

# HL-2M 托卡马克装置中螺旋波与低杂波的协同电流驱动\*

刘冠男<sup>1)</sup> 李新霞<sup>1)†</sup> 刘洪波<sup>2)</sup> 孙爱萍<sup>3)‡</sup>

1) (南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

2) (衡阳师范学院物理与电子工程学院, 衡阳 421001)

3) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2023 年 7 月 1 日收到; 2023 年 8 月 11 日收到修改稿)

螺旋波是一种快磁声波, 在托卡马克等离子体中通过电子朗道阻尼和渡越期磁泵效应能够高效地离轴驱动等离子体电流. 依托 HL-2M 装置, 根据快波等离子体色散关系, 分析获得了螺旋波强阻尼条件下对应的波参数范围; 然后, 通过联合 GENRAY/CQL3D 计算程序, 针对 HL-2M 装置稳态运行模式下的螺旋波和低杂波协同电流驱动开展了模拟研究. 研究表明: 高比压等离子体参数下的螺旋波和低杂波都可呈现波射线能量强吸收的现象; 双波协同使得波驱动的等离子体电流分布在较大的径向位置范围 ( $\rho = 0.2-0.9$ ) 内; 同时, 螺旋波在平行磁场方向加速电子, 导致了更多的电子进入低杂波共振区, 从而有效地增大了两支波的总驱动电流. 此外, 在强阻尼条件下, 系统地研究了螺旋波平行折射率对双波协同电流驱动的影响, 结果表明双波总是呈现正协同效应, 协同因子高达 1.18.

**关键词:** 托卡马克, 螺旋波, 低杂波, 协同电流驱动**PACS:** 52.50.Qt, 52.55.Fa, 52.55.Wq, 52.65.-y**DOI:** 10.7498/aps.72.20231077

## 1 引言

射频波电流驱动是维持托卡马克装置稳态、高性能运行的重要手段. 离子回旋频率内的快波 (FW)、低混杂波 (LHW) 和电子回旋波 (ECW) 作用下的电流驱动在 EAST, HL-2A 等装置上得到了充分的理论验证<sup>[1-3]</sup> 及实验应用<sup>[4-6]</sup>. 近年来, 这些装置的等离子体放电参数显著提升. 最近, EAST 装置成功实现可重复性的 403 s 高约束模 (H 模) 等离子体放电, 芯部电子温度高达 8 keV. 新一代 HL-2M 装置在 Greenwald 密度比例  $f_G$  约为 0.5 的条件下, 可以实现等离子体电流  $I_p = 1.0-1.4$  MA 的高性能运行. 因此, 在高温、高密 (高比压) 条件

下, 如何有效地加热等离子体 (驱动等离子体电流) 成为了本领域研究的重点.

低混杂波电流驱动 (LHCD) 在当前托卡马克射频波电流驱动中效率最高, 被广泛应用于国内外大型托卡马克装置中. 然而, 受限于 LHW 的可近性条件, 高的等离子体密度 ( $n_e$ ) 阻碍了波向芯部等离子体传播; 同时, 随着等离子体温度的提高, 强的电子朗道阻尼导致大量波功率沉积在边缘等离子体区域<sup>[7]</sup>. 值得一提的是, 在高电子比压 ( $\beta_e$ ) 等离子体参数条件下, 螺旋波 (HW) 可以高效离轴驱动等离子体电流<sup>[8]</sup>. HW 是高谐快波, 主要通过电子朗道阻尼和渡越期磁泵效应作用于电子, 其朗道共振原理与 LHCD 相同, 不同于 LHW 的是, HW

\* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2019YFE03040004) 和国家自然科学基金 (批准号: 11775108) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: li\_xx@usc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: apsun@swip.ac.cn

即使在高密度等离子体中也能够直接传播到芯部等离子体区域; 并且理论和数值的模拟结果表明, 在 D III-D 装置的放电参数条件下, HW 的电流驱动效率是 ECW 或者中性束电流驱动的 2—4 倍<sup>[8]</sup>. 在 ITER 放电参数中的研究表明, HW 电流驱动效率仍然高达 60 kA/MW<sup>[9]</sup>. 2021 年度的 D III-D 实验显示, 将 300 kW 的 HW 功率成功注入等离子体后, 电子温度显著提升<sup>[10]</sup>. 此外, 也针对 HL-2M 装置中的 HW 电流驱动展开了深入研究, 结果表明, 在强阻尼条件下, HW 能够显著地离轴驱动等离子体电流, 其电流驱动效率高达 90 kA/MW<sup>[11]</sup>. 因此, 基于 HL-2M 装置现有的 LHW 系统, 理论上加入 HW 来研究它们之间是否存在正协同效应具有极其重要的意义.

托卡马克装置中的双波协同电流驱动早在 20 世纪 80 年代就受到了人们的关注. 1984 年, Fidone 等<sup>[12]</sup> 理论分析了 LHW 和 ECW 的联合电流驱动, 发现 ECW 产生的高能电子能够有效加强 LHW 的电流驱动, 从而总的驱动电流大于这两支波单独注入时产生的驱动电流之和, 即发生正协同效应. 该现象当时在很多托卡马克实验中被证实<sup>[13-15]</sup>. Harvey 等<sup>[16]</sup> 基于三维 Fokker-Planck 方程研究了 ECW 分别和 FW, LHW 的协同电流驱动, 在 D III-D 典型的放电参数下 LHW 和 ECW 普遍存在显著的正协同效应, 但是, 在 ITER 堆级参数下 FW 和 ECW 的协同效应可忽略. Yang 等<sup>[17]</sup> 基于一维 Fuchs 模型和 CQL3D 程序数值分析了 EAST 装置中两支频率分别为 2.45 GHz 和 4.6 GHz 的 LHW 间的协同效应, 结果表明, 协同因子依赖于两波共振区域的相对距离; 此外, Yang 等<sup>[18]</sup> 在探究不同频率 LHW 间协同的基础上加入了 ECW, 更加深入讨论了三波协同的可能, 结果表明, ECW 在垂直方向加速电子, 可以使得更多的电子进入到 LHW 的共振区间, 从而增大了 LHW 的驱动电流. 最近, Yin 等<sup>[19]</sup> 采用 GENRAY/CQL3D 程序研究了 EAST 装置中 LHW 和高谐快波 (HHFW) 间的协同效应. 由于选择的 HHFW 频率 (1.0 GHz) 与其模拟参数下对应的 LHW 共振频率<sup>[20]</sup> ( $f_{\text{LH}} \approx \sqrt{f_{\text{ci}} f_{\text{ce}}} \approx 1.1$  GHz) 接近, 并且等离子体参数较低 ( $\beta_e \sim 1.3\%$ ), 使得这两支波在等离子体中都呈现出多次往返 (波能量吸收较弱) 的现象, 所以计算获得的协同因子随机性较大. 因此, 本文基于 HL-2M 装置稳态运行模式, 选择高  $\beta_e$  等离子体参数条

件下波射线能量以单次吸收为主的 HW 和 LHW 为研究对象, 利用 GENRAY/CQL3D 程序研究该装置中 HW 与 LHW 的协同效应. 研究结果将为 HL-2M 装置相关的工程应用提供理论数值参考.

