

小特集

ITER 物理 R&D の成果

5. 加熱・電流駆動の物理

福山 淳, 高瀬 雄一¹⁾

井手 俊介²⁾, 牛草 健吉²⁾

(京都大学大学院工学研究科, ¹⁾東京大学新領域創成科学研究科,

²⁾日本原子力研究所那珂研究所)

Physics of Heating and Current Drive

FUKUYAMA Atsushi, TAKASE Yuichi¹⁾, IDE Shunsuke²⁾

and USHIGUSA Kenkichi²⁾

Graduate School of Engineering, Kyoto University, Kyoto 606-8501, Japan

¹⁾*Graduate School of Frontier Sciences, University of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan*

²⁾*Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-0193, Japan*

(Received 3 December 1999)

Abstract

The physics of heating and the current drive on ITER is reviewed on the basis of the ITER physics R&D activities. Four heating and current drive systems are under consideration for ITER: electron cyclotron waves, ion cyclotron waves, lower hybrid waves, and neutral beam injection. Fundamental physics describing the interaction with the plasmas, along with recent progress toward understanding the mechanisms and experimental results on the exploitation of the heating and current drive capabilities of each system, are discussed. The key aspects of each system's application to ITER are also presented.

Keywords:

tokamak, plasma heating, current drive, electron cyclotron wave, ion cyclotron wave, lower hybrid wave, neutral beam injection

5.1 はじめに

ITERにおける加熱システムの第一の役割は、Hモードに遷移するために十分な加熱を行い、炉心プラズマが定められた動作点に到達し、またそこから逸脱しないように、プラズマ温度を制御することである。第二の役割は、誘導起電力を用いない電流駆動によって定常運転を実現するとともに、電流分布の制御によってプラズマの性能を向上させることである。また、核融合反応を起こさない初期フェーズの実験においても十分な加熱を行うことができ、電流立ち下げ時においてはゆるやかな時間変化となるように制御できなければならない。さらに、

corresponding author's e-mail: ide@naka.jaeri.go.jp

局所的な加熱あるいは電流駆動による鋸歯状振動やテアリングモード等の制御や、プラズマ回転の誘起によるロックモードの制御が期待されている。加えて、放電開始時のプラズマ生成とその成長の支援や容器壁洗浄にも加熱システムが必要とされている。

これらの目的のために、ITERでは4つの方法が検討されている。すなわち、i)電子サイクロトロン周波数帯(ECRF)、ii)イオンサイクロトロン周波数帯(ICRF)、iii)低域混成周波数帯(LHRF)の電磁波とiv)中性粒子ビーム入射(NBI)である。各方法の特徴をTable 1に示す。ITERにおける加熱・電流駆動に対しては、おおよ

Table 1 Salient features of the four auxiliary heating systems in ITER system.

System	Frequency/ Energy	Overall System Efficiency	Advantages	Development required
ECRF	150-170 GHz	30-40 %	Localized H/CD Central CD Off-axis CD	Power sources
ICRF	40-75 MHz	50-60 %	Ion heating High power heating Central CD	ELM tolerance
LHRF	5 GHz	45-55 %	Off-axis CD High CD efficiency	Launcher
NBI	1 MeV	~37 %	Rotation High power heating Central CD	Beam sources

そ以下のように整理することができる。

- (1) **中心加熱**：加熱効率を高くするためには、閉じ込めのよいプラズマ中心部を加熱することが効率的である。ECRF と ICRF は周波数を適切に選ぶことによって、また NBI は入射エネルギーを十分高く選ぶことによって、ITER の標準的な運転シナリオにおいて中心加熱が可能である。しかしながら、LHRF では波が $r > 0.5a$ 程度までしか伝播することができないため、中心加熱は困難で、周辺部の加熱／電流駆動が主な目的となる。
- (2) **電流駆動**：トカマクの定常運転では、ブートストラップ電流以外のプラズマ電流を外部から駆動する必要がある。ブートストラップ電流が流れない中心部において、安全係数を低く抑え、高速イオンの閉じ込めを維持するために必要な中心部電流駆動は、ECRF、ICRF、NBI によって実現できる。一方、電流分布を制御するための周辺部電流駆動は ECRF と LHRF の役割と考えられている。
- (3) **回転駆動**：プラズマ回転はロックモードをはじめとする MHD 不安定性の抑制に効果的であることが知られており、さらに回転速度シアが閉じ込め改善に寄与すると考えられている。接線入射 NBI はトロイダル回転の駆動に実績があり、ITER でもその役割が検討されている。ICRF 加熱に伴って回転の誘起が報告されているが、その物理機構はまだ明らかではない。
- (4) **イオン加熱**：より低い加熱パワーでイオン温度を増加させ、アルファ粒子加熱の割合を高めるためには、電子ではなくイオンを直接加熱する方法が望ましい。ICRF は直接イオンにエネルギーを与え、加熱することができる。

以下の節では、各加熱法について物理 R&D の成果を示し、最後の節で今後の展望について述べる。なお、加熱・電流駆動に関する物理 R&D 活動は「高エネルギー

Table 2 ITER physics R&D meetings on energetic particles, heating and current drive.

1st meeting	October, 1995	Moscow
2nd meeting	October, 1996	Montréal
3rd meeting	June, 1997	Garching
4th meeting	September, 1997	JET
5th meeting	February, 1998	Naka
6th meeting	October, 1998	Naka
7th meeting	September, 1999	Cadarache

粒子、加熱・電流駆動」グループとして行っており、これまでの会合の開催日、開催場所は Table 2 のとおりである。

5.2 電子サイクロトロン加熱・電流駆動

電子サイクロトロン周波数帯の電磁波による加熱 (ECH) と電流駆動 (ECCD) の物理機構は、実験的にも理論的にもかなりよく理解されている。20年以上にわたって数々の装置で実験が行われ、加熱および電流駆動に加えて、プラズマ立ち上げ支援、鋸歯状振動や ELM 等の MHD 不安定性の制御、輸送現象の研究等に幅広く適用されている。

この方法は、1) 波が減衰を受けずに真空中を伝播するので、他の周波数帯の高周波加熱のようにアンテナをプラズマ表面に近づける必要がない。2) 正常波に対しては遮断密度が高く、密度の高いプラズマ中心部まで伝播することができる。3) 吸収領域はサイクロトロン共鳴条件

$$\omega = \frac{n \omega_{ce}}{\gamma} + k_{\parallel} v_{\parallel e} \quad (1)$$

