

Title	ミラー・トラス・結合系核融合炉-その概念構成と基礎的考察-
Author(s)	池田, 郁夫
Citation	大阪大学, 1981, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1059
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

ミラー・トラス・結合系核融合炉
——その概念構成と基礎的考察——

1 9 8 1

池 田 郁 夫

目 次

序 論	核融合研究	1
1	制御核融合研究の現状	1
2	ミラー・トーラス・結合系	4
3	本研究の目的と意義	5
	参考文献	8

第 I 編

ミラー・トーラス・結合系核融合炉の概念

第 1 章	核融合炉によるエネルギー生成	11
1-1 節	緒 言	11
1-2 節	エネルギー源としての立場からみた核融合反応	11
	(a)消費エネルギーの現状 (b)将来のエネルギー源	
	(c)核融合炉	
1-3 節	磁気閉じ込め	27
	(a)閉端系 (b)開端系	
	参考文献	40
第 2 章	ミラー・トーラス・結合系核融合炉の概念構成	43
2-1 節	緒 言	43
2-2 節	エネルギーバランス	43
	(a)核融合炉のエネルギーフロー	
	(b)ミラー・トーラス・結合系のエネルギーフロー	
2-3 節	炉心プラズマ	50
	(a)はじめに (b)炉心プラズマパラメータ	
	(c)ミラー端損失回収率 (d)まとめ	
2-4 節	磁気面	59
	(a)はじめに (b)磁場配位 (c)磁気面計算 (d)まとめ	
2-5 節	炉構成	75
	Apendix 2-1～2-5	79
	参考文献	86

第 II 編

ミラー・トーラス・結合系プラズマの実験的考察

第 3 章	実験装置	89
-------	------------	----

3 - 1 節	装置の概要	89
3 - 2 節	プラズマ生成法	94
3 - 3 節	磁場	97
	(a)磁場配位 (b)磁力線	
	参考文献	111
第 4 章	トロイダルダイバータの磁気中性線による短絡効果	113
4 - 1 節	緒 言	113
4 - 2 節	実験方法	114
4 - 3 節	実験結果	117
	(a)径方向密度分布及び浮遊電位分布	
	(b)Uベンド部における電子流分布	
	(c)短絡回路の開閉による密度及び電子流の変化	
4 - 4 節	実験結果の検討	129
4 - 5 節	結 言	134
	Appendix 4 - 1	136
	参考文献	138
第 5 章	トロイダルダイバータからのプラズマ損失	139
5 - 1 節	緒 言	139
5 - 2 節	実験方法	140
5 - 3 節	実験結果	144
	(a)径方向密度分布 (b)ダイバータ部におけるプラズマ	
	径方向流れ (c)プラズマ粒子流	
5 - 4 節	実験結果の検討	154
	(a)プラズマ損失機構について (b)ダイバータとステラ	
	レータ磁場併用時のプラズマ損失について	
5 - 5 節	結 言	165
	参考文献	166
結 論	168
本研究に関連する発表論文	171
本研究に関連する学会及び研究会発表等	172
謝 辞	173

序 論

1 制御核融合研究の現状

現在、我々が依存しているエネルギーは、大部分が化石燃料である石炭、石油、天然ガス等の燃焼を利用して取り出す化学エネルギーである。最近の10年間では、ウラン、トリウム等の原子力燃料の核分裂反応による核エネルギーの利用も実用化された。しかし、これらのエネルギー源もその燃料資源は今後数100年程度で枯渇すると推測されている。この事は現時点で次期代替エネルギー源の開発に着手することが必要であり、エネルギーの有効利用とその多様化をはかることは必須であることを示唆するものである。現在、我国では次世代のエネルギー源として、核融合反応による核エネルギーの利用による発電、太陽熱及び光エネルギーによる発電、波力、潮力、海洋温度差等の海洋エネルギーによる発電、及び地熱エネルギーによる発電等の新エネルギー研究開発が進められつつある。さらに、化石燃料の利用として環境公害の少ない石炭の液化利用、ガス化利用、オイルシェール、オイルサンドの利用、またそれらの水素エネルギーへの変換利用等の研究も行なわれている。これら開発上のエネルギー源のうち、核融合は反応出力エネルギーが1反応当り約17 MeVと莫大であり、かつ、利用しやすく高度なエネルギー形態である電気への変換も比較的高効率で行なえるという利点を持つ。また核融合プラズマの基本的性質から、核暴走は考えられない等の安全性を有する。その燃料である重水素はほぼ無限で、かつ地域的偏在性がない。これらの事柄から核融合は来世紀のエネルギー源の1つとして注目を集めており、精力的にその技術開発が行なわれている。¹⁾

核融合反応の実現には、炉心プラズマの物理的条件を満足すること、つまり一定時間、一定の場所に高温高密度の状態で閉じ込められるための条件を満たすことが必要である。エネルギーバランスの関係から導れたこの条件は

Lawson 条件と呼ばれ、^{2), 3)} 一般に、電子温度が10 keV 程度の時、密度 n とプラズマ閉じ込め時間 τ の積 $n \cdot \tau$ が $10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}$ より大きいという関係式で

表わせる。Lawson 条件を満たすプラズマを達成するために、1950年代から各種閉じ込め形式が考案され試みられている。そしてそれらは大きくわけて、磁場閉じ込めと慣性閉じ込め⁴⁾の2種に分類できることは良く知られている。⁵⁾

前者は、プラズマを構成する荷電粒子が磁場に巻き付いて運動し、磁場を横切って運動しにくいという性質を利用して閉じ込め、これを加熱することにより Lawson 条件を達成しようとする形式である。磁気容器の形状が開いているか (open system, 以後開端系と呼ぶ)、円環状に閉じているか (closed system, 以後閉端系と呼ぶ)、運転モードがパルスのか定常か、閉じ込めプラズマが高 β か、低 β か等によって閉じ込め配位は細かく分類される。^{6), 7)} 各々の形式の代表例は、閉端スローパルス系としてトカマク,⁸⁾ 閉端定常系としてステラレータ,^{9)~11)} マルチポール,¹²⁾ スフェレータ,¹³⁾ 閉端ファーストパルス系としてトロイダルピンチ¹⁴⁾等があり、開端系には、定常運転のできるミラー,^{15), 16)} カスプ,¹⁷⁾ 表面磁場系,¹⁸⁾ パルス運転のものとして、 θ ピンチ,¹⁹⁾ 逆転磁場²⁰⁾等がある。それらの詳細は、2年おきに開催されるIAEA国際会議等で年次的に報告されている。²¹⁾

核融合をめざしたプラズマの磁気閉じ込め研究は、1950年代初期に開端系単純ミラーや閉端系ステラレータ⁹⁾等によって始められた。ステラレータの実験結果は単純トーラスに較べて3けた程大きな閉じ込め時間が得られたが、その比例則はボーム拡散的であり、^{11), 22)} 古典論から予測される値よりはるかに短かかった。またミラーによる閉じ込めは、高温プラズマ生成を目標として実験が行なわれた。しかし、この閉じ込めも古典論から予測される値よりかなり小さな値しか得られていない。²³⁾ これらの原因として、各種不安定性、不整磁場、平衡の不完全さ等が考えられたが判明していない。

1960年代初期には開端系、閉端系ともに(平均)極小磁場配位によってプラズマの安定な閉じ込めが得られる事が判明した。²⁴⁾ これらの結果は各種の不安定性が抑制され、閉じ込め時間は古典的である事を示すものであった。この時期に閉じ込め則がさらに精細になり、新古典論、²⁵⁾ 擬古典論²⁶⁾が生まれた。これらの理論と並行して1970年前後からトカマクによるプラズマ閉じ込めが

成功し、²⁷⁾ 超高温プラズマが保持される様になった。この配位によりトーラス配位における不安性及び輸送現象が解明されている。^{28), 29)} カマクによって得られた結果は、ステラレータ、ミラー等他の閉じ込め装置にも影響を与え、それらの閉じ込めも大巾に改善された。

現在ではトカマクは実験的、理論的に最もよく解明されている装置であり、制御核融合を地上で最初の実現するであろうと考えられている。³⁰⁾ それらの成果を基礎に、1982~1985年にはJET, JT-60, TFTR, T-15等の大型トカマク装置により臨界プラズマ条件が満され、制御核融合エネルギーの生成が実現するものと考えられている。

磁気ミラーに関しては極少磁場配位を持つ装置で、プラズマ生成及び閉じ込めに関する研究が行なわれている。^{16), 31)} 閉端系に較べて磁力線にはほぼ垂直方向への中性粒子入射が比較的容易であり、高イオン温度 ($T_i \simeq 6 \text{ keV}$)、高 β ($\beta \simeq 0.6$) の安定なプラズマが生成され、その減衰はほぼ古典論で予測される値に近いとの実験結果が得られている。¹⁶⁾ それは、ミラーにおける β 値の上限はミラー不安定性による値が考えられるが、ステラレータ、トカマク等の低 β トーラス系のその値、約0.05と比較して、十分大きな値0.6を取り得ることを示している。

一方、磁気ミラーでは磁場端からの粒子損失が原理的に大きく、閉じ込め時間はこの損失で決定される。さらにこの損失は速度空間における非等方性を生じさせ、それに基づくプラズマ不安定性が存在するという炉構成上不利な点を有する。^{32), 33)} これらの欠点を改善し、端損失を減少させる方法として、高周波のボンダロモーティブカによるR.F. 閉じ込め、³⁴⁾ ポテンシャルによる静電閉じ込め (タンデムミラー)、³⁵⁾ 多段ミラー、³⁶⁾ 高Zガスによるプラグ、³⁷⁾ 及びミラーのトーラス化によるバンピートーラス、³⁸⁾ ミラー・トーラス結合系等の方法が提案され、それらのうちの一部は基礎的研究の段階に入っているのが現状である。これらの研究は、核融合をめざす観点からすれば、 Q_p 値の増大へ向けての努力と考えられる。次節でミラー・トーラス・結合系について略記する。

一方、慣性系閉じ込めは、1970年頃から注目された閉じ込めでその代表例としては、レーザー、^{39),40)} 相対論的電子ビーム、⁴¹⁾ およびイオンビームによる閉じ込め⁴²⁾がある。電磁もしくは粒子エネルギーをペレット状標的粒子に四方から短時間照射する。照射エネルギーを吸収した標的は表面からプラズマを噴出し、その反作用でペレット中心部を圧縮するという爆縮を行ない高密度（固体の $10^2 \sim 10^4$ 倍）で高温のプラズマを生成する。プラズマ閉じ込め時間は半径をイオン音速で除した時間程度（ $\tau = r/v_{th} \doteq 10^{-9} \text{ sec}$ ）であるが、密度 n が大きいために核融合反応がおこるであろうことを期待する方式である。

2 ミラー・トラス・結合系

ミラー・トラス・結合系は、ミラー閉じ込めの炉構成上の有利さ、高 β 化の達成等の利点を生かしつつ、端損失を減少もしくは回収する閉じ込めの配位として提案された。^{43)~49)} それは将来、トカマクに替る核融合炉として考案された配位である。この系は、セクターを用いて複数のミラーをトロイダル状に接続し、ミラー端からの損失粒子エネルギーをセクターを通して再びミラーへ還流する配位である。プラズマ閉じ込めや加熱は、捕捉粒子に対しては、単体ミラーの閉じ込めの物理が適用できる。ミラー端損失した後、トラスを巡る粒子に対しては、閉端系閉じ込め配位の物理が適用できると考えられる。ミラーを基本としているため、 Q_p 値は大きくとれないが、ミラーの特徴を生かした高 β の定常磁場閉じ込め配位となる。また、この系はミラーとトロイダル閉じ込めの複合系であり、磁場構成等の炉工学的問題は、ミラーやステラレータ配位による炉の炉工学的技術の延長上にある。むしろ、ステラレータやトカマク炉構成より、より簡単になるものと考えられる。

開端系の端損失を回収するためのミラーのトラス化は、古くはDawsonらにより提案された。⁴³⁾ ヨッフェバーを持つ1つの直線ミラーを $\ell=3$ ステラレータ磁場でレーストラック状に接続する。他の直線部にはトロイダルダイバータを設ける配位である。炉構成上の利点や端損失改善についての定性的な説明がなされており、炉構成上、他の配位より有利であると結論されている。し

かし、閉じ込められるプラズマパラメータの計算やエネルギー流れ、磁気面の詳しい計算等にはふれていない。この配位に類似するものとして Cordy *et al* による Toroidally Linked Mirror や⁴⁴⁾単純ミラーのトーラス化であるバンピートーラス等も提案されている。^{38), 50)}前者は、直線ミラーをトロイダル状に接続したもので、ミラー点では磁場を縦長の楕円にして強くひねることにより磁場の回転変換を与える。このトロイダル配位によりミラー端損失粒子をトーラスに捕捉し、回収する構成である。磁気面について詳しい計算がなされている。後者は、円形単純トーラス磁場にバンピネスを付け、ミラー捕捉を行う配位であり、E.B.T. 装置やN.B.T. 装置がすでに実験に入っている。バンピープラズマの平衡は粒子の $\mathbf{B} \times \nabla B$ ドリフトによる実効的回転変換に依存する。ミラー部に入射されたマイクロ波によって、ベルト状に形成された hot electron ring による磁気井戸によってプラズマの安定化をはかる。粒子閉じ込めは、ミラー捕捉が効果的に効き、ミラー捕捉時間に比例した量となることが判っている。

3 本研究の目的と意義

高温高密度プラズマの閉じ込め物理の解明とともに、零出力炉を目ざした炉心プラズマの実現が期待される段階になった。それに従い、核融合プラントの概念設計も種々発表されている。^{51)~53)}炉のシステム設計は、炉心のパラメータである炉心寸法、計測、磁場強度、出力、各損失、加熱、パワーバランス、制御、燃料、損失粒子の回収、不純物問題はもちろん、炉構成上の保守、点検の容易さ、第1壁、ブランケット、核遮蔽、中性子、また超電導マグネットの問題等、工学上の諸要請にも基づいて行なわれなければならない。^{54), 55)}これら核融合の研究開発は、その発展段階で "check and review" をくり返し、軌道修正を行ないつつ、押し進められる必要があると考えられる。本論文第I編では、現時点で考えられる磁場閉じ込め核融合炉で、炉構成を考慮した配位の1つの形態として、ミラー・トーラス結合系を考察する。^{48), 56)}さらに、プラズマパラメータ計算及び、磁気面の計算を行ない、ここに述べる配位の構成が合

理的であることを明確にする。また、この系の構成に必要とされるトロイダルダイバータのプラズマ閉じ込めへの影響について実験的に検討した結果をしるす。第Ⅱ編では、ミラー・トラス系Ⅰ装置におけるトロイダルダイバータ実験について述べる。

第1章では、エネルギー問題の現状と将来のエネルギー供給における核融合の役割を述べる。また、核融合炉として有望視されているトカマク型、ミラー型及び、レーザー型の例を掲げる。磁場閉じ込めを基本とする核融合炉におけるプラズマ閉じ込めを理解するために、プラズマの平衡、拡散、及び閉じ込め時間についても言及する。

第2章で、ミラー・トラス結合系核融合炉の構成を行なう。2-2節では、核融合炉におけるエネルギー流れを明示し、この系の循環エネルギー率、プラント効率について述べ、考察する。2-3節では、この系の磁場に保持される炉心プラズマのパラメータについての計算を行ない、プラズマの特徴を概説する。磁場系はレーストラック状で、直線部に設けられたミラー部には、中性粒子入射によって生成された高 β プラズマを捕捉する。Uベンド部には、ステラレータ磁場配位を使用し低 β の標的プラズマを保持する。それはまた、ミラー部で損失円錐に入り、ミラー端から流れ出すプラズマ粒子を他のミラーへ導く導管の役目を果たしている。2-4節では、磁場配位および磁力線について述べる。磁場生成コイルの電流が全体として滑らかに継がる必要があるため、直線部には、トロイダルダイバータと単純ミラーを、Uベンド部には、振りコイル (twisted coil)、楕円コイル、もしくは強磁性体をもつ円形コイルによるステラレータ磁場を用いる。標的プラズマ保持のためには、プラズマの平衡を得る必要がある。そのためには閉じた磁気面が存在しなければならないことが知られている。この系における磁気面の計算は、サイクロトロン等の粒子軌道の安定性を解析する場合に使用される行列法を磁力線の方程式に応用して行なわれ、磁気面の形成について、直線近似で検討する。2-5節で、これまでの結果を基礎にしたミラー・トラス結合系核融合炉の概念構成を行なう。

第3章では、ミラー・トラス系I装置の概要及び、プラズマ生成について述べる。また、当装置の磁場計算について述べ、その結果を示す。

第4章では、トロイダルダイバータによる短絡回路について行なった実験と、その結果の議論について述べる。⁵⁷⁾ トラス効果によって生ずる電荷分離は磁気中性領域を含む短絡回路を流れる電子流によって短絡される。短絡電流値は、single particle modelで説明でき、その回路は、ダイバータ領域の磁気中性線近傍であることが判明した。また、ダイバータ配位にすることにより、トラス全域にわたり、磁気軸上にピークをもつベル型の密度分布が得られた。

最後に、第5章で、ミラー・トラス結合系において、不純物問題、 α 粒子排気、不燃焼粒子の回収等にとって必要なダイバータからの荷電粒子排気について行なった実験の結果とその考察について述べる。トロイダルダイバータからのプラズマ損失は、プラズマ柱表面に近いところで大きいことが得られた。その領域は、ダイバータ部で平衡電流が方位角方向へ向って流れている領域、つまり短絡回路を形成している領域であることが判明した。このことは、ダイバータ部でのPfilsch-Schlüter電流によるプラズマの半径方向速度の増加というモデルで説明できた。

第6章で、当研究の結論と、これからさらに検討を要する事項を列記した。

序 論 参 考 文 献

- 1) 科学技術会議, エネルギー科学技術部会 ; エネルギー研究開発の長期目標 (1975-8)
- 2) 関口忠 ; 現代プラズマ理工学(オーム社, 1979).
- 3) J.D. Dawson ; Proc. Royal Society, London, 1957, vol. 70, P6 (No. 445B).
- 4) K.A. Brueckner ; Rev. Mod. Phys. **46** (1974) 325.
- 5) 関口忠, 一丸節夫 ; プラズマ物性工学(オーム社, 1969).
- 6) 日本物理学会編 ; プラズマと核融合(丸善, 1976).
- 7) 伏見康治責任編集 ; プラズマと核融合(共立出版, 1979).
- 8) L.A. Artsimovich, *et al* ; Nucl. Fusion Special Suppl. (1969) 17-24.
- 9) L. Spitzer ; Phys. Fluids **1** (1958) 253.
- 10) S. Yoshikawa, R. Sinclear and M. Rothman ; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Culham, 1965, (IAEA, Vienna, 1966) vol. 2, P 925.
- 11) W. VII-A team ; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Berchtesgarden, 1976 (IAEA, Vienna, 1977) vol. 2, P 81.
- 12) T. Ohkawa, A. A. Schupp, M. Yoshikawa and H. G. Voorhies ; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Culham, 1965 (IAEA, Vienna, 1966) vol. 2, P 531.
- 13) S. Yoshikawa and U. Christensen ; Phys. Fluids **9** (1966) 2295.
- 14) E. L. Cantrell *et al* ; *5th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Tokyo (1974) CN 33/E 1-2.
- 15) Yu. V. Gott, M. S. Ioffe and V. G. Telkovsky ; Nucl. Fusion Suppl. Part 3 (1962) 1045.
- 16) F. H. Coengsen *et al* ; Phys. Rev. Letters **35** (1975) 1501.
- 17) J. Berkowitz *et al* ; *Proc. 2nd U. N. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Veneva*, 1958.
- 18) A. Y. Wong, Y. Nakamura, B. H. Quon and J. M. Dawson ; Surface Magnetic Confinement Report PPG-215, Plasma Physics Group, University of California, Los Angels (1975).

- 19) T. E. Allibone *et al* ; *Proc. 2nd U.N. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy* Veneva, 1958, vol. 32, P 169
- 20) T. Hatori *et al* ; *Proc. Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Tokyo, 1974. (IAEA Vienna, 1975) P 663.
- 21) *Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (International Atomic Energy Agency, 1st Geneva, 2nd Culham, 3rd Novosibirsk, 4th Madsion, 5th Tokyo, 6th Berchtesgarden).
- 22) C. L. Longmire and M. N. Rosenbluth ; *Physical Review* **103** (1956) 507.
- 23) R. F. Post ; Summary of UCRL Pyrotron (Mirror Machine) Program, Geneva 1958 (P/377, vol. II, P 245).
- 24) T. Ohkawa and D. W. Kerst ; *Physical Rev. Letters* **7** (1961) 41.
- 25) A. A. Galeev and R. Z. Sagdeev ; *Sov. Phys. —JETP* **291** (1969) 233.
- 26) S. Yoshikawa and N. C. Christofilis ; *Proc. 4th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Madison, 1971 (IAEA Vienna, 1972) vol. 2, P 357.
- 27) L. A. Artsimovich ; *Nuclear Fusion* **12** (1972) 215.
- 28) L. M. Kovrizknyken ; *Sov. Phys. —JETP* **29** (1969) 475.
- 29) アルチモビッチ著, 三谷健次訳 ; プラズマ閉じ込めとトカマク (東京図書, 1972).
- 30) 核融合炉作業委員会報告 ; 名古屋大学, プラズマ研究所附属核融合研究企画情報センター (1980—5).
- 31) F. H. Coensgen *et al* ; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Berchtegarden, 1976 (IAEA, Vienna, 1977) vol. 2, P 135.
- 32) R. F. Post and M. N. Rosenbluth ; *Phys. Fluids* **9** (1966) 730.
- 33) M. N. Rosenbluth and R. F. Post ; *Phys. Fluids* **8** (1965) 547.
- 34) S. Miyake, T. Sato and K. Takayama ; *Phys. Letters* **28** (1969) 613.
- 35) T. K. Fowler and B. G. Logan ; *Comments on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* **2** (1977) 167.
- 36) V. V. Mirnov and D. D. Ryutov ; *Nucl. Fusion* **12** (1972) 627.
- 37) J. M. Dawson *et al* ; *Proc. Int. Conf. on Plasma Physies and Controlled Nuclear Fusion Research*, Madison, 1971 (IAEA Vienna, 1971) vol. 2, P 673.

- 38) R. A. Dandle *et al* ; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Tokyo (1974) IAEA CN-33 / B6.
- 39) J. M. Dawson ; Princeton University Plasma Physics Laboratory Report, MATT-1004 (1973).
- 40) K. Boyer ; IEEE. Trans. Nucl. Sci, Ns-22(1975) 38.
- 41) Electron Beam Fusion Program ; Sandia Laboratory, Albuquerque, New Mexico, 1976.
- 42) J. Golden *et al* ; Phys. Rev. Letters **38** (1977) 130.
- 43) J. M. Dawson, H. P. Furth and F. H. Tenney ; MATT-841 (1971).
- 44) J. G. Cordey and C. J. H. Watson ; *Proc. 5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Tokyo IAEA Vienna.
- 45) T. Yamagishi and H. Akimune ; J. Nucl. Sci. Technol. **13** (1976) 459.
- 46) L. S. Holl and B. McNamara ; Bull. American Phys. Soc. II, **19** (1974) 872.
- 47) K. Ikuta ; Nucl. Fusion **182** (1978) 294.
- 48) H. Akimune, T. Yamagishi, I. Ikeda and F. Okamoto ; 核融合研究 **42** (1978) 472.
- 49) H. Akimune, T. Yamagishi and I. Ikeda ; Conceptual Design of Mirror-Torus-Hybrid Reactor, to be published in Nucl. Fusion.
- 50) H. Ikegami *et al* ; Ann. Rev. IPP-Japan-Aprn 1977 / Mar. (1978) P 78.
- 51) A. Iiyoshi and K. Uo ; *5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* IAEA, CN-33/G4.
- 52) R. W. Conn *et al* ; *5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, IAEA, CN-33/G1-2.
- 53) K. Sako *et al* ; Design study of a Tokamak Reactor, *ibid.* P 535.
- 54) 吹田徳雄主査 ; 核融合研究の進歩と動力炉開発への展望(日本原子力学会 1976).
- 55) 浅田忠一, 大山彰, 倉本昌昭, 法貫四郎, 三島良積 ; 原子力ハンドブック (オーム社, 1976).
- 56) I. Ikeda, B. Cheon, M. Ootani, H. Akimune and K. Watanabe ; J. Phys. Soc. Jpn. **48** (1980) 1341.
- 57) I. Ikeda, B. Cheon, H. Akimune and K. Watanabe ; J. Phys. Soc. Jpn. **48**(1980) 2357.

第 I 編

ミラー・トーラス・結合系・核融合炉の概念

第 1 章 核融合炉によるエネルギー生成

1-1 節 ま え が き

この章では、現在から将来へ向けて利用エネルギー形態の変化及び各種 1 次エネルギーがエネルギー供給にて占める割合について記す。その中で核融合の反応エネルギーによる供給の占める役割を明確にする。また、磁気閉じ込めを基本とした核融合炉心におけるプラズマ挙動を理解するために、高温プラズマの平衡と拡散及び閉じ込め時間について概説する。

1-2 節 エネルギー源としての立場からみた核融合反応

(a) 消費エネルギー

人類が消費するエネルギーは、人口の増加と 1 人当りの消費エネルギーの増加という 2 つの要因に基づいて増加している。図 1-1 に示す様に 1 人当りの消費量は、1945 年 前後から急激に増加した。¹⁾ 人口増加と 1 人当りのエネルギー消費量の増加を考慮して人類が毎年消費するエネルギー量及びその積算値²⁾を図 1-2 に示す。年間エネルギー消費量の増加を 3 %/year とし、人口増加率を 2 %/year としてある。³⁾ 人口増加率 2 %/year は、現在の世界人口の増加率である。エネルギー消費増加率に関しては、生活水準の向上と増加率の低減が試みられるという配慮の下に過去のそのの平均値である 4.5 %/year より少々低くとってある。これによると、人類の年間消費は 1980 年には 0.2 Q であったものが、2100 年には 10 Q 以上に達し、1980 年までに人類の消費した全エネルギーを 1 年間で消費する程莫大な予測値が得られている。

この様に増加する消費エネルギーの構成は 1900 年頃には、エネルギー消費の 90 % までが木材、石炭等の固体燃料であった。その後、固体燃料の

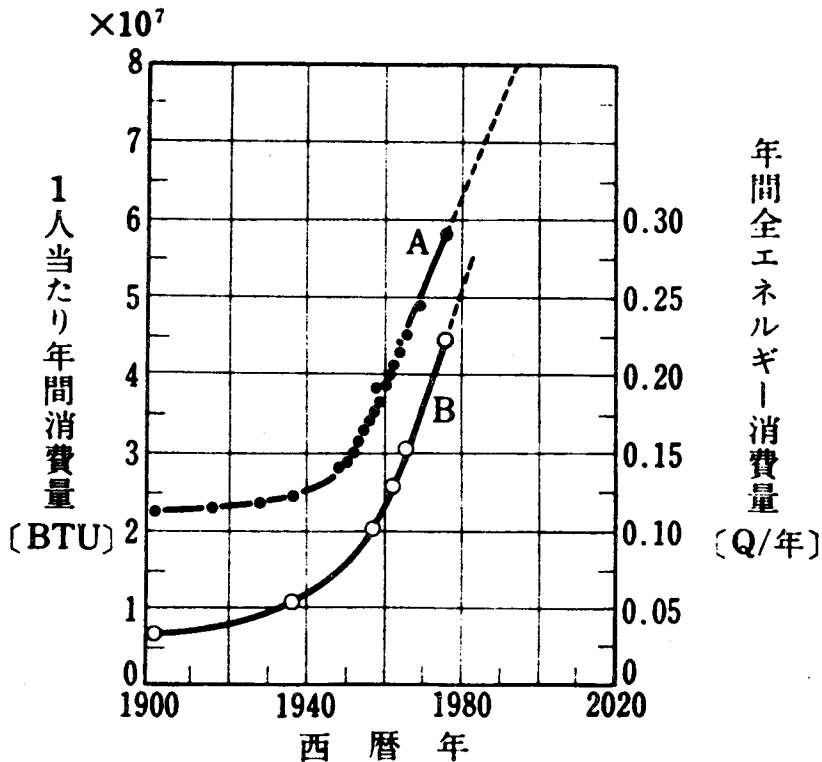


図 1-1 エネルギー消費量¹⁾; A: 1人当りの年間エネルギー消費量。B: 年間全消費量。

占める割合は減少し、石油、天然ガス等流体エネルギー源の大量供給とともに、より便利で、より容易に運搬、取扱いのできるものへと移ってきている。現在、1次エネルギー構成は大きく変化しており、石油単独依存からLNG、原子力等への依存増加による多様化、そしてより使いやすい電気エネルギーの増加へ変化している。^(注) この傾向は、さらに続き、現在全エネルギーの約1/3

(注) 利用エネルギーとしての電気は、安全、清潔、制御が容易、輸送が容易、及び他のエネルギーへの変換が容易である等の長所をもつ。電気エネルギーは、光へ、力学的エネルギー、熱エネルギーへ容易に変換できる。その効率は多くの場合 90%以上に達する。この値は他の利用エネルギーにおける変換効率 10~40%に比して格段に大きな値である。しかも電気エネルギーの利用範囲はほとんど無限であるといってもよい。このため生活水準の増加とともに全エネルギー中電気エネルギーの占める割合は増加し、今世紀末には 50%を上回ると予想されている。欠点として ①輸送コストが大である。(石油に比較して約 10 倍大きい) ②1次エネルギーから電気エネルギーへの変換効率が低い。(石油からの変換で 40%, 太陽エネルギーからだ数%にしかない) ③貯蔵がむずかしい。(つまり需要と発電は同時でなければならない)等があげられる。

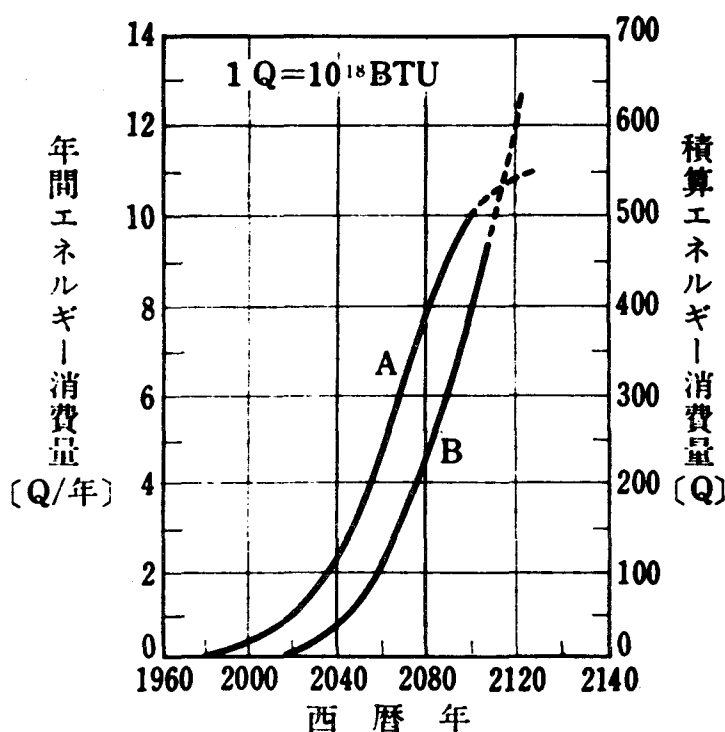


図1-2 世界のエネルギー消費量²⁾; A:年間全エネルギー消費量。B:エネルギー消費積算量。

を占めている電気エネルギーは、今世紀末には1/2にまで達すると考えられる。この変化は図1-3に各種エネルギー源の供給と変化の予測として示される。³⁾ これによると、2000年頃までは、これまでと同様に、石油や天然ガスに依存するところが大きいと予測される。

資源の供給は⁴⁾ 例えば石油については、発見されてからある時間おくれの後生産に入る。従って毎年の生産量は発見されている量に比例せず、Hubbert曲線⁵⁾と呼ばれる非循環系エネルギーに成立するとされる曲線を描いて変化する。2000年までのエネルギー供給の割合が大きいとされる石油の生産量は、石油に対するHubbert曲線から1990年にピークに達し、現在の約100倍である 2×10^{12} バレル/yearの生産が見こまれる。これは約60年間で地球上のエネルギー資源の80%を消費するに相当する量である。石炭供給量は、

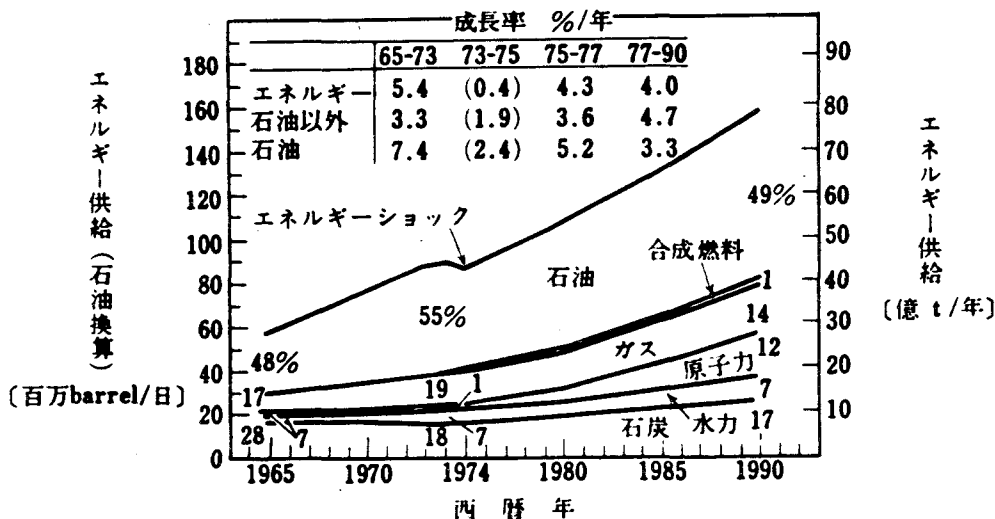


図1-3 自由世界におけるエネルギー供給変化⁴⁾

石油、合成燃料、ガス、原子力、水力、石炭のエネルギー供給量を示す。
グラフ中、1965、1974、1990年においては、各資源の全供給エネルギーに占る割合(%)を示す。

2100年に頭打ちとなり、現在の約3000倍である 7.6×10^{12} ton/yearが供給されると予想される。石炭の消費には環境保全、公害等の面から液化、ガス化されて使用される量も多いと予測される。しかし、化石燃料は、非循環的枯渇燃料であり、この資源にたより続けることはできない。表1-1に示される各資源推定合計量⁶⁾から、化石燃料は確定可採量で24Qであり現在のままの消費増加が続けば約50年で枯渇する。その他、現在実用化されている ^{235}U の核分裂によるエネルギー供給⁷⁾は出力密度が大きく、エネルギー輸送及び貯蔵という面ですぐれている。しかし、原子力燃料の資源量は約60Qであり化石燃料と同様使用すればなくなることから、約100年でその資源も枯渇することが判る。なお確定可採量とは、現技術と経済的条件で採掘可能な量をいう。

表 1-1 世界非再生エネルギー資源合計量⁶⁾; 1971年12月末現在
評価のエネルギー総量を示す。推定残留可採総量とは確定可
採量たす推定可採量をいう。酸化ウランについては、30ドル/
ポンド以下とすると推定残留可採総量で184Qとなる。

(単位: $Q=10^{18}$ [BTU])

資 源	確 定 可採量	推定残留可 採総量 ^(b)
天然ガス (含 NGL)	2.0	11.2
原 油	3.7	15.6
オイルシェールとピチ ューメンからの抽出原 油	1.6	14.0
石 炭	23.8	168.2
化石燃料合計 (石炭換算)[兆 t]	31.1 (1.12)	209.0 (7.52)
酸化ウラン ^(c) (15ドル /ポンド以下)		
(1) 軽水炉のみ (石炭換算)[兆 t]	0.8 (0.03)	1.6 (0.06)
(2) 増殖炉を含む (石炭換算)[兆 t]	61 (2.18)	120 ^(c) (4.31)

エネルギー資源はその資源量とともに安全性についても考慮する必要がある。各1次エネルギーの安全性⁸⁾については1978年にカナダ A.E.C.B. (Atomic Energy Control Board) のDr. Inhaberの報告⁹⁾がある。エネルギー1 MW・year 当りのリスクを図1-4に示す。このリスク評価はトータル・システム・リスク及び、燃料サイクルのリスクを含んでいる。また職業人に対するリスクと一般公衆に対するリスクを含む。リスクの単位は

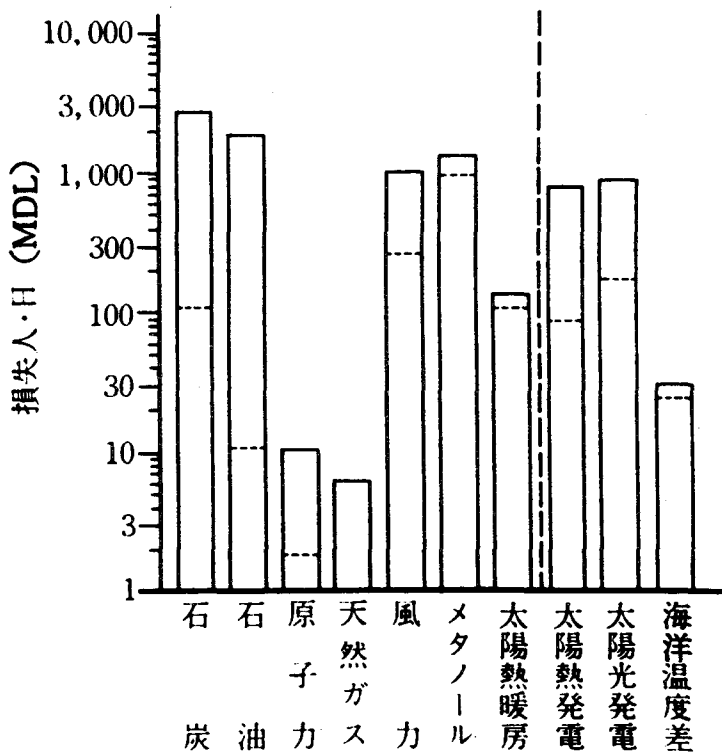


図1-4 エネルギー生産 1 MW・yr 当りの総合リスク⁸⁾；単位はMDL (Man-Day-Lost)である。すべてのサイクルを含んだリスクであって各グラフ上で実線は最大値を、破線は最小値を示す。

MDL (Man-Day-Lost) であり、図中破線は総合リスクの最小値、上方の実線は最大値を示す。この図から、天然ガスが最も安全で、次に原子力が安全であることがわかる。新エネルギーとされる太陽エネルギーは数100 M.D.L.と大きく、さらに石炭、石油エネルギーは2000~3000 M.D.L.と大きな値を示すことがわかる。

(b) 将来のエネルギー

以上の様に将来のエネルギー源としては、資源の総量、その特性、安全性、資源の他への有効利用の観点から現在の様に化石燃料のみに頼るべきでない。利用エネルギーは化石燃料によるものから他のエネルギー形態に依存する方向へ進み、利用資源の種類を多様化すべく新しいエネルギー源を研究、開発することが必要とされる。エネルギー発生のための技術の確立には長時間を要し、特に自然エネルギー、核融合等は数10年を必要とすると思われる。事実、現在実用化されている核分裂原子炉も実用炉としての立証がなされたのは約20年前であるが、現在なお技術の開発と改良を必要としている。これらのことは、エネルギー問題に対応するためには次の2つが必要であると示唆する。(1)供給源の多様化；エネルギー資源はほとんど(85%以上)を海外の石油に依存していることから、その比率を下げるため、自然エネルギー、原子力エネルギー、核融合エネルギー等の代替エネルギーの開発を必要とする。(2)消費の節減；新技術、新システムによる効率改善、効率向上、廃棄エネルギーの利用等、例えば効率を40%から50%にすることはエネルギー源の20%の節減となる。効率改善にはMHD発電、高温ガスによる熱機関、直接発電等がその方向となる。エネルギー源多様化の為に石油の代替エネルギーとしては次のものが考えられている。¹⁰⁾ 太陽エネルギーに基づくものとして、太陽熱、太陽光、風等及び海洋エネルギーに基づくものとして潮流、温度差、波や地熱による発電が考えられる。その他、石炭の液化、ガス化利用、核エネルギーの開発も行なわなければならない。

太陽エネルギー¹¹⁾は地上に 8.1×10^{12} kW・hのエネルギーを供給する。しかし、単位面積に単位時間当たり与えるエネルギー量は

$$I = I_0 a^m$$

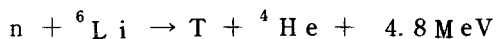
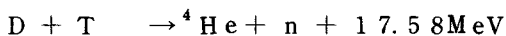
で与えられ、日本等では1日当たり 140 W/m^2 程度にすぎない。ここで I_0 は、太陽定数で 1.395 kW/m^2 、 a は大気による吸収係数、 m はエアマスで緯度、季節のパラメータである。地熱エネルギー¹²⁾は総量 $3.2 \times 10^9 \text{ kW} \cdot \text{h}$

であるが、密度としては地上で平均 0.063 W/m^2 である。場所によってはエネルギー密度は大きく利用できる所もある。海洋エネルギーは $2.9 \times 10^9 \text{ kW} \cdot \text{h}$ である。波力のエネルギー e は次式で与えられる。

$$e = \rho g h^2 / 8 \text{ (W/m}^2 \text{)}$$

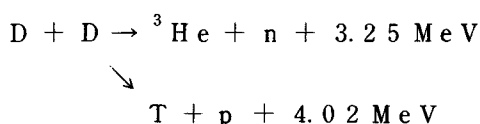
従って、密度としては $2.2 \text{ kW/m}^2 \sim 5 \text{ kW/m}^2$ となる。この様に、自然エネルギーは総量において非常に豊富であり、地上における熱的平衡をくずさない点において非常に優秀である。しかし、その密度が小さい。また、太陽、波によるエネルギーは日々の条件が変動し、その供給は散逸的、間欠的である。その効率も 1% 程度となる。これらの問題を解決するためにエネルギー変換装置の他にエネルギー貯蔵装置等が重要な役割を果たす。将来は工業エネルギー源としては補助的な使い方をされると考えられる。地熱エネルギーは利用可能な地域が極在化し、かつその効率も低いため、地域的エネルギー源として使用されると考えられる。

今世紀末から来世紀にかけて期待されるエネルギー源として原子力燃料があることは先に示した。現在実用化されているウラン金属中に 0.7% 含まれる ^{235}U の分裂によるエネルギーは確定可採量¹³⁾で 1.6 Q, 将来の技術開発を待ったとして 10 Q 程度とみられている。次期核分裂炉として高速増殖炉^{14), 15)}が注目をあびている。ウラン金属中 99.3% 含まれる ^{238}U を中性子との反応で ^{239}Pu に転換もしくはトリウムの ^{233}U への転換の後、核分裂に使用するため、¹⁶⁾ 総資源量は大きく $6 \times 10^4 \text{ Q}$ にも達する。続いては D-T 核融合炉が有望視される。その反応は



を利用する。これはトリチウム増殖を必要とし、その増殖に必要なリチウム資源の量で、そのエネルギー供給は限定される。その量は 400~1000 Q

である。しかし、究極的には、海水中に 0.07% の割合で含まれる重水素による D-D 反応を利用した核融合炉であると考えられる。反応は次式で表わされる。



重水素はその資源に偏在性がなく資源も 10^8 Q とほぼ無限であり、放射能対策も D-T 反応に比べて有利であり、人類のエネルギーを支える 1 つとなりうると考えられる。しかし、その技術は D-T 反応炉に比べて数段むずかしいとされる。

石炭のガス化、液化利用も、移動物体のエネルギー源として使用され、その公害性の少なさ、輸送の容易さで利用が見込まれている。

将来のエネルギー供給に関して科学技術にのっとった総合的なビジョンが立てられなければならない。その 1 例として、現在世界一のエネルギー消費国であるアメリカのエネルギー供給計画¹⁷⁾を図 1-5 に示す。21 世紀には、工業エネルギー源の 3 本柱として核融合、増殖炉、石炭が考えられている。

(c) 核融合炉

核融合は将来のエネルギー源として重要なものであることが示された。その成功にはさらに多くの技術開発と時間を必要とするであろう。ここで、その構成の理解のために、現時点において与えられた核融合炉の概念設計例として、トカマク型¹⁸⁾ ミラー型¹⁹⁾ レーザー型²⁰⁾ について、その図とパラメータを図 1-6~1-8 に示す。図 1-9 には核融合発電プラントの基本システム構成を示す。プラントの設計にはプラズマ閉じ込め、加熱はもちろんのこと、ブランケット、遮蔽、コイル、真空ポンプ、エネルギー変換等の構成をも考慮する必要がある。²¹⁾ トカマク型核融合炉では、プラズマの囲りには、ブランケットその外に中性子遮蔽、トロイダルコイル、ポロイダルコイルが置かれる。遮蔽部分に真空ポンプ、中性粒子加熱装置が設置される。核融合出力は、ブランケットから熱として取り出され発電に使用される。プラズマパラメー

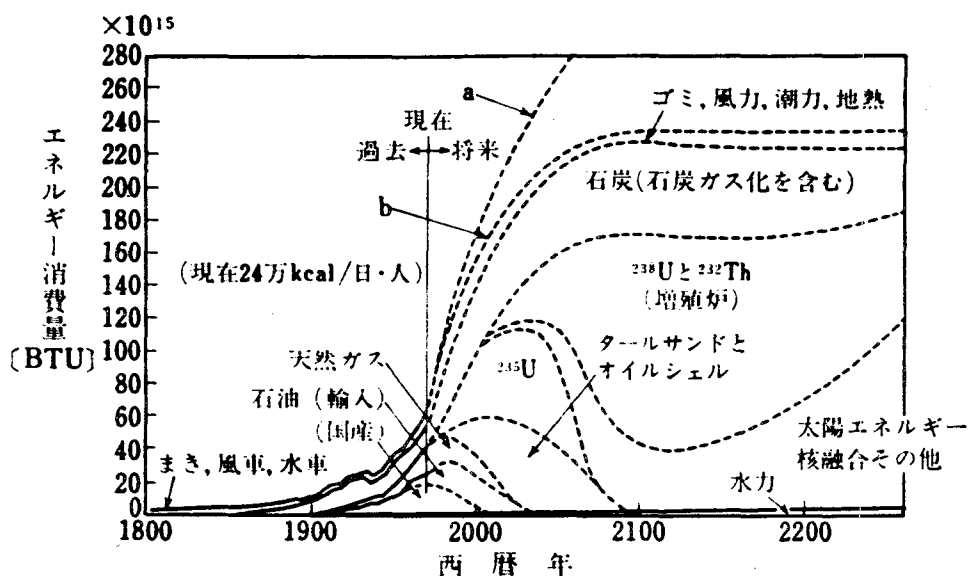


図1-5 アメリカのエネルギー消費と資源¹⁷⁾; 年間エネルギー消費量およびその種類の現状と予測を示す。将来の領域における line a は1人当たりエネルギー消費は2000年以後安定するが人口は増加するとして計算を行ったエネルギー総量を, line b は2000年以後1人当たり1日のエネルギー消費は安定(40万kcal)し, 人口は2100年以後4億人で安定とした場合のエネルギー総量を示す。

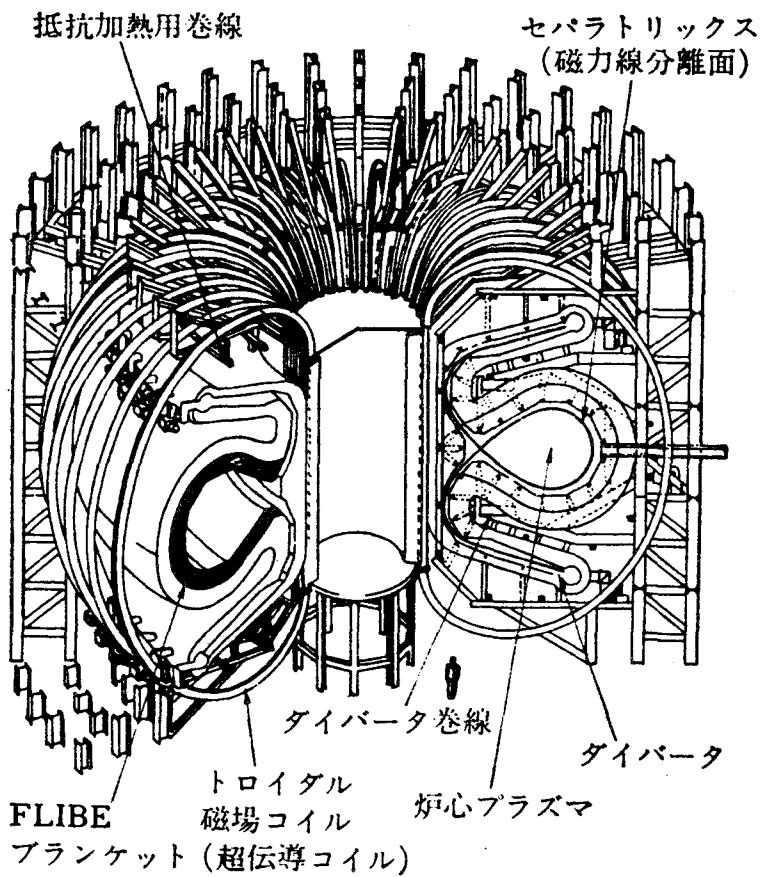


図 1-6-① トカマク型動力炉設計例¹⁸⁾; Princeton 大学において提案された炉の概念図を示す。

設 計 機 関		プリンストン大学 ⁽¹⁾
出 力		
熱 出 力	[MW]	5 305
電 気 出 力	[MW]	2 030
炉 心 寸 法		
主 半 径	[m]	10.5
プラズマ半径	[m]	3.2
第一壁半径	[m]	3.6
炉 心 プラズマ		
平均プラズマ温度	[keV]	30
平均プラズマ密度	$[\times 10^{14}/\text{cm}^3]$	0.5
閉込め時間	[s]	3.8
運 転 周 期	[s]	6 000
トロイダル磁界	[Tesla]	6.0
プラズマ電流	[MA]	14.6
ブランケット材		
構 造 材		PE-16
親 物 質		LiF-BeF ₂
反 射 材		
核 特 性		
第一壁における全中性子束	$[\times 10^{14} \text{ n/cm}^2\text{s}]$	8.65
トリチウム増殖比		1.04
中 性 子 壁 負 荷	[MW/m ²]	1.76
冷 却 系		
冷 却 材		ヘリウム, 50気圧
入口温度/出口温度	[°C]	360/638
二 次 系		蒸気サイクル
トロイダル磁場コイル		
コ イ ル 数		48
内 径, 幅/高 さ	[m]	12/19
最 大 磁 界	[Tesla]	16.0
蓄 積 エ ネ ル ギ ー	[GJ]	250
超 電 導 材 料		Nb ₃ Sn