## 2 物理模型及参数设置

考虑存在射频波加热和库仑碰撞时, HW 和 LHW 双波协同作用下的电子分布函数  $f_e$  的演化满足:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t}(\mathbf{u}, \rho, t) = \langle\langle Q(f) \rangle\rangle + \langle\langle C(f) \rangle\rangle, \quad (1)$$

其中  $\langle\langle \cdot \rangle\rangle$  代表对其中的物理量作反弹平均;  $C(f)$  是库仑碰撞项;  $Q(f)$  是描述波与粒子相互作用的准线性项;  $\mathbf{u} = \mathbf{p}/m$  是单位静止质量的电子的动量,  $m$  为电子的静止质量;  $\rho$  是径向位置坐标. 双波作用下的  $Q(f)$  可表示为  $\frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} \cdot (\mathbf{D}_{\text{HW}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{u}}) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} \cdot (\mathbf{D}_{\text{LH}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{u}})$ , 其中,  $\mathbf{D}_{\text{HW}}$  和  $\mathbf{D}_{\text{LH}}$  可由相对论下的 Kennel 和 Engelmann 表达式得到<sup>[21]</sup>

$$\mathbf{D} = D_{//} \hat{\mathbf{u}}_{//} \hat{\mathbf{u}}_{//} + D_{\perp //} \hat{\mathbf{u}}_{\perp} \hat{\mathbf{u}}_{//} + D_{// \perp} \hat{\mathbf{u}}_{//} \hat{\mathbf{u}}_{\perp} + D_{\perp \perp} \hat{\mathbf{u}}_{\perp} \hat{\mathbf{u}}_{\perp}. \quad (2)$$

这里,  $\hat{\mathbf{u}}_{//}$  和  $\hat{\mathbf{u}}_{\perp}$  分别是  $\mathbf{u}_{//}$  和  $\mathbf{u}_{\perp}$  方向上的单位矢量,  $\mathbf{u}_{//}$  和  $\mathbf{u}_{\perp}$  分别为单位静止质量的电子动量在平行和垂直于磁场方向上的分量, 且

$$\begin{aligned} D_{//} &= \sum_n \frac{q^2}{2m^2} \pi \gamma \delta (\gamma \omega - k_{//} u_{//} - n \omega_c^{\pm}) \\ &\quad \times \left| \vartheta_{n, \mathbf{k}}^{\pm} \right|^2 \left( \frac{k_{//} u_{\perp}}{\omega \gamma} \right)^2, \\ D_{// \perp} &= D_{\perp //} = \sum_n \frac{q^2}{2m^2} \pi \gamma \delta (\gamma \omega - k_{//} u_{//} - n \omega_c^{\pm}) \\ &\quad \times \left| \vartheta_{n, \mathbf{k}}^{\pm} \right|^2 \left( \frac{k_{//} u_{\perp}}{\omega \gamma} \right) \left( \frac{n \omega_c^{\pm}}{\omega \gamma} \right), \\ D_{\perp} &= \sum_n \frac{q^2}{2m^2} \pi \gamma \delta (\gamma \omega - k_{//} u_{//} - n \omega_c^{\pm}) \\ &\quad \times \left| \vartheta_{n, \mathbf{k}}^{\pm} \right|^2 \left( \frac{n \omega_c^{\pm}}{\omega \gamma} \right)^2, \end{aligned} \quad (3)$$

并有

$$\vartheta_{n, \mathbf{k}}^{\pm} = J_{n+1} \frac{E_x - i E_y}{2} + J_{n-1} \frac{E_x - i E_y}{2} + \frac{u_{//}}{u_{\perp}} J_n E_{//}, \quad (4)$$

式中,  $q$  为电子电量;  $\gamma = \sqrt{1 + u^2/c^2}$  是相对论因子, 其中  $c$  是真空中光速;  $\omega$  是入射波频率;  $\omega_c^{\pm}$  是局域回旋频率 (上标“ $\pm$ ”代表不同带电粒子的局域

回旋频率, 其中“+”代表离子, “-”代表电子);  $k_{\parallel}$  和  $k_{\perp}$  分别是波矢  $\mathbf{k}$  平行、垂直于磁场的分量;  $n$  是射频波的谐波数, 对于 LHW 和 HW,  $n=0$ ;  $J_n$  为  $n$  阶贝塞尔函数;  $E_x$ ,  $E_y$  和  $E_{\parallel}$  是电场的各个分量.

在 HL-2M 装置稳态运行模式下, 基于其较高的等离子体密度和温度, LHW 和 HW 都将是以前射线能量的单次强吸收为主<sup>[8,22]</sup>; 并且由于 HW 和 LHW 的径向波长 ( $\lambda_{rHW} \sim 1$  cm,  $\lambda_{rLH} \sim 0.2$  cm) 远小于局域空间尺度 (HL-2M 装置小半径  $a = 0.65$  m), 可以采用几何光学近似来计算波射线的传播轨迹<sup>[23]</sup>. 此外, 我们前期的研究表明, 该运行模式下 GENRAY 计算获得的波射线轨迹与全波模型 (AORSA) 所计算的电场轮廓吻合较好<sup>[12]</sup>. 因此, 本文采用 GENRAY 线性模型来计算波的射线轨迹, 再将 GENRAY 得到的结果耦合到 CQL3D 准线性模型来计算分析双波协同电流驱动.

HL-2M 装置大半径  $R = 1.78$  m, 小半径  $a =$

0.65 m. 等离子体平衡由 METIS 程序<sup>[24]</sup> 集成模拟给出, 环向磁场  $B_T = 2.0$  T, 等离子体电流  $I_p = 1.2$  MA. 等离子体温度、密度剖面, 有效电荷  $Z_{\text{eff}}$  及安全因子  $q(\rho)$  剖面如图 1 所示.

