

托卡马克中 ECW 对 LHW 耦合特性的影响研究*

黄捷^{1)†} 白兴宇²⁾ 曾浩²⁾ 唐昌建¹⁾

1) (四川大学物理科学与技术学院, 成都 610065)

2) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2012年6月6日收到; 2012年8月27日收到修改稿)

托卡马克中电子回旋波 (ECW) 与低杂波 (LHW) 协同作用的实验发现, 在 LHW 维持的等离子体中注入 ECW 将引起 LHW 反射系数的减小. 本中从理论上研究了 LHW 的耦合特性与天线口等离子体密度的关系, 以及 ECW 注入后使得等离子体密度从芯部向边缘运输的 pump-out 现象. 通过本文的研究, 给出了 pump-out 现象的基本规律, 证实了 ECW 所致的 pump-out 使得 LHW 天线口的等离子体密度有所提高, 从而改善了 LHW 的耦合. 这一结论得到了相关实验的支持. 研究还指出, 在双波协同驱动实验的研究中, 由于 ECW 的 pump-out 导致边缘密度发生改变时, 当对协同净增电流进行修正.

关键词: 低杂波耦合, 协同效应, 捕获电子模, pump-out

PACS: 52.35.Hr, 52.25.Fi

DOI: 10.7498/aps.62.025202

1 引言

在托卡马克 (Tokamak) 中, 无感电流驱动是维持装置长时间稳态运行的一个关键因素. 低杂波电流驱动 (LHCD) 由于具有高的驱动效率, 成为 Tokamak 中一种重要的无感电流驱动方式. 早在 1976 年, Brambilla 就提出了采用多结波导阵天线来发射 LHW, 通过调整 LHW 的波谱, 使其满足等离子体的可近性条件, 从而提高 LHW 的耦合^[1]. Brambilla 以及后续的研究^[2-4] 也指出, 除了天线的结构外, LHW 天线口的等离子体密度、密度梯度也影响着 LHW 的耦合. 为此可以采取一些措施来调整天线口的密度剖面, 如通过往天线口送气^[5-7], 改变 LHW 天线位置等办法来改变天线口的密度、密度梯度, 从而改善 LHW 的耦合. 但在 HL-2A 上开展的限制器位形下低参数 L-mode 等离子体中的 LHW 与 ECW 双波协同实验中, 却意外发现, 在 LHW 和 ECW 共同注入时, LHW 的反射系数明显减小. 这一现象引起了我们的注意, 也是本文研究的出发点.

从上世纪 80 年代到 2004 年, 在多个装置上陆续开展了 LHW 与 ECW 的双波协同实验^[8-11]. 在双波协同驱动实验中, 双波协同驱动的电流大于它们单独驱动的电流之和, 即 $I_{LH+EC} > I_{LH} + I_{EC}$, 这一现象被称为双波协同效应, 称 $\Delta I = I_{LH+EC} - (I_{LH} + I_{EC})$ 为协同净增电流. 一般, ΔI 的产生是在维持等离子体各参数以及耦合功率不变, 且电子在相空间中的匹配关系得到满足的条件下形成的. 显然, 在双波实验中如果 ECW 或 LHW 的耦合功率得以提高, 则相应提升的驱动电流应在所观察到的 ΔI 中予以扣减. 因此, 弄清楚双波驱动情况下 LHW 耦合增强的程度及其产生机理对于研究双波驱动效应具有意义.

2 双波协同实验中 LHW 的反射系数

在 HL-2A 装置上开展的 LHW 和 ECW 双波协同实验中, 除观察到双波协同驱动的电流比两种波单独驱动的电流之和大而外, 还观察到在双波共同注入时 LHW 的反射系数比单独 LHW 注入时降低了, 见图 1. 由该图可以看出双波共同注入时 LHW

* ITER 计划专项国内配套研究 (批准号: 2009GB105003, 2010GB107003) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: scuhj@hotmail.com

的反射系数比单独 LHW 注入时减小, 差值在 0.1 左右, 这意味着进入到等离子体中的波能增加了 10%. 在相同的吸收、驱动效率情况下, 就意味着 LHW 驱动的电场将增大了 10%.

