The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	中性粒子ビーム入射による磁場反転配位(FRC)プラズマの閉じ込め特性改善に関する研究
Author(s)	浅井, 朋彦
Citation	大阪大学, 2002, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/675
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

中性粒子ビーム入射による磁場反転配位 (FRC) プラズマの閉じ込め特性改善に関する研究

2001 年 12 月

浅井　朋彦

目次

第１章　緒論 …… 1

1-1　はじめに …… 1
1-2　FRC プラズマの概要 …… 2
1-3　中性粒子ビーム入射 …… 7
1-4　本研究の目的と本論文の構成 …… 8
参考文献 …… 12

第２章　磁場反転配位（FRC）プラズマ実験装置 …… 13

2-1　はじめに …… 13
2-2　FRC プラズマ生成・保持装置（FIX） …… 13
2-3　測定およびデータ解析の方法 …… 20
2-4　まとめ …… 26
参考文献 …… 27

第３章　中性粒子ビーム（NB）入射実験の概要 …… 28

3-1　はじめに …… 28
3-2　イオン源および電源の構成 …… 29
3-3　NB 入射系 …… 35
3-4　ビームの特性 …… 38
3-5　まとめ …… 41
参考文献 …… 43

第４章　ビーム粒子軌道の数値計算 …… 44

4-1　はじめに …… 44
4-2　２次元平衡配位の数値解 …… 44
4-3　粒子軌道方程式 …… 47
4-4　粒子軌道計算 …… 48
4-5　ビームイオンの軌道 …… 49
4-6　ビーム粒子の再電離 …… 51
4-7　ビームイオンの捕捉率 …… 52
4-8　まとめ …… 54
参考文献 …… 55

第５章　NB 入射による閉じ込め特性の改善 …… 56

5-1　はじめに …… 56
5-2　配位持続時間の伸長 …… 57
5-3　ミラー比依存性 …… 59
5-4　電流量依存性 …… 61
5-5　粒子閉じ込め時間の伸長 …… 62
5-6　まとめ …… 66
参考文献 …… 67

第６章　電子加熱効果の検証 …… 68

6-1　はじめに …… 68
6-2　加熱効果の検証 …… 69
6-3　実験的検証 …… 71
6-4　粒子閉じ込め性能改善の機構 …… 73
6-5　まとめ …… 76
参考文献 …… 77

第７章　NB 入射 FRC プラズマの巨視的挙動 …… 78

7-1　はじめに …… 78
7-2　巨視的揺動抑制のメカニズム …… 79
7-3　巨視的揺動のトロイダルモード解析 …… 81
7-4　FRC プラズマの巨視的揺動 …… 83
7-5　閉じ込め特性への影響 …… 88
7-6　まとめ …… 90
参考文献 …… 91

第８章　結論 …… 92

8-1　各章の総括 …… 92
8-2　本研究の結論 …… 93
8-3　今後の課題 …… 93
参考文献 …… 95

謝辞 …… 96

業績リスト …… 98

第1章 緒論

1-1　はじめに

近年，化石燃料の埋蔵量に対する試算が見直され，今後数百年のオーダーで我々は化石燃料の恩恵に与ることが出来るとの見方がなされている．しかし，エネルギーの安定した供給と環境保全の重要性を考えれば，人類にとって，石油に替わる基幹エネルギーの開発は依然として重要な課題である．太陽エネルギーや燃料電池も，一部用途によっては代替エネルギーと成り得るも，建設に関わるコストや水素生産に要する電力を評価すれば，基幹エネルギーとは成り得ないことは明白である．これらの問題を総合的に考慮した場合，21 世紀以降の安全，且つ環境保全性の高い基幹エネルギーの候補としては，依然として核融合エネルギーが有力である．

制御下において核融合反応を起こし，そのエネルギーを有効に得るためには，何らかの手段で互いに反発しあう原子核を閉じ込め，それを一定時間保持する必要がある．この方法として，レーザーによる慣性力を用いたもの（慣性核融合），および磁場により高温プラズマを保持するもの（磁場閉じ込め核融合）の二つがあり，それぞれ実用化を目指した研究が精力的に進められている．現在，磁場閉じ込め核融合研究の分野において，閉じ込め時間や温度などのパラメータについて最も良い成績を上げているのがトカマク方式と呼ばれるものである．トカマクはこれまで装置規模に関するスケーリング則[2]に従い，研究の進展と共に大型の装置が建設されてきているが，その実験研究の集大成として，ITER（国際熱核融合実験炉）計画[1]が，人類史上希有の大規模国際プロジェクトとして遂行されつつある．しかしながら，ITER スケーリングの延長線上に期待される実用炉が電力会社では負担できないほどの大型で，かつ巨額な建設費用を要求するものになってしまうのではないかとの懸念を抱く研究者は多く，経済的で簡素，コンパクトな核融合炉を開発すべきであるとの認識が高まっている．

これまで装置規模に関する比例則を基軸に大型化の一途を辿ってきたトカマク方式そのものが，研究方針の転換を迫られている一方で，オルタナティブと呼ばれる非トカマクの閉じ込め方式を中心として，経済的な核融合磁気閉じ込めを追求すべく，閉じこめ方式に一層の経済性の追求と簡素化，小型化を求める機運が，特にここ数年高まりつつある．また，将来的に実用炉を視野に入れた場合に，トカマク型

で前提とされている D-T 反応※は，反応断面積が大きいため定常的な核反応への要請条件は低く，反応そのものの実現は比較的容易であるが，燃料であるトリチウムが放射性物質であることや，反応によって中性子が生成されるという問題を孕んでいる．中性子は，構造材料の損傷や放射化の問題を引き起こし，また超伝導コイルなど炉の多くの部分に遮蔽材などが必要になるため，炉構造が非常に巨大で複雑になることは避けられない．これらの諸問題は，経済性や社会的受容性の観点から，核融合炉実現への障害となることは避けられない．そこで，中性子負荷の少ない D-^{3}He[3]や D-D 核融合など，次世代燃料炉を目指すべきであるとの視点から，これらの条件を満たす，高効率かつコンパクトな磁場配位が次第に脚光を浴びつつある．

第 1 - 2 節でその特徴を詳述するが，本研究の対象である磁場反転配位（field-reversed configuration: FRC）プラズマ[4]は，この『コンパクトかつ高効率』という条件を満たす磁場閉じ込め方式である．磁場の利用効率が 100%に近く，また反応生成物を直接発電に利用できるなど，多くの点で他の方式にはない注目すべき特徴を有することから，実現すれば最も安価で高効率な核融合炉心プラズマになることはが期待できる．しかし一方では，閉じ込め時間の短さや，物理的な解釈の基礎となる輸送機構や内部構造などの研究の遅れ，さらに追加熱の手法が確立していないなどの問題を抱えることも事実である．

本研究は，磁場閉じ込めプラズマに高いエネルギーを持つ粒子を注入する手段である中性粒子ビーム（NB）入射を採用することで，FRC プラズマの追加熱や安定化の可能性を探り，実用炉を目指すには不可欠な定常運転を実現するための技術獲得を行うことを目的の一つとしている．具体的な実験手段や結果の詳細は次節以降，順に述べていくが，本研究の実現によって，FRC プラズマの定常運転の可能性の一つが世界で初めて実験的に示されたことをここに記しておく．本研究の成果によって，一人でも多くの核融合研究者が FRC プラズマの持てる可能性に価値を見いだし，同分野の研究に参画下されば幸いである．

※ 重水素（D）と三重水素（トリチウム: T）による核融合反応．$D + T \rightarrow {}^4He + n$ という反応過程を持つため，反応により中性子を発生する．中性子を発生しない核融合反応としては D とヘリウムの同位体 ^{3}He による核融合反応（$D + {}^3He \rightarrow {}^4He + p$; p はプロトン）がある．

1-2　FRC プラズマの概要

本研究の対象である FRC プラズマは，コンパクトトーラス（CT）と呼ばれる一群の磁気閉じ込め方式の１つである．ここで，トーラス形状の概念について簡単に述べる．トーラスとは，Fig. 1-1 に示すような円環状の形状を表し，大周方向をトロイダル（toroidal），小周方向をポロイダル（poloidal）と呼ぶ．核融合を目的とした磁気プラズマ閉じ込めでは，多くの場合，このトーラス状に磁場配位を形成しプラズマを保持する．CT はトカマクよりベータ値（閉じ込め高率の指標: プラズマ圧 / 磁気圧）が高く，トカマク型と比べ，簡素な核融合炉心となる可能性をもった磁場配位である．　さらに CT には，トーラス形状を形成するプラズマ環が他の構造物と鎖交しないという大きな特徴がある．他の多くの磁場閉じ込めプラズマでは，磁場発生用のコイルとプラズマ環が鎖交するため，閉じ込め配位はコイルの位置から移動できない．一方，CT は先にあげた特徴から，配位形成後に，プラズマを軸方向に移動することが可能である．次章で詳細を述べるが，本研究施設で稼働している FIX（FRC Injection Experiment）装置[5]では，この特徴を利用し，プラズマを生成する部分と保持する部分を分離している．このため，非常に高い磁場の立ち上がりを要する生成には，石英製の閉じ込め容器を用い，その後大容積の金属製容器に移送しプラズマを保持する．この金属製容器は，多数の測定用ポートを有し，また，測定器

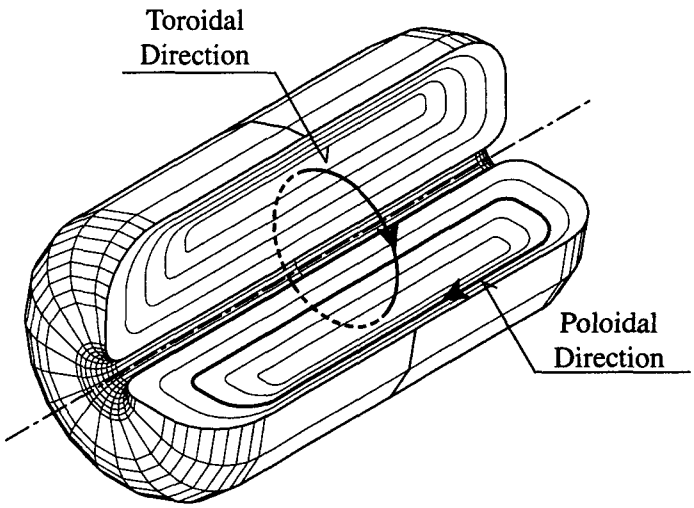

Fig. 1-1　トーラスの概念図．大周方向をトロイダル方向，小周方向をポロイダル方向と呼ぶ．

やプラズマ加熱実験のための付帯機器を装備する自由度が非常に高い．これによって，これまでFRC研究では困難であったNB入射実験の遂行が可能になった[6].

FRC プラズマは CT に分類される閉じ込め方式の中でも，特にポロイダル方向の磁場のみで配位を形成する閉じ込め方式で，ポロイダル磁場の自己ピンチ力がプラズマ圧力と釣り合う閉じ込め配位である．前節でも述べたが，極めて大きなベータ値（75～100%）が得られることをその第一の特徴とする．また磁場強度が零となる磁気軸や X-point 存在もその特徴のひとつであり，形状も極端に扁平なものが多い．

FRC は Fig. 1-2 に示すように，中心に閉じたトーラス状の磁力線構造と周辺を取り囲む開いた磁力線領域によって構成されている．閉じた磁力線構造と開いた磁力線構造の境界面を，セパラトリックス（separatrix）と呼ぶ．外部の開いた磁力線構造は，ソレノイドコイルによって生成されるのが一般的であるが，中心のトーラス状の磁力線で示されるポロイダル磁場は，プラズマ内部に流れるトロイダル電流のみによって形成される．以下この節では，理想的な FRC プラズマの平衡配位について解説する[7].

セパラトリックス長 l_s が無限大の FRC プラズマを仮定する．磁場に垂直な方向，すなわち径方向の力の釣り合いは，径方向圧力平衡（radial force balance）と呼ばれ，プラズマの熱運動によるプラズマ圧 p と磁気圧 $B^2/2\mu_0$ の和，

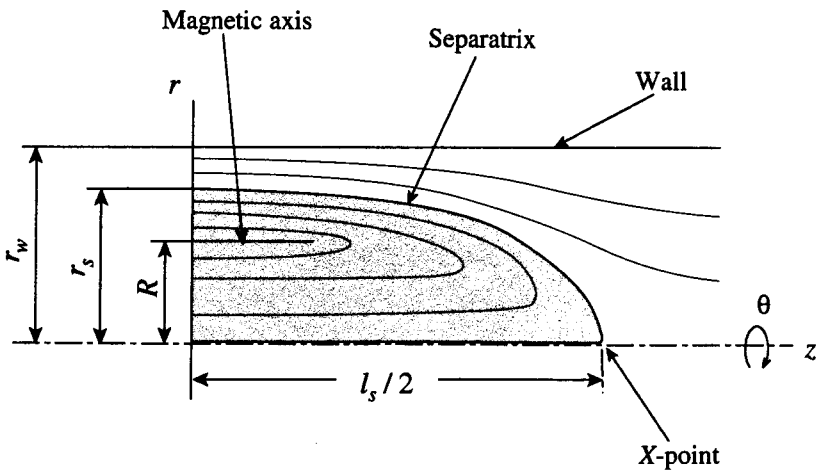

Fig. 1-2 FRC プラズマの概念図．FRC は一点鎖線で示す z 軸（装置軸）について回転対称である．r_w，r_s，R，および l_s はそれぞれ真空容器内径，セパラトリックス（プラズマ）半径，磁気軸半径，セパラトリックス（プラズマ）長である．

$$p(r)+\frac{B_z^2(r)}{2\mu_0}=\text{const} \tag{1-1}$$

である．ここでμ_0は真空の透磁率である．r_w付近は，真空領域であり$p = 0$となるため，式(1-1)からここでB_zが最大値をとることがわかる．このときのB_zの値を外部磁場B_{ex}と定義する．また，$B_z = 0$となる磁気軸（$r = R$）では，プラズマの圧力pは最大値p_mをとる．

磁場に平行な方向の釣り合いは，p = const で示される．つまり，FRC を形成する閉じた磁力線構造において，同じ磁力線上のプラズマ圧 p は等しい値をとる．ここで，z 軸に垂直で，中心が z 軸上にある円を考える．この時，この円の円周で囲まれる閉曲面と鎖交する磁束をϕとする．磁力線は等ϕ面上に存在するため，p はϕあるいは磁束関数ψの関数$p = p(\psi)$となる．ただしψは$\psi = \phi / 2\pi$である．

無限長の仮定から，磁場成分はB_zのみであるため，

$$\psi=\int_0^r B_z r dr \tag{1-2}$$

である．式(1-2)の微分形と径方向圧力バランスの関係(1-1)から，次式が得られる．

$$\left[2\mu_0\left(p_{\max}-p(\psi)\right)\right]^{-1/2}d\psi=\pm r dr \tag{1-3}$$

z 軸上，およびセパラトリックス上では$\psi = 0$である．$p(\psi)=p_{\max}$となる位置でψは極値ψ_mとなる．セパラトリックス内でB_zがr方向に単調に変化することを考慮すると，この間でのψ_mを除く任意のψ_1について，径方向に異なる2点$r = r_1, r_2$（$r_1 < R, r_2 > R$）で$\psi(r_1)=\psi(r_2)=\psi_1$となる．式(1-3)の右辺を$r = R$から$r = r_1, r_2$の区間で積分したものは，左辺を$\psi=\psi_m$から$\psi=\psi_1$の区間で積分したものの符号を考えると，それぞれ$\frac{1}{2}\left(R^2-r_1^2\right)$，$\frac{1}{2}\left(r_2^2-R^2\right)$となり，これらは等しい．特に$\psi_1=0$の場合については$r_1 = 0$，$r_2 = 0$でありここから

$$r_s=\sqrt{2}R \tag{1-4}$$

の関係が得られる．また以上のことからψは$R^2 - r^2$の偶関数である．

ここまで，FRC の平衡を概観してきたが，その安定性には有限ラーモア半径効果など運動論的な効果が寄与していると考えられる[8]．また，これまでに述べた，極限的な高いベータ値，トーラスに鎖交するコイルを必要としないコンパクトな形状，かつ単一の磁場成分のみを持つという FRC プラズマの特徴から，核融合炉心として考えた場合，閉じ込め特性が良好ならば最も簡素な炉となるはずである．さらに，

ナチュラルダイバータや直接エネルギー変換[9]などの可能性もあり，次世代の D-^{3}He 核融合炉[10]としての期待もある．反面，基本的な安定性や輸送機構が解明されておらず，閉じ込め時間も短い．今後の研究の進展には，追加熱を用いない減衰するのみであった従来のパルス的な運転を，準定常運転へと発展させる必要がある．従って，適切な追加熱の手法の確立と，安定性の解明，および閉じ込め時間の延長が現在の主たる研究課題である．

現在の実験装置の規模はおよそ 30 年前のトカマクの領域にあり，稼動している装置では，大半径（磁気軸半径）$R = 0.2$ m，長さ l_s: 3.6 m，プラズマ体積 V_p: 0.6 m^3 の FIX 装置が最大規模の装置の一つである．他にワシントン大学の TCS[11]のほか，ロシア，トロイツク研究所の TOR，BN，TL[12]，東京大学の TS-3，TS-4[13]，日本大学の NUCTE-III[14]などが稼動している．

また FRC プラズマの生成には，FIX 装置でも採用されている最も一般的なテータピンチ法[15]の他，スフェロマック合体生成[13]，イオンビーム入射[16]，回転磁場（rotating magnetic field: RMF）[11]の４方式が用いられている．テータピンチ法は，その長い研究の歴史を反映して，生成の研究から He 核融合炉の概念設計，核融合生成物であるα粒子による直接発電まで，広範な研究が行われている．反面，不安定かつ高速の生成となるため，生成効率は低く，この改善も現在の研究課題の一つである．また，スフェロマック合体生成，RMF などが，低速生成を指向する実験として，近年研究され始めている．スフェロマック合体生成は，1995 年から MRX 装置（プリンストン大学），SSX 装置（スワルスモア大学，1996 年），Swift-FRC（NASA，2001 年）などの装置が米国を中心に相次いで建設されており，NB 入射実験をその計画に含む SPIRIT（プリンストン大学）も提案され，現在理論的な検証が進められており，研究の進展が期待される．

プラズマパラメータ領域は，イオン温度 $T_i = 0.1$ keV ~ 2.2 keV，電子温度 $T_e < 0.6$ keV，密度 $n = 1 - 2 \times 10^{21}$ m^{-3}，エネルギー閉じ込め時間 $\tau_E \sim 0.5$ ms 程度である．密度が比較的高いため，核融合積 $n\tau T \sim 3.5 \times 10^{20}$ eVsm^{-3} 程度と装置規模の割には大きな値を示している．閉じ込めのスケーリングは，Hoffman Scaling [15]が比較的よくあてはまり，閉じ込め時間は，

$$\tau = 6.9 \times 10^{-5}\, X_s^{1/2} \frac{r_s^2}{\rho_i} \qquad (1\text{-}5)$$

程度である．この時 X_s は，セパラトリックス半径を表す指標として頻繁に用いられる数値であり，セパラトリックス半径 r_s / チェンバー半径 r_w である．また，ρ_i はイ

オンのラーモア半径であり磁場強度 B とイオン温度 T_e を用いて

$$\rho_i = 1.02\times10^{-4}\frac{1}{Z}\left(\frac{AT_i}{e}\right)^{1/2}\frac{1}{B} \tag{1-6}$$

と表せる．ここで $A = m_i / m_p$ は水素に対する質量比，Z はイオンの荷電数である．

1-3　中性粒子ビーム入射

第1-1節で簡単に触れたが，本研究ではプラズマを加熱，或いは安定化する手段として NB 入射を採用し実験を行った．NB 入射は，直線型の加速器によって加速されたイオンビームを中性ガスとの荷電交換反応によって一度中性化し，プラズマ中に入射する加熱方法である．高いエネルギーを持った粒子をプラズマ中に直接入射することから，一般に「ぬるま湯にお湯を注ぐような」加熱方法であると比喩される．

電場により加速された高エネルギーの荷電粒子ビームをプラズマ中に入射すると，ビーム粒子のエネルギーは衝突過程を通じてプラズマを形成する電子，およびイオンに受け渡される．こうしてプラズマは入射ビームのパワーによって加熱される．しかし，磁場中に閉じ込められたプラズマにビームを入射する場合，電荷を持った

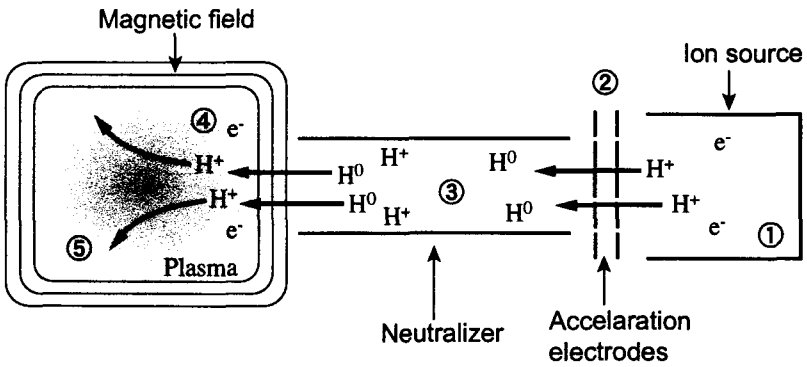

Fig. 1-3　NB 入射（装置）の概念図．イオン源中のイオン（①）は電極により加速され（②）イオンビームとなり，その後中性化セル中の中性ガスとの荷電交換反応（③）により中性化され NB となる．NB は磁場の影響を受けずにプラズマ内部へ進入し，プラズマ中のイオンとの荷電交換反応により再び電離され（④）高速ビームイオンとなる．高速ビームイオンは，プラズマ中の電子，およびイオンとのクーロン衝突によって，プラズマを加熱する．

イオン，或いは電子ビームを磁場を横切って入射することは困難である．また，プラズマ中に荷電粒子を入射すると，電荷の蓄積による電位は後続の粒子の進入を阻むことになる．こうした理由から加熱用の入射ビームとして NB が用いられる．NB を生成する装置系については第 3 章，電離や粒子の軌道については第 4 章において詳述するが，ここで，NB 入射について簡単にその概念を説明しておく．

Fig. 1-3 に NB 入射の概念を模式的に示す．水素中性粒子ビームを生成する場合，まず，① イオン源内部でアーク放電によってプラズマが生成される．次に② 電極に加えられた電位によってアークプラズマ中の水素イオン（H^+）が加速されイオンビームとなる．③ イオンビームは中性化セル中に充填された中性水素（H^0）との荷電交換反応によって中性化され水素 NB となる．電荷を持たない NB は，プラズマを閉じ込めている磁場の影響を受けずプラズマ内部へ進入し，④ 主としてプラズマ中のイオンとの荷電交換反応によって再び電離される．この再電離過程によって生じた高速ビームイオンは磁場中に捕捉され，プラズマを形成するイオン，および電子とのクーロン衝突によってプラズマを加熱する．

NB 入射加熱は，粒子間の衝突によるエネルギー交換という基礎過程を利用するものであり，波動加熱などプラズマの複雑な集団運動が関与する手法と比較して直接的な加熱方法であると言える．また波動加熱の場合，プラズマ中に印加されるのは電力のみであるが，NB 入射の場合，その名の示す通り，核融合の燃料である粒子も補給できる．さらに，プラズマ中で再電離した高エネルギービームイオンの流れは，そのまま電流になることから，プラズマ電流の駆動，或いは特定の部分に種電流を形成することにより，電流分布の制御などへの応用の可能性も持つ．プラズマを閉じ込める磁場をプラズマ中を流れる電流のみで形成する FRC プラズマでは，この電流駆動への応用も非常に重要な研究課題となる．また，このイオンの流れは，プラズマに運動量を印加することにもなり，巨視的な不安定性を抑制する可能性も期待される．

1-4　研究目的と本論文の構成

FRC プラズマは，前述したように，多くの利点を持ち，将来の核融合炉心プラズマとしても期待されるが，特に追加熱や電流駆動など，定常維持に欠くことの出来ない多くの技術が未だ確立していないという問題を抱えており，多くの場合，パルス的な運転しかなされていない．近年，米国ワシントン大学のレドモンドプラズマ

研究所において RMF が FRC の電流駆動に対して，一定の効果をあげることが示されたが，RMF 入力によりトロイダルモード不安定性が励起されるなどの問題[17]も報告されており，技術が確立したとは言い難い．本研究の目的はトカマクなどで電流駆動や加熱に対して一定の効果をあげている[18] NB 入射を応用することで，FRC プラズマの加熱手段，並びに安定化の手段としての NB 入射の可能性を実験的に検証することであり，また，閉じ込め効率の改善によって，定常運転を前提とした FRC 研究の端緒を拓くことである．FRC 研究においては，過去に NB 入射実験が行われたという報告はなく，全くの未開の分野である．従って，研究の手段は実験を中心とした探索的なものになることは避けられない．本研究ではイオン源を製作し，FIX-FRC プラズマに対して適用する実験を行い，観測された巨視的なプラズマパラメータの変化から，NB 入射の効果を確認した．

具体的には，以下に示す２つの目的に対して本研究は遂行された．テータピンチ法により生成される FRC プラズマでは電子を加熱する機構が存在せず，従って電子温度が低い．プラズマの古典的な電気抵抗は，電子温度 T_e の単位を[keV]として，

$$\eta[\Omega \cdot m] = 1.65 \times 10^{-9} Z_i T_e^{-3/2} \ln \Lambda \qquad (1\text{-}7)$$

の形で表される．このことから，電子温度の低い FRC プラズマは電気抵抗が大きく，配位を形成するプラズマ電流の抵抗性の損失が大きいことが予想される．従って NB 入射による FRC プラズマの電子加熱は，プラズマの電気抵抗を低減し，配位の持続時間を伸長させる効果を持つものと期待される．この効果の実験的な検証が，本研究の第一の目的である．

さらに FRC プラズマ研究においてはトロイダルモード数 $n = 2$ の回転不安定性や $n = 1$ の傾斜不安定性など，破壊的な不安定性の存在が知られているが，これまで多くの理論的研究者により，NB 入射がこれらの不安定性に対し抑制効果があることが示されている[20, 21]．また先に述べた RMF 実験においても，励起される不安定性の抑制に NB 入射の適用が提案されている．また FIX 装置における実験では，移送の際に激しいダイナミクスを伴うため，巨視的な揺動が励起されることが観測されている．しかしながら，構造物としてこの揺動を安定化するコイルなどを真空容器内部に取り付けることは，プラズマに擾乱を与えるため適当な手段ではない．そこで，ビームイオンが作る電流と FRC プラズマとの電磁気的な作用により，これを安定化する手法を提案し，効果を観測した．これが，本研究の第二の目的である．

以上２点が，本研究の具体的な目的であるが，先にも述べたように高ベータプラズマと高速ビームイオンの相互作用には，実験研究の不足から不明な点が多い．上

記のような目的に沿い，NB 入射が FRC プラズマに対して，加熱や安定化の手段として適用できることを実験的に検証ことは，今後の同分野の研究発展の可能性を示す意味で，重要な役割を果たす．

以下に本論文の構成を概観する．

本章を緒論とし，本研究の背景，および目的を述べた．また，本研究の対象である FRC プラズマの概要を示した．

本研究を遂行するに当たり，ビーム入射のターゲットとなった FRC プラズマ，およびその生成・保持装置においても幾つかの工夫が要求された．第２章において本研究で用いた実験装置，FIX（FRC injection experiment）について解説する． FIX 装置はテータピンチ法により FRC プラズマを生成し，準定常磁場中にこれを移送することで，比較的長時間保持することを可能にした実験装置である．FIX 装置の機能，特徴を説明し，FRC プラズマの主要パラメータをこの章で示す．また，NB 入射によるプラズマパラメータの応答を観測するための各種測定装置に関しても，この章で解説する．

第３章では本研究の手法について概説し，NB を生成するイオン源について説明する．このイオン源は，NB 入射を FIX 装置へ適用するために独自に開発されたものであり，その仕様や取り付け方法に工夫がなされている．これらの特徴について説明し，生成される NB に対して行った性能試験の結果もこの章に示す．

第１-２節でも述べたように，FRC プラズマはトカマクなどのシステムに比べ高ベータ，すなわち閉じ込め磁場が小さいという特徴を持つ．また，その配位の内部には，磁場強度の零になる磁気軸や *X*-point が存在し，従って FRC プラズマの内部に入射され，再電離したビームイオン複雑な軌道を描くことが予想される．また FRC プラズマは，計測器などによる擾乱に非常に弱く，プラズマ内部で運動するビームイオンの軌道を直接計測することは難しい．そこで本研究では単一のビームイオンについて，その軌道を数値計算によって追跡することでビームの振る舞いを調べた．この手法と計算結果を第４章に示す．

第５章では，実際に NB 入射を行った FRC プラズマにおいて観測された閉じ込め性能が改善と，それにともなう配位持続時間の伸長に関してその実験結果を示し，その物理機構について考察する．

第６章では，第５章で得られた閉じ込め性能改善の物理機構について，NB 入射に

よる電子加熱の効果に注目し検証を行なう．FRC プラズマの拡散係数 D について $D \propto T_e^{-3/2}$ という依存性を仮定した場合の粒子閉じ込め時間が，実験的に得られた結果とよい一致を見せることを示し，電子加熱による閉じ込め性能の改善が実現した可能性が高いことを示す．

NB 入射により FRC プラズマ中に導入される高エネルギーイオンの効果の一つとして，巨視的挙動を抑制することを試みた．この実験結果を第7章に示し，その物理機構について考察する．NB 入射による巨視的不安定の抑制は，過去多くの理論的研究により予言されているが，この章に示した結果は，力学的効果という NB 入射の新たな能力を初めて実験的に示したものである．

第8章は結論であり，本研究によって得られた結果についてまとめ，今後の研究課題について検討する．

本研究の単位系は，基本的に SI 単位系を用いるが，プラズマの温度としては eV を単位として用いる．1 eV は 1.16×10^4 K に相当する．

参考文献

[1] ITER Team, ITER Interim Design Report, IAEA Vienna (1995).

[2] P. Yushmanov, T. Takizuka, K. S. Riedel *et al.*, Nucl. Fusion **30**, 1999 (1990).

[3] 百田弘，核融合研究 61，**5** (1989).

[4] M. Tuszewski, Nucl. Fusion **28** 2033 (1988).

[5] A. Shiokawa and S. Goto, Phys. Fluids **5**, 534 (1993).

[6] T. Asai, T. Yoneda, F. Kodera *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series **3**, .63 (2000).

[7] W. T. Armstrong, R. K. Linford, J. Lipson *et al.*, Phys. Fluids **24**, 2068 (1981).

[8] 例えば，E. V. Belova, Phys. Plasmas **7**, 4996 (2000).

[9] Y. Tomita, J. Plasma Fusion Res. **71**, 481 (1995).

[10] H. Momota, A. Ishida, Y. Kohzaki *et al.*, Fusion Technol. **21**, 2307 (1992).

[11] 例えば， J. T. Slough and K. E. Miller, Phys. Rev. Lett. **85**, 1444 (2000).

[12] B.B. Bogdanov, E. M. Golenev, P. Yu. Ishkhanov *et al.*, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (IAEA, Vienna, 1991), **2**, 739 (1991).

[13] Y. Ono, R. A. Ellis, Jr., A. C. Janos *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2847, (1988).

[14] 野木靖之，プラズマ・核融合学会誌 **71**, 491 (1995).

[15] A. L. Hoffman and J. T. Slough, Nucl. Fusion **11**, 27, (1993).

[16] R. Sudan, Tras. Fusion Technol. **27**,104, (1995).

[17] A. L. Hoffman, R. Brooks, E. A. Crowford *et al.*, *Proc. US-Japan Workshop on Physics of innovative High Beta Conceps*, Osaka Japan (2000).

[18] プラズマ加熱の一般的な教科書として，高村秀一，プラズマ加熱基礎論，（名古屋大学出版会，1985）．

[19] Y. Nomura, J. Phys. Soc. Jpn. **54**, 1369 (1985).

[20] D. C. Barns and R. D. Milroy, Phys. Fluids **B3**, 2609 (1991).