によって定まり、プラズマの密度分布にはほとんど依存しない。ここで ω は波の角周波数、 ω_{ce} は電子サイクロトロン周波数、 $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ 、 k_{\parallel} と $v_{\parallel e}$ は磁力線方向の波数と速度、 n は整数である。4) 波の周波数が一定であっても、入射角を変化させることによって、プラズマ中の広い範囲で、局所的にパワーを吸収させることができる。高温プラズマでは吸収は強く、1回の共鳴通過でほとんどのパワーが吸収される。5) 波との相互作用によって高速電子が生成されることは少ない。そのため低域混成周波数帯の波に比べると電流駆動効率は低いが、電子温度の上昇とともに駆動効率は増大する。などの特徴をもつ。

サイクロトロン基本調波共鳴を用いた加熱・電流駆動では、弱磁界側から正常波を入射する方法と強磁界側か

ら異常波を入射する方法がある。高温プラズマでは正常波の吸収も十分強く、弱磁界側からの入射の方がアンテナの設置が容易である。弱磁界側入射の場合、トロイダル入射角が大きくなるにつれて、吸収領域が弱磁界側に移動し、吸収領域の幅が広がり、電流駆動効率は増加する。しかし、トロイダル入射角が大きすぎると、トーラス形状と密度勾配に伴う回折効果によって、波がサイクロトロン共鳴に到達しなくなり、電流駆動効率は低下する。また、電子温度の上昇とともに電流駆動効率は増大するが、第二高調波共鳴による吸収が増加するため、駆動効率は飽和する。

電子サイクロトロン波の伝播と吸収は幾何光学近似にもとづく光線追跡法を用いて解析することができ、駆動される電流密度は速度分布関数に対する軌道平均されたフォッカー・プランク方程式を解くことによって求めることができる。光線追跡法による波動伝播解析とフォッカー・プランク方程式による速度分布解析を組み合わせた数値計算コードとして、CQL3D [1], ORGAY, BANDIT-3D [2], TASK/EC 等が開発されている。実験との比較やコード間の比較が行われ、よい一致が得られている [3]。DIII-D における ECCD 実験との比較では、中心電流駆動の場合の駆動効率はコードによる計算とよく一致しているが、最近の周辺部電流駆動の実験ではコードによる予測値よりも高い効率が報告されており、捕捉粒子効果の取扱いの再検討等も進められている。

トカマクにおける ECH は他の加熱法と同様に、閉じ込め時間の L モード比例則 ITER-89P をほぼ満たし、L/H 遷移を引き起こす加熱入力のしきい値も NBI 加熱の場合とほぼ同じである。

ECCD は DIII-D [4], Tosca, W7-AS, T-10, WT-3, JFT-2M 等多くの装置で実験されている。現在のところ入力パワーが小さいため、完全な電流駆動は難しく、順方向と逆方向の駆動に対するループ電圧の差等から駆動電流が計算されている。電流駆動効率 η_{CD} は、 $\langle n_e \rangle$ を体積平均電子密度、 I_{CD} を駆動電流、 R_0 を磁気軸における主半径、 $P_{launched}$ を入射パワーとして

$$\eta_{CD} = \frac{\langle n_e \rangle I_{CD} R_0}{P_{launched}} [\text{A/Wm}^2] \quad (2)$$

で評価される。ECCD によって得られている最大駆動効率は $\eta_{CD} = 0.015 \times 10^{20}$ (DIII-D, $T_e = 3$ keV), $\eta_{CD} = 0.03 \times 10^{20}$ (T-10, $T_e = 7$ keV) 等であり、電子温度とともに駆動効率が高くなる。計算コード CQL3D によって求められた駆動効率の中心電子温度依存性と実験結果の比較

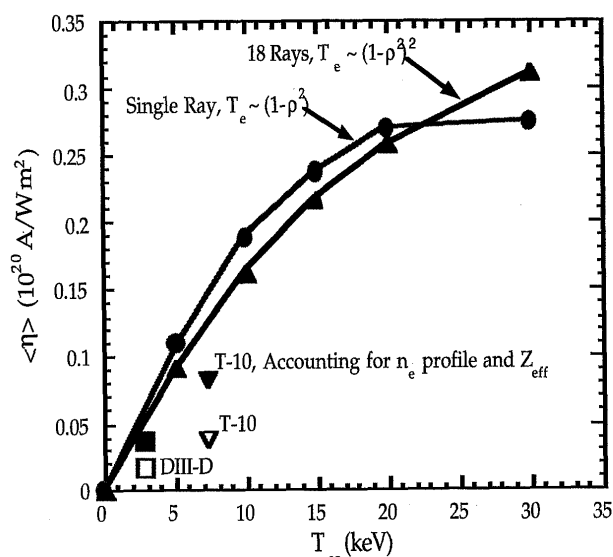


Fig. 1 Comparison of predicted on-axis current drive and experimental results. The curves are simulations showing the influence of temperature profiles and divergence of the wave due to diffractive effects. Experimental results from T-10 and DIII-D are also shown. Corrections for density profiles and Z_{eff} have been made for both experimental results.

を Fig. 1 に示す [1]。実線は FDR-ITER ($I_p = 24$ MA) に対して計算された駆動効率を示し、□と▽の点が T-10 および DIII-D における実験結果に対応し、■と▼の点は密度分布と実効電荷 Z_{eff} の違いを補正した結果である。

局在した加熱および電流駆動を実現できる ECRF の特性を生かして、MHD 不安定を抑制する試みが行われている。テアリングモードは電流密度勾配によって励起される抵抗性不安定であり、電流分布制御による安定化には 2 種類の方法がある。DC 法はトロイダル角依存性をもたない電流を駆動することによって線形安定化を実現する方法であるのに対して、AC 法は線形不安定によって成長した磁気島の中心部だけに電流を駆動することによって磁気島の成長を抑制し、非線形安定化を実現する方法である。理論的には AC 法の方がより少ないパワーで安定化できると予想されている。実験では、DC 法が JFT-2M [5] と T-10 [6] で、AC 法が ASDEX Upgrade [7] と COMPASS-D [8] で試みられ、いずれも安定化に成功している。テアリングモードの安定化に必要なパワーは駆動電流分布の幅が狭いほど小さい。ベータ限界に関連して新古典テアリングモードの安定化に必要なパワーの定量的な評価が進められている。

また $q=1$ 面付近の加熱による鋸歯状振動の安定化が報告されているが、ITER ではアルファ粒子加熱が支配

的であるため適用できない。局所的電流駆動による安定化の実証が必要である。一方、周辺加熱による ELM の安定化も DIII-D において観測されている。

多くのトカマク装置で ECRF による予備電離が行われ、ループ電圧を1/2から1/5に低下させ、立ち上げ時の磁束消費を減少させている。吸収の弱い正常波を入射しても、壁での反射によって異常波にモード変換するため、吸収は大きい。DIII-D の実験では ECRH を用いることによって ~ 0.15 V/m という低いトロイダル電界でプラズマを立ち上げることに成功している[9]。ITER において立ち上げ支援に必要な加熱パワーは3~5 MW と評価されている[10]。また ECH を用いた第一壁の放電洗浄も数多くの実験装置で実証されている。

