

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

HL-2A 装置上电子回旋共振加热沉积位置影响鱼骨模主动控制效果的实验研究*

施培万¹⁾ 朱霄龙²⁾ 陈伟^{1)†} 余鑫¹⁾ 杨曾辰¹⁾ 何小雪¹⁾ 王正涵²⁾

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) (大连理工大学物理学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

(2023 年 4 月 28 日收到; 2023 年 7 月 20 日收到修改稿)

近期, 在中国环流器 2 号 A (HL-2A) 装置上利用电子回旋共振加热 (electron cyclotron resonance heating, ECRH) 开展了鱼骨模主动控制的实验研究. 结果发现, 鱼骨模的主动控制效果与射频波功率沉积位置密切相关. 在相同的注入功率条件下, ECRH 离轴加热的效果比在轴的效果更好, 甚至可以实现对鱼骨模的完全抑制. 分析表明, 大功率离轴射频波通过提升电子温度进而使得等离子体压强梯度和等离子体电流密度变化, 随后导致安全因子改变并使得最小安全因子 $q_{\min} > 1$. M3D-K 程序模拟表明, 鱼骨模的增长率随着 q_{\min} 增大而减小, 这意味着 ECRH 通过提高安全因子导致 $q = 1$ 有理面的缺失并使得鱼骨模被完全抑制.

关键词: 电子回旋共振加热, 沉积位置, 鱼骨模, 主动控制**PACS:** 52.35.Mw, 52.35.Bj, 52.35.Py, 52.35.Fp**DOI:** 10.7498/aps.72.20230696

1 引言

鱼骨模是一种由高能粒子和内扭曲模相互作用激发的不稳定性模式, 其在 PDX 装置上首次被发现^[1], 后被理论证实^[2]. 鱼骨模具有进动分支和逆磁分支两大类, 前者频率与高能粒子进动频率相当, 后者频率取决于离子逆磁漂移频率. 尽管频率大小不同, 两者都呈现周期性扫频的特征; 时域振幅都具有类似鱼骨的特征, 因此得名鱼骨模. 根据不同的共振粒子种类, 鱼骨模又可以分为离子鱼骨模和电子鱼骨模. 离子鱼骨模主要由快离子提供驱动自由能, 在中性束注入 (neutral beam injection, NBI) 或者离子回旋共振加热等离子体中十分常见^[3-5]; 电子鱼骨模则由快电子提供自由能, 在电子回旋波加热的环境中极易被激发^[6], 通

常伴随着跳频行为^[7]. 鱼骨模是一种低频的宏观不稳定性, 能够引起强烈的扰动, 这使得鱼骨模对快离子约束性能具有很大的影响. 鱼骨模由高能粒子激发, 反过来它会引发高能粒子再分布并导致大量粒子损失^[8,9]. JET 装置甚至发现了鱼骨模导致聚变产物 α 粒子损失的实验现象^[10]. 因为能增强芯部粒子输运, 鱼骨模也被认为可能是一种用于氦灰排除或者钨杂质排出的备选技术方案^[11,12]. 为了能够充分利用鱼骨模而不损坏快离子约束性能, 需要对鱼骨模进行适当的控制. 目前, 可用于鱼骨模等高能粒子不稳定性主动控制的手段主要包括大角度中性束注入、共振磁扰动线圈和电子回旋波三种. 大角度中性束注入能够改变高能粒子分布特征, 增加等离子体中的稳定共振粒子从而缓解高能粒子不稳定性^[13]; 共振磁扰动线圈则可通过耗散快粒子或增强连续谱阻尼抑制能量粒子模^[14]; 电子回旋波被认为是最可靠的控制手段. 自从 2003

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFE03020000)、国家自然科学基金 (批准号: 12125502, 12205034)、中央引导地方科技发展专项 (批准号: 2022ZYD0019) 和四川省自然科学基金 (批准号: 2022NSFSC1823) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenw@swip.ac.cn

年首次成功利用射频波控制阿尔芬本征模以来^[15], 国内外多个装置都在探索电子回旋波控制高能量粒子不稳定性的最佳技术方案. TJ-II 装置的实验发现, 当电子回旋共振加热 (electron cyclotron resonance heating, ECRH) 功率增加时, 阿尔芬本征模的振幅明显减小; 在轴加热比离轴加热对阿尔芬本征模的缓解效果更加明显^[16]. DIII-D 装置也开展了类似的研究, 结果发现当 ECRH 沉积位置在最小安全因子 (q_{\min}) 附近时反剪切阿尔芬本征模 (reversed shear Alfvén eigenmode, RSAE) 活性增强, 与前期实验结果 RSAE 被抑制截然不同^[17]. Zeeland 等^[18] 认为增强的模已不是本征模, 而是一种与 RSAE 具有类似结构的不具备扫频特征的不稳定模式, 这是由于 ECRH 改变 q_{\min} 处电子温度及其梯度引起的. Heliotron J 装置实验表明电子回旋电流驱动 (electron cyclotron current drive, ECCD) 也能够缓解高能量粒子不稳定性^[19]. 高能量粒子不稳定性的归一化磁扰动幅值与 ECCD 注入角度及磁剪切密切相关: ECCD 注入角度越大, 磁扰动幅值越小; 磁剪切越大, 磁扰动幅值越小. 这意味着选取合适的 ECCD 注入角度和磁剪切可以使得高能量粒子不稳定性被完全抑制. 中国环流器二号 A (HL-2A) 装置也观察到了 ECRH 抑制鱼骨模的现象, 实验发现 ECRH 的功率大小和沉积位置都会影响抑制效果^[20,21]. 在相同的沉积位置条件下, ECRH 的功率越高控制效果越好. 在相同的注入功率条件下, ECRH 功率沉积在归一化半径 $\rho = 0.42$ 处 ($q = 1$ 有理面附近) 时控制效果最佳; 沉积位置靠内或者靠外, 效果都会变差. 理论分析表明, 这是 ECRH 通过改变电子温度和密度从而提高磁雷诺数引起的, 但是磁雷诺数改变并不能解释沉积位置对鱼骨模控制效果的影响. 尽管多个装置都证实了电子回旋波主动控制高能量粒子不稳定性的可行性, 然而射频波注入往往会引起很多的参数变化, 从而使得其影响不稳定性模式的物理机制多样化和复杂化. 为了理解电子回旋波沉积位置对高能量粒子不稳定性控制效果的影响, 在 HL-2A 装置上开展了 ECRH 主动控制鱼骨模的实验研究.

