



研究論文

ヘリカル系における電子サイクロトロン電流駆動 —Heliotron J, TJ-II, CHS での実験結果—

長崎百伸, FERNÁNDEZ Angela¹⁾, 吉村泰夫²⁾, 本島 巖³⁾, 岡田浩之, 水内 亨,
小林進二, 馮 震, 坂本欣三, 近藤克己³⁾, 中村祐司³⁾, 有本 元³⁾, 渡邊真也³⁾,
野作雅俊³⁾, 松岡諭史³⁾, 友清 喬³⁾, 佐野史道, CAPPÁ Álvaro¹⁾, CASTEJÓN Francisco¹⁾,
FONTDECABA Jose Maria¹⁾, TRIBALDOS Victor¹⁾, TOLKACHEV Alexander¹⁾,
ASCASIBAR Enrique¹⁾, 磯部光孝²⁾, 西村 伸²⁾, 秋山毅志²⁾, 鈴木千尋²⁾, 松岡啓介²⁾,
南 貴司²⁾, 岡村昇一²⁾

京都大学エネルギー理工学研究所, 京都府宇治市五ヶ庄

¹⁾CIEMAT, Laboratorio Nacional de Fusión, EURATOM-CIEMAT, Madrid, Spain

²⁾核融合科学研究所, ³⁾京都大学エネルギー科学研究科

(原稿受付: 2007年6月6日 / 原稿受理2007年8月2日)

ヘリカル型プラズマ閉じ込め装置である Heliotron J, TJ-II, CHS のECHプラズマにおいて電子サイクロトロン電流駆動実験を行った. ECCDはECパワーの入射条件, 吸収位置, 磁場配位によって制御できることを実験的に示した. 3装置の電流駆動効率は同程度であり, $\gamma = n_e I_{EC} R / P_{EC} = 8 - 16 \times 10^{16} \text{ A/Wm}^2$, $\zeta = 32.7 n_e I_{EC} R / P_W T_e \sim 0.05$ であった. EC電流は磁場リップル構造に依存して駆動方向が反転することを観測した. EC電流の向きと大きさは主として Fisch-Boozer 効果と大河効果のバランスで決定されるが, ヘリカル系では大河効果の影響が大きいことを示唆している. EC電流を制御しブートストラップ電流を相殺することで, トロイダル電流が全体としてゼロの放電が可能となった.

Keywords:

electron cyclotron current drive, helical system, Heliotron J, TJ-II, CHS, current drive efficiency, Fisch-Boozer effect, Ohkawa effect

1. はじめに

トロイダルプラズマにおいて, 非誘導電流駆動電流の制御は高性能プラズマの実現や定常プラズマ維持に向けての重要な課題の一つである. ヘリカル系では, 閉じ込め磁場が外部コイルによって形成できることから, オーミック電流のような誘導電流をプラズマ平衡のために必要としない. しかしながら, トカマクと同様に有限のプラズマ圧力がブートストラップ電流を駆動し回転変換分布を変えることで, プラズマの平衡・安定性に影響を及ぼすことが指摘されている. ブートストラップ電流は Heliotron J[1], CHS [2], LHD[3] および W7-AS[4] といった装置において輸送, MHD 安定性の観点から実験的に解析が進んでいる. 例えば, LHD では, ブートストラップ電流によって回転変換が上昇することで有理面 $l/2\pi = 1$ が低シア領域に移動し, 磁気島の形成により閉じ込めの劣化が発生することが

観測されている[5]. 理論的にも磁場スペクトルを最適化することでブートストラップ電流の抑制・制御に関する研究が進められている[6, 7].

電子サイクロトロン電流駆動 (Electron Cyclotron Current Drive, ECCD)は熱・粒子輸送, 平衡と安定性といった観点から回転変換分布や磁気シアの制御のために有効な手法として考えられている. 例えば, トカマクでは新古典ティアリングモードの回避・安定化を ECCD によって行い, 規格化ベータ値の向上に成功している[8, 9]. ヘリカル系では, ブートストラップ電流をキャンセルし回転変換分布に危険な有理面を生じさせない手法として ECCD を利用できる. また, ヘリカル系での ECCD 研究はトロイダルプラズマにおける ECCD 物理をより深く理解する上で役立つものと考えられる.

一方, 計測の観点からは, ヘリカル系装置はオーミック

Electron Cyclotron Current Drive in Helical Systems – Experimental Results from Heliotron J, TJ-II and CHS –

NAGASAKI Kazunobu, FERNÁNDEZ Angela, YOSHIMURA Yasuo, MOTOJIMA Gen, OKADA Hiroyuki, MIZUUCHI Tohru, KOBAYASHI Shinji, FENG Zhen, SAKAMOTO Kinzo, KONDO Katsumi, NAKAMURA Yuji, ARIMOTO Hajime, WATANABE Shinya, NOSAKU Masatoshi, MATSUOKA Satoshi, TOMOKIYO Takashi, SANO Fumimichi, CAPPÁ Álvaro, CASTEJÓN Francisco, FONTDECABA Jose Maria, TRIBALDOS Victor, TOLKACHEV Alexander, ASCASIBAR Enrique, ISOBE Mitsutaka, NISHIMURA Shin, AKIYAMA Tsuyoshi, SUZUKI Chihiro, MATSUOKA Keisuke, MINAMI Takashi and OKAMURA Shoichi

corresponding author's e-mail: nagasaki@iae.kyoto-u.ac.jp

電流がないため EC 電流の精度よい測定が可能という長所を有している。トカマクでは、トロイダル電場の影響、電子温度の変動を考慮に入れた解析が必要であり、ECCD の解析は簡単ではない。ヘリカル系装置では、トロイダル電場による非線形効果がないこと、また、オーミック電流が存在しないことにより、従来のロゴスキーコイルを用いて 1 kA 以下の精度で非誘導電流の計測が可能である。

ヘリカル系での系統的な ECCD 研究は W7-AS において初めて試みられた[10]。入射角や電子密度に対する依存性、捕捉粒子の効果を含めた理論解析との比較などが行われている[11]。近年、Heliotron J (京都大学, 日本)[12], TJ-II (CIEMAT, スペイン)[13], CHS (NIFS, 日本)[14] の中型ヘリカル系装置において ECCD に関する国際共同実験が進められており、3 装置ともに主半径約 1 m, プラズマ小半径 0.2 m 程度、電子密度、電子温度も同程度のパラメータ領域にあることから、共通する電流駆動物理の抽出が期待できる。本論文では、Heliotron J, TJ-II, CHS といった中型ヘリカル装置において ECCD 実験結果の比較を行い、ヘリカル系における ECCD 特性について実験的に調べるとともに、トロイダル電流制御への適用結果について報告する。特に、入射角、磁場配位、電子密度に対する依存性について示す。また、捕捉粒子効果が大きいヘリカル系での磁場リップル構造が ECCD に及ぼす影響についても議論する。

