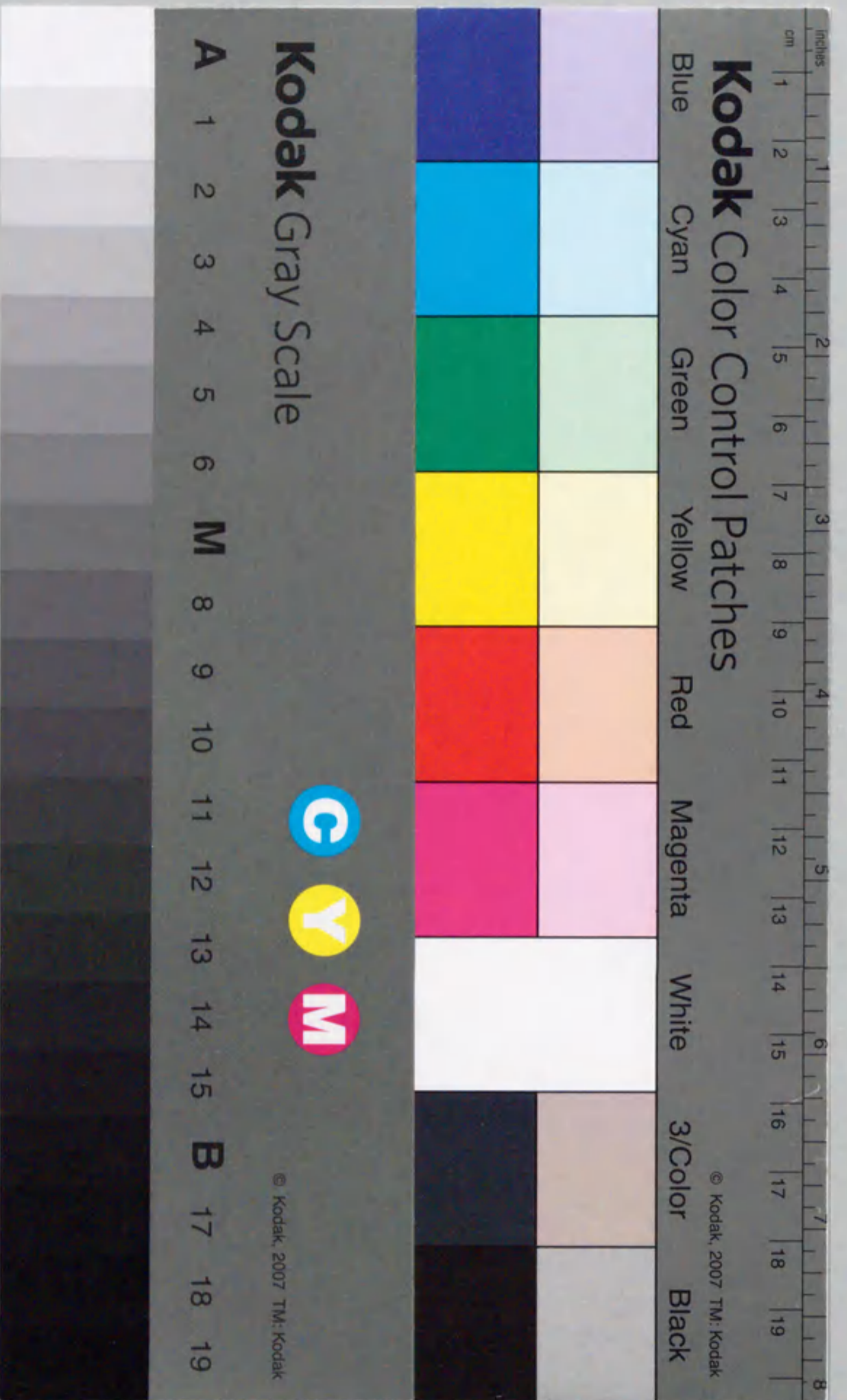


東京大学 甲斐 - 3196 第1

固体表面へのプラズマ熱流に関する研究

増崎 貴



①

固体表面へのプラズマ熱流に関する研究

増崎 貴

目次

第1章 序論

1-1 核融合研究の背景と現状.....	1
1-2 本研究の目的、意義及び特色.....	4
1-3 本論文の構成.....	8
参考文献.....	9

第2章 高熱流束プラズマ源の開発および

高速掃引プローブ計測システムによるプラズマ計測

2-1 緒言.....	12
2-2 NAGDIS-Iにおける高熱流プラズマの生成.....	15
2-2-1 高熱流束プラズマ源.....	15
2-2-2 直熱型熱陰極の構造.....	17
2-2-3 直熱型熱陰極によるプラズマ生成実験.....	18
2-2-4 傍熱型熱陰極の構造.....	18
2-2-5 傍熱型熱陰極によるプラズマ生成実験.....	21
2-2-6 プラズマ熱流計測.....	24
2-2-7 高熱流プラズマ生成に関する検討.....	26
2-3 高速掃引プローブ計測システムの試作と高熱流プラズマの計測.....	27
2-3-1 高速掃引プローブ計測システム.....	27
2-3-2 本システムによる定常高熱流プラズマの計測.....	29
2-3-3 高速掃引プローブによる計測に関する検討.....	31
2-4 結言.....	31
参考文献.....	34

第3章 固体表面へ流入するプラズマ熱流に関する研究

3-1 緒言.....	35
3-2 プラズマ熱流理論.....	38
3-2-1 基礎となるプラズマ熱流の表式.....	38
3-2-2 イオン反射及び表面再結合の影響を含むプラズマ熱流の表式.....	41
3-2-3 イオンのエネルギー反射係数.....	42
3-2-4 高温電子成分存在時のプラズマ熱流の表式.....	43

3-3 NAGDIS-Iにおけるプラズマ熱流計測.....	46
3-3-1 電子ビーム照射による校正試験.....	46
3-3-2 プラズマからの赤外線放射の影響.....	51
3-3-3 プラズマ・パラメータ及びイオンの入射エネルギー範囲.....	52
3-4 実験結果と理論値の比較.....	53
3-4-1 イオン飽和領域.....	55
3-4-2 浮遊電位及び浅いバイアス領域.....	58
3-4-3 プラズマ熱流を決定するその他の要素に関する考察.....	60
3-5 結言.....	64
参考文献.....	65
付録：イオンのエネルギー反射の経験式.....	67
第4章 ダイバータ板熱負荷軽減に関する研究	
4-1 緒言.....	70
4-2 高周波動重力存在時の静電シース、プリシース解析.....	71
4-2-1 プリシースの解析.....	73
4-2-2 静電シースの解析.....	79
4-3 小型トカマク装置における原理実験.....	83
4-3-1 実験配置.....	83
4-3-2 ターゲット板への粒子束の変化.....	86
4-3-3 プラズマ中に形成される高周波電場.....	89
4-3-3 高周波電位印加ターゲット板へのイオン飽和電流の 時間変化に対する解析.....	91
4-4 結言.....	97
参考文献.....	98
第5章 総括	
5-1 本研究のまとめ.....	100
5-2 今後の展望.....	102
参考文献.....	106
謝辞.....	108
研究業績.....	109

第1章 序論

1-1 核融合研究の背景と現状

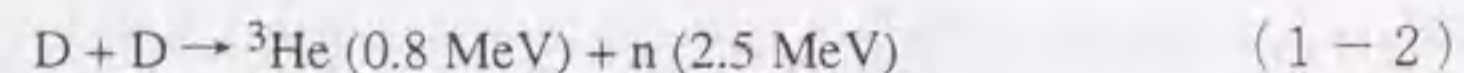
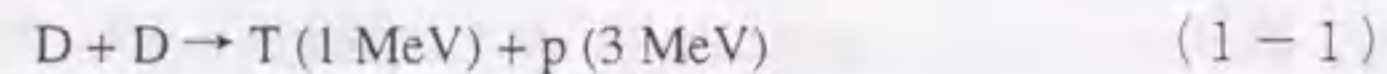
産業革命以来の急速なエネルギー消費量の増加により様々な問題が生じてきている。第一にエネルギー資源の枯渇、第二に環境汚染が挙げられる。世界人口は増加の一途であり2000年には60億人を突破することが予想されている。特に人口の増加が著しい発展途上国において、将来、より高い生活水準が達成されるであろうことを考えると、エネルギー消費量はさらに増加することになる。

現在のエネルギー資源は主として石油、石炭、天然ガス等の化石燃料、及び原子力発電の燃料、ウランである。化石燃料は、その埋蔵量に限りがあることは早くから指摘されてきた。特に石油の埋蔵量は、他の化石燃料よりも少ないにもかかわらず、電力の発生から交通機関燃料、化学製品原材料等幅広い用途に用いられており、これを代替する資源は見い出されていない。発電等は代替エネルギーにより行ない、石油資源の延命を講じる必要がある。また、化石燃料及びウランの産出地は偏在しており、このことは世界的な紛争の火だねになり得る。環境の面からは、化石燃料の燃焼に起因する地球大気中の二酸化炭素量の増加による気候の変動、窒素酸化物(NO_x)あるいは硫黄酸化物(SO_x)による大気汚染や酸性雨等が大きな問題となっている。また、原子力発電所の事故による放射能漏れは環境に重大な影響を及ぼす。これらの問題は今や各々の国の問題ではなく、地球規模の広がりをもっている。例えば酸性雨は、その発生源となった国から、風向きにより近隣の国々へもたらされる。また我が国においても、1986年の旧ソビエト連邦チェルノブイリ原子力発電所における炉心溶融事故により放出された放射能の飛来、輸入食物の放射能汚染等は記憶に新しい。先にも述べたようにエネルギー消費量はこれからも増加していくと考えられる。また、エネルギー消費の地域的な分布はより拡散していくことになる。今、環境への影響が少なく寿命の長いエネルギー資源が求められている。

核融合エネルギーは、新しいエネルギー資源の一つとして、1950年代から世界各国で研究されている。図1-1に現在研究されている核融合の方式を示す。高温のプラズマを用いる方式(制御熱核融合)、ミューオン中間子を触媒として核融合を起こ

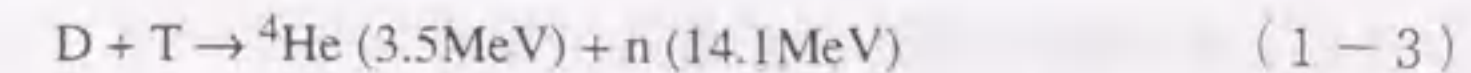
す方式（低温核融合）^[1]等が研究されている。また、固体中における核融合反応の可能性もある、いわゆる「常温核融合」の研究^[2]も行なわれている。現在のところ、制御熱核融合方式の研究がもっとも実用化に近い。

核融合は、原子核同士が衝突、融合したときに放出されるエネルギーを利用するものである。核融合反応の例を以下に示す。



原子核は正の電荷をもつので、このような反応を得るためには各々の原子核にクーロン反発力に打ち勝つ大きな運動エネルギーを与える必要がある。その方法として、例えば気体重水素を高温に加熱することが考えられる。非常に高温の状態では、分子は解離、原子は電離して正のイオンと電子から成るプラズマ状態となる。このような高温プラズマを用いて核融合反応を起こす方式が制御熱核融合である。

上に示した反応は重水素のみを燃料とする反応（D-D 反応）であり、各々の反応はほぼ等確率で起きる。これらの反応の場合、燃料（重水素）が海水から得られるため、その埋蔵量は事実上無尽蔵であり、さらに地域的な偏在がないことが最大の利点として挙げられる。ただし、D-D 反応はプラズマに要求される条件が厳しく、それよりも条件が緩い重水素（D）・三重水素（T）の反応（D-T 反応）が第一段階の核融合と目されている。D-T 反応を次に示す。



三重水素は自然界には存在しない物質であるが、核融合反応で発生する中性子とリチウムの反応を利用して生成することができるため、D-T 反応においても燃料は無尽蔵とされている。核融合反応は核分裂反応に比べて、燃えかすが無害な非放射性物質（D-T 反応の場合ヘリウム）であり処理の必要はないこと、また原理的に燃料の供給を止めることにより停止し、核反応が暴走する危険がない^[3]等の利点がある。しかしながら燃料の三重水素が半減期 12 年の放射性物質であること、反応により発生したエネルギーの大半は中性子が担うため炉壁が放射化する等の問題がある。そのため、三重水素取り扱い技術や、放射化が起こり難い材料の研究等が行なわれている。

制御熱核融合には磁場閉じ込め方式と慣性閉じ込め方式^[1]とがある。前者は荷電粒子が磁力線に巻き付くことを利用して高温プラズマを閉じ込め、核融合反応を起こし、後者は大出力のレーザー等を燃料ペレットに照射し、ペレットの爆縮により高温高密度のプラズマを生成し閉じ込め、核融合反応を起こそうとするものである。現在最も研究が進んでいるのは前者のうち、環状磁場閉じ込め方式と呼ばれる方式である。特にトカマク方式は、日本の JT-60U、欧州連合の JET、アメリカ合衆国の TFTR といった大型の装置による実験が進められており、制御熱核融合方式の中でも最も核融合炉に近いと考えられている。

1991 年、JET 装置において D-T 核融合燃焼実験が行なわれ、史上はじめて制御された形で核融合出力が得られた^[4,5]。それに続き、TFTR 装置においても D-T 燃焼実験が行なわれ、核融合出力が得られている^[5]。これらの実験においては、核融合反応により発生する出力 P_F と、反応状態を維持するために必要なプラズマ加熱入力 P_I との比 $Q = P_F / P_I$ ^[6] は 1 より小さい領域において行なわれたが、1985 年より、日本・アメリカ・欧州・ロシア（旧ソ連）の四極が共同でスタートした国際熱核核融合実験炉 ITER（International Thermonuclear Experimental Reactor）計画では、 Q を 1 より大とし、さらに自己点火条件の達成（ $Q > 50$ ）をも目指している^[7]。ITER 計画は 1988 年より行われてきた第一段階の概念設計活動（CDA）を 1990 年に終了し、現在は第二段階の工学設計活動（EDA）に入っている。

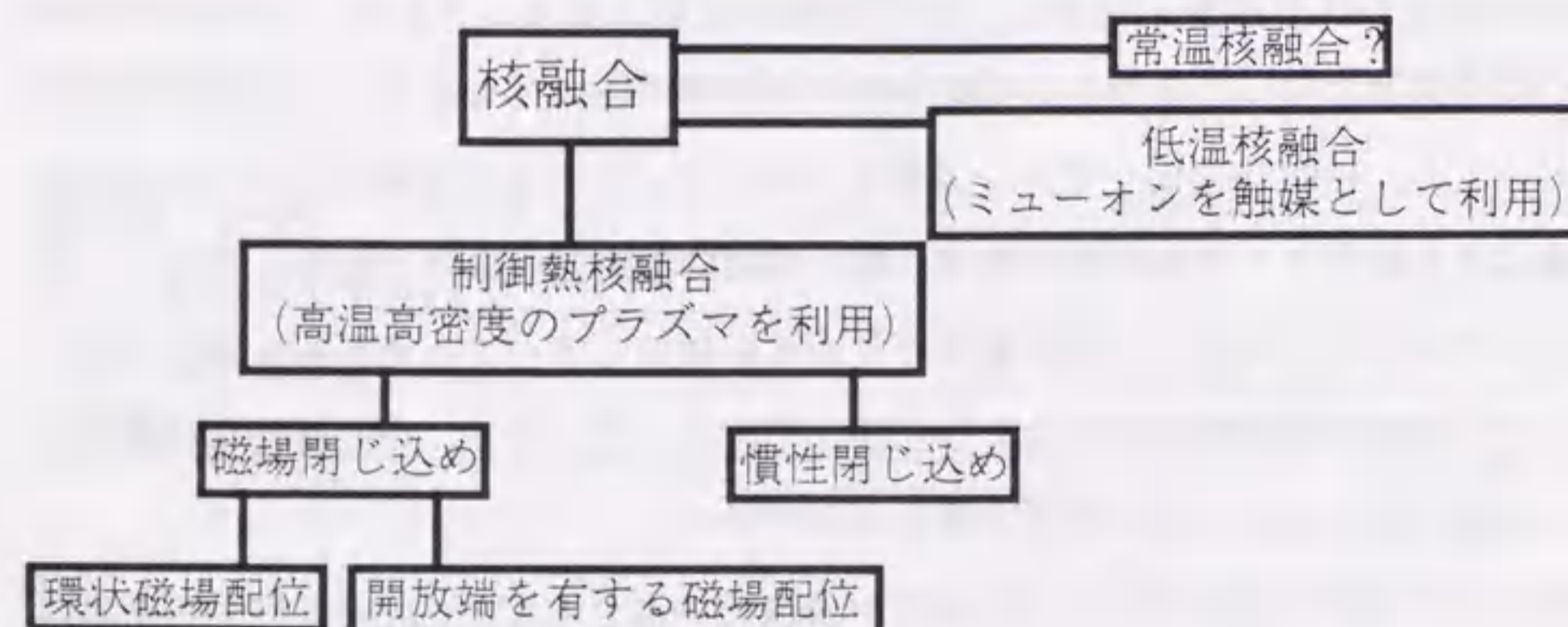


図 1-1 核融合の方式

1-2 本研究の目的、意義及び特色

1991年に行なわれた欧州連合の大型トカマク装置 JET における史上初の D-T 核融合燃焼実験はトリチウムビームを重水素プラズマに打ち込むことで行われ、閉じ込めの良い H モードに遷移し、D-T 核融合反応による中性子発生率の急増が始まってからわずか2秒後、突然閉じ込めが劣化し、中性子発生率が急激に減少した。これは、プラズマ対向壁材料である炭素が多量に主プラズマ中に混入し (carbon bloom)、放射冷却によるプラズマ温度の低下、及び炭素不純物による燃料の希釈が起きたためと考えられている^[4]。この結果は、プラズマと固体壁間相互作用の物理の解明とその制御が核融合炉の実現にとって不可欠であることを示す典型的な例である。

図1-2にダイバータ領域におけるプラズマ・固体壁間相互作用を模式的に示す。ダイバータ板には磁力線が鎖交しており、磁力線に沿って動きやすいイオン及び電子からなるプラズマ流が流入する。そのためこの領域におけるプラズマ・固体壁間相互作用は他のプラズマ対向壁に比べて非常に厳しく^[8-11]、ITER 計画の物理 R&D においても最重要の課題の一つになっている^[9]。磁場閉じ込め装置におけるプラズマ・固体

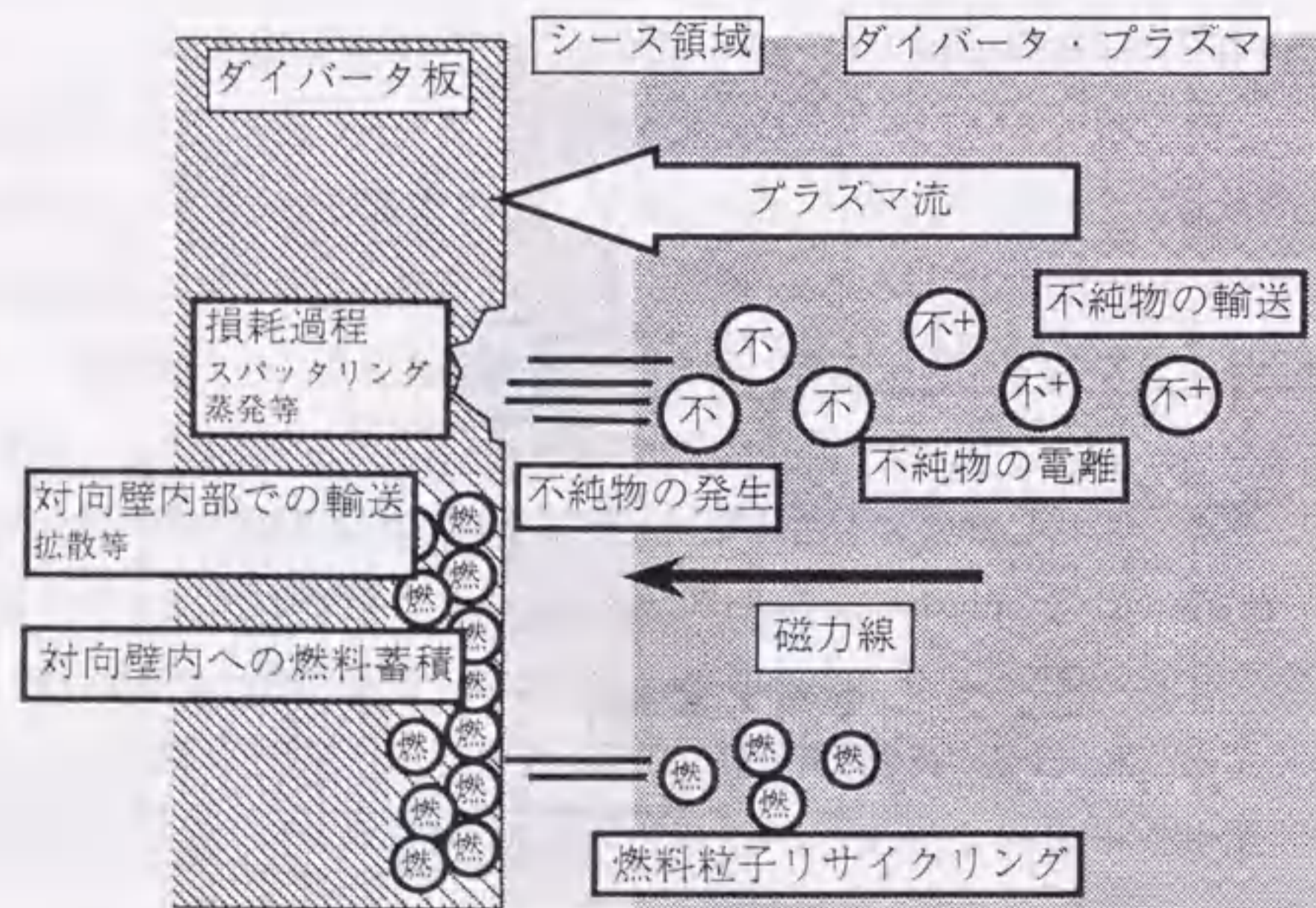


図1-2 ダイバータ領域におけるプラズマ・対向壁相互作用の模式図

壁間相互作用としては、プラズマ対向壁からの不純物の発生、周辺プラズマ中の輸送、対向壁における燃料粒子リサイクリング、物理スパッタリング・蒸発等による対向壁の損耗、壁中への燃料の蓄積等が挙げられ、これらは互いに緊密に関係している。

不純物粒子には、プラズマ対向壁表面に吸着している酸素等の軽元素、プラズマ対向壁材料がスパッタリング等によりたたき出されたものがある。先にも述べたように不純物が炉心プラズマ中に入ると、放射損失によるプラズマ温度の低下、燃料の希釈が起こり、場合によっては核融合反応の停止を招く。不純物による放射損失は原子番号 Z が大きくなるにつれて急激に増加するため、現在の大型トカマク装置ではプラズマ対向壁材料として低 Z 材料である炭素系材料を用いたり、やボロン被覆^[12]を施したり、Taylor 放電^[13]等による壁のコンディショニングを十分に行なうことにより吸着している不純物を予め取り除くなどの方法で不純物の影響を排除している。不純物源となるプラズマ対向壁の損耗過程としては物理スパッタリング、蒸発がある。またアークやブリスタリング^[14,15]により溶融したプラズマ対向壁材料が粒状あるいはフレーク状で放出される現象もある。さらに上で述べた低 Z の炭素系材料には物理スパッタリングの他、その温度により化学スパッタリング ($\sim 600^\circ\text{C}$)、照射促進昇華 (RES; Radiation Enhanced Sublimation、 1000°C 以上) という二つの特徴的な損耗過程が存在する^[16,17]。そのため損耗の評価等を行なうにあたり、熱負荷すなわちプラズマ熱流の評価が特に重要である。

本研究は、このようなダイバータ領域におけるプラズマ・固体壁間相互作用、特にプラズマから固体壁へ流入するプラズマ熱流の理解と制御を目的として行なわれたものである。図1-3に ITER 計画の CDA 段階における物理 R&D の項目の一部^[9]と本論文の内容の対応を示す。

本研究の遂行においてはまず第一に、ダイバータ領域におけるプラズマ・固体壁間相互作用の研究を目的とする直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置 NAGDIS-I の建設が行なわれた^[18,19]。このような装置は大型環状装置のダイバータ・プラズマを模擬し得るパラメータをもつ定常プラズマと、磁力線が鎖交するターゲット板から構成される。ITER をはじめとする将来の核融合炉においては長パルスから定常運転^[7,9,10]が予定されているが、現在のほとんどのトカマク装置の運転は十数秒程度のパルス運転

ITER 物理 R&D

熱と粒子の制御

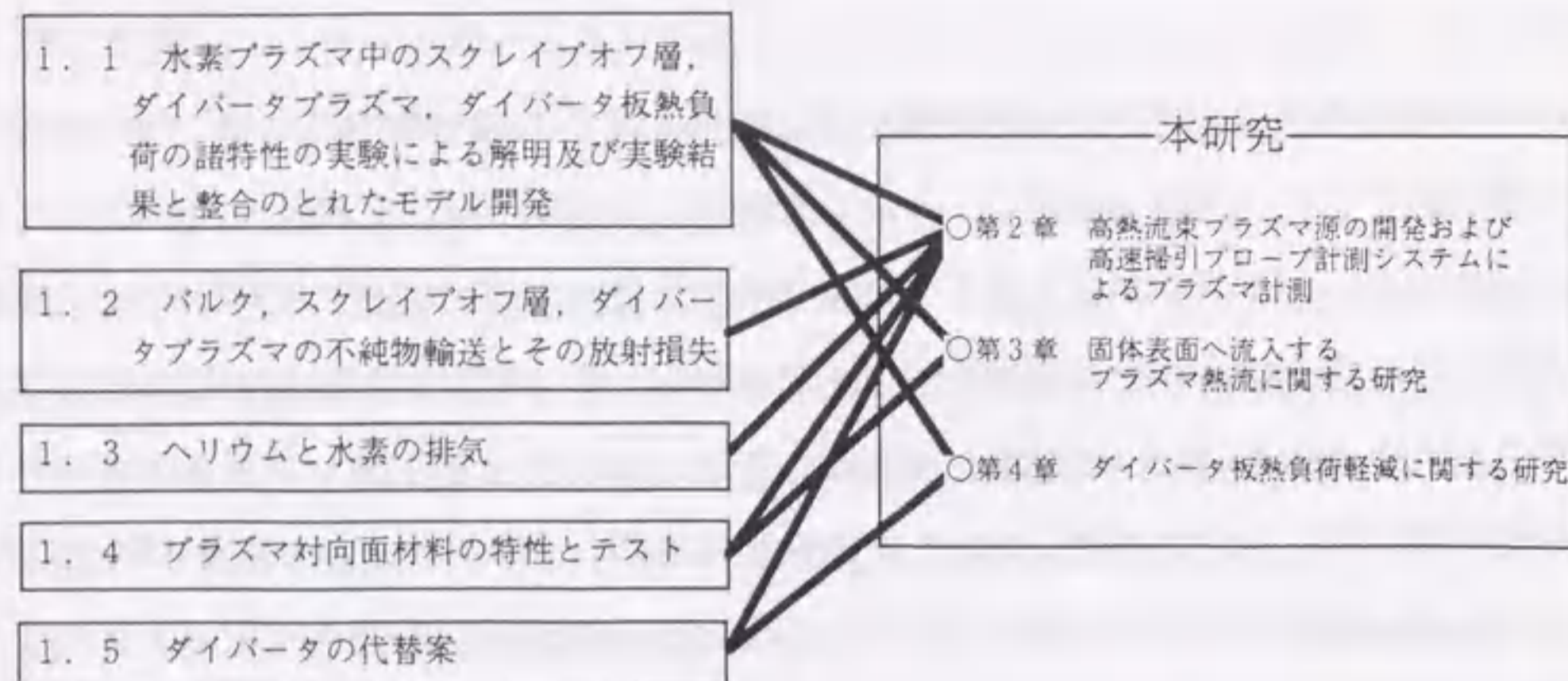


図 1-3 ITER 計画物理 R&D の内、熱と粒子の排出に関する項目と本論文の内容

であるため、この状況におけるプラズマ・固体壁間相互作用の十分な研究はできない。また、現在稼働中の大型トカマク装置はその主たる目的が炉心プラズマ・パラメータの向上に置かれており、プラズマ・固体壁間相互作用の研究のためには装置のアクセスも良いとはいえ、実験に対する柔軟性に欠ける。ダイバータ・プラズマ模擬実験装置は、定常高熱流プラズマを有すること、装置へのアクセスの良さ、実験における自由度が大きい等の特徴を有しており、このような装置におけるプラズマ・固体壁間相互作用の研究は非常に重要である。分けても本装置の特徴は、他の同様の装置^[20-22]に比べて大口径の高熱流プラズマを生成する点にあり、これはプラズマ中の不純物の輸送やプラズマ対向壁材料の再堆積の研究等に非常に有利である。本研究では同時に、定常高熱流プラズマの静電プローブによる計測を可能とする高速掃引プローブ計測システムの開発も行なわれた。

第二にプラズマから固体壁へ流入するプラズマ熱流の理解を目的とする研究が行なわれた^[23]。プラズマ熱流は、壁前面に形成されるシースを通して固体壁へ流入する。プラズマの密度や温度の異なる条件下における固体壁へのプラズマ熱流は、入射粒子

束とその温度の積で規格化した量で表され、これをシースのエネルギー伝達係数と呼ぶ^[24]。シース理論に基づくプラズマ熱流の理論式に従えば、電子温度とイオン温度の等しい水素プラズマにおいては、電気的に浮いた固体壁に対するエネルギー伝達係数の値は7-8程度と評価されている。本研究ではプラズマ熱流に関する系統的な実験を行い、プラズマ熱流の実験値と理論値を比較することによりプラズマ熱流に寄与する各種の要因について詳細な検討がなされた。この際、通常、プラズマ熱流の評価にはほとんど考慮されていない固体壁表面におけるイオンの反射及び再結合についても実験において定量的な解析がなされた。イオンの反射は固体壁材料に依存するので、二種類の材料のターゲット板を用いた実験が行なわれた。ひとつは現在プラズマ対向壁として広く用いられている炭素系材料、もうひとつは高融点金属材料のタングステンである。前者はイオンがその表面で反射する割合は比較的小さく、後者は大きい^[25, 26]。今回用いられたタングステンや、モリブデン等の高融点金属材料は高い原子番号を有し(高Z材料)、炉心プラズマの汚染の問題から現在はプラズマ対向壁材料として用いられている例は少ない。しかし将来の核融合炉を見据えて、強制冷却等の炉工学的な立場から利点のあるこれらの材料の見直しが行なわれており、ITER計画においてもプラズマ対向壁材料の候補のひとつとして挙げられている^[27-32]。

ITERにおいてはセパトリティクスとダイバータ板の交差線付近に局所的に大きなプラズマ熱流が流入し、ダイバータ板の損耗が大きくなることが重大な問題になっており、そのような局所的熱負荷集中を避ける方法が検討されている。本研究では第三にこのような問題に対して、ダイバータ板前面に誘起した高周波動重力により沿磁力線方向の粒子輸送障壁を形成、磁力線を横切る輸送の割合を相対的に増し、ダイバータ板上熱負荷分布を広域化することを大きな目標とした研究が行なわれた。高周波動重力を利用したプラズマ対向壁の熱負荷軽減に関する研究としては、リミタに高周波電流を流すことによりその周辺に高周波動重力を誘起し、リミタ熱負荷を軽減する試み^[35, 36]はなされている。本研究では、高周波動重力存在時のダイバータ前面のシース及びプリシースについての解析及び小型トカマク装置における高周波電位印加ダイバータの原理実験が行なわれた^[33, 34]。

1-3 本論文の構成

本論文は本章を含めた5つの章から構成されている。

第2章は、ダイバータ・プラズマと固体壁間の相互作用の研究を目的とする直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置NAGDIS-Iの建設について、特にLaB₆を材料とする熱陰極を用いたそのプラズマ生成部及び生成されたプラズマの性能（密度、温度、分布）について述べる。さらに定常高熱流プラズマ計測を目的とする高速掃引プローブ計測システムの開発について、及び同システムによる核融合科学研究所の直線型プラズマ発生装置 TPD-Iの小口径高熱流プラズマ計測について述べる。

第3章は、プラズマ対向壁の損耗に重大な影響を及ぼすプラズマ熱流について、NAGDIS-I装置における系統的な実験により得られたデータを理論と比較することにより、実験と整合のとれたモデルの構築を行った結果について述べる。この際、固体壁表面におけるイオンの表面再結合、及びプラズマ熱流を評価する上でこれまでほとんど考慮されることのなかった固体壁表面におけるイオンの反射がプラズマ熱流に与える影響についても実験により定量的に明らかにした結果について述べる。さらにプラズマ熱流計測結果からイオンのエネルギー反射係数を評価し、これまで実験データのほとんど得られていない比較的低い入射イオンエネルギー領域（数100eV以下）におけるデータを得、計算機シミュレーションのデータに基づく経験式との比較を行なった結果について述べる。また、トカマク装置等において高周波追加熱時等にプラズマ中に発生する電子速度分布のテール成分が存在する場合について、NAGDIS-Iにおける実験結果を示し、その効果を考慮したモデルについても述べる。

第4章は、固体壁へのプラズマ熱流制御を目的とする高周波電位印加ダイバータについて、高周波動重力が存在する場合のシース、プリシース形成を簡単なモデルから解析した結果を述べる。また、小型トカマク装置 CSTN-III において行なった原理実験、及びその解析結果について述べる。

最後に第5章で本研究のまとめ及び今後の展望について述べる。

参考文献

- [1] G.S. Boronov: 「核融合 臨界への挑戦」、関口忠監訳、オーム社、1988.
- [2] 池上英雄: J. Plasma and Fusion 69 (1993) 575.
- [3] 日本原子力研究所: 「核融合炉を目指して 核融合研究開発の現状 1993年」
- [4] JET team: Nucl. Fusion 32 (1992) 187.
- [5] 西谷健夫、朝倉伸幸: J. Plasma and Fusion Res. 70 (1994) 581.
- [6] 大林治夫: J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 1121.
- [7] 松田慎三郎: 核融合研究 65 (1991) 25.
- [8] 滝塚知典: 核融合研究 65 (1990) 255.
- [9] 藤沢登: 核融合研究 65 (1991) 39.
- [10] 杉原正芳、常松俊秀: 核融合研究 65 (1991) 142.
- [11] 嶋田道也: J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 1146.
- [12] S. Higashijima, T. Sugai, H. Kubo, S. Tsuji, M. Shimada, N. Asakura, H. Nakamura, A. Sakasai, K. Itami, K. Kawano, N. Hosogane, K. Shimizu and M. Saidoh: "Impurity and Particle Recycling Reduction by Boronization in JT - 60U" in Proc. of 11th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Mito-shi, Ibaraki-ken, Japan, May 23-27 1994.その他本会議において多数報告あり.
- [13] L. Oren and R.J. Taylor: Nucl. Fusion 17 (1977) 1143.
- [14] G.M. McCracken and P.E. Stott: Nucl. Fusion 19 (1979) 889.
- [15] 井形直弘: 「核融合炉材料」、培風館、1986.
- [16] J. Roth, "Chemical Sputtering and Radiation Enhanced Sublimation of Carbon", in: "Physics of Plasma -Wall Interactions in Controlled Fusion", Eds. D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984) pp. 389.
- [17] 田辺哲朗、丸山忠司: J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 415.
- [18] S. Masuzaki and S. Takamura: Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) 2835.
- [19] 増崎貴、大野哲靖、高木誠、高村秀一: 電気学会論文誌A 112 (1992) 913.
- [20] D.M. Goebel, G.A. Campbell and R.W. Conn: J. Nucl. Mater. 121 (1984) 277.

- [21] Y. Hirooka, R.W. Conn, T. Sketchley, W.K. Leung, G. Chevalier, R. Doerner, J. Elverum, D.M. Goebel, G. Gunner, M. Khandagle, B. Labombard, R. Lehmer, P. Luong, Y. Ra, L. Schmitz and G. Tyan : J. Vac. Sci. Technol. A8 (1990) 1790.
- [22] H. Bolt, S. Tanaka and M. Takei : J. Nucl. Sci. Technol. 29 (1992) 582.
- [23] S. Masuzaki, N. Ohno and S. Takamura : J. Nucl. Mater. (now submitting).
- [24] P.C. Stangeby, "The Sheath" in : "Physics of Plasma -Wall Interactions in Controlled Fusion", Eds. D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984) pp. 41.
- [25] W. Eckstein and H. Verbeek, in : "Data Compendium for Plasma Surface Interactions", Nucl. Fusion, Special Issue, IAEA, Vienna (1984) 12.
- [26] W. Eckstein, in : "Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion", Supplement to the J. Nucl. Fusion, Vol. 1 (1991) 17.
- [27] T. Tanabe, M. Fujine, H. Noguchi, Y. Yagi, Y. Hirano, H. Shimizu, M. Akiba, M. Araki, Y. Kubota and A. Miyahara : J. Nucl. Mater. 200 (1993) 120.
- [28] T. Tanabe, V. Philipps, Y. Ueda, B. Unterberg, A. Pospieszczyk, B. Schweer, P. Wienhold, M. Rubel and B. Emmoth : J. Nucl. Mater. (to be published).
- [29] V. Philipps, T. Tanabe, Y. Ueda, A. Pospieszczyk, M. Tokar, B. Unterberg, L. Konen, B. Schweer, U. Samm, P. Wienhold, J. Winter, M. Rubel, B. Emmoth, N. Hawkes and the TEXTOR team : Nucl. Fusion (to be published).
- [30] J. Roth, D. Naujoks and K. Krieger : " Erosion and Redeposition in the ASDEX-UPGRADE Divertor" in Proc. of 11th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Mito-shi, Ibaraki-ken, Japan, May 23-27 1994.
- [31] Y. Ueda, T. Tanabe, V. Philipps, L. Konen, A. Pospieszczyk, U. Samm, B. Schweer, B. Unterberg, P. Wienhold, B. Emmoth, M. Rubel, N. Hawkes and N. Noda : "Effects of Impurities Released from High Z Test Limiter on Plasma Performance in TEXTOR" , 同上.
- [32] R. Bastasz, W.P. Wampler, J.W. Cuthbertson, D.A. Buchenauer, N. Brooks, R. Junge, W.P. West, C.P.C. Wong, O. Buzhinskij and I. Opimach, "Measurements of Carbon and Tungsten Erosion / Deposition in the DIII - D Divertor", 同上.
- [33] S. Masuzaki and S. Takamura : Contrib. Plasma Phys. 34 (1994) 318.

- [34] S. Masuzaki, N. Ohno and S. Takamura : J. Nucl. Mater. (to be published).
- [35] T. Shoji, A. Grossman, R. Conn, Y. Hirooka, R. Lehmer, W. Leung, L. Schmitz and G. Tynan : J. Nucl. Mater. 176 & 177 (1990) 830.
- [36] T. Shoji, A. Sagara, N. Noda, M. Hosokawa, K. Ida, H. Idei, H. Iguchi, O. Kaneko, S. Kubo, K. Matsuoka, S. Morita, K. Nishimura, S. Okamura, C. Takahashi, Y. Takeiri and H. Yamada : J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 775.

