

逆磁場ピンチ研究の歴史,現状,その展望 ~産業技術総合研究所の逆磁場ピンチ研究の終結にあたって~

故 小川 潔先生と 故 吉村久光先生に捧げる

平野洋一,榊田 創,小口治久 産業技術総合研究所エネルギー技術研究部門 (原稿受付:2011年4月18日)

1. はじめに

産業技術総合研究所の逆磁場ピンチ研究は平成18年度末 (2007年3月末)をもって終了した.1974年のIAEA東京会 議終了後開始された,産業技術総合研究所(当時は電子技 術総合研究所)における逆磁場ピンチ方式による核融合プ ラズマの磁場閉じ込め研究は,30年余りの歴史を閉じるこ ととなった.さらに,1950年代末に始まった産業技術総合 研究所(当時は電気試験所)における磁場閉じ込めによる 核融合研究も半世紀の歴史を閉じることとなった.

ここではこれを機会に、これまでの産業技術総合研究所 における研究を中心として、逆磁場ピンチの研究の歴史を 述べるとともに、逆磁場ピンチの現在の成果と課題と今後 の展望について紹介したい.まず次節で、逆磁場ピンチ方 式とは一体どのような閉じ込め方式で、その特長はどこに あるのかということを説明する.次いで、産業技術総合研 究所(旧電子技術総合研究所)で建設したいくつかの逆磁 場ピンチ実験装置について記述する.その際、そのような 装置を建設するに至った動機、装置の狙いや特徴を、実験 の結果とともにできるだけ記述するように努力したつもり である.最後に産業技術総合研究所での逆磁場ピンチ研究 が終了に至った顛末について記述し、その後に、世界にお ける逆磁場ピンチ研究のこれまでの成果をまとめ、将来を 展望する.

このまとめはプロジェクトレビューということであるの で、プロジェクトを担当した当事者の当時の思いや期待, また落胆などについて忌憚のないところを記述することが できれば、何かのご参考になるのではないかと期待してい る.

1.1 逆磁場ピンチの特長

逆磁場ピンチにおける磁場配位の特徴は、図1に示すようにトロイダル磁場の向きがプラズマの周辺で中心の向きと逆転しているところにある.これが逆(転)磁場ピンチ(Reversed Field Pinch, RFP)と呼ばれる所以である.この

ような逆転磁場配位を用いて磁力線の向きを大きく変化さ せることにより,大きな磁場のシェアーを生成することが できる. この大きなシェアーによりプラズマの MHD 不安 定性に対して高い安定性を得ることが可能となり、図1に 示すように、プラズマの内部ではトロイダル磁場と同じ程 度の大きさのポロイダル磁場を持ち,周辺部では一桁以上 大きなポロイダル磁場の大きさを持つ磁場配位, 即ち, 小 さなトロイダル磁場強度で大きなプラズマ電流を流すこと のできる配位を, MHD 的に安定に維持することが可能と なる[1-3]. MHD 安定性の指標である安全係数 g は 1 より 大幅に小さく、中心でa/2R程度(Rとaはトーラスの大半 径と小半径),プラズマ表面では0.01程度となるが、トカ マクと違ってこのような小さな q でも安定な配位の形成が 可能である. さらに、シェアーによる高い安定性のため、 高いβ値のプラズマの閉じ込めを実現することができ る.線形安定性の範囲では, MHD モードに対してはβ~30 %以上, ティアリングモードに対してはβ~20%程度のプ ラズマ圧力が可能である[4,5].

1.2 逆磁場ピンチの配位形成と維持の問題

このように,弱い外部磁場で,β値の高いプラズマ閉じ 込めの可能性,即ち,磁場の利用効率の高い,高効率の核



図1 逆磁場ピンチのトロイダルとポロイダル磁場分布の模式図[3].

History, Present Status and Future of Reversed Field Pinch Research — Review of RFP Research at the Termination of the RFP Project in the National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST) —

HIRANO Yoichi, SAKAKITA Hajime and KOGUCHI Haruhisa

corresponding author's e-mail: y.hirano@aist.go.jp

©2011 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research 融合の実現への可能性を持った逆磁場ピンチ方式である が、大きな二つの課題を抱えていた.第一の課題は、トロ イダル磁場分布がプラズマ中で逆転しているという複雑な 逆磁場ピンチの磁場配位を、どのようにして形成するかと いう配位の立ち上げの問題であり、第二の課題は、何らか の方法により逆磁場ピンチ配位を形成できたとしても、形 成された配位をどのようにして維持するかという問題であ る.図1に示すようなトロイダル磁場分布は、プラズマの 有限の導電率によるプラズマ中の電流の減衰のため、平坦 化していくことは避けられない.そのため、単に電流の減 衰のみを考慮した場合には、磁場配位は不安定な状態へと 遷移していくと予想される.

このように二つの問題の両者とも、トロイダル磁場分布 がプラズマ中で逆転しているという逆磁場ピンチの磁場配 位に関連した本質的な課題である.以下に述べるように、 この二つの課題は、逆磁場ピンチ磁場配位が、ある特定の 条件下においては(トロイダル磁束を保存する系において トロイダルプラズマ電流が作るポロイダル磁場とトロイダ ル磁場の大きさの比がある値を越えた時)、磁場エネル ギーが最小の状態であり、プラズマはその状態へと緩和す るという、J.B. Taylor の緩和理論により解決の根拠が与え られることになる[6,7].ここでは、上記二つの課題につい て、産業技術総合研究所の逆磁場ピンチ研究に主眼をおき つつ、これまでの逆磁場ピンチ研究の歴史を振り返って記 述していく.さらに、上記の課題の解決後に新たに現れた プラズマ閉じ込めにおける課題と、その解決に向けた最近 の研究の中の主要な成果について記述していきたい.

2. 逆磁場ピンチ配位の歴史

逆磁場ピンチ方式によるプラズマ閉じ込めが,現実性を 持って捉えられるようになったのは,ZETA 装置による安 定化 Z ピンチの実験において,磁場や,その他の揺動が非 常に小さくなり,プラズマ閉じ込め性能が格段に向上する 期間,いわゆる Quiescent Period (QP)が見いだされてから である[8,9].

初期の磁場によるプラズマ閉じ込めの実験の一つとし て、プラズマ中に単純に電流を流して閉じ込め磁場を発生 させる、Z ピンチ方式があった.初期の実験では円筒状の 真空容器の両端に電極を設けて、その間に高電圧をかけて 放電電流を発生させることにより、封入ガスを電離・加熱 してプラズマを生成した.放電電流の向きは円筒の長軸、 即ち、Z 軸方向なので Z ピンチと呼ばれた(トーラス系で はトロイダル方向電流に対応する).しかし、Z ピンチでは 非常に激しい MHD 不安定性(ソーセージ型等)が観測さ れたので、これを抑えるため Z 軸方向の磁場(トーラスで はトロイダル磁場)を同時に用いる安定化 Z ピンチによる 実験が試みられた.ZETA はその代表的なトーラス型(実 際はレーストラック型)の実験装置であった.

2.1 ZETA における安定状態(Quiescent Period, QP)の 発見

ZETAの安定化Zピンチにおいても、MHD不安定性を抑 えることは容易ではなく、様々な試みがなされたが、それ

らの中で、平均トロイダル磁場(B_t)の大きさに比べて、ト ロイダルプラズマ電流の作るプラズマ表面のポロイダル磁 場の大きさ(Bpa)が, Bpa/Bt~1.2-1.4 程度以上になるま で、電流を増加させると、図2に示すように、各種の揺動 が極端に減少する期間 (QP) が現れ、そしてこの状態では プラズマ周辺のトロイダル磁場 (Bta) が、平均磁場の方向 と反対方向を向いていること, 即ち, 逆磁場ピンチ磁場配 位が形成されていることが明らかとなった(図3).その 後, D.C. Robinson 等により, 逆磁場ピンチ磁場配位の MHD 安定性の解析が行われ、理論的にも逆磁場ピンチ配 位は MHD 的に安定であることが示された[4,5]. 安定化 Z ピンチを安定化するもう一つの方法は、プラズマ電流の大 きさに比べて十分大きなトロイダル磁場を用いることであ る. 必要な条件はおおよそ Bpa/Bt~1/10 程度以下であ る. これがトカマクであり, ロシアの T-3 装置で, 世界で 初めて高いプラズマ閉じ込めが実現されたことはよく知ら れている.



図2 ZETA における静かな状態(Quiescent period, QP)[8].



このように、逆磁場ピンチで MHD 的に安定なプラズマ 閉じ込めを実現できることは、実験的、および理論的に確 認されたが、なぜ QP が現れ、その状態が持続するかとい うメカニズムは不明なままであった。特に、配位立ち上げ 時には、B_{ta} が逆転していない MHD 的に不安定な安定化 Z ピンチの状態を必ず通過する必要があるため(不安定性の 成長率は、ポロイダルアルフヴェン時間程度、即ち数マイ クロ秒程度であると予想された)、この状態でのプラズマ の崩壊をどのようにして避けるかが大きな課題となった。

このことから、最初の逆磁場ピンチの実験装置は、数マ イクロ秒程度のプラズマ電流の立ち上げとトロイダル磁場 変化を用いる,いわゆる高速ピンチ方式によるものとなっ た[10-14]. これは、不安定性の成長率と同程度の磁場変 化を用いることにより,不安定性が成長する前に, 逆磁場 ピンチ配位を形成してしまうものであった. 高速ピンチの 実験では、プラズマの安定性の理論解析との比較など、 MHD 現象の解明に関しては多くの成果を得ることができ た.しかし、高速の磁場変化を放電容器内部に発生するに は、放電容器の材料として、石英、ガラス、セラミックな どの絶縁材料を使用する必要があることから、放電容器内 面からの不純物の発生を抑えることが難しく、結局、高速 ピンチによる

逆磁場ピンチの実験では、

酸素などの

軽元素 不純物障壁を突破することができなかった. その結果, 電 子温度は 10-30 eV 程度の低い値しか実現できず, 閉じ込 め性能としては不満足な結果しか得られなかった[1].

2.2 磁場エネルギー最小原理

1974年の IAEA の東京会議において, J.B. Taylor は逆磁 場ピンチ磁場配位の自発的形成の根拠となる、プラズマの 緩和現象の理論を発表した[6].この理論は、ポロイダル方 向に閉じた完全導体のシェルを持つ無限長の円筒プラズマ を考え、Z軸方向のトロイダル磁束とプラズマ電流の大き さを与えた時に,円筒内部の磁場配位がどのような分布に 緩和するかを示すものである.即ち、上記のプラズマは、 ある制限条件のもとで系全体の磁気エネルギーW が最小 の状態へと緩和すると考える. その際プラズマの持つ運 動、並びに熱エネルギーは磁気エネルギーに比べて小さい として無視する ($\beta = 0$, grad $p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0$ を仮定する). 従って,磁気エネルギー最小の状態は,系全体のエネル ギー最小の状態を意味することになり、その状態に系が緩 和することは、物理的には最もありそうなことであると考 えられる.J.B. Taylor は制限条件としてグローバルな磁場 のヘリシティKの保存を用いた.Kは次の式で与えら れ,系全体としての磁力線の絡まり具合を示す量である.

$$K = \int_V \boldsymbol{A} \cdot \boldsymbol{B} \, \mathrm{d} V$$

ここでAはベクトルポテンシャル,Bは磁東密度で (B = rot A),積分は円筒の単位長あたりの体積で行うこ ととする. またWは, μ_0 を真空の透磁率として

 $W = \int_{V} \left(\boldsymbol{B}^{2} / 2\mu_{0} \right) \mathrm{d}V$

となる. *K*を一定として*W* の極小値を求める問題は次の変 分の問題に帰着する.ここで, *Θ* はラグランジエの未定常 数, *a* は円筒の半径である.

 $\delta W + (2\Theta/a) \, \delta K/\mu_0 = 0$

上の変分の結果,無力磁場配位を示す次の方程式が得られる.

rot $\boldsymbol{B} = (2\boldsymbol{\Theta}/a)\boldsymbol{B}$

円筒座標系でのこの方程式の解は

$$B_{z} = B_{z0} J_{0} (2\Theta x)$$
$$B_{\theta} = B_{z0} J_{1} (2\Theta x)$$

と表される. ここで, $B_{z0} = B_z(0)$, $J_0 \ge J_1 \ge 0$ 次と1次の ベッセル関数, x = r/a である. また, $\Theta \bowtie^2 \tau$ 、 タと呼ばれ, 境界条件 (z 軸方向の磁束とプラズマ電流が 一定)から $\Theta = B_{\theta a}/\langle B_z \rangle$ と定まり, プラズマ電流の軸方向 磁場に対する相対的な大きさを与えるパラメータとなる. ただし $\langle B_z \rangle$ は B_z の体積平均である.

上式から緩和状態の磁場分布に関してひとつの重要な点 が明らかとなる.即ち、プラズマ電流が平均軸方向磁場に 対して相対的に大きいの>1.2の状態では、x=1(r=a) では J₀の値は負となり B₂の向きは中心と逆転する.言い 換えれば、プラズマ中心と表面で軸方向磁場(トーラスで はトロイダル磁場)の向きが逆転する磁場配位がエネル ギー最小の状態となり、その状態が、プラズマが緩和して 行く先の磁場配位であるということが示される.この理論 は、ZETAの実験において発見された逆磁場ピンチ配位の 自発的形成に対して、物理的な根拠を与えるものであっ た.

その後の数値計算等によって、逆磁場ピンチ配位への緩 和過程において、ヘリシティの減少より磁気エネルギーの 減少が速いことが実際に示されており[15]、磁気ヘリシ ティを一定に保ちながら、磁気エネルギーが最小の状態を 見いだすという仮説は、近似的には成り立つのではないか と考えられる.

ここで、逆転パラメータ $F = B_{za}/\langle B_z \rangle$ (Z 方向磁場のプ ラズマ表面の値と体積平均の値との比)を導入すると, Taylorの緩和状態はΘ-F面上の一本の曲線として表すこ とができる (図4). これを F-0 ダイアグラムと呼ぶ が、相対的にプラズマ電流の小さい Θ~0 近辺はトカマク に対応しており、Bzは真空磁場にほぼ等しくF~1となる. 一方,プラズマ電流が大きくなって0が増加すると,パラ マグ効果により中心付近の B_z が増加して $\langle B_z \rangle$ が B_{za} より大 きくなり F は減少する. そして, Θ が 1.2 で Bza = 0 を通過 して, $\Theta > 1.2$ では $B_{za} < 0$,即ち,F < 0となり逆磁場ピン チに対応する.この曲線上のすべての点はエネルギー最小 の完全緩和状態に対応しているので, MHD 的に安定であ ると考えられるが、現実のプラズマを考え、プラズマと金 属シェル間に真空領域が存在する場合を想定すると, F~1となるトカマクの場合と、F<0となる逆磁場ピンチ の場合に,MHD 的に安定であることが,D.C. Robinson



図4 Taylorの緩和状態を示す F-Ø ダイアグラム[3].

の解析により示された[4].

このTaylorの理論により, 逆磁場ピンチ配位の形成と維 持に関して理論的な根拠が与えられたことは、その後の研 究の進展に決定的な役割を果たした. それまでは逆磁場ピ ンチ配位形成の原理が明らかでなかったため、わけのわか らない状態はできるだけ速く通過して逆磁場ピンチ配位を 形成しようとする,マイクロ秒オーダの高速ピンチを用い て実験が行われていたが、装置技術上の難しさから見る と, 高速ピンチとミリ秒程度より遅い磁場変化を用いる低 速配位形成では、大きな違いがある.低速配位形成では、 コイル負荷系の耐電圧性能,電源系の電流立ち上げ速度と 最大電流値等に対する要求は非常に楽で、その結果パワー エレクトロニクス素子を用いた電源設計が可能となり電源 コストの大幅な低減が可能である.しかし、何よりも大き な利点は、トロイダルおよびポロイダル方向にかかる周回 電圧を数百ボルト以下とすることができるため、トーラス 真空容器として超高真空の達成が容易で, 軽元素不純物の 発生の劇的な減少が期待できるステンレス鋼製の真空容器 を用いることが可能となる点である.

即ち, Taylor の理論で, 逆磁場ピンチ配位が, ある条件 の下ではエネルギー最小の状態であり, プラズマが自発的 に緩和していく先の最終状態であることが示されたことに より, 低速磁場制御で逆磁場ピンチ配位を形成する手法の 理論的根拠が与えられ, 軽元素不純物の少ない高電子温度 を持った逆磁場ピンチプラズマの実現への見通しを得るこ とができたということができる.

次の章で,上記の研究の展開がどのように進展したか, また,配位形成に成功した後,逆磁場ピンチにおけるプラ ズマ閉じ込め研究がどのように進展したかを,産業技術総 合研究所(旧電気試験所,および旧電子技術総合研究所) における逆磁場ピンチ実験の成果を中心にして記述してい く.

3. 産業技術総合研究所における逆磁場ピンチ研究の歴史

産業技術総合研究所におけるプラズマ閉じ込め研究 は、1957頃に始まった電気試験所(産業技術総合研究所の 前身の一つである電子技術総合研究所の基となった組織) における、ZETA型のZピンチ実験装置に遡ることができ

る.日本における最初のトーラス型プラズマ閉じ込め実験 装置ではないかと思われる上記装置の写真を図5に示す. しかし、この Z ピンチの実験は逆磁場ピンチにつながるこ となく終了し,しばらくの期間をおいて同所でのプラズマ 閉じ込め研究は、円筒プラズマであるθピンチの実験 [16], θ ピンチをトーラス化したトロイダルピンチ装置 ETL-TPE-1号機 [17] と ETL-TPE-2号機 [18] とによるト ロイダルスクリュウピンチの実験へと進展した(ETL は Electrical Technical Laboratory;電子技術総合研究所の, TPE は Toroidal Pinch Experiment の略). その後, 1974年 に至って、小川 潔主任研究官の指導のもと、TPE-1号機 の電源部分を改造して,マイクロ秒オーダの高速磁場制御 による逆磁場ピンチの実験を開始し[13]、次いで、TPE-1 の小半径を2倍にした TPE-1R (大半径/小半径=0.5 m/ 0.1 m) による高速磁場制御の実験へと進展した[14]. TPE-1号機ではパイレックスガラス製の, TPE-1R では石 英製の真空容器が用いられ,到達真空度は 10⁻⁶ Torr 程度 であった.

