

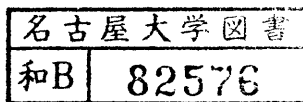
# 高速イオンの古典的軌道損失を用いた 非接触電場制御

(研究課題番号 03452285)

平成4年度科学研究費補助金 (一般研究(B))

研究成果報告書

平成5年3月



研究代表者 上 杉 喜 彦

(名古屋大学工学部助教授)

## 目 次

はしがき	---	1
研究組織	---	1
研究経費	---	1
研究発表	---	2
研究成果	---	5
第1章 はじめに	---	5
第2章 数値計算のモデル、計算手法	---	6
2.1 径電場数値計算の概要		
2.2 数値計算のモデル		
2.3 イオン束計算		
2.4 電場計算		
第3章 計算結果及び検討	---	17
3.1 NBI入射方法		
3.2 イオン束計算結果		
3.3 電場計算結果		
3.4 検討		
第4章 現実の配位との比較	---	29
4.1 現実のNBI入射配位		
4.2 イオン束計算結果及び検討		
4.3 電場計算結果及び検討		
第5章 まとめと今後の展望	---	35
5.1 まとめ		
5.2 今後の展望		
第6章 交流リミタバイアスによる振動プラズマ電場の形成	---	39
6.1 Introduction		
6.2 Enhancement of Radial Diffusion by Polarization Drift		
6.3 AC Limiter Biasing Experiment		
6.4 Discussion and Conclusion		
謝辞		

## はしがき

トーラスプラズマの閉じ込め研究の進展によりプラズマ中の電場、特に径方向電場がエネルギー及び粒子閉じ込め特性と密接に関連していることが理論ならびに実験研究により明らかになりつつある。プラズマの閉じ込め特性の改善を目的として、従来行われているプラズマ中に挿入された固体電極を用いた径電場制御法は、熱負荷ならびにプラズマへの擾乱等から高温プラズマを発生する大型装置への適用は不可能である。

本研究は、高速中性粒子の電離によるイオン・電子対の生成及び生成された高速イオンの軌道損失、荷電交換損失過程を利用した実効的電子注入によるプラズマ電場制御特性を数値計算により明かにすることにある。本研究の成果は大きく次の点にまとめられる。

- [1] 高速中性粒子入射(NBI)により生成される2種類径方向のイオン束（軌道損失と荷電交換損失、トロイダル方向の運動量の輸送に伴う径方向の損失の2種類）を数値計算で求め、NBIをプラズマ周辺部に局在化して入射し、NBIの加速エネルギー等の最適化を図ることにより、プラズマ周辺部に大きな径方向外向きのイオン束が形成されることを示した。
- [2] NBIによる径方向外向きあるいは内向きの損失イオン束は、各磁気面上における両極性条件を満足するように変化する。トカマク装置で得られているHモードプラズマに見られるような周辺部の電場を変化させるようにNBI入射方法を最適化した場合、中型トカマク装置では、100kW程度のNBI入力で50V/cm程度の径方向電場の変化を誘起できる可能性がある。
- [3] 今後の問題点として、電場計算に用いている電子・イオンの拡散係数にはリップル損失を取り入れた新古典拡散係数を用いており、より現実的な異常拡散モデルを用いた電場分布計算を行う必要がある。また、本研究において示されたNBIによる電場制御特性を実際のトカマク装置で検証し、電場制御による閉じ込め特性改善の可能性を明かにする必要がある。

## 研究組織

研究代表者：上杉喜彦（名古屋大学工学部助教授）

## 研究経費

平成3年度	3,200	千円
平成4年度	800	千円
計	4,000	千円

## 研究分担者：

高村	秀一	(名古屋大学工学部・教授)
桜井	桂一	(名古屋大学情報処理教育センター・助教授)
大野	哲靖	(名古屋大学工学部・助手)

## 研究発表

### (1) 学会雑誌等

- [1] Y. Uesugi, Y. Yamakawa and S. Takamura  
Control of edge electric field by limiter biasing and electron beam injection  
A collection of Papers Presented at the IAEA Technical Committee Meeting on Research Using Small Tokamaks, (1991)128.
- [2] Y. Uesugi, Y. Yamakawa, T. Chiba and S. Takamura  
Control of edge electric field by limiter biasing and electron beam injection in HYBTOK-II tokamak, J. Nucl. Mater., 196-198(1992)452.
- [3] Y. Uesugi, T. Chiba, A. Okada, S. Sasaki and S. Takamura  
Response of the edge plasma potential during AC limiter biasing in HYBTOK-II tokamak  
A Collection of Papers Presented at the IAEA Technical Committee Meeting on Tokamak Plasma Biasing, (1992)201.

### (2) 口頭発表

1. 千葉知雄、櫻井真治、上杉喜彦、高村秀一  
高速中性粒子入射によるプラズマ周辺部電場制御の数値計算  
プラズマ・核融合学会第8回秋季講演会（於 筑波大学）  
1991年10月3日
2. 山川泰士、千葉知雄、上杉喜彦、森光雄、高木誠、高村秀一  
HYBTOK-IIにおけるリミターバイアスおよび電子ビーム入射による周辺部プラズマ電場制御  
プラズマ・核融合学会第8回秋季講演会（於 筑波大学）  
1991年10月3日

3. 上杉喜彦、山川泰士、高村秀一  
Edge electric field modification by limiter biasing and its effect on  
confinement properties in HYBTOK-II tokamak,  
科学研究費補助金総合研究 (B) 「核融合における周辺プラズマ・  
対向壁相互作用の総合的研究」 (研究代表者: 高村秀一) 研究会  
(於 熱川ハイツ)  
1991年11月5日
4. 千葉知雄、櫻井真治、上杉喜彦、高村秀一  
高速中性粒子入射によるプラズマ周辺部電場制御の数値解析  
平成3年度電気関係学会東海支部連合大会 (於 豊橋技術科学大学)  
1991年11月28日
5. Y. Uesugi, Y. Yamakawa, T. Chiba and S. Takamura  
Control of edge electric field by limiter biasing and its effect  
on plasma properties  
US-Japan Workshop on open field line physics, San Diego,  
March 25, 1992
6. 千葉知雄、櫻井真治、上杉喜彦、高村秀一  
高速中性粒子入射によるプラズマ周辺部電場制御の数値計算(II)  
プラズマ・核融合学会第9回年会 (於 大阪大学)  
1992年3月26日
7. 高速中性粒子入射によるトカマクプラズマ周辺部電場制御の数値解析  
平成4年度電気関係学会東海支部連合大会(於 名古屋工業大学)  
1992年10月16日
8. 上杉喜彦、千葉知雄、岡田明久、佐々木敏、高村秀一  
HYBTOK-IIトカマクにおける交流リミタバイアス実験  
プラズマ・核融合学会第9回秋季講演会 (於 東北大学)  
1992年10月29日

9. 千葉知雄、櫻井真治、上杉喜彦、高村秀一、荘司昭郎  
JFT-2Mにおける高速中性粒子入射によるプラズマ周辺部電場制御  
プラズマ・核融合学会第9回秋季講演会（於 東北大学）  
1992年10月29日
  
- 10 上杉喜彦  
交流バイアスによる径方向電場制御とそれを用いたHe排出模擬実験  
「開放磁場における電位と輸送機構」研究会（於 核融合科学研究所）  
1992年12月1日
  
11. Y. Uesugi, A. Okada, S. Watanabe and S. Takamura  
Effects of static and oscillating electric field by limiter biasing on plasma  
transport Japan-US Workshop on "Studies on Edge Plasma Control and  
Transport Processes" Tsukuba University  
December 7, 1992
  
12. JFT-2Mにおける高速中性粒子入射によるプラズマ周辺部電場制御(II)  
プラズマ・核融合学会第10回年会 発表予定（於 東洋大学）  
1993年3月27日

## 研究成果

### 第1章 はじめに

トカマクプラズマの径方向電場( $E_r$ )を変化させるには、磁場を横切る電子、あるいはイオンの輸送を制御する必要がある。具体的には、(1) ダイバータ、リミター等の電極バイアスによる粒子損失の制御、(2) 波動を用いた電子またはイオンの選択的な輸送の促進、(3) 高速中性粒子入射による実効的荷電粒子注入等の方法が考えられる。上記の手法の内、(1)の電極バイアス方は、プラズマ内部の電場を制御するためにはバイアス電極をプラズマ内部に挿入する必要がある、高温プラズマでは定常的にバイアス印加することは熱負荷等の点から困難である。(3)の高速の中性粒子を用いた電場制御法は、プラズマ中に高速中性粒子を入射し、その電離と生成されたイオンの軌道損失及び荷電交換損失過程を利用してイオンの径方向の損失を促進することにより径電場を制御するものである。プラズマ加熱と同様の入射方法であることから、[1] プラズマ中に固体電極を挿入することなく電場を制御できること、[2] 入射中性粒子のエネルギー及び粒子数を変えることにより形成される径電場の分布及びその大きさを制御できる等の特徴を有するものである。

電場制御の最終的な目的は、径電場制御を介したプラズマ閉じ込め改善やプラズマ周辺部における燃料粒子及び不純物制御にある。プラズマの電場分布あるいはその大きさを制御してプラズマの閉じ込め改善をはかるためには、プラズマの電場と粒子・エネルギー閉じ込めとの関係を理論的あるいは実験的に調べる必要があるとともに、閉じ込め改善に最適な電場分布等を得るための電場制御の手法を確立する必要がある。本成果報告書では、トカマクプラズマの電場制御手法の中で非接触で径電場の制御が可能な高速中性粒子入射を用いた電場制御法を取り上げ、以下に中性粒子入射による径電場制御に関する数値計算の手法及びその結果を示し、中性粒子入射による電場制御の可能性を検討する。また、我々が行っている交流リミタバイアスによる不純物排出に関する研究結果も併せて述べる。

## 第 2 章 数値計算のモデル、計算手法

### 2. 1 径電場数値計算の概要

径方向にイオンが拡散すると、形成される電場により同じ方向に電子も拡散しようとする。しかし、電子は磁場に対して垂直方向には拡散しにくいので、径方向の電場（径電場）が形成される事により両極性の条件が成り立つ。本制御法では高速中性粒子をプラズマ中に入射し、プラズマ中での電子、イオンとの衝突により電離させイオンを生成して、それを軌道損失させることにより径方向イオン束を生じさせるのである。この径方向イオン束が大きい程、準中性状態を保つために大きな径電場変化が期待される。2. 2 節では計算に用いた、プラズマや NBI のモデルについて説明する。

数値計算は、主にイオン束を計算する部分と、径電場を計算する部分との 2 つに大きく別れる。2. 3 節ではどのようにイオン束を計算するか説明する。最後に、2. 4 節ではイオン束、電子束と径電場がどのような関係にあり、どのように径電場を計算するか説明する。図 2-1 に数値計算の簡単なフローチャートを示す。

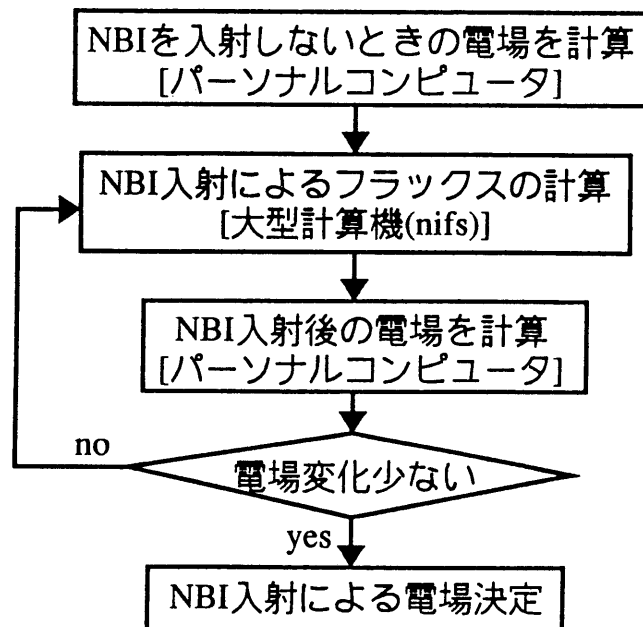


図 2-1 数値計算のフローチャート



## 2. 2 数値計算のモデル

### 2. 2. 1 プラズマのモデル

中型トカマク装置JFT-2Mを模擬して計算を行った。代表的なパラメータを表1に示す。容器断面はD型であり、プラズマ放電にはリミター放電とダイバータ放電があり、前者のプラズマ断面は円形またはD型であり、後者の場合は

表1 JFT-2Mのパラメータ

大半径 R	1.31m
小半径 a	0.35m
トロイダル磁場 $B_t$	1.2T
プラズマ電流 $I_p$	200kA
線平均電子密度 $n_e$	$3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$
中心電子温度 $T_e$	700eV

D型でありダブルヌル又はシングルヌル配位のダイバータプラズマが生成できる。本研究においては、計算が比較的容易なり

ミター放電プラズマ円形断面の場合における計算を行った。

代表的な、電子、イオンの温度分布、及び密度分布を図2-2に示す<sup>[11]</sup>。これらの分布は実際に実験で計測されている分布を模擬したものである。荷電交換過程に重要な働きをする中性粒子の分布については、プラズマ周辺で $1.0 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$ 、壁から4cmで $1/e$ になると仮定した。トロイダル磁場のリップルは径方向の粒子の拡散を助長しプラズマ周辺部で最大6%である。トロイダル磁場のリップルの分布を図2-3に示す<sup>[12]</sup>。

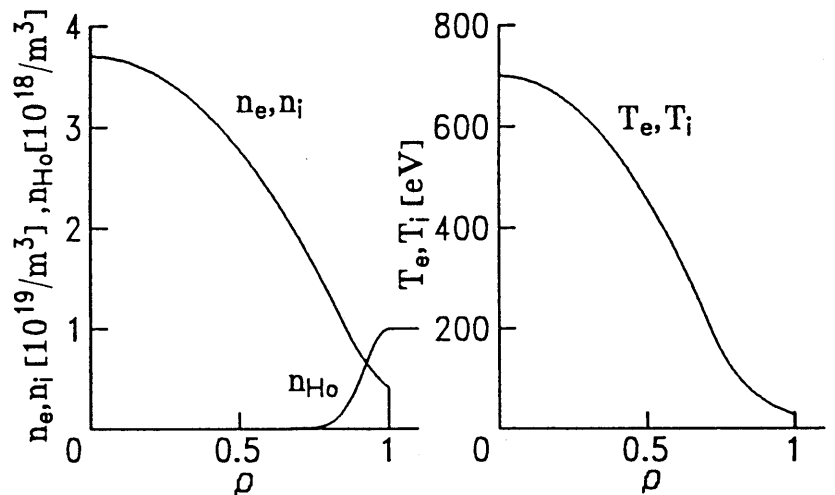


図2-2 電子、イオンの密度分布、温度分布

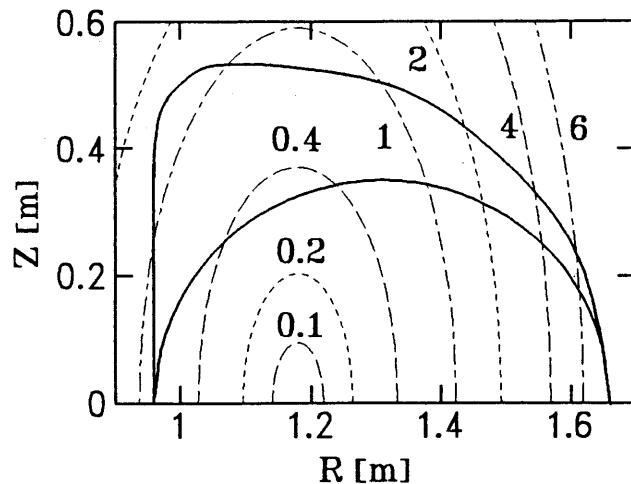


図2-3 トロイダル磁場のリップル分布  
リップルの大きさ $\delta$  [%]

