 数值模拟是理解等离子体物理过程、预测不稳定性行为以及优化装置运行参数的关键工具. 通过数值模拟可以深入揭示等离子体中磁流体不稳定性、能量输运特性以及高能粒子与不稳定性之间的相互作用机制, 进而为实验研究提供理论指导和设计依据. 在三维磁约束装置 (如 Heliotron J, Wendelstein 7-X (W7-X) 以及大型螺旋装置 LHD) 研究中, FAR3D 和 STELLGAP 是两种被广泛应用的重要数值模拟程序^[13]. FAR3D 程序求解的是线性约化的电阻性磁流体方程, 其中加入了 Landau 阻尼/增长效应 (即波粒共振效应) 以及测地声波 (热等离子体的平行动量响应) 的影响. 此外, FAR3D 程序还引入了关于高能离子密度和平行动量的动量方程, 从而能够处理线性的波和离子共振作用. 该模型使用了 Landau 闭合关系, 这一关系可通过更完整的动力学模型进行校准^[14]. FAR3D 程序中等离子体的约化磁流体方程包括: 1) 极向磁通扰动 (磁扰动演化); 2) 动量平衡方程 (电势); 3) 压强扰动演化方程. 同时, 高能粒子动力学包含: 4) 高能离子密度扰动演化和 5) 高能离子平行速度扰动^[15]. 具体方程如下:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -[\Phi, \psi] + \eta \nabla_{\perp}^2 \psi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla_{\perp}^2 \Phi = [\Phi, \nabla_{\perp}^2 \Phi] - [\psi, \nabla_{\perp}^2 \psi] + R_{\text{GAM}} + S_{\text{f}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -[\Phi, p] + S + L, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_{\text{f}}}{\partial t} + \nabla_{\parallel} v_{\parallel \text{f}} = S_{\text{n}}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v_{\parallel \text{f}}}{\partial t} + \nabla_{\parallel} n_{\text{f}} = S_{\text{v}}, \quad (5)$$

其中 ψ 是极向磁通扰动, 用于描述磁扰动的演化; Φ 代表电势扰动, η 为电阻率, R_{GAM} 是 GAM 响应, 即测地声波效应; S_f 为高能粒子源, 指由高能离子注入引起的源项; p 为热等离子体压强扰动; S 代表源项, 通常包括外加加热或注入粒子的能量输入; L 代表耗散项, 表示系统中能量损耗, 如黏性或传导耗散. n_f 代表高能离子密度, $v_{\parallel f}$ 是高能离子平行速度, S_n 为高能粒子密度源项, S_v 为高能粒子平行动量源项. 在 (1) 式—(3) 式中, 符号 $[A, B]$ 表示二维泊松括号 (Poisson bracket), 定义为

$$[A, B] = \hat{z} \cdot (\nabla A \times \nabla B).$$

在柱坐标下可写作:

$$[A, B] = \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial B}{\partial \theta} - \frac{\partial A}{\partial \theta} \frac{\partial B}{\partial r},$$

该算符描述了扰动物理量之间的非线性对流作用. 在约化 MHD 框架下, 涡量方程描述的是等离子体垂直于磁力线方向动量分量的平衡与演化. 当引入高能粒子时, 其对等离子体的主要作用不仅体现在密度扰动和平行速度扰动方程中, 还会通过压力张量的扰动耦合到背景等离子体的动量平衡中, 进而影响涡量方程的演化. 在 FAR3D 模型中, 这一效应通过在涡量方程中引入高能粒子源项 S_f 来体现, 其物理意义在于模拟高能离子与电势扰动之间的相互作用. 具体而言, 高能离子的注入会在等离子体中形成各向异性的压力分布, 并在波粒共振机制下向流体模式提供能量, 从而对模的增长率产生贡献. 因此, 将 S_f 加入涡量方程是合理的处理方式, 其反映了高能粒子对涡旋电势扰动的反馈作用. 该方法不仅在 FAR3D 中采用, 还在其他混合 MHD 动力学模型 (如 MEGA, HAGIS 等) 中广泛得到应用, 该方法被证明能够有效捕捉高能粒子驱动对 MHD 模态的影响 [16]. 在本研究采用的低 β 简

化磁流体模型中, 压力扰动方程对磁通与电势演化的反馈主要通过二阶小量体现. 在所研究的参数范围内, 这类反馈对模态频率与增长率的修正较弱, 因此在 (1) 式和 (2) 式中未显式保留. 相应的近似假设在保证主要的波与粒子相互作用机制准确刻画的前提下成立. (1) 式—(5) 式为单一傅里叶模态的标量形式. 在 FAR3D 数值模拟的实现中, 扰动量按三维傅里叶展开, 不同极向和环向模态间通过几何耦合矩阵相互作用, 从而体现出三维磁场效应. 这一点已在 FAR3D 应用于 LHD 和 TJ-II 等非轴对称装置的研究中得到验证 [17].

STELLGAP 程序采用线性理想 MHD 模型, 基于气球模理论和光线追踪近似 (WKB-like approach), 计算的是频率连续谱的位置和结构, 因此可用于求解阿尔芬连续谱结构 [18]. STELLGAP 程序需要求解 $\rho\omega^2\xi = \mathcal{F}[\xi]$ 的本征值问题, 其中 ξ 是质点位移向量, ρ 为等离子体密度, ω 是本征频率, $\mathcal{F}[\xi]$ 为理想 MHD 线性化算子, 包括磁张力、压力梯度和磁场几何项 [19]. 在 STELLGAP 的计算中, 当选取 `slow_sound = .true.` 时, 电子温度剖面通过影响声速而改变连续谱的位置与分布. 由于连续谱结构直接决定了模式与连续谱的耦合强弱, 因此电子温度剖面的变化会对不稳定性的激发条件产生显著影响. 在本研究中, 图 1 所示的电子温度分布即通过上述机制影响了连续谱, 从而对模式的激发过程产生间接作用.

FAR3D 与 STELLGAP 两种数值模拟程序的对比分析如表 1 所示. 在采用 STELLGAP 与 FAR3D 开展数值模拟的过程中, 高能粒子慢化时间的影响并不是通过分布函数的具体形式直接体现, 而是通过高能粒子流体方程中的参数化来间接反映. 慢化时间并非作为一个显式输入, 而是通过高能粒子源

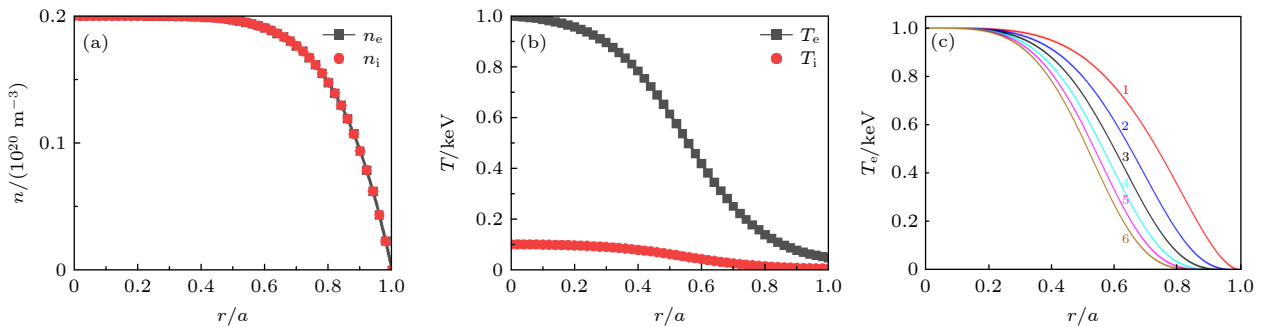


图 1 FAR3D 程序中的平衡参数设置 (a) 等离子体密度; (b) 等离子体温度; (c) 电子温度剖面

Fig. 1. Parameter settings in the FAR3D code: (a) Plasma density; (b) plasma temperature; (c) electron temperature profile.

表 1 两种数值模拟程序的对比分析^[14-19]

Table 1. Comparison of two numerical simulation methods^[14-19].