1979年度に実施された電子技術総合研究所のつくば移転 を契機に, Taylorの逆磁場ピンチ配位の自発的形成の理論 に立脚して、ミリ秒オーダの低速磁場制御による逆磁場ピ ンチ配位形成の実験へと大きく方向を変換し、1980年から ステンレス鋼製の真空容器を用いる TPE-1RM 装置の実験 を開始した[19,20]. TPE-1RMでは到達真空度は 10⁻⁸ Torr 程度に達し、放電洗浄を繰り返して真空容器壁 のコンディショニングを行うことにより、軽元素不純物の 輻射障壁の突破を実現して, 逆磁場ピンチで初めて 600 eV という高電子温度を達成することに成功した.その後, 10 ms 以上の逆磁場ピンチ配位の維持を実現した TPE-1 RM15装置[20,21],次いで不整磁場の精密な補正と平衡制 御を行った TPE-1RM20装置[22]へと発展し,最後に世界 三大逆磁場ピンチの一つと呼ばれた、大型逆磁場ピンチ実 験装置 TPE-RX の建設と実験を行うに至った[23]. これら の装置の特徴、スケールとプラズマ電流値、放電時間を表 1にまとめて示す.また、上記の装置とは別に、ポロイダ ルダイバータ付き逆磁場ピンチ実験装置 TPE-2M[24,25], 低アスペクト比逆磁場ピンチ実験装置 TPE-QS[26]の実験 も行われた.

以下に,上記の装置における実験について順を追って紹介し,得られた成果を示すが,TPE-2MとTPE-QSについては誌面の都合もあるので,装置の概略の紹介にとどめたい.興味のある方は参考文献をご覧いただきたい.

3.1 TPE-1, TPE-1R による高速逆磁場ピンチ実験

先にも述べたように、1970年代の半ば頃までは、逆磁場 ピンチの配位の形成には、マイクロ秒オーダの高速のプラ ズマ電流の立ち上げとトロイダル磁場の逆転が必要である と考えられていた.そのため、40 kV の高電圧を使用する コンデンサバンクと、高電圧大電流の高速投入が可能であ るギャップスイッチを組み合わせた電源、並びに、プラズ マ表面の磁場の高速制御を可能にするパイレックスガラス 管で作った真空容器を用いた実験装置 TPE-1 (大半径/小 半径=0.4 m/0.05 m)を用いて、1974年から実験を開始し



図 5 電気試験所(後の電子技術総合研究所)のZETA型トーラス 装置.おそらく日本における最初のトーラス実験装置 (1950年代の終り).



図6 TPE-1Rの石英放電管と高耐電圧二重アルミシェル.



図 7 TPE-1R 装置の負荷部の写真. 白衣を着ているのが小川潔先生.

TPE database	TPE-1RM	TPE-1RM15			TPE-1RM20		TPE-RX
Years	1980-	1985-	1988-	1990-	1992-	1996-	1998-2007
<i>R</i> [m]	0.5	0.7	0.7	0.7	0.75	0.75	1.72
<i>a</i> [m]	0.09	0.135	0.135	0.135	0.192	0.192	0.45
R/a	5.56	5.19	5.19	5.11	3.91	3.91	3.82
Volume [m ³]	0.08	0.25	0.25	0.26	0.55	0.55	6.82
<i>I</i> _p max [kA]	130	180	190	230	250	210	480
$B_{\rm pa} \max [{ m T}]$	0.29	0.27	0.28	0.34	0.26	0.22	0.21
$\tau_{\rm dis}$ [ms]	0.8	10	10	12	16	12	110
B _{ta} max [T]	0.12	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
$B_{ta rev}$ [T]	-0.05	-0.1	-0.1	-0.1	-0.08	-0.08	-0.05
$P_{\rm oh}/Volume [{\rm MW/m^3}]$	90	40	40	38	11	10	3.5
$W_{ m oh}/Volume~[{ m kJ/m^3}]$	72	400	400	460	160	120	210
Vessel material	SS(YUS)	SS	Inconel	SS	SS	SS	SS
Limiter material	SS	SS	Graphite	Mo	Mo	Mo	Mo
Shell structure	Double, Cu	Single, Cu			Triple, Cu	Single, Cu	Triple, Al + Cu
Shell time [ms]	12(in)+34(out)	110	110	110	8+154	154	10+330
Shell proximity	1.2	1.18	1.18	1.18	1.08	1.12	1.08
Equilibrium control	Passive(shell)	DC vertical			DC vertical		DC vertical
Error field cancell	Double shell	Gap cover + Preprog.+FB			Preprog.+FB		Preprog.+FB

た[13].次いで,TPE-1装置の負荷系の小半径を2倍に するとともに,真空容器材料を石英管に変更したTPE-1R 装置(大半径/小半径=0.5 m/0.1 m)の計画を1975年ごろ から開始し,1978年から実験を行った[14].図6と7に TPE-1R装置の写真を示す.写真は組み立て途中のもの で,絶縁を施したアルミ製のカバーで(小半径が真空容器 より少しだけ大きなトーラス状の金属で真空容器を覆い, 金属表面を流れるイメージ電流を利用してプラズマの磁場 揺動を抑制する.シェルと呼ばれる.),石英製のトーラス 型の真空容器の大部分が覆われ,覆われていないところの 真空容器の一部だけが見えている.

また、TPE-1Rではトロイダル周回電圧を発生するオー ミックコイルも、シェルと同様の形状でシェルをほとんど 完全に覆う方式をとっている. これはトロイダル方向の周 回電圧を真空容器内に励起するために必要な金属の切断部 (これをシェルギャップと呼ぶ) で発生する不整磁場を, 極 力小さくするためである.また、シェルのギャップ位置と、 オーミックコイルの給電線との接続位置をずらすことによ り、避けることが非常に難しい給電位置付近の不整磁場を シールドする効果も合わせ持っている.即ち、実効的な2 重のシェル構造とすることにより、外部からの不整磁場の 侵入の防止と、プラズマの平衡維持のために必要なシェル に流れる電流が発生する不整磁場の抑制の、両者に対して 大きな効果を得ることができる.実際に、3.3節で示すよう に、一重のシェルではシェルのギャップ部の不整磁場を精 密に補正しない限り、トーラスプラズマの平衡を維持する ことは不可能である.

シェルとオーミックコイル,およびトロイダルコイルに は最大 40 kV の高電圧がかかるので,エポキシ樹脂による 絶縁が施されている.4分割したトーラス形状に,真空排 気や計測用のポート穴が多数設けられているという複雑な 形状で高い耐電圧絶縁性能を得るため,流動浸積法と呼ば れる特殊な手法でエポキシ樹脂のコーティングを行った.

図8にTPE-1Rの典型的な逆磁場ピンチ放電波形を示 す.約5µsのプラズマ電流の立ち上げにより,約2kGの初 期バイアストロイダル磁場からの急速な逆転にもかかわら ず,初期バイアスと同方向のトロイダル磁束が捕捉され, 逆磁場ピンチ配位が形成される.ここで,逆磁場ピンチで は,同じ高速立ち上げ磁場を用いているトロイダルスク リュウピンチとは違って,最初に大きなバイアス磁場を用 いているため,衝撃波加熱は期待できず,プラズマ加熱と してはプラズマ電流によるジュール加熱が中心で,他に磁 場揺動(磁場の再結合)による乱流加熱があることを指摘 しておく.

形成された,逆磁場ピンチ配位は 50 µs 間プラズマ電流 がほぼ一定に保たれ,その後 50 µs 間で減衰するが,トロイ ダル磁束は全体でほぼ 100 µs 間保持される.しかし,電子 温度は 10 eV 程度と非常に低い値にとどまり,プラズマ電 流を一定に保つために必要な周回電圧は 100-200 V と非 常に高い.これは軽元素不純物(同定はしていないが,お そらく酸素と炭素)の輻射障壁を突破できなかったためと 考えられる.20-40 MWと大きなジュール加熱入力にもか





かわらず,輻射障壁を突破できなかったことは,軽元素不 純物対策の難しい絶縁物(石英)放電容器を用いたジュー ル加熱装置における,プラズマ閉じ込め実験の限界を示す ものであると考えられる.

一方,表面の安全計数が非常に小さく*q*~-0.01 程度で もグローバルな MHD 安定性が保たれること,周辺トロイ ダル磁場が逆転(負方向)しているにもかかわらず,プラ ズマ電流の数十マイクロ秒オーダの増加にともないプラズ マ中のトロイダル磁束(正方向)が同様のタイムスケール で増加することなど,TPE-1R で得られた実験結果は,逆 磁場ピンチが何らかの緩和現象の結果,磁場エネルギー最 小,あるいはジュール損失率最小の状態へと緩和し,維持 されるという考えに実験的な裏付けを与えるものであっ た.この実験結果は低速逆磁場ピンチ形成実験という次の ステップへ踏み出す勇気を与えるものであった[27].

3.2 TPE-1RMによる低速配位形成実験と高電子温度の達成 絶縁物(ガラス、石英、セラミック等)放電容器を用い たジュール加熱装置では、軽元素不純物の問題を解決して 高電子温度を達成することが難しいことが明らかになった ことにより、次の段階へ進むためには、金属(ステンレス 鋼)製の真空容器をどのようにして取り入れて実験を行う かが大きな問題となった. 金属製の真空容器を使用するに は, 容器内への磁場の浸透速度の問題から, マイクロ秒 オーダの高速制御ではなく, 百マイクロ秒オーダの低速磁 場制御による逆磁場ピンチ配位の形成を実現する必要があ る.しかしその場合には、配位形成の途中でqが1以下と なり理想 MHD モードに対して不安定な領域を通過するた め、激しい不安定性が発生して配位形成ができなくなる可 能性が危惧された.一方, TPE-1Rの実験で, 数十マイクロ 秒オーダの磁場変化に追随する,磁場分布の緩和現象が存 在することが示されたことから[27],電流の立ち上げ速度 とトロイダル磁場の逆転速度、およびそれらのタイミング の組み合わせを適切に設定することにより、プラズマ電流 の増加と表面トロイダル磁場の逆転に応じて、理想的には 図4に示した磁場エネルギー最小の緩和状態を表すF-O

(a)

曲線上を, Θ=0の点からたどることにより,低速磁場制御 でも逆磁場ピンチ配位の形成が可能であるのではないかと 期待することができた.実際には1979年に実施された電子 技術総合研究所(現産業技術総合研究所)のつくば移転の ため, TPE-1R実験装置の解体・再組み立てが必要となり, そのタイミングを捉えて,石英放電容器を用いる高速磁場 制御方式から,ステンレス製真空容器を用いる低速磁場制 御方式へと切り替えることとした.

これに応じて実験装置の大幅な改造を行い,TPE-1RM 装置をつくばの新サイトに建設した[20,28]. 図9にTPE -1RM 装置とその真空容器の写真を,表1に諸元を示す. もっとも,装置の改造を計画したときは,低速磁場制御に ついて100%の確信があったわけではなく,これでだめな ときは逆磁場ピンチの研究をやめるしかないと覚悟を決め て話し合ったことを記憶している.したがって,1980年の 6月に,おおよそ1ヶ月間に及ぶ放電洗浄その他の壁コン ディショニングの後で,150 µs を越える低速磁場制御で逆 磁場ピンチ配位の形成に最初に成功した時は,本当に感激 し,研究者冥利に尽きるとはまさしくこのことであった と,今でも思っている.

ただし、研究所のつくば移転のスケジュールの関係で、 TPE-1RM 装置への切り替えに手間取っているうちに、イ タリアパドヴァ大学の ETA-BETA-II 装置で、1979年中に 金属製放電容器を用いた実験が行なわれ、約70 µs 程度の 磁場制御で、逆磁場ピンチの配位形成に成功していたこと を指摘しておく必要がある[29]. イタリアに先を越され、 残念ながら我々の結果は二番手となってしまった. 我々が ETA-BETA-II の結果をいつ知ったかは良く覚えていない が、昔は我々のような弱小グループへの国際間の情報の伝 達はあまり速くなく、少なくとも1980年6月の時点では ETA-BETA-II の結果は伝わっていなかったと記憶してい る.

その後イタリアのグループは組織的にも再編され,大型 RFP装置 RFX を有する RFX 研究機構へと発展した.一時 期の電源装置の火災による危機を乗り越え,現在も100名 を越える人員とかなりの予算を得て,世界の逆磁場ピンチ 研究の中心として,逆磁場ピンチの抵抗性壁モード不安定 性のフィードバック制御による安定化など,多くの成果を 出しつつある[30,31].

一方我々のグループは2006年度末で研究終了の憂き目に 遭うことになり、二番手の悲哀を感じているところであ る.もちろん、二番手であったこと以外にも研究終了に 至った原因は色々あり、むしろそちらの方が主なものであ ると思われるが、一番手を逃したことはかえすがえすも残 念である.

金属放電容器を用いた実験への転換は、1977年頃には考 え始めていたが、予算その他の問題で、TPE-1Rへの改造 に手間取り、そうこうしているうちに、つくば移転のスケ ジュールと合わせる必要がでてきたことなどにより、 TPE-1RMの実験開始は1980年にずれ込んでしまった.

今の時点で考えれば,高速制御のままで小半径を2倍に した TPE-1R への改造をスキップして,すぐに金属真空容

(b)



図 9 TPE-1RM の装置負荷系(a)とステンレス製ベローズ真空容器(b).

器を用いた TPE-1RM へ改造すればよかったと思うが, そ の時点では,低速制御による逆磁場ピンチ配位形成の可能 性に賭けることができず,思い切って踏み出すことができ なかった.その当時の世の中の常識も低速制御には懐疑的 で,TPE-1RM への改造計画を私の先輩の島田壽男氏が報 告した日本物理学会の講演では,配位形成に関して厳しい 質問が出たことを記憶している.やはり常識にとらわれて いては,新しいことはなかなか始められないのかと感じて いる次第である.

1980年にBrusselsで開催されたIAEA 会議において報告 された,TPE-1RM における低速制御を用いた逆磁場ピン チ配位形成実験の,歴史的な放電波形を,図10に示す [28].図10はTPE-1RM において逆磁場ピンチ配位が得ら れた最初の放電である.左側が逆転をかけない安定化 Z ピンチ (Stabilized Z Pinch)の例で,逆転をかける1ショッ ト前の放電であり,d*I*_p/dt などに激しい揺動が現れている. 右側の図が逆磁場ピンチ配位が得られた図で,逆転磁場の 値が適切でなかったので,一度不安定性が起こるがその後 逆磁場ピンチ配位が形成されている.ただし,d*I*_p/dtに小 さい揺動は残っている.真ん中の図が,逆転磁場を調整し て,きれいな逆磁場ピンチ配位が得られたものであり, d*I*_p/dt に揺動は見られない.逆磁場ピンチ磁場配位ができ (a)

History, Present Status and Future of Reversed Field Pinch Research



0.2 0.4 0.6 0.8 3.2 mTorr ÎP 70 k A

図10 低速逆磁場ピンチ配位の形成に成功した最初の TPE-1RM の放電波形. (a) プラズマ電流 /p, トロイダル周回電圧 Vloop,d/p/dt, 真空容器外側のトロイダル磁場Btw, トロイダ ル磁束 ϕ_{t} , (b)真空容器内のポロイダル磁場 B_{tw} とトロイ ダル磁場 B_{pw}[28].

ていることは、プラズマ表面の磁場 Btw が逆転しているに もかかわらず、トロイダル磁束 ϕ_t が反転せずに最初と同じ 極性に保持されていることで示される. 一度必要な運転条 件を見つけることができれば、逆磁場ピンチ配位を再現性 よく得ることは容易であった.

配位の形成に成功した後、トムソン散乱による電子温度 と電子密度測定に精力を集中し、図11に示す、電流ピーク 時の中心電子温度,電子密度のプラズマ電流値依存性を得 た[32]. 図に示すように、ピークプラズマ電流130kAの 時, 電子温度は T_e~600 eV に達する. このような高い電子 温度が逆磁場ピンチで得られたのは世界で初めてであり, その研究上の意義は非常に大きかった. そのため、英国の カラム研究所の研究者が来所してトムソン散乱の共同測定 と軟 X-線輻射のエネルギースペクトル測定を行い,確か に高い電子温度が実現されていることを確認した[33].こ れはかって T-3 トカマクの高い電子温度を,同じくカラム の研究者がトムソン散乱で確認したことに倣うものであっ た.

次いで、日本大学の吉村久光先生のグループとの共同研 究で中性粒子エネルギー分析器を用いたイオン温度測定を 行い,炭素 (CV 227.1 nm line)のスペクトル線のドップ ラー広がりの計測と合わせて、電子温度だけでなくイオン 温度も非常に高いことを見いだした[34].場合によっては 電子温度より高い値を得ることができる($I_{\rm p}$ ~90 kA で $T_{\rm i}$ ~700-800 eV). この結果を図12に示す. これは、逆磁場 ピンチに何らかのイオンの異常加熱機構が存在することを 示すものであった. その後の研究により、このイオン加熱 のメカニズムは、逆磁場ピンチの形成・維持に必要なダイ



図11 TPE-1RM における中心電子温度と密度のプラズマ電流依 存性[32].



