

小特集 炉心プラズマの定常化に向けたトカマクプラズマ開発研究の現状と展望

3. 定常化に向けた課題と解決へのアプローチ

3.1 先進トカマクプラズマの電流分布制御

鈴木隆博

日本原子力研究開発機構

(原稿受付：2007年1月25日)

トカマク装置においては平衡維持のためにプラズマ電流を必要とし、さらにその電流分布が閉じ込めや安定性に大きな影響を与えるという本質のため、電流分布制御は非常に重要な課題となっている。ここでは、トカマク装置における電流分布制御研究の現状と課題について議論する。特に、高圧力を有する先進トカマクにおける電流分布制御について、電流分布測定手法と外部電流駆動による電流分布の調整の観点から、大型トカマク装置 JT-60U での実時間電流分布制御実験をもとに説明する。今後の課題として、自己組織化した高圧カプラズマで重要になる電流分布と圧力分布および回転分布との連関について概観する。

Keywords:

current profile, safety factor profile, magnetic shear, pressure profile, bootstrap current, current drive, real-time control, motional Stark effect (MSE) diagnostics

3.1.1 はじめに

経済的に優れた将来の核融合炉の実現には高い閉じ込めと安定性を有する先進トカマク運転シナリオの開発が不可欠である。実際、国際熱核融合実験炉 ITER では H モードベースの標準運転シナリオの他に2つの先進運転シナリオ(ハイブリッド運転シナリオ, 定常運転シナリオ)が考えられている。それぞれ正磁気シアおよび負磁気シアを持つプラズマが有力な候補である。磁気シア s は安全係数の小半径方向分布 $q(r)$ を用いて $s = (r/q)(dq/dr)$ により定義される。安全係数はよく知られるように磁力線のねじれを表し(したがって磁気シアは磁力線のねじれが径方向にどのように変化しているかを表す)、トカマクプラズマではプラズマ中の電流分布と関係している。正磁気シアプラズマでは安全係数分布は中心に向かって単調に減少し、負磁気シアプラズマでは安全係数が中心に向かって増加する領域が存在する。正磁気シアプラズマは負磁気シアプラズマに対して比較的高い MHD 安定性を持ち、逆に負磁気シアプラズマは比較的高い閉じ込め性能を持っていることが多くのトカマク実験で見られる。一方で、正磁気シアプラズマでは鋸歯状振動や新古典テアリングモード (Neo-classical Tearing Mode: NTM) などの低 q で発生する MHD 不安定性を回避・安定化するという課題、負磁気シアプラズマ(極端な例は電流ホール)では中心部のポロイダル磁場が弱い高 q 領域で高速粒子(特にアルファ加熱を担うアルファ粒子)の閉じ込めが悪くなるために広すぎる高 q 領域は好ましくないなどの問題点がある。図1に正磁気シアと負磁気シアおよびその中間的な弱磁気シアプラズマの典型的な

電流分布とともに安全係数分布を示す。正磁気シアでの低 q となる位置での MHD 不安定性や負磁気シアでの高 q となる領域での高エネルギー粒子の閉じ込めの悪化などは弱磁気シアのような安全係数分布を得ることで回避できる。このように電流分布はトカマクプラズマの閉じ込めと安定性と密接な関係を持っているため、安全係数分布あるいは電流分布の最適化は先進運転シナリオ開発において不可欠なものとなっている。

電流分布の最適化ということは電流分布の制御を意味している。全電流分布は自発電流や誘導電流、そして外部駆動電流から成るが、このうち外部駆動電流を意図して変化させて全電流分布を制御することを普通、「電流分布制御」

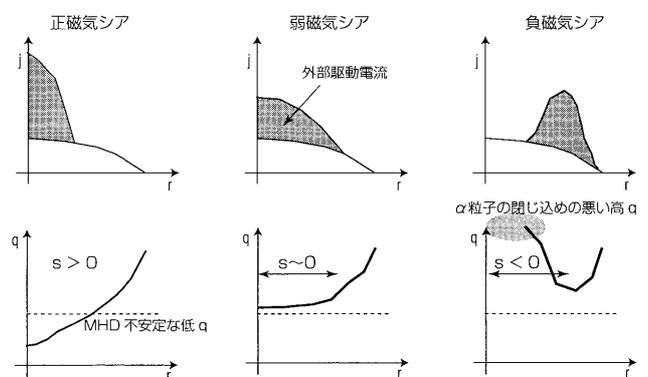


図1 外部駆動電流分布(グレー部分)を変化させたときの全プラズマ電流分布と安全係数分布の変化。外部電流駆動位置を制御することで安全係数分布を変化させプラズマの特性(閉じ込めや安定性)を変化させることができる。

