

托卡马克中电子回旋波与低杂波协同驱动的物理研究*

洪斌斌^{1)†} 陈少永¹⁾ 唐昌建¹⁾ 张新军²⁾ 胡有俊²⁾

1) (四川大学物理科学与技术学院, 成都 610065)

2) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

(2011年10月23日收到; 2011年12月19日收到修改稿)

揭示了电子回旋波与低杂波协同驱动等离子体并获得协同电流的机理. 从物理上阐述了双波协同驱动在相空间上和电流剖面上所需满足的匹配关系. 通过计算机模拟研究展示了协同驱动的净增电流与波功率之间存在的非线性关系, 并对其给出了物理上的解释. 本文工作将为相关实验的设计和分析提供物理上的支撑.

关键词: 托卡马克, 电子回旋波, 低杂波, 电流驱动

PACS: 52.40.Db, 52.55.Fa, 52.55.Wq, 52.65.-y

1 引言

托卡马克长脉冲稳态运行要求其对携带电流的电子具有良好的约束, 以及对磁流体动力学 (MHD) 不稳定性具有良好的控制. 在各种无感电流驱动的手段中, 低杂波 (LHW) 能够最有效地驱动电流以提供更好的约束能力, 而电子回旋波 (ECW) 则能驱动高度局部性的电流, 进而适合用来控制 MHD 不稳定性. 由此人们提出了 LHW 和 ECW 协同驱动托卡马克等离子体电流的设想^[1], 并一直为人们所关注. 多年来, 人们从理论^[1-4]、数值模拟^[5,6]以及实验^[7-11]等方面对其进行了大量研究. 由于双波协同驱动既能够驱动较 LHW 和 ECW 分别驱动电流之和更大的电流, 也能够实现对电流剖面的优化, 因此被国际热核聚变实验反应堆 (ITER) 计划^[6]所采用.

然而, 在相关的研究过程中, 关于双波协同驱动的机理及条件仍然被人们所关注. 因为, 在 TdeV 和 Versator-II 上进行相关实验所获得的协同驱动电流小于两波单独驱动的电流之和^[7,8]. 在 WT-3

上进行的实验虽然观察到双波同时作用时等离子体电流有着明显的攀升, 但由于未能排除等离子体电流中自举电流、热电流以及欧姆电流等因素对攀升电流的影响, 故其未能给出令人信服的双波协同效应的结果^[9]. 另外实验还发现, 当以 O_1 模注入 ECW, 并与 LHW 同时作用时, ECW 能够选择性地加速由 LHW 驱动的高能电子尾, 而当以 X_2 模注入 ECW, 并与 LHW 同时作用时, ECW 却不能有效加速由 LHW 驱动的高能电子尾, 其机理尚不清楚^[9]. 同时, 一些实验只定性说明双波协同效应的可行性^[10]. 而 Tore Supra 上进行的实验虽然定量地展示了双波协同效应, 却依然未给出明确的物理分析^[11]. 双波协同驱动过程是波与等离子体相互作用的复杂过程, 仍有待于进一步物理研究.

2 双波协同效应的匹配关系

首先研究双波协同效应在相空间上的匹配关系. ECW 与 LHW 分别通过电子回旋阻尼和电子朗道阻尼的方式将能量转移给电子. 在双波协同驱动

* ITER 国内配套研究项目 (批准号: 2009GB105003, 2010GB107003) 资助的课题.

† E-mail: binghong@gmail.com

中, 电子并没有通过新的阻尼机理吸收电磁波的能量, 而是在上述两种阻尼协同作用下被更有效地加速. 这宏观表现为双波协同驱动能够驱动较 LHW 和 ECW 分别驱动电流之和更大的协同电流. 因此, 研究电子回旋阻尼与电子朗道阻尼在相空间上的匹配关系将有助于认识双波协同驱动的物理本质.

ECW 所致电子在相空间上的扩散是电子回旋阻尼与碰撞效应相互竞争的结果. 电子回旋阻尼决定了 ECW 的谐振区

$$\omega - k_{//}v_{//} - n\Omega_e/\gamma = 0, \quad (1)$$

其中, ω 为 ECW 频率, $k_{//}$ 为 ECW 波数 \mathbf{k} 在磁场方向上的分量, $v_{//}$ 为电子平行速度, n 为谐波次数, Ω_e 为电子回旋频率, γ 为相对论因子. 对 (1) 式进行归一化处理, 有

$$1 - N_{//}u_{//}u_{th} - Y(1 - u_{//}^2u_{th}^2 - u_{\perp}^2u_{th}^2)^{1/2} = 0, \quad (2)$$