図12 中性粒子分析と CV ラインのドップラー計測による, TPE-1RM におけるイオン温度の時間変化[34].

ナモ効果によるプラズマの揺動(運動)の熱化であり、恐 らく磁力線の再結合と関係していることがわかってきた が,詳細なメカニズムはまだ不明である.

温度と密度の空間分布計測がないので,正確な値は不明 であるが、もっともらしい分布(圧力が放物線分布)を仮 定して計算すると、エネルギー閉じ込め時間~0.07 ms,ポ ロイダルβ値(~平均β値)~0.1が得られる.

このように、TPE-1RMの実験結果は、逆磁場ピンチ方 式で高温・高βの閉じ込めが可能であり, 逆磁場ピンチが 核融合プラズマ閉じ込め装置としてのポテンシャル持って いることを,初めて示したものであった.

さらに、J.B. Taylor のヘリシティ保存という拘束条件が ない場合でも.磁場分布の緩和現象が起こるという面白い 結果も得られた.図13に示すように、最初非常に低いトロ イダルバイアス磁場から放電を開始して、トロイダル磁場 の逆転を行って逆磁場ピンチ配位を形成し、その後、逆転

磁場がほぼ一定になるように制御しながらプラズマ電流を 増加していくと,正方向のトロイダル磁束もほぼプラズマ 電流に比例して増加することが観測された[35].この場合 には,放電容器内の磁場のヘリシティは明らかに保存せず 増加している.この結果は磁場ヘリシティが保存しない系 でも,磁場配位の緩和が起こって逆磁場ピンチ配位が形 成・維持されるという,J.B. Taylorのモデルとは異なった 条件でも緩和現象が起こり得るということを示すものであ る.このことはもっと一般的な磁場緩和理論モデルの必要 性を示しているものと考えられる.

3.3 TPE-1RM15 による平衡位置の精密制御実験

TPE-1RMの実験成果を受けて、1982年頃から10 ms以上 の放電時間を持つ次の実験装置 TPE-1RM15の検討を開始 した.TPE-1RM は多くの成果をあげたが、もともと高速 磁場制御用の装置を低速磁場制御用に改造したもので、 オーミックコイルがシングルターンで供給電流が大きいた め、給電接続部の発生する誤差磁場が大きいこと、プラズ マの平衡をシェルのみで維持する方式を用い、外部の平衡 磁場コイルが存在しないことなどのいくつかの扱いにくい 点を持っていた.特に、放電の長時間化には、能動的な平 衡制御と各種不整磁場の低減が必須であると考え、TPE-1 RM15では装置負荷系と電源を大幅に作り変えた [36,37].即ち、プラズマの大半径を0.7m、小半径を 0.137 mへと大きくし、空間分布の計測が可能な真空容器 のマルチポート部を設けるとともに、厚さ25 mmの鋼製の シェル、マルチターンの空芯オーミックコイル、オーミッ





図13 TPE-1RMにおける遅い電流立ち上げ時の放電波形. (a) *I*_p, *B*_{tw}, 平均トロイダル磁場⟨*B*_t⟩, *V*_{loop}と, (b)Fと*Θ*[35]. クコイルとは独立な平衡磁場発生コイル,オーミックコイ ルとトロイダル磁場コイルの給電線部分で発生する水平磁 場を補正する水平磁場コイル,および低速磁場制御に適し た20 kVと3.3 kV,および5 kVのオイルコンデンサバンク と,長時間維持用の800 Vのケミカルコンデンサバンクを 組み合わせた電源を導入した.また,TPE-1RMで用いて いたシェルと類似の構造をしたシングルターンのオーミッ クコイルの方式を取りやめて,独立なマルチターン方式と したため、シェルは一重の構造となった.したがって、 シェルギャップに発生する不整磁場については、シェル ギャップ内面に設けた厚さ0.8 mmの銅板製のシェル ギャップ内面に設けた厚さ0.8 mmの銅板製のシェル ギャップカバーと、外部からトーラス全周にかける垂直磁 場、および、シェルギャップ付近の局所的な補正を行なう サドルコイルとそのフィードバック電源を用いて補正を行 なうこととした[38].

さらに、厚い金属シェル中のプラズマの平衡位置制御の ため、シェルの浸透時間より十分長い持続時間を持つ垂直 磁場(DC 垂直磁場と称する)と、プラズマの最初のブレー クダウン時にこのDC 垂直磁場を消去するパルス垂直磁場 を用いる標準的な手法を採用した.DC 垂直磁場の発生に は、立ち上げ時間が2ms 程度の通常の平衡磁場コイルの トーラス外側部分を用いることとし、そのためにDC 磁場 発生用の24 V の低電圧電源と、通常の垂直磁場発生用の 5 kV の電源の並列運転が可能なように、垂直磁場電源の設 計・製作を行った.パルス垂直磁場はシェル内面の真空容 器との間に設けたパルス垂直磁場コイルで発生した[39].

また, 放電の長時間化に対応する真空容器壁への熱負荷 対策として, 最初は SUS316L 製の, 次いでグラファイト製



図14 TPE-1RM15の負荷系.

の,最終的にはモリブデン製の,多数の保護リミタを用い て,壁とプラズマが直接的に接触しないように試みた.

1983年から装置部品の製作に取りかかり,1985年に装置 を組み立てた.図14に TPE-1RM15装置の写真を,表1に 装置諸元を示す.図の写真からわかるように,TPE-1RM 15に至って,ようやく逆磁場ピンチも長時間のプラズマ維 持が可能な閉じ込め実験装置としての体裁を整えることが できたということができる.

TPE-1RM15の本格的な実験を1986年から開始し,その 年に京都で開催されたIAEA 会議で最初の平衡制御実験の 結果を報告した[40].図15に典型的な放電波形と電子温 度・密度の時間変化を示す.10 msを越える放電時間と 1 keV に達する電子温度が得られた[20].

また図16にシェルギャップの不整磁場の補正の効果を示 す[20]. TPE-1RM15の完成直後の最初の実験では,予算 の都合から平衡垂直磁場の電源とサドルコイル系の整備が 間に合わず,垂直磁場なしの実験を試みた.しかし,薄い シェルギャップカバーでは不整磁場を補正しきれず,放電 は2ms以下の非常に短い時間しか持続しなかった.最初 は,シェルギャップの不整磁場がこれほど大きな影響を与 えるとは考えていなかったので,上記の短い放電時間は,

(a)





何か他の致命的な装置設計上の誤りによるものではないか と疑い,眠れない夜が続いたことを思い出す.その後,簡 易的なサドルコイルと電源を用意して,図16に示すように 不十分ながらシェルギャップ不整磁場の補正を試みたとこ ろ,補正を大きくするに従って放電時間が延びていったの で,一安心することができた.平衡垂直磁場電源の整備が 終了して,適当な強度の垂直磁場をかけたところ,直ちに 10 msに近い放電を得ることができ,シェルギャップ不整 磁場の影響の大きさを実感することとなった.

そこで、平衡垂直磁場のプレプログラミングでは補正し きれないシェルギャップ不整磁場を、高い精度で補正する ことを試みた.そのため、トロイダル方向に180度離れた2 カ所のギャップ部分に局所的な垂直磁場を発生する上下一 対のサドルコイルを設置し、シェルギャップ不整磁場がゼ ロとなるようなフィードバック制御を RFP では始めて実



図16 TPE-1RM15 におけるシェルギャップ不整磁場の補正の効果.補正はシェルギャップ部の上下に設けた、一対のサドルコイルで行った.(a) /p と、(b)不整垂直磁場の時間変化.①-⑥は補正の強さを変えた結果を示す.①が補正なし、④が最適補正、⑥は補正が強すぎる場合を示す[20].



図17 TPE-1RM15 におけるシェルギャップ不整磁場の補正の効果. ポロイダル磁場で正規化したシェルギャップ部の平均 垂直磁場に対する、プラズマ抵抗の依存性[20]. 施した[20,38]. 先に図15に示した放電波形は, このフィードバック制御を用いて不整磁場の補正を最適化した後に得られたものである. 図17はシェルギャップの不正磁場 $(B_{v-error})$ がプラズマの抵抗に与える影響を示す[20]. これから $B_{v-error}$ がポロイダル磁場の2%を超えると,影響が出始めることがわかる.

この結果から、結局のところ一重シェルでは、シェルだけでは平衡の維持は現実的には不可能で、実際上はシェルがないと考えた時に必要な垂直磁場を外部からかける必要があることがわかった[20,38].シェルギャップ付近の局所的な補正、あるいは、厚い多重シェルによる補正は有効ではあるが、その有効時間はシェルの垂直磁場に対する浸透時間のせいぜい 1/10 程度であると考えられる.

TPE-1RM15では、基本的にはプラズマの平衡はシェル で保持するので、別途垂直磁場をかけない限りは、シェル に対するプラズマのShafranovシフトが現われ、プラズマ は放電容器中心から外側にシフトする.このシフトがプラ ズマ・壁相互作用にどのように影響を与えるかを調べるた め、DC垂直磁場の大きさを変えて、プラズマ抵抗の変化を 示した結果を図18に示す[20].この結果から、mm オー ダーの位置制御により、プラズマの抵抗が変化してプラズ マ閉じ込め時間に大きな影響を与えることが明らかとなっ た.この原因としては、プラズマ表面付近の磁力線が真空 容器壁(リミタ)と鎖交するために発生する edge helicity loss に起因する異常周回電圧の発生、プラズマ境界の外側 の領域に発生して真空容器壁(リミタ)にあたって失われ る無効なダイナモ駆動電流を駆動するために発生する周回 電圧等が考えられている[41,42].

図19に示すように,TPE-1RMの実験で示されたのと同様に,msを越える緩やかなプラズマ電流の変化においても,トロイダル磁束はほとんどプラズマ電流の大きさに比例することがわかる[20].これは,プラズマ中の磁場がトロイダル磁場の拡散減衰時間と同程度の変化をしても,平均トロイダル磁場とプラズマ表面のポロイダル磁場の比が一定であることを意味する.即ち,この比を一定にするような,磁場の抵抗拡散を打ち消す強力なトロイダル磁束の生成がプラズマ中で起こっていること,言い換えれば,プラズマ中の磁場分布を一定に保つ緩和機構が存在し,有効に働いていることを示している.

また,プラズマ電流の増加時のプラズマの抵抗率の増加 と減衰時の抵抗率の減少を定量的に求め,ダイナモ効果に よる実効的なトロイダル周回電圧を評価することができた [43].

3.4 TPE-1RM20による高βプラズマ閉じ込め(IHTMモー ドの発見)

TPE-1RM15における実験では2msの逆磁場ピンチ立ち 上げ,能動的な平衡制御を用いた精密な平衡位置制御, シェルギャップ不整磁場の補正等により,電子温度が 1keVに近い逆磁場ピンチプラズマの長時間維持を実現 し,低速磁場制御を用いた逆磁場ピンチ配位の形成と保持 の手法を確立することができた[20].

この結果は、10年前の高速磁場制御による実験の時から



図18 TPE-1RM15 における平衡位置制御の効果.DC 垂直磁場に より制御したShafranovシフトに対する V_{loop}の依存性.放 電開始後 4.5 ms[20].



図19 TPE-1RM15 における、平均トロイダル磁場〈B_t〉の時間変化. プラズマ電流 I_p の、(a)立ち上げ放電と、(b)立ち下げ 放電の場合を示す. I_p と〈B_t〉はそれぞれのピーク値で正規 化してある[20].

見ると、夢のような進歩であったが、また一方では、逆磁 場ピンチプラズマの性能の向上に伴い、逆磁場ピンチの閉 じ込め性能を制限している最大の要因が、ダイナモ効果に 付随した磁場揺動による大きなプラズマ損失であり、この 点を突破しないと、10-20 MW/m³という高い加熱パワー 密度から期待されるようには、温度、密度、β値などの性能 が向上しないことが明確になってきた.

そこで、より安定性が高く磁場揺動を抑えることが可能 な実験を行って、逆磁場ピンチプラズマの閉じ込め性能の 向上を図るとともに、β 値や閉じ込め時間などの閉じ込め 性能の限界を見出すため、1990年に TPE-1RM15装置を一 部改造して TPE-1RM20を建設した.改造はそれほど大掛 かりなものではなく、オーミック、トロイダル磁場、平衡 磁場、水平磁場、などのコイル系と電源はそのままで、真 空容器とシェルのみを一回り大きくするとともに(大半径 を70 cm から75 cm へ、小半径を13.7 cm から19.2 cm へ増 加)、厚肉シェルとは別の、薄い 0.8 mm 厚の銅製のシェル Project Review

を設けてシェルのプラズマへの近接性を向上することにより、1 ms 以下の速い磁場揺動の安定化を試みた. 薄肉シェ ルを二重に設けて、シェルギャップの位置をずらすことに より、薄肉シェルの作るシェルギャップ不整磁場の影響を 極力小さくした[22,44,45].

厚肉シェルの近接性については、リミタによる真空容器 壁の保護に必要なスペース(TPE-1RM20では2mm),真 空容器ベローのコンボリュウションの厚み(12mm),真 空容器とシェルの間のスペース(両者の機械精度,絶縁, 磁場計測センサー厚など、9mm)を考えると、厚肉シェル の内小半径bとプラズマの小半径aの比, b/aを1.1以下に



図20 TPE-1RM20 装置の負荷系.





図21 TPE-1RM20 装置の断面図.

することは難しい. そこで,真空容器に,薄い絶縁シート を挟んで密着して取り付けることのできるフレキシブルな 薄肉シェルを設けることにより,速い磁場揺動成分に対す るシェルの近接性を向上させた (b/a~1.08).薄肉シェル の磁場浸透時間は,揺動のモードに依存し,2-8 ms 程度 と見積もることができる.これは,磁場揺動の抑制は薄肉 シェルで,平衡制御と外部不整磁場の遮蔽は厚肉シェルで と,シェルの役割を分担したことを意味する.

1991年に装置の改造を行い,実験を開始した[46].装置 の写真と断面図を図20,21に,装置諸元を表1に,典型的 な放電波形を図22に,中心電子温度 T_{e0} とイオン温度 T_i と 線平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ の時間変化を図23に, T_{e0} と T_i の I_p 依存性を図24に示す.また,TPE-1RM15と1RM20の比較と して,トロイダル周回電圧の抵抗成分 R_pI_p の I_p 依存性を 図25に, $\langle n_e \rangle$ と T_{e0} の I_p 依存性を図26,27に,磁場揺動(∂B_r) の周波数スペクトルを図28に示す[47,48].TPE-1RM15

Typical Variations of Ip, Vloop, Btw-in, Btw-out, <Bt> TPE-1RM20



(c)

Typical Variations of F, O SHOT 53371 DATE 938212 dLpFx= 2 ITUAL= 1 DT_DIF=0.258 IPRP_UAR THETA(solid), F(solid), R1(dash)



図22 TPE-1RM20 における放電波形. (a) *I*_p と *V*_{loop}, (b) *B*_{tw} と 〈*B*_t〉, (c) F と *O*. *B*_{tw} out と *B*_{tw} in は,それぞれ,真空容器 外表面とプラズマ表面のトロイダル磁場である.



図23 TPE-1RM20 における中心電子温度,イオン温度,線平均電 子密度,およびプラズマ電流の時間変化.



図24 TPE-1RM20における中心電子温度とイオン温度のプラズ マ電流依存性.



図25 TPE-1RM20とTPE-1RM15の比較.トロイダル周回電圧の





図26 TPE-1RM20とTPE-1RM15の比較.中心コード平均電子密 度のプラズマ電流依存性[44].



図27 TPE-1RM20とTPE-1RM15の比較.中心電子温度のプラズ マ電流依存性[44].



図28 TPE-1RM20とTPE-1RM15の比較. 放電容器の影響を補正 したトロイダル磁場の揺動成分の周波数スペクトル[46].

の結果と比較して同じプラズマ電流(~160 kA)では,電 子温度はほぼ同じ(700-800 eV),密度は約半分(2.5× $10^{19} \Rightarrow 1.2 \times 10^{19} m^{-3}$), $R_p I_p$ は半分(30 V \Rightarrow 15 V)であ る.これ程低い $R_p I_p$ の値がRFPで得られたのは世界初で あった.磁場揺動の減少は低周波(1-2 kHz)領域で顕著 であるが(約1/10),高周波(~100 kHz)領域でも見られ る(~1/2).電子密度の低下は,表面積/体積の比の減少 と,磁場揺動の低減によるプラズマ・壁相互作用の抑制の 結果,壁からの粒子補給が減少したためであると考えられ る.これらの結果から,図29,30に示すように, β_p の変化 は小さくほぼ0.1で,エネルギー閉じ込め時間は約2倍(~ 0.3-0.4 ms)となった.

TPE-1RM20の実験では、ADCチャンネルの増強とDEC 計算機の導入等、データ収集・処理装置の増強による磁場 や静電揺動の計測性能の向上、その他分光計測、温度密度 計測等の拡充により、各種揺動の周波数やモード解析、プ ラズマパラメータの計測精度の向上が可能になり、プラズ マの閉じ込め物理の理解を大きく進展することができた [49].

特に、データ収集・処理装置に関しては、TPE-1R, TPE-1RMの実験時には8チャンネルのADCしかなく、逆磁場 ピンチの緩和現象について面白い実験結果が出ていなが ら、磁場揺動のモード解析などは夢のまた夢で、悔しい思 いをした経験がある。そこで、TPE-1RM5の実験開始以 降、データ収集・処理装置の増強・整備を重点的に進め



図29 TPE-1RM20とTPE-1RM15の比較. βpのプラズマ電流依存 性[48].



図30 TPE-1RM20とTPE-1RM15の比較. rEのプラズマ電流依存 性[46].