3. Issues towards Steady-State Operation and Approaches to Their Solutions 3.1 Current Profile Control in Advanced Tokamak Plasmas

SUZUKI Takahiro

author's e-mail: suzuki.takahiro@jaea.go.jp

と呼ぶ。図1に示すように、外部駆動電流を中心部に集中して流すと正磁気シアに変化し、周辺部に集中して流すと負磁気シアに変化させることができる。これまでトカマク実験では電流分布を調整してプラズマ性能を格段に向上させてきた。JT-60Uでは低域混成(LH)波による駆動電流分布を放電ごとに調整することで内部輸送障壁を伴う負磁気シアプラズマを準定常に維持[1,2]するとともに、中心部電流駆動と組み合わせることで前述の高 q 領域を縮小し核融合炉に合致したシナリオを提案してきた[3]。DIII-Dでは電子サイクロトロン(EC)波による駆動電流分布を調整し、規格化ベータ値 $\beta_N = 2.8$ 、非誘導電流割合85%という負磁気シアプラズマの維持に成功している[4]。しかし核融合炉を目指した運転シナリオ開発では、プラズマの立ち上げから核融合出力を得るまでの過程においてプラズマが閉じ込めの異なる様々な状態を経ることから、放電前にあらかじめ加熱・電流駆動源の動作を指定して電流分布を制御する(プレプログラム制御)ことは困難になる。例えばプラズマ電流立ち上げ時において閉じ込め時間や電子温度が変化していく時の誘導電流のしみ込みや、Hモード遷移、内部輸送障壁(ITB)形成による自発電流や誘導電流の変化量とタイミングなど、放電前における正確な予測の困難さがあげられる。また、核融合炉の定常運転という観点からは、電流分布の緩和による定常化だけでは不十分で、より時定数の長いと考えられているプラズマ-壁相互作用による壁(第一壁とダイバータ)での粒子バランスの定常化についても考慮しなければならない。壁からのリサイクリング粒子によって周辺部の粒子補給が変化し圧力分布が変化する。これにより自発電流分布が変化し全電流分布が変化するためである。したがって、電流分布を放電中に時々刻々“実時間”で制御する手法が必要とされている。実際、計測器・解析手法の進歩と計算機の高速度化により実時間での電流分布制御が可能になり、その開発に重点がおかれるようになってきている。

一方、制御の対象となるプラズマについてはどうだろうか。低圧力(低 β)プラズマは、MHD的に安定であり、圧力分布の変化やそれに伴う自発電流分布ひいては全電流分布の変化も小さい。低圧力ということは低加熱・小粒子補給あるいは低閉じ込めのために電子密度 n_e も低いことが多い。電流駆動効率($\eta_{CD} = I_{CD} n_e R_p / P$)が同じ条件とすると、加熱パワー P が一定なら低密度では大きな駆動電流 I_{CD} が得られることになる(R_p はプラズマの大半径)。 I_{CD} が大きくプラズマ電流に近ければ、全電流分布はほぼ外部駆動電流分布で決まるため制御は容易である。一方、高 β プラズマでは状況は一転する。新古典テアリングモード(NTM)などのMHD不安定性はプラズマの閉じ込めを劣化させ、圧力勾配の低下を通してプラズマ電流の多くを占める自発電流の減少をもたらす。そもそも高圧力を長時間維持するためには、そのような不安定性は避けなければならない。また、電流分布を変化させると閉じ込め状態が変化して圧力分布と自発電流そして全電流分布が変化するという応答の非線形性が顕在化するようになる。さらには、高閉じ込めに起因して高密度であることが多いために駆動

電流は小さくなり、限られた加熱パワーの下では電流分布の制御は困難になる。

以上で、定常運転する核融合炉を想定した高ベータプラズマでの電流分布制御の概略と実時間制御の概要と必要性について述べた。以下では具体的に電流分布の計測手法と電流分布を変化させるための電流駆動源について説明した後に、JT-60Uでの制御実験について触れるとともに今後の課題について最後にまとめる。