第２章 磁場反転配位（FRC）プラズマ実験装置

2-1 はじめに

本研究では，FRC プラズマに対して，電子加熱，および配位維持を目的として，NB 入射の適用を行い，高速ビームイオンと FRC プラズマとの相互作用に関する研究を行った．この章では，本実験研究に用いた実験装置について説明する．

実験装置は，FRC プラズマ生成・保持装置である FIX（FRC Injection Experiment）装置，NB 入射装置，および測定装置から構成される．本節に続く２-２節では FIX 装置について解説する．FIX 装置は，逆磁場テータピンチ法によって FRC プラズマを生成し，準定常磁場中に移送しこれを保持する．前章で触れた FRC プラズマ生成法のうち，生成時のエネルギー入力が大きく，最も高い核融合積を持つものがこの逆磁場テータピンチ法である．しかしながら，この手法は原理的に高速，かつ高電圧の放電が必要であり，生成部には必然的に比較的低容量の石英製の容器を用いる必要がある．このため付加装置の近接性は非常に悪い．FIX 装置ではこの問題を解決するため，隣接する大容量の金属製チェンバーに FRC プラズマを移送し，準定常磁場の下に保持する手法をとる．

本研究ではこの FIX 装置に保持されている FRC プラズマに対してイオン源，および電源から構成される NB 入射装置を用いて NB 入射を行い，FRC プラズマの諸々の反応を各種測定装置を用いて観測する．これらの測定装置とデータ解析の方法について２-３節で解説する．

2-2 FRC プラズマ生成・保持装置（FIX）

前章に述べたように，FRC プラズマは磁場生成用のコイルとプラズマ環が鎖交しないという特性から，装置軸方向に移送が可能である．本研究を行った実験装置，FIX は，この特徴に主眼を置いた FRC 移送実験装置である[1]．FIX 装置の概略を Fig. 2-1 に示す．この装置では，FRC プラズマを生成後，その配位を維持したまま，大容積の金属製閉じ込め容器中への移送が可能になっている．移送後の FRC プラズマは，低密度，大容積，長寿命などの特徴を有する．Fig. 2-1 からもわかるように，移送後の FRC プラズマを保持する金属容器は左端に見える閉じ込め部に比べ大容量で，かつ多数のポートを有す．このため，通常の FRC 実験装置では困難である，波動加熱や磁気圧縮など付加装置を用いる実験が可能になっている[2-4]．本研究の対象であ

るNB入射実験も，この移送技術によりFRCプラズマへの適用が実現した．

本論文では円柱座標系 (r, θ, z) を用いる．z 軸を閉じ込め磁場の方向に取り，移送の際のFRCプラズマの運動方向を正とする．装置軸を径方向 r の原点に取り，装置軸の周りに方位角θをとる．説明に際して上流，下流といった表現を用いるが，これはそれぞれ，z 軸について負，および正の方向を示し，FRCプラズマ移送の際におけるそれぞれ“上流”および“下流”を表す．装置の配位を解説する上で，Fig. 2-2に示すように x, y 軸もそれぞれ用いることがある．

2-2-1 FRCプラズマ生成部

FIX装置生成部では，逆磁場テータピンチ（FRTP: field-reversed theta-pinch）法を用い，石英放電管内にFRCプラズマを生成する．真空容器は石英製で内直径が0.275 m，全長2.1 mの円筒形である．この真空容器を周方向に囲むように内直径0.310 mのテータピンチコイルが配置される．両端部はミラーコイルと呼ばれ，それぞれ中央部のコイルとは独立に通電することが可能である．中央部の14個のコイルをメインコイルと呼ぶ．さらに，ミラーコイルは，上流，および下流ミラーコイルがそれぞれ独立に駆動でき，磁力線のつなぎかえ，プラズマの保持，および次節に述べる移送の際の磁場勾配をつくる．

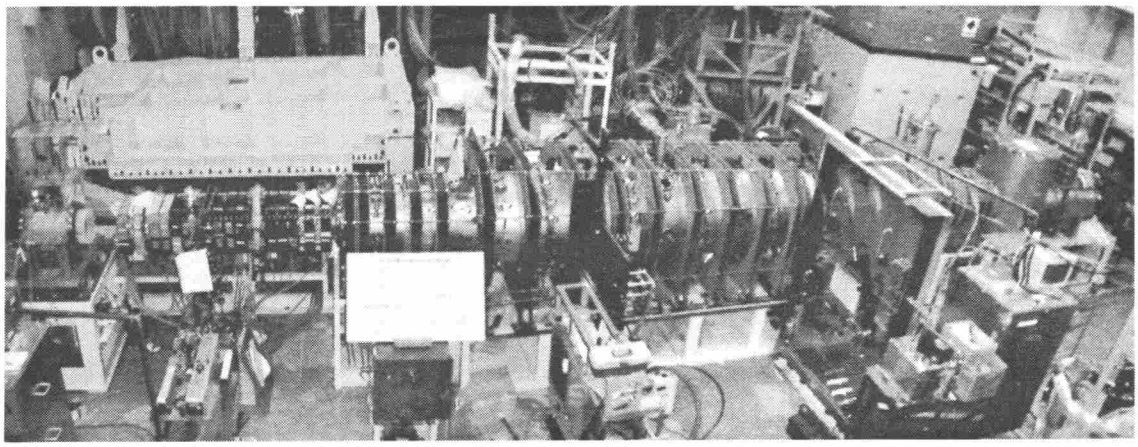

Fig. 2-1 FIX装置の概観．左側が“上流”，右側が“下流”である．上流側の黒く塗られたソレノイドコイルから成る部分が，テータピンチ法によりFRCを生成する生成部であり，その背後に集電板が見える．下流側には，3基のNB入射装置が取り付けられており，本研究ではそのうちの2基（装置軸に対して約20度傾けて取り付けられている．）の入射装置を使用した．

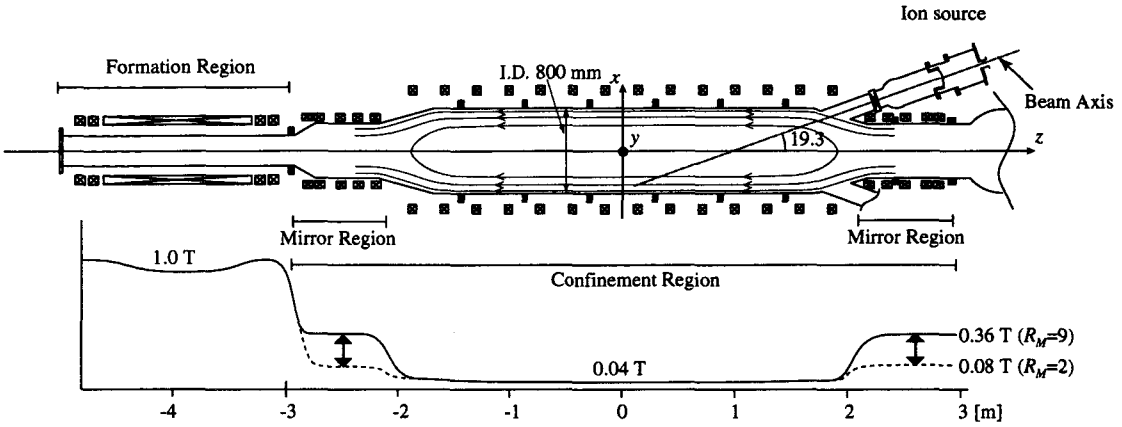

Fig. 2-2 FIX 装置図．基本構造として回転対称であり，長さ約 2 m の生成部（formation region）と約 6 m の閉じ込め部（confinement region）が直線的に接続されている．閉じ込め部の下流テーパー部には 2 基の NB 源が設置されている．また，閉じ込め部のミラー比はおよそ 2 ~ 9 の範囲で制御可能である．z 軸（装置軸）の原点は，閉じ込め部の中央（midplane）にとる．

FRC プラズマ生成過程の模式図を Fig. 2-3 に示す．FRC プラズマの生成過程は以下の通りである．第一に燃料とする重水素ガスを導入した放電管内に，テータピンチコイル（theta-pinch coil）を用いてバイアス磁場（bias-field）を作る（Fig. 2-3 (1)）．重水素ガスはガスパフ（gas puffing）によって，短時間に真空容器中に導入される．この技術によって，導入されたガスが閉じ込め部にまで拡散する前にプラズマを生成することができる．またバイアス磁場の立ち上がり時間は約 100 μsec，ピーク時の磁場強度は 0.03 T 程度である．これは，後に加える主圧縮（main compression）磁場に対して逆向きの，時間変化の緩やかな弱い磁場である．次に予備電離（pre-ionization）を行う．予備電離は，放電管表面に据え付けられた多極状のアンテナに，コンデンサー放電により振動電流を流すことで行う．その後，バイアス磁場強度がピークを迎える前に，周期 4 μs 程度の振動磁場を印加することによって予備加熱（pre-heating）を行う．これによってガスは電離しプラズマ状態となることで，バイアス磁場に巻き付くように旋回運動（ラーモア運動）するようになる．バイアス磁

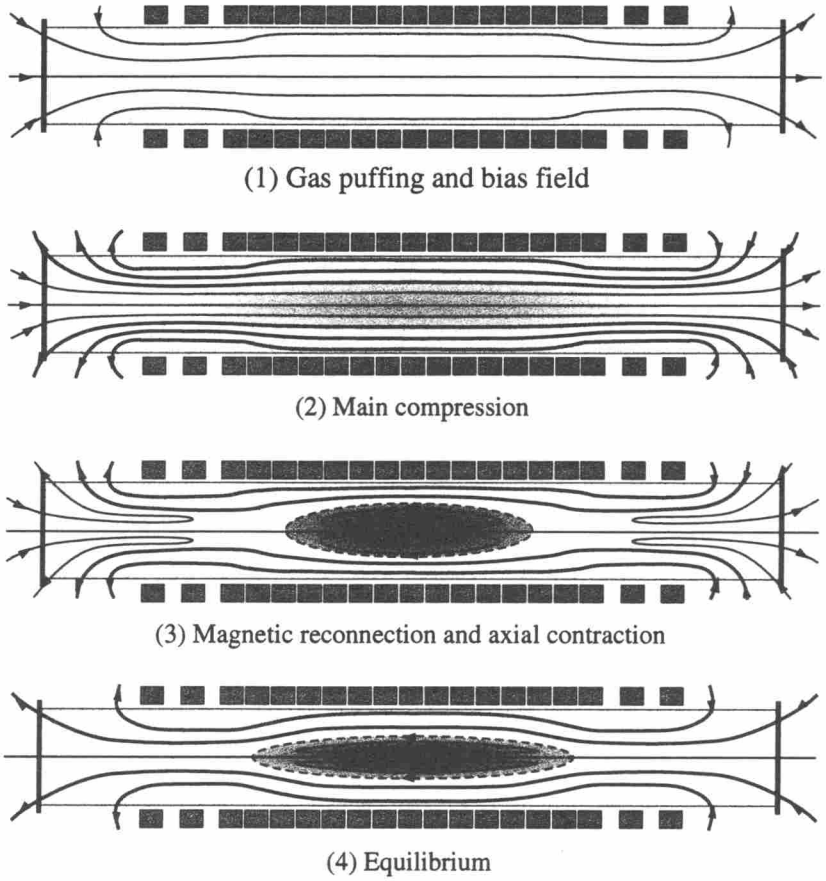

Fig. 2-3 FRC プラズマの生成過程の模式図.

場がピークに達すると同時に，主圧縮磁場を印加する（Fig. 2-3 (2)）．主圧縮磁場は，立ち上がり時間 3μs，ピーク強度 1T 程度の高速，且つ強磁場で，テータピンチ効果により放電管内のプラズマを径方向に急速に圧縮する．プラズマ形状の変化に際してそのプラズマを貫く磁束量は一定に保たれるため，主圧縮磁場印加後には径方向にその向きが反転するような磁場プロファイルが形成される．ここで，生成部両端部では，中央部よりも大きな圧縮磁場がミラーコイルにより生成されるため，磁力線のつなぎ換え（reconnection）が起こり，閉じた磁力線構造が形成される（Fig. 2-3 (3)）．この配位を磁場反転配位（field-reversed configuration: FRC）と呼ぶ．名前は径方向の磁場プロファイルが，磁気軸を境界に反転することに由来する．閉じた磁場配位が形成されると，磁力線の張力によって FRC プラズマは軸方向に収縮（axial contraction）し，最終的に力が釣り合う位置で平衡に達する（Fig. 2-3 (4)）．通常，FRC プラズマへのエネルギーの入力は，テータピンチ時と軸方向収縮時のみであり，FIX 装置生成部では両エネルギーの和が 800 J 程度になる．

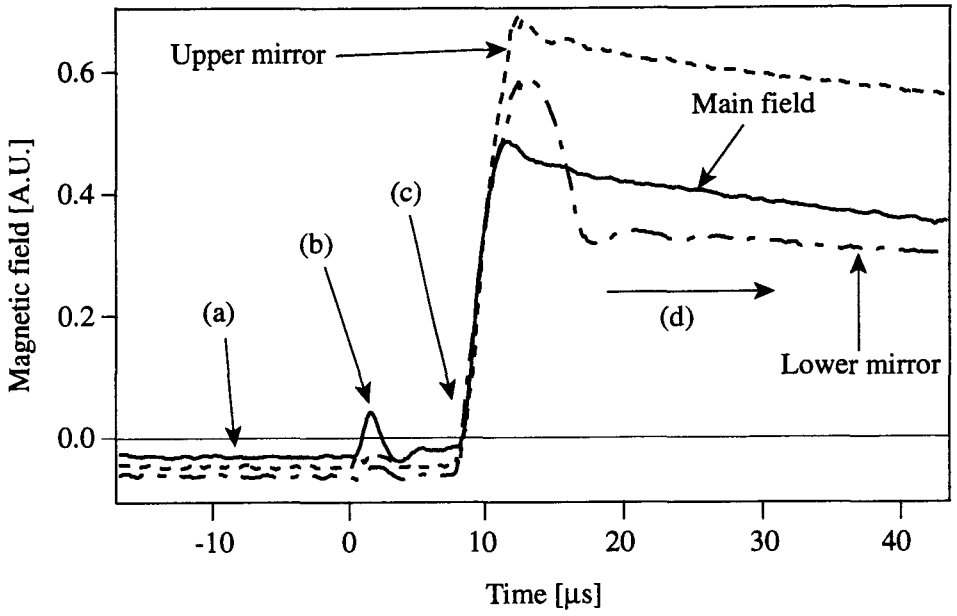

Fig. 2-4 生成部磁場波形．(a)はバイアス磁場，(b)は予備加熱（PH）による波形，(c)が主圧縮磁場印加の時点．(d)の部分で磁場の傾斜が作られている．

上記手法で生成された FRC プラズマは，生成部に直線的に接続された大容量の導体容器に配位を維持したまま移送される．生成部のコイルの放電による磁場波形はそれぞれ Fig. 2-4 の通りであり，磁気圧の装置軸方向の傾斜によって FRC プラズマは金属製の閉じ込め容器側へ運動を始める．

2-2-2 閉じ込め部

閉じ込め部では，FRC 移送されてくる 10 ~ 15 ms 前から真空容器外に配置されたソレノイドコイルによって装置軸方向に磁場が張られる．この磁場は，FRC プラズマの持続時間 0.5 ms に比べて非常に緩やかに変化をするため，準定常磁場とみなされる．閉じ込め部中央断面での磁場強度は 0.03～0.04 T であり，生成部中央断面の約 4～5 %となる．Fig. 2-5 に示すように，この容器の両端部は磁気ミラーを形成しており，内径は 0.5 m である．この中央部とミラー部における磁場強度の比をミラー比と呼び，FIX 装置では 2～10 程度の範囲で可変である．

閉じ込め部を形成する金属容器は，厚さ 6 mm の SUS304 製で，中央部の内直径が 0.80 m，両端のミラー部は 0.50 m で，それぞれ円筒形である．FRC プラズマの保持時間（0.5 ms 程度）の磁場の変動に対しては，このステンレス容器は磁束保持容器

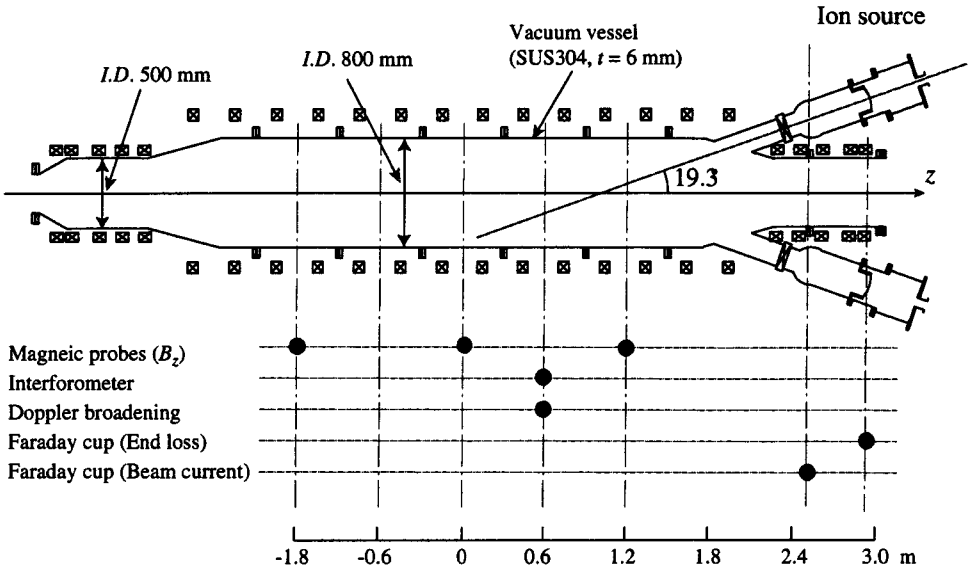

Fig. 2-5 閉じ込め部の仕様および計測器の配置.

(magnetic flux conserver) として働く.

2-2-3 真空系統

真空系統は，生成部，および閉じ込め部のプラズマ生成・保持部分（容積：約 6 m^3）と，第 3 章に述べるイオン源，およびビーム導入部から成る．排気は，生成部上流側に取り付けられたターボ分子ポンプと下流側に取り付けられたクライオポンプ，および各イオン源に取り付けられた 2 基のターボ分子ポンプによって行われる．到達真空度は 1×10^{-4} Pa 程度である.

2-2-4 電源仕様，および代表的な実験条件

生成部，および閉じ込め部で用いる電源構成を Table 2-1 に列記する.

以上の装置を使用して，本研究の対象であり，NB 入射のターゲットとなる FRC プラズマを生成する．生成されるプラズマパラメータの制御は，各バンクへの充電電圧，および放電トリガのタイミングによって行う．本実験における典型的充電パラメータと生成される磁場の装置軸上での強度を Table 2-2 にまとめる.

Table 2-1 FRC プラズマ生成・保持用の電源の構成.

	Capacity [μF]	Number	Working voltage [kV]
Gas puff	7.5	2	20
Pre-ionization	0.2	2	60
Pre-heating	0.45	6	60
Bias field	100	10	10
Bias field (Mirror)	100	10	10
Main compression	2.4	28	50
Main compression (Upper mirror)	2.4	20	50
Main compression (Lower mirror)	2.4	19	50
Confinement field	200	20	10
Confinement field (Upper mirror)	200	20	10
Confinement field (Lower mirror)	200	20	10

Table 2-2 本実験の際の各電源の運転条件，および装置軸上における真空磁場強度.

	Charging voltage [kV]	Magnetic field [T]
Gas puff	3.4	2
Pre-ionization	4.3	2
Pre-heating	40.0	6
Bias field	40.0	10
Bias field (Mirror)	36.0	10
Main compression	3.4	28
Main compression (Upper mirror)	3.5	20
Main compression (Lower mirror)	2.7	19
Confinement field	4.1	0.15
Confinement field (Upper mirror)	3.0	0.04
Confinement field (Lower mirror)	4.1	0.2

2-2-5 移送時のプラズマの挙動

この実験中のプラズマの挙動を簡単に述べる．主圧縮開始時刻を時間原点とすると，予備加熱は t = -20 μsec に開始される．その後，2-2-1 節で述べた生成過程を経て，t = 30 ~ 50 μsec 後に移送を開始する．閉じ込め部に到達する際には 2×10^5 m/s 程度の速度となり，閉じ込め部下流ミラーに到達する．t = 100 μs 近辺で，下流ミラーによって反射され，逆方向に運動を開始する．この時，反射によって生ずる衝撃波によりプラズマが加熱される“再熱化”と呼ばれる現象が起こることが報告されている[5]．下流ミラーで反射された FRC プラズマは，その後数回ミラー間を反復した後，閉じ込め部中央で準平衡状態に達する．この時の代表的なプラズマパラメータを Table 2-3 に示す．

2-3 測定およびデータ解析の方法

中性粒子ビーム入射実験は，NB 入射による FRC プラズマのエネルギー，温度などのパラメータの変化を調べることが目的である．そのために，磁気プローブアレイを用いた排除磁束測定，CO_2 レーザーを用いたプラズマ電子線積分密度計測，分光器を用いたイオン温度計測，および，小型磁気プローブアレイを用いたプラズマの揺動観測，ファラデーカップを用いた端損失流量観測を行った．各測定器の配置位置は Fig. 2-5 に示した通りである．

これらの測定によって得られる外部磁束密度 B_{ex} およびセパラトリックス半径 r_s と他のパラメータとの関連を以下に示す．

プラズマ体積 V_p は各測定位置における装置断面積を軸方向に積分することにより，

$$V_p = \int 2\pi r_s^2 dz \qquad (2\text{-}1)$$

である．本論文中では積分には台形則を用いる．体積 V_p に，次節で述べる平均電子

Table 2-3 閉じ込め部における典型的なプラズマパラメータ．

External magnetix field B_{ex}	0.045 T
Separatrix radius r_s	0.20 m
Electron density n_e	3.0×10^{19} m^{-3}
Stored energy E_p	600 J
Total plasma temperature T_{tot} (= $T_i + T_e$)	120 eV
Ion temperature T_i	90 eV

数密度$\bar{n}_e$を乗じて，総粒子数Nは

$$N = \bar{n}_e V_p \tag{2-2}$$

として求めることができる．

FRC 内部では，$B_z = 0$ となる磁気軸 $r = R$ でのプラズマ圧が最大となるが，径方向の圧力バランスからその値 P_{max} は

$$P_{\max} = \frac{B_{ex}^2}{2\mu_0} \tag{2-2}$$

である．FRC プラズマでは，プラズマ圧を外部磁気圧で規格化したものをベータ値とする．ベータ値の体積平均値が平均ベータ値$<\beta>$と呼ばれ，$<\beta>$は，径方向と軸方向の 2 次元圧力平衡から次のように導かれる[8].

$$<\beta> = 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{r_s}{r_w}\right)^{1/2} = 1 - \frac{1}{2}(X_s)^{1/2} \tag{2-5}$$

ここで真空容器の内半径 r_w でセパラトリックス半径 r_s を規格化したものを X_s と呼び，セパラトリックス半径の指標として用いる．

最大プラズマ圧 P_{max} と$<\beta>$を乗じ平均プラズマ圧に 3/2 を乗たものがプラズマの熱エネルギー密度である．これに V_p を乗じるとプラズマエネルギーE_pは，

$$E_p = \frac{3}{2} P_{\max} <\beta> V_p \tag{2-6}$$

となる．また FRC の全エネルギーはこの熱エネルギーE_p と FRC が作る磁場のエネルギーを加えたものである．FRC の磁場エネルギーは，容器内の全磁場エネルギーから真空磁場（FRC が存在しないときの磁場，閉じ込め部では準定常磁場.）のエネルギーを差し引いたものである．全エネルギーE_{tot}は

$$E_{tot} = \frac{5}{2} P_{\max} <\beta> V_p \tag{2-7}$$

である[9].

平衡温度 T_{tot} ($= T_i + T_e$) は，$E_p = \frac{3}{2} N k_B T_{tot}$ の関係から

$$T_{tot} = \frac{2}{3} \frac{E_p}{N k_B} \tag{2-8}$$

である．

2-3-1 排除磁束測定

FRC プラズマの磁場はプラズマ内部の反磁性電流により作られている．FRC プラズマの反磁性によって排除される磁束を測定することにより，FRC の形状，エネル

ギーなどのパラメータを推定することが出来る．排除磁束は，真空領域，つまりプラズマ圧が零となる領域での z 方向の磁束密度 B_{ex} を測定することによって得られる．磁気プローブは真空容器内壁近傍に配置し，装置軸方向の分布を測定するために 0.15 m ないしは 0.30 m 間隔で配置する．各磁気プローブは，断面積 8.05×10^{-5} m^2，巻き数 100，時定数は 3.3×10^{-2} s，静電ノイズを防ぐために真鍮箔で静電シールドを施してある．プローブ総数は 35 であり，$z = -2.7$ から 2.9 m の間に配置する．

先に述べたように，閉じ込め部の金属容器は，磁束保持容器として機能する．したがって，プラズマを移送する前後において，容器内部の総磁束は保存する．すなわち，

$$\pi r_w^2 B_0 = \pi\left(r_w^2 - r_s^2\right) B_{ex} \tag{2-9}$$

が成り立つ．ここで B_0 は真空容器内にプラズマがない場合の磁束密度であり，B_{ex} はセパラトリックス外部の磁束密度である．この時，それぞれ，真空容器内，セパラトリックス外部では，磁場強度が一様であると仮定する．式(2-9)より，セパラトリックス半径は，

$$r_s = r_w \sqrt{1 - \frac{B_0}{B_{ex}}} \tag{2-10}$$

と表記することが出来る．

2-3-2 線積分電子密度測定

FIX 装置では，生成部中央断面に HeNe レーザー干渉計，閉じ込め部 z = 600 mm の断面に多コード CO_2 レーザー干渉計がそれぞれ据え付けられている．どちらも Mach-Zehnder 型レーザー干渉計であり，生成部では容器断面を通過，閉じ込め部では 1 往復することによる位相差を検出する．また，本研究の際には，閉じ込め部干渉計は，$x = 0$，および 16.5 cm の 2 点に光路をとっている．

プラズマ中での光の屈折率 N は，プラズマ周波数を ω_{pe}，レーザーの周波数を ω として，

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}}{\omega} \tag{2-11}$$

と書ける．ここで，磁場による影響は無視する．カットオフ密度 n_c を

$$n_c = \frac{\omega^2 m_e \varepsilon_0}{e^2} \tag{2-12}$$

と定義すると，屈折率は

$$N^2 = 1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}} \tag{2-13}$$

と表され，電子密度の関数となる．従って，レーザー光をプラズマ中に透過させ，干渉計を用いることで，光路長から電子密度の線積分量がわかる．

2-3-3 イオン温度測定

プラズマ中の荷電粒子は様々な過程により光を放射する．個々の粒子から放射された光は，粒子の熱運動によってドップラー偏移する．振動数ω_0の放射光の振動数偏移量$\Delta\omega$は，粒子の速度をvとして，

$$\Delta\omega / \omega_0 = v / c \tag{2-14}$$

である．ある粒子群から線スペクトルを観測する場合，そのスペクトルは温度に応じた広がりを持つ．粒子群の速度分布が温度 T の Maxwell 分布であるとき，その強度分布は，

$$I(\omega) \propto \exp\left[\frac{-(\omega-\omega_0)^2 c^2}{2\omega_0^2}\frac{2\kappa T_i}{M}\right] \tag{2-15}$$

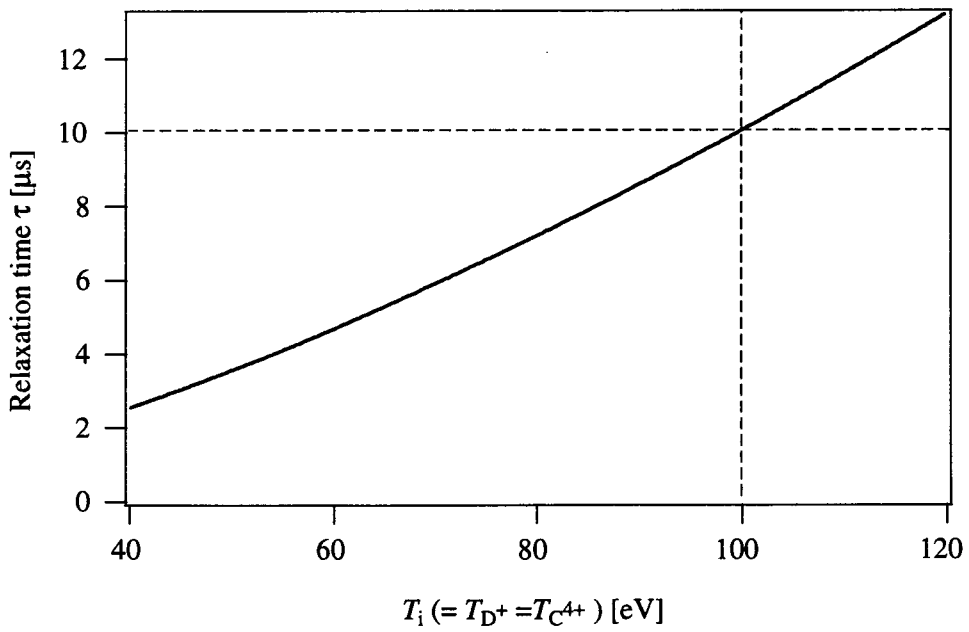

Fig. 2-6 重水素イオン D^+と不純物イオン C^{4+}の緩和時間．各々の温度が等しいと仮定した場合，FIX-FRC の典型的なイオン温度 T_i = 100 eV では約 10 μs でエネルギーは緩和する．

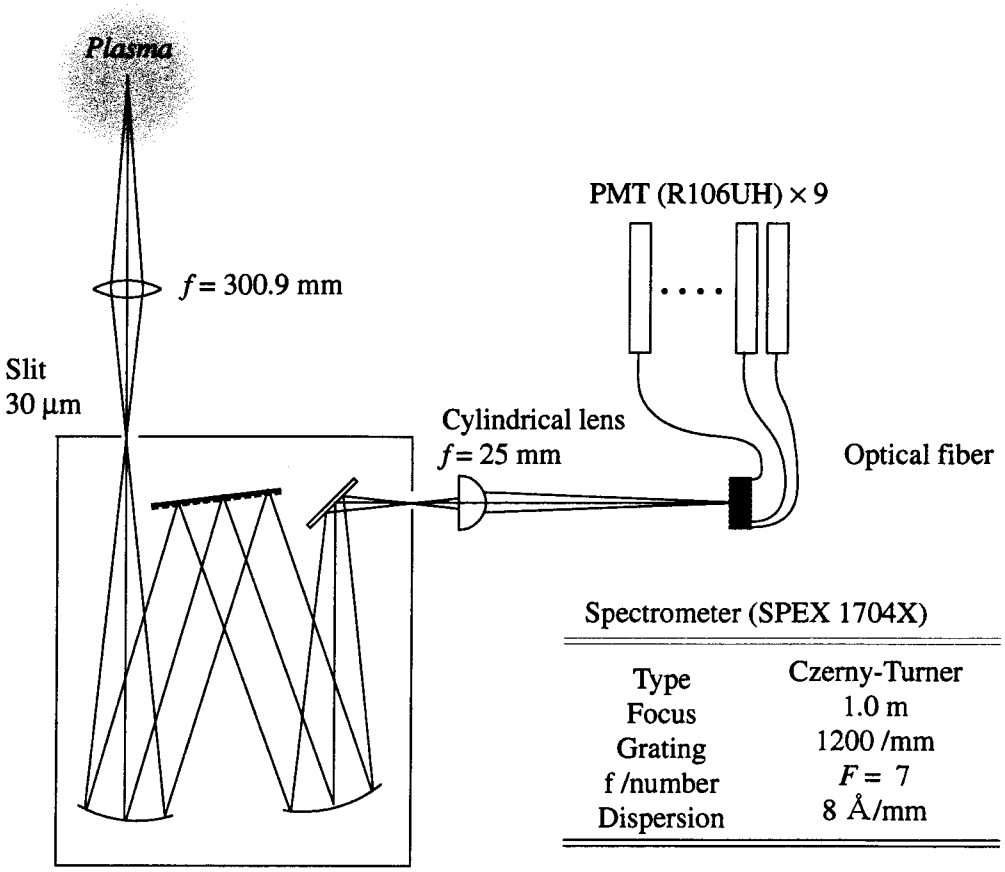

Fig. 2-7 分光測定システム．レンズの焦点距離fは波長 546.1 nm における値．

である．広がりの半値全幅$\Delta\omega_{FWHM}$は

$$\Delta\omega_{FWHM} = \frac{\omega_0}{c}\frac{2\kappa T_i}{M}2(\ln 2)^{1/2} \tag{2-16}$$

である．また，$\Delta\omega_{FWHM} << \omega_0$であるとき，光の波長に関して次の関係式が成り立つ．

$$\frac{\Delta\lambda_{FWHM}}{\lambda_0} = \frac{\Delta\omega_{FWHM}}{\omega_0} \tag{2-17}$$

この温度によるスペクトルの広がりを利用してイオン温度を調べるためには，イオンから線スペクトルの発光がある必要があり，通常はイオンに束縛される電子が，異なるエネルギー準位間で遷移する際の発光が用いられる．プラズマを構成する燃料である重水素は，プラズマ中ではその大部分が完全電離しているため，プラズマに含まれる不純物イオンの発光を利用する．本実験では，測定に４価の炭素イオンからのスペクトル線（CV: 278.1 nm）を用いた．

重水素イオンと炭素イオンの関係について，プラズマ中での温度緩和時間を求める．プラズマ中での $D^+ - C^{4+}$間のエネルギー緩和時間は，次式のように書ける[10].

$$\tau = \frac{(2\pi)^{1/2} 3\pi\varepsilon_0^2 m_C m_D}{n_D \ln\Lambda \left(q_{C^{4+}} q_{D^+}\right)^2} \left(\frac{T_{C^{4+}}}{m_C} + \frac{T_{D^+}}{m_D} \right)^{3/2} \tag{2-18}$$