内容	FAR3D	STELLGAP
目标	模拟模式的时域演化、增长率、结构, 适用于AE、不稳定性分析等	分析阿尔芬连续谱结构, 识别频率gap, 判断是否支持共振模式(如TAE)目标
输入要求	VMEC平衡态+粒子参数等	仅需VMEC平衡态
物理机制	包括电阻、Landau阻尼、Geodesic acoustic waves、波-粒共振等	不含耗散机制, 仅考虑MHD连续谱结构

项与流体参数的设定间接控制了高能粒子驱动持续性的强弱. 将两类程序联合使用, 可以在多种三维磁约束装置中实现更为准确的模拟分析. 例如在 Heliotron J, LHD 和 W7-X 等实验平台上, 该组合不仅有助于识别潜在的不稳定模态及其触发机制, 还可用于评估不同加热方案 (如 NBI 和 ECH) 对等离子体不稳定性的影响^[15]. 同时, 相关模拟结果也可以为 ITER 等下一代聚变实验堆的设计与优化提供支持, 对提升聚变装置的运行性能和约束能力具有重要意义.

为了研究加热手段对阿尔芬本征模的抑制作用, 本研究分别采用两种代码模拟了 Heliotron J 装置 3 种工况下的阿尔芬本征模径向分布、模数以及不同等离子体参数 (包括电子密度、电子温度及其影响的热粒子和快粒子比压等) 变化下, 阿尔芬本征模的增长率和频率变化情况. 图 1 为 FAR3D 程序中设置的等离子体密度、温度以及温度剖面等平衡参数. 根据 Heliotron J 装置探测系统获得的数据, 本文设置的 n_i 和 n_e 符合装置运行的实际情况. 如图 1(a), (b) 所示, $n_{i, \max} = n_{e, \max} = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_{e, \max} = 1 \text{ keV}$, $T_{i, \max} = 200 \text{ eV}$. 图 1(a), (b) 分别给出了等离子体密度和温度的剖面设置, 而图 1(c) 则给出了 6 种 T_e 的剖面类型 (编号 1—6), 用来研究剖面分布变化对阿尔芬本征模的影响. 在加热系统功率变化的情况下, 等离子体的电子密度和温度均会发生变化. 为了模拟相关实验工况, 可改变输入参数中的等离子体参数, 包括热粒子和快粒子比压等, 以此来探究等离子体参数对于阿尔芬本征模的影响, 从而探究此类不稳定性产生的原因.

在 STELLGAP 程序中, 采用了 Heliotron J 装置的 3 种典型磁位形, 分别对应低崎岖度 (low bumpiness, LB)、中崎岖度 (middle bumpiness, MB)、高崎岖度 (high bumpiness, HB)^[20]. 根据实验工况, 等离子体电流在 0—2 kA 范围内变化, 以获得实际工况下的阿尔芬频谱. STELLGAP 程序中的

等离子体电流剖面参数设置如图 2 所示, 其中横坐标为归一化的径向坐标 (ρ), 纵坐标为归一化的等离子体电流 (I_p), 假设的电流密度分布是基于自举电流的, 该电流通常在压强梯度最大处 (在 $\rho \approx 0.5$) 达到峰值.

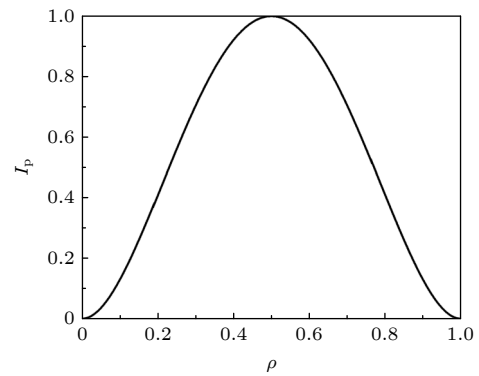


图 2 STELLGAP 代码中等离子体电流剖面参数设计
Fig. 2. Plasma current profile parameter design in STELLGAP code.

2.2 实验平台

本工作于日本京都大学先进能源所 Heliotron J 仿星器/螺旋器装置上开展, 该装置是一个中型仿星器/螺旋器研究装置, 如图 3 所示, 主要功能是研究聚变等离子体磁场约束的基础问题. 装置的大半径 $R = 1.2 \text{ m}$, 小半径 $a = 0.17 \text{ m}$, 磁场强度 $B = 1.25 \text{ T}$, 装置的主要参数如下文所示^[21]. 为了研究等离子体与材料的相互作用以及磁场的影响, 该装置需要具备高度的调控灵活性. 为此, 装置采用螺旋轴仿星器设计, 以探索螺旋线上非对称准等磁场 (准全均匀) 的优化问题^[22]. 装置的线圈系统包括极数为 1 ($L = 1$) 且环向螺距数为 4 ($M = 4$) 的连续螺旋场线圈 (HFC), 其螺距调制为 -0.4 . 此外, 装置还包括两种类型的 8 个环向线圈 (TFC-A 和 TFC-B), 以及 3 对垂直线圈, 包括主垂直场线圈 (MVFC)、内侧垂直场线圈 (IVFC) 和辅助垂直场线圈 (AVFC). 其中, L 表示螺旋线圈的极数,

M 表示沿环向方向的磁场螺距数^[23]. 通过调整每个线圈的电流数值, Heliotron J 可以实现磁场配置的灵活调节. 目前, Heliotron J 装置可以开展的研究方向包括: 1) 粒子约束问题; 2) 磁流体不稳定性问题; 3) 粒子输运、磁流体和偏滤器的理论、建模和实验研究等问题^[20,22].

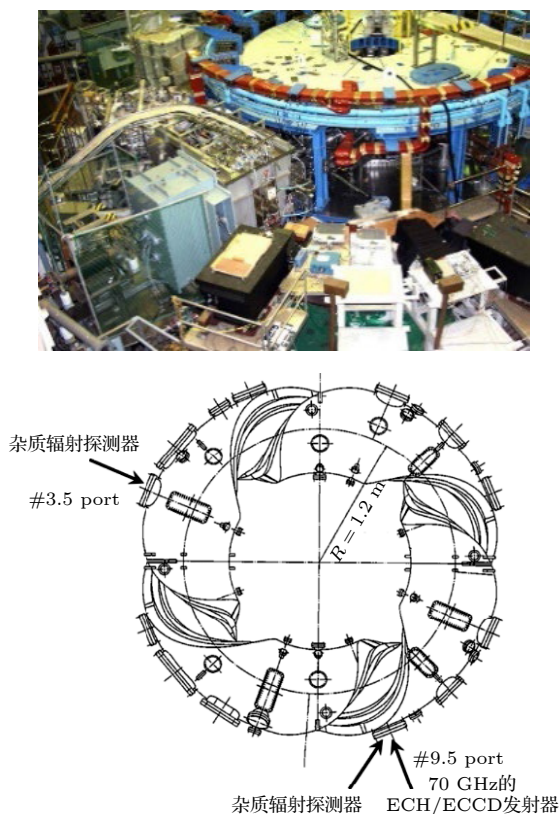


图 3 Heliotron J 实验装置图和设计图^[22,23]

Fig. 3. Overview and structural diagram of Heliotron J device^[22,23].

图 3 给出了 Heliotron J 的实物图和 ECH/ECCD 发射系统的空间布局. Heliotron J 采用 70 GHz 的 ECH/ECCD 系统进行等离子体的产生、加热和电流驱动. 此外, 在 Heliotron J 装置中, 已建成两条氢中性粒子注入系统的切向注入通道 (分别为 BL1 和 BL2). 在标准磁场构型下, 分别实现了同向注入 (co-injection) 与反向注入 (counter-injection), 对应的注入离子平均螺旋角大致为 155° 和 25° ^[20]. 该注入几何结构有助于中性束向等离子体高效传递能量, 从而提升加热效率并改善等离子体的整体性能. Heliotron J 装置配备了静电探针用于测量等离子体中的磁岛结构; 同时, 配备的 Thomson 散射系统作为一种基于激光与等离子体电子相互作用的诊断技术, 可实现电子密度和电子

温度径向分布的同时测量^[24].

