逆磁場ピンチプラズマにおける閉じ込め研究の現状と 閉じ込め改善モード

平 野 洋 一

(電子技術総合研究所)

Recent Confinement Studies and Improved Confinement Modes in Reversed Field Pinch Plasmas

HIRANO Yoichi

Electrotechnical Laboratory, Tsukuba 305-8568, Japan

(Received 25 December 1998 / Accepted 1 March 1999)

Abstract

Recent results of confinement studies and attempts to improve the confinement in reversed field pinch plasmas (RFP) are reviewed. Several scaling studies of RFP energy confinement time are summarized and the values of the confinement time of RFPs are compared with ITER-89P L-mode scaling. A new scaling law recently proposed is also described. Results of transport studies in RFPs are summarized and it is shown that the stochasticity of magnetic field lines caused by the magnetic fluctuations of dynamo action probably plays a dominant role in the core of RFP plasma. Recent Lundquist number scaling study for magnetic fluctuations is also described. Promising experimental and simulation results are introduced which are conducted to improve the RFP confinement. For examples, five-fold improvement of the energy confinement time is obtained in MST by driving the poloidal current in outer region with the pulsed poloidal current drive (PPCD). The increase of poloidal beta up to 20% is obtained in the Improved High Theta Mode in TPE-1RM20. Improved confinement by a flow shear is also observed in RFPs as in tokamaks and helical systems. Finally experimental and computational results are described which may indicate the bifurcation from the dynamo with multiple helical magnetic fluctuations to that with a single helical fluctuation through the increase of Prandtl number. In the case with a single helical fluctuation, the stochastic region caused by the over-lapping of magnetic islands can be reduced and the confinement degradation by the stochasticity of magnetic field lines may be avoided.

Keywords:

review paper, confinement study, reversed field pinch, magnetic confinement, controlled fusion

1. はじめに

逆磁場ピンチ (Reversed Field Pinch, RFP) は核融合プラズマの閉じ込めをめざした磁場によるプラズマ閉じ込め方式の一つであり、トカマクと同じく軸対称内部電流系トーラスの一員である。RFPの磁場配位の特徴は、トロイダル磁場の向きがプラズマの中心と外側で反転し

ていることである (Fig. 1 参照)。このような磁場配位を取ることにより小さな外部トロイダル磁場 (トカマクの1/100以下) で大きなプラズマ電流を安定に流すことが可能となり、この大きなプラズマ電流を用いた強力な抵抗加熱を利用して高温・高密度のプラズマの閉じ込めを、高価な追加熱なしで効率よく実現することができる [1-3]。

author's e-mail: yhirano@etl.go.jp

Fig. 1 Schematic drawing of the configuration of magnetic field in a RFP.

一般的に言って、核融合炉の実現には、第一壁やブランケット構造材の中性子壁負荷が重要なキーポイントであることはよく知られており、そのため、中性子壁負荷に耐える材料の開発が様々な方向から実施されている。しかしながら、炉の全寿命中の使用が可能で取り替え不要な、高い耐性を持つ材料の開発にはかなりの期間を要するものと予想される。したがって、このような新材料を想定せず、 10 MW 年/m^2 程度以下の材料を用いた炉の可能性を考えることもあながち無意味なことではないであろう。その場合には、炉の寿命中に第一壁やブランケット構造材をかなりの頻度で取り替えることが必要となるため、炉としては炉心部分の解体・再組み立てが容易に行える簡単な炉心構造を持った簡略型核融合炉、すなわち、Simple Fusion Reactor であることが望ましい。

トラス型の核融合炉で、装置の分解を困難にする最大の原因は、小円方向に巻きついた超伝導コイルであると考えられる。先に述べたように RFP は、外部トロイダル磁場が弱くても、大きなプラズマ電流を持った MHD 的に安定な高ベータプラズマの保持が可能であるため、炉を想定した時でもトロイダルコイルには常伝導コイルの使用が可能である。したがって、コイル系全体を赤道面付近で上下に 2 分割にすることができ、2 分割後にコイルの上側部分を取り外し、次いで真空容器を含んだ炉心部分を一体として取り出して、あらかじめ用意したスベアとの交換を短時間で行うという、再組み立て・再稼働を容易に行う方法を考えることができる。さらに、RFP には強力なプラズマ電流によるオーミックイグニッションの可能性、外部トロイダル磁場が弱いことからくる広いダイパータ室の設置による熱負荷の分散等の利点を持っており、Simple Fusion Reactor としての高いポテンシャルを持っている。

頻繁な炉心部の取り替えを想定したトラス型の炉形式は最初 OHTE [4] で提案された。OHTE と RFP とどちらが有利であるかは、ベータ値等の閉じ込め性能と工学的な観点を総合的に比較する必要があるが、OHTE と比べてヘリカルコイルが不要であることから RFP の方がより構造が簡単であるということではある。

一方、これら RFP の炉としてのポテンシャルも、十分なプラズマ閉じ込め性能が実現しない限りは、絵に描いた餅になってしまう。現在、RFP の実験では、 1 keV 近くの高電子温度 [5]、 20% 程度の高ポロイダルベータ [6,7]、 100 ms 以上のプラズマ保持時間 [8]、 5 ms 程度のエネルギー閉じ込め時間 [9] 等を、 0.2 T 以下の低磁場で達成するなど、多くの成果を得てはいるが、上記の Simple Fusion Reactor としてのポテンシャルを活かすのに十分な閉じ込め性能が実現されているとはいえない。すなわち、同規模のトカマク等の装置に比べて、十分な閉じ込め時間が得られない、言い換えると、プラズマの損失が大きい点が最大の問題である。

しかしながら、最近、RFP において、プラズマ損失のメカニズムの実験的説明が進むとともに、プラズマの閉じ込めが改善されるいくつかの運転モードが見いだされてきた。また、理論、ならびにシミュレーションにより、RFP のプラズマ閉じ込めの向上に有効であると考えられる手法が、いくつか提案されてきており、今後の RFP の研究の進展に期待がもてる状況が現れつつある。

このレビューでは、まず最初に RFP の閉じ込めの研究の現状を示し、損失の原因となっているプラズマの輸送現象のメカニズムについて述べた後、閉じ込め改善をめざした実験とその成果を示す。さらにこれらの実験に基づく将来の展望について紹介してまとめとする。

2. RFP におけるプラズマ閉じ込めの現状

2.1 RFP の閉じ込め比例則

(1) ベータ値一定則

RFP におけるプラズマ閉じ込めに関しては、大きく分けて二通りの考え方がある。一つは、Connor と Taylor によって示された理論に基づき [10]、RFP の閉じ込めは圧力駆動型の抵抗性不安定性の発生によって決まるベータ限界値で規定されるというもので、ベータ値一定則と呼ばれる。ベータ限界値は、Connor & Taylor によれば、 $(m_e/M_i)^{1/6} \sim 25\%$ 、あるいは Bhattacharjee 等 [11] によれば、 $(m_e/M_i)^{1/4} \sim 13\%$ 、と違いはあるものの、 10% 程度以上の高ベータプラズマの閉じ込めの可能性を示すものである。

RFPでは、プラズマ閉じ込めに貢献するのは主にプラズマ電流の作るポロイダル磁場であるので、ベータ値としてもポロイダル磁場に対するベータ値、すなわち、ポロイダルベータ値が通常用いられる。ポロイダルベータ値は、プラズマの平均圧力のプラズマ表面のポロイダル磁場圧力に対する比であり、平均ベータ値の1.5-3倍程度の大きさである。この解説でもこれ以降は主にポロイダルベータ値を用いることとする。

RFPの実験では、ポロイダルベータ値は多くの装置で、閉じ込めの向上モードでない通常の条件では、おおむね10%前後の値を取る場合が多いことが知られている。特にプラズマへの加熱入力密度の高い(>3 MW/m³)小型の装置ではこの傾向が強く、プラズマは過加熱の状態にあると想定され、ポロイダルベータ値は圧力駆動型の抵抗性不安定性で決まっている可能性が高い。例えばTPE-1RM20では放電条件を適切に選べると、磁場のシアを大きくすることによりポロイダルベータ値を2倍に増加することができる(後で述べるIHTモード)[6,7]、このことは上記の可能性を強く示唆している。一方、加熱入力密度の小さな装置では、圧力駆動型の抵抗性不安定性ではない別の原因(例えば次に述べる磁場の揺動による異常拡散)により、もっと低い値にポロイダルベータ値が制限される場合がある。

ポロイダルベータ値一定の比例則を用い、プラズマへの加熱入力としてジュール加熱のみを考えると、エネルギー閉じ込め時間の比例則は

$$\tau_{E-\text{beta}} \propto a^{-1} n_e^{-1.5} I_p^3$$

と表される。 a はプラズマの小半径、 n_e は密度、 I_p はプラズマ電流である[12]。

Fig. 2に各装置で得られた標準的と考えられる条件でのエネルギー閉じ込め時間と、ポロイダルベータ値一定の比例則を仮定した時の、エネルギー閉じ込め時間を対比したものを示す。少々ばらつきはあるものの一応それらしい傾向が見られる。この結果はベータ値一定則が成り立っていることを示唆しているようにも見える[3]。しかしながら、逆磁場ピンチの加熱入力はジュール加熱だけではなく、後で述べるダイナモ効果による異常加熱メカニズムが存在することが知られている[3]。この異常加熱はトロイダル周回電圧の増加(異常成分)としてすべての逆磁場ピンチ実験で観測されるが、その大きさは装置に依存している。また、不純物量の増大によっても周回電圧は増大するが、その大きさも装置ごとのプラズマ・壁相互作用の違いによって変化する。したがって、

Fig. 2 Constant poloidal beta scaling of the energy confinement time in RFPs.