た. その当時は核融合の実験分野では標準的であった, DEC の計算機を処理装置とする CAMAC システムを導入 し,時間をかけて ADC のチャンネル数の増加を実現して いった. TPE-1RM15 の実験の終わり頃には不十分ながら 磁場のモード解析ができる状態になり,TPE-1RM20 の実 験開始時には,磁場揺動と静電揺動,およびその他のパラ メータの同時解析が可能となる状態にまで持ってくること ができた.

実験装置の建設時には、どうしても装置の性能を優先し てしまい、装置の製作に予算をかけ過ぎて、計測にしわ寄 せがいくということになってしまいがちであるが、いくら 面白い実験ができても、きちんと計測して結果をだすこと ができなければ、宝の持ち腐れになってしまうということ を実感させられた次第である.

多くの TPE-1RM20 の実験の成果の中で,主なものとし て,Quasi-Single Helicity (QSH) 状態の発見[35,50]と,高 プラズマ閉じ込めモード (Improved High Theta Mode, IHTM) による高 β プラズマの実現をあげることができる [51,52].

QSH 状態とは、ポロイダルモード数m = 1の磁場揺動の なかで、特定のトロイダルモード数n(ほとんど場合には 最も中心近くで磁力線と同じピッチを持つ中心共鳴モー ド)を持つモードのみが成長して、プラズマがヘリカル状 態になったものである.ただし、他のモードも一定の振幅 を持つため Quasi-Single Helicity (QSH)と呼ばれる [53].

TPE-1RM20の磁場揺動の解析により、この状態が出現 し、ある一定時間持続することが世界で初めて見いだされ た. その結果は文献[50]の図7に示されている. その図は m=1 で異なる n を持つフーリエモードの大きさの時間変 化を示したものであり、t=5ms付近でm=1、n=7のモー ドが他のモードに比べて大きくなり、QSH状態となること を示している.その後の理論的な解析で、QSH 状態の発展 したシングルヘリカル状態では、シングルヘリカルモード の揺動だけによるダイナモ効果で、逆磁場ピンチ配位の維 持が可能であることが示された. このシングルヘリカル モードによるダイナモ効果では、通常の多重ヘリカルモー ドのダイナモ効果では避けられない隣接した共鳴面の磁気 島の重なり合いによる磁気面の破壊と、その結果生じる大 きなプラズマ損失を避けることが可能で、ダイナモ効果に よる逆磁場ピンチ配位の維持と、良好なプラズマ閉じ込め を両立させることができる.現在,イタリアのRFX装置を 中心として,磁気軸がヘリカル変形した,いわゆる立体磁 気軸を持つ逆磁場ピンチ配位をも視野に入れた、ヘリカル 逆磁場ピンチの研究が精力的に行われているが、TPE-1 RM20におけるQSH状態の発見はその先駆けとなるもので あった.

また,高ピンチパラメータ領域における高プラズマ閉じ 込め運転モード (IHTM) では,図31と32に示すように, $\Theta \sim 2$ の高ピンチパラメータ領域で,約0.5 msのエネル ギー閉じ込め時間と $\beta_{\rm P} \sim 20\%$ の高 β 値を同時に達成し,そ の状態を~10 ms程度維持することに成功した.ピンチパ ラメータが大きい程,プラズマ周辺部の磁場のシェアーが



大きくなってプラズマが安定化されるため,高βプラズマ の閉じ込めが可能となる.しかし,それまでの実験では, 通常Θが1.7を越えると大きな間欠的なダイナモ現象が起 こり,プラズマ中の磁場配位は磁場エネルギーのより小さ い低いΘ配位へと緩和するが,その際にプラズマエネル ギーも同時に損失してしまい,良好な閉じ込めを実現する ことが難しかった.TPE-1RM20におけるIHTMでは,プ ラズマ電流の減衰率を適切に設定することにより,高ピン チパラメータ領域での間欠的なダイナモ効果の発生を抑え て,高い閉じ込め性能を得ることに成功した.

この結果は、何らかの手法で間欠的ダイナモを抑えるこ とができれば、逆磁場ピンチで高温・高βのプラズマの閉 じ込めが可能であることを示しており、外部からの直接ポ ロイダル電流駆動の有効性を示唆するものである.また、 電流減衰フェーズにおける高プラズマ閉じ込めを利用した プラズマ燃焼と、損失が増大する電流立ち上げフェーズ を、ヘリウム(不純物)排気フェーズとして利用する、脈 動型逆磁場ピンチ核融合炉のアイデア[54]の基本となる実 験結果である.

3.5 大型装置 TPE-RX の実験とその成果

3.5.1 TPE-RX の基本構想

1990年代に入って、TPE-1RM20における実験が順調に 進みだすと、それらの成果をもとに、産業技術総合研究所 (当時は電子技術総合研究所)における今後の逆磁場ピン チ研究をどのように発展させていくかについて頭を悩まし 始めた. 1990年代に入るとイタリアの RFX や米国の MST という、プラズマの小半径が 0.5 m 程度の大型の逆磁場ピ ンチの実験装置が本格的に稼動を始め、色々と面白いデー タを出し始めた[55,56].実は、TPE-1RM15の建設が終 わったころから次期装置の概念設計を考え始め、いくつか の設計研究を行っていたが、どうも建設費が電子技術総合 研究所としては大きくなりすぎ(勿論, JT-60や LHD に較 べれば雀の涙のようなものであったが),我々のグループ の体力では無理ではないかと考えていた. イタリアのRFX は装置建設に100億円以上,スタッフ100人以上の大きな研 究施設であり、我々の太刀打ちできるものではなかった. しかし、1990年のワシントンの IAEA 国際会議の後、米国 マディソン市のウィスコンシン大学にある大型逆磁場ピン チ装置 MST を見学したところ、その簡単な構造と、少ない 人数での研究の実施に感銘を受けた. このような装置であ れば我々にも可能性があると感じ, 意を新たにして設計研 究に取りかかることとした.

設計研究では三菱電機および三菱重工との共同作業で, RFX や MST に匹敵する大きさの RFP 装置の設計を試み た.その際,エネルギー閉じ込め時間に対する次の方程式 を,考えの基礎とした[54].

 $\begin{aligned} \tau_{\rm E} &= W_{\rm p}/(I_{\rm p}V_{\rm loop}) \\ &= 0.47 \times 10^{-6}\beta_{\rm p}R_{\rm M}I_{\rm p}/V_{\rm loop} \end{aligned}$

ここで、 τ_E はエネルギー閉じ込め時間、 W_p はプラズマの熱 エネルギー、 I_p はプラズマ電流、 V_{loop} はトロイダル方向の 周回電圧、 β_p はポロイダル β 値、 R_M は装置の大半径であ る. RFP ではプラズマへの加熱入力はオーミック加熱のみ なので、プラズマ中のトロイダル磁束が変化しない定常状 態を考えると、 $I_{\rm p}V_{\rm loop}$ が加熱入力となる.したがって、式 の最初の行は $\tau_{\rm E}$ の定義式であり、次の行も $\beta_{\rm p}$ の定義を用い て $\tau_{\rm E}$ の定義を書き直した恒等式である.この式から、RFP では(もっと一般には、オーミック加熱閉じ込め装置では) プラズマ電流が $I_{\rm p}$ の時の $\tau_{\rm E}$ は、その時の $\beta_{\rm p}$ の値と、その $I_{\rm p}$ を維持するために必要な $V_{\rm loop}$ の大きさで決まることがわ かる.RFPでは $\beta_{\rm p}$ はMHD不安定性による β 限界で決まり、 $V_{\rm loop}$ は、電子温度の関数であるプラズマ抵抗率と装置のス ケールとで決まる古典的な周回電圧と、ダイナモ効果を駆 動するために必要な異常周回電圧(この部分がイオンの直 接加熱に寄与している)の和で表される.

 $\beta_{\rm p}$ は、これまでの TPE-1RM, TPE-1RM15, TPE-1RM 20の実験では、ピンチパラメータのが大きくない通常の放 電では、おおむね~0.1 が得られていたので、これが β 限界 であろうと考えた (TPE-1RM20では Θ ~2の付近で $\beta_{\rm p}$ ~0.2 が得られていたが、これを一般化するのは危険であると考 え、 $\beta_{\rm p}$ ~0.1 とした).

したがって、V_{loop}が、I_pの大きさ、並びに装置のスケー ルの変化とともにどのように変化するかが最大の問題とな る. V_{loop}を決める要因としては、プラズマ中の電流分 布, 電流のヘリカルファクタの大きさ, 電子温度の分布, Z_{eff}値の分布といった,通常の要因は言うまでもなく,ダイ ナモ効果も大きく寄与しているので、V_{loop}の値を正確に予 測することは現状では不可能である.一方, TPE-1RM, TPE-1RM15, TPE-1RM20の実験では, V_{loop} は~35 V, 30 V, 15 V と低下し, その低下には, プラズマの小半径 a の増加だけでなく、プラズマの平衡位置の精密な制御を 行ってプラズマと壁(リミタ)との相互作用をできるだけ 小さくすることが重要であることがわかった. これらの実 験結果から、プラズマの小半径を TPE-1RM20 より2 倍程 度大きくするとともに、TPE-1RM20と同様の精密な平衡 位置制御を行うことにより、10V程度のV_{loop}を実現するこ とは可能であると予想した. $\beta_{\rm p} = 0.1, V_{\rm loop} = 10 V とする$ と.

$\tau_{\rm E}[{\rm ms}] = 4.7 R_{\rm M}[{\rm m}] I_{\rm p} [{\rm MA}]$

となる.

エネルギー閉じ込め時間としては、これまでの RFPの実績を考慮して、ms オーダの τ_E の実現、具体的には 5 ms 以上、望むらくは 10 ms 程度の τ_E を実現することを目標とした. $R_M \sim 1.7$ m、 $I_p \sim 1$ MA と す る と、 $\tau_E \sim 8$ ms と なり、上記の τ_E に対する条件を満足することができるので、装置の規模としてはこの付近の値を中心に考えることとした.

このことを念頭に置いて,装置の物理的,工学的な制限, および現実的な予算規模を条件として,以下に示す点に留 意しながら装置の設計を進めた.

 TPE-1RM20の実験結果である、高βと低周回電圧を 再現できるよう、シェルの近接性を高めてプラズマの MHD 安定性を確保するため、薄肉と厚肉の二重シェ ル構造とする

- 小半径は RFX や MST と同程度の大きさ (~0.5 m) が 望ましい.
- アスペクト比は、RFX (~5) と MST (~3) の間の~ 4とする. R_M~1.7 m なので、a~0.5 m 程度とするこ とを考える.
- 4)真空容器はステンレス鋼製の一体構造とし、薄肉ベロー部とストレート部を交互に用いる構造とする。その際、トロイダル方向の一周抵抗のポロイダル周回方向の一様性だけでなく、ポロイダル方向の一周抵抗のトロイダル周回方向の一様性を確保する。RFPではポロイダル磁場だけでなくトロイダル磁場も変化するので、真空容器の誘導電流がトロイダル対称性を壊さないようにする必要がある。
- 5) 真空容器の保護にはモリブデンリミタを使用する. グ ラファイト材の使用は,高温のベーキングの導入が予 算的に無理であることから考慮しなかった. また, RFPではプラズマ周辺部の磁場はほぼポロイダル方 向を向いているので,その点を考慮してリミタの形状 と配置を決める.
- 6) プラズマ電流の最大値は1MAを目標とする.
- 7)利用可能なスペースと予算の点から、電源の大幅増強 は難しいので、目標プラズマ電流を実現するため、 オーミックコイルとしては電源効率の良い鉄芯方式を 採用する。
- 8)最初の段階では電源は TPE-1RM20 の電源を使用し、 目標プラズマ電流を 500 kA とする.最初の電源の改造・増強は必要最小限にとどめ、実験の進展状態と予算状況を見て最終的に1 MA をめざす.

いくつかの試行錯誤の結果,図33に外観を示す装置を選択 した.表1に主なスペックを示す.上記に述べた課題をほ ぼ満足する装置を設計できたと考えている.装置の詳しい 特徴については,参考文献[57-64]を参照されたい.



図33 TPE-RX 装置の負荷系[59].

3.5.2 TPE-RX の実験結果

(1) 全体の特性

TPE-RX 装置の建設には1995年から取りかかった. 1996 年の12月には TPE-1RM20 をシャットダウンして解体を行 い,その跡の場所に1997年から装置の設置・組み立て作業 を開始した. 1998年の初めに組み立て・試験を完了し実験 を開始した. その後の実験は順調に進展し,その年の秋に 横浜で開催された IAEA の核融合エネルギー国際会議 で,最初の実験データを報告することができた[23,65].

図34にその後の実験で得られた, 典型的な TPE-RX にお けるプラズマ電流 I_p , プラズマ表面の平均トロイダル磁場 B_{twi} , トロイダルコイルが作る磁場 B_{two} , プラズマ中の平均 トロイダル磁場 $\langle B_t \rangle$, トロイダル周回電圧の抵抗成分 R_pI_p , を示す.また図35にその際のピンチパラメータ $\Theta = B_{pw}/\langle B_t \rangle$ と逆転パラメータ $F = B_{tw}/\langle B_t \rangle$ の時間変化を 示す.ここで, $B_{pw} = \mu_0 I_p/(2\pi a)$ はプラズマ表面の平均ポ ロイダル磁場である.

図は I_p のピークが260 kAの放電を示しており, I_p のピー クで, $R_pI_p \sim 16.5$ V, $\langle B_t \rangle \sim 71$ mT, $B_{tw} \sim -5.7$ mT, $\Theta \sim$ 1.62, $F \sim -0.08$ である.また, プラズマ電流の立ち上げ時 間~25 ms, プラズマ電流の立ち上げからトロイダル磁場 が逆転する時間~4 ms, プラズマ電流がほぼ一定に保たれ る時間~25 ms, 放電持続時間~90 ms である.

プラズマ電流が 350 kA の時の線平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ の時間変化を図36に示す. $\langle n_e \rangle$ は $\sim 6 \times 10^{18} / m^{-3}$ と、予定していた値の半分程度と小さく、この値を如何に大きくするかがその後の実験の大きな課題となった.

IAEA 会議以降に行ったトムソン散乱と中性粒子エネル



図34 TPE-RX に お け る I_p, V_{loop}, R_pI_p, B_{tw} と ⟨B_t⟩の 時 間 変 化. B_{tw out} と B_{tw in} は, それぞれ, 真空容器の外表面とプラ ズマ表面のトロイダル磁場である[65].



図35 TPE-RX における F と Θ の時間変化[65].





ギー解析 (NPA)の結果,中心の電子温度は~400-600 eV, イオン温度は~300 eV であり, 圧力分布を $\{1-(r/a)^3\}$ と仮 定すると、 β_p ~0.07、 τ_E ~0.9 ms と評価することができる. 分布の測定がないのではっきりしたことは言えないが、イ タリアの大型 RFP 装置 RFX の分布測定では,圧力はフ ラット分布に近いので,TPE-RX でも同様であるとする と、 τ_E ~1 ms 程度は実現していたと考えられる[66].この 値は、これまでの RFP の実績から見て、また、プラズマ表 面の閉じ込め磁場強度が 0.11 T と非常に小さいことを考慮 すると、他の閉じ込め方式と比較しても、決して悪い値で はない.

しかし, $\beta_{p}=0.1 \geq R_{p}I_{p} = 10 V \varepsilon 仮 定 した, \tau_{E}[ms] = 4.7R_{M}[m]I_{p}[MA]の式の予想値では <math>\tau_{E} \sim 2 \text{ ms} \geq 5 \alpha a$ ので, この予想値と比較すると半分程度となる. これは, β_{p} が 0.07 と小さいこと, $R_{p}I_{p}$ が 16.5 V と高いこととが原因であり, 両者は同程度の影響を与えている. β_{p} が小さくなったのは, 予想より密度が低いことが原因であると考え, 密度を上げるためにガスパフやペレット入射を試みた. 一方, $R_{p}I_{p}$ が大きい原因としては様々なものが考えられるが, 主な原因としては, 不純物の影響, 不整磁場によるプラズマ周辺でのヘリシティ損失, ストキャスティックな磁力線沿った高速電子流の壁での損失などが考えられた.

さらに、その後の大電流化の実験において、閉じ込め性能の向上にとって最大の問題は、プラズマ電流の増加とともに *R*_p*I*_p も増加することであることが明らかになった[65].プラズマ-壁相互作用の激化による不純物の増加が、この増加の大きな原因の一つではないかと考えられる.



図37 TPE-RX におけるガスパフ時の線平均電子密度 (*n*_e)の時間 変化[67].

(2) ガスパフによる密度制御

初期封入圧力を変化させても,閉じ込めフェーズの密度 を変えることができなかったため,TPE-RX における密度 制御(増加)には,ガスパフ,あるいはペレット入射を用 いることとなった.

積極的な密度制御を行わない場合には、TPEのRFPの密 度の時間変化には、図36に示すようにポンプアウトと呼ば れる配位形成時の急激な粒子の吐き出しが常に観測され る.放電開始(プラズマ電流の立ち上げ)から2-3 ms 経過したところで、密度は初期封入ガス(~0.4 mTorr)の 60%程度の電離に対応する密度、1.6×10¹⁹ m⁻³にまで達し た後、急激に減少して~10 msにはピークの~1/5になって しまう.

その後,密度はプラズマ電流の増加に従って緩やかに増加し,プラズマ電流がピークになる~30 ms に密度もピーク(~6×10¹⁸ m⁻³) に達した後プラズマ電流の減少に対応して,緩やかに減少していく.

また,初期圧力を上げても最初のピークが大きくなるだけで,プラズマ電流のピーク付近の密度はほとんど変化しない.プラズマ電流のピーク時の密度は,別の粒子供給の手法を用いない限り,プラズマ電流の大きさで決まる.