ここで，$\ln\Lambda$はクーロン対数，m，q，T はそれぞれ，質量，電荷，温度である．これを$\ln\Lambda = 14$，$n_{D+} = 4 \quad 10^{19}\ \mathrm{m}^{-3}$として図示したものが Fig. 2-6 である．$T_i = 100$ eV の典型的な閉じ込め部でのパラメータでは，Fig. 2-6 から読みとれるように 10 μsec 程度である．これは，観測対象である FRC のパラメータの時間変化から考えても，十分に速いと考えられる．

Fig.2-7 に測定で用いる光学系を示す．プラズマからの光をf = 300.0 mm のレンズを介して Czerny-Turner 型のモノクロメータに入射する．分光像は出射スリット面に得られる．この分光像を，f = 25.0 mm のシリンドリカルレンズにより光ファイバーバンドルの入射面上に結像する．ファイバーバンドル面上の像は，出射スリット面上の分光像を約 3 倍に拡大したものになる．ファイバーバンドル入射面では，各チャンネル幅が 0.1 mm でチャンネル数は 10 である．各光ファイバーに入射した光は，

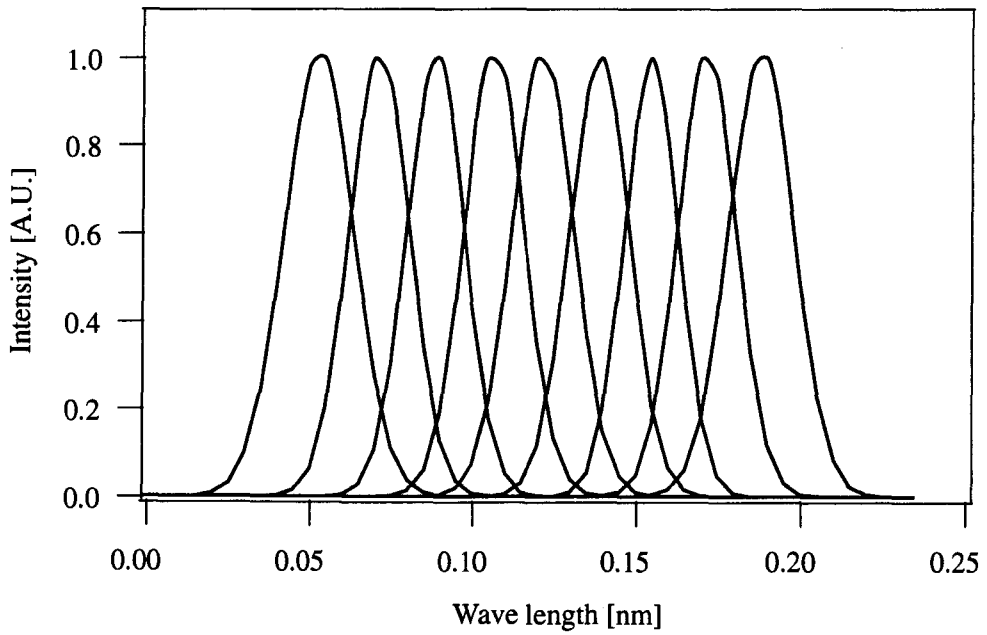

Fig. 2-8 各チャンネルの装置関数．左から順に 1～10 ch．強度の最大値を 1 に規格化してある．

チャンネルごとに光電子増倍管へと光を導く．この分光器は焦点距離 1.0 m で，1200 / mm の回折格子を持つ．278.101 nm の波長に対して，1 次回折光の出射スリット面における逆分散はおよそ 0.8 nm / mm である．

光学系の装置関数は，Cd の 228.8 nm のスペクトル線を用いて測定した．平均のチャンネル間波長差は 0.024 nm，代表的な装置幅（半値全幅）は 0.04 nm，全チャンネル合計の測定領域は 0.26 nm である，Fig.2-8 に測定した各チャンネルの装置関数を示す．プラズマデータの解析時には，ここで測定した装置関数波形でデコンボリューションを行う，

2-3-4　内部磁場測定

第 7 章に述べる FRC プラズマの巨視的挙動の観測では，セパラトリックス内外の磁場成分を測定する．この磁場は，磁気プローブを用いて測定する．ここでは，排除磁束測定用のプローブとは異なり，プローブ自体をプラズマ内部まで挿入する．従って，プローブは，プラズマへの擾乱を小さく抑えるため小型のソレノイドコイルを製作し，これを石英製のシースに納めプローブアレイとして使用する．製作したプローブの仕様は，巻数 64，断面積は 2.0×10^{-5} m^2 であり，時定数は 4.7×10^{-3} s である．各アレイに 10 個のプローブが 20 mm 間隔で配置され，静電ノイズを防ぐために，ステンレス箔でシールドされている．石英管の外形は 6 mm である．実際の測定時のプローブアレイの配置は，第 7 章に示す．

2-4　まとめ

本章では FRC プラズマ実験装置である FIX 装置と，各種計測機器の構成について説明した．また，第 5 章以降に示される NB 入射実験の結果に対する予備的な知見として，FIX 装置で生成される FRC プラズマのパラメータとその算出方法を示した．

FIX 装置では，閉じ込め領域のミラー比 R_M を 2〜9 の範囲で制御可能であり，これは本研究において NB 入射実験を遂行するに当たり，非常に重要な機能となっている．また生成される FRC プラズマのパラメータは平均電子密度 $\bar{n}_e \sim 3\times10^{19}$ m^{-3}，平衡温度 $T_{tot}\,(= T_i + T_e) \sim 120$ eV 程度である．

参考文献

[1] A. Shiokawa and S. Goto, Phys. Fluids **5**, 534 (1993).

[2] H. Himura, H. Wada, S. Okada, S. Sugimoto, and S. Goto, Phys. Rev. Lett. **78**, 1916 (1997).

[3] K. Kitano, K. Yamanaka, S. Okada, and S. Goto, Phys. Plasmas **7**, 1158 (2000).

[4] K. Yamanaka, S. Yoshimura, K. Kitano, S. Okada, and S. Goto, Phys. Plasmas **7**, 2755 (2000).

[5] H. Himura, S. Okada, S. Sugimoto, and S. Goto, Phys. Plasmas **2,** 191(1995).

[6] I. H. Hutchinson, principles of Plasma Diagnostics (Cambridge University Press, Cambridge, 1987).

[7] プラズマ核融合学会編，プラズマ診断の基礎，（名古屋大学出版会，1990）．

[8] W. T. Armstrong, R. K. Linford, J. Lipson, D. A. Platts, and E. G. Sherwood, Phys. Fluids **24**, 2068 (1981).

[9] M. Tanjyo, S. Okada, Y. Ito, M. Kako, S. Ohi, S. Goto, T. Ishimura, and H. Ito, Technology Reports of Osaka University **34**, 201 (1984).

[10] 宮本健郎，核融合のためのプラズマ物理（改訂版），第４章（岩波書店，1987）．

第3章 中性粒子ビーム（NB）入射実験の概要

3-1 はじめに

第1章に述べたが，本研究の主たる目的は極限的な高いベータ値を持つ FRC プラズマへ NB 入射を適用し，追加熱や安定化の手段を確立することにある．詳細は次節以降に述べていくが，本節では研究の動機となった背景，研究遂行にあたり乗り越えるべき問題，および実験の手法について概説する．

我々が研究対象とする FRC プラズマは先にも述べたようにコンパクトトーラスに分類され，閉じ込め磁場の利用効率の高さ，装置の幾何的単純さなどの面で，特に高い燃焼効率を要求する D-^{3}He 核融合炉心プラズマとして注目されている．しかしながら，現在までのところパルス的な運転しかなされておらず，より詳細な物理的性質の研究や，さらに核融合炉心への応用には，定常運転の実現は不可欠な課題である．FRC プラズマの定常運転を実現するに当たり解決しなければならない問題は，1) 閉じ込め効率の改善，2) 追加熱，粒子補給の手段の確立，そして 3) 巨視的不安定の抑制である．

FRC プラズマの閉じ込め効率は一般に他のトーラス方式に比べて悪い．核融合炉心プラズマとしての応用を FRC 研究の最終的な目標に置くのであれば，閉じ込め特性の改善に対して，より一層の努力が必要である．仮に FRC 炉心核融合炉の概念設計である“ARTEMIS”の設計値を満たすには，粒子閉じ込めのスケーリング則（$\tau_N \sim r_s^2/\rho_i$）[1]よりも相当な改善を要する．このスケーリング則にはρ_i中に暗にイオン温度の依存性を含むものの，電子温度の依存性は持たないとするのが一般的である．しかしながらスケーリングの対象となった多くの装置で電子温度の正確な測定が行われたとは言えず，筆者等が先に報告したように[2]，電子温度を上昇させることで少なくとも古典的な電子-イオン間の衝突過程に起因する損失，すなわち抵抗性の電流損失は減少させることが出来ると考えられる．特にテータピンチ法によって生成される FRC プラズマは，電子を加熱する機構を持たず，一般にイオン温度に比べて電子温度が低い．従って古典的な電気抵抗率が比較的高いことが考えられる．

第6章においてもう一度詳しく検証するが，仮に FIX-FRC プラズマの典型的なパラメータであるイオン温度 $T_i \sim 100$ eV，電子温度 $T_e \sim 50$ eV 程度のプラズマを仮定した場合，NB 入射によって導入されたパワーの大部分が電子に移行することは緩和時間の差から明らかである．従って NB 入射の電子加熱効果によってプラズマの電気抵抗が下がり，結果として閉じ込め特性が向上することが期待できる．

また，多くの理論的研究から，プラズマ中の高速イオンの効果により FRC プラズ

マの巨視的不安定が抑制されることが予測されている[3]．本研究においても，NB入射実験の比較的初期の段階で，干渉計信号から予測される $n = 1$ モードの揺動の減少が観測された．具体的な観測結果は第7章において詳しく述べるが，この巨視的揺動による閉じ込め特性の劣化が NB 入射によって低減されている可能性も考えられる．

コンパクトトーラス研究における NB 入射実験は経験が乏しく，特に FRC 研究に於いては世界初の試みである．従って本研究は，非常に独創性の高いものであると同時に，探索的研究に為らざるを得ない．このため，本研究では多くの点で他に類のない画期的な実験手法を多く取り入れた．詳細は3-2節に述べるが，大きな特徴は，1) 球面電極[4]を採用したこと，2) 装置軸に対して斜方からの NB を入射する手法を採ったこと，及び3) FRC プラズマを非常に強いミラー配位下に置いたことである．たとえば，NB 入射を FRC プラズマに適用する時，その高ベータであるという性質から，入射されたビームイオンを配位中に保持することが困難であるという問題がおこる．この問題は NB を装置軸に対し斜方から入射し，閉じ込め容器両端部に取り付けられた磁気ミラーによってこれを閉じ込めることで回避した．

本実験に用いた NB を生成するイオン源は，球面電極を持ったバケット型[5]と呼ばれるもので，同型のものが2基建設され，FIX 装置に取り付けられている．このイオン源により最大でおよそ 770 kW（55 A，14 kV）のビーム出力が可能となっている．このイオン源の仕様については3-2節で解説する．また前述した入射配位については，3-3節で詳解することにする．また，これらの NB 入射システムを用いて実際に出力されるビームについて性能試験を行った．この結果を運転条件とともに3-4節に示す．

3-2　イオン源および電源の構成

本研究における実験では，本研究施設で開発された 2 基のバケット型イオン源を使用した．それぞれのイオン源は多少仕様が異なるため，識別のために 2000 年度に新規に増設されたイオン源を「新イオン源」，従来からのイオン源を「旧イオン源」と便宜上呼ぶことがあることをあらかじめ断っておく．特に断わりのない場合は，どちらも同じ仕様であることを示す．この節では，このイオン源，および電源の仕様と構成について解説する．

3-2-1　イオン源

Fig. 3-1 に，本研究で使用したイオン源の概略図を示す．このイオン源はバケット

型イオン源と呼ばれ，ソースプラズマ生成部とビーム引き出し電極部から成る．

ソースプラズマ生成部では，ビーム粒子の材料である水素イオン(H^+)の生成を行う．イオンの生成はアークチェンバー内部においてアーク放電によって行われる．アークチェンバーは SUS 製の，直径 410mm，全長 520mm の円筒で，その内壁には 8 本のタングステン製のフィラメントが取り付けられている．フィラメントにより放出された熱電子と生成されたアークプラズマをチェンバー内部に保持するため，チェンバーの外壁には NB 入射軸と垂直に環状の永久磁石が Fig. 3-1 に示すように取り付けられている．アークチェンバーへのガスの導入は，チェンバー底面に取り付けられたガス導入口より行われる．ガスの制御にはピエゾバルブ(PV-10 / Veeco)を用いている．

引き出し電極部では，アークチェンバーにおいて生成されたイオンの加速，及び

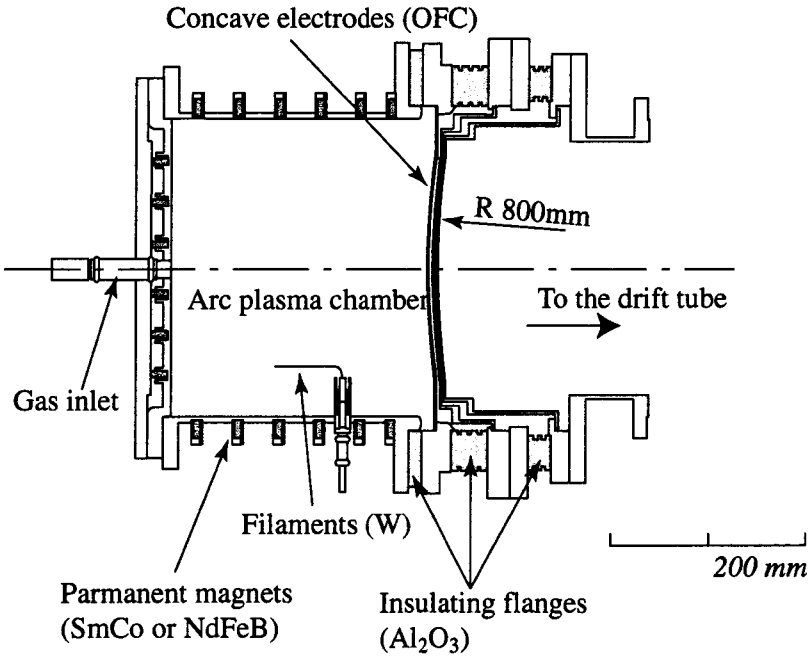

Fig. 3-1 イオン源の概観．容積約 70 *l* の SUS304 製ソースプラズマ生成部に曲率半径 800 mm の球面電極が取り付けられている．また，チェンバーの側壁および底面には，SmCo（新イオン源では NdFeB）製の永久磁石によりカスプ状の閉じ込め磁場が作られている．またフィラメントはϕ1.5 mm のタングステン線製でそれぞれ V 型形状をしており，側壁周上に全部で 8 本取り付けられている．

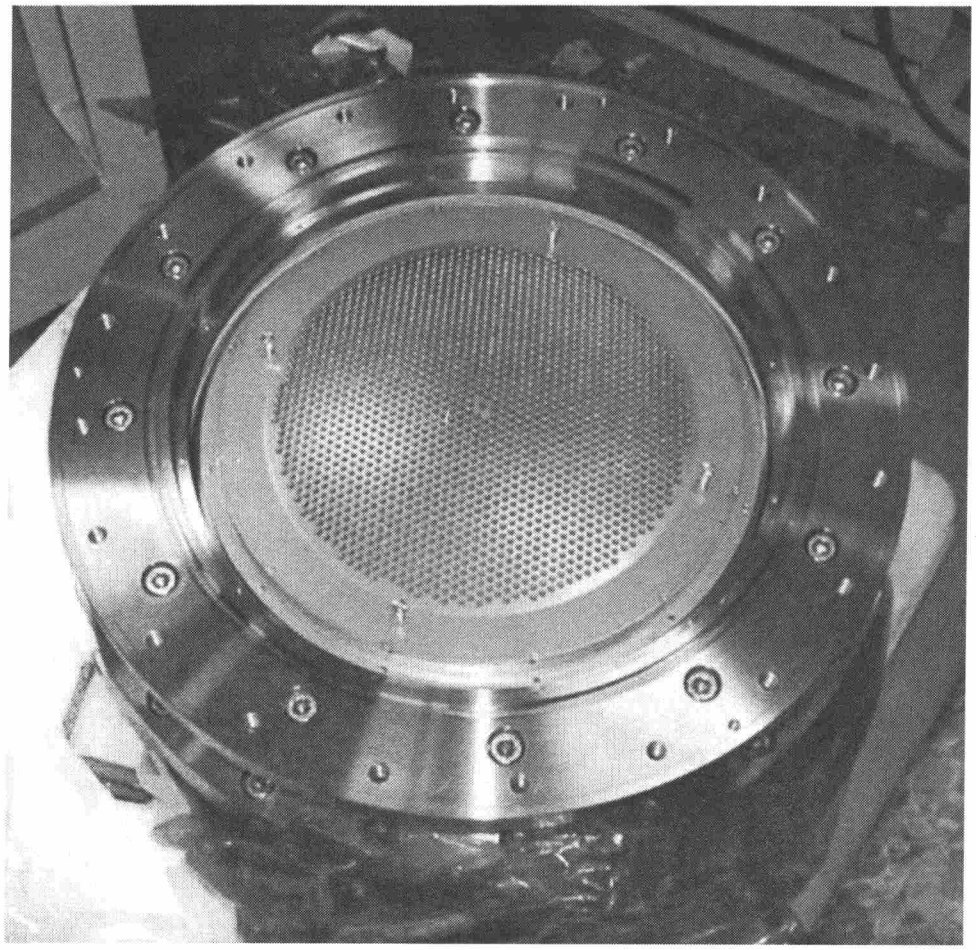

Fig. 3-2 イオン源の電極．各電極の引き出し孔はそれぞれ同軸上にあけられており，電極の幾何的構造により引き出されるビーム束を収束する．

引き出しを行っている．引き出し電極には本システムの特徴でもある 3 枚の球面多孔電極を用いており，アークチェンバーに近い方から，加速電極，減速電極，接地電極となっている．引き出し電極の有効半径は 218 mm であり，1628 個の電極孔を持っている．接地電極に対して，加速電極には正の電圧を，減速電極には負の電圧を印加している．

3 枚の電極の中心は一致しており，電極孔は，その中心からすべて見通せるように開けられている．曲率中心は，接地電極面から 800 mm の位置にあり，この電極構造によって，ビームを 1 点（曲率中心）に収束させることが出来る．

減速電極は大きく 2 つの役割を持つ．高速に加速されたイオンは中性水素ガスと衝突することによりを電離される．この時に生成されるイオンは電極の作る電場にはじかれるが，電子は負の電荷を持つため，アークチェンバーに向かって加速され

る．この電子は加速電極やアークチェンバー壁を痛めたり，不純物を叩き出すことによりイオン源の安定動作に悪影響を及ぼす．減速電極の 1 つ目の役割はこの電子の逆流を防ぐことにある．また，本研究施設におけるこれまでの研究から，減速電圧を高電圧化することにより，ビームエネルギーを一定に保ったまま，引き出されるビーム電流量を増加させることが可能であることがわかっている[5]．FRC への入射を目的とする中性粒子ビームは，FRC プラズマ内部でイオン化した後，効率よく磁場に捕捉されるようにエネルギーを 10 keV 程度に抑え，且つ大電流を確保することが必要である．そこで，この減速電極が非常に重要な役割を持つことになる．

3-2-2　中性化部，および真空排気系

中性化部は，引き出されたイオンビームを NB に変換する中性化セル部と NB 入射装置内を真空に保つための真空排気部とから成る．中性化セルでは，イオン源より引き出されたイオンビームを中性水素ガス中に通過させることにより荷電交換反応

$$H^+ + H_2^0 \rightarrow H^0 + H_2^+ \qquad (3\text{-}1)$$

により NB へと変換している．本システムでは，特に中性化セル用にガスを導入せず，中性化に用いる水素ガスはアークチェンバーから拡散してくるガスを利用している．また，中性化部以降に取り付けられた真空排気部では，ビーム出力後速やかにアークチェンバー内の真空を回復させる作業を行っている．真空排気部は，拡散チェンバーとターボ分子ポンプ，ロータリーポンプから成る．この拡散チェンバーは，中性化部の水素ガスが閉じ込めチェンバー側へ流出することを防ぐ働きを持つ．装置構成を Fig. 3-3 に示す．

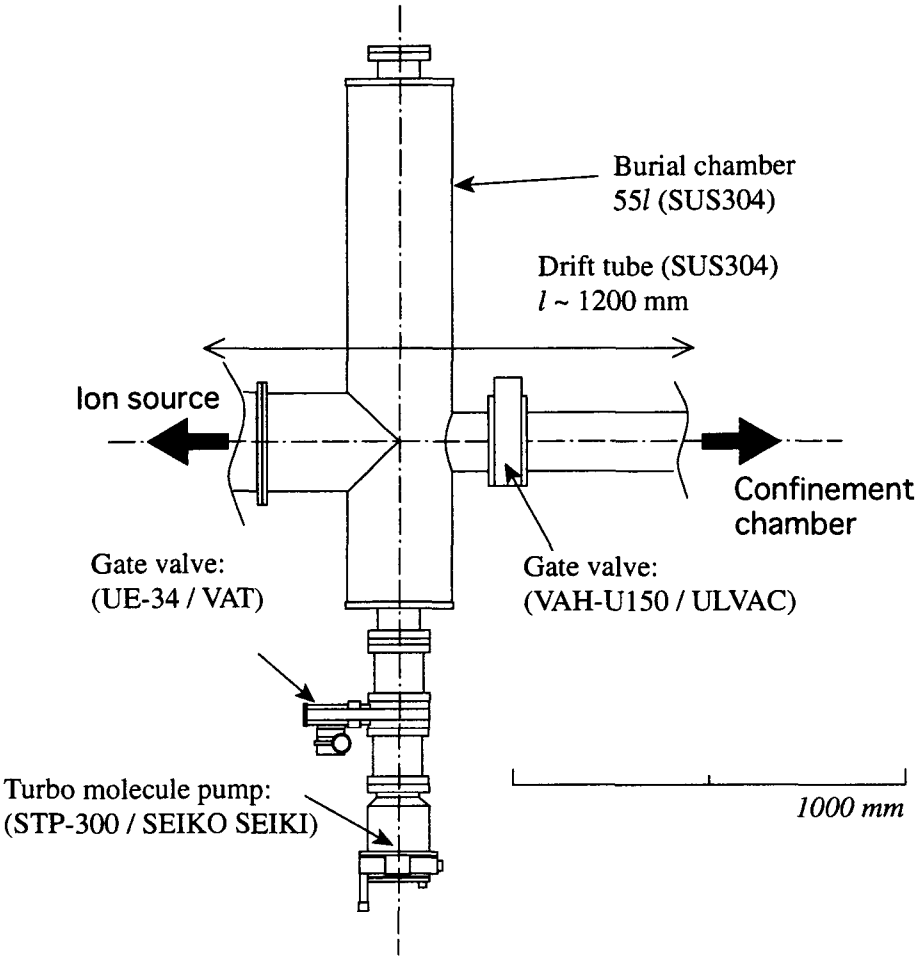

Fig. 3-3 真空排気系の概観図．接地電極を通過したイオンビームは，全長約 1200mm の中性化セルの役割を合せ持つドリフトチューブを通過し，この間に荷電交換反応によって中性化される．また，この途中には約 55*l* の拡散チェンバーが設置されている．拡散チェンバーには排気速度 500（300）*l* のターボ分子ポンプが取り付けられている．また，上記（ ）内は新イオン源の仕様である．

3-2-3　電源および回路の構成

これまでに述べたイオン源を駆動するため，２系統の電源が使用される．各電源はアーク回路，フィラメント回路，加速回路，および減速回路から成り，それぞれ

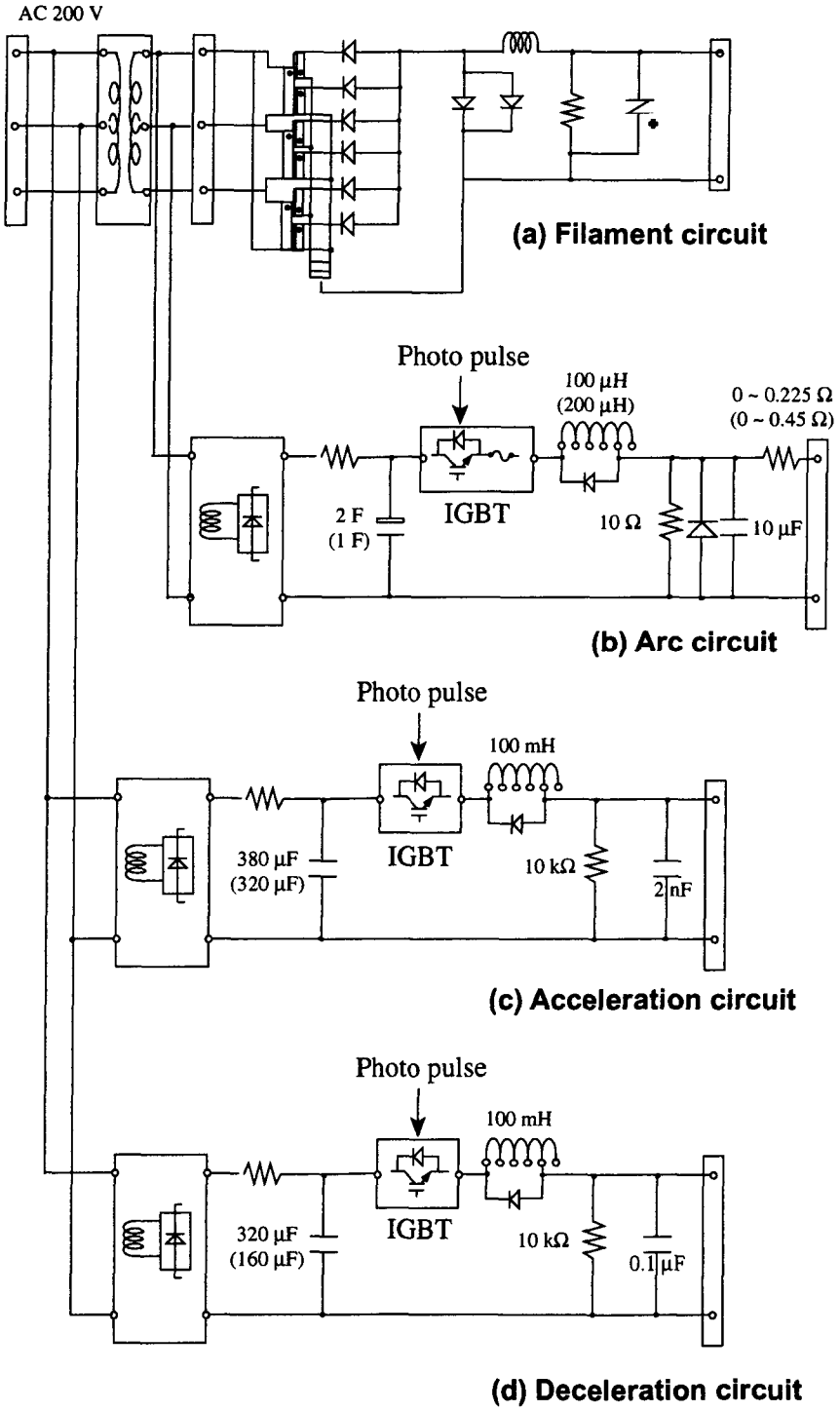

Fig. 3-4　回路の構成．（　）内の数字は，中規模電源回路のもの．

Table 3-2 電源の仕様．大規模出力電源回路（上）および中規模出力電源回路の仕様である．

	Voltage	Current	Pulse Width	Energy	Capacity	Flat (5ms)	Number of IGBT
Acceleration Circuit	25 kV	80 A	10 ms	20 kJ	380 mF	5 %	44
Deceleration Circuit	-3 kV	8 A	20 ms	480 J	320 mF	5 %	6
Arc Circuit	300 V	1,000 A	40 ms	12 kJ	2 F	1 %	12
Firament Circuit	12 V	2,000 A	10 s	-	-	-	-

	Voltage	Current	Pulse Width	Energy	Capacity	Flat (5ms)	Number of IGBT
Acceleration Circuit	15 kV	40 A	10 ms	6,000 J	320 mF	5 %	26
Deceleration Circuit	-3 kV	4 A	20 ms	240 J	160 mF	5 %	6
Arc Circuit	300 V	500 A	40 ms	6,000 J	1 F	1 %	6
Firament Circuit	12 V	1,000 A	10 s	-	-	-	-

独立したコンデンサーバンクと IGBT ユニットを持つ．使用した電源系統の回路図を Fig. 3-4 に示す．本研究施設では，イオン源用の電源として，加速出力 600 kW の中規模電源，および 2 MW の大規模イオン源を所有している[7]．それぞれの電源の仕様を Table 3-2 に示す．新イオン源には大規模電源が使用されている．

3-3 NB 入射系

前節でその仕様を示したイオン源は，FIX 装置の下流テーパー部に取り付けられている．閉じ込め容器とイオン源の設置の状態を模式的に示した図を，Fig. 3-5 に示す．

極限的なトーラス配位である FRC プラズマに対し NB 入射を適用するに当たり，その NB 入射システムについて次に挙げるような問題点がある． まず，入射対象と

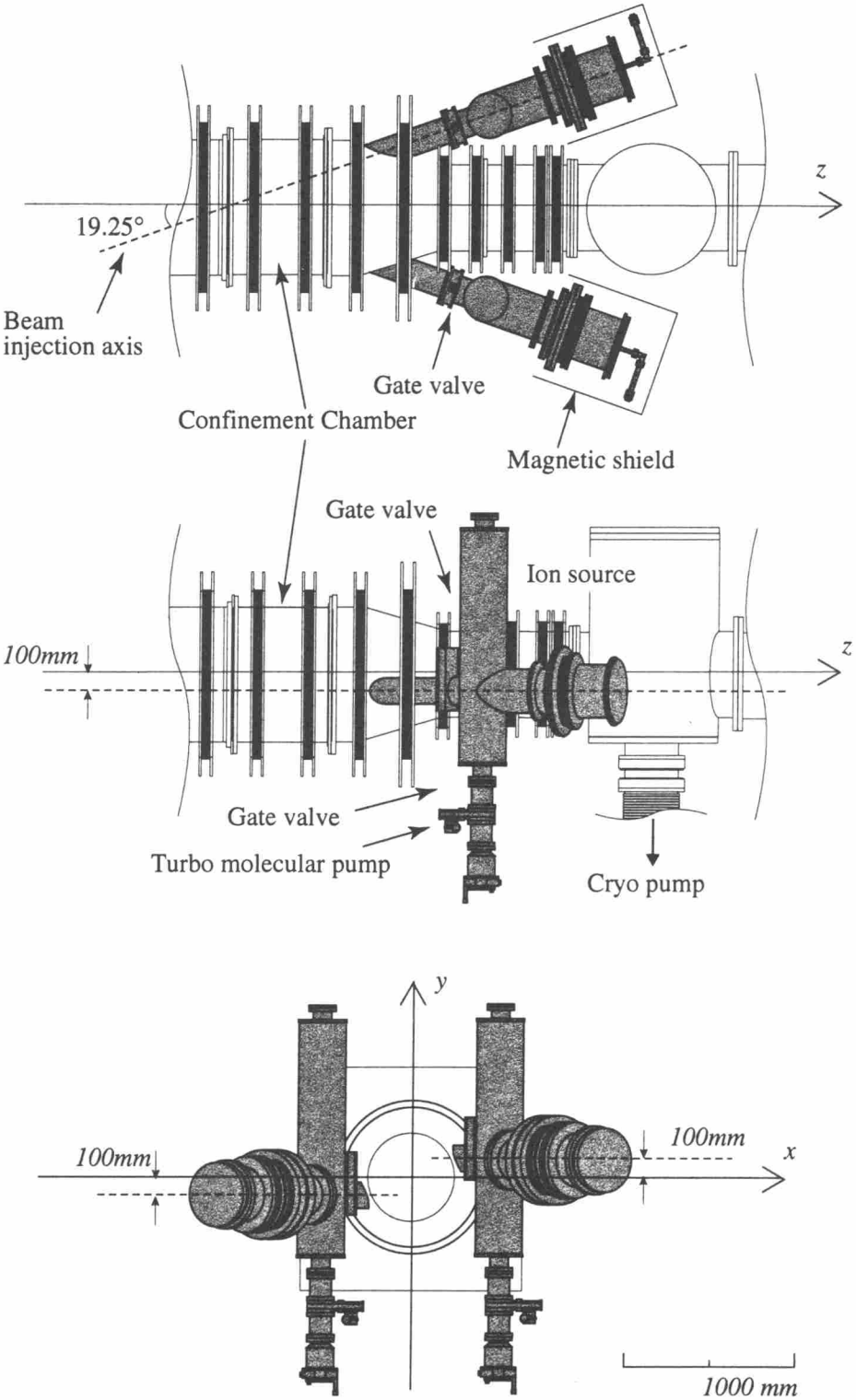

Fig. 3-5 イオン源の取り付け配位.

