

Title	磁場反転配位(FRC)プラズマの運動特性と再熱化に関する研究
Author(s)	比村, 治彦
Citation	大阪大学, 1997, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.11501/3129033">https://doi.org/10.11501/3129033</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

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

Osaka University

# 磁場反転配位 (FRC) プラズマの 運動特性と再熱化に関する研究

1996 年 12 月

比村 治彦

## 目次

緒論 .....	1
参考文献.....	5
第1章 FRC プラズマ .....	8
1.1 緒言 .....	8
1.2 FRC プラズマの概要.....	8
1.3 FRC プラズマに対する2次元平衡 .....	10
1.4 結言 .....	20
参考文献 .....	21
第2章 FIX 装置と生成プラズマパラメータ .....	22
2.1 緒言 .....	22
2.2 FRC Injection Experiment (FIX) 装置.....	23
2.2.1 生成部.....	24
2.2.2 逆バイアスシートピンチ法による FRC 生成 .....	25
2.2.3 閉じ込め部.....	26
2.3 プラズマ診断法と測定器 .....	27
2.3.1 排除磁束測定法.....	28
2.3.2 電子線密度測定法.....	32
2.3.3 分光器.....	33
2.3.4 2次元マトリックス型磁気プローブアレイ .....	36
2.3.5 高速フレーミングカメラ .....	37
2.4 生成部における FRC プラズマ .....	38
2.5 結言 .....	41
参考文献 .....	41
第3章 移送 FRC プラズマのダイナミクス .....	43
3.1 緒言 .....	43
3.2 FRC プラズマの移送過程.....	44
3.3 FRC プラズマの特性速度と移送速度 .....	46
3.3.1 熱速度で近似できるプラズマ特性速度.....	46
3.3.2 FRC プラズマ内でのアルフベン速度の径方向分布 .....	48
3.3.3 磁場勾配に依存する入射速度.....	48
3.4 膨張に伴うプラズマ密度と温度の減少 .....	51
3.4.1 径方向圧力平衡式の適用妥当性.....	52

3.4.2	断熱膨張理論との矛盾 .....	55
3.5	入射に伴うプラズマ粒子数の変化 .....	58
3.5.1	移送 FRC プラズマの軸方向密度分布 .....	58
3.5.2	算出結果 .....	59
3.6	磁気ミラーでの非弾性反射 .....	60
3.7	ミラー平衡低密度 FRC プラズマの閉じ込め特性 .....	62
3.7.1	エネルギー・粒子・捕捉磁束の閉じ込め時間 .....	63
3.7.2	閉じ込めパラメータ間での比較 .....	67
3.7.3	閉じ込め特性に対する再熱化現象の効果 .....	70
3.8	結言 .....	70
	参考文献 .....	71
<b>第 4 章</b>	<b>移送 FRC プラズマの再熱化 .....</b>	<b>75</b>
4.1	緒言 .....	75
4.2	移送 FRC プラズマに対するエネルギー保存則 .....	76
4.3	エネルギー保存則から期待される再熱化現象 .....	79
4.4	代表的な移送実験装置での観測結果 .....	80
4.5	衝撃波による再熱化 .....	82
4.6	エネルギー変換効率 .....	85
4.6.1	散逸運動エネルギーに対する上昇内部エネルギーの割合 .....	85
4.6.2	エネルギー損失チャンネル .....	87
4.7	結言 .....	88
	参考文献 .....	89
<b>第 5 章</b>	<b>磁気ミラー反射による衝撃波 .....</b>	<b>92</b>
5.1	緒言 .....	92
5.2	電磁衝撃波 .....	93
5.2.1	モーメント方程式 .....	93
5.2.2	保存則とランキン・ユゴニオの式 .....	95
5.2.3	ベータ値とマッハ数の関係 .....	102
5.3	再熱化時の反射面近傍でのプラズマパラメータ .....	103
5.3.1	測定結果 .....	103
5.3.2	ランキン・ユゴニオ式との比較 .....	104
5.4	無衝突衝撃波の可能性 .....	111
5.5	結言 .....	114
	参考文献 .....	114
<b>第 6 章</b>	<b>再熱化に伴うプラズマパラメータの空間・時間変化 .....</b>	<b>116</b>
6.1	緒言 .....	116

6.2	不純物炭素イオンのドップラープロファイル .....	117
6.2.1	カーボン V ( $C^{4+}$ ) 測定について .....	117
6.2.2	測定結果 .....	119
6.2.3	イオン-イオン衝突時間と熱緩和時間との比較 .....	132
6.3	圧力平衡温度 .....	134
6.3.1	反射運動に伴う温度上昇 .....	134
6.3.2	実効的衝突時間による考察 .....	135
6.4	粒子数の時間変化 .....	138
6.5	軸方向温度分布 .....	141
6.6	結言 .....	142
	参考文献 .....	143
<b>第7章</b>	<b>非軸対称外部磁場中への移送 .....</b>	<b>145</b>
7.1	緒言 .....	145
7.2	湾曲磁場 .....	146
7.2.1	垂直磁場発生用補助コイル .....	146
7.2.2	実験配置と湾曲磁場形状 .....	148
7.3	湾曲磁場を横切る FRC プラズマ .....	149
7.3.1	線密度と軸方向磁場測定 .....	149
7.3.2	2次元磁場プロファイル .....	151
7.4	プラズマビームの挙動 .....	153
7.5	外部磁場上での電場短絡 .....	156
7.5.1	プラズマビーム挙動の概説 .....	156
7.5.2	プラズマ入射基礎パラメータ .....	158
7.5.3	垂直磁場の浸透と電場短絡箇所 .....	159
7.6	FRC プラズマの逆偏向に対する仮説 .....	162
7.6.1	垂直磁場のセパトリックス内部への浅い浸透 .....	163
7.6.2	FRC プラズマの自己偏向の可能性 .....	166
7.7	結言 .....	166
	参考文献 .....	167
	総括 .....	172
	謝辞 .....	175
	発表論文 .....	177
	国際会議抄録 .....	178

## 緒論

### 本研究の背景

国際連合の報告によると、21世紀中頃の世界人口は約100億に達し、その文化的生活を維持するためには現在の3倍のエネルギー供給が必要とされている。このため、持続的なエネルギーの開発が、人類の将来にとって非常に重要な課題となっている。また、環境保全の重要性が強調されている今日では、開発されるエネルギー源が安全で環境保全性が高いという要請をも満たさなければならない。さらには、前述のエネルギー需要の増加見積もりが、主として発展途上国での人口増加と生活レベルの向上によるものであるため、エネルギー源の燃料が地域間格差を持たないことも重要な要素となっている。それゆえに、クリーンで安価なエネルギーを無限に提供できうる核融合エネルギーに期待が寄せられている。

現在研究されている核融合は高温プラズマを使うものであり、燃料としては、その炉心プラズマに対する要請が最も緩い重水素(D)とトリチウム(T)が考えられている。このD-T核融合の場合、核融合反応率の観点から炉心プラズマのイオン温度を10～20 keV、密度を $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ とし、1対1混合のD-Tプラズマを6秒程度燃焼させる。核融合エネルギーの80%は14 MeVの中性子によって燃焼プラズマの外へと運ばれ、残り20%のアルファ粒子が燃焼プラズマからのエネルギー損失を補う形で燃焼が定常的に持続される。このD-T核融合炉へ向けての研究は、トカマクプラズマを中心に精力的に行われており、既にJET [1]やTFTR [2, 3]では、ある程度のD-T核融合出力を得るにいたっている。現在では、日本・アメリカ・ロシア・EUが対等の立場で参加しての国際熱核融合炉ITER [4]を建設すべく、その製作設計が進められており、この装置でD-T燃料による核燃焼が実証される予定である。

ITERによるD-T核融合の実証は、核融合反応によるエネルギー開発に一つの社会的認知を得るために必要不可欠なものとも考えられる。しかしながら、D-Tトカマクによる核融合炉には、例えば次のような大きな問題点も含まれている。まず第1に、D-T反応から生成される中性子によるプラズマ燃焼壁損傷と、その中性子が炉壁に捕捉されることによる炉壁の放射化の問題がある。そして第2の大きな問題点としては、トカマクプラズマの現在の規格化ベータ値(2-3%)では、実用化に必要なプラズマパラメータを得るためにはとりわけ強い閉じ込め磁場強度が必要となり、核融合炉の巨大化やコイル冷却装置等の周辺装置の複雑化など、建設費や発電コストにまつわる経済性の問題が生じてくる。これらの問題点は、このD-T核融合炉が、必ずしも前述の

社会的要請に耐えうる、地域間格差の少ないクリーンなエネルギー源とはならない可能性を示唆している。

さて、D-T反応による核融合を第1世代と考えたとき、第2世代の核融合には、環境保全の観点から、中性子発生が少ない重水素(D)とヘリウム3( $^3\text{He}$ )による核融合[5]を考えることができる。ところがD- $^3\text{He}$ の場合、 $^3\text{He}$ の荷電数がTの2倍であるため、炉心プラズマの燃焼温度はD-Tに比べて必然的に高くなる上に、このような高い燃焼温度下では、燃料プラズマからの輻射によるエネルギー損失が大きくなる。この損失を補うためには、D-T核融合に比べて5倍程度大きな閉じ込めパラメータ( $n\tau_E$ )が必要であり、トカマク等を炉心プラズマとした核融合炉での実現は困難となっている。そのため、これまで主に研究されてきたトカマク型磁気燃焼容器とは、その性質を全く異にする別の燃焼容器が必要とされている。

磁場反転配位(FRC)プラズマ[6, 7]は、このD- $^3\text{He}$ を燃焼できる可能性を有したトラスプラズマである。FRCプラズマでは、プラズマ圧力を外部磁場で規格化したベータ値の体積平均値が1に近い。このことは、外部磁気圧と同程度の圧力を持つプラズマが磁気配位の内部に閉じ込められていることを意味しており、D-Tプラズマに比べて高い圧力を持つD- $^3\text{He}$ プラズマを閉じ込めるために必要な、磁場強度に対する要請が緩くなっている。また、高い平均ベータ値を持つFRCプラズマでは、本質的にシンクロトロン輻射によるエネルギー損失が少なく、さらには、FRCプラズマの磁気配位形状が外部に開いたダイバータ形状となっているため、D- $^3\text{He}$ 反応により生成されたアルファ粒子を直接エネルギー変換器へと導くことが可能であるなど、高い核融合発電効率を得ることが期待できる。このような特性により、FRCプラズマを用いたD- $^3\text{He}$ 核融合は、開発される核融合炉が前述の社会的要請を満たした炉となりうる可能性を有している。

上記のような観点から、近年これまで得られてきたFRCプラズマのデータベースをもとに、FRCプラズマを炉心プラズマとしたD- $^3\text{He}$ 核融合炉の概念設計[8]が行われ、それによってFRC研究の一つの方向性が示された。その概念設計のシナリオは次のようになっており、逆バイアスシートピンチ法で生成された総温度2 keVのFRCプラズマは、直ちに隣接した燃焼部へと磁場圧力差を使って移送され、燃料注入、ならびに中性粒子ビーム入射による加熱が施されて約50秒間で総温度85 keVのプラズマとなる。このプラズマ温度では、FRCプラズマのパラメータ $\bar{\beta}$ の値が、たかだか1.0~1.5程度と小さいため、傾斜不安定性や回転不安定性は、核融合反応生成高エネルギーイオンの運動論的効果によって安定化[5]され、プラズマは定常燃焼状態に至るとされている。

さて、上記のシナリオから明らかなように、FRCプラズマを炉心プラズマとした核融合炉の成功の可否を握っている要素の1つとして、FRCプラズマの「移送」[6]があ

る。この移送により、高速・高電圧放電が必要な生成部と、加熱装置と近接性のよい燃焼部を分離することが可能になり、設計された概念炉は工学的に非常に有利なものとなっている。FRCプラズマの移送実験は、1970年代終わりに *Es'kov et al.* [9] により FRC 生成法の一環として実施され、その後、*Armstrong et al.* [10] により、シートピンチ両端のミラーコイルを独立駆動することで、FRCプラズマが軸方向へと運動することが確認された。これらの結果を受けて、*Tanjo et al.* [11] による OCT や、*Rej et al.* [12] による FRX-C/T、そして、*Goto et al.* [13] による FIX というように、磁場圧力差を利用した本格的な FRC 移送実験装置が次々に建設された。そして、それぞれの装置において有用な移送が実現され、それに伴いエネルギー閉じ込め時間を増大させることに成功した。それゆえに、現在ではこの移送が FRC プラズマによる核融合に対して不可欠な要素と考えられている。

上記のような利点の他に、FRC プラズマの移送には、プラズマ温度を下げることなく密度を制御できるという重要な意味が含まれている。このことは、*Tanjo et al.* [11] により導かれた、移送運動中の FRC プラズマに対するエネルギー保存則

$$\frac{5}{2}N\kappa T + \frac{1}{2}NMv_z^2 = \text{const.} \quad (1)$$

から容易に理解することができる。ここに第1項は、FRCプラズマの熱エネルギーと磁気エネルギーに関する項であり、 $N$ はFRCプラズマのイオン粒子数、 $\kappa$ はボルツマン定数、 $T$ はプラズマの総温度、つまりイオン温度と電子温度の和を表しており、プラズマの完全電離が仮定されている。第2項は、FRCプラズマの巨視的移送運動、つまり流れに伴う運動エネルギーに関する項であり、 $M$ はイオン質量、 $v_z$ は移送速度で、電子質量は無視されている。この(1)式は、粒子数とエネルギーが移送前後( $v_z=0$ )で保存されるならば、プラズマ温度は移送前後で等温になるということを意味している。つまり、磁気圧差で移送されている FRC プラズマは、移送前後で大きく膨張しているが、それにもかかわらず、プラズマ温度は一定に保たれることになる。

### 研究目的と本論文の構成

このように、移送は核融合炉に対して非常に重要な意義を持っているが、これまでその過程は系統的に研究されてきていない。このことは、FRCプラズマの移送が比較的容易に成功したために [12, 13]、研究の注意が、FRCプラズマの移送過程自身に対してでなく、移送された後のFRCプラズマのプラズマ特性 [14] や、そのプラズマに対する加熱手段 [15, 16] に注がれてきたことに起因している。そのため、FRCプラズマの移送は、あたかもその成功が核融合パラメータでも保証されているかのごとく考え



られてきているが、これまで実験室レベルで成功してきた移送が、核融合パラメータでも成功するかどうかに対する明確な答えは、依然として得られていない。次の大型移送実験装置から、さらには核融合炉への道を考えたとき、その展望を得るためにはこの移送過程の詳細を検証することが急務となってきた。筆者はこのような現状に着目し、移送に伴うプラズマのダイナミクスの詳細を系統的に明らかにすることを本研究の第1目的とした。

さらに、移送後のプラズマ温度について、(1)式で示されるエネルギー保存則は、移送前後でのプラズマ温度が等温になることを示していたが、実験では、移送後の温度は移送前のそれまで回復しない。また、このような温度の回復現象(再熱化)は、全ての移送実験装置で観測されてはいるものの [11, 12, 17-19], それは常に生じるわけではなく、それぞれの装置に固有の条件下で生じている。このような実験事実は、再熱化を引き起こしている何らかの物理機構が存在していることを示唆している。そこで、筆者はこの再熱化の機構を解明し、再熱化現象の詳細を明らかにすることを本研究の第2目的とした。

現在の移送FRCプラズマの最大の弱点は、その移送運動を外部から積極的に制御することができないことにある。既に述べたように、FRCプラズマの平均ベータ値は概ね1のため、FRCプラズマは、閉じ込め容器内で容易にその位置を変えることができる [20]。このような高い易動度は、例えば中性粒子ビームによるプラズマ加熱を考えた時、その加熱効率に対して非常に不利となる危険性を含んでいるなど、何らかのプラズマ移送制御技術の開発が必要となっている。

FRCプラズマの移送過程を、プラズマ自身からではなく、プラズマ塊と閉じ込め用外部磁場との相互作用という観点から見た場合、移送運動特性には、この外部磁場の影響が少なからず含まれていると考えられる。この領域の研究の歴史は長く、20世紀初期の頃から多数の研究が、プラズマ内部に閉じた磁束を持たない単純なプラズマ流と磁場との相互作用 [21] という形で行われてきた。そして、それらの研究により、プラズマに特有の集団現象が多数発見され、プラズマ流の運動を制御するための多くの技術が産み出されてきた。これに対して、プラズマ内部に閉じた磁束を持つプラズマ塊と外部磁場との相互作用に関する研究については、近年になってトカマクプラズマの加熱を目的とした研究が行われ始めたに過ぎず [22], 外部磁場によるプラズマ塊の運動制御という観点からの研究はこれまで行われていない。そこで、筆者はこの外部磁場によるFRCプラズマの移送制御技術の可能性と展望を得るために、FRCプラズマの移送運動に対する外部磁場の影響を、実験的に明らかにすることを本研究の第3目的とした。

以上、本研究の目的を述べてきたが、今一度まとめると以下の3点である。

- [I] 移送 FRC プラズマのダイナミクスを系統的に検証する [第 3 章].
- [II] 再熱化現象の詳細を明らかにすると共にその機構を解明する [第 4, 5, 6 章].
- [III] FRC プラズマの移送運動に対する外部磁場の影響を明らかにする [第 7 章].

本論文の構成は以下のようになっている。まず最初に、本研究の対象である FRC プラズマの説明を第 1 章で行う。また、この章では、現在の FRC プラズマ研究に広く用いられている重要なパラメータ関係式を導出する。第 2 章では、本研究を行った大阪大学工学部附属超高温理工学研究施設の FRC Injection Experiment (FIX) 装置と、本研究に用いた計測装置を概説し、FIX 装置で生成されるプラズマパラメータをその算出方法と共に示す。第 3 章では、移送に伴うプラズマパラメータの変化の詳細を、移送過程の時間進行に従い系統的に述べる。また、移送運動終了後、再び静止した FRC プラズマの閉じ込め特性をまとめる。そして、その閉じ込め特性に対する再熱化現象の効果について述べる。第 4 章では、FIX 装置での実験結果だけでなく、他の移送装置で得られた再熱化現象の観測結果をも含めて議論することにより、再熱化が衝撃波で引き起こされている可能性を指摘する。さらに、再熱化による、運動エネルギーから熱エネルギーへのエネルギー変換効率を示し、再熱化に伴うエネルギー損失機構の存在可能性について言及する。第 5 章では、前章で推定された物理機構をもとに、磁気ミラー反射面でのプラズマパラメータ (温度・密度) の値を、ランキン・ユゴニオ式からの計算値と比較し、反射面で期待通りの‘とび’が生じていることを示す。また、そのパラメータから見積もられるイオン-イオン平均自由行程の値をもとに、この衝撃波が無衝突衝撃波となっている可能性を指摘する。この結果を受けて、第 6 章では、移送 FRC プラズマのドップラープロファイルと、反射運動中のプラズマパラメータを調べ、得られたプロファイルが無衝突衝撃波に特有の非ガウス分布となっていることや、プラズマ温度、密度の詳細な空間的、時間的发展を示す。第 7 章では、FRC プラズマを、閉じ込め用外部磁場が湾曲した領域へと移送した初めての実験研究について述べる。そして、その湾曲磁場中における FRC プラズマの逆偏向を引き起こしている物理機構に対して、一つの仮説を提案する。そして、本論文の最後に、これまで述べた内容が総括される。

なお、本論文では基本的に CGS ガウス単位系を用いている。

#### 参考文献

- [1] JET TEAM, "The new experimental phase of JET and prospects for future operation," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1995) Vol. I, p. 51-81.
- [2] R. J. Hawryluk, H. Adler, P. Alling, C. Ancher, H. Anderson, and TFTR TEAM, "Review

- of recent D-T experiments from TFTR," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1995) Vol. I, p. 11-30.
- [3] M. G. Bell, C. W. Barnes, R. V. Budny, L. R. Grisham, and R. J. Hawryluk, "Fusion power production in TFTR," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1995) Vol. I, p. 171-182.
- [4] 藤原正巳, 岸本浩, 玉野輝男, 氷見正幸, 滝塚知典, 小川雄一, 東井和夫, 三浦幸俊, 森雅博, 若谷誠宏, 細金延幸, 高村秀一, 大藪修義, 嶋田道也, 俵博之, 伊丹潔, 芳野隆治, 山崎耕造, 徳田伸二, 牛草健吉, 福山淳, 飛田健次, 福山淳, 村岡克紀, 笹尾真実子, 長島章, "「ITER 物理 R&D」 専門家グループの現状と展望," *プラズマ・核融合学会誌* 72, 495-528 (1996).
- [5] 神前康次, 百田弘, 中尾安幸, 富田幸博, 野木靖之, 石田昭男, 岡田成文, 西川正史, 後藤誠一, "D-<sup>3</sup>He 核融合とその開発課題," *プラズマ・核融合学会誌* 71, 469-531 (1995).
- [6] M. Tuszewski, "Field reversed configurations," *Nucl. Fusion* **28**, 2033-2092 (1988).
- [7] B. L. Wright, "Field reversed configurations and spheromaks," *Nucl. Fusion* **30**, 1739-1760 (1990).
- [8] H. Momota, A. Ishida, Y. Kohzaki, G. H. Miley, S. Ohi, M. Ohnishi, K. Sato, L. C. Steinhauer, Y. Tomita, and M. Tuszewski, "Conceptual design of the D-<sup>3</sup>He reactor artemis," *Fusion Technol.* **21**, 2307-2323 (1992).
- [9] A. G. Es'kov, R. Kh. Kurtmullaev, A. P. Kreshchuk, Ya. N. Laukhin, A. I. Malyutin, A. I. Markin, Yu. S. Martyushov, B. N. Mironov, M. M. Orlov, A. P. Proshlitsov, V. N. Semenov, and Yu. B. Sosunov, "Principles of plasma heating and confinement in a compact toroidal configuration," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1979) Vol. II, p. 187-204.
- [10] W. T. Armstrong, R. K. Linford, J. Lipson, D. A. Platts, and E. G. Sherwood, "Field-reversed experiments (FRX) on compact toroids," *Phys. Fluids* **24**, 2068-2089 (1981).
- [11] M. Tanjyo, S. Okada, Y. Ito, M. Kako, S. Ohi, S. Goto, T. Ishimura, and H. Ito, "Translation experiment of a plasma with field reversed configuration," *Technol. Repts. Osaka Univ.* **34**, 201-210 (1984).
- [12] D. J. Rej, W. T. Armstrong, R. E. Chrien, P. L. Klingner, R. K. Linford, K. F. Mckenna, E. G. Sherwood, R. E. Siemon, and M. Tuszewski, "Experimental studies of field-reversed configuration translation," *Phys. Fluids* **29**, 852-862 (1986).
- [13] S. Goto, Y. Yano, A. Shiokawa, S. Sugimoto, S. Okada, Y. Ito, S. Ohi, and T. Ishimura, "First-phase experiment on FRC plasma production by a newly constructed machine (FIX)," *Technol. Repts. Osaka Univ.* **39**, 129-135 (1989).

- 
- [14] M. Tuszewski, W. T. Armstrong, R. E. Chrien, P. L. Klingner, K. F. McKenna, and D. J. Rej, "Confinement of translated field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **29**, 863-870 (1986).
- [15] D. J. Rej, D. P. Taggart, M. H. Baron, R. E. Chrien, R. J. Gribble, M. Tuszewski, W. J. Wagannaar, and B. L. Wright, "High-power magnetic-compression heating of field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **B 4**, 1909-1919 (1992).
- [16] S. Okada, H. Taniguchi, H. Sagimori, Y. Miyawaki, M. Hase, R. Yoshida, H. Himura, M. Okubo, Y. Ueda, S. Sugimoto, S. Ohi, and S. Goto, "Heating of a field-reversed configuration plasma by a fast rise magnetic pulse," in *Proceedings of the 16th IAEA Fusion Energy Conference* (International Atomic Energy Agency, Montreal, Canada, 7-11 Oct. 1996) IAEA-CN-64. (to be published).
- [17] Y. Ito, M. Tanjyo, S. Ohi, S. Goto, and T. Ishimura, "Ion rotational velocity of a field-reversed configuration plasma measured by neutral beam probe spectroscopy," *Phys. Fluids* **30**, 168-174 (1987).
- [18] H. Himura, S. Okada, S. Sugimoto, and S. Goto, "Rethermalization of a field-reversed configuration plasma in translation experiments," *Phys. Plasmas* **2**, 191-197 (1995).
- [19] H. Himura, S. Okada, and S. Goto, "Translation experiments of field-reversed configuration plasma," *Trans. Fusion Tech.* **27**, 345-348 (1995).
- [20] A. Shiokawa and S. Goto, "Experimental position and shape determination of translated FRC plasma by magnetic probe measurement," *Technol. Repts. Osaka Univ.* **41**, 235-242 (1991).
- [21] *for example*, F. J. Wessel, N. Rostoker, A. Fisher, H. U. Rahman, and J. H. Song, "Propagation of neutralized plasma beams," *Phys. Fluids* **B 2**, 1467-1473 (1990).
- [22] M. R. Brown, D. M. Cutrer, and P. M. Bellan, "Motion and equilibrium of a spheromak in a toroidal flux conserver," *Phys. Fluids* **B 3**, 1198-1213 (1991).

## 第1章 FRC プラズマ

### 1.1 緒言

この章では、FRCプラズマの概要について説明する。FRCプラズマの際立った特徴は、プラズマの閉じ込めにトロイダル磁場を必要とせず、ポロイダル磁場だけで閉じ込め配位が形成されている点にある。また、その配位は、構造対称軸方向にかなり長く引き延ばされており、いわゆるちくわのような形状となっている。このような配位に対しては、その配位を円柱と見なしたモデルが有効である。このモデルにより議論された平衡計算 [1] からは、現在のFRCプラズマ研究で広く用いられている重要な関係式が多数導かれる。本論文でも随所でこれらを引用している。

### 1.2 FRC プラズマの概要

一般に、磁場閉じ込めプラズマの磁気配位の中で、配位が軸対称であり、かつ閉じた磁気配位領域に、閉じ込め磁場発生用コイルや真空容器等の構造物が鎖交しない形状のことを、コンパクト・トーラスと呼ぶ。このコンパクト・トーラスは、大きく3つに分類することができ [1], (1) Astron, (2) Spheromak, そして (3) Field-reversed configuration (FRC) である。これら3つの区別は、プラズマ特性長のイオン旋回半径に対する比の値と、プラズマ閉じ込め用ポロイダル磁場  $B_p$  のトロイダル磁場  $B_t$  に対する比の値により行われる [2]。プラズマ特性長にトーラス小半径を用い、そのプラズマイオン旋回半径に対する比を  $s$  と定義した時、上記の3つの配位は

$$(1) \text{ Astron} \quad s < 1, \quad B_p/B_t = \text{arbitrary.}$$

$$(2) \text{ Spheromak} \quad s > 1, \quad B_p/B_t \sim 1.$$

$$(3) \text{ Field-reversed configuration (FRC)} \quad s \geq 1, \quad B_p/B_t \rightarrow \infty.$$

のような特徴を持っている。つまり、FRCプラズマの顕著な特徴は、磁気配位がポロイダル磁場のみで形成されているという点にある。

図1.1に示しているのは、真空容器内に、外部磁場により閉じ込められているFRCプラズマの断面図である。真空容器に接することなく、真空壁から絶縁された状態で容器中央部に保持されているのがFRCプラズマである。さて、容器内部の磁力線の幾何形状を見てみると、それは大きく2つの領域に分かれている。一方は、磁力線が真空容器内で完全に閉じている領域、いわゆる‘閉じた磁場領域’であり、もう一方は、磁力線が、その閉じた磁場領域を包み込みながら装置両端部へと突き抜け、容器壁を横切って容器の外部で閉じる、いわゆる‘開いた磁場領域’である。FRC (磁場反転配

位) という呼び名は、この磁場形状に由来している。

一般に、閉じた磁力線と、開いた磁力線の境界のことをセパトリックスと呼び、構造対称軸からセパトリックスまでの距離を、セパトリックス半径  $r_s$  と定義する。FRCでは、高温プラズマが、このセパトリックス内側の閉じた磁力線領域に閉じ込められているので、 $r_s$  は近似的に FRC プラズマの半径を表していることになる。FRC プラズマの半径を表すときには、便宜上、この  $r_s$  を構造対称軸から真空壁までの距離  $r_w$  で規格化した、規格化半径  $x_s$  を用いることが多い。ただし、現実にはこのセパトリックス上で、プラズマの分布は急峻に変化せず、その一部が磁場と拡散しあっているため、実際にはセパトリックスを包み込むような、プラズマシース領域が存在している。さて、配位内部の磁力線に注目すると、磁力線が反転しているので、径方向磁場分布を考えた場合、その磁場強度が零となる位置が、セパトリックスの内側に存在していることになる。一般に、その位置を磁気軸 (O 点) と呼び、構造対称軸から磁気軸までの距離を、磁気軸半径  $R$  と定義する。これに対してポロイダル方向、つまり  $z$  軸方向を見てみると、FRC の両端部に再び磁場が零となる特異点が、構造対称軸とセパトリックスの交差点上に存在していることがわかる。この点のことを、その点を取り巻く磁力線の形状にちなんで X 点と呼ぶ。この X 点間の距離を、セパトリックス長  $l_s$  と定義する。そして、この  $l_s$  の、プラズマ直径  $2r_s$  に対する比を偏長度  $E$  と定義する。一般に、多くの FRC プラズマでは  $E \sim 10$  であるので、その磁気配

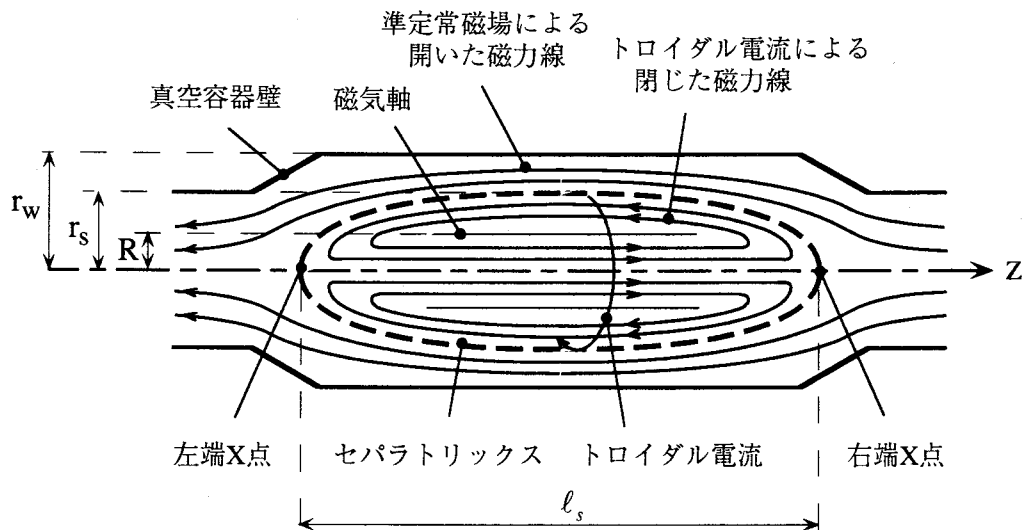


図 1.1 FRC プラズマの概念図。FRC プラズマは、プラズマのホールが外部導体系と鎖交しないコンパクト・トーラスプラズマの一種であり、磁気配位はポロイダル磁場のみに構成されている。配位両端に X 点、配位内部に O 点(磁気中性線)を有している。

位は軸方向にかなり引き延ばされた形状となっていることになる。

最後に、セパトリックス外部の磁場について説明する。このセパトリックス外部の磁場は、真空容器外部のソレノイドコイルにより作られた準定常真空磁場が、以下のような理由により、元々存在していた位置から排除されたものである。いま、外部磁場は、あらかじめFRCプラズマの生成前に、真空容器内部に真空磁場として作られている。この領域にFRCプラズマが生成された場合、FRCプラズマのセパトリックス内部には、配位自身のポロイダル磁場を維持する強い反磁性電流が流れているため、プラズマが占める領域に存在していた真空磁場は、その領域から排除されることになる。このとき、外部導体コイルに、磁束の変化を妨げる向きに誘導電流が流れるため、結果として、ソレノイドコイルの内側では磁束が一定に保たれることになり、図1.1に示すような外部磁場が形成されることになる。

### 1.3 FRC プラズマに対する2次元平衡

前述のように、FRCプラズマの偏長さ  $E$  の値は  $\sim 10$  となっているので、配位を軸方向に無限に引き延ばした円柱モデルにより多数の平衡解析が行われている。その中で、現在最もよく引用されているのが、以下に示す *Armstrong et al.* [1] により導かれた2次元平衡モデルである。

考察するプラズマの時間スケールがイオンのサイクロトロン周期よりはるかに遅く、空間スケールがイオンのラーマー半径よりはるかに大きい場合、プラズマを電磁流体と考えることができる。いま、イオンも電子もそれぞれ平均の流れの速度場  $\langle \mathbf{v}_i \rangle$  および  $\langle \mathbf{v}_e \rangle$  をもつマクスウェル分布を保っていると仮定する。

$$f_j(\mathbf{q}, \mathbf{v}, t) = n(\mathbf{q}, t) \left( \frac{m_j}{2\pi T_j} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{m_j (\mathbf{v}_j - \langle \mathbf{v}_j \rangle)^2}{2T_j} \right). \quad (1.1)$$

ここに、 $j=i, e$  はそれぞれイオン、電子についての量を表しており、 $m$  は質量、 $n$  は粒子密度、 $T$  はエネルギー単位で表した温度で、 $mv^2$  の平均値

$$T = m \int_{-\infty}^{\infty} v^2 f dv \quad (1.2)$$

で定義される。また、 $v^2$  の平均値の平方根  $\sqrt{T/m}$  を熱速度といい、 $v_{th}$  で表す。この仮定と、プラズマの方程式のモーメントをとることにより得られる粒子密度と運動量密度の保存則から、イオンと電子の別々の荷電流体についての運動量密度の保存則を

得ることができる [3].

$$M \frac{d\langle \mathbf{v}_i \rangle}{dt} = e(\mathbf{E} + \langle \mathbf{v}_i \rangle \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla p_i}{n}, \quad (1.3)$$

$$m \frac{d\langle \mathbf{v}_e \rangle}{dt} = e(\mathbf{E} + \langle \mathbf{v}_e \rangle \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla p_e}{n}. \quad (1.4)$$

ここに,  $M$ ,  $m$  は, それぞれイオン, 電子の質量を表しており,  $e$  は電荷素量,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  は, それぞれ電場, 磁場を, そして  $p_i$ ,  $p_e$  はそれぞれイオン圧力, 電子圧力を表している. いま, イオンと電子の重心の速度場  $\mathbf{v}$  を,

$$\mathbf{v}(\mathbf{q}, t) = \frac{M\langle \mathbf{v}_i \rangle + m\langle \mathbf{v}_e \rangle}{M + m} \cong \langle \mathbf{v}_i \rangle \quad (1.5)$$

で表した場合, (1.3) (1.4) 式の和をとることにより, 1 流体の運動方程式 [4],

$$Mn \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (1.6)$$

を導くことができる. ここで,  $\mathbf{J}$ ,  $p$  はそれぞれ電流密度, プラズマ全圧を表しており,  $\mathbf{J}$  は,

$$\mathbf{J}(\mathbf{q}, t) = en(\mathbf{q}, t)(\langle \mathbf{v}_i \rangle(\mathbf{q}, t) - \langle \mathbf{v}_e \rangle(\mathbf{q}, t)) \quad (1.7)$$

で定義されている. プラズマが平衡状態の時は, 左辺の時間依存項は零となるので, (1.6) 式は,

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla p \quad (1.8)$$

となる. さて, 図 1.1 よりわかるように, FRC プラズマにおいては, 系が軸対称であるので, 全ての要素は  $r$  のみの関数となっている. そこで, (1.7) 式の  $r$  成分をアンペールの法則  $\nabla \times \mathbf{B} = (4\pi/c)\mathbf{J}$  を用いて変形し, 径方向に積分することにより,

$$J_\theta B_z = \frac{dp}{dr}$$



$$-\frac{c}{4\pi} B_z \frac{dB_z}{dr} = \frac{dp}{dr}$$

$$\frac{d}{dr} \left( p + \frac{B_z^2}{8\pi} \right) = 0$$

$$p + \frac{B_z^2}{8\pi} = \frac{B_w^2}{8\pi} \equiv P_M \quad (1.9)$$

の、径方向圧力釣り合い式を得る。ここに  $B_w$  は、真空容器壁上での磁場強度を表している。

次に FRC プラズマの磁気軸半径  $R$  と、セパトリックス半径  $r_s$  の間の関係式を導出する。FRC プラズマ内部の磁束を考えた場合、磁束  $\phi$  は、

$$\phi = \int \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dS = \int B_z \cdot 2\pi r dr \quad (1.10)$$

と書ける。ただし、 $\phi$  は FRC プラズマ内で分布を持たず、径方向に一様と仮定している。このとき磁束関数  $\psi$  は、その定義より、

$$\psi = \frac{\phi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int B_z \cdot 2\pi r dr = \int B_z \cdot r dr \quad (1.11)$$

である。したがって、

$$\frac{d\psi}{dr} = B_z \cdot r \Leftrightarrow \frac{d\psi}{B_z} = r \cdot dr \quad (1.12)$$

を得る。ここで (1.9) 式より、

$$B_z = \pm \sqrt{8\pi(P_M - P)} \quad (1.13)$$

であるから、(1.13) 式を (1.12) 式に代入して、

$$\pm \frac{d\psi}{\sqrt{8\pi(P_M - P)}} = r dr \quad (1.14)$$

となる。ここで(1.14)式の左辺の正負は、 $B_z$ が磁気軸を境に反転していることに対応しており、それぞれ、

$$B_z = +\sqrt{8\pi(P_M - P)} \quad (0 < r < R) \quad (1.15)$$

$$B_z = -\sqrt{8\pi(P_M - P)} \quad (R < r < r_s) \quad (1.16)$$

となっている。さて、(1.14)式の左辺に注目してみると、左辺は $\psi$ の関数となっていることから、

$$f(\psi) \equiv \frac{d\psi}{\sqrt{8\pi(P_M - P)}} \quad (1.17)$$

とおくと、(1.17)式の積分は、(1.15)(1.16)式を考慮することにより、原始関数 $F$ を用いて、

$$\int_0^R f(\psi) dr = F(\psi)|_R - F(\psi)|_0 \quad (1.18)$$

$$\int_R^{r_s} f(\psi) dr = -F(\psi)|_{r_s} + F(\psi)|_R \quad (1.19)$$

となる。FRCにおいては $\psi|_{r=r_s} = \psi|_{r=0} = 0$ であるので、結果的に(1.18)と(1.19)式の値は、互いに等しくなければならない。したがって、

$$\begin{aligned} \int_0^R f(\psi) dr &= \int_R^{r_s} f(\psi) dr \\ \int_0^R r dr &= \int_R^{r_s} r dr \end{aligned} \quad (1.20)$$

$$\frac{R^2}{2} = \frac{r_s^2}{2} - \frac{R^2}{2} \Leftrightarrow r_s = \sqrt{2}R \quad (1.21)$$

となり、 $R$ と $r_s$ を結びつける関係式が得られる。

次に、FRCプラズマが容器内部に存在するときには、 $B_w$ が、規格化半径 $x_s$ と真空磁場 $B_0$ により関係づけられることを示す。セパトリックス外部の開いた磁場領域に

存在するプラズマを無視した場合、磁束保存の要請から、その外部領域の全磁束は、プラズマが存在しない時の真空磁束と一致しなければならない。したがって、

$$\int_{r_s}^{r_w} B_w \cdot 2\pi r dr = \int_0^{r_w} B_o \cdot 2\pi r dr$$

$$B_w(r_w^2 - r_s^2) = B_o r_w^2$$

$$B_w(1 - x_s^2) = B_o \tag{1.22}$$

を得る。

次に、FRC プラズマ内部の平均ベータ値  $\langle \beta \rangle$  と  $x_s$  との関係式を導出する。配位軸方向の圧力の釣り合いにより、

$$(\nabla \cdot \vec{P})_z = -(\nabla \cdot \vec{T})_z \tag{1.23}$$

である。ここで  $\vec{P}$  は圧力テンソル、 $\vec{T}$  は磁場の応力テンソルである。この(1.23)式をガウスの定理を用いて変形すると、

$$\int_n (\nabla \cdot \vec{P})_z dn = -\int (\nabla \cdot \vec{T})_z dn$$

$$\oint_s (\hat{n} \cdot \vec{P})_z dS = -\oint (\hat{n} \cdot \vec{T})_z dS \tag{1.24}$$

であり、圧力をスカラーと仮定した場合、(1.24)式より、

$$\left( \int_0^{r_w} P dA \right)_{z=0} = \left( \int_0^{r_s} \frac{B_z^2}{8\pi} dA \right)_{z=0} - \left( \int_0^{r_w} \frac{B^2}{8\pi} dA \right)_{z \rightarrow \infty} \tag{1.25}$$

を得る。ここに、 $dA = 2\pi r dr$  とおいている。この(1.25)式の両辺を分解して計算すると、

$$\int_0^{r_s} P dA + \int_{r_s}^{r_w} P dA = \int_0^{r_s} \frac{B_z^2}{8\pi} dA + \int_{r_s}^{r_w} \frac{B_w^2}{8\pi} dA - \int_0^{r_w} \frac{B_o^2}{2\mu_0} dA$$

$$\begin{aligned}
&= \int_0^{r_s} (P_M - P) dA + \int_{r_s}^{r_w} P_M dA - \int_0^{r_w} \frac{B_0^2}{8\pi} dA \\
&= \int_0^{r_s} P_M dA - \int_0^{r_s} P dA + \int_{r_s}^{r_w} P_M dA - \int_0^{r_w} \frac{B_0^2}{8\pi} dA
\end{aligned} \tag{1.26}$$

となるので、セパトリックス外部のプラズマを無視し、両辺を整理することにより、

$$\begin{aligned}
2 \int_0^{r_s} P dA &= \int_0^{r_w} P_M dA - \int_0^{r_w} \frac{B_0^2}{8\pi} dA \\
&= \pi r_w^2 \left( P_M - \frac{B_0^2}{8\pi} \right) \\
&= \pi r_w^2 \left\{ P_M - \frac{B_w^2}{8\pi} (1 - x_s^2)^2 \right\} \\
&= \pi r_w^2 P_M \left\{ 1 - (1 - x_s^2)^2 \right\}
\end{aligned} \tag{1.27}$$

となる。この(1.27)式の両辺を  $2\pi r_s^2 P_M$  で割ることにより、

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \frac{P}{P_M} dA &= \frac{1}{2x_s^2} \left\{ 1 - (1 - x_s^2)^2 \right\} \\
&= 1 - \frac{1}{2} x_s^2
\end{aligned} \tag{1.28}$$

の関係式を得ることができる。さて、いま新たにFRCプラズマに対する平均ベータ値として  $p$  の、外部磁気圧  $B_w^2/8\pi$  に対する比を定義する。このとき(1.28)式の左辺は、円柱FRCプラズマの体積平均ベータ値を表すことになる。この値を  $\langle \beta \rangle$  と定義すると、

$$\langle \beta \rangle = 1 - \frac{1}{2} x_s^2 \tag{1.29}$$

となる。ここで、 $\langle \beta \rangle$  の定義が一般に用いられる  $\beta$  のそれとは違うことに注意しなけ

ればならない。通常  $\beta$  は、プラズマ圧力を、プラズマが存在する位置での磁気圧で規格化した値である。それに対して、上記の  $\langle\beta\rangle$  のように、外部磁気圧でプラズマ圧力を規格化する方法は、プラズマ配位内部に磁場が零となる領域を持つプラズマに対して行われている<sup>1)</sup>。また、さらに注意すべき点としては、(1.29)式が軸方向に無限に長い円柱モデルから導出されている点である。したがって、現実のFRCプラズマにおいては、(1.29)式が精度良く成り立つのは、配位中央面近傍に限られることになる。

次に、FRCプラズマの熱エネルギーについて考える。一般に熱エネルギーは、

$$E = \frac{3}{2} \int_0^{r_s} P dV \quad (1.30)$$

であるが、 $\langle\beta\rangle$  の定義により、これを外部磁気圧で書き換えることができ、

$$\begin{aligned} E &= \frac{3}{2} \int_0^{r_s} \frac{B_w^2}{8\pi} \langle\beta\rangle dV \\ &= \frac{3}{2} \int_0^{r_s} \frac{B_w^2}{8\pi} \langle\beta\rangle \cdot \ell_s \cdot 2\pi r dr \\ &= \frac{3}{2} \pi r_s^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} \langle\beta\rangle \left( = \frac{3}{2} \langle\beta\rangle \frac{B_w^2}{8\pi} V \right) \end{aligned} \quad (1.31)$$

となる。したがって、単位長さ辺りのエネルギー密度  $E_l$  は、

$$E_l \equiv \frac{E}{\ell_s} = \frac{3}{2} \pi r_s^2 \frac{B_w^2}{2\mu_0} \langle\beta\rangle \quad (1.32)$$

で表すことができる。

最後に、FRCプラズマ内部の捕捉磁束  $\phi_i$  について説明する。まず、(1.20)式より、

$$2\phi_i = \int_0^{r_s} |B_z| 2\pi r dr \quad (1.33)$$

である。一方、(1.28)式より、

---

<sup>1)</sup> 通常の定義で示されるベータを用いると、FRCプラズマの磁気軸上でベータの値は無限大となってしまう。

$$\frac{x_s^2}{2} = 1 - \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \frac{P}{P_M} 2\pi r dr \quad (1.34)$$

であり, これは(1.8)式を使って,

$$\begin{aligned} &= 1 - \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \left(1 - \frac{B_z^2}{B_w^2}\right) 2\pi r dr \\ &= \int_0^{r_s} \frac{B_z^2}{B_w^2} \cdot \frac{2r}{r_s^2} dr \end{aligned} \quad (1.35)$$

と変形できる.(1.33)(1.35)式において  $u = r^2/r_s^2$  とおくと,  $du/dr = 2r/r_s^2$  より, それぞれ,

$$2\phi_i = \pi r_s^2 \int_0^1 |B_z| du \quad (1.36)$$

$$\frac{x_s^2}{2} = \int_0^1 \frac{B_z^2}{B_w^2} du \quad (1.37)$$

となる. また,(1.36)式の両辺を  $\pi r_s^2 B_w$  で割ることにより,

$$\frac{2\phi_i}{\pi r_s^2 B_w} = \int_0^1 \frac{|B_z|}{B_w} du \quad (1.38)$$

を得る. ここで右辺の被積分関数が1より小さいことを考慮すれば,

$$\int_0^1 \frac{|B_z|}{B_w} du \geq \int_0^1 \frac{B_z^2}{B_w^2} du \quad (1.39)$$

であり, したがって(1.37)(1.38)(1.39)式より,  $\phi_i$  は次の不等式を満たさなければならない.

$$\frac{2\phi_i}{\pi r_s^2 B_w} \geq \frac{x_s^2}{2}$$

より,

$$\phi_i \geq \pi r_s^2 B_w \cdot \frac{x_s^2}{4}. \quad (1.40)$$

一方, 積分に対するコーシー・シュワルツの不等式,

$$\left| \int_c^b f(x)g(x)dx \right|^2 \leq \left\{ \int_a^b f(x)^2 dx \right\} \left\{ \int_a^b g(x)^2 dx \right\} \quad (1.41)$$

から, (1.38)式の右辺より,

$$\int_0^1 \frac{|B_z|}{B_w} du \leq \sqrt{\int_0^1 \frac{B_z^2}{B_w^2} du}$$

$$\frac{2\phi_i}{\pi r_s^2 B_w} \leq \sqrt{\frac{x_s^2}{2}} = \frac{x_s}{\sqrt{2}}$$

$$\phi_i \leq \pi r_s^2 B_w \cdot \frac{x_s}{2\sqrt{2}} \quad (1.42)$$

となる. したがって, (1.40) (1.42)式をまとめることにより, 捕捉磁束  $\phi_i$  は,

$$\pi r_s^2 B_w \cdot \frac{x_s^2}{4} \leq \phi_i \leq \pi r_s^2 B_w \cdot \frac{x_s}{2\sqrt{2}} \quad (1.43)$$

の不等式を満たすことになる. この捕捉磁束  $\phi_i$  は,  $\phi_i$  を外部磁束  $\phi_w = \pi r_w^2 B_w$  で規格化することにより,

$$\frac{x_s^4}{4} \leq \frac{\phi_i}{\phi_w} \leq \frac{x_s^3}{2\sqrt{2}} \quad (1.44)$$

となり, 捕捉磁束量を  $B_w$  と  $x_s$  で記述することができる.

上記の関係式は, セパラトリックス上におけるプラズマと外部磁場の境界が急峻なモデルから導出されてきた. しかし現実のFRCプラズマでは, 第1.2節で述べたように, プラズマと外部磁場がセパラトリックス上で互いに拡散しあっている. このよう

な系を記述する磁場, ならびに密度プロファイルの一つとして剛体回転 (RRP) モデルがある [5]. それによると, 直線プラズマの径方向磁場分布, ならびに密度分布は,

$$B = B_w \tanh \kappa \left( \frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \quad (1.45)$$

$$n = n_m \operatorname{sech}^2 \kappa \left( \frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \quad (1.46)$$

で表される. ここに  $\kappa$  は,

$$\kappa = \tanh^{-1} \frac{B_z}{B_w} \quad (1.47)$$

を満たす変数である. このRRPモデルを用いたとき, FRCプラズマの  $\langle \beta \rangle$  は次のように  $\kappa$  を用いて記述することができる.

$$\begin{aligned} \langle \beta \rangle &= \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \frac{n}{n_m} 2\pi r dr \\ &= \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \operatorname{sech}^2 \kappa \left( \frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \cdot 2\pi r dr \\ &= \frac{2}{r_s^2} \cdot \frac{R^2}{2\kappa} \cdot 2 \tanh \kappa \\ &= \frac{\tanh \kappa}{\kappa}. \end{aligned} \quad (1.48)$$

また, (1.48)式と同様の計算方法により,

$$\frac{\phi_i}{\phi_w} = \frac{1}{\pi r_w^2 B_w} \int_0^{r_s} B_w \tanh \kappa \left( \frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \cdot 2\pi r dr$$



$$= \frac{x_s^2 \ell_n \cosh \kappa}{2 \kappa} \quad (1.49)$$

の関係式を得ることができる。ここで、 $\phi_i$  を (1.44) の不等式の上限項、すなわちハイフレックス・シャープバウンダリー (HFSB) モデルでの  $\phi_i$  の上限値と、それに対する補正項  $\alpha$  を用いて、

$$\frac{\phi_i}{\phi_w} \equiv \frac{\alpha}{2\sqrt{2}} x_s^3 \quad (0 < \alpha < 1) \quad (1.50)$$

と表すと [6], (1.49) (1.50) 式より、

$$\alpha = \frac{\sqrt{2} \ell_n \cosh \kappa}{x_s \kappa} \quad (1.51)$$

である。また、 $\kappa$  は (1.29) (1.48) 式より、

$$\frac{\tanh \kappa}{\kappa} = 1 - \frac{1}{2} x_s^2 \quad (1.52)$$

となることから、結果として、 $\phi_i$  を  $x_s$  と  $B_w$  で推定することができる。この  $\alpha$  の値は、RRP モデルでは  $\alpha \sim 7/8$  となる。

#### 1.4 結言

この章では、FRC プラズマの概要について紹介した。また、FRC プラズマを円柱と仮定する事により導かれた FRC プラズマに対する最も有名な 2 次元平衡の一部を概観した。

FRC プラズマは、プラズマが外部導体等と鎖交しないコンパクト・トーラスプラズマの一つであり、プラズマの閉じ込めにトロイダル磁場を必要としない軸対称トーラスプラズマである。このポロイダル磁場のみでプラズマを閉じ込めるという点は、トカマクに代表される他の主なトーラスプラズマには見られない FRC プラズマ固有の特徴となっている。磁場配位は閉じた磁場領域と開いた磁場領域に分別され、大部分のプラズマは閉じた磁場領域内、つまりセパトリックス内部に閉じ込められている。配位には磁場が零となる O 点と X 点が存在している。プラズマを閉じ込めているポロイダル磁場は、配位内部を流れるプラズマトロイダル電流により維持されている。FRC

プラズマに対して定義されている平均ベータの値は  $\sim 1$  となっており, FRCプラズマを炉心プラズマとした核融合炉は経済性に優れた発電プラントとなる可能性を有している. さらには, FRCプラズマはコンパクト・トーラスプラズマであるということは, プラズマを閉じ込め用真空磁場に沿って移送させることが可能であることを意味しており, この移送によりプラズマの生成領域と加熱領域が分離されるなど, 開発される炉は工学的にも非常に有利となる可能性を有している.

## 参考文献

- [1] W. T. Armstrong, R. K. Linford, J. Lipson, D. A. Platts, and E. G. Sherwood, "Field-reversed experiments (FRX) on compact toroids," *Phys. Fluids* **24**, 2068-2089 (1981).
- [2] M. Tuszewski, "Field reversed configurations," *Nucl. Fusion* **28**, 2033-2092 (1988).
- [3] 長谷川晃, "基礎原理にもとづく工科系の電磁気学," p. 163 (岩波書店, 1995).
- [4] J. P. Freidberg, "Ideal magnetohydrodynamics," p. 89 (Plenum Press, N.Y., 1987).
- [5] R. L. Morse and J. P. Freidberg, "Rigid drift model of high-temperature plasma containment," *Phys. Fluids* **13**, 531-533 (1969).
- [6] A. L. Hoffman, R. D. Milroy, and L. C. Steinhauer, "Poloidal flux loss in a field-reversed theta pinch," *Appl. Phys. Lett.* **41**, 31-33 (1982).

## 第2章 FIX 装置と生成プラズマパラメータ

### 2.1 緒言

この章では、本実験研究を行った FRC Injection Experiment (FIX) 装置 [1] について説明する。この装置は、以下のような背景のもとに 1989 年に大阪大学工学部附属超高温理工学研究施設に建造された。

代表的な FRC プラズマの生成法は 5 つ [1-5] 存在しているが、その中で最も高い核融合積を記録しているのは、逆バイアスシートピンチ法である。FIX 装置においては、この方法が採用されている。しかし、この方法は、原理的に高速かつ高電圧放電を必要とするために、プラズマ生成領域は、高度な制御技術を伴う複雑な機器構成となっており、プラズマ加熱装置との近接性が悪い。ところで、第 1 章で説明したように、FRC プラズマは、そのトラス中心を外部導体系と鎖交させていない。このことは、放電管内で生成した FRC プラズマを、隣接する別の閉じ込め容器に移しかえることを可能にしている。この技術のことを「移送」という。この移送技術を用いることで、プラズマ生成領域と、閉じ込め・加熱領域が完全に分離されることになり、炉設計に伴う工学的困難を大きく軽減することができる。このような工学的理由の他に、FRC の移送には、プラズマ閉じ込めに対する次のような重要な背景が存在している。これまで行われてきた FRC プラズマの輸送研究によれば、FRC プラズマの閉じ込め時間は概ね  $x_s$  のみでスケールされ [6-11]、スケーリング指数は 1 より大きい。つまり、 $x_s$  の大きい FRC プラズマほど、閉じ込め特性が優れていることになる。このことは、生成された FRC プラズマを大きく膨張させることで、配位減衰スピードを鈍化させることが可能であることを意味している。このようなプラズマ膨張は、移送に際して軸方向バイアス磁場を減圧することにより、容易に達成できる。さらには、膨張に伴う FRC プラズマの低密度化は、中性粒子ビームによるプラズマ加熱に対しても有利となる。なぜなら、一般に、シートピンチで作られる FRC プラズマの密度は  $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  と高く、そのために、大部分の中性粒子ビームは、プラズマの中心に達するまでに電離してしまい、バルクプラズマに有効なビームが到達しない。ところが、外部磁場を減圧した移送下では、この減圧比を制御することにより、プラズマ密度を、中性粒子ビーム入射に適合した領域まで下げることが可能である。FIX 装置は、以上のような背景のもとに、中性粒子ビームによるプラズマ加熱を念頭に置いて建造された移送低密度 FRC プラズマ閉じ込め装置である。

第 2.2 節では、FIX 装置の全体構成について述べ、FRC プラズマ生成部、そこで展開

される逆バイアスシートピンチ法の手順，そして生成されたプラズマが移送される閉じ込め部の順に説明する．第2.3節では，本研究に用いたプラズマ診断法をまとめている．第2.4節では，生成部におけるFRCプラズマの初期プラズマパラメータが，その導出方法と共に示される．以上のまとめを第2.5節で示すことにする．

## 2.2 FRC Injection Experiment (FIX) 装置

図2.1は，FIX装置の概略図を，軸方向バイアス磁場  $B_0$  プロファイルと共に示している．FIX装置は全長が約7mの直線型プラズマ閉じ込め装置で，FRCプラズマを生成する左端の「生成部」と，FRCプラズマを移送した後，閉じ込め・保持する「閉じ込め部」から構成されている．軸方向バイアス磁場は，生成されたFRCプラズマをその磁気勾配で移送させたり，その磁場強度によりプラズマの長さや太さを制御するために用いられている．以下，装置各部の詳細を，FRC形成法と共に説明する．

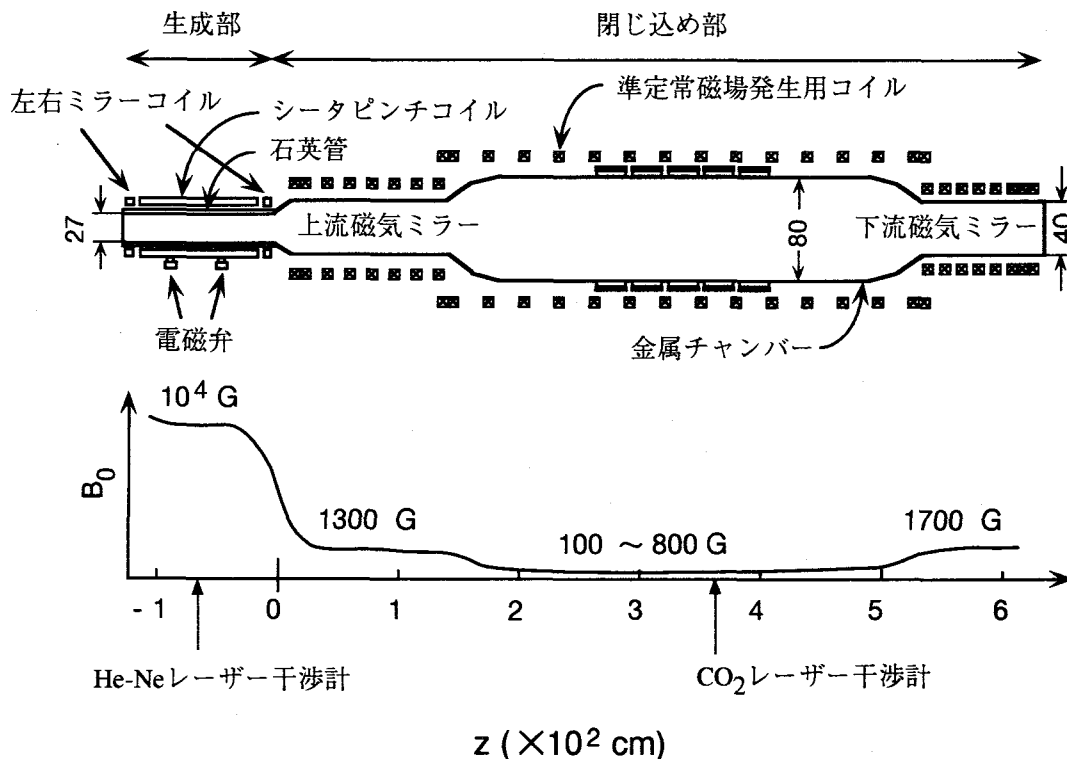


図2.1 FIX装置の全体図．装置下に示しているのは軸方向バイアス磁場プロファイルである．FIX装置は生成部と閉じ込め部を持つ移送FRCプラズマ実験装置であり，閉じ込め部両端がテーパ形状となっている．また生成部の磁場強度に対する閉じ込め部の磁場強度が1/20に減圧されている．

## 2.2.1 生成部

生成部は、石英ガラス製の放電管、シータピンチコイル、磁気リコネクション用左右ミラーコイル、重水素ガス導入用左右高速電磁弁、そしてプラズマ予備電離用左右放電電極により成り立っている。放電管は、内径 27 cm、肉厚 4 mm、長さは 100 cm となっており、この放電管を覆うように、内径 31 cm のシータピンチコイルが巻かれている。このシータピンチコイルは 12 個に分割されており、各コイルの幅は 7.6 cm で、コイル間隔 0.8 cm でセットされている。このコイルの両端部から 5 cm 隔てた所に、左右 1 対のミラーコイルを置いている。このミラーコイルのコイル幅も、シータピンチコイル同様 7.6 cm となっている。12 個に分割されたシータピンチコイルの両端から 3 つ目と 4 つ目のコイルの間に、左右 1 対の高速電磁弁、ならびに放電電極が設置されている。

生成部に付随している外部導体系の電源については、まずシータピンチコイルに予備加熱、主圧縮用の高速放電バンクが 2 基、そしてバイアス磁場発生用の低速放電バンクが 1 基、合わせて計 3 基が接続されている。左右ミラーコイルは、主圧縮用の高速放電バンク 1 基と、バイアス磁場発生用低速放電バンク 1 基の計 2 基となっている。また、高速電磁弁と予備電離用放電電極には、高速放電バンクがそれぞれ 1 基ずつ接続されている。表 2.I に、各部の電源容量等をまとめている。なお、ここでの高速放電バンクの磁場立ち上がり時間は  $t_{1/4} \sim 4 \mu\text{s}$  となっている。

表 2.I 生成部に接続されているコンデンサーバンクの電源容量。

## 高速バンク

コンデンサー	容量 ( $\mu\text{F}$ )	定格電圧 (kV)	台数	エネルギー (kJ)
ガスバフ	7.5	20	2	3
予備電離	0.2	60	2	0.72
予備加熱	0.45	60	6	4.86
メイン圧縮	2.4	50	24	72
右ミラー	2.4	50	8	24
左ミラー	2.4	50	8	24
多極磁場	2.4	50	3	9

## 低速バンク

コンデンサー	容量 ( $\mu\text{F}$ )	定格電圧 (kV)	台数	エネルギー (kJ)
メインバイアス	1000	10	1	50
ミラーバイアス	1000	10	1	50
閉じ込め部 (CF)	4000	10	1	200
磁気ミラー (CFS)	4000	10	1	200

## 2.2.2 逆バイアスシートピンチ法による FRC 生成

FIX 装置では、FRC プラズマ生成法として、逆バイアスシートピンチ法 [1] を採用している。逆バイアスシートピンチ法は、FRC 生成法 [1-5] の中で、最も高い核融合積を得ることができることのほかに、プラズマ内に混入する不純物が少ないこともその特徴となっている。この逆バイアスシートピンチ法による FRC の形成は、図 2.2 に示しているように、大きく 4 つの過程から成り立っている。この過程の詳細を、FIX 装置で遂行されるオペレーションと共に以下に詳述する。

[1] あらかじめ、シートピンチコイルに接続されているバイアス磁場用低速バンクを放電 (3.7 kV) させ、放電管内に  $z$  軸の正方向へと向いた真空バイアス磁場を発生させておく。このバイアス磁場の磁場強度は 380 ~ 520 G となっている。このバイアス磁場中に、重水素ガスを左右高速電磁弁 (左 13.5 kV, 右 13.0 kV) から導入する。このとき、装置上流部のガス導入量、つまり左高速電磁弁からのガス導入量を右に対して若干優位に保っておくのが、経験上、プラズマの生成、そして、その後の移送に対して良い結果をもたらす。さて、導入された重水素ガスが、放電管内に一様に分布するように、また、そのガスが、隣接する閉じ込め容器へと拡散することがないように、ガス導入から約 1.6 ms の最適時間間隔において、左右ミラーコイルのバイアス磁場用低速バンク (4.4 kV) を放電させる。それに続いて、このミラーバイアスの放電から 90  $\mu$ s 後に、予備電離用高速バンクを放電 (29 kV) させる。この予備電離は、上下電極間での放電を利用して行われ、これにより、放電管内部に以降の過程の種火となるプラズ

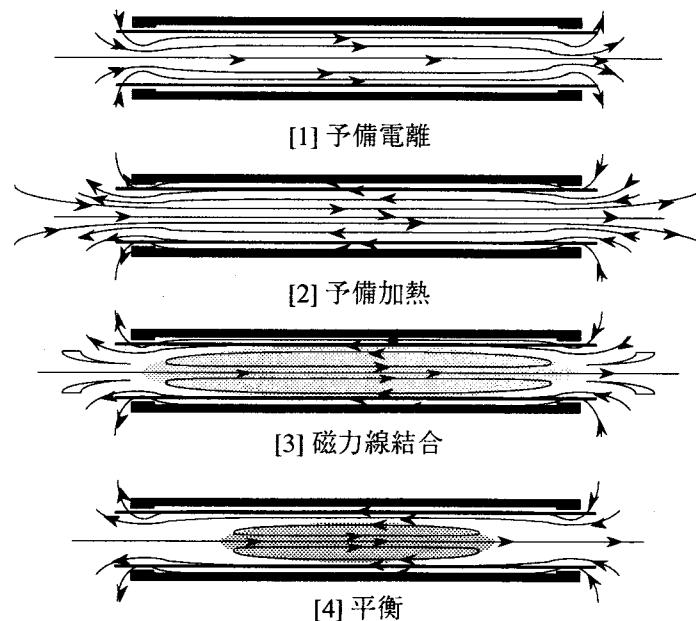


図2.2 逆バイアスシートピンチ法による FRC プラズマの生成過程. 矢印は磁力線を表している。

マが生成される。また、これと同時に、バイアス磁場が予備電離プラズマ内に凍結される。

[2] 予備電離放電から 20  $\mu\text{s}$  後に、予備加熱用高速バンクを放電 (46 kV) させることにより、シートピンチコイルに流れる電流を急激に反転させ、予備電離プラズマに  $-z$  方向、つまりバイアス磁場とは逆方向の圧縮磁場を印可する。これにより、放電管壁と予備電離プラズマの接触面に、コイル電流とは方向を逆にする 2 次電流が方位角方向へと流れ、その電流を含むプラズマ層が生成される。このプラズマ電流と、シートピンチコイルに流れる電流によって作られる外部磁場によるローレンツ力によって、プラズマは径方向に急速にピンチを起こし、放電管軸上へと収束しながら高温プラズマとなる。

[3] 予備加熱から 5.5  $\mu\text{s}$  後に、磁気リコネクション用左右ミラーコイルの高速バンクを放電 (左 42.0 kV, 右 38.5 kV) させ、さらに、このミラーコイルの放電からわずか 0.1  $\mu\text{s}$  後に、主圧縮用の高速バンクを放電 (40 kV) させる。これにより、約  $10^4$  G の圧縮磁場が予備加熱プラズマに印可され、配位両端部が閉じた高温 FRC プラズマが形成される。

[4] その後、プラズマは、この閉じた磁力線の曲率中心に向かう応力がプラズマ圧力と釣り合う位置まで、軸方向に収縮し続け、最終配位形状が達成される。このようにして生成された FRC プラズマでは、プラズマを閉じ込めるための磁場が軸方向の磁場、つまりポロイダル磁場のみとなっている。また、このポロイダル磁場はプラズマのトロイダル電流で維持されており、内部電流系閉じ込め配位となっている。

### 2.2.3 閉じ込め部

生成された FRC プラズマは、隣接する金属製閉じ込め容器へと、ソレノイド磁場の磁気勾配により移送される。閉じ込め部と呼ばれるこの部分は、FRC プラズマを閉じ込め・保持する中央領域と、移送されてきた FRC プラズマが装置端部から抜け出さないように、プラズマを反射させるための磁気ミラー領域から成り立っている。中央領域はステンレス製のフラックス・コンサーバーとなっており、内径 80 cm, 肉厚 6 mm, 長さは 300 cm の大容積チャンバーである。これに対して両端磁気ミラー領域は、中央領域の両端がテーパ形状となるように、内径 40 cm に絞られている。このテーパ形状が、FIX 装置の最大の特徴である。

閉じ込め部中央領域の  $B_0$  は、内径 100 cm のコイル枠に、外径 12.8 mm (内径 9 mm) のケーブルを 6 列 4 層に巻いて作られたコイルを 30 cm 間隔で 10 個直連結した、ソレノイドコイルで生成される。この  $B_0$  は、ソレノイドコイルに接続されている低速放電用バンクの充電電圧により制御される。したがって、 $B_0$  の値は、放電毎に可変であり、可変幅は 100 ~ 800 G となっている。一方、両端ミラー領域のミラー磁場  $B_M$  は、

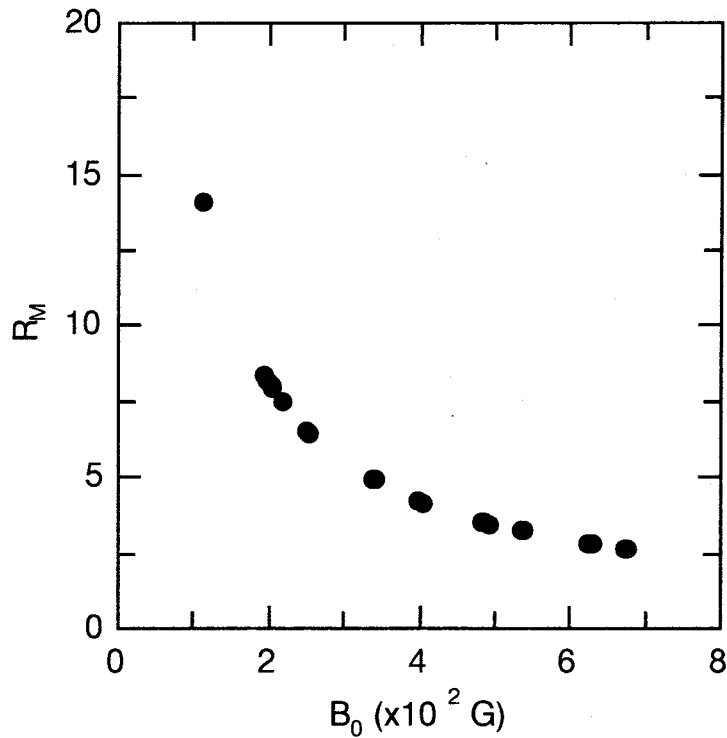


図2.3 閉じ込め部中央部の磁場強度  $B_0$  の変化に伴う下流磁気ミラー領域でのミラー比  $R_M$  の値の変化. 上流磁気ミラー領域での値はこれより若干低くなる.

