

超高熱流束プラズマの実現による ダイバータ模擬実験研究

(研究課題番号 01420044)

平成3年度科学研究費補助金(一般研究(A))
研究成果報告書

平成4年3月

研究代表者 高 村 秀 一
(名古屋大学工学部教授)

名古屋大学図書	
和B	80594

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	7
1. プラズマと境界壁複合系における研究の重要性	7
1-1. はじめに	
1-2. プラズマ・壁境界領域の科学の重要性	
1-3. 研究への取り組み	
2. NAGDIS装置の概容	14
3. 高熱流プラズマ源の開発	14
2-1. 直熱型熱陰極	
2-2. 傍熱型熱陰極	
4. 高速掃引プローブ計測システムの開発	20
5. 新しいダイバータ・コンセプト	23
6. 高熱流化に向けて	25
7. 2電子温度プラズマにおけるシース形成	28
7-1. Introduction	
7-2. Experiments	
7-3. Fluid model for sheath formation	
7-4. Conclusion	
8. 高温電子を含むプラズマにおけるシース形成	40
9. まとめ	42
謝辞	
参考文献	

はしがき

平成3年末にヨーロッパ共同体のトカマク装置JETで行われたD-T燃焼実験において、2MW程度の中性子出力の持続時間は1秒程度に制限された。これは主としてダイバータ板等から発生するおびただしい炭素不純物(Carbon Bloomと呼ばれる)が炉心に混入し、燃料の希釈とイオン温度の低下により反応が停止したのである。高温プラズマの定常保持は核融合炉実現の可否を左右する集眉の課題となっており、ダイバータプラズマと壁材料表面にまたがる現象の理解と制御こそがこの定常維持達成の鍵となっている。

本研究はトラス型炉心プラズマ実験装置に比べて計測と制御の容易な直線型ダイバータ模擬実験装置の製作と、これらを用いたプラズマ-壁相互作用研究の実施にある。本研究の成果は大きく次の点にまとめられる。

- (1) 最大熱流束 $\sim 0.5\text{MW/m}^2$ 、プラズマ密度 $\sim 5 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ 、電子温度 $\sim 10\text{eV}$ 、コラム直径 $\sim 12\text{cm}$ の高熱流プラズマ生成の実証。
- (2) プラズマ熱流に関する理論的実験的検討および熱電子放出を用いた新しいダイバータコンセプトの実証。
- (3) 高速掃引プローブ計測システムの完成。
- (4) 低温、高温2電子温度プラズマと固体壁との境界に形成されるシースに関して、シース電圧、熱流、電位構造の理論を完成した。実験的には2次電子放出がシース電圧を抑制する効果の有無を各種材料について実証した。

研究組織

研究代表者：高村秀一（名古屋大学工学部教授）

研究経費

平成元年度：	5,800千円
平成2年度：	2,400千円
平成3年度：	1,200千円
計	9,400千円

研究発表

(1) 学会雑誌等

1. K. Shiraishi and S. Takamura, Sheath Formation in SOL Plasma with Energetic Electrons,
J. Nucl. Mater. 176&177(1990)251.
2. S. Masuzaki and S. Takamura, Compact and Powerful Plasma Generator,
Jpn. J. Appl. Phys. 29(1990)2835.
3. 高村秀一、熱核融合実験炉における諸問題、放電研究 133(1991)88.
4. S. Takamura, N. Ohno, K. Shiraishi and S. Masuzaki, Bifurcation Phenomena in an Emissive Plate-Simulated Divertor Plasma System,
10th Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Monterey, 1992, 発表予定
5. K. Shiraishi, Y. Uesugi, N. Ohno and S. Takamura, Sheath Formation on Carbon and Refractory Metals in a Plasma with Energetic Electrons,
10th Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Monterey, 1992, 発表予定
6. 増崎 貴、大野哲靖、高木誠、高村秀一、高熱流プラズマの生成と高速掃引プローブシステムによるその計測、電気学会論文誌投稿予定

(2) 口頭発表

1. 高村秀一
高熱流束プラズマ源の開発
プラズマ・核融合学会第6回年会（於 日大理工）1989年4月3日

2. 増崎 貴、森 光雄、高木 誠、高村秀一
高熱流束プラズマ源の開発
プラズマ・核融合学会第7回秋季講演会（於 九州大学筑紫地区）
1990年10月19日
3. 増崎 貴、森 光雄、高木 誠、高村秀一
核融合炉における周辺プラズマ模擬のための高熱流プラズマ源の開発
電気関係学会東海支部連合大会（於 名古屋大学）1990年10月22日
4. 白石勝彦、櫻井真治、高村秀一
高速電子を含むSOLプラズマにおけるシース形成と熱流束の評価
電気関係学会東海支部連合大会（於 名古屋大学）1990年10月22日
5. 高村秀一
ダイバータシミュレーション装置の現状と研究課題
核融合科学研究所共同研究合同研究会「周辺プラズマの構造とプラズマ-壁相互作用」「電位形成とその制御に関する実験的研究」「シース形成とその役割」（於 核融合科学研究所）1991年1月9日
6. 高村秀一、増崎 貴、大野哲靖、高木 誠、森 光雄
高熱流ダイバータ・プラズマ模擬実験装置-NAGDIS-
プラズマ・核融合学会第8回年会（於 名古屋大学工学部）
1991年3月24日
7. 高木 誠、増崎 貴、大野哲靖、森 光雄、高村秀一、石井和重
NAGDISにおける高速掃引プローブ系の開発
プラズマ・核融合学会第8回年会（於 名古屋大学工学部）
1991年3月24日
8. 増崎 貴、大野哲靖、高木 誠、森 光雄、高村秀一
NAGDISにおけるプラズマ流・熱流計測
プラズマ・核融合学会第8回年会（於 名古屋大学工学部）
1991年3月24日

9. 上杉喜彦、佐藤光治、桜井桂一、大野哲靖、早川正平、森川英郎、高村秀一
波動加熱によるNAGDIS高熱流化計画
プラズマ・核融合学会第8回年会（於 名古屋大学工学部）
1991年3月24日

10. 白石勝彦、佐野 修、櫻井真治、森 光雄、高村秀一
プラズマ中の高速電子とターゲット材の2次電子放出を考慮した場合のシース形成
プラズマ・核融合学会第8回年会（於 名古屋大学工学部）
1991年3月24日

11. 白石勝彦、森 光雄、高村秀一
シース形成におけるプラズマ中の高温電子の効果
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2日

12. 大野哲靖、 増崎 貴、高木 誠、森 光雄、高村秀一、石井和重
定常高熱流プラズマの生成と高速掃引プローブを用いたプラズマ計測
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2日

13. 増崎 貴、大野哲靖、森 光雄、高木 誠、高村秀一
NAGDIS-Iにおけるプラズマ熱流計測
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2日

14. 高村秀一
周辺プラズマにおける複合過程の解明と制御
科学研究費総合研究（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

15. 高村秀一
高熱流プラズマ生成による周辺プラズマ・対向壁複合系における
基礎研究
電気関係学会東海支部連合大会（於 豊橋技術科学大学）シンポジウム「プラズマ生成の新しいパラダイムへ向けて」（座長 高村秀一）
1991年11月29日
16. 増崎 貴、立川健一、大野哲靖、森 光雄、高木 誠、高村秀一
高熱流プラズマ源の開発とその熱流計測
電気関連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
17. 佐藤光治、上杉喜彦、桜井桂一、大野哲靖、高村秀一
波動加熱によるNAGDIS高熱流化計画
電気関連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
18. 白石勝彦、森 光雄、高村秀一
高温電子を含むプラズマと各種固体材料との境界面における
シース形成
電気関連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
19. 紺野裕幸、大野哲靖、高村秀一、上田憲照
一次元粒子コードシミュレーションによるプラズマシースの解析
プラズマ・核融合学会第9回年会（於 大阪大学工学部）
1992年3月25日発表予定
20. 白石勝彦、村井栄造、上杉喜彦、大野哲靖、高村秀一
高温電子を含むプラズマと固体材料表面との相互作用による
シース形成
プラズマ・核融合学会第9回年会（於 大阪大学工学部）
1992年3月25日発表予定

21. 大野哲靖、増崎 貴、深尾宗資、高木 誠、高村秀一
NAGDIS-Iにおけるプラズマ熱流計測(II)
プラズマ・核融合学会第9回年会（於 大阪大学工学部）
1992年3月26日発表予定

22. 増崎 貴、大野哲靖、高木 誠、高村秀一、石井和重
高温・高熱流プラズマの生成と熱流束の評価
プラズマ・核融合学会第9回年会（於 大阪大学工学部）
1992年3月26日発表予定

23. 高村秀一、大野哲靖、白石勝彦、増崎 貴、立川健一
熱電子放出ダイバータ板と高熱流プラズマ複合系における分岐現象
プラズマ・核融合学会第9回年会（於 大阪大学工学部）
1992年3月26日発表予定

24. 高村秀一
プラズマと境界壁複合系における研究の新しい展開
日本物理学会第47回年会（於 慶応義塾大学日吉校舎）
特別講演1992年3月28日発表予定

研究成果

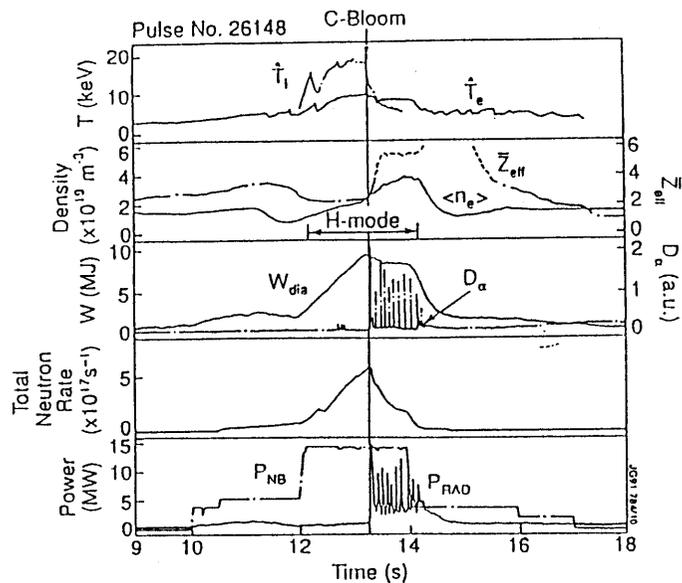
1. プラズマと境界壁複合系における研究の重要性

1-1. はじめに

近年核融合研究は飛躍的に進み、イオン温度2億度を始め、炉心プラズマ条件と同等のプラズマの発生を実現した。特に、1991年11月9日ヨーロッパ共同体のトカマク型装置JETにおける重水素・三重水素燃焼実験は核融合出力1.7MWを人類史上初めて制御された形で手に入れた記念すべき成果である。

しかしこのような条件を維持できるのは現在のところわずか数秒間に限られている。不純物の増加によって高温維持が不可能となり、核融合反応が減少するためである。第1図はJETにおける燃焼実験の様子を示す⁽¹⁾。13.3秒の時点で「カーボン・ブルーム」が発生し、炭素不純物が急増し、中性子発生率が急減している。ダイバータ板に流れ込む高熱流プラズマと黒鉛材料との相互作用により炭素不純物が異常に発生し、炉心に混入することに基づく。

炉心と真空容器との中間に存在する周辺プラズマと壁材料との相互作用によって不純物が発生し、発生後の炉心への混入に主要な役割を果たすのもこの周辺プラズマであることが明らかになった。高温プラズマの定常維持は21世紀に期待される核融合炉実現の可否を左右する焦眉の課題となっており、周辺プラズマと壁材料表面にまたがる現象の理解と制御こそがこの定常維持達成の鍵となっている。



第1図 ヨーロッパ共同体トカマク装置JETにおけるDT燃焼実験。トリチウム密度は11%。核融合出力はピークで1.7MW相当。

1-2. プラズマ・壁境界領域の科学の重要性

閉じた磁気面を持つ炉心プラズマから、最も重要な対向壁であるダイバータ板と接続する開いた磁力線を有するいわゆるスクレープオフ層に拡散して移ったプラズマ粒子が磁力線に沿って運ばれ、ダイバータ板で中性化された後再びイオン化されてプラズマに戻るわけであるが、壁一周辺プラズマにおける輸送過程のわずかな変化は炉心プラズマの閉じ込めや定常保持に重大な影響を及ぼす。また苛酷な粒子及び熱の流入によってダイバータ板等の対向壁の損耗、それに伴う不純物発生とその周辺プラズマ中での輸送過程及び対向壁への再堆積、不純物発生とその輸送に重大な影響を及ぼす周辺プラズマ中の電位構造等、不明な点が山積している。

第2図はトカマク型装置の断面図の中で周辺プラズマと対向壁の所在を示す。第3図はスクレープオフ領域を切り開いて、模式的に描いたもので、炉心プラズマ、周辺プラズマ、対向壁の三層構造における諸過程を描いたものである。