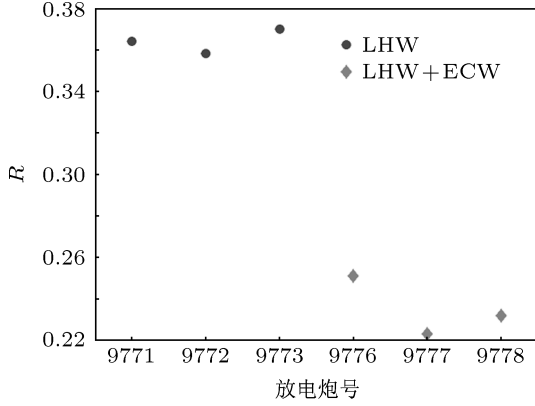


图 1 仅有 LHW 注入和双波共同注入时 LHW 的反射系数

3 低杂波耦合理论

3.1 低杂波耦合理论

在 Tokamak 装置中, 低杂波的发射采用多结波导阵列天线^[1], 天线由并排成几行几列的矩形子波导构成, 安装在 Tokamak 真空室的壁上, 在天线前方是等离子体, 如图 2 所示建立坐标系. z 方向是 Tokamak 的环向, x 方向指向等离子体芯部, 天线子波导的长边在 y 方向, 天线口 $x=0$. Tokamak 中, 等离子体密度从芯部到边缘是从大到小变化, 取天线口到最后一个闭合磁面的密度变化为如下线性关系:

$$n_e(x) = n_0 + n_1 \frac{x}{L}, \quad (1)$$

式中, n_0 为 $x=0$ 处的密度, $L = n_1 / \nabla n$ 为密度的特征长度, $n_1 = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$ 为 LHW 的截止密度. 冷等离子体中的色散关系可表示为

$$\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}) - n^2 \mathbf{E} + \mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

式中, n 为折射率. 考虑等离子体边界的低密度条件, 可得

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_z - \frac{\omega^2 K_{ZZ}}{c^2 K_{XX}} (n_{//}^2 - K_{XX}) E_z = 0, \quad (3)$$

将 (1) 式代入 (3) 式, 整理后得^[12]

$$\frac{\partial^2}{\partial u^2} E_z - u E_z = 0, \quad (4)$$

式中, $u = - \left[\frac{\omega^2 (n_{//}^2 - 1)}{c^2 L} \right]^{1/3} (L(\mu - 1) + x)$, $\mu = \frac{n_0}{n_1}$. (4) 式的行波解为

$$E_z(u) = -i A_i(u) + B_i(u), \quad (5)$$

则由法拉第定律得

$$B_y(u) = -i \frac{c}{\omega (n_{//}^2 - 1)} \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad (6)$$

由电磁场理论知, 反射系数 R 可以用波阻抗来表示

$$R = |\Gamma|^2 = \left| \frac{Z_P - Z_0}{Z_P + Z_0} \right|^2, \quad (7)$$

其中, $Z_P = \frac{E_z(u)}{B_y(u)}$ 为分界面处等离子体的波阻抗, $Z_0 = \frac{E_{zi}}{B_{yi}}$ 为分界面处入射波的波阻抗. 考虑天线出射的为 TE_{10} 模^[1], 则入射波的波阻抗为

$$Z_0 = \frac{E_{zi}}{B_{yi}} = -\frac{\omega}{ck_x} = - \left[1 - \left(\frac{c\pi}{\omega h} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (8)$$

将不同条件下 Z_P , Z_0 代入 (7) 式, 可得到相应的反射系数.