3.1.2 電流分布計測と電流駆動源

電流分布を制御するためには、電流分布が測定できていなければならない。プラズマ中の磁力線のピッチ角を測定するモーショナルシュタルク効果(MSE)偏光計測の近年の普及により、放電終了後における電流分布の評価はトカマクを中心に一般的なものとなってきている。MSE偏光計測については以下の文献を参照いただきたい[5-7]。実時間制御に利用するためには電流分布あるいは安全係数分布を実時間で高速に計算できることが必要になる。一般にMSE計測を用いたプラズマ中の電流分布の評価では、多点MSE計測によって測定したプラズマ中のピッチ角分布を再現するような電流・圧力分布を持つGrad-Shafranov方程式の解(平衡解)を求める。しかし、非線形偏微分方程式であるGrad-Shafranov方程式を解くためには多大な計算コストがかかり実時間評価に向かない(もちろん解法を工夫し非常に高速な計算機を利用することで平衡解を得ることもあり得るが)。JT-60Uでは高速化のために、Grad-Shafranov方程式を満たす磁気面の近似として最外殻磁気面形状とShafranovシフトから内部磁気面形状を推定し、その磁気面上でのピッチ角に相当する安全係数を評価している[8]。最外殻磁気面形状とShafranovシフトは、ポロイダルコイル電流・ポロイダル磁束ループ信号・ポロイダル磁場ピックアップコイル信号を用いてコーシー条件面(CCS)法[9]などにより高速に計算できる。この工夫により、現実的な計算機パワーで実時間の安全係数分布評価が可能になっている。JT-60Uでは10msごとに安全係数分布を評価している。実時間評価した安全係数と平衡計算による安全係数は良く一致し、精度良く実時間計算できている[8]。

またMSE計測を用いない安全係数分布の実時間評価もある。欧州のJETトカマクでは、ファラデー回転偏光計によりプラズマ電流の作るポロイダル磁場の線積分値を計測しアーベル変換により安全係数分布を評価し実時間制御に利用している[10]。

計測した電流分布を変化させるためには何らかの手段(アクチュエータ)が必要である。例えば、中性粒子ビーム(NB)あるいは高周波(RF)入射などにより非誘導的に電流を流す(電流駆動)、あるいは電子温度分布を変化させることにより電気伝導度分布を変化させ誘導電流を変化させることが考えられる。

JT-60Uにはon/off制御の行える電流駆動用接線入射NBが中心駆動用と周辺駆動用に各2ユニット計4ユニットある。各2ユニットはそれぞれプラズマ電流方向と逆方向の

電流を駆動できる（1ユニットあたりの入射パワーは2–2.5 MW）。また、電流駆動を行わない加熱用垂直入射NBが7ユニットあり、これらの組合せによりNB駆動電流分布を変化させる、あるいは加熱分布を変化させ自発電流分布を変化させることができる[11]。RF電流駆動用にはLH波加熱装置[12]およびEC波加熱装置[13]がある。LH波加熱装置は加熱パワーを制御周期10 msで連続的に制御できるのに対して、EC波加熱装置は加熱パワーをon/offに制御できるだけである。NBCDは比較的幅広い駆動電流分布を持ち、プラズマ全体の電流分布を変化させることができるが、電流駆動位置がビームの軌道とプラズマとの位置関係でほとんど決まってしまう制御性に乏しい。ECCDは光線の軌跡と共鳴条件で決まる吸収位置で局所的に電流を駆動できるため高い位置制御性を有する一方でプラズマ周辺部での電流駆動効率が低いために大域的な電流分布を制御するには大きなパワーを必要とする。ECCDは電子加熱効率が高いために、電気伝導度を通して誘導電流を制御することもできる。LHCDは電流駆動効率がよく[12]、周辺部でも多くの電流を駆動できる。LH波のプラズマ中の伝搬は入射波の磁力線方向屈折率($N_{||}$)に依存するため、 $N_{||}$ により駆動電流分布の小半径位置を制御し電流分布を制御することもできる[14]。ただし、伝搬は $N_{||}$ のみでなく波のアクセス条件により磁場やプラズマの密度分布などにも影響されること、アンテナ–プラズマ間の結合がアンテナ前面の電子密度に強く影響されるなどの課題がある。駆動電流量の制御という観点から加熱パワーを自由に制御できることが望ましく、電流駆動効率も高いことからJT-60UではLH駆動電流の制御を採用している。