ITER では、170 GHz 程度の周波数をもつ正常波をトラスの弱磁場側から入射し、サイクロトロン基本調波共鳴で吸収させることによって局所的な加熱および電流駆動を行うシナリオが検討されている。コードによって予測されている電流駆動効率 η_{CD} は、 $T_{e0} = (20 \sim 30)$ keV に対して $\eta_{CD} = (0.16 \sim 0.19) \times 10^{20}$ A/Wm² 程度である。周波数が 220 GHz の場合には $\eta_{CD} = (0.26 \sim 0.30) \times 10^{20}$ A/Wm² まで増大する。トロイダル磁場強度の変化に対応しやすい水平ポート入射・トロイダル入射角制御に加えて、駆動電流分布を制御しやすい斜め上方ポート入射・ポロイダル入射角制御の解析も進められている。

これまで述べてきたように、ECRF はアンテナをプラズマから離すことができ、駆動電流分布を広い範囲にわたって制御できるという他の方法にない特長を有している。またポート面積あたりの入射パワーも大きい。これまでの課題は加熱パワーが小さいことであったが、その状況も変わりつつある。高周波数・大出力・長時間運転のジャイロトロンや大電力に耐えうるダイヤモンド真空窓の開発が ITER EDA における工学 R&D の一環として大幅に進展してきた。170 GHz, 1 MW, 定常運転、効率50%というジャイロトロンの目標値達成も、現実に近づきつつある。ITER においても、中心加熱、電流分布制御、さまざまな MHD 不安定の制御に加えて、第一壁調整、予備電離、低電圧立ち上げ等、幅広い機能を実現することが期待できる。

5.3 イオンサイクロトロン加熱・電流駆動

ICRF(イオンサイクロトロン周波数帯)は、トカマクプラズマの高周波波動による大電力加熱法として最も実績のある周波数帯である[11]。JET では最大 22 MW の入射電力を用いた加熱が行われており、物理的にも工学

的にも確立された加熱法である。この周波数帯で通常使われる波は速波(磁気音波)と呼ばれる長波長の電磁波であるが、短波長の静電波であるイオンバーンシュタイン波(IBW)も用いられる[12]。吸収機構はイオンによるサイクロトロン減衰(高調波減衰を含む)、または電子によるランダウ減衰・トランジットタイム減衰(ELD/TTMP)であり、その共鳴条件は $\omega - n\omega_{cs} - k_{\parallel}v_{\parallel s} = 0$ と表せる(物理的には、磁場方向に速度 $v_{\parallel s}$ で動いている s 種の粒子が感じる波動の周波数がサイクロトロン周波数 ω_{cs} の整数倍になるという条件)。ICRF 加熱のうち最も吸収効率がよいのは少数イオン加熱である。この方式では少数イオンのサイクロトロン共鳴による強力な吸収が起こり、少数イオンの速度分布関数は強い変形を受ける。イオンサイクロトロン周波数の高調波共鳴による吸収では速度の高い粒子ほど加速されやすいので、極めて強い速度分布関数の変形が起こりうる。これらの減衰過程を利用すると波動エネルギーを直接イオンに与えることができるので、速い時間スケールでプラズマの核融合反応率を制御すること(燃焼制御)が可能となる[13]。また高エネルギーイオンの振る舞いや、高エネルギーイオンにより引き起こされる不安定性の研究にも重要な役割を果たしてきた。一方、ELD/TTMP を使うと直接電子加熱が可能であり、進行波を用いることにより、電流を駆動することも可能となる。このほかプラズマ生成、電流立ち上げ補助等多岐にわたる利用法が考えられる。

ICRF 加熱の課題として、核融合炉条件下において有効なアンテナの開発が挙げられる。波動励起に用いられるのは電磁誘導を利用するループアンテナが主流であるが、スロットアンテナや導波管アンテナを使うことも考えられる。ICRF では波を効率よく励起するために、アンテナをプラズマ近傍に設置する必要がある。アンテナを高い精度でモデルできるコードはすでに確立されている[14]。初期の実験では不純物の生成が問題となっていたが、RF シース物理等の解明により[15]、少なくとも加熱の場合に関しては不純物の問題は解決したと考えられる。電流駆動の場合には完全にシース効果を抑制するのは困難なので、多少の効率劣化は避けられない可能性もある。アンテナ・プラズマ結合は、例えば ELM による放射抵抗の急激な変動に代表されるように、周辺プラズマの状態に影響を受ける。これに対する対策として、プラズマ位置や周波数のフィードバック制御やハイブリッドカップラーを用いた反射電力の処理等が実用化されている。

ICRF の波動コードはよく発達しており、実験結果を

おおむね再現あるいは予測することが可能である[16]. プラズマの大きさに比べて波長が短い場合には光線追跡コードが用いられることが多い. 一方, 波動の干渉やトンネリングを伴うモード変換の効果を正しく取り入れるには full-wave コードが用いられる. これらの波動コードは, 波動エネルギーの吸収分布や電流分布を算出するが, 分布関数の変化による波動吸収への影響, 磁場方向の速度成分の増加による共鳴幅の増大, 垂直速度成分の増加による吸収効率の向上などの効果も通常取り入れられている. 速度分布関数の時間発展は準線形フォッカー・プランク方程式を解いて得られるが, モンテカルロ法を用いて有限軌道幅の影響を取り入れた手法も用いられている. 最終的には波動コードを輸送コードと統合し, 輸送も考慮した速度分布の時間的发展を求める. これにより, イオンテールによる nonthermal エネルギー, 反応率の増大, さらに磁気平衡, 温度分布が変化することによる吸収への影響などを総合的に解析することができる.

JET においては ICRF 3 MW で60秒間準定常的な H モードを持続させることに成功している. また多くのトカマクで良好な H モードが得られている. 特に Alcator C-Mod では, Enhanced D α H モードと呼ばれる ELM を伴わない準定常的な H モードも得られている[17]. このほか, ペレットによる中心部粒子補給と ICRF 中心加熱を併せ, 高い核融合反応率を達成する PEP mode, 周辺放射による閉じ込め改善モード, 内部輸送障壁をもつプラズマの加熱など様々な運転モードでその有効性を実証している. また Alcator C-Mod からは, ICRF 加熱時にかなり速い(音速の20%を超える)プラズマのトロイダル回転が誘起されることも報告されている[18]. その物理機構はまだ完全には明らかになっていない.