さらに、初期圧力を上げすぎると、輻射障壁を突破でき なくなって電子温度が上がらず、表面トロイダル磁場逆転 時にトロイダル磁束を保持できなくなってしまう.逆に最 初のピークをなくそうとして低い初期圧力で配位形成を行 おうとしても、今度はトロイダル磁場が逆転する前に、激 しい不安定性が起こり放電は停止してしまう.このため、 可能な初期圧力の範囲は装置ごとに決まっており、大きく 変化させることはできない.

この現象はTPE-1RM以降のすべてのTPEシリーズの実 験で観測されており、全体のタイムスケールは異なるもの の、放電持続時間で正規化すると類似の時間変化を示すこ とがわかっている.ただし、装置の大型化に伴って、初期 圧力を低くしていくことが必要であった.これは装置の大 型化に伴ってプラズマ電流の密度が小さくなって加熱密度 が小さくなり、輻射障壁の突破には低密度の状態が要請さ れるためであると考えられる.RFPの配位形成時の物理は 今でもまだよくわかっておらず、経験的な手法に頼ってい るのが現状である.

ポンプアウト後の 20 ms に強力なガスパフを行って、プ ラズマ電流のピーク時に高い密度を得た結果を図37に示す [66, 67]. これはプラズマ電流~300 kA の時の実験結果で あるが、ガスパフのない場合(~5×10¹⁸ m⁻³)のおおよそ 5 倍の密度(~2.4×10¹⁹ m⁻³)が得られている.この密度 の増加にともない、 β_p は~0.2 へ、 τ_E は~1.5 ms へと増加 し、密度の増加によりグローバルな閉じ込め性能が大きく 向上することを示すことができた.ただし、密度の増加は 5 倍であるのに対して、 β_p の増加は 3 倍、 τ_E の増加は 2 倍 程度にとどまっている.これは、密度の増加により温度が 低下したこと、さらに R_pI_p も増加したことを意味してい る.密度の増加によるイオン温度の低下は見られないが (NPA で~300 eV)、電子温度は~700 eV から~300 eV に Project Review

低下する.一方,プラズマの輻射損失の全オーミック入力 に対する比は,15-20%から30-35%へと増加するだけで あるが,全オーミック入射のかなりの部分が,ダイナモ効 果を通したイオンの直接加熱に回ると考えると,電子加熱 の大きさが半分程度になっている可能性が考えられ,輻射 損失の増加が電子温度の低下の主な原因であるとも考えら れる.

R_pI_pの増加は電子温度の低下によるプラズマ抵抗の増加 が原因であると考えることもできるが、一方、密度の増加 により実効電荷数 Zeff が下がり抵抗が減少する可能性も考 えられる.現在の5倍という密度の増加は、Zeffの低減で電 子温度の低下による影響を打ち消すことができる大きさで ある.これ以外に、密度の増加の結果ダイナモ効果がどの ように変化するか、プラズマ - 壁相互作用によるヘリシ ティー損失はガスパフによるプラズマ周辺の温度の低下に よりどのような影響を受けるかなど、わからないことが多 く残されている.特に、密度が増加して高い値となってい る間は、磁場揺動も大きくなっていることが(5倍の密度 増加で一桁程度の磁場揺動の増加)観測される.磁場揺動 の主な要因はダイナモ効果であると考えられるが、密度増 加時に何故ダイナモ効果が激しくなるのかはよくわからな い. また, R_pI_pの増加は密度の上昇時に起こり, 密度が ピークになり磁場揺動が大きくなる時刻とは一致しない. 従って、R₀I₀の増加がダイナモ効果の激化によるものであ ると簡単に結論づけることはできない. このように密度の 増加による R_pI_pの増加のメカニズムははっきりせず, 今後 解明すべき課題として残されたままである.

(3) TPE-RX におけるロックドモードの発生

ロックドモードとは、プラズマ表面の磁場揺動のトロイ ダル角の位相が時間的・空間的にそろってしまい、大きな 揺動によるプラズマの変形が特定のトロイダル位置に局在 してしまうもので、変形により局所的な激しいプラズマ-壁相互作用をもたらすものである.

RFPではダイナモ効果のための磁場揺動により,スト キャスティックになった磁力線に沿って,中心部の高温の 電子の一部がプラズマ表面にまで流れ出してくるので,局 所的なプラズマ – 壁相互作用は,トカマクにおける逃走電 子の壁への衝突と同様に,局在した壁への熱負荷を発生さ せ,真空容器の損傷という点でも大きな問題となる.

ロックドモードは RFX 装置ではほとんどすべての放電 で観測されていたが[68], TPE-1RM20では,高ピンチパ ラメータ領域で起こる激しいディスクリートダイナモ現象 に付随する場合を除いては観測されておらず,しかもその 場合でも短時間に消滅してモードが再度回転を始めること から[35], RFX の結果はフルカーボン第一壁による大き なリサイクリングの影響と考え, TPE-RX の設計段階では 厳しくは考えていなかった.

ところが、TPE-RX の実験では、プラズマ電流が 225 kA 以下の時には、高ピンチパラメータや高充填ガス圧を避け るなど、条件を適切に選ぶことによりロックドモードの発 生を避けることができたが、この電流値を超えると条件が 次第に厳しくなって、同じ放電条件でロックドモードが発 生したりしなかったりするようになり,300 kAを超える放 電では放電条件の設定にかかわらずロックドモードが常に 発生することが明らかとなった.図38にその一例を示す. 図はロックドモードによる最外殻磁気面の変形を誇張して (×25倍)示したものである[69].このようにトロイダル 方向のある場所に局在する定常的で大きな磁場変動が現わ れる.



t = 32.5 ms Magnified by 25





図39 TPE-RX におけるロックドモードによるプラズマの劣化.
 (a) *I*_p, *R*_p*I*_p と, (b) F, Theta, 軟 X 線強度(SX)の時間変化. *t*~20msでロックドモードが発生する場合(点線), *t*~35 msの場合(細線),発生しない場合(太線)を示す.

この変動は一度発生すると、多くの場合放電終了までほ ぼ同じ大きさで同じ場所に停留する.そのため、その場所 でのプラズマ・壁相互作用の増大をもたらし、単に不純物 の発生が増大するだけでなく、熱損失の増大による壁表面 の温度の急激な上昇(1000度Cを超える場合もある)が起 こり、壁の損傷、ひいては真空容器の破損に至る可能性が ある.

ロックドモードのプラズマに与える影響を図39に示す. 図はロックドモードが出たり出なかったりする境目とな る、ピークプラズマ電流が260kA付近の同一条件の放電 で、ロックドモードが 20 ms で出る場合、35 ms で出る場 合,および出ない場合を比較したものである. ロックド モードが出ると、R₀I₀の増加とプラズマ電流の減衰が起こ ることが示されている. さらに軟 X-線信号の減衰などから 見ても、ロックドモードがプラズマに大きな影響を与えて いることは間違いないと思われる.また、ロックドモード がないときに軟 X-線に現れている振動(中心付近で共鳴 する m=1モードによるプラズマの変形がトロイダル方向 に回転することにより発生すると考えられている)が, ロックドモードの出現とともに消えてしまうことは、周辺 のモードだけでなく中心付近のモードの回転も止まってし まうことを意味していると思われる. 面白いのは、ロック ドモードがある放電の方が,同じ逆転パラメータFの値に 対してピンチパラメータのが小さくなることである.これ はロックドモードのある方が、完全緩和状態(ベッセル関 数モデル,そこではβ=0)に近いことを意味しており, ロックドモードにより β 値が低下する, 即ち, 閉じ込め性 能が悪くなっていることを、軟 X-線信号の減衰とともに 示唆している.

このように、ロックドモードの問題を解決することは、 プラズマ閉じ込め性能の向上と 300 kA を超える高プラズ マ電流領域への運転領域の拡大を実現する上で、最も重要 な課題となった、そのため、ロックドモードの発生メカニ ズムの解明を試みるとともに、RFXと同様に回転局所磁場 による、ロックドモードの発生の抑制と、一度起こった ロックドモードの再回転駆動を試みた[70].しかし、プラ ズマ電流200 kA以下の低電流領域では, 高充填ガス圧時に 発生するロックドモードの発生を回転磁場により抑えるこ とができたが、ロックドモードの再回転駆動の方はうまく できなかった.また,プラズマ電流が250 kA以上の領域で はロックドモードの発生の抑制も実現できなかった.これ らの原因は回転局所磁場の強度不足によるものと考えられ るが、一方では、低電流領域でロックドモードの発生の抑 制が可能な回転磁場強度レベルにおいても、プラズマ閉じ 込めへの悪影響が観測されており、回転磁場の形状を適切 に設定して (例えばヘリカル回転磁場を用いる等), プラ ズマ閉じ込めへの影響を少なくしない限り(なくさない限 り)、より強い回転磁場を用いることは難しいのではない かと思われる.

ロックドモードが発生したトロイダル位置での,局所的 な放電容器管壁の激しい温度上昇(内表面は1000度Cを超 える上昇が起こっていると推定)とDa線強度の増大は [71], ロックした位置で激しいプラズマ - 壁相互作用が発 生していることを示しており,これが高電流領域での閉じ 込め性能の向上を妨げる大きな要因になったと考えている.

結局のところ, TPE-RX では高プラズマ電流領域での ロックドモードの問題を解決する方法を見出すことができ なかった.そのため,最も長いエネルギー閉じ込め時間は, プラズマ電流が250 kA-300 kA の間で観測され,次に述 べる高プラズマ閉じ込めのPPCD 放電ではない通常の放電 では,1 ms を大きく超えることはできなかった.

最近, ロックドモードに関する RFX の実験で, いくつか の面白い結果が得られている. RFX は電源室の火災事故の 後,装置本体を大幅に改造し,抵抗性シェルと,多数(192 個)のフィードバック Br コイルを用いることにより, 真空 容器表面での磁場揺動の抑制による, MHD 不安定性の制 御が可能な装置へと変身した.このフィードバック補正を 用いて、抵抗性壁モードのアクティブ制御に成功している が、それと同時に、ロックドモードもまた制御可能である ことが示されている. 改造後のRFXではフィードバック制 御により、モード間の位相のロックをなくすことができな い場合でも、ロックする場所を変えていくことが可能で、 特定の場所への熱負荷の集中を緩和することができるよう になった、その結果、プラズマ電流の大電流化と放電時間 の延伸が可能となり,現在ではピークプラズマ電流~ 2MA, 放電時間 400 ms と, 中型トカマクに匹敵する値を 実現している[30]. RFX では,不安定性に対する直接的 なフィードバック制御だけではなく,様々な原因で発生す る不整磁場をフィードバック制御で消すことにより、ロッ クドモードの発生が抑えられることを見出している[31].

TPE-RX でも、補正しきれないシェルの絶縁ギャップの 不整磁場や、鉄芯の作る非対称磁場成分のシェル内への浸 透、シェルのポート穴の作る磁場などの影響を調べて、 ロックドモードだけではなく閉じ込め全体への影響を調べ る必要があるとは考えていたが、予算やマンパワーの制限 などの問題で時間切れとなってしまい、十分な実験ができ なかったことは、反省すべき点として残念に思っている. (4) TPE-RX における PPCD 実験

PPCD (Pulsed Poloidal Current Drive) はウィスコンシ ン大学の MST 装置のJ.Sarffによって考案されたもの で,RFP の配位維持にとって必要不可欠なポロイダル方向 の周回電圧を,ダイナモ効果による〈V×B〉の実効的な電 場ではなく,外部の逆転磁場のパルス的な変動によるトロ イダル磁束の変化で発生することにより,ダイナモ効果を 抑制して磁場揺動を低減させ,磁気面の破壊をなくそうと するものである[72].PPCD による磁場揺動の抑制とプラ ズマ閉じ込めの向上により,トカマクのHモード比例則に 対応するようなエネルギー閉じ込め時間の値が実現してい る[73].

TPE-RX においてもいくつかの PPCD の実験を試み,大 きな成果を得た.初期のころの PPCD の実験結果を図40に 示す.これはロックドモードの回転駆動を試みたトロイダ ル回転磁場系を,回転させずに追加的なトロイダル磁場の パルス逆転に用いたもので,小さな逆転の増加であるにも



図40 TPE-RX における通常放電(点線)と PPCD 放電(実線)の比較. (a) *I*_p、 〈*B*_t〉, *B*_t と(b) *V*_{polo}, 軟 X-線輻射強度. *B*_{tout}, *B*_{tin} と *V*_{polo} は、それぞれ、真空容器の外表面とプラズマ表面のトロイダル磁場、およびポロイダル周回電圧を表す.



図41 TPE-RX における PPCD 放電での, B_{pa}、 〈B_t〉, B_{tw}, E_l/, F と 0 の時間変化. B_{pa}, B_{tw}-out, B_{tw}-in, SX と E_l/は, それぞ れ, プラズマ表面のポロイダル磁場,真空容器の外表面と プラズマ表面のトロイダル磁場,軟 X 線強度および,プラ ズマ表面の磁場方向の電場を表す.

かかわらず, 密度や軟 X-線の増加などに, はっきりとした 改善の効果が見られた[74,75].

この結果に意を強くして、パルス逆転電源の増強に努 め、最終的には6段の階段状のステップを持つ PPCD 電源 を用いた実験を行った[76,77].プラズマ表面での磁場に 平行な電場E_{II}が正である間は(トロイダル磁場の逆転を強 める方向に電流を駆動する向きを正とする),軟X-線が急 激に増大する(閉じ込めが良くなっている)ことが知られ ているので、6段のステップ回路を用いてこの期間が 10 ms以上、続くように各ステップの電源の電圧とスター とタイミングを調整した.その結果、図41に示すように E_{II}は細かいスパイクを除いて10 ms以上ほぼ正(~1 V)に 保持された.その間に軟X-線は20倍ほど増加し、PPCD の終了とともに急速に減衰した.この実験では PPCD の間



図42 TPE-RX における線平均電子密度〈ne〉の変化.ペレット入 射なしの通常放電、ペレット入射有の通常の放電、ペレッ トなしの PPCD 放電、ペレット入射有りの PPCD を比較し たもの[79].



図43 TPE-RXにおける中心電子温度の変化.通常の放電とPPCD 放電の比較[78].



図44 TPE-RX における βp の変化. 通常の放電と PPCD 放電の比 較[78].

プラズマ電流はほぼ350 kAに保たれるが, プラズマ表面の トロイダル磁場の逆転が深くなるにつれてトロイダル磁束 が減少するため, ピンチパラメータは 1.5 から 3.2 へ, 逆転 パラメータは - 0.1 から - 1.5 へ変化する.

また、図42に示すように電子密度は、PPCD前の0.5× 10¹⁹ m⁻³から次第に増加し、PPCDの終わりには1.1× 10¹⁹ m⁻³となる. さらにPPCD開始後5 msのところで重水 素のアイスペレットインジェクションを行うと、密度は1.5 ×10¹⁹ m⁻³にまで上昇しこの値をPPCD終了まで保持する [78,79]. TPE-RX では、トロイダル方向にほぼ均等に並べた、16個のDa線の強度モニタを用いており、それらの信号を加え合わせることにより、重水素粒子の補給量の相対的な変化を知ることができる。PPCD 放電におけるこの Da線の強度は、ペレット入射時のピークの後は、PPCD の期間中減少することが観測されているので、粒子の閉じ込め時間は PPCD へのペレット入射により、通常の場合と比べて一桁ほど増加したと見積もることができる。

図43にプラズマ電流~350 kAの PPCD における電子温度の時間変化を通常の放電と比べたものを示す. PPCD が終わるまで電子温度は増加し続け,終了寸前にはほぼ1500 eV に達する場合もある.また,図44に示したボロイダル β_p の値も,時間とともに増加し最終的にはおおよそ40% に達している.ただし,この実験ではイオン温度測定がなかったので, $T_i = T_e$ を仮定しているが,プラズマ電流が300 kA以下のケースでは,おおむね T_i は T_e の半分程度なので, β_p は30%程度というのが実際のところではないかと考えられる.この値でも通常の放電の5-7%程度と比べると,4-5倍の大きさであり大幅な改善が得られている.これらのことから,PPCD においては,粒子閉じ込めとともに,エネルギー閉じ込めの性能も大幅に向上していることが示される[78,79].

このように、PPCDによりポロイダル電流を外部から駆動して、ダイナモ効果を抑え磁場揺動を減少させると、 RFPが本来持っていた高βプラズマの閉じ込めが可能であるという特長が、1.5 keVという高温度でも十分発揮されることが確認された.ただし、PPCDの手法自体は逆転トロイダル磁場を段階的に深くしていくというもので、磁場配位が時間的に変化し続けるため、数十 ms 以上の長時間維持は原理的に難しいと考えられる.したがって、ここに示した PPCDの成果は、磁力線がストキャスティックにならないダイナモ効果による磁場配位の維持を考えるか、あるいは、プラズマ電流の直接駆動を行ってダイナモ効果なしで磁場配位を維持することができれば、高いプラズマ閉じ込め特性を持つ領域に RFP が到達することができるということを実証したもの、言い換えれば、RFP のポテンシャルを実証したものということができる.

(5) Quasi-Single Helicity (QSH) 状態

通常のRFPでは、ポロイダルモード数*m*=1の磁場揺動 には、異なったトロイダルモード数 n を持つ多数のモード が同時に観測され、これを Multi-Helicity(MH)状態と称 する.これらの磁場揺動はダイナモ効果に関係するティア リングモードであると考えられており、RFPの磁場配位の 維持に必要なものであるが、それと同時に、異なる*n*を持 つモードが共鳴面に作る磁気島が重なりあい、磁気面が破 壊されてストキャスティックな磁力線構造を作り、プラズ マ閉じ込めの向上の妨げとなっている.しかし、ある特定 の運転条件においては、磁場揺動が特定の*n*を持つモード に集中して、単一のヘリカル構造に近い磁場配位となるこ とがあり、これをQuasi-Single Helicity(QSH)状態と呼ぶ. 理論的な検討では、円筒近似ではあるが単一のヘリカル モードによるダイナモ効果で、RFP磁場配位の維持ができ る可能性のあることが示されている[53]. これは, MH 状 態とは違って磁気面を破壊しない RFP 配位の維持の可能 性, 即ち, 前節の PPCD で示した RFP の高い閉じ込め性能 のポテンシャルを, 準定常的な状態で実証する可能性を開 くものである.