3.1.3 実時間電流分布制御

以下ではJT-60Uにおける実時間電流分布制御を例に、電流分布を特徴づける物理量とその制御手法、高ベータプラズマにおいて電流分布を制御した際のプラズマの応答を説明する[15]。

正磁気シアのトカマクプラズマでは、プラズマ周辺部から中心部に向けて安全係数は低下し、プラズマ中心の安全係数が安全係数最小値 q_{\min} となる。プラズマ周辺部の安全係数（たとえば q_{95} と呼ばれるプラズマ内の全磁束の95%を含む表面近くの磁気面での安全係数）はプラズマ形状と全プラズマ電流でほぼ決まるのに対して、 q_{\min} は電流分布によって変化し制御可能である。一方、 q_{\min} がプラズマ周辺部にある場合には、その内側に負磁気シアが形成されていることを示している。このため q_{\min} は電流分布あるいはそれと等価な安全係数分布を特徴づける量の一つである。例えば、トカマク装置の経済性を考慮してトロイダル磁場を下げ q_{95} を小さくすると中心部の安全係数も小さくなり、1以下になると鋸歯状振動($m/n = 1/1$ の内部キンク不安定性)が発生し閉じ込めを劣化させる（ここで m 、 n はポロイダルおよびトロイダルモード数）。このように q_{\min} はプラズマの低 m 、 n の不安定性の発生やそれに伴う閉じ込めと密接に関係しており、その位置は負磁気シアの形成と関係している。

ところで、プラズマ電流は誘導電流と非誘導電流の和である。トカマクプラズマの電気伝導率は電子温度の高く（Spitzer抵抗）逆アスペクト比の小さい（新古典効果）プラズマ中心部にピークしているの、誘導電流はプラズマ中心部に集中し電流密度分布を中心部にピークさせるように働く。非誘導電流は自発電流と外部駆動電流からなり、直接制御可能なのは外部駆動電流である。通常のトカマクでは全電流を一定に制御して運転するので、外部駆動電流をプラズマ周辺部に流すことで中心ピークした誘導電流を減らすことができ、結果として中心部で電流密度を減らし q_{\min} を上昇させることができる。この様子を図2に示す。プラズマ周辺部に多くの電流を流すことができる電流駆動源を用いることで制御性が向上する。

以上のプラズマの振る舞いを考慮してプラズマ中心部での安全係数を制御するには次のような式が最も簡単な場合として考えられる。

$$\frac{dP_{CD}}{dt} = -\alpha(q_{\min} - q_{\min,ref}) \quad (1)$$

ここで α は正の定数である。制御開始時の初期電流駆動パワー $P_{CD}(0)$ は与える。この制御式に従うと、例えば q_{\min} が目標値 $q_{\min,ref}$ より小さい時、 P_{CD} は増加し周辺部駆動電流が増えることで q_{\min} は上昇することが期待される。逆に P_{CD} が減少すれば q_{\min} は低下するので、式(1)に従って帰還制御を行うことができる。ところでJT-60U等の大型装置では電流分布の局所的な緩和時間は数秒程度であり電流の担体となる高速粒子の減速時間と等方化時間は0.1秒のオーダーである。このため電流分布の制御周期（JT-60Uでは10 ms周期）はこれらより短く、またこれらより長い時間制御を適用する必要がある。

高ベータプラズマにおいて q_{\min} をLH波パワーにより制御した放電の波形を図3に示す。プラズマ電流 $I_p = 0.8$ MA、トロイダル磁場 $B_t = 2.5$ T、 $q_{95} = 5.9$ の正磁気シアプラズマに11 MWのNB加熱を行い（図3(a)）圧力を上昇させている（図3(b)）。制御前は $q_{\min} = 1.2$ 程度である。

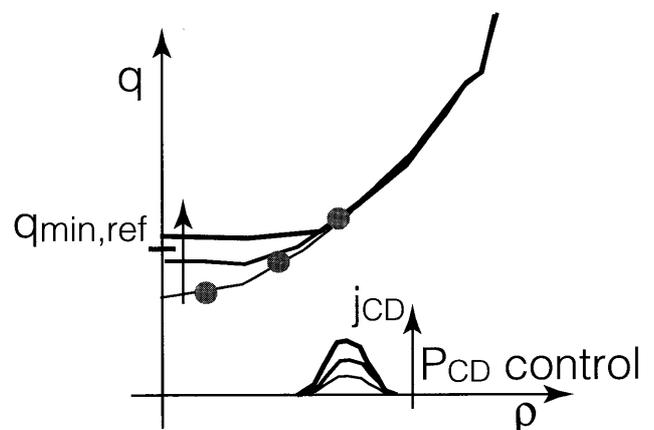


図2 外部駆動電流を変化させたときの安全係数分布の変化。 ρ は規格化小半径。電流駆動源パワー P_{CD} を制御し周辺部駆動電流を増加させると電流分布が変化し、中心部安全係数は増加する。