第2章 高熱流束プラズマ源の開発と高速掃引 プローブ計測システムによるプラズマ計測

2-1 緒言

工学設計段階に入った国際熱核融合実験炉 (ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor) をはじめ、現在稼働している環状プラズマ閉じ込め装置において、閉じ込め領域を外れたスクレープオフ領域 (SOL) のプラズマ (スクレープオフ・プラズマ) と真空容器壁などのプラズマ対向壁との相互作用は、燃料粒子のリサイクリングや不純物の発生とその主プラズマへの混入、対向壁の損耗などをもたらす、その物理機構の解明と対策が重要な研究課題となっている^[1-4]。特にダイバータ板は磁力線と鎖交するため磁力線に沿って動きやすいイオン・電子等の粒子束、それらによってもたらされる熱流束などによりプラズマから受ける影響が第一壁に比べて非常に大きく、その損耗も著しい^[2-5]。また、核融合炉として成立するためには長時間パルス放電さらには定常放電が期待されており、長い時間スケールでのプラズマ・固体壁間相互作用の研究が必要である^[6]。そのため、大型環状装置に比べ装置へのアクセスが極めて良く、融通性に優れ、定常高熱流プラズマを有する直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置を用いた、ダイバータ領域におけるプラズマ・固体壁間相互作用の体系的な研究、例えば(i)ダイバータ領域における不純物の輸送過程、(ii)ダイバータ板材料損耗評価、等の研究は重要な意味を持つ。

このような研究を行うためには現在の大型環状装置やITER等のダイバータ領域で想定されている条件に近いパラメータを持つプラズマ (電子密度 $\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、電子・イオン温度 $\sim 30 \text{ eV}$ 、ダイバータ板熱負荷 10 MW/m^2 程度) を定常で生成し得る模擬装置の開発が必要である。また、プラズマ中の不純物輸送に関する実験を行うにはプラズマ中のターゲット板から発生した中性不純物粒子が磁力線を横切ってプラズマ・コラム外へ出てしまう前に電離されるに十分なプラズマ径が必要である。一例として物理スパッタリングによりたたき出され、 2 eV のエネルギーをもって一様なプラズマ中に侵入した炭素原子について、その電離までの侵入長 (penetration length) の簡単な評価を行うと (図2-1)、電子密度 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度 10 eV で約 3 cm 、電子密度 $5 \times$

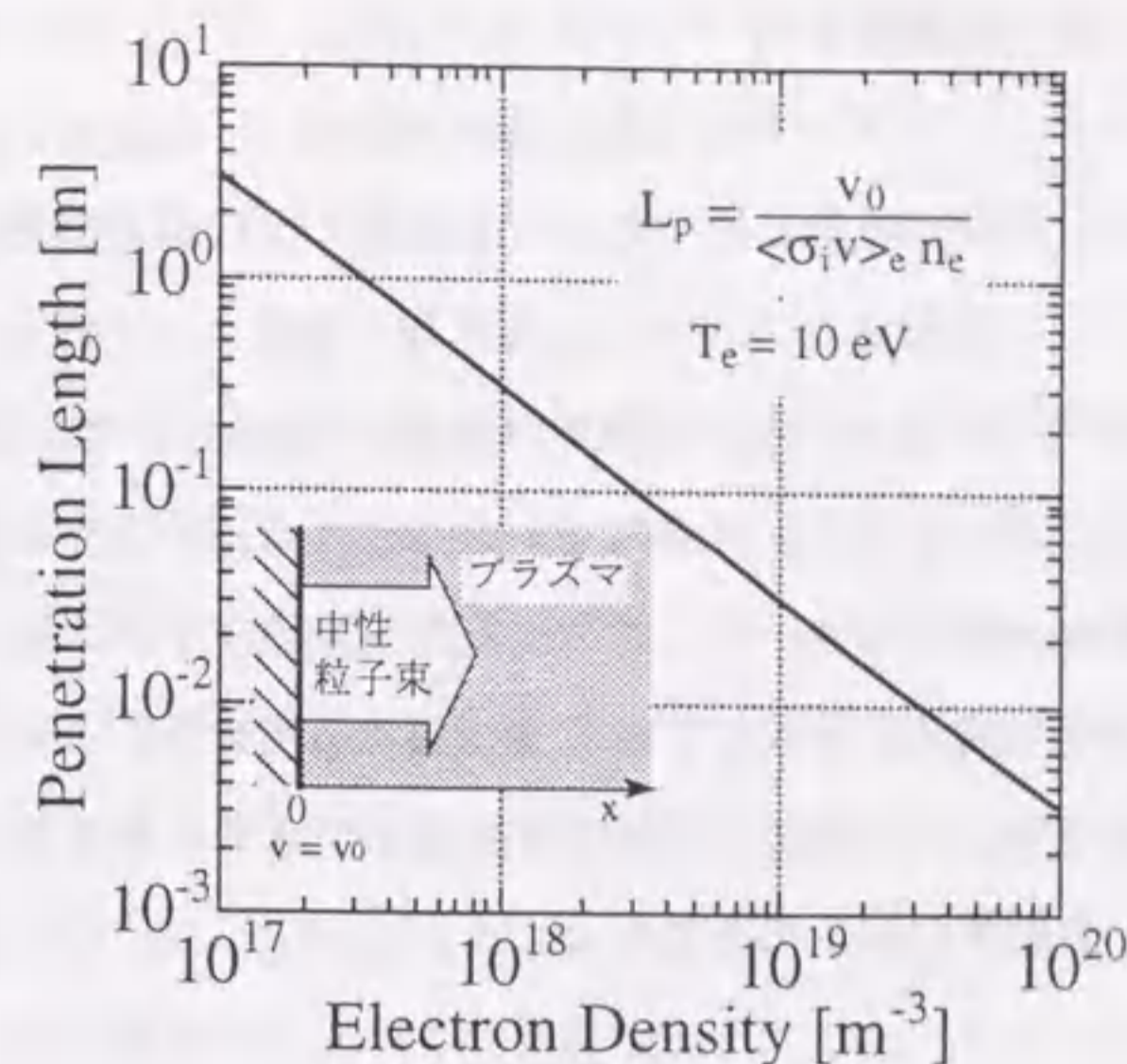


図2-1 対向壁から発生し、一様なエネルギー (2 eV) をもってプラズマ中へ入る中性粒子束 (カーボン) が電離するまでの距離。プラズマは一様であるとしている。 v_0 は中性粒子の初速度である。電子衝突電離速度係数 $\langle \sigma_i v \rangle_e$ は参考文献 [8] による。

10^{18} m^{-3} で約 6 cm となる^[7]。さらにプラズマ流による摩擦力、温度勾配に基づく熱応力等が不純物粒子輸送に与える効果の研究を行なうためには、ダイバータ板と接する長いコラムのプラズマの存在が望ましい。したがってこのような装置には大口径・長コラムのプラズマが求められる。表2-1に日米の5つの装置についてその諸元を、また大型トカマク装置 (JT-60、JET) 及びITERのダイバータ領域におけるプラズマ・パラメータをそれぞれ示す。PISCIES-A/B^[9,10] は米国 UCLA、TPD-I^[11,12] は核融合科学研究所、MAP^[13] は東京大学原子力工学研究施設でそれぞれ開発され稼働中の直線型プラズマ発生装置である。PISCIES-A/B は中間位の太さを持つ高熱流プラズマを用いて各々プラズマ物理実験、材料試験を行っている。TPD-I は 2 cm 以下の小口径であるが電子密度が 10^{20} m^{-3} 近くに達する定常高熱流プラズマの生成が可能である。PISCIES-A/B、TPD-I はいずれも直径 $5 \sim 8 \text{ cm}$ 程度の LaB_6 ディスクを陰極に用いており、PISCIES は背後からヒータで陰極を加熱し、PIG 型放電によりプラズマを生成している。一方後者はグロー放電による自己加熱でこれを昇温し、カスプ磁場とその磁力線に沿った陽極形状という放電配位を採用している^[14]。MAP はやはり LaB_6 を

材料とするホロー型の熱陰極を用いている。

直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置NAGDIS-I (Nagoya University Divertor Simulator) は、他の同様の装置に比べてコラムが長く大口径の高熱流プラズマを生成することを目的として建設され、パルス放電で電子密度 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以上、定常放電では電子密度 $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 以上、電子密度の半値幅で定義するプラズマ口径 10cm 以上の大口径高熱流プラズマを得た。本章ではNAGDIS-Iにおける大口径高熱流プラズマ生成のための熱陰極の試作について、さらに定常高熱流プラズマ計測を目的として試作した、プラズマ中を高速で往復しデータを採取する高速掃引プローブ計測システムについて述べる。また、NAGDIS-Iにおける定常プラズマの熱流束をカロリメトリー法を用いて計測した結果についても述べる。

表 2-1: 主なダイバータ・プラズマ模擬実験装置の主要パラメータ、及び大型トカマク装置のダイバータ部のプラズマ・パラメータの比較

	電子密度 [10^{19} m^{-3}]	電子温度 [eV]	プラズマコ ラム長 [m]	プラズマコ ラム径 [cm]	定常磁場強度 [T]
NAGDIS - I	≥ 1 (Ar, He)*1 ≥ 0.5 (H, D)*1 - 0.5 (He)	5 - 15	- 2.5	- 12	≤ 0.15
PISCES - A/B	~ 3.5	3 - 30	- 1.6	- 5	≤ 0.2
TPD - I	~ 10	~ 10	- 2	- 2	< 0.5
MAP	≥ 1	2.5 - 14		< 5	~ 0.04
JT-60 *2	~ 20	26			
JET *3	≥ 10	≤ 50			
ITER *4	≤ 100	5 - 50			5

*1: 10Hz パルス放電の結果、*2: 遠隔放射ダイバータ運転 (L mode)
*3: 遠隔放射ダイバータ運転 (H mode)、*4: ITER 概念設計時の値

2-2 NAGDIS-Iにおける高熱流プラズマの生成

2-2-1 高熱流束プラズマ源

図 2-2 にNAGDIS-Iの構成を示す。本装置は全長 2.8m、真空容器内径 17.6cm、最大外部磁場強度 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し、その間に水冷を施した。直径 14cm ϕ の水冷終端板では、冷却水の温度上昇からプラズマ熱流の計測が可能である。NAGDIS-Iのプラズマ源の概要を図 2-3 に示す。LaB₆を熱陰極材料に用いたPIG放電でプラズマを生成する。LaB₆はセラミックでありこわれやすい欠点を持つが、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 4.5 eV に対して 2.52-3.35 eV^[4])、1,600°C 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、熱陰極材料等の付着による導電率の低下を防ぐために着脱可能な銅のカバーを施しており、スロート内径はこのカバーの厚みにより可変である。通常は 13-14 cm としている。放電電源は直流電源 (150A, 200V) と 10-5 Hz で放電時間 4-16 msec の再現性の良い放電を繰り返すパルス放電電源 (1.6kA, 1kV) の二つがあり、実験により使い分けている。パルス放電時の典型的な放電波形を図 2-4 に示す。今回 NAGDIS-I における大口径高熱流プラズマ生成のため、二種類の LaB₆ 熱陰極の試作を行った。LaB₆ の加熱方法からそれぞれ (a) 直熱型、(b) 傍熱型と呼称する。

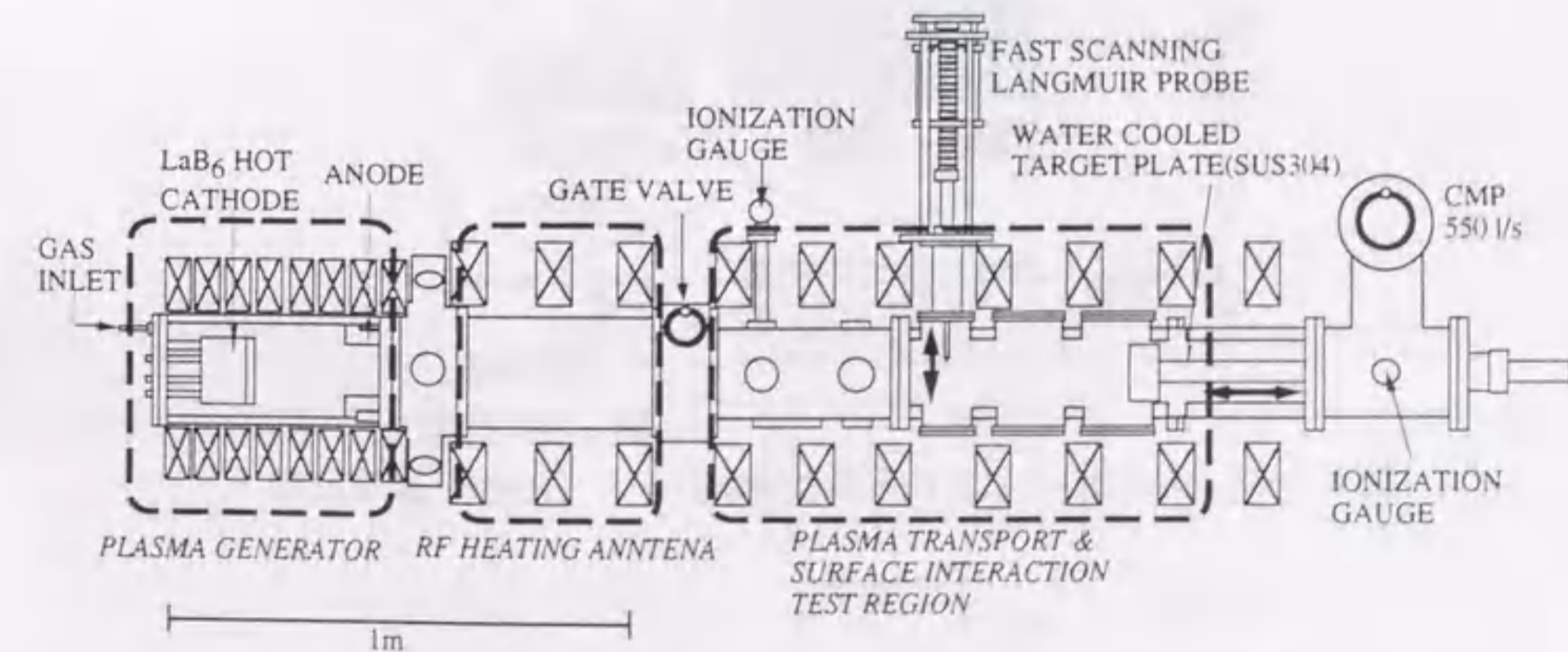


図 2-2 直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置NAGDIS-I

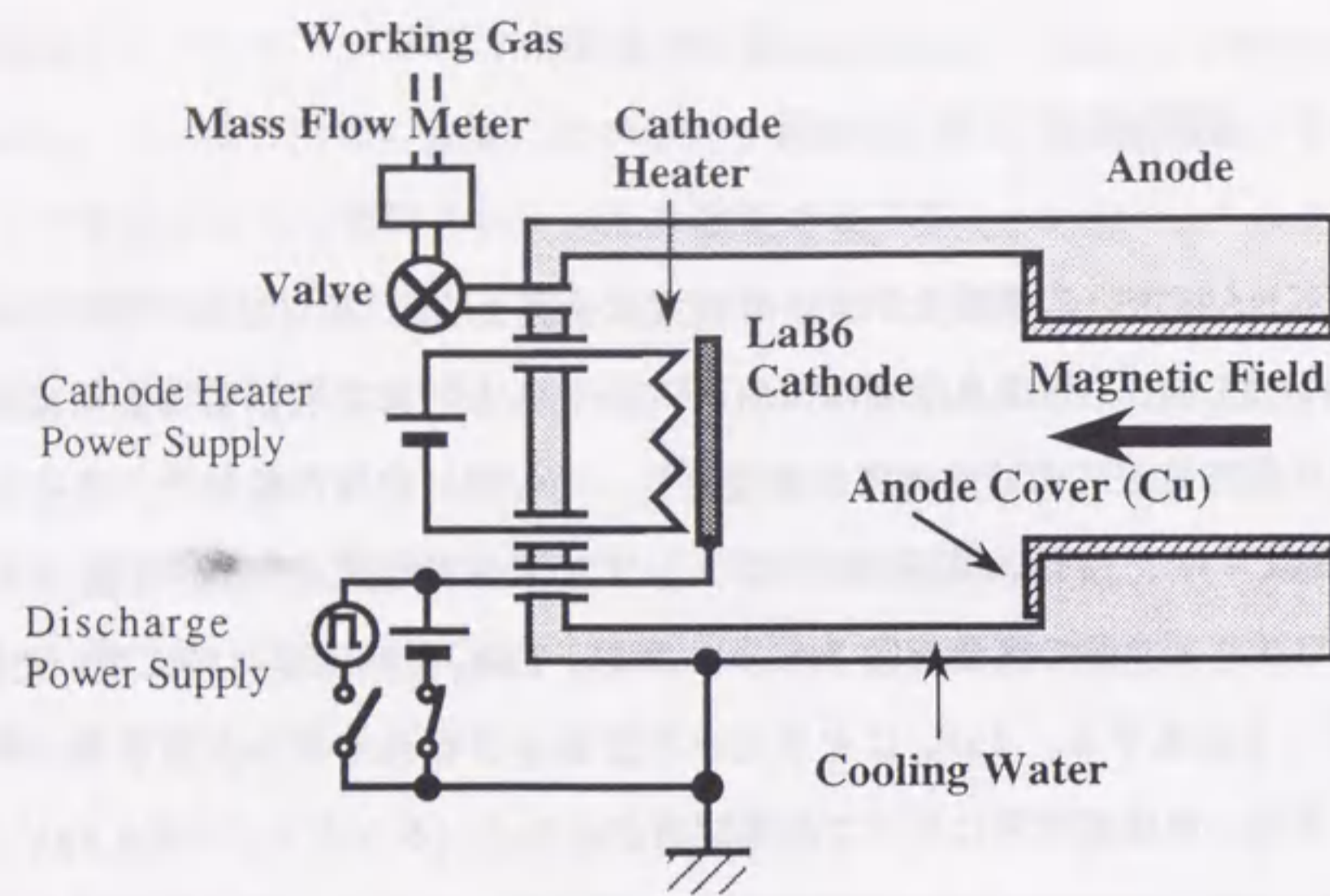


図2-3 NAGDIS-I プラズマ生成部

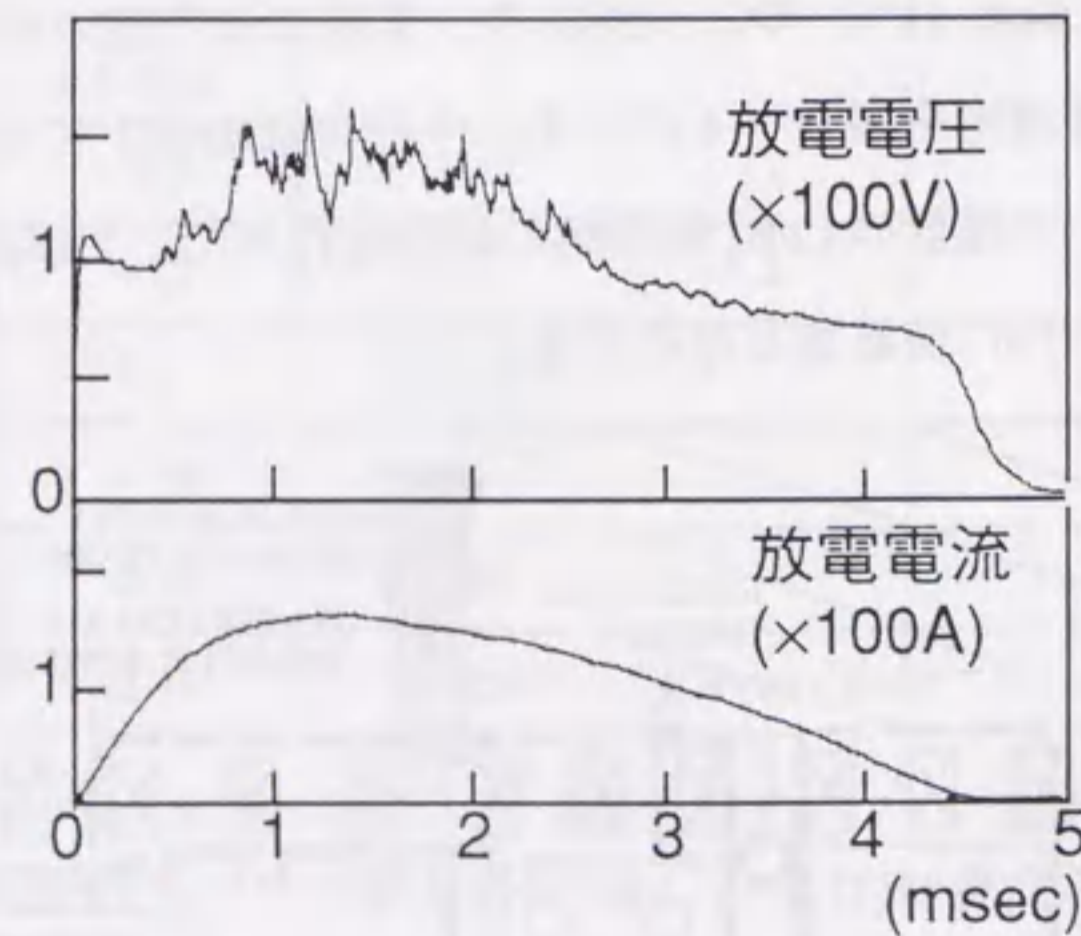


図2-4 NAGDIS-Iにおける典型的なパルス (10 Hz) 放電波形

2-2-2 直熱型熱陰極の構造

図2-5に直熱型熱陰極の概要を示す。LaB₆熱陰極の多くは背後からヒータで加熱する方式であるが、本直熱型はLaB₆をジグザグ型のフィラメント状に成形し、直接電流を流してジュール熱によって加熱する。LaB₆フィラメントは幅4mm、厚さ1.8mm、導体間隔1mmで四つのユニットをモリブデン (Mo) の取り付け台上で直列に接続して構成した。窒化ボロン (BN) の円板 (60mmφ、厚さ10mm) は取り付け台を配置、固定するとともに背後の陰極取り付けフランジへの熱を遮蔽する。陰極取り付けフランジは熱によるOリングの損傷を防ぐため水冷を施した。図2-5からも分かるように陰極本体は非常に単純な構造となっており、さらにLaB₆フィラメントを一体成形とせず四つのユニットに分けたことで、クラック等の損傷が生じた場合、損傷したユニットだけを交換すればよい等取り扱いが容易である。LaB₆は脆性材料であるため外部磁場中での通電は $J \times B$ 応力によるフィラメントの損傷を招く恐れがある。当初、幅3.8mm、厚さ1.7mm、導体間隔0.1mmのLaB₆フィラメントを用いたが加熱電流100A、外部磁場300Gの状況で導体間の部分的な短絡が見られ、加熱が一樣でなく局所化し面全体にわたって十分な陰極温度を得られない結果となった。現在の導体間隔1mmのフィラメントでは、加熱電流130A、外部磁場1.3kGの状況で

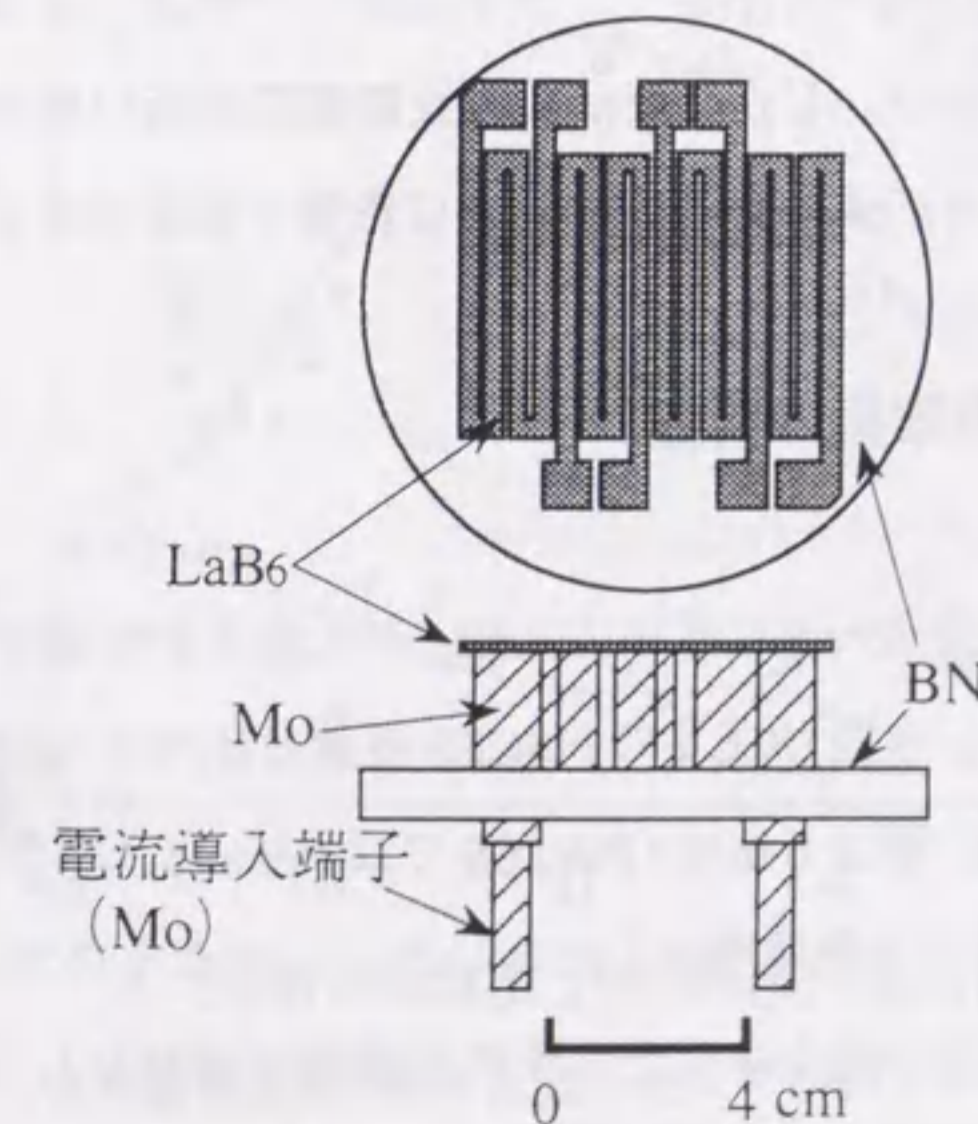


図2-5 直熱型熱陰極

も短絡、損傷は見られない。このとき陰極温度は光高温計による計測では約 1,500°C に達していた。

2-2-3 直熱型熱陰極によるプラズマ生成実験

図 2-6、7 に直熱型熱陰極によるプラズマ生成実験の結果を示す。計測は陰極面から 50 cm 下流のリングミュア・プローブで行った。図 2-6 は三種類の動作ガス、 H_2 (動作ガス圧: 1×10^{-3} Torr)、Ar (1×10^{-3} Torr)、He (2×10^{-3} Torr) を用いてそれぞれ生成したプラズマの中心部電子密度の放電電流特性である。放電は 10-5 Hz のパルス放電 (放電時間 4-16 msec)、外部磁場は 300 G、陰極加熱電力 ~ 3 kW である。Ar、He において電子密度 $1 \times 10^{19} m^{-3}$ 、 H_2 において $\sim 5 \times 10^{18} m^{-3}$ のプラズマの生成に成功している。このとき電子温度は H_2 で 5 eV、Ar で 3-4 eV、He で 6-7 eV であり、放電電流には依存しなかった。図 2-7 はこのとき生成した He プラズマの電子密度、電子温度、空間電位の径方向分布を示している。この例では電子密度は $5 \times 10^{18} m^{-3}$ とやや小さいが電子密度の半値幅で規定するプラズマ径は約 10 cm であり大口径のプラズマが生成されていることがわかる。直熱型熱陰極は、 LaB_6 フィラメント両端に加熱電圧に等しい電位差 (加熱電流 130A で 19V) が生じるが、図 2-7 の状況での放電電圧 80V 程度に比べて小さく、プラズマ・パラメータの径方向分布に対して大きな影響は与えていない。しかしながら、放電電圧が低い場合にはフィラメント両端での陰極降下の大きさの違いが径方向分布に影響する場合もある。

2-2-4 傍熱型熱陰極の構造

傍熱型熱陰極の概要を図 2-8 に示す。 LaB_6 ディスクを背後からヒータにより加熱する方式を採っている。米国 UCLA の PISCES 装置に比べさらに大口径のプラズマを生成するため 148 mmφ、厚さ 6 mm (PISCES では 76 mmφ、厚さ 6.4 mm) という非常に大面積の LaB_6 ディスクを熱陰極として用いた。このような大口径 LaB_6 ディスクを用いることで、電子密度の減少をもたらす外部磁場の調整なしに口径 10 cm 以上のプラズマを得ることができた。窒化ボロン (BN) の円板上のモリブデン製台に取り付

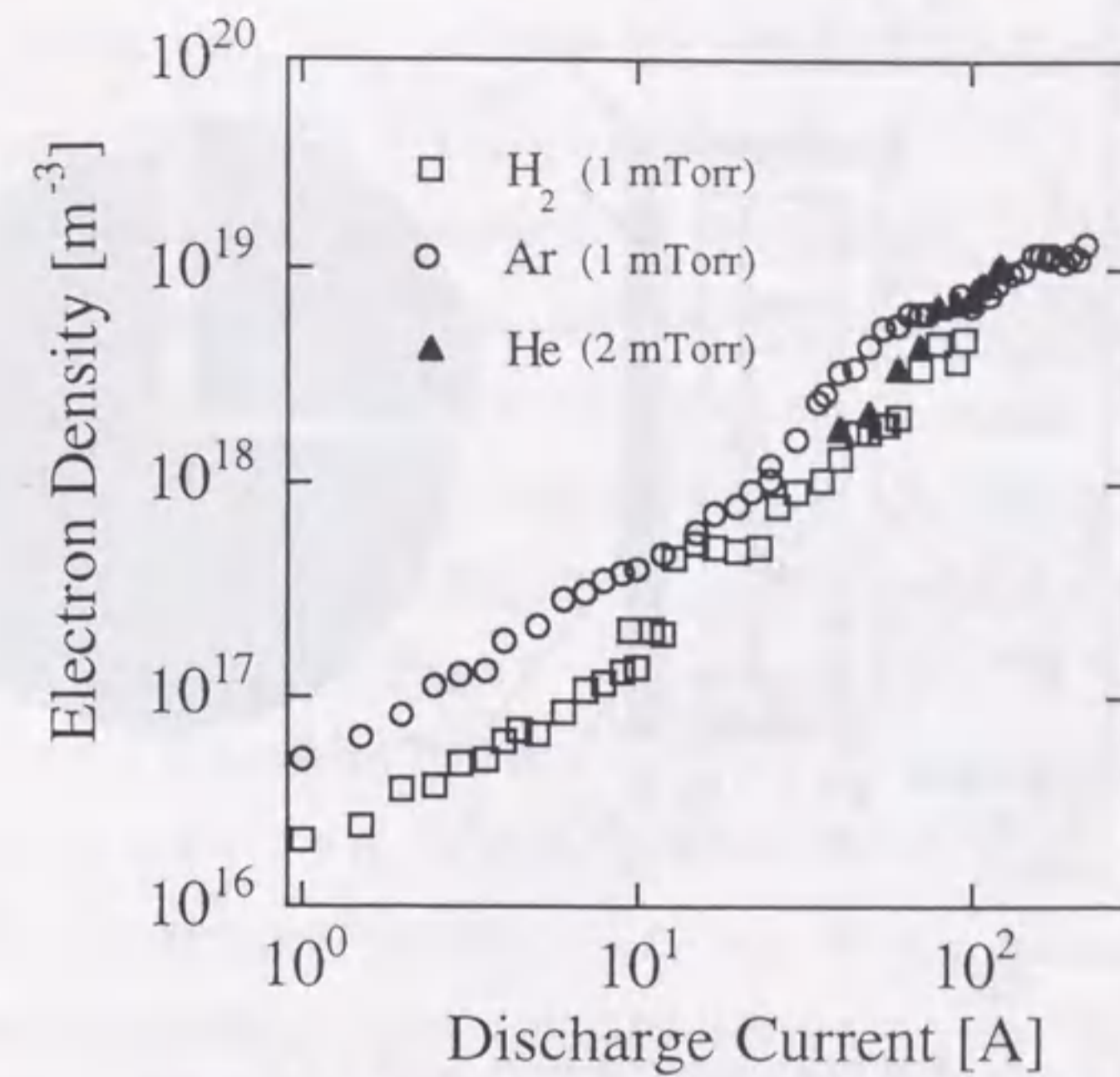


図 2-6 直熱型熱陰極で生成したプラズマの電子密度対放電電流特性

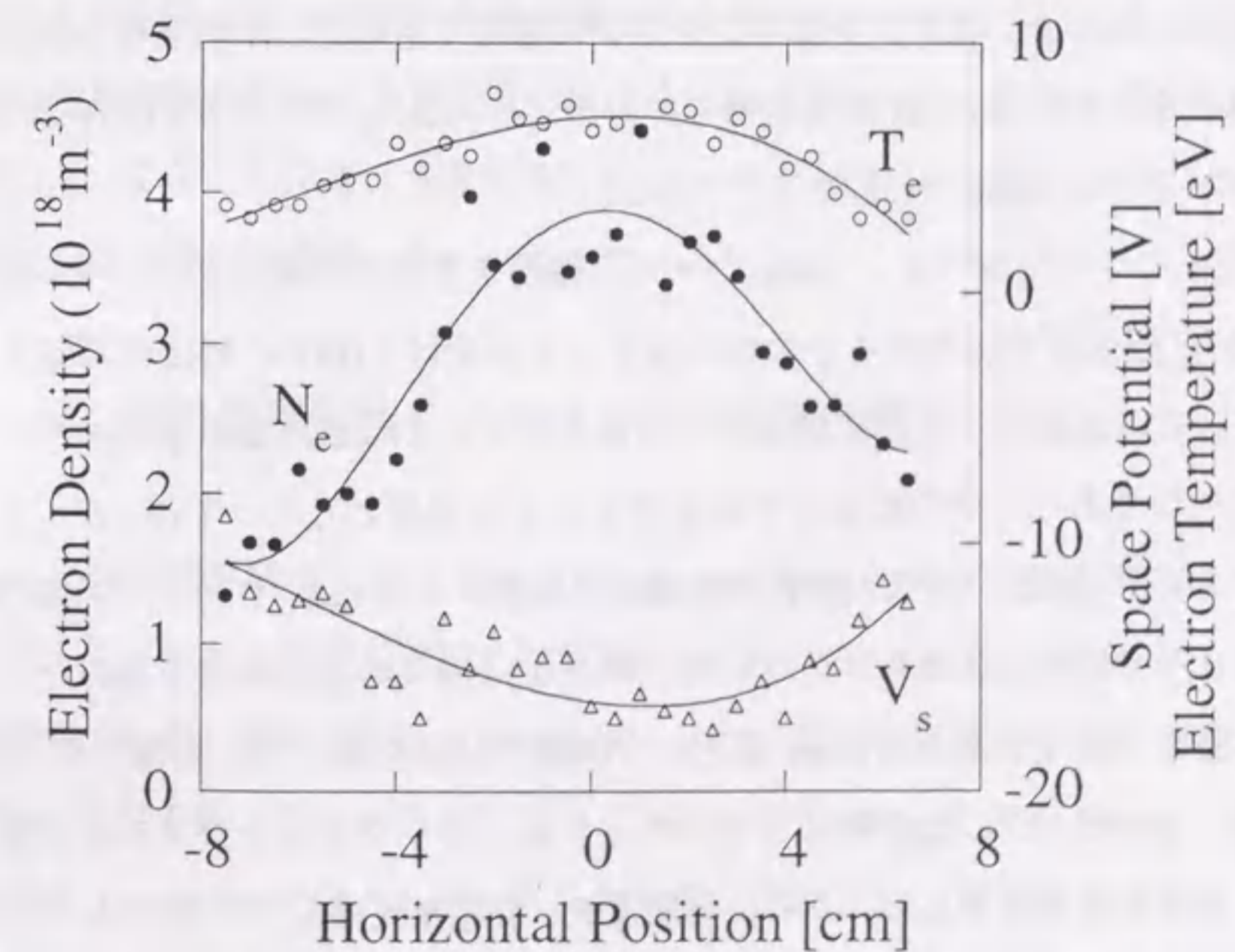


図 2-7 直熱型熱陰極により生成したヘリウム・プラズマの電子密度、温度、空間電位の径方向分布

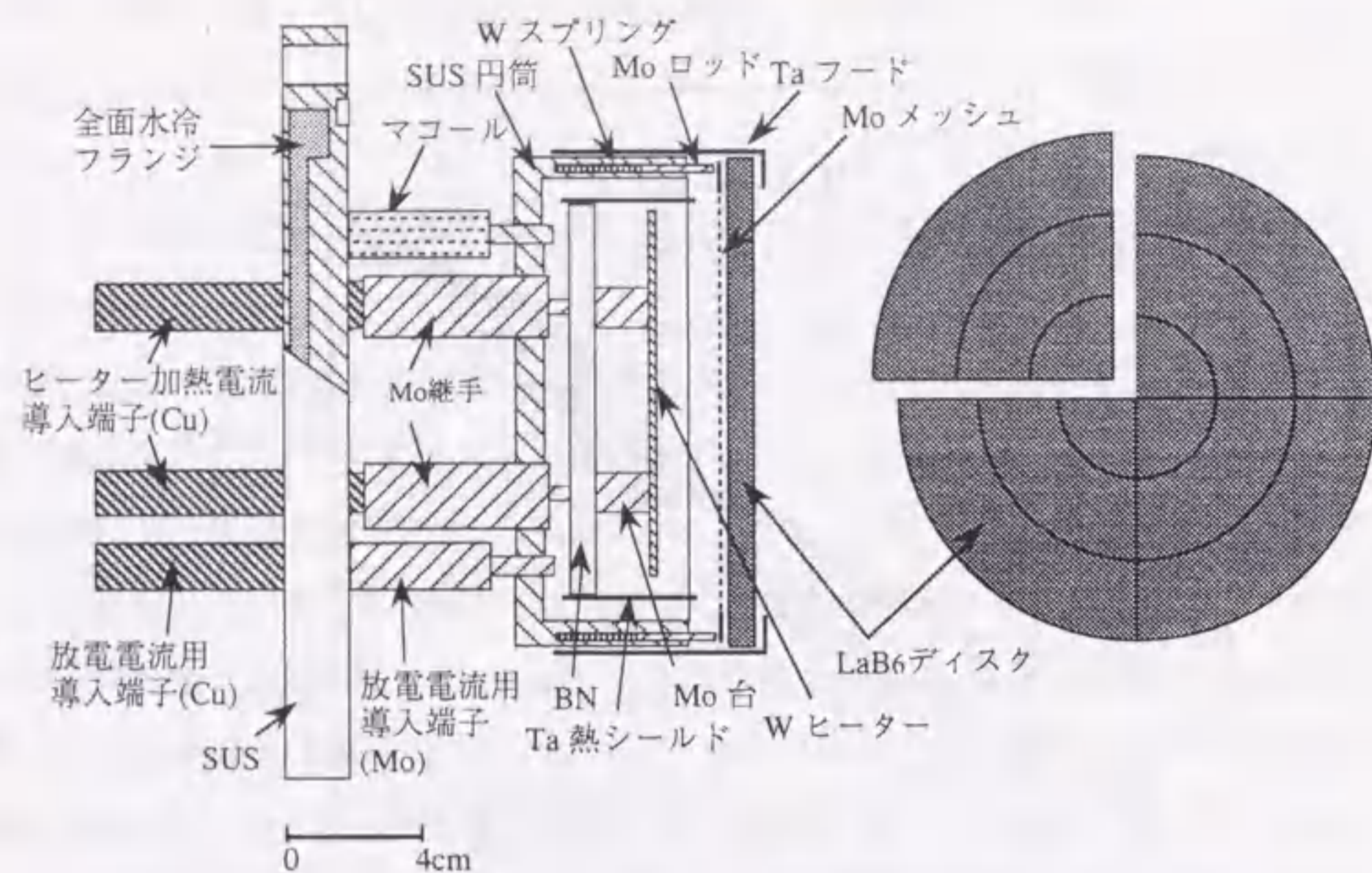


図2-8 傍熱型熱陰極及び段差付LaB₆ディスク

けたタングステン (W) ・ヒータ (3 mmφ) で LaB₆ ディスクを加熱する。Wヒータは長さ約 160 cm のタングステン棒をジグザグに曲げて用いた。本熱陰極の試作の上で特に問題となったのは (i) 陰極構造物の熱対策、(ii) LaB₆ ディスクの均一な加熱、(iii) LaB₆ ディスクの破損の防止の三点である。

まず (i) について述べる。LaB₆ ディスク温度を有効な熱電子放出の得られる 1,500 ~ 1,600 °C 程度まで加熱するためには W ヒータ温度は 2,000 °C 前後の高温である必要がある。この高温による陰極構造物の損傷を防ぐことは傍熱型熱陰極試作時の最大の課題の一つであり、そのため以下に述べるような構造とした。LaB₆ ディスクを支えるステンレス (SUS) 円筒の熱負荷軽減と反射熱による LaB₆ ディスク加熱の効率化のため W ヒータの周りにはタンタル (Ta、厚さ 0.5 mm) の熱遮蔽板を置いた。SUS 円筒は熱容量を大きくするため 6 mm 厚という肉厚の材料を使った。陰極フランジは BN 円板を通して W ヒータの放射熱にさらされるため、Oリングおよびフランジ自体の損傷を防ぐため全面水冷とした。さらに加熱電流、放電電流導入端子部の Mo ネジ等の焼き付きを防止するため、導入端子の熱伝導による冷却効果を期待し、それぞれ水冷端子を通して電流を供給している。LaB₆ ディスクは SUS 円筒に差入れた 6 本の Mo 棒と Ta