2. 電子サイクロトロン電流の駆動機構

EC 波は電子を磁力線に垂直方向に加速し、平行方向には直接運動量を与えないため、一見するとトロイダル電流を駆動しないように思える。しかしながら、磁力線に平行方向の非一様性の発生を考慮すると、駆動電流が生じることがわかる。これは Fisch と Boozer によって理論的に予測され、Fisch-Boozer 効果と呼ばれている[15]。図 1 に示すように、ドップラーシフトした電子サイクロトロン共鳴条件 $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = n\omega_{ce}$ を満たす電子は磁場に垂直方向に加速され、速度空間において低衝突領域に入る。速度空間分布は主にピッチ角散乱による衝突緩和過程によりマクスウェル分布に戻ろうとするが、衝突頻度は v^{-3} の割合で速度の増大とともに減少するため、低エネルギー電子に比べ高エネルギー電子の v_{\parallel} に関する対称化はゆっくりしたものとなる。その結果、衝突時間に比べて十分に長い時間がたつと、ある一方の v_{\parallel} をもつ電子の数が逆方向のそれよりも多くなり、 v_{\parallel} に関する非一様性から、磁力線に沿った電流が駆動される。プラズマ実験では、屈折率の磁場に平行な成分 N_{\parallel} ($N_{\parallel} \neq 0$) を有する EC 波を入射することで電流駆動が発生する。一方の v_{\parallel} をもつ電子がドップラーシフトして波を吸収することにより EC 電流は駆動される。線形理論により導出される電流駆動効率 η は

$$\eta = \frac{j_{EC}}{P_{EC}} = \frac{3em_e v_1^2}{4\pi e^4 n_e \Lambda (5 + Z_{eff})} \quad (1)$$

で与えられる[16]。ここで、 j_{EC} , P_{EC} , Λ , Z_{eff} , v_1 は、それぞれ駆動電流密度、EC パワー、logarithmic λ , 有効電荷、

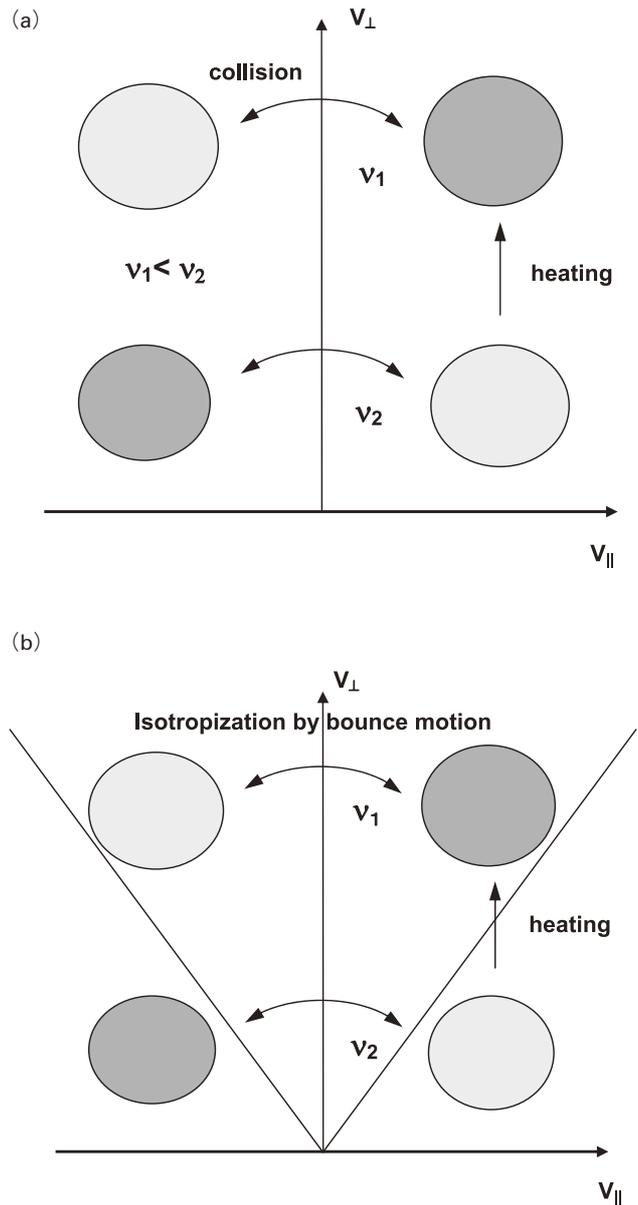


図 1 速度空間における EC 波による電子加速効果, (a)Fisch-Boozer 効果, (b)大河効果.

加速された電子の速度である。この効率は磁力線方向に直接運動量を与える低域混成波電流駆動効率の 3/4 と同程度である。しかしながら、実際のプラズマ実験で得られている駆動効率はいくつかの他の効果により線形理論よりも低い。電流駆動効率に影響を与える効果として、捕捉粒子効果、不完全な一回吸収、相対論的效果、トロイダル電場、電流の異常拡散 (有限閉じ込め効果) 等が考えられている。

磁場にリップル構造がある場合、磁場の非一様性により捕捉粒子が発生する。EC 波によって磁場に垂直方向に加速された電子は通過領域から捕捉領域へと入り、磁気リップル内で往復運動をすることで v_{\parallel} に関する非対称性は急速に失われる。定常状態において、ドップラーシフトした加熱による捕捉過程は v_{\parallel} に関して非対称であるのに対し、捕捉粒子の脱捕捉過程は対称である。その結果、加速される電子が元々いた速度空間での電子数は減少し、反対方向の v_{\parallel} をもつ電子の数が多くなり、Fisch-Boozer 効果と

は反対方向の電流が形成される。この効果を大河効果と呼んでおり、Fisch-Boozer 効果と逆方向に電流を駆動する [17]。Fisch-Boozer 効果と大河効果のバランスについては文献 [18] においてトカマク配位で adjoint equation を用いて理論解析されており、捕捉粒子が電流駆動効率を決定する上で重要であることが示された。捕捉粒子の割合が多い場合は電流駆動方向が逆転することも示されている。ヘリカル系では、大きな v_{\perp} を持つ電子はトロイダルリップル以外にヘリカルリップルにより捕捉されるため、大河効果がトカマクに比べて強いことが予想される。

3. プラズマ実験装置および ECH/ECCD システム

Heliotron J, TJ-II, CHS はヘリカル系中型プラズマ装置であり、主半径 R 、小半径 a 、磁場強度 B は、それぞれ $R=1.2$ m, $a=0.1-0.2$ m, $B=1.5$ T (Heliotron J), $R=1.5$ m, $a=0.2$ m, $B=1.0$ T (TJ-II), $R=1.0$ m, $a=0.2$ m, $B=1.9$ T (CHS) である。本論文でのプラズマパラメタ範囲は、 $n_e=0.2-1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e=0.3-2 \text{ keV}$ と装置パラメタと同様に同程度の値である。密度上限は第 2 高調波 X-mode のカットオフによって決定されており、53.2 GHz のとき $n_e=1.75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 70 GHz のとき $n_e=3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。磁場構造は磁場スペクトラムにおけるトロイディシティ、バンピーネス、ヘリシティおよびその高次高調波成分の比が異なるため、磁場リップル構造に相違がある。図 2 に入射位置における磁気軸に沿った磁場分布を示す。Heliotron J はトロイダルコイル、ヘリカルコイル、内側・外側の垂直磁場コイルの電流比を制御でき、入射位置におけるリップル構造を大きく変化させることが可能で、EC パワーの吸収位置を磁場の最大値 (リップルの山) から最小値 (リップルの谷) まで変えることができる。TJ-II の磁場配位では局所的な磁場の極小値に近い位置で EC パワーが入射されている。CHS では、磁気軸を $R=0.95$ m に位置させた場合、磁気軸に沿って磁場強度はほぼ一定であり、磁気軸シフトにより磁気軸においてもリップル構造が現れる。