中央領域のコイルと同じ線径の放電ケーブルで作られた、内径が 50 cm のコイル枠を、上流側は平均 10 cm 程度、下流側は平均 5 cm 程度の間隔で並べられたソレノイドコイルにより生成されている。この 2 つのソレノイドコイルは、直列接続されており、1 基の低速放電バンクで制御されている。中央領域の  $B_0$  の値と同様、これら磁気ミラー領域の  $B_M$  の値も可変であるが、本研究では第 7 章での実験を除いて、それは固定されている。通常、磁気ミラーに接続されている低速放電バンクの充電電圧は 3 kV となっており、このとき  $B_M$  の値は、上流、下流それぞれ 1300 G, 1700 G となっている。一般に、 $B_M$  を  $B_0$  で規格化した値のことをミラー比  $R_M$  と呼ぶ。図 2.3 は、下流磁気ミラー領域での  $R_M$  の値を示している。データよりわかるように、 $R_M$  の値は 2.5 ~ 15.0 の範囲で大きく変化している。これと同様に、上流磁気ミラー領域での  $R_M$  の値も 1.9 ~ 11.0 と変化する。

### 2.3 プラズマ診断法と測定器

FIX 装置には、プラズマ計測のための測定器が多数設置されているが、ここでは本研究に用いているプラズマ診断法に限定し、以下に説明する。



### 2.3.1 排除磁束測定法

FRCプラズマの巨視的形狀や挙動を把握するための簡便な測定法として、磁気プローブによる排除磁束測定法がある。この測定法は、生成部においてはシートピンチコイルが、閉じ込め部においては金属製真空容器が磁束保持容器として働いていることを利用するものである。つまり、FRCプラズマが真空容器内に存在することで、プラズマが占める体積領域から排除された真空磁場の磁束量を、容器壁面に設置された磁気プローブにより測定するのがその原理である。これにより測定された真空容器壁上での磁場強度  $B_w$  から、セパトリックス半径  $r_s$ 、つまりプラズマ半径を推定することができる<sup>2)</sup>。以下、この測定法を生成部と閉じ込め部に分けて説明する。

#### a. 生成部

図2.4は、生成部を拡大した模式図で、その放電管内壁に、実験に使用した5つの磁気プローブが描かれている。これらのプローブにより、FRCプラズマの反磁性信号を測定する。ところが、生成部での  $B_0$  の値は  $\sim 10^4$  G と、その強度がかなり強いいため、プラズマが存在している時の反磁性出力信号の値は、 $B_0$  の値からほとんど変化しない。そのため、図2.5に示す電気回路を用いて、以下の手順で出力信号から、プラズ

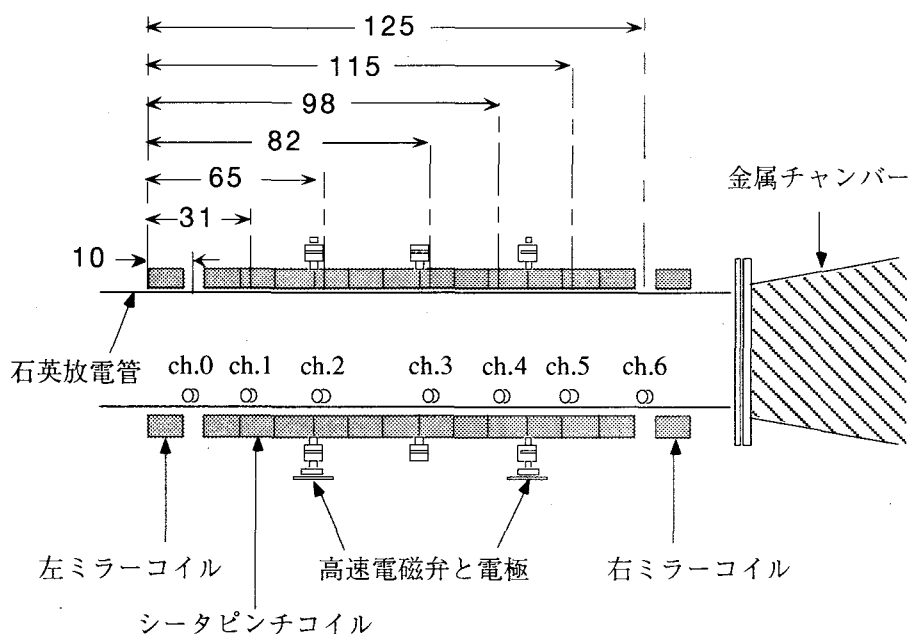


図2.4 生成部と排除磁束測定用磁気プローブアレイの位置を示した模式図。(単位: cm)

<sup>2)</sup> ここでは、理解の平易さから、測定量をセパトリックス半径  $r_s$  としているが、これは厳密には間違いであり、正確には排除磁束半径  $r_{d\phi}$  である。ただし、磁力線が  $z$  軸に対して平行な位置では  $r_s \sim r_{d\phi}$  となることが示されている [12, 13].

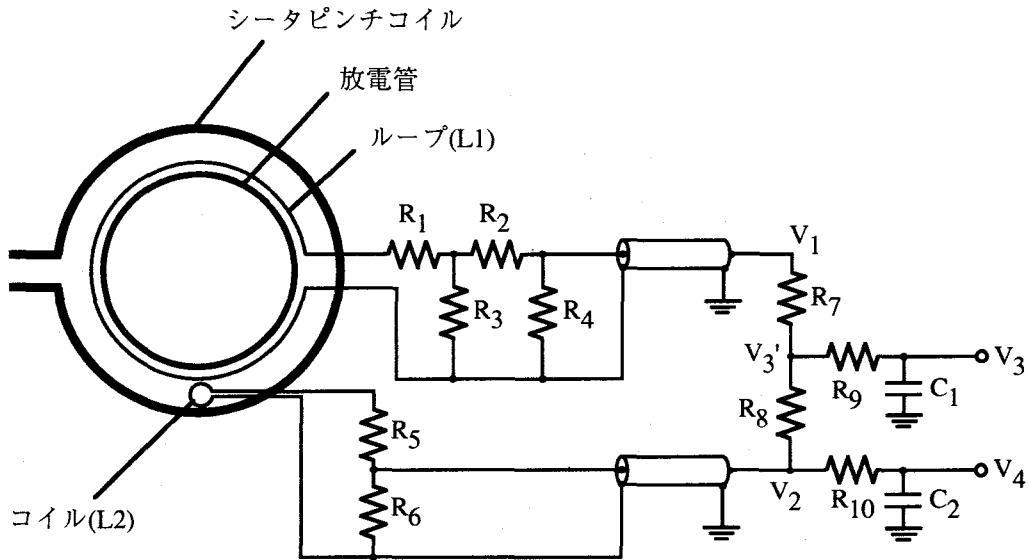


図2.5 生成部においてワンターンループ(L1)と外部磁場測定用プローブ(L2)からFRCプラズマの反磁性信号のみを取り出すための電気回路図。

マの反磁性信号分のみを検出している。

図2.5の回路において、 $V_1$ の出力電圧は放電管外周に巻かれた1ターンループを横切る全磁束量の時間変化に比例しており、比例定数を  $k_1$  とすると、

$$V_1 = k_1 \frac{d}{dt} \int \mathbf{B} ds \quad (2.1)$$

と書ける。一方、シータピンチコイル内壁に設置してある磁気プローブからは、その内壁上における磁場  $B_w$  の時間変化に対応する出力電圧が  $V_2$  に現れ、同様に比例定数  $k_2$  を用いて、

$$V_2 = k_2 \frac{d}{dt} B_w \quad (2.2)$$

である。ここで、分圧抵抗を  $V_1$  側については約 1/200 に、 $V_2$  側については約 1/2 に調整することにより、 $V_1$  と  $V_2$  の出力電圧がほぼ等しくなるようにしておく。さらに、 $R_8$  のトリマーを微調整することにより、FRCプラズマが放電管内に存在しないときには  $V_3 (=V_2 - V_1)$  の位置での出力電圧が零となるようにする。この時、この信号を  $R_9, C_1$  の積分回路で時間積分することにより、FRCプラズマが存在することによる磁束変化量  $\Delta\phi$  にのみ比例した出力電圧  $V_3$  を、

$$V_3 = k_3 \left( \pi r_w^2 B_w - \int \mathbf{B} ds \right) \quad (2.3)$$

として得ることができる。ここに、 $k_3$ は比例定数である。また、さらには $B_w$ にのみ比例した出力電圧 $V_4$ が、 $V_2$ を $R_{10}C_2$ で積分することにより、比例定数 $k_4$ を用いて、

$$V_4 = k_4 B_w \quad (2.4)$$

として現れている。いま、径方向に一様な $B_0$ 中にFRCプラズマが入射すると仮定すると、プラズマ入射前の1ターンループ内の磁束 $\Phi_0$ は $\pi r_w^2 B_0$ である。プラズマ内部の $z$ 方向磁場を $B_z(r)$ とした場合、前述の通り $B_0$ の値が十分大きいので、プラズマ入射後の $r_s < r < r_w$ の領域の磁場強度は変わらず $B_w \sim B_0$ とみなせる。したがって、プラズマ入射後の磁束変化量 $\Delta\phi$ は、FRCプラズマが放電管内で占めている体積領域のみを考えればよい。つまり、

$$\begin{aligned} \Delta\phi &\sim \int_0^{r_s} (B_0 - B_z(r)) \cdot 2\pi r dr \\ &\sim \int_0^{r_s} (B_w - B_z(r)) \cdot 2\pi r dr \\ &= \pi r_s^2 B_w - \int_0^{r_s} B_z(r) \cdot 2\pi r dr = \pi r_s^2 B_w \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。ここで(1.16)式を使った。したがって、(2.5)式より $r_s$ は、

$$r_s = \sqrt{\frac{\Delta\phi}{\pi B_w}} \quad (2.6)$$

となり、(2.3)(2.4)式の出力量をもとに、(2.6)式から $r_s$ を決定することができる。

#### b. 閉じ込め部

閉じ込め部においては、ステンレス製金属閉じ込め容器内壁の、ソレノイドコイルと同一断面に設置された30個の磁気プローブから $r_s(z)$ を決定することができる。以下、磁気プローブの仕様、回路系、そして閉じ込め部での算出法について説明する。

閉じ込め部内壁に設置している磁気プローブは、直径6.4 mmのシンフレックスチューブに、線径0.3 mmの銅線を100ターンづつ2層巻くことにより作られている。

このプローブには、肉厚  $2\ \mu\text{m}$  の銅箔により、静電シールドが施されている。また、プローブの周波数応答は  $350\ \text{kHz}$  まで確保されている。この 30 個のプローブは、閉じ込め部上流磁気ミラー領域、中央領域、そして下流磁気ミラー領域の 3 ブロックにそれぞれ 10 ch. ずつ振り分けられ、直径  $15\ \text{mm}$  のパイレックス標準管内に収められ、真空容器内壁に設置されている。各磁気プローブからの出力信号は、線径  $0.3\ \text{mm}$  の銅線で作られているツイスト線により、真空容器外部へと引き出され、その後  $1.5D$  の同軸ケーブルにより積分増幅器へと導かれている。図 2.6 に示している積分増幅器の回路系からわかるように、積分時定数は  $0.1\ \text{sec.}$  と、 $B_0$  の持続時間に対して十分長くなっているため、積分補正を必要としない。また、増幅率は  $\times 20.5$  である。この積分増幅器は 8 ch. ずつ 1 枚のプリント基板上に作成され、それぞれアルミケースで覆われている。この一連の増幅器ユニットは電磁シールドボックス内に納められ、バッテリーで駆動されている。

生成部では、 $r > r_s$  の領域の  $z$  軸方向磁場が FRC プラズマの入射前後で一定 ( $\sim B_0$ ) と見なしていた。一方、閉じ込め部においては、 $B_0$  の値が  $\sim 500\ \text{G}$  と弱いため、 $r > r_s$  の領域の磁場強度は、プラズマ入射前後で大きく変化しており、生成部と同様の取り扱いができない。ところが、今の場合、閉じ込め部の金属容器内壁における磁束変化量  $\Delta\phi_w$  は、

$$\Delta\phi_w = \pi r_w^2 (B_0 - B_w) + \int_0^{r_s} (B_w - B_z(r)) \cdot 2\pi r dr \quad (2.7)$$

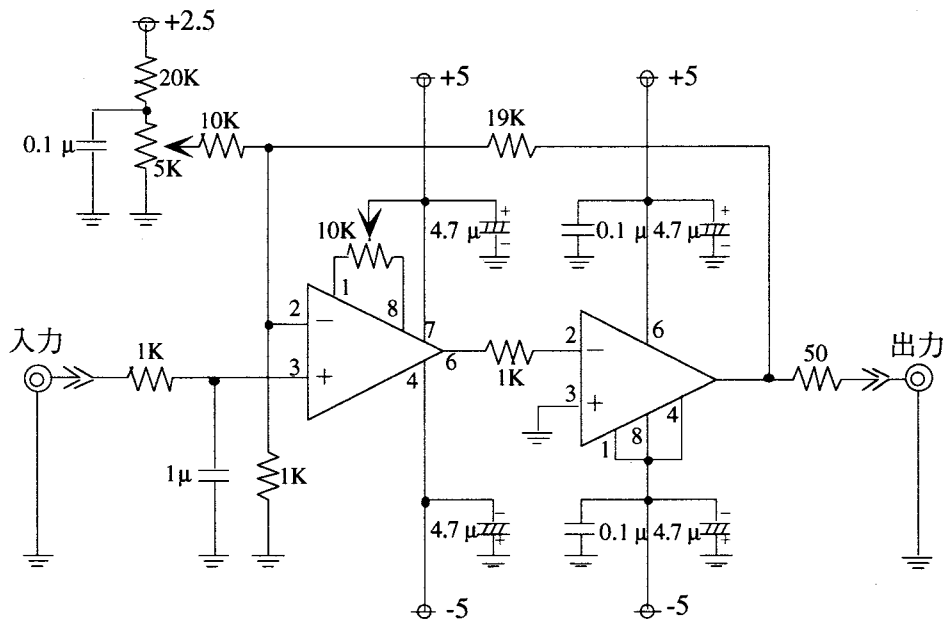


図2.6 閉じ込め部に設置された磁気プローブ用積分増幅器の電気回路図 (杉本助教授の設計による)。

と表すことができ、金属容器がプラズマ放電時間に対しては十分に磁束保持容器として機能している事を考慮すれば、

$$\Delta\phi_w = 0 \quad (2.8)$$

となっていると見なせる。したがって、(2.5) (2.7) (2.8)式より、

$$\pi r_w^2 (B_0 - B_w) + \pi r_s^2 B_w = 0$$

$$r_s = r_w \sqrt{1 - \frac{B_0}{B_w}} \quad (2.9)$$

として  $r_s$  を推定することができる。

### 2.3.2 電子線密度測定法

一般に、プラズマ内の磁場  $B$  に対して  $\theta$  の角度で伝搬する電磁波には、違う屈折率を持つ2つのモードが存在している。一方を正常波モード、もう一方を異常波モードと呼ぶ。このうち正常波モードについては、伝搬電磁波の周波数がプラズマ内の電子衝突周波数よりもはるかに大きい場合、その屈折率は  $\theta$  に依存しなくなるばかりでなく、 $B$  にも影響されなくなり、その分散関係は  $B$  の存在しないときのそれと同じになる [14]。この性質に着目して、入射電磁波にマイクロ波から赤外線の領域を選択し、正常波モードの屈折率がプラズマ存在下で変化することを利用するのが、干渉計による電子線密度測定の原理である。

上記条件下においてプラズマ内での(正常波モードの)屈折率  $N$  は、

$$N = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2(r)}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e(r)}{n_c}} \quad (2.10)$$

で与えられる。ここで  $n_c = \epsilon_0 m \omega^2 / e^2$  は、各周波数  $\omega$  での入射電磁波に対するカットオフ密度である。ちなみに、 $n_c = 1.1 \times 10^{13} \lambda^2 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$  で  $\lambda \text{ (cm)}$  は真空中での入射電磁波の波長である。いま、入射電磁波をFRCプラズマの構造対称軸にサイドオンで通過させたとする。このとき位相差  $\phi(r)$  は、

$$\phi(r) = \int_{-r_s}^{r_s} (k_0 - k_p) dr = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-r_s}^{r_s} (1 - N) dr \quad (2.11)$$

であり,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  及び  $k_p = k_0 N$  は, それぞれ真空中及びプラズマ中の波数である. さて, 測定対象の FRC プラズマの電子密度  $n_e$  の値は  $10^{13} \sim 10^{15} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$  であることから  $n_e \ll n_c$  となっており, このとき  $N$  は (2.10) 式より,

$$N = \sqrt{1 - \frac{n_e(r)}{n_c}} \sim 1 - \frac{n_e(r)}{2n_c} \quad (2.12)$$

となる. これを (2.11) 式に代入して,

$$\phi(r) \sim \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-r_s}^{r_s} \frac{n_e(r)}{2n_c} dr = \frac{\pi e^2}{\epsilon_0 m \omega^2 \lambda} \int_{-r_s}^{r_s} n_e(r) dr \quad (2.13)$$

を得る. ここで, 真空中では  $\omega = ck = 2\pi c/\lambda$  であるので, (2.13) 式は,

$$\phi(r) = \frac{e^2 \lambda}{4\pi \epsilon_0 m c^2} \int_{-r_s}^{r_s} n_e(r) dr \quad (2.14)$$

となり, したがって, これより FRC プラズマの電子線密度を,

$$\int_{-r_s}^{r_s} n_e(r) dr = \frac{4\pi \epsilon_0 m c^2}{e^2 \lambda} \phi(r) \sim \frac{3.56 \times 10^{16}}{\lambda [\mu\text{m}]} \phi(r) \text{ (cm}^{-2}\text{)} \quad (2.15)$$

として求めることができる. 本研究では 3 基のレーザー干渉計を導入して, 各測定断面での  $\phi(r)$  を検出している. まず, 生成部中央面に  $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$  の He-Ne レーザー干渉計を固定し, 生成された FRC プラズマの電子線密度を常時モニターしている. また, 閉じ込め部においては  $\lambda = 10.63 \mu\text{m}$  の  $\text{CO}_2$  レーザー干渉計と  $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$  の He-Ne レーザー干渉計 2 基の測定断面を必要に応じて変更することにより, それぞれの断面での電子線密度を測定している.

### 2.3.3 分光器

プラズマ内に含まれる 4 価の不純物炭素イオンからの発光スペクトル ( $\lambda = 2270.9 \text{ \AA}$ ) を測定するために, ツェルニターナー型分光器 (SPEX 1704X) を用いている. 図 2.7 に分光器の測定システムを, 表 2.1 に SPEX 1704X の仕様を示している. 観測用ポートから真空容器外へと射出されたプラズマからの発光は, f マッチングが取られた合成石英製集光用レンズ ( $f = 200 \text{ mm}$ ) により, 分光器のスリット ( $d = 30 \mu\text{m}$ ) へと導かれる.

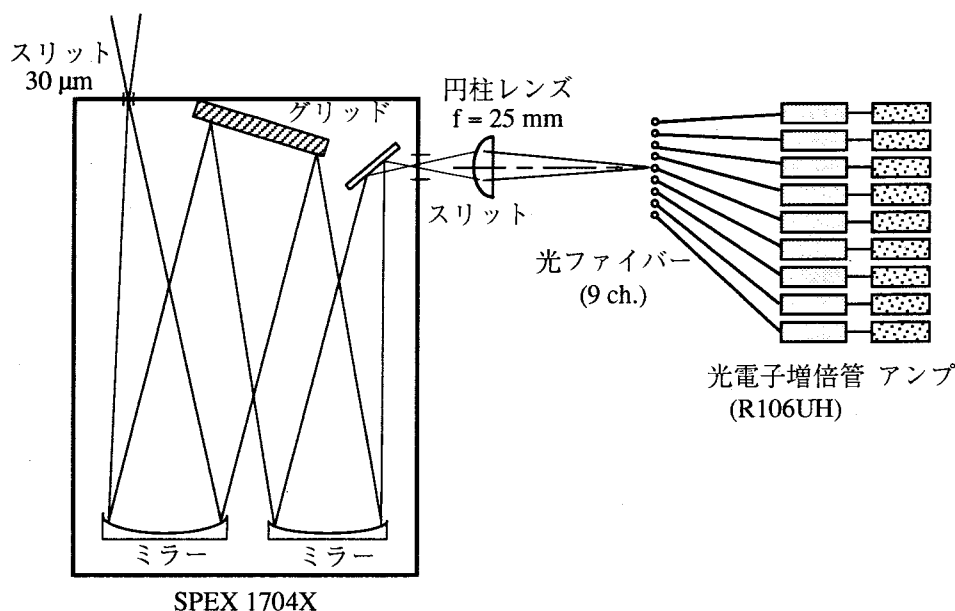


図2.7 多チャンネル分光システムの概略図. ツェルニターナー型単色分光器を通過した測定光は円柱レンズにより像面を拡大され, 光ファイバーを通じて光電子増倍管増幅器へと導かれる.

その後, 分光された  $C^{4+}$  のスペクトルは, 円柱レンズ ( $f = 25 \text{ mm}$ ) によりプロファイルが約 5 倍に拡大され, 9 チャンネルの光ファイバー面へと入射する. 長さ 30 cm のファイバー束を透過してきた光は, 光電子増倍管 (R106UH, R166UH [浜松フォトニクス社製]) により電気信号へと変換され, 図2.8に示しているドライバー回路を經由してディジタイザーへと送られる.

各測定チャンネルの装置関数は, カドミウム (Cd) 光源 ( $\lambda = 2288 \text{ \AA}$ ) によりあらかじめ測定されている. また, チャンネル間の相対感度は, Cd 光源に対する装置関数プロファイルのピーク値をもとに較正されている. 測定された装置関数プロファイルは,

表2.II 単色分光器 (SPEX 1704X) の仕様.

様式	ツェルニターナーマウント
焦点距離	1000 mm
口径比	F = 7
刻線	1200 /mm
有効面積	102 × 102 mm
逆分散	8 Å/mm
測定波長	1750 - 15000 Å
分解能	0.08 Å (但し 3131 Å に対して)

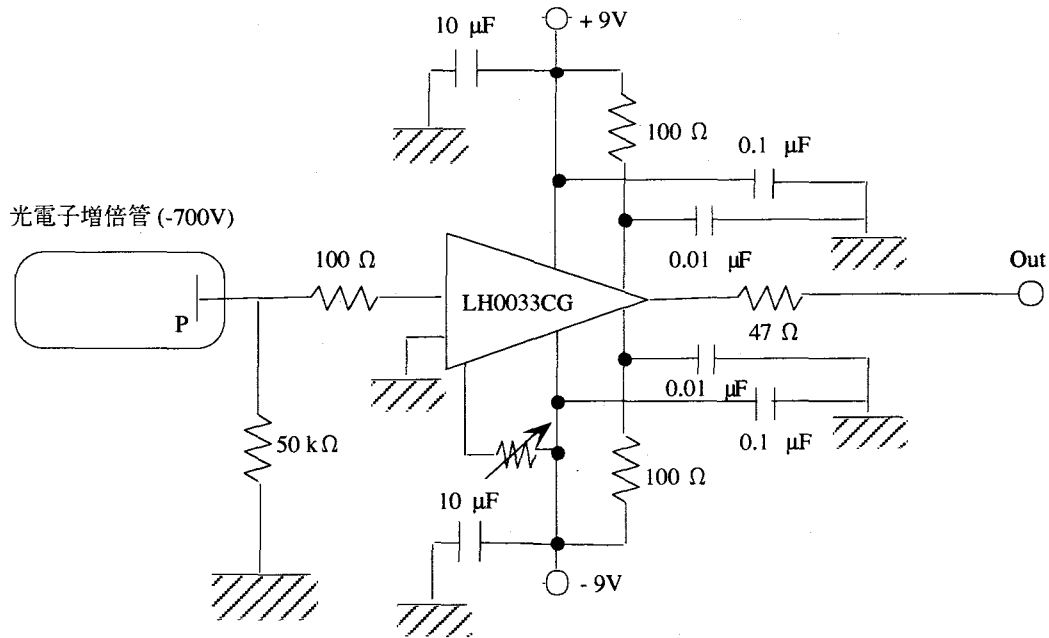


図 2.8 光電子増倍管の後方に接続されている増幅器の電気回路図。

裾野の左右対称性が若干異なる程度で、ほぼガウス型となっていた。また、装置関数プロファイルの半値全幅のばらつきは、チャンネル間でほとんど見られず、概ね  $0.19 \text{ \AA}$  であった。一方、閉じ込め部での FIX-FRC プラズマのイオン温度  $T_i \sim 50 \text{ eV}$  から計算される  $\text{C}^{4+}$  のドップラー広がり幅は、 $0.36 \text{ \AA}$  となっている。つまり、装置関数の半値全幅は、測定対象となる  $T_i$  の半値全幅の 70% 以下に収まっている。したがって、本分光システムで測定される  $T_i$  に含まれる誤差は 10% 以下と考えられる [15]。

さて、プラズマ内のあるイオンの静止状態における共鳴角振動数を  $\omega$  とする。このイオンが速さ  $v$  で運動しているとき、その運動方向に放出する光を実験室系で観測すると、そのイオンの見かけの共鳴角周波数  $\omega_D$  は、静止状態の値から  $\delta\omega$  だけずれ、

$$\omega_D = \omega + \delta\omega \quad (2.16)$$

となる [16]。いま、光子の運動量によりイオンがうける反跳を無視すると、

$$\delta\omega = \frac{v}{c} \omega \quad (2.17)$$

であることから、これより、

$$\frac{v}{c} = \frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{\delta\lambda}{\lambda} \quad (2.18)$$



の関係式を得ることができる。この現象をドップラー効果と呼び、このシフト量を測定することにより  $v$  を求めるのが、ドップラーシフトによる速度測定法の原理である。

イオンの速度が熱運動のみで、かつ分布がマクスウェル分布の場合、イオンの共鳴スペクトル線のプロファイルはガウス型となる。これをドップラー広がりと呼ぶ。いま、スペクトル線の広がりかドップラー広がりのみによると仮定した場合、 $T_i$  を次の手順で求めることができる。分光器から出力されるガウス型スペクトルは、イオンの共鳴スペクトルと分光器の装置関数の2つのガウス型プロファイルの畳み込み積分となっている。したがって、観測スペクトル、イオンの共鳴スペクトル及び装置関数の半値全幅をそれぞれ  $\Delta\lambda_{meas}$ ,  $\Delta\lambda_{FWHM}$ ,  $\Delta\lambda_{inst}$  とすると、それらの間には、

$$\Delta\lambda_{meas}^2 = \Delta\lambda_{FWHM}^2 + \Delta\lambda_{inst}^2 \quad (2.19)$$

の関係が成り立つので [17], イオン質量数を  $A$  とすると  $T_i$  の値は、

$$T_i = 1.7 \times 10^8 A \left( \frac{\Delta\lambda_{FWHM}}{\lambda} \right)^2 \quad (\text{eV})$$

$$T_i = 1.7 \times 10^8 A \left( \frac{\Delta\lambda_{meas}^2 - \Delta\lambda_{inst}^2}{\lambda^2} \right) \quad (\text{eV}) \quad (2.20)$$

として求めることができる。

### 2.3.4 2次元マトリックス型磁気プローブアレイ

FRCプラズマの放電管内部での存在位置を明らかにするためには、第2.3.1項で説明したような装置内壁の磁気プローブでは不可能であり、プラズマ内部にプローブを積極的に挿入する必要がある。本研究では装置横断面、つまり x-y 断面での FRC プラズマの2次元磁場プロファイルを測定するために、図2.9に示しているようなピックアップコイル100個を用いた10×10マトリックス型磁気プローブアレイを用いている。

このアレイは中空のステンレス製ホルダーで、外径6mmの石英ガラス管10本をy軸に平行に、そして中央2本の石英管の間(8cm)以外はx軸方向に4cmの間隔で釣り下げることにより作られている。このステンレスホルダー自身も、装置上部の観測用ポートから吊り下げられている。各々の石英管の長さは、その先端部が放電管壁に接触しないように調整されている。各石英管の中には、直方体のスチロール樹脂製ピックアップコイル収納棒が1本ずつ入れられている。この収納棒には4cm間隔でスリットが切られており、このスリット内にピックアップコイルが設置できるように

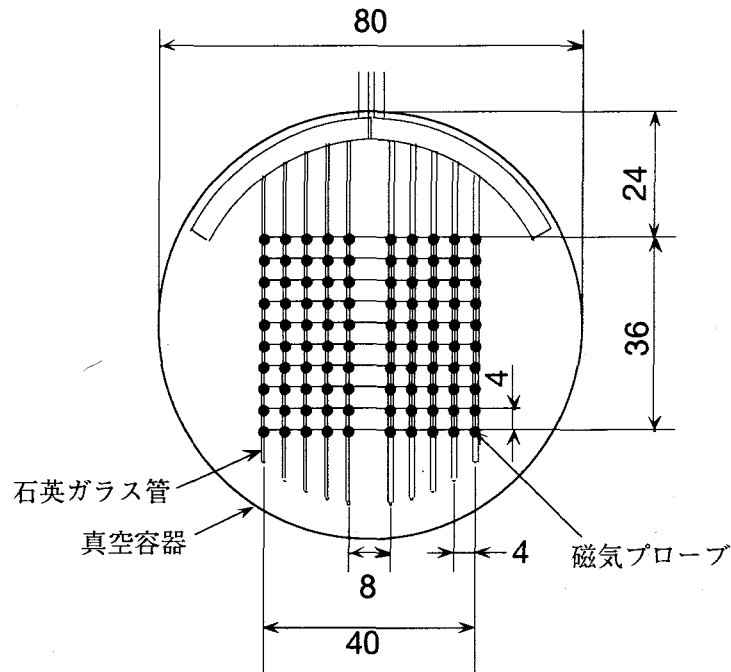


図2.9 2次元マトリックス型(10×10)磁気プローブアレイの模式図。磁気プローブを封入している石英管は中央部を除いて4cm間隔でx軸に平行に並べられている。さらに各プローブはy軸方向に4cm間隔で並べられているので、これにより2次元マトリックスを構成している。

なっている。このコイル配置により、10×10のマトリックスが構成されている。ピックアップコイルは、大きさが3.0×2.4×9.0mmのスチロール樹脂製ボビンに線径0.1mmの銅線を、1層につき15ターンづつ、計4層60ターン巻くことにより作られている。このピックアップコイルからの信号引き出し線は、コイルと同じく線径0.1mmの銅線でツイストされている。このツイスト線は、中空のステンレスホルダー内部でエナメル引き出し線に結合され、このエナメル線により、信号がホルダー内部から真空容器外へと導かれ、第2.3.1項で示した積分増幅器へと送られる。この信号に対する積分時定数は0.1sであり、排除磁束信号測定用プローブと同様だが、増幅率は×1200となっている。なお、ピックアップコイルの周波数応答は～500kHzまで確保されており、各コイルの絶対感度較正は、装置閉じ込め部の $B_0$ により行われている。

### 2.3.5 高速フレーミングカメラ

FIX装置内でのプラズマの巨視的な挙動を目視するために、装置端部から高速フレーミング撮影を行っている。実際には実験室スペースの制約上、装置に対してエンド・オンで設置された反射鏡を撮影している。フレーミング撮影にはHADLAND

PHOTONICS 社 (米国) 製の IMACON 790 を用いている。フレーミング撮影ユニットには、FRC プラズマの移送速度に適合した、 $2 \times 10^5$  frame/sec. を選択している。したがって、シャッター間隔は  $5 \mu\text{s}$  である。また、このとき1フレームあたりの露光時間は  $1 \mu\text{s}$  で、トリガー・イン後のファーストフレームまでの遅延時間は  $2.5 \mu\text{s}$  である。

## 2.4 生成部における FRC プラズマ

本研究は、移送中及び移送後の FRC プラズマを対象にしているため、次章以降では移送 FRC プラズマのプラズマパラメータの変化が順に示されていく。それゆえに、この議論に先立ち、生成部における各プラズマパラメータの初期値を把握しておく必要がある。また、移送実験は  $B_0$  をパラメータとして行っている。これによる生成プラズマパラメータへの影響の有無についても調べておくことにする。

図2.10と図2.11に示しているのは  $B_0$  を変化させた時の生成部における初期 FRC プラズマの径方向平均密度  $\bar{n}$  と、径方向圧力平衡温度  $T_{\perp}(=T_i+T_e)_{\perp}$  の値である。ここで  $T_e$  は電子温度で、 $\bar{n}$  は完全電離  $n_e \cong n_i (\cong \bar{n})$  の仮定のもとで、(2.6) (2.15)式から、

$$\bar{n} \sim \int_{-r_s}^{r_s} n_e(r) dr / 2r_s \quad (2.21)$$

として求められている。また、 $T_{\perp}$  については、FRC プラズマの磁気軸では磁場が零であることから、(1.5)式より磁気軸上において、

$$p = \frac{B_w^2}{8\pi} \Leftrightarrow n_m \kappa T_{\perp} = \frac{B_w^2}{8\pi} \quad (2.22)$$

が成立する。ここに  $n_m$  は磁気軸上での密度を表しており、FRC 配位内での最大密度である。さて、 $T_{\perp}$  はその定義から径方向に一定となっているので、(1.26)式より、

$$\frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \frac{P}{P_M} dA = \frac{\bar{n}}{n_m} = \langle \beta \rangle \quad (2.23)$$

の関係式が成立することになる。これより  $n_m$  は、

$$n_m = \frac{\bar{n}}{\langle \beta \rangle} \quad (2.24)$$

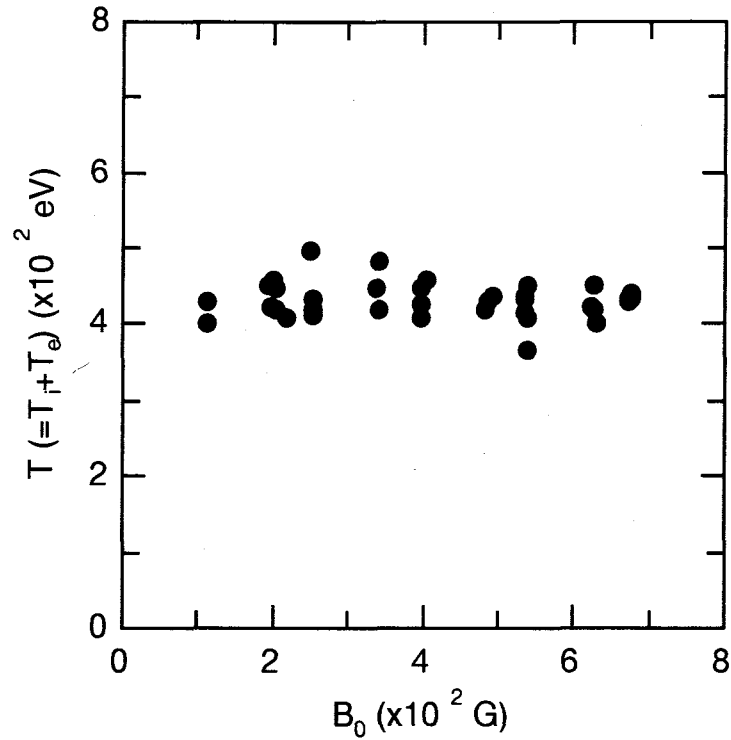


図2.10 生成部で生成されたFRCプラズマの圧力平衡温度  $T_1$  の  $B_0$  依存性. データは  $B_0$  の値に関わらずほぼ一定となっており, 生成プラズマの状態が  $B_0$  の変化に影響されないことを示している.

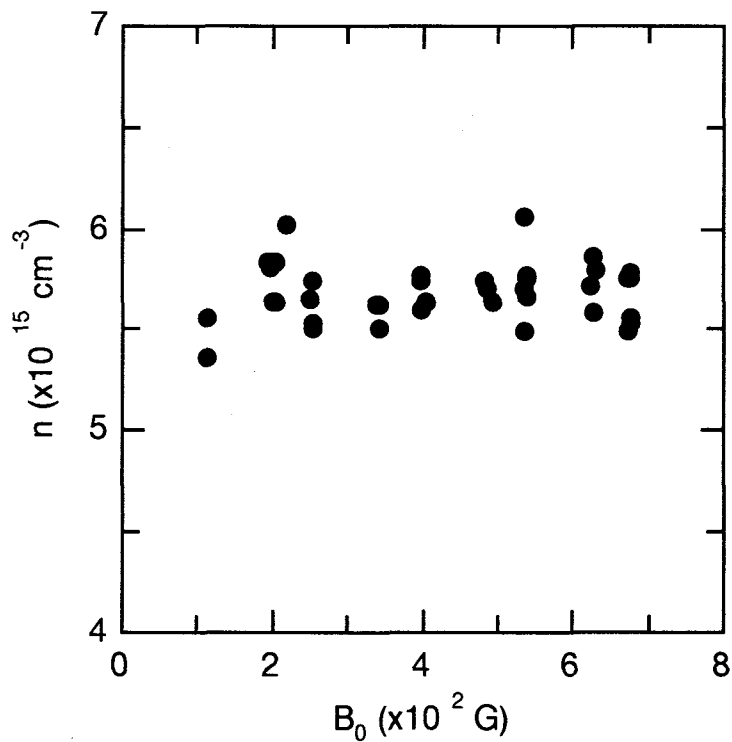


図 2.11 生成 FRC プラズマの平均密度  $\bar{n}$  の  $B_0$  依存性. データは  $B_0$  の値に関わらずほぼ一定となっている.

となり, (2.24)式を (2.22)式に代入することにより,  $T_{\perp}$  の値を,

$$T_{\perp} = \frac{B_w^2}{8\pi k \bar{n}} \langle \beta \rangle \quad (2.25)$$

として求めることができる. 図2.10と図2.11のデータからわかるように, 生成部での  $\bar{n}$  ならびに  $T_{\perp}$  の値は,  $B_0$  の値によらず一定となっている. 次章では  $B_0$  をパラメータとした移送のダイナミクスが示されるが, 上記の結果は, そのダイナミクスに生成部の影響が含まれていないことを示している.

表2.IIIに示しているのは, 生成部で測定されたFRCプラズマの(1)セパトリックス半径  $r_s$ , (2)セパトリックス長  $l_s$ , (3)径方向平均密度  $\bar{n}$ , (4)径方向圧力平衡温度  $T_{\perp}(=T_{i\perp}+T_{e\perp})$ , (5)イオン総粒子数(=電子総粒子数)  $N$  の値である. これらの値は, 約50ショットのデータから算出された平均値である. ただし,  $N$  についてのみ, 約20ショットに対する平均値となっている.(1)(3)(4)については, 前項に示した算出法に従い計算している.(2)(5)については, それぞれ以下のようにして推定している.

(2) 図2.4に示している生成部の5つの磁気プローブの中で, 両端に位置する2つのプローブ(ch. 1, ch. 5)の信号の立ち下がり時間の差から, FRCプラズマの放電管内での軸方向平均移送速度  $v_z$  を見積もると,  $v_z$  の値は  $\sim 3 \text{ cm}/\mu\text{s}$  である. また, 放電管中央面に設置している干渉計の信号継続時間  $\Delta t$  が  $15 \sim 20 \mu\text{s}$  であることから, 結果として  $l_s/2(\sim v_z \Delta t)$  の値は,  $45 \sim 60 \text{ cm}$  と見積もられる.

(5) 生成部に設置している磁気プローブ間でのFRCプラズマの形状を円錐台で近似した場合, プラズマの体積  $V$  を以下のように計算することができる.

$$V = \frac{\pi}{3} \sum_{k=0}^6 (z_{k+1} - z_k) (r_{s,k}^2 + r_{s,k} \cdot r_{s,k+1} + r_{s,k+1}^2). \quad (2.26)$$

ここに  $k=0, 6$  は, シータピンチコイルと左右ミラーコイルとのそれぞれの中点に仮

表2.III 生成されたFRCプラズマの基礎パラメーター.

パラメータ	生成部での値
$r_s$	4.0 cm
$\bar{n}$	$5.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
$N$	$2.4 \times 10^{19}$
$T (=T_i + T_e)$	440 eV
$l_s$	$\geq 90 \text{ cm}$

想的に設置したプローブ ch. 0 と ch. 6 を表している。この2つのプローブの出力信号は、それぞれ ch. 1 と ch. 5 と同一としている。この算出方法により、 $l_s$  の値は 105 cm と仮定されていることになる。一方、(2)で見積もられた  $l_s$  の値は  $> 90$  cm であったので、(2.26)式により算出される  $V$  の値には最大  $\sim 10\%$  の誤差が含まれていることになる。さて、実験データから算出される放電管中央面での  $\bar{n}$  の値は時間的にほぼ一定となっている。これは、生成部での FRC プラズマの軸方向密度がほぼ一定であることを示しているので、結果として  $N$  の値を、

$$N = \bar{n}V \quad (2.27)$$

として推定することができる。

## 2.5 結言

この章では、本研究を行った FIX 装置の機器構成を説明した。また、本研究に用いた計測器の説明を、その測定原理と共に行った。さらに、第3章以降に示される FRC プラズマの移送過程に対する予備的知見として、FIX 装置で生成される FRC プラズマの初期パラメータをその算出式と共に示した。

FIX 装置は、中性粒子ビーム入射加熱を念頭に置いた大容積低密度移送 FRC プラズマ閉じ込め装置である。プラズマを膨張させる目的のために、閉じ込め部の真空磁場強度は  $\sim 500$  G 程度と、生成領域のそれの約  $1/20$  にまで減圧されている。また、真空容器は完全な円柱ではなく、閉じ込め部両端の径を細くした、いわゆるテーパ形状となっている。そして、その両磁気ミラーのミラー比の値は  $> 2$  となっており、FIX-FRC プラズマにはミラー効果が強く働いている。

FIX 装置で生成されるプラズマパラメータは  $\bar{n} \sim 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_{\perp} (= T_{\perp 1} + T_{\perp 2}) \sim 440$  eV であり、この値は  $B_0$  の値に依存しない。この結果は、次章に示す FRC プラズマの移送に伴うダイナミクスに対して、生成部の影響が含まれていないことを示している。

## 参考文献

- [1] S. Goto, Y. Yano, A. Shiokawa, S. Sugimoto, S. Okada, Y. Ito, S. Ohi, and T. Ishimura, "First-phase experiment on FRC plasma production by a newly constructed machine (FIX)," Technol. Repts. Osaka Univ. **39**, 129-135 (1989).
- [2] H. R. Zwi, A. Kuthi, A. Y. Wong, and B. Wells, "Observation of a steady-state field-reversed equilibrium," Phys. Fluids **B 3**, 126-129 (1991).
- [3] Y. Ono, A. Morita, and M. Katsurai, "Experimental investigation of three-dimensional magnetic reconnection by use of two colliding spheromaks," Phys. Fluids **B 5**, 3691-3701

(1993).

[4] W. F. Pierce, T. R. Jarboe, and R. D. Brooks, "Stabilization and saturation of the ideal tilt mode in a driven annular field-reversed configuration," *Phys. Plasmas* **2**, 846-858 (1995).

[5] Yu. A. Omelchenko and R. N. Sudan, "Formation of field-reversed ion rings in a magnetized background plasma," *Phys. Plasmas* **2**, 2773-2783 (1995).

[6] K. F. McKenna, W. T. Armstrong, R. R. Bartsch, R. E. Chrien, J. C. Cochrane Jr., R. W. Kewish Jr., P. Klingner, R. K. Linford, D. J. Rej, E. G. Sherwood, R. E. Siemon, and M. Tuszewski, "Particle confinement scaling in field-reversed configurations," *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1787-1790 (1983).

[7] M. Tuszewski, W. T. Armstrong, R. R. Bartsch, R. E. Chrien, J. C. Cochrane Jr., R. W. Kewish Jr., P. Klingner, R. K. Linford, K. F. McKenna, D. J. Rej, E. G. Sherwood, and R. E. Siemon, "Flux loss during the equilibrium phase of field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **25**, 1696-1698 (1982).

[8] M. Tuszewski and R. K. Linford, "Particle transport in field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **25**, 765-774 (1982).

[9] J. T. Slough, A. L. Hoffman, R. D. Milroy, D. G. Harding, and L. C. Steinhauer, "Flux and particle life-time measurements in field-reversed configurations," *Nucl. Fusion* **24**, 1537-1550 (1984).

[10] A. L. Hoffman and J. T. Slough, "Field reversed configuration lifetime scaling based on measurements from the large s experiment," *Nucl. Fusion* **33**, 27-38 (1993).

[11] J. T. Slough, A. L. Hoffman, R. D. Milroy, R. Maqueda, and L. C. Steinhauer, "Transport, energy balance, and stability of a large field reversed configuration," *Phys. Plasmas* **2**, 2286-2291 (1995).

[12] M. Tuszewski, "Excluded flux analysis of a field-reversed plasma," *Phys. Fluids* **24**, 2126-2127 (1981).

[13] M. Tuszewski and W. T. Armstrong, "Simplified diamagnetic techniques for a field-reversed theta-pinch plasma," *Rev. Sci. Instrum.* **54**, 1611-1614 (1983).

[14] T. H. Stix, "Waves in plasmas," (The AIP Press, Maryland, 1992).

[15] M. Mimura and K. Sato, "Convolution-fitting method for doppler-broadening plasma ion temperature measurement," *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 1668-1672 (1995).

[16] 山本学, 村山精一, "プラズマの分光計測," p. 74 (学会出版センター).

[17] プラズマ・核融合学会編, "プラズマ診断の基礎," p. 128 (名古屋大学出版会).

## 第3章 移送FRCプラズマのダイナミクス

### 3.1 緒言

この章では、生成部で配位形成され、静止していた初期FRCプラズマが、どのように閉じ込め部へと移送され、そこで再び静止し、そして減衰していくのかについて述べる。

FRCプラズマの移送実験は、約20年前にその起源を見いだすことができる[1]。この移送研究に対する動機には、第2.1節で述べた動機他には、FRCプラズマに対する径方向[2]、あるいは軸方向[3]への断熱圧縮のためや、FRCプラズマに対するペレット燃料注入[4]等がある。このような動機のもとに多数の移送実験[5-8]が行われ、その結果、FRCプラズマは、移送に伴いその配位を破壊することなく、閉じ込め容器内へと移送され、そして保持されてきた。このような良好な結果により、現在ではこの移送が不可欠の技術とされ、FRCプラズマによる核融合炉の概念設計[9]にも組み込まれている。ところが、これまでの移送実験では、その動機から、研究の注意が移送された後のFRCプラズマの状態に注がれている[10]。移送運動中のFRCプラズマに注目した研究は、わずかに内部磁場プロファイルに関するもののみとなっており[11,12]、移送過程の系統的な研究は行われていない。

現在の移送実験の成功は、実験室パラメータ下でのものである。当然のこととして、「このような良好な移送が、果たして核融合パラメータ下( $T_i + T_e \sim 2 \text{ keV}$ )でも成功するのか？」という疑問が生じてくる。実際、核融合パラメータでは、プラズマはほぼ無衝突状態となり、現在の実験室プラズマとは様相が大きく変わる。このような状況下で、例えば、「FRCプラズマは生成部から必ず射出されるのか?」、「移送運動を始めた場合、FRCプラズマの移送速度はどこまで加速されるのか? その加速限界は存在するのか?」、「移送プラズマが磁気ミラーで反射・減速する際の反射係数の値は?」、「これまで経験的に観測されている再熱化現象は必ず生じるのか?」、「移送運動中のプラズマからのエネルギー損失はどの程度におよぶのか?」等、核融合炉を目指す上では必要不可欠な要素のほとんどが明らかにされていない。

本研究では、FRCプラズマの詳細な移送過程について、初めて実験的に検証している。移送実験は、閉じ込め部中央部のバイアス磁場強度  $B_0$  をパラメータとして行っている。本論に先立ち、まず第3.2節では、FRCプラズマの移送過程について、実験から得られた軸方向セパトリックスプロファイル  $r_s(z)$  の時間変化をもとに説明する。第3.3節では、FRCプラズマの入射速度  $v_z$  を、プラズマ特性速度と比較する。第3.4節で



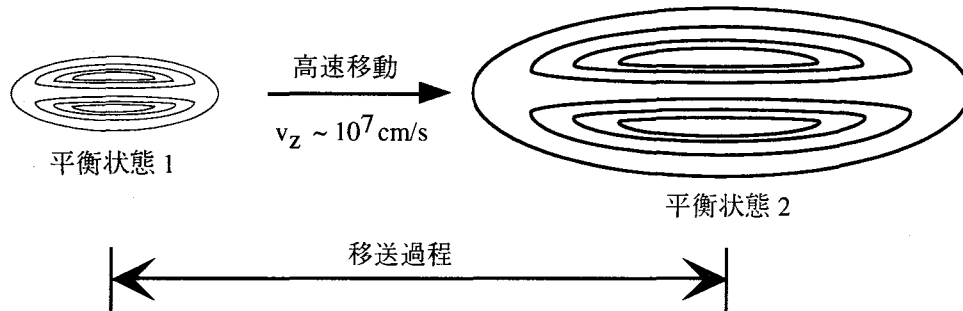


図 3.1 移送過程に対する 1 つの概念図。移送過程は、生成部で平衡状態にある FRC が高速移動を行い、別の平衡状態へと移り変わる過程と考えることができる。

は、FRC プラズマが有している初期総エネルギーのどの程度が移送運動エネルギーへと変換されているのかについて述べる。第 3.5 節では、生成部から閉じ込め部へと入射運動を行っているプラズマの径方向平均密度  $\bar{n}$ ，ならびに圧力平衡温度  $T_{\perp} (= T_{\perp\parallel} + T_{\perp\perp})$  の降下が断熱式と比較される。第 3.6 節では、入射運動中の FRC プラズマのイオン総粒子数  $N$  の変化を調べている。第 3.7 節では、入射 FRC プラズマが、下流磁気ミラーで反射する際の反射係数の値を示す。第 3.8 節では、移送運動後、再び静止した FRC プラズマの閉じ込め特性をまとめる。そして、最後に、本章で得られた知見が第 3.9 節にまとめられている。

### 3.2 FRC プラズマの移送過程

図 3.1 に示すように、一般に FRC プラズマの移送過程とは、ある平衡状態 1 の FRC プラズマが、高速移動を行った後に別の平衡状態 2 へと落ち着いていくまでの過程を指している。この過程はさらに幾つかの素過程に分類することができ、移送に伴う変化の順に並べれば、

- (1) 加速
- (2) 膨張・冷却
- (3) ミラー磁場での反射
- (4) 運動エネルギーから熱エネルギーへのエネルギー変換
- (5) 平衡(静止)

となる。この移送運動中の FRC プラズマの形状の変化を連続的に表しているのが図 3.2 である。この連続データは、第 2.3.1 項で説明した排除磁束測定法から得られた  $r_{\Delta\phi}$  ( $\sim r_s$ ) の  $z$  軸方向分布を各時刻で多項式補間することにより描いたものである。なお、このショット時の  $B_0$  の値は  $\sim 400$  G であり、FIX-FRC プラズマの配位継続時間  $\tau_i$  が最長となるオペレーションである。時間原点は、第 2.2.2 項で述べた予備電離の手前  $20 \mu\text{s}$

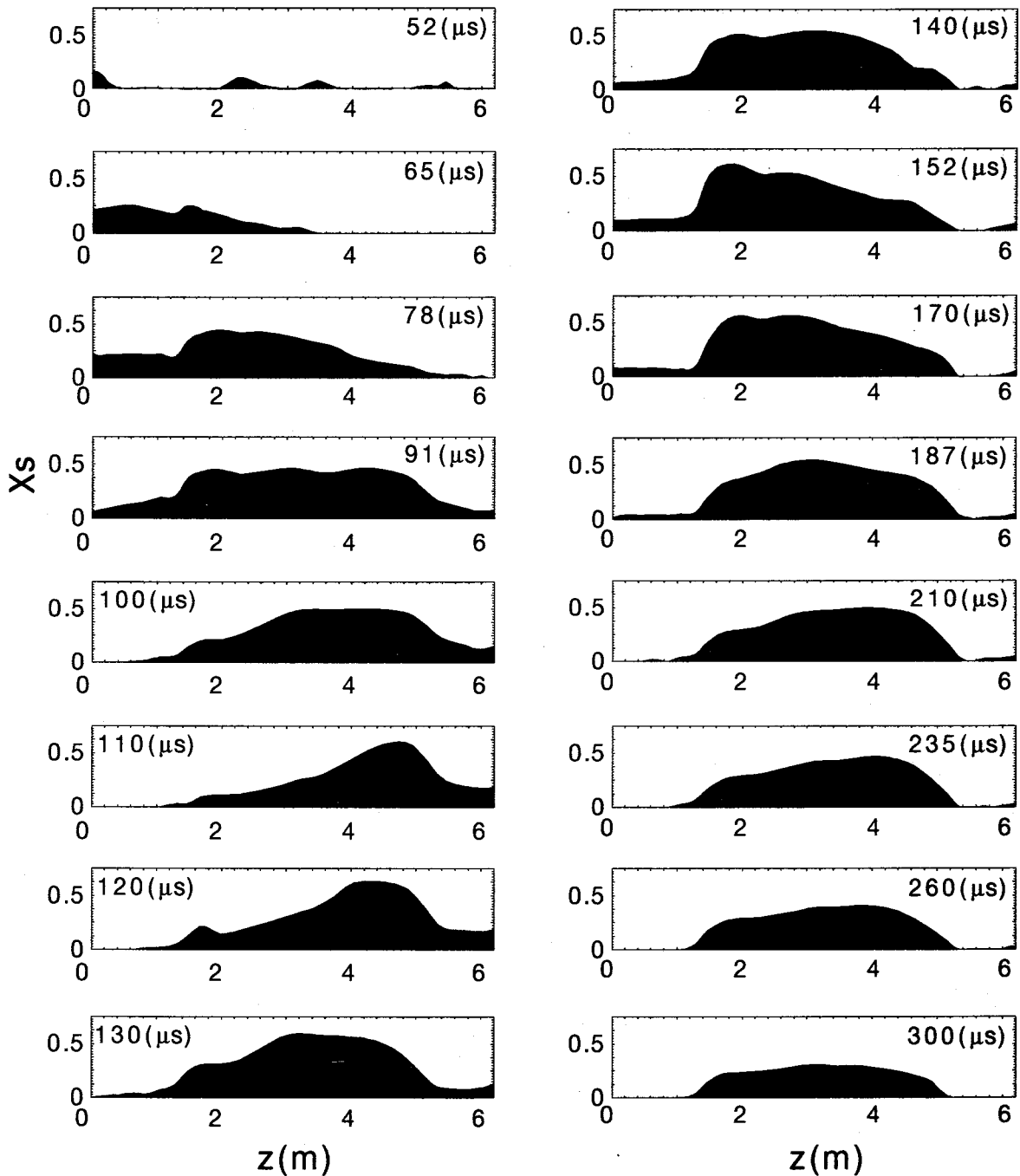


図3.2 FRCプラズマの移送の様子. データは  $B_0 \sim 400$  G のときのものであり, 軸方向 28 ch. の  $r_{\Delta\phi}$  の値を, 各サンプリング時間で多項式平滑化することにより表わしている.

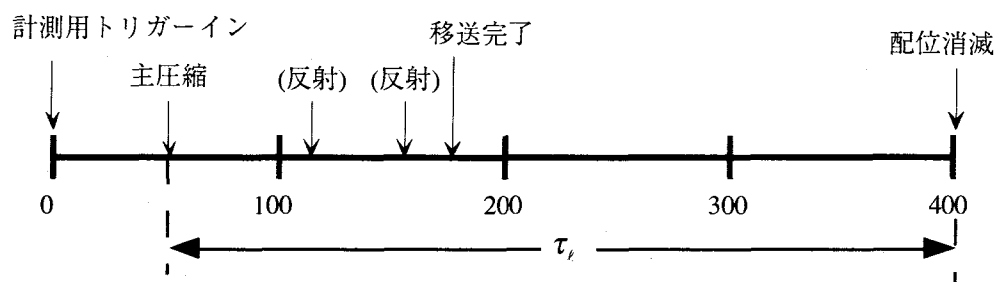


図3.3 FIX装置でのFRC放電のタイムシーケンス. 移送過程は主圧縮 ( $t \sim 50 \mu\text{s}$ ) から移送完了 ( $t \sim 150 \mu\text{s}$ ) までの  $100 \mu\text{s}$  の時間帯にあたる.

となっている. 以下では, 時間を追いながらこのFRCプラズマの移送過程を解説していくことにする.

装置生成部 ( $z = -0.5 \text{ m}$ ) における主圧縮は  $t = 47 \mu\text{s}$  に行われ, FRCプラズマが形成される. 図3.2よりわかるように, FRCプラズマは  $t = 52 \mu\text{s}$ , つまり主圧縮から約  $5 \mu\text{s}$  後には隣接する金属製閉じ込め容器内へと入ってくる<sup>1)</sup>. それゆえに, FRCプラズマの配位形成過程と, 閉じ込め部への入射過程は連続的に起こっていると理解することができる. 閉じ込め部へと入射してきたFRCプラズマは, 径方向, ならびに軸方向へと大きく膨張しながら装置下流へと進んでいく. そして,  $t = 110 \mu\text{s}$  に下流磁気ミラーで第1回目の反射を行っている. ここまでの過程を「ファーストパス」と定義する. 第3.7節で後述するように, FRCプラズマの磁気ミラーでの反射は非弾性反射なので, 反射速度は入射速度よりも小さくなる. その後, 下流磁気ミラーで反射したFRCプラズマは, 運動方向を反転させて, 装置上流へと戻っていく. そして, 下流磁気ミラーでの反射から約  $40 \mu\text{s}$  後に上流磁気ミラー領域へと到達し,  $t = 152 \mu\text{s}$  に第2回目の反射を行う. 下流磁気ミラーでの第1回目の反射から, この上流磁気ミラーでの反射までを「セカンドパス」と定義する. このあと上流磁気ミラーで反射したFRCプラズマは, 再び運動方向を下流へと向け, 反射から約  $30 \mu\text{s}$  後にほぼ閉じ込め部中央部へ静止する. 静止後のFRCプラズマは,  $l_p$  をほぼ一定に保ちながら径方向から減衰していき  $t \sim 400 \mu\text{s}$  で消滅する. したがって  $\tau_i$  の値は  $\sim 350 \mu\text{s}$  であり, 図3.3に示すように, 移送過程と定義される時間は  $\tau_i$  の前半部約  $150 \mu\text{s}$  に相当することになる.

### 3.3 FRCプラズマの特性速度と移送速度

#### 3.3.1 熱速度で近似できるプラズマ特性速度

一般に, プラズマ内の特性速度 [13] としては, 荷電粒子を媒質として伝わる音波の速度  $v_s$  や, 磁力線上を伝わる縦波の速度, すなわちアルフベン速度  $v_A$  を用いる場合

<sup>1)</sup>  $t = 52 \mu\text{s}$  の画面内  $z > 200 \text{ cm}$  に見られる出力はノイズでありプラズマ信号ではない.

が多い。通常、これらの特性速度は個々それぞれの値を持つが、平均ベータ値  $\langle\beta\rangle$  がほぼ1のFRCプラズマでは、これらの特性速度が以下のように近似的にイオン熱速度  $v_{i,th}$  に一致する [8]。

FRC プラズマに対する  $\langle\beta\rangle$  の定義から

$$\langle\beta\rangle \equiv \frac{\bar{n}\kappa(T_i + T_e)}{B_w^2/8\pi} \sim 1 \quad (3.1)$$

である。ここで  $T_i \sim T_e$  と仮定すれば

$$\bar{n}\kappa(T_i + T_e) \sim B_w^2/8\pi$$

$$\sqrt{\frac{2\kappa(T_i + T_e)}{M}} \sim \sqrt{\frac{B_w^2}{4\pi\bar{n}M}}$$

$$\sqrt{\frac{4\kappa T_i}{M}} \sim \sqrt{\frac{B_w^2}{4\pi\bar{n}M}}$$

$$\frac{2}{\sqrt{3}}v_{i,th} \sim v_A$$

$$v_{i,th} \sim v_A \quad (3.2)$$

の関係を得ることができる。ただし、ここでの  $v_A$  は  $B_w$  に対する値となっている。

一方、 $v_A$  の定義から

$$v_A = \sqrt{\frac{B_w^2}{4\pi\bar{n}M}} \quad (3.3)$$

$$= \sqrt{\frac{B_w^2}{8\pi} \cdot \frac{2\kappa(T_i + T_e)}{\bar{n}M\kappa(T_i + T_e)}}$$

$$= \sqrt{\frac{1}{\beta} \cdot \frac{2\kappa(T_i + T_e)}{M}}$$

$$= \sqrt{\frac{6}{5\beta}} \cdot \sqrt{\frac{\gamma\kappa(T_i + T_e)}{M}} \sim v_s \quad (3.4)$$

である。ここに  $\gamma$  は比熱比であり 5/3 としている。したがって、(3.2) (3.4) 式より

$$v_{i,th} \sim v_A \sim v_s \quad (3.5)$$

となり、FRC プラズマでは特性速度として  $v_{i,th}$  を代表的に取り上げることができる。

### 3.3.2 FRC プラズマ内でのアルフベン速度の径方向分布

第1.2節で述べたように、FRC プラズマの  $B_z(r)$  は一様ではなく、配位内部ほど弱くなる分布となっている。そのため、FRC プラズマの内部において  $v_A$  は径方向分布を持つことになる。

図3.4は、 $B_0 \sim 400$  G の時に測定された FIX-FRC プラズマの  $B_z(r)$  および  $n_z(r)$  のデータをもとに、第1.3節の(1.42) (1.43)式の RRP モデルから計算された  $v_A(r)$  である。グラフからわかるように、磁気軸上 ( $r=R$ ) においては  $B_z(r)=0$  のためにアルフベン波が励起されておらず、特性速度として  $v_A$  を用いる場合にはその算出に注意する必要がある。そこで、次項で示している FRC プラズマの移送速度  $v_z$  と  $v_A$  の比較においては  $B_z$  をセパトリックス上での値で代表させ、 $\bar{n}$  を  $\sim \int n_z dl / 2r_s$  で与えている。したがって、これらの値から計算される  $v_A$  の値は、近似的にセパトリックス内部での最大アルフベン速度と考えることができる。

### 3.3.3 磁場勾配に依存する入射速度

図3.5は、ファーストパス、セカンドパスにおける  $v_z$  の  $B_0$  依存性を示している。移送速度  $v_z$  の値は、FRC プラズマが閉じ込め部中央部の両端に設置してあるプローブ間を通過するのに要する時間から算出されている。ファーストパスのデータからわかるように、FRC プラズマの入射速度  $v_{zi}$  は  $B_0$  の勾配が大きいほど速くなっている。この結果は、図3.6に示している生成部から上流磁気ミラーまでの領域 ( $0 < z < 120$  cm) での  $v_{zi}$  の値からも理解することができる。図3.6の  $v_{zi}$  の値は、図3.5と同一のデータより得られたものであるが、その値は図3.5の値よりも小さい。さらには、 $v_{zi}$  の値に  $B_0$  依存性が見られていない。これは、生成部から上流磁気ミラー領域までの磁場勾配が  $B_0$  の値にかかわらずほぼ等しくなっていることに起因していると考えられ、 $v_z$  が磁場勾配依存性を持つことを裏付ける結果となっている。また、データよりわかるように、この実験における  $B_0$  の変化の範囲内では  $v_z$  の値に限界は見られていない。入射速度  $v_{zi}$  の最大値は  $B_0$  が最も弱いときに見られ、その値は  $\sim 21$  (cm/ $\mu$ s) となっている。こ

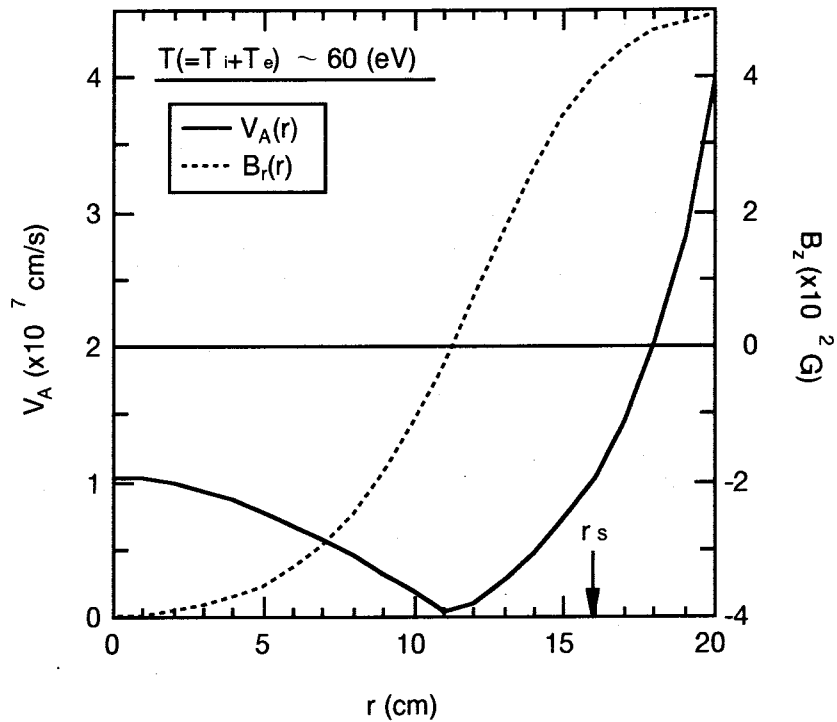


図3.4 アルフベン速度  $v_A$  の径方向分布. 計算に用いた  $B_z(r)$  も破線で示している. この  $B_z(r)$  は実測値を RRP モデルで模擬したものである. アルフベン速度の値は, 磁気軸 (磁気中性線) 上で零となっている. また, セパトトリックスの内側では,  $v_A$  の値は  $< 10 \text{ cm}/\mu\text{s}$  である.