どちらが周回電圧の増大の原因であるか両者を区別することはなかなか難しいが、どちらにせよこの周回電圧の増大分の違いにより同一のポロイダルベータ値の場合でもエネルギー閉じ込め時間に違いが現れる。Fig. 2のTPE-1RM15とRFXの τ_E の値が小さいのは、ポロイダルベータ値は小さくないが(〜10%)、どちらの原因かはともかく、周回電圧の値が期待される値より大きいためである。

これとは別に、MSTで $a^{-1} n_e^{-1.5} I_p^3$ の値が大きいところで τ_E が小さくなる放電では、ポロイダルベータ値が低下しており(後でTable 1に示すように6%、ただし加熱入力が増加しているので τ_E はもっと小さくなる)、後で述べる閉じ込め改善モードが実現されて始めてポロイダルベータ値一定のところに復帰する(閉じ込め改善モードではポロイダルベータ値9%)[9]。また、逆にTPE-1RM20の閉じ込め改善モード(IHTモード)では約20%のポロイダルベータ値を得ている。これらの結果は、必ずしもベータ値一定則が成り立たないことを示しており、今後実験条件のもっと細かな比較によりベータ値一定則が使えるかどうか、もし使えるとしてもどのような条件の時かを明らかにしていく必要があるであろう。

(2) stochastic magnetic field line による損失

RFPの損失のもう一つの考え方は、プラズマ中の磁気エネルギーの緩和過程に現れる磁場揺動による磁気面の乱れが、RFPのプラズマ輸送に主要な役割を果たしているというものである。

RFPは、その磁場配位の形成・維持に自己反転現象

(self-reversal) と呼ばれる、磁場分布の緩和現象（ダイナモ効果）を用いている。すなわち、RFP においては、境界条件やプラズマ密度等の条件を適当に選択することにより、プラズマは自ら過剰な磁気エネルギーを排出して、プラズマ中の磁気エネルギー最小の状態へと緩和する傾向を持ち、RFP 配位が自発的に形成されることが、理論と実験の両面から明らかにされている[13,14]。しかしながら、配位形成時には有効に働いたダイナモ効果は、微少とはいえ磁場の揺動を伴うことから、配位形成後のプラズマ閉じ込め時には磁気面を乱して、プラズマの損失を増大させる。

なお、この磁気エネルギー最小状態の磁場分布は理想の場合には、電流密度と磁束密度を J と B とすると、 $J = (\mu/\mu_0)B$ (μ は定数、 μ_0 は真空の透磁率) なる無力磁場配位で表される。円筒プラズマでは磁場配位はベッセル関数で表され（トロイダル磁場は 0 次の、ポロイダル磁場は 1 次の第一種ベッセル関数となる）、ピンチパラメータ ($\theta = B_{pw}/\langle B \rangle$, B_{pw} ; プラズマ表面のポロイダル磁場, $\langle B \rangle$; プラズマ中の平均トロイダル磁場) と呼ばれる単一のパラメータで状態を決めることができる ($\mu = 2\theta/a$, a はプラズマの小半径)。また、逆転パラメータ ($F = B_{tw}/\langle B \rangle$, B_{tw} ; プラズマ表面のトロイダル磁場) と呼ばれるもう一つのパラメータを導入すると、磁気エネルギー最小の完全緩和状態は、 θ - F 面上でテイラー曲線と呼ばれる一本の曲線を描く[13]。一般に、実際の RFP プラズマでは θ - F の軌跡はテイラー曲線の右側に現れ、テイラー曲線に近いほど完全緩和状態に近いと考えられる。

ダイナモ効果の原理と RFP におけるその必要性は、次の一般化したオームの式を用いて示すことができる。プラズマ中の電流密度、 J に対しては、電場を E 、プラズマの運動を v 、磁束密度を B 、抵抗率を η とすると次の式が成り立つ。

$$E + v \times B = \eta J \quad (1)$$

各々の量が平均成分と揺動成分の和であると考え、上の式を平均すると

$$E_0 + \langle v \times \delta B \rangle = \eta J_0 \quad (2)$$

となる。ただし抵抗率の揺動と、平均的なプラズマの運動はないものと考え、

$B = B_0 + \delta B$, $\langle B \rangle = B_0$, $\langle \delta B \rangle = 0$ (他の量についても同じ) とした。ここで準定常状態を考え、平均磁場 (すなわち、平衡磁場) に平行な成分をとると、

$$E_{0\parallel} + \langle v \times \delta B \rangle_{\parallel} = \eta J_{0\parallel} \quad (3)$$

となる。準定常状態ではポロイダル電場はゼロとなるため、 $E_{0\parallel} = E_{0t} (B_{0t}/B_0)$ と表され、トロイダル磁場の逆転面 ($B_{0t} = 0$) では電場 $E_{0\parallel}$ はゼロとなる。したがって、そこではプラズマ電流の定常成分はプラズマの速度と磁場の揺動の非線形的な相互作用、 $\langle v \times \delta B \rangle_{\parallel}$ により維持されることになる。すなわち、ポロイダル電流が、磁場中の導電体 (この場合はプラズマ) の運動 (電磁誘導) によって維持されているということから、ダイナモ (発電機) 効果と呼ばれるわけである。

ダイナモ効果の具体的なメカニズムは、ポロイダルモード数 $m=1$ および $m=0$ のアイデアル、もしくはティアリングモードの、非線形的な相互作用により生起すると考えられている。

RFP の磁場分布では、安全係数 q は Fig. 3 に示すような分布になり、共鳴条件を満たす高いトロイダルモード数 n を持った、多数の $m=1$ モードが存在する。通常のダイナモ効果の際には、これらの多数の共鳴モードが同時に成長する (ダイナモモード)。Fig. 4 に TPE-IRM20 の低ピンチパラメータ領域での、 $m=0$ と 1 のモードの n スペクトルを示すが、中心付近で共鳴する $n=7$ のモードから始まって、 n の増加とともに次第に振幅が減少する多数の $m=1$ モードが存在することが示されている[15-17]。

これらの $m=1$ モードは、各々の共鳴点の回りに磁気島を形成するが、モードが成長するとこれらの磁気島が重なり合い、磁気面が破壊されて、一本の磁力線をたどることによりプラズマのコア部分から周辺部分まで到達

Fig. 3 Schematic drawing of the q (safety factor) profile in a RFP. It is indicated that many resonant $m=1$ modes with different n can exist.

Fig. 4 Toroidal mode (n) number spectra of $m = 1$ and $m = 0$ modes of the fluctuation of toroidal magnetic field in the typical RFP discharge with low pinch parameter (~ 1.55) in TPE-1RM20 [17].

できるような状態, いわゆる stochastic な磁力線構造が発生する。したがって, 磁力線に平行方向の粒子やエネルギーの伝播が半径方向の輸送を生じさせる, Rechester-Rosenbluth 型の異常拡散がプラズマの損失を支配するようになる[18]。

この場合, 熱拡散係数は以下の式で表される。

$$\chi \sim (\delta B/B)^2 v_{the} L_c$$

ここで, v_{the} は電子の熱速度, L_c は揺動のコネクション長である。

An 等は, プラズマの抵抗による磁場の減衰を補って RFP プラズマを定常的に維持するために必要なダイナモモードの大きさを乱流理論から見積もり, この磁場揺動による損失とジュール加熱が釣り合うことを仮定して, 以下の RFP のエネルギー閉じ込め時間の比例則を導いた[19]。

$$\tau_{E-tearing\ m=1} \sim 5.8 f^{-1} v_{the}^{-1} \beta_p^{2.5} a S^{2/3}$$

一方, 宮本は, ダイナモ効果で主要な働きをするのは $m=0$ モードであると考えて, 以下の比例則を求めた[20]。

$$\tau_{E-tearing\ m=0} \sim 0.45 Z_{eff}^{0.8} T_e^{0.7} R^2 n_e^{-0.4} I_p^{0.8} (1 + T_i/T_e)^{-0.5}$$

ここで, f は温度や密度の分布に依存する定数 ($\sim 0.01 - 0.1$), S は磁気レイノルズ数 (あるいは Lundquist 数) と呼ばれる量で, $S = \tau_R/\tau_A$, すなわち, 磁場の拡散時間 $\tau_R = \mu_0 a^2/\eta$ とアルヴェン時間 $\tau_A = a/v_A$ ($v_A = B_0/(\rho\mu_0)^{1/2}$ はアルヴェン速度) の比, T_e は電子温度, T_i

はイオン温度, R は大半径である。

これらの比例則は先のベータ値一定則より悲観的なものであるが, 現在のプラズマパラメータの変化範囲では, これら上記3つの比例則のなかで, どれが実験を正しく記述しているかはまだはっきりしていない[3,12]。しかしながら, 核融合炉の条件へ外挿した場合には両者の違いは大きく, ダイナモ効果による磁場揺動を考慮した比例則では現実的な炉設計はほとんど不可能であると予想されている[21]。