ITER における ICRF 加熱のシナリオはすでに TFTR および JET で実証されている. ほぼ同数の二種イオン混合プラズマ(D-T)ではイオン加熱が主体的となることが示された. T(三重水素)の第二高調波減衰を用いた場合, NBI と ICRF の重ねあわせにより, 効率のよいイオン加熱が観測された. また OH プラズマからの加熱シナリオも実証された. 少量の ^3He の追加により, 吸収が著しく向上すること, またイオン加熱が支配的となることが示された[19]. 重い少数イオンを用いたシナリオは水素プラズマを用いた非放射化実験期間に活用できる. 少数イオンとして D(重水素)や ^3He をもちいた実験が行われた. 現在の実験では軽い少数イオンを用いたシナリオには劣るが, ITER では効率よいイオン加熱が

できると理論的に予測されている. JET ではさらに D プラズマに T の少数イオンを混合したシナリオで極めて高い核融合中性子出力を得た[19].

速波による電子加熱(FWEH)あるいは電流駆動(FWCD)[20]に関しては多くの実績がある. FWEH に関しては ITER では約50%の single-pass 吸収が期待される. また FWCD の電流駆動効率としては 0.04×10^{20} A/Wm 2 を超える値が得られており, 理論的に予測されたとおり T_{e0} に比例して改善するという結果も得られている[21] (Fig. 2 参照). ITER では $0.15 - 0.25 \times 10^{20}$ A/Wm 2 の効率が予測される. Tore Supra では FWEH による電子圧力勾配の急峻化により高い効率(35 kA/MW)でブートストラップ電流が流れることが実証された. また DIII-D では FWCD による電流分布制御により(中心部で逆方向に電流を駆動)内部輸送障壁が形成されることが示された[21]. FWCD を用いるとプラズマ中心部に局在した電流を生成できるので, 大きなブートストラップ電流を流すのに必要な種電流の生成や, プラズマ中心の q 値の制御に有効であると考えられる.

イオンバーンシュタイン波(IBW)へのモード変換を用いると, 極めて局在化した電子加熱(MCEH)または電流駆動(MCCD)[22]が可能であるが, この方法を用いると非中心部での電子加熱や電流駆動を実現することが可能である. TFTR ではイオン温度が高い条件下で

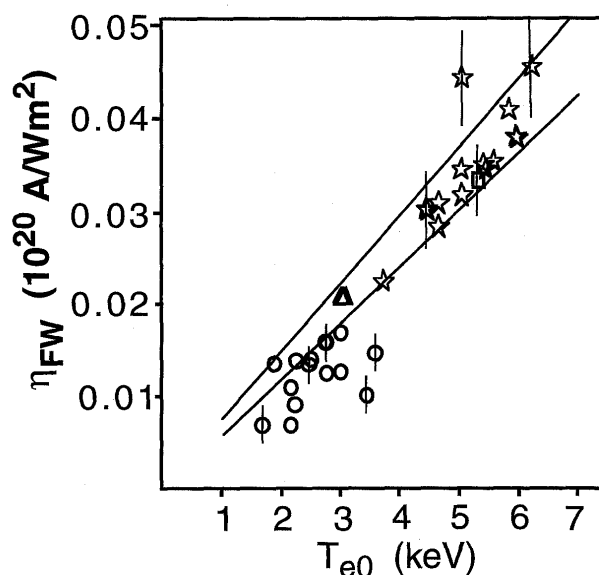


Fig. 2 FWCD efficiency versus central electron temperature; circle: L-mode on DIII-D, triangle: L-mode on Tore Supra, square: VH-mode on DIII-D, star: NCS L-mode on DIII-D. The lines are the upper and lower bounds of the simulations (ray-tracing code CURRAY and full-wave code ALCYON).

は、効率よいイオン加熱が観測された。

ICRF 加熱および電流駆動は様々な制御手段としても有効であることが実証されている。その例として、高エネルギーイオンによる鋸歯状不安定性 (sawtooth instability) の安定化、あるいは少数イオン電流駆動により、 $q=1$ 面付近の q 分布を変化させることによる鋸歯状不安定性の抑制があげられる [23]。また逆に sawtooth crash を誘発することも可能である。極めて局在化した MCEH または MCCD を用いて、ECRF と同様に新古典テアリングモードなどの MHD 不安定性を安定化することも可能であると考えられる。また IBW を用いたポロイダル流速シアの駆動 [24] および内部輸送障壁の形成 [25] が TFTR や PBX-M より報告されている。このほかの応用例として、プラズマ生成 [26]、低電圧立ち上げ、放電洗浄、第一壁のコンディショニングなどもあげられる。

以上述べてきたように、ITER における ICRF の役割として考えられるのは、様々なシナリオによるイオンまたは電子加熱のほか、直接イオン加熱・加速ができる利点を活用した燃焼制御、高速イオン加速による反応率の増大をはじめ、電流駆動、電流分布制御があげられる。さらに第一壁のコンディショニング、プラズマ生成および低電圧立ち上げ、鋸歯状振動などの MHD 不安定性の制御、径電場やプラズマ回転の制御、流速シアの形成など多岐にわたる役割を果たすことができる。

5.4 低域混成波加熱・電流駆動

低域混成周波数帯の遅波、すなわち低域混成波 (Lower Hybrid Waves: LHW) は、近年のトカマク実験では特にその優れた電流駆動能力を活かした様々な研究が小型装置から大形装置に至るまで行われてきた。ごく初期のプラズマ実験で行われていたイオン加熱は低域混成共鳴 (Lower Hybrid Resonance) によるプラズマと波動の共鳴によるものが主であったが、近年の電流駆動を主体とした実験においては電子系との相互作用が重要で、この場合ランダウ減衰により波動がプラズマ中の電子に吸収される。低域混成共鳴周波数 ω_{LH} は $\omega_{\text{LH}} = \omega_{\text{pi}} / \sqrt{1 + (\omega_{\text{pe}} / \omega_{\text{ce}})^2}$ (ω_{pi} , ω_{pe} , ω_{ce} は各々イオン、電子のプラズマ周波数と電子のサイクロトロン周波数) と表され、現在の一般的なトカマク装置では 1 GHz 前後であるが、これより少し高め (2–8 GHz) の周波数が、純粋な電子との共鳴が望まれる電流駆動実験等では選ばれている。共鳴条件は $\omega = k_{\parallel} v_{\parallel}$ (ω は波動の周波数、 k_{\parallel} , v_{\parallel} は各々波の波数ベクトルと電子の速度ベクトルの磁場と平行な成分)、あるいは波の屈折率の磁場と平行な成分 N_{\parallel} を用いて