2 ECRH 主动控制鱼骨模

HL-2A 装置是我国第一个具有偏滤器位形的托卡马克, 大/小半径为 $R/a = 1.65 \text{ m}/0.4 \text{ m}$. HL-2A 具有良好的灵活性和等离子体可近性, 其极向场

线圈全部位于环向场线圈之内, 可以建立双/单零偏滤器位形和孔栏位形. 目前, 该装置配备了功率为 3 MW 的切向氦束中性束注入系统和 68 GHz (2.5 MW)、140 GHz (2 MW) 的电子回旋共振加热系统; 发展了微波干涉系统、多通道微波反射计、电荷交换谱仪、电子回旋辐射计等多种多套先进等离子体诊断系统. ECRH 抑制鱼骨模的实验在 HL-2A 偏滤器位形中开展, 具体的参数见图 1, 其中黑色和红色曲线分别为第 27214 次和第 27216 次等离子体放电的参数. 两次放电的等离子体电流、电子密度、离子温度和旋转频率、中性束和电子回旋共振加热的功率基本一致, 主要的不同之处有两点: 1) 环向磁场不同, 第 27214 次和第 27216 次放电的磁场分别是 1.22 T 和 1.32 T; 2) ECRH 注入期间电子回旋辐射计测量的电子温度演化特征不同, 在第 27214 次放电过程中经过 20 ms 就不再上升, 在第 27216 次放电过程中上升时间更长. 值得注意的是: 1) 相比于离子温度, 电子温度对归一化比压 $\beta_N = 2\mu_0 a K n_e (T_i + T_e) / (I_p B_t)$ 的贡献更大, 其中 I_p 为等离子体电流, B_t 为环向磁场, n_e 为电子密度, T_e 为电子温度, T_i 为离子温度. 因此, β_N 和电子温度变化趋势一致, 即在 ECRH 注入期间, 随着电子温度的提高, β_N 有所提升. 2) 为了减弱 ECRH 的泵出效应, 在射频波系统开启期间利用反馈送气系统进行送气. 由于不同 ECRH 沉积位置对泵出效应的影响不同, 第 27214 次放电需要送入更大的气量才能保证电子密度保持与 27216 的一致. 3) ECRH 注入期间, 等离子体旋转频率和离子温度都降低. 这可能是因为射频波注入产生新经典环向黏滞力矩, 从而使得等离子体旋转降低, 随着旋转降低, $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 剪切率下降并使得湍流水平提升 (\mathbf{E} 和 \mathbf{B} 分别为电场和磁场矢量), 最终导致输运增强并使得离子温度降低^[22,23]. 图 2 为利用 TORAY 程序计算的 ECRH 功率沉积分布. 结果表明, 在第 27214 次放电过程中, ECRH 功率主要沉积在磁轴处, 沉积效率为 $2.0 \times 10^{-5} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{MW}^{-1}$; 在第 27216 次放电中沉积在归一化半径 $\rho = 0.36$ 处, 沉积效率为 $4.5 \times 10^{-6} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{MW}^{-1}$. 需要指出的是, 影响 ECRH 加热效率的主要因素包括加热功率、磁场、电子密度和入射角度^[24]. 不同的沉积位置主要是由不同磁场决定的, 而不同的沉积效率则是 ECRH 沉积处具有不同电子密度导致. 不同的背景电子温度也可能影响 ECRH 加热效率, 由于超出本文范畴, 这里不深入分析.

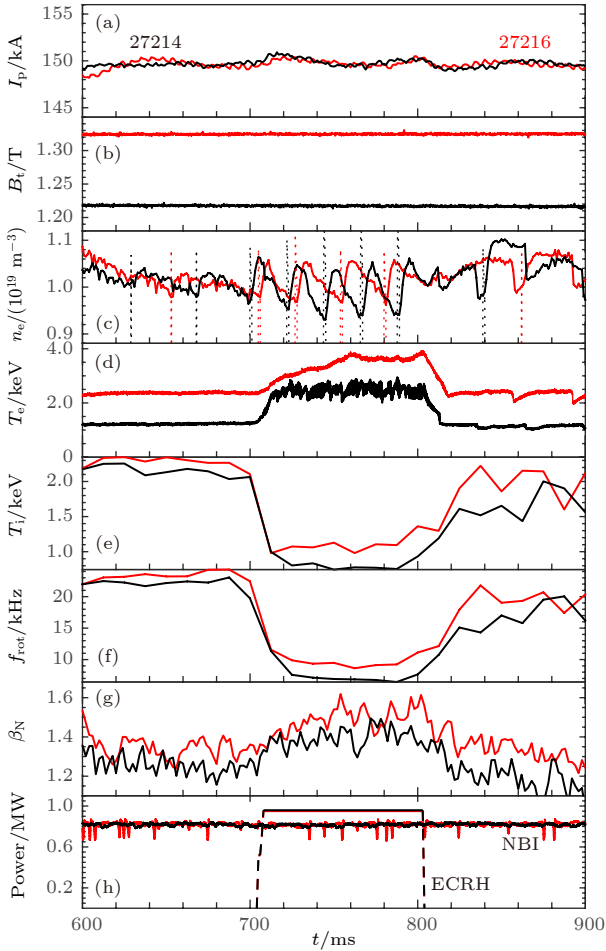


图1 HL-2A装置第27214次(黑)和第27216次(红)放电的实验参数 (a) 等离子体电流; (b) 环向磁场; (c) 电子线平均密度(实线)及反馈送气电压信号(点线); (d) 电子温度; (e) 离子温度; (f) 旋转频率; (g) 等离子体比压; (h) 中性束注入功率(实线)和电子回旋共振加热功率(虚线)