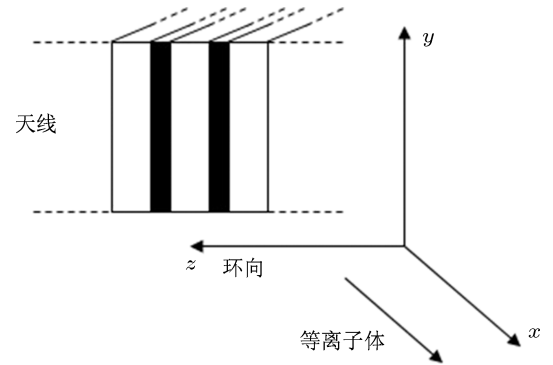


图 2 LHW 和等离子体耦合模型

3.2 低杂波耦合特性

使用下面的参数来数值计算 (7) 式中的反射系数. 取 LHW 功率谱峰值的 $n_{//}$ 为 2.7, LHW 天线的子波导高度为 10.9 cm, LHW 的频率为 2.45 GHz, 对应的截止密度为 $7.46 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$. 得到 LHW 的反射系数随 $x=0$ 处的密度和密度梯度的变化情况, 如图 3 所示. 由图可知, 存在一个最佳耦合密度和密度梯度, 使反射系数最小. 当密度或密度梯度较小时 (小于最佳耦合值), 反射系数较大, 且随着密度、密度梯度的变化而迅速变化; 当密度或密度梯度较大时 (大于最佳值), 反射系数较小, 且变化缓慢. 为了更清楚地看出反射系数随密度、密度梯度的变化, 图 4, 图 5 分别给出了在固定密度梯度和固定密度情况下反射系数的变化.

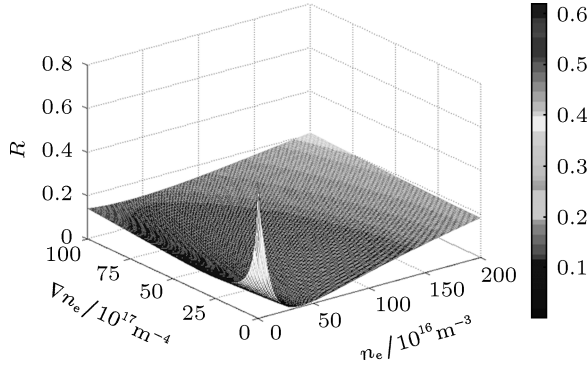
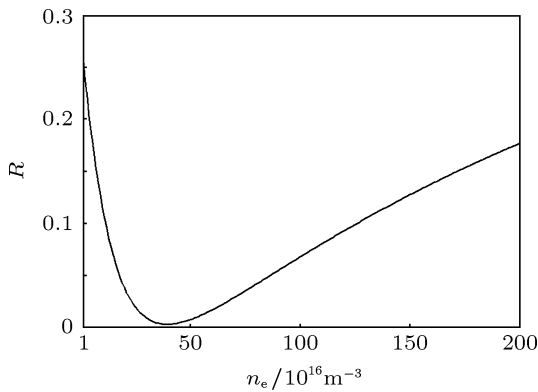
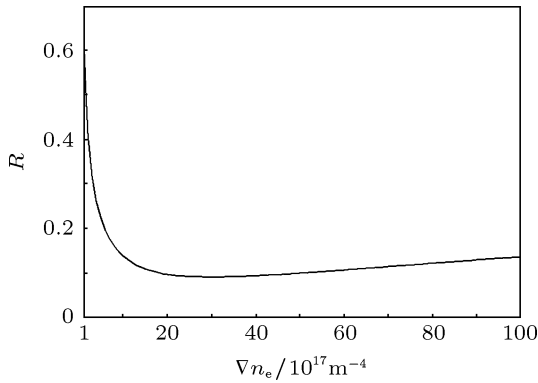


图3 反射系数随密度和密度梯度的变化


 图4 密度梯度为 $4 \times 10^{17} \text{ m}^{-4}$ 时反射系数和密度的关系

 图5 密度为 $1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 时反射系数和密度梯度的关系

4 ECW 对 LHW 耦合的影响

4.1 pump-out 现象

早在 1980 年, ISX-B Tokamak 上就观察到由于 ECRH(电子回旋共振加热)引起的密度剖面变化^[13], 这一现象被称为 pump-out, 随后在大量装置上都观察到了 ECRH 使等离子体产生 pump-out 现象^[14-19]. 所谓 pump-out, 就是等离子体芯部的粒

子输运到边缘, 使芯部密度减小, 密度剖面变平的现象.