図 1 - 6 - ② トカマク型動力炉設計例パラメータ

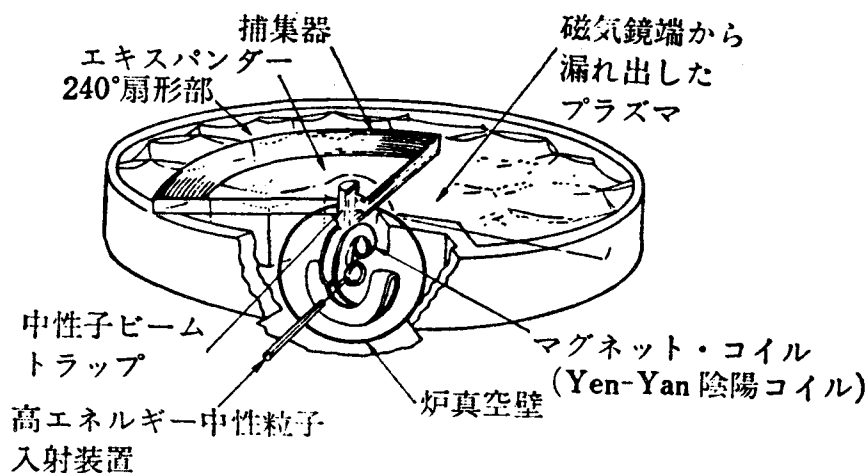


図1-7-① ミラー形動力炉設計例¹⁹⁾; Lawrence Livermore
研究所において提案された炉の概念図一タを示す。

タは $10 \sim 20 \text{ keV}$, 10^{14} cm^{-3} のオーダーである。不純物は 0.03% 以下²²⁾ におさえる必要がある。壁面からの不純物流入を抑制するために磁気リミッタ、プラズマ表面の冷却、壁材を低 Z 元素材料にする等の手段が用いられる。磁気リミッタはトロイダル方向プラズマにそってトロイダル電流と逆方向へ電流を流し、表面の磁力線を外部へ引き出すことによって形成する。その磁力線にそって流れるイオンをトラップするものであるが、構造の著しい複雑化を招くため炉構成上不利となる。プラズマ表面の冷却は、プラズマと壁との間にガスを供給し、表面プラズマとの荷電交換によって表面温度を数 10 eV に下げることにより、プラズマが第1壁をうつことを減少させることを目的としている。磁気リミッタに比して炉構成の簡単化がはかれるものと考えられる。低 Z 元素による壁面の構成は不純物が混入してもエネルギー損

プラズマパラメータ		
β 値		0.85
平均イオンエネルギー [MeV]		0.62
プラズマ体積 [m ³]		130
プラズマ密度 [m ⁻³]		1.2×10^{23}
ミラー部におけるビーム面積 [m ²]		1.5
磁界コイル		
半 径 [m]		10
中 心 磁 界 [T]		5
ミ ラ ー 磁 界 [T]		15
ミ ラ ー 比 (真空中)		3
ミ ラ ー 比 ($\beta=0.85$)		7.7
第 一 壁		
材 質		ステンレス鋼
中性子束負荷 [MW/m ²]		1.6
中性子ブランケット		
厚 さ [m]		1.0 (平均)
増 殖 率		1.0~1.4
エネルギー増倍率		1.1
材 質		リチウム, ステンレス鋼
中性粒子ビーム入射器		
入 射 効 率 %		0.88
入 射 電 力 [MW]		490
ビームエネルギー [MeV]		0.55
全ビーム電流 [A]		890
全入射面積 [m ²]		5
直接変換器		
エキスパンダ比		100
エキスパンダにおけるイオンエネルギー [MeV]		0.62
半 径 [m]		76
コレクタ素子数		20
直接変換効率 η_D		0.70
炉 の 出 力		
炉 の 熱 出 力 [MW]		590
熱 変 換 効 率 η_t		0.45
中 性 子 出 力 [MW]		470
端損失イオン出力 [MW]		610
電 気 出 力 [MW]		170

図 1 - 7 - ② ミラー型動力炉設計例パラメータ

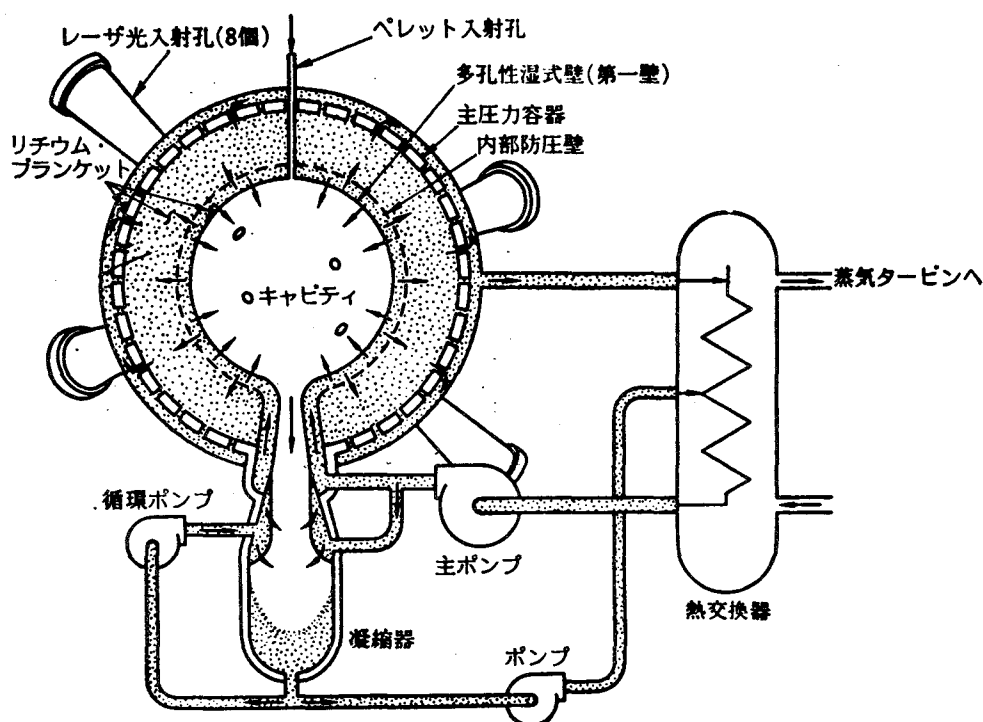


図1-8-① レーザ形動力炉設計例²⁰⁾；ロス・アラモス研究所において提案された湿式壁形炉の概念図を示す。

第一壁構造		湿式壁
容器半径	[m]	1.7
レーザエネルギー	[MJ]	1
1回の爆縮あたりの核融合エネルギー出力	[MJ]	100
容器あたりの毎秒のパルス率		1.2
中性子による壁負荷	[MW/m ²]	2.6
容器数		24
核融合出力	[MW]	2880

図1-8-② レーザ型動力炉設計例パラメータ

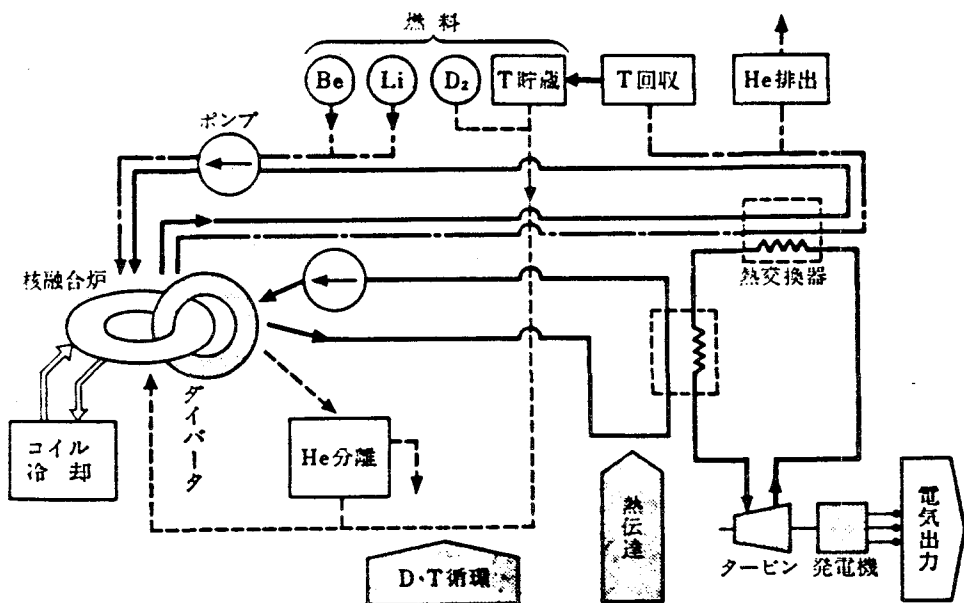


図1-9 D-T核融合炉プラントの基本的システム構成²¹⁾

失は Z^2 に比例するため低 Z 元素では問題が軽減されるといわれる。このようにトカマク型に限ったことではないが、閉端系においては不純物及び第1壁について解決しなければならない問題が多い。また炉構成の形状を複雑にしないためにプラズマを太く、弱い磁場による動力炉設計もなされているが、装置が大型化されてしまう。

ミラー型核融合炉では、不安定性による異常損失がないとしても端損失によって臨界条件への余裕が少ない。そのため、低温標的プラズマへ高速粒子を入射して核融合反応をおこす2成分型が考慮されている。²³⁾ この型では熱核融合に比較して $n\tau$ 値で1ケタ緩和される。また、端損失エネルギーは回収されねばならない。プラズマ Q 値を1とするためだけでも、エネルギーバランスの式から得られる端損失回収率は80%を超えなければならない。そ

のため、ミラー端には巨大なエネルギー回収系である直接変換器が設置されることが多い。

1-3 節 磁気閉じ込め

ミラー・トラス・結合系は、磁場閉じ込めを基本とした核融合炉構想である。プラズマの磁場閉じ込め及び拡散に関する研究は核融合研究において最も重要な課題の1つである。ここでは、閉端系と開端系について各々平衡、安定及び拡散、さらに閉じ込め時間²⁴⁾等、基本的な磁気保持概念について簡単に説明する。平衡について記す際は、プラズマは安定であるとする。拡散についてふれる時は、プラズマが平衡かつ安定な理想状態である場合の古典拡散、新古典拡散を述べ、弱い不安定性のある場合の揺動拡散、ボーム拡散、擬古典拡散についてもふれる。

(a) 閉端系プラズマの平衡、拡散及び安定性

磁気流体的平衡は、位置、速度及び時間によって定まるボルツマン方程式を基礎として導かれた連続の式、運動方程式、エネルギー輸送方程式によって記述される。これらの式から求められた平衡の方程式は次式で与えられる。

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla \cdot P \quad (1-1)$$

閉端系では圧力 P はスカラー圧であるので、平衡の場合式(1-1)は $\mathbf{B} \cdot \nabla P = 0$ もしくは $\partial P / \partial S = 0$ であることを示し、磁力線にそってプラズマ圧力は一定でなければならない。また式(1-1)から求めた電流 \mathbf{J} の保存則 $\text{div } \mathbf{J} = 0$ より

$$\int \frac{\nabla \mathbf{B} \cdot (\nabla P \times \mathbf{B})}{B^4} dS = 0$$

を満たすことが、プラズマの平衡の十分条件であると判る。

閉端系においてはプラズマ圧平衡は小半径方向と大半径方向への拡がりに対する平衡の2つに分けて考えると理解しやすい。まず小半径方向の平衡についてふれる。平衡の十分条件から単純トラスでは主半径方向への磁場変

化のために、平衡になりえないことが判る。トーラスを1周した(k 周目)時磁力線を軸のまわりに角度 ι_k だけ回転させることによってトーラスプラズマの平衡が得られるようにできる。 ι_k は空間依存性を持つが、無限回の周回における ι_k の平均を回転変換角 ι と呼び次式で定義される。

$$\iota = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^N \left(\frac{\iota_k}{N} \right)$$

$2\pi / \iota$ なる数が有理数でないようにとれば、磁力線はある閉曲面上にあり、²⁵⁾自分自身では閉じない。この面のことを磁気面と呼ぶ。磁気面が形成されると、同一磁気面上は等圧力となり、トーラスプラズマの平衡が得られる。

閉端系の平衡のとり方についてトカマクとステラレータについて代表例としてしるす。磁気面形成、つまりトーラスプラズマの小半径方向平衡を得るために、軸対称系トカマクでは、図1-10に示されるようにトロイダルコイルによって作られるトロイダル磁場 B_ϕ と鉄心又は空心コイルによって誘起されるトロイダル電流 I_p によるポロイダル磁場 B_θ によって螺旋磁場が

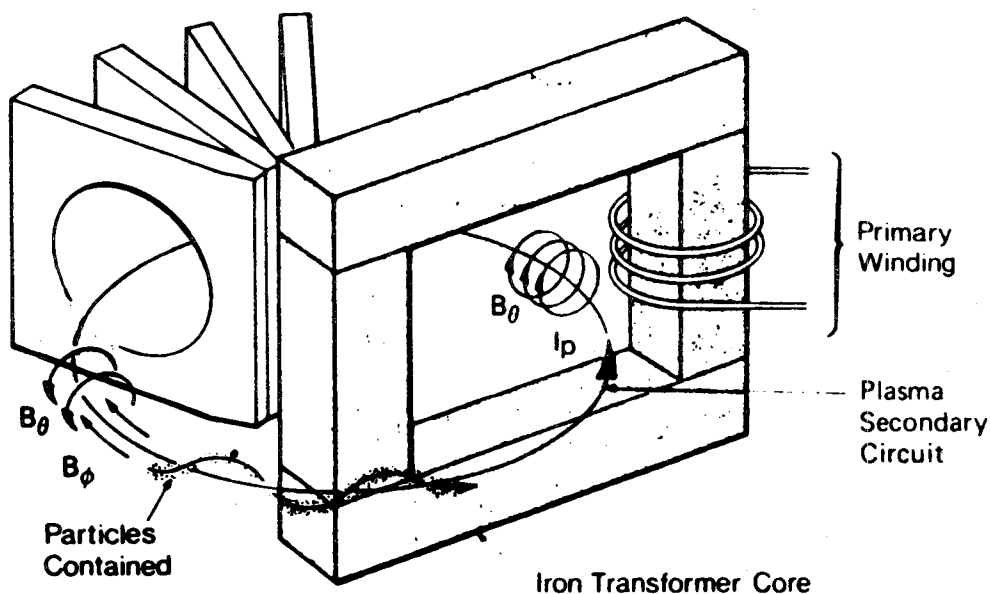


図1-10 トカマク形閉じ込め装置の基本的構成

つくられ、 ι 及び磁気面を形成する。トカマクでは、圧力平衡式 (1-1) の他にプラズマのフープ力による大半径方向への広がりに対する平衡²⁶⁾をとるため垂直磁場 B_v を加え、 $I_p \times B_v$ の力でフープ力とつり合わせる。 B_v は次式で与えられる。

$$B_v = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a} + \frac{\ell_i}{2} + \beta_p - \frac{3}{2} \right)$$

ℓ_i はプラズマの自己インダクタンス、 β_p はプラズマ β 値を示す。 B_v は J.F.T. 2 トカマク等では銅シェルによる誘起電流により、又 Cleo トカマクでは、フィードバックを行ない、垂直磁場コイル電流の制御により与えられる。

閉端系のもう 1 つの代表的な配位であるステラレータは、非軸対称系といわれ、小半径方向への平衡を得る磁気面の形成のために、図 1-11 に示されるように外部ヘリカルコイルとトロイダルコイルが使用され、プラズマ電流による磁場を利用しないことが特徴である。この系の回転変換角は、

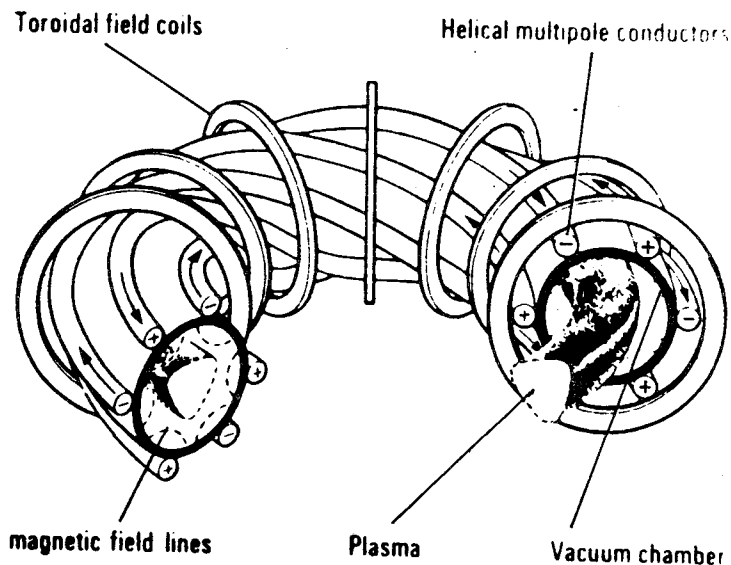


図 1-12 ステラレータ形閉じ込め装置の基本的構成

$$\epsilon = \epsilon^2 \frac{(m-1)m}{m^2} \left(\frac{r^2}{r_s^2} \right)^{m-2}$$

で与えられる。²⁵⁾ r_s はセパトリックス半径で、 ϵ はアスペクト比、 m はステラレータの姿態数である。ステラレータにおける大半径方向への平衡は、外部磁場によって与えられた回転変換に沿った電流 $j_{||}$ によって得られる。プラズマ中にダイポール電流（短絡電流）が流れ、垂直磁場を発生することによって大半径方向への力のつり合いをとる。 $j_{||}$ は次式で与えられる。

$$j_{||} = -\frac{2}{\epsilon \cdot B} \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{p} \cdot \cos \theta$$

続いて閉端系磁場に閉じ込められた平衡のとれたプラズマの拡散と閉じ込め時間について説明する。プラズマの拡散係数 D と閉じ込め時間 τ はプラズマ密度 n の拡散方程式で関係づけられる。

$$\nabla (D \nabla n) = \frac{\partial n}{\partial t}$$

$n(r, t) = n(r) \exp(-t/\tau)$ とおき、拡散の固有方程式を解くことにより閉じ込め時間 τ を求められる。 D が一定でプラズマの境界が半径 a の円管の場合には、 $n(r) = n_0 \cdot J_0(2.4 r/a)$ が求められ、閉じ込め時間 τ は次式の様に得られる。ここで、 J_0 は 0 次のベッセル関数である。

$$\tau = a^2 / 5.8 D \quad (1-2)$$

式 (1-2) に含まれる拡散係数 D には、以下に示すように、現象に応じて、古典、新古典、擬古典、揺動拡散係数等がある。

プラズマ密度が大きくイオン電子衝突周波数の大きい時には、拡散係数 D はランダムウォークの移動量の 2 乗で与えられる。衝突によって磁場を横切る巾は、ラーマ半径程度であるので、 D_{cl} は次式で与えられる。

$$D_{cl} = \rho^2 \nu_{ei} \quad (1-3)$$

この係数を古典拡散係数といい、 D_{cl} は B^2 に比例する。従って τ が B^2 に逆比例して、半径方向へのプラズマ損失は磁場の増大によって減少できる。

トーラス磁場は、半径方向への強さの依存性があるため、粒子の guiding center は

$$V_d = \frac{m}{2 q B R} (2 V_{||}^2 + V_{\perp}^2)$$

の速度でドリフトする。この結果、磁気軸に垂直な面へ投影した guiding center の運動の軌跡は、磁気面が主半径方向へ Δ の偏位をうけた曲面と一致する。 Δ は次式で与えられる。

$$\Delta = -V_d / \omega$$

ここで $\omega = e V_{||} / 2 \pi R$ である。この場合には、粒子の衝突による磁場を横切るステップ巾は Δ で与えられ、拡散係数 $D_{p.s.}$ は次式で表わせる。²⁴⁾

$$D_{p.s.} = \Delta^2 \nu_{ei} = \left(\frac{2\pi}{e} \right)^2 \rho^2 \nu_{ei} \quad (1-4)$$

式 (1-4) は古典拡散係数 D_{cl} に較べて $D_{p.s.}$ は $(2\pi/e)^2$ 倍大きいことを示す。この係数を、Pfirsch-Schlüter 係数と呼ぶ。

トカマク等のように、軸対称トーラス配位の場合には、 $V_{\perp} / V_{||} > 1/\sqrt{\epsilon}$ (ϵ はトーラスのアスペクト比) を満す粒子は衝突時間がバナナバウンス (注 参照) 時間 τ_B より十分長ければトーラス外側の弱い磁場に捕捉されバナナ軌道を描く。この場合にはバウンスすることが拡散に対して衝突と同じ効果を与えるので、 ν_{ei} のかわりに、 $1/\tau_B$ を代入することによって新古典拡散係数として知られる次式が得られる。²⁴⁾

注：回転変換のある、トーラス磁場にそってプラズマが運動すると、トロイダル磁場のつくるミラーに捕捉される粒子がある。この粒子は三日月形をした軌跡を示す。このミラー点間の往復運動をバナナバウンスという。

$$D_{G.S.} = \varepsilon^{-3/2} (2\pi/\ell)^2 \rho^2 \nu_{ei} \quad (1-5)$$

式(1-4)に較べて、 $\varepsilon^{-3/2}$ 倍だけ大きくなることが示される。このことは、軸対称閉端系では、アスペクト比を小さくすることが閉じ込めの改善になることを示している。非軸対称磁場中での荷電粒子の振舞いは、トーラス磁場の作るミラーリップルに加えてヘリカル磁場の作るリップルに捕捉される粒子の挙動も考慮しなければならない。粒子軌道は、^{27),28)} 図1-12に示される様にスーパーバナナ軌道を描く。それは閉じ込めからみると、衝突による移動巾 λ の増大を招き、拡散の増大を意味する。

$1/\nu_{ei}$ がバナナバウンス時間より小さく、かつ粒子が磁力線にそって運動することによって方位角方向へ一周する時間より大きい場合にはミラー捕捉された粒子はバナナ軌道を描けなくなりドリフト近似のブラゾフ方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{r} v_{||} f + \dot{v}_{||} \frac{\partial f}{\partial v_{||}} + \dot{v}_{\perp} \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col}$$

から粒子損失を求める。求められたプラズマ損失は

$$\langle n V_r \rangle = -\rho^2 \left(\frac{2\pi}{\ell} \right)^2 \left(\frac{\ell}{2\pi} \cdot \frac{V_{the}}{R} \right) \frac{\partial n}{\partial r}$$

であり、拡散係数は

$$D_p = \left(\frac{2\pi}{\ell} \right)^2 \rho^2 \nu_p \quad (1-6)$$

となる。以上をまとめて拡散係数の衝突周波数依存性を図1-13に示す。

以上は、安定なプラズマに対する拡散係数である。次に弱い不安定性のある場合の拡散係数について記す。密度と速度に増大する揺動 \widetilde{n}_k , \widetilde{v}_k

$$\widetilde{n}_k = n_k \exp \{ i k \cdot v - (\omega_{kv} + i \gamma_k) t \}$$

$$\widetilde{v}_k = v_k \exp \{ i k \cdot v - (\omega_{kv} + i \gamma_k) t \}$$

があるとして、連続の式から求められた拡散係数は

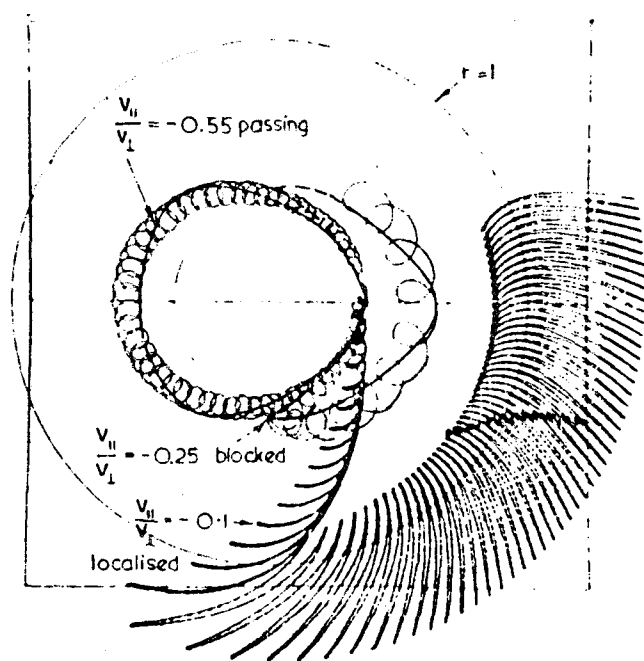


図1-12 ステラレータ磁場中の荷電粒子の運動軌跡²⁸⁾; トーラス軸に垂直な面へ投影した軌跡を示す。パラメータは $v_{\parallel} / v_{\perp}$ を 0.55, 0.25, 及び 0.1 ととり各々の粒子は passing, blocked, localized と名付けられる。

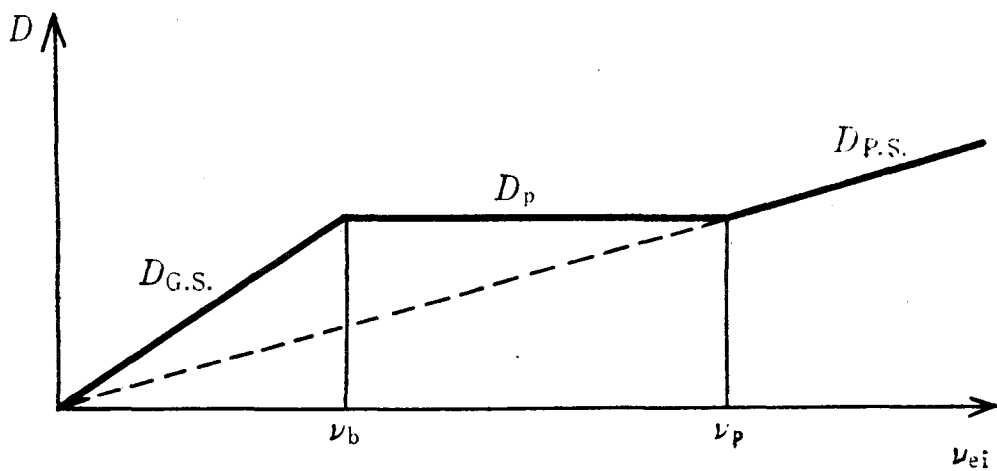


図1-13 閉端系磁場における拡散係数の衝突周波数 ν_{ei} に対する依存

$$D = \sum_k \gamma_k \frac{|\tilde{n}_k|^2}{(\nabla n_k)^2} \frac{1}{1 + \beta_k}$$

と表わせる。ここで $\beta_k = n_0 k \cdot I_n(n_k \cdot v_k) / \nabla n_0 \cdot \text{Re}(n_k \cdot v_k)$ である。これをプラズマの揺動による異常損失拡散係数と呼ぶ。この拡散係数はさらに電場の揺動が加わると、ボーム拡散と呼ばれる $D_B = T_e / 16 e B$ となる。

プラズマ中に揺動がある場合には、プラズマ中の電流にも揺動が生じ、それは次式を満足しなければならない。

$$\nabla \cdot J = i k \cdot J = 0$$

J のうち磁場平行成分 $j_{||}$ は、揺動のため

$$j_{||} = \frac{e}{m \nu_{ei}} \{ i k_{||} \cdot \delta n \cdot T_e \{ 1 - \exp(-i \alpha) \} + e \cdot \delta n \cdot E_{||} \}$$

と表わせる。ここで、 δn は密度の揺動量、 α は密度とポテンシャルの位相差である。この様な状態における拡散係数は、プラズマと電流の関係

$$\int V_d dS = \int \frac{\eta j^2}{|\nabla p|} dS$$

から求められ

$$D = \frac{j^2}{j_{\text{dia}}^2} D_{\text{cl}} = \frac{T}{e B} \frac{1}{\Omega_e} \frac{e^2 B^2}{m^2 \nu_{ei}^2} (k_{||} a)^2 \frac{1}{(1 + \frac{T_i}{T_e})^2} \left(\frac{n}{n_0}\right)^2 \sin \frac{\alpha}{2}$$

である。この拡散係数は古典拡散係数と同じく、 B^2 依存性を持つので擬古典拡散係数と呼ばれる。

次に、トカマクとステラレータにおける安定の限界についてふれる。

トカマクは I_p を流すことによって、プラズマ生成、加熱、閉じ込めを同時に行なう。プラズマの安定な領域は図 1-14 に示される様に限定されている。密度の低い側の限界線 AB は、数 10 keV から数 MeV にも達す

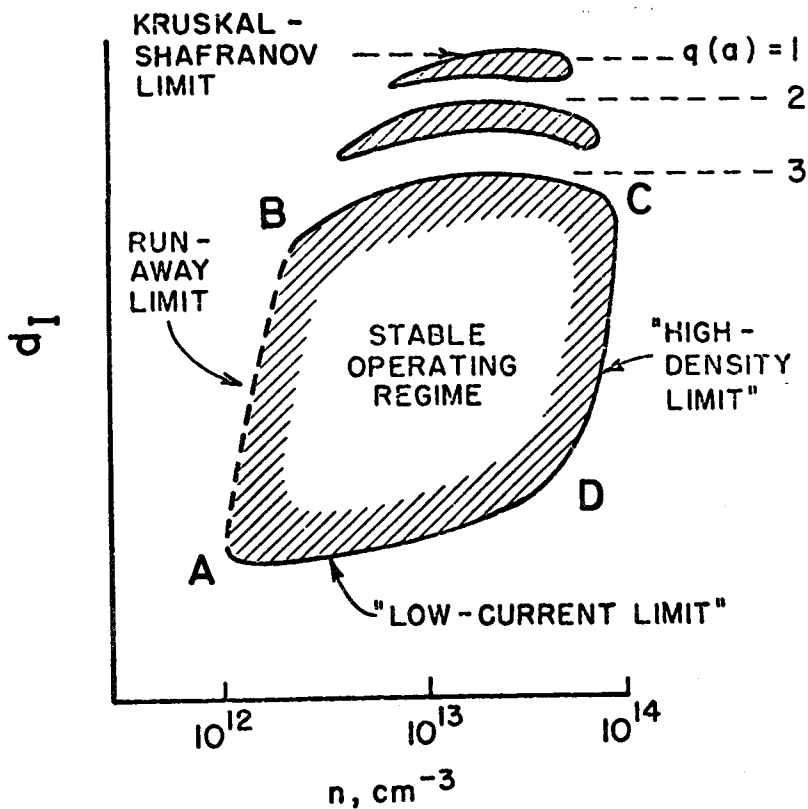


図1-14 トカマクにおけるプラズマの安定領域；密度 n と、電流 I_p に対する安定領域を斜線で示す。line AB・Runaway limit, line BC・Kruskal-Shafranov limit, line CD・High-density limit そして line DA・Low-current limitを示す。

る逃走電子²⁹⁾の発生により安定の限界が定まる。電流の大きい側の限界BCはKruskal-Shafranov limitと呼ばれ³⁰⁾大電流によるキンク不安定性³¹⁾による磁気流体的不安定性により制限される。これらの安定性は q という安全係数で表わされる。 q は次式で定義される。

$$q = \frac{a}{R} \cdot \frac{B_t}{B_p} = \frac{2\pi a^2 B_t}{R\mu_0 \tau_p}$$

$q = 1, 2, 3 \dots$ の時に不安定であることは磁力線個々が自分自身で閉じて磁気面が形成されていないことを示す。この不安定性は disruptive instability をひきおこす要因の 1 つとして知られている。高密度限界 C D は Alcator 則によって表わされる。³²⁾ Alcator 則は次式で表わされる。

$$n \propto \frac{B}{R}$$

ステラレータにおける安定性は、まだ不明な点が多いが、1 つの限界として β 値の上限を定めるバルーニング不安定性によるものが考えられる。安定な条件として $\beta \leq \frac{1}{2} a / \pi^2 R$ が与えられる。この系における閉じ込め時間は、新古典論値の $1/10 \sim 1/100$ であり、擬古典論値程度である。³³⁾

(b) 開端系プラズマの平衡・拡散及び安定性

開端系におけるプラズマ平衡は、圧力 P をプレッシャーテンソル ($= P_{\perp} E + (p_{\parallel} - p_{\perp}) \hat{b} \hat{b}$) とすることにより、式 (1-1) で与えられる。

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla \cdot [P_{\perp} E + (p_{\parallel} - p_{\perp}) \hat{b} \hat{b}]$$

である。ここで、 p_{\perp} 及び p_{\parallel} は各々、磁場に垂直方向と平行方向の圧力 (各々 $\frac{1}{2} m V_{\perp}^2$, $m V_{\parallel}^2$) を示し、 E は単位テンソル、 \hat{b} は磁場方向の単位ベクトルである。この式は、ミラーに閉じ込められたプラズマが平衡である

時、 $\frac{\partial p_{\parallel}}{\partial s} + \frac{p_{\perp} - p_{\parallel}}{B} \frac{\partial B}{\partial s} = 0$ であることを示す。これは、圧力は磁気

ミラー圧 $\frac{\partial B}{\partial s} \frac{1}{B}$ によって支えられていることを意味する。式 (1-1)

と電流保存則から求められた平衡の十分条件は

$$\int \nabla (p_{\perp} + p_{\parallel}) \cdot \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^4} dS = 0$$

で与えられる。この式は、粒子のドリフト近似では guiding center が

$$\mathbf{F} = \frac{-m}{B} \nabla B \left(\frac{1}{2} V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2 \right)$$

$$= -\mu \nabla B - m V_{\parallel}^2 \frac{\mathbf{r}}{R_c}$$

で表わされる力を受けて、ミラー点で粒子が反射されて閉じ込められていることを示す。ここで \mathbf{r} は、磁力線の曲率方向の単位ベクトルである。

しかし、すべての粒子が捕捉されるのではなく、エネルギー保存則 ($V_{\parallel}^2 + V_{\perp}^2 = \text{const.}$) と磁気モーメントの不変性 ($2\mu/m = V_{\perp}^2/B = \text{const.}$) から求められる条件を満たす粒子が、磁気ミラーに捕捉される。その条件は、最大磁場を B_{\max} 、最小磁場を B_0 、速度ベクトルと磁場のなす角を θ として、次式で表わされる。

$$\sin^2 \theta \leq B_0/B_{\max} = 1/R$$

ここで R はミラー比である。 θ が $\theta_c (= \arctan \sqrt{B_0/B_{\max}})$ より小さい粒子は失われ、それは速度空間における損失円錐 (loss cone) を形成する。³³⁾ 粒子間のクーロン衝突は、磁気モーメントの不変性をさまたげ、捕捉粒子が衝突により損失円錐に入り、ミラー磁場から失われる。この速度空間における拡散が、ミラー磁場における粒子閉じ込め時間を決定する。衝突は、ランダムにおこるとし、小角散乱まですべてを考慮して得られたミラー磁場におけるプラズマの閉じ込め時間は、Judd³⁴⁾ や Sivakhin³⁵⁾ によると次式で表わせる。

$$\tau = 0.785 \tau_{ii} \cdot \ln R_m$$

ここに τ_{ii} は、イオン衝突時間で $3 \sqrt{3 m_i} T_i^{3/2} 8 \pi n e^4 \ln A$ で与えられる。また R_m はミラー比である。 τ はミラー比等のミラー磁場の幾何学形状とイオン温度に依存し、磁場強さ、幾何学的大きさに依存しないことは大きな特徴である。イオン温度と電子温度が等しければ R_m は $R/(1 + Z e \phi / T_i)$

で与えられる実効的ミラー比でおきかえられる。ミラー比 $R_m = 3$ の場合の T_i と閉じ込め時間の関係を図 1-15 に示す。

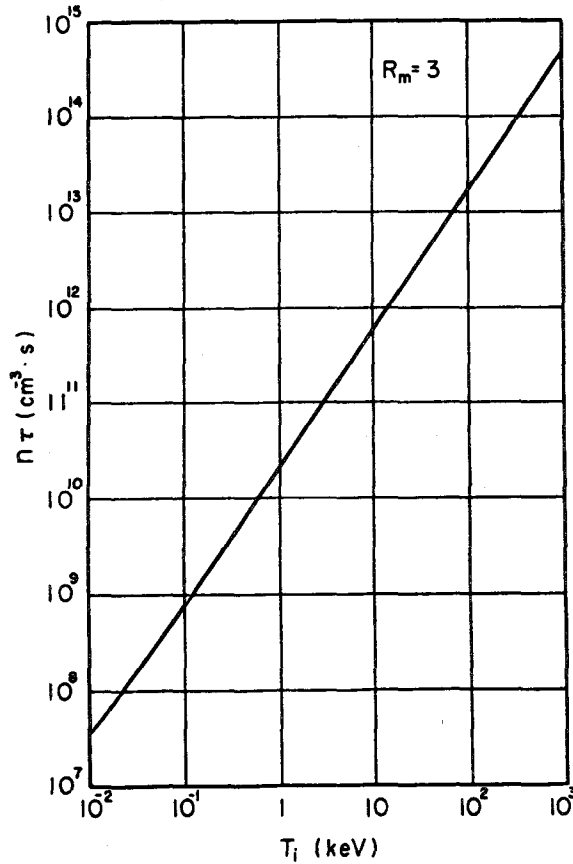


図 1-15 ミラー磁場における $n\tau$ と T_i との関係³⁴⁾; ミラー比 R_m は 3 の場合を示す。

開端系において閉じ込められたプラズマは実験的に、安定性に対する配慮を加えた極小磁場配位³⁶⁾で実現された。中心における磁場の強さと壁周辺における強さの比を大きくすることによって MHD 不安定性が消滅し、閉じ込め時間が長くなったと報告されている。得られたプラズマパラメータは $n \simeq 10^9 \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_i \simeq 3 \sim 4 \text{ keV}$, $\tau \sim 0.1 \text{ sec}$ である。しかし、この密度領域では電子プラズマ振動数 π_e が、イオンサイクロトロン周波数 Ω_i の高調波と結合した微視的なハリス不安定性が残っていた。密度を大き

くすると $\pi_e \sim \pi_i Z |\Omega_i|$ となりロスコーン不安定性による損失が発生すると考えられる。これは装置長 L と

$$L > 100 \rho_i \left(\frac{\Omega_e^2}{\pi_e^2} + 1 \right)^{1/2}$$

の関係のある時に発生する。もしプラズマに密度勾配があると，ドリフト波と結合して，ドリフト・サイクロトロン・ロス・コーン不安定性を生ずる。

密度勾配の長さを R_p とすると，

$$R_p < \rho_i \left\{ \frac{\pi_i}{\Omega_i} \left(1 + \frac{\pi_e^2}{\Omega_e^2} \right)^{-1/2} \right\}^{4/3}$$

の時には，この不安定性が生ずることがわかっている。

これらの考察に対応して 2 X 装置により実験で得られた結果は，密度が小さい時は ($n < 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) 閉じ込め時間が古典的に予想される値より $1/3 \sim 1/15$ 倍に小さいことを示す。³³⁾ この原因として上述のロスコーンに基づく不安定性が考えられた。2 X II B 装置では密度を大きくし，かつロスコーンをプラズマ ($T_e \simeq 50 \text{ eV}$) で充満することによってこの異常損失をおさえることに成功した。さらに大容量中性粒子入射によって，高温で安定なプラズマを閉じ込めることに成功している。³⁵⁾ 得られたパラメータは $T_i \simeq 13 \text{ keV}$, $n \sim 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $\beta \sim 0.6$ で，その減衰はほぼ古典論で考えられる値であることを示している。

第1章 参 考 文 献

- 1) E. Cook ; Science 1 (1971) 3.
- 2) 日本エネルギー経済研究所編 ; 日本エネルギー読本 (東洋経済新報社, S52).
- 3) W. Häbele ; Energy Strategies, IASA, RP-76-8 (1976).
- 4) Scientific American (1971-9).
- 5) M. K. Hubbert ; *Advancement of Petroleum Exploration in the United States, West Texas Geological Symposium on Economics and the Petroleum Geologist* (Midland, Texas).
- 6) H. R. Linden and J. D. Parent ; Analysis of World Energy Supplies. (WEC-1974).
- 7) Resource, Production and Demand, OECD-NEA/IAEA (1975-12).
- 8) 塩田進 ; 日本原子力学会会誌 20 (1978) 761.
- 9) H. Inhaber ; AECB-1119 (1978).
- 10) 日本産業技術振興協会 ; 2000年のエネルギー構造 (S 52).
- 11) G. L. Wich and W. R. Schmitt ; MTS Journal 11 (1977) 16.
- 12) Environmental Statement ; LMFBR Demonstration Plant, WASH 1509 (USAEC, 1972).
- 13) B. Myers ; Intersociety Meeting "Energy '70".
- 14) 動力炉核燃料開発事業団編 ; 高速実験炉「常陽」.
- 15) D. Okrent ; *Neutron Physics Consideration in large Fast Reactor, Power Reactor Technology* (USAEC, 1964) vol. 7, P 2.
- 16) ERDA, Nuclear Fuel Cycle ; ERDA 33 (1975).
- 17) Project Independente, FEA (1974-1). 日本エネルギー経済研究所編 ; プロジェクト インデペンデンス報告—概要と評価— (1975).
- 18) R. G. Mills *et al.* ; A Fusion Power Plant, MATT-1050, PPPL (1974).
- 19) R. F. Post ; *Int. Conf. Nuclear Fusion Reactors*, LBNES, Culham Laboratory (1969).
- 20) J. Williams *et al.* ; *Proc. 1st Topical Meeting, Technology of Controlled Nuclear Fusion*, San Diego, 1974, CONF-740402-P1, P 70.
- 21) G. H. Miley ; *Fusion Energy Conversion* (American Nuclear Society,

- Hinsdale, Illinois 1976).
- 22) J. A. Wesson ; Nucl. Fusion **18** (1978) 87.
 - 23) J. M. Dawson, H. P. Furth and F. H. Tenney ; Phys. Rev. Letters **26** (1976) 1156.
 - 24) *Reviews of Plasma Physics, vol. 1~7*, (Consultants Bureau, New York) 及び序論参考文献 25), 26), 28).
 - 25) A. Z. Morozov and L. S. Solov'ev ; *Reviews of Plasma Physics vol. 2* (Consultants Bureau, New York - London, 1966).
 - 26) V. S. Mukkovatov and V. D. Shafranov ; Nucl. Fusion **11** (1971) 605.
 - 27) A. A. Galeev and R. Z. Sagdeev ; *Reviews of Plasma Physics, vol. 7*, (Consultants Bureau, New York, 1979).
 - 28) 永見正幸, 下村安夫 ; 日本物理学会 **35** (1980) 107.
 - 29) H. Dreicer ; Phys. Rev. **115** (1959) 238.
 - 30) 序論参考文献 32).
 - 31) 序論参考文献 6).
 - 32) O. R. Cohe *et al* ; Nucl. Fusion **16** (1976) 31.
 - 33) 序論参考文献 37), 38).
 - 34) D. Judd *et al.* ; *Conf. on Thermonuclear Reactions*, Livermore, WASH - 289 (1955).
 - 35) D. V. Sivulkhin ; *Reviews of Plasma Physics vol. 4* (Consultants Bureau, New York, 1965).
 - 36) 序論参考文献 12), 35).

