HL-3 装置中等谐波 ICRF 加热和电流驱动的研究

王 森[1] 孙书恒[1] 李新霞[1,2] 刘祖光[1]

1（南华大学 核科学技术学院 衡阳 421001）

2（先进核能技术设计与安全教育部重点实验室 衡阳 421001）

摘要 离子回旋共振加热（Ion Cyclotron Resonance Heating，ICRH）是托卡马克装置高性能运行的重要辅助加热方式，HL-3 装置在下一阶段的系统升级中规划了 6 MW 的离子回旋系统。中等谐波数离子回旋频率范围的快波在堆级托卡马克装置中有重要的应用前景。本文基于 HL-3 装置高参数稳态运行模式，利用快波色散关系分析了 4 倍频（$4\Omega_D$）条件下 D（H）加热方案中电子和离子的波阻尼系数，并利用 AORSA 全波程序模拟研究了该方案下波的传播和吸收特征。研究结果表明：在 $4\Omega_D$ 条件下，电子阻尼是主要的波阻尼机制，而氢（H）少数离子的引入能够显著提升离子波阻尼系数。全波模拟的结果表明，当氢浓度占比 X[H]≥5% 时，离子总功率吸收略高于电子，且 H 离子在离子吸收份额中占主导地位；此外，对比分析 D（H）、D（^{3}He）及中性束注入（Neutral Beam Injection，NBI）协同加热三种方案发现，H 与高能氘（D）离子可有效提升离子加热效率，而氦-3（^{3}He）则更有利于驱动电流。

关键词 快波，中等谐波，射频波加热和电流驱动，HL-3 装置

中图分类号 O532

DOI: 10.3724/j.0253-3219.2026.hjs.49.250173

CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL.2026.49.250173

A study of mid-harmonic ion cyclotron range of frequencies heating and current drive on the HL-3 tokamak

WANG Sen[1] SUN Shuheng[1] LI Xinxia[1,2] LIU Zuguang[1]

1(*School of Nuclear Science and Technology*, *University of South China*, *Hengyang 421001*, *China*)

2(*Key Laboratory of Advanced Nuclear Energy Design and Safety*, *Ministry of Education*, *Hengyang 421001*, *China*)

Abstract **[Background]** Ion Cyclotron Resonance Heating (ICRH) serves as a critical auxiliary heating method for high-performance operation in tokamaks. The HL-3 device is planning a 6 MW ICRH system in its next-phase upgrade in which the fast waves in the mid-harmonic ion cyclotron frequency range show significant application potential for this reactor-grade tokamaks. **[Purpose]** This study aims to investigate wave propagation and absorption characteristics under quadruple frequency ($4\Omega_D$) based on high-parameter steady-state operation scenario on the HL-3 device. **[Methods]** Theoretical analysis of wave damping coefficients for electrons and ions in the D(H) heating

湖南省自然科学基金项目(No.2026JJ50354)、大学生创新创业项目(No.S202410555204)资助

第一作者：王森，男，2000年出生，2022年毕业于昆明理工大学，现为硕士研究生，研究领域为聚变等离子体射频波加热（电流驱动）

通信作者：李新霞，E-mail：li_xx@usc.edu.cn

收稿日期：2025-04-22，修回日期：2025-06-19

Supported by the Natural Science Foundation of Hunan Province (No. 2026JJ50354), College Students' Innovative Entrepreneurial Training Plan Program (No.S202410555204)

First author: WANG Sen, male, born in 2000, graduated from Kunming University of Science and Technology in 2022, master student, focusing on radio frequency wave heating and current drive in fusion plasma

Corresponding author: LI Xinxia, E-mail: li_xx@usc.edu.cn

Received date: 2025-04-22, revised date: 2025-06-19

scheme under $4\Omega_D$ conditions was conducted on the basis of fast wave dispersion function. Wave propagation and absorption characteristics of ICRH under high parameter steady-state operation mode of HL-3 were investigated through AORSA full-wave simulations. **[Results]** Analysis results show that electron damping dominates wave absorption at $4\Omega_D$ whilst the introducing hydrogen (H) minority ions substantially enhances ion damping coefficients. Full-wave simulations demonstrate that when hydrogen concentration X[H] exceeds 5%, total ion power absorption slightly surpasses electron absorption, with H ions dominating the ion absorption share. Comparative analysis of D(H), D(^{3}He), and Neutral Beam Injection (NBI) synergistic heating schemes indicates that H minority ions and energetic deuterium (D) ions effectively improve ion heating efficiency whereas helium-3 (^{3}He) proves more favorable for current drive. **[Conclusions]** Results of this study indicate that significant electron heating can be achieved under $4\Omega_D$. The introduction of a small amount of H ions or energetic D ions into the D majority ions significantly enhances ion heating efficiency, and higher driven current is yielded by introducing ^{3}He.

