

解説

逆磁場ピンチにおける核融合研究の現状と長期的展望

政宗 貞男, 八木 康之¹⁾(京都工芸繊維大学工芸学部, ¹⁾電子技術総合研究所)

Long Term Perspectives for Fusion Research in Reversed Field Pinches

MASAMUNE Sadao and YAGI Yasuyuki¹⁾*Kyoto Institute of Technology, Kyoto 606-8585, Japan*¹⁾*Electrotechnical Laboratory, Tsukuba 305-8568, Japan*

(Received 25 September 2000)

Abstract

The Reversed Field Pinch (RFP) has been believed to be dominated by anomalous transport due to strong magnetic fluctuations as with other low safety factor systems. However, for the last decade, RFP research has achieved significant progress in understanding its confinement physics. As a result, suppression of the dynamo-induced fluctuations by controlling the current density profile has realized remarkable improvements in energy confinement time. Issues for near-term RFP research on the part of fusion programs includes active plasma control for confinement improvement, stable operation for durations far exceeding the field penetration time of the conducting shell, heat and particle control, and possible optimization of the RFP configuration. Long term perspectives are also discussed.

Keywords:

reversed-field pinch, confinement studies, MHD activity, plasma control, improved confinement

1. はじめに

逆磁場ピンチ (Reversed-Field Pinch: RFP) はプラズマ電流に Kruskal-Shafranov リミットがない ($m = 1/n = 1$ 不安定モードの成長時間よりも速くプラズマ電流を立ち上げて RFP 平衡を達成する。ここで $m(n)$ はポロイダル (トロイダル) 方向のモード数) ためオーミック加熱だけで点火条件を満たす可能性があり、また、 β 値の高いプラズマを低い磁場で保持できるため、高効率で単純な構造の核融合炉心プラズマの候補として研究が進められてきた。

RFP 研究の歴史は ZETA (Zero Energy Test Assem-
author's e-mail: masamune@dj.kit.ac.jp

bly, ハーウェル研究所, イギリス) 装置に始まる。同装置での QP (Quiescent Phase) の観測とその理論的解釈を受けて、1970年代には HBTX (カラム研究所, イギリス), Eta-Beta (パドバ大学, イタリア), TPE (電子技術総合研究所, 日本), STP (名古屋大学, 日本), ZT-40 (ロスアラモス研究所, アメリカ) などで、絶縁物放電容器を用いたファーストピンチ実験が行われた。70年代末に Eta-Beta II 装置で金属放電容器を用いた RFP 配位のスロー形成に成功し、これを契機として新しい研究の流れの形成に至る。この間の研究の展開については、レビュー論文 [1] に詳しい。また、1980年代の RFP 研究の展

開についてはレビュー論文[2]がある。RFPにおける平衡とプラズマ制御の概要については文献[3]を参照していただきたい。

RFPではプラズマ閉じ込めのための磁場配位は自己形成され(MHD緩和), オーミック入力が続く限り自己維持される(RFPダイナモ)。1980年代末から90年代にかけて, それぞれ特徴を異にする3台の大型RFP装置MST[4] ($R/a=2.0\text{ m}/0.5\text{ m}$, ウィスコンシン大学, 米国, 以下 R は主半径, a は小半径), RFX[5] ($R/a=2.0\text{ m}/0.46\text{ m}$, RFX コンソーシアム, イタリア), TPE-RX[6] ($R/a=1.72\text{ m}/0.45\text{ m}$, 電総研, 日本)が運転を始め, MHD緩和とダイナモの駆動源であるテアリングモードの非線形ダイナミクスが詳しく調べられてきた。RFPプラズマの閉じ込め研究も進展し, 局所的な輸送係数の評価も始められている。磁場揺動と閉じ込め特性の研究も進み, 最近では, 周辺電流分布の制御などの手段を用いて磁場揺動の抑制によるエネルギー閉じ込めの顕著な改善が見られている(閉じ込め改善モード)。特にRFPにおいて初めて, 10 msに迫る閉じ込め時間がMSTで達成されている[7]。また, RFXでは中心付近に共鳴面をもつシングルモードに揺動磁場エネルギーが集中する準シングルヘリシティ状態(Quasi-Single-Helicity state, QSH)への遷移現象が観測され, 閉じ込め改善へと発展する可能性も指摘されている[8]。

閉じ込め改善モードにおいて磁場揺動が抑制されることは, RFPダイナモに依存せずに外部からRFP磁場配位の維持を行なうことの重要性を示唆しており, この観点からRFPの定常運転の重要性が改めて認識されている。

本稿では, 以上のような1990年代のRFP研究の発展について解説し, 今後の研究の展開の方向とその展望を述べる。

2. RFP平衡配位とそのMHD安定性

RFP配位はトロイダル磁場 B_θ とポロイダル磁場 B_ϕ の大きさが同程度, B_ϕ が中心でピークして周辺に向かって単調に減少する常磁性分布である。プラズマ周辺近くで $B_\phi=0$ となるため磁力線のピッチは中心部と周辺部で逆転しており, このため逆磁場ピンチと呼ばれている。RFP配位はピンチパラメータ $\theta (=B_{\theta a}/\langle B_\theta \rangle)$ と磁場逆転比 $F (=B_{\phi a}/\langle B_\phi \rangle)$ で特徴づけられる。添字 a はプラズマ表面における値を表し, 括弧 $\langle \rangle$ は断面平均量を表す。