ヘリカル系において、通常、ECH システムはプラズマ生成・加熱のために用いられている。ヘリカル系は 3 次元磁場構造を有しており、パワー吸収位置および N_{\parallel} を制御するため、磁場構造に合わせた広い入射角範囲、偏波モードの精密な制御が要求される。近年の高パワーミリ波技術の急速な進歩により、入射角・偏波面が制御されたガウスビーム入射システムが実験に適用されるようになった。表 1 は 3 装置における ECH システムの主要パラメタを示している。システムの詳細については表 1 の各参考文献を参照されたい。本論文での実験は入射パワー 0.2-0.6 MW の範囲で第 2 高調波 X-mode による ECCD を行っている。伝送系は導波管伝送 (Heliotron J)、準光学伝送 (TJ-II, CHS) と異なるものの、入射システムについては駆動ミラーシステムを用いてフォーカスされたガウスビームをポロイダル・トロイダル両方向に広範囲に入射角制御が行えるようになっており、ECCD を行えるだけの十分な入射角範囲を確保している。ただし、Heliotron J では、2004 年以

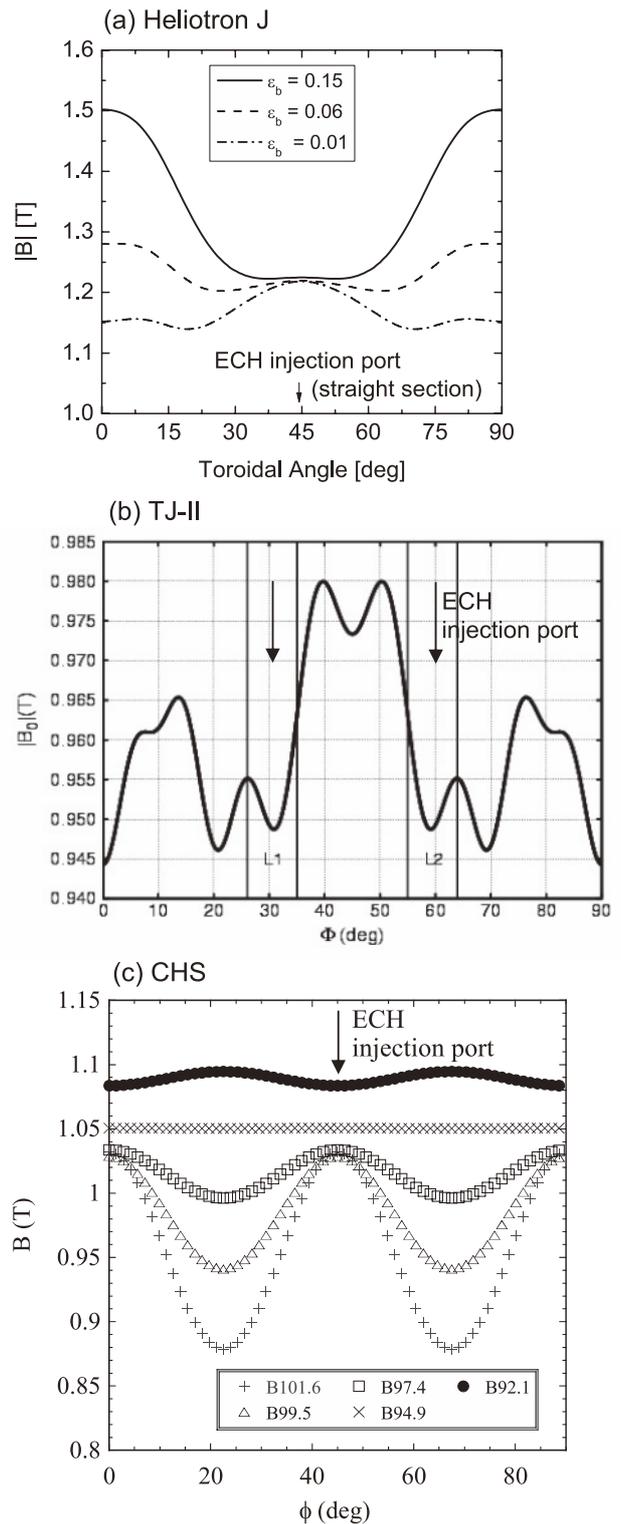


図 2 磁気軸に沿った磁場強度分布, (a) Heliotron J, (b) TJ-II, (c) CHS. ECH 入射ポートを矢印で示す。(a)において、実線、破線、一点鎖線はそれぞれバンピーネスが $\epsilon_b=0.15, 0.06, 0.01$ の場合の磁場強度を示す。(c)において、+, Δ , \square , \times , \bullet はそれぞれ磁気軸が $R=101.6$ cm, 99.5 cm, 97.4 cm, 94.9 cm, 92.1 cm のときの磁場強度である。

降、入射ポートをトカマク様の磁場分布をもつコーナー部 (トロイダル角 $\phi=0$ deg) からサドル型磁場分布をもつ直線部 ($\phi=45$ deg) に入射システムを移動させており、この

表1 Heliotron J, TJ-II, CHS における ECH/ECCD システム.

	Heliotron J	TJ-II	CHS
周波数	70 GHz	53.2 GHz	53.2 GHz 106.4 GHz
最大入射パワー	0.4 MW	0.3 MW × 2	0.3 MW 0.4 MW
最長パルス幅	0.2 sec	0.5 sec	0.1 sec
入射モード	Focused/ non-focused Gaussian	Focused Gaussian	Focused Gaussian
入射角	Controllable/ fixed	Controllable	Controllable
偏波	Controllable	Controllable	Controllable
参考文献	[19]	[20]	[21]

場合、入射方向は固定で、真空状態で $N_{||} = 0.44$ である。本論文で示すデータのうち、入射角依存性についてはコーナー部入射、他のデータは直線部入射であることに注意されたい。TJ-II は 2 系統の 53.2 GHz ECH/ECCD システムを有しており、それぞれに入射用駆動ミラーが取り付けられている。入射位置はトロイダル角に関して対称な位置にあり、異符号で同じ大きさの $N_{||}$ のとき、互いの EC 電流をキャンセルすることが可能である。CHS ではトーラス上側から EC ビームを入射しており、磁気軸位置 $R = 0.95$ m においてトロイダル入射角 7 度のとき、真空の場合 $N_{||}$ は約 0.16 である。一回通過吸収率は高く、Heliotron J での透過波計測では直線部入射で 90% を得ており [22]、レイトレーシング計算結果とも良い一致を示している。