## 2. 2. 2 入射粒子

入射する中性粒子はどのような原子が良いのであろうか。まず、周辺部で電離を起こしやすいという点から、電離電圧の低いアルカリ金属等が考えられる。また電離生成したイオンが損失しやすいという点から、質量が重い原子が考えられる。しかし、質量が重い原子はZの2乗に比例して放射損失によるプラズマの冷却を招き、プラズマに悪影響を与えるという点から入射粒子として適していない。それ故、不純物混入の低減という観点から、水素、重水素等の燃料粒子を使用するのが妥当であると考えられる。しかし、J F T - 2 Mにおける実際の実験においては、ビームに重水素を使うことは装置の関係上出来ないで、水素での計算を行った。入射された中性粒子のイオン化効率を示す水素、重水素の電離断面積を図2-4に示す。現実的なN B Iの加速電圧である10~40 keVの領域では、荷電交換電離の断面積が最も大きい。〔13〕〔14〕

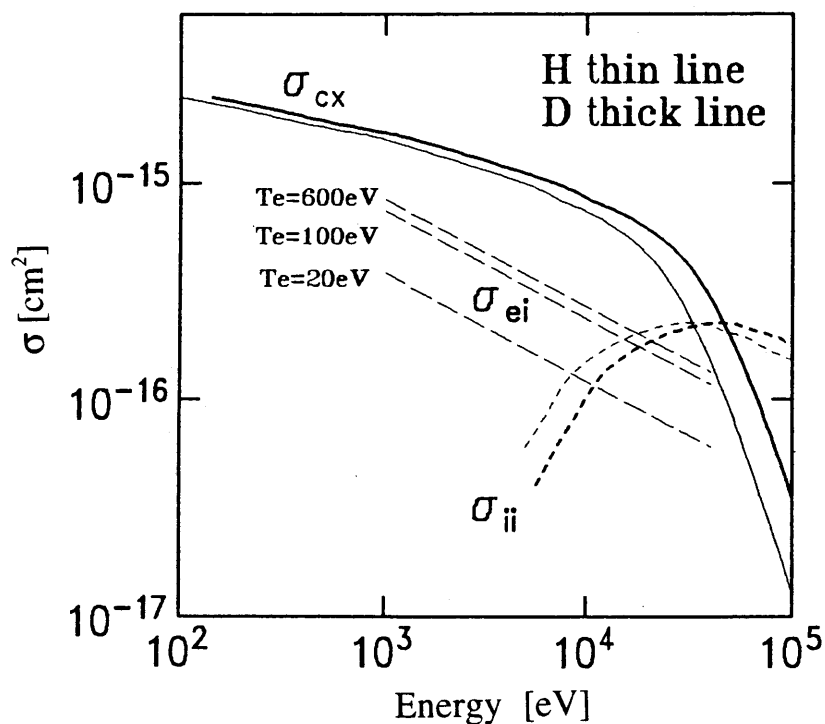


図2-4 H、Dの電離断面積

$\sigma_{cx}$  : 荷電交換電離断面積

$\sigma_{ei}$  : 電子衝突電離断面積

$\sigma_{ii}$  : イオン衝突電離断面積

### 2. 2. 3 入射角、入射高の説明

中性粒子の入射方法を図2-5に示す。NBIのプラズマへの入射点と、トロイダル赤道面との距離を入射高 $Z_0$ と定義する。NBIのプラズマへの入射点におけるトロイダル磁場とNBIの成す角を入射角 $\theta$ と定義する。NBIとトロイダル赤道面のなす角を入射角 $\phi$ と定義する。入射高、入射角 $\phi$ 、 $\theta$ を変化させることにより径方向イオン束を変化させ、電場形成の最適化を行う。

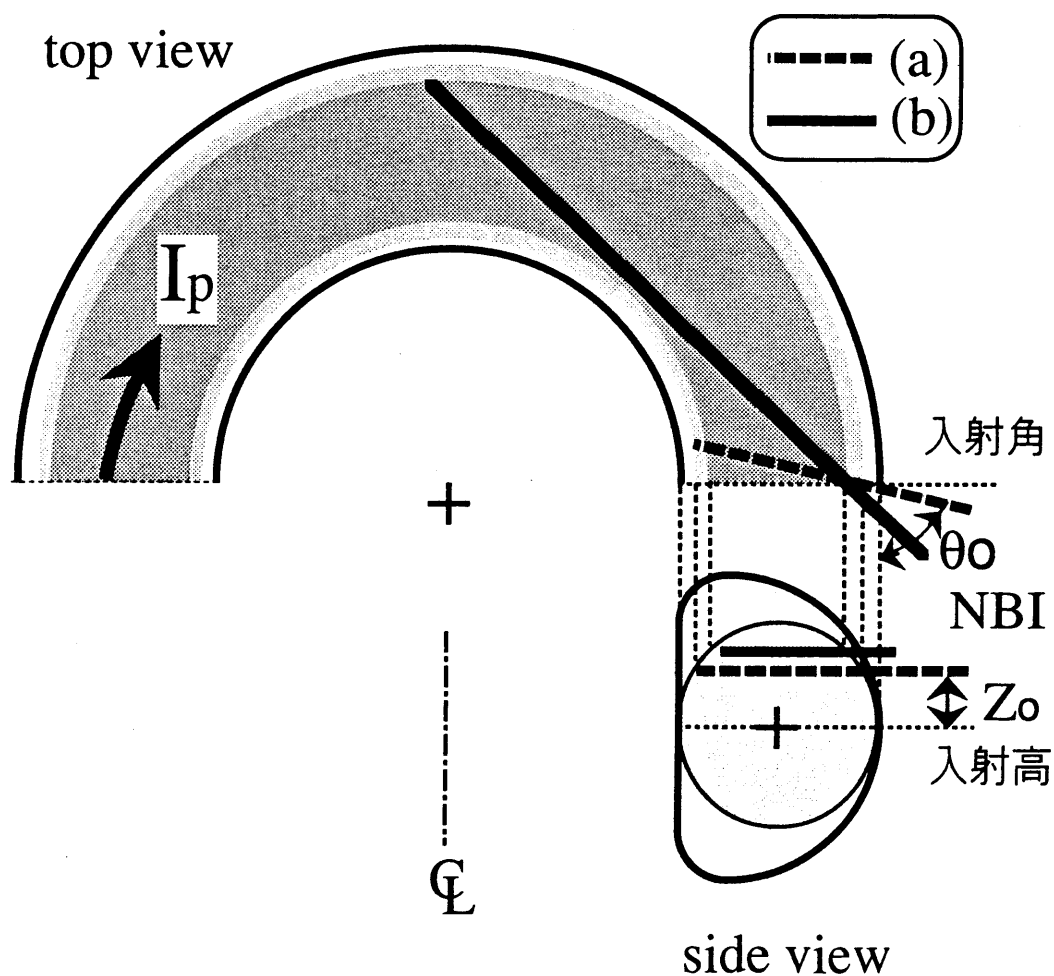


図2-5 中性粒子の入射方法

## 2. 3 イオン束計算

### 2. 3. 1 NBIにより生成されるイオン束

プラズマ中に入射された高速中性粒子の多くはプラズマ中で電離し、高速イオンとなり磁場に補足されるか、もしくは電離せず反対側の壁に衝突する。生成高速イオンはプラズマ中心部ではバルクの粒子と衝突を起こし最終的に減速し、熱化後バルクの粒子と同じ動きをするようになり、プラズマ周辺部では十分減速する前に軌道損失や荷電交換損失によりプラズマ外に損失する。

まず、プラズマ中に留る高速イオンの減速による影響について考える。高速イオンは減速する過程において、バルクのイオンまたは電子に運動量を与える。そして完全に熱化した後には、もともと持っていた運動量を失う。つまり、中性粒子入射中は、バルクプラズマは常に運動量を得ている。

しかし、中性粒子入射中のプラズマの回転には、ある定常状態が存在する。プラズマが定常であるためには、このNBIによる運動量の注入に基づく力と釣り合うよう何らかの力が存在することを示している。ここでは、その力はバルクイオンが径方向に拡散していくことにより生じると考えられる。これは次式①のようあらわされる。

$$e(\Gamma_i \times B) + F = 0 \quad \text{-----} \quad \text{①}$$

FはNBIによって生成される、高速イオンが及ぼす力である。この式が、トロイダル方向のみで釣りあうと考えると、次式②のようになる。

$$e(\Gamma_i \times B)_t + F_t = 0 \quad \text{-----} \quad \text{②}$$

ただし、この式で $F_t$ はNBIにより入力されたトロイダル方向の力を示す。この式を成分に分けると次式③の様になる。

$$e\Gamma_{ir} \cdot B_p + F_t = 0 \quad \text{-----} \quad \text{③}$$

$$\Gamma_{ir} = -F_t / eB_p \quad \text{-----} \quad \text{④}$$

具体的には、 $F_t$ は単位体積当たりトロイダル方向に働く力であり、次式⑤で与えられる。

$$F_t = n_0 \langle \sigma v_f \rangle M_f n_f v_f' - n_i \langle \sigma v_f \rangle M_f n_b v_f$$

$$= \langle \sigma v_f \rangle M_f (n_0 n_f v_f' - n_i n_b v_f) \quad \text{----- ⑤}$$

ここで、 $\langle \sigma v_f \rangle$ ：電離速度係数（荷電交換がほとんど）

$M_f$ ：入射イオンの質量

$v_f$ ：電離した時点での高速イオンのトロイダル方向速度

$v_f'$ ：荷電交換損失した時点での高速イオンのトロイダル方向速度

$n_0$ ：中性粒子密度

$n_f$ ：高速イオンの密度

$n_i$ ：バルクイオンの密度

$n_b$ ：NBIの中性粒子密度

第1項が荷電交換による高速イオンの損失による項で、第2項は電離による高速イオンの生成の項である。プラズマ中心部では第2項が大きく、周辺部では第1項が大きい。また、計算においては荷電交換損失した高速イオンは減速しないつまり  $v_f' = v_f$  とおいた。このように、径方向のイオン束が形成される。これが減速により生じるイオン束  $\Gamma_i^{sd}$  (slowing down flux) である。

次に、十分減速する前に損失する高速イオンの影響について考察する。生成された高速イオンはエネルギーが高く、そのドリフト軌道面は磁気面からずれたものとなる。この磁気面とイオン軌道のずれの模擬図を図2-6に示す。磁気面に対するイオン軌道のずれの方向は、プラズマ電流と同じ方向（順方向入射、co-）では大半径外側であり、逆の方向（逆方向入射、ctr-）では大半径内側である。このずれが大きくなると、磁気面の外側にイオンが大きくずれた時、壁への衝突や荷電交換を起こすことによりプラズマ外に損失すると考えられる。ここで、電離により高速イオンが生成された磁気面(a)と、壁への衝突

や荷電交換によってイオンが消滅した磁気面(b)が大きく異なる場合、等価的に磁気面(a)から磁気面(b)に電流が流れたと考えられる。これが、軌道損失によるイオン束  $\Gamma_{orbit}$  (orbit loss flux)である。

この軌道損失イオン束には、生成した高速イオンがそのまま壁に当ることにより生成される直接軌道損失イオン束  $\Gamma_{dir}$  (direct orbit loss flux)と、高速イオンがプラズマ周辺部の中性粒子と荷電交換して損失する荷電交換イオン束  $\Gamma_{cx}$  (c.x. loss flux or indirect orbit loss flux)が存在する。直接軌道損失イオン束は壁に衝突するイオンにより形成されるためプラズマ周辺部に限られる。それに対して、中性粒子はプラズマ周辺部に分布しているため、荷電交換はプラズマの周辺部で起こり、その中性粒子密度が高い領域を通る高速イオンが影響を受ける事より、荷電交換イオン束は直接軌道損失イオン束の内側にも形成される。

この様に、2種類(減速によるイオン束、軌道損失イオン束)のイオン束がNBIにより形成される。但し、NBIによるイオン束は特にポロイダル方向に偏った分布をもつ。しかし、電子は磁力線方向に非常に動きやすいため、その不平衡を十分補う。それ故、イオン束は磁気面上での平均量として考えた。

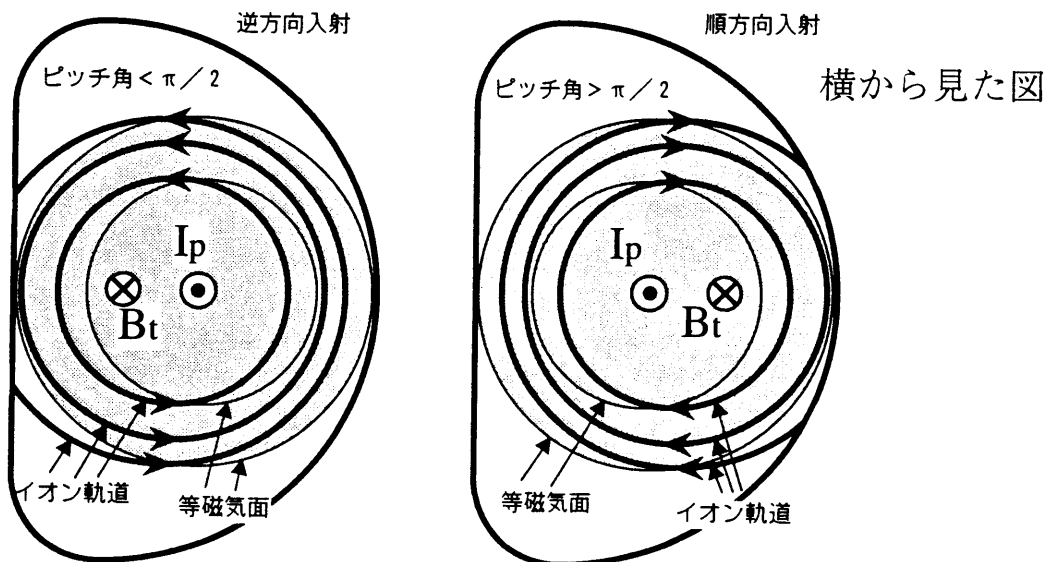


図 2-6 磁気面とイオン軌道とのずれ

### 2. 3. 2 イオン束の数値計算手法

NBIにより生成されるイオン束は、モンテカルロ法で多数の高速イオン軌道追跡を行うことにより計算した<sup>[15]</sup>。図2-7にイオン束の模式図を示す。軌道損失イオン束は $\Delta r$ 毎に設定した等磁気面を高速イオンが通過する向きを考慮して計算した。減速により生じるイオン束は等磁気面を中心として $\Delta r$ の幅で電離又は荷電交換した粒子数を平均して小半径 $r$ の点で電離や荷電交換が起ったとして計算を行った。 $\Delta r$ は実際の計算では1cmとした。計算により得たイオン束は、入射粒子の個数で規格化してあり、入射粒子数をかけたものが実際のイオン束となる。また、軌道追跡計算は、次のような条件で行った。