在归一化小半径  $\rho = 0.5$  处, 容易获得  $\beta_e = n_e k T_e / (B^2 / 2\mu_0) \approx 2.0\%$ , 这是一种典型的高  $\beta_e$  运行模式. 通过求解 HW 强阻尼条件  $2\overline{k_{\perp}^{(e)}} a \geq 0.5$ <sup>[1]</sup> (其中  $\overline{k_{\perp}^{(e)}}$  为电子垂直波矢虚部值的平均值, 可以反映波射线能量在电子中的沉积), 可以获得该模式下 HW 强吸收对应的波参数范围. 由图 2(a) 可知 (等高线  $2\overline{k_{\perp}^{(e)}} a = 0.5$  处), 满足强阻尼条件的最小 HW 频率  $f_{\text{min}} = 0.43$  GHz, 且 HL-2M 装置的环向磁场  $B_T = 2.0$  T, 对应的 LHW 共振频率  $f_{\text{LH}} \approx 0.92$  GHz<sup>[20]</sup>, 又因 HW 频率  $f_{\text{HW}}$  需低于 LHW 共振频率  $f_{\text{LH}}$ , 则 HW 的频率范围为 0.43—0.92 GHz. 从前期的研究结果分析, 选取  $f_{\text{HW}} = 0.6$  GHz 比较合适<sup>[11]</sup>. 图 2(b) 为  $f_{\text{HW}} = 0.6$  GHz 时, 强阻尼条件

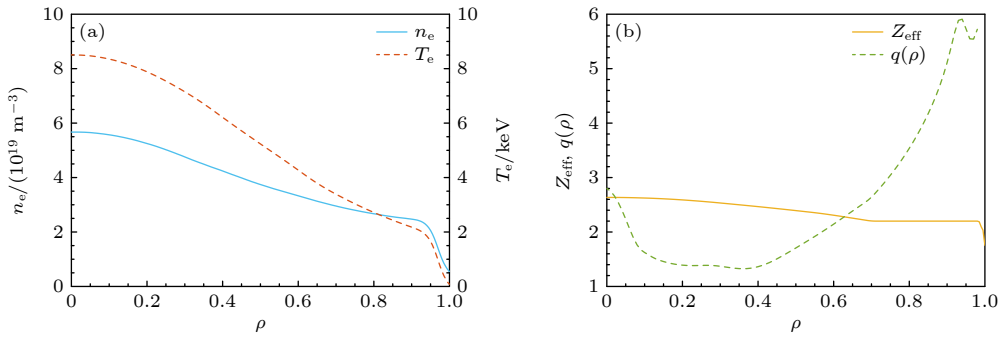


图 1 HL-2M 装置稳态运行模式下的等离子体平衡参数 (a) 电子温度和密度分布; (b) 有效电荷和安全因子分布

Fig. 1. Radial profiles of (a) electron temperature and density for the HL-2M steady-state scenario; radial profiles of (b) effective charge and safety factor for the HL-2M steady-state scenario.

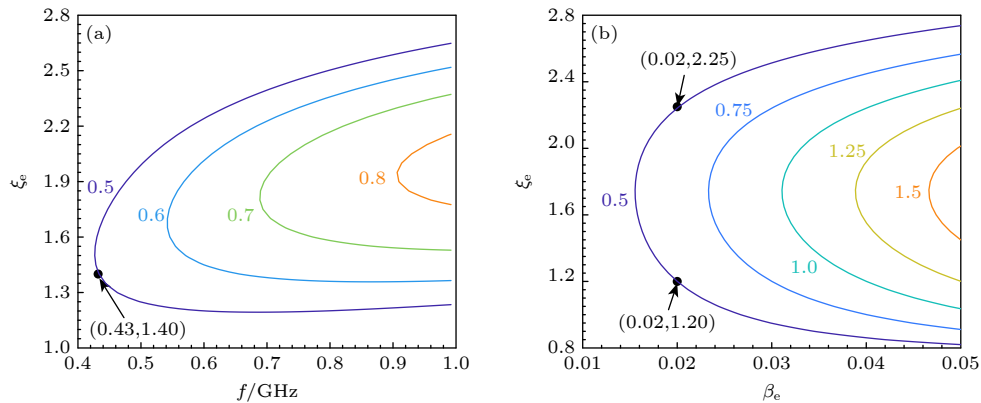


图 2 在 HL-2M 装置放电条件下通过 HW 强阻尼条件求得的  $2\overline{k_{\perp}^{(e)}} a$  值的等高线图 (a)  $\beta_e \sim 2.0\%$  时,  $2\overline{k_{\perp}^{(e)}} a$  关于  $\xi_e$  和  $f$  的等高线图; (b)  $f_{\text{HW}} = 0.6$  GHz 时,  $2\overline{k_{\perp}^{(e)}} a$  关于  $\xi_e$  和  $\beta_e$  的等高线图

Fig. 2. Contours of  $2\overline{k_{\perp}^{(e)}} a$  as a function of (a)  $\xi_e$  and  $f$  with  $\beta_e \sim 2.0\%$  for the strong damping condition of the HW of HL-2M; contours of  $2\overline{k_{\perp}^{(e)}} a$  as a function of (b)  $\xi_e$  and  $\beta_e$  with  $f_{\text{HW}} = 0.6$  GHz for the strong damping condition of the HW of HL-2M.

下  $\beta_e$  及  $\xi_e$  的取值要求, 一方面,  $\beta_e$  需大于等于 1.8%; 另一方面, 在  $\beta_e=2.0\%$  处, 由  $n_{//} = c/(\xi_e V_{Te})$  ( $V_{Te}$  表示电子热速度,  $\xi_e$  是波的平行相速度与电子热速度的比值) 可以确定 HW 的平行折射率  $n_{//HW}$  [25], 即  $3.3 \leq n_{//HW} \leq 5.6$ . 考虑到 HW 电流驱动效率  $n_{//}$  随增大而降低 [1], 选取  $3.3 \leq n_{//HW} \leq 4.1$  为优化的  $n_{//HW}$  范围. LHW 参数由 HL-2M 装置现有的 LHW 系统给定, 即  $f_{LH}=3.7$  GHz,  $n_{//LH} \sim 2.6$ .