Key words Fast wave, Mid harmonic, Radio frequency wave heating and current drive, HL-3 device

离子回旋共振加热(Ion Cyclotron Resonance Heating,ICRH)是托卡马克装置高性能运行的重要辅助加热方式[1-2],通过谐波共振加热离子,同时,也能够通过电子朗道阻尼(Electron Landau Damping,ELD)或模转换加热电子[3]。此外,实验上ICRH还被用来抑制锯齿模、排出芯部杂质、利用其共振产生的高能离子抑制等离子体湍流等[4]。离子回旋频段(Ion Cyclotron Range Of Frequencies,ICRF)的快波在托卡马克等离子体中传播没有密度极限问题,即使在反应堆级等离子体放电参数下也能够穿透到芯部等离子体区域并加热等离子体。因此,ICRH系统在国内外的托卡马克装置中得到了广泛的应用。国际热核聚变实验堆(International Thermonuclear Experimental Reactor,ITER)中规划了20 MW的ICRH系统,其工作频率为40~55 MHz[5-7];JET装置采用的ITER-like天线(ITER-like Antenna,ILA)通过紧密排布的带状导体阵列设计,可在30~55 MHz频段实现7.2 MW的射频功率耦合[8];强磁场、紧凑设计的SPARC装置(Soonest/Smallest Private-Funded Affordable Robust Compact),则仅采用ICRH来驱动等离子体放电[9]。国内先进实验超导托卡马克(Experimental Advanced Superconducting Tokamak,EAST)装置的离子回旋运行功率是4 MW,其新型ICRF天线已经完成了1.5 MW/30 s的长脉冲实验,取得了明显的加热效果[10]。HL-3装置规划了6 MW的ICRH系统(20~70 MHz)[2]。

ICRF波频率较低(数十至几百兆赫兹)而波长较长(~10 cm),工程上天线波功率与等离子体耦合困难。此外,波频率满足$\omega=n\Omega_i+k_{\parallel}v_{\parallel}$($n>2$)的高谐快波受到了关注。这里,$n$为谐波数,$\Omega_i$为离子回旋频率,$k_{\parallel}$与$v_{\parallel}$表示平行于磁场方向的波数与速度。理论上,波频率上升,波长变短,有利于波与等离子体耦合。此外,离子的波阻尼系数快速下降而电子阻尼系数显著增强,这使得波在加热离子的同时也能够加热电子并且产生显著的驱动电流[11]。早期的国家球形环面实验装置(National Spherical Torus eXperiment,NSTX)开展了10倍频的高谐快波电流驱动实验,虽然波射线能量是单次全吸收,但电流驱动效果不明显。基于该装置早期放电参数,Ono[12]详细分析了高谐快波的波阻尼系数,发现离子吸收对总阻尼系数的贡献随着离子温度升高而显著增强,当离子温度大于1.5 keV,还发生了波的模转换现象;如果增强纵向磁场,离子阻尼系数也变大;此外,氢离子阻尼系数比氘离子高两个数量级。最近国家球形环面实验装置升级版(National Spherical Torus eXperiment Upgrade,NSTX-U)装置将环向磁场由0.5 T升级为1 T,原来的30 MHz的高谐快波的倍频数由11降为5~6,因此,D等离子体有n=(2~5)共4个共振层。研究结果表明[13]:当天线环向模数n_ϕ=12时,从最外层闭合磁面(Last Closed Flux Surface,LCFS)到芯部等离子体区域,电子都有明显的波能量吸收,同时,电子和氘(D)离子能量沉积剖面的主峰都在磁轴附近。DIII-D装置60 MHz的4倍频谐波加热也取得了显著的波加热效果[14],研究结果表明:D等离子体n=4的谐波加热效果最好,而n=5谐波加热效果较差。此外,JET、JT-60U等装置主要开展3~4倍频的高谐快波实验。HL-3装置是我国目前新建成的最大的托卡马克装置,大半径R=1.78 m,小半径a=0.65 m,环向磁场B_T~2.0 T,整体工程参数接近美国DIII-D装置。HL-3装置采用高性能、高比压等离子体运行方案,专注于面向ITER和下一代堆级托卡马克装置的关键物理和技术问题[15],并在2025年3月获得了电子和离子温度"双亿度"的等离子体放电模式,标志着中国的聚变研究进入燃烧等离子体阶段。目前,关于HL-3装置ICRH研究主要聚焦于主离子的二倍频,或者非常高谐波

数的高次谐波（螺旋波）[16-18]。相比之下，受限于基于有限拉莫尔半径展开的全波模拟计算程序，或者工程上波导管对微波功率传输的特异性，国内对于倍频数较低的中等谐波的研究非常匮乏。

本文依托课题组掌握的AORSA全波程序[19-20]，同时，理论上结合快波色散关系，研究HL-3装置$4\Omega_D$条件下（波频率60 MHz）中等谐波ICRF加热和电流驱动，研究结果有望丰富HL-3装置ICRF实验方案，也为国内其他托卡马克装置ICRF系统的规划和升级改造提供积极理论参考。

1 物理模型

在托卡马克等离子体中，波的传播由非均匀波动方程（即Helmholtz方程）描述。通过将安培定律与法拉第定律结合，获得全波方程：

$$-\nabla\times\nabla\times\boldsymbol{E}+\frac{\omega^2}{c^2}\left(\boldsymbol{E}+\frac{i}{\omega\varepsilon_0}\boldsymbol{J}_p\right)=-i\omega\mu_0\boldsymbol{J}_{\rm ant} \tag{1}$$

式中：$\boldsymbol{E}$为波电场；$\boldsymbol{J}_{\rm ant}$为外加天线电流。考虑到托卡马克装置中介质的各向异性，等离子体电流$\boldsymbol{J}_p$表示为ρ/L最低阶的积分形式[21]：

$$\boldsymbol{J}_p(\boldsymbol{r})=\int{\rm d}\boldsymbol{r}'\sigma(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r})\cdot\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}') \tag{2}$$