- ・案内中心の軌道追跡計算
- ・案内軌道追跡計算に径電場に関する項を含む<sup>[16]</sup>
- ・トロイダル磁場のリップル分布を取り入れて計算
- ・ポロイダル磁場計算はリミター配位で等磁気面は同心円状
- ・荷電交換中性化後の中性粒子の追跡、電離の計算
- ・モンテカルロ法の使用範囲

電離、中性化の位置決定、中性化後の速度ベクトルの向き

- ・電子衝突電離、イオン衝突電離、荷電交換電離の3つの電離断面積を使用
- ・イオン軌道追跡の計算時間は減速時間より十分短い
- ・衝突による散乱無し。減速、等方化は考慮せず
- ・NBIは線状で、広がり無し

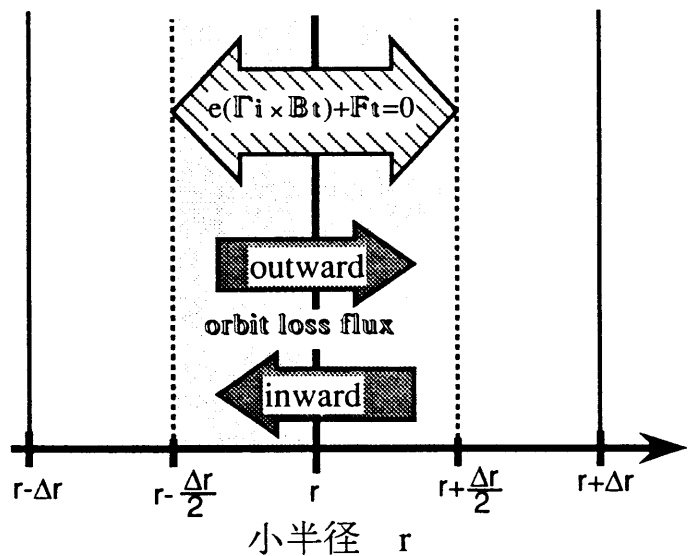


図2-7 フラックスの模式図

### 2. 3. 3 高速イオン追跡時間

前節で説明したように軌道追跡計算にはピッチ角散乱の効果は取入れず、衝突を考慮せずイオン軌道を追跡した。これは、プラズマ周辺部に大きなイオン束を形成する事を考えた場合、そのイオン束は直接軌道損失の寄与によるものが大きいからである。つまりNBIにより生成された高速イオンは減速する前に損失するのである。しかし、プラズマ周辺には中性粒子が分布しており、その荷電交換過程を考える事により、トロイダル方向の運動量分布、荷電交換イオン束が求まる。そこで、高速イオンの軌道追跡の最大時間が問題となってくる。これは、計算時間を長くするにしたがって荷電交換の割合が多くなり、トロイダル方向に与える運動量が減少していくためである。しかし、衝突を考慮しない時の軌道追跡計算を行っているので、高速イオンが減衰する程長い時間軌道追跡することは意味が無い。それ故、軌道追跡の最大時間の目安は、減速時間であると考えられる。図2-8に減速時間とイオンの損失時間の径方向分布を示す。図より明らかに、イオンの直接軌道損失時間は減速時間と比較して、十分小さい。プラズマ周辺部での減速時間は数msecであり、それより十分短いと考えられる時間を計算の最大時間とする必要がある。実際の計算においては、0.2 msecを計算の最大時間とした。

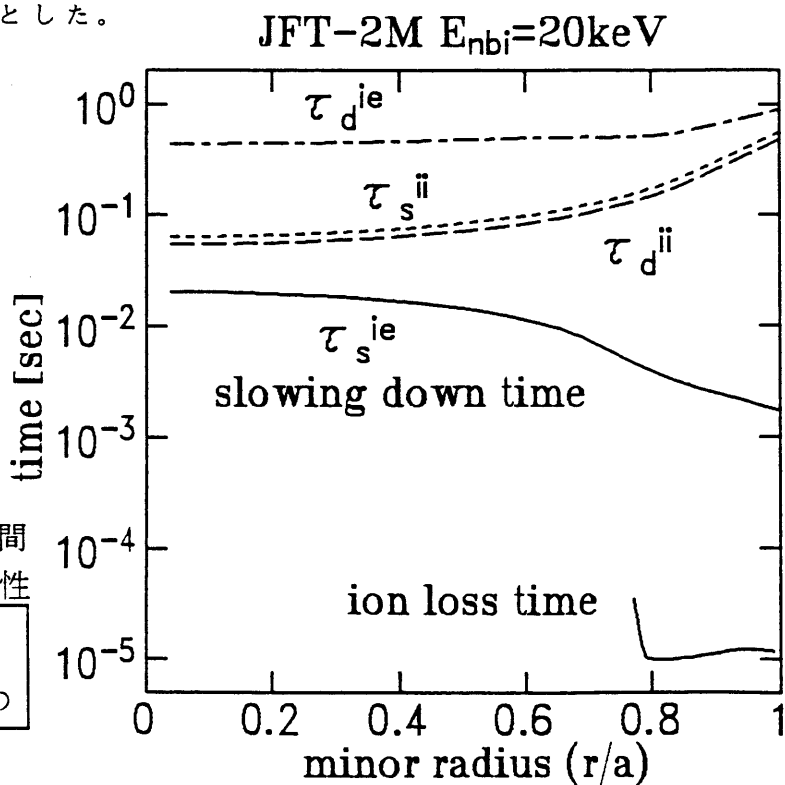


図2-8 高速イオンの減速時間  
等方化時間  
損失時間の径方向依存性

$\tau_d$ : 等方化時間	$\tau_s$ : 減速時間
添え字 ie: 電子の影響によるもの	ii: イオンの影響によるもの



## 2. 4 径電場計算

プラズマが定常状態にあるときは、径方向にイオンと電子に関して両極性の条件 ( $\Gamma_i = \Gamma_e$ ) が成り立つ。  $\Gamma_i$ 、  $\Gamma_e$  はそれぞれ径方向イオン束と径方向電子束である。ところで、新古典論に基づいて計算されたバルクイオン束、電子束の表式には次式を用いた [17]。

$$\Gamma_i^{nc} = -\frac{69}{9} \frac{\delta^{3/2} G(\alpha)}{(2\pi)^{3/2}} \left( \frac{T_i}{eBR} \right)^2 \times \frac{27.42}{\nu_{ii}} \left( \frac{n_i'}{n_i} + \frac{e\phi'}{T_i} + 3.37 \frac{T_i'}{T_i} \right) \text{----} \textcircled{6}$$

$$\Gamma_e^{nc} = -\frac{69}{9} \frac{\delta^{3/2} G(\alpha)}{(2\pi)^{3/2}} \left( \frac{T_e}{eBR} \right)^2 \times \frac{12.78}{\nu_{ei}} \left( \frac{n_e'}{n_e} - \frac{e\phi'}{T_e} + 3.37 \frac{T_e'}{T_e} \right) \text{----} \textcircled{7}$$

ここで、

$n_e$ 、  $n_i$ 、  $n_e'$ 、  $n_i'$  : 電子密度、イオン密度、及びその径方向微分

$T_e$ 、  $T_i$ 、  $T_e'$ 、  $T_i'$  : 電子温度、イオン温度、及びその径方向微分

$\delta$  : リップルの大きさ

$$\text{磁場強度 } B = B_0 \{ 1 - \varepsilon \cos \theta - \delta(r) \cos(N\phi) \}$$

$N$ : トロイダルコイル数     $\theta$ : ポロイダル角     $\phi$ : トロイダル角

$\alpha$  : 荷電粒子のリップルトラップの割合をあらわす変数

$\alpha = \varepsilon_i / N\delta$      $N$  : トロイダルコイルの数

$i$  : 回轉變換角     $\varepsilon = r/R$

$G(\alpha)$  : 速度空間における荷電粒子のリップルトラップの割合を示す

修正係数

$\phi$ 、  $\phi'$  : プラズマの電位、及びその径方向微分

$\nu_{ii}$  : イオン-イオン衝突周波数     $\nu_{ei}$  : 電子-イオン衝突周波数

この式は、トロイダル磁場のリップルにより補足されるイオン、電子の速度分布を取り入れたFokker-Planck方程式を解くことにより得られる。ここで、注

目すべきは、括弧の中の第2項である。これは径電場に関する項であり、つまりイオン束、電子束が、径電場によって変化することを示している。

図2-9に径電場に対するバルクイオン束、電子束の依存性の模式図を示す。実線が、バルクイオン束の径電場依存性であり、一点鎖線がバルク電子束の径電場依存性である。図2-9に示されているように、イオン束は電子束に比べて径電場依存性が非常に大きい。そして、2線の交点が両極性の条件を満たす点である。つまり、この磁気面での径電場は $E_r$ と決定される。

ここで、NBIを入射すると径電場がどのように変化するであろうか。NBIにより、前節で述べたように2種類のイオン束が加わる。ただし、第1次近似として軌道損失、減速によるイオン束は径電場によって変化しないと考える。図2-9にNBI入射により変化した合計のイオン束を破線で示した。イオン束が増加した場合の径電場は、 $E_r'$ であり、イオン束が減少した場合の径電場は、 $E_r''$ である。この図より、イオン束が減少すれば径電場変化は正方向であり、イオン束が増加すれば径電場変化は負方向であることが分かる〔18〕。

このように大きくイオン束を変化させることが出来れば、大きく径電場を変化させることができる事が予想される。

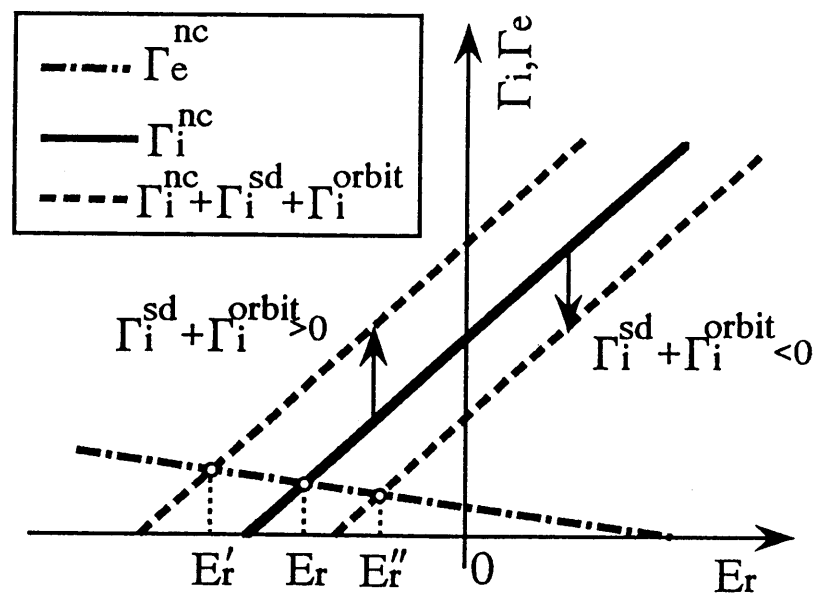


図2-9 バルクイオン束、電子束の径電場依存性

# 第 3 章 計算結果、及び検討

## 3. 1 NBI入射方法

径電場を大きく変化させるためには、径方向に大きなイオン束が形成される必要がある。そのためには、NBIにより生成された高速イオンが損失しやすいように、NBIを入射する必要がある。図3-1に速度空間におけるイオンの損失領域を示す。

この図で注目したいのは (a) 部分の  $V_{\parallel} : V_{\perp} = 1 : 4$  の速度成分を持つイオンである。この速度成分では、プラズマ中心部附近で生成したイオンが損失しやすいことを示している。これは、イオンがバナナ軌道を描いて磁気面とドリフト面のずれが大きくなったことに起因する。

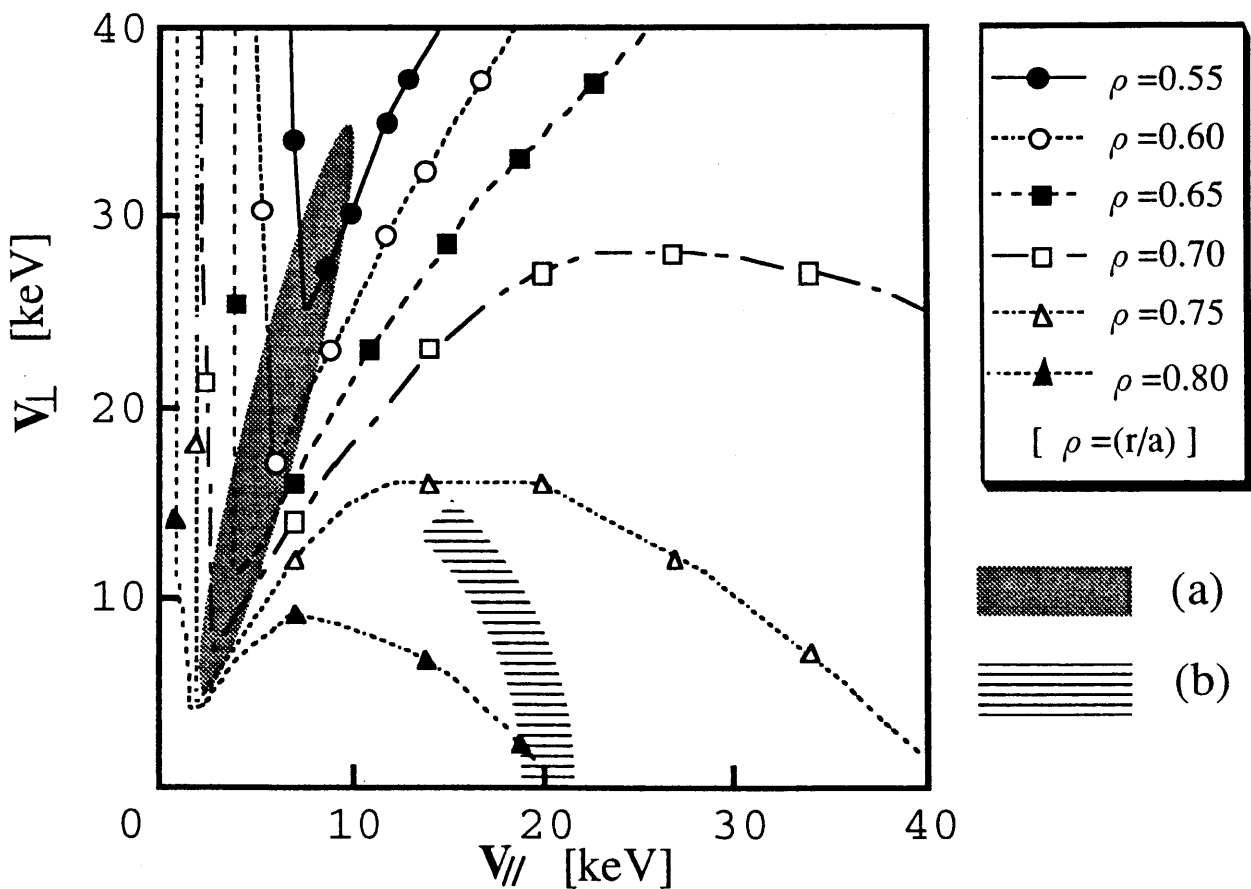


図3-1 小半径  $\rho$  をパラメータとした速度空間におけるイオンの損失領域

この速度成分を持つイオンをNBIにより多く発生させることにより、大きなイオン束が生成される。この速度成分を持つイオン、つまりピッチ角が大きなイオンを発生させるためには、プラズマに対してNBIを垂直に近い角度で入射する必要がある。これが図2-5の(a)の入射方向である。入射方向を赤道面と平行( $\phi = 0$ )とすることにより、飛程を長くとることができる。この入射方法は生成イオンが損失しやすいという利点があるが、垂直入射に近い場合プラズマ中の経路が短く、電離が余り起こらずに中性のまま反対の壁にあたってしまう粒子が多数出てくる恐れがある。

