

ヘリオトロンDM装置における
不整磁場およびプラズマの閉じ
込めに関する研究

1982

水 内 亨

目 次

内 容 梗 概	1
第一章 序 論	2
1-1 プラズマ閉じ込め研究の経緯	3
1-2 本研究の目的と意義	5
第二章 ヘリカル・ヘリオトロン磁場とヘリオトロンDM装置	7
2-1 序	7
2-2 ヘリカル・ヘリオトロン磁場	7
2-3 ヘリオトロンDM装置	11
2-4 ベーキングおよび放電洗浄	16
第三章 不整磁場の存在する磁気面の解析	19
3-1 序	19
3-2 磁気島の解析的考察	19
3-3 理想化した不整磁場による影響	23
3-4 ヘリオトロンDM装置における不整磁場	28
3-5 結 論	38
第四章 磁気島とその補正の効果	40
—— 真空磁気面の測定から ——	
4-1 序	40
4-2 真空磁気面の測定法	41
4-3 磁気面の修正法	43
4-4 測定結果	44
4-5 結 論	49
第五章 ジュール加熱プラズマの閉じ込めにみる不整磁場の影響	50
5-1 序	50
5-2 実験方法および計測システム	51
5-3 ジュール加熱プラズマの特性 (I)	55

— 鉄心の有無によるプラズマの閉じ込めの相違 —	
5-4 ジュール加熱プラズマの特性 (Ⅱ)	61
— 磁場の補正によるプラズマの閉じ込めの変化 —	
5-5 結 論	66
第六章 レーザ生成プラズマの閉じ込め	68
6-1 序	68
6-2 実験方法	69
6-3 実験結果とその考察	70
6-4 結論と将来への展望	76
第七章 結 語	79
謝 辞	80
参 考 文 献	81
本研究に関する発表・論文	88

内 容 梗 概

本論文は、ヘリカル・ヘリオトロン磁場を閉じ込め磁場とするヘリオトロンDM装置において行なった実験的研究の結果を、まとめたものである。その内容は、不整磁場が、磁気面およびそこに閉じ込められたプラズマに及ぼす影響に関する実験的検討と、レーザー光を用いたプラズマ生成およびその閉じ込めの実験とに大別される。

第一章では、制御熱核融合研究の沿革および独自の発展をたどって来たヘリオトロンの歴史について簡単に述べ、本論文の位置づけならびに目的と意義を明らかにする。

第二章では、本研究における実験装置であるヘリオトロンDM装置について述べる。まず、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の解析法を概説し、その結果得られる幾つかなの特質をまとめる。その後、技術的見地からヘリオトロンDM装置が詳しく述べられる。

第三章では、計算機を用いた解析をもとに、不整磁場が磁気面に与える影響を検討する。まず、いくつかの近似を行なった上で、不整磁場と磁気島の関係を解析的に示し、次いで、数値計算の結果との比較を行なう。さらに、実際に生ずる可能性のある不整磁場発生原因のいくつかについて、それ等を考慮した計算結果を示し、その重要性を明らかにする。

第四章では、ヘリオトロンDM装置の作る磁気面の実測結果が報告される。まず、不整磁場により、磁気面が大きく破壊されていることが示され、次いで、比較的簡単な方法で、これが修正されていく様子が示される。その結果、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の特徴である大きな回転変換とシアを持つ磁気面の存在を、実験的に確認する。

第五章では、ジュール加熱法により生成されたプラズマを対象として、不整磁場がプラズマの閉じ込めに与える影響を議論する。不整磁場の存在する場合において、閉じ込められたプラズマの分布および閉じ込め時間等が述べられる。次いで、磁場が修正されることにより、これ等がどのように変化するか調べられる。

第六章では、新しい無電流プラズマの生成法について述べられる。レーザー光を用いたプラズマ生成法として、金属標的とレーザー光の組み合わせによる実験を試み、トラス上一点で生成されたプラズマを良く閉じ込め得ることを示し、燃料ペレットと大出力レーザー光を組み合わせたプラズマ生成法の、ヘリオトロン装置への適用について論じられる。

第七章では、本研究で得られた結果のまとめを行なう。

本研究に関連した発表については、参考文献とは別に、巻末にまとめて示した。

第一章 序 論

制御熱核融合反応炉の実現をめざした研究は、近年の著しい進展により、燃焼実験を含む実験計画を持つ大型装置も完成されようという段階に来ている。現在進められている核融合研究には、大別して2つの流れがある。1つは磁場によって高温プラズマを閉じ込め、核融合反応が生ずるに十分な時間プラズマを保持・制御しようとする方法である。他の1つは、大出力のレーザー光、電子ビームあるいはイオンビーム等を燃料ペレットに集中して照射し、瞬時に高温・高密度プラズマを生成することにより、プラズマが膨張し始めない短時間のうちに核融合反応を完了してしまおうとする方法である。

磁場によるプラズマの閉じ込め方法は、さらに、その磁場が開いているか（開放端型, Open System）、閉じているか（トーラス型, Torus System）により区別することができる。

トーラス型は、磁気面（Magnetic Surface）を作るか否かで分類できる。さらに、磁気面を作るグループは、その磁気面の作り方により、次の3つに分けることができる。a) プラズマ中に磁力線に沿った電流を流すことによるもの、b) ヘリカル・コイルによるもので、磁気軸が平面上にあるもの、c) 立体磁気軸を持つもの、である。a) は、トカマク（Tokamak）〔1, 2〕で代表される。b) には通常のステラレータ（Stellalator）〔11〕トルサトロン（Torsatron）〔50〕およびヘリオトロン（Heliotron）等が属している。また、c) には、いわゆる立体磁気軸トーラスがある。以上をまとめると表1-1のようになる。

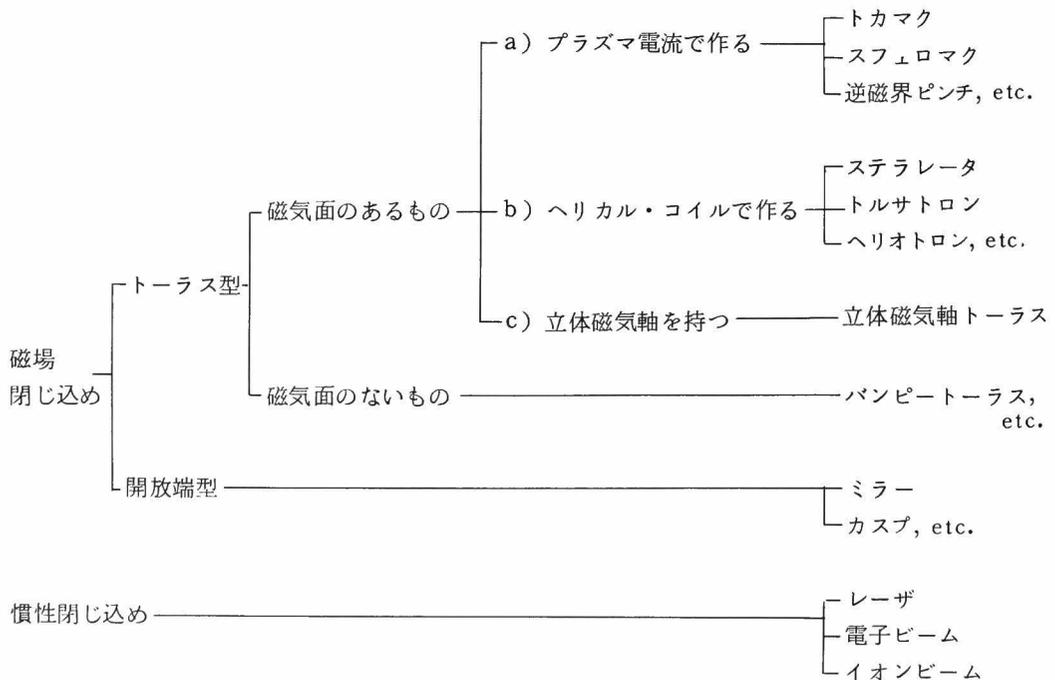


表1-1 核融合炉形式の分類

本章では、まず初めに、プラズマ閉じ込め研究の発展の経緯を簡単に振り返ってみる。その後、本論文の目的と意義について述べる。

§ 1 - 1 プラズマ閉じ込め研究の経緯

制御熱核融合に関する研究の経過は、これまで8回にわたって行なわれている I A E A 主催によるプラズマ物理・制御核融合国際会議 (International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research) の報告書^[7, 8, 15-19]に概観できるが、ここでは、ステラレータ系を中心として簡単に振り返っておく。

ステラレータの研究は、1951年に始まる。この年、プリンストン大学の L. Spitzer, Jr. は、8字型ステラレータによるステラレータ計画を発足させた。そして荷電粒子のトラス装置による有効な閉じ込めを実証し、さらに Kruskal 限界^[3]として知られていたジュール加熱電流の上限値の存在も実験的に確認した^[4]。その後プリンストンでは、C-ステラレータ^[5]の建設へと発展して行った。

しかし、ステラレータでの実験も、当時の他の多くの装置がそうであったように、多くの不安定性に悩まされることとなり、核融合の研究は、Rosenbluth 言うところの“煉獄 (Purgatory)”の時代を迎えた。その中であって、M. S. Ioffe 等の実験^[6]により指摘された最小磁場 (Minimum B) の概念の重要性は、直ちにトラス系へも平均最小磁場 (Average Minimum B) として取り入れられ、“煉獄”を抜け出すカギとなるものであった。多極磁場等^[9, 10]の内部導体系装置での研究がそれである。

このような状況を背景に、ステラレータの研究は着実に進み、多くの装置が誕生した^[11]。この時期の研究対象となっていたプラズマは、熱電離、光電離、弱い電子サイクロトロン共鳴加熱 (Electron Cyclotron Resonance Heating)、あるいはプラズマ・ガン等により生成された無電流プラズマ (Current-less Plasma) が主であった。その中で、Wendelstein 装置では、プラズマの拡散が、古典拡散で説明できるとし^[12]、注目を引いた。また、Clasp 装置では、磁場コイル系の精度に特に注意が払われ、三重水素の崩壊により生ずる高エネルギー電子の閉じ込めが調べられた^[13]。その結果、ステラレータ磁場が、少なくとも、単一荷電粒子の閉じ込めに対して、優れた性質をもっていることが、実験的に示された。また、不整磁場の影響に対する認識が強まったのも、この時期である。

1968年、Novosibirsk で開かれた第3回国際会議は、核融合研究の歴史の中で、特筆すべき会議であった。この会議で Artsimovich 等は、ソビエト・トカマクの一連の実験結果を発表した^[14]。それによれば、閉じ込め時間がボーム時間 (Bohm Time) の30倍に及ぶこと、閉じ込められたプラズマの温度が1keVと、当時としては著しく高いこと、着実な比例則 (Scal-

ing Law)を示していることが明らかになった。このトカマクの成功により、核融合研究の流れは、トカマクを中心とする方向に大きく移って行った。そして、トカマクは文字通り超高温プラズマの物理、閉じ込め、加熱ならびに計測技術の開発等において、先駆者的な役割りを果たすようになり現在に至っている。

このような流れの変化の中で、ステラレータ系の研究の中心は、米国からヨーロッパおよび日本へ移って行った。そして、トカマクで得られた成果はいち早く導入され、加えて装置の大型化も進み、トカマクと対等な立場で、その優劣を論じ合える段階に達している^[15-19]。そして、同じジュール加熱電流では、ステラレータは、そのポロイダル磁場 (Poloidal Field) により、トカマクより良好な閉じ込めが得られることが明らかになった。また、ジュール加熱電流が、閉じ込めに悪い影響を与えていることも指摘されており、無電流プラズマの研究が、ステラレータ系装置の重要課題となって来ている。

ここで、ヘリオトロン装置の歴史を簡単に振り返ってみる。

ヘリオトロン磁場^[20, 85-87]は、K. Uo により解析された磁場配位であるポロイダル・ヘリオトロン磁場^[99] (Poloidal Heliotron Field) を基本配位として提案され、磁気リミタを用いてプラズマを壁より隔離する目的をもっていった。このときポロイダル・ヘリオトロン磁場の変形であるヘリカル・ヘリオトロン磁場も提案されている^[20]。この磁場配位を持つ装置として、ヘリオトロンA (1959年)、ヘリオトロンB (1960年)、ヘリオトロンC (1965年)がある。特にヘリオトロンB装置では、ジュール加熱により生成したプラズマを、金属リミタ (Metal Limiter) を用いることなく容器壁から隔離して閉じ込め得ることを示し、磁気リミタ (Magnetic Limiter) 配位を実証した^[21, 88]。

続いてK. Uo は、ポロイダル・ヘリオトロン磁場の変形であるヘリカル・ヘリオトロン磁場 (Helical Heliotron Field) をもつ装置の製作にとりかかった^[21-23, 89]。この磁場配位は、従来のステラレータ磁場に比して、ヘリカル・コイルの数が半分で済むこと、従って、プラズマの観測が容易であること、ヘリカル・コイルの外側に広いダイバータ領域を得る可能性のあること、プラズマ断面を大きくとれること等の特色を持っている。この磁場配位をもつ最初の装置として、1970年にヘリオトロンD装置が建設された。この装置では、 $nT \lesssim 10^{15} \text{ eV/cm}^3$ のプラズマを用いて、閉じ込めに関する実験^[24-28]、ジュール加熱とジュール電流の安定性を調べる実験^[29-35]、高周波加熱実験^[36-41]、ダイバータ実験^[42]、等が行なわれ、ヘリカル・ヘリオトロン磁場におけるプラズマの生成・閉じ込めの基礎が築かれた。さらに、1976年には、 $nT < 10^{16} \text{ eV/cm}^3$ のプラズマを対象とすべく、ヘリオトロンDM装置^[43]が建設された。この装置での研究の中心は、本論文に述べるとおり、不整磁場とその影響に関するものであり、以後の装置の設計・建設に対する資料を与えている。そして、1980年には、ヘリオトロンE装置が完



成し、 $nT \gtrsim 10^{16} \text{ eV/cm}^3$ のプラズマを扱った閉じ込め・加熱の研究が進行している。図 1-1 は、これらの 3 つの装置で扱うプラズマの範囲（但し、ジュール加熱プラズマ）を示している。また、1982年初めには、高周波加熱の基礎実験を行なうべく、ヘリオトロンDR装置が設けられている。

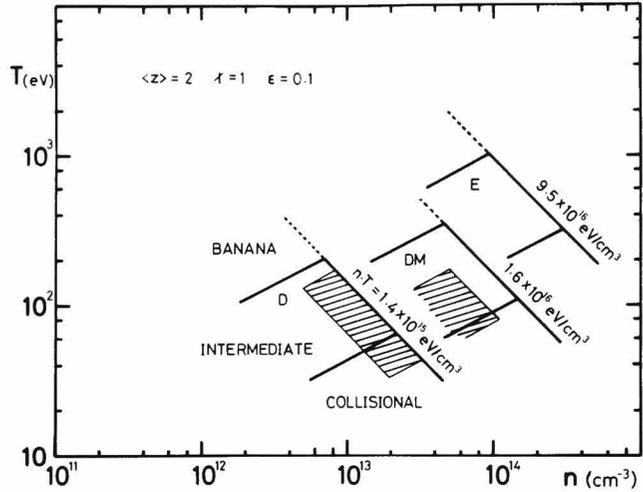


図 1-1 ヘリオトロンD, DM, E装置で生成されるジュール加熱プラズマの比較。斜線部は、D, DM装置で得られているプラズマ領域

§ 1-2 本研究の目的と意義

磁場によるプラズマの閉じ込めの研究において、現在、トカマク装置が主流である原因の1つは、その磁場構造の単純さ（軸対称性）にあったと言えよう。このことは、プラズマの諸現象を解析する上で有利であることはもちろん、装置の設計、製作の面でも有利な面を持つ。一方、ヘリオトロン装置やステラレータ装置では、ヘリカル・コイルが必要であり、このコイル製作精度の良否がプラズマの閉じ込め性能を左右すると言っても過言ではない。ヘリカル・コイルのわずかな位置の狂いでも、不整磁場が生じ、プラズマ閉じ込めの磁気面を破壊するからである。従って、ヘリカル・コイルの製作および設置時における精度は、後に本論文でも触れるように、非常に高いものが要求される。このような不整磁場に対する制約を、いくらかでも緩和するため、ステラレータ装置では、その設計方針として、2通りの方法がとられている。1つは、磁場のシア（Shear）を強くすることにより、不整磁場の影響を小さくしようとするものであり、他の1つは、回転変換（Rotational Transform）の値を不整磁場との共鳴条件からなるべく離れた所で一定に保とうとするものである。しかし、ヘリオトロン装置の場合は、その特徴である大きなシアにより、不整磁場の影響が軽減されることが期待できる反面、共鳴しやすい有理面（Rational Surface）を、その閉じ込め領域内に多数含んでしまうため、不整磁場の影響を強く受ける危険性を持っている。

一方、各装置の建設に当たっては、このような不整磁場の発生に対しての十分な注意が払われている

とは言え、完全に不整磁場を無くすることは、現実的に不可能である。従って、各装置について、不整磁場の影響の有無、さらにその許容値を実験的に調査することは、重要かつ基本的な課題である。さらに、不整磁場の影響が認められる場合に、これを修正する方法を開発することは、今後の装置建設に大いに役立つものである。また、この修正法は、逆の見方をすると、磁気面を制御する方法を与えるものと考えられる。その結果は、不安定性の制御や不純物拡散の制御等、プラズマの制御にも応用できる可能性があり、将来、燃焼を制御するための1つの方法を与え得るだろう。

本論文は、ヘリオトロンDM装置を対象とし、このような不整磁場の影響を調べることを目的として行なった実験および数値計算による研究結果を中心にまとめたものである。この研究の成果は、本研究中に開始されたヘリオトロンE装置の設計に重要な資料を提供した。同様に、他の多くの装置に対しても、貴重な資料となるものと考えられる。

近年、ヘリオトロンおよびステラレータ装置では、ジュール加熱法によらないプラズマの生成・加熱法が望まれている。これは、ジュール加熱法が原理的にパルス的な方法であり、装置自身の持つ“定常性”という特徴を生かせないこと、ジュール電流によりプラズマの閉じ込めが乱されることが明らかになりつつあること等の理由によるものである。無電流プラズマの生成法は、いくつか挙げられているが、その中に、燃料ペレットとレーザー光を組み合わせた、レーザー・プラズマ生成法がある。この方法は、他のプラズマ生成法にない優れた特色を持っており、ヘリオトロン装置への適用を検討することは有意義なことであろう。そこで、ヘリオトロンDM装置において、レーザー・プラズマ生成を試みた。本研究で行なった実験は、金属標的を用いた予備的なものであるが、このプラズマ生成法が、十分有効であることを示すことができた。

第二章 ヘリカル・ヘリオトロン磁場と ヘリオトロンDM装置

§ 2-1 序

ヘリカル・ヘリオトロン磁場は、K. Uoにより提唱・解析された一連の「ヘリオトロン磁場」の一形態であり、現在、この磁場配位を持つ実験装置として、ヘリオトロンD、ヘリオトロンDM、ヘリオトロンDRおよびヘリオトロンE装置があることは既に述べた。本章では、まず、この磁場配位について、計算機を用いた磁場の解析法および、その結果得られる特徴的な性質を紹介する。ついで、本研究を通じての実験装置であるヘリオトロンDM装置について、その構成ならびに諸パラメータおよびその周辺器機（電源設備、真空排気設備等）についての説明を行なう。さらに、プラズマを扱う実験には不可欠な、真空容器内部の清浄化について、ヘリオトロンDM装置で用いられる方法を紹介する。

なお、ヘリオトロンDM装置は、1976年に建設されたが、その後の研究の進展に伴い、いくつかの変更が行なわれている。この間の経緯については、必要に応じて、後の関連した章で述べることにする。

§ 2-2 ヘリカル・ヘリオトロン磁場

ヘリカル・ヘリオトロン磁場は、一般的な分類に従えば、「非軸対称外部導体系」に属する。この系には、他にいわゆるステラレータ磁場およびトルサトロン磁場が存在している。その中で、ヘリカル・ヘリオトロン磁場は、ステラレータ磁場でない幾つかの特徴を持っている。プラズマ閉じ込め磁場としての第一の特徴は、磁場のシアが大きく、回転変換が、小半径に沿って大きく変化していることである。その結果、従来のステラレータあるいはトカマク装置では見られない、回転変換が2を越えるような磁気面が存在している。このため、MHD的な安定性も、トカマクやステラレータ等におけるそれと異なった様相を呈する^[33-35]。特に、ヘリオトロン装置では、ジュール電流をKruskal限界を越えて流し得ることが実証されている^[29]。

第2の特徴は、磁気リミタ配位をもつことである。これは、セパトリクス (Separatrix) が、トロイダル効果による影響を受けて、有限な幅をもつ領域 (セパトリクス領域) を形成していることに起因する。このため、磁気面が、ヘリカル・コイルや真空容器壁と直接交わることがなく、プラズマを隔離することができる。さらにこの領域は、ダイバータ層としても機能し得るものであることが提案され^[77, 100]、実験的にも示されている^[42]。

ヘリカル・ヘリオトロン磁場は、一般に、ヘリカル・コイル、垂直磁場コイル (Vertical

Coil) およびトロイダル磁場コイル (Toroidal Coil) の作る三種類の電流磁場により構成される〔22〕。これらのうち、最も本質的なものは、ヘリカル・コイルによる磁場である。ヘリカル・コイルは、一本の線状巻線が、トーラスに沿って ℓ 回、小軸のまわりに $\ell \cdot \kappa$ 回まわって閉じる構造をしている。このように、ヘリカル・コイル自体は、“巻き戻し”を持たないため、トーラスにした時、不要な垂直磁場成分が生ずる。これを打ち消すために用いられるのが、垂直磁場コイルの作る磁場である。すなわち、垂直磁場コイルは、ヘリカル・コイルの巻き戻しと考えられる。トロイダル磁場コイルにより作られるトロイダル磁場は、磁気面の性質 (断面の大きさ、回転変換、シアおよび磁場のリップルの大きさ等) を制御するために用いられる。(但し、これらの諸パラメータは、必ずしも独立には制御できない。) 従って、このトロイダル磁場コイルが無くても、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の特徴を持つ磁気面は形成される。

このように、ヘリカル・ヘリオトロン磁場は3種類の磁場の組み合わせで構成されるので、磁場を規定する重要なパラメータとして、以下2つの量が定義される。

$$\alpha^* = \frac{B_{t0}}{B_{h\varphi 0}} \quad (2-1)$$

$$\beta^* = \frac{B_{v0}}{B_{h\varphi 0}}$$

ここで、

- $B_{h\varphi 0}$: ヘリカル・コイルにより作られる磁場の小軸上におけるトロイダル成分,
- B_{t0} : トロイダル磁場コイルにより作られる磁場の小軸上における強度,
- B_{v0} : 垂直磁場コイルにより作られる磁場の小軸上での垂直成分,

である。

次に、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の基本的な解析法を紹介する。

ヘリカル・ヘリオトロン磁場では、最外殻磁気面は、ヘリカル・コイルのある面 ($r = a_h$; a_h はヘリカル・コイルの位置) を越える。従って、磁束関数の近軸展開法による解析〔90〕では不十分である。そこで、Biot-Savart の式を数値積分することにより得られる磁場成分を用いて、磁力線の方程式

$$\frac{dr}{B_r} = \frac{r d\theta}{B_\theta} = \frac{R_0 \eta}{B_\varphi} d\varphi \quad (2-2)$$

$$\eta = 1 + \frac{r}{R_0} \cos \theta$$

R_0 : トーラスの大半径

を解くことにより、解析を行なう。

ヘリカル・コイルを表わす座標 (r_h, θ_h, φ_h) は、次式で与えられる。

$$r_h = a_h \quad \left. \vphantom{r_h = a_h} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} \theta_h &= \kappa \varphi_h \\ \kappa &= \frac{2\pi R_0}{L_p} \\ L_p &: \text{ピッチ長} \end{aligned} \right\} \quad (2-3)$$

これより、任意の観測点 (r, θ, φ) における磁場 $\mathbf{B}_h = (B_{hr}, B_{h\theta}, B_{h\varphi})$ を、Biot-Savart の式より直接計算する。もし、コイル内での電流分布を考慮する必要があるときは、コイル断面を適当に分割して、各分割されたコイル座標を用いて同様な計算を行えば良い。

同様に、垂直磁場コイルおよびトロイダル磁場コイルによる磁場 \mathbf{B}_v および \mathbf{B}_t も各コイルの位置を与えれば、計算することができる。ただし、 \mathbf{B}_v や \mathbf{B}_t の空間的な変化の効果が特に重要な場合には、

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{B}_v &= -B_{v0}(\mathbf{e}_r \cdot \sin\theta + \mathbf{e}_\theta \cdot \cos\theta) \\ \mathbf{B}_t &= \frac{B_{t0}}{\eta} \mathbf{e}_\varphi \end{aligned} \right\} \quad (2-5)$$

とすれば十分であろう。

かくして、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の各成分は、次式で表わせる。

$$\left. \begin{aligned} B_r &= B_{hr} - B_{v0} \sin\theta = B_{h0} \cdot \frac{\epsilon_0}{2} \left\{ \frac{B_{hr}}{B_{h0} \cdot \frac{\epsilon_0}{2}} - S_{h\varphi 0} \cdot \beta^* \cdot \sin\theta \right\} \\ B_\theta &= B_{h\theta} - B_{v0} \cos\theta = B_{h0} \cdot \frac{\epsilon_0}{2} \left\{ \frac{B_{h\theta}}{B_{h0} \cdot \frac{\epsilon_0}{2}} - S_{h\varphi 0} \cdot \beta^* \cdot \cos\theta \right\} \\ B_\varphi &= B_{h\varphi} + B_{t0} \cdot \frac{1}{\eta} = B_{h0} \cdot \frac{\epsilon_0}{2} + \left\{ \frac{B_{h\varphi}}{B_{h0} \cdot \frac{\epsilon_0}{2}} + S_{h\varphi 0} \cdot \alpha^* \cdot \frac{1}{\eta} \right\} \\ S_{h\varphi 0} &= \frac{B_{h\varphi 0}}{B_{h0} \cdot \frac{\epsilon_0}{2}}, \quad B_{h0} = \frac{\mu_0 I_h}{2\pi a_h}, \quad \epsilon_0 = a_h/R_0, \quad \eta = 1 + \epsilon \cos\theta, \quad \epsilon = r/R_0 \end{aligned} \right\} \quad (2-6)$$

I_h : ヘリカル・コイルに流れる電流

これを、式(2-2)に代入して、数値的に解くことより、磁力線の追跡を行なう。

磁気面は、その定義通りに、磁力線がある子午面を通過する点を、トーラス周回毎に求めて行くことにより得られる。ただし、コイル系に周期性がある場合、例えば全く乱れない理想的なコイル系の場合等では、その周期性を考慮することにより、トーラス周回数を少なくとも十分多くの点を得られるから、計算時間を短縮できる。さらに、磁気面の重要なパラメータである回転変換 ϵ_F も、この磁力線の追跡により知ることが可能である。すなわち、 ϵ_F は、

$$\epsilon_F = \frac{\epsilon_F}{2\pi} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{k=1}^N \epsilon_k}{2\pi N} \quad (2-7)$$

ϵ_k : 磁力線が k 回目にトーラスを一周したとき、小軸のまわりを回る角度

N : トーラス周回数

で定義されるから、十分な周回数だけ磁力線を追跡することにより、 ϵ_F を求めることができる。

さらに、このようにして隣接する磁気面の回轉變換が求まることより、シア・パラメータ θ

$$\theta = \frac{r_m^2 \cdot \frac{d\mathcal{L}_F}{dr_m}}{R_0} \quad (2-8)$$

r_m : 磁気面の等価半径

も決定される。

ヘリカル・ヘリオトロン磁場配位では、図2-1に模式的に示されるように、4つの領域ができる。

すなわち、トラス小軸を含む領域(A)、

ヘリカル・コイルを含む領域(B)、両者

を隔てている領域(C)、そしてこれらを

全て囲む領域(D)である。これら4つの

領域のうち、重要なのは領域Aおよび領域

Cである。領域Aでは、磁力線は層状に重

なる磁気面を形成し、かつヘリカル・コイ

ルとは隔離されている。この領域が、プラ

ズマの閉じ込め領域となる。領域Cでは、

磁力線はエルゴディックに、この領域を埋

めつくしていると考えられており、いわゆるセパ

ラトリクス領域となっている。この領域は、既に述

べた様に、磁気リミタを形成していると同時に、

ダイバータ層としても有効に作用するものと期待

されている。

ヘリカル・ヘリオトロン磁場の磁気面の例として、

図2-2に、ヘリオトロンDM装置の作る磁気

面を示す。図からわかるように、磁気面全体は、

ヘリカル・コイルと共に回転している。DM装置は、

後に述べる様に、トロイダル磁場コイルを持たない

ので、 α^* は常に零である。図2-3は、この磁気

面の回轉變換およびシア・パラメータの径方向に

沿った変化の様子を示している。これ等の図は、理

想的なコイル系を想定して計算されたものである。

図2-3より、回轉變換およびシア・パラメータ

が、他の磁場閉じ込め装置の値に比べて、非常に

大きくなっているのが明らかであろう。

垂直磁場の強さを変えることにより、磁気軸の大

半径方向の位置を変えることができる。その変位

量 $\Delta(r)$ は近似的に、

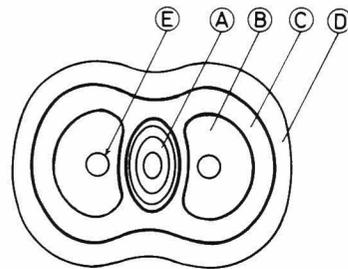


図2-1 トロイダル・ヘリカル・ヘリオトロン磁場の模式図。磁場はA~Dの4領域に分けられる。プラズマは領域Aに閉じ込められる。Eはヘリカル・コイルを示している。

$$\Delta(r) \sim \left| R_0 \cdot \Delta\beta^* \cdot \frac{1}{\mathcal{L}_F(r)} \right| \quad (2-9)$$

で表わせる〔90〕。 図2-3に示された \mathcal{L}_F の変化の様子より、内側の磁気面ほど、 β^* の変化に敏感

であるが、最外殻近くの磁気面は、あまり大きく影響されないことがわかる。(§3-4 参照)

