



## 解説

# Wendelstein 7-X の設計思想と磁場配位特性

## Design Concept of Wendelstein 7-X and Characteristics of Its Magnetic Field Configuration

鈴木康浩

SUZUKI Yasuhiro

自然科学研究機構・核融合科学研究所，総合研究大学院大学

(原稿受付：2017年4月17日)

2015年12月10日にマックスプランク・プラズマ物理研究所（ドイツ）の Wendelstein 7-X (W7-X) 装置が実験を開始した。W7-X 装置は、建設に15年を要したヘリカル先進ステラレータ配位の超伝導プラズマ閉じ込め実験装置である。W7-X 装置の磁場配位設計は、ステラレータ最適化と呼ばれるスキームに従って、数値シミュレーションを活用して行われた。多くの人は、W7-X 装置の磁場配位が数値シミュレーションのみで設計されたと信じている。それは半分正しい。しかし、ヘリカル先進ステラレータ配位設計の研究は早くから始められ、1970年代後半からスタートしている。つまり、ヘリカル先進ステラレータ配位の概念そのものは、単なる数値シミュレーションの結果ではなく、理論的・解析的な研究を通して固められた。数値シミュレーションは、それら先行研究の結果をある意味「最適化」したに過ぎない。本稿では、W7-X の磁場配位設計の歴史をたどり、なぜ W7-X の磁場配位が現在のような形になったのか、そこに至る経路を紹介する。幾何学的な対称性を持たない3次元磁場配位設計の指針は多岐にわたるので、本稿では「高ベータ」，「高速イオン閉じ込め」，「ダイバータ配位」をキーワードとして、W7-X 装置設計の歴史を辿りたい。

### Keywords:

Wendelstein 7-X, Helias, Stellarator optimization, high-beta, fast ion confinement, island divertor

### 1. はじめに

Wendelstein 7-X (W7-X) 装置は、ドイツ・グライスヴァルドに建設された超伝導ステラレータ実験装置である [1]。W7-X 装置は、ヘリカル先進ステラレータ (HELIAS: HELical Advanced Stellarator) 配位と呼ばれる閉じ込め磁場配位を採用しており、複雑な3次元形状のプラズマと閉じ込め磁場を作るポロイダルモジュラーコイル群を持つ。図1に、W7-X 装置の鳥瞰図を示す。単純な円形ではない、ポロイダルモジュラーコイル群を見て取ることができる。

環状プラズマ閉じ込め装置の場合、電子とイオンの荷電分離を中和し、プラズマを安定して閉じ込めるためには、回転変換を持ち扱った磁力線を作り出す必要がある。Mercier は、トーラス系の磁場配位を回転変換の作り方によって分類した [2]。Mercier の定義に基づくと、回転変換の作り方は3つある。次の3つのパラメータ、トロイダル電流  $J_0$  と縦磁場  $c_0$  の比  $J_0/c_0$ 、磁気軸周りの磁気面の回転  $\delta$ 、磁気軸の振率  $1/T$  の組み合わせで定義でき、それぞれ、

1.  $J_0/c_0 \neq 0, \delta = 0, 1/T = 0$  (トカマク)
  2.  $J_0/c_0 = 0, \delta \neq 0, 1/T = 0$  (平面軸ステラレータ)
  3.  $J_0/c_0 = 0, \delta = 0, 1/T \neq 0$  (立体磁気軸ステラレータ)
- である。上記3つのうち1つ、もしくはその組み合わせにより回転変換を生成する。方法1は言うまでもなく、トカ

マクである。方法2は、楕円や三角形の磁気面を持ついわゆる平面軸ステラレータである。ヘリオトロンは、連続巻きヘリカルコイルにより方法2の回転変換生成を現実化したステラレータの1種である。方法3は、古くは8字型ステラレータの方式であり、現在ではヘリアック (Helicac) などの立体磁気軸ステラレータとなる。方法2と3はトロイダル電流を流すことなく回転変換を作ることができる。つまり、ステラレータとは、最外殻磁気面形状を3次元的

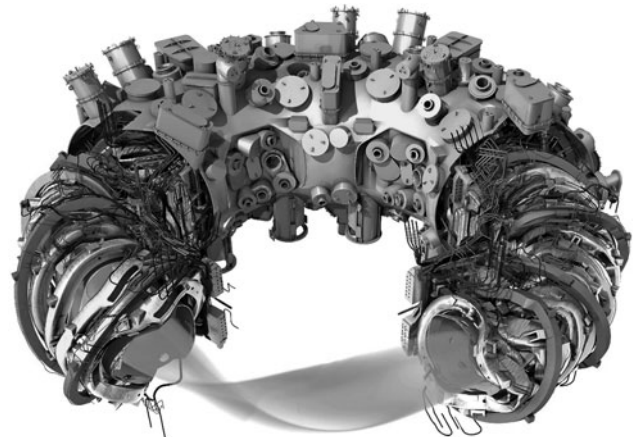


図1 W7-X 装置の鳥瞰図。

に形状制御（磁気軸がヘリカル状に変形することを含む）することで、トロイダル電流を流すことなく回転変換を生成する磁場配位と定義できる。このときに注目すべき点は、プラズマの形状が磁場配位を決定するので、磁気面形状を3次元的に変化させながら磁場配位の特性を考察することが可能になる点である。このことは、磁場配位の設計において、古典的ステラレータと全く異なる設計プロセスをもたらす。古典的ステラレータでは、コイル巻き線則（主にヘリカルコイル巻き線則）を先に検討し、その後、コイルが作る真空磁場を計算してからプラズマ形状を考察する。それに対し、ヘリカル先進ステラレータでは、3次元的に形状制御されたプラズマを先に設計し、その後、目標のプラズマ形状を実現するコイルを設計することになる。その際、3次元的に強く形状制御されたプラズマ形状を実現するためには、連続巻ヘリカルコイルを使用することは難しい。そこで、ポロイダルモジュラーコイルを用いて、閉じ込め磁場を作り出すことになる。

W7-X 磁場配位は、ステラレータ最適化スキームと呼ばれる数値シミュレーションコード群を活用して行われた[3,4]。ステラレータ最適化スキームは、MHD 平衡・安定性、粒子軌道解析コード、新古典輸送解析コードをモジュールとして統合し、プラズマ形状を制約条件、モジュールの結果を目的関数として非線形計画法により最小値を求めるものである。これは、ステラレータ配位が幾何学的な対称性をもたないことを利用したともいえる。そのため、W7-X の磁場配位は、目的関数が最小化された結果として得られたと多くの人が認識している。しかし、ヘリカル先進ステラレータ配位の設計研究は1970年代後半（正式には1979年に Jürgen Nührenberg 博士をトップとしたステラレータ理論グループが結成された）にスタートしており、その時点では現在のような高性能な計算機を使用できるはずがない。つまり、ヘリカル先進ステラレータ配位の設計研究そのものは、理論的・解析的な研究からスタートした。1978年に Garabedian らが BETA コードを開発した[5]。BETA コードは変分原理に基づいて3次元MHD平衡を計算するコードで、このコードにより様々な3次元MHD平衡計算を行うことが可能になった。ところが、BETA コードは有限差分法を用いていたために、収束に問題があり、磁場配位設計のために系統的な数値シミュレーションを行うには不向きであった。1983年に、現在、最も多く利用されている VMEC コードが開発され、現実的な計算時間で3次元MHD平衡計算が可能となった[6]。VMEC コードは磁気座標を用いているために、VMEC コードの結果を Boozer 座標などの直線磁気座標系に容易に変換できる。Boozer 座標に基づく、粒子軌道解析コード[7]、新古典輸送解析コード[8]、MHD 安定性解析コード[9,10]などが、続々と開発されるに至って初めて、最適化スキームに基づく磁場配位設計が始まった。W7-X 装置の場合、磁場配位設計の指針は1979年から始まった先行研究の方針が維持され、最適化スキームに基づく数値シミュレーションは、ある意味、理論的・解析的研究の成果を「最適化」したといえる。では、1979年から始まったヘリカル先進ステ