式中, $N_{//}$ 为 ECW 平行折射率, $u_{th} = v_{th}/c$ 为归一化热速度, v_{th} 为电子热平衡速度, c 为光速, $u_{//} = v_{//}/v_{th}$ 为归一化电子平行速度, $u_{\perp} = v_{\perp}/v_{th}$ 为归一化电子垂直速度, $Y = n\Omega_e/\omega$. 由此可得 ECW 共振区域随 $N_{//}$ 和 Y 的变化, 如图 1 所示. 图 1 中虚线区域表示电子俘获区. 由图 1(a) 可以看出, 当 $Y < 1$ 时共振粒子将远离俘获区且具有较高的能量. 由图 1(b) 可以看出, 增大 $N_{//}$ 能使 ECW 与更高能量的电子相互作用. 在等离子体参数和磁场一定时, $N_{//}$ 主要受 ECW 环向入射角的影响.

LHW 所致电子在相空间上的扩散是电子朗道阻尼与碰撞效应相互竞争的结果. 由于 LHW 天线系统中各子波导间存在相差 $\Delta\phi$, LHW 具有一定的谱宽 ($N'_{//min} - N'_{//max}$). 其谐振区为 $c/N'_{//max} < v_{//} < c/N'_{//min}$. 其中 $c/N'_{//min} = v_{//2}$ 和 $c/N'_{//max} = v_{//1}$ 分别是 LHW 谐振区的平行速度上下限. 通过相控天线技术^[12] 可以实现对 LHW 平行折射率 $N'_{//}$ 的调制, 进而改变 LHW 在相空间上的谐振区.

忽略快电子的径向扩散效应^[13], 并假设静电场为零, 双波协同驱动时 Fokker-Planck 方程可以写为^[3]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} D_{LH} \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{\partial}{\partial v} D_{EC} \frac{\partial f}{\partial v} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}, \quad (3)$$

上式右边第一、二项分别表示 LHW 和 ECW 引

起的扩散效应, 其中 D_{LH} 和 D_{EC} 分别是 LHW 和 ECW 的扩散系数, 而右边第三项则为碰撞项, 包括电子与电子之间的碰撞, 以及电子与离子之间的碰撞. 利用一个有相对论效应的二维 Fokker-Planck 代码可以对上式进行数值求解. 此时 LHW 和 ECW 的准线性扩散系数分别为

$$D_{LH} = \begin{cases} \frac{\pi q_e^2}{2 m_e \omega'} \left| \frac{E'_{//}}{\omega'} \right|^2 \Big|_{v_{//}=\omega'/k'_{//}} & v_{//1} < v_{//} < v_{//2}, \\ 0 & \text{其他}, \end{cases} \quad (4)$$

$$D_{EC} = \left(\frac{P_{IN}}{A} \right) \frac{\pi \beta_{th}^3}{\omega \ln \Lambda} \frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \frac{A}{A_{eff}} \frac{\gamma}{|p_{//}|} \frac{|\Theta_n|^2}{\cos \alpha} \times \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta N_{//}} \exp \left\{ \frac{(N_{//res} - N_{//})^2}{(\Delta N_{//})^2} \right\}, \quad (5)$$

其中 q_e 为电子电量, m_e 为电子质量, ω' 为 LHW 频率, $E'_{//}$ 为 LHW 电场, $k'_{//}$ 为 LHW 波数 k' 在磁场方向分量, P_{IN} 是给定区域 A 通量面上 ECW 的功率, A_{eff} 为电子运动的有效通量面区域, $\beta_{th} = v_{th}/c$, $\ln \Lambda$ 为库仑对数, ϵ_0 为真空介电常数, $p_{//}$ 为电子平行动量, 符号 $|\Theta_n|^2$ 是偏振项, $\cos \alpha = |\mathbf{v}_g \cdot \mathbf{n}| / |\mathbf{v}_g|$, \mathbf{v}_g 是 ECW 的群速度, \mathbf{n} 为磁面法向, $N_{//res} = (\gamma - \Omega_e)/(p_{//}\beta_{th})$.

