「ヘリカル系トーラスの無電流プラズマの物理」

飯 吉 厚 夫, 若 谷 誠 宏

(京都大学ヘリオトロン核融合研究センター)

(1984 年 12 月 12 日 受理)

Physics of Currentfree Plasmas in Toroidal Helical Systems

Atsuo Iiyoshi and Masahiro Wakatani

(Received December 12, 1984)

Abstract

Recently net currentfree plasma has been intensively investigated in stellarator and heliotron. In this paper both theoretical and experimental studies for the currentfree toroidal plasmas are described in the context of MHD equilibrium, MHD stability and transport.

§ 1. はじめに

ヘリカル系トーラスの特徴は、トロイダル電流が無くても、高温、高密度プラズマの閉じ込めが可能にある。最近になって、W-VII-A ステラレータ (西独) やヘリオトロンE (日本) において、ECR加熱および中性粒子入射加熱を用いてこのようなプラズマが実現されている。ECR加熱だけでは、 $T_e(0) > 1 \text{ keV}$, $n_e(0) > 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ に達し、中性粒子入射加熱(NBI)を用いると、 $T_i(0) \sim 1 \text{ keV}$, $n_e(0) \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマ閉じ込めが可能である。このようにトロイダル電流を用いずに閉じ込められたトロイダルプラズマを無電流プラズマ (currentfree plasma)と呼んで、トカマクプラズマと区別し、その特性を調べることが一段と重要な研究課題となってきている。

トカマクでは、トロイダル電流はプラズマを閉じ込めるために不可欠であるのに対し、ステラレータ / ヘリオトロン等のヘリカル系トーラスでは、閉じ込め磁場は外部導体系のみによってつくることができる。したがって、外部導体として超電導コイルを用いることによって、定常的に閉じ込め磁場を発生することができる。トカマクを定常化するには、電磁誘導以外の方法でトロイダル電流を維持する工夫が必要になり、現

Plasma Physics Laboratory, Kyoto University, Gokasho, Uji, Japan.

在の重要な研究テーマになっている。トロイダル電流が存在すると、トカマクでは破壊型不安定性(disruption)が発生するので、これに対して配慮が必要になるが、ステラレータ / ヘリオトロロンでは、この問題は最初からないので、将来の利点として優れた利点となる。このために、外部導体系において、高温、高密度の無電流プラズマを生成し、その物理を解明することは核融合にとって重要な研究課題といえる。

本文の構成は次の通りである。§2では、理論解析の面から、トカマクプラズマと無電流プラズマの間でどのような差異があるかを説明する。§3では、無電流プラズマの最近の実験結果と主な特徴について解説する。§4で、全体的なまとめと、今後の方向を示す。

§2. 無電流プラズマに関連する理論解析

まず、“無電流トロイダルプラズマ”という表現には矛盾を含んでいることに注意しよう。もし、局所的に電流密度 $\mathbf{J} = 0$ であれば、MHD平衡 $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla P$ が成り立たずプラズマを閉じ込められない。したがって、“無電流トロイダルプラズマ”には、電流が存在する。これは、通常 Pfirsch-Schlüter 電流(P-S電流)と呼ばれていて、近似的には、 $J_{ps} = \frac{2}{\ell} \frac{1}{B_0} \frac{dp}{dr} \cos \theta$ と表わせる。ここで、 ℓ は回転変換である。しかし、各磁気面で平均すると、トロイダル方向の電流 I_p は消える。これが本文における無電流プラズマである。このことに注意して以下、MHD平衡、MHD安定性、輸送現象から関連する話題について説明する。

2-1 MHD平衡

ヘリカル系トーラスのMHD平衡解は、最近ではスーパーコンピュータと呼ばれる超高速演算が可能な電子計算機の発展とともに、かなり精度よく求めることが可能になりつつある。実用的な意味での解は求められているが、これは平衡解の存在の証明にはなっていない。磁気面の存在を前提に、連続体であるプラズマを有限なメッシュに分割したうえで、十分な精度で $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla P$ を満たす解が得られている段階である。ヘリカル系トーラスのうち、特に、同一平面上に磁気軸を持つ場合には、ステラレータ展開法と呼ばれる近似計算法があり⁽¹⁾、近年その有用性が確かめられつつある⁽²⁾⁽³⁾。無電流プラズマの物理的性質は、解析的計算が比較的容易なステラレータ展開法を基礎にする方が理解しやすい。

この近似では、MHD平衡方程式は、

$$\nabla^2 A = -\Omega \frac{dP}{d\psi} + g(\psi) \quad (1)$$

と書ける。ここで、局所的なトロイダル方向の電流 $\mathbf{J}$ と A の間には、 $\mathbf{J} = \nabla^2 A$ が成り立つ。 ψ = 一定が磁気面を意味し、外部ヘリカル磁場のポテンシャル表示が、

$$\mathbf{B} = \epsilon_h \nabla I_\ell(hr) \sin(\ell\theta - h\xi) \quad \text{であれば、}$$

$$\psi = A + \frac{h^2}{2he} \frac{\ell}{hr} I'_\ell(hr) I_\ell(hr) \quad (2)$$

と書ける。ここで、 $\varepsilon = r/R$ であり、 I_ℓ は変形ベッセル関数である。また、ヘリカル磁場の平均的な曲率 $\widetilde{\Omega}$ は、

$$\widetilde{\Omega} = \frac{\varepsilon h^2}{2} \left[(I'_\ell(hr))^2 + \frac{\ell^2 + h^2 r^2}{h^2 r^2} (I_\ell(hr))^2 \right] \quad (3)$$