### 3 双波协同电流驱动

为研究高  $\beta_e$  等离子体参数条件下 HW 和 LHW 的协同效应, 首先使用 GENRAY 程序计算两支波在 HL-2M 装置稳态运行模式下的传播轨迹. 波射线从中平面发射, 平行折射率展宽  $\Delta n_{//} = \pm 0.2$ , 发射功率  $P=1$  MW. 图 3 为 LHW 和 HW 在等离子体中传播的射线轨迹. 在图 3 中, 两支 LHW 频率均为 3.7 GHz, 当  $n_{//LH}=2.2$  时, 较高的等离子体密度导致了 LHW 在边缘等离子体区域形成了多次反射 (多次吸收); 而当  $n_{//LH}=2.6$  时, LHW 在等离子体中的可近性变好, 值得注意的是, 由于强的电子朗道阻尼效应, 波射线反射的幅度不明显, 可以近似认为是单次吸收. 然而, 受限于密度极限问题, 该运行模式下 LHW 都不能有效地传播到芯部等离子体区域. 另一方面, 计算得到的

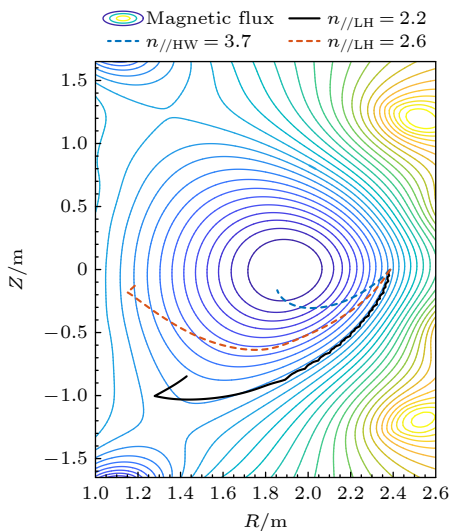


图 3 HL-2M 装置 LHW/HW 波射线传播轨迹, 其中,  $f_{LH}=3.7$  GHz,  $n_{//LH}$  分别取 2.2 和 2.6;  $f_{HW}=0.6$  GHz,  $n_{//HW}=3.7$

Fig. 3. Ray trajectories of the HW with  $f_{HW}=0.6$  GHz and  $n_{//HW}=3.7$  in HL-2M, as well as the LHW with  $f_{LH}=3.7$  GHz and  $n_{//LH}$  of 2.2 and 2.6 respectively.

HW ( $f_{HW}=0.6$  GHz,  $n_{//HW}=3.7$ ) 轨迹表明, HW 可直接传播到芯部等离子体区域且波射线能量被单次吸收. 图 3 中波轨迹的分布区域表明, HW 和 LHW 在 HL-2M 装置等离子体电流驱动中有明显的互补性.

为进一步研究双波协同下的驱动电流分布, 由 GENRAY 和 CQL3D 程序共同给出波作用下的驱动电流密度剖面. 在 GENRAY 的计算中,  $P_{HW}=P_{LH}=4$  MW,  $f_{LH}=3.7$  GHz,  $f_{HW}=0.6$  GHz, 波射线从 3 个点发射, 每个点采用 20 条波射线模拟发射功率谱, 即  $\Delta n_{//} = \pm 0.2$  的展宽中每条波射线的功率按照  $P = \sin^2(n_{//}^{\text{peak}} - n_{//}) / (n_{//}^{\text{peak}} - n_{//})^2$  分配, 其中 LHW 的发射谱中包含 20% 的负方向功率, 负方向的平行折射率峰值  $n_{//LH}^{\text{peak}} = -6.5$ , 主平行折射率峰值仍为 2.6, 而 HW 的负方向功率谱可忽略不计 [8],  $n_{//HW}^{\text{peak}} = 3.3$ .

图 4 为由 GENRAY 程序模拟的波射线轨迹耦合到 CQL3D 程序中计算得到的驱动电流密度剖面. 其中,  $I_{HW}$ ,  $I_{LH}$  和  $I_{HW+LH}$  分别为 HW 单独驱动时、LHW 单独驱动时以及双波协同驱动时的等离子体电流. 由图 4 可知, HW 和 LHW 的电流驱动在径向分布上具有较好的互补性: HW 驱动的等离子体电流主要分布在  $\rho=0.2-0.6$ , 而 LHW 驱动的等离子体电流主要分布在  $\rho=0.5-0.9$ , 这使得双波协同驱动的等离子体电流在较大的径向范围 ( $\rho=0.2-0.9$ ) 内均有分布. 在部分靠近 HW 驱动电流密度峰值的 LHW 电流驱动范围 ( $\rho=0.5-0.7$ ), 双波明显呈正协同效应, 加强了等离子体中间区域的电流驱动; 且双波协同减小了 LHW

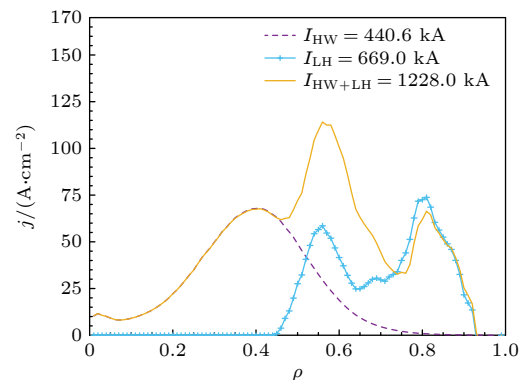


图 4 HW, LHW 和双波协同 (HW+LH) 驱动下的电流密度剖面

Fig. 4. Driven current density profiles for the HW, the LHW, and the HW+LHW.

在边缘等离子体 ( $\rho = 0.8-0.9$ ) 的能量沉积; 而在 HW 主导的电流驱动区域 ( $\rho = 0.2-0.45$ ), 双波协同驱动电流密度剖面与 HW 单独驱动电流密度剖面基本重合. 双波协同还使得波驱动等离子体电流的效率明显提高, 双波协同驱动的等离子体电流  $I_{\text{HW}+\text{LH}} = 1228.0$  kA 明显大于这两支波单独注入时产生的驱动电流之和  $I_{\text{HW}} + I_{\text{LH}} = 440.6$  kA +  $669.0$  kA =  $1109.6$  kA.