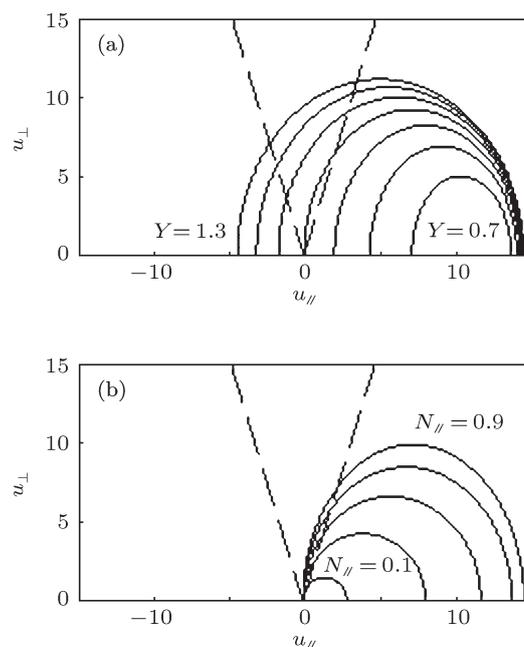


图 1 ECW 谐振区域 (a) $N_{//} = 0.8$; (b) $Y = 1$

利用该 Fokker-Planck 代码可以计算出被电磁波作用的分布函数 F_{RF} 相对于麦克斯韦分

布函数 F_M 的变化 $F_{RF} - F_M$, 如图 2 和图 3 所示. 实线等高线表示 $F_{RF} - F_M > 0$, 即经电磁波作用后电子密度增多的区域, 而虚线等高线反之 ($F_{RF} - F_M < 0$). 图 2(a) 为单独 ECW 导致电子扩散并与碰撞效应竞争达到稳态后形成的非对称电子分布函数 ($F_{EC} - F_M$). 可见, ECW 通过回旋阻尼将低能电子加速并在共振线附近形成非对称电子分布, 而根据 Fisch^[14] 的电流驱动理论, ECW 驱动电流主要由这部分非对称高能电子携带, 此时 ECW 驱动电流密度 $J_{EC} = 0.0184 \text{ MA/m}^2$. 图 2(b) 为单独 LHW 驱动时所形成的非对称电子分布函数 ($F_{LH} - F_M$). 可见, LHW 通过朗道阻尼加速谐振区 ($2 < v_{//}/v_{th} < 4$) 附近的电子, 在与碰撞效应竞争达到平衡后, 低能电子被加速且形成一个比较明显的非对称高能电子尾. 此时 LHW 驱动电流密度 $J_{LH} = 0.3391 \text{ MA/m}^2$. 图 2(c) 为图 2(a) 和 (b) 的线性叠加, 即 $(F_{EC} - F_M) + (F_{LH} - F_M)$. 图 2(d) 为 LHW 和 ECW 同时存在时电磁波扰动分布函数 ($F_{EC+LH} - F_M$), 此时双波协同驱动电流密度 $J_{EC+LH} = 0.5031 \text{ MA/m}^2$. 对比图 2(c) 和 (d) 可知, 双波协同驱动不等同于 LHW 和 ECW 分别驱动效果的线性叠加, 且双波协同驱动了较 LHW 和 ECW 分别驱动电流更大的协同电流, 即 $J_{EC+LH} > J_{EC} + J_{LH}$. 对比图 2(a) 和 (b) 可见, 部分由 ECW 加速的高能电子落入了 LHW 的谐振区, 特别是携带大部分电流的非对称高能电子. 当

双波协同驱动时, 这些电子将被 LHW 进一步加速而获得更大的平行速度, 从而形成额外的协同电流. 这是双波协同驱动在相空间上的一种匹配形式.

双波协同驱动在相空间还存在另一种匹配形式, 如图 3 所示. 图 3 与图 2 的区别主要在于 ECW 具备更大的平行折射率 ($N_{//} = 0.5$) 和更大频率上的漂移 ($Y = 0.92$). 这使得 ECW 能够加速具有更大平行速度的电子. 对比图 3(a) 和 (b) 可以看出, 由 LHW 驱动的高能电子落入了 ECW 的谐振区, 并能够被 ECW 进一步加速而获得更大的垂直速度. 并且这些电子因具有较大的平行速度而远离电子俘获区, 故能有效地形成额外的协同电流. 图 3 中,

$$\begin{aligned} J_{EC} &= 7.75 \times 10^{-4} \text{ MA/m}^2, \\ J_{LH} &= 0.3569 \text{ MA/m}^2, \\ J_{EC+LH} &= 0.4591 \text{ MA/m}^2, \end{aligned}$$

而净增协同电流密度为

$$\begin{aligned} \Delta J_{Syn} &= J_{EC+LH} - J_{EC} - J_{LH} \\ &= 0.1014 \text{ MA/m}^2. \end{aligned} \quad (6)$$

根据以上分析, 为加强双波的协同效应, 应该使 ECW 和 LHW 扩散区域重叠, 使得由一种波加速的高能电子能被另一种波进一步加速, 进而提高电流驱动效率.