であり、 $\Omega = \widetilde{\Omega} + 2r/R \cdot \cos \theta$ を意味する。(1)式は、トカマクのMHD平衡を記述する Grad-Shafranov 方程式に対応している。 $g(\Psi)$ は電流分布に関連する任意関数である。

物理量 f の磁気面平均を

$$\langle f \rangle = \int \frac{f d\ell}{|\nabla \Psi|} / \int \frac{d\ell}{|\nabla \Psi|} \quad (4)$$

と表わせば、各磁気面において、トーラス方向の電流がゼロになる条件、つまり無電流プラズマの条件は、

$$\langle \nabla^2 A \rangle = 0 \quad (5)$$

である。(1)と(5)を用いて、 $g(\Psi)$ を求めて、再び(1)に代入すると、

$$\nabla^2 A = (\langle \Omega \rangle - \Omega) \frac{dP}{d\Psi} \quad (6)$$

が得られる。(6)は、一般化された偏微分方程式として解くことができる。他にも、抵抗 $\eta(\Psi)$ を導入して、初期値問題の定常解としても解ける⁽⁴⁾。

ステラレータ展開法を用いると、トカマクで既に開発された理論的手法をそのまま適用できる場合が多い。(6)を解いて得られるステラレータ/ヘリオトロンの無電流平衡解の最大の特徴は、真空磁場の回転変換 $\iota(\Psi)$ の形が、有限ベータ効果で変化することである。通常、中心付近の ι が $\beta = 0$ (真空磁気面) に比べて、 $\beta \neq 0$ では大きくなることである。トロイダルプラズマ共通の性質として、P-S 電流により β とともに、磁気軸のシフト δ が大きくなる。 δ の β 依存性は装置によって異なる。そして、 $\delta \simeq a/2$ (a はプラズマの平均半径) になるような β 値が、平衡ベータ限界と呼ばれている。

トカマクのMHD平衡の解析に、FCT (Flux Conserving Tokamak) という概念がある。同様に、ステラレータの平衡解にこの考え方を適用できる。最初に、真空平衡解 Ψ と回転変換 $\iota(\Psi)$ が与えられたとする。ベータ値を $\iota(\Psi)$ が保存するように上昇させながら平衡解を次々に求めることができる(ただし、 $P(\Psi)$ は適当に指定する)。ステラレータ/ヘリオトロンのFCT平衡の場合の特徴は、トロイダル電流が流れる ことである。無電流平衡になるか、FCT平衡になるかは時間スケールで決まると考えてよい。磁場の拡散時間より十分に速い加熱によりベータ値が上昇する場合には、FCT平衡が実現する可能性がある。実際のプラズマ閉じ込めには長時間スケールが問題になるので、無電流平衡がより重要であろう。次節で述べるように、MHD安定性はFCT平衡と無電流平衡では異なる。できるだけ安定性のよい平衡を保持するために、垂直磁場 B_v を活用できる。 B_v により磁気軸のシフト、 $\iota(\Psi)$ 、磁気井戸等のコントロールができる。

無電流プラズマのMHD平衡を B_v でコントロールする機構はトカマクと同じではない。トカマクの場合

には、トロイダル電流と B_V により $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_V \cdot \mathbf{e}_R$ の力が働き、プラズマの位置が変化する ($\mathbf{e}_R$ は大半径方向を示す)。これを体積積分すると、

$$F_V \equiv \int \mathbf{J} \times \mathbf{B}_V \cdot \mathbf{e}_R d\mathbf{r} = 2\pi R_0 B_V I_p \quad (7)$$

になる。 R_0 は磁気軸までの距離である。ところが、無電流プラズマでは、 $I_p = 0$ つまり $F_r = 0$ である。これは、ステラレータ / ヘリオトロンでは B_V の作用する機構がトカマクとは異なることを意味する。一方、真空磁気面には、垂直磁場を変化させると磁気軸の移動を伴う変形が生じる。 B_V によってプラズマ閉じ込めに必要な磁気面は変化するが、プラズマには力が働かないことになる。Freidberg, Politzer and Rosenau⁽⁵⁾ は、この矛盾を次の様に解決した。

実際の実験では、垂直磁場を印加する時に時間変化を伴う。トカマクでは、 $F_V \neq 0$ であるためにこの過渡の段階は重要ではないが、ステラレータ / ヘリオトロンでは無視できない役割りをする。ある平衡状態における $B_V(0)$ を時間的に $\delta B_V(t) = B_V(t) - B_V(0)$ 変化させた時に、プラズマ表面に電流が流れ、磁気軸が $\delta \sigma(t)$ だけ変化する。これが、表面電流を打ち消すような動きになる。この時に径方向に働く力 F_R は、

$$\frac{F_R}{2\pi R_0} = - \frac{\pi a^2 B_0^2 \ell^2}{R_0} \left(\frac{\delta \sigma}{R_0} - \frac{\delta B_V}{\ell B_0} \right) \quad (8)$$