フードにはさみ固定した。これらは放電電流の経路となる。Mo 棒は W スプリングの上に乗る形で差入れ、LaB₆ ディスクの厚さ方向の熱膨張を吸収させている。さらに Mo 棒と LaB₆ ディスクの間には Mo メッシュ (0.1 mmφ、20 メッシュ) をはさみ、LaB₆ ディスクが破損した際に破片が W ヒータ側へ脱落することの防止を図った。

次に (ii)、(iii) について述べる。本熱陰極を用いた最初のプラズマ生成実験時、放電前の初期加熱の段階で LaB₆ ディスクには 3 本のクラックが入った。光高温計による観測では LaB₆ ディスクは均等に加熱されておらず、中心部の高温領域と周辺部の低温領域では最大 200 °C 近い温度差が生じており、この温度差による熱応力のため LaB₆ ディスクが破損したと考えられる。このような温度差はディスク上での熱電子放出の不均一をももたらすため、プラズマ・パラメータの空間的な変動が大きくなる可能性もある。このディスクは、その後の幾度かのプラズマ生成によってさらに破損が生じ、完全な状態での使用が困難になったため、新たに、あらかじめ四分割し、さらに中心部から周辺部まで三段階 (中心部から順に 8, 7, 6 mm、図 2-8 参照) に厚さを変えた LaB₆ ディスクを作製した。四分割することにより LaB₆ ディスクの面方向の熱応力の吸収を、三段階に厚さを変えることにより均一な加熱を図った。この結果、放射温度計による計測では高温領域と低温領域の温度差は 100 °C 以下になり、また放電電流 100 A の数時間にわたる定常放電の後でも LaB₆ ディスクに損傷は発生しなかった。分割によって生じる隙間は水素イオンのラーマー半径 (~1 mm) よりも十分に小さく、密度の均一性には影響しないと考えている。

2-2-5 傍熱型熱陰極によるプラズマ生成実験

図 2-9 に傍熱型熱陰極により生成した H₂、Ar、He (いずれも動作ガス圧 1 × 10⁻³ Torr) 各プラズマの中心部電子密度の放電電流特性を示す。放電は 10 Hz のパルス放電、外部磁場 300 G、陰極加熱電力 7-8 kW とした。計測は直熱型の時と同様、陰極面から 50 cm 下流のラングミュア・プローブを用いて行った。その結果、Ar、He において電子密度 1 × 10¹⁹ m⁻³ 以上のプラズマの生成に成功した。電子密度は放電電流の他、放電電圧や熱陰極表面の状態等にも依存するため、注意して検討することが必要であるが、図 2-9 の結果を図 2-6 と比べると、電子密度はどちらも放電電流の 1.1

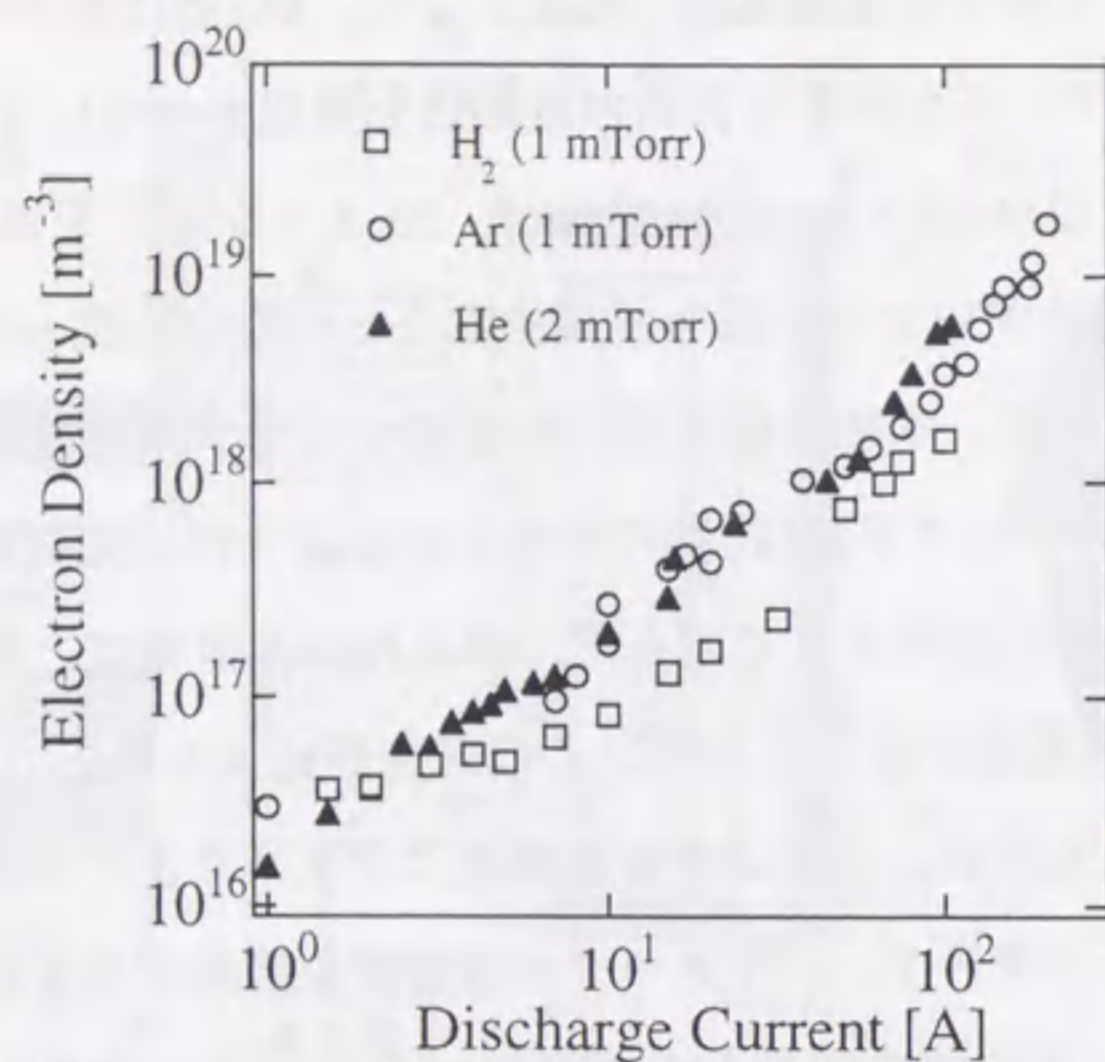


図2-9 傍熱型熱陰極で生成したプラズマの電子密度対放電電流特性

~1.6乗に比例しており、ほぼ一致した傾向を示していると考えられる。図2-10にHe (1.8×10^{-3} Torr) を用いた100 Aまでの定常放電時のプラズマ中心部電子密度の放電電流特性を示す。陰極加熱電力は陰極降下によるイオンのLaB₆ディスクへの衝突加熱を考慮しパルス放電時よりもやや小さい6 kWとした。外部磁場は1.2 kGである。なお計測には、定常高熱流プラズマ計測のために試作した高速掃引プローブ計測システムを用いた。この計測システムについては次節で詳しく述べる。高速掃引プローブは陰極面から約1.5 m下流に設置した。放電電流100 Aで電子密度は $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ に到達している。このときのプラズマの電子密度、電子温度、空間電位の径方向分布を図2-11に示す。口径12 cmの非常に平坦な分布のプラズマが生成されていることがわかる。空間電位分布が直熱型熱陰極の場合(図2-7)に比べて大きく変化しているのは、この場合の放電電圧が50 V程度大きいことによる。また、定常放電電流50 AのHeプラズマに対し、波長300~700 nmの範囲で可視分光による不純物計測を行った結果、不純物の発光ラインはHe I, IIの発光ラインに比べて極めて小さく、背景光に埋もれて観測できなかった。したがって比較的清浄なプラズマが生成されていると考えられる。

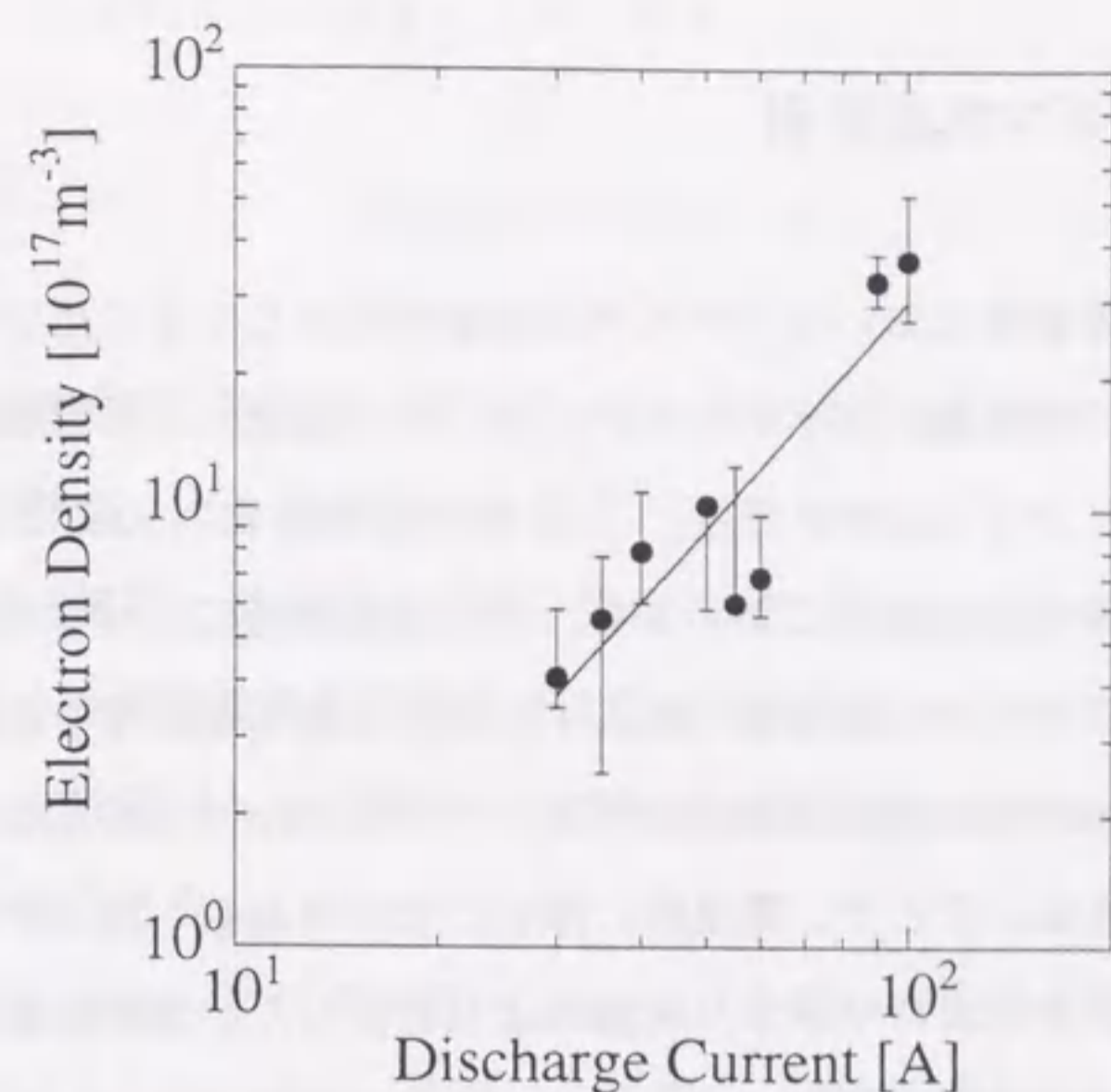


図2-10 傍熱型熱陰極で生成したヘリウム・定常プラズマの電子密度対放電電流特性

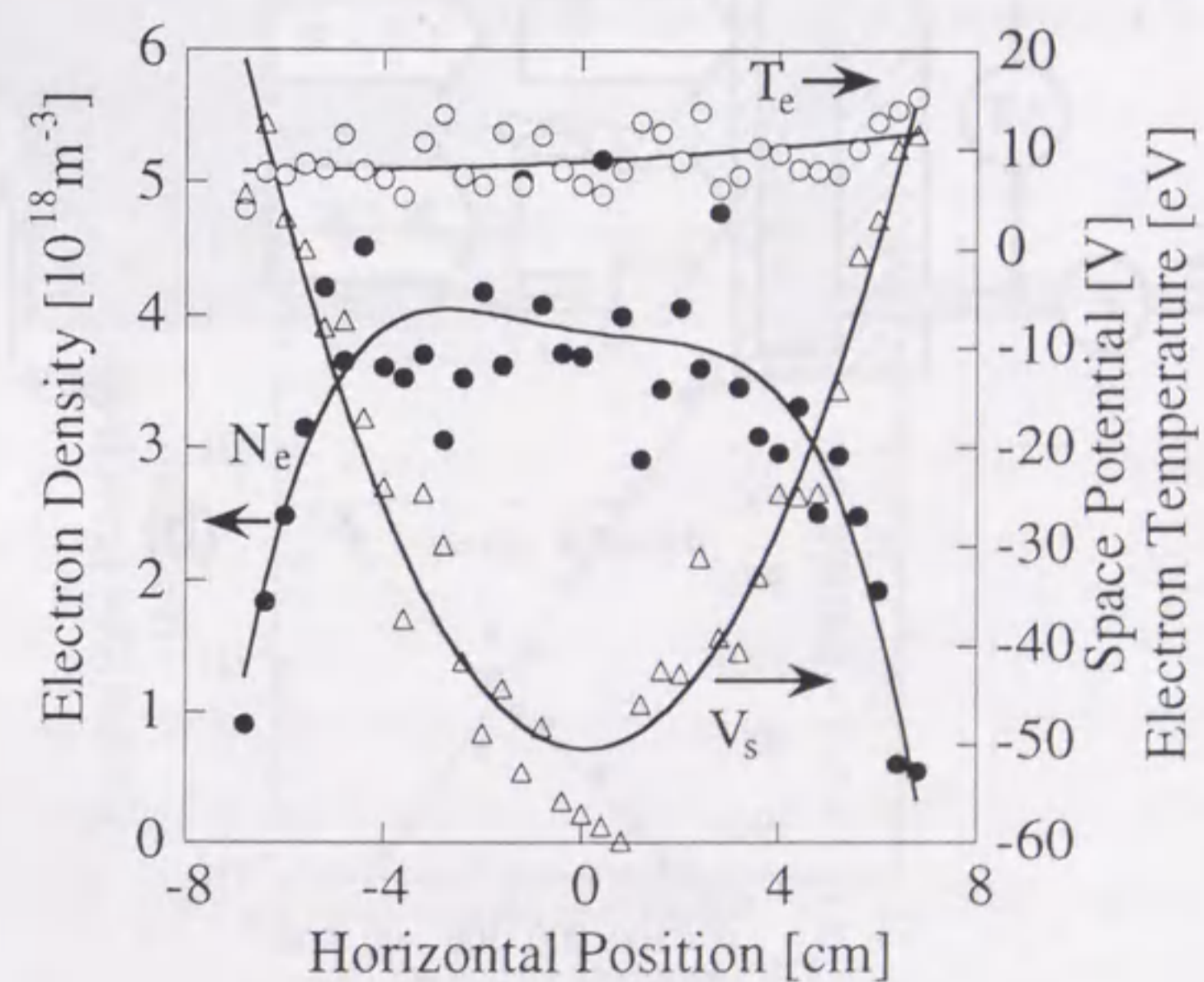


図2-11 傍熱型熱陰極で生成した定常ヘリウム・プラズマの電子密度、温度、空間電位の径方向分布

2-2-6 プラズマ熱流計測

現在大型トカマク装置等においてプラズマ対向壁材料として多く用いられている炭素系材料の損耗過程には物理スパッタリングの他、その温度により特徴的な損耗過程として(i)化学スパッタリング(600°C程度)、(ii)照射促進昇華(1000°C以上)がある¹⁵⁾。また他のプラズマ対向壁材料においても、その損耗評価には材料の表面温度の評価が必要となる。プラズマから固体壁へ流入する熱流は固体壁温度を決定する重要な因子であり、ダイバータ板の損耗過程の研究を一つの目的とするNAGDIS-Iにおいてもその計測は必須である。そこで、電氣的に浮いた水冷終端板へ流入するプラズマ熱流を、冷却水温の上昇からカロリメトリー法により計測した。実験配置を図2-12(a)に示す。水冷終端板の熱負荷 Q [kW] は、冷却水流量 F [l/s] と冷却水温上昇

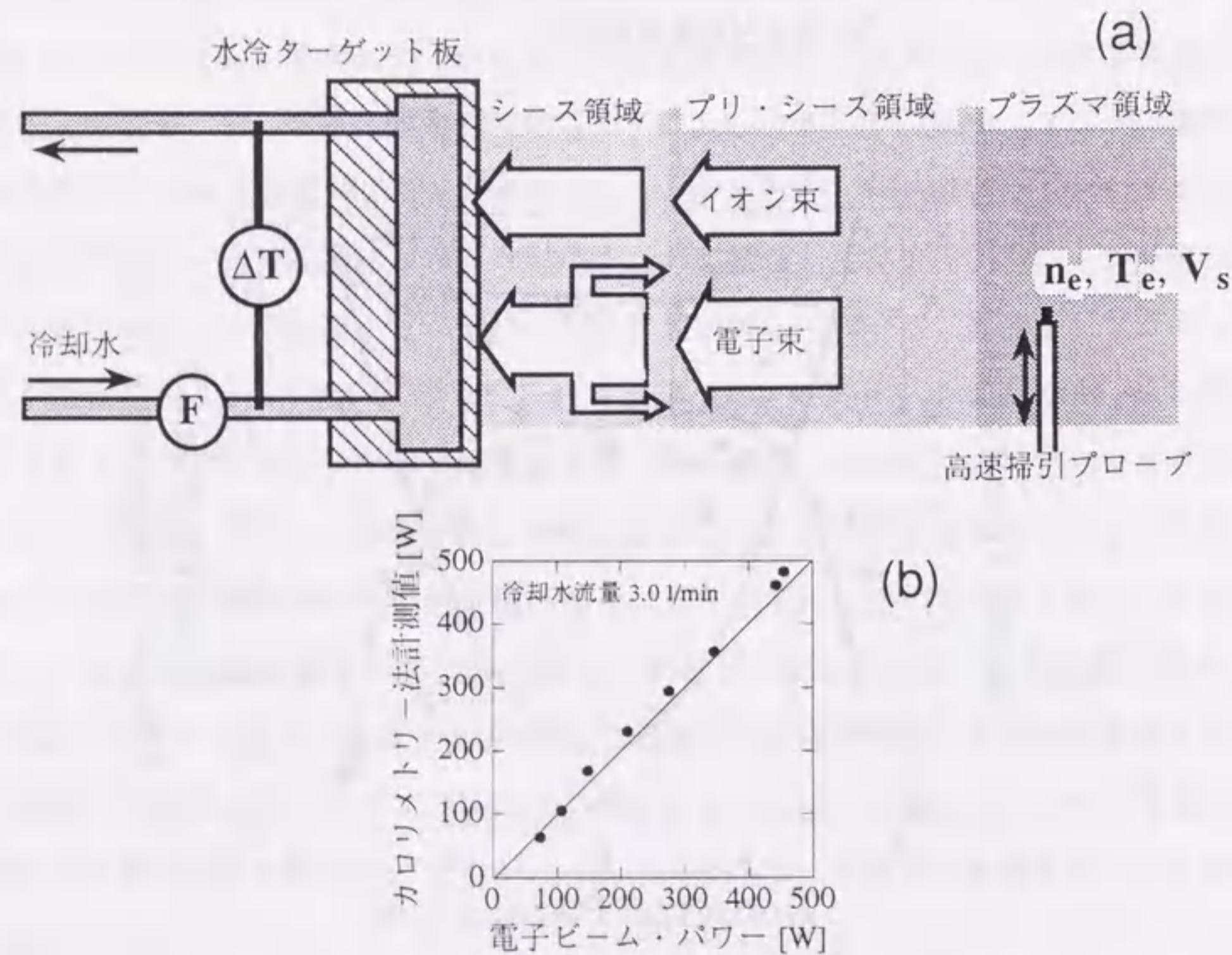


図2-12 上図(a) プラズマ熱流のモデル及び計測実験配置。F: 冷却水流量、 ΔT : 冷却水温度上昇、 n_e : 電子密度、 T_e : 電子温度、 V_s : 空間電位。
下図(b) 電子ビームを用いたカロリメトリー法校正試験の結果。

ΔT [°C] を用いて次のように表すことができる。

$$Q \text{ [kW]} = 4.2 \times F \times \Delta T \quad (2-1)$$

プラズマ熱流計測に先立ち、電子ビームを水冷終端板に照射し、カロリメトリー法の校正試験を行なった。その結果を図2-12(b)に示す。電子ビームのパワーは、ビーム加速電圧と終端板への電子電流の積である。この結果から、カロリメトリー法により水冷終端板の熱負荷をほぼ正確に求めることができることが確かめられた。ただし、本計測によって得られるプラズマ熱流は水冷終端板全面(14 cm ϕ)にわたっての積分値である。

動作ガスとしてHe(動作ガス圧 ~ 2 mTorr)を用いた定常放電時のプラズマ熱流計測の結果を図2-13に示す。横軸に放電電力、縦軸に平均のプラズマ熱流束密度をとっている。図2-11に示す定常放電時(放電電力12.4 kW)、終端板へのプラズマ熱流の平均値は0.2 MW/m²であった。このとき、同時に計測したプラズマパラメータの値($n_e = 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e = 10 \text{ eV}$ 、 T_i は0 eVと仮定)を、図2-12(a)に示すような、シース及びプリシースの影響のないプラズマ領域の値であると仮定して、簡単な理論式¹⁶⁾

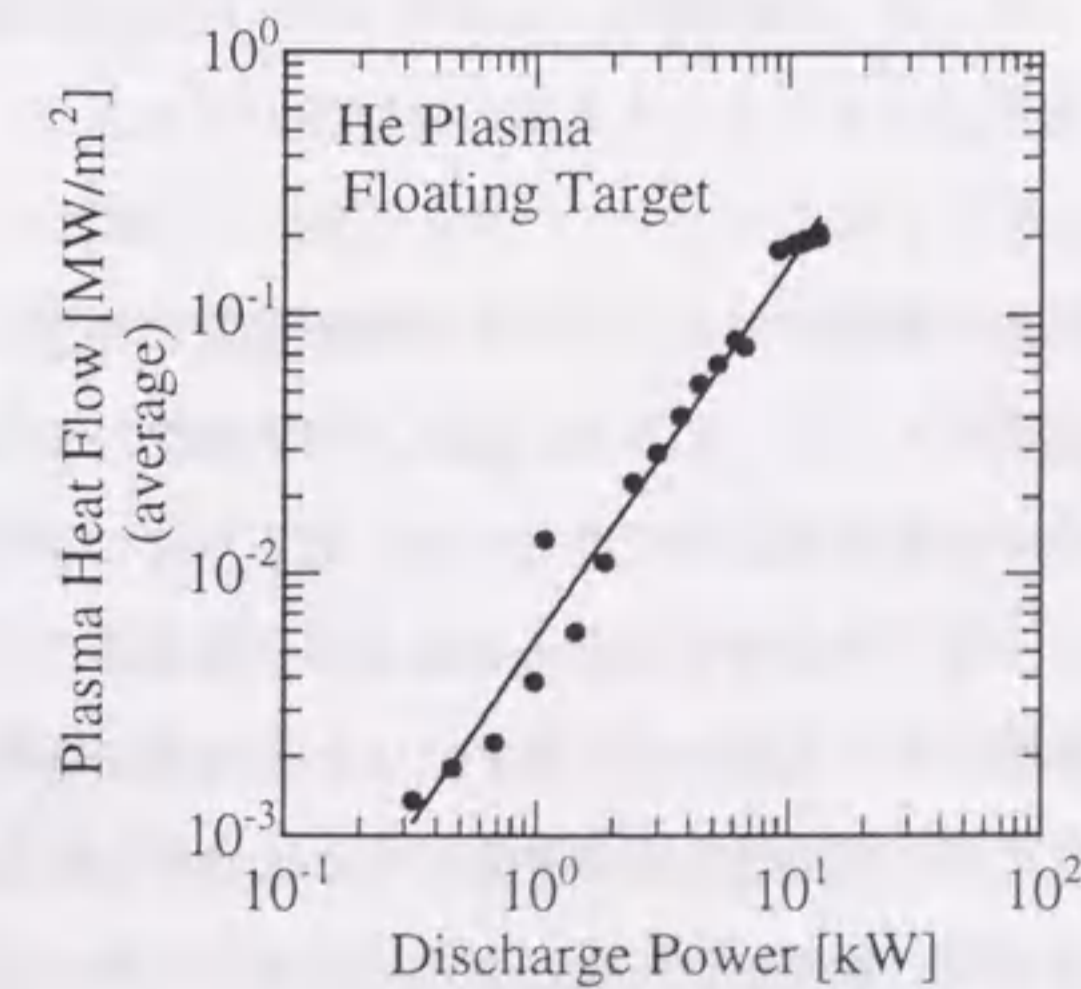


図2-13 水冷終端板へのプラズマ熱流束密度。ただし、終端板全面にわたっての積分値である。また、終端板は電氣的に浮いている。
動作ガス: He (~ 2 mTorr)、磁場強度: 0.06 \sim 0.14 T

$$q[\text{W/m}^2] = 0.5n_e kT_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \left(2 - \frac{e\phi_r}{kT_e} + 0.5 \right), \quad (2-2)$$

に代入して求めたプラズマ中心付近の局所熱流値は約 0.4 MW/m^2 に達していた。ただし(2-2)式で、 m_i はイオン質量、 ϕ_r は終端板が浮遊電位の時のシースにおける電位降下であり、イオン温度、水冷終端板からの二次電子放出を無視すると次式で与えられる^[16]。

$$e\phi_r = 0.5kT_e \ln \left(2\pi \frac{m_e}{m_i} \right), \quad (2-3)$$

ここで m_e は電子質量である。また(2-2)式でプリ・シースでの電位降下は $0.5kT_e$ とした。プラズマ熱流に関するさらに詳しい研究については次章に述べる。

2-2-7 高熱流プラズマ生成に関する検討

直熱型熱陰極は構造の単純さ、2-2-3で述べたような良好なプラズマ生成能力と、傍熱型の約2倍という加熱効率の良さが利点である。しかし構造がやや脆弱であり、さらに強磁場中での実験に用いるためにはフィラメント導体をさらに厚くするなどしなければならない。また LaB_6 フィラメントに直接電流を流すためフィラメントの両端で加熱電圧と等しい電位差(加熱電流130Aで19V)が生じる。放電電圧が低く、加熱電圧程度の場合にはフィラメント両端の電位差がプラズマに与える影響を考慮しなければならない。

傍熱型熱陰極は磁場強度に影響されることなく、また非常に平坦な電子密度径方向分布をもつプラズマを生成することができる。図2-7と図2-11の比較は、磁場強度、動作ガス圧が異なるため単純にはできないが、電子密度の径方向分布の一様性については、磁場が強く中性ガス圧が低い場合径方向の拡散が小さいと思われる傍熱型におけるデータが直熱型のデータに比べて良いことから前者の方が後者よりも優ると判断される。空間電位の径方向の変化は傍熱型の方が大きくなっているが、図2-7と図2-11では磁場強度、放電電流も異なるため単純な比較は難しい。このような空間電位の分布は、磁力線を横切って放電電流が流れるために生ずると考えられる。

2-3 高速掃引プローブ計測システムの試作と高熱流プラズマの計測

ラングミュア・プローブは電子密度、電子温度、空間電位の計測を可能とし非常に便利である。しかし大型トカマク装置のダイバータ・プラズマと同程度のパラメータを持つ定常高熱流プラズマの計測ではプラズマ中にプローブを長時間挿入すると、その熱的な損傷を招くため困難である。プローブの熱的損傷を軽減するためには(1)プローブチップの熱容量を増す、(2)プローブチップの強制水冷、(3)プローブチップとプラズマの接触時間の短縮、などの方法が挙げられるが、(1)、(2)の方法はプローブ自体が大きくなり、プラズマの大きな擾乱を招いてしまう。この節では(3)の方法に基づき、定常高熱流プラズマ中を高速で往復し、その間にデータを採取することのできる高速掃引プローブ計測システムの試作について述べる。このような計測システムは米国UCLAのPISCES装置をはじめとして幾つか使われているが^[17]、本システムの特徴は(i)長いストローク(20cm)、(ii)高い空間分解能(2mm)、(iii)一回でストローク長にわたるプラズマ・パラメータの分布が得られる、(iv)二次元計測が可能である、という四点にある。

2-3-1 高速掃引プローブ計測システム

図2-14に今回試作した高速掃引プローブの概要を示す。二本の圧搾空気シリンダによりプローブの水平方向の掃引を行う。プローブ取り付けパイプを圧搾空気シリンダロッドに連動する板の中央に固定し、真空ベローズ中を駆動する。これらは移動フランジに取り付け、リニアウエイベアリングにより固定フランジに対して鉛直方向に0.2mm間隔での摺動が可能である。移動フランジと固定フランジは二重Oリングにより真空封入され、その間をロータリポンプによって差動排気を行っている。水平方向の掃引開始位置の設定はボールねじで圧搾空気シリンダを移動することによる。以上のようにしてプローブの掃引開始位置は鉛直方向に100mm、水平方向に150mmの範囲で設定が可能であり、プラズマ断面を二次元的に計測することができる。

図2-15に高速掃引プローブの計測系を示す。プローブの位置検出はプローブの

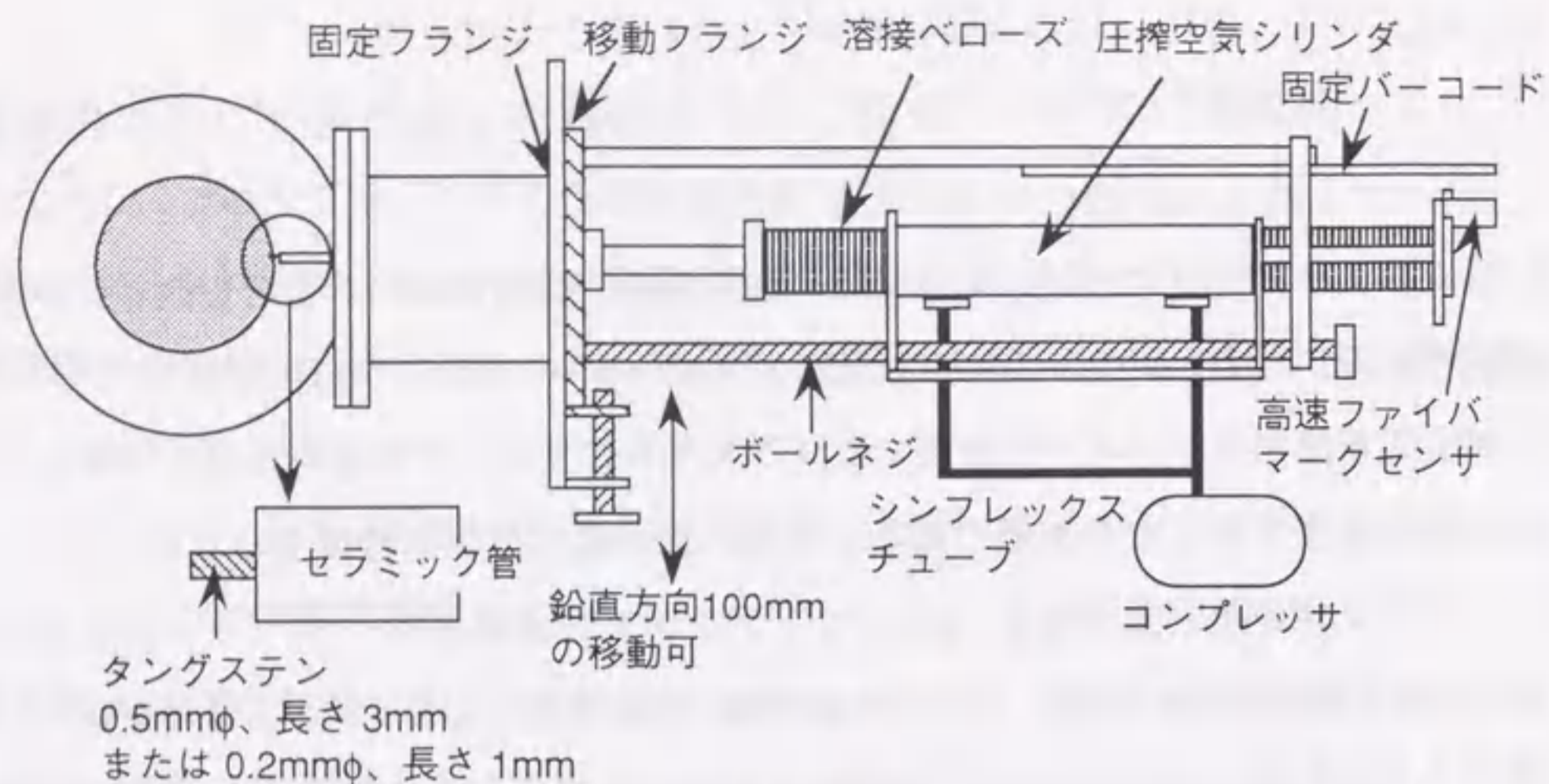


図 2-14 高速掃引プローブ駆動系概略図

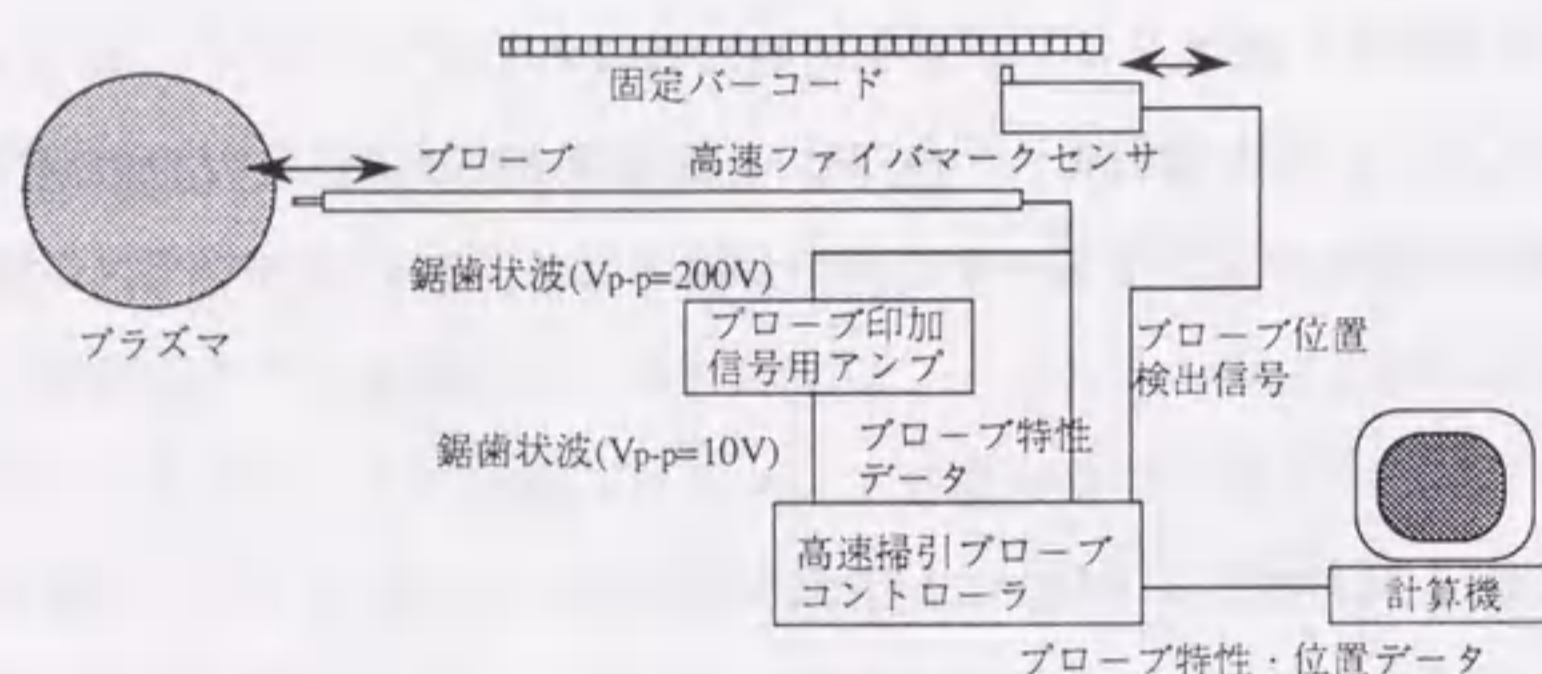


図 2-15 高速掃引プローブ計測システム

表 2-2 : 高速掃引プローブ計測システムの性能

掃引距離	200mm
掃引開始位置	水平方向: 150mm 鉛直方向: 100mm の移動が可能
掃引時間	往復: 0.8 秒
空間分解能	2mm
鋸歯状波	0.2ms, 200Vp-p
A/D変換器	サンプル時間: 1ms, 12bit

掃引速度が一定ではないため困難であったが、高速ファイバマークセンサ（応答時間 0.1 msec、最小検出幅 0.1 mm）をプローブと連動させ、固定バーコードを読み取らせることで解決した。バーコードには 2 mm 毎に 0.2 mm の黒線をいれており、2 mm の空間分解能を得ている。高速ファイバマークセンサはバーコードを読み取り、2 mm 毎に 12 V の矩形波信号を発する。この位置信号により高速掃引プローブ・コントローラは電圧 10 V_{p-p}、時間幅 0.2 msec の鋸歯状波を出力する。鋸歯状波はプローブ印加信号用アンプ（最大電圧 200 V_{p-p}、最大電流 5 A、出力インピーダンス 10 mΩ 以下）により増幅された後プローブに印加される。プローブ特性データは、高速掃引プローブ・コントローラの A/D 変換器（サンプル時間 1 msec、12 bits）を通して計算機に取り込む。本研究では主としてラングミュア・プローブを用いた計測を行っているが、ダブル及びトリプル・プローブ等他の静電プローブの使用も可能である。プローブチップ（円筒型、0.2 mmφ、長さ 1 mm、または 0.5 mmφ、長さ 3 mm）の材料にはタングステンをを用いている。以上、高速掃引プローブ計測システムの性能を表 2-2 にまとめる。

2-3-2 本システムによる定常高熱流プラズマの計測

2-2-5 節で述べたように本システムを用いることにより NAGDIS-I において、電子密度 $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、プラズマ径約 12 cm の大口径の定常高熱流プラズマ計測に成功している。次に、さらに高い熱流束を有する定常プラズマの計測に対する本システムの有効性を確認するため、核融合科学研究所の直線型プラズマ発生装置 TPD-1 のプラズマ計測を行った。2-1 節で述べたように、TPD-1 は 2 cm 程度の小口径ながら 10^{20} m^{-3} に近い非常に高密度のプラズマを定常的に生成することが可能である。高速掃引プローブ計測システムによって得られた、同装置における He プラズマの電子密度の放電電流特性を図 2-16 に示す。放電電流 100 A で電子密度は $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に達していた。また図 2-17 にやはり本システムによって得られた同装置における He プラズマ（放電電流 50 A）の電子密度、電子温度の径方向分布を示す。プラズマ径が 2 cm 以下の非常に小口径のプラズマであることがわかる。この一連の計測の後、本システムにおいて使用したラングミュア・プローブチップ（0.2 mmφ、長さ 1 mm）には