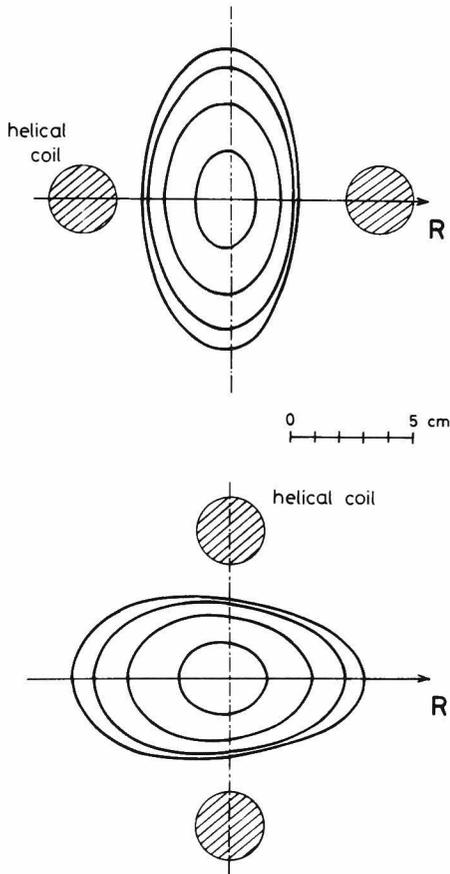


図2-2 ヘリオトロンDM装置の作る磁気面
 ($\alpha^* = 0, \beta^* = -0.171$)

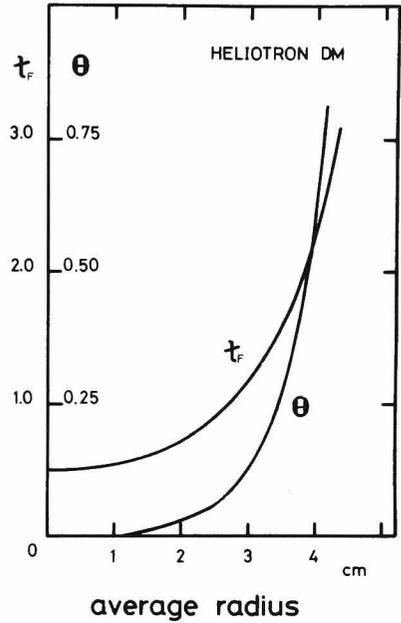


図2-3 ヘリオトロンDM装置の磁気面の
 もつ回転変換 τ_F とシア・パラメータ θ
 ($\alpha^* = 0, \beta^* = -0.171$)

§ 2-3 ヘリオトロンDM装置

2-3-1 装置本体

ヘリオトロンDM装置の概念図を図2-4および2-5に示す。これ等の図には、ジュール加熱用の鉄心トランスもあわせて描かれている。また図2-5には、主な測定器の配置例も示した。これ等については、後に述べる。さらに、表2-1には、装置の主要パラメータを、ヘリオトロンD、DRおよびE装置と比較して示した。

DM装置の真空容器は、断面が矩形のトーラスで、厚さ9mmのステンレス鋼(SUS-304)で造られている。トーラスは二分割構造になっており、厚さ15mmのテフロン板をはさんで接続され、ト

名 称	D	D M	D R	E
放 電 管				
大 半 径	105 cm	45 cm	90 cm	220 cm
断 面 形 状	円 (60 cm ϕ)	矩形 (32.5 \times 30.0 cm 2)	円 (22.4 cm ϕ)	レーストラック (21 \times 40 cm 2)
ヘリカルコイル				
大 半 径	108.5 cm	45 cm	90 cm	220 cm
小 半 径	13 cm	6 cm	13.5 cm	29.3 cm (中心)
$\ell \cdot \kappa$	2, 12.5	2, 10.5	2, 7.5	2, 9.5
最大磁場強度	3 kG	10 kG	10 kG	20 kG
トロイダル 磁場コイル				
個 数	40	—	—	38
最大磁場強度	5 kG	—	—	6 kG

表 2-1 装置の主要パラメータの比較

ーラス方向の電氣的絶縁が保たれている。さらに容器上面は取りはずしが可能であり、装置の保守および測定器取り付けの便宜が計られている。

$\ell=2$ のヘリカル・コイルは単一導体であり、式(2-3)において、 $a_h=6.0$ cm、 $\kappa=1.05$ 、 $R_0=45$ cmである。コイル導体は、直径2.8 cmの0.2%銀入り無酸素銅にニッケル・メッキが施されている。また導体中心には、水による強制冷却のために、直径0.8 cmの穴が通っている。このヘリカル・コイルには最大107 kAの電流が流れるため、非常に大きな電磁力を受ける。そのためヘリカル・コイルは、 $\frac{1}{4}$ ピッチ毎に設けられたヘリカル・コイル支持金具により、真空容器内に固定されている。支持金具と真空容器との電氣的絶縁は、セラミック製碍子による。さらに、ヘリカル・コイルは真空容器同様2分割できるようになっており、ステンレス製フランジにより接続されている。

ヘリカル・コイルへの給電は、トーラス方向に一ヶ所で行なわれる。

ヘリカル・コイルの背面には、コイル支持具の間に、コレクタ板と称するステンレス鋼(SUS-304L)製の三角形の板が、全部で81枚取り付けられている。コレクタ板は、真空容器およびヘリカル・コイルとは電氣的に絶縁されており、また各コレクタ板間の接続は、自由に断続でき、一種の静電プローブとしての使用も可能である。なお、これ等コレクタ板およびコイル支持具は、セパトリクス領域と交わっている。

垂直磁場コイルは、真空容器の外側に取り付けられた支持具により、赤道面に対称に上下に置かれており、ヘルムホルツ・コイル(Helmholtz Coil)を形成している。コイル導体は、直径5 cmの無酸素銅で、冷却は自然空冷である。コイル間の距離は35 cmから60 cmの間で変更ができ、これにより β^* を調整することができる。

垂直磁場コイルとヘリカル・コイルは、電気的には直列に接続されており、プラズマ生成中の磁場配位は一定に保たれる。

ヘリオトロンDM装置では、構造をより簡略化するために、トロイダル磁場コイルを持たない。

これ等のコイルにより作られる磁場は、磁気軸上で最大10 kG，また90%フラット・トップ持続時間は、約20 msecである。

2-3-2 ジュール加熱用巻線

ヘリオトロンDM装置では、主としてジュール加熱により得られるプラズマを対象とするため、トロイダル電場を誘起するための巻線を備えている。

トロイダル電場の誘起は、プラズマ環を2次巻線とみなすトランス方式による。ヘリオトロンD装置では、空心トランス方式が採用されていたが、ヘリオトロンDM装置では、当初鉄心トランス方式が試みられた。この鉄心は、図2-4および図2-5にみられるように、ヘリカル・コイル給電部より -90° 離れた位置に据え付けられた。1次巻線は、トーラス中心を通る脚鉄部の上下に一組ずつ巻かれ、その巻数は、40ターン、60ターンおよび100ターンの3つを選択できるようなタップが設けられている。また、鉄心をあらかじめ逆方向の磁束で飽和させて有効な磁束を増加させるためのバイアス巻線が、継鉄部に巻かれている。これにより、有効磁束として $0.15 \text{ V} \cdot \text{sec}$ を得る。

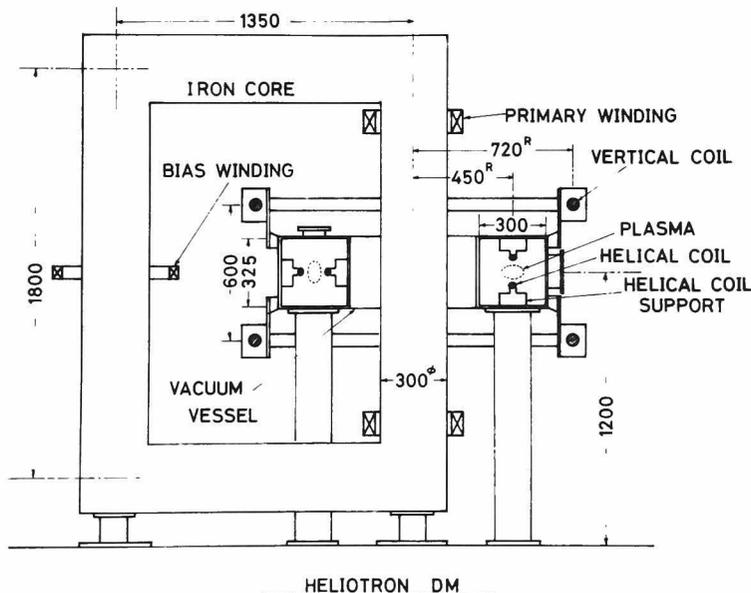


図2-4 ヘリオトロンDM装置の概念図。ジュール加熱用鉄心トランスもあわせて描かれている。

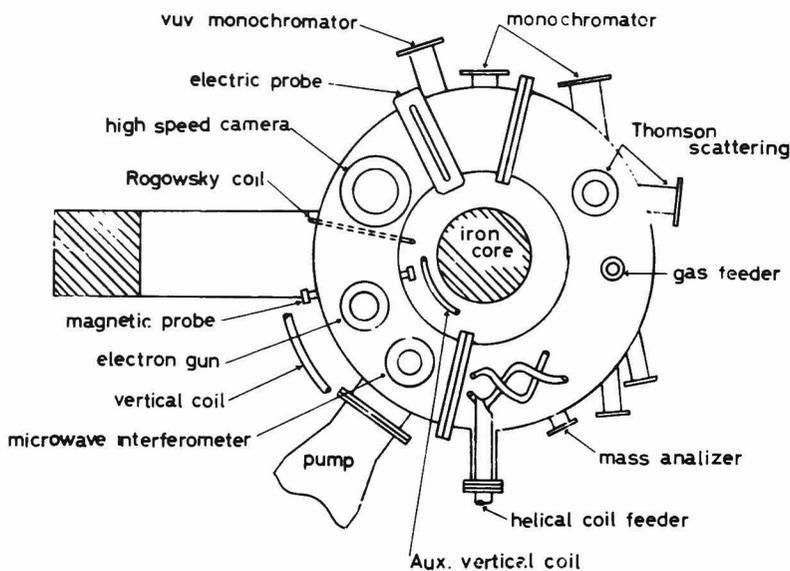


図2-5 ヘリオトロンDM装置のポート配置図。主な測定器の配置の一例も示した。

しかしながら、この鉄心の存在は、プラズマの閉じ込めに好ましくない影響を与えることが、本研究が進むにつれて明らかになった。そのため、1978年に鉄心トランス方式を空心トランス方式に変更した。この空心コイルを図2-6および表2-2に示す。空心コイルは、その作る磁場が、可能な限り閉じ込め磁場を乱さないように設計されている。空心コイルにした時の有効磁束は、電源容量およびコイル強度により制限され、約 $0.07 \text{ V} \cdot \text{sec}$ と鉄心の場合の約 $\frac{1}{2}$ になっている。

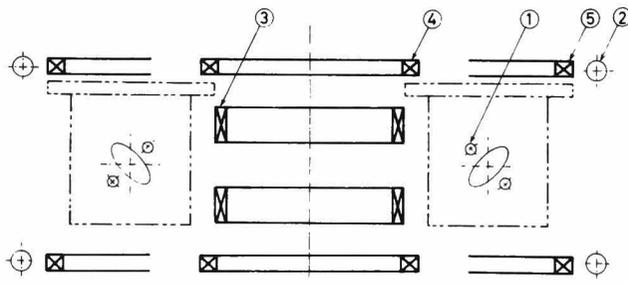


図2-6 ヘリオトロンDM装置におけるジュール加熱用空心トランスの概念図。

- 1.ヘリカル・コイル, 2.垂直磁場コイル,
- 3.~5.ジュール加熱用一次コイル。

コイル配置は、閉じ込め磁場に与える影響が最小になるように設計した。

表 2-2 ヘリオトロンDM装置におけるジュール加熱用空心トランスの巻数比。(図2-6参照)

1.	Helical Coil	1 0 7 (KAT)
2.	Vertical Coil	1 0 7
3.	Joule Coil 1	5 2
4.	Joule Coil 2	6 4
5.	Joule Coil 3	1 2
	Flux	0.07 V · sec

2-3-3 電源および回路

ヘリオトロンDM装置では、その閉じ込め磁場コイルおよびジュール加熱用コイルへの電源供給は、全てコンデンサ・バンク (Condenser Bank) によりまかなわれている。コンデンサ・バンクの容量は、閉じ込め磁場用に 500 kJ (10 kV, 10 mF), ジュール加熱用に 8.4~68 kJ (7.5 kV, 0.3~2.4 mF) である。これらのコンデンサの放電およびクローバ・スイッチには、イグナイトロンを用いる。各イグナイトロンの点弧時期は、水晶発振器を利用したプリセット・カウンタの出力パルスで制御される。図2-7に電源主回路を示す。

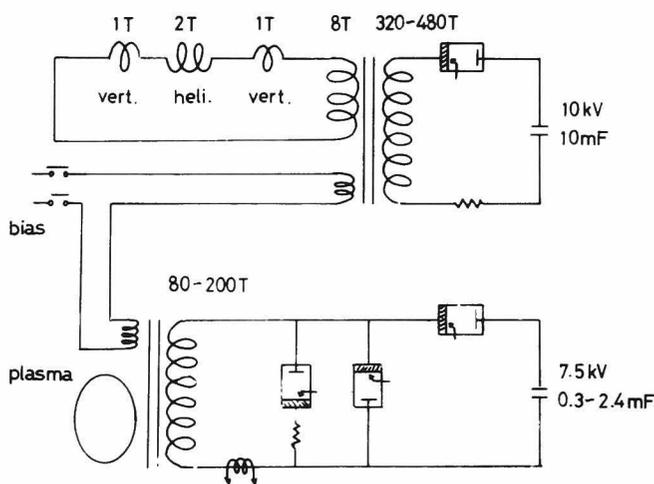


図2-7 ヘリオトロンDM装置の電源回路。

各コンデンサの充電々圧は、デジタル入力により設定され、設定条件の再現性の便が計られている。充放電操作は専用の制御盤により、`自動`, `半自動`, `手動`のいずれのモードでも可能である。

ヘリカル・コイルおよびそれに直列につながる垂直磁場コイルに対しては、コンデンサからの1次電流を、

変流トランス (Step-Down Transformer) により低電圧大電流に変換して供給する。変流トランスの巻線比は、 $\frac{40}{1}$, $\frac{50}{1}$, $\frac{60}{1}$ の3段階が選択でき、目的によって使い分けることが可能である。コイル電流は、変流トランスの1次側に設けられた分流器およびコイルに直接巻いたログスキ・コイルにより測定される。

一方、ジュール加熱用コイルへは、コンデンサから直接給電される。これは空心コイルの場合も同様である。また、給電部で簡単に電流の向きを変えることができ、これにより誘起電界の向きが反転する。

2-3-4 真空排気系

ヘリオトロンDM装置の排気系のブロック図を、図2-8に示す。排気系は、粗引き系と主排気系とに分けられる。前者は、大気圧からターボ分子ポンプの動作可能圧 (< 0.1 torr) までの排気を受け持ち、液体チッ素によるコールド・トラップ、メカニカル・ブースタ・ポンプ、ロータリ・ポンプにより構成される。主排気系は、コールド・トラップ、ターボ分子ポンプ、メカニカル・ブースタ・ポンプ、ロータリ・ポンプで構成される。ただし、メカニカル・ブースタ・ポンプおよびロータリ・ポンプは両系統で共用している。排気速度は、ターボ分子ポンプ入口で、公称650 ℓ /sec である。

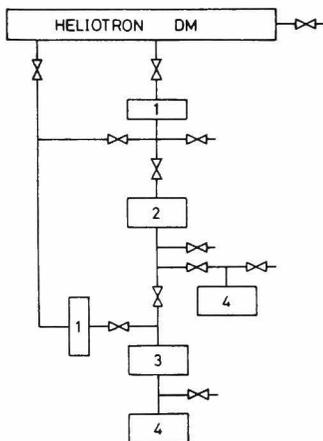


図2-8 ヘリオトロンDM装置の真空排気系のブロック図。
1 液体チッ素トラップ、2 ターボ分子ポンプ、
3 メカニカル・ブースタ・ポンプ、4 ロータリ・ポンプ。到達真空度は、 1×10^{-7} torr 以下である。

また、本体粗引き中においても、ターボ分子ポンプ単体の運転を可能にし、同ポンプ休止中における油上がりの影響をできるだけ小さくするために、補助用のロータリ・ポンプが設けられている。

この排気系により、真空容器内の到達真空度は、 1×10^{-7} torr以下に抑えられる。

真空容器のベーキング (Baking) は、容器外壁に巻かれたシーズ・ヒータにより行なわれる。また、容器内にあるコレクタ板は、直流50 A程度の交流電流 (60 Hz) を流すことにより行なわれる。ベーキング温度は、真空容器が130°C、コレクタ板が250°Cである。

§ 2-4 ベーキングおよび放電洗浄

高温プラズマを扱う実験においては、真空容器内壁等に吸着された種々のガスは、プラズマの衝撃によって放出され、プラズマを汚染する原因となる〔44〕。従って、吸着している不純物ガスは、可能な限り、あらかじめ取り除いておく必要がある。この脱ガスの手段として、ヘリオトロンDM装置では、ベーキング、グロー放電およびジュール放電による放電洗浄 (Discharge Cleaning) が行なわれる。他のプラズマ実験装置で最近よく行なわれるチタニウム (Ti) のゲッターリン

ゲ〔45〕は、本装置では真空容器内のヘリカル・コイルの絶縁を損う危険があるため、採用していない。

2-4-1 ベーキング

ベーキングは、最も一般に行なわれる脱ガス的手段であり、高温になるほど有効であるが、熱による材料の変形、変質等の問題があるため、材料に応じてベーキング温度の上限が存在する〔45, 91〕。ヘリオトロンDM装置では各ポートのシールに用いているバイトン製オーリングおよびテフロン絶縁板等のために、真空容器のベーキング温度は、高々 130°C である。また、昇温、降温に伴う熱歪みを避けるため、その速度は 1 0°C / 1 hr に制限されている。本装置におけるベーキング時間は、この昇・降温に要する時間も含めて、通常、約 5 0 時間である。これは、ガス質量分析器の信号および真空度のモニタにより、急速な脱ガスは、ほぼこの時間内で生じ、それ以後の脱ガス速度は、かなり遅くなっていることが観測されたことによっている。

ところで、ヘリオトロンDM装置のように、真空容器内にヘリカル・コイルをはじめ、コイル支持具およびコレクタ板等が存在する場合、これ等も同時にベーキングすることが望ましい。特にコイル支持具およびコレクタ板は、セパトリクス領域に沿って流出するプラズマが直接当たることが予想されるから、十分な脱ガスが望まれる。実際、コレクタ板のベーキングを本体と同時にこなうことにより、ベーキングの後で行なうジュール放電洗浄の回数が 2,000 回程度で、炭素イオンの線スペクトル C III (464.7nm) の強度が、コレクタ板をベーキングしない場合に、7,000 回のジュール放電洗浄を行なった後に得られるものの約 $\frac{3}{4}$ にまで減少しているのが観測されている。

ヘリカル・コイルおよびコイル支持具に対しては、ベーキングができないので、他の方法による清浄化を行なう必要がある。

2-4-2 放電洗浄

プラズマにより不純物ガスを離脱させる放電洗浄は、以前より広く行なわれているが、最近では、比較的低いエネルギーで、くり返しの周期が短い放電を用い、化学的な反応により、軽元素（酸素、炭素等）を除去しようとするいわゆる Taylor 放電〔44, 45, 46〕が多くの装置で採用されている。一方、グロー放電を用いた放電洗浄も、最近プラズマ閉じ込め装置に適用されてきている〔44, 45, 47〕

ヘリオトロン装置では、D装置以来〔48〕、グロー放電洗浄が、有効な手段として採用されており、ヘリオトロンDM装置にも適用した。ヘリオトロンDおよびDM装置において、この方法を重視するのは、次の理由による。1つは、前節で述べたように、真空容器内に在るヘリカル・コイルおよびその支持具がベーキングできないため、これを補う必要があることであり、他の1つは、ジュール放電洗浄では、そのプラズマの当たる所が局所的に集中し、全体としての効率が悪い可能性があることである。つまり、セパトリクス領域と交わる面に対しては、脱ガス効果は高いが、他の部分では、あまり期待できないと考えられる。（ただし、十分電離度が低く、中性粒子による脱ガスが期待できる

放電であれば問題は少ないと思われる。) さらに、一般に、グロー放電は、電極を必要とすることが欠点とされているが、われわれの場合、ヘリカル・コイル自身を電極として利用できる有利さがある。

ヘリオトロンDM装置でのグロー放電洗浄の条件を表2-3に示した。

表 2-3 ヘリオトロンDM装置におけるグロー放電パラメータ

ガス圧力	0.1~0.2 Torr
種類	H ₂ or He
電圧	200~300 V (60Hz AC)
電流	~ 1 A
電極	(ヘリカル・コイルおよびサポート) 対 (真空容器およびコレクタ板)
放電時間	≥ 12時間

文献〔44〕によれば、希ガスの使用は、容器壁に希ガスが残ってしまうことが指摘されているが、本実験では、Heで行なうことが多く、問題とはならない。

図2-9は、Heを用いたグロー放電洗浄の効果を、ジュール放電の電圧 (V_L) と電流 (I_{OH}) の特性から比較したものである。グロー放電を行なわない場合は、約8,000回のジュール放電洗浄

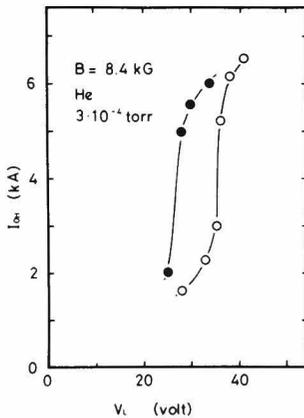


図2-9 ジュール放電特性にみるグロー放電洗浄の効果。
 V_L : 1ターン電圧、 I_{OH} : プラズマ電流。
 (○) : ベーキング+約8000回のジュール放電洗浄。(●) : ベーキング+Heグロー放電+約2000回のジュール放電洗浄。グロー放電を行なうことにより、プラズマの抵抗値が、大幅に低下した。

を経た後に得られたものである。一方、グロー放電を行なったものは、その後、約2,000回のジュール放電洗浄を行なって得たものである。図より明らかなように、プラズマの抵抗は大きく低下している。この時、C III (464.7nm) スペクトル強度は約60%に減少しており、プラズマ中に混入する不純物量の減少が、プラズマの抵抗を下げたものと思われる、グロー放電の有効性が明らかである。

グロー放電洗浄は、このように有効な洗浄化の手段であるが、その動作圧力が高いため、ターボ分子ポンプによる排気ができない。また、通常の実験条件まで真空度を上げるのに時間がかかる。このため、真空容器の大気開放後の洗浄手段として、このグロー放電を用い、各実験開始前に行なう、いわゆるコ

ンディショニング用としては、ジュール放電洗浄を用いた。

第三章 不整磁場の存在する磁気面の解析

§ 3-1 序

磁場によるプラズマ閉じ込め装置にとって最も基本的かつ重要なことは、言うまでもなく、その装置の作り出す磁場の性質である。磁気面を持つトラス装置では、その磁気面の内部構造、回転変換シヤ等が挙げられるが、中でも最も重要なのは磁気面のトポロジカルな構造である。良く知られているように、磁場が対称性をもっているときに、厳密な意味で磁気面^が存在する。このような理想的な装置の作る磁場の特性は、解析的あるいは計算機の助けを借りて、詳細に研究されて来ている〔49,50,90〕。しかしながら、実際に装置を建設するには、種々の理由により磁場に擾乱が生じ、対称性をそこなうことになるのは避けられない。閉じ込め磁場を作るコイル系の設置誤差、コイル導体の有限な大きさによる電流分布のずれ、装置周辺にある磁性体による磁場の乱れ、さらに場合によっては、導体シェル (Conductive Shell) の間隙あるいは観測ポートの存在までもが、その擾乱の原因となり得る。これ等の擾乱は、結果的に不整磁場を生じさせ、磁気面を破壊する。

ヘリオトロン装置あるいはステラレータ装置においては、主として、外部に設けられたヘリカル・コイル系の作る磁場によって磁気面が決定されるから、不整磁場の存在が、その真空磁気面にどのような影響を与えるかを知ることは、重要な意味を持つ。いくつかのステラレータ装置等においては、仮想的な擾乱を加えた場合の磁気面の計算がなされている〔50-55〕。しかし、ヘリオトロン磁場では、そのコイル系や回転変換およびシヤがステラレータのそれ等と異なっているから、不整磁場に対する影響は、独自に調べておく必要がある。

本章では、不整磁場がヘリオトロン磁場に与える影響について、いくつかの仮想的な擾乱を例にとって調べる。

§ 3-2 磁気島の解析的考察

ここでは、不整磁場の存在する場合に現われる磁気面の変化について、一般的な性質を考える。

一般に、セパトリクス近傍の磁気面は、不整磁場に敏感である。`セパトリクス領域`自体が、トラス効果という擾乱のために、有限な領域を占めるようになったと解釈できる〔54, 55〕。さらに擾乱が加わると、セパトリクス領域は広がり、磁気面の有効面積を減少させる。しかし、不整磁場として最も危険で、本章において対象とするのは、磁気面内部の磁場の周期性に共鳴するような不整磁場である。このようなヘリカル・モードの不整磁場 (ポロイダル方向のモード数を m , トロイダル方向のモード数を n とする。) の存在する場合、これと共鳴する有理面 (Rational Sur-

face), $\ell(r_0) = n/m$, を形成する磁力線は, その縮退が解けて, 磁気島 (Magnetic Island) を形成することになる〔54〕。このことは, 次のように考えると, 直感的に理解できるであろう〔56〕。

まず, 完全な磁気面をもつ磁場配位を考え, それに図3-2-1 (a) に示すように, ヘリカル・

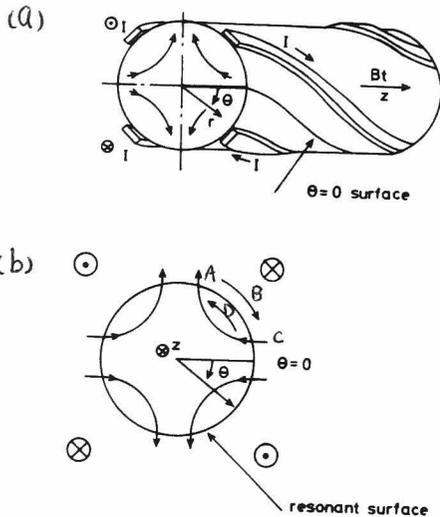


図3-2-1 共鳴するヘリカル磁場による磁気島の形成(文献〔56〕より引用)。(a)外部に巻かれたヘリカル・コイル($m\theta - n\varphi = \text{const.}$)により不整磁場が作られる。(b)このヘリカル・コイルと同じピッチで進む座標系(r, θ)での断面。

コイル ($m\theta - n\varphi = \text{const.}$) を外部に別途巻く。これにより, モード数 (m, n) の不整磁場を代表させよう。いま, このヘリカル・コイルと同じピッチで進む座標系 (r, θ) を考える。この座標系上の磁気面断面では, 回転変換 $\ell = n/m$ を持つ磁力線は, 常に同じ θ の値を維持するが, $\ell \neq n/m$ の磁力線は, 原点のまわりを回転している。しかも, その回転の向きは, $\ell = n/m$ の面を境に反転している。これに不整磁場として, ヘリカル・コイルの作る磁場が加わると, その径方向成分 (図3-2-1 (b) 参照) のために, 共鳴する磁気面 ($\ell(r_0) = n/m$) 上を出発した磁力線は径方向に移動して, 次第に出発した磁気面より遠ざかって行こうとする。

しかし, 磁場のシアのため, 共鳴面から離れた磁力線は, 上述のように θ 方向に回転する。その結果, 今度は逆方向の径方向へ移動するようになり, 再び共鳴面へもどって来る。(図3-2-1 (b) で, $A \rightarrow B \rightarrow C, C \rightarrow D \rightarrow A$) のようにして磁力線は, 有理面を囲んで限られた領域を動くようになる。すなわち, 磁気島が形成される。

以上の簡単な思考実験により, 磁気島の大きさが, 不整磁場の大きさの増加関数であること, シアの大きさの減少関数であること, さらに, ポロイダル・モード数 m の減少関数であることが予想される。以下では, もう少し定量的に磁気島の大きさを考えてみる〔57, 58〕。

簡単のために, 磁気面上の磁力線の傾きと回転変換とは一致するものとする。(このことは, 軸対称系では成立するが, ヘリオトロン磁場のような非軸対称系では, 厳密には正しくない。) 従って, 不整磁場の存在しない時, 磁場の径方向成分 B_r^0 は無いものとする。

$$\frac{d\theta}{d\varphi} = \ell(r) \quad (3-2-1)$$

$$B_r^0 = 0 \quad (3-2-2)$$

有理面 $r=r_0$ を考え、この近傍で式 (3-2-1) を展開すると

$$\frac{d\theta}{d\varphi} \sim \ell(r_0) + \left. \frac{d\ell}{dr} \right|_{r_0} \cdot (r-r_0) = \ell(r_0) + \ell'(r_0) \cdot \tilde{r} \quad (3-2-3)$$

ただし

$$\left. \frac{d\ell}{dr} \right|_{r_0} = \ell'(r_0), \quad r-r_0 = \tilde{r}$$

となる。不整磁場のある場合、磁力線の方程式は、近似的に次式で表わされる。

$$\frac{dr}{d\theta} \sim \frac{r \cdot B_r}{B_\theta^0} = \frac{B_r}{B_t^0} \cdot \frac{R}{\ell(r)} \quad (3-2-4)$$

ただし、 B_r は不整磁場の径方向成分である。

ここで、不整磁場のポロイダル成分は、不整磁場のない場合の値 B_θ^0 に比べて、十分小さいとして ($B_\theta \ll B_\theta^0$)、無視している。さらに、有理面 $r=r_0$ の近傍のみを考えることとし、この領域での B_r の径方向変化を無視する。従って、

$$B_r \sim B_r(r_0, \theta, \varphi) \quad (3-2-5)$$

となる。これをフーリエ成分に展開する。

$$B_r = \left. \begin{aligned} & \sum_{m,n} [A_{mn} \sin(m\theta - n\varphi) + A'_{mn} \sin(m\theta + n\varphi) \\ & + C_{mn} \cos(m\theta - n\varphi) + C'_{mn} \cos(m\theta + n\varphi)] \end{aligned} \right\} \quad (3-2-6)$$

ここで問題となるのは、有理面の回転変換 $\ell(r_0) = n/m$ に共鳴するフーリエ成分である第1項および第3項である。この2項をまとめて、

$$B'_r = \sum_{m,n} b_{mn} \sin(m\theta - n\varphi + \beta_{mn}) \quad (3-2-7)$$

を得る。

ただし、

$$\left. \begin{aligned} b_{mn}^2 &= A_{mn}^2 + C_{mn}^2 \\ \beta_{mn} &= \tan^{-1}(C_{mn}/A_{mn}) \end{aligned} \right\} \quad (3-2-8)$$

である。たし算は、

$$\frac{n}{m} = \ell(r_0) = \text{const.} \quad (3-2-9)$$

の関係を満たすものについてのみ行なうものとする。さらに、

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{m}{n} \theta - \varphi \\ \beta'_{mn} &= \frac{1}{n} \beta_{mn} \\ \tilde{b}_{mn} &= \frac{b_{mn}}{B_t^0} \end{aligned} \right\} \quad (3-2-10)$$