と書ける。平衡状態に落ち着くと、 $F_R = 0$ だから $\delta \sigma / R_0 = \delta B_V / \ell B_0$ になる。過渡の状態は、力 F_R と慣性力が釣り合うとして、

$$\frac{1}{R_0} \frac{d^2}{dt^2} \delta \sigma + \omega^2 \frac{\delta \sigma}{R_0} = \frac{\omega^2}{\ell} \frac{\delta B_V}{B_0} \quad (9)$$

を解けばわかる。ここで、 $\omega^2 = B_0^2 \ell^2 / \langle \rho \rangle R_0^2$ である。(9)の初期条件として、

$\delta \sigma(0) = d \delta \sigma(0) / dt = 0$ を与え、 $\delta B_V = \Delta B_V (1 - e^{-t/\tau})$ を仮定すると、解は次式の様になる。

$$\frac{1}{R_0} \delta \sigma(t) = \frac{\Delta B_V}{\ell B_0} \frac{1}{1 + (\omega \tau)^2} \left\{ 1 + (\omega \tau)^2 - (\omega \tau)^2 e^{-t/\tau} - \cos \omega t - (\omega \tau) \cos \omega t \right\} \quad (10)$$

この式で、 $t \rightarrow \infty$ とすれば、 $\omega \tau \gg 1$ より、 $1/\omega \tau$ のオーダーの振幅をもつ振動が平衡解 $\Delta B_V / \ell B_0$ のまわりに残る。これが、(9)では無視されている散逸過程で減衰すれば、 $F_R = 0$ に到達する。この計算より、無電流プラズマでは、 B_V による力が過渡的に働き、その間にプラズマ柱がシフトし新しい平衡に落ち着くことがわかる。もちろん、ステラレータ / ヘリオトロンでも、プラズマ電流を流しジュール加熱を期待することもある。この場合には、 $F_V \neq 0$ だから、トカマクと同じ機構を考えてよい。

2-2 MHD安定性

MHD平衡に対しては、3次元MHDコードによる解法が発展しているが、MHD安定性に対しては、ス

テラレータ展開法のような何らかの小さいパラメータを利用する解析法が主流である。ただし, Mercier 条件のように磁気面に局在化するモードに対する安定性条件は, モード数を含んでいないので, 3次元平衡解が得られれば, すぐにこの条件をチェックすることが可能である⁽⁶⁾。ところが, 局在化しないグローバルモードに対する安定性は, 何らかの近似法に頼らざるを得ないのが現状である。最もよく使われているが, トカマクに対するものと同様な簡約化MHD 方程式系を導いて, それを数値的に解く手法である。平面上に磁気軸があるステラレータ / ヘリオトロンに対する方程式系は, 無次元化表示で,

$$\frac{d}{dt} \nabla_{\perp}^2 u = \mathbf{B} \cdot \nabla (\nabla_{\perp}^2 A) + \frac{2}{R_0} \frac{\partial P}{\partial y} - \nabla \tilde{\Omega} \times \nabla P \cdot \hat{\xi} \quad (11)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \mathbf{B} \cdot \nabla u + \eta \nabla_{\perp}^2 A \quad (12)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (\nabla u \times \hat{\xi}) \cdot \nabla P = 0 \quad (13)$$

となる。ここで, u は流れ関数であり, $\mathbf{B} = B_0 \hat{\xi} + \nabla \Psi \times \hat{\xi}$ である (Ψ の意味は (2) 式と同じ)。

(11) 式の右辺の y はトーラスに垂直な方向の座標を示す。(12) 式の右辺の η は抵抗である。

ステラレータ / ヘリオトロンに対して, (11) ~ (13) による MHD 安定性が実験とよく一致することは, 低モード数の電流駆動型不安定性や圧力駆動型不安定性に対して確かめられつつある⁽⁷⁾。

安定性解析の面からの無電流プラズマの特徴は, 電流駆動型不安定性が無いことといえる (ただし, 後に述べるように, これは常に正しいとは限らない)。これは,

トカマクにおける重大な問題である破壊型不安定性が, ステラレータ / ヘリオトロンでは無いことに対応している。実験データとしては, ヘリオトロン E, W VII-A ステラレータ, JIPPT-II 装置では, トロイダル電流が存在しても, 回転変換 ι がある程度大きければ破壊型不安定性は生じない。ただし, sawteeth oscillations は発生する。

無電流プラズマでは, 圧力勾配と磁力線の曲率が原因となるインターチェンジモードやバルーニングモードが危険な不安定性になる。これらは, ベータ限界値を決める不安定性でもあり, 理想 MHD モデルによるベータ限界値以下では巨視的な MHD 不安定性はないと考えられるが実際にはそうではない。回転変換を大きくすることをねらうと magnetic hill が形成され易いので, 抵抗 η を含めて解析すると, 抵抗性インターチェンジモードあるいは G モードと呼ばれる不安定性が生じる。例えば, 第 1 図は直線モデルでヘリオトロン E における $m=1 / n=1$ の圧力駆

第 1 図 ヘリオトロン E におけるインターチェンジモードの成長率。圧力分布は, $(1 - (r/a)^2)^2$ を仮定。 $S = 1/\eta$ は磁気レイノルズ数。 β_c は理想 MHD モデルのベータ限界値。