Fig. 1. History evolution of basic parameters during the 27214 and 27216 discharges on HL-2A tokamak: (a) Plasma current; (b) toroidal magnetic field; (c) line-averaged electron density (solid) and voltage signal of gas puffing (dot); (d) electron temperature; (e) ion temperature; (f) rotation frequency; (g) plasma beta; (h) power of NBI and ECRH.

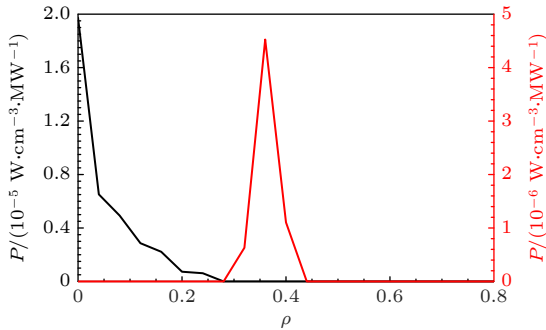


图2 第27214次(黑)和27216次(红)放电过程中ECRH功率沉积分布

Fig. 2. Power deposition position of ECRH during the 27214 (black) and 27216 (red) discharges.

图3为两次实验过程中米尔诺夫探针测量的频谱, 其中快速向下扫频(短时间内从25 kHz降到15 kHz)的不稳定性是模数为 $m/n = 1/1$ 的鱼骨模, 这里 m 和 n 分别为极向模数和环向模数. 分析表明, 这些鱼骨模是由捕获高能离子驱动的^[25]. 鱼骨模的激发条件^[2]包括: 1) 高能捕获粒子的环向运动速度与不稳定性波的环向传播速度相当, 即满足最基本的波粒共振条件 $\omega = n\omega_\phi - p_n\omega_\theta$, ω_ϕ 和 ω_θ 分别为捕获粒子的进动频率和跳跃频率, p_n 为任意有理数; 2) 快粒子的比压超过鱼骨模激发的临界比压. 在第27214次放电过程中, 当功率为1.0 MW的ECRH注入时, 鱼骨模频率整体降低约10 kHz. 一般地, 不稳定性实验频率(f_{ex})等于模式理论频率(f_{th})和旋转频率(f_{rot})之和, 即 $f_{ex} = f_{th} \pm n f_{rot}$. 这里“+”和“-”分别表示模式在离子和电子逆磁漂移方向上运动. f_{th} 由高能离子的进动频率决定, 在中性束注入参数不变的情况下基本不会发生变化, 即鱼骨模的实验频率降低主要是由等离子体旋转频率降低引起的. 在第27216

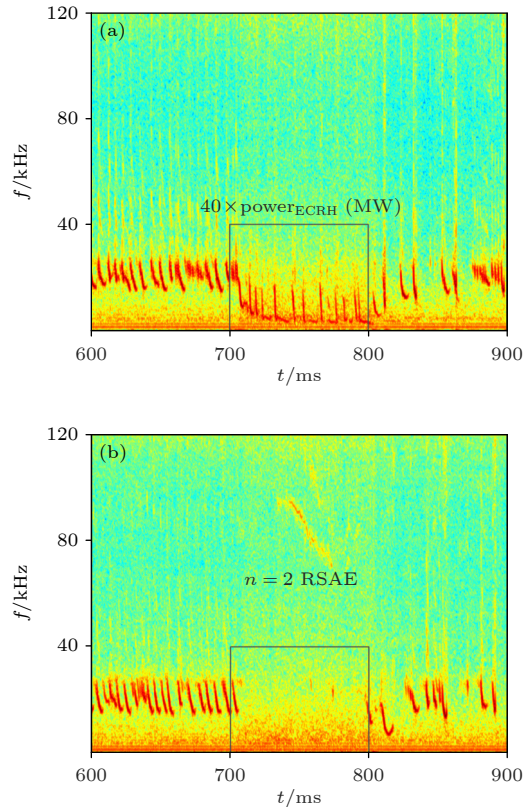


图3 第27214次(a)和27216次(b)放电的磁探针频谱, 其中黑色曲线为ECRH注入功率($\times 40$)

Fig. 3. Magnetic spectrum for the 27214 (a) and 27216 (b) discharges. Noted that, the black curves are the power of ECRH ($\times 40$).

次放电过程中, ECRH 注入时鱼骨模完全被抑制, 但是出现频率向下扫频的、环向模数 $n = 2$ 和 $n = 3$ 的反剪切阿尔芬本征模. RSAE 是反剪切位形等离子体中特有的不稳定性模式, 其主要特征是模频率随着最小安全因子 (q_{\min}) 变化而变化^[26,27]. 因此, 可根据 RSAE 的频率反推最小安全因子. 为了获取 q_{\min} 信息, 引入了 Van Zeeland 创立的 RSAE 频率演化模型^[18], 具体如下:

$$f_{\text{RSAE}} = f_{\text{RSAE-min}} + f_s \frac{f_{\text{TAE}} - f_{\text{RSAE-min}}}{\sqrt{2} - 1} + n f_{\text{rot}}, \quad (1)$$