RFP において, QSH 状態が現れ, 無視できない期間維持 されることは、TPE-1RM20の実験で最初に見出された [50]. その後, TPE-1RM20 で実現された, βp が 20% に達 する高閉じ込め運転モード, Improved High Theta Mode (IHTM) において、このモードが持続している間、n=7 のQSH状態が実現し、しかもこのモードがトロイダル方向 に回転していることが観測された[35](その当時はQSH という名称はまだなかったが).また, RFX では軟 X-線の トモグラフィの測定から、外部の磁場測定でQSHが観測さ れる時には RFP の中心部分にヘリカル構造が存在するこ と、ヘリカル構造の内部では電子温度が高く保たれている ことなど、ヘリカル構造をした閉じ込めの良い領域が存在 することが示された[53].ちなみに, QSH 状態とは RFX の研究グループにより命名されたものである. その後, QSH状態の発生しやすい運転条件がTPE-RX, RFX, MST などで調べられたが、装置によらない同一の条件が示され ているとは言い難いところがある.QSH状態が出る運転条 件でも,通常では QSH 状態はスポンティニアスに出現し, QSH 状態とMH状態とを行き来するのが普通であり、一度 QSH 状態になったものが放電終了まで続くことはなかっ た.

逆にこの状態を利用して,QSH状態とMH状態のプラズ マを比較した実験がTPE-RXで行なわれ,QSHでは電子温 度の上昇,粒子閉じ込め時間の増加など,閉じ込めの向上 を示す結果が得られた.特に,2番目に大きな振幅を持つ モードの大きさが減少して,単一のヘリカルモードの状態 に近づくほど閉じ込めの向上は顕著になることが観測され た[80].

その後、TPE-RX では、プラズマ表面で逆転トロイダル 磁場が非常に浅い (~-1mT) 状態に、小さくて短い正方 向のパルス磁場 (~+2.5 mT, ~2 ms) を加えて, その直 後から逆転を深くすることにより, n=6のQSH状態が制 御された状態で生成できることを見出した[81,82]. その 例を図45,46に示す.これは,正のBtw によりプラズマが MHD 的に不安定化し,最も成長率の早いm/n =1/6が成長 したところで、再度 Btw を負に逆転することによりプラズ マを安定状態に戻して、それ以上のモードの成長を抑え込 むこと, 即ち, プラズマの MHD 的な特性を適切に制御す ることにより、QSH 状態を得ているものである、この方法 により再現性良く、あらかじめ決められたタイミングで QSH 状態を得ることが可能となった. さらにこの QSH 状 態は放電終了まで、ほぼ40msの間持続させることができ た.この状況ではQSHの持続時間はオーミック電源と逆転 トロイダル磁場電源の能力により決まっていたと考えられ る.

一方,上記の方法で生成したQSH状態のプラズマの性能 を通常のMHの状態と比べると,QSH状態の方が,密度, 周回電圧のいずれについても少しずつ悪くなり($T_e \sim$ 300 eV で変化なし、 $n_e \sim 4.4 \times 10^{18} \Rightarrow 3.7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $R_p I_p \sim 18 \text{ V} \Rightarrow 20 \text{ V}$),閉じ込め性能は25%ほど劣化した.これは、図46からもわかるように、m/n = 1/6のQSHの成長時に、少ないとはいえ他のn = 7,8,9などのモードも大きくなっているのが原因ではないかと思われる.ただし、グラフが重なって訳がわからなくなるので、図46には代表としてn = 7 モードのみ示した.

これまで述べてきたように,同一放電内では MH 状態よ りQSH状態の方が,プラズマ性能が向上する場合があるこ



図45 TPE-RX における QSH 状態の放電波形. この QSH 状態は、 短い正の B_{tw-in} のパルスで励起されたものである. (a) I_p、 の、Fと(b) B_{tw-in}, B_{tw-out}の時間変化. (c)は B_{tw-in}とB_{tw-out}の時間軸を拡大したもの. B_{tw-out}と B_{tw-in}は、それぞれ、真空容器の外表面とプラズマ表面のトロイダル磁場[82].



図46 図45に示した QSH 状態における、トロイダル磁場揺動の フーリエ展開. m=1の, n=5, 6, 7モードの振幅,および n=1-16 モード振幅の二乗和の平方根の時間変化[82].

と,また,QSH 状態を制御して生成・持続させることがで きることが示されたが,まだ,PPCD で示されたダイナモ 効果のない状態での高い閉じ込めを,QSH 状態で示すこと はできていない.単純なトーラスではトロイダル効果によ るモード間のカップリングが避けられず,特定のモードの 成長が他のモードの増加を招いてしまうと考えられ,これ を避けるようなプラズマの境界条件を,表面磁場のフィー ドバック制御などで与えることが必要でないかと考えられ る.

(6) 中性粒子ビーム入射装置の開発

PPCD で示したように、ダイナモ効果を抑制すると、本 来RFPが持っている高い閉じ込め性能を,存分に発揮する ことが可能となると考えられる.したがって、プラズマ中 の電流を何らかの方法で直接駆動することができれば、ダ イナモ効果のない閉じ込めが可能になるものと予想され る.いずれにせよパルス炉を考えない限り, RFP において も直接電流駆動は必須であり、これができれば逆にダイナ モ効果も不要であるということになる. RFP における直接 電流駆動の試みは、アークプラズマカソードを用いた低エ ネルギー (~1 keV) 電子ビーム入射,中性粒子ビーム入射 (NBI),電子バーンシュタイン波,並びに、低域混生波を 用いたプラズマ周辺のポロイダル電流駆動が MST で試み られているが、まだ明確な結果を得るには至っていない. また、電流維持の手法としてブートストラップ電流を用い た定常低アスペクト比RFP炉の概念設計が行われ,その可 能性が示されている[83]. これについてはこの節の(8)に おいて紹介する.

TPE-RX では, RFP で初めてとなる中性粒子ビーム入射 (NBI)を用いた電流駆動を試みるため NBI 装置の開発を 行った[84].TPE-RX では密度が低く磁場が弱いため, シャインスルーと荷電交換高速イオンの軌道損失の問題か ら,30 keV 以下と比較的低いビームエネルギーを用いる必 要がある.さらに安定化のためにプラズマに近接しておか れた金属シェルの作る不整磁場をできるだけ小さくするた め,真空容器のポートサイズも大きくとれないので(最大 ポート径が~100 mm 程度),NBIビーム径をできるだけ絞 る必要がある(<70 mm 程度).そこで凹面型のビーム電 極を用いて,集束ビームを引き出すこととした.(集束





図48 TPE-RX で用いた NBI 装置のイオンビーム出力波形.最大 ピークパワーが得られた場合と、準定常的な出力が得られ た場合[85].

ビーム装置の設計を行うにあたっては、大阪大学の超高温 研究施設(当時)の故後藤誠一先生とそのグループの方々 に大変お世話になり、集束ビーム製作の経験の乏しい我々 に貴重な助言をいただくことができた.ここで改めて御礼 を申し上げるとともに、後藤先生のご冥福をお祈り致しま す.)

設計検討の結果,ビームのエネルギーとして 25 keV,等 価ビーム電流 50 A 以上,中性粒子ビーム出力 1 MW 以上, 持続時間 30 ms以上,引き出し電極でのビーム径を345 mm として,焦点距離 1860 mm,焦点でのビーム径 50 mm 以下 を目標とした.図47に NBI システムの概略図を,図48に ビームエネルギーが 25 keV の場合の最大のビーム電流値 が得られた例を示す.ビーム電流に見える階段状の変化 は,電源に使用したコンデンサの電圧が放電とともに低下 することを補償する為の,電源側の制御によるもので,階 段ごとにほぼ+2.5 kV の電圧がステップアップしてい る.ビーム電流が50 A の場合には 35 ms のほぼ一定のパル スが得られており,イオンビームの出力は 1.2 MW に達す る.また,電流がピークを持つ最大 90 A の場合にも 30 ms を超えるパルスが得られ,2 MW を超えるイオンビーム出 力が得られた[85].

一方,ビーム引き出し実験で得られたビームの焦点の位 置は1360 mm とかなり短くなってしまった.これはフィラ メントからの熱輻射により引き出し電極が加熱・膨張し て,その曲率がわずかではあるが大きくなったためである と考えられる.ただし,ビーム自体の発散角は0.8度と予想 より小さく,焦点でのビーム径は36 mmと非常に小さな値 となった.これにより焦点では1 GW/m²を超える高パワー 密度のビームを得ることができた.また,このようにビー ム径が小さくなったので,焦点距離が短くなったにもかか わらず,直径96 mmのポートを用いてビームを入射するこ とが可能となった.

最初に,装置赤道面からの垂直入射を試みた.垂直入射 では電流駆動は期待できないが,装置本体運転シーケンス と NBIの同期運転のチェック,真空状態に入射して真空容 器を損傷しないためのインターロックの動作確認などのた め,ビーム入射ポートの対向壁に設けたモリブデンのビー ムダンプが利用できる垂直入射実験を行った.また,通常



図49 TPE-RX における PPCD 放電での軟 X-線輻射強度(a)、プ ラズマ電流(b).通常の NBI なしペレット有り、NBI ありペ レット有り、の PPCD 放電を比較したもの[86,87].

の放電ではオーミック加熱入力が5-8 MW と大きいの で,NBIの1-1.5 MW の入射パワーからみてあまり効果は 期待できないが,閉じ込めの良い PPCD 放電では入射の効 果が見えるのではないかと期待した.図49に PPCD のプラ ズマにペレット入射と NBI を同時に行った結果を示す. NBIの結果,軟X線信号の増加とプラズマ電流の伸長等に 効果が現れた.つまり,電子温度の上昇と Z_{eff} の低下が観 測され,表面ポロイダル磁場が0.13 T と小さな RFP におい てもNBIがプラズマ加熱に有効に機能することを示すこと ができた.また,ペレット入射による密度の増加,即ち,お およそ1×10¹⁹ m⁻³以上の密度が,NBIの効果を十分発揮さ せるのに必要であることがわかった[86].

この結果を基に,NBIによるプラズマ電流の直接駆動を 試みることになったが,磁場方向入射に必要な真空容器の 改造,焦点距離を長くして入射位置でのビームの径をでき るだけ小さくするためのNBI装置の手直し,等を検討して いるうちに,予算が絞られてくるとともにマンパワーも大 変厳しくなり,TPE-RXの実験終了までに,電流の直接駆 動の実験を実施することができなくなってしまった.誠に 残念ではあるが,諸般の事情からやむを得なかったと考え ている.

その後, 紆余曲折の末, 産総研で開発した NBI 装置をイ タリアの RFX 装置に装着して, RFP への NBI 加熱と直接 電流駆動を国際協力で実施することになり, 既に NBI 装置 のイタリアへの搬出を終え,装置への取り付けの準備を進 めているところである. RFX は真空容器の全内面がグラ



図50 β_pに対する TPE 比例則[90].



図51 TE に対する TPE 比例則[92].

ファイトでカバーされており,2MA にも及ぶ高プラズマ 電流で高電子密度の運転を行っているので,ビームのシャ インスルーと高速イオンの軌道損失が大きな問題となら ず,さらにスローイングダウンの時間も短いので,QHS 放電などへの入射を含めて,NBIの効果がはっきりと見え る実験が可能になるものと期待している.

また,加熱や電流駆動の研究とは別に,このビームの持 つ,高い集束性能によりエネルギー密度の高い粒子ビーム の発生が可能であるという,ビーム源としての能力を生か して,ITERのアルファ粒子計測に提案されているHeH⁺ ビームの効率的な発生の研究[88,89],並びに,ITERで使 用が予定されている,タングステンなどの高耐熱材料の研 究[90]などにも貢献することができた.特に,材料の研究 では,高パワー密度のビームを短時間のパルスで高速で繰 り返すことが可能となるように装置の性能を高め、エルム による熱負荷のシミュレータとして、材料試験の知見を深 めることに寄与することができたと考えている[91].

(7) TPE 装置における閉じ込め比例則

1980年以来の,電子技術総合研究所,および産業技術総 合研究所における低速磁場制御による RFP の研究の結果, 蓄積された TPE-1RM, TPE-1RM15, TPE-1RM20, TPE-RX 装置のデータをまとめて, RFP のポロイダルβとエネ ルギー閉じ込め時間の比例則を導くことができる.その結 果を図50と51に示す[92].回帰分析の結果,ポロイダルβ とエネルギー閉じ込め時間は,

$$\begin{array}{l} \beta_{\rm p} & \sim 0.14a \, [{\rm m}]^{-0.23} I_{\rm p} [{\rm kA}]^{0.5} \\ & (I_{\rm p}/N \, [10^{-14} {\rm Am}])^{-0.56} \Theta^{1.5} \\ \tau_{\rm E} [{\rm ms}] & \sim 8.1 \times 10^{-3} a \, [{\rm m}]^{1.6} I_{\rm p} [{\rm kA}]^{0.78} \\ & (I_{\rm p}/N \, [10^{-14} {\rm Am}])^{1/3} \Theta^{3} \end{array}$$

と表すことができる. ここで, a はプラズマの小半径, N は電子の線密度である.この比例則の特徴は、その強い Θ 依存性にある.Θ 依存性以外は従来のRFPの比例則と大 きな違いはなく、 ティアリング不安定性による輸送から導 かれる理論的な予想とそれほど違ってはいない. 強いの 依存性には、TPE-1RM20における IHTM の寄与が大きい. 大きな G は深い F, 即ち, 深いトロイダル磁場の逆転に対 応しており、プラズマ周辺部分の磁場のシェアーが大きく なることを意味している.したがって、大きな圧力勾配に 対しても安定性を維持することができるので,閉じ込めが 良くなることは予想されることである. ただし, Θ が大き くなると、多くの場合激しい間欠的なダイナモ現象により 間欠的な損失が増大し、平均的な閉じ込めも良くならない ことが観測される. TPE-1RM20の場合, プラズマ電流と 逆転磁場の時間変化を適切に設定すること(緩やかなプラ ズマ電流の減少)により、間欠ダイナモを避けることがで きたことが、高いΘにおける良い閉じ込めを実現できた原 因であると考えられる.

(8) TPE-QS における低アスペクト比 RFP の研究

産業技術総合研究所の最後の実験装置として,低アスペクト比 (*R*/*a* = 2.1)の RFP 実験装置 TPE-QS が建設された [26].低アスペクト比 RFP は以下の二つの点の研究を目的としている.

- i) RFPの安全係数の分布からm=1の中心共鳴モードの トロイダルモード数は,n~2R/a となるが,低アスペ クト比の場合には中心付近で共鳴モードの空間密度が 小さくなり,隣り合ったモードの共鳴半径の位置が離 れる.そのため,磁気島の重なりが起こりにくくなり, ダイナモ効果による磁気面の破壊が抑えられることが 期待できる.
- ii) RFP 配位の定常維持の手法として、トカマクと同様に ブートストラップ電流を用いることが考えられるが、 それには強いトロイダル効果を得るため低アスペクト 比が必要である. 椎名等による定常 RFP 炉の概念設計 では、アスペクト比が2、ポロイダルβ値が0.5程度で あれば、現実的な高周波による電流駆動を併用するこ

とにより, 炉のパラメータ領域でのRFPプラズマの定 常維持が可能であることが示されている[83,93,94]. TPE-QSの主な結果としては, *I*_P~100 kA, 放電時間~

10 ms の実現, 広い F/θ ($F_{min} = -3$, $\theta_{max} = 4$) の範囲の実 現, V_{loop} の抵抗性部分が~5-7.5 V となり誘導部分も含む と~0 V の放電の実現とそれに伴う磁場揺動の低減, low qトカマクから RFPへの自発的遷移 (Self-reversalin an open shell)の観測 (F はあまり変化せず, ~0.02, Θ が変化, Θ =1.38-1.58), m/n = 1/4 のシングルヘリカルに近い QSH 状態と二重ヘリカル状態の低 F 領域での観測, などを挙げ ることができる.また, これらの状態ではトロイダル磁束 の生成は非常によいトロイダル対称性を持つことが示され た.詳しくは参考文献[26]を参照されたい.

(9) 研究協力

TPE 装置を用いた研究協力は, IEA (International Energy Agency)の「逆磁場ピンチに関する研究開発計画の ための実施協定」による協力を中心として進めてきた.計 画開始以来のすべてのものを書くことはできないので,国 際協力については2000年以降の,国内協力については計画 終了の5年前からの,主な研究協力について付録に示し た.多数の方々と実りの多い研究協力を実施させていただ くことができ,この場を借りてお礼を申し上げたい.誠に ありがとうございました.

4. 産業技術総合研究所における逆磁場ピンチ研 究の終了

産業技術総合研究所における逆磁場ピンチ研究の終了の 原因としては、いくつかが考えられる.原因を一つに絞る ことは難しく、それらの複合的な重なりあわせで終了のや むなきにいたったものである.

直接のきっかけは核融合ワーキンググループの答申で, 新しい展開がない限り整理されるべき装置群の中の一つと されたことである.研究の状況や諸般の事情を検討されて 出された答申であり,将来,核融合発電が実用化された時 点で振り返ると,あれは正しい判断であったということに なるかもしれないが,逆磁場ピンチの研究を行っていた当 事者としては,大変残念で遺憾に思ったことは事実であ る.また,核融合ワーキンググループの答申とは直接関係 はないが,その後の経緯を見ると,中規模装置を持ってい た研究施設の中で,装置の解体・核融合研究グループの消 減に至ったのは,産業技術総合研究所の逆磁場ピンチ研究 グループのみであり,弱小グループの悲哀を感じている次 第である.

