

磁場配位最適化による基本共鳴周波数帯の電子バーシュタイン波加熱による高密度プラズマの中心部加熱

Demonstration of electron Bernstein wave heating in the core region of high density plasma by adjusting the external magnetic configuration

伊神弘恵¹, 吉村泰夫¹, 出射浩², 久保伸¹, 下妻隆¹, 高橋裕己¹, 西浦正樹¹,
熊沢隆平¹, 武藤敬¹

Hiroe Igami¹, Yasuo Yoshimura¹, Hiroshi Idei², Shin Kubo¹, Takashi Shimosuma¹,
Hiromi Takahashi¹, Masaki Nishiura¹, Ryuhei Kumazawa¹ and Takashi Mutoh¹

核融合研, 九大応力研
NIFS, RIAM Kyushu Univ.

核融合装置の高密度運転シナリオにおいて有効な加熱・電流駆動方法を開発することは重要な課題であるが、伝播密度限界の無い電子バーシュタイン波(EBW)による電子サイクロトロン加熱(ECH)・電流駆動(ECCD)はその候補として期待されている。静電波であるEBWはプラズマ外部からのサイクロトロン共鳴周波数帯の電磁波入射により高域混成共鳴層でのモード変換過程を経て励起される。EBW励起のための弱磁場側からの電磁波入射の手法としては、真空中の波長(λ)で規格化した密度勾配長(L_n) L_n/λ が1よりも大きい場合には、正常波(O-mode)を磁場に対して斜め入射してプラズマ内部で異常波(X-mode)にモード変換させ、さらにUHR層でEBWにモード変換させる方法(O-X-B法)が適用される。入射されたO-modeのX-modeへの変換効率は L_n/λ が1のオーダー以上になる場合には以下の解析式で与えられる[1]。

$$T_{\text{ox}} = \exp\{-\pi^2(L_n/\lambda)(\beta/2)^{1/2}[2(1+\beta)(N_{//}-N_{//\text{opt}})^2 + N_v^2]\} \quad (1)$$

$N_{//\text{opt}} = \{\beta/(1+\beta)\}^{1/2}$, $\beta = \Omega_{ce}/\omega$, Ω_{ce} : サイクロトロン共鳴角周波数, ω : 入射波の角周波数, N_v : 屈折率の密度勾配方向と磁場方向に垂直な方向成分である。 $N_{//}$ と $N_{//\text{opt}}$ が一致する場合、プラズマカットオフと右回りカットオフが一致するため、O-modeからX-modeへのスムーズなモード変換が実現するが、 $N_{//}$ が $N_{//\text{opt}}$ から逸脱すると二つのカットオフの間にエヴァネセント領域が出現して反射が起こるため、変換効率が低くなる。X-modeからEBWへの変換効率は、UHR層における衝突減衰やパラメトリック崩壊波の励起によるパワー損失を考慮しない場合は1となる。

O-X-B法によるEBW加熱は既に多くの小型・中型装置で実証例があり、CHS装置、Heliotron J装置、LATE装置では2.45GHzマイクロ波入射によるプラ

ズマコア部の基本波EBW加熱、WEGA装置では28GHz、CHS装置では54.4GHz、W7-AS装置では70GHz、140GHz、TCV装置では82.7GHzの第二高調波EBW加熱、また、MAST装置では60GHzの高次高調波加熱が報告されている。しかし、30GHz以上のミリ波帯において基本共鳴周波数のEBWによるプラズマコア部の加熱が実証された例は無い。基本~第二高調波周波数の L_n/λ は、球状トカマクでは1程度であり、O-X-B法による加熱を初めて実証したW7-AS装置でも加熱が確認された放電では約1.6であった。装置が大型化すると L_n が増大し、磁場強度が大きくなるとサイクロトロン共鳴波周波数が上がるため λ は小さくなる。従って L_n/λ は大きくなり、高変換効率の得られる $N_{//}$ の範囲(「モード変換窓」と呼ぶことにする)は狭くなる傾向にある。大型ヘリカル装置(LHD)では基本共鳴周波数帯の77GHzの L_n/λ は約16であり、50%以上の効率が得られるモード変換窓の幅は入射波のビーム径を考慮しない場合、約0.4度である。本研究では、モード変換窓が小さくても、電磁波入射角度を精度良く制御できれば、EBW加熱が可能であることを示した。

大型ヘリカル装置(LHD)において通常運転(磁気軸 $R_{ax}=3.75\text{m}$ で中心磁場強度 $B_t=2.64\text{T}$)より外部磁場強度を下げ($B_t=2.4\text{T}$)、線平均電子密度が77GHzの遮断密度である $7.35 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ を越えるプラズマを生成し、1MWの77GHzミリ波を正常波に近い左回り円偏波で入射した。ミリ波入射時に蓄積エネルギーと第二高調波ECE計測により得られた電子密度の上昇が観測された(図1)。蓄積エネルギー変化から見積もった加熱効率は12%であった。図2にミリ波入射開始/終了前後の温度の時間微分の差を規格化した小半径(r_{eff}/a_{99})に対してプロットした。第一パルス、第二パルスの両方の場合に $0.15 < r_{\text{eff}}/a_{99} < 0.5$ の範囲で微分値変化があり、 $r_{\text{eff}}/a_{99} = 0.45$