等离子体中, 存在着离子温度梯度模 (ITG) 和 TEM 等微观不稳定性引起的湍流. pump-out 是由等离子体芯部的 ITG 或 TEM 这两种微观不稳定性引起的^[20,21]. 对于低密度等离子体, 当微观不稳定性以 TEM 为主时, 引起 pump-out 现象. 在低密度等离子体中, 芯部 ECRH 增大了电子的温度, 使得其碰撞频率下降, 增强了以 TEM 为主的微观不稳定性^[21,22]. 对 HL-2A, 当 $v_{\text{eff}}^* \approx 10$ 时发生 TEM 和 ITG 的转换^[22]. 这里, 定义 $v_{\text{eff}}^* = v_{\text{ei}}/\omega_{\text{De}} \approx 10^{-14} R Z_{\text{eff}} n_e T_e^{-2}$ 为有效碰撞率, 其中 v_{ei} 为电子与离子间的碰撞频率, ω_{De} 是漂移频率, R 为大半径, Z_{eff} 为有效电荷数, n_e 为以 m^{-3} 为单位的电子密度, T_e 为以 eV 为单位的电子温度. 当 $v_{\text{eff}}^* < 10$, 微观不稳定性以 TEM 为主; 当 $v_{\text{eff}}^* > 10$, 微观不稳定性以 ITG 为主. 根据本文的实验放电参数, $R = 1.65$, $Z_{\text{eff}} \approx 2.4$, $n_e \approx 1.0 \times 10^{19}$, $T_e \approx 0.7 \times 10^3$, 计算后得 $v_{\text{eff}}^* \approx 0.8 \ll 10$, 由此可以知道在实验放电等离子体中存在以 TEM 为主的微观不稳定性. 通过 TEM 引起的输运, 使芯部密度变平, 边缘抬升, 即 pump-out 效应.

4.2 输运模型

基于 TEM, 在不考虑源且没有杂质, 忽略欧姆加热的等离子体中, 输运方程写成^[23,24]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Gamma) = 0, \quad (9)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial nT}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{3}{2} \Gamma T - \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] = Q_{\text{au}} - Q_{\text{ei}}, \quad (10)$$

其中

$$\kappa = \frac{3}{2} nD, \quad (11)$$

$$\Gamma = -D \frac{\partial n}{\partial r} + Vn, \quad (12)$$

分别为热导率和电子通量, 式中 D 为扩散系数, 可以写为^[24,25]

$$D = D_c + D^{\text{TE}} = \frac{1}{10} \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right) + \frac{f_{\text{tr}} \eta_c}{k_{\text{TE}}^2} \frac{\omega_*^2 v_{\text{eff}}}{\omega_*^2 + v_{\text{eff}}^2}, \quad (13)$$

这里, 因芯部的温度和密度梯度小, 导致芯部的 D_{TE} 小, 引入芯部扩散系数的修正项 D_c . 式中,

a 为 Tokamak 小半径; $f_{tr} = \sqrt{\frac{2r}{R_0}}$ 为俘获电子的比例; $\eta_e = \frac{L_n}{L_T}$, $L_n = -\frac{n}{\nabla n}$, $L_T = -\frac{T}{\nabla T}$ 分别为密度和温度的特征长度; $k_{TE} \approx \frac{1}{\rho_s}$ 为 TEM 最大增长率时的波数, $\rho_s = \frac{\sqrt{m_i T}}{eB}$ 为离子拉莫尔半径, 取 $B = B_0 \left(1 - \frac{r}{R_0}\right)$; $\omega_* = \frac{Tk_{TE}}{eBL_n}$ 为电子漂移频率; $v_{eff} = \frac{v_{ei}}{\varepsilon}$ 为俘获电子的有效碰撞频率, v_{ei} 为电子-离子的碰撞频率, $\varepsilon = \frac{r}{R_0}$ 为逆纵横比; $Q_{au}(r)$ 是辅助加热的功率沉积密度; $Q_{ei} = \frac{3m_e}{m_i} n v_{ei} (T_i - T_e)$ 为电子和离子碰撞时传递给离子的能量密度. V 为 pinch 速度, 有 [26]

$$V = -\frac{C_t r_s^2 D^{TE}}{r L_T^2}. \quad (14)$$

规定从芯部到边缘为正, 其中 $C_t = 3.47 \times 10^{-2}$, r_s 为等离子体分界面处的有效半径, 有 $r_s = a$.

