コンパクトトーラス研究

桂 井 誠

(東京大学工学部)

(1986 年 12 月 25 日 受理)

Review of Compact Toroid Researches

Makoto Katsurai

(Received December 25, 1986)

Abstract

The compact toroids (CTs) include Field Reversed Configurations (FRCs) and Spheromaks. They are characterized by the simply-connected configuration that requires no external magnet linking with toroidal plasma. This paper presents an introductory review on CT researches and contains the following chapters; 1. Magnetic configurations of CT plasmas, 2. Generations of CTs, 3. The tilt instabilities, 4. The equilibrium and beta values of CTs, 5. The MHD relaxation of spheromaks in connection with those of RFPs, and 6. Prospects of DTs to fusion reactors.

1. 序 プラズマ磁気閉じ込め方式の分類とコンパクトトーラスの位置づけ

コンパクトトーラスは磁気プラズマ閉じ込め方式の一種であるが、30年の歴史を有する核融合研究のなかでは比較的新しいコンセプトである。今日研究されている代表的なプラズマ閉じ込め装置を分類して相互に関係づけると図1に示すようになる¹⁾。この図の中で、単純ミラーを改良したものとして、その中央部の

図1. 各種磁気閉じ込め方式の相互関連 B_t : トロイダル磁界, B_p : ポロイダル磁界

磁界を逆転させてトーラス型の閉じた磁力線を作る方式があり、これを逆転磁界ミラー (Field Reversed Mirror — FRM) と呼んでいる。FRMの発生法としては、外部から粒子ビーム電流を入射することが考えられているが、類似の磁界配位を θ ピンチで発生させることが出来て、これは逆転磁界配位 (Field Reversed Configuration — FRC) と呼んでいる。このFRCにトロイダル磁界を加えたものがスフェロマックであるが、更にそのトロイダル磁界を周辺で逆転させたものが逆転磁界ピンチ (Reversed Field Pinch — RFP) である。通常コンパクトトーラスとはFRCとスフェロマックをさしている。本解説ではコンパクトトーラスの入門として、全般的な研究動向についての概説を行っているが、より詳しい専門的な内容と文献については他の解説²⁻⁴⁾を参照されたい。

2. コンパクトトーラスの発生法

コンパクトトーラスの磁気配位は出来上がった形をみると大変シンプルなものであるが、問題は如何にそれを作るかである。

FRCの発生法として代表的なものは θ ピンチに逆バイアス磁界を加える方法で、その原理を図2に示す⁵⁾。
 θ ピンチコイルの電流を急激に立ち上げることによって放電容器内部にそれとは逆方向のトロイダル電流が誘起され、それと同時に両端部に於ける磁力線の繋ぎ換えが起こって閉じたポロイダル磁界が発生される。このとき加熱されたプラズマは軸方向に磁力線を押し除けて逃げようとする。その速度はアルフベン速度 V_a で見積もられ、従ってプラズマは大略アルフベン時間 $\tau_a = L/V_a$ 、 L は軸方向の特性長、で逃げようとする。そこでピンチ電流の立ち上げは τ_a 程度、通常は数マイクロ秒と早くしなければならない。このような時間スケールでのプラズマ生成を高速生成という。

ところで、ピンチを行った段階で安定なFRC配位が生じても、その後数十マイクロ秒たつと、 θ 方向のモード数 n に関して $n = 2$ の回転不安定が発生してしまう。この不安定はプラズマ断面が楕円形に変形して θ 方向に回転するもので、時間と共にその振幅が増大して、ついにはプラズマは壁と接触して崩壊してしまう。この不安定の抑制は長らくFRC研究の中心課題であったが、大阪大学グループの努力によって多重極磁界を用いた安定化法が確立され⁶⁾、今日稼動している全てのFRC装置でその方法が採用されている。表1⁷⁾には代表的なFRC装置とその特性を示す。

他方、スフェロマックの生成法としては上記の θ ピンチにもとづく方法と、プラズマガン(銃)にもとづく方法とがある。前者の原理は上記のFRC生成法と類似しているが、違いは図2(A)に示すように、両端部