それに対して、 $V_{\perp} = 0$ でもプラズマの周辺部では損失する領域がある。この領域に入射すれば、NBIのプラズマ中の飛程を長くとることができ、かつ生成高速イオンが軌道損失する。これが図2-5の(b)の入射方法である。この入射方法をとった時に発生するイオンの速度成分を図3-1の(b)に示す。但し、NBIの加速電圧は20 keVである。

上記の(a)、(b)どちらの方法が少ないパワーで電場をより大きく変化させることができるであろうか。図3-2(a),(b1),(b2)に入射高をパラメータとした、イオンの損失割合を示す。(a)の入射方法は(b)の入射方法に比べてプラズマ周辺部でイオン束を形成する「イオンとして損失する割合」と「中性粒子として損失する割合」が小さい。

また、計算したイオン束を図3-3に示す。プラズマ周辺部では、(a)の入射方法は(b)の入射方法に比べて小さなイオン束となっている。これは、電離の割合が小さいことに起因している。

これより、少ない入力パワーでプラズマ周辺部の電場を変化させるには、(b)の入射方法が適していると考えられる。特に、プラズマ周辺部のイオン束は逆方向入射時に大きい。それゆえ本研究では(b)の入射方法を用いた時の数値計算を行った。

図 3-2 損失割合の入射高依存性

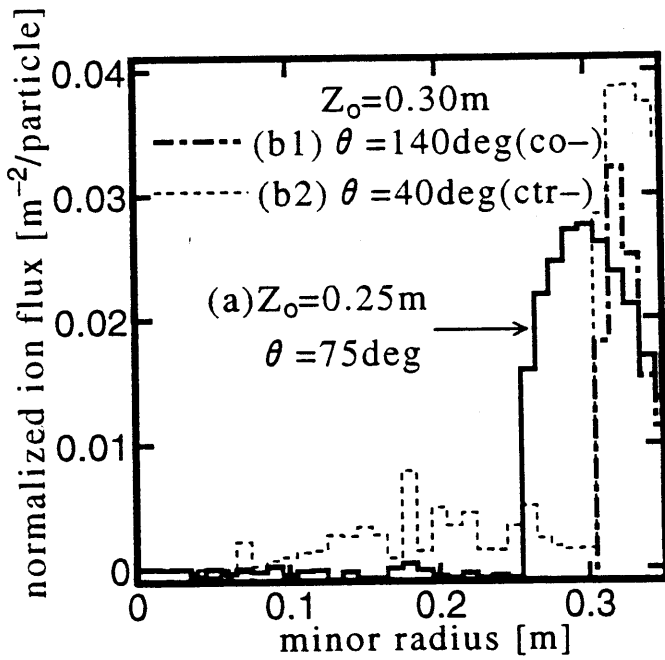
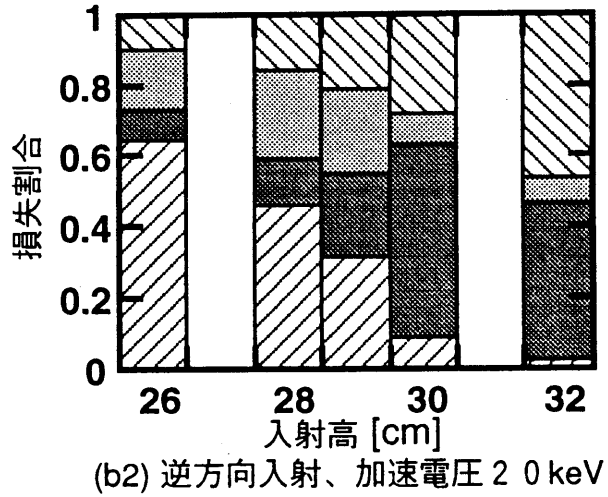
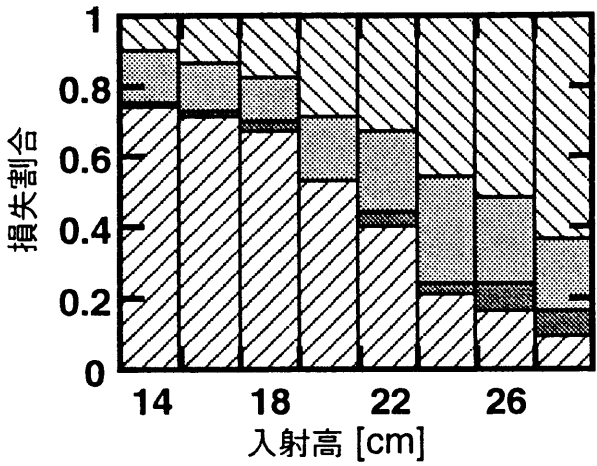
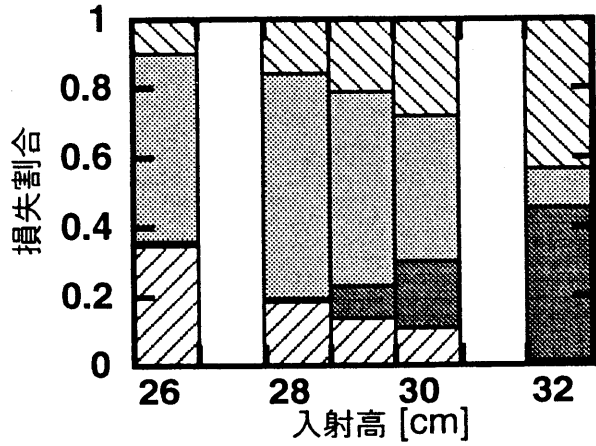
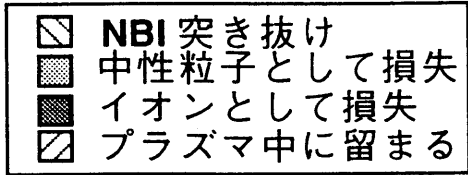


図 3-3 入射方法をパラメータとしたイオン束分布

## 3. 2 イオン束計算結果

### 3. 2. 1 NBIパラメータ

イオン束を変化させるNBIパラメータとしては次のものが考えられる。

- A) NBI入射角
- B) NBI入射高
- C) ビーム加速電圧
- D) ビーム電流（入射粒子数）

ただし、D) NBI電流 はフラックス計算の結果が入射粒子の個数で規格化した値が出てくるためにイオン束計算においては関係無い。それぞれのパラメータに関してイオン束が最大となる条件を次節より述べる。

### 3. 2. 2 NBI入射角依存性

図3-4に入射高をパラメータとした、NBIの突き抜け割合の入射角依存性を示す。実線は理論計算値であり、四角点はモンテカルロ法を用いた結果である。図3-5に入射角をパラメータにしたイオン束分布を示す。図より入射角が39度の時に、プラズマ周辺部でイオン束が最大となっていることが分かる。ところで図3-4より、この角度はNBIの突き抜けが最も少ない入射角であることが分かる。つまり、入射高を一定とした時にプラズマ周辺部でイオン束が最大となる条件はNBI突き抜けが最少となる入射角のときであると考えられる。以後、計算ではこの条件で計算を行った。具体的には図3-4に示された四角点のパラメータにおいて計算を行った。

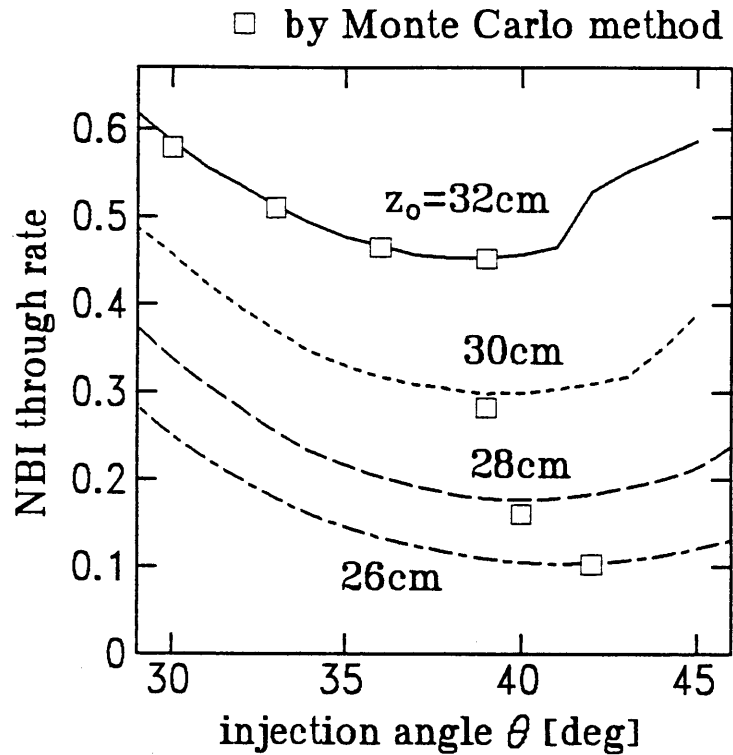


図 3-4 入射高をパラメータとしたNBI突き抜け割合の入射角依存性

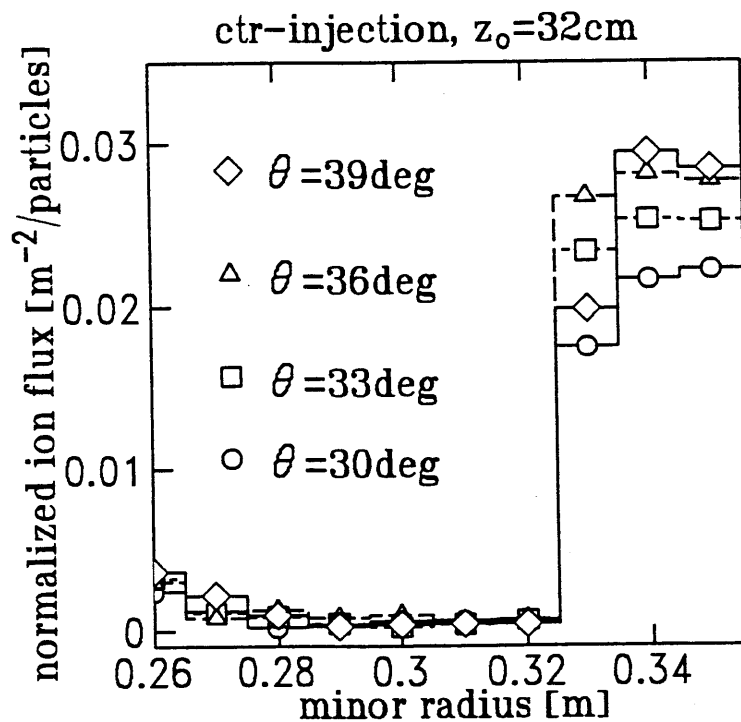


図 3-5 入射角  $\theta$  をパラメータとしたイオン束分布

### 3. 2. 3 NBI入射高依存性

図3-6にイオン束の入射高依存性を示す。入射高が高いと、NBI突き抜けが多くなり、結果としてプラズマ周辺ではイオン束が小さくなる。入射高が低いと、プラズマ中に留まるイオンが大部分を占め、プラズマ周辺部においては、大きなイオン束を生成出来ない。それ故、ある入射高の時にイオン束はプラズマ周辺部で最大となる。

ビーム加速電圧が20keVの時は入射高が30cmの時イオン束が最大となる。図3-2を見ると、その条件は「プラズマ中に留まるイオンが少ない」かつ「NBI突き抜けが小さい」という事である。このイオン束が最大となる入射高は磁気面とイオンドリフト軌道とのずれの大きさに決定される。磁気面と、イオンドリフト面のずれ $\delta$ の大きさは簡易的に次式⑧で表される<sup>[19]</sup>。

$$\delta = m v_{\parallel} / q B_0 \text{ ----- ⑧}$$

つまり主にビーム加速電圧とポロイダル磁場強度（プラズマ電流）で決定される。

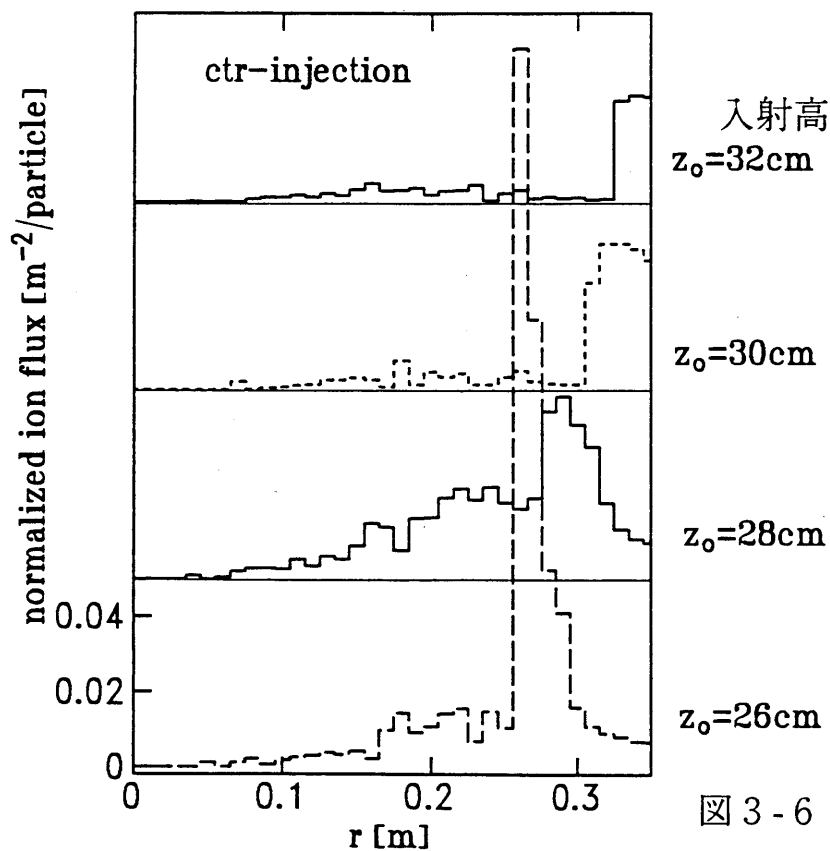


図3-6 入射高をパラメータとしたイオン束分布 (逆方向入射)



### 3. 2. 4 ビーム加速電圧依存性

図3-7にイオンの損失割合のビーム加速電圧依存性を示す。ただし、各ビーム加速電圧でのNBI入射高、入射角は各々異なり、プラズマ周辺部でのイオン束が最大となる条件の時の割合である。図よりビーム加速電圧を変化させてもイオンの損失割合はほとんど変化しないことが分かる。これより、ビーム加速電圧を変化させてもイオンの損失割合はそれほど変化しないことが予想される。ビーム加速電圧をパラメータとした、イオン束の分布を図3-8に示す。