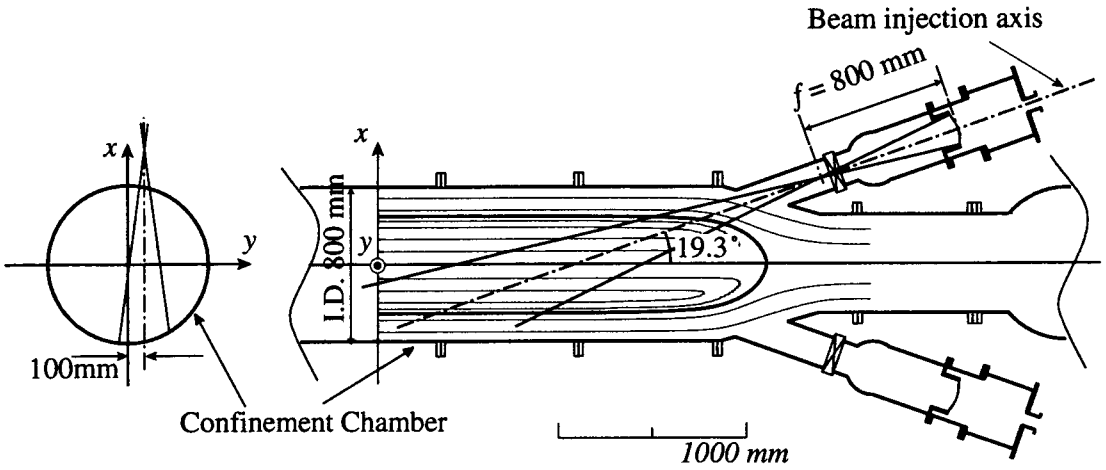

Fig. 3-6 入射の配位と装置座標系との関係.

なる FRC はこれまでに何度も述べるようにベータ値が高い，これは配位を形成する磁場強度が極端に低いことを意味する．つまり入射されるビームエネルギーが高いと，NB 粒子は電離後配位内に保持されずに通過することになる（シャインスルー）．従って，イオン源は，比較的低エネルギーで且つ大電流のビームを生成出来ることが要求される．しかしながら，加速電極により引き出されるビーム電流量は，よく知られているようにチャイルド・ラングミュア則（空間電荷制限）[8]により制限される．このため，引き出されるビーム電流量を大きくするには，加速電圧を高くするか，電極の面積を大きく取るかのいずれかが必要となる．さらに，実験装置規模などの問題から，NB 入射装置の近接性が悪く，従って狭隘な領域にイオン源を建設し，さらに大電流のビーム束を径の小さな窓を通じて，閉じ込め容器内へ導く必要がある．

問題のひとつである近接性の悪さは，先に述べた球面電極の採用によって解決された．このシステムによりビーム束を幾何的に収束できるため，比較的広い面積を持つ電極によって引き出されたビーム束を収束することで小さな開口径（ϕ= 100 mm）の入射窓を通じてビームを閉じ込め容器中に導入することが可能になっている．さらに，この小径な入射窓は，NB 入射系と閉じ込めチェンバー間のコンダクタンスを小さく抑え，中性ガスの流入を防ぐ働きも合せ持つ．

また，その弱い閉じ込め磁場のため，入射された高エネルギーのビームイオンは非常に大きなラーモア半径を持つことになる．従って，入射された高速ビームイオンの軌道はセパラトリックスの内外に亘るものとなり，事前に理論的な手法により，ビームの軌道や保持率を正確に把握することは非常に困難である．このような問題

を踏まえ，本研究ではミラー配位中に高速ビームイオンを閉じ込め，その間にビームの運動量をプラズマ粒子とのクーロン衝突により FRC プラズマに与えていく手法をとった．つまり，装置軸に対する入射角を調整し，形成されるミラー配位のロスコーンに高速イオンが落ちないように入射角を設定した．

FIX 装置閉じ込め部に形成できるミラー比は，移送などとの関係からおおよそ 2～10 の範囲である．また，入射角を大きく取れば，保持可能なミラー比は小さくなるが，ビームエネルギーの磁場に垂直な成分を大きくすることにより，シャインスルーによる軌道損失も大きくなることが予想される．これらの諸問題を回避できる入射配位として，Fig. 3-5 に示す様に入射角を約 19 度に選択した．この時，高速ビームイオンの磁場に垂直，および水平なエネルギー成分は，ビームエネルギーE_bが 14 keV の場合で，それぞれ $E_{b\perp}$ = 12.5 keV，$E_{b//}$ = 1.5 keV である．この時，ビームイオンのトロイダル方向のモーメントは，プラズマ電流と同方向に印加される．また，FRC のない単純ミラー配位の場合，この高速ビームイオンを保持できるミラー比は約 9 となる．

3-4　ビームの特性

これまで説明してきた NB 入射システムを用いて NB を生成し，FIX-FRC プラズマに対して入射実験を行う．この節では，イオン源の運転の方法，および生成され

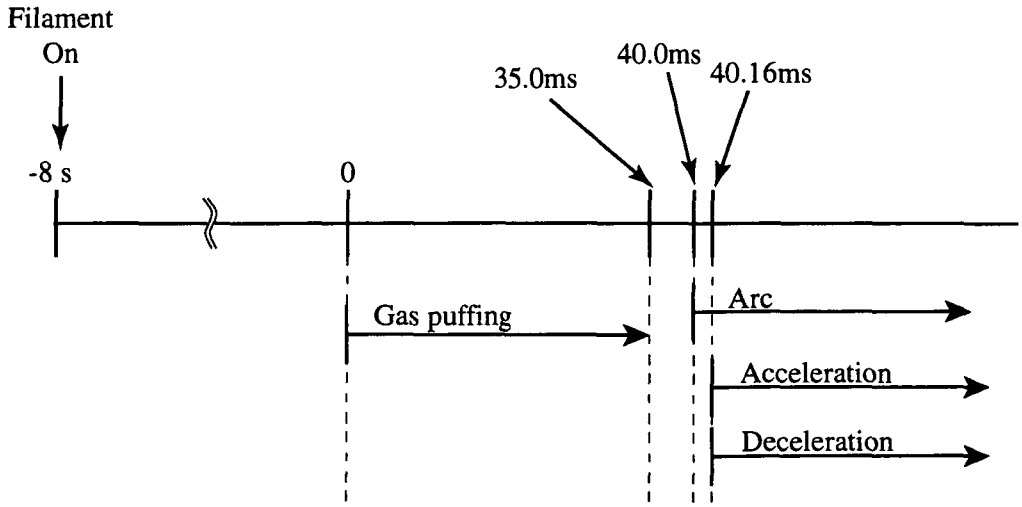

Fig. 3-7　典型的な放電シーケンス．約 8 秒間フィラメントを加熱した後ガスを導入する．

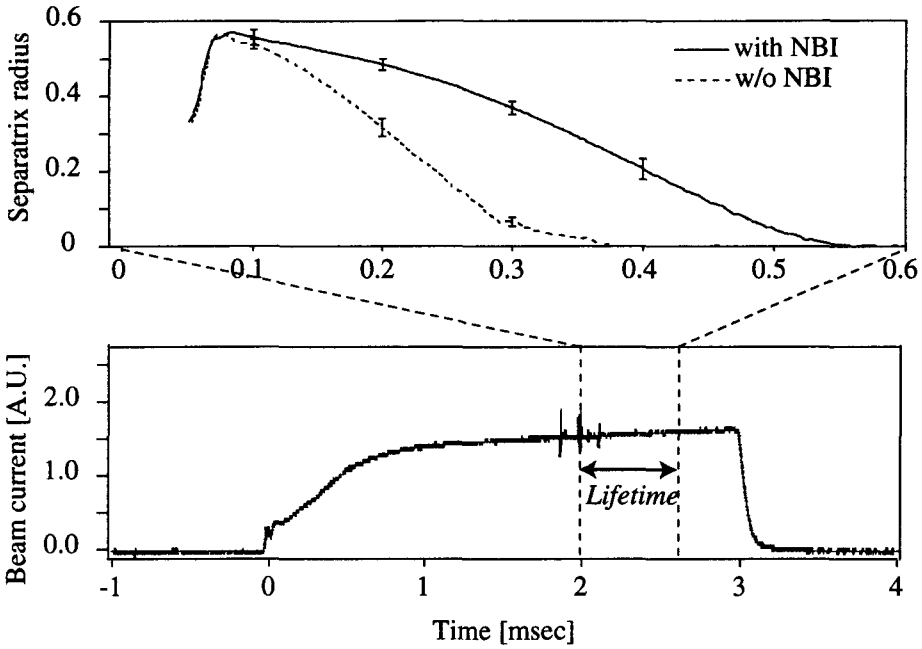

Fig. 3-8 ビーム出力と FRC の配位持続時間の関係．ビーム出力が安定した後に FRC を生成・移送する．

るビームの特性について述べる．

出力されるビームの特性は，イオン源運転の条件の調整により制御が可能である．特にアークプラズマのコンディションを調整することによって，生成される NB の電流量を制御することが可能である．Fig. 3-7 に，本実験における典型的な NB の運転シーケンスを示す．

この運転条件によって持続時間がおよそ 10 ms 程度のビームの引き出しが可能であるが，実際の実験では FRC プラズマの持続時間が 1 ms に満たないため，ビーム出力の持続時間を 2 ~ 3 ms 程度とする．ビームの引き出しは，FRC 生成のおよそ 1.5 ms 程度前から開始し，立ち上がりの際の絶縁破壊などの事故を避けるために立ち上がり時間を 1 ms 程度と比較的低速で立ち上げる．生成される典型的な FRC プラズマのセパラトリックス半径の時間変化と，ビームの出力電流の関係を Fig. 3-8 に示した．

電源により引き出されるイオンビームは中性化され閉じ込めチェンバーへと入射されるが，この時のビームの特性を Fig. 3-9 に示すファラデーカップを用いて観測した．この結果を Fig. 3-10 に示す．測定を行ったビームのパラメータは 5 kV，3 A であり，測定位置は接地電極より 600 mm の地点である．この点でビーム束の径は反値全幅で約 60 mm であり，ここから焦点におけるビーム径は約 10 mm であること

が推算できる．また，この計測結果より見積もられる中性化率は約 77 %である．

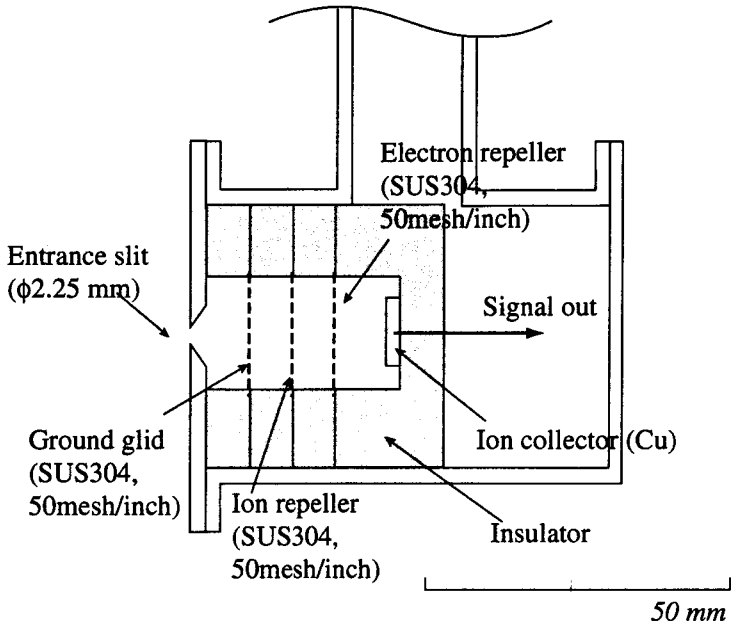

Fig. 3-9 ファラデーカップの仕様. Ion repeller は Ground grid に対し 283 V, Electron repeller は±73 V，コレクタには-24 V の電圧をそれぞれ印加した．

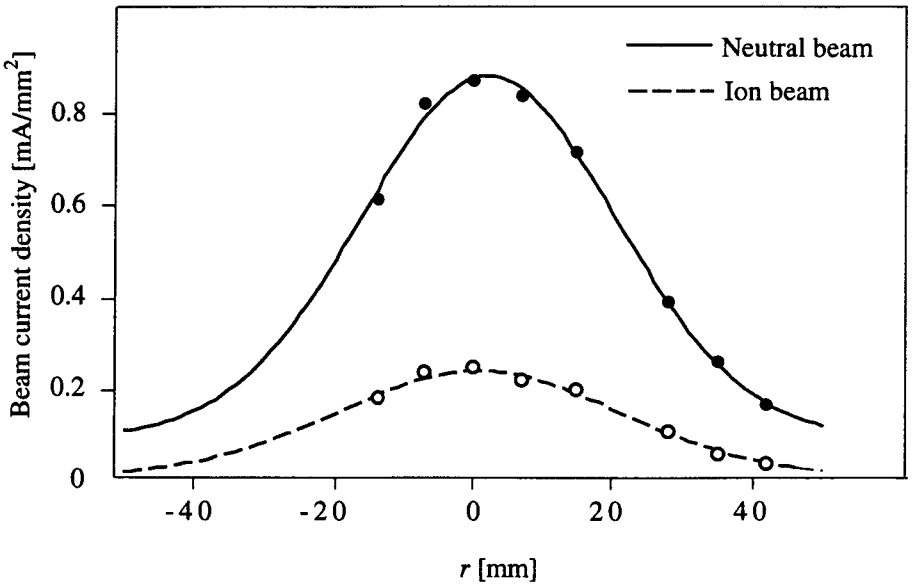

Fig. 3-10 電極から 600 mm の位置におけるビームの電流密度分布．ビーム電流量の分布はそれぞれガウス分布に良い一致を示す．この測定位置での中性化効率は 76.6 % である．

中性化の過程は次のように説明できる．加速されたイオンビームは中性化セルの内部で，式(3-1)で示される荷電交換反応によって中性化される．また，中性化されたNB粒子の一部は水素分子との衝突によりもう一度電離する．この反応は，

$$H^0 + H_2^0 \rightarrow H^+ + H_2^0 + e^- \tag{3-2}$$

という式で示される．イオンビームが水素ガス中を通過するとき，どの程度のNBが得られるかは，この両反応の割合で決まる．式(3-1)の反応断面積をσ_{10}，式(3-2)の反応断面積をσ_{01}とする．また，ビーム中のH^+の割合をF_1，H^0の割合をF_0とすると，

$$\frac{dF_0}{dx} = n\sigma_{10}F_1 - n\sigma_{01}F_0 \tag{3-3}$$

$$\frac{dF_1}{dx} = n\sigma_{01}F_0 - n\sigma_{10}F_1 \tag{3-4}$$

である．ここでnは水素ガスの密度であり，$F_1 + F_0 = 1$である．式(3-3)および(3-4)を$x = 1$のとき$F_1 = 1$，$F_0 = 0$の条件下で解くと，

$$F_0(x) = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}}\left[1 - \exp\left\{-(\sigma_{10} + \sigma_{01})\int_0^x n(x)dx\right\}\right] \tag{3-5}$$

となる．中性化セル中の水素ガスの線密度が無限大であるという近似をとると，最大のビームの中性化効率η_∞は，

$$\eta_\infty = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}} \tag{3-6}$$

と表せる．本研究におけるNB入射実験では，およそ10keV程度にイオンビームを加速している．中性化効率のイオンエネルギーによる変化を示した文献[9]から，この条件下において期待される中性化効率は約90%であり，Fig. 3-10の実験結果より得られた中性化率77%と比較的よい一致を見せる．

3-5 まとめ

本章では，使用するイオン源の仕様とその特徴を示し，また，具体的な実験への適用について述べた．開発されたイオン源はバケット型であり，その特徴として球面電極を採用している．この電極の採用により，引き出されたビーム束を幾何的に収束することが可能となった．焦点におけるビーム径は約10 cmである．これによって，ビームを小径の入射窓を通じて真空容器中へ導入することを実現し，本研究のような中規模な実験設備においても，これまでその遂行が困難であったNB入射実験を可能にした．

また，FRCプラズマにNB入射実験を適用するに当たり，配位を形成する磁場強

度が小さく，従って高速ビームイオンを配位中に保持することが困難である，という問題があった．これを解決するため，本研究では，装置軸に対して斜方からビームを入射するという手法を用いた．これによって，ビームイオンを，閉じ込め容器両端に設置された磁気ミラーによって捕捉し，高ベータプラズマと相互作用を起こさせることに成功した．

このシステムで生成される中性粒子ビームについて，ファラデーカップを用いてその特性を観測した．この結果，焦点におけるビームの径は反値全幅で約 10 mm であり，電極から 600 mm の位置における中性化率は約 77 %であることがわかった．

参考文献

[1] A. L. Hoffman and J. T. Slough, *Nucl. Fusion* **11**, 27, (1993).

[2] T. Asai, F. Kodera, M. Okubo, S. Okada, and S. Goto, *J. Plasma Fusion Res.* (to be published).

[3] D. C. Barns and R. D. Milroy, *Phys. Fluids* **B3**, 2609 (1991).

[4] M. Nishikawa, Y. Ueda, and S. Goto, *Fusion Engrg. Des.* **16**, 351 (1991).

[5] 石川順三，イオン源工学，（アイオニクス株式会社，昭和 61 年）．

[6] T. Yoshikawa, S. Nalamura, Y. Ueda, M. Nishikawa, and S. Goto, Rev. Sci. Instrum. **67**, 3869 (1995).

[7] F. Kodera, M. Kojima, T. Yoshikawa, A. Tokuchi, S. Naito, T. Fukumoto, and S. Goto, 高温学会誌, **25**, 317 (1999)

[8] 裏克己，電子・イオンビーム光学，（共立出版，1994）．

[9] W. B. Kunkel, Fusion **1**, Part B, 109 (1981).

第４章　ビーム粒子軌道の数値計算

4-1　はじめに

NB 入射を用いた FRC プラズマ加熱や不安定の抑制の方法を確立するためには，FRC プラズマと高速ビームイオンの相互作用について，そのメカニズムを理解する必要がある．しかしながら，FRC プラズマに対する NB 入射実験は，過去に実験報告がなく全く不明である．FRC プラズマは，ベータ値（プラズマ圧／磁気圧）が非常に高い．そのため，配位中に入射された高速ビームイオンの軌道も，複雑なものになることが予想される．しかしながら，実験的に FRC 配位中のビーム粒子の振る舞いを把握することは，FRC プラズマが接触計測による擾乱に非常に弱いことからも困難である．こうした理由から，本研究では， FIX-FRC のパラメータにあわせて計算された FRC 平衡配位中におけるビーム粒子の軌道を，単一の粒子について追跡することで，配位中におけるビームイオンの挙動を推定することにする．

中性粒子を入射する場合に考慮すべき点は，ビーム粒子の電離過程，高速ビームイオンの電離後の運動，さらに，プラズマ中での緩和過程である．特に電離過程，軌道については，配位中からの損失を評価し，中性粒子ビーム入射実験の有効性を評価する上で非常に重要な課題である．加熱，あるいは磁束の印加は，必然的にプラズマの輸送，平衡，安定性などに影響を与えるため，両者は結合して非線形問題として取り扱われなければならない．しかしながら，高ベータのコンパクトトーラスそのものの物理機構についても不明な点が多く，これらの複合的な効果を評価するには不十分である．NB 入射の適用と，実験結果の評価の足掛かりとするべく，ここでは，平衡は大きく変化しないとの仮定の下で電離過程，およびビーム粒子の描く軌道についてのみの評価を行った．

以下に，平衡配位の数値解の導出，軌道計算の手法とその結果，さらに結果の解釈について述べる．

4-2　２次元平衡配位の数値解

本節では，粒子軌道計算の背景となる FRC プラズマの平衡配位の数値解について，その求め方を解説する．

本研究では，プラズマを記述するモデルとして，理想 MHD モデルを用いた[1]．これはプラズマを電気伝導度をもった単一流体として取り扱う方程式系であり，電

磁気的な取り扱いによる変数である磁場 **B**，電場 **E** および電流密度 **J** と，流体的な変数である質量密度ρ，流速 **v** および圧力 p を用いて，以下のように記述される．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0 \tag{4-1}$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \tag{4-2}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{p}{\rho^{\gamma}}\right) = 0 \tag{4-3}$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \tag{4-4}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \tag{4-5}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \tag{4-6}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{4-7}$$

このとき式(4-3)に現れるγは比熱比であり$\gamma = 5/3$ である．また，d/dt は対流微分であり，

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \tag{4-8}$$

である．

この方程式系のうち式(4-2)について速度の d/dt 微分を 0 とすることで

$$\nabla p = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \tag{4-9}$$

を得る．軸対称性を仮定すると，この式(4-7)と式(4-6)は磁束関数$\psi(r, z)$を用いて１つの方程式として書き下される．

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + r^2 \frac{\partial p}{\partial \psi} + I \frac{dI}{d\psi} = 0 \tag{4-10}$$

(4-10)は円筒座標系を用いており，p，I はψの任意関数として与えられる．ここで $I = rB_\theta$とした．また，(4-10)の解ψを用いると，磁場 B は次の様になる．

$$\begin{pmatrix} B_r \\ B_\theta \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial z} \\ \frac{1}{r} I(\psi) \\ \frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r} \end{pmatrix} \tag{4-11}$$

式(4-10)はグラッド・シャフラノフ（Grad-Shafranov）方程式と呼ばれ，プラズマ中で成立する式であり，$p = 0$ とすると真空領域でも成り立つ，FRC では $B_\theta = 0$ より，(4-10)の $I = 0$ と置き，圧力分布 $p(\psi)$ を適当に定め，適当な境界条件を決めて(4-10)を

解くことで平衡解を求めることが出来る．ここでは，$r=0$ での B_z を正として，$P(\psi)$ は

$$\frac{dp(\psi)}{d\psi}=\begin{cases} c\left\{\dfrac{a}{1+b\psi^2}+(1-\varepsilon\psi)\right\} & (\psi\geq 0) \\ c\left\{\dfrac{a}{1+b\psi^2}+\exp(\gamma\psi)\right\} & (\psi<0) \end{cases}$$

と仮定している．パラメータεおよびγでプロファイルが決まる．特に$\psi<0$の領域，すなわちセパラトリックス外部で使われるγは，周辺層の厚みに関するパラメータである．

本研究では，(4-10)を差分化し，境界条件としてセパラトリックスすなわち$\psi=0$となる面を与えることによって得られた数値平衡解を用いている[2]．中央断面（z = 0）における数値解の一例を Fig. 4-1 に示す．

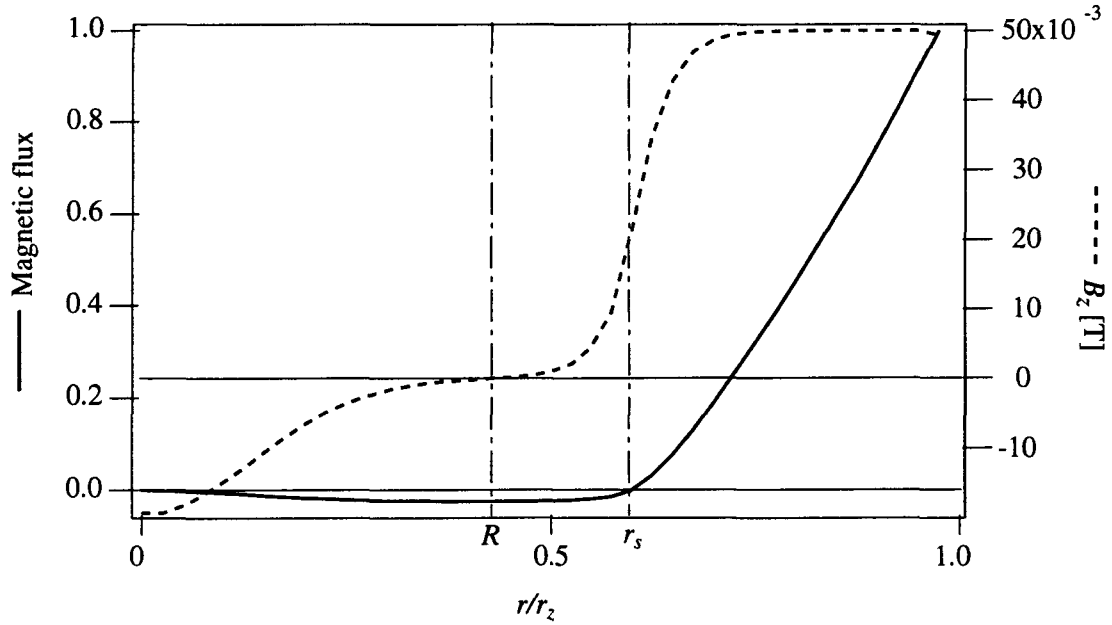

FIg. 4-1 中央断面（z = 0）における数値解の一例．磁束ψはセパラトリックス r_s，磁場強度 B_z は磁気軸 R でそれぞれ零になる．

4-3　粒子軌道方程式

FRC プラズマ中の粒子軌道の方程式を求め，それを解く必要がある．電磁場中での荷電粒子の運動は，次の式で示される．

$$m\frac{dv}{dt}=q(\mathbf{E}+\mathbf{v}\times\mathbf{B}) \tag{4-12}$$

ここで，m，q，$\mathbf{v}$ はそれぞれ粒子の質量，電荷，速度であり，$\mathbf{E}$ は電場，$\mathbf{B}$ は磁場である．また FRC の軸対称性より，$\mathbf{B}$ は円筒座標系で次のように表記できる．

$$\begin{pmatrix} B_r \\ B_z \\ B_\theta \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} -\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z} \\ 0 \\ \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r} \end{pmatrix} \tag{4-13}$$

ただし，ψは FRC プラズマの磁束関数である．この $\mathbf{B}$ を数値計算に適するように直交座標系に変換すると次式のようになる．

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} -\frac{x}{r^2}\frac{\partial\psi}{\partial z} \\ -\frac{y}{r^2}\frac{\partial\psi}{\partial z} \\ \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r} \end{pmatrix} \tag{4-14}$$

本研究では電場を考えないため，(4-6)の $\mathbf{E}=0$ として(4-8)を代入すると次のようになる．

$$\begin{pmatrix} \frac{dx}{dt} \\ \frac{dy}{dt} \\ \frac{dz}{dt} \\ \frac{dv_x}{dt} \\ \frac{dv_y}{dt} \\ \frac{dv_z}{dt} \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \\ \frac{q}{m}\left(\frac{v_y}{r^2}\frac{\partial\psi}{\partial r}+v_z\frac{x}{r^2}\frac{\partial\psi}{\partial z}\right) \\ -\frac{q}{m}\left(v_z\frac{x}{r^2}\frac{\partial\psi}{\partial z}+\frac{x}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) \\ -\frac{q}{m}\left(v_x\frac{y}{r^2}\frac{\partial\psi}{\partial z}-v_y\frac{x}{r^2}\frac{\partial\psi}{\partial z}\right) \end{pmatrix} \tag{4-15}$$

実際の計算では，簡単のため，規格化した方程式系を用いる．規格化パラメータを以下に示す．

$$
\begin{pmatrix} \tau \\ X \\ Y \\ Z \\ V_x \\ V_y \\ V_z \\ \Phi \\ R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dfrac{qB_w}{2\pi m} t \\ \dfrac{x}{r_w} \\ \dfrac{y}{r_w} \\ \dfrac{z}{r_w} \\ \dfrac{m}{qr_w B_w} v_x \\ \dfrac{m}{qr_w B_w} v_y \\ \dfrac{m}{qr_w B_w} v_z \\ \dfrac{\psi}{\psi_w} \\ \dfrac{r}{r_w} \end{pmatrix} \tag{4-16}
$$

r_w, B_w, ψ_wはそれぞれ，中心からの装置軸から壁までの径，壁での磁場，壁での磁束関数である．(4.14)を(4.13)に代入して無次元化した方程式は，

$$
\begin{pmatrix} \dfrac{dX}{d\tau} \\ \dfrac{dY}{d\tau} \\ \dfrac{dZ}{d\tau} \\ \dfrac{dV_x}{d\tau} \\ \dfrac{dV_y}{d\tau} \\ \dfrac{dV_z}{d\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\pi V_x \\ 2\pi V_y \\ 2\pi V_z \\ \pi\left(\dfrac{V_y}{k}\dfrac{\partial\Phi}{\partial R} + V_z \dfrac{Y}{r^2}\dfrac{\partial\Phi}{\partial z}\right) \\ -\pi\left(V_z \dfrac{X}{R^2}\dfrac{\partial\Phi}{\partial Z} + \dfrac{V_x}{r}\dfrac{\partial\Phi}{\partial r}\right) \\ -\pi\left(V_x \dfrac{Y}{R^2}\dfrac{\partial\Phi}{\partial Z} - \dfrac{X}{k^2}\dfrac{\partial\Phi}{\partial Z}\right) \end{pmatrix} \tag{4-17}
$$

となる．この式のΦに，前節で示した FRC プラズマの二次元数値平衡解を用いれば，配位中を運動する粒子の軌道を計算する事が出来る．

4-4　粒子軌道計算

式(4-17)は 6 元連立方程式であり，これに適当な初期値を与え，ルンゲクッタ法を用いて解くことにより粒子の軌道を求める．計算の際に，保存量である粒子の正準

角運動量

$$p_\theta = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}} = mr^2\dot{\theta} + \frac{q\Psi}{c} \tag{4-18}$$

および，ハミルトニアン $\mathcal{H}$

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m}\left(\dot{p}_r^2 + \dot{q}_r^2\right) + \frac{\left(p_\theta - qrA_\theta\right)^2}{2mr^2} \tag{4-19}$$

が保存することを確認し，その相対誤差を 10^{-6} 以内になるように監視した．ここで，$\mathcal{L}$ はラグランジアン，c：光速，q：電荷，m はビームイオンの質量である．また，磁束関数については，グリッド上に与えられたものを 3 次スプラインを用い補間する．また実際の計算の際には粒子軌道の変化量に対し計算ステップの刻み幅を適正化した（Adaptive step size control[3]）．

4-5　ビームイオンの軌道

代表的な粒子の軌道を Fig.4-2 に示す．

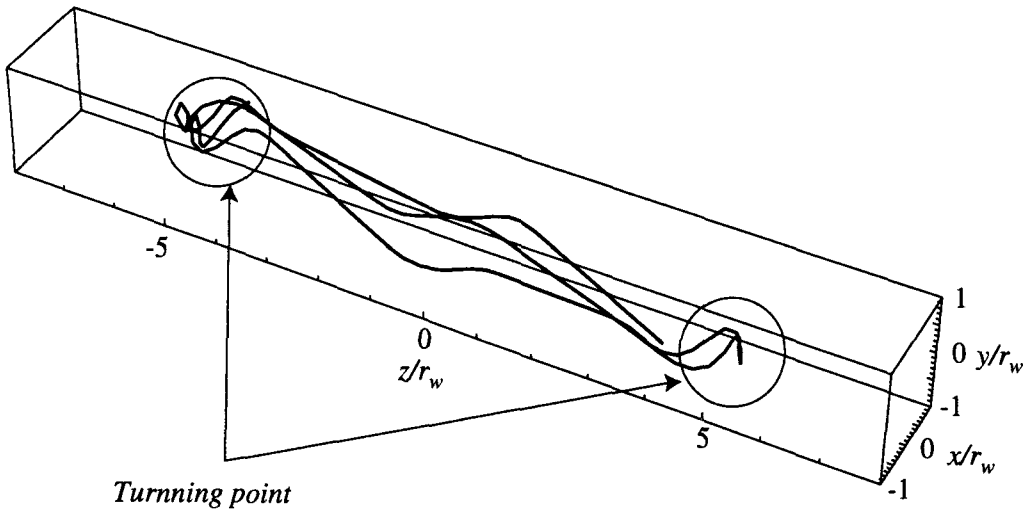

Fig.4-2　典型的なビーム粒子の軌道の一例．各座標は容器の内径 r_w で規格化されている．X-point は $z/r_w \sim \pm 5$ に位置する．計算は，ミラー比 R_M = 4.0，ビームエネルギー E_b = 10 keV として行った．FRC 両端の磁気ミラーにより反射され，配位中を反復運動する様子がわかる．

FRC 中に入射された高速ビームイオンは，大きくラーモア運動しながら，閉じ込め部両端に取り付けられた磁気ミラー間で反復運動することがわかる．この結果を，ポロイダル磁気面の数値平衡解と重ねた結果を Fig.4-3 に示す．

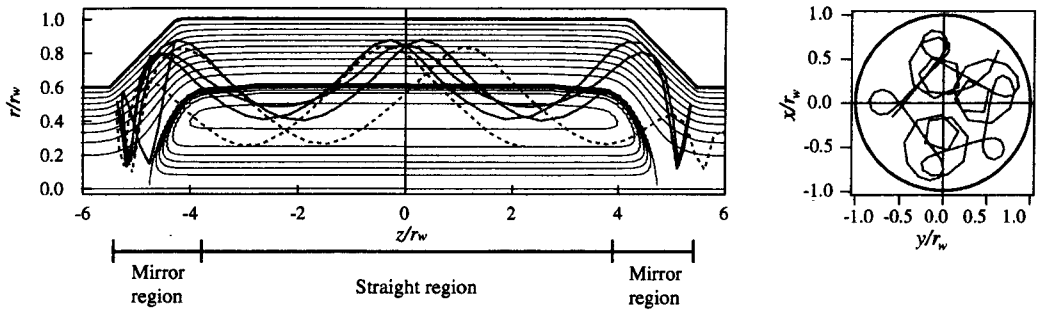

Fig. 4-3 ポロイダル断面内における典型的なビームイオンの軌道．計算条件は Fig. 4-1 と同じく，ミラー比 R_M = 4.0，ビームエネルギーE_b = 10 keV である．ビームイオンの軌道は，セパラトリックスの内外に亘る周回運動をしながら，閉じ込め部両端のミラー磁場間で反復運動する．