3 研究结果及讨论

3.1 加热过程产生的阿尔芬本征模及其影响的关键等离子体参数

前期实验中, 在 Heliotron J 三种典型磁位形 (对应 LB, MB 和 HB) 工况下, 均稳定地观测到等离子体中存在频率位于 110—140 kHz 范围的不稳定性. 为进一步明确该不稳定性的模式性质及其驱动机制, 本文采用 FAR3D 数值模拟程序, 对于相应频率范围的阿尔芬本征模进行模态分析. 以低崎岖度工况为例, 选取 $n = 2$ 的环向模数, 并针对极向模数 $m = 2—6$ 内的模式进行了数值模拟. 选择这一模数范围是因为实验中观察到的频率集中于 110—140 kHz, 同时高模数 n 的模式频率偏高, 超出了实验量程, 无法与实验进行对比验证. 此外, 目前的研究表明 $n/m = 2/4, 2/3, 3/5$ 等低阶模数的不稳定性通常由高能粒子驱动的不稳定性中最易激发的模式主导. 研究表明 $n/m = 2/4, 2/3, 3/5$ 等低阶模在高能粒子驱动的不稳定性中更容易被激发. 这主要源于以下物理机制: 首先, 这些低阶模的频率通常位于阿尔芬连续谱的间隙区附近, 高能粒子的进动频率或弹跳频率更容易满足波-粒子共振条件, 从而产生较强的驱动效应. 其次, 低阶模与连续谱的耦合相对较弱, 受到的连续谱阻尼较小, 因此在相同条件下更容易克服阻尼而激发不稳定性. 此外, 低阶模对高能粒子比压梯度和电子温度等参数的敏感性较高, 即使在高能粒子分布梯度较弱或电子阻尼有限的情况下, 也能够维持一定的驱动强度. 这些特点决定了低阶模往往是高能粒子驱动不稳定性中最先被激发的模式. 目前, 在托卡马克和仿星器装置上均报道了类似现象, 验证了低阶阿尔芬模的普适性^[25]. 图 4(a) 给出了不同主导模态的本征函数空间分布, 其中横坐标是归一化的径向半径, 纵坐标是模态本征方程归一化的强度 (P), 其幅值反映了对应模态的强度, 幅值峰值的空间位置是该模态激发的主要位置. 图 4(b) 中横轴表示归一化径向坐标 r/a , 纵轴表示不稳定性扰动强度的归一化幅值. 为了更准确反映这些扰动是否确实源于阿尔芬模态, 纵轴数值进一步乘以 BES (beam emission spectroscopy) 信号与环向磁探针 (MP) 信号之间的相干性 (coherence, 文中

用 coh 表示). 图 4 的模拟结果表明, 在 $n = 2$ 的模式族中, 频率最接近实验值且不稳定性强度最高的模式为 $n/m = 2/4$. 该模式呈现出双峰结构, 其幅值最大处主要分布于中心区域 ($r/a = 0.58$) 和边缘区域 ($r/a = 0.82$); 相比之下, $n/m = 2/3$ 模式的峰值主要位于边缘区域 ($r/a = 0.7$). 这与图 4(b) 中实验数据处理结果非常相似, 均表现出明显的双峰结构, 分别位于等离子体的边缘和中间区域.

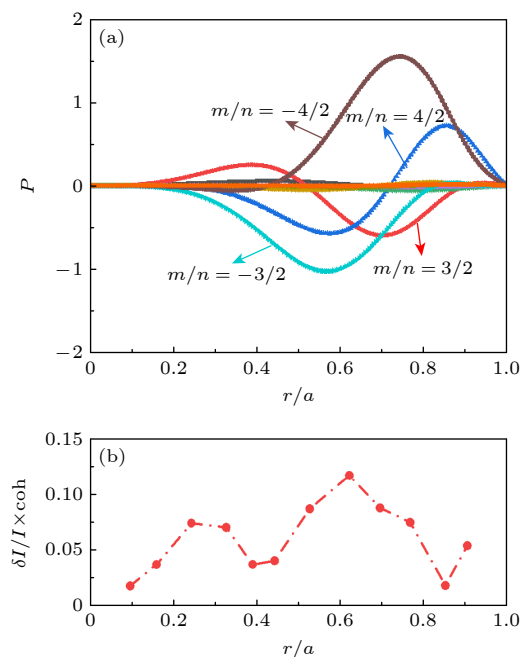


图 4 (a) 主导模式 $n/m = 2/4$ 和 $n/m = 2/3$ 的本征函数幅值空间分布计算结果; (b) 实验中模式相对强度与径向归一化坐标的关系

Fig. 4. (a) Eigenfunction of the dominant mode of $n/m = 2/4$ and $n/m = 2/3$ mode; (b) radial profiles of mode relative intensities from experiments.

为进一步确定实验和模拟中观测到的 $n/m = 2/4$ 与 $n/m = 2/3$ 模式对应的阿尔芬本征模类型, 同样以低崎岖度工况为例, 本文采用 STELLGAP 程序计算了典型工况下 Heliotron J 装置的剪切阿尔芬连续谱结构. 图 5 展示了无感应电流 ($I_p = 0$) 和感应电流为 2.0 kA 两种工况下磁流体平衡的连续谱结果, 其中横坐标为归一化径向位置 r/a , 纵坐标为频率 f . 图 5(a) 是无感应电流条件下的频谱结构, 可见其连续谱线分布规整、无显著交叉. 图 5(b) 显示在引入感应电流后, 磁剪切增强, 安全因子剖面的变化导致谱线发生强烈的重构, 出现明显的谱线交叉与间隙结构拓宽. 这种差异显著改变

了阿尔芬连续谱中的间隙位置与宽度, 为不同模式的存在提供了频率窗口. 图中红色加粗曲线标示了 $n/m = 2/3$ 模式的谱线, 蓝色加粗曲线为 $n/m = 2/4$ 模式的谱线. 根据 FAR3D 线性模拟结果可知, 其频率位于相应 STELLGAP 计算所得谱间隙 (gap) 内或其附近, 且模式径向结构也高度吻合. 尤其是图 4 中 $n/m = 2/4$ 模式, 其频率落在由感应电流引起的全局阿尔芬本征模间隙内, 与实际观测到的低频阿尔芬模频率匹配良好, 由此可以判定该模式极有可能对应于全局阿尔芬本征模或其变种. 实验数据中的频率信息在图 6(a)–(d) 中有所体现.

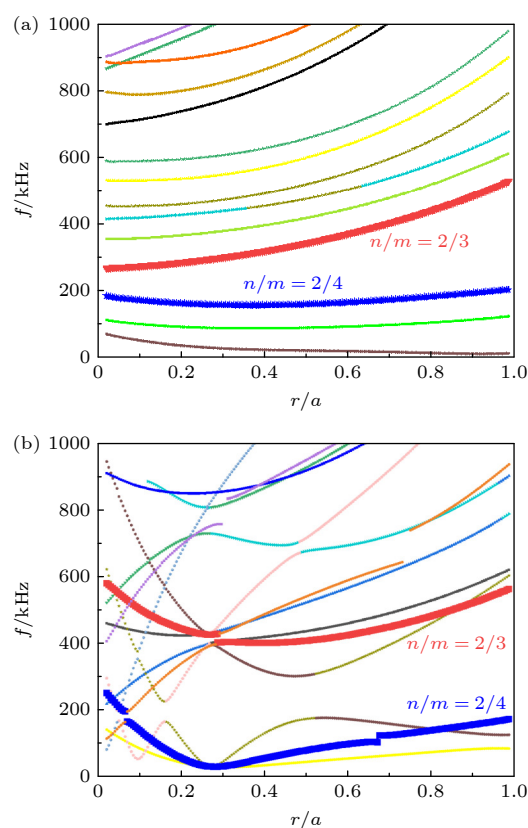


图 5 在 Heliotron J 装置中剪切阿尔芬连续谱在 $I_p = 0$ (a) 和 $I_p = 2.0$ kA (b) 下的 MHD 平衡状态下的表现
Fig. 5. Shear Alfvén continuum structure in MHD equilibrium at $I_p = 0$ (a) and $I_p = 2.0$ kA (b) in Heliotron J.

综上所述, Heliotron J 装置中观测到了一种低频 $n/m = 2/4$ 与 $n/m = 2/3$ 的阿尔芬本征模. 在 Heliotron J 装置中, 之前的研究中已经证实通过加热可以激发 $n/m = 1/2$ 的高能粒子模^[23]. 接下来将进一步研究加热影响的等离子体参数对 Heliotron J 装置中不稳定性的影响, 探究相关物理过程的主导因素.

表 2 加热过程影响的关键等离子体参数表
Table 2. Critical plasma parameters modified during heating.