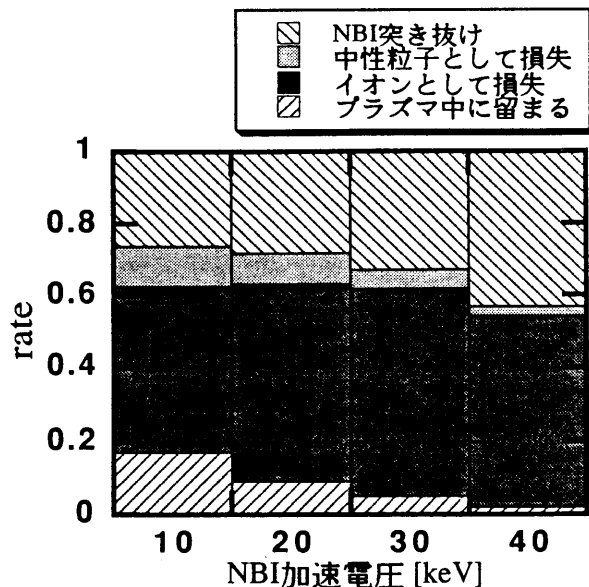


図3-7 損失割合のビーム加速電圧依存性

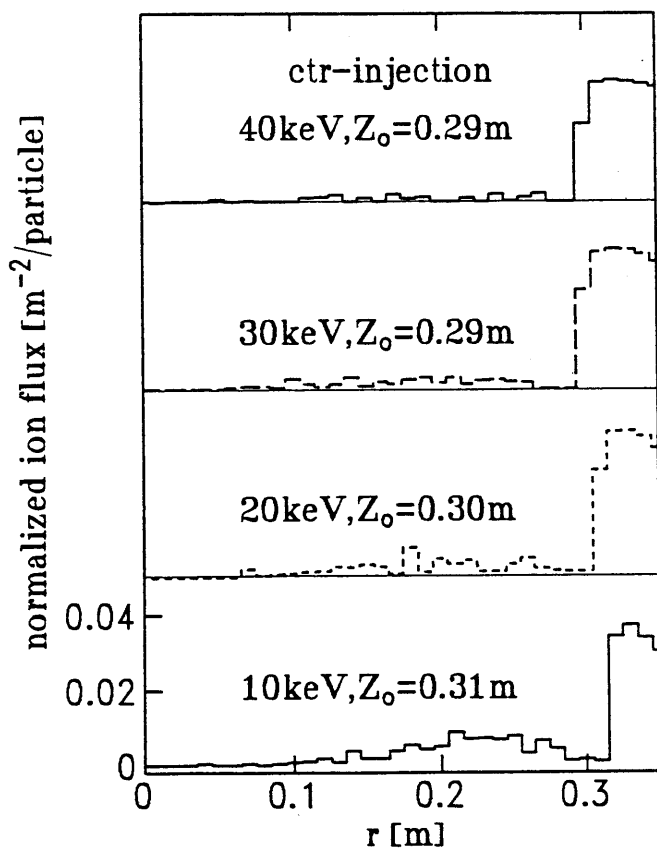


図3-8 ビーム加速電圧をパラメータとしたイオン束分布

これより、やはりビーム加速電圧を変化させてもイオン束分布には余り変化が無いことが分かる。これは、ビーム加速電圧を上げると生成高速イオンが損失しやすくなるが、NBI突き抜けの割合が多くなってしまうためである。それ故、ビーム加速電圧を変化させても周辺部でのイオン束の大きさは余り変化しない事がわかった。

しかし、効率という点から見ると形成されるイオン束が同じならば、ビーム加速電圧は低い方が望ましい。また、ビーム加速電圧が大きくなると、壁に当たるイオンのエネルギーが大きくなり壁に悪い影響を与え、不純物の混入を招く。また、ビーム加速電圧が大きくなると中性化セルでの中性化の効率が低下する<sup>[20]</sup>。それ故、ビーム加速電圧は小さい方が良い。しかし、NBI装置のイオン源でのイオンビーム電流は空間電荷制限され以下の式⑨の様にビーム加速電圧の3/2乗に比例しする<sup>[21]</sup>。

$$I_p = \frac{2.33 \times 10^{-6} S}{d^2} V_p^{3/2} \text{ ----- ⑨}$$

ここで  $I_p$  : 陽極電流

$S$  : 電極面積

$V_p$  : 陽極電圧

$d$  : 陰極陽極間の距離

そのためビーム加速電圧を小さくするとイオンビーム電流を大きく出来ない。結局、ある程度大きなビーム加速電圧が必要となる。そこで、以後の計算に用いるビーム加速電圧は20 keVとした。

### 3. 2. 5 最適な N B I 入射方法

前節までの結果より、プラズマ周辺部で最大となるフラックスを形成する条件をまとめると次表 2 のようになる。2. 2. 1. 項で示したプラズマのモデルだと具体的には「実際の数値」となる。

	最適な条件	実際の数値
N B I 入射角	電離されず、中性のまま 突き抜ける粒子数が最小と なる入射角度	40 度
N B I 入射高	1) プラズマ中に留まるイオン が少ない入射高 かつ 2) 電離されず、中性のまま 突き抜ける粒子数が少ない 入射高	0. 30 m
ビーム 加速電圧	十分なビーム電流が取れる 最小の加速電圧	20 keV

表 2 プラズマ周辺部においてイオン束を最大にする条件

### 3.3 径電場計算結果

前節に示したイオン束分布をビーム電流に置き換えて、ビーム電流をパラメータとした径電場分布を図3-9に示す。実線がバルクのみでの計算を行った径電場分布で、両極性の条件を次式⑩の様につりあわせて計算した。

$$\Gamma_e^{nc} = \Gamma_i^{nc} \text{ ----- ⑩}$$

破線がNBIのビーム電流をパラメータとして計算した径電場分布で、両極性の条件を次式⑪の様につりあわせて計算した。但し、入射方向は表の条件とした。

$$\Gamma_e^{nc} = \Gamma_i^{nc} + \Gamma_i^{orbit} + \Gamma_i^{ad} \text{ ----- ⑪}$$

NBIをプラズマ周辺部に局所的に入射すると、ビーム電流が2Aでも壁近傍で径電場が約2倍の $-50 \text{ V/cm}$ という大きな値になる。また、ビーム電流が大きくなるにつれて電場変化がより大きくなり、ビーム電流にほぼ比例している事が分かる。また、大きな電場変化を引き起こすために必要なビーム電流は小さく、加熱等の影響は及ぼさないと考えられる。

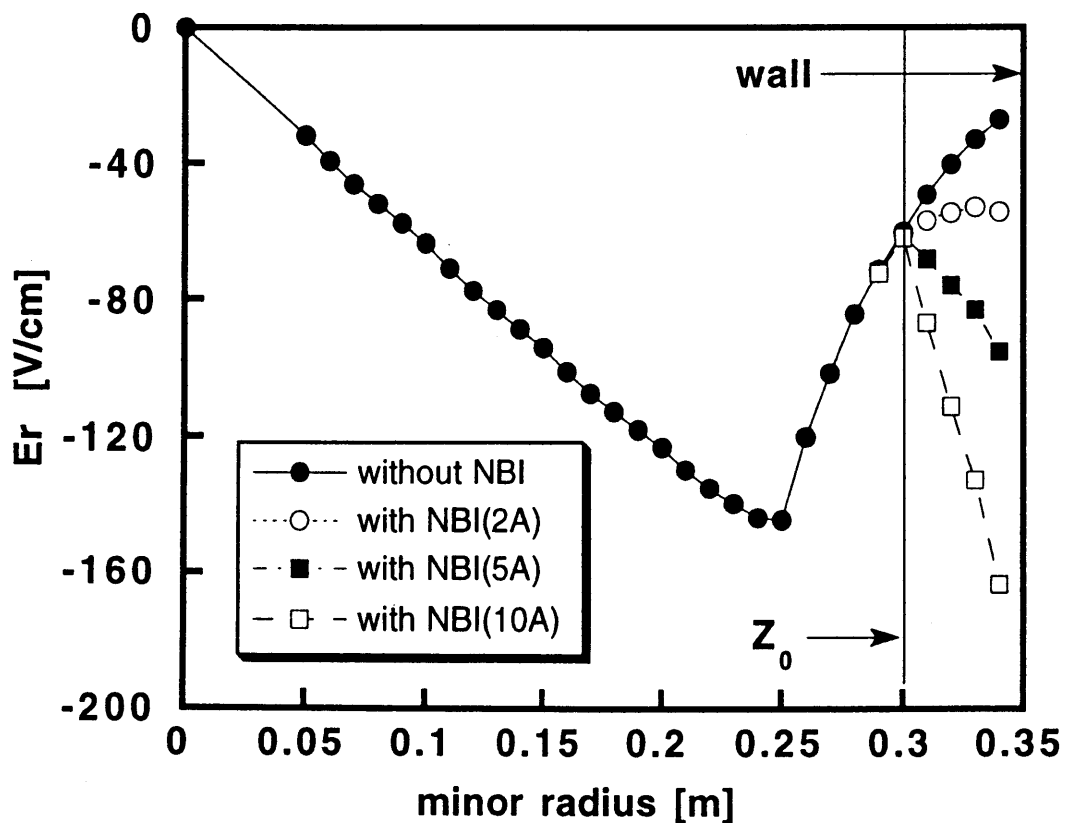


図3-9 ビーム電流をパラメータとした径電場分布

### 3.4 検討

#### 3.4.1 イオン束計算に対する検討

図3-10にバルクイオン束、電子束とNBIにより生成されたイオン束を示す。NBIにより生成されるイオン束の絶対値はプラズマ周辺において、バルクの電子の拡散とほぼ同じ程度かそれ以上の大きさになる。NBIによりイオン束が増加すると両極性の条件を満たすために主に径電場、バルクイオン束が変化する。これは、電子束の径電場依存性は小さいためにNBIによりイオン束が増加しても、両極性の条件によりNBI入射前とほぼ同じ大きさの電子束でつりあう事による。そのため、バルクイオン束はNBIによるイオン束と反対の方向に形成される。つまり、プラズマ周辺部ではバルクイオン束は内向きとなり、このバルクイオン束が内向きの電流を形成すると考えられる。

また、NBIにより生成された高速イオンが熱化すると、電離した磁気面においてトロイダル方向に運動量を与えると仮定して、減速によるイオン束を計算したが、ピッチ角散乱でその磁気面を中心としてある幅を持ったイオン束が形成されると考えられる。

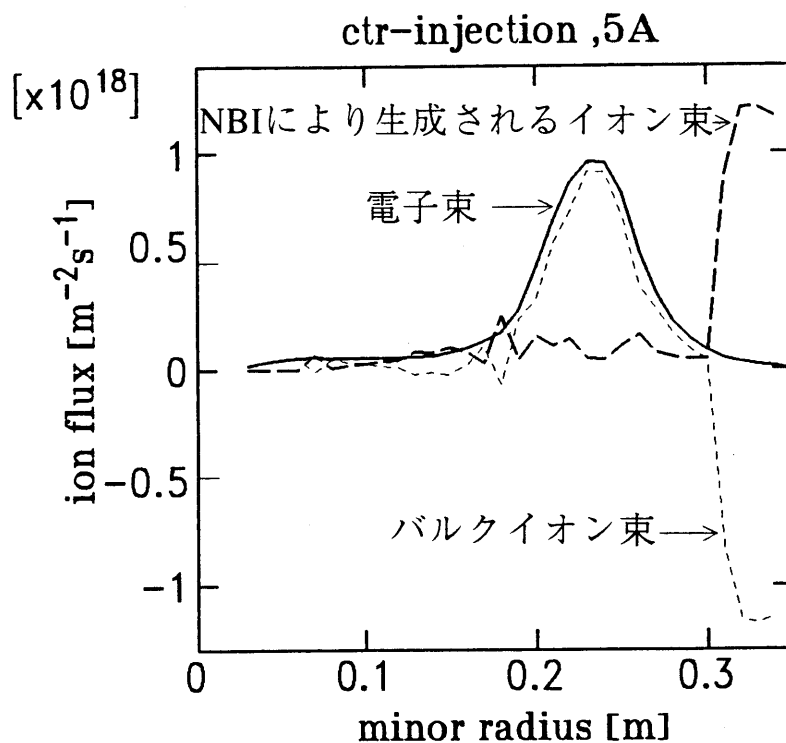


図3-10 NBIにより生成されるイオン束分布

### 3. 4. 2 径電場計算に対する検討

NBIにより形成されたイオン束は自分自身が形成した径電場で大きさが変化することが予想される。しかし、図2-1に示すような繰り返し計算を行っても形成されるイオン束は変化が起らなかった。これは高速イオンに働く力が電場によるものより磁場によるものの方が大きいためであると考えられる。

また、実際のトカマク装置では特に電子の拡散が新古典論で予測される値より遙かに大きいという異常拡散が観測されている。それ故、実際に実験を想定して計算を行うためには現実の拡散係数を用いて計算を行う必要があると考えられる。それに関しては、次章で述べる。

しかし、プラズマ周辺部に局所化した中性粒子ビームを入射する事により、プラズマ周辺部の径電場を大きく変化させる事が可能であり、入射粒子数を変化させる事により形成される径電場の大きさを制御できることが、数値計算により明らかになった。

# 第 4 章 現実の配位との比較

## 4. 1 現実の NBI 入射配位

前章で述べた NBI 配位を実験で実現するためには、入射方向を変化出来る NBI 装置がついていることが望ましい。しかし、JFT-2M トカマク装置の NBI 装置は入射方向が固定であり、効率良くプラズマ加熱が出来るように入射方向が最適化されている。JFT-2M トカマク装置の NBI 装置の実際の入射方向を図 4-1 に示す。

順方向 (co-)、逆方向 (ctr-) 方向それぞれ 2 個ずつのイオン源がついている。それぞれのイオン源の性能は、順逆方向とも最大加速電圧 40 kV、最大電流 30 A である。つまり合計すると、順逆方向とも最大 60 A のビーム電流が取り出せる。また、中性化の効率が約 50% であるから、NBI パワーは約半分になる。入射角  $\theta$  は 52 度 (逆方向) 128 度 (順方向) であり、入射角  $\phi$  は、 $\pm 2.4$  度である。