4. 実験結果

測定されたプラズマ電流の時間発展例を図 3 に示す。プラズマは第 2 高調波 ECH により生成・維持されている。トロイダル電流の飽和時間は電流拡散時間によって決定されており、密度・温度に依存するものの 100–200 msec 程度である。電子密度が $n_e > 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のパラメタ領域では ECH パルス幅 150 msec 程度ではほぼ飽和することが確認されているが、 $n_e < 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ではトロイダル電流は増加を続けており、駆動電流をやや過小評価している。本研究での実験結果ではトロイダル電流による回転変換は変わるものの、どの装置においてもプラズマの閉じ込めに影響を与える MHD 不安定性の発生は観測されていない。

ECCD の駆動原理からわかるように、電流の大きさおよび駆動方向は平行屈折率 $N_{||}$ に依存している。図 4 にトロイダル電流の入射角依存性を示す。 $n_e = 0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度と低密度領域であるのでブートストラップ電流の寄与は小さく、ECCD が主たるトロイダル電流を駆動している。トロイダル電流の流れる方向は Fisch-Boozer 効果で決定される方向 ($N_{||}$ と逆方向) であり、 $N_{||}$ が大きくなるにつれて I_p が増大すること、 $N_{||}$ の符号に依存していることがわかる。ある $N_{||}$ に達すると EC 電流は飽和する傾向にある。磁場配位は 3 装置で異なるものの、EC 電流のオーダは数 kA と同程度である。後で述べるように、EC 電流の方向はパワー吸収位置での磁場リップル構造に強く依存するが、ト

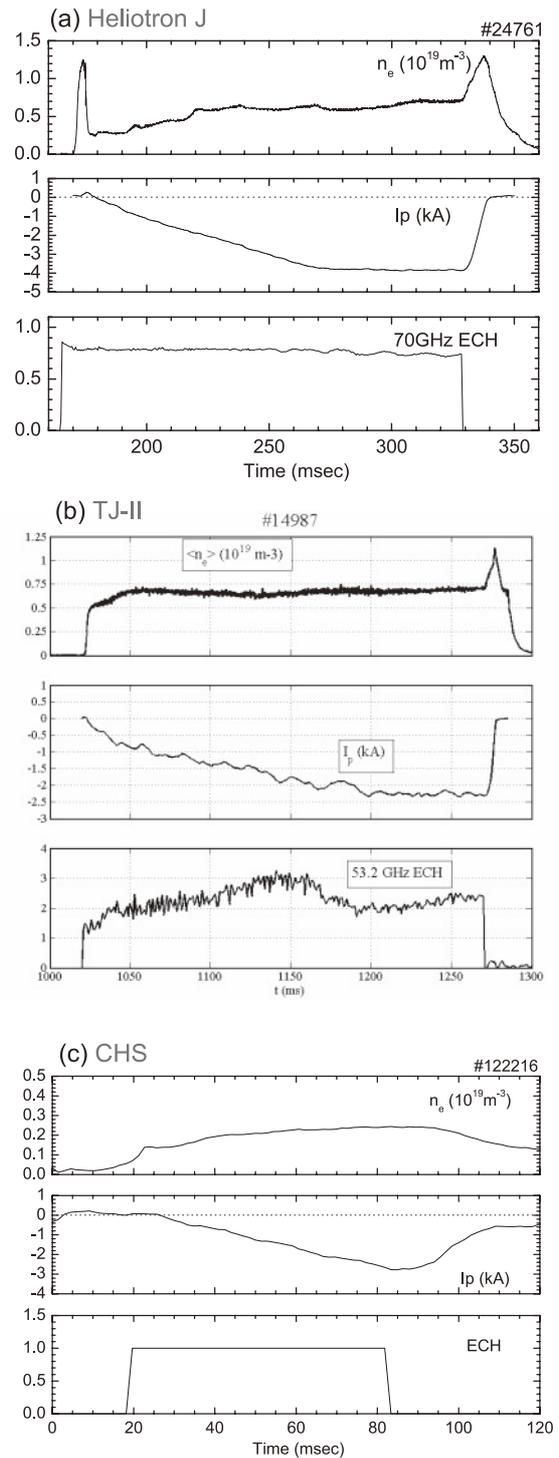


図 3 ECH プラズマにおける EC 電流の時間発展, (a) Heliotron J, (b) TJ-II, (c) CHS. 時間発展データは上からそれぞれ線平均電子密度, トロイダル電流, ECH モニタ信号である。

ロイダル入射角スキャンの条件下ではパワーはリップルの山に近い位置にて吸収されており、Fisch-Boozer 効果が大河効果よりも強いものと考えられる。これら入射角スキャン実験での電流駆動方向は、どの装置においても Fisch-Boozer 効果で決定される方向である。入射角スキャンでは、磁場強度を固定しているため、有限の $N_{||}$ によるドップラシフトが発生する。その結果、駆動電流分布は中心領域からずれ、電子温度の低下やリップル構造の変化により