其中 $f_{\text{RSAE-min}}$ 为最小 RSAE 频率, 前期的实验表明, RSAE 的频率下限与比压阿尔芬本征模频率 $f_{\text{BAE}} = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{7}{4} + \frac{T_e}{T_i}} \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}}$ 相当^[28], 故取 $f_{\text{RSAE-min}} = f_{\text{BAE}} \approx 40$ kHz; f_{TAE} 为环向阿尔芬本征模的频率, 根据实验参数可得 $f_{\text{TAE}} \approx 250$ kHz; $f_{\text{rot}} = 10$ kHz;

$$f_s = \sqrt{\left\{ \frac{2(m - nq_{\min})}{[(2m - 2nq_{\min})^p + 1]^{1/p}} \right\}^2 + 1} - 1, \quad p = 9,$$

式中最小安全因子 q_{\min} 决定反剪切阿尔芬本征模频率的变化. 图 4 给出了根据上述模型得到的 RSAE 频率和最小安全因子, 其中红色“ \diamond ”为 q_{\min} , 蓝色“ \circ ”和“ \times ”分别为环向模数 $n = 2$ 和 $n = 3$ 的 RSAE 频率. 值得指出的是, 米尔诺夫探针可以确定 RSAE 的环向模数但是无法测量极向模数, 由于 HL-2A 装置最小安全因子都在 $q = 1$ 附近并且 RSAE 局域在 q_{\min} 处, 模型中极向模数取 $m = n$. 在假定相同最小安全因子的条件下, 模型计算出来的 $n = 2$ 和 $n = 3$ RSAE 频率与实验频率基本相符. 由此可推断, 在 RSAE 频率从 95 kHz 下降至 75 kHz 过程中, q_{\min} 从 1.085 下降至 1.035. 这与前期研究结论^[29,30] “当 $q_{\min} > 1$ 且 $nq_{\min} - m > 0$ 时, RSAE 随着 q_{\min} 减小而呈现向下扫频的特征”一致. 该结果意味着, 当 ECRH 注入时安全因子发生剧烈变化, 即由原来的 $q_{\min} < 1$ 变成 $q_{\min} > 1$. 不同于电子回旋电流驱动直接作用于等离子体电流密度, ECRH 主要功能是加热等离子体而不会对等离子体电流产生直接影响. 通常情况下, 等离子体电流密度、压强和安全因子通过 Grad-Shafranov 方程耦合在一起, 具体如下^[31]:

$$J_\phi = RP' + \frac{1}{\mu_0 R} FF', \quad (2)$$

其中, P 为等离子体压强和 $F = RB_\phi$ 为磁面函数, B_ϕ 为环向磁场, P' 为等离子体压强梯度, J_ϕ 为环

向等离子体电流密度, μ_0 为真空磁导率. 由 (2) 式可知, P' 的变化会引起 J_ϕ 的变化. 由于安全因子与 J_ϕ 密切关联, 这意味着可以通过改变等离子体压强进而影响等离子体电流密度和安全因子.

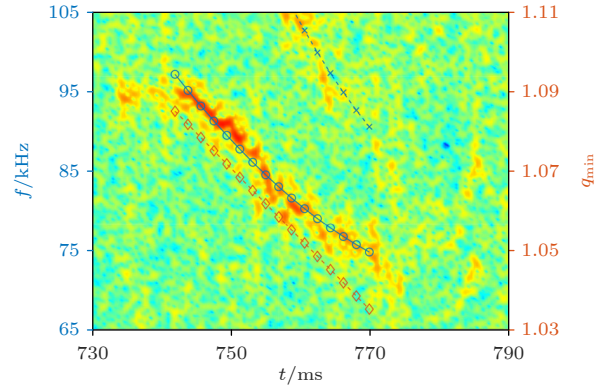


图 4 第 27216 次等离子体放电过程中反剪切阿尔芬本征模频率和最小安全因子

Fig. 4. Temporal frequency of reversed shear Alfvén eigenmode and minimum safety factor during the 27216 discharge.

为了确定最小安全因子在 ECRH 注入期间发生变化的原因, 对基本平衡参数进行分析. 图 5 为第 27214 次和 27216 次放电过程中 750 ms 时刻的平衡参数剖面. 图 5(c) 为电子温度 T_e , 不难发现两次放电都形成内部输运垒, 其根部位置可根据温度二次导数的最大值判定, 分别位于 $\rho = 0.33$ 和 $\rho = 0.42$ 处. 图 5(f) 为 ONETWO 程序基于实验基本平衡参数计算得到的安全因子, 两次放电的安全因子分布都具有反剪切的特征, 不同的地方在于前者最小安全因子小于 1 而后者大于 1. 为了表述电子密度、离子温度和电子温度对等离子体压强的贡献, 计算了 3 个参量的归一化梯度特征长度, 结果如图 6 所示. 在 ECRH 注入期间, R/L_p 和 R/L_{T_e} 趋势几乎一致, 与 R/L_{T_i} 及 R/L_{n_e} 差别较大. 这意味着电子温度梯度的变化特征决定着压强梯度的变化特征. 接下来, 重点分析电子温度及其对等离子体压强的影响. 图 7 为第 27214 次和 27216 次放电 700—750 ms 期间的电子温度、电子温度梯度和压强梯度. 可以看出, 当 ECRH 在轴加热时, 电子温度在射频波注入 20 ms 后基本保持不变; 当 ECRH 离轴加热时, 电子温度在射频波注入 50 ms 后仍然上升. 电子温度梯度和压强梯度也有类似的特征. 两次放电的最大电子温度梯度和压强梯度的局域位置不同: 前者在 $\rho \approx 0.3$ 处; 后者在更加靠外