第2章 ミラー・トーラス・結合系核融合炉の概念構成

2-1 節 緒 言

現在，D-T反応を基礎とした核融合炉が当面の目標となっている。D-T反応達成のためプラズマ閉じ込めの研究及びその配位を構成する体系の開発がなされている。また，炉の概念設計も発表されている。炉型式には，第1章で述べたように種々考えられる。この章では定常，高 β のプラズマを保持する磁場配位による核融合炉の1つとしてミラー・トーラス・結合系核融合炉について検討する。炉のエネルギーバランス，エネルギー流れ，炉心プラズマに必要とされる諸プラズマパラメータ及び磁気面の形成に必要な磁場配位等について定量的考察を行う。それらの結果を基礎にして，ミラー・トーラス・結合系核融合炉の概念構成を行う。

2-2 節 エネルギーバランス

(a) 核融合炉のエネルギーフロー

核融合炉は，図2-1のエネルギー流れ図に示されるように，加熱のため

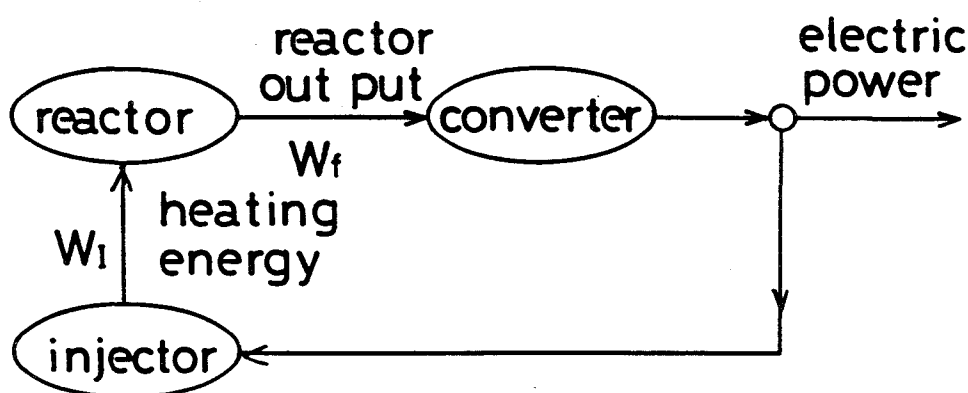


図2-1 一般の核融合炉のエネルギー流れ図； W_f は炉からの出力を， W_i は加熱用入射エネルギーを表わす。炉からの出力は電気出力に変換され，その一部は炉心プラズマの加熱用に系の中を巡る。他は電気出力として外部に取り出される。

の入射エネルギーを必要とする一種のエネルギー増巾器と考えることができる。¹⁾ 炉の特性はそのエネルギー利得 Q_p で表わされる。

$$Q_p \equiv \frac{\text{反応出力エネルギー}}{\text{加熱入射エネルギー}} = \frac{W_f - W_i}{W_i} \quad (2-1)$$

反応出力は、中性子、放射、及び荷電粒子の3形態で得られ、加熱入射エネルギーは、例えば高周波もしくは中性粒子の入力形態である。 Q_p 値は炉形により1~100程度^{1),2)}である。

出力を有効に利用するためのシステムは炉形によって変化する。特に、ミラー型炉では、磁場端からのプラズマ損失が大きく、損失粒子の持つエネルギーを高効率で変換回収する系を必要とする。^{1),3)~5)} Q_p 値が1をやや超えた程度なので変換系に高効率0.9の直接変換を使用した場合でも零出力炉の構成が可能になる程度である。

そこで、ミラー炉では Q_p 値増大のため2成分エネルギー反応を採用することが有効である。^{6)~9)} この方式は高速入射粒子が標的プラズマ中で熱化する間に核反応を生じさせ、出力を取り出そうとする配位である。この方式では図2-2に示されている様に、 Q_p 値は2~3という値が得られる。^{10),11)} この場合のエネルギー流れ図が、図2-3中実線で示されている。 W_i は、炉心への入射エネルギーであり高エネルギー成分生成のための中性粒子入射加熱用エネルギー W_{ih} と低エネルギー成分プラズマ生成用エネルギー W_{ip} から成る。 W_f は核融合反応で発生するエネルギー、 W_g は炉からの出力エネルギー、 W_e は電気出力エネルギーである。 W_f は、荷電粒子エネルギー W_c 、放射エネルギー W_R 、及び中性子エネルギー W_n からなる。炉からの出力のうち荷電粒子エネルギーは効率 η_{DC} の直接変換器で、放射エネルギー及び中性子エネルギーはブランケット、除熱機構を通して η_{th} の熱変換器で電力に変換される。全出力 W_g のうち εW_g は入射装置を通して系を循環する。

炉出力 W_f を電力 W_g へ変換する効率の平均 $\bar{\eta}$ を次式で定める。

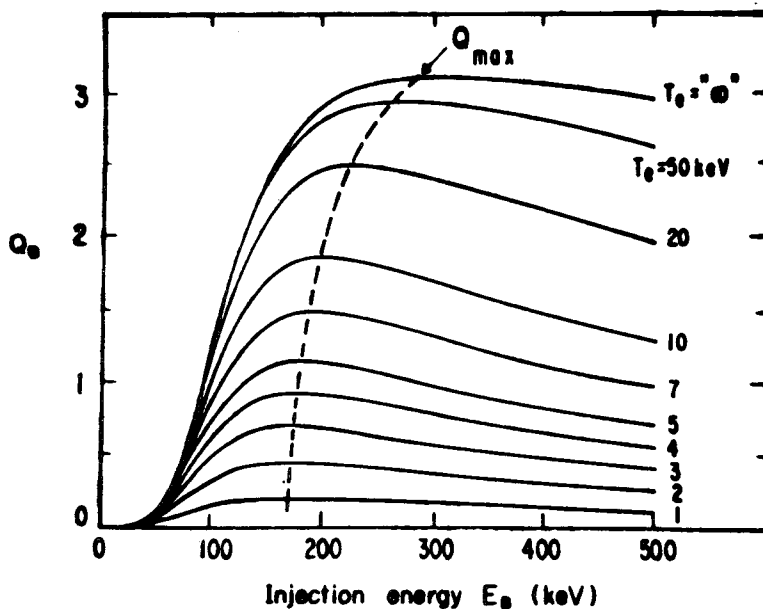


図 2-2 入射重水素粒子 D と標的粒子 T の核融合反応によるエネルギー増倍率 Q_p (10); $n_T = n_e$, $T_i = 0$, $n_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の場合を示す。横軸は入射重水素のエネルギー E_0 を keV 単位で、縦軸は増倍率 Q_p を示す。パラメータは標的電子温度 T_e である。

$$(W_I + W_f) \bar{\eta} = (W_n + W_R) \eta_{th} + (W_c + W_I - W_R) \eta_{DC} \quad (2-2)$$

プラント全体としての効率 η_0 は電気出力 W_e と核融合反応出力 W_f との比として

$$\begin{aligned} \eta_0 &= \frac{W_e}{W_f} = \bar{\eta} \left\{ 1 + \frac{1}{Q_p} \right\} - \frac{1}{\eta_I Q_p} \\ &\simeq \frac{1}{Q_p} \left(\frac{1}{\eta_I} - \eta_{DC} \right) \end{aligned} \quad (2-3)$$

と定義される。プラントを循環するエネルギーの割合 ϵ は

$$\varepsilon = \frac{W_1 / \eta_1}{W_g} = \frac{1}{\eta_0 \eta_1 Q_p + 1} \quad (2-4)$$

である。

中性粒子入射によって核融合反応の維持される系のエネルギー増倍率 Q_p は次式のように表わせる。^{6),10),12)}

$$Q_p = \frac{\int n_T dv \int_0^\tau \langle \sigma v \rangle E_f dt}{W_1} \quad (2-5)$$

ここで E_f は、1核融合反応で生ずるエネルギー、 $n_T \langle \sigma v \rangle$ は粒子の反応率、^⑩ τ はエネルギー減衰時間、 n_T はミラーに捕捉されているトリチウム密度である。 τ として重水素がトリチウムに衝突してエネルギーを失う時間 ($\simeq 1.6 \times 10^{10} E_0^{3/2} / n_T$) を使用し、 n_T として $2.4 \times 10^{10} E_I^{3/2} \log R_{\text{eff}}$ 、 $R_{\text{eff}} = R / \{ \sqrt{1 - \beta} \cdot (1 + 3 k T_e / E) \}$ を使用する。²⁾ ここで R は真空中でのミラー比である。 $R \simeq 3$ 、 $\beta \simeq 0.6$ 、 $3 k T_e / E_I \simeq 0.3$ 、 $E_I \simeq 200$ keV という値 (図 2-2 参照) を使用して得られる Q_p 値は約 2.5 である。熱変換器の効率 η_{th} は ^{1),3),5)} Binary cycle を用いて出力温度の上昇が計れるとすると、 $\eta_{th} \simeq 0.5$ 程度がとれるとされている。また直接変換効率 η_{DC} は Periodic Focus type で 0.6 ~ 0.9、Venetian Blind type で 0.45 ~ 0.6、Magnetic Expansion type で 0.4 ~ 0.8 がとれるとされている。ここでは、ダイバータから引き出された磁力線を拡大することによる直接変換を考え、 $\eta_{DC} \simeq 0.8$ がとれるとする。入射装置は中性粒子入射装置を使用し、非中性化粒子の回収が 0.9 程度で行なわれる場合には、 η_I として $\eta_I \simeq 0.8$ が可能と考えられる。

以上の各数値を用いると、式 (2-2) ~ (2-4) より 2 成分エネルギー系ミラー炉については $\eta_0 = 0.36$ 、 $\varepsilon = 0.64$ という値が得られる。これは核融合出力エネルギーの 3.6% が電気出力として取り出され、一方 6.4% すなわち電気出力の約 2 倍という大きな電力が系をめぐっていることを示

す。従って大型の入射装置を必要とし、炉としては経済性、技術上の問題が大きい。

(b) ミラー・トラス・結合系におけるエネルギーフロー

ミラー・トラス・結合系では、ミラー端から失われ、直接発電によって回収される荷電粒子のエネルギーを、図2-3中破線で示される回収系を通して、再び他のミラーへ還流させることを考える。この役割をになうのがUベンド部である。Uベンドによってエネルギー回収を行う事は、標的粒子の加熱を外部からのエネルギー W_{Ih} のみにたよらなくて、標的粒子間の衝突によるエネルギー移動によることができることを示す。またレーストラック

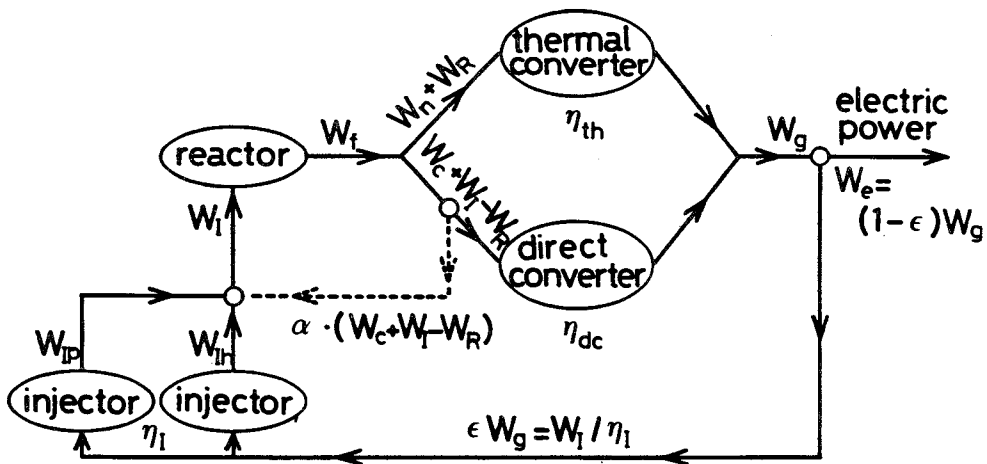


図2-3 開端系2成分エネルギー型核融合炉のエネルギー流れ図；実線は一般の2成分型炉の、破線はミラー・トラス結合系の場合に付け加わるエネルギー流れである。炉出力 W_f のうち荷電粒子エネルギー $W_I + W_c$ は回収効率 η_{DC} の直接変換を放射及び中性子エネルギー $W_n + W_R - W_I$ は効率 η_{th} の熱変換を通して電気出力に変換される。電気出力 W_g のうち ϵ は入射エネルギーとして系を巡る。ミラー・トラス結合系の場合には直接変換によって回収されるエネルギーのうち α がUベンドを通してミラーへ還流される。また直接変換はダイバータを通して行われる。

による標的保持を行うことにより，プラズマ生成エネルギー W_{Ip} は大巾に減少させることができる。

ミラー端損失エネルギーのうちUベンド部を通して流れるエネルギーの割合を α とすると，2成分エネルギー系ミラーの割合の場合，式(2-2)及び(2-4)と同様に，平均変換率 $\bar{\eta}$ は，

$$\begin{aligned} & \{W_f + W_I - (W_C + W_I - W_R)\alpha\} \bar{\eta} \\ &= (W_n + W_R) \eta_{th} + (1-\alpha)(W_C + W_I - W_R) \eta_{DC} \end{aligned} \quad (2-6)$$

で与えられ，プラント効率 η_0 は

$$\eta_0 = \frac{1-\epsilon}{W_f} \bar{\eta} \{W_n + W_R + (1-\alpha)(W_C + W_I - W_R)\} \quad (2-7)$$

で，循環エネルギー率 ϵ は

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{(W_{Ih} + W_{Ip}) / \eta_I}{W_g} \\ &= \frac{\{W_I - (W_C + W_I - W_R)\alpha\} \eta_I}{\{W_f + W_I - (W_C + W_I - W_R)\alpha\} \bar{\eta}} \end{aligned} \quad (2-8)$$

と求められる。ここで $W_I = W_{Ih} + W_{Ip} + (W_C + W_I - W_R)\alpha$ である。 η_{th} ， η_{DC} ， η_I 及び Q_p にミラー単体の場合と同じ値を用い，Uベンドによる回収率を $\alpha=0.5$ とすれば， $\bar{\eta}=0.56$ ， $\epsilon=0.4$ ，及び $\eta_0=0.42$ が得られる。このようにミラー端からの損失荷電粒子のエネルギーを電力に変換する前にUベンドを通して $\alpha=0.5$ 程度で回収すれば，内部を巡るエネルギーは0.64から0.4へ，減少する。つまり W_I/η_I から

$\{W_I - (W_C + W_I - W_R)\alpha\}/\eta_I$ 程度に減少させることができ，エネルギー入射装置負荷(中性粒子入射及びプラズマ生成装置が現在考えられる。)が減少できる。図2-4には，Uベンドによるエネルギー回収率 α を横軸にとり， ϵ ， η_0 ，及び $\bar{\eta}$ を示す。Uベンドによる回収の大きい $\alpha \simeq 1$ では，

この節で計算上用いた仮定である $W_c/W_f \ll 1$ から生ずる誤差が大きくなるため、 $\alpha \simeq 1$ では、破線で示した。この図はUベンドによるエネルギー回収率 α が大きくなるとプラント効率 η_0 が上昇し、循環エネルギー率 ϵ が下ることを示す。これは炉構成上、大きな利点となる。また、この系の入射エネルギー W_i を通常の2成分系（実線）の流れ図のように、Uベンドを通らずに直接変換によって電力に変換された後入射されるように維持すると仮定す

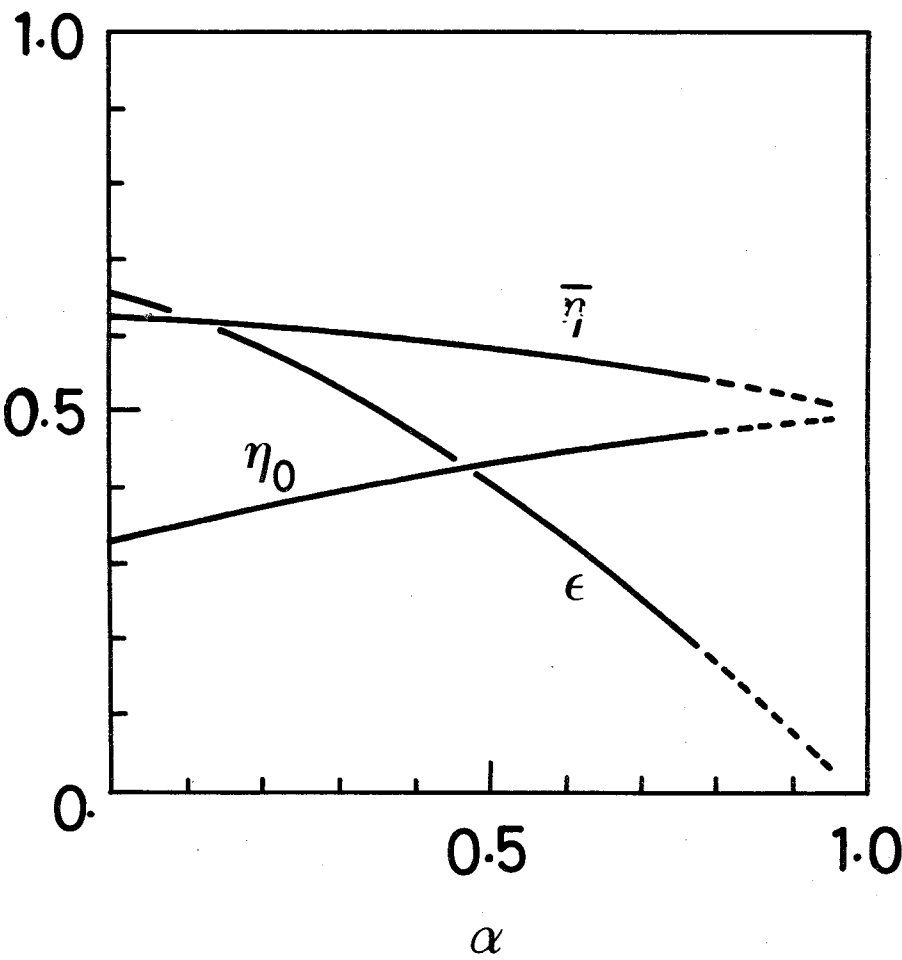


図2-4 ミラー・トラス・結合系のUベンド回収率 α に対する各効率の依存性；ミラー端損失粒子のうち α をUベンドで回収した場合の平均電気変換効率 $\bar{\eta}$ 、プラント効率 η_0 及び循環エネルギー ϵ を示す。

ると、U ベンドによるエネルギー回収は直接変換器の効率の上昇と同じことを意味する。その場合の等価的なエネルギー変換効率（直接変換器） η_{eq} は

$$\eta_{eq} = (1 - \alpha) \eta_{DC} + \frac{\alpha}{\eta_I \cdot \epsilon'}$$

と表わせ、 $\alpha = 0.5$ の場合 $\eta_{eq} = 1.96$ と約 2 倍に増大したことに相当する。

2-3 節 炉心プラズマ

(a) はじめに

磁気ミラーの特徴は、高 β プラズマが得やすく、運動エネルギーの垂直成分の多い粒子の閉じ込めに適するという点にある。ステラレータ磁場は磁力線方向成分の多い粒子に対して良い閉じ込めを示す。この 2 つの配位を組み合わせ再構成した磁場配位がミラー・トーラス結合系である。¹³⁾ この系の主な目的は前節に述べた様に、磁気ミラーを主体にして、U ベンド部にはステラレータ磁場を使用し、ミラー端損失粒子の環流を行い、ミラー型炉の構成を容易にする事である。炉心プラズマは中性粒子入射によって維持され、入射はミラー部で磁場にほぼ垂直方向に行なわれる。エネルギー 2 成分系標的プラズマ方式を採用するから、核融合反応の 97% 程度がミラー部に集中して発生する。その結果 Q_p 値はミラー単体炉の約 1 に比べて約 3 へ増大する。

この節では、上述の特徴をもつミラー・トーラス・結合系炉心プラズマの諸パラメータとして入射高速 D イオンのエネルギー分布、密度、平均エネルギー、標的プラズマのイオン温度、電子温度、密度分布及び系の平均プラズマ β 値、出力について、順次検討する。

(b) 炉心プラズマパラメータ

ミラー・トーラス・結合系は、ステラレータ磁場を持つレーストラック形トーラスにトリチウム標的プラズマを保持し、重水素の高速中性粒子をミラーへ入射、重水素のエネルギー減速時間の間に核融合反応を生じさせる配位

である。トリチウムと入射重水素との間における核反応断面積の最大となるエネルギー領域をパラメータとして選ぶ。D-T反応断面積は、入射エネルギー $E_0 \simeq 130 \sim 200 \text{ keV}$ で最大となるので、^{10),14)} 入射エネルギーを 200 keV と定める。

中性入射重水素は、標的プラズマ中で電離され、ミラーに捕捉される。高温度の D^+ イオンのエネルギー分布関数 $f(E)$ は定常の Fokker-Planck 方程式を解いて求められる。¹⁵⁾ 式は

$$\frac{d^2}{dE^2} (sf) + \frac{d}{dE} (rf) - \frac{f}{\tau} = -I \delta(E - E_0) \quad (2-9)$$

である。ここで、 s は衝突によるエネルギー分散の係数、 r はエネルギー損失の係数、 τ は速度偏向時間であり、 I は入射電流を示す。式 (2-9) を解くと、その解は $E_0/10 \leq E \leq E_0$ の領域において次式のように求められる。(Appendix 2-1 参照)

$$\frac{f(E)}{I} = \frac{(aE_0 + b/\sqrt{E_0})^{1/3}}{E_0^{1/3}} \cdot \frac{E}{(aE^{3/2} + b)^{4/3}} \quad (2-10)$$

ここで、 $a = 7.5 \times 10^{-13} n_e / T_e^{3/2}$, $b = 6 \times 10^{-11} n_T$ である。式 (2-10) は、式 (2-9) の第 1 項エネルギー分散の項を無視して求めた解に相当している。エネルギー分布 $f(E)$ の $E \ll E_0$ における誤差は最大約 20% 程度が見こまれる。しかし、ここでは、 $0 \leq E \leq E_0$ の範囲におけるエネルギー分布関数を式 (2-10) で表わし、 $E_0 \leq E$ では、 $f(E) = 0$ とする。

ミラープラズマの D^+ 成分の密度 n_0 は $f(E)$ を E について $0 \sim \infty$ まで積分することによって求めることができるので

$$\begin{aligned}
 n_0 &= \int_0^\infty f(E) dE \\
 &= IX_0 \frac{2}{3a^{4/3}} \left[\ln \frac{(X_0^2 + a^{1/3} X_0 + a^{2/3})^{1/2}}{X_0 - a^{1/3}} + \frac{\sqrt{3}}{2} \right. \\
 &\quad \left. - \sqrt{3} \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{3} a^{1/3}} (2X_0 + a^{1/3} - 3a^{1/3} X_0^{-1}) \right] \quad (2-11)
 \end{aligned}$$

である。ここで $X_0 = (a + b E_0^{-3/2})^{1/3}$ である。式(2-10)を $f(E)$ として使用した為に、低エネルギー側での誤差が生ずる。それに基づく式(2-11)の誤差は6%以下である。式(2-11)と同様に、Dイオン成分の平均エネルギー $\langle E \rangle$ は

$$\begin{aligned}
 \langle E \rangle &= \frac{\int_0^\infty E f(E) dE}{\int_0^\infty f(E) dE} \\
 &= \frac{1}{n_D} \left(\frac{r_0}{E_D} \right)^{1/3} \frac{1}{a^2} \{ (X_0^2 - b^{2/3}) - 2b \left(\frac{1}{b^{1/3}} - \frac{1}{X_0} \right) \} \\
 &\quad (2-12)
 \end{aligned}$$

と表わせる。 $\langle E \rangle$ は重水素イオンの平均温度と考えられる。

次に標的プラズマパラメータについて記す。ミラーにおける標的プラズマ半径、密度を各々 r_m, n_m とすると入射中性重水素が標的プラズマ中を通過する間に電離、捕捉される割合は $\{1 - \exp(-2\sigma_t r_m n_m)\}$ で表わされる。ここで σ_t はイオン及び電子による電離及び荷電交換の断面積⁽¹⁶⁾ の和である。入射された重水素を効率よく捕捉するためには、この割合を1に近くとることが必要である。0.9ととる為には、 $r_m \simeq 1\text{ m}$ とすれば $n_m \simeq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 程度の値でなければならない。

また、標的プラズマのイオン温度は入射粒子によって維持されねばならないため、入射粒子の標的イオンによるエネルギー緩和時間 τ_{ei} が電子によ

るその値 τ_{Ee} より十分短いことが必要である。⁷⁾ かつ、ミラーから速度偏向して失われる以前に核反応を起す必要があるので、ミラー捕捉から損失するまでの時間 τ_c が τ_{Ei} 程度か、より長くなければならない。入射エネルギー E_0 が標的プラズマ温度 T_e より十分大きい場合には、 τ_{Ei} 、 τ_{Ee} 及び τ_c は^{17),18)} 各々、 $\tau_{Ei} \sim \tau_c \sim 1.6 \times 10^{10} E_0^{3/2} / n$ 、 $\tau_{Ee} \sim 1.3 \times 10^{12} T_e^{3/2} / n$ で与えられる。ここで τ は sec 単位、 E_0 、 T_e は keV 単位、 n は cm^{-3} 単位である。この系での各特性時間は、 $\tau_c \simeq \tau_{Ei} < \tau_{Ee}$ の関係を満さねばならない。すなわち、 $T_e > E_0 / 19$ を満すことが必要である。入射エネルギー E_0 は 200 keV であるので、 $E_0 / 19 < T_e$ を満足するには、標的電子温度 T_e は 10 keV 以上を必要とする。 T_e の上限は放射損失から 20 keV が望ましい。

標的プラズマのトリチウム成分の温度 T_T は D^+ との衝突により維持されるのは前に述べたとおりである。トリチウムイオンの加熱エネルギーと損失エネルギーのバランスの式から T_T が求まる。

$$0 = \frac{d \frac{3}{2} n T_e}{d t} = I E_0 t_e \frac{V_m}{V_t} - \frac{3 n (T_T - T_e)}{2 \tau_{Ei}} - \frac{3 n T_e}{2 \tau_e}$$

$$0 = \frac{d \frac{3}{2} n T_T}{d t} = I E_0 t_T \frac{V_m}{V_t} + \frac{3 n (T_T - T_e)}{2 \tau_{Ei}} - \frac{3 n T_T}{2 \tau_e}$$

$$V_m I E_0 t = V_t \frac{3 n (T_T + T_e)}{2 \tau_e} \quad (2-13)$$

ここで、 t_e 及び t_T は電子及びトリチウムへの D^+ イオンからのエネルギー賦与率、 V_m はミラー部の体積、 V_t はトーラス部の体積、 τ_{Ei} は電子とトリチウムイオンとの衝突によるエネルギー緩和時間を表わす。式 (2-13) の初めの2式は、電子、トリチウム間のエネルギーバランスの式で、左辺は温度の時間変化を、右辺第1項はミラー部への入射エネルギーの割合

を，第2項は衝突によるエネルギー緩和を，第3項はエネルギー損失を表わす。この2式の定常解よりトリチウム温度 T_T は

$$T_T = T_e + \frac{I E_0}{2.4 n} \cdot \frac{t_j - 2 T_e}{\frac{1}{\tau_i} + \frac{1.5 \times 10^{-12} n}{T_e^{3/2}}} \quad (2-14)$$

と求められる。式(2-13)及び(2-14)中にある t_j は各粒子へのエネルギー賦与率で次式より求まる。

$$I E_0 t_j = \int_0^\infty r_j f(E) dE, \quad j = T \text{ and } e \quad (2-15)$$

(2-15)は，各粒子のエネルギー賦与が，衝突によるD粒子のエネルギー損失とつり合うことを示す式である。 r_i としてAppendix 2-1中に表わされている r_j を用い， $f(E)$ としては式(2-10)を使用することにより， t_T ，及び t_e は，次式のように定まる。

$$t_T = \frac{2 b r_0^{1/3}}{a E_0^{4/3}} \cdot \left(\frac{1}{b^{1/3}} - \frac{1}{X_0} \right)$$

$$t_e = \frac{r_0^{1/3} (X_0^2 - b^{2/3})}{a E_0^{4/3}} - \frac{2 b r_0^{1/3}}{a E^{4/3}} \left(\frac{1}{b^{1/3}} - \frac{1}{X_0} \right) \quad (2-16)$$

ここで r_0 は $E = E_0$ の時の r_j である。

入射粒子の等価電流 I は式(2-13)第1式と第3式より求められる。
 I は単位体積当りの中性粒子線束であり，

$$I = \frac{2 T_e}{\frac{E_0}{2.4 n} \left(1 + T_e - \frac{b - 2 t_e}{\frac{1}{\tau_\ell} + \frac{1.5 \times 10^{-12} n}{T_e^{3/2}}} \right)} \quad (2-17)$$

と求められる。

以上で、ミラー部におけるプラズマパラメータが以下のように定まった。

$$\begin{aligned} n_m &= 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}, \quad T_e = 20 \text{ keV}, \quad E_0 = 200 \text{ keV}, \\ I &= 1000 \text{ A}, \quad n_D = 1.9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \quad \langle E \rangle = 130 \text{ keV}, \\ t_\tau &= 0.7, \quad t_e = 0.2, \quad T_T = 24 \text{ keV} \end{aligned}$$

ここで、ミラー・トラス結合系からのプラズマ損失時間 τ_1 については、現在それに対するデータが不足しており、ここでは、ステラレータからの損失時間と考えられる値、Bohm 拡散時間の 200 倍を（擬古典拡散時間の数 10 倍）を使用した。^{19),20)}

ミラー部におけるプラズマパラメータについては以上で考察が終ったので次に U ベンド部におけるプラズマパラメータとして軸方向の密度分布と β 値分布について考察する。U ベンド部には、ミラー捕捉から逃げた D^+ イオンとトリチウム標的プラズマが存在する。 D^+ はミラー部でそのエネルギーを失った後ミラー端損失粒子として U ベンド部に流入する。その密度は $P \cdot n_D$ と概算される。ここで P は速度空間におけるミラー損失円錐の比体積であって、損失円錐内のプラズマは U ベンド部で保持されて定常状態を保っていると考えられる近似である。ミラー部における密度を上記のように $1.9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ とすると U ベンド部における D^+ 密度は約 10^{12} cm^{-3} となる。 D^+ イオン温度は、 $\tau_{Ei} \sim \tau_c$ という条件から考えて、損失円錐に入るまでには、ほとんどそのエネルギーを失っているため、 $T_D \simeq T_T$ と考えられる。

次に U ベンド部の標的トリチウムプラズマについてしるす。U ベンド部のプラズマは磁気モーメント μ が保存される条件下で周回しているので密度 n は磁場強度 B とその場所に粒子の滞在する時間とに比例するから²¹⁾

$$n = \frac{N \cdot B}{(\bar{\varepsilon} - \bar{\mu} B)^{1/2}} \quad (2-17)$$

と表わされる。ここで、 $\bar{\varepsilon}$ 及び $\bar{\mu}$ は各々イオン平均エネルギー及び平均磁気モーメントで次式で表わされる。

$$\bar{\varepsilon} \equiv \frac{1}{2} V^2$$

$$\bar{\mu} \equiv \frac{\bar{V}^2}{2} \frac{\overline{\sin^2 \theta}}{B_0} \frac{\bar{V}^2}{2B_0} \frac{1}{\sin\left(-\sqrt{\frac{1}{R}}\right)} \int_0^{\sin\left(-\sqrt{\frac{1}{R}}\right)} \sin^2 \theta \, d\theta$$

$$N = \text{const} \quad (2-18)$$

標的プラズマが、ミラー部で等方的とすると、その密度は n_m であるので $P \cdot n_m$ の粒子がミラー部に捕捉されないで U ベンド部をめぐる粒子となる。ここで P は速度空間におけるミラー損失円錐の比体積であるからミラー比を R とすると $P = 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{R}}$ で与えられる。式 (2-17) で B を B_0 におきかえるとミラー部における非捕捉粒子密度を表わすので

$$P n_m = \frac{N B_0}{(\bar{\varepsilon} - \bar{\mu} B_0)^{1/2}} \quad (2-19)$$

の関係がある。式 (2-17) と式 (2-19) より、この系をめぐる非捕捉粒子の密度分布は磁場の関数として次式で与えられる。

$$n(B) = \frac{P n_m (\bar{\varepsilon} - \bar{\mu} B_0)^{1/2}}{B_0} \cdot \frac{B}{(\bar{\varepsilon} - \bar{\mu} B)^{1/2}} \quad (2-20)$$

実効ミラー比 $R_{\text{eff}} = 5 = B/B_0$, $\bar{\mu} = 5.2 \times 10^{-2}$ $\bar{\varepsilon}/B_0$ の場合, U ベンド部での密度 $n_u \simeq 0.5 n_m$ となり, U ベンド部ではミラー部の約 1/2 の密度, つまり, プラズマがミラー部へ集中することを示す。

β 値は 2 成分プラズマの場合, 局所 β 値として

$$\beta = \frac{2\mu_0 \{ n(T_T + T_e) + n_D \langle E \rangle \}}{B^2} \quad (2-21)$$

で定義される。ここで n は式 (2-20) で与えられる標的プラズマ密度である。トリチウム温度 T_T として式 (2-15) を, 電子温度 T_e として 20 keV を, ミラー部においては, 重水素密度 n_D として式 (2-12) を, 平均エネ

ルギー $\langle E \rangle$ として式(2-13)を使用する。またUベンド部においては、重水素密度は $n_D / n \ll 1$ であり、かつ $\langle E \rangle \sim T_T$ と考えられるので β 値への寄与は十分小さく $n_D \sim 0$ と近似できる。

以上の値を代入して求めた β 値はミラー部において $\beta_m = 0.64$ 、Uベンド部において $\beta_u = 0.03$ が得られる。ここで、 B としてはミラー部で2T、Uベンド部で6Tを使用した。これらの値は次節で述べられている様に、磁気面を作る上で適切な値であることが判明している。

(c) ミラー端損失プラズマ回収率及び熱出力

以上でミラー・トラス・結合系に保持された諸プラズマパラメータが判った。この場合のミラー端損失粒子のUベンドによる回収率を求め、それはほぼエネルギー回収率であると考ええる。Uベンド部におけるプラズマ密度は、ミラー部から端損失でUベンド部へ流入する粒子の量 n_m / τ_c と、ステラレータ磁場において拡散して失われるプラズマの量 n_u / τ_ℓ と、Uベンド部の粒子が衝突によって再びミラーに捕捉される量のバランスによって定まる。

$$0 = \frac{d n_u}{d t} = \frac{n_m}{\tau_c} \gamma - \frac{n_u}{\tau_\ell} - \frac{n_u}{\tau_c} \quad (2-22)$$

ここで γ は、ミラー部で損失円錐に入った粒子がUベンドに捕捉される割合を示している。次節で述べる磁場配位(図2-5参照)ではスピッツァの散乱角²²⁾は損失円錐より大きく $\gamma \simeq 1$ と考えられる。Uベンドによるミラー端損失の回収率 α を $\alpha \equiv (n_u / \tau_c) / (n_m / \tau_c)$ で定義すると式(2-22)より

$$\alpha = \gamma - \frac{n_u}{\tau_\ell} \frac{\tau_c}{n_m} \quad (2-23)$$

が得られる。 $\gamma \simeq 1$ 、 $\tau_\ell \simeq \tau_c$ として n_u 、 n_m を各々式(2-20)より $0.5 n_m$ 、 n_m とおくと、回収率は、 $\alpha \simeq 0.5$ と得られる。これは2-2節で述べたように、系の循環エネルギーを減少できることを示唆するものである。

この系からの核融合反応出力 P_{out} は、ミラー部におけるビーム・標的間

の出力 P_B , ミラー部における熱核反応出力 P_{thm} 及び U ベンド部における熱核反応出力 P_{thu} の和で表わせる。

$$P_{out} = (P_B + P_{thm}) + P_{thu} \quad (2-24)$$

各項を式 (2-5) に従って計算し、入力エネルギーを P_{in} と表わすと式 (2-24) の第 1 項つまりミラー部における出力は $P_B + P_{thm} \simeq 2.8 P_{in}$ となり、第 2 項つまり U ベンド部における出力は $P_{thu} \simeq 0.04 P_{in}$ となる。これは、全反応出力のうち約 98% ($= (P_B + P_{thm}) / P_{out} = 2.8 P_{in} / (2.8 + 0.04) P_{in}$) はミラー部で生じており、核反応はミラー部へ集中して生じていることを示している。

(d) まとめ

U ベンド部にステラレータ磁場を採用し、系として磁気面を形成して、そこでの損失時間 τ_ℓ が Bohm 拡散によって定まる時間の 200 倍程度となるならば、ミラー・トラス・結合系核融合炉心ではミラー部にプラズマが集中し、かつ β 値の高いプラズマ分布が形成されることが判った。トラス全体で平均した β 値 ($\equiv \int \beta d\ell / \int d\ell$) は、既存の閉端系配位に較べて十分大きな値 (0.3 ~ 0.4) となる。U ベンドによるミラー端損失粒子の回収率は約 50% となり、核融合反応維持に必要な内部循環エネルギーが約 1/2 に減少する。核反応出力の約 97% はミラー部へ集中することが判った。

以上の様にミラーと U ベンド状ステラレータを接続した磁気閉じ込め配位が可能である。この系の特徴は、高 β を得やすく、簡単な構造、入射加熱というミラーの利点を主として、ミラー端からの損失を U ベンドで回収することである。そうすることによりミラーでの速度空間の損失円錐をうめて閉じ込めを改善できるという要因もさらに生ずることになり、ミラー部での Q_p 値の増大も期待できる。プラズマのミラー部への集中と、核反応のミラー部への集中のため、炉構成物であるブランケット、中性子遮蔽及び除熱等の要請にこたえやすくなるものと考えられる。

2-4 節 磁 気 面

(a) はじめに

前節においてしたように、ミラー・トーラス・結合系では、U ベンド部はミラー端損失粒子の回収のための導管の役割を果たさなければならない。U ベンド部による回収率を大きくするためには少なくとも標的トーラスプラズマの平衡を得る必要がある。^{23),24)} ミラー配位の特長の1つである定常運転性を生かすために、U ベンド部にはステラレータ磁場（ヘリオトロン磁場を含む）配位を採用するのが適当である。（Appendix 2-2 参照）図2-5には、ミラー・トーラス・結合系のU ベンド部にステラレータ磁場を採用した場合の速度空間における閉じ込めの有効領域を示す。(a)はミラー部における、(b)はU ベンド部における場合を示す。文字Mはミラーによる捕捉粒子の閉じ込めを、文字U_sはU ベンド部ステラレータ磁場による巡回粒子の閉じ込めを示す。ここでは、実効ミラー比を $R_e = R/\sqrt{1-\beta} = 5.4$, $R = B_u/B_m = 3$,

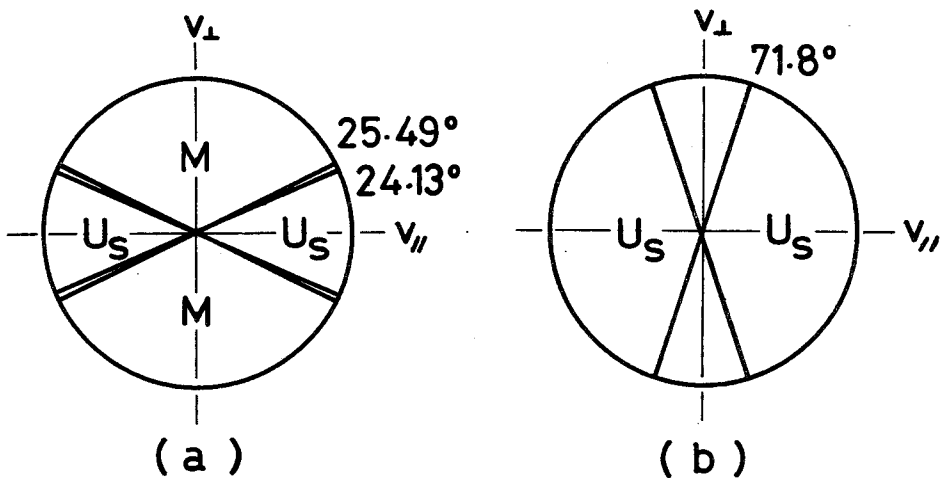


図2-5 ミラー・トーラス結合系に閉じ込められた粒子の速度分布模式図；閉じ込めは磁気ミラーとステラレータ磁場による。図(a)はミラー部における速度分布を示し、図(b)はUベンド部における速度分布を示す。図中M及びU_sは各々ミラー及びステラレータによる閉じ込め領域を示す。ミラー比5.4，ステラレータ回転変換角 $\iota/2\pi \sim 1$ を使用した。

$\beta \simeq 0.6$ とした。図 3-5(a)及び(b)に示される様に、速度空間における閉じ込め有効領域は、ステラレータ磁場によるそれと、ミラー磁場によるそれと相補的になる。そのため磁気ミラー部における損失円錐がミラー磁場のみの時に較べて小さくなる。ミラー捕捉からUベンド部での捕捉への変化は小角散乱によるものが大部分であると考えられるので、ミラー、ステラレータを接続した時の損失円錐が十分小さければ、ミラー端損失粒子をUベンド部で回収して、プラズマ閉じ込めを改善できるものと考えられる。

ステラレータ磁場系の欠点として、ヘリカルコイルとトロイダルコイルのカップリングにより装置の構造が複雑になり、またコイルとプラズマとの間隔がせまく、製作、保守が困難である点があげられる。本論文で考えるミラー・トラス・結合系では核融合反応の大部分がミラー部で生ずるため、Uベンド部には放射線遮蔽と除熱機構を設けるだけでよく、磁場コイルとプラズマ間隔を十分狭くすることができる。そのためステラレータ磁場発生のために、elliptical coil (楕円コイル), twisted coil (捩りコイル) または円形コイル中に適当なピッチを持つ螺旋状の孔をもつ強磁性体を入れたコイル群等^{25)~27)}を使用することができる。このようなコイルを使用することによりモジュール化も可能である。

以上のことより、ミラー・トラス・結合系のUベンド部には、 $\ell=2$ ステラレータ磁場を持ち、直線部には単純ミラーとトロイダルダイバータを持つ磁場配位を考察する。この磁場配位における磁力線の空間分布をサイクロトロン、シンクロトロン等の加速器の粒子軌道を計算する時に用いる行列法²⁸⁾を応用して計算する。そして磁力線によって磁気面が形成されることを証明して、²⁹⁾ low β limitプラズマ平衡が存在することを示す。

(b) 磁場配位

この節では、ミラー・トラス・結合系の磁場計算を直線周期性近似のもとに行う。ミラー・トラス・結合系においては直線部のミラー部では螺旋状摂動はなく、かつ磁場強さは小さくなる。続いてUベンド部では螺旋状摂動があり、かつ磁場強さも大きくなる。以上のようにレーストラックを1周

すると、ミラーによるバンピネスとステラレータによる螺旋状摂動が交互に2回現われる。この系の零次近似解析はレーストラック軸を z 軸ととり、軸からの半径方向へ r 、方位角方向へ θ をとった円錐座標と、レーストラック軸を含む面で軸から外方へ x 、垂直方向へ y をとった直交座標を併用して行う。これらの座標を図2-6に示した。レーストラック周長を L とすると $L/2$ の周期で磁場は変化する。ステラレータの方位角方向姿態数 ℓ は2ととる。

ミラー・トーラス・結合系磁場は外部導体に流す電流で作る。磁気ミラーと $\ell = 2$ ステラレータ磁場が z 軸にそって交互に表われてくる系のベクトル

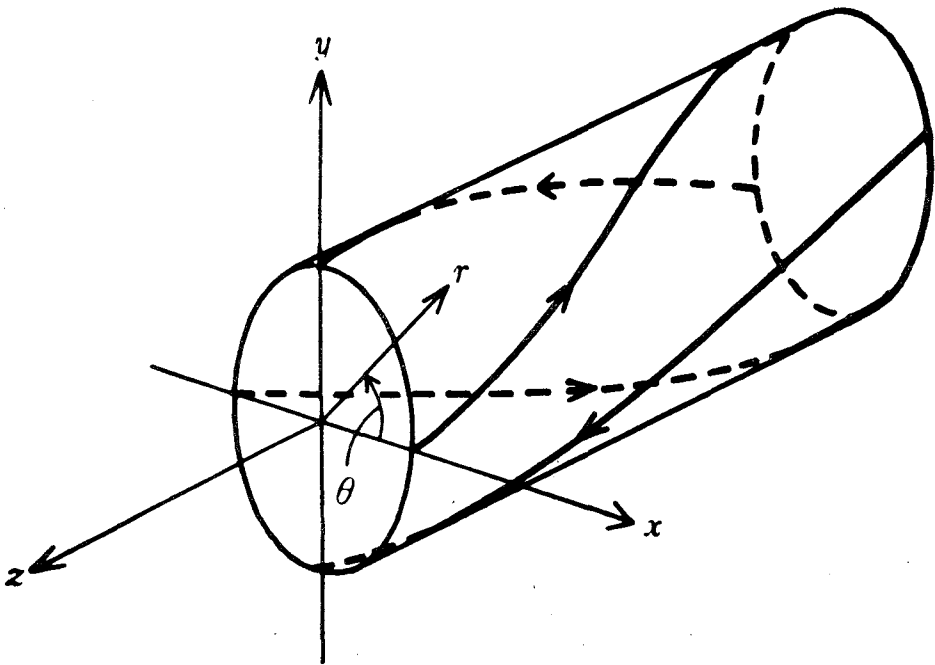


図2-6 磁気面解析に用いる座標；円柱座標系 (r, θ, z) と直交座標系 (x, y, z) を併用する。円柱表面上の j はヘリカル電流の向きを示す。 z 方向磁場を発生する電流は θ 方向に流れ、図には示されていない。

ポテンシャル A は、 $\nabla^2 A = -\mu J$ を満すように近軸近似のもとに次式で表わされる。(Appendix 2-3 参照)

$$A_r = -\frac{b_s r}{2} F_2(Z) \sin 2(\theta - \alpha_0 Z),$$

$$A_\theta = \frac{B_0 r}{2} \{1 + 2F_1(Z)\} - \frac{b_s r}{2} F_2(Z) \cos 2(\theta - \alpha_0 Z),$$

$$A_z = 0 \quad (2-24)$$

ここで、Uベンド部のステラレータ構造ピッチを λ_0 とすると $\alpha_0 = 2\pi/\lambda_0$ 、 $\alpha_0 = 20\pi/L$ であり、^(注) b_s は螺旋成分、 B_0 は Z 方向磁場成分を表わす。 $F_1(Z)$ 及び $F_2(Z)$ は各々磁気ミラーとダイバータによるバンピネス及びステラレータ磁場成分の振幅の変化を表わし、磁場の変化の様子は、図 2-7 及び表 2-1 に示す。 $F_1(Z)$ 及び $F_2(Z)$ は Z とともに変化し、0 から 1 の間の値をとる。また Uベンド部とミラー部の磁場がスムーズに接続できるように選ばれる。

式 (2-24) より求めた磁場 $B (= \text{rot } A)$ は $\text{div } B = 0$ 及び $\text{rot } B = 0$ を満足することは Appendix 3-3 に示した。ここでは式 (2-24) を使用して $B = (B_r, B_\theta, B_z)$ を求めると以下の式で表わせる。

$$B_r = -\frac{\partial A_\theta}{\partial Z} = -B_0 \cdot r \cdot F_1'(Z) + \frac{b_s r}{2} F_2'(Z) \cos 2(\theta - \alpha_0 Z) \\ + b_s \cdot \alpha_0 \cdot r \cdot F_2(Z) \sin 2(\theta - \alpha_0 Z), \quad (2-25) - ①$$

$$B_\theta = \frac{\partial A_r}{\partial Z} = -\frac{b_s \cdot r}{2} F_2'(Z) \sin 2(\theta - \alpha_0 Z) \\ + b_s \cdot \alpha_0 \cdot r \cdot F_2(Z) \cos 2(\theta - \alpha_0 Z), \quad (2-25) - ②$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial (r A_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} = B_0 \{1 + 2F_1(Z)\}. \quad (2-25) - ③$$

(注) ここでの計算は 1 Uベンド当りヘリカル周期性は 4 回あるとしているためである。

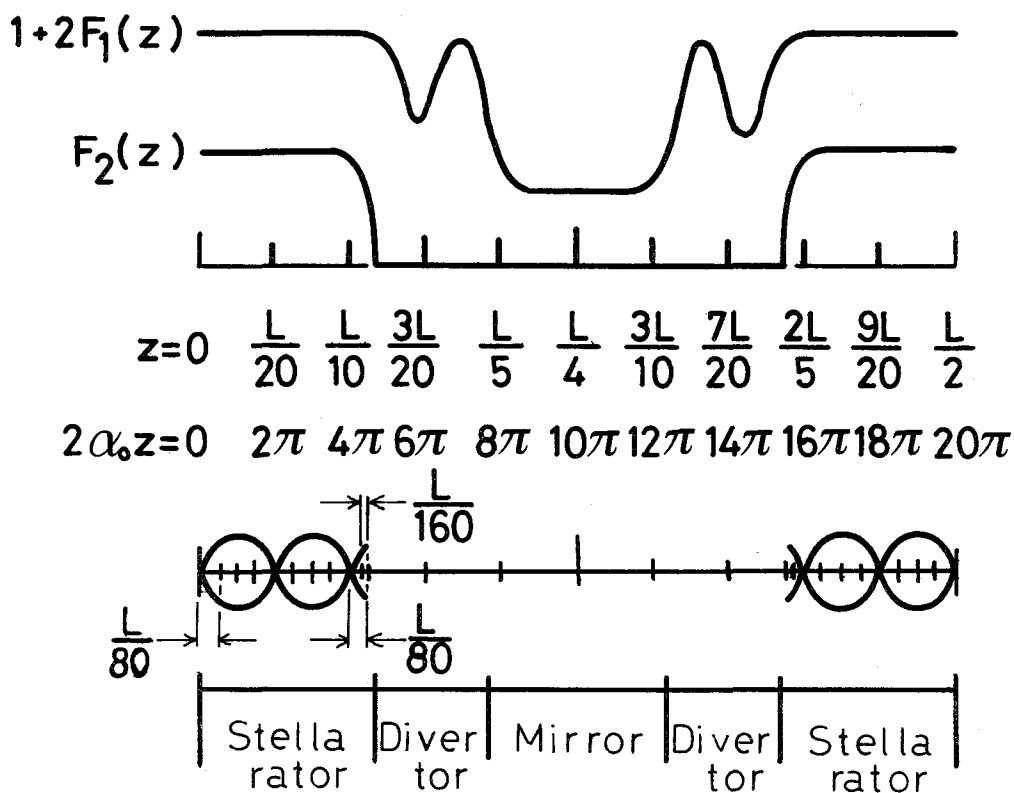


図 2-7 ミラー・トーラス結合系の磁場配位； $1+2F_1(z)$ は Z 軸方向磁場の变化を， $F_2(z)$ はステラレータ螺旋磁場の变化を示す。 Z 軸はレーストラック軸にとる。最下図には磁力線の形態の模式図と計算上区分を行なったセグメントが示される。Uベンド部で $L/80$ に，ステラレータ・ダイバータ接続部で $L/160$ の長さに分割する。

表 2-1 磁気ミラーとステラレータ磁場の変化； Z として $0 \sim L/2$ を示し 1 周期，レーストラック半周を示す。 $1 + 2 F_1(Z)$ は磁気ミラーの， $F_2(Z)$ はステラレータ磁場の変化を示す。 $F_1(Z)$ ， $F_2(Z)$ は $0 \sim 1$ の間を単調に変化する。

z	0	$\frac{L}{10}$	$\frac{9L}{80}$	$\frac{L}{8}$	$\frac{5L}{24}$	$\frac{7L}{24}$	$\frac{3L}{8}$	$\frac{31L}{80}$	$\frac{4L}{10}$	$\frac{L}{2}$
$F_1(Z)$										
$F_2(Z)$										

式 (2-25) - ① 及び ② はステラレータ磁場の螺旋成分を表わす。式 (2-25) - ③ は， $F_1(Z)$ が 0 から 1 の間を変化するので，U ベンド部とミラー部の磁場の比，つまりミラー比 R を 3 ととっていることを示す。

(c) 磁気面計算

ここでは，磁力線の方程式を解くために，図 2-6 に示されている直交座標系 (x, y, z) を用いる。 (x, y, z) 座標系における磁場 (B_x, B_y, B_z) は，式 (2-25) ①～③ を使用して， $B_x = B_r \cos \theta - B_\theta \sin \theta$ 及び $B_y = B_r \sin \theta + B_\theta \cos \theta$ ， $B_z = B_z$ の関係から

$$B_x = \left\{ -B_0 F_1'(Z) + \frac{b_s}{2} F_2'(Z) \cos 2\alpha_0 Z - b_s \cdot \alpha_0 \cdot F_2(Z) \sin 2\alpha_0 Z \right\} x \\ + \left\{ \frac{b_s}{2} F_2'(Z) \sin 2\alpha_0 Z + b_s \cdot \alpha_0 \cdot F_2(Z) \cos 2\alpha_0 Z \right\} y,$$

$$B_y = \left\{ \frac{b_s}{2} F_2'(Z) \sin 2\alpha_0 Z + b_s \cdot \alpha_0 \cdot F_2(Z) \cos 2\alpha_0 Z \right\} x \\ - \left\{ B_0 F_1'(Z) + \frac{b_s}{2} F_2'(Z) \cos 2\alpha_0 Z - b_s \cdot \alpha_0 \cdot F_2(Z) \sin 2\alpha_0 Z \right\} y,$$

$$B_z = B_0 \{ 1 + 2 F_1(Z) \}, \quad (2-26)$$

と得られる。従って磁力線の方程式は

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dz} &= \frac{B_x}{B_z} = \frac{1}{B_0 \{1 + 2F_1(Z)\}} \{ \{-B_0 \cdot F'_1(Z) \\ &\quad + \frac{b}{2} F'_2(Z) \cos 2\alpha_0 Z - b_s \cdot \alpha_0 \cdot F_2(Z) \sin 2\alpha_0 Z\} x \\ &\quad + \{-\frac{b}{2} F'_2(Z) \sin 2\alpha_0 Z + b_s \cdot \alpha_0 \cdot F_2(Z) \cos 2\alpha_0 Z\} y \}, \\ \frac{dy}{dz} &= \frac{B_y}{B_z} = \frac{1}{B_0 \{1 + 2F_1(Z)\}} \{ \{\frac{b}{2} F'_2(Z) \sin 2\alpha_0 Z \\ &\quad + b_s \cdot \alpha_0 \cdot F_2(Z) \cos 2\alpha_0 Z\} x - \{B_0 F'_1(Z) \\ &\quad + \frac{b}{2} F'_2(Z) \cos 2\alpha_0 Z - b_s \cdot \alpha_0 \cdot F_2(Z) \sin 2\alpha_0 Z\} y \}\end{aligned}$$