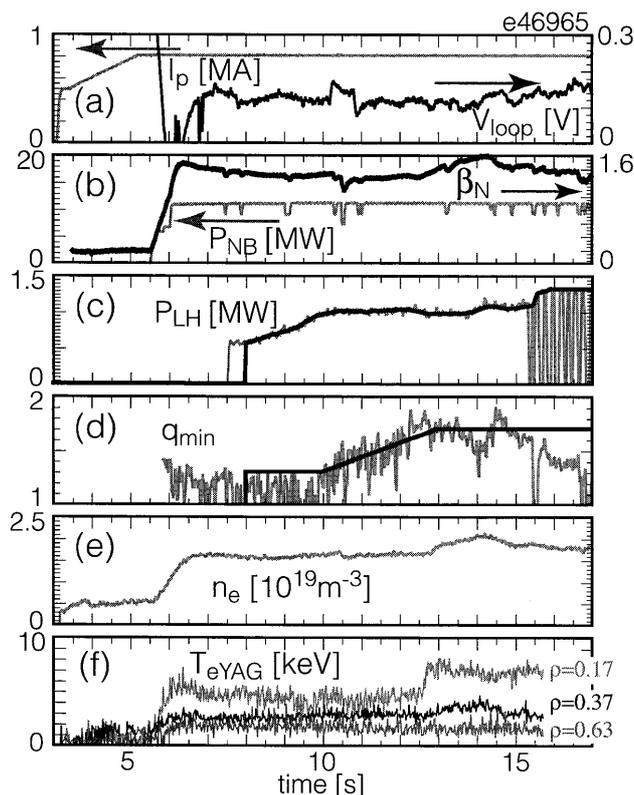


図3 実時間で安全係数最小値 q_{\min} を制御した放電の波形。(a) プラズマ電流 I_p と周回電圧 V_l , (b) 中性粒子ビーム加熱パワー P_{NB} と規格化 β 値, (c) LH 波加熱パワーの指令値 (黒色) と実績値 (灰色), (d) 実時間で評価した q_{\min} (灰色) と q_{\min} (黒色) の目標値, (e) 線平均電子密度 n_e , (f) 規格化小半径 $\rho = 0.17, 0.37, 0.63$ における電子温度 T_e .

$t = 7.5$ s より LH 波の入射を開始し, $t = 8$ s より実時間で q_{\min} を制御式 (1) に従い制御している。 q_{\min} の目標値は $t = 10$ s まで 1.3 でその後 $t = 13$ s にかけて 1.7 に上昇させている (図 3 (d))。 q_{\min} が目標値に従って上昇しているのがわかる。興味深いのは $t = 13$ s 付近の電子温度, 電子密度の突然の上昇である。このとき電流分布は中心部で凹状になっており, 電子温度・密度分布に急峻な勾配が形成される。このような内部輸送障壁の形成は LH 波による負磁気シア生成時に見られている [16]。この電子温度・密度の上昇により自発電流と電気伝導率が中心部で増加し電流分布が中心にピークした結果として q_{\min} は低下している (図 3 (d) の $t = 14$ s 付近)。しかし, LH パワーが図 3 (c) のように増加することで q_{\min} は 1.7 に向けて制御されている。このように, 電流分布を制御して変化させたことにより, 内部輸送障壁形成というイベントが発生し, 圧力分布と自発電流分布の変化を通して制御対象の電流分布がプラズマ自身によって制限されるという自己組織化が高圧力プラズマで顕著に見られるようになった。

紙幅の関係でここでは述べられないが, ここで述べた実時間制御を通して q_{\min} を上昇させることで, 共鳴面をプラズマ中からなくして不安定性 (NTM) を安定化して劣化した閉じ込めを回復することも実演されている [15]。