式中：$\boldsymbol{r}$为位置矢量；σ为等离子体电导率。本研究中采用全阶谱算法（All order spectral algorithm）[19-20]求解式（1）和式（2）。基于该算法的AORSA程序包含了衍射、反射、模式转换物理过程，以及朗道阻尼和穿越期磁泵效应[22]，对于拉莫尔半径全阶有效并且能够求解任意离子回旋谐波数。此外，AORSA采用非相对论的Ehst-Karney参数化方法进行电流驱动计算[23-24]。射频波电场在傅里叶谐波中被扩展为：

$$\boldsymbol{E}(x,y,\varphi)=\sum_{n,m,l}\boldsymbol{E}_{n,m,l}e^{i(k_nx+k_my+l\varphi)} \tag{3}$$

式中：$x=R-R_0$；$y=Z$；R_0为托卡马克大半径；R为径向坐标；n，m，l是傅里叶模数；k_n和k_m是相应的傅里叶波数并且$k_n\equiv2\pi n/L_x$，$0\leqslant x\leqslant L_x$，$k_m\equiv2\pi m/L_y$，$0\leqslant y\leqslant L_y$。利用卷积定理将式（2）转换到傅里叶空间进行重构：

$$\boldsymbol{J}_p(x,y,\varphi)=\sum_{n,m,l}\sigma(k_n,k_m,l)\cdot\boldsymbol{E}_{n,m,l}e^{i(k_nx+k_my+l\varphi)} \tag{4}$$

式中：$\sigma(k_n,k_m,l)$是电导率的傅里叶系数。在具有环向对称性的托卡马克几何中，φ方向的傅里叶谐波是解耦的，因此可分别计算[20]。

基于波电场，射频功率$P_{\rm rf}$的计算公式如下[25]：

$$P_{\rm rf}=-\frac{\pi}{2}\frac{\varepsilon_0\omega_{\rm p}^2}{\omega}Re\left(\int_0^\infty{\rm d}u_\perp\frac{\sqrt{\mu}}{|n_\parallel|}\pi U\sum_{l=-\infty}^{\infty}\left[\sum_{k_2}\varepsilon_{k_2}^{*T}\cdot a_l^{(2)T}\right]\cdot\left[\sum_{k_1}a_l^{(1)}\cdot\varepsilon_{k_1}\right]\Big|_{u_{\parallel,{\rm res}}}\right) \tag{5}$$

式中：ε为旋转后的电场矢量；表示为$\varepsilon_k=C(\boldsymbol{\beta})\cdot\boldsymbol{E}_ke^{i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}+l\beta)}$；$C(\boldsymbol{\beta})$为将电场从局部磁坐标系变换到$(\boldsymbol{E}_+,\boldsymbol{E}_-,\boldsymbol{E}_\parallel)$框架中；$\beta$定义为$k_\perp$与$k_\alpha$之间的夹角，$\cos\beta=k_\alpha/k_\perp$，$\sin\beta=k_\beta/k_\perp$；$E_+$和$E_-$分别为波电场的左手和右手极化成分；$E_\parallel$为平行于平衡磁场$\boldsymbol{B}$的波电场分量；向量$\boldsymbol{a}_l$定义为$\boldsymbol{a}_l=[u_\perp\boldsymbol{J}_{l+1}(\xi),u_\perp\boldsymbol{J}_{l-1}(\xi),\sqrt{2}u_\parallel\boldsymbol{J}_l(\xi)]$；$\boldsymbol{J}_{l\mp1}$为$l\mp1$阶的第一类贝塞尔函数，其自变量$\xi=k_\perp v_\perp/\Omega=(k_\perp u_\perp/\Omega)c/\sqrt{\mu}$；$n_\parallel=ck_\parallel/\omega$为平行折射率；$u=(u_\perp^2+u_\parallel^2)^{1/2}$为速度；$\mu=mc^2/2eE_{\rm norm}$，$E_{\rm norm}$为最大能量，eV；$l$为离子回旋谐波数；$\Omega$和$\omega_{\rm p}$分别为离子回旋频率和等离子体频率；$u_{\parallel,{\rm res}}=(1-l\Omega/\omega)\sqrt{\mu}/n_\parallel$；因子$U$包含了归一化分布函数在速度空间中的导数，定义为：

$$\begin{aligned}U(f)&=\frac{\partial f}{\partial u_\perp}-\frac{n_\parallel}{\sqrt{\mu}}\left(u_\parallel\frac{\partial f}{\partial u_\perp}-u_\perp\frac{\partial f}{\partial u_\parallel}\right)\\&=\sin\vartheta\frac{\partial f}{\partial u}+\left(\frac{\cos\vartheta}{u}-\frac{n_\parallel}{\sqrt{\mu}}\right)\frac{\partial f}{\partial\vartheta}\end{aligned} \tag{6}$$