である。

(2-27)

磁気面は、式(2-27)を解き磁力線を求めることによって求められる。その手法には、コンピュータによる逐次計算を行い、磁力線が $x-y$ 面を切る軌跡から求める方法がある。これは Z 軸を微小線素に分割して磁力線の方程式を計算し、解を接続して、1周期毎の磁力線の (x, y) 座標を $x-y$ 面に投影することによって磁気面を得る手法である。磁場配位が移動対称性 (translational symmetry)、回転対称すなわち軸対称性 (axial symmetry) またはヘリカル対称性 (helical symmetry) を持つという特別の場合には、 (r, θ, z) 座標で各々 $A_z = \text{const}$, $rA_\theta = \text{const}$ 、及び $A_z + \alpha rA_\theta = \text{const}$ という関係式が磁気面を与える式となる。³⁰⁾ ミラー・トラス・結合系のように、 Z 方向に周期性を持つが軸対称性のない場合には、コンピュータを使用した計算によるか、もしくは直線近似であるので、平均値法または行列法によって求められる。

ここでは行列法を用いる。これは磁力線の軌跡と加速器中の粒子の位相空間における粒子軌道との相似性を応用する方法である。周期的に変化する粒子加速器中の粒子軌道安定限界解析に用いられている。^{30), 31)} この手法ではス

テラレータ磁場は、連続的に変化するのではなく、ヘリカル成分の1周期の長さをいくつかの直線小区間に分割し、その区間では磁場は一定であると考え^{29),32)} (以後この小区間をセグメントと呼ぶ)。各セグメントでは Z とともに磁力線が一方方向へねじれている。そして、となりあったセグメントは相対的にねじれている。それらの位置関係を図2-8に示す。各々のセグメント中では磁力線の方程式(2-27)は定係数微分方程式になるので各セグメントにおいて解析解が求められる。この解は、各セグメント中での磁力線を示しており、セグメント出口における磁力線の座標 (x_0, y_0, z_0) はセグメント入口における磁力線の座標 (x_i, y_i, z_i) の線形結合で表わされる。

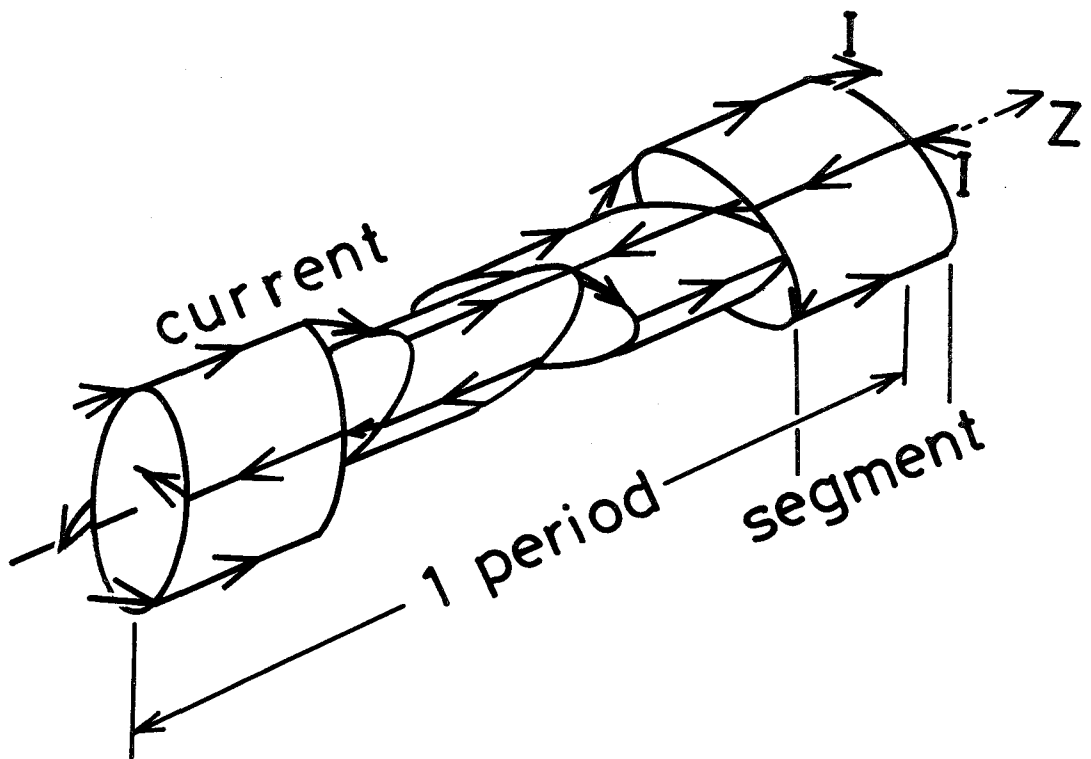


図2-8 セグメントの位置関係の模式図；図に螺旋成分の一周期を示す。各セグメントでは Z 方向磁場，ヘリカル振動成分とも一定と考える。 $\ell=2$ のヘリカル電流は I で示される回路を流れる。

従ってセグメント入口から出口への磁力線の座標を変換する行列 (transfer matrix) を求めることができ、それらを順にかけることによって、ミラー・トラス・結合系の 1 周期の変換行列を求める。磁気面の存在は磁力線の座標を $x-y$ 面に投影して直接求めることなく、変換行列のトレースの値から判断する。

セグメントの分割の仕方は図 3-7 に示す。ステラレータ部, ステラレータ・ダイバータ接続部, ダイバータ部, 及びミラー部でその分割値は異なっている。各部でのセグメント長さは, ステラレータ部ではヘリカル摂動の周期長を 4 分割した値に, ステラレータ・ダイバータ接続部では 8 分割した値を, ダイバータ部及びミラー部では各セクションの長さを選ぶ。

ステラレータ磁場のみで構成される系のヘリカルピッチを 4 分割したセグメントを用いた行列法による磁気面の計算はコンピュータ計算の結果から 5 % 程度の誤差であることが報告されている。²⁹⁾ またセグメント長をより短くしてゆくことによってより誤差は小さくなる。本論文においては上述の分割を用いて計算した誤差は 5 % 以内であろうと考えられる。以下に具体的な計算を行う。

まず最初にステラレータ部 ($-L/10 \leq Z \leq L/10$) の磁力線を解析する。この領域では $F_1(Z) = F_2(Z) = 1$ である。磁場の螺旋構造の 1 ピッチは $L/20$ ととり, 1 つの U ベンド部では 4 ピッチよりなる。さらに各ピッチを 4 つのセグメントに分割し, 各セグメントで $2\alpha_0 Z = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ ととる。ここで $\alpha_0 = 20\pi/L$ である。以後添字 i は $2\alpha_0 Z = 0$ に $i=1$ を, $\pi/2$ に $i=2$ を, π に $i=3$ を, $3\pi/2$ に $i=4$ を対応させる。各領域での磁力線の方程式は式 (2-27) より

$$\frac{dx}{dz} - a_i x - b_i y = 0$$

$$\frac{dy}{dz} - b_i x + a_i y = 0$$

$$a_i = -\frac{b_s \alpha_0}{3B_0} \sin 2\alpha_0 Z_i$$

$$b_i = \frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} \cos 2 \alpha_0 Z_i$$

$$i = 1, 2, 3, 4 \quad (2-28)$$

と与えられる。係数 a_i , b_i は、各セグメントでは定数である。セグメント入口と出口での磁力線の位置 (x, y, z) を各々 (x_{i0}, y_{i0}, z_{i0}) , (x_{i1}, y_{i1}, z_{i1}) とすると式 (2-28) の解は、

$$\begin{aligned} x_{i1} = & \left\{ \frac{p_i + a_i}{2 p_i} e^{p_i (z_{i1} - z_{i0})} + \frac{p_i - a_i}{2 p_i} e^{-p_i (z_{i1} - z_{i0})} \right\} x_{i0} \\ & + \left\{ \frac{b_i}{p_i} \sinh p_i (z_{i1} - z_{i0}) \right\} y_{i0} \\ y_{i1} = & \left\{ \frac{b_i}{p_i} \sinh p_i (z_{i1} - z_{i0}) \right\} x_{i0} \\ & + \left\{ \frac{p_i - a_i}{2 p_i} e^{p_i (z_{i1} - z_{i0})} + \frac{p_i + a_i}{2 p_i} e^{-p_i (z_{i1} - z_{i0})} \right\} y_{i0} \end{aligned} \quad (2-29)$$

と得られる。ここで $p_i = \sqrt{a_i^2 + b_i^2}$ である。式 (2-29) は各セグメントでの変換行列 M_i を使用して

$$\begin{pmatrix} x_{i1} \\ y_{i1} \end{pmatrix} = M_i \begin{pmatrix} x_{i0} \\ y_{i0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{i0} \\ y_{i0} \end{pmatrix}$$

と表わすこともできる。

m_{ij} は各々式 (2-29) の x_{i0} , y_{i0} の係数である。螺旋振動 1 ピッチ当たりつまり 4 つの連続したセグメントの入口と出口での座標を (x_0, y_0, z_0) , (x_1, y_1, z_1) と表わし、各セグメントでの変換行列 M_i を用いると

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_{11} \\ y_{11} \end{pmatrix} &= M_1 \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} x_{21} \\ y_{21} \end{pmatrix} &= M_2 \begin{pmatrix} x_{11} \\ y_{11} \end{pmatrix} = M_2 M_1 \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \\ &\vdots \end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{41} \\ y_{41} \end{pmatrix} = M_4 M_3 M_2 M_1 \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \equiv M_s \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \quad (2-30)$$

となる。ここで M_1 , M_2 , M_3 , および M_4 は次のように表わせる。

$$M_1 = \begin{pmatrix} \cosh \frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{11} - z_{10}), & \sinh \frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{11} - z_{10}) \\ \sinh \frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{11} - z_{10}), & \cosh \frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{11} - z_{10}) \end{pmatrix},$$

$$M_2 = \begin{pmatrix} \exp\left(-\frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{21} - z_{20})\right), & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{21} - z_{20})\right) \end{pmatrix},$$

$$M_3 = \begin{pmatrix} \cosh \frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{31} - z_{30}), & -\sinh \frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{31} - z_{30}) \\ -\sinh \frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{31} - z_{30}), & \cosh \frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{31} - z_{30}) \end{pmatrix},$$

$$M_4 = \begin{pmatrix} \exp\left(\frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{41} - z_{40})\right), & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{b_s \alpha_0}{3 B_0} (z_{41} - z_{40})\right) \end{pmatrix} \quad (2-31)$$

ここで $z_{i1} - z_{i0}$ ($i=1, 2, 3, 4$) はセグメント長を表わし、1ピッチの4分割をとってあるため $z_{i1} - z_{i0} = \frac{1}{4} \frac{L}{20}$ である。

次にステラレータ・ダイバータ接続部 ($L/10 \leq Z \leq 9L/80$) について考察する。この区間では $F_1(Z) = 1$, $F_2'(Z) \neq 0$ であるので、磁力線の方程式 (2-27) は

$$\begin{aligned}
 \frac{dx}{dz} &= \frac{b_s \cdot \alpha_0}{3B_0} \left\{ \left\{ \frac{1}{2\alpha_0} F_2(Z) \cos 2\alpha_0 z - F_2'(Z) \sin 2\alpha_0 z \right\} x \right. \\
 &\quad \left. + \left\{ \frac{1}{2\alpha_0} F_2'(Z) \sin 2\alpha_0 z + F_2(Z) \cos 2\alpha_0 z \right\} y \right\} \\
 \frac{dy}{dz} &= \frac{b_s \cdot \alpha_0}{3B_0} \left\{ \left\{ \frac{1}{2\alpha_0} F_2'(Z) \sin 2\alpha_0 z + F_2(Z) \cos 2\alpha_0 z \right\} x \right. \\
 &\quad \left. - \left\{ \frac{1}{2\alpha_0} F_2'(Z) \cos 2\alpha_0 z + F_2(Z) \sin 2\alpha_0 z \right\} y \right\} \quad (2-32)
 \end{aligned}$$

となる。 $F_2(Z)$ ととしては種々なものが考えられるが、ここでは1例として

$$F_2(Z) = \cos 2\alpha_0 z \quad (2-33)$$

を使用する。(注)

式(2-33)を式(2-32)に代入して

$$\begin{aligned}
 \frac{dx}{dz} &= \frac{b_s \cdot \alpha_0}{3B_0} \{ -(\sin 4\alpha_0 z) x + (\cos 4\alpha_0 z) y \} \\
 \frac{dy}{dz} &= \frac{b_s \cdot \alpha_0}{3B_0} \{ (\cos 4\alpha_0 z) x + (\sin 4\alpha_0 z) y \} \quad (2-34)
 \end{aligned}$$

が、接続部での方程式として得られる。式(2-34)を、式(2-27)を解くと同様な手法を用いて $L/10 \leq Z \leq 9L/80$ を2つのセグメントに分割し、 $4\alpha_0 Z_i = 0, \pi/2 (i=1, 2)$ ととることによって式(2-34)は、ステラレータ部での式(2-28)と同形となり、従ってその解は式(2-29)と同形となる。この2つのセグメントに相当する変換行列は、

$$M'_1 = \begin{pmatrix} \cosh \frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{11} - z_{10}), & \sinh \frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{11} - z_{10}) \\ \sinh \frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{11} - z_{10}), & \cosh \frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{11} - z_{10}) \end{pmatrix}$$

(注) 式(2-33)は式(2-32)の1つの振動解であり、式(2-32)で求められる磁力線が系からそれてしまわないための条件となっている。

$$M'_2 = \begin{pmatrix} \exp\left(-\frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{21} - z_{20})\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{21} - z_{20})\right) \end{pmatrix} \quad (2-35)$$

である。ただしここで $(z_{i1} - z_{i0})$ は $\frac{1}{8} \frac{L}{20}$ である。

次に、ダイバータ部及びミラー部 ($9L/80 \leq z \leq 31L/80$) では、 $F_1(Z) = F_2(Z) = 0$ であるから式 (2-27) は

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dz} &= - \frac{F'_1(Z)}{1 + 2F_1(Z)} x \\ \frac{dy}{dz} &= - \frac{F'_1(Z)}{1 + 2F_1(Z)} y \end{aligned} \quad (2-36)$$

となる。磁場配位は磁気ミラーの中心、 $x = y = 0$, $z = L/4$ に対して対称であるので式 (2-36) の解は $x_0 = x_1$, $y_0 = y_1$ であり (x_0, y_0) から (x_1, y_1) への変換行列 M_m は単位行列 E となる。

続いての、ダイバータ、ステラレータ接続部では、($31L/80 \leq z \leq 2L/5$) の磁力線の方程式は先出の式 (2-35) と同じである。再び、この区間でセグメントを2分割し、 $4\alpha_0 z_i = \pi, 3\pi/2$ ($i = 3, 4$) ととると、2つのセグメントに相当する行列は、式 (2-31) と同形となる。

$$\begin{aligned} M'_3 &= \begin{pmatrix} \cosh \frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{31} - z_{30}), & -\sinh \frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{31} - z_{30}) \\ -\sinh \frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{31} - z_{30}), & \cosh \frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{31} - z_{30}) \end{pmatrix}, \\ M'_4 &= \begin{pmatrix} \exp\left(\frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{31} - z_{30})\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{b_s \alpha_0}{3B_0} (z_{31} - z_{30})\right) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2-37)$$

ここでも $z_{i1} - z_{i0} = \frac{1}{8} \frac{L}{20}$ である。

続くステラレータ部 ($2L/5 \leq z \leq L/2$) では、式 (2-31) と同じ結

果が得られる。

以上のことより，ミラー・トーラス結合系の1周期当り ($0 \leq z \leq L/2$) における磁力線の $x-y$ 面内での座標の変換を表わす行列 M は

$$M \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} = (M_4 M_3 M_2 M_1)^2 M'_4 M'_3 M'_m M'_2 M'_1 (M_4 M_3 M_2 M_1)^2 \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \quad (2-38)$$

であることがわかる。ここで (x_0, y_0) は $z=0$ での磁力線の座標であり， (x_1, y_1) は $z=L/2$ での座標である。

従って (x_0, y_0) を起点として， $2N$ 周期をへた，つまりレーストラックを N 回周回した後の $z=NL$ での磁力線の位置 (x_{2N}, y_{2N}) は

$$\begin{pmatrix} x_{2N} \\ y_{2N} \end{pmatrix} = M^{2N} \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \quad (2-39)$$

と求めることができる。

解析関数を係数とする微分方程式 (2-39) の係数に周期性のある場合，一次独立な解 $x_N = c_1 \lambda^N$ ， $y_N = c_2 \lambda^N$ なる解，つまり

$$\begin{pmatrix} x_{N+1} \\ y_{N+1} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} x_N \\ y_N \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} x_N \\ y_N \end{pmatrix} \quad (2-40)$$

となる解が存在することが知られている。^{30),33)} この行列 M の成分を $\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}$ と表示して式 (2-40) を書き改めると

$$(m_{11} - \lambda) x_N + m_{12} y_N = 0$$

$$m_{21} x_N + (m_{22} - \lambda) y_N = 0 \quad (2-41)$$

と表わせる。式 (2-41) の係数の行列式が零の時，

$$\begin{vmatrix} m_{11} - \lambda & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (2-42)$$

(x_N, y_N) は，零以外の解を持つ。 $\text{div } B = 0$ の関係から得られる $|M| = m_{11} m_{22} - m_{12} m_{21} = 1$ を式 (2-42) に適用すると， λ の方程式とし

て (Appendix 3-4 参照)

$$\lambda^2 - (m_{11} + m_{22})\lambda + 1 = 0 \quad (2-43)$$

を得る。式 (2-43) の解 λ_1, λ_2 は根と係数の関係より

$$\lambda_1 \lambda_2 = 1$$

$$\lambda_1 + \lambda_2 = m_{11} + m_{22} = \text{Tr}(M) \quad (2-44)$$

を満足する。 λ_1, λ_2 は三角関数もしくはハイパブリック形を考えることが適切である³⁰⁾ ので、解 λ_1, λ_2 を $e^{\pm i\mu}$ と表わす。ここで $i \equiv \sqrt{-1}$ である。式 (2-44) に $\lambda_{1,2} = e^{\pm i\mu}$ を代入することによって

$$2 \cos \mu = e^{i\mu} + e^{-i\mu} = m_{11} + m_{22} = \text{Tr}(M) \quad (2-45)$$

が得られる。 $m_{11} + m_{22}$ が実数であるので、 $|m_{11} + m_{22}| < 1$ の時、式 (2-41) で表わされる (x_N, y_N) の点集合は楕円曲線上にあることが知られている。これは、磁力線が磁気面を形成していることを示す。(Appendix 2-5 参照)。また μ は式 (2-45) から判るとおり実数であるので、ベクトル (x_N, y_N) からベクトル (x_{N+1}, y_{N+1}) へ変換する場合の回転角を示す。つまり一周期 $0 \leq z \leq L/2$ での磁力線の回転変換角を示す。ミラー・トーラス結合系の諸パラメータを代入すると変換行列 M として

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -0.2286 & -1.551 \\ 0.7307 & 0.5960 \end{pmatrix} \quad (2-46)$$

が得られる。式 (2-46) より、 $\text{Tr}(M) = 0.3674$ であり、その値は 1 より小さいことが判る。故に磁力線は磁気面を形成しており、トーラスを一周した場合の回転変換角は $2\mu = 2 \arccos\left(\frac{m_{11} + m_{22}}{2}\right) = \pi / 1.13 \text{ rad}$ と求められる。以上のことから、ミラー・トーラス結合系において、磁気面が存在することが判明した。

U ベンド部では $\ell = 2$ ステラレータであるので、磁気面は概形として楕円である。その楕円の焦点を ε で表わすと、楕円の長軸と短軸の長さの比は

$$\ell_2 / \ell_1 = \sqrt{\frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon}} \quad (2-47)$$

で与えられる。また、 ε は式(2-24)の A_θ の第1項と2項の比で与えられることが知られており、³⁴⁾

$$\varepsilon = \frac{b_s F_2(z)}{B_0 (1 + 2 F_1(z))} \quad (2-48)$$

である。式(2-48)を式(2-47)へ代入することにより $\ell_2 / \ell_1 \sim 1.73$ と求められる。

(d) ま と め

以上に述べたように、磁場配位がステラレータ・ダイバータ・ミラー・ダイバータと周期的に変化する、ミラー・トラス・結合系において、その磁場配位を適切に選ぶことによって、直線近似の範囲において、磁気面が存在することが判った。このことはトラスプラズマの平衡が得られ、ミラー端損失粒子の環流が有効に行なわれるということを示した。

その得られた磁場配位は、図2-7と表2-1に示された配位であり、回転変換角は $\pi / 1.13$ である。この磁場によって形成された磁気面は概形として楕円であり、その長軸と短軸の比は1.73である。この系の磁場配位構成に際してはステラレータとダイバータ部接続部の構造に依存するところが大きい。もし、この接続部におけるステラレータヘリカル摂動成分の減少の仕方が急激であるとか、ミラー両端での接続部でのヘリカル成分の互いの関係が適切でない場合には不整磁場を生じ、その不整磁場は $\ell / 2$ で現われるため磁気面形成に問題が生ずる。³⁵⁾

当論文では、零次近似として直線近似を用いたが、レーストラック状にした場合の影響や、接続部の影響について、さらに詳しい計算を行う必要がある。また、ヘリカル成分の1周期を4分割したセグメントを用いた計算を行なったが、もっと詳細な区分を行なった計算を行い、個々の磁力線の挙動を調べることが必要である。これらが磁場に関しての次のテーマと考えられる。

2-5 節 炉 構 成

前節までの結果を基礎として、ミラー・トーラス・結合系核融合炉を構成する。この配位は2つの直線ミラーをUベンドで接続したもので、系は全体としてレーストラック状である。直線部に設置された、両端にトロイダルダイバータ³⁶⁾を持ったミラー部へのみ中性粒子入射が行なわれる。運転は定常運転とし、核融合反応は中性粒子入射による高温プラズマの維持を基本とした2成分エネルギー系標的プラズマ式³⁷⁾もしくは中性粒子ビーム駆動方式³⁸⁾が適当と考えられる。ミラー閉じ込めの実験において得られた結果から、高温プラズマの安定化のためミラー部には動的安定化^{39)~42)}もしくは極小磁場配位が採用されねばならない。Uベンド部には V_{\perp}/V の小さなミラー端損失粒子のエネルギー還流を行うためステラレータ磁場を採用する。ステラレータ磁場はミラーと同様に定常運転性の長所を有する。この磁場配位はミラー配位とは相補的に V_{\perp}/V の小さな粒子(0.95以下)に対して良い閉じ込めを示すことが判明している。低 β プラズマに対する閉じ込め時間は、擬古典拡散によって定まる時間の数10倍が得られるとされている。

ミラーとステラレータのギャップに存在する粒子は、ダイバータへ失われると考えるが、その絶対値は非常に小さいことは前に述べた通りである。

ミラー・トーラス・結合系ではステラレータ磁場配位による標的プラズマ保持により、プラズマは壁から隔離されるため、一般のミラー型標的プラズマ方式にみられる磁力線にそった熱伝達によるエネルギー損失は大巾に改善されると期待できる。また核融合プラズマのトロイダル保持を行うためには、①プラズマが第1壁に衝突することによって生ずるスパッタリング、プリスタリング⁴³⁾の発生をおさえる、②スパッタされた粒子がプラズマ中へ入ることを除く、③プラズマの熱的断熱を行う、④第1壁の熱負荷を減少させる、⑤不燃焼トリチウムもしくは重水素及び灰(He)を除くポンプとして使用する、等の必要性から¹⁾ミラーとUベンドの間にトロイダルダイバータを設ける必要が生ずる。また、ダイバータはUベンド部での電界短絡にも役立ち、プラズマ還流改善に役立つと考えられる。ダイバータは直線部への設置のため比較的容易であると

考えられる。

各コイルには定常運転性を有する超電導コイルが採用される。一般にはステラレータ磁場はトロイダルコイルとヘリカルコイルによって形成される。ヘリカルコイルの設置はその製作上の問題やモジュール化の問題で、炉としてみると大きな欠点となる。しかし、ミラー・トーラス・結合系では、Uベンド部にブランケットが不要であるためコイルの近接条件がよく、特殊なコイル(twisted coil, elliptical coil)，強磁性体を持つ円形コイル群によるステラレータ磁場形成が可能で、モジュール化とスムーズな電流の接続を得ることができる。核融合反応の大部分はミラー部で発生するため、ブランケットはミラー部のみに設置され、中性子エネルギー、放射エネルギーの回収とトリチウム増殖に利用される。Uベンド部においては、除熱と中性子遮蔽が行なわれる。

これらの事はミラー・トーラス・結合系では炉構成が他の配位に較べて容易であることを示す。以上の検討から考察されたミラー・トーラス・結合系核融合炉を図2-9及び表2-2に示す。

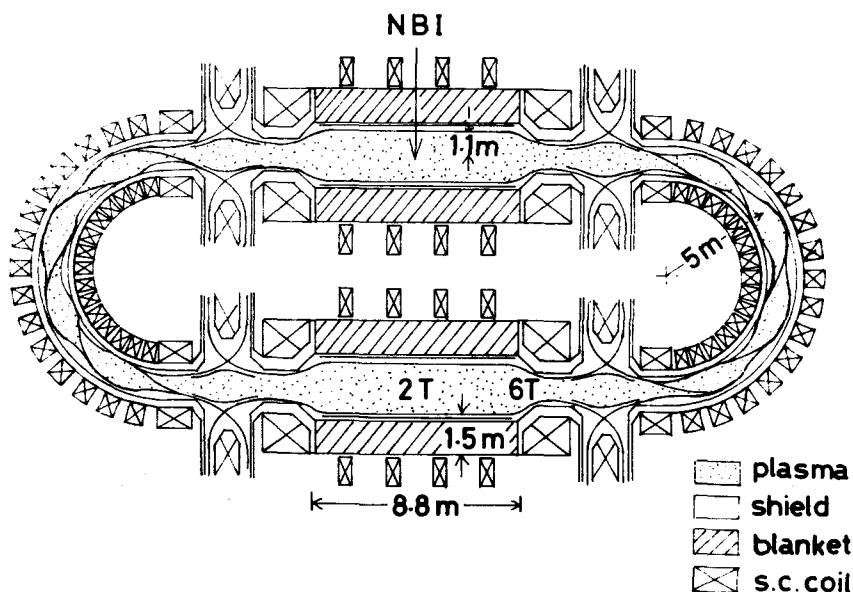


図2-9 ミラー・トーラス結合系核融合炉の概形；2ヶ所の直線部に設けられた磁気ミラーはUベンド部のステラレータ磁場でレストラック状に接続される。中性粒子入射(N.B.I.)によって核融合反応は維持される。ブランケットはミラー部のみに設けられ、Uベンド部には放射線遮蔽と除熱機構が設けられる。

表 2-2 ミラー・トラス結合系核融合炉の主なプラズマパラメータ。

	symbol	mirror	U-bend
magnetic field strength	B (T)	2.0	6.0
plasma radius	r (m)	1.1	0.5
length of plasma	L (m)	8.8(x2)	22.1(x2)
rotational transform	$1/2\pi$		0.5
total volume of plasma	V_t (m ³)	120.0	
plasma density	n (cm ⁻³)	10^{14}	0.5×10^{14}
confinement time	τ (sec)	0.48	
ion temperature	T_i (keV)	24.4	
electron temperature	T_e (keV)	15.0	
Plasma β value	β	0.64	0.03
fraction of nuclear fusion reaction		0.97	0.03
injection energy of D ⁰	E_0 (keV)	200.0	
equivalent current of injected D ⁰	I_t (A)	1178.0	
D ⁺ ion density	n_D (cm ⁻³)	1.8×10^{13}	$\sim 10^{12}$
mean energy of D ⁺	$\langle E \rangle$ (keV)	130.0	
Q _p value	Q _p	3	

Apendix 2-1

定常の Fokker-Planck 方程式 (2-1) は一般に数値解析的に解かれる。本論文では、第1項の衝突によるエネルギー分散の項を無視して解いてある。無視した事による $f(E)$ の真の解からのずれの効果は、ほぼ kT/E で与えられる。^{*} 従って、式(2-2)の有する誤差は、低エネルギー側で大きく、高エネルギー側では小さくなってゆき、 $E \gg kT$ と考えられる範囲では式(2-2)はほぼ正確な値を示す。最もエネルギーの低い $E \simeq E_0/10$ では、その誤差は最大であり、約20%である。しかし、重水素の密度式(2-3)及び平均エネルギー式(2-4)は、 $f(E)$ が、低 E 側で減少するために、それほど大きな誤差は生じない。

式(2-1)を解くに当って、衝突によるエネルギー損失の係数 r_j は次式で与えた。

$$\begin{aligned} r &= \sum_j r_j = - \sum_j \left\langle \frac{\partial E}{\partial t} \right\rangle_j \\ &= \frac{1}{\tau_0} \frac{1}{\sqrt{A_e}} \frac{A_D^{3/2} T_e^{3/2} n_j Z_j^2 \ln A_j}{\sqrt{E} \ln A_e \cdot A_j} X_j F(X_j) \\ \frac{1}{\tau_0} &= \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{m_e} Z^2 e^4 n_e \ln A_e}{m_D (kT_e)^{3/2}} \\ F(X_j) &= \frac{1}{X_j} \int_0^{X_j} X e^{-X^2} dX - \left(1 + \frac{A_i}{A}\right) e^{-X} \\ X_j &= \sqrt{\frac{A_j E}{A_T T_j}}, \quad A_j = \frac{m_j}{m_H} \end{aligned}$$

また、損失時間 τ はミラーからの損失時間を使用して次式で表わす。

$$\tau = \frac{m_D^{1/2} E_D^{3/2}}{2^{3/2} \pi Z_j^2 Z_D^2 e^4 n \ln A_j \cdot f(X_j) P(E_D)}$$

* reference : W. Heckrotte, J. R. Hiskes, and R. P. Fresis ; UCRL-75953 (1974)

$$f(X_j) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{X_j} e^{-x^2} dx - \frac{1}{2X_j^2} \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{X_j} e^{-x^2} dx - \frac{2X_j}{\sqrt{\pi}} e^{-x_j^2} \right\}$$

$$P(E_D) = \frac{1}{4 \ln R_{\text{eff}}}$$

Appendix 2-2

ミラー・トーラス・結合系のUベンド部にはステラレータ磁場もしくはバンピートーラス配位が考えられる。ステラレータ磁場配位は V_{\perp}/V の小さい粒子に対する閉じ込めがよい。条件により多少異なるが、イオンラーマ半径がトーラス小半径より十分小さい場合には、 $l/2\pi < 1$ である磁場に $V_{\perp}/V < 0.95$ を満す粒子が良く閉じ込められ、新古典論に近い挙動を示す。これは、ミラー捕捉と相補的である。一方バンピートーラス配位は各ミラー中の粒子の方位角方向へのドリフトがMHD平衡にとって重要な役割を果す。この配位の特長は垂直方向速度成分比 V_{\perp}/V の大きな粒子が局所ミラーに捕捉されて、有効に閉じ込められることにある。しかし、ミラー・トーラス・結合系では、入射粒子をミラー部に捕捉するためUベンド部での磁場の強さはミラー部のそれに較べて大きくとられる。このような配位では直線部の磁気ミラーに捕捉されずに流れ出す粒子はUベンド部において V_{\perp}/V の値が小さくなる。従って、Uベンド部におけるバンピー磁場の局所ミラーにも捕捉されない為、ミラー端損失粒子の回収という目的の役割を果さない。本論文で考えるミラー端損失粒子の導管としての役割を果すには、ステラレータ磁場が適当であると考えられる。

このように、ミラーとステラレータを接続した系に保持されたプラズマの安定性に関する考察は複雑である。現時点では少くとも平衡に関する点までを考慮した。

Uベンド部は、本論文ではエネルギー回収系と考えているが、将来の理想は、ミラー部へ、核反応の集中したレーストラック型炉であることをここにしておく。

Appendix 2-3

ここでは、ミラー・トーラス・結合系のベクトルポテンシャルとして与えた式(2-24)は単純ミラーとステラレータを表わすベクトルポテンシャル、 A_B 及び A_s の組み合わせによって表わされ、式(2-24)は Maxwell の式を満足することを示す。

$F_1(z) = F_1(-z)$ かつ $F_2(z) = F_2(-z)$ であるから $F_1(z)$ 及び $F_2(z)$ をフーリエ余弦級数に展開した式(2-24)に代入整理すると、ミラー・トーラス・結合系のベクトルポテンシャル $A(= (A_r, A_\theta, A_z))$ は

$$\begin{aligned} A_r = & -\frac{b_s \cdot r \cdot a_{02}}{4} \sin 2(\theta - \alpha_0 Z) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_s \cdot a_{n2}}{4} r \sin 2\left(\theta - \frac{2\alpha_0 - n}{2} Z\right) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_s \cdot a_{n2}}{4} r \sin 2\left(\theta - \frac{2\alpha_0 + n}{2} Z\right) \\ A_\theta = & \frac{B_0 \cdot r}{2} \left(1 + a_{01} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_{n1} \cos nz\right) \\ & - \frac{b_s \cdot a_{02}}{4} r \cos 2(\theta - \alpha_0 Z) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_s \cdot a_{n2}}{4} r \cos 2\left(\theta - \frac{2\theta_0 - n}{2} Z\right) \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_s \cdot a_{n2}}{4} r \cos 2\left(\theta - \frac{2\alpha_0 + n}{2} Z\right), \\ A_z = & 0 \end{aligned} \quad (A-3-1)$$

と変形できる。ここで $a_{nj} = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi F_j(z) \cos nz \, dz$, $j=1$ or 2 である。

一般に、ミラーもしくはステラレータの誘導磁場 B_j はスカラーポテンシャル ϕ_j を使用して $B_j = r \phi_j$ で表わされ、 $\text{div } B_j = 0$, $\text{rot } B_j = 0$ を満す。バンピネスによるポテンシャル ϕ_B およびステラレータによるスカラーポテンシャル ϕ_s は各々ラプラス方程式 ($r^2 \phi_j = 0$) を解いて

$$\phi_B = \frac{j k}{2 \pi} (Z + 2 a_{i=1}^{\infty} K_1(ik a) \cdot I_0(ik r) \sin ik z),$$

$$\phi_s = B_0 Z + \frac{1}{\alpha} \sum_{j=1}^{\infty} b_j \cdot I_j(j\alpha r) \sin j(\theta - \alpha z), \quad (\text{A-3-2})$$

と求められる。ここでバンピネスの周期を L_B として $k = 2\pi/L_B$ ，コイル電流を J ，コイル半径を a と表記してある。またステラレータ磁場のピッチ長を L_s として $\alpha = 2\pi/L_s$ ， B_0 は U ベンド部での Z 方向磁場成分強さ， b_j は j 成分の螺旋成分を示す。 $I_n(x)$ ， $K_n(x)$ は各々第 1 種及び第 2 種の変形ベッセル関数である。式 (A-3-2) に対応するベクトルポテンシャル A_B 及び A_s は

$$\begin{aligned} A_{rB} &= 0 \\ A_{\theta B} &= \frac{Jk}{2\pi} \left\{ \frac{r}{2} - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{b_i}{k} I_1(ikr) \cos ikz \right\}, \\ A_{zB} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A-3-3})$$

及び

$$\begin{aligned} A_{rs} &= -\frac{1}{\alpha^2 r} \sum_{j=1}^{\infty} b_j \cdot I_j(j\alpha r) \sin j(\theta - \alpha z), \\ A_{\theta s} &= \frac{r}{2} B_0 - \frac{1}{\alpha} \sum_{j=1}^{\infty} b_j I'_j(j\alpha r) \cos j(\theta - \alpha z), \\ A_{zs} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A-3-4})$$

と表わされる。ここでは式 (A-3-3) 及び (A-3-4) を 1 つの高調波成分のみについて考える。 $\ell = 2$ ステラレータを考えている関係上、式 (A-3-4) 中、 $j = \ell = 2$ をとり、また、ミラーの周期は $L_B = L/2$ であるので $i = 1$ を式 (A-3-3) で使用する。近軸近似として $kr \lesssim 1$ ， $2\alpha r \lesssim 1$ とする。

$I_\ell(x) \simeq \left(\frac{x}{2}\right)^\ell / \ell!$ であるので式 (A-3-3) 及び (A-3-4) は

$$\begin{aligned} A_{rB} &= 0 \\ A_{\theta B} &= B_0 \left(\frac{r}{2} + \frac{b_B}{2} r \cos k_B z \right), \\ A_{zB} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A-3-5})$$

及び

$$A_{rs} = -\frac{b_{s2}}{2} r \sin 2(\theta - \alpha_2 \cdot z),$$

$$A_{\theta s} = \frac{B_0}{2} r - b_{s2} \cdot \alpha_2 \cdot r \cdot \cos 2(\theta - \alpha_2 \cdot z),$$

$$A_{zs} = 0 \quad (\text{A-3-6})$$

と変形できる。式(A-3-5)及び(A-3-6)を使用してミラー・トーラス・結合系のベクトルポテンシャル式(A-3-1)は

$$A_r = \sum a_r \cdot A_{rs}$$

$$A_\theta = b_\theta A_{\theta B} + \sum a_r \cdot A_{\theta s}$$

$$A_z = 0$$

と表わせる。この式は、ミラー・トーラス・結合系のベクトルポテンシャルが $\text{div } \mathbf{B} = 0$ と $\text{rot } \mathbf{B} = 0$ を満しているバンピネスとステラレータのベクトルポテンシャルの線形結合で表わせることを示している。従って式(A-3-1)より求められる磁場 \mathbf{B} ($= \text{rot } \mathbf{A}$) は近似的に $\text{div } \mathbf{B} = 0$ と $\text{rot } \mathbf{B} = 0$ を満すことも示す。もし $F_1(z), F_2(z)$ のフーリエ級数の収束がゆっくりであれば、解析は r の十分小さい領域に限定される。

Appendix 2-4

セグメントにおける磁力線の座標を変換する行列について考察する。一般に軸上では磁場の x, y 方向成分は零であるので、磁力線の方程式は、軸近傍で磁場 B を Taylor 展開して一次の項までとることによって³⁰⁾

$$\frac{dx}{dz} = \frac{B_x}{B_z} \simeq \frac{1}{B_z} \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} x + \frac{\partial B_x}{\partial y} y \right),$$

$$\frac{dy}{dz} = \frac{B_y}{B_z} \simeq \frac{1}{B_z} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} x + \frac{\partial B_y}{\partial y} y \right), \quad (\text{A-4-1})$$

と表わせる。この方程式の解は式(3-28)と同様の解

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A-4-2})$$

を持つ。 M を z の関数と考えると各成分 m_{ij} は $m_{ij}(z)$ と表わせる。式(A-4-2)の x, y を式(A-4-1)へ代入して、係数比較することによって

$$\begin{aligned} \frac{dm_{11}}{dz} &= \frac{1}{B_z} \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} m_{11} + \frac{\partial B_x}{\partial y} m_{21} \right), \\ \frac{dm_{12}}{dz} &= \frac{1}{B_z} \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} m_{12} + \frac{\partial B_x}{\partial y} m_{22} \right), \\ \frac{dm_{21}}{dz} &= \frac{1}{B_z} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} m_{11} + \frac{\partial B_y}{\partial y} m_{21} \right), \\ \frac{dm_{22}}{dz} &= \frac{1}{B_z} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} m_{12} + \frac{\partial B_y}{\partial y} m_{22} \right), \end{aligned} \quad (\text{A-4-3})$$

という関係式が得られる。

次に、行列 M の行列式 $|M|=D(z)$ の微分を考える。 $d|M|/dz=dD(z)/dz$ に式(A-4-3)の関係式を代入することによって以下の関係が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{dD(z)}{dz} &= \frac{dm_{11}}{dz} m_{22} + m_{11} \frac{dm_{22}}{dz} - \frac{dm_{12}}{dz} m_{21} - m_{12} \frac{dm_{21}}{dz} \\ &= \frac{1}{B_z} \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) D(z) \end{aligned} \quad (\text{A-4-4})$$

ここで $\text{div } B = \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) = 0$ を使用して式(A-4-4)を変形する。

$$\frac{dD(z)}{dz} = - \frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} D(z) \quad (\text{A-4-5})$$

式(A-4-5)は $D(z) \cdot B(z) = \text{const.}$ を意味する。 $B(z)$ は $z=L/2$ 毎に周期性を持つので

$$\text{const.} = D(nL/2) \cdot B(nL/2) \quad n=0, 1, 2, \dots$$

$$= D(nL/2) \cdot B(0) \quad (\text{A-4-6})$$

$n=0$ の時を考えると $D(nL/2)=D(0)$ であることが判る。 $z=0$ の時は $x=x_0$, $y=y_0$ であるから, 式(A-4-2)へ適用すると $m_{11}(0)=m_{22}(0)=1$, $m_{12}(0)=m_{21}(0)=0$ でなければならない。つまり $D(0)=m_{11}(0) \cdot m_{22}(0) - m_{12}(0) \cdot m_{21}(0)=1$ である。従って $1=D(0)=D(nL/2)=|M|$ であることが判る。

Appendix 2-5

行列 M の固有値 λ が λ_1 及び λ_2 の解を持ち, 各々を $e^{i\mu}$ 及び $e^{-i\mu}$ と表わすと, 式(2-40)は一般に次式で表わされる解を持つ。 $(\mu$ は実数)。

$$\begin{aligned} x_n &= a_1 \lambda_1^n + a_2 \lambda_2^n = a_1 e^{i\mu n} + a_2 e^{-i\mu n} \\ y_n &= b_1 \lambda_1^n + b_2 \lambda_2^n = b_1 e^{i\mu n} + b_2 e^{-i\mu n} \end{aligned} \quad (\text{A-5-1})$$

式(3-40)から, $n=0$ の時 $x_n=x_0$, $y_n=y_0$ であり, $n=1$ の時 $x_n=m_{11}x_0+m_{12}y_0$, $y_n=m_{21}x_0+m_{22}y_0$ であるから, 式(A-5-1)の $n=0$ 及び $n=1$ の場合と係数比較すると

$$\begin{aligned} a_1 + a_2 &= x_0, \quad i(a_1 - a_2) = \{(m_{11} - \cos \mu)x_0 + m_{12}y_0\} / \sin \mu, \\ b_1 + b_2 &= y_0, \quad i(b_1 - b_2) = \{(m_{21} - \cos \mu)y_0 + m_{21}x_0\} / \sin \mu, \end{aligned}$$

が得られる。この式を使用して式(A-5-1)は次式のように変形できる。

$$\begin{aligned} x_n &= x_0 \cos \mu n + \left(\frac{m_{11} - m_{22}}{2 \sin \mu} x_0 + \frac{m_{12}}{\sin \mu} y_0 \right) \sin \mu n, \\ y_n &= y_0 \cos \mu n + \left(\frac{m_{22} - m_{11}}{2 \sin \mu} y_0 + \frac{m_{12}}{\sin \mu} x_0 \right) \sin \mu n \end{aligned} \quad (\text{A-5-2})$$

(x_n, y_n) の $x-y$ 面上に画く点集合は、式 (A-5-2) から $\cos \mu n$ 及び $\sin \mu n$ を消去することによって求められる。式 (A-5-2) から $\cos \mu n$ 及び $\sin \mu n$ を求め、 $\sin^2 \mu n + \cos^2 \mu n = 1$ の関係式へ代入することによって

$$m_{21} x_n^2 - m_{12} y_n^2 - (m_{11} - m_{22}) x_n y_n = \text{const} \quad (\text{A-5-3})$$

が得られる。式 (A-5-3) は、 x_n, y_n を連続な変数と考えれば2次曲線を表わす。式 (A-5-3) を標準形に変形すると

$$r_1 x_n^2 + r_2 y_n^2 = \text{const} \quad (\text{A-5-4})$$

となる。ここで、 r_1 及び r_2 は式 (A-5-3) を

$$(x_n \ y_n) \cdot A \cdot \begin{pmatrix} x_n \\ y_n \end{pmatrix} = (x_n \ y_n) \begin{pmatrix} m_{21}, -(m_{11}-m_{22})/2 \\ -(m_{11}-m_{22})/2, m_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_n \\ y_n \end{pmatrix} = \text{const} \quad (\text{A-5-5})$$

と表わした場合の行列 A の固有値である。式 (A-5-4) は、 r_1 及び r_2 が同符号の場合楕円を表わす。つまり

$$r_1 r_2 = m_{12} \cdot m_{21} + \frac{(m_{11} - m_{22})^2}{4} > 0 \quad (\text{A-5-6})$$

の時、式 (A-5-3) は楕円を表わす。式 (A-5-6) は $|M| = m_{11} m_{22} - m_{21} m_{12} = 1$ の関係 (Appendix 2-4 参照) を用いて変形すると

$$1 > \frac{(m_{11} + m_{22})^2}{4} \quad (\text{A-5-7})$$

となる。

式 (A-5-7) 右辺は、式 (3-46) に示されるように $\frac{1}{2} \text{Tr}(M)$ であるので、式 (A-5-7) は $|\frac{1}{2} \text{Tr}(M)| = |\cos \mu| < 1$ と等価である。つまり $|\frac{1}{2} \text{Tr}(M)| < 1$ の時には (x_n, y_n) によって画かれる点集合は楕円曲線上にある。つまり閉じた磁気面が形成されていることがわかる。

第2章 参 考 文 献

- 1) G. H. Miley ; *Fusion Energy Conversion* (ANS, Hinsdale, Illinois, 1976).
- 2) D. E. Baldwin ; *Rev. Mod. Phys.* **49** (1977) 317.
- 3) R. F. Post ; Direct Conversion of Fusion Energy to Electricity, *Energy* '70.
- 4) R. W. Werner, G. A. Carlson *et al.* ; Engineering and Economic Aspects of Mirror Machine Reactor with Direct Conversion, *Energy* '70.
- 5) R. M. Moir and W. L. Barr ; *Nucl. Fusion* **13** (1973) 35.
- 6) 第1章参考文献35).
- 7) H. P. Furth *et al* ; *5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Tokyo, 1974, IAEA, CN33/G2-3.
- 8) J. A. Byers *et al* ; *5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Tokyo, 1974, IAEA, CN33/G2-1.
- 9) T. R. Hiskers *et al* ; *5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Tokyo, 1974, IAEA, CN33/G-2.
- 10) T. Tone ; JARI-M7769 (1978).
- 11) D. L. Jassby ; *Nucl. Fusion* **15** (1975) 453.
- 12) 関口忠 ; 現代プラズマ理工学 (オーム社, 1979).
- 13) 序論参考文献56), 57).
- 14) T. K. Fowler and M. Rankin ; *Plasma Phys. (J. Nucl. Energy part C)* **4** (1962) 311.
- 15) D. R. Sweetman ; *Nucl. Fusion* **13** (1973) 157.
- 16) G. H. Miley and H. H. Towner ; Coo-2218-28 (1975) and Coo-2218-17 (1974).
- 17) D. V. Sivukhin ; *Reviews of Plasma Physics*, vol. 4 (Consultants Bureau, New York-London, 1965).
- 18) 宮本健郎 ; 核融合のためのプラズマ物理 (岩波書店, 1976).
- 19) K. Miyamoto ; *Nucl. Fusion* **18** (1978) 2.
- 20) R. S. Pease ; *BNES Nuclear Fusion Reactor Conference*, Culham (1969).
- 21) J. B. Tayler ; *Phys. Fluids* **6** (1963) 1529.

- 22) L. Spitzer ; *Physics of Fully Ionized Gases* (Interscience Publishers, 1961).
- 23) F. F. Chen ; *Introduction to Plasma Physics* (Plenum Press, New York, 1974).
- 24) V. D. Shafranov ; *Reviews of Plasma Physics, vol. 2* (Consultants Bureau, New York – London, 1966).
- 25) Tu. N. Petrenko and A. P. Popryadukhin ; *3rd International Symposium on Toroidal Plasma Confinement*, Garching (1973) P 8.
- 26) S. Rekker and H. Wobig ; IDP2/215, Max Plank Institute of Plasma Physics (1971).
- 27) K. Ikuta and K. Hirano ; IPPJ–379 (1979).
- 28) J. J. Livingood ; *Principles of Cyclic Particle Accelerators* (D. Van Nostrand Co. New York, 1961).
- 29) D. W. Kerst ; *Plasma Physics* (J. Nucl. Energy Part C) **4** (1962) 253.
- 30) A. I. Morozov and L. S. Solov'ev ; *Reviews of Plasma Physics, vol. 2* (Consultants Bureau, New York, 1966).
- 31) *Particle Accelerators, ion optics, Cyclic Accelerator*.
- 32) D. W. Kerst ; *Bull. Amer. Phys. Soc.* **114** (1959) 352 and **115** (1960) 352.
- 33) スミルノフ ; 高等数学教程Ⅲ卷2部 (共立出版, 1960).
- 34) L. S. Solov'ev and V. D. Shafranov ; *Reviews of Plasma Physics, vol. 5* (Consultants Bureau, New York, 1970).
- 35) D. Steiner ; *Nucl. Sci. and Engineering* **58** (1975) 107.
- 36) P. E. Stott *et al* ; *Nucl. Fusion* **18** (1977) 481.
- 37) J. M. Dawson, H. P. Furth and F. H. Tenney ; *Phys. Rev. Letters* **26** (1971) 1156.
- 38) K. Bol *et al* ; *Phys. Rev. Letters* **32** (1974) 661.
- 39) H. Akimune, S. Kishimoto, T. Narikawa and T. Suita ; *Phys. Fluids* **14** (1971) 2223.
- 40) S. Kishimoto, Y. Yamamoto, H. Akimune and T. Suita ; *J. Phys. Soc. Jpn.* **38** (1975) 231.