4.3 数值计算

取初始芯部电子密度为 $n_c = 1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 密度剖面为

$$n(r) = 1.3 \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^{1.5} + 0.1, \quad (15)$$

芯部电子温度为 $T_c = 1.0 \text{ keV}$, 温度剖面为

$$T(r) = 0.9 \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^{1.5} + 0.1, \quad (16)$$

数值求解 4.2 中的输运方程组, 得到了随时间变化的电子密度剖面, 见图 6. 图中 ρ 为归一化小半径. 由图 6 可以看出, 在几十毫秒内 [21], TEM 不稳定性使芯部密度减小, 边缘密度增大, 或者说最后一个闭合磁面处的等离子体密度 n_{LCMS} 增大, 且越往外, 密度的变化越小. 等离子体密度剖面总存在一个密度变化零值点, 使得经过这一点再往外, 密度反而上升. 随着时间的推移, 芯部密度持续下降, 边缘密度继续增大, 但变化量将越来越小. 由此, 应当存在一个时间尺度, 使得密度剖面基本维持不变. 由图 6 推断这个时间尺度在 200 ms 左右. 在 $\rho > 1$ 的限制器区域, 等离子体的密度取为 [27]

$$n = n_{LCMS} \exp\left(-\frac{x}{L}\right), \quad (17)$$

这里取最后一个闭合磁面处 $x = 0$, 天线口处 $x = x_g$

为一常数. 则天线口的密度为

$$n_0 = n_{LCMS} \exp\left(-\frac{x_g}{L}\right),$$

其中 L 与主等离子体的参数无关 [27], 由 n_0 的表达式可以看出 n_0 随着 n_{LCMS} 的增大而增大, 根据第 2 节的 LHW 耦合特性, n_0 增大改善了 LHW 的耦合.

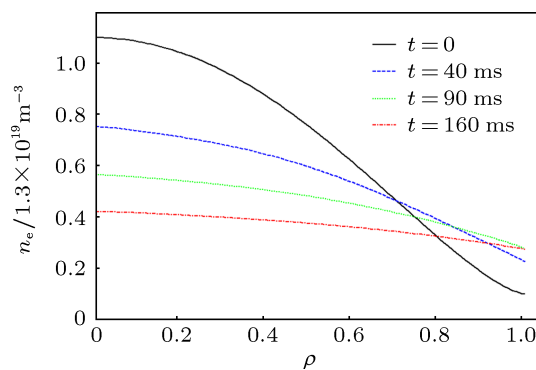


图 6 随时间变化的电子密度剖面

4.4 实验结果

在 HL-2A 的双波实验中, 用激光干涉仪测量了托卡马克芯部区域的电子密度. 表 1 给出了第 9801 炮在波注入前后的芯部密度, ρ 表示归一化小半径. 对于第 9801 炮, ECW 在 310 ms 时注入. 由此可知, 当波注入后, 等离子体中发生了 pump-out 现象, 使芯部的等离子体密度减小.

表 1 第 9801 炮在 ECW 注入前后的芯部密度

炮号	时间 t/ms	芯部不同归一化半径 ρ 的密度 / 10^{19} m^{-3}			
		$\rho = 0$	$\rho = 0.2$	$\rho = 0.4$	$\rho = 0.6$
9801	200	1.38	1.36	1.35	1.33
	310	ECW 注入			
(ECW)	500	0.99	1.01	1.03	1.05

图 7 中给出了在只有 ECW 注入时, 用 LHW 天线上的朗缪尔探针测量的天线口的密度变化. 由图中可以看出, 当 ECW 注入后, LHW 天线口的电子密度明显上升, 当 ECW 停止注入后, 电子密度下降, 但都高于 ECW 注入之前的密度值. 根据前面所讨论的 LHW 耦合特性知, ECW 的注入, 抬升了天线口的密度, 使其更接近最佳耦合密度值, 从而提高了 LHW 的耦合, 这与运输模型计算得到的结果相一致.

需要提到的是, 图 7 的结果可能不完全是由 ECW 的 pump-out 效应引起的, 也有可能是由于 ECRH 增加了高能粒子数目, 使得壁的再循环增强, 从而提升了天线口的密度. 考虑到实验所观察到的硬 X 射线信号在波注入期间没有明显变化, 也就是壁的循环在波注入期间没有明显地增强. 因此可以认为, 等离子体天线口的密度增加主要是由于 pump-out 效应引起. 一般理论普遍认为, 在低密度等离子体中通过芯部 ECRH, 都将产生 pump-out 效应 [21,28]. 因此, 结合上述分析和所观察到的实验数据可以认为, LHW 和 ECW 共同注入的实验中, LHW 耦合的改善是由于 ECW 导致的 pump-out 使得托卡马克边缘等离子体密度更有利于 LHW 的耦合, 这是双波实验中 LHW 反射系数减小的物理原因.