ラレータ研究はどのような指針に沿って行われたのであろうか？また、現在に至るまで維持された設計の指針とはいかなるものであろうか？本稿では、次の3つのキーワード、「高ベータ」、「高速イオン閉じ込め」、「ダイバータ配位」に沿って説明したい。

W7-X 磁場配位の物理特性そのものについては、すでに長く W7-X 装置設計の指揮を取った Nührenberg 博士の論文がある[11,12]。他にも優れた解説記事[13-15]があるので、そちらも参照されたい。本稿では、物理特性の解説だけでなく、最終的な磁場配位設計に至るまでの経路についての解説に重点を置きたい。

## 2. 高ベータステラレータの設計

1953年にプリンストン大学でモデル A ステラレータが製作された[16,17]。その後、ステラレータ配位は、環状磁場閉じ込め装置実験の中心であった。しかし、実験装置が大型化するにつれ、加熱入力に対して閉じ込め性能が劣化するという深刻な問題が明らかになった[18]。その後、当時のソビエト連邦でトカマク配位が発明され[19,20]、1968年に当時としては驚異的な性能を出すに至り、世界中の核融合研究機関がトカマク型装置の製作に注力することになる。ステラレータで閉じ込め性能が向上しない理由の一つが誤差磁場による磁気島構造が原因であることが明らかになると[21]、複雑な磁場配位、装置構造からステラレータの将来性に対し悲観的な見方が占めるようになった。そのような状況の中、ステラレータ研究を着実に進めたのが日本とドイツである。日本は、ステラレータ配位を連続巻ヘリカルコイルにより現実化したヘリオトロン配位の研究が進展した[22]。また、同じく連続巻ヘリカルコイルを採用した古典的ステラレータである JIPP ステラレータや単純な円形コイルを用いつつ立体磁気軸系の磁場配位を持つアスペレーターシリーズの研究も活発に行われた[23,24]。一方、ドイツも Wendelstein シリーズの開発を進めた[25]。Wendelstein シリーズは、I-A, I-B とレーストラック型からスタートしたが、Wendelstein II-A (W II-A) から真円トラスとなった。その後、無電流プラズマの生成実験が可能で Wendelstein VII-A (W7-A) へと発展した。しかし、そのようなステラレータ研究の着実な進展にもかかわらず、性能差でトカマク装置とは大きな開きがあった。特に、当時致命的とみなされたのが、将来の核融合炉で必要なベータ値を実現できる見通しが立たないことであった。

高ベータ値を達成できるステラレータ配位の必要条件として、シャフラノフシフトを抑制した高ベータ MHD 平衡の実現できること、また良好な MHD 安定性特性を実現できることが必要である。特に、W7-A ステラレータは、低磁気シアの  $l=2$  古典的ステラレータ配位であった。そのため、有限ベータ平衡時に、シャフラノフシフトにより回転変換が変化し、低次有理面を横切ることが問題であった。そこで、シャフラノフシフトを抑制しつつ、深い磁気井戸を低ベータ時から形成することが必要であった。シャフラノフシフトは、ドリフトによる荷電分離を中和する2次電

流 (Pfirsch-Schlüter 電流) により生じる。2つの磁気面を考慮して、その磁気面間の圧力差を  $\delta p$  と定義する。それら2つの磁気面に挟まれた領域に、ポロイダル方向に流れる電流は  $I = -\delta p \int dl/B$  と定義できる。この積分値が磁気面上の磁力線によって異なると、荷電分離が生じていることを意味する。したがって、2次電流は、磁気面上での  $Q = \int dl/B$  のポロイダル方向変化に比例して発生する。そのため、プラズマ形状の楕円度を大きくし、磁気面形状を縦長に変化させることで  $Q$  のポロイダル方向変化を最小化する方針が採用された。このことにより、シャフラノフシフトを抑制することには成功したが、シャフラノフシフトによる磁気井戸形成も同時に抑えられてしまう。このために、特に低ベータ時の MHD 安定性が問題になる。しかも、それまでのステラレータ配位の多くが単純なヘリカルコイル巻き線則に基づく  $l=2$  もしくは3の磁場配位であったために、真空での深い磁気井戸形成が難しかった。一方、 $l=0$  および  $l=1$  の成分を導入した、プラズマの強い3次元形状制御が可能であるならば、シャフラノフシフトの抑制による高ベータ平衡の実現と、深い磁気井戸の形成による安定化効果により、高い限界ベータ値が期待できる。

問題は、そのような強い3次元形状変化を持つ磁場配位の探索を、どう効率よく行うかである。当時、いくつかの3次元 MHD 平衡計算コードは開発されていた。しかし、十分な精度で3次元 MHD 平衡計算をできる計算コードはなく、ましてや立体磁気軸系の3次元 MHD 平衡計算は非常に難しかった。例えば、Chodura-Schlüter コード[26]は、エネルギー原理に基づく先進的な3次元 MHD 平衡計算コードであったが、当時の計算機性能では十分な計算メッシュを確保できず、計算された3次元平衡配位に磁気島構造が現れることが深刻な問題であった[27]。そこで、Mercier が開発した近軸展開法を用いて解析が行われた[28-30]。近軸展開法は、磁気軸からの距離の三乗までを考慮して、3次元 MHD 平衡解を解析的に求める手法である。具体的には、無電流を仮定して圧力分布をプラズマ体積の関数として与え、磁気軸の曲率と捩率を用いて  $l=1$  のヘリ

カル磁場を、地平面に沿った磁気軸の平行移動を用いて  $l=0$  のヘリカル磁場を、磁気面形状の楕円度と三角度を用いて  $l=2$  と3のヘリカル磁場を表現する。この展開法を用いることで、強く3次的に変化する磁気面形状を持つ3次元 MHD 平衡の特性を考察することができる。また、得られた平衡解をもとに局所理論に基づく MHD 安定性解析を行うことで限界ベータ値も得られる。図2に、近軸展開法により得られた高ベータステラレータ配位の1例を示す[30]。この配位は、トロイダル磁場周期  $m$  が10、プラズマアスペクト比  $A$  が20であり、ベータ限界値は10%である。先に述べたように磁気面形状をそら豆型に変形させプラズマ形状楕円度を大きく取り、また磁気軸を立体的に変化させることで磁力線が感じる磁場強度を制御し、平均最小磁場を実現している。平衡解の計算とともに、局所理論に基づく MHD 安定性解析も同時に行われている。驚くべきことは、この磁気面形状が現在のヘリカル先進ステラレータと同様の、そら豆型磁気面、涙滴型磁気面、三角型磁気面を組み合わせた立体磁気軸配位となっていることである。Nührenberg らは、この磁場配位を Helias と名付け、実際の装置建設をめざしてさらなる考察を行っていく。図3に、その当時に考案された Helias 配位の BETA コードによる3次元 MHD 平衡計算結果を示す[31]。この Helias 配位は、プラズマアスペクト比が12、目標到達ベータ値を5%として設計された。また、BETA コードによる MHD