2.2 トカマク比例則との比較

RFP でトカマクの閉じ込め比例則との比較を行う場合, トカマクのどの比例則と比較するかが問題になる。RFP の加熱がジュール加熱だけであることを考えると Neo-ALCATOR 則との比較をすべきであるかもしれないが, Neo-ALCATOR 則に含まれる安全係数への依存性を RFP でどう取り扱ってよいかわからないので, ここでは ITER-89P の L-Mode 比例則との比較を試みる。非円形度を 1 とすると上記比例則は[22]

$$\tau_{E-ITER89P} = 0.048 M^{0.5} I_p^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} n_l^{0.1} B^{0.2} P^{-0.5}$$

である。ここで, M はイオンの質量数, I_p はプラズマ電流 (MA), R は大半径 (m), a は小半径 (m), n_l は line averaged electron density ($10^{20}/m^3$), B はトロイダル磁場 (T), P は加熱入力 (MW), である。RFP の場合 $P = I_p V_l$ (V_l は non-inductive part of toroidal loop voltage) である。また B として何をとりかが問題となるが, ここでは定義そのままに外部トロイダル磁場 B_{tw} を用いた場合と, RFP の主閉じ込め磁場がポロイダル磁場であることを考慮して, プラズマ表面のポロイダル磁場 $B_p = 0.2 I_p/a$ を用いた場合を考えることとする。前者の場合は

$$\tau_{E-ITER89P-B_{tw}} = 0.048 M^{0.5} I_p^{0.35} R^{1.2} a^{0.3} n_l^{0.1} B_{tw}^{0.2} V_l^{-0.5}$$

後者の場合は

$$\tau_{E-ITER89P-B_p} = 0.035 M^{0.5} I_p^{0.55} R^{1.2} a^{0.1} n_l^{0.1} V_l^{-0.5}$$

となる。電子技術総合研究所の小型 RFP 装置 TPE-1RM20 の, 閉じ込め向上モードでない通常の放電条件 ($R = 0.75$ m, $a = 0.192$ m, $I_p = 0.16$ MA, $n_l = 0.14$, $V = 15$ V, $M = 2$, $\tau_E = 0.4$ ms) [23] で比較を行うと, $\tau_{E-ITER89P-B_{tw}} = 1.3$ ms, $\tau_{E-ITER89P-B_p} = 2.3$ ms となる。また, 米国ウイスコンシン大学の MST 装置の通常の運転モード ($R = 1.5$ m, $a = 0.5$ m, $I_p = 0.34$ MA, $n_l = 0.1$, $P = 44$ MW, $M = 1$, $\tau_E = 1$ ms) [24] と比較すると, $\tau_{E-ITER89P-B_{tw}} = 3.4$ ms, $\tau_{E-ITER89P-B_p} = 6.5$ ms となる。どちらの場合も, 実験で

得られている閉じ込め時間は $\tau_{E-ITER89P-Btw}$ の1/3, $\tau_{E-ITER89P-Bp}$ の1/6程度である。さらに、第3章で述べる閉じ込め改善モードと比較すると、TPE-1RM20のIHTモード ($I_p = 0.13$ MA, $n_i = 0.15$, $V_i = 15$ V, $M = 2$, $\tau_E = 0.6$ ms) [6,7,23] の場合には、実験値はおおよそ $\tau_{E-ITER89P-Btw}$ の1/2, $\tau_{E-ITER89P-Bp}$ の1/3である。また、MSTのPPCD ($I_p = 0.34$ MA, $n_i = 0.1$, $P = 1.4$ MW, $M = 1$, $\tau_E = 5$ ms) [24] の場合には、おおよそ $\tau_{E-ITER89P-Btw}$ の70%, $\tau_{E-ITER89P-Bp}$ の40%となる。通常、RFPは閉じ込めが非常に悪いと言われているほどには、その差がないことがわかる。いずれにせよ、トカマクのLモード比例則がRFPにおいてそれなりの値を与えることは、両者の想定されているエネルギー輸送のメカニズムの違い（トカマクでは静電的なプラズマの揺動が、RFPでは磁場の揺動が主要な役割を演じていると予想される）を考えると、大変に興味深い。

2.3 新しい経験的比例則

最近、宮本によりRFPのエネルギー閉じ込め時間に関する新しい経験的比例則が提案された[25]。これは、トカマクやヘリカル系で見られる、加熱入力の増加に伴う閉じ込めの悪化を考慮に入れたもので、上に述べたトカマクのプロポーションを、RFPに適合するように修正を加えた形となっている。宮本は以下に示すように、プラズマ電流に対する依存性を若干変えて、2種類のプロポーションを提案した。2番目の比例則には I/N (I はプラズマ電流値, N は電子の線密度, $\pi a^2 n_e$) の値による修正を加えている。

第一番目の比例則は

$$\tau_{E-MIYAMOTO-1} = 0.024 (R/a) a^2 I_p / P^{0.5}$$

であり、2番目の比例則は

$$\tau_{E-MIYAMOTO-2} = 0.04 s_0 (R/a) a^2 I_p^{1.25} / P^{0.5}$$

$$s_0 = 1 \quad \text{for } I/N > 3.5 \times 10^{-14} \text{ Am},$$

$$s_0 = (I/N) / (3.5 \times 10^{-14}) \quad \text{for } I/N < 3.5 \times 10^{-14} \text{ Am}$$

である。ここで、 P は加熱入力である。文献[25]で示されているように、この2つの比例則と先のベータ値一定則を、実験データに合わせて比較してみると、ここで示した比例則の方がよく合っていることがわかる。また、この2つを比較すると2番目の方が若干よく合っているようにも見えるが、実験データの数が十分でないのでどちらがよく合っているかは不明である。

宮本は、さらにDT反応のアルファ粒子加熱とオーム加熱の和が、上に示した比例則で与えられるエネル

ギー損失と釣り合う条件、いわゆる自己燃焼条件の評価を行い、第一番目の比例則の場合には、比例則で与えられるものより2-3倍の閉じ込めの改善がないと現実的な条件では自己燃焼は実現不可能であるが、2番目の比例則の場合にはプラズマ電流に対する依存性が強いので、現状のままで現実的な自己燃焼条件に到達できることを示している。ただし、ここで宮本は実験値との比較を行う際、次の章で述べるRFPの閉じ込め向上モード(IHTモード[6,7,23], PPCD[24])の値を用いていることを指摘しておく必要がある。すなわち、宮本のプロポーションは、閉じ込め向上モードであれば、RFPで自己燃焼条件の達成の可能性があることを示唆しているものとも考えられる。

2.4 RFPにおけるプラズマ輸送のメカニズム（最近の実験結果）

最近、大型RFP実験装置（先に述べたMST[26]、および、イタリア電離ガス研究所のRFX[27]と最近実験が始まった電子技術総合研究所のTPE-RX[28]）による研究が進展し、分布計測や様々な揺動計測により、RFPのプラズマ損失のメカニズムが明らかになってきた。大型RFPでの特徴は、プラズマのコア部分では磁場揺動によるRechester-Rosenbluth型のプラズマ輸送が支配的であることが明らかに示されることである。小型装置とは違って、大型装置では精度の高い温度・密度の空間分布の測定が可能であること、また、加熱入力密

Fig.5 Density profiles in low I/N (high density, solid curve), medium I/N (dashed curve) and high I/N (low density, dotted curve) in RFX [30].

度が小さくなったこと (1 MW/m^3 以下) も影響して, stochastic な磁力線の効果によるプラズマ輸送が, より鮮明に観測されるようになったものと考えられる。

RFX では Fig. 5 に示すように密度分布はプラズマのコアではほとんどフラットであり, 周辺部分の閉じ込めの良いところで大きな密度勾配を支える構造となっている [29-31]. 特に RFX は第一壁をグラファイトタイルで覆っているためリサイクリング率が高く, 高密度の運転領域 (I/N の小さな領域) では, 密度分布は中心部が小さく周辺部分で大きい, hollow な分布となっている. このような特殊な分布は, stochastic な磁力線のもとでの大きな径方向拡散速度と, 壁からの大きな粒子流入を考えることにより説明できるとしている [30].

RFX では $D\alpha$ の絶対強度分布と密度分布の計測から, 粒子の拡散係数を求めている [31]. その結果を Fig. 6 に示す. プラズマのコアでは $10 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度で, $r/a \sim 0.6$ までは一定であり, それより外側では次第に減少して, 壁付近では一桁小さい $1 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度となっている. 一方, TPE-IRM20 においては, 同様の計測から粒子拡散係数を評価して, 中心で $2 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度で, 周辺に向かって増加し, $r/a \sim 0.8$ で $8 \text{ m}^2/\text{s}$ となる, RFX とは逆の拡散係数分布の変化を得ている [32]. この拡散係数から評価した粒子閉じ込め時間 ($\sim 0.75 \text{ ms}$) は, ボロンのレーザーブロー人射実験で得られた値 ($\sim 0.8 \text{ ms}$) と非常に良い一致を示しているので, 計測上の問題からこのような値が得られたのではないと考えられる. 中心部分で平坦で, 周辺部分に大きな勾配を持つ密度分布は, MST においても観測されているが [33], RFX や MST と TPE の装置のスケールの差 (あるいは加熱入力密度の差の可能性もあるが) によって, なぜこのような違いが出てくるか興味のあるところではある. リミタ材料の違い (RFX は全グラファイト壁, MST はグラファイトリミタ, TPE-IRM20 はモリブデンリミタでカーボンフリー) が影響している可能性も考えられるが, 理由は今のところよくわかっていない。