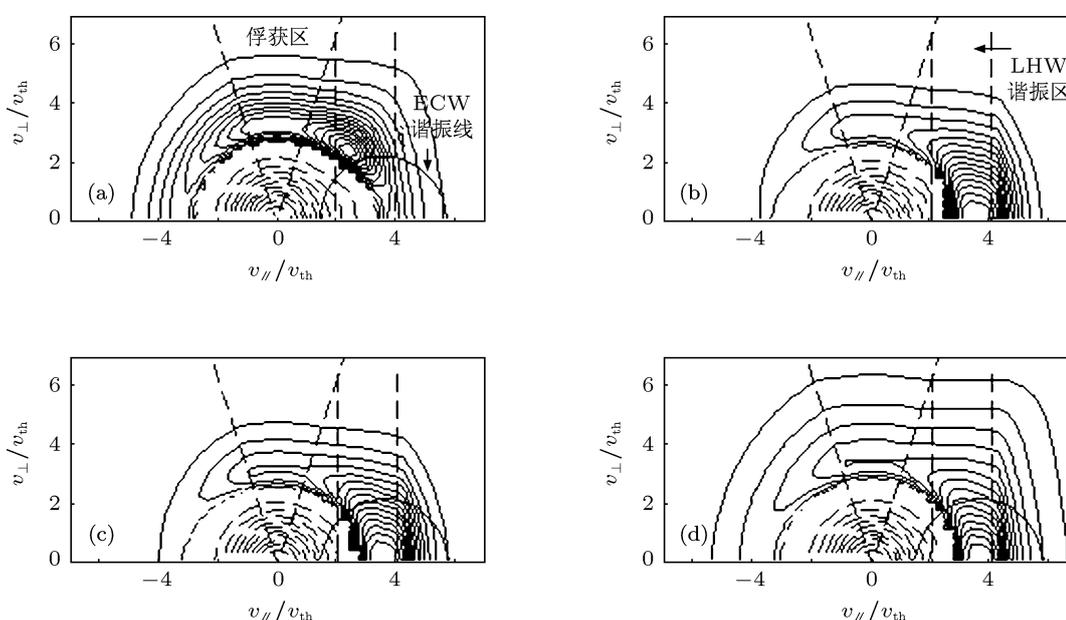


图 2 电磁波作用后的分布函数相对于麦克斯韦分布函数的变化. ECW: $N_{//} = 0.25, Y = 0.98$; LHW: $v_{//1} = 2, v_{//2} = 4$; 各处归一化小半径位置 $\rho = 0.2$ (a) $F_{EC} - F_M$; (b) $F_{LH} - F_M$; (c) $(F_{EC} - F_M) + (F_{LH} - F_M)$; (d) $F_{EC+LH} - F_M$

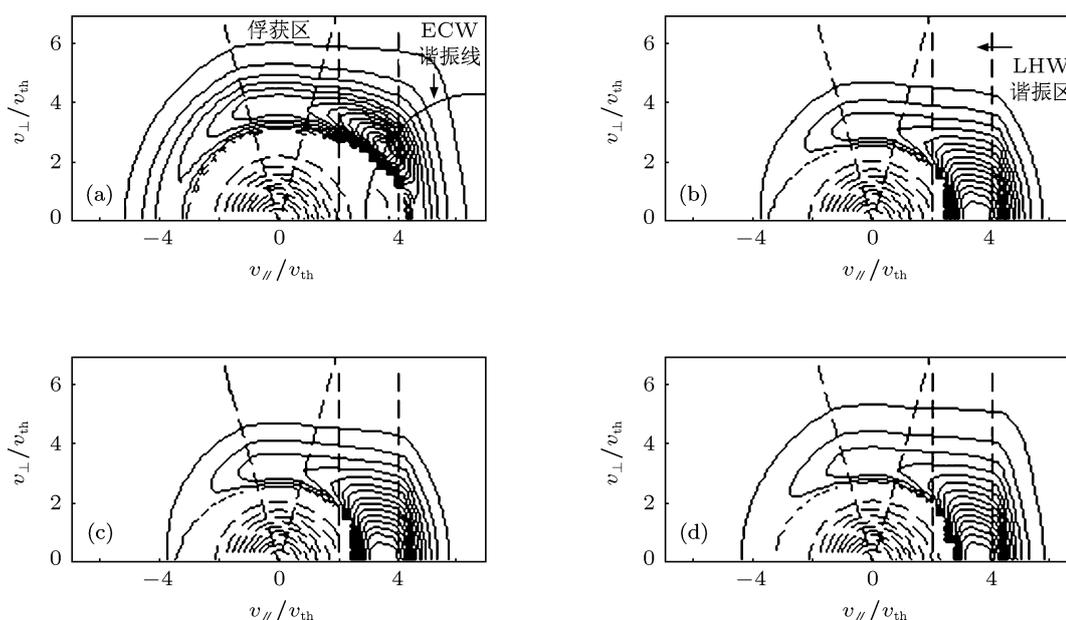


图3 电磁波扰动分布函数相对于麦克斯韦分布函数的变化 ($F_{RF} - F_M$). ECW: $N_{//} = 0.5, Y = 0.92$; LHW: $v_{//1} = 2, v_{//2} = 4$; 所处归一化小半径位置 $\rho = 0.15$ (a) $F_{EC} - F_M$; (b) $F_{LH} - F_M$; (c) $(F_{EC} - F_M) + (F_{LH} - F_M)$; (d) $F_{EC+LH} - F_M$