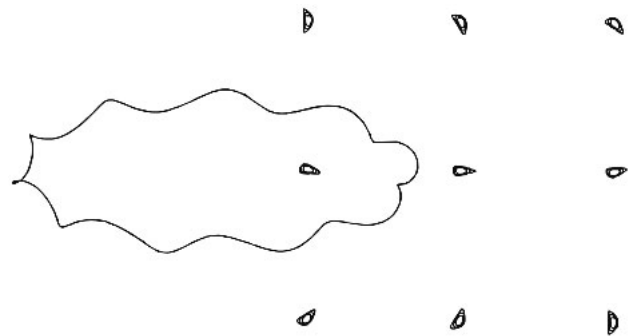
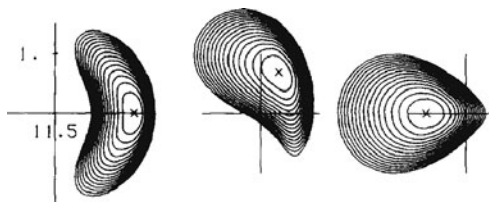
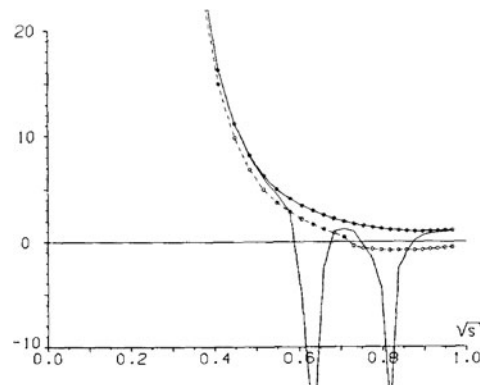


図2 近軸展開法により求められた MHD 平衡配位の一例。



(a) MHD 平衡計算結果



(b) 局所安定性解析結果

図3 BETA コードによる Helias 配位の3次元 MHD 平衡計算結果の例。(a)はトロイダル平均ベータ値5%時の磁気面形状、(b)は得られた MHD 平衡をもとに局所安定性解析をした結果。黒丸(●)の実線は、Mercier 条件を表す。白丸(○)の実線は抵抗性モードに対する安定性条件を示す。丸印なしの実線は、1/9 と 1/8 の共鳴を考慮した場合の結果。理想 MHD (Mercier 条件に基づく) は、プラズマの全域にわたって安定であることがわかる (文献[31]より引用)。

平衡計算と同時に計算された、局所理論に基づく MHD 安定性解析の結果も同時に示す。図 3 (a) はトロイダル平均ベータ値 5% 時の磁気面形状である。プラズマの小半径の 1/2 を超えるような大きなシャフラノフシフトは現れず、良好な MHD 平衡が達成されていることがわかる。また、図 3 (b) は得られた MHD 平衡をもとに局所安定性解析をした結果である。黒丸(●)の実線は Mercier 条件を表し、白丸(○)の実線は抵抗性モードに対する安定性条件を示す。丸印なしの実線は、1/9 と 1/8 の共鳴を考慮した場合の結果。理想 MHD (Mercier 条件に基づく) は、プラズマの全域にわたって安定であることがわかる。共鳴を考慮した場合、プラズマ周辺で不安定化するが、大部分は安定であることがわかる。これらの考察の結果は、Wendelstein 7-AS (W7-AS) [32] の設計に一部取り込まれ、実験により 2 次電流の低減が限界ベータ値を上昇されることが確認された。このことにより、プラズマの 3 次元形状制御による高ベータ化が可能であると確認された。

### 3. 高速イオン閉じ込めの改善

Helias 配位の発見により、高ベータステラレータ配位の実現可能性が高まった。また、Helias 配位設計の一部が W7-AS の設計・製作に応用されたこともあり、さらに次世代の Helias 配位実験の可能性に期待が高まった。しかし、1980 年代後半に Helias 配位の高速イオン閉じ込めがならずとも良くないことが指摘されはじめた。このことにより、W7-AS 後の次世代装置では、良好な高速イオン閉じ込めが実現できなければならないことが共通の認識となった。

Helias 配位の設計で明らかになったことの一つに、プラズマ形状を構成する各成分を調節することにより、直線磁気座標系 (ここでは Boozer 座標) での磁場スペクトルも制御できることである。言い換えると、プラズマの形状を指定する幾何座標のスペクトル表示と、磁場を表現するスペクトル表示が 1 対 1 に対応していないのである。文献 31 中での Helias 配位は、トロイダル磁場周期、プラズマアスペクト比、8 つの形状指定パラメータで閉じ込め磁場を定義している。このときプラズマ形状ではなく磁場のスペクトルに注目すると、支配的なモードに対して高調波の成分が非常に小さいということが明らかになった。このことは、

プラズマ形状を適当に選ぶことで、特定の磁場スペクトルのみを持った磁場配位をつくれる可能性を示すものであった。Nührenberg らは、このことを突き詰めて、閉じ込め磁場を構成する磁場スペクトルが「ほぼ」ヘリカル磁場成分のみで構成される配位を発見し、準ヘリカル対称ステラレータ (Quasi-Helically Symmetric Stellarator) 配位と名付けた [33]。これは、現在のステラレータ配位設計研究で中心となっている準対称配位 (プラズマ形状は幾何学的な対称性を持たないが、閉じ込め磁場は対称性を持つ成分を中心に構成されている) の最初の発見である。直線ヘリカル磁場においては、ヘリカル対称性による保存量があるために、良好な粒子閉じ込めが期待できる。そのことを、プラズマアスペクト比が 11 程度のトラス磁場配位で実現できたのは、大きな進展であった。プラズマ形状が 3 次元であるにもかかわらず、閉じ込め磁場のスペクトル上ある種の対称性が存在する準対称配位の研究はその後も続き、Garabedian による準軸対称配位の発見につながる [34]。準対称配位としては準ポロイダル対称配位も提案されているが、そもそもポロイダル対称は内部導体系でない限り不可能なので、存在しないものと考えてよい [35]。

図 4 に、Nührenberg らにより考案された準ヘリカル対称磁場配位の MHD 平衡と Boozer 座標系上での磁場スペクトルを示す。図 4 (a) は、BETA コードにより計算された 3 次元 MHD 平衡磁場の磁気面形状である。図 3 の Helias 配位の磁気面形状と同様に、そら豆型磁気面から涙滴型磁気面を経て、三角型磁気面へ変形する、Helias 配位の特徴が現れている。その意味では、この準ヘリカル対称配位は Helias 配位の 1 つである。図 4 (b) は、準ヘリカル対称配位の Boozer 座標系上での磁場スペクトルである。白丸がヘリカル磁場成分を表し、他の成分より十分大きいことがわかる。磁気面形状の性質がほとんど変わらないにもかかわらず、磁場スペクトル表現上では全く異なる磁場配位となる点が興味深い。図 5 に、トロイダル磁場周期  $m$  が 5、 $l=2$  の古典的ステラレータ磁場配位と準ヘリカル対称配位のアルファ粒子閉じ込めを比較した図を示す [36]。図 5 (a) は  $l=2$  の古典的ステラレータ、図 5 (b) は準ヘリカル対称配位のアルファ粒子の損失率を示している。図からわかるように、準ヘリカル対称性の導入により高速イオン閉じ込めが大幅に改善されていることがわかる。ただし、準ヘリカル

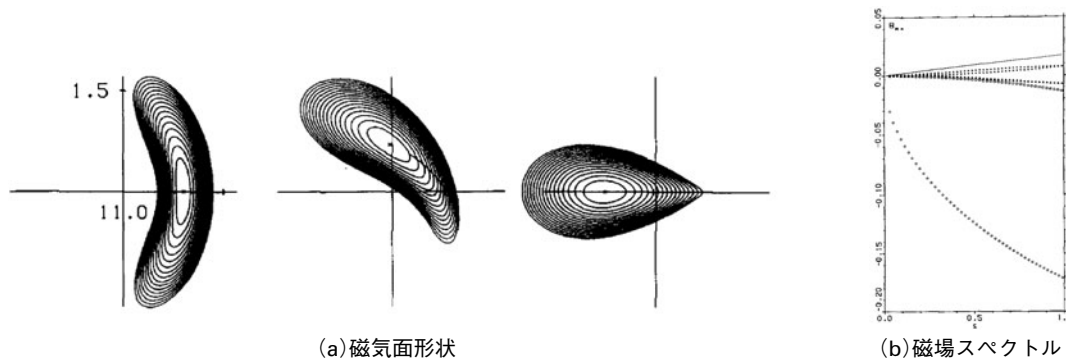


図 4 準ヘリカル対称配位の (a) 磁気面形状と (b) Boozer 座標系上での磁場スペクトル。右図上で白丸がヘリカル磁場成分を表す (文献 [33] より引用)。