動型不安定性に対して計算した結果である。理想MHDモデルでは、 $\beta_c(0) = 2.6\%$ であるが、 $\eta \neq 0$ であれば、 $\beta < \beta_c$ でも不安定性が残る。一つの予想としては、 $\beta < \beta_c$ ではプラズマの周辺領域でGモードが不安定になり、乱流を形成し輸送を大きくする可能性もある。また、圧力駆動型不安定性は、圧力分布に依存する。第2図はトロイダル効果を考慮したヘリオトロンEの計算結果である。ヘリオトロンEでは、 $\ell = 1$ 付近の圧力勾配が小さくなるように平坦な圧力分布を選ぶと、限界ベータ値が大きくなる傾向を持つ⁽³⁾。

米国で建設されているATF装置は、理想MHDモデルの範囲では第2安定化領域への到達が可能であるとして

いるが、抵抗性不安定性に対する解析が残されている。特に、無電流プラズマの平衡で $\ell(0)$ が β とともに増大し、 $\ell = 0.5$ の面が2つ現われる場合が危険である。また、理想MHDモデルでも、自由境界モードが許されると、キンクモードがP-S電流により不安定になる可能性をAnania and Johnsonは指摘した⁽⁸⁾。これらに対し、オークリッジ国立研究所の理論グループは、 B_r と四重極磁場による断面制御を行うことにより安定化が可能と主張している。この問題は、ATFの実験において解決されるべき興味ある研究テーマである。トカマクに比べて、圧力駆動型不安定性を明確に調べられる点がステラレータ / ヘリオトロンの無電流プラズマの特徴と言ってよい。

2-3 輸送過程

無電流プラズマの輸送過程が新古典理論に従うかどうかは、実験的にも、理論的にも興味ある研究テーマである。もし、新古典輸送ではなく異常輸送が支配的である場合には、その性質がトカマクと同じかどうかが問題になるだろう。ステラレータ / ヘリオトロンのジュール加熱プラズマは異常輸送に支配され、 $\xi \equiv I / n_e e v_{Te}$ を用いる比例則、 τ_E (エネルギー閉込め時間) $\propto 1/\xi$ 、がしばしば用いられた。無電流プラズマでは、 $I \rightarrow 0$ より $\tau_E \rightarrow \infty$ になるので、この領域の輸送がどのようになるかが注目されている。W7-AステラレータとヘリオトロンEのECRHプラズマ

第2図 ヘリオトロンEにおける $n=1$ モードの圧力分布依存性。

第3図 ヘリオトロンEモデル磁場における
径電場の拡散係数に対する影響
($E = 1 \text{ keV}$ プロトンに対するモンテカルロ計算)。

とNBI プラズマは、無電流プラズマではあるが、 $\tau_E \propto 1/\xi$ に従っては増大しない。また、ECRHプラズマとNBI プラズマの輸送の支配的機構も同一ではないように見える。後に、§ 3で示されるように、現在の実験データからは統一的な輸送過程の解明は容易ではない。これらを矛盾なく説明できる鍵は、径電場の効果にあると考えられている。第3図は、ヘリオトロンEモデルに対して、径電場がどのように拡散係数を変えるかを示す例である⁽⁹⁾。径電場が大きくなるにつれて拡散係数が小さくなる傾向がみられる。このように、ヘリカル系の新古典輸送の最大の関心はヘリカルリップルに捕捉された粒子群による輸送と径電場の関係を定量的に明らかにすることである⁽¹⁰⁾。

無電流プラズマに直接関連するものとして、bootstrap 電流がある。この電流は新古典理論が成立つプラズマでは必ず存在すると予想されるので、ステラレータで無電流プラズマを閉じ込めて電流測定が行われた。トカマクのbootstrap 電流の表式の類推からステラレータにおける電流値を計算し、実験と比較したところ、実験値はかなり小さかった。この実験の内容については、§ 3で述べるが、理論と実験は一致しなかった。これに対して、最近ではヘリカル系トーラスのbootstrap 電流の計算が進展しているので、それを紹介しよう。

Shaing and Callen⁽¹¹⁾によれば、磁力線に平行なプラズマの流れの速度のPfirsch-Schlüter 領域(P-P領域)における値とバナナ領域における値は、

$$u_{\parallel ps} = -G_{ps} \frac{cT_i}{eB_r} \left(\frac{P_i'}{P_i} + \frac{e\Phi'}{T_i} + 1.69 \frac{T_i'}{T_i} \right) \quad (14)$$

$$u_{\parallel b} = -G_b \frac{cT_i}{eB_r} \left(\frac{P_i'}{P_i} + \frac{e\Phi'}{T_i} - 1.17 \frac{T_i'}{T_i} \right) \quad (15)$$

で与えられる。 P_i' , Φ' , T_i' はそれぞれイオンの圧力、径方向ポテンシャル、イオン温度の勾配である。軸対称トカマクの新古典輸送では、 $G_{ps}=G_b=B_r/B_p$ になる。 B_r はトロイダル磁場であり、 B_p はポロイダル磁場である。これらの量が、ステラレータ/ヘリオトロンではどのように表わされるかをShaing and Callenは示した。以下では、計算が比較的容易な $u_{\parallel ps}$ に着目し、その結果と同じパラメータ依存性がバナナ領域でも成立つと推測する。