式中：$\vartheta=\tan^{-1}(u_\perp/u_\parallel)$为投掷角。

2 结果与讨论

基于快波色散关系[26]，波能量的吸收能够通过波阻尼系数进行评估。图1展示了电子阻尼系数$k_{\perp l}^{(e)}$和离子阻尼系数$k_{\perp l}^{(i)}$随着等离子体密度n的变化情况。其中点划线为电子阻尼系数$k_{\perp l}^{(e)}$，虚线对应于浓度（$X[{\rm D}]=n_{\rm D}/n_{\rm e}$）为100%时的离子阻尼系数$k_{\perp l}^{(i1)}$，实线对应于$X[{\rm D}]=95\%$和$X[{\rm H}]=5\%$时离子阻尼系数$k_{\perp l}^{(i2)}$。波频率设为$f=60$ MHz，平行波数$k_\parallel=8.4\ {\rm m}^{-1}$，H离子浓度为$X[{\rm H}]=n_{\rm H}/n_{\rm e}=5\%$。对于多种离子种类的等离子体，离子上的阻尼系数是通过对所有离子种类的贡献进行求和得到。如图1所示，随着等离子体密度的增加，电子阻尼系数和离子阻尼系数逐渐增强。在纯D等离子体中，电子阻尼为主要的波阻尼机制。当浓度为5%的H离子被引入时，离子阻尼系数显著提升，且$n>5\times10^{19}\ {\rm m}^{-3}$时，$k_{\perp l}^{(i)}>k_{\perp l}^{(e)}$。

基于上述内容，本文利用AORSA全波程序对D（H）加热方案进行了更加深入和全面的模拟研究。等离子体平衡通过METIS代码[27]对HL-3装置进行模拟获得，该代码已基于HL-2A装置实验放电数据

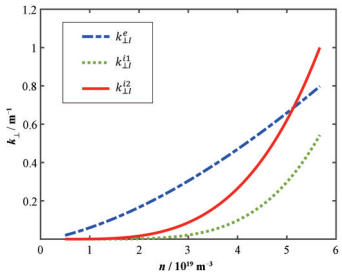


图1 电子和离子波阻尼系数随等离子体密度n的变化曲线（彩图见网络版）

Fig.1 Variation curves of the wave damping coefficients for electrons and ions with plasma density n (color online)

完成基准对比验证[28]。在本次模拟中，将该等离子体平衡输入到AORSA的输入文件中。其中，芯部磁场为B_0=2.0 T，且大半径和小半径分别为R=1.78 m和a=0.65 m。电子密度和安全因子的剖面如图2(a)所示，电子温度、离子温度及中性束注入产生的高能氘(D)离子温度(T_{bi}，按10倍缩小)如图2(b)所示，其中高能D离子的芯部温度T_{bi0}=85.05 keV。此外，本文中考虑了2%的碳(C)杂质及单一(主)环向模数n_ϕ=−21。

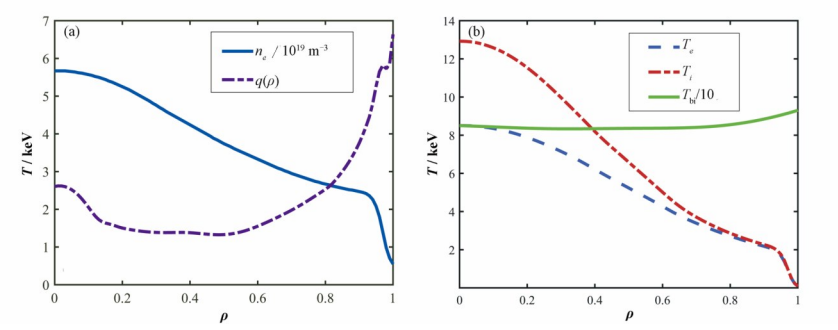


图2 (a) 电子密度和安全因子剖面，(b) 电子温度T_e、离子温度T_i和中性束注入的高能氘离子温度T_{bi}随归一化小半径ρ的变化曲线（彩图见网络版）

Fig.2 Diagram of electron density and safety factor profiles (a), variation curves of electron temperature T_e, ion temperature T_i, and fast deuterium ion temperature T_{bi} from neutral beam injection (b) with the normalized minor radius ρ (color online)

图3为通过全波程序AORSA计算的HL-3等离子体波电场分布，其等离子体参数如图2所示，其中X[H]=5%。图3(a)和(b)分别表示左手极化电场E_+和右手极化电场E_-的实部。图4为H少数离子、D主离子及电子的功率沉积二维分布图。注入的射频波功率被完全吸收(本文中其他AORSA计算结果同样如此)。由图4(a)可见，H离子的功率吸收主要集中在等离子体芯部，即H的2次谐波共振位置。图4(b)中，当f=60 MHz且B_0=2.0 T时，D离子有n=3，4，5共三个谐波共振层。位于低场侧边缘的五次谐波层(n=5)由于D离子密度和温度较低，导致离子阻尼系数较弱，因此功率沉积较少。相比之下，芯部的4

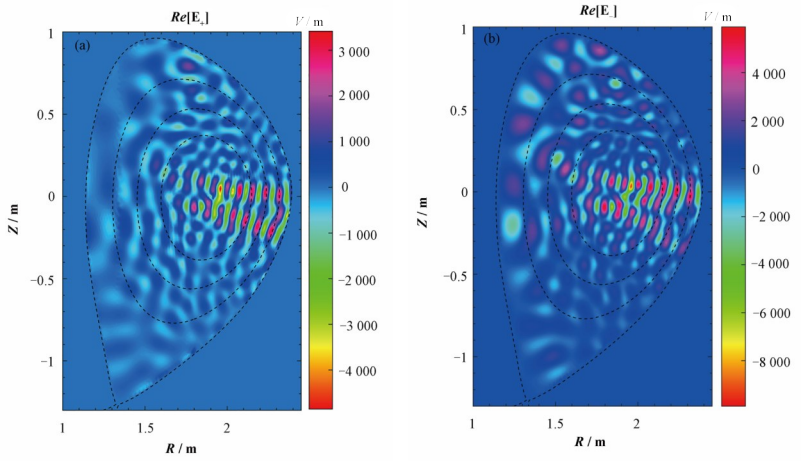


图3 f=60 MHz、$k_\parallel$=8.4 m^{-1}、X[H]=5%时，HL-3等离子体中左手(a)和右手(b)极化电场分布示意图（彩图见网络版）