MST [34,35], RFX [36], TPE-IRM20 [37] の, 周辺プラズマのトリプルプローブ測定の実験から, プラズマ周辺部の粒子の損失では, 静電的な揺動による拡散が中心的な役割を果たしていることが明らかとなっている. すなわち, RFP の粒子損失においては, コアでは磁場揺動による拡散が, 周辺では静電的な揺動による拡散が, 主要なメカニズムである。

また, RFX では電子温度分布と密度分布の測定結果と, 適当な仮定を用いて評価した電子へのオーム加熱入

力分布により, 実効的な電子の熱拡散係数の評価を行っている (Fig. 6 参照) [29,31]. 熱拡散係数の中心付近の大きさは $400 \pm 200 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度で, 面白いことに粒子拡散係数のイオンと電子の質量比の $1/2$ 乗 (約 40) 倍の大きさになっている. これは, 拡散の基本メカニズムが, stochastic な磁力線に沿った粒子の熱運動であることを示す一つの証拠である. すなわち, 粒子拡散は両極性電場のためにイオンの運動に支配されるのに対して, 熱拡散は両極性電場が効かないので, 電子の運動に支配されていることを反映しているものと解釈される。

一方, MST のグループは, 全体の損失を考えると熱拡散係数は Rechester-Rosenbluth 型ではあるが, 損失は電子の熱速度ではなくイオンの熱速度で決まる, すなわち, 熱損失に関しても両極性的な振る舞いが見られると主張している [38]. この両者の違いの原因は周辺部の実効的な拡散係数の減少をどのように解釈するか, すなわち, 磁力線はプラズマ表面まで全面的に stochastic で輸送の減少は両極性的な振る舞いによるものとするか, プラズマ周辺部分では何らかの原因で磁力線は stochastic でなくなり輸送が減少するものとするかの違いであると考えられるが, 正否を含めた詳しい解析は今後の課題である。

REPUTE の静電プローブによる計測では [39], プラズマ周辺部分の熱流速への静電的な揺動からの寄与は小さいことが示されている. 一方, MST で行われた熱流プローブの計測では [40], コア部分においては, 磁場揺動で stochastic になった磁力線に沿う熱の流れによる径方向の熱流束が主要な熱損失の原因であるが, 周辺部分

Fig. 6 Thermal diffusivity and particle diffusivity profiles with $I_p = 800 \text{ kA}$ in RFX [31].

においては、このメカニズムによる熱流束も、全体の熱の流れと比べて無視できる程小さいことが示されている。また REPUTE と同様に、静電的な揺動による熱流束への寄与は、イオンによる寄与が電子と同程度であると仮定してもせいぜい30%程度以下であり、さらに、周辺部分の放射損失はおおよそ10%–20%程度であると測定されている。したがって、RFP では、現在のところ少なくとも見積もっても、周辺部分では全熱損失の50%程度の熱損失のメカニズムが不明である。メカニズムとして考えられる候補としては、イオンの異常損失、高エネルギー電子流と静電揺動の相互作用による異常損失、トーラスのトロイダル方向の特定の場所に localize した磁場揺動 (wall locked mode) による非対称的なエネルギー損失、等が考えられるが、その説明は今後の課題である。

これら最近の RFP の輸送現象に関する結果をまとめると、加熱入力密度の小さい大型装置では、磁場揺動によって stochastic になった磁力線に沿う粒子、およびエネルギーの流れによる損失、いわゆる Rechester-Rosenbluth 型の異常拡散がプラズマのコア部分で支配的であるということが出来る。したがって、エネルギー閉じ込めの比例則としては、装置が大型化するに従い、ベータ値一定則よりは、ティアリング則に近いものになっていくのではないかと予想される。

2.5 磁場揺動の比例則

このように、大型 RFP 装置の実験結果から、RFP の輸送、特にコア部分の輸送では、磁場揺動による Rechester-Rosenbluth 型の拡散が主要な役割を演じていることが明らかとなってきた。この磁場揺動の原因はダイナモ効果に起因するものであり、RFP の磁場配位の維持と本質的にかかわっている。したがって、ダイナモ効果に必要な磁場揺動の大きさが、プラズマパラメータの向上とともにどのように減少するか、すなわち、磁場揺動レベルの比例則を求めて、核融合炉に必要なプラズマパラメータ領域で、磁場揺動が十分小さくなり、拡散係数が減少して、十分な閉じ込めが実現できるかどうか確かめることが、重要な問題になる。

ただし、ここで次のことを指摘しておく必要がある。もし仮に、核融合炉として定常炉しかあり得ないとするならば、RFP においてもいずれにせよプラズマ電流を直接的に駆動することが必要になり、その場合には、RFP ではトロイダル電流だけでなくポロイダル電流も直接駆動されるので、ダイナモ効果は不要となる。したがって、ダイナモ効果に必要な磁場揺動はなくなり、そ

の揺動に基づく拡散は考慮する必要がないことになる。この場合には、ベータ値限界や静電揺動、あるいはダイナモ効果と関係のない磁場揺動等による損失が、満足のいくレベルにまで低減できるかどうか重要な問題となる。さらにそれに加えて、効率的で、しかも分布制御ができる直接電流駆動が可能かどうか、RFP 炉の実現可能性を決める大きな課題となると考えられる。RFP の直接電流駆動の試みについては次の3章で紹介する。

この観点からすると、磁場揺動の比例則等は重要ではなく、RFP における電流駆動、あるいは配位の定常的な維持方法について研究を進めるべきであるという議論になるかもしれない。しかしながら、RFP 炉としては、ロングパルスの準定常炉、あるいは磁場配位の自然減衰の期間を利用してダイナモ効果(磁場揺動)を抑え、減衰時間内でプラズマ閉じ込めと核燃焼を行う非定常的なパルス炉、という方法も考え得るので、必ずしも磁場揺動の比例則が意味がないわけではない。また、ダイナモ効果の物理的なメカニズムの理解という点でも、磁場揺動の比例則は興味を持たれるところである。

2.1の式(3)を、 $v/v_A \rightarrow v$, $\delta B/B_0 \rightarrow \delta b$ と正規化し、また、電場は $v_A B_0$ で、電流密度は $B_0/\mu_0 a$ で正規化して無次元化すると、

$$E_{01} + \langle v \times \delta b \rangle_1 = S^{-1} J_{01} \quad (4)$$

となる。ここで S は先に与えた磁気レイノルズ数である。

最も簡単な磁場揺動の比例則は、上の式でトロイダル磁場の逆転面を考えると、そこでは E_{01} がゼロとなるので、 v と δb の S 依存性が同じで、フェーズ差も変化しないと仮定すると、 $\delta b \propto S^{-1/2}$ と求めることができる。この比例則は Connor-Taylor の抵抗性 MHD モードに対する次元解析から得られた結果とも一致している[10]。また、An 等の乱流理論の計算では $\delta b \propto S^{-1/3}$ が得られている[19]。一方、最近の Mattor による計算では[41]、ダイナモ効果が間欠的に起こる discrete dynamo では、 $\delta b \propto S^0$ が、連続的に起こる continuous dynamo では、 $\delta b \propto S^{-1/4}$ が導かれている。ただし、discrete dynamo では磁力線が stochastic になるところの磁場揺動だけを取り出せば $\delta b \propto S^{-1/2}$ が得られる。

実験的には、La Haye等によるOHTEでの計測で[42]、 $\delta b \propto S^{-0.51}$ が S の小さい領域 (100–4,000) で得られている。また、服部等による TPE-IRM15 の S の大きな領域 ($5 \times 10^4 - 10^6$) での実験では、 Z_{eff} が変化しないと仮定して、 $\delta b \propto S^{-1/3}$ を得ている[15]。しかしながら、最近、

Stoneking等によりMST装置で行われた実験では[43], 完全にはではないが Z_{eff} の変化を取り入れることにより, Fig. 7に示すように電子密度の高い状態では, $\delta b \propto S^{-0.18}$ の, また密度の低い状態では, $\delta b \propto S^{-0.07}$ の比例則が得られている. ただし, 彼らの実験では, 電子密度の高い, あるいは低い状態は, I/N の小さな ($\sim 2 \times 10^{-14}$ Am), あるいは大きな ($\sim 6 \times 10^{-14}$ Am) 状態として記述されている. このことは, 磁場揺動は S だけで決まるのではなく, それ以外の電子密度に関係したパラメータにも依存していることを示している. また, Z_{eff} を一定 ($= 2$) と仮定すると, I/N の小さいところでは $S^{-0.28}$ と, TPEの結果に近いものが得られている.

さらに, MSTでは, プラズマの運動の分光学的計測と磁場揺動の計測を同時に行うことにより, ダイナモ効果を与える速度と磁場揺動のベクトル積自体の大きさを求めた[33]. その結果, ベクトル積の比例則は, $|\langle \mathbf{v} \times \delta \mathbf{b} \rangle| \propto S^{-0.7}$ 程度となり, S の増加により速やかに減少するが, 速度自体の大きさは, 磁場と同様にそれほど速く減少しないという結果を得ている ($v_{\theta} \propto S^{-0.19}$, $v_{\phi} \propto S^{-0.08}$). すなわち, ダイナモ項の減少は, 速度と磁場揺

動の大きさそのものの減少よりは, 互いの間の coherence が減少することによりもたらされることが示されている.