まず、ステラレータ/ヘリオトロンと本質的に同じ輸送過程が存在するリップルトカマクの磁場を近似的に $B=B_0(1-\epsilon \cos \theta - \delta \cos N\phi)$ とおく。ここで、 δ はリップルの大きさであり、 N はトロイダルコイル数に対応する。 $\epsilon=r/R_0$ である。この磁場を用いると、

$$u_{\parallel ps} = -\frac{cT_i}{eB_p} \left(\frac{1-(N\delta)^2}{1+\alpha^{-2}} \right) \left(\frac{P_i'}{P_i} + \frac{e\Phi'}{T_i} + 1.69 \frac{T_i'}{T_i} \right) \quad (16)$$

が得られた。ここで、 $\alpha=\epsilon/Nq\delta$, $q=\epsilon B_r/B_p$ である。 $\delta \rightarrow 0$ の極限で、軸対称トカマクへ移行する。 $\alpha < 1$ あるいは $\delta > \epsilon/Nq \sim 10^{-2}$ では、 $u_{\parallel ps}$ は軸対称トカマクより小さくなる。さらに、 $\alpha \rightarrow 0$ あるいは、 $N\delta \gg 1$ では、

$$u_{\parallel ps} = \frac{cT_i}{eB_p} \left(\frac{B_p}{B_r} \right)^2 \left(\frac{P_i'}{P_i} + \frac{e\Phi'}{T_i} + 1.69 \frac{T_i'}{T_i} \right) \quad (17)$$

になり, $u_{\parallel ps}$ の方向は軸対称トカマクとは逆で, 大きさは $(B_p/B_T)^2 \ll 1$ だけ小さくなる。

(17)は, バンピートラスに近づいている。トカマクとの類推から, バナナ領域の $u_{\parallel b}$ の係数も,

$G_b = B_T/B_p$ ($\alpha \gg 1$) から, $G_b = -B_p/B_T$ ($\alpha \rightarrow 0$) に変化すると考えられる。したがって, $u_{\parallel b}$

に比例する bootstrap 電流も, リップル δ を大きくすると減少する。

もう一つの例として, $B = B_0 [1 - \epsilon \cos \theta - \epsilon_h \cos(\ell \theta + m \phi)]$ で近似的な磁場が与えられるステラレータに注目する。ここで, ϵ_h はヘリカルリップルの大きさに対応し, ℓ と m はヘリカルワインディングのポロイダルとトロイダル周期に対応する。P-S領域の $u_{\parallel ps}$ は,

$\epsilon \sim \epsilon_h$, $m \epsilon_h \ll 1$, $m q \gg \ell$ を仮定すると ($q = \epsilon B_T/B_p$),

$$u_{\parallel ps} \simeq -\frac{c T_i}{e B_p} \frac{\ell}{m q} \left(\frac{P_i'}{P_i} + \frac{e \Phi'}{T_i} + 1.69 \frac{T_i'}{T_i} \right) \quad (18)$$

となる。トカマクの場合((14)式)に比べて, $\ell/mq \ll 1$ だけ小さくなることがわかる。この結果は,

PROTO-CLEOステラレータ⁽¹²⁾では, bootstrap 電流が理論的予想(トカマクモデルを仮定)に比べてかなり小さかったことを説明できる。

§3 無電流プラズマの実験

まず, 現在の代表的装置であるWVII-AステラレータとヘリオトロンEの簡単な説明をしておこう。両装置を含むいくつかの装置の諸元を第1表に示す。WVII-Aの磁場配位の特徴は回転変換もシア어도小さいことであり, ヘリオトロンEの特徴は, 逆に回転変換, シアードともに大きいことである。すなわち, WVII-Aでは回転変換 ι を0.6以下の空間的に一定な値に設定し, ι の値が1, 1/2, 1/3……となる有理面をも

第1表

装置名	トラス主半径 (cm) / プラズマ小半径 (cm) (R/a)	磁場 (kG) (B)	ℓ	回転変換およびシアード	磁気井戸 建設中
WVII-A (西独)	200 / 10	35	2 (S)	$\iota \sim 0.2$ シアード無し	浅い
ヘリオトロンE (日本)	220 / 20	20	2 (H)	$\iota(0) = 0.6$ $\iota(a_p) = 2.5$ シアード強い	無し
Uragan (ソビエト)	110 / 7	25	3 (S)	$\iota(0) = 0$ $\iota(a_p) \leq 1$	無し
L-2 (ソビエト)	100 / 11	20	3 (S)	$\iota(0) = 0$, $\iota(a_p) \sim 1$	無し
WVIIAS (西独)	200 / 20	30	2 (M·S)	$\iota = 0.39$ シアード無し	浅い 建設中
ATF-I (米国)	210 / 30	20	2 (T)	$\iota(0) = 0.35$ $\iota(a_p) = 0.9$	中程度 建設中

注: S: ステラレータ, H: ヘリオトロン, M·S: モジュールコイルステラレータ, T: トルサトロン

たないようにして安定平衡を確保している。しかしながら、 ℓ が小さく、シア어도無いために磁気軸が容易にシフトして、ベータ値を高くできない恐れがある。

一方、ヘリオトロンEでは、大きな回転変換とシアードでプラズマの平衡と安定性を確保し、高いベータ値のプラズマをつくらうというのが基本的考え方である。但し、磁気面には、 $\ell = 1/2, 1, 3/2, 2$ などの有理面が存在するため、磁気島の生成やMHD不安定性を大きなシアードによって回避できるかどうかを実験的に明らかにしなければならない。