以上から次のような、大学における新しい研究課題、研究組織化の必要性が浮き彫りにされてきた。すなわち周辺プラズマ及びそれと相互作用する対向壁を一体として捉え、両者に共通する粒子・熱輸送過程の解明と制御をプラズマ物理と炉材料工学の両研究者集団から有機的組織体を構成して学際的に、学問的立場から研究を行うことにより大型プロジェクト研究と相補的に、長時間燃焼を目指す将来の実験炉における周辺プラズマおよびダイバータ部で生じる現象の予測を行い、設計の指針を構築する。

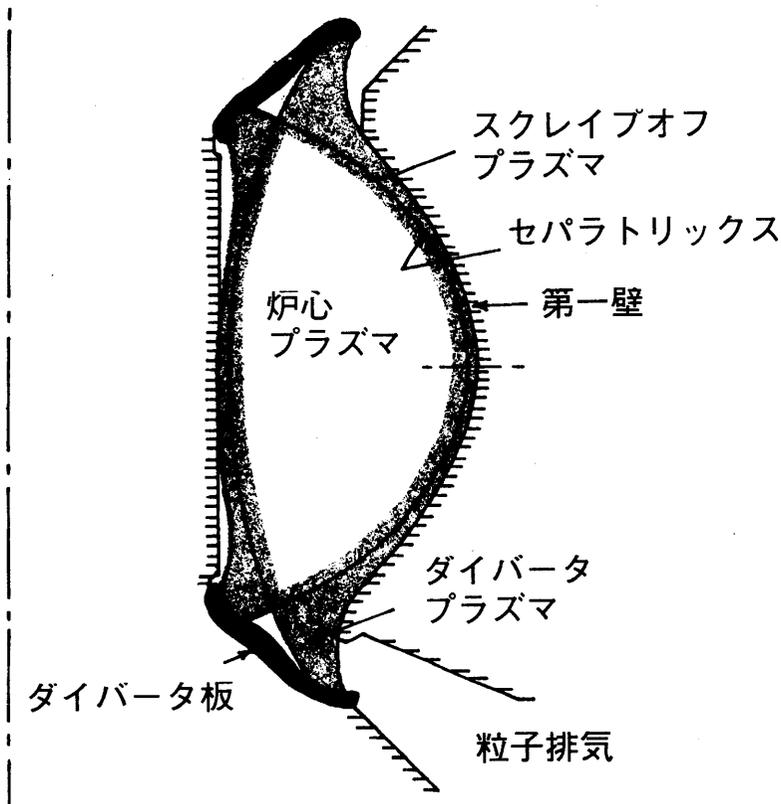
1-3. 研究への取り組み

これまで述べてきた状況を背景に、我々は、「プラズマ壁境界領域における粒子・熱輸送」というタイトルで重点研究の申請を行いつつあるが、その内容を紹介しよう⁽²⁾。

まず4つの研究項目を立てた。それぞれの基本的な考え方と内容は以下の通りである。

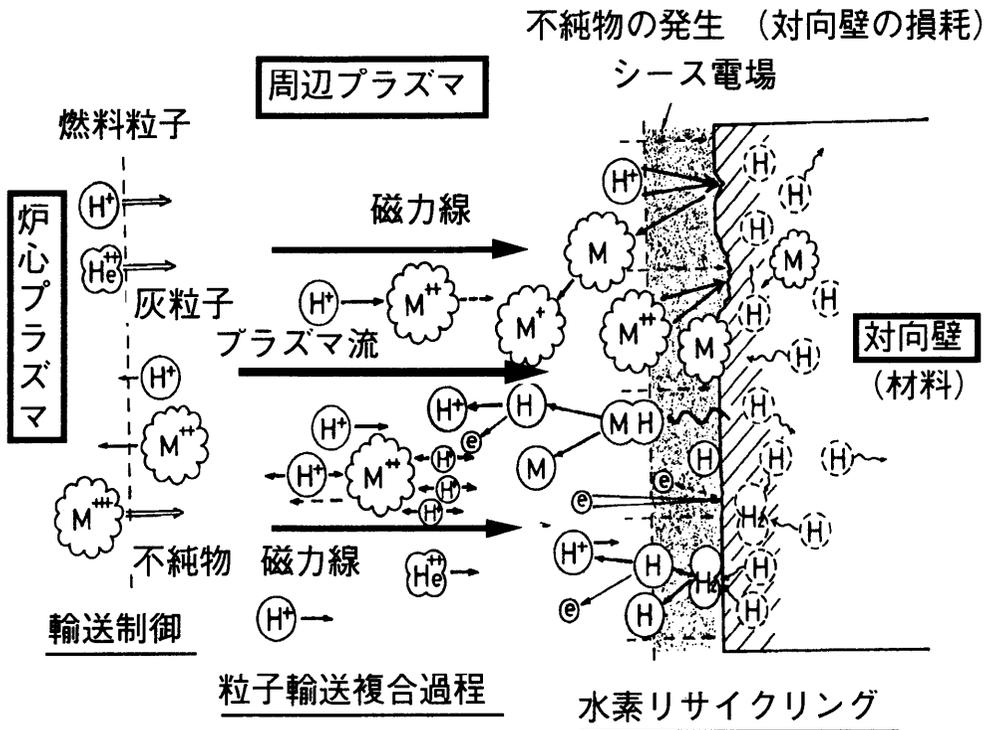
[A：周辺プラズマにおける基礎過程]

核融合における周辺プラズマ物性という位置付けを十分認識しつつ、そこに含まれる粒子輸送関連基礎過程を取り上げる。特に対向壁からの不純物放出・電子放出を考慮して境界面に形成されるシース、プレシースの電位構造や局在高周波に伴う熱障壁の効果などと粒子・熱輸送の関連



第2図 核融合炉における周辺プラズマと対向壁

核融合炉内における周辺プラズマと対向壁との所在をトカマク型を例にとって炉の断面上に示す。プラズマは大きく二分される。閉じ込めを確保するため閉じた磁気面を有する炉心プラズマとその境界面であるセパトトリクスの外側のスクレイブオフプラズマである。後者のうちダイバータ板近傍のプラズマをダイバータプラズマと呼ぶ。「周辺プラズマ」は炉心プラズマと周辺部とスクレイブオフプラズマの総称であり、図では薄墨を施した領域を意味する。スクレイブオフ領域では磁力線はトーラス方向に回りながら方位角方向に移ってダイバータ板にまで到達する。従ってプラズマ対向壁として最も重要なのはダイバータ板である。なぜならプラズマは磁力線に沿って動きやすいからである。第一壁はこのスクレイブオフプラズマに接する形で存在し、スクレイブオフ層の磁力線を横切って拡散してきたプラズマにさらされる。



第3図 プラズマ・対向壁複合系における粒子輸送過程

第2図からもわかるように炉心プラズマ、周辺プラズマ、対向壁複合系は三層構造をなしている。これを、プラズマ粒子の輸送過程を中心に模式的に描いてある。炉心プラズマと周辺プラズマとの間の燃料粒子、灰粒子、不純物の出入りとその制御が左側の領域で行われる。周辺プラズマ中での燃料粒子の流れ、種々の衝突過程に基づく不純物輸送、そして周辺プラズマと対向壁との境界に形成されるシース電場による燃料イオン、多価不純物イオンの壁表面への加速、衝突、それらによる不純物発生が中央部に描かれている。壁表面における壁材の再堆積、水素付着、水素分子形成等の水素リサイクリングと共に対向壁中における燃料粒子の熱拡散、再結合等が右側の部分に描かれている。

を重視すると共に、多様な手段を用いて斬新なダイバータプラズマ制御法の開発や新しいダイバータ板概念の確立を目指す。

[B：周辺プラズマにおける複合過程]

ダイバータ模擬試験装置において、磁力線に沿った高粒子束プラズマ諸量を明らかにした上で、ターゲット板から射出する不純物、水素原子、分子のダイバータ・プラズマ中での解離、輸送、再堆積過程を可視分光、レーザー分光で追跡し、計算機トモグラフィーで空間構造を描き出し、配位を正確に取り入れた計算機シミュレーションと併せてダイバータ・プラズマ中での粒子・熱輸送過程を明らかにする。またA、B、Dグループの成果をここに持ち込み、核融合炉に近い高熱流プラズマ条件下で、その有効性を検証する。このため本項目では複合過程解明のための実験計画研究と計算機シミュレーション計画研究の2本構成を主体とする。

[C：水素リサイクリングおよび水素に起因する不純物発生 of 動的過程]

周辺プラズマと対向壁との相互作用の結果水素は壁内に捕捉されたり反射あるいは再放出したりしてリサイクルする。またこれと同時に対向壁に含まれている酸素、炭素等と結び付き揮発性不純物である水やメタンとなって周辺プラズマ中に出てくる。これら水素リサイクリングと水素に起因する不純物発生の時定数に留意しつつその動的過程を明らかにすると共に周辺プラズマ中での浸透過程に本質的影響を及ぼす再放出粒子のエネルギー分布、放出角度分布に関するデータ・ベースを構築する。

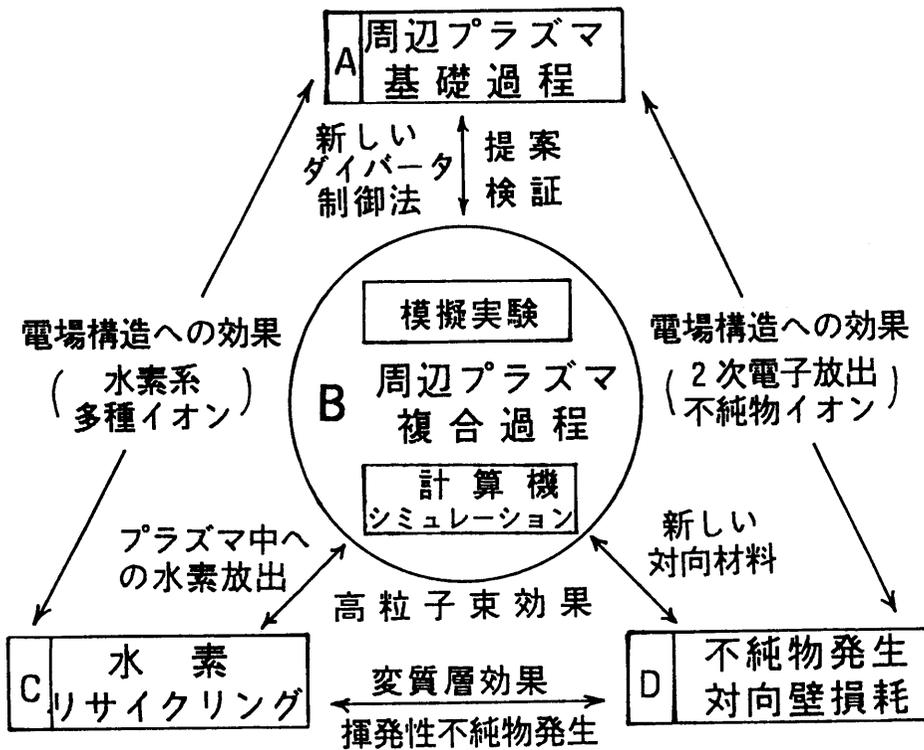
[D：対向壁損耗と不純物発生 of 物理過程の解明と制御]

高粒子束下における対向壁の損耗とそれに伴う不純物発生 of 物理過程の解明と制御を行う。1000K以上の温度領域において高融点金属材料、高融点金属合金や金属炭化物の層状材料の水素イオン、不純物イオン、自己イオン衝撃による選択スパッタリング収率を測定し、特に表面偏析の効果を明らかにする。また2次電子放出効果や再付着による表面改質層の効果をも解析し、将来へ向けての新しい対向壁材料の模索を行うと共にその学問的基礎を確立する。