下面研究双波驱动在电流剖面上的协同关系. 利用三维相对论准线性 Fokker-Planck 代码 (CQL3D) 可以计算各种射频波驱动条件下的电流剖面. 图 4 和图 5 展示了不同电流剖面匹配条件下的双波协同效应. 图 4(a) 和 (c) 中 ECW 的极向角 $\theta = 0^\circ$, 通过调节磁场可以实现 ECW 的离轴驱动. 由图 4(a) 和 (b) 可见, ECW 和 LHW 驱动的电离峰值均在 $\rho = 0.3$ 附近. 此时协同驱动电流 $I_{EC+LH} = 0.3465$ MA, 净增协同电流 $\Delta I_{Syn} = I_{EC+LH} - I_{EC} - I_{LH} = 0.2460$ MA. 图 5(a) 和 (c) 中 ECW 的极向角 $\theta = 8^\circ$, ECW 电流峰值处在 $\rho = 0.6$ 附近, 与 LHW 电流峰值处在不同位置. 协同驱动电流 $I'_{EC+LH} = 0.2645$ MA, 净增协同电流 $\Delta I'_{Syn} = 0.1794$ MA. 比较图 5 中各图可知, 双波协同驱动时, 在 ECW 沉积区域存在较大的电流增幅. 其原因可能在于双波协同驱动时, ECW 加速了当地的电子, 使得满足 LHW 谐振条件的电子增多, 进而增大了 LHW 的电流驱动效率, 并改善了当地的 LHW 功率沉积, 与此同时 ECW 的驱动效率也有可能因等离子体参数的提升及约束的改善而得到提高. 对比图 4 和图 5 可知, 当 LHW 与 ECW 的电流峰值一致时, 其协同电流与净增协同电流较 LHW 与 ECW 的电流峰值不一致时要大. 因此在 LHW 与 ECW 驱动的电离峰值一致时双波

协同效应最大.

3 双波协同效应的功率问题

在考虑双波协同效率问题时, 不可避免地要考虑净增协同电流与电磁波功率之间的关系. 已经清楚, 单独 LHW 或者 ECW 驱动时, 等离子体电流同电磁波入射功率呈现线性的关系, 但根据前面匹配关系的研究可以推测, 协同驱动的净增协同电流与两个波的功率的依赖关系可能呈非线性关系, 同样也可能存在双波驱动的功率匹配关系.

由 (4) 和 (5) 式可知, LHW 和 ECW 的准线性扩散系数分别与 ECW 功率 P_{LH} 和 LHW 功率 P_{EC} 成正比. 由此, 改变电磁波准线性扩散系数可以定性研究双波协同电流与电磁波功率之间的关系. 模拟计算的结果如图 6 所示. 从图 6 可以看出, 在准线性扩散系数相对较小时, 净增协同电流与电磁波功率基本上呈线性关系, 而在准线性扩散系数相对较大时, 净增协同电流随电磁波波功率的增大而趋于饱和, 并在一些功率匹配条件下会减小. 在图 6(a) 中, ECW 准线性扩散系数相对较大时, 净增协同电流随 LHW 功率的增大先增大后减小, 而在图 6(b) 所示的所有 LHW 准线性扩散系数情形下, 净增协同电流均随 ECW 功率的增大先增大后减小. 这可

能是因为在 ECW 功率较大时,一部分受到相空间匹配条件约束的由 LHW 和 ECW 协同加速的电子被 ECW 赋予更大的垂直速度而进入俘获区,而净

增协同电流正是由这部分电子提供,这将减小净增协同电流.饱和现象则是扩散效应、碰撞效应以及俘获效应之间的竞争达到平衡的结果.