Fig. 1(a)にRFPとトカマクの安全係数 q の径方向分布の比較を示す。トカマクでは中心の $q_0 = q(0)$ は1に近

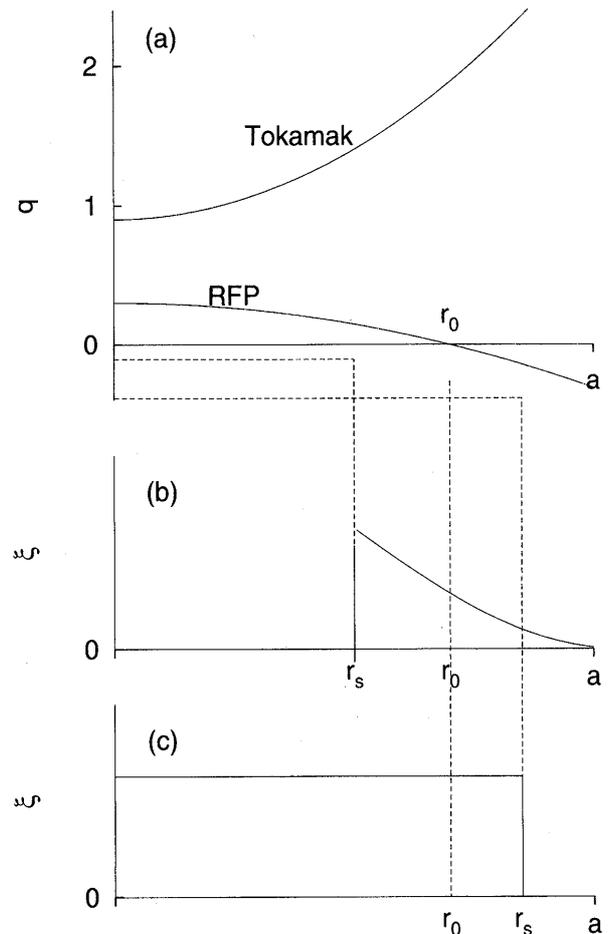


Fig. 1 Schematic drawing of (a) q profiles in the tokamak and the RFP, along with unstable trial functions for the resonant surface (b) $r_s < r_0$ and (c) $r_s > r_0$.

く, 径方向外側に向かって増加し, 通常はプラズマ表面の $q_a = q(a)$ は2-3以上である。RFPでは q_0 は1よりも十分小さく, 径方向外側に向かって単調に減少して $q_a < 0$ となる。 $B_\phi=0$ となる磁場反転面 r_0 で $q=0$ であり, 強い磁気シアをもつ。ゼロベータ近似のRFP配位は, プラズマが系の全磁気ヘリシティを保存しながら磁気エネルギーを散逸した結果到達する, 自己組織化された磁場配位として理解できることが示されている[9]。

Fig. 1(a)の q 分布からわかるように, RFPでは $m=1$, $n \geq R/a$ のMHD不安定モードが重要になる。理想MHDにおけるエネルギー原理を用いて電流駆動モードの特徴が調べられている[10]。Fig. 1(b), (c)に示すように, RFPでは $q(r_s) = 1/n$ となる共鳴面 r_s が r_0 の内側か外側かにより, エネルギー積分 δW を負にする試行関数の形が異なる。 $r_s < r_0$ の場合, $\delta W < 0$ となる試行関数 ξ は $r < r_s$ で0, $r > r_s$ で有限の値をとる。 ξ の境界条件はプラズマを囲む導体壁上で $\xi=0$ なので $r > r_s$ で $d\xi/dr \neq 0$ となり,

δW の符号を調べるには数値計算が必要である。共鳴面がプラズマ中にある $q_0 < 1/n$ の場合 (内部非共鳴) でも $\delta W < 0$ となり得る。 $r_0 < r_s$ の場合には $\delta W < 0$ となる ξ はトカマクの内部モードと同様に $r < r_s$ で有限, $r > r_s$ で 0 となり, 壁の安定化効果はない。 r_0 とプラズマ境界との距離が重要なパラメータである。

$m=1$ テアリングモードの振る舞いは, 通常の Δ' 規準で調べられ[11], 特に磁気軸上に共鳴面をもつ場合には解析的扱いにより, 軸上の電流密度分布が適度にピークしなければならないことなどがわかる。さらに, 理想モードおよびテアリングモードの安定性に対するシェルの抵抗率や導体壁のプラズマへの近接性の効果も調べられている[12]。

RFP 平衡配位として無力配位パラメータ λ ($\mu_0 \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} / B^2$, μ_0 は真空透磁率) を 2 つのパラメータ θ_0 と α で表現する ($\lambda(r) = (2\theta_0/a)(1-(r/a)^\alpha)$) モデルを用い, $\alpha - \theta_0$ 表面上に理想モードと抵抗性モードの安定-不安定領域を表示するダイアグラム[13]がよく用いられる。平坦な電流分布 (θ_0 小, α 大) では内部モードが, ピークした電流分布 (θ_0 大, α 小) では外部モードが, それぞれ不安定になりやすい。圧力駆動モードの解析[14], λ がホロー分布になる効果[15]などを取り入れる方向への拡張もされている。

典型的な RFP 配位に対しては $n \sim 1/q_0$ の, 軸上で共鳴かまたは内部非共鳴 ($q_0 < 1/n$) モードの成長率が最も大きい。80年代には RFP の非線形 MHD シミュレーション研究が大きく進展し, この最も不安定なモードの非線形領域での振る舞いが RFP のダイナミクスの理解に重要であることが示された。MHD 緩和や RFP ダイナモの機構として内部非共鳴キンクモードにより駆動される駆動型磁気リコネクションの重要性が明らかにされている[16]。また, 成長率の大きいシングルモードの振る舞いを調べ, これらのモードの成長によって磁気軸がヘリカルに変形した RFP 配位に漸近することが示された[17]。RFP のヘリカル平衡解がこの終状態に類似していることが指摘され, マルチモードの MHD シミュレーションにおいても, 揺動磁場エネルギーがごく少数のモード (中心付近に共鳴面をもつテアリングモード) に集中して類似の状態に漸近する場合があることが示された[18]。このヘリカル平衡配位は後述する QSH との関連で最近再び注目されている。

3. 90年代の RFP の閉じ込め研究

ここ10年間で特筆すべきは, 最初に述べたように RFP

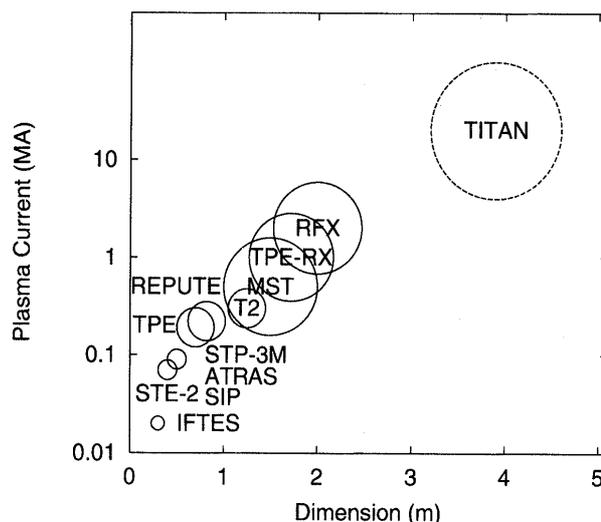


Fig. 2 Dimension of presently operating RFPs, together with that of TITAN RFP fusion reactor.