図2. FRCの生成過程
 (E_z , I_z はスフェロマック生成用の電極と電流—後述)

表1. 実験中 FRC 装置とその特性

LSX (large s-value experiment) は計画中

Machine	Bz (T)	a/L (cm)	Te (eV)	Ti (eV)	n (10^{15} cm^{-3})	τ_E (ms)	$n\tau_E$ ($10^{12} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$)
TRX-2 (Spectra Tech.)	0.8	20/100	150	300	3	0.05	0.15
OCT (OSAKA U.)	0.45	15/100	80	80	2	0.07	0.14
NUCTE-III (NIHON U.)	1.2	16/200	100	200	5	0.03	0.15
FRX-C/LSM (Los Alamos)	0.5	40/160	150	450	1	0.1	0.1
LSX (Expected) (Spectra Tech.)	(0.75	80/400	300	300	2	~ 1	~ 2)

に設置した電極 E_z をととして軸方向の Z 電流 I_z を同図 (B) と (C) のフェーズにおいてパルス的にながすことにあって、この方法によって FRC 発生の際のポロイダル磁界だけでなくトロイダル磁界をも注入することが出来る⁸⁾。これを $Z-\theta$ 放電法と呼ぶ。このスフェロマック生成法においては FRC のように高速生成する必要はなく、エネルギー閉じ込め時間程度、通常は数 10 マイクロ秒程度と、比較的ゆっくり生成することが出来る。これを低速生成と呼んでいる。

ところで高速生成を必要とする FRC においては、 θ ピンチコイルは 1 ターンとしてインダクタンスを極力小さくしてあり、その内側にある真空容器には渦電流の発生を阻止するために石英ガラス等の絶縁物が使われる。一方同じ θ 放電を用いるスフェロマックの低速生成においてはインダクタンスをそれほど小さくする必要はなく、絶縁被覆した数ターンの θ ピンチコイルをステンレス等のライナーで覆ってそれを金属製の真空容器の内部に設置することも出来る。通常、スフェロマックにおいて θ ピンチコイルはポロイダルコイルと呼ばれており、このような構造のものを内部ポロイダルコイル型と呼ぶ。図 3 (A) にはこの方式を採用した二連構成の TS-3 装置(東京大学)を示す⁹⁾。 Z 放電はポロイダルコイルを挟んで設置された電極をととして起こされるが、二連であるため (B) 図のように多種の生成モードで各種の実験が出来る。

図3. $Z-\theta$ 放電を用いた二連式の内部ポロイダルコイル型スフェロマック装置 TS-3 (A) と各種の生成モード (B)

図3. (B)

図4. フラックスコア型スフェロマック装置 S-1

FXC: フラックスコア,
SP: スフェロマックプラズマ

上記のZ放電を、ポロイダルコイル内に別途設置したトロイダルコイルの変流作用を利用して誘導的に発生させることも出来、これをフラックス・コア（FXC）方式、あるいはS-1方式、と呼んでいる。この方法はプリンストン大学において考案され、その構造を図4に示す¹⁰⁾。

他のスフェロマック生成法としてプラズマガンを用いるものがある。代表的なものとしてアルフベンが考案した磁化同軸ガン方式の動作を図5に示す¹¹⁾。このガンの出口部にはラジアル方向の磁界が加えられている。プラズマの輪は放電電流によるトロイダル磁束を有しているが、先端部より射出するときこのラジアル磁力線を引きずり出してポロイダル磁束を作る。通常、形成されたスフェロマックはフラックスコンサーバ（FC）内に保持される。プラズマガンを用いる場合のスフェロマック発生では原理的に高速生成を必要とするが、後に述べるヘリシティー注入を行う場合には低速生成あるいは直流動作が可能である。表2⁷⁾には代表的なスフェロマック装置を示す。