Fig.3 Distribution diagrams of the left-hand (a) and right-hand polarized electric field (b) in HL-3 plasma at f=60 MHz, $k_\parallel$=8.4 m^{-1}, X[H]=5% (color online)

次谐波层(n=4)虽然具有更高的离子密度和温度，但由于其倍频数较高，D离子上的波阻尼系数仍弱于H离子，使得功率沉积峰值低于H离子。值得注意的是，三次谐波层(n=3)的功率沉积贡献可以忽略不计。图4(c)表明，在较宽的径向范围内，都有显著的电子波功率沉积。这是由于在该频率范围内存在较强的电子波阻尼，如图1所示。值得注意的是，在AORSA的计算中，每个波长3~4个网格点即可满足程序计算收敛要求[29]。HL-3装置小半径尺寸0.65 m，由快波色散关系可知4倍频中等谐波的最短径向波长约为6 cm，在模拟计算中，我们设置每个径向波长上格点数>10个。

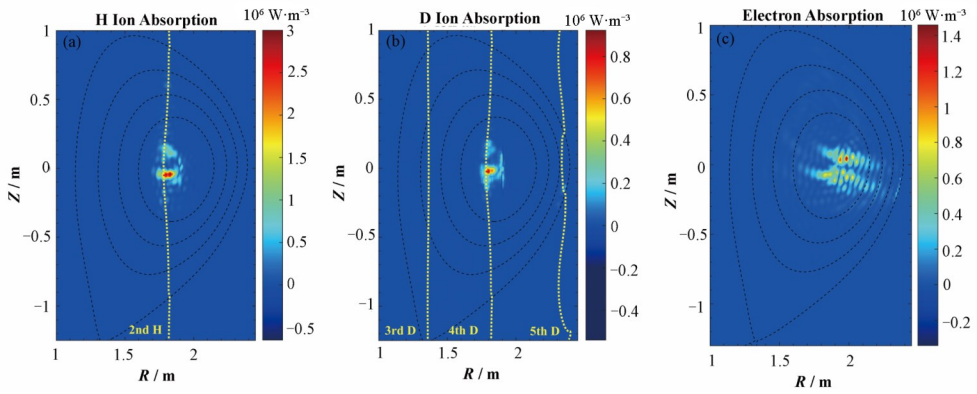


图4 氢少数离子(a)、氘主离子(b)和电子(c)功率沉积的二维等高线图(彩图见网络版)
Fig.4 Two-dimensional contour plots of power deposition for hydrogen minority ions (a), deuterium majority ions (b) and electrons (c) (color online)

图5展示了不同粒子的功率沉积及驱动电流随归一化小半径ρ的分布。如图5(a)所示，H离子的功率吸收与电子相当，这主要归因于H离子较高的温度增强了其2次谐波共振效应。相比之下，D离子由于处于更高阶的谐波共振(n=4)，其离子阻尼较弱，因此功率沉积显著降低；而C杂质的功率吸收几乎可以忽略。具体而言，在总功率沉积的分配中，电子占比48.89%，而D、H和C离子分别贡献了9.44%、41.47%和0.2%。这表明，在D背景等离子体中引入少量H离子能够有效提升整体离子加热效率，该结果与快波色散关系的理论预测相吻合。从图5(b)可以看出，该方案成功实现了在轴电流驱动，其驱动效率达到50.8 kA·MW^{-1}。在轴电流驱动主要源于边缘区域等离子体参数的急剧下降，电子比压($\beta_e \propto n_e T_e$)显著降低。由于电子阻尼与β_e呈正相关关系，边缘区域的电子阻尼效应因此减弱。

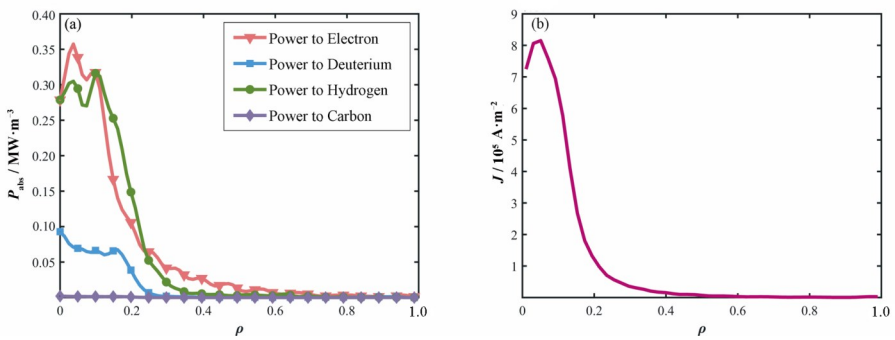


图5 电子、氘、氢、碳通量面平均功率密度(a)和电流驱动剖面(b)随归一化小半径ρ的变化示意图(彩图见网络版)
Fig.5 Variation curves of flux-surface-averaged power density of electrons, deuterium, hydrogen, and carbon with the normalized minor radius ρ (a) and variation of current drive power with the normalized minor radius ρ (b) (color online)