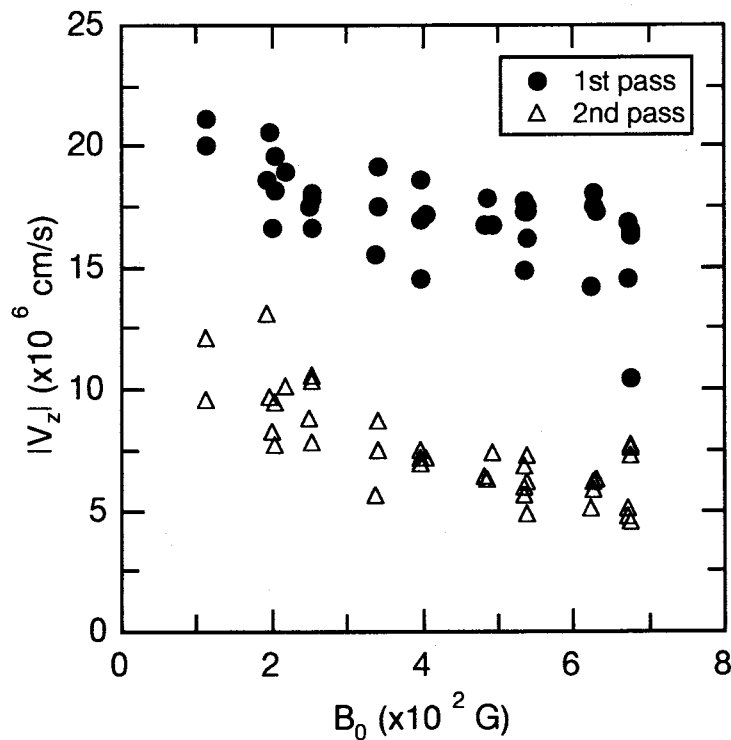


図3.5 セパトトリックス半径の軸方向変化速度をもとに算出したFIX装置での  $v_z$  の  $B_0$  依存性. データは磁気圧差が大きいほど  $v_z$  が速くなることを示している.

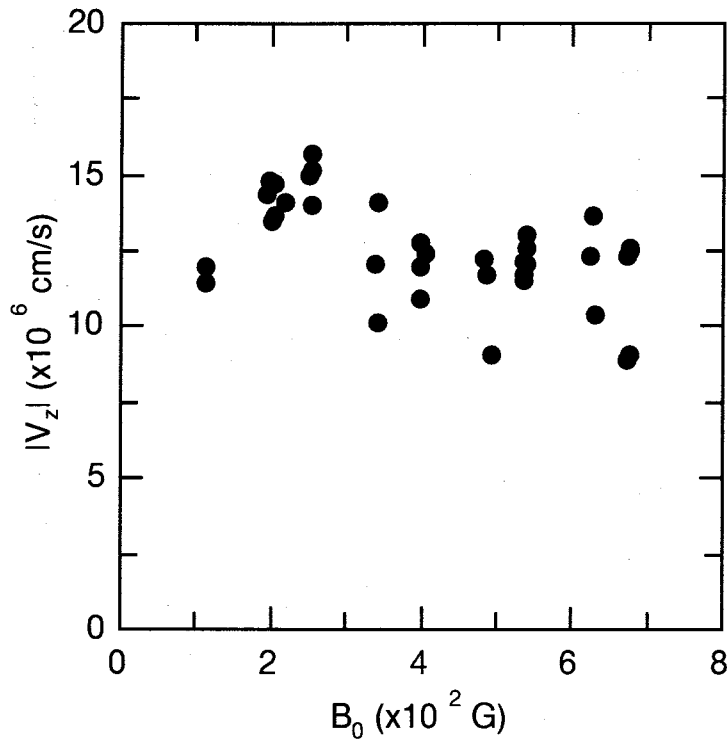


図3.6 図3.5と同様にセパトリックス半径の軸方向変化をもとに算出した生成部から上流テーパー部までを通過する時の  $v_{zi}$  の  $B_0$  依存性. データには顕著な  $B_0$  依存性が見られていない. つまり, 図3.5に見られる  $v_{zi}$  の  $B_0$  依存性は, 上流テーパー部通過後に現れてくることを示している.

の結果は,  $v_{i,th}$  近傍で  $v_{zi}$  の値が飽和しているように見受けられるFRX-C/Tでの移送速度測定の結果 [7,14] とは異なっている.

図3.7は,  $v_{zi}$  を  $v_A$  で規格化した値の  $B_0$  依存性を示している. データよりわかるように,  $v_{zi}$  の値は  $v_A$  を超えている. 例えば  $\tau_i$  が最長となるオペレーションの時, つまり  $B_0 \sim 400$  Gの時を見てみると  $v_{zi}$  の値は  $v_A$  の2.5倍以上となっている. この結果は, (3.5)式を考慮すれば,  $v_{zi}$  がプラズマの特性速度で決定されていないことを示している.

第3.3.3項で示した  $v_z$  の  $B_0$  依存性を考慮すると, 上記の結果は一見  $v_z$  がプラズマの総エネルギーや外部磁場の持つ磁気エネルギー等の力学的観点から決定されていることを示唆しているように見受けられる. ところが, FRCプラズマの生成部での総エネルギー<sup>2)</sup>と, それに対する移送運動エネルギーの割合を調べてみると, 移送運動エネルギーの総エネルギーに対する割合

$$\frac{E_k}{E_T} = \frac{1}{2} N M v_{zi}^2 / \frac{5}{2} N \kappa (T_i + T_e) = \frac{M v_{zi}^2}{5 \kappa (T_i + T_e)} \quad (3.6)$$

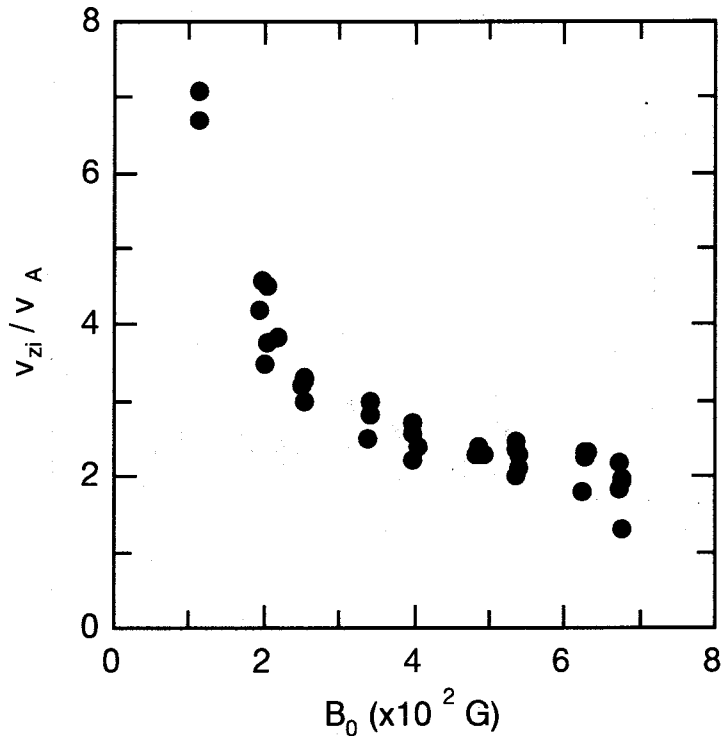


図3.7 入射速度  $v_{zi}$  をアルフベン速度  $v_A$  で規格化した値の  $B_0$  依存性. アルフベン速度  $v_A$  の値は, 装置軸上での平均密度  $\bar{n}$  と  $B_0$  から算出している. 入射速度  $v_{zi}$  は  $v_A$  の2倍以上となっている.

は図3.8のようになる. ここに生成部における  $T(=T_i+T_e)$  の値は, 表2.IIIに示した値 ( $\sim 440$  eV) としており, また,  $v_{zi}$  については図3.5に示した値を代入している. データからわかるように, エネルギー的には初期総エネルギーの約30%が移送運動エネルギーへと変換されていることになる. しかしながら, 生成温度がFIXの2倍以上のFRX-C/Tの場合では, このエネルギー変換の割合は約10%程度に過ぎず, この結果の差異は  $v_{zi}$  が単純なエネルギー保存則で決定されていないことを示唆している.

### 3.4 膨張に伴うプラズマ密度と温度の減少

これまで述べてきたように, 生成部から閉じ込め部へのFRCプラズマの移送は外部ソレノイド磁場の磁気圧差を利用することにより行われる. この外部磁場が存在しない場合, 入射過程はプラズマの真空容器内への膨張となり, プラズマは等温変化を行うことになる. しかしながら, 今の場合, この外部磁場がプラズマに対していわゆる可動壁として働いているので, プラズマが磁場に対して仕事を行うことにより温度が

<sup>2)</sup> 第4.2節で後述するように, 巨視的移送運動を行わず静止状態にあるFRCプラズマの総エネルギーは概ね  $5NkT/2$  で近似できる.



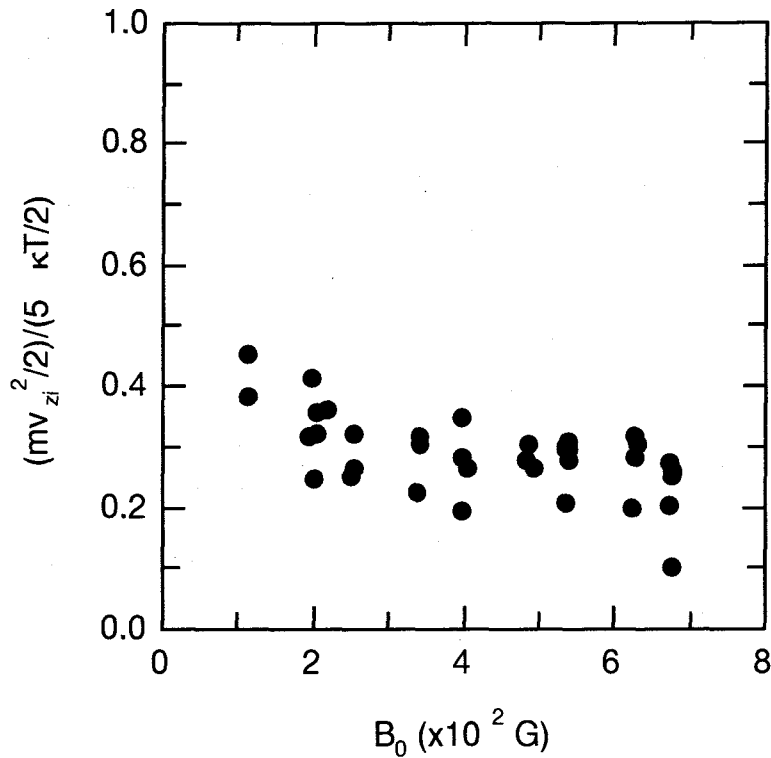


図3.8 FRCプラズマの総エネルギーを  $5NkT/2$  と近似したときの入射運動エネルギーの占める割合. 横軸には  $B_0$  を採っている. データーよりわかるように, FIX 装置での移送実験では, FRCプラズマの総エネルギーの  $\sim 30\%$  がプラズマの入射運動エネルギーに変換している.

低下することになる. このFRCプラズマの入射過程に対する断熱変化の議論は, 静止状態のFRCプラズマに対して導かれた断熱圧縮理論 [15] を, 移送運動中のFRCプラズマに適用して行われたことがあるが [14], ここではFRCプラズマの膨張過程を単純なポアソン式と比較する. 比較に際しては, 算出されたプラズマ温度の値の妥当性が問題となる. そこで, 以下では本論に先立ち, 移送運動を行っているFRCプラズマの圧力平衡温度  $T_{\perp} (= T_{i\perp} + T_{e\perp})$  算出の妥当性について検討する.

### 3.4.1 径方向圧力平衡式の適用妥当性

本研究では, 移送運動を行っているFRCプラズマの  $T_{\perp}$  を(1.5)式の圧力つり合い式から求めている. つまり, (1.5)式においてはプラズマの移送運動に伴う流れの速度は零となっている. そこで, 以下ではこの流れの速度を考慮した流体の運動方程式から考えてみることにする.

いま, MHD [16] の1流体運動方程式,

$$Mn \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (3.7)$$

より,

$$Mn \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right\} - \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \nabla p = 0 \quad (3.8)$$

であり, アンペールの法則  $c\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi\mathbf{J}$  を用いて  $\mathbf{J}$  を消去することにより,

$$Mn \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right\} + \frac{c}{4\pi} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \nabla p = 0$$

$$Mn \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right\} + \frac{1}{4\pi} \left\{ \nabla \left( \frac{B^2}{2} \right) - (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \right\} + \nabla p = 0 \quad (3.9)$$

となる.

さて, いま図3.2に示した移送運動の様子からわかるように, 閉じ込め部中央部へと入射してきたFRCプラズマは, その  $r_s$  の値をほぼ一定に保ったまま装置下流へと移送運動している. そこで, 閉じ込め部中央部におけるFRCプラズマの移送運動が1次元定常流であると仮定する. このとき, 固定点での速度の時間変化を表す第1項は零となり, さらには, セパトリックス偏長さの大きいFRCプラズマでは, 配位端部に注目しない限り第4項も零と見なすことができる. したがって(3.9)式は,

$$Mn \{ (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \} + \frac{1}{4\pi} \nabla \left( \frac{B^2}{2} \right) + \nabla p = 0 \quad (3.10)$$

と変形できる. ここで, 軸対称性 ( $\partial/\partial\theta = 0$ ) と測定されるデータがプラズマの径方向成分であることを考慮して(3.10)式の  $r$  成分を書き出してみると,

$$Mn \left( v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot v_r + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{B^2}{2} \right) + \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (3.11)$$

である. 移送運動中においては, 径方向膨張速度  $v_r$  は軸方向移送速度  $v_z$  に比して無視できるほど小さいと考えることができるので, その比を,

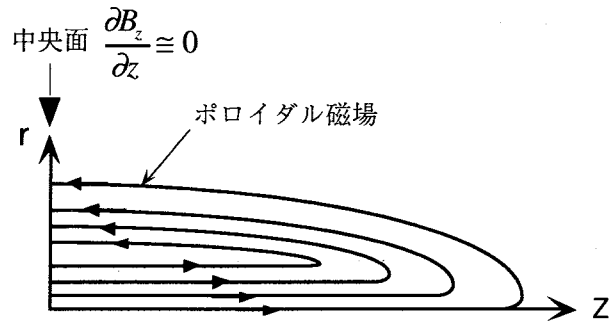


図3.9 FRCプラズマの1/4構造模式図. 配位中央面近傍では長い範囲で  $\partial B_z/\partial z \sim 0$  となっている.

$$\frac{v_r}{v_z} \sim \epsilon \left( = \frac{B_r}{B_z} \right) \quad (3.12)$$

と仮定する [17]. このとき図3.9に示すように, データの測定を磁力線が曲率を持つ配位端部ではなく配位の中央面近傍で行うならば, その測定位置では  $\partial/\partial z \ll \partial/\partial r$  であるので, (3.12)式より,

$$\frac{\partial}{\partial z} \sim \epsilon \frac{\partial}{\partial r} \quad (3.13)$$

とおくことができる. (3.12) (3.13)式を用いて(3.11)式の第1項を計算すると, 第1項は,

$$\begin{aligned} \text{第1項} &= v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v_r^2}{2} \right) + \frac{v_r}{\epsilon} \epsilon \frac{\partial v_r}{\partial r} \\ &= 2 \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v_r^2}{2} \right) \end{aligned}$$

$$= 2\epsilon^2 \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v_z^2}{2} \right) \ll 1$$

となり、無視できる。それゆえに、(3.11)式は、

$$\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{B^2}{2} \right) + \frac{\partial p}{\partial r} = 0$$

$$\frac{B^2}{8\pi} + p = \text{const.} \left( = \frac{B_w^2}{8\pi} \right) \quad (3.12)$$

と変形され、これは (1.5)式で示した径方向圧力釣り合い式と同一である。つまり、 $T_{\perp}$  の算出を配位端部で行わない限り、圧力釣り合い式から得られる  $T_{\perp}$  の値は妥当である。そこで、本研究では特に断らない限り  $T_{\perp}$  の算出を配位中央面近傍での測定データをもとに行っている。

### 3.4.2 断熱膨張理論との矛盾

FRCプラズマに温度異方性がないと仮定すると、 $T_{\perp}$  をプラズマ温度  $T$  とみなすことができる。ここでポアッソン式

$$pV^{\gamma} = \text{const.} \quad (3.13)$$

より

$$TV^{\gamma-1} = n^{1-\gamma} T = \text{const.} \quad (3.14)$$

であるので、 $n = \bar{n}$  かつ  $\gamma = 5/3$  とした場合、入射運動中の FRC プラズマに対して次の関係式が成立しなければならない。

$$\frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{2}{3}} = \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^{-\frac{2}{3}}. \quad (3.15)$$

ここで下付き文字“1”と“2”は、それぞれ入射運動前、入射運動中の状態を表している。さて、第2.4節で示したように、生成部(状態1)における FRC プラズマの

各状態量の値は、それぞれ  $T \sim 440 \text{ eV}$ ,  $V \sim 4.9 \times 10^3 \text{ cm}^3$ ,  $n \sim 5.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  であり、入射運動中のFRCプラズマの体積  $V_2$  については(2.26)式と同様に移送軸方向に28ヶ所で測定された  $r_s$  から

$$V_2 = \frac{\pi}{3} \sum_{k=1}^{28} (z_{k+1} - z_k) (r_{s,k}^2 + r_{s,k} \cdot r_{s,k+1} + r_{s,k+1}^2) \quad (3.16)$$

として算出することができる。

図3.10と図3.11は、それぞれ閉じ込め部へと入射運動中のFRCプラズマの  $\bar{n}$  と  $T_{\perp}$  である。図中に示している実線は、(3.16)式から計算された  $V_2$  を(3.15)式に代入して得られる断熱膨張線である。図3.10からわかるように、入射FRCプラズマの  $\bar{n}$  は、断熱膨張線で示される値より下がっている。つまり、断熱膨張から期待される以上に体積が膨張していることを示している。それにもかかわらず、図3.11に見られるように  $T_{\perp}$  の値は断熱膨張線まで下がっていない。つまり、これらの結果は、FRCプラズマが

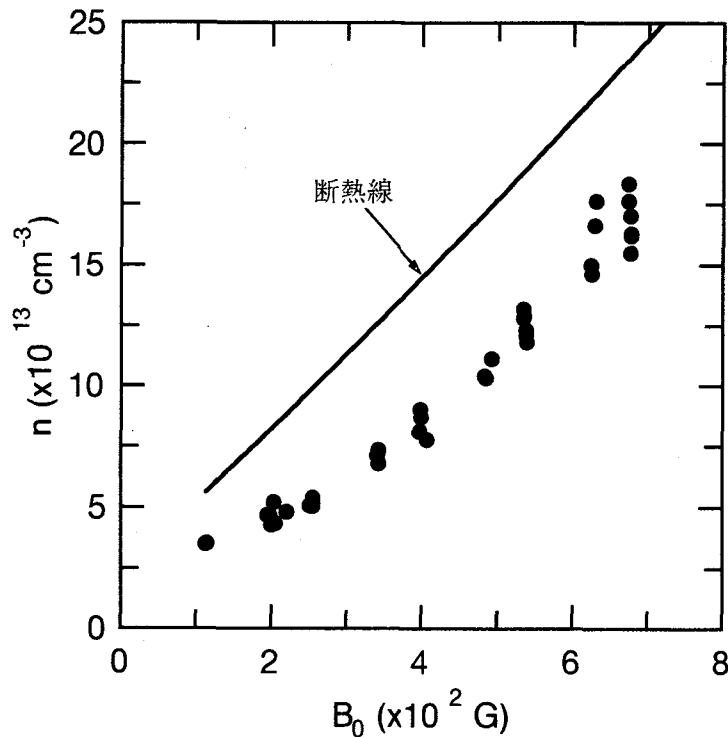


図3.10 閉じ込め部中央面で測定した平均密度  $\bar{n}$  の  $B_0$  依存性。実線は断熱理論からの値を示している。データよりわかるように、 $B_0$  が弱いほどプラズマはより膨張するので  $\bar{n}$  が下がるが、その降下は断熱膨張で期待される値以上となっており、プラズマの膨張が断熱膨張を超えていることを示している。

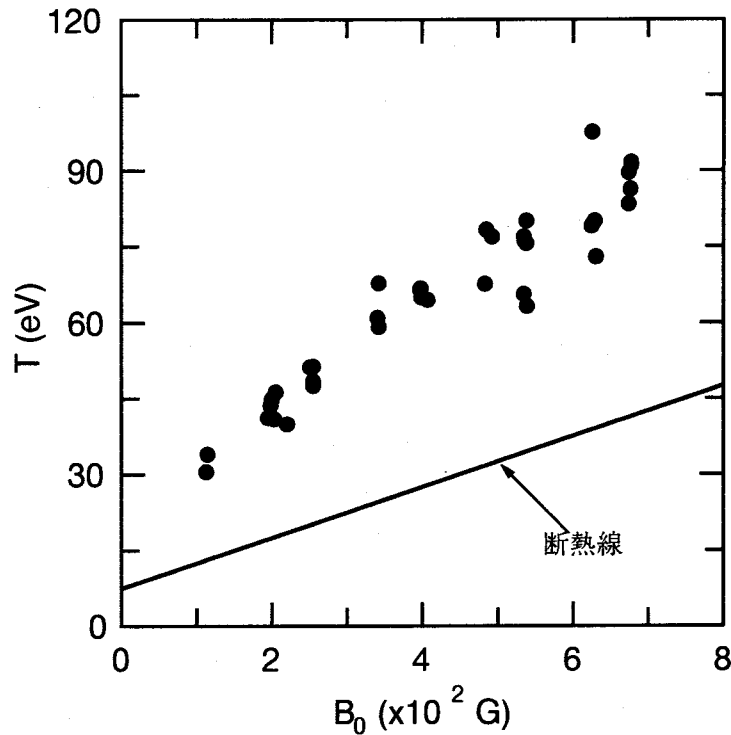


図3.11 閉じ込め部中央面近傍で測定された  $T_{\perp}$  の  $B_0$  依存性. 図3.10の  $\bar{n}$  の結果とは対照的に  $T$  の値は断熱線まで降下していない. この結果は, 入射運動を行っているFRCプラズマが, 外部からエネルギーを受け取っていることを示している.

閉じ込め部へと入射してくる際に, 外部から何らかのエネルギー (仕事) を受けていることを示唆している.

プラズマが上記のようなエネルギーのやりとりを行う対象について簡単に考えてみる. FRCプラズマの入射運動中に, プラズマにエネルギーを与えることができる対象としては, FRCプラズマを抑えている外部バイアス磁場を考えることができる. つまり, 上記のような断熱線からのずれは, FRCプラズマが軸方向へと移送運動を始める際, 生成部においてプラズマが外部磁場から押され, 移送運動エネルギーの一部を外部磁場から受け取っていることに起因している可能性が高い.

また, 上記のような断熱線からのずれは, 入射運動に伴いエントロピー

$$s = C_v \log(TV^{\gamma-1}) + const. \quad (3.17)$$

が上昇していることを示している. ここに  $C_v$  は定積モル比熱である. この結果は, FRCプラズマの入射過程が不可逆過程となっていることを示しており, 一旦生成部から射出されたFRCプラズマは, 再び生成部へと戻ることはできない.

### 3.5 入射に伴うプラズマ粒子数の変化

ここでは、入射運動中のFRCプラズマからのイオンの損失量について述べる。プラズマ内のイオン粒子数  $N$  の算出については、プラズマに対する電荷中性条件  $n_e \sim n_i$  より  $N = \bar{n}V$  として求めているが、本論に先立ち、ここで用いた移送運動を行っているFRCプラズマの  $\bar{n}$  の算出法について述べることにする。

#### 3.5.1 移送FRCプラズマの軸方向密度分布

図3.2の移送過程の様子からわかるように、移送運動中のFRCプラズマのセパトリックス形状は軸方向に一様ではなく、かなり波打った形状となっている。図3.12に示しているのは、図3.2と同一ショットで得られた閉じ込め部中央面近傍での  $B_w$  と  $\int n_e dl$  の時間変化である。第3.2節で述べたように、計測系へのトリガーは予備電離の手前  $20 \mu\text{s}$  で入っているため、 $t \sim 90 \mu\text{s}$  に見られるピーク信号がファーストパスを表しており、 $t \sim 125 \mu\text{s}$  のピーク信号がセカンドパスを示している。ファーストパスにおける2つの信号を比較してみると、 $\int n_e dl$  には  $B_w$  より顕著なスパイクが存在している。このようなスパイクの不一致は、(2.21)式の密度算出式から自明のように、 $\bar{n}$  の値を

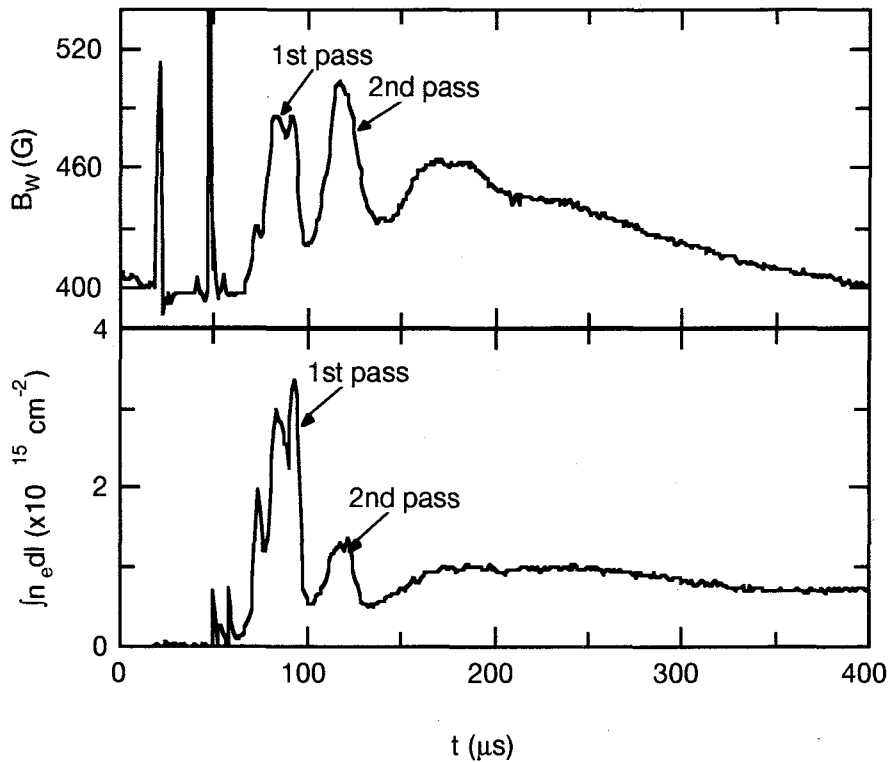


図3.12 閉じ込め部中央面近傍で測定された  $B_w$  と  $\int n_e dl$  の時間変化。ファーストパスでの2つの信号を見比べてみると、スパイクの形状が異なっている。

大きく変動させることになるため、結果的に軸方向密度  $\bar{n}(z)$  が不均一となる。しかしながら、 $\int n_e dl$  に比べて  $B_w$  は積分信号のために時間応答特性に優れておらず、計算から得られる  $\bar{n}(z)$  の分布については更なる慎重な検討を要する。そこで、以下の総イオン粒子数  $N$  の算出では、 $\bar{n}$  の値をプラズマが  $\int n_e dl$  測定断面を通過する時間範囲で平均した値としている。例えば、図3.12に見られる信号の場合、FRCプラズマのバルク部は  $80 < t(\mu s) < 90$  の時間に  $\int n_e dl$  測定断面を通過しているため、この時間範囲で平均をとっている。そして、この平均操作により得られた  $\bar{n}$  と、(3.16)式によって得られるプラズマ体積  $V$  から  $N = \bar{n}V$  としてイオン総粒子数  $N$  を算出している。

### 3.5.2 算出結果

図3.13は、閉じ込め部中央部へとFRCプラズマが入射してきた際に得られたプラズマの最大体積  $V_p$  の  $B_0$  依存性を示している。なお、ここでいう  $V_p$  は、FRCプラズマのバルク部が  $\int n_e dl$  測定断面を通過する時のプラズマ体積  $V$  に相当している。データよりわかるように、 $B_0$  が弱い時ほどプラズマがより膨張するため、 $V_p$  の値は大きくなっている。この  $V_p$  の値と、図3.10に示した  $\bar{n}$  より得られる  $N$  の値を示したのが図3.14である。ファーストパスのデータ (黒丸) からわかるように、入射時の  $N$  の値は  $\sim 2.5$

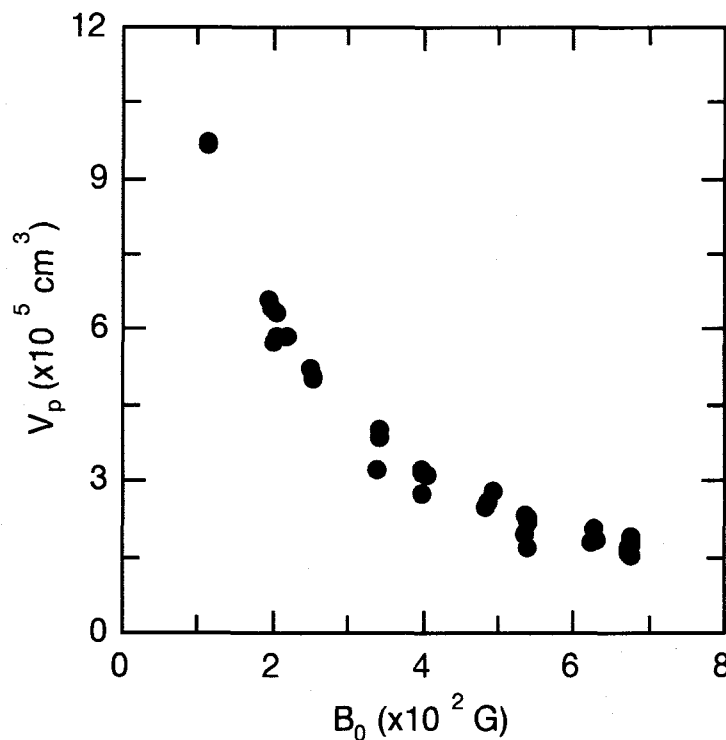


図3.13 プラズマ最大体積  $V_p$  の  $B_0$  依存性。なお  $V_p$  の値は、FRCプラズマのバルク部 (重心) が  $\int n_e dl$  測定断面を通過する時間において  $r_s(z)$  を方位角方向 ( $\theta$ ) に回転させることにより計算している。



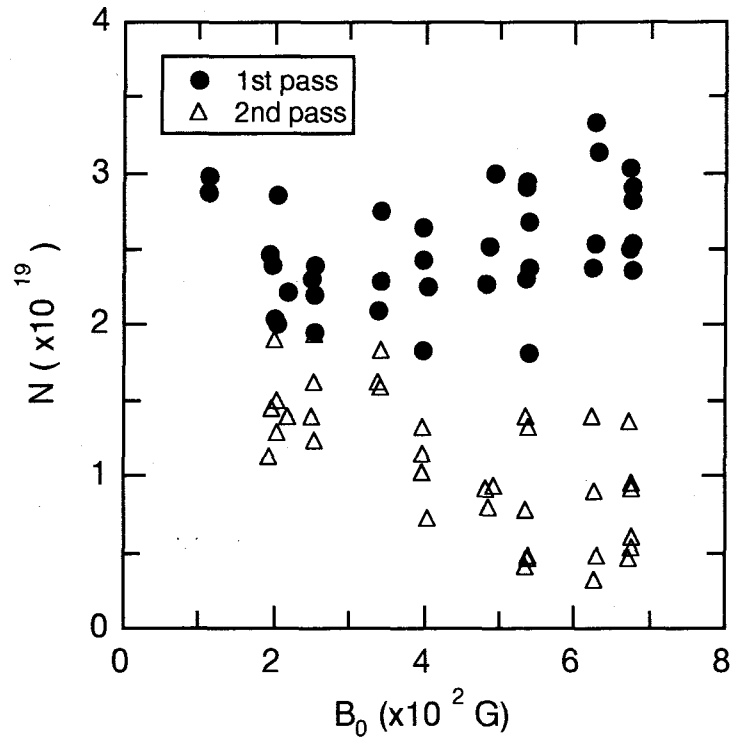


図3.14 移送運動を行っているFRCプラズマのイオン総粒子数  $N$  の  $B_0$  依存性. データは, 図3.10の  $\bar{n}$  と図3.13の  $V_p$  を乗じることにより得られている. ファーストパスでの  $N$  の値は  $B_0$  に関わらずほぼ一定となっており, さらに, この値は生成部でのそれとほぼ等しい. 一方, セカンドパスでの  $N$  の値は, 例えば  $B_0 \sim 400$  G の時にファーストパスの50%にまで減少している.

$\times 10^{19}$  となっている<sup>3)</sup>. 一方, 第2.4節で示したように生成部での  $N$  の値は  $\sim 2.8 \times 10^{19}$  であった. したがって, 入射運動中を行っているFRCプラズマからの粒子損失率は10%程度であり, この過程では顕著な粒子損失が起こっていないと考えられる.

これに対して, 下流磁気ミラーでの1回目の反射後, セカンドパスにおいて得られた  $N$  の値を見てみると, その値は  $\sim 1.0 \times 10^{19}$  となっておりファーストパスでのそれと比較して大きく減少している. このセカンドパスでの結果に対する議論は第6章の第6.4節で行うことにする.

### 3.6 磁気ミラーでの非弾性反射

前節までは, 生成部から閉じ込め部へと入射するFRCプラズマについて述べてきた. ここでは, 入射FRCプラズマが下流磁気ミラーにより反射され, 移送運動方向を反転させる際の反射係数について述べる.

<sup>3)</sup> プラズマの過膨張により, FRCが真空容器壁に接触して配位が破壊されていると思われる  $B_0 < 200$  G のデータは議論に含まないことにする.

図3.5で示したファーストパスでの入射速度  $v_{zi}$  とセカンドパスでの反射速度  $v_{zr}$  の比を取ることで、下流磁気ミラーでの反射係数の値を得ることができる。図3.15に得られた反射係数  $-v_{zr}/v_{zi}$  の値の  $B_0$  依存性を示す。データよりわかるように、反射係数の値は1よりかなり小さくなっている。つまり、FRCプラズマの移送運動エネルギーは磁気ミラーで反射する際に減少することになる。また、この反射係数の値は  $B_0$  が大きい時ほど小さくなっている。

この反射係数が  $B_0$  依存性を有している機構については現在のところ不明である。これは本実験が  $B_0$  をパラメータとして行われていることに起因している。つまり、 $B_0$  の値を変化させることにより、移送FRCプラズマの移送速度  $v_z$ 、平均密度  $\bar{n}$ 、圧力平衡温度  $T_{\perp}$ 、そして体積  $V$  の全てのプラズマパラメータが同時に変化しており、反射係数がどのパラメータに支配されているか特定することが困難となっている。また、

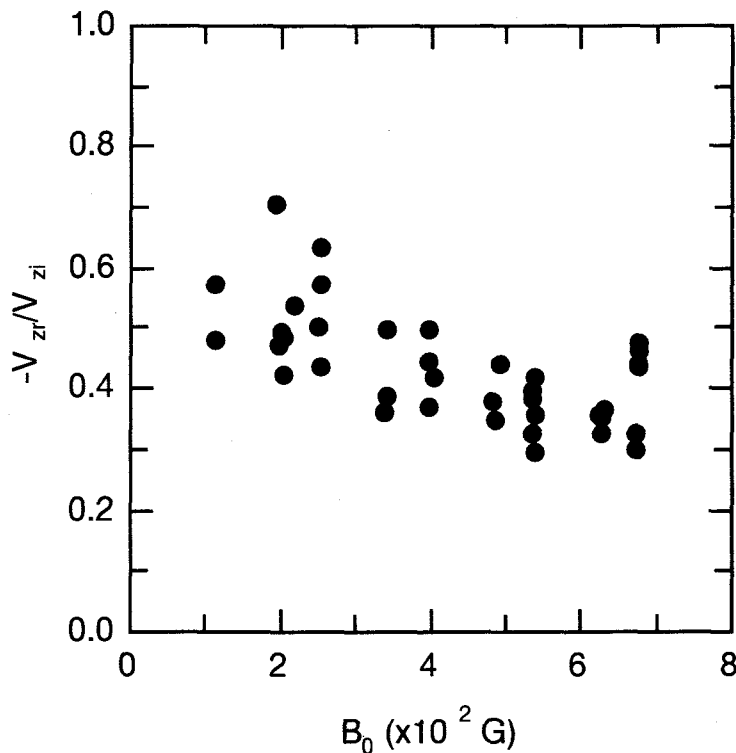


図3.15 移送速度から計算される下流磁気ミラーでの反射係数の  $B_0$  依存性。反射係数の値は  $B_0$  が弱くなるほど大きくなるが、それでも1よりかなり小さくなっている。

ミラー比  $R_M$  の反射係数に対する影響についても、実験においては  $B_0$  の変化に伴いミラー比の値も大きく変化しており、その詳細は不明である。

最近、この反射係数がマッハ数に支配されているという計算結果が、電磁場の効果を全く含まない純粋な力学粒子モデルから指摘されているが [18]、上記のような理由

から、実験的には検証するに至っていない。

### 3.7 ミラー平衡低密度FRCプラズマの閉じ込め特性

本章で示してきたプラズマのダイナミクスの最後の項目として、移送された後のFRCプラズマの閉じ込め特性について述べることにする。

下流磁気ミラーで(非弾性)反射し、装置の上流方向へと戻っていったFRCプラズマは、上流磁気ミラーで再び(非弾性)反射した後、閉じ込め部の中央へと静止する。図3.16は、実験値から計算した  $B_0 \sim 400$  Gの時の移送FRCプラズマの重心の軌跡を表している。ここに、重心は27個に分割されたプラズマ体積素片から、

$$G_z = \sum_{k=1}^{27} \left( \frac{\sum_i m_i r_i}{\sum_i m_i} \right)$$

$$G_z = \sum_{k=1}^{27} \left( \frac{\pi \int_{z_k}^{z_{k+1}} r_s^2 z dz}{\pi \int_{z_k}^{z_{k+1}} r_s^2 dz} \right) \quad (3.18)$$

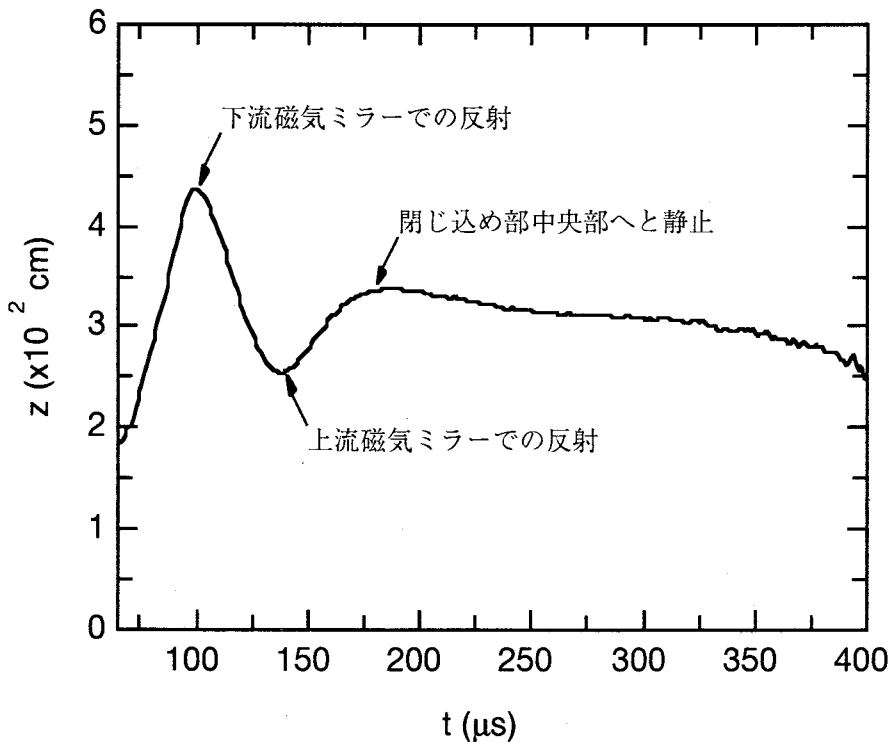


図3.16 移送FRCプラズマの重心の軌跡。縦軸はFIX装置の移送軸方向を表している(図2.1参照)。移送FRCプラズマは装置両端の磁気ミラーの間で2度反射した後、閉じ込め部中央に静止する。

により計算している。ただし、ここでの  $r_s$  は、

$$(r_s - r_{s,k})(z_{k+1} - z_k) = (r_{s,k+1} - r_{s,k})(z - z_k) \quad (3.19)$$

で近似している。この重心運動が静止した以降の時間、すなわち  $t > 160 \mu\text{s}$  を巨視的平衡状態と見なすことにし、以降の閉じ込め基礎パラメータをその時間範囲で算出することにする。

### 3.7.1 エネルギー・粒子・捕捉磁束の閉じ込め時間

一般に、プラズマ閉じ込めに対する評価はエネルギー閉じ込め時間  $\tau_E$  と、粒子閉じ込め時間  $\tau_N$  により行うが、FRCプラズマの場合、プラズマを閉じ込めるポロイダル磁場をプラズマ自身のトロイダル電流により維持しているため、ポロイダル磁場により形成されているセパトトリックス内部の閉じた磁束、いわゆる捕捉磁束  $\phi_i$  の閉じ込め時間  $\tau_\phi$  も重要な指標となる [19]。

閉じ込め部中央で再び静止し、平衡状態に落ち着いたFRCプラズマの密度分布は軸方向に一定であるので<sup>4)</sup>、プラズマ粒子数  $N$ <sup>5)</sup> は(2.27)式で見積もることができる。また、 $\phi_i$  に関しては(1.47)式により求めている。ただし、(1.47)式の  $\alpha$  に関しては、(1.49)式の  $\kappa$  をニュートン・ラフソン法 [20] により各時間毎に決定し、得られた  $\kappa$  の値を用いて(1.48)式より決定している。プラズマエネルギー  $E$  については、 $E$  をプラズマ熱エネルギーと磁気エネルギーの和と考え、第4.2節で後述するように  $5N\kappa T/2$  で近似している。

図3.17は、 $B_0 \sim 400 \text{ G}$  の時に計算された各閉じ込め基礎パラメータの時間変化を示している。各パラメータの減衰波形を比較することによりわかるように、 $\phi_i$  の減衰波形はほぼ指数関数的となっているが、 $E$  の減衰波形はほぼ直線になっているように見受けられ、 $N$  の減衰波形に至っては明らかにその減衰が鈍化されている。

一般に各特性量の閉じ込め時間は  $\tau_\alpha = \alpha/(-d\alpha/dt)$  で定義され、減衰曲線の  $1/e$  降下時間をとる。図3.17に示した減衰曲線の場合は、明らかに  $E$  及び  $N$  の減少が指数関数的ではないが、以下では慣例に従い指数関数フィッティングから閉じ込め時間を求めることにする。

減衰曲線から計算された各特性量の閉じ込め時間の  $B_0$  依存性を図3.18に示している。データからわかるように、全ての閉じ込め時間の値は  $B_0 \sim 400 \text{ G}$  で最大となっ

<sup>4)</sup> 第6.3節の図6.20参照。

<sup>5)</sup> ここでの粒子数  $N$  は、プラズマの中性条件  $n_i \sim n_e (\equiv \bar{n})$  から  $N = \bar{n}V$  により定義されており、イオン、電子の粒子数共に等しい値となっている。

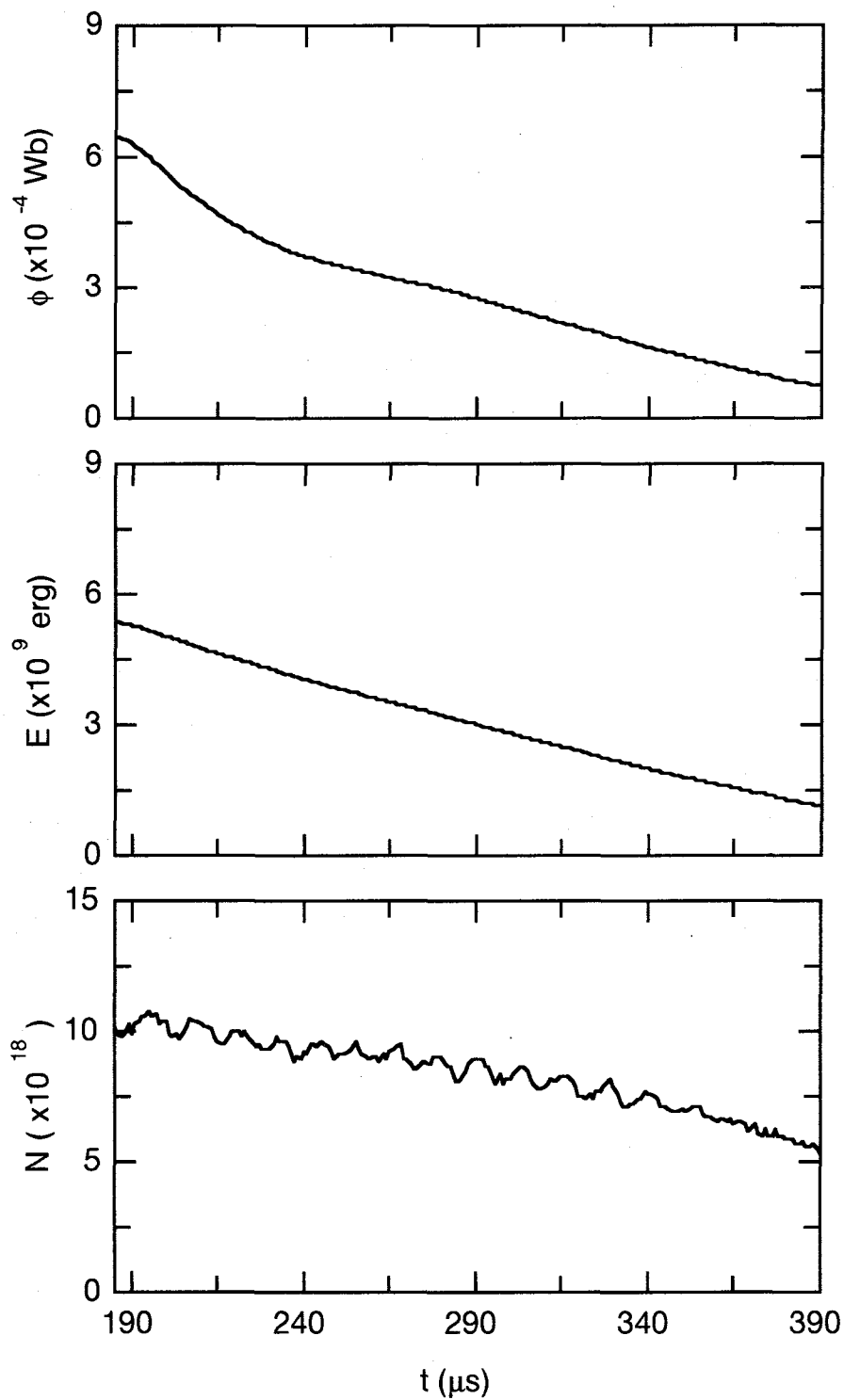


図3.17 移送された後のFRCプラズマの捕捉磁束  $\phi_i$ 、エネルギー  $E$ 、粒子数  $N$  の時間変化. データは  $B_0 \sim 400$  G の時のもので、この放電時の配位継続時間  $\tau_i$  は  $\sim 400 \mu\text{s}$  である. 各パラメータの減衰波形は特徴的で、 $\phi_i$  はほぼ指数関数的に減少しているが、 $E$  と  $N$  の減少は明らかに鈍化されている.

ており<sup>6)</sup>、この磁場強度での各閉じ込め時間の値は、それぞれ  $\tau_\phi \sim 75 - 125 \mu\text{s}$ 、 $\tau_E \sim 90 - 150 \mu\text{s}$ 、 $\tau_N \sim 150 - 300 \mu\text{s}$  となっている。

上記の値は、これまで経験的に得られているスケーリング則から示される値とは大きく異なっている。例えば  $\tau_N$  は、磁気軸半径  $R$  と  $B_w$  に対するイオンラーマー半径  $\rho_{ie}$  から  $\tau_N \sim R^2/\rho_{ie}$  でスケールされており [22]、今の場合スケーリング値は  $\sim 30 \mu\text{s}$  と計算されるが、実験値はこの値の5倍となっている。確かにFIX装置におけるFRCプラズマの  $\tau_i$  の値が  $\sim 400 \mu\text{s}$  に達しているのので、リサイクリングによる  $\int n_e dl$  信号への誤差が  $N$  の算出に含まれている考えられるが、概してFIX-FRCプラズマの閉じ込め特性は良いといえる。

上記の差異をもたらしている機構については現段階では不明であるが、幾つかの可

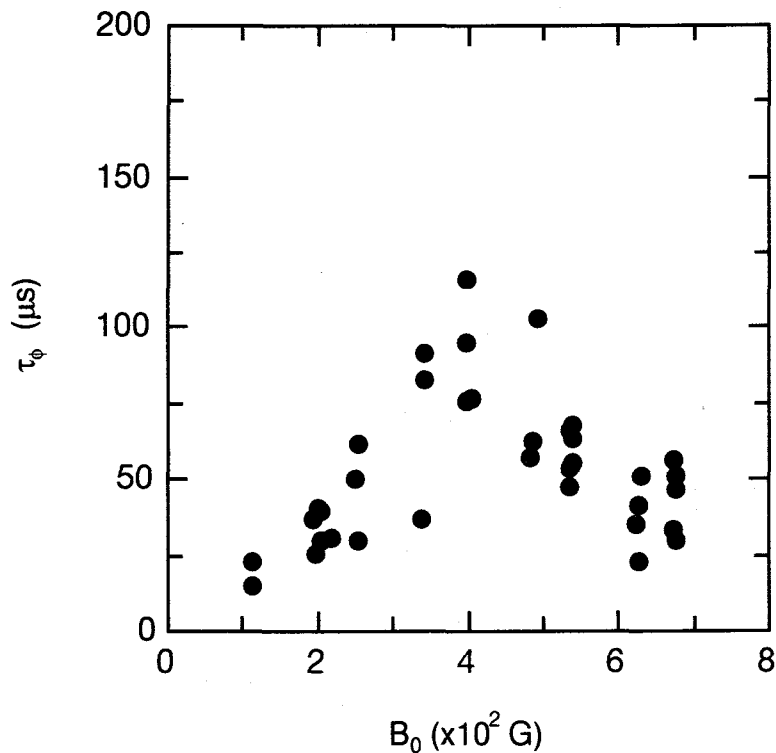


図3.18 減衰波形に指数関数フィッティングを行うことにより得られた基礎閉じ込めパラメーター ( $\tau_\phi$ ,  $\tau_E$ ,  $\tau_N$ ) の  $B_0$  依存性. 閉じ込め時間の最大値は  $B_0 \sim 400 \text{ G}$  の時に得られている. また, 各閉じ込め時間の値を比べてみると, それらの値は従来の経験則  $\tau_N \sim \tau_\phi \sim 2\tau_E$  とは異なる傾向を示している.

<sup>6)</sup> 最適磁場強度が存在している理由については,  $B_0 < 400 \text{ G}$  ではFRCの過膨張によるプラズマと真空壁との相互作用,  $B_0 > 400 \text{ G}$  ではプラズマの規格化半径  $x_s$  の減少に伴う閉じ込め特性の劣化 [21], により定性的に説明できる.

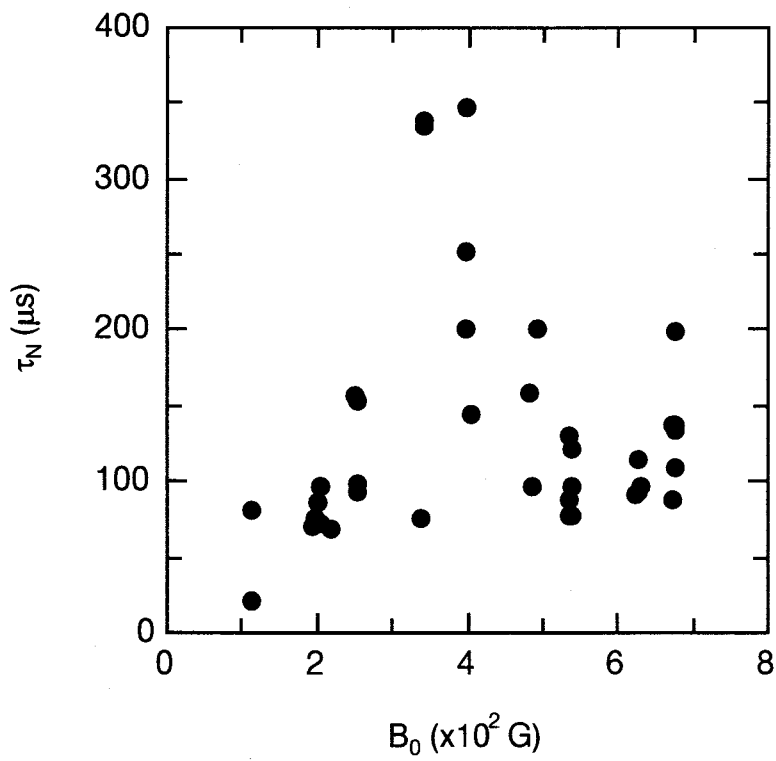
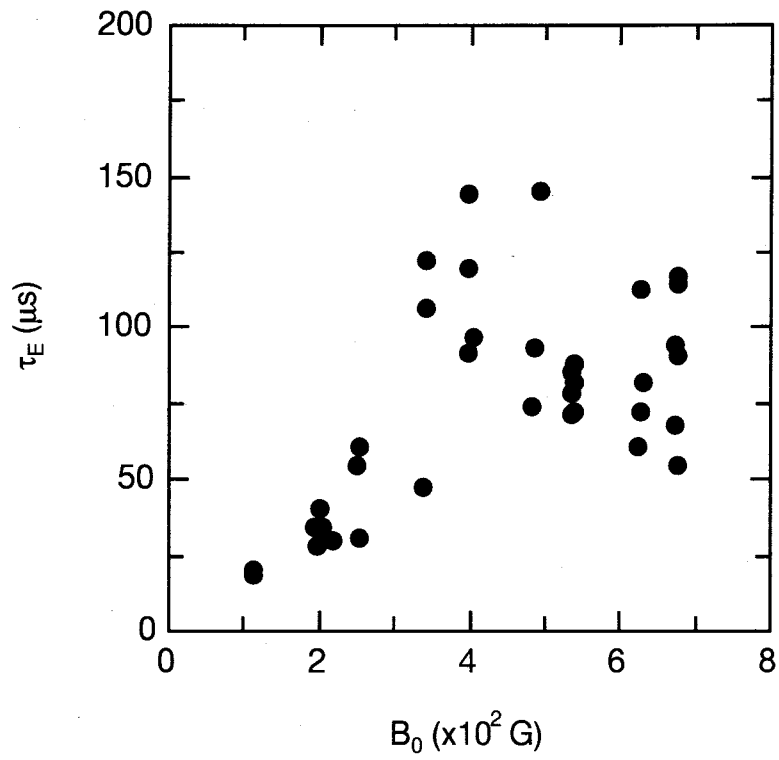


図3.18 続き.

能性を考えることができる。例えば，これまでのスケーリング則 [21] が高密度 FRC プラズマ ( $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) から得られているのに対し，FIX-FRC プラズマの密度は  $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  と，従来の FRC プラズマの密度から 2 桁低い点が挙げられる。つまり，従来のスケーリング則は低密度 FRC プラズマに対して成立しない可能性が高い。このことは， $\tau_N \sim R^2/\rho_{ie}$  から得られるスケーリング値 ( $\sim 30 \mu\text{s}$ ) が既に FIX-FRC プラズマのアルファベン通過時間  $\tau_A$  ( $\sim 20 \mu\text{s}$ ) と同程度となっており，スケーリング値が閉じ込め時間として意味をなしていないことから伺うことができる。

別の可能性としては，FIX-FRC プラズマでは  $\bar{s} (\equiv \int_R^r r dr / r_i \rho_i)$  の値が  $\sim 0.25$  と極めて小さいことが挙げられる。つまり，FIX-FRC プラズマには運動論的効果 [24] が強く働いており，これにより閉じ込め特性が改善されている可能性がある。さらに他の可能性として，他の閉じ込め装置に比して大きなミラー比を有している FIX 装置のミラー効果 [25] が，プラズマの閉じ込め特性に好影響を与えている可能性も考えることができる。

### 3.7.2 閉じ込めパラメータ間での比較

図 3.19 は，図 3.18 で示した  $\tau_\phi, \tau_N$  の値をもとに  $\tau_\phi/\tau_N$  の値を  $B_0$  に対してプロットしたものである。データからわかるように， $\tau_\phi/\tau_N$  の値は  $\sim 0.45$  となっており，その値は  $B_0$  の値に関わらずほぼ一定に見える。

このデータから磁気軸ならびにセパトリックス上での電気抵抗率  $\eta$  の比を見積もることができる。いま，FRC プラズマの反転磁束  $\phi_p$  を考えた場合，

$$\phi_p = \int_0^R B_z(r) \cdot 2\pi r dr \quad (3.20)$$

であり，この (3.20) 式の両辺を時間で全微分することにより

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_p}{dt} &= \int_0^R \frac{dB_z(r)}{dt} \cdot 2\pi r dr \\ \frac{d\phi_p}{dt} &= -\int_0^R (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot 2\pi r dr = -2\pi (rE_\theta)_{r=R} \end{aligned} \quad (3.21)$$

を得ることができる。ここで，簡略化されたオームの法則  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \cdot \mathbf{J}$  とアンペールの法則から



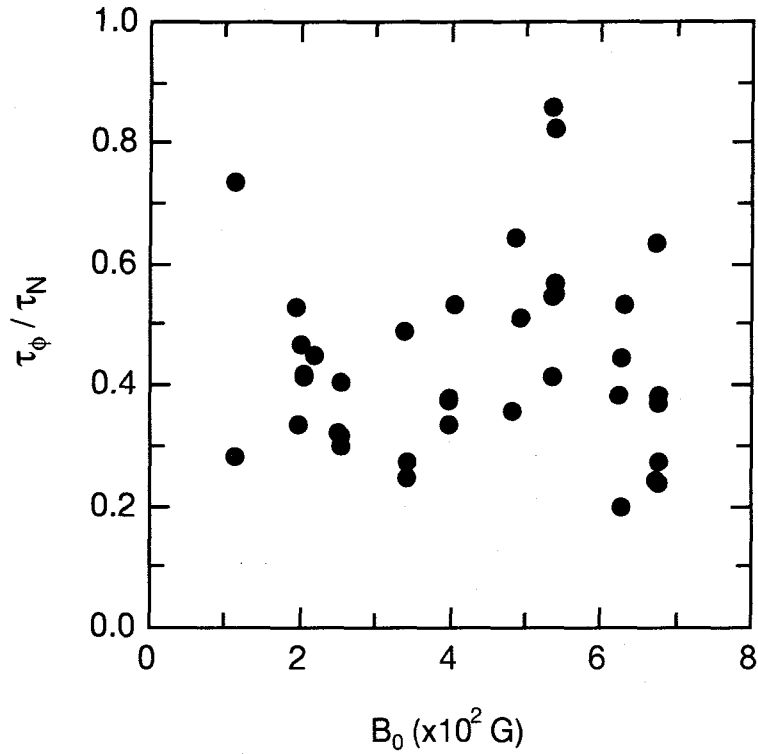


図 3.19  $\tau_\phi / \tau_N$  の値. この値は  $\eta(r_s) / \eta(R)$  の値を近似的に表わしている. データの値が  $\sim 0.45$  となっている事実は, FIX-FRC プラズマのセパトリックス内部の電流分布が Peaked であることを示唆している.

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{\eta}{\mu} (\nabla \times \mathbf{E}) \quad (3.22)$$

である. FRC プラズマを無限円柱プラズマと仮定し, (3.22) 式の方角  $\theta$  成分を取ると

$$E_\theta = -\frac{\eta}{\mu} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (3.23)$$

なので, (3.21) (3.23) 式と巨視的平衡条件  $\partial/\partial r = d/dr$  より

$$\frac{d\phi_i}{dt} = 2\pi R \left( \frac{\eta}{\mu} \frac{dB_z}{dr} \right)_{r=R} \quad (3.24)$$

と記述できる<sup>7)</sup> [26]. この (3.24) 式は, FRC プラズマの捕捉磁束の減衰が, 磁気軸上におけるプラズマ抵抗値と磁場の空間変化量にのみ依存していることを示している.

一方、単位長あたりのプラズマ粒子数  $N$  は

$$N = \int_0^{r_s} \bar{n} \cdot 2\pi r dr = 2\pi(r\Gamma_r)_{r=r_s} \quad (3.25)$$

であるので [28], 近似的に  $\Gamma_r \propto \eta(r_s)$  と見なせば, 結果として  $\tau_e/\tau_N$  の値は  $\eta(r_s)/\eta(R)$  の値を反映していることになる [29]. したがって, FIX-FRC プラズマでは  $\eta(r_s)/\eta(R)$  の値は  $\sim 0.45$  と推定される.

次に  $\tau_e/\tau_N$  の値について考えてみる. 図 3.20 は  $\tau_e/\tau_N$  の値を  $B_0$  に対してプロットしたものである. データよりわかるように,  $B_0 \sim 400$  G では  $\tau_e/\tau_N$  の値は  $\sim 0.5$  となっている. この結果については, プラズマ粒子 1 個が熱エネルギー  $3kT/2$  を, あるいは  $5kT/2$  のエネルギーを FRC のセパトリックス内部から持ち出すと考えることにより定性的に理解できるが [10],  $B_0 > 400$  G においては  $\tau_e/\tau_N$  の値は  $\sim 0.8$  と増加している. この結果は, 粒子とエネルギーの減少の割合が等しくなっていくことを意味している. つまり, FRC プラズマから低温のプラズマが選択的に損失しているようにも見受けられ, この結果に対しては更なる検討が必要である.

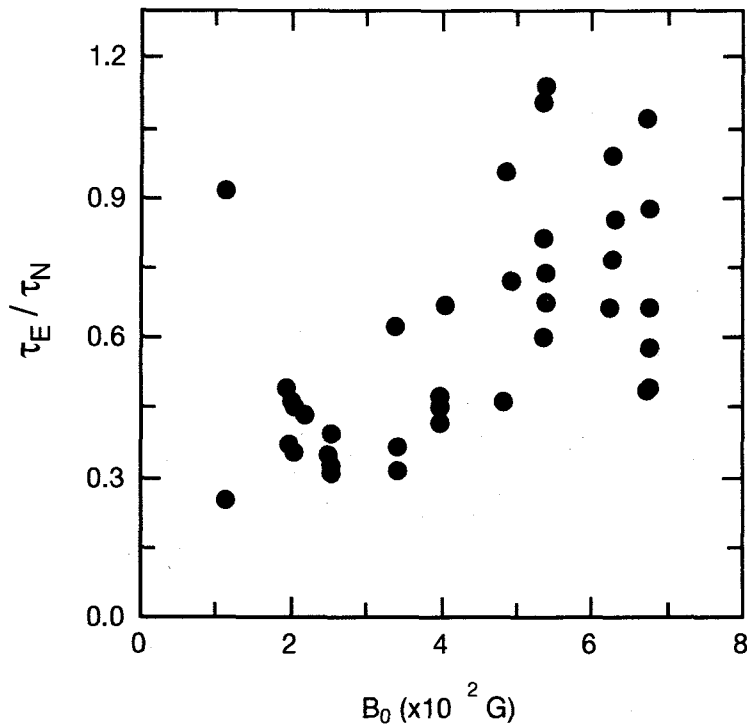


図 3.20  $\tau_e/\tau_N$  の値.