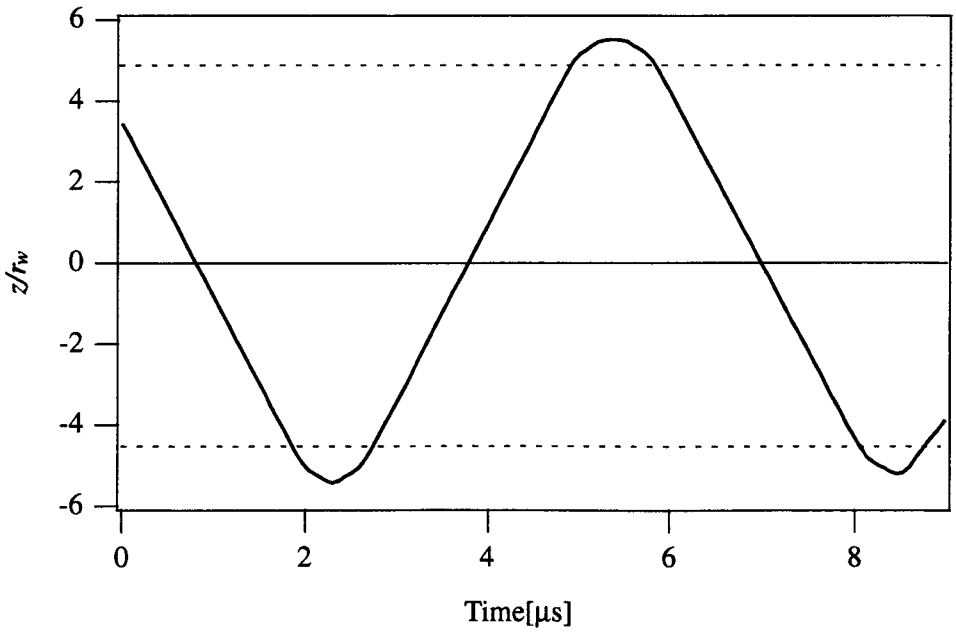

Fig. 4-4 z 軸方向におけるビーム粒子の振る舞い．破線は，閉じ込め部の直線部分とミラー部との境界を示す．反射点付近に比較的長時間滞在することがわかる．

入射されたビームイオンはミラー間で反復運動するが，その間，軌道はセパラトリックスの内外に亘る．また，*X*-point とミラー部の間に比較的長時間滞在し，ここに高密度の領域をつくることがわかる，典型的なビームイオンの軸方向の振る舞いを Fig. 4-4 に示すが，ここからもわかるように，ビームイオンはミラー間で反復運動を繰り返し，その間にプラズマ粒子との衝突によってそのエネルギーが緩和していくものと考えられる．

4-6　ビーム粒子の再電離

次に，得られた粒子軌道について定量的な評価を与えるため，4-2節で求めた平衡解を用いて，入射されたビームの電離に関する計算を行った．10 keV の NB 入射では，中性粒子は荷電交換反応によってイオン化する[4]．この荷電交換反応の反応断面積を σ とし，視線方向の密度分布を $n(x)$，視線上の位置 x でのビーム粒子数を $I(x)$ とすると，$(x,\ x+dx)$間の電離量 $dI(x)$と位置 $x+dx$ でのビームの密度 $I(x+dx)$は，

$$dI = -I(x)\, n\sigma\, dx \tag{4-20}$$

$$I(x+dx) = I(x) + dI(x) \tag{4-21}$$

と表すことができる．荷電交換反応の反応断面積は，10 keV のビームの場合で 7.0

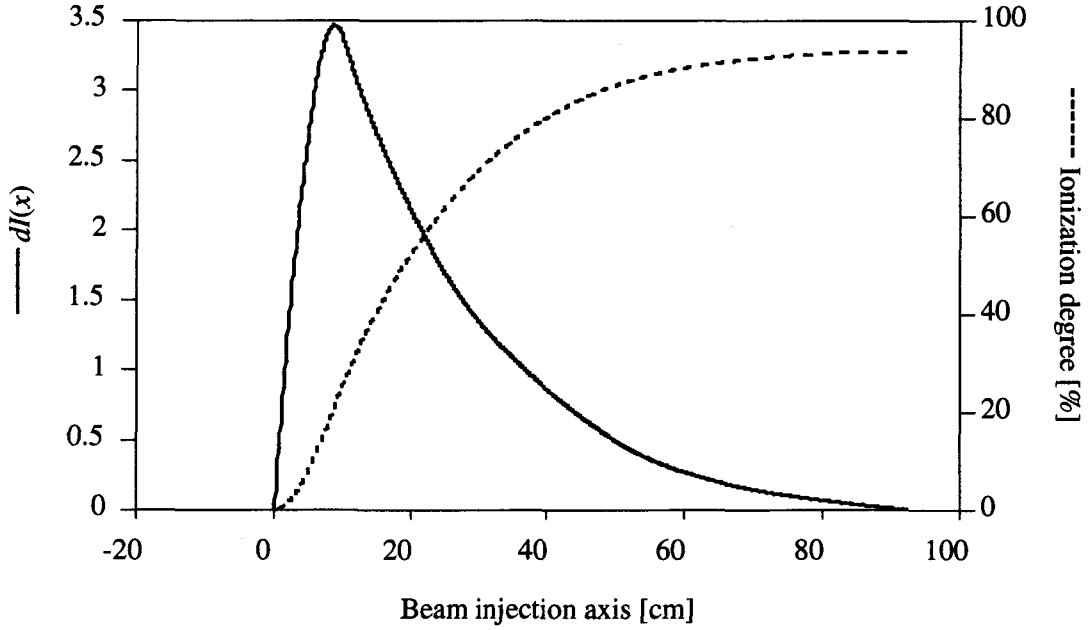

Fig. 4-5　ビーム入射軸上における荷電交換反応による中性ビーム粒子の電離の様子．実線は各点における電離量，破線がその積分値である．

$\times 10^{18}$ cm^{2}である[4].

Fig.4-5 に，ビームの入射軸上における電離計算の結果を示す．実線が各点における電離量 $dI(x)$，破線はイオンビームの密度 $I(x)$である．視線上の位置 x の原点は，セパラトリックスとビームの入射軸が交叉する点にとった．また，計算は $I(0)=100$ として行った．ビームの軸上を進むビームはプラズマ中を約 210 cm 通過するが，セパラトリックスから 40～50 cm の点までに約 80%が電離し，最終的にプラズマを抜けた点では 90%以上が電離する．各点の電離量はプラズマに入ってから約 10 cm 程度で最大となる．また，他の視線についても同様で，セパラトリックスから数十 cm で大部分の粒子が再電離する．多くの視線について計算した結果から総電離量を求めると約 88%の中性粒子がセパラトリックス内部で電離して高速イオンになることが分かった．

4-7　ビームイオンの捕捉効率

4-2 節で述べた軌道計算の初期パラメータとして，前節で示した電離計算の結果を重みとして与えることで，ビーム粒子の保持率を見積もった．方法は次の通りである．

入射されるビームは，プロジェクターコーン状に FRC に入射される．この時，このコーンを多数のビーム束の集まりであると仮定し，各ビーム束について軌道計算を行う．プラズマ中に入射された中性粒子は，入射軸に沿って Fig 4-5 に示した様に電離していく．また，ファラデーカップによる測定結果（Fig. 3-10）から，ビーム電流密度の分布は，ガウシアン分布であることがわかっている．これらの結果から，セパラトリックス内部で電離するビーム粒子の総数に対して，代表点として選んだ初期位置で電離するビーム粒子の割り合いが得られる．つまり，得られた軌道計算の結果に対し，この重みを評価することで，実際にコーン状に入射されるビーム粒子がどの程度配位中に保持されるかを計算することができる．Fig.4-6 を用いてこの手順を解説する．

一点鎖線が，ビームの入射軸を示している．各マークを初期位置とするビームイオンが配位中に保持されるか否かは，4-3 節において述べた軌道計算により得られる．○で示したものが，この位置を初期位置とした場合に保持される場合，×が計算領域中から粒子が失われる場合である．ここでビームイオンが $-6 \le z/r_w \le 6$ の範囲より外側の領域に出た場合に，或いは容器壁にイオンが衝突した場合に，粒子が失われたと評価した．この結果に，前述の電離計算の結果とビーム電流分布による重みを積算することで，ビーム粒子の保持率を見積もった．結果を Fig.4-7 に示す．

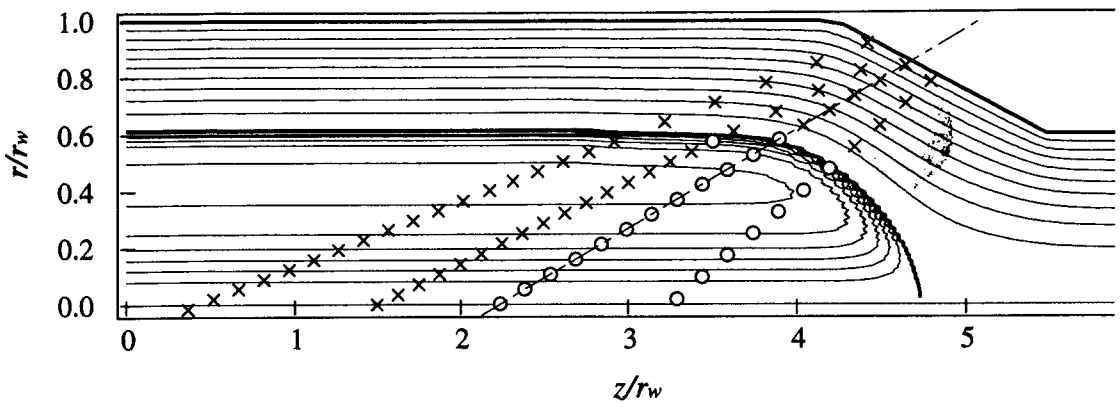

Fig. 4-6　計算の手順を示す模式図．破線がビームの入射軸を示す．各マーカーは，軌道計算の際の初期位置の代表点であり，○は，その点を初期値として計算した場合に粒子が閉じ込め容器内に捕捉されたこと，×は計算領域中から逃走したことを示している．

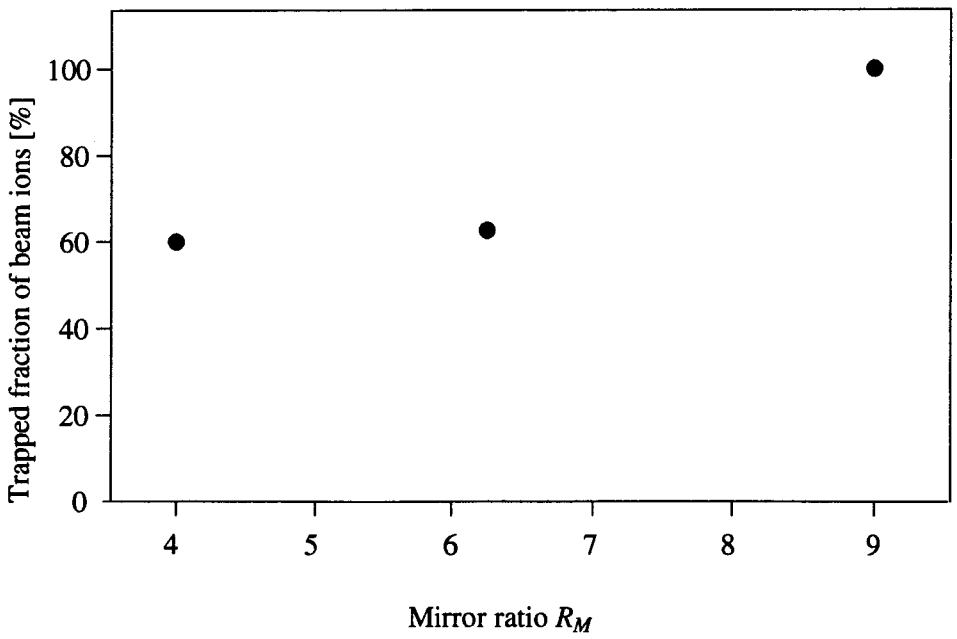

Fig. 4-7　ビーム粒子の捕捉効率．単純ミラーでは粒子が捕捉されないミラー比R_M ~ 4, 6 の条件下でも，60 %を超える粒子がミラー配位下に保持されることがわかる．

ミラー比 R_M ~ 4 あるいは 6 の場合はおよそ 60 %のビーム粒子が閉じ込め容器中に捕捉された．本研究における NB の入射配位では，単純ミラーの場合，ミラー比が約 9 でビームイオンは反射される．R_M ~ 4，および 6 という比較的低いミラー条件下

でも，およそ 60 %のビームイオンが捕捉された理由は，閉じ込め磁場が弱いというFRC プラズマの特性のため，入射された中性粒子がセパラトリックス内部で電離された場合，その粒子に対して実効的に働くミラー比が，外部磁場のミラー比よりも大きくなっていることが考えられる．また，単純ミラーの場合でも粒子が捕捉されるミラー比 9 の条件下では，ほぼ 100%近いビームイオンが磁気ミラー間に捕捉されることがわかる．

4-8　まとめ

本研究により，FRC 配位中に入射された高速ビームイオンの振る舞いを把握することができた．FRC プラズマ中に入射され，荷電交換反応により電離したビームイオンは装置軸の周囲を大きな円軌道を描きながら，閉じ込め容器両端に形成された磁気ミラーによって反射され，ミラー間を反復運動する．また，このミラーにおける反射の際に，反射点の付近に比較的長く存在し，高速ビームイオンの高密度領域を形成する．

電離計算との組み合わせにより，ビームイオンの捕捉率を推定した．この結果，単純ミラー配位でも粒子が捕捉される $R_M \sim 9$ では，100%近いビームイオンがミラー磁場間に捕捉されることがわかった．さらに，$R_M \sim 4$，6 といった比較的低いミラー条件においても半数以上のビームイオンが捕捉されることが分かった．これは，FIX-FRC プラズマが強いミラー配位と高ベータ FRC の複合配位であるためであると考えられる．FRC プラズマは高ベータ，すなわち配位内部の磁場が小さい．これは，磁場配位中に高速イオンを保持しようとする場合，イオンの描く軌道半径が大きくなり，粒子の軌道損失の要因となる．しかし本研究では対象とする FRC プラズマは強いミラー配位下に置かれており，また，入射され電離した高速ビームイオンの軌道は配位の内外に亘る．したがって FRC 内部で高速中性粒子が電離した場合には，初期位置での磁場強度が非常に小さくなるため，粒子の軌道に沿って見た場合，実効的に非常に大きなミラー比の下でイオンが運動することになる．

参考文献

[1] J. P. Freidberg, *Ideal Magnetohydrodynamics* (Plenum, New York, 1987).

[2] Y. Suzuki, S Okada and S.Goto, Phys. Plasmas **7**, 4062 (2000).

[3] W. T. Vetterling, S. A. Teukolsky, W. H. Press, B. P. Flannery, *NUMERICAL RECIPES Example Book [C]* (Cambridge University Press, 1992).

[4] Y. Kaneko, T. Arikawa, Y. Itikawa, T. Iwai, T. Kato, M. Matsuzawa, Y. Nakai, K. Okuno, H. Ryufuku, H. Tawara, and T. Watanabe, Cross sections for chrge transfer collisions involving hydrogen atoms, IPPJ-AM-**15**, (1980).

第5章　NB入射による閉じ込め特性の改善

5-1　はじめに

この章で述べる実験について概説する．前章までに示した実験装置を用いて，実際にFRCプラズマへのNB入射実験を行った．FRC研究においては，NB入射による様々な効果が期待されていることを既に述べたが，ここでは，FIX-FRCに対してNBを入射した際に観測された閉じ込め特性の改善と，それに伴う配位持続時間の伸長に関して，その実験結果を示し考察していくことにする．

本実験では，入射されるビームのエネルギーE_bは14 keVで固定し，入射する電流量は平均しておよそ23 Aとした．この時，入射されるNBのパワーは約320 kWとなる．また，電流量依存性について評価した5-3節の実験では，アークプラズマのコンディションを調整することで，10 ～ 24 Aの間でビームの電流量を変化させた．

第5-2節では，本研究において行った実験の概要と，結果として得られた配位持続時間の伸長について述べる．本実験では，配位持続時間の伸長とともに，セパラトリックス半径の比較的大きなFRCプラズマを，高い閉じ込め効率の下で保持することが可能になった．この節ではこれらの結果についても，その物理的意味を考察する．また，本実験の際に得られた配位持続時間の伸長は，閉じ込め部のミラー条件に強く依存することがわかっている．これを5-3節において述べる．次に，本実験において得られた現象に関して，ビーム入力とFRCプラズマの相互作用を定量的に評価するため，配位持続時間の入射ビーム電流量に関する依存性を観測した．この結果を5-4節に述べる．第5-5節では，NB入射時にプラズマの総粒子数の減衰速度が大きく低減しているという実験結果を示し，入射したNBによって供給される粒子数では，この変化を補うには不十分であることを示す．また，FRCプラズマのエネルギー損失について，ファラデーカップを用いた損失流計測を行った．この結果についても5-5節で触れる．

5-2　NB 入射による配位持続時間の伸長

320 kW（14 keV，23 A）の NB 入射によって，FRC プラズマの配位持続時間が伸長するという実験結果が得られた．磁気プローブによって観測された X_s（$= r_s / r_w$）の時間変化を Fig. 5-1 に示す．この時，閉じ込め部のミラー条件は $R_M \sim 8$ であり，得られた結果は，それぞれ約 10 ショットのプラズマについて平均値を取ったものである．この際，プラズマ生成環境の時間変化がデータに影響することを防ぐため，NB 入射の有無について，交互にこの実験を行った．また，時間軸の原点は，予備加熱（PH）用のコンデンサーの放電時に取っている．今後特に断りのない限り，時間原点はこの時点にとる．

セパラトリックス半径は，NB 入射の有無に関わらず，およそ 80 μs までの移送過程ではほぼ変化しない．NB 入射の効果は，移送後の約 80 μs を過ぎてから観測され

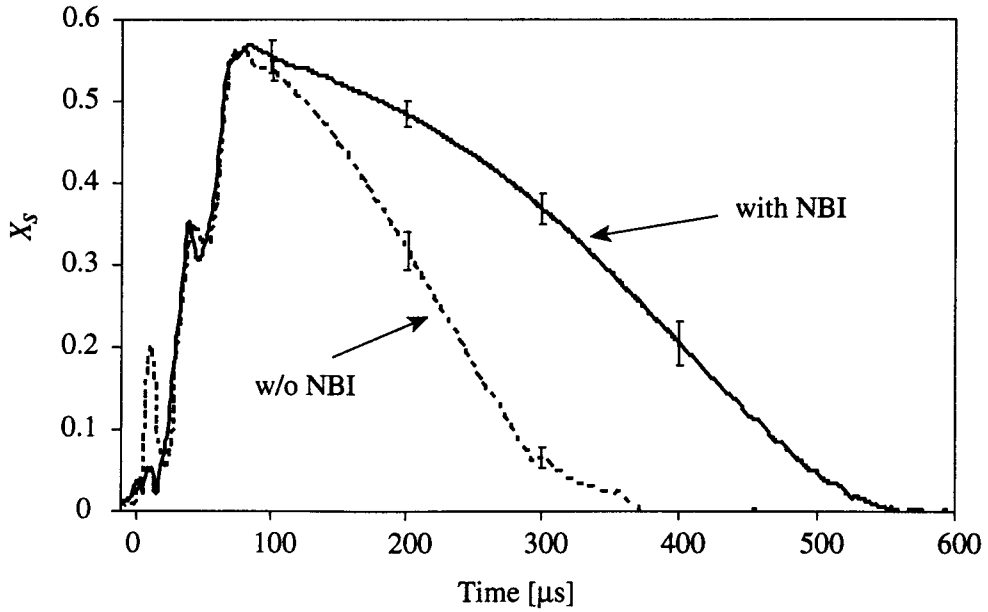

Fig. 5-1　閉じ込め部中横断面におけるセパラトリックス半径 X_s（$= r_s / r_w$）の時間変化．ミラー比 $R_M \sim 8$，入射した NB の強度 P_b は 320 kW（14 keV，23 A）である．このとき P_b は加速（引き出し）電圧，および電流量 I_b によって与えられる．また時間原点は予備加熱（PH）のコンデンサーバンク放電時にとっている．データは，約 10 ショットのプラズマについて平均値をとったものであり，エラーバーは標準偏差である．

る．NB 入射を行わない場合，PH 後およそ 300 μs で X_s は零まで減衰するが，NB 入射を行った場合には，約 550 μs と 180%程度セパラトリックス半径の減衰時間が伸長していることがわかる．また，FRC の閉じた磁場構造を形成する磁束の量は捕捉磁束（Trapped flux）Φ_p と呼ばれる．FRC プラズマは非常にベータ値が高いため，プラズマを閉じ込めるポロイダル磁場の減衰の速さは，閉じ込め性能を左右する重要なパラメータのひとつである．Φ_p はセパラトリックス半径 r_s と外部磁場 B_{ex} を用いて，

$$\Phi_p = 0.97 r_s^2 B_{ex} \tag{5-1}$$

と書ける．通常の FIX-FRC プラズマでは，X_s は 0.5 以下であり，大きな X_s を持つ FRC を生成すると，通常よりも大きな減衰率を示すことがわかっている．したがって，Fig. 5-1 の結果は，NB 入射により，高い捕捉磁束を持つ FRC の高性能の閉じ込めが実現したことを示しているとも言える．

さらにこの結果について，定量的な評価を加えていく．平衡が成り立っている FRC プラズマでは，第 2 章にも述べたように，セパラトリックス半径，体積，およびプ

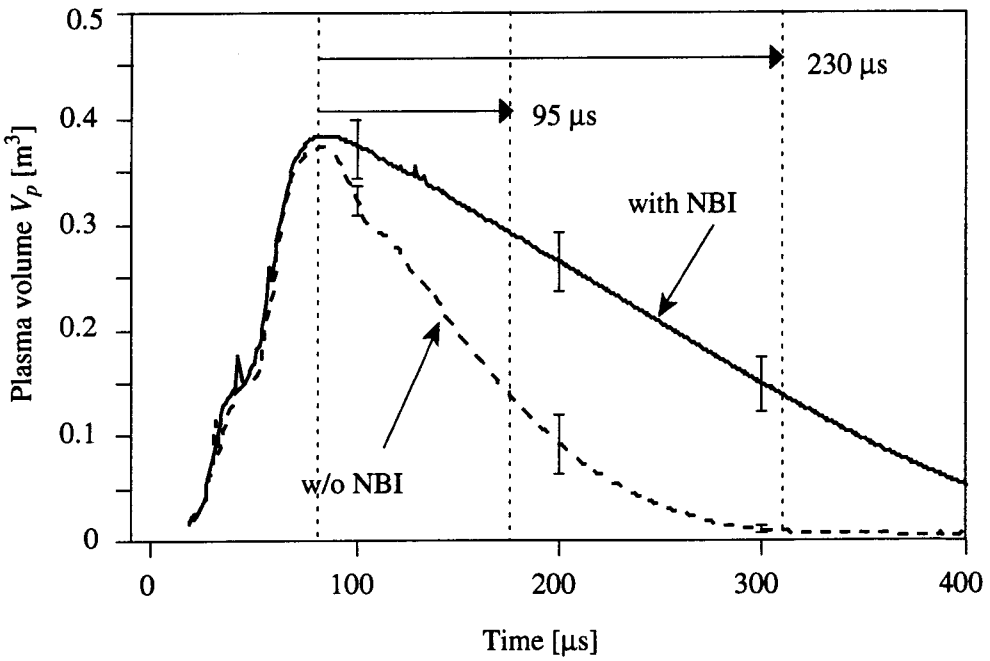

Fig. 5-2 プラズマ体積 V_p の時間変化．実線は NB 入射ありの場合，破線は NB 入射を行わない通常の運転時の結果を示している．特徴的な減衰時間 τ_V は NB 入射によって 95 μs から 230 μs へと伸長する．エネルギーとして評価した場合，t = 200 μs でその差は 87 J となる．

ラズマエネルギーの間に次式の関係が成り立つ．

$$E_p = \frac{5}{2} N\kappa T_{tot} = \frac{5}{2} < \beta > \frac{B_w^2}{2\mu_0} V_p \qquad (5\text{-}2)$$

したがって，プラズマの寿命に対して$<\beta>$，およびB_wの変化が十分に遅い場合，プラズマの体積V_pは，保持されるエネルギーを示す指標になる．第2章に示した通り，V_pはセパラトリックス半径の軸方向分布を z 軸の周りに積分することで得られる．この時のプラズマ体積の変化は Fig. 5-2 の様になる．

移送直後，各条件下のプラズマは，$V_p \sim 0.4\ \mathrm{m}^3$程度のほぼ等しい値を示しているが，その減衰率は大きく異なる．配位持続時間の目安として，このプラズマ体積の 1 / e に減衰するまでの時間（e-foldong time: τ_V）を用いることにする．NB 入射を行わなかった場合，配位持続時間τ_V は 95 μs 程度であるのに対し，NB 入射を行った場合にはτ_V ~ 230 μs と 240 %伸長していることがわかる．また式(5-2)の関係から，この時 FRC プラズマの総エネルギーの減衰速度は，5.5 MW から 2.3 MW へ減少したことがわかる．NB 入射によって FRC プラズマ中へ導入されたパワーは 320 kW，およそ 0.3 MW であり，全パワーがプラズマ中へ導入されたとしても改善された損失量の変化を補うには足りない．従って，この実験の際に高速ビームイオンによる何らかの閉じ込め特性の改善がおこったことが示唆される．次節以降では，NB 入射による閉じ込め特性改善の物理機構について検証する．

5-3　ミラー比依存性

前節では，$R_M \sim 8$ という比較的ミラー比の高い条件下において，配位持続時間が 2 倍程度伸長するという結果について触れたが，通常，FIX-FRC ではミラー比 $R_M \sim 3$ 程度の条件下において，最も良い閉じ込め効率を持つ FRC プラズマが生成されている．そこで，本 NB 入射実験の結果のミラー条件への依存性を評価するため，同様の実験を異なるミラー条件に対しても行った．実験は，いくつかのミラー条件に対して行われたが，一例として，ミラー比が 5 の場合の体積の時間変化を Fig. 5-3 に示す．

実線と破線で示したものが，それぞれ NB 入射時，非入射時のプラズマ体積 V_p の時間変化である．移送直後の体積は，両者ともおよそ 0.3 m^3 で $R_M \sim 8$ の場合と比較して 2 割程度小さい．PH 後 200 ~ 300 μs で，わずかに NB 入射を行ったプラズマの体積が大きくなったように見えるが，測定誤差以上の変化は確認できない．前節の場合と同様に，プラズマ体積の時間変化の e-folding time を配位持続時間τ_Vとすると，157 μs から 190 μs へわずかに 33 μs 変化したにとどまっている．この時，プラズマ

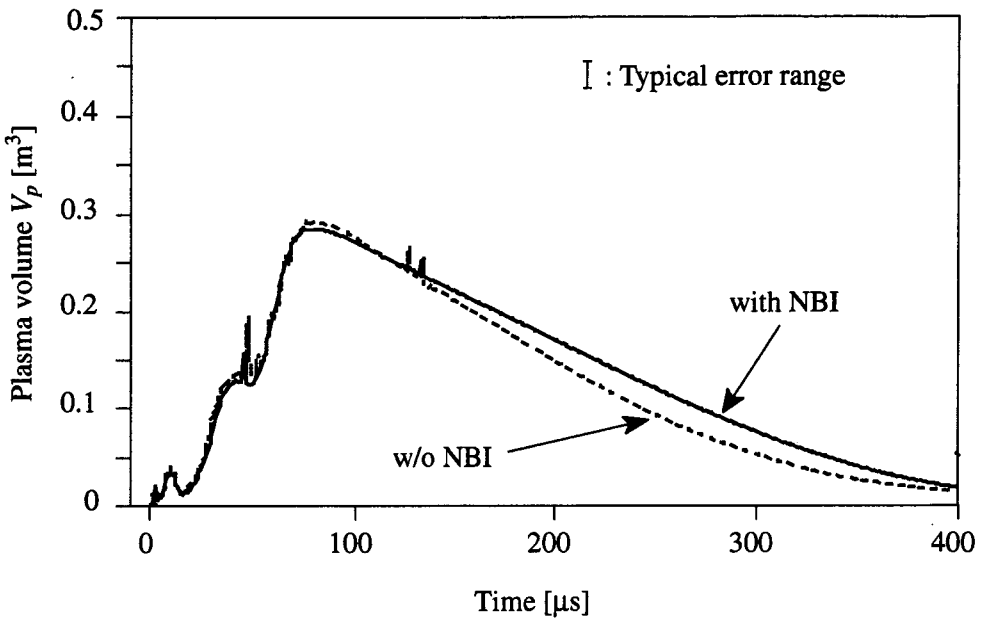

Fig. 5-3 ミラー比 R_M ~ 5 の条件下におけるプラズマ体積 V_p の時間変化．実線が NB 入射時，破線が非入射時．平衡フェイズの後半でわずかに差が見られる程度である．

に保持されるエネルギー E_p の変化は，t = 200 μs でおよそ 12 J であり，R_M ~ 8 の場合の同時刻での値 87 J のおよそ 14 %である．

さらに同様の観測を，いくつかの異なるミラー条件下の FRC プラズマに対して行った．結果を Fig. 5-4 に示す．ミラー比 R_M が 5 から 7 の範囲では，配位持続時間の伸長率は緩やかにミラー比に依存した上昇を示すが，7 から 8 の間で，非常に大きな増大を示す．この実験結果は，NB 入射のよる配位持続時間の伸長という結果が，ミラー比に対して非常に強い依存性を持つことを示している．

この理由としていくつかの可能性が考えられる．一つは 4 - 7 節に述べた通り，ミラー配位間に捕捉される粒子の量が，ミラー比に強く依存していることがあげられる．また，別の可能性として，FIX-FRC プラズマでは，移送過程において特殊な物理機構が存在することが分かっているが，この機構のミラー比依存性については，未だ研究が不十分であり，高いミラー条件下において異常な損失が起こる可能性が考えられる．実際の実験結果においても，高ミラー条件において，生成後 FRC プラズマが急激に減衰する現象が観測されている．NB 入射によってプラズマ中に導入さ

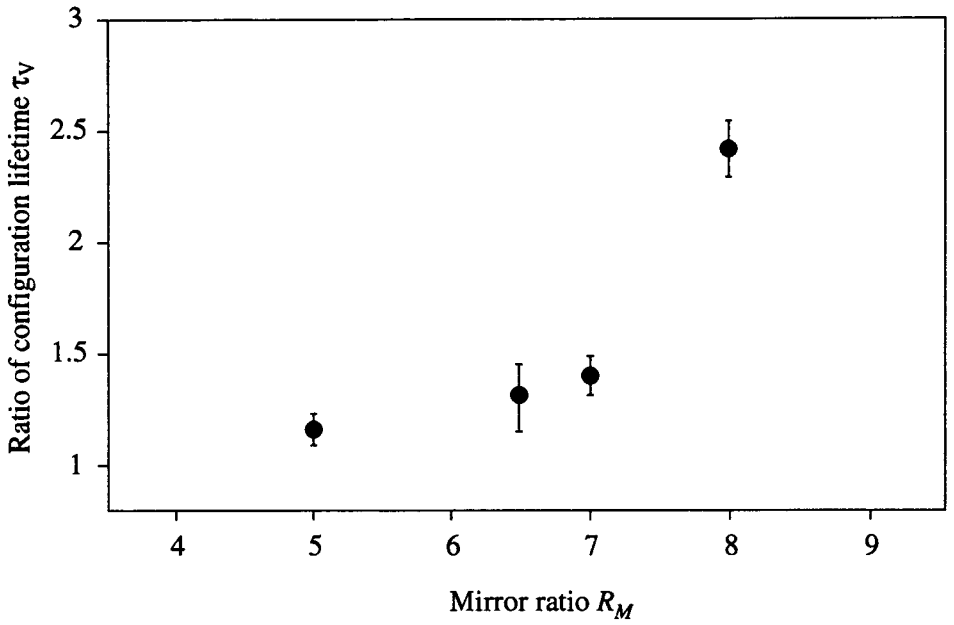

Fig. 5-4　配位持続時間のミラー比依存性．横軸はミラー比，縦軸は各ミラー条件下での NB 入射の有無による配位持続時間の伸長率である．$R_M \sim 5$ の場合で約 1.2 倍（120%），$R_M \sim 8$ の場合には Fig. 5-2 にも示したようにおよそ 2.4 倍の伸長率を示した．