- 41) Y. Yamamoto, S. Kishimoto, H. Akimune and T. Suita ; J. Phys. Soc. Jpn.
39 (1975) 795.
- 42) H. Akimune, I. Ikeda, T. Hirata and F. Okamoto ; J. Phys. Soc. Jpn 50(1981).
- 43) M. Kaminsky ; *Proc. 2nd Topical Meeting on the Technology of Controlled
Nuclear Fusion*, Richland, Washington (1976).

第Ⅱ編

ミラー・トーラス・結合系プラズマの実験的考察

ミラー・トーラス・結合系閉じ込めにおいては、ミラー部で、高速中性粒子入射によって生成された高温プラズマの捕捉を行なう。入射粒子の標的となるプラズマは、レーストラック状の閉端系磁気閉じ込め配位に捕捉される。一般に閉端系閉じ込めでは、トーラスプラズマの平衡をとること、安定性を得ること、及び拡散によって主プラズマから失われるプラズマ粒子の回収を行なうこと等について配慮しなければならない。同様の問題は、ミラー・トーラス・結合系においても生じ、それらの事を充分把握しておく必要がある。

この編では、まずミラー・トーラス結合系配位の基礎実験を行なうために製作された装置、ミラー・トーラス・システム・Ⅰの説明を行なう。次に、トーラスプラズマの平衡に関係した問題であるトロイダルダイバータによる電界の短絡効果に関する実験及び、損失プラズマ回収に関する問題となるトロイダルダイバータからのプラズマ損失に関する実験についてしるす。得られた実験結果の検討及びそれらの議論を行なう。

第3章 実験装置

この章においては、実験的研究に用いられた、ミラー・トーラス・システムⅠ（M.T.S.-Ⅰ）装置の概要、プラズマ生成法、およびプラズマパラメータの測定手段について説明する。次に、M.T.S.-Ⅰ装置の磁場および磁力線の計算とその結果を示す。

3-1 節 装置の概要

ミラー・トーラス・システム・Ⅰ装置図を図3-1に、また全体写真を写真

3-1に示す。¹⁾ 真空容器はレーストラック状である。Uベンド部は、2.5mm厚、主半径0.25m、小半径0.023mのパイレックスガラス製である。ミラー部は長さ0.494m、最大内径0.1m、最小内径0.044mのパイレックス製レジューサであり、プラズマ生成部は、内径0.045mのパイレックスガラス製直管である。ダイバータ容器は、ドラム状で内面高さ0.085m、内径0.342mのSUS304製である。従って直線部の長さは1.04mとなる。ミラー部とダイバータ部の長さは各々0.34m、0.35mとした。(理由は3-3節にしるす。)トロイダルコイル、トロイダルサブコイル、ダイバータコイル

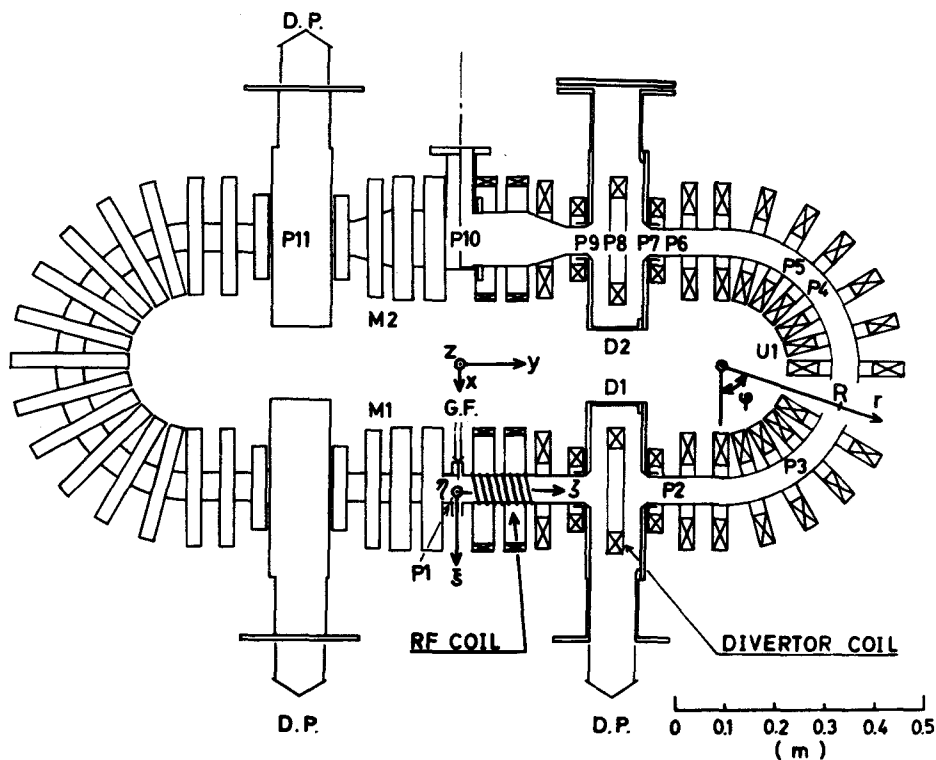


図3-1 ミラー・トーラス・システム・1 (M.T.S.-1)装置図; レーストラック状磁気閉じ込め装置である。直線部の両端には4ヶ所にトロイダルダイバータ(D1~D4)が設置される。Uベンド部(U1)は単純ソレノイド配位である。水素プラズマはR.F.coil(M1)で生成される。プラズマ測定はP1~P6及びP8~P10で行なわれる。使用した座標系(ξ, η, ζ)及び(x, y, z)を示す。

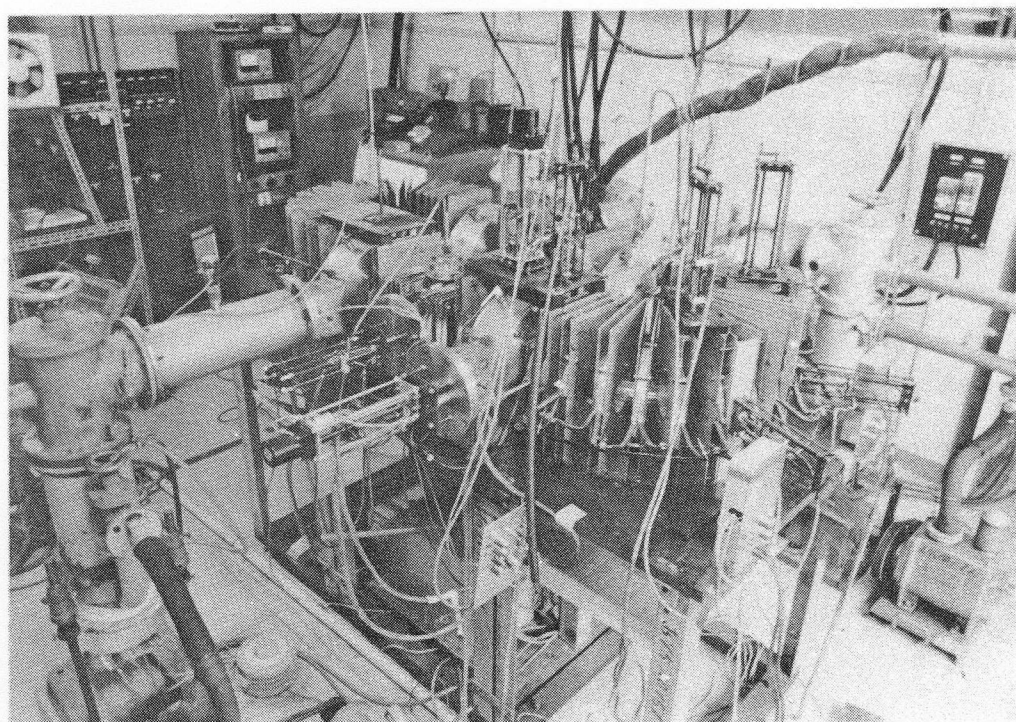


写真 3-1 ミラー・トーラス・システム・I 装置の全体写真

表 3-1 ミラー・トーラス・システム・I 装置に使用された各コイルの仕様

	inner diameter	outer diameter	width	turn
toroidal coil	116 mm	230 mm	24 mm	60
toroidal sub coil	102 mm	164 mm	24 mm	34
divertor coil	168 mm	240 mm	40 mm	290
mirror coil	218 mm	248 mm	44 mm	400

ルとミラーコイルの仕様は表 3-1 に示される。ダイバータコイルは、ホルマル線を巻いた後、エポキシ樹脂で固められており、その表面は銅箔で覆った後、写真 3-2 の様にダイバータ容器中に 3 点支持で設置された。ダイバータ磁場を形成するために、トロイダルサブコイル²⁾ がダイバータコイルの両側に有り、トロイダルコイルと直列接続される。電流 I_t はサイリスタ混合ブリッジ 3 相全波整流電源より定常的に供給され、 $I_t = 100 \text{ A} \sim 160 \text{ A}$ の間（リップル率 10 % 以下）で変化させることができる。ミラー、ダイバータ各コイルは各々 3 相全波整流定常電源から電流を供給し、その電流は $I_m = 5 \sim 10 \text{ A}$ 、 $I_d = 15 \sim 30 \text{ A}$ の範囲（リップル率 4 % 以下）で可変である。真空排気は、ダイバータ容器を通して行なわれる。到達真空度は $4 \times 10^{-6} \text{ Torr}$ である。

プラズマパラメータであるイオン密度及び電子温度の測定³⁾ には、浮遊ダ

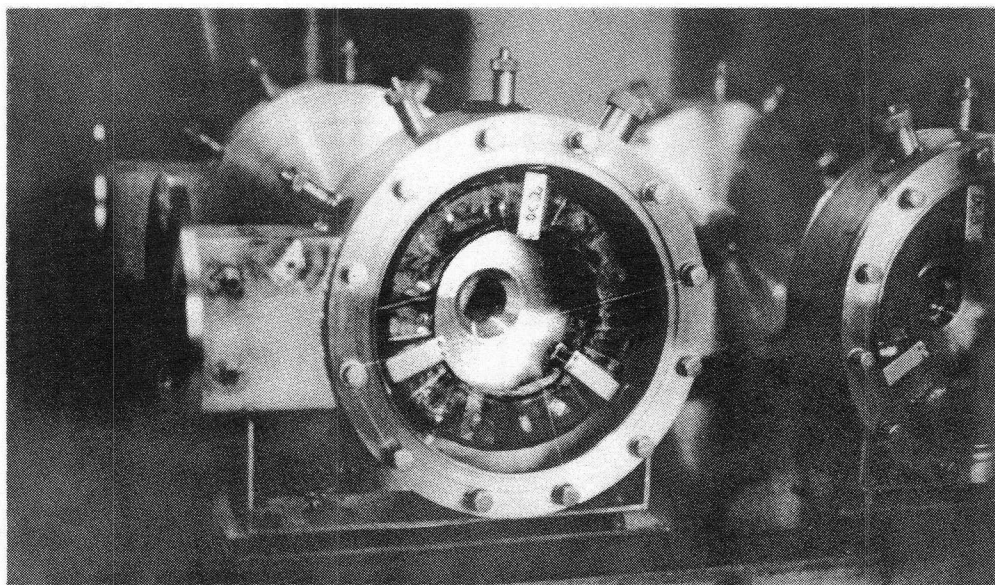


写真 3-2 ダイバータコイル設置の写真；エポキシ樹脂で固められたダイバータコイルは銅でカバーした後、真空容器中に 3 点支持で固定する。写真は U 方向に U ベンド側から見たコイルの様子である。

ブルプローブ (0.5 mm ϕ \times 2 mm タングステンチップ) を, イオン温度測定にイオンセンシティブプローブ (勝俣プローブ)^{4),5)} を, 電子流測定にターディングプローブ^{6),7)} を使用した。粒子ドリフト速度はフラットプローブを用いて検出した。^{8)~10)} 各々の測定法については, 各章の実験方法の項で詳細に述べる。使用した座標系は図 3-1 中に示されている, (ξ , η , ζ) であり, R.F.コイルが巻かれている側のミラー部中心を原点とした。 ξ 軸は, レーストラック軸を含む面内で, レーストラック軸から外方を正にとった長さを表わし, η 軸はレーストラック面に垂直面内で ξ 軸に垂直方向への長さを表わし, ζ 軸はレーストラック軸にそった長さを表わし, 磁力線方向を正としている。U ベンド部では変数 (r , φ) を併用し図 3-1 の様に φ を磁力線方向にとる。各座標間には, 以下の関係がある。

$$\xi = x - 0.25, \quad \eta = z, \quad \zeta = y, \quad \text{for } 0 \leq \zeta \leq L = 0.525,$$

$$\xi = r - R, \quad \eta = z, \quad \zeta = L + \varphi R \quad \text{for } L \leq \zeta \leq L + \pi R$$

$$\xi = -x - 0.25, \quad \eta = z, \quad \zeta = 2L + \pi R - y, \quad \text{for } L + \pi R \leq \zeta \leq 2L + \pi R$$

ここで R , $2L$ は各々 U ベンドの主半径, 直線部の長さを表わす。(x , y , z) 座標は, 直線部での位置を示すために併用される。測定点は図 3-1 に示されるように $P_1 \sim P_6$ と $P_8 \sim P_{10}$ に設定される。各々の測定点は可変であり, その座標は (ξ , η , ζ) を用いると以下の様に表わされる。 $P_1 : (\xi, 0, 0)$, $P_2 : (\xi, 0, 1.40)$, $P_3 : (\xi, 0, 0.75)$, $P_4 : (0, \eta, 0.97)$, $P_5 : (\xi, 0, 1.40)$, $\varphi = 2.2 \text{ rad}$, $P_6 : (\xi, 0, 1.48)$, $P_8 : (0, \eta, 1.51)$, $P_9 : (\xi, 0, 1.54)$, $P_{10} : (\xi, 0, 1.82)$ 。ここで, 単位はメートルである。 P_7 および P_{11} には, 第 5 章にしるしている実験を行なう際に, リミッターと, ガラスプレートが挿入された。座標は各々, $\zeta = 1.48$, $\zeta = 2.16$ である。

3-2 節 プラズマ生成法

ミラー・トーラス・システム・I のプラズマ源としては、R. F. 進行波による無電極放電プラズマを使用した。^{11)~14)} 進行波を印加する R. F. コイルを図 3-2 と写真 3-3 に示す。50φパイレックスガラス管の外側に4×5mm銅線を130ターンの1mで40ターンの巻き、4ターンのごとに10ヶで600pF±10%の高周波用コンデンサCを通して接地した遅延回路である。コイルの静電容量及びインダクタンスLは各々30.3 pF, 及び17.1 μH であった。電送回路の理論¹⁵⁾によると、この回路における R. F. 進行波の位相速度 V_{ph} 及び特性インピーダンス Z_0 は $V_{ph} = 1/\sqrt{CL}$, $Z_0 = \sqrt{L/C}$ で与えられ、各々 1.04×10^6 m/sec, 50 Ω であった。高周波の反射をふさぐため R. F. コイルの最終端に特性インピーダンスと同じ値の無誘導抵抗Rを付ける。図 3-2 中に示される R. F. 発振器は、自励式パラレルハートレー回路¹⁶⁾による発振器で、定常最大出力25 kW, 発振周波数1.87 MHz である。その回路を図 3-3 に示す。R. F. コイルに高周波を印加した場合の R. F. 電圧

r.f. oscillator

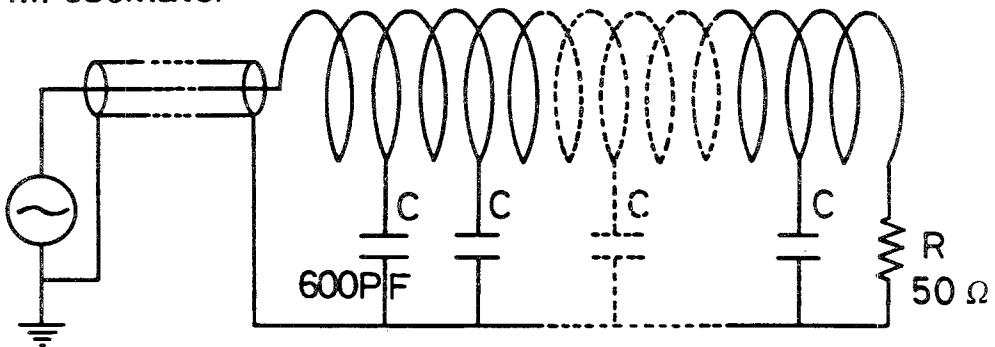


図 3-2 R. F. コイル回路図；プラズマはコイルに R. F. 進行波を印加して生成する。コイルは40ターンのごとに600 pFのコンデンサで接地する。R. F. の進行速度は 10^6 m/sec である。終端は特性インピーダンス $R=50 \Omega$ で接地する。

の r . m . s . 値の分布を図 3 - 4 に示す。横軸は軸上の長さである。実験条件は、プレート電圧 $V_p = 9 \text{ kV}$, プレート電流 $I_p = 2.3 \text{ A}$, $V_p = 5 \text{ kV}$, $I_p = 1.3 \text{ A}$, 及び $V_p = 4 \text{ kV}$, $I_p = 1 \text{ A}$ である。R . F . コイルへの入力電力は $(V_{\min} + V_{\max})/2$ で与えられ、¹⁵⁾ 図 3 - 4 より得られる $V_p = 9 \text{ kV}$ 時の入力電力は約 13 kW である。

以上の R . F . コイルを図 3 - 1 に示すように R . F . coil と表記されているミラー部へ設置し、R . F . 進行波の進行方向が磁力線方向になる様に設

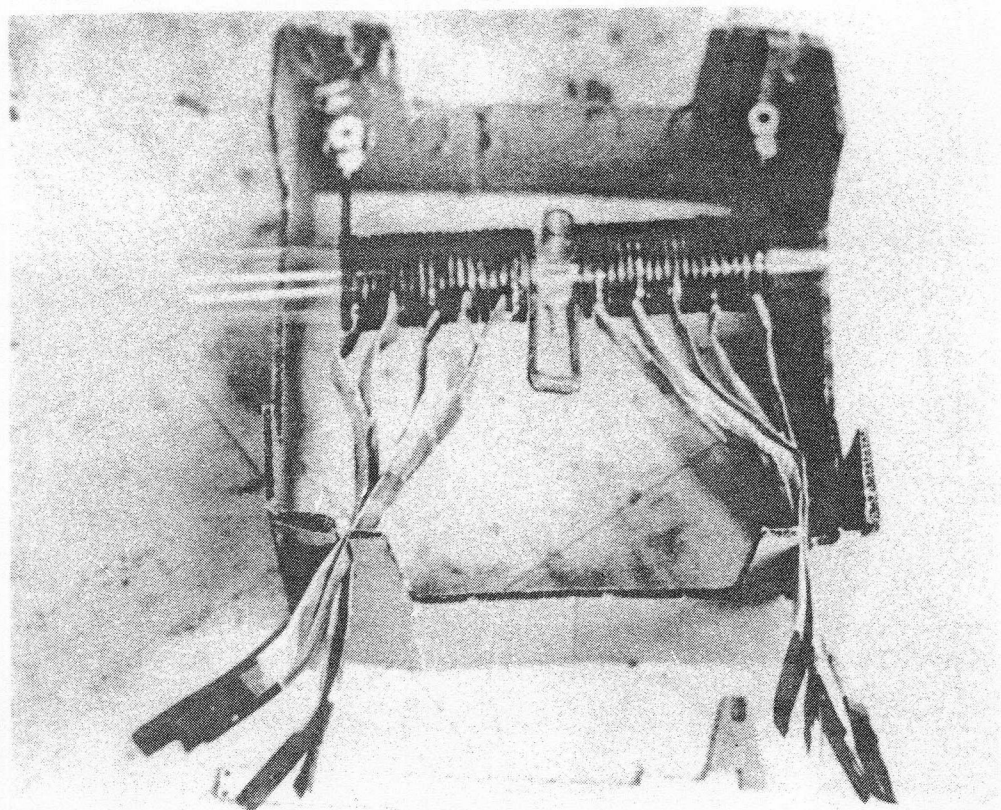


写真 3 - 3 R . F . コイルの写真；装置に取付ける以前であり、コンデンサは付いていない。

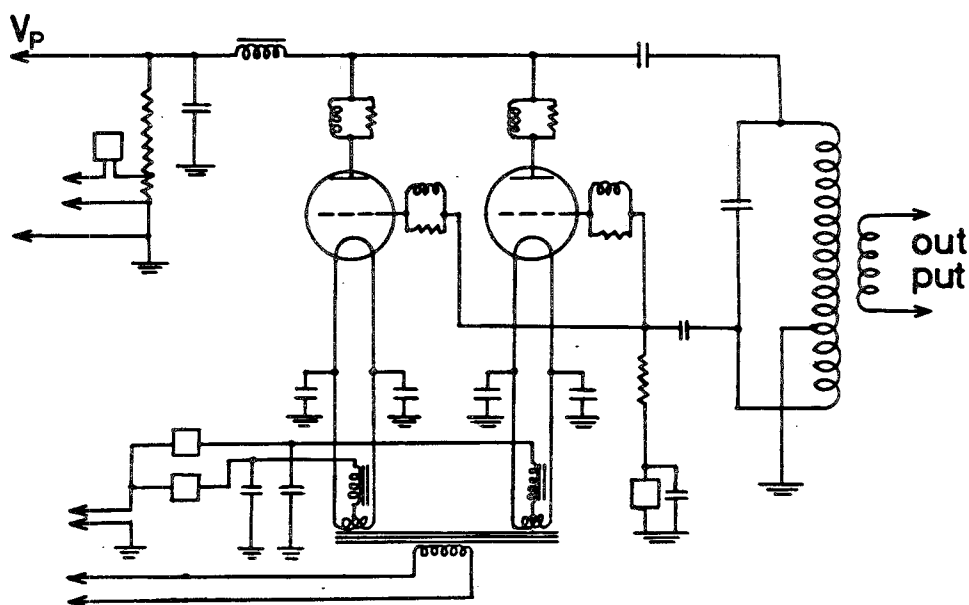


図 3-3 高周波発振回路；自励式パラレルハートレー回路で定常最高出力 25 kW，発振周波数 1.87 MHz である。

置し， R. F. 進行波の進行方向が磁力線方向になる様に設置した。なお，この実験においては生成されたプラズマが R. F. 進行波によって一方向へ推進される効果は，ほとんど無視できる。

水素ガスの供給は 99.999% H_2 ガスをリークバルブにより G. F. と示されているポートから G. F. 点でのガス圧 6×10^{-4} Torr となる様に定常的に導入する。生成された水素プラズマの R. F. 部におけるパラメータは次の様である。プラズマ密度 $n_{H^+} \simeq 5 \times 10^9 \sim 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ，電子温度 $T_e \simeq 10 \sim 15 \text{ eV}$ ，イオン温度 $\simeq 1 \sim 2 \text{ eV}$ 。実験時の U ベンド部でのガス圧は約 1×10^{-4} Torr であり， H^+ プラズマと中性ガスとの衝突の平均自由行程¹⁷⁾ は，イオンに対して $\lambda_i \simeq 1 \text{ m}$ ，電子に対して $\lambda_e \simeq 3 \text{ m}$ である。

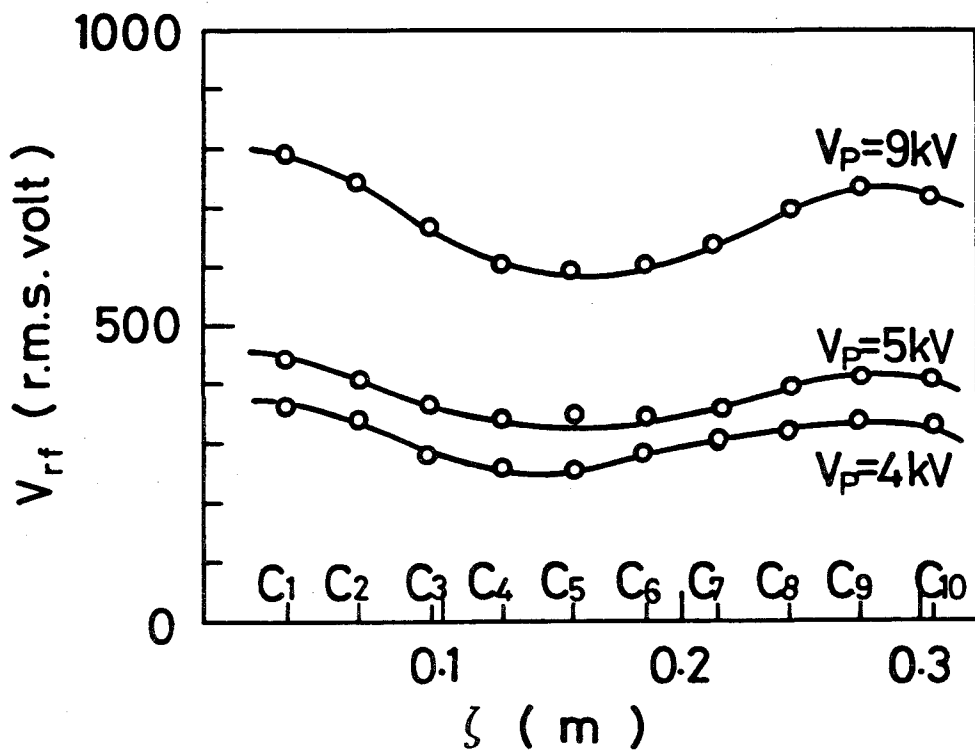


図 3-4 R.F. コイルに印加された高周波電圧分布；コイルの長さに対して R.F. 電圧を root mean square で示す。パラメータは発振器プレート電圧 V_p である。S.W.R. は各々約 1.3 でほとんど反射はない。

3-3 節 磁 場

(a) 磁場配位

この節では、ミラー・トラス・システム・I 装置の磁場及び磁力線を求めるための計算とその結果を示す。プラズマの存在の影響は無視して計算を行ない、結果は、真空磁場を示す。コイルに対する近似として厚みと巾を無視して、その平均半径の円周上を（電流）×（コイル数）の 1 ターン電流が流れているとした。この近似による誤差はプラズマの存在する範囲において

十分小さいことが計算されている。

任意の点におけるベクトルポテンシャル A は各コイルのベクトルポテンシャル A_j の総和で表わせる。 $(A = \sum_j A_j)$ 。プラズマが存在することによる磁場の变化を無視すると、任意の点における磁場 B は以下の様に表わせる。¹⁸⁾

$$B = \text{rot } A = \text{rot } \left(\sum_j A_j \right) \quad (3-1)$$

ここで \sum_j はすべてのコイルについての総和を示す。

コイルは、中心をレーストラック軸上に、電流を近似する円が $x-y$ 面に垂直になるように設置される。レーストラック軸は長さ $2L$ の2つの直線部と半径 R の2つの半円から成り、軸は $x-y$ 面内にある。中心がレーストラック軸上の位置 $P_0 : (x_0, y_0, z_0)$ にあるコイルのベクトルポテンシャルは、 P_0 を原点とする、円柱座標 (ρ, θ, ζ) で解析的に求められる。ここで ρ はレーストラック軸からの長さ、 θ は半径 R の半円の中心と P_0 を結ぶ線から磁力線方向にみて右まわりに測った角度、 ζ はレーストラック軸に接する $x-y$ 面内での軸である。ベクトルポテンシャル A_j を図3-5に示した (x, y, z) 座標での値に変換した後、式(3-1)に代入し、各コ

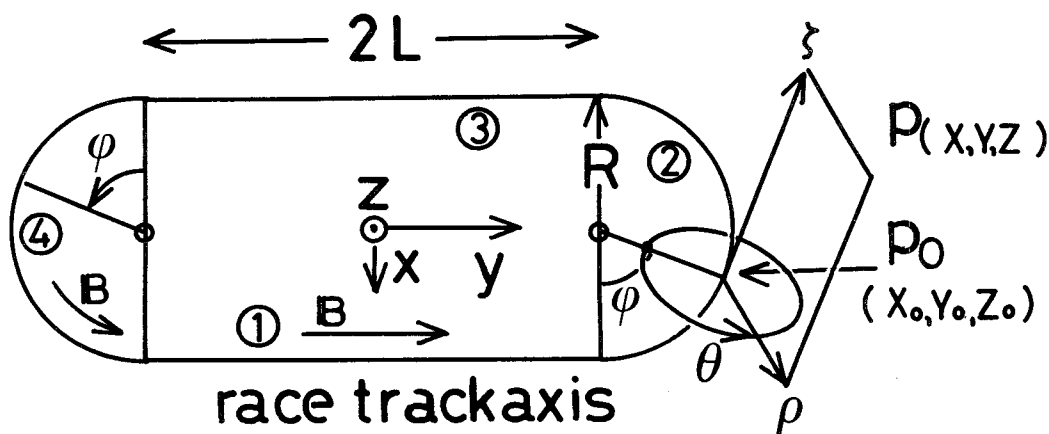


図3-5 M.T.S.-1の磁場計算を行う上で使用する座標系；レーストラック軸は各コイルの中心を結ぶ曲線をとる。系全体を通して (x, y, z) 座標で計算を行う。 P_0 に中心を持つ1ターンループコイルの磁場は (ρ, θ, ζ) 座標で計算する。

イルによるベクトルポテンシャルの総和の回転をとることにより任意の点 $P(x, y, z)$ における磁場 $B(B_x, B_y, B_z)$ を求める。計算上半円部におけるコイル中心の座標 P_0 を表わすために、変数 φ (図 3-5 参照) を使用し、その方向は磁力線方向にとった。次に磁場計算について述べる。

一般に (x, y, z) 直交座標系と他の直交座標系 (u, v, w) におけるベクトル A の変換は次式の様に表わせる。^{19),20)}

$$\begin{aligned} A_x &= \frac{1}{h_1} \frac{\partial x}{\partial u} A_u + \frac{1}{h_2} \frac{\partial x}{\partial v} A_v + \frac{1}{h_3} \frac{\partial x}{\partial w} A_w, \\ A_y &= \frac{1}{h_1} \frac{\partial y}{\partial u} A_u + \frac{1}{h_2} \frac{\partial y}{\partial v} A_v + \frac{1}{h_3} \frac{\partial y}{\partial w} A_w, \\ A_z &= \frac{1}{h_1} \frac{\partial z}{\partial u} A_u + \frac{1}{h_2} \frac{\partial z}{\partial v} A_v + \frac{1}{h_3} \frac{\partial z}{\partial w} A_w. \end{aligned} \quad (3-2)$$

ここで

$$\begin{aligned} h_1 &= \left[\left(\frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial u} \right)^2 \right]^{1/2} \\ h_2 &= \left[\left(\frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial v} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial v} \right)^2 \right]^{1/2} \\ h_3 &= \left[\left(\frac{\partial x}{\partial w} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial w} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial w} \right)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (3-3)$$

である。

式 (3-2), (3-3) を使用すると、コイルの中心が図 3-5 中の直線部、領域①にある場合、つまり $x_0 > 0$, $|y_0| \leq L$ の場合はコイル中心の座標 P_0 は $(R, y_0, 0)$ であるので (ρ, θ, ζ) と (x, y, z) の間には以下の関係がある。

$$\begin{aligned} x &= R - \rho \cos \theta, \\ y &= \zeta + y_0, \\ z &= \rho \sin \theta. \end{aligned} \quad (3-4)$$

式(3-4)を使用して(h_1, h_2, h_3)が各々(1, ρ , 1)と求まる。
 従ってコイル中心に原点を持つ円管座標におけるベクトルポテンシャル(A_ρ , A_θ, A_ζ)と(h_1, h_2, h_3)を式(3-2)へ代入して(A_x, A_y, A_z)
 を求めると以下の様になる。

$$\begin{aligned} A_x &= -A_\rho \cos \theta, \\ A_y &= A_\zeta, \\ A_z &= A_\rho \sin \theta. \end{aligned} \quad (3-5)$$

$x_0 < 0$, $|y_0| \leq L$ つまり領域③にコイル中心がある場合には、式(3-4)と同様にして

$$\begin{aligned} x &= -R + \rho \cos \theta, \\ y &= y_0 - \zeta, \\ z &= \rho \sin \theta. \end{aligned}$$

として求まり、従って(h_1, h_2, h_3)は(-1, ρ , -1)となり

$$\begin{aligned} A_x &= A_\rho \sin \theta, \\ A_y &= -A_\zeta, \\ A_z &= A_\rho \sin \theta, \end{aligned} \quad (3-6)$$

とベクトルポテンシャルが求まる。コイル中心が $y_0 \geq L$ のUベンド部、
 つまり領域②にある場合、中心の座標、 $P_0 = (x_0, y_0, 0) = (R \cos \varphi_0, R \sin \varphi_0 + L, 0)$ であるので(ρ, θ, ζ)と(x, y, z)との間には以下の関係がある。

$$\begin{aligned} x &= (R - \rho \cos \theta) \cos \varphi_0 - \zeta \sin \varphi_0, \\ y &= (R - \rho \cos \theta) \sin \varphi_0 + \zeta \cos \varphi_0 + L, \\ z &= \rho \sin \theta. \end{aligned}$$

式(3-3)より (h_1, h_2, h_3) は $(1, \rho, R - \rho \cos \theta)$ であり、
従ってベクトルポテンシャルは以下の様に表わせる。

$$\begin{aligned} A_x &= -A_\rho \cos \theta \cos \varphi_0 - A_\zeta \sin \varphi_0, \\ A_y &= -A_\rho \cos \theta \sin \varphi_0 + A_\zeta \cos \varphi_0, \\ A_z &= A_\rho \sin \theta. \end{aligned} \quad (3-7)$$

$y_0 \leq -L$ のUバンド部つまりコイル中心が領域④にある場合は、領域②の場合と同様にして

$$\begin{aligned} x &= (R - \rho \cos \theta) \cos \varphi_0 - \zeta \sin \varphi_0, \\ y &= (R - \rho \cos \theta) \sin \varphi_0 + \zeta \cos \varphi_0 - L, \\ z &= \rho \sin \theta, \end{aligned}$$

従って (h_1, h_2, h_3) は $(1, \rho, R - \rho \cos \theta)$ であり、ベクトルポテンシャル A は

$$\begin{aligned} A_x &= -A_\rho \cos \theta \cos \varphi_0 - A_\zeta \sin \varphi_0, \\ A_y &= -A_\rho \cos \theta \sin \varphi_0 + A_\zeta \cos \varphi_0, \\ A_z &= A_\rho \sin \theta, \end{aligned} \quad (3-8)$$

と求められる。

ここで、円柱座標 (ρ, θ, ζ) における1ケのコイルによるベクトルポテンシャルを求める。 $\rho = a$, $\zeta = 0$ において J なる電流が θ 方向に流れている場合の1ターンループコイルによるベクトルポテンシャルは $\nabla^2 A = -\mu_0 J$ を解くことによって次の様に求められる。

$$\begin{aligned} A_\rho &= 0 \\ A_\theta &= \frac{J}{R} \sqrt{\frac{a}{\rho}} \left\{ \left(1 - \frac{k^2}{2} \right) K(k) - E(k) \right\} \\ A_\zeta &= 0 \end{aligned}$$

$$k = [4a\rho / \{ (a + \rho)^2 + \zeta^2 \}]^{1/2} \quad (3-9)$$

ここで a はコイルの半径を示し、 J はコイルに流れる電流であり、 $K(k)$ 及び $E(k)$ は各々第1種及び第2種完全楕円積分である。式(3-1)中 A_j で表わされるベクトルポテンシャルの各成分は式(3-9)を代入した式(3-5), (3-6), (3-7)及び(3-8)で表わされる。式(3-1)及び式(3-9)より (x, y, z) 座標におけるベクトルポテンシャル A が求まる。従って、任意の点における磁場 B は、式(3-1), $B = \text{rot } A$ の関係より求める。計算上 $\partial K(k)/\partial k = E(k)/k(1-k^2) - K(k)/k$ 及び $\partial E(k)/\partial k = (E(k) - K(k))/k$ という関係式を用いた。²¹⁾ 計算は大阪大学計算機センターの ACOS-S900 を用いて行なわれた。計算結果を図3-6~3-10に示す。図3-6, 3-7はレーストラック軸を含む $(x-y)$ 面での磁場強度 $B = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ を各々、ダイバータ配位とソレノイド配位の場合について示したものである。横軸は ξ を用いた。条件はダイバータ配位時 $I_t = 100 \text{ A}$, $I_m = 5 \text{ A}$, $I_d = -15 \text{ A}$, ソレノイド配位時 $I_t = 100 \text{ A}$, $I_m = 10 \text{ A}$, $I_d = 30 \text{ A}$ である。図3-6及び3-7においてUベンド部における磁場強さの ξ 方向への傾きはトロイダル効果によるものである。また $\xi = \pm 5 \text{ cm}$ 近傍におけるリップルはコイルに近い領域であるために生じたものであり、プラズマの存在する領域 $|\xi| \leq 1 \text{ cm}$ ではほとんどリップルはない(1%以下)。各電流を変化させた場合 磁場はそのつど述べることにする。図3-8, 3-9は図3-6, 3-7の $\xi = \eta = 0$ における磁場変化を取り出して描いたものでありダイバータ配位時の軸上での磁場強度は、ミラー部で 0.34 kG , ダイバータ部で 0.07 kG , Uベンド部で 1.1 kG であり、ミラー比は約3である。ソレノイド配位時は、ミラー部で 0.67 kG , Uベンド部で 1.1 kG であり、ミラー比は 1.56 である。図3-10は、ダイバータ近傍での磁場強さを ξ を横軸にとった場合について示している。

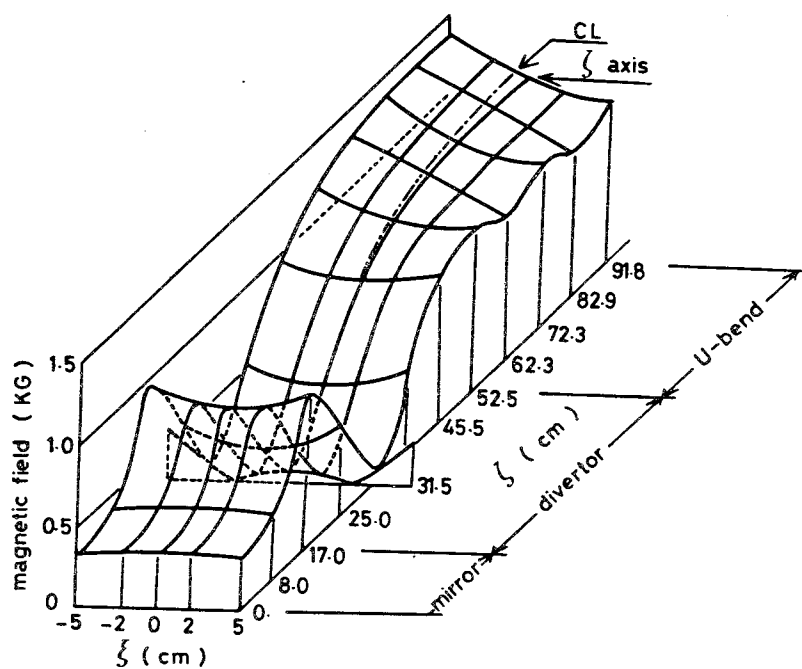


图 3 - 6

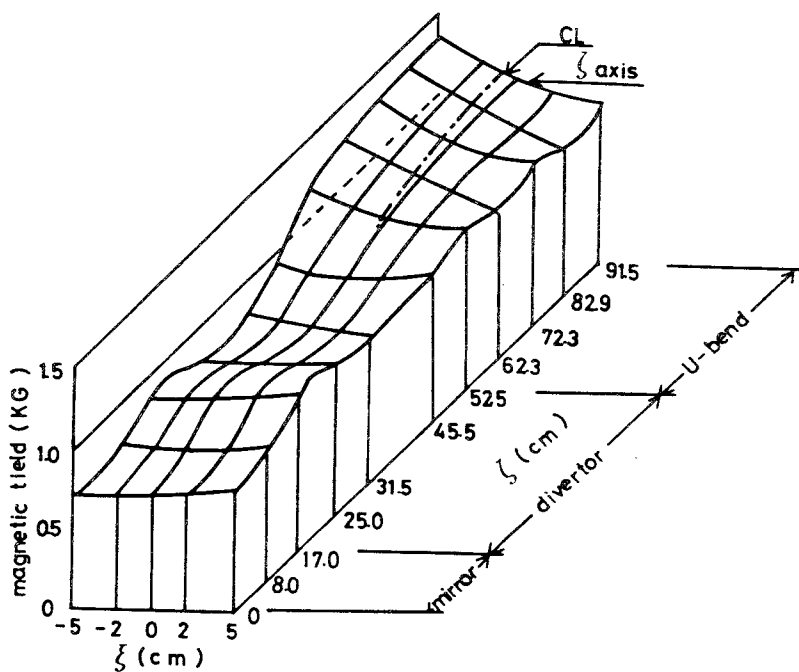


图 3 - 7

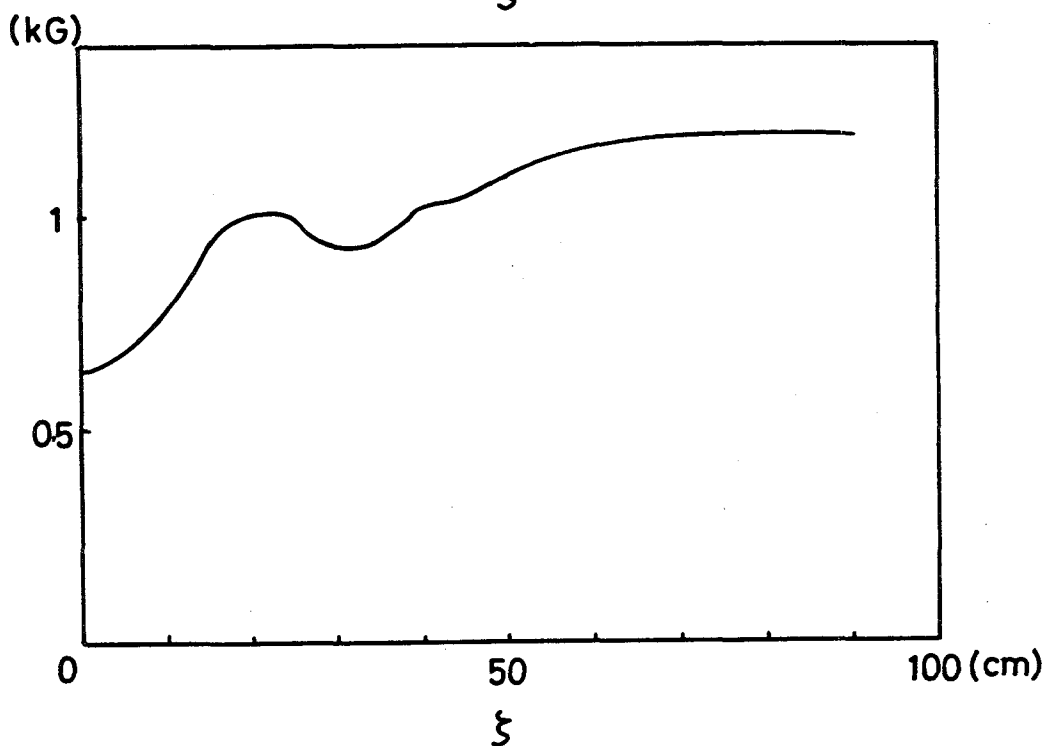
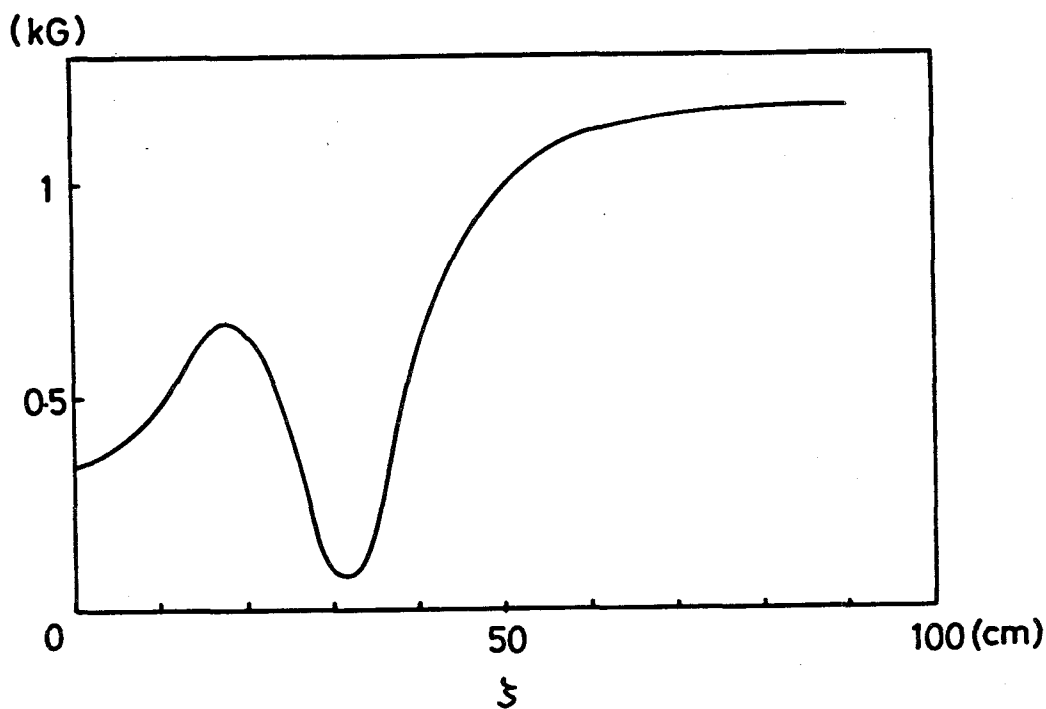


図 3-6～3-9 磁場強さ分布；図 3-6及び3-8はダイバータ配位時の分布を示し、各々 $\xi-\eta$ 面での強さ及び ζ 軸に沿った $\xi=\eta=0$ での強さを示す。図 3-7及び3-9はソレノイド配位時の分布を示し、各々 $\xi-\eta$ 面での強さ及び ζ 軸に沿った $\xi=\eta=0$ での強さを示す。

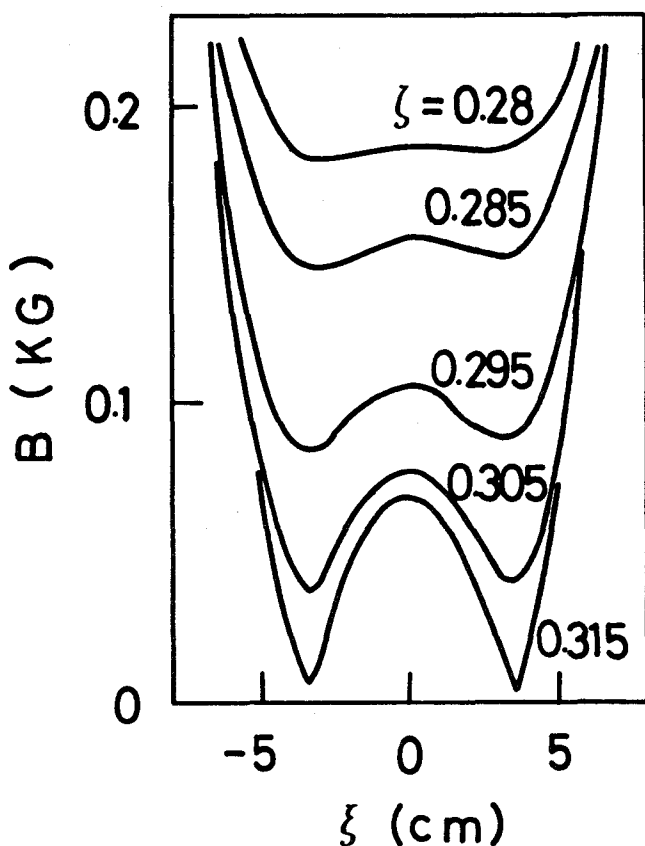


図 3-10 ダイバータ部での磁場強さ分布； ξ 方向の分布を示し， $\Delta \zeta = 0.01$ m ごとの分布を示す。

(b) 磁 力 線

次に磁力線の計算について述べる。磁力線方程式は次式で与えられる。²²⁾

$$\frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{dz}{B_z} \quad (3-11)$$

ここで B_x , B_y , B_z は dx , dy , dz 方向における磁場ベクトルの方向余弦である。当装置においてはダイバータ部において磁力線が、コイルのまわりを回る可能性があるので変数として z 方向の dz を使用せず，磁力線にそった方向の微小線素 ds を使用して計算を行なう。²³⁾ ds は

$$(ds)^2 = (dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2$$

で与えられるので、式(3-11)から

$$(ds)^2 = \{(B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)/B_x^2\} (dx)^2$$

と変形できる。磁力線の方程式としては次式が使用できる。

$$\frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{dz}{B_z} = \frac{ds}{\{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2\}^{1/2}} \quad (3-12)$$