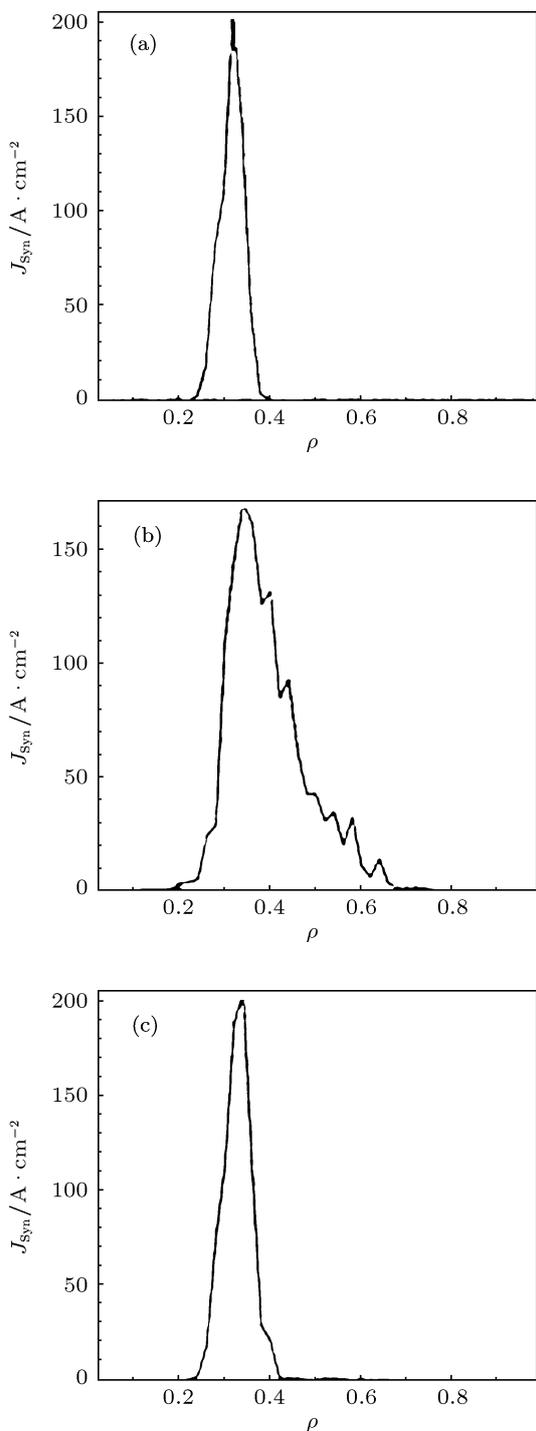


图4 电磁波驱动电流剖面. ECW: $P_{EC} = 1$ MW, 环向角 $\phi = 10^\circ$, 极向角 $\theta = 0^\circ$; LHW: $P_{LH} = 1$ MW, $N'_{//} = 2.7$, 半波宽度 $\Delta N'_{//} = 0.9$ (a) 仅 ECW 驱动, $I_{EC} = 0.0260$ MA; (b) 仅 LHW 驱动, $I_{LH} = 0.0745$ MA; (c) ECW 和 LHW 协同驱动, $I_{EC+LH} = 0.3465$ MA, $\Delta I_{Syn} = 0.2460$ MA