れた高速ビームイオンが，高いミラー条件下における異常な損失を抑制した可能性についても，現段階では否定はできない．この点については，第 7 章でもう一度検討する．

5-4　電流量依存性

第 5-2 節において，NB 入射により FRC プラズマの配位持続時間が伸長したことを示した．ここではその結果を受け，配位持続時間の入射された NB の電流量に対する依存性を実験的に検証する．入射する NB のエネルギーE_b は，前節における実験と同様 14 keV に固定し，アークプラズマの生成条件を変化させることで，イオン源より引き出されるビームの電流量を調節した．また本実験では，ミラー条件は，NB 入射による効果が最もはっきりと現れる $R_M \sim 8$ に固定してある．

Fig. 5-5 は，FRC プラズマの配位持続時間のビーム電流量 I_b 依存性を示すグラフである．これまでと同様に，実験結果は各データ点についておよそ 10 ショットのプラ

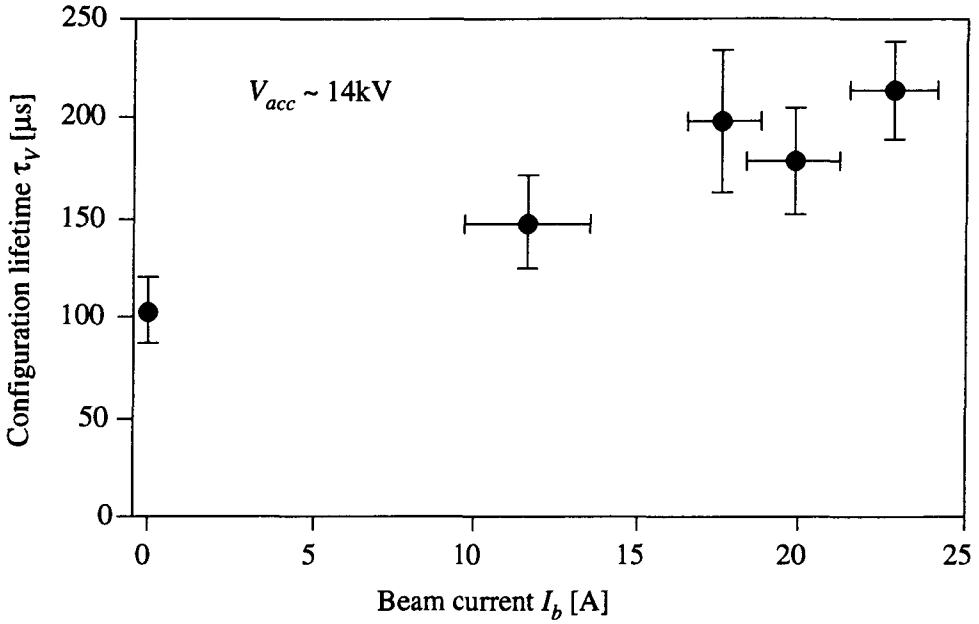

Fig. 5-5 配位持続時間の電流量依存性．結果はそれぞれ 10 ショット程度のプラズマについて平均値を取ったものである．また，ミラー比 R_M は 8 に固定されている．エラーバーはショット間の誤差の標準偏差を示す．

ズマの平均値である．NB 入射を行わない場合（I_b = 0），配位持続時間はτ_V ~ 100 μs 程度であるが，入射するビーム電流量を増加させるとともに配位持続時間が伸長していくのがわかる．ミラー条件は一定であるため，この結果から，観測された閉じ込め特性の改善は，FRC プラズマ中に入射された高速ビームイオンの数に依存していることがわかる．

5-5　粒子閉じ込め時間の伸長

前節において，NB 入射によって配位持続時間が伸長し，またその結果が入射される NB の電流量に依存していることを示した．ここでは，プラズマ中に保持される粒子数の変化を見積もることで，より定量的な評価を実験結果に与え，次章以降の考察への導入とする．

5-5-1　総粒子数の変化

第 2 章において解説したように，FIX 装置閉じ込め部では，常設モニターとして CO_2

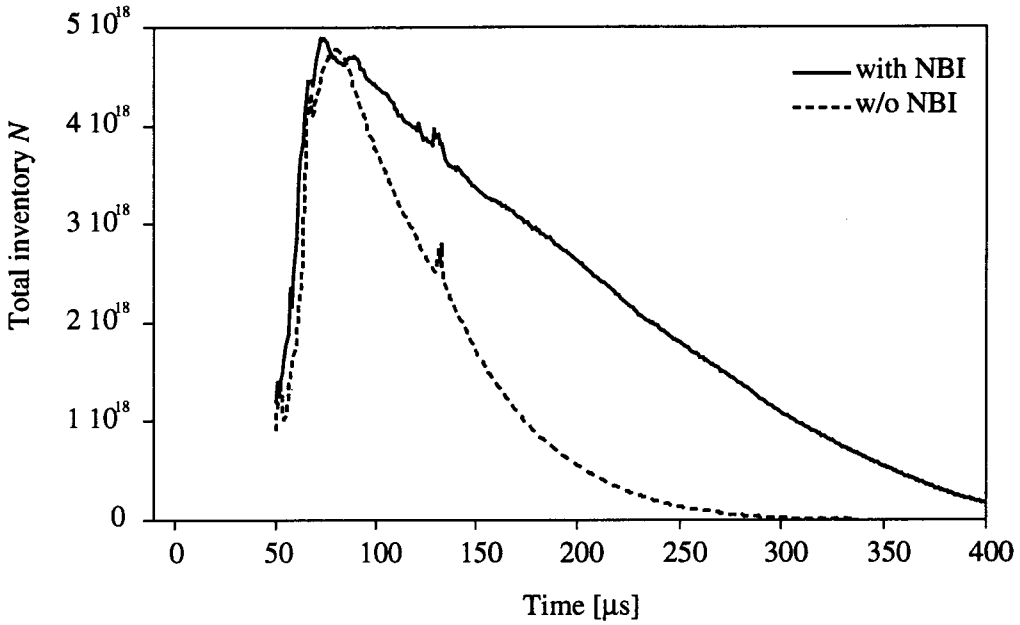

Fig. 5-6　プラズマの総粒子数 N の時間変化．体積の変化と同様に，約 80 μs まではほぼ同じ値を示し，その後異なった速度で減衰する．この時，粒子閉じ込め時間τ_Nは 100 μs から 200 μs へ伸長する．

レーザー干渉計による線積分電子密度の観測を行っている．プラズマの平均電子密度$\bar{n}_e$は，周辺部の密度を無視すれば，この線積分電子密度をセパラトリックス半径 r_s の 2 倍で割ることによって求められる．過去に報告された FRC プラズマのエネルギーバランスに関する研究から，FRC プラズマの損失チャンネルは，その大部分がイオンの対流損失に因るものであることが示されている [2]．したがって，粒子閉じ込め効率は，FRC の閉じ込め効率を評価する上で非常に重要な指標となる．プラズマ中に保持される総粒子数 N は，平均電子密度$\bar{n}_e$とプラズマ体積 V_p の積により算出することができる．この時，プラズマの電荷中性の条件より $n_e = n_i$ が成り立つものとする．Fig. 5-6 に粒子数 N の時間変化を示す．

この結果が示すように，移送後の FRC プラズマに保持されている総粒子数は，ビームの有無に関わらずおよそ 5×10^{18} 程度であり，半径や体積の時間変化と同様に，準平衡状態における減衰率が異なる．また粒子閉じ込め時間τ_Nは，NB 入射によっておよそ 100 μs から 250 μs へ 250 %程度伸長したことが示される．

5-5-2　端損失流計測

この粒子閉じ込め性能の大幅な改善が，イオンの対流損失の変化であることを裏付けるため，閉じ込め部端部においてファラデーカップを用いて損失イオン流量を直接観測した．これまでの研究結果から，端損失流の径方向分布はガウス分布であり，その拡がりは，ミラー磁場の強さに依存することが分かっている．また，分布の中心位置は，プラズマ本体のシフト（装置軸からのずれ）の影響を受けるものの，その移動距離は軸から 1 - 2 cm であり，装置軸上での強度にはほとんど影響しない[3]．したがってファラデーカップを，Fig. 2-5 に示すように下流ミラー内部の装置軸上に設置し，計測を行った．

使用したファラデーカップは，電界反射型ファラデーカップであり，その仕様は Fig. 5-7 に示す通りである．電子反射グリッド（Electron repeller）によってプラズマから流入する 1 次電子を反射し，同時にイオンの衝突による 2 次電子放出を抑える

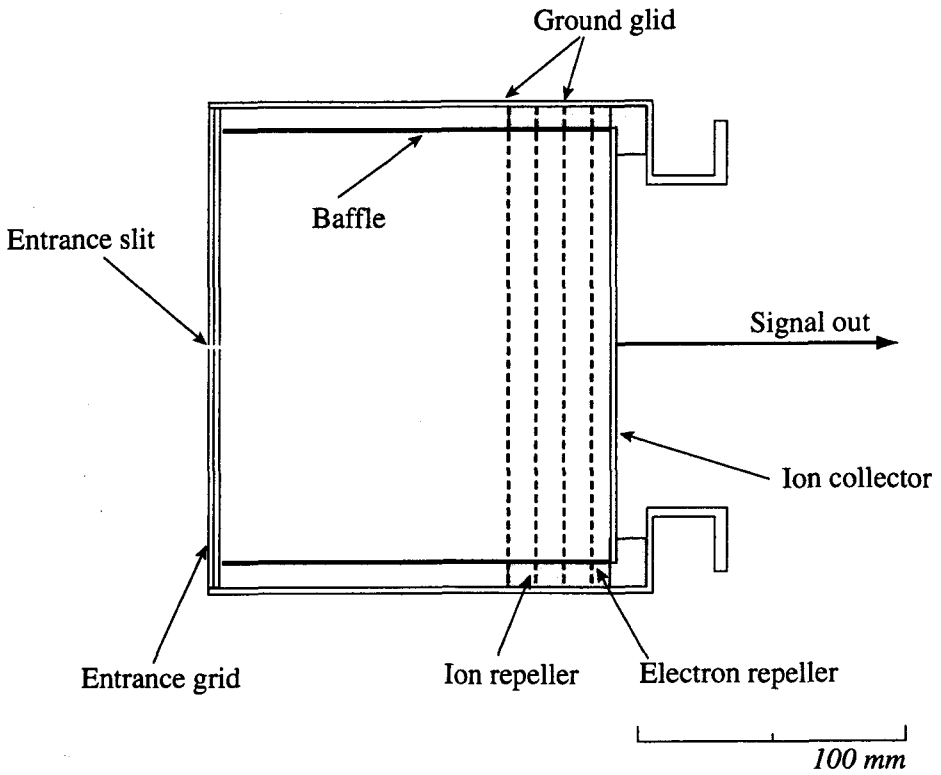

Fig. 5-7　ファラデーカップの仕様．入射グリッドを含む 5 枚のグリッドを持つ，電界反射型ファラデーカップである．本実験では，イオンの総電流量を観測するため，イオン・リペラも接地して用いた．

ことにより，コレクタに流入するイオンが作る損失流を直接観測する．イオン反射グリッド（Ion repeller）にかける電圧を掃引することで，イオンのエネルギー分析が可能であるが，ここではこれを接地することで，損失流の総量を測定した．コレクタで検出される電流 I_c は，グリッドの透過率を無視した場合，

$$I_c = qS\int vf(\mathbf{v})d\mathbf{v} \tag{5-3}$$

となる．ここで，S は入射孔の開口面積であり，v はイオンの速度，$f(\mathbf{v})$はイオンの速度分布関数を示す．

観測した端部における損失イオン流量の時間変化をFig. 5-8に示す．単位はArbitrary Unitである．端部からのイオンの損失電流量は，NB入射の有無により変化していることがわかる．特にNB入射を行った場合，プラズマを閉じ込め部に移送した後の，t = 80 ~ 160 μs の間で，損失流量の明らかな減少が見られる．また，それぞれの信号を時間積分すると，ほぼ同じ値を示すことから，先に示したFRCプラズマの総粒子数の変化量は，端部へと流出する対流損失によるイオンの損失量が変化したものであると考えられる．この結果は，配位持続時間の変化として観測されたFRCプラズ

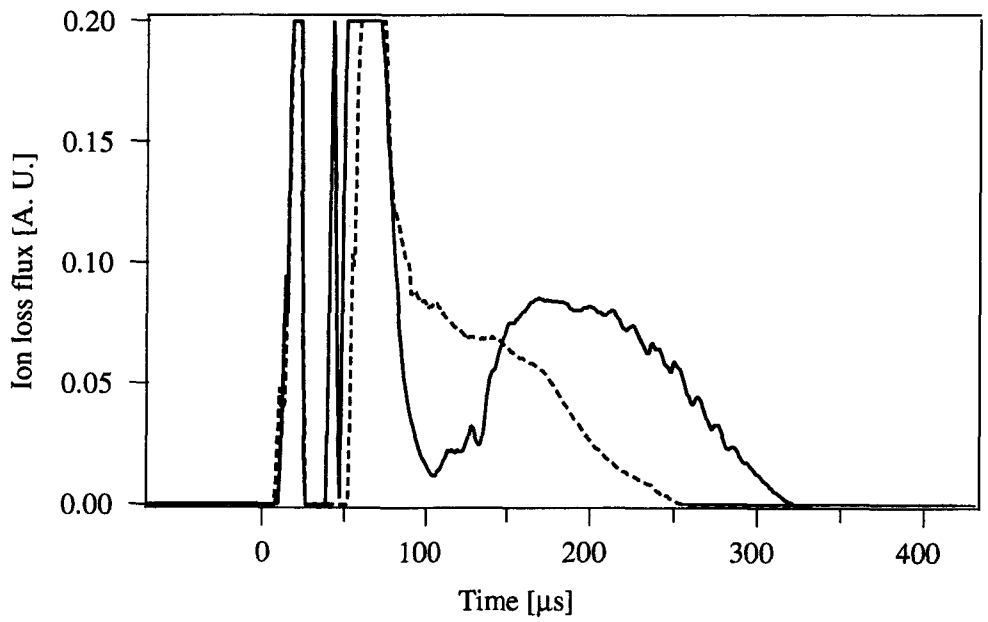

Fig. 5-8 端損失流量の時間変化．実線がNB入射を行った場合，破線が通常のFRCプラズマ．NB入射を行った場合，移送後の80 ~ 160 μs の間で損失流量の減少が確認できる．

マのエネルギー閉じ込め特性の改善が，粒子閉じ込め性能の改善の結果であることを示唆するものである．

5-6　まとめ

FIX-FRC プラズマを対象として，NB 入射実験を遂行した．320 kW の NB 入射を行ったところ，2 倍程度の配位持続時間の伸長が確認された．また，プラズマの体積の変化から，この時，プラズマの総エネルギーの損失速度は，5.5 MW から 2.3 MW へと減少したことがわかる．さらに，レーザー干渉計による密度計測の結果から，この損失量の変化の大部分は，イオンの対流損失が抑制されたことによるものである可能性が示唆された．これは，閉じ込め部端部からの損失粒子の流量の観測結果からも裏付けられた．

また，損失量の変化 2.2 MW は，入射した NB のパワーである約 0.3 MW と比較して非常に大きい．このことから，本研究で行われた NB 入射は単なるエネルギーの注入ではなく，FRC プラズマの閉じ込め特性を改善する何らかの機構を持つものであると予想される．この点について，続く第 6 章および第 7 章でさらに詳細に考察を進める．

参考文献

[1] W. T. Armstrong, R. K. Linford, J. Lipson, D. A. Platts, and E. G. Sherwood, *Phys. Fluids* **24**, 2068 (1981).

[2] D. J. Rej and M. Tuszewski, Phys. Fluids **27**, 1514 (1984).

[3] 尾崎充律，修士論文，（大阪大学大学院工学研究科，1997）．

第6章　電子加熱効果の検証

6-1　はじめに

前章で述べた実験において，NB 入射によって FRC プラズマの粒子損失量が低減され，これに伴い配位持続時間が伸長するという結果が示された．また，この閉じ込め特性改善は，大部分がイオンの対流損失の改善によるものであると考えられる．以下の章では，この物理機構に関する考察を行っていく．

Fig. 5-2 に示したように，FRC プラズマの配位持続時間は NB 入射を行うことで 104 μs から 214 μs へ変化した．この結果は，言い換えれば FRC のエネルギー閉じ込め時間が約 2 倍になったことを示している．この結果を損失速度で比較すると，通常 5.5 MW であったものが 2.3 MW にまで減少したことになり，これは，入射した約 0.3 MW の NB パワーでは直接的には補えない．従って，本研究により行われた NB 入射に，FRC の閉じ込め性能を改善する効果が存在すると考えられる．

第 1 章でも概観したように，FRC プラズマは非常に偏長であり，磁力線が直線をなしている中心部の領域はセパラトリックス端部の領域より極端に大きい．従って，1) 輸送現象のプラズマ長依存性が弱いこと，2) *X*-point からの損失が零であること[1]，3) 中心部での物理量の半径方向依存性が，軸方向依存性を無視した一次元解析とよい一致を示すという理由から，粒子輸送は，中心部での磁力線を横切る半径方向の運動によって支配されていると理解することができる．

前章で実験結果を示した粒子損失の変化は，セパラトリックスを横切り開いた磁力線領域に逃げていく粒子の運動の変化に起因する．すなわちセパラトリックス上での電気抵抗 η_s に依存する． FRC プラズマの総粒子数の減衰時間 τ_N は，

$$\tau_N = \frac{\bar{n}\sqrt{1-\beta_s}}{2n_s}\frac{r_s}{(\eta_s j_s/B_{ex})} \tag{6-1}$$

と書ける．j_s，β_s はそれぞれ，セパラトリックス上におけるトロイダル電流，およびベータ値である．つまり，NB 入射によって式(6-1)のうちいずれかのパラメータが変化したと考えられる．

また，捕捉磁束 Φ_p の減衰時間 τ_ϕ は，

$$\tau_\phi = \frac{1}{16}\frac{r_s^2}{(\eta_R/\mu_0)} \tag{6-2}$$

と書ける．ここで η_R は，磁気軸における電気抵抗である．式(6-1)，(6-2)からわかるように FRC プラズマの閉じ込め性能を特徴付ける二つのパラメータ減衰時間 τ_N，τ_ϕ

は，いずれもプラズマの電気抵抗に依存する．

プラズマの電気抵抗にはいくつかのモデルが存在するが，古典的には

$$\eta[\Omega\cdot\mathrm{m}] = 1.65\times10^{-9} Z_i \{T_e[\mathrm{keV}]\}^{-3/2} \ln\Lambda \tag{6-3}$$

と書き下すことが出来る[2]．つまり，プラズマの電気抵抗は電子温度の3/2乗に反比例する．ここからわかるように，NB入射により電子が加熱されれば，FRCプラズマの閉じ込め時間の伸長にはたらくと考えられる．

この章では，本研究における NB 入射の効果の可能性の一つとして，電子の加熱効果を取り上げ，この妥当性について考察する．第6-2節では電子の損失速度との対比から，本実験で行った NB 入射が FRC プラズマの電子を加熱するに足るものであるかを評価する．第6-3節では実際に得られた実験結果から FRC プラズマの電子温度の変化量を推定し，続く6-4節で粒子閉じ込め性能に対する影響の妥当性を検証する．

6-2　加熱効果の検証

前節において，電子温度の上昇が FRC プラズマの閉じ込め時間を伸長する可能性を指摘した．本節では，本研究で行った NB 入射実験の効果として，電子加熱が起こりうるかを検証する．

はじめに，ビームイオンとプラズマ中の電子・イオンの各粒子との緩和時間について考える．古典的な衝突のみを仮定した場合，ビームイオンとプラズマ電子の間のエネルギー緩和時間は，

$$\tau_E^{be} = \frac{3\pi\sqrt{2\pi}\varepsilon_0^2 m_b m_e^{-1/2} T_e^{3/2}}{n_e e^4 \ln\Lambda} \tag{6-4}$$

として計算できる[2]．ここでε_0は真空の誘電率，m_b: ビーム粒子の質量，m_e: 電子の質量，e: 素電荷である．また$\ln\Lambda$はクーロン対数であり FIX-FRC のパラメータでは，13 程度である．電子温度 T_e については，現時点では直接測定の結果がないため，圧力平衡により求めたプラズマの全温度 T_{tot} と不純物炭素スペクトルのドップラー広がりより求めたイオン温度 T_i との比較から見積もった結果として $T_e = 50$ eV を用いた．式(6-4)から求まるビーム - 電子間の緩和時間 τ_E^{be} は 170 μs 程度になる．

またイオンについても同様に，

$$\tau_E^{bi} = \frac{4\pi\varepsilon_0^2 m_p^2 V_b^3}{n_i e^4 \ln\Lambda} \tag{6-5}$$

から τ_E^{bi} はおよそ 4.2 ms 程度になることがわかる．この時 V_b はビームイオンの速度，

m_pは陽子の質量，n_iはイオンの密度である．

ここから，入射した中性粒子ビームが，プラズマとのエネルギー緩和によって加熱にはたらく場合，そのパワーの大部分が電子に受け渡されることがわかる．以上の結果を踏まえ，これから電子加熱について検証するに当たり，次のような仮定をする．

1) NB 入射によってプラズマ中に導入された高速ビームイオンは，電子のみを加熱するものとする．

2) FRC プラズマの各パラメータのセパラトリックス内部における分布は，NB 入射によっては変化しないものとする．

3) 熱伝導によるエネルギーの損失速度は，変化しないものとする．

電子に関するエネルギーバランスを示す関係式は，

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e}{\tau_{Ee}} + \frac{2}{3}\frac{n_b}{n_e}\frac{E_b}{\tau_E^{be}} \tag{6-6}$$

となる．ここで，τ_{Ee}は電子のエネルギー減衰時間，n_b ビームイオンの密度，E_b はビ

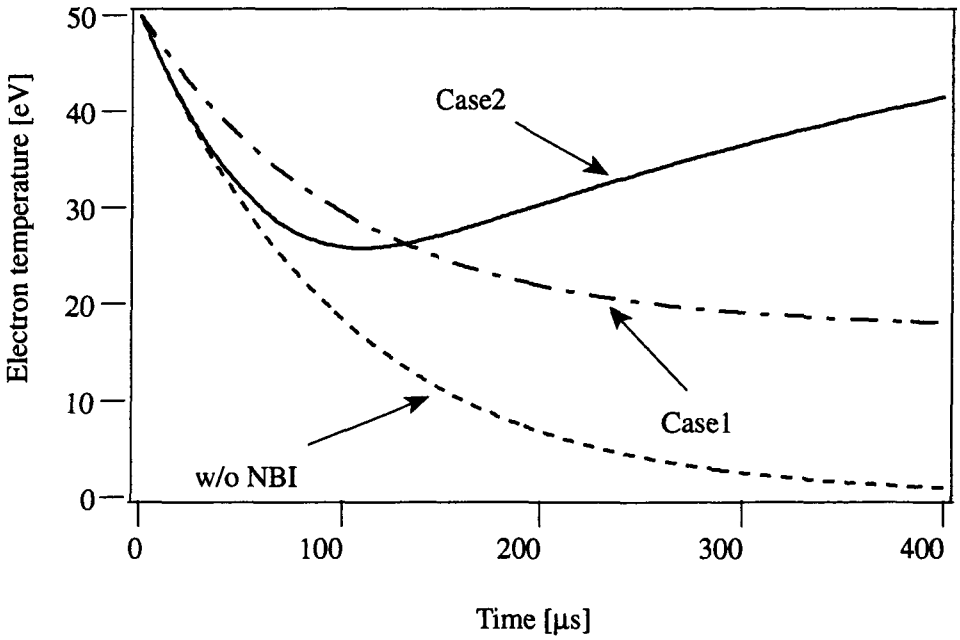

Fig. 6-1 加熱効率の検証．破線が NBI 入力のない場合，一点鎖線が NB による加熱入力を考慮した場合（Case1）である．また実線でしめした Case2 は，連続的に入射されるビームイオンの蓄積による密度の変化を考慮した結果である．

ームのエネルギーである．このとき第2項目はビームイオンとのエネルギー緩和によって電子に流入するパワーを表す．また，簡単のため，プラズマイオンと電子の間のエネルギー緩和による電子温度の上昇は無視している．典型的なプラズマパラメータを持つ FIX-FRC に，本研究で行った NB 入射と同じ 320 kW（ $I_b = 23$ A, $E_b = 14$ keV）のビーム入射を行ったとして評価を行う．ここで，電子温度の減衰時間は配位持続時間とほぼ同様である，すなわち $\tau_{Ee} \sim \tau_N = 100$ μs と仮定した．この時，式(6-6)は，

$$T_e = T_0 e^{-\frac{t}{\tau_E}} + \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_E}}\right)\frac{2}{3}\frac{n_b E_b}{n_e} \tag{6-7}$$

の様に解ける．

式(6-7)より得られた電子温度 T_e の時間変化を Fig. 6-1 に示す．一点鎖線で示した Case1 の結果は，$n_b = 1.5 \times 10^{16}$ m^{-3} として見積もった結果である．NBI がない場合（破線）に比べ，電子温度の減衰は抑えられ，T_e = 20eV 程度で損失速度と釣り合うことがわかる．ただし，より正確には，温度の変化や連続的に入射される中性粒子ビームの蓄積などにより，式(6-1)の第2項目について電子密度とビームイオンの密度の比 n_b / n_e が変化することが考えられる．さらに，式(6-4)からわかるように，電子温度の変化により τ_{Ee} も変化する．これらの影響を含めて温度の変化を見積もったものが実線で示した Case2 である．n_b の初期値は零としているため，前半は NB 入射がない場合と同様に減衰するが，平衡フェイズの後半では，加熱の効果が現れることが示される．ただしこのとき，入射された 23A 分のビーム粒子がすべてプラズマ中に捕捉されるものとして評価を行った．

6-3　実験的検証

前節における見積もりの結果から，NB 入射により電子加熱が起こりうることが検証された．本節では，実際の実験結果から加熱の効果についてさらに検証を深める．

Fig. 6-2 は5章に示した NB 入射実験の際に観測されたプラズマの平衡温度 T_{tot} ($= T_i + T_e$)の時間変化である．T_{tot} は磁気軸における圧力平衡

$$n_m k_B T_{tot} = B_{ex}^2 / (2\mu_0) \tag{6-8}$$

より見積もった．この時 n_m は磁気軸におけるプラズマの数密度であり，平均ベータ値<β>を用いて $n_m = \bar{n}_e / <\beta>$ と書ける．また<β>は2章にも述べたように2次元の FRC の平衡条件から $<\beta> = 1 - X_s^2/2$ として導かれる．

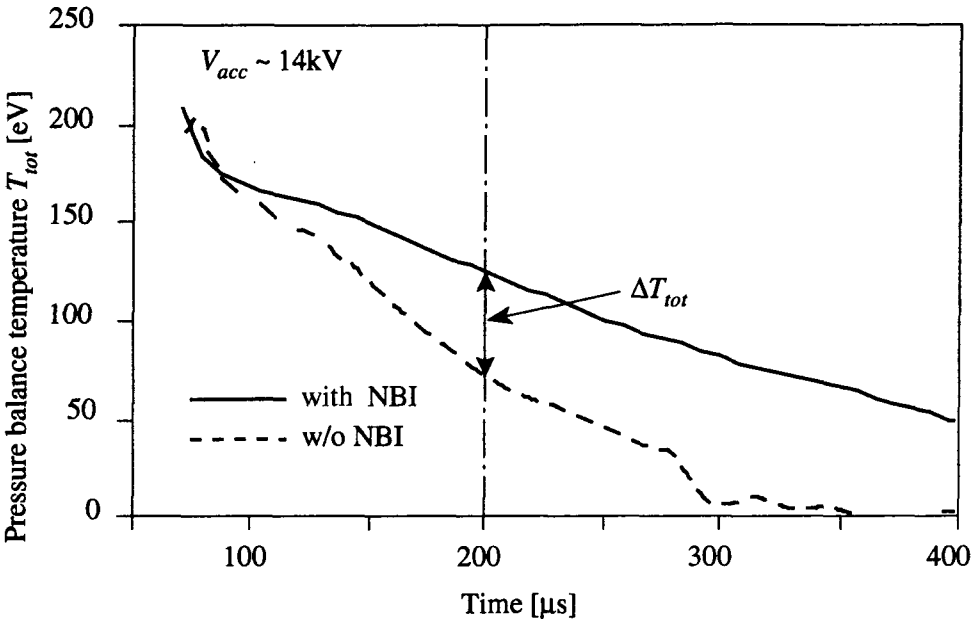

FIg. 6-2 NB 入射時のプラズマの平衡温度 T_{tot} の時間変化．実線は NB 入射を行った場合，破線は NB 入射を行わない場合である．実験条件は前章と同じく，ミラー比 $R_M = 8$，入射したビームのパワーP_b ~ 320 kW（14 keV, 23 A）である．

観測された T_{tot} は，移送後の $t = 80$ μs においては，NB 入射の有無によらず 200 eV 程度である．しかしながら，その減衰率は異なり，その温度差ΔT_{tot} は時間とともに増大する．この実験条件において温度差ΔT_{tot} は $t = 200$ μs の時点ででおよそ 50 eV になる．

同様に Fig. 5-5 に示した実験結果と同じプラズマショットに対して T_{tot} を見積もり，ビーム電流量 I_b 依存性を評価した．各電流量に対して，$t = 200$ μs におけるプラズマの平衡温度 T_{tot} をプロットした結果を Fig. 6-3 に示す．この結果から読みとれるように，$t = 200$ μs における T_{tot} の値は，入射するビーム電流量の増加にともない高くなることがわかる．また参考に，NB 入射のない場合との差ΔT_{tot} の I_b 依存性を Fig. 6-4 に示す．

6-4　粒子閉じ込め性能改善の機構

この節では，実験的に検証されたNB入射による温度変化が，先に前章に示した，粒子損失量の低減を説明し得るかどうかを，いくつかの仮定の下に検証する．

第6-2節の冒頭に述べた，“ビーム粒子は電子のみを加熱する”という仮定が成立するとき，Fig. 6-4に示したΔT_{tot}は，NB入射の電子加熱効果によるT_eの変化量を示していると考えることが出来る．ただしこのとき，同時に6-2節に示した他の2つの仮定ー内部構造，および熱伝導損失は変化しないという仮定も，成り立つものとする．以下この節では，Fig. 6-4に示す実験結果を基軸に，電子加熱による粒子閉じ込め時間τ_N変化について検証する．

極端に偏長な形状をもつFRCプラズマでは，その絶対値は偏長率に依存した異常度を持つものの，拡散係数Dは古典的なそれに比例するとの報告がある[3]．従って本研究でも，FRCプラズマの拡散係数Dは電子温度T_eに対し古典的な依存性，すなわち，

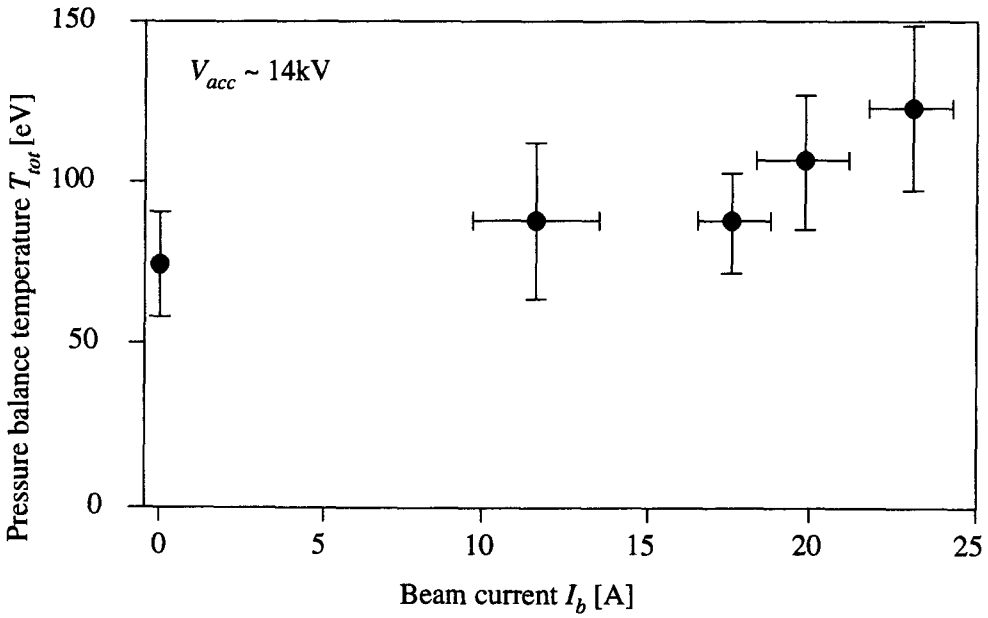

Fig. 6-3　平衡温度T_{tot}のビーム電流量I_b依存性．プラズマが十分に平衡に達したと考えられるPH後，200 μsにおける結果をプロットした．結果は各データ点に対して約10ショットのプラズマの平均値である．縦のエラーバーは，T_{tot}のばらつき，横のエラーバーは，I_bのばらつきについてそれぞれ標準偏差示す．

$$D \propto T_e^{-3/2} \tag{6-9}$$

であると仮定する．また，FRC プラズマはその極端に偏長な形状から，粒子輸送などを取り扱う際に円筒状であると仮定することが出来ることは既に述べた．したがって，*X*-point（第 1 章 Fig. 1-2 参照）を含む端部からの損失が無視できる場合，よく知られている円筒近似によって，拡散係数 D と粒子閉じ込め時間τ_Nの関係は，セパラトリックス半径 r_sを用いて

$$\tau_N = r_s^2/(5.8D) \tag{6-10}$$

と書ける[2].