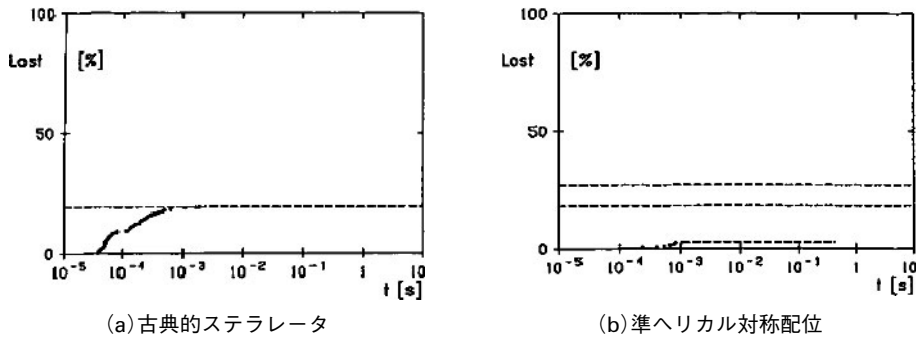


図5 (a)L=2の古典的ステラレータ磁場配位と(b)準ヘリカル対称配位のアルファ粒子損失率の比較. 準ヘリカル対称配位では, アルファ粒子損失率が十分に小さいことがわかる.

対称配位は, 高速イオン閉じ込めを大幅に改善させたが, トカマクと同程度にはなっていないことに注意を要する. これは, 支配的なモードがほぼヘリカル磁場成分とはいえ, 高調波成分が存在する. この高調波成分が捕捉粒子を統計的に拡散させるためである. これらの高調波成分は, 高ベータ平衡時にさらに増幅されるため, このことを十分に配慮した磁場配位設計が必要である.

上述のように準対称配位は高速イオン閉じ込めを大幅に改善するにもかかわらず, W7-Xは準対称配位を採用していない. その理由はいかなるものであろうか. プラズマの3次元形状制御により, MHD平衡時の2次電流の低減には成功したが, 新古典輸送により駆動される非誘導電流(ブートストラップ電流: BS電流)は考慮されていない. 準ヘリカル対称配位, 準軸対称配位ともに捕捉粒子により駆動されるBS電流は大きいと考えられている. したがって, このBS電流が高ベータ平衡時に回転変換分布を大きく変化させ, MHD平衡特性とMHD安定性特性を悪化させる可能性がある. BS電流は, 捕捉粒子ドリフトが磁気面から「ずれる(径方向の変位する)」ことにより生ずるので, このドリフト変位を小さくできれば, BS電流を十分に低く抑えた磁場配位を作ることができる. そこで, 幾何学的な対称性, あるいは磁場スペクトル上の準対称性を導入することなく, 磁場構造の3次元性を利用してドリフト変位を抑えつつ, かつ高速イオン閉じ込めを改善する必要がある. そこで採用されたのは, 準等磁場配位(quasi-isodynamic configuration)であった[37]. まず, 磁場のミラー成分を十分に大きく取り, 捕捉粒子がトロイダル方向へ周回するよりも早くポロイダル方向へ周回するようにする. W7-X磁場配位は, トロイダル磁場周期が5であるの

で, 上部からプラズマを見ると5本のミラー磁場がつながった五角形のプラズマ形状をしている. 図6にW7-X磁場配位の(a)磁場強度分布, (b)ミラー磁場に捕捉された高速イオン軌道を示す. 磁場強度分布は, 3トロイダル磁場周期分のプラズマ形状に合わせて表示している. 赤色の領域が磁場の強い領域で, 五角形の角に当たる領域である. 捕捉粒子を見ると, トロイダルに周回せず, ポロイダルに周回している様が見て取れる. 次に, 閉じ込め磁場のスペクトルを調節して縦の断熱不変量 $J$ を, 磁気面形状と一致するようにプラズマの形状制御を行う[38-40]. もし,  $J$ の等高線と磁気面が一致していれば, 捕捉粒子ドリフトの時間平均は0となる. このことにより, 高速イオン閉じ込めの改善とBS電流の低減が同時に達成されることになる[41]. 図7に, 準等磁場配位の一例を示す. 図7(a)は真空磁場, (b)は体積平均ベータ値5%の時の縦の断熱不変量 $J$ の等高線である. 等高線は, Boozer座標における $(\rho, \theta)$ 平面上で示しており,  $\rho$ は規格化小半径. 真空磁場でも閉じた $J$ の等高線が存在するが, ベータ値の上昇と共に,  $J$ の等高線が磁気面形状に一致する. これは, ベータ値の上昇と共に, 反磁性効果によりトロイダル磁場が減少することも含めて, 磁場配位の最適化を行っているためである. 準等磁場配位を採用したHeliasは, W7-X Projectとなり1990年にEURATOMに正式に提案された. その後, 原理的に無電流・定常運転が可能な核融合炉の1つとして存在感を増していくことになる.

#### 4. ダイバータ配位

1990年8月にEURATOMへW7-X計画の申請がなされ, その後, ワーキンググループによる審査が行われた. その

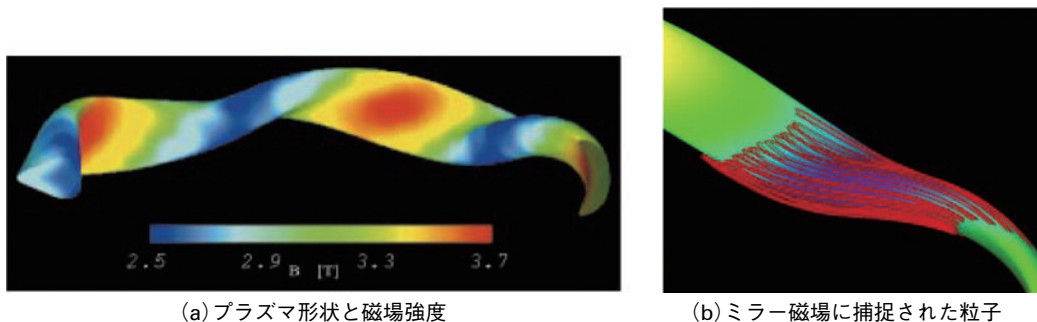


図6 W7-X磁場配位の(a)磁場強度分布と(b)捕捉粒子の軌道. 磁場強度分布は, トロイダル磁場周期で3周期分を表示している.