と書き換えれば、式 (3-2-4) は、

$$\frac{d\tilde{r}}{d\theta} = \frac{R}{\mathcal{L}(r_0)} \sum_n \tilde{b}_{mn} \sin[n(\alpha + \beta'_{mn})] \quad (3-2-11)$$

となる。これを、さらに次式のように変形する。

$$\frac{d\alpha}{d\theta} \cdot \frac{d\tilde{r}}{d\alpha} = \frac{R}{\mathcal{L}(r_0)} \sum_n \tilde{b}_{mn} \sin[n(\alpha + \beta'_{mn})] \quad (3-2-12)$$

式(3-2-10), (3-2-3)より

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha}{d\theta} &= \frac{m}{n} - \frac{d\varphi}{d\theta} \\ &= \frac{m}{n} - \frac{1}{\mathcal{L}(r_0) + \mathcal{L}'(r_0) \cdot \tilde{r}} \\ &\sim \frac{m}{n} - \frac{1}{\mathcal{L}(r_0)} \left(1 - \frac{\mathcal{L}'(r_0)}{\mathcal{L}(r_0)} \cdot \tilde{r}\right) \end{aligned} \quad (3-2-13)$$

式(3-2-9), (3-2-12), (3-2-13)より

$$\left\{ \left(\frac{m}{n} - \frac{1}{\mathcal{L}(r_0)} \right) + \frac{\mathcal{L}'(r_0)}{\mathcal{L}(r_0)} \cdot \tilde{r} \right\} d\tilde{r} = \frac{R}{\mathcal{L}(r_0)} \sum_n \tilde{b}_{mn} \sin[n(\alpha + \beta'_{mn})] \cdot d\alpha \quad (3-2-12')$$

を得る。これを積分すると、

$$\frac{\mathcal{L}'(r_0)}{2\mathcal{L}(r_0)} \cdot \tilde{r}^2 + \frac{m}{n} \left(\mathcal{L}(r_0) - \frac{n}{m} \right) \cdot \tilde{r} + R \sum_n \tilde{b}_{mn} \cdot \frac{1}{n} \cdot \cos[n(\alpha + \beta'_{mn})] = \text{const.}$$

となるが、少し書き換えることにより

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \Theta \cdot \left(\frac{\tilde{r}}{r_0} \right)^2 + \frac{r_0}{R} \left(\mathcal{L}(r_0) - \frac{n}{m} \right) \cdot \left(\frac{\tilde{r}}{r_0} \right) + \frac{n}{m} \sum_n \frac{\tilde{b}_{mn}}{n} \cos[n(\alpha + \beta'_{mn})] \\ = \text{const.} \end{aligned} \quad (3-2-14)$$

を得る。

式(3-2-14)の意味をもう少しわかりやすくするために、共鳴成分が、ただ1つの場合を考える。同式より、

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \Theta \cdot \left(\frac{\tilde{r}}{r_0} \right)^2 + \frac{1}{m} \tilde{b}_{mn} \cos[n(\alpha + \beta'_{mn})] &= C \\ \left(\frac{\tilde{r}}{r_0} \right)^2 &= \frac{2\tilde{b}_{mn}}{m \cdot \Theta} [C' - \cos[n(\alpha + \beta'_{mn})]] \end{aligned} \quad (3-2-15)$$

式(3-2-15)の解として、2種類の解が考えられる。図3-2-2に示すように、定数 $C' < 1$ に対して、磁力線はある領域に閉じ込められる。すなわち、磁気島に対応する。 $C' > 1$ に対しては、このような制限はない。磁力線の最大変位は、従って $C' = 1$ を持つ磁力線の変位で、

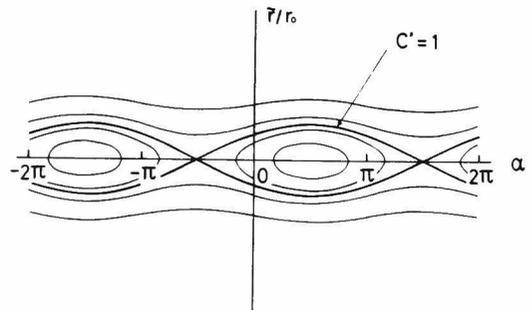


図3-2-2 式3-2-15の解の例。 $C' = 1$ を境界として2種類の解が存在する。

$$\frac{\tilde{r}}{r_0} \Big|_{\max} = \frac{2}{\sqrt{m}} \cdot \sqrt{\frac{\tilde{v}_{mn}}{\theta}}$$

となる。故に、磁気島の幅を表わす式として、

$$\frac{\delta}{r_0} = 2 \cdot \frac{\tilde{r}}{r_0} \Big|_{\max} = \frac{4}{\sqrt{m}} \sqrt{\frac{\tilde{v}_{mn}}{\theta}} \quad (3-2-16)$$

を得る。

式(3-2-16)より、磁気島の大きさについて、前述の思考実験から予想されたことが正しいことがわかる。すなわち、磁気島の幅は、

- 1) 不整磁場の大きさの平方根に比例
- 2) シアの大きさの平方根に逆比例
- 3) モード数 m の平方根に逆比例

する。

上述の議論は、1つの有理面の近傍のみに限られている。しかし、実際には隣り合う有理面の各磁気島の幅が広がると、磁気島同志が重なり合う場合も生じ得る。このような場合には、磁力線は、統計的な動きをするようになり、磁気面は急速に破壊される〔54, 55〕。

§ 3-3 理想化した不整磁場による影響

不整磁場の影響を数値計算によって解析するには、基本的には、第二章で紹介した計算過程に、不整磁場を組み込むことにより、同様な手順で、子午面断面の観測を行なえばよい。

一般に、磁気島を含む磁気面は、図3-3-1(a)のように得られるが、観測する子午面の位置

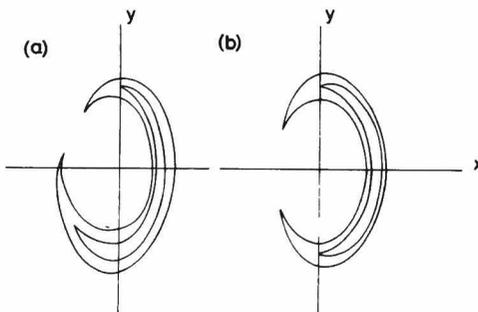


図3-3-1 磁気島を含む磁気面の例。不整磁場の位相が適当なとき、(b)図のように、 x 軸に対称な位置に磁気島が生ずる。

あるいは不整磁場の位相を適当に選ぶことにより、磁気島が x 軸に対して対称な位置に来ることが可能である。(同図(b))このような位置において磁気島の幅 δ を、次の様に定義する。すなわち、磁気島が、 x 軸と交わる点のうち、最も外側の点 r_{\max} と、最も内側の点 r_{\min} の差

$$\delta = r_{\max} - r_{\min} \quad (3-3-1)$$

を磁気島の幅とする。§3-2で得られた解析的な値との比較を容易にするためには、磁気面が非円形であることを考慮しなければならない。式(3-2-16)中の諸量は、それを導くのに用いた仮定より明らかなように、磁気面で平均した量として扱うべきである。しかし、磁気面断面が円よりずれているのと同じ割合の歪が磁気島にも生ずるものとするにより磁気島の大きさを表わす量として δ/r_0 を用いる。 $(r_0$ は対象となる有理面の、不整磁場のない場合における同位置での動径方向の値。)

不整磁場のモードあるいは大きさによっては、明確にそれと判る磁気島を描かない場合もあり得る。このような場合でも、磁力線がトラス一周毎に、考えている子午面を通過する点の動き方より、磁気島の有無を判断できる場合がある。例えば、 $\nu=0.5$ の有理面に共鳴する $m=2$ のモードを持つ不整磁場の場合を考えてみる。この場合、通過点の列 $\{P_n\}$ は、2つのグループに別けられる。すなわち、

$$\begin{aligned} \{P_{2l}\} &= \{(r_{2l}, \theta_{2l})\} \\ \{P_{2l+1}\} &= \{(r_{2l+1}, \theta_{2l+1})\} \end{aligned}$$

但し、 $0 \leq \theta < 2\pi$

である(図3-3-2参照)。このとき、図3-3-2のように、最初、例えば $\theta_1 < \theta_2 < \theta_3 < \dots$ (あるいは、 $\theta_1 > \theta_2 > \theta_3 > \dots$)であった動きが、ある k において、 $\theta_{k+2} < \theta_k$ (あるいは、 $\theta_{k+2} > \theta_k$)

と、反転する場合、その磁力線により形成される磁気面は、磁気島になっていると考えられる。

ところで、計算機を用いる場合、その計算時間の制約のために、磁力線のトラス周回数が、有限回数に抑えられる。このような場合、描かれた磁気面あるいは磁気島が、真に閉じているか否かの判定が困難になる。この問題は、特にセパトリクス近傍になるほど重要である。

本章では、磁力線がトラスを20周程度周回してできる点列により、無理のない閉じた曲線を描けることを判断条件とした。

3-3-2 単一モードの不整磁場

ここでは、単一モードの不整磁場 B_r

$$B_r = B_r \sin(m\theta - n\varphi + \beta_{mn}) \quad (3-3-2)$$

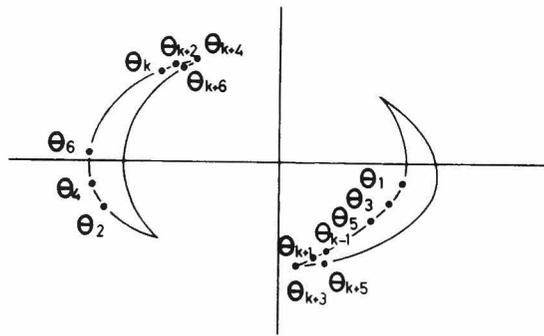


図3-3-2 磁気島を構成する磁力線が、あるポロイダル断面を通過する点列 (r_k, θ_k) の例。

を加えて真空磁気面の様子を調べ、観測される磁気島の幅を式(3-2-16)で与えられるものと比較する。

(1) \tilde{b}_{mn} 依存性

まず、最も基本的なモード、 $m=1, n=1$ を例にとり、 \tilde{b}_{mn} の変化に対する磁気島の幅 δ の関係を調べた。§3-2で述べたことより、回転変換 $\epsilon_F=1$ の有理面近傍に磁気島が生ずると予想される。

数値計算によって得られた磁気面の例を図3-3-3に示す。同図(a)は、 $\tilde{b}_{11}=0.5 \times 10^{-3}$ の場合、(b)は、 $\tilde{b}_{11}=2.0 \times 10^{-3}$ の場合を示している。また、 $\tilde{b}_{11}=0.5 \times 10^{-3}$ の場合については、 φ 方向に2つの子午面断面について示した。

なお、図に描かれている円は、ヘリカル・コイル半径($r=6\text{cm}$)を示すものである。各図とも、 $\epsilon_F=1$ の磁気面のまわりに磁気島が発生している。また、図(a)の2つの図からもわかるように、この磁気島は、 $m=1, n=1$ のヘリカル・モードで、トーラスに沿った回転をしている。

また、図3-3-3より、磁気島は、層状の内部構造を持っていることが明らかである。また、これ等の図より不整磁場の大きさの増加に伴い、磁気島の幅が広がっているのがわかる。

図3-3-4には、不整磁場の大きさ \tilde{b}_{11} の増加

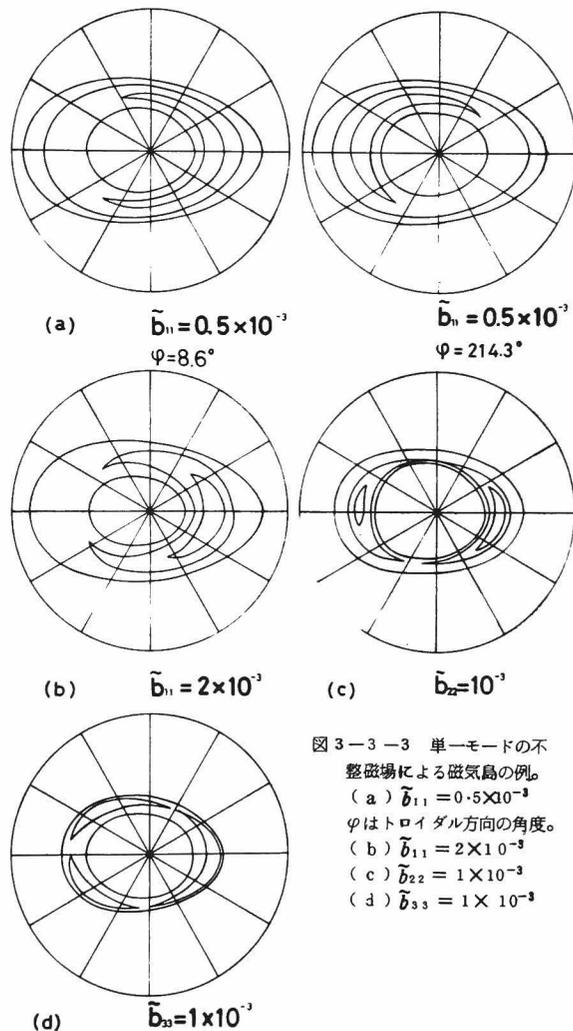


図3-3-3 単一モードの不整磁場による磁気島の例。
 (a) $\tilde{b}_{11} = 0.5 \times 10^{-3}$
 φ はトロイダル方向の角度。
 (b) $\tilde{b}_{11} = 2 \times 10^{-3}$
 (c) $\tilde{b}_{22} = 1 \times 10^{-3}$
 (d) $\tilde{b}_{33} = 1 \times 10^{-3}$

による磁気島の幅 δ/r_0 の増加の様子を示した。 δ/r_0 の誤差範囲の大部分は、数値計算を行なう際の初期値の与え方が、離散的であることに原因がある。同図において、実線は、式(3-2-16)より予想される磁気島の幅を示している。両者は良く一致しており、

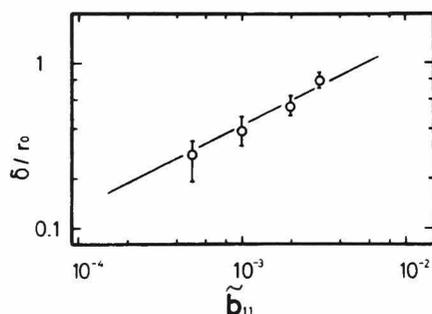


図3-3-4 不整磁場の大きさの変化による磁気島の幅 δ の変化。($m=n=1$) r_0 は、 $\ell_F=1$ の磁気面の半径。

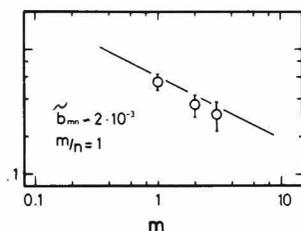


図3-3-5 不整磁場のトロイダル・モード数 m の変化による磁気島の幅の変化。

$$\delta/r_0 \propto \sqrt{\tilde{b}_{mn}}$$

が成立する。

(2) m 依存性

次に、ポロイダル・モード数 m に対する磁気島の幅 δ の変化の様子を調べた。有理面としては、前項と同様、 $\ell_F=1$ を選んだ。

従って、不整磁場のモードは $n/m=1/1, 2/2, 3/3, \dots$ である。

図3-3-3(c), (d) は各々 $n/m=2/2, 3/3$ に対する磁気島の様子を示している。図3-3-5は、モード数 m の増加による磁気島の幅 δ/r_0 の減少の様子を表わしている。実線は、式(3-2-16)より予想される磁気島の幅である。これより両

者は良く一致しており、

$$\delta/r_0 \propto 1/\sqrt{m}$$

が成立する。

一方、図3-3-3をみると、子午面断面での磁気島の数が、モード数 m に対応して増加している。つまり、モード数が異なると、共鳴して生ずる磁気島のトポロジカルな構造は相違している。また、これらの不整磁場は、 $\ell_F=1$ の有理面に共鳴しているため、例えば $n/m=2/2$ の場合にみられる2つの磁気島は、互いに独立な磁力線で構成されている。これに反し、 $n/m=1/2$ の場合、子午面断面に現われる磁気島の数は、同様に2個であるが、これらは独立ではなく、一本の磁力線が、いづれの磁気島にも属している。

[3] シア依存性

ヘリオトロンDM装置では、トロイダル磁場コイルを持たないため、回転変換やシアを変えることができない。従って、今までのように、ただ1つの有理面を考えるだけではシア依存性は不明である。そこで、 $\ell_F = 1, 1.5, 2$ の各々の有理面上での磁気島を観測し、シア依存性を調べる。ただし、[1]、[2]の結果より、 $n/m = 3/2$ の不整磁場の大きさ \tilde{b}_{23} は、 \tilde{b}_{11} 、 \tilde{b}_{12} に比べて、 $\sqrt{2}$ 倍だけ大きくした。図3-3-6に、シア・パラメータ θ に対する δ/r_0 の変化の様子を示し

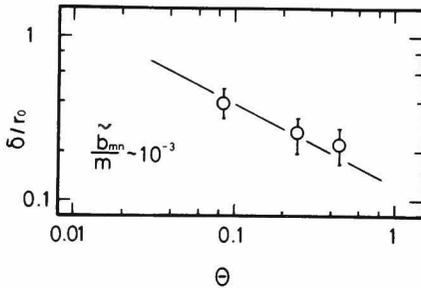


図3-3-6 シア・パラメータ θ の変化による磁気島の幅の変化。
($\tilde{b}_{11} = \tilde{b}_{12} = 1 \times 10^{-3}$, $\tilde{b}_{22} = \sqrt{2} \times 10^{-3}$)

た。これも式(3-2-16)より予想される依存性と良く一致しており、

$$\delta/r_0 \propto 1/\sqrt{\theta}$$

となっている。

一方、T. Nakayama^[92]は、ヘリオトロンE装置のパラメータを使い、 α^* を変えることにより $\ell_F = 1$ の磁気面のシアを変化させ、

同様に、 δ と θ の関係を調べているが、それによっても、上記の関係が成立することが示されている。

3-3-3 多くのモードを含む不整磁場

不整磁場として、トーラスの一部分(ヘリカル・コイルの半ピッチ分)に、局所的に垂直磁場 δB_V を加えることを考える。(図3-3-7参照)この種の不整磁場は、数多くのモードを含み、かつ $\text{div} \mathbf{B} = 0$ が保証される。

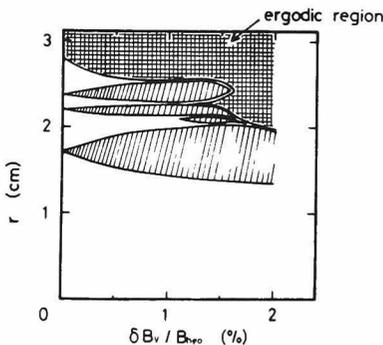


図3-3-8 δB_V の増加により磁気面が破壊されて行く様子。磁気面内部の磁気島が生成するとともに、外側からはエルゴティック領域が拡がってくる。

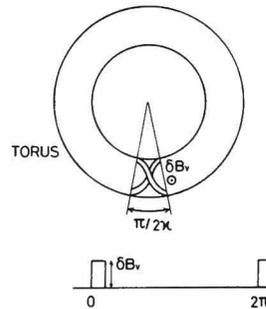


図3-3-7 局所的な不整磁場の与え方。ヘリカル・コイルの半ピッチ間に垂直磁場成分 δB_V を加える。この結果多くのモードを持つ不整磁場が生ずる。

図3-3-8は、 δB_V を増加させた時に磁気島が占める領域の拡がる様子を示したものである。図では、 δB_V の値は B_{hp0} で規格化してある。図中、斜線の部分が磁気島の占める領域であるが、各種のモードを含む

ため、 $\ell_F = 1, 3/2, 2, \dots$ の磁気面近傍が不整磁場と共鳴して磁気島を作っている。磁気島の幅の増加は、前節でみたように、 $(\delta B_V)^{1/2}$ に比例しているのがわかる。

不整磁場が増加したとき、磁気島の幅が大きくなると共に、最外殻磁気面も、内側に削られて、閉じ込め領域が小さくなることが観測された。これは、図3-3-8では、エルゴディックな領域の広がりとして表われている。このような、エルゴディック領域の拡張は、最外殻磁気面より少し内側にある多くの有理面に生じていた小さな磁気島が成長し、互いに重なり合うようになり、磁力線が統計的な動きをするようになった結果と考えられる。

一方、 $\ell_F \sim 1$ のまわりの磁気島は、 δB_V がかなり大きくなっても、エルゴディックな状態に変化していない。これは、 ℓ_F が大きい所と比べてシアが小さいため、 $\ell_F \sim 1$ 周辺に共鳴面が比較的小さいことが関係しているものと思われる。

§ 3-4 ヘリオトロンDM装置における不整磁場

本節では、ヘリオトロンDM装置で生ずる可能性のある不整磁場について、その原因となる装置の不完全性を、単純なモデルにして前節のような数値計算プログラム中に組み込み、磁気島の発生の様子を観察することを試みる。

実際の装置において、不整磁場を生ずる要因は、大別して次の3点がある。

- 〔A〕 コイル系以外に原因があるもの。
- 〔B〕 コイル系の有限な大きさ、あるいは構造上の問題により生ずる電流路のゆがみによるもの。
- 〔C〕 コイル系の設置誤差によるもの。

これらの中で、要因〔A〕は、例えば観測ポートやシェルの間隙、あるいは鉄心等の磁性体の存在などを含む。ヘリオトロンDM装置の場合、既に述べたようにシェルは用いていない。また、観測ポートや放電管分割部の影響は、磁場のフラット・トップ持続時間が、容器壁の表皮時間（Skin Time）に比して十分長いから、少なくとも真空磁気面を考える限り、問題とはならない。しかし、ジュール加熱用に設けられた鉄心の存在は、無視できない問題を生じた。これに関しては3-4-1項で述べる。

ヘリオトロンDM装置では、強磁場を得るために、装置の大きさの割りに太いコイル系を持っているため、次に挙げるように、要因〔B〕に属する問題がある。

- 1) ヘリカル・コイル内を流れる電流分布の影響
- 2) ヘリカル・コイル給電部における電流路のゆがみの影響
- 3) ヘリカル・コイル接続部における電流路のゆがみの影響
- 4) ヘリカル・コイル支持金具による電流路のゆがみの影響

これらの中で、4)については、支持具は、ヘリカル・コイルの $1/4$ ピッチ毎に設けられているか

ら、例えこの金具により電流路がゆがめられることが多少あっても、それによって生ずる不整磁場は、高 n モードとなり、セパトリクス近傍を除いて、大きな影響は与えないと思われる。一方、3) については、電流路をゆがめる主な原因として、接続フランジ締め付け用ボルトへの分流と、冷却水用バイパス管への分流が考えられる。前者については、材質がステンレスであり、導電率が悪いことおよび導体中心に対してほぼ対称にあることより、実質的に電流路を大きく歪ませることはないと思われる。また後者に対しても、その断面積は小さく、分流比は小さい。

ところで、2) に挙げたヘリカル・コイル給電部における電流路のゆがみについては、超電導コイルを用いる等のことがない限り不可避免的に生ずる問題であり、3-4-2 項で少し詳しく考察する。一方、同様な問題は、垂直磁場コイル給電部についても生ずるが、この場合は、磁気面より遠く離れているため、実効的には、ほとんど影響を及ぼさないものと考えられる。

1) に挙げたヘリカル・コイル内の電流分布の影響については、3-4-3 項で簡単に触れることとする。

最後に、要因〔C〕については、ヘリオトロンDM装置において問題となるのは、ヘリカル・コイル自身の変形、あるいは垂直磁場コイルとの相対位置の狂いである。これについては、3-4-4 項で述べる。

3-4-1 ジュール加熱用鉄心トランスの与える影響

ヘリオトロンDM装置において、当初用いられた鉄心トランスの形状および配置は既に図2-4に示した。ヘリオトロン装置の場合、前に述べたように、ヘリカル・コイルの巻きもどしは垂直磁場コイルによって行なわれている。しかし、図2-4のように鉄心が存在すると、両コイルの鉄心に対する位置が大きく異なるため、鉄心に対しては十分な巻きもどし効果がなくなり、鉄心内部に磁束を誘起する可能性がある。この点、ステラレータ装置では、相対するヘリカル・コイルにより巻きもどされるため、このような問題は生じ難い。

図3-4-1は、閉じ込め磁場のみを発生させた場合に、鉄心内部に誘起される磁束を、鉄心に沿って測定した結果を示している。図より、トラス外側の継鉄部では垂直磁場コイルの影響が強く、トラス中心にある脚鉄部ではヘリカル・コイルの影響が強く現われているのがわかる。また、両者で、その磁束の向きが異なるため、脚中に零点ができる。従って、磁束は鉄心外へ漏れ出し、実効的に垂直磁場成分を増加させると考えられる。

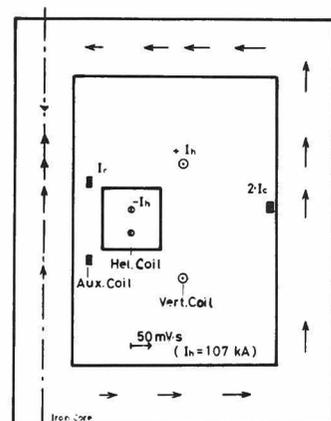


図3-4-1 ジュール加熱用鉄心に、閉じ込め磁場が誘起する磁束の分布。

図3-4-2は、鉄心の真下 ($\varphi=270^\circ$) で、トーラス赤道面 ($Z=0$) における垂直磁場成分 B_v をピックアップ・コイルで測定し、その大半径 R 方向の分布を、鉄心を考慮に入れない場合の計算値と比較したものである。上で予測した通り B_v が計算値より大きくなっている。さらに、トーラス方向に3ヶ所 ($\varphi \sim 90^\circ$, $\varphi \sim 180^\circ$, $\varphi = 270^\circ$) で同様な測定を行なったところ、 B_v は、トーラス全周にわたって大きくなっているが、特に $\varphi=270^\circ$ では、若干他の所より大きくなっていることがわかった。このことから、鉄心の存在により生ずる磁場への影響として、次の2点が考えられる。

a) $|\beta^*|$ を増加させる。
 b) 局所的に B_v を強める。

この中で、b) については、3-3-2項で考えたように、多くのモードに分解でき、その結果として、多くの磁気島を生ずる。一方、a) については、 $n=0$ であるから、磁気面内に磁気島を生ずることはないが、磁気面を水平方向に移動させる。今の場合、 $|\beta^*|$ が大きくなるので、磁気面は、トーラス中心に向かって移動する。

図3-4-3に β^* を変化させた時の磁気面の移動の様子を示す。比較しやすいように、 β^* の異なる磁気面を上下半分ずつ合わせて示してある。ヘリカル・ヘリオトロン磁場の特徴として、外側の磁気面ほど、 β^* の変化に鈍感である。

ところで、鉄心が存在することにより生ずる不都合は、基本的には閉じ込め磁場により鉄心内に誘起される磁束が原因であると考えられる。従って、この磁束を何らかの方法で打消すことができれば、この不都合は解消できる可能性がある。そこで、図3-4-1に示しておいたように、脚鉄部に補助コイルを巻き、磁場と同期した電流を流すことにより、鉄心内部に誘起される磁束を打消すことを試みた。

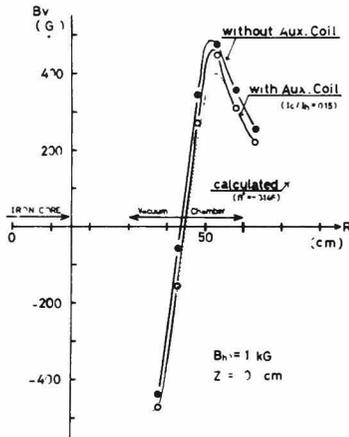


図3-4-2 鉄心直下の赤道面での垂直成分磁場の大半径方向分布。鉄心の影響で、計算値(点線)より大きな値を示しているが、補正コイルを用いることにより、計算値に近づけることができる(○印)。

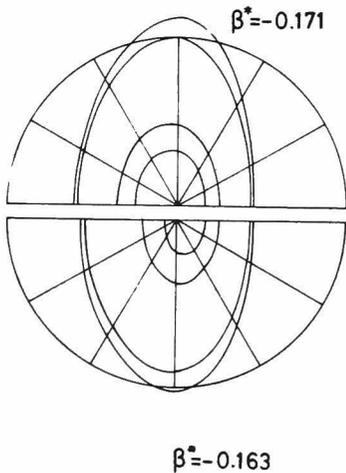


図3-4-3 β^* の変化に伴う磁気面の変化。磁気軸は大きく移動するが、外側の磁気面は、あまり移動しない。

図3-4-2において、(○)印で示したのが、補助コイルを用いた時の垂直磁場成分 B_v の分布である。このとき、補助コイルには、ヘリカル・コイル電流の約15%の電流を流している。これにより、鉄心の影響のない場合の B_v 分布に、よく一致するようになった。さらに、この補正により、閉じ込められたプラズマのパラメータも改善されることが観測されたが、これについては、第五章で改めて述べることにする。

鉄心の存在による磁場への影響のうち、a) に対しては、このように補助コイルを使うことにより、ある程度の修正は可能である。しかしながら、b) の問題やここでは調べられなかった、 B_v 以外への影響等、いくつかの問題が残る。従って、ヘリオトロン装置では、ジュール加熱用に鉄心トランスを用いることは、閉じ込め磁場を乱すという意味で、好ましくないと思われる。

3-4-2 ヘリカル・コイル給電部における不整磁場

既に述べたように、ヘリオトロンDM装置では、その大きさに比して太いヘリカル・コイルを使用しているため、その給電部も比較的大きくならざるを得ない。従って、この部分で不可避免的に生ずる不整磁場は、大きな影響を与える可能性がある。

給電部で生ずる不整磁場の大きさを見積るため、次のような測定を行なった。ヘリカル・コイル小半径 a_h と同じ半径の円形コイル(銅板製)に、実際のヘリカル・コイル給電部を接続し通電した。そして、コイル面上で、面に垂直な磁場成分の分布をガウス・メータを用いて測定した。(図3-4-4参照) 図3-4-4は、コイル中心からの距離 R を一定にした時の磁場の φ 方向分布を示している。もし、給電部による磁場の乱れがなければ、

得られた磁場強度分布は、 φ には依存せず、ある一定の値をとる。しかし、実際には、図よりわかるように、給電部付近で磁場が弱くなっており、給電部による磁場の乱れが存在することが確認された。図3-4-5は、このような給電部付近での磁場の落ち込みの深さを、 R を変えて調べたもので、導体に近づくにつれて、急速に、その深さが増加するのがわかる。このことより、給電部における不整磁場に対して、以下のようなモデルを考えた。

図3-4-6の上の図は、給電部を流れる電流路を模式的に示したものである。この電流路は図3-4-6の下図に示すように、2つの電流路の和と考えることができる。すなわち、1つ