双波协同驱动等离子体电流时, HW 和 LHW 对总电流的贡献不同. 由  $n_{\parallel} = ck_{\parallel}/\omega$  和 (3) 式中 HW/LHW 相对论性共振条件  $\gamma\omega = k_{\parallel}u_{\parallel}$  可知: 较高的  $n_{\parallel}$  对应较低的共振速度  $u_{\parallel}$ , 对于  $n_{\parallel\text{HW}} = 3.3$ ,  $n_{\parallel\text{LH}} = 2.6$  的情况, HW 对应的  $u_{\parallel}$  较低, 即 HW 在低  $u_{\parallel}$  区与电子发生共振相互作用, 同时将这些电子推入相邻的 LHW 共振区域, 从而增强 LHW 的电流驱动. 这种协同效应还与共振区内平行分布函数的平台高度密切相关<sup>[26]</sup>.

图 5 为正协同效应最强处 ( $\rho = 0.58$ ) 准线性扩散和碰撞弛豫共同作用下的电子平行分布,  $D_{\text{Maxwell}}$  代表无射频波注入情况下的麦克斯韦分布,  $D_{\text{HW}}$ ,  $D_{\text{LHW}}$  和  $D_{\text{HW}+\text{LHW}}$  分别代表注入 HW, LHW, HW+LHW 后的电子平行分布. 未进入波共振区的低速电子区域, 碰撞弛豫占主导地位, 电子平行分布均呈现麦克斯韦分布. 波共振区域的准线性扩散作用最为明显, 倾向于拉平分布, 建立平台. 由图 5 可知双波协同作用下的电子平行分布在  $u/u_{\text{norm}} < 0.2$  ( $u_{\text{norm}}$  为电子动量的归一化因子) 的范围内与 HW 单独作用下的电子平行分布基本重合, 而当  $0.2 < u/u_{\text{norm}} < 0.23$  时双波协同作用下的电子平行分布明显高于 LHW 单独注入下的电子

平行分布, 且低于 HW 单独注入下的电子平行分布, 这证明 HW 在平行方向上加速电子, 使这些电子有更大概率进入相邻的 LHW 共振区间, 从而使电子平行分布在 HW 和 LHW 共振区域的交叠区域 ( $0.2 < u/u_{\text{norm}} < 0.23$ ) 重新分配, 使电子的平行速度更加集中在  $0.23 < u/u_{\text{norm}} < 0.30$  的范围内. 由 LHW 的驱动电流正比于平行分布函数在 LHW 共振区内的平台高度<sup>[26]</sup> 可知, 双波协同促进了 LHW 电流驱动效率从而有效地增大了双波的总驱动电流, 因此定义协同因子  $F_{\text{syn}} = (I_{\text{LH}+\text{HW}} - I_{\text{HW}})/I_{\text{LH}}$  作为后续描述协同效果的特征参量.

图 6 展示了在  $\rho = 0.58$  的通量面处, 波电场加速下的电子通量及准线性扩散下的电子分布. 此通量面由归一化速度空间 ( $u_{\parallel}/u_{\text{norm}}$ ,  $u_{\perp}/u_{\text{norm}}$ ) 表示, 并划分了捕获/通行粒子区域 (图中的“V”字形折线为捕获/通行粒子边界). 图 6(a)–(c) 分别展示了 HW ( $P_{\text{HW}} = 4$  MW,  $f_{\text{HW}} = 600$  Hz,  $n_{\parallel\text{HW}} = 3.3$ ) 单独作用下、LHW ( $P_{\text{LH}} = 4$  MW,  $f_{\text{LH}} = 3.7$  GHz,  $n_{\parallel\text{LH}} = 2.6$ ) 单独作用下和双波协同作用下的电子通量. 其中矢量长度正比于电子通量的大小, 方向代表通量运输方向, 矢量正负号的选取与电子通量大小无关, 而与电子运动方向是否与磁场方向同向相对应. 由图 6(a) 可知 HW 直接与速度处于  $-0.22 < u_{\parallel}/u_{\text{norm}} < -0.15$  范围内的电子相互作用, 并将净的平行动量传递给电子; 而 LHW 可直接加速  $-0.30 < u_{\parallel}/u_{\text{norm}} < -0.20$  范围内的电子, 且其相互作用更为强烈, 如图 6(b) 所示. 对比图 6(a) 和图 6(b) 可知, HW 和 LHW 的电场作用范围在  $-0.23 < u_{\parallel}/u_{\text{norm}} < -0.20$  内交叠, 且 LHW 共振区处于更高的电子相速度区间, 这反映 HW 在低平

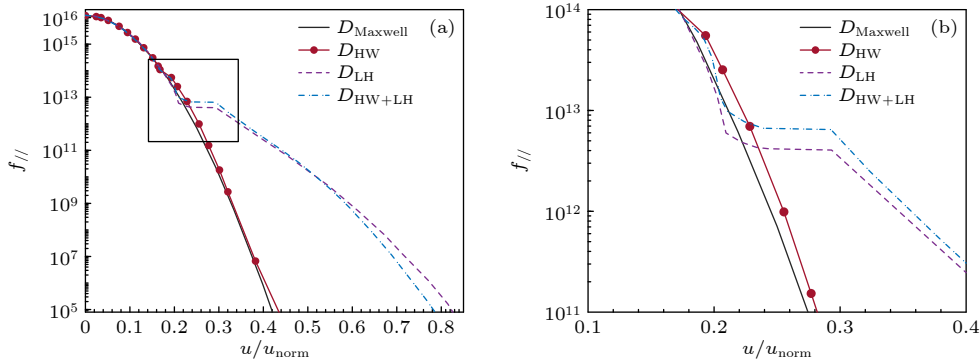


图 5 (a) 麦克斯韦 ( $D_{\text{Maxwell}}$ ), HW ( $D_{\text{HW}}$ ), LHW ( $D_{\text{LH}}$ ) 单独作用下和双波协同作用 ( $D_{\text{HW}+\text{LH}}$ ) 下的电子平行分布; (b) 图 5(a) 中黑色矩形框的放大区域

Fig. 5. (a) Parallel electron distributions of the Maxwell, the HW, the LHW, and HW+LHW; (b) the enlarged area of the black rectangular box in Fig. 5(a).