等离子体参数	直接影响的物理量	作用效果
电子密度	热比压(β_{th}), 等离子体压强(P)	电子密度升高会通过降低快粒子相对压强(β_f/β_{th})、增强碰撞与Landau阻尼、改变阿尔芬速度与共振条件等间接途径增强阻尼, 有助于抑制高能粒子驱动的不稳定性
电子温度	粒子慢化时间(τ), 快粒子比压(β_f)	双重作用: 降低 β_f 有助于抑制模态激发(增加稳定性), 削弱阻尼可能提升模态增长率(降低稳定性)

根据对 Heliotron J 装置中电子回旋共振加热和中性束注入加热实验数据的分析, 发现 ECH 和 NBI 功率的变化将显著影响等离子体的电子密度和电子温度. 加热效应与等离子体的电子密度、电子温度等关键参数紧密耦合, 对等离子体特性产生复杂的影响, 进而调控阿尔芬本征模的激发特性. 首先, 加热提升了电子温度 (T_e), 增强了电子朗道阻尼 (electron Landau damping), 促进了高能电子与波模的共振, 有利于模的稳定. 与此同时, 温度升高导致等离子体电阻率显著下降, 削弱了电阻性阻尼 (resistive damping), 这可能降低某些低频模的稳定性. 电子密度 (n_e) 和温度分布的变化还会改变局部阿尔芬速度, 调整阿尔芬连续谱的位置, 导致阻尼效应在空间和模式上呈现依赖性. 此外, 虽然 NBI 和 ECH 不直接作用于高能粒子, 但通过影响背景参数 (如 T_e 和粒子慢化时间), 间接调节高能粒子与模的共振条件, 影响高能粒子的驱动或阻尼能力. 加热过程中, T_e 升高会延长高能粒子的慢化时间, 提高高能粒子密度和快粒子比压值 (β_f), 增强不稳定性的驱动力. 与此同时, T_e 的升高会增强朗道阻尼和轨道平滑效应, 促进快粒子扩散, 起到抑制等离子体不稳定性的作用. 此外, 加热引起的等离子体压强升高提升了热粒子比压值 (β_{th}), 改变了磁流体平衡, 推动了阿尔芬谱向连续谱阻尼区域移动, 在整体上降低了激发等离子体不稳定性的风险.

综上所述, ECH 和 NBI 加热通过调控电子温度、电子密度等关键参数, 对于等离子体阻尼和快粒子动力学过程产生复杂的影响, 成为控制阿尔芬本征模和提高磁约束聚变等离子体稳定性的重要手段. 加热过程对关键等离子体参数的影响总结如表 2 所示, 这些效应将在数值模拟与实验分析中得到量化的验证, 从而揭示其对阿尔芬本征模激发/抑制的具体作用.

3.2 电子密度对阿尔芬本征模的影响

研究表明, ECH 和 NBI 加热功率的变化会引

起电子密度和电子温度的联动变化, 即加热与等离子体参数之间存在强烈的耦合关系, 这种耦合关系使得加热对等离子体不稳定性的演化过程产生了复杂的影响. 为深入探究电子密度对阿尔芬本征模的调控机制, 实验选取 Heliotron J 装置中典型的 ECH 注入功率条件 (功率为 247 kW, 以下简称高功率的 ECH 注入), 在相应的加热条件下系统考察了电子密度变化对阿尔芬本征模激发行为的影响规律.

在高功率的 ECH 注入条件下, 为进一步明确电子密度对等离子体不稳定性的具体影响, 选取了 4 组典型电子密度下的放电实验进行分析. 4 组典型放电实验的电子密度分别为 $n_e = 0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $0.45 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 和 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 对应放电编号分别为 #86969, #86966, #86974 和 #86964. 图 6 展示了在不同电子密度条件下磁探针信号的频谱演化及相应不稳定性强度随电子密度的变化情况. 在图 6(a)–(d) 中, 纵轴表示频率, 横轴为时间, 颜色条表示磁扰动信号的对数功率谱密度. 可以观察到, 随着电子密度的升高, 位于 80–100 kHz 频率范围内的阿尔芬模不稳定性随着电子密度的升高而逐渐减弱至趋于消失, 位于 100–120 kHz 频率范围内的阿尔芬模随着电子密度的升高逐渐被抑制, 随后强度保持基本稳定. 在图 6(a) 中的低电子密度条件下, 两个频段内均出现明显的带状频率结构, 表现为颜色较深、频率覆盖范围较宽, 且持续时间较长, 说明相应模态强度高、激发范围广. 在图 6(b) 中, 80–100 kHz 范围内的功率谱密度颜色减淡, 即不稳定性强度被部分抑制. 而 100–120 kHz 频段颜色变化不明显, 但是频率覆盖范围变窄, 呈现抑制的趋势. 而在图 6(c), (d) 中的高密度条件下, 80–100 kHz 范围内的功率谱密度只剩下低幅度的扰动, 表明模态已被显著抑制; 100–120 kHz 频段的颜色深度也明显减弱, 频率覆盖范围进一步收窄, 说明不稳定性受到抑制. 图 6(e) 给出了上述趋势的定量分析结果, 图中纵轴为不稳定性的强度 I , 定义为选定频率区间内功

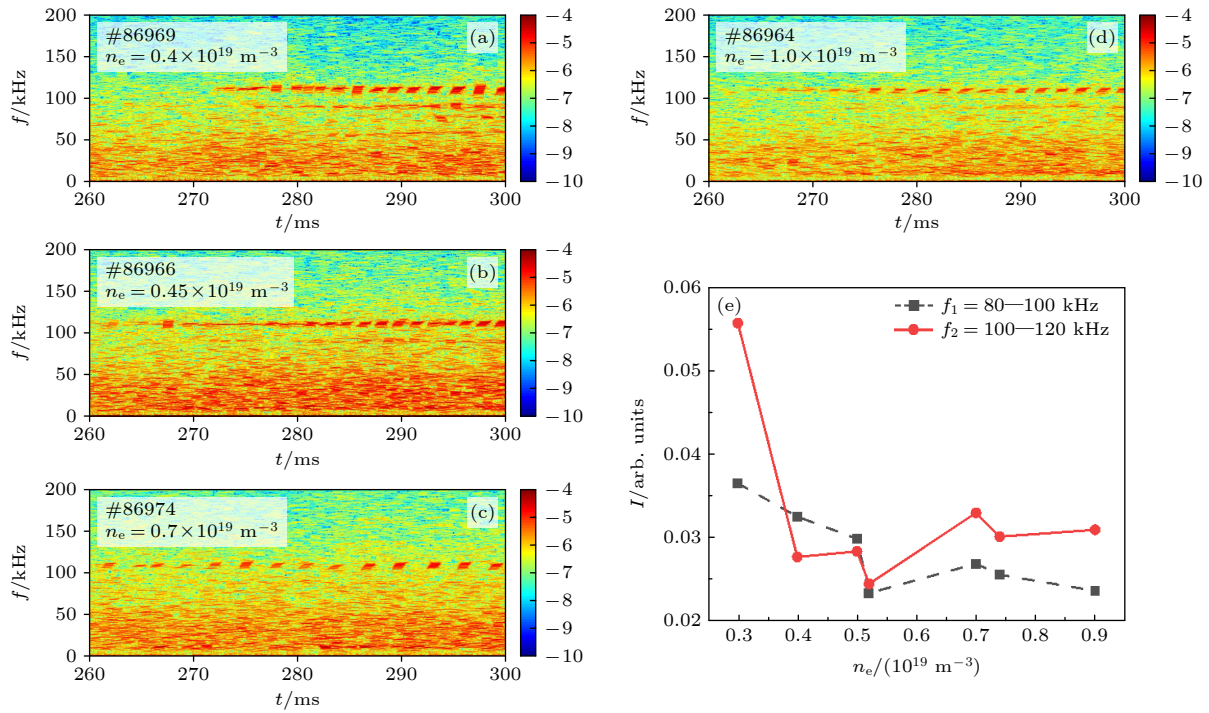


图 6 在高 ECH 条件下, 不同电子密度下功率谱密度的时间演化 (a)–(d) 及不稳定性强度随电子密度的变化 (e)

Fig. 6. Time evolution of the power spectral density at different electron densities (a)–(d) and the variation of instability intensity with electron density (e) at high ECH situation.

率谱密度的时间积分平均值. 该结果显示, 随着电子密度从 $0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 增至 $0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 两个频段的不稳定性强度均显著下降, 随后在更高密度下趋于饱和. 这表明电子密度的升高在低密度区间对相应模态具有明显的抑制作用; 而在高密度区间, 由于模态阻尼充分发展, 不稳定性的强度变化趋于平缓.