計算は式(3-5)～(3-8)で与えられる磁場を用い、 ds をパラメータとして式(3-12)をRunge-Kutta-Gill法^{23),24)}によりコンピュータ計算して求めた。計算は $ds = 0.01\text{m}$ として行ない、誤差はミラー部中央を通る磁力線について半周で 10^{-3}m 以下である。図3-11～3-13は得られた結果を $x-y$ 面に表わした図である。図3-11はダイバータ配位時の磁力線を示し、レーストラックの $1/4$ を示す。図3-12は図3-11中のダイバータ部を拡大して描いた図である。破線で示されるセパトリックスは、計算により求める事が不可能なのでその近傍の磁力線から推測される形を描いてある。図3-13はソレノイド配位時の磁力線を示す。

以下の節において実験結果を整理する際に使用する、diverted line, wall line, center lineについて説明を行なう。^{2),25)} diverted lineは図3-12において破線で示された磁力線であり、ダイバータ部では磁気中性線を垂直に通過する。Uベンド部においてdiverted lineによって構成される面(separatrix surface)の直径は約 1.5cm であり、ダイバータ部では 7.4cm である。center lineはミラー部においてその中央を通過する磁力線である。center lineは、トラス効果により内側へずれており、その値はUベンド部においては、コイルの中心線(レーストラック軸)より 0.67cm 内側へずれていることが判った。wall lineはM.T.S.-I装置の真空容器に変わることなく1周できる磁力線の中で最も

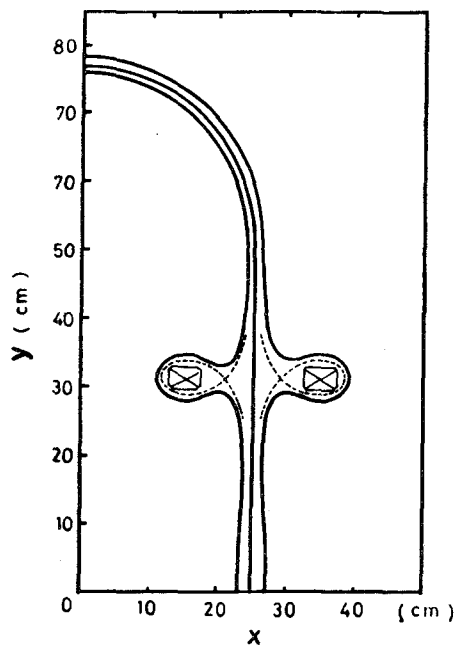


図 3-11 磁力線；ダイバータ配位時の $\xi-\eta$ 面での磁力線をレーストラック 1/4 について示す。

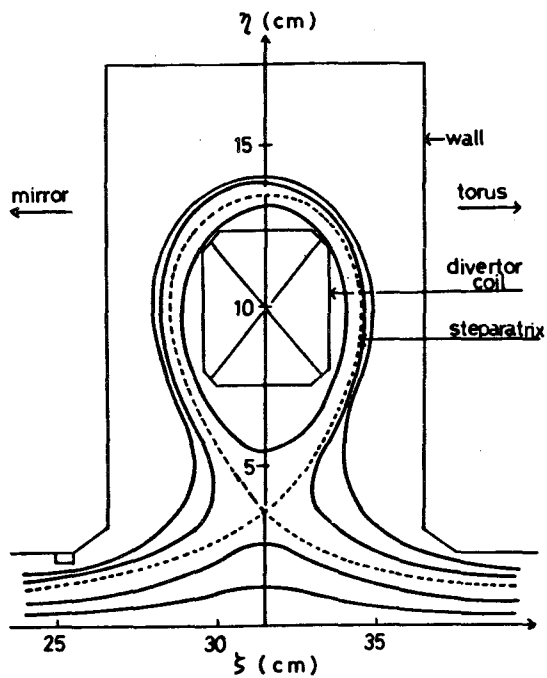


図 3-12 磁力線；図 3-11 のダイバータ部を拡大して示したものでレーストラック軸を通る磁力線 (center line) 及び磁気中性線を通る磁力線 (diverted line) が示される。

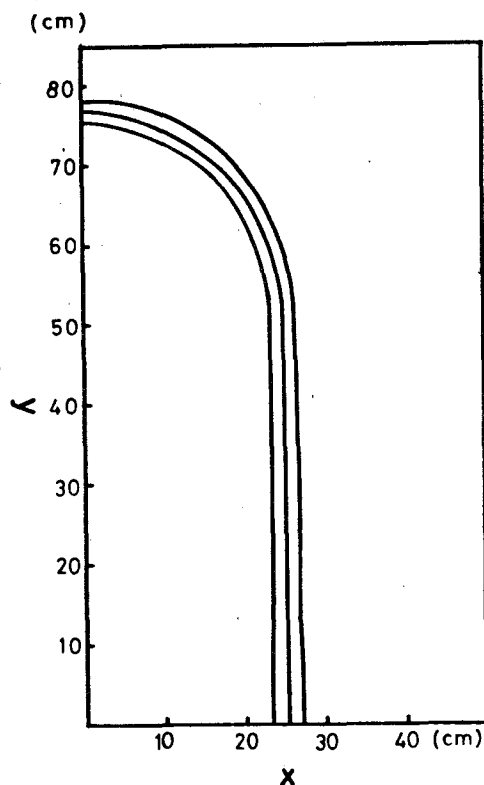


図 3-13 磁力線；ソレノイド配位時の $\xi-\zeta$ 面での磁力線をレース
トラック 1/4 について示す。

外側の磁力線を示す。

写真 3-4 はダイバータ部におけるプラズマの様子を ξ 軸方向から撮影した写真である。中央の黒い部分はダイバータコイルであり、白く光っている部分がプラズマを示す。この写真より、コイルを通り抜けるプラズマとコイルの外側を通っているプラズマの存在することが判る。プラズマが磁力線に沿って流れているとすると、この写真は磁力線の様子を示す事になり、このことは図 3-12 の配位が形成されていることを示す。

続いて、磁気ポテンシャルを示す。磁気ポテンシャル U は $U = - \oint d\mathbf{s} \cdot \mathbf{B}$ として定義される。式 (3-12) により求めた磁力線に沿って磁場強さをシンプソン公式により積分して求めた。図 3-14 に U を示す。 U は diverted

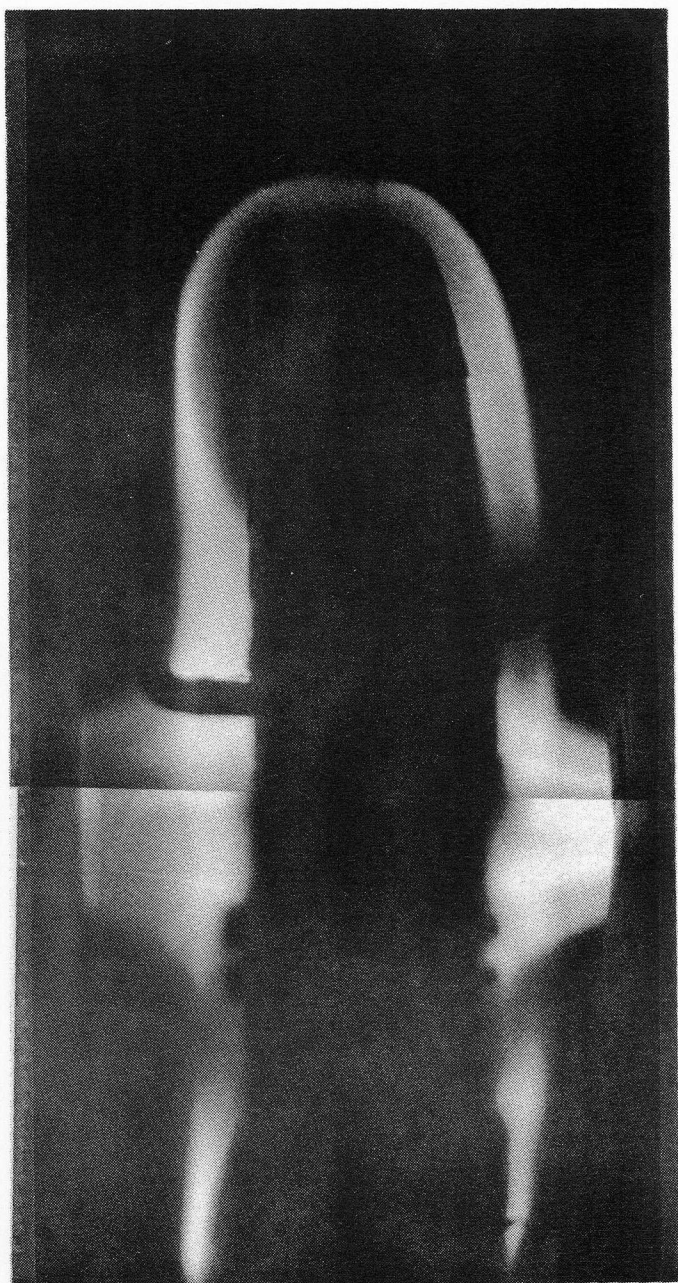


写真3-4 ダイバータ部におけるプラズマ写真； ξ 方向に diverter 真空容器開口部から撮った写真である。中央の黒い領域はダイバータコイルを示し、白く光っている領域はプラズマを示す。コイル中央部を通り抜けるプラズマとコイルの周りを通るプラズマが観測される。

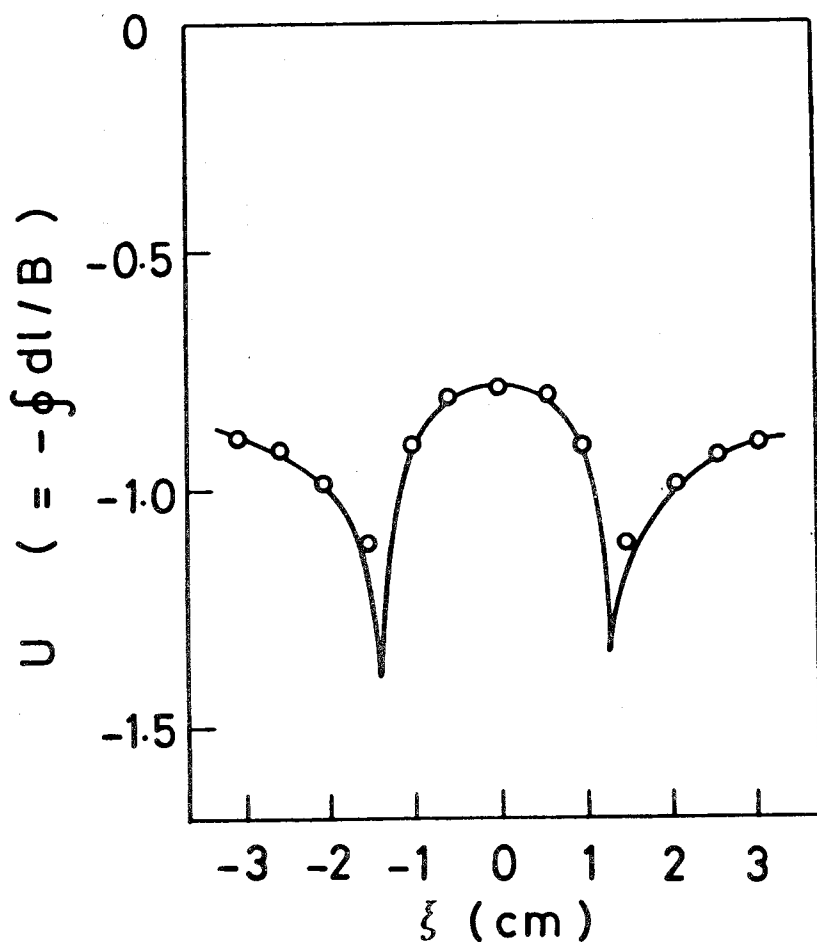


図3-14 磁気ポテンシャル分布；磁気ポテンシャル U ($= -\int \frac{dl}{B}$) の
 ξ 方向分布を示す。diverted line (DL) で最小である。
 積分はトーラス一周について行なった。

line において最小値を示し、この領域において安定にプラズマを閉じ込める可能性があり、^{26)~31)}ダイバーターダイバーター間の接続距離が十分短い時トーラス全体にわたってプラズマが安定になる²⁵⁾可能性のあることを示す。

第3章 参 考 文 献

- 1) 大谷昌徳 ; 修士学位論文, 大阪大学, 大学院, 工学研究科, 原子力工学専攻 (1977).
- 2) U. Christensen ; Princeton University Plasma Physics Laboratory Tech. Memo. No. 158 (1962).
- 3) 電気学会編 ; 放電ハンドブック (オーム社, 1975).
- 4) 勝俣五男 ; 理研シンポジウム, ガスプラズマ中のプラズマ測定論文集 (1968) P 28.
- 5) I. Katsumata and M. Okazaki ; Japanese J. Appl. Phys. **6** (1967) 123.
- 6) M. Sugawara, B. Bergevin, B. Stanfield and B. C. Gregory ; *INRS Energy Report*, University of Institute of National Research Scientific (1974).
- 7) D. W. Mason ; Plasma Physics and Nuclear Energy Part C **6** (1964) 553.
- 8) U. Fahleson ; Space Science Reviews **7** (1967) 238.
- 9) R. C. Sagalyn and M. Smiddy ; J. Geophysical Research **68** (1963) 199.
- 10) L. Lindberg and L. Kristoferson ; Plasma Physics **12** (1970) 838.
- 11) Y. Mizuno ; IPPJ-187 (1974) and IPPJ-135 (1972).
- 12) M. Fukuda, K. Matsuura, K. Hirano, A. Mohri and M. Fukao ; J. Phys. Soc. Jpn. **41** (1976) 1376.
- 13) M. Fukuda and K. Matsuura ; J. Phys. Soc. Jpn. **44** (1978) 1344.
- 14) M. Fukuda ; J. Phys. Soc. Jpn. **45** (1978) 283.
- 15) A.B. ブロンウェル, R.E. ビーム著, 岡村総吾訳 ; 極超短波工学 (近代科学社, 1952).
- 16) 吉村順一 ; 高周波加熱用電子管発振装置の設計と調整 (誠文堂新光社, 1963).
- 17) H. S. W. Massey, E. H. S. Bishop and H. B. Gilbody ; *Electric and Ionic Impact Phenomena* (Oxford University Press, 1974).
- 18) 第2章参考文献 31).
- 19) 安達忠次 ; ベクトル解析 (培風館, 1957).
- 20) 第2章参考文献 15), 31).
- 21) 犬井鉄郎 ; 特殊関数 (岩波全書, 1962).
- 22) 第2章参考文献 35).

- 23) 山内二郎, 森口繁一, 一松信 ; 電子計算機のための数値計算法(培風館, 1965).
- 24) 雨宮綾夫, 田口武夫 ; 数値解析と FORTRAN (丸善, 1969).
- 25) C. R. Burnett *et al* ; *Experiments on Ohmic Heating and Confinement of a Plasma in a Stellarator*, vol. 32, P/359, P 225.
- 26) V. G. Zykov *et al* ; Sov. Phys. — Tech. Phys. **18** (1974) 1200.
- 27) V. M. Zalkind *et al* ; Sov. Phys. — Tech. Phys. **20** (1975) 101.
- 28) V. G. Zykov *et al* ; Sov. Phys. — Tech. Phys. **17** (1972) 744.
- 29) D. S. Wiley ; Phys. Fluids **12** (1969) 2434.
- 30) F. F. Chen and K. C. Rogers ; Plasma Physics **12** (1970) 253.
- 31) V. G. Zykov *et al* ; Sov. Phys.—Tech. Phys. **19** (1975) 1063 and 1069.

第4章 トロイダルダイバータの磁気中性線による短絡効果

4-1節 緒 言

ミラー・トーラス系I装置では、トーラスプラズマの平衡をとる手段として、不純物等の排気の手段として、またトーラスプラズマの安定化等の為に、トロイダルダイバータの設置が必要であることは序論及び第I編で述べた。¹⁾ トロイダルダイバータ配位は、ダイバータコイルにトロイダルコイルと逆方向への電流を流すことによって得られる。その時、磁気中性領域を通る磁力線によって構成される面、セパトリックスが形成される。その外側で磁力線が真空壁と交わる領域と、内側の真空壁と交わらない領域ははっきり区別される。²⁾ その結果トロイダルダイバータは磁気リミッターとしての役割を果し、金属リミッターなしで真空壁から離れたトーラスプラズマを形成することが可能となる。また、リング状の磁気中性領域は、方位角方向の電氣的短絡回路としての働きを持ち、³⁾ 単純トーラス配位で生ずるトロイダルドリフトによる電荷分離を短絡することができる。トーラスプラズマの主半径方向へのドリフトは⁴⁾ $E \times B$ ドリフトが原因であり、短絡効果は E を打ち消し、その結果ドリフトを打ち消すので磁場の回轉變換なしで平衡状態に達することを意味している。

当実験装置ではUベンド部に主半径方向の磁場の勾配 ($1/(R-r \cos \theta)$) があり、かつ回轉變換を持たない。従ってトロイダルダイバータによる短絡回路の形成は、トーラスプラズマ保持のために必要である。

この章では、短絡電子流の検証とともに、電子流の流れの機構の解明を目的とした実験についてしるし、その実験結果と考察についても言及する。実験結果から、次の事柄が判明した。⁵⁾ ダイバータ配位時には、Uベンド部における密度分布は、ベル型をしており、そのピークはcenter lineにほぼ一致しており、プラズマは壁から隔離されていることが検出された。これは、トーラスプラズマの平衡がとれた事によるものと考えられる。ダイバータ磁気中性線近傍に、トーラス部におけるトロイダルドリフトが原因となる電界短絡の為に

生ずる電子流が流れていることが検出された。この電子流は、単一粒子モデルによって計算される値と一致している。

4-2節 実験方法

実験は、第3章で示したM.T.S.-I装置を使用して行なわれた。密度及び電子流測定は、図3-1において $P_1, P_4, P_5, P_8, P_{10}$ の各点で行なわれた。密度分布は遊浮ダブルプローブ^{6),7)}を用いてダイバータ配位とソレノイド配位で行なわれた。このプローブのチップ間隔は約5mmであるのでデバイ長からくる密度の測定限界⁸⁾は 10^7 cm^{-3} である。浮遊ポテンシャル分布は P_5 でcenter line近傍に $2 \times 2 \text{ mm}^2$ シングルプローブを設置し、それを基準電位にして P_4 で $0.5 \times 2 \text{ mm}^2$ のシングルプローブを η 方向に移動して求めた。プラズマ表面を流れている電子流分布は P_4 及び P_5 でリターディングプローブ⁹⁾を用いて測定された。リターディングプローブを図4-1に示す。全体はステンレスチューブに挿入されている。管は浮遊ポテンシャルを基準に G_2 グリッドを138V, Cコレクターを150Vに保持する。これらのポテンシャルを超えてコレクターに入ってくるイオンは極く少ないため、コレクターでは電子のみが捕捉、測定される。 G_1 グリッド及び G_2 グリッドは200/inchのタングステンメッシュであり、メッシュ間の長さはデバイ長より十分短く、電界は浸透している。リターディングプローブの検出効率⁹⁾は計算上約0.54であった。イオン温度は図4-2に示されたイオンセンシティブプローブを¹⁰⁾使用して測定され、 $T_i \simeq 1 \sim 2 \text{ eV}$ が得られた。

ダイバータ領域で磁気中性線近傍は、短絡回路の1部を形成している。^{3),11)}短絡効果を調べるため、短絡電子流の流れない場合の、Uベンド部における電子流及び密度の変化を測定するために、図4-3に示す様に絶縁物を挿入した。絶縁物は、磁気中性線をその中心とし、 $\xi-\zeta$ 面に平行にダイバータ1ヶ当りに2ヶずつ設置した。絶縁物の大きさは $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 及び $20 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ の2種類を用いた。 $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ の大きさのものは、電子が磁気中性線で非断熱的挙動を示して方位角方向へ運動し、その結果生ずる電子流をさま

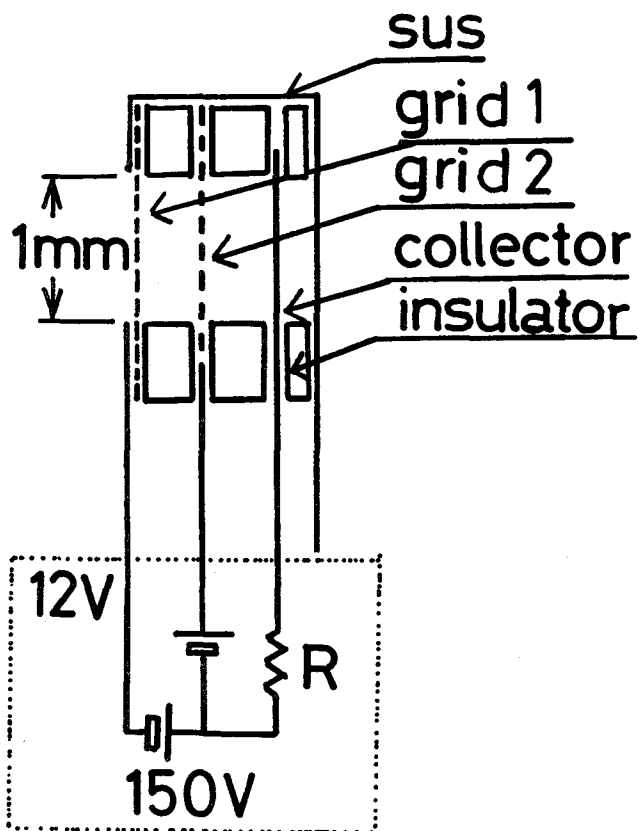


図 4-1 リターディングプローブ：プローブはgrid1, grid2, 及びcollectorからなり, 10mmφのステンレスチューブに挿入される。ステンレスチューブにあけた1mmφの穴から流入したプラズマはgrid2によってイオンはおしもどされ電子のみがcollectorに測定される。grid1及びgrid2は200"メッシュでありcollectorは銅製である。測定効率は0.54である。

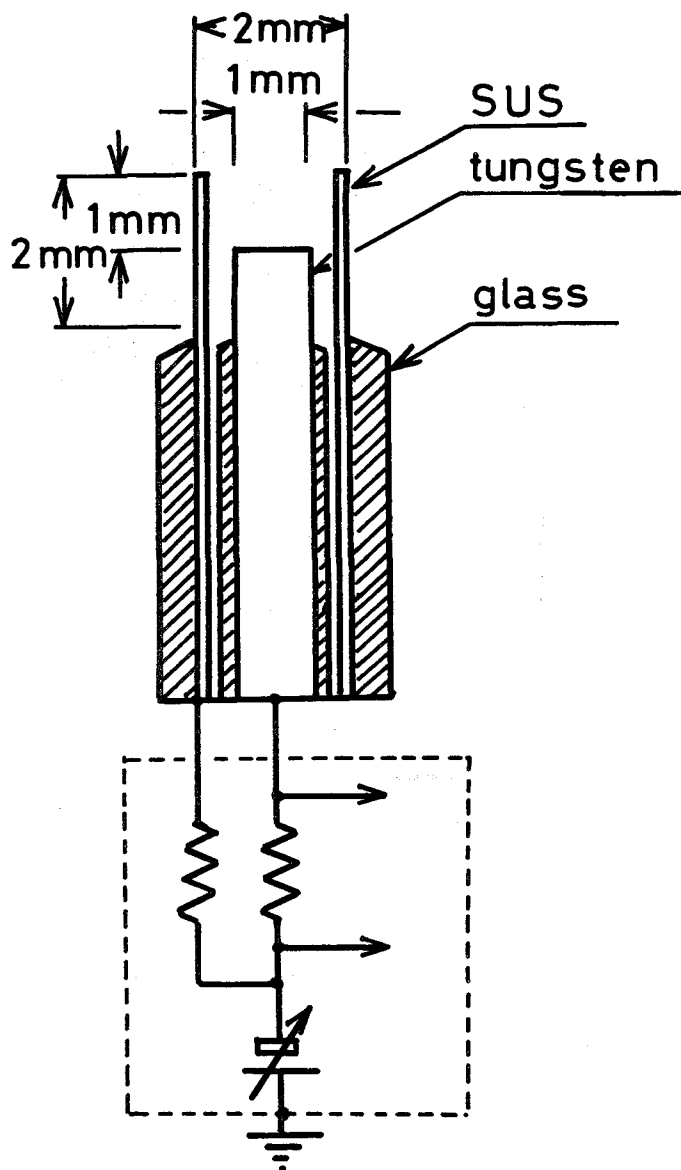


図 4-2 イオンセンシティブプローブ：タングステン線上面はステンレス管上面から1mm下っておりUベンド部における電子ラーマ半径の約1.0倍である。イオン温度はタングステン線へのイオン電流の電圧に対する傾きから求める。

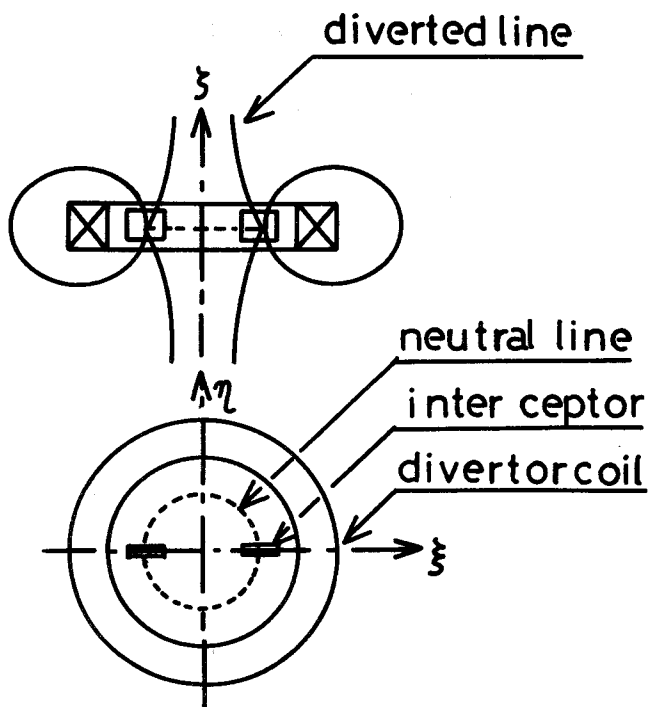


図 4-3 ダイバータ部短絡回路を開く絶縁物の挿入法：ダイバータ部における方位角方向短絡回路（破線）を開くために絶縁物を挿入する。その大きさは10mm×10mmと20mm×40mmの2種類を選びともその中心は磁気中性線に一致させ、その面は $\xi-\zeta$ 面に設置する。

たげるために用いた。20mm×40mmの大きさのものは、磁気中性線の近傍で $\mathbf{B} \times \nabla B / B^2$ ドリフトが大きく、それによる電子流が流れることをさまたげるために用いた。ここで非断熱的挙動を示す領域とは、その場所での磁場強さを用いて計算される電子のラーマ半径がプラズマ小半径より大きい領域をさし、 $\mathbf{B} \times \nabla B / B^2$ ドリフトの大きい領域とは、ドリフト速度が計算上熱速度程度以上の速さとなる領域とした。実験は、ガス圧、各電流、発振器出力等すべて一定の定常状態で行なわれた。

4-3節 実験結果

この節では(a)でダイバータ配位とソレノイド配位の密度分布と浮遊電位分布を(b)ではダイバータ配位の時に短絡回路を流れる短絡電子流分布を(c)で

は上述の絶縁物を用いて短絡回路を開いた場合の表面電子流と密度分布の変化を実験的に調べその結果をしるす。

(a) 径方向密度分布及び浮遊電位分布

図 4-4~4-8 にダイバータ配位の時における P_1, P_4, P_5, P_8 及び P_{10} での径方向密度分布を, 図 4-9~4-11 にソレノイド配位時の P_4, P_5 及び P_{10} における径方向密度分布を, 図 4-12, 4-13 には, P_4 における浮遊ポテンシャル分布を示す。各測定点における電子温度は約 10 eV, イオン温度は約 1 eV で系全体にわたってほぼ一定であった。 $R.F.$ プラズマ源における ξ 方向密度分布 図 4-4 と U ベンド部における ξ 方向密度分布 図 4-5 及びミラー部における ξ 方向密度分布 図 4-6 からトーラス全体として密度分布はベル型であることがわかる。その分布は center line 上にピークを持ち, diverted line 上ではピーク位置の密度の約 $2/3$ に減少し, それより外側のスクレープオフ層では急激に減少する型を持つ。これらより, トーラス全体としてプラズマは主半径方向のドリフトはなく中央部に保持されていることが判る。また U ベンド部における η 方向密度分布 図 4-7 も ξ 方向と同様にベル型でそのピークはトーラス面上にある。U ベンド部における分布は反対側の U ベンドにおいても同様の分布であった。以上のことより, ダイバータ配位時には M.T.S.-I 装置に保持されているプラズマは, center line 上に密度のピークを持った小半径方向へ減少してゆく分布を持ち, 壁から隔離された平衡プラズマが得られたと考えられる。

12)

図 4-8 には, ダイバータ部における磁気中性線を含む面内での密度分布を示す。コイル内側 ($-8.4 \text{ cm} \leq \eta \leq 8.4 \text{ cm}$) における密度の 2 つのピーク ($\eta = -3.5 \text{ cm}$ と $\eta = 3.5 \text{ cm}$) の位置は, 各々コンピュータ計算によって得られた磁気中性線の位置に対応する。第 3 章 3-3 節に示した磁気井戸の分布 u と, $\nabla p \cdot \nabla u < 0$ を満足する様にプラズマ分布 P が定まり, この領域での安定なプラズマ閉じ込めにより 2 つのピークが形成されたものと考えられる。コイル外側 ($\eta \geq 12.0 \text{ cm}$) における密度のピーク ($\eta = 13.0 \text{ cm}$) はコイ

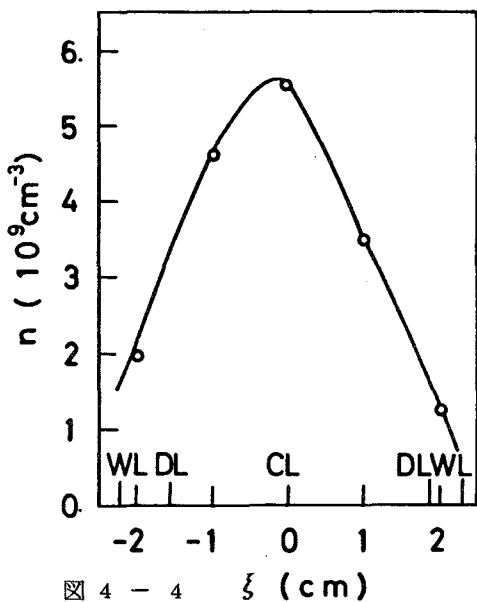


図 4 - 4

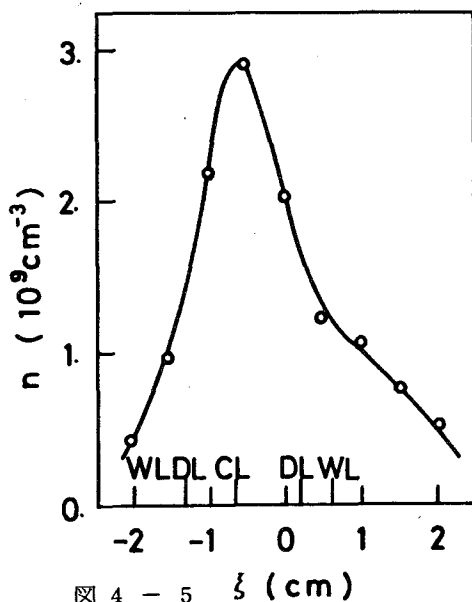


図 4 - 5

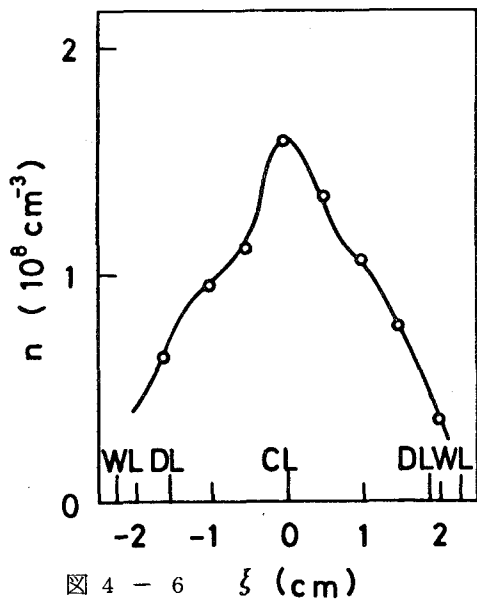


図 4 - 6

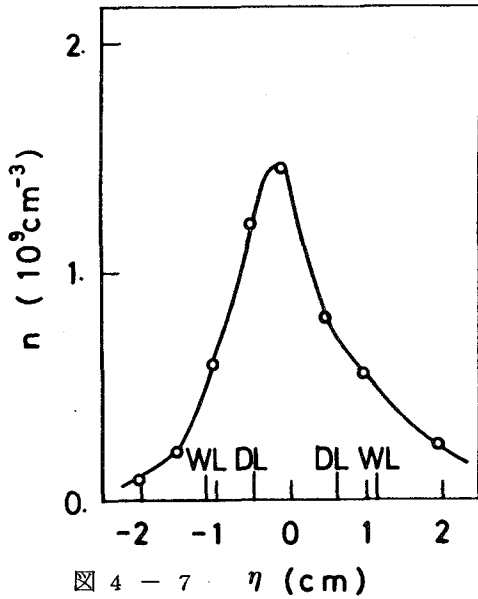


図 4 - 7

図 4-4～8 ダイバータ配位におけるプラズマ密度分布：図 4-4 はプラズマ生成部 P 1 における ξ 方向分布を，図 4-5 は U ベンド部 P 5 における ξ 方向密度分布を，図 4-6 はミラー部 P 10 における ξ 方向密度分布を，図 4-7 は U ベンド部 P 4 における η 方向密度分布を，そして図 4-8 はダイバータ部 P 8 における η 方向密度分布を示す。U ベンド部及びミラー部では密度のピークは center line (CL) 上にある。ダイバータ部では磁気井戸 (DL) にプラズマのピークが観測される。

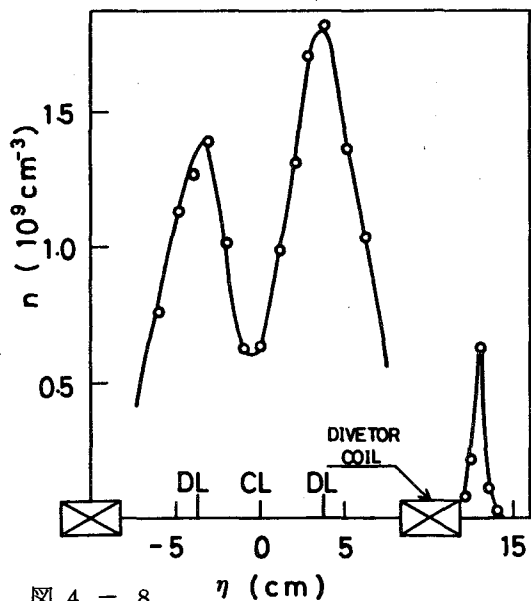


図 4 - 8

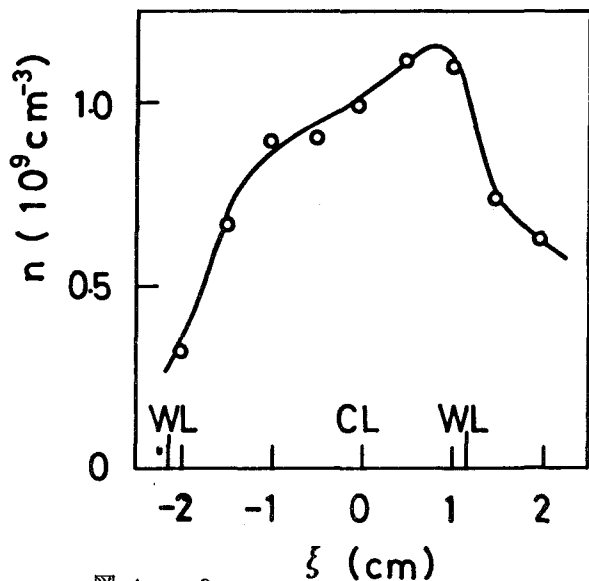


図 4 - 9

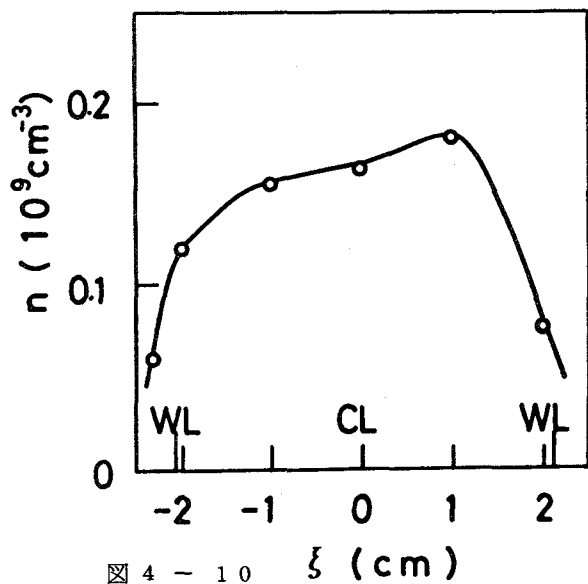


図 4 - 10

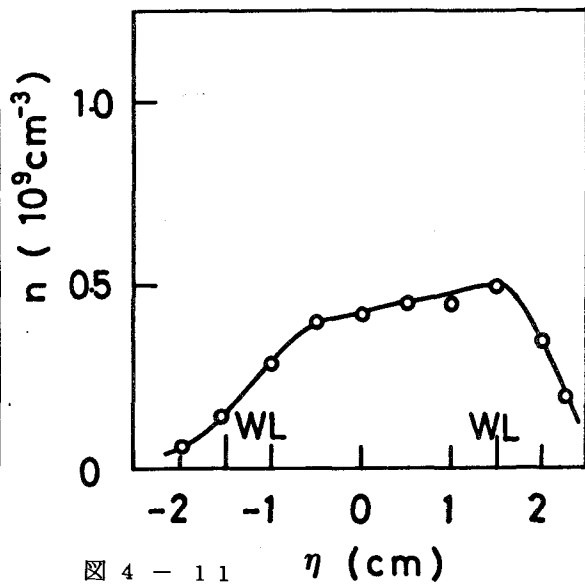


図 4 - 11

図 4-9～11 ソレノイド配位におけるプラズマ密度分布：図 4-9 は U ベンド部 P5 における ξ 方向密度分布を，図 4-10 は ミラー部 P10 における ξ 方向密度分布を，そして図 4-11 は U ベンド部 P4 における η 方向密度分布を示す。密度は wall line 内で外方上方へ増大していることが示される。

ルの外側を回っている磁力線に沿って流れているプラズマによるものである。

ソレノイド配位時のUベンド部における ξ 方向の密度分布、及びミラー部における密度分布は各々図4-9と図4-10に示される。wall lineで示される点より内部で、直接プラズマが壁に当ることのない領域では分布にピークはなく、外方(ξ の増大方向)向きに単調に増加していることがわかる。図4-11からは密度が η とともに増加していることが判る。なおソレノイド配位時のR.F.部でのプラズマ測定は雑音のため不可能であった。以上よりソレノイド配位時にはプラズマがトーラス全体として、外方上部へ偏位していることが判る。この分布は、ダイバータ配位と異なり、短絡回路がないためトロイダルドリフトによって η 方向の電界を生じ $E \times B$ ドリフトによって外方へ偏位している為生じたと考えられる。

ダイバータ配位時に電界が短絡されていることを調べるため、 η 方向のプラズマ浮遊電位分布¹³⁾を P_4 で測定した。図4-12はダイバータ配位時の分布を示し、図4-13はソレノイド配位時の分布を示す。この2図より明らかなように、ダイバータ配位時には、ポテンシャルは、セパトリックス内で軸対称に沈んでおり、電界は求心的であると考えられる。これはセパトリックス面上で電界が短絡されたためと思われる。それに較べてソレノイド配位時には電位は $\eta > 0$ のとき小さい負であり $\eta < 0$ のとき、正に増加してゆく。これよりwall line内で η 方向の電界が存在していることが考えられる。グラフから得られる η 負方向の電界は単一粒子モデルで考えられるトロイダルドリフトによる電界の方向¹⁴⁾と一致する。しかし電界の絶対値は計算される値¹⁵⁾より非常に小さい。原因としてプラズマが壁に接触して実効的に電界が減少しているか、もしくは定常プラズマ源の影響であろうと考えられる。原因の詳しい説明はアフターグロープラズマを使用した実験によってなされるであろうと考えている。

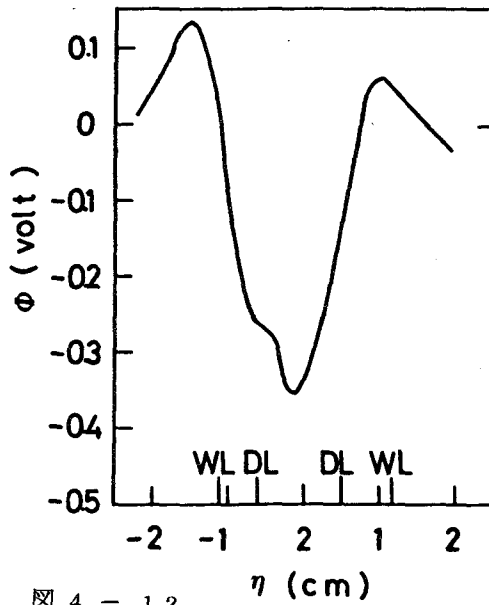


図 4 - 1 2

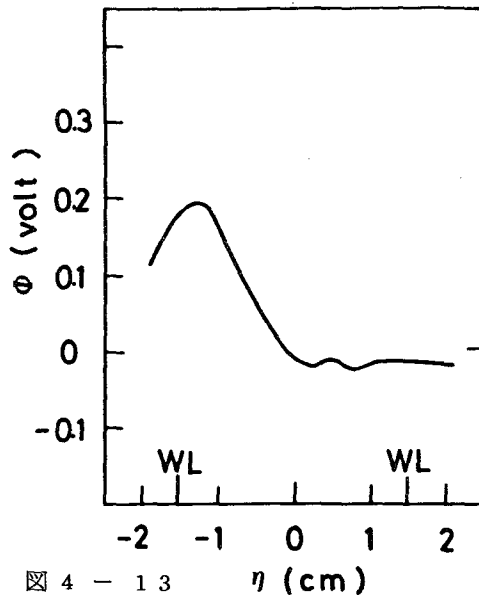


図 4 - 1 3

図 4 - 1 2 , 1 3 プラズマ浮遊ポテンシャル分布：図 4 - 1 2 はダイバータ配位における P 4 での η 方向分布を，図 4 - 1 3 はソレノイド配位における P 4 での η 方向分布を示す。ダイバータ配位時には diverted line (DL) 内で負に，center line (CL) にはほぼ対称に沈み，ソレノイド配位時には wall line (WL) 内で η の増加と共に増加することが示される。

(b) U ベンド部における電子流分布

P_4 におけるダイバータ，ソレノイド両配位時の電子流分布と密度分布を図4-14，4-15に示す。密度分布は図4-7と図4-11の分布と同じものである。電子流密度の単位は $\mu A/mm^2$ である。図4-14に見られる様にダイバータ配位では電子流密度分布に3つのピークが観測される。center line 上にあるピークはプラズマ密度に関係した量と考えられる。一方，diverted line上では密度がcenter line上の $2/3$ になっているにもかかわらずdiverted line上の電子流の値はcenter line上のそれとほぼ同じ値を持つ。これはdiverted line上には密度に関係した電子流以外に，トロイダル効果による電界の短絡のために流れていると考えられる電子流があることが原因と考えられる。つまりdiverted lineは，短絡回路の一部を形成する。また一方ではdiverted line上の電子流のピークは，R.F.プラズマ源によるとも考えられる。しかし，R.F.源の片方をガラスプレートで防ぎ，かつリターディングプローブをガラスプレートに向けた場合，つまりR.F.プラズマ源から直接電子流を受けることがない実験条件の場合にも表面電子流にピークが観測される事から，このピークは，R.F.プラズマ源によるものではないことが判る。ダイバータ配位時に較べて図4-15に示されるソレノイド配位時には，電子流と密度分布がほぼ同じ形をしており，電子流は密度のみに依存していると考えられる。図4-15の電子流分布からリターディングプローブ検出効率($=4J/N_e \cdot e \cdot V_{th}$)を求めると，約0.5となり，4-2節で理論的に求められた値0.54とほぼ一致した。従ってソレノイド配位時には測定された電子流は密度分布に関係した量で，短絡電子流によるものは存在しないと言える。図4-9，4-10に示されたプラズマの外方上方への偏位とともに上記のことを考慮すると，ソレノイド配位時にはトーラスプラズマの平衡がとれていないと言える。

以上のことより，M.T.S.-I では設置されたトロイダルダイバータを通して短絡電子流が流れ，その結果，平衡のとれたと考えられるプラズマを得ることができる。

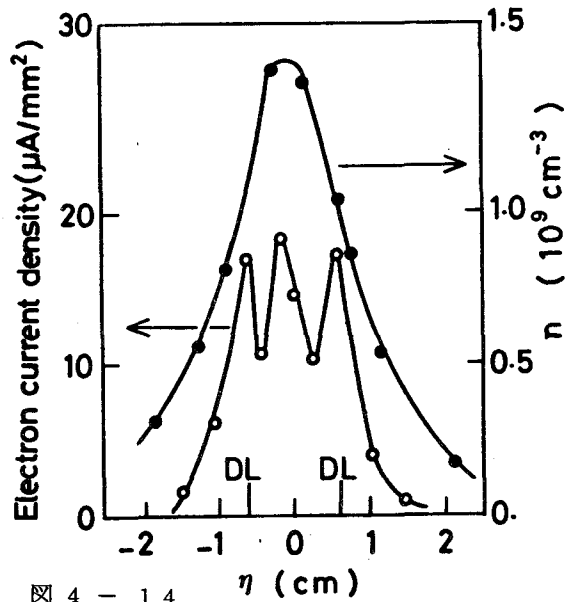


図 4 - 1 4

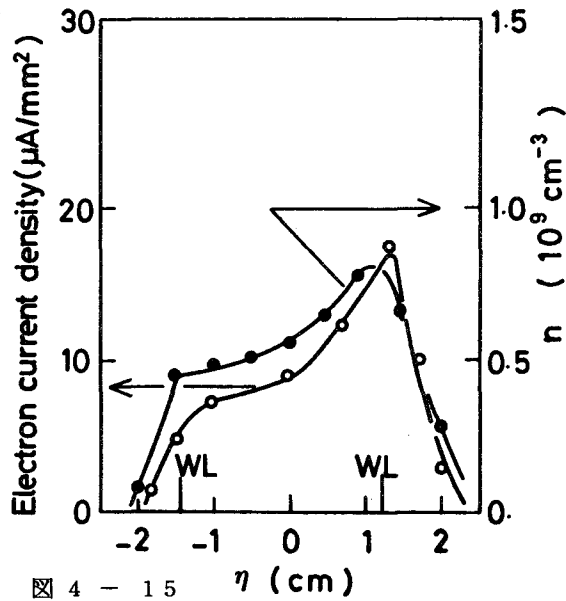


図 4 - 1 5

図 4 - 1 4 , 1 5 U ベンド部における電流分布と密度分布：図 4 - 1 4 はダイバータ配位時 P 4 における分布を，図 4 - 1 5 はソレノイド配位時 P 4 における分布を示す。ダイバータ配位時には，密度は center line (CL) にピークを持つベル型であるが，電流は CL 以外に diverted line (DL) 上にもピークを持つ。ソレノイド配位時には密度と電流はほぼ同じ分布をしている。

(c) 短絡回路の開閉による密度及び短絡電子流の変化

4-2節で述べたように、電子流妨害物をダイバータ部に挿入し、人偽的に短絡回路を開いた場合の密度及び電子流分布の変化が図4-16, 4-17及び図4-18, 4-19に示されている。各図において記号Aの付いているデータは妨害物なしの場合、記号Bの付いているデータは、10mm×10mmの大きさの妨害物を挿入した場合、記号Cの付いているデータは20mm×40mmの大きさの妨害物を挿入した場合のデータである。妨害物を挿入した場合は4-2節で述べた様に短絡回路は開いている。図4-16は P_5 での密度分布を示しており、データAは図4-5のデータと同じものである。図より妨害物を順次大きいものに変えることにより、Uベンド部セパトリックス内の密度が減少してゆく事が判る。(データA→B→C)。それに較べてdiverted lineより外側の密度はcenter line上におけるような大きな変化が観測されていない。例えばcenter line上とdiverted line上における密度の比をデータA, B, Cについて算出してみると、各々2.0, 1.4, 1.2となりセパトリックス内での密度分布が妨害物の大きさと共に平坦になってゆくことが判る。R, F.プラズマ源における密度の減少は妨害物の有無にほとんど関係しないという実験結果から考えて、妨害物の挿入によるセパトリックス内での密度の減少は、Uベンド部におけるセパトリックス内からのプラズマの損失の増大によるためであると考えられる。つまり短絡回路を開くことにより、閉じ込め状態が悪くなったことを意味する。しかし、密度のピークはcenter line上からほとんど変化しなかった。この理由については次節で考察する。

図4-17には、ダイバータ部 P_8 での妨害物の挿入による密度分布への影響が示されている。妨害物を順次大きいものへ交換することによりデータはA→B→Cの様に密度が減少することを示す。この減少の割合は、図4-16のUベンド部におけるcenter line上の密度の減少の割合とほぼ同じで $n_{iB}/n_{iA} \simeq 0.6$ 及び $n_{iC}/n_{iA} \simeq 0.4$ である。このことにより、ダイバータ部における密度のピークは、Uベンド部で、セパトリッ