FIX-FRC では，現在までのところ，電子温度 T_eの時間変化は直接的には計測されていない．しかしながらこれは，平衡温度 T_{tot}（ $= T_i + T_e$ ）から T_iを差し引いた値として見積もることが出来る．つまり Fig. 6-4 におけるΔT_{tot}が NB 入射による電子温度の上昇分であると仮定（ $\Delta T_{tot} = \Delta T_e$ ）するならば，NB 入射をおこなった FRC プラズマの電子温度は，

$$T_e = T_{e0} + \Delta T_e = (T_{tot} - T_i) + \Delta T_{tot} \tag{6-11}$$

と書くことが出来る．NB 入射のない場合，その拡散係数 D_0 およびτ_{N0}は，総粒子数 N の変化と r_sの変化を観測することにより実験的に求めることが出来る． Fig. 6-4

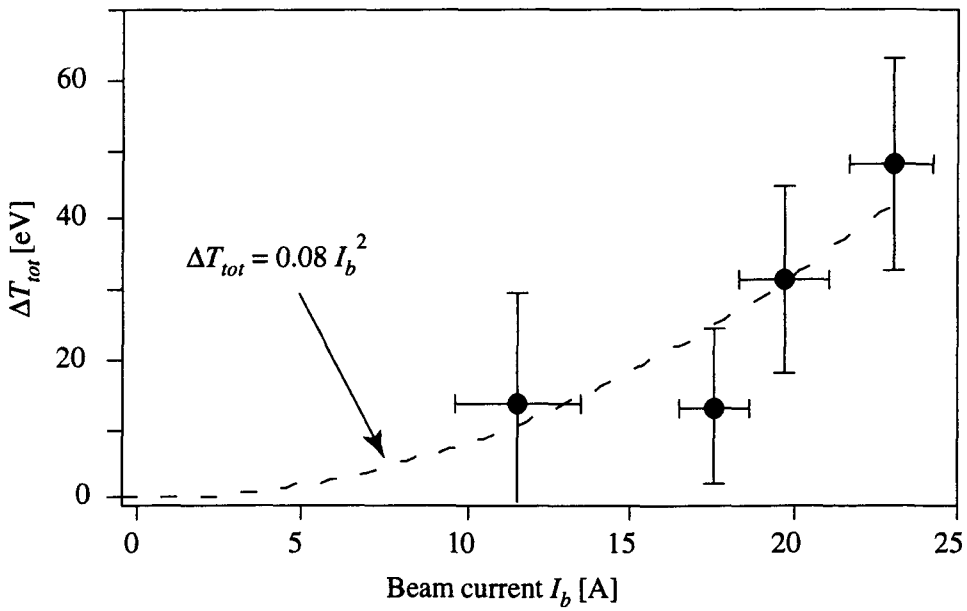

Fig. 6-4 平衡温度の上昇量ΔT_{tot}のビーム電流量 I_b 依存性．破線はこの結果を 2 次関数で近似したものである．

の各データ点に対して，式(6-11)の関係より T_e を見積もると，τ_{N0} との比として，T_e の変化から期待される粒子閉じ込め時間τ_N を求めることが出来る．見積もられたτ_N のビーム電流量依存性を Fig. 6-5 に示す．

図中に△で示した結果が，Fig. 6-4 において示した平衡温度の変化量ΔT_{tot} が電子温度の上昇分であると仮定することで推定される粒子閉じ込め時間を示している．縦のエラーバーは，これを算出するのに用いたΔT_{tot} のばらつきによるものである．また，破線はこの推算された値（図中△）の最小二乗近似である．この結果の妥当性について，プラズマ中に保持される総粒子数 N の時間変化から直接求められるτ_N と比較する．●で示した結果が，実験的より直接見積もられた粒子閉じ込め時間である．

Fig. 6-5 に示す結果は，電子温度の上昇から推定される粒子閉じ込め時間τ_N が，実験的に得られた結果と良い一致を見せることを示している．ただしここで，τ_N（あるいは D）の絶対値は，古典的に求められる値とは 100 倍程度の開きがあることを留意しておく．これは，異常拡散によるものであると考えられる．しかしながら，この実験結果との一致は，NB 入射によって起こった配位持続時間の伸長，あるいは

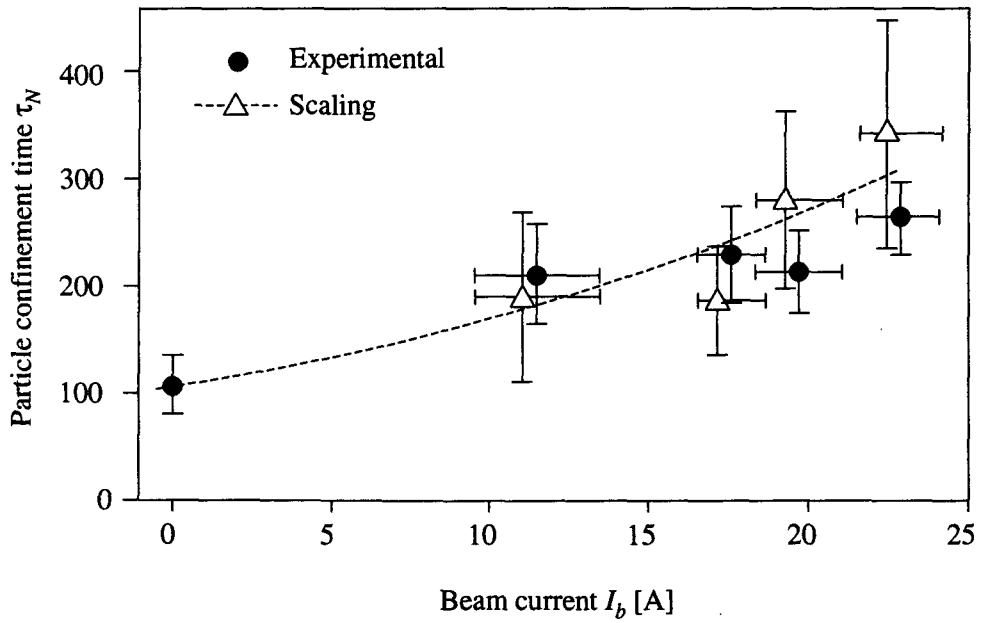

Fig. 6-5　電子温度の変化量から見積もられたτ_N の電流依存性と，実験値との比較．●は測定されたプラズマの総粒子数 N から求めた結果であり，△は電子温度の上昇から期待される値である．また，破線は期待される値（△）の最小二乗近似である．

閉じ込め効率の改善は，ビームイオンの電子加熱効果によりプラズマの電気抵抗が減少，すなわち拡散係数が減少し，結果として粒子の閉じ込め性能が上がったことを示唆していると言える．

6-5　まとめ

逆磁場テータピンチで生成される FRC プラズマでは，電子を加熱する機構が存在しないため本質的に電子温度が低く，そのため，抵抗性の磁束損失，あるいは粒子損失が閉じ込め時間を短縮する要因になっていると考えられる．本章では，プラズマ温度の変化から推算された粒子閉じ込め時間τ_Nのビーム電流量依存性が，総粒子数 N の時間変化より直接得られた結果とよく一致することを示した．この結果は，プラズマからの損失総量に対してわずかな NBI 入力であっても，それが電子加熱に働けば，プラズマの閉じ込め時間を大きく延長する可能性を示すものである．

参考文献

[1]　S. P. Auerbach and W. C. Condit, *Nucl. Fusion* **21**, 927 (1981).

[2]　宮本健郎，核融合のためのプラズマ物理（改訂版），（岩波書店，1987）.

[3]　S. Ohi, Trans. of Fusion Tech. **27**, 349 (1995).

第7章 NB入射FRCプラズマの巨視的挙動

7-1 はじめに

前章までは，主として NB 入射の電子加熱の効果に注目して，その閉じ込め特性改善の物理機構について考察してきた．しかしながら，FRC 研究では，従来の MHD 的プラズマの取扱いに加えて，プラズマ中の高速粒子が重要な役割を果たす運動論的な FRC プラズマの理論も注目を集めてきている．

これまで，現在の実験パラメータ領域における FRC プラズマは s 値

$$s \equiv \int_R^{r_s} r dr / r_s \rho_i \tag{7-1}$$

が非常に小さく，従ってイオンの有限ラーモア半径（FLR）効果によって，巨視的には安定であると考えられてきた[1, 2]. しかしながら，最近の研究報告によると，FLR 効果だけでは，FRC プラズマの傾斜不安定などの巨視的モードに対する安定性を説明するには，モデルとして不十分であるとの結果も示されている[3-5]．また，回転モードの不安定性についても，多重極磁場により安定化が可能であることが実験的に示されてはいるが[6]，軸対称性を壊す多重極磁場は，一方で閉じ込め性能を劣化させるとの報告もあり，これに替わる安定化の手法の開発が求められている．これらの巨視的不安定性を抑制する手法として，配位中でベータトロン軌道を描く NB 入射を行い，そのビームイオンが作るイオンリングの運動量により FRC プラズマを安定化させる手法が提案されている．

また，移送過程が激しい力学的な挙動を伴う FIX-FRC プラズマでは，移送の際の反射などの過程を通じてプラズマ柱が装置軸からずれるシフトモードなどの巨視的な運動が観測されている．この反射過程において励起された巨視的揺動は，その後も数百μs にわたって続くことが観測されている．巨視的揺動は磁場配位の非対称性や真空容器壁との接触の原因になることが考えられることから，制御方法の開発が急がれる．しかしながら，真空容器内部に制御コイルなどを設置することは，プラズマへ与える擾乱を考慮すると得策でない．

本章では，プラズマへの擾乱を与えない安定化の手法として，ビームイオンのつくる実効的な環電流とプラズマ柱との電磁気的な相互作用に着目し，巨視的揺動の安定化作用を検証した．本節に続く7-2節では，ビームイオンの作る環電流により巨視的揺動が抑制されるメカニズムについて説明する．第7-3節では，この巨視的な挙動を観測するための測定系について解説する．測定は磁気プローブアレイを用いて行われた．続く7-4節では，実際に観測された FRC プラズマの巨視的な挙動に

ついてこの結果を示し，運動の特性について検討する．また，この巨視的な運動はプラズマ柱を容器内壁に接触，或いは周辺の弱電離プラズマとの反応を増大させ，プラズマ中に取り込まれる不純物量の増加の要因となる可能性がある．第7-5節ではこの可能性について，観測されたプラズマから放射される制動放射光強度の時間変化とともに考察を深める．

7-2　巨視的揺動抑制のメカニズム

本実験におけるビームイオンとFIX-FRCプラズマの諸パラメータをTable 7-1に示す．ここでプラズマの電流量は，プラズマが円柱状であると仮定することで，

$$j_\theta = -\frac{1}{\mu_0}\frac{dB_z}{dr} \tag{7-2}$$

と表せる．これを径方向，および長さ方向に積分することで下記のようにFRCプラズマの総電流量Jを求めることが出来る．

$$\begin{aligned} J &= \int_0^{r_w}\int_{-l_s/2}^{l_s/2}\left(-\frac{1}{\mu_0}\frac{dB_z}{dr}\right)dzdr \\ &= -\frac{1}{\mu_0}l_s\left(B_z(r_w)-B_z(0)\right) \end{aligned} \tag{7-3}$$

ビームイオンについては，実際の捕捉率が不明なため，14 keV，23 Aの入射について200 μsの間にプラズマ中に入射されたイオンがすべて蓄積したものとして評価した．また，ビームイオンは，第4章に示した粒子軌道計算の結果から，軸方向に反復運動しその反射点の周辺に比較的長く滞在する．数値計算により得られたビーム粒子の軌道を積算し，軸方向分布を求めた結果をFig. 7-1に示す．Table 7-1に示すビームイオンの作る電流値は，イオンがこの端部高密度部分につくる環電流の電流量を見積もったものである．

この環電流の作る電流量を単純にプラズマのトロイダル電流と比較すると，わず

Table 7-1　高速ビームイオンとFIX-FRCプラズマのパラメータの比較.

	FIX-FRC	Beam ions
Energy	~ 100 eV (Ion)	> 10 keV
Particle inventory	~ 1.5×10^{19}	~ 4×10^{16} (for 200μs)
Plasma current	~ 180 kA	~ 5 kA (at end region)
Kinetic energy (toroidal direction)	~ 5 J	~ 10 J

か 5%程度である．しかしながら，この環電流は FRC プラズマのセパラトリックス内部ではなく，X-point とミラー領域の間に形成され，またその方向はプラズマのトロイダル電流と同方向になる．従って Fig. 7-2 に示すように，プラズマ柱の両端にはこの環電流による引力が働く．この電流は，ビームイオンがミラー磁場により捕捉され蓄積していくため，時間の経過とともに増加していくと考えられる．FRC プラズマの巨視的揺動が歳差運動であれば，この環電流の作用により抑制されることが期待できる．

FRC プラズマを軸方向に一様の電流分布を持ったソレノイドコイル、ビームイオンによる環電流が電流分布を持たないと仮定し、Table 7-1 に示したようにそれぞれ 180 kA、1.5 kA の電流を持つとすると、FRC プラズマ両端にかかる力は 1 N 程度と

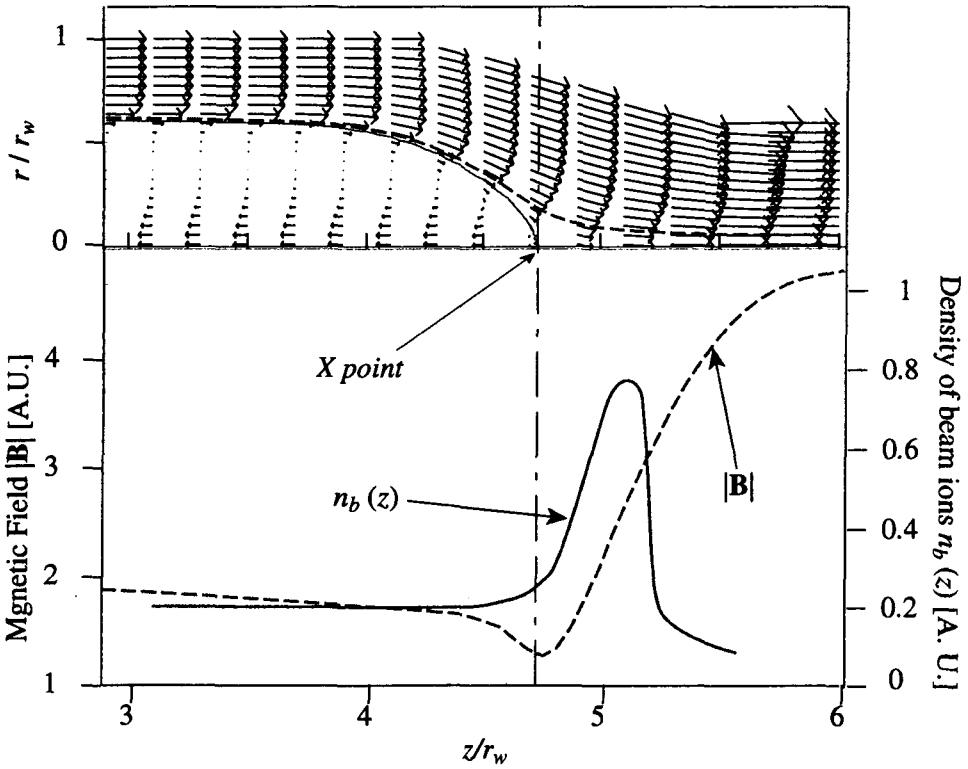

Fig. 7-1 ビームイオンの軸方向分布．プラズマのポロイダル断面における磁場強度分布（上）とビームイオン密度 n_b の分布の関係（下）を示している．図（下）の矢印はそれぞれその点における磁場の方向を示し，長さは磁場の強さを示している．図(下)の破線は，ある磁気面上（上図の破線）での磁場強度の変化を示してす．高速ビームイオンの分布は，その反射点に当たる $z / r_w = 5$ 付近で最大となる．

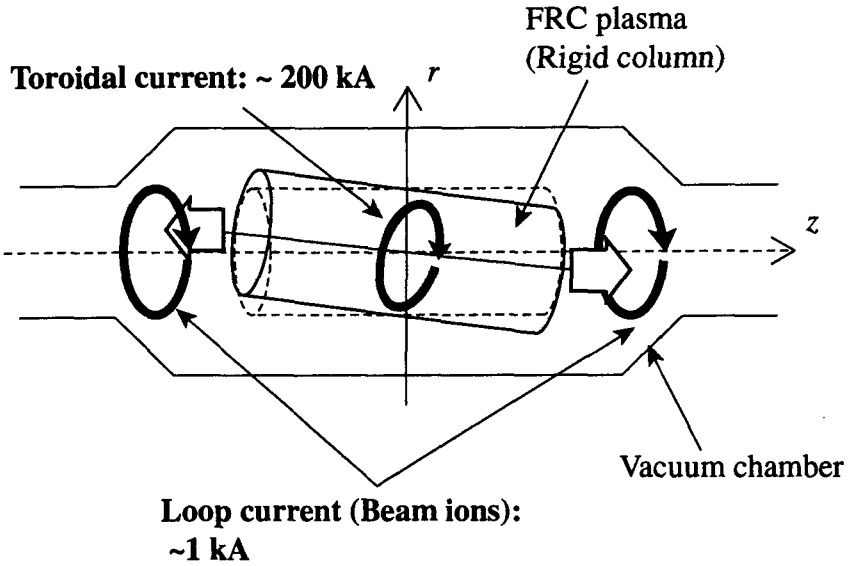

Fig. 7-2　ビームイオンの作る環電流による FRC プラズマ安定化の概念図．FRC プラズマの両端にかかる環電流による力がビームイオンの蓄積により時間と共に増大し，巨視的な揺動を緩和するものと考えられる．

見積もられる．FIX 装置で生成される FRC プラズマは，過去の研究結果から角速度が 1×10^5 rad/s 程度であり，セパラトリックス内部では，径方向に分布を持たないことがわかっているため[7]，剛体円柱であると仮定できる．この時，この剛体円柱の質量はわずかに 4×10^{-8} kg であり，巨視的揺動の運動エネルギーは環電流によるポテンシャルエネルギーに比べて十分小さく，安定化の効果は十分に期待できる．

FRC プラズマのトロイダル電流やビームイオンの作る環電流の分布を実験的に観測することは困難であり，また探索的な実験研究である本研究の性質から，剛体円柱の物理モデルの妥当性について理論的な追求を行うことは避け，ここでは FRC プラズマの巨視的挙動を観測し，その効果を検証する．

7-3　巨視的揺動のトロイダルモード解析

測定は，第2章，2-3節にその仕様を示した磁気プローブアレイを用いて行った．この測定された磁場分布から得られるセパラトリックスの変動をトロイダル方向（θ 方向）にフーリエ解析することにより，プラズマ柱の巨視的挙動を観測する．測定に用いた磁気プローブアレイの閉じ込め容器内部における配置を Fig. 7-3 に示す．Fig. 7-3 (a)は，6組のプローブアレイを1断面に設置し，トロイダルモード数 $n = 2$ まで

の挙動を観測するために用いたもの，(b)に示す配置は，アレイを 3 組ずつ z 方向の 2 断面に配置し，プラズマ中のグローバルな挙動を観測するために用いた．この時観測できるトロイダルモード数は $n = 1$ までとなる．

このように複数の磁気プローブアレイをθ方向に配置して，磁場分布のθ方向のフーリエ成分のみを算出する．フーリエ成分 $F(n,t)$は，

$$F(n,t) = \int_0^{2\pi} f(\theta,t)\exp(-in\theta)d\theta \tag{7-4}$$

として得られる．ここで n，$f(\theta,t)$はそれぞれ，トロイダルモード数，磁気プローブの信号である．実際に観測される信号はθ方向に対し離散化しているため，式(7-4)を離散化して，

$$F(n,t) = \sum_{k=1}^{K} f(\theta_k,t)\exp(-in\theta_k)\Delta\theta \tag{7-5}$$

となる．ここで K はθ方向の磁気プローブの数である．離散化したことで，求められる最大のモード数はサンプリングの定理から $K/2$ より小さくなる．

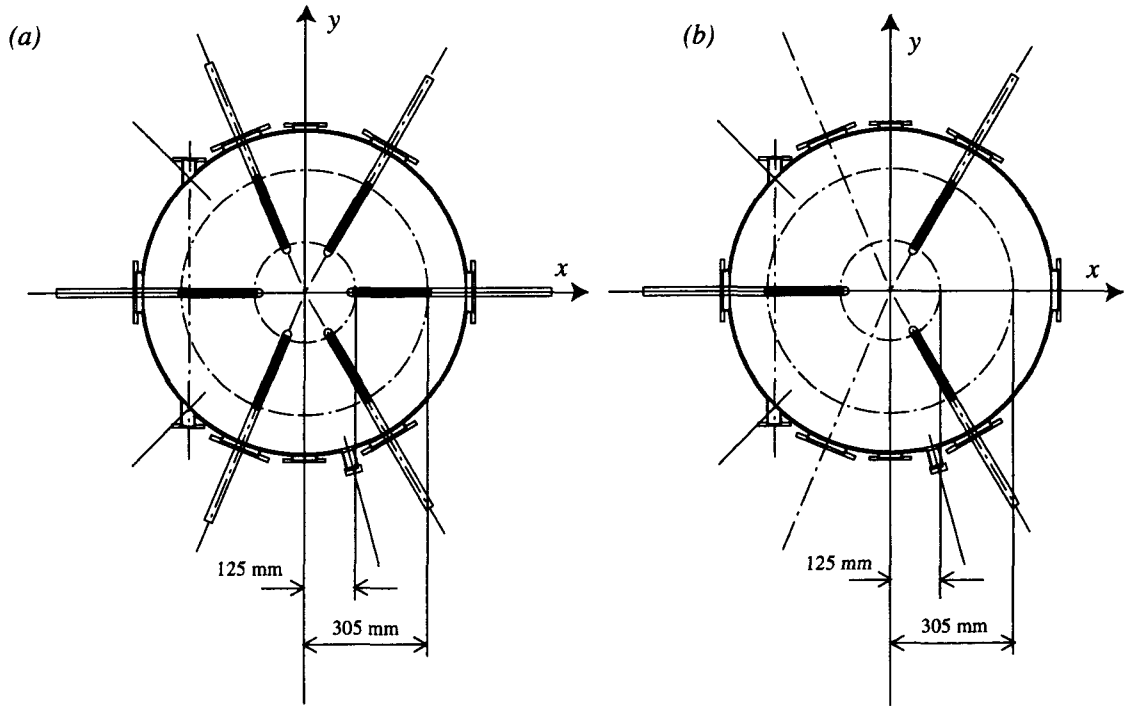

Fig. 7-3 磁気プローブアレイの配置．(a)は 1 断面に 6 組のアレイをを設置することでトロイダルモード数 n = 2 までの観測に対応したもの，(b)は n = 1 までの計測を 2 断面同時に行うのに用いたプローブの配置である．

7-4 FRCプラズマの巨視的挙動

前節に示した磁気プローブ，および2-3節に示したマルチコードのレーザー干渉計を用いて FRC プラズマの挙動を観測し，NB 入射による巨視的挙動の安定化効果を実験的に検証する．

7-4-1 線積分密度の揺動

本研究では，2章に説明したようにマルチコードレーザー干渉計を導入している．ここでは，レーザーのパスを z = 600 mm に2コード設置し線積分電子密度を観測することで，プラズマの巨視的挙動の有無を観測した．プラズマ柱が装置軸からずれるシフトモードの運動があれば，干渉計信号の変化により観測が可能である．この実験結果を Fig. 7-4 に示す．

このデータは，本研究において標準的なビーム入射量である約 320kW の NB 入射を 1 ショットおきに入射した場合の，典型的な連続する 4 つのプラズマショットの干渉計信号の一例である．ショット番号 5907，5909 は，NB 入射を行わなかった場合，5906，5908 は NB 入射を行った場合の信号波形である．レーザーの光路はそれぞれ $r = 0$，および $r = 16.4$ cm の位置にとられているが，NB 入射を行わない場合，2ショットともに信号波形の揺動が確認できる．また $r = 0$ の線積分密度よりも $r = 16.4$ cm の方が大きくなるような挙動も見られ，プラズマ柱がシフトモードの運動をしていることがわかる．これに対して NB 入射を行った場合には，信号波形の揺動が明らかに低減し，長時間配位が維持されていることがわかる．

7-4-2 トロイダルモード数による評価

プラズマの挙動についてさらに詳細に観測するため，磁気プローブアレイを設置し，得られた信号をモード解析した．Fig. 7-5 は6本のプローブアレイを Fig. 7-3 (a) の様に配置し，n = 2 モードまでの解析を行った結果である．計測位置は閉じ込め部中央断面（$z = 0$）である．強度は，全モードの二乗和が 1 になるように規格化した．

各トロイダルモード数について，$n = 0$ はプラズマ柱の径の変動，$n = 1$ はシフト，$n = 2$ は断面形状の楕円変形を示すと考えてよい．Fig. 7-5 から読み取れるように，特にトロイダルモード数 n = 1 について，NB 入射時にこの強度が減少していることがわかる．また n = 2 モードについては，その強度そのものが n = 0, 1 に比して十分小さく，断面形状の楕円変形については無視できる．

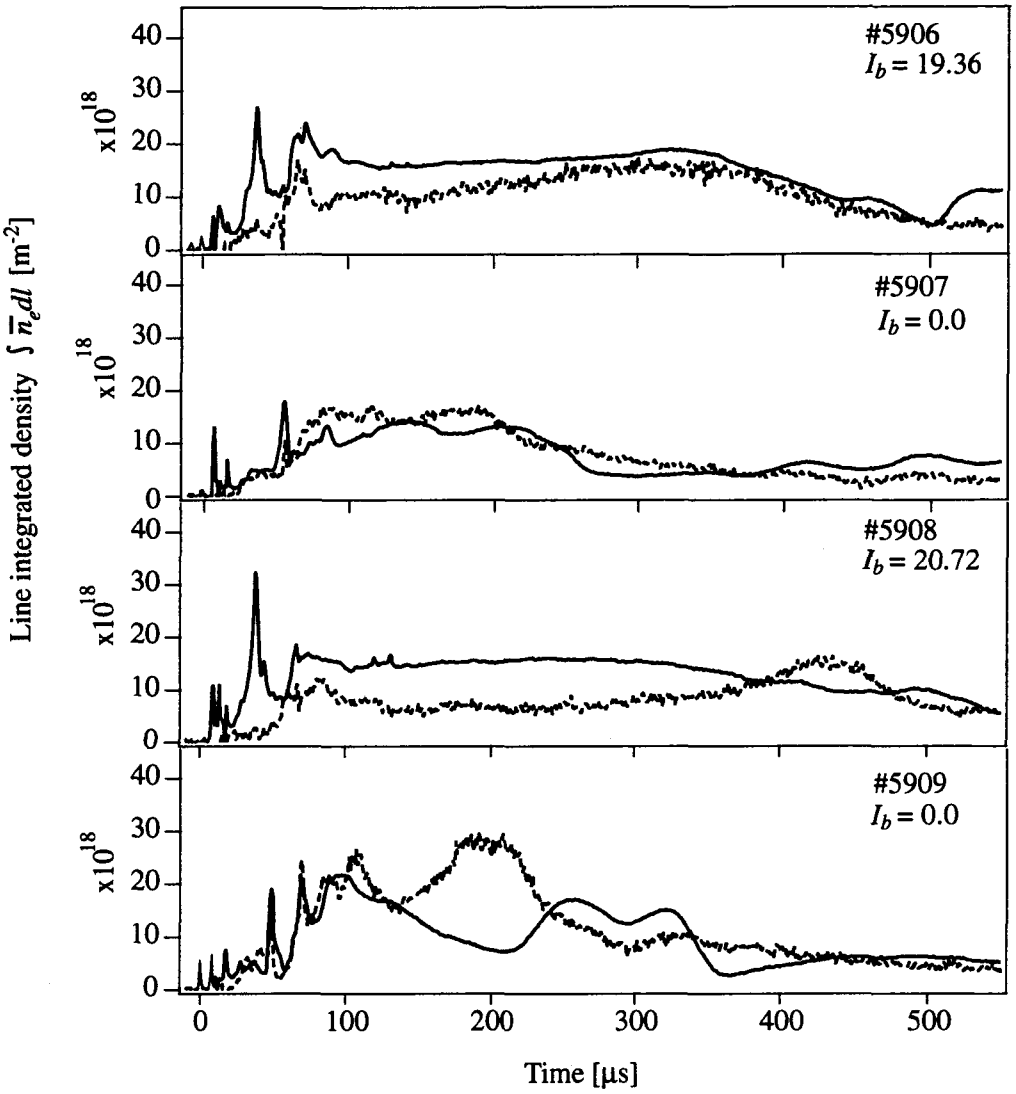

Fig. 7-4 z = 600 mm における線積分電子密度 $\int n_e dl$ の時間発展．実線は x = 0,

次に，この n = 1 モードの挙動に注目し，z 軸方向の 2 断面において同様の観測を行った．測定位置は，z=±1200 mm である．測定結果を Fig. 7-6 に示す．Fig. 7-6 (a) は閉じ込め部上流（z = -1200 mm），(b)は下流（z = 1200 mm）における測定結果である．また，それぞれ実線が NB 入射を行った場合，破線は NB 入射を行わなかった場合の結果である．移送過程（t = 0 - 40 μs）において 特に反射点に近い下流側で大きな強度の変動が確認できる．これは，プラズマ柱が装置軸からずれて移送することに起因するものと考えられる．NB 入射の有無に依らず，移送過程では同程度の強度

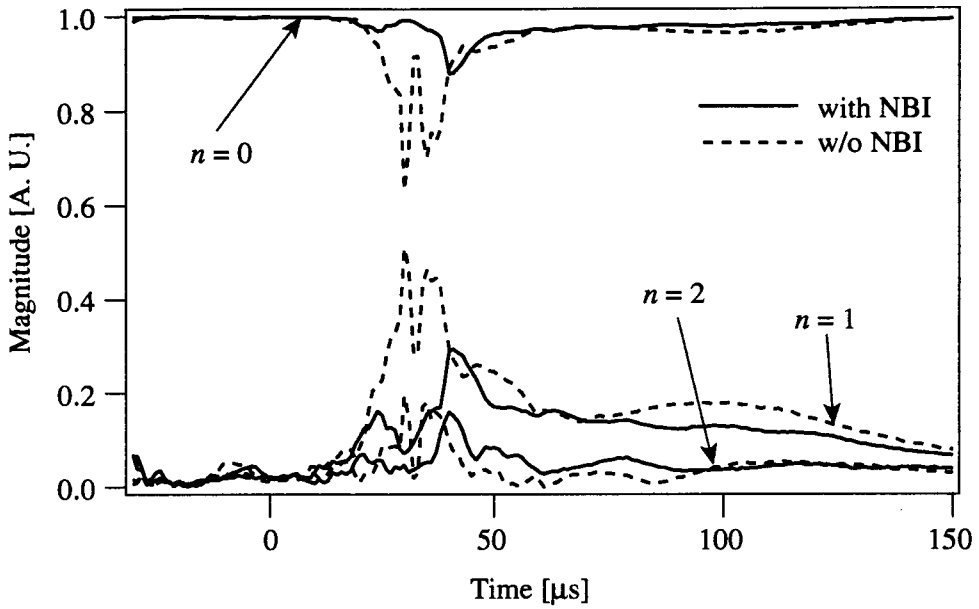

Fig. 7-5　閉じ込め部中央断面（$z = 0$）におけるトロイダルモードの時間変化.