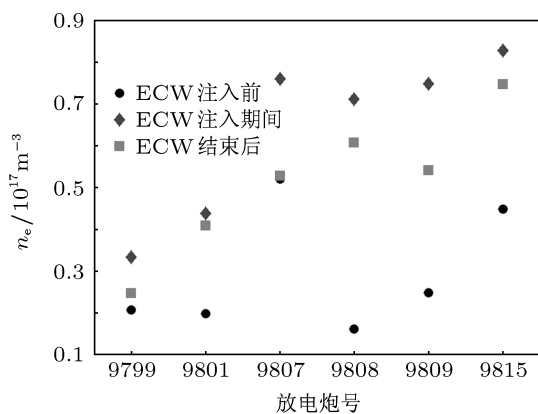


图 7 ECW 对 LHW 天线口密度的影响

5 对双波驱动协同电流的修正

ECW 和 LHW 协同驱动的电流 I_{LH+EC} 大于两波单独驱动的电流之和 $I_{LH} + I_{EC}$, 即 $I_{LH+EC} > I_{LH} + I_{EC}$, 称为 ECW 和 LHW 的协同效应. 目前, 国际上公认的协同效应的机理是由双波在相空间内引起的协同电子所致 [11,29]. 所谓协同电子, 是指在 ECW 的作用下获得了更高的 u_{\perp} 和 u_{\parallel} , 从而进入 LHW 的共振区, 在 LHW 驱动下形成的高能电子. 由这部分高能电子产生的电流就是双波协同效应

发生时的净增电流

$$I_S = \Delta I = I_{LH+EC} - (I_{LH} + I_{EC}). \quad (18)$$

另外, LHW 驱动出的电流可以用

$$I_{LH} = \eta p_{LH} \quad (19)$$

来表示, 其中 η 为 LHW 的电流驱动效率, p_{LH} 为 LHW 功率. 在相同的电流驱动效率下, 电流与功率成正比, 即 p_{LH} 越大, I_{LH} 也越大. 由第 2 节的实验和第 4 节的分析知道, 在双波协同时, LHW 的耦合得到改善, 这表明进入等离子体的 LHW 功率 p_{LH} 增大, 从而使 I_{LH} 增大, 这在双波协同中表现为 I_{LH+EC} 增大. 在 HL-2A 的双波实验中, LHW 的耦合系数增大了接近 0.1, 如果将增加的 LHW 耦合功率考虑进去, 那么, LHW 将多驱动出 10% 的电流. 因此, 通过对 p_{LH} 的修正, 双波实验中净增电流应当为

$$I_S = \Delta I \mp I_{\Delta p}, \quad (20)$$

而不是 $I_S = \Delta I$. 式中, $I_{\Delta p}$ 是由于 LHW 耦合功率的变化量所对应的等离子体驱动电流. 由图 4 可知, 在低密度等离子体中 pump-out 使 LHW 耦合增强, 而高密度等离子体中将其减弱, 因此, 负号与正号分别表示 LHW 耦合功率的增加或减少.

6 结论

1. 在 LHW 和 ECW 共同注入 Tokamak 的实验中, 由于 ECW 产生的 pump-out 效应提高了 LHW 天线口的等离子体密度, 使其更接近 LHW 的最佳耦合密度, 从而有效改善了 LHW 的耦合.

2. 在 LHW 与 ECW 双波协同驱动条件下, 如果由于 ECW 引起天线口密度的变化从而使 LHW 的耦合功率发生改变时, 当对协同竞争电流进行修正, 其修正关系由本文 (20) 式计算.

在本文完成的过程中, 得到了核工业西南物理研究院彭晓东研究员、董家齐研究员、丁玄同研究员、周艳研究员以及程钧博士和李永高的无私帮助和有益讨论, 作者在此深表示感谢.