<sup>7)</sup> ここでは FRC 輸送研究分野の慣習に従い MKS 有理系を用いている.

## 3.7.3 閉じ込め特性に対する再熱化現象の効果

本節で示してきたように、FIX-FRCプラズマの閉じ込め時間は、スケーリング則から期待されるより長いものとなっている。この良好な閉じ込め特性に対する原因として、第3.8.1項に考えられうる可能性を示したが、この項ではさらに別の観点から考えてみることにする。図3.12に示した $B_w$ 信号の時間変化に今一度注目してみると、下流磁気ミラーでの反射後に、明らかに $B_w$ の値が上昇していることがわかる。この結果は下流磁気ミラーでの反射後にFRCプラズマのプラズマ圧力 $p$ が上昇していることを示しており、磁気ミラーでの反射の際に減少した移送運動エネルギーの一部がプラズマの熱エネルギーへと再変換されていることを意味している。このような圧力の上昇は一般に「再熱化現象」と呼ばれている。この再熱化現象が生じなければ、移送後、プラズマのエネルギーが上昇することはないので、その変化は図3.21の破線のようになる。しかしながら、FIX装置では再熱化が生じ、FRCプラズマはその移送運動中に熱エネルギーを取り返しており、プラズマ総エネルギーの変化は実線のようになっていると推定される。ところが図3.12からわかるように、このような再熱化現象は下流磁気ミラーでの反射後にのみ生じており、上流磁気ミラーでの反射後には起こっていない。次章では、このFRCプラズマの移送運動中に見られる再熱化現象に焦点を当てることにする。

## 3.8 結言

この章では、FRCプラズマの移送に伴うダイナミクスを系統的に詳述した。得られた知見は以下の通りである。

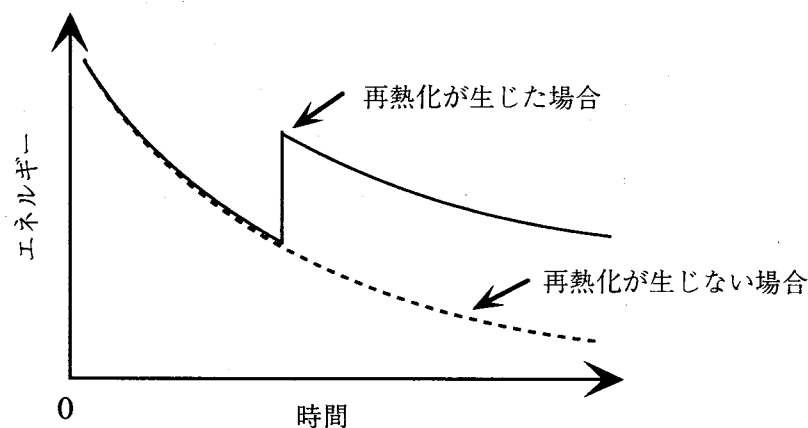


図3.21 再熱化現象によるプラズマエネルギーの増加を示している模式図。破線は再熱化が起こらないときのプラズマエネルギーの時間変化を示しており、再熱化現象の良好な閉じ込め特性に対する寄与を理解することができる。

(1) FRC プラズマの移送速度は、アルフベン速度やイオン熱速度で代表されるプラズマ特性速度を超えている。移送速度はアルフベン速度の2倍以上に達している。この移送速度は、FIX 装置の実験パラメータの範囲内では飽和していない。この移送速度が外部ソレノイド磁場の磁気勾配に依存している。エネルギー的考察によると、FIX-FRC プラズマの初期総エネルギーの約 30% が移送運動エネルギーへと変換されている。

(2) 生成部から閉じ込め部への入射の際のプラズマ膨張過程にポアソン断熱式を適用した結果によると、プラズマ温度は断熱式で示される値まで下がらず、一方、密度はその値より減少している。この結果は、生成部からの入射の際、プラズマが閉じ込め磁場から押されることにより、磁場からエネルギーを受け取っていることを示唆している。また、この過程に伴いプラズマのエントロピーが上昇しており、結果としてFRC プラズマ入射過程は不可逆過程となり、閉じ込め部へと入射されたプラズマは決して生成部へと戻ることはできない。

(3) 超高速で入射運動をしているにもかかわらず、プラズマからの粒子損失はほとんど起こらない。しかしながら、下流磁気ミラーでの反射後には、プラズマのスピードは下がっているけれども、50% 程度の粒子が損失されていると見積もられる。しかしながら、この値は移送FRCプラズマの軸方向密度分布を一定とみなして得られたものであり、実際には、干渉計信号に見られているように、軸方向密度分布が存在していると推定されるので、この算出結果には更なる検討が必要である。

(4) FIX-FRC プラズマの反射係数は1よりかなり小さい。この結果はこれまでの移送実験と同様である。この値は、外部真空磁場強度を弱くするにつれ大きくなる。この傾向はロスアラモス研究所のFRX-C/Tとは逆の傾向となっている。このことの原因については実験的には依然不明だが、電磁気効果を含まない純粋な力学モデルから計算された無衝突プラズマの反射係数の計算結果とは一致している。

(5) FIX-FRC プラズマの閉じ込め時間は、これまでのFRC研究から得られてきたスケーリング値の5倍程度となっている。この比較については、算出法に起因する誤差や、スケーリングの低密度FRCプラズマに対する適用可能性等の問題が含まれてはいるものの、概して閉じ込めは良好と言える。この結果をもたらしている要因の一つとして、移送FRCプラズマの運動エネルギーが、再熱化現象により、熱エネルギーへと再変換され、この効果によりプラズマの総エネルギーが上昇している事実を指摘することができる。

#### 参考文献

- [1] A. G. Es'kov, R. Kh. Kurtmullaev, A. P. Kreshchuk, Ya. N. Laukhin, A. I. Malyutin, A. I. Markin, Yu. S. Martyushov, B. N. Mironov, M. M. Orlov, A. P. Proshlitsov, V. N. Semenov,

- and Yu. B. Sosunov, "Principles of plasma heating and confinement in a compact toroidal configuration," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1979) Vol. II, p. 187-204.
- [2] D. J. Rej, D. P. Taggart, M. H. Baron, R. E. Chrien, R. J. Gribble, M. Tuszewski, W. J. Wagannaar, and B. L. Wright, "High-power magnetic-compression heating of field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **B 4**, 1909-1919 (1992).
- [3] S. Okada, M. Ohnishi, Y. Tomita, and H. Momota, "Axial adiabatic compression of FRC plasma," in *Proceedings of the 1996 International Conference on Plasma Physics (ICPP, Nagoya Japan, 9-13 Sep. 1996)*, 9K05.
- [4] Y. Tomita, "D-<sup>3</sup>He fueled fusion reactors and field-reversed configuration systems," *Journal of Plasma and Fusion Research* **71**, 481-490 (1995).
- [5] T. Minato, M. Tanjyo, S. Okada, Y. Ito, M. Kako, S. Ohi, S. Goto, T. Ishimura, H. Ito, Y. Nogi, S. Shimamura, Y. Osanai, K. Saito, K. Yokoyama, S. Shiina, S. Hamada, H. Yoshimura, Y. Aso, C. H. Wu, S. Himeno, M. Okamoto, and K. Hirano, "Experimental studies on confinement of field-reversed-configuration plasma," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1982* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1983) Vol. II, p. 303-310.
- [6] M. Tanjyo, S. Okada, Y. Ito, M. Kako, S. Ohi, S. Goto, T. Ishimura, H. Ito, Y. Nogi, S. Shimamura, T. Ikawa, and S. Hamada, "Stabilization and translation of a plasma with field-reversed configuration," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1985) Vol. II, p. 523-533.
- [7] R. E. Siemon, W. T. Armstrong, D. C. Barnes, R. R. Bartsch, R. E. Chrien, J. C. Cochrane, W. N. Hugrass, R. W. Kiwish Jr., P. L. Klingner, H. R. Lewis, R. K. Linford, K. F. McKenna, R. D. Milroy, D. J. Rej, J. L. Schwarzmeier, C. E. Seyler, E. G. Sherwood, R. L. Spencer, and M. Tuszewski, "Review of the los alamos FRX-C experiment," *Fusion Technol.* **9**, 13-37 (1986).
- [8] H. Himura, S. Okada, and S. Goto, "Translation experiments of field-reversed configuration plasma," *Trans. Fusion Tech.* **27**, 345-348 (1995).
- [9] H. Momota, A. Ishida, Y. Kohzaki, G. H. Miley, S. Ohi, M. Ohnishi, K. Sato, L. C. Steinhauer, Y. Tomita, and M. Tuszewski, "Conceptual design of the D-3He reactor artemis," *Fusion Technol.* **21**, 2307-2323 (1992).
- [10] M. Tuszewski, W. T. Armstrong, R. E. Chrien, P. L. Klingner, K. F. McKenna, and D. J. Rej, "Confinement of translated field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **29**, 863-870 (1986).
- [11] M. Tuszewski and B. L. Wright, "Observation of field-reversed configuration with

- spheromak magnetic field profiles," *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2236-2239 (1989).
- [12] A. Shiokawa and S. Goto, "Dynamic property of spontaneous toroidal field in field-reversed configuration plasmas," *Phys. Fluids B* **5**, 534-538 (1993).
- [13] N. A. Krall and A. W. Trivelpiece, "Principles of Plasma Physics," (McGRAW-HILL BOOK COMPANY, N. Y., 1973).
- [14] D. J. Rej, W. T. Armstrong, R. E. Chrien, P. L. Klingner, R. K. Linford, K. F. McKenna, E. G. Sherwood, R. E. Siemon, and M. Tuszewski, "Experimental studies of field-reversed configuration translation," *Phys. Fluids* **29**, 852-862 (1986).
- [15] R. L. Spencer, M. Tuszewski, and R. K. Linford, "Adiabatic compression of elongated field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **26**, 1564-1568 (1983).
- [16] J. P. Freidberg, "Ideal magnetohydrodynamics," (Plenum Press, N.Y., 1987).
- [17] S. Hamada (private communication).
- [18] Y. Takaku and S. Hamada, "Rebound coefficient of collisionless gas in a rigid vessel: a model of reflection of field-reversed configuration," *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 801-808 (1996).
- [19] M. Tuszewski, W. T. Armstrong, R. R. Bartsch, R. E. Chrien, Jr. J. C. Cochrane, Jr. R. W. Kewish, P. Klingner, R. K. Linford, K. F. McKenna, D. J. Rej, E. G. Sherwood, and R. E. Siemon, "Flux loss during the equilibrium phase of field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **25**, 1696-1698 (1982).
- [20] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, "Numerical Recipes in C," (Cambridge University Press, 1988).
- [21] A. L. Hoffman and J. T. Slough, "Field reversed configuration lifetime scaling based on measurements from the large s experiment," *Nucl. Fusion* **33**, 27-38 (1993).
- [22] K. F. McKenna, W. T. Armstrong, R. R. Bartsch, R. E. Chrien, J. C. Cochrane Jr., R. W. Kewish Jr., P. Klingner, R. K. Linford, D. J. Rej, E. G. Sherwood, R. E. Siemon, and M. Tuszewski, "Particle confinement scaling in field-reversed configurations," *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1787-1790 (1983).
- [23] M. Tuszewski, "Field reversed configurations," *Nucl. Fusion* **28**, 2033-2092 (1988).
- [24] D. C. Barnes, J. L. Schwarzmeier, H. R. Lewis, and C. E. Seyler, "Kinetic tilting stability of field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **29**, 2616-2629 (1986).
- [25] K. Suzuki and S. Hamada, "Mirror effect on radius of separatrix in field reversed configuration," *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 16-19 (1984).
- [26] A. L. Hoffman, R. D. Milroy, and L. C. Steinhauer, "Poloidal flux loss in a field-reversed theta pinch," *Appl. Phys. Lett.* **41**, 31-33 (1982).
- [27] M. Tuszewski and R. K. Linford, "Particle transport in field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **25**, 765-774 (1982).

[28] L. C. Steinhauer, R. D. Milroy, and J. T. Slough, "A model for inferring transport rates from observed confinement times in field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **28**, 888-897 (1985).

## 第4章 移送 FRC プラズマの再熱化

### 4.1 緒言

前章の第3.8節で、移送運動を行っている FRC プラズマの運動エネルギーが、プラズマの熱エネルギーへと変換される再熱化現象についてふれた。この章では、この再熱化の詳細について述べることにする。

再熱化現象は、1980年代前半の移送実験から経験的に観測されてきている [1]。再熱化によるプラズマ内部熱エネルギーの増大は、結果として、プラズマ温度の上昇を引き起こすので、この現象の観察はプラズマ温度の上昇という形で行われてきた。この再熱化過程を最も簡単に理解する方法は、真空容器内に存在する全エネルギーの保存則を考えることである。第4.2節で詳述するように、移送運動する FRC プラズマが容器内に存在する場合のエネルギー保存則は、

$$\frac{5}{2}NkT + \frac{1}{2}NMv_z^2 = \text{const.} \quad (4.1)$$

で与えられる [1]。第1項がプラズマの熱及び磁気エネルギーに関する項であり、第2項が移送に伴う運動エネルギーを表している。プラズマが巨視的に静止している状態では  $v_z = 0$  なので、第2項は零になることに注意しよう。このとき、この(4.1)式の意味するところは以下の通りであり、移送前後においてイオン総粒子数  $N$ 、ならびに総エネルギーが保存するならば、プラズマ体積の膨張の有無に関わらず、原理的にはプラズマ温度  $T$  は一定とならなければならない。すなわち、FRC プラズマの移送運動に伴って増加した運動エネルギーは、移送運動が収まるにつれて、再びプラズマの熱エネルギーへと再変換されることを意味している。

しかしながら、このような再熱化現象は、全ての移送実験で観察されているのではなく、限定された条件下でのみ生じている。(4.1)式で示されるような移送前後での等温状態は、小型の移送実験装置 OCT で観測されている [1]。ところが、装置サイズが大きくなり、プラズマの温度変化をより正確に測定できるようになるにつれ、このような移送前後での等温状態は見られなくなってきた。ロスアラモス研究所の FRX-C/T では再熱化現象自身が稀にしか生じず [2]、OCT-L1 では、再熱化現象は下流磁気ミラーでの反射後にのみドップラーイオン温度の上昇という形で観測された [3]。その後建設された FIX においても、再熱化は下流磁気ミラーでの反射後にのみ観測されてい



る [4]。これらの実験結果は、FRCプラズマの再熱化を引き起こす何らかの物理機構の存在を示している。

この再熱化機構を解明することは、プラズマ閉じ込めの観点からも非常に重要である。既に前章で述べたように、再熱化によるプラズマエネルギーの増加は、移送後のFRCプラズマの閉じ込め特性の向上につながっているため、この機構を積極的に取り入れることは核融合炉に対して有利となる。しかしながら、これまで行われてきた再熱化の研究は、この再熱化を引き起こす物理機構についてではなく、本来ならば熱エネルギーへと再変換されなければならない散逸運動エネルギーの損失チャンネルに注意が注がれており [2, 5]、再熱化を引き起こす物理機構については不明となっていた。

本研究では、これまでに観察されてきたこの再熱化現象を、系統的に説明している。第4.2節では、(4.1)式で表されるFRCプラズマのエネルギー保存則が導出されている。第4.3節では、今一度エネルギー保存則から期待される再熱化現象について説明がなされている。第4.4節では、大型移送実験装置で見られてきた再熱化現象を、その得られたデータと共に紹介している。第4.5節では、再熱化現象がFRCプラズマの移送速度を音速で規格化したマッハ数に依存していることが明らかにされる。ところがこのような再熱化現象が生じた時でさえ、散逸運動エネルギーの全てがプラズマの熱エネルギーへと戻らず、何らかのエネルギー損失チャンネルが存在している。このことを示すデータと、それに対する考察が第4.6節で示される。そして、最後に本章で得られた知見が第4.7節にまとめられている。

#### 4.2 移送FRCプラズマに対するエネルギー保存則

第1.3節での議論と同様、図4.1のような完全に円柱形状をしたFRCプラズマが真空容器内で平衡状態にある場合を考える。また、セパトリックス外部の開いた磁力線

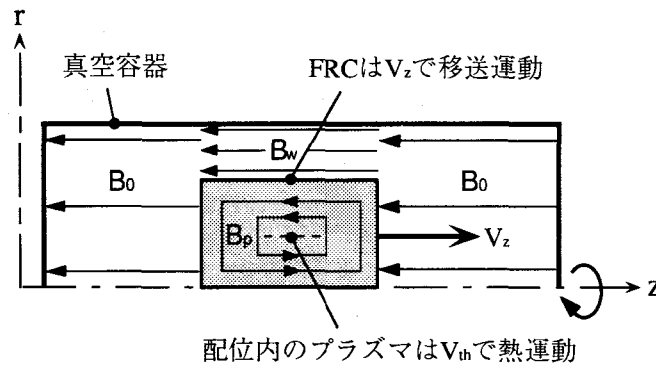


図 4.1 エネルギー保存則を導くために仮定されたFRCプラズマと閉じ込め用外部磁場の模式図。FRCプラズマの形状は完全な円柱となっており、また、外部磁場領域も急峻な境界により分割されている。

上のプラズマは十分無視できる程度に小さく、また磁力線は  $z$  軸方向に一様で曲率を持たないと仮定する。このとき、真空容器内部に存在する全エネルギーは、FRC プラズマの熱、ならびに磁気エネルギーと、セパトリックス外部の磁場による磁気エネルギーとの和となることから、

$$E_{Total} = 2\pi\ell_s \left\{ \int_0^{r_s} \frac{3}{2} p r dr + \int_0^{r_s} \frac{B_p^2}{8\pi} r dr + \int_{r_s}^{r_w} \frac{B_w^2}{8\pi} r dr \right\} + \pi r_w^2 (L - \ell_s) \frac{B_0^2}{8\pi} \quad (4.2)$$

と書ける [1]。(4.2)式を (1.5) (1.18) (1.27)式、さらには、FRC プラズマに対する平均ベータ  $\langle\beta\rangle$  が、配位内部の平均プラズマ圧力  $\bar{p}$  を用いて、

$$\langle\beta\rangle \equiv \frac{\frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} p \cdot 2\pi r dr}{\frac{B_w^2}{8\pi}} = \frac{\bar{p}}{\frac{B_w^2}{8\pi}} = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{r_s}{r_w} \right)^2 \quad (4.3)$$

と表されることを利用して項別に計算すると、

$$\text{第1項} = 2\pi\ell_s \int_0^{r_s} \frac{3}{2} p r dr = \frac{3}{2} \pi r_s^2 \ell_s \bar{p} \quad (4.4)$$

$$\text{第2項} = 2\pi\ell_s \int_0^{r_s} \frac{B_p^2}{8\pi} r dr = 2\pi\ell_s \int_0^{r_s} \frac{B_w^2}{8\pi} r dr - 2\pi\ell_s \int_0^{r_s} p r dr = \pi r_s^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} - \pi r_s^2 \ell_s \bar{p} \quad (4.5)$$

$$\text{第3項} = 2\pi\ell_s \int_{r_s}^{r_w} \frac{B_w^2}{8\pi} r dr = \pi r_w^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} - \pi r_s^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} \quad (4.6)$$

$$\text{第4項} = \pi r_w^2 (L - \ell_s) \frac{B_0^2}{8\pi} = \pi r_w^2 L \frac{B_0^2}{8\pi} - \pi r_w^2 \ell_s \frac{B_0^2}{8\pi} \quad (4.7)$$

となる。ここで、(4.7)式の第2項は、

$$(4.7) \text{の第2項} = -\pi r_w^2 \ell_s \frac{B_0^2}{8\pi}$$

$$\begin{aligned}
 &= -\pi r_w^2 \ell_s \frac{1}{8\pi} \left\{ (1 - x_s^2) B_w \right\}^2 \\
 &= -\pi r_w^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} + 2\pi r_s^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} - \pi r_s^2 x_s^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} \\
 &= -\pi r_w^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} + 2\pi r_s^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} - 2\pi r_s^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} + 2\pi r_s^2 \langle \beta \rangle \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} \\
 &= -\pi r_w^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} + 2\pi r_s^2 \langle \beta \rangle \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} \\
 &= -\pi r_w^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} + 2\pi r_s^2 \ell_s \bar{p} \tag{4.8}
 \end{aligned}$$

と変形できるので、結果的に第4項は(4.7)(4.8)式より、

$$\text{第4項} = \pi r_w^2 L \frac{B_0^2}{8\pi} - \pi r_w^2 \ell_s \frac{B_w^2}{8\pi} + 2\pi r_s^2 \ell_s \bar{p} \tag{4.9}$$

となる。したがって  $E_{Total}$  は(4.4)(4.5)(4.6)(4.9)式より、

$$\begin{aligned}
 E_{Total} &= \frac{3}{2} \pi r_s^2 \ell_s \bar{p} + \pi r_s^2 \ell_s \bar{p} + \pi r_w^2 L \frac{B_0^2}{8\pi} \\
 &= \frac{3}{2} \bar{p} V + \bar{p} V + \pi r_w^2 L \frac{B_0^2}{8\pi} \\
 &= \frac{5}{2} \bar{p} V + \pi r_w^2 L \frac{B_0^2}{8\pi} \\
 &= \frac{5}{2} \bar{n} \kappa (T_i + T_e) \cdot \frac{N}{\bar{n}} + \pi r_w^2 L \frac{B_0^2}{8\pi}
 \end{aligned}$$

$$= \frac{5}{2} N \kappa (T_i + T_e) + \pi r_w^2 L \frac{B_0^2}{8\pi} \quad (4.10)$$

となる。この(4.10)式の第1項は非常に特徴的であり、本来ならば磁気エネルギーの形で表現されるべきセパトリックス内部の磁気エネルギーと、プラズマが真空磁場を押しよけることによる真空磁場領域の磁気エネルギーの上昇分の和が、プラズマの総温度  $T$  (イオン温度  $T_i$  + 電子温度  $T_e$ ) により記述されている。(4.9)式の第2項は、容器内のバイアス真空磁場による磁気エネルギーを表しているため、結果的にFRCプラズマに関するプラズマエネルギー  $E_p$  は、

$$E_p = \frac{5}{2} N \kappa (T_i + T_e) \quad (4.11)$$

である。さて、FRCプラズマが軸方向へと移送運動を始めた場合、その巨視的流れの速度に付随する移送運動エネルギー  $E_k$  は、電子質量を無視すれば、

$$E_k = \frac{1}{2} M N v_z^2 \quad (4.12)$$

と表すことができるので、移送運動に伴うプラズマからの粒子及びエネルギーの損失がないならば、エネルギー保存則により  $E_p$  と  $E_k$  の和は移送運動中常に一定とならなければならない。つまり、(4.11)(4.12)式より、

$$E_p + E_k = \frac{5}{2} N \kappa (T_i + T_e) + \frac{1}{2} M N v_z^2 = \text{const.} \quad (4.13)$$

を、移送運動を行っているFRCプラズマのエネルギー保存則として得ることができる。

#### 4.3 エネルギー保存則から期待される再熱化現象

(4.13)式の意味するところは、移送に伴うFRCプラズマの運動エネルギーが、プラズマの熱及び磁気エネルギーから産み出されているということである。したがって、プラズマが軸方向に加速していくにしたがい  $T$  は下がり始め、この温度降下は  $T$  が一定値となるまで続くことになる。ところが(4.13)式は、この逆過程、つまり運動エネルギーからプラズマの熱及び磁気エネルギーへのエネルギー変換も可能であることを示している。つまり、 $v_z$  の値が下がり出すに従い、 $T$  は上昇しなければならない。そして、巨視的移送運動の終了後、 $v_z = 0$  においては  $T$  の値は、プラズマ体積の膨張の有無

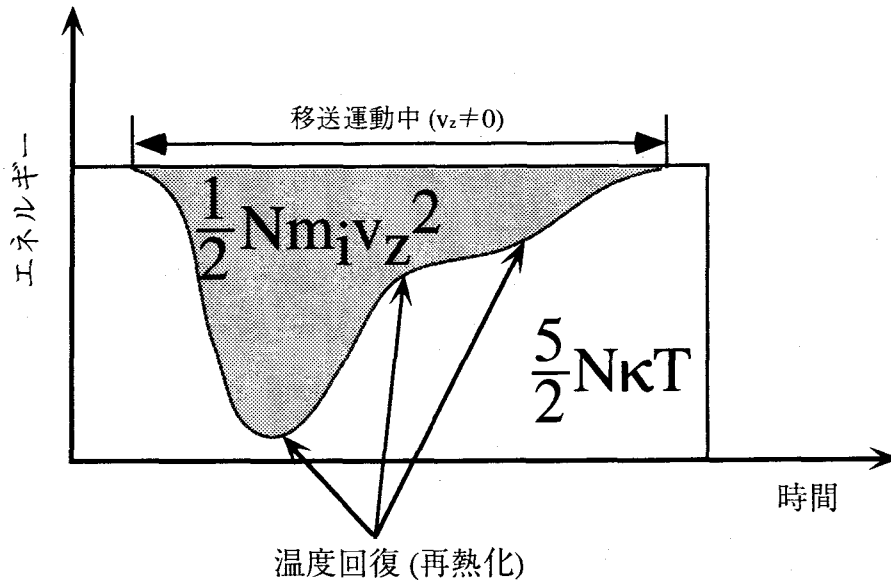


図 4.2 エネルギー保存則 (4.13 式) が示すエネルギーの変換を表した模式図. 移送開始と共に運動エネルギーが上昇し, それに伴い熱・磁気エネルギーが減少 (温度降下) する. しかしながら, FRCプラズマの巨視的移送運動が止まるに従い, 減少運動エネルギーは再び熱・磁気エネルギーへと再変換 (温度上昇) され, 移送前後で粒子数とエネルギーが保存されるならば, 移送後のプラズマ温度は移送前の温度にまで完全に回復する.

にかかわらず, 移送前の値と完全に一致することになる. このエネルギー保存則から要請される, 移送運動中のプラズマ温度の上昇を「移送FRCプラズマの再熱化」と呼ぶ. 図4.2は, この再熱化の過程を模式的に表した図である. 第3.7節で示したように, 移送過程における, FRCプラズマの移送運動エネルギーの散逸は, FRCプラズマが磁気ミラーで反射する際に生じる. したがって, このような再熱化現象は, FRCプラズマが磁気ミラーで反射した後に, プラズマ温度の上昇という形で観測されることが期待される.

#### 4.4 代表的な移送実験装置での観測結果

これまで行われてきた移送実験を振り返ってみると, 前節で述べたような再熱化現象は, 確かにFRCプラズマが磁気ミラーで反射した後に, プラズマ温度の上昇という形で観測されてきている [1-4]. しかしながら, この再熱化現象は, 磁気ミラーでの反射後, 常に生じるというわけではなく, その多くは第1回目の下流磁気ミラーでの反射後にのみ観測されていた.

図4.3は, FIX装置における  $B_0 \sim 400$  G の時の圧力平衡温度  $T_{\perp} (= T_{\perp L} + T_{\perp R})$  の時間

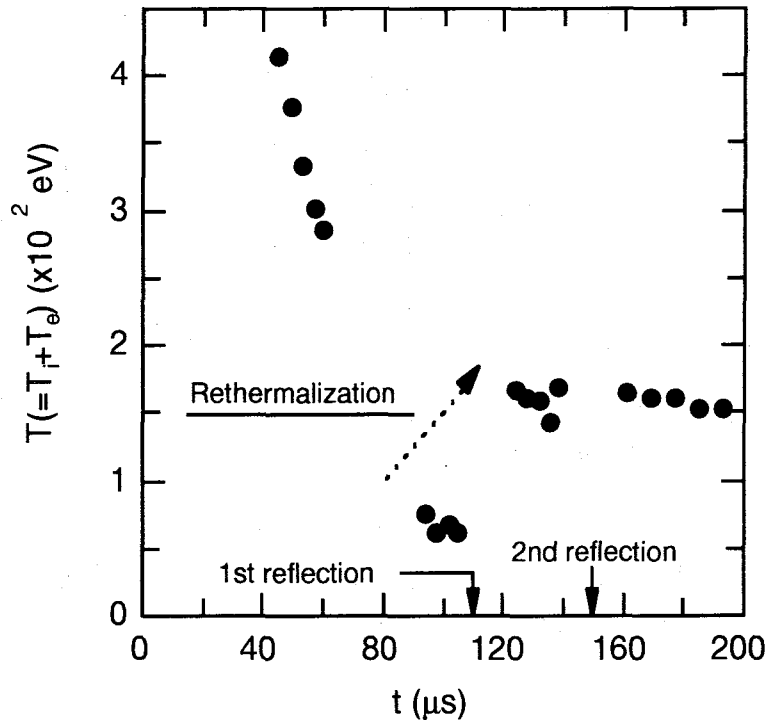


図4.3 FIX-FRCプラズマの圧力平衡温度  $T_{\perp}$  の時間変化. このデータは、生成部中央面と、閉じ込め部中央面近傍 (C6) で得られた  $T_{\perp}$  を時間的に連続となるようにプロットしており、 $t < 60 \mu\text{s}$  のデータは生成部で測定された  $T_{\perp}$  であり、 $t > 90 \mu\text{s}$  のデータは閉じ込め部で測定された  $T_{\perp}$  である. 下流磁気ミラーでの反射の際に、再熱化が生じていることがわかる.

変化を示している. このデータは、移送FRCプラズマに対して、生成部と閉じ込め部の2ヶ所で得られた  $T_{\perp}$  の値を、そのデータが測定された時間に対してプロットすることにより得られている. データよりわかるように、プラズマ生成直後に約 400 eV であった  $T_{\perp}$  の値が、移送運動が始まるにつれて降下しはじめている. そして、ファーストパスにおいて、FRCプラズマが装置中央面近傍の測定断面 (C6:  $z = 370 \text{ cm}$  (図2.1参照)) を通過する際には、 $T_{\perp}$  の値は  $\sim 60 \text{ eV}$  にまで下がっている. ところが、FRCプラズマが下流磁気ミラーで反射した後、再びC6へと戻ってきた時、つまりセカンドパスでの  $T_{\perp}$  の値は  $\sim 150 \text{ eV}$  にまで上昇している. この結果は、FRCプラズマが下流磁気ミラーで非弾性反射を行う際、運動エネルギーの減少分が、プラズマの熱エネルギーへと変換されていることを意味しており、エネルギー保存則から示される再熱化現象が生じている. さて、その後、セカンドパスにおいて、C6を装置上流方向へと通過して行ったFRCプラズマは、上流磁気ミラーで2度目の反射を行い、そして減速する. この上流での非弾性反射の後、再びC6で  $T_{\perp}$  を測定してみると、その値は  $T_{\perp} \sim 150 \text{ eV}$  となっており、 $T_{\perp}$  は上流磁気ミラーでの反射後には上昇していない.

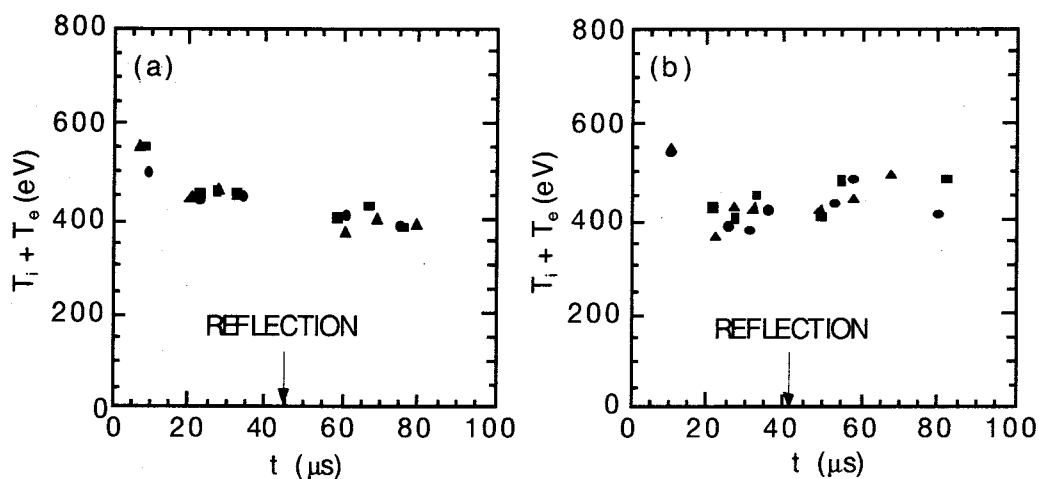


図 4.4 FRX-C/T 装置における圧力平衡温度 ( $T_i + T_e$ ) の時間変化 [2]. データは低圧縮, 5 mTorr モードでの放電下で取得されたものであり, (a)  $B_0 = 2.5$  kG,  $R_M = 2.5$ , (b)  $B_0 = 2.3$  kG,  $R_M = 5.3$  の時のものである. データ点を示すための記号はショットの違いを表している. データからわかるように, 再熱化は (b) の時に見られている.

上記のような実験結果, すなわち下流磁気ミラーでの反射の際に再熱化が生じ, 上流磁気ミラーでの反射の際には, それは生じないという結果は,  $B_0$  の値を変化させた他のショットでも同様であった.

これまでの主な FRC 移送装置での実験結果を調べてみると, FIX と同じ観測結果が OCT-L1 におけるドップラー温度測定から得られている [3]. ところが, ロスアラモス研究所における FRX-C/T での実験 [2] では, 再熱化は下流磁気ミラーで反射する際にもほとんど生じていない. 図 4.4 は, FIX と同様の測定法により得られた FRX-C/T での ( $T_i + T_e$ ) の時間変化である. データよりわかるように, 多くの場合, ( $T_i + T_e$ ) の時間変化は (a) のデータに示されるように減少の一途であり, 再熱化は生じていなかったが, 唯一ミラー比  $R_M (\equiv B_0/B_{EM})$  の値が 5.3 の時に, (b) のような再熱化現象が観測された.

#### 4.5 衝撃波による再熱化

これまで観察されてきた再熱化現象を整理すると, 再熱化が見られる場合の共通点は, その現象が, FRC プラズマの下流磁気ミラーにおける 1 度目の反射時に生じているという点である. つまり, 上流磁気ミラーにおける 2 度目の反射時には, 再熱化は見られていない.

さて, 物理的要請から, FRC プラズマが磁気ミラーで反射する機構は, 上流での反射, 下流での反射共に, 同一機構であるべきである. したがって, その 2 度の反射時の相違点は, FRC プラズマの移送スピードと温度の値ということになる. なぜなら, セ

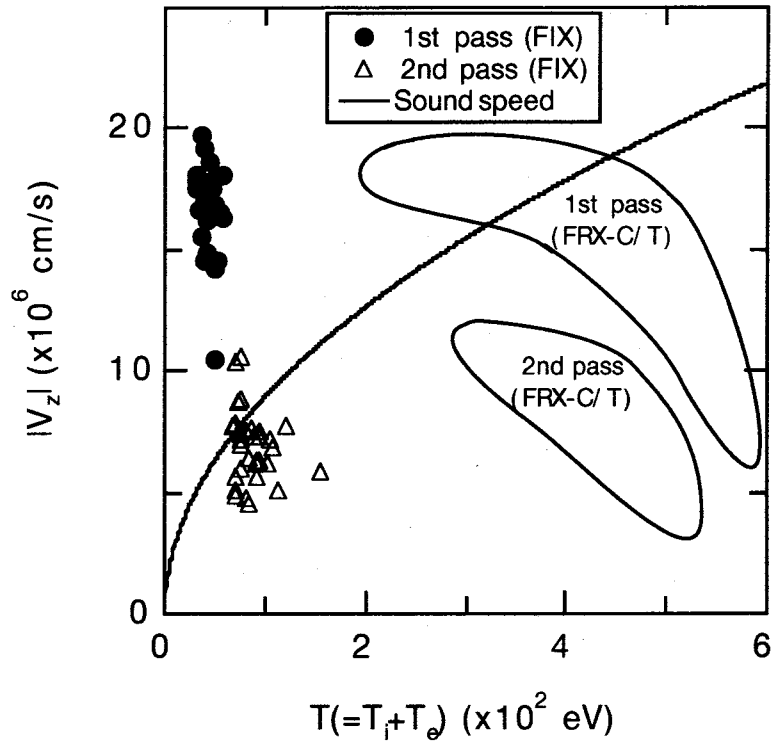


図 4.5 移送速度  $v_z$  とその時のプラズマ温度  $T$  の関係. 実線は音速  $v_s$  を示している. さらに, ロスアラモス研究所 (米国) の FRX-C/T 装置で得られた実験結果から推定される関係領域を図示している. FIX-FRC プラズマの場合, ファーストパスでは  $v_z > v_s$ , セカンドパスでは  $v_z < v_s$  となっている. 一方, FRX-C/T での実験では,  $v_z$  はファーストパスの一部を除いて  $v_z < v_s$  となっている [2,6].

カンドパスでの移送スピードは, 磁気ミラーでの反射が非弾性となっているため, ファーストパスのそれより遅くなっている. また, セカンドパスでの温度については, 下流磁気ミラーでの再熱化により, ファーストパスのそれより高くなっている. そこで, FRC プラズマの移送スピードと温度の関係に注目してみることにする.

図 4.5 は, 移送スピード  $v_z$  と, その時の温度  $T$  との関係を示している. 実線は,

$$v_s \equiv \sqrt{\frac{\gamma \kappa (T_i + T_e)}{M}} \quad (4.14)$$

で計算された音速  $v_s$  を表している. データよりわかるように, FIX-FRC プラズマの移送速度  $v_z$  は, ファーストパスでは  $v_z > v_s$  となっている. これに対して, セカンドパスでは, 下流磁気ミラーでの非弾性反射による  $v_z$  の減少, そして, そこで生じる再熱化



現象によるプラズマ温度の増加のため、結果として  $v_z < v_s$  となっている。

一方、ロスアラモス研究所(米国)のFRX-C/Tの場合、生成されるプラズマ温度が  $T \sim 600$  eV とFIX-FRCプラズマの1.5倍程度と高温であること、また、閉じ込め部の磁場強度が生成部のその1/2程度のために、移送に伴うプラズマ温度の降下がたかだか20%程度と小さく、したがって、多くの場合、 $v_z < v_s$  となっていたと推定される。しかしながら、再熱化が観測された  $R_M = 5.3$  の場合、そのミラー比の値が意味しているように、閉じ込め用バイアス磁場の軸方向勾配が急峻となっており、必然的に、プラズマ体積が大きく膨張し、結果として  $T$  は  $\sim 300$  eV にまで降下していたと推定される [2, 6]。この時  $v_z$  の値は  $\sim 17$  cm/ $\mu$ s となっていることから [2]、それゆえ、唯一  $R_M = 5.3$  のファーストパスの時にのみ  $v_z > v_s$  となっていたと推定される。

図4.6は、ミラー反射前後での温度変化  $\Delta T (= \Delta T_i + \Delta T_e)$  のマッハ数  $M (= v_z / v_s)$  依存性を示している。データからわかるように、顕著な温度上昇は、FRCプラズマが  $M > 1$  のスピードで磁気ミラーへと入射し、反射、減速した時にのみ起こっており、 $M < 1$  のスピードでの反射、減速時には生じていない。

さて、一般に超音速で運動する流体が壁へと衝突し、反射する際には、その反射壁の前面に衝撃波が形成されることが知られている [7]。これと同様の現象が、プラズマ流の磁気ミラー反射後にも生じることが観測されてきている [8, 9]。それゆえに、上

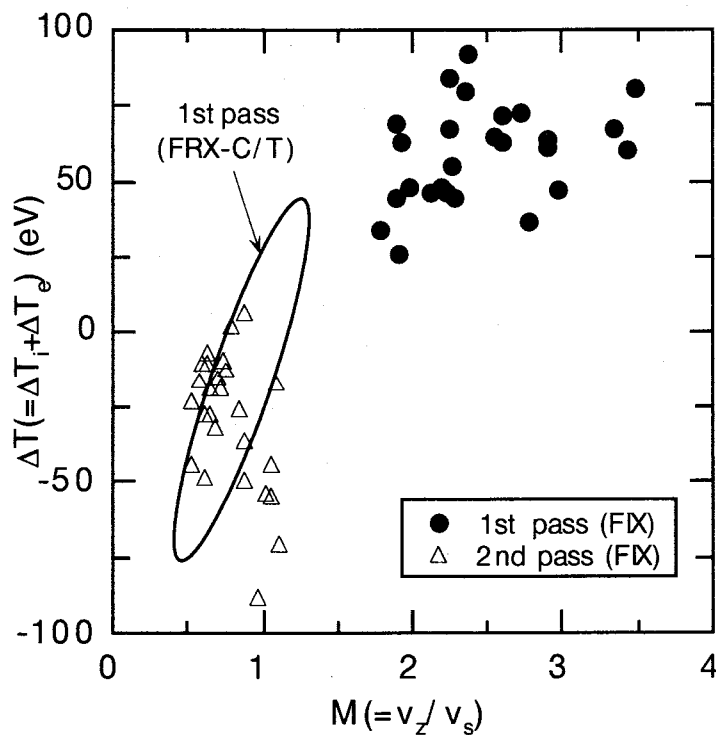


図4.6 磁気ミラー反射前後でのプラズマ温度  $T$  の変化量のマッハ数  $M$  依存性。データは、 $M > 1$  の時に再熱化が生じていることを示しており、再熱化が衝撃波により引き起こされていることを示唆している。

記の結果は、移送FRCプラズマの再熱化が、プラズマが磁気ミラーで反射される際に配位内部に生成された衝撃波により引き起こされていることを示唆しており、この観点からこれまで観測されてきた他の装置での再熱化現象を整理すると、その全ての実験結果を説明することが可能である [4] .

#### 4.6 エネルギー変換効率

FRCプラズマの移送運動エネルギーは、磁気ミラーでの反射の際に、常にその一部が失われる。そして、 $v_z > v_x$  の条件下においてのみ、この散逸運動エネルギーがプラズマ内部エネルギーへと再変換されることになる。ここでは、この再熱化が生じた際の、散逸運動エネルギーのプラズマ内部エネルギーへの変換効率の値を(4.13)式のエネルギー保存則をもとに算出する。

まず本論に先立ち、(4.13)式から求める変換効率については、以下に示すような注意点が存在していることについてふれておく。第3.3節において述べたように、本研究ではFRCプラズマの入射速度  $v_{zi}$  ならびに反射速度  $v_x$  を、プラズマ圧力の高い部分の信号が閉じ込め部両端部を通過するのに要する時間から算出している。つまり、得られている移送速度は、流体としてのFRCプラズマの重心速度とはなっていない。さらには、(4.13)式からの要請では、 $v_x$  は  $T$  の上昇が終了するまで減少し続けていなければならぬ。言い換えると  $v_x$  と  $T$  の値は時々刻々と変化している必要がある。ところが、実験で得られている  $v_x$  は閉じ込め部を反射運動するときの平均速度であり、 $T$  はFRCプラズマのバルク部が閉じ込め部中央面近傍を通過する際に得られた圧力平衡温度である。つまり、厳密に言うと、以下に示す(4.13)式による変換効率の議論は、再熱化による温度上昇が磁気ミラーでの反射面上で完全に完了し、その後一定の  $v_x$  でプラズマが反射運動を行う場合に対して成立することになる。

##### 4.6.1 散逸運動エネルギーに対する上昇内部エネルギーの割合

(4.13)式より、減少運動エネルギー  $\Delta E_k$  と上昇内部エネルギー  $\Delta E_p$  はそれぞれ、

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} MN (v_{zi}^2 - |v_x|^2) \quad (4.15)$$

$$\Delta E_p = \frac{5}{2} N \kappa \Delta T \left( = \frac{5}{2} N \kappa (\Delta T_i + \Delta T_e) \right) \quad (4.16)$$

と書くことができる。したがって、エネルギー変換効率  $\eta_E$  は、

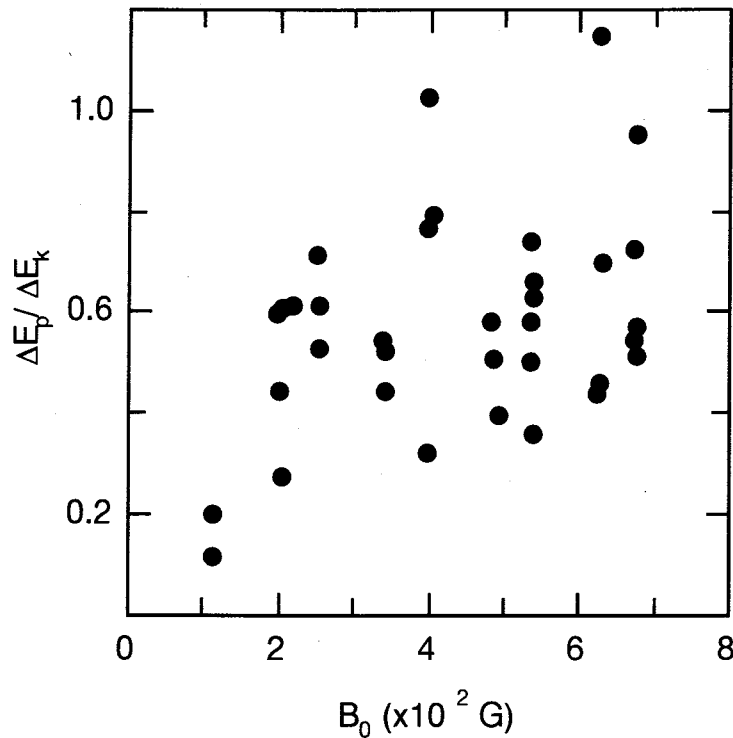


図4.7 再熱化が生じた下流磁気ミラーにおけるFRCプラズマの減少移送運動エネルギーと上昇プラズマエネルギーの比の  $B_0$  依存性. データは, 再熱化が生じたときでさえ, 減少した移送運動エネルギーの全てがプラズマの内部エネルギーに変換されていないことを示しており, 何らかのエネルギー損失チャンネルの存在を示唆している.

$$\eta_E \equiv \frac{\Delta E_p}{\Delta E_K} = \frac{5\kappa\Delta T}{M(v_{zi}^2 - |v_{zr}|^2)} \quad (4.17)$$

により求めることができる.(4.17)式の各パラメータに実験値を代入し,  $\eta_E$  の値を  $B_0$  に対してプロットしたものが図 4.7 である. データからわかるように, 散逸運動エネルギーの  $60 \pm 20\%$  がプラズマの内部エネルギーへと再変換されているにすぎない. この結果は, 散逸運動エネルギーの一部が何らかの機構により損失していることを示唆している. さらに,  $\eta_E$  は  $B_0$  に依存していないように見受けられるが, このデータにはかなりの誤差が含まれているので, この結果については更なる議論が必要である.

上記の誤差は,  $\eta_E$  の算出方法に起因している. 例えば  $B_0 \sim 400$  G の場合について説明すると, 図 3.5 に示したように  $v_{zi}$  の値は  $v_{zi} = (17 \pm 2)$  cm/ $\mu$ s であるので,  $v_{zi}$  の値に約 10% の誤差が含まれている. したがって, (4.17)式の分母には約 40% の誤差が含まれていることになる. さらに, 干渉計の器械振動によるプラズマ密度算出時の誤差により,  $\Delta T$  の値に対して約 10% の誤差が含まれているので, 結果的に  $\eta_E$  に対して

図4.7に見られるような約50%程度のばらつきが生じることになる。

#### 4.6.2 エネルギー損失チャンネル

前項で示したように、 $\eta_E$ の値は1よりかなり小さく、何らかのエネルギー損失チャンネルの存在を示唆している。通常、プラズマからのエネルギー損失については、プラズマが巨視的平衡状態から減衰していく過程に含まれるエネルギー損失機構、いわゆる輸送現象によるエネルギー損失を考える。この機構によるエネルギー損失は、確かに移送運動を行っているFRCプラズマにおいても生じていると考えられる。しかしながら、この輸送現象によって再熱化時のエネルギー損失を説明することはできない。なぜなら、再熱化によりプラズマ温度が上昇する時間幅はたかだか数 $\mu\text{s}$ 程度であり、この値は、第3.8節で示したFIX-FRCプラズマのエネルギー閉じ込め時間 $\tau_E$  ( $\geq 100 \mu\text{s}$ )に比べてかなり短いからである。つまり、再熱化時のエネルギー損失は、輸送現象に見られる機構とは全く性質を異にした、独自の機構により引き起こされている可能性が高い。この再熱化時のエネルギーの損失機構については不明であるが、以下に、プラズマ流を荷電粒子の集まりと見なした、粒子的描像による2つの仮説を列挙することにする。

まず1つ目として、磁気ミラーでの反射時に、FRCプラズマのセパトリックス内部から高エネルギー粒子が損失している可能性がある。図3.13に示した移送FRCプラズマの粒子数 $N$ のデータによれば、セカンドパスでの $N$ の値はファーストパスでのその約1/2にまで減少していた。これは、下流磁気ミラーでの反射前後で粒子が損失していることを示唆している。さらには、図3.2に示したFRCプラズマの $r_s(z)$ の時間変化データの $t = 110 \mu\text{s}$ 前後のグラフを今一度見てみると、下流磁気ミラー領域( $z \sim 600 \text{ cm}$ )にプラズマが大きく侵入して、装置下流端から抜けているように見える。既に述べたように、この磁気ミラー領域の磁場強度 $B_M$ の値が $\sim 1700 \text{ G}$ であり、径方向には(2.22)式の圧力つりあい式が成立しているので、結果的に、下流磁気ミラーから抜けているプラズマはかなり高いプラズマ圧力を有していると推定される。この損失プラズマが高エネルギー粒子群により形成されているならば、それらの粒子が持ち去る熱エネルギーは、粒子1個の有する平均エネルギー $3kT/2$ を超えているので、結果としてバルクプラズマの熱エネルギーが減少することになる。

2つ目の可能性としては、熱伝導係数の高い電子による熱エネルギーの持ち逃げが考えられる。これまで見られてきた衝撃波によるプラズマ加熱の結果によると、一般に、宇宙プラズマにおける無衝突衝撃波では、イオン加熱が支配的[10-12]であるのに対して、実験室プラズマでの衝突性衝撃波加熱では、電子加熱が支配的となっている[13, 14]。これと同様の現象が実験室での移送FRCプラズマについても起こっているならば、散逸運動エネルギーの大部分が電子へと流れ、このエネルギーが電子により

FRCプラズマのセパトリックス内部から失われている可能性がある [15] .

その他, 移送研究の初期における再熱化に関する議論では, 散逸運動エネルギーのチャンネルの可能性として, セパトリックス内部へのプラズマ振動やプラズマ波動の可能性が挙げられている [5] . また, FIX-FRCプラズマのように磁気圧の減圧が大きいプラズマに対しては, 散逸運動エネルギーが波動エネルギーへと変換されやすいという可能性が指摘されている [16] . 他に, FRCプラズマのXポイントからの粒子損失や [17], 衝撃波が生じる際に必然的に生じる衝撃波面近傍での微視的不安定性 [18-20], 衝撃波面からの反射イオン [21-25] によるエネルギー損失の可能性等も考えることができる.

最後に, 再熱化が衝撃波により引き起こされていることを前提とした場合の, 圧力平衡温度  $(T_i + T_e)_\perp$  の値に生じる誤差について述べる. 一般に, ショックが無衝突平行衝撃波であった場合, イオンの加熱は磁力線に平行方向に対してのみ起こり, 垂直方向のイオン温度は粒子間の衝突や乱流の援用によらなければ上昇しない [26-30] . 次章で詳述するように, 反射面近傍でのプラズマパラメータから計算されるイオン平均自由行程 [31] は,  $\lambda_{ii} \sim 260 - 860 \text{ cm}$  となっており, この値はFIXの装置長と同程度, あるいはそれ以上に達している. したがって, 再熱化が, 平行衝撃波あるいは準平行衝撃波により引き起こされ, かつイオン温度の磁力線に対する平行成分と垂直成分の緩和時間が十分に長いならば, 反射FRCプラズマ内の温度は異方性を有していることになり,  $(T_i + T_e)_\perp$  の値だけでは変換効率を正確に評価できないことになる.

#### 4.7 結言

この章では, FRCプラズマの再熱化現象について, 実験結果, ならびにその結果から推定される物理機構について述べた. 得られた知見は以下の通りである.

(1) FIX装置でのFRCプラズマの再熱化は, 超音速で飛行しているFRCプラズマの移送速度が, 磁気ミラーでの反射により, 亜音速へと減速しているときにのみ生じている. 移送速度が亜音速の時のミラー反射の後には, 再熱化現象は見られていない. このような観点から, これまでの再熱化現象を整理すると, その全ての実験結果を説明することができる. つまり, FRCプラズマの再熱化は, プラズマが反射・減速する際に生じる衝撃波により引き起こされている可能性が高い.

(2) 再熱化現象が生じたときでさえ, 散逸運動エネルギーの全てがプラズマの熱エネルギーへと再変換されていない. 変換効率は60%程度である. また, 反射後のプラズマ総粒子数も約50%減少している. この事実は, この再熱化に付随する何らかの損失機構の存在を示唆している.

## 参考文献

- [1] M. Tanjyo, S. Okada, Y. Ito, M. Kako, S. Ohi, S. Goto, T. Ishimura, and H. Ito, "Translation experiment of a plasma with field reversed configuration," *Technol. Repts. Osaka Univ.* **34**, 201-210 (1984).
- [2] D. J. Rej, W. T. Armstrong, R. E. Chrien, P. L. Klingner, R. K. Linford, K. F. McKenna, E. G. Sherwood, R. E. Siemon, and M. Tuszewski, "Experimental studies of field-reversed configuration translation," *Phys. Fluids* **29**, 852-862 (1986).
- [3] Y. Ito, M. Tanjyo, S. Ohi, S. Goto, and T. Ishimura, "Ion rotational velocity of a field-reversed configuration plasma measured by neutral beam probe spectroscopy," *Phys. Fluids* **30**, 168-174 (1987).
- [4] H. Himura, S. Okada, S. Sugimoto, and S. Goto, "Rethermalization of a field-reversed configuration plasma in translation experiments," *Phys. Plasmas* **2**, 191-197 (1995).
- [5] A. G. Es'kov, V. K. Korshunov, S. F. Krylov, R. Kh. Kurtmullaev, Ya. Laukhin, A. I. Malutin, V. N. Semenov, and I. V. Kurchatov, "Principles of compact torus equilibrium and translation in profiled magnetic field," in *Proceedings of the 11th European Conference Abstracts* (European Physical Society, Aachen, 1983), Vol. 7D, Part I, p. 171.
- [6] M. Tuszewski, W. T. Armstrong, R. E. Chrien, P. L. Klingner, K. F. McKenna, and D. J. Rej, "Confinement of translated field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **29**, 863-870 (1986).
- [7] J. E. Broadwell, "Shock structure in a simple discrete velocity gas," *Phys. Fluids* **7**, 1243-1247 (1964).
- [8] T. Uchida, K. Miyamoto, J. Fugita, S. Kawasaki, N. Inoue, Y. Suzuki, and K. Adati, "Thermalization of the kinetic energy of a plasma flow by a magnetic mirror field In-BSG-I experiments," *Nucl. Fusion* **8**, 263-267 (1968).
- [9] T. Uchida, K. Miyamoto, J. Fugita, C. Leloup, S. Kawasaki, N. Inoue, Y. Suzuki, and K. Adati, "Expansion and thermalization processes of plasma flow on the BSG-II device," *Nucl. Fusion* **9**, 259-265 (1969).
- [10] L. C. Lee, M. E. Mandt, and C. S. Wu, "Increase of ion kinetic temperature across a collisionless shock 2. A simulation study," *J. Geophys. Res.* **92**, 13,438-13,446 (1987).
- [11] M. F. Thomsen, J. T. Gosling, S. J. Bame, and T. G. Onsager, "Two-state ion heating at quasi-parallel shocks," *J. Geophys. Res.* **95**, 6363-6374 (1990).
- [12] M. F. Thomsen, J. T. Gosling, and T. G. Onsager, "Ion and electron heating at the low-mach-number, quasi-parallel bow shock," *J. Geophys. Res.* **98**, 3875-3888 (1993).
- [13] M. F. Thomsen, J. T. Gosling, and S. J. Bame, "Ion and electron heating at collisionless shocks near the critical mach number," *J. Geophys. Res.* **90**, 137-148 (1985).

- [14] M. M. Mellott and E. W. Greenstadt, "The structure of oblique subcritical bow shocks : ISEE 1 and 2 observations," *J. Geophys. Res.* **89**, 2151-2161 (1984).
- [15] D. J. Rej, G. A. Barnes, M. H. Baron, R. E. Chrien, S Okada, R. E. Siemon, D. P. Taggart, M Tuszewski, R. B. Webster, and B. L. Wright, "Electron energy confinement in field reversed configuration plasmas," *Nucl. Fusion* **30**, 1087-1093 (1990).
- [16] Y. Takaku and S. Hamada, "Rebound coefficient of collisionless gas in a rigid vessel: a model of reflection of field-reversed configuration," *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 801-808 (1996).
- [17] Y. Ohkuma, T. Takahashi, K. Suzuki, and Y. Nogi, "Effect of multipole fields on field-reversed configuration plasma," *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 2845-2848 (1994).
- [18] S. T. Tsai, M. Tanaka, Jr. J. D. Gaffey, E. H. Dajornada, and C. S. Wu, "Effect of electron thermal anisotropy on the kinetic cross-field streaming instability," *J. Plasma Phys.* **32**, 159-178 (1984).
- [19] D. Winske, J. Giacalone, and M. F. Thomsen, "A comparative study of plasma heating by ion acoustic and modified two-stream instabilities at subcritical quasi-perpendicular shocks," *J. Geophys. Res.* **92**, 4411-4422 (1987).
- [20] P. H. Yoon, "Plasma heating by a purely growing mode driven by cross-field currents in quasiperpendicular collisionless shock," *Phys. Fluids B* **3**, 3074-3081 (1991).
- [21] J. P. Edmiston, C. F. Kennel, and D. Eishler, "Escape of heated ions upstream of quasi-parallelshocks," *Geophys. Res. Lett.* **9**, 531-534 (1982).
- [22] M. Scholer and T. Terasawa, "Ion reflection and dissipation at quasi-parallel collisionless shocks," *Geophys. Res. Lett.* **17**, 119-122 (1990).
- [23] L. H. Lyu and J. R. Kan, "Ion leakage, ion reflection, ion heating and shock-front reformation in a simulated super critical quasi-parallel collisionless shock," *Geophys. Res. Lett.* **17**, 1041-1044 (1990).
- [24] H. Kucharek, M. Fugimoto, and M. Scholer, "Diffuse upstream ions a comparison between one and two-dimensional hybrid simulations," *Geophys. Res. Lett.* **20**, 173-176 (1993).
- [25] K. J. Trattner and M. Scholer, "Diffuse minor ions upstream of simulated quasi-parallel shocks," *J. Geophys. Res.* **99**, 6637-6650 (1994).
- [26] A. Burgi, "Collisionless hydrodynamic shocks in multifluid plasmas 1. parallel shocks," *J. Geophys. Res.* **96**, 17,689-17,695 (1991).
- [27] I. Kh. Khabibrakhmanov, A. A. Galeev, and V. L. Galinsky, "Collisionless parallel shocks," *J. Geophys. Res.* **98**, 1293-1301 (1993).
- [28] K. B. Quest, "Theory and simulation of collisionless parallel shocks," *J. Geophys. Res.* **93**, 9649-9680 (1988).
- [29] J. R. Kan, M. E. Mandt, and L. H. Lyu, "Quasi-parallel collisionless shocks," *Space Sci.*

Rev. **57**, 201-236 (1991).

[30] C. S. Wu, "Physical mechanisms for turbulent dissipation in collisionless shock waves," *Space Sci. Rev.* **32**, 83-97 (1982).

[31] B. A. Trubnikov, "Particle interactions in a fully ionized plasma," in *Review of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, N. Y., 1965), Vol. 1, pp. 105-204.



## 第5章 磁気ミラー反射による衝撃波

### 5.1 緒言

前章では、FRCプラズマの再熱化が衝撃波によって引き起こされている可能性を指摘した。衝撃波が発生しているのであれば、FRCプラズマが下流磁気ミラーで反射する、まさにその反射面の前面で、状態量がいわゆる‘ジャンプ’していなければならない。この章では、FRCプラズマの、下流反射面近傍で測定されたプラズマ密度、ならびに圧力平衡温度をランキン・ユゴニオ式からの計算値と比較する。

超音速のプラズマ流を磁気ミラーで反射させ、その時に発生する衝撃波によってプラズマを加熱する試みは、約30年前、1960年代後半のいわゆるB.S.G.プロジェクトで行われている[1-4]。その一連の実験研究では、明瞭なドップラーイオン温度の上昇が観測され、その上昇温度は、ランキン・ユゴニオ式からの計算値とよく一致した。また、このプロジェクトに関連した理論計算も行われ、磁気ミラーの最もくびれた所でマッハ数が1になることを利用した流体力学的手法により、プラズマ状態量の空間、ならびに時間変化までもが模擬された[5]。ただし、このB.S.G.プロジェクトでの衝撃波の発生には、次のような顕著な条件が存在していた。それは、磁気ミラーでのプラズマ反射時に衝撃波が発生するためには、反射面近傍でのイオン平均自由行程が、ミラー磁場の特性長よりも短くなければならないというものであった。つまり、無衝突状態では衝撃波が生成されず、その時には、端部ミラー磁場からのプラズマ損失量が大きなものとなっていた。

一方、FRCプラズマの場合、その磁気配位は閉じているので、原理的には、プラズマがセパトトリックス内部から損失することはない。また、前章の第4.6節で述べたように、反射面近傍で計算されるイオン平均自由行程の長さは、磁気ミラーの特性長よりかなり長くなっている。下流磁気ミラーでの反射後、直ちに顕著な温度上昇が見られていることから、この結果は、再熱化を引き起こしている衝撃波が、無衝突衝撃波となっていることを示唆している。これは、閉じた磁気配位を持たないプラズマ流では見られなかった現象で、閉じた磁気配位を有するプラズマ内での衝撃波加熱機構が、プラズマ流のそれとは根本的に違うことを意味している。

本研究では、閉じた磁気配位を持つFRCプラズマが、超音速のスピードで下流磁気ミラーへと入射した際の、その反射面近傍でのプラズマパラメータを実験的に明らかにしている。第5.2節では、電磁衝撃波の基礎方程式を示し、プラズマ粒子の速度分布関数を常にマクスウェル分布としたときに得られるランキン・ユゴニオ式を導出する。

また、プラズマのベータ値とマッハ数の算出法についても論じられる。第5.3節では、反射面近傍で測定されたプラズマ密度と温度を、ランキン・ユゴニオ式から得られる計算値と比較している。第5.4節では、反射面近傍で得られた値をもとに、その面近傍でのイオン平均自由行程が計算されている。最後に、第5.5節で、この章で得られた知見がまとめられている。

## 5.2 電磁衝撃波 [6]

### 5.2.1 モーメント方程式

衝撃波の発生やその構造について考察する場合は、考えている時間スケールが粒子間の衝突時間に比べて非常に短いので、粒子間衝突から生じる微少場の影響を無視することができる。このときブラソフ・マクスウェル方程式は、

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{e}{m} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \mathbf{E} = 4\pi \sum e \int d\mathbf{v} f \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum e \int f \mathbf{v} d\mathbf{v}, \quad \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (5.3)$$

となる。なお、表示を簡便にするために、粒子種の違いによる分布関数、電荷、質量の区別は略している。さて、いま衝撃波がプラズマ内を伝搬したときに起こる状態量の変化は、プラズマ粒子と、電場や磁場で表される場との間の集団的相互作用によって引き起こされる。これらの場は、以下のように、時間的に変動する項としない項の2つの場の和へと分解することが可能である。

$$f = \langle f \rangle + \delta f, \quad \mathbf{E} = \langle \mathbf{E} \rangle + \delta \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \delta \mathbf{B} \quad (5.4)$$

一般に前者は、プラズマの荷電分離や電流、あるいは外部から与えられた源によって作られた定常場を表しており、後者はプラズマ不安定性によって新たに産み出された変動場を表している。(5.1)式から(5.4)式より、定常場に対する方程式系、

$$\frac{\partial \langle f \rangle}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial \mathbf{x}} + \frac{e}{m} \left[ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \langle \mathbf{B} \rangle \right] \cdot \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial \langle f \rangle}{\partial \mathbf{x}} \times \langle \mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{c} \frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \times \langle \mathbf{B} \rangle = \frac{1}{c} \frac{\partial \langle \mathbf{E} \rangle}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum e \int d\mathbf{v} \mathbf{v} \langle f \rangle \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \langle \mathbf{B} \rangle = 0 \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \langle \mathbf{E} \rangle = 4\pi \sum e \int d\mathbf{v} \langle f \rangle \quad (5.9)$$

が得られ、また、変動場に対しても、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \delta f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{e}{m} \left[ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \langle \mathbf{B} \rangle \right] \cdot \frac{\partial \delta f}{\partial \mathbf{v}} + \frac{e}{m} \left[ \delta \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \delta \mathbf{B} \right] \cdot \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial \mathbf{v}} \\ = -\frac{e}{m} \left[ \delta \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \delta \mathbf{B} \right] \cdot \frac{\partial \delta f}{\partial \mathbf{v}} - C \end{aligned} \quad (5.10)$$

で表されるブラソフ方程式と、変動場に対応するマクスウェル方程式を得ることができる。ここで、

$$C = -\frac{e}{m} \left\langle \left( \delta \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \delta \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial \delta f}{\partial \mathbf{v}} \right\rangle \quad (5.11)$$

は、いわゆるプラズマ粒子と変動場との間に生じる実効的な衝突項を表しているが、これは、古典衝突を記述する衝突項とは、全く性質が異なっている。つまり、プラズマ粒子と変動場の間の衝突では、粒子の運動量、ならびにエネルギーは保存されず、さらに、この衝突項はプラズマの分布関数をマクスウェル分布へと緩和させる働きを持っていない。この衝突項は、衝突項の速度モーメントを取ることにより、

$$\int C d\mathbf{v} = 0 \quad (5.12)$$

$$\sum m \int \mathbf{v} dv C = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\langle \delta \mathbf{E} \times \delta \mathbf{B} \rangle}{4\pi c} \right) - \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \left\{ \frac{\langle \delta \mathbf{E}^2 + \delta \mathbf{B}^2 \rangle \mathbf{I}}{8\pi} - \frac{\langle \delta \mathbf{E} \delta \mathbf{E} \times \delta \mathbf{B} \delta \mathbf{B} \rangle}{4\pi} \right\} \quad (5.13)$$

$$\sum \int dv \frac{1}{2} m v^2 C = -\frac{\partial}{\partial t} \frac{\langle \delta \mathbf{E}^2 + \delta \mathbf{B}^2 \rangle}{8\pi} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \frac{c}{4\pi} \langle \delta \mathbf{E} \times \delta \mathbf{B} \rangle \quad (5.14)$$

のように変動場と関係づけることができる。さて、いま粒子数密度を  $N$ 、流体速度を  $\mathbf{V}$ 、エネルギー密度を  $\mathbf{P}$  として、それぞれ、

$$\left. \begin{aligned} N &= \int \langle f \rangle dv, & \mathbf{V} &= \frac{1}{N} \int dv \mathbf{v} \langle f \rangle, \\ \mathbf{P} &= m \int dv (\mathbf{v} - \mathbf{V})(\mathbf{v} - \mathbf{V}) \langle f \rangle \end{aligned} \right\} \quad (5.15)$$

と定義すると、(5.5)式から(5.9)式、ならびに(5.11)式のモーメントを順次取ることにより、電磁衝撃波の存在する系におけるモーメント方程式、

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot (N\mathbf{V}) = 0 \quad (5.16)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \mathbf{V} + \frac{1}{Nm} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \mathbf{P} = \frac{e}{m} \left[ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \langle \mathbf{B} \rangle \right] + \frac{1}{N} \int C \mathbf{v} dv \quad (5.17)$$

.....