除氢(H)少数离子外，氦-3(^{3}He)等其他少数离子在离子回旋共振加热实验中也具有重要的应用潜力，另外与中性束注入(Neutral Beam Injection，NBI)协同加热的方法也能够有效地产生快离子，HL-3装置中已配备有5 MW的中性束注入系统并将再规划两条7 MW的束线[30-31]，因此深入研究这些加热方案对优化HL-3装置的等离子体加热效率具有重要的价值。在托卡马克等离子体中，离子回旋谐波共振位置由$R_{res} \approx (nq_iB_0R_0)/(\omega m_i)$决定，其中$B_0$和$R_0$分别是芯部磁场和大半径，$m_i$和$q_i$分别为带电粒子的质量和电荷。图6清晰呈现了在60 MHz工作频率下，不同离子种类(H离子用点线表示、^{3}He离

子用点划线表示、D离子用实线表示）的谐波共振位置分布特征，其中，水平虚线代表磁轴区域。如图6所示，H离子的2次谐波共振位于等离子体芯部，相同位置对应于^{3}He离子3次谐波共振以及D离子的4次谐波共振。基于此，本研究对比分析了f=60 MHz时HL-3等离子体中H、^{3}He及中性束注入产生的高能D离子的加热效果和电流驱动特性。在模拟中，假设少数离子（H、^{3}He及高能D离子）的浓度均为5%，高能D离子温度剖面如图2(b)所示。

图7对比了D(^{3}He)和D(D_{beam})两种加热方案下的功率沉积剖面分布特征，其中D_{beam}为中性束注入产生的高能D离子。与图5(a)的D(H)方案相比，D(^{3}He)方案（图7(a)）呈现显著的电子功率吸收增强现象，当H少数离子转变为^{3}He离子时，电子功率沉积份额从48.9%提升至81.4%，而^{3}He离子上的功率沉积则相对减弱。这一变化主要源于^{3}He离子更高的倍频数导致离子阻尼显著下降。在D(D_{beam})方案中（图7(b)），中性束注入的高能D离子展现出独特的功率沉积特性：D_{beam}离子的功率沉积峰值显著高于电子沉积峰值，且其径向分布范围更广。这一现象源于D_{beam}离子的较高温度（T_{bi0}=85.5 keV）导致共振层出现显著的多普勒展宽 $\delta x=(k_p v_{Ti}/\Omega_i)/R_0$，其中 v_{Ti} 为离子的热速度。图8对比分析了D(H)、D(^{3}He)和D(D_{beam})三种加热方案的驱动电流密度剖面分布特征。如图8所示，D(^{3}He)加热方案由于电子吸收占主导，其驱动电流密度显著高于D(H)加热和NBI协同加热方案，表现出更强的电流驱动能力。

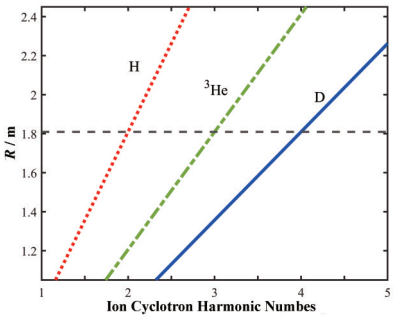


图6 H少数离子、^{3}He少数离子、D离子高次谐波数对应的共振位置示意图（彩图见网络版）

Fig.6 Diagram of resonance positions corresponding to high-harmonic numbers of H minority ions, ^{3}He minority ions and D ions (color online)

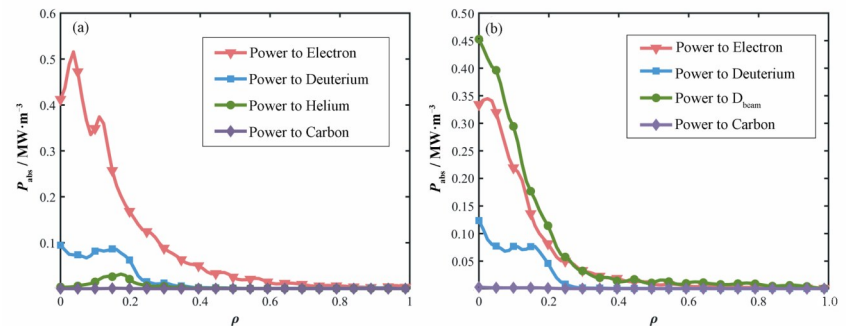


图7 不同加热方案中电子、氘、氢、碳通量面平均功率密度随归一化小半径ρ的变化（彩图见网络版）
(a) D(^{3}He)加热，(b) D(D_{beam})加热

Fig.7 Variations of flux surface averaged power density of electrons, deuterium, hydrogen, and carbon with normalized minor radius ρ under heating schemes of D(^{3}He) (a) and D(D_{beam}) (b) (color online)

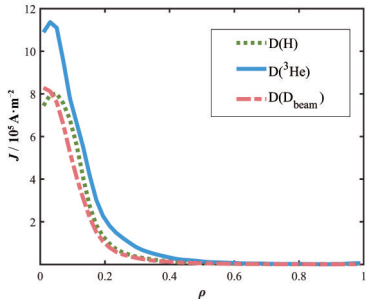


图8 D(H)、D(^{3}He)以及D(D_{beam})加热方案中的驱动电流密度剖面图（彩图见网络版）

Fig.8 Diagram of the driven current density profiles in D(H), D(^{3}He), and D(D_{beam}) heating schemes (color online)