研究がプラズマの直径が 1 m 級の大型装置による実験段階に入った点である。また, IFTES (岩手大学), STE-2 (京都工芸繊維大学), SIP (中国), ATRAS (日本大学), STP-3M (名大), REPUTE (東京大学) などの小型・中型の RFP においても, 特徴をもった研究が継続されている[19-23]。各プラズマサイズをスケール表示したものを Fig. 2 に示す。

3.1 MHD 活動で支配されるグローバルな閉じ込めの認識

3.1.1 各装置の閉じ込め特性の経験則と理論予測

トカマクとヘリカル装置においては, 多くの装置の閉じ込め特性データベースを用いた回帰分析により, 種々のパラメータに対するエネルギー閉じ込め時間 τ_E の依存性 (比例則) が得られている。RFP ではデータベースが限られているため, トカマクやヘリカル系で確立されたものと同質の比例則を得るにはいたっていない。

RFP の閉じ込めを議論するときには, モデルで予測されるエネルギー閉じ込め時間の比例則の図の上に各装置の位置を表示する方法がよく用いられる。抵抗性交換モード (g モード) で輸送が決まると仮定して, その基礎方程式のスケール不変性から導かれるベータ値一定の比例則 (Connor-Taylor (CT) 則) [24] と, RFP 配位を維持するために必要な $m=1$ テアリングモードの振幅で輸送が決まるとする比例則 (Diamond-An-Carreras (DAC) 則) [25] が代表的なモデルであり, それぞれ, 次の形をとる。

$$\tau_E \sim a^2 Z_{\text{eff}}^{-1} \beta_p^{5/2} (I/N)^{3/2} I^{3/2} \quad (1)$$

$$\tau_E \sim a^{19/12} Z_{\text{eff}}^{-7/12} \beta_p^{5/2} (I/N)^{2/3} I^{2/3} \quad (2)$$

ここで Z_{eff} は実効イオン荷数, β_p は体積平均したプラズマ圧力とトロイダルプラズマ電流 I により定義されるトロイダルベータ値, N は線密度である.

1980年代のRFP研究の成果に基づいて概念設計されたRFP核融合炉TITANでは, CT則に基づいて $R/a = 3.9/0.6$ m, $I = 17.8$ MA, $\beta_p = 22\%$, $Z_{\text{eff}} = 1.69$, $I/N = 1.7 \times 10^{-14}$ A·m を与えて $\tau_E = 0.69$ s を設定している[26]. これまでのRFP装置のエネルギー閉じ込め時間をCT則と比較したものをFig. 3に示す. この図は各装置の最高値をプロットしたものであり, これによると中型装置まではCT則との比較的よい一致が見られていたが, 最近の大型装置では通常のRFP放電(●)においてCT則からの劣化が見られる. 閉じ込め改善モード(○)ではCT則に復帰するか, またはこれを超える改善も見られる.

3.1.2 磁場揺動の磁気レイノルズ数依存性

前節で示した大型装置でのCT則からのずれの傾向が個々の装置の運転条件によるものか, または通常のRFP放電の閉じ込め特性の本質的な傾向を表しているのかを見極めるために, 磁場揺動振幅の磁気レイノルズ数 S に対する依存性が調べられている. 実験的にこれを行ったのはOHTE[27], TPE-1RM15[28], MST[29], RFX[30], T2[31], STP-3M[23], TPE-RX[31]である. また, MHDシミュレーションにおいては計算機性能の向

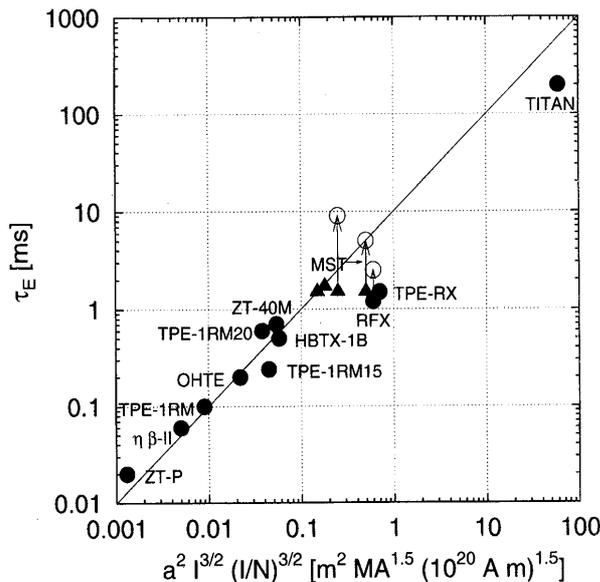


Fig. 3 Energy confinement time in RFPs compared with the Connor-Taylor scaling of constant β_p .

上とともにより高い S 値での計算が可能となっている. Table 1 に磁場揺動振幅 b を代表的磁場 B (通常 B_{0a}) で規格化した値の S に対するスケール値の実験結果を, MHDシミュレーションや理論の結果と併わせて示す.

Table 1 から, 小・中型の装置(STP-3M, OHTE, TPE-1RM15) では $b/B \sim S^{-0.3-0.5}$ と S 依存性が強く, 最近の大型RFPでは $S = 10^4 - 10^7$ 台でおよそ $b/B \sim S^{-0.2}$ と S 依存性は弱いことがわかる. 3つの大型装置の S 依存性は極めてよく類似しており, それらは最近のMHDシミュレーション結果ともおよそ一致している. 前節で述べた閉じ込め特性の傾向と定性的に一致する傾向である.