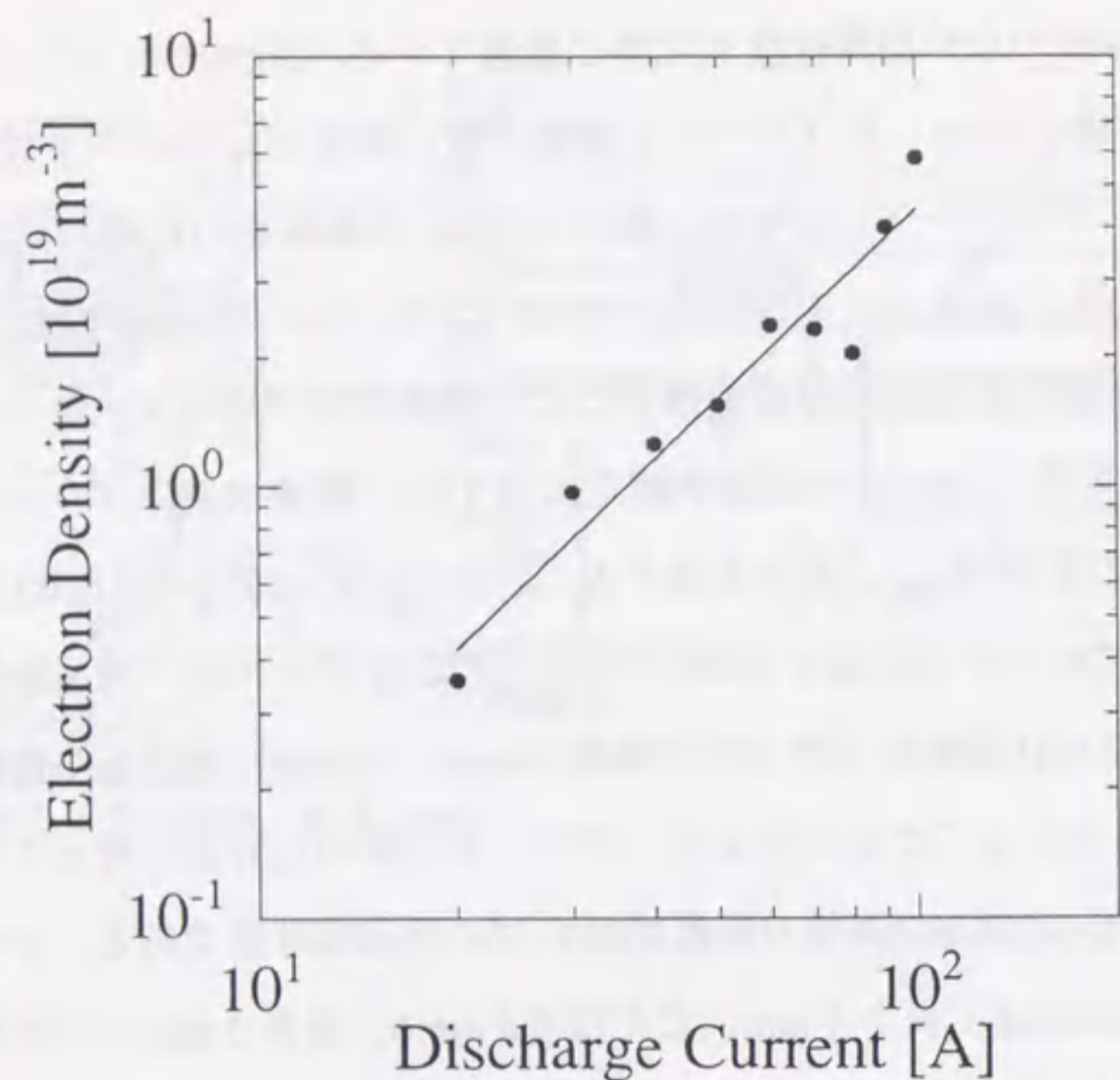


図2-16 TPD-I装置の定常ヘリウム・プラズマの電子密度対放電電流特性

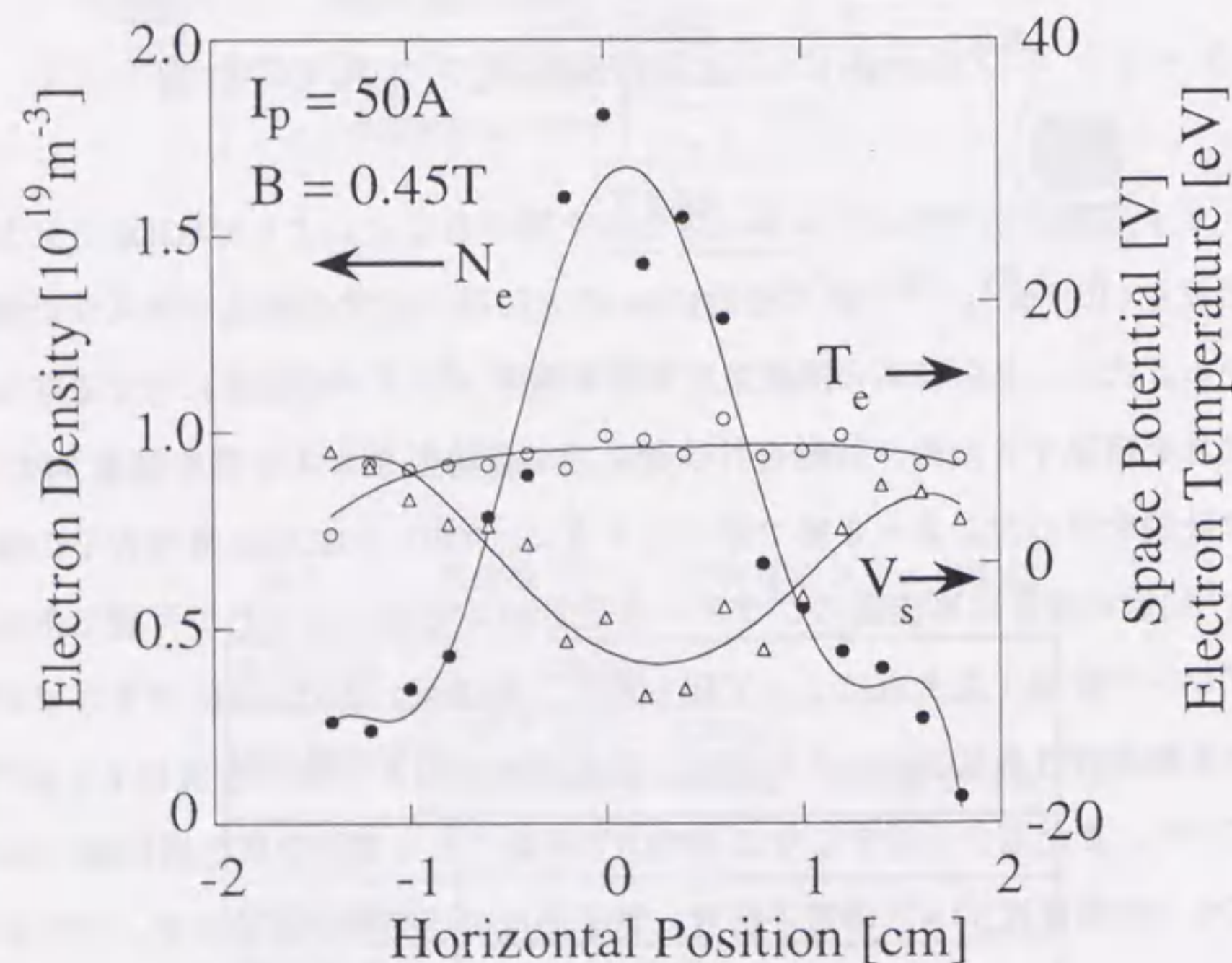


図2-17 TPD-I装置の定常ヘリウム・プラズマの電子密度、温度、空間電位の径方向分布

なんら損傷は見られなかった。以上により本システムの定常高熱流プラズマ計測に対する有効性が確認された。また、その高い空間分解能により、TPD-I装置のような小口径のプラズマにおいても十分にそのパラメータ分布を計測し得ることが示された。また、TPD-I装置のプラズマ・パラメータ分布は、今回の計測により初めてその詳細が明らかになったことを強調しておく。

2-3-3 高速掃引プローブによる計測に関する検討

定常高熱流プラズマ計測のため高速掃引プローブ計測システムの試作を行い、NAGDIS-Iにおいて電子密度 $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 程度の、核融合科学研究所のTPD-I装置において電子密度 $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度の定常高熱流プラズマ計測を行った。NAGDIS-Iにおける計測結果(図2-11)がTPD-Iにおける計測結果(図2-17)に比べややばらついているのはプラズマの揺動のためと考えている。

2-4 結言

大口径の定常高熱流プラズマを用いてプラズマ・固体壁間相互作用の解明を行うことを目的として直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置 NAGDIS-I の建設を行った。また定常高熱流プラズマ計測のため、高速掃引プローブ計測システムの試作を行った。本章における成果を以下にまとめる。

(1) LaB_6 は脆性材料であるため、これまで大型のフィラメントは用いられなかったが、本研究では比較的大型の LaB_6 フィラメントに直接通電して加熱する方式を採用し、パルス放電で電子密度 10^{19} m^{-3} 以上の高熱流プラズマの生成に成功した。この際、フィラメントを一体成形とせず4つのユニットに分割したことにより、何等かの原因によりフィラメントの一部が破損した場合でも破損したユニットだけを交換すればよく、扱い易いという特徴を持たせた。

(2) LaB_6 ディスクを背後から加熱する傍熱型熱陰極にはもっぱら直径数 cm 程度のディスクが用いられ、外部磁場を調整することによりプラズマ径を広げることが行なわれているが、本研究では直径 148 mm という大口径の LaB_6 ディスクを用いて外部磁

場の調整なしに定常放電で電子密度 $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、口径 12 cm、終端板への平均熱流 0.2 MW/m^2 の大口径高熱流プラズマの生成に成功した。この際 LaB_6 ディスクの均一な加熱、さらにその破損の防止のため段差付四分割のディスクを用いた。また可視分光の結果、不純物の発光線強度は、He I, II 線の発光強度に比べて無視し得る程度に小さく、比較的清浄なプラズマであることを確認した。

(3) 定常高熱流プラズマ計測のため高速掃引プローブ計測システムの試作を行った。本システムの特徴は、(a)長いストローク、(b)高い空間分解能、(c)一回の掃引でストローク長にわたるプローブ・データを得ることができること、(d)二次元計測が可能であること、という四点である。核融合科学研究所の TPD-I 装置を用いてその小口径定常高熱流プラズマの計測を行ない、電子温度 10 eV 、電子密度 10^{20} m^{-3} 程度のプラズマにおいても本システムが運用可能であることを示した。また、高い分解能により、直径 2 cm 程度の小口径プラズマでも十分にパラメータの空間分布を計測できることを示した。

本章の最後に、本研究により得られた NAGDIS-I のプラズマによりどのような研究が可能となるかを把握する必要がある。緒言でも述べた通り、ダイバータ・プラズマ模擬実験装置の特徴は定常高熱流プラズマの生成が可能であり、また装置へのアクセスが良く、実験に対する柔軟性に富むことにある。すなわち、(1) 将来の核融合炉における定常あるいは長パルス運転を見据えた、定常状態におけるプラズマ・固体壁間相互作用に関する研究を行ない得る、(2) プラズマ・パラメータや発光強度等の空間分布計測が大型トカマク装置に比べて容易である、(3) プラズマ対向壁材料 (ターゲット板材料) の交換が容易である、等の利点がある。これらの利点から、例えば燃料粒子リサイクリングや、プラズマ対向壁への局所的な熱負荷集中による蒸発など大規模損耗の研究等長い時間スケールにおけるプラズマ・固体壁間相互作用の研究や、スパッタリング等により固体壁から発生する不純物のエネルギー分布、放出角度分布、そのプラズマ中の輸送過程等の研究が行なえよう。また、新しいプラズマ対向壁材料へのプラズマ照射試験、新しいダイバータ概念やヘリウム灰排出法の原理実験等の研究への活用が期待できる。一方で不十分な点もある。表 2-1 に示したように NAGDIS-I のプラズマは最近の大型トカマク装置で得られている高密度低温ダイバータ・プラズマの密度 ($\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$)、温度 (数 10 eV) と比べてみると、電子温度はほぼこれを模擬

し得るが、密度とイオン温度は各々一桁程度小さい値となっているためプラズマ熱流束密度としては ITER のダイバータ板で想定されている値よりも一桁小さい。また、プラズマ・コラム長は NAGDIS-I の場合 2 m 程度であり、内側ダイバータ板から外側ダイバータ板へトラスを周回して接続するトカマク装置の磁力線長に比べてはるかに短いため、実機における磁力線に沿った温度勾配を NAGDIS-I プラズマ中に誘起することは難しい。このような点を踏まえた運用がなされなければならない。

参考文献

- [1] D.E. Post and R. Behrisch, Eds. : Physics of Plasma-Wall Interaction in Controlled Fusion, (Plenum Press, New York, 1986).
- [2] 滝塚知典 : 核融合研究 65 (1990) 255.
- [3] 藤沢登 : 核融合研究 65 (1991) 39.
- [4] 杉原正芳ほか : 核融合研究 65 (1991) 142.
- [5] 嶋田道也 : J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 1146.
- [6] 上杉喜彦 : J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 1163.
- [7] S. K. Eients et al. : Nucl. Fusion 26 (1986) 1591.
- [8] M.A. Lennon, K.L. Bell, H.B. Gilbody, J.G. Hughes, A.E. Kingston, M.J. Murray and F.J. Smith : J. Phys. Chem. Ref. Data 17 (1988) 1285.
- [9] D. M. Goebel, G.A. Campbell and R.W. Conn : J. Nucl. Mater. 121 (1984) 277.
- [10] Y. Hirooka, R.W. Conn, T. Sketchley, W.K. Leung, G. Chevalier, R. Doerner, J. Elverum, D.M. Goebel, G. Gunner, M. Khandagle, B. Labombard, R. Lehmer, P. Luong, Y. Ra, L. Schmitz and G. Tyan : J. Vac. Sci. Technol. A8 (1990) 1790.
- [11] 河辺隆也ほか : 「定常プラズマ源」、伏見康治他編「実験物理学講座30 プラズマ・核融合」、共立出版 (1984) p. 9.
- [12] N. Ohno, S. Masuzaki, M. Takagi, S. Takamura and K. Ishii : J. Nucl. Mater. to be published.
- [13] H. Bolt, S. Tanaka and M. Takei : J. Nucl. Sci. Technol. 29 (1992) 582.
- [14] D.M. Goebel, Y. Hirooka and T.A. Sketchley : Rev. Sci. Instrum. 56 (1985) 1717.
- [15] 山科俊郎ほか : 核融合研究 63 (1990) 385.
- [16] P. C. Stangeby, in : "Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion" (Plenum Press, 1984) ed. by D. E. Post et al.
- [17] R. D. Lehmer, B. LaBombard, R.W. Conn : "A Fast Spatial Scanning Combination Emissive and Mach Probe for Edge Plasma Diagnosis". UCLA-PPG-1228 April, 1989.

第3章 固体表面へ流入するプラズマ熱流に関する研究

3-1 緒言

核融合実験装置において、ダイバータ板へ流入するプラズマ熱流は、ダイバータ板の損耗、及びそれに伴い発生する不純物による主プラズマの汚染を評価する上で非常に重要な要素の一つである。特に、現在稼働中の大型トカマク装置等においてプラズマ対向壁材料として広く用いられている炭素系材料には物理スパッタリングの他、その温度に関係して二つの特徴的な損耗過程、すなわち照射促進昇華 (>1000℃) と化学スパッタリング (~600℃) が存在するため、壁温度を決定するプラズマ熱流の定量的な評価は重要な課題である。

プラズマ熱流は固体壁に形成されるシースを通して壁へ流入する。プラズマ熱流 q [W/m^2]、は下のように表すことができる^[1]。

$$q = \gamma(I_{is}/e) kT_e \quad (3-1)$$

ここで、 I_{is}/e [$1/m^2s$] はイオン粒子束密度である。また、 k はボルツマン定数、 T_e [K] は電子温度、 γ はシースにおけるエネルギー伝達係数である。イオン温度と電子温度の等しい水素プラズマ中の、電気的に浮いている固体表面へ流入するプラズマ熱流の場合、簡単なシース理論に基づき、 $\gamma=7-8$ という値が導かれている。

しかしながら上に述べたプラズマ熱流理論は系統的な実験によって確かめられてはおらず、また実際の固体壁上におけるエネルギー伝達係数は、種々の原因により簡単なシース理論から予測される数値と一致しないことが観測されている。図3-1にダイバータ部における固体壁(ダイバータ板)への熱流を決定する要素を示す。プラズマ熱流は、密度、温度等のプラズマ・パラメータやシースの構造の他、例えばプラズマ中の荷電粒子の速度分布等にも影響を受ける。また固体壁材料に関しては、表面からの二次電子放出^[2]やイオンの反射等がプラズマ熱流に影響を及ぼす。さらに、磁力線が非常に浅い角度で固体壁に接続する場合には、荷電粒子に対して電場による力とローレンツ力が働くことにより形成されるマグネティック・シース領域^[3]における電

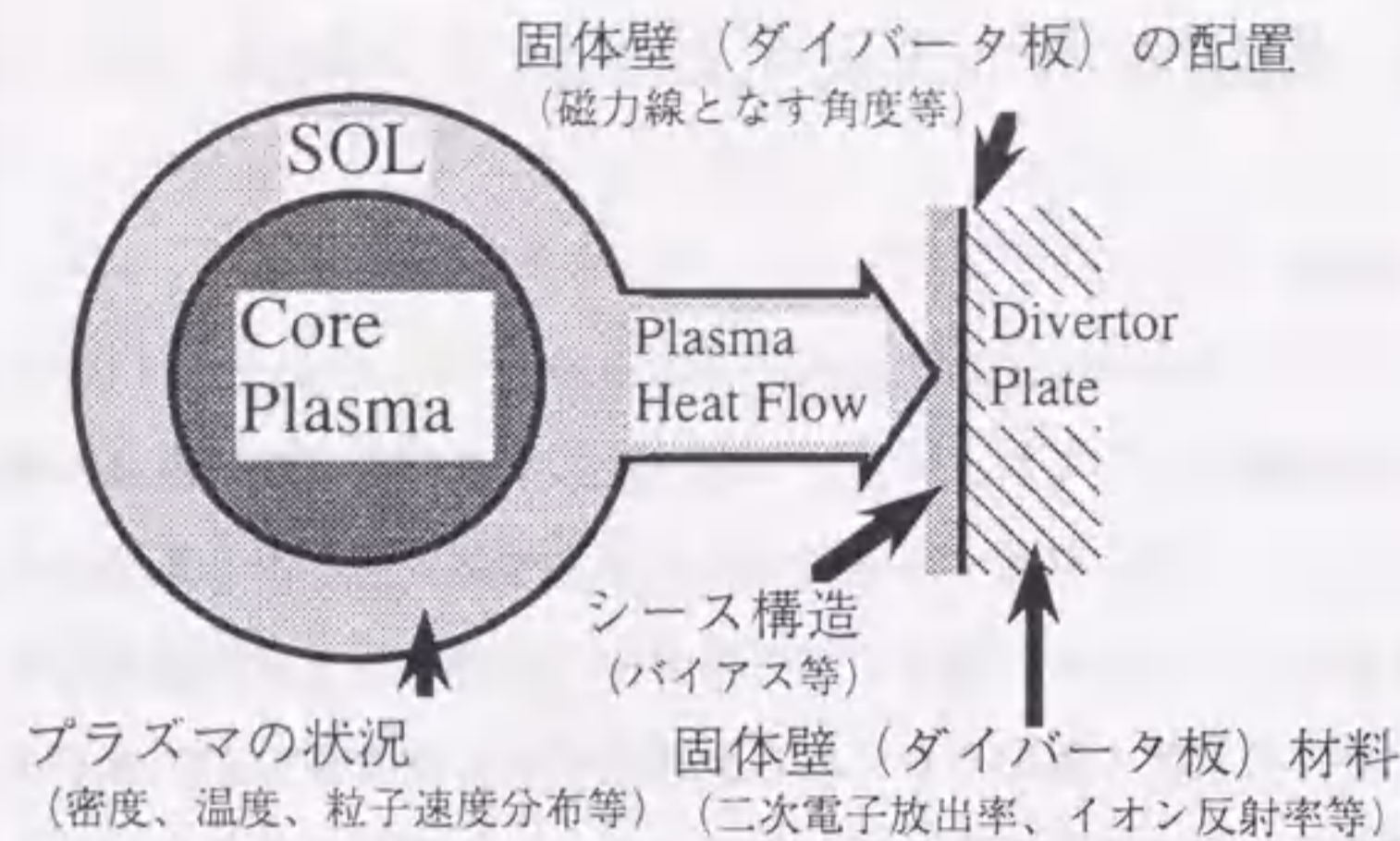


図3-1 ダイバータ部における、固体壁へのプラズマ熱流を決定する要素

離や荷電交換等の原子過程がその要素になり得る^[4,5]。

本研究では直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置NAGDIS-Iにおいて、プラズマ中に設置したターゲット板へのプラズマ熱流を計測し、その系統的な実験結果を理論値と比較し、プラズマ熱流理論の検討及び実験結果と整合のとれたモデルの構築を目的とする。この際、プラズマ熱流を決定する固体壁に関する条件として固体壁表面におけるイオンの反射、またプラズマ中の荷電粒子の速度分布として高温電子成分の存在に特に注目し、それらのプラズマ熱流への影響を実験により明かにした。

イオンの反射は実機においてはダイバータ板へのプラズマ熱流の軽減、またダイバータ板熱負荷分布の広域化をもたらす可能性がある現象であり、粒子リサイクリングにも深く関係する。入射イオンの内、固体壁表面で反射するイオンの割合をイオンの粒子反射係数、また、入射イオンのもたらすエネルギーに対して反射するイオンの持ち去るエネルギーの割合をイオンのエネルギー反射係数と各々呼ぶ。これらのイオン反射係数は入射イオンと固体壁材料の組み合わせ、イオンの入射エネルギー及び入射角度により決る^[6-8]。この現象についてはこれまで、主としてイオンビーム照射による実験とモンテカルロ法を用いた計算機シミュレーションにより研究が進められてきた。しかし実際の核融合実験装置中のプラズマ環境下における実験例は少なく、またイオンビームのエネルギー領域の多くは1 keV以上であり、実際の核融合炉で問題となる数100 eV以下のエネルギー領域での実験結果もまた少ない^[6]。計算機シミュレーションによれば、このような入射イオンエネルギー領域では粒子及びエネルギー反射

係数は共に数10%にもなることが示されており、したがってプラズマ熱流にも大きな影響を及ぼすことが予想される。しかしながら、TEXTORトカマク装置において反射粒子から発せられる光のドップラー効果による波長変化からプラズマ環境下におけるイオンの粒子反射係数が計測された例^[9]はあるが、イオンの反射がプラズマ熱流に及ぼす影響についての実験結果は得られていない。

高周波追加熱等により電子のエネルギー分布関数が通常のマクスウェル分布からずれ、高エネルギーの電子温度成分をもつ場合があることが指摘されている^[10-15]。このようなプラズマの場合、たとえ高エネルギー電子成分の割合が小さくても、シースの形成は通常のマクスウェル分布の場合に比べて大きく変化する^[16,17]。したがってプラズマ熱流も大きな影響を受けることが予想される。

NAGDIS-I装置はトカマク装置等の環状プラズマ閉じ込め装置に比べて単純なプラズマ・模擬ダイバータ板システムが得られ、プラズマ熱流の理解を目的とする本研究にとって最適である。模擬ダイバータ板材料として、現在プラズマ対向壁材料として広く用いられている炭素、及び将来的に重要と考えられている高融点金属タングステンをを用いた。高融点金属材料は高Z材料であり、発生した不純物がわずかでも炉心プラズマに混入するとプラズマ温度が低下してしまうため今日の大型装置で対向壁材料として用いられている例は少ないが、将来の核融合炉を考えた場合、炭素系材料に比べて強制冷却が容易である等の炉工学的な利点から見直されつつあり、炭素系材料と共に工学設計段階にある国際熱核融合実験炉 (ITER) のダイバータ板材料候補の一つとなっている^[18]。プラズマ熱流については、ターゲット板が電氣的に浮いている場合だけではなく、バイアス電圧が印加されている場合についても系統的に計測が行なわれた。これは環状磁場閉じ込め装置における主プラズマ閉じ込めの改善を目的とするダイバータ、あるいはリミターバイアス実験^[19]の状況に相当する。

以下、3-2節において簡単なシース理論に基づくプラズマ熱流理論について述べると同時に、表面再結合、イオンの反射及び高温電子成分の効果を考慮したプラズマ熱流モデルを示す。3-3節ではNAGDIS-I装置におけるプラズマ熱流計測実験について述べ、3-4節では実験結果と理論値とを比較検討する。最後に3-5節で本章のまとめを行なう。

3-2 プラズマ熱流理論

3-2-1 基礎となるプラズマ熱流の表式

実機において、ダイバータ板へ流入するプラズマ熱流を考えて、図3-2に示す磁力線に沿った一次元モデルを想定する。プラズマ領域 (plasma region) とは電位勾配のない領域のことであり、この領域における電子密度を n_0 とする。電子及びイオンについてはマクスウェル分布を仮定して、それぞれの温度を T_e 、 T_i とし、これらはプリシース、シース領域においても変化しないとする。またプラズマ領域における空間電位を ϕ_s とし、以後プラズマ電位と呼ぶ。プラズマ領域とプリシース領域の境界を淀点 (stagnation point) とする。プリシース領域は、固体壁とプラズマとの境界に安定なシースが存在するためにはシース端におけるイオンの流速がプラズマ中のイオン音速

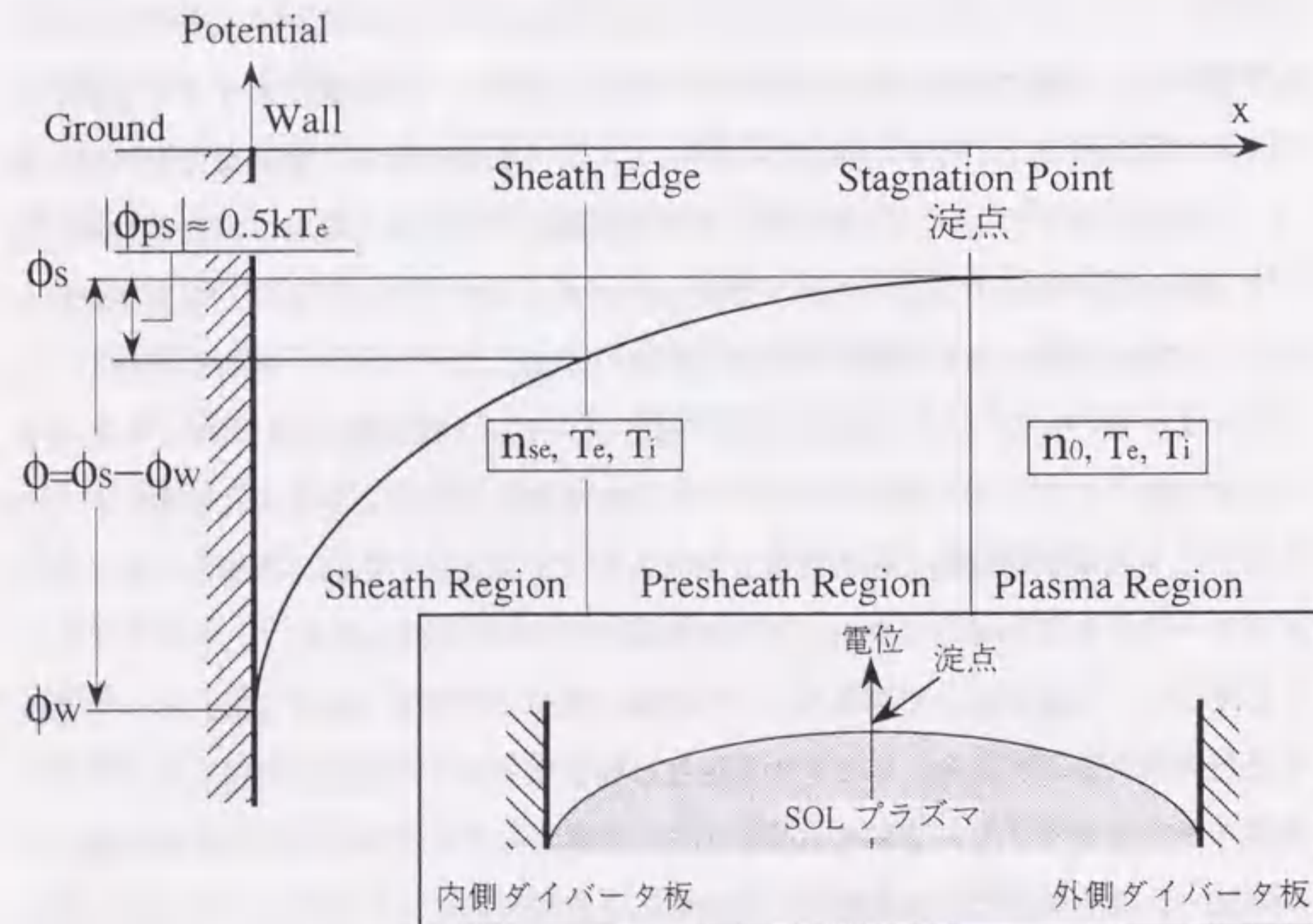


図3-2 本章で考える一次元モデル：電位関係、電子密度、電子及びイオン温度。挿図は単一X点配位のトカマク装置における、ダイバータ板と接続する磁力線に沿った一次元モデルを表している。

より大きいことが必要であるというボームの条件^[1,3,20]を満たすためのイオンの加速領域である。この領域ではプラズマの準中性、すなわち電子密度とイオン密度はほぼ等しい、という性質は保存されていると考える。プリシース領域中は無衝突であると考えると、この領域における電位降下 ϕ_{ps} は、 $e\phi_{ps} \approx 0.5kT_e$ と得られる。イオンの流速がイオン音速に等しくなる位置をシース端と定義し、この位置における電子密度を n_{se} とする。プリシースで加速されてきたイオンは、シース領域の電位降下でさらに加速され固体壁へ衝突し、一方エネルギーの低い電子はこの電位降下により追い返され、十分高いエネルギーを持った電子は固体壁へ到達する。

図3-3に示すプラズマ熱流入の要因を考えた場合、固体壁へ流入するプラズマ熱流束密度、 q [W/m^2]、は以下の式で与えられる^[1]。

$$q(\phi) = n_{se} C_s (2kT_i - e\phi) + \frac{1}{4} n_{se} \bar{C}_e 2kT_e \exp\left\{\frac{e(\phi - \phi_{ps})}{kT_e}\right\}, \quad (3-2)$$

ここで $\phi = \phi_s - \phi_w$ はプラズマ電位 ϕ_s に対する固体壁の電位、 $C_s = \{k(T_e + T_i)/m_i\}^{0.5}$ はイオン音速、 $\bar{C}_e = \{8kT_e/\pi m_e\}^{0.5}$ は電子熱平均速度をそれぞれ表している。ここでは主プラズマ中の荷電交換過程により生じる高速中性粒子の影響は無視している。これは、磁力線と鎖交するダイバータ板への熱流は、磁力線に沿って流入する荷電粒子の

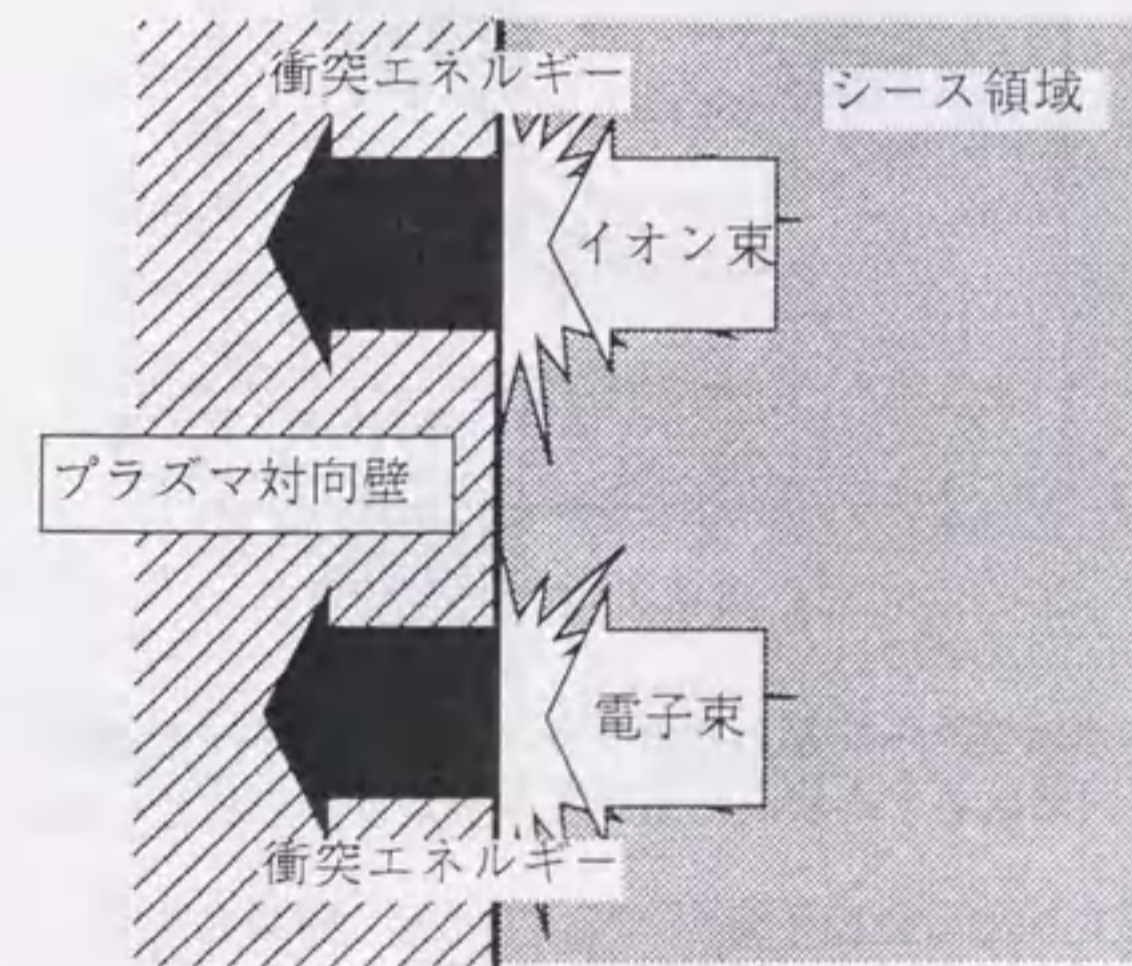


図3-3 イオン及び電子の、固体壁への衝突エネルギーだけを考えた場合のプラズマ熱流のモデル

影響が、主プラズマから第一壁へ一様に流出する高速中性粒子の影響に比べてはるかに大きいと考えられることによる。

ここで、規格化されたプラズマ熱流 δ を次のように定義する。

$$\delta = \frac{q}{n_{se} C_s k T_e} = \frac{q}{(I_{is} / e) k T_e}, \quad (3-3)$$

上式で I_{is}/e はイオン粒子束密度である。 δ の値は、電子のエネルギー分布がマクスウェル分布であるならば、(3-1) に示したシースのエネルギー伝達係数 γ に等しい。すなわち、電子温度とイオン温度が等しい水素プラズマ中の電氣的に浮いた固体壁を考えた場合、 $\delta \approx 7-8$ となる。図3-4に水素プラズマにおけるシースのエネルギー伝達係数 γ のシース電圧 ϕ に対する依存性を示す。この小節で述べた状況では、規格化されたプラズマ熱流 δ は γ に等しい。

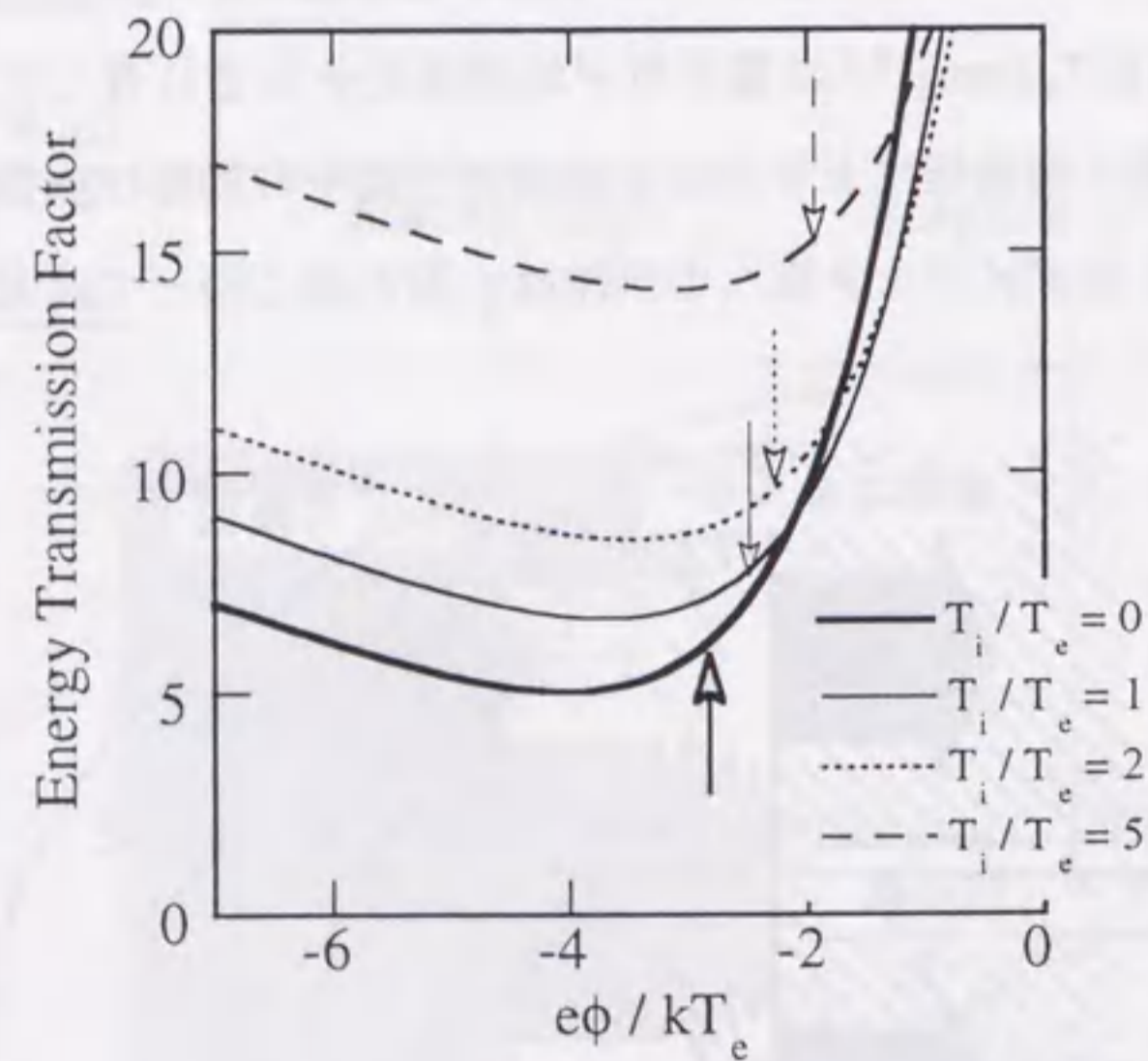


図3-4 水素プラズマにおけるシースのエネルギー伝達係数. 矢印は各々の状況における浮遊電位を示している。

3-2-2 イオンの反射及び表面再結合を考慮したプラズマ熱流の表式

今、固体壁表面におけるイオンの反射及び再結合の効果を考慮した図3-5のモデルを考えた場合、プラズマ熱流及び規格化されたプラズマ熱流束密度の表式は以下のようになる。

$$q(\phi) = n_{se} C_s \left\{ (2kT_i - e\phi)(1 - R_{ie}) + e\phi_r \right\} + \frac{1}{4} n_{se} \bar{C}_e 2kT_e \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_{ps})}{kT_e}\right), \quad (3-4)$$

$$\delta(\phi) = \left\{ \left(2 \frac{T_i}{T_e} - \frac{e\phi}{kT_e} \right) (1 - R_{ie}) + \frac{e\phi_r}{kT_e} \right\} + 2 \left\{ \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \left(2\pi \frac{m_e}{m_i} \right)^{-1/2} \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_r)}{kT_e}\right) \right\}, \quad (3-5)$$