$N_{\parallel} = c/v_{\parallel}$ (c は光速) と表せる。ランダウ共鳴により電子の速度分布関数に入射した波動の N_{\parallel} スペクトルに対応したプラトー (テイル) が生成され、これが駆動電流をになうことになる [27]。トカマク型炉心プラズマにおける非誘導電流駆動法としては他節にあるようにいくつかの手法が考えられているが、実験的には LHW を用いる方法で現在のところ最高の電流駆動効率が得られている。また入射 LHW のスペクトルを変えることにより比較的容易に駆動電流量／分布を変えることができるのも特徴である。

先に述べたように、LHW を用いた電流駆動 (Lower Hybrid Current Drive: LHCD) 実験で最もインパクトがあるのはその高い電流駆動能力である。JT-60U では 3.6 MA のプラズマ電流をすべて LHW により駆動することに成功した [28]。JET においても 3 MA の完全電流駆動に成功している [29]。また、定常化という観点では小型超電導トカマク TRIAM-1M において、20 kA の電流を 2 時間駆動することに成功している [30]。これらの結果は、LHCD の高い電流駆動効率 η_{CD} に負うものである。Fig. 3 に電流駆動効率を体積平均の電子温度に対してプロットしたものを示す。図に示すように JT-60U において、 $\eta_{\text{CD}} = 0.35 \times 10^{20} \text{ A/Wm}^2$ という値を得ており、これは他の電流駆動手法に比べるとこれまで行われた実験の範囲内で数倍から 1 桁程度優れている。これは、ITER で要求されている電流駆動効率をほぼ満たすものである。図に見られる強い電子温度依存性は、後に述べるスペクトルギャップの問題等に関連していると考えられるが、ITER で考えられるような高温プラズマではさらに (温度に対する依存性は弱くなるが) 改善されると期待できる [31]。高密度領域においても Alcator-C や最近では FTU (完全電流駆動ではないが 10^{19} m^{-3} の電子密度で $\eta_{\text{CD}} \approx 0.2 \times 10^{20} \text{ A/Wm}^2$) で高電流駆動効率が得られている。また、プラズマ電流以上の電流を駆動することにより一次電源に再充電を行ったり、プラズマ電流立ち上げ時に LHCD を行うことにより立ち上げに必要な磁束を低減できること等も実験的に示されている。

一方、マクロ量としての優れた電流駆動特性と同時に、ローカル量としての駆動電流分布についても高い制御性を備えているのが大きな特徴である。LHW とバルク電子の共鳴は波の位相速度の下限がバルク電子の熱速度の 3 倍程度になると共鳴が起こる。プラズマ中では電子温度の空間分布を考慮すると、位相速度の速い波ほど中心領域でプラズマに吸収され、位相速度を遅くすると吸収が周辺領域に移ることになる。さらに、複数のアンテナ

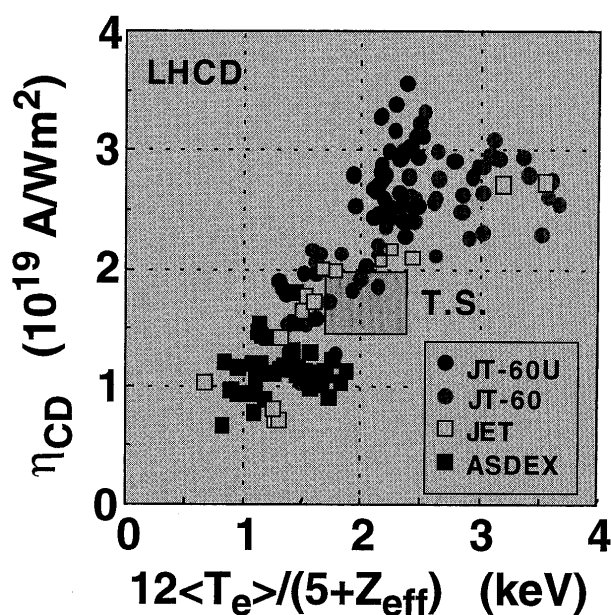


Fig. 3 Current drive efficiency for LHCD in various machines (JT-60/60U, JET, ASDEX and Tore Supra) as a function of the JT-60 scaling ($12 \langle T_e \rangle / (5 + Z_{eff})$), where $\langle T_e \rangle$ and Z_{eff} are the volume averaged temperature and the effective charge number).

を用いて異なるスペクトルを入射し、プラズマ中でそれらが形成する複合スペクトルにより高電流駆動効率を維持した分布制御性の向上の試みも行われている[32, 33]. その最も成功した例が負磁気シアプラズマにおける LHCD 実験である. 負磁気シアプラズマではプラズマ電流密度は中心付近が小さくなる凹状をしているが, このようなプラズマでは内部輸送障壁の形成により閉じ込め特性が大きく改善されることが最近の実験で示されている. 磁気軸を離れて流れる自発電流が大きな割合を占める定常核融合プラズマでは自然にこのような負磁気シア配位となるが, 実験では自発電流の割合が低くあるいはそれが高い場合にもその電流密度分布の制御が困難で, 高閉じ込め性能の維持は過渡的に終わることが多い. それに対して, LHCD を用いて負磁気シア配位を準定常的に維持することにより, 電子/イオン両系に内部輸送障壁を伴った高閉じ込め性能を維持することに JT-60U で成功した[34, 35]. また, Tore Supra においても LHCD により中心付近に負磁気シア領域を準定常的に形成し, 電子温度の内部輸送障壁を維持することに成功している[36]. これらは, LHCD の高い電流分布制御性を示すとともに, 電流分布と高閉じ込め状態の関連を明らかにした点においても重要な結果である. このほかにも, LHCD で電流分布を変化させることによる鋸歯状振動や $m=1$ モード等の MHD 不安定性の抑制, ある

いは励起, 実験結果が多く報告されている.

波の励起には, 矩形導波管をトロイダル方向に並べたもの(これをさらにポロイダル方向に数段積み上げることが多い, アンテナあるいはランチャーまたはしばしばグリルなどと呼ばれるが)を用いる[37]. 入射スペクトルの幅($\Delta N_{||}$)はトロイダル方向の導波管の数でおおむね決まり, トロイダル方向に隣り合う導波管間の位相を変えることによりスペクトルのピークの位置($N_{||}^{\text{peak}}$)を変えることができる. これまでの LHW 実験に用いられてきたランチャーはこのようなスペクトルの制御性を持たせたものがほとんどであり, 多くの場合制御性の高さが良い実験結果に結びついている. 波がプラズマとうまく結合するためには, ランチャー前面のプラズマ密度が重要なファクタとなる. これが, ある密度(GHz を単位とした波の周波数 f_{GHz} を用いて, $3.1(f_{\text{GHz}}/5)^2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ と表せる)を超えないと良好な入射が困難になる. このため, プラズマとランチャーの距離はある程度の近さに保たれている必要があり, これが LHW 実験を行う場合の制約となっている. プラズマの最外郭磁気面の外側での電子密度の減少は主プラズマでおおむね決まるが, 様々な手法 (JT-60U, JET, TdeV 等ではガスバフ, COMPASS では周辺部での ECH, TdeV ではさらにダイバータバイアス)を用いてこれを能動的に変化させ, より離れた状態でも良好な結合特性を得るための試みが行われ, 結合距離をある程度大きくすることに成功している. H モードプラズマに対する結合は ITER への応用を考える際の大きな課題の一つである. これまで, JT-60U [35]や JET [38]で H モードプラズマへの結合についての報告があるが, その時の電流駆動特性等研究課題は残されている.