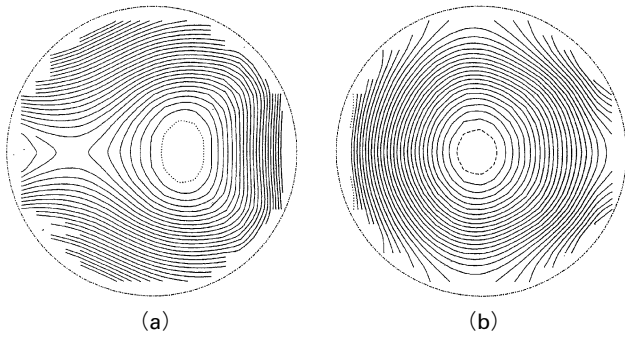


図7 準等磁場配位での縦の断熱不変量Jの等高線を Boozer座標における $(\rho, \theta)$ 平面上で示したもの。 $\rho$ は規格化小半径。(a)は真空磁場、(b)は体積平均ベータ値5%のもの。閉じたJの等高線が存在し、ベータ値の上昇と共に磁気面形状に近くなる。

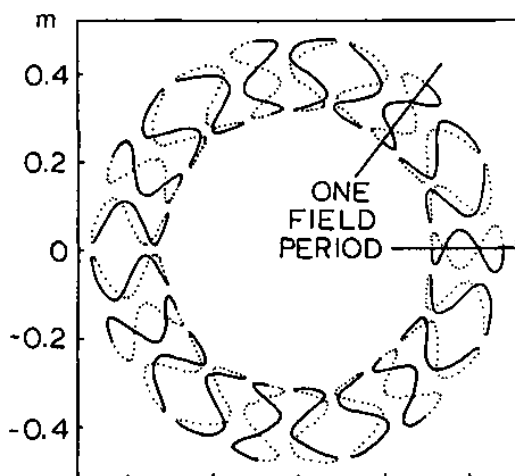
審査の過程で、Helias 配位による核融合炉実現をめざすならば、ダイバータ配位による定常運転を実証しなければならないという、強い意見が表明された[42]。

ステラレータにおけるダイバータ配位研究は古く、モデル B-65 ステラレータにはトロイダルダイバータが設置された。これはレーストラックの直線部に設置されたトロイダルコイルによりセパトリックスを作り、ダイバータ磁力線を引き出すものであった[43]。一方、連続巻きヘリカルコイルを採用した古典的ステラレータ磁場配位では、ヘリカルコイル極数  $l$  に対応したセパトリックス構造が自然に現れるので、このセパトリックスをダイバータ磁力線として利用できる。 $l=2$  のヘリオトロン配位では、 $l=2$  のセパトリックス配位が自然に形成されるので、2つの X 点から外側に伸びる磁力線をダイバータとして利用できる。これが、ヘリカルダイバータ (Helical divertor: HD) 配位である[44]。しかし、ポロイダルモジュラーコイルを採用した Helias は、ダイバータ配位を持たないと信じている人が多い。この誤った理解をもとに、Helias は炉にならないという主張をする人もいる。ところが、ポロイダルモジュラーコイルであっても、コイル付近はコイルに巻き付く磁力線が存在するので、これらの磁力線をダイバータに

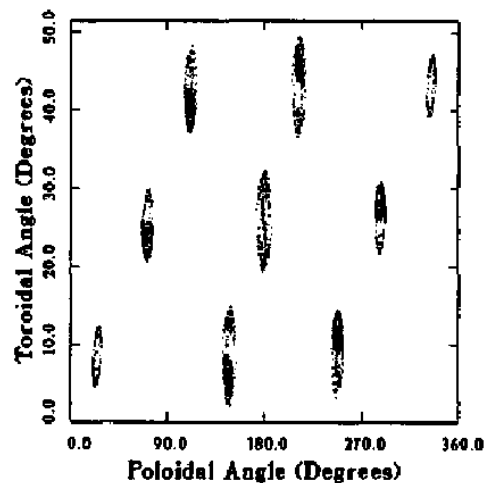
応用する試みは以前から行われてきた。ウイスコンシン州立大学マディソン校の IMS (Interchangeable Module Stellarator) 装置[45]では、第1壁に対する磁力線のフットプリントを考察している[46]。図8に、IMS装置でのポロイダルモジュラーコイルの配置とダイバータ磁力線のフットプリントを示す。ポロイダルモジュラーコイル間の間隔が広い箇所から、第1壁に達する磁力線のフットプリントが示されている。

Helias 配位は、(1)まず、設定した物理特性を満足するプラズマの形状を決定し、(2)その後設計したプラズマ形状を実現するためのコイル形状と配置を決定する、という設計プロセスを採用している。このプロセスの中には、どのようにダイバータ配位を実現するかは含まれていない。しかし、Helias 配位では、閉じた磁気面によるプラズマ境界を先に決めなければならないので、プラズマから漏れ出した熱や粒子をダイバータへ導く磁力線が無頓着に形成できるかは自明ではない。

Helias 配位 (準対称配位を含む) のダイバータ配位の候補としては、共鳴ダイバータ (resonant divertor: RD) 配位と非共鳴ダイバータ (non-resonant divertor: NRD) 配位の2種類がある[47]。共鳴ダイバータ配位 (以下、RD 配位) は、いわゆる磁気島ダイバータ (Island divertor: ID) 配位である。共鳴有理面上に磁気島構造が現れるように磁場を決定し、磁気島を周回する磁力線の垂直輸送 (磁力線の径方向変位による輸送) をダイバータ配位に応用するものである。磁気島 (ID) ダイバータ配位は、Helias 配位のようなヘリカル先進ステラレータ配位のために考え出されたところが多くの人々が誤解しているが、本来、トカマク配位のために考え出されたものである[48]。トカマクのポロイダルダイバータ配位は、セパトリックス構造を作るのにトロイダル電流とほぼ同等の電流をダイバータ磁場コイルに流さなければならない。大電流駆動の場合、このコストは無視できないので、より経済的なダイバータ配位として考案されたものである。一方、非共鳴ダイバータ配位 (以下、NRD 配位) は、プラズマ境界の形を鋭く尖るように形状制御す



(a)ポロイダルモジュラーコイル配置

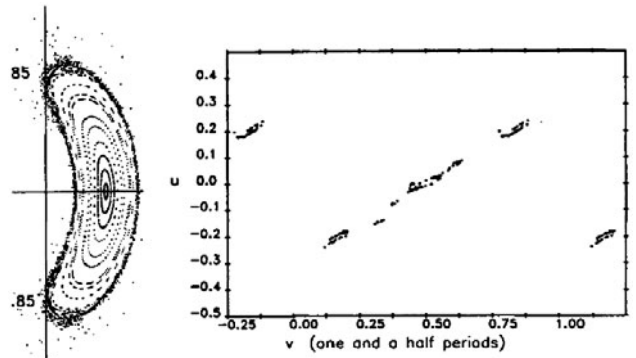


(b)ダイバータ磁力線のフットプリント

図8 IMS装置の(a)ポロイダルモジュラーコイル配置と(b)ダイバータ磁力線の第1壁のフットプリント。

ることで、尖ったプラズマ形状の先端に現れる開いた磁力線をダイバータに応用するものである。この時、プラズマ形状を尖らせるための非共鳴磁場成分が十分大きい場合、最外殻磁気面すぐ外側の磁力線が第1壁に到達するようになる。これを、ダイバータ磁力線として利用するものである。