ここで R_{ie} はイオンのエネルギー反射係数、 $e\phi_r$ はイオンの再結合エネルギーである。ここでは、イオンが固体壁表面で再結合したときに放出するエネルギーは全て壁に入ると考えている。

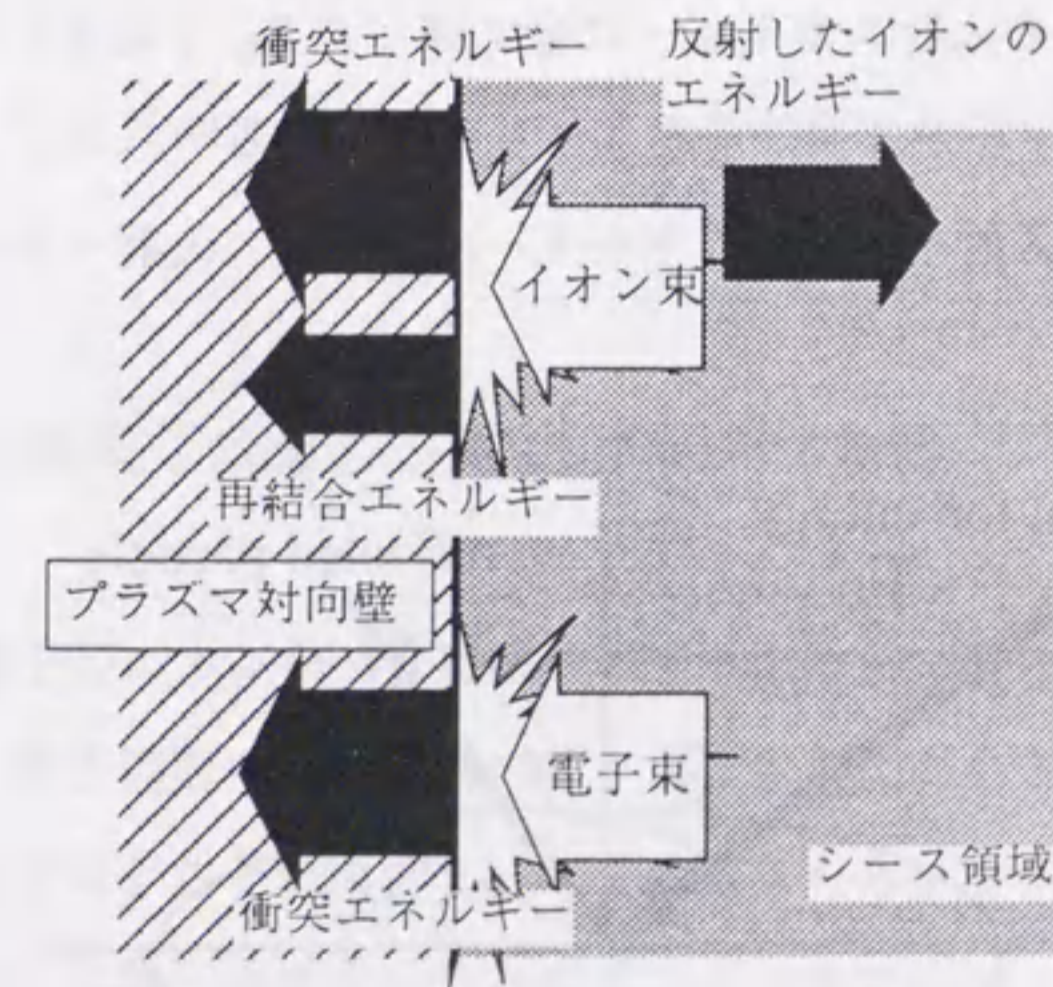


図3-5 イオン反射、表面再結合の効果を考慮したプラズマ熱流のモデル

3-2-3 イオンのエネルギー反射係数

固体壁へ入射したイオンが、 10^{-12} 秒程度の非常に短い時間で再び固体壁の外へ出ていく現象をイオンの反射と呼ぶ。この現象は、一旦固体壁内部に留まった入射粒子が、拡散により固体壁表面へ移動した後、再び固体壁の外へ放出される現象とは、その持ち去るエネルギーにおいて明確に区別できる。すなわち、後者が固体壁表面温度程度のエネルギーをもって放出されるのに対して、前者は入射エネルギーのかなりの割合をそのまま持って放出される^[6,8]。

入射イオン数の内、このように反射されてくる粒子数の割合を、イオンの粒子反射係数、 R_{in} 、入射イオンのエネルギーの総和に対する反射粒子のエネルギーの総和の割合をイオンのエネルギー反射係数、 R_{ie} 、と呼び、それぞれ次のように定義される。

$$R_{in}(E_0, \theta) = \frac{N_{out}}{N_{in}} = \frac{1}{N_{in}} \int_0^{E_0} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} f(E_0, \theta; E, \psi, \phi) d\phi \sin\psi d\psi dE, \quad (3-6)$$

$$R_{ie}(E_0, \theta) = \frac{1}{N_{in} E_0} \int_0^{E_0} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} E f(E_0, \theta; E, \psi, \phi) d\phi \sin\psi d\psi dE. \quad (3-7)$$

ただしここではイオンの入射エネルギーは全て等しく E_0 であると考えており、 θ 、 ψ 、 ϕ はそれぞれ図3-6のように定義される角度である^[6]。

イオンの反射係数は入射イオンのエネルギー、入射角、入射イオン種及び固体壁材

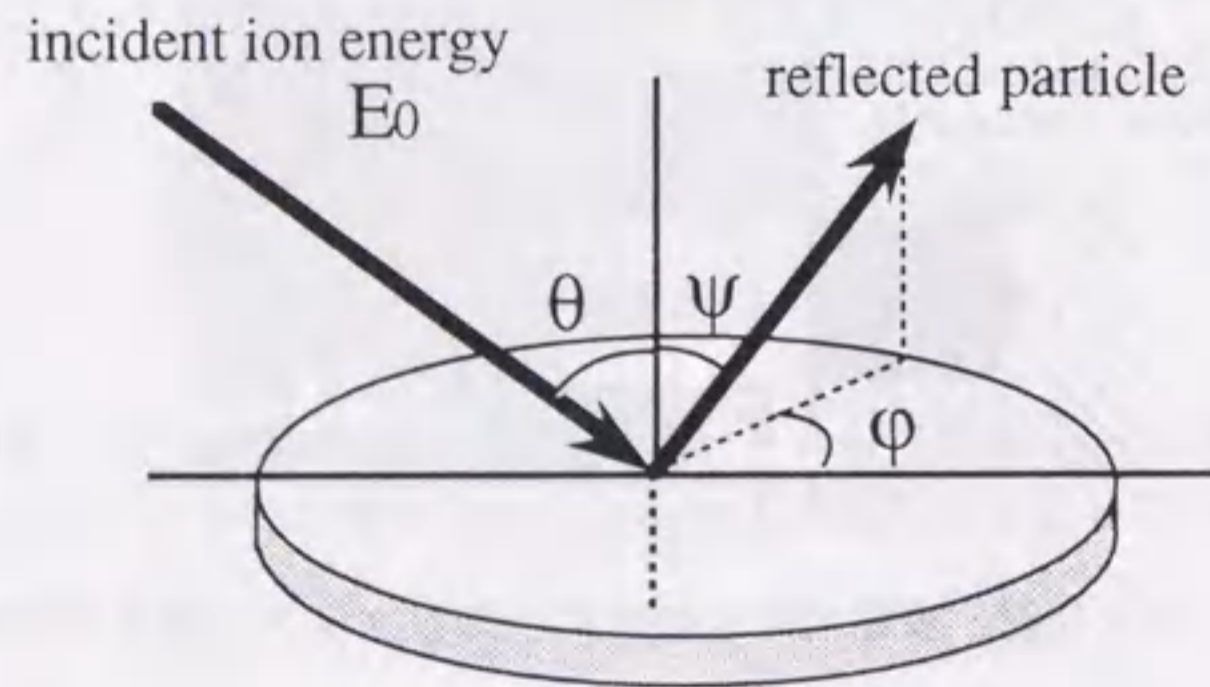


図3-6 角度の定義

料によって決る。図3-7、8に様々な入射イオン種、ターゲットとなる固体壁材料及びイオンの入射エネルギーの組み合わせについてのイオンのエネルギー反射係数データを示す^[6]。ここで横軸は換算エネルギー (reduced energy) と呼ばれる規格化量であり、次のように定義される。

$$\epsilon = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{32.55 E_0}{Z_1 Z_2 (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{2/3}}. \quad (3-8)$$

m 、 Z は各々質量、原子番号である。添字1、2は各々入射イオン、ターゲット原子を表す。イオンの入射エネルギー E_0 は keV 単位である。換算エネルギーは重心座標系での入射イオンの運動エネルギーを、固体原子の近接力の遮蔽距離であるトーマス・フェルミ半径におけるクーロン・ポテンシャルで規格化したものである。

イオンの反射に関する研究はイオンビーム照射実験及び計算機シミュレーションにより進められてきた。これら蓄積されたデータから、R. Itoらは、イオンのエネルギー反射係数を求める次のような経験式を得た^[7,8]。

$$R_{ie} = \frac{0.705 / f}{1 + (\epsilon / 0.047)^{0.597} + (\epsilon / 0.619)^{1.5}}. \quad (3-9)$$

ここで f はスケーリング・ファクターと呼ばれる係数であるが、詳しくは本章の付録にて述べる。

3-2-4 高温電子成分存在時のプラズマ熱流

プラズマ中の電子のエネルギー分布関数がマクスウェル分布から外れ、低温成分と高温成分をもつ二電子温度である場合のプラズマ熱流入のモデルを図3-9に示す。低温、高温電子成分はそれぞれ温度 T_{ec} 、 T_{eh} で表されるマクスウェル分布をもつと仮定する。この場合、二電子温度成分をもつプラズマ中でのシース形成条件 (変形されたボーム条件^[16]) を考慮して、プラズマ熱流は以下のように式で表すことができる。

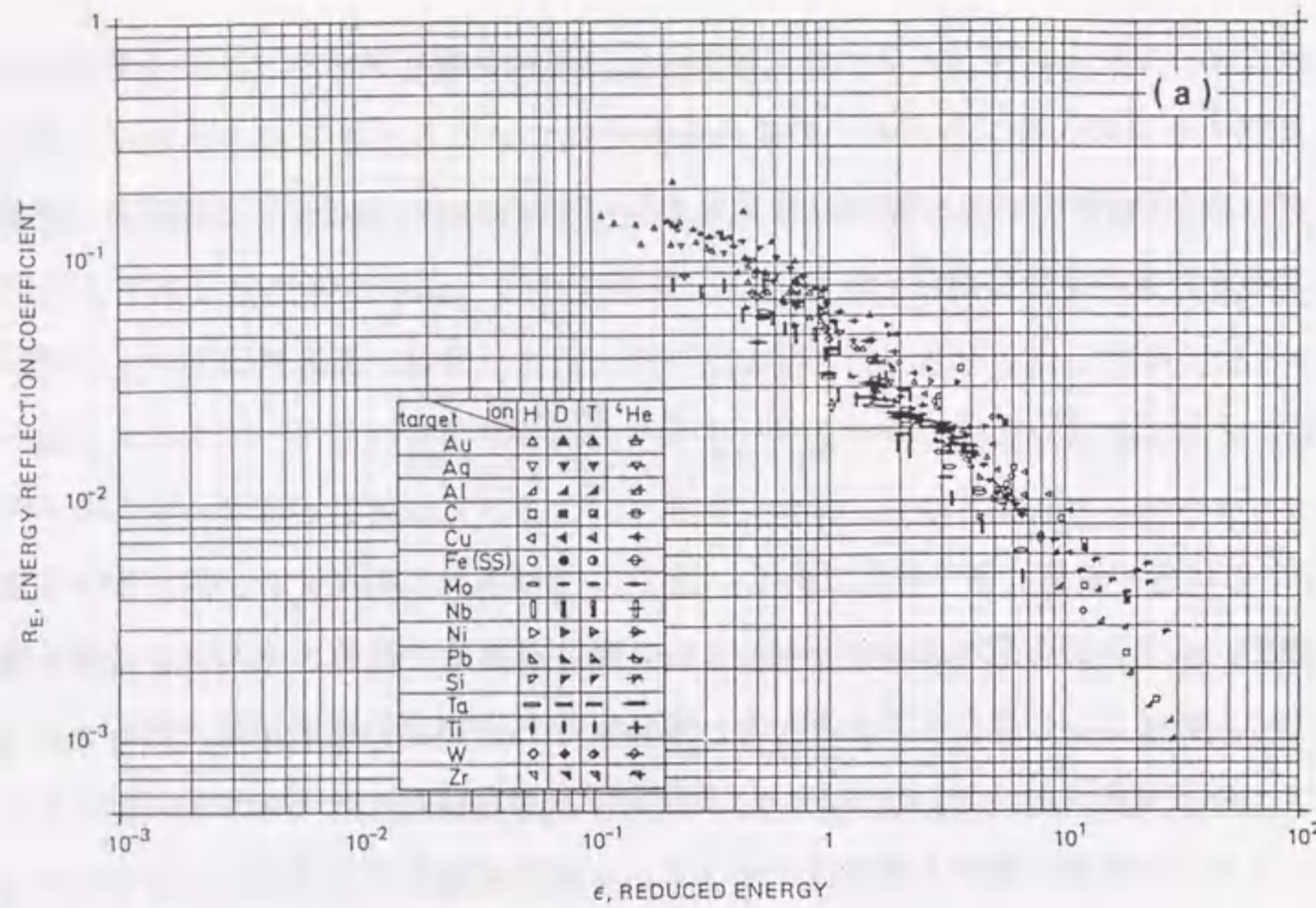


図3-7 イオンビーム照射によるエネルギー反射係数の実験値. 垂直入射. 文献[6]より.

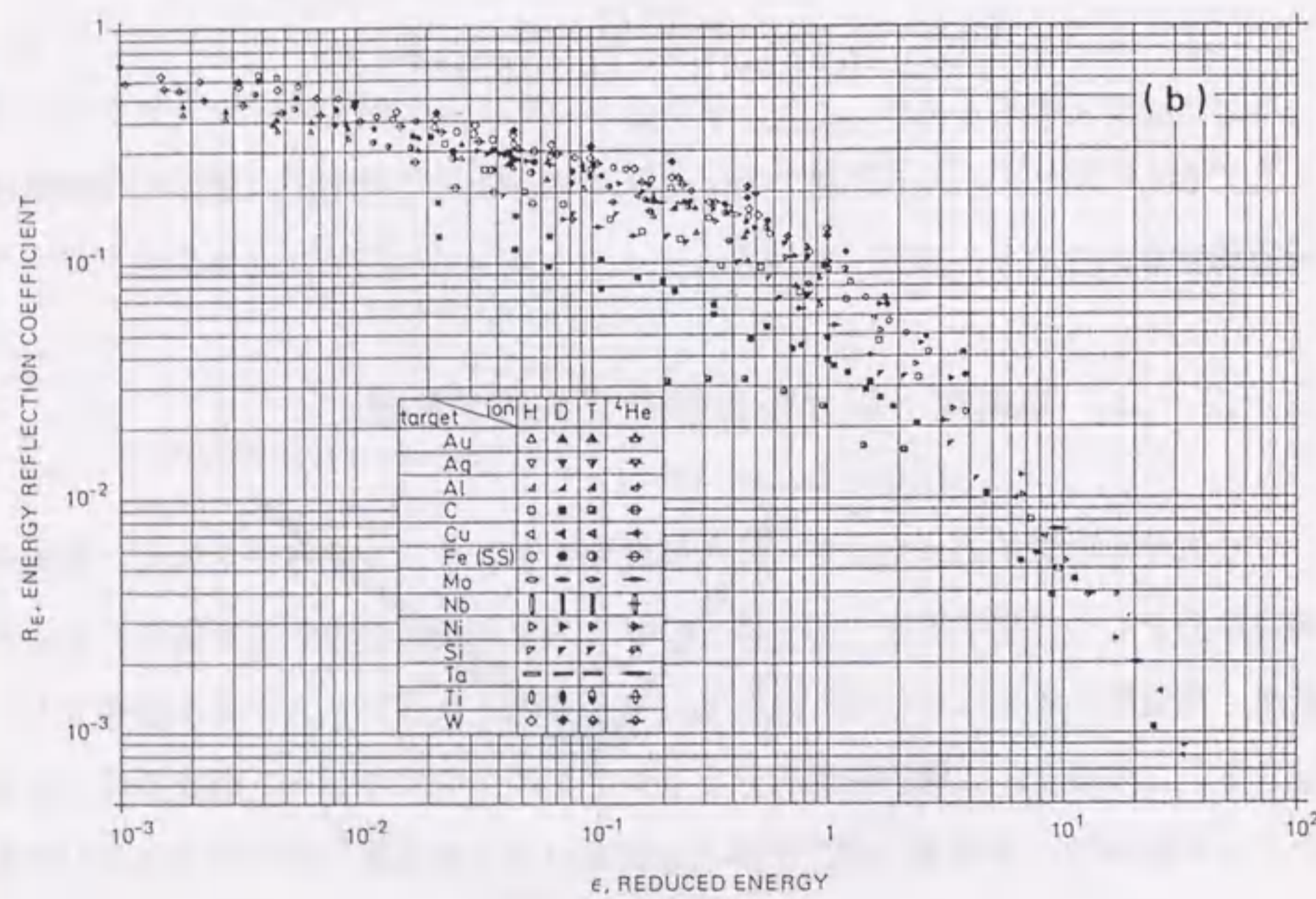


図3-8 エネルギー反射係数の計算値. 垂直入射. 文献[6]より.

$$q(\phi) = n_{se} C_s^* \left\{ (2kT_i - e\phi)(1 - R_{ie}) + e\phi_r \right\} + \frac{1}{4} n_{se} \left[(1 - \alpha) \bar{C}_{ec} 2kT_{ec} \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_{ps})}{kT_{ec}}\right) + \alpha \bar{C}_{eh} 2kT_{eh} \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_{ps})}{kT_{eh}}\right) \right] \quad (3-10)$$

ここで $\alpha = n_{eh}/n_e$ は全電子密度に対する高温電子成分の密度比、 \bar{C}_{ec} 、 \bar{C}_{eh} はそれぞれ低温、高温電子成分の熱平均速度を表している。 C_s^* は高温電子成分の存在するプラズマ中のイオン音波速度であり、実効的な電子温度 T_{eff} を用いて以下のように表される[16]。

$$C_s^* = \sqrt{\frac{k(T_i + T_{eff})}{m_i}}, \quad \text{ただし } T_{eff} = \left\{ \frac{1 - \alpha}{T_{ec}} + \frac{\alpha}{T_{eh}} \right\}^{-1}$$

今、イオン温度が低温電子成分温度に比べて無視し得る場合を考え、規格化されたプラズマ熱流を低温電子成分温度を用いて以下のように定義する。

$$\delta = \frac{q}{n_{se} C_{sc} k T_{ec}} = \sqrt{\frac{\beta}{(1 - \alpha)\beta + \alpha}} \left\{ -\frac{e\phi}{kT_{ec}} (1 - \alpha) + \frac{e\phi_r}{kT_{ec}} \right\} + \sqrt{\frac{2m_i}{\pi m_e}} \left[(1 - \alpha) \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_{ps})}{kT_{ec}}\right) + \alpha \beta^{3/2} \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_{ps})}{\beta kT_{ec}}\right) \right] \quad (3-11)$$

ここで $C_{sc} = \{kT_{ec}/m_i\}^{0.5}$ はプラズマ中に低温電子成分だけが存在すると考えた場合

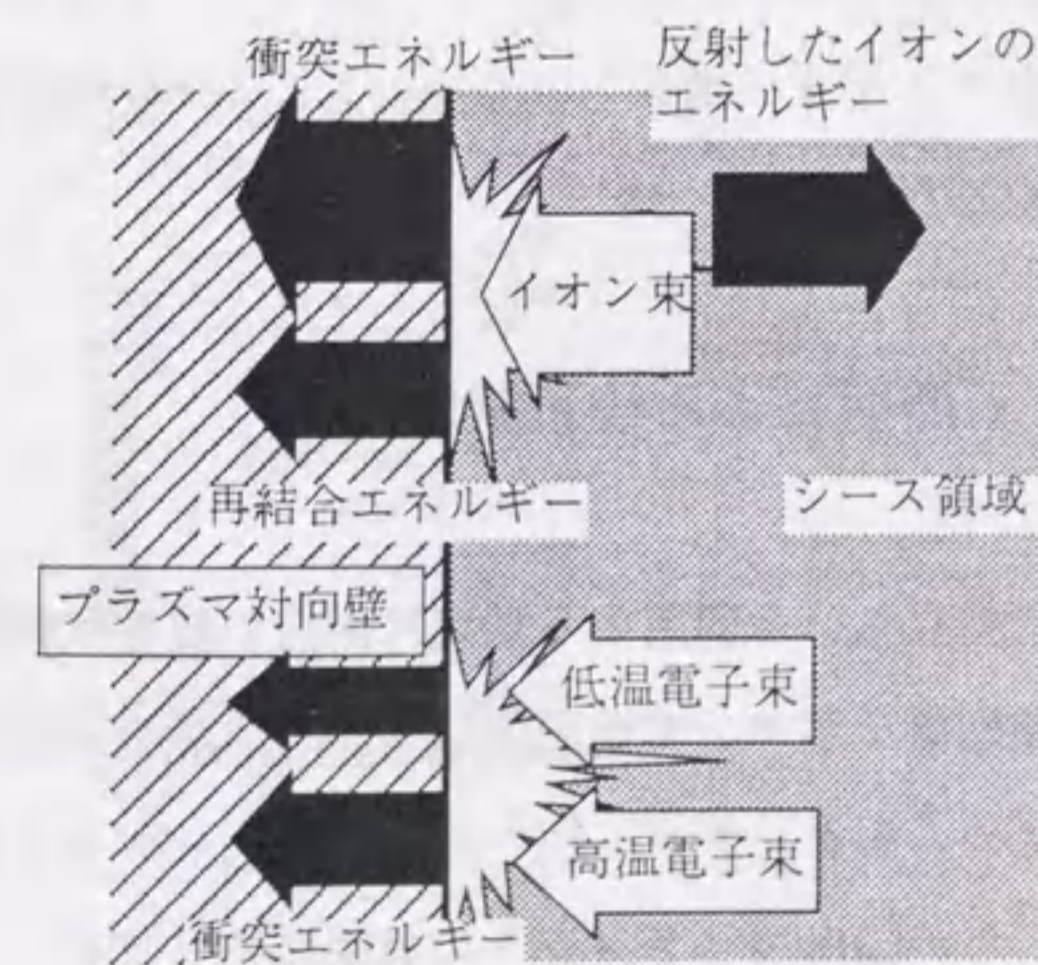


図3-9 二電子温度成分を持つプラズマにおけるプラズマ熱流モデル

のイオン音速、 $\beta = T_{eh}/T_{ec}$ は高温成分と低温成分の温度比である。このように定義することで、高温電子成分のプラズマ熱流に対する影響がより明確になる。

3-3 NAGDIS-Iにおけるプラズマ熱流計測

前章で述べた直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置NAGDIS-Iにおいてプラズマ熱流計測を行なった。動作ガスには水素 (1×10^{-3} Torr)、ヘリウム (2×10^{-3} Torr) をそれぞれ用いた。固体壁材料には高融点金属であるタングステン、及び現在稼働中の大型トカマク装置等でプラズマ対向壁材料として用いられている炭素材(等方性黒鉛 IG-430U, 東洋炭素株式会社)を用いた。実験配置を図3-10に示す。前章のカロリメトリ法は水冷終端板の冷却水温変化からプラズマ熱流束密度を求めたが、水冷終端板はプラズマの口径よりも大きいためプラズマ・パラメータの分布を考慮する必要があった。本実験ではプラズマ口径に比べて十分に小さく、その前面のプラズマ・パラメータ分布がほぼ一様と見なせる大きさのターゲット板を用いてプラズマ熱流計測を行なった。ターゲット板の大きさは $20\text{mm} \times 20\text{mm}$ である。ターゲット板へのプラズマ熱流は、赤外線 ($0.8 \sim 1.1\mu\text{m}$) 放射強度の変化を赤外放射温度計(ミノルタ社, TR-630A)により検出することによって計測した。NAGDIS-I装置のプラズマ生成部にある熱陰極からの放射光の影響を排除するために放射温度計はターゲット板の、プラズマ生成部とは反対側の面を見込んでいる(図3-10参照)。電子温度、電子密度、プラズマ電位はターゲット板から約20cm プラズマ生成部側に設置した高速掃引プローブにより計測した。

3-3-1 電子ビーム照射による校正試験

プラズマ熱流計測実験に先立ち、今回用いる熱流計測法の校正試験を行なった。図3-11に校正試験の実験配置を示す。実験配置はプラズマ熱流計測時と同じとし、プラズマの代わりに電子ビームをターゲット板へ照射してターゲットから放射される赤外線強度の変化を計測した。LaB₆フィラメントの前面にモリブデン・メッシュ(線径0.1 mm, 20 mesh/inch)を設置し、フィラメントとメッシュの間に加速電圧をかけ

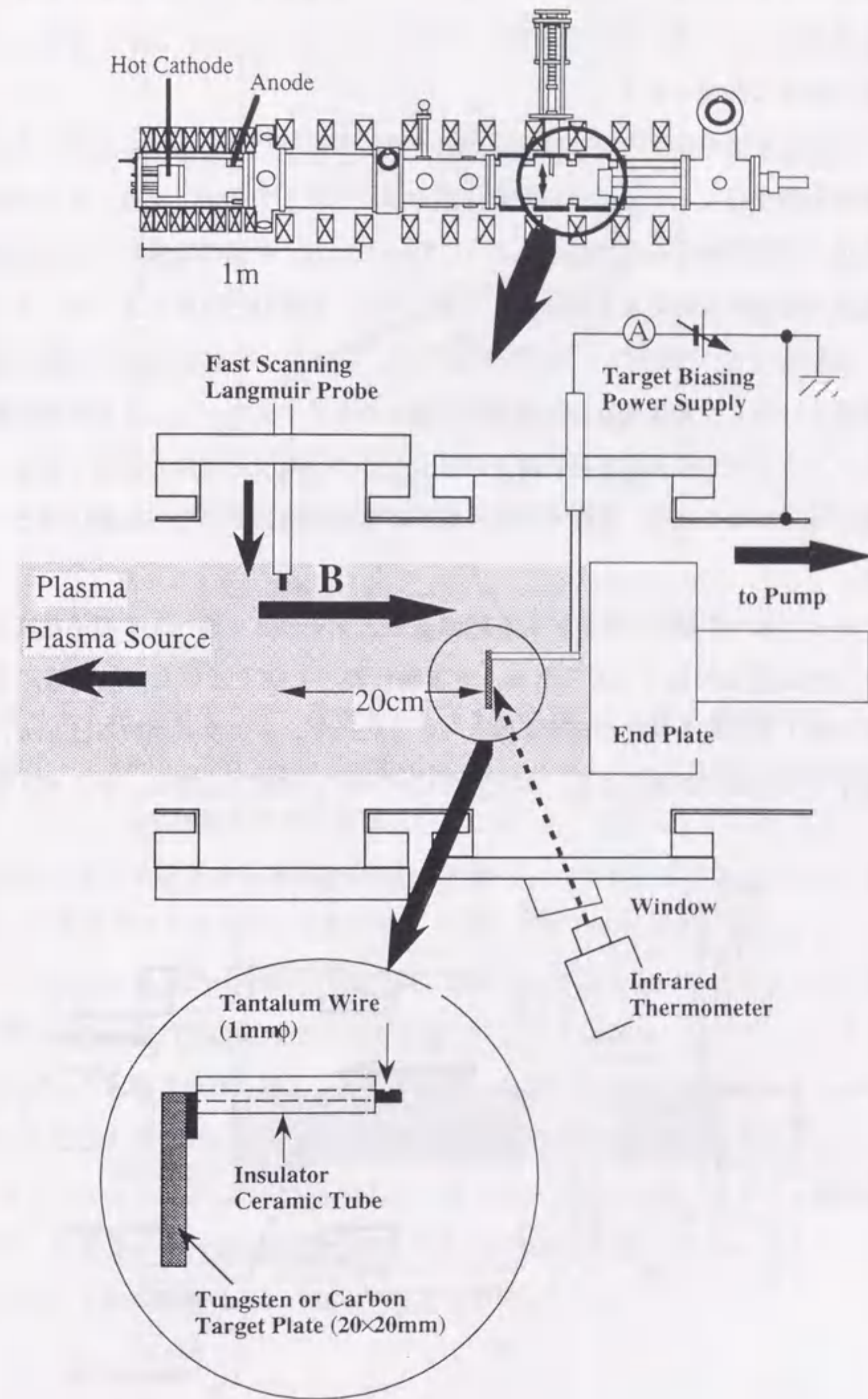


図3-10 プラズマ熱流計測実験配置図

て電子ビームを引き出し、電子ビーム源とした。磁場強度は 1 kG 程度であった。このとき真空度は 10^{-6} Torr 程度で、電子の平均自由行程は数 km に及び、衝突によるエネルギー損失は無視できる。

赤外放射温度計の使用の際には計測対象の放射率を予めセットする必要がある。正確な温度計測が行なえるのは測定対象温度が 600°C 以上の領域であり、また 560°C 以下の温度では指示値は表示されないようになっている。今回の実験では赤外線放射強度の変化の計測が目的であるので、タングステン、炭素のどちらのターゲットについても、放射率は 0.1 と設定して計測を行なった。したがって放射温度計の指示値は正確な温度ではなく、赤外線放射強度の相対値であると考えている。この放射強度の相対値とターゲットへ流入する熱流値を対応させるのが本校正実験の目的である。放射率を低く設定することで、実際の温度は低くても赤外線強度の相対強度は得ることができる。

ターゲット板への電子ビームによる熱流 q_e は、ターゲット板へ入る電子電流と電子ビームの加速電圧の積で与えられる。本実験における電子ビームの加速電圧とターゲットへ流入する電子電流の範囲を図 3-12 に示す。データ点が散らばっているのは、電子ビーム源の状況による。本実験ではターゲット板の温度は、タングステン・

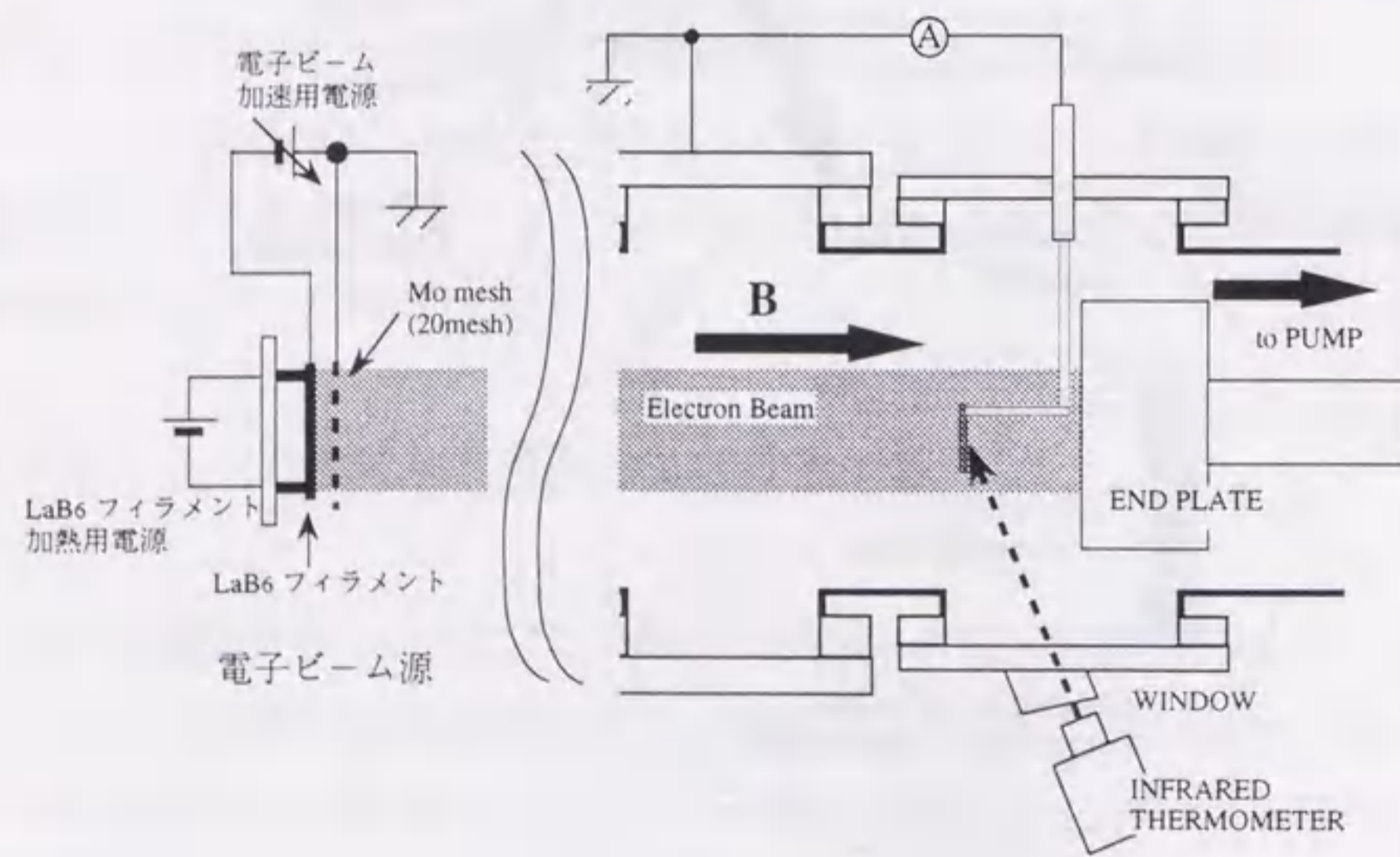


図 3-11 電子ビームによる校正試験配置図

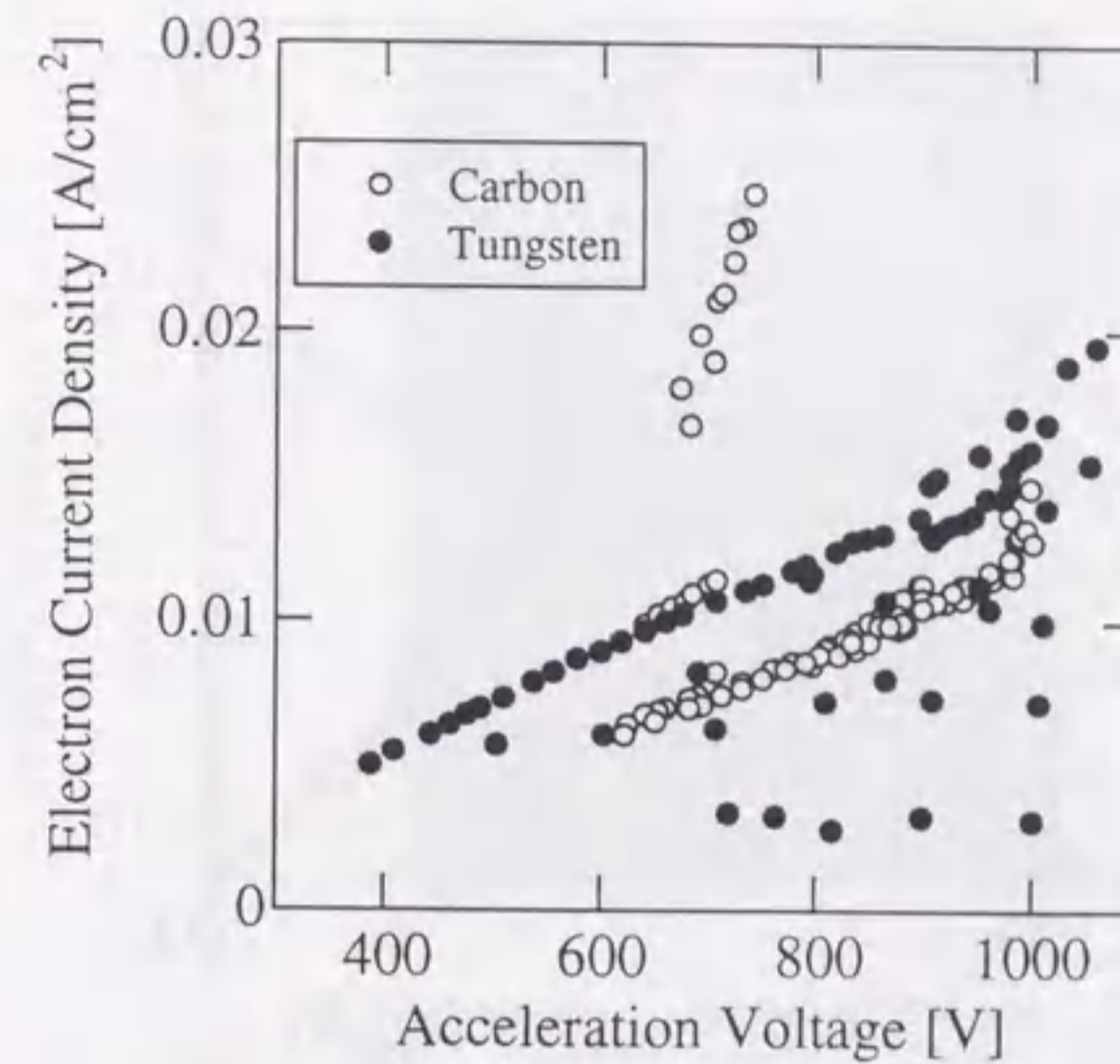


図 3-12 本実験における電子ビーム加速電圧及びターゲットへ流入する電子電流密度範囲

ターゲットで約 1400°C まで、炭素ターゲットで約 900°C までの領域で行なわれたため、図 3-13^[21]に示すように、熱電子放出によるターゲット電流への影響は無視できる。一方、1 keV 程度までの加速電圧をかけるため、図 3-14^[22]に示すように電子衝突による二次電子放出及び電子反射の影響について考える必要があるが、前者の場合、二次電子のエネルギーは入射電子のエネルギーに比べて十分に低く^[23]、またターゲット板と電子ビーム源とは磁力線で接続されており、一度放出された二次電子も、電子ビーム源の陰極領域での減速電界で反射され結局ターゲットへ入ると考えられるのでその影響は無視し得る。後者の場合、反射された電子は入射エネルギーに近いエネルギーを持つ^[23]。しかしながら反射された電子はターゲット板電流には関係なく、また入射エネルギーの大半を持ち去りターゲット板の加熱にもほとんど寄与しないので、結局電子の反射の影響は無視できる。本校正試験の結果を図 3-15 に示す。プラズマ熱流計測は、この結果を基に行なう。

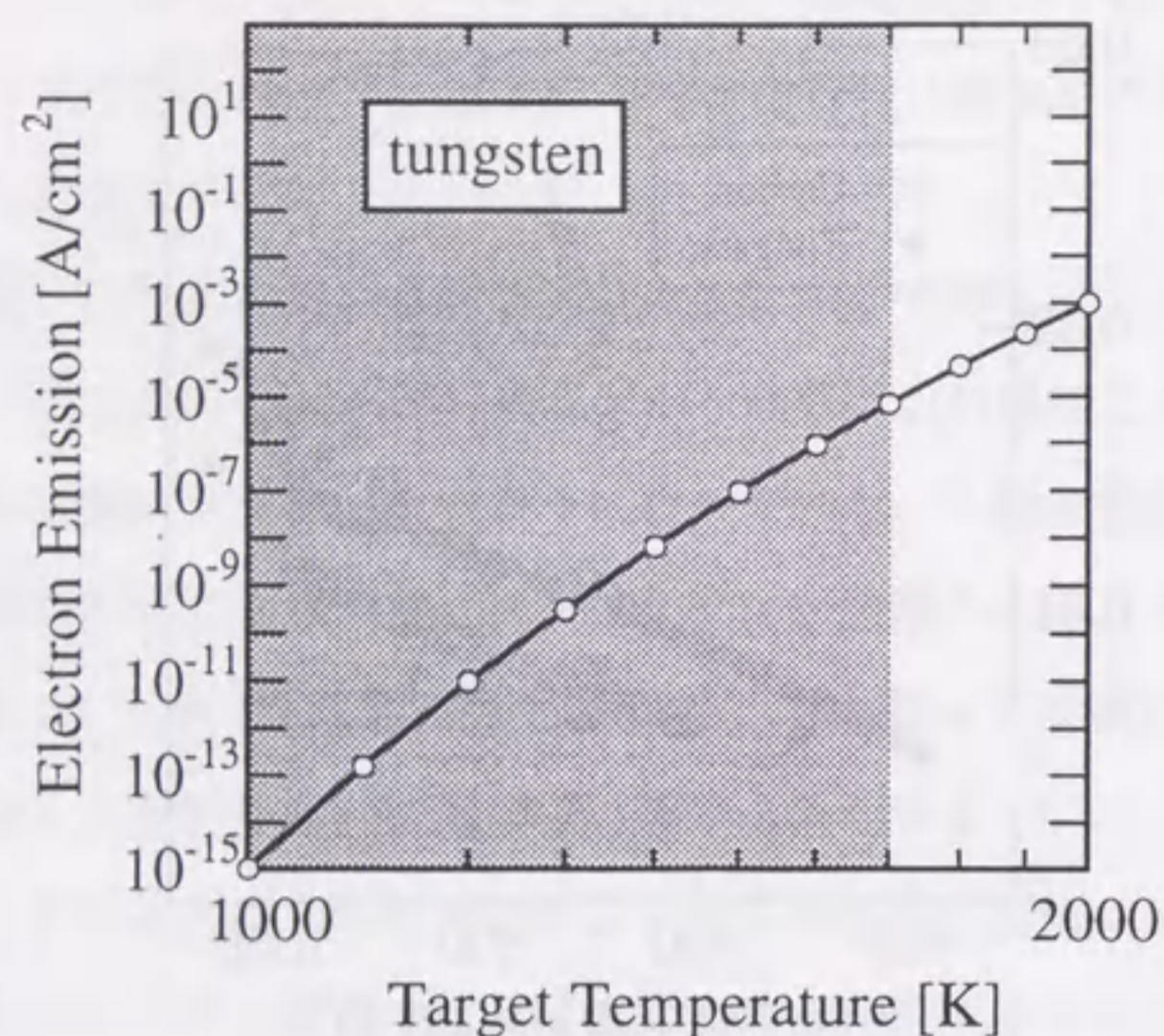


図3-13 タングステンの熱電子放出特性^[21].
ハッチ部は今回の実験における温度領域.