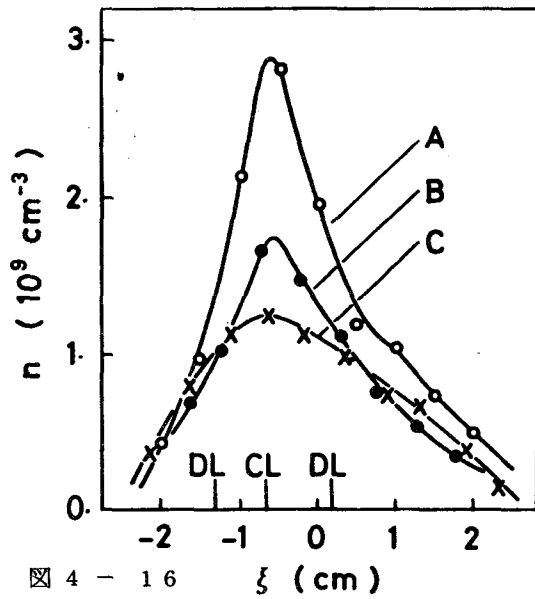


図 4 - 16

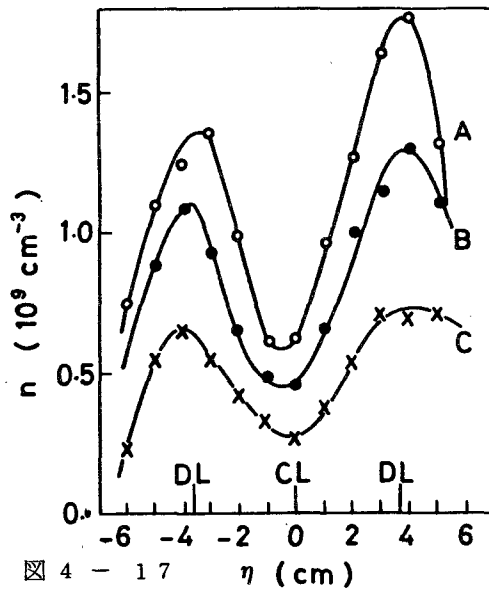


図 4 - 17

図 4-16, 17 ダイバータ部短絡回路を開いた時の密度変化: 図 4-16 は U ベンド部 P5 における変化を, 図 4-17 はダイバータ部 P8 における変化を示す。両図ともに記号 A の付いたデータは妨害物なしの場合の分布を, 記号 B の付いたデータは 10mm × 10mm の妨害物を挿入した場合の分布を, 記号 C の付いたデータは 20mm × 40mm の妨害物を挿入した場合の分布を示す。U ベンド部 diverted line (DL) 内では妨害物の挿入により密度が減少し, ダイバータ部では全体にわたって U ベンド部と同じ割合で減少する。

クス内部からスクレープオフ層へ損失してくるプラズマが磁気井戸に捕捉されてできたものであり、損失量はセパトリックス内での密度にほぼ比例していると考えられる。

図4-18, 4-19には各々 P_4, P_5 におけるダイバータ配位時の電子流分布を示す。電子流分布は、リターディングブローブの特性上ほとんど磁力線にそった流れが測定されている。反磁場方向の電子流についても同様のことが言える。 P_4 における diverted line 上の電子流はデータ A と B ではその差 $\Delta i_{AB} \simeq 3 \sim 5 \mu A / mm^2$ で平均して約 $4 \mu A / mm^2$ の減少となり、データ A と C ではこの差 $\Delta i_{AC} \simeq 5 \mu A / mm^2$ の減少が観測される。しかし、その位置はほとんど変化しない。 P_5 でのデータは A, B, C ともその値、位置とも大きな変化はなく、そのピーク値は P_4 におけるデータ C, つまり $20mm \times 40mm$ の妨害物を挿入した場合のピーク値とほぼ同じになる。これらのデータから diverted line 上を流れる電子による電子流は約 $10 \mu A / mm^2$ 程度の円管状の電子流と $4 \sim 5 \mu A / mm^2$ の短絡電子流から成ると考えられる。前者は、磁場方向と反磁場方向に流れ、妨害物の有無に影響されない。この円管状の電子流は原因が不明であるが、ダイバータの存在に関係したものである。¹⁶⁾ 後者は、トラス上下面のみにおいて流れており妨害物によってその流れを防ぎ得る。短絡電子流の真の値はリターディングブローブの検出効率 0.54 を使用して $4 \sim 5 \mu A / mm^2 / 0.54 \simeq 7 \sim 9 \mu A / mm^2$ である。

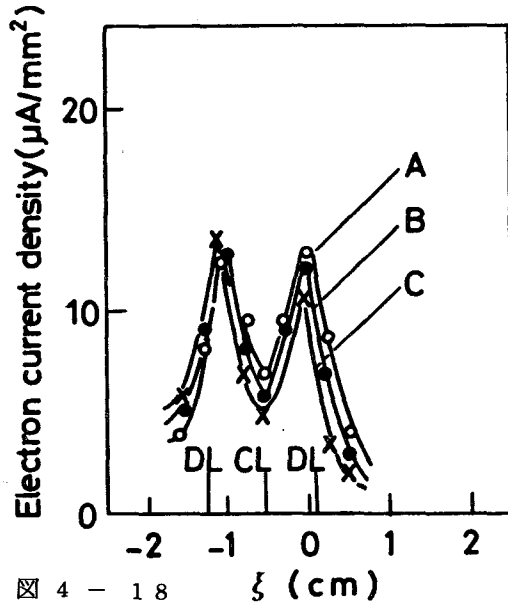


図 4 - 18

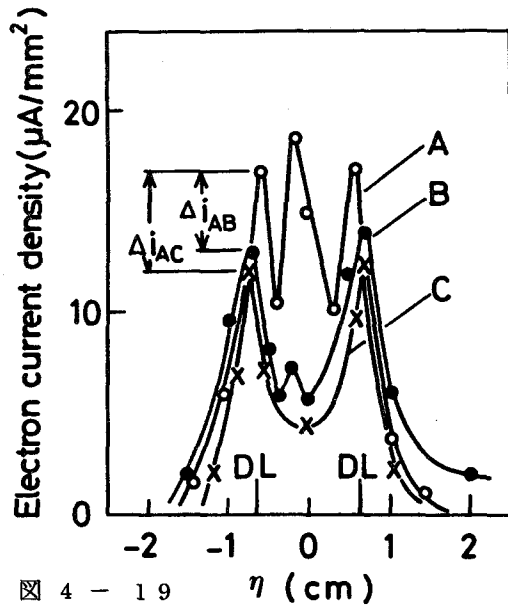


図 4 - 19

図4-18, 19 ダイバータ部短絡回路を開いた場合のUベンド部電子流の変化：図4-18はUベンド部P5における ξ 方向分布を，図4-19はUベンド部P4における η 方向分布を示す。 ξ 方向分布は妨害物の挿入によって変化せず， η 方向分布は妨害物の挿入によって減少する。

4-4節 実験結果の検討

この節では、ダイバータ配位時に形成される短絡回路及び回路を流れる短絡電子流について検討する。

図4-4~4-8及び図4-16から判る通り、ダイバータ配位時にはトラスプラズマは壁に接触することなく保持されている事が判る。Uベンド部における密度分布は中心部が大きいベル型をしており短絡回路を開くことにより、密度が減少した。これはUベンド部のプラズマ閉じ込めが悪くなることを意味する。これらの事よりM.T.S.-I装置では、トロイダルダイバータを設置することにより平衡プラズマが得られたと考えられる。これはorbital modelで考えれば電界の短絡により $E \times B$ ドリフトが消滅したということと同じことである。つまり全半径方向へのプラズマの偏位がなくなるということである。その時の定常プラズマの密度分布はdiverted lineより内からのプラズマの拡散によって定まるベル形の分布になると考えられる。以下ではorbital modelで検討する。(流体モデルではここでいう電界の短絡は電磁流体的平衡の式で記述される。Appendix 4-1を参照)。ダイバータ部の磁気中性領域を絶縁物でさまたげることによって短絡回路を開くことでUベンド部における短絡電子流が減少することを図4-19に示した。このことより、短絡電流¹⁷⁾について以下の考察が行なわれた。Uベンド部ではイオンと電子は各々 V_{di} と V_{de} というドリフト速度でトラス面上下方向へドリフトして、電荷分離が生ずる。その電界を短絡するために、図4-20で、記号I, II, 及びIIIで表わされる短絡回路を通して電子流が流れる。¹⁸⁾ イオンと電子の質量比が十分大きいので、短絡電子流はほとんど電子の流れであると考えられる。それは、回路IおよびIIIでは磁力線にそった電子の流れであり、回路IIではトロイダルダイバータの磁気中性領域における方位角方向の電子の流れによる電子流である。しかし、図4-16に示される様に実験的には妨害物を挿入して短絡回路を開き短絡電子流を流れなくする事によって密度の減少は測定されるがピークの移動は観測されていない。これは回路I, II, III以外にも電界が短絡されうる回路のあることを示している。この回路として次のものが考えられ

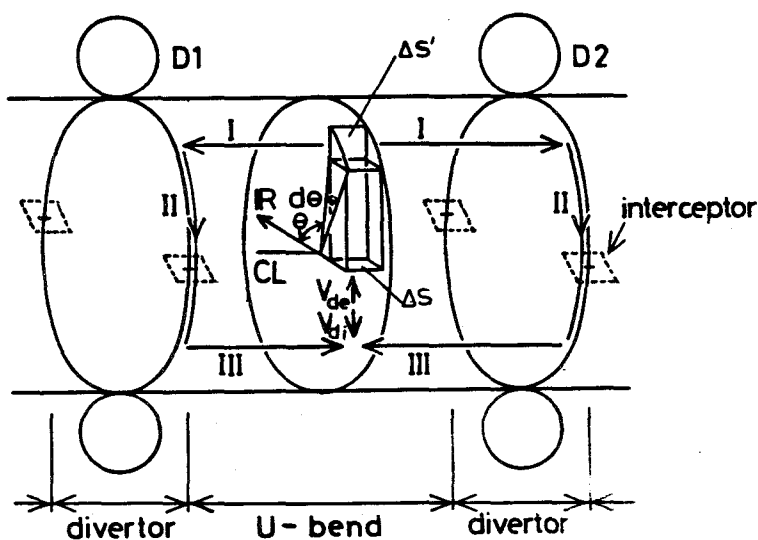


図4-20 短絡電子流の流れ図：Uベンド部でトロイダルドリフト（イオンは V_{di} で電子は V_{de} ）でトーラス上下面に発生する荷電分離は磁力線に沿った回路Ⅰ及びⅢとダイバータ部磁気中性線に沿った回路Ⅱを通る電子流で短絡される。

る。この実験は定常運転で行なわれているためセパトリックスの周りには壁にそって流れている低密度プラズマが存在している。このプラズマは導電体である。ダイバータ容器と接触しており、電気抵抗は大きいと思われるが周囲のプラズマ、ダイバータ壁を通る短絡回路が形成されているものと考えられる。このような弱い短絡回路の存在する実験条件下では、プラズマ柱が $E \times B$ ドリフトで大きく偏位するためには、プラズマ密度はある限界値より大きいということが必要である。¹⁹⁾ そしてその限界密度は理論的に予測される結果よりも、²⁰⁾ かなり大きく、その値は磁場の強さのみに依存すると報告されている。^{21), 22)} 当実験ではその限界密度以下にある為、プラズマの偏位が観測されなかったと考えられる。以上の事から、M.T.S.-I 装置においては、ダイバータ壁による短絡効果よりもダイバータ磁気中性領域の短絡効果の方がはるかに効果的

であり、ダイバータによる短絡は充分なされているという結果が得られた。

ダイバータを通る短絡電流は図4-19に示される様に、妨害物の大きさによって変化する。data Bは、大きさが10mm×10mmの妨害物を挿入した場合で、ダイバータ部における磁気中性線を、電子が流れ電界を短絡する回路が開かれる。またdata Cは大きさが20mm×40mmの妨害物を挿入した場合で、磁気中性線のまわりで $B \times \nabla B / B^2$ ドリフト速度の大きい領域による短絡回路も開かれる。図4-16及び4-19からデータBとCの電流及び密度の差はAとCとの差に比してかなり小さい事が判る。このことから短絡電子流は大部分が磁気中性線を通る電子によって成っていることがわかる。

次に、短絡電子流の計算を行なう。実験結果よりトロイダルドリフトによって生ずる電界は図4-20に示される回路Ⅰ、Ⅱ、Ⅲを通る電子流によって短絡されていることが判った。Uベンド部におけるイオン及び電子は、単一粒子モデル式(4-1)に従って運動すると考える。^{14),23),24)}

$$m \frac{dV}{dt} = F + qV \times B \quad (4-1)$$

ここで V は粒子速度、 m は質量、 F は一般の力、 B は磁場で q は電荷量を示す。第3章3-3節で示したように、Uベンド部では磁場はほぼ半径 R (主半径)の円形をしており、主半径方向へは $\text{rot } B = 0$ を満足する様に $1/R$ の磁場強さ依存性を持つ。従ってUベンド部で磁力線にそって運動する荷電粒子は主半径方向求心力 F_{cf} と、 ∇B による等価な力 $F_{\nabla B}$ を受けるとしてよい。

$$\begin{aligned} F &= F_{cf} + F_{\nabla B} \\ &= mV_{\parallel}^2 \frac{R}{R^2} + \frac{1}{2} |q| V_i \times \{ (r \cdot \nabla) B \} \end{aligned} \quad (4-2)$$

式(4-2)を式(4-1)へ代入して粒子の案内運動速度 V_g を求めると一般にいわゆるトロイダルドリフト速度が求められる。

$$\begin{aligned} V_g &= F \times B / B^2 \\ &= V_{\nabla B} + V_{cf} \\ &= \frac{m}{q} \frac{R \times B}{R^2 B^2} (V_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} V_{\perp}^2) \end{aligned} \quad (4-3)$$

式(4-3)はイオンと電子では図4-20に示される様にトーラス面に対して反対方向へドリフトすることを示す。このドリフトによって分極電流 J_d が生ずる。²⁵⁾ 図4-20においてトーラス面に平行な微小面積 ΔS を流れる分極電流 ΔJ_d は、 V_g が ΔS に垂直であるので次式で表わせる。

$$\Delta J_d = e \cdot n \cdot \{V_{di} - V_{de}\} \cdot \Delta S \simeq e \cdot n \cdot V_{de} \cdot \Delta S$$

ここで、イオン温度は電子温度に較べて1ケタ少なくかつ質量比も $1/1800$ 程度であるためイオンドリフト速度 V_{di} は電子のそれ V_{de} より十分小さく、イオンによる分極電流は無視した。トロイダルドリフトによってUベンド部で生ずる分極電流は、セパトリックス上の短絡回路にそって流れる。トーラス面上下を結ぶ方位角方向回路はUベンド両側のダイバータD1及びD2に形成されるので、短絡電子流はD1及びD2を流れる。D1もしくはD2へ向う確率は同じとし、各々 $1/2$ とした。セパトリックス上を流れる電子流を測定した。 ΔS が単位面積の時の ΔJ_d を J_d と表わすと、表面電子流 J_s は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} J_s &= \int_{\text{n-bend}} \frac{1}{2} \frac{\Delta S}{\Delta S'} J_d \, ds \\ &= \frac{1}{2} \int_0^\pi d\varphi \cdot \frac{\Delta S}{\Delta S'} e n V_{de} (R - a \cos \theta) \sin \theta \cdot a \cdot d\theta \\ &= \frac{2}{3} \frac{\pi b}{B} n k T_e \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (4-4)$$

ここで ΔS は図4-20に示される様に ΔS の面積を断面とする直方体積がセパトリックス面で切られる面積である。 $a \cdot d\theta$ は測定用リターディングプローブ径 b に等しくとれる。

この表面電流はセパトリックス面上を流れる時、半径方向へ拡散するため、その流れに厚み δ を持つ。この δ は磁場を横切る電子の拡散方程式を解くことによって得られる。¹³⁾ 磁場にそった電子の流れ Γ_{\parallel} と垂直方向への拡散による流れ Γ_{\perp} は保存則を満足せねばならない。

$$\operatorname{div}(\Gamma_{\parallel} + \Gamma_{\perp}) = 0 \quad (4-5)$$

ここで

$$\Gamma_{\perp} = -P_{\perp} \frac{\partial r}{\partial \rho}, \quad \rho = [(\xi - \Delta \xi)^2 + \eta^2]^{1/2} \quad (4-6)$$

である。 $\Delta \xi$ は U ベンド部における center line の ζ 軸からのずれで第 3 章 3-3 節で示した様に 0.67 cm である。

$$\Gamma_{\parallel} = n V_{\parallel} \quad (4-7)$$

であるので式 (4-4) ~ (4-5) より

$$n V_{\parallel} - D_{\perp} L_p \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial n}{\partial \rho} \right) = 0 \quad (4-8)$$

という式を得る。ここで D_{\perp} , L_p は各々垂直方向の拡散係数とダイバータ、ダイバータ間の接続距離である。式 (4-8) の解は次式の様に求められる。

$$n = n_1 [K_0(kr)/K_0(ka)] \quad R \geq a$$

$$k^2 = V/\rho_{\perp} L_p \quad (4-9)$$

n_1 は、セパトリックスでの密度で、 K_0 は変形ベッセル関数である。 $V \sim 10^6$ m/sec, $D_{\perp} \sim 10^{-1}$, $L_p \sim 1$ m のオーダーであるので $ka \gg 1$ と考えられる。従って式 (4-9) が次式で近似できる。

$$n = n_1 \frac{a}{r} \exp \{ -k(r-a) \} \quad (4-10)$$

δ は n が n_1 の $1/e$ 倍になる長さとして定義すると式 (4-10) より $\delta \simeq 1/k$ と得られる。実験のパラメータ $v \simeq V_{th}$, $B = 0.1$ T, $L_p = 1.19$ m, $D_{\perp} \sim D_{Bohm}$ を使用すると $\delta \simeq 3$ mm が得られる。この値は図 4-19 で得られている電流の巾の結果とほぼ一致する。従ってここでは δ として $1/k$ を使用し、式 (4-4) に代入する事により表面電流密度 J を求めると、 J は次式で表わせる。

$$J = J_s \frac{1}{b \delta}$$

$$= \frac{2}{3} \pi n k J_s \sin \theta \frac{1}{B \delta} \quad (4-11)$$

式(4-11)に実験パラメータ及び結果を代入する。 $n_e \simeq 1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$,
 $T_e \simeq 10 \text{ eV}$, $B \simeq 0.1 T$, $\theta = 142^\circ$ を使用して $J \simeq 8.5 \mu\text{A}/\text{mm}^2$ が得られる。この結果は4-3節で実験的に得られた短絡電流値 $7 \sim 9 \mu\text{A}/\text{mm}^2$ とほぼ一致する。以上の事柄より、短絡電流はダイバータを流れ、その値は単一粒子モデルで説明できる事が判る。

4-5節 結 言

本章では、ミラー・トーラス系I装置に、4ヶ所のダイバータを採用することによって得られたプラズマ諸量の測定結果と、短絡電子流の流れている回路及びその量についてしるした。その結果を以下にまとめる。

1) 当装置にダイバータ配位を採用したことにより、トーラス全体としてプラズマは真空壁に接触せずに保持され、密度分布は center line 上にピークを持つベル型となった。これは、ダイバータによってトロイダルドリフトによる電界が短絡されたためである。その結果平衡が得られたものと考えられる。

2) Uベンド部で発生するトロイダルドリフトによる分極電界は、磁力線に沿い、続いてダイバータ磁気中性領域を方位角方向に流れ、再び磁力線に沿う回路を流れる電子流により短絡される。従ってソレノイド配位時とは異なってダイバータ配位時にはトーラスプラズマはトーラス外方へ移動していないことが観測された。

3) ダイバータ磁気中性領域の方位角方向への回路は、磁気中性線を通る電子が流れる回路である。電子流が巾を持ちセパトリックス以外を流れる流れの短絡は、磁気中性線のまわりの $B \times \nabla B / B^2$ ドリフトの大きな領域での電子の方位角へのドリフトによるであろうと考えられる。短絡に寄与するのは大部分が磁気中性領域を通る電子流である。

4) ダイバータ中を流れる短絡電子流は、Uベンド部における電子のトロイダルドリフトによる単一粒子モデルでその値が説明でき、Uベンド部での密度が $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ のとき約 $7 \sim 9 \mu\text{A}/\text{mm}^2$ であった。low β 限界においては流体モデルでも説明できる。

5) セパトロックス上を流れる電流は、短絡電流以外に、円管状の電流も存在し、その発生原因は、R.F.プラズマ源によるものではなくダイバータが存在することによるものである。これは、磁気中性領域を通る際に、電子のエネルギー分布に変化が生じ、磁力線方向のドリフト速度が大きくなったためと考えられる。

Appendix 4-1

トロイダルダイバータによるトーラスプラズマの平衡について2流体モデルで記述する。座標系として (ρ, θ, ζ) を使用する。トーラスプラズマがドリフトせずに diverted line 内に存在しているということは電磁流体的平衡が成立していると考えてよい。つまり、

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_s \times \mathbf{B} &= \nabla p \\ \text{div } \mathbf{J}_s &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A-4-1})$$

を満す。ここで $\mathbf{J}_s, \mathbf{B}, p$ は各々表面電流, 磁場, プラズマ圧 $(\sum_j n_j k T_j)$ である。今、

$$\mathbf{B} = B e_\zeta = B_0 / (1 - \frac{r}{R} \cos \theta) \cdot e_\zeta \quad (\text{A-4-2})$$

$$\mathbf{J}_s = J_\theta e_\theta + j_\zeta e_\zeta \quad (\text{A-4-3})$$

と表わせる故、式(A-4-2)及び(A-4-3)を式(A-4-1)へ代入することにより j_θ は以下の様に表わせる。

$$j_\theta = - \frac{|\nabla p|}{B_0 (1 + \frac{r}{R} \cos \theta)} \quad (\text{A-4-4})$$

電流保存則は、

$$\begin{aligned} \text{div } \mathbf{J} &= \frac{1}{r(R-r \cos \theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} (R-r \cos \theta) j_\theta \\ &+ \frac{R}{R-r \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \zeta} j_\zeta = 0 \end{aligned} \quad (\text{A-4-5})$$

で与えられる。 j_θ は式(A-4-4)に示される様に ζ 依存性を持たないので式(A-4-5)を ζ で積分することにより j_ζ が次式の様に求まる。

$$j_{\zeta} = -\frac{1}{R} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (R-r \cos \theta) j_{\theta} \right] \cdot (\zeta + c) \quad (\text{A-4-6})$$

ここで、 c は積分定数である。 j_{ζ} は $\rho=a$ のセパトリックス面上を流れるとした。式(A-4-6)は j_{ζ} が ζ 依存性を持っていることを示し、トーラスを一周する間に、少なくとも1ヶ所で(ここではダイバータ部を考えればよい) j_{ζ} が不連続でなければトーラスプラズマは平衡とはならないことを示している。M.T.S.-I 装置ではトロイダルダイバータにおける方位角方向の短絡回路によりこの不連続性をゆるすことが可能である。

第4章 参 考 文 献

- 1) 序論参考文献 48), 49).
- 2) K. Uo ; J. Phys. Soc. Jpn. **16** (1961) 1380.
- 3) V. G. Zykov *et al* ; Sov. Phys. — Tech. Phys. **18** (1973) 188.
- 4) V. G. Zykov *et al* ; Sov. Phys. — Tech. Phys. **15** (1971) 1222.
- 5) 序論参考文献 50).
- 6) E. O. Jonson and L. Malter ; Physical Review **80** (1950) 58.
- 7) I. Langmuir and H. M. Mott — Smith ; Gen. Electric Rev. **27** (1924) 449.
- 8) 奥田考美 ; 気体プラズマ現象 (コロナ社, 1975).
- 9) 第3章参考文献 9), 10).
- 10) 第3章参考文献 11), 12).
- 11) V. G. Zykov and N. I. Rudnev ; Sov. Phys.—Tech. Phys. **14** (1960) 918.
- 12) K. Uo, A. Mori and H. Oshiyama ; Phys. Fluids **5** (1962) 1293.
- 13) S. Yoshikawa, W. L. Harries and R. M. Sinclair ; Phys. Fluids **6**(1963) 1506.
- 14) F. F. Chen ; *Introduction to Plasma Physics* (Prenum Press, New York, 1974).
- 15) 竹山説三 ; 電磁気学現象理論 (丸善, 1950).
- 16) M. G. Rusbridge ; Plasma Physics **13** (1971) 977.
- 17) J. Colomes and D. Veron ; Phys. Fluids **12** (1969) 1717.
- 18) В. Д. Жаффакоф ; Akhotaumk Денонсероемых Сtатем, **255**.
- 19) N. D'angelo and S. V. Geolar ; Nucl. Fusion **6** (1966) 135.
- 20) G. Schmitt ; Phys. Fluids **3** (1960) 961.
- 21) D. M. Wetstone and M. D. Ehrlich ; Phys. Fluids **3** (1960) 617.
- 22) H. P. Eubank and T. D. Wilkerson ; Phys. Fluids **4** (1961) 1407.
- 23) N. A. Krall and A. W. Trivelpiece ; *Princeples of Plasma Physics* (Mc-Graw — Hill, 1973).
- 24) 後藤憲一 ; プラズマ物理学 (共立出版, 1967).
- 25) S. Yoshikawa *et al* ; Phys. Fluids **6** (1963) 932.

第5章 トロイダルダイバータからのプラズマ損失

5-1節 緒 言

ミラー・トーラス結合系は、ミラー端損失エネルギーを還流回収するために、2つの磁気ミラーをUベンドで接続する構想である。しかし、この配位では粒子はミラー閉じ込めの場合の様に特定の領域つまりミラー端からのみ失われるのではなく、ミラー捕捉から損失円錐へ入りトロイダル配位に捕捉され、その後、小半径方向への拡散によって失われる。したがって一般のトーラス配位による閉じ込めと同様に損失粒子を特定の領域へ集めることにより第1壁への粒子衝突の負荷を少なくし、不純物の混入を減少させねばならないという問題が生ずる。¹⁾ この問題に対して、ミラー・トーラス結合系では、トロイダルダイバータを設置する事によって対処する。トーラス配位閉じ込めに対するダイバータの影響はトロイダルダイバータを設置したC-Stellarator実験、²⁾ ポロイダルダイバータを設置したDIVA装置に関する実験、^{3)~6)} バンドルダイバータを設置したDITO装置に関する研究等^{7)~9)} によって調べられ、不純物の減少、それに基づく閉じ込めの改善、エネルギー放射損失の減少、ジュール電流の増大等が観測されている。これらの結果を基礎にすると、ミラー・トーラス結合系において、ダイバータを設置することにより、プラズマを壁から隔離できると共に諸パラメータの改善も期待できる。ダイバータの形式としては、その形式、設置の容易さ等からトロイダルダイバータがこの系に最適と考えられる。ダイバータには、以上の他に、損失粒子の直接変換によるエネルギー回収も目的とされる為¹⁰⁾ 灰の除去の問題等も合わせてスクレープオフ層プラズマの損失の機構及び損失量を知ることは重要なことである。

この章では、ミラー・トーラス・システムI装置に設けられたトロイダルダイバータからのプラズマ損失を実験的に調べた結果とその考察について述べる。実験によって磁力線にそった方向へのプラズマ粒子流(plasma particle flux)は、Uベンド部で指数関数的に減少していることが測定された。ダイバータにおけるプラズマ流の減少量は、全粒子流の20%にも達する。粒子流

の減少は diverted line上を流れるプラズマが損失することにより生ずる事が判った。その損失はダイバータ部における半径方向への流れによって生じている。原因として、ダイバータ磁気中性領域における方位角方向へ流れる Pfilsch-Schlüter 電流¹¹⁾によると考えられた。損失量はこのモデルを 2 流体方程式¹²⁾に適用することにより説明できた。¹³⁾

5-2 節 実験方法

実験は第3章で説明したミラー・トーラス・システム I 装置を使用して行なわれた(図3-1参照)。実験結果を整理するために使用した座標は (ξ, η, ζ) である。また、計算を行なう上で (ρ, θ, ζ) 座標を併用する。相互の関係は $\rho = \{\xi^2 + \eta^2\}^{1/2}$, $\theta = \arctan(\eta/\xi)$ である。図5-4から図5-10において表われる D L, C L という記号は前述の diverted line 及び center lineを示す。径方向密度分布、及びプラズマ流速の測定は図3-1の $P_2, P_3, P_5, P_6, P_8, P_9$ 及び P_{10} で行なわれた。密度分布はダブルプローブに 40V の一定バイアスをかけて測定されるイオン飽和電流分布で代表する。40V のバイアスでダブルプローブ特性は十分に飽和した領域へ入っていることが確かめられた。イオン温度は3-1節で述べたイオンセンシティブプローブを使用して求められその値は 1~2 eV である。電子温度は U ベンド部において 10 eV である。プラズマ流速は流れの上流向きと下流向きに向けた 2 つの平面プローブへのイオン飽和電流の比から、後述する計算により求めた。磁力線方向流速 V_{\parallel} に相当するイオンエネルギー $\frac{1}{2} m V_{\parallel}^2$ は約 2 eV であった。またその流速には ξ, η 方向依存性はほとんどない。

図3-1中 M1 で示されるミラー部において R.F. 進行波によって生成された水素プラズマは磁力線にそって流れ出し、ダイバータ部 D1, U ベンド部 U1, ダイバータ部 D2, ミラー部 M2 を通り、そして P_{11} で反対方向からのプラズマの流れを防ぐために挿入されたガラス板に衝突して消失する。ガラス板はセパトリックス直径よりも十分大きく、プラズマはミラー・トーラス・システム I 装置を周回できない。D2 ダイバータへ流入するプラズマの直径

を変化させるために、D 2 ダイバータのすぐ上流点 P_7 にアースから絶縁された銅製リミッターを挿入する。リミッター内直径は、35mm, 25mm, 20mm, 15mm を選んだ。その直径は図 5-1 に示される様に P_7 におけるセパトリックスの直径約 35mm 以下である。 P_7 における $kT_i \simeq 2\text{eV}$ のイオンラマ半径は約 5mm であるので、diverted line にそって流れているプラズマは大部分がリミッターによって D 2 へ流れこむことを妨害されていると考えられる。プラズマの流れ、消滅の様子を図 5-1 に示す。矢印はプラズマの流れを表わす。またこのリミッターは D 2 ダイバータの磁気中性領域による短絡回路の代用をなし、U ベンド部で生ずる Pfilsch-Schlüter 電流が流れる回路を形成する。¹⁴⁾ リミッターのない場合にはプラズマ径は、真空容器径 45mm に相当する値になる。

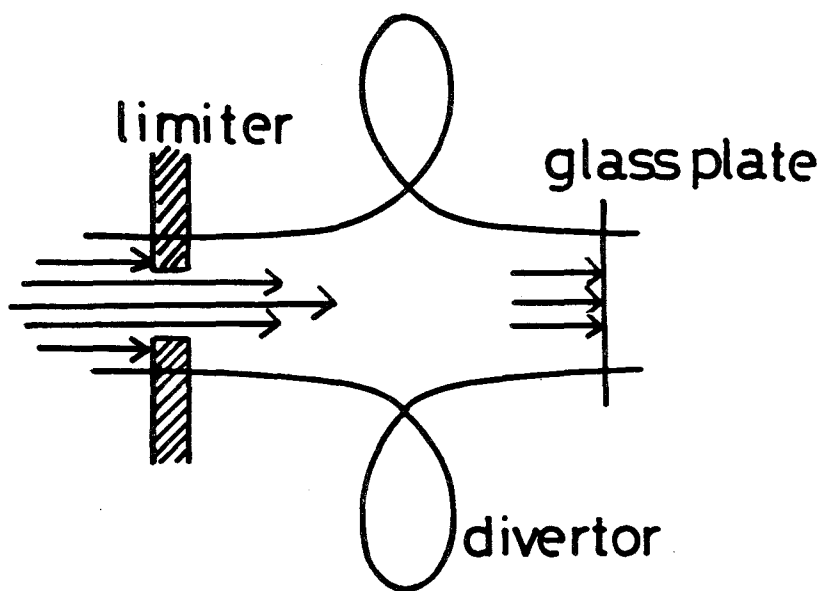


図 5-1 リミッター及びガラス板の設置：リミッターはダイバータより上流側に、(その内径は実線で示されている)diverted line より小さく作られて設置される。セパトリックス近傍を流れるプラズマはリミッターで妨害される。ガラスプレートはミラーを通り抜けた P_{11} に設置され、中心近傍を流れるプラズマはダイバータ、ミラーを通り抜けた後ガラス板に衝突して消滅する。

次にプラズマが磁力線方向に流れている場合の流速の求め方について述べる。
 イオン温度 kT_i のプラズマが磁力線方向へ流速 V_{\parallel} で流れている場合の平面
 プロブへのイオン電流は¹⁵⁾ 平面プロブがプラズマ流速上流向き (V_{\parallel}
 と反対向き) の場合と下流向き (V_{\parallel} と同じ向き) の場合とで異なる。プロ
 ブを上流向きにした場合プロブの微小面積 ds に入ってくるイオン電流 ΔI_s
 は次式で与えられる。

$$\Delta I_s = ds \cdot N_e \cdot e \cdot V_x f(V_x, V_y, V_z) dV_x dV_y dV_z$$

$$f = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{m}{2kT} \{ (V_x - V_{\parallel})^2 + V_y^2 + V_z^2 \} \right]$$

(5-1)

ここで流速 V_{\parallel} は x 方向とし、分布は shifted Maxwellian とした。測
 定されるイオン電流 I_s は式 (5-1) を面積と速度で積分することによって得
 られる。

$$\begin{aligned} I_s &= \int ds \int_0^{\infty} dV_x \int_{-\infty}^{\infty} dV_y \int_{-\infty}^{\infty} dV_z \cdot \Delta I_s \\ &= N_e \cdot e \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int ds \int_0^{\infty} V_x \exp \left\{ -\frac{m}{2kT} (V_x - V_{\parallel})^2 \right\} dV_x \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{m}{2kT} V_y^2 \right\} dV_y \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{m}{2kT} V_z^2 \right\} dV_z \end{aligned}$$

(5-2)

ここで $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-a^2 V^2} dV = \frac{1}{a} \pi^{1/2}$ の関係を使用して式 (5-2) より I_s が得
 られる。

$$\begin{aligned} I_{s \text{ 上流}} &= S N_e \cdot e \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \left[\frac{kT}{m} \exp \left\{ -\frac{m}{2kT} V_{\parallel}^2 \right\} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} V_{\parallel} \operatorname{erf} \left\{ -\left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2} V_{\parallel} \right\} \right] \end{aligned}$$

(5-3)

ここで $\text{erf}(x)$ は $\text{erf}(x) = \int_{-\infty}^x e^{-t^2} dt$ で定義された誤差関数である。¹⁶⁾ 逆にフラットプローブを下流向きにした場合には式(5-3)で V_{\parallel} を $-V_{\parallel}$ で置きかえる事により同様に得られる。従ってフラットプローブが上流向きと、下流向きの場合のイオン電流比 R は次式の様に求まる。

$$\begin{aligned}
 R &= I_{s \text{ 上流}} / I_{s \text{ 下流}} \\
 &= \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mV_{\parallel}^2}{2kT} \right) + V_{\parallel} \text{erf} \left(-\frac{mV_{\parallel}}{2kT} \right)^{1/2} \right\} / \\
 &\quad \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mV_{\parallel}^2}{2kT} \right) - V_{\parallel} \text{erf} \left(-\frac{mV_{\parallel}}{2kT} \right)^{1/2} \right\} \\
 &= \left\{ \frac{1}{2} e^{-X} + \sqrt{X} \text{erf}(\sqrt{X}) \right\} / \left\{ \frac{1}{2} e^{-X} - \sqrt{X} \text{erf}(\sqrt{X}) \right\} \\
 &\quad (5-4)
 \end{aligned}$$

ここで $X = \frac{1}{2} m V_{\parallel}^2 / kT$ であり、イオン流速エネルギーと熱エネルギーの比である。式(5-4)を X に対してプロットした図が図5-2である。

実験的には、平面プローブイオン電流の比から R を定めグラフから X を得る。

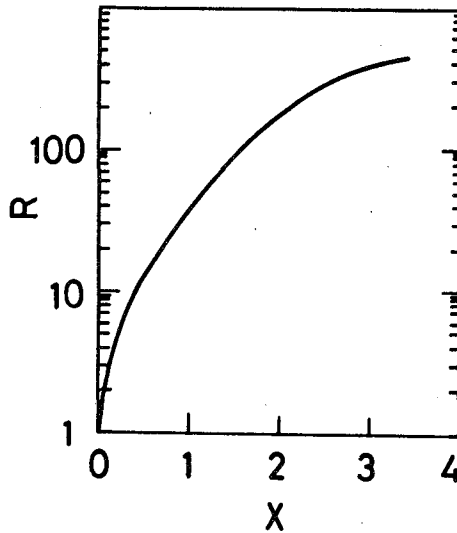


図5-2 流れのある場合のフラットプローブへのイオン電流：フラットプローブを上流側へ向けた場合と下流側へ向けた場合のイオン電流の比 R を示す。横軸 X は $\frac{1}{2} m V_{\parallel}^2 / kT_i$ であり、ドリフト速度のエネルギーとイオン熱エネルギーの比である。

イオンセンシティブプローブから得た kT_i とこの比 R から、ドリフト速度エネルギー $-\frac{1}{2}mV_{\parallel}^2$ を求めた。結果は、 $kT_i \simeq 2 \text{ eV}$ で $\frac{1}{2}mV_{\parallel}^2 \sim 2 \text{ eV}$ となり、 ξ , η 依存性はほとんどなかった。

5-3節 実験結果

最初にダイバータ配位時の半径方向イオン飽和電流分布を示す。続いてリミッター装着時のリミッターより下流側ミラー部におけるイオン飽和電流分布の半値巾及びリミッター径より大きい半径領域における密度の特性長 (e -folding length) のリミッター径依存性及び、ダイバータ電流依存性について示す。 ξ 軸に沿ったプラズマ輸送量を測定して、ダイバータ部でのプラズマ損失量を観測した。

(a) 径方向密度分布

図 5-3, 5-4 に各々 P_5 , P_{10} 及び P_8 , P_9 における径方向イオン飽和電流分布 I_s を各々のピーク値 I_{sp} で正規化した分布を示す。 P_{11} にはガラス板を挿入する事によりプラズマの流れを止め、かつ P_7 ではリミッターを装着することにより D2 へのプラズマ径を変化させているが、この場合にも、Uベンド部におけるイオン飽和電流分布は第4章で示したと同様に平衡のとれた分布となった。つまり密度は center line に軸対称で壁から隔離された分布となっていることが確認された。図 5-3, 5-4 のデータは P_7 に 25mm 径のリミッターが挿入された場合のイオン飽和電流分布である。diverted line 内におけるイオン飽和電流分布はリミッターの装着されていない場合の分布とほぼ一致していることは確認した。横軸は center line からの相対的な半径 ξ_r , η_r である。 ξ_r , η_r は center line - diverted line 間の長さを単位長さとした値で、各々 $\xi \sqrt{B(\xi)/B_0}$, $\eta \sqrt{B(\eta)/B_0}$ に比例する。 B_0 は Uベンド部における center line 上の磁場の強さである。 $B(\xi)$ は測定点における磁場強さである。図 5-3 から P_5 と P_{10} におけるデータを比較すると、 P_{10} においては diverted

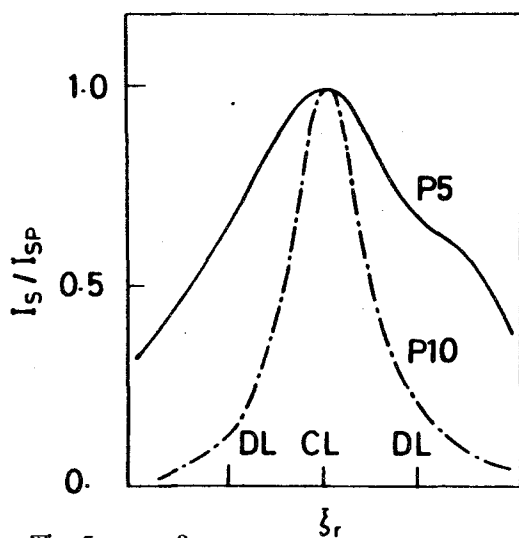


図 5 - 3

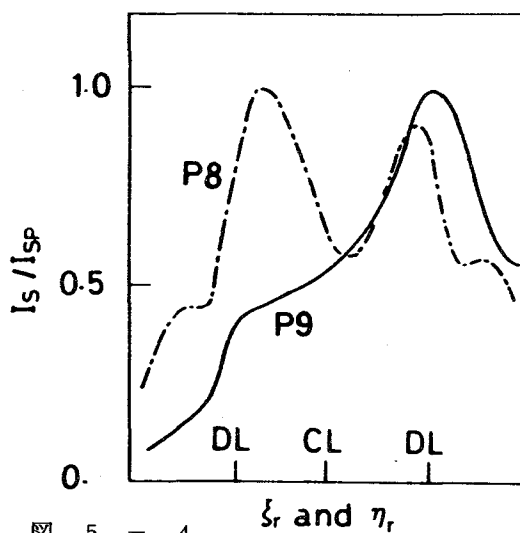


図 5 - 4

図5-3, 4 ダイバータ配位時の密度分布：図5-3はUベンド部P5とミラー部P10での ξ 方向分布を，図5-4はダイバータ部P8及びP9での ξ 及び η 方向分布を示す。横軸はcenter lineとdiverted line間の長さを単位長さとする。縦軸は各々の測定結果のピーク値で正規化する。ミラー部でのdiverted line(DL)上の密度がUベンド部のそれに比して約 $1/3$ に減少する。ダイバータ部では ξ 方向へはトーラス外方へ偏位しており η 方向へは磁気中性領域に捕捉される。

line 上の密度が P_5 におけるその約 $1/3$ となっていることが判る。その上 P_{10} における center line 上の密度は P_5 におけるその $1/13$ であるので, diverted line 上の密度は P_{10} では P_5 のその $1/40$ に減少している。この結果は, diverted line 上のプラズマは center line 上近傍のプラズマと比べて, その減少の仕方がより大きく diverted line 近傍を磁力線に沿って流れているプラズマはダイバータを通り抜ける際により多く失われる事を示す。ダイバータにおける損失領域は 図 5-4 の 2 つのピークの位置に相当する。図 5-4 は P_8 及び P_9 における分布には 2 つのピークがあり, その位置は磁気中性領域に対応する。 P_9 におけるデータは diverted line 内でのイオン飽和電流分布が単調に増加し, トーラス外方の diverted line 上でピークを持つことを示す。つまり divertor 内で, プラズマは外方へ偏在している。磁気中性領域近傍では, トロイダルドリフト短絡のための電流が流れていることは, 第 4 章で述べた。この電流が原因となってプラズマが偏位し, 観測されたものと考えられる。ソレノイド配位時の分布も測定されており, 第 4 章で得られたと同様に, トーラス外方へプラズマが移動した 磁氣的に閉込められていないと考えられる分布が得られる。

(b) ダイバータ部におけるプラズマの径方向への流れ

ダイバータ部でのプラズマ損失を示すパラメータの 1 つとしてミラー部 P_{10} におけるイオン飽和電流分布の半値巾のリミッター径依存性を 図 5-5 に示す。縦軸に半値巾をとり横軸はダイバータ入口 P_7 に設置されたリミッター内径 d_l をとってある。磁場配位はソレノイド配位とダイバータ配位について調べた。図 5-5 から, ソレノイド配位時に半値巾はリミッター内径にほとんど比例しており, その値は約 $1.25 d_l$ であることがわかる。第 3 章で述べた数値計算によると, ソレノイド配位時に P_7 で直径 d_l の円周上を通る磁力線は, ミラー部 P_{10} では直径 $1.3 d_l$ の円周上を通ることが示されている。この計算結果と実験結果よりソレノイド配位時にはプラズマは直線部の P_7 から P_{10} へ向かってほぼ磁力線に沿って流れており, 半径方向への

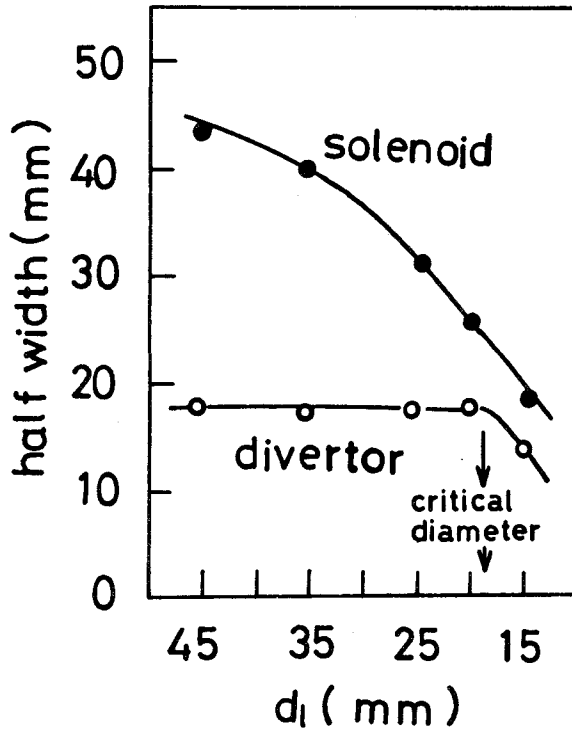


図5-5 ミラー部における密度分布半値巾のリミッター径依存性：
ダイバータ配位 (divertor) とソレノイド配位 (solenoid) 時の変化を示す。ソレノイド配位時は半値巾はリミッター径 d_l に比例する。ダイバータ配位時には $d_l \geq 18\text{mm}$ ではほぼ一定で $d_l \leq 18\text{mm}$ でリミッター径に比例する。

拡散速度は磁力線方向の速度に比べて十分小さいことが得られる。次にダイバータ配位時の $d_l \simeq 45\text{mm}, 35\text{mm}, 25\text{mm}, 20\text{mm}$ のときには半値巾は殆んど変化せず約 18mm で一定であるのに対して, $d_l = 15\text{mm}$ になると半値巾は 12mm に減少する。つまり半値巾を示すグラフの変化は ある d_l 値の時, 急激に変化し, その時のリミッター径はグラフから $17 \sim 18\text{mm}$ と得られる。以後この $17 \sim 18\text{mm}$ のリミッター径を critical diameter と呼ぶ。ダイバータ配位時に P_7 におけるリミッター径 d_l の円周上を通る磁力線は数値計算によると P_{10} では $0.83 d_l$ の円周上を通ることが示される。従って d_l が critical diameter より小さい時は d_l の円周上を通る磁力線の直径とプラズマ分布半値巾がほぼ一致することがわかる。そして $d_l \geq 20$

mm の時にはリミッター径の円周上を通る磁力線の直径よりも P_{10} におけるプラズマ分布半値巾のほうが小さいことも判る。この結果は diverted line 近傍を流れるプラズマが磁力線に沿って流れてなくて, diverted line 上のプラズマは損失することを示す。その結果図 5-3 に示される様に分布が U ベンド部のそれに較べてシャープになり, ミラー部での半値巾がセパトリックス直径よりも小さくなるものと考えられる。もし, ダイバータ配位時にも diverted line 近傍のプラズマが磁力線に沿って流れているならばソレノイド配位時の半値巾と同様に P_{10} での半値巾は d_l に比例するはずである。 $d_l \geq 20\text{mm}$ の時に, 半値巾が d_l に依存しないという事から, プラズマの損失について以下の事が判る。 P_7 において内直径の大きさが critical diameter (18mm) で外直径がセパトリックス径 (35mm) の間の円管領域を流れているプラズマは, ダイバータ部を通過する時に大部分が失われているということである。なお, 前述したが, リミッター挿入時のリミッターより上流側でのイオン飽和電流分布はリミッターのない場合とほぼ同じ分布を示す。

次に, P_9 及び P_{10} における径方向密度分布の特性長 δ (e-folding length) を図 5-6 に示す。特性長 δ はイオン飽和電流分布のリミッター径よりも外側における分布の傾きから求めた。つまり分布を $e^{-r/\delta}$ ($r = \xi - d_l/2$) の形にフィッティングし, δ を求めた。図 5-6 にはソレノイド配位とダイバータ配位における δ を示す。横軸にリミッター径 d_l をとる。ソレノイド配位時には $d_l \simeq 45\text{mm}$ を除いて P_9 では $\delta \simeq 0.8\text{mm}$, P_{10} では $\delta \simeq 1.5\text{mm}$ となり, ほぼ一定であり, かつリミッター内径に依存しない。ダイバータ配位時には δ は図 5-6, P_{10} でのデータに示されるように, $d_l \geq 20\text{mm}$ のときは δ は比較的大きな値でほぼ一定の 5.2mm である。そして $d_l \simeq 15\text{mm}$ のときソレノイド配位時の δ として得られた値に近い $\delta \simeq 2.2\text{mm}$ に減少していることがわかる。このグラフから δ が大きく変化する時のリミッター内径 d_l はだいたい 18mm であり, この値は P_7 におけるセパトリックス径 35mm の約 $1/2$ であることが示される。ダイバー