3.1.3 MHDシミュレーションによる比例則

ごく最近, MHDシミュレーションコードの一つに輸送計算を組み込んで定常状態におけるグローバルな閉じ込め特性を評価するという研究が行われた[32]. その結果の磁場揺動の S 依存性についてはTable 1に記入してある. β_p と τ_E については, 磁気レイノルズ数 $S = 10^5 - 10^6$ の範囲で

$$\beta_p \sim (I/N)^{-0.40} I^{-0.40} \quad (3)$$

$$\tau_E \sim (I/N)^{0.34} I^{0.34} \quad (4)$$

という比例則を予測している. β_p は電流とともに減少

Table 1 The magnetic Reynolds number scaling of the rms magnetic fluctuations.

	Machine/ Model or Authors	Exponent $\nu(S^\nu)$	Conditions or Range of S
Experiment	OHTE	-0.5	
	STP-3M	-0.5	
	TPE-1RM15	-0.33	
	T 2	-0.06	$S = 3 \times 10^5 \sim 3 \times 10^6$
	MST	-0.18	Low I/N $S = 6 \times 10^4 \sim 1 \times 10^6$
	RFX	-0.07	High I/N $S = 8 \times 10^4 \sim 1 \times 10^6$
	TPE-RX	-0.18	$S = 1 \times 10^6 \sim 3 \times 10^7$
Theory	g-mode	-0.50	
	Tearing	-0.33	
	Mattor	-0.25/0	Continuous/discrete dynamo
MHD Simulation	Cappello, Biskamp	-0.22	$S = 3 \times 10^3 \sim 1 \times 10^5$
	Sovinec	-0.18	$S = 2.5 \times 10^3 \sim 4 \times 10^5$
	Scheffel, Schnack	-0.14	$S = 4 \times 10^4 \sim 7.5 \times 10^5$

し、 τ_E は(2)式のDAC則よりも電流依存性が更に弱い。この研究の著者達は、MHD活動で支配される通常のRFPプラズマの状態では核融合炉のスケールが非現実的となり、閉じ込め向上のための更なる努力が必要であると結論づけている。

この研究は、今後閉じ込め改善の研究を進める上で、RFPにおいてこれまで優勢であると言われていたテアリング不安定性とプラズマの輸送との関係を物理的にしっかりと理解することの必要性をあらためて伝えている。また、RFP配位を維持するために自発的に発生するダイナモモードの功罪を、核融合炉の観点から議論し直す必要があることを示唆している。これらの不安定性と輸送の物理との関係、さらに不安定性抑制手法の開発は他の磁場閉じ込め方式にとっても大変重要な意義をもつ研究課題である。この意味でRFPプラズマはその知見を提供する興味深い研究対象である。

3.1.4 輸送の理解

周辺プラズマ部におけるプローブ測定や、最近の電子温度、密度の空間分布計測による電子の局所的な熱拡散係数の解析等により、RFPプラズマの輸送現象の実験的な理解は急速に進展している。プローブ測定から、RFPプラズマ周辺では粒子輸送は静電的揺動で支配されており[33]、エネルギー輸送は電磁的揺動で支配されているということがわかっている[34]。ただし、小半径の90%より外側においてはエネルギー輸送のチャンネルとして電磁的と静電的を合わせても説明できない部分が有意に残っており、この説明が課題である。

コアプラズマ領域の閉じ込めに関しては最近、RFXにおいて電子密度、温度分布の計測から電子の熱拡散係数 κ_e の空間分布が評価された[35]。通常のRFP放電においてはかなりフラットな温度分布になっており、コアプラズマよりも周辺部で κ_e が小さい。小半径の60%以上外側の部分にある緩やかなバリア部でグローバルの閉じ込めが決まっていることが実験的に明らかにされた。これはコアプラズマ領域で複数の有理面における磁気島が重なり合う結果、磁力線がストカスティックになっていることを間接的に反映していると思われる。一方、次節で述べる閉じ込め改善モードでは中心付近の電子温度が増加し、コアプラズマ領域の輸送係数の改善が顕著であることが示されている。

3.2 各種閉じ込め向上モードの発見

ここ10年間のRFPの閉じ込めに関する重要な成果の一つは、約2倍から数倍におよぶエネルギー閉じ込め時間の改善をとまなう「閉じ込め改善モード」が発見され

たことである。RFPの閉じ込め改善モードについては最近のレビュー論文[36]で述べられているので、ここでは前節との関係でそれぞれの閉じ込め改善モードの意義を簡潔に述べる。

3.2.1 PPCD(Pulsed Poloidal Current Drive)

MHDシミュレーションで、磁力線方向の起電力をプラズマ周辺部で与えれば無力配位パラメータが平坦化されて磁場揺動が抑制され、磁力線のストカスティシティが減少すると予測された。これを動機として、誘導ポロイダル電流をプラズマ周辺に駆動するためにトロイダルコイルに逆転を深くする向きにパルス電流を重畳するPPCDと呼ばれる運転モードが開発され、MSTでJ.Sarffらによる実験が行われた[37]。PPCDを1パルス印加する初期実験から離散的に数発繰り返す最近の実験まで高度化され、非定常ではあるが、2倍から数倍におよぶエネルギー閉じ込め時間の改善が報告されている。このPPCDはその後、他の装置でも試みられ、RFX[38]、TPE-RX[39]でも閉じ込め特性の向上を確認している。

MHDシミュレーションの予測とは異なり、実際の実験では F を過渡的に深くするとそれに追従して θ も増大するために、結果として電流密度分布は周辺で増大しない。この意味で閉じ込め改善の物理的機構は完全には理解されていないが、PPCD中にMHD活動が抑制されて磁場揺動や密度揺動が減少することを実験的に示している点が重要である。