[1] Brambilla M, 1976 *Nucl. Fusion* **16** 1
 [2] Stevens J, Ono M, Horton R, Wilson J R 1981 *Nucl. Fusion* **21** 1259
 [3] Ma Z F, Li D F, Chen J 1982 *Acta Phys. Sin.* **31** 159 (in Chinese) [马中芳, 李大丰, 陈激 1982 物理学报 **31** 159]
 [4] Petrziilka V A, Leuterer F, Soldner F X, Giannone L, Schubert R 1991 *Nucl. Fusion* **31** 1758
 [5] Pericoli Ridolfini V, Ekedahl A, SKERents, Mailloux J, Podda S, Sarazin Y, Tuccillo A A 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** 349

- [6] Ekedahl A, Rantamaki K, Goniche M, Mailloux J, Petrzilka V, Alper B, Baranov Y, Basiuk V, Beaumont P, Corrigan G, Delpéch L, Erents K, Granucci G, Hawkes N, Hobirk J, Imbeaux F, Joffrin E, Kirov K, Loarer T, McDonald D, Nave M F F, Nunes I, Ongena J, Parail V, Piccolo F, Rachlew E, Silva C, Sirinelli A, Stamp M, Zastrow K D, JET-EFDA contributors 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 044001
- [7] Ding B J, Li M H, Qin Y L, Li W K, Zhang L Z, Shan J F, Liu F K, Wang M, Meng L G, Xu H D, Wang D X, Jie Y X, Sun Y W, Shen B, Zhang W, Wang X M, Wu J H, Gao X, Zhang X D, Zhao Y P, HT-7 Team 2010 *Phys. Plasmas* **17** 022504
- [8] Ando A, Ogura K, Tanaka H, Iida M, Ide S, Oho K, Ozaki S, Nakamura M, Cho T, Maekawa T, Terumichi Y, Tanaka S 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 2180
- [9] Yamamoto T, Hoshino K, Kawashima H, Uesugi Y, Mori M, Suzuki N, Ohta K, Matoba T, Kasai S, Kawakami T, Maeno M, Matsuda T, Matsumoto H, Miura Y, Ochiai I, Odajima K, Ogawa T, Ogawa H, Ohtsuka H, Sengoku S, Shoji T, Tamai H, Tanaka Y, Yamamoto S, Yamauchi T, Yanagisawa I 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2220
- [10] 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
- [11] Giruzzi G, Artaud J F, Dumont R J, Imbeaux F, Bibet P, Berger-By G, Bouquey F, Clary J, Darbos C, Ekedahl A, Hoang G T, Lennholm M, Maget P, Magne R, Ségui J L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 255002
- [12] England A C, Eldridge O C, Knowlton S F, Porkolab M, Wilson J R 1989 *Nucl. Fusion* **29** 1527
- [13] Gilgenbach R M, Read M E, Hackett K E, Lucey R, Hui B, Granatstein V L, Chu K R, England A C, Loring C M, Eldridge O C, Howe H C, Kulchar A G, Lazarus E, Murakami M, Wilgen J B 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 647
- [14] Hanson G R, England A C, Wilgen J B, Baity F W, Batchelor D B, Carter M D, Hoffman D J, Murakami M, Rasmussen D A, Ryan P M, Swain D W, Rogers J H, Wilson J R, Majeski R P, Schilling G, Doyle E J, Kim K W 1995 *Conf. Proc* **355** 463
- [15] Zabolotsky A, Weisen H, Team TCV 2006 *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** 369
- [16] Gohil P, Evans T E, Ferron J R, Moyer R A, Petty C C, Burrell K H, Casper T A, Garofalo A M, Hyatt A W, Jayakumar R J, Kessel C, Kim J Y, La Haye R J, Lohr J, Luce T C, Makowski M A, Mazon D, Menard J, Murakami M, Politzer P A, Prater R, Wade M R 2006 *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** A45
- [17] Mlynek A, Reich M, Giannone L, Treutterer W, Behler K, Blank H, Buhler A, Cole R, Eixenberger H, Fischer R, Lohs A, Lüddecke K, Merkel R, Neu G, Ryter F, Zasche D, the ASDEX Upgrade Team 2011 *Nucl. Fusion* **51** 043002
- [18] Yan L W, Duan X R, Ding X T, Dong J Q, Yang Q W, Liu Y, Zou X L, Liu D Q, Xuan W M, Chen L Y, Rao J, Song X M, Huang Y, Mao W C, Wang Q M, Li Q, Cao Z, Li B, Cao J Y, Lei G J, Zhang J H, Li X D, Chen W, Cheng J, Cui C H, Cui Z Y, Deng Z C, Dong Y B, Feng B B, Gao Q D, Han X Y, Hong W Y, Huang M, Ji X Q, Kang Z H, Kong D F, Lan T, Li G S, Li H J, Li Q, Li W, Li Y G, Liu A D, Liu Z T, Luo C W, Mao X H, Pan Y D, Peng J F, Shi Z B, Song S D, Song X Y, Sun H J, Wang A K, Wang M X, Wang Y Q, Xiao W W, Xie Y F, Yao L H, Yao L Y, Yu D L, Yuan B S, Zhao K J, Zhong G W, Zhou J, Zhou Y, Yan J C, Yu C X, Pan C H, Liu Y, the HL-2A team 2011 *Nucl. Fusion* **51** 094016
- [19] Song S D, Zou X L, Giruzzi G, Xiao W W, Ding X T, Ding B J, Ségui J L, Elbèze D, Clairet F, Fenzi C, Aniel T, Artaud J F, Basiuk V, Bouquey F, Magne R, Corbel E, the Tore Supra Team 2012 *Nucl. Fusion* **52** 033006
- [20] Stober J, Fuchs C, Gruber O, Kaufmann M, Kurzan B, Meo F, Müller H W, Ryter F, ASDEX Upgrade Team 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1535
- [21] Angioni C, Peeters A G, Garbet X, Manini A, Ryter F, ASDEX Upgrade Team 2004 *Nucl. Fusion* **44** 827
- [22] Xiao W W, Zou X L, Ding X T, Yao L H, Feng B B, Song X M, Song S D, Zhou Y, Liu Z T, Yuan B S, Sun H J, Ji X Q, Gao Y D, Li Y G, Yan L W, Yang Q W, Liu Y, Dong J Q, Duan X R, Liu Y, Pan C H, HL-2A Team 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 215001
- [23] Tokar Z, 1994 *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** 1819
- [24] Kalupin D, Tokar M Z, Unterberg B, Loozen X, Pilipenko D 2005 *Nucl. Fusion* **45** 468
- [25] Loozen X, Kalupin D, Tokar M Z, Marchuk O, Jakubowski M 2006 *Contrib. Plasma Phys.* **46** 704
- [26] Becker G 2004 *Nucl. Fusion* **44** 933
- [27] Gómez-rmezano C, Morea D 1984 *Plasma Phys. Control. Fusion* **26** 553
- [28] Mlynek A, Reich M, Giannone L, Treutterer W, Behler K, Blank H, Buhler A, Cole R, Eixenberger H, Fischer R, Lohs A, Lüüddecke K, Merkel R, Neu G, Ryter F, Zasche D, the ASDEX Upgrade Team 2011 *Nucl. Fusion* **51** 043002
- [29] Hong B B, Chen S Y, Tang C J, Zhang X J, Hu Y J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 115207 (in Chinese) [洪斌斌, 陈少永, 唐昌建, 张新军, 胡有俊 2012 物理学报 **61** 115206]