このMSTの結果は最近の実験で得られたものであり, Z_{eff} の値の変化を不十分であるとはいえず取り入れていることから, 現状では最も精度の高いものであると考えられるが, この比例則がRFP一般に成り立つものであるかどうかは, 同様な比例則が他の装置でも見いだされるかどうかによっており, RFX, あるいはTPE-RX等の, ほかの大型装置による実験結果が待たれるところである.

$\delta b \propto S^{-\alpha}$ なる比例則を考え, Rechester-Rosenbluth型の拡散を考えると, プラズマ閉じ込めは α の値により大きな影響を受ける. 例えば, $S^{-1/2}$ であるか, $S^{-1/4}$ となるかは大きな違いで, $\delta b \propto S^{-1/2}$ の時には $\chi \sim T_e^{-1}$ となり電子温度の上昇とともに大きな改善が期待できるが, $\delta b \propto S^{-1/4}$ の時では $\chi \sim T_e^{-1/4}$ となり改善は小さい. さらに, 先に示したMSTの比例則では, プラズマパラメータの向上に伴う閉じ込めの改善はほとんど期待できないことになる. もし, MSTの結果が普遍性を持つものであるならば, 仮に $\delta b \propto S^{-0.18}$ の比例則を用いることができるとしても, これまでの $\delta b \propto S^{-0.5}$ の比例則に基づく楽観的な期待に反して, 炉への展望は厳しいものとならざるを得ない. ちなみに, RFP核融合炉の設計例として知られているTITANが[44] 実現できるためには, 最低でも $\alpha=0.4$ 程度が必要であると考えられている.

3. RFPにおけるプラズマ閉じ込め向上の試み

これまで述べてきたように, 大型RFP装置の実験では, これまで小型装置の実験から予想されていたベータ値一定則ではなく, 磁場揺動によるRechester-Rosenbluth型の拡散が支配的であり, しかも最近のMSTの実験では, 磁場揺動自体も磁気レイノルズ数の増加, すなわち, プラズマパラメータの向上にしたがって, 期待されたようには減少していかないことが示されている.

しかしながら, 最近になって, RFPのプラズマ閉じ込めを改善するいくつかの方法が提案され, その効果を実証する実験的な成果が得られつつある. ここでは, RFPにおけるプラズマ閉じ込めの改善の試みについて, 主なものをいくつか紹介する.

まず最初に, 直接電流駆動を用いてポロイダル電流を駆動して, ダイナモモードを安定化する方法を紹介する. これは, 先に述べた完全ダイナモフリーな, RFPの定常運転につながるもので, 本命ともいえるべきものである.

Fig. 7 The Lundquist number scaling of the rms magnetic fluctuations in MST [43].

プラズマ周辺のポロイダル電流の直接駆動の先駆的な試みは、MST でプラズマアークの電流源を用いた直接電流注入実験により試みられたが[33,45]、様々な実験上の制限から明確な閉じ込め改善を示すには至っていない。ここではこの実験の紹介は次の機会に譲ることとして、これとは別に行われた周辺部分の電流駆動の効果を示す数値計算の結果を示すことにする。また、簡易的な方法で周辺部のプラズマ電流の直接駆動の効果を検証するために行われた、インダクティブなポロイダル電流駆動の実験、特に、その結果得られた大幅な閉じ込め性能の向上について述べる。

また、プラズマ電流と平均トロイダル磁束の減衰率を適切に制御することにより、高ピンチパラメータ領域でのポロイダルベータ値の増加と、閉じ込めの改善が可能であることを示す実験を紹介する。さらに、トカマクのHモードとの類似性が予想される、プラズマ周辺部分のシアフローによる閉じ込め向上について簡単に触れる。

最後にダイナモ効果を起こすには、一般的には多数のモードの非線形的な相互作用が必要であり、それらのモードの磁気島の重なりによって生ずる stochastic な磁力線が、閉じ込めを悪化させる原因となっていると考えられるが、条件によってはダイナモモードのエネルギーが一つのモードに集中し、いわゆる single helical state が実現されることがある。この場合には磁気島の重なりがなくなり、閉じ込めが向上することが予想される。これを示唆する実験結果と理論的な検討を紹介する[46]。

3.1 電流駆動のシミュレーション

結局のところ RFP の配位維持にダイナモ効果が必要となるのは、RFP の MHD 的に安定な電流分布を支えるために必要な電場分布を、外部の磁束変化で与えることができないためである。したがって、直接的な電流駆動で電流分布を維持することができれば、必要なダイナモ効果の大きさ、すなわち必要な磁場揺動のレベルを低減、あるいはなくすることが可能になることが想定される。

この予測に基づき、服部等は、ポロイダル電流の一部を、NBI、あるいは低域混成波で駆動した場合の、磁場揺動の抑制による閉じ込め特性の向上と、全体のエネルギーバランスに与える効果、ならびに核融合炉の経済性へのインパクトを評価して、電流駆動のパワーを考慮に入れても、全体としてのエネルギー閉じ込め時間の向上が可能であり、この方法が有望であることを示した[21,47,48]。また、椎名等により速波を用いた電流駆動の計算が行われており、入射方法（アンテナ）の問題をうまく解決できれば、高い駆動効率を持った電流駆動が

Fig. 8 Simulation result of magnetic-field line puncture plots in the axial-radial plane (a) without current drive and (b) with the additional ad-hoc current drive (the electron force) [50].

可能であることが示されている[49]。

Uchimoto 等は[50]、三次元 MHD の円筒座標系における数値シミュレーションで、周辺部分のポロイダル電流を強制的に駆動する、仮想的な項を付加した計算を行った。その結果を Fig. 8 に示す。図は $r-z$ 面での磁力線のポアンカレプロットを示すが、駆動項がない場合には磁力線は stochastic であるが、駆動項をつけ加えることにより中心付近の磁力線は stochastic でなくなり磁気面が形成されることがわかる。さらに、Uchimoto 等は、MST 装置において駆動方法として低域混成波を用いた場合の伝搬特性、吸収、駆動効率等の計算を行い、必要な周波数、屈折率、パワー等を見積もって、1 MW 程度の駆動電力で磁場揺動の抑制が期待できる実験が可能であることを示している。この結果に基づき、MST 装置では低域混成波を用いた電流駆動が計画されている。ただし、当面は入射電力の制限から、全プラズマ電流ではなく、周辺部分のポロイダル電流だけを駆動する予定である。

3.2 パルスポロイダル電流駆動 (PPCD) による閉じ込め改善

周辺部分のポロイダル電流の駆動によるダイナモモードの安定化を、高周波等による直接的な電流駆動の準備が整う前に、簡単な方法で検証するため、MST 装置で Pulse Poloidal Current Drive (略して PPCD) が試みられた[9,24,51]。これは、逆磁場ピンチ配位を形成して準定常状態に達するあたりで、外部トロイダル磁場コイルの電流をパルス的に変化させて（逆転をパルスのに

Fig. 9 PPCD discharge in MST, (a) surface toroidal electric field, (b) surface poloidal electric field, (c) toroidal plasma current and (d) averaged and surface toroidal magnetic field [9].

深くする), プラズマ周辺部のポロイダル電流をパルスの駆動するものであり, トランジェントではあるが, 上に述べたダイナモモードの安定化の検証が可能である。

Figs. 9, 10 にその結果を示す。外部トロイダル磁場を Fig. 9 のように変化することにより, 大きな磁場揺動はなくなり, 拡散係数が減少するとともに, 軟 X 線の信号が増加していくことがわかる。平均的には磁場揺動のレベルはおおよそ半分に減少する。実験データの解析からは, 電流分布が変化して MHD の線形安定性が向上したとは単純に解釈できないことが示されている。したがって, 磁場揺動減少の原因として最も可能性の高いと考えられるメカニズムは, 外部トロイダル磁場の変化によって発生したポロイダル電場がポロイダル電流を一部駆動するため, ポロイダル電流を駆動するのに必要なダイナモ効果の大きさが低減することであると考えられる。ただし, これ以外の原因, 例えばシアフローによる MHD モードの安定化 (もっともこのためにはアルヴェン速度に近い回転が必要であるが, 現在の RFP で完全に不可能であるとは言いきれない) 等が考えられないわけではなく, 今後のより詳しい解析が必要である。いずれにせよ PPCD ではこの磁場揺動レベルの低下により Rechester-Rosenbluth 型の拡散が低減して, 閉じ込めが改善したと推定される。

Table 1 にプラズマパラメータの, PPCD とそうでな

Fig. 10 PPCD discharge in MST, (a) rms magnetic fluctuations at the plasma surface, (b) estimated global particle diffusion coefficient, (c) ratio of beryllium filtered surface barrier diode signals indicating central electron temperature and (d) the floating potential signal from a Langmuir probe [42].

Table 1 Comparison between ordinary and PPCD discharges in MST.