3.1.4 おわりに

今後の研究および開発課題について述べたい。先進運転では高圧力のために自発電流のプラズマ電流に対する割合 (f_{BS}) が上昇し, 外部駆動電流の割合が相対的に低下するために制御性が低下することが懸念されている。例えば図 3 に示した放電では自発電流割合は 50% 弱である。経済性のためには自発電流割合を高める必要があり, f_{BS} のさらに高いプラズマでの電流分布制御の実証は重要な課題である。

また, 定常運転で f_{BS} が高い時には得られる電流分布の形 (ひいてはプラズマの性能) には自ずと制約が生じる。自発電流は圧力勾配のないプラズマ中心部では流れないからである。冒頭に述べた正磁気シア/負磁気シアプラズマの特性と自発電流の有効利用を考えると, 大雑把にいてしまえば平坦な q 分布を持つ弱い正磁気シアか弱い負磁気シア (弱磁気シアと呼ばれる) が候補として考えられている。どのようなプラズマが閉じ込めと安定性の観点から好ましいかという性能予測評価にはモデリングとシミュレーション研究が重要な役割を果たすことが期待され, 様々なシナリオが提案・議論されている。さらに経済性を視野に入れると, 電流分布を変化させるための電流駆動源を運転するコストについても考慮する必要がある。コスト評価には電流駆動源の特性 (駆動電流分布や電流量) の把握が不可欠であり, 電流駆動理論の検証と精度の向上も重要な課題である。システム全体として高効率 (高 Q) で安定に定常維持可能な最適な運転シナリオの探索とそのシナリオに適した制御手法の開発が課題となる。

また, 電流分布制御を他の分布制御と組み合わせた複合分布制御の開発が重要である。よく知られるように, 高圧力のトカマクプラズマでは, 電流分布 (主に電子の回転分布)・圧力分布・イオンの回転分布が径方向電場を介して Grad-Shafranov 方程式, 径方向の力のバランスおよび自発電流によって密接に繋がっている。このような状況下で, ある物理量の分布 (例えば電流分布) を制御して変化させた時に他の物理量の分布は複雑な変化をしえる。プラズマの閉じ込めモードにもよるだろうが, これら閉じ込めを決めている物理量の分布をどの程度独立に制御できるかを知り, より良い閉じ込めと安定性のために最適化を行っていくことは今後の重要な課題である。分布制御を個別に確立していくとともに, 複合制御を行うことで多くの物理量を制御しつつ変化させた時の制御していない物理量の応答を詳細に調べることができる。このように, 制御は高性能プラズマを定常維持するのみならず, プラズマの動特性を知り物理を探ることに役立つことを述べておきたい。今後多くの装置で先進プラズマにおける先進的な制御が開発され炉心プラズマの性能が向上するとともに物理的な理解が進展することに期待したい。

参考文献

- [1] S. Ide, T. Fujita, O. Naito and M. Seki, Plasma Phys. Control. Fusion 38, 1645 (1996).
- [2] S. Ide *et al.*, Nucl. Fusion 40, 445 (2000).

- [3] S. Ide *et al.*, Nucl. Fusion **44**, L63 (2002).
- [4] M. Murakami *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 255001 (2003).
- [5] F. M. Levinton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2060 (1989).
- [6] 鈴木隆博, 杉江達夫: プラズマ・核融合学会誌 **78**, 411 (2002).
- [7] プラズマ・核融合学会編, “プラズマ診断の基礎と応用” (2006, コロナ社) p.336.
- [8] T. Suzuki *et al.*, *Proceeding of 20th IAEA Fusion Energy Conference* (2004) IAEA-CN-116/EX/1-3; http://www.naweb.iaea.org/napc/physics/fec/fec2004/datasets/EX_1-3.html.
- [9] K. Kurihara, Fusion Eng. Des. **51-52**, 1049 (2000).
- [10] L. Zabeo *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 2483 (2002).
- [11] M. Kuriyama *et al.*, Fusion Sci. Tech. **42**, 424 (2002).
- [12] M. Seki *et al.*, Fusion Sci. Tech. **42**, 452 (2002).
- [13] S. Moriyama *et al.*, Fusion Sci. Tech. **42**, 467 (2002).
- [14] K. Ushigusa *et al.*, Fusion Sci. Tech. **42**, 255 (2002).
- [15] T. Suzuki *et al.*, *Proceeding of 21st IAEA Fusion Energy Conference* (2006) IAEA-CN-149/EX/6-4; <http://www.naweb.iaea.org/napc/physics/fec/fec2006/html/node281.htm>.
- [16] O. Naito *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 065001 (2002).