図5. 同軸プラズマガン型スフェロマック装置
FC: フラックスコンサーバ

表2. 実験中のスフェロマック装置とその特性

MS (Maryland spheromak) は予備実験中。CTX, CTCC は
同軸型プラズマガン+フラックスコンサーバ使用

	$R \sim a$ (m)	$Bt \sim Bp$ (T)	$Te \sim Ti$ (eV)	n (10^{13} cm^{-3})	τ_E (ms)
Flux-Conservor Type					
CTX (Los Alamos)	0.4; 0.67	(B) 0.4; 0.6	50 ~ 100	10	0.25
CTCC (Osaka U.)	0.25	0.2	20 ~ 30	5	
External-Field Type					
PS-1 (U. Maryland)	0.05	0.3	10 ~ 15	~ 100	
MS (U. Maryland)	0.2	(~ 2.5)	(> 100)	(~ 10)	
S-1 (Princeton)	0.4	0.2 ~ 0.3	50 ~ 110	2 ~ 10	
TS-3 (U. of Tokyo)	0.15	0.05 ~ 0.1	10 ~ 20	> 50	

PS-1, MS, TS-3 は Z- θ -放電型, S-1 はフラックスコア型

3. コンパクトトーラスにおけるティルト不安定

コンパクトトーラスは、FRCにせよスフェロマックにせよ、トロイダル電流を有しているが、それが自己力で脹らもうとするフープ力を押えるために、平衡（垂直）磁界を加える必要がある。この磁界は外部コイルの電流によって発生されたり、あるいは図5のようにフラックスコンザバ内に保持する場合には導体壁内の渦電流によって発生される。

ところでプラズマ内のトロイダル電流とこの平衡磁界発生電流の向きを考えると両者は互いに逆向きであって、電流ループを等価磁石に置き換えてみればわかるようにトロイダル電流の輪は平衡磁界の中で逆転しようとする。このような不安定性をティルト不安定と呼んでいる。ティルト不安定は、プラズマ表面が不動で内部のみ回転しようとする内部ティルトと、プラズマ全体が外部磁界を押し除けて回転しようとするグローバルティルトの二種に分類される。後者のグローバルなモードを押えるにはプラズマ表面に接近して安定化用の8の字コイル（図4参照）等を設置すれば良い。一方内部ティルトに関してはプラズマ形状がある程度偏平（オブレート）であれば抑えられることがわかっている。

スフェロマックについては以上のような直観的な説明と実験結果は良く合っているが、FRCについては事情は複雑である。今日までのFRC実験によると形状が図2に示すように偏平とは逆に偏長であって、当然内部ティルトが起っても良さそうなのに全くその兆候が観測されていない。この原因を単純なMHD理論で説明することはできず、なんらかの運動論的な効果を考える必要がある。今の段階で有力な理論は、イオンのラーマー半径がプラズマの半径程度と大きく、具体的には $s \equiv \text{プラズマ半径} / \text{イオンのラーマー半径}$ 、とすると、 s の値は3程度以下であって、このためティルト不安定が起こらないというものである。理論によ

ると s が 3 を越えるあたりから同不安定の成長率は急速に増大すると予想されている。一方、今日大変低い値に留まっているエネルギー閉じ込め時間については s の増大に伴って大幅に改善されるのではないかと期待がある。実際核融合炉プラズマにおいては s の値は 30 程度となる。このようなわけで少なくとも s が 10 程度の FRC においてティルト不安定の動向とエネルギー閉じ込め時間の特性を把握することが FRC 研究にとって急務と言える。表 1 中の LSX の主任務はここにある。

他方、スフェロマックにおいては今のところ外部導体に頼ってティルト不安定を受動的に抑制しているが、これについても外部導体の磁束拡散時間を越える様な長時間にわたっての安定化効果は期待出来ない。さらに導体の冷却とかそれからの不純物混入等の問題がでる。理想的には接近導体を不要とする安定化法の実現が期待される。これについてもプラズマに高速の回転を与えとか高速粒子ビームを入射するなど、なんらかの運動論的な効果を利用する新しい提案が出されている。