3 结语

产生和维持足够高的离子温度是堆级托卡马克装置高性能运行的重要目标。HL-3装置主要依托中性束注入的方式实现了等离子体电子和离子温度“双亿度”运行模式。目前，该装置已经规划了6 MW/(20~70 MHz)的ICRF系统。对于典型的芯部磁场B_0~2.0 T放电模式，如果采用60 MHz波频率，则氢等离子体有n=2共振层，而主离子氘有n=3、4、5共三种共振层。本文针对HL-3装置典型的等离子体放电参数，通过理论分析和数值模拟相结合的方式，研究了波频率60 MHz的中等谐波的波传播和

功率沉积。研究结果表明：在$4\Omega_D$条件下，波阻尼系数以电子阻尼为主导；当引入X[H]≥5%的H少数离子后，总离子波阻尼系数显著增强。随着等离子体密度的提高，离子阻尼甚至超过电子而成为主要的波阻尼机制。全波模拟的结果表明：在D(H)加热方案中，等离子体芯部区域呈现出显著的H二次谐波加热效应；本底D离子主要是四次谐波加热，其3次谐波和5次谐波共振层的波能量吸收基本可忽略；对于电子，在较大的径向范围都有显著的波功率沉积。总的来说，波功率沉积主要集中在磁轴附近，且电子和总离子的波功率沉积相当，总驱动电流约为50 kA·MW^{-1}。此外，通过与D(^{3}He)和D(D_{beam})对比分析发现：采用H或高能D离子作为少数离子时可显著增强离子加 热效果；而^{3}He作为少数离子时，则能够获得显著的电子加热效果和驱动电流。

作者贡献声明 王森负责文章初稿写作、论文校对与修订；孙书恒负责文献收集、数值计算和数据整理；李新霞负责理论研究和论文修改审阅；刘祖光参与数值模拟计算。

参考文献

1 Cardinali A, Bolzonella T, Castaldo C, *et al*. Study of ion cyclotron heating scenarios and fast particles generation in the divertor tokamak test facility[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2020, **62**(4): 044001. DOI: 10.1088/1361-6587/ab73da.

2 Lu L F, Lu B, Zhang X J, *et al*. ICRF heating schemes for the HL-2M tokamak[J]. Nuclear Fusion, 2023, **63**(6): 066023. DOI: 10.1088/1741-4326/acc4dc.

3 Noterdaeme J M. Fifty years of progress in ICRF, from first experimen ts on the model C stellarator to the design of an ICRF system for DEMO[C]//23rd Topical Conference on Radiofrequency Power in Plasmas. Hefei, China. AIP Publishing, 2020: 020001. DOI: 10.1063/5.0014254.

4 Valisa M, Carraro L, Predebon I, *et al*. Metal impurity transport control in JET H-mode plasmas with central ion cyclotron radiofrequency power injection[J]. Nuclear Fusion, 2011, **51**(3): 033002. DOI: 10.1088/0029-5515/51/3/033002.

5 Louche F, Durodié F, Helou W, *et al*. Three-dimensional RF and circuit modelling of the revised ITER ICRF launcher design[C]//23rd Topical Conference on Radiofrequency Power in Plasmas. Hefei, China. AIP Publishing, 2020: 070008. DOI: 10.1063/5.0014200.

6 Beaumont B, Agarwal R, Alonzo Montemayor T, *et al*. Status of the ITER ion cyclotron H&CD[J]. EPJ Web of Conferences, 2017, **157**: 02002. DOI: 10.1051/epjconf/201715702002.

7 Lamalle P, Beaumont B, Kazarian F, *et al*. Status of the ITER ion cyclotron heating and current drive system[C]// Radio Frequency Power in Plasmas: Proceedings of the 21st Topical Conference. California, USA. EURATOM, 2015: 030007. DOI: 10.1063/1.4936472.

8 Durodié F, Nightingale M P S, Mayoral M L, *et al*. Physics and engineering results obtained with the ion cyclotron range of frequencies ITER-like antenna on JET [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2012, **54**(7): 074012. DOI: 10.1088/0741-3335/54/7/074012.

9 Lin Y, Wright J C, Wukitch S J. Physics basis for the ICRF system of the SPARC tokamak[J]. Journal of Plasma Physics, 2020, **86**(5): 865860506. DOI: 10.1017/s0022377820001269.

10 Yang H, Zhang X J, Yuan S, *et al*. Physical design and recent experimental results of the new ICRF antenna on EAST[J]. Plasma Science and Technology, 2024, **26**(6): 065601. DOI: 10.1088/2058-6272/ad273d.

11 Zi D Z, Cheng Z H, Sun S H, *et al*. Simulation of Helicon wave current drive on the Experimental Advanced Superconducting Tokamak under high poloidal beta scenarios[J]. Fusion Engineering and Design, 2025, **215**: 114968. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2025.114968.

12 Ono M. High harmonic fast waves in high beta plasmas [J]. Physics of Plasmas, 1995, **2**(11): 4075–4082. DOI: 10.1063/1.871030.