这种由电子密度上升引发的不稳定性抑制作用可归因于两方面的原因: 1) 电子密度的增大会提高电子-离子之间的碰撞频率, 从而增强背景等离子体的电阻性阻尼, 进而抑制其中的不稳定性发展; 2) 热比压值 (β_{th}) 随电子密度的升高而增大, 有助于增强 Landau 阻尼效应, 进而降低高能粒子的驱动效率而抑制不稳定性的增长. 因此, 适当调控电子密度是控制乃至完全抑制 Heliotron J 装置中阿尔芬本征模的有效手段, 特别是在高功率 ECH 加热条件下效果尤为显著.

3.3 电子温度对阿尔芬本征模的影响

通过 NBI 和其他辅助加热手段可以提高电子温度, 改变等离子体比压值从而对阿尔芬本征模的阻尼作用产生显著影响. FAR3D 程序输入卡中, 我们设定了 6 种温度剖面如图 1 所示, 以探究是否

存在最合适的剖面结构. 模拟结果显示, 剖面对于阿尔芬本征模的影响并不是很大. 因此在下面的研究中, 采用 FAR3D 程序, 对实验参数范围内比压值变化对于不同模态频率和增长率的影响进行了数值模拟, 研究了快粒子比压值 (β_f) 和热粒子比压值 (β_{th}) 对于阿尔芬本征模的具体影响.

3.3.1 快粒子比压对阿尔芬本征模的影响

为了揭示快粒子参数对阿尔芬本征模的调控作用, 本文从快粒子比压值 (β_f) 入手, 结合 Heliotron J 装置中 3 种典型的磁场位形, 系统地考察了模态频率与增长率响应特性. 图 7 给出了在 3 种不同磁位形下, $n/m = 1/2$, $2/3$ 和 $2/4$ 三种典型模的增长率 (γ) 与频率 (f) 随着快粒子比压值 (β_f) 的变化情况. 模拟结果表明, 不同的阿尔芬本征模对快粒子比压值 (β_f) 的响应行为存在差异. 在图 7(a) 中, $n/m = 1/2$ 模在 LB 位形下的增长率 γ 呈现出先减小后增大的非单调变化趋势: 在 $\beta_f \lesssim 6 \times 10^{-3}$ 区间内 γ 小幅下降, 当 $\beta_f > 6 \times 10^{-3}$ 后 γ 开始快速上升, 表明高强度的此类模态激发存在一定的驱动阈值; 当快粒子压力超过临界值后, 高强度的模态才得以有效激发. 在 MB 和 HB 位形中, γ 随 β_f 增大, 先维持平缓再缓慢增加, 最后又趋于平缓, 此时随

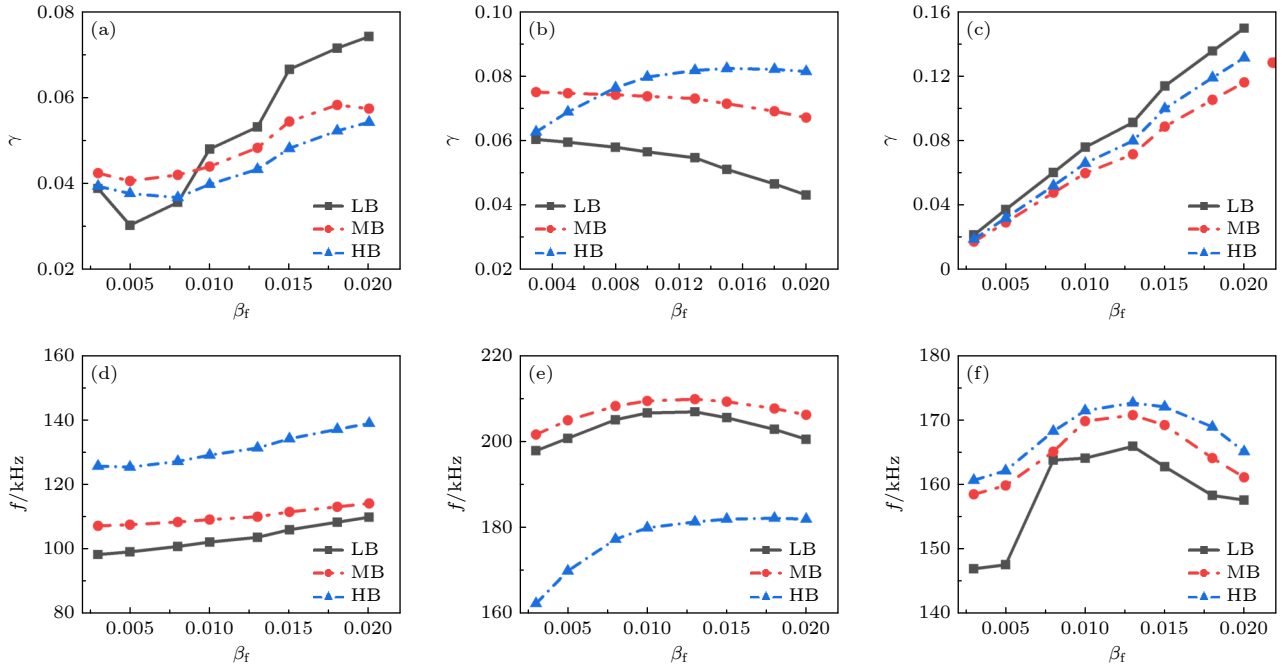


图 7 在 3 种磁场位型下, 随着快粒子比压 (β_f) 的变化 (a), (d) $n/m = 1/2$ 模的增长率和频率; (b), (e) $n/m = 2/3$ 模的增长率和频率; (c), (f) $n/m = 2/4$ 模的增长率和频率

Fig. 7. Under three magnetic field configurations, with the change of the fast particle beta (β_f): (a), (d) Growth rate and the frequency of the $n/m = 1/2$; (b), (e) growth rate and the frequency of the $n/m = 2/3$; (c), (f) growth rate and the frequency of the $n/m = 2/4$ mode.

β_f 的增加 γ 增加的幅度明显减弱, 说明磁场崎岖度的增强对该模的激发具有抑制作用. 图 7(b) 所示的 $n/m = 2/3$ 模则表现出完全不同的响应行为. 在 LB 和 MB 位形中, γ 随 β_f 的增大而单调下降, 表明该模在快粒子增强过程中受到阻尼主导. 相比之下, HB 位形下随 β_f 的增大 γ 先上升, 之后趋于饱和, 暗示该模可能存在与快粒子分布有关的非共振驱动机制, 其增长率受到粒子梯度及模式结构耦合的协同调控. 图 7(c) 展示了 $n/m = 2/4$ 模的增长率变化. 在所有磁位形下, 该模的 γ 随 β_f 的增大均呈现出近似线性上升的趋势, 且始终满足在相同的 β_f 条件下 $\gamma_{LB} > \gamma_{MB} > \gamma_{HB}$, 表明该模在各类磁场结构下均易受到快粒子的激发, 且崎岖度越低, 驱动效应越显著. 在频率方面, 图 7(d) 显示 $n/m = 1/2$ 模的本征频率 f 在 LB 位形中随 β_f 增加而稳步上升, 频率从约 100 kHz 增长至 105 kHz; 在 MB 位形下频率几乎保持不变, HB 位形下频率整体处于较高水平 (约 110—130 kHz), 并呈轻微上升趋势. 该现象可能表明模式结构在不同磁位形中存在显著差异, 频率特性受到磁场位形的调控. 图 7(e) 显示了 $n/m = 2/3$ 模的本征频率 f 随快粒子比压 β_f 的变化趋势. 在 LB 和 MB 位形下, 频率随 β_f 增

大呈先升后降的非单调变化, 在 $\beta_f \approx 0.01$ 附近达到峰值后略有回落, 在高 β_f 区域中模态结构或驱动机制发生变化导致频率下移, 表现出典型的“驼峰”型结构. 相比之下, HB 位形下的频率则随 β_f 增大后趋于稳定, 未表现出明显的峰值或下降趋势, 说明该位形下模态频率受到较强的结构约束已进入饱和区. 图 7(f) 为 $n/m = 2/4$ 模的频率变化, 其趋势与图 (e) 中 HB 类似, 同样在中等 β_f 区间 (约 0.008—0.012) 出现峰值, 之后略微回落, 说明对应的模态频率也存在最优的快粒子驱动区间.