3-1 無電流プラズマの生成法

W VII-Aでは、ジュールプラズマを標的にして約1 MWのNBIを行い、 $B = 32 \text{ kG}$ 、 $n_e(0) \simeq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_i(0) \sim 1.0 \text{ keV}$ 、 $T_e(0) \sim 0.7 \text{ keV}$ のプラズマを得ている⁽¹³⁾ (第4図)。このとき、ジュール電流はNBIとともに零近くまで下げていて、無電流プラズマになっている。NBI はほぼ垂直入射であり、モンテカルロ計算では、ビームによる高速イオンの多くは直ちに外へ逃げてしまい、加熱効率は低いはずであったが、実験結果は予想を越えて良好で、上記のプラズマを得ることに成功している。この理由としては、数KVの径電場 E_r が発生し、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトが ∇B ドリフトに打ち勝っているためと考えられている。

第4図 W VII-Aの無電流プラズマ実験。

ヘリオトロンEでは、ジュール電流に全く頼らない方法で無電流プラズマを生成した。まず、53 GHzのジャイロトロン発振管により、160~320 kWの入力により標的プラズマをつくり、約1 MWのNBIを行って、 $B = 19 \text{ kG}$ 、 $n_e(0) \simeq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_i(0) \sim T_e(0) \sim 0.9 \text{ keV}$ のプラズマを得ている⁽¹⁴⁾。また、第2高調波によるECRH⁽¹⁵⁾とNBIを用いて、 $B = 9.4 \text{ kG}$ 、 $\bar{n}_e \simeq 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e \sim T_i \sim 450 \text{ eV}$ のプラズマを生成し、 $\bar{\beta} \sim 2\%$ ($\beta(0) \sim 3.8\%$)の高ベータプラズマを達成している⁽¹⁴⁾。

ヘリオトロンEでのNBI加熱もやはり垂直入射に近いが、モンテカルロ計算結果⁽¹⁶⁾とよく一致する高い加熱効率が得られている。この実験事実は、ヘリオトロン磁場のような ϵ_h (ヘリカルリップルの大きさ) $\gg \epsilon_t$ (トロイダルリップルの大きさ)の状態でも高エネルギーイオンがよく捕捉され得ることを実証したものと目されている。

又、最近ヘリオトロンEでICRF加熱による無電流プラズマの生成実験が行なわれ、その有効性を示唆する結果が得られている⁽²⁶⁾。

3-2 高ベータ実験

核融合では、ベータ値をどこまで上げられるかが、閉じ込め方式の優劣を示す重要な指標である。§2で述べたように、臨界ベータ値は平衡とMHD不安定性によってきまる。

ヘリオトロンEの高ベータ実験はECRHとNBIの組合せで生成した無電流プラズマの状態で行われた。 $\beta(0) \geq 2\%$ で軟X線の信号などに振動が観測される場合が見つかっている。これは、第1図の結果とよく対応していて、理想MHDモデルによる β_c に近づくと、この振動の振幅が大きくなることも一致している。ベータ値はほぼ同じで、振動の有無を示す典型的な例の比較が第5図である。(a)のQモードはNBI中に

第5図 ヘリオトロンEの高ベータ実験。

ガスパフを積極的に行って密度が平坦な径方向分布をもつ場合に観測され、(b)のSモードでは鋸歯状振動が見られ、これはNBI途中でガスパフを止め、密度分布が比較的急峻な場合である(第6図参照)⁽¹⁷⁾。

現在のところ、第6図に示されているように、ヘリオトロンEでは、 $\beta(0) \sim 3.8\%$ 、 $\bar{\beta} \sim 2\%$ まで到達している。これが限界値と考えているわけではなく、第2図に示されているように圧力分布を最適化することによって、さらにベータ値をあげられるという理論的予測がある。

不安定を伴う場合に、MHD不安定性の理論と比較するために、詳しく調べてみると次のことが明らかになった⁽¹⁸⁾。

- イ) $l = 1$ の磁気面での圧力勾配が大きい場合に不安定になる(第2図および第7図参照)。

第6図 ヘリオトロンE実験における中心ベータ値 $\beta(0)$ (白丸)と平均ベータ値 $\bar{\beta}$ (黒丸)。この図は、SモードもQモードも含んでいる。

ロ) 軟X線の鋸歯状振動の振幅は $\ell = 1$ の面に
近づくにつれて大きくなる。

ハ) 振動の回転方向は電子の反磁性ドリフト方
向である。

ニ) 鋸歯状振動の時間スケールは理論⁽⁷⁾に比べ
て長い。

以上の実験結果は、ニ)を除いて、圧力勾配によ
る $m = 1$, $n = 1$ モードの不安定性と定性的に良
い一致をみている。

ただし、これまでのところ高ベータプラズマで
は輻射損失が多い ($\geq 50\%$) ために、この振動と
閉じ込めとの相関が明らかにされていなくて、今
後の課題である。W VII-A では、 $\beta(0) \sim 1\%$
が得られており、この値をMHD 安定性理論のい
くつかの結果と比較したものが第8図である⁽¹⁹⁾。
理論値に近いベータ値までは到達しているが、
MHD 不安定性による振動等は観測されていな
い。