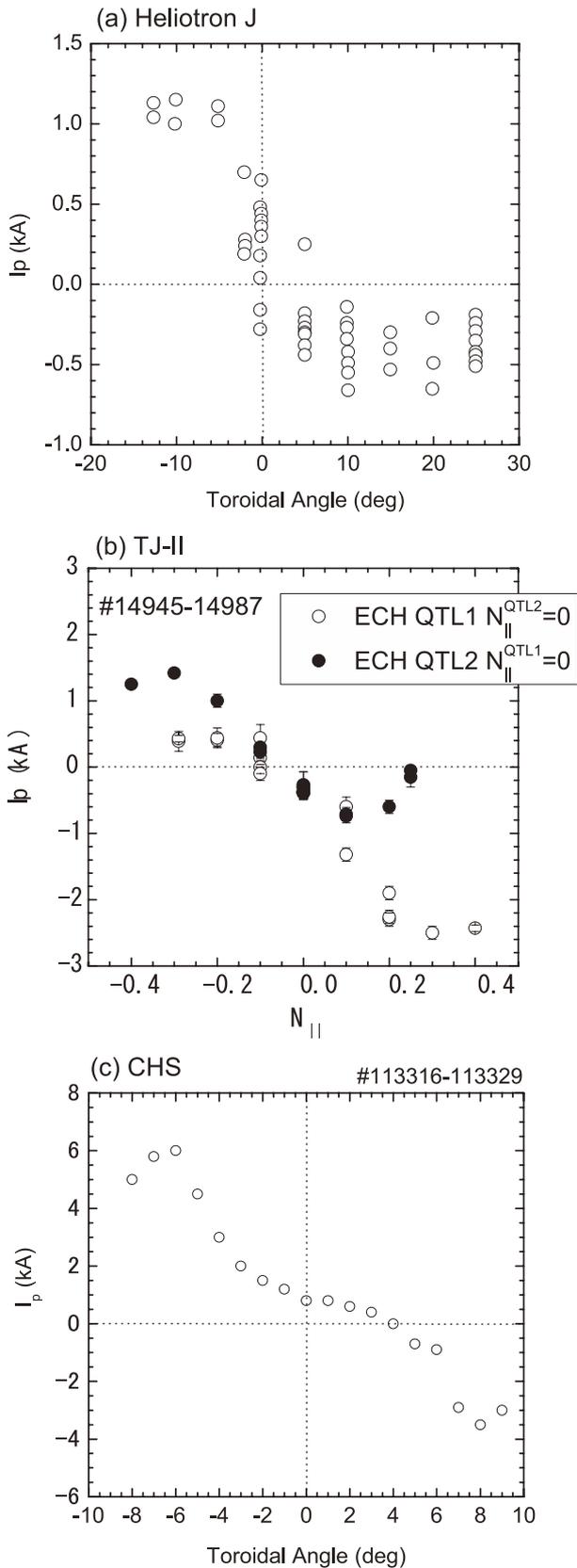


図4 トロイダル電流 I_p のEC波入射トロイダル角依存性。(b)のTJ-IIの実験結果において、○はQTL2 ECHシステムの入射角を $N_{\parallel}=0$ に固定しQTL1 ECHシステムの入射角をスキャンしたときのトロイダル電流、●はQTL1 ECHシステムの入射角を $N_{\parallel}=0$ に固定しQTL2 ECHシステムの入射角をスキャンしたときのトロイダル電流値である。

EC電流が影響を受ける可能性がある。レイトレーシング計算によれば、Heliotron Jでの斜め入射では、入射角15度するときパワー吸収分布のピークのシフトは $\Delta r/a = 0.1$ 程度移動する。ドップラーシフトを考慮に入れた N_{\parallel} 依存性の評価は今後の課題である。

ECHプラズマにおいてログスキーコイルで測定される非誘導電流はブートストラップ電流とEC電流から構成されている。EC電流を正確に評価するためには、測定されるトロイダル電流にどの程度のブートストラップ電流の寄与があるのか評価する必要がある。Heliotron Jではブートストラップ電流とEC電流の切り分けを行うため、磁場反転実験を行った。ブートストラップ電流は磁場の方向に依存して駆動方向が変わるが、EC電流は共鳴条件が磁場方向ではなく磁場強度に依存することから、磁場の方向を変えても駆動方向は変わらない。この特性を考慮すると、ブートストラップ電流 I_{BS} とEC電流 I_{EC} はそれぞれ

$$I_{BS} = \frac{I_p^{cw} - I_p^{ccw}}{2},$$

$$I_{EC} = \frac{I_p^{cw} + I_p^{ccw}}{2},$$
(2)

によって与えられる。ここで、 I_p^{cw} と I_p^{ccw} はそれぞれトラス上側から見た磁場の時計方向、反時計方向に対応する。ブートストラップ電流とEC電流の非線形相互作用は無視できるものと仮定した。蓄積エネルギー、電子温度といった他のプラズマパラメータは磁場を反転させた場合もほぼ同じであることを確認している。

図5にHeliotron Jにおいて測定されたトロイダル電流および求めたEC電流とブートストラップ電流の電子密度依存性を示す。ブートストラップ電流はプラズマ圧力の増加により電子密度とともに増大し、 $n_e > 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で飽和する傾向にある。このブートストラップ電流の強度は新古典理論の予測値に近い[23]。低密度領域ではブートストラップ電流は0.5 kA以下であり、ECCDに比べて小さく、トロイダル電流はほぼECCDによって駆動されていると考えてよい。ECCDは速度空間における非等方性により駆動されるため、電子密度が上昇し衝突頻度が高くなると、駆動電流値は低下する。CHSでの電子密度スキャン実験では、 I_p はほぼ $1/n_e$ に比例している。TJ-IIではトロイダル電流の密度依存性は明確でなく、電子密度が増大してもトロイダル電流は大きく変化しない。この原因としては、高密度においてブートストラップ電流の寄与が大きくなり、トロイダル電流の低下を補償しているものと考えられるが、EC電流の明確な密度依存性を求めるためには、ブートストラップ電流の切り分けが今後必要である。

Heliotron Jでは、各コイルの電流値を制御することでパワー吸収位置でのリップル構造を大きく変えることが可能である。図2(a)に示すように、磁場スペクトルのバンピー成分を変えることで、パワー吸収位置での磁場強度を固定したまま、ECHパワー吸収位置での磁場は磁場リップルの山から谷まで変化する。これら磁場条件を変えた場合のEC電流の電子密度依存性を図6に示す。ここで、磁場反

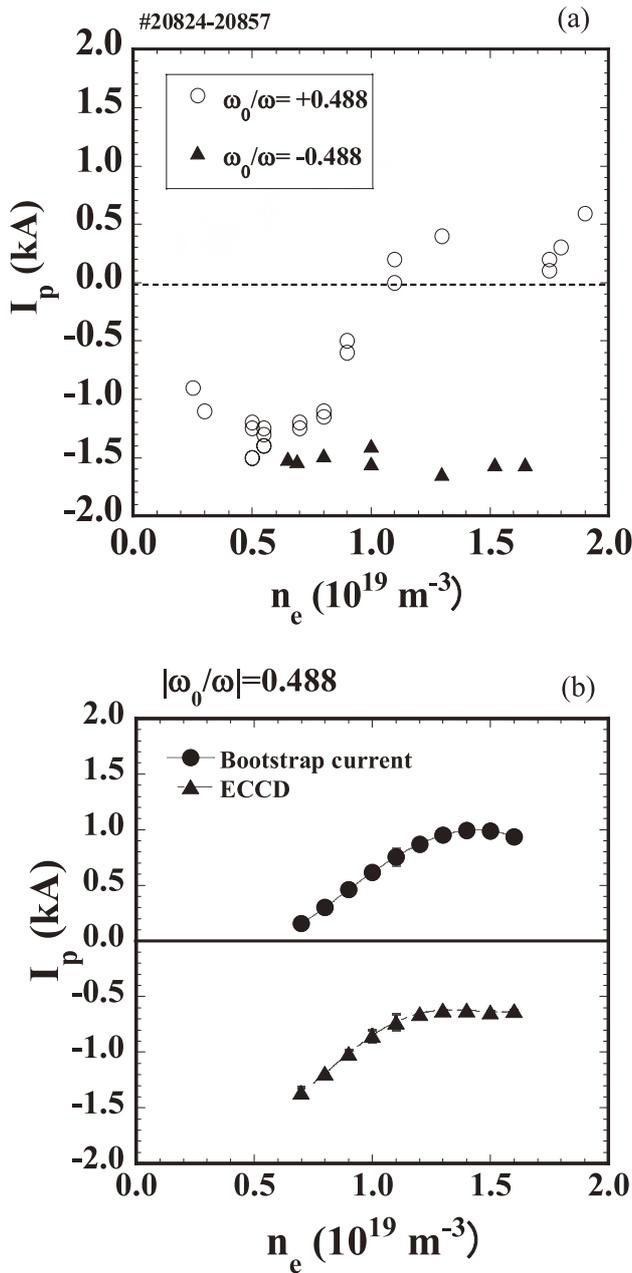


図5 Heliotron J における非誘導電流の電子密度依存性. (a) 測定されたトロイダル電流. (b) 導出されたブートストラップ電流と EC 電流. (a)において、○、▲はそれぞれトロイダル磁場がトラスを上からみて時計回り方向、反時計回り方向の場合のトロイダル電流値である。 ω_0 は磁気軸での電子サイクロトロン角周波数、 ω は入射波角周波数である。