13 Bertelli N, Shiraiwa S, Ono M. 3D full wave fast wave modeling with realistic HHFW antenna geometry and SOL plasma in NSTX-U[J]. Nuclear Fusion, 2022, **62**(12): 126046. DOI: 10.1088/1741-4326/ac9690.

14 Pinsker R I, Porkolab M, Heidbrink W W, *et al*. Absorption of fast waves at moderate to high ion cyclotron harmonics on DIII-D[J]. Nuclear Fusion, 2006, **46**(7): S416–S424. DOI: 10.1088/0029-5515/46/7/s04.

15 肖政耀, 李新霞, 王森. HL-2M装置内部输运垒湍流输运的GTC模拟研究[J]. 核技术, 2024, **47**(5): 050002. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.050002.
XIAO Zhengyao, LI Xinxia, WANG Sen. GTC simulation of turbulence transport at internal transport barrier of HL-2M tokamak[J]. Nuclear Techniques, 2024, **47**(5): 050002. DOI: 10.11889/j. 0253-3219.2024. hjs. 47. 050002.

16 Liu G N, Li X X, Liu H B, *et al*. Synergistic current drive

of Helicon wave and lower hybrid wave in HL-2M[J]. Acta Physica Sinica, 2023, **72**(24): 245202. DOI: 10.7498/aps.72.20231077.

17 Liu H B, Li X X, Xiao Z Y, *et al*. Numerical simulation of Helicon waves current drive in the HL-2M tokamak for the steady-state scenario[J]. Journal of the Korean Physical Society, 2021, **79**(12): 1135 – 1140. DOI: 10.1007/s40042-021-00326-5.

18 Liu H B, Liu G N, Sun A P, *et al*. Optimization of Helicon wave current drive in HL-2M tokamak[J]. Journal of the Korean Physical Society, 2022, **81**(5): 397 – 402. DOI: 10.1007/s40042-022-00533-8.

19 Jaeger E F, Berry L A, D'Azevedo E, *et al*. All-orders spectral calculation of radio-frequency heating in two-dimensional toroidal plasmas[J]. Physics of Plasmas, 2001, **8**(5): 1573 – 1583. DOI: 10.1063/1.1359516.

20 Jaeger E F, Berry L A, D'Azevedo E, *et al*. Advances in full-wave modeling of radio frequency heated, multidimensional plasmas[J]. Physics of Plasmas, 2002, **9**(5): 1873 – 1881. DOI: 10.1063/1.1455001.

21 Brambilla M. Kinetic theory of plasma waves[M]. New York: Clarendon Press, 1998.

22 Budny R V, Berry L, Bilato R, *et al*. Benchmarking ICRF full-wave solvers for ITER[J]. Nuclear Fusion, 2012, **52**(2): 023023. DOI: 10.1088/0029-5515/52/2/023023.

23 Ehst D A, Karney C F F. Approximate formula for radiofrequency current drive efficiency with magnetic trapping[J]. Nuclear Fusion, 1991, **31**(10): 1933. DOI: 10.1088/0029-5515/31/10/011.

24 Phillips C K, Bell R E, Berry L A, *et al*. Spectral effects on fast wave core heating and current drive[J]. Nuclear Fusion, 2009, **49**(7): 075015. DOI: 10.1088/0029-5515/49/7/075015.

25 Jaeger E F, Berry L A, Ahern S D, *et al*. Self-consistent full-wave and Fokker-Planck calculations for ion cyclotron heating in non-Maxwellian plasmas[J]. Physics of Plasmas, 2006, **13**(5): 056101. DOI: 10.1063/1.2173629.

26 Chiu S C, Chan V S, Harvey R W, *et al*. Theory of fast wave current drive for tokamak plasmas[J]. Nuclear Fusion, 1989, **29**(12): 2175. DOI: 10.1088/0029-5515/29/12/010.

27 Artaud J F, Imbeaux F, Garcia J, *et al*. Metis: a fast integrated tokamak modelling tool for scenario design[J]. Nuclear Fusion, 2018, **58**(10): 105001. DOI: 10.1088/1741-4326/aad5b1.

28 Xue L, Garcia J, Zheng G Y, *et al*. Integrated plasma scenario analysis for the HL-2M tokamak[J]. Nuclear Fusion, 2020, **60**(1): 016016. DOI: 10.1088/1741-4326/ab4c65.

29 Lau C, Jaeger E F, Bertelli N, *et al*. AORSA full wave calculations of Helicon waves in DIII-D and ITER[J]. Nuclear Fusion, 2018, **58**(6): 066004. DOI: 10.1088/1741-4326/aab96d.

30 杨冠铭, 郝广周, 卢凌峰, 等. HL-3装置上离子回旋波加热对中子产额的影响[J]. 核技术, 2024, **47**(5): 050001. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.050001.
YANG Guanming, HAO Guangzhou, LU Lingfeng, *et al*. Influence of ion cyclotron range of frequencies heating on neutron emission rate in HL-3 tokamak[J]. Nuclear Techniques, 2024, **47**(5): 050001. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.050001.

31 杨宪福, 魏会领, 万银祥, 等. HL-3装置7 MW中性束传输效率研究[J]. 核技术, 2024, **47**(5): 050011. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.050011.
YANG Xianfu, WEI Huiling, WAN Yinxiang, *et al*. Study on transmission efficiency of 7 MW neutral beam injector for HL-3 tokamak[J]. Nuclear Techniques, 2024, **47**(5): 050011. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.050011.