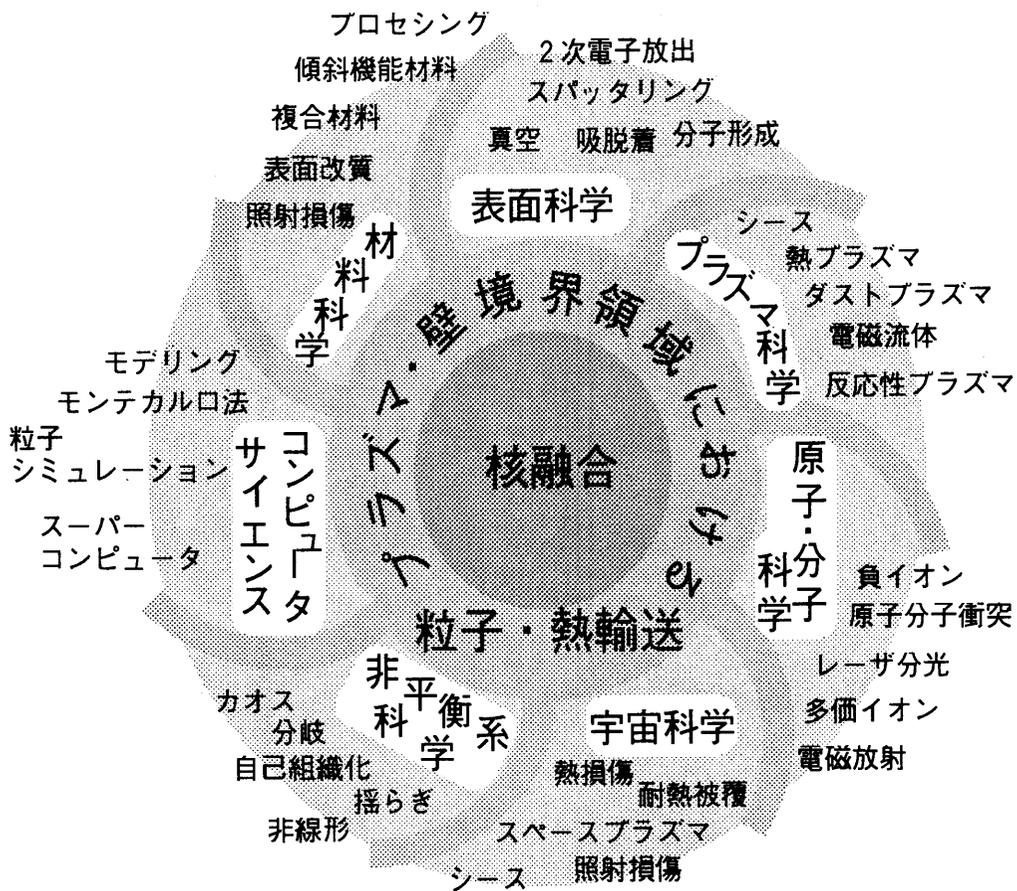
これらの成果を確実にするため、第4図に示すように各研究グループが各々独立ではなく有機的に結び付いた形で研究を進める。特に周辺プラズ

マの複合過程を担当する研究項目Bは、共同計画研究としても位置付けられている。主要研究装置であるダイバータープラズマ・対向壁間相互作用模擬試験装置を中心にし、計算機シミュレーションのグループと協力して周辺プラズマ構造、周辺プラズマ中での不純物輸送の解明を行う。基礎過程を担当するグループ（研究項目A）で提案された革新的なプラズマ制御法を検証したり、不純物の発生、損耗の観点から新材料を試験しているグループ（研究項目D）で開発された対向材料の、超高熱流プラズマ照射下での挙動を解析したりする。また材料表面から飛び出す水素、不純物の振る舞いについては研究項目Cの水素リサイクリング過程を研究するグループと共同でその動的挙動の解明を試みる。

このようにダイバータ模擬試験装置における複合過程解明研究は本重点領域の計画研究グループ間の共同計画研究として機能し、有機的に活用することにより、文字通りプラズマ研究者と炉材料研究者とが一体となって学際領域研究の実を上げる核となるものである。



第4図 研究項目相互間の有機的關係



第5図 研究の学問的拡がり

本研究の目的は核融合周辺プラズマ・壁境界領域における粒子・熱輸送過程の解明と制御にある。しかし、第5図にあるように核融合を中心にするものの、本研究は広い学問分野への発展性を有しており、波及効果が大い。また他の分野の成果を取り入れ、科学的普遍性を常に意識しつつ研究を進展させる。すなわち周辺プラズマの挙動と関連するプラズマ科学、原子・分子科学や非可逆非平衡系科学等との学問的交流、固体壁表面における諸過程の解明と絡む。表面科学、材料科学など、本研究を適切に進めることにより、それぞれの基礎学問分野の発展に貢献することができる。応用分野ではプラズマ・プロセッシング、宇宙プラズマと飛翔体との相互作用、ロケットや高効率高熱タービンにおける耐熱材料の開発など共通する

課題を持つ分野が存在している。コンピュータ・サイエンスはこれらすべての基盤的学問である。本研究を進めるにあたりこのような広がりを意識し、核融合研究にとどまらない普遍的成果を産み出すことを大切にしていきたいと考える。

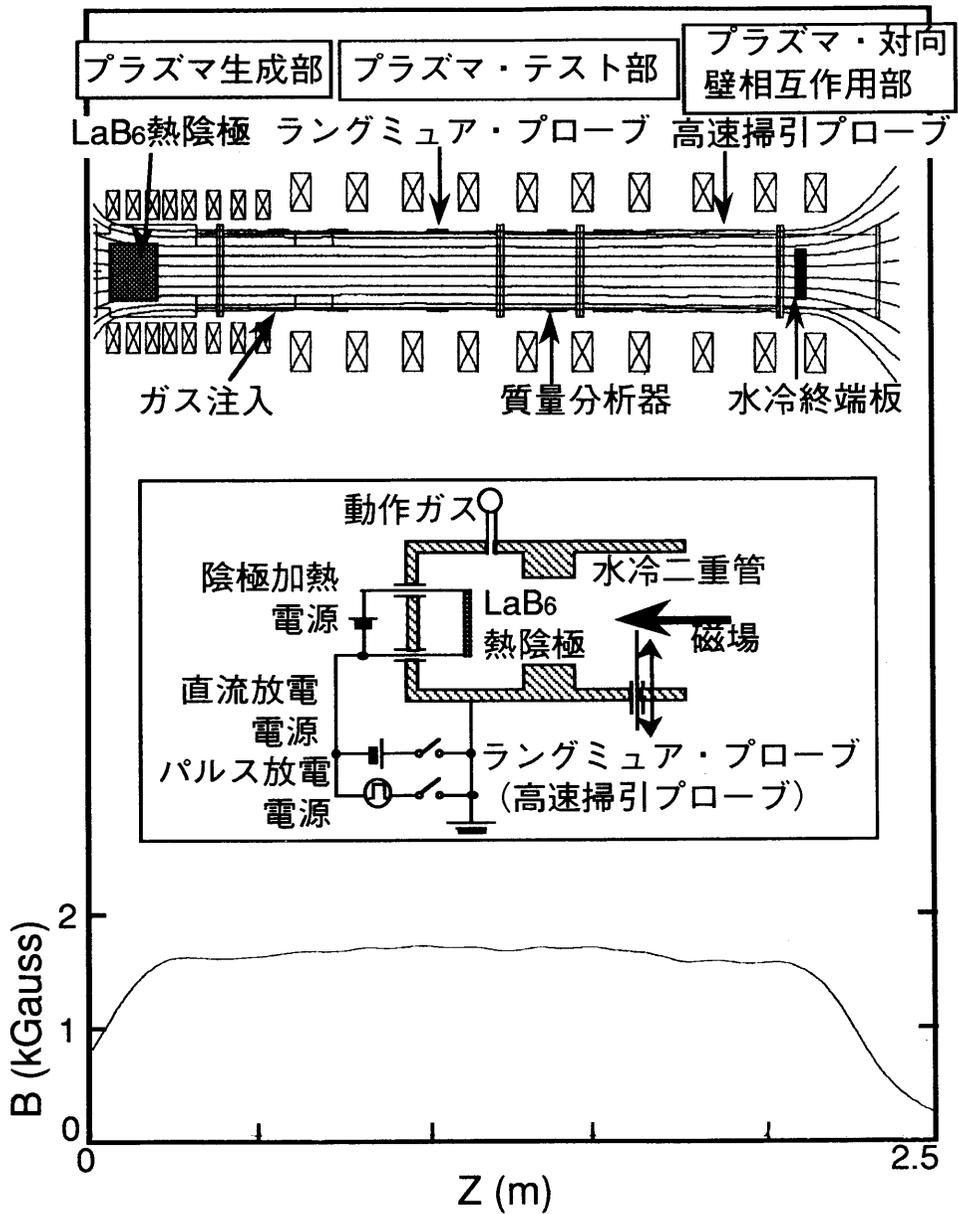
2. NAGDIS装置の概容

図6にダイバータ模擬試験装置NAGDIS-I(Nagoya University Divertor Simulator)の構成を示す。装置の全長は2.5m、真空容器内径17.6cm、外部磁場強度は最大1.5kG、到達真空度は 1×10^{-7} Torrである。真空容器壁は定常高熱流プラズマからの熱の除去のためすべて二重壁となっており水冷を施されている。装置は大きく三つの領域から構成されている。1. 高熱流プラズマ生成部、2. プラズマパラメータや不純物などの輸送過程を計測するための高熱流プラズマ・テスト部、3. ダイバータ板を模擬した水冷ターゲット板を設置しプラズマと材料との相互作用を調べるプラズマ-壁相互作用部である。NAGDIS-Iのプラズマ発生部の概容を図6挿図に示す。LaB₆を熱陰極材料に用いたPIG型放電でプラズマを生成する。LaB₆はタングステン等の熱陰極材料に比べて仕事関数が小さく(タングステンの4.5eVに対して2.52~3.35eV) 1700℃以下の比較的低い温度でタングステン等と同等以上の熱電子放出を得ることができる。放電の陽極となるスロート部は内径13cmである。放電電源は直流電源(150A, 200V)、パルス電源(10~3Hz)の二つがあり、実験により使い分けが行われている。

3. 高熱流プラズマ源の開発

3-1. 直熱型熱陰極

The schematic view of LaB₆ cathode assembly is shown in the insert in Fig. 7. A flat bar of LaB₆ with the thickness of 1.8mm and the width of 4mm is installed on molybdenum supports to have a meander-line structure. The cathode assembly is composed of four units for the minimization of damage since an all-in-one structure would make us change the entire expensive cathode when the ceramic cathode is cracked. A spacing of 1mm between neighboring LaB₆ bars was designed to absorb an internal thermal stress and an external $J \times B$ Lorentz force, and to avoid a shortcut contact between neighboring bars due to the thermal and elec-



第6図 ダイバータ模擬試験装置(NAGDIS)

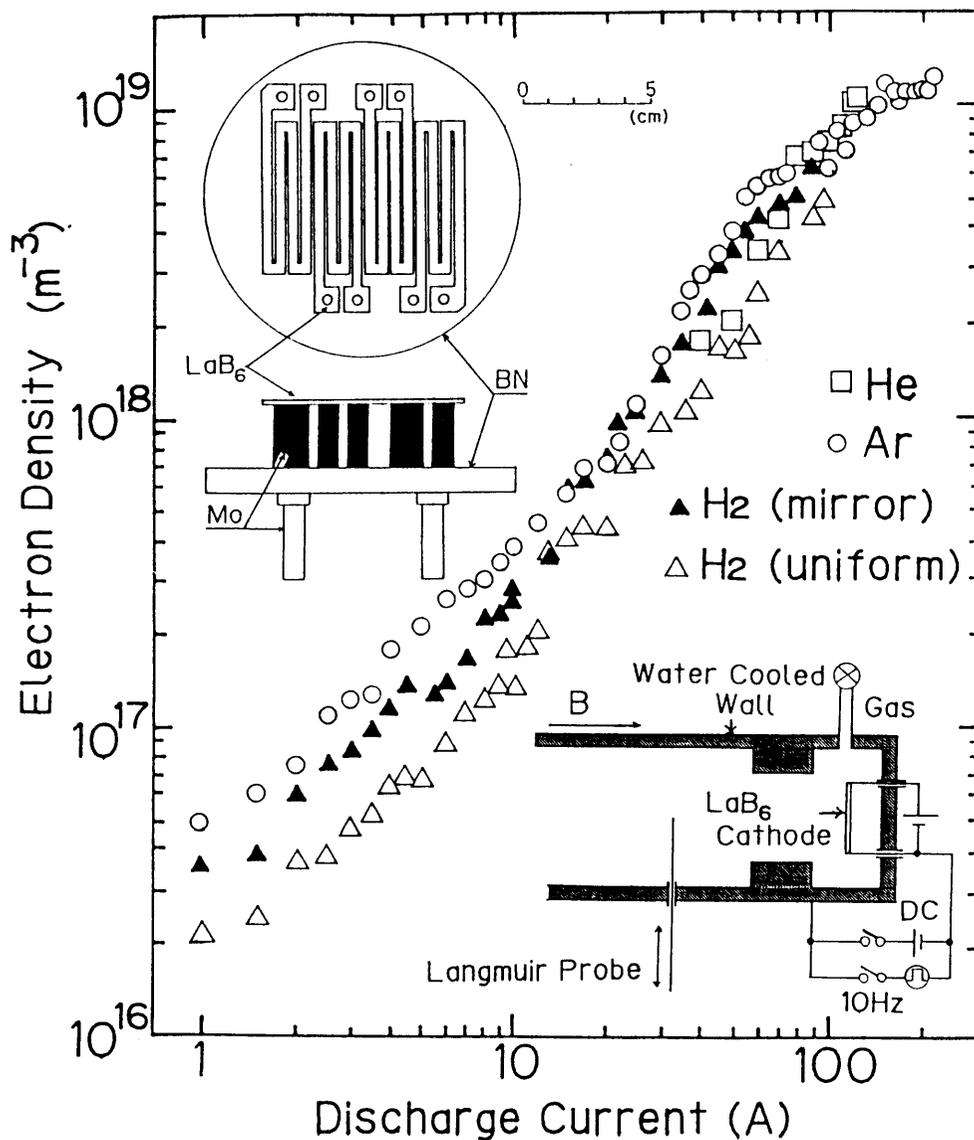


Fig. 7 Dependence of electron density on the discharge current. The applied magnetic field is 300G. The insert in the upper part shows a schematic view of the installation of LaB₆ meander-line cathode, that in the lower part shows a schematic view of experimental configuration.

tromagnetic stress. The total surface area amounts to 38m^2 .