3-3 閉じ込め実験

ヘリカル系トーラスにおける閉じ込め性能の研
究は、やはりトカマクと同様に新古典理論⁽¹⁰⁾ と
の比較が重要である。ヘリカル系トーラスの輸送
理論がトカマクと大きく異なるのは、衝突周波数
 ν の少ない領域でヘリカルリップルに捕捉された粒
子の寄与が大きいことである。理論的には、輸送
係数が ν に反比例する依存性をもつ領域が現われ
る。炉心プラズマはこの領域に入ることから、こ
の領域での閉じ込め実験が最も興味ある話題にな
る。現在のところ、ECRHによる無電流プラズマ
においてこの領域に入っている可能性がある。実
験的には、エネルギー閉じ込め時間が主に測定さ

第7図 Sモード(黒丸と(b))とQモード(白丸
と(a))の軟X線のコード積分値
の分布と密度分布。

第8図 MHD 安定性理論のベータ限界値
と W VII-A の実験データの比較。
NI は中性粒子入射を意味し、
 β_s は十分条件からのベータ値、
 β_n は必要条件からのベータ値
である。

れており、粒子閉じ込めに関しては壁でのリサイクリング率などの不明な点が多いためにあまり調べられていない。

これまでに得られているエネルギー閉じ込めの実験結果は、WVII-A、ヘリオトロンEのどちらも、イオンは大体において新古典理論で説明される。ただ、前述したように、WVII-AのNBIプラズマではビームの加熱効率が異常によく、減速過程が古典的だとすると(最近の実験で確認されている)、イオンの輸送が新古典理論のプラトー領域よりも良いという結果が得られる。これを説明することが理論的課題になっている。

電子に関しては、ECRHによる無電流プラズマとNBIによるものとで違いがあるようである。WVII-AとヘリオトロンEのどちらも、ECRHプラズマでは、第9図のように中心附近($r \lesssim a/2$)は新古典理論に従い、プラズマの表面付近は異常輸送を考慮しなければ実験結果を説明できないようである^{(20), (21)}。しかし、Kovrizhnykhは、 $n_e(r)$ として実験データを仮定して、径電場 $E_r(r)$ を $T_e(r, t)$ と $T_i(r, t)$ に対する輸送方程式に組み込むことによって、新古典理論だけでヘリオトロンEの実験を説明できると主張している(第10図)⁽²²⁾。一方、WVII-AのNBI加熱プラズマは異常輸送 $\chi_e^{an} \propto 1/n_e T_e^{2/3}$ に従うと考えられている。また、ヘリオトロンEの

第9図 ECRHプラズマの電子の熱伝導率の空間分布。 χ_e^{HH} はHinton-Hazeltineによる χ_e 、 χ_e^R はリップル輸送であり、 χ_e^{an} は異常輸送である。

(a) $T_e(r)$ の実験値と計算値の比較

(b) $T_i(r)$ の実験値と計算値の比較。

第10図 Kovrizhnykh によるヘリオトロンEの ECRH プラズマと新古典理論の比較。

NBI プラズマは $x_e \propto 1/n_e$ の INTOR 則に近いようである。これらの差異は、径電場に由来している可能性もあり、今後ヘリカル系トーラスにおいて E_r の実測が大変重要であることを示唆している。

3-4 不純物輸送

新古典輸送に関連して、不純物イオンがプラズマの中心付近に集積する傾向があるか否かを調べることは大変興味のある、かつ重要な実験である。

ヘリオトロンEでは、Fe, Si 等の不純物原子を瞬間的にレーザーブロー法でプラズマ中に混入させ、不純物イオンの時間経過を追跡する実験が行われた。実験結果の一例を ECRH プラズマと NBI プラズマの場合について第11図に示す⁽²³⁾。ECRH プラズマでは Si の各種電離状態を示すスペクトル線および軟X線は時間と共にゆっくりと減衰する様子が判る。このことは、Si 不純物が時間と共に拡散してプラズマから外へ出てゆくことを意味しており、不純物イオンのプラズマ中心への内向きの流れはないと思われる。不純物輸送のシミュレーション計算の結果では、不純物に異常拡散として空間的に一定な $D = 4500 \text{ cm}^2/\text{s}$ を用いればよく一致している(第11図(a))。

一方、NBI 加熱プラズマの場合には、中心部に存在するとみられる Si^{11} は NBI 放電中に不純物入射以前のレベルに戻らず、軟X線のレベルも上昇している。このことは、不純物イオンのプラズマ中心への蓄積

第11図 ヘリオトロンEにおける Si 入射実験と不純物輸送計算の比較。

を示唆している。実験と計算を一致させるには拡散係数 $D = 600 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、内向きの流速 $V_0 = 75 \text{ cm/sec}$ を仮定する必要がある。

このようなECRHとNBIという加熱法の違いが、不純物イオンの挙動の差異をもたらす原因は今後の詳しい実験を待たなければならないが、ECRHではプラズマが正に、NBI加熱では負に帯電している可能性を示唆したものと考えることができる。ここでも、プラズマ中の電場の測定の重要なことがわかる。また、今後の長時間プラズマ保持のためには、不純物を積極的に制御することを含めた不純物対策の工夫が重要な研究課題となるであろう。