もっとも, 昔に返ってもう少し長期的な観点で見ると, 産業技術総合研究所における核融合研究は,以前から長期 低落傾向にあり,予算の減少とマンパワーの低減には,20 年以上前からずっと悩まされてきた.

これを考えると,たとえ核融合ワーキンググループの答 申が出なくても,いずれは逆磁場ピンチの研究が終了に至 ることは避けられなかったのではないかとも考えられる. 予算の低減も問題であるが,特に常勤職員の減少は最大の 問題で,定年,あるいはそれ以外の理由で辞めた人の補充 がままならず,最初は2人辞めて1人補充といった感じで あったものが,ついには退職者の補充が全くなくなり, TPE-RX が終了した時点では,常勤職員はピーク時の約20 名から,わずか3名までに減少していた.その後の平野の 退職により常勤職員は2名にまで減少して,研究グループ は解散されることとなってしまった.

その結果,電気試験所に始まり,電子技術総合研究所を へて,産業技術総合研究所に至る,50年間の核融合研究は 終結のやむなきに至ったものである.これは,産業技術総 合研究所が(あるいは監督官庁である経済産業省かもしれ ないが),核融合の研究を継続する意思がなくなっていた ことの現れであったと私は感じている.しっかりとした成 果を着実に上げていた産総研における慣性核融合のレー ザードライバの開発も,TPE-RXよりも前に終結してい る.

産業技術総合研究所の前身である電子技術総合研究所が 通商産業省傘下の国立研究所であった20年ほど前,著者の 一人(平野)は当時の通商産業省の方と付き合うことが多 かったが、その頃、核融合の研究をやっているというと、 「核分裂炉では数百本の冷却水パイプがあるだけであるの に、パイプのひび割れや破損で大変苦労している. 核融合 炉では万の単位の冷却用パイプがあると聞いているが、分 裂炉の経験からして,本当にそんな炉が長時間運転できる と思うのか?」と、よくいじめられたものである.たぶん どこかに、当時の通産省の人にこのようなことを吹き込む 方がおられたのだろうと思うが、なかなか鋭いところ突い てきており、「核融合炉では核反応の暴走の問題がなく、 さらに、核分裂生成物による残留崩壊熱の問題もない. 真 空容器やブランケットの放射化による熱発生の問題はある が、その量は小さく、冷却系統の故障は分裂炉と比べれば 問題の重大さが違う」といったことでその場は逃れたもの の、大変困ったことを今でも覚えている.現在は ITER も 動き出したので変わっているとは思うが、これが当時の通 産省の見方で、核融合は結局のところ実用化できないので はないかと疑っていたようなところが感じられた. ともか く、核融合が実用になるのは30年以上先の将来で、まだ科 学的な研究開発の段階であり,積極的にかかわるのはもっ と先でよいという感じであった.

そのような状況,いわば生まれた場所が悪かったような 状態の中にもかかわらず,32年間の長期にわたって RFP の研究を続けて,最後には世界で最大級の装置の一つであ る TPE-RX の研究を行うところまでこられたのは,研究者 の努力は勿論のこととして,以前の科学技術庁(現文部科 学省)のサポートのお陰であると大変感謝している.また, 経済産業省(通商産業省)傘下の研究所でありながら,文 部科学省(科学技術庁)の原子力予算で研究を進めるとい う少々特別な場所,いわば研究管理の隙間のようなところ にいたことも何らかの意味があったかもしれない.いづれ にしても,経済産業省傘下の研究所で,核融合のプラズマ 閉じ込めの基礎的な研究を,ここまでやってこられたの は,奇跡とも言うべきものであったと思う.電子技術総合 研究所にあった,自由な発想に基づく研究を尊重するとい う伝統が、少なからぬ影響を与えてくれたのではないかと 思っている.

諸先輩の方々の頑張りがあり,また我々としてもよく頑 張ったと思う.ただ,もし TPE-1RM の 600 eV の高電子温 度を1年早く達成して,イタリアのパドア大学より先に結 果を出していたら,もう少し強い立場に立つことができ, 現状も違っていたのではないかと思わないでもない.誠に 残念ではあるが,科学技術には金メダルはあるが銀メダル はないということを,本当に実感している次第である.

5. まとめと今後の展望

5.1 まとめ

TPE 以外の実験をも含めてこれまでの RFP の研究をま とめてみたい.まず,逆磁場ピンチ配位の自発的形成とそ の維持に関しては、ダイナモ効果による磁場分布のテイ ラー状態への緩和(自己組織化)を実験的に確認し、その メカニズムの解明が進展するとともに、ダイナモ効果をも たらす磁場揺動の性質が明らかになった.その結果、ダイ ナモ効果の磁場揺動で磁気面が破壊され、ストキャス ティックな磁力線構造によりプラズマ閉じ込めの向上が妨 げられることが明確になった.

しかし,以下に示すように近年のいくつかの実験で,閉 じ込め特性が改善される3通りの運転モードがあることが 見出された.これらの実験で逆磁場ピンチにおいて,高β のプラズマの生成・維持が可能であることは実証されたと 思われる.外部磁場が弱く,さらに,オーミック点火の可 能性を持つというメリットを持つ逆磁場ピンチ方式の,核 融合炉としてのポテンシャルを示すことはできたと考えて いる.これまでにRFPで達成された主なプラズマパラメー タを**表2**にまとめた(ただし,残念ながら同時達成ではな い.)

(1) Pulsed Poloidal Current Drive (PPCD)

 B_{tw} をパルス的に深くすることにより磁場逆転面付近に ポロイダル方向の電場 E_p を誘起して、ポロイダル電流を駆 動する.そのことによりダイナモ効果を抑制して磁場揺動 を低減し、ストキャスティックな磁力線構造の改善による 拡散係数の低減で、プラズマ閉じ込め特性の向上を実現す ることができる.その結果、高温 ($T_e \sim 2 \text{ keV}$)、高 β (β_p ~30%)を得て、トカマクのL-モード比例則に乗る閉じ込 め時間 ($\tau_E \sim 10 \text{ ms}$)を達成することができた.最近、MST において、トカマクのHモード比例則に相当するエネル ギー閉じ込め時間が得られたという結果も得られている.

ただし, PPCD 運転には, プラズマ中のトロイダル磁束 の減少が必要なので, プラズマ状態は絶えず変化し続け, 長時間 PPCD 状態を持続することはできない (典型的には 十数 ms 程度).したがって, PPCD で得られた閉じ込め特 性の向上は一時的なもので,閉じ込め時間の値はいわば瞬 間最大風速のようなものである.ここでの成果は,ダイナ モ効果を抑えることができれば, RFP の閉じ込め性能が本 当に良くなり高βの実現が可能であることを,原理的に検 証したものと考えるべきであろう.

表 2	世界の RFP の達成プラズマパラメータ		
	(同時達成ではない)		

最長配位維持時間	\sim 400 ms			
最大電流值	$\sim 2 \mathrm{MA}$			
電子温度	$\sim 2 \mathrm{keV}$			
イオン温度	$\sim 1.5 \mathrm{keV}$			
	イオンの直接加熱機構の存在			
密度領域	$(0.5-20) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$			
最低トロイダル周回電圧	5 V			
エネルギー閉じ込め時間	10 ms			
ポロイダルβ値	30%			

(2) Improved High Theta Mode (IHTM)

高いピンチパラメータ ($\Theta \sim 2$)の運転で、プラズマ電流 とトロイダル磁束の減衰率をそれらの自発的な減衰率に合 うように、運転条件を最適化することにより、高 Θ である にもかかわらず間欠ダイナモ効果のない状態を実現して、 ポロイダル β 値とエネルギー閉じ込め時間の2倍の増加 ($0.1 \Rightarrow 0.2$, $0.25 \text{ ms} \Rightarrow 0.5 \text{ ms}$)を実現した.電流の減衰時 に閉じ込め特性が向上したことは、かつてのZETAにおけ る quiescence mode と似ているが、IHTM では周回電圧は 逆転していない.むしろ、高 Θ におけるプラズマ周辺の大 きな磁場シェアによる安定性の向上が、性能向上に寄与し たのではないかと考えている.

(3) Quasi-Single Helicity (QSH) State

RFP では、プラズマの運転条件(プラズマ電流、ピンチ パラメータ, 逆転パラメータ, 密度の値とそれらの変化) を選ぶことにより、ダイナモ効果による磁場揺動の m=1 モードのトロイダルモード数nを単一モード(通常は最も 中心で共鳴するモード)に集中させることができる.これ を Quasi-Single Helicity (QSH) 状態と呼ぶが、この単一 モード以外のモードの振幅が減少することにより磁気島の 重なりが解消され、ストキャスティックな磁力線構造とな る領域が収縮し、磁気面が回復するところが出現する.磁 気面が回復した内部では、電子温度の向上など閉じ込め性 能の向上が観測される.理論的な検討では、単一のヘリカ ルモードのみのダイナモ効果で, RFP 配位の維持ができる 可能性が示唆されているので、もし現在のQSH状態を発展 させて、このPure-Single Helical 状態を実現できれば、スト キャスティックな磁力線構造とならないダイナモ効果で, 閉じ込めの良い高βRFPの定常維持が、トロイダル周回電 圧のみでできる可能性が開けてくるものと期待される.

(4) 抵抗性壁モードのフィードバック制御実験

上記の閉じ込め向上運転モードとは別に,新しい発展と して,多重フィードバック制御によるマルチ MHD モード の同時安定化をあげることができる.この実験は最初ス ウェーデンの王立工科大学にある EXTRAP-T 2装置で, 磁場浸透時間の比較的短い薄い銅製の抵抗性シェルと,多 数のフィードバック Br 磁場コイルとセンサーを取り付け て実験を行ったものである[95].最初, Br 磁場コイルの 電源としてはオーディオアンプを改造したものを用いるア ナログ制御で,抵抗性壁モードのフィードバック制御を試 みた.実験を始める前は,多数のモードを同時に制御でき

ないのではないかと心配されていたが、実験では見事に多 数のモードを同時に制御でき,壁でのモードの振幅を一桁 程度低減することに成功した.この実験から少し遅れて, RFX 装置で、同様のフィードバック制御実験が開始され た. RFX のものはポロイダル方向4個, トロイダル方向48 個,総計192個のBrコイルとセンサーコイルを抵抗性シェ ルに取り付け、各々の独立なディジタル制御を行うという 本格的なものである[31]. その結果, m=1モードの フィードバック制御により, 観測しているすべての n モー ドを抑えることが可能であることを示した.また、フィー ドバックのアルゴリズムを調整して、ある特定のモードだ けを抑えたり、あるいは残したり(励起したり)すること が可能となった. さらに, RFX を悩ませてきた, ロックド モードについても、位相のロックを抑えきることはできな いが、ロックする場所を移動させることは可能となった. そのため、熱負荷の局所的な集中を避けることができるよ うになり、大電流化を試みることが可能となった. もう一 つの大きな副次的な効果としては、Brによるフィードバッ ク制御は、磁場揺動だけではなく、様々な原因で生じてい た不整磁場をプラズマ表面できれいに補正できることであ る. これは後から考えるとあたりまえのことであるが、こ のような空間分解能の良いフィードバック制御を実施し て,その効果を実感するまで誰も予想していなかった.逆 に言うと,様々な支持構造や、コイルへの給電部分,真空 容器のポート穴、等々の局所的な構造物が、結構大きな影 響をプラズマに与えていることを示したということができ る. ロックドモードの空間位置のロックの解消とこの不整 磁場の高度の補正により, 壁との相互作用が低減され, RFXの最大プラズマ電流は2MA, 放電時間は400msに達 することとなり,抵抗性シェルを用いても適切なフィード バック制御を併用すれば、シェルの浸透時間の10倍以上 の, MHD 的にグローバルに安定な平衡保持が RFP でも可 能であることを示した点は大きく評価できる.

さらに、この実験は、RFPでは Pure Single Helical モー ドの励起とその回転駆動(あるいは定常維持)がフィード バック制御により可能になり、閉じ込めの改善にも寄与す るのではないかと期待させるものである。また、この抵抗 性壁モードのフィードバック制御技術はトカマクの抵抗性 壁モードの制御にも十分応用可能であると考えられる

5.2 今後の展望

このように、いくつかの重要な成果がRFPでは得られて きたが、まだ解決すべき課題も多く残っている.

最大の課題は、ダイナモ効果の結果発生する磁場揺動を 抑制して、プラズマ閉じ込め性能の向上を定常的に持続で きる(少なくとも原理的には定常化が可能な)手法を開発 することである.内部電流トーラスの磁場配位の定常維持 ということから考えて、これは結局のところ非誘導的な直 接電流駆動によりプラズマ電流を駆動することができるか どうかを意味している.たとえ Single Helicity 状態でスト キャスティックな磁力線とならないポロイダル電流の駆動 が、トロイダル周回電圧で可能になったとしても、いずれ にせよ最終的にはトロイダル電流を非誘導で駆動する必要 がある.

RFP研究の現状のプラズマパラメータを見ると,RFや NBIによる直接電流駆動は技術的には可能であると考えら れる.確かに,RFの場合はどの波を選ぶか,また,NBI の場合には、トロイダルやポロイダルのコイルの隙間から どのように接線入射を行うかなど、難しい問題はあるが、 厚肉ではなく薄い抵抗性シェルの使用が可能となった現在 の状況を考えると、装置の設計を工夫することにより問題 の解決は可能であると思われる.

したがって、全電流が非誘導で駆動されるダイナモフ リーな RFP 炉というものを概念的に考えることは可能で あろう.しかし、この状況はかつてトカマクが直面した問 題、電流駆動の効率が現状よりもっと高くとれない限り は、炉から十分なエネルギーを外部に取り出すことができ ないという同じ問題に直面することになる.

トカマクの場合にはブートストラップ電流という天の助 けがあり、定常核融合炉の概念が成立できたわけである が、RFPの場合にはどうであろうか.残念ながら RFP で は、実験的にブートストラップ電流の存在を明確に示す結 果は今のところ得られていない.

数値的な定常 RFP 核融合炉の計算では,アスペクト比が 2以下の RFP で,50% を超える高β を実現できれば,ブー トストラップ電流が主な電流となり,直接駆動の電流は中 心付近の電流駆動と電流分布の調整に必要な小さなもので 済むという結果が得られている[94].したがって,RFP でもブートストラップ電流を利用できる可能性はあると思 われる.

低アスペクト比(アスペクト比=2.1)の RFP の実験は, 産業技術総合研究所の TPE-QS の実験終了後,後を引き継 いで京都工芸繊維大学の RELAX 装置で開始されたところ である[96].この実験は,低アスペクト比 RFP の安定性, 特に高βの実現の可能性と,その結果十分なブートスト ラップ電流が実現できるのかを確かめるうえで非常に重要 なものであると考えられ,我々としてはポジティブな成果 が出ることを大いに期待している.また,低アスペクト比 の RFP の(というよりは,きちんとトロイダル効果を取り 入れた RFP の)安定性の計算はほとんど手つかずであり, 今後の進展が必要なところである.

上記の最大の課題以外にも、ロックドモードの発生の防 止とその制御法の開発,多重フィードバック制御によるマ ルチ MHD モードとティアリングモードの同時安定化,特 にフィードバックのアルゴリズムの高度化により、フィー ドバック制御コイルの位置での Br をゼロにするのではな く、プラズマ表面のBrがゼロになるようにフィードバック をかける、いわゆる virtual shell の実験的試みなど,興味深 い課題がまだ多く残されている. RFP の一般的な閉じ込め については平野のレビューにまとめられている[97]. 10年 ほど前のレビューなので、少々古くなっているところもあ るが、閉じ込め現象の基本的な部分に関しては大きな変化 はないので、ご興味をもたれた方は参照されたい.

最後に, RFP は非線形 MHD 現象が顕著に表れる(自己 反転,緩和現象,その他)プラズマであり,今後の計測・ 解析手法の進展により,非線形現象の探求・理解・応用へ の貢献が,現状よりもっと深く可能になるのではないかと 期待している.

6. 謝辞

最初に,電子技術総合研究所(現産業技術総合研究所) において,逆磁場ピンチ研究を開始され,日本における逆 磁場ピンチ研究の基礎を築かれた故小川 潔主任研究官, およびそれらの活動を外部より強力にサポートしていただ いた故吉村久光日本大学教授に,敬意を表するとともに深 く感謝いたします.また,集束型中性粒子ビーム入射装置 の導入に当たって貴重なご指導をいただいた故後藤誠一大 阪大学教授に深く感謝いたします.

長期にわたるこの研究をサポートしていただいた,日本 原子力委員会核融合部門の諸先生方,並びに,科学技術庁, 通商産業省,文部科学省,および経済産業省の方々,また 様々な大学と研究機関の皆様方,電子技術総合研究所,産 業技術総合研究所の研究支援部門の方々に,深く感謝いた します.

さらに,我々が,初めて,低速配位形成の逆磁場ピンチ として設計を行った TPE-1RM15 装置の製作,また引き続 いて行った TPE-1RM20 への改造,世界 3 大 RFP である TPE-RX の設計・製作の際に,発注者と製作会社といった 枠を超えた,真摯あふれるご協力をいただいた,三菱核融 合開発室,三菱電機,三菱重工業の方々に感謝いたします. 特に,故柏野栄三氏,山口作太郎先生(現中部大学教授), 大藪 勲氏,山根 実氏,長谷川満氏には大変なご協力を いただきましたことを深く感謝する次第です.