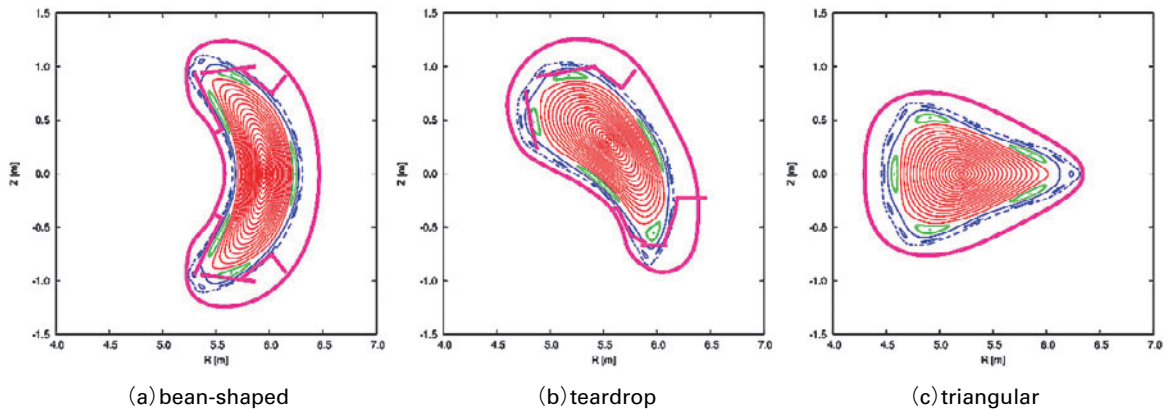
歴史的には、W7-X 磁場配位のダイバータ設計は、NRD 配位からスタートした[49]。Helias 配位は、縦長の楕円度が大きいそら豆型磁気面を持つために、鋭くとがった磁気面の先端をトロイダル方向へ真空容器に沿うように制御する。その時、最外殻磁気面外から真空容器に達する磁力線をダイバータ配位として利用するものである。図9に、初期のダイバータ研究の例を示す。よく知られているように、低磁気シア配位は、わずかな回転変換分布の変化が磁場配位の変化に結びつくために、有限ベータ平衡時のプラズマ応答の影響が考察されてきた[50,51]。それでは、どうしてダイバータ配位がNRD 配位からRD 配位(ID 配位)に変わったのであろうか。それは、ポロイダルモジュラーコイルのデザインコード(NESTOR コード[52], NESCOIL コード[53])が進化し、ポロイダルモジュラーコイルの形状と配置が変更されることにより、これまでの最外殻磁気面すぐ外で第1壁へそれてしまっていた磁力線が閉じるようになった[54]。そして、プラズマ形状を微調整することで、 $i=1$ の面にきれいな磁気島構造を作れるようになったのである。そこで、この磁気島構造をID(磁気島ダイバータ)配位として利用することにしたのである。図10に、磁気島ダイバータ配位の例を示す。ポワンカレ図は、(a)そら豆型(bean-shaped), (b)涙滴型(teardrop), (c)三角形(triangular)磁気面を示した。真空容器とダイバータ板などの炉内機器が紫色の実線で示されている。磁力線は、赤、緑、及び青の3色で示されている。赤色の磁力線は、プラズマ閉じ込め領域、緑は磁気島ダイバータ領域の磁力線、青色は磁気島ダイバータ領域より外側の磁力線である。実際には、磁気島ダイバータ領域に設置された炉内機器により閉じ込め領域が制限されるので、青色の磁力線領域にはプラズマは存在しない。しかし、磁場構造としては、ダイバータ磁気島の外側にも閉じた磁気面領域が存在することである。ID 配位とは、きれいに閉じた磁気面を持つ磁



(a)そら豆型磁気面 (b)ダイバータ磁力線のフットプリント

図9 W7-X装置のNRD配位の例。右図(a)はそら豆型磁気面、左図(b)ダイバータ磁力線のフットプリント。磁力線のフットプリントは36度分(トロイダル磁場半周期)を示している。

場構造中に現れた磁気島中に炉内機器を挿入してプラズマ境界を決めるという意味では、リミタ配位とダイバータ配位の間といえるかもしれない。このように、きれいに閉じた磁気面を持つ磁場配位中に磁気島が生じるのは、基本的にW7-X 磁場配位が、低磁気シアの磁場配位だからである。したがって、有限ベータ効果やBS電流などのトロイダル電流の存在が、回転変換分布を大きく変化させ、ダイバータ磁気島を大きく変化させてしまう可能性は以前から指摘されてきた[55-61]。図11に、有限ベータ効果によるID配位の周辺磁場構造の変化を示す。W7-X 低磁気シア配位での、HINTコードによる3次元MHD平衡解析の結果である。図中では、水色の線が真空容器、紫の線がダイバータなどの炉内機器を表す。図11(a)は真空磁場、図11(b)と(c)が体積平均ベータ値が2%と3%をそれぞれ表す。ベータ値の増加と共に、ダイバータ磁気島が縮小し、図11(b)では、ほとんど消失している。一方、さらにベータ値が増加すると、ダイバータ磁気島が再び現れる。しかし、磁気島の位相は反転している(図11(c)参照)。図11(b)と(c)の緑線はプラズマ圧力の境界を表す。したがって、この結果が示すところは、有限ベータ効果によりID配位の周辺磁場構造が変化してしまうと、一時的にでもダイバータ配位からリミタ配位に変化してしまう可能性があることであ



(a) bean-shaped (b) teardrop (c) triangular

図10 W7-X装置の磁気島ダイバータ配位。真空容器とダイバータ板などの炉内機器が紫色の実線で示されている。磁力線構造のポワンカレ図は、赤、緑、及び青の3色で示されている。

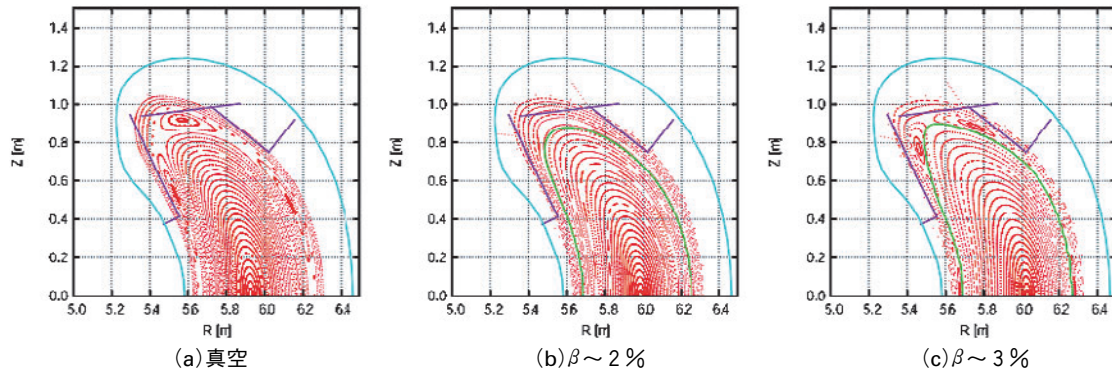


図11 W7-X 低磁気シア配位での3次元 MHD 平衡解析結果。水色の線が真空容器、紫の線がダイバータなどの炉内機器を表す。図(a)が真空磁場、図(b)と(c)が体積平均ベータ値が2%と3%をそれぞれ表す。図(b)と(c)の緑線はプラズマ圧力の境界を表す。

る。有限ベータ効果や BS 電流などによる周辺磁場構造の変化を電子サイクロトロン電流駆動 (ECCD) や共鳴磁場コイルにより抑制するシナリオが考察中である。このようなシナリオを実現したうえで、ID 配位が将来の Helias 炉で実現できるかどうかを判断するためには、W7-X 実験を解析したうえで判断しなければならないだろう。

## 5. W7-X 磁場配位の設計思想とは ～まとめにかえて～

ここまで、W7-X 磁場配位の設計において重要なターニングポイントとなった3つのキーワード、「高ベータ」、「高速イオン閉じ込め」、「ダイバータ配位」に沿って設計の歴史を述べた。また、これら3つのキーワードに対する研究・開発は、そのまま時系列になっていることも気付くであろう。

文中で幾度か述べたように、W7-X 磁場配位 (いわゆる Helias 配位) の研究・開発の歴史は、トカマクに対する挑戦の歴史である。初期のステラレータ装置の性能は、明らかにトカマクに劣っていたために、世界の趨勢はトカマクに移った。ステラレータには、「核融合炉としての可能性がトカマクよりも遥かにある」、にもかかわらずである。そのような時に、Nührenberg らはトカマクに対抗できる先進的なステラレータ配位の研究を開始したのである。彼らは、まず、トカマクに対抗できるだけの十分な高ベータプラズマを生成できる配位を見出した。次に、準対称性の導入によって、ステラレータでも、十分、高速イオン (アルファ粒子) を閉じ込めることができることを示した。最後に、ダイバータ配位を考察して、定常核融合炉をめざした方向性を決定した。