付近にピークがある。図3に赤道面から-0.27mの位置の配位の水平断面図と入射ビームの投影図を示す。密度分布が中心部で窪んだ形なのでプラズマカットオフが径方向に2カ所に存在し、外側のカットオフはプラズマ周辺部に位置している。入射された電磁波モードはこのカットオフで遮られるため、直接基本共鳴層には到達できない。O-X-Bモード変換過程を経てEBWとなった波が吸収され、加熱されたと考えられる。また、中心磁場強度を2.2Tに下げて同様の入射を行った場合、温度の時間微分値変化のピークは $r_{\text{eff}}/a_{99} = 0.3$ 付近に移動した。事前の光線追跡計算による数値的検討磁場強度を下げるほど吸収領域が磁気軸側に移動するとの予測が得られており[2]、実験結果の傾向と矛盾しない。現状のアンテナからの入射では、入射視線がポート壁に遮られるために磁場を下げる場合は高いモード変換効率が得られるモード変換窓を狙うことができない。準光学アンテナの最終ミラーの位置を変え、モード変換窓を狙えるようにすることで加熱効率の改善が期待できる。

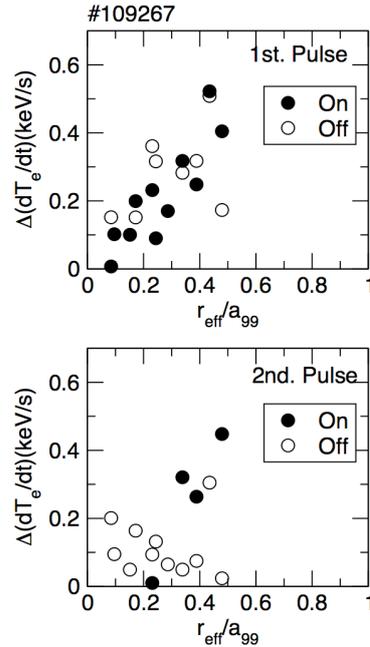


Fig.2: change of temporal differentiation before and after turning on(●)/off(○) of the ECH power injection

[1] E. Mjølhus J. Plasma Phys. **31** 7(1984)
 [2] H. Igami, R. Ikeda, H. Takahashi, et. al. Plasma Science and Technology **11**, 430 (2009)

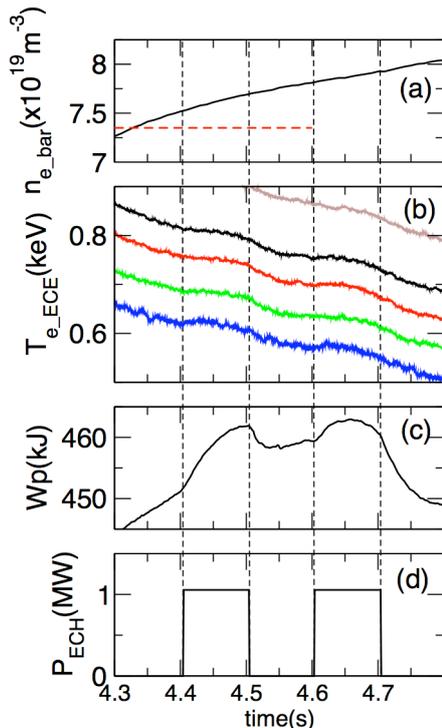


Fig.1: Changes of the stored energy (Wp) and electron temperature (T_{e_ECE}) when 77GHz, 1MW cyclotron wave was launched to the plasma where the line averaged electron density (n_{e_bar}) exceeds the plasma cutoff density (red line in (a)).

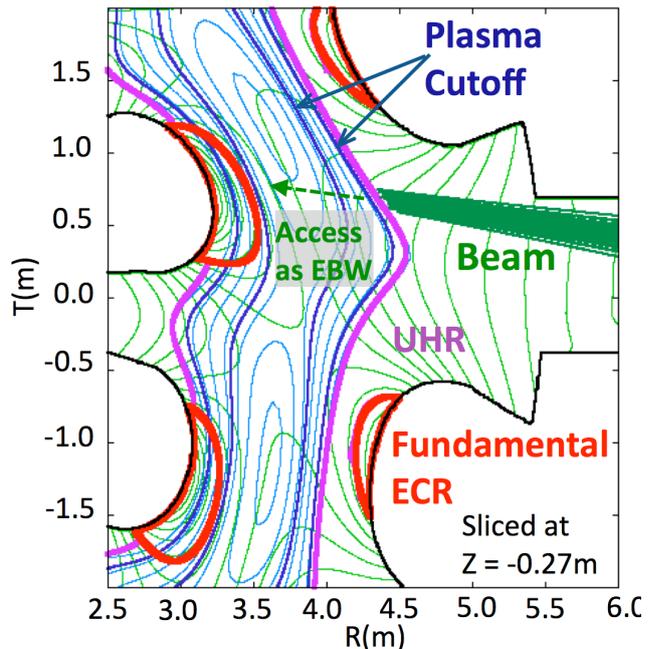


Fig.4 : Contours of mod-B surfaces(green), fundamental ECR layer(red), closed flux surfaces(blue), plasma cutoff(navy) UHR layer(pink) and projection of the launched beam sliced at -0.27m from the equatorial plane. Electromagnetic mode is shielded by the plasma cutoff. Only EBW can access the ECR layer.