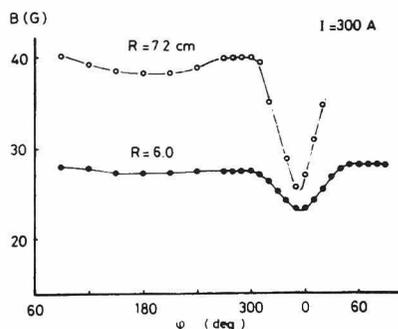
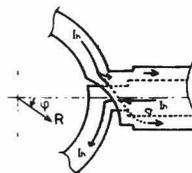


図3-4-4 (上)改良前の給電部の模式図。
(下)給電部による磁場の乱れ。

は給電のための分岐がなければ通ったであろう電流路であり、他の1つは、この分岐があるために実効的に作られる閉路である。そして、この閉路を流れる電流により、不整磁場が生ずると考える。

このような閉路電流の作る磁場の強度 B_e は、閉路の実効的な半径 a_e に比べて十分離れた所 ($r \gg a_e$) では、

$$B_e \propto \frac{a_e^2 \cdot I}{r^3} \quad (3-4-1)$$

と表わせる。従って、このような給電部に生ずる不整磁場の閉じ込め磁場に対する割合 $B_e/B_{h\varphi 0}$ は、およそ次式で表わすことができる。

$$\frac{B_e}{B_{h\varphi 0}} \propto \frac{a_e^2 I_h / a_h^3}{k I_h / a_h} = \frac{1}{k} \left(\frac{a_e}{a_h} \right)^2 \quad (3-4-2)$$

ただし、ヘリカル・コイルは k ターンで構成されているとする。

このような不整磁場により、磁気面がどのように乱されるかを調べるため、上に述べたような閉路電流を加えて磁気面の計算を行なった。閉路は二等辺三角形で近似し、その大きさは、図3-4-5に示した強度変化を最も良く近似するように選んだ。

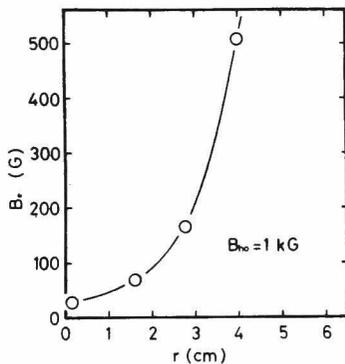
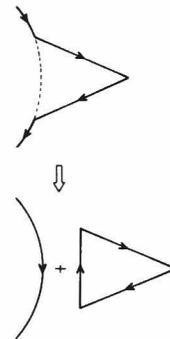


図3-4-5 給電部における不整磁場。rは小軸からの距離。r=6 cmにヘリカル・コイルがある。



$$B_{feeder} = B_{helical} + B_{error}$$

図3-4-6 (上)給電部を流れる電流路の模式図。(下)このように、ループ電流が付け加えられると考えると、不整磁場はこのループ電流により生ずるとみなせる。

図3-4-7は、このようにして得られた磁気面の、給電部のある子午面 ($\varphi = 0^\circ$) における様子を示している。トーラス内側はかなり大きな磁気島を生じている。この磁気島は、 $\ell_F = 1$ の周辺にあり、見かけ上 $n/m = 1/1$ のモードを持っている。さらに、この磁気島の外側の領域は、本来なら閉じた磁気面が存在する領域であるにもかかわらず、磁力線はエルゴディックに領域を埋めている。同図(b)は、磁力線のポロイダル方向の回転角とトロイダル方向の回転角の比、つまり、本来なら、回転変換に対応する値の径方向の変化の様子を示すものであるが、磁気島のある位置では、1に近に値で一定である。このため、不整磁場の影響下にある磁気面の回転変換は、高々 $\ell_F \sim 1$ であり、

またシアも弱いことがわかる。

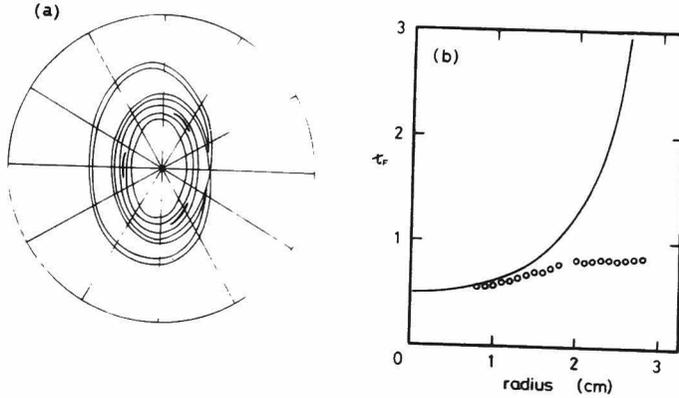


図 3-4-7 (a) 給電部での不整磁場を考慮した磁気面。(b) その時の“回転変換”。
実線は、不整磁場のない場合の回転変換。

図 3-4-8 は、三角形閉路電流の作る磁場の動径方向成分を、 $\ell_F = 1$ となる磁気面の実効半径を小半径とするトロイダル環上でフーリエ分解した結果を示している。これより、多くのモードが存在することがわかる。これは、給電部が、トーラスの 1 ヶ所にしかないこと、および閉路の大きさが小さいためであると思われる。また、このように多くのモードを持っているため、多くの有理面上で磁気島を生じ、その結果、3-3-2 項でみたように、エルゴディック領域が広がり、外側の磁気面が破壊されたものと考えられる。

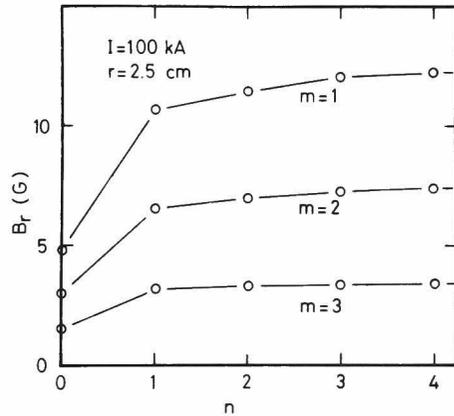


図 3-4-8 給電部での不整磁場に含まれるモードとその大きさ。

このように、給電部に生ずる不整磁場による影響が明らかになったので、次に、この不整磁場をできるだけ小さいものにする方法を考える。

不整磁場を小さくするための条件は、式 (3-4-2) に明らかである。すなわち、ヘリカル・コイルを複数巻きにして k を増やすこと、および閉路の実効径を小さくすることである。一般に、複数巻きコイルを採用すれば、給電部を流れる電流は少なく済み、その結果、閉路の大きさも、自動的に小さくできることは容易に推察される。また、給電部をトーラス方向に分布させることができれば、各場所における不整磁場の大きさが小さくなる上、トロイダル・モード数 n が増えて、磁場との共鳴を避けることができるだろう。一方、ヘリオトロン DM 装置のように、単巻きコイルの場合は、給電

部の構造を工夫することにより、不整磁場を小さくすることを考える必要がある。

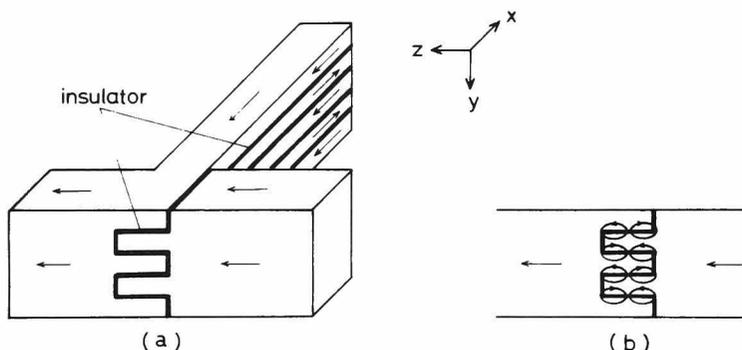


図3-4-9 改良型給電部の概念図。

図3-4-9 (a)は、給電部で生ずる不整磁場を小さくするために考案された改良型給電部の概念図である。給電部をいくつかのブロックに分割することにより、大きな閉路が生ずるのを避け、同図(b)に示すように、いくつかの小さな閉路に分けることができる。各閉路は、 y 方向の大きさが小さくなったばかりでなく、そこを流れる電流も小さくなっている。さらに、これらの閉路電流により生ずる磁場は、多極磁場と考えられ、給電部から離れるに従い、急激にその強度が弱まることが期待できる。一方、 x 方向の閉路の大きさを減小させるために、図3-4-10 (a)に示すように、

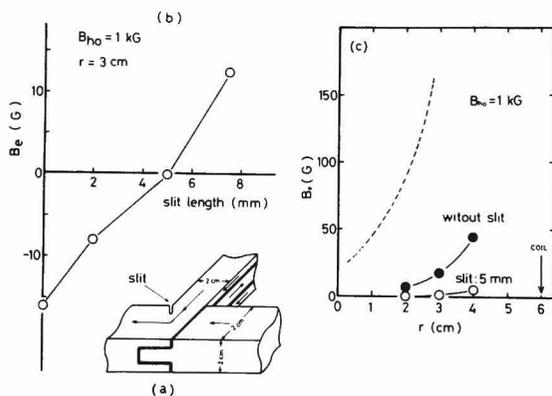


図3-4-10 (a)ヘリオトロンDM装置のための改良型給電部。(b)給電部の角に設けるスリットの長さによる不整磁場の大きさの変化。(c)改良型給電部による不整磁場。破線は従来の給電部による不整磁場(図3-4-5参照)。

給電部の一部に切り込み(Slit)を設ける。同図(b)は、この切り込みの深さを変えた時の不整磁場の大きさの変化の様子を示している。切り込みの深さを適当に選ぶことにより、不整磁場を大幅に減少できることがわかる。但し、この切り込みは、給電部の機械的強度を弱める可能性もあるから、例えば、絶縁物で充填する等の注意が必要である。

以上の結果をもとに、ヘリオトロンDM装置の給電部として、図3-4-10 (a)に示す構造の改良型給電部を試作した。図3-4-10 (c)は、この改良型給電部による不整磁場の大きさの径方向変化を示している。図中、破線で示したのは、図3-4-5に示した従来の給電部による値である。改良型給電部を使用することにより、期待通り不整磁場の大きさを大幅に減少させることができる。特に、問題となる閉じ込め領域 ($r \lesssim 3 \text{ cm}$) での減少は著しく、これによる磁気面への影響は、ほとんど無視できるようになった。

3-4-3 ヘリカル・コイル内での電流分布の影響

これまでの議論では、ヘリカル・コイル内を流れる電流は、導体中心を通る線電流で近似してきた。実際のコイルでは、電流は比較的太い導体内を、ある分布をもって流れる。ここでは、電流が、導体内に分布して流れた時の磁気面の様子を調べておく。

まず、導体内に均一に分布している時の例として、導体中心に対称な4本の線電流で近似した場合の磁気面を図3-4-11 (b)に示す。同図 (a)は、従来の、導体中心を通る線電流で近似したものである。図 (a), (b)を比較して、両者に大きな違いはないが、分布させることにより、外側の磁気面が、まるみをおびてきているのがわかる。また、当然ながら、このような電流の分布では、磁気島は発生しない。

次に、コイル内の電流が、少し小軸に向かってかたよって流れる場合を考えてみる。これは、例えば、向い合ったコイルに流れる同方向電流による引力が強い場合等に起こり得るものである。いま、極端な例として、ヘリカル・コイル小半径 $a_h = 6 \text{ cm}$ に対し、 $a'_h = 5.3 \text{ cm}$ に線電流をおいた場合を図3-4-11 (c)に示す。また、この場合の回轉變換も示した。図より、磁気面断面が小さくなっているのがわかる。しかし、これは、 $a_h = 6 \text{ cm}$ の場合の外側にある磁気面が崩れたためではないことは、その回轉變換の様子からわかる。この場合、回轉變換は磁気軸上でも1を越えている。

このように、この項で考えたようなコイル内の電流分布は、磁気島による磁気面の破壊という観点からは、特に影響を持たないと考えられる。ただし、後の例のような電流のかたよりの効果は、プラズマの閉じ込め領域の大きさに大きな影響を与えるものであり、興味ある問題である。もっとも、このようなコイル内の電流分布の影響は、複数巻化が進むと考えられる将来の装置では問題となりにくい。

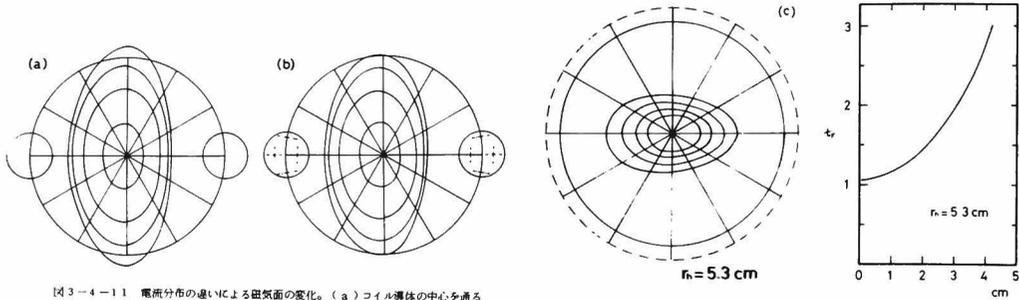


図3-4-11 電流分布の違いによる磁気面の変化。(a)コイル導体の中心を通る一本の線電流で近似した場合。(b)コイル導体中に、4本の線電流を分散させた場合。(c) $r=5.3$ cmに1本の線電流を置いた場合、およびその時の回転変換の様子。

3-4-3 コイル系の変形の影響

コイル系の据え付け時には、十分な注意を払っていても、多少の設置誤差は免れない。しかも、系が少し複雑になると、その精度の確認すら容易でない。この項では、このようにして生ずるコイル系の位置の狂いによる磁気面の変形の様子を調べる。低モードの変形に着目する。

まず、ヘリカル・コイルの赤道面と垂直磁場コイルの面とが $\Delta\alpha$ だけ傾いた場合を考える。

(図3-4-12) この場合、基本的には、 β^* が変化すると共に、新たに水平磁場成分 ΔB_H が生ずる。各々の大きさは、

$$\left. \begin{aligned} |\Delta\beta^*| &= |\beta^* - \beta^* \cos \Delta\alpha| = |\beta^*| \cdot (1 - \cos \Delta\alpha) \\ \left| \frac{\Delta B_H}{B_{H\neq 0}} \right| &= |\beta^* \cdot \sin \Delta\alpha| \end{aligned} \right\} \quad (3-4-3)$$

と表わせる。 $|\Delta\beta^*|$ の影響は、既に述べたように、 $\Delta\alpha$ が大きくなれば、あまり問題にならないだろう。一方、 ΔB_H は、 $n=1, m=1$ のモードを持つため、 $t \sim 1$ 周辺に磁気島を生ずることが予想される。また、その磁気島の幅は、式(3-4-3)より、 $\Delta\alpha$ が小さい時は、ほぼ $(\Delta\alpha)^{\frac{1}{2}}$ に比例することが予想される。

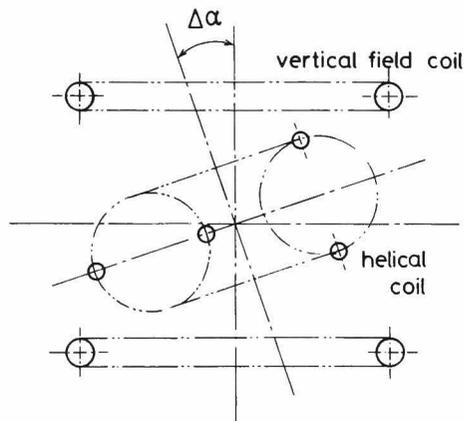
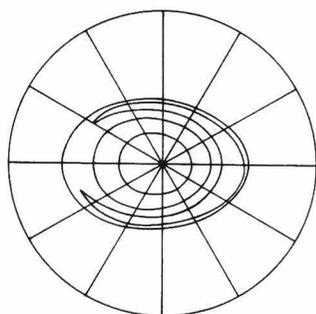


図3-4-12 ヘリカル・コイルと垂直磁場コイルの傾き。

図3-4-13は、 $\Delta\alpha=0.2^\circ$ の場合の磁気面の様子を示している。また図3-4-14は、 δ/r_0 と $\Delta\alpha$ との関係を示すものである。いずれも予測通りの傾向を示している。



$\Delta\alpha = 0.2^\circ$

図3-4-13 $\Delta\alpha=0.2^\circ$ の時の磁気面の様子。

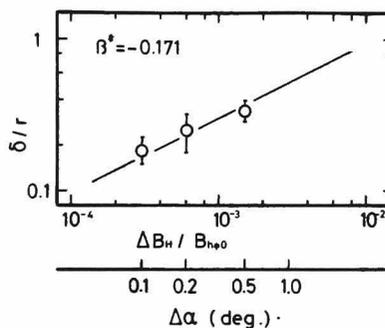


図3-4-14 $\Delta\alpha$ の変化による磁気島の幅 δ の変化。

次に、ヘリカル・コイル大半径に生ずる位置の狂いについて考える。これは、例えば、

$$R = R_0 + \sum \Delta R_n \cdot \cos n\varphi \quad (3-4-4)$$

で表わせるものである。この中で、 n の高次の変形については、その結果生ずる不整磁場も高次のものとなり、磁場との共鳴条件が成立せず、大きな影響は生じないと思われる。そこで、 $n=1$ あるいは $n=2$ についてのみ考えてみる。

図3-4-15 (a)は、 $n=1$ 、 $\Delta R_1 = 1\text{mm}$ の場合の磁気面である。 $t_F \sim 1$ に大きな磁気島が観測される。また同図 (b)は、 $n=2$ 、 $\Delta R_2 = 1\text{mm}$ の場合である。この場合、 $t_F \sim 2$ に磁気島が観測された。また、他の磁気面にも小さな磁気島がみられる。

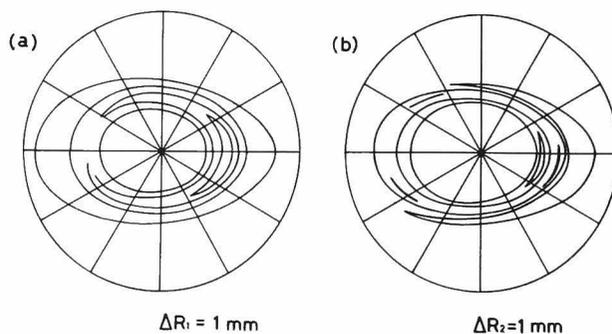


図3-4-15 ヘリカル・コイル大半径の位置の狂いによる磁気島の発生例。(a) $n=1$ 、 $\Delta R_1 = 1\text{mm}$ 、(b) $n=2$ 、 $\Delta R_2 = 1\text{mm}$ 。

さらに、図3-4-16は、 $n=1$ ， $n=2$ 各々に対し、 ΔR_n を変えた時の、 δ/r_0 の変化の様子を示している。

この図より、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta}{r_0} \Big|_{11} &\sim 7 \times \left(\frac{\Delta R_1}{R_0} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \frac{\delta}{r_0} \Big|_{12} &\sim 4.6 \times \left(\frac{\Delta R_2}{R_0} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\}$$

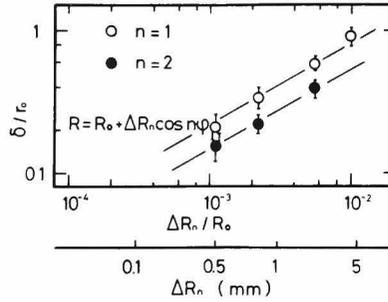


図3-4-16 ヘリカル・コイル大半径の位置の狂いの大きさの変化に対する磁気島の幅の変化。 r_0 は共鳴する磁気面の半径。

(3-4-5)

が得られる。

このように、コイル系の位置の狂いは、それがわずかなものであっても、大きな影響を及ぼすことがわかる。

§ 3-5 結 論

不整磁場が、ヘリオトロン磁場に与える影響について、数値計算により磁力線の追跡を行なって調べた。その結果、次のようなことが明らかになった。

- 1) 不整磁場が加わることにより、磁気島が生ずる。その幅は、式(3-2-16)で良く近似できる。
- 2) 多くのモードを含む不整磁場が加わった場合、磁気島間の結合が生ずるためと思われる磁力線の統計的な動きが生じ、エルゴディックな領域が生ずる。(ただし、 $\epsilon_F \sim 1$ を中心とする磁気面近傍では比較的、エルゴディックな領域へ移りにくい。)

これ等の性質は、基本的には、シアを持つステラレータ等でも同じであると思われる。ただし、ヘリオトロンでは、 ϵ_F が大きいので、 m が小さく、 n の大きいモードをもつ不整磁場が重要となっている。

次に、ヘリオトロンDM装置で、不整磁場を発生する可能性のある要因のいくつかについて、その影響を調べた。その結果、以下のことがわかった。

- 3) ジュール加熱用に設けた鉄心のために、閉じ込め磁場が乱され、局所的に β^* が変化する。これは、ヘリカル・コイルと垂直磁場コイルの鉄心に対する位置が、大きく異なるためである。従って、ヘリオトロン装置では、ジュール加熱用に鉄心トランスを用いることは、好ましくない。

この結果は、ヘリオトロンE装置の設計に取り入れられている。

4) ヘリカル・コイルの給電部は、大きな不整磁場を生じており、その結果、実機では、磁気面を大きく崩していることが予想される。ただし、この不整磁場は、給電部の配置あるいはその構造を適当に選択することにより大幅に減少できることを示した。なおヘリオトロンE装置では、ヘリカル・コイル給電部を、トーラス方向に9ヶ所に分散させることで、この影響を避けるように設計された。

5) コイル系のわずかな位置の狂いも、直ちに磁気島となって現われる。磁気島の幅は、ほぼ狂いの度合の $1/2$ 乗に比例して大きくなる。

いま、ある装置を考える時、その装置の作る磁気面に、許される磁気島の幅は、対象となるプラズマの拡散を決めている実効的なステップ長程度と考えるのが自然であろう。そこで、装置の大きさとして、A. Iiyoshi 等の考えているヘリオトロン炉^[77] 程度のものを考えよう。($R_0 \sim 20\text{ m}$, $r_p \sim 2\text{ m}$, $B \sim 50\text{ kG}$, $T \sim 20\text{ keV}$) ただし、シアや回転変換等は、DM装置のものと同じとする。この場合、もし、補捉電子不安定性による拡散が主だとすると、実効ステップ長は $\epsilon^{3/4} r_0$ であるから^[90]

$$\frac{\delta}{r_0} \sim \epsilon^{3/4} \sim 0.2$$

となる。従って、 $\Delta R_1 \sim 2\text{ cm}$ 、あるいは $\Delta \alpha \sim 0.15^\circ$ が許容限界である。これらの値は、かなりきびしいものである。さらに、もし拡散が、新古典論に従うとすると、許容範囲は、さらにきびしくなる。従って、不整磁場の発生を抑えると共に、それを補正する方法を開発することが重要な課題となる。これについては次章で考える。

第四章 磁気島とその補正の効果

—— 真空磁気面の測定から ——

§ 4 - 1 序

前章でみたように、磁場コイル系に生じたわずかな変位、あるいはコイルの有限な大きさにより不可避免的に生ずる不整磁場により、磁気面は大きな影響を受ける。従って、装置の製作に当って、その磁気面の性質（形、大きさ、回転変換、および磁気島の有無等）を、実験的に確認することは、その装置に閉じ込められるプラズマを正しく理解する上で、重要な役割を果す。このことは、実際にプラズマを生成・閉じ込めた状態においても、もちろん重要であるが、ヘリオトロンやステラレータのように、真空磁気面を持つ装置では、まずプラズマのない状態での磁気面の性質を知ることが大切である。ステラレータに対しては、古くより、電子ビームを用いた磁力線の追跡により磁気面の測定が試みられている〔59-62〕。（ただし、初期においては、計算機による磁気面の解析が未発達であったため、磁気面の存在を確認すること自体に主眼がおかれていたようである。その後、計算機の発達により、これを利用した磁気面の解析も進み、計算結果の確認および残留不整磁場による磁気島の調査が主な測定の目的となっている。）これらの中で、最も詳細な測定は、Sinclair 等が、C-ステラレータを対象に行なったものであろう〔61〕。彼らは、パルス状低エネルギー電子ビームを、トラスに沿って何周も周回させて磁気面を描く方法を確立した。それによって、それ以前に行なわれていたような、高々2回程度しか周回させない状態での測定の種々の不都合な面が解消された。一方、Popryadukin 等は、回転変換に関する情報量を犠牲にして、磁気面のトポロジカルな構造の測定能率を高めた方法を開発し〔63〕、Tor-2における磁気面の研究に効果を上げている〔58〕。また、W-7Aステラレータでは、Jäckel 等が、シアがほとんどないという特徴をうまく利用した、比較的能率のよい測定を行なっている〔62〕。

ところで、不整磁場を全く伴わない装置を建設することが非常に困難なことを考えると、問題となる不整磁場をいかに修正するか、あるいは、いかにして磁場との共鳴をずらせて、その影響を無くするかという問題が重要となってくる。この問題を解決することにより、逆に、磁気面の制御が可能になり、従って、プラズマの閉じ込めを制御することにも応用できると思われる。ステラレータにおいては、磁気面の実測による観測された磁気島を修正するために、いくつかの試みがなされている〔58, 64〕。

ヘリオトロン装置においては、計算機による磁気面解析が先行していたこと、およびヘリオトロンD装置においては、不整磁場の影響とみられるような現象が、プラズマの観測からは認められていないこと等のため、詳細な真空磁気面の測定は行なわれていない。しかし、ヘリオトロンDM装置では、

D装置と異なり、装置の大きさに対し、磁場が強く、コイル導体も太くなっており、潜在的に不整磁場を生じやすい。

本章では、ヘリオトロンDM装置の作る真空磁場の実験的研究の結果を述べる。まず、パルス状低エネルギー電子ビームを用いた磁気面の測定により、磁気面の内部構造を明らかにし、次いで、簡単な方法による不整磁場の修正、およびその効果を明らかにする。

なお、ここで対象とするヘリオトロンDM装置では、鉄心は取り除いてある。

§ 4-2 磁気面の測定法

磁場を測定する方法はいくつかあるが、ここで興味のあるのは、磁力線により作られる磁気面の形状およびその内部構造であるから、単に、ある点における磁場ベクトルの各成分を知るだけでは、あまり役に立たない。そこで、ステラレータで用いられている様に、磁力線に沿って放出されたパルス状低エネルギー電子ビームを追跡することにより磁力線の動きを知る方法を採用する。以下では、本実験の場合を例にとり、このパルス状低エネルギー電子ビーム法を説明する。測定の模式図を図4-2-1に示す。

電子ビームを放出する電子銃 (Electron Gun) は、それ自身が、周回してくる電子ビームを乱さないように、できるだけ小型で、かつ真空容器壁と同電位のシールドを持ったものが望ましい。そこで本実験では、図4-2-2に示すような、傍熱型陰極を持つ同軸型の電子銃を使用している。電子ビームの放出口径は、約0.5mmである。陽極は、シールドの役目もしており、電気的には、接地された真空容器に接続されている。陰極に -10 V 、約 $1\ \mu\text{sec}$ のパルス電圧を印加することにより、 $10\sim 100\ \mu\text{A}$ のパルス状電子ビームを引き出す。パルス幅は、電子ビームの長さ L_B

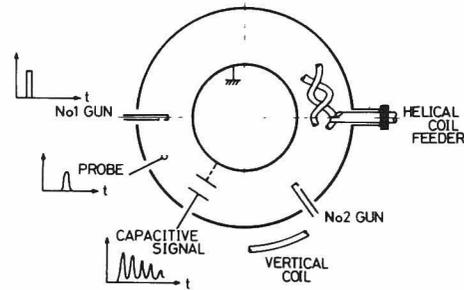


図4-2-1 磁気面測定の様式図。電子ビームは、ヘリカル・コイル給電部の反対側、 $\varphi\sim 180^\circ$ より出発する。

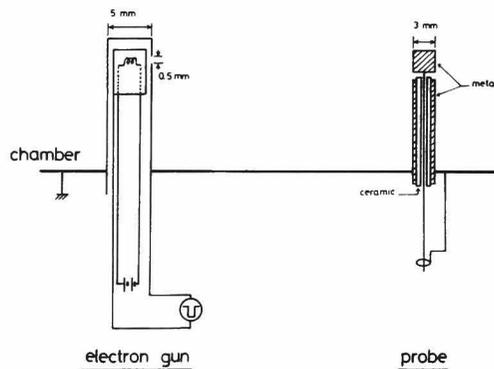


図4-2-2 電子銃と検出プローブの様式図。両者とも、放電管電位のシールドを持つ。

と、トーラスの周長 $L \sim 2\pi R_0$ との関係で制限され、後で述べる静電的な結合を利用したビームの観測を有効なものとするために、 $L_B < L$ であることが要求される〔61〕。本実験では、10V、1 μ sec より

$$L_B = V_e \cdot \Delta t \sim 1.3 \text{ [m]}$$

$$L \sim 2.8 \text{ [m]}$$

で、 $L_B \sim \frac{1}{2}L$ である。また、電流値は、多過ぎると、ビーム自身の空間電荷により、ビームが拡がり〔61〕、逆に、少な過ぎると、検出が困難になるので、適当に調整する必要がある。

電子銃は、できるだけ磁力線に沿ったビームを放出できるように、軸のまわりに回転できるようなシャフトに取り付けられ、装置横ポートより、容器内へ導入される。銃口の位置は、このシャフトを出し入れして調節される。位置精度は±1mm程度である。

電子ビームのトーラスに沿って周回している様子は、真空容器内に、磁気面を囲むようにして置かれた帯状の金属板をアンテナとして用い、ビーム通過に伴う電位変化を、静電的な結合を利用して観測できる。図4-2-3に、この金属板アンテナに受かる信号の例を示す。各ピークが、ビームの通過に対応する。この図では、トーラス6周目でビーム位置検出プローブに、ビームが当たっているため、それ以後の信号はなくなっている。

ある1つの子午面内で、電子ビームが、各周回毎に通過する点の集合は、電子のドリフト面を描く。ビームの通過位置の検出は、図4-2-2に示すような、シールドされた軸をもつ小さなプローブが用いられる。このプローブは、2次元駆動装置に取り付けられ、子午面内を走査される。検出位置の精度は、ビームの拡がり、プローブの大きさで決まるが、本実験では、プローブの大きさは、約3mm×4mmである。検出されたビームの周回数は、上述のように、金属板アンテナの信号から、または電子銃印加パルスとプローブ受信パルスとの時間差 Δt より決められる。