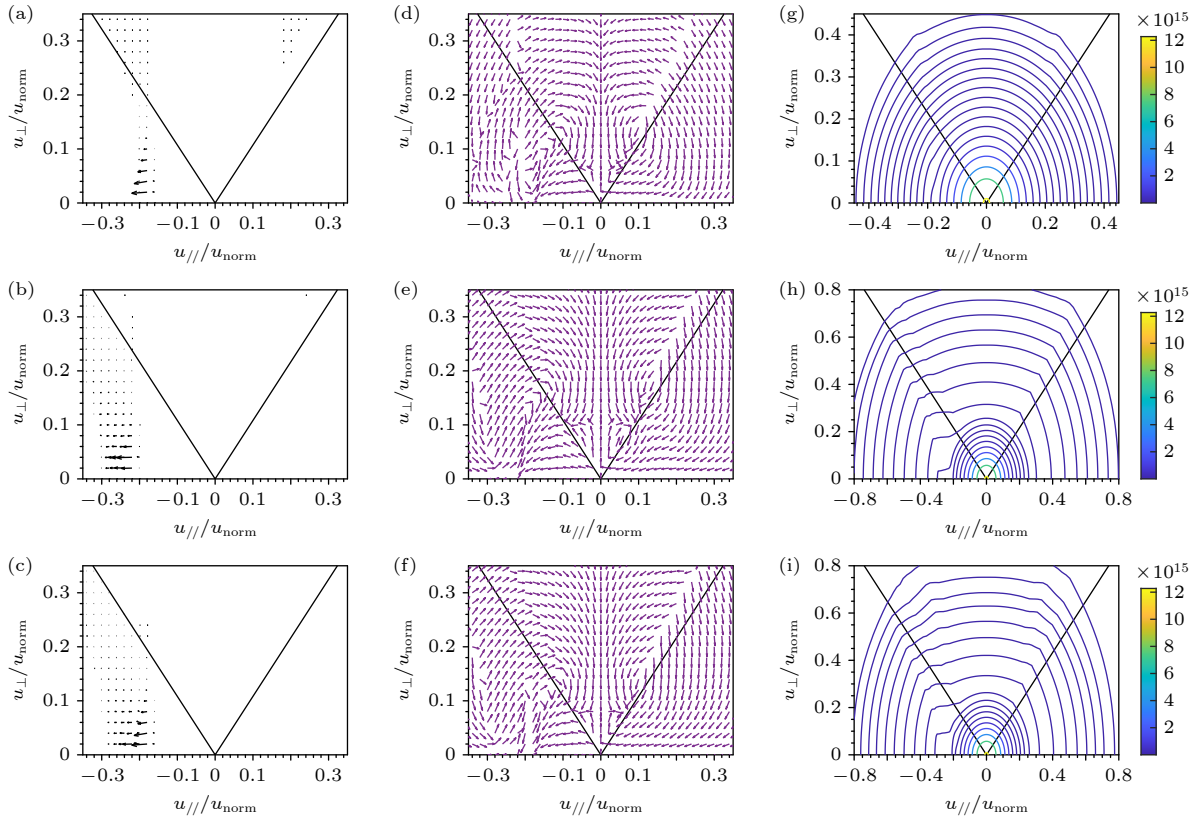


图 6 波电场加速下的电子通量、波电场及碰撞作用下电子总通量的对数及射频波准线性扩散和碰撞作用下的电子分布 (a)–(c) 分别为 HW, LHW 以及双波协同下的电子通量; (d)–(f) 分别为 HW, LHW 以及双波协同下的电子总通量的对数; (g)–(i) 分别为 HW, LHW 以及双波协同下的电子分布

Fig. 6. (a)–(c) Electron flux of the HW, the LHW, and the HW+LHW respectively; (d)–(f) the logarithms of the total electron fluxes for the case of Fig. 6(a)–(c); (g)–(i) contours of the electron distribution function for the case of Fig. 6(a)–(c).

行速度区与共振电子相互作用, 可将共振电子推入相邻的 LHW 共振区, 产生正协同效应. 由图 6(c) 可知, 协同后射频电场作用的区域 ( $-0.30 < u_{\parallel}/u_{\text{norm}} < -0.15$ ) 更为广泛, 使波在更宽的径向范围内驱动等离子体电流, 且在这 3 种情况下射频波电场都并不能直接加速捕获电子.

图 6(d)–(f) 分别展示了 HW 和碰撞作用下、LHW 和碰撞作用下及双波协同和碰撞作用下电子总通量的对数, 其中矢量长度正比于电子总通量的对数的大小. 图 6(d)–(f) 清晰地展现了由射频场和碰撞弛豫共同作用下引起的旋涡, 因为在稳态下, 电子总通量必须是无散度的, 这种电子通量的演化以旋涡的形式展现, 产生旋涡的区域与产生电子通量的区域相对应. 可以看出当等离子体碰撞弛豫和射频电场共同作用时, 捕获电子可间接受射频电场影响, 进而影响通行/捕获电子间的转换.

图 6(g)–(i) 分别为 HW 和碰撞作用下、LHW 和碰撞作用下及双波协同和碰撞作用下的电子分布. 注入 HW/LHW 后, 电子分布相对于麦克斯韦分

布发生偏离, 形成非对称分布, 这会造成等离子体的“非对称电阻性”, 从而驱动电流. 这种分布上的畸变越大, 驱动的等离子体电流会越大. 图 6(g) 中的电子分布相对于麦克斯韦分布的偏离较小, 这是由于 HW 的电子朗道阻尼效应较弱, 使得此偏离并不明显. 图 6(h) 中的电子分布偏离麦克斯韦分布非常明显, 与 LHW 的强电子朗道阻尼作用相对应. 对比图 6(h) 和图 6(i) 可知, 协同后处于  $-0.30 < u_{\parallel}/u_{\text{norm}} < -0.20$  范围的电子分布相较于单独注入 LHW 时的电子分布偏离得更为明显, 表明在此区间内正协同效应显著, 并增强了总的驱动电流.

在强阻尼条件下, 当  $f_{\text{HW}} = 0.6$  GHz 时,  $n_{\parallel/\text{HW}} = 3.3$ – $4.1$ . 为探究不同  $n_{\parallel/\text{HW}}$  值下的协同效果, 表 1 列出了固定 LHW 参数 ( $P_{\text{LH}} = 4$  MW,  $f_{\text{LH}} = 3.7$  GHz,  $n_{\parallel/\text{LH}} = 2.6$ ) 时, 不同  $n_{\parallel/\text{HW}}$  值对协同效果的影响 (其余 HW 参数为  $P_{\text{HW}} = 4$  MW,  $f_{\text{HW}} = 0.6$  GHz). 由表 1 可知, 当  $n_{\parallel/\text{HW}} = 3.3$  时, 协同效果最好, 协同因子  $F_{\text{syn}} = 1.18$ , 这是由于此时的 HW 驱动电流效率最高, 可以加速更多电子使其进入 LHW 共振

区域,从而有效提高双波联合驱动电流的效率.此外,随着 $n_{//HW}$ 的增大, $F_{syn}$ 的值逐渐减小,主要因为 $n_{//HW}$ 的增大导致HW的波阻尼增强,波与等离子体相互作用的时间变短,所以波射线在传播的过程中很快被吸收(传播距离近),从而使得HW的驱动电流减小,这样会减少加速至LHW共振速度的电子数量,导致 $F_{syn}$ 减小.