Therefore, a relatively fat plasma is expected to be produced. A direct current of up to 140A is passed through the cathode, which is thus ohmically heated by the input power of 3kw . Thus the most suitable temperature of 1550°C is realizable. The boron nitride disc on which the molybdenum support is mounted plays the role of a thermal shield. Because of the meander structure, the magnetic field made by the heating current is minimized and weak in intensity compared with the external magnetic field generated by a series of solenoid coils. Thus, there were no trouble in generating a dense plasma.

As an example of LaB₆ cathode, a disc of 7.5cm diameter has been employed in Pisces-A⁽³⁾. However, a large amount of heating power is required to make it electron-emissible since the disc is indirectly heated from behind by a tungsten rod heater. Therefore, the system is complicated and cumbersome, compared with our present device. The plasma with a larger diameter can be produced by the present generator, compared with the discharge using a hollow cathode, and the plasma with a higher density can be generated compared with the standard ECR microwave discharge. These are the important factors in simulating the edge plasma for the study of impurity transport and hydrogen recycling in the SOL.

A schematic view of the installation of LaB₆ cathode in the cylindrical discharge chamber is also shown in the lower-right insert in Fig. 7. The diameter of the inner wall is 17.5cm . A water-cooled double wall system is very good for the removal of heat coming from the cathode and the plasma. The discharge anode is a throat region of the stainless-steel chamber wall, the diameter of which is 13cm . The cathode is powered by either DC or pulse power supply with the repetition rate of $3\sim 10\text{Hz}$. The DC power supply (160V , 60A) provides a relatively low density plasma ($n_e < 5\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$) in a steady state, while the pulse power supply is used to generate the plasma of higher electron density. The axial magnetic field is currently around 300G .

The plasma electron density is plotted against the discharge current for He ($\sim 1\times 10^{-3}\text{Torr}$), Ar ($\sim 1\times 10^{-3}\text{Torr}$) and H₂ ($\sim 2\times 10^{-3}\text{Torr}$). The value of more than $1\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ was obtained for He and Ar, and a half of its value for H₂. the electron temperature is not sensitive to the discharge current, which ranges between 3 and 6eV . Figure 8 shows a typical example of the horizontal profile of the electron density, the electron temperature and the plasma potential with respect to the vac-

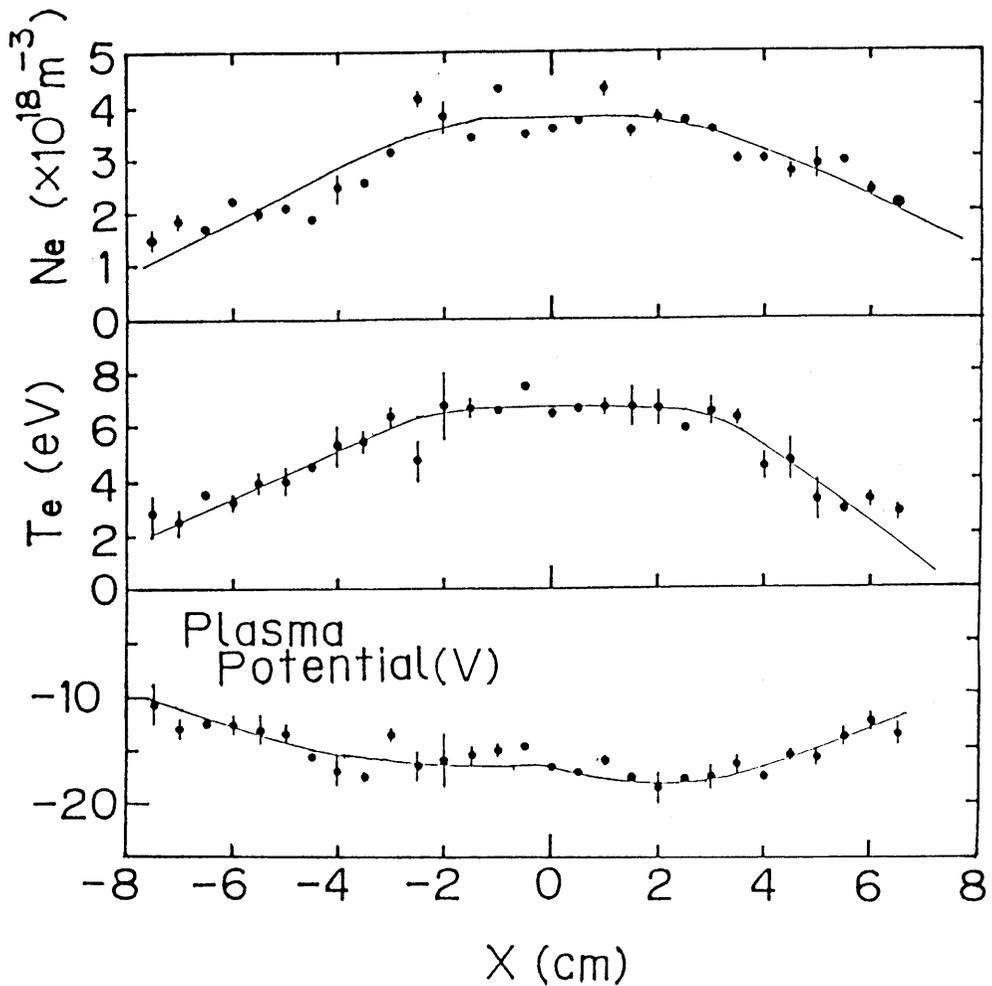
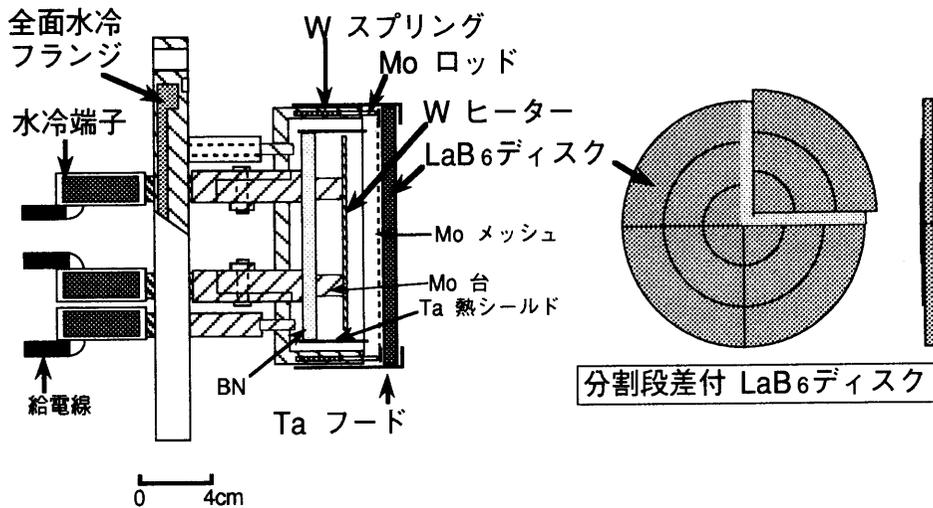


Fig. 8. Horizontal profile of plasma parameters. The working gas is He, and discharge current is 60A, obtained by a pulsed power mode.

uum chamber. A relatively fat (the diameter is more than 10cm) plasma column was generated. The heat flow to the target plate estimated by $0.5nC_s(eVs + 2T_e + 2T_i)$ is about $25\text{W}/\text{cm}^2$ for helium plasma, where C_s is the sound velocity given by $((T_e+T_i)/m_i)^{1/2}$, and V_s is the total voltage drop of presheath and sheath. With the bias of 100V, which is not too much for the sheath voltage seen on the usual divertor target plate in fusion devices, the thermal load to the target plate reaches



第9図 傍熱型熱陰極

the considerable value of $100\text{W}/\text{cm}^2$. It is $1/10$ of the ITER relevant value. We note that in the above estimate, the ion temperature is assumed to be much smaller than T_e and is neglected. To obtain the value of $1\text{kW}/\text{cm}^2$ without target biasing, the plasma density should be fifth times higher, $5 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$, and the electron temperature fourth time higher, 20eV , for hydrogen plasma. This can be obtained by the increase in the external longitudinal magnetic field and the input discharge power with a reduced neutral pressure in the test plasma region.

3-2. 傍熱型熱陰極

傍熱型熱陰極は直熱型熱陰極に比べ大口径プラズマの生成が可能で、 $J \times B$ 応力による影響も少く強磁場での実験に適している。しかし、直熱型に比べて熱陰極の加熱効率が低いため大きな加熱電力を投入する必要がある、それに伴うプラズマ源自体の温度上昇が著しい。そのため陰極を含めた構造物の熱損傷を軽減することが極めて重要であり、除熱のための様々な工夫が必要である。第9図に傍熱型熱陰極の概容を示す。陰極には直径 148mm 、厚さ 6mm の大口径LaB₆ディスクを用い、背後から $3\text{mm} \phi$ のタングステンヒーターで加熱している。陰極を支えるステンレス部品と真

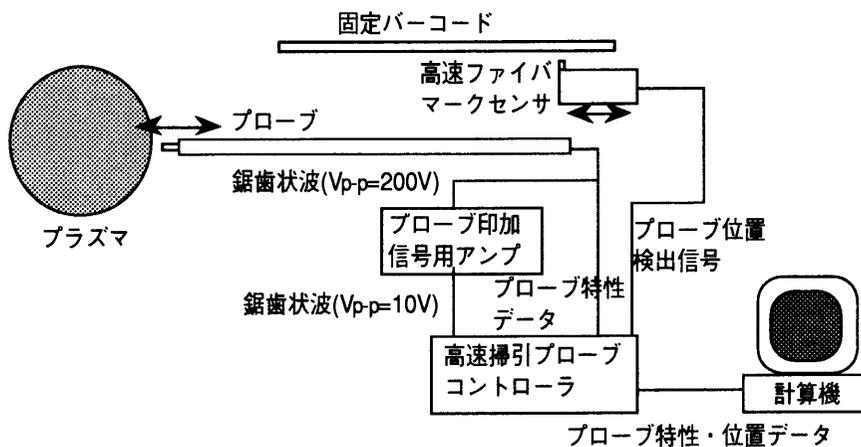
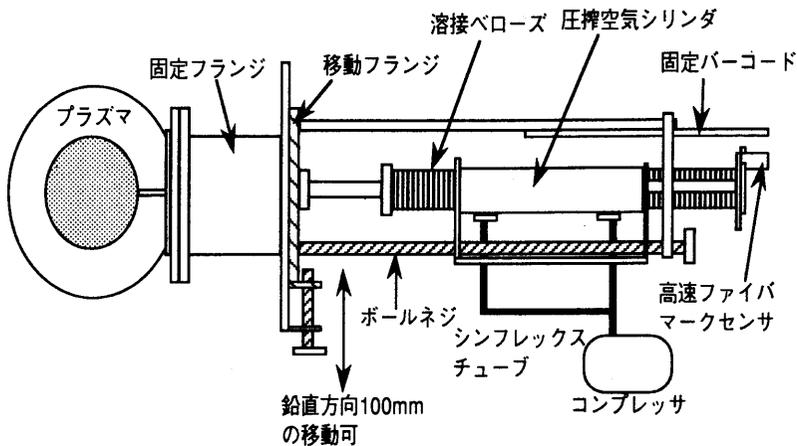
空容器への熱負荷軽減のためにタンタル（厚さ0.5mm）による熱遮蔽を行うと共に、真空フランジや電流導入端子は強制水冷を行う構造になっている。また、陽極を含めたプラズマ源全体は二重管構造となっており水冷が可能である。LaB₆ディスクはモリブデンのメッシュとタンタルのフードによってはさまれ、6本のモリブデンの棒で支えられている。熱によるLaB₆の厚さ方向の熱膨張を吸収するためにタングステンのスプリングが挿入されている。また、面方向の熱膨張による破損を防ぐために図に示すように予めLaB₆ディスクは4分割されている。更に、LaB₆面上の温度分布の不均一を是正するために、径方向に段差をつけ加熱の均一化を図っている。その結果、段差がない場合200℃以上あった温度差が、100℃以下まで改善された。このような様々な熱対策を施した結果、放電電流100Aの定常放電が可能となった。生成された高熱流プラズマの特性については次節で述べる。