転実験を行うことでブートストラップ電流の寄与を実験的に評価し、トータル電流から差し引いており、主たる EC 電流を反映している。最大 EC 電流は 4.6 kA であり、 $n_e > 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の高密度 NBI プラズマにおけるブートストラップ電流・NBI 駆動電流よりも大きい。 $n_e < 0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ において EC 電流が減少するのは一回通過吸収パワーが減少するためであり、このことは透過波計測により確認している。リップルの谷にパワー吸収を位置させた場合、電流駆動方向は反転し、また、この駆動電流値はリップルの山の場合に比べて 3 分の 1 程度低い。

電流駆動方向が反転する理由の一つは ECCD に対して速

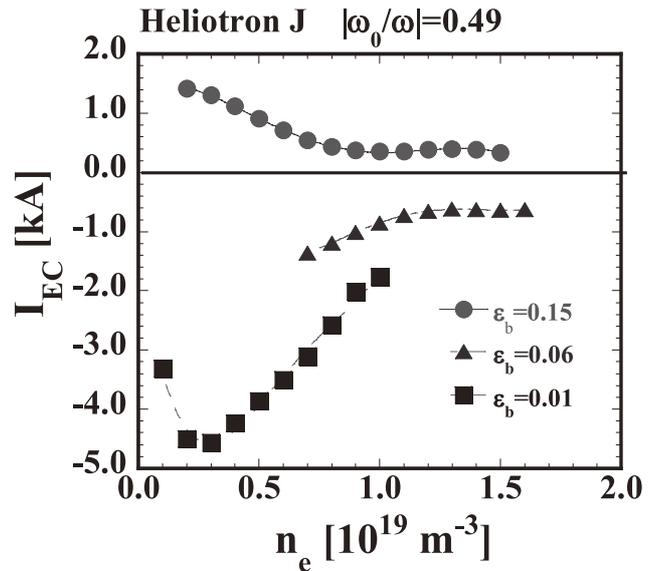


図6 Heliotron J における EC 電流の磁場配位依存性. ●, ▲, ■ はそれぞれ $\epsilon_b=0.15, 0.06, 0.01$ のときの EC 電流値である. EC パワー吸収位置におけるリップル構造は図 2 (a) に示されており、リップルボトム、フラット、リップルトップ加熱はそれぞれ $\epsilon_b=0.15, 0.06, 0.01$ に対応する。

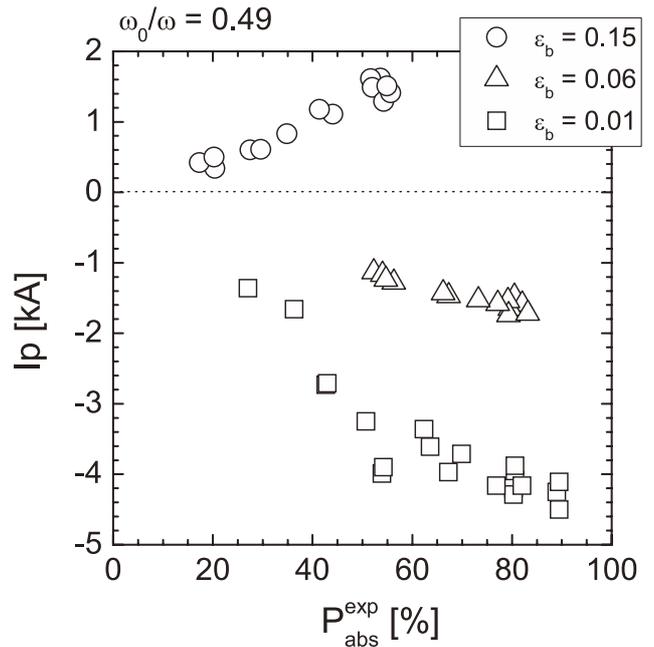


図7 トロイダル電流 I_p の一回通過パワー吸収率依存性. 電子密度は $n_e=0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であり、ブートストラップ電流は 0.5 kA 以下であるので、 I_p の大部分は EC 電流が担っていると考えてよい。○、△、□はそれぞれ $\epsilon_b=0.15, 0.06, 0.01$ のときのトロイダル電流値である。

度空間の効果が重要な役割を果たしているためと考えられる。Fisch-Boozer 効果では、ある一方の $v_{||}$ を持つ電子が磁力線に垂直方向に加速されることにより生じる。一方、大河効果は Fisch-Boozer 効果と反対方向に電流を駆動する。 $v_{||}$ についての非対称性は磁場リップル中での電子のバウンス運動中の散乱によって失われ、バルク電子の不足が電流を発生させる。低バンピーネス配位の場合、電子はリップルの山で加速され、Fisch-Boozer 効果が強くなるの

に対し、高バンピー配位では電子はリップルの谷で加速され捕捉粒子の割合が増大し、大河効果が強くなる。この定性的な予測は測定された EC 電流の方向と一致する。リップルの谷での ECCD では大河効果が Fisch-Boozer 効果に打ち勝ち、駆動電流方向が逆転したものと考えられる。この駆動電流の反転は W7-AS でも観測されており、ヘリカル系での ECCD に対するリップル効果の重要性を示唆している。

入射ビームの X-mode 割合を伝送系に取り付けた偏波器によって制御すると、一回通過吸収パワーの ECCD への役割を調べることができる。図 7 に一回通過吸収率に対する駆動電流の依存性を示す。ここで、一回通過吸収率は入射ポートの対向面に取り付けられた検出器により測定された透過波を用いて評価されている。密度は $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ で、ブートストラップ電流の寄与は 0.5 kA 以下と小さい。