3.2.2 IHTM(Improved High Theta Mode)

RFPにおいて F を深くして θ を増加させると、通常は電流密度分布がピーキングして中心付近で共鳴するテアリングモードが不安定化され、プラズマエネルギーの吐き出しを伴う緩和が生じる。これは軟X線波形やトロイダル磁束波形の鋸歯状(緩和)振動として観測される。一方、 θ が高いRFP配位では圧力駆動モードに対するシアの安定化効果が増大し、潜在的に多くのプラズマエネルギーを蓄えられる。TPE-IRM20において、十分壁のコンディショニングをした後に高 θ 運転を行うと、軟X線の波形に大きな鋸歯状振動のないRFPが得られることがわかった[40]。

鋸歯状振動のない高 θ (~ 2)プラズマの β_p と τ_E は通常の θ (~ 1.5)におけるそれらの値の約2倍改善される。また、この時 $m=1$ モードの振幅の減少も観測されている。これは、現時点ではTPE-IRM20が有したシェルの近接性と、壁の十分なコンディショニングにより電流密度分布が広がってプラズマと金属導体シェルとの実質的な近接性が向上した結果、本来高 θ において不安定になる

はずのモードが安定化されたために、サイダム条件で決まるベータ値まで閉じ込めが向上したと理解されている[41]。本来その平衡配位で潜在的に存在するはずの不安定性が抑制された結果、その次の段階の上限まで閉じ込めが向上したと理解できることが重要である。

3.2.3 EC (Enhanced Confinement)

MSTで発見されたこのモードは、ボロナイゼーションを十分行った後の実験でMSTで特徴的な放電波形に現れる鋸歯状振動が現れない時間が長く存在するというモードであり、この間閉じ込め時間が約3倍向上すると報告されている[42]。MSTでは標準的な運転条件の θ の値が高いことから、上記のIHTMと見かけは類似の現象であるとしている。

MSTではPPCDやECにおいてプラズマ周辺部における電場のシアが輸送を抑制する効果をもたらした可能性も指摘されており、トカマクで近年話題になっているような、径電場シアによる局所的乱流のデコリレーション効果との関係が注目されている。

3.2.4 アルファモード

これはRFXで最近命名されたモードであり、プラズマ電流を減衰させた時に磁場揺動が減少し、閉じ込めが向上するというものである[43]。このような現象の発見は最初に述べたZETAのQPに遡ることができる。この原因は、電流減衰により内部の電流分布が変化して電流駆動不安定性が安定化されたという説明と、ダイナモ活動を支える自由エネルギー分に行っている、いわば過剰入力エネルギーを抑制すれば磁場揺動も減少するというエネルギー供給バランスからの説明とがあり得る。

3.3 非線形モード結合の顕在化例としてのロックトモードとシングルヘリシティ状態

MHDモードの顕在化の興味深い例として、ロックトモードとシングルヘリシティ状態の2つの現象がある。ロックトモードは実空間(位相空間)で局在し(広がり)、シングルヘリシティモードは実空間(位相空間)で広がった(局在した)分布(スペクトル)を有する現象で、それぞれの空間における形状が対極にある構造を有する。それぞれ、グローバルな閉じ込めへの影響やその発生原因の究明等新しい課題を提供している。

3.3.1 ロックトモード

ロックトモードは通常、位相ロックと壁ロックに分類される。磁場揺動が空間的に局在した構造をもつ時、これをフーリエ分解すると個々のトロイダルモードの位相が空間的にある場所でそろえることから、“位相ロック”状態と言われる。実験的にはOHTEで最初に発見され

[44]、その空間的構造がスリンキーというスプリング状の玩具の形状に似ているので“slinky mode”とも呼ばれる。一方、モードが回転を停止する場合、「壁ロック」状態という。真空容器自身がシェルの兼用しているMSTでは位相ロック構造は通常回転しているが、モードの成長により不整磁場が増大するとその場所に壁ロックする[45]。RFX[46]やTPE-RX[47]では、放電の最初から、スリンキー構造が壁に対してロックする。TPE-RXにおいては位相ロックが顕著でない場合もあり、この時の実験条件の違いから原因究明を試みている。

ロックトモードに関する理論的研究はFitzpatrickによって精力的に行われている[48]。これまでの研究から、ロックトモードは壁ロックした場所の壁面に対して特に大きな熱負荷を与えるためその対策が必要であるが、ロック自体によるグローバルな閉じ込めへの直接的な影響は少ないと考えられている。発生原因については、位相ロックについては複数のモード間のトルク、また壁ロックに対してはモード成長時に金属容器(真空容器)に誘起される電流と成長するモード間のトルクが重要である。

3.3.2 シングルヘリシティ状態

TPE-1RM20で実験的に見出された[49]シングルヘリシティ状態(Single Helicity state, SH)は、 $m=1$ で特定のトロイダルモードのみが顕著になる現象である。最初に述べたように、最近ではRFXにおいてSHに類似のQSH状態が長時間(数十ms)維持される現象が見つかっており[8]、計算による磁力線の追跡や温度分布計測から、QSHが閉じ込めにとって望ましい可能性が示唆されている。TPE-1RM20やRFXで報告されたSHやQSH状態は放電時間に対して有意な割合で維持することに成功しており、閉じ込めへの効果に期待がもたれている。一方、MSTにおいてはQSHより通常の複数のモードの放電の方が閉じ込めが良い場合もあるとして閉じ込めへの効果については慎重な態度を示している。

RFPにおいては複数の内部共鳴テアリングモードによりコア領域がストカスティックになるのが通常の状態であるとする、中心で共鳴するモード以外のモードが安定化されて振幅が相対的に小さくなった結果、残ったモードのスペクトラムがSHやQSHとして見えている可能性がある。結局、閉じ込めへの効果を議論する尺度としては磁力線のストカスティシティまたは磁力線のRMS(Root Mean Square)振幅など、従来の指標を用いるの適切であろう。QSHやSHを積極的に得ることによってストカスティックな領域が小さい状態を作ること