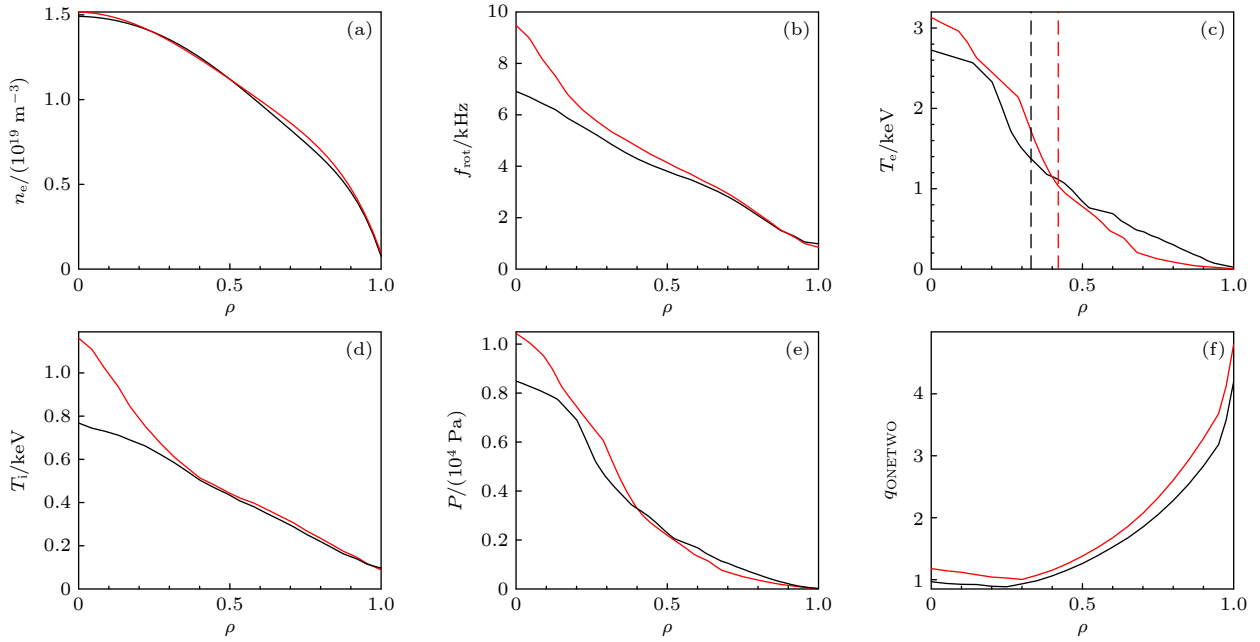


图 5 第 27124 次(黑)和 27216 次(红)放电 750 ms 时刻的平衡参数剖面 (a) 电子密度 n_e ; (b) 旋转频率 f_{rot} ; (c) 电子温度 T_e , 虚线为电子温度内部输运垒的根部位置; (d) 离子温度 T_i ; (e) 等离子体压强 $P = n_e(T_e + T_i)K$, K 为开尔文常数; (f) 安全因子

Fig. 5. Basic profiles at 750 ms for the 27124 (black) and 27216 (red) discharges: (a) Electron density n_e ; (b) plasma rotation frequency f_{rot} ; (c) electron temperature T_e , the dotted lines indicate locations of internal transport barrier in electron temperature; (d) ion temperature T_i ; (e) plasma pressure $P = n_e(T_e + T_i)K$, K is the Kelvin constant; (f) safety factor.

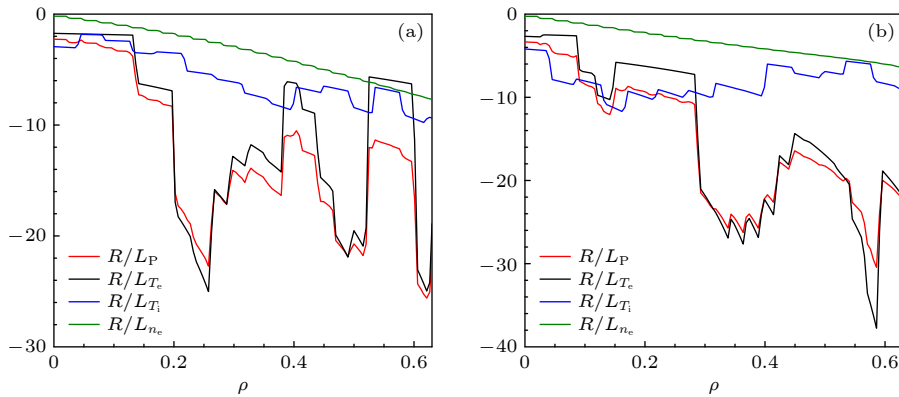


图 6 第 27124 (a) 和 27216 (b) 次放电过程中 750 ms 时刻归一化压强梯度 (R/L_P , 红)、电子温度梯度 (R/L_{T_e} , 黑)、离子温度梯度 (R/L_{T_i} , 蓝) 和电子密度梯度 (R/L_{n_e} , 绿) 的特征长度

Fig. 6. Normalized scale length of pressure gradient (R/L_P , red), electron temperature gradient (R/L_{T_e} , black), ion temperature gradient (R/L_{T_i} , blue), electron density gradient (R/L_{n_e} , green) at 750 ms for the 27124 (a) and 27216 (b) discharges.