を、順次得ていくことができる。

### 5.2.2 保存則とランキン・ユゴニオの式

さて、(5.1)式から(5.3)式は、プラズマ中の全ての位置で数密度、運動量密度、エネルギー密度に関する保存則を満足する。これらはそれぞれ、

$$\frac{\partial}{\partial t} \int f dv + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \int f \mathbf{v} dv = 0 \quad (5.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \sum \int m \mathbf{v} f \, d\mathbf{v} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{4\pi c} \right] + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \left[ \sum \int m \mathbf{v} \mathbf{v} f \, d\mathbf{v} + \frac{(E^2 + B^2)}{8\pi} \mathbf{I} - \frac{\mathbf{E}\mathbf{E} + \mathbf{B}\mathbf{B}}{4\pi} \right] = 0 \quad (5.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \sum \int \frac{1}{2} m v^2 f \, d\mathbf{v} + \frac{(E^2 + B^2)}{8\pi} \right] + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \left[ \sum \int \frac{1}{2} m v^2 \mathbf{v} f \, d\mathbf{v} + \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \right] = 0 \quad (5.20)$$

である。ここで、(5.4)式のように、分布関数、電場、磁場をそれぞれ定常項と変動項の和に分解し、(5.18)式から(5.20)式に代入して平均化する。また、ショックの伝搬方向を  $x$  軸方向にとる。このときショック面と共に運動する座標系から見れば、

$$\partial \langle f \rangle / \partial t = \partial \langle \mathbf{B} \rangle / \partial t = \partial \langle \mathbf{E} \rangle / \partial t = 0 \quad (5.21)$$

であるので、このときショック面の前後で、次の3つの量が一定となる。

$$\int d\mathbf{v} v_x \langle f \rangle = \text{const.} \quad (5.22)$$

$$\begin{aligned} \sum \int d\mathbf{v} m \mathbf{v} v_x \langle f \rangle + \frac{1}{8\pi} [\langle \mathbf{E} \rangle^2 + \langle \mathbf{B} \rangle^2 + \langle \delta \mathbf{E}^2 \rangle + \langle \delta \mathbf{B}^2 \rangle] \\ - \frac{1}{4\pi} [\langle \mathbf{E} \rangle \langle \mathbf{E}_x \rangle + \langle \mathbf{B} \rangle \langle \mathbf{B}_x \rangle + \langle \delta \mathbf{E} \delta \mathbf{E}_x \rangle + \langle \delta \mathbf{B} \delta \mathbf{B}_x \rangle] = \text{const.} \end{aligned} \quad (5.23)$$

$$\sum \int \frac{1}{2} m v^2 v_x d\mathbf{v} \langle f \rangle + \frac{c}{4\pi} \mathbf{i} \cdot [\langle \mathbf{E} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \langle \delta \mathbf{E} \rangle \times \langle \delta \mathbf{B} \rangle] = \text{const.} \quad (5.24)$$

ここで、(5.24)式の  $\mathbf{i}$  は、 $x$  軸方向の単位ベクトルを表している。この表式から理解できるように、(5.23)式と(5.24)式は、ショック面を通じた平均運動量流束、エネルギー流束の保存式を与えている。ここで、(5.23)式の運動量流束の保存式が、ショック面に対し垂直、ならびに平行成分の両方を持っていることに注意する必要がある。ここでショック面での境界条件を考えてみると、(5.2)式と(5.3)式のマクスウェル方程式から、ショック面に対して接線方向の電場、そしてショック面に対して垂直方向の磁場は一定とならなければならない。つまり、

$$\langle E_y \rangle = \text{const.}, \quad \langle E_z \rangle = \text{const.}, \quad \langle B_x \rangle = \text{const.} \quad (5.25)$$

である。さらに、ショック面から十分遠方においては空間変化量ならびに衝突項は共に零となるので、(5.17)式より、

$$\left[ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \langle \mathbf{B} \rangle \right]_{x \rightarrow \pm \infty} = 0 \quad (5.26)$$

を得る。

さて、非常に特殊な状況として、プラズマの分布関数がショック面の前後で常にマクスウェル分布から外れないときを考えることにする。このとき分布関数は、以下のように数密度、温度、流速の3つのパラメータのみで表すことができ、イオンに対して、

$$\langle f_{i1,2} \rangle = \frac{N_{1,2}}{(2\pi v_{i1,2}^2)^{3/2}} \exp \left[ - \left\{ \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{V}_{1,2})^2}{2v_{i1,2}^2} \right\} \right] \quad (5.27)$$

と記述できる。なお、同様の分布関数が電子に対しても成立する。ここで、熱速度  $v_{i,e}$  を、

$$v_{i,e} = \left( \frac{\kappa T_{i,e}}{m_{i,e}} \right)^{1/2} \quad (5.28)$$

と定義し、図5.1に示すような座標系を考える。このとき、流速  $\mathbf{V}$  は、 $x$  のみの関数となり  $\mathbf{V}(x)$  と書ける。ここで、上流、下流ともに、ショック面から十分に離れたところでの流速をそれぞれ  $\mathbf{V}(x = -\infty \text{ or } +\infty) = \mathbf{V}_{1,2}$  と記述することにする。さらに、

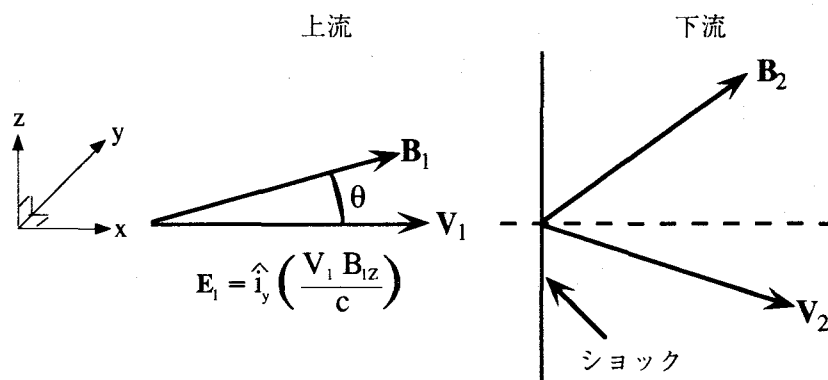


図5.1 ショック遷移層を挟んで上流側、下流側それぞれにおける電磁場と電磁流体の速度ベクトルの定義。

ショック面と共に動く適当な座標系に乗ることにより、 $\mathbf{B}_1$  と  $\mathbf{V}_1$  が共面となるようにする。このとき  $x = \pm\infty$  においては流れは定常で、電流も電荷も存在しないと仮定した場合、1流体近似  $N_{e1,2} = N_{i1,2} = N_{1,2}$  ,  $\mathbf{V}_{e1,2} = \mathbf{V}_{i1,2} = \mathbf{V}_{1,2}$  が可能となる。したがって、(5.22) (5.23) (5.24)式より、

$$N_1 V_1 = N_2 V_{2x} \quad (5.29)$$

$$N_1 (\bar{v}_1^2 + V_1^2) + \frac{B_{1z}^2}{8\pi M} = N_2 (\bar{v}_2^2 + V_{2x}^2) + \frac{B_{2z}^2}{8\pi M} \quad (5.30)$$

$$N_1 V_1 (5\bar{v}_1^2 + V_1^2) + \frac{V_1 B_{1z}^2}{2\pi M} = N_2 V_{2x} (5\bar{v}_2^2 + V_{2x}^2 + V_{2x}^2) + \frac{V_{2x} B_{2z}^2}{2\pi M} - \frac{V_{2x} B_x B_{2x}}{2\pi M} \quad (5.31)$$

を得る。ここで、

$$\bar{v}_{1,2}^2 = v_{i1,2}^2 + \frac{m}{M} v_{e1,2}^2 \quad (5.32)$$

とし、(5.30)式と(5.31)式の中に含まれる質量比  $m/M$  , ならびに、光速に対する流速の比の2乗  $V_1^2/c^2$  に関する項は無視している。また、(5.25) (5.26)式より、

$$V_1 B_{1z} = V_{2x} B_{2z} - V_{2z} B_x \quad (5.33)$$

であり、さらに(5.25)式の  $z$  成分より、

$$\frac{B_{1z} B_x}{4\pi M} = \frac{B_{2z} B_x}{4\pi M} - N_2 V_{2x} V_{2z} \quad (5.34)$$

を得る。さて、ここまでの議論では、ショック面下流においても、上流と同様、 $\mathbf{V}_2$  と  $\mathbf{B}_2$  が共面上にあると仮定している。ところが、ショック面に対して接線方向の電場  $E_z$  と、(5.23)式のショック面に対して垂直成分の連続性から導かれる等式は、2つの解を持っている。一方は、上記で仮定したショック面下流において  $V_{2y} = B_{2y} = 0$  となる解であり、他方は、電磁衝撃波特有の横衝撃波に関する解で、 $V_{2x} = (B_x^2 / 4\pi M N_1) V_1^{-1}$  , かつ  $V_{2y} \neq 0$  で、 $\mathbf{V}$  と  $\mathbf{B}$  の存在する共面がショック面を通過後に回転する解、つまり磁力線の方向が横衝撃波通過の際に変化する解に関するものである。ここでは前者のみを考えることにする。以下のように、無次元数を導入する。

$$n_2 = \frac{N_2}{N_1}, \quad u_{2x,z} = \frac{V_{2x,z}}{V_1}, \quad v_{1,2} = \frac{\bar{v}_{1,2}}{V_1}, \quad \mathbf{b}_{1,2} = \frac{\mathbf{B}_{1,2}}{(4\pi MN_1 V_1^2)^{1/2}}. \quad (5.35)$$

このとき (5.29)式から (5.34)式を以下のように簡単に記述することができ、それぞれ、

$$1 = n_2 u_{2x} \quad (5.36)$$

$$2(v_1^2 + 1) + b_{1z}^2 = 2n_2(v_2^2 + u_{2x}^2) + b_{2z}^2 \quad (5.37)$$

$$5v_1^2 + 1 + 2b_{1z}^2 = 5v_2^2 + u_{2x}^2 + u_{2z}^2 + 2b_{2z} b_{1z} \quad (5.38)$$

$$b_{1z} = u_{2x} b_{2z} - u_{2z} b_x \quad (5.39)$$

$$b_{1z} b_x = b_{2z} b_x - u_{2z} \quad (5.40)$$

となる。(5.39) (5.40)式より、下流での  $b_{2z}$  と  $u_{2z}$  に関して解くことができ、

$$b_{2z} = \frac{b_{1z}(1 - b_x^2)}{(u_{2x} - b_x^2)} \quad (5.41)$$

$$u_{2z} = \frac{b_{1z} b_x (1 - u_{2x})}{(u_{2x} - b_x^2)} \quad (5.42)$$

を得る。次に (5.36)式を使って (5.37)式の  $n_2$  を消去し、同様に (5.38)式を使って (5.37)式の  $v_2$ , (5.41) (5.42)式を使って  $b_{2z}$  と  $u_{2z}$  を消去する。この結果、 $u_{2x}$  に関する4次方程式を得ることができるが、明らかに自明な解  $u_{2x} = 0$  を含んでいるので、結果として以下の3次方程式がランキン・ユゴニオの関係式を与えることになる。

$$4u_{2x}^3 - u_{2x}^2 \left[ 5v_1^2 + 1 + \frac{5}{2} b_{1z}^2 + 8b_x^2 \right] - u_{2x} \left[ \frac{1}{2} b_{1z}^2 - 2b_x^2 (5v_1^2 + 1 + 2b_x^2 + 2b_{1z}^2) \right] - b_x^2 [b_{1z}^2 + b_x^2 (5v_1^2 + 1)] = 0 \quad (5.43)$$

この方程式は3次式なので簡単に、かつ解析的に解くことができるが、以下では特殊



な例のみを考えることにする。

a. マッハ数が非常に大きい場合

マッハ数が非常に大きい場合は、上流での運動エネルギー密度が、熱、ならびに磁気エネルギー密度をはるかに上まわっているので、(5.43)式において  $v_1^2 \rightarrow 0, b_1^2 \rightarrow 0$  とおくことができる。ここで、無次元数を有次元数に戻し、 $v_2^2 = \kappa(T_{i2} + T_{e2})MV_1^2$  とすると、

$$\frac{V_{2x}}{V_1} = \frac{N_1}{N_2} \cong \frac{1}{4} \quad (5.44)$$

$$\sqrt{\frac{K(T_{e2} + T_{i2})}{M}} \cong \frac{\sqrt{3}}{4} V_1 \quad (5.45)$$

$$\Leftrightarrow (T_{e1} + T_{i2})[\text{eV}] \cong \frac{3}{16} \cdot \frac{M}{e} V_1^2 \quad (5.46)$$

を得る。この結果は  $\mathbf{B}$  を全く含んでおらず、高マッハ数の場合は磁場が状態量のジャンプに影響しない。 $T_{i2}$  と  $T_{e2}$  の割合については特定できない。これは詳細なショック相互作用 [7] を考慮することにより決定される。

b. 垂直衝撃波  $\theta_{bn} = 90^\circ$  の場合

ショック面の法線と、磁力線のなす角  $\theta_{bn}$  が  $90^\circ$  のときの電磁衝撃波を、垂直衝撃波 (perpendicular shock) と呼ぶ。この場合 (5.43)式において、 $b_x = 0, b_{1z} \neq 0$  とすることにより、密度、流速、磁場に関して、

$$\begin{aligned} \frac{N_1}{N_2} &= \frac{V_{2x}}{V_1} = \frac{B_{1z}}{B_{2z}} \\ &= \frac{1}{8} \left\{ \frac{5K(T_{e1} + T_{i1})}{MV_1^2} + 1 + \frac{2B_{1z}^2}{8\pi MN_1 V_1^2} + \left[ \left( \frac{5K(T_{e1} + T_{i1})}{MV_1^2} + 1 + \frac{5B_{1z}^2}{8\pi MN_1 V_1^2} \right)^2 + \frac{2B_{1z}^2}{\pi MN_1 V_1^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (5.47) \end{aligned}$$

を得ることができ、また温度に対しては (5.38)式から

$$\frac{5K(T_{e2} + T_{i2})}{MV_1^2} = \frac{5K(T_{e1} + T_{i1})}{MV_1^2} + 1 + \frac{B_{1z}^2}{2\pi MN_1 V_1^2} - \frac{V_{2x}^2}{V_1^2} - \frac{B_{1z}^2}{2\pi MN_1 V_{2x} V_1} \quad (5.48)$$

の関係式を得ることができる。ここで  $B_{2x}$  と  $V_{2z}$  は零である。また、ショック解が存在するためには  $V_{2x}/V_1 < 1$  でなければならないことから、(5.47)式より垂直衝撃波に対するマッハ数  $M$  の条件式、

$$M = \frac{V_1}{\left[ \frac{5K(T_{e1} + T_{i1})}{3M} + \frac{B_{1z}^2}{4\pi N_1 M} \right]^{1/2}} > 1$$

$$M = \frac{V_1}{\sqrt{v_s^2 + v_A^2}} > 1 \quad (5.49)$$

を導くことができる。

### c. 平行衝撃波 $\theta_{Bn} = 0^\circ$ の場合

$\theta_{Bn}$  が  $0^\circ$  のときの電磁衝撃波を、平行衝撃波 (parallel shock) と呼ぶ。この場合は  $B_{1z} = 0$ 、かつ  $B_{1x} \neq 0$  なので、(5.47)式から(5.49)式の関係式から磁場の項を全て落とすことができ、

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{V_{2x}}{V_1} = \frac{B_{1z}}{B_{2z}} = \frac{1}{4} \left\{ \frac{5K(T_{e1} + T_{i1})}{MV_1^2} + 1 \right\} \quad (5.50)$$

$$\frac{5K(T_{e2} + T_{i2})}{MV_1^2} = \frac{5K(T_{e1} + T_{i1})}{MV_1^2} + 1 - \frac{V_{2x}^2}{V_1^2} \quad (5.51)$$

$$M = \frac{V_1}{\left[ \frac{5K(T_{e1} + T_{i1})}{3M} \right]^{1/2}} > 1 \quad (5.52)$$

を得ることができる。

d. 斜め衝撃波  $0 < \theta_{Bn} < 90^\circ$  の場合

地球磁気圏の境界領域におけるボウショックに見られるように、一般に流線と磁力線は斜めに交差している。このような衝撃波を斜め衝撃波 (oblique shock) と呼ぶが、これはさらに  $\theta_{Bn} = 45^\circ$  を境に分類されており、図 5.2 に示すように、 $0 < \theta_{Bn} < 45^\circ$  の場合を準平行衝撃波 (quasi-parallel shock)、 $45^\circ < \theta_{Bn} < 90^\circ$  の場合を準垂直衝撃波 (quasi-perpendicular shock) という。この場合は  $\theta_{Bn}$  により、 $\mathbf{V}$ 、 $\mathbf{B}$  を流線に対して垂直方向と平行方向に分解することで、(a) と (b) の関係式に帰着することができる。したがって、ランキン・ユゴニオの関係式は  $\theta_{Bn}$ 、および  $\beta_1$  をパラメータとして様々な形を持つことになる。

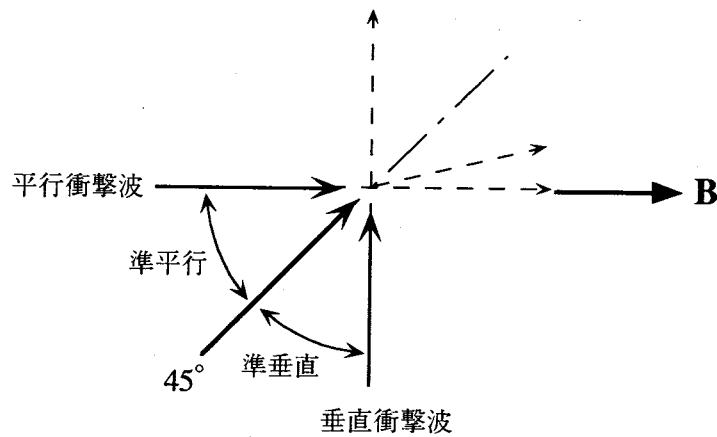


図 5.2 磁場への入射角により電磁衝撃波を分類している模式図。

5.2.3 ベータ値とマッハ数の関係

(5.47)式を見てみると、ショック面における状態量のジャンプに対する磁場の影響は、次式で定義されるベータ値に大きく依存していることがわかる。

$$\beta_1 = \frac{N_1 K (T_{e1} + T_{i1})}{(B_1^2 / 8\pi)} \quad (5.53)$$

したがって、上流でのベータ値が  $\beta_1 \ll 1$  であるならば、マッハ数  $M$  は近似的にアルフベン速度  $V_A$  に対する流速の比、

$$M \cong \frac{V_1}{V_{A1}} \quad (V_{A1} = \frac{B_1}{\sqrt{4\pi N_1 M}}) \quad (5.54)$$

で表すことができ、一方、 $\beta_1 \gg 1$  であれば、 $M$  は音速  $V_s$  に対する流速の比、

$$M \equiv \frac{V_1}{V_s} \quad (V_s = \sqrt{\frac{5\kappa(T_{e1} + T_{i1})}{3M}}) \quad (5.55)$$

で近似できる。FRCプラズマにおいては、そのバルク領域において、(5.53)式で計算されるベータ値が $\geq 1$ であるので、マッハ数を  $M \equiv V_1/V_s$  で定義してよい。

### 5.3 再熱化時の反射面近傍でのプラズマパラメータ

ここでは、再熱化が生じる下流磁気ミラー領域中において、FRCプラズマが反射する時間に測定された磁場及び密度の実験値を示す。本論に先立ち、データの測定位置及び測定器の配置について、図 5.3 を用いて説明する。

データは、下流磁気ミラー領域内の E2 ( $z = 550$  cm) と記している断面で取得している。この断面に He-Ne レーザー干渉計の光軸を  $y$  軸に、プラズマ内部磁場  $B_p$  測定用プローブを  $x$  軸に平行に配置している。磁気プローブを封入しているパイレックス標準管の先端は、装置中心軸から 5 cm 離れた位置で止めている<sup>1)</sup>。パイレックス管の先端からプローブまでの距離は 1 cm なので、結果として磁気プローブの位置は  $r = 6$  cm の位置となっている。外部磁場  $B_w$  については、この E2 断面から 5 cm 上流の位置 ( $z = 545$  cm) で測定している。

#### 5.3.1 測定結果

図 5.4 に示す 4 つの信号は、 $B_0 \sim 400$  G の時の、各測定器から得られる信号の典型的な時間変化を表しており、それぞれ順に (a) 閉じ込め部中央面近傍 (C6:  $z = 370$  cm) での  $\int n_e dl$ , (b) E2 での  $\int n_e dl$ , (c) E2 での  $B_p$ , (d) E2 から 5 cm 上流での  $B_w$  信号である。なお、全てのデータは同一ショットで得られたものである。(a) の  $\int n_e dl$  信号から、FRCプラズマの下流磁気ミラーへの入射、そしてその後の反射過程のタイムシーケンスを理解することができる。生成部における配位形成 ( $t = 50$   $\mu$ s) から約 30  $\mu$ s 後に FRC プラズマは C6 を通過している (ファーストパス)。その後、 $t = 120$   $\mu$ s に反射 FRC プラズマの先端が C6 へと戻りはじめ、それから約 30  $\mu$ s 経過した後に FRC プラズマの後端が C6 を抜けている (セカンドパス)。この間、例えば  $t = 120$   $\mu$ s 付近の信号を見ても、信号が零線まで下がりきっていない。これは、全ての入射プラズマが C6 を通過する前に、既に、一部の反射プラズマが上流へと戻りはじめていることを示唆している。このような入射プラズマと反射プラズマのすれ違い現象は、上流磁気ミラーでの反射後にも起こっていると考えられ、それを示唆する信号が、 $t = 160$   $\mu$ s 近傍の

<sup>1)</sup> この位置以上に深くプローブ挿入すると、プラズマ入射時の干渉計信号が乱れてしまう。原因の詳細については不明であるが、おそらくはレーザー光の一部とパイレックス管との相互作用に起因していると推定される。

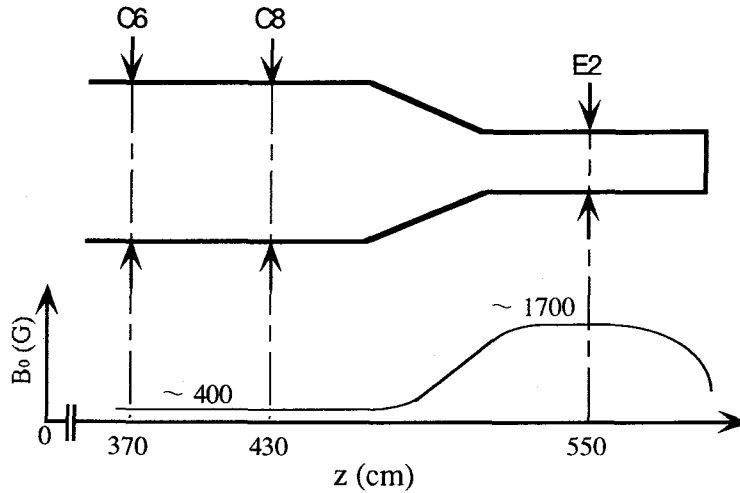


図5.3 反射面近傍でのプラズマパラメータ測定断面と軸方向バイアス磁場  $B_p$  分布.

信号に現れている。

さて、下流磁気ミラー領域内での (b)  $\int n_e dl$  と (c)  $B_p$  の信号を見てみると、2つの信号の間に顕著な差異を見出すことができる。まず第1に、信号波形の細部が大きく異なっている。  $t = 105 \mu\text{s}$  付近に見られる信号に注目すると、(b) の  $\int n_e dl$  はその出力時間が  $105 < t_m < 130$  に渡って継続しているのに対して、(c) の  $B_p$  信号の出力時間はそれに比べて短く、またパルス状に上下に振動している。

次に  $B_p$  信号を見てみることにする。データよりわかるように、 $B_p$  信号には全ての時間に渡り、FRCプラズマの存在を示す反転磁場信号が出力していない。言い換えると、FRCプラズマがこの測定断面にまで到達していることを保証するデータとはなっていない。しかしながら、規格化半径  $x_s$  で示した測定プローブの位置が  $x_s = 0.3$  であること、そして、 $B_p$  信号が、反転してはいないものの、その信号値がバイアス磁場強度  $B_M \sim 1700 \text{ G}$  を大きく下回っていることから考えて、おそらく  $t = 95 \mu\text{s}$  付近の信号はFRCプラズマの存在を示していると推定される。これに対して、 $t = 105 \mu\text{s}$  付近に見られる信号については、その信号値が  $B_p \sim 1000 \text{ G}$  と反磁性が  $t = 95 \mu\text{s}$  の信号より弱く、FRCプラズマと断定するには慎重な検討を要する。

最後に、外部磁場  $B_w$  信号についてだが、この信号波形については、信号に含まれている細かいピークの有無を除けば、信号の立ち上がりから立ち下がり時間、そして出力時間幅の全てが  $\int n_e dl$  信号の形状と一致している。

### 5.3.2 ランキン・ユゴニオ式との比較

前項で示した  $B_p$  データから、E2をプラズマ反射面と近似的にみなすことができる

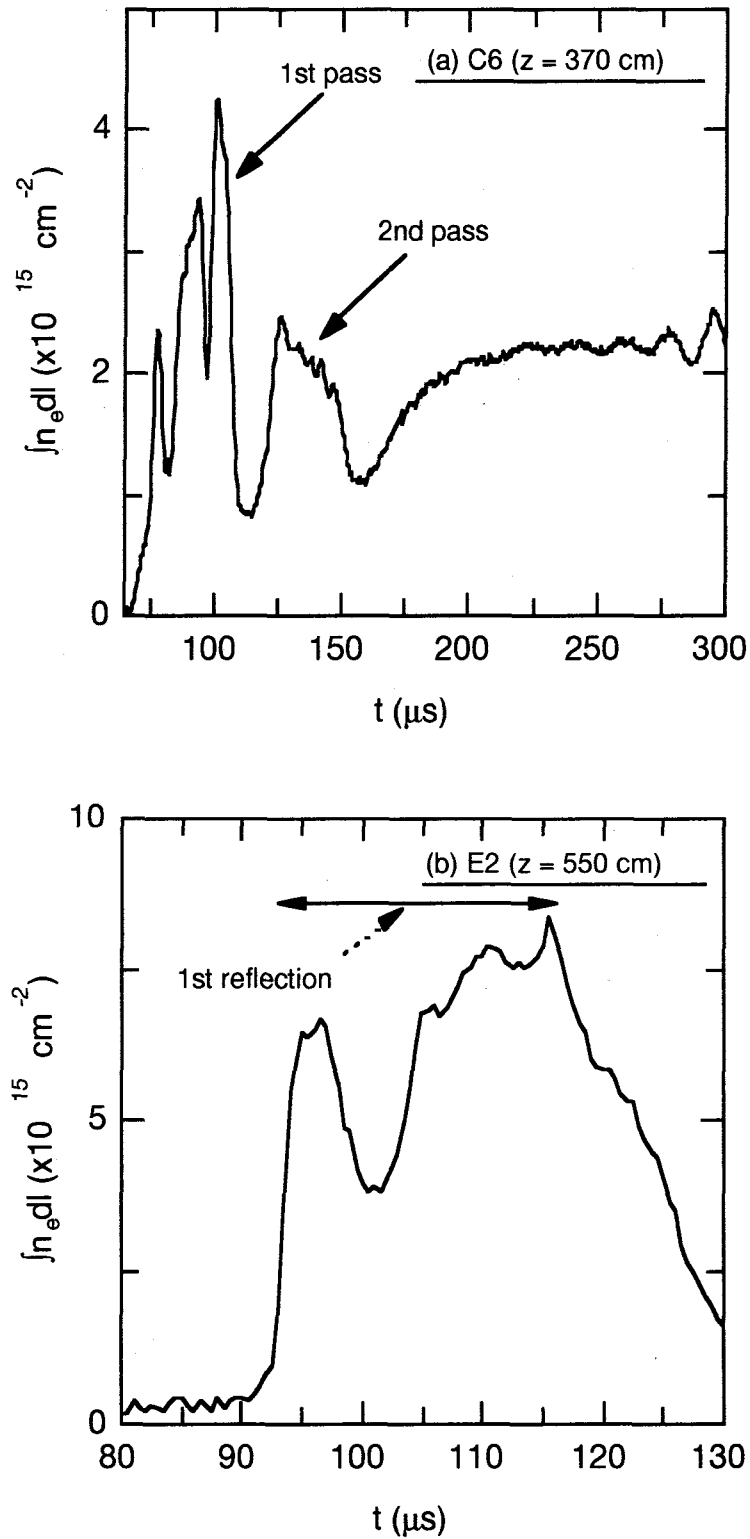


図5.4 同一ショットで得られた閉じ込め部中央面近傍(C6)と反射面近傍(E2)での各プラズマパラメータの時間変化. データは, それぞれ (a)  $\int n_e dl$  (C6), (b)  $\int n_e dl$  (E2), (c)  $B_p$  (E2), (d)  $B_w$  を表わしている.

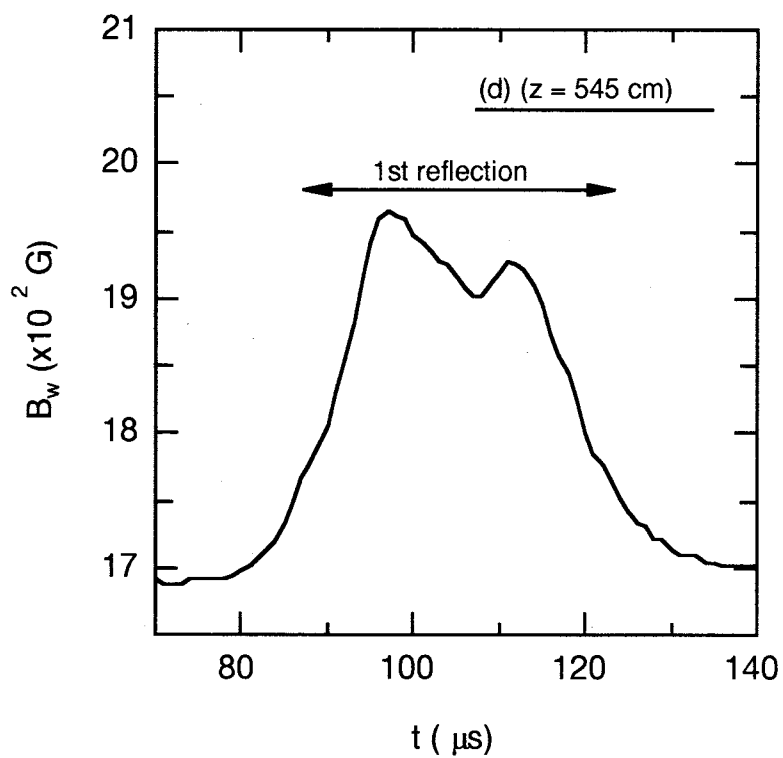
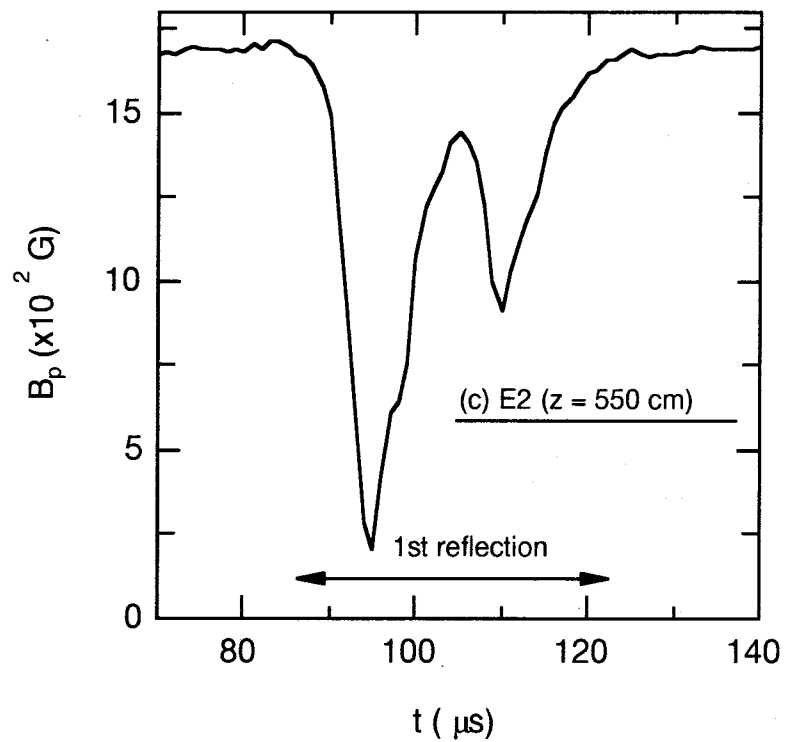


図 5.4 続き.

ので、ここではE2で計算されるプラズマ密度と温度の値を、ランキン・ユゴニオ式からの理論値と比較する。

#### a. 衝撃波面後方でのプラズマ密度

図5.5は、閉じ込め部でのプラズマ密度の算出と同様、(1.18) (2.21)式から得られたE2でのプラズマ密度  $\bar{n}_2 (\equiv nl/2r_{\Delta\phi})_{z=E2}$  の時間変化である。データからわかるように、この波形は時間変動が大きい。そこで、このデータ波形がフラット・トップとなっている時間範囲で平均をとる。つまり、このデータでは  $95 < t_{nl} < 117$  の範囲で時間平均をとった値を、C2での  $\bar{n}_2$  と見なすことにする。同様のデータ処理を他の20ショットに対して行い、得られた  $\bar{n}_2$  の値をショット間で平均した値は、 $\bar{n}_2 \sim (6.4 \pm 0.7) \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  である。一方、反射面へと侵入する前の密度  $\bar{n}_1$  は、C6での測定値で与えることができ、その値は  $\bar{n}_1 \sim 9.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  であった<sup>2)</sup>。したがって、ショック面前後での  $\bar{n}_2/\bar{n}_1$  の値は、

$$\frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_1} = \frac{6.4 \times 10^{14}}{9.0 \times 10^{13}} \sim 7 \quad (5.56)$$

と計算され、確かに密度がジャンプしている結果となっている。

これに対して、ランキン・ユゴニオ式から得られる計算値は、高マッハ数近似の場合でさえ、(5.44)式より  $\bar{n}_2/\bar{n}_1 \sim 4$  である。低マッハ数の場合は、 $\bar{n}_2/\bar{n}_1$  の値は(5.47) (5.50)式から得られるが、一般にこの値は  $\bar{n}_2/\bar{n}_1 < 4$  である。つまり、反射面近傍でのプラズマ密度のジャンプは、理論から示される上限値のさらに2倍近くにまで達していることになる。このような実験値と理論値との差異は、おそらくはFRCプラズマが下流磁気ミラーで反射する以前に、既にミラー磁場領域の磁場により径方向に圧縮されていることに起因していると推定される。

#### b. 衝撃波面後方でのプラズマ温度

次に、E2でのプラズマ温度の値を理論値と比較する。図5.6は  $\bar{n}_2$  を用いて(2.25)式より計算されたE2における  $T_{\perp} (= T_{i\perp} + T_{e\perp})$  の時間変化である。上述の  $\bar{n}_2$  と同様の平均操作を他の20ショットに対しても行い、それより得られたE2断面での  $T_{\perp}$  の平均値は  $T_{\perp} \sim 160 \text{ eV}$  であった。

一方、(5.47)式から得られる理論値であるが、(5.47)式の適用に際して注意すべき点が2点ある。まず第1に、(5.47)式は、ショック面から見た場合に成立する関係式であるということである。つまり、実験室系で得られている値を、ショック面と共に動く座

<sup>2)</sup> 図3.10の  $B_0 \sim 400 \text{ G}$  のデータ値を参照のこと。



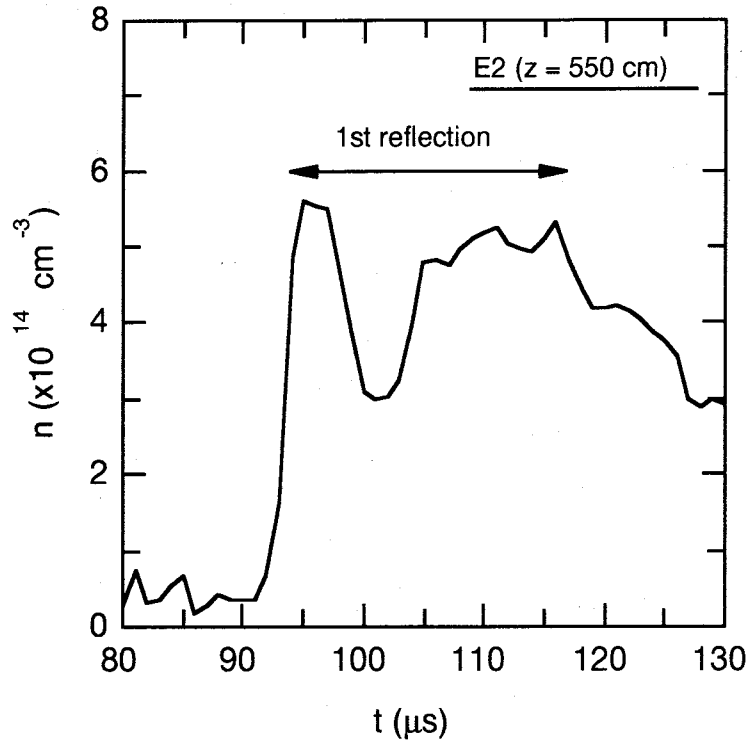


図 5.5 E2 断面におけるプラズマ平均密度  $\bar{n}_2$  の時間変化.

標系での値に変換する必要がある。第 2 に、一般に固定壁から反射する衝撃波の場合、その固定壁面上においては平均流速が零であるという境界条件から、ショック面上から見たショック面後方の平均流速は零でなければならない。つまり、実験室系から見た場合、ショック面後方の平均流速はショック面の伝搬速度と一致し、その向きは上流方向となる。しかしながら今の場合、ショック面後方の平均流速の向きを上流方向とみなすことはできない。なぜなら、図 3.2 に示した FRC プラズマの移送の様子や、図 5.4 の  $\int n_e dl$  信号からわかるように、下流磁気ミラーからプラズマが損失しているように見受けられるからである。

上記のような観点を踏まえて、ここでは FRC プラズマの再熱化を伴う反射過程を図 5.7 のように考えることにする。つまり、これまで FRC プラズマの反射運動を表していると考えていた図 3.2 の  $r_s(z)$  の上流への伝搬信号が、衝撃波面の伝搬を表していると考えられる。したがって、図 3.5 に示した FRC プラズマの反射速度  $v_r$  が、衝撃波面の伝搬速度  $D$  と一致していると見なす。このとき、衝撃波面と共に動く座標系から見た場合の入射相対速度  $v_{rel}$  は

$$v_{rel} = v_{zi} - D (= v_{zi} - v_r) \quad (5.57)$$

となる。例えば  $B_0$  が  $B_0 \sim 400 \text{ G}$  の場合、図 3.5 より  $v_{zi} \sim 17 \text{ cm}/\mu\text{s}$  ,  $v_r \sim -7.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$

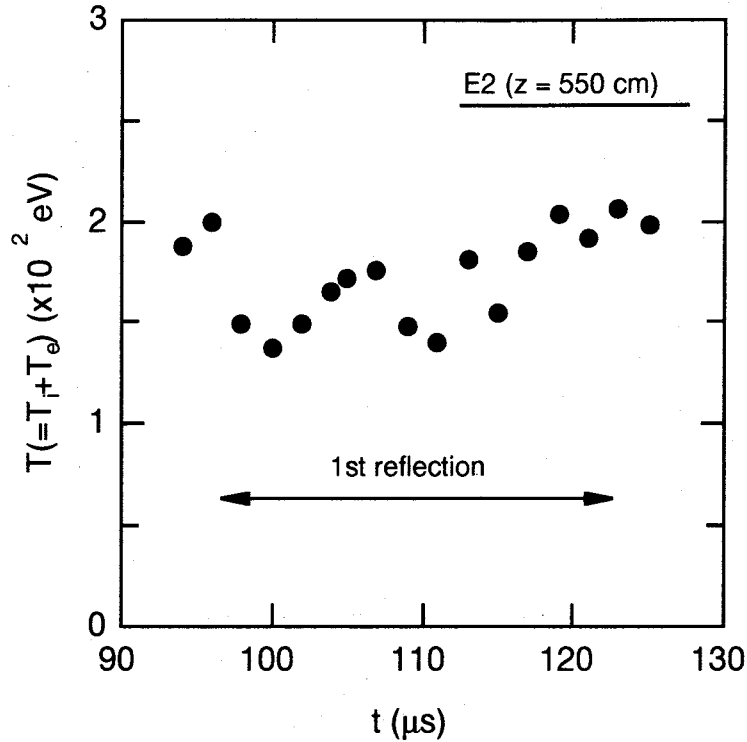


図 5.6 E2 断面におけるプラズマ圧力平衡温度  $T_{\perp} (= T_{i\perp} + T_{e\perp})$  の時間変化.

であるので, (5.57)式より  $v_{rel} (\equiv V_1) \sim 24.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$  である. この  $V_1$  の値を(5.47)式の右辺に代入し,  $B_{1z}$  をパラメータとして右辺の値をプロットしたものが図 5.8 である. ここに,  $T_1$  ならびに  $n_1$  の値は, 実験値より  $T_1 \sim 60 \text{ eV}$ ,  $n_1 \sim 9.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  としている. また, 衝撃波面後方でのプラズマ温度  $T_2$  を(5.48)式により  $V_{2z}$ , すなわち  $B_{1z}$  をパラメータとしてプロットしたものが図 5.9 である. この図 5.9 をもとに, FRC プラズマの再熱化が図 5.2 に分類した衝撃波のどのタイプにより引き起こされているかについて議論し

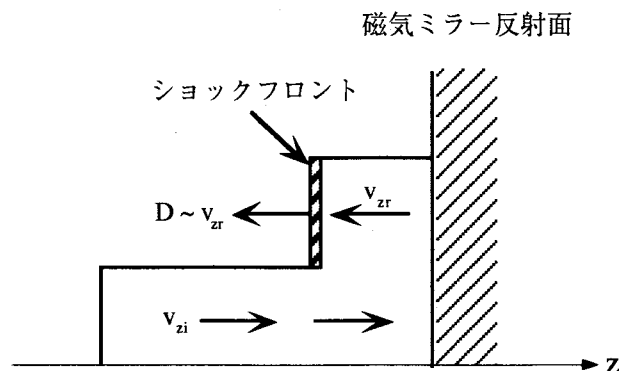


図 5.7 再熱化を伴う下流磁気ミラーでの反射過程において仮定された各パラメータの空間模式図.

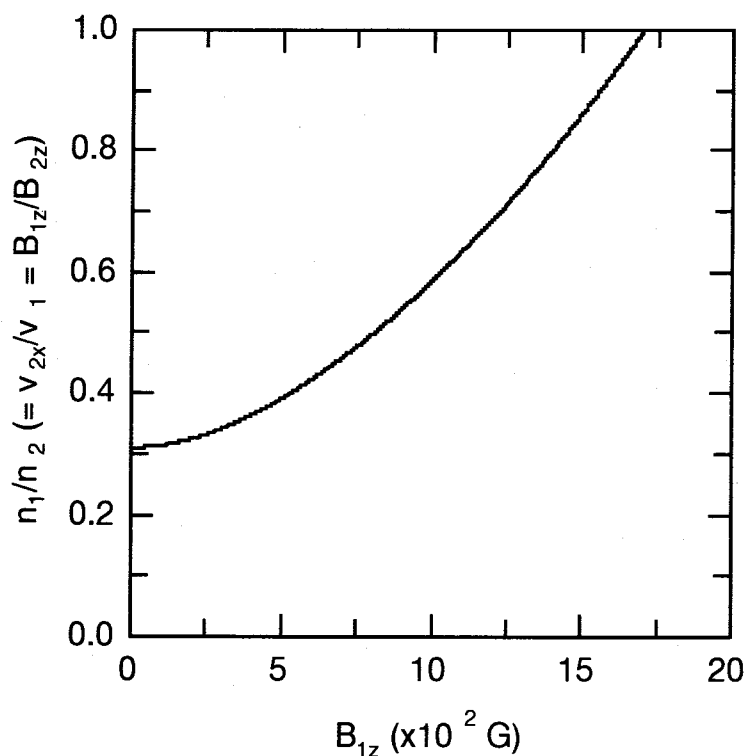


図5.8 ランキン・ユゴニオ式から示される反射前後での各パラメータジャンプの磁場強度依存性. 今の場合,  $B_{1z} \sim 1600 \text{ G}$  以上ではマッハ数の値が1以下となるので意味をなさない. ここに,  $v_1 (\equiv v_{rel})$  の値は  $\sim 24.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$  としている.

ていくことにする.

衝撃波を平行衝撃波と仮定した場合, ショックにより上昇する温度は磁力線に平行方向の温度  $T_{\parallel}$  である. いま, この  $T_{\parallel}$  が速やかに  $T_{\perp}$  と緩和し, 等方的になると仮定した場合, 図5.9の  $B_z \rightarrow 0$  の値を見てみると,  $T_2$  の値は  $\sim 280 \text{ eV}$  となっている. この値は実験値  $T_{\perp} \sim 160 \text{ eV}$  の1.75倍となっており, エネルギーを大きく損失させる機構が存在しない限り, 再熱化が平行衝撃波で引き起こされているとは考えにくい.

次に, 衝撃波を斜め衝撃波と仮定した場合, 図5.9より  $T_2 \sim 160 \text{ eV}$  は  $B_{1z} \sim 600 \text{ G}$  の時に得られることがわかる. つまり, ショック面の接線方向の磁場強度が  $600 \text{ G}$  となる磁力線を衝撃波が横切ることにより, 観測されている温度のジャンプが生じることを意味している. 今の場合, 端部磁気ミラー領域の真空磁場強度は  $B_z \sim 1700 \text{ G}$  となっていることから, 衝撃波が上記の条件を満たす磁力線を横切るとは十分に可能と考えられ, FRCプラズマの再熱化時に生じる衝撃波は, 斜め衝撃波となっている可能性が高い.

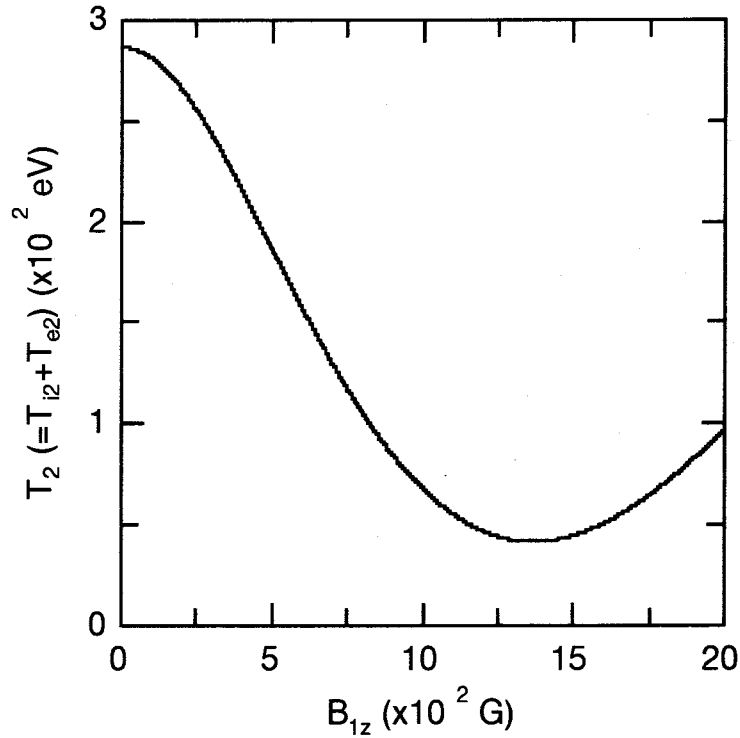


図5.9 ランキン・ユゴニオ式から計算される衝撃波面後方後でのプラズマ温度. ここに,  $v_1 (\equiv v_{rel})$  の値は  $\sim 24.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$  としている.

#### 5.4 無衝突衝撃波の可能性

ここでは, E2で測定されたプラズマパラメータの値をもとに, 反射面近傍でのイオン平均自由行程  $\lambda_{ii}$  を算出する.

反射重水素イオンをテスト粒子とし, このテスト粒子が衝突する, 上流から反射面へと入射する重水素プラズマを場の粒子とみなすことにする. 場の粒子に対するテスト粒子の相対速度を  $v$  としたとき, 衝突によって減速する減速時間  $\tau_s$  は,

$$\tau_s = -\frac{v}{\langle \Delta v_{||} \rangle} = \frac{v}{\left(1 + \frac{m}{m_f}\right) A_D \frac{m_f}{2T_f} G(v_f)} \quad (5.58)$$

で与えられる [8]. ただし,  $v_f$  は速度空間  $\mathbf{v}$  内で  $v_f = v \sqrt{m_f/2T_f}$  で定義される無次元数であり,

$$v_f^2 = \frac{m_f v^2}{2T_f} = \frac{m_f}{m} \cdot \frac{\epsilon}{T_f} \quad \left( \epsilon = \frac{1}{2} m v^2 \right) \quad (5.59)$$

を満たしている。また、 $A_D$  はいわゆる拡散定数で、

$$A_D = \frac{8\pi e^4 n_f Z_f^2 Z_f^2 \ln \Lambda}{m^2} \quad (5.60)$$

と定義されており、 $G(x)$  は、Chandrasekharが誤差関数  $\Phi(x)$  を用いて導入した関数で、

$$G(x) = \frac{\Phi(x) - x\Phi'(x)}{2x^2} = \frac{\mu(x^2)}{2x^2} \quad (5.61)$$

と定義されている [9]。ただし、

$$\mu(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t} \sqrt{t} dt \quad (5.62)$$

である。いま、(5.58)式の  $\tau_s$  の定義より明らかなように、 $\tau_s$  は速度  $v$  が  $1/e$  へと減速するのに要する時間を表しているので、 $\lambda_{ii}$  の値は  $\sim 0.64v\tau_s$  で求めることができる。場の重水素粒子の温度を

- (1) 温度上昇が生じる前の値  $T_f = (T_i + T_e)/2 \sim 30$  eV
- (2) 温度上昇後の値の半分  $T_f = (T_i + T_e)/2 \sim 80$  eV
- (3) 温度上昇後の値の全て  $T_f = (T_i + T_e) \sim 160$  eV

とした場合、(1)(2)(3)のそれぞれに対して、イオン相対速度を  $v_{zi} < v < 2v_{zi}$  ( $v_{zi} \sim 17$  cm/ $\mu$ s) の範囲でパラメータとした時の  $\lambda_{ii}$  の値を図5.10と図5.11に示す。ここに、図5.10は、プラズマ密度を密度上昇前の値  $\bar{n}_1 \sim 9.0 \times 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>とした場合であり、図5.11は、プラズマ密度を密度上昇後の値  $\bar{n}_2 \sim 6.4 \times 10^{14}$  cm<sup>-3</sup>とした場合の計算値である。データよりわかるように、 $\lambda_{ii}$  の値は  $\sim 10$  cm から  $\sim 10^4$  cm となっており、この長さは磁気ミラーの特性長と同程度からそれ以上に達している。以下では、この  $\lambda_{ii}$  の値についてより詳細に検討する。

既に述べたように、反射面上では、境界条件より、軸方向速度成分が零でなければならない。したがって、相対速度  $v$  は、この反射面上で最大値  $2v_{zi}$  を取ることになる。その後、テスト粒子は、反射面から離れるにつれ、場の粒子によって減速されることになるが、減速された後の速度はせいぜいFRCプラズマの反射速度程度と考えられる。そこで、実効的相対速度  $v_{eff}$  を  $v_{eff} (= v_{zi} - v_r) \sim 25$  cm/ $\mu$ s と考えると、 $\lambda_{ii}$  の値は、 $v_{eff} < v < 2v_{zi}$  の範囲において、 $\sim 2.6 - 8.6$  m ( $\bar{n}_2 \sim 6.4 \times 10^{14}$  cm<sup>-3</sup>)、 $\sim 17 - 54$  m ( $\bar{n}_1 \sim 9.0 \times 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>) となる。

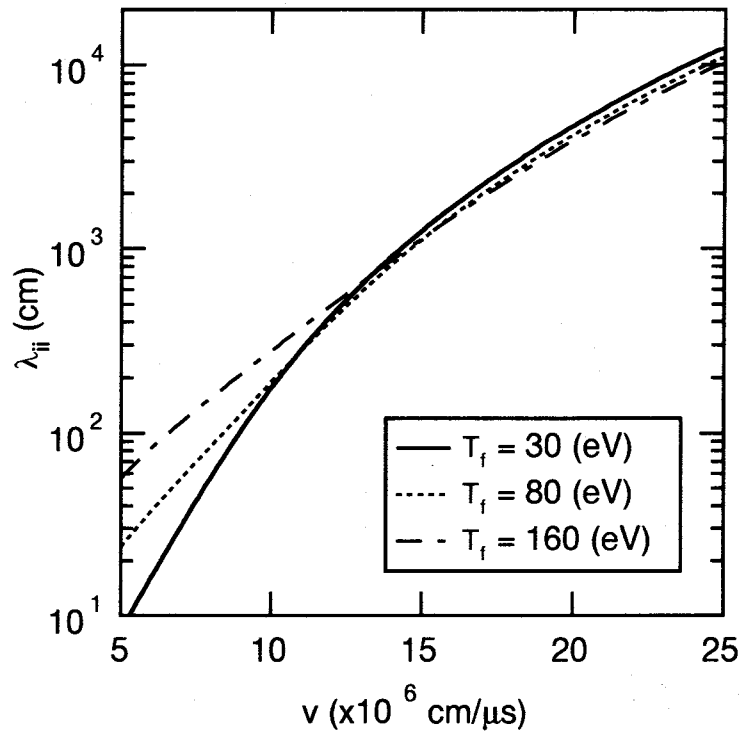


図5.10 相対速度から計算される反射面近傍でのイオン平均自由行程. ここに, 場の密度の値は, 密度が上昇する前の値 ( $\sim 9.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) としている.

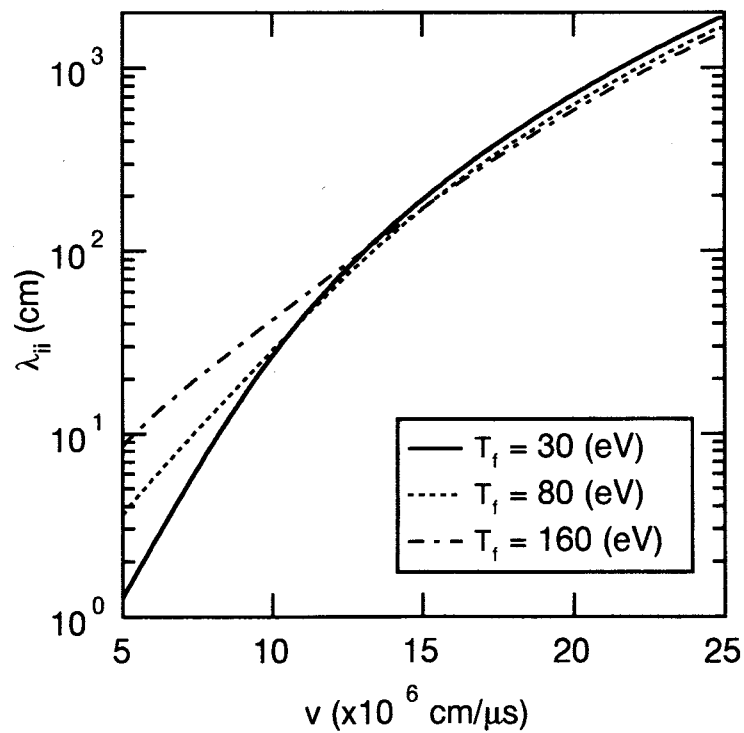


図5.11 場の密度の値に密度が上昇した後の値 ( $\sim 6.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) を採用した場合の反射面近傍でのイオン平均自由行程.

さて、一般に、粒子間衝突が支配的な衝撃波の場合、温度・密度の遷移層の幅は平均自由行程の数倍であることが知られている。つまり、FIXでの再熱化の場合、期待される遷移幅は10 m以上となる。これに対して、再熱化により温度上昇が生じている幅は、せいぜい磁気ミラーの特性長(～1 m)程度と見なすことができるので、結果として、再熱化での温度上昇は、平均自由行程の数分の1の幅で生じていることになる。したがって、再熱化を引き起こしている衝撃波は、無衝突衝撃波と推定される。この結果は、閉じた磁気配位を持たないプラズマ流の磁気ミラー反射時では、衝撃波加熱が無衝突状態では生じないという実験結果[4]とは反対の傾向を示しており、衝撃波発生機構が配位形状の違いに起因していることを示唆している。そして、この衝撃波が無衝突衝撃波ということは、再熱化現象が核融合パラメータでも必ず生じるということの意味している。

## 5.5 結言

この章では、電磁衝撃波を説明した後、FRCプラズマが下流磁気ミラーで反射する、まさにその反射面近傍でのプラズマ密度、圧力平衡温度を、ランキン・ユゴニオ式から計算される期待値と比較した。得られた知見は以下の通りである。

(1) 電磁衝撃波で定義されているベータ値を考えた場合、FRCプラズマのベータ値は1より大きい。したがって、FRCプラズマのマッハ数は、移送速度を音速で規格化した値を用いればよい。

(2) 反射面近傍で測定されたプラズマ密度( $6.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ )は、入射プラズマの密度の7倍に達している。この値は、自由度3の高マッハ数近似で期待される密度の最大ジャンプ幅(4倍)以上となっている。この実験事実は、FRCプラズマが磁気ミラーで反射する前に、プラズマがミラー磁場から既に圧縮されていることを示唆している。

(3) 反射面近傍で算出された圧力平衡温度は、 $T_{\perp} \sim 160 \text{ eV}$ であり、この値は斜め衝撃波で実現することが可能な値である。

(4) 反射面近傍での測定値から計算されるイオン平均自由行程は $> 2.6 \text{ m}$ となっており、ミラー磁場領域の特性長よりかなり長い。この結果は、再熱化現象を引き起こしている衝撃波が無衝突衝撃波であることを示唆している。また、この結果は、閉じた配位を持たないプラズマ流での実験結果とは逆の傾向となっており、衝撃波発生機構が磁気配位形状に起因していることを示唆している。そして、無衝突衝撃波であるということは、再熱化現象が核融合パラメータ領域でも生じることを意味している。

## 参考文献

- [1] T. Uchida, S. Hamada, K. Miyamoto, J. Fujita, N. Inoue, S. Kawasaki, and S. Katsumata, "Project macetie (multistage adiabatic compression and equitemperature irreversible expan-

- 
- sion)," Nucl. Fusion **5**, 63-67 (1965).
- [2] T. Uchida, K. Miyamoto, J. Fugita, S. Kawasaki, N. Inoue, Y. Suzuki, and K. Adati, "Thermalization of the kinetic energy of a plasma flow by a magnetic mirror field In-BSG-I experiments," Nucl. Fusion **8**, 263-267 (1968).
- [3] T. Uchida, K. Miyamoto, J. Fugita, C. Leloup, S. Kawasaki, N. Inoue, Y. Suzuki, and K. Adati, "Expansion and thermalization processes of plasma flow on the BSG-II device," Nucl. Fusion **9**, 259-265 (1969).
- [4] T. Uchida, K. Miyamoto, J. Fugita, N. Inoue, Y. Suzuki, and K. Adati, "Interaction of a plasma plow with a mirror field in the BSG-IA device," Nucl. Fusion **11**, 441-445 (1971).
- [5] S. Hamada, I. Kawakami, and M. Sato, "Expansion and thermalization of plasma in a non-uniform magnetic channel," J. Phys. Soc. Jpn. **25**, 542-562 (1968).
- [6] D. A. Tidman and N. A. Krall, "Shock Waves in Collisionless Plasmas," (John Wiley & Sons Inc., N. Y., 1971).
- [7] M. F. Thomsen, J. T. Gosling, and S. J. Bame, "Ion and electron heating at collisionless shocks near the critical mach number," J. Geophys. Res. **90**, 137-148 (1985).
- [8] B. A. Trubnikov, "Particle interactions in a fully ionized plasma," in Review of Plasma Physics, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, N. Y., 1965), Vol. 1, pp. 105-204.
- [9] L. Spitzer, "Physics of Fully Ionized Gases," (John Wiley & Sons, Inc., N. Y., 1962).



## 第6章 再熱化に伴うプラズマパラメータの空間・時間変化

### 6.1 緒言

前章では、FRCプラズマの再熱化が、無衝突衝撃波で引き起こされている可能性を指摘した。この章では、磁気ミラー反射後、FRCプラズマのプラズマパラメータが移送軸 ( $z$  軸) 方向にどのように変化していくかについて述べる。

一般に、粒子間衝突が支配的な衝撃波の場合 [1, 2]，衝撃面を通過することによるプラズマパラメータのジャンプは、イオン平均自由行程の数倍の幅を持つ遷移層の中で起こる。そして、この遷移層を挟んでのパラメータの変化分は、ランキン・ユゴニオ式で完全に記述される。また、プラズマ粒子の速度分布関数は、粒子間の衝突により厳密にマクスウェル分布となり、プラズマを構成する粒子の温度、いわゆるイオンと電子の温度は等しくなる。これに対して無衝突衝撃波の場合、その機構は非常に複雑になる [3, 4]。一般に無衝突衝撃波では、プラズマ粒子の運動エネルギーや運動量は、例えばプラズマの不安定性を通じて、一旦、磁場や電場の振動や揺動のエネルギーへと変換され、これらの場からプラズマ粒子が熱エネルギーや運動量を受け取るという形になる。つまり、この変換過程では、場との相互作用に伴う集団運動のエネルギーを新たに保存則に組み込む必要があり、さらには、イオン温度と電子温度が等温でないことをも考慮しなければならない。このような状況下では、プラズマ粒子の速度分布関数が直接的な情報を有しており、この分布関数を測定することが機構の詳細を明らかにする一つの糸口となる。

上記のような背景から、本研究では、プラズマ内に含まれる不純物炭素イオンのドップラープロファイルを測定している。それは、装置軸に対して垂直に視線軸を持つ「垂直測定」と、装置軸に対して約  $10^\circ$  の視線軸を持つ「準平行測定」の2つに分類される。さらに、垂直測定は、反射面から異なる距離となる3つの断面で行われている。第6.2節では、このドップラープロファイルの空間・時間変化が明らかにされている。また、そのプロファイルに対してガウス関数フィッティングを行うことにより得られたドップラー温度も同時に示される。本研究では、このドップラー測定と並行して、2基の干渉計を同時に用いたプラズマ平均密度、圧力平衡温度の空間・時間変化も明らかにされている。第6.3節では、異なる2断面で測定された圧力平衡温度の空間変化が示されている。第6.4節では、イオン総粒子数の変化が詳細に示されている。第6.5節では、移送軸方向の圧力平衡温度のプロファイルと、前出のドップラー垂直温度のプロファイルがまとめられている。最後に、第6.6節でこの章で得られた知見

がまとめられている。

## 6.2 不純物炭素イオンのドップラープロファイル

### 6.2.1 カーボン V ( $C^{4+}$ ) 測定について

通常、核融合の炉心プラズマを目的とした高温プラズマは、その目的上、重水素ガスにより生成される。したがって、イオン分布関数は重水素イオン ( $D^+$ ) に対して測定するのが本質的である。しかしながら、高温プラズマでは、この  $D^+$  のプロファイルを直接測定することが困難である。

#### a. コロナ平衡モデルによる炭素のイオン化率

図 4.3 に示したように、FIX 装置における FRC プラズマの  $T_{\perp}$  ( $=T_{i\perp} + T_{e\perp}$ ) は、生成部において  $\sim 400$  eV、閉じ込め部へと入射するファーストパスにおいて  $\sim 60$  eV、そして、セカンドパスにおいては、再熱化による温度上昇のため、 $\sim 150$  eV となっている。これに対して、 $D^+$  の第 1 イオン化エネルギーは 13.6 eV なので、この高い温度領域では  $D^+$  はほぼ完全に電離してしまい、発光しない。このことは、 $D^+$  の発光スペクトルを測定した際、その測定スペクトルがバルク領域の情報を持っているのではなく、バルク周辺の低温プラズマの情報しか反映しない可能性があることを示している。

FIX-FRC プラズマのバルク温度領域で発光する線スペクトルの中で、発光強度が測定できうる程度に強く、またプラズマ中に含まれているものとして 4 価の炭素イオン (227.09 nm,  $2p^3 P - 2s^3 S$ ) のスペクトルが挙げられる。このことを示しているグラフが図 6.1 であり、これはコロナ平衡モデルで計算した炭素のイオン化率である。データより明らかなように、電子温度  $T_e$  が  $T_e \sim 10 - 50$  eV の領域においては炭素原子はほぼ  $C^{4+}$  の状態をとる。また、FRC のセパトリックス外側の、開いた磁場領域に存在する周辺プラズマでは、 $T_e$  の値は数 eV 程度と推定されることから、この領域では炭素原子は  $C^{4+}$  の状態で存在することができない。つまり、 $C^{4+}$  のスペクトルを測定することにより、FRC プラズマのバルク部の情報を選択的に得ることができる<sup>1)</sup>。

#### b. 重水素イオンとカーボン V との間でのエネルギー緩和時間

ところで、あくまでも情報を得たい対象は  $D^+$  なので、測定される  $C^{4+}$  のプロファイルが  $D^+$  の情報を持つためには、この 2 粒子間で情報のやりとりが速やかに行われる必要がある。つまり、 $D^+$  と  $C^{4+}$  との間のエネルギー緩和時間が、FRC プラズマの移送特性時間よりも十分に短い必要がある。そこで、以下では、 $D^+$  と  $C^{4+}$  との間のエネルギー緩和時間を見積もることにする。

<sup>1)</sup> プラズマ中に含まれる炭素原子は微量であるため、測定において発光量が少ない時はメタンガスを重水素ガスに 1-2% 混入させることにより実験を行っている。

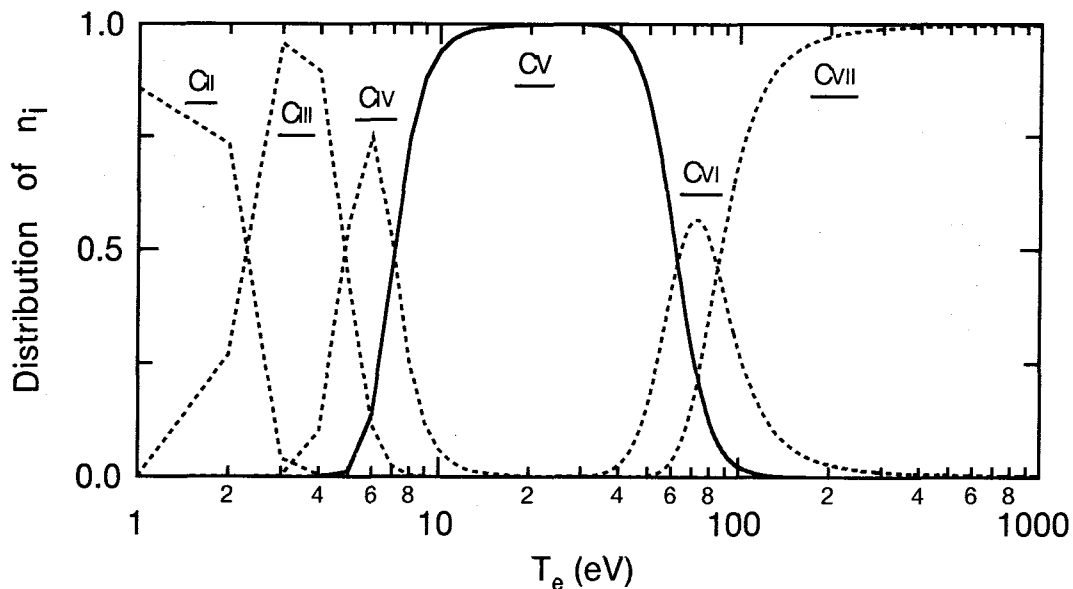


図 6.1 コロナ平衡モデルから計算される炭素原子の状態. FIX-FRC プラズマのセパトトリックス内部での電子温度  $T_e$  の値は  $\sim 50$  eV なので, バルク領域に位置する炭素原子は C<sub>v</sub> の状態をとることになる.