W7-X 磁場配位研究の歴史は、そのまま、現在の最適化ステラレータ (Optimized Stellarator) 研究の歴史である。端的に言って、現在の最適化ステラレータ研究は、最適化スキームの拘束条件と目的関数が膨大な数になり、非線形計画法のアルゴリズムが洗練されたものである。W7-X 設計の当初は、例えば拘束条件は20か40程度であった。これは、当時の計算機性能では、ここまでしか考慮できなかったのである。では、W7-X 磁場配位は、現在の最適化ステラ

レータ研究の、単なる出発点、あるいは通過点に過ぎないのであるか？

ここで、冒頭で「W7-X 磁場配位の設計は1979年から始まった先行研究の方針が維持され」と述べたことを思い出していただきたい。例えば、「高ベータ」では、磁気面形状を3次的に強く形状制御することで2次電流 (= シャフラノフシフト) を低減した。これは、高ベータプラズマ時に、シャフラノフシフトによる回転変換分布の変化を避けるためである。もともと、Wendelstein シリーズは、低磁気シア磁場配位から研究がスタートしているために、高ベータプラズマ時に回転変換分布に低次の有理面が現れることは、大きな問題となっていた。歴代の Wendelstein シリーズは、この性質を受け継ぎ、徹底してこの問題を避けるように設計されているのである。また、「高速イオン閉じ込め」では、Nührenberg らは準対称配位の発見により、ステラレータでも、十分、アルファ粒子を閉じ込めることができることを示した。しかし、準対称配位には良好な性質があるにもかかわらず、準等磁場配位を採用した。これは、BS 電流を低減して、回転変換分布の変化を抑え込むためである。回転変換分布は低磁気シアで生成し、低次の有理面を横切らないようにする。文中で、低磁気シア配位の問題点について言及したが、高磁気シアにはしない。つまり、W7-X 磁場配位設計の基本方針は、いかなる場合でも「低磁気シアの磁場配位変化を最小にする」ことなのである。このことは Wendelstein シリーズの「哲学」でもある<sup>1,2</sup>。ステラレータとは、外部コイルのみで閉じ込め磁場を作り、プラズマを点けたとしてもその磁場構造が変わることなく、定常で燃え続けなければならないという「哲学」なのである。その哲学に従えば、磁気島ダイバータ (ID) 配位を採用したのも自然な流れとなる。ロバストな磁場構造が、そのままダイバータ配位に用いることができるはずだからである。ステラレータ最適化スキームでも、この哲学は拘束条件として明確に組み込まれている。最近のものも含めて、ステラレータ最適化スキーム (コード) は、最初に対象となる磁場配位 (準対称か準等磁場か) を選択する必要がある。膨大な拘束条件と目的関数を用いて一意に最小値を計算することは現在の計算機リソースでは不可能だ

1 これは、Günter Grieger の哲学といったほうが正しいかもしれない。

2 さらに W7-X をそのままスケールアップすれば「炉」になるという哲学もある。



からである。

だが、W7-X 磁場配位設計では、計算機リソースが不足しているからという理由ではなく、ステラレータとはかくあるべきであるという「哲学」、Wendelstein シリーズの「哲学」、を満たさない解は最初から排除されている。ここが、他の最適化ステラレータ配位と異なる点である。例えば、アメリカの最適化ステラレータ設計では超並列マシンを駆使して設計を行ったため、ステラレータ最適化スキームのみを用いて設計したといえる。図面を見ればわかるが、目的関数を極限まで最小化しているので、設計が非常にタイトなのである。もちろん、数値上は設計点を満たしているが、実際に建設してどうなったかはよくご存じであろう。

W7-X 装置の建設は困難を極め、15年の歳月を要した。途中、プロジェクトは幾度も危機を迎えたが、2015年12月より実験を開始した。最初の実験キャンペーンは、炉内機器の整備などが間に合わないものであったが、特段問題なく終了し、多くの成果を上げることができた[1, 62]。今後、炉内機器の整備が進み、2017年8月より開始される次の実験キャンペーン以降の結果で W7-X 磁場配位設計の是非が問われることになるだろう。

W7-X 磁場配位は、ステラレータ磁場配位の最適化としては道半ばである。例えば、高速イオン閉じ込めでは、準等磁場配位により大幅に改善しているが完全ではない。特に、磁場スペクトルの高調波成分が生み出す統計的損失を抑えきれない。また、ポロイダルモジュラーコイルが、プラズマ境界近くに設置されているので、リップルによる損失も無視できない。高速イオン軌道の改善と合わせて新古典輸送が大幅に低減されているが、異常輸送の低減は考慮されていない。BS 電流も低く抑えられているが、完全ではない。ダイバータ配位においても、ID 配位は途中から設計に加わったので、今後の研究の進展が望まれる。以上の点は、実験による確認を得て、次世代の磁場配位設計に生かされるであろう。

多くの問題が残されているとはいえ、W7-X がステラレータ装置実験において、大きなマイルストーンであることは事実である。我が国の大型ヘリカル装置 (LHD) が、超伝導コイル・高パワー加熱により高性能プラズマ実証の道を切り開いたとすれば、W7-X が最適化スキームに基づく MHD や新古典輸送の最適化により、核融合炉へ外挿可能な定常プラズマ放電の実証を可能とするだろう。我が国においても、LHD に続く次期装置計画を考える時代になった。その時、W7-X の成果を取り込まない磁場配位は、核融合コミュニティに受け入れられないであろう。

Mercier の定義に基づけば、プラズマの 3 次元形状制御により回転変換を生み出すのがステラレータである。ステラレータの概念が発明されて50年以上、もはや特定のコイル巻き線則が日本独自の方式云々ともてはやす時代ではない。W7-X 磁場配位を知ることは、その哲学を知ることである。そして、磁場配位を設計するには、哲学が必要なことを W7-X 磁場配位は示している。筆者が Nührenberg 博士

と議論した時、博士はマックス・プランク研究所だからこそ W7-X 装置が実現できたことを強調してくれた。Nührenberg 博士によると、研究所は論文執筆の義務などはすべて免除して、研究と設計活動に集中させてくれたそうである。本稿執筆にあたっては、会議論文が参考文献であることが多く、資料収集が難しかった。最近はやりの業績評価に左右されない自由な研究環境が、ステラレータはどうあるべきかを深く考えることに結びつき、W7-X 計画を成功に導いたことを強調された。特に、アメリカのように、プロジェクトのチェック・アンド・レビューが厳しい環境であると、かえって装置建設を難しくする。残念ながら、近年は財政的事情もあり、昔のような自由な研究環境を望むべくもない。それは致し方ないことである。しかし、今後、新たな装置を設計するにあたっては、研究者がどれほどの「哲学」を構築できるかがカギとなることは変わらないであろう。