的 $\rho \approx 0.4$ 处, 与 ECRH 沉积位置基本一致. 特别值得指出的是, 在第 27216 次放电 700—750 ms 期间, 压强梯度在不断增大. 由 (2) 式可知, 在这个过程中等离子体电流密度在不断增大进而使得安全因子在不断减小, 安全因子的变化进一步导致 RSAE 的激发, 如图 3(b) 所示. 上述众多实验现象表明, 垂直注入的 ECRH 改变电子温度和等离子体压强, 进而改变安全因子并影响不稳定性的特征. 安全因子和磁剪切对鱼骨模不稳定性具有重要

影响. 图 8 为基于 M3D-K 程序得到的最小安全因子与鱼骨模增长率 (γ/ω_A) 的关系. 图 8(a) 中蓝色曲线为第 27214 次放电 750 ms 时刻的安全因子. 为了研究 q_{min} 对鱼骨模的影响, 在保持密度剖面等其他参数不变的情况下, 对安全因子剖面进行上下平移, 其中上下方两曲线的偏移量分别为 $\Delta q = 0.09$, $\Delta q = 0.06$, $\Delta q = -0.02$, $\Delta q = -0.05$. 由图 8(b) 可知, 鱼骨模的增长率随着 q_{min} 增大而减小. 当 $q_{min} = 0.89$ 时, $\gamma/\omega_A = 3.8 \times 10^{-3}$; 当 q_{min}

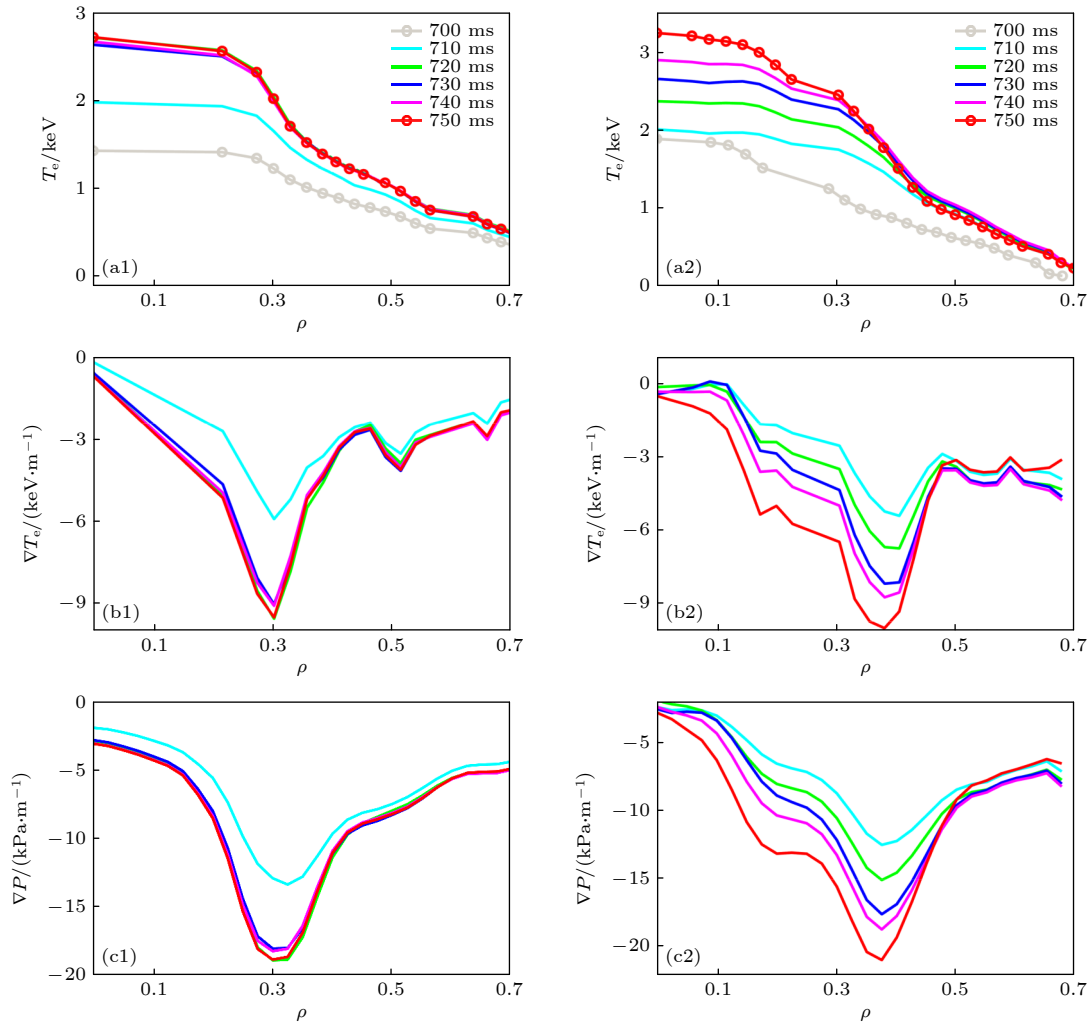


图 7 第 27124 次 (左) 和 27126 次 (右) 放电 700—750 ms 之间的 (a1), (a2) 电子温度分布、(b1), (b2) 电子温度梯度、(c1), (c2) 等离子体压强梯度

Fig. 7. (a1), (a2) Electron temperature profile, (b1), (b2) temperature gradient and (c1), (c2) pressure gradient during 700—750 ms for the 27124 (left) and 27126 (right) discharges.

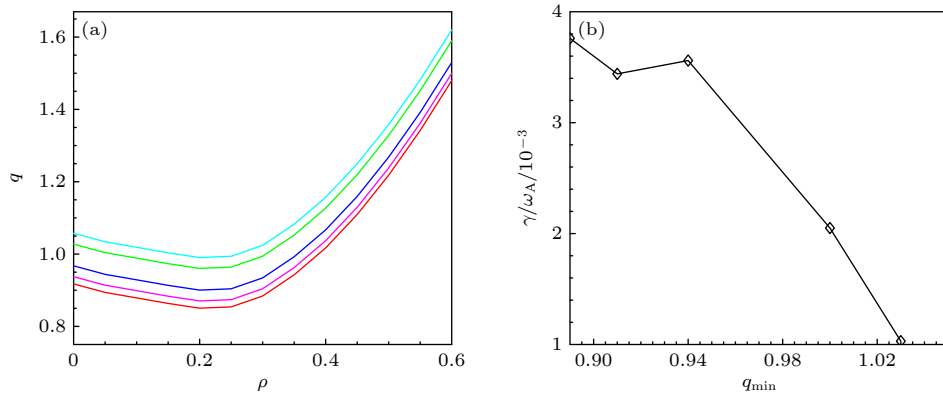


图 8 (a) 具有不同最小值的安全因子分布, 其中蓝色曲线为第 27124 次放电 750 ms 时刻的安全因子分布, 上下方两曲线的偏移量分别为 $\Delta q = 0.09$, $\Delta q = 0.06$, $\Delta q = -0.02$, $\Delta q = -0.05$; (b) 鱼骨模增长率与最小安全因子的关系