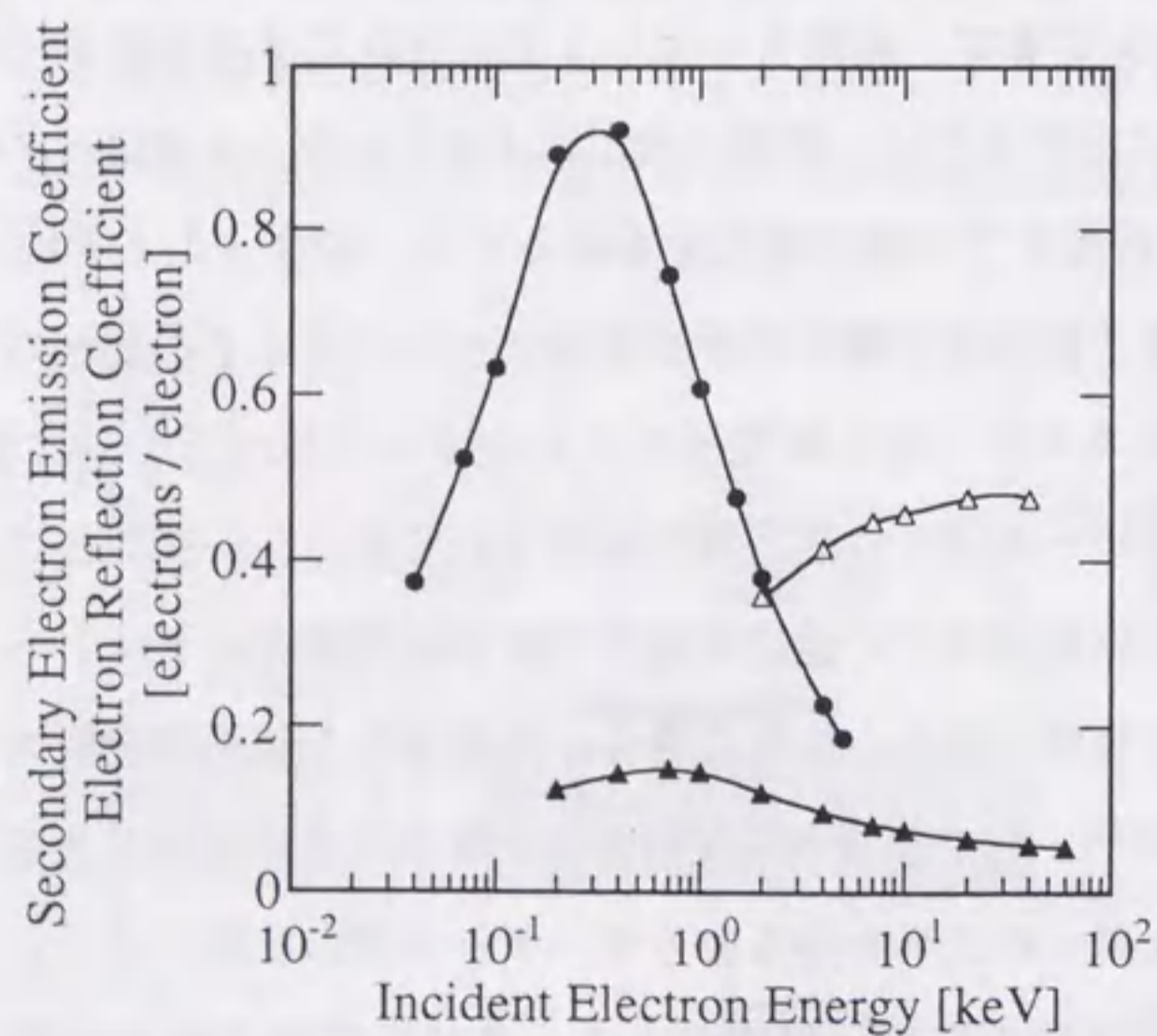


図3-14 カーボン及びタングステンの電子衝突二次電子放出率、電子反射係数、●：カーボンの二次電子放出率、▲：カーボンの電子反射係数、△：タングステンの電子反射係数^[22]

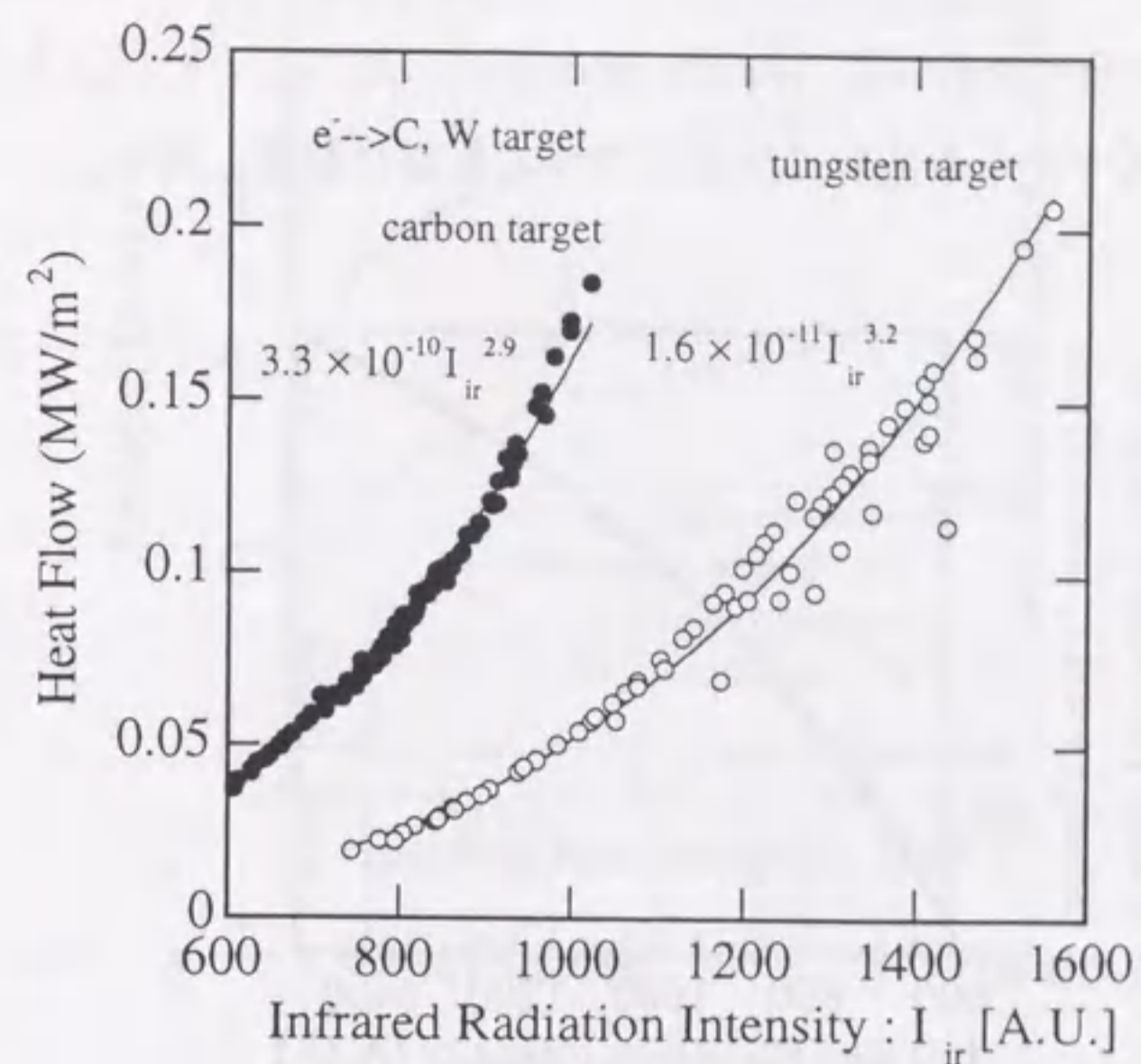


図3-15 電子ビームによる熱流計測校正試験結果

3-3-2 プラズマからの赤外線放射の影響

実際にプラズマ中にあるターゲットへのプラズマ熱流を計測する場合には、プラズマからの赤外線放射の影響について考える必要がある。

以下に示すように、放射温度計の指示値から、ターゲットからの単位波長、単位面積当りの放射強度 (Planck function) が計算できる。

$$W(\lambda, T) = \frac{\epsilon_r c_1}{\lambda^5 \{ \exp(c_2 / \lambda T) - 1 \}} \quad [\text{W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}], \quad (3-12)$$

ここで ϵ_r はターゲットの放射率、 c を光速 (3×10^{10} cm/s)、 h をプランク定数 (6.62×10^{-27} erg·s) として、 $c_1 = 2\pi h c^2$ 、 $c_2 = hc/k$ である。 $\epsilon_r = 0.1$ 、 T は放射温度計の指示値 (図3-15の横軸) として、 $\lambda = 0.95 \mu\text{m}$ の場合をグラフに表したのが図3-16である。今回の実験の場合、プラズマからの赤外線放射強度は高々 $T = 700^\circ\text{C}$ に相当する程度であった。一方、ターゲットからの放射強度は、炭素ターゲットの場合

T=800°C以上、タングステンの場合T=900°C以上に相当する領域で実験は行なわれており、プラズマからの放射強度（Planck function）に比べて一桁以上大きい。よって今回の場合、プラズマからの放射の計測に対する影響は無視し得る。

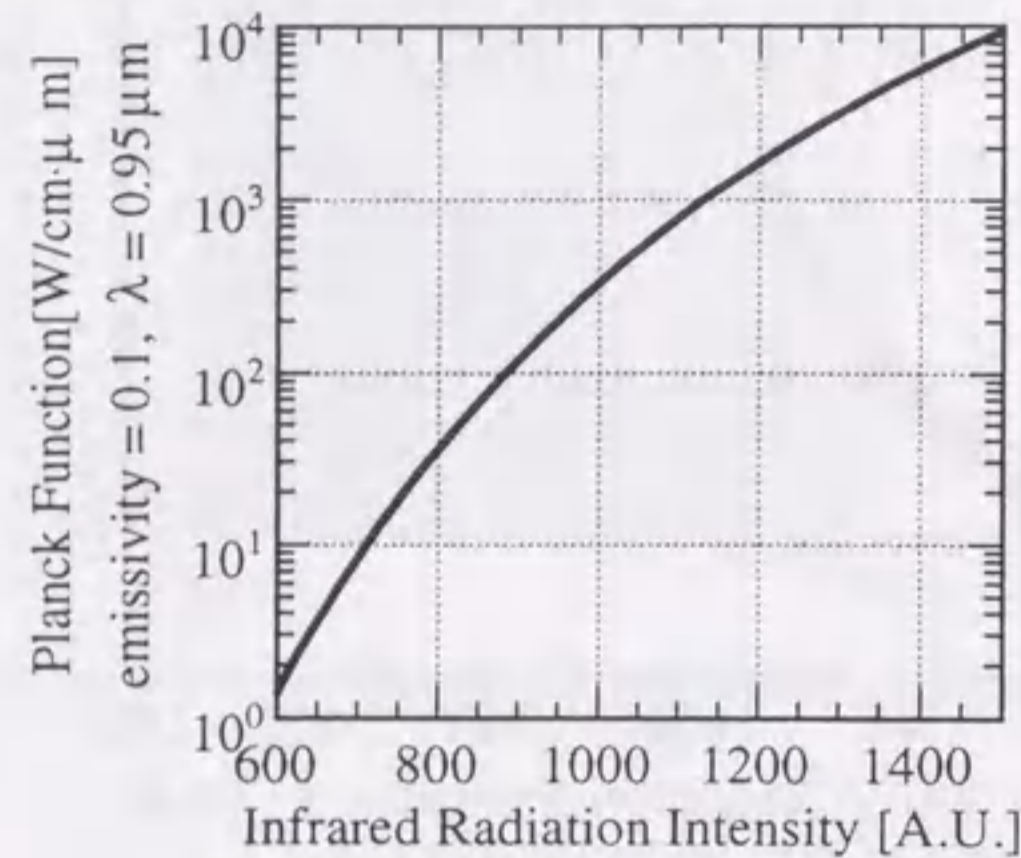


図3-16 放射温度計で計測した赤外線強度の相対値に対応する放射熱量

3-3-3 プラズマ・パラメータ及びイオンの入射エネルギー範囲

本実験におけるプラズマの電子温度、電子密度はそれぞれ $4 \leq T_e \leq 16\text{eV}$ 、 $1 \times 10^{17} \leq n_e \leq 1.2 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ の範囲である。また、NAGDIS-I 装置においては、イオン温度は電子温度に比べて十分に小さく無視できると考えられる。ターゲット板には外部電源によりバイアス電圧を印加することが可能である。バイアス電圧を変化することによりイオンの入射エネルギーを制御することができる。図3-17に本実験におけるイオンの入射エネルギー範囲を示す。縦軸は(3-8)式に示した、各々の入射イオンとターゲット板材料及び入射エネルギーの組み合わせで決る換算エネルギーである。イオンの入射エネルギーとしてはプラズマ電位とターゲット板の電位の差の絶対値をとっている。本実験では350eV程度までの入射エネルギーで実験を行なった。これは実機におけるダイバータ板へのイオンの入射エネルギー領域とほぼ一致すると考えられる。

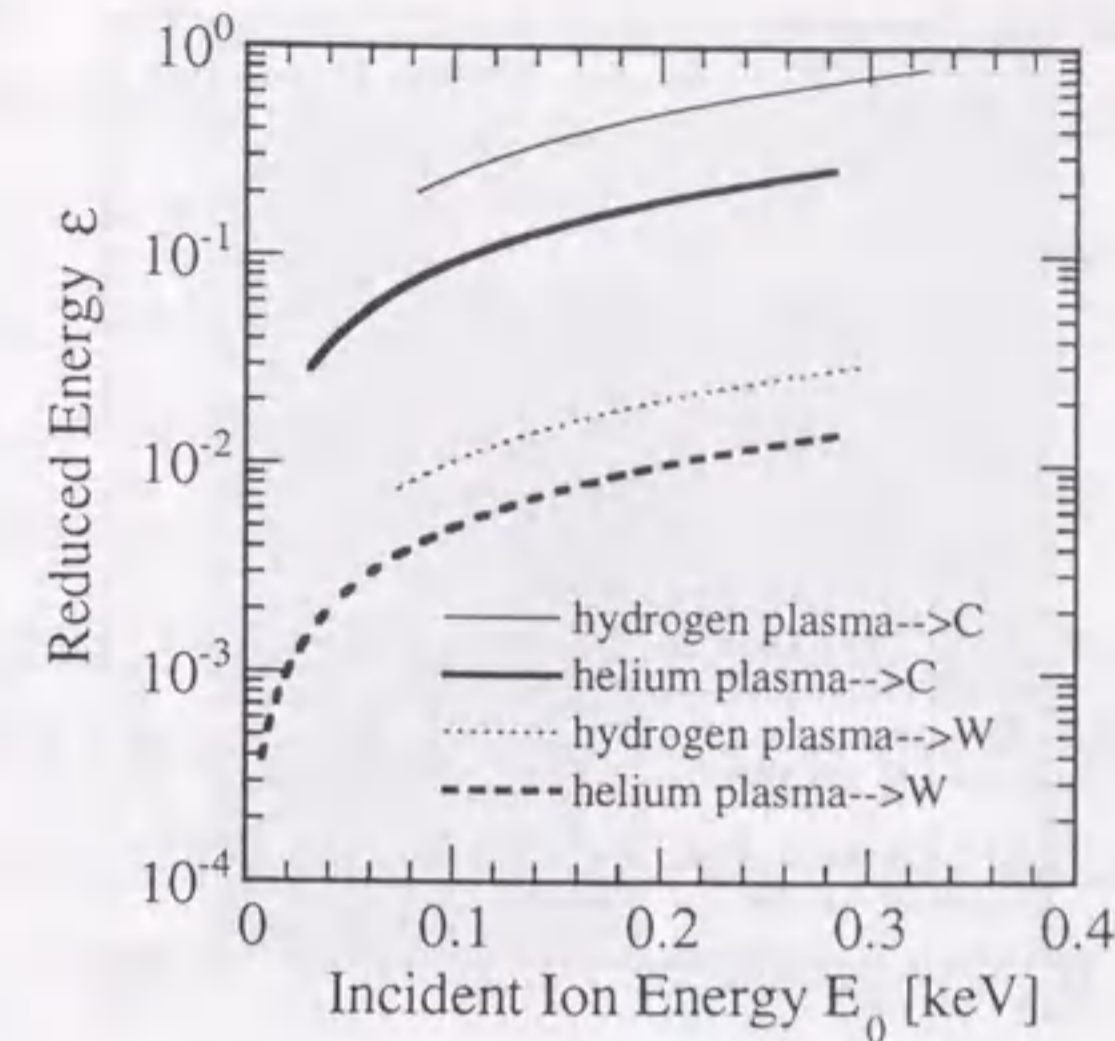


図3-17 本プラズマ熱流計測実験におけるイオンの入射エネルギー範囲

3-4 実験結果と理論値の比較

二種類の材料のターゲット板（タングステン、炭素）への二種類のプラズマ（水素、ヘリウム）の熱流を計測した。実験値と理論値を比較するに当り、電子密度、電子温度等のプラズマ・パラメータが異なる実験で得られた結果を議論するために規格化されたプラズマ熱流 δ を用いる。規格化されたプラズマ熱流の実験値は、電流計により計測したターゲット板へのイオン飽和電流密度 I_{is} 、及び高速掃引ラングミュア・プローブによる計測で得られた電子温度 T_e を用いて式(3-3)から求めた。この場合、電子温度は高速掃引プローブを3回掃引したデータの平均値を、さらにターゲット板前面で空間的に平均した値を用いている。

図3-18、19に実験結果と理論曲線を示す。横軸は電子温度で規格化されたシース電圧、 $e\phi/kT_e$ である。理論曲線は以下の仮定に基づき、式(3-3)、(3-5)から計算した。(A) イオン温度 $T_i = 0$ 、(B) シース電圧 $\phi = (\text{ターゲット板電位}) - (\text{プラズマ電位})$ 、(C) プリシースにおける電位降下 $e\phi_{ps} = 0.5kT_e$ 、(d) イオンの表面再結合により放出されるエネルギーは、水素の場合に13.6eV、ヘリウムの場合に24.6eVとし、全てターゲット板へ入るとしている。ここでは表面再結合を考慮したもの（点線）としないもの（細実線）、二通りの理論曲線を示したが、共にイ

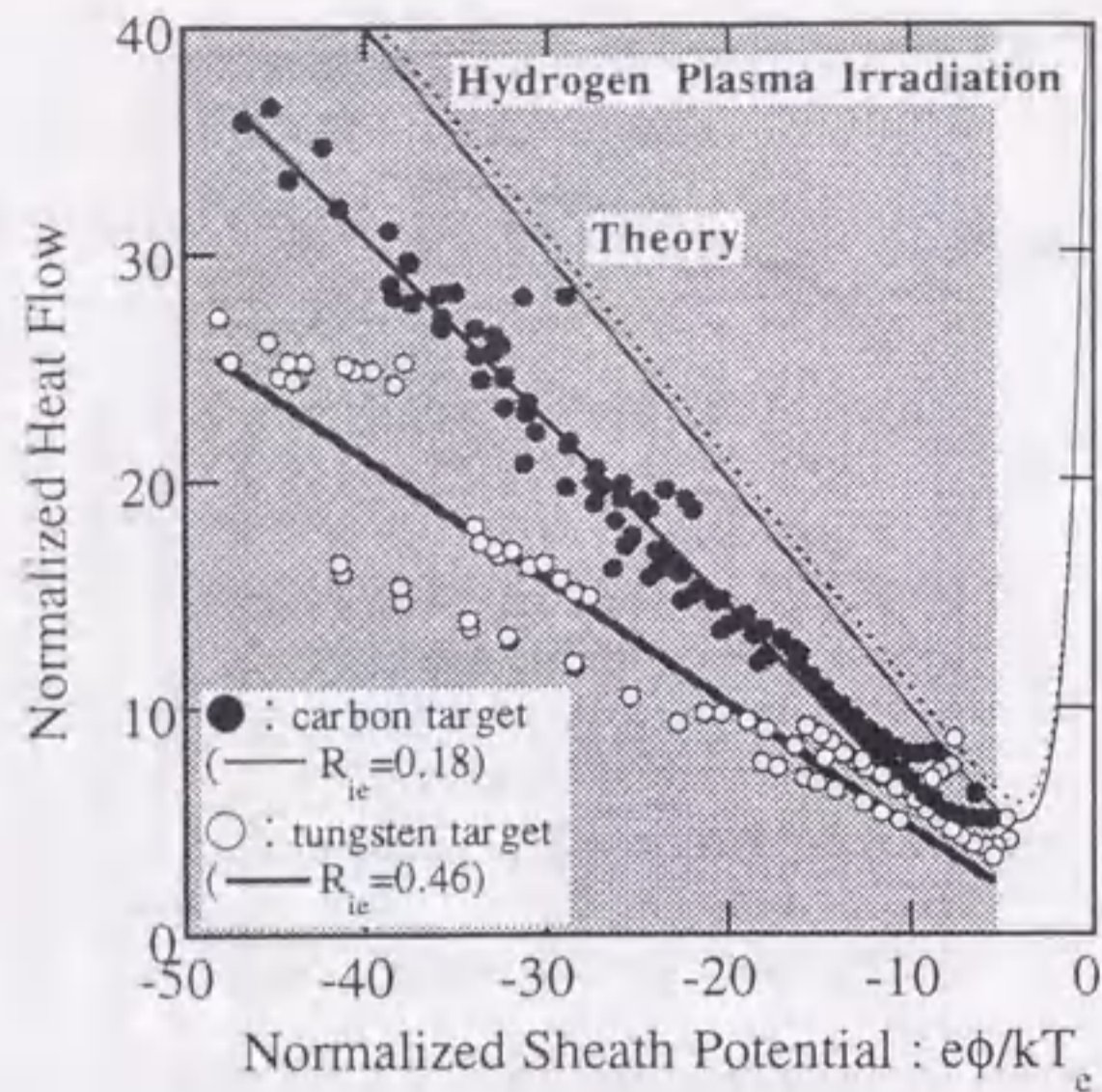


図3-18 タングステン及びカーボン・ターゲット板へ流入する水素プラズマ熱流。細実線は表面再結合を考慮しない場合の理論曲線、点線は考慮した理論曲線である。ただし、共にイオンの反射は考慮していない。実験データ点上の実線は、イオンのエネルギー反射係数を評価するための直線近似線である。表面再結合エネルギーは13.6 eV。

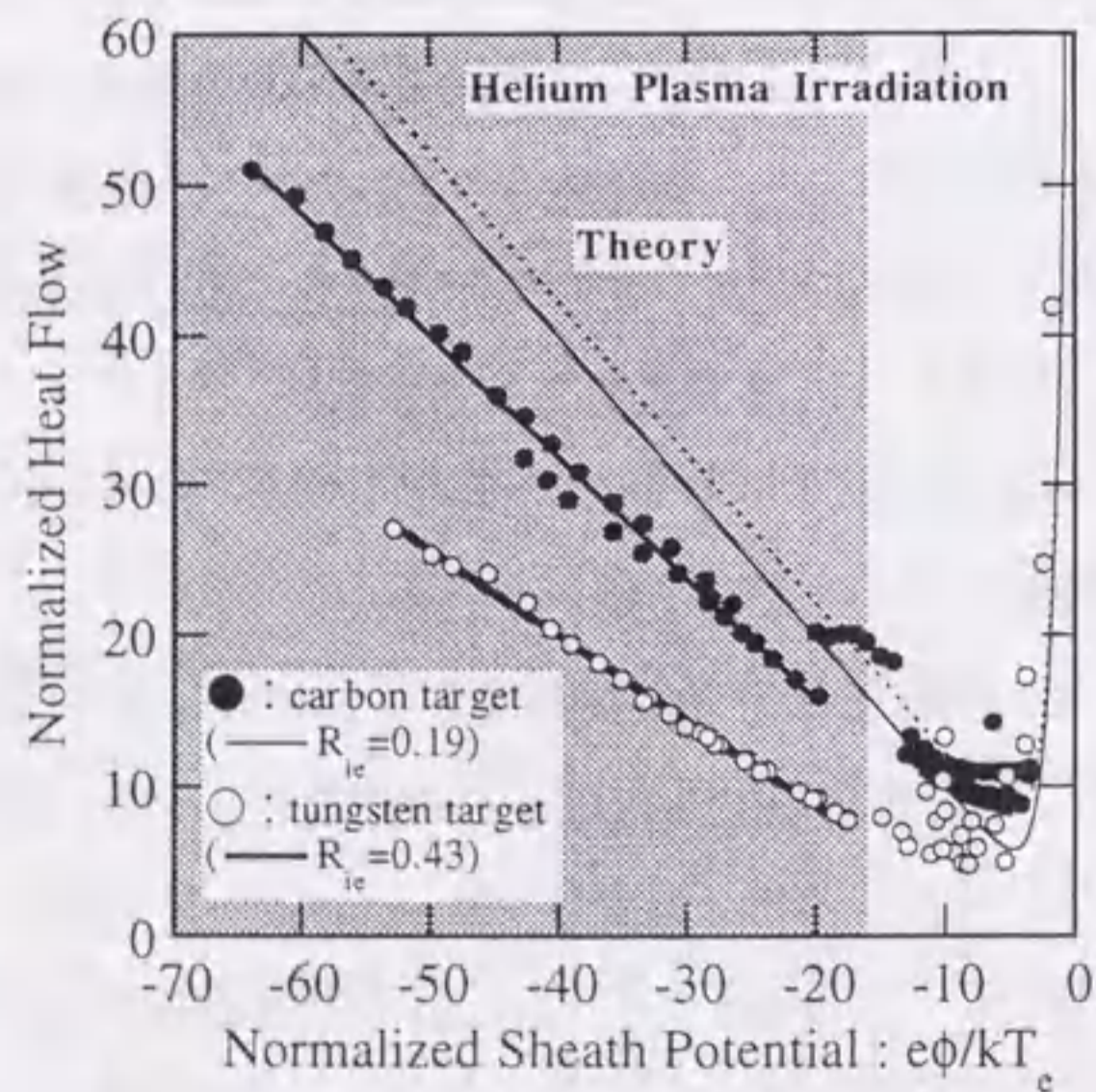


図3-19 タングステン及びカーボン・ターゲット板へ流入するヘリウム・プラズマ熱流。点線、細実線は図3-18と同様。表面再結合エネルギーは24.6 eV。

オン反射は考慮していない。式(3-5)において、表面再結合の項を計算するために電子温度の数値が必要となるが、今回の実験において典型的な電子温度(水素プラズマの場合15eV、ヘリウムプラズマの場合10eV)を理論式に代入した。図中のデータ点上の実線は、イオンのエネルギー反射係数 R_{ie} を実験結果より評価するものであるが、これについては次の小節の中で詳しく述べる。

規格化されたプラズマ熱流及びシース電圧を求める際、イオン飽和電流密度の計測は比較的小さな誤差で可能であるが電子温度及びプラズマ電位はラングミュア・プローブで得た計測値を用いるためある程度の誤差があり得る。前述のようにこれらの値は平均値であるが、電子温度については各々のデータに25%以内程度、プラズマ電位については kT_e/e 程度の大きさのばらつきが認められた。

3-4-1 イオン飽和領域

図3-18、19において、ハッチを施した領域をイオン飽和領域と呼称する。この領域ではターゲットへ流入する電流はイオン飽和電流である。したがって、プラズマ熱流に対する電子の寄与はほとんどなく、イオンの担う熱流にのみ依存する。

実験データは何れの場合もイオン反射を無視した理論曲線の下側にプロットされている。また、タングステン・ターゲット板へ流入する規格化されたプラズマ熱流の値は炭素ターゲットへ流入する値よりも30%程度小さい値となっている。経験式(3-9)式から、イオン飽和領域の入射イオンエネルギーにおける、タングステン及び炭素のイオンエネルギー反射係数を計算した結果を図3-20に示す。この図から分かるように、タングステンのエネルギー反射係数は炭素に比べて数倍大きな値をもっており、図3-18、19のイオン飽和領域で得られた結果はイオン反射の効果によると考えられる。(3-5)式から、イオン飽和領域では、イオン温度が電子温度に比べて無視し得る程度に小さい場合、規格化されたプラズマ熱流 δ は規格化されたシース電圧に対して $(1-R_{ie})$ の傾きをもって直線的に変化することが分かる。ただしこの場合 R_{ie} がシース電圧すなわちイオンの入射エネルギーに対して一定であるという仮定が必要であるが、図3-20をみると、今回の実験でのイオン飽和領域のエネルギー範囲では R_{ie} はほぼ一定であると考えて差し支えない。実験で得られた δ の、

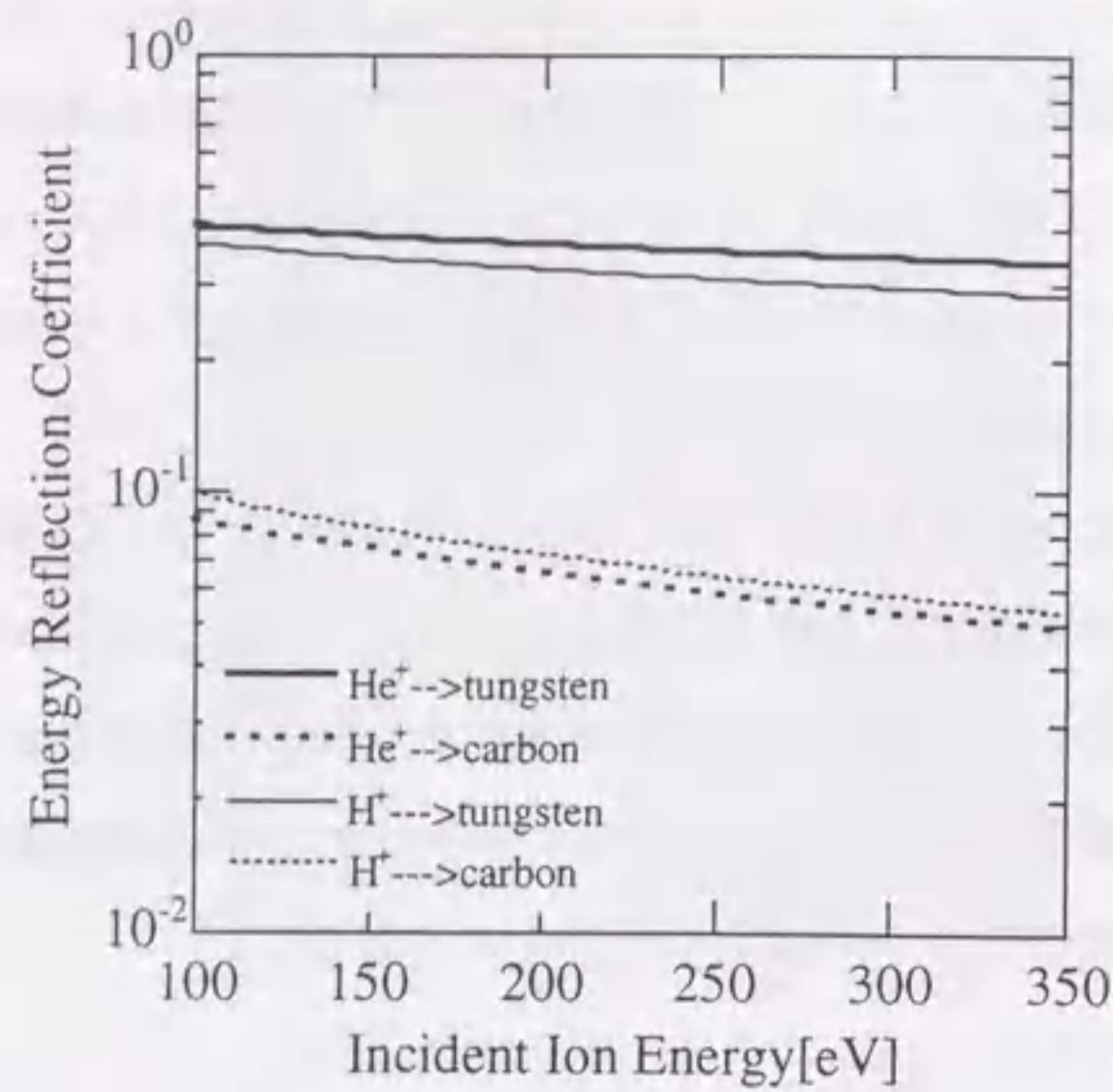


図3-20 経験式(3-9)から計算したイオンのエネルギー反射係数

イオン飽和領域における傾き(図3-18、19中のデータ点上の実線)からイオンのエネルギー反射係数を評価すると、水素プラズマの場合、タングステン・ターゲットで $R_{ie}=0.46$ 、炭素ターゲットで $R_{ie}=0.18$ 、ヘリウムプラズマの場合、タングステン・ターゲットで $R_{ie}=0.43$ 、炭素ターゲットで $R_{ie}=0.19$ 、という数値がそれぞれ得られた。

先にも述べたように、イオン反射係数はイオンの入射角度にも依存し、その影響は入射角度が 30° よりも大きい場合に顕著である^[24]。そこで簡単にイオンの入射角度の評価を行なう。本実験の場合ターゲット板は磁力線に垂直に設置されている。イオンは磁力線の周りにラーマー運動を行っており、入射角度はターゲット板に衝突した瞬間にイオンのもつ磁力線と平行な速度成分 $v_{||}$ と垂直な速度成分 v_{\perp} の比から、 $\theta = \tan^{-1}(v_{\perp}/v_{||})$ と得られる。今、簡単のためマクスウェル分布をもつイオンの熱エネルギーは全て v_{\perp} が担うと仮定する。すなわち、ピッチ角は最大の 90° である。このとき $v_{||}$ はプリ・シース及びシースにおける電位降下により決り $v_{||} = \sqrt{C_s^2 + 2e\phi/m_i}$ で与えられる。 $T_e = 10\text{eV}$ のヘリウムプラズマを考えると、ターゲット板が浮遊電位($\phi = 40\text{V}$)の場合、 $T_i = T_e = 10\text{eV}$ という極端な場合で、入射角が 30° よりも大きくなる粒子の割合は30%、 $T_i = 3\text{eV}$ の場合は1%程度である。イオン飽和領域ではシース電圧

はさらに大きく、 T_i はせいぜい 3eV 程度であることを考えると、この領域ではイオンの反射係数は垂直入射の場合とほとんど変わらないと考えられる。

タングステン・ターゲットの場合、実験から得られたエネルギー反射係数は図3-20に示した経験式から得られる数値とほぼ一致する。一方、炭素ターゲットの場合には実験結果から評価した数値は経験式から得られる数値に比べて2倍程度大きい値となっている。今回の実験でのイオンの入射エネルギー領域は 350eV 以下と比較的低い領域であり、比較できる実験結果が他にないのでどちらが正確であると断言することはできない。

実験結果から評価したイオンのエネルギー反射係数が実際の値よりも大きいとした場合、そのような結果をもたらす得る一つの要因として、金属不純物による炭素ターゲット表面の汚染が考えられる。図3-21は今回の実験とは別のデータであるが、水素プラズマ中に5時間挿入した炭素ターゲット(AX650K、東洋炭素株式会社)の、ラザフォード後方散乱法(RBS)による表面分析の結果を示したものである^[25]。酸素、窒素といった揮発性不純物の他に、ステンレス材、ランタン、モリブデン、タンタル等の金属不純物がみられる。これらは、真空容器材料、あるいは熱陰極材料がスパッタリングにより飛び出してきたものと考えられる。このとき水素の照射量とこれら不純物の残留量(入射量)を比べると前者が5桁以上大きく、不純物量としては極めて少ないが、このような金属不純物が今回の実験でも炭素ターゲット表面に付着

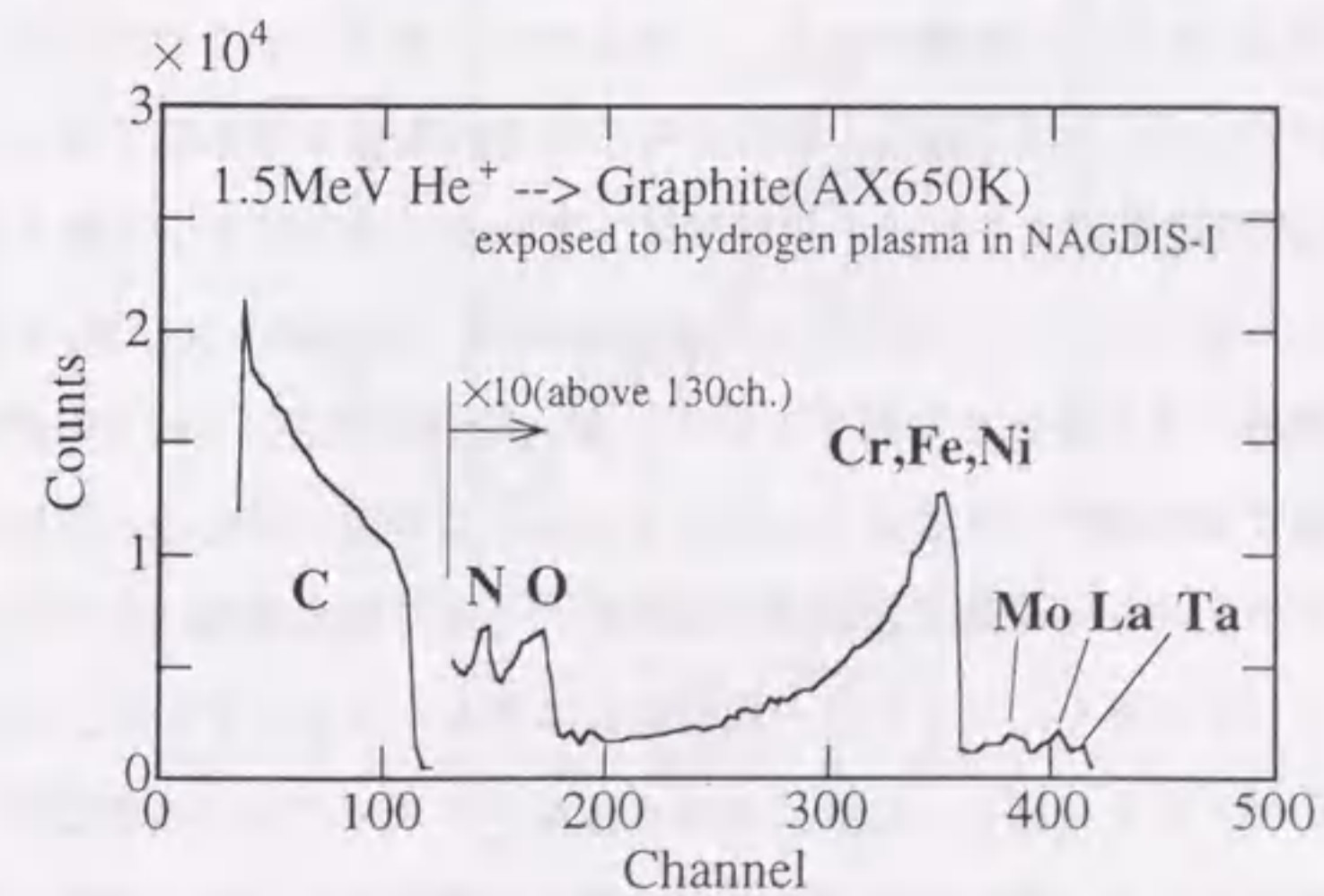


図3-21 NAGDIS-I装置の水素プラズマ中に5時間さらした炭素ターゲット板の、ラザフォード後方散乱法(RBS)による表面解析結果^[25]