4. 高速掃引プローブ計測システムの開発

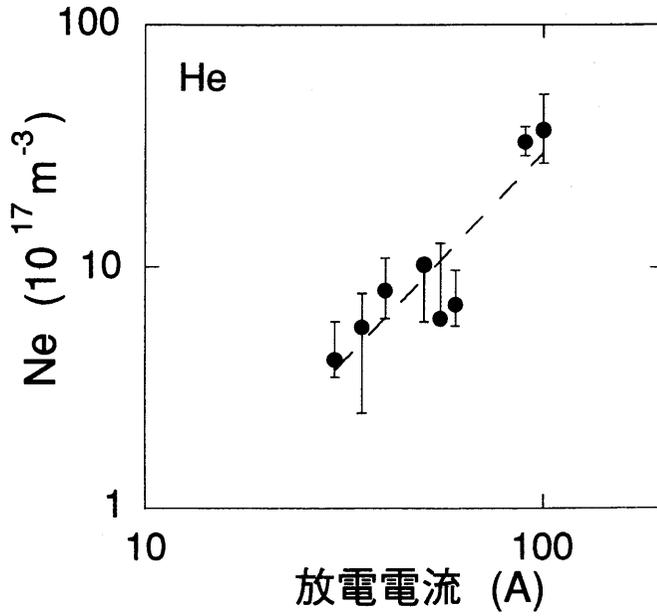
ダイバータプラズマ物理の解明のためには高熱流プラズマ発生と共に生成されるプラズマの正確な診断を行うことが必要である。

ラングミュアプローブによる計測は簡便であるために広く用いられているが、大型核融合実験装置の周辺プラズマと同等のパラメータを持つ高熱流プラズマではプローブが受ける熱損傷が大きく、プラズマ中に固定もしくは半固定した状態では用いることはできない。そのため今回、プラズマ中を高速でプローブを掃引し、プローブが受ける熱負荷を最小限にして計測を行う高速掃引プローブシステムを開発した。第10図にシステムの概略図を示す。プローブは圧搾空気シリンダーによって駆動され、掃引距離20cmを約0.8秒で往復する。先端は脱着可能で、ラングミュアプローブだけではなく複探針プローブ、静電エネルギー分析器などを装着することが可能である。プローブ位置の検出はプローブと連動して動く高速ファイバーマークセンサーを用いて固定されたバーコードを読み取ることにより行なわれる。空間分解能は2mmである。位置の検出信号をトリガーとしてプローブに $V_{p-p}=200V$ 、0.2msの鋸歯状波を印加する。このときプローブ電流と電圧のデータを12bitのA/D変換器によりデジタルデータに変換し計算機に取り込む。また本システムはプロ

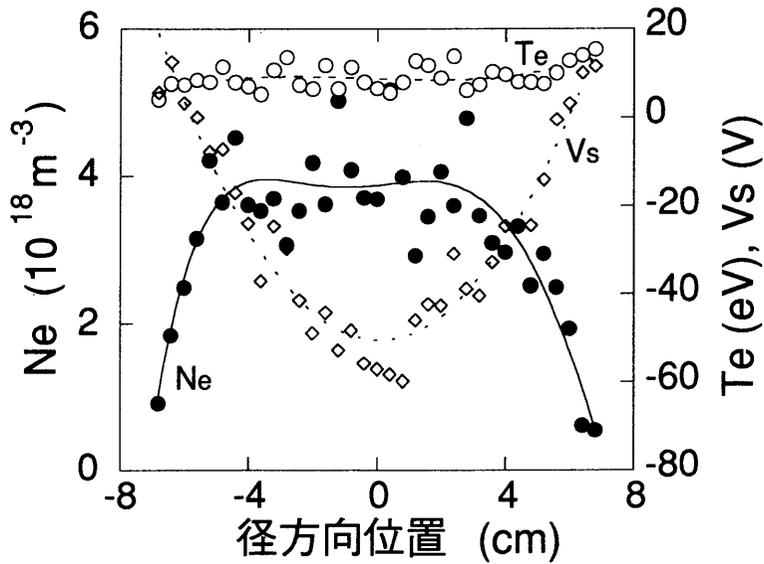
ーブの掃引開始位置を鉛直方向に100mm可動であり、プラズマ断面の二次元計測が可能である。核融合科学研究所の直線型プラズマ発生装置 TPD-Iを用いて高速掃引プローブシステムの試験を行ったところ 10^{20}m^{-3} 程度の定常高密度プラズマに対してもプローブの損傷は見られず、有効性が確認された。また、マイクロ波干渉計による密度測定との比較を行ったところ2倍程度の誤差範囲で一致していた。本計測システムを用いて3.2節で述べた傍熱型熱陰極によって生成されたプラズマのパラメー



第10図 高速掃引プローブ計測システム



第 1 1 図 傍熱型熱陰極で生成された定常高熱流プラズマの電子密度の放電電流依存性



第 1 2 図 傍熱型熱陰極で生成された定常高熱流プラズマのプラズマパラメータの径方向分布

ター計測を行った。第11図は電子密度の放電電流依存性を、第12図は電子温度、電子密度、空間電位の径方向分布を示している。放電電流100Aで $5 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$ の高密度プラズマが生成されており、プラズマ径が12cm以上の大口径高密度プラズマが生成されている。現在、熱対策を強化し、更に高密度プラズマの生成を目指している。

5. 新しいダイバータ・コンセプト

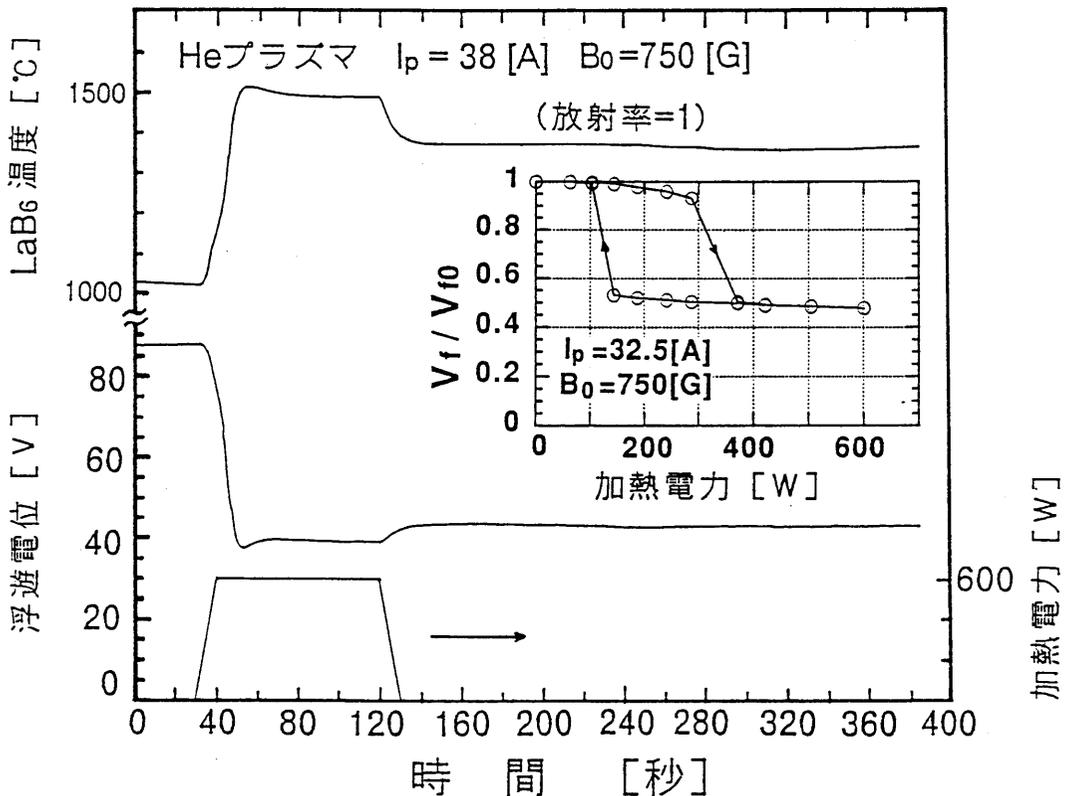
ダイバータ板として高融点金属は現在用いられているグラファイトに比して優位な点が多く、定常核燃焼条件下では必須であると言われている。しかし、その原子番号が大きく、微量混入するだけでも放射損失が大きいためプラズマのエネルギー閉じ込め特性を著しく劣化させてしまう。ダイバータ板等の高融点金属のプラズマへの混入の主要過程はスパッタリングである。しかし、シース電圧が低くイオンの衝撃エネルギーを閾値以下に抑えることが可能であれば高融点金属原子の放出は事実上無くなる。キー・ポイントはシース電圧の低下である。文献4で2次電子放出が大きいとシース電圧が低下することを指摘し、実証している。更にこれを一歩進めて電極から電子を積極的に放出できれば効果は更に大きい。熱電子放出ダイバータ(Emissive Divertor)はこの考えに基づく。ここではその原理実験の紹介を行う。NAGDIS-I直線型ダイバータ模擬装置の終端板として厚み1.5mm幅4mmのLaB6を40mmの長さでジグザグに5回折り返して作られた平面電極を採用する。加熱しない場合のこの電極の浮遊電位を V_{f0} とする。基準は真空容器である。これに加熱電流を流して温度を上昇させてゆくと、第13図の挿入図に示すように、ある加熱電力で急激に浮遊電圧は小さくなり約半分になる。プラズマ電位は容器電位より低いのでシース電圧は事実上1/3程度となる。逆に加熱電力を下げても先ほどと同じ加熱電力で浮遊電位は復帰せずヒステリシス特性を示す。プラズマ密度が大きいと、復帰は生じない。この状況を横軸時間で100秒(必ずしもこれだけ長い必要はない)の熱パルスに対する応答を示したのが第13図である。このように分岐現象(Bifurcation)が生じる。これは第14図を用いて説明される。下に凸な右上がりの曲線はシース電圧とプラズマ熱流との関係を示す。熱流によってLaB6の温度が決まると熱電子放出 j_{TH} が定めら

れ、これによってシース電圧は

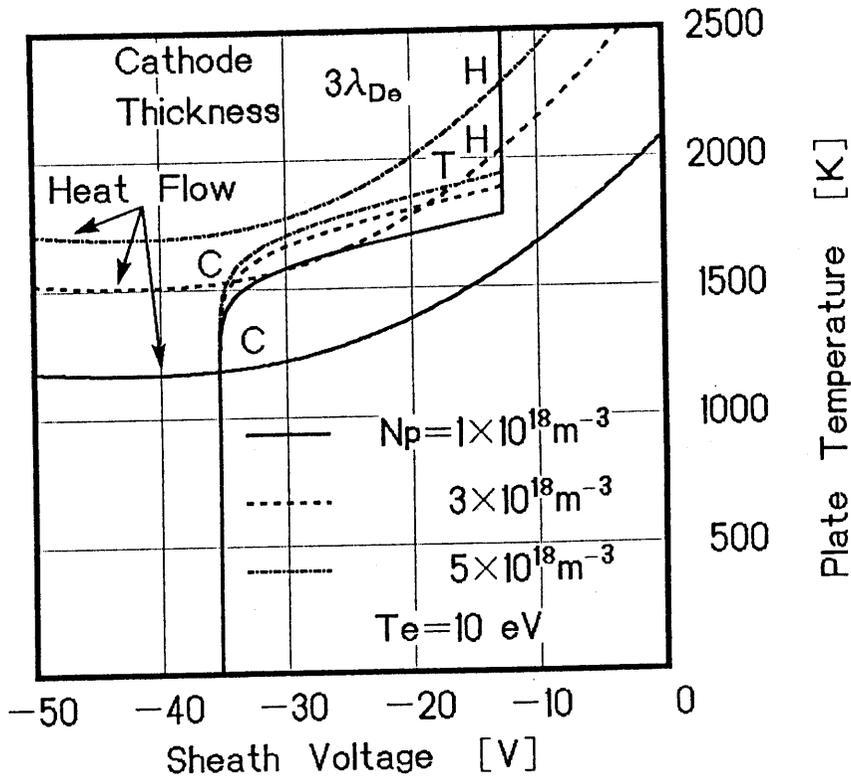
$$\phi_s = \frac{T_e}{e} \ln \left(\left(\frac{2\pi m_e}{m_i} \right)^{1/2} + \left(\frac{j_{\text{TH}}}{\frac{en_{se}}{4} \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}} \right) \right) \quad (4-1)$$

で与えられる。これが第14図における他の一群の曲線実線である。低温解Cと高温解Hおよび不安定解Tがあることがわかる。

このようにシース電圧を低く抑えることが可能であることが実証できた。分岐に伴う2つの電位構造や分岐点近傍での揺らぎや電子放出に伴うプラズマ中の不安定性など学問的に興味深い内容を含んでいると予想される。