ができればグローバルな閉じ込め改善ができることになり、今後のRFP研究に新たな方向を切り開く可能性を秘めている。

4. RFP研究の課題

核融合炉としてRFPが魅力的である理由は、最初に述べたように、低磁場で核融合プラズマを閉じ込められる可能性があるためである。RFP炉では特にトロイダルコイルには常電導コイルを使用でき、プラズマのベータ値が高く、またコイルの場所での磁場強度により定義される工学ベータ値も高くなる。さらに、プラズマ周辺での磁場の方向がトロイダルコイル電流の方向とほぼ一致するため、コイルにはたらく電磁力は小さい。

現在のRFPでは閉じ込め時間は古典拡散係数よりも3桁ほど大きく、 β 値は10-15%程度である。核融合炉としての上記の可能性を現実のものとするためには、閉じ込めを決める機構は何か、どこまで改善しなければならないか、限界ベータ値はどの程度で、その値を決める不安定性は何かを明らかにする必要がある。また、長時間にわたる安定保持のためには抵抗性壁不安定性の制御が必要であり、さらに、RFP配位の定常維持法も重要な研究課題である。これらに加えて、RFP配位と両立する熱・粒子制御法を確立することは必須の課題である。一方、断面形状やアスペクト比を含め、RFPの最適配位を総合的に検討すれば、さらに高効率の先進的な概念が見出される可能性も残されている。研究課題をより明確にするためには、前章で述べた90年代の成果に基づく、新しいRFP核融合炉の概念設計活動も有効だと思われる。Fig. 4に今後の研究課題の関連を表す概念図を示す。

4.1 閉じ込め改善のための能動制御

前章で述べたように、90年代の研究を通じてRFPの閉じ込め改善の方向づけがなされつつあり、RFPダイナモの駆動源であるテアリングモードをできる限り抑制して磁場揺動を低減化することが重要である。局所的な電流分布制御はすでにPPCDで行われており、テアリングモードの抑制効果は観測されているが、プラズマの応答は線形理論、非線形MHDシミュレーションの予想とも異なっている。このことは、RFPにおける非線形モード結合過程を定量的に理解するための理論的および実験的研究が引き続き重要であることを示している。

テアリングモード抑制のための、定常化の可能性をもつ電流分布制御法は、トカマクやヘリカル装置と同様に高周波[50, 51]が考えられる。

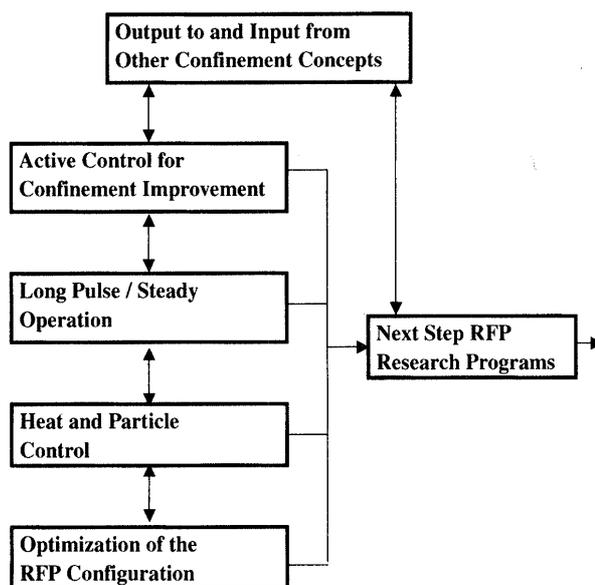


Fig. 4 A schematic diagram for fusion research issues in the RFP.

テアリングモードに対するプラズマ回転の安定化効果、モード有理面におけるシア流の安定化効果を能動制御に利用することも重要である。RFPでは不整磁場低減の要請から放電容器のポート径が小さく、プラズマ回転の駆動にNBIを利用することは困難であるため、別の回転駆動法の研究が必要である[52]。外部から回転共鳴磁場を印加してプラズマ中のモードとの位相をうまく制御すれば、共鳴面（磁気島）に回転トルクを与えることができる。また、RFPでは三波結合の共鳴条件を満足するモードの成長により、元のモードの固有関数が変化してこのモードの共鳴面に摂動電流を誘起するため、内部トルクが発生する。この内部トルクを能動制御に利用する研究も必要である[53]。

一方、磁気面の破壊は複数のモードの相互作用の結果なので、SHやQSH状態を長時間安定に維持できれば、ストカスティックな磁場構造を回避できる。SH、QSHにいたるMHDモード間の相互作用の理解とその制御法の研究が必要である。長時間安定維持を考えると、QSHもトロイダル回転させる必要があると思われるが、この場合には共鳴回転磁場を利用することができるだろう。これらのMHDモードの制御法の研究を効率良く進めるためには、RFPにおける非線形モード結合過程の理解が重要であることを重ねて強調しておく。

このような方法でテアリングモードを可能な限り抑制した場合に、グローバルなエネルギー閉じ込め時間や磁場揺動のS依存性、局所的な輸送係数がどう改善される

かを明らかにすることが次のステップである。なお、イオン系については、磁場揺動に伴う異常加熱以外、いわゆるエネルギー輸送に関する研究はこれまで手がつけられておらず、今後の重要な課題である。

RFPでは B_θ が B_z と同程度であるため β 値は β_p 値にほぼ等しい。理想モードに対しては β が50%程度まで安定になるような圧力分布が求められている[10]。RFPでは磁力線に沿って曲率があまり変化しないため、バルーニング効果は小さい。

gモードは通常のRFP配位では不安定である[14]。理論的取り扱いでは、成長時間がプラズマの抵抗性拡散時間程度以上のモードは安定とみなしている。CT則の限界 β 値を規定する不安定性であるにもかかわらず、gモードに関する実験的研究はこれまでほとんどなされていない。この研究を進めるためにはテアリングモードを十分抑制することと、電流分布や圧力分布の精緻な制御法の開発が必要である。ガスパフやペレット入射による密度制御に加えて、局所的な加熱法（高周波またはNBI）の開発も重要と思われる。