4. コンパクトトラスの平衡とベータ値

磁気プラズマ閉じ込め装置の性能を表わす指標のひとつとしてベータ値があり、これは $\beta \equiv$ プラズマ圧力 / 磁気圧力、で定義される。この β 値が 1 に近いほど閉じ込め性能は高いわけであるが、トカマックなどは $\beta = 0.05$ (5%) 程度に留まっている。

FRC については、そもそもプラズマ圧力とポロイダル磁気圧とが釣り合って平衡がなりたっているから原理的に $\beta = 1$ であり、この観点からは理想的な閉じ込め装置と言える。もう少し詳しい理論によると、磁界値としてピンチコイル内側の真空磁界を取り、圧力としてプラズマ内の平均圧力を取って平均ベータ値 β_{av} を定義すると、図 2 (D) において示したセパトリックス径 r_s 、コイル径 r_c に対して $X_s \equiv r_s / r_c$ とするとき

$$\beta_{av} = 1 - X_s^2 / 2$$

が導かれる。今日の実験において X_s は 0.3 - 0.5 程度で β_{av} は 0.9 程度と高い。しかし X_s が小さいことはコイル内でのプラズマ径が小さいことを意味しており、急激な密度の勾配のために粒子閉じ込め時間が著しく劣化している恐れがある。そこで β_{av} を犠牲にしても X_s を大きくすれば閉じ込め時間が大幅に改善出来るのではないかと予想されている。

スフェロマックのベータ値についても多少説明を要する。スフェロマックの平衡とは本来プラズマ圧力ゼロの状態でポロイダルとトロイダルの両磁気圧が釣り合った状態であり、後述するようにそれはテイラー状態と呼ばれている。つまり議論の出発となる配位は $\beta = 0$ であるが、MHD 安定性の解析によると主に磁気シヤーの効果で (スフェロマックに磁気井戸は存在しない) トカマックなみのベータ値、 $\beta = 0.05$ 程度は実現可能と考えられている (もっとも今日の T_e が数 10 eV という低温の実験条件では数 10% のベータ値が得られている)。

ここでベータ値という時には磁界値としてプラズマ内部の値を考えているが、スフェロマックにおいては

外部コイルの発生する磁界はその $1/2 - 1/3$ 程度である。よって工学的な観点から $\beta_{工学} = \text{プラズマ圧力} / \text{コイルの発生磁界圧力}$ を定義すると、この $\beta_{工学}$ は $0.2 - 0.4$ と大きくなる。もっともトカマックの理論で知られているように、電流分布の制御をおこなうと第二安定領域が出現するなどしてベータ値はもっと高い値が実現されるかもしれない。ただしこれは今のところ単なる憶測である。

ところでトカマック、ステラレータ（ヘリカル系）ミラーなどでは、主閉じ込め磁界は外部コイルによって発生されるのに対して、コンパクトトーラスとかRFPなどではそれはプラズマ電流によって発生される。そこで後者においては配位形成時にプラズマ加熱エネルギーのみならず磁気エネルギーをも同時に注入する必要がある。

その磁気エネルギーは大略熱エネルギーの $1/\beta$ であるから、それに見合う量の初期エネルギーの注入を必要とする。コンパクトトーラスでは、ほかの方式に比してマグネットが単純になった見返りとして、複雑かつ大容量の配位生成用電源を必要とする。

従来提案されてきた各種核融合炉に付随する電源の容量を示したものが図6である。図中

の τ は注入時間すなわちパルス幅であって、現在のコンパクトトーラスに対する値をX印でしめす。同図には炉規模での値も示してあるが、技術的、経済的実現性の観点からは高速生成の適用には疑問が持たれている。そこで特にFRCに対しては実用的な低速生成法を確立する必要があるが、例えば θ ピンチを同軸構造にする（ワシントン大学）、少量のZ電流をながす（日本大学）等の研究が行われている。