はじめに,  $D^+$  と  $C^{4+}$  は FRC プラズマのセパトトリックス内部に一様分布し, かつ, FRC プラズマの移送速度と同じ速度で移送運動していると仮定する. このとき, FRC プラズマと共に動く座標系では  $D^+$  と  $C^{4+}$  の移送速度は零となり, 考えるべき速度は熱速度のみとなる. この系において, 多数粒子である  $D^+$  を場の粒子, 少数粒子である  $C^{4+}$  をテスト粒子としたとき, テスト粒子が場の粒子に熱速度  $v$  で入射する場合のエネルギー緩和時間  $\tau_\epsilon$  は,

$$\tau_\epsilon = \frac{\epsilon^2}{\langle (\Delta\epsilon)^2 \rangle} = \frac{v^2}{4\langle (\Delta v_{||})^2 \rangle} = \frac{vv_f^2}{4A_D \frac{m_f}{2T_f} G(v_f)} \quad (6.1)$$

で与えられる [5]. ここで  $v_f$  は場の粒子の熱速度であり, 拡散定数  $A_D$  ならびに関数  $G(x)$  に対する定義は, 第5.4節における (5.60) (5.61)式と同様である. 後述するように, 再熱化後のドップラーイオン温度の値は  $\sim 100$  eV なので, テスト粒子 ( $C^{4+}$ ) の速度を  $v \sim 7$  cm/ $\mu$ s (100 eV) とし, 場の粒子 ( $D^+$ ) の温度が,

- (1) 再熱化前のファーストパスにおいての値  $T_f \sim 50$  eV の時
- (2) 再熱化後のセカンドパスにおいて  $T_f \sim 100$  eV と仮定した時
- (3)  $T_f \sim 200$  eV と仮定した時

の値を(6.1)式より計算する. 図6.2は, それぞれの場合について得られた  $\tau_\epsilon$  の値を, 場

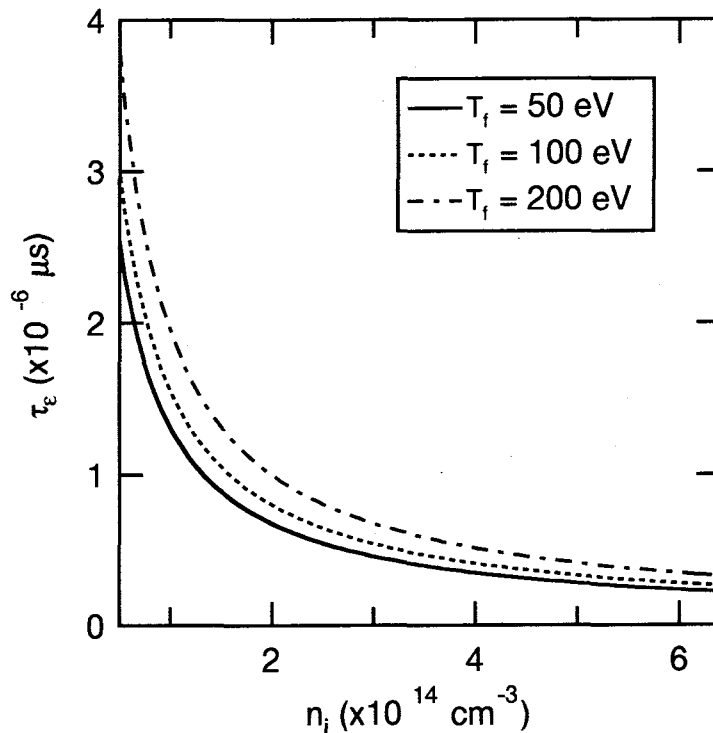


図6.2 炭素原子の熱速度を 100 eV とした時の重水素プラズマ中でエネルギーが緩和するのに要する時間. データは, 重水素プラズマの密度を温度をパラメータにしてプロットしている. 緩和時間の値ははたかだか数  $\mu\text{s}$  程度と, 移送特性時間に比して十分短い.

の粒子の密度に対してプロットしたものである. ここに, 場の粒子の密度はパラメータとしており, 下流磁気ミラー領域での反射時に得られた最大値  $n_f = 6.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  から, 反射後, 閉じ込め部中央面で得られた最小値  $n_f = 5.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  の間で変化させている. グラフよりわかるように,  $\tau_e$  の値は場の粒子の温度にほとんど影響されておらず, 密度に大きく依存しているが, それでも  $\tau_e$  の値は,  $n_f = 6.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  に対して  $\tau_e \sim 0.3 \mu\text{s}$ ,  $n_f = 5.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  に対してでさえ  $\tau_e \sim 2.5 - 4.0 \mu\text{s}$  程度である. この値は, 装置閉じ込め部の長さ  $L \sim 300 \text{ cm}$  を FRC プラズマの移送平均速度  $v_z \sim 10 \text{ cm}$  で割った移送通過速度  $\tau = L/v_z \sim 30 \mu\text{s}$  のたかだか 10 分の 1 となっており, したがって,  $\text{D}^+$  と  $\text{C}^{4+}$  は概ねエネルギー緩和していると考えてよい.

### 6.2.2 測定結果

ここでは,  $\text{C}^{4+}$  のドップラープロファイルの時間変化の詳細と, ドップラープロファイルから得られるドップラーイオン温度の値について示すことにする.

a. 磁力線に対して垂直方向

視線軸を装置軸に対して垂直にとった場合の典型的なドップラープロファイル<sup>2)</sup>の時間変化を図6.3 (ファーストパス) と図6.4 (セカンドパス) に示す. これらのデータはそれぞれ C2 ( $z = 250$  cm), C5 ( $z = 340$  cm), C8 ( $z = 430$  cm) の各断面で得られたショット・バイ・ショットのデータであり, サンプルングタイムは  $1 \mu\text{s}$  である. 表示上の簡便さから, 各サンプルング時間における光量は, その時間の最大光量で規格化している. また, 得られているプロファイルが, 移送FRCプラズマのどの位置から得られた信号であるのかを明らかにするために, 各データの全発光量の時間変化を図6.5に, セパトリックス形状  $r_s(z)$  の時間変化を図6.6に示している. なお, ここでいう全発光

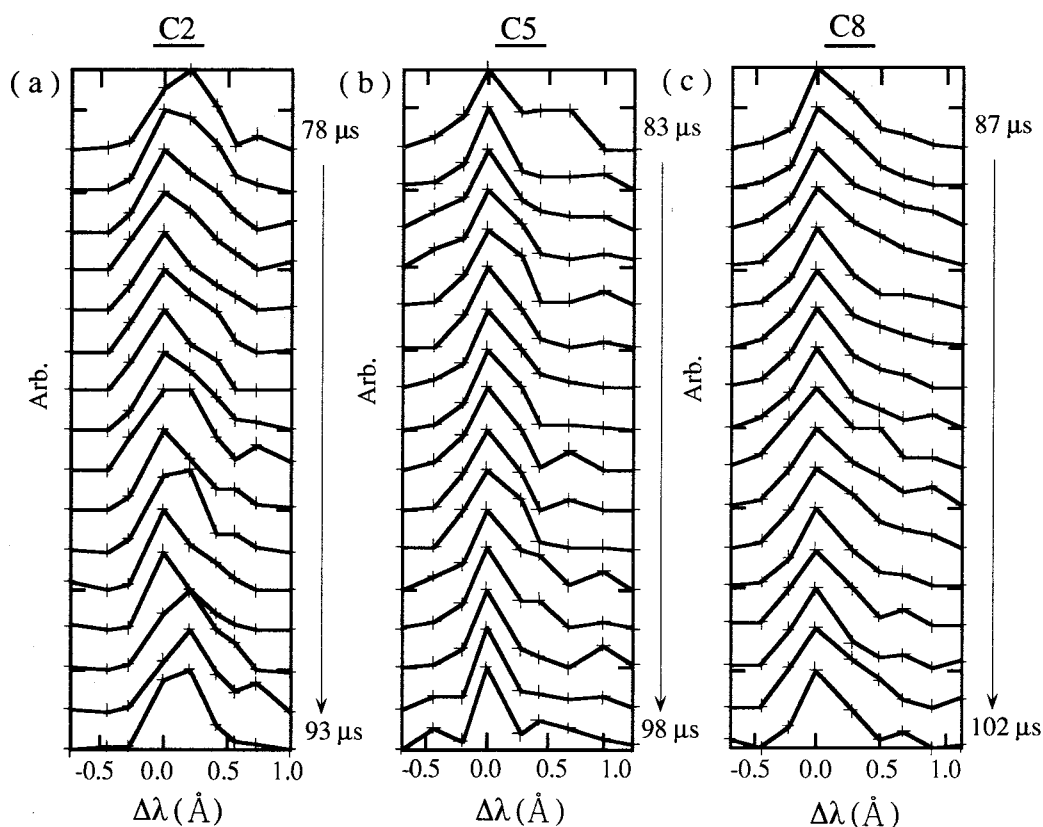


図6.3 ファーストパスでの典型的なドップラープロファイル; (a) C2 ( $z = 250$  cm), (b) C5 ( $z = 340$  cm), (c) C8 ( $z = 430$  cm). サンプルング時間は  $1 \mu\text{s}$  であり, 各プロファイルはそれぞれの最大発光量で規格化されている. 横軸には 4 ch. からの距離をとっている. データよりわかるように, プロファイルは概ねガウス分布となっている.

<sup>2)</sup> 垂直データ取得時にはプラズマの移送速度に起因するドップラーシフトが存在しないので, 単色分光器のチャンネル間隔と装置関数は, それぞれ  $0.23 \text{ \AA}$ ,  $0.20 \text{ \AA}$  にまで絞ってある.

<sup>3)</sup> 全発光量が  $\text{C}^{4+}$  イオンの数密度に単純比例し, かつ  $\text{C}^{4+}$  イオンがFRCプラズマ内で一様分布であるならば, 全発光量の時間変化は移送FRCプラズマのバルク部が各断面を通過する時間を示すことになる.

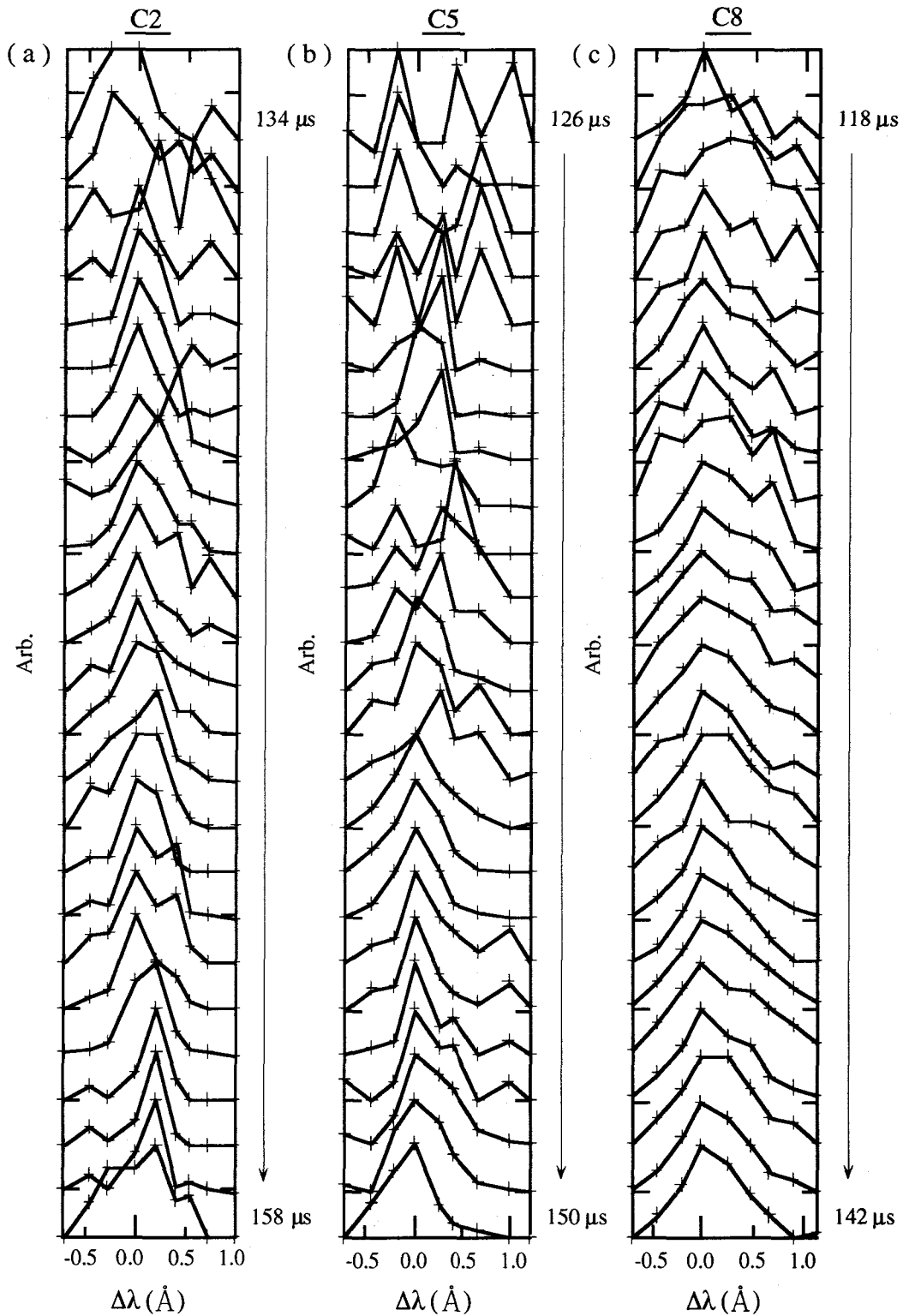


図6.4 セカンドパスでの典型的なドップラープロファイル; (a) C2 ( $z = 250$  cm), (b) C5 ( $z = 340$  cm), (c) C8 ( $z = 430$  cm). データよりわかるように、プロファイルは非ガウス分布となっており、熱平衡状態から外れている。この結果は、衝撃波が無衝突衝撃波となっていることを支持している。

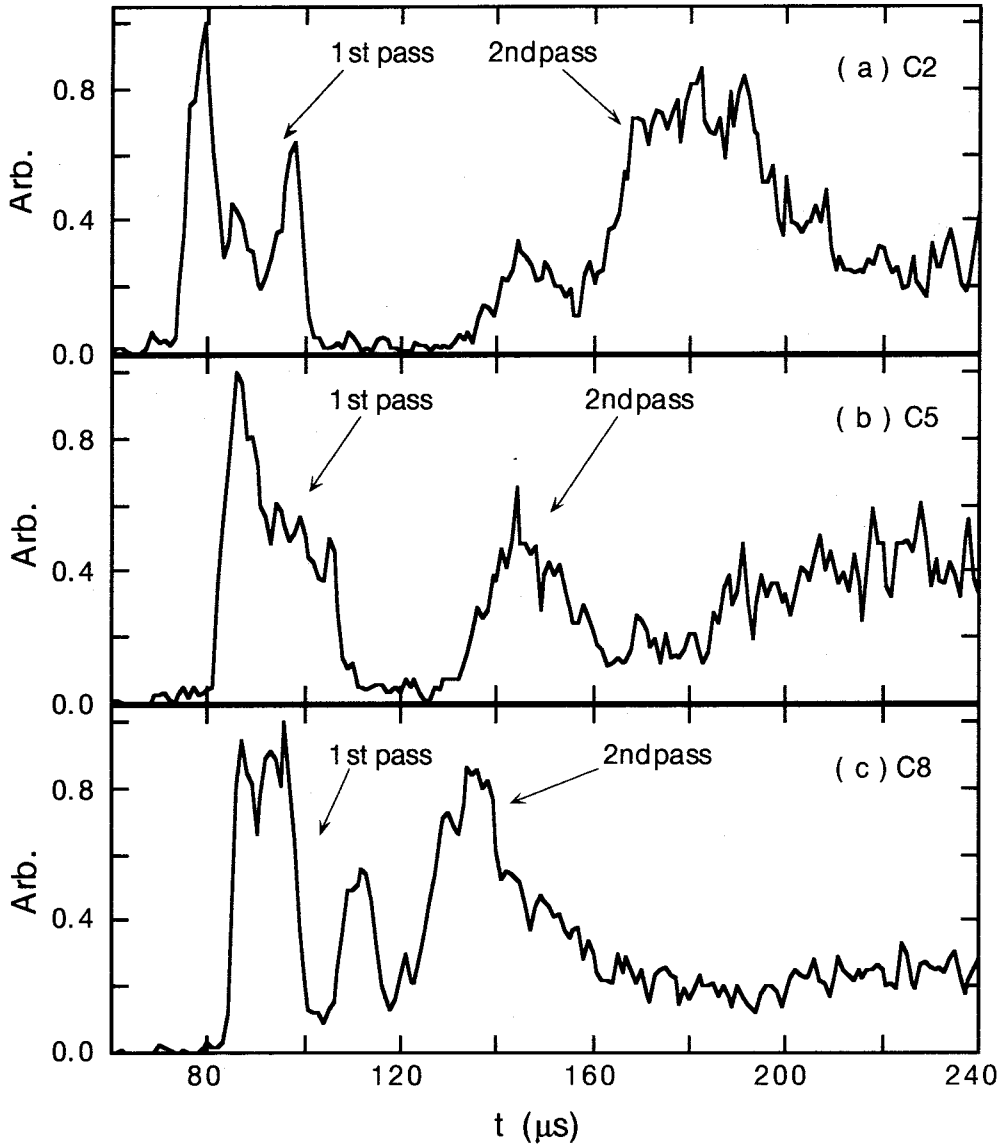


図6.5 全ての光電子増倍管(計9本)からの信号を単純和することにより得られた全発光量の時間変化; (a) C2, (b) C5, (c) C8. 全発光量の時間変化からも, データには, FRCプラズマのファーストパスとセカンドパスに対応するピークが現れており, このグラフからもおおよその移送運動を推察することができる.

量<sup>3)</sup>というのは, 全ての光電子増倍管(計9本)から得られる信号値の単純和を意味している.

図6.3に示した「ファーストパス」から見てみる. 入射FRCプラズマは, C2からC8へと通過していく. 図6.5と図6.6より, FRCプラズマのバルク部がC2を通過している時間帯は,  $78 \mu\text{s} < t_{1\_c2} < 93 \mu\text{s}$  である. 同様にして, C6とC8を通過する時間帯は, それぞれ  $83 \mu\text{s} < t_{1\_c6} < 98 \mu\text{s}$ ,  $87 \mu\text{s} < t_{1\_c8} < 102 \mu\text{s}$  である. 既に述べたように, デー

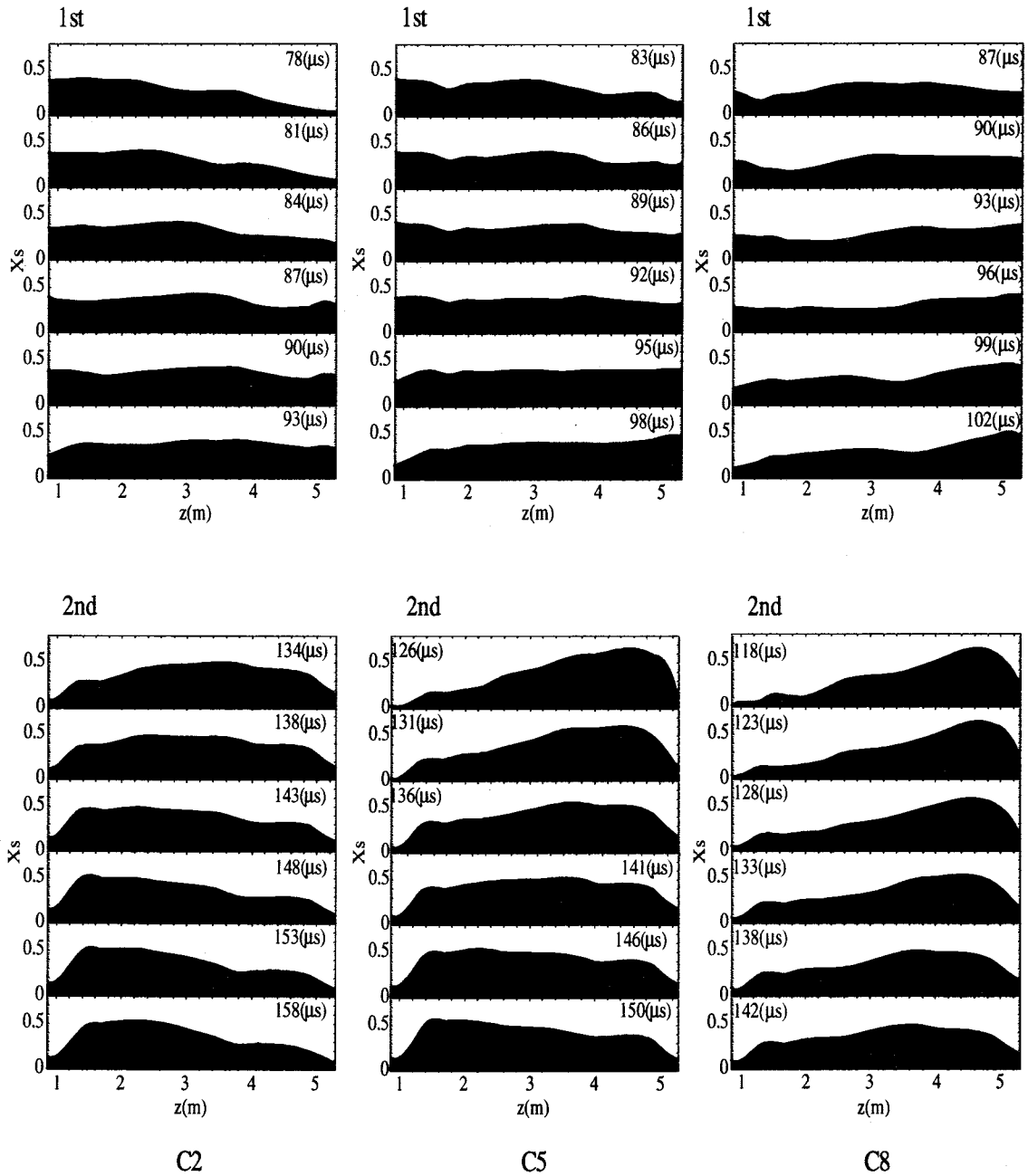


図6.6 排除磁束測定法により得られるセパトリックス形状  $r_s(z)$  の時間変化. データは, 図6.3から図6.5と同一ショットから得られており, 各段面 (C2, C5, C8) 共に, ファーストパス, セカンドパスの時間のみを抽出して表している. これにより, 分光データと, それが測定された時のプラズマ形状とを対応させることができる.

タはショット・バイ・ショットであるが, どの断面においても, プロファイルはほぼガウス分布となっている. このようなガウス分布は, 他のショットにおいても一様に観察することができた. つまり, これらの結果は, 生成部から閉じ込め部への移送に際し, プラズマは急激な加速・膨張を行っているが, それにも関わらず, プラズマ中



では、十分な熱緩和が起こっていることを示している。

これに対して、図6.4に示している「セカンドパス」においては、ドップラープロファイルはガウス分布から大きく外れており、衝撃波が無衝突衝撃波となっていることを支持する結果となっている。セカンドパスにおけるバルクプラズマの各段面通過時刻は、それぞれ  $118 \mu\text{s} < t_{2\_C8} < 142 \mu\text{s}$ ,  $126 \mu\text{s} < t_{2\_C6} < 150 \mu\text{s}$ ,  $134 \mu\text{s} < t_{2\_C2} < 158 \mu\text{s}$  である。例えば、C8 ( $z = 430 \text{ cm}$ ) でのデータを見てみると、各サンプリング時間のプロファイルの中に2つ、あるいは3つのピークが存在しているのがわかる。このピークの発生は必ず長波長側(右側)から生じている。その後、ピークがプロファイルの中心波長 ( $0 \text{ \AA}$ ) を挟んで左右に約 1 ch. 分 ( $0.23 \text{ \AA}$ ) 程度振動しながら、プロファイルが乱れていっている。この乱れたプロファイルを詳細に観察すると、バルク部が比較的太い傾向となっている。このプロファイルの乱れは約  $50 \mu\text{s}$  以上継続し、その後再びガウス分布へと緩和している。

得られたプロファイルに、ガウス関数フィッティングを行ってみる。ここで、あらかじめフィッティング方法について述べておく。図6.3と図6.4のドップラープロファイルから理解できるように、実験においては  $C^{4+}$  の中心波長が測定波長範囲のほぼ中央へと収まるように分光器を調整し、データを取得している。そのため、プロファイルの中心から片側半分を、4点のデータ数で表すことになっている。このような少ないチャンネル数は、取得された離散データに関数フィッティングを行う際に大きな誤差を生じさせることになる。そのため、ここでは以下のような手法を用いてデータを処理している。

今の場合、ドップラープロファイルの測定は、装置軸に対して垂直方向に行っている。そのため、原理的には、ドップラー拡がりに対するドップラーシフトの影響は含まれていない。したがって、得られたドップラープロファイルの中心波長を軸にしてプロファイルの片側を折り返しても、ドップラー垂直温度  $T_{\perp}$  の算出に対して本質的な影響を及ぼさない。そこで、プロファイルの最大光量を出力しているチャンネルを近似的に中心波長とみなし、そこを中心にプロファイルを折り返し、その折り返されたプロファイルに対してフィッティング操作を行っている。

図6.4からわかるように、得られたドップラープロファイルは時間変動が激しく、かつバルク部が太い形状となっている。また、プロファイルのテールが零線まで減衰せず有限値となっている<sup>4)</sup>。そのため、関数フィッティングは、各断面でのプロファイルのファーストパス、及びセカンドパスに対応する時間の全発光量を単純和したプロファイルのバルク部に対してのみ行っている。図6.7, 図6.8, 図6.9に示しているのは、それぞれ C2, C5, C8の各段面で得られたドップラープロファイルにガウス関数フィッ

<sup>4)</sup> このテールの詳細については不明だが、おそらくは光電子増倍管固有の熱雑音に起因しているものと推定される。

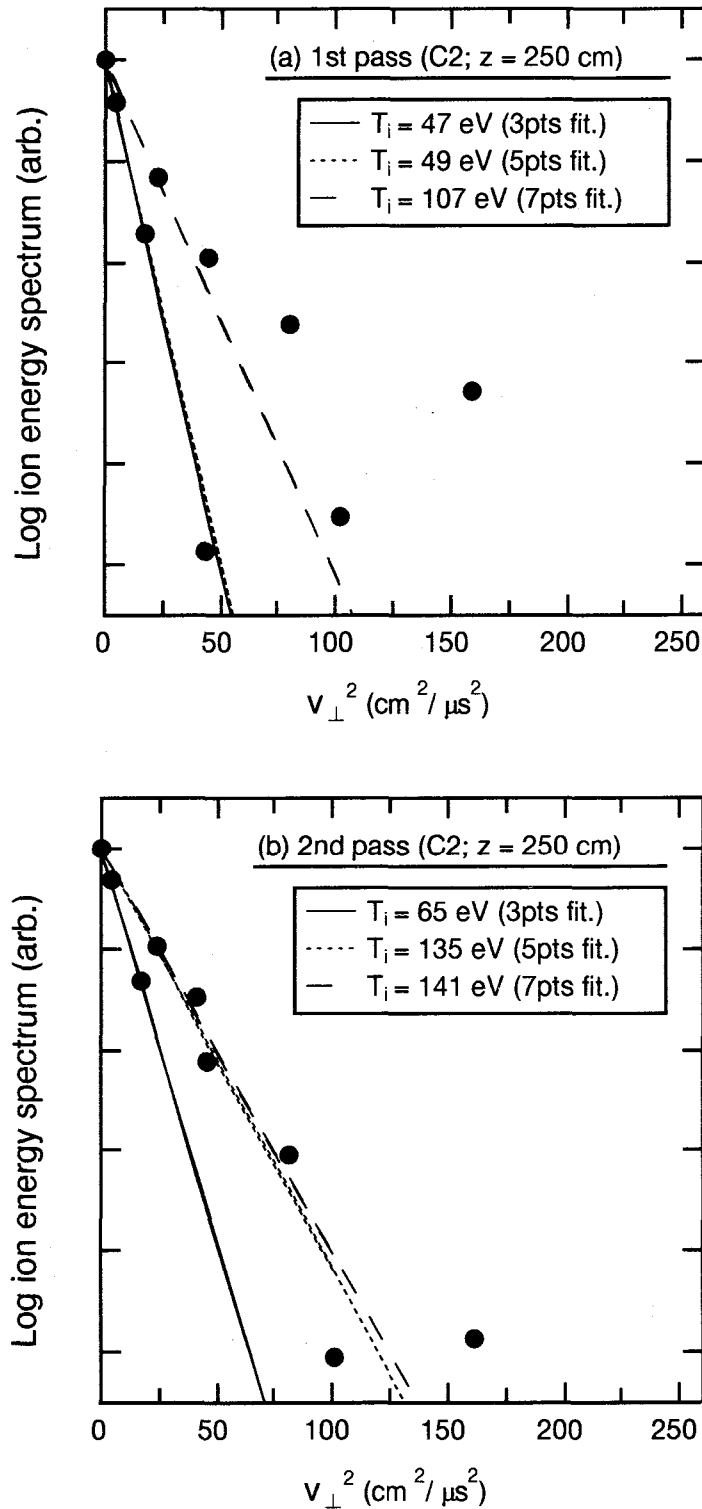


図6.7 垂直ドップラープロファイル (C2; z = 250 cm) に対するガウス関数フィッティング; (a) ファーストパス, (b) セカンドパス. 縦軸は対数表示である. 3本のフィッティング線は, プロファイルの中央から (1) データ点数3点, (2) データ点数5点, (3) データ点数7点に対してのフィッティングを示している.

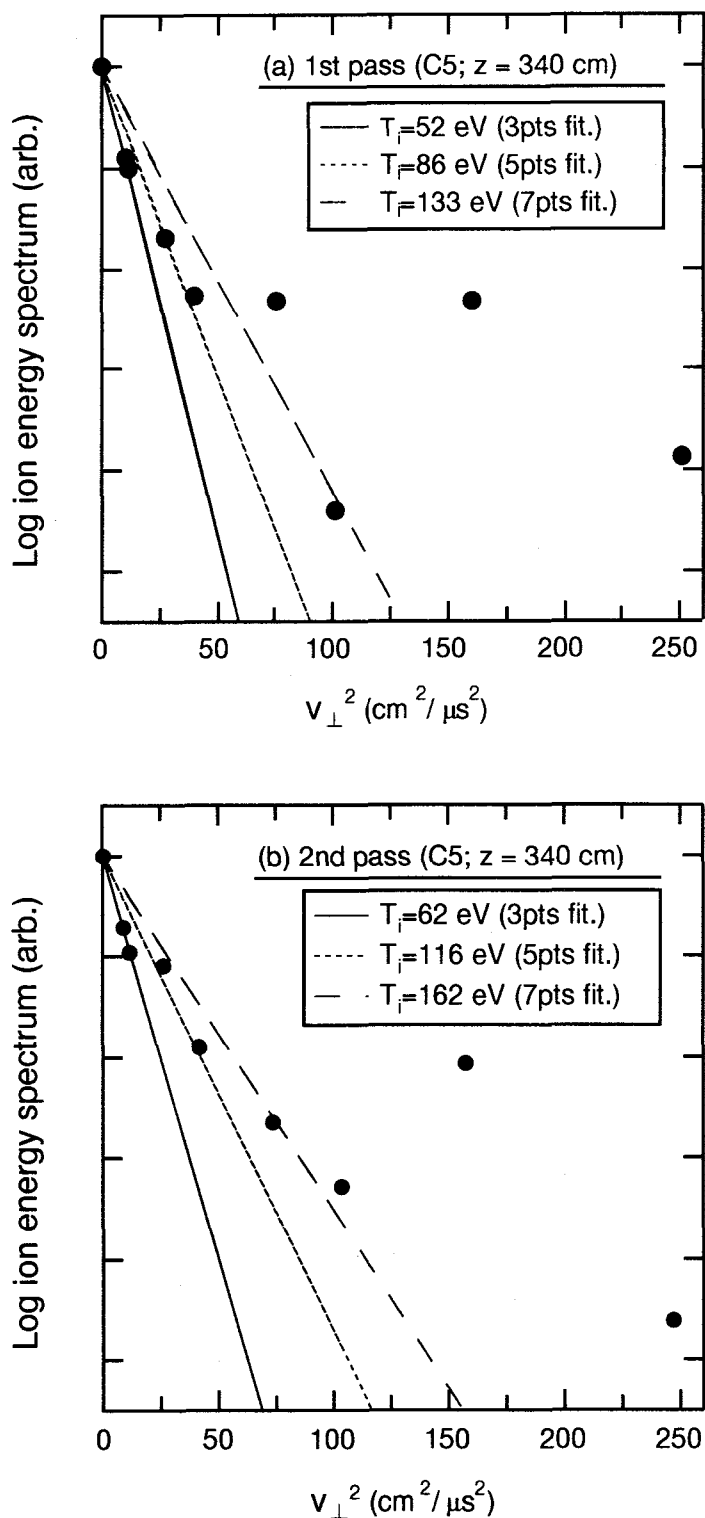


図6.8 垂直ドップラープロファイル (C5; z = 340 cm) に対するガウス関数フィッティング; (a) ファーストパス, (b) セカンドパス. 縦軸は対数表示である. 3本のフィッティング線は, プロファイルの中央から (1) データ点数3点, (2) データ点数5点, (3) データ点数7点に対してのフィッティングを示している.

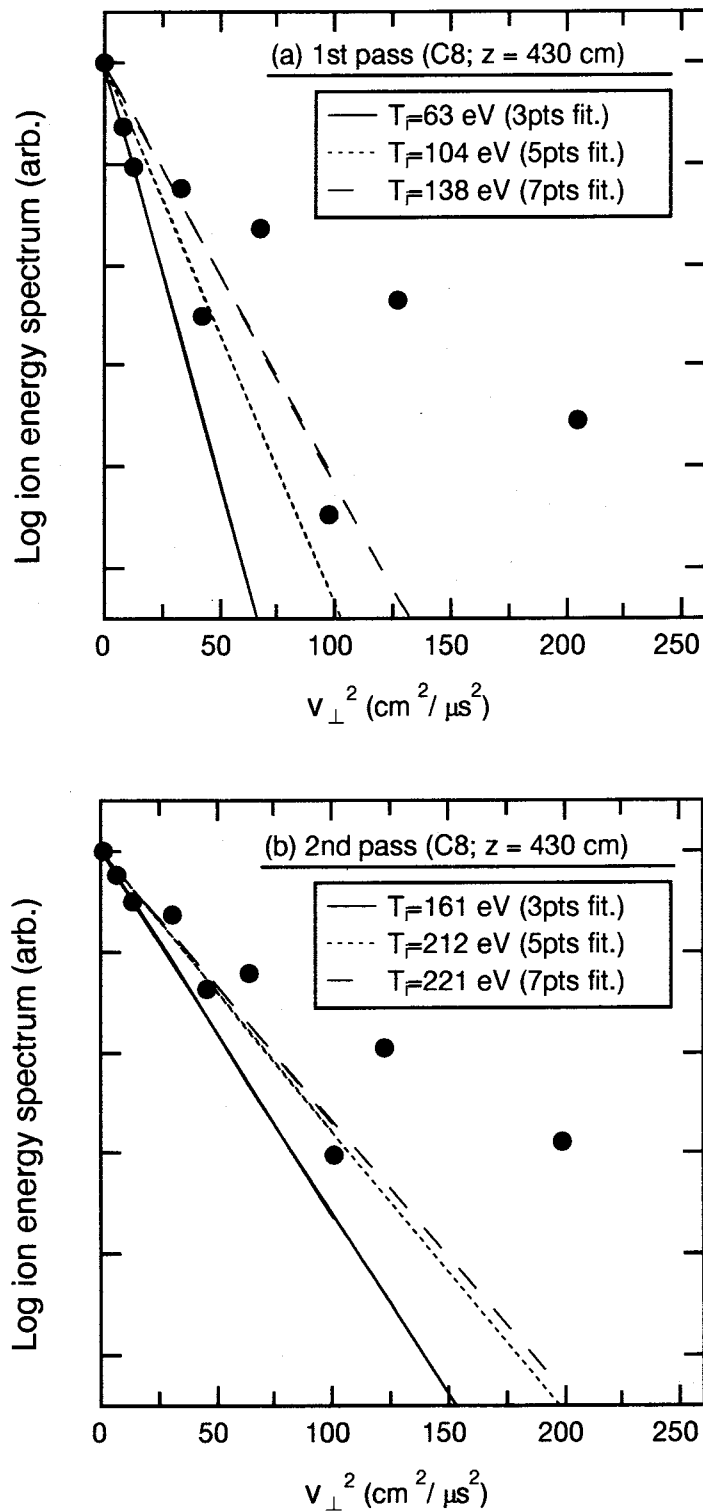


図6.9 垂直ドップラープロファイル (C8;  $z = 430$  cm) に対するガウス関数フィッティング; (a) ファーストパス, (b) セカンドパス. 縦軸は対数表示である. 3本のフィッティング線は, プロファイルの中央から (1) データ点数3点, (2) データ点数5点, (3) データ点数7点に対してのフィッティングを示している.

ティングを行った典型的な例である。グラフにプロットされている黒丸は実測値であり、3本の線は、それぞれ(1)プロファイルのバルク部に対してのみ行ったフィッティング(データ点は中央の3点),(2)バルク部と高エネルギーテイルの一部に対して行ったフィッティング(データ点は中央の5点),(3)バルク部から高エネルギーテイルまでの全てに対して行ったフィッティング(データ点は中央の7点)直線である。ここに、縦軸は対数表示である。全段面でのデータに明瞭に現れているように、セカンドパスでのフィッティング直線の傾きは、ファーストパスでのそれよりも緩くなっている。これは、再熱化によって  $T_{i\perp}$  が上昇していることを示している。また、ファーストパスのデータに対するフィッティング線の傾きを、3断面間で比較すると、その傾きは概ね等しい。これは、閉じ込め部へと入射してきたFRCプラズマの  $T_{i\perp}$  が時間的に一定であることを示している。これに対してセカンドパスでは、フィッティング線の傾きが、下流から上流方向(C8→C2)へと反射運動を進めるにつれて、徐々に急峻になっている。これは、 $T_{i\perp}$  の値が反射面から離れるにつれて時間的に下がっていることを意味している。このフィッティングから算出される  $T_{i\perp}$  の値を表6.Iにまとめている。

表6.I ドップラープロファイルから算出した垂直イオン温度  $T_{i\perp}$  の平均値。上段、中段、下段は、それぞれ3点フィッティング、5点フィッティング、7点フィッティングを示している。(単位:eV)

	Fitting	C2	C5	C8
1st pass	3	47	45	57
	5	57	73	108
	7	109	111	129
2nd pass	3	69	65	177
	5	88	94	219
	7	119	148	211

#### b. 磁力線に対して準平行方向

次に、視線軸を装置軸に対して斜めにとることにより測定した、磁力線に対して準平行方向のドップラープロファイルを示す。後掲されるデータは、図6.10に示す測定配置で取得されており、装置軸に対する視線軸の角度は  $10^\circ$  である。この準平行測定

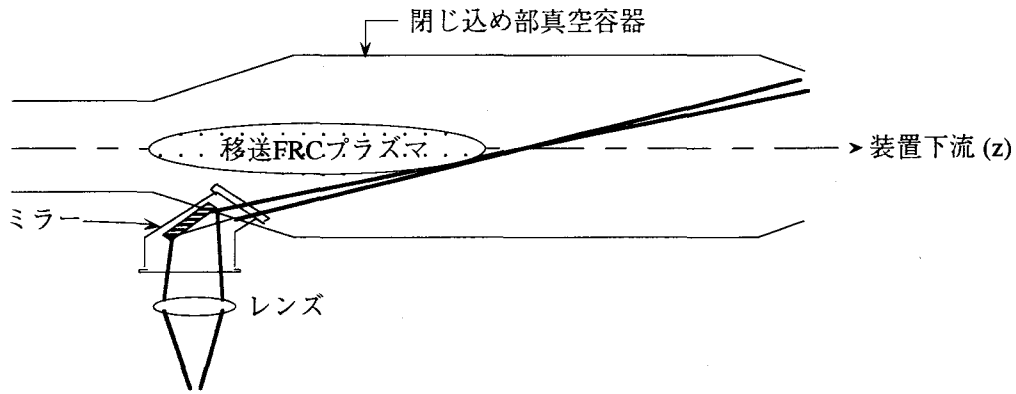


図6.10 ドップラー準平行プロファイル測定時の実験配置図。視線軸は、装置上流から下流方向となっている。また、装置軸に対する視線軸の角度は  $10^\circ$  としている。

においては、移送速度に起因する波長のシフトを可能な限り測定波長範囲内に収めるために、分光器の装置関数  $0.24 \text{ \AA}$  に対して、チャンネル間隔を  $0.34 \text{ \AA}$  と、装置関数の1.5倍、つまり測定精度限界と考えられるところまで拡げている。しかしながら、この測定波長範囲を用いても分光器のチャンネル数の制限により、ファーストパスとセカンドパスでのドップラーシフト ( $\Delta\lambda_1 \sim 2.5 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_2 \sim 1.0 \text{ \AA}$ ) を同時に測定することができない。このような理由のために、データは、ショット・バイ・ショットで取得されている。

図6.11に、ファーストパス、ならびにセカンドパスで得られる典型的なドップラープロファイルの時間変化を示す。垂直方向に測定されたプロファイルと同様、光量は各サンプリング時間で得られたプロファイルの最大光量により規格化している。移送運動によるドップラーシフトのため、プロファイルの中心波長はファーストパスでは長波長側に、セカンドパスでは短波長側に振れている。なお、図6.11の波長軸に示している  $\Delta\lambda \sim 0.0 \text{ \AA}$  は、それぞれ (a)  $\lambda = 2272.2 \text{ \AA}$  (b)  $\lambda = 2269.8 \text{ \AA}$  に対応している。このシフト量から算出されるFIX-FRCプラズマのファーストパス、ならびにセカンドパスでのスピードは、それぞれ  $v_{z1} \sim 16.8 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ,  $v_{z2} \sim 7.7 \text{ cm}/\mu\text{s}$  となっており、これらの値は第3章で示した  $v_z(z)$  の時間変化から得られた移送速度と一致している。さらに、プロファイルの形状を詳細に見てみると、下流磁気ミラーで再熱化が生じた直後の時間帯においては、ドップラープロファイルは非ガウス分布となっている。さらに、垂直ドップラープロファイルと同様、プロファイル内に複数のピークが見られ、かつドップラーシフトしている中心波長を境にピークが左右に振動している。この乱れたプロファイルは、 $t = 160 \mu\text{s}$  付近で、ほぼガウス分布に緩和している。この時間は、FRCプラズマが上流磁気ミラーで反射する時間に対応している。下流磁気ミラー反射後に

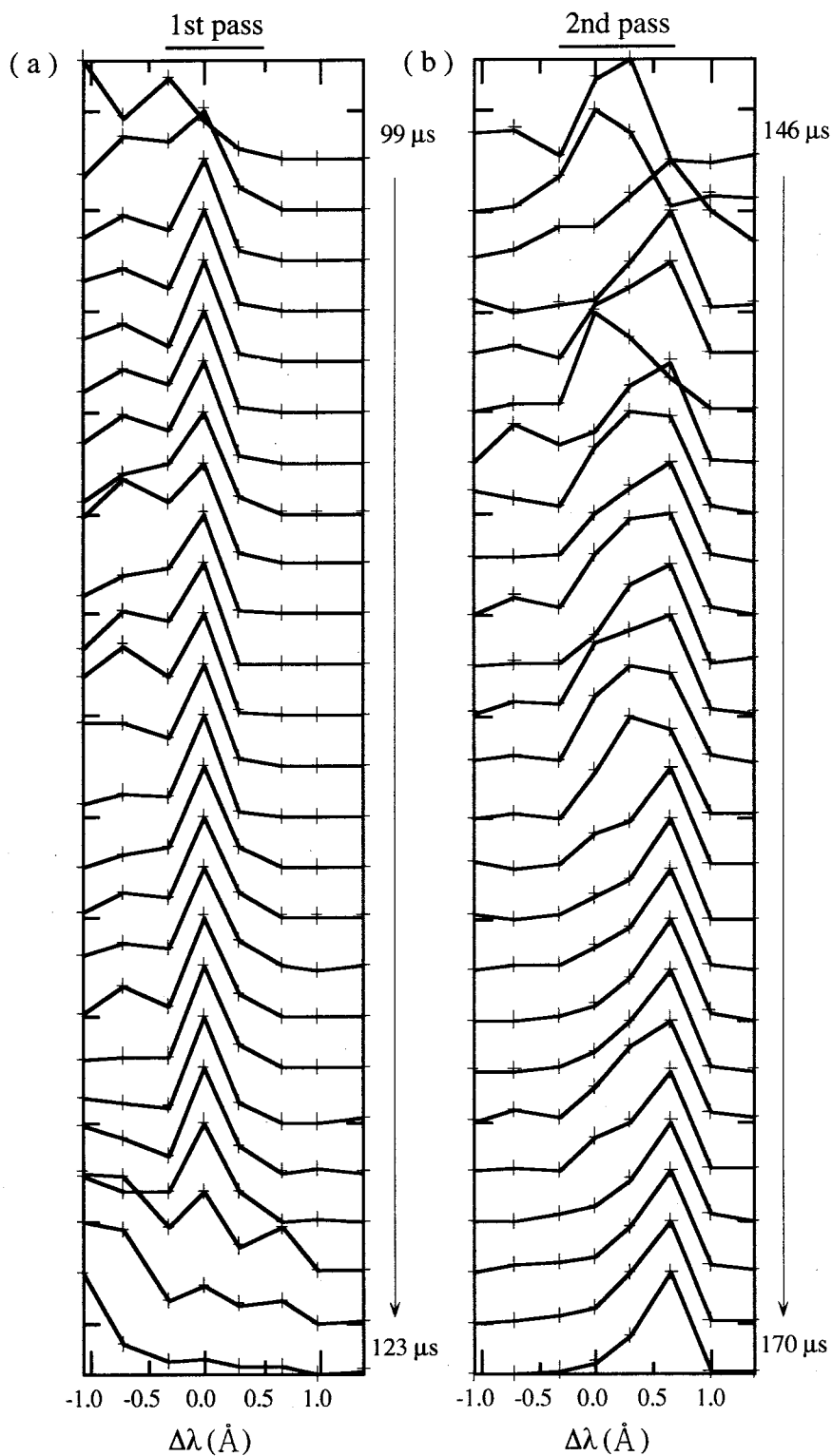


図6.11 磁力線に対して準平行方向から観測したドップラープロファイルの時間変化；(a) ファーストパス，(b) セカンドパス．2つのプロファイルは別ショットから得られたものであり，横軸は4 ch. からの距離を示している．移送運動に起因するドップラーシフトのため，中心波長  $\Delta\lambda = 0.0 \text{ \AA}$  はそれぞれ (a)  $2272.2 \text{ \AA}$ ，(b)  $2269.8 \text{ \AA}$  を示している．垂直プロファイルと同様，セカンドパスで非ガウス分布となっている．

非ガウス分布となったプロファイルは、反射から約  $50 \mu\text{s}$  の時間が経過した後、ガウス分布へと緩和している。これは、垂直ドップラープロファイルの傾向とほぼ等しい。また、プロファイルの中心が、FRCプラズマが上流磁気ミラーで反射する以降の時間帯で、依然として、短波長側にシフトしている。このシフトが  $\text{C}^{4+}$  の波長 ( $\lambda = 2270.9 \text{ \AA}$ ) に戻るのは  $t \sim 180 \mu\text{s}$  である。

垂直プロファイルと同様、準平行プロファイルに対してもガウス関数フィッティングを行ってみる。ただし、準平行プロファイルには、ドップラーシフトが含まれているため、垂直プロファイルに対して用いたフィッティング手法を用いることができない。そこで、準平行プロファイルに対しては、得られたプロファイルに対して、直接ガウス関数フィッティングを行うことにする。

図6.12に示しているのは、図6.11で得られた準平行ドップラープロファイルの、熱緩和が起こっている時間帯のデータを単純和することにより得たプロファイルであり、ガウス関数フィッティングと共に示している。ここで、ガウス関数フィッティングについてであるが、データよりわかるように、得られた準平行プロファイルにはファー

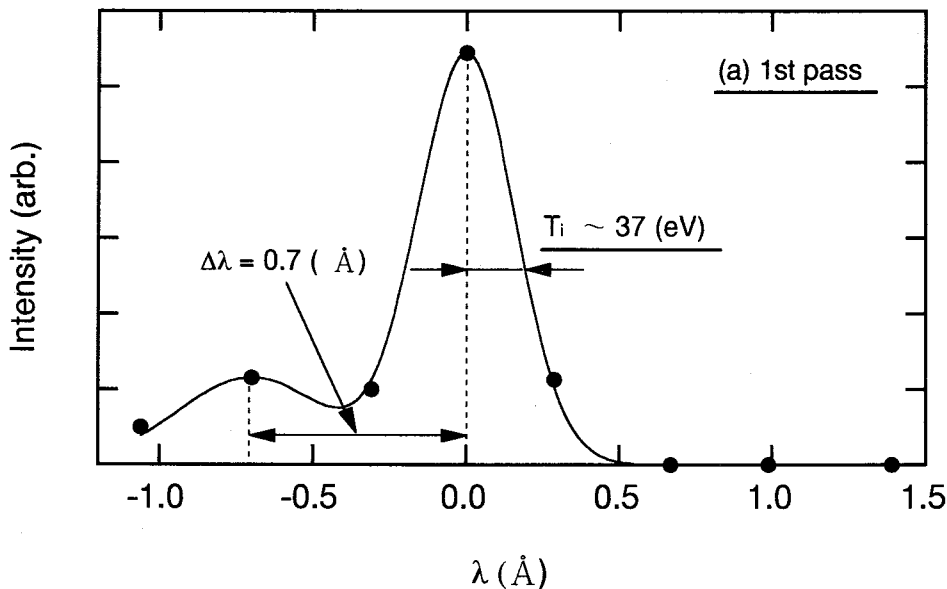


図6.12 図6.11に示した準平行ドップラープロファイルに対するガウス関数フィッティング; (a) ファーストパス, (b) セカンドパス. ドップラープロファイルは、熱緩和状態へと概ね落ち着いた時間帯の全光量である。中心波長から短波長側に  $\Delta\lambda \sim 0.7 \text{ \AA}$  シフトした位置に見られるピークを  $\text{C}^{2+}$  のスペクトルと考え、フィッティングを2つのガウス関数で行っている。また、バルク部から得られるドップラーイオン平行温度  $T_{i\parallel}$  の値も示している。ファーストパス時の  $T_{i\parallel}$  の値は  $T_{i\perp}$  とほぼ等しく、セカンドパス時の  $T_{i\parallel}$  の値は  $T_{i\perp}$  より若干低いように見受けられる。



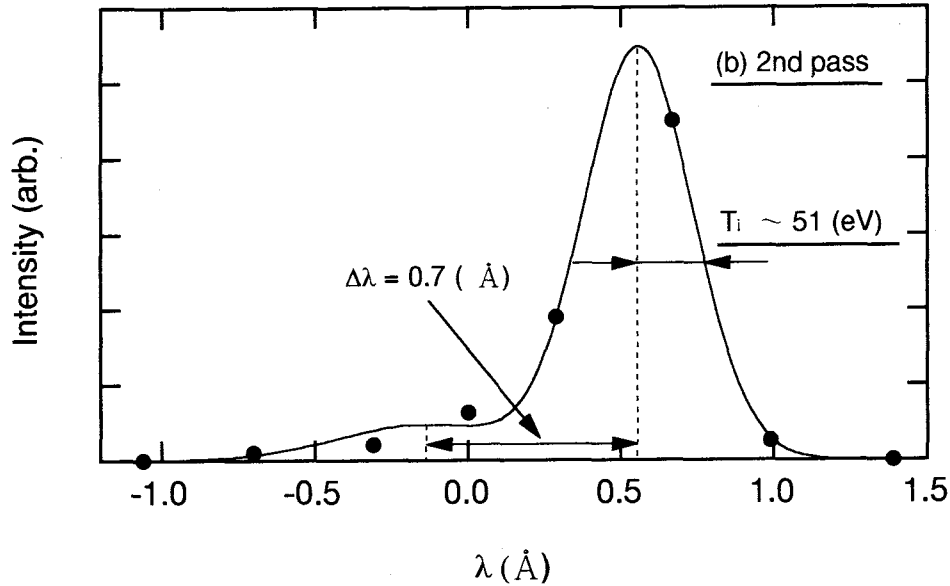


図 6.12 続き.

ストパス、セカンドパス共に、中心波長から  $0.7 \text{ \AA}$  短波長側 (左側) にピークが存在している。この詳細については不明だが、おそらくはプラズマ周辺領域 ( $T_e \sim$  数 eV) に含まれる  $C^{2+}$  のスペクトル ( $\lambda = 2270.2 \text{ \AA}$ ) と推定されるので、ここでは2つのガウス関数の単純和としてフィッティングを行っている。

さて、バルク部から見積もられるドップラー平行温度  $T_{i||}$  の値は、ファーストパスにおいて  $T_{i||} \sim 40 \text{ eV}$ 、セカンドパスにおいて  $T_{i||} \sim 50 \text{ eV}$  となっている。このファーストパスでの値は  $T_{i\perp}$  とほぼ等しい。つまり、入射FRCプラズマのイオン温度が等方的となっていることを示唆している。これに対して、セカンドパスでは、 $T_{i||} \leq T_{i\perp}$  となっているように見受けられる。

### 6.2.3 イオン-イオン衝突時間と熱緩和時間との比較

セカンドパスでのパラメータをもとに、イオン-イオン衝突時間  $\tau_{ii}$  を計算してみる。第6.2.1項で示したように、 $D^+$  と  $C^{4+}$  の熱緩和時間が数  $\mu\text{s}$  程度と移送時間に比して十分短いので、ここでは得られた  $C^{4+}$  のプロファイルが  $D^+$  についても成立するとみなすことにする。

第5.4節において、平均自由行程を算出する際に減速時間  $\tau_s$  を定義した。今の場合、この  $\tau_s$  が  $\tau_{ii}$  に相当している。セカンドパスでのプラズマ密度とイオン温度の値はそれぞれ  $\bar{n} \sim 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_i \sim (T_i + T_e)/2 \sim 80 \text{ eV}$  であるので、これらの値を場の粒子のパラメーターとして  $\tau_s$  の値を計算する。図6.13は、テスト粒子の速度を  $v$  としたときの  $\tau_s$  の値である。

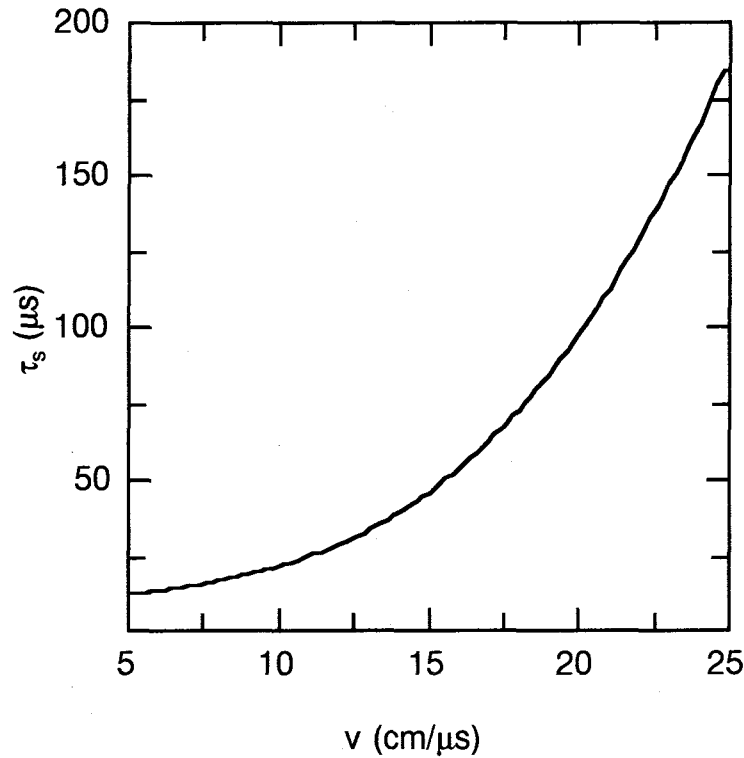


図6.13 セカンドパスにおける重水素イオンの減速時間の速度依存性.

ここで、テスト粒子の速度  $v$  について考えてみる。図6.14に模式的に描いているように、第5.4節で示した、反射面近傍における  $\lambda_{ii}$  算出の際には、FRCプラズマの右端が下流反射面に接触している状況下で、テスト粒子が高マッハ数で反射面に入射し、そして反射すると考えていた。その時の相対速度は熱速度よりもかなり大きかったので、熱速度を無視し、テスト粒子の速度としては相対速度を用いていた。これに対して、今の場合、反射運動中のFRCプラズマは、既に磁気配位右端が反射面から離れているので、配位内の粒子の流れの速度は左向きに一樣となっている。したがって、第5.4節で考えた粒子間の相対速度は零であり、同様の考察を適用することはできない。

考える座標系をFRCプラズマと共に動く系とした場合、粒子の速度は熱速度のみとなり、そのスピードは、 $T_i \sim 80$  eV から  $v_{th} \sim 11$  cm/ $\mu$ s となる。このスピードはほぼ当方的であるため、相対速度  $v$  の値は  $0 < v < 2v_{th}$  となるが、ここではその平均値  $v \sim 10$  cm/ $\mu$ s をテスト粒子の速度として考えることにする。このとき  $\tau_s$  の値は、図6.13より  $\tau_s (= \tau_{ii}) \sim 20$   $\mu$ s である。これに対して、実験で得られたドップラープロファイルの、非ガウス分布からガウス分布への熱緩和時間の値は、 $\sim 50$   $\mu$ s であり(図6.4と図6.11を参照)、この値は  $\tau_s$  の約2-3倍となっている。つまり、再熱化が終了した後の、反射運動を行っているFRCプラズマの配位内部の熱緩和は、主に粒子間衝突で引き起こされている可能性が高い。

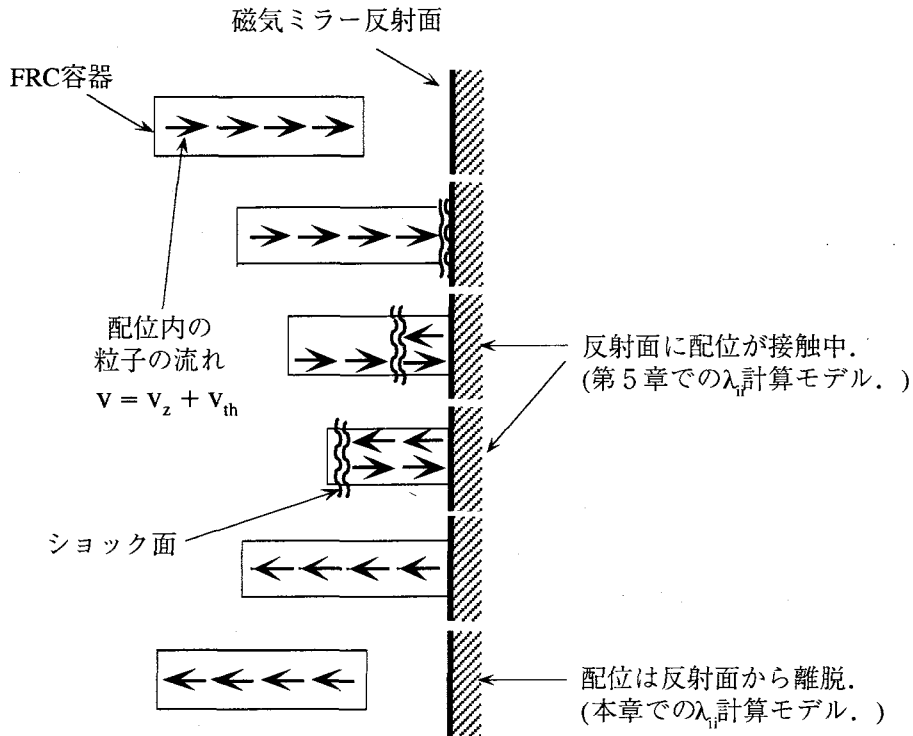


図6.14 FRCプラズマの下流磁気ミラーでの反射過程の模式図。矢印は配位内の粒子の流れを表している。

### 6.3 圧力平衡温度

#### 6.3.1 反射運動に伴う温度上昇

本章における研究では、C6でのプラズマ密度  $\bar{n}|_{z=C6}$  と、C6から60 cm下流にあたるC8でのプラズマ密度  $\bar{n}|_{z=C8}$  を同時に測定している。以下ではこの2断面で得られた信号を比較することにより、反射運動中のプラズマの圧力平衡温度  $T_{\perp} (= T_{i\perp} + T_{e\perp})$  の空間・時間変化について述べることにする。

図6.15に示しているのは、 $B_0 \sim 400$  Gの時に得られる典型的な  $B_w|_{z=C6}$  と  $B_w|_{z=C8}$  の時間変化である。生成部から入射してきたFRCプラズマは、まずC6を通過し、続いてC8を通過するので、ファーストパスではC6断面の信号の立ち上がり時間がC8のそれより早くなっている。一方、セカンドパスにおいてはこの順序が逆転し、C8の信号の立ち上がり時間の方が早くなる。データよりわかるように、2つの信号強度はファーストパス、セカンドパスの両方においてほぼ等しい。これは、下流磁気ミラーで再熱化が生じた後、FRCプラズマがC8からC6へと反射運動を行う間、プラズマ圧力  $p (= \bar{n}kT)$  がほぼ一定に保たれていることを意味している。

一方、図6.16に示している同一ショットで得られた  $\int n_e dl$  信号を見てみると、その値は、FRCプラズマがC8からC6へと反射運動するに伴い、著しく減少している。セカンドパスにおけるFRCプラズマの  $r_s$  の値は  $\sim 21$  cmで、それはほぼ一定であるこ

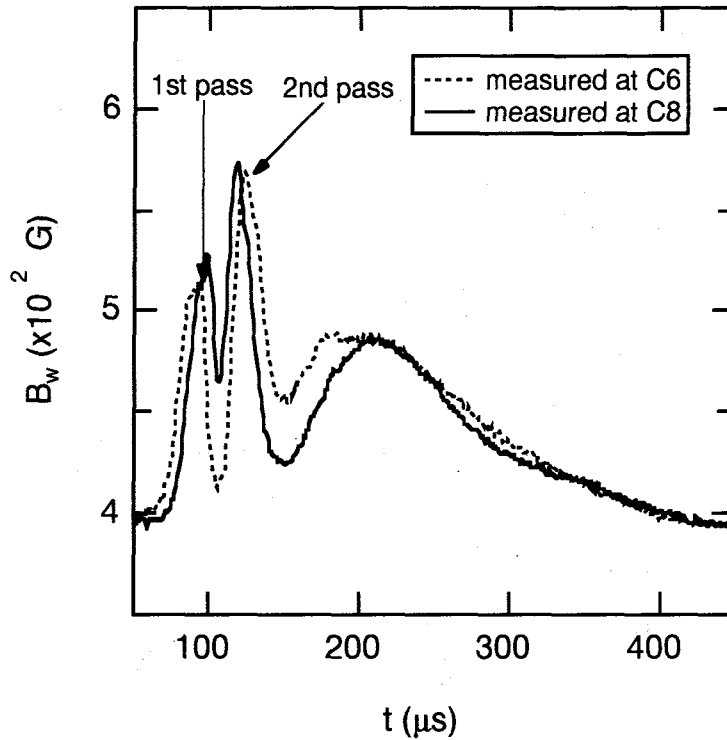


図6.15 同一ショットで得られたC6 ( $z = 370$  cm) とC8 ( $z = 430$  cm) での  $B_w$  信号の時間変化. 2つの信号形状は酷似しており, このことは, この2断面を通過する際, FRCプラズマの圧力  $p_{\perp} (= \bar{n} k T_{\perp})$  が変化していないことを示している.