4.2 RFPの長時間運転と配位の定常維持

RFPを囲む導体壁の磁場浸透時間を超える長時間運転のためには抵抗性壁不安定性(RWM)を安定化する必要がある。RWMとしてRFPではテアリングモードと外部キンクモードが重要である。HBTX1Cではフィードバック制御により外部キンクモードの安定化に成功している[54]。ただし、モード回転の停止によるテアリングモードの成長がプラズマ特性を規定しているため、外部キンクモードの安定化によるプラズマ特性の改善は見られていない。

RFPにおけるRWMの安定化については現在、次のようなシナリオを考えている。抵抗性不安定性は、適度のプラズマ回転により安定化することが可能である[55]。抵抗性シェルではシェルの渦電流がプラズマ回転にブレーキをかけるトルクを生じるため、外部からこれを補償する加速トルクを与えればよい。そのために、回転共鳴磁場を利用することができる。フィードバック制御では、複数のモードを制御する必要がある。

一方、理想モード（外部キンクモード）を安定化するためにはアルヴェン速度またはイオン音速に近いプラズマ回転速度が必要であり、外部からの回転駆動は困難である[56]。不安定モードはほぼ単一モードであるため、フィードバック制御が有効である。さらに、シェルを二重構造として外側のシェルを回転させる安定化の概念がある[57]。液体金属を用いて二重シェル構造を構成す

る、外部非共鳴回転磁場を用いる[58]などの可能性も検討する必要がある。

現在の非定常電流分布制御(PPCD)実験では、 $m=1$ テアリングモードが抑制された場合には $m=0$ テアリングモードがマイルドなダイナモを駆動してRFP配位が維持されているようである。閉じ込めに対する $m=0$ モードの影響は今後の重要な研究課題であるが、 $m=0$ 、 $m=1$ テアリングモードに対して安定な電流分布が実現できれば、ダイナモによる自発的な配位維持機構がはたらかない可能性がある。このような問題も視野に入れて、RFP配位を外部から定常的に維持する方法を検討する必要がある。

RFP配位の定常維持法としては、 $F-\theta$ ポンピングと高周波電流駆動が考えられる。 $F-\theta$ ポンピングでは、RFPプラズマの緩和時間よりも長い周期でポロイダル電流とトロイダル電流を位相差 $\pi/2$ で振動させる[59]。緩和現象を利用して磁力線方向の起電力を生じるもので、キンクモードの成長を必要とする。したがって、RFPの閉じ込め特性が劣化しない程度にキンクモードの振幅を抑えた場合に $F-\theta$ ポンピングが有効にはたらくかどうかを実験的に調べる必要がある。

高周波電流駆動では、早い磁気音波(FW)による電流駆動と、そのMHD安定性に対する影響が理論的に調べられている[50]。

4.3 熱・粒子制御

コンパクト核融合炉を実現するために熱・粒子制御が重要であることは核融合装置に共通であり、ダイバータ配位の研究が必要となる。

ポロイダルダイバータ配位については小型装置での配位形成と熱除去[60]、中型装置でのMHD活動と粒子制御の研究[21]がある。セパトロクスを形成するために周辺磁場揺動をどこまで抑制することが必要か、シングルヌルかダブルヌルかの選択を含む断面形状の最適化、MHD活動に対するシェルカットの効果、不純物排気、燃料粒子制御などは今後の重要課題である。トロイダルダイバータ配位は予備的な実験でいくつかの興味深い結果[61]が示されており、今後本格的な研究が必要である。

ダイバータ配位はプラズマから見ればある種の「不整磁場」の導入に相当する。したがって、RFPの場合、非線形モード結合に対するダイバータ配位の影響を明らかにすることが特に重要である。

4.4 RFP配位の最適化

プラズマ流の半径方向分布を最適化すれば、閉じ込め特性はさらに改善される可能性がある。そのための制御

法としては、ヘリシティの異なる複数の外部共鳴磁場を異なる位相速度で回転させるなどが考えられる。

従来の RFP 配位と比較すると、低アスペクト比 RFP 配位ではモード有理面の距離が大きくなるため、磁気島の重なり合いが生じにくい[62]。したがって、圧力分布をうまく制御できれば、この配位は閉じ込め改善の可能性をもつ。さらに、低アスペクト比配位では捕捉粒子が増大するため、圧力分布をうまく制御できれば、ポロイダル電流の維持にブートストラップ電流を利用できる可能性もある。平衡、安定性、非線形ダイナミクス、さらには配位の生成法も含めて、低アスペクト比 RFP 配位を最適化する研究も重要だと思われる。

4.5 海外の動向

アメリカでは RFP が原理検証の段階にあると位置づけられ、MST における実験的研究が 5 年計画で進められている。原理検証実験の到達目標として、電子温度 1 keV でエネルギー閉じ込め時間 10 ms を達成すること、この条件の下で $F-\theta$ ポンピング (または Oscillating Field Current Drive, OFCD) による電流駆動を試み、0.1 MA/W 程度の駆動効率を達成すること、また、必要なら追加熱 (電子バーンシュタイン波が検討されている) を用いて 15% のベータ値を達成すること、抵抗性壁モードの制御によりキックモードを安定化すること、電流密度分布や圧力分布の最適化を行うことなどがあげられている。これらの結果に基づいて、より電流値が大きく、放電時間も長い次のステップの実験に進むか、先進的なプラズマ制御法の研究にさらに集中的に取り組むか、などの判断を行うとしている。

ヨーロッパでは現在 RFX と Extrap T2 (王立工科大学, スウェーデン) の 2 つのプログラムが進められている。T2 は OHTE のヘリカルコイルを撤去して、RWM の物理とその安定化法の研究に集中的に取り組もうとしている。RFX では装置の改造が認められ、MHD 不安定性の能動的制御を目的とした装置改造計画を進めている。

5. RFP における核融合研究の長期的展望

Fig. 2 に示したように、わが国には小型、中型 RFP 装置が多数稼働している。本稿であげた今後の重要課題のうち、特に MHD モードの制御に関しては、機動性にとんだ小型、中型装置でも十分な研究成果が期待できるものが多い。閉じ込め研究を中心に進める大型装置と、先進的な制御法の研究を中心とする小型、中型装置との連携をとりながら、相補的な研究を進めていくことが重要