表1 不同HW平行折射率下的协同效果  
Table 1. Synergistic effect in different HW parallel refractive indexes.

$n_{//HW}$	$I_{HW+LH}/kA$	$I_{HW}/kA$	$I_{LH}/kA$	$F_{syn}$
3.3	1228.0	440.6	669.0	1.18
3.5	1211.1	433.3	669.0	1.16
3.7	1180.6	416.0	669.0	1.14
3.9	1151.6	396.5	669.0	1.13
4.1	1120.5	377.0	669.0	1.11

## 4 讨论与结论

基于GENRAY/CQL3 D程序,依托HL-2M装置研究了高 $\beta_e$ 参数条件下以单次吸收为主的HW和LHW间的协同效应.在典型的HL-2M稳态放电模式中, $\beta_e \sim 2.0\%$ ,据此本文结合工程应用,理论给出了HW强吸收的波参数范围,即 $f_{HW} = 0.43\text{—}0.90$  GHz,  $n_{//HW} = 3.3\text{—}4.1$ .通过研究准线性扩散和等离子体碰撞弛豫共同作用下的电子平行分布及相空间内的电子通量分布发现,当两支波的共振区域有交叠时,HW通过在平行方向上加速电子,为LHW提供更多共振电子产生双波正协同效应;另一方面,双波协同驱动电流密度剖面具有较好的互补性,可以在较大的径向范围( $\rho = 0.2\text{—}0.9$ )内有效驱动等离子体电流.对于HW和LHW,在注入功率均为4 MW条件下,双波协同总驱动电流甚至高达1.2 MA,这将非常有利于HL-2M装置的高性能运行.另外在强阻尼条件下,随着HW平行折射率的增大,协同因子的值会逐渐减小,主要因为平行折射率的增大导致HW的波阻尼增强,波与等离子体相互作用的时间变短,从而减小HW的驱动电流,这样会使加速至LHW共振速度的电子数量变少,导致协同因子减小.在高比压等离子体参数条件下,HW和LHW功率沉积的径向位置分布重叠较少,因此计算得到的协同因子较小.但是,前期的数值模拟表明,HW的电

流驱动效率是ECW的2—4倍<sup>[8]</sup>,这有利于提高等离子体电流驱动效率,实现托卡马克长脉冲稳态运行.本文的研究为堆级托卡马克装置中的多波协同电流驱动提供积极理论参考.

## 参考文献

- [1] Chiu S C, Chan V S, Harvey R W, Porkolab M 1989 *Nucl. Fusion* **29** 2175
- [2] Peysson Y, Decker J, Nilsson E, Artaud J F, Ekedahl A, Goniche M, Hillairet J, Ding B, Li M, Bonoli P T, Shiraiwa S, Madi M 2016 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **58** 044008
- [3] Wang Z T, Long Y X, Dong J Q, He Z X 2013 *Chin. Phys. B* **22** 095201
- [4] Phillips C K, Bell R E, Berry L A, Bonoli P T, Harvey R W, Hosea J C, Jaeger E F, LeBlanc B P, Ryan P M, Taylor G, Valeo E J, Wilgen J B, Wilson J R, Wright J C, Yuh H, NSTX Team 2009 *Nucl. Fusion* **49** 075015
- [5] Huang C B, Gao X, Liu Z X, Han X, Zhang T, Wang Y M, Zang S B, Kong D F, EAST Team 2016 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **58** 075005
- [6] Duan X R, Ding X T, Dong J Q, Yan L W, Liu Y, Huang Y, Song X M, Zou X L, Xu M, Yang Q W, Liu D Q, Rao J, Xuan W M, Chen L Y, Mao W C, Wang Q M, Cao J Y, Lei G J, Zhang J H, Li X D, Chen W, Zhao K J, Xiao W W 2013 *Nucl. Fusion* **53** 104009
- [7] Li X X, Xiang N, Gan C Y 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 035202
- [8] Prater R, Moeller C P, Pinsker R I, Porkolab M, Meneghini O, Vdovin V L 2014 *Nucl. Fusion* **54** 083024
- [9] Vdovin V L 2013 *Plasma Phys. Rep.* **39** 95
- [10] Van Compernelle B, Brookman M, Pinsker R, Moeller C, Squire J, Garofalo A M, Nagy A, Torrezan A, Ponce D, Pawley C, Chowdury S, Crocker N, Degrandchamp G, Hinson E, Lohr J, Marinoni A, Martin E, Petty C, Porkolab M, Rost C, Schmitz O, Thome K, Wang Q H, Watkins J, Zeller K 2021 *63rd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics Pittsburgh, November 8–12, 2021 UO07*
- [11] Liu H B, Liu G N, Sun A P, Xiao Z Y, Li X X 2022 *J. Korean Phys. Soc.* **81** 397
- [12] Fidone I, Giruzzi G, Granata G, Meyer R L 1984 *Phys. Fluids* **27** 2468
- [13] Kawashima H, Yamamoto T, Hoshino K, Uesugi Y, Mori M, Suzuki N 1991 *Nucl. Fusion* **31** 495
- [14] Maekawa T, Maehara T, Minami T, Kishigami Y, Kishino T, Makino K, Hanada K, Nakamura M, Terumichi Y, Tanaka S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2561
- [15] Maehara T, Yoshimura S, Minami T, Hanada K, Nakamura M, Maekawa T, Terumichi Y 1998 *Nucl. Fusion* **38** 39
- [16] Harvey R W, Chiu S C, McCoy M G, Kerbel G D, Smith G R, Mau T K 1991 *Proc. of IAEA TCM on Fast Wave Current Drive in Reactor Scale Tokamaks Arles, France, September 23–25, 1991* p135
- [17] Yang Y L, Xiang N, Hu Y M 2017 *Phys. Plasmas* **24** 032502
- [18] Yang Y L, Xiang N, Hu Y M 2017 *Phys. Plasmas* **24** 082503
- [19] Yin L, Zheng P W, Gong X Y, Yang C, Yin X H, Song C Y, Huang Q H, Chen Y, Zhong Y J 2022 *Nucl. Fusion* **62** 066023
- [20] Pinsker R I, Porkolab M, Petty C C, Prater R, Moeller C P 2015 *AIP Conference Proceedings* **1689** 080012
- [21] Kennel C F, Engelmann F 1966 *Phys. Fluids* **9** 2377
- [22] Liu Z G 2020 *M. S. Thesis* (Hengyang: University of South