5. スフェロマックのMHD的ダイナミックス

外見から眺めるとスフェロマックはFRCと同じ仲間に扱われるが、配位形成及び維持の面からみるとそれはむしろRFP（逆転磁界ピンチ）と親戚関係にある。

スフェロマックとRFPにおけるプラズマの力学的平衡状態においては、プラズマ圧力が無視できるゼロベータの単純な場合、プラズマ電流に加わる磁気力は局所的にゼロでなければならない。つまりあらゆる場所で $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) \mathbf{B}(\mathbf{r})$ となるが、ここで安定な平衡状態はエネルギー最小状態であること、およびヘリシティとよばれベクトルポテンシャルと磁界との内積の体積積分が恒量であること、を条件に加えると

図6. 各種の核反応プラズマ閉じ込め装置に必要な電源容量の概略、及び各種電源の技術的、経済的限界の概略、Xは今日のFRCとスフェロマック（SP）電源。

$a(r) = a$: 場所によらない一定値, となることが導かれる。

このような状態がテイラー状態と呼ばれるものである。この状態を求めてみると, 上記の条件によりヘルムホルツ型の方程式が導かれ, その基本解は円筒座標 (r, θ, z) にたいしてベッセル関数を用いて解析的に求めることが出来る。そのグラフを示すと, 図7のようになる。同図において B_z (トローラスではトロイダル磁界) = 0 の位置に壁があるものがスフェロマックであり, $B_z < 0$ の位置に壁があるものがRFPである。通常, RFP理論では壁の位置に応じて定まる一つの状態を, 次式で与えられる F, θ 二つのパラメタを用いて表わす¹¹⁾。すなわち壁の半径を r_w , 断面内での B_z の平均を $B_{z, av}$ とするとき

$$F = B_z(r_w) / B_{z, av} \quad (\text{逆転係数})$$

$$\theta = B_\theta(r_w) / B_{z, av} \quad (\text{ピッチ角})$$

この F と θ を用いるとテイラー状態は図7内の $F - \theta$ 曲線で表わされ, $F = 0$ の点がスフェロマックであり $F < 0$ の点がRFPである (θ があまり大きくなると円筒配位からヘリカル配位へと転移する)。以下話を単純化して基本的な考えを説明しよう。

実際のRFP装置においては壁(シェル)が θ 方向に短絡回路を形成しており, 初期に注入したトロイダル磁束(円筒モデルでは z 方向磁束)が保存される。一方スフェロマックにおいては中心対称軸に沿って外部導体が存在しないから上記の円筒モデルにおいて壁は θ 方向に電氣的に切れており, 壁の内側には θ 方向の電流は流れることは出来ない。よって壁の内側で $B_z = 0$ で $F = 0$ のスフェロマックが形成される。スフェロマックとRFPとではアスペクト比が大きく違うが, それ以上にポロイダル方向(θ 方向)に導体壁がオープンかクローズドかということに本質的な違いがあって, これが両者のMHD的振舞いに大きな影響を及ぼしている。

ところでRFPにおいては配位の維持のためにOHコイルによってトロイダル電流を駆動(OH駆動)を行うが, 本来これによって直接的に維持されるのはポロイダル磁界 B_θ のみである。しかしながらポロイダル磁界の一方のみが維持されるとテイラー状態での B_z と B_θ との関係が崩れ, 平衡状態からはずれてしまう。こうなるとプラズマ内部になんらかの不安定性が発生して, それが逆転構造を有するトロイダル磁界 B_z を維持する。この結果, B_z と B_θ の関係がいつも自動調整されてテイラー状態が維持される。

図7. 円筒プラズマにおけるテイラー状態
(A) 磁界分布, $F - \theta$ 線図

スフェロマックの発生においてもテイラー状態に向かおうとする緩和過程が機能する。例えば $Z-\theta$ 放電を用いる場合には、 Z 放電用の θ 放電用のキャパシタバンク充電電圧 V_Z 、 V_θ の関係によらず、発生したスフェロマック内のトロイダル磁束とポロイダル磁束（あるいはそれと比例するトロイダル電流 I_Z ）の比は大略一定値になってしまう（図8にTS-3装置での結果を示して置く¹³⁾）。これはプラズマ生成時の磁束注入条件によらず、落ち着き先の平衡状態ではテイラー理論に従って磁束関係が幾何学的な量のみによって定まっていることによる。OH駆動を行った場合には、RFPではトロイダル全磁束は保持されるがスフェロマックにおいてはそれを増大させることが出来る（この時OHコイルのライナーがポロイダル方向を短絡しない様に注意する）。