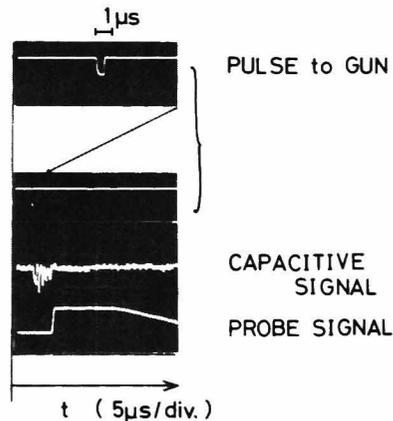


図4-2-3 受信信号の例。6周目で検出プローブに当たっているため、それ以後金属板アンテナには信号は受かっていない。

ドリフト面と磁気面のずれ Δr は、ビームが磁場のリップル等に捕捉されるようなことがなく、非捕捉粒子 (Passing Particle) として扱えるならば、良く知られているように、ラーマ半径 ρ と回転変換 ϵ を用いて、

$$\Delta r \sim \rho / \epsilon$$

である。本実験では、1~2 kG 程度の磁場を用いていること、また、ビームは、できるだけ磁力線

に沿って放出していることより、 Δr は高々0.2 mm程度であると思われる。これは、検出誤差より十分小さいため、 Δr を無くすような特別の補正は行わず、ドリフト面と磁気面を同一視することとする。

電子ビームは、電子の速度の非均一性および自己の空間電荷効果により、時間とともにビーム方向へ広がってしまう。Sinclair等によれば、適当な交流電界を用いてビームの位相安定化を行なうことにより、このような不都合を抑えることができる〔61〕。しかし、ヘリオトロンDM装置に対しては、この交流電界の印加が容易でないため、この方法により飛躍的な改善は認められなかった。従って、ここで述べる実験では、この方法は用いていない。

一方、ビームの自己空間電荷効果は、ビームの垂直方向への拡散も促す。ビームが垂直方向に拡がる結果、磁場のシアのために、ビームは、ポロイダル方向へ拡がる。特にヘリオトロン磁場は、シアが大きく、この効果は顕著であると思われる。実際、多くの場合においてビームの検出位置は、ポロイダル方向に拡がった形で得られている。これは、このデータより回転変換を推定する際の誤差の原因となる。

電子ビームを拡散・消滅させる原因として、他に、残留ガス分子との衝突が考えられる。図4-2-4は、文献〔65〕に示されたグラフより算定した衝突周波数を示す。

実験時の真空度は $(0.4 \sim 1) \times 10^{-6}$ torr

であるから、図より、平均自由行程は約100 μ と算定できる。従って、本実験では、残留ガス分子との衝突の効果は、重要な問題とならない。

ヘリオトロンDM装置では、ヘリカル・コイルが真空容器内にあるため、ヘリカル・コイルにかかる電圧の差による電界が、電子ビームに影響を与える可能性も考えられる。

しかし、この電界に対し、不整磁場と同様な考え方がとれるとすると、そのピッチ長が短く、モード数も高いことから、セパトリクス近傍を除いて、あまり大きな問題とはならないだろう。

§ 4-3 磁気面の修正法

第三章で述べたように、 $\ell = n/m$ の有理面に対して、共鳴モード pn/pm (p は自然数) を持つ不整磁場により磁気島が生ずる。従って、この有理面を磁気島から解放するためには、位相の反転した、同じ強さの共鳴モードを持つ磁場を加えてやれば良い。しかしながら、一般には、不整磁場のもつ共鳴モードの大きさ、位相等は明らかでなく、実験的に求めねばならない、不整磁場と磁気島の関係は、近似的に式(3-2-14)および式(3-2-16)で表わされるから、磁気島を実測する

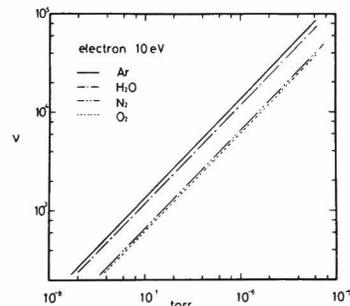


図4-2-4 残留ガスと電子の衝突周波数。〔65〕

ことにより、原理的には、共鳴モードの大きさ、位相を知ることができる。しかし、十分な精度でこれを行なうことは困難である。特に、いくつかの磁気島が結合しているような場合には、この方法は適用できない。そこで、低いモードに対する補正より段階的に補正を行ない、各段階での磁気面の様子を観測しながら、磁気面を修正する。

本実験では、図4-3-1に示すようなコイル系により、磁気面の修正が行なわれる。補正コイルは、トーラスの中心軸に対称に置かれた2つの円形コイルより構成される。1つのコイルの直径は約72cmで、その中心は $R=45\text{cm}$ に置かれる。コイルは、トーラス赤道面に対し、片側だけ($Z>0$)に設けられる。しかし、コイル径がトーラスに対して大きいため、これによ

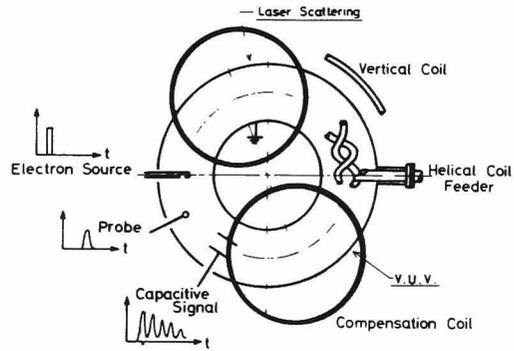


図4-3-1 補正コイルの模式図。2つのコイルで1組となっており、トーラス方向に自由に回転できる。

り作られる磁場のポロイダル・モード数は、磁気面のある領域で、ほぼ $m=1$ である。一方、トロイダル・モード数に対しては、2つのコイルの作る磁場の向きを変えることにより、 $n=1$ あるいは $n=2$ とすることができる。 $n/m=1/1$ とした時、高調波成分として、 $n/m=3/1$ が、約20%程度存在する。これに共鳴する磁気面は、セパトリクスに非常に近い所であるため、本実験では特に問題としない。また、 $n/m=2/1$ の場合、 $n/m=0/1$ が、 $n/m=2/1$ と同程度の強さで存在する。これは、垂直磁場コイルの作る磁場と同じ性質をもつものであるから、必要ならば、 β を調整することにより、相殺できる。

補正磁場の位相は、コイル対を、トーラス方向に回転させることにより、任意に選択できる。

各コイルへは、コンデンサ・バンクと適当なリアクトルを用いて、閉じ込め磁場のフラット・トップと同期するような電流が供給される。

§4-4 測定結果

4-4-1 補正磁場を用いない場合の磁気面

まず、補正磁場を用いない場合において、ヘリオトロンDM装置の作る磁気面を測定した。観測された磁気面を図4-4-1(a)に示す。図より分るように、補正を行わない時の磁気面は、3つの領域に分けることができる。すなわち、1) 小軸のまわりの小さな閉じた領域(領域Ⅰ)、2) 領域Ⅰのまわりを囲む三日月状の閉じた領域(領域Ⅱ)、3) 前2者を囲む開いた領域(領域Ⅲ)である。

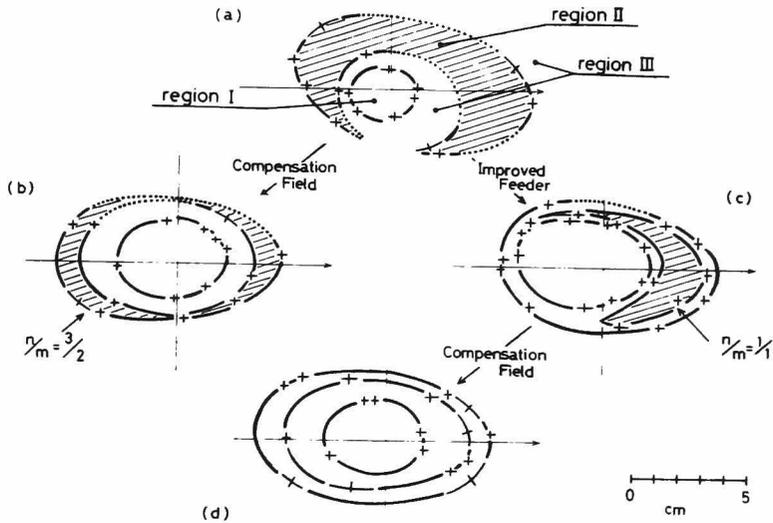


図4-4-1 観測された磁気面の例。(a)補正以前の磁気面。(b)補正磁場のみを加えた場合(従来型給電部)
(c)給電部を改良した場合(補正磁場は加えていない)。(d)給電部を改良し、さらに最適な補正磁場を加えた場合。

領域Ⅰでは、磁力線は、ほぼ正常にふるまっており、閉じた磁気面を形成している。この領域での回転変換は $0.5 \leq \epsilon_F < 1$ である。このような ϵ_F に共鳴するモードは比較的 m が大きいこと、および、外部コイルよりの距離が離れているため、不整磁場の影響が現れにくいものと考えられる。

領域Ⅱは、大きな磁気島である。ただし、その内部では、層状構造は確認できなかった。このことは、いくつかのモードを持つ磁気島が、互いに結合している可能性を示唆する。この領域内には、 $\epsilon_F = 1, 3/2, 2$ 等、比較的lowモードの不整磁場と共鳴する磁力線が含まれていると思われる。図4-4-1(a)より明らかなように、この磁気島の見かけのポロイダル・モードは、 $m=1$ である。トロイダル・モードについては、電子ビームの観測面が、トーラス方向に1ヶ所であるために、本実験からだけでは決定できない。しかし次章で述べるジュール加熱プラズマの観測によれば、 $n=1$ である。

領域Ⅲは、セパトトリクス領域と混ざり合っている。この領域では、電子ビームは、トーラスを一周もしない。電子ビームは、コレクタ板、あるいは、ヘリカル・コイル支持および真空容器壁に当たるものと考えられる。

第三章で述べた様に、ヘリオトロンDM装置では、ヘリカル・コイル給電部における不整磁場により、大きな磁気島が生じ得る。そこで、この給電部で生ずる不整磁場による磁気島と、本実験で得られた磁気島を比較してみる。図4-4-2は、前章で示した給電部における不整磁場を考慮した場合の磁気面であるが、本実験で観測している子午面での様子を示している。図4-4-1(a)と比較

して、磁気面が、3つの領域に分けられることは、両者に共通した特徴であることがわかる。しかし、領域Ⅱに相当する領域の大きさ、およびポロイダル方向の位置に相違がみられる。さらに、図4-4-2では、領域Ⅱに相当する領域も層状構造を持っている。両者の違いは、実機における不整磁場の原因が、単にヘリカル・コイル給電部のみにあるのではなく、他にも不整磁場を生じていることを示唆している。

4-4-2 磁場補正による磁気面の変化

前項でみられた磁気島を修正するため、§4-3で述べた補正コイルを用いた磁場の補正を試みた。磁場の補正により、プラズマの閉じ込め性能が改善されることが期待できるが、その結果、ジュール加熱プラズマの放電特性も改善されるであろう。従ってコイルの位置および補正磁場の強さを、まずジュール加熱プラズマの放電特性を観測して決定し、その後、磁気面の実測によって、若干の調整を行なった。

図4-4-3は、コイルの位置を決めるための実験結果の一例である。径方向にプラズマ電流 I_{OH} をとり、 φ 方向には補正コイルのトロイダル方向の位置をとる。他の外部条件を一定に保ったまま補正コイルをトロイダル方向に動かし、各位置での I_{OH} を記録することにより、同図を得る。図は、補正磁場のモードを $n/m = 1/1$ にした場合の例である。この時補

正磁場を加えないと、 I_{OH} は約2 kA、すなわち、図では点線で示す円である。従って、各位置において、この点線で示した円との差が、補正磁場による変化を示している。ただし、補正磁場を強くかけ過ぎると、最適な位置を誤る恐れがあるため、この実験では適当に弱い補正磁場が用いられた。このような方法で、 I_{OH} が最も良く流れる φ の値を、最適なコイル位置とした。

補正コイルの位置を決めた後、補正磁場の強さを変化させ、 I_{OH} が最も良く流れるように補正磁場の強さを決定する。(図5-4-1参照)

このような方法で求めた補正磁場の強度および位相は、磁気面を実測した結果、良い精度で最適条

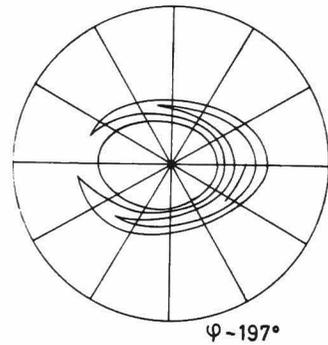


図4-4-2 給電部における不整磁場を考慮した場合の磁気面の計算結果(図3-4-7参照)。

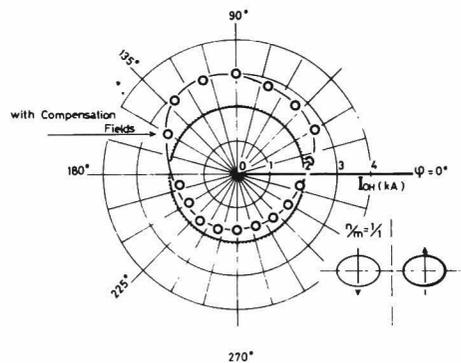


図4-4-3 補正コイルのトロイダル方向の位置の違いによるプラズマ電流の変化。図中点線で示した円は、補正磁場を加えない場合のプラズマ電流の値を示している。

件となっていることが示された。

図4-4-1 (b) は、補正磁場を加えた時の磁気面の測定結果を示している。図4-4-1 (a) および (b) を比較すると、領域Ⅰが広がって、 $\epsilon_F \sim 1$ の磁気面に、磁気島が無くなっているのがわかる。一方、見かけのポロイダル・モード $m=2$ の磁気島が新しく現われている。この磁気島附近の磁力線の回転変換はほぼ 1.5 であること、また、観測点列の動き方から判断すると、この磁気島を作っている不整磁場のモードは $n/m = 3/2$ である。ここで加えている補正磁場には、この $n/m = 3/2$ のモードをもつ成分は含まれていないので、この磁気島を作っている不整磁場は、補正コイルにより生じたものではなく、本来ヘリオトロンDM装置の作る磁場中に含まれているものである。補正磁場を加える前では、この磁気島は他のモード、例えば $n/m = 1/1$, $2/1$ 等の磁気島と結びついて図4-4-1 (a) の領域Ⅱを形成していたものと思われる。

ところで、ヘリオトロンDM装置では、第三章に述べたように、ヘリカル・コイル給電部に生ずる不整磁場が1つの問題であり、これに対しては、§3-4で述べたような改良型給電部が有効であると思われる。そこで、この改良型給電部に変更後の磁気面を測定した。その結果を図4-4-1 (c) に示す。この時、補正磁場は印加していない。図には、 $m=1$ の磁気島が現われているが、同図(a)の領域Ⅱのような大きな領域は占めていない。また、この磁気島を囲む正常な磁気面も観測されており、磁気面がかなり改善されていることがわかる。さらに、同図(b)に観られたような $m=2$ の磁気島も観測されていない。

§4-4-1で、ヘリオトロンDM装置における不整磁場の原因として、ヘリカル・コイル給電部によるもの以外にも、原因が考えられることを予測した。いま、給電部を改良したことにより、そこでの不整磁場は図3-4-10^(c)に見たように非常に小さくなっており、少なくとも、今考えている領域においては、この不整磁場の影響は、ほとんど無い。従って、図4-4-1 (c)に見られる磁気島は、給電部以外の原因による不整磁場によるものである。また、図4-4-1 (b)の $n/m = 3/2$ の磁気島をはじめ、 $\epsilon_F \geq 1$ での磁気島の多くが、給電部で生ずる不整磁場によるものであると考えられる。

§3-2で導いた様に、不整磁場と磁気島の幅の関係は、式(3-2-16)で近似される。いま、図4-4-1 (b)に示された $n/m = 3/2$ の磁気島の大きさを評価してみる。同図より、磁気島の幅は

$$\frac{\delta}{r_0} \Big|_{\text{EXP}} \sim 0.2$$

である。

また、 $\epsilon_F = 1.5$ の磁気面のシアは、図2-3より、 $\theta \sim 0.23$ である。

これ等の値を、 $m=2$ と共に式(3-2-16)に代入して、

$$\bar{b}_{23} \Big|_{\text{EXP}} \sim 1 \times 10^{-3}$$

を得る。一方、給電部における不整磁場の中に含まれる $n/m = 3/2$ 成分は、§ 3-4 で述べた仮想ループの作る磁場をフーリエ分解することにより、

$$\tilde{b}_{2,3} \sim 0.8 \times 10^{-3}$$

と見積れる。給電部での不整磁場中に含まれる高調波成分の寄与を考慮すると、上の2つの値は、良い一致を示していると言える。このことから、この $n/m = 3/2$ の磁気島が、給電部における不整磁場に起因するものであることがわかる。

図4-4-1(c)に見られる $m=1$ の磁気島を生ずる原因については、ヘリカル・コイルと垂直磁場コイルの傾きやヘリカル・コイル大半径の変位といったコイル系の位置の狂いが考えられるが、どのような変位に起因しているかは、磁気面の観測からだけでは不明である。なぜなら、式(3-2-14)でわかるように、不整磁場の影響は、その発生の原因が何であれ、同じモード、同じ位相、そして同じ強度であれば、同じ磁気島を生ずるからである。

最後に、図4-4-1(c)で見られた磁気島を修正するために、再び前述の補正コイルを用いた。図4-4-1(d)が、補正磁場を加えたときに観測された磁気面である。磁気島は観測されず、ほぼ正常な磁気面となっているのがわかる。この時、観測点のポロイダル方向の動きより回転変換の値を評価すると、図4-4-4のようなになる。横軸は、磁気面の長軸である。また、図中の実線は、不整磁場がない場合に得られる回転変換の値(計算値)である。回転変換は、式(2-9)で定義されるように、磁力線がトーラス方向にまわる周回数 N が十分多いことが要求される。この意味からすれば、本実験での周回数は十分とはいえない。また、§ 4-2 で述べたように、電子ビームの検出位置がポロイダル方向に幅をもつこと等のため、誤差範囲は大きい。これらの点を考慮して、不整磁場のない場合の回転変換の値と比較すると、非常に良い一致を示していると言える。

一方、この時の補正コイルの位置および補正磁場強度を、図4-4-1(b)を得た時のものと比較すると、コイルの位置に若干の違いがあるが、 \tilde{b}_{11} の大きさは、ほとんど同じである。これは、給電部による不整磁場中での $n/m = 1/1$ 成分の大きさは $\tilde{b}_{11} \sim 1 \times 10^{-3}$ であるのに対し、補正磁場強度、言い換えれば、給電部以外の原因による $n/m = 1/1$ の不整磁場強度は $\tilde{b}_{11} \sim 5 \times 10^{-3}$ と大きく、両者が共存する場合は、前者は、位相を変えはするが、 \tilde{b}_{11} の大きさについては、あまり強い影響を与え

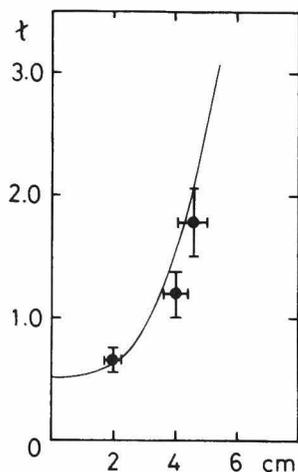


図4-4-4 実測点より評価された回転変換。実線は、不整磁場のない場合の計算値。

ないことによると思われる。

補正磁場強度より、式(3-2-16)を用いて、磁気島の幅を計算してみる。補正磁場強度およびシアは

$$\tilde{b}_{11} \sim 5 \times 10^{-3}$$

$$\theta \sim 0.09$$

であり、 $m=1$ であるから、式(3-2-16)より

$$\frac{\delta}{r_0} \sim 0.9$$

となる。

一方、図4-4-1(c)より $\delta/r_0 \Big|_{\text{EXP}}$ は

$$0.7 \lesssim \frac{\delta}{r_0} \Big|_{\text{EXP}} \lesssim 1$$

であり、良い一致を示している。

§ 4-5 結 論

ヘリオトロンDM装置の真空磁気面を、電子ビームを用いて測定した。その結果、次のようなことがわかった。

1) ヘリオトロンDM装置の作る磁場には不整磁場が含まれていた。その結果、磁気面は、大きく乱されていた。この不整磁場を生ずる原因は、1つにはヘリカル・コイル給電部の構造上生ずるものであり、他の1つは、コイル系の何らかの変位によるものと思われる。

2) ヘリカル・コイル給電部における不整磁場については、§ 3-4で述べた改良型の給電部に変えることにより、良好な結果が得られ、その有効性が実証された。

3) 不整磁場の補正に対しては、本章で述べたような比較的簡単なコイル系による補正磁場が有効に作用することが示された。

4) 磁気面の修正を行なった後、 $\ell_p \lesssim 2$ までの磁気面の存在を、実験的に示した。

一方、本実験で、その有効性の示された磁気面補正の技術は、逆の見方をすると、磁気面の制御を可能にするものである。特に、ヘリオトロン装置では、回転変換が大きいため、トロイダル・モード数を調整することにより、種々の位置の磁気面に影響を与えることができる。これは、この種のコイル系を設置するには有利な条件であろう。このような方法で、有理面に擾乱を与えることによりプラズマの不安定性との共鳴を避けて安定化したり、あるいはプラズマの輸送を制御できるものと期待される。

第五章 ジュール加熱プラズマ にみる不整磁場の影響

§ 5 - 1 序

磁場閉じ込め装置において、プラズマの生成・加熱の方法として広く利用されている方法に、ジュール加熱 (Ohmic Heating) 法がある。良く知られているように、この方法は、プラズマ中に印加された電界によって流される電流によるエネルギーのジュール損失という形で、プラズマにエネルギーが供給される。すなわち、プラズマへの入力は次式で表わされる。

$$P_{\text{OH}} = \sigma E^2 = \eta J_{\text{OH}}^2 \quad (5-1-1)$$

ただし、 P_{OH} = (ジュール加熱によりプラズマに与えられる単位体積当りの入力)、 E = (プラズマ中に印加された電界強度)、 J_{OH} = (E により流されるプラズマ電流密度)、 $\sigma = \frac{1}{\eta}$ = (プラズマ中の導電率) である。また、 σ は、プラズマの電子温度 T_e 、実効電荷数 Z_{eff} を用いて

$$\sigma \propto Z_{\text{eff}}^{-1} T_e^{\frac{3}{2}} \quad (5-1-2)$$

と表わせる〔66〕。

トカマク型の装置では、プラズマ電流の作る磁場が、プラズマの閉じ込めに基本的な役割を持っている。従って何らかの方法でプラズマ電流を流す必要があるが、その結果、自ずとジュール加熱が行なわれる。一方、ヘリオトロン装置やステラレータ装置等では、プラズマを閉じ込めるには原理的にプラズマ電流を必要としない。それにもかかわらずジュール加熱法が広く行なわれるのは、この方法が、次の点で優れているからであろう。

- 1) 加熱のための装置が簡単で、どのような装置にも比較的手軽に適用できる。
- 2) 加熱効率が良い。
- 3) 広範囲のプラズマ・パラメータ領域で適用できる。

しかし、一方では、

- 1) プラズマの不安定性を誘起する可能性がある。
- 2) 高温プラズマになるほど、加熱効率が悪くなる。
- 3) イオンは、電子との衝突過程を通じてしか、有効に加熱されない。
- 4) 原理的に、パルス状の加熱モードしかとり得ない。

などの欠点もある。特に、1) の不安定性との関連は、ヘリオトロン装置およびステラレータ装置では特に重要な問題であり、ジュール加熱法を用いる場合は、常にこのことを念頭においておく必要があると思われる。

ヘリカル・ヘリオトロン磁場中に閉じ込められるプラズマへのジュール加熱法の適用は、ヘリオト

ロンD装置以来、最も良く行なわれ、多くの成果をあげてきている。ヘリオトロンD装置におけるジュール加熱プラズマの実験結果は、およそ次のようにまとめられる〔29-35, 42〕。

- a) セパトリクス領域が、磁気リミタおよびダイバータ層として機能し得ることを実験的に確認した。
- b) Kruskal 限界を越えるプラズマ電流を、プラズマ柱を大きく乱すことなく流すことができた。
- c) 比較的高いベータ値 ($\beta \sim$ 数%) のプラズマを得ることができた。
- d) 得られたプラズマ・パラメータ ($10^{12} \text{ cm}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $10 \text{ eV} \leq T_e \leq 150 \text{ eV}$) 内で、エネルギー閉じ込めは、擬古典拡散より予想されるのと類似したパラメータ依存性を示し、閉じ込め時間も、予想値とよく一致した。粒子の閉じ込めは、新古典理論に比較的良く合った。
- e) 電流駆動型のMHD不安定性が観測された。

ヘリオトロンDM装置においても、本研究の中で、ジュール加熱法によるプラズマの生成・加熱を行なった。扱うプラズマは、ヘリオトロンD装置よりも、高いエネルギー密度領域のものであり、閉じ込め磁場強度も強くなっている。本章では、このヘリオトロンDM装置におけるジュール加熱プラズマの性質を、特に不整磁場との関連に着目しながら調べる。§5-2では測定器類の説明とともに、実験の方法を簡単に述べる。§5-3ではプラズマ中に電流を誘起させる電界を印加するのに、鉄心トランスを用いた場合と空心トランスの場合とのプラズマの閉じ込めの様子を比較する。§5-4では第四章と関連して、磁気面の変化によるプラズマの変化について述べる。

§5-2 実験方法および計測システム

5-2-1 実験方法

図5-2-1にジュール加熱実験時の時間順序 (Time Sequence) を示す。ジュール放電は、閉じ込め磁場のフラット・トップ時間内に行なわれる。真空容器内への動作ガスの導入は、ほとんどの場合、リーク・バルブによる定常的な供給法を用いている。動作ガスは、ヘリウム (He) である。He ガスは、希ガス純化装置を通して精製された後、十分清浄化した貯蔵タンクに貯められて、圧力変動を少なくしたものが使用される。タンク内のガスの置換は、各実験開始前に行ない、不純物の混入を抑えている。また、後述するような電流阻止現象を抑制する場合等には高速電磁弁によるパルスのなガス導入法 (Gas Puffing) も併用する。

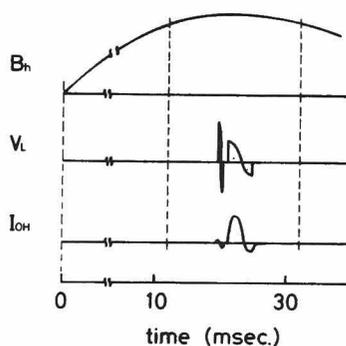


図5-2-1 ジュール加熱実験時のタイム・シーケンス。
 B_h : 磁場強度 (ヘリカル・コイル電流)。 V_L :
 1ターン電圧。 I_{0H} : プラズマ電流

ジュール加熱電場を加える前に、予備加熱により低電離プラズマが作られる。予備加熱は、それに引き続くジュール加熱の過程に重要な影響を及ぼすため、次のような性質を持っていることが望ましい。

- 1) 再現性が良いこと。
- 2) 電離度がある程度高いプラズマが得られること。
- 3) 不純物等を放出しないこと。

本実験で主として用いた予備加熱法は、熱陰極による熱電子放出（ただし、高電圧印加による電子銃としては使用していない。）と、立ち上がりが速く比較的高電圧（～50V）の短パルスのジュール加熱電場を印加する方法を併用した。前者は、上述の1)および3)に対しては比較的良好な特性を持っているが、2)については望めない。一方、後者は、2)については十分良好な特性を有している。しかし、回路の都合上、正逆両極性の電界が短い時間に連続して加わること等のため、予備加熱によって得られるプラズマは、かなり乱されていると思われる。このため主プラズマ放電の初期に現われる不純物量が増加する欠点がある。また、動作ガス圧によっては予備加熱プラズマに多くのガスが消費され、主プラズマでは、ガスの供給が不足する場合も観測される。しかしながら、この予備加熱により、主プラズマの良好な再現性は保証される。

ヘリオトロン装置のように、外部導体の作る磁場が、回転変換を持っている場合、プラズマ電流の向きとして2通りの場合がある。1つは、プラズマ電流の作るポロイダル磁場の方向が、外部磁場の回転変換の向きと同じで、全体としての回転変換が、

$$\kappa \simeq \kappa_F + \kappa_{OH} \quad (5-2-1)$$

と表わせる場合である。ここで、 κ_{OH} はプラズマ電流の作る回転変換で、

$$\kappa_{OH} = \frac{\mu_0 R_0}{2\pi} \frac{I_{OH}(r)}{r^2} \cdot \frac{1}{B_t} \quad (5-2-2)$$

$$I_{OH}(r) = \int_0^r 2\pi r' J_{OH}(r') dr' \quad (5-2-3)$$

である。この場合を“加算的な場合 (Additive Case)”と呼ぶ。他の1つはこれとは逆の場合で、

$$\kappa \simeq \kappa_F - \kappa_{OH} \quad (5-2-4)$$

と表わせる。この場合を“減算的な場合 (Subtractive Case)”と呼ぶ。本実験では、特にことわらない限り、後者の放電を行なっている。これは、“減算的な場合”の方が、良好な放電特性を示すからである。この理由については、後に触れる。

放電の再現性および生成されたプラズマのパラメータ向上に、真空容器内部の清浄化が不可欠であることは既に第二章で述べた。毎日の実験に再現性を求めるため、その日の実験開始前に、50～100 shotsのジュール放電洗浄が行なわれる。

なお、前章で用いた改良型給電部は、試作品であり、強度的な問題により高磁場を作れないため、

本実験には用いていない。

5-2-2 計測システム

ジュール加熱実験に用いられた主な計測器を以下に列挙する。

レーザ散乱計測システム ————— $T_e(z)$ $n_e(z)$

ルビー・レーザ (日本電子, 10 J)

可視分光器 (SPEX 1870)

マイクロ波干渉計 ————— \bar{n}_e

(日立電子, 150 GHz, 1 channel)

可視光測定システム ————— イオンのドプラー幅測定, 線スペクトル強度測定

可視分光器 (SPEX 1704, NIKON P-250)

真空紫外光測定システム ————— 真空紫外域線スペクトル強度測定

直入射真空紫外分光器 (SIMAZU RGV-50)

静電プローブ ————— $n_e(r, z)$, $T_e(r, z)$

ログスキ・コイル ————— I_{OH}

ピック・アップ・コイル ————— V_L

質量分析器 ————— ガス分圧

これらの中で、ここでは特に、レーザ散乱計測システムと、真空紫外光測定システムについて説明しておく。他のものについては、必要に応じて、その場で説明を加える。

レーザ散乱計測システム

ヘリオトロンDM装置では、 T_e , n_e の空間分布の測定が可能なレーザ散乱計測システムが用意されている。その模式図5-2-2に示す。測定点は、Movable Mirrorの角度を調整することにより、レーザ光に沿って上下(z方向)に移動することができる。測定可能範囲は、主として、ヘリカル・コイルによる反射光等のために迷光強度が上昇することにより制限されている。空間分解能は、分光器のスリットの高さで決まる。散乱光は、分光器を通った