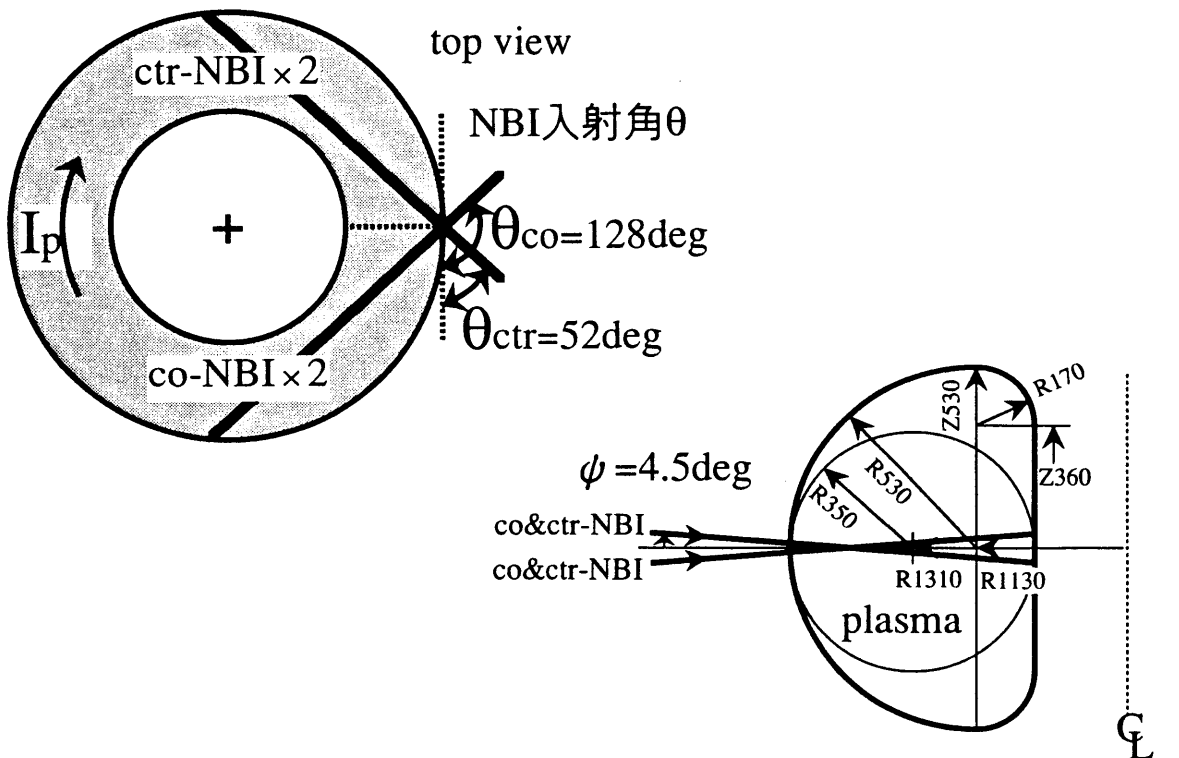


図 4-1 実際の NBI 入射配位

真空容器断面、NBI 入射角  $\phi$   
side view

これまでの数値計算の妥当性を検討するにあたって、実際のNBI配位を模擬した数値計算を行い、実験値との比較が必要になる。このように、実際のNBI配位を、今後「現実入射配位」と呼び、前章まで計算してきたNBI配位を「最適入射配位」と呼ぶことにする。

JFT-2Mには、豊富な計測機器がついておりトムソン散乱法により、電子温度電子密度分布が計測される。また、荷電交換分光法によりプラズマの回転、イオン温度が計られている。そして、それらのデータを用いて、密度、温度、そしてプラズマ回転からプラズマ中の電場を求めることが行われている。実際にJFT-2Mで計測された径電場の分布を図4-2に示す<sup>[22]</sup>。図より径電場は順方向、逆方向で明らかに異なった値となっている事がわかる。逆方向入射では小半径  $\rho = 0.4$  付近で最大となる大きな負の径電場が形成されている。それに対して、順方向入射ではその小半径では、正の径電場が形成されている。この実験値と数値計算により求めた電場の値とを比較、補正することにより、最適入射配位での電場の変化をより正確に予測することが出来ると考えられる。

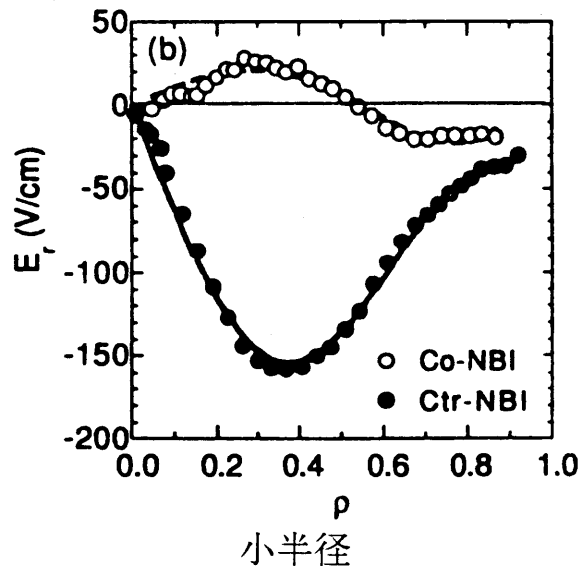


図4-2 径電場の実験値 ( $I_p=240\text{kA}$ ,  $B_t=1.4\text{T}$ ,  $E_{\text{nbi}}=32\text{keV}$ ,  $I_{\text{nbi}}=15\text{A}$ )



#### 4. 2 イオン束計算結果、及び検討

実際の NBI 入射方向を模擬して計算を行ったイオン束の分布を図 4-3 に示す。ただし、プラズマの条件は図 4-2 に示した実験値と同じであり、 $I_p = 240 \text{ kA}$ 、 $B_t = 1.4 \text{ T}$ 、密度分布温度分布は図 2-2 と同様である。ビーム加速電圧は  $32 \text{ keV}$  でありビーム電流は  $15 \text{ A}$  である。プラズマ中心部では生成された高速イオンが減速して大きなイオン束を形成している。順方向入射 (co-) と逆方向入射 (ctr-) ではプラズマ電流に対して入射の方向が異なるので、プラズマ中心部では減速によるイオン束はそれぞれ負方向、正方向に形成される。それに対して、プラズマ周辺部では両方向ともイオン束は正方向になっている。これは、プラズマ周辺部は中性粒子の密度が高いため、内側で電離して外側で荷電交換することにより、荷電交換イオン束が形成されることに起因する。イオン束の絶対値を比較すると、プラズマ周辺部では小さく、中心部では大きな値をとる。この理由は、プラズマ周辺部で生成する高速イオンが少ないことによる。これは、NBI がプラズマ中心部で電離減速される様に設計されていることに起因する。

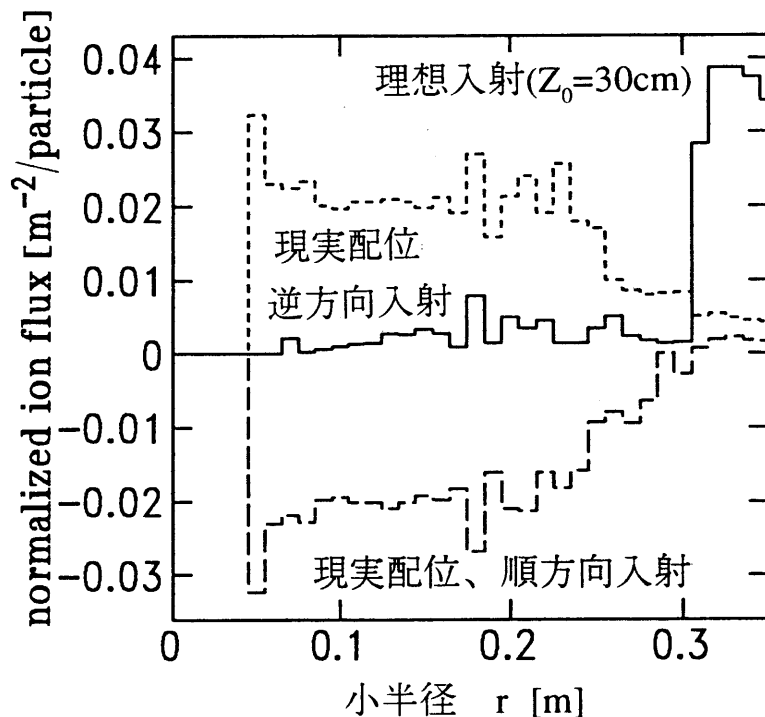


図 4-3 現実配位と最適配位でのイオン束分布

逆方向入射時のイオン束は明らかに順方向入射時のイオン束より大きい（正方向）。これから考えると、逆方向入射時の径電場の実験値が順方向時の電場に比べて、小さい（負方向）のは妥当な結果だと思われる。

前章で計算した最適配位でのイオン束は、図に示されているように、プラズマ周辺部においては現実配位でのイオン束と比べて十分大きな値となっている。ここで、プラズマ周辺部に注目すると、現実配位での順逆方向のイオン束の差はわずかである。そのわずかのイオン束の差で実験では比較的大きな電場の差（20 V程度）が観測されている。それに対して、前章で計算した最適配位でのイオン束は、図に示されているようにプラズマ周辺部においては現実配位でのイオン束と比べて十分大きな値となっている。この事より、最適配位では、プラズマ周辺部において比較的小さなNBIパワーで大きな負の径電場を形成出来ると予想される。

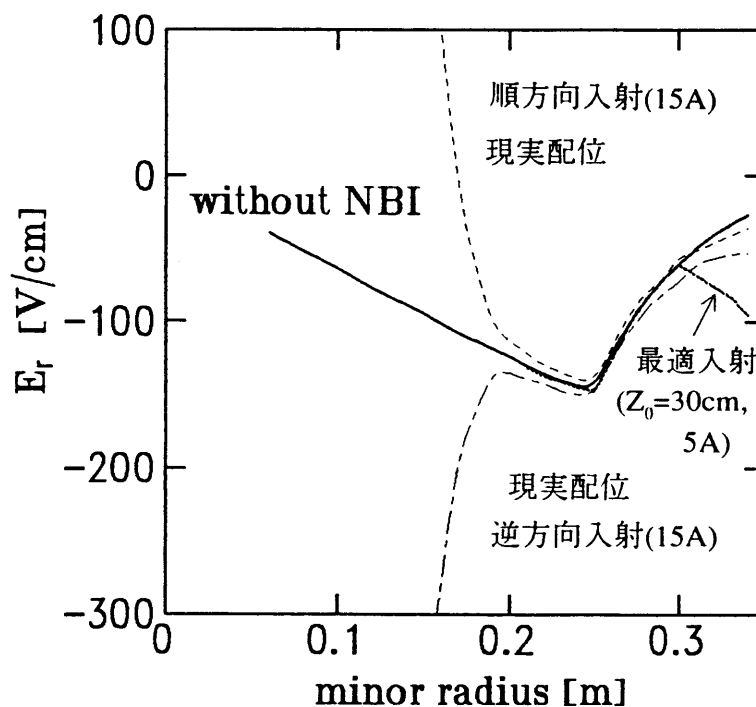
### 4. 3 電場計算結果、及び検討

実験値と数値計算により求めた径電場の値とを比較、補正することにより、最適入射配位での、電場の変化を推測することができる。これは、プラズマ中の電子の拡散は、新古典論で予測される値より随分と大きな拡散であることが実験により確かめられており、径電場の値も数値計算と異なることが予想される。前節で示したイオン束を元に電場計算を行った結果を図4-4に示す。

プラズマ中心部では、電場の変化が大きくなり発散してしまう。これは、バルクの粒子束にリップトラップよる表式を使用しているためで、プラズマ中心部では、電子束が非常に小さくなり、両極性の条件を満たすには、非常に大きな電場（回転）が形成される結果になる。それ故、新古典論では説明できない何等かの原因によりプラズマ中心部においてイオン束、電子束が決定されていると考えられる。しかし、径電場の計算値は実験値とは合致しないが、順、逆方向入射時の径電場の発散方向は定性的に一致する。今後、実験値をもとにした異常拡散モデルを用いた計算が望まれる。

プラズマ周辺部における順方向、逆方向入射時の径電場の差は比較的小さく約20 V/cmである。これは、実験により得られた値とほぼ一致している。これより、最適入射時の電場変化もプラズマ周辺部に於いては、妥当性があると考えられる。図4-4に示すように最適入射時にはビーム電流が小さくても大きな電場変化を引き起こす事が出来る。

図4-4 現実配位と最適配位での径電場分布



実際のトカマク装置では特に電子拡散が新古典論で予測される値より遙かに大きいという異常拡散が観測されている。それ故、実験を想定して計算を行うためには現実の拡散係数を用いて計算を行う必要があると考えられる。そこで、異常拡散が新古典拡散の何倍であるかをパラメータとして、径電場の変化を計算した結果を図4-5に示す。これより、電子拡散が新古典拡散の数10倍程度であれば、径電場の変化は期待できることが分かる。但し、イオンの拡散は新古典拡散を用いたので、プラズマ中心部においては同様に発散してしまう。そのため、プラズマ中心部においてはイオン拡散も変化させて計算する必要がある。

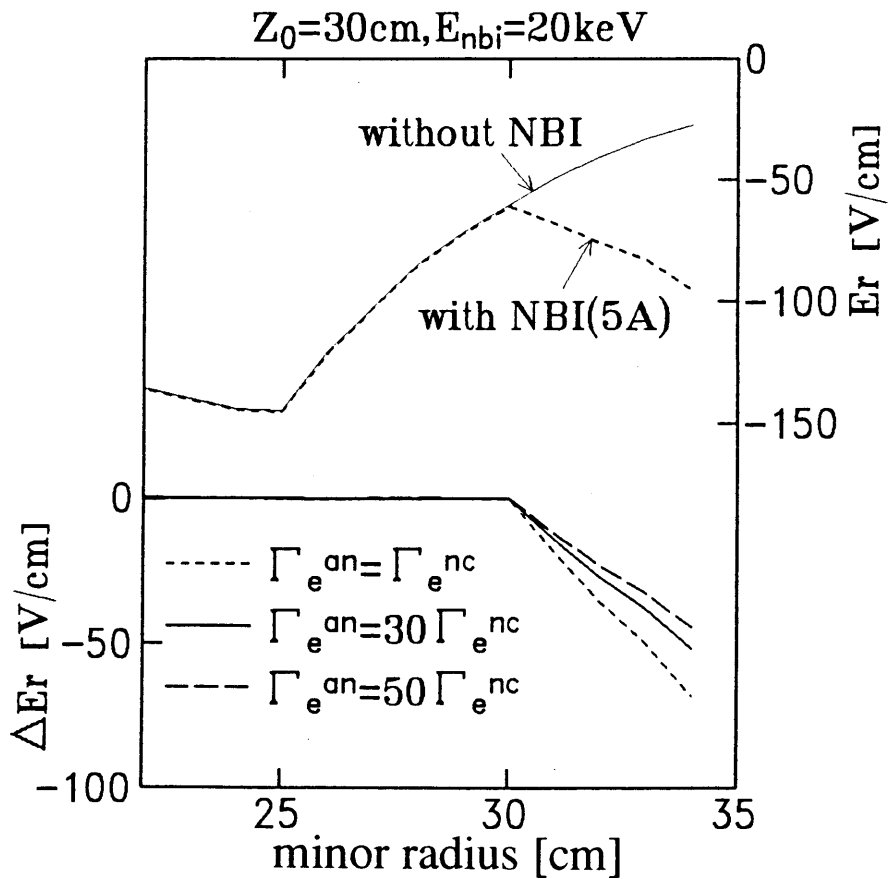


図4-5 電子拡散係数をパラメータとした径電場変化

## 第 5 章 まとめと今後の展望

### 5. 1 まとめ

N B I により生成される 2 種類のイオン束を定義し、N B I をプラズマ周辺部に集中して入射することにより、周辺部に大きなイオン束を形成できることを示した。そして、N B I によるイオン束が以下の条件で最大となる事を示した。