	Ordinary	PPCD
Plasma Current	340 kA	340 kA
Electron Density	$1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Central Electron Temperature	230 eV	390 eV
Poloidal Beta	6%	9%
Input Power	4.4 MW	1.3 MW
Magnetic Fluctuation Level	1.5%	0.8%
Energy Confinement Time	1 ms	5 ms

い時を比較したものを示す。PPCD 時にはプラズマへの加熱入力が減少し, しかもポロイダルベータ値が増加することからおおよそ 5 倍のエネルギー閉じ込め時間の向上が見られる。これは磁場揺動レベルの減少から予想される値とはほぼ一致している。また, 後で述べるように PPCD モードでは, プラズマ中のシアフローの発生による静電揺動の減少も観測されている。また, PPCD によるエネルギー閉じ込め時間の向上は RFX 装置においても観測されている [52]。

3.3 高ピンチパラメータ領域における閉じ込めの改善

(Improved High Theta モード, IHT モード)

安定性の計算によると、2章で導入したピンチパラメータ(θ)が大きく、逆転パラメータが深いほど、高ベータプラズマの保持が可能であることが示される[53]。これは、高ピンチパラメータ領域では、磁力線の shear が大きくなることから容易に予想されることである。しかしながら、実際の実験の高ピンチパラメータ領域では、大きなエネルギー損失を伴う激しい不安定性が間欠的に現れ(トカマクの鋸波に類似した変動が軟 X 線の信号に現れる)、ポロイダルベータ値の上昇は見られていたものの、良好な閉じ込めは実現できていなかった[54]。

しかし、TPE-1RM20 の実験では、プラズマ電流と逆転トロイダル磁場の波形を適切に制御することにより、大きな軟 X 線の崩壊が現れない高ピンチパラメータ領域の RFP プラズマを、10 ms 程度の間安定に保持することに成功し、この運転モードを Improved High Theta Mode (IHT モード) と名付けた[6,7,55]。Fig. 11 [17] に IHT モードと、そうでないときの軟 X 線の時間変化を比較したものを示す。IHT モードでは、ポロイダルベータ値が増加($\sim 8\% \rightarrow 20\%$)する一方、オーム加熱入力はほとんど変化しないので、エネルギー閉じ込め時間は2倍以上増加($\sim 0.2\text{ ms} \rightarrow 0.5\text{ ms}$)する。IHT モードではダイナモ効果に対応すると考えられる磁場揺動のパワーは、通常の場合と比較しておおよそ三分の一に減少する[6]。閉じ込め時間の改善はこの揺動の減少から予想される Rechester-Rosenbluth 型の拡散の減少とおおよそ一致している。

IHT モードを得るには、プラズマ電流とプラズマ中のトロイダル磁束(平均トロイダル磁場)を、適切な減衰率で減衰させることが必要である。すなわちプラズマが本来持つ減衰率 R/L (R : プラズマの実効抵抗, L : 内部インダクタンス)に近い減衰率を実現すると、IHT モードが得られる確率が最も高くなることがわかっている[55]。プラズマの自然な抵抗減衰に近い状態では、トロイダル磁束の生成が必要ないのでダイナモ効果も不用となり、磁場揺動の低減による閉じ込めの向上が期待できる。またこの結果は、昔の ZETA 装置で、磁場揺動の小さい閉じ込めの良いフェーズ、いわゆる Quiescent Period (QP) が、電流の減衰フェーズでのみ観測されたことを思い出させるものである[56]。

もっとも、プラズマの抵抗率の分布が空間的に一様という理想的な状態であれば、相対的な磁場分布を変えないで、安定性を保ったままの様な減衰が可能であるが、

Fig. 11 Comparison of averaged toroidal field, $\langle B \rangle$ and soft x-ray emission, SX in low theta discharge (top), high theta discharge with discrete dynamo (middle) and high theta discharge with improved confinement, IHT mode (bottom) in TPE-1RM20 [17].

現実のプラズマでは、周辺部分の温度が低く抵抗率が高いため、電流分布の中心への集中による磁場分布の相対的な変化が起こり、いずれは不安定な分布へと移行してしまう。しかしながら、壁からの中性粒子や不純物の放出を可能な限り押さえて、周辺部分の電子温度を高く保つことができれば、磁場分布の変化を遅くして、安定な配位を比較的長時間保つことが可能となると考えられる。TPE-1RM20 で、十分な放電洗浄の後にはのみ IHT モードが得られたことは、このことを示唆している。また、TPE-1RM20 ではモリブデンのリミタを用いていたので(完全にグラファイトフリー)、中性粒子の放出が少なかったことも、何らかの役割を果たしていたと考えられる。

TPE-1RM20 の IHT モードは、磁場の減衰フェーズのみで得られるトランジェントなものではあったが、低密度領域で、20%の高いベータを持つ RFP のプラズマの維持と、それによる閉じ込めの改善が可能であることを示した点で、重要な結果である。

IHT モードの磁場揺動の特徴は、揺動が単一の $m=1$ のモードに集中し、しかもそのモードのトロイダル方向

への回転が、MHD 不安定性の安定化に重要な役割を果たしていることである[16,17,55]。Fig. 12 に IHT モードの場合の、 $m=0$ と 1 のモードの n スペクトルを示す。先に Fig. 4 で示した低 θ の場合と比較すると、低 θ の場合には、 $n=7, 8, 9, 10, \dots$ と、次第に減少していく多数の $m=1$ モードが同時に存在しているが、IHT モードでは、 $m=1/n=7$ のモードにほとんどの揺動エネルギーが集中していることがわかる。磁場揺動のエネルギーが単一のモードに集中すれば、複数のモードの磁気島の重なりが解消し、磁力線が stochastic でなくなって、閉じ込め性能が改善することが期待できる。また、このモードはトロイダル方向に回転しているが、回転の停止と大きな磁場揺動の発生（軟 X 線の大きな崩壊）とは強く関連していることがわかっている。

これらの観測結果は、IHT モードのメカニズムが、先に述べた、磁場減衰フェーズにおけるダイナモ効果の低減だけでもたらされたものではなく、次に述べる、シアフローによる揺動の安定化や、single helical 状態とも関連している可能性を示しているものと考えられる。

3.4 シアフローによる閉じ込めの向上

トカマクやヘリカル系では、プラズマのトロイダル、あるいはポロイダルの流れの小半径方向のシア、いわゆ

るシアフローの存在と、閉じ込め性能が向上する様々な運転モード（例えば、H モード等）との間に、密接な関係の見られることが知られているが、RFP においても閉じ込め改善モードでは、プラズマのエッジ部分で電場の半径方向の変化による $E \times B$ ドリフト速度のシアが存在し（大きくなり）、それが静電揺動の抑制による粒子損失の抑制に貢献していることが、MST の実験で示されている[57,58]。MST では、プラズマバイアス実験[59]、Enhanced Confinement (EC) モード、PPCD の3つの閉じ込め改善モードが得られている。PPCD については先に紹介したが、プラズマバイアス実験は電極をプラズマ周辺に挿入して電圧をかけ、周辺部の電位を制御しようとするもので、最初から電場の制御によるシアフローの発生をねらった実験である。一方、EC モードは、運転条件を適切に選ぶことにより自発的に現れる閉じ込め向上のモードである。EC を得るためには、低密度運転、トロイダル磁場の深い逆転（深い F）、真空容器壁のコンディショニング（boronization と強力な pulse discharge cleaning）、および適切な水素ガスの供給（ガスバフではなく壁からの供給－リサイクリングのみ）がキーポイントである。これは TPE-1RM20 において IHT モードを得る際に必要な条件と同じである。

Fig. 12 Example of the IHT mode in TPE-1 RM20, increase of SX, toroidal mode (n) number spectra of $m=1$ and $m=0$ modes and time evolution of the toroidal variation of $m=1$ fluctuation of toroidal magnetic field with high pinch parameter (~ 1.9) [55].

MST では上記のいずれの改善モードにおいても、そうでない通常の場合と比較すると、プラズマ周辺部の電場分布の変化により $E \times B$ のシアフローが発生し、エッジの全領域で、広い周波数領域にわたって静電揺動が減少して、粒子閉じ込めが改善されることが観測されている。shearing rate $\sim (1/B)(dE_r/dr)$ は $7 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 程度で、典型的な揺動のパワースペクトルの幅 ($\sim 3 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$) より十分大きく、シアフローによる揺動の安定化が十分に期待できる領域に入っている。しかしながら、シアフロー領域でないところでも揺動の減少が観測されている点は興味深い。

バイアス実験では、粒子閉じ込めの向上のみが観測されており、エネルギー閉じ込めの向上は見られない。バイアス実験では静電揺動の抑制だけが観測され、磁場揺動は変化しないことから、先に述べた「プラズマ周辺部では静電揺動による粒子損失が支配的であり、静電的な揺動によるエネルギー損失は無視できる」という結果と合致している。

一方、EC モードや PPCD では、磁場揺動の減少が静電揺動の減少と同時に観測され、粒子閉じ込めのみならずエネルギー閉じ込めも大きく改善される (EC モードで3倍、PPCD では5倍の改善)。これらのモードでは磁場揺動の低減が、閉じ込め改善の中心的メカニズムと考えられるので、シアフローによる静電揺動の安定化の役割、特にそのエネルギー閉じ込めの向上に与える定量的な影響はまだはっきりしていない。

RFX においては、通常の運転条件においても、プラズマのエッジ付近に $E \times B$ のシアフローが存在することが示されており、トカマク等と同様に軌道損失によるイオンの選択的な損失がその原因であると考えられている[60]。また、先の2.4で示したように、RFX ではプラズマの周辺部分で粒子拡散係数が小さくなるが、この周辺部分のシアフローの存在が、拡散係数の減少の原因である可能性が示唆されている。

最後に、MST の EC モードでは、2つの重要な現象が見つかっていることを指摘しておきたい。一つは、EC モードの間では、磁場揺動が一つのヘリカルモードに集中する傾向、いわゆる single helical の状態に近くなることである。これは TPE-IRM20 の IHT モードでも観測されており、RFX の閉じ込め向上モードでも同様の現象が見いだされている。これについては次節で触れる。もう一つは、軟 X 線の大きな崩壊を伴わないマイルドなトロイダル磁束の生成 (small dynamo effect) が見いだされることである。これは、エネルギーの大き