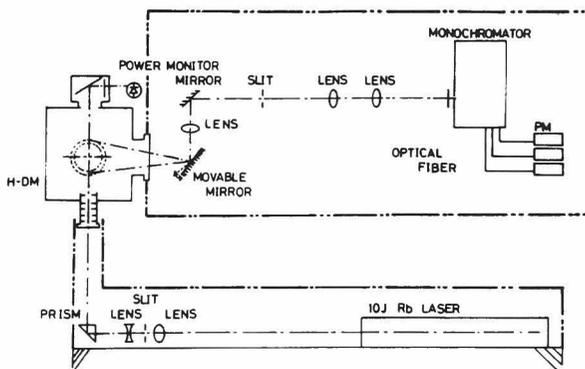


図 5-2-2 レーザ散乱計測システムの模式図。

とにより、レーザ光に沿って上下(z方向)に移動することができる。測定可能範囲は、主として、ヘリカル・コイルによる反射光等のために迷光強度が上昇することにより制限されている。空間分解能は、分光器のスリットの高さで決まる。散乱光は、分光器を通った

後、光ファイバーにより3個の光電子増倍管（RCA 8852）へ導かれる。スペクトル幅は、1チャンネル当たり約 $50 \sim 60 \text{ \AA}$ である。各チャンネルからの電気出力は適当な遅延線路を通した後に1台のシンクロ・スコープに送られ、表示される。各チャンネルの感度較正は、発光ダイオードによる模擬パルス、および迷光強度測定により行なわれる。このシステムにより、原理的には、1回の放電で、1点の電子温度および電子密度を得ることが可能であるが、測定値の信頼性を向上させるため、同一点に対し、数回の測定を行なった。

真空紫外光測定システム〔93〕

ヘリオトロンDM装置に用意された真空紫外分光器はローランド円の直径が50cmの直入射型で、測定可能波長範囲はほぼ $500 \sim 2,000 \text{ \AA}$ である。測定系の模式図を図5-2-3に示す。

同図において、CM、PLは白金コーティングされた球面鏡、および平面鏡、CGは凹面回析格子であり、PMTは光電子増倍管である。空間分布を得るために、球面鏡と平面鏡の組合わせにより、分光器の縦長型の入口スリットの像がプラズマ中で横長型になるように工夫されている。球面鏡を上下方向に動かすことにより、z方向の空間分布が測定される。検出系は、サリチル酸ソーダ蛍光板と光電子増倍管（RCA

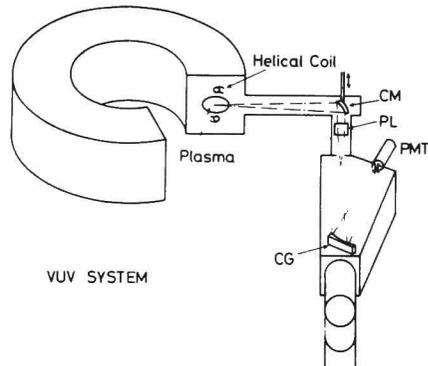


図5-2-3 真空紫外分光計測システムの模式図。
CM：球面鏡。PL：平面鏡。CG：凹面回析格子。
PMT：光電子増倍管。

6810A)の組合せより成っている。また、分光写真の撮影も可能である。分光器内部の致達真空度は約 $1 \times 10^{-6} \text{ torr}$ である。

分光器の絶対感度較正は、原子分岐線法で行なわれる〔67〕。光源は、ヘリオトロンDM装置の作るプラズマ自身が使用される。感度較正の結果および使用したスペクトル線を図5-2-4に示す。この較正曲線の誤差範囲は、係数6~7を示しているが、この主な原因は、真空紫外分光器と可視分光器が各々観測しているプラズマの体積の見積りが正確にできないことによる。この測定システムにより、DM装置に閉じ込められるプラズマの放射損失等が評価される。

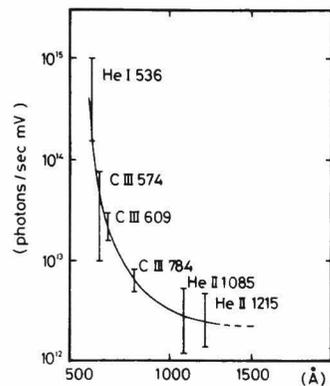


図5-2-4 真空紫外分光計測システムの絶対感度曲線。

§ 5-3 ジュール加熱プラズマの特性 (I)

—鉄心の有無によるプラズマの閉じ込めの相違—

図5-3-1は、鉄心トランスを用いたジュール放電の一例を示しており、プラズマ電流 I_{OH} の比較的小さい場合である。この例では、予備加熱が不十分であるため、 I_{OH} は1ターン電圧 V_L が印加され始めた後、約1 msec 経過してから流れ始めている。マイクロ波干渉計で測った線平均電子密度 \bar{n}_e [注] は、 I_{OH} の立ち上がりと共に急速に増大し、 I_{OH} が最大値をとる時刻前後で最大となり、その後速やかに減少する。そして、放電の終りごろ、再び \bar{n}_e は増大し、放電は終了する。この場合、放電途中では、高速電磁弁によるガスの追加供給は行っていない。従って、このような \bar{n}_e の時間変化は、プラズマの粒子の閉じ込めと不純物の混入も含めたりサイクリング率 (Recycling Rate) の平衡により決まるものである。もしこの平衡が崩れ、ガスが不足すると、ヘリオトロンD装置でも観測されたような電流阻止現象 (Current Inhibition) [32] を生ずる。動作ガスであるヘリウムのイオンが発する線スペクトルHe II (468.6 nm) の強度は、 I_{OH} より少し遅れて増大している。電子密度にはこの遅れが見られないことより、これは、電子温度の時間変化に関連しているものと思われる。その後のこの線スペクトル強度は \bar{n}_e と共に増減しているが、放電終期では、 \bar{n}_e は増大しているにもかかわらず、スペクトル強度の増大は認められていない。一方、不純物イオンである炭素の線スペクトルC III (464.7 nm) 強度は、この放電終期の \bar{n}_e の増大に伴い、著しく増大している。このC III線の増大の原因として、外部からの不純物混入量の増加および多価電離イオンの再結合による当該イオンの増加等が考えられる。また、電子密度の増大による効果も考えられる。

$I_{collector}$ は、ヘリカル・コイルの背面に設けられているコレクタ板へ流入する荷電粒子束である。後に述べるように、 $\bar{n}_e / I_{collector}$ は、プラズマ粒子の閉じ込め時間に比例した量と考えることができ

[注] マイクロ波干渉計で測定される物理量は、良く知られているように、

$$\int_L n_e(r) dr = \bar{n}_e \cdot L$$

である。従ってマイクロ波の伝搬路に沿ったプラズマの長さ L の見積り方で、 \bar{n}_e の値は異なる。ここでは、乱れのない磁気面を仮定し、最外殻磁気面の長径を L としている。

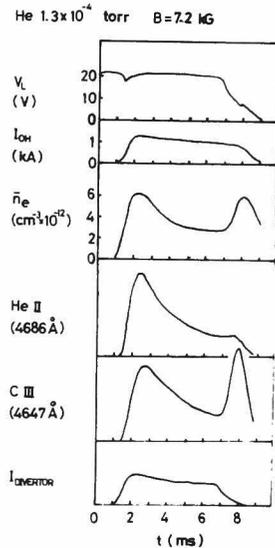


図5-3-1 ジュール放電の例(鉄心トランスの場合)。
 V_L : 1ターン電圧。 I_{OH} : プラズマ電流。 \bar{n}_e : 線平均電子密度。 $I_{collector}$: コレクタ板へ流入する荷電粒子束。

る。

図5-3-2は、初期充填ガス圧 P をパラメータとして V_L を変化させた時の \bar{n}_e の最大値およびその時刻における I_{OH} の値との関係を示すものである。 V_L が増大するに伴い、 \bar{n}_e 、 I_{OH} とも増大するが、図中矢印で示したところまでくると、電流阻止現象を生ずるようになる。各充填ガス圧 P におけるこの現象の開始する点を結ぶと、図中一点鎖線で示すように、良く直線に乗る。電流阻止現象は、O. Motojimaの言うように、リサイクリング率の変化あるいは閉じ込めの変化により、電流の担い手である電子の数が減少することが原因と考えられる〔32〕。

いま図5-3-2に見られるように、この現象

が始まる点が、ほぼ直線になることより、ヘリオトロンDM装置における電流阻止現象は、ドリフト速度 $V_D^0 \propto I_{OH} / \bar{n}_e$ （式(5-3-4)参照)に関係した何らかの不安定性が関係している可能性がある。

鉄心トランスの存在が、閉じ込め磁場に与える影響については第三章で述べた。そこでも触れたように、鉄心に巻いた補助コイルを使用することにより、ある程度の補正が可能である。従ってプラズマの閉じ込めの改善も期待される。表5-3-1は、プラズマの粒子閉じ込め時間を、補助コイルの有無により比較したものである。

粒子閉じ込め時間 τ_p は、コレクタ板に流入する荷電粒子束の測定から評価した。コレクタ板としては、先に述べたヘリカル・コイル背面のもの(コレクタ板(a))の他に、ヘリカル・コイル自体に巻き付けたもの(コレクタ板(b))を用いている。

(図5-3-3(a)参照)各コレクタ板の有効入射面積を考慮して、トーラス全体での値に換算した各コレクタ板への流入束を Γ_a 、 Γ_b とする。つまり、 Γ_a は、セパトリクス領域を流れてコレクタ板へ流入する粒子束、 Γ_b は、セパトリクス領域を拡散で横切って、ヘリカル・コイルに流入する粒子

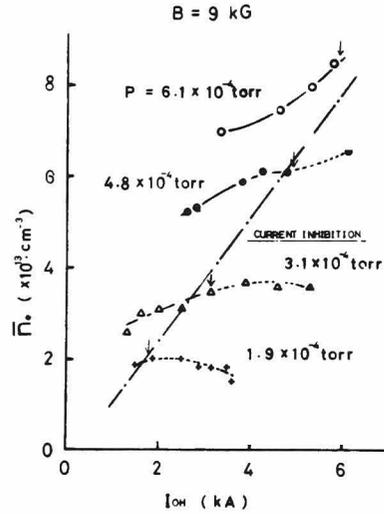


図5-3-2 電流阻止現象の生ずる領域(鉄心トランス使用の場合)。
P:初期充填ガス圧。

	Γ_a (sec ⁻¹)	Γ_b (sec ⁻¹)	$\frac{\Gamma_a}{\Gamma_a + \Gamma_b}$	Ne	τ (msec)
without Aux.Coil	4.9×10^{20}	1.1×10^{19}	0.978	2×10^{17}	0.40
with Aux.Coil	3.4×10^{20}	1.1×10^{19}	0.969	2×10^{17}	0.57

B = 6 kG
P_t = 1.1×10^{-4} torr
I_{OP} = 2 kA
I_c = 0.1·I_n

表5-3-1 補助コイル使用によるプラズマ閉じ込めの変化。

束を表わす。セパトリクス領域を流れて流出する粒子のほとんどが、コレクタ板 (a) に流入することは、静電プローブを用いたセパトリクス領域周辺のイオン飽和電流 I_{is} の調査により確認された。図 5-3-3 は、その結果を示すものである。同図 (a) は赤道面上 4 cm ($Z=4$ cm) での R 方向分布を示しているが、 $R \sim 35$ cm および $R \sim 55$ cm における I_{is} の上昇が、セパトリクス領域を流れる粒子によるものである。さらに同図 (b) は、 $R=39$ cm での I_{is} の Z 方向分布であるが、セパトリクス領域に対応した位置に粒子の存在が見られる。これ等に加えて、表 5-3-1 より明らかなように、 $\Gamma_a \gg \Gamma_b$ であり、プラズマ粒子の損失が、主としてセパトリクス領域に沿った流出であることがわかる。これらの性質は、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の特徴である磁気リミタ配位が成立していること、さらにセパトリクス領域が、ダイバータ層として有効に作用する可能性があることを示すものである。

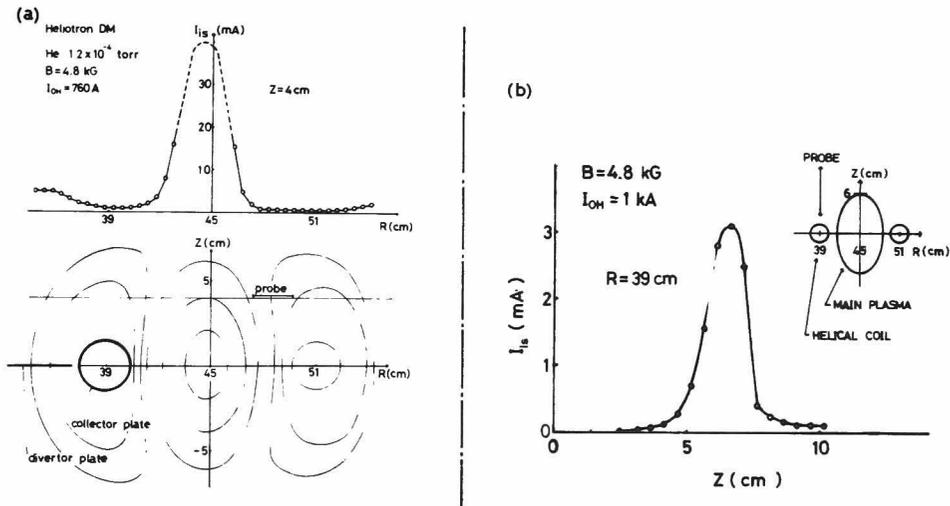


図 5-3-3 セパトリクス領域周辺でのイオン飽和電流の分布。(a) 大半径方向分布。 $Z=4$ cm。(b) Z 方向分布。 $R=39$ cm。

さて、プラズマ粒子の閉じ込め時間は、全流出束を Γ とすれば、

$$\tau_p = \frac{N}{\Gamma} \quad (5-3-2)$$

で求めることができる。ここで N は、閉じ込められているプラズマの粒子数である。

上述の議論より、 $\Gamma \approx \Gamma_a$ であるので、 τ_p は、

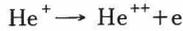
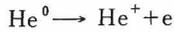
$$\tau_p \approx \frac{N}{\Gamma_a}$$

と表わされる。

一方、 τ_p は式 (5-3-2) とは独立に、次式からも求めることができる。

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_p} + S \quad (5-3-3)$$

ここで、 S は電離による電子の発生項で、He 放電の場合



の2つの過程が存在する。これ等の過程による電子の生成割合は、分光的な方法により算定することができる。この方法により求められた τ_p は、式(5-3-2)で求められる τ_p と良い一致を示している。

表5-3-1によると、補助コイルを用いて鉄心の影響を緩和することにより、この放電条件では、 τ_p が約40%増加していることがわかる。以下では、このような補正を行なった状態でのジュール加熱プラズマの閉じ込めの様子を、もう少し詳しく述べる。

図5-3-4 (a) は、 \bar{n}_e に対する τ_p の依存性を示している。このとき、磁場強度 B および t_{OH} は一定に保たれている。同図 (b) は、 t_{OH} に対する τ_p の依存性を示すもので、ここでは B および \bar{n}_e は、ほぼ一定である。さらに同図 (c) は、 t_{OH} および \bar{n}_e が一定な状態での τ_p の B 依存性を示している。これ等の図より、 τ_p は、 \bar{n}_e の増加関数であること、 I_{OH} の減少関数であること、そして、 B には弱い依存性しか示していないことがわかる。このような τ_p のパラメータ依存性は、いわゆる新古典理論 (Neoclassical Theory) [68] で決まる拡散損失では説明されない。何らかの不安定性が粒子の閉じ込めに強い影響を与えているものと考えられる。

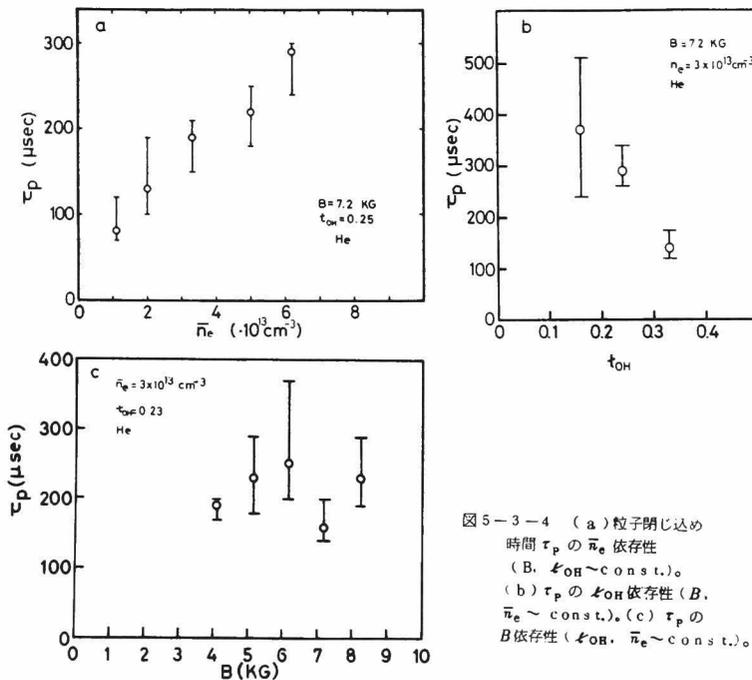


図5-3-4 (a)粒子閉じ込め時間 τ_p の \bar{n}_e 依存性 ($B, t_{OH} \sim \text{const.}$)。 (b) τ_p の t_{OH} 依存性 ($B, \bar{n}_e \sim \text{const.}$)。 (c) τ_p の B 依存性 ($t_{OH}, \bar{n}_e \sim \text{const.}$)。

図5-3-5には、静電プローブで測定したイオン飽和電流より得られたプラズマ密度の揺動 \tilde{n}/n が、ドリフト・パラメータ ξ の関数として示されている。ここで、

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{V_D^e}{V_{th}^e} \\ V_D^e &= \frac{I_{OH}}{\pi r_p^2 \cdot e \cdot \bar{n}_e} \\ V_{th}^e &= \sqrt{\frac{2kT_{eL}}{m_e}} \end{aligned} \right\} \quad (5-3-4)$$

T_{eL} : レーザ散乱測定より求めたプラズマ中心附近での電子温度。

である。同図によれば、 \tilde{n}/n は ξ が大きくなるほど大きくなっている。いま、このような密度揺動がプラズマの閉じ込めに影響を与えているとすると、 τ_p と ξ との間にも相関があることが予想される。

図5-3-6は、 τ_p の ξ 依存性を示すものである。○印が鉄心トランスによるジュール加熱プラズマの場合である。明らかに、

$$\tau_p \propto \xi^{-1} \quad (5-3-5)$$

の傾向がみられる。

このような傾向は、TORISO [69] およびCLEO [70] 等におけるジュール加熱実験においても報告されている。特に、TORISOでは、この原因として電流駆動型ドリフト不安定性 (Current Driven Drift Instability) を挙げていることは注目すべきである。

鉄心トランスの存在による磁場の乱れを無くするために、空心トランスに変更したことは既に述べた。この場合における τ_p の ξ 依存性を、図5-3-6に●印で示した。図から明らかなように、 τ_p は ξ にほとんど依存しなくなっている。これは、表面的には τ_p の \bar{n}_e 依存性が弱くなったことが大きく影響しているようである。また、 τ_p の値としては、鉄心の存在する場合より増大しており、鉄心トランスによる磁場の乱れが無くなったために、プラズマの閉じ込めが改善されているものと考えられる。なお、 τ_p の増大と空心トランスにしたことによる放電時間の減少のため、電流阻止現象は生じにくくなっている。

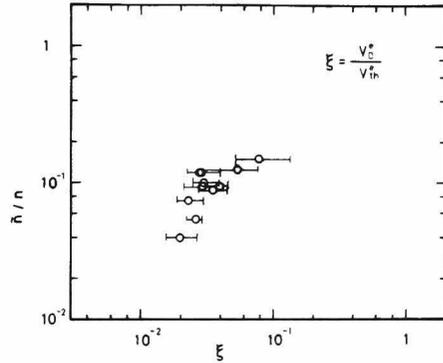


図5-3-5 プラズマの密度揺動 \tilde{n}/n のドリフト・パラメータ ξ に対する依存性。 V_D^e : 電子のドリフト速度。 V_{th}^e : 電子の熱速度。

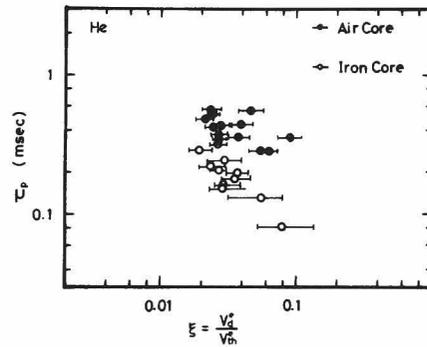


図5-3-6 τ_p の ξ 依存性。○: 鉄心トランス使用の場合。●: 空心トランス使用の場合(但し、補正磁場なし)。

次に、電子のエネルギー閉じ込め時間 τ_E^e について考える。ここで、 τ_E^e を次式で定義する〔注〕。

$$\frac{dW_e}{dt} = Q_{OH} - \frac{W_e}{\tau_E^e} \quad (5-3-6)$$

$$W_e = \int_{V_p} \frac{3}{2} n_e(\mathbf{r}) k T_e(\mathbf{r}) dV \quad (5-3-7)$$

$$Q_{OH} = I_{OH} \cdot V_L \quad (5-3-8)$$

V_p : プラズマ体積

W_e を正確に求めるには、 n_e 、 T_e ともにその空間分布を知る必要があるが、ここでは簡単に $n_e(\mathbf{r})$ を \bar{n}_e 、 $T_e(\mathbf{r})$ を T_{eL} として計算した。

従って

$$W_e = V_p \cdot \frac{3}{2} \bar{n}_e \cdot k T_{eL} \quad (5-3-9)$$

さらに、時間変化の十分ゆるやかな時刻を対象とすることとし、 d/dt の項は無視する。このようにして得られる τ_E^e を、 τ_p 同様 ξ に対して描いたのが、図 5-3-7 である。ここでも○印が鉄心トランスの場合で、●印が空心トランスの場合

を示している。両者とも

$$\tau_E^e \propto \xi^{-1}$$

の関係がみられる。但し、 τ_E^e の値自体は、鉄心無くしたことにより増加している。鉄心トランスの有無による τ_p と τ_E^e との変化の違いは、プラズマ中の擾乱の激しさによるものと思われる。つまり鉄心トランスによる磁場の乱れが加わっている時はかなり激しい擾乱があり、粒子の輸送にも影響を与え、従って

エネルギーの輸送もこれに従っていたであろう。ところが鉄心が除かれることにより、この擾乱が少し治まり、粒子の輸送に対しては、あまり影響を与えなくなった。しかし、エネルギーの輸送に対しては、まだ強い影響を及ぼしているものと思われる。また、空心トランスの場合、 ξ の小さい所では、 τ_E^e の ξ 依存性が若干弱くなっている傾向がみられる。このような τ_E^e の ξ 依存性は、ステラレータ装置にお

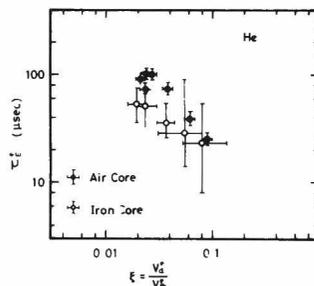


図 5-3-7 電子のエネルギー閉じ込め時間 τ_E^e の ξ 依存性。○—：鉄心トランス使用の場合。
●—：空心トランス使用の場合（但し磁場補正なし）。

〔注〕

式 (5-3-6) で与えられる τ_E^e は、放射損失およびイオンへのエネルギー移送の項も含まれている。しかし、真空紫外分光器による分光計測の結果より、放射損失は、 Q_{OH} に対し、高々 10% 程度しか占めないことが示された。また、イオンへのエネルギー移送については、閉じ込め時間が、電子-イオン間のエネルギー緩和時間 (数 100 μsec) より短いから、大きな寄与はないものとする。

けるジュール加熱実験においても観測されている〔73, 73〕。また、トカマク装置の実験結果にも、この傾向がみられる〔94〕。但し、 τ_E^e の算出式と ξ の算出式の中には、多くの共通項が含まれているので、 τ_E^e と ξ との関係を正しく導くためには、十分広いパラメータ範囲をもつデータを使用する必要がある。しかし、ジュール加熱のみの実験においては、そのように広い範囲のパラメータ領域を得ることは困難である。従って追加熱を加えた、さらに詳しい研究が必要であろう。

§ 5-4 磁場の補正によるプラズマの閉じ込めの変化

本節では、空心トランスを用いたジュール加熱プラズマに補正磁場を加えた時のプラズマの変化を調べる。補正磁場としては、第四章で述べた補正コイルによる磁場を使用している。また、改良型の給電部は使用していない。

図5-4-1は、第四章で述べたような最適な補正コイル位置において、補正コイル電流 I_{coil} を変化させた場合の I_{OH} の変化を示している。

B , P , V_L 等の条件は、一定に保たれている。 I_{OH} は I_{coil} の増大と共に増大し、この放電条件下では密度が低いので補正の効果は特に顕著にみられ、 $I_{coil} = 0$ のときの約3倍にも達する。しかし、さらに I_{coil} を増大させると、逆に I_{OH} は減少してしまう。 I_{OH} を最大にする I_{coil} の値は、磁気面の観測において、最良の磁気面を観測した時(図4-4-1 (b))と同じであり、この補正における最適条件となっている。さらに、 I_{coil} が大

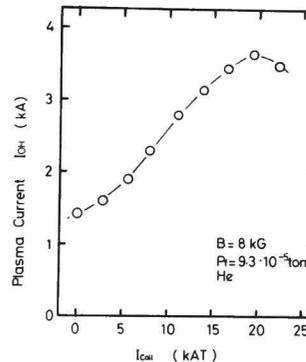


図5-4-1 補正コイル電流 I_{coil} の変化によるプラズマ電流の変化。($m=1$, $n=1$)

きすぎる場合には、磁気面にそれまでと逆位相の磁気島が観測される。これ等のことより、補正磁場が加わることによる磁気島の縮小によりプラズマの実効的な断面積が増加したことによる効果も含めて、プラズマの閉じ込めが良くなったことが、 I_{OH} を増加させたものと解釈できる。

次に、図5-4-2は、補正磁場の有無による放電全体の時間変移の違いを比較するものである。この場合も補正磁場の条件は、図4-4-1 (b)を得た時と同じである。この図では、 I_{OH} の変化は、図5-4-1のそれほど顕著ではない。これは、図5-4-2のプラズマは比較的溫度が低く密度が高い、すなわち、より衝突周波数の高い条件となっていることが関係しているものと思われる。

〔次ページ脚注〕
 図中、 $T_{e,\sigma}$ はSpitzerの式より算出した導電率溫度である。また電子密度は、 $\langle \bar{n}_e \cdot L \rangle$ の形で示した。 Γ は前述の Γ_a と同じである。 $\langle \bar{n}_e \cdot L \rangle / \Gamma$ は、 τ_p に関する情報を持つ。図より補正磁場が加わることにより、 I_{OH} が増大し、その結果 $T_{e,\sigma}$ も高くなっているのがわかる。(この時、 V_L は、ほ

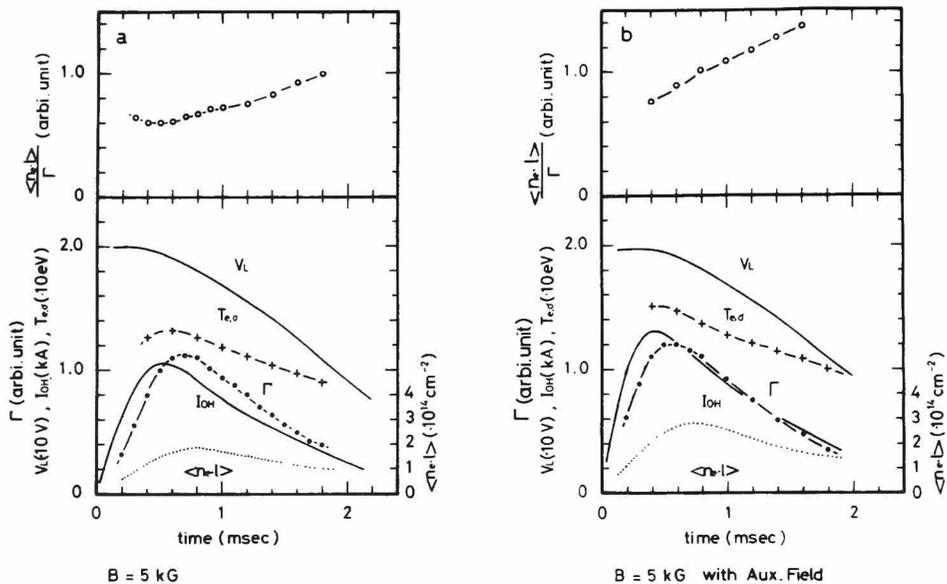


図5-4-2 磁場補正の有無による放電の違い。(a)磁場補正なし。(b)磁場補正有り。

とんど変化していない。)また電子密度の増加も観測される。このとき、 Γ は両者の間で大きな変化はなく、従って、 $\langle \bar{n}_e \cdot L \rangle / \Gamma$ に差を生じている。このことは補正を行なうことにより、プラズマの閉じ込めが良くなっていることを示唆している。

次に補正を行わない場合のプラズマ諸量の空間分布をみる。図5-4-3は、ヘリカル・コイル給電部よりトーラスに沿って 20° および 343° 離れた2ヶ所で、静電プローブを用いて測定したイオン飽和電流の径方向の分布を示している。両者の絶対値の違いはプローブの大きさの違いによるものである。両者とも非対称な分布をしており、 $\varphi = 20^\circ$ では $r > 0$ 、 $\varphi = 343^\circ$ では $r < 0$ の領域が削り取られたようになっている。これ等の領域は、第四章で述べた領域 IIに対応しているものと考えられる。

さらに、図5-4-4には、 $\varphi = 20^\circ$ のポロイダル断面内における、イオン飽和電流および浮動電位 (Floating Potential) の2次元分布を示している。ただし、プラズマは図5-4-3のそれとは異なっている。もし、プラズマの密度や電位が磁気面上で一定であるとする、これらの分布は、磁気面の形をある程度反映しているものと思われる。図5-4-4よりわかるように、分

[注]

これまでの議論でもわかるように、補正の有無によりプラズマの実効的な断面積が異なってくる。しかし、ここで示した $T_{e,0}$ は、これらの違いを無視して、不整磁場のない場合に期待される磁気面内に一様に電流が流れるものとして得られたものであり、一応の目安となるにすぎない。