図8. スフェロマック生成時におけるトロイダルとポロイダル両磁束の相互調整

今日ではテイラー状態に向かう緩和過程がどのような物理機構によっているかについて、ある程度解明が進んでいる。目下実験されているような低温プラズマにおいては、理論的にも実験的にも、比較的モード数が低い単一あるいは複数のヘリカル状のキンク不安定がそれに関与していることが明らかにされている。これとは別に乱流的なダイナモ効果で緩和が起こっているのではないかという説もあり、特にKeVを越えるような高温プラズマにおいてはそれが支配的となる可能性も指摘されているが、実験的にこのような乱流理論を確認することは大変であり、明快的結

論に到達することは困難であろう。

ところでこの緩和過程を利用してスフェロマックの定常維持を実現しようとする提案がある。一つの方法は図9に示すように合体効果を用いるものである。同

図9. スフェロマックの合体現象

方向のトロイダル電流を有する二つのスフェロマックは互いに引き合い一つに合体する。このとき軸対称性が保たれているとポロイダル磁束 ϕ_p については大きい方の値が維持されるのに対して、トロイダル磁束 ϕ_t に関しては足し合うことにする。すると両磁束の比が一定であるテイラー状態が崩れるから緩和が起こり、トロイダル、ポロイダルの両磁束ともが増えたスフェロマックに成長する。このような合体効果を繰り返すおこなうことによって磁束の抵抗減衰を補ったり、あるいは磁束を増大させることが出来る。

合体の繰り返し率を上げた極限としてスフェロマックの直流維持が実現される。具体的には同軸プラズマガンによるスフェロマック発生において直流（実際には長パルス）で放電を行うと図5(B)の状態において定常的にスフェロマックが維持出来る。この方法はヘリシティー注入法と呼ばれているが、背景にある物理は上記の緩和過程である。そのほか、初めRFPに対して提案されたF θ ポンピング法という方法もスフェロマックに適用可能であるが、同法の有効性については最近問題点が指摘されている。

以上述べた様にスフェロマックにしるRFPにしる、テイラー理論に基づくMHD的緩和過程についてはかなり説明が進んできたと言える。そして理論で予測されるようにプラズマはテイラー状態に向かって自己緩和を行ない、外乱があってもテイラー状態を維持しようとする自己秩序維持の能力を有している。

しかしこの緩和過程とは内部の熱エネルギーを吐き出す過程であってエネルギー閉じ込めには障害となる。今日スフェロマックにしるRFPにしるエネルギー注入効率が低く期待したほど温度が上がらないのは緩和過程が激しいためとも考えられている。積極的に緩和過程を利用することと、十分なエネルギー閉じ込め時間を確保することとが高温領域において旨い具合に両立するの可否かを研究することがスフェロマック及びRFP研究にとって最大の課題である。

6. コンパクトトーラス核融合炉の課題

通常、核融合炉の概念設計研究において強調されていることであるが、核融合炉の大きさは、プラズマ閉じ込め性能がある程度確保されていれば、その物理とは関係なく、プラズマと対面する容器内壁、即ち第一壁、の壁負荷（単位面積当たりの通過パワー）に関する制約によって決められてしまう。