な損失を伴わないダイナモ効果の存在を示唆するものであり、非常に重要である。この時には、 $m=1$ ではなく $m=0$ の揺動が中心的な役割を演じていることがわかっており、宮本により提案された[20] $m=0$ モードのダイナモ効果の存在を実証するものであるかもしれないが、詳しいメカニズムの解明はこれからである。

3.5 single helical state

単一のヘリシティを持つ MHD 的な揺動 (single helical mode) のみでも、平均磁場に平行な電流の駆動 (いわゆるアルファ効果) が可能であることは、以前から知られていたが[61]、このことは、多数のモード間の非線形的な相互作用による実効的な電場の発生という、従来考えられてきたダイナモ効果ではなく、single helical mode によるダイナモ効果の可能性を示唆するものと考えることができる。

Cappello 等は、三次元の MHD シミュレーションの結果から[62]、multi-mode の状態から quasi-single helical な緩和状態へのダイナミカルな遷移が起ること、そしてこの遷移を決めるキーパラメータがプラントル数であると主張している。ここで、プラントル数 $= \tau_R / \tau_\nu$ (τ_R は磁場の抵抗性拡散時間、 $\tau_\nu = L_\nu^2 / \nu$ は粘性による拡散時間、 ν はプラズマの粘性を質量密度で割った値、 L_ν は粘性による dissipation の特徴的な長さ) である。RFX のグループはプラントル数が小さい時には、multi-mode のダイナモ効果がおこり、stochastic な磁力線構造となるが、プラントル数が大きい時には、quasi-single helical mode のダイナモ効果によって保持される準定常的な状態が現れ、磁力線が stochastic になる空間的な領域が狭まり (あるいは理想的な場合には磁気面の破壊が起こらず) 閉じ込めを劣化させない配位の維持が期待できると考えている。また、Finn 等により、電気抵抗を持った RFP で、定常的な single helical state の平衡が存在する可能性が示されている[63]。

RFX の実験では、 α モードと呼ばれる閉じ込め改善モードが見つかっており、その期間中では前後と比較して、磁気揺動の $m=1$, $n=8-9$ モードへの集中と、プラントル数の5から14への増大が同時に観測されている[29,46]。

先に述べた、MST と TPE-IRM20 で見いだされた閉じ込め改善モード、PPCD, EC, IHT モードのいずれにおいても、閉じ込めの向上している期間に、磁場揺動が単一のトロイダルモード数 n を持つ $m=1$ のモードに集中する場合が多く観測されており (Fig. 12 参照)、single helical mode の状態に近い状態が現れることが多

いが、上に述べたプラントル数の変化による状態の遷移との関連は必ずしも明確ではなく、その検証は今後の課題である。

ただし、これら4つの閉じ込め改善モード (PPCD, EC, IHT モード, α モード) が現れるには、1) 低密度領域、2) 十分な真空容器壁のコンディショニング、3) 精密な不整磁場の補正、4) 高電子温度、5) トロイダル磁場の深い逆転、という共通の条件があり、また、PPCD 以外の自発的に現れる改善モードは、緩やかなプラズマ電流の減衰時期に現れるという共通性が見つかっている。したがって、これらの閉じ込め改善モードを統一的に記述する、共通なメカニズムとキーパラメータの存在が予想されるが、上に述べたプラントル数の変化による single helical state への遷移はその一つの候補であるかもしれない。

4. おわりに

これまで述べてきたように、装置の大型化による分布計測の充実と加熱入力密度の低下にともない、RFP のプラズマ閉じ込めでは、磁場揺動による Rechester-Rosenbluth 型の拡散が支配的であることが明らかとなってきた。さらに、まだはっきりと確定したわけではないが、磁場揺動は、プラズマパラメータの向上 (特に磁場強度と電子温度の増大) によって磁気レイノルズ数、 S が大きくなっても、当初期待されていたようには減少していかないことを示す実験データが得られている。

残念ながら、放電初期の S が小さい段階で磁場の緩和現象 (ダイナモ効果) を使って RFP 配位を形成し、配位形成後ではたとえダイナモ効果が存在しても、プラズマパラメータの向上 (S の増加) による磁場揺動レベルの低下がもたらす閉じ込め性能の向上に期待して、必要なプラズマ閉じ込めを実現しようとする、いささか虫のいい RFP のシナリオは、どうもうまくいきそうもないようである。ただし、燃焼時間が千秒程度のパルス炉が可能であるならば、配位形成後は磁場配位を自然減衰するにまかせて、若干のプラズマ電流分布制御を加味することにより、ダイナモフリーの、すなわち、Rechester-Rosenbluth 型の拡散のない良好な閉じ込めを実現してプラズマの燃焼を行う、パルス炉を考えることはできる。

RFP の閉じ込め研究の現状を見ると、上記のような配位の減衰フェーズを利用する場合もそのひとつの例として考えるとしても、現状と比較して何らかの方法で閉じ込めを改善する方法を見いだすことが必要であると思

われるが、これまで述べてきたことから、2つの有望な改善の方向が見えてきたといえることができる。一つは、直接電流駆動を用いた、プラズマ電流分布の制御によるダイナモモードの安定化であり、もう一つは、stochastic な磁力線構造を引き起こさない、単一のヘリカルモード状態によるダイナモ効果を用いる方法である。

前者の方法は、将来の核融合炉の定常運転の必要性を考慮すると、本命の方法であり、RFP において今後最も重点をおいて研究を進めていくべき課題であると考えられる。閉じ込め性能の向上に対する周辺電流の直接駆動の有効性は、MST における PPCD の実験で、エネルギー閉じ込め時間が5倍に増加したことから、すでに検証されたと考えられる。今後の進め方としては、当面は周辺部分の密度の低いところでのポロイダル電流駆動を、低域混成波を用いて行ってその効果を確かめた後、高密度でも効率的な電流駆動が可能な速波、あるいは中性粒子ビーム入射等を用いて、中心部分の高密度領域を含んだ全体的な電流駆動へと、研究を進めていくのが適当であると思われる。ウィスコンシン大学の MST 装置では、低域混成波を用いた電流駆動実験の準備が開始されており、近々実験が開始される予定である。予算の制限等から、必要な 1 MW の入射実験はもう少し先になると予想されるが、結果がどうなるか期待されるところである。

もし今後の研究を通して、核融合炉のプラズマパラメータ領域で使用可能な、高効率の電流駆動法を開発することができれば、ダイナモフリーで閉じ込め特性の良い定常 RFP 炉が実現できると考えられる。逆に言えば、そのような電流駆動法がなければ、定常 RFP 炉を想定することは難しい。ただし、たとえ適当な電流駆動法が見つかって、RFP 炉の理想とする、Simple Fusion Reactor というコンセプトに適合できるものであるかどうかについては、十分な考慮が必要であろう。

TPE-1RM20 では IHT モード、MST では EC モード、RFX では α モード等の、閉じ込め改善モードが見いだされている。これらの閉じ込め改善モードのメカニズムの解明は、今後の重要課題であるが、もしこれらの閉じ込め改善モードが、単一のヘリカルモードによるダイナモ効果の存在と関係しているのであれば、この方式による閉じ込めの改善は、Simple Fusion Reactor というコンセプトに適合する可能性は高く、今後大いに期待のもてる方式である。実験的に現れる単一ヘリカルモードは、今のところすべて自発的に現れたもので、この状態を再現性よく作り出すための運転条件の設定方法はまだ確立

していない。今後はこの点に重点を置いた研究を進め、単一ヘリカルモードの物理の解明を通じて、このモードを実現・維持するためのキーパラメータを見つけていく必要があると思われる。

最後に、電子技術総合研究所において最近実験が開始された、新しいRFP実験装置TPE-RXについて簡単に紹介する[64-66]。TPE-RXは、大半径1.7175 m、小半径0.45 m、最大目標プラズマ電流1 MA、放電持続時間100 ms、プラズマ体積 7 m^3 の大型RFP装置であり、RFPのプラズマ閉じ込めのメカニズム解明と、閉じ込め性能向上の実現をその目的としている。目標エネルギー閉じ込め時間は5 - 10 msであるが、この値を実現するために、

- 1) プラズマに近接した二層の薄肉金属シェル(銅製, 0.5 mm 厚 $\times$ 2)と一層の厚肉金属シェル(Al製, 50 mm 厚)によるプラズマの安定化と不整磁場の低減,
- 2) 不整磁場発生の最小化とその高精度の補正(特に金属シェルカット部),
- 3) 準定常垂直磁場によるプラズマの平衡位置制御,
- 4) 一体型真空容器を用いた高真空度の達成による不純物の低減,
- 5) モリブデンリミタの採用による粒子リサイクリング制御(低密度運転),