#### A) N B I 入射角

「電離されず、中性のままで突き抜ける粒子が最小となる角度」

#### B) N B I 入射高

「プラズマ中に留まるイオンが少ない入射高」

かつ「電離されず、中性のままで突き抜ける粒子が少ない入射高」

#### C) ビーム加速電圧

「ビーム電流が十分取れる最小の加速電圧」

次に、新古典論を用いて径電場計算を行い、比較的小さなビーム電流でプラズマ周辺部における電場を変化させることが出来、ビーム電流にほぼ比例して径電場を変化できることが推測された。これより、本手法が周辺部電場制御に有効であることが予測された。

最後に実際の J F T - 2 M の N B I 配位でのイオン束計算を行い、現実 N B I 配位と比べて最適 N B I 配位では非常に大きな大きなイオン束が形成できることを示した。このイオン束を元に電場計算を行い、本研究で用いた新古典論ではプラズマ中心部の径電場が計算できないことを示した。しかし、径電場の計算値は実験値とは合致しないが順、逆方向入射時の径電場の発散方向は定性的に一致することを確認した。

## 5. 2 今後の展望

実際のイオンや電子の拡散は、新古典論により予測された値と比べて非常に大きな値を持っていると実験により推測されている。それゆえ、実際の拡散係数を用いて径電場の計算を行うことにより、より妥当性がある径電場を計算することが出来るであろう。今後の課題としては、異常拡散モデルを導入し、現実配位で計算した径電場と実験値とが一致するように径方向に拡散を変化させることが考えられる。

NBIにより生成されるイオン束分布は中性粒子密度分布に大きく依存する。これは、中性粒子密度が大きくなると、荷電交換が多くなりプラズマ中に補足される高速イオンが減少し、減速する前に損失してしまう事に起因している。それ故、プラズマ周辺部の中性粒子密度を正確に知る必要がある。

最適配位ではイオン追跡の最大時間までにほとんどのイオンが損失したが、現実配位ではプラズマ中に留るイオンが多くなるため最大時間が重要な問題となってくる。つまり、計算時間を長くするに従って、荷電交換により損失する粒子が増加するのである。そのため、計算時間にある適当な値を採用することが必要となる。計算時間で目安となる値は、高速イオンの減速時間であると推測される。しかし、計算に用いているコードには衝突による寄与は含まれていないので、高速イオンが減衰する程長い時間軌道追跡することは意味が無い。そこで将来の課題としては、減速過程を取り入れた軌道追跡計算によるイオン束計算を行うことである。

また、数値計算だけではなく実験による検証が重要である。しかし、1章に述べたように電場変化に最適なNBI配位の装置は存在しない。それ故、実際にプラズマ加熱に使用されているNBI配位で電場変化が大きくなるような条件を数値計算により求めて、その条件で実験を行い実験値と計算値の比較を行う事により、本手法の有効性が確認されると考えられる。そこで、数値計算の

モデルに使用した J F T - 2 M 装置での実験を予定している。電場変化を示す上で重要なパラメータと電場変化への影響を以下に示す。

1) N B I ビーム電流

電場変化の線形性

2) ビーム加速電圧

中心部での高速イオンの減速に起因するイオン束が変化し、  
径電場の加速電圧依存性は大きい

3) 中性粒子密度

高速イオン熱化割合に変化が生じ、周辺部の電場分布に変化

上記の様に主なパラメータを変化させて電場変化を計測する実験を行う予定である。

本手法はプラズマ周辺部に径方向にイオン電流を流して電場制御を行うため、プラズマ周辺部では負方向の径電場変化しか引き起こせない。そのため、スパッタ等で壁から出てきた不純物がプラズマ中にひきこまれる方向に径電場が働き、プラズマ中への不純物堆積が問題となる可能性がある。実際、Hモードプラズマでは不純物がプラズマ中に堆積しHモードが定常に保てないと報告されている。しかし、E L M (Edge Localized Modes) の周期的発生により不純物堆積を防ぎながらHモードを持続させる手法が開発されており。負電場形成による不純物堆積の問題は解決されると考えられる<sup>[23]</sup>。

## 参考文献

- [ 1] 河辺 隆也 他 : 「21世紀のエネルギー・プラズマ・核融合」(岩波書店,1991)
- [ 2] 山田 雅章 : J. IEE Japan 112(1992)885.
- [ 3] F.Wagner et al. : Phys. Rev. Lett. 49(1982)1408.
- [ 4] 荘司 昭朗 : 第30回若手夏の学校テキスト(プラズマ・核融合学会,1991)
- [ 5] K. C. Shaing et al. : Phys. Fluids B 2(1990)1492.
- [ 6] S. -I. Itoh et al. : Phys. Rev. Lett. 60(1988)2276.
- [ 7] R. J. Groebner et al. : Phys. Rev. Lett. 64(1990)3015.
- [ 8] 山川 泰司 : 修士論文 「トカマク周辺プラズマ中電場の制御」(1992)
- [ 9] 「核融合研究の現状」日本原子力研究所(1990)
- [10] T. Ohkawa et al. : Nucl. Fusion 30(1990)1843.
- [11] Y.Miura et al. : IAEA-CN-53/A-IV-6(1991)325.
- [12] 荘司 昭朗 他 : JAERI-M 83-194.
- [13] H.Tawara et al. : Atomic Data and Nuclear Data Tables 36(1987)167.
- [14] H.Tawara et al. : IPPJ-AM-30(1983).
- [15] 千葉 知雄 : 卒業論文 「高速粒子入射によるトカマクプラズマ電場制御」(1991)
- [16] 片沼 伊佐夫 : 核融合研究 54(1985)193.
- [17] J. W. Connor et al. : Nucl. Fusion 13(1973)221.
- [18] H. Sanuki et al. : J. Phys. Soc. Jpn. 60(1991)3698.
- [19] 宮本 健朗 : 「核融合のためのプラズマ物理」(岩波書店,1987)
- [20] 高村 秀一 : 「プラズマ加熱基礎論」(名古屋大学出版会,1986)
- [21] 桜庭 一郎 : 「電子管工学」(森北出版,1974)
- [22] K. Ida et al. : Phys. Rev. Lett. 68(1992)182.
- [23] 東井 和夫 : 第30回若手夏の学校テキスト(プラズマ・核融合学会,1991)



## 第 6 章    **Response of the edge plasma potential during AC limiter biasing in HYBTOK-II tokamak**

**Y. Uesugi, T. Chiba, A. Okada, S. Sasaki and S. Takamura**

Department of Electrical Engineering and Electronics  
School of Engineering, Nagoya University  
Nagoya, 464-01, Japan

### **ABSTRACT**

Experimental research on the modification of the edge radial electric field by limiter biasing and its time response has been performed in a small research tokamak, HYBTOK-II. In the DC negative biasing, the potential drop at the edge increases linearly with the limiter current. The plasma potential in the positive biasing increases in proportion to the bias voltage, generating the strong positive radial electric field at the edge region. The suppression of the electrostatic fluctuation observed during the positive biasing is related to the  $\mathbf{ExB}$  velocity shear formed by the positive biasing. When the bias voltage is changed in time, the limiter current changes in response to the bias voltage and consequently, the plasma potential in the edge region oscillates in time. An oscillating radial electric field induces the radial polarization drift in addition to the  $\mathbf{ExB}$  drift in the poloidal direction. As the oscillation amplitude of the radial electric field increases, the radial diffusion processes of heavy ions would be modified by this radial polarization drift and collision process. This radial diffusion process due to the polarization drift might be employed for impurity exhaust, such as helium ash. We have been studying the time response of the plasma potential during AC limiter biasing and the possibility of the impurity exhaust based on the enhanced radial diffusion due to the radial polarization drift.

### **6.1 Introduction**

Recent theoretical[1,2] and experimental[3-5] studies on the improved confinement like H-mode, indicate that the radial electric field( $E_r$ ) and/or sheared poloidal rotation velocity in the edge region has an important role on the plasma transport processes. This result suggests that the plasma confinement can be improved by controlling the edge electric field a few centimeters inside from the last closed magnetic surface or the separatrix. Active control of the plasma potential, such as divertor biasing, has a possibility to obtain the improved confinement by modifying

$E_r$ . In CCT[4] and TEXTOR[5] the radial current generated by a small emissive electrode inserted into the edge plasma, triggered the bifurcation phenomena like H-mode. This bifurcation phenomenon is explained by the force balance between  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  driving force induced by the radial current and the poloidal damping force, such as viscous damping and TTMP. These experiments show that the electrode biasing(polarization) can modify the intensity and spatial distribution of  $E_r$ .

Usually the polarization experiment employs a DC biasing to obtain a steady state of the modified  $E_r$  profile and improved confinement. When the bias voltage to the electrode is changed in time periodically, the radial current changes in response to the bias voltage. Consequently, the plasma potential and  $E_r$  change periodically. Time varying  $E_r$  induces the polarization drift in the radial direction in addition to the poloidal  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  drift. The polarization drift velocity( $U_p$ ) depends on the mass of charged particles. If the radial excursion of the charged particle due to the polarization drift is much larger than its Larmor radius, the radial diffusion is enhanced by the polarization drift through the classical collision process.

Selective pumping of impurities, especially helium ash from a core plasma of fusion reactor is one of the crucial issues to obtain a steady state operation of the fusion reaction. Accumulation of helium ash in the core plasma reduces the efficiency of D-T reaction. The process of helium exhaust can be divided into two processes. The helium transport is dominated by the cross field diffusion in the core region and parallel motion is important for the transport from the edge region to the divertor and the pumping duct through the scrape off layer(SOL). In the present experiment we have been studying the spatial and temporal behaviour of the plasma potential and radial electric field during AC limiter biasing, and possibility of the selective exhaust of impurities using the radial polarization drift induced by AC biasing.

In the next section a brief review of the polarization drift and an estimation of the oscillation amplitude of  $E_r$  necessary for the enhancement of the impurity diffusion is given and experimental results on AC limiter biasing are shown in third section. The discussion on experimental results and summary are given in final section.

## ***6.2 Enhancement of Radial Diffusion by Polarization Drift***

### ***6.2.1 Polarization Drift***

When the magnetic and electric fields vary slowly, in the sense that

$$1 \gg \delta \approx \frac{\rho |\nabla B|}{B}, \frac{1}{\Omega B} \frac{dB}{dt}, \quad (1)$$

the motion of a charged particle can be obtained using a perturbation expansion, where  $\rho$  and  $\Omega$  are the Larmor radius and cyclotron frequency of a charged particle, respectively.[6] The lowest order perpendicular drift is ExB drift given by

$$U_{0\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} . \quad (2)$$

The second order perpendicular drift due to the particle inertia is given by  $U_{0\perp}$  as,

$$U_{1\perp} = -\frac{1}{\Omega B} \mathbf{B} \times \frac{dU_{0\perp}}{dt} . \quad (3)$$

The time derivative of  $U_{0\perp}$  is

$$\frac{dU_{0\perp}}{dt} = \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_0 \cdot \nabla \right) \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} . \quad (4)$$

Equations (3) and (4) yield the nonlinear polarization drift. Its linear part is then given by

$$U_p = -\frac{1}{\Omega B} \frac{\partial \mathbf{E}_\perp}{\partial t} . \quad (5)$$

Equation (5) shows that the polarization drift velocity is proportional to the mass of a charged particle and time derivative of the perpendicular electric field. When the oscillating radial electric field is generated in a cylindrical plasma, charged particles drift in the radial direction periodically. When the oscillating radial electric field is given by  $\delta E_r = |\delta E_r| e^{j\omega t}$  and  $\omega \ll \Omega_i$ , the radial excursion length induced by the polarization drift is given by ,

$$\Delta_p \approx \frac{1}{\Omega B} |\delta E_r| . \quad (6)$$

### 6.2.2 Estimation of Radial Diffusion due to Polarization Drift

Here, we estimate the oscillation amplitude of  $E_r$  necessary for the enhancement of the radial particle diffusion. The diffusion coefficient of ionic species for a general random walk process is given by

$$\mathbf{D} = v_i \Delta^2 , \quad (7)$$

where  $v_i$  and  $\Delta$  are the ion collision frequency and the excursion between collisions. The classical diffusion coefficient is then given by  $D_c \sim v_i \rho_i^2$ , where  $\rho_i$  is the ion Larmor radius. When  $\Delta_p > \rho_i$ , the induced polarization drift modifies the classical diffusion. Then  $|\delta E_r|$  must satisfy

$$\frac{|\delta E_r|}{B} > v_{ti} , \quad (8)$$

where  $v_{ti}$  is the ion thermal velocity. In the present estimation it must be satisfied that  $v_i \ll \omega \ll \Omega$ . With increasing the oscillation frequency close to the specific ion cyclotron frequency the previous analysis on the polarization drift can not be applied

since eq. (1) is violated. When the left hand polarized wave with  $\omega \sim \Omega_{ci}$  is excited, the resonant acceleration of the ion perpendicular to the magnetic field is occurred and the ion Larmor radius becomes large. The perpendicular velocity gain between collisions is roughly given by

$$\Delta V_{\perp} \approx \frac{|\delta E_{\perp}|}{B} \Omega_{ci} v_i^{-1}, \quad (9)$$

where  $\delta E_{\perp}$  is the rf electric field of the left hand polarized wave perpendicular to the magnetic field. The condition for  $|\delta E_{\perp}|$  similar to eq. (8) is then given by

$$\frac{|\delta E_{\perp}|}{B} > \rho_i v_i. \quad (10)$$

From eqs. (8) and (10) we can estimate the amplitude of the perpendicular electric field necessary to enhance the cross-field diffusion using polarization drift.

The diffusion coefficient in the case of  $\omega \sim \omega_{ci}$  is then given by

$$D_{\perp} \approx \frac{|\delta E_{\perp}|^2}{B^2} v_i^{-1}. \quad (11)$$

For example, when  $B=1\text{T}$ ,  $T_i=20\text{eV}$ ,  $n_i=10^{19}\text{m}^{-3}$  the perpendicular electric field necessary to enhance the helium diffusion is  $|\delta E_r| > 35\text{ V/cm}$  and  $|\delta E_{\perp}| > 1\text{ V/cm}$  for  $\text{He}^+$ , and  $|\delta E_r| > 10\text{ V/cm}$  and  $|\delta E_{\perp}| > 0.6\text{ V/cm}$  for  $\text{Fe}^{3+}$ . From the mass dependence of eqs.(8) and (10) the threshold electric field decreases with increasing the particle mass.

### 6.3 AC Limiter Biasing Experiment

AC limiter biasing experiment has been carried out in HYBTOK-II tokamak to generate the oscillating  $E_r$  in the edge and SOL region by limiter biasing technique. We employ two circular poloidal limiters located on the opposite side in the toroidal direction. Limiter bias voltage is fed from a capacitor bank through a transistor switch. Since the bias power supply is unipolar in the present experiment we change the polarity between the limiter and the vacuum chamber to compare the positive and negative biasing. The plasma parameters are measured with movable Langmuir probes. The electrostatic and magnetic fluctuations are picked by Langmuir probes and magnetic probes, respectively.