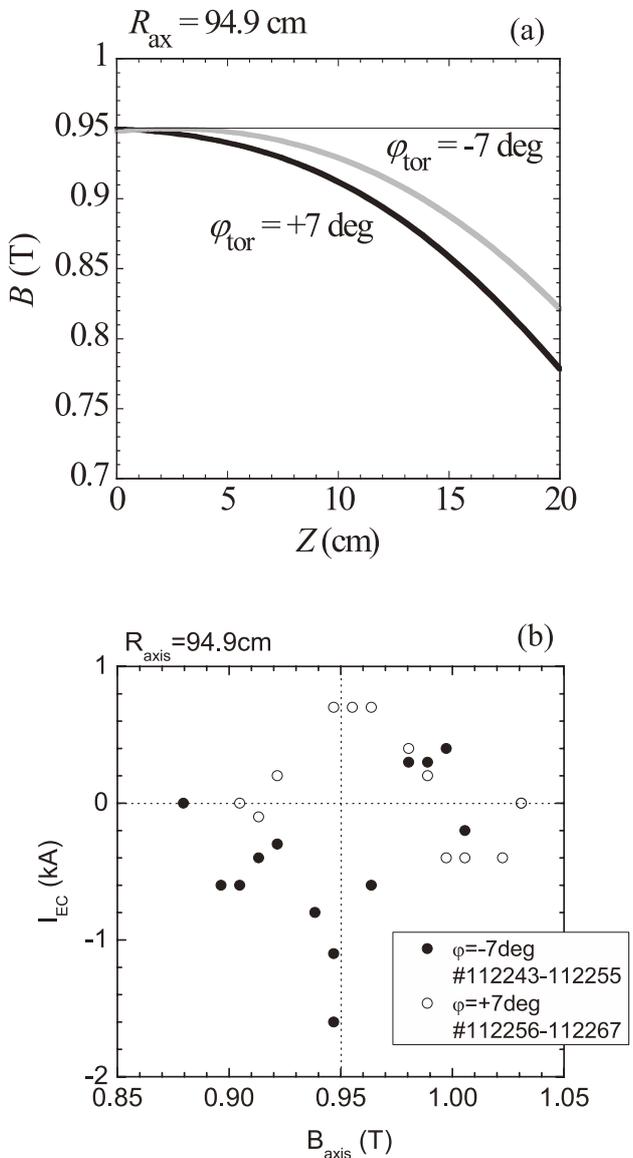


図 8 CHS における磁場強度スキャン実験、(a) ビーム径路に沿った磁場強度分布、(b) EC 電流の磁場強度依存性。(b) において、○、●はそれぞれ ECH 入射トロイダル角が +7 deg、-7 deg のときの EC 電流値である。

い、X-mode の割合が増え一回通過吸収が増大するにつれて EC 電流は増大しており、ECCD が一回通過吸収によって決定されていることを示唆している。一回通過によって吸収されなかったパワーは真空容器で反射され $N_{||}$ がランダムとなる可能性が高く、電流駆動への寄与が少なくなるためと考えられる。

CHS における磁場強度スキャン実験結果を図 8 に示す。ECH 入射トロイダル角は +7 deg、-7 deg であり、磁気軸は $R_{axis} = 94.9 \text{ cm}$ に固定している。この入射角の場合、真空中での $N_{||}$ は 0.16 であるので、電子温度が 1 keV のときドップラーシフトによる共鳴面のずれ $(\omega - 2\omega_{ce})/\omega$ は 1% 程度と評価される。したがって、この磁場強度スキャン実験ではドップラーシフトの効果は小さいと考えられる。最大電流値は共鳴面が磁気軸近傍に位置したときに得られており、共鳴面が磁気軸から離れるにつれて単調に減少する。電流駆動方向は Fisch-Boozer 効果の方向と一致している。この非中心軸加熱の場合の電流駆動効率の低下は Heliotron J においても観測されている。駆動電流が非中心軸加熱になるほど減少する理由としては、電流駆動位置での電子密度が低下し駆動効率が減少すること、また、磁場リップルの効果が大きくなること等が考えられるが、明確な理由はわかっていない。

従来、ECCD の電流駆動効率を評価する場合、駆動電流値と入射パワーとの比である I_{EC}/P_{EC} や、

$$\gamma = \frac{n_e I_{EC} R}{P_{EC}} \quad (3)$$

が用いられてきた。しかしながら、これらの電流駆動効率は無次元量でないこと、および、電子温度依存性を含んでいない問題がある。電子温度の効果を考慮に入れた無次元電流駆動効率

$$\zeta = \frac{e^3}{\epsilon_0^2} \frac{n_e I_{EC} R}{P_{EC} T_e} = 32.7 \frac{n_e I_{EC} R}{P_{EC} T_e} \quad (4)$$

が用いられることがある [24]。ここで、それぞれのパラメタの単位は n_e は $[10^{20} \text{ m}^{-3}]$ 、 I_{EC} は $[\text{A}]$ 、 R は $[\text{m}]$ 、 P_{EC} は $[\text{W}]$ 、 T_e は $[\text{keV}]$ である。この無次元電流駆動効率とは密度、温度といった重要な依存性を含んでいる。プラズマパラメタが同じ条件で ζ が変わるといことは、 I_{EC}/P_{EC} が単純に衝突周波数の変化により変わるといことより、熱電子速度や捕捉条件の変化を反映しているものと考えることができる。表 2 に Heliotron J, TJ-II, CHS における

表 2 Heliotron J, TJ-II, CHS における ECCD 電流駆動効率。

	Heliotron J	TJ-II	CHS
Mode	2nd X	2nd X	2nd X
EC Power	320 kW	400 kW	300 kW
Maximum I_{EC}	4.6 kA	2 kA	6 kA
$\eta = I_{EC}/P_{EC}$	14 A/kW	10-15 A/kW	35 A/kW
$\gamma = n_e I_{EC} R / P_{EC}$	$8 \times 10^{16} \text{ A/Wm}^2$	$9 \times 10^{16} \text{ A/Wm}^2$	$16 \times 10^{16} \text{ A/Wm}^2$
$\zeta = 32.7 n_{20} I_{A} R_{m} / P_{W} T_{\text{keV}}$	0.05	0.03	0.04

ECCD 電流駆動効率を示す。この電流駆動効率はこれまでの実験で得られている典型的な数値であり、最適化されたものではないことに注意されたい。3装置の磁場配位は異なり大河効果の影響に差異が生じることが予想されるが、現在までに得られている EC 電流値はどの装置においても数 kA のオーダーであり、電流駆動効率もファクタ 2 の範囲内で同程度となっている。トカマクにおける電流駆動効率は、例えば同程度の装置パラメタである TCV では $\gamma = 9 \times 10^{17} \text{ A/Wm}^2$ [25] であることから、ヘリカル系の電流駆動効率は低い。これは、ヘリカルリップルによる大河効果が大きいためと考えられる。大河効果を考慮に入れた ECCD 評価のレイトレーシング計算コードは現在開発中であり、今後、理論・数値計算との比較により、捕捉粒子効果について明確にできるものと考えている。