第13図 熱パルスに対するEmissive Divertorの応答。挿入図はややプラズマ密度が低い場合の板の浮遊電位とLaB6板加熱電力との関係。



第14図 Emissive Divertorにおける分岐現象を説明するシース電圧とダイバータ板温度との関係。

6. 超高熱流化へ向けて

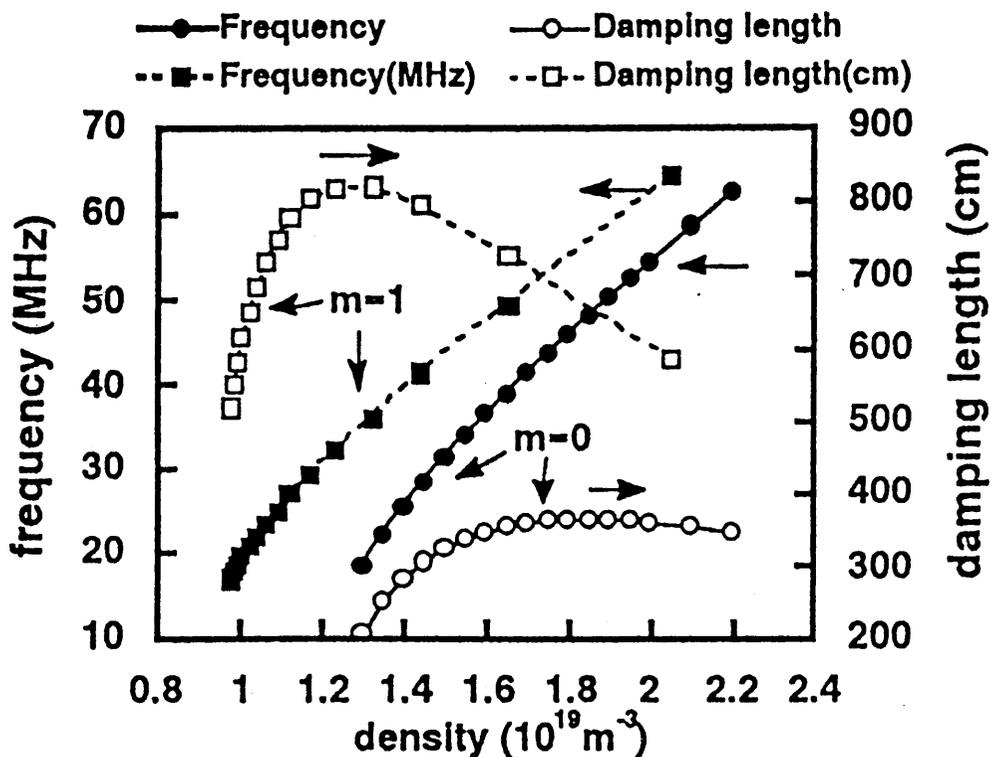
先に述べたように、開発したプラズマ源を用いて大口径高熱流プラズマの生成が可能になった。しかし、ITERクラスのダイバータ部のプラズマを模擬する場合、さらに超高熱流化を達成する必要がある。そのため高周波波動加熱によって電子・イオンを加熱することによる定常超高熱流プラズマ生成について検討を行ったので、その結果について述べる。

比較的低温のNAGDIS-Iプラズマにおいて有効と考えられる高周波加熱法を第1表に示す。表中の波動はほぼ磁力線に沿って伝搬し、衝突減衰、電子ランダウ減衰、電子サイクロトロン減衰またはイオンサイクロトロン減衰により波のエネルギーをプラズマに与えるものである。この中で磁場方向に伝搬する波動を比較的励起しやすいことから、主にホイッスラー波

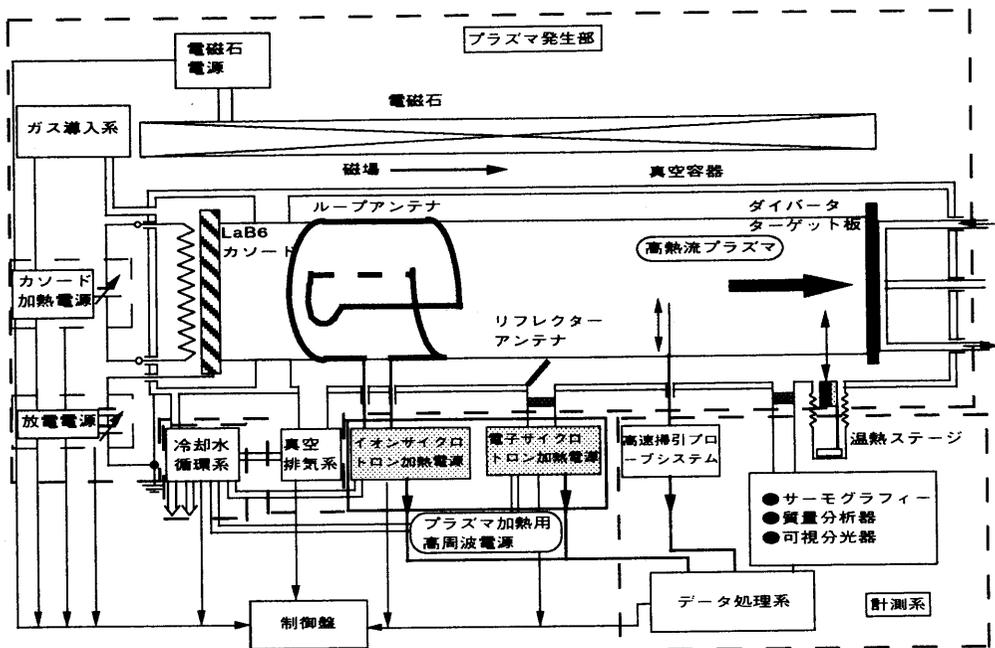
第1表

加熱法	周波数帯域	加熱対象	アンテナ
電子サイクロトロン波	～数GHz	電子	導波管/ループ
ホイッスラー波 (高速磁気音波)	数十～数百MHz	電子	ループ
イオンサイクロトロン波 (シアールフヴェン波)	数百kHz～数MHz	イオン/電子	ループ

及びイオンサイクロトロン波について検討を行った。第15図にホイッスラーモードに対する境界条件および電子ランダウ減衰を想定した磁場方向の共鳴条件から決まる $m=0/m=1$ モードの周波数と磁力線方向の減衰長の電子密度依存性を示す。ここでランダウ減衰の共鳴エネルギーを $E=30\text{eV}$ とした。現在のNAGDIS-Iのパラメータでは、衝突減衰と電子ランダウ減衰



第15図 ホイッスラー波の周波数と減衰長の電子密度依存性



第16図 高周波加熱系

の寄与はほぼ同程度である。m=0モードを励起した場合、磁力線方向の減衰長はほぼプラズマ長程度になり有効な加熱が期待できる。一方イオンサイクロトロン波加熱は、強磁場側でシアールフヴェン波を励起し低磁場側に伝搬させイオンサイクロトロン共鳴領域近傍で波のエネルギーを吸収させる、いわゆる磁気ビーチ配位を用いるものである。

これらの解析結果を基に波動加熱の実験を進めている。実験装置の概容を第16図に示す。プラズマへの電力の投入は加熱用高周波電源からループアンテナを通して行われる。実際のループアンテナは四本のループアンテナが軸方向に並べられた構造になっている。各ループアンテナは、相互に位相器によって位相差をつけることが可能になっている。

7. 2 電子温度プラズマにおけるシース形成

7-1. Introduction

In modeling of the tokamak scrape-off layer (SOL), the plasma potential with respect to a limiter of a divertor target plate is quite important since the sputtering which makes an impurity production and influences the erosion of plasma-facing materials is determined by this target potential. Recently one or two-dimensional analysis of the SOL plasma using multi-fluid equations have been developed^(5,6). They predict the density and temperature profiles in the SOL and the source rate of impurity generated from the wall, the limiter and/or the divertor plate. Large differences from the above mentioned standard SOL theories have been observed for plasma heated by radio-frequency wave⁽⁷⁻⁹⁾. There could be very strong RF electric fields at the plasma edge, which would modify the edge plasma properties. In the case of lower-hybrid wave heating, a substantial amount of RF energy could be deposited at the plasma periphery due to the excitation of waves not satisfying the accessibility condition, waves with very high parallel refractive index, or a back-scattered waves by a density fluctuation⁽¹⁰⁾.

One of the most important modifications of the edge due to such a strong RF field is the appearance of energetic electrons, particularly during lower-hybrid wave heating and current drive⁽⁹⁻¹⁴⁾. This is also true for Alfvén wave heating^(10,11). The sheath potential can be greatly enhanced by such non-thermal electrons. A magnetic field stochasticity near the separatrix in the divertor scheme associated with some additional heating allow energetic electrons to penetrate into the SOL plasma⁽¹⁶⁾. The SOL modeling should be reconstructed taking account of such an edge modifications.

Here we would like to summarize the experimental results on the impurity generation by a wave heating at the edge, and discuss a simple formulation of sheath formation in the presence of energetic electrons, taking account of a secondary electron emission yield some target materials supposed to be applied as a plasma-facing component.

7-2. Experiments

The toroidal plasma device in which we studied an impurity generation is a

small tokamak, CSTN-II⁽¹⁴⁾. A material chip was placed at the plasma edge as a target plate. The machine has no other limiter inside. The target was made of copper to distinguish the target material from those of other plasma-facing component. The nitrogen was chosen as a working gas instead of hydrogen to make an impurity generation clear. A neutral spectral line was monitored with a visible spectrometer set in front of the target chip. An RF antenna to excite a lower hybrid wave, the cross-section of which is shown in fig. 17. was made of titanium. An RF power of 289MHz in frequency was injected into the antenna to excite a lower hybrid wave which couples strongly with electrons by a trapping in the wave potential⁽¹³⁾. A typical example of the electron energy distribution at the plasma edge with and without RF can be deduced from the voltage-current characteristics of an electrostatic energy analyzer. Electrons with energy of more than 100eV are negligible in case of no RF (the tail temperature is 20eV), while an energetic tail, the effective temperature of which is as high as a few hundred eV, is clearly seen with RF. However, the temperature of a cold part deduced by a Langmuir probe remained unchanged, above 10eV.

Typical traces of discharge parameters with (solid) and without (dashed line) RF are shown in fig. 18. The plasma current and the line-averaged electron density changed little. However, a drastic drop, reaching -100eV, of the target floating potential with respect to the stainless steel vacuum chamber was observed. This can be ascribed to the increase of the sheath voltage between the target and the plasma because the plasma potential increases only a little. At the same time the spectral intensity of neutral copper increased by a factor of more than five by applying RF. By increasing the input RF power the spectral intensity was found to increase with the change of the target floating potential. The plasma ions around the target plate were thought to be accelerated by the electric field in the sheath and impinged on the copper plate. The sputtering yield is known to have a sharp dependence of incident energy, having a threshold energy of 22eV in case of $N^+ \rightarrow Cu$. Therefore, we conclude that the observed increase of metal impurity comes from the enhancement of sputtering due to the drop of the target potential.

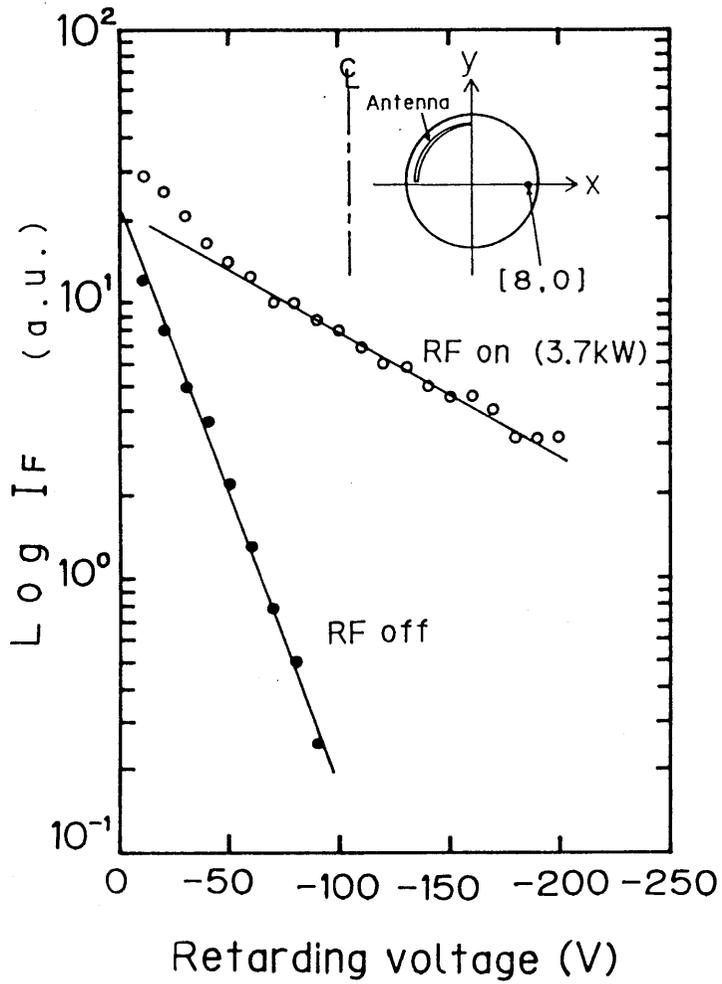


Fig. 17. Current to the collector plate of the electrostatic energy analyzer versus the retarding potential with and without RF. The insertion shows the locations of the RF antenna and the energy analyzer on a poloidal plane.