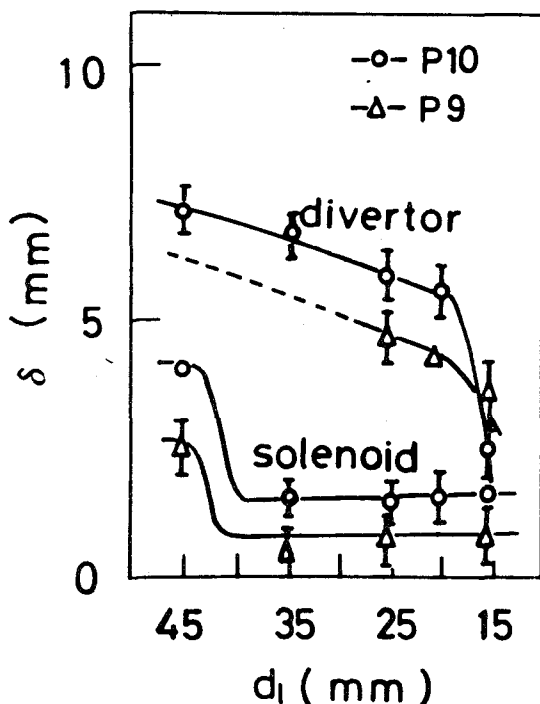


図5-6 ミラー部密度分布の e -folding length のリミッター径依存性：ダイバータ配位(divertor)とソレノイド配位(solenoid)の場合を示す。どちらの場合もP10の場合がP9の場合より大きい。ソレノイド配位時には d_l 依存性はなく、ダイバータ配位時には $d_l \approx 18$ mmで大きく変化する。

タ配位における δ の変化と図5-5に示された半値巾の d_l に対する変化は類似している事よりダイバータ部における $d_l \approx 18$ mmのところ(critical diameter)より外側と内側の領域でのプラズマの挙動が大巾に異なっていると考えられる。 δ 値が大きいことは、プラズマ粒子の半径方向速度が大きいことを示すので、¹⁷⁾ P₁₀で測定された半値巾の減少を決定しているのは、ダイバータ部におけるセパトリックス内径の半分より大きく、セパトリックス径より小さい円管領域での半径方向へのプラズマの流れと、セパトリックス外部におけるダイバータコイル外を回る磁力線に沿ったプラズマの急速な損失である。¹⁸⁾ 図5-7には δ のダイバータコイル電流 I_d に対する依存性を調べる目的でダイバータ電流 I_d のみを変化させ、他はnormal operationの実

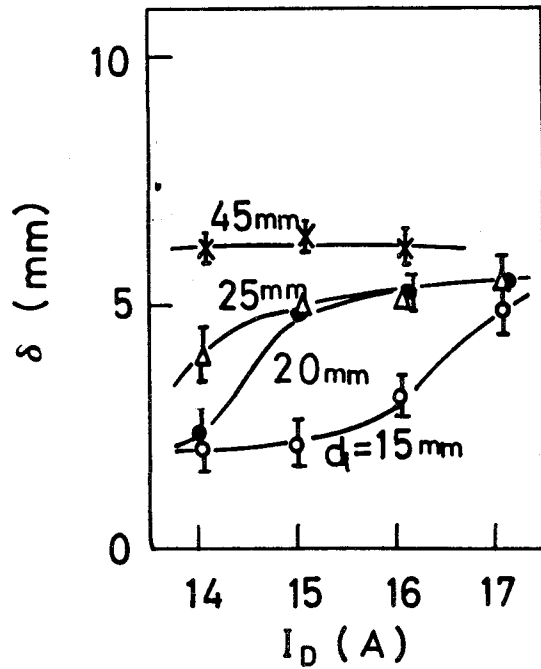


図5-7 ミラー部密度分布のe-folding length
のダイバータ電流依存性：リミッター径は15，
20，25，40 mmφが選ばれる。 δ はリミッター
径より外の領域の密度分布の傾きから求められ
た。

験条件で行なった結果が示されている。パラメータは P_7 に設置されたリミッター内径で、15mm，20mm，25mmとリミッターなしの45mmを選ぶ。この図より以下の事が判る。①リミッターのない場合 ($d_l = 45$ mm で示されている) には δ はダイバータ電流に対する依存性を持たないで、その値はほぼ6～8 mm で一定である。②リミッター径 d_l を一定にした場合、ダイバータ電流値を徐々に増大させてゆくと共に δ 値も徐々に増大してゆく。そしてダイバータ電流値が十分に大きく又は十分に小さくなった時、各々 δ 値は飽

和する傾向をもつ。③ δ は $\delta=2.2\text{mm}$ から $\delta\approx 5.2\text{mm}$ へほぼステップ状に変化するとして、その変化する時のダイバータ電流 I_d は d_l が小さいほど大きい。例えば図5-7から読み取れる様に $d_l=35\text{mm}$, 20mm 及び 15mm のリミッター装着時には各々 $I_d\approx 14\text{A}$, 14.5A 及び 16.5A の時に、 δ が大きく変化する傾向がある。各々のダイバータ電流 I_d に対応する d_l がcritical diameterである。第3章で述べた様に数値計算によると磁気中性領域の直径はダイバータ電流と共に変化する、ダイバータ電流値の大きい時には直径は小さくなり電流値の小さい時には直径は大きくなる、ことが示される。計算結果とcritical diameterのダイバータ電流に対する変化は傾向が類似しており、critical diameterは磁気中性領域と共に変化してゆくことが判る。これらの結果よりダイバータ領域においては、プラズマはそのプラズマ流の方向を図5-8で矢印で示した様に、領域IIである中心部では

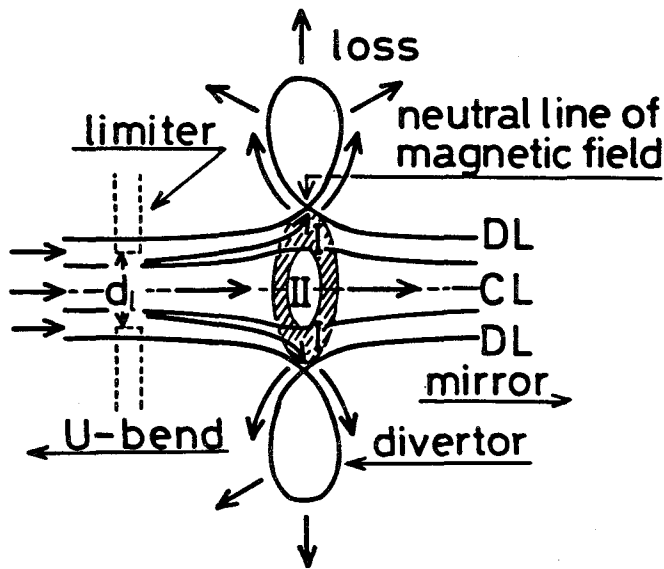


図5-8 ダイバータ部におけるプラズマの流れ図：Uベンド部からダイバータ部へ流れこむプラズマは中心部IIでは磁力線に沿って流れる。その外の領域Iでは、半径方向速度が大きくセパトリックス外へ流れ出す。そしてコイルを取り巻く磁力線に沿って流れ、失われる。

磁力線に沿って流れる事が判る。それに対してcritical diameter より大きく、セパトリックスより小さい領域 I (斜線部) ではプラズマは半径方向への速度が大きく、それに基づく損失があることになる。この領域 I の内径はセパトリックス直径の約 $1/2$ であった。

(c) プラズマ粒子流

プラズマのセパトリックス内からの損失を理解するために磁力線に沿った方向へのプラズマ粒子流の測定を行なった。

セパトリックス内のプラズマ粒子流 $\Gamma(\zeta)$ は次式で定義される。

$$\Gamma(\zeta) = \int_S n V_{\parallel} ds \quad (5-5)$$

ここで S は ζ における $\xi - \eta$ 面内でのセパトリックスの断面、 ds はその面内における微小面積成分、 n は密度、 V_{\parallel} は磁力線方向のプラズマ粒子の平均流速である。断面 S に交る磁力線束 $\phi_B (= \int_S B \cdot ds)$ は ζ 軸に沿っては一定であるので、¹⁹⁾ $\phi_B = \langle B \rangle \cdot \int ds$ より $\int ds = \phi_B / \langle B \rangle$ が得られる。 V_{\parallel} は ξ 及び η に依存せず、そして n は center line に対して軸対称と考えられるので式 (5-5) は近似的に次式で表わせる。

$$\begin{aligned} \Gamma(\zeta) &= \langle n \rangle V_{\parallel} \int_S ds \\ &= \langle n \rangle V_{\parallel} \frac{\phi_B}{\langle B \rangle} \end{aligned} \quad (5-6)$$

ここで $\langle n \rangle$, $\langle B \rangle$ は各々 $\xi - \eta$ 面内の断面 S 内における密度、磁場の平均値である。図 5-9 に式 (5-6) を使用して得られた $\Gamma(\zeta)$ を示す。 $\langle n \rangle$ は実験結果から、 $\langle B \rangle$ は数値計算から得られる。 V_{\parallel} は 4-2 節で述べた様にフラットプローブを使用してイオン電流から求めた。ここで上流向きのプローブで得られたイオン飽和電流は $5 \mu A / mm^2$ で、下流向きのプローブでは $0.5 \mu A / mm^2$ であった。図 5-2 から V_{\parallel} はイオン熱速度の約 0.7 倍と得られ、その速さは約 $10^4 m / sec$ である。U ベンド部において、中性ガスが電子によってイオン化される平均自由行程は^{20), 21)} 約 3 m であるので U

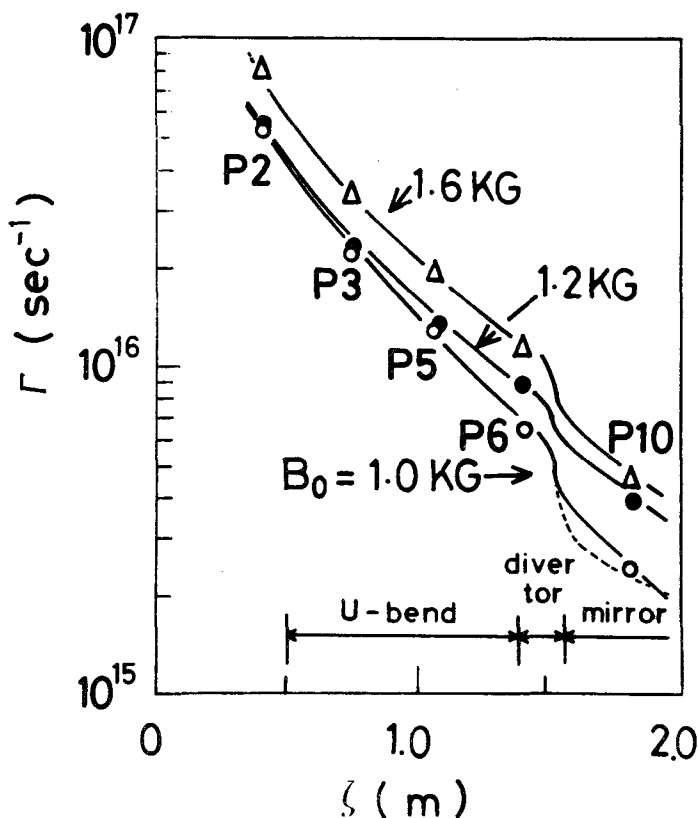


図5-9 磁力線に沿ったプラズマ粒子流：セパトリックス内を磁力線に沿って流れるプラズマ流 Γ を ζ に沿って示す。パラメータはUベンド部の磁場強さ B で1.1 kG, 1.2 kG, 1.6 kG が選ばれた。

ベンド部でのプラズマ生成は少ないと考えられる。プラズマ生成の項は無視して考えることにする。図5-9に、セパトリックス内を磁力線方向へ流れるプラズマ流を、Uベンド部におけるcenter line上の磁場強さ B_0 をパラメータとして示す。 B_0 は1 kG, 1.2 kG, 及び1.6 kGを選び、ミラー部、ダイバータ部もこの値に比例して磁場は変化させてある。 $P_2, P_3, P_5, P_6, P_{10}$ と示されている点は図3-1中で示されている測定点を示す。ダイバータ部 P_8 及び P_9 では磁力線に沿って流れているプラズマと径方向へ流れているプラズマを分離して測定できないため $\Gamma(\zeta)$ は測定できなかった。図5-9に示されている様に $\Gamma(\zeta)$ はUベンド部($\zeta = 0.52 \sim 1.31$ m)では指数関数的に減少している。ミラー部($\zeta = 1.51 \sim 2.07$ m)

での $\Gamma(\zeta)$ の減少の仕方を U ベンド部と同じと考え、 P_{10} で測定された $\Gamma(\zeta)$ の値を通り U ベンド部での傾きと同じ傾きの直線をひくと、U ベンド部の曲線とミラー部の曲線はダイバータ部で $\Gamma(\zeta)$ の曲線に段差を生ずる。その減少値は $1.3 \times 10^{15} \text{ particles} \cdot \text{sec}^{-1}$ である。ダイバータ部入口での全粒子数 $6 \times 10^{15} \text{ particles} \cdot \text{sec}^{-1}$ を考慮するとダイバータ部で約 20% ($= 1.3 \times 10^{15} / 6 \times 10^{15}$ for $B_0 = 1 \text{ kG}$) の粒子が失われていることがわかる。 $B_0 = 1.2 \text{ kG}, 1.6 \text{ kG}$ 時にもほぼ 20% 前後の損失量を示す。しかしミラー部での粒子損失は U ベンド部での損失より小さいと考えられ、ミラー部での $\Gamma(\zeta)$ の傾きは図 5-9 中破線で示されるように、より緩やかであると考えられる。この場合にはダイバータ部での損失は $1.3 \times 10^{15} \text{ particles} \cdot \text{sec}^{-1}$ より大きい値になると思われる。従ってここで得られた損失 20% という値はダイバータ部での損失の下限值になると考えられる。これらを考慮し、セパトリックス内の全粒子数と critical diameter より外側でセパトリックス内の全粒子数との比が 27% ($= \int_{18/2}^{35/2} n(\rho) d\rho / \int_0^{35/2} n(\rho) d\rho$) であることを考えれば、主プラズマの外側をとりまくプラズマはダイバータ部で大部分失われることが判る。

5-4 節 実験結果の検討

(a) プラズマ損失の機構について

この項では、ダイバータからのプラズマ損失について検討する。それに基づいて考えられたモデルを 2 流体方程式で説明し、損失量を算出する。^{11)~13) 22)~24)}

ダイバータ部でのプラズマは図 5-4 に示したようにトーラス外方へ偏位しておりダイバータを通過することによって、図 5-3 に示される様にセパトリックス上のプラズマは失われる。セパトリックスはダイバータ部において方位角方向へ短絡回路を形成しており Pfilsch-Schlüter 電流が流れている。この電流は、プラズマ損失と関係しており、半径方向へ

の流れを生ずると考えられる。又、このプラズマ損失と Pfilsch-Schlüter 電流との間に関係のある事は次の実験結果からも示される。即ち、ダイバータ部における短絡回路の直径を変化させる実験では、半径方向へのプラズマの速度が大きく、かつプラズマ損失の大きい領域が短絡回路の直径の変化と共に変化するという実験結果である。このモデルを基礎にしてダイバータにおけるプラズマの挙動を 2 流体方程式で示す。使用したモデルでは 図 5 - 10 に示される回路に電流が流れ、レーストラック部ではプラズマの平衡が得られていると考える。U ベンド部において、プラズマの平衡を得るため、方位角方向への電流 J_θ は θ 依存性を持つ。従って、電流の保存則を満たすためにダイバータ部を、Pfilsch-Schlüter 電流が流れ、その電流がプラズマ損失を増大させる。一般にステラレータ磁場閉じ込め等において Pfilsch-Schlüter 電流による半径方向へのプラズマ拡散速度の増大に相当する^{11), 25)}

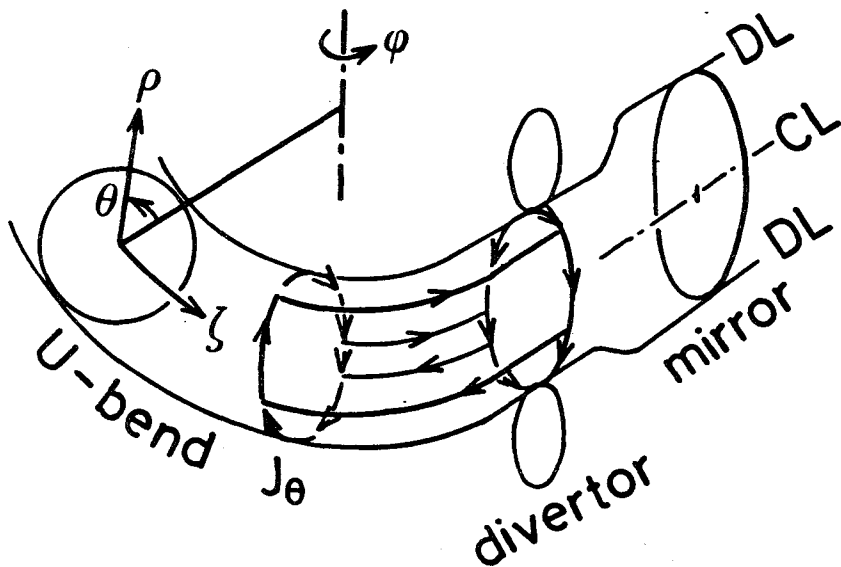


図 5 - 10 ダイバータ部における電流の流れ図：U ベンド部では平衡がとれる様に J_θ が流れる。 J_θ の θ 依存性のため磁力線に沿ってダイバータへ、そして磁気中性領域にそって方位角方向へ、再び磁力線に沿って電流が流れる。

プラズマ損失がUベンド部で発生せずダイバータ部へ集中した形で表われて来たものである。

プラズマの挙動は定常状態の電子の運動方程式，一般化されたオームの法則

$$\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} + \frac{1}{en} (\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p_e) \quad (5-7)$$

と定常状態のイオンの運動方程式

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla (p_i + p_e) = M n \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = 0 \quad (5-8)$$

とイオン質量の保存則及び電子の保存則，電流保存則に支配される。

$$\nabla (nV_i) = 0 \quad (5-9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho J_\rho) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} J_\theta + \frac{\partial}{\partial \zeta} J_\zeta = 0 \quad (5-10)$$

ここで， \mathbf{E} ， \mathbf{V}_i ， \mathbf{B} ， p_e ， p_i は各々電界ベクトル，イオン速度ベクトル，磁場ベクトル，電子圧力，イオン圧力である。前者3つのベクトルは (ρ, θ, ζ) 座標で考える。

式(5-9)で θ 方向の粒子束 $\phi_\theta = nV_\theta$ を無視することにより次式が得られる。

$$-\frac{\partial}{\partial \zeta} \phi_\zeta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho \phi_s) \quad (5-11)$$

ダイバータ部におけるプラズマ損失束 Γ_{loss} はダイバータ部における ϕ_ζ の変化量と定義することにより次式で表わせる。

$$\Gamma_{loss} = - \int_{l_1}^{l_2} d\zeta \cdot \int_0^{2\pi} \rho d\theta \cdot \int_0^a d\rho \frac{\partial}{\partial \zeta} \phi_\zeta \quad (5-12)$$

ここでダイバータ部における短絡回路は $\zeta = l_1 \sim l_2$ で半径 a で形成されているとした。式(5-11)を式(5-12)へ代入すると Γ_{loss} は

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{\text{loss}} &= - \int_{l_1}^{l_2} d\zeta \int_0^{2\pi} d\theta \cdot a \phi_s \\
 &= - \int_{l_1}^{l_2} d\zeta \int_0^{2\pi} d\theta \cdot a n V_\rho
 \end{aligned} \tag{5-13}$$

と表わせる。ここでセパトロックス外へ出たプラズマはすべて失われると仮定した。また ρ 方向の粒子束 ϕ_ρ は $n V_\rho$ で表わされ、 V_ρ はイオンの半径方向への速度である。

最初に、ダイバータ部における電流分布を決定するためにUベンドとダイバータ間の境界とダイバータとミラー間の境界における電流の境界条件を求める。Uベンド部での磁場は、そのトーラス性により $B = (0, 0, B_\zeta)$ で $B_\zeta = B_0 / (1 - \rho/R \cos \theta)$ と変化する。電流 J は $J = (0, J_\theta, J_\zeta)$ と仮定する。これらを式(5-10)へ代入することにより

$$\nabla J = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} J_\theta + \frac{\partial}{\partial \zeta} J_\zeta, \tag{5-14}$$

式(5-8)へ代入し、式(5-8)の ρ 成分より

$$J_\theta = \nabla_\rho (p_i + p_e)_u / B_\zeta \tag{5-15}$$

が得られる。ここで添字 u は、その量がUベンド部における値であることを示す。式(5-15)を式(5-14)へ代入し、 ζ についてUベンド部 ($\zeta = \zeta_1 \sim \zeta_2$) の範囲で積分し、 $\zeta = \zeta_1$ では $J_\zeta = 0$ とすることによって J_ζ が得られる。

$$J_\zeta = - \frac{\nabla_\rho (p_i + p_e)_u}{R B_0} (\zeta - \zeta_1) \sin \theta \tag{5-16}$$

R はUベンドの主半径である。式(5-15)及び(5-16)はUベンド部における電流分布を示し、ダイバータ部とUベンド部の境界における境界条件は式(5-16)に $\zeta = \zeta_2 = \zeta_1 + \pi R$ を代入することで求められる。境界での J_ζ を $J_{\zeta \text{ud}}$ とすると

$$J_{\zeta \text{ ud}} = - \frac{V_{\rho} (p_i + p_e) u}{B_0} \sin \theta \quad (5-17)$$

である。式(5-17)より電流は図5-10に矢印で表わされている様に $0 < \theta < \pi/2$ と $3\pi/2 < \theta < 2\pi$ では ζ 方向に電流が流れていることがわかる。次に式(5-8)及び(5-10)をミラー部へ適用してミラー・ダイバータ間境界での電流は式(5-15)で表わされる。ミラー部では B_{ζ} が軸対称であるので $\partial J_{\theta} / \partial \theta = 0$ である。従って $J_{\zeta} = \text{const}$ でなければならない。つまりミラー部では、短絡電子流は発生しない。しかも、ミラー部では、方位角方向への短絡回路が形成されていないためUベンド部で発生する短絡電流を短絡できない。従ってミラー部では $J_{\zeta} = 0$ でなければならない。つまりミラー・ダイバータ接続部での ζ 方向電流 $J_{\zeta \text{ md}}$ は

$$J_{\zeta \text{ md}} = 0 \quad (5-18)$$

である。

系として短絡電子流は図5-10に示される様にUベンド部で発生し、磁力線に沿って流れダイバータ部で短絡される様に流れると考えられる。式(5-17)及び(5-18)の境界条件からダイバータ部での ζ 方向電流分布は次式で表わせる。

$$J_{\zeta} = J_{\zeta \text{ ud}} f(\zeta), \quad l_1 < \zeta < l_2$$

$$f(l_1) = 1, \quad f(l_2) = 0 \quad (5-19)$$

式(5-19)を使用して式(5-10)よりダイバータ部における θ 方向電流 J_{p-s} が次式で求められる。

$$J_{p-s} = \frac{\pi \rho}{B_0} \frac{\partial f(\zeta)}{\partial \zeta} V_{\rho} (p_i + p_e) u \cdot \cos \theta$$

これはダイバータ部での磁力線の方位角方向への比抵抗が磁力線方向へのそれより大きいと仮定するならば、 θ 方向の電界 $E_\theta = \eta_\perp J_{p-s}$ が存在することを示す。

$$E_\theta = \frac{\pi \eta_\perp \rho}{B_0} \frac{\partial f(\zeta)}{\partial \zeta} \nabla_\rho (p_i + p_e)_u \cdot \cos \theta \quad (5-20)$$

ここで方位角方向への比抵抗 η_\perp は磁力線方向のそれに比して大きく、かつ電界はほとんどがダイバータ部で生ずると仮定している。 η_\perp の値としては、 θ 方向電流が十分に大きいとき、²⁶⁾ 異常抵抗を示すことが報告されているが、ここでは η_\perp として古典的な値を用いた。

続いて式(5-8)の ρ 成分と式(5-7)の θ 成分と式(5-20)を使用してダイバータ部におけるイオンの半径方向速度 V_ρ を求める。

$$\begin{aligned} V_\rho = & \frac{\pi \eta_\perp \rho}{B_0 B_\zeta} \frac{\partial f(\zeta)}{\partial \zeta} \nabla_\rho (p_i + p_e)_u \cos \theta \\ & + \frac{B_\rho}{B_\zeta} \cdot V_\zeta - \frac{\eta_\perp}{B_\zeta^2} \nabla_\rho (p_i + p_e)_d \end{aligned} \quad (5-21)$$

ここで添字 d はその量がダイバータ部における値であることを示す。式(5-21)の第1項は Pfirsch - Schlüter 電流による半径方向へのプラズマの流れの速度、第2項は磁力線の広がり原因する項、第3項は圧力勾配による拡散速度を示す。

最後に、ダイバータからのプラズマ流損失 Γ_{loss} を式(5-13)と式(5-21)である V_ρ を使用して求める。

$$\begin{aligned} \Gamma_{loss} = & n a \int_0^{2\pi} d\theta \int_{l_1}^{l_2} d\zeta \cdot \left[\frac{\pi \eta_\perp \rho}{B_0 B_\zeta} \frac{\partial f(\zeta)}{\partial \zeta} \nabla_\rho (p_i + p_e)_u \cos \theta \right. \\ & \left. + \frac{B_\rho}{B_\zeta} V_\zeta - \frac{\eta_\perp}{B_\zeta^2} \nabla_\rho (p_i + p_e)_d \right] \end{aligned} \quad (5-22)$$

式(5-22)の第1項 Γ_1 は $0 < \theta < \pi/2$ と $3\pi/2 < \theta < 2\pi$ の時には負である。これはプラズマ流がセパトリックス外側から内側へ向って流れること

を意味する。ここで、セパトロックス外側ではプラズマ損失は非常に早く、外側のプラズマはほとんど内側へ向っては流入しないと考えると、この範囲では $\Gamma_{\text{loss}}=0$ とする。従って Γ_1 の θ についての積分は $\pi/2 < \theta < 3\pi/2$ の範囲における積分でよい。その結果

$$\Gamma_1 = - \frac{2\pi\eta_{\perp} n\rho a}{B_0 B_{\zeta}} \nabla_{\rho} (p_i + p_e)_u$$

となる。ダイバータ部では円形の磁気中性線を含む $\zeta = (l_1 + l_2)/2$ の $\xi - \eta$ 面について磁場はほぼ対称であるので第2項 Γ_2 、第3項 Γ_3 は各々次の様に表わせる。

$$\Gamma_2 = 0$$

$$\Gamma_3 = - \frac{2\pi\eta_{\perp} n a}{B_{\zeta}^2} (l_2 - l_1) \nabla_{\rho} (p_i + p_e)_d$$

従って Γ_{loss} は $\Gamma_{\text{loss}} = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3$ によって求められる。第4章で述べたミラー・トラス・システムI装置のプラズマパラメータ ($\rho = a = 0.037$ m, $R = 0.25$ m, $B_0 = 0.11$ T, $B_{\zeta} = 0.007$ T, $\nabla_{\rho} (p_i + p_e)_u = -0.7$, $\nabla_{\rho} (p_i + p_e)_d = 0.05$, $n = 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $\eta_{\perp} = 3\eta_{\parallel} = 0.1$, $l_1 = 1.5$ m, $l_2 = 1.53$ m) を使用すると, $\Gamma_{\text{loss}} = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 = (-1 \times 10^{15} + 0 + 2 \times 10^{14}) \text{ particles} \cdot \text{sec}^{-1}$ が得られる。この値は実験的に得られたプラズマ束損失 $-1.3 \times 10^{15} \text{ particles} \cdot \text{sec}^{-1}$ とほぼ同一と考えられる。以上のようにダイバータ部におけるプラズマ損失はダイバータ部を集中的に流れる短絡電子流を導入した2流体モデルで説明できることが判った。

以上のことから、ミラー・トラス・システムIではプラズマ平衡を得るためにダイバータの設置が必要であるがその結果ダイバータからのプラズマ損失が増大することが示された。しかし、その損失は、一般のトラス閉込めの場合にはトラス全体で生ずる拡散による損失量に相当する。損失がダイバータ部に集中することからダイバータ配位を持つ炉構成を考える時、損失粒子の回収、エネルギーの回収、第1壁に対する負荷等についてはUベン

ド部における処理は減少，ダイバータ部においてのみ考慮すればよい。これは炉構成の簡略化を意味するものである。

(b) ミラー・トーラス結合系におけるダイバータからのプラズマ損失について

ミラー・トーラス結合系核融合炉では，Uベンド部にステラレータ磁場を採用し，接続部にトロイダルダイバータを使用することが必要である。²⁷⁾ この章で得られたトロイダルダイバータからの損失の機構を基礎にして，ミラー・トーラス結合系核融合炉におけるダイバータからのプラズマ損失について考察する。ミラー，ダイバータ，及び，ステラレータ磁場のある場合，短絡電流は図5-11に示される様にUベンド部で螺旋状磁場に沿った電子の流れⅡと，ダイバータ部の磁気中性領域を方位角方向へ流れる電子の流れ，Ⅰ及びⅢとからなる。記号Ⅱで示されている磁力線は，レーストラック軸を含む面の上下を結んでおり，かなりの高温プラズマ $T_e \sim 20 \text{ keV}$ であろう

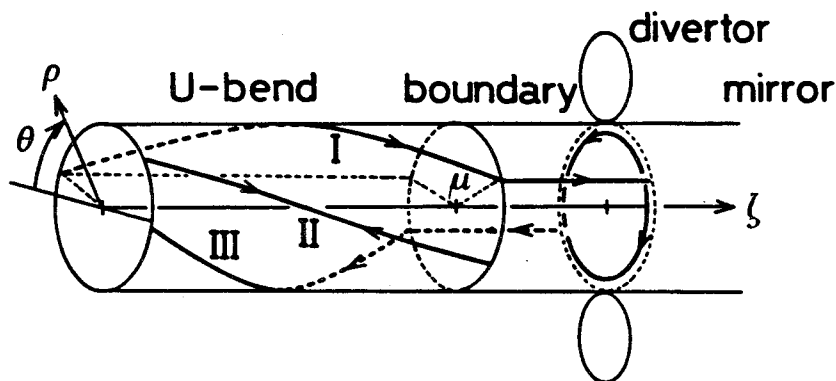


図5-11 ミラー・トーラス結合系核融合炉における電流の流れ図：Uベンド部における回転変換と，ダイバータ部における磁気中性領域によって短絡電流が流れる。

と考えられるため、比抵抗は小さく、トロイダル効果によって生ずる電界は螺旋磁場に沿った電流で短絡される。しかし、記号Ⅰ及びⅢで表わされる磁力線は、Uベンド部で上半分か下半分の領域のみを通り面の上下を結ぶことができない。従ってこの磁力線上ではイオンもしくは電子が荷電分離すると考えられる。この空間荷電電界を短絡する回路としては、矢印で示されているトロイダルダイバータ磁気中性領域を通る回路が考えられる。磁気中性領域の位置は幾何学的構造によって定まる。磁気中性領域を流れる電流は回路Ⅱによる短絡分だけは減少する。トロイダルダイバータからのプラズマの損失は、磁気中性領域を流れる短絡電流による半径方向への速度の増大に原因するので Pfirsch-Schlüter 電流の減少量に比例してダイバータからのプラズマ損失が減少する。回路Ⅱを流れる電流はUベンド部でプラズマ損失に寄与する。図5-11では、螺旋磁場はUベンド1ヶ分が図示されており、Uベンド一端におけるスクレープオフ層での磁力線の位置を $\zeta = \zeta_1$, $\theta = \theta_0$, $\rho = a$ とすると、磁力線は次式で表わされる。

$$\theta = \theta_0 + \frac{\mu}{\zeta_0} (\zeta - \zeta_1)$$

ここで ζ_0 は U ベンド部の長さであり、 μ は 1 つの U ベンド部における回転変換角である。 μ には θ 依存性が特にないものとする。平衡の式 (5-8) と電流保存則式 (5-10) を使用して 5-4 節 (a) と同様にして磁力線方向の電流 j_{\parallel} に対して

$$\frac{dj_{\parallel}}{ds} = \frac{\nabla p \cdot \nabla B}{B^2} \quad (5-23)$$

が得られる。ここで、 j_{\parallel} はヘリカル磁力線に沿った電流で、 ds は微小線素である。 $\partial/\partial s \simeq \partial\theta/\partial s \cdot \partial/\partial\theta \simeq \mu/\pi R \cdot \partial/\partial\theta$ の関係を使用して式 (5-23) へ代入すると j_{\parallel} が得られる。

$$j_{\parallel} = \frac{\pi \nabla p}{\mu B_0} \cos \left\{ \theta_0 + \frac{\mu}{\zeta_0} (\zeta - \zeta_1) \right\} + c$$

ここでトロイダル磁場 $B = B_0 / (1 - \rho/R \cdot \cos\theta)$ を使用した。今 $\zeta = \zeta_1$

の時 $j_{\parallel} = 0$ であるので積分定数 c は $-\pi \nabla p / \mu B_0 \cdot \cos \theta_0$ が得られる。

$$j_{\parallel} = \frac{\pi \nabla p}{\mu B_0} \left\{ \cos \left[\theta_0 + \frac{\mu}{\zeta_0} (\zeta_0 - \zeta_1) \right] - \cos \theta_0 \right\} \quad (5-24)$$

式 (5-24) は $\zeta = \zeta_2 = \zeta_1 + \zeta_0$ つまり U ベンドとダイバータ接続部での短絡電流が $\theta_0 = 2\pi$ もしくは $\theta_0 = -\mu/2$ のとき流れないことを示す。つまり、磁力線がトラス面上下を結んでいるものは、U ベンド部で完全に短絡されることを示し、上下を結ばないもの、又は不完全なものは磁力線上の電流がダイバータ部へ流れることを示す。ダイバータからのプラズマ損失は、前項の結果より判る通り、比抵抗がプラズマの衝突によるとすればダイバータ部を方位角方向へ流れる短絡電流の全量に比例するので、以後、この項では、全短絡電流で議論する。式 (5-24) は $\theta_1 \leq \theta_0 \leq \theta_2$ の範囲で $j_{\parallel} > 0$ となる様 θ_1, θ_2 を選ぶと j_{\parallel} がダイバータへ流れこむ電流を示す。他の範囲の θ_0 に対応する j_{\parallel} はダイバータから流出する電流を示す。ダイバータ部を流れる全電流 J_t は次式で表わせる。

$$\begin{aligned} J_t &= \int_{\theta_1}^{\theta_2} j_{\parallel} d\theta_0 \\ &= -\frac{4\pi \nabla p}{B_0 \mu} \sin \frac{\mu}{2} \end{aligned} \quad (5-25)$$

$\theta_0 = \theta_1$ の時 $\cos(\theta_1 + \mu/\zeta_0 \cdot \zeta) - \cos \theta_1 = 0$ という関係から得られる、 $\theta_1 = \pi - \mu/2$, $\theta_2 - \theta_1 = \pi$ という関係を用いた。U ベンド部にステラレータ磁場のない場合全電流 J_0 は 5-4 節 (a) で述べられた様に

$$\begin{aligned} J_0 &= \int_0^{\pi} j_{\zeta u d} d\theta \\ &= -2\pi \nabla p / B_0 \end{aligned}$$

である。 J_0 を使用すると式 (5-25) は

$$J_t = J_0 \frac{2}{\mu} \sin \frac{\mu}{2} \quad (5-26)$$

と変形できる式(5-26)は、ステラレータ螺旋磁場に沿った短絡電流によってダイバータ部での電流が係数 $2/\mu \cdot \sin(\mu/2)$ だけ減少することを示す。もし $\mu = n\pi$ であれば短絡電流はダイバータ部を流れず、従ってプラズマ損失はUベンド部での半径方向への拡散によることが判る。

ここでは、第2章2-4節「磁気面」で求めた1つのUベンド部での回転変換角 $\mu = \pi/2.26$ を使用する。式(5-26)は

$$J_t = 0.92 J_0$$

であるので短絡電流は、ほとんどダイバータ部を流れることが判る。従ってミラー・トラス結合系核融合炉において、スクレープオフ層のプラズマがダイバータへ失われる挙動は前節までの結果とほぼ一致していると考えられる。従ってUベンド部における主プラズマからスクレープオフ層へのプラズマ損失時間 τ_s とスクレープオフ層からダイバータへのプラズマ損失時間 τ_d は $\tau_s \gg \tau_d$ となることが考えられる。ここでスクレープオフ層とは主プラズマの周りの領域でダイバータへのプラズマ損失の大きな領域を言う。 τ_d は前述からのプラズマ損失を基本として考え、 τ_s はステラレータ磁場における拡散を基本として考えた。主プラズマからダイバータへのプラズマ損失時間 τ_l は $\tau_s \gg \tau_d$ であるので、ほとんど τ_s と一致すると考えられる。^{28)~30)} 従ってダイバータから失われるプラズマ粒子流 ϕ は

$$\phi = N / \tau_s \cdot S$$

で与えられる。ここで N は全プラズマ粒子数、 S はダイバータ開口面積である。炉パラメータ ($N = nV_t = 1.2 \times 10^{22}$, $S = 1 \times 10^5 \text{ cm}^2$) を使用すると、 τ_s としてステラレータ損失時間を考え $\tau_s = 0.4 \text{ sec}$ が得られれば³¹⁾ $\phi = 2.5 \times 10^{17} / \text{sec} \cdot \text{cm}^2$ となる。ダイバータへ流れる粒子速度 V_t はイオン音速程度と考えられるので³²⁾ $T_i \sim 1 \text{ keV}$ のトリチウムイオンを考えると、

ダイバータ容器での密度 $n_e \simeq 1.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ と考えられる。

5-5節 結 言

ミラー・トーラス・システム I 装置 にトロイダルダイバータを設置することにより、トーラスプラズマ密度分布を中心軸に対して対称なベル型の密度分布にし、壁から離れた状態で閉込めた。これは、トーラスプラズマの平衡がとれたためと考えられる。プラズマがダイバータを通り抜ける際、その表面近傍 (diverted line 近傍) のプラズマは、急速に失われ、磁力線に沿ったプラズマ流のうち、約 20 % が失われた。この値はプラズマ損失量の下限值と考えられる。損失の原因としては短絡回路を流れる短絡電流による半径方向への速度の増大によると考えられ、そのモデルでプラズマ損失量が説明できた。このモデルを、ミラー・トーラス・結合系核融合炉へ適用した場合、スクレイプオフ層のプラズマがダイバータへ失われるプラズマ損失時間はステラレータ磁場のない場合とほとんど変化しない。このことは、主プラズマからダイバータへ失われるプラズマ損失時間は、ステラレータにおけるプラズマ損失時間と等しく、その場合におけるダイバータへのプラズマ粒子束は高効率の直接変換によって十分回収可能である。

第5章 参 考 文 献

- 1) G. M. McCracken and S. K. Erents ; BNES Nuclear Fusion Reactor Conference, Culham Laboratory, 1969, paper 4-2.
- 2) C. R. Burnett *et al* ; Phys. Fluids 1 (1958) 438.
- 3) Y. Yoshikawa, K. Sako and K. Shinya ; JAERI - M 8294 (1979).
- 4) DIVA Group ; Nuclear Fusion 18 (1978) 1619.
- 5) S. Sengoku *et al* ; J. Phys. Soc. Jpn. 45 (1978) 1385.
- 6) Y. Shimomura *et al* ; JAERI - M 7457 (1977).
- 7) P. E. Stott, C. M. Wilson and A. Gibson ; Nucl. Fusion 17 (1977) 475 and 481.
- 8) J. W. M. Paul *et al* ; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (1976) vol. 2, IAEA - CN - 35/A - 7.
- 9) P. E. Stott *et al* ; Nucl. Fusion 18 (1978) 481.
- 10) 第2章参考文献 1)
- 11) B. B. カドムツェフ ; プラズマ中の集団現象 (岩波書店, 1979).
- 12) C. L. Longmire ; *Elementary Plasma Physics* (Interscience Publishers, 1963).
- 13) I. Ikeda, B. Cheon, H. Akimune and K. Watanabe ; J. Phys. Soc. Jpn. 49 (1980). 2357.
- 14) V. S. Mukhovatov ; *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, 1965 (IAEA, Vienna, 1966) vol. 2.
- 15) 第3章参考文献 8), 9), 10).
- 16) 森口繁一, 宇田川銑久, 一松信 ; 数学公式中 (岩波書店, 1957).
- 17) 第4章参考文献 15).
- 18) 第3章参考文献 31).
- 19) *Reviews of Plasma Physics*, vol. 2 (Consultants Bureau, New York).
- 20) L. Spitzer ; 完全電離気体の物理 (コロナ社, 1971).
- 21) 中野義映 ; プラズマ工学 (コロナ社, 1970).
- 22) N. Tsagas and M. G. Rusbridge ; Plasma Physics 21 (1979) 925.

- 23) V. A. Mason and M. G. Rusbridge ; *Plasma Physics* **21** (1979) 907.
- 24) A. H. Boozer ; *Phys. Fluids* **19** (1976) 1210.
- 25) A. A. Galeev and R. Z. Sagaleev ; *Reviews of Plasma Physics, vol. 7* (Consultants Bureau, New York – London, 1979).
- 26) S. Okamura, N. Ohyabu and N. Kawashima ; *Nucl. Fusion* **15** (1975) 207.
- 27) 序論参考文献 48), 50).
- 28) P. E. Stott, C. M. Wilson and A. Gibson ; *Nucl. Fusion* **18** (1978) 475.
- 29) P. J. Harbour *et al* ; *7th International Conference on Nuclear Fusion Research* (1978) IAEA CN/37, R-5/2.
- 30) F. L. Hinton and R. D. Hazaltine ; *Phys. Fluids* **17**(1974) 2236.
- 31) 第2章参考文献 21).
- 32) O. Motojima, A. Iiyoshi and K. Uo ; *Nucl. Fusion* **15** (1975) 985.

結

論

本研究では、ミラー・トーラス結合系核融合炉を考察した。また、この炉心プラズマ保持の磁場として用いられるトロイダルダイバータに関する基礎的な実験研究を行なった。

ミラー・トーラス結合系は2成分エネルギー型ミラー閉込めを基本とし、ミラー型閉じ込めの欠点とされる端損失粒子をUベンドを通して回収し、かつ、炉工学的にいくつかの長所を持つ配位としたものである。

序論において制御核融合炉研究の現状を記した。また本研究の目的についても記した。

第1章において、エネルギー生成源として核融合炉が将来において占める役割をしるした。そこで21世紀においては大きなエネルギー供給源の1つとなりうるであろうと予測された。また、核融合炉型式の1つである磁気閉じ込めの概念について略記した。

第2章においては、ミラー・トーラス結合系核融合炉に閉じ込められるプラズマパラメータの計算を行なった。その結果は次の通りである。Uベンド部におけるプラズマ損失時間をステラレータ磁場におけるプラズマ損失時間に等しいと仮定すれば系としては、ミラー部にプラズマの集中した分布が得られる。その結果、核融合反応は、その97%がミラー部で行なわれ残り3%がUベンド部に分布することが明らかにされた。それは、炉を構成する場合に中性子遮蔽、ブランケットの設計はミラー部のみに考慮すればよく炉工学的な構成が容易になることを示す。また平均 β 値が一般のトーラス配位に較べて大きく $\beta = 0.4$ 程度にすることが可能であることが示された。またこの章では標的プラズマ保持のために、トーラスプラズマの平衡を得る手段としての磁気面計算が近軸直線近似で行なわれた。Uベンド部に $l = 2$ ステラレータ、続いて直線部にダイバータ、ミラー、ダイバータの周期で変化する磁場配位において、磁場強度の変化の様子や接続の仕方を適切に選択することによって磁気面が形成されることが示された。

第3章において、ミラー・トーラス・システムにおいてUベンド部プラズマを平衡状態におくために必要な手段として、また損失プラズマの回収手段として用いられるトロイダルダイバータに関する基礎的実験を行なう装置について説明した。

第4章に平衡に関する実験を示した。トロイダルダイバータを設けることによりトーラスプラズマの平衡がとれた密度分布が得られた。また、空間電荷電界の短絡電流はUベンド部で、磁力線に沿って流れ、ダイバータ部では磁気中性領域を方位角方向に流れる。ダイバータ部における磁気中性領域の回路はリング状磁気中性線における電子の非断熱的挙動によるものであった。短絡回路を流れる電流値は、単一粒子モデルで説明できた。

第5章にダイバータからのプラズマ損失に関する実験を示した。プラズマは表面の粒子がほとんどダイバータ部へ失われていることが判った。その表面とは、ミラー・トーラス・システム装置においてはセパトリックス直径の $1/2$ より大きい円管状領域であった。測定された損失量は考えられる下限値を示し、ダイバータへ流れ込む全粒子の20%であった。損失の機構としては、トーラスプラズマの平衡を得るために必要な短絡電流がダイバータ部で流れているために増大した半径方向へのイオンの流れによるものが考えられる。その量と速度は2流体モデルで説明できることが判った。

最後にこの研究に関して残された問題について附記する。まず、第2章ミラー・トーラス結合系の計算について述べる。この内容は、全内容が一応同程度の荒さになる様にして計算が行なわれている。いわば零次近似の計算である。従ってその結果については α 粒子加熱に関する検討を含んだ高次の計算を行なって確かめる必要があろう。

つぎに、第3～5章、ミラー・トーラス・システム・I装置の実験に関してしるす。プラズマ密度振動、及び空間電位振動等パラメータ摂動は、プラズマ中に発生する波、つまり安定性に関する情報を与える。安定性はプラズマ閉じ込め及びUベンドにおけるプラズマ輸送に大きく関係している。ここでは、実験が行なえなかったので報告していないが、今後は是非行なってプラズマ安定性、

ひいては、プラズマ損失、プラズマ輸送等について適確な検討をしておく必要がある。また、プラズマのダイバータ磁気中性領域におけるプラズマ挙動を調べ、プラズマの速度空間分布の変化をおさえることは物理的な興味がある。

さらに、理想的な状態に近づけた装置による実験、つまり、ミラー・トラス・システム・I装置にステラレータ磁場を用いて主プラズマからの損失等について実験的検討の余地を残している。さらに装置の改造によってミラー捕捉が行なわれた高 β プラズマの安定性とその安定化について今後調べられなければならない。

新しく提案された配位であるので今後前述のことが調べられた上で、ミラー・トラス系の妥当性について再度検討する必要がある。更に、それらの研究が行なわれることをここに望むものである。

本研究に関連する発表論文

- 1) 秋宗秀夫, 山岸留次郎, 池田郁夫, 岡本太志 ; 磁気ミラーの結合による核融合炉の概念構成, 核融合研究第42巻第4号, 1979年10月, P 472~P 531.
- 2) I. Ikeda, B. Cheon, M. Ootani, H. Akimune and K. Watanabe ; *Plasma Density and Depolarization Current in Mirror-Torus-System-I with Divertor Magnetic Field*, Journal of the Physical Society of Japan **48** (1980) 1341~1348.
- 3) I. Ikeda, B. Cheon, H. Akimune and K. Watanabe ; *Plasma Loss from Mirror-Torus-System I*, Journal of the Physical Society of Japan **49** (1980) 2357~2363.
- 4) H. Akimune, I. Ikeda, T. Yamagishi and F. Okamoto ; *Conceptual Design of Mirror-Torus-Hybrid Reactor*, to be published in Nuclear Fusion.
- 5) H. Akimune, I. Ikeda, T. Hirata and F. Okamoto ; *Dynamic Stabilization of Flute Instability*, Journal of the Physical Society of Japan **50** (1981).

本研究に関連する学会発表及び研究会講演等

- 1) 半円トラスへのプラズマ注入：日本物理学会第30回年会（1975）
vol.4, 5a-C-2.
- 2) ミラー・トラス系(M.T.S)へのプラズマ注入：日本物理学会秋の分科会（1975） vol.4, 12a-P-12.
- 3) Minor - Torus 系(M.T.S)へのプラズマ注入(Ⅱ)：日本物理学会第31回年会（1976） vol.4, 5a-H-13.
- 4) ミラー・トラス系による閉じ込め実験：日本物理学会第32回年会（1977） vol.4, 9a-K-2.
- 5) ミラー・トラス系におけるダイバータの効果：日本物理学会第33回年会（1978） vol.4, 3a-CD-9.
- 6) M.T.S.-Iのプラズマ特性：日本物理学会秋の分科会（1978）
vol.4, 6p-CN-8.
- 7) M.T.S.-Iにおけるダイバータからのプラズマ損失：日本物理学会秋の分科会（1979） vol.4, 3a-G-11.
- 8) ミラー・トラス結合系の概念：核融合研究集会 中津川研修センター（1980）.
- 9) ミラー・トラス結合系におけるダイバータ実験：核融合連合講演会，筑波（1981） Pa3-9.

謝

辞

本研究は、大阪大学工学部原子力工学科加速器核融合研究棟で行なわれたものであります。本論文をまとめるにあたり、大阪大学工学部電磁エネルギー工学専攻渡辺健二教授には終始懇切丁寧な御指導と御鞭撻を賜りました。さらに、住田健二原子力工学科教授及び関谷全原子力工学科教授には本論文の御査読を賜りました。本研究の初期には、大阪大学吹田徳雄名誉教授に御指導を頂き、また京都大学ヘリオトロン核融合研究センター秋宗秀夫教授には研究全般にわたり終始細部にわたる御指導、御討論を賜りました。ここに深く感謝いたします。本研究遂行にあたり故全炳国、布垣昌伸、大谷昌徳、熊本文生並びにプラズマグループの諸氏には直接の御指導御協力を賜り、また論文の作成にあたり、小寺貴美子女史の御協力をあおぎました。

本論文がこのような皆様の御指導、御協力の賜物であることを附記し、心より深く感謝いたします。