電流駆動効率はトカマクに比べて低いものの、ブートス

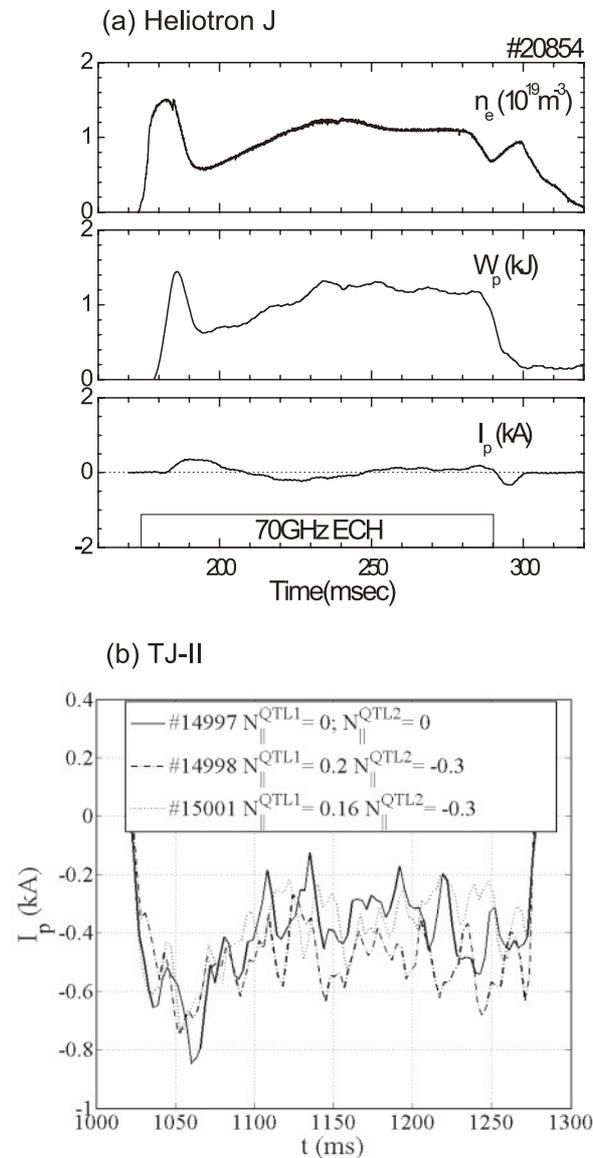


図9 ECCDによるトロイダル電流制御。(a)Heliotron JにおけるEC電流を用いたトロイダル電流ゼロ状態。(b)TJ-IIにおける2系統ECHシステムの入射角制御によるEC電流同士のキャンセル。

トラップ電流と同程度であり、トロイダル電流制御という観点からは十分なEC電流を駆動することができる。Heliotron J, TJ-IIにおいて行った、トロイダル電流をECCDによって制御ができるかどうかの試みの結果を図9に示す。Heliotron Jではブートストラップ電流が1.5 kA程度流れる配位において、ECCDを行った結果、トロイダル電流を0.4 kA以下に維持する放電に成功した。また、TJ-IIにおいて2系統の入射ビームを N_{\parallel} の絶対値を一定にしてトロイダル角について逆方向に入射し、ブートストラップ電流に対応する0.5 kA程度のみを流した。1系統のECCDシステムによってトータル電流がゼロとなる状態を維持することは可能であるが、2系統のECCDシステムは電流制御の範囲をさらに拡張するものと期待できる。

5. まとめ

Heliotron J, TJ-II, CHS装置において第2高調波X-modeによるECCD実験を行い、ヘリカル系におけるECCDの挙動について調べた。駆動電流は N_{\parallel} 、磁場強度、磁場リップル構造、電子密度に依存し、3装置は磁場構造に異なる点があるものの、得られた電流値・電流駆動効率は同程度であった。3装置における入射角スキャン実験は駆動電流の外部制御性が高いことを示した。駆動電流は最大6 kAであり、電流駆動効率は $\gamma = neI_{\text{EC}}R/P_{\text{EC}} = 8 - 16 \times 10^{16} \text{ A/Wm}^2$ 、 $\zeta = 32.7neI_{\text{EC}}R/P_{\text{EC}}T_e \sim 0.05$ である。これは磁場リップルの小さいトカマク装置における典型的な値よりも小さく、加速された電子が捕捉粒子となり大河効果が重要な役割を果たしていることを示唆している。電流駆動効率はトカマクに比較して高くないもののブートストラップ電流と同程度であり、回転変換分布を制御する手法として考えることができる。Heliotron J, TJ-IIでは、EC電流を制御し、ブートストラップ電流を相殺することによりトロイダル電流をほぼゼロとする放電が得られた。ブートストラップ電流とEC電流の径方向分布は異なっているため、MHD不安定性の回避・抑制等、回転変換分布制御の観点からは、今後さらに制御性を高める必要がある。

Heliotron Jでは、パワー吸収位置での磁場リップル構造を変化させることでEC電流の向きが逆転することを実験的に示した。捕捉粒子の割合を増やし大河効果を強くしたとき、EC電流はFisch-Boozer効果とは逆方向に電流が流れる。これはW7-ASでの実験結果と定性的に一致する結果である。現在、磁場構造を正確に取り入れたレイトレーシング計算コードを準備中であり、今後実験結果との比較により、ECCDの最適化、Fisch-Boozer効果と大河効果の競合についての定量的な検討等を進めていく予定である。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、ご協力いただいたHeliotron J, TJ-II, CHSの実験グループに感謝いたします。本研究は一部、「国際共同研究拠点ネットワークの形成」、双方向共同研究(NIFS04KUHL005, NIFS04KUHL001-010)の援助を受けて行われました。

参考文献

- [1] T. Obiki *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 47 (2004).
[2] M. Isobe *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, A189 (2002).
[3] M. Fujiwara, Nucl. Fusion **39**, 1659 (1999).
[4] E. Sallander *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 1499 (2000).
[5] Y. Narushima, J. Plasma Fusion Res. **1**, 004 (2006).
[6] K.Y. Watanabe *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 335 (1995).
[7] Y. Nakamura *et al.*, Fusion Sci. Technol. **50**, 281 (2006).
[8] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1272 (2003).
[9] K. Nagasaki *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1608 (2005).
[10] V. Erckmann *et al.*, Fusion Eng. Des. **53**, 365 (2001).
[11] H. Maaßberg *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 1137 (2005).
[12] K. Nagasaki *et al.*, *21st IAEA Fusion Energy Conference*, 2006, Chengdu, EX/P6-14.
[13] A. Fernández *et al.*, *accepted in Fusion Sci. Technol.*
[14] Y. Yoshimura *et al.*, J. Korean Physical Society **49**, S197 (2006).
[15] N.J. Fisch and A. Boozer, Phys. Rev. Lett. **45**, 720 (1980).
[16] N.J. Fisch, Rev. Mod. Phys. **59**, 175 (1987).
[17] T. Ohkawa, General Atomics Report GA-A13847 (1976).
[18] M. Taguchi, Plasma Phys. Control. Fusion **31**, 241 (1989).
[19] H. Shidara *et al.*, Fusion Sci. Technol. **45**, 41 (2004).
[20] A. Fernández *et al.*, Int. J. Infrared Millimeter Waves **22**, 649 (2001).
[21] Y. Yoshimura *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 114501 (2006).
[22] K. Nagasaki *et al.*, *Proc. 14th Joint Workshop on ECE and ECRH*, May 2006, Santorini island, Greece.
[23] G. Motojima *et al.*, Fusion Sci. Technol. **51**, 122 (2007).
[24] R. Prater, Phys. Plasmas **11**, 2349 (2004).
[25] O. Sauter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3322 (2000).