3-5 Pfirsch-Schlüter 電流と bootstrap 電流の測定

最後に、無電流プラズマ中の電流の測定結果について言及しておこう。§2で述べたように、ヘリカル系トラスでは無電流プラズマといっても、局所的にも電流が零という意味ではない。まず、MHD平衡を保持するためにP-S電流が流れる。この電流の向きは、第12図に示すようにトラスの内外で反対向きに流れて垂直磁場成分 B_v をつくり、磁気軸のシフトとつり合って平衡状態になる。

P-S電流分布の測定は大変難しいが、プラズマ温度や密度が低い場合には静電プローブを挿入して実測することができる。PROTO-CLEO装置(米国)の測定例を第13図に示している⁽²⁴⁾。磁気軸近くで電流の反転がみられ、電流の大きさも理論値との一致がみられている。

ヘリオトロンE, W7-AのECRH, NBI加熱プラズマでは、数kA以下のトロイダル電流が観測されている。ヘリオトロンEの測定結果では、NBIによって駆動されたOhkawa電流とbootstrap電流の合成されたものとして、理論値とよく一致する結果が得られている⁽²⁵⁾。ただし、この程度のわずかな電流は、多くの原因(例えばエラー磁場の存在、粒子損失の非対称性など)によって容易に発生する可能性があるので、さらに電流分布の詳しい測定を行って比較検討する必要があるだろう。

第12図 P-S電流と垂直磁場の関係。

第13図 PLUTO-CLEOにおけるP-S電流の時間的、空間的分布。

§ 4 あとがき

ステラレータ / ヘリオトロンにおける無電流プラズマの理論と実験について最近のトピックスを中心に解説した。無電流プラズマの本格的実験はその途につき始めたばかりであり、これからのより詳しい実験が楽しみである。特に本文でも強調したようにプラズマ中の電場の測定は、不純物も含めた輸送現象の解明には避けて通れない重要性をもつと考えられる。更に、無電流プラズマの長時間保持の実状は今後の最重点研究課題の一つとなるであろう。

また、現在ヘリカル系トーラスとしては、ATF装置、WVII-AS装置が建設中(第1表参照)であり、昭和62年頃には実験結果が得られる予定になっている。ATFは magnetic well(磁気井戸)によって高ベータを実現しようとするものであり、シア-磁気井戸かという問題にも何らかの結論が得られるであろう。更に、ヘリカル等立体磁気軸系の安定性の計算も進んでいる。このようにヘリカル系トーラスは変化に富んだ磁場配位を含んでいて大変興味深い研究内容を持っている。

今後は、理論、実験の両面から、ヘリカル系核融合炉として最適な磁場配位を選択する努力がより体系的に進められるに違いない。

参 考 文 献

- 1) J. M. Green and J. L. Johnson, Phys. Fluids 4 (1961) 875.
- 2) B. A. Carreras et al., Phys. Fluids 26 (1983) 3569.
- 3) 若谷 誠宏, 核融合研究 第50巻 439頁 (1983).
- 4) H. R. Strauss and D. A. Monticello, Phys. Fluids 24 (1981) 1148.
- 5) J. P. Freidberg, P. A. Politzer and P. Rosenau, Phys. Fluids 27 (1984) 2093.
- 6) F. Baner, O. Betancourt and P. Garabedian, "Magneto hydrodynamic Equilibrium and Stability of Stellarators", Springer-Verlag (New York, Berlin, Heidelberg, Tokyo), 1984.
- 7) M. Wakatani, H. Shirai and M. Yamagiwa, Nucl. Fusion 24 (1984) 1407.
- 8) G. Anania and J. L. Johnson, Phys. Fluids 26 (1983) 3070.
- 9) M. Wakatani, Nucl. Fusion 23 (1983) 817.
- 10) L. M. Kovrizhnykh, Nucl. Fusion 24 (1984) 852.
- 11) K. C. Shaing and J. D. Callen, Phys. Fluids 26 (1983) 3315.
- 12) D. J. Lees et al, Culham Laboratory Report CLM-R 135 (1974).
- 13) W VII-A Team, in 9th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (Baltimore, 1982) IAEA-CN-41/L5.

- 14) K. Uo et al., in 10th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (London, 1984) IAEA-CN-44/D-I-2
- 15) A. Iiyoshi et al., ibid IAEA-CN-44/F-I-4.
- 16) K. Hanatani, M. Wakatani and K. Uo, Nucl. Fusion **21** (1981) 1067.
- 17) O. Motojima et al., in 4th Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas (Rome, 1984) paper E 14.
- 18) J. H. Harris et al., Phys. Rev. Letters **53** (1984) 2242.
- 19) W VII-A Team, in 10th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (London, 1984) IAEA-CN-44/D-I-1.
- 20) V. Erckmann et al., in 10th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (London, 1984) IAEA-CN-44/D-I-5.
- 21) M. Sato et al., Nucl. Fusion **23** (1983) 133.
- 22) K. S. Dyabilin and L. M. Kovrizhnykh, in 10th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (London, 1984) IAEA-CN-44/E-I-5.
- 23) J. E. Rice et al., Nucl. Fusion **24** (1984) 1205.
- 24) D. T. Anderson et al., in 9th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (Baltimore, 1982) IAEA-CN-41/Q-2.
- 25) S. Besshou et al., Plasma Phys. and Controlled Fusion **26** (1984) 565.
- 26) T. Mutoh et al., Nucl. Fusion **24** No. 8 (1984) 1003.