3.3.2 热粒子比压对阿尔芬本征模的影响

为了进一步分析热粒子比压值 (β_{th}) 对阿尔芬本征模不稳定性的影响, 本研究通过数值模拟获得了阿尔芬本征模频率和增长率对于 β_{th} 的依赖关系. 图 8 展示了在 3 种不同磁场崎岖度位形下, 各模式的增长率与频率随 β_{th} 变化的模拟结果. 从图 8 可知, 在低崎岖度构型下, $n/m = 1/2$ 与 $2/3$ 模的增长率均随 β_{th} 的增大而降低, 而 $n/m = 2/4$ 模的增长率则基本保持不变. 在中等崎岖度条件下, $n/m = 2/3$ 模的增长率基本不变, 而 $n/m = 1/2$ 与 $2/4$ 模的增长率随 β_{th} 的增大而减小. 值得

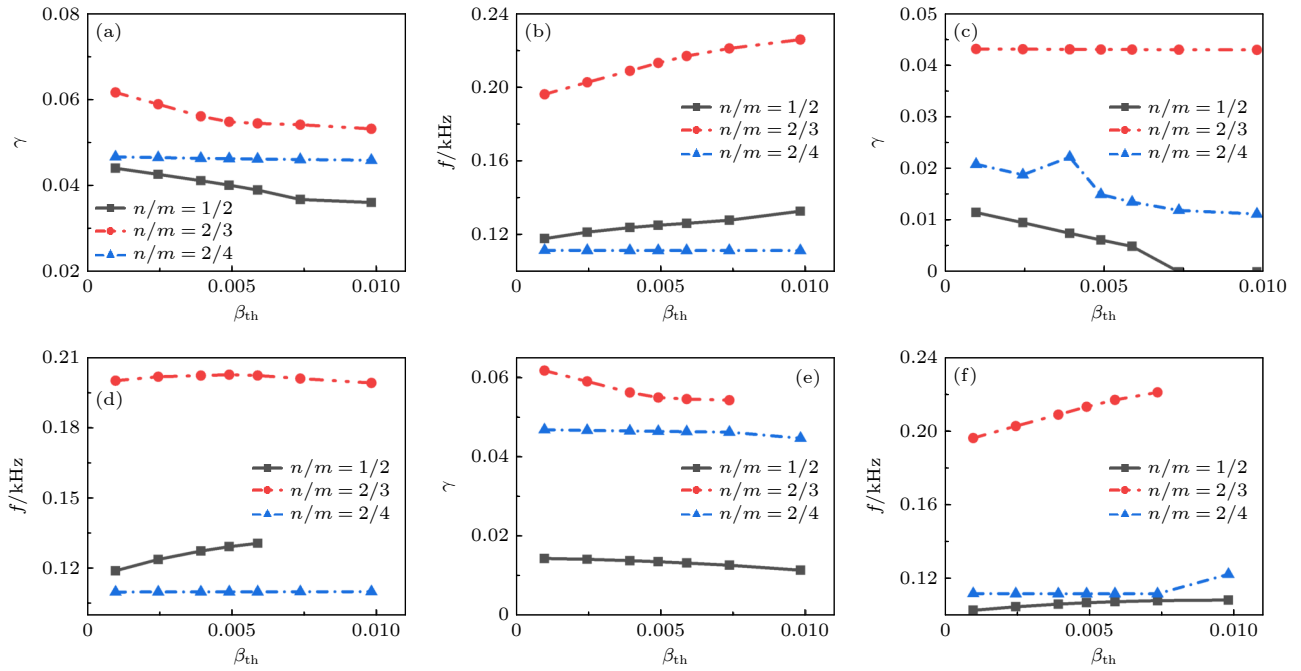


图 8 $n/m = 1/2, 2/3, 2/4$ 模在 3 种磁场构型下, 随着热粒子比压 (β_{th}) 增大的增长率与频率的变化情况 (a), (d) LB; (b), (e) MB; (c), (f) HB

Fig. 8. Growth rate (γ) and the frequency (f) of the $n/m = 1/2, 2/3$, and $2/4$ mode in the three configurations with the change of thermal particle beta (β_{th}): (a), (d) LB; (b), (e) MB; (c), (f) HB.

注意的是, 当 β_{th} 超过某一阈值时, $n/m = 1/2$ 模在 MB 位形下被完全抑制, 其增长率降至零. 这一结果有助于解释实验中在 LB 位形下观测到的 $n/m = 1/2$ 模的抑制现象. 仅在该位形下, 当 β_{th} 超过一定阈值时, 该模式的增长率降为零.

在高崎岖度位形下, 仅 $n/m = 2/3$ 模的增长率随 β_{th} 的增大而下降, 其他两种模式的增长率则未表现出明显变化. 频率方面, $n/m = 1/2$ 模在 3 种构型下均表现出与 β_{th} 的正相关关系, 但是在 HB 位形下频率变化对于 β_{th} 的响应最弱, 此时随着 β_{th} 的增长, 频率变化的幅度较小; $n/m = 2/4$ 模的频率基本不随 β_{th} 变化, 仅在 HB 位形下当 β_{th} 增大到超过 7.5×10^{-3} 之后呈现上升的趋势, 此时 β_{th} 值将超过实验的参数设置范围, 因此在本研究中不再考虑此趋势带来的影响; 而 $n/m = 2/3$ 模的频率在低崎岖度和高崎岖度位形下随 β_{th} 的增大而升高, 但在中崎岖度位形下保持稳定, 但在 β_{th} 增大到超过 5×10^{-3} 之后有轻微的下降趋势, 此处 β_{th} 值也超出了实验的参数设置范围. 由于 ECH 加热可以调控等离子体电子温度及其分布函数, 进而影响多种阻尼过程, 通过热粒子比压的变化显著调节不稳定性模的发展, 达到调控不稳定性的作用.

在 Heliotron J 装置中开展的实验表明, 在低

崎岖度条件下, 随着 ECH 功率的增大, 两个频率区间的阿尔芬不稳定性最初被抑制, 而后被再次激发. 其中的抑制作用可归因于 ECH 加热显著提高了电子温度, 从而缩短了高能粒子的慢化时间. 高能粒子更快地将能量传递给电子, 导致快粒子比压下降. 模拟结果显示, 在低崎岖度构型下, β_f 的降低对应于增长率的减小. 此外, ECH 功率的增大会进一步提升电子温度, 从而导致热比压上升. 模拟结果亦表明, 热粒子比压的升高同样有助于不稳定性的抑制. 然而, 随着 ECH 功率的持续增强, 最初被抑制的不稳定模出现了轻微的再次激发. 这一趋势在模拟结果中亦有体现, 如图 7(a) 所示, 即使在 β_f 下降的情况下, γ 仍出现了小幅回升. 此外, 过高的 ECH 功率可能会改变电子与离子之间的能量交换机制. 当电子吸收过多能量时, 可能导致离子加热不足, 进而使离子温度下降, 从而削弱阻尼效应, 这也在一定程度上抵消了 β_{th} 增加所带来的抑制不稳定性的作用.

在中等崎岖度构型下, 100 kHz 和 140 kHz 频率的不稳定模在 ECH 功率增大过程中被有效抑制, 且随后未出现明显的再激发. 这一抑制行为主要归因于 β_f 下降与 β_{th} 上升的共同作用使得增长率降低. 然而, 与 LB 位形不同的是, 在 MB 位形

中, 即使 β_f 进一步降低, 增长率也未出现回升趋势 (图 7(a)).

综上所述, 电子温度变化对 Heliotron J 装置中等离子体不稳定性的影响机制较为复杂, 是多个因素耦合作用的结果. 在不同磁场位形条件下, 发挥主导作用的物理机制存在明显的差异. 未来的研究将进一步聚焦于实验参数空间的系统性分析, 以探索更优的等离子体不稳定性调控策略.

4 总 结

本研究系统地分析了在 3 种典型磁场位形下, 电子回旋加热 (ECH) 和中性束加热 (NBI) 对 Heliotron-J 装置中阿尔芬本征模不稳定性的影响. 结果表明, 不稳定性的演化对电子温度、电子密度以及高能粒子与热粒子比压的变化均表现出明显的依赖关系, 且在不同磁位型条件下呈现出差异化的特征.