等の装置上の特徴を持っている。

TPE-RXのプラズマ閉じ込め実験は最近開始されたばかりであり、現在のところ、最大プラズマ電流 $\sim 500\text{ kA}$ 、最長放電時間 $\sim 85\text{ ms}$ ($I_p \sim 250\text{ kA}$)、中心コードでの平均電子密度 $\sim (0.02 - 0.15) \times 10^{20}\text{ m}^{-3}$ 程度のプラズマが得られている。今後は温度その他の測定を行い、上記の目的の達成をめざした研究を進めていく予定である。また、RFやNBIによる直接電流駆動は、将来の研究課題として準備を行っているところであるが、当面の閉じ込め向上の研究としては、自発的に現れる様々な閉じ込め改善モードに関する研究に重点を置いて実験を進めることを予定している。TPE-RXでは、上に述べた装置の特徴から、先に示した閉じ込め改善モードを実現するために必要と考えられる共通な条件、1) 低密度領域運転、2) 十分な真空容器壁のコンディショニング、3) 精密な不整磁場の補正、4) 高電子温度、5) トロイダル磁場の深い逆転、6) 緩やかなプラズマ電流の減衰、を比較的容易に満たすことが可能であり、今後の実験の進展により、これら閉じ込め改善モードのメカニズム、その他の理解が進むと期待される。

RFPのプラズマ閉じ込め研究の現状を一口でまとめると、現状のままスケールアップ等で進んでいけば、核融合炉への道が開けるというバラ色の状態ではなく、閉じ込め性能向上のための何らかの手法が必要であるが、最近の研究によりこの向上のための方法が見えてきた、すなわち、トンネルの出口の明かりが見えてきた状態であるということができよう。

謝辞

このレビューに載せた図面を快く提供してくださるとともに、貴重な議論をしていただいた、MSTおよびRFXグループの方々に感謝いたします。

参考文献

- [1] H.A.B. Bodin and A.A. Newton, Nucl. Fusion **20**, 1255 (1980).
- [2] H.A.B. Bodin, Nucl. Fusion **30**, 1717 (1990).
- [3] 平野洋一, 小川 潔: 核融合研究 **65**, 601 (1991).
- [4] T. Ohkawa *et al.*, Nucl. Fusion **20**, 1464 (1980).
- [5] T. Shimada *et al.*, Proc. 12th Int. Conf. Plasma Phys. Contol. Fusion Research, IAEA, Nice (1988) Vol.2, p.457.
- [6] Y. Hirano, Y. Maejima *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 721 (1996).
- [7] Y. Yagi, P.R. Brunzell *et al.*, Proc. 15th Int. Conf. Plasma Phys. Contol. Fusion Research, IAEA, Seville (1994) Vol.2, p.415.
- [8] A. Buffa and RFX Team, Proc. 23rd EPS Conf. Contol. Fusion and Plasma Phys. Kiev (1996) part2, p.629.
- [9] J.S. Sarff, N.E. Lanier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 62 (1997).
- [10] J.W. Connor and J.B. Taylor, Phys. Fluids. **27**, 2676 (1984).
- [11] A. Bhattacharjee and E. Hameiri, Phys. Fluids. **31**, 1153 (1988).
- [12] J.N. Dimarco, Los Alamos Report, LA-UR-REVISED-88-3375 (1988).
- [13] J.B. Taylor, Phys. Rev. Lett. **33**, 1139 (1974).
- [14] 政宗貞男, 平野洋一: 核融合研究 **68**, 268 (1992).
- [15] K. Hattori, Y. Hirano *et al.*, Phys. Fluids. B **3**, 3111 (1991).
- [16] P.R. Brunzell, Y. Yagi *et al.*, Phys. Fluids. B **5**, 885 (1993).
- [17] Y. Hirano, Y. Yagi *et al.*, Plasma Phys. Contol. Fusion **39** (5A), A393 (1997).
- [18] A.B. Rechester and M.N. Rosenbruth, Phys. Rev. Lett. **40**, 38 (1978).

- [19] Z.G. An, P.H. Diamond *et al.*, *Proc. 10th Int. Conf. Plasma Phys. Control. Fusion Research*, IAEA, London (1984) Vol.2, p.231
- [20] K. Miyamoto, *Plasma Phys. Control. Fusion* **30**, 1493 (1988).
- [21] 服部健一, 平野洋一他: 核融合研究 **69**, 1507 (1993).
- [22] P.N. Yushmanov, T. Takizuka *et al.*, *Nucl. Fusion* **30**, 1999 (1990).
- [23] Y. Yagi, Y. Hirano *et al.*, *Fusion Technol.* **27**, 301 (1995).
- [24] M.R. Stoneking, N.E. Lanier *et al.*, *Phys. Plasmas* **4**, 1632 (1997).
- [25] K. Miyamoto, *submitted to J. Plasma Fusion Res.*
- [26] R.N. Dexter, D.W. Kerst *et al.*, *Fusion Technol.* **19**, 131 (1991).
- [27] G. Malesani, G. Rostagni, *Proc. 14th Symp. Fusion Technology*, Avignon (1986) Vol.1, p.173
- [28] 平野洋一: 電気学会論文誌 A, **118**, 97 (1998).
- [29] R. Bartiromo, A. Buffa *et al.*, *to be published in Proc. 17th Int. Conf. Fusion Energy*, IAEA, Yokohama (1998) IAEA-CN-69/EX4/3.
- [30] D. Gregoratto, L. Garzotti *et al.*, *Nucl. Fusion* **38**, 1199 (1998)
- [31] V. Antoni, P. Martin *et al.*, *to be published in Proc. 17th Int. Conf. Fusion Energy*, IAEA, Yokohama (1998) IAEA-CN-69/EXP3/15.
- [32] Y. Yagi, T.J. Baig *et al.*, *Nucl. Fusion* **37**, 1775 (1997).
- [33] G. Fiksel, A.F. Almagri *et al.*, *to be published in Proc. 17th Int. Conf. Fusion Energy*, IAEA, Yokohama (1998) IAEA-CN-69/EX4/5.
- [34] T.D. Rempel, C.W. Spragins *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1438 (1991).
- [35] M.R. Stoneking, S.A. Hokin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 549 (1994).
- [36] V. Antoni, R. Cavazzana *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4185 (1998).
- [37] P.R. Brunzell, Y. Maejima *et al.*, *Phys. Plasmas* **1**, 2297 (1994).
- [38] P.W. Terry, G. Fiksel *et al.*, *Phys. Plasmas* **3**, 1999 (1996).
- [39] H. Ji, H. Toyama, K. Miyamoto *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 62 (1991).
- [40] G. Fiksel, S.C. Prager *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1028 (1994).
- [41] N. Mattor, *Phys. Plasmas* **3**, 1578 (1996).
- [42] J. La Haye, T.N. Carlstrom *et al.*, *Phys. Fluids* **27**, 2576 (1984).
- [43] M.R. Stoneking, J.T. Chapman *et al.*, *Phys. Plasmas* **5**, 1004 (1998).
- [44] F. Najmabadi, R.W. Conn *et al.*, Joint Report of University of California Los Angeles, GA Technologies Inc., Los Alamos National Laboratory and Rensselaer Polytech. Institute, UCLA-PPG-1100 (1987).
- [45] G. Fiksel, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 78 (1996).
- [46] P. Martin, *to be published in Plasma Phys. Control. Fusion*.
- [47] K. Hattori, Y. Hirano *et al.*, *Fusion Technol.* **29**, 1619 (1995).
- [48] 服部健一, 平野洋一他: 電子技術総合研究所彙報 **57**, 23 (1993).
- [49] S. Shiina, Y. Kondoh *et al.*, *Nucl. Fusion* **34**, 1473 (1994).
- [50] E. Uchimoto, M. Cekic *et al.*, *Phys. Plasmas* **1**, 3517 (1994).
- [51] J.S. Sarff, A. Hokin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3670 (1994).
- [52] T. Bolzonella, S. Martini *et al.*, *Proc. 24th EPS Conf. Cont. Fusion and Plasma Phys.* Berchtesgaden, (1997) part 1, p.321.
- [53] D.C. Robinson, *Nucl. Fusion* **18**, 939 (1978).
- [54] R.B. Howell, J.C. Ingraham *et al.*, *Phys. Fluids* **30**, 1828 (1987).
- [55] Y. Hirano, Y. Maejima *et al.*, *Proc. 16th Int. Conf. Fusion Energy*, IAEA, Montreal (1996) Vol.2, p.95.
- [56] D.C. Robinson and R.E. King, *Proc. 3rd Int. Conf. Plasma Phys. Cont. Fusion Research*, IAEA, Novosibirsk (1968) Vol.1, p.263
- [57] B.E. Chapman, A.F. Almagri *et al.*, *Phys. Plasmas* **5**, 1848 (1998).
- [58] B.E. Chapman, C.S. Chiang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2137 (1998).
- [59] D. Craig, A.F. Almagri *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1865 (1997).
- [60] V. Antoni *et al.*, *Phys. Rev. Letters* **79**, 4814 (1997).
- [61] H.K. Moffatt, *Magnetic Field Generation in Electrically Conductive Fluid* (Cambridge University Press, Cambridge, 1978) Sec. 7.7.
- [62] S. Cappello and R. Paccagnella, *Phys. Fluids. B* **4**, 611 (1992).
- [63] J.M. Finn, R. Nebel and C. Bathke, *Phys Fluids B* **4**, 1262 (1992).
- [64] Y. Yagi, Y. Maejima *et al.*, *Proc. ICPP/25th EPS Conf. Cont. Fusion and Plasma Phys.*, Prague, (1998) **22C**, p.882.
- [65] Y. Yagi *et al.*, *Fusion Technol. (Proc. of the 20th Symposium on Fusion Technology SOFT. Marseilles 1998)* Vol.1, p.609.
- [66] Y. Hirano, T. Shimada *et al.*, *to be published in Proc. 17th Int. Conf. Fusion Energy*, IAEA, Yokohama (1998) IAEA-CN-69/EX4/4.