Fig. 8. (a) Safety factor profiles with different minimum safety factors, the blue one is the safety factor profile at 750 ms for the 27124 discharge, the two upper and lower curves are the safety factors with a offset of $\Delta q = 0.09$, $\Delta q = 0.06$, $\Delta q = -0.02$, $\Delta q = -0.05$; (b) relationship between the growth rate of fishbone mode and minimum safety factors.

增至 1.03 时, γ/ω_A 降低为 1.0×10^{-3} , 比 $q_{\min}=0.89$ 时降低了 1/3. 不难推断, 如果最小安全因子进一步增大, 鱼骨模的增长率将变成 0, 即鱼骨模被完全抑制. 值得注意的是, 鱼骨模根据有无 $q=1$ 有理面可分为共振鱼骨模和非共振鱼骨模两类 [32]. 这里, $q_{\min} > 1$ 但是又偏离 $q=1$ 不远, M3D-K 模拟得到的鱼骨模是非共振的. 非共振鱼骨模的频率特征与共振鱼骨模具有很大的区别, 前者长时间维持不变或小幅度变化; 后者通常快速扫频.

3 总结与讨论

本文主要介绍了 HL-2A 装置上电子回旋共振加热通过改变安全因子影响鱼骨模控制效果的现象. 在相同的注入功率条件下, 离轴加热的效果比在轴的效果更好. 当沉积位置与最小安全因子局域位置或者内部输运垒根部位置基本一致时, 射频波才能实现对鱼骨模的完全抑制. 可能的物理机制是, 大功率离轴电子回旋波注入时, 等离子体压强梯度变化使得安全因子大于 1, 最终 $q=1$ 有理面的缺失导致鱼骨模被完全抑制. 然而, 这仅仅只是 ECRH 影响鱼骨模的一种可能性之一. ECRH 也可能通过影响磁雷诺数来影响鱼骨模, 还可能通过改变高能电子分布特征从而影响模式的增长率, 甚至可能是多种因素综合作用的结果. 由于 ECRH 改变的参数太多, 这使得其主动控制高能粒子不稳定性的物理机制非常复杂, 也决定着其无法成为最优的控制手段. 此外, 在研究过程中仍有几个问题尚未清楚. 1) ECRH 注入时, $q=1$ 有理面的消失与射频波沉积位置是如何关联在一起的? 实验发现, 在相同注入功率条件下, 只有沉积在内部输运垒根部时, $q=1$ 有理面才会消失. 当 ECRH 更加靠内或者靠外的区域时, $q=1$ 有理面依然存在. 由于缺乏安全因子诊断 (如动态斯塔克效应偏振仪或者激光极化偏振仪), 我们无法对芯部安全因子进行测量, 只能利用共振鱼骨模和下扫 RSAE 判定 $q=1$ 有理面是否存在. 至于 ECRH 沉积在不同位置时或 ECRH 刚刚注入时, 安全因子具体如何变化则难于确定. 2) ECRH 不同沉积位置对电子热输运有何影响? 实验结果表明, 在轴加热时, 电子温度快速增长然后维持稳定; 离轴加热时电子温度具有更长的增长过程. 这涉及电子热输运过程, 可能对提升 ECRH 加热效率具有重要意义, 值得进一步分析. 3) 如何消除或者降低 ECRH 主动

控制鱼骨模过程中给等离子体约束性能带来的负面影响? 特别值得指出的是, ECRH 注入时离子温度从原来的 2 keV 降低到 1 keV, 电子密度也因为泵出效应而降低, 这对于要求具有高离子温度和高电子密度的燃烧等离子体非常不利. 因此, 为了保持高能粒子不稳定性的控制效果, 同时又要最大程度减小控制手段带来的不良影响, 需要采取更加有效的主动控制技术方案. 随着国际热核聚变试验堆的建设不断完善, 高能粒子在未来燃烧等离子体扮演着越来越重要的作用 [33,34], 而高能粒子不稳定性被认为是制约高能粒子约束性能的关键因素 [35], 其主动控制将成为备受关注的研究热点.

参考文献

- [1] McGuire K, Goldston R, Bell M, et al. 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 891
- [2] Chen L, White R B, Rosenbluth M N 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 1122
- [3] Heidbrink W W, Sager G 1990 *Nucl. Fusion* **30** 1015
- [4] Nave M F F, Campbell D J, Joffrin E, et al. 1991 *Nucl. Fusion* **31** 697
- [5] Zonca F, Chen L, Botrugno A, et al. 2009 *Nucl. Fusion* **49** 085009
- [6] Wong K L, Chu M S, Luce T C, et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 996
- [7] Yu L M, Ding X T, Chen W, et al. 2013 *Nucl. Fusion* **53** 053002
- [8] Perez von Thun C, Perona A, Johnson T, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 084009
- [9] Perez von Thun C, Salmi A, Perona A, et al. 2012 *Nucl. Fusion* **52** 094010
- [10] Kiptily V G, Fitzgerald M, Goloborodko V, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 014003
- [11] Anderson D, Elevant T, Hammén H, et al. 1993 *Fusion Sci. Tech.* **23** 5
- [12] Hender T C, Buratti P, Casson F J, et al. 2016 *Nucl. Fusion* **56** 066002
- [13] Fredrickson E D, Belova E V, Battaglia D J, et al. 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 265001
- [14] Bortolon A, Heidbrink W W, Kramer G J, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 265008
- [15] Maslovsky D, Levitt B, Mauel M E, et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 185001
- [16] Nagaoka K, Ido T, Ascasbar E, et al. 2013 *Nucl. Fusion* **53** 072004
- [17] Van Zeeland M A, Heidbrink W W, Nazikian R, et al. 2009 *Nucl. Fusion* **49** 065003
- [18] Van Zeeland M A, Heidbrink W W, Sharapov S E, et al. 2016 *Nucl. Fusion* **56** 112007
- [19] Yamamoto S, Nagasaki K, Kobayashi S, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 126065
- [20] Chen W, Yu L M, Shi P W, et al. 2018 *Nucl. Fusion* **58** 014001
- [21] Shi P W, Chen W, Duan X R 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 035202
- [22] Seol J, Lee S G, Park B H, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109**