## 謝 辞

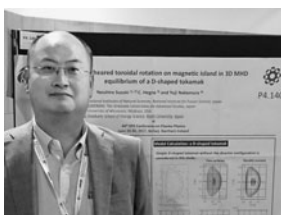
本稿を執筆するに当たり、まず、マックス・プランク研究所・プラズマ物理研究所の Jürgen Nührenberg 博士に感謝いたします。Nührenberg 博士には、多くの時間を割いて W7-X 磁場配位設計の歴史を講義していただきました。また、筆者が研究所を訪問するたびに自室に招いて議論をしてくださいました。議論では、常に筆者の結果に対し、その結果がどのように装置設計に結びつくかを問われました<sup>3</sup>。また、マックス・プランク研究所・プラズマ物理研究所の Henning Maaßberg 博士、Joachim Geiger 博士、Craig Beidler 博士、Per Helander 博士、Yuehe Feng 博士、Andreas Dinklage 博士、Matthias Hirsch 博士には、W7-X 磁場配位設計と W7-AS 実験の解析について議論していただきました。また、準対称配位について議論していただいた、コロンビア大学の Allan Boozer 教授に感謝いたします。核融合科学研究所の岡村昇一特任教授、松岡啓介特任教授との議論が本稿執筆にあたり参考になりました。ここに感謝いたします。初期の立体磁気軸ステラレータ研究の動向については、東北大学工学研究科の北島純男特任教授からの情報提供が参考になりました。ここに感謝いたします。最後に、このように長く W7-X 計画と関わるきっかけをいただいた、核融合科学研究所の故林隆也教授に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] T. Klinger *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **59**, 014018 (2017).
- [2] C. Mercier and H. Luc, *Lectures in Plasma Physics* (Commission of EC, Luxemburg, 1974, EUR 5127e).
- [3] J. Nührenberg *et al.*, *Trans. Fusion. Technol.* **27**, 71 (1995).
- [4] H. Wobig *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **35**, 903 (1993).
- [5] F. Bauer *et al.*, *Computational Method in Plasma Physics* (Springer-Verlag, Berlin, N.Y. 1978).
- [6] S.P. Hirshman and J. C. Whitson, *Phys. Fluids* **26**, 3553

3 だいたい議論の後半は、そんなことで装置が設計できるとお叱りに変わるのですが…

- (1983).
- [ 7 ] R.B. White and A.H. Boozer, Phys. Plasmas **2**, 2915 (1995).
- [ 8 ] S.P. Hirshman *et al.*, Phys. Fluids **29**, 2951 (1986).
- [ 9 ] C. Schwab, Phys. Plasmas **5**, 3195 (1993).
- [10] D.V. Anderson *et al.*, Scientific Computing on Supercomputers II, (1990) 159.
- [11] J. Nührenberg, Fusion Sci. Technol. **50**, 146 (2006).
- [12] J. Nührenberg, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 124003 (2010).
- [13] 松岡啓介：日本物理学会誌 **41**, 653 (1986).
- [14] 山崎耕造：プラズマ・核融合学会誌 **72**, 124 (1996).
- [15] 若谷誠宏，横山雅之：日本物理学会誌 **51**, 102 (1996).
- [16] L. Spitzer Jr. Phys. Fluids **1**, 253 (1958).
- [17] T.H. Stix, J. Plasma Fusion Res. SERIES, **1**, 3 (1998).
- [18] K.M. Young, Plasma Physics **16**, 119 (1974).
- [19] L.A. Artsimovich *et al.*, Proc. Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Res., Nobosibirsk Vol.1, 17 (1968).
- [20] V.P. Smirnov, Nucl. Fusion **50**, 014003 (2010).
- [21] J.C. Hosea *et al.*, Plasma Phys. **13**, 365 (1971).
- [22] K. Uo, J. Phys. Soc. Jpn. **16**, 1380 (1961).
- [23] J. Fujita and K. Matsuoka, Nucl. Fusion **25**, 1253 (1985).
- [24] S. Nagao, Proc. Intern. Symp. on Stellarators with three-dimensional magnetic axis (Sendai, Japan, 1979) p135.
- [25] G. Griger, Nucl. Fusion **25**, 1231 (1985).
- [26] R. Chodura and A. Schlüter, J. Comput. Phys. **41**, 68 (1981).
- [27] A.H. Boozer, *in private communication*.
- [28] C. Mercier, Nucl. Fusion **4**, 213 (1964).
- [29] D. Lortz and J. Nührenberg, Z. Naturforsch. A **31**, 1277. (1976).
- [30] J. Nührenberg, Proc. Intern. Symp. on Stellarators with three-dimensional magnetic axis (Sendai, Japan, 1979) p1.
- [31] J. Nührenberg and R. Zille, Phys. Lett. A **114**, 129 (1986).
- [32] U. Brossmann *et al.*, 1982 Proc. 9th (IAEA) Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Baltimore, MD) pp 141-56 IAEA-CN-41/Q-5.
- [33] J. Nührenberg and R. Zille, Phys. Lett. A **129**, 113 (1998).
- [34] P. Garabedian, Phys. Plasmas **3**, 2483 (1996).
- [35] J. Nührenberg, *in private communication*.
- [36] W Lotz *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **34**, 1037 (1992).
- [37] D. Palumbo, Nuovo Cimento XB, **53**, 507 (1968).
- [38] J. Nührenberg *et al.*, *Theory of Fusion Plasmas* (Proc. Joint Varenna-Lausanne Int. Workshop (1987) (Bologna: Editrice Compositori) p 3.
- [39] W. Lotz *et al.*, Proc. 13th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Washington, DC, 1990) (Vienna: IAEA) vol II, p 603.
- [40] S. Gori *et al.*, *Theory of Fusion Plasmas* (Proc. Joint Varenna-Lausanne Int. Workshop 1994) (Bologna: Editrice Compositori) p 335.
- [41] P Helander and J Nührenberg, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 055004 (2009).
- [42] J. Nührenberg, *in private communication*.
- [43] C.R. Burnett *et al.*, Phys. Fluids **1**, 438 (1958).
- [44] N. Ohya *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 387 (1994).
- [45] D.T. Anderson *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **9**, 212 (1981).
- [46] R.P. Doerner *et al.*, Phys. Fluids **29**, 3807 (1986).
- [47] A.H. Boozer, J. Plasma Phys. **81**, 515810606 (2015).
- [48] F. Karger and K. Lackner, Phys. Lett. A **61**, 385 (1977).
- [49] J. Nührenberg and E. Strumberger, Contrib. Plasma Phys. **32**, 204 (1992).
- [50] E. Strumberger, Contrib. Plasma Phys. **32**, 737 (1992).
- [51] E. Strumberger, Nucl. Fusion **32**, 737 (1992).
- [52] P. Merkel, J. Comput. Physics **66**, 83 (1986).
- [53] P. Merkel, Nucl. Fusion **27**, 867 (1987).
- [54] J. Nührenberg, *in private communication*.
- [55] E. Strumberger, Contrib. Plasma Phys. **38**, 106 (1998).
- [56] E. Strumberger, Nucl. Fusion **37**, 19 (1997).
- [57] M. Drevlak *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 731 (2005).
- [58] Y. Suzuki *et al.*, 33rd EPS Conference on Plasma Physics (2006) P2.119.
- [59] Y. Suzuki *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 576 (2010).
- [60] J. Geiger *et al.*, Joint 19th ISHW and 16th IEA-RFP workshop D5 (2013).
- [61] Y. Suzuki and J. Geiger, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 064004 (2016).
- [62] 鈴木康浩：プラズマ・核融合学会誌 **93**, 71 (2017).



すずき やす ひろ  
鈴木康浩

核融合科学研究所・核融合理論シミュレーション研究系・准教授，総合研究大学院大学物理科学研究科併任，専門は

電磁流体力学平衡・不安定性解析，および周辺プラズマ輸送。これまで，プラズマコア部のMHD的な振る舞いが，プラズマ周辺部の磁場構造をどう変えるのかを考察してきたが，中性粒子を含めた周辺プラズマの振る舞いがプラズマコア部に与える影響の考察に興味に移りつつある。プラズマ境界形状から磁場配位を設計するのではなく，プラズマ境界形状を含む周辺磁場構造に基づいた磁場配位設計を行うことが，次世代装置の鍵だと考えている。本稿で述べた磁場配位の設計について教えを受けていた自分が，今度は自身が磁場配位を設計しなければならない世代になったことに身が引き締まる思いです。