だろう。

現在の大型 RFP 装置はいずれもプラズマ半径が 0.5 m 程度、プラズマ電流が 0.5–1.5 MA 程度であり、磁場の強さは数 kG である。一方、TITAN の設計では磁場は 6 T 程度である。前章であげた課題に続く次の重要課題は、磁場強度が 1 T を超える RFP 装置での先進的プラズマ制御と閉じ込め研究であると思われる。特に、他の閉じ込め概念と比較しながら RFP 研究を進めてゆくことが、今後のプラズマ研究全体の発展にとって極めて重要である。

参考文献

- [1] H.A.B. Bodin and A.A. Newton, Nucl. Fusion **20**, 1255 (1980).
- [2] 平野洋一, 小川 潔: 核融合研究 **65**, 601 (1991).
- [3] 政宗貞男: プラズマ・核融合学会誌 **75**, 1390 (1999).
- [4] R.N. Dexter *et al.*, Fusion Technol. **19**, 131 (1991).
- [5] L. Fellin *et al.*, Fusion Eng. Des. **25**, 315 (1995).
- [6] Y. Yagi *et al.*, Fusion Eng. Des. **45**, 409 (1999).
- [7] B.E. Chapman *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 3491 (2000).
- [8] P. Martin *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 1984 (2000).
- [9] J.B. Taylor, Phys. Plasmas **7**, 1623 (2000).
- [10] D.C. Robinson, Plasma Phys. **13**, 439 (1971).
- [11] D.C. Robinson, Nucl. Fusion **18**, 939 (1978).
- [12] Y.L. Ho and S.C. Prager, Phys. Fluids **31**, 1673 (1988).
- [13] V. Antoni *et al.*, Nucl. Fusion **26**, 1711 (1986).
- [14] D. Merlin *et al.*, Nucl. Fusion **29**, 1153 (1989).
- [15] D.H. Liu, Nucl. Fusion **37**, 1083 (1997).
- [16] K. Kusano and T. Sato, Nucl. Fusion **30**, 2075 (1990).
- [17] D.D. Schnack *et al.*, Phys. Fluids **28**, 321 (1985).
- [18] J.M. Finn *et al.*, Phys. Fluids B **4**, 1262 (1992).
- [19] S. Hokin *et al.*, Fusion Energy 1998 (IAEA, Vienna, 1999) Vol.3, p.883.
- [20] S. Masamune *et al.*, Fusion Energy 1998 (IAEA, Vienna, 1999) Vol.3, p.919.
- [21] K. Hayase *et al.*, Fusion Energy 1998 (IAEA, Vienna, 1999) Vol.3, p.915.
- [22] K. Saito *et al.*, Proc. 27th EPS Conf. (2000) P4, 034.
- [23] 関川純哉他: プラズマ・核融合学会誌 **75**, 57 (1999).
- [24] J.W. Connor and J.B. Taylor, Phys. Fluids **27**, 2676 (1984).
- [25] P.H. Diamond *et al.*, ORNL/TM-9306 (1984).
- [26] R.A. Krakowski *et al.*, Fusion Technol. **20**, 121 (1991).
- [27] R.J. LaHaye *et al.*, Phys. Fluids **27**, 2576 (1984).
- [28] K. Hattori *et al.*, Phys. Fluids B **3**, 3111 (1991).
- [29] M.R. Stoneking *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 1004 (1998).
- [30] A. Intraviata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5499 (1999).
- [31] J.-A. Malmberg *et al.*, to be published in Phys. Plasmas.

- [32] J. Scheffel and D.D. Schnack, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 322 (2000).
- [33] T.D. Rempel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1438 (1991).
- [34] G. Fiksel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1028 (1994).
- [35] R. Bartiromo *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1462 (1999).
- [36] 平野洋一：プラズマ・核融合学会誌 **75**, 614 (1999).
- [37] J.S. Sarff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 62 (1997).
- [38] T. Borzonella *et al.*, *Proc. 24th EPS Conf.*, Berchtesgarden (1997) Vol.21A (Part I), p.321.
- [39] Y. Yagi *et al.*, to be published in *Proc. 27th EPS Conf.*, Budapest (2000).
- [40] Y. Hirano *et al.*, *Nucl. Fusion* **36**, 721 (1996).
- [41] Y. Yagi *et al.*, *Nucl. Fusion* **40**, 223 (2000).
- [42] B.E. Chapman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2137 (1998).
- [43] S. Martini *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, A 315 (1998).
- [44] T. Tamano *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1444 (1987).
- [45] A.F. Almagri *et al.*, *Phys. Fluids B* **4**, 4080 (1992).
- [46] A. Buffa *et al.*, *Proc. 21st EPS Conf.* (1994) Pt.1, p.458.
- [47] Y. Yagi *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 3824 (1999).
- [48] R. Fitzpatrick *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 3610 (2000).
- [49] P.L. Brunsell *et al.*, *Phys. Fluids B* **5**, 885 (1993).
- [50] S. Shiina *et al.*, *Nucl. Fusion* **34**, 1473 (1994).
- [51] E. Uchimoto *et al.*, *Phys. Plasmas* **1**, 3517 (1994).
- [52] S. Masamune *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, 127 (1998).
- [53] C.C. Hegna, *Phys. Plasmas* **3**, 4646 (1996).
- [54] B. Alper *et al.*, *Phys. Fluids B* **2**, 1338 (1990).
- [55] T.C. Hender *et al.*, *Nucl. Fusion* **29**, 1279 (1989).
- [56] S.C. Guo *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 3868 (1999).
- [57] C.G. Gimblett, *Plasma Phys. Control. Fusion* **31**, 2183 (1989).
- [58] S. Masamune *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 2161 (1999).
- [59] K.F. Schoenberg *et al.*, *Phys. Fluids* **31**, 2285 (1988).
- [60] D. Ishijima *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **37**, 657 (1995).
- [61] K. Hattori *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 1232 (1994).
- [62] Y.L. Ho *et al.*, *Phys. Plasmas* **2**, 3407 (1995).