し、純粋な炭素ターゲットの場合に比べてエネルギー反射係数が大きくなった可能性もある。タングステン・ターゲットの場合は、タングステン自体が十分に重い金属であり、このような金属不純物による影響は小さいと考えられる。

反射されたイオンは、シース電圧の数10%のエネルギーをもつ中性粒子として再びプラズマ中へ侵入するので、荷電交換及びその後のイオンから電子へのエネルギー受渡しによるプラズマ加熱が起きる可能性もあるが、本実験では電子密度、電子温度が共に比較的lowく、速い中性粒子のほとんどはプラズマ粒子と十分な相互作用をもつことなくプラズマ・コラムの外へ出てしまうため、そのような現象は観測されていない。

図3-18、19から、イオンがターゲット板表面で中性化する際に放出する再結合エネルギーのプラズマ熱流への寄与は、イオン飽和領域では10%以下であり、大きな影響は及ぼさないことが分かる。

3-4-2 浮遊電位及び浅いバイアス領域

図3-22は図3-19のタングステン・ターゲットの場合について、 $-20 \leq e\phi / kT_e \leq 0$ の部分を拡大したものである。(3-4)式から、プラズマ熱流の最小値は浮遊電位近傍で得られる。すなわち、水素プラズマの場合は $e\phi / kT_e \approx -3$ 、ヘリウムプラズマの場合は $e\phi / kT_e \approx -4$ 近傍である。しかしながら図3-22ではプラズマ熱流の最小値は $e\phi / kT_e \approx -8$ 近傍にあり、理論から予想される値よりも深くなっている。また、 $e\phi / kT_e$ が浮遊電位よりも浅い領域では、実験データはイオン反射を無視した($R_{ie} = 0$ とした)式(3-5)から得られる理論曲線(細実線)及び $R_{ie} = 0.55$ とした理論曲線(破線)よりも大きな値をとっている。後者の場合、 $e\phi / kT_e$ が浮遊電位よりも深い領域では実験データとよく一致している。この図に示した、浮遊電位近傍及びそれよりも小さいシース電圧の領域では前節のイオン飽和領域に比べるとイオンの入射エネルギーが小さく、エネルギー反射係数は大きくなることから、 $R_{ie} = 0.55$ は妥当な値であるといえる。図3-23にこのようなプラズマにおける典型的なシングル・プローブ特性を示す。この場合プラズマは異なる温度をもつ二つの電子成分を含んでいることが分かる。図3-23に示したプローブ特性の場合、高温の電子成分の

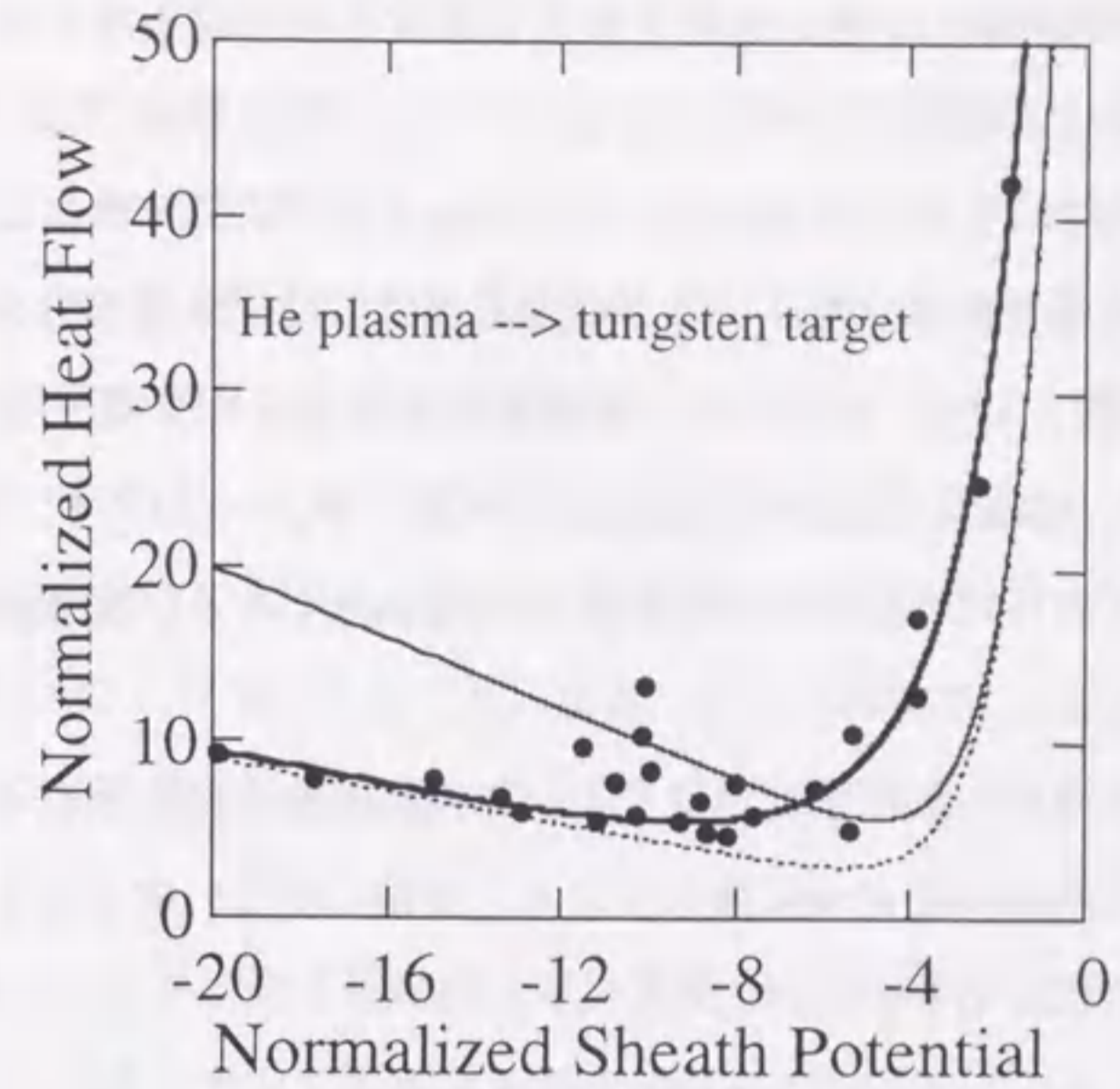


図3-22 高温電子成分のプラズマ熱流への影響

太実線：(3-11)式より、 $R_{ie} = 0.55$ として計算。
 細実線：イオン反射、高温電子成分を考慮せず。
 (3-5)式より、 $R_{ie} = 0$ として計算。
 点線：高温電子成分を考慮せず。
 (3-5)式より、 $R_{ie} = 0.55$ として計算。

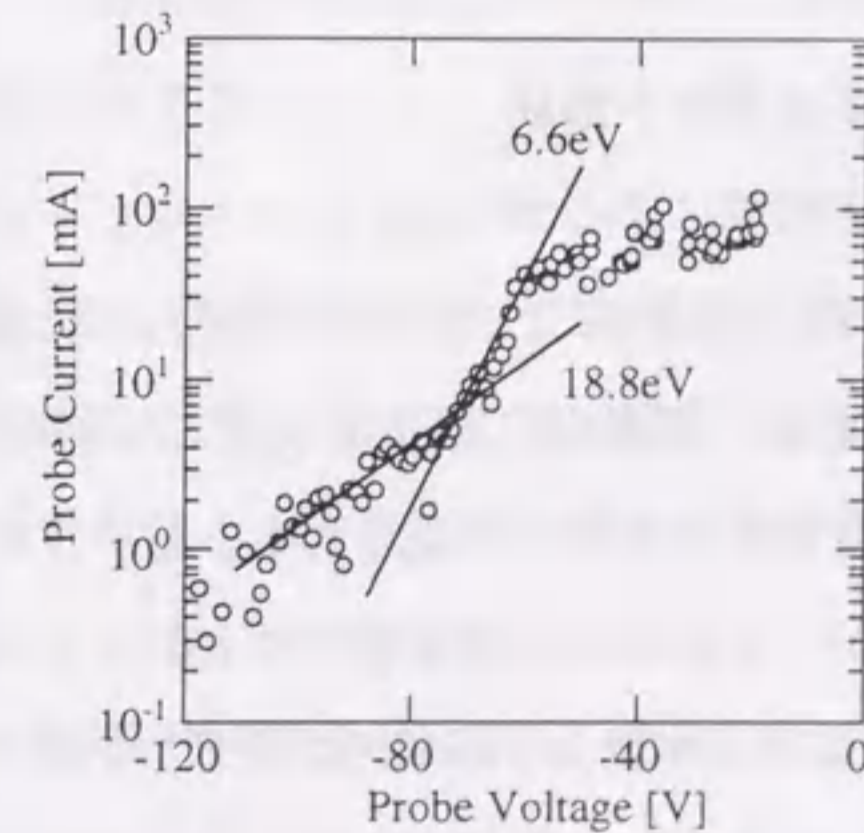


図3-23 NAGDIS-I装置の二電子温度プラズマにおけるシングル・プローブ特性の典型例

温度は低温成分の温度の約2.5倍、全電子密度に対する高温電子成分密度の割合は約0.14である。浮遊電位近傍及びそれよりも小さいシース電圧領域では、プラズマ熱流は主として電子の寄与により決定される。したがって、プラズマ熱流は電子のエネルギー分布に対して敏感である。図3-22の太実線は二電子温度成分をもつプラズマに対する熱流を表す(3-11)式に、高温電子成分密度が全電子密度に占める割合： $\alpha=0.14$ 、高温、低温電子成分の温度比： $\beta=2.5$ 、 $R_{ie}=0.55$ を代入して得た、高温成分を含むプラズマに対するプラズマ熱流の理論曲線である。実験結果とよく一致していることが分かる。

図3-18、19から、この領域ではイオンの表面再結合にともなうターゲットへの入熱は全プラズマ熱流の数10%に達しており、無視し得ない寄与をもたらしていることに注意しなければならない。

3-4-3 プラズマ熱流を決定するその他の要素に関する考察

前節までではプラズマ熱流に対する、固体壁表面でのイオン反射及びイオンの再結合、高温電子成分の影響をそれぞれ実験結果と理論曲線との比較により論じてきた。本節ではプラズマ熱流に寄与し得るその他の要素の影響について以下に考察する。

(a) 固体壁表面における水素分子形成

固体壁表面での水素分子形成によって4.5eVのエネルギーが放出される。水素分子を形成するのは、固体壁へ入射したイオンの内反射されずに固体壁に留まり、拡散によって表面へ出る原子である。固体壁に留まる粒子の入射粒子数に対する割合は、(入射粒子束)×(1-粒子反射係数)で表される。粒子反射係数はエネルギー反射係数よりも大きく、したがって今回の実験条件では入射イオンの大半が反射される^[6-8]。よって、固体壁表面における水素分子形成のプラズマ熱流への寄与は無視できると考えられる。

(b) 水素分子イオンの影響

NAGDIS-Iプラズマの電子温度(~10eV)領域においては、水素分子は電子衝突に

より直ちに H^+ となるよりも水素分子イオン H_2^+ となった後に解離して H^+ となる確率をはるかに大きい。したがって、NAGDIS-Iの水素プラズマ中には水素分子イオンが無視できない割合で含まれている可能性がある。このような複数種のイオンが混在する状況においては、例えばボーム条件等、シース形成そのものも変わる可能性がある。本研究ではターゲット板が浮遊電位の時以外、シース電圧は外部のバイアス電源で決まっているので、その影響は入射粒子束の評価に現れると考えられる。例えば、全てのイオンが H_2^+ であった場合、入射粒子束は全て H^+ である場合に比べて質量比の平方根 $1/\sqrt{2}$ と評価されることになる。今回の実験では、入射粒子束はターゲット板へのイオン飽和電流から評価しており、この点では分子イオンの影響はないと考えられる。

一般に物理スパッタリング等に関する計算機シミュレーションにおける分子イオンの取り扱い、分子イオンを形成する個々の原子が分子イオンの持つエネルギーを等分して担い、固体表面へ入射する形で行なわれている。例えば、100eVのエネルギーをもって固体表面へ入射する H_2^+ は、50eVのエネルギーをもつ二つの原子が入射することになる。非常に入射イオンのエネルギーが小さい(数eV)場合を除けば、入射エネルギーが小さいほどイオン反射係数は大きいため、このモデルに従えば、同じ入射エネルギーでも分子イオンに対するイオン反射係数は原子イオンのそれに比べて大きくなる。したがって、実験結果から得たイオンのエネルギー反射係数の評価には上の影響が含まれている可能性もある。

(c) 固体壁からの電子放出(電子の反射、二次電子、熱電子)

本実験の場合電子温度が高々16eV程度なので、電子の反射率は小さい^[22]。さらに、反射電子は入射エネルギーをほとんど失わないため、固体壁へのプラズマ熱流に対する寄与は無視できる。

固体壁から二次電子や熱電子が放出されると、それらは仕事関数に相当するエネルギー(数eV)を固体壁から持ち去ることになる。ターゲット板にバイアス電圧を印加することでイオンの入射エネルギーが大きくなるとイオン衝突による二次電子放出が無視し得なくなるが、このような場合イオンの入射エネルギーに対して仕事関数(4eV程度)は十分小さく、プラズマ熱流に対する影響は小さいと考えられる。また、高温

電子成分による二次電子放出についても、高温電子のエネルギーに比べて仕事関数は小さく、また図3-14に示すように本実験における電子温度領域では放出量も小さいため、結局二次電子放出がプラズマ熱流に与える影響は無視し得る。熱電子放出に関しては、本実験でのターゲット板表面温度は、タンゲステンで1400℃以下、炭素で900℃以下であり、3-3-1節でも述べたように、プラズマ熱流に対する影響はないと考えられる。

(d) 固体壁表面の荒さ

固体壁表面の荒さはイオンの反射の性質に影響し得る[6,7,26-30]。本実験ではよく磨かれたターゲット板を用いたが、実験を行なっていく過程で、スパッタリング等により表面がある可能性は十分にある。その効果は今回は考慮されていない。壁の表面荒さがイオン反射に及ぼす影響については実験による系統的な研究はなされていないが、一次元、あるいは二次元の表面構造を仮定した計算機シミュレーションによる研究が行なわれている[25-29]。さらに、表面荒さの記述にフラクタルの概念を導入し、異なる種類の炭素ターゲットを扱った例もある[31,32]。図3-24にその計算機シミュレーションの一例を示す。図中のDはフラクタル次元であり、D=2.00は滑らかな表面を表し、この値が大きくなると表面荒さの度合いが大きくなる。表面荒さの主たる影響は、反射係数の低下という形で現れる。

(e) 炭素ターゲット板内部の水素蓄積

炭素材内部の水素蓄積は、表面の特性、すなわちイオンの反射[7,33]、二次電子放出率[34]等に影響する。図3-25に、水素及び重水素で飽和した炭素(C_{0.6}H(D)_{0.4})の粒子反射係数の計算機シミュレーションデータを示す。水素蓄積により反射係数は低下する結果が示されている。図3-26[35]に炭素ターゲット温度による重水素の蓄積量のデータを示す。本実験では炭素ターゲット板温度は700~900℃程度である。図3-26から、このような温度領域では炭素材内部に蓄積する水素の量は十分に小さいことが分かる。したがって本実験では炭素ターゲット内部に蓄積した水素の影響は無視し得ると考えられる。

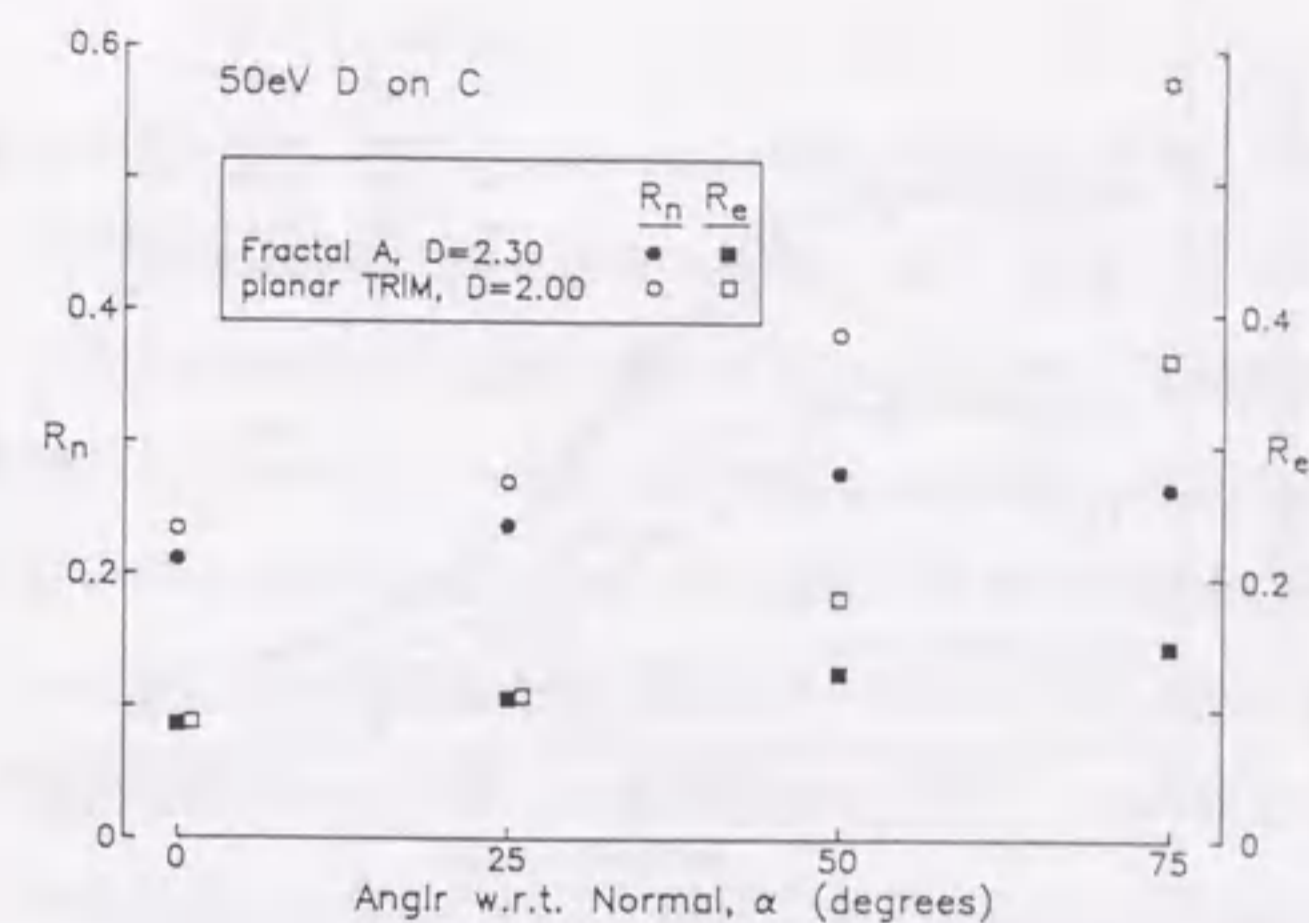


図3-24 50 eV重水素(D)イオンが炭素材料へ打ち込まれたときの入射角に対する粒子及びエネルギー反射係数の依存性[32]の計算機シミュレーション結果。計算は滑らかな平面(D=2.00)及び表面荒さがある場合(D=2.30)について行なわれている。

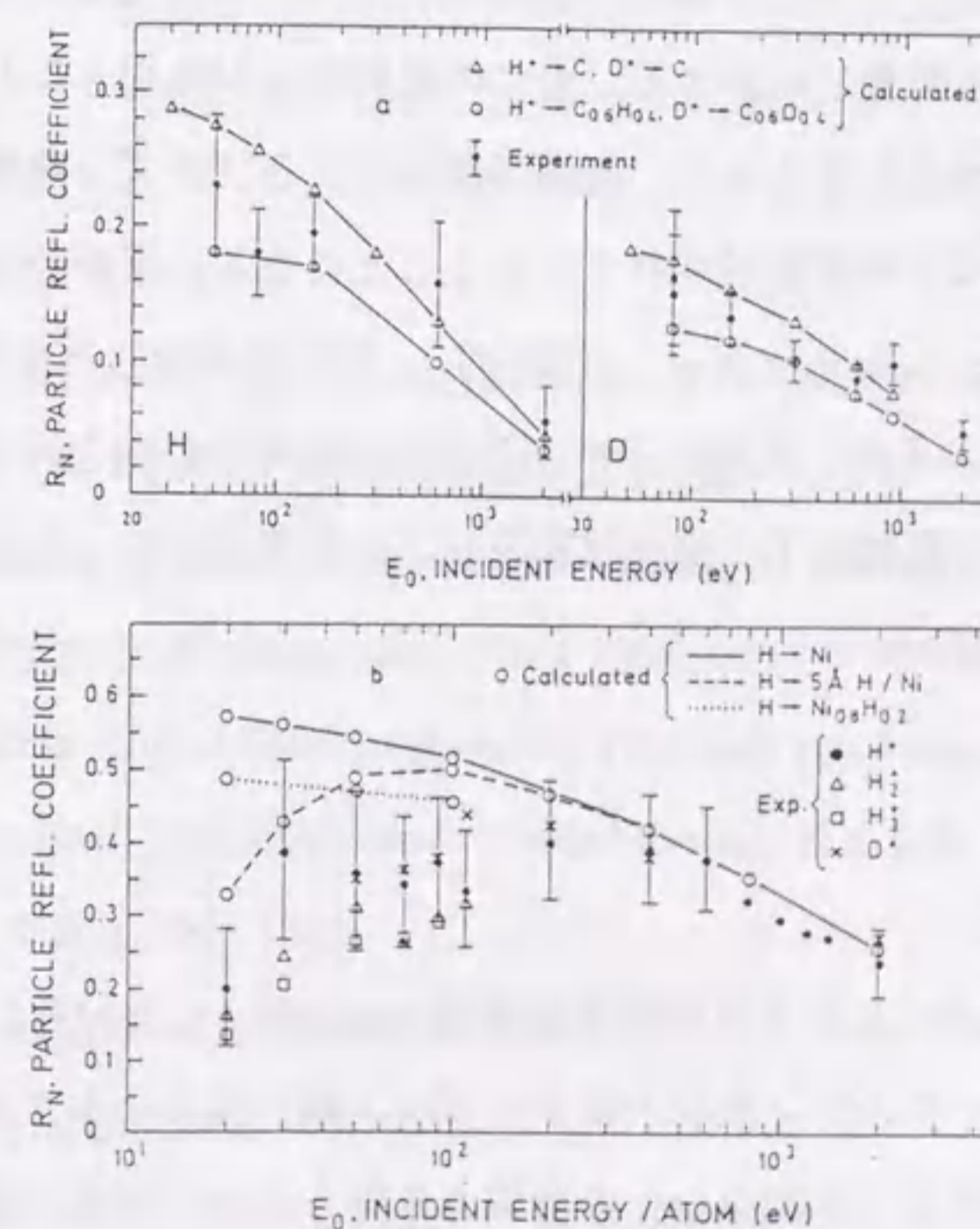


図3-25 水素及び重水素で飽和した炭素、ニッケルにおける水素、重水素イオンの粒子反射係数。実験値と計算機シミュレーション結果との比較[33]。

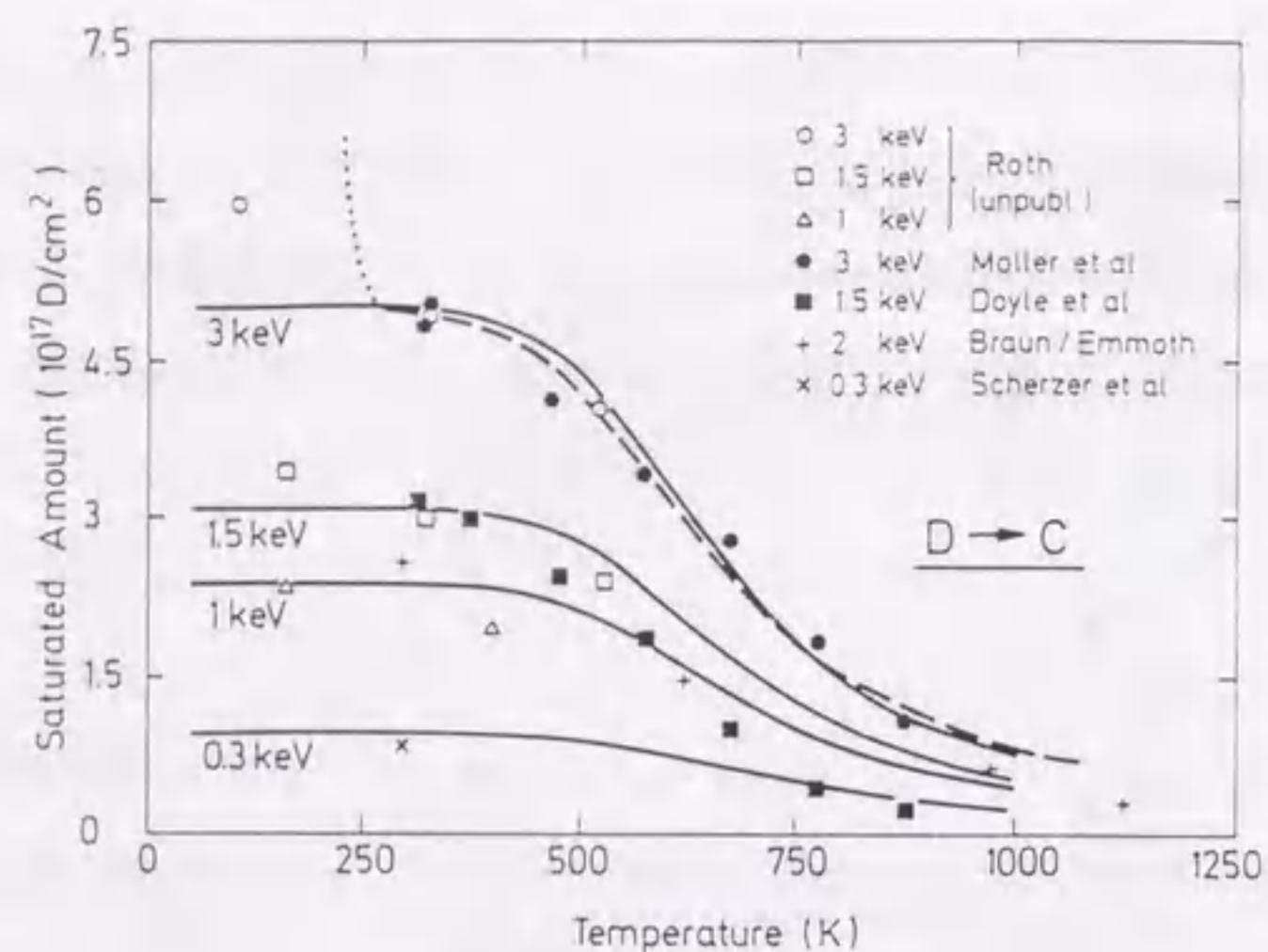


図3-26 黒鉛の温度による重水素の飽和量の変化^[35]。

(f) 反射中性粒子の励起状態

ヘリウム原子を例にとると、最低の励起エネルギーは約 20eV であり、これは再結合の際に放出される熱量に相当する。全ての反射粒子が励起された状態が出てくると非常に極端な場合を考えると、表面再結合によるプラズマ熱流への寄与は励起エネルギーによってほとんど相殺されてしまうことになる。反射粒子の励起状態の計測は、水素イオンビームをターゲットに照射し、反射粒子の放出する H_{α} 、 H_{β} 、 H_{γ} 線の観測^[36]が行われているが、反射粒子中に占める励起原子の割合等のデータは得られていない。本実験でも反射粒子の励起状態及びこの効果がどのような影響を及ぼすかは明確にはできていない。

3-5 結言

直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置 NAGDIS-I において、水素及びヘリウムプラズマから、タングステン及び炭素ターゲット板へ流入するプラズマ熱流の計測を行った。実験結果は、単純なシース理論より得られるプラズマ熱流理論値から大きくずれた結果となったが、固体壁表面におけるイオンの反射及び再結合、電子エネルギー分布のマクスウェル分布からのずれを考慮して今回導出した理論曲線は実験結果

とよく一致し、上に挙げた要素がプラズマ熱流に大きく影響することを実験的に示した。

上の実験データから、イオンのエネルギー反射係数の評価を行なった結果、タングステン・ターゲットの場合は経験式から得られる値とよく一致した。炭素ターゲットの場合は実験データからの評価値は経験式から得られる値よりも 2 倍程度大きくなった。経験式は計算機シミュレーションのデータを基にしており、今回の実験結果とどちらが実際の値に近いのかは断言できない。仮に実験結果が実際の値に比べて大きい場合、炭素ターゲット表面に付着した金属不純物がその原因となっている可能性もある。実際の核融合実験装置においては、炭素系材料のプラズマ対向壁上に高周波加熱用のランチャー等から発生した金属不純物が堆積することも考えられるため、そのような場合の材料としての性質の変化を調べることは今後の重要な課題と思われる。

また、高温の電子成分がプラズマ中に含まれる場合、プラズマ熱流は電子の速度分布がマクスウェル分布の場合に比べて大きく変化することを実験と理論の双方から示した。

参考文献

- [1] P.C. Stangeby, "The Sheath" in : Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, Eds. D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984) pp. 41 - 98.
- [2] H. Kimura, H. Maeda, N. Ueda, M. Seki, H. Kawamura, S. Yamamoto, M. Nagami, K. Odajima, S. Sengoku, Y. Shimomura : Nucl. Fusion. 18 (1978) 1195.
- [3] R. Chodura, "Plasma Flow in the Sheath and the Presheath of a Scrape-off Layer" in : Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, Eds. D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984) pp.99 - 134.
- [4] A.H. Futch, G.F. Matthews, D. Buchenauer, D.N. Hill, R.A. Jong, G.D. Porter : J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 860.
- [5] K. Sato and H. Katayama : J. Nucl. Mater. to be published.
- [6] W. Eckstein and H. Verbeek, in : "Data Compendium for Plasma Surface Interactions", Nucl. Fusion, Special Issue, IAEA, Vienna (1984) 12.

- [7] W. Eckstein, in : "Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion",
Supplement to the J. Nucl. Fusion, Vol. 1 (1991) 17.
- [8] R. Ito, T. Tabata, N. Itoh, K. Morita, T. Kato, H. Tawara : "Data on the Backscattering
Coefficients of Light Ions from Solids (A Revision)",
Rep. IPPJ - AM41, Institute of Plasma Physics, Nagoya (1985).
- [9] U. Samm, P. Bogen, H. Hartwing, E. Hintz, K. Hothker, Y.T. Lie, A. Pospieszczyk,
D. Rusbuldt, B. Schweer and Y.J. Yu : J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 24.
- [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] K. Ushigusa, S. Takamura and T. Okuda : Nucl. Fusion 24 (1984) 751.
- [13] S. Takamura, A. Sato, Y. Shen and T. Okuda : J. Nucl. Mater. 149 (1987) 212.
- [14] B. Lipschnltz et al. : Nucl. Fusion 26 (1986) 1463.
- [15] 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.
- [16] S. Takamura : Phys. Lett. A133 (1988) 312.
- [17] K. Shiraishi and S. Takamura : J. Nucl. Mater. 176 & 177 (1990) 251.
- [18] 多田栄介ほか : 核融合研究 65 (1991) 167.
- [19] T.E. Stringer : Nucl. Fusion 33 (1993) 1249.
- [20] D. Bohm, in : "The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields",
Eds. A. Guthrie and R.K. Wakerling, McGraw Hill, New York, Capt. 3 (1949).
- [21] 研究用基礎材料カタログ No. 25 (1994)、株式会社ニラコ.
- [22] E.W. Thomas : Atomic Data for Controlled Fusion Research, Vol. III
(Oak Ridge National Laboratory, 1985).
- [23] E.W. Thomas, in : "Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion",
Supplement to the J. Nucl. Fusion, Vol. 1 (1991) 79.
- [24] T. Tabata, R. Ito, Y. Itikawa, N. Itoh, K. Morita and H. Tawara : "Dependence of the
Backscattering Coefficients of Light Ions upon Angle of Incidence",
Rep. IPPJ-AM-34, Institute of Plasma Physics, Nagoya (1984).

- [25] K. Morita, K. Mori, S. Ikeda and S. Takamura : "Erosion of Metal - Carbide Deposited
Graphite Induced by High Heat Flux Plasma Irradiation at High Temperatures",
in Proc. of 2nd Research Co-ordination Meeting (IAEA) on Plasma Interaction Induced
Erosion of Plasma Facing Materials, (1993).
- [26] N.K. Koborov, V.A. Kurnaev and V.M. Sotnikov : J. Nucl. Mater. 128 & 129 (1984) 691.
- [27] V.M. Sotnikov : Sov. J. Plasma Phys. 7 (1981) 236.
- [28] A.Yu. Pigarov, L.Yu. Igitkhanov : Contib. Plasma Phys. 30 (1990) 71.
- [29] Y. Yamamura, C. Mössner, H. Oechsner : Radiat. Eff. 103 (1987) 25.
- [30] D.N. Ruzic, H.K. Chiu : J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 904.
- [31] D. Avnir, D. Farin, P. Pfeifer : J. Chem. Phys. 79 (1983) 3566.
- [32] D.N. Ruzic, H.K. Chiu : J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 904.
- [33] R. Aratari and W. Eckstein : Nucl. Instrum. Methods, Sect. B 42 (1989) 11.
- [34] K. Shiraishi, N. Ohno and S. Takamura : J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 1371.
- [35] W. Moler : J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 138.
- [36] 大月規義、田辺哲朗、大宅薫 : 「水素の反射とH α の放出」、 「ダイバータ模擬試験装置を用いた不純物及び水素リサイクリング制御研究の新展開」平成4～5年度文部省科学研究費補助金 総合研究(A) 研究成果報告書、pp. 115-123.

付録：イオンのエネルギー反射の経験式

本章で用いたイオンのエネルギー反射係数を求める経験式は、Ito氏らによって得られたもので、以下のように記述される[本文参考文献6,7]。

$$R_{ie} = \frac{0.705 / f}{1 + (\epsilon / 0.047)^{0.597} + (\epsilon / 0.619)^{1.5}} \quad (A-1)$$

ここで、

$$f = Z_1^{2/3} M_1^{1/2} \alpha^{(2\epsilon-3)/(\epsilon+1)} \rho_a / \rho_t \quad (A-2)$$

$$\rho_a / \rho_t = \{2\epsilon / \rho_n + [1 / S_L + 1 / (4S_B)]^{-1}\} / S_a \quad (A-3)$$

$$\rho_n = \{ \Gamma[0, (C-1) \ln(B\epsilon)] - \Gamma[0, -2 \ln(B\epsilon)] \} / (AB) \quad , \quad (A-4)$$

$$A = 0.56258 \quad , \quad B = 1.1776 \quad , \quad C = 0.62680 \quad , \quad (A-5)$$

$$S_L = D (\alpha / \zeta)^{3/2} S_a \quad , \quad (A-8)$$

$$S_B = 61.47 Z_1 \alpha \mu \zeta Z_2^{2/3} \left\{ \ln \left[\epsilon_B / (1 - \beta^2) + 1 + G / \epsilon_B \right] - \beta^2 \right\} / (I_0 \epsilon_B) \quad , \quad (A-9)$$

$$S_a = 0.0793 Z_1^{2/3} \mu M_1^{1/2} \epsilon^{1/2} \quad , \quad (A-10)$$

$$D = 0.2617 (1 + Z_2^{2/3})^{3/2} Z_2^{-1} A_1 \quad , \quad (A-11)$$

$$\epsilon_B = 2 m_e c^2 \beta^2 / (Z_2 I_0) \quad , \quad (A-12)$$

$$I_0 = 12 + 7 Z_2^{-1} \quad (\text{for } Z_2 < 13), \quad 9.76 + 58.5 Z_2^{-1.19} \quad (\text{for } Z_2 \geq 13) \quad , \quad (A-13)$$

$$G = 100 Z_1 / Z_2 \quad (\text{for } Z_1 < 3), \quad 5 \quad (\text{for } Z_1 \geq 3) \quad , \quad (A-14)$$

Z_1 : atomic number of the projectile.

Z_2 : atomic number of the target.

M_1 : mass of the projectile.

M_2 : atomic weight of the target.

$\mu = M_2 / M_1$.

$\alpha = 1 + 1 / \mu$.

$\zeta = [1 + (Z_1 / Z_2)^{2/3}]^{1/2}$.

f : scaling factor for the backscattering coefficients.

S_L : low-energy electronic stopping cross-section in LSS units; the formula of Lindhard et al.^[1] corrected for the Z_2 - oscillations is used.

S_B : high-energy electronic stopping cross-section in LSS units. The Bethe-Bloch formula

modified by Biersack and Haggmark^[2] is used; the modification was made so that the relation $(1/S_L + 1/S_B)$ gives the electronic stopping cross-section in the intermediate energy region.

S_a : electronic stopping cross-section given by the formula of Lindhard et al.^[1] when μ is much larger than unity.

ρ_a : "virtual" path length (range) of the incident ion in the target material when the stopping cross section is assumed to be given by S_a for the whole energy region.

ρ_t : "true" path length of the incident ion in the target material.

ρ_n : path length, determined by nuclear stopping only, of the incident ion in the target material; the formula of Wilson et al.^[3] is used.

$$\Gamma(v, x) = \int_x^\infty e^{-t} t^{v-1} dt$$

D : correction factor for the low-energy electronic stopping cross-section.

A_1 : coefficient in the semiempirical formula of Andersen and Ziegler^[3] for the electronic stopping cross-section.

β : ratio of the projectile velocity to the velocity of light.

$m_e c^2$: rest energy of the electron.

$Z_2 I_0$: mean excitation energy of target atoms.

付録参考文献

- [1] J. Lindhard, M. Scharff, and H.E. Schiøtt, : Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat. -Fys. Medd. 33, No. 14 (1963).
- [2] W.D. Wilson, L.G. Haggmark, and J.P. Biersack : Phys. Rev. B15 (1977) 2458.
- [3] H.H. Andersen and J.F. Ziegler, in :Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements (Pergamon, Elmsford, N. Y., 1977).