入射された LHW がプラズマ中でどのように吸収されるかを調べる計算コードの開発も進んでいる. 特に電子温度のあまり高くないプラズマでの実験においては, 入射した波の位相速度が電子の熱速度に比べて速すぎ, 共鳴が起こり得ないのではないかといういわゆる“スペクトルギャップ”の問題があった. なんらかのメカニズムで“ギャップ”は埋められていると考えられるが, 入射スペクトルが伝播中に変形しているのだという予測が強い. これをストキャシティという見方でとらえるという手法が開発されているが, いくつかの実験についてはその結果をうまく説明できている. 電子温度が高めの場合には, 波の伝播軌跡を光線追跡しその間のトロイダル効果による位相速度の変化でほぼ説明できると考えられる場合も多い. ITER での吸収を考える場合には, 電子温

度が十分に高いためシングルパスでの吸収が十分大きく、光線追跡コードで十分に予測可能である。また、ITERにおけるLHCDを用いたプラズマ電流立ち上げのシナリオもコードにより検討されている。

以上述べてきたように、LHWを用いた電流駆動はITERにおいて要求される駆動性能をこれまでのトカマク実験ですでに実証することに成功している。また、その電流分布制御性によりITERプラズマ、特に定常運転シナリオにおけるそれ、の閉じ込め特性研究にも大きく貢献してきた。しかし、実際にLHWをITERに用いることを考えた場合にはいくつか考慮すべき点がある。その性質上LHWはある密度以上の領域には伝播できない(近接条件; accessibilityと呼ばれる)、また電子より先にイオンに共鳴をはじめることもある[39]。これらの領域は波の周波数やスペクトル、磁場と電子密度/温度で決まってくる。用いる周波数やスペクトルはこれらを考慮して選定されなければならないが、ITERの燃焼シナリオのパラメータを考えた場合には主に近接条件から吸収分布はプラズマの小半径のおおむね半分より外側となる。しかしながら、周辺部であっても電子温度は十分に高くLHWの高い電流駆動能力をもってすれば十分な量の電流を駆動することが可能である。また、高自発電流の定常運転では、外部からの制御性に乏しい自発電流分布に対して全体の電流分布を必要な形に制御するために内部輸送障壁の外側での電流分布の制御が必要で、これには電流駆動効率の高いLHWが最適である。プラズマ立ち上げ時の補助としても、LHCDは有効に働くと期待することができる。

5.5 中性粒子ビーム加熱・電流駆動

5.5.1 はじめに

中性粒子ビーム入射(NBI)は最も実績のある加熱装置であり、これまで主要なトカマク装置に標準的に装備され、トカマクプラズマの高性能化に貢献してきた。他の加熱・電流駆動法に比べNBIがトカマク実験で重要な役割を果たしてきた背景には、中性粒子ビームの電離過程や高速イオンの熱化過程等の基礎過程が高い精度で予測できること、プラズマの形状、揺動やプラズマ中のイオンの種類に依存せず安定にプラズマの加熱ができることに加え、トロイダル方向の電流や回転を誘起でき、トカマク放電とは独立に入射装置の調整運転が可能であること等の利点があったことによる。NBIを用いてITERのプラズマ中心部を有効に加熱するためには、そのビームエネルギーを250–500 keV/amu (0.5–1.0 MeV) 程度

にする必要があり、中性化効率の高い負イオン源NBI(N-NBI)の採用が不可欠である。したがって、NBI加熱・電流駆動に関するITER物理R&Dでは、NBIの電流駆動特性等の基礎的研究と併せて、JT-60におけるN-NBI加熱・電流駆動の実証がその中心的な役割を担うこととなった。ここでは、NBI加熱・電流駆動に関するITER物理R&Dにおける日本の成果を中心にまとめる。

5.5.2 中性粒子ビームの基礎過程

(1) 中性化効率

ITERでは、ビームエネルギーが1 MeVの重水素ビームが必要である。従来の正イオンを用いたNBIでは、このような高エネルギー領域の中性化効率が極めて低くなるため、高い中性化効率を有する負イオン源NBIシステムが必要とされている。JT-60ではITER物理R&Dとして、最大エネルギー500 keV(重水素)、最大パワー10 MWの負イオン源NBI装置を開発し、その有効性の検証をめざした研究開発が行われた。JT-60の350 keVの負イオンの中性化効率は60%であることが報告され、理論予測と一致するものであることが明らかにされた[40]。

(2) 電離断面積

中性粒子ビームは、電子およびイオンとの衝突や荷電交換によりプラズマ中で電離する。これらの電離過程の衝突断面積のデータベースはすでに確立されており、広く利用されている[41]。ビームのエネルギーが数百keV以上となると、これらの電離過程に加え、中性粒子ビームがいったん励起状態となってから電離するマルチステップ効果が現れ、電離断面積が実効的に増大することが予想されていた[42]。JT-60で新たに得られた350 keVの負イオン源中性粒子ビームの電離断面積[43]は、高エネルギー領域での電離断面積の増大率が0.8–1.05とJanevによる理論予測[44]に一致することを示しており、ITERでの電離過程の予測に実験的な確証を得た。

(3) 高速イオンの減速過程

プラズマ中の不安定性等の高速イオンの損失の原因となる現象がない場合、プラズマに入射されたビームイオンは、電子およびイオンとの古典的な衝突により減速されていくことが多くの実験で確認されている。JT-60ではプラズマ中に200 keV–350 keVのN-NBIを入射した時の中性子発生量およびその減衰時間を、1.5次元の輸送解析コードの予測と比較している。中性子発生量および減衰時間とも理論予測に一致し、入射された高速イオンの減速が古典的な衝突過程で説明できることを実験的