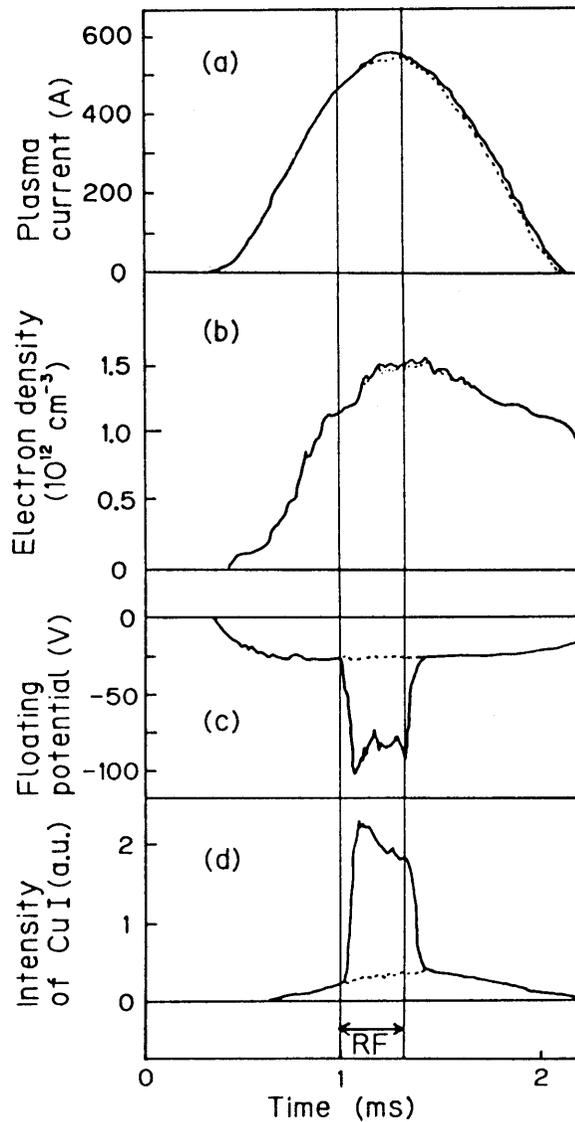


Fig. 18. Time evolution of (a) the toroidal plasma current, (b) the line-averaged electron density, (c) the floating potential of the copper target plate and (d) the spectral line intensity of the copper neutral line (324.8nm) with (solid line) and without (dotted line) RF of 2KW in power.

7-3. Fluid model for sheath formation

A sheath is formed between a solid material and the plasma with an energetic electron component and cold ions. A one-dimensional model along a strong magnetic field shown in fig. 19 is assumed to study the potential formation in the sheath and the pre-sheath. The two-temperature model describes a distortion from a Maxwellian in the tail of the electron distribution function. The Boltzmann equation for electrons is assumed,

$$n_e = n_0 \{ (1-\alpha) \exp(\chi) + \alpha \exp(\chi / \beta) \} \quad (6-1)$$

Various parameters and normalized quantities are listed in table 1. Neglecting ion collisions in the equation of ion motion, the Poisson's equation is given by

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \chi}{d\xi^2} = & \left\{ 1 - \frac{\Gamma}{1-\Gamma} \left(- \frac{m_e M^2}{m_i 2\chi_s} \right)^{1/2} \right\} \\ & \times \{ (1-\alpha) \exp(\chi) + \alpha \exp(\chi / \beta) \} \\ & + \frac{\Gamma}{1-\Gamma} \left(\frac{m_e M^2}{m_i 2(\chi - \chi_s)} \right)^{1/2} - \left(1 - \frac{2\chi}{M^2} \right)^{-1/2} \end{aligned} \quad (6-2)$$

where Γ is the effective secondary emission coefficient given by

$$\Gamma = \frac{\gamma_{ec} + \epsilon \gamma_{eh} + (1 + \epsilon) \gamma_i}{(1 + \epsilon)(1 + \gamma_i)} \quad (6-3)$$

where

$$\epsilon = \beta^{1/2} \frac{\alpha}{1-\alpha} \exp\left\{ \frac{\chi_s(1-\beta)}{\beta} \right\} \quad (6-4)$$

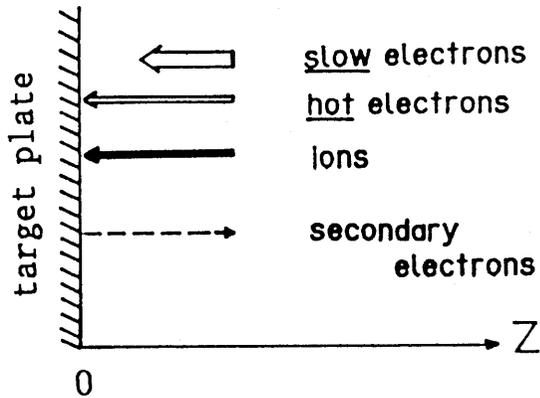


Fig. 19. Configuration of one-dimensional model for the sheath formation

Table 1
Plasma parameters and definitions of normalized quantities

Density ratio of hot electrons	α
Ion flow velocity at sheath edge	u_0
Normalized potential	$\chi \equiv e\phi/T_c$
Normalized sheath potential	χ_s
Normalized target potential	χ_t
Normalized distance	$\xi \equiv Z/\lambda_{Dc}$
Effective T_e for hot electrons	T_h
Effective T_e for warm electrons	T_c
Temperature ratio	$\beta \equiv T_h/T_c$
Mach number	$M \equiv \frac{u_0}{(T_c/m_i)^{1/2}}$
Secondary emission coefficient due to	
hot electrons	γ_{eh}
warm electrons	γ_{ec}
ions	γ_i

and

$$\gamma_{ek} = \left\{ \int_{\chi_i T_c}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{4\pi T_k W}} \exp\left(-\frac{W}{T_k}\right) \sqrt{\frac{2(W-\chi_i T_c)}{m_e}} \gamma_e(W - \chi_i T_c) dW \right\} \\ \times \left(\int_{\chi_i T_c}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{4\pi T_k W}} \exp\left(-\frac{W}{T_k}\right) \sqrt{\frac{2(W-\chi_i T_c)}{m_e}} dW \right)^{-1}, \quad k=c \text{ or } h. \quad (6-5)$$

Here χ_i is the target potential defined below. The first term of eq. (6-2) comes from warm and hot electrons, the second term is the contribution of secondary electrons, and the third term is that of ions. An initial velocity of secondary electron at the target surface is neglected. When we don't have any hot electron component, that is, $\beta=1$, then $\Gamma=(\gamma_e + \gamma_i)/(1+\gamma_i)$ which is exactly equal to what Weson and Hobbs obtained⁽¹⁵⁾.

As boundary condition we assume that the potential and the electric field vanish at the sheath edge, then we have

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\chi}{d\xi} \right)^2 = M^2 \left[\left(1 - \frac{2\chi}{M^2} \right)^{1/2} - 1 \right] + \frac{2\Gamma}{1-\Gamma} \left(-\frac{m_e}{m_i} \frac{M^2 \chi_s}{2} \right)^{1/2} \left[\left(1 - \frac{\chi}{\chi_s} \right)^{1/2} - 1 \right] \\ + \left[1 - \frac{\Gamma}{1-\Gamma} \left(-\frac{m_e}{m_i} \frac{M^2}{2\chi_s} \right)^{1/2} \right] \times [(1-\alpha)(e^\chi - 1) + \alpha\beta(e^{\chi/\beta} - 1)]. \quad (6-6)$$

In order for this equation to have a solution, the following condition should be satisfied.

$$M^2 \geq \frac{\beta}{(1-\alpha)\beta + \alpha} + \frac{\Gamma}{1-\Gamma} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left(-\frac{M^2}{2\chi_s} \right)^{3/2} \\ \times \left(\frac{\beta}{(1-\alpha)\beta + \alpha} - 2\chi_s \right) \quad (6-7)$$

This is a modified Bohm criterion.

The condition that the target plate is floated electrically is described by equating the ion flux to the electron flux.

$$\begin{aligned} \frac{1+\epsilon}{4} \left\{ 1 - \frac{\Gamma}{1-\Gamma} \left(-\frac{m_e}{m_i} \frac{M^2}{\chi_s} \right)^{1/2} \right\} (1 - \alpha) \left(\frac{8T_c}{\pi m_e} \right)^{1/2} e^{\chi_s} \\ = \frac{1}{1-\Gamma} \left(\frac{M^2 T_c}{m_i} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (6-8)$$

where the left hand side corresponding to the primary hot and warm electron fluxes, and the right side of the above equation dose to the ion and the secondary electron fluxes. Here we define the target potential including the pre-sheath ,

$$\chi_t = |\chi_s| + M^2/2 \quad (6-9)$$

Eqs. (6-3) - (6-9) are solved selfconsistently, taking the minimum value of M which satisfies the modified Bohm criterion. Fig. 20 shows the target potential versus the temperature ratio, taking the hot electron population as a parameter, in which no secondary electron emission is taken into account. In a Maxwellian plasma we put $\alpha=0$ or $\beta=1$, and then obtain $\chi_t = 0.5\{1+\ln(m_i/2\pi m_e)\}$. A proton plasma gives the well-known value, $\chi_t = 3.34$. A sharp increase of target potential comes from either high temperature or large amount of hot electrons. We examine two examples, a molybdenum as a material with a high melting point and a carbon material for a current plasma facing material. As shown in fig. 21(a) for Mo, the secondary electron emission yield exceeds unity from 200 to 1100eV of primary electron energy. These secondary electrons tend to moderate an enhancement of the sheath potential due to energetic electrons, as shown in fig. 21(b). When a large amount of secondary electrons are emitted, a virtual cathode is formed in front of the target and the electric field there tends to approach to zero. When the temperature of hot electrons become higher, $\gamma_{eh}(W)$ starts to decreases and the target potential increases again. In this calculations $\gamma_e(W)$ and $\gamma_i(W)$ were obtained from ref.[19].

In the case of carbon, $\gamma_e(W)$ dose not exceed unity as shown in fig. 22(a).

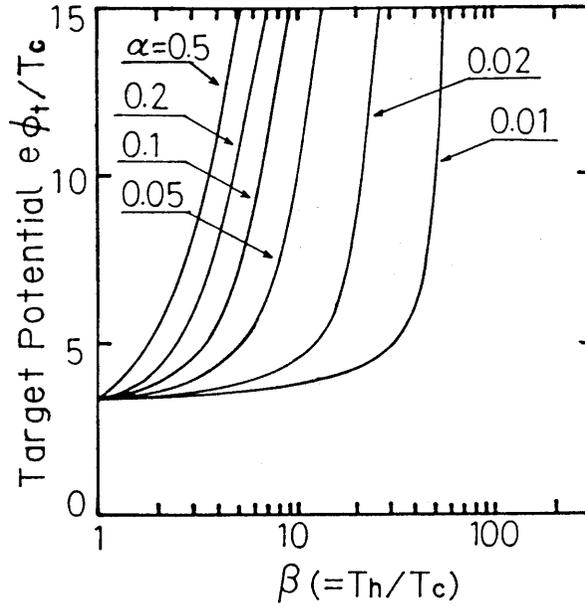


Fig. 20. Normalized target voltage versus temperature ratio of hot to warm electrons. The secondary electron yield from the target material is neglected.

Therefore, the inclusion of Γ makes a slight decrease for the target potential as shown in fig. 22(b) compared with the case shown fig. 20. The data of $\gamma_e(W)$ for carbon were also obtained in ref.[19], but $\gamma_i(W)$ for necessary energy range is not available and is assumed to be zero.

As shown in fig. 23 copper behaves like molybdenum, but the diminution of target voltage due to secondary electron yield is a little bit moderated. In the experiment $T_c \sim 10\text{eV}$ (almost unchanged with RF) and $T_h \sim 100\text{eV}$. If we assume $\alpha=0.05-0.1$, an enhancement in the target voltage of 20-160% is predicted. This agrees with the experiment.

7-4. Conclusion

we have identified one of the physical processes of impurity generation in the lower hybrid wave heating. A generation of energetic electrons makes the sheath voltage large. Accelerated ions strike the target plate and cause a physical sputtering. A simple multi-fluid formulation on the sheath formation was presented, in which a modified Bohm criterion was introduced. The secondary electron yield

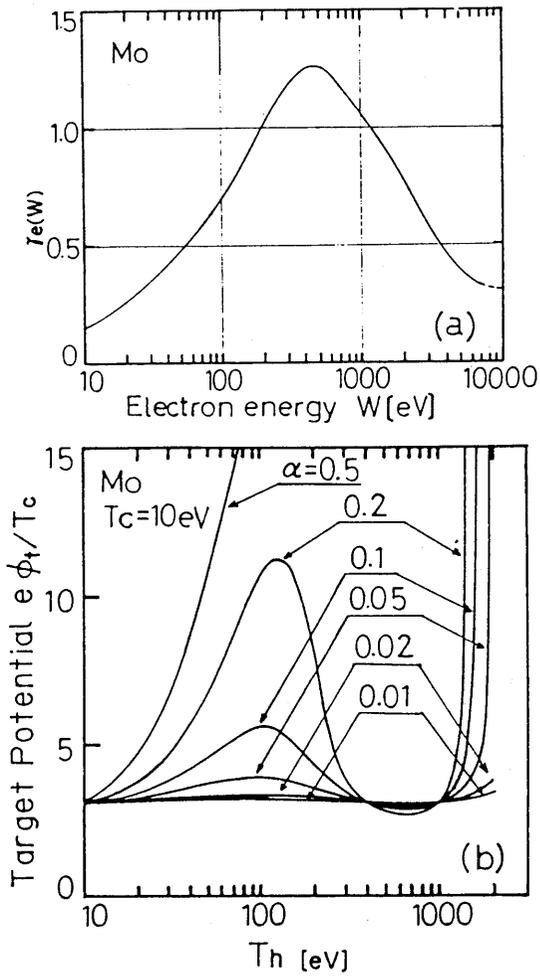


Fig. 21. Results on Mo. (a) The secondary electron emission yield versus the energy of primary electron, (b) the target voltage as a function of hot electron temperature.