布から予想される磁気面は、磁気島の存在を示している。さらにその形および位相は、図4-4-1 (a) から予想されるものとよく似ている。

このようなプラズマ・パラメータの空間分布の異常は、他のポロイダル断面における測定でも観測されている。

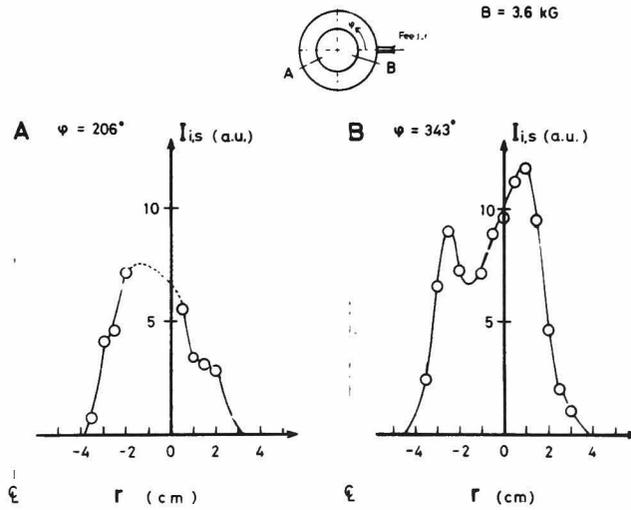


図5-4-3 ψ の異なる位置でのイオン飽和電流の径方向分布。(磁場補正なし。)

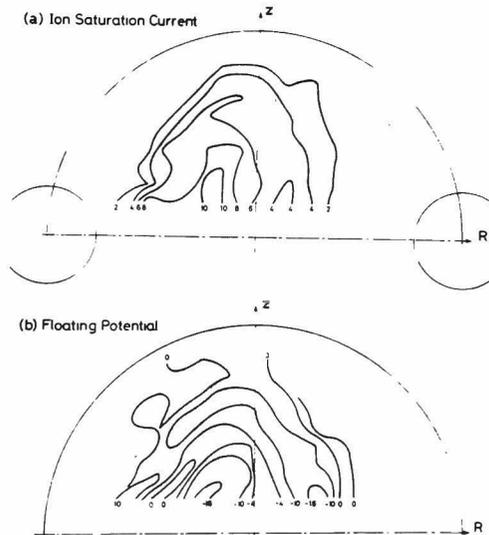


図5-4-4 イオン飽和電流 (a) と浮動電位 (b) の (r, z) 分布。
($\psi \sim 206^\circ$ 。磁場補正なし。)

図5-4-5は、レーザ散乱測定により求めた電子温度の z 方向分布である。測定場所は、 $\varphi \sim 90^\circ$ のポロイダル断面である。電子温度の分布は明らかに非対称で、 $z < 0$ の領域で高い温度が得られているが、 $z > 0$ では、温度は低く、比較的平坦な分布となっている。

一方、レーザ散乱測定の場合のトラスの反対側にあたる、 $\varphi \sim 300^\circ$ の位置では、真空紫外分光器を使って線スペクトル強度の z 方向分布が測定されたが、これにも非対称な分布が観測されている。

図5-4-6はその1例で、O VI (103.4 nm)の強度分布を示している。 $z > 0$ に最大値を持つような非対称性を示している。ここで注目すべきことは、このような非対称性は、O VIのように、比較的多価に電離したイオンから生ずるスペクトル線について観測され、低い電離状態のイオンから生ずるスペクトル線には、ほとんど観測されていないことである。このことより、この非対称性は、主として電子温度分布の非対称性に起因するものと考えられる。

従って、 $\varphi \sim 300^\circ$ では、 $z > 0$ で電子温度が高いことになる。このことは、 $\varphi \sim 90^\circ$ での観測とは逆である。

以上のことより、これらの非対称性を生じている原因と考えられる磁気島は、 $m=1$ 、 $n=1$ のヘリカル・モードを持っているものと考えられる。このことは、第四章で述べた磁気面の実測結果と一致している。

次に、磁場の補正を行なった場合の分布について述べる。補正の条件は、図4-4-1 (b)を得た条件と同じである。図5-4-7は、この場合におけるイオン飽和電流の分布を示している。補正のない場合(同図(a))と比べて、 $r > 0$ で観測された分布の異常がなくなり、対称な分布に近くなっている。(同図(b))さらに、図5-4-8は、補正のある場合の電子温度分布である。図5-4-6と比較して、非対称性がなくなっていることがわかる。また、補正の無い時より、 I_{OH} が小さいにもかかわらず高い T_e が得られており、閉じ込めが良くなっていることを示している。

このような実験結果より、先の非対称性の原因を磁気島の存在にあるとする仮定が正しいことが示されたと思う。磁気島により破壊された領域でプラズマ・パラメータが悪くなっているのは、エルゴデ

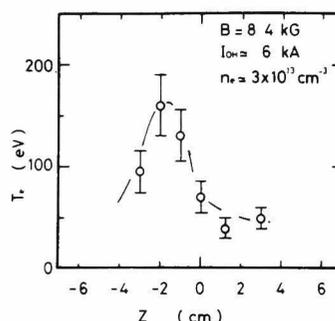


図5-4-5 電子温度の z 分布。($\varphi \sim 90^\circ$ 磁場補正なし。)

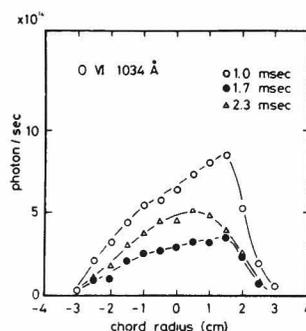


図5-4-6 O VI (103.4 nm)線スペクトル強度の z 分布。 $\varphi \sim 300^\circ$ 磁場補正なし。)

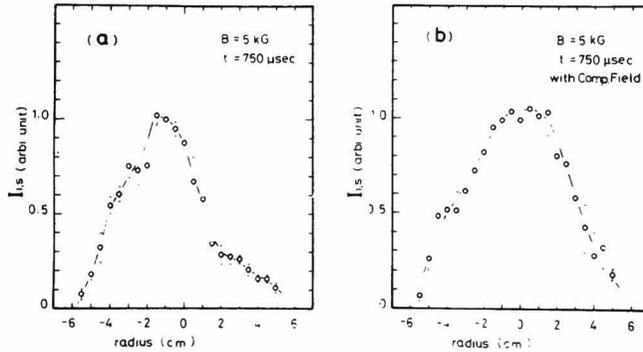


図5-4-7 磁場補正の有無によるイオン飽和電流分布の変化。(a)磁場補正無し。(b)磁場補正有り。

イックな振舞いをする磁力線に沿った速やかな輸送〔71〕により説明されるであろう。また、補正を行なった後にも残っている $m=2$ の磁気島の影響が顕著でないのは、その幅が比較的せまいこと、プラズマ周辺で衝突が多いこと等の理由によるものと思われる。

図5-4-9は、補正を行なった場合の τ_E^e の ξ 依存性の変化を示している。●印が補正の無い場合、○印が補正のある場合である。補正を行なわない場合は、前節で述べたように、 τ_E^e は、 ξ の増加と共に減少している。一方、補正を行なうと、少なくとも実験が行なわれたプラズマ領域では、 τ_E^e は ξ に依存しなくなっている。しかも τ_E^e の値は、補正を行なわない時に ξ の小さい場合に得られる値とほぼ同じである。前節で少し触れたように、 τ_E^e の ξ 依存性は、電流駆動型ドリフト不安定性による可能性があるが、磁場の補正によりこの依存性がなくなったことは、1) 磁気面の破壊が弱まり、強いシアが復活したこと、2) プラズマ分布から急峻な勾配を持つ部分が消えたこと、等により不安定性が安定化されたことが考えられる。

図5-4-10は、 B と I_{OH} を一定に保った時の、 \bar{n}_e と T_{eL} との関係を示すものである。この図において、右下へ行くほど衝突周波数は増加し、逆に左上へ行くほど衝突周波数は減少する。ま

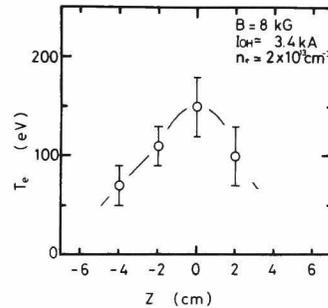


図5-4-8 磁場補正を加えた時の電子温度分布。

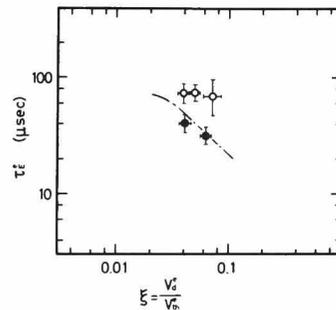


図5-4-9 磁場補正による τ_E^e の ξ 依存性の変化。●: 磁場補正のない場合。図5-3-7を代換する線(一点鎖線)上にある。○: 磁場補正のある場合。 ξ 依存性がなくなっている。

た、 $\xi = \text{const.}$ の線は傾き -2 の直線で表わされる。 ξ の値は、右へ行くほど小さくなる。同図で○印は補正を行わない場合、●印は補正を行なった場合であり、両者で B および I_{OH} は同じである。補正を行なった方が、高い \bar{n}_e 、 T_{eL} を示しており、閉じ込めの良いのがわかる。また、両者の温度差は、 \bar{n}_e の低い所ほど大きくなっており、 \bar{n}_e が高くなると、その差はあまり目立たなくなっている。このことは、別の見方をすると、

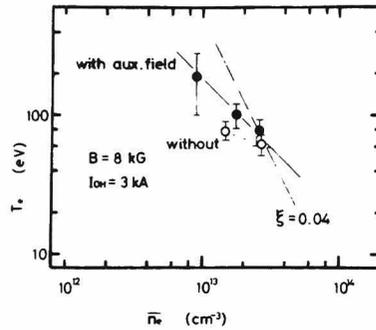


図 5-4-10 $\bar{n}_e - T_{eL}$ 図にみる磁場補正の効果。
 (ξ_{OH} , B_H , $I_{OH} \approx \text{const.}$) ●: 補正あり。
 ○: 補正なし。

ξ の大きい領域では、両者の差が大きいですが、 $\xi \leq 0.04$ では、ほとんど差がなくなっていると言える。この ξ の値は、図 5-3-7 で τ_E^0 が ξ にあまり依存しなくなる境界の ξ の値に近いものである。また、右下へ行くほど衝突周波数が増加することより、この衝突の増加が磁気島の影響を緩和していることも考えられる。

補正を行わない場合、エネルギー閉じ込めに大きな影響を与える不安定性が電流駆動型ドリフト不安定性であるか否か、また、もしそうだとするならば上の ξ の値は、理論の予測と合うか否か等に応えるためには、さらに詳細な実験データが必要であり、今後の課題であろう。また、補正を行なった後のプラズマの閉じ込めを決めるものが果して何であるかを決定するためにも、さらに広いパラメータ領域にわたる実験が必要である。

§ 5-5 結 論

本章では、ヘリオトロン DM 装置で行なわれたジュール加熱実験の結果をまとめた。ヘリオトロン DM 装置では、 \bar{n}_e 、 T_{e0} の値としては、当初の目標である $10^{16} \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3}$ をほぼ達成することができた。

さらに、磁気リミタ配位が成立していることを確認し、主プラズマから流出するプラズマのほとんどが、セパトロクス領域に沿って流出することも確認できた。これらのことより、本研究で扱った程度の不整磁場では、磁気リミタ配位を破壊するようなことはないものと考えられる。

一方、不整磁場がプラズマの閉じ込めに与える影響については、次の 2 つの効果が考えられる。1 つは、磁力線に沿った速やかな拡散が重要となってくることである。不整磁場により磁気島を形成するようになった磁力線は、本来の磁気面を離れて、広い領域を動き、プラズマ・パラメータを均一化してしまい、プラズマの分布に異常な落ちこみを生じさせる。他の 1 つは、このようにして生ずる急峻な勾配を持つプラズマの分布、および磁気島によるシアの減少等により、不安定性を引き起こすこ

とである。従って、不整磁場の存在は、磁気島を生じている領域のみにとどまらず、プラズマ全体にわたって、その閉じ込めに影響を与える可能性もあると考えられる。

最後に、ヘリオトロンDM装置におけるジュール放電において、その電流の向きにより、放電特性が異なる理由を、不整磁場との関連で考えてみよう。いま、例えば、 $n/m = 1/1$ のモードを持つ不整磁場を考えると、これに共鳴する磁気面は $\ell \sim 1$ のものである。従って、“加算的な場合”は、より中心部の磁気面が破壊され、“減算的な場合”は、より外側の磁気面が破壊されることになる。さらに、後者の方が、シアが大きくなるから、破壊される領域は、よりせまくなることが期待される。このようなことより、“減算的な場合”の方が、“加算的な場合”より、良好な放電特性を示すものと推察される。

第六章 レーザ生成プラズマの閉じ込め

§ 6-1 序

前章でみてきたように、ヘリオトロンDM装置では、プラズマ中に電流を流すことは、プラズマの閉じ込めの観点からは、好ましくない。この傾向は、他のステラレータおよびヘリオトロン装置にもみられている。本来、ヘリオトロンやステラレータ装置では、トカマク装置と違い外部導体により作られる磁場配位のみにより、プラズマの平衡が保証される。従って、プラズマ電流が、プラズマ閉じ込めに悪い影響を及ぼすとすると、ジュール加熱法によらない、いわゆる無電流プラズマの生成・加熱法の研究が重要な課題となってくる。

無電流プラズマの生成・加熱法としては、高周波電磁界の印加によるもの(RF法)と、粒子の入射によるものが考えられるだろう。前者についていえば、例えば電子サイクロトロン共鳴を利用した方法がよく知られている。この方法はヘリオトロンE装置においても適用され、良好な結果が得られている^[84,95]。しかし、この方法は、磁場中のプラズマと電磁波との共鳴現象を利用しているため、電磁波の周波数と閉じ込め磁場の強度およびプラズマ密度、温度との間に一定の関係が必要である。従って高温・高密度のプラズマを得るためには、強磁場の閉じ込め装置を作るとともに、非常に高い周波数で、しかも高出力の発振器の開発および電磁波の印加法の開発が必要とされる。

一方、粒子を入射する方法としては、古くからプラズマ・ガンによる方法がよく知られている。しかし、この方法で得られるプラズマは、電離度が低いこと、不純物が多く混入しやすいこと等の問題があり、これだけでは、今日興味を持たれているような高温・高密度のプラズマ生成には、適さない。また、粒子入射による加熱法としては、高速の中性粒子をプラズマ中に入射する方法(NBI法)があるが、これには、ある条件を満たす標的プラズマの存在が必要であり、単独ではプラズマの生成はできない。従って、この標的プラズマを、いかにして生成するかという問題にもどる。

近年、重水素ペレットにレーザー光を照射して、高温、高密度のプラズマを得る研究に長足の進歩がみられる^[78]。これに伴い、レーザー光によるプラズマ生成を、トーラス装置に適用しようとする研究が興味を引くようになった。この方法によるプラズマの生成には、次のような特徴がある。

- 1) 無電流プラズマが生成できる。
- 2) レーザ光によって閉じ込め磁場が乱されることがない。
- 3) ペレットの大きさと、レーザー光の出力エネルギーを選ぶことにより、プラズマの密度と温度を独立に制御でき得る。
- 4) 自由落下するペレットを使用することにより、不純物の非常に少ないプラズマが期待できる。

- 5) 基本的には、閉じ込め磁場強度による制約を受けない。
- 6) 任意の場所での局所的なプラズマ生成が可能である。
- 7) 標的プラズマを、必ずしも必要としない。
- 8) 慣性力による閉じ込めを期待しないので、レーザ光等に対する条件がゆるくなる。

これに反し、この方法を用いる場合に問題となるいくつかの点の中で、特に重要かつ基本的な問題として、生成されたプラズマの平衡に関するものがある。つまり、局所的に生成されたプラズマが、トーラスに沿って拡がる時に生ずる $E \times B$ ドリフトの影響を検討する必要がある。

ステラレータ装置においては、1970年代前半に、金属ターゲットを用いたレーザ・プラズマの生成が試みられている〔75, 79-81〕。さらに1970年代終りになって、WIIb および CLEO ステラレータにおいて、重水素ペレットを用いた実験が行なわれている〔76, 82〕。また、最近日本では、JIPP-Ib において、多点生成により、トーラスに沿った拡散時のドリフトによる損失を抑えようとする試みがなされた〔96〕。

ヘリオトロン装置では、その回転変換が大きいことにより、初期の $E \times B$ ドリフトによる損失が、少ないことが期待できる。本章では、ヘリオトロンDM装置で行なった、金属ターゲットを用いたレーザ・プラズマ生成の実験について報告する。

§ 6-2 実験の方法

図6-2-1に、本実験における各測定器の配置を示した。

使用するレーザとしては、トムソン散乱計測に使用しているQスイッチ・ルビー・レーザ ($\lambda = 694.3 \text{ nm}$) を用いる。レーザ光の出力は最大約400 MW (10 J, 25 nsec) であるが、比較的きれいな発振を再現良く得るために、本実験では約200 MW (5 J, 25 nsec) 程度で使用している。水平方向に発射されたレーザ光は、トーラスの下で、プリズムにより垂直方向に向きを変えられた後、集光レンズにより、真空容器内の標的上へ集光される。集光点の位置は、ルビー・レーザ光と光軸が一致するように調整したHe-Ne ガス・レーザを用いて、プリズムおよび集光レンズの位置を変えること

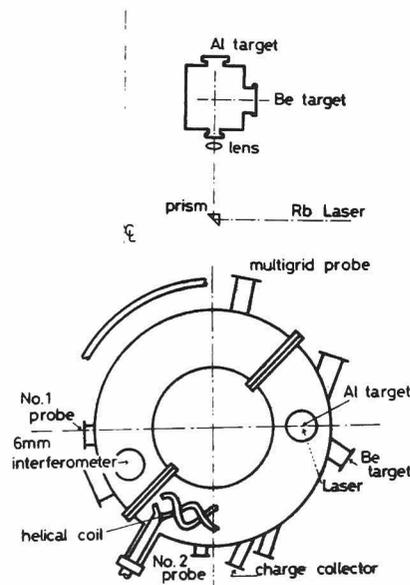


図6-2-1 実験の模式図。

により調整される。

レーザー光の標的としては、2種類の金属を試みている。1つは直径 $50\mu\text{m}$ のベリリウム(Be)線である。Be線は、外径3mmのガラス管を通して支持され、トーラスの小軸付近に置かれる。Be線のまわりに対称にプラズマを生成するためには、レーザー光の集光径はBe線の径より大きいことが要求される〔81〕。本実験では、レーザー光のビーム発散角(Beam Divergence)が、約 5mrad 、集光レンズの焦点距離が 24cm 程度であることより、集光径は約 $100\mu\text{m}$ となり、この条件は満たされている。図6-2-2は、プラズマ発生の模様を、レーザー照射点を見通す横ポートより観測した積分写真である。この場合、閉じ込め磁場は無く、Be線のまわりに対称にプラズマが生じているのが確認できる。

他の1つの標的は、直径約1cm、厚さ約3mmのアルミニウム(Al)の板である。このAl板は、レーザー入射ポートに対向する上部ポートより容器内に入れられ、最外殻磁気面のすぐ外側にくるように置かれる。レーザー光は、このAl板の片面に集光され、生じたプラズマはレーザーの入射方向に噴出し、磁気面内に入っていくことになる。

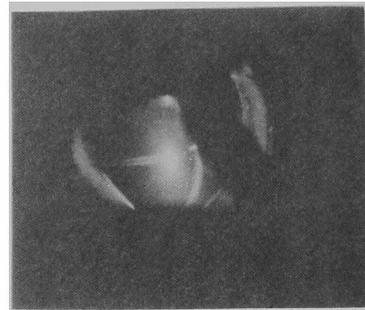


図6-2-2 Be線のまわりに生じたプラズマ。
(磁場なし)横から出ている棒状のものは、ガラス製支持パイプ

生成されたプラズマの測定は、主として静電プローブを用いて行なったが、 6mm 波干渉計も同時に使用し、プローブによる測定値の較正を行なっている。

標的を取り換えるため、頻りに真空容器内を大気に開放する必要があるので、十分なガス出し等を行なえず、実験時の到達真空度は、およそ $1 \times 10^{-6}\text{ torr}$ である。

§ 6-3 実験結果とその考察

図6-3-1は、レーザー照射位置より、トーラス方向へ約 180° 離れたポートで観測されたプラズマの積分写真の一例である。トーラスの一点で生成されたプラズマが、その反対側まで拡がって来て良く閉じ込められている様子が良くわかる。図の例は、標的がAl板、磁場が約 8 kG の場合である。

閉じ込められたプラズマについて、No. 1プローブを用いて、トーラス赤道面上でのイオン飽和電流の径方向分布を測定した。図6-3-2にその結果を示す。同図(上)はAl板標的の場合、同図(下)がBe線標的の場合である。閉じ込め磁場強度は、両者とも 8.4 kG である。また測定時刻 t は、レーザー照射後 $400\mu\text{sec}$ ($t=400\mu\text{sec}$)である。この時刻では、トーラス方向へのプラズマの一様性は既に得られている。図6-3-2では、イオン飽和電流の値は小軸上($r=0$)で

の値で規格化してある。

プラズマの密度は、6mm波干渉計による測定結果を使って較正され、この時刻においてAl板標的の場合、 $n_{e0} \approx 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、Be線標的の場合、 $n_{e0} \approx 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ である。両者の間でプラズマの密度に著しい違いがあるが、この原因の1つとして、標的の大きさの違いを考えねばならない。すなわち、Be線の場合、線径が $50 \mu\text{m}$ であるのに対し、Al板の場合、その径はレーザの集光径より十分大きく、また厚さも十分にあるために、もともと生成されるプラズマ粒子の数に大きな違いがある。

閉じ込められたプラズマの径方向分布は、図6-3-2にみられるように、Al板標的の場合とBe線標的の場合で異っている。前者の場合にはほぼ釣鐘形に近い分布になっているが、後者の場合は、中央部でへこんだ形となっている。このような凹状の分布は、Na2プローブによる測定でも観測されており、トラス全体にわたって、このような凹状分布をしているものと考えられる。このとき電子温度は、中央部で約4 eV、周辺の飽和電流の大きい所で約6 eVであるが、この程度の T_e の差では、 I_{is} の違いを説明することはできない。従って、プラズマ密度そのものの分布が凹状になっていると考えられる。静電プローブは、トラスの外側、すなわち r の正の側からプラズマ中

に挿入されているが、Al板標的の場合、特にプローブが挿入されたことによる分布の乱れは認められないこと、またBe線標的の場合でも、 $r < 0$ で再び I_{is} が増加していることにより、プローブ

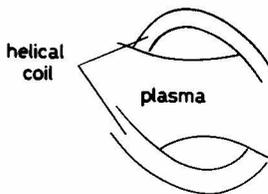


図6-3-1 閉じ込められたレーザ生成プラズマ。レーザ照射点より、トラス方向へ 180° 離れた点で撮影したものである。(Al標的の場合。)

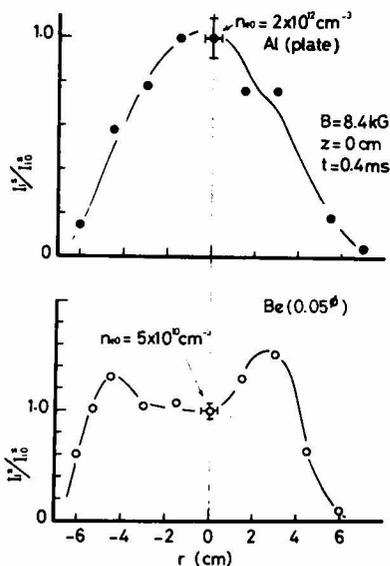


図6-3-2 イオン飽和電流の径方向分布。($r=0$ における値で規格化してある。)

を、トーラスの外側から挿入していることが I_{is} の分布に及ぼす効果は小さいと考えられる。一方、レーザ照射直後の高温高密度のプラズマは磁場を押しつけて膨張し、磁気圧と釣り合う所で止まると考えられるが、この過程の結果として周辺部の密度が高くなり得る。しかしながら、このような特異な分布は、数百 nsec の間で緩和されてしまうと思われる〔83〕。従って、レーザ照射後 400 μ sec も経過した後まで、この初期の凹状分布が残っている可能性は少ない。次に Be 線を支えるために使用している、外径約 3 mm のガラス管の影響を検討してみる。ガラス管は磁気面を横切って小軸までのびているが、このガラス管に当たったプラズマは、そこで中性化され消滅すると考えられる。この時、半径 r の位置にある長さ dr のガラス管によるプラズマの損失割合は、次式で与えられる。

$$S_{\text{loss}}(r) = (n \cdot V) \cdot \pi d \cdot dr \quad (6-3-1)$$

ここで、 $(n \cdot V)$ はガラス管へ流入するプラズマ粒子束密度、 d はガラス管の外径である。一方、半径 r と $r + dr$ の磁気面（簡単のために円形断面とする）の間に含まれるプラズマ粒子の数は

$$N = n \cdot (2\pi r \cdot dr) \cdot 2\pi R_0 \quad (6-3-2)$$

n : プラズマ密度

R_0 : トーラス大半径

で表わせる。従ってガラス管での損失により、プラズマの減少する特徴的な時間 τ は

$$\tau = \frac{N}{S_{\text{loss}}} = \frac{n \cdot 2\pi r \cdot (dr) \cdot 2\pi R_0}{n \cdot V \cdot \pi d \cdot (dr)} \propto \frac{r}{V} \quad (6-3-3)$$

である。 T_e が径方向にあまり大きく変化していないので、プラズマの流入速度が半径方向ではほぼ一定であるとすると、式 (6-3-3) により、中心に近いほど τ は短くなる。つまりガラス管によるプラズマの損失が、中心部ほど大きく影響してくる。もし、プラズマの密度の減少が、ガラス管での損失に依存する割合が強ければ、Be 線標的における密度分布の特異性は、上述の議論で定性的に説明できる。そこで、 n 、 V 等は径方向であまり変化していないとして、プラズマ全体としてのこの損失の特性時間を次のように評価する。

$$\tau_{\text{total}} \sim \frac{n \cdot 2\pi R_0 \cdot S}{n \cdot V \cdot \pi d \cdot r_p} \sim \frac{2S \cdot R_0}{V \cdot d \cdot r_p} \quad (6-3-4)$$

S : プラズマの有効断面積

ここで、 V としてイオンの音速値を代入することにより $\tau_{\text{total}} \sim 2 \text{ msec}$ が得られる。この値はすぐ後にみるように、プラズマ密度の減衰時間と同程度の値となっている。従って、ガラス管による損失が、プラズマ密度の減少に比較的大きな影響を与えているものと考えられる。以上のことより、Be 線標的の場合に観測されたプラズマ密度の凹状分布は、標的を支えるガラス管によるプラズマ損失によるものと考えられる。従って、落下ペレット等を使用する場合には問題にはならないだろう。

図 6-3-3 は、小軸上におかれた No. 1 プローブのプローブ特性より得られたプラズマの密度と

電子温度の時間変化を示している。図からわかるように、密度の減少は、初めは急激で、後になるにつれて緩やかになっている。

一方、図6-3-3に示された電子温度の変化は、密度の変化に比べて非常に緩やかである。特にBe線標的の場合においては、若干の上昇さえ観測されている。このことは、レーザー照射後に、何らかの形で電子を加熱する機構が存在していることを示唆するものであろう。一般には、レーザー照射点よりの拡散は、両極性拡散により、電子もイオンも同じ速度で拡がって行くと考えられる。従って閉じ込められたプラズマは、イオンの方が高い温度を示すと思われる。このことより、電子の加熱機構として、次式で表わされるような、イオンとの衝突によるものが考えられる。

$$\Delta T_e \sim \frac{T_i - T_e}{\tau_{ei}} \cdot t \quad (6-3-5)$$

τ_{ei} : イオン・電子間の温度緩和時間

本実験では、イオン温度に関しては十分なデータが得られてないが、Be線標的の場合、 $t \sim 250 \mu\text{sec}$ で、 $30 \sim 50 \text{ eV}$ 程度のイオン温度が、グリッド型エネルギー分析器により観測されている。この時、 T_e は約 5 eV であるから、イオンとの衝突による T_e の上昇は、式(6-3-5)より、 $t \sim 1 \text{ msec}$ では $\Delta T_e \sim 3 \text{ eV}$ となり、この機構による電子の加熱の可能性があることがわかる。また、磁場の弱い場合に T_e が比較的低く観測されている ($T_e \sim 2 \text{ eV}$ 程度) が、このことも、イオンによる加熱と関係があるだろう。つまり、磁場が弱い場合には、高エネルギー成分の閉じ込めが悪くなり、 T_i が低下し、式(6-3-5)により、 ΔT_e が小さくなる。

イオンとの衝突による加熱に加えて、本実験ではもう1つ別の加熱機構が存在していると思われる。それは閉じ込め磁場の時間変化により生ずるトロイダル電場が引き起こすジュール加熱である。実験は、磁場のフラット・トップ近くで行なわれたが、1ターン電圧として約 0.5 V 程度の電場が生じている。いまプラズマの電気抵抗が、Spitzerの式で表わせるものとする、単位体積当りのジュール加熱入力は、

$$P_{\text{OH}} = \left(\frac{V_L}{2\pi R_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{\eta} \sim 120 \text{ J/m}^3 \quad (6-3-6)$$

で表わされる。一方、エネルギー・バランスの式より

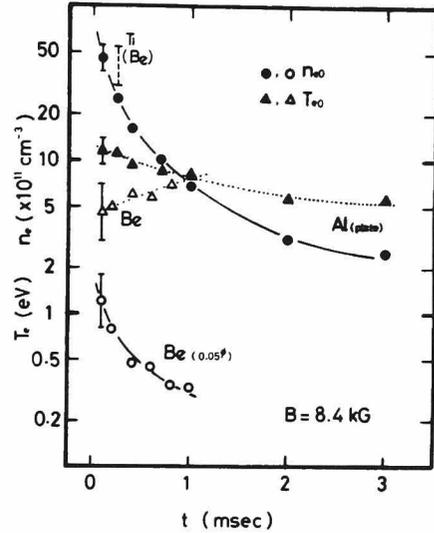


図6-3-3 レーザ生成プラズマの電子密度および温度の時間変化。

$$P_{\text{OH}} \sim \frac{3}{2} \cdot \frac{\Delta(n_e T_e)}{\Delta t} \quad (6-3-7)$$

である。これより n_e の変化が無視できるものとする、

$$\Delta T_e \sim 80 \cdot \frac{\Delta t}{e \cdot n_e} \text{ [eV]} \quad (6-3-8)$$

となる。従って $n_e \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ とし、

$$\Delta T_e \sim 5 \times 10^3 \cdot \Delta t \quad (6-3-9)$$

$\Delta t \sim 1 \text{ msec}$ とすると、 $\Delta T_e \sim 5 \text{ eV}$ となり、このジュール加熱機構も無視できないことがわかる。ただし、Al 板標的の場合では、 n_e が大きい、 ΔT_e は小さくなる。このことが、図 6-3-3 に示されている T_e の時間変化に、Be 線標的との違いを生じているものと思われる。