現代の材料工学のレベルから達成可能と考えられている壁負荷の値は $10 \text{ MW} \cdot \text{Yr} / \text{m}^2$ 程であって、仮に2～3年ごとに交換するものとすれば、瞬時的な値として許容される最大壁負荷は $4 \text{ MW} / \text{m}^2$ 程度となる。そこで実用炉レベルとして熱出力を数GWとして規模を概算すると、炉の大きさは同じ出力規模の軽水炉（PWR）の大きさに比して格段に大きくなってしまい、取りたててコンパクトトーラスのみがコンパクトになれるわけではない。核融合炉がPWR並の規模になるためには壁負荷が $15 - 20 \text{ MW} / \text{m}^2$ も必要で、この場合には第一壁を数箇月単位で交換することを余儀なくされる。

ここからは議論が別れるところであって、従来のトカマックなどの低ベータ炉心ではもともと出力密度がそれほど上げられないのであるから、壁負荷としても $4 \text{ MW} / \text{m}^2$ 程度以下とすることが当然とされてきた。この場合は軽水炉と比較しての経済性の議論は棚上げされることになる。

一方FRCとかRFPなどの高ベータ炉心開発の可能性が有るものは出力密度も上げられるから、 $20\text{MW}/\text{m}^2$ もの壁負荷を採用して軽水炉並のコンパクトさを売りものとするのが強調されてきた。この時は第一壁の激しい劣化とか頻繁な交換に関わる諸問題については目をつぶっていた。コンパクトなる呼び名は米国において後者の立場から付けられたわけではあるが、 $20\text{MW}/\text{m}^2$ という様な壁負荷を採用することについては、材料関係専門家から困難を指摘する意見も強く、あまり学術的な命名とは言いがたい。

コンパクトトラス炉は、その大きさをそれほどコンパクトにすることは出来ないとしても、その魅力がなくなるわけではない。特に炉構造がトラスよりも単純であること、プラズマを平衡を保ったまま移動させることが出来て発生部と核反応部とを分離できること、最近ますます重要性が強調されているダイバータの組み込みが簡単であること、等の特徴はユニークである。それにもましてFRCに代表される高ベータ装置はDD炉などのアドバンストフュエル炉へと発展される期待がある。しかし、問題はエネルギー閉じ込め時間のスケージングである。なぜなら、いずれの閉じ込め方式でもベータ値が高くなるとエネルギー閉じ込め時間 τ_E が劣化する傾向にありFRCなどの τ_E は大変低いレベルに留まっているからである。同じ $(n\tau_E)$ 値を達成するにも n が大きく τ_E が小さいとそれだけ加熱電力が大きくなってしまい、電源技術、冷却技術のほうからの制約によって炉としての実現性が少なくなる。低い値に留まっている τ_E を改善する可能性として、FRCに関しては X_S と s 値の増大、スフェロマックについてはMHD緩和の抑制、等があげられるが、それ等の有効性を確認することは今後の研究課題である。

参 考 文 献

- 1) 桂井 誠：日本原子力学会誌 Vol. 27, No. 10, p. 885 (1985).
- 2) 野木靖之：核融合研究 Vol. 49, No. 6 p. 551 (1983).
- 3) 大井 他：電気学会プラズマ研究会資料, EP-86-36, 12月 (1986).
- 4) "Special Issue on Compact Toroids": Fusion Technology, Vol. 9, No. 1 (1986).
- 5) A. L. Hoffman, *et al.*: Fusion Technology, Vol. 9, p. 48.
- 6) S. Ohi *et al.*: Phys. Rev. Lett., Vol. 51, No. 12 p. 1042 (1983).
- 7) 関口 忠：第11回 IAEA 核融合国際会議 Summary talk on alternative Concepts. (1986).
- 8) H. Bruhns, *et al.*: Phys. Fluids, Vol. 26, No. 6 p. 1616 (1983).
- 9) 桂井 誠 他：電気学会論文誌, 予定 (1987).
- 10) A. Janos and M. Yamada: in Ref. [4] p. 58.
- 11) W. C. Turner *et al.*: Phys. Fluids, Vol. 26, No. 7 p. 1965 (1983).
- 12) H. A. B. Bodin and A. A. Newton: Nuclear Fusion Vol. 20, No. 10, p. 1255 (1980).
- 13) Y. Ono *et al.*: Submitted.