最後に, 逆磁場ピンチ研究を実施するにあたって多くの ご助力とご指導をいただいた, 電子技術総合研究所, 並び に産業技術総合研究所のプラズマ研究室の諸先輩, および 同僚の方々に感謝いたします. ここに述べた多くの逆磁場 ピンチの研究成果は, 故小川 潔主任研究官はもとより, 八木康之前プラズマフロンティア研究グループ長, 島田 壽男主任研究官, 前嶋良紀主任研究官によるところが, 非 常に大であったということを述べさせていただくととも に, このプロジェクトレビューを掲載する機会を与えて下 さいました, プラズマ・核融合学会誌の編集委員の皆様 に, 厚く御礼申し上げまして, このレビューを終わらせて いただきます. 皆様, 色々とお世話になり誠にありがとう ございました.

付録 国内外の研究協力

- 国外, 2000年以降
 - ①イタリア RFX (Consorzio RFX): RFX で開発された
 2 波長炭酸ガスレーザー干渉計を用いて、TPE-RX
 での密度計測を共同で実施
 - ②イタリア RFX とスウェーデン EXTRAP-TII (Royal Institute of Technology): TPE-RX での磁場揺動計測 とその解析を共同で実施
 - ③米国 MST (Univ. of Wisconsin): PPCD 実験に関する

共同研究でTPE-RXで5倍のエネルギー閉じ込め時間 向上に成功

- ④米国 MST:イオン温度とプラズマ速度の空間分布計 測等を産総研研究者が長期滞在し共同で実施
- ⑤イタリア RFX: TPE-RX でペレット入射実験を共同 で実施,電子密度の3倍増加に成功
- ⑥米国 MST: 3 次元 MHD 計算機コード NIMROD のイ ンストール
- ⑦イタリアRFX:TPE-RXでQSH発生条件の探索実験, 発生原因の解析を共同で実施
- ⑧イタリアRFX:TPE-RXでPPCDの運転条件最適化実 験を共同で実施
- ⑨米国 MST: TPE-RX における NBI による高速イオンの 軌道計算の実施,高速イオンの損失の評価
- ⑩イタリア RFX: TPE-RX と RFX における PPCD での 粒子輸送の比較検討を共同で実施
- ①イタリア RFX: TPE-RX で周辺プラズマの乱流状態の計測のためガスパフイメージ計測装置の開発を共同で実施
- ②イタリアRFX:TPE-RXでNBI加熱中でのペレット入 射実験を共同で実施
- ③イタリアRFX:TPE-RXにおけるNBIによる高速イオンの軌道計算の実施
- ⑭イタリアRFX:TPE-QSにおける低アスペクト比RFP の実験に参加、データの共同解析
- ⑤イタリア RFX: TPE-RX で軟 X-線トモグラフィ計測 のデータ解析を共同で実施
- ⑥米国 MST: TPE-RX における NBI 加熱実験の結果の 共同解析
- ⑦米国 MST: MST で開発された平衡配位構築コード
 MSTFIT のインストール
- 18米国 MST: TPE-RX におけるトムソン散乱電子温度 計測を共同で実施
- ⑨イタリア RFX: TPE-RX における m = 0 モードによる
 輸送障壁形成の可能性の検討,共同実験
- ②スウェーデンEXTRAP-TII: TPE-RXにおける磁場揺 動の解析を共同で実施

国内,研究終了の5年前から

- ①兵庫県立大学と日本大学:TPE-RX でコンパクトトロ イド/ヘリシティ入射実験装置開発および初期実験を 共同で実施
- ②筑波大学:絶対校正した真空紫外および軟X-線分光 器を用いてTPE-RXで分光計測を共同で実施
- ③東北大学と核融合科学研究所,他:高集束ヘリウム ビームイオン源の開発を共同で実施
- ④首都大学東京と宇宙航空研究開発機構:TPE-RX で Micro-TES を用いた高分解能軟 X - 線スペクトル計測 を共同で実施
- ⑤九州大学:球状トカマクにおける NBI 装置の検討
- ⑥核融合科学研究所:TPE-RX における高β ヘリカル状態の平衡解析を共同で実施

- ⑦核融合科学研究所:TPE-RX におけるマイクロ波イメージ反射計を用いた計測法の開発と周辺揺動計測を共同で実施
- ⑧日本原子力研究開発機構:TPE-RX でトムソン散乱光のフーリエ分光法を用いた新方式分光計測による,電子温度計測法の原理検証実験を共同で実施

参考文献

- [1] H.A.B. Bodin and A.A. Newton, Nucl. Fusion 2, 1255 (1980).
- [2] H.A.B. Bodin and A.A. Newton, Nucl. Fusion **30**, 1717 (1990).
- [3] 平野洋一,小川 潔:核融合研究 65,601 (1991).
- [4] D.C. Robinson, Plasma Phys. 13, 439 (1971).
- [5] D.C. Robinson, Nucl. Fusion 18, 939 (1978).
- [6] J.B. Taylor, Plasma Phys. Control. Fusion 1974 (Proc. of 5th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Tokyo 1974) 1, 161.
- [7] J.B. Taylor, Rev. Modern Phys. 58, 741 (1986).
- [8] E.P. Butt, H.C. Cole *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1965 (Proc. 2nd Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Culham 1965) 2, 751.
- [9] D.C. Robinson, R.E. King, Plasma Phys. Control. Fusion 1968 (Proc. 3rd Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Novosibirsk 1968) 1, 263.
- [10] C.W. Gowers, D.C. Robinson *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1976 (Proc. 6th Conf. Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Berchtesgaden 1976) 1, 429.
- [11] D.A. Baker, C.J. Buchenauer *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1978 (Proc. 7th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Innsbruck 1978) 2, 3.
- [12] A. Buffa, S. Costa *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1976 (Proc. 6th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Berchtesgaden 1976) 1, 447.
- [13] T.Shimada, Y. Hirano *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1976 (Proc. 6th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Berchtesgaden 1976) 1, 463
- [14] T. Tamaru, K. Sugisaki *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1978 (Proc. 7th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Innsbruck 1978) 2, 55.
- [15] A. Sykes, J.A. Wesson, Proc. 8th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Prague 1977) 1, 80.
- [16] S. Kiyama, K. Ogawa, Plasma Phys. Control. Fusion 1971 (Proc. of 4th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Madison 1971) 3, 303.
- [17] K. Ogawa, S. Kiyama, Y. Maejima, T. Shimada *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1974 (Proc. 5th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Tokyo 1974) 3, 445.
- [18] H. Kiyama, K. Hayase, I. Hirota, S. Kiyama *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1988 (Proc. 12th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Nice 1988) 1, 437.
- [19] T. Shimada, Y. Hirano, Y. Yagi *et. al.*, Proc. 9th Symp. Engineering Problem of Fusion Research, *2*, 1951 (1981).
- [20] 平野洋一:「低速立ち上げ逆磁界ピンチの配位形成と その維持に関する研究」,電子技術総合研究所研究報告 951号 (1993).
- [21] T. Shimada, Y. Hirano, Y. Yagi *et. al.*, Proc. 14th Symp. Fusion Technol. 1, 665 (1986).

- [22] Y. Yagi, Y. Hirano, T. Shimada *et. al.*, Electro-technical Laboratory Technical Report, ETL-TR-92-28 (1992).
- [23] Y. Yagi, H. Sakakita, T. Shimada et. al., Plasma Phys. Control. Fusion 41, 255 (1998).
- [24] K. Hattori, Y. Sato, K. Hayase *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1994 (Proc. 15th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Seville 1994) 2, 363.
- [25] K. Hayase, Y. Sato, S. Kiyama *et. al.*, Fusion Energy 1998 (Proc.17th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Yokohama, 1998) 3, 915.
- [26] K. Hayase, Y. Sato, S. Kiyama *et. al.*, Plasma Fusion Res. 80, 721 (2004).
- [27] Y. Hirano, T. Shimada, Y. Maejima *et. al.*, Proc. 1st Int. Conf. on Plasma Phys. 1, 32 (1980).
- [28] Y. Hirano, Y. Maejima, T. Shimada *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1980 (Proc. 8th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Brussels 1980) 2, 301.
- [29] A. Buffa, S. Costa *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1980 (Proc. of 8th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Brussels 1980) 2, 275.
- [30] P. Martin *et. al.*, Fusion Energy 2010 (Proc. of 23rd Int. Conf. Fusion Energy, IAEA, Daejon 2010) CD-ROM, OV/ 5-3Ra.
- [31] T. Bolzonella et. al., Fusion Energy 2010 (Proc. of 23rd Int. Conf. Fusion Energy, IAEA, Daejon 2010) CD-ROM, EXS/P5-01.
- [32] Y. Hirano, T. Shimada, Y. Maejima and K. Ogawa, Nucl. Fusion 22, 1613 (1982).
- [33] K. Ogawa, Y. Maejima, T. Shimada *et. al.*, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion 1982 (Proc. 9th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Baltimore 1982) 1, 575.
- [34] Y. Hirano, Y. Nogi, T. Shimada *et. al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 27, 397 (1988).
- [35] Y. Hirano, Y. Yagi, M. Maejima *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion A**39**, A**393** (1997).
- [36] 島田壽男, 平野洋一, 八木康之, 小川 潔:電子技術総 合研究所彙報 53,1 (1989).
- [37] T. Shimada, Y. Hirano, Y. Yagi *et. al.*, Proc. 15th Symp. Fusion Technol. 1, 379 (1988).
- [38] 平野洋一,島田壽男,八木康之,小川 潔,他:電気学 会論文誌 B110,338 (1990).
- [39] 島田壽男, 平野洋一, 八木康之, 他:電子技術総合研究 所彙報 53,1(1989).
- [40] T. Shimada, Y. Hirano, Y. Yagi *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1986 (Proc. 11th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Kyoto 1986) 2, 453.
- [41] H.Y.W. Tsui, Nucl. Fusion 28, 1543 (1988).
- [42] T.R. Jarboe, B. Alper, Phys. Fluids 30, 1177 (1987).
- [43] K. Hattori, Y. Hirano, T. Shimada et. al., Phys. Fluids B3, 3111 (1991).
- [44] Y. Yagi, Y. Hirano, T. Shimada et. al., J. Plasma Fusion Res. 69, 700 (1993).
- [45] Y. Yagi, Y. Hirano, T. Shimada et. al., Fusion Technol. 27, 301 (1995).
- [46] Y. Yagi, P.R. Brunsell, Y. Hirano *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1992 (Proc. 14th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Wurzburg 1992) 2, 611.
- [47] Y. Yagi, P.R. Brunsell, Y. Hirano et. al., Plasma Phys. Con-

trol. Fusion 1994 (Proc. 15th Int. Conf. Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Seville 1994) **2**, 415.

- [48] Y. Yagi, Y. Hirano, T. Shimada *et. al.*, Fusion Technol. 27, 301 (1995).
- [49] 八木康之, 矢作栄一, 平野洋一他:電子技術総合研究所 彙報 55,1 (1991).
- [50] P.R. Brunsell, Y Yagi, Y. Hirano *et. al.*, Phys. Fluids B5, 885 (1993).
- [51] Y. Hirano, Y. Yagi, T. Shimada *et. al.*, Fusion Energy 1996 (Proc.16th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Montreal 1996) 2, 95 (1996).
- [52] Y. Hirano, Y. Maejima, T. Shimada *et. al.*, Nucl. Fusion 36, 721 (1996).
- [53] P. Martin, L. Marrelli, G. Spizzo *et. al.*, Nucl. Fusion **43**, 1855 (2002).
- [54] 平野洋一:プラズマ・核融合学会誌 77,793 (2001).
- [55] S.C. Prager, A.F. Almagri, S. Assadi *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1992 (Proc. of 14th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Wurzburg 1992) 2, 531.
- [56] V. Antoni, L. Apolloni, M. Bagatin *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1994 (Proc. of 15th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Seville 1994) 2, 405.
- [57] Y. Yagi, T. Shimada, Y. Hirano *et. al.*, Proc. 20th Symp. Fusion Technol. 1, 609 (1998).
- [58] Y. Yagi, S. Sekine, H. Sakakita *et. al.*, Fusion Eng. Des. 45, 409 (1999).
- [59] Y. Hirano, Y. Yagi, T. Shimada *et. al.*, Bull. Electrotechnical Laboratory **63**, 137 (1999).
- [60] Y. Yagi, S. Sekine, T. Shimada *et. al.*, Fusion Eng. Des. 45, 421 (1999).
- [61] Y. Yagi, H. Koguchi, S. Sekine *et. al.*, Rev. Sci. Instrum. 74, 1563 (2003).
- [62] Y. Yagi, H. Sakakita, S. Sekine *et. al.*, Fusion Eng. Des. 46, 47 (1999).
- [63] H. Sago, J. Orita, H. Kaguchi *et. al.*, Fusion Eng. Des. 46, 99 (1999).
- [64] H. Koguchi, Y. Yagi, H. Y. Hirano *et. al.*, Rev. Sci. Instrum. 74, 1778 (2003).
- [65] Y. Hirano, T. Shimada, Y. Yagi *et. al.*, Fusion Energy 1998 (Proc. 17th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Yokohama 1998) 1, 375.
- [66] Y. Yagi, T. Bolzonella, A. Canton *et. al.*, Fusion Energy 2000 (Proc. 18th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Sorrento, 2000) CD-ROM, EX4/6.
- [67] A. Canton, Y. Hirano, P. Innocente, H. Koguchi and R. Lorenzini, Plasma Phys. Control. Fusion, 46, 23 (2004).
- [68] A. Buffa, F. Gnesotto, V. Antoni *et. al.*, Proc.21st EPS Conf. on Plasma Phys. Control Fusion (Montpellier, 1994) 18B (Part II), 458.
- [69] J-A. Malmberg, P.R. Brunsell, Y. Yagi *et. al.*, Phys. Plasmas 7, 4184 (2000).
- [70] Y. Hirano, H. Koguchi, H. Sakakita *et. al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 42, 5274 (2003).
- [71] Y. Yagi, S. Sekine, H. Koguchi *et. al.*, J. Nucl. Mater. 290-293, 1144 (2001).
- [72] J.S. Sarff, N.E. Lanier et. al., Phys. Rev. Lett. 78, 62(1997).

- [73] J. Sarff, et.al., Fusion Energy 2010 (Proc. 23rd Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Daejon 2010) CD-RPM, OV/5-3Rb.
- [74] Y. Yagi, H. Koguchi, Y. Hirano *et. al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 71, 2574 (2002).
- [75] Y. Yagi, Y. Hirano, H. Koguchi *et. al.*, Proc. 29th EPS Conf. Plasma Phys. Control Fusion 26B, P2.093 (2002).
- [76] H. Sakakita, Y. Yagi, T. Asai *et. al.*, Fusion Energy 2004 (Proc. 20th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Vilamoura 2004) CD-ROM, EX/P2-17.
- [77] H. Koguchi, Y. Hirano, H. Sakakita *et. al.*, Plasma Fusion Res. 2, 050 (2007).
- [78] H. Koguchi, Y. Hirano, H. Sakakita *et. al.*, Fusion Energy 2006 (Proc. 21st Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Chengdu 2006) CD-ROM, EX/P3-8.
- [79] H. Koguchi, D. Terranova, P. Innocente *et. al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 45, L1124 (2006).
- [80] F. Lorenzo, I. Predebon, H. Koguchi *et. al.*, Phys. Rev. Lett. 97, 175001-1 (20) (2006).
- [81] Y. Hirano, R. Paccagnella, H. Koguchi *et. al.*, Phys. Plasmas 12, 112501-1 (2005).
- [82] Y. Hirano, H. Koguchi, K. Yambe *et. al.*, Phys. Plasmas 13, 122511-1 (2006).
- [83] S. Shiina, Y. Nagamine, M. Taguchi *et. al.*, Phys. Plasmas 12, 080702-1 (2005).
- [84] H. Sakakita, S. Kiyama, Y. Hirano, H. Koguchi and Y. Yagi, Jpn. J. Appl. Phys. 45, 8531 (2006).
- [85] H. Sakakita, S. Kiyama, Y. Hirano *et. al.*, Fusion Energy 2006 (Proc. 21st Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Chengdu 2006) CD-ROM, FT/P5-2.
- [86] H. Koguchi, H. Sakakita, S. Kiyama *et. al.*, Plasma Fusion Res. 4, 022 (2009).
- [87] H. Koguchi, H. Sakakita, Y. Hirano *et. al.*, Fusion Energy 2008 (Proc. 22nd Int. Conf. on Fusion Energy. IAEA. Geneva 2008) CD-ROM. EX/P5-25.
- [88] H. Sakakita, S. Kiyama, H. Koguchi *et. al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES 8, 674-679 (2009).
- [89] M. Kisaki, K. Shinto, T. Kobuchi *et. al.*, Rev. Sci. Instrum. 79, 1(2008).
- [90] M. Tokitani, N. Yoshida, K. Tokunaga et. al., Plasma Fusion Res. 5, 012 (2010).
- [91] H. Sakakita, S. Kiyama, H. Koguchi *et. al.*, J. Plasma Fusion Res. 5, S2105 (2010).
- [92] Y. Yagi, Y. Maejima, Y. Hirano *et. al.*, Nucl. Fusion 43, 1787 (2003).
- [93] S. Shiina, Y. Yagi, H. Sugimoto *et. al.*, Fusion Energy 2004 (Proc. 20th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Vilamoura 2004) CD-ROM, PD-P1-2.
- [94] S. Shiina, Y. Yagi, H. Sugimoto *et. al.*, Plasma Fusion Res. 81, 932 (2005).
- [95] P.R. Brunsell, D. Yadikin, D. Gregoratto *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 225001-1(2004).
- [96] A. Sanpei, S. Masamune, H. Himura *et. al.*, Fusion Energy 2010 (Proc. 23rd Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Daejon 2010) CD-ROM, EXS/P5-14.
- [97] 平野洋一: プラズマ・核融合学会誌 75,614 (1999).