とから, この結果はプラズマ密度が  $\bar{n}|_{z=C8} \sim 9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  から  $\bar{n}|_{z=C6} \sim 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  へと減少していることを示している. つまり, FRCプラズマがC8からC6へと反射運動を行っている最中に,  $T_{\perp}$  が上昇していることを示唆している. 図6.17に示しているのは, このときの  $T_{\perp}$  の時間変化をプロットしたものである. データからわかるように, FRCプラズマがC8からC6へと反射運動している間に, 確かに  $T_{\perp}$  の値が70 eVから110 eV程度へと, 時間間隔  $\Delta t \sim 7 \mu\text{s}$  の間に40 eV上昇しているのがわかる.

### 6.3.2 実効的衝突時間による考察

第6.2.3項で示したように, 反射運動を行っているFRCプラズマの  $\tau_r$  の値は  $\sim 20 \mu\text{s}$  であることから, この短い時間スケール ( $\Delta t \sim 7 \mu\text{s}$ ) で生じている  $T_{\perp}$  の上昇が, なんらかの波動エネルギーにより引き起こされている可能性を否定することはできない. しかしながら, 今の場合, この温度上昇幅はFRCプラズマの持つ反射運動エネルギーよりも小さい. つまり, この  $T_{\perp}$  の上昇が, 磁力線に対して平行方向に反射運動を行っているプラズマ粒子の軌道が, 磁力線に対して垂直方向へと散乱されることにより引き起こされている可能性が存在している.

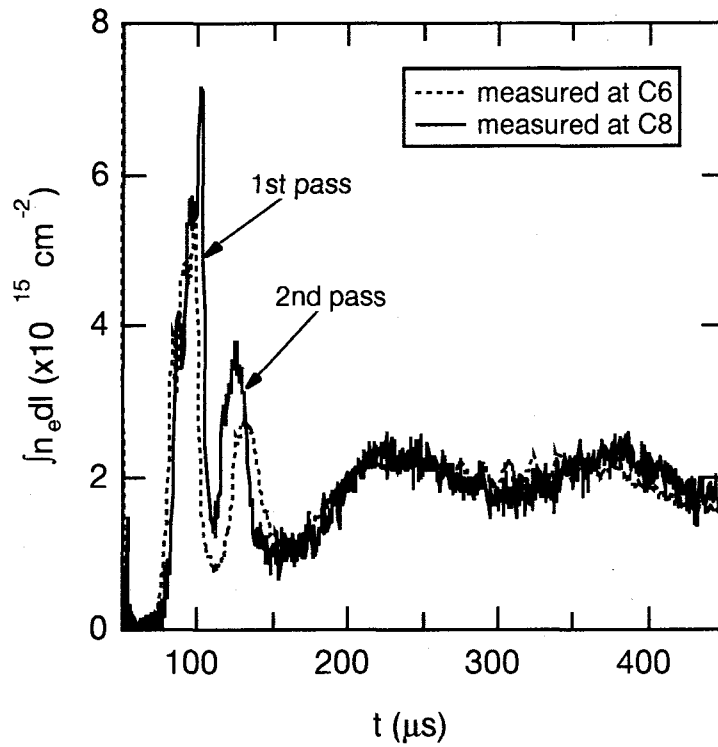


図6.16 図6.15と同一ショットで得られた  $\int n_e dl$  の時間変化. ファーストパスでの信号形状はほぼ同じであるが, セカンドパスではC6での値がC8でのそれに比して減少している.

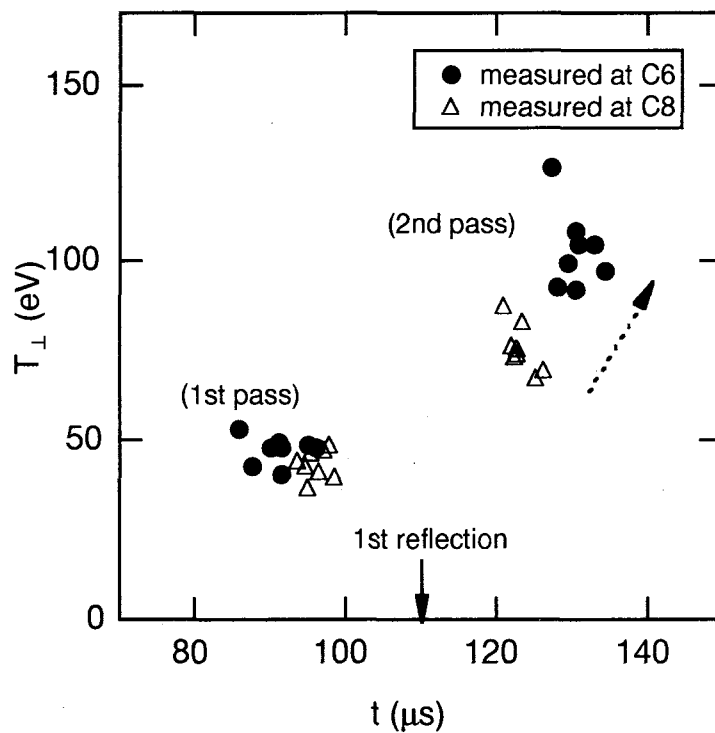


図6.17 図6.15と図6.16のデータから算出される圧力平衡温度  $T_{\perp}$  の時間変化. セカンドパスにおいて, 緩やかな  $T_{\perp}$  の上昇が見られる.

いま, FRCプラズマのセパトリックス内部に含まれているのD<sup>+</sup>粒子の流れの速度が, FRCプラズマの反射速度と一致すると考えた場合, 反射FRCプラズマの速度  $v_r$  の値が  $\sim 7.5 \times 10^6$  cm/s であることから, 1個の粒子の持つ運動エネルギー  $\varepsilon_{kr}$  は,

$$\varepsilon_{kr} = \frac{1}{2} m_i v_i^2 \sim \frac{1}{2} \cdot 3.34 \times 10^{-24} \cdot (7.5 \times 10^6)^2 \sim 60 \text{ (eV)} \quad (6.2)$$

である。さて, 一般に粒子衝突時間は, その粒子の軌道が  $\pi/2$  偏向されるのに要する時間で定義されている。したがって, 1回の衝突で軌道が微小角  $\Delta\theta$  偏向されたとすると, 軌道が  $\pi/2$  偏向されるのに要する衝突回数  $n$  は, ランダム・ウォーク理論の援用 [6] により,

$$\sqrt{n} \cdot \Delta\theta = \frac{\pi}{2}$$

$$n = \left( \frac{\pi}{2\Delta\theta} \right)^2 \quad (6.3)$$

と表すことができる。これより, 衝突時間  $\tau$  は, 微小角衝突時間  $t_{\Delta\theta}$  を用いて,

$$\tau = n \cdot t_{\Delta\theta}$$

$$= \left( \frac{\pi}{2\Delta\theta} \right)^2 \cdot t_{\Delta\theta} \quad (6.4)$$

と書くことができるので, 結果として, 角度  $\theta$  偏向されるのに要する実効的衝突時間  $\tau_\theta$  は(6.4)式より,

$$\tau_\theta = \left( \frac{\theta}{\Delta\theta} \right)^2 \cdot t_{\Delta\theta} \quad (6.5)$$

となる。ここで, (6.4)式と(6.5)式の比を取れば,

$$\frac{\tau_\theta}{\tau} = \left( \frac{2\theta}{\pi} \right)^2$$

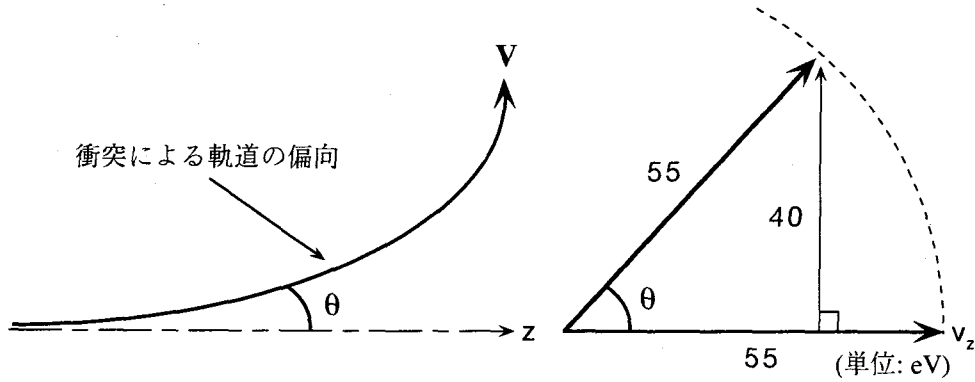


図 6.18 反射イオンの軌道の偏向による垂直温度  $T_{\perp}$  上昇の概念図.

から,

$$\tau_{\theta} = \left( \frac{2\theta}{\pi} \right)^2 \tau \quad (6.6)$$

として,  $\theta$  偏向されるのに要する実効的衝突時間  $\tau_{\theta}$  を得ることができる. この(6.6)式は,  $\theta (< \pi/2)$  偏向されるのに要する衝突時間が,  $\pi/2$  偏向されるのに要する衝突時間よりも, べき乗の効果により, かなり短くなるということを示している.

さて, 今の場合  $e_{kr} \sim 60 \text{ eV}$  なので, 垂直成分  $40 \text{ eV} (= \Delta T_{\perp})$  を得るために必要な偏向角  $\theta$  は, 図 6.18 より,

$$\sin \theta = \frac{40}{60} \Leftrightarrow \theta \sim 0.73 \quad (6.7)$$

である. したがって, 実効的衝突時間  $\tau_{0.73}$  は (6.6) 式より,

$$\tau_{0.73} = \left( \frac{2 \times 0.73}{\pi} \right)^2 \tau \sim 0.22 \tau \sim 5 (\mu\text{s})$$

となる. この値は垂直温度上昇が生じている時間スケール  $\Delta t \sim 7 \mu\text{s}$  とほぼ一致しており, したがって,  $T_{\perp}$  の上昇が, 粒子間衝突による反射イオンの軌道の散乱により引き起こされていると考えることにも妥当性がある.

#### 6.4 粒子数の時間変化

第 3.6 節で示したように, セカンドパスにおけるイオン粒子数  $N$  は, ファーストパ

ス時のそれより約 50% 減少していた。ここでは C8 において測定された  $\int n_e dl$  信号の援用により、セカンドパスでの  $N$  の変化を詳細に見てみることにする。

FRC プラズマのバルク部が C8 を通過した時の  $B_w$  と  $\int n_e dl$  から  $N = \bar{n}|_{C8} V$  を求め、この値を C8 通過時間における  $N$  とする。その後、バルク部が C6 へと移動した時間では、同様に  $N = \bar{n}|_{C6} V$  を C6 通過時間における  $N$  とする。このようにして得られた  $N$  の時間変化をプロットしたデータを図 6.19 に示している。また、このとき同時に得られる  $T_{\perp}$  の値も示してある。ここに、データは 20 ショットの平均値であり、エラーバーは標準偏差を表している。データからわかるように、ファーストパスにおいては、FRC プラズマが C6 から C8 へと通過する間、 $N$  の値は  $\sim 3.5 \times 10^{19}$  で一定である。ところがセカンドパスにおいては、 $t \sim 120 \mu\text{s}$  の C8 通過時には  $N|_{C8} \sim 2.2 \times 10^{19}$  であったのが、 $t \sim 125 \mu\text{s}$  の C6 通過時には  $N|_{C6} \sim 1.8 \times 10^{19}$  にまで減少している。C6 を通過した後、FRC プラズマは上流磁気ミラーで反射して再び C6 へと戻ってくるが、この時間では  $N|_{C6} \sim 1.7 \times 10^{19}$  となっており、顕著な  $N$  の減少は見られていない。圧力平衡温度  $T_{\perp}$  の時間変化と対応させて見てみると、このような  $N$  の減少は  $T_{\perp}$  の上昇に伴って起こっている。

上記のような  $N$  の減少をもたらす機構については不明であるが、例えば FRC プラ

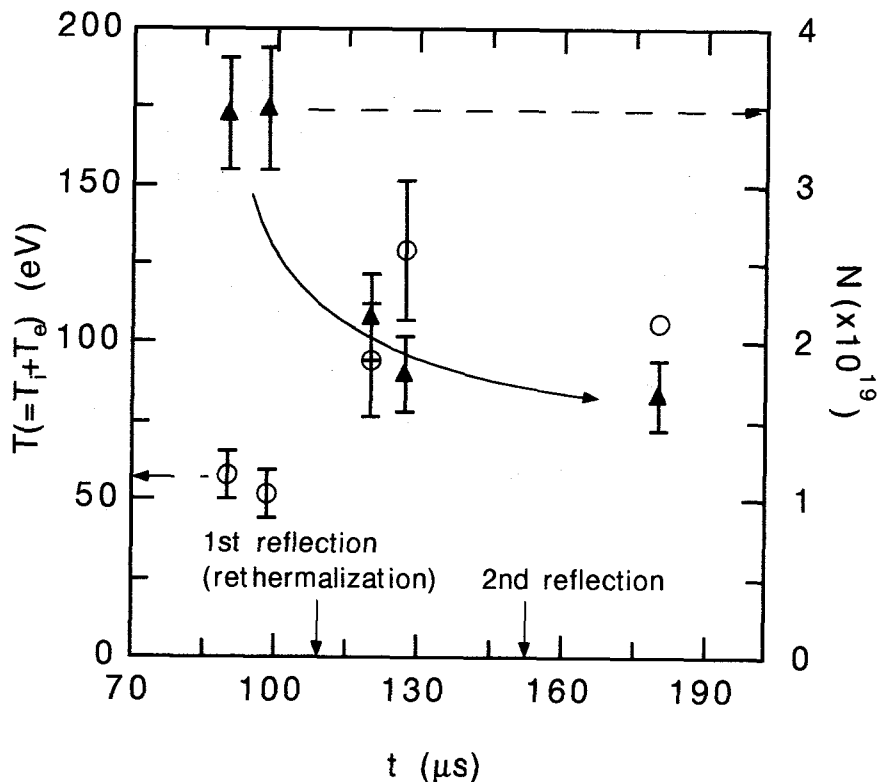


図 6.19 イオン粒子数  $N$  と圧力平衡温度  $T_{\perp}$  の時間変化。データは、 $N$  が  $T_{\perp}$  の上昇に伴い減少していることを示している。



ズマの  $\langle \beta \rangle$  の値が1を越えられないという物理的要請から、再熱化による温度上昇に伴って、粒子がFRCのセパトロリックス内部から吐き出されている可能性や、あるいは、再熱化による温度上昇中は、明らかに断熱不変量  $\mu (\equiv mv_{\perp}^2/2B_p)$  が一定に保たれていないので、この不変性が破れることにより、粒子が配位から漏れている可能性等を考えることができる。しかしながら、この  $N$  の値には、次のような誤差が含まれていることに注意する必要がある。一般に、ミラー磁場でショック加熱を起こしたプラズマの軸方向密度プロファイルは、一定ではない [7]。これは、ショックにより反射面で急激に上昇した密度が、軸方向へと緩やかに緩和していくことに起因している。実際、同一ショットにおいて得られた、C8とC6での密度の時間変化を重ね合わせてみると、図6.20に示すように、セカンドパスでは、FRCプラズマのバルク部がC6に到達するまでの時間帯 ( $t < 130 \mu\text{s}$ ) において、常に  $\bar{n}_{C8} > \bar{n}_{C6}$  となっており、再熱化後、FRCプラズマの軸方向密度は、確かに一定ではない。この結果は、セカンドパスにおけるC8通過時の  $N$  の値が過大評価されていることを示唆しており、その場合、 $N$  は  $T_{\perp}$  の上昇に伴って減少しているのではなく、さらにそれよりも前の時間帯、例えば下流磁気ミラーでの反射時に既に減少していることになる。それゆえに、このセカンドパスでの  $N$  の減少については、慎重な検討が必要である。

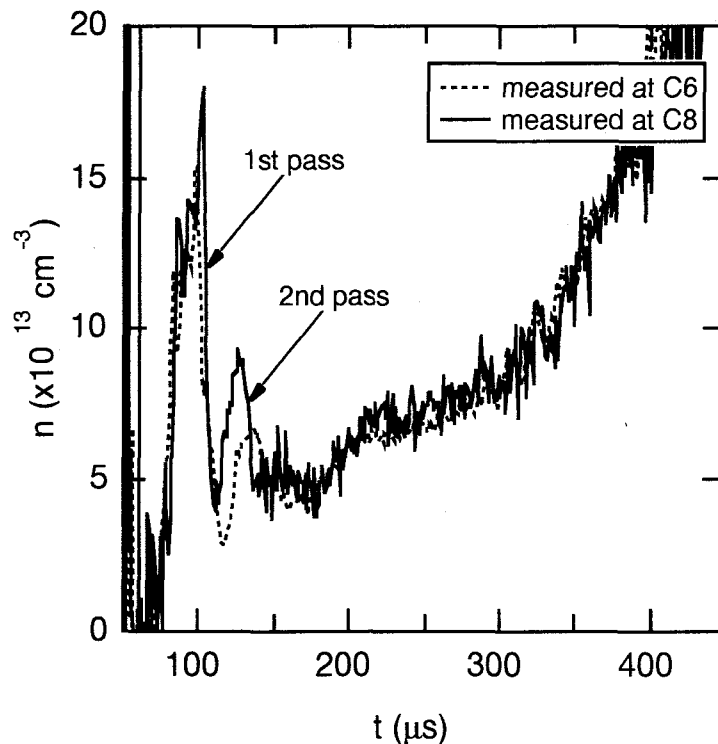


図6.20 図6.15と図6.16から計算されるC6とC8断面でのプラズマ平均密度  $\bar{n}$  の時間変化. セカンドパスでの値を比べてみると、C8での値はC6でのそれに比べて概ね大きい。

## 6.5 軸方向温度分布

ここでは、軸方向3断面 C2 ( $z = 250$  cm), C6 ( $z = 370$  cm), C8 ( $z = 430$  cm) において測定された  $T_{\perp}$  ( $=T_{i\perp} + T_{e\perp}$ ) の値と、ドップラー垂直温度  $T_{i\perp}$  の値をまとめることにする。なお、本論に先立ち、図 6.4 で示したように、下流磁気ミラー反射後のドップラープロファイルが、非ガウス分布であったことに注意する必要がある。つまり、厳密には、この乱れたプロファイルに温度は定義されないが、ここでは表 6.I に示した  $C^{4+}$  の中央5点フィッティングのデータをもとに、議論を進めることにする。

図 6.21 は、 $B_0 \sim 400$  G の時に測定された  $T_{\perp}$ 、 $T_{i\perp}$  の値を移送軸に対してプロットしたものであり、丸印がファーストパスのデータを、三角印がセカンドパスのデータである。なお、 $T_{i\perp}$  については FRC プラズマのバルク部が測定断面を通過する時間幅 ( $10 \mu\text{s}$ ) で平均操作を行っている。また、データ値は、ドップラープロファイルが類似している 5 ショットの平均値で、エラーバーは標準偏差を示している。さて、データ

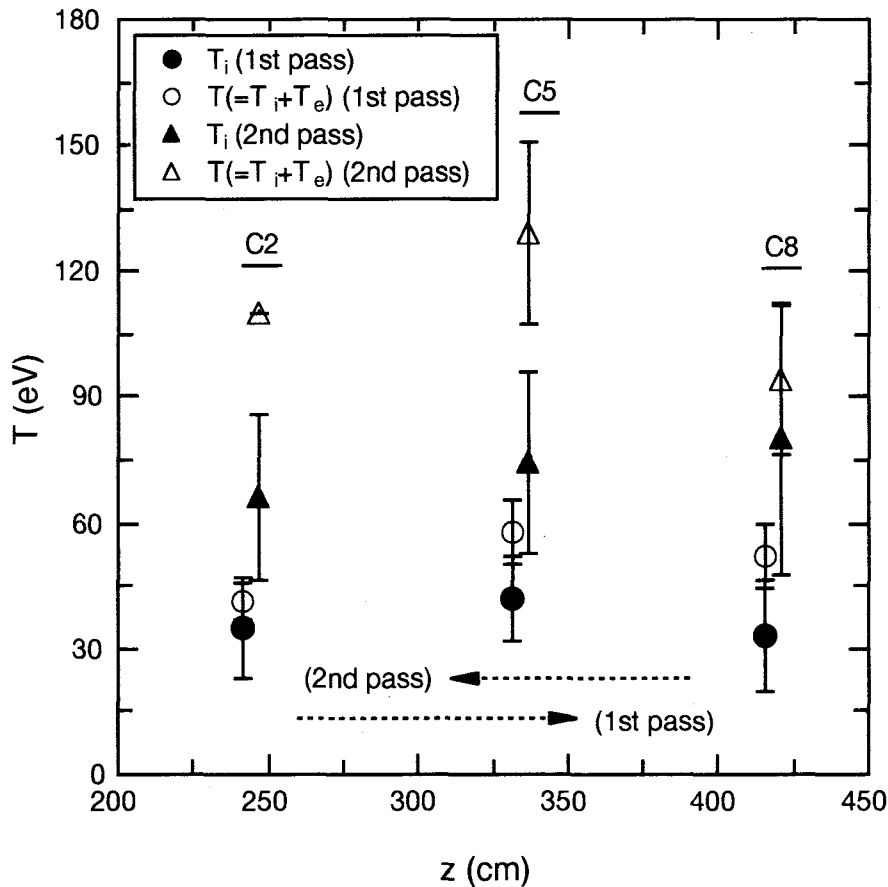


図 6.21 移送軸 ( $z$  軸) に沿った異なる 3 断面 (C2, C5 (C6), C8) で測定された圧力平衡温度  $T_{\perp}$  ( $=T_{i\perp} + T_{e\perp}$ ) とドップラー垂直温度  $T_{i\perp}$  の空間プロファイル。丸印と三角印は、それぞれファーストパスとセカンドパスを表している。なお、データはショット・バイ・ショットで得られている。

からわかるように、ファーストパスにおいては  $T_{\perp}$  の値は軸方向にほぼ一定となっており、 $T_{\perp} \sim 60$  eV である。一方、 $T_{i\perp}$  の値は、C2とC6をプラズマが通過する時は、 $\sim 45 - 65$  eV でほぼ一定であるが、C8ではその値が若干上昇しており、ショック面からの反射粒子の存在を示唆している [8-12]。また、プロファイルが比較的ガウス分布に緩和しているC2とC6においては、 $T_{i\perp} > T_{\perp}/2$  となっている。この結果は、シートピンチで一般に見られている温度結果 [13] と符合している。

一方、セカンドパスでは、前項で述べたように、C8からC6へとプラズマが戻るにつれて  $T_{\perp}$  の値が上昇している。この温度上昇はC6までしか持続せず、C6通過以降では  $T_{\perp}$  の値が若干減少している。一方  $T_{i\perp}$  の値は、反射面に近いC8ではドップラープロファイルの乱れから  $T_{i\perp} \sim 200$  eV となっている<sup>1)</sup>が、この値はC6からC2へとプラズマが戻るにつれて  $T_{i\perp} \sim 70 - 90$  eV と減少していく。これらの結果からわかるように、セカンドパスにおいても概ね  $T_{i\perp} > T_{\perp}/2$  となっている。これは、再熱化による温度上昇が  $T_{e\perp}$  よりも  $T_{i\perp}$  の方が大きいことを示唆しており、宇宙空間で観測されている無衝突衝撃波加熱の傾向に近いものとなっている<sup>2)</sup> [13]。

## 6.6 結言

この章では、FRCプラズマが下流磁気ミラーへと入射し、そして反射する過程における移送軸方向のプラズマパラメータの空間・時間変化を明らかにしてきた。得られた知見は以下の通りである。

(1) FRCプラズマ内に含まれる不純物炭素イオンのドップラープロファイルは、ファーストパスではガウス分布であるのに対し、セカンドパスでは非ガウス分布となっている。この結果は、再熱化を引き起こしている衝撃波が無衝突衝撃波となっていることを支持している。

(2) 再熱化により乱れたドップラープロファイルが、再びガウス分布へと緩和するのに要する時間は  $50 \mu\text{s}$  以上となっている。一方、反射運動を行っているFRCプラズマ内でのイオン-イオン衝突時間の値は  $\sim 20 \mu\text{s}$  と計算される。したがって、熱緩和に要する時間はイオン-イオン衝突時間の2-3倍となっており、再熱化が生じた後のプロファイルの緩和は、粒子間衝突により生じている可能性が高い。

<sup>1)</sup> このC8での異常に高い  $T_{i\perp}$  の値については、非ガウス分布に対するフィティングによるものと考えるのが自然であるが、宇宙プラズマではショック加熱において質量数の重い粒子ほど軽い粒子より加熱される現象が観測されており [14]、この少数イオン加熱 (minor ion heating) 現象に引き起こされている可能性も否定できない。

<sup>2)</sup> 一般に、実験室プラズマでは  $T_i < T_e$  であるが、これについては実験室プラズマのショック加熱が概ね垂直衝撃波により引き起こされる抵抗性 (resistive) ショックであるのに対して、宇宙プラズマでは斜め衝撃波による散逸性 (dispersive) ショックとなっていることの差異に起因しているという説が提案されている [13]。

(2) セカンドパスにおける反射運動中に、圧力平衡温度の上昇が見られている。この温度上昇幅は約 40 eV であり、温度が上昇する時間幅は約 7  $\mu$ s となっている。今の場合、系が無衝突状態なので、この温度上昇が何らかの波動により引き起こされた可能性を否定することはできないが、この温度上昇幅に対しては、実効的衝突時間を考えると、反射粒子の軌道の散乱で一応の説明をつけることもできる。

(3) セカンドパスにおいて、FRC プラズマの軸方向密度を一定とみなすことにより得られた粒子数の時間変化を詳細にみると、粒子数は、垂直温度の上昇に伴って減少している。この結果は、温度上昇に伴う何らかの粒子損失機構の存在を示唆しているようにも見受けられる。

(4) 再熱化が生じた後のドップラーイオン温度の値は  $\sim 100$  eV であり、この値は、圧力平衡温度を考慮すれば、電子温度より高いと推定される。この結果は、再熱化を引き起こしている衝撃波が、宇宙空間で観測されている散逸性無衝突衝撃波の傾向に近いことを示唆している。

#### 参考文献

- [1] Ya. B. Zeldovich and Yu. P. Raizer, "Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena 1," (Academic Press Inc., N.Y., 1966).
- [2] Ya. B. Zeldovich and Yu. P. Raizer, "Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena 2," (Academic Press Inc., N.Y., 1967).
- [3] D. A. Tidman and N. A. Krall, "Shock Waves in Collisionless Plasmas," (John Wiley & Sons Inc., N. Y., 1971).
- [4] G. K. Parks, "Physics of Space Plasmas," (Addison-Wesley, Redwood, CA, 1991).
- [5] B. A. Trubnikov, "Particle interactions in a fully ionized plasma," in Review of Plasma Physics, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, N. Y., 1965), Vol. 1, pp. 105-204.
- [6] S. Hamada (private communication).
- [7] S Hamada, I Kawakami, and M Sato, "Expansion and thermalization of plasma in a non-uniform magnetic channel," J. Phys. Soc. Jpn. **25**, 542-562 (1968).
- [8] J. P. Edmiston, C. F. Kennel, and D. Eishler, "Escape of heated ions upstream of quasi-parallelshocks," Geophys. Res. Lett. **9**, 531-534 (1982).
- [9] M. Scholer and T. Terasawa, "Ion reflection and dissipation at quasi-parallel collisionless shocks," Geophys. Res. Lett. **17**, 119-122 (1990).
- [10] L. H. Lyu and J. R. Kan, "Ion leakage, ion reflection, ion heating and shock-front reformation in a simulated super critical quasi-parallel collisionless shock," Geophys. Res. Lett. **17**, 1041-1044 (1990).
- [11] H. Kucharek, M. Fugimoto, and M. Scholer, "Diffuse upstream ions a comparison be-

tween one and two-dimensional hybrid simulations," *Geophys. Res. Lett.* **20**, 173-176 (1993).

[12] K. J. Trattner and M. Scholer, "Diffuse minor ions upstream of simulated quasi-parallel shocks," *J. Geophys. Res.* **99**, 6637-6650 (1994).

[13] M. F. Thomsen, J. T. Gosling, and S. J. Bame, "Ion and electron heating at collisionless shocks near the critical mach number," *J. Geophys. Res.* **90**, 137-148 (1985).

[14] Y. C. Whang, X. Zhao, and K. W. Ogilvie, "Heating of minor ions by the coronal slow shock," *J. Geophys. Res.* **95**, 18,781-18,790 (1990).

## 第7章 非軸対称外部磁場中への移送

### 7.1 緒言

第3章から第6章までのFRCプラズマの移送は、軸対称外部磁場中へと行われていた。この章では、FRCプラズマを外部磁場が湾曲している領域へと移送した場合の、その挙動について述べる。

これまで行われてきたFRCプラズマの移送研究は、その全てが軸対称磁場中へとFRCプラズマを入射するものであった [1-6]。そして、その多くが軸方向の外部真空磁場プロファイルを固定した状態で行われてきた [1, 2, 4, 5]。このような研究の方向は、これまでのプラズマ移送が、生成したFRCプラズマをいかに劣化させることなく閉じ込め・加熱領域へと移しかえるか、ということに集中していた経過から考えて自然なことであった。つまり、興味の対象は、移送された後のFRCプラズマの閉じ込め特性にあった [7]。これに対して、FRCプラズマの移送過程自身を考える場合、この外部磁場の存在を無視することができない。第3章で述べてきたように、例えば磁気勾配により移送速度が変化するなど、外部磁場はFRCプラズマの移送特性に対して強く影響を及ぼしている。別の言い方をすれば、閉じた磁場反転配位を持つプラズマ塊が、外部磁場と強く相互作用しあっているということになる。

外部磁場が、FRCプラズマの移送特性にどのように関わっているかを調べていく最も簡単な方法は、この外部磁場形状を変更することである。前述のように、第3章では外部磁場の磁気勾配に対する移送特性の変化を検証していた。これに対して、本研究では、外部磁場の軸対称性を崩すことによる、FRCプラズマの移送特性の変化を明らかにしている。また、この研究は、最近話題となっているコンパクト・トーラスによるトーラス系への粒子補給の基礎研究という位置付けにもなっている。

プラズマ流が磁力線を横切る挙動に関する研究の歴史は古く、また多くの分野で実験的に [8-22]、かつ理論的に [23-31] 行われている。宇宙プラズマでは太陽風の地磁気への浸透や [32]、磁気圏中でのプラズマの挙動に関して [33]、実験室プラズマではレーザープラズマの磁力線を横切る膨張に関して [34]、そして核融合プラズマではイオンビーム [35] やスフェロマック [36] によるトカマクプラズマへの加熱というように、その応用はプラズマ物理の全分野に広がっている。さて、スフェロマックを除いて、プラズマ流はその配位内部に閉じた磁束を持っていない。多くの場合、垂直、あるいは湾曲磁場中へと入射されたプラズマ流は、その外部磁場がプラズマ内へと急速に浸透 [37-47] することにより産み出される分極電場  $\mathbf{E}$  [48] と、外部磁場  $\mathbf{B}$  による

$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトで磁力線を横切っていく [49, 50]. これに対して, 配位内部に閉じた磁束を持つプラズマ塊の垂直, あるいは湾曲磁場中での挙動については, 近年, スフェロマックの垂直磁場への入射研究 [51-56] が行われ始めたに過ぎず, その詳細は不明となっている.

第7.2節では, 外部真空磁場を湾曲させるために, 新たに FIX 装置に導入した補助コイルと, それにより作られる湾曲磁場について述べる. 第7.3節では, 湾曲磁場中へと FRC プラズマを移送したときのその挙動が明らかにされている. 第7.4節では, FIX 装置で生成された閉じた磁束を持たないプラズマビームを, 同じ湾曲磁場中へと入射した場合の, その挙動について調べている. そして, 第7.5節ではプラズマビームの挙動に対する考察が, 第7.6節では FRC プラズマの挙動に対する考察が行われている. 最後に第7.7節で, この章で得られた知見がまとめられている.

## 7.2 湾曲磁場

### 7.2.1 垂直磁場発生用補助コイル

外部定常磁場を湾曲させるために, 図7.1に示すような1組の補助コイルを新たに FIX 装置に導入している. この補助コイルによって発生される垂直磁場の方向は  $x$  方向となっている. また, このコイルによって発生される垂直磁場  $B_x$  が, 装置軸上で  $x$  軸と平行になるように, コイル形状はサドル型となっている. また, 金属真空容器外壁上に補助コイルを這わせることにより,  $B_x$  に対する電源効率を高めている. この補助コイルは, KIV-14 のケーブルを 11 ターンづつ 3 層巻きにすることにより作成され

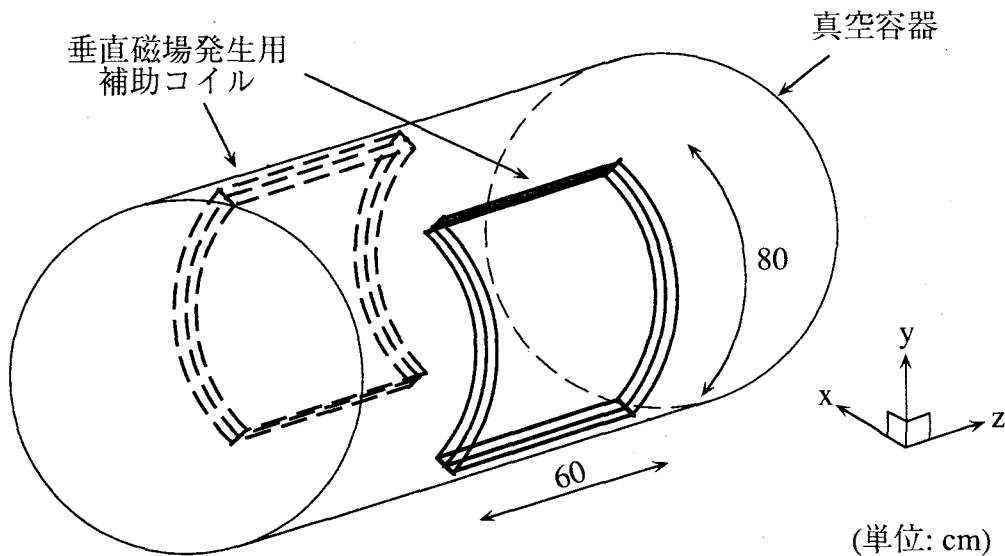


図7.1 閉じ込め部真空容器に設置した垂直磁場  $B_x$  発生用補助コイルの模式図. 補助コイルにより発生した  $B_x$  の磁力線が装置軸と垂直に交差するように, コイル形状はサドル型となっている.

ている。しかしながら、本章で示している実験研究では、この補助コイルの最下層部のみを使用している。つまり、実質的に、片側 11 ターンの補助コイルとして使用している。この補助コイルの大きさは、 $z$  方向に幅 60 cm, 方位角  $\theta$  方向に 80 cm ( $y$  方向に 60 cm) となっている。

補助コイルの電源系への接続は、補助コイルのケーブルを、閉じ込め部両端の磁気ミラーを形成するソレノイドコイル (CFS) に直列接続することにより行っている。したがって、ケーブル接続の着脱が放電スイッチの役目を果たし、また、接続極性の逆転が  $B_x$  の向きを反転させている。補助コイルの接続によりソレノイドコイルのインダクタンスが増加し、その結果、磁場の立ち上がり時間が遅れるが、その遅れはたかだか  $\Delta t \sim 1$  ms であったので、この遅れに対しては、CFS 用の放電トリガーを早めることにより対処している。垂直磁場  $B_x$  の強度は、CFS 用のコンデンサーバンクの充電電圧の値によって制御されている。図 7.2 に、1 層巻き補助コイルから発生する磁場強度の CFS 充電電圧依存性を示している。グラフよりわかるように、 $B_x$  の強度は可変である。しかしながら、実際には、この磁場強度をそれほど自由に変化させることはできない。このことは、補助コイルを CFS へと直列接続しているため、垂直磁場強度の変化に伴い、閉じ込め部両端の磁気ミラー  $B_M$  の強度が変化してしまうことに起因している。つまり、充電電圧の変更は、移送軸方向のバイアス磁場プロファイル  $B_0(z)$  をも

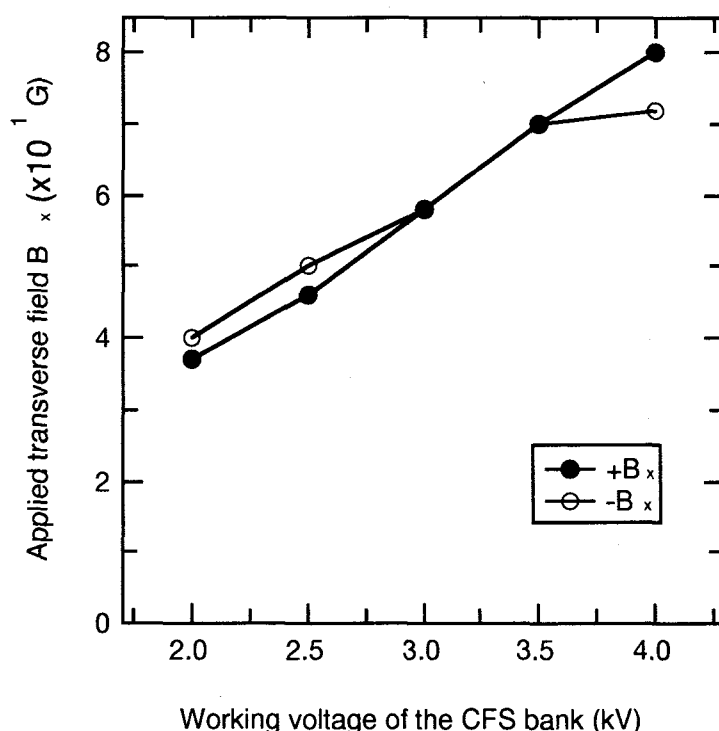


図 7.2 補助コイルによって発生される垂直磁場  $B_x$  強度の CFS バンクの充電電圧依存性。



変化させることになり、FRCプラズマの生成部からの射出に重大な影響を及ぼすことになる。第3.3.3項において示したように、FRCプラズマの移送特性は、 $B_\theta(z)$ の勾配に強く依存している。そのため、CFS充電電圧の上昇に伴い、その磁場勾配が緩くなり、FRCプラズマが生成部から射出されにくくなる。実験ではCFS充電電圧を4.3 kVとするのが上限で、これ以上の充電電圧の時には、FRCプラズマが生成部から射出されない。このことのため、垂直磁場 $B_x$ は80 G以下で可変としている。また、下限値も存在している。CFSの充電電圧が移送速度にも影響を及ぼすため、充電電圧を下げすぎると、FRCプラズマの入射速度を $B_x$ の変化に対して一定と近似できなくなる。そのため、実験ではCFSの充電電圧を2.5 kV、つまり、 $B_x$ を45 Gとするのを下限としている。

### 7.2.2 実験配置と湾曲磁場形状

前項で説明した補助コイルは、その中心が装置閉じ込め部中央面から上流方向に50 cm離れた位置( $z=290$  cm)となるよう、設置してある。このときの装置概略図を、測定系の配置と共に図7.3に示している。測定器については、湾曲磁場領域内でのFRCプラズマの挙動を把握するために、第2.3.4項で説明した2次元マトリックス(10×10)型磁気プローブアレイを $z=310$  cmの断面に釣り下げている。この段面は、補助コイル中央から20 cm下流にあたっている。また、生成部から射出されたプラズマの巨視的挙動を把握するために、第2.3.5項で説明した高速フレーミングカメラにより、装置端部からフレーミング撮影を行っている。これと同時に、前章までと同様、プラズマの反磁性信号 $B_w$ 、ならびに干渉計信号 $\int n_e dl$ も測定している。

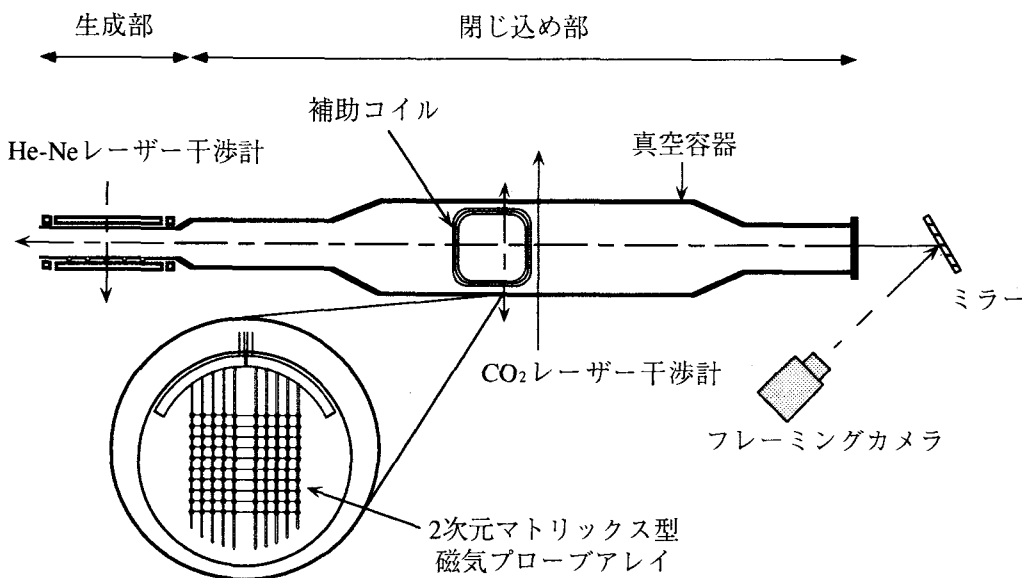


図7.3 湾曲磁場中へのFRCプラズマ入射実験時の測定系配置図。

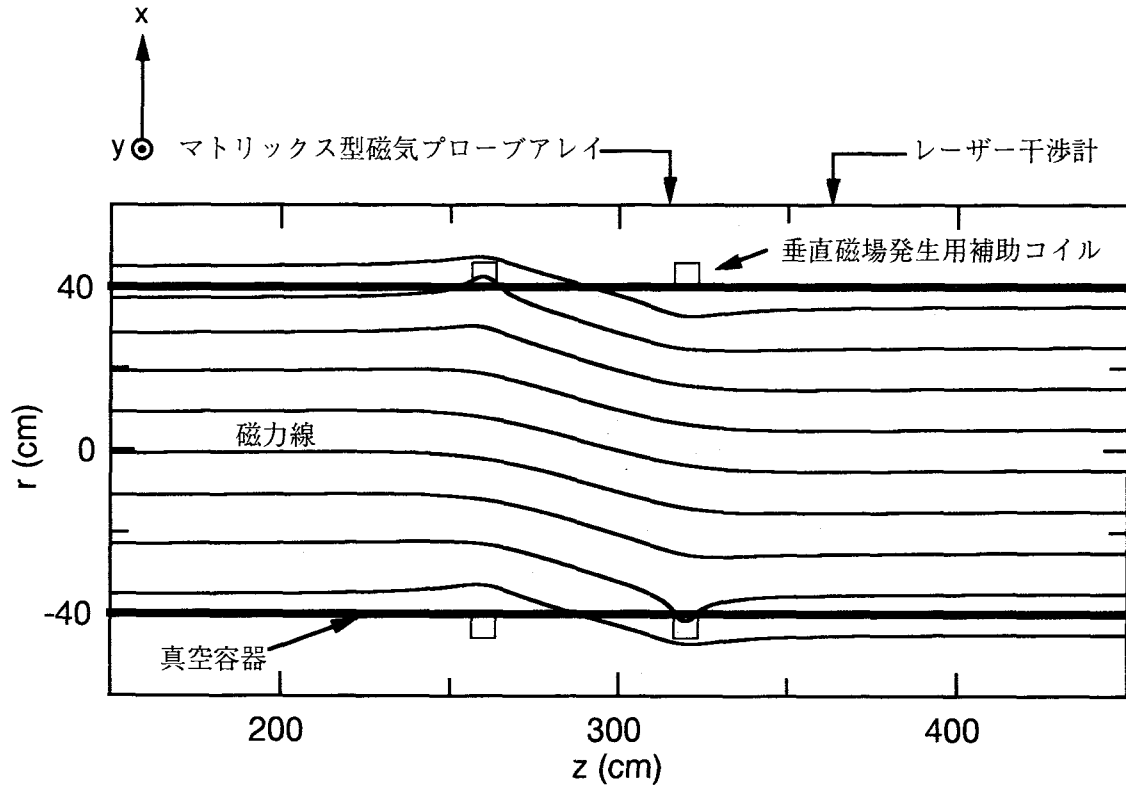


図7.4 垂直磁場  $B_x$  を軸方向バイアス磁場  $B_0$  に重畳した時の  $y=0$  断面における湾曲磁場形状;  $B_0 \sim -400$  G,  $B_x \sim 70$  G.

最後に、湾曲磁場形状について説明する。補助コイルから発生される磁力線を考えた場合、補助コイルの配置上、 $z < 260$  cm,  $320$  cm  $< z$  の領域には、印加した  $B_x$  に対して逆極性となる不整  $B_x$  が存在している。しかしながら、図7.4に描いている磁力線からわかるように、この不整  $B_x$  の影響は非常に小さい。数値計算により描かれた磁力線は、補助コイルが設置されている領域でのみ、実効的に曲がっている。ここに、磁場強度はそれぞれ  $B_0 \sim -400$  G,  $B_x \sim 70$  G としている。なお、本章で示している実験研究では、 $B_0$  の値は  $\sim 400$  G に固定されている。

### 7.3 湾曲磁場を横切る FRC プラズマ

#### 7.3.1 線密度と軸方向磁場測定

図7.5に示しているのは、垂直磁場  $B_x$  の強度が  $\sim 70$  G の時に得られた典型的な  $\int n_e dl$  と  $-B_z$  信号<sup>1)</sup>の時間変化である。上から順に、(a) 生成部シートピンチ内での  $\int n_e dl$  ( $z = -70$  cm), (b) 2次元プローブアレイの  $(x, y) = (-12, 0)$  における  $-B_z$  ( $z = 310$  cm), (c) 湾曲磁場通過後の  $\int n_e dl$  ( $z = 370$  cm) である。この信号波形をもとに、湾曲磁場中へ入射された FRC プラズマの移送の様子を説明する。

<sup>1)</sup> この測定位置はセパトリティクス内部なので、ポロイダル信号  $B_\theta$  を表しているとみなしてよい。

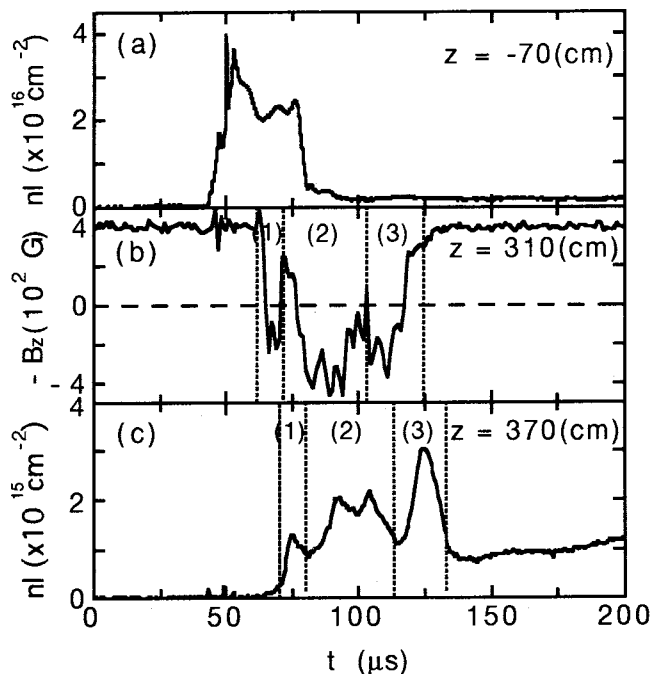


図7.5 FRCプラズマを湾曲磁場中へ入射したときに得られる  $\int n_e dl$  と  $B_z$  信号の時間変化; (a) 生成部 ( $z = -70$  cm) での  $\int n_e dl$ , (b) 磁気プローブアレイの  $(x, y) = (-12, 0)$  の位置における  $B_p$ , (c) 閉じ込め部 ( $z = 370$  cm) での  $\int n_e dl$ . 同一時刻での信号を比較することにより, プラズマの長さや存在位置を理解することができる.

(a) に示している  $\int n_e dl$  信号からわかるように, FRC プラズマは  $t = 50 \mu\text{s}$  に生成され, 直ちに隣接する金属製閉じ込め容器内へと移送される.  $t \sim 75 \mu\text{s}$  の (b) の信号を見てみると,  $B_z$  が反転しているのがわかる. これは, FRC プラズマの磁気軸内部の反転磁場信号であり, FRC プラズマが湾曲磁場領域へと侵入していることを示している. また, 主圧縮のトリガーが  $t = 50 \mu\text{s}$  であったので, FRC プラズマは生成部右端からプローブアレイまでの距離 (310 cm) を, 約  $25 \mu\text{s}$  で移動していることになる. つまり, FRC プラズマの湾曲磁場中への入射速度  $v_{zi}$  は,  $v_{zi} \sim 12 \text{ cm}/\mu\text{s}$  である. この値は  $B_x$  を印加しない通常の  $B_z \sim -400 \text{ G}$  での  $v_{zi}$  より若干遅くなっているが (図 3.5 参照), これは, 前項で述べたように, ミラー磁場領域の磁場勾配が緩くなっていることに起因していると推定される. さて, 湾曲磁場中へと入射した FRC プラズマは, その磁場が湾曲している領域で反射することなく, 装置下流方向へと突き抜けている. このことは, 湾曲磁場通過後に測定されている (c) の  $\int n_e dl$  から理解することができる. この信号から計算されるプラズマ平均密度  $\bar{n}$  と, 圧力平衡温度  $T_{\perp}$  の値は, それぞれ  $\bar{n} \sim 7.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_{\perp} \sim 60 \text{ eV}$  となっている. この  $\bar{n}$  の値は,  $B_x$  を印加しない時に得られる値 ( $\bar{n} \sim 9.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) と比べて, 若干減少している.

さて、さらに信号を詳細に見てみると、(b) と (c) の信号波形が大きく 3 つの部分から成り立っていることに気づく。これは、移送 FRC プラズマのセパトリックス形状が軸方向に波打っていることを示している。つまり、3 つの部分はそれぞれ (1) FRC プラズマの先頭部、(2) FRC プラズマのバルク部、(3) FRC プラズマの後尾部、に対応している。また、(b) と (c) の信号には、それらの信号が得られている測定断面間の距離に起因する時間差が生じており、その時間差は約 7-8  $\mu\text{s}$  である。(b) と (c) の距離は 60 cm なので、この時間差は、FRC プラズマの  $v_{zi}$  が、湾曲磁場通過に伴い、12 cm/ $\mu\text{s}$  から 10 cm/ $\mu\text{s}$  に減速していることを示している。

### 7.3.2 2次元磁場プロファイル

図 7.6 は、湾曲磁場中 ( $z = 310$  cm) に設置している 2次元磁気プローブアレイから得られた  $B_z$  の密度プロットデータであり、磁場の反転信号が強い所ほど色が濃くなっている。既に前項で述べたように、プローブから得られる磁場信号は相当の時間変動を伴っているため、データは FRC プラズマのバルク部、つまり図 7.5 の (2) で示される時間範囲で平均した値である。データは、さらに 3 種類の密度プロットから構成されており、それぞれ (a)  $B_x = -70$  G, (b)  $B_x = 0$  G, (c)  $B_x = 70$  G の時に得られたデータである。

垂直磁場を印可しない移送 FRC プラズマのデータから見てみると、 $B_x = 0$  G の場合、濃色で示されている領域の中心が、装置軸から  $x$  軸の負の方向へ 6 cm の位置 ( $(x, y) = (-6, 0)$ ) に存在している。このシフトの原因については不明であるが、このようなシフトが移送実験において常に観測されていることから [57, 58]、おそらくは恒久的な原因、例えば装置軸とコイル軸がずれることによる  $B_0$  の軸対称性からのずれに起因していると考えられる。グラフ上の破線は、FRC プラズマのセパトリックスと推定される  $B_z \sim 400$  G の位置を表している。この形状がほぼ円となっていることから、 $B_x$  を印可しない時の FRC プラズマの断面は、ほぼ円形とみなしてよい。また、この破線で示される円の半径、つまりセパトリックス半径は  $r_s \sim 18$  cm となっており、排除磁束測定法により得られる  $r_{\Delta\phi}$  の値 ( $\sim 16$  cm) と概ね一致している。

一方、 $B_x$  印加時のデータを見てみると、 $B_x = -70$  G の時には FRC プラズマが左側へと大きく偏向されているのがわかる。なお、 $x < -20$  cm の領域には信号が全く現れていないが、これはプラズマが存在していないことを意味しているのではなく、プローブが存在していないことに起因している。プラズマ断面の形状を見てみると、それは円形から崩れ、 $x$  軸方向へと引き延ばされているように見える。

上記とは反対の傾向が、 $B_x = 70$  G を印加した時のデータに現れており、FRC プラズマは右側へと偏向されている。

さて、図 7.4 に示した磁力線の湾曲方向を参照してみると、 $B_x = 70$  G の時、磁力線

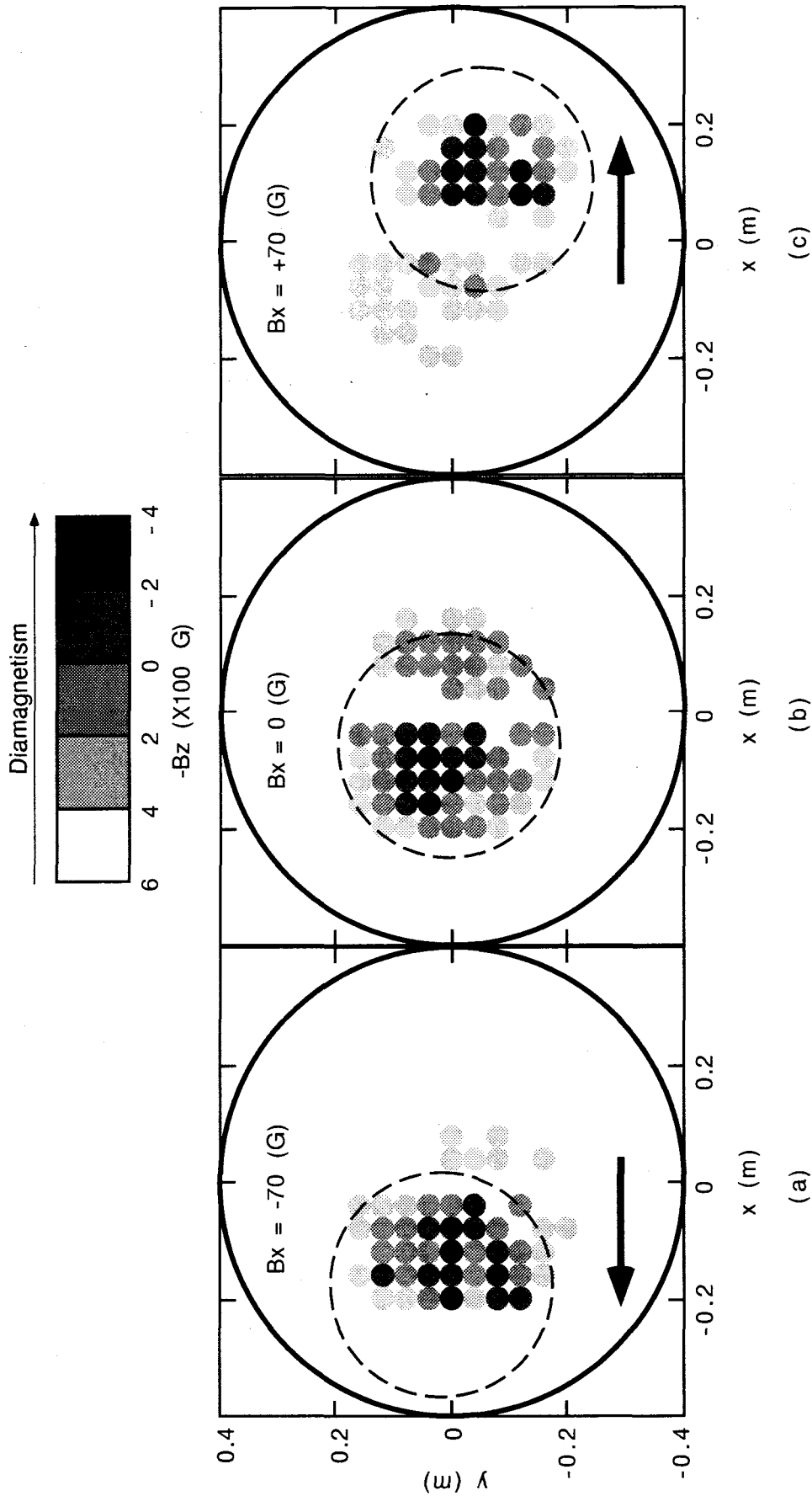


図7.6 2次元マトリックス型磁気プローブアレイから得られた  $-B_z$  信号強度の密度プロット; (a)  $B_x \sim -70$  G, (b)  $B_x \sim 0$  G, (c)  $B_x \sim 70$  G. 色が濃い点ほど, 磁場の反転信号が強いことを示している. (b)のデータからわかるように, 通常の移送時にはプラズマは円形の形状を保ちながら, 容器のほぼ中央へと入射してくるが, 外部磁場を  $B_x$  により湾曲させると, プラズマの形状は  $x$  軸の方向へと引き延ばされ, かつ磁力線を横切る方向へと大きく逆偏向するようになる.

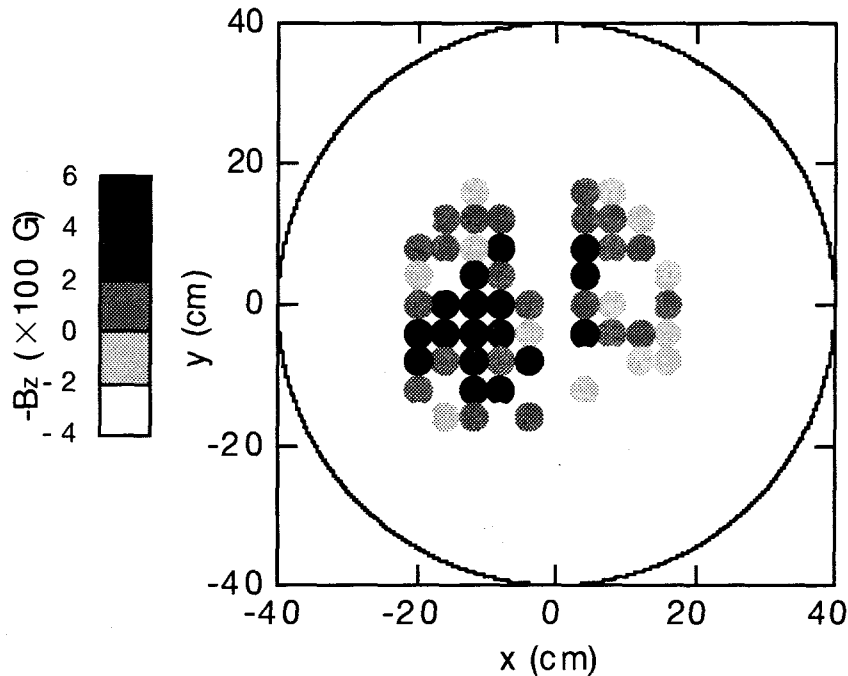


図7.7 垂直磁場  $B_x$  の強度が  $\sim -50$  G の時の  $B_z$  信号強度の密度プロット. 図7.6の(a)  $B_x \sim -70$  G のデータと比較してみると明らかなように, 湾曲磁場を横切る方向への逆偏向量は,  $B_x$  が強いときほど大きくなる.

は端部から見て左側へと曲がっている. つまり, 上記のデータはFRCプラズマが磁力線の曲率中心とは反対の方向へ, いわゆる湾曲磁場を横切る方向へと‘逆偏向’していることを示している. この時の逆偏向量  $\Delta x$  は,  $x = -6$  cm の位置からのシフトと考えて  $\Delta x \sim 15$  cm となっている. この逆偏向量は,  $B_x$  の強度に依存している. 図7.7は,  $B_x \sim -50$  G の時の2次元磁場プロファイルであるが, データより偏向量は  $\Delta x \sim 5$  cm となっている. つまり,  $B_x$  の強度が強いほど, 逆偏向量が大きくなっている.

#### 7.4 プラズマビームの挙動

本研究では, 配位内部に閉じた磁束を持たないプラズマビーム<sup>2)</sup>を生成して, 同様の湾曲磁場中への入射実験を行った. ここでは, そのプラズマビームの挙動と, FRCプラズマの挙動を比較する.

プラズマビームはFRCプラズマと全く同じ手順で生成されるが, その生成過程において, 負の方向のバイアス磁場と, 磁気配位端部リコネクション用に使用するコンデンサーバンクは放電させない. このことにより, シータピンチ内で生成されたプラズ

<sup>2)</sup> ここでは, 理解を容易にするため“プラズマビーム”としているが, “non-FRCプラズマ”あるいは“シーターピンチプラズマ流”とも呼ぶことができる.