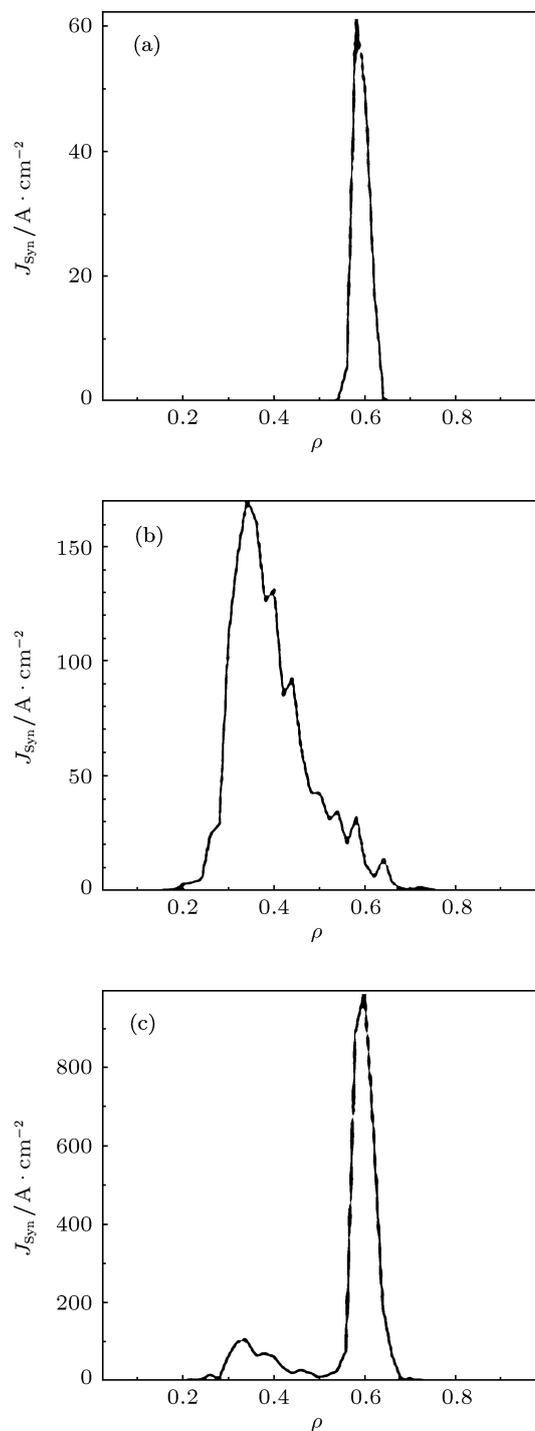


图5 电磁波驱动电流剖面. ECW: $P_{EC} = 1$ MW, 环向角 $\phi = 10^\circ$, 极向角 $\theta = 8^\circ$; LHW: $P_{LH} = 1$ MW, $N'_{//} = 2.7$, 半波宽度 $\Delta N'_{//} = 0.9$ (a) 仅 ECW 驱动, $I'_{EC} = 0.0106$ MA; (b) 仅 LHW 驱动, $I_{LH} = 0.0745$ MA; (c) ECW 和 LHW 协同驱动, $I'_{EC+LH} = 0.2645$ MA, $\Delta I'_{Syn} = 0.1794$ MA

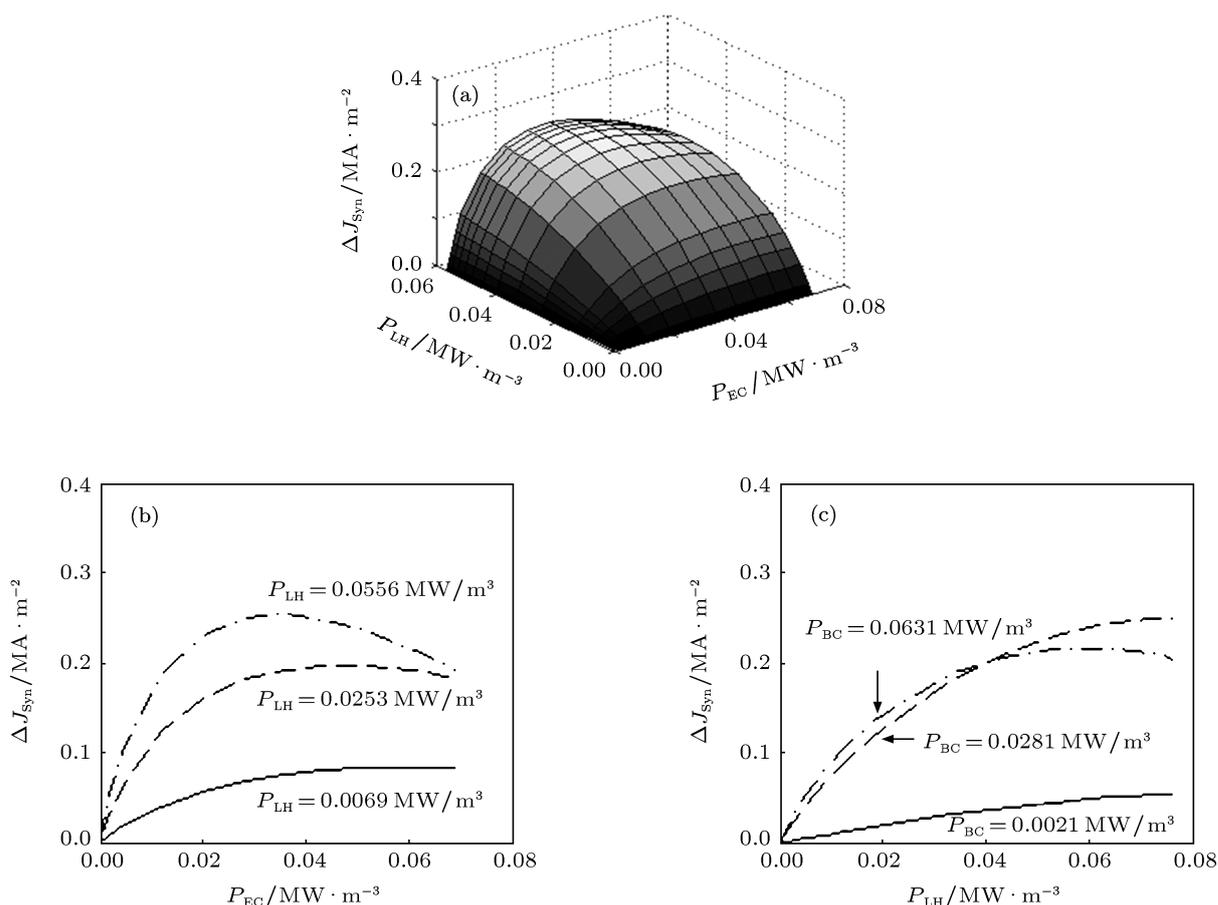


图 6 净增协同电流密度与电磁波功率之间的关系 (a) $\Delta J_{\text{Syn}}-P_{\text{LH}}-P_{\text{EC}}$; (b) $\Delta J_{\text{Syn}}-P_{\text{EC}}$; (c) $\Delta J_{\text{Syn}}-P_{\text{LH}}$