Research on coupling characteristics of low hybrid wave in the presence of electron cyclotron wave in Tokamak*

Huang Jie^{1)†} Bai Xing-Yu²⁾ Zeng Hao²⁾ Tang Chang-Jian¹⁾

1) (*Physics Department of Sichuan university 610064, China*)

2) (*Southwestern Institute of Physics 610041, China*)

(Received 6 June 2012; revised manuscript received 27 August 2012)

Abstract

It is found in the experiments on synergy between low hybrid wave (LHW) and electron cyclotron wave (ECW) that the LHW reflection coefficient decreases with the injection of ECW into plasmas in the presence of LHW. In the present paper, the coupling characteristics of LHW, and the pump-out phenomenon caused by ECW are analyzed theoretically. The analysis shows the law of pump-out and the increase of plasma density in the vicinity of the grill mouth caused by pump-out, there by improving LHW coupling. The conclusion is proved by the experiments. Also, considering the change of the plasma density in the vicinity of the grill mouth caused by pump-out in synergy experiments, the synergy current should be corrected.

Keywords: LHW coupling, synergy effect, TEM, pump-out

PACS: 52.35.Hr, 52.25.Fi

DOI: 10.7498/aps.62.025202

* Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Science Program, China (Grant Nos. 2009GB105003, 2010GB107003).

† Corresponding author. E-mail: scuhj@hotmail.com