- 195003
- [23] Shi P W, Zhu X L, Liang A S, et al. 2022 *Nucl. Fusion* **62** 106009
- [24] Wei W, Li M H, Wang X J 2018 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **38** 144
- [25] Chen W, Ding X T, Yu L M, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 084008
- [26] Berk H L, Borba, D N, Breizman B N, et al. 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185002
- [27] Shi P W, Yang Y R, Chen W, et al. 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 105201
- [28] Shi P W, Chen W, Shi Z B, et al. 2019 *Nucl. Fusion* **59** 066015
- [29] Chen W, Yu L M, Liu Y, et al. 2014 *Nucl. Fusion* **54** 104002
- [30] Yang Y R, Chen W, Ye M Y, et al. 2020 *Nucl. Fusion* **60** 106012
- [31] Chen W J, Ma Z W, Zhang H W, et al. 2022 *Plasma Sci. Tech.* **24** 035101
- [32] Yu L M, Chen W, Jiang M, et al. 2017 *Nucl. Fusion* **57** 036023
- [33] Chen L, Zonca F 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 015008
- [34] Chen W, Wang Z X 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 125001
- [35] Heidbrink W W 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2113

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Effect of deposition location of electron cyclotron resonance heating on active control of fishbone modes in the HL-2A tokamak*

Shi Pei-Wan¹⁾ Zhu Xiao-Long²⁾ Chen Wei^{1)†} Yu Xin¹⁾
Yang Zeng-Chen¹⁾ He Xiao-Xue¹⁾ Wang Zheng-Xiong²⁾

1) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

2) (*Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion, and Electron Beams, School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

(Received 28 April 2023; revised manuscript received 20 July 2023)

Abstract

Experiment on suppressing fishbone activities is carried out in HL-2A tokamak by electron cyclotron resonance heating (ECRH). To achieve multiple deposition locations of ECRH, the magnetic field is in a range of 1.22–1.4 T from shot to shot. It is found that the fishbone modes exhibit different characteristics at different radial deposition locations. With the same injected power, the effect of off-axis ECRH is much better than that of on-axis heating. The fishbone modes can be completely suppressed when ECRH is deposited nearby the $q = 1$ rational surface, but would only mitigate in other cases. Further analysis indicate that injection of high power ECRH leads the electron temperature to increase, then the pressure gradient and plasma current density to change, finally safety factor to change and the minimum safety factor to reach a value larger than 1. Meanwhile, M3D-K simulation results show that the growth rate of fishbone mode declines with the increase of q_{\min} . In other words, the growth of safety factor and disappearance of $q = 1$ rational surface induced by ECRH contribute to the suppression of fishbone activities. The experimental results reported here may not only help to better understand complex effects of ECRH on magnetohydrodynamic instability, but also provide a physics basis for actively controlling the energetic particle driven modes in the future magnetic confined fusion devices.

Keywords: electron cyclotron resonance heating, deposition location, active control, fishbone modes

PACS: 52.35.Mw, 52.35.Bj, 52.35.Py, 52.35.Fp

DOI: [10.7498/aps.72.20230696](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230696)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2019YFE03020000), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12125502, 12205034), the Sichuan Science and Technology Program, China (Grant No. 2022ZYD0019), and the Natural Science Foundation of Sichuan Province, China (Grant No. 2022NSFSC1823).

† Corresponding author. E-mail: chenw@swip.ac.cn



HL-2A装置上电子回旋共振加热沉积位置影响鱼骨模主动控制效果的实验研究

施培万 朱霄龙 陈伟 余鑫 杨曾辰 何小雪 王正汹

Effect of deposition location of electron cyclotron resonance heating on active control of fishbone modes in the HL-2A tokamak

Shi Pei-Wan Zhu Xiao-Long Chen Wei Yu Xin Yang Zeng-Chen He Xiao-Xue Wang Zheng-Xiong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215208 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230696

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230696>

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

基于滑模鲁棒算法的超低频主动隔振系统

Ultra-low frequency active vibration control for cold atom gravimeter based on sliding-mode robust algorithm

物理学报. 2018, 67(2): 020702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171884>

磁路和天线位置对2 cm电子回旋共振离子推力器性能影响的实验研究

Experimental study of magnetic circuit and antenna position influence on performance of 2 cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2019, 68(23): 235202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191122>

HL-2A上NBI加热H模实验的集成模拟分析

Transport analysis of NBI heating H-mode experiment on HL-2 A with integrated modeling

物理学报. 2022, 71(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211941>

微型电子回旋共振离子源的全局模型

Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(14): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>

2 cm电子回旋共振离子源猝灭现象模拟

Numerical study on abnormal flameout of 2-cm electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(8): 085203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212151>

容性耦合等离子体中电子加热过程及放电参数控制

Electron heating dynamics and plasma parameters control in capacitively coupled plasma

物理学报. 2021, 70(9): 095214 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210473>