が観測される．しかし，移送過程の修了する $t = 80$ μs 以降，NB 入射を行った場合にはすぐに $n = 1$ モードの強度が低減するのに対して，NB 入射を行わない場合には，$t = 180$ μs 前後まで揺動が続く．

7-4-3　プラズマの中心位置の変位

次に，より詳細にプラズマ柱の運動を観測するため，計測された磁場の分布からプラズマの中心位置を推定し，その時間変化を観測した．以下にその推定方法を示す．

Fig. 7-5 に示した結果からトロイダルモード数 $n = 2$ の変位は小さく，従って FRC プラズマは各断面においてシフト様の運動はしても，その断面形状については同心円状の分布を取ったまま変化しないものと仮定する．FRC プラズマの磁束密度の径方向分布に対して剛体回転モデル（Rigid Rotor Profile）が解析解として得られている [8]．磁束密度 $B_z(r)$ と密度 $n(r)$ の関係は，温度分布が一様であると仮定して，

$$B_z(r) = B_{ex}\tanh\left\{\kappa\left(\frac{r^2}{R^2}-1\right)\right\} \tag{7-6}$$

$$n(r) = n(R)\mathrm{sech}^2\left\{\kappa\left(\frac{r^2}{R^2}-1\right)\right\} \tag{7-7}$$

で与えられる．ただしここで，B_{ex} は既出の真空容器壁近傍における磁束密度であり，

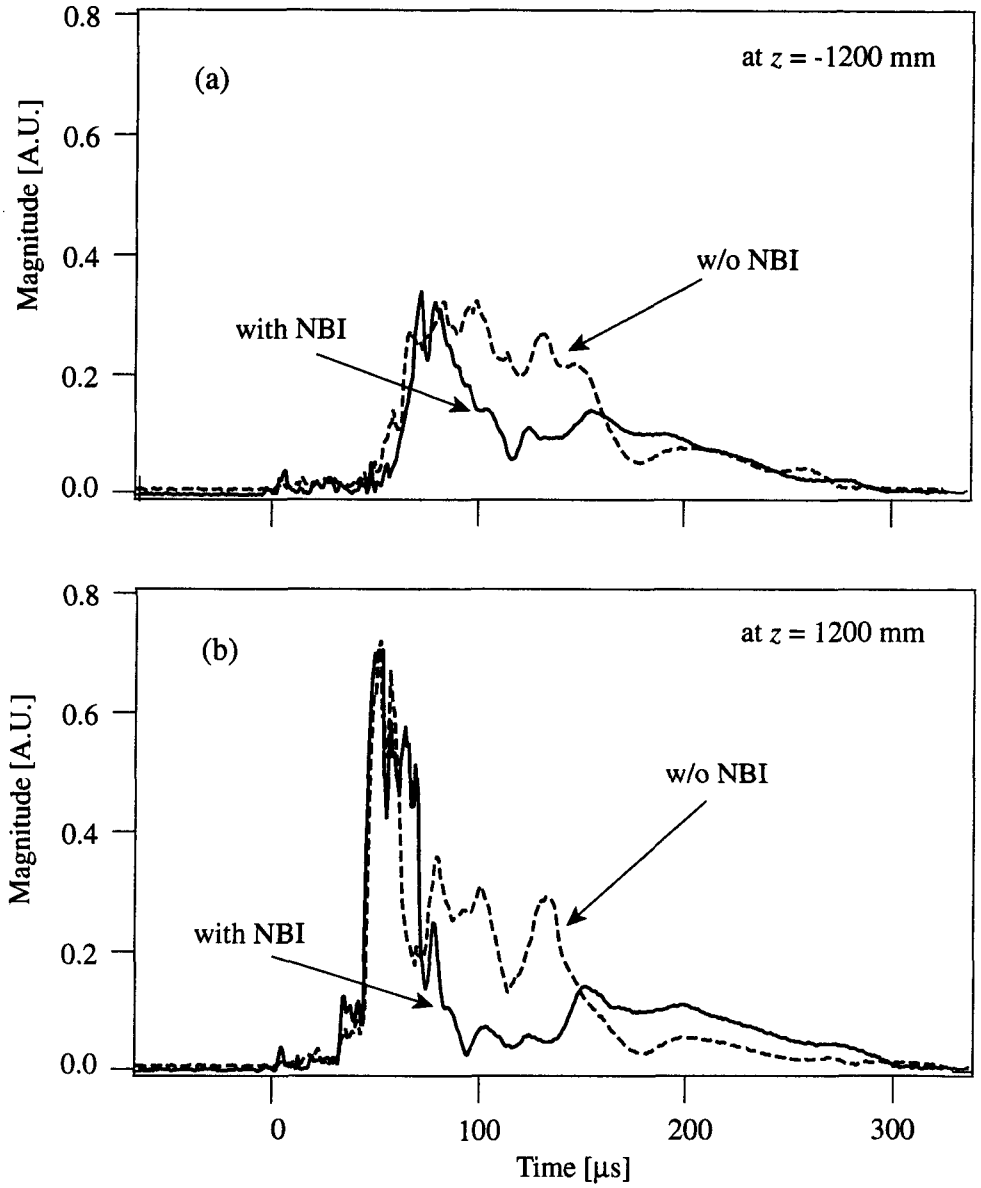

Fig. 7-6 トロイダルモード数 n = 1 のセパラトリックスの挙動の時間発展．(a)が上流部（z = -1200 mm），(b)が下流部（z = 1200 mm）における測定結果．

κは圧力平衡のパラメータである．セパラトリックス外部のプラズマの圧力を無視し，FRC プラズマは十分に長く，閉じ込め磁場の両端部に曲率がないことを仮定すると，軸方向の圧力平衡から，

$$2\pi \int_0^{r_s} rp(r)dr = \pi r_w^2 p(R)\left\{1-\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)^2\right\} \tag{7-8}$$

を得る．これに，

$$p(r) = n(r)k_B T \tag{7-9}$$

として剛体回転モデルから得られる密度分布（式(7-7)）を代入すると，

$$\frac{\tanh(\kappa)}{\kappa} = 1 - \frac{r_s^2}{2r_w^2} \tag{7-10}$$

としてκを得ることができる．従って式(7-6)よりセパラトリックスにおける磁束密度$B_z(r_s)$は，

$$B_z(r_s) = B_{ex}\tanh(\kappa) \tag{7-11}$$

となり，B_{ex} とセパラトリックス半径 r_s から求めることができる．磁気プローブアレイにより計測された磁場分布において，この $B_z(r_s)$と同等の値を取る点をセパラトリックスの位置とする．方位角方向に 3 点の磁気プローブアレイが挿入されているため，セパラトリックスの位置を 3 点観測することができる．この 3 点の外心を FRC プラズマの中心位置とし，その時間発展を観測した．

NB 入射を行わない場合の観測結果を Fig. 7-7 に示す．生成部より移送されてきた FRC プラズマは z = 1200 mm の断面を装置軸上より約 10 cm 離れた点を通過する．その後プラズマ柱の中心位置は，この変移を起源としてほぼ同様の速度で運動を続けることがわかる．z = -1200 mm では移送時はほぼ装置軸上をプラズマ柱は通過するが，下流部での運動が始まると，同様に大きく円を描くような運動をすることがわかる．また，各断面における中心位置の運動は一致しないため，単純なプラズマ柱のシフトではないことがわかる．

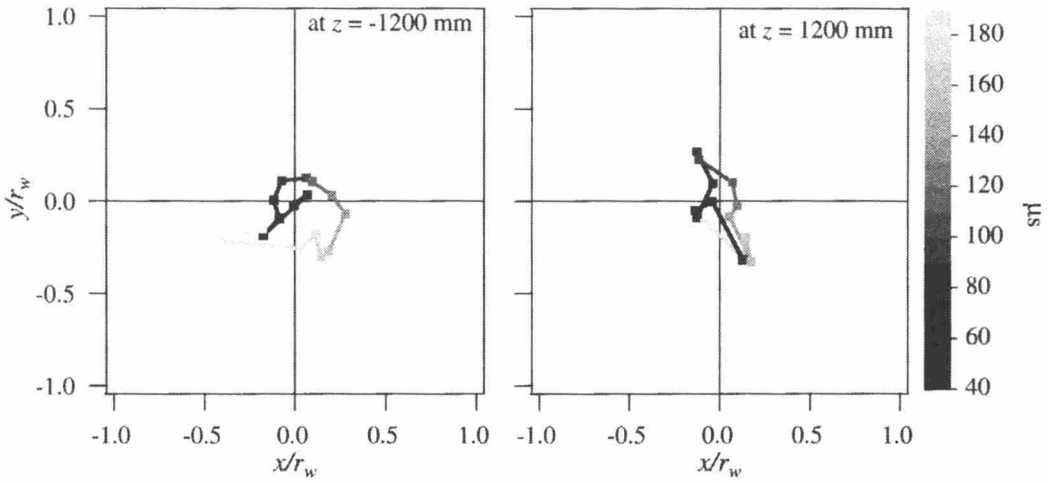

Fig. 7-7　NB 入射を行わなかった場合の，プラズマ柱の中心位置の時間変化．移送の初期段階（およそ t = 40 μs）で装置中心から 10 cm（r / r_w = 0.2）程度離れた点を通過し，その後プラズマ柱が大きく振動を続けることがわかる．

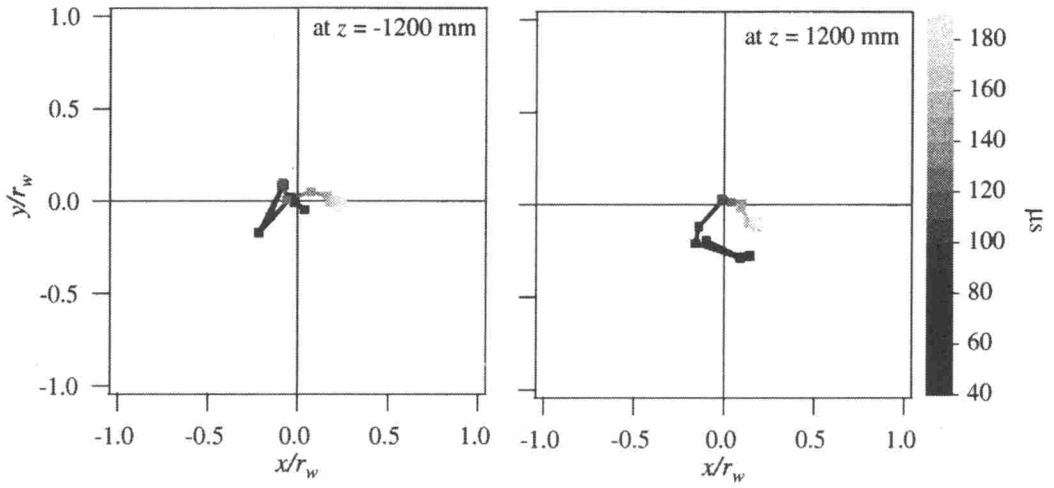

Fig. 7-8 NB 入射を行った場合のプラズマ柱の中心位置の時間変化．NB 入射を行わない場合と同様に移送の初期段階でプラズマ柱は装置軸から 10 cm 程度離れた点を通過し，その後大きく運動（回転）し始めるが，t = 100 μs 程度で減速し，その後ほぼ静止する．

次に NB 入射を行った場合の運動の変化について，Fig. 7-8 にその観測結果を示す．この場合も NB 入射を行わなかった場合と同様に z = 1200 mm の断面を装置軸からずれた点で通過していることがわかる．NB 入射を行わない場合と同様に，この変位を起因としてプラズマ柱が大きく運動を始めるが，時刻 t = 50 μs 程度からこの運動は減速し始め，移送過程の修了する t = 80 μs 程度でほぼ静止していることがわかる．

7-5 閉じ込め特性への影響

得られた観測の結果について，前章までに議論してきたプラズマの閉じ込め特性への影響を評価する．

プラズマ柱の装置軸からのずれやシフトモードの挙動は，プラズマの容器壁との接触や周辺の中性ガスとの反応の増加を引き起こし，プラズマ柱に不純物が取り込まれる原因となる可能性がある．壁からの不純物の量について定量的な評価は難しいが，プラズマから放射される制動放射光（Bremsstrahlung）を観測することで，これを監視することができる．

プラズマから放射される制動放射光は電子の励起準位の自由-自由変移によりおこる放射であり，その強度 W は，

$$W(\lambda)d\lambda = 5.05\times10^{-54}\frac{c}{\lambda^2}g_{ff}^{z}\left(\frac{e}{T_e}\right)^{1/2}Z_{eff}n_e^2\exp\left(-\frac{hc}{\lambda T_e}\right)d\lambda \qquad [\mathrm{Wsr^{-1}m^{-3}s^{-1}}] \tag{7-12}$$

である[8]．ここでλは波長，c：光速，h：プランク定数である．またg_{ff}^{z}はガウント因子（Gaunt factor）であり，量子力学による補正因子である．またZ_{eff}は実効電荷数と呼ばれ，

$$Z_{eff} = \frac{\sum_{i,z} n_i^z z^2}{\sum_{i,z} n_i^z z} = \frac{\sum_{i,z} n_i^z z^2}{n_e} \tag{7-13}$$

で定義される．ここでn_i^zはプラズマ中の元素 i の z 価のイオン密度である．この実効電荷数は，プラズマ中に存在する不純物について，元素の種別や電離状態を特定せずにその量の目安を与えるものである．プラズマ中の不純物は，式(7-12)からも明らかなように，放射損失の原因となりプラズマのエネルギー閉じ込め性能を劣化させる．また低電離ガスの混入はプラズマ温度の低下を引き起こし，前章で検討した抵抗性損失の増大の原因となる可能性もある．

本研究では，この制動放射光を観測することでプラズマのシフトモードの挙動と不純物量の関係について調べた．測定は中心波長 550 nm の放射光を z = 600 mm の位

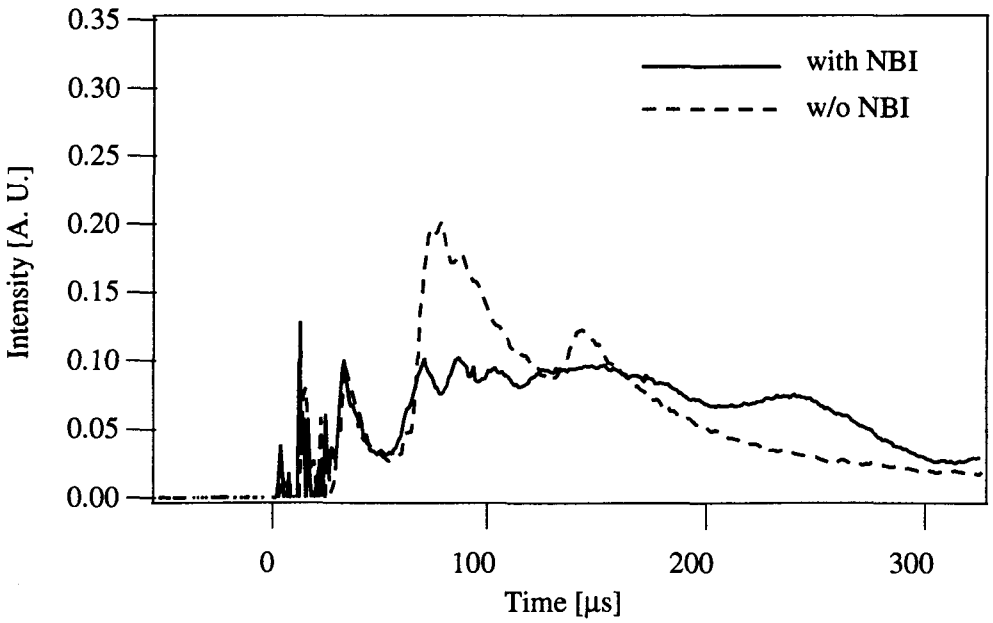

Fig. 7-9　制動放射光（λ = 550 nm）の発光強度の時間発展．測定位置は z = 600 mm.

置で分光器（CT-50 / 日本分光）を用いて行った．Fig. 7-5 と同ショットのプラズマについて制動放射光を測定した結果を Fig. 7-9 に示す．

移送時の発光量は NB 入射の有無にはほとんど影響しないが，NB 入射をおこなわない場合には移送直後の t = 80 μs，および 150 μs 付近で強い発光が起こっていることが確認できる．この時，プラズマの温度，および密度が変化していなければ，発光強度の違いは，不純物量を示すと考えられる．この結果から，プラズマの巨視的な運動により，取り込まれる不純物の量が増加しており，NB 入射によりこの運動が抑制されることで，FRC プラズマの閉じ込め特性が改善している可能性がある．

7-6　まとめ

本研究によって，FRC プラズマに対する高速ビームイオンの力学的な効果が初めて実験的に示された．

FIX 装置で生成される FRC プラズマでは，その準定常状態において，プラズマ柱の中心位置が装置軸からずれ大きく振動するような巨視的揺動が観測されている．この揺動を抑制する手法として，NB 入射によりプラズマ柱の両端にビームイオンによる環電流を生成し，この電流による電磁気的な作用により安定化することを提案した．FRC プラズマを歳差運動のような巨視的運動をする剛体円柱であると仮定した場合，この環電流による力が増加していくことで巨視的揺動が抑制される可能性がある．

第 7-4 節では，レーザー干渉計，および磁気プローブアレイによる観測結果から，実際に観測された巨視的揺動とその揺動が抑制される様子を示した．移送時におけるプラズマ柱の装置軸からのずれが起因であると予想される巨視的揺動は，その後準定常時までほぼ減速することなく続く．しかし NB 入射を行った場合，この揺動は移送開始後 60 ~ 70 μs で減速し静止する．これは NB 入射によって形成される高速ビームイオンによる環電流の効果であると考えられる．

この巨視的揺動は，磁場配位の対称性を悪化させることや，壁との接触による不純物の混入を増加させる可能性がある．第 7-5 節に示した制動放射の発光強度の差は，この不純物の混入量の変化を示唆するものである．制動放射損失は主として電子温度の低下につながることから，第 6 章において議論した抵抗性損失が増大する可能性もある．本章で述べた実験の結果から，NB 入射が FRC プラズマの巨視的揺動を抑制し，また，不純物の混入量などを低減させることで，閉じ込め性能の劣化を抑えている可能性が示されたと言える．

参考文献

[1] D. C. Barnes, J. L. Schwarzmeier, H. R. Lewis, and C. E. Seyler, Phys. Fluids **29**, 2616 (1986).

[2] A. Ishida, R. Kanno, L. C. Steinhauer, Phys. Fluids **B4**, 1280 (1992).

[3] N. Iwasawa, Stability Property of Static Field Reversed Configurations, Ph.D. thesis, Graduate school of Sci. and Tech., Niigata Univ., Japan, (2000).

[4] N. Iwasawa, A. Ishida, and L. C. Steinhauer, Phys. Plasmas **8**, 1240 (2001).

[5] E. V. Belova, S. C. Jardin, H. Ji, M. Yamada, and R. Kulsrud, Phys. Plasmas **7**, 4996 (2000).

[6] S. Ohi, T. Minato, Y. Kawakami, M. Tanjyo, S. Okada, Y. Ito, M. Kako, S. Goto, T. Ishimura, and H. Ito, Phys. Rev. Lett. 51, 1042 (1983).

[7] 東弘之，修士論文，（大阪大学大学院工学研究科，1999）.

[8] R. L. Morse, J. P. Freidberg, Phys. Fluids **13**, 531 (1970).

[9] プラズマ核融合学会編　プラズマ診断の基礎，（名古屋大学出版会，1990）.

[10] D. C. Barns and R. D. Milroy, Phys. Fluids **B3**, 2609 (1991).

第8章 結論

本研究は，加熱や閉じ込め特性の改善を目的とした NB 入射を世界で初めて FRC プラズマに適用し，またその効果について，実験と数値計算の手法を用いて検証したものである．本研究では，NB 入射の対象が高ベータコンパクトトーラスであることに起因する工学的な諸問題を解決し，NB 入射の適用に成功した．また，その物理機構の可能性のひとつとして電子加熱に注目し，実験結果を概ね説明しうることを示した．さらに，FRC 特有の NB 入射の効果として，その巨視的揺動に対する抑制効果の存在を実験的に示した．また，そのメカニズムについて，定性的にではあるがビームイオンによって形成される環電流により，プラズマ柱の巨視的揺動を抑制しうる可能性を指摘した．特にコンパクトトーラスの定常運転への道のひとつを拓いたことは，今後の同分野の研究発展にとって，非常に価値のあるものである．

8-1 各章の総括

第1章では，背景である核融合研究の現状と動向について概説し，本研究の属する分野であるコンパクトトーラス研究の位置付けを明らかにした．また，本研究の目的を述べ，本論文の構成を示した．

第2章，および第3章では，本研究を行った FRC プラズマ実験装置である FIX，ならびに本研究で用いた NB 入射系について説明し，実験の概要を明らかにした．

第4章では実験結果を解釈する上での手掛かりを得るべく，本研究で行った NB 入射実験について，数値計算を用いて評価した．この結果，入射される NB のシャインスルーの割合は 10%以下であり，ビームイオンは装置軸の周囲を大きく旋回しながらミラー間を反復運動することを明らかにした．

第5章では，NB 入射によって FRC プラズマの配位持続時間が伸長したことを示し，またこの結果が，閉じ込め特性の改善によるものであることを示した．

第6章では，閉じ込め特性改善の物理機構として，電子加熱によるプラズマの電気抵抗の減少について注目し，これを検証した．この結果，平衡温度から予想される電子温度の変化が，実験で得られた粒子閉じ込め時間の伸長を，よく説明することがわかった．

第7章では，NB 入射によって FRC プラズマ両端部に形成される環電流により，巨視的揺動を制御し得る可能性を示し，その効果を実験的に検証した．磁気プローブによる詳細な観測から，FIX 装置で生成・移送される FRC プラズマには，移送過程における装置軸からのずれに起因する巨視的揺動が存在することを示し，さらに

これが NB 入射によって抑制されていることを確認した．また，制動放射光の観測から，この巨視的揺動が不純物の混入を増加させ，閉じ込め性能を劣化させている可能性を示した．

8-2　本研究の結論

本研究によって，NB 入射が FRC プラズマの閉じ込め特性を大幅に改善することが実験的に示された．またその結果について，いくつかの検討がなされ，第1-4節で掲げた2つの研究目標に対して，それぞれ以下の2つの結論が得られた．

1)　電子加熱効果について［第5章，第6章］

本研究で行われた NB 入射実験において，平衡温度の減衰速度が低減することを第6章に示した．またこの変化が，電子の加熱によるものであると仮定すると，第5章に示した大幅な閉じ込め時間の伸長を説明できることを示した．これらの研究結果から， NB 入射による電子加熱の効果によりプラズマの電気抵抗が減少し，結果として粒子の抵抗性拡散による損失が抑制された可能性が高い．

2) 巨視的揺動の抑制について［第7章］

NB 入射によって生じる高速ビームイオンがプラズマ柱の両端部に環電流を形成することを，第4章において行った粒子軌道計算の結果を用いて示した．この環電流はプラズマのトロイダル電流と同方向であるため，プラズマ柱の両端部に，軸方向の張力を加えるため，この電流の形成が，巨視的揺動の抑制に効果があることを指摘した．また，この抑制効果を，磁気プローブなどを用いた観測により実験的に検証した．この研究から，NB 入射は FRC プラズマの巨視的揺動を抑制できる可能性が示された．

8-3　今後の課題

最後に、FRC プラズマにおける NB 入射研究の今後の課題について取り上げ、本論文の結びとする．

短期的なものとしては次の課題が挙げられる．本研究では電子加熱の可能性について，プラズマ電子とビームイオンとの古典的な衝突過程を仮定し，電子加熱による閉じ込め性能の向上と，それにともなう配位持続時間の伸長を説明した．しかしながら，本研究では電子温度の直接的な計測は行っておらず，今後，NB 入射による

閉じ込め性能の向上について，より進んだ研究を行うためには，現在本研究施設において準備を進めているトムソン散乱法による電子温度の直接計測の実現が急務である．また，高速ビームイオンの力学的な効果については，閉じ込め容器中におけるイオンの振る舞いを直接観測する必要がある．計測機器によるプラズマへの擾乱や，背景のプラズマの影響などのため非常に難しい研究課題であるが，今後の重要な研究課題のひとつである．

核融合炉としての実験実証を睨んだ，中・長期的な課題としては，以下が挙げられる．不安定性の抑制に関しては，7-1節において傾斜モード不安定の高速ビームイオンによる安定化効果について触れたが，回転モード不安定性についても，同様に高速イオンによる安定化の可能性が理論的な研究により示されている[1-2]．一般に回転モード不安定性は，多極磁場の印加により安定化されることが知られている[3]．しかし D-^{3}He 核融合を考えた場合，15MeV 反応生成陽子のジャイロ軌道半径はプラズマの半径程度であり，磁場の軸対称性を破る多重極磁場は，この陽子の閉じ込めを悪化させる．これに替わる方法として高エネルギービームイオンによる安定化が提唱されている．回転，傾斜のいずれの不安定性の場合も，入射されたビームイオンの軌道がベータトロン軌道の条件を満たすことが，この理論研究の前提条件ではあるが，この現象に関する実験的な検証は，FRC 研究の今後の課題である．ベータトロン軌道の実現や，電流駆動の高効率化を計る場合，プラズマ中に入射されるビーム粒子のトロイダル方向のエネルギー比大きくする必要がある．つまり，より接線入射に近い NB 入射の実現が求められる．これは NB 入射による燃焼条件の実現を仮定した，ARTEMIS のモデル実験といった位置付けとしても重要である．この時，シャインスルーによる軌道損失を抑えるためには，高い捕捉磁束を持つ FRC プラズマの生成が要求され，RMF などとの併用による FRC プラズマの高捕捉磁束化が今後の研究進展の鍵を握る．

本研究では検証しなかったが，高速ビームイオンはその大きな軌道半径のため，周辺プラズマ領域や，特に *X*-point 付近のプラズマにも影響する可能性がある．特にビームイオンの密度が滞在時間の関係から最大になる *X*-point 外側では，カスプ状の極小磁場配位が形成される．カスプ配位では，イオンの静電効果による閉じ込めが非常に重要な役割を果たすが，FRC プラズマにおいても，この領域における静電的な粒子閉じ込めの効果が存在する可能性が指摘されており[4-5]，先に述べたビーム粒子の直接計測も含め，周辺プラズマ中における高速イオンの振る舞いやその影響について，今後検討が必要であろう．

参考文献

[1] M. Ohnishi, H. Kuranaga, and M. Okamoto, Nucl. Fusion 28, 1427 (1988).

[2] M. Ohnishi, A. Ishida, and T. Akasaka, Phys. Fluids B5, 1842 (1993).

[3] S. Ohi, T. Minato, Y. Kawakami, M. Tanjyo, S. Okada, Y. Ito, M. Kako, S. Goto, T. Ishimura, and H. Ito, Phys. Rev. Lett. 51, 1042 (1983).

[4] L. C. Steinhauer, Phys. Fluids 29, 3379 (1986).

[5] P-R Chiang and M-Y Hsiao, Phys. Fluids B 4, 3226 (1992).

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の博士課程としての研究を，同研究科附属超高温理工学研究施設において後藤誠一教授のご指導の下に行ったものである．本研究の遂行の機会と懇切なるご助言，ご指導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深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，八木厚志教授，高井義造教授，大中幸三郎助教授，並びに産業科学研究所岩崎裕教授には，本論文作成に当たり細部に渡りご検討いただき，数多くの貴重なご意見を賜りました．ここに深く御礼申し上げます．

超高温理工学研究施設第一部門岡田成文教授には，本研究遂行に対する指針を頂くと共に，有意義な議論，およびご教示を頂きました．ここに深く感謝いたします．

超高温理工学研究施設大井正一助教授，杉本敏司助教授，大久保衛助手，吉村智助手，井通暁助手，矢野美一技官，北野勝久研究員には研究の遂行に際し有益なご助言を頂きました．ここに心より御礼申し上げます．

日本大学理工学部物理学科高橋努助教授には，本研究内容の全般に亘り，機会あるごとに熱心に議論していただき，多数の有益なご教示と，研究遂行に対する温かい激励の言葉を頂きました．ここに深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，数多くの有益なご意見を頂きました，日本大学理工学部野木靖之教授，同専任講師鈴木潔光博士に深く感謝いたします．

研究の遂行や物理機構の解釈，また論文の作成において，多くの貴重なご意見を頂いた米国 NASA，MSFC 研究員 Adam K. Martin 博士に深く御礼申し上げます．

東京都立大学助手，鈴木敬久博士には，FRC の平衡や粒子軌道計算などの数値的な処理において，数多くの有益なご助言を頂きました．ここに深く感謝の意を表します．

文部科学省核融合科学研究所冨田幸博助教授，水口直紀助手には，FRC プラズマ中における高エネルギーイオンの作用に関する理論的な解釈について，多くの有益なご助言を頂きました．ここに深く感謝致します．

超高温理工学研究施設において２年間に亘り，共同研究者として，また時には良き友人として，公私ともにご助言とご助力を頂いた同研究施設非常勤研究員岩澤直孝博士に深く感謝の意を表します．

FRC プラズマに対して世界初の試みとして行われた，中性粒子ビーム入射実験を遂行するに当たり，共に多くの問題を乗り越えてきた，小寺富士氏，米田朋広氏に深く感謝します．

本研究の遂行に当たり，貴重なご助言とご助力を頂いた山仲浩二博士，田中孝幸氏，川田卓二氏，前嶋聡氏，川上隆介氏，山本信一氏，品川和雅氏，岸本正之氏に深く感謝いたします．

最後に，私に研究の機会を与えて下さった両親と，研究生活を支えてくれた妻に感謝いたします．

なお，本研究の遂行に対しては，日本育英会から奨学金による援助を頂きました．ここに感謝いたします．

本論文著者による研究業績

学位論文に関する公刊論文

1) ***"First-step experiments of neutral beam injection into a field-reversed configuration plasma,"***
T. Asai, T. Yoneda, F. Kodera, M. Okubo, S. Okada, and S. Goto,
Journal of Plasma and Fusion Research Series, Vol. 3, pp.63-66, January 2000.

2) ***"Experimental evidence of improved confinement in a high-beta field-reversed configuration plasma by neutral beam injection,"***
T. Asai, Y. Suzuki, T. Yoneda, F. Kodera, M. Okubo, S. Okada, and S. Goto,
Physics of plasmas, Vol. 7, No. 6 pp.2294-2297, June 2000.

3) ***"Improvement of plasma confinement on a field-reversed configuration with strong mirror field by neutral beam injection,"***
T. Asai, F. Kodera, T. Yoneda, M. Okubo, S. Okada, and S. Goto,
Transaction of Fusion Technology, Vol.39, No.1T, pp.366-369, January 2001.

4) ***"Experiments on additional heating of FRC plasmas,"***
S. Okada, T. Asai, F. Kodera, K. Kitano, Y. Suzuki, K. Yamanaka, T Kanki, M. Inomoto, S. Yoshimura, M. Okubo, S. Sugimoto, S. Ohi, and S. Goto,
Nuclear Fusion, Vol. 41, No. 5, pp.625-629, May 2001.

5) ***"Beam-Assisted Low Density Formation of Field Reversed Configuration (FRC) Plasma,"***
F. Kodera, T. Asai, M. Okubo, S. Okada and S. Goto,
Journal of Plasma and Fusion Research, Vol 77, No. 11, pp.1145-1153, November 2001.

6) ***"Improved confinement in a field-reversed configuration (FRC) due to neutral beam current effects,"***
T. Asai, F. Kodera, M. Okubo, S. Okada and S. Goto,
Journal of Plasma and Fusion Research (to be published).

国際会議における発表論文

1) ***"Low Aspect Ratio High Elongation Tokamak produced by Negative Biased Theta-Pinch,"***
Y. Narushima, T. Asai, S. Shimamura, T. Tkahashi, K. Suzuki, Y. Nogi and Y. Ohkuma,
in *Proceedings of 9th International Congress on Plasma Physics* (ICPP, Prague, Czech, 29 June - 3 July 1998) , B037.

2) ***"Multi-channel Optical Diagnostic System for Field-Reversed-Configuration Plasmas,"***
T. Takahashi, T. Asai, Y. Narushima, Y. Ohkuma and Y. Nogi,
in *Proceedings of 1st General Assembly of Asian Plasma and Fusion Association Joint with The Third Asia Pacific Plasma Theory Conference* (1st APFA & 3rd APPTC98, Beijing, China, 21 - 25 September 1998), pp. 92-94.

3) ***"Observation of improved confinement of a field-reversed configuration with neutral beam injection,"***
T. Asai, F. Kodera, T. Yoneda, M. Okubo, S. Okada, and S. Goto,
in *Proceedings of 10th International Congress on Plasma Physics* (ICPP, Quebec-city, Canada, 23 - 27 October 2000), Vol.3, pp.732-735.

4) ***"Experiments on auxiliary control of a field-reversed configuration plasma translocated in mirror geometry,"***
S. Goto, S. Maeshima, T. Yoneda, T. Asai, K. Kitano, F. Kodera, K. Yamanaka, Y. Suzuki, S. Yoshimura, M. Okubo and S. Okada,
in *Proceedings of 10th International Congress on Plasma Physics* (ICPP, Quebec-city, Canada, 23 - 27 October 2000), Vol.3, pp.748-751.

5) ***"Additional Heating Experiments of FRC Plasma,"***
S. Okada, T. Asai, F. Kodera, K. Kitano, T. Suzuki, K. Yamanaka, T. Kanki, M. Inomoto, S. Yoshimura, M. Okubo, S. Sugimoto, S. Ohi, and S. Goto,
in *proceedings of 18th IAEA Fusion Energy Conference* (IAEA, Sorrento, Italy, 4 - 10 October 2000), IAEA-CN-77/EXP4/17.

6) ***"Neutral beam injection experiments in a high-beta FRC research,"***
Tomohiko Asai,
in *US-Japan Workshop on Physics of Innovative High Beta Concepts* (Osaka, Japan, 26 - 28 February 2001).

その他，学会・研究会発表 13 件