4 结论

双波在相空间上的协同存在两种机理: 其一, 部分由 ECW 在低能区加速的电子进入到 LHW 的谐振区, 使得有比 LHW 单独驱动时更多的电子被 LHW 加速; 其二, 部分由 LHW 加速的高能电子满足 ECW 的谐振条件而被 ECW 进一步加速. 如果 LHW 和 ECW 在相空间上扩散区域重叠, 上述两种机理将同时存在, 进而能够最大程度地协同加

速电子. 如果 LHW 与 ECW 驱动的电位峰值位置一致, 则满足双波在位形空间上的协同, 将获得最大协同电流. 研究还表明, 净增协同电流与电磁波功率之间呈非线性关系, 这是扩散效应、碰撞效应以及俘获效应相互竞争的结果.

感谢核工业西南物理研究院丁玄同研究员、王中天研究员和龙永兴研究员的指导.

[1] Fidone I, Giruzzi G, Granata G, Meyer R L 1984 *Phys. Fluids* **27** 2468
 [2] Farina D, Pozzoli R 1989 *Phys. Fluids B* **1** 1042
 [3] Dumont R J, Giruzzi G 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3449
 [4] Cao X D, Wang Z T 1988 *Nuclear Fusion and Plasma Physics* **8** 19 (in Chinese) [曹旭东, 王中天 1988 核聚变与等离子体物理 **8** 19]
 [5] Fidone I, Giruzzi G, Krivenski V, Mazzucato E, Ziebell L F 1987

Nucl. Fusion **27** 579
 [6] Polevoi A, Zvonkov A, Oikawa T, Kuyanov A, Shimada M, Saveliev A, Gribov Y 2008 *Nucl. Fusion* **48** 015002
 [7] Côté C, Côté A, Demers Y, Jacquet P, Pinsoneault D, Richard N, Shoucri M, Adel G, Décoste R, Fuchs V, Lachambre J L, Lafrance D, Le Clair G, Pacher G W, Quirion B, Shkarofsky I P, St-Onge M 1998 *1998 ICCP and 25th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics* (Petit Lancy: European Physical Society)

- p1336
- [8] Colborn J A, Squire J P, Porkolab M, Villaseñor 1998 *Nucl. Fusion* **38** 783
- [9] Maehara T, Yoshimura S, Minami T, Hanada K, Nakamura M, Maekawa T, Terumichi Y 1998 *Nucl. Fusion* **38** 39
- [10] Granucci G, Barbato E, Bruschi A, Castaldo C, Cesario R, Cirant S, Esposito B, Farina D, Gandini F, Giruzzi G, Marinucci M, Panaccione L, Pericoli-Ridolfini V, Podda S, Saveliev A N, Simonetto A, Sozzi C 2002 *Proceedings of the 12th Joint Workshop on ECE and ECRH* (Singapore: World Scientific) p341
- [11] Giruzzi G, Artaud J F, Mumont 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, Bruschi A, Granucci G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 255002
- [12] Söldner F X, Leuterer F, Bartiromo R, Bernabei S, Büchse R, Gehre O, Harvey R W, Kornherr M, McCormick K, Murmann H D, Pereverzev G V 1994 *Nucl. Fusion* **34** 985
- [13] Ding B J, Kuang G L, Liu Y X, Shen W C, Yu J W, Shi Y J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2556 (in Chinese) [丁伯江, 匡光力, 刘岳修, 沈慰慈, 俞家文, 石跃江 2002 物理学报 **51** 2556]
- [14] Fisch N J 1987 *Rev. Mod. Phys.* **59** 175

Study on synergy of electron-cyclotron and lower-hybrid current drive in Tokamak*

Hong Bin-Bin^{1)†} Chen Shao-Yong¹⁾ Tang Chang-Jian¹⁾
Zhang Xin-Jun²⁾ Hu You-Jun²⁾

1) (College of Physical Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

2) (Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

(Received 23 October 2011; revised manuscript received 19 December 2011)

Abstract

The mechanisms of the synergy effects between electron-cyclotron and lower-hybrid current drive and the synergy current are revealed. The matching relationships required by synergy effect in phase space and on current profile are explained. The non-linear relationship between synergy current and wave power is shown by computer simulation, and its physical explanation is given. This work provides physical support for the design and analysis of relevant experiment.

Keywords: Tokamak, electron cyclotron wave, lower hybrid wave, current drive

PACS: 52.40.Db, 52.55.Fa, 52.55.Wq, 52.65.-y

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

† E-mail: binghong@gmail.com