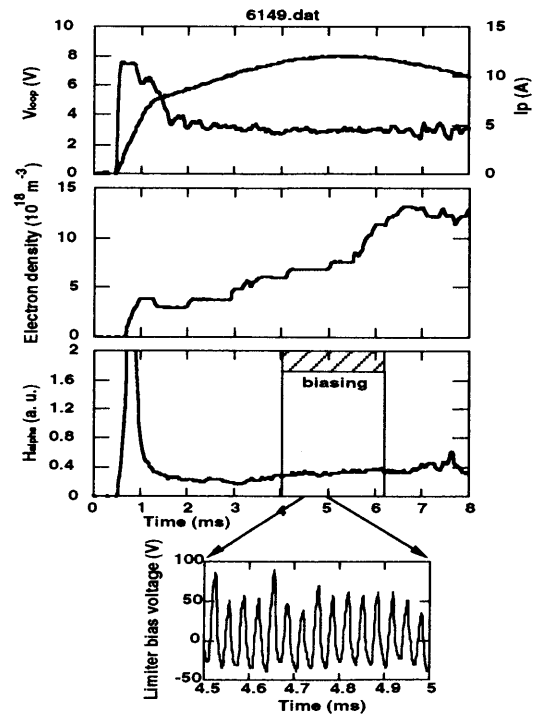


Fig. 7.1 Typical waveforms of the HYBTOK-II plasma during AC biasing.

Typical wave forms in the case that the bias voltage is positive and its frequency is 30 kHz are shown in Fig.7.1. In the previous DC biasing experiment we have observed that the electron density profile is drastically modified by limiter biasing while the electron temperature is unchanged.[7,8] The plasma potential rises in proportion to the positive bias voltage. In the negative biasing, however, the decrease of the plasma potential is much smaller than the applied bias voltage. The potential drop in the negative biasing is proportional to the limiter current, which suggest that the potential formation during limiter biasing is determined by the radial ion current.

In the case of the AC biasing the conventional Langmuir probe measurement with a probe voltage sweeping can not be applied since the plasma parameter changes quickly in time during AC biasing. We estimate the plasma potential during AC biasing, assuming that the electron temperature is not changed and  $\Delta V_s \approx \Delta V_f$ , where  $\Delta V_s$  is the change of the plasma potential and  $\Delta V_f$  is that of the floating voltage. In Fig. 7.2 typical wave forms of the bias voltage, limiter current, floating potential and fluctuation of the ion saturation current at  $r=10$  cm are shown in the case of  $V_b=+85$  V and  $f=10$  kHz. In the positive polarity the floating potential follows the limiter bias voltage clearly, while in the negative polarity the potential change is not so clear as that in the positive biasing. We measured the spatial change of the floating potential, ion saturation current and their fluctuation components shot by shot. From Fourier analysis of probe signals we can obtain the frequency dependence of the potential change during AC limiter biasing. Typical examples of the amplitude and relative phase shift of the periodic floating potential change ( $\delta V_f$ ) at  $f=40$  kHz are shown in Fig. 7.3. The amplitude of  $\delta V_f$  ( $\sim \delta V_s$ ) is nearly flat beyond the limiter and has a steep gradient between the limiter and the wall ( $r=12.8$  cm) both in the negative and positive polarity. With increasing the bias frequency the spatial profile of  $\delta V_f$  tends to peak. A decrease of  $\delta V_f$  with the bias frequency comes from the frequency response of the bias power supply and that of the plasma itself. The relative phase shift between the floating potential and the limiter current has a weak spatial dependence as shown in the figure. Consequently, it is concluded that the plasma potential is varied simultaneously in

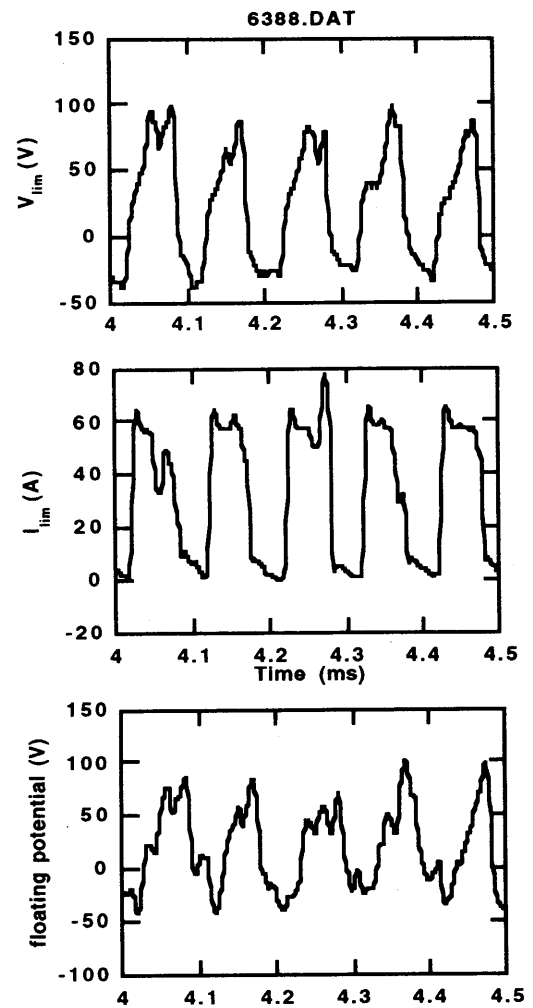


Fig.7.2 Typical waveforms of the limiter bias voltage, limiter current and floating potential in the positive

space. Phase difference between the plasma edge near the wall and  $r \sim 9$  cm is about 0.45 radian in the negative polarity and 0.62 radian in the positive polarity. These phase differences correspond to time differences of  $1.8 \mu\text{s}$  and  $2.5 \mu\text{s}$ , respectively. The spatial profile of the phase shift in the positive polarity is different from that in the negative. In the positive polarity the phase shift near the wall is in advance of that at the edge beyond the limiter, and vice versa in the negative polarity. This difference should be related to the electron and ion cross-field transport during AC biasing. We can obtain the frequency dependence of  $\delta V_f$  profile by changing the bias frequency. Figure 7.4 shows the radial profiles of  $\delta V_f$  during AC limiter biasing normalized by the applied bias voltage, taking the bias frequency as a parameter. From Fig. 7.4 it is shown that the periodic potential change in the core region is about  $(0.6-0.8)V_{lim}$  in the negative polarity and  $(0.8-1)V_{lim}$  in the positive polarity. With increasing the bias frequency the  $\delta V_f$  profile becomes broader in the positive polarity, which means that the radial electric field tends to penetrate into the core region with increasing the frequency.

From the amplitude of  $\Delta V_s$  we can obtain the space potential and the radial electric field ( $E_r$ ) during AC biasing, assuming that  $\Delta V_s \sim \Delta V_f$ . Figures 7.5(a) and (b) show the spatial profile of the space potential and the radial electric field during 40 kHz AC biasing. As shown previously in Sec. 7.2, the diffusion coefficient based on the perpendicular polarization drift depends on the amplitude of the oscillating  $E_r$  ( $\delta E_r$ ). When the AC limiter bias voltage of  $\pm 85$  V is applied from the capacitor bank, the amplitude of the periodic

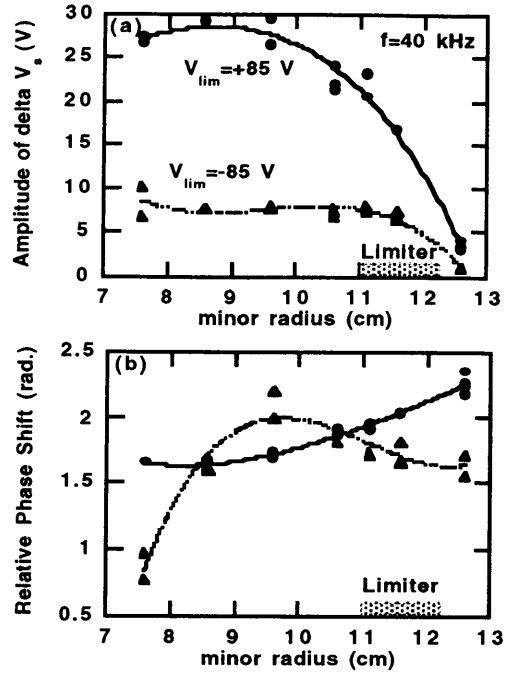


Fig. 7.3 Amplitude(a) and relative phase shift(b) of the oscillating plasma potential obtained from Fourier analysis of the Langmuir probe signals at the fundamental frequency.

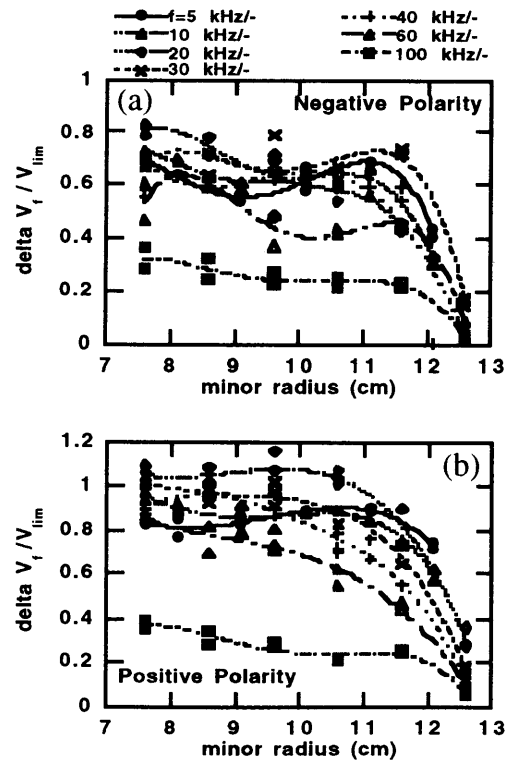


Fig. 7.4 Radial profiles of the amplitude of oscillating  $V_f$  normalized by the net limiter voltage, taking the bias frequency as a parameter. The DC supply voltage is 85 V.

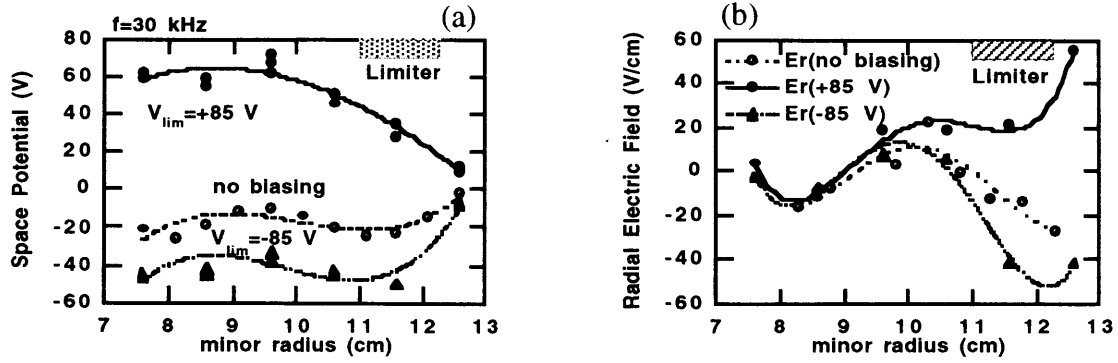


Fig. 7.5 Radial profile of the space potential (a) and radial electric field(b) calculated from the space potential profile.

oscillation of  $E_r$  is then the difference between the  $E_r$  profile at  $V_b=-85$  V and that at  $V_b=+85$  V in the figure. In the present AC bias experiment the oscillating  $E_r$  is observed in SOL between the limiter( $r=11$  cm) and the wall( $r=12.8$  cm). The amplitude of  $\delta E_r$  is about 35 V/cm at  $r=11.6$  cm and  $f=40$  kHz. The frequency dependence of  $\delta E_r$  is shown in Fig. 7.6. With increasing the bias frequency  $\delta E_r$  decreases gradually, which is related to both the frequency response of the plasma itself and that of the bias power supply. The oscillating limiter voltage actually applied to the limiter( $\delta V_{lim}$ ) drops from 50 V to 10 V when the bias frequency is varied from 5 kHz to 100 kHz. We can generate the oscillating  $E_r$  at the edge region as high as  $\delta E_r \sim 30$  V/cm at frequencies up to 60 kHz. We believe that the value of  $\delta E_r$  increases significantly if the bias voltage is kept constant against the frequency change.

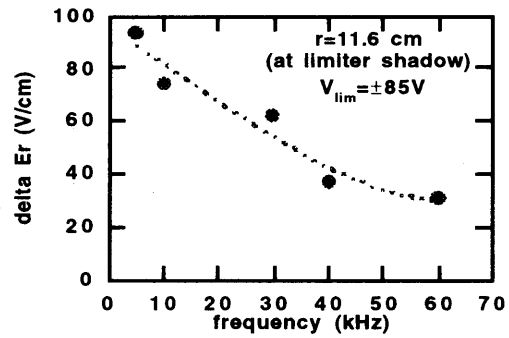


Fig. 7.6 Frequency dependence of the amplitude of oscillating  $E_r$  at  $r=11.6$  cm.

## 6.4 Discussion and Conclusion

The radial electric field, which oscillates periodically in time and in phase with respect to the space, is generated in SOL region by AC limiter biasing. The amplitude of the oscillating  $E_r$ , for example, is as high as 60 V/cm in SOL at a frequency of 30 kHz when the voltage swing of AC bias voltage is from  $V_{lim}=-15$  V to  $V_{lim}=+40$  V. We think that the electrode biasing with AC power supply, such as divertor plate AC biasing, can be applied to the impurity exhaust by the enhancement of the cross field diffusion using the polarization drift and/or the ion cyclotron resonance. The spatial profile of the phase shift of  $\delta V_f$  is related to the electron and ion radial transport during

the limiter biasing. Further study is necessary to clarify this problem.

In addition to the AC biasing, the modulated electron beam injection is an alternative candidate to generate the oscillating  $E_r$ . In the previous electron beam injection experiment we have obtained  $\delta E_r$  of about 10 V/cm by the electron beam injection of 35 A. In this case the modulation of  $E_r$  is occurred mainly on the flux surface where the injected hot electrons drift toroidally.

In near future we will test the present concept for impurity exhaust using the polarization drift and ion cyclotron resonance in NAGDIS-I[9] and simulate the particle diffusion during the AC biasing, taking account of the real configuration of the oscillating  $E_r$ . These results will be published elsewhere.

## Acknowledgment

The authors are grateful to Mr. M. Takagi for his excellent technical assistance and to Mr. S. Watanabe for fruitful discussion on the data analysis. This work was partially supported by the Japan Ministry of Education, Science and Culture through a grant-in aid for scientific research(Contract No. 03452285).

## References

- [1]Shaing, K.C., Crume E.C. Houlberg, W.A. Phys. Fluids B, 2(1990)1492.
- [2]Itoh, S.-I., Itoh, K., Phys. Rev. Lett., 60(1988)2276.
- [3]Groebner, R.J., Burrell, K.H. and Seraydarian, R.P., Phys. Rev. Lett., 63(1990)3015.
- [4]Taylor, R.J., Brown, B.D., Fried, B.D., et al., Phys. Rev. Lett., 63(1989)2365.
- [5]Weynants, R.R., Oost, Van, G., Bertschinger, G., Boedo, J., et al., Nucl. Fusion, 32(1992)837.
- [6]Hazeltine, R.D., Meiss, J.D., Plasma Confinement, Addison Wesley, Redwood City(1992)33.
- [7]Takamura, S., Kinoshita, S., and Uesugi, Y., IEEE Trans. on Plasma Science, 19(1991)885.
- [8]Uesugi, Y., Yamakawa, Y., Chiba, T. and Takamura, S., J. Nucl. Mater., 196-198(1992)452.
- [9]Masuzaki, S., and Takamura, S., Jpn. J. Appl. Physics, 29(1990)2835.