図 6-3-4 は、閉じ込められたプラズマの密度の磁場依存性を示すものである。密度としては、6 mm 波干渉計により測定した線平均電子密度を用いている。図は、Al 板標的の場合で、トラス方向の均一性が得られている 2 つの時刻 ($t = 0.2 \text{ msec}$ および $t = 1 \text{ msec}$) について示している。図より、実験で使用した範囲の磁場強度 (1 ~ 10 kG) では、磁場の増加に伴い、 \bar{n}_e は急激に増大する。また、高磁場領域で飽和するような傾向は見られない。図 6-3-4 に見られる \bar{n}_e の増加の原因の 1 つとして磁場が強くなるにつれて、プラズマの捕捉率が良くなっていることが考えられる。つまり、レーザー光の照射により生ずるプラズマ粒子の数は、磁

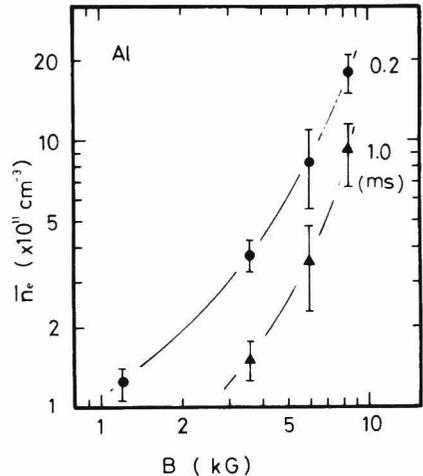


図 6-3-4 プラズマ電子密度の磁場依存性。

場の強さに依存しないと考えられるから、磁場が強くなるにつれて、低磁場では捕捉しきれなかった高エネルギー粒子が、捕捉されるようになり、プラズマ密度が増加する。このことは図 6-3-5 によっても裏付けられる。図の縦軸は、No. 1 プローブに受かる信号より、飛行時間 (Time of Flight) から推定した、プラズマのトラス方向への拡散速度の最大値、 V_{max} を表わしている。図より、

$$V_{\text{max}} \propto B^{\frac{1}{3} \sim \frac{1}{2}} \quad (6-3-10)$$

の関係があることがわかる。レーザーで生成された初期プラズマのエネルギー分布は、磁場に影響されないと考えられる。従って、式 (6-3-10) の関係は、磁場が強くなるに従って高エネルギー粒子が捕捉されるようになったことを示すものと解釈できる。

次に、いくつかの仮定の下で、レーザー照射により生成されるプラズマ粒子数を見積り、捕捉率を評価してみる。Be 線標的の場合、レーザー光集光径内にある Be 線に含まれる原子数で生成粒子数が近

似できるものとする。体積 V のベリリウムに含まれる原子数 N は、次式で与えられる。

$$N = \frac{\rho \cdot V}{A} \cdot A_v \quad (6-3-11)$$

ρ : 質量密度

A : 原子量

A_v : アボガドロ数

いま、レーザの集光径を 0.1 mm とすると

$$V \sim 2 \times 10^{-7} \text{ cm}^3$$

$$N \sim 2 \times 10^{16} \text{ 個}$$

となる。

一方、エネルギー収支の面からも、総粒子数を見積ることができる。いま、レーザの入射パワーを E_L 、生成されるプラズマ粒子数を N 、プラズマの温度を T とすると

$$\frac{1}{2} N (M V_i^2 + m V_e^2) \simeq \eta \cdot E_L \cdot \Delta t \quad (6-3-12)$$

V_i, V_e : イオン・電子各々の膨張速度

η : 吸収効率

Δt : 有効な吸収の生じている時間幅

レーザ光の吸収は、主として $\omega \simeq \omega_p^e$ で行なわれ (ω はレーザ光の角周波数, ω_p^e はプラズマ周波数), プラズマが膨張することによりプラズマ密度が減少して $\omega > \omega_p^e$ となると、有効な吸収は生じなくなるものとする。 $\omega = \omega_p^e$ となるプラズマ密度を n_c とし、その時のプラズマ球の半径を A_c とすると、 A_c は次式で表わされる。

$$A_c = \left(\frac{3N}{4\pi n_c} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6-3-13)$$

プラズマの膨張速度は、両極性拡散より

$$V_i \sim V_e \sim V \quad (6-3-14)$$

であるとして、密度が n_c まで減少する時間 Δt は

$$\Delta t \sim A_c / V \quad (6-3-15)$$

となる。ここで V として、図 6-3-5 に示された最

大値 $V_{\max} \sim 5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ を用いると、

$$N \sim 1 \times 10^{14} (\eta E_L)^{\frac{3}{2}}$$

となる。 $\eta = 1$, $E_L \sim 200 \text{ MW}$ とすると、プラズマ数は

$$N \sim 3 \times 10^{16} \text{ 個}$$

となり、第一の方法で得られた値と、ほぼ同程度の値となる。

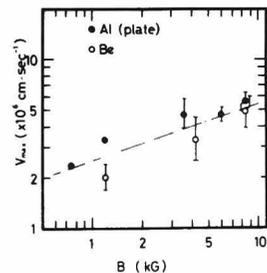


図 6-3-5 トーラス方向への拡散速度の磁場依存性。(飛行時間より推定。)

図6-3-2より、 $t \sim 100 \mu\text{sec}$ ので平均密度は約 $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であるから、ヘリオトロンDM装置の閉じ込め領域の容積は約 17ℓ であることより、

$$N \sim 2 \times 10^{15} \text{ 個}$$

これより捕捉率としては、約10%と推定される。

Al 板標的の場合、板が十分厚いので、レーザーの集光径内の原子数を見積ることは困難である。そこで、第2の方法でプラズマ粒子数を見積ってみる。この場合、式(6-3-13)で、 Δt はレーザーのパルス巾と考えられる。Be 線の場合と同様、図6-3-5の V_{max} を用いると、

$$N \sim 1.4 \times 10^{17} \text{ 個}$$

となる。図6-3-2より、分布を考慮して

$$N|_{\text{EXP}} \sim 3.4 \times 10^{16} \text{ 個}$$

であるから、捕捉率は約25%となる。

§ 6-4 結論と将来への展望

金属標的を使ったレーザー・プラズマ生成法を、ヘリオトロンDM装置に適用した。これにより、レーザー生成プラズマの閉じ込めについて、以下のような初歩的な結果が得られた。

- 1) トーラス上の一点で局所的に生成されたプラズマが、トーラス全体にわたって磁気面内に良く捕捉されることが確認できた。その捕捉率は、磁場を強くするにつれて向上し、 $B=8 \text{ kG}$ 程度での捕捉率は、数十パーセントと推定される。
- 2) エネルギー5 Jのルビー・レーザー光を使用することにより、Al 板標的の場合で、 $n_e \sim 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e \sim 10 \text{ eV}$ 、Be 線標的の場合は、 $n_e \sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e \sim 6 \text{ eV}$ 程度のプラズマを、トーラスに一樣に閉じ込めることができた。

これらの結果をステラレータ装置で行なわれた同様な実験と対比してみる。比較の対象としては、装置の大きさがほぼ等しいTor-1ステラレータでの実験^[75,79]を選んだ。表6-4-1に、2つの装置での実験をまとめた。Tor-1装置とヘリオトロンDM装置の最も大きな違いは、その回転変換の大きさである。この両者に閉じ込められたプラズマは、標的金属およびレーザー光の波長(エネルギーは等しい)に違いはあるが、密度、温度ともへ

表6-4-1 Tor-1装置でのレーザー生成プラズマとの比較

	Tor-1	Heliotron DM
R_0 (cm)	60	45
\bar{r}_p (cm)	~3	~4
B (kG)	8	8.4
ℓ (r_p)	0.25	2.5
Laser (J/nsec)	Nd-Glass (5/50)	Ruby (5/25)
Target	Li plate	Al plate
n_e (cm^{-3})	$\sim 5 \times 10^{11}$	$\sim 2 \times 10^{12}$
T_e (eV)	~1	~10
V_{max} (m/sec)	$\sim 5 \times 10^4$	$\sim 6 \times 10^4$

リオトロンDM装置で得られたものの方が、良い値を示している。これは回轉變換の大きさが、この種のプラズマの捕捉に有利に働くことを示す一例であろう。回轉變換の有利性は、文献〔81〕において実験的に確かめられている。

プラズマ生成の初期段階でのトーラス拡散時のE×Bドリフトによる損失は、このように大きな回轉變換を持たせることにより抑制することができると考えられるが、これとは別に次のような2つの方法によっても、抑制することができるだろう。1つは、あらかじめ薄いプラズマでトーラスを満たしておく方法である。これにより、トロイダル・ドリフトの結果生ずる電界は速かに中和され、重大なE×Bドリフトの発生を防ぐことができるであろう。他の1つの方法は、トーラス上複数個の点で同時にプラズマ生成を行なう方法である。これにより、実効的に連結距離が短くなり、大きな電界の発生が防げるだろう。さらに、拡がってくるプラズマ同志の衝突は、閉じ込められるプラズマのパラメータを向上させることが示されている〔96〕。

次に、レーザ・プラズマ生成法で、現在ジュール加熱法で得られているようなプラズマ・パラメータを実現するために必要な条件を検討してみよう。例として、ヘリオトロンE装置に対して考える。従って、装置パラメータは

プラズマ半径	$r_p \sim 0.2 \text{ m}$
トーラス大半径	$R_0 \sim 2 \text{ m}$
磁場強度	$B \sim 20 \text{ kG}$

である。

目標とするプラズマの平均密度および平均温度を各々 $\langle n \rangle$ [m^{-3}]、 $\langle T \rangle$ [eV] とすると、必要な重水素の原子数 N_D およびレーザのエネルギー Q [J] は、

$$N_D = \eta_{\text{trap}}^{-1} \cdot (2\pi^2 R_0 \cdot r_p^2 \cdot \langle n \rangle) \sim 1.6 \times \eta_{\text{trap}}^{-1} \langle n \rangle \quad (6-4-1)$$

$$Q = \eta_{\text{abs}}^{-1} \cdot 2N_D \cdot e \langle T \rangle \sim 5 \times 10^{-19} \cdot \eta_{\text{abs}}^{-1} \cdot \eta_{\text{trap}}^{-1} \cdot \langle n \rangle \cdot \langle T \rangle \quad (6-4-2)$$

と表わせる。ただし、 η_{trap} は生成されたプラズマの捕捉効率、 η_{abs} はレーザ光の吸収効率である。生成されたプラズマの初期膨張は限界 β 値、 β_c となるまで止まらないと考えられる。いまこの初期膨張が止まった時のプラズマの半径 a_c とすると a_c と β_c とは次式で関係づけられる。

$$\beta_c = \frac{2\mu_0}{B^2} \cdot \frac{\eta_{\text{abs}} Q}{\frac{4}{3}\pi a_c^2} \quad (6-4-3)$$

$B = 20 \text{ kG}$ であるから

$$\beta_c = 1.5 \times 10^{-7} \frac{\eta_{\text{abs}} \cdot Q}{a_c^3} \quad (6-4-3)$$

図6-4-1にこの関係を示す。

目標とするプラズマとして、 $\langle n \rangle \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、 $\langle T \rangle \sim 1 \text{ keV}$ を考えると、閉じ込められるプラズマのもつエネルギーは約 $5 \times 10^4 \text{ Joule}$ である。従って、 η_{trap} が 0.5 から 1 の間にあるとすると、

$$5 \times 10^4 [\text{J}] \lesssim \eta_{\text{abs}} \cdot Q \lesssim 1 \times 10^5 [\text{J}]$$

程度のエネルギーが必要となる。いま、レーザー・プラズマ生成法を使って、時間・空間的に一点で、これだけのプラズマを発生させようとする、図 6-4-1 よりわかるように、 $\beta_c = 1$ という理想の場合でも、 a_c は $\langle r_p \rangle$ を越えてしまう。従って、 $B=20 \text{ kG}$ の場合どうしても複数点でのプラズマ生成を考える必要がある。しかし、その場合でも、 $\beta_c \sim 0.1$ 程度の場合には〔96〕10ヶ所を越える生成点を設ける必要がでてくる。

このように、レーザー・プラズマ生成法で、一挙に目標とするプラズマを得ようとする、非常に多くの生成点を必要とすることになる。従って、この方法は、例えば中性粒子入射法による加熱等の標的プラズマの生成法として利用することが、賢明であろう。

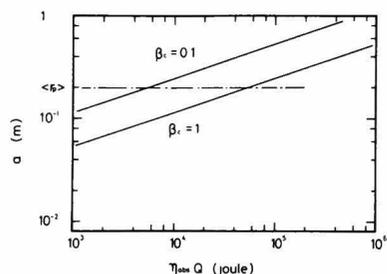


図 6-4-1 プラズマの初期膨張の止まる径と、吸収されたエネルギーの関係。

第七章 結 語

本研究においては、ヘリオトロンDM装置を用いて、不整磁場が、ヘリカル・ヘリオトロン磁場およびそこに閉じ込められたプラズマに与える影響を実験的に明らかにしてきた。また、ジュール加熱法によらないプラズマ生成法として、レーザー光を用いたプラズマの生成・閉じ込めを試みた。得られた結果を各章毎に要約すると、以下の様になる。

第三章では、不整磁場が存在する場合の真空磁気面の様子を、計算機の助けを借りて解析し、不整磁場と磁気島との関連が明らかになった。すなわち、簡単な解析より得られる近似式(3-2-16)により、不整磁場と磁気島の幅との関係が良く近似できることが示された。また、ジュール加熱用の鉄心の存在や、ヘリカル・コイル給電部の構造、あるいはコイル系の位置の狂い等により、容易に磁気面が破壊され得ることが示され、コイル設計および組立て精度の重要性が再認識された。

第四章では、パルス状の電子ビームを用いて、実際にヘリオトロンDM装置の作る真空磁気面を測定し、磁気面の破壊されている様子が明らかにされた。これに対し、給電部の構造の改良および、簡単な補正コイルの使用により、ほぼ正常な磁気面へ修正できることを示した。そして、 $\mathcal{M}_F > 1$ のような大きな回転変換をもつ磁気面の存在を実証し、ヘリカル・ヘリオトロン磁場の特徴が実験的に確認された。

第五章では、ジュール加熱法によりプラズマを生成し、その閉じ込め性能と不整磁場との関連を明らかにした。すなわち、磁気島の存在により、ここではプラズマの分布が平坦化されること、プラズマの閉じ込め時間はドリフト・パラメータ ξ に強く依存していたが、磁気面を修正することにより、この依存性は弱くなり、閉じ込め時間そのものも長くなること等が示された。また一方では、磁気リミタ配位は、不整磁場が存在している時でも成立しており、主プラズマから流出するプラズマのほとんどが、セパトリクス領域に沿って流れていることが示された。

第六章では、レーザー・プラズマ生成法に対しても、回転変換が大きいというヘリカル・ヘリオトロン磁場の特徴が、有利に作用するであろうという見通しを得た。

次に、本研究において、今後に残された問題点を以下に述べる。

まず、磁気島に関して、その幅とプラズマの閉じ込めとの関連をより詳細に調べる必要がある。このことにより、磁気島の幅、あるいは不整磁場の大きさに対する上限を明らかにし、将来の装置に対する建設精度の許容範囲を示さねばならない。また、装置のデザイン面(例えば、モジュール・コイルの可否等)でも重要な判断基準を与えるだろう。また一方では、磁気島により輸送を制御することの可否も明らかにすることができるであろう〔98〕。

次に、補正コイル系に関しては、その大きさ、位置および数量等の最適化をしておく必要があるだろう。さらに、磁気面の測定法に関しても、もっと能率の良い方法、あるいは、プラズマが存在して

いる時でも測定可能な方法を開発する必要がある。

一方、修正された磁気面に閉じ込められたプラズマの輸送を支配しているものが何であるかを明らかにする必要があるが、これについては、当研究センターでは、ヘリオトロンE装置による研究が着着と進んでいる。またヘリオトロンE装置では、人為的に不整磁場を与えることも可能であり、本研究で残された問題に対する研究も行なわれようとしている。

レーザ生成プラズマに関しては、ペレットを用いた本格的な実験が待たれる。

本研究によって、ヘリカル・ヘリオトロン磁場およびそこに閉じ込められたプラズマに対する不整磁場の及ぼす影響の一端を明らかにすることができた。本研究が、今後のヘリオトロン装置における核融合研究の過程で、幾分でも参考になることを望んでやまない。また、不整磁場の問題は、磁場によりプラズマを閉じ込めようとする装置には普遍の問題である。このような装置に対しても、少しでも参考となれば幸いである。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、終始懇切多大の御指導と御鞭撻を頂き、また、修士、博士課程を通じて筆者を暖かく見守って頂いた、京都大学ヘリオトロン核融合研究センター宇尾光治教授ならびに飯吉厚夫教授に対し、ここに心から感謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり、ヘリオトロン核融合研究センター森本茂行助教授には、実験・討論の上で多大の御協力を得た。また本島修助教授には、数値解析の面でも多くの御助力を得た。測定・実験を進める上で、近藤克己助手、佐藤元泰助手には、終始御協力をいただいた。ここに厚く感謝いたします。

また、秋宗秀夫教授、大引得弘教授をはじめ、当ヘリオトロン核融合研究センターの多くの方々の暖かい激励、御助言に対し、厚く感謝いたします。

本研究は、京都大学ヘリオトロン核融合研究センターにおいて行なわれている研究の1つとして行なわれたものであり、以上のように多くの方々の御指導御助力を得て初めて実現できたものである。ここに改めて深い感謝の意を表明いたします。

参 考 文 献

1. L. A. Artsimovich : Nucl. Fusion 12 (1972) 215.
2. H. P. Furth : Nucl. Fusion 15 (1975) 487.
3. M. D. Kruskal, J. L. Johnson, M. B. Gottlieb, L. M. Goldman:
: Phys. Fluids 1 (1958) 421.
4. L. Spitzer, Jr. : Phys. Fluids 1 (1958) 253.
5. K. M. Young : Plasma Phys. 16 (1974) 119.
6. Yu. B. Gott, M. S. Ioffe, V. G. Telkovsky
: Nucl. Fusion Suppl. 3 (1962) 1045.
7. Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research
(Proc. 2nd Int. Conf. Culham, 1965) IAEA, Vienna (1966).
8. Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research
(Proc. 3rd Int. Conf. Novosibirsk, 1968) IAEA, Vienna (1969)
9. T. Ohkawa, D. W. Kerst
: Phys. Rev. Letters 7 (1961) 41.
10. S. Yoshikawa : Nucl Fusion 13 (1973) 433.
11. K. Miyamoto : Nucl Fusion 18 (1978) 243.
12. E. Berkl, D. Eckhartt, G. V. Gierke, G. Grieger, E. Hinnov,
K. U. V. Haganow, W. Ohlendorf
: 文献 8. Vol. 1, 513.
13. A. Gibson, J. Hugill, G. W. Reid, R. A. Rowe, B. C. Sanders
: 文献 8. Vol. 1, 465.
14. L. A. Artsimovich, G. A. Bobrovsky, E. P. Gorbunov,
D. P. Ivanov, V. D. Kirillov, E. I. Kuznetsov, S. V. Mirnov,
M. P. Petrov, K. A. Razumova, V. S. Strelkov, D. A. Shceglov
: 文献 8. Vol. 1, 17.
15. Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research
(Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971), IAEA, Vienna (1971).
16. Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research
(Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974), IAEA, Vienna (1975).
17. Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research
(Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgarden, 1976) IAEA, Vienna (1977).

18. Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research
(Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978), IAEA, Vienna (1979).
19. Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research (Proc. 8th Int. Conf.
Brussels, 1980), IAEA, Vienna (1981).
20. K. Uo : J. Phys. Soc. Japan 16 (1961) 1380.
21. K. Uo, A. Mohri, H. Oshiyama, R. Kato, K. Ishii
: Phys. Fluids 5 (1962) 1293.
22. K. Uo : Plasma Phys. 13 (1971) 243.
23. K. Uo : Nucl. Fusion 13 (1973) 661.
24. A. Iiyoshi, S. Morimoto, S. Konoshima, M. Sato, I. Ohtake,
M. Yamada, K. Uo : Nucl. Fusion 14 (1974) 7.
25. K. Uo, A. Iiyoshi, S. Yoshioka, T. Ishida, S. Konoshima,
M. Sato : 文献 15, Vol. 2, 109.
26. A. Iiyoshi, S. Morimoto, S. Yoshioka, M. Sato,
T. Ohtake, K. Uo : Proc. 5th Europ. Conf. on Controlled
Fusion and Plasma Phys. Vol. 2 (1972) 78.
27. S. Morimoto, K. Kondo, T. Mizuuchi, A. Iiyoshi, K. Uo
: Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 621.
28. S. Morimoto, K. Kondo, T. Mizuuchi, A. Iiyoshi, K. Uo
: Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) 301.
29. K. Uo, S. Morimoto, S. Konoshima, M. Koyama, A. Iiyoshi
: Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 986.
30. K. Uo, A. Iiyoshi, S. Morimoto, A. Sasaki, S. Yoshioka,
I. Ohtake, S. Konoshima, M. Koyama, T. Obiki
: Proc. 3rd Int. Symp. on Toroidal Plasma
Confinement (1973) D5/1pp.
31. S. Morimoto, S. Konoshima, A. Iiyoshi, S. Yoshioka, K. Uo
M. Koyama : Trans. Inst. Electr. Eng. Japan. 94 (1974) 38.
32. O. Motojima, A. Iiyoshi, K. Uo
: Plasma Transport, Heating and MHD Theory
(1978) 357.
33. M. Wakatani, T. Yoshioka, K. Hanatai, O. Motojima,

- A. Iiyoshi, K. Uo : J. Phys. Soc Japan. 47 (1979) 974.
34. O. Motojima, A. Iiyoshi, K. Uo
: Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 251.
35. S. Kinoshita, O. Motojima, A. Iiyoshi, K. Uo
: Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) L217.
36. A. Iiyoshi, S. Morimoto, S. Konoshima, S. Yoshioka,
M. Sato, I. Ohtake, K. Uo
: Proc. 5th Europ. Conf. on Controlled
Fusion and Plasma Phys. Vol. 1.
(1972) 240.
37. A. Iiyoshi, M. Sato, A. Sasaki, T. Obiki, K. Uo
: Nucl. Fusion 14 (1974) 789.
38. A. Iiyoshi, T. Obiki, S. Morimoto, A. Sasaki, K. Kondo,
S. Yoshioka, I. Ohtake, S. Konoshima, M. Sato, O. Motojima,
M. Koyama : 文献 16, Vol. 2, 129.
39. T. Obiki, T. Mutoh, S. Adachi, A. Sasaki, A. Iiyoshi,
K. Uo : Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 812.
40. T. Obiki, T. Mutoh, S. Kinoshita, M. Sato, A. Iiyoshi,
K. Uo : Heating in Toroidal Plasma (1979)
109.
41. K. Uo, A. Iiyoshi, H. Akimune, T. Obiki, S. Morimoto,
M. Wakatai, A. Sasaki, K. Kondo, O. Motojima, M. Sato,
T. Mutoh, I. Ohtake, M. Nakasuga, T. Mizuuchi, S. Kinoshita,
K. Hanatani, T. Amano, S. Hamada
: 文献 18, Vol. 2, (1979) 323.
42. O. Motojima, A. Iiyoshi, K. Uo
: Nucl. Fusion 15 (1975) 985.
43. K. Uo, A. Iiyoshi, T. Obiki, S. Morimoto, A. Sasaki,
K. Kondo, O. Motojima, S. Yoshioka, I. Ohtake,
M. Nakasuga, M. Sato, K. Hanatani, T. Mutoh,
: 文献 17, Vol. 2, 103.
44. G. McRacken, P. E. Stott

60. M. S. Berezhetskii, S. E. Grebenshchikov, A. P. Popryadukhin,
I. S. Shpigel : Soviet Phys. Tech. Phys. 10 (1966) 1662.
61. R. M. Sinclair, J. C. Hosea, G. V. Sheffield
: Princeton Plasma Phys Lab. Rep.
MATT-779 (July, 1970).
62. H. J. Jäckel, J. Kisslinger, F. Rau
: Max-Planck-Institute Rep. IPPL 2/231
(1976).
63. A. P. Popryadukhin : Soviet Phys. Tech. Phys. 15 (1971) 1792.
64. J. C. Hosea, G. V. Sheffield, R. M. Sinclair, T. Tamano
: Princeton Plasma Phys. Lab. Rep.
MATT-785 (1970).
65. S. C. Brown : Basic Data of Plasma Phys., 1966,
Second Edition, Revised, M. I. T. Press.
66. L. Spitzer, Jr. : Phys. of Fully Ionized Gases, John
Wiley & Sons, Inc., New York (1962).
67. W. L. Wiese : Conf. Atomic Processes in High
Temperature Plasmas, Knoxville, (1977).
68. B. B. Kadomtsev, O. P. Pogutse
: Nucl. Fusion 11 (1971) 67.
69. S. M. Hamberger, L. E. Sharp, J. B. Lester, S. Mrowka
: Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1345.
70. D. W. Atkinson, D. Bartlett, J. Bradley, A. N. Dellis,
S. M. Hamberger, D. J. Lees, J. B. Lister, W. Millar,
L. E. Sharp, P. A. Shatford
: Proc. 8th Europ. Conf. on Controlled
Fusion and Plasma Phys. Vol. 2, (1977),
93.
71. B. B. Kadomtsev, O. P. Pogutse
: 文献 18, Vol. 3, 649.
72. Equipe TFR : EUR-CEA-FC-1034 (1980).
73. W 7-A Team : 文献 18, Vol. 2, 265.

74. D. W. Atkinson, J. E. Bradley, A. N. Dellis, P. C. Johnson,
D. J. Lees, P. J. Lomas, W. Millar, A. C. Selden,
L. E. Sharp, P. A. Shatford, P. R. Thomas
: 文献 18, Vol. 2, 251.
75. E. D. Andriukhina, M. A. Block, G. S. Volonov, O. J. Fedyanin,
U. V. Kholonov, I. S. Shpigel
: Proc. 5th Europ. Conf. on Controlled
Fusion and Plasma Phys., Vol. 1,
(1972) 81.
76. D. W. Atkinson, J. E. Bradley, P. J. N. Davidson,
A. N. Dellis, P. C. Johnson, S. Kogoshi, D. J. Lees,
P. J. Lomas, A. C. Selden, P. A. Shatford, I. J. Spalding,
T. Stamatakis, P. R. Thomas, A. C. Walker, S. Ward
: Proc. 9th Europ. Conf. on Controlled
Fusion and Plasma Phys, Vol. 1,
(1979), 6.
77. A. Iiyoshi, K. Uo : 文献 16, Vol. 3, 619.
78. 例えば,
H. Baumhacker, H. Brinkschulte, R. S. Long, W. Riedmüller
: Fusion Techn. Proc. 9th Symp. (1976) 873.
79. L. M. Kovrizhnikh : Proc, 5th Europ. Conf. on Controlled
Fusion and Plasma Phys. Vol. 2, (1972) 147.
80. R. A. E. Bolton, J. Hugill, D. J. Lees, W. Miller, P. Reynolds
: 文献 15, Vol. 2, 79.
81. S. Ariga : Institute of Plasma Phys. Nagoya Univ.
Annual Review (1971-1972) 28.
82. H. Baumhacker, H. Brinkshulte, K. Buchl, M. Hashmi, S. F.
Marlier, W. Reidmüller, M. Salvat
: Proc. 8th Europ. Conf. on Controlled Fusion
and Plasma Phys. Vol. 1, (1977) 133.
83. S. Sudo, K. N. Sato, T. Sekiguchi
: J. Phys. D : Appl. Phys. Vol. II (1978)

84. A. Iiyoshi, et al. : Phys. Rev. Letters, 48 (1982), 745.
85. 宇尾光治 電気学会誌 81 (1961) 1739
 “ 81 (1961) 1748
86. 宇尾光治 電気学会誌 82 (1962) 899
 “ 82 (1962) 1759
87. 宇尾光治 電気学会誌 92-A (1972) 61
88. 宇尾光治,他 電気学会誌 37-120(1963) 1759
89. 宇尾光治 電気学会誌 94-A (1974) 25
90. 例えば,
 宮本健郎 「核融合のためのプラズマ物理」 岩波書店
91. 例えば,
 熊谷寛夫・富永五郎 「真空物理と応用」 裳華房
92. 中山尚 京都大学大学院電気工学第II修士論文 (1979)
93. 名井康人 京都大学大学院電気工学第II修士論文 (1978)
94. 武藤敬,他 日本物理学会講演 30a-F-3 (広島 1981年3月)
95. 佐藤元泰,他 日本物理学会講演 30a-F-9 (広島 1981年3月)
96. 斉藤宏文,他 日本物理学会講演 30a-E-4 (広島 1981年3月)
97. 宇尾光治,他 日本物理学会講演 3a-C-7 (京都 1975年4月)
98. 宇尾光治,他 日本物理学会講演 4a-NW-3 (新潟 1981年10月)
99. 宇尾光治 核融合研究 1 (1958) 12
 “ 2 (1959) 247
 “ 3 (1959) 679
100. 宇尾光治 日本物理学会誌 30 (1975) 775

本研究に関する発表・論文

1. 日本物理学会における発表

31回年会	(名古屋)	1976年	4月)	6a-J-1
“	(“		“)	6a-J-3
分科会	(山口)	1976年	10月)	7a-E-5
“	(山形)	1977年	4月)	5a-S-13
“	(“		“)	5a-S-14
32回年会	(東京)	1977年	10月)	9p-K-11
“	(“		“)	9p-K-12
33回年会	(仙台)	1978年	4月)	2a-Cc-8
“	(“		“)	2a-Cc-9
分科会	(静岡)	1978年	10月)	5p-CN-6
34回年会	(大阪)	1979年	3月)	31a-KG-4
分科会	(松山)	1979年	10月)	3a-G-5
35回年会	(東京)	1980年	3月)	30a-K-22
36回年会	(広島)	1981年	3月)	30a-F-11

2. K. Uo, A. Iiyoshi, T. Obiki, S. Morimoto, A. Sasaki, K. Kondo, O. Motojima, S. Yoshioka, I. Ohtake, M. Nakasuga, M. Sato, K. Hanatani, T. Mutoh, : Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf., 1976, Berchtesgaden), Vol. 2, IAEA, Vienna (1977), 103.
3. K. Uo, A. Iiyoshi, H. Akimune, T. Obiki, S. Morimoto, M. Wakatani, A. Sasaki, K. Kondo, O. Motojima, M. Sato, T. Mutoh, I. Ohtake, M. Nakasuga, T. Mizuuchi, S. Kinoshita, K. Hanatani, T. Amano, S. Hamada, : Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf, Innsbruck, 1978) Vol. 2, IAEA, Vienna, (1979), 323
4. T. Mizuuchi, S. Morimoto, K. Kondo, A. Iiyoshi, K. Uo Nucl. Fusion 22, (1982), 247