首先, 在固定 ECH 功率 (245 kW) 条件下, 随着电子密度的升高 (n_e 从 $0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 增至 $1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), 不稳定性强度在 80—100 kHz 与 100—120 kHz 两个频段分别下降约 40% 和 60%. 这一结果说明电子密度的增大能够有效增强阻尼, 抑制高能粒子驱动模的激发. 同时, 电子温度的升高会引起热粒子比压 β_{th} 的增大 (0.005—0.010), 并改变高能粒子与热粒子在驱动和阻尼中的相对作用. 其次, 数值模拟结果揭示了高能粒子比压 β_f 对模态驱动的显著作用. 以 $n/m = 2/4$ 模为例, 当 β_f 从 0.005 增至 0.020 时, 增长率 γ 提高 200%, 同时频率上升约 15 kHz. 在 $n/m = 1/2$ 和 $n/m = 2/3$ 模中, 增长率对 β_f 的变化更加敏感: 在 LB 位形下, β_f 增大 0.01 即可导致增长率提升超过 50%. 这同时也表明低阶模往往是高能粒子驱动最容易激发的模态. 相反, 热粒子比压 β_{th} 的增大则表现出明显的抑制效应. 在 LB 位形下, 当 β_{th} 从 0 增至 0.01 时, $n/m = 1/2$ 模的增长率下降约 50%, $n/m = 2/3$ 模的增长率下降约 20%, 而 $n/m = 2/4$ 模几乎保持不变. 这说明热粒子阻尼对不同模态的影响存在选择性, 其中低阶模受到的影响最为显著. 对比 3 种磁场位形发现, LB 位形下的模态增长率普遍最高, HB 位形下整体最低, 显示出磁场几何结构对波-粒子相互作用的关键调控作用.

综上所述, 本文通过实验与数值模拟相结合的

方式, 定量揭示了 Heliotron-J 装置中电子密度、电子温度以及高能/热粒子比压对阿尔芬本征模不稳定性的驱动与抑制机制. 研究结果表明, 电子密度的增加可使不稳定性强度降低 40%—60%, 高能粒子比压的增大可使模态增长率成倍提升, 而热粒子比压的增大则对低阶模的增长率产生 20%—50% 的抑制效应. 这些发现不仅为理解 ECH 和 NBI 对高能粒子驱动不稳定性的差异化作用提供了物理依据, 也为未来在螺旋器/仿星器类装置中通过调节加热系统参数实现稳定运行提供了重要参考.

感谢日本京都大学 Heliotron J 小组, Jacobo Varela-Rodriguez 博士和 Panith Adulsiriswad 博士在实验过程中提供的支持.

参考文献

- [1] Sun Y W, Qiu Z Y, Wan B N 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 175202 (in Chinese) [孙有文, 仇志勇, 万宝年 2024 物理学报 **73** 175202]
- [2] Huang J, Li M S, Qin C, Wang X Q 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 185202 (in Chinese) [黄捷, 李沫杉, 覃程, 王先驱 2022 物理学报 **71** 185202]
- [3] Su X, Wang X Q, Fu T, Xu Y H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 215205 (in Chinese) [苏祥, 王先驱, 符添, 许宇鸿 2023 物理学报 **72** 215205]
- [4] Luo Y Q, Wang L, Yang S Z, Chen Y P, Qi X Z, Li Z L, Wang W S, Li W L, Zhao H, Tang J H, Tan F C 1990 *Acta Phys. Sin.* **39** 399 (in Chinese) [罗耀全, 王龙, 杨思泽, 陈雁萍, 戚霞枝, 李赞良, 王文书, 李文莱, 赵华, 唐继辉, 谭富传 1990 物理学报 **39** 399]
- [5] Shi B R 1999 *Principles and Practice of Magnetic Confinement Fusion* (Beijing: Atomic Energy Press) pp192–197 (in Chinese) [石秉仁 1999 磁约束聚变原理与实践 (北京: 原子能出版社) 第 192—197 页]
- [6] Zhang W, Zhang X J, Liu L N, Zhu G H, Yang H, Zhang H P, Zheng Y F, He K Y, Huang J 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 215201 (in Chinese) [张伟, 张新军, 刘鲁南, 朱光辉, 杨桦, 张华朋, 郑艺峰, 何开洋, 黄娟 2023 物理学报 **72** 215201]
- [7] Toi K, Ogawa K, Isobe M, Osakabe M, Spong D A 2011 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **53** 024008
- [8] Breizman B N, Sharapov S E 2011 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **53** 054001
- [9] Yamamoto S, Nagasaki K, Kobayashi S, Nagaoka K, Cappa A, Okada H, Minami T, Kado S, Ohshima S, Konoshima S, Nakamura Y, Ishizawa A, Weir G M, Kenmochi N, Ohtani Y, Lu X, Tawada Y, Kokubu D, Mizuuchi T 2017 *Nucl. Fusion* **57** 126065
- [10] Yamamoto S, Nagasaki K, Nagaoka K, Watanabe K Y, Spong D A, Garcia L, Cappa A 2020 *Nucl. Fusion* **60** 066018
- [11] Nagaoka K, Ido T, Ascasibar E, Estrada T, Yamamoto S, Melnikov A V, Cappa A, Hidalgo C, Pedrosa M A, van Milligen B P, Pastor I, Liniers M, Ochando M A, Shimizu A, Eliseev L G, Ohshima S, Mukai K, Takeiri Y 2013 *Nucl. Fusion* **53** 072004

- [12] Spong D A, Sanchez R, Weller A 2003 *Phys. Plasmas* **10** 3217
- [13] Jiang X H, Li S, Liu Y, Wang S, Jia F, Wang T, Han L, Zhang X 2024 *Proceedings of the AAAI Conference on Artificial Intelligence* Vancouver, BC, February 22–25, 2024 p2561
- [14] Charlton L A, Holmes J A, Hicks H R, Lynch V E, Carreras B A 1986 *J. Comput. Phys.* **63** 107
- [15] Spong D A 2013 *Nucl. Fusion* **53** 053008
- [16] Varela J, Spong D A, García L, Todo, Huang J, Murakami M 2019 *Phys. Plasmas* **26** 062502
- [17] Varela J, Spong D, Garcia L, Ghai Y, Ortiz J 2024 *Front. Phys.* **12** 1422411
- [18] Weller A, Spong D A, Jaenicke R, Lazaros A, Penningsfeld F P, Sattler S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1220
- [19] Eliseev L G, Melnikov A V, Ascasibar E, Cappa A, Drabinskiy M, Hidalgo C, Khabanov P O, Kharchev N K, Kozachek A S, Liniers M, Lysenko S E, Ochando M de Pablos J L, Pastor I, Sharapov S E, Spong D A, Breizman B N, Varela J 2021 *Phys. Plasmas* **28** 072510
- [20] Mizuuchi T, Nakasuga M, Sano F, Nakamura Y, Kondo K, Okada H, Nagasaki K, Besshou S, Wakatani M, Obiki T 1999 *Proceedings of the 12th International Stellarator Workshop* Madison, USA, September 6–10, 1999 p192
- [21] Obiki T, Mizuuchi T, Nagasaki K, Okada H, Besshou S, Sano F, Hanatani K, Liu Y, Hamada T, Manabe Y, Shidara H, Ang W, Liu Y, Ikeda Y, Kawazome Y, Kobayashi T, Takamiya T, Takeda M, Ijiri Y, Senju T, Yaguchi K, Sakamoto K, Toshi K 2001 *Nucl. Fusion* **41** 833
- [22] Kobayashi S, Nagaoka K, Yamamoto S, Mizuuchi T, Nagasaki K, Okada H, Minami T, Murakami S, Lee H, Suzuki Y, Nakamura Y, Takeiri Y, Yokoyama M, Hanatani K, Hosaka K, Konoshima S, Ohshima S, Toushi K, Sano F 2010 *Contrib. Plasm. Phys.* **50** 534
- [23] Zhong Y, Nagasaki K, Wang Z, Kobayashi S, Inagaki S, Minami T, Kado S, Ohshima S, Kin F, Wang C, Nakamura Y, Konoshima S, Mizuuchi T, Okada H, Marushchenko N, Chen J 2024 *Plasm. Fusion Res.* **19** 1202008
- [24] Nagasaki K, Yamamoto S, Kobayashi S, Sakamoto K, Nagae Y, Sugimoto Y, Nakamura Y, Weir G M, Marushchenko N, Mizuuchi T, Okada H, Minami T, Masuda K, Ohshima S, Konoshima S, Shi N, Nakamura Y, Lee H Y, Zang L, Arai S, Watada H, Fukushima H, Hashimoto K, Kenmochi N, Motojima G, Yoshimura Y, Mukai K, Volpe F, Estrada T, Sano F 2013 *Nucl. Fusion* **53** 113041
- [25] Heidbrink W W 2008 *Phys. Plasmas* **15** 055501