に明らかにした[45]。これにより、電子による減速過程が支配的な ITER での入射ビームの減速過程の予測に実験的な確証を得た。

5.5.3 中性粒子ビーム電流駆動

多くの中性粒子ビーム電流駆動 (NBCD) 実験では、測定した一周電圧と輸送コードを用いた計算値と比較して中性粒子ビームによる駆動電流を算出していた[46]。このような間接的な評価では、密度、温度や Z_{eff} 等計測データの精度やブートストラップ電流の寄与等の不確実性が十分に排除されず、詳細な NBCD 特性の取得が困難であった。JT-60 では、順方向および逆方向の接線 NBI 入射における一周電圧の差分からビーム駆動電流を算出し、ACCOME コード[47]による理論計算と比較した。Fig. 4 は、上記の方法で求めた駆動電流の実験値を計算値に対して描いたもので、実験値が理論予測と一致していることが示されている[48]。また、ビームエネルギーが 40~80 keV の範囲内の正イオンビームによる実験結果では、駆動効率がビームエネルギーとともに向上することを明らかにした。

これまでの NBCD の実験データは 150 keV 程度以下のビームエネルギーを用いるものであった。JT-60 ではビームエネルギー 350 keV の N-NBI を用いた電流駆動実験を行い、ITER と同様に高速イオンの減速過程で電子との衝突が支配的となるような条件で、NB 駆動電流が理論予測に一致するか否かを実験的に調べた[49]。駆

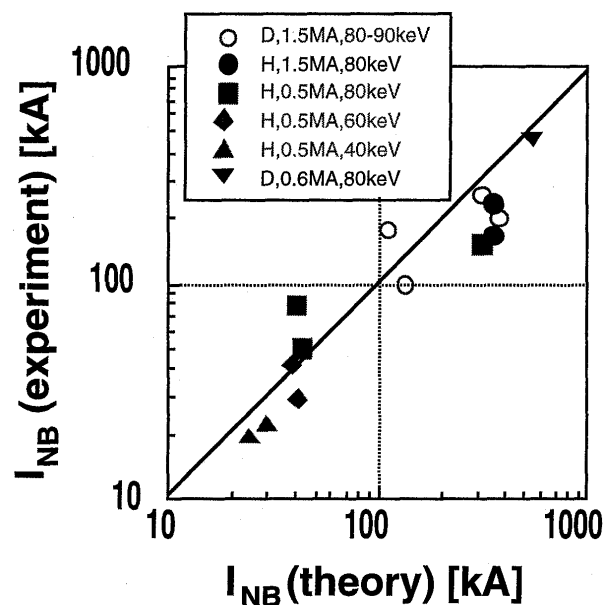


Fig. 4 Comparison of the experimentally deduced beam driven current with the theoretical prediction by ACCOME code in JT-60.

動電流の同定は、モーショナルシュタルク効果を利用したプラズマ中の電圧分布の計測と EFIT コードを用いて駆動電流の空間分布を求める手法[50]を用いた。Fig. 5 は、0.6 MA, $0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の低電流・低密度プラズマに 0.36 MeV, 2 MW の N-NBI を入射した場合の駆動電流分布と ACCOME コードの駆動電流分布を比較したものである[49]。誤差範囲内で実験結果は理論予測に一致し、中心で鋭くピークした駆動電流が観測されている。駆動電流は実験値が 80 kA, 理論値が 100 kA であり、誤差範囲内で一致しているといえる。これらの結果は、ITER における NBCD の理論予測の妥当性を裏づけるものであり ITER 物理 R&D の極めて重要な成果である。

Fig. 6 は、JT-60 の NBCD 実験の電流駆動効率の電子

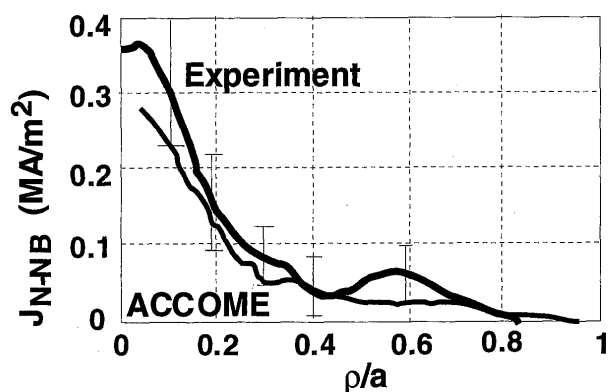


Fig. 5 Measured and computed N-NBI driven current profile. 2.0 MW of hydrogen N-NBI (0.36 MeV) is injected into 0.6 MA of hydrogen plasma at $n_e = 0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

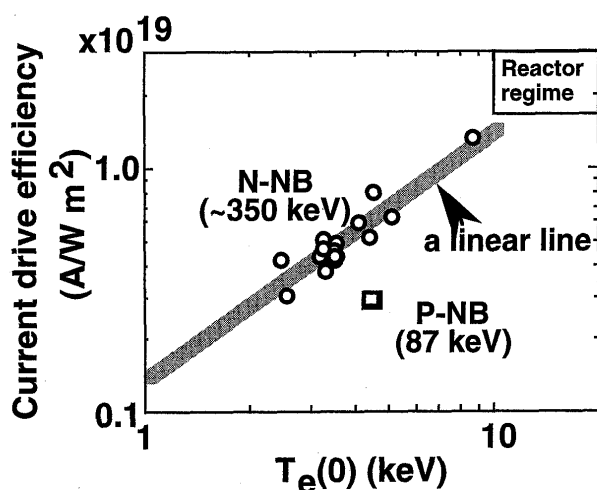


Fig. 6 Experimentally measured current drive efficiency as a function of the central electron temperature. Circle and square shows data of 350 keV N-NBI and 87 keV NBI.

温度依存性を示し[51], ○印が 350 keV の N-NBI, □印が 87 keV の正イオン源 NBI による結果である. 350 keV のビームの駆動効率は 87 keV のビームによる電流駆動効率の 2 倍程度高く, また, 電流駆動効率が電子温度とともに増大しているのが示されている. 最新の N-NBI 実験では駆動効率が 1.3×10^{19} A/Wm² と NBCD の電流駆動効率としては最高値を記録し, 実験炉 ITER で要求される電流駆動効率に近い値を達成した.

5.5.4 まとめ

ここでは, NBI 入射によるプラズマ回転の誘起, 高エネルギー粒子入射による不安定性の励起, ITER 用の MeV 級の NBI システムの開発等, NBI に関連した重要な R&D 項目の進展については割愛した. NBI に関する基礎的研究および負イオン源 NBI を用いた研究が我が国において精力的になされ, ITER 物理 R&D に大きく貢献した. 得られた R&D 成果は, ITER における 1 MeV の NBI を用いた加熱電流駆動性能の予測が妥当なものであることを裏づけるものであるといえる.