マは、配位内部に閉じた磁束を持たないプラズマビームとなっている。

図7.8は、端部から撮影された  $B_x \sim 80 \text{ G}$  の時の (a) プラズマビームと (b) FRC プラズマのフレーミング写真である。端部からの撮影のため、各フレーミング写真の中央

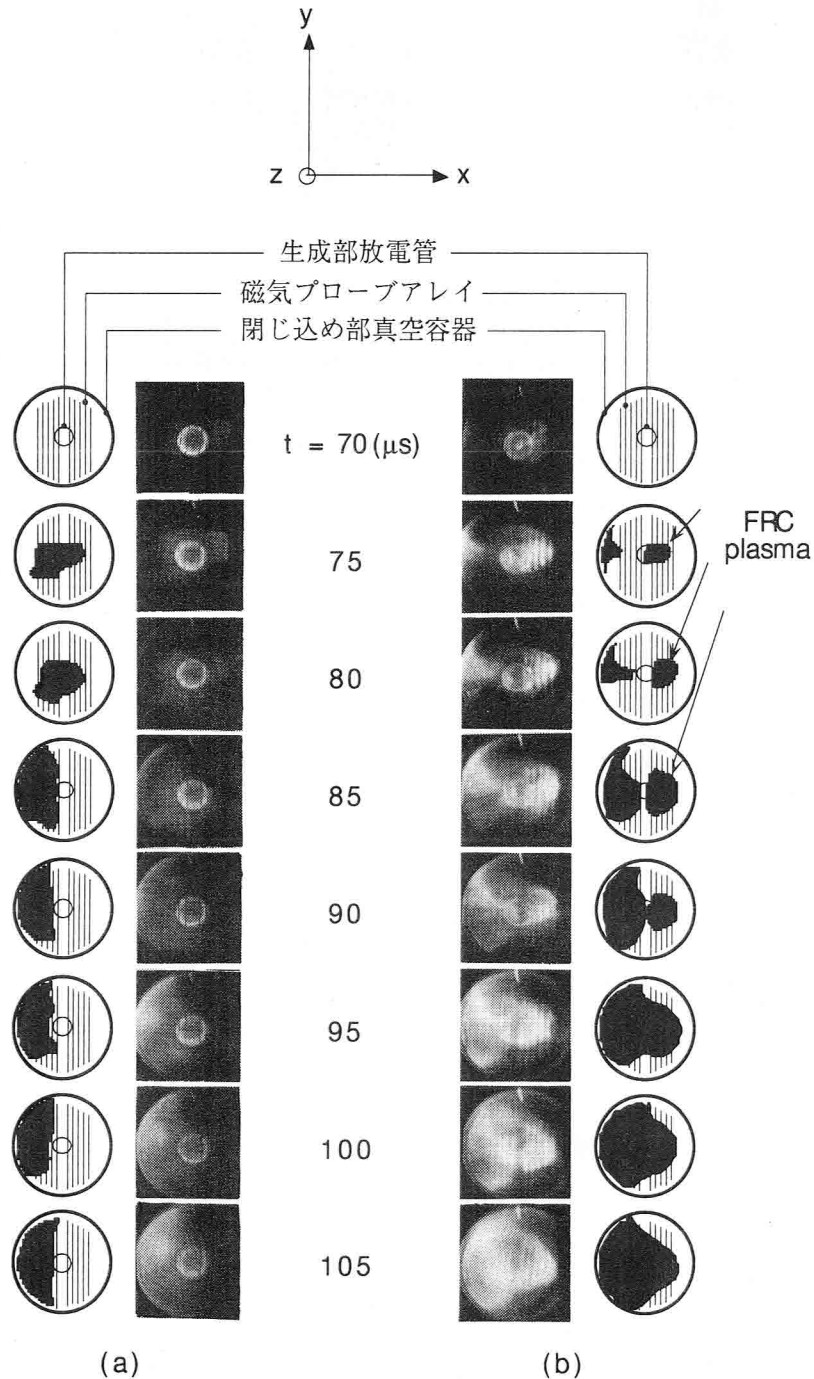


図7.8 垂直磁場  $B_x$  強度が  $\sim 80 \text{ G}$  の時の装置下流端部からのフレーミング撮影写真；(a) プラズマビーム (b) FRC プラズマ。プラズマビームは湾曲した磁力線に沿って動いており、逆偏向するFRCプラズマとは反対の結果となっている。また、FRCプラズマが湾曲磁場中で2つに分裂していることがわかる。

には、円形の生成部放電管が写っている。この一連のフレーミング写真からわかるように、プラズマビームとFRCプラズマの湾曲磁場中での挙動には、顕著な違いが存在している。(a)のプラズマビームから見てみると、ビームのバルク部が湾曲磁場を通過する  $t = 85 \mu\text{s}$  から  $t = 105 \mu\text{s}$  にかけて、プラズマビームが左側、つまり湾曲した磁力

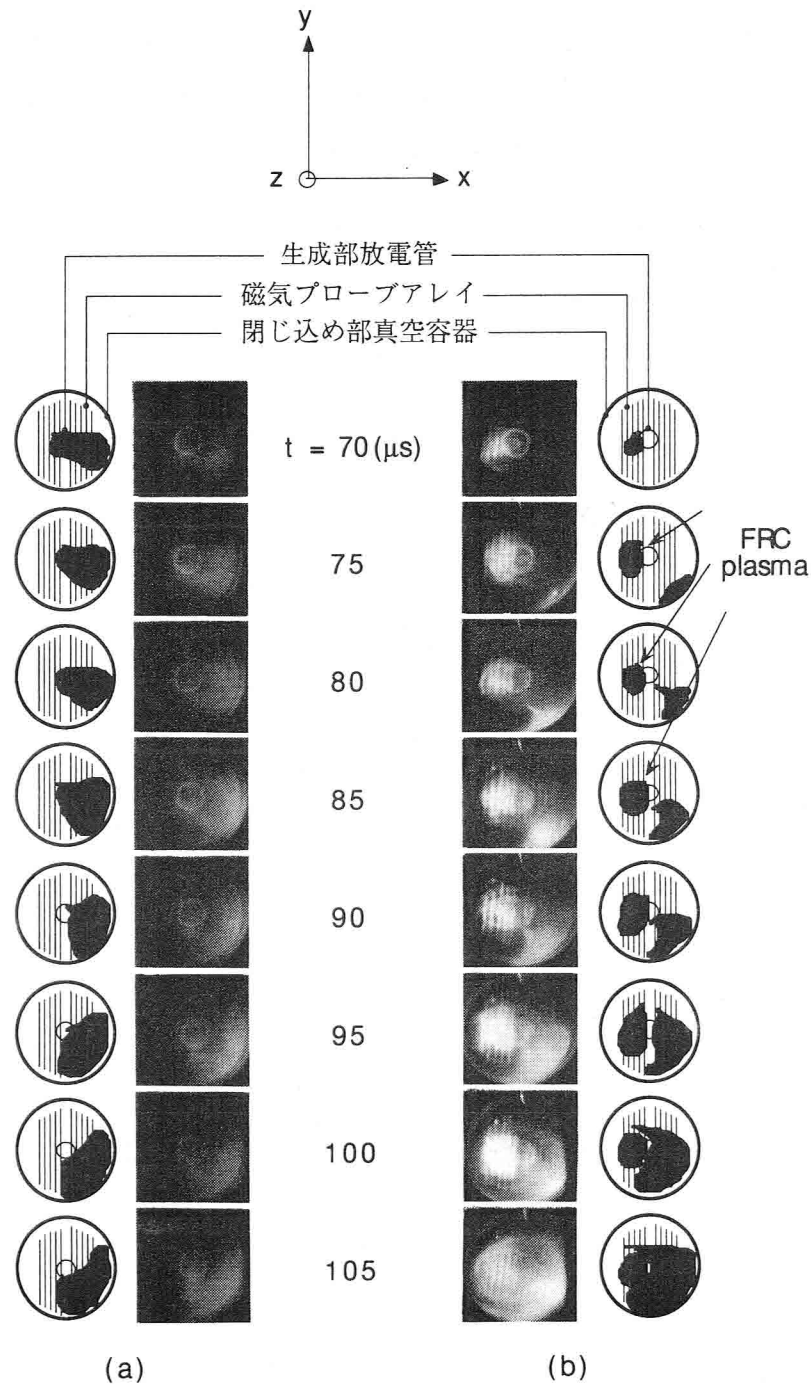


図 7.9 図 7.8 の逆極性時 ( $B_x \sim -80 \text{ G}$ ) の装置下流端部からのフレーミング撮影写真；(a) プラズマビーム (b) FRC プラズマ。極性の逆転により、挙動も反対となっている。



線に沿う方向へと移動し、その後、真空壁へと衝突しているのがわかる。これに対して (b) の FRC プラズマの場合、プラズマが湾曲磁場中で2つに分裂している。一方は、画面上を右側へと進行するプラズマ、つまり湾曲磁場を横切る方向へと逆偏向するプラズマで、このプラズマは磁場反転信号を有していることから、FRC プラズマである。他方は、左側へと進行するプラズマ、つまり湾曲した磁力線に沿って進むプラズマで、このプラズマは、プラズマビームと同様、真空容器壁に衝突している。また、このプラズマは反転磁場を持っておらず、反磁性信号の出力も非常に弱いものであった。

図 7.9 は、印可する  $B_x$  の極性を図 7.8 の反対にした時の、フレーミング撮影の結果である。図 7.8 と比較してみると、その挙動は、図 7.8 の時のその全く逆の結果となっている。

## 7.5 外部磁場上での電場短絡

ここでは、プラズマビームが湾曲した磁力線に沿って進行した結果について考えていくことにする。

### 7.5.1 プラズマビーム挙動の概説

これまでプラズマビームと湾曲磁場との相互作用については、多くの研究がなされており、それらの結果は Lindberg [50] により明瞭にまとめられている。以下では Lindberg に従い、湾曲磁場中でのプラズマビームの挙動を概説する。

図 7.10 に示しているのは、湾曲磁場中に入射されたプラズマビームの軌道を模式的に示したものである。それぞれの軌道について簡単に説明する。

(a) プラズマ密度が、例えばデバイ長がビームの直径よりも大きくなる程度にまで、薄い場合、ビーム内にはプラズマ特有の集団運動が生じず、ビームは単一荷電粒子と同じ運動を行う。この場合、ビームは、零次近似の範囲内で、磁力線に沿って運動することになる。

(b) プラズマ密度が十分に高い場合、ビーム内部には、荷電粒子が湾曲磁場内で湾曲ドリフトを行うことにより、分極電場  $\mathbf{E}$  が生じる。この  $\mathbf{E}$  と、湾曲磁場  $\mathbf{B}$  による  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトにより、プラズマビームは湾曲磁場を直進する。

(c) 分極電場  $\mathbf{E}$  が、何らかの理由で短絡される場合がある。このような短絡は、例えばプラズマが巻き付いている磁力線が金属容器壁に接触していたり、あるいは磁力線が、磁力線を横切る方向への電気伝導度が高いプラズマにつながっている場合に生じる。この場合、プラズマビームの内部には短絡電流が流れることになり、ビームは荷電粒子と同様、磁力線に沿って運動するようになる。

(d) 入射プラズマビームの運動エネルギー密度が、湾曲磁場を構成している垂直磁場の磁気エネルギー密度と同程度かそれ以上の場合、あるいはプラズマの電気伝導度が十

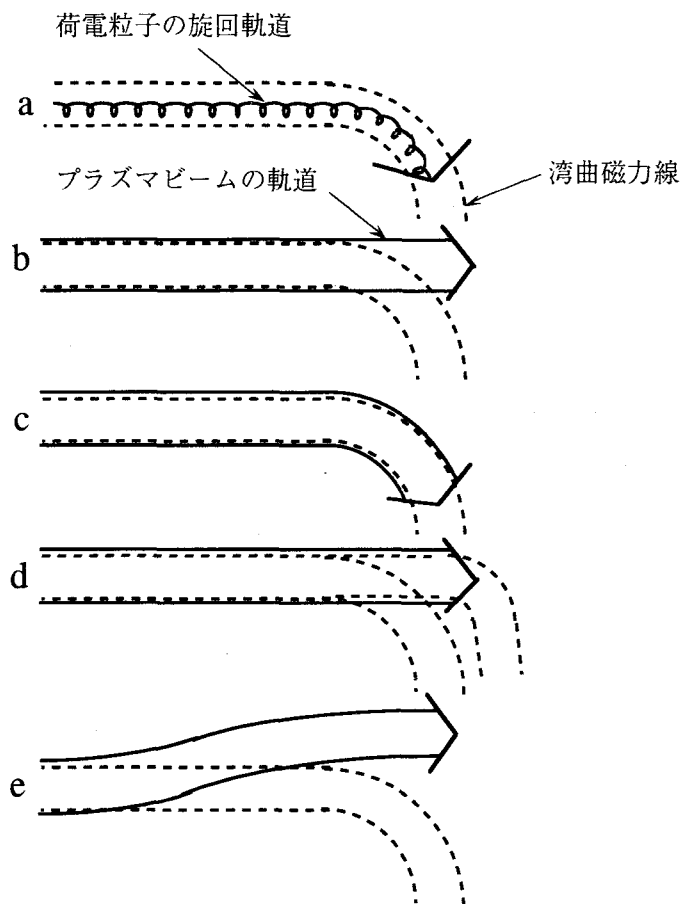


図7.10 湾曲磁場領域に入射されたプラズマビームの挙動を表した模式図. (a) 荷電粒子は磁力線に沿って進む. (b) プラズマビームは  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトにより直進する. (c) 電場  $\mathbf{E}$  が短絡された場合, プラズマビームは磁力線に沿って進む. (d) プラズマビームの運動エネルギー密度が湾曲磁場の垂直成分による磁気エネルギー密度よりも大きい場合, ビームは磁場がプラズマ内部に浸透するまで磁力線を押しつけて直進し, その後  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトにより直進する. (e) 電場  $\mathbf{E}$  がプラズマビームの後方へとバックフローした場合, 2次的な  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトがビームの後方に生じ, ビームは逆偏向するようになる.

分に高い場合には, プラズマビームは磁力線を押しつけながら直進する. そして, この磁場がプラズマ内部へとしみこんだ後は, (b)と同様, プラズマビームは  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトにより直進し続けることになる.

(e) 湾曲磁場中にプラズマビームが侵入することにより, ビームの先端部に生じた  $\mathbf{E}$  が, 超熱電子 (supra-thermal electron) により, プラズマビームの後方へと伝搬することがある. この場合, プラズマビームの内部には, バルク部が湾曲磁場領域に到達する以前に  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトが引き起こされる. このために, プラズマビームは湾曲磁場のかな

り手前から、湾曲した磁力線を横切る方向へと逆偏向することになる。

### 7.5.2 プラズマ入射基礎パラメータ

さて、表7.Iに示しているのは、FRCプラズマとプラズマビームに対して得られる各種プラズマパラメータの値である。ただし、 $B_x$ の値は $\sim 70\text{ G}$ としている。

最初に、誘電率 $\epsilon$ とプラズマ密度 $n$ の値に注目してみる。既に述べたように、湾曲磁場中へと入射したプラズマビームの内部に $\mathbf{E}$ が生じるためには、 $\epsilon$ または $n$ の値が、あるしきい値を超えている必要がある。誘電率 $\epsilon$ に対する必要条件は *Peter et al.* [24]により導かれており、それによれば重水素プラズマビームの場合、

表7.I 湾曲磁場に入射するプラズマの基礎パラメータ。

	FRC plasma	plasma beam (non-FRC plasma)
Configuration	Closed-field	Opened-field
Plasma species	$\text{D}^+$	$\text{D}^+$
$n \sim \bar{n}_e \sim \bar{n}_i \text{ (m}^{-3}\text{)}$	$\sim 7.0 \times 10^{19}$	$> 9.0 \times 10^{18}$
$v_z \text{ (m/s)}$	$\sim 1.2 \times 10^5$	$\sim 1.3 \times 10^5$
$\beta_E \left( \frac{1}{2} \rho v_z^2 / \frac{B_x^2}{2\mu_0} \right)$	$\sim 50$	$\sim 35$
$\epsilon \left( 1 + \left( \frac{\omega_i}{\Omega_i} \right)^2 \right)$	$\sim 5.2 \times 10^6$	$\sim 5.6 \times 10^5$
$(T_e + T_i)_\perp \text{ (eV)}$	$\sim 60$	$\sim 20$
$v_A \text{ (m/s)}$	$\sim 1.0 \times 10^5$	$< 2.0 \times 10^5$
$c / \omega_{pe} \text{ (cm)}$	0.06	0.18
$c / \omega_{pi} \text{ (cm)}$	3.5	10.7
$B_z \text{ (G)}$	400	400
$B_x \text{ (G)}$	70	70

$$\varepsilon \gg \sqrt{\frac{M}{m}} \sim 60 \quad (7.1)$$

である。また、(7.1)式と等価であるが、 $n$ に対する条件は *Galvez et al.* [59] により、プラズマビーム表面の電荷層に対する条件から導かれており、FIX装置でのプラズマビームの場合、

$$n \gg \left( \sqrt{\frac{M}{m}} - 1 \right) v_z B_x / 4\pi e c \rho_i^* \sim 7.7 \times 10^6 \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (7.2)$$

となる。ここで  $\rho_i^*$  は、 $\rho_i^* = v_z / \omega_{ci} (= Mv_z c / eB_x)$  で定義されるイオンラーマー半径を表している。さて、表7.1からわかるように、実験で得られた  $\varepsilon$  と  $n$  の値は(7.1)(7.2)式で示されるしきい値を大きく上回っている。さらには、入射運動エネルギー密度の垂直磁場による磁気エネルギー密度に対する比  $\beta_E$  の値が  $\sim 35$  となっていることから、プラズマビームは図7.10の(d)の挙動を示さなければならなかった。しかしながら、プラズマビームは、図7.10の(c)のように、完全に湾曲した磁力線に沿って進んでおり、これは、プラズマビーム内部に誘起されたはずの  $\mathbf{E}$  が、何らかの機構により短絡されていることを示唆している。

### 7.5.3 垂直磁場の浸透と電場短絡箇所

さて、プラズマビーム内部の  $\mathbf{E}$  が短絡されている可能性を強く支持する実験データとして、プラズマビーム内部の  $B_x$  プロファイルを示すことができる。図7.11は、同一ショットで測定されたプラズマビームの  $B_z(y)$  と  $B_x(y)$  のデータであるが、データよりわかるように、 $y$  軸方向の磁場プロファイルは、一様真空磁場 ( $-B_0 \sim 400 \text{ G}$ ,  $-B_x \sim 70 \text{ G}$ ) のそれからほとんど変化していないが、この時、図7.8や図7.9からわかるように、プラズマビームの径は装置径近くにまで達している。これらの結果は、プラズマビームの内部に  $B_x$  が深く浸透していることを示している。つまり、ビーム内部には、 $\mathbf{E}$  が必ず生成されうる状況となっていた。

さて、短絡電流の流れる箇所についてであるが、現段階では同定するに至っていない。しかしながら、幾つか可能な短絡箇所を考えることができる。最も可能性の高い短絡機構は、生成部シートピンチ内でのエンド・ショーテイング [61] である。図7.12は、プラズマビームショット時に得られた (a) 生成部シートピンチ内での  $\int n_e dl$  ( $z = -70 \text{ cm}$ )、(b) 湾曲磁場中でのプラズマビームの磁場信号 ( $z = 310 \text{ cm}$ )、(c) 閉じ込め部での  $\int n_e dl$  ( $z = 370 \text{ cm}$ ) である。各信号の出力時間を、同一時刻で比較してみるとわか

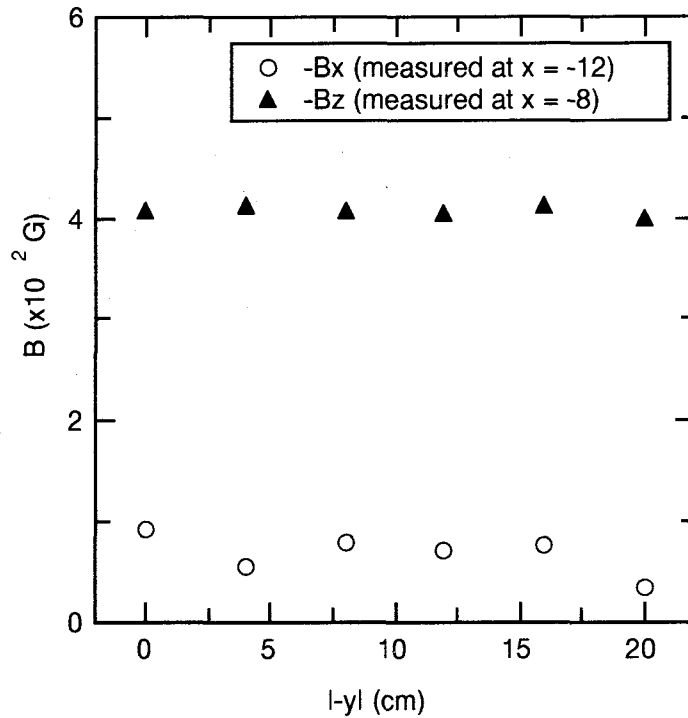


図7.11 プラズマビームを湾曲磁場中へ入射した時の  $B_z(y)$  と  $B_x(y)$  の分布. データは同一ショットのものである. 垂直磁場  $B_x$  の分布を見てみると, プラズマの入射にもかかわらず, それは概ね真空磁場分布から変化していない. これは,  $B_x$  がプラズマビームの内部にまで十分浸透していることを示している.

るように, プラズマビームが湾曲磁場領域へと到達している時刻において, シータピンチ内に, 依然として, プラズマが残留している. つまり, プラズマの先端が湾曲磁場領域へと到達した時に誘起された  $\mathbf{E}$  が, 外部磁場の磁力線を通じて, このシータピンチ内へと後方伝搬し, 放電管壁上で短絡されている可能性が高い.

別の可能性としては, 例えば  $B_x$  が突き抜けている金属容器側面での短絡 [62] や, 外部磁場の磁力線の一部がFIX装置のテーパを横切ることによる短絡の可能性をあげることができる.

本節の最後として, プラズマビーム内への  $B_x$  の浸透距離について述べておく. 一般に, シータピンチで生成された高温プラズマは, 高い電気伝導度を有しているため, プラズマの表皮厚は, かなり薄いと考えられる. 実際, 図7.13のように, プラズマビームが  $B_x$  領域を  $\Delta t$  の通過時間で突き抜けたとすると,  $B_x$  は, 実質的に, プラズマビームに対して周期  $T = 2\Delta t$  の交流磁場として働いていると考えることができる. それゆえ, 表皮厚  $\delta$  を, 交流磁場に対する式で見積もってみると,

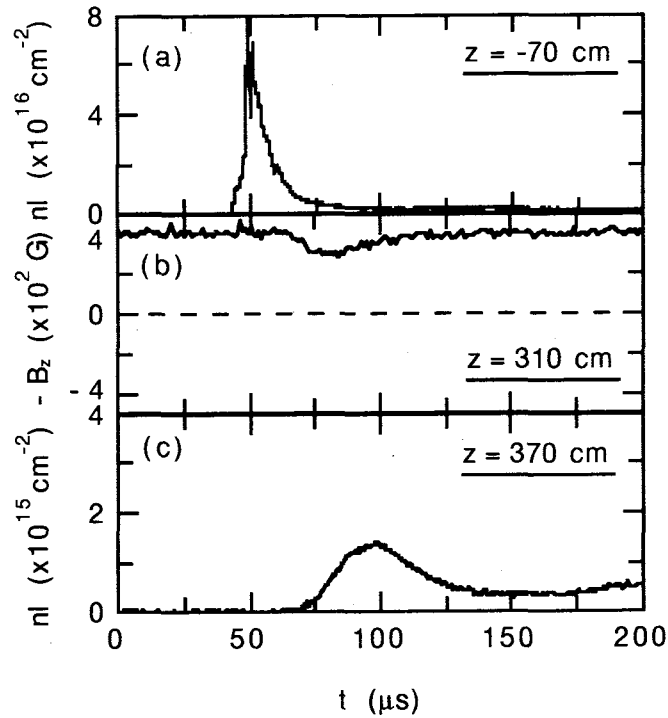


図 7.12 プラズマビームを湾曲磁場中へ入射したときに得られる  $\int n_e dl$  と  $B_z$  信号の時間変化; (a) 生成部 ( $z = -70$  cm) での  $\int n_e dl$ , (b) 磁気プローブアレイの  $(x, y) = (-12, 0)$  の位置における  $B_z$ , (c) 閉じ込め部 ( $z = 370$  cm) での  $\int n_e dl$ . データは, プラズマビームが湾曲磁場領域へ到達した時でさえ, 生成部に依然かなりのプラズマが残っていることを示している.

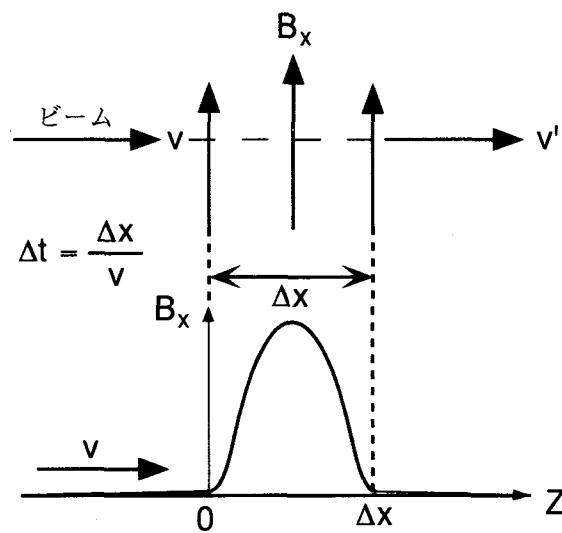


図7.13 垂直磁場  $B_x$  領域をプラズマビームが通過する状況を示した模式図. 垂直磁場領域は, ビームに対して, 実効的に交流磁場として働くと考えられる.

$$\begin{aligned} \delta &= \sqrt{\frac{2\eta}{\mu_0\omega}} \\ &= \sqrt{\frac{2\eta}{\mu_0 \cdot 2\pi f}} = \sqrt{\frac{\eta T}{\pi\mu_0}} = \sqrt{\frac{2\eta\Delta t}{\pi\mu_0}} \sim 0.37 \text{ (cm)} \end{aligned} \quad (7.3)$$

となり、表皮厚はかなり薄い。ここに  $\eta/\mu_0 \sim 5.4 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $\Delta t \sim 4 \mu\text{s}$  であり、 $\eta$  はスピッター抵抗 [60] で与えている。これに対して、実験における  $B_x$  のプラズマ内部への浸透距離は、この計算値よりもはるかに深いものとなっている。

### 7.6 FRC プラズマの逆偏向に対する仮説

さて、前節のプラズマビームの結果は、FRC プラズマのセパトリックス外部の開いた磁力線上では  $\mathbf{E}$  が短絡されていることを示している。この事から考えて、バルクの FRC プラズマから分裂し、磁力線に沿って進行したプラズマは (図 7.8, 図 7.9 を参照)、おそらくは、セパトリックス外側の周辺プラズマと考えられる。

それにもかかわらず、FRC プラズマは、湾曲磁場を横切る方向へと大きく逆偏向している。さて、湾曲磁場を横切る機構を考えた場合、FRC プラズマのセパトリックス内部に流れる強い反磁性電流により、湾曲磁場の磁力線が押しつけられ、その結果、FRC プラズマが湾曲磁場を横切るという機構が考えられる。しかしながら、この機構は、次に述べる 2 つの理由により不適當である。第 1 に、データについては次項で示すが、実験によると湾曲磁場を構成する  $B_x$  はその一部がセパトリックス内部に浸透しており、反磁性電流によりセパトリックス外部に完全に排除されているわけではない。第 2 に、表 7.I に示したように、FRC プラズマの湾曲磁場への入射が  $\beta_E \sim 50$  の高ベータ領域であるにもかかわらず、プラズマが大きく逆偏向しているという事実である。つまり、FRC プラズマが反磁性電流により湾曲磁場を押しつけたのであれば、FRC プラズマは湾曲磁場を直進して突き抜けるか、あるいは磁場のプラズマへの凍結の観点から、磁力線に沿う方向へと進行しなければならない。また、図 7.4 からわかるように、垂直磁場領域の入口からプローブアレイまでの距離は  $\Delta z \sim 50 \text{ cm}$  であり、入射速度  $v_{zi}$  の値が  $\sim 12 \text{ cm}/\mu\text{s}$  であることを考慮すれば、この湾曲磁場領域を通過するのに要した時間  $\Delta t$  は  $\Delta t \sim 4 \mu\text{s}$  程度となる。一方、FRC プラズマの湾曲磁場中での逆偏向量  $\Delta x$  は、 $B_x \sim 70 \text{ G}$  の時に  $15 \text{ cm}$  であったことから、結果として、FRC プラズマは湾曲磁場中で垂直速度  $v_x \sim 12 \text{ cm}/\mu\text{s}$  を新たに有したことになる。このように大きな  $v_x$  の生成を、上記の反磁性機構で説明することはできない。

## 7.6.1 垂直磁場のセパトリックス内部への浅い浸透

図7.14は、同一ショットで得られた  $-B_x(y)$  と  $-B_z(y)$  の測定値である。データよりわかるように、 $-B_z(y)$  は  $|y| \sim 10$  cm を境に反転している。これは、この位置がFRCプラズマの磁気軸であることを示している。これに対して、 $-B_x(y)$  の測定データを見てみると、その値は磁気軸の内側では負の値に、外側では正の値を示している。以下ではこの測定データについてさらに検討する。

測定された  $-B_x(y)$  は、外部から印可した  $B_x$  のプロファイルを純粹に示しているのではなく、次に述べるような、2つの不整磁場成分を含んだ値となっている。1つは

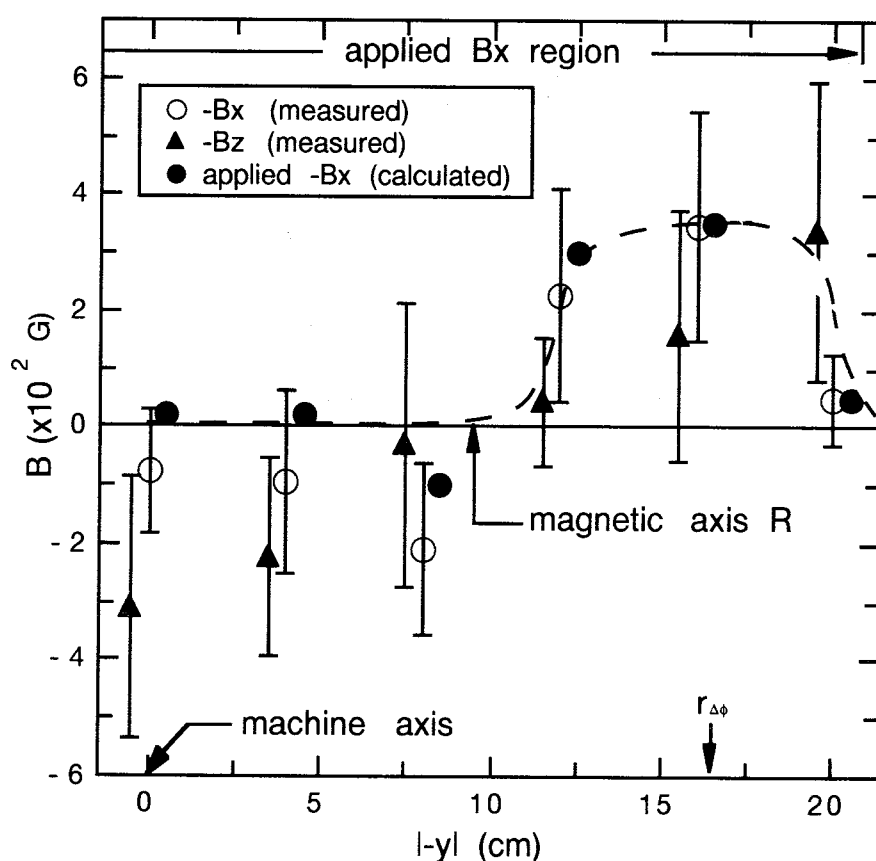


図7.14 FRCプラズマを湾曲磁場中へ入射した時の  $B_z(y)$  と  $B_x(y)$  の分布；  $B_z(y)$ 、 $B_x(y)$  は、それぞれ  $x = -8$  cm、 $x = -12$  cm において測定されている。データは3ショットの平均値で、エラーバーは最大・最小を示している。破線で示しているのは、計算により得た湾曲磁場の垂直磁場成分(黒丸)のプロファイルを結んだものである。データよりわかるように、垂直磁場はFRCプラズマの磁気軸とセパトリックスの間に局在化しており、プラズマの内部深くにまで浸透していない。これは、磁場配位が開いているプラズマビーム研究では、これまで見られていない結果となっている。



FRCプラズマが湾曲磁場中で逆偏向し、装置軸に対して傾斜することによる  $B_p$  成分の一部であり、もう1つは移送FRCプラズマのトロイダル磁場  $B_t$  成分 [5,58,63] である。これらの不整磁場成分を、測定された  $-B_x(y)$  から差し引いたものが、黒丸で示しているデータである。このデータの算出法について以下に説明する。

FRCプラズマをプラズマ柱と見なした場合、湾曲磁場中でのプラズマ柱の装置軸からの傾きを  $\theta$ 、外部から印加した  $B_x$  を  $B_x(\text{applied})$  とすると、プローブで測定されるデータ  $B_x(y)$  は、

$$B_x(y) \sim B_x(\text{applied}) + B_p \sin\theta + B_t \cos\theta \quad (7.4)$$

と考えられる。これより、外部から印可した  $B_x$  のプロファイルは、

$$B_x(\text{applied}) \sim B_x(y) - B_p \sin\theta - B_t \cos\theta \quad (7.5)$$

により逆算することができる。

まず最初に  $B_t$  についてであるが、図7.15に、 $B_x(\text{applied})$  を印加しない移送実験で得

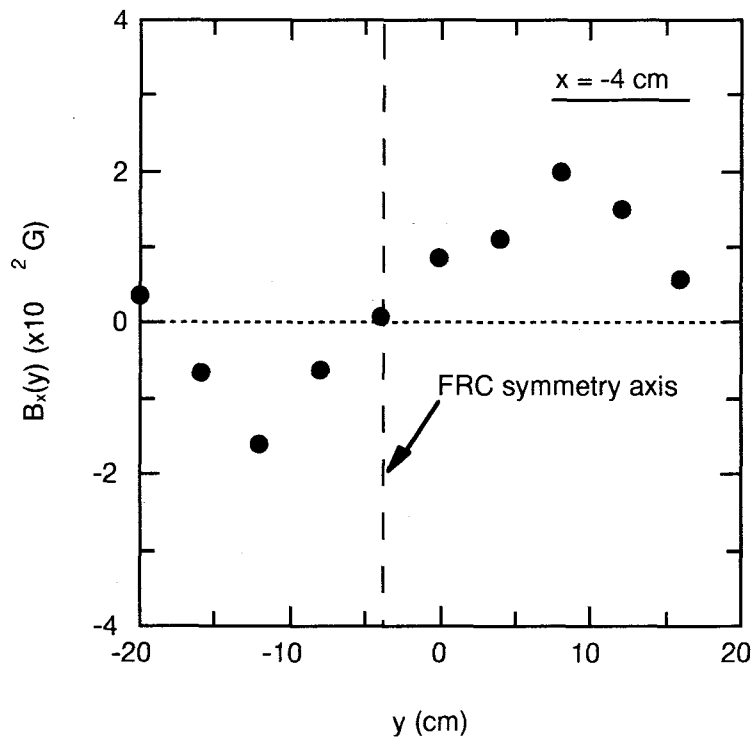


図7.15 垂直磁場  $B_x$  を印可しない移送での FIX-FRC プラズマの  $B_x(y)$  分布。データは、磁気プローブアレイ全てを  $B_x$  測定用に回転させることによって得られており、4ショット分の平均値である。この分布は、移送 FRC プラズマのトロイダル磁場  $B_t$  分布を反映している。

られた、FRCプラズマの  $B_y$  分布を黒丸で示している。データからわかるように、 $B_y$  分布は FRC プラズマの構造対称軸上ではほぼ零で、磁気軸近傍で最大値  $B_x \sim -200 \text{ G}$  をとり、セパトリックス近傍にかけて再び零となる形状となっている。この結果は、これまでの移送実験で観測されてきた  $B_y$  の傾向と符合している。そこで、この  $B_y$  分布を基準データと考え、全ショットに渡って、同様の  $B_y$  分布がセパトリックス内部に存在していると仮定する。

次に、湾曲磁場中でのプラズマ柱の傾斜角  $\theta$  についてであるが、垂直磁場を印可しない時には、構造対称軸近傍で  $B_y \sim 0 \text{ G}$  であった。一方、図 7.15 のデータからわかるように、湾曲磁場中で測定された  $B_x(y)$  の構造対称軸近傍での値は零ではなく、 $B_x \sim -100 \text{ G}$  となっている。これは、プラズマ柱が傾くことに起因する  $B_p$  成分の一部と考えられるので、図 7.16 の模式図から容易に理解されるように、 $\theta$  は

$$\theta \sim \tan^{-1} \left( \frac{B_x(0)}{B_z(0)} \right) \quad (7.6)$$

で求めることができる。

上記の手法により、(7.5)式から得られた  $B_x(\text{applied})$  が、図 7.15 に黒丸でプロットされていたデータである。そのデータからわかるように、 $B_x(\text{applied})$  値は、磁気軸内側で零であり、磁気軸外側で  $\sim 300 \text{ G}$  となっている。これは、垂直磁場の一部が FRC プラズマの磁気軸付近にまで浸透し、残りの垂直磁場はセパトリックス外部に排除されていることを示している。この結果は、図 7.11 に示したプラズマビームの結果と

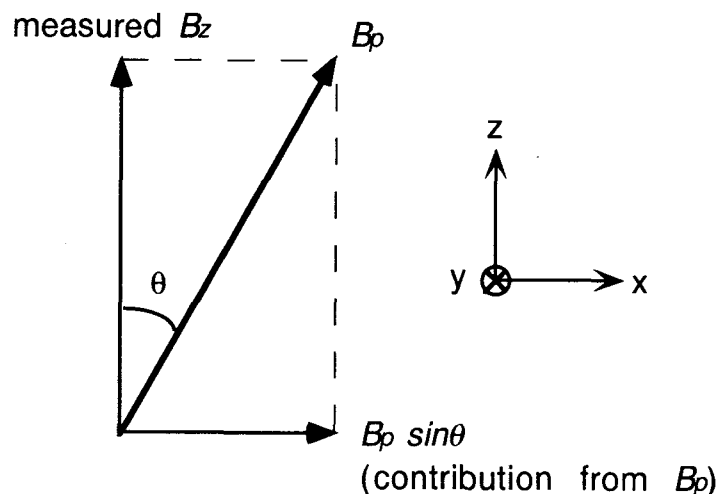


図 7.16 FRC プラズマ柱が移送軸 ( $z$  軸) から傾くことによる  $B_p$  成分の  $B_x$  への寄与を示している模式図。

は著しく異なっており、この差異はプラズマの磁気配位が閉じていることに起因している可能性が高い。しかしながら、この場合も、実験での浸透距離は、計算から得られる表皮厚の値よりかなり大きく、FRCプラズマのパラメータに対して、(7.3)式より得られる計算値は、

$$\delta = \sqrt{\frac{2\eta}{\mu_0\omega}} \sim 0.17 \text{ (cm)} \quad (7.7)$$

となっている。ここに、 $\eta/\mu_0 \sim 1.1 \text{ m}^2/\text{s}$  である。

### 7.6.2 FRC プラズマの自己偏向の可能性

これまで得られた実験結果をもとに、FRCプラズマが湾曲磁場を横切る機構として次のようなFRCプラズマの自己偏向説を考えることができる。

前項に示したように、湾曲磁場の垂直磁場成分  $B_x$  は、FRCプラズマの磁気軸近傍にまで浸透している。したがって、湾曲磁場中へと入射するFRCプラズマの入射速度を  $v_z$  とおくと、セパトリックス内部に電場を短絡させる機構がない限り<sup>3)</sup>、磁気軸とセパトリックスの間に、分極電場  $E_y = -v_z \cdot B_x$  が生じることになる。この  $E_y$  は、電位勾配により生成されている静電場であるから、磁力線に平行な電場の成分は零であるという要請<sup>4)</sup>により、 $E_y$  は、閉じた磁力線を通じて磁気軸の内側に、つまり磁気軸と構造対称軸の間の磁場反転領域に、FRCプラズマの移送速度より大きいスピードを有している電子により、伝搬しなければならない。この時、セパトリックスの内側では、磁力線の向きが磁気軸を境に反対方向になっていることに注意しよう。つまり、磁気軸の内側に伝搬した垂直電場は、 $E_y$  ではなく  $-E_y$  と反転することになる。その結果、磁気軸外側のプラズマは  $E_y - \text{cross} - B_p$  ドリフトを、磁気軸内側のプラズマは  $(-E_y) - \text{cross} - (-B_p)$  ドリフトを行うことにより、FRCプラズマが、全体として、湾曲磁場を横切る方向へと逆偏向していると考えることができる。そして、この逆偏向が、FRCプラズマ自身の電場と磁場により引き起こされているという点から、このドリフト運動は、プラズマの自己偏向運動と見ることができる。

## 7.7 結言

この章では、軸対称外部磁場を垂直磁場により湾曲させ、その非軸対称外部磁場領

<sup>3)</sup> Xポイントにおいても磁力線に垂直方向の電場は短絡されないとする。

<sup>4)</sup> 一般化されたオームの法則  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J}$  において  $\eta \sim 0$  とみなせば  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$  であり、両辺に右から  $\mathbf{B}$  を乗じることにより、 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0 \Leftrightarrow E_{\parallel} = 0, E_{\perp} \neq 0$  となり、磁力線に平行方向の電場は零となる。

域へとFRCプラズマを移送した時のその挙動を調べてきた。得られた知見は以下の通りである。

(1) 湾曲磁場中へと入射したFRCプラズマは、その運動エネルギー密度が垂直磁場の磁気エネルギー密度の50倍に達しているにも関わらず、磁力線の曲率方向とは反対の方向へといわゆる逆偏向している。

(2) 一方、同一の実験装置で生成されたプラズマビームの場合、ビームは磁力線に沿って進んでおり、この結果は外部磁場上の分極電場が何らかの機構で短絡されていることを示している。

(3) FRCプラズマが湾曲磁場を横切る機構については不明であるが、磁気軸とセパラトリックスの間に誘起された分極電場  $\mathbf{E}$  が、磁力線に平行方向の電場を零にするよう磁気軸内部に伝搬し、その結果もたらされる  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}_p$  ドリフト仮説を考えることができる。

(4) FRCプラズマのセパラトリックス内部への垂直磁場の浸透距離は、プラズマビームのそれと比べて浅い。このような相違は、プラズマの磁気配位が閉じているか、あるいは開いているかの違いによってもたらされている可能性がある。

#### 参考文献

- [1] A. G. Es'kov, R. Kh. Kurtmullaev, A. P. Kreshchuk, Ya. N. Laukhin, A. I. Malyutin, A. I. Markin, Yu. S. Martyushov, B. N. Mironov, M. M. Orlov, A. P. Proshlitsov, V. N. Semenov, and Yu. B. Sosunov, "Principles of plasma heating and confinement in a compact toroidal configuration," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1979) Vol. II, p. 187-204.
- [2] T. Minato, M. Tanjyo, S. Okada, Y. Ito, M. Kako, S. Ohi, S. Goto, T. Ishimura, H. Ito, Y. Nogi, S. Shimamura, Y. Osanai, K. Saito, K. Yokoyama, S. Shiina, S. Hamada, H. Yoshimura, Y. Aso, C. H. Wu, S. Himeno, M. Okamoto, and K. Hirano, "Experimental studies on confinement of field-reversed-configuration plasma," in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1982* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1983) Vol. II, p. 303-310.
- [3] R. E. Siemon, W. T. Armstrong, D. C. Barnes, R. R. Bartsch, R. E. Chrien, J. C. Cochrane, W. N. Hugrass, R. W. Kiwish Jr., P. L. Klingner, H. R. Lewis, R. K. Linford, K. F. Mckenna, R. D. Milroy, D. J. Rej, J. L. Schwarzmeier, C. E. Seyler, E. G. Sherwood, R. L. Spencer, and M. Tuszewski, "Review of the los alamos FRX-C experiment," *Fusion Technol.* **9**, 13-37 (1986).
- [4] Y. Ito, M. Tanjyo, S. Ohi, S. Goto, and T. Ishimura, "Ion rotational velocity of a field-reversed configuration plasma measured by neutral beam probe spectroscopy," *Phys. Fluids*

30, 168-174 (1987).

[5] M. Tuszewski and B. L. Wright, "Observation of field-reversed configuration with spheromak magnetic field profiles," *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2236-2239 (1989).

[6] H. Himura, S. Okada, and S. Goto, "Translation experiments of field-reversed configuration plasma," *Trans. Fusion Tech.* **27**, 345-348 (1995).

[7] M. Tuszewski, W. T. Armstrong, R. E. Chrien, P. L. Klingner, K. F. McKenna, and D. J. Rej, "Confinement of translated field-reversed configurations," *Phys. Fluids* **29**, 863-870 (1986).

[8] W. H. Bostic, "Experimental study of ionized matter projected across a magnetic field," *Phys. Rev.* **104**, 292-299 (1956).

[9] D. M. Wetstone and M. P. Ehrlich, "Experiments on plasmoid motion along magnetic fields," *Phys. Fluids* **3**, 617-630 (1960).

[10] J. L. Tuck, "Plasma jet piercing of magnetic fields and entropy trapping into a conservative system," *Phys. Rev. Lett.* **3**, 313-315 (1959).

[11] H. Dickinson, W. H. Bostick, J. N. DiMarco, and S. Koslov, "Observation of apparent flute-type plasma instability," *Nucl. Fusion*, 480-481 (1960).

[12] I. I. Demidenko, N. S. Lomio, V. G. Padalka, B. G. Safronov, and K. D. Sinelnikov, "The mechanism of capture of a moving plasma by a transverse magnetic field," *Plasma. Phys.* **8**, 433-445 (1966).

[13] N. D'Angelo and S. v. Goeler, "Cesium plasmas in a magnetic field with variable curvature: Experiments," *Nucl. Fusion* **6**, 135-143 (1966).

[14] J. Colomes and D. Veron, "Drift and purification of a fast plasma injected into a double bend magnetic field," *Phys. Fluids* **12**, 1717-1722 (1969).

[15] S. Ejima, T. C. Marshall, and S. P. Schlesinger, "Toroidal drift of a collisionless plasma," *Phys. Fluids* **17**, 163-169 (1974).

[16] A. Komori, N. Sato, H. Sugai, and Y. Hatta, "Drift of a plasma in a curved magnetic field," *Plasma. Phys.* **19**, 283-290 (1977).

[17] P. D. Markovic and F. R. Scott, "Interaction of a helium plasma with an inhomogeneous transverse magnetic field," *Phys. Fluids* **14**, 1742-1747 (1971).

[18] C. E. Speck, J. J. Lee, and O. K. Mawardi, "Interaction of a plasma beam with a transverse magnetic barrier," *IEEE. Trans. Plasma. Sci.* **PS-5**, 151-158 (1977).

[19] E. Ott and W. M. Manheimer, "Cross-field injection, propagation, and energy deposition of intense ion beams with application to tokamak plasma heating," *Nucl. fusion* **17**, 1057-1065 (1977).

[20] W. Peter, A. Ron, and N. Rostker, "Propagation of a wide ion beam into a magnetic

- barrier," *Phys. Fluids* **22**, 1471-1477 (1979).
- [21] S. Robertson, H. Ishizuka, W. Peter, and N. Rostoker, "Propagation of intense ion beam transverse to a magnetic field," *Phys. Rev. Lett.* **47**, 508-511 (1981).
- [22] M. Wickham and S. Robertson, "Cross field injection and trapping of a continuous plasma beam in a magnetic mirror," *Plasma Phys.* **25**, 103-111 (1983).
- [23] G. Schmidt, "Plasma motion across magnetic fields," *Phys. Fluids* **3**, 961-965 (1960).
- [24] W. Peter and N. Rostoker, "Theory of plasma injection into a magnetic field," *Phys. Fluids* **25**, 730-735 (1982).
- [25] M. Galvez, "Computer simulation of a plasma streaming across a magnetic field," *Phys. Fluids* **30**, 2729-2739 (1987).
- [26] M. Galvez and C. Barnes, "Two-dimensional simulations of plasma propagation perpendicular to a magnetic field," *Phys. Fluids* **31**, 863-868 (1988).
- [27] M. Galvez, G. Gisler, and C. Barnes, "Computer simulations of finite plasma streams convected across a magnetized vacuum," *Phys. Fluids B* **1**, 2516-2526 (1989).
- [28] M. Galvez, G. Gisler, and C. Barnes, "Computer simulations of finite plasmas convected across magnetized plasmas," *Phys. Fluids B* **2**, 516-522 (1990).
- [29] K. Papadopoulos, A. Mankofsky, and A. Drobot, "Long-range cross-field ion-beam Propagation in the diamagnetic regime," *Phys. Rev. Lett.* **61**, 94-97 (1988).
- [30] W. A. Livesey and P. L. Pritchett, "Two-dimensional simulations of a charge-neutral plasma beam injected into a transverse magnetic field," *Phys. Fluids B* **1**, 914-922 (1989).
- [31] O. Buneman, "Internal dynamics of a plasma propelled across a magnetic field," *IEEE Trans. Plasma. Sci.* **20**, 672-677 (1992).
- [32] W. Dai and P. R. Woodward, "A study for the interaction between solar wind irregularities and the magnetosphere through three-dimensional simulations," *Phys. Plasmas* **2**, 1725-1734 (1995).
- [33] L. -N. Hau and G. M. Erickson, "Penetration of the interplanetary magnetic field By into earth's plasma sheet," *J. Geophys. Res.* **100**, 21,745-21,751 (1995).
- [34] S. Okada, K. Sato, and T. Sekiguchi, "Behaviour of laser-produced plasma in a uniform magnetic field - plasma instabilities," *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, 157-165 (1981).
- [35] F. J. Wessel, R. Hong, J. Song, A. Fisher, N. Rostoker, A. Ron, R. Li, and R. Y. Fan, "Plasmoid propagation in a transverse magnetic field and in a magnetized plasma," *Phys. Fluids* **31**, 3778-3784 (1988).
- [36] R. Raman, F. Martin, B. Quirion, M. St-Onge, J-L. Lachambre, D. Michaud, B. Sawatzky, J. Thomas, A. Hirose, D. Hwang, N. Richard, C. Cote, G. Abel, D. Pinsonneault, J-L. Gauvreau, B. Stansfield, R. Decoste, A. Cote, W. Zuzak, and C. Boucher, "Experimental

- demonstration of nondisruptive, central fueling of a tokamak by compact toroid injection," *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3101-3104 (1994).
- [37] N. R. Pereira, N. Rostker, and J. S. Pearlman, "Z-pinch instability with distributed current," *J. Appl. Phys.* **55**, 704-707 (1984).
- [38] E. V. Mishin, R. A. Treumann, and V. Ya. Kapitanov, "Anomalous diffusion across the magnetic field-plasma boundary: The porcupine artificial jet," *J. Geophys. Res.* **91**, 10,185-10,187 (1986).
- [39] R. Hong, F. J. Wessel, J. Song, A. Fisher, and N. Rostoker, "Ion beam propagation in a transverse magnetic field and in a magnetized plasma," *J. Appl. Phys.* **64**, 73-76 (1988).
- [40] B. Newberger and N. Rostker, "Diffusive processes in the cross-field flow of intense plasma beams," *J. Appl. Phys.* **65**, 1874-1879 (1989).
- [41] A. Fruchtman and Y. Maron, "Fast magnetic-field penetration into plasmas due to the hall field," *Phys. Fluids* **B 3**, 1546-1551 (1991).
- [42] A. Fruchtman, "Penetration and expulsion of magnetic fields in plasmas due to the hall field," *Phys. Fluids* **B 5**, 1908-1912 (1991).
- [43] A. Fruchtman and L. I. Rudakov, "Two-dimensional fast penetration of a magnetic field into a homogeneous plasma," *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2070-2073 (1992).
- [44] J. Kalda, "On the fast penetration of magnetic field into plasma," *Phys. Fluids* **B 5**, 4327-4332 (1993).
- [45] A. Fruchtman and K. Gomberoff, "Magnetic field penetration due to the hall field in (almost) collisionless plasmas," *Phys. Fluids* **B 5**, 2371-2377 (1993).
- [46] K. Gomberoff and A. Fruchtman, "Fast magnetic field penetration into a cylindrical plasma of a nonuniform density," *Phys. Fluids* **B 5**, 2841-2852 (1993).
- [47] R. Armale and N. Rostoker, "Fast magnetic field penetration into a plasma beam," *Phys. Plasmas* **3**, 2742-2752 (1996).
- [48] F. Wessel and S. Robertson, "Polarization of an intense space-charge-neutral ion beam incident upon a magnetic field," *Phys. Fluids* **24**, 739-745 (1981).
- [49] F. J. Wessel, N. Rostoker, A. Fisher, H. U. Rahman, and J. H. Song, "Propagation of neutralized plasma beams," *Phys. Fluids* **B 2**, 1467-1473 (1990).
- [50] L. Lindberg, "Plasma flow in a curved magnetic field," *Astrophys. Space Sci.* **55**, 203-225 (1978).
- [51] P. B. Parks, "Refueling tokamaks by injection of compact toroids," *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1364-1367 (1988).
- [52] M. R. Brown and P. M. Bellan, "Current drive by spheromak injection into a tokamak," *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2144-2147 (1990).

- 
- [53] M. R. Brown and P. M. Bellan, "Spheromak injection into a tokamak," *Phys. Fluids* **B 2**, 1306-1310 (1990).
- [54] M. R. Brown, D. M. Cutrer, and P. M. Bellan, "Motion and equilibrium of a spheromak in a toroidal flux conserver," *Phys. Fluids* **B 3**, 1198-1213 (1991).
- [55] M. R. Brown and P. M. Bellan, "Efficiency and scaling of current drive and refuelling by spheromak injection into a tokamak," *Nucl. Fusion* **32**, 1125-1137 (1992).
- [56] P. K. Browning, G. Cunningham, R. Duck, S. J. Gee, K. J. Gibson, D. A. Kitson, R. Martin, and M. G. Rusbridge, "Injection and sustainment of plasma in a preexisting toroidal field using a coaxial helicity source," *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1722-1725 (1992).
- [57] A. Shiokawa and S. Goto, "Experimental position and shape determination of translated FRC plasma by magnetic probe measurement," *Technol. Repts. Osaka Univ.* **41**, 235-242 (1991).
- [58] A. Shiokawa and S. Goto, "Dynamic property of spontaneous toroidal field in field-reversed configuration plasmas," *Phys. Fluids* **B 5**, 534-538 (1993).
- [59] M. Galvez and J. E. Borovsky, "The expansion of polarization charge layers into a magnetized vacuum: theory and computer simulations," *Phys. Fluids* **B 3**, 1892-1907 (1991).
- [60] L. Spitzer, "Physics of Fully Ionized Gases," (John Wiley & Sons, Inc., N. Y., 1962).
- [61] K. S. Thomas, "Measurement of shorting currents from a theta-pinch plasma," *Phys. Rev. Lett.* **23**, 746-749 (1969).
- [62] D. A. Baker and J. E. Hammel, "Demonstration of classical plasma behavior in a transverse magnetic field," *Phys. Rev. Lett.* **8**, 157-158 (1962).
- [63] A. Shiokawa, S. Okada, Y. Ito, and S. Goto, "Spontaneous appearance of toroidal field in field reversed configuration plasma," *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, L1142-L1144 (1991).



## 総括

本研究では、磁場反転配位 (FRC) プラズマの移送運動過程の物理機構を解明することを目的として、移送に伴う FRC プラズマのダイナミクスを、初めて系統的かつ詳細に検証した。そして、その移送運動中に観察され、従来から経験的にしか把握されていなかったプラズマ移送運動エネルギーの熱エネルギーへの変換 (再熱化) 過程の詳細を、その物理機構と共に概ね解明した。さらには、移送運動中の FRC プラズマの軌道が、非軸対称外部磁場によりその外部磁場を横切る方向へと曲がることを初めて見出し、このドリフト機構が FRC プラズマの自己偏向である可能性を指摘した。以下、本研究で得られた知見を、緒論で掲げた 3 つの研究目的毎に総括し、今後の研究課題について述べる。

### [I] 移送 FRC プラズマのダイナミクスに関して [第 3 章]

第 3 章では、まず、移送 FRC プラズマの入射速度が、アルフベン速度やイオン熱速度で代表されるプラズマの特性速度を超えていることを明らかにした。また、実験で得られた最大入射速度の値は  $\sim 2.0 \times 10^7$  cm/s であり、加速限界については、本研究のパラメータ範囲内では見られなかったことについても述べた。次に、FRC プラズマの入射過程が断熱式では記述できないことを実験的に明らかにし、これが、FRC プラズマが外部磁場からエネルギーを受け取っていることに起因していることを指摘した。そして、この入射過程が不可逆過程であることを示し、閉じ込め部へと入射された FRC プラズマは、決して生成部へと戻らないことを指摘した。3 番目に、入射運動を行っている FRC プラズマからの粒子損失が少ないことを示した。4 番目に、FIX-FRC プラズマの磁気ミラーでの反射係数をまとめた。5 番目に、移送運動後再び平衡状態に落ち着いた FIX-FRC プラズマの閉じ込め特性を詳細に示し、その値がこれまで得られてきたスケーリング値の 5 倍以上となっていることを明らかにした。そして、この差異が生じている原因について議論した。また、この閉じ込め特性に対する再熱化現象の寄与についても述べた。

### [II] 再熱化現象に関して [第 4, 5, 6 章]

第 4 章では、移送 FRC プラズマの再熱化現象が、プラズマの移送速度が音速以上の条件下で磁気ミラーで非弾性反射を行った時にのみ、生じることを初めて明らかにし、この過程に衝撃波が関与していることを指摘した。また、再熱化が生じた時のエネルギー

ギー変換効率の値を示し、再熱化現象に付随した何らかのエネルギー・粒子損失機構の存在可能性について言及した。

第5章では、再熱化が生じる下流磁気ミラー反射面近傍でのプラズマ密度とプラズマ温度の値を、ランキン・ユゴニオ式からの理論値と比較し、その値が確かに‘ジャンプ’していることを示した。また、その反射面近傍で計算されるイオン平均自由行程の長さが、温度上昇が生じている磁気ミラー領域の特性長の2倍以上となっていることを示し、この時の衝撃波が無衝突衝撃波となっている可能性を指摘すると共に、この再熱化現象が核融合パラメータでも生じることを明確にした。

第6章では、磁気ミラーへと入射し、そして反射しているFRCプラズマの配位内部に含まれる不純物炭素イオンのドップラープロファイルから、この時の衝撃波が無衝突衝撃波である可能性を今一度指摘した。そして、この無衝突衝撃波が、宇宙空間で観測される散逸性無衝突衝撃波に近い傾向であることを示した。さらに、反射運動を行っているFRCプラズマの温度と密度の空間・時間変化を明らかにした。その結果、その過程に緩やかな垂直温度の上昇や、それに伴う粒子数の減少などの現象が含まれていることを見出し、それを引き起こしている機構について議論した。

### 【III】移送運動特性に対する外部磁場の影響に関して [第7章]

第7章では、垂直磁場によりその形状が湾曲している外部磁場中へと移送されたFRCプラズマが、その湾曲磁場の曲率方向とは反対の方向へと、大きく逆偏向していくことを初めて見出した。また、同様の実験を、磁気配位が閉じていないプラズマ流に対しても行い、その結果をFRCプラズマのそれと比較することにより、それら2つのプラズマ流とプラズマ塊が、全く逆の運動特性を示すことも見出した。これらの差異を引き起こす機構について、電場の短絡や垂直磁場の浸透距離をもとに議論した。そして、FRCプラズマの逆偏向の機構としてが、FRCプラズマのセパトリックス内部に誘起された分極電場  $\mathbf{E}$  と、FRCプラズマ自身のポロイダル磁場  $\mathbf{B}_p$  による  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}_p$  ドリフト説を提案した。

本研究は、核融合パラメータ領域における磁場反転配位 (FRC) プラズマの移送過程、及び移送制御技術の成功の可否に対する展望を得ることを目的として、FRCプラズマの運動特性と、移送過程を構成する要素の最も重要な一つである再熱化機構について述べたものである。系統的に検証した移送FRCプラズマのダイナミクスをもとに、FRCプラズマの移送過程に対して、理論的モデルを構築するための枠組みを得ることができた。また、FRCプラズマの移送運動を制御する手段の1つとして、外部からの印可垂直磁場による方法を新たに得ることができた。そして、移送に伴い減少するプラズ

マ温度を再び回復させる再熱化機構が、核融合パラメータでも働きうることを明確に把握することができた。

しかしながら、実験においては、生成部から閉じ込め部への射出成功の確率が 60-70% であり、さらには移送後の FRC プラズマが、巨視的不安定性等により配位崩壊されず、静かに閉じ込められて減衰していく確率は、射出確率の 25% 程度にとどまるなど、この移送過程には様々な複雑性が含まれていると考えられる。再熱化に関して言えば、再熱化が生じた時はプラズマ温度はある程度回復するものの、この現象に伴って粒子が大きく失われる可能性があるなど、この機構を核融合炉で使用するかどうかについては更なる詳細な検討を要している。そして、非軸対称外部磁場による移送運動制御法については、その軌道偏向量の精度や、軌道を曲げられた FRC プラズマの安定性等の問題と共に検討しなければならない。それゆえに、本研究には更なる発展が必要であり、将来の FRC プラズマによる  $D-^3He$  核融合炉を考えた時、今後、研究を進めていく課題としては、

- 移送過程、特に加速機構と反射機構に関する検証
- 再熱化を伴う FRC プラズマの移送過程の理論的モデルの構築
- 再熱化時のエネルギー変換効率を支配している物理機構の解明
- 再熱化が生じないときの散逸運動エネルギーの損失チャンネルの解明
- 再熱化と粒子損失の関係に対する更なる検討
- 外部湾曲磁場により軌道が偏向されたプラズマの閉じ込め特性の詳細な検証

が挙げられる。

## 謝辞

本研究は、大阪大学大学院工学研究科応用物理学専攻博士課程としての研究を、本学工学部附属超高温理工学研究施設において、後藤誠一第2部門教授兼施設長の御指導の下に行ったものである。終わりに臨み、本研究遂行の機会と、学部学生時代からの6年の長きにわたり、研究内容に対してはその深遠な学識から、そして研究生活に対してはその豊富な経験をもとに、懇切なる御指導、ならびに御助言を賜りました後藤誠一教授に深く感謝の意を表すと共に厚く御礼申し上げます。

本学大学院工学研究科応用物理学専攻志水隆一教授、ならびに本学産業科学研究所量子機能科学研究部門量子分子デバイス研究分野岩崎裕教授には、本論文作成にあたり細部にわたり御検討頂き、貴重な御意見を頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

本学超高温理工学研究施設第1部門岡田成文教授には、本研究遂行に対する指針と、多数のプラズマ物理現象を御教示して頂きました。また、研究者としての研究姿勢を、先生自らの姿勢をもって御教授して頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

本学超高温理工学研究施設第1部門杉本敏司助教授には、積分増幅器の電子回路設計をして頂きました。また、計測器系に関する多数の御教示を頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

本学超高温理工学研究施設第2部門助手大久保衛氏には、実験遂行に関して、親切な御指導、貴重な御指摘を頂きました。ここに深く感謝いたします。

本学超高温理工学研究施設文部技官矢野美一氏には、実験遂行に関して、多数の御助力を頂きました。ここに心から御礼申し上げます。

伊藤慶文博士(現若狭湾エネルギー研究センター研究部)には、電子情報エネルギー工学専攻助教授在任中に、再熱化現象に関する貴重な御教示を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。

本学超高温理工学研究施設第2部門大井正一助教授、本学大学院工学研究科電子情報エネルギー工学専攻上田良夫助教授、同助手磯部倫郎氏、そして本研究施設の卒業生である塩川晃博士(現松下電器産業株式会社)には、研究の遂行に際し、有益な御助言を頂きました。ここに心から御礼申し上げます。

日本大学理工学部物理学科濱田繁雄教授には、本研究内容の全般にわたり、機会ある毎に熱心に議論して頂き、多数の有益な御教示と、研究遂行に対する温かい激励の言葉を頂きました。ここに厚く感謝の意を表します。

本研究で得られた実験結果に対し、有益な御意見を頂いた日本大学理工学部物理学科野木靖之教授、同専任講師高橋努博士、同学部一般教育(物理)大熊康典博士、米国

ロスアラモス国立研究所 Robert. E. Chrien 博士, そして米国ワシントン大学レドモンドプラズマ物理研究所主任研究員 Loren. C. Steinhauer 博士に深く感謝いたします。

電磁衝撃波に関する文献を紹介して頂きました姫路工業大学工学部電気工学科宇山忠男教授, ならびに通商産業省工業技術院電子技術総合研究所服部健一博士, プラズマに対する磁場の浸透に関して御教示頂きました京都大学エネルギー理工学研究所大西正視助教授, そしてスフェロマックのトカマク磁場への入射実験の内容を御教示頂きました姫路工業大学工学部電気工学科永田正義助教授, ならびに同助手福本直之氏の各先生に深く御礼申し上げます。

前期課程 2 年時より発表の機会を与えて頂きました文部省核融合科学研究所での RFP-CT 研究会では, 研究遂行の指針となった多数の有益な御意見を諸先生方より頂きました。通商産業省工業技術院電子技術総合研究所杉崎弓博士, 同平野洋一博士を始めといたします研究会構成メンバーの諸先生に心から御礼申し上げます。

後期課程 3 年時に参加させて頂きました日本学術振興会主催・核融合科学研究所後援のアジア学術セミナー (中国合肥市) では, 研究生活に有用となる多くの刺激的な経験を積むことができました。参加をお取り計らい頂きました諸先生に感謝いたします。

第 6 章で用いた分光器の製作に対して御尽力頂いた上岡誠治氏 (現関西電力株式会社) に深く感謝いたします。

第 6 章の実験遂行に対しては羽勢昌也氏, 吉田亮氏の, そして第 7 章の実験遂行に対しては和田弘氏, 粕谷博宜氏の御助力を頂きました。御協力して頂いた各氏に心より感謝いたします。

FRC プラズマの移送過程を示した実験データを Mathematica を用いて見事に視覚化して下さった鈴木敬久氏に深く御礼申し上げます。

6 年間にわたる超高温理工学研究施設での研究生活において, 良き同輩として御助言と御助力を頂いた本学生産加工工学専攻博士後期課程 3 年吉川貴文氏, 同電子情報エネルギー工学専攻博士後期課程 3 年大塚裕介氏に心より感謝いたします。

本論文作成にあたり, 惜しめない御協力を頂いた黒崎将史氏, 植田直忠氏, 東弘之氏, 松本拓也氏を始めとする超高温理工学研究施設の学生諸氏に御礼申し上げます。

そして最後に, 論文のタイプや各種申請書作成の事務作業に対して貴重な御援助をして頂き, また研究生活において思い悩んでいる時に, いつも温かい励ましの言葉を与えて下さった秘書の嶋守麻由美さんに名状しがたい謝意を表します。

なお, 本研究遂行に対しては, 日本育英会から奨学金を, 日本学術振興会からは特別研究員としての研究奨励金を, そして文部省より科学研究費補助金による援助を頂きました。各機関に感謝いたします。

発表論文

- [1] **Rethermalization of a field-reversed configuration plasma in translation experiments**  
H. Himura, S. Okada, S. Sugimoto, and S. Goto,  
 Phys. Plasmas **2**, 191 (1995).
- [2] **Measurement of magnetic field fluctuation in a field-reversed-configuration plasma**  
 S. Okada, S. Ueki, H. Himura, and S. Goto,  
 Trans. Fusion Technol., **27**, 341 (1995).
- [3] **Translation experiments of a field-reversed configuration plasma**  
H. Himura, S. Okada, and S. Goto,  
 Trans. Fusion Technol., **27**, 345 (1995).
- [4] **Production of a long life FRC plasma by translation, and the study of its confinement properties**  
 S. Okada, S. Ueki, H. Himura, K. Matsumoto, D. Sadahiro, Y. Suzuki, K. Takahashi,  
 F. Ichinose, M. Okubo, Y. Ueda, S. Sugimoto, S. Ohi, and S. Goto,  
 in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994* (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1995), Vol. II, p. 441.
- [5] **Drift motion of field-reversed-configuration plasma across a curved magnetic field**  
H. Himura, H. Wada, S. Okada, S. Sugimoto, and S. Goto,  
 submitted to *Physical Review Letters*.
- [6] **Heating of a field-reversed configuration plasma by a fast rise magnetic pulse**  
 S. Okada, H. Taniguchi, H. Sagimori, Y. Miyawaki, M. Hase, R. Yoshida,  
H. Himura, M. Okubo, Y. Ueda, S. Sugimoto, S. Ohi, and S. Goto,  
 in *Proceedings of the 16th IAEA Fusion Energy Conference* (International Atomic Energy Agency, Montreal, Canada, 7-11 Oct. 1996) IAEA-CN-64. (to be published).

国際会議抄録

- [1] **Magnetic field measurements of an FRC plasma**  
H. Himura, K. Matsumoto, T. Nishibayashi, M. Morikawa, M. Okubo, S. Sugimoto, S. Okada, and S. Goto,  
in *Proceedings of the China-Japan Workshop on Plasma Technologies and Applications* (National Chiao Tung Univ., China, 23-24 Mar. 1993), p. 21.
- [2] **Translation properties in decompression experiment of field-reversed configuration plasma**  
H. Himura, Y. Suzuki, S. Ueoka, H. Taniguchi, M. Okubo, S. Sugimoto, S. Okada, and S. Goto,  
in *Proceedings of the 1994 International Conference on Plasma Physics (ICPP, Iguacu Brazil, 31 Oct. - 4 Nov. 1994)*, Vol. 1, p. 169.
- [3] **Structural characteristics of scraped-off plasma of field-reversed-configuration (FRC)**  
S. Goto, K. Matsumoto, H. Himura, D. Sadahiro, Y. Suzuki, M. Okubo, S. Sugimoto, and S. Okada,  
in *Proceedings of the 1994 International Conference on Plasma Physics (ICPP, Iguacu Brazil, 31 Oct. - 4 Nov. 1994)*, Vol. 1, p. 165.
- [4] **Confinement properties of the FIX-FRC plasma**  
S. Okada, H. Himura, M. Okubo, S. Sugimoto, S. Ohi, and S. Goto,  
in *U.S./Japan Physics of Fusion Concepts Suited for D-3He Burning and Advanced Approaches to Economical Fusion Power Workshop* (Monterey, USA, 11-14 Sep. 1995).
- [5] **Heating of FRC plasma by a magnetic pulse**  
S. Okada, H. Taniguchi, H. Sagimori, H. Himura, M. Hase, R. Yoshida, M. Okubo, S. Sugimoto, and S. Goto,  
in *Proceedings of the 1996 International Conference on Plasma Physics (ICPP, Nagoya Japan, 9-13 Sep. 1996)*, 9K04.

- [6] **Temperature profiles in a shock front in a translating FRC plasma**  
H. Himura, S. Ueoka, M. Hase, R. Yoshida, S. Okada, and S. Goto,  
in *Proceedings of the 1996 International Conference on Plasma Physics* (ICPP, Nagoya  
Japan, 9-13 Sep. 1996), 9K07.
- [7] **Motion of field-reversed configurations across magnetic fields**  
H. Himura, H. Wada, S. Okada, H. Kasuya, S. Sugimoto, and S. Goto,  
in *Proceedings of the 1996 International Conference on Plasma Physics* (ICPP, Nagoya  
Japan, 9-13 Sep. 1996), 9K08.
- [8] **Characteristics of field-reversed configuration translation**  
H. Himura, and FIX-FRC translation group,  
in *Proceedings of '96 Asian Science Seminar* (Japan Society for the Promotion of Sci  
ence, Hefei-Tunxi, Anhui Province, P.R. China, 20-29 Oct. 1996) p. 47.