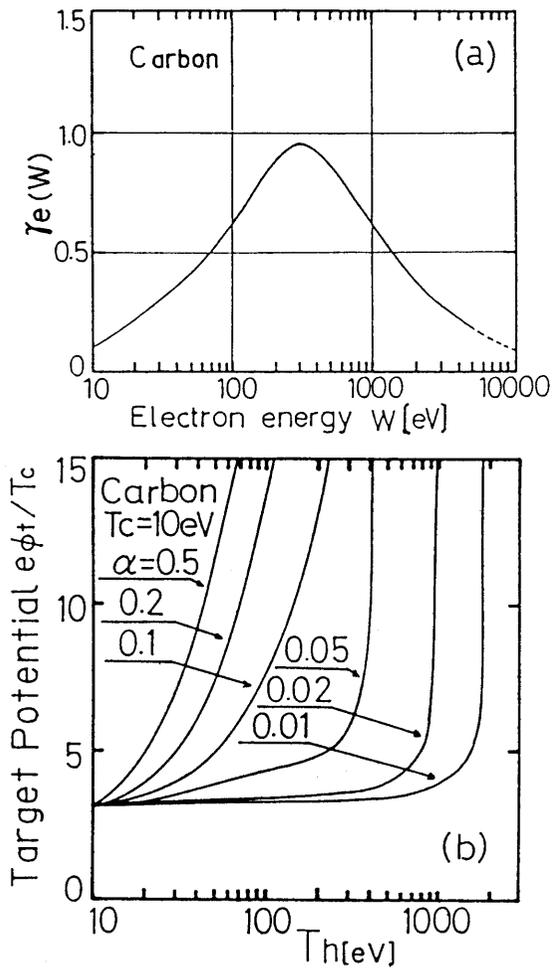


Fig. 22. Results on Carbon. (a) The secondary emission yield versus the energy of primary electron, (b) the target voltage as a function of hot electron temperature.

from Mo and C target materials included in the above formulation self-consistently was found to moderate an enhancement of sheath voltage.

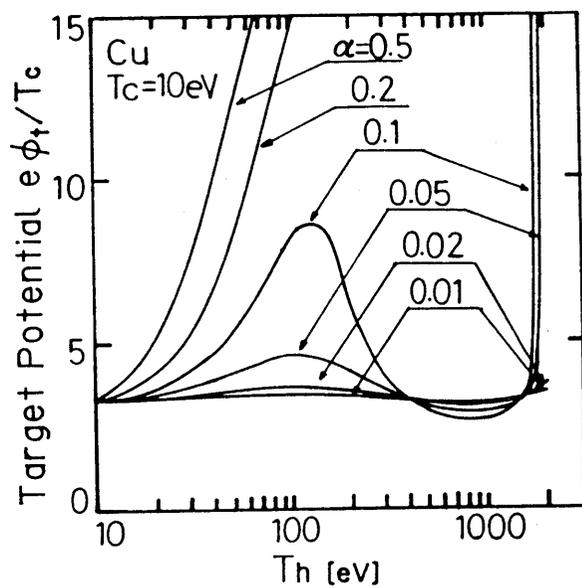
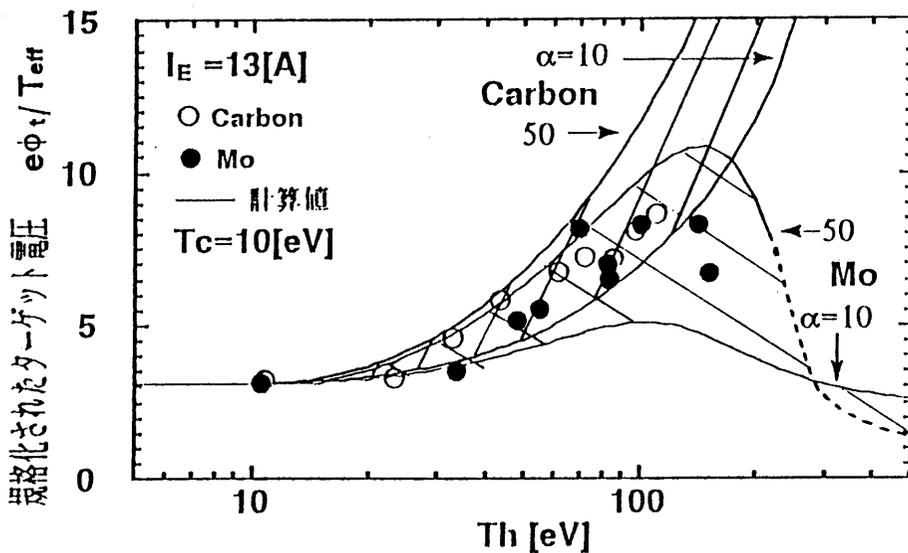


Fig. 23. Target voltage of copper as a function of hot electron temperature

8. 高温電子を含むプラズマにおけるシース形成

現在核融合実験炉のプラズマ対向材として炭素材が用いられているが、将来の長時間核燃焼においては、熱除去が容易で化学スパッタリングや照射誘起昇華による損耗がない高融点材料が使用されることが考えられる。高融点金属材料の場合、物理スパッタリングの抑制が極めて重要である。物理スパッタリングの大きさは、高融点金属ターゲット板前面形成されるシース電圧の大きさに決定される。そのため材料からの二次電子放出によるシース電圧の抑制効果に注目し、二次電子放出率が異なる炭素材やモリブデン、金などの高融点材料を対象として、実験及び一次元モデルを用いてターゲット材料前面に形成されるシース構造の解析を行った。また、一般にSOLプラズマはプラズマ加熱の影響などにより二電子温度成分を持つため、高温電子がシース構造に与える影響についても調べた。

図24は高温電子の温度 T_h に対するシース電圧依存性を示している。



第24図 シース電圧の高温電子温度依存性

シース電圧は実効的溫度 $T_{\text{eff}}=[(1-\alpha)/T_c+\alpha/T_h]^{-1}$ で規格化してある。ここで α は低温電子と高温電子の密度比であり、 T_c は低温電子の電子溫度である。実線は一次元モデルにより得られた理論値を示している。実験値は、 α を10～50%の範囲にあると仮定して計算した理論値の範囲（斜線）にあり、二次電子放出によりシース電圧が抑制されていることがわかる。しかし、炭素とモリブデンの二次電子放出係数の違いによるシース電圧の変化は明確でなく、今後更に測定精度をあげ、定量的な評価を行う予定である。

9. まとめ

今回、直線型ダイバータ模擬実験装置の製作と、これを用いたプラズマ-壁相互作用に関する研究を行ったところ、以下の成果が得られた。

- (1) 高熱流プラズマ生成のために直熱型熱陰極および傍熱型熱陰極プラズマ源の開発を行った。様々な工夫により除熱および加熱の均一化を図り、最大熱流束 $\sim 0.5\text{MW/m}^2$ 、プラズマ密度 $\sim 5 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ 、電子温度 $\sim 10\text{eV}$ 、コラム直径 $\sim 12\text{cm}$ の大口径高熱流プラズマ生成が実現された。
- (2) 定常高熱流プラズマ計測のために高速掃引プローブ計測システムを開発した。本計測システムは空間分解能 2mm 、測定範囲 200mm の性能を持ち、 $1 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$ 以上の高密度プラズマにおいても計測可能である。更に複探針プローブや静電エネルギー分析器など各種プローブの装脱着が可能であり、またプラズマ断面の二次元計測が可能であるなどの特徴を有している。
- (3) 新しいダイバータコンセプトとして熱電子放出ダイバータを提案し、それに関して理論的実験的検討を行った。その中で、熱電子放出によりシース電圧が $1/3$ まで大きく減少することが示された。また、熱電子放出によりシース電圧が減少した状態ともとの状態間の遷移においてヒステリシス特性が実験において見いだされ、熱流理論による理論的解析を行った。これらの結果は分岐現象や電子放出による微視的不安定性など新しいダイバータ物理を示唆している。
- (4) ダイバータ模擬試験装置の高性能化を図るため、超高熱流化として高周波波動加熱の理論的検討を行った。減衰長の計算によりホイッスラー波とイオンサイクロトロン波の有効性が示された。
- (5) 低温、高温 2 電子温度プラズマと固体壁との境界に形成されるシースに関して、シース電圧、熱流、電位構造の理論を完成した。その結果、2 次電子放出によりシース電圧が減少することが示され、この物理スパッタリング抑制効果により高融点金属材料のダイバータ板への適用可能性を示した。実験的には 2 次電子放出係数のシース電圧抑制効果の有無を各種材料について実証した。

現在進行中あるいは計画中の物理課題は以下のとおりである。

(1) 新しいプラズマ対向壁材の評価

グラファイト材の表面に3000Åの厚さのTiC薄膜を被覆した複合材料は、1000℃程度の高温で炭素の偏析効果を伴う。名古屋大学工学部森田研究室でのイオンビーム実験で 10^{16} ions/cm²sの粒子束に対して有効であることが確かめられている。より高い粒子束下でのテストを行う。

(2) 不純物輸送過程

炭素等の不純物を終端板からレーザ・ブローオフ等で放出させ、磁力線に沿っての輸送過程を電離・励起過程を併せて明らかにして、計算機モデルと比較検討する。

(3) モデリングと計算機模擬実験

シース構造とその動的挙動の粒子モデリング及び不純物輸送過程の計算機模擬実験のためのコード開発を行う。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、名古屋大学工学部電気学科 大野哲靖ならびに同工学研究科 白石勝彦、増崎 貴、同技官 高木 誠の各氏に多大な援助を受けた。ここに感謝致します。

参考文献

- (1) The JET Team: "Fusion energy production from a deuterium plasma in the JET tokamak" to be published in Nuclear Fusion.
- (2) 高村秀一他：科学研究費補助金「重点領域研究」平成4年度発足重点領域研究申請書「プラズマ・対向壁複合系における粒子輸送制御」1991年3月；同平成5年発足重点領域申請書「プラズマ-壁境界領域における粒子・熱輸送制御」1992年2月。
- (3) D. M. Geobel, Y. Hirooka, and T. A. Skechley: Rev. Sci. Instrum. 56(1985)1717.
- (4) K. Shiraishi and S. Takamura: J. Nucl. Mater. 176&177 (1990) 251.
- (5) D. E. Post and K. Lackner, in: Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, Eds. D. E. Post and R. Behrisch (Plenum, New York, 1986) p. 627.
- (6) M. F. A. Harrison, in : Atomic and Molecular Physics of Controlled Thermonuclearfusion, Eds. C. J. Joachain and D. E. Post (Plenum, New York, 1983) p. 441.
- (7) J. A. Tangle et al., J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 282.
- (8) A. S. Wan, B. Lipschults, F. S. MacDermott and J. L. Terry, J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 292.
- (9) R. Van Nieuwenhove and G. Van Oost, J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 288.
- (10) A. de Chambrier, G. A. Collins, P.-A. Duperrex, A. Heym and F. Hofman, J. Nucl. Mater. 128&129 (1984) 310.
- (11) Y. Martin and Ch. Hollenstein, J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 270.
- (12) F. Alladis et al., Plasma Phys. Contr. Fusion 26 (1984) 157.
- (13) K. Ushigusa, S. Takamura and T. Okuda, Nucl. Fusion 24 (1984) 751.
- (14) S. Takamura, A. Sato, Y. Shen and T. Okuda, J. Nucl. Mater. 149 (1987) 212.
- (15) B. Lipschnlts et al., Nucl. Fusion 26 (1986) 1463.
- (16) N. Tsois, G. Haas, M. Lenoci, J. Neuhauser and G. Becker, in: Proc. of 14th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Vol. 11D, p. 658.

- (17) S. Takamura, Phys. Lett. A133(1988)312.
- (18) G. D. Hobbs and J. A. Wesson, Plasma Phys. 9 (1967) 85.
- (19) E. W. Thomas, Atomic data for Controlled Fusion Research, Vol. III(Oak Ridge National Laboratory, 1985).