5.6 今後の展望

加熱・電流駆動に関する ITER 物理 R&D は, 核燃焼プラズマの生成と維持に関連した実験の進展を促すとともに, それらの実験結果に裏づけられて ITER プラズマを予測する解析手法の開発に成果を上げてきた. ECRF, ICRF, LHFR, NBI それぞれの加熱・電流駆動法について物理機構の理解が深まるとともに, さまざまな形のプラズマ制御への適用が進んでいる. しかしながら, 加熱・電流駆動システムに課せられた役割は多岐にわたるため, どの方法を用いても, 単独ではそれらすべてを満足させることはできない. したがって複数の方法を組み合わせて最適化をはかることが必要である. 加熱・電流駆動に関する物理 R&D の目標は, 最適の加熱・電流駆動法を決めることではなく, それぞれの方法をできるだけ発展させ, 設計のための判断材料を提供することであった. その目的はかなりの部分が達成されたといえる. ITER の工学設計活動において, 実際に装備する加熱・電流駆動システムを決定する時期が近づいている. 今後は, 個々の加熱・電流駆動法の研究よりも, それらを組み合わせた長時間運転のシナリオ作成や燃焼制御手法の開発に重点がおかれることになろう.

参考文献

- [1] R.W. Harvey *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 69 (1997).
- [2] M.R. O'Brien *et al.*, Proc. IAEA Tech.Committee

- Meeting on Advances in Simulation and Modelling of Thermonuclear Plasmas* (Montréal, 1992) IAEA, Vienna (1992) Vol. 1, p.527.
- [3] E. Westerhof, Proc. 9th Joint Workshop on ECE and ECH, Borrego Springs, World Scientific, Singapore (1995) p.39.
- [4] R.A. James *et al.*, Phys. Rev. A **45**, 8783 (1992).
- [5] K. Hoshino *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2208 (1992).
- [6] D.A. Kislov *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 339 (1997).
- [7] H. Zohm *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 577 (1999).
- [8] G.J. McCordle *et al.*, Proc. 9th Joint Workshop on ECE and ECH, Borrego Springs, World Scientific, Singapore (1995) p.271.
- [9] B. Lloyd *et al.*, Nucl. Fusion **31**, 2031 (1991).
- [10] B. Lloyd *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1627 (1996).
- [11] A. Bécoulet, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, A1 (1996).
- [12] T.H. Stix, *Waves in Plasmas* (American Institute of Physics, 1992).
- [13] R. Koch and D. Van Eester, Plasma Phys. Control. Fusion **35**, A211 (1993).
- [14] M.D. Carter *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 209 (1996).
- [15] Fusion Eng. Des. **12** (1990).
- [16] R. Koch *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, A191 (1998).
- [17] Y. Takase *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 1647 (1997).
- [18] J.E. Rice *et al.*, Nucl. Fusion **38**, 75 (1998).
- [19] D.F.H. Start *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, A87 (1998).
- [20] Equipe TORE SUPRA (presented by B. Saoutic), Plasma Phys. Control. Fusion **36**, B123 (1994).
- [21] R. Prater *et al.*, Fusion Energy 1996 (Proc. 16th Int. Conf., Montréal, 1996) IAEA, Vienna, (1997) Vol. 3, p.243.
- [22] R. Majeski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 764 (1996).
- [23] V.P. Bhatnagar *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 1579 (1994).
- [24] B. Leblanc *et al.*, Proc. 1998 Int. Congress on Plasma Physics & 25th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Prague, 1998) European Physical Society, Mulhouse (1998) Vol. 22C, p.1218.
- [25] M. Ono, Phys. Fluids B **5**, 241 (1993).
- [26] E. De La Cal and E. Gauthier, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 1083 (1997).
- [27] N.J. Fisch, Phys. Rev. Lett. **41**, 873 (1978).
- [28] Y. Ikeda *et al.*, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994 (Proc. 15th Int. Conf., Seville, 1994) IAEA, Vienna (1995) Vol. 1, p.415.
- [29] JET team (presented by F.X. Soldner), Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994

- (*Proc. 15th Int. Conf. Seville, 1994*) IAEA, Vienna (1995) Vol. 1, p.423.
- [30] S. Itoh *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 1257 (1999).
- [31] C.F.F. Karney and N.J. Fisch, Phys. Fluids **22**, 9 (1979).
- [32] S. Ide *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73** 2312 (1994).
- [33] F.X. Seldner *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 985 (1994).
- [34] S. Ide *et al.*, Fusion Energy 1996 (*Proc. 16th. Int. Conf.*, Montréal, 1996) IAEA, Vienna (1997) Vol. 3, p.253.
- [35] S. Ide *et al.*, to appear in Nucl. Fusion.
- [36] A. Ekedahl *et al.*, Nucl. Fusion **38**, 1397 (1998).
- [37] M. Brambilla, Nucl. Fusion **16**, 47 (1976).
- [38] A. Ekedahl *et al.*, *Proc. 12th Topical Conf. on Radio Frequency Power in Plasmas*, Savan-nah, AIP, New York (1997) p.169.
- [39] C.F.F. Karney, Phys. Fluids **20**, 1084 (1978).
- [40] Y. Koide and The JT-60 Team, Phys. Plasma **4**, 1623 (1997).
- [41] J.A. Wesson, *Tokamaks 2nd Edition*, Oxford Engineering Science Series, OUP (1997) p.223; R.K. Janev *et al.*, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*, Springer series on Atoms and Plasmas (Springer, Berlin, 1987) Vol. 4.
- [42] C.D. Boley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 534 (1984).
- [43] Equipe TFR, Plasma Phys. Control. Fusion **29**, 37 (1987); H.K. Park, Nucl. Fusion **32**, 1042 (1992); K. Tobita *et al.*, Plasma Phys. Control Fusion **32**, 492 (1990); M.G. Von Hellermann and H.P. Summers, Rev. Sci. Instrum. **63**, 5132 (1992); M. Nemoto *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **73**, 1374 (1997).
- [44] R.K. Janev *et al.*, Nucl. Fusion **29**, 2125 (1989).
- [45] K. Ushigusa and JT-60 Team, *Proc. 16th Int. Conf. on Fusion Energy* (Montreal. 1996) IAEA (1997) Vol. I, p.37.
- [46] W.H.M. Clark *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1101 (1980); C.D. Challis *et al.*, Nucl. Fusion **29**, 563 (1989).
- [47] K. Tani and M. Azumi, J. Comp. Phys. **98**, 332 (1992).
- [48] M. Matsuoka *et al.*, Fusion Eng. Des. **26**, 59 (1995).
- [49] T. Oikawa *et al.*, *Proc. 17th Int. Conf. on Fusion Energy* (Yokohama. 1998) IAEA-CN-69 CD1/1, to be published in Nucl. Fusion (2000).
- [50] C. Forest *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 427 (1997).
- [51] S. Ishida *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 1211 (1999).