Energetic-particle-driven MHD instability in Heliotron J adjusted via key plasma parameter^{*}

ZHONG Yao¹⁾ NAGASAKI Kazunobu²⁾ CHEN Jiahong¹⁾
CHEN Jian¹⁾ WANG Zhibin^{1)†}

¹⁾ (Sino-French Institute of Nuclear Engineering and Technology (IFCN), Sun Yat-sen University, Zhuhai 519084, China)

²⁾ (Institute of Advanced Energy, Kyoto University, Gokasho, Uji, Kyoto 611-0011, Japan)

(Received 31 July 2025; revised manuscript received 28 September 2025)

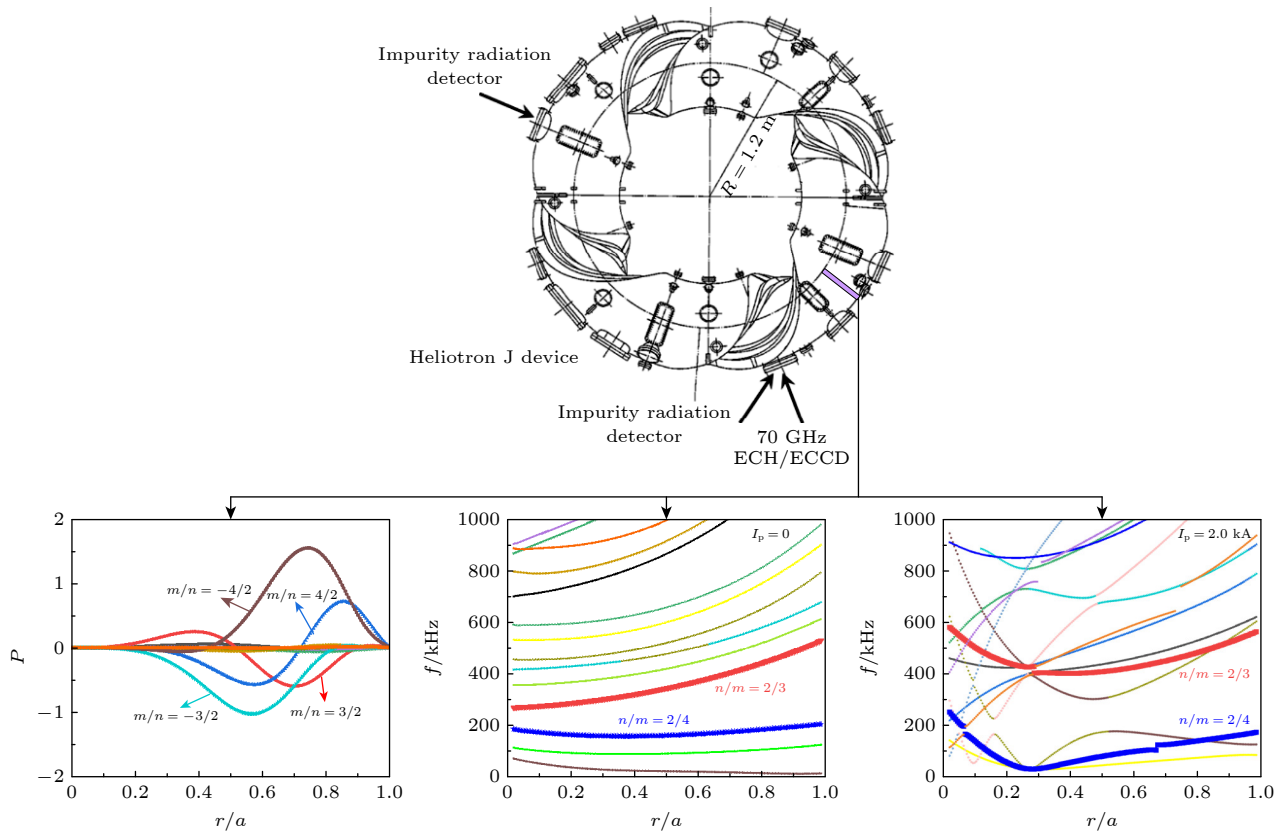
Abstract

A large number of energetic particles (EPs) are generated in the heating process to obtain the high temperature plasma for fusion research. These EPs can resonantly excite various magnetohydrodynamic (MHD) instabilities, including the Alfvén eigenmodes (AEs) and the energetic particle modes (EPMs). The excitation of such MHD instabilities can lead to significant EP losses, which not only degrades the plasma confinement and heating efficiency, but also results in excessive heat loads and damage to plasma-facing components. In this work, the influences of key plasma parameters on the excitation and damping effect of EP-driven MHD instabilities in Heliotron J device are investigated for better understanding of the excitation and transport mechanism of EPs driven MHD in specific device, which is meaningful for achieving stable plasma operation in future fusion devices with different heating methods. In this work, the typical EPs driven MHD instabilities are observed using various diagnostic methods, such as magnetic probes, beam emission spectroscopy (BES), electron cyclotron resonance (ECE) radiometers, and interferometers. Combined with the simulation results from STELLGAP and FAR3D programs, the modulus, radial distribution, and spectral characteristics of

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2019YFE03090100), the NIFS Collaborative Research Program (Grant No. NIFS10KUHL030), and the China Scholarship Council (Grant No. 202206380110).

[†] Corresponding author. E-mail: wangzhibin@sysu.edu.cn

different instabilities are analyzed in depth, revealing the evolutions of AEs and EPs in the Heliotron J device under typical heating conditions. This study quantitatively reveals the driving and suppressing mechanisms of EP-driven instabilities by the electron density (n_e), the electron temperature (T_e), and the energetic/thermal particle specific pressure (β_t/β_{th}) in Heliotron J device, under the conditions of different electron cyclotron resonance heating (ECH) and neutral beam injection (NBI). The results show that different characteristics are obtained under the different magnetic field geometry conditions. The results show that an increase in electron density can reduce the instability intensity by about 40%–60%, and an increase in the specific pressure of energetic particles can double the modal growth rate, while an increase in the specific pressure of hot particles has an inhibitory effect of 20%–50% on the growth rate of the low order modes. These findings are useful for understanding the different effects of ECH and NBI on the EPs driven MHD instabilities, and they are also helpful for achieving stable operation by adjusting the heating system parameters in the stellarator-like devices in the future.



Keywords: stellarator/Heliotron fusion device, electron cyclotron heating, Alfvén eigenmode

DOI: [10.7498/aps.75.20251022](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251022)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251022](https://cstr.org.cn/32037.14.aps.75.20251022)

通过关键参数调控Heliotron J装置中高能粒子驱动的不稳定性

钟瑶 长崎百伸 陈嘉宏 陈坚 王志斌

Energetic-particle-driven MHD instability in Heliotron J adjusted via key plasma parameter

ZHONG Yao NAGASAKI Kazunobu CHEN Jiahong CHEN Jian WANG Zhibin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 010501 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251022

CSTR: 32037.14.aps.75.20251022

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251022>

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

高能电子激发比压阿尔芬本征模的全域模拟研究

Global simulations of energetic electron excitation of beta-induced Alfvén eigenmodes

物理学报. 2023, 72(21): 215216 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230794>

EAST反磁剪切 $q_{min} < 2$ 条件下磁流体力学不稳定性及内部输运垒物理实验结果简述

Summary of magnetohydrodynamic instabilities and internal transport barriers under condition of $q_{min} < 2$ in EAST tokamak

物理学报. 2023, 72(21): 215204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230721>

HL-2A装置高能离子驱动的比压阿尔芬本征模的扫频行为

Beta-induced Alfvén eigenmodes with frequency chirping driven by energetic ions in the HL-2A Tokamak

物理学报. 2023, 72(21): 215211 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230726>

临界梯度模型的优化及集成模拟中高能粒子模块的搭建

Improvement of critical gradient model and establishment of an energetic particle module for integrated simulation

物理学报. 2023, 72(21): 215206 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230681>

反磁剪切托卡马克等离子体中低频剪切阿尔芬波的理论研究

Theoretical studies of low-frequency shear Alfvén waves in reversed shear tokamak plasmas

物理学报. 2023, 72(21): 215207 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230255>

中国首台准环对称仿星器中离子温度梯度模的模拟研究

Simulation of ion temperature gradient mode in Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator

物理学报. 2022, 71(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220729>