- China) (in Chinese) [刘祖光 2020 硕士学位论文 (衡阳: 南华大学)]
- [23] The GENRAY Ray Tracing Code, Smirnov A P, Harvey R W [https://compxco.com/Genray\\_manual.pdf](https://compxco.com/Genray_manual.pdf) [2003-03-17]
- [24] Artaud J F, Imbeaux F, Garcia J, Giruzzi G, Aniel T, Basiuk V, Bécoulet A, Bourdelle C, Buravand Y, Decker J, Dumont R, Eriksson L G, Garbet X, Guirlet R, Hoang G T, Huynh P, Joffrin E, Litaudon X, Maget P, Moreau D, Nouailletas R, Pégourié B, Peysson Y, Schneider M, Urban J 2018 *Nucl. Fusion* **58** 105001
- [25] Li X X, Li G Z, Liu H B 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 145201 (in Chinese) [李新霞, 李国壮, 刘洪波 2020 物理学报 **69** 145201]
- [26] Yang Y L, Hu Y M, Xiang N 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 245202 (in Chinese) [杨友磊, 胡业民, 项农 2017 物理学报 **66** 245202]

## Synergistic current drive of helicon wave and lower hybrid wave in HL-2M\*

Liu Guan-Nan<sup>1)</sup> LI Xin-Xia<sup>1)†</sup> Liu Hong-Bo<sup>2)</sup> Sun Ai-Ping<sup>3)‡</sup>

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

2) (School of Physics and Electronic Engineering, Hengyang Normal University, Hengyang 421001, China)

3) (Southwest Institute of Physics, Chengdu 610041, China)

(Received 1 July 2023; revised manuscript received 11 August 2023)

### Abstract

Non-inductive current drive plays a crucial role in tokamak, especially for its steady state operations. Recently, the helicon wave (HW) has been regarded as a promising tool for driving off-axis plasma current in reactor-grade machine. The lower-hybrid wave (LHW) is the most effective radio-frequency current drive method, however, it has the drawback, which is limited by the conditions of wave accessibility in the high parameter tokamak, making the wave power usually damped at the plasma edge. HW can spiral towards the plasma centre directly under a high electron density. To obtain a long pulse steady state operation of reactor tokamak, the complementarity of HW and LHW in the aspect of driven current distribution in the high parameter tokamak is considered. The synergy current drive of the HW and the LHW is studied numerically in the steady-state scenario of HL-2M. According to the fast wave dispersion relation of plasma, the HW parameters, including its wave frequency and launched parallel refractive index, are obtained firstly. Results of GENRAY code simulation show that a single pass wave power absorption of the HW can be obtained generally through the electron Landau damping and transit time magnetic pumping effects. On the other hand, the LHW parameters are adopted from the equipped system on the machine. Results of single pass wave absorption are also obtained in the case of LHW. And then, the synergy effects of HW and LHW are studied numerically based on the GENRAY/CQL3D models. The cooperation of these two waves results in a broad plasma current distribution along the radial direction ( $\rho = 0.2 - 0.9$ ) in the machine. Taking the electron distribution functions of these waves into account, it is clear that the electrons are accelerated by the HW in the parallel magnetic field direction, resulting in more electrons entering the region of LHW resonance area. As the consequence, a net plasma current appears. Furthermore, a fine-grained parametric scan is performed by changing the launched parallel refractive index of HW, and the results indicate that positive synergy effects can be generally observed once the related wave current drive profiles are overlapped. Finally, the synergy factor is shown to be proportional to this overlap and reaches its maximum value of 1.18 in HL-2M.

**Keywords:** tokamaks, helicon wave, lower hybrid wave, synergy current drive

**PACS:** 52.50.Qt, 52.55.Fa, 52.55.Wq, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.72.20231077

\* Project supported by the National Magnetic Confinement Nuclear Fusion Energy Development Research of China (Grant No. 2019YFE03040004) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11775108).

† Corresponding author. E-mail: [li\\_xx@usc.edu.cn](mailto:li_xx@usc.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [apsun@swip.ac.cn](mailto:apsun@swip.ac.cn)



HL-2M托卡马克装置中螺旋波与低杂波的协同电流驱动

刘冠男 李新霞 刘洪波 孙爱萍

**Synergistic current drive of helicon wave and lower hybrid wave in HL-2M**

Liu Guan-Nan LI Xin-Xia Liu Hong-Bo Sun Ai-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 245202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20231077

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231077>

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

中国聚变工程实验堆等离子体螺旋波阻尼系数的研究

Helicon wave damping coefficient of Chinese fusion engineering testing reactor plasma

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

东方超环上低杂波驱动等离子体环向旋转实验研究

Experimental investigation of lower hybrid current drive induced plasma rotation on the experimental advanced superconducting tokamak

物理学报. 2020, 69(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191716>

托卡马克无碰撞捕获电子模在时空表象中的群速度

Group velocity in spatiotemporal representation of collisionless trapped electron mode in tokamak

物理学报. 2021, 70(11): 115203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202003>

螺旋波等离子体原型实验装置中天线的优化设计与功率沉积

Optimal design of helicon wave antenna and numerical investigation into power deposition on helicon physics prototype experiment

物理学报. 2019, 68(20): 205201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182107>

中国环流器2号A托卡马克弹丸注入放电中空电流与反磁剪切位形

Hollow current and reversed magnetic shear configurations in pellet injection discharges on Huanliuqi 2A tokamak

物理学报. 2021, 70(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210641>

通过抑制波头旋转消除心脏中的螺旋波和时空混沌

Eliminating spiral wave and spatiotemporal chaos in cardiac tissues by suppressing the rotation of spiral wave tip

物理学报. 2018, 67(24): 248201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181291>