第4章 ダイバータ板熱負荷軽減に関する研究

4-1 緒言

核融合炉において熱と粒子の制御に重要な役割を果たすことになるダイバータであるが、ダイバータ板は磁力線と鎖交するため、磁力線に沿って動き易いプラズマ中のイオン及び電子がもたらす熱流束及び粒子束による損耗が重大な問題となっている^[1-7]。熱流束、粒子束はセパトリクスとダイバータ板の交差線近傍に集中するためダイバータ板上の熱負荷分布は局所化する。国際熱核融合実験炉ITERの工学設計における予測では、磁力線に対してダイバータ板を約1.5度傾斜させることにより極力受熱面積を大きくした状態でさえ局所的に数10MW/m²にも達する熱負荷値が予測されている^[1,2,7]。熱核融合炉ではこれまでよりはるかに長いパルス運転、さらには定常運転が想定されており、このような高いプラズマ熱流はダイバータ板温度の上昇とそれに伴う蒸発、あるいは炭素系材料においては照射促進昇華による不純物の放出を招く。不純物のほとんどは中性粒子の形で放出される。これらが磁力線を横切りスクレイブ・オフ層を横断して主プラズマへ混入すると燃料の希釈や主プラズマの温度の低下をもたらして核融合反応を停止する可能性がある。実際、1991年に行なわれた大型トカマク装置JETにおけるD-T反応実験では、ダイバータ板温度が局所的に1300~1800℃に達し、ダイバータ板材料である炭素が多量に放出され核融合反応が停止する現象(carbon bloom)が観測されている^[8]。このような問題に対して、ダイバータ板上の熱負荷の局所的な集中を避け、熱負荷分布を広域化する方法が幾つか提案されている。その例としては、セパトリクスの位置を変化させることによりダイバータ板とセパトリクスの交差線の位置を変動し、局所的な熱流束及び粒子束の集中を防ぐセパトリクス掃引法^[2]、ダイバータ板自体を動かすことによりセパトリクス掃引法と同様の効果を狙ったダイバータ板掃引法^[9]、高密度のダイバータ・プラズマによりダイバータ部でのリサイクリングを増大し、放射冷却によりダイバータ・プラズマの温度の低下を図る遠隔放射冷却^[7]、ダイバータ部の中性粒子圧力を高く設定し、荷電交換過程によりイオンのもたらす熱流束の分散を図るガス・ダイバータ^[1,6,10]等が挙げられる。セパトリクス掃引法はITER設計でもダイバータ板ピーク熱負荷軽減の有力

な方法として検討されたが、セパトリクスを掃引するためのコイル設置及びそこで消費されるパワー等の問題がある^[9]。ダイバータ板掃引法はプラズマ閉じ込め真空容器内部に機械的な可動部が入ることになりその信頼性の問題がある^[9]。遠隔放射冷却については、JT-60^[11]、DIII-D^[12]等の装置において実験が行なわれており、その効果が確かめられている。放射冷却の効果を増大するにはダイバータ領域の燃料中性粒子や不純物の量を増大することが必要であるが、その場合主プラズマの閉じ込め特性への影響が課題となっている^[3]。ガス・ダイバータはダイバータ領域の中性粒子圧力が1mTorr~数10mTorrにまで達するため、主プラズマへの中性粒子の逆流、主プラズマの閉じ込め悪化等の可能性が指摘されている^[7,9]。

本章ではダイバータ板熱負荷分布の広域化の方法として、高周波動重力(ポンデロモーティブ力)を用いたRFダイバータについて検討を行なう。高周波動重力を用いてプラズマ対向壁へ流入するプラズマ熱流を低減する手法はリミタとして検討された例があり、米国UCLAの直線型ダイバータ模擬実験装置PISCES、独国ユーリッヒ総合研究機構プラズマ研究所のトカマク装置TEXTOR、及び核融合科学研究所のヘリカル装置CHS(Compact Helical System)において実験が行なわれた^[14-17]。その結果リミタに高周波電流を流すことによりリミタ前面に誘起された高周波動重力はリミタ熱負荷を減少することが観測されている。本研究は、ダイバータ板前面で高周波動重力を誘起することによりプラズマ中の荷電粒子に対して沿磁力線方向の輸送障壁を形成し、磁力線と垂直方向の粒子輸送の割合を増し、ダイバータ板上の熱負荷分布を広域化することを大きな目標としている。

以下、4-2節において、高周波動重力存在時のシース、プリシース形成について簡単なモデルを用いて考察する。4-3節では小型トカマク装置CSTN-IIIを用いて行なったRFダイバータの原理実験について述べ、4-4節にてまとめを行なう。

4-2 高周波動重力存在時のシース、プリシース解析

本研究ではダイバータ板前面に誘起された高周波電場による高周波動重力を用いてプラズマ熱流の制御を行なうことを大きな目的としている。そこで、固体壁前面に高周波動重力が誘起された状況におけるシース、プリシース形成について簡単な一次元

モデルを用いて考察する。高周波電場の誘起の方法としては、例えば図4-1に示すような方法が考えられる。(a)は導波管や空洞共振器を用いて、ダイバータ板前面に高周波電場を誘起する方法、(b)はダイバータ板に直接高周波電位を印加し、その前面に高周波動重力を誘起する方法である。前者の方法はプラズマ中で、後者の場合はダイバータ板前面に形成されるシース中で高周波動重力が作用すると考えられる。

固体壁前面に形成された高周波電界の、磁力線と平行な成分による高周波動重力ポテンシャル、 ψ は次のように表される^[18]。

$$-\psi = \frac{e^2 \langle E_{rf}^2 \rangle}{2m_e \omega^2}, \quad (4-1)$$

ここで E_{rf} は高周波電界強度、 ω はその周波数である。また $\langle \rangle$ は一周期にわたる平均値を表す。(4-1)式から分かるように、高周波動重力ポテンシャルの大きさは荷電粒子の質量に反比例するため、電子の感じる高周波動重力ポテンシャルはイオンが感じるそれに比べてはるかに大きい。さらにここでは十分に高い周波数を考え、高周波動重力は電子にのみ作用してイオンは高周波動重力ポテンシャルを感じないとする。

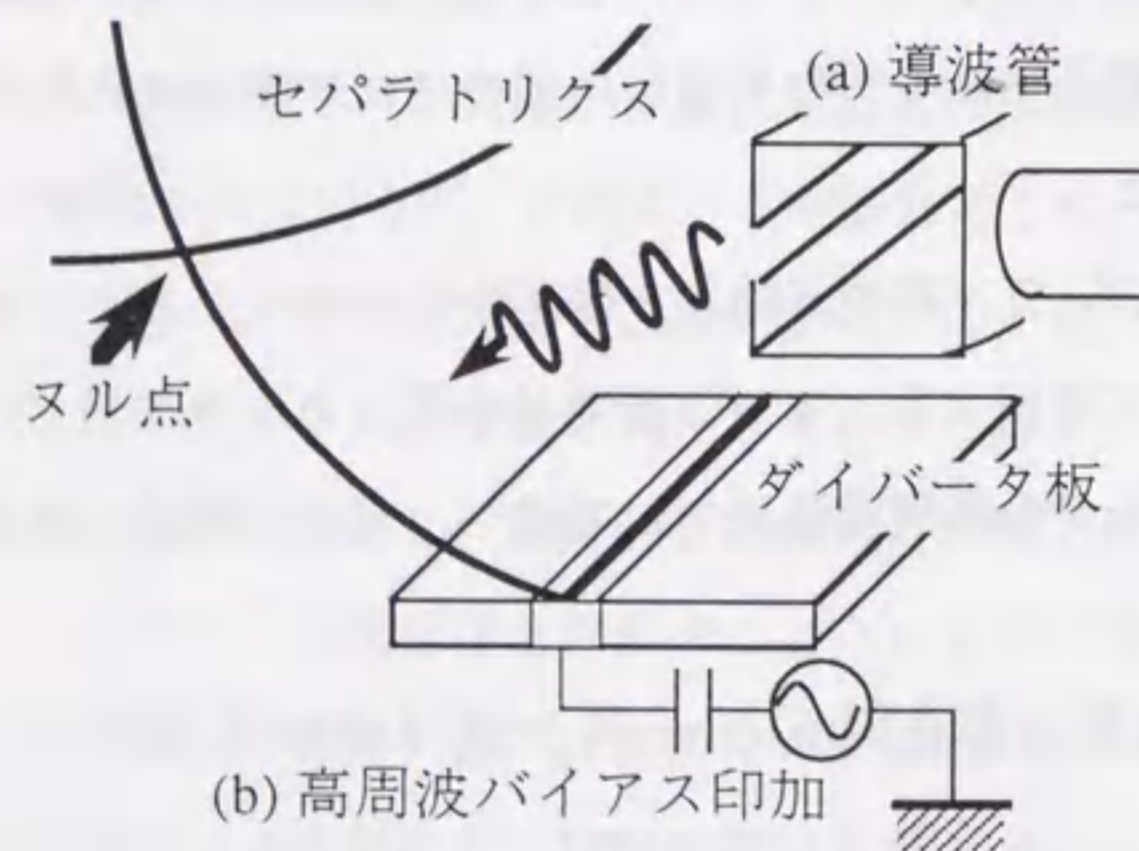


図4-1 ダイバータ板前面への高周波動重力誘起の方法

4-2-1 プリシースの解析

図4-2に高周波電場がプラズマ中に誘起され、高周波動重力が固体壁前面のプリシース全域に存在する場合のプリシース解析の一次元モデルを示す。一様な高周波動重力を仮定すると、そのポテンシャル ψ は x に比例し、

$$eE^* = -\frac{d\psi}{dx} = \text{const.}, \quad (4-2)$$

となる。ここで、 E^* は高周波動重力を電場強度換算した量である。プリシース領域ではプラズマの準中性が保存されているとする。これらの仮定に基づき、以下の方程式から考察を進める。

イオンの連続の式は

$$\frac{d(nV)}{dx} = S, \quad (4-3)$$

で与えられる。ここで V はイオンの流速、 S [$\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$] はイオン粒子の発生項である。発生項としては、磁力線を横切る輸送や電離が考えられるが、本節ではイオンの発生源として電子衝突電離のみを考える。したがって S はプラズマ密度 n 及び中性粒子密

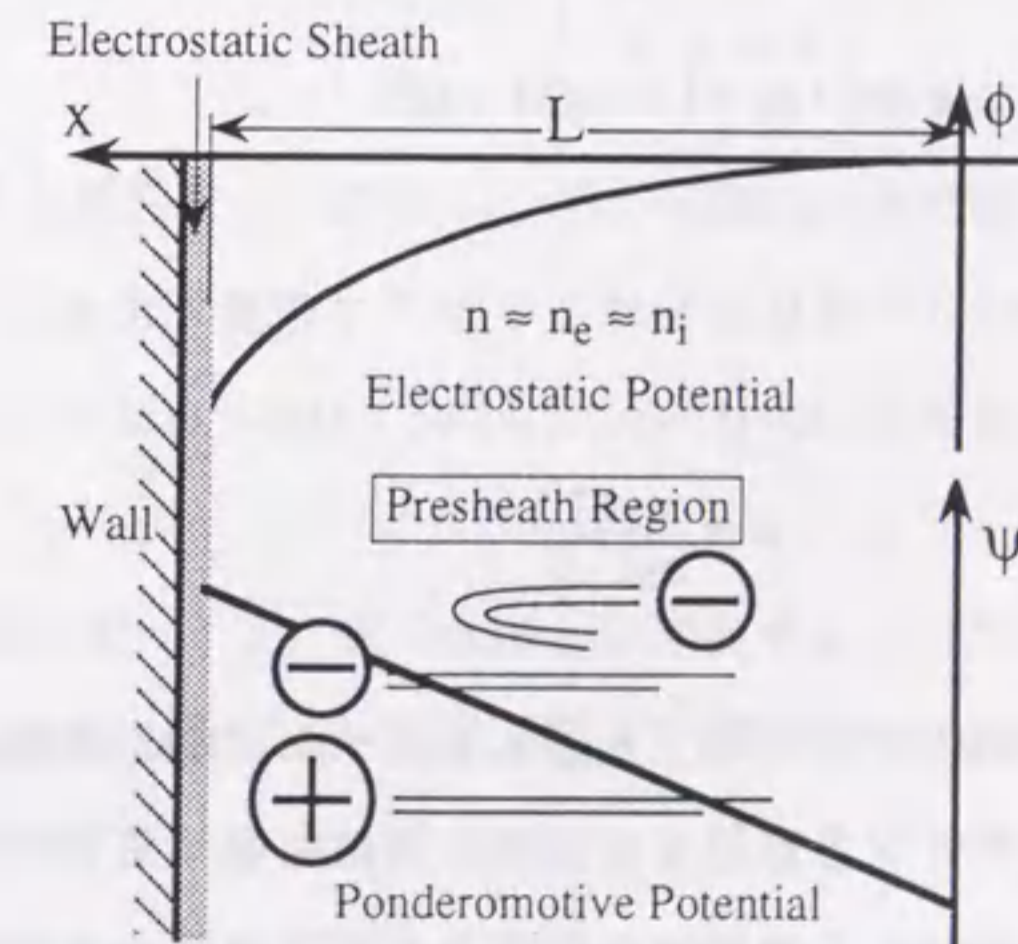


図4-2 高周波動重力がプリシース全域に存在する状況におけるプリシース解析のための一次元モデル。

度 n_n に比例した形で与えられ、

$$S = nn_n \langle \sigma v \rangle_i \quad (4-4)$$

となる。 $\langle \sigma v \rangle_i$ は電離速度係数である。本節では、 S はプラズマ密度に比例するとしているためプラズマの空間分布に依存するが、例えば S が空間によらず一様であっても、以下の議論は定性的には変りがないことをここで強調しておく。

次にイオンの運動方程式は、イオンが等温的であることを仮定すると、

$$nm_i v \frac{dV}{dx} = -kT_i \frac{dn}{dx} - en \frac{d\phi}{dx} - m_i v S \quad (4-5)$$

とかける。一方、電子については高周波動重力を考慮したボルツマンの関係が成り立つとするとする。すなわち、

$$en \frac{d\phi}{dx} = kT_e \frac{dn}{dx} + enE^* \quad (4-6)$$

イオンの運動方程式を積分することにより、マッハ数 $M = v/C_s$ の関数としてプラズマ密度を次のように求めることができる。ここで $C_s^2 = k(T_i + T_e)/m_i$ はイオン音速である。

$$n(M)/n_0 = (1 + \alpha M + M^2)^{-1} \quad (4-7)$$

ここで、 n_0 はマッハ数 $M=0$ の淀点におけるプラズマ密度である。 α は高周波動重力の大きさを表す規格化量であり、

$$\alpha \equiv \frac{neE^*}{m_i C_s S} \quad (4-8)$$

と定義している。上式右辺の分子は電子を通してイオンに働く高周波動重力、分母は単位体積あたり発生したイオンを音速まで加速するのに要する力をそれぞれ表す。高周波動重力が作用することによる中性粒子密度及び電子温度の変化がないことを仮定すれば、(4-4) 式の定義から α は定数となる。今、ボームの条件^[19]から固体壁前面の静電シース端においてマッハ数 $M=1$ を仮定すると、(4-7) 式から静電シ-

ス端におけるプラズマ密度を求めることができる。すなわち、

$$n_{se} = \frac{n_0}{2 + \alpha} \quad (4-9)$$

となる。高周波動重力が十分大きい場合、静電シース端でのプラズマ密度は α に反比例することになる。また、高周波動重力が作用しない場合 ($\alpha=0$) には通常の簡単なプリシース解析^[20]で得られる値と同様に、 $n_{se} = n_0/2$ となる。

静電ポテンシャル分布は (4-6) 式を積分することで下のようを得られる。

$$\Phi(M) = \frac{e\phi_{ps}(M)}{kT_e} = \ln \frac{n(M)}{n_0} + \alpha \left(\frac{T_i}{T_e} + 1 \right) X(M) \quad (4-10)$$

ここで $X(M)$ は規格化された淀点からの距離、 $X = Sx/(C_s n)$ である。さらに、上と同様に静電シース端で $M=1$ を仮定すれば、静電シース端でのポテンシャルは、

$$\Phi(1) = -\alpha \left(\frac{T_i}{T_e} + 1 \right) - \left\{ 1 - \frac{\alpha^2}{2} \left(\frac{T_i}{T_e} + 1 \right) \right\} \ln(2 + \alpha) + \frac{\alpha(4 - \alpha^2)}{2} \left(\frac{T_i}{T_e} + 1 \right) \{ I(1, \alpha) - I(0, \alpha) \},$$

となる。ここで、

$$I(M, \alpha) = \int_0^M \frac{dt}{t^2 + \alpha t + 1} \quad (4-11)$$

である。マッハ数と規格化された淀点からの距離 $X(M)$ の関係は下のようにかける。

$$X(M) = -M + (\alpha/2) \ln(1 + \alpha M + M^2) + (4 - \alpha^2) \{ I(M, \alpha) - I(0, \alpha) \} / 2 \quad (4-12)$$

プリシース長 L は (4-12) 式に $M=1$ を代入することで得られ、その値はいわゆる擾乱長 (disturbance length, collection length)^[21] に相当する $C_s n/S$ 程度のオーダーである。プローブ等がプラズマ中に挿入されると、そこでプラズマ粒子損失が起こることにより、密度の小さい領域がちょうど船の航跡のようにプラズマ中に伸び、この長さを擾乱長と呼ぶ (図 4-3)。結局、プラズマの生成や磁力線を横切る粒子輸送によりこの密度の小さい領域は粒子の供給を受けて擾乱長程度伸びたところで周りの非

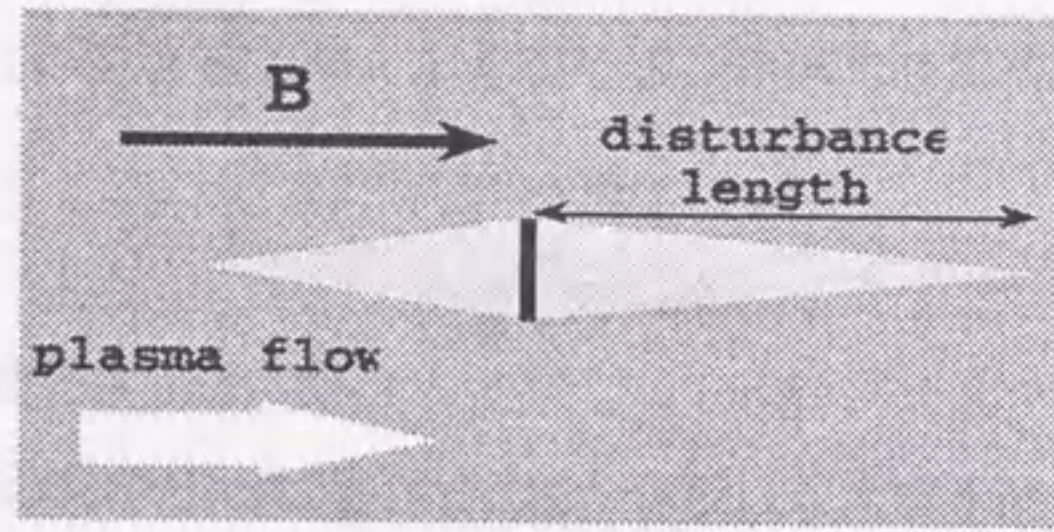


図4-3 プラズマ中に挿入された固体による擾乱領域形成の模式図

擾乱プラズマと同じ密度に復帰する。図4-4は淀点の値でそれぞれ規格化したプラズマ密度、マッハ数、静電ポテンシャル分布を、 α をパラメータとして示したものである。ただし、イオン温度 $T_i=0$ としている。横軸は、プリシース長で規格化した淀点からの距離である。高周波動重力が強くなるにつれてプラズマ密度が急激に減少する様子がみられる。イオンの熱運動を考慮した場合について、図4-5に静電シース端における静電ポテンシャル及びプラズマ密度を規格化された形で、またプリシース長 L を擾乱長 $C_s n / S$ で規格化した形で α の関数として示す。高周波動重力が大きくなるにつれて静電シース端のプラズマ密度は次第に減少していることが分かる。プリシース長も高周波動重力が強くなるにつれて短くなっているが、これは静電シース端への粒子束の減少、すなわち粒子損失の減少により、長い擾乱長を必要としなくなるためと考えられる。やはりイオンの熱運動を考慮した場合のプリシースにおける静電ポテンシャル分布を、イオンと電子の温度比をパラメータとして図4-6に示す。本節では、プリシースにおいてイオンは加速されて静電シース端ではイオンの流速がプラズマ中の音速に等しくなることを仮定しているが、この場合高周波動重力により電子が追い返されるため、プラズマの準中性を保つようにイオンを追い返すような静電ポテンシャルがプリシース中に形成されていることが分かる。

以上の議論から、高周波動重力が存在する場合、静電シース端におけるプラズマ密度が減少することが示された。静電シース端におけるプラズマ密度の減少により、ダイバータ板への粒子束及びプラズマ熱流の減少が期待できる。さらに、電子熱流の増加が許容できる範囲で静電シースにおけるイオンの加速を減少する直流バイアス電圧を印加することにより、スパッタリングによるダイバータ板の損耗の抑制も同時に期待できる。

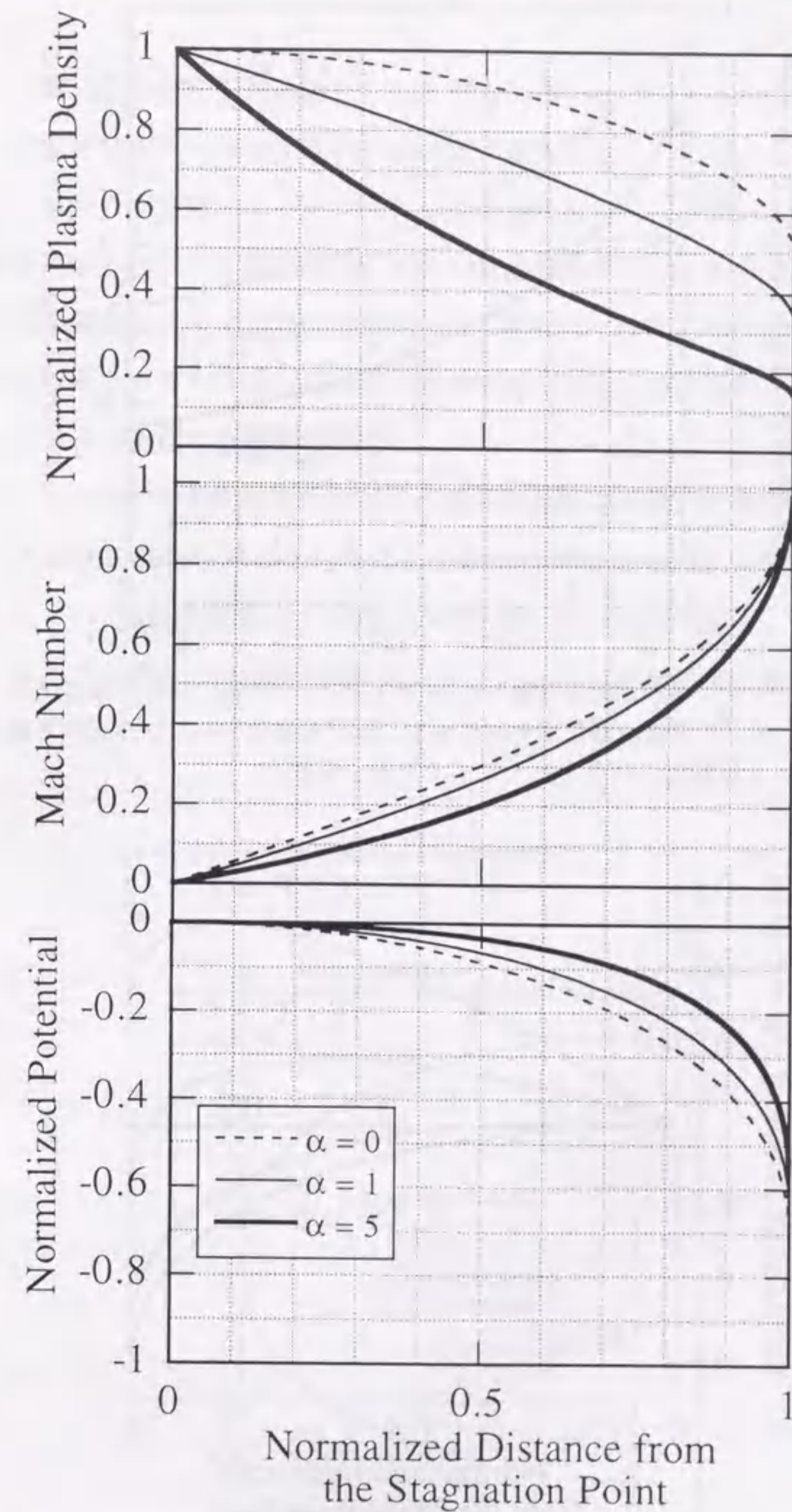


図4-4 淀点の値で規格化したプラズマ密度、マッハ数、静電ポテンシャルの分布 (パラメータ: α) . $T_i=0$ の場合.

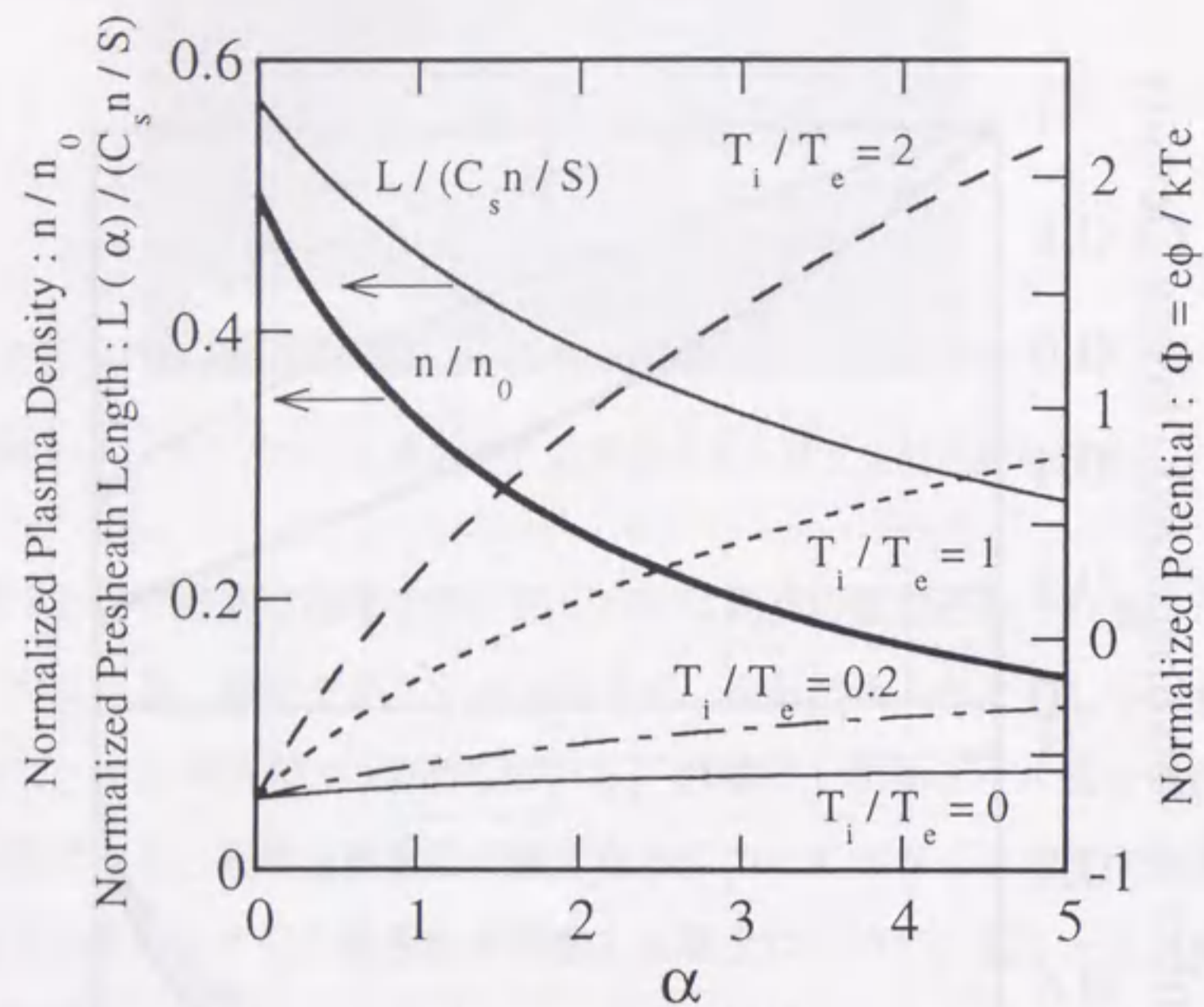


図4-5 イオンの熱運動を考慮した場合の静電シース端における規格化されたプラズマ密度、静電ポテンシャル、及び規格化されたプリシース長の α による変化 (パラメータ: イオン電子温度比)

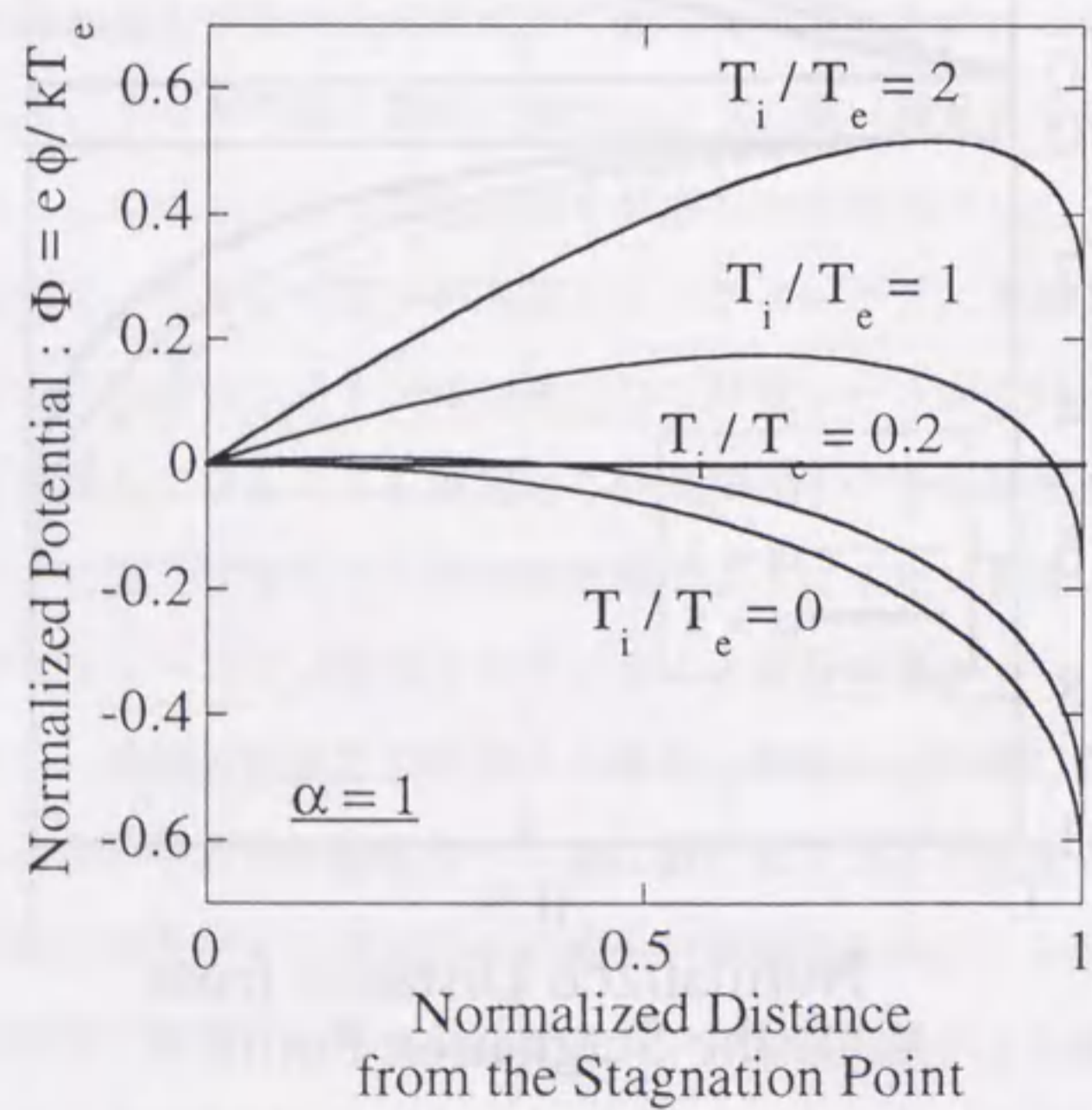


図4-6 $\alpha = 1$ における規格化された静電ポテンシャルの分布 (パラメータ: イオン電子温度比)

4-2-2 静電シースの解析

プラズマ中の固体壁に高周波電位を印加することによりシース中に誘起された高周波波動重力は固体壁表面へ向かう電子を追い返す働きをする。このことは本研究以前に行なわれたプラズマ支援バイポーラ・アーク実験において、直流バイアス電圧に高周波電位を重畳するとアーク開始電圧が高周波電位を重畳しない場合に比べて大きくなるという形で観測されている^[22]。以下では、従来用いられてきた静電シースの理論に、非常に簡単なモデルではあるが高周波波動重力の効果を組み込み、高周波波動重力が静電シース形成に及ぼす影響を考察する。

図4-7に本節で考えるモデルを示す。高周波波動重力がデバイ長の数倍という狭い静電シース領域で有効な効果をもたらすためには次の二つの条件を満たす必要がある。すなわち(1)高周波電場による電子の振幅 (excursion length) が静電シース幅程度よりも小さいこと、(2)高周波波動重力ポテンシャルが典型的な電子の運動エネルギーよりも大きいこと、の二点である。(1)から、

$$\tilde{x} = \frac{eE_{rf}}{(m_e\omega^2)} \leq K\lambda_D, \quad (4-13)$$

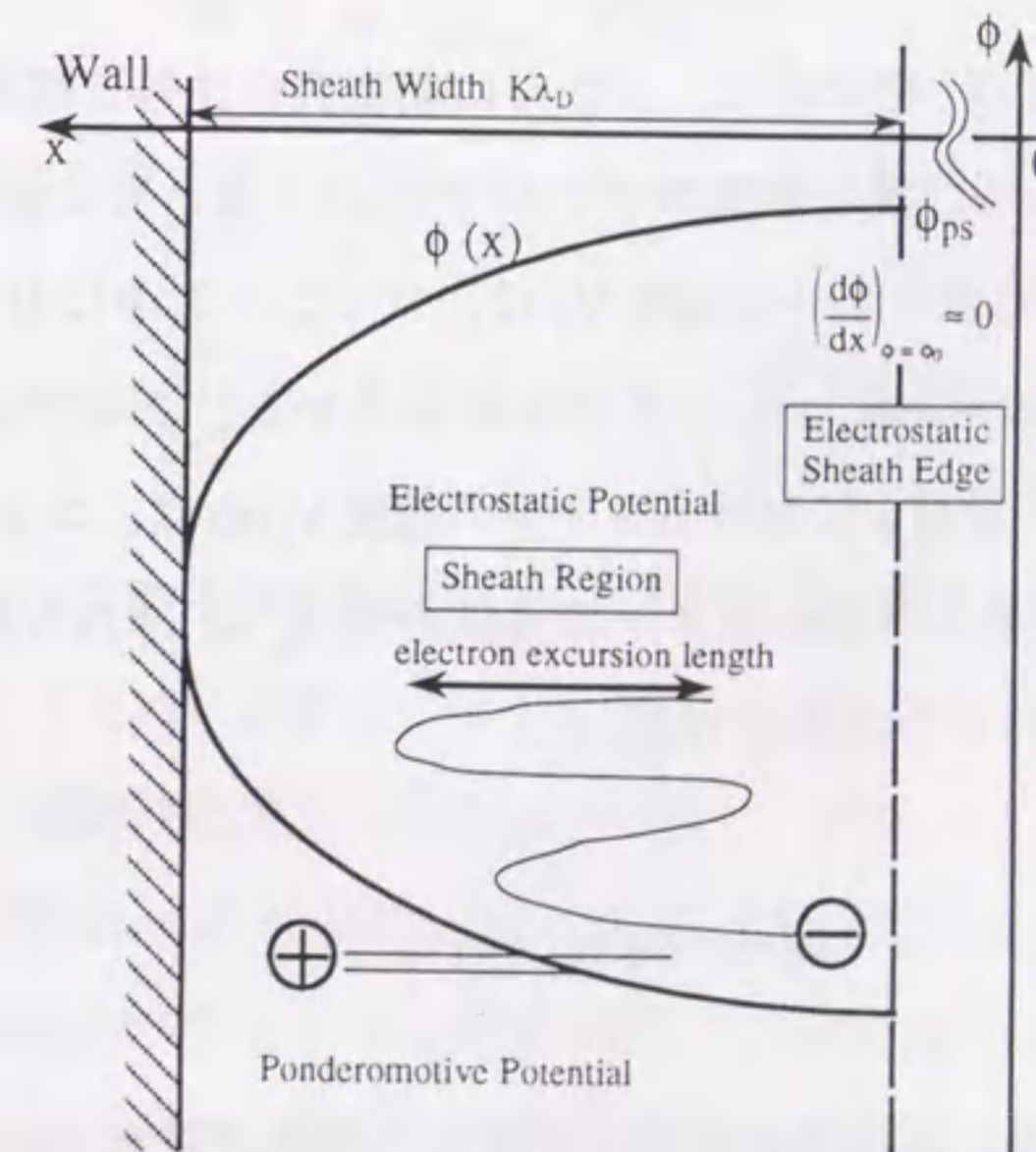


図4-7 高周波波動重力存在時のシース解析モデル

という条件式が得られる。ここで、 \bar{x} は電子の振動幅、 λ_D はデバイ長、 K は定数でありシース幅により3-10程度の値をとる。また(2)の条件から、

$$-\psi = \frac{e^2 \langle E_{rf}^2 \rangle}{2m_e \omega^2} \geq kT_e, \quad (4-14)$$

が得られる。さらにこれら二つの条件式から、高周波動重力が静電シース中で有効に作用するためにプラズマ密度に対する上限が定められる。すなわち、

$$n_e \leq \frac{K^2 \epsilon_0 m_e \omega^2}{2 e^2}, \quad (4-15)$$

である。例えば、2.45GHzの高周波電位を用いた場合、 $K=5$ を仮定するとプラズマ密度の上限は、 $n_e \leq 10^{18} \text{m}^{-3}$ となる。したがって、以下の理論は高密度ダイバータプラズマにはそのまま適用することはできないが、低密度高温ダイバータプラズマ^[23]に適用することは可能と考えられる。結局、(4-13)、(4-14)、(4-15)の三つの条件を満たすとき、静電シース内において高周波動重力が有効に作用し得ることになる。ただし、高周波電位の印加による静電シース構造の変化はここでは考えない。

冷たいイオン ($T_i=0$) を仮定し、これらに無衝突自由落下理論を適用する^[24]。図4-7に示すように、 x 、及び静電ポテンシャル $\phi(x)$ はともに淀点で0とする。このとき、静電シース端でのイオンの速度 V_0 は、プリシース中においても無衝突であることを仮定して、 $V_0 = \sqrt{2e\phi_{ps}/m_i}$ で与えられるとする。ここで ϕ_{ps} はプリシースにおける電位降下である。位置 x におけるイオンの速度 $V_i(x)$ は、エネルギー保存則より、 $V_i(x) = \sqrt{2e\phi/m_i}$ で与えられる。イオンの連続の式 $n_{se} V_0 = n_i(x) V_i(x)$ から、位置 x におけるイオン密度は次のように得られる。

$$n_i(x) = n_{se} (\phi_{ps} / \phi(x))^{1/2}. \quad (4-16)$$

また、(4-6)式から高周波動重力を考慮した電子に対するボルツマンの関係式から位置 x における電子密度は

$$n_e = n_{se} \exp\left(\frac{e(\psi + \phi - \phi_{ps})}{kT_e}\right), \quad (4-17)$$

となる。ここで、解析を簡単化するため、数値定数 β を用いて $\psi + \phi - \phi_{ps} \equiv \beta(\phi - \phi_{ps})$ とかけると仮定する。これは ψ が静電ポテンシャルに比例して変化するという単純化に相当する。 β は1以上であり、 $\beta=1$ の場合が高周波動重力の作用しない場合に相当する。この単純化により解析的な取り扱いが可能となる。プリシース長に比べて静電シース幅が非常に小さいことから、静電シース端において $(d\phi/dx)=0$ であると仮定すると、静電シース中のポアソン方程式に $2(d\phi/dx)$ をかけて一回積分することにより、

$$\left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 = 2 \frac{en_{se}}{\epsilon_0} \left[-2\phi_{ps} \left\{ \left(\frac{\phi}{\phi_{ps}}\right)^{1/2} - 1 \right\} + \frac{kT_e}{e\beta} \left\{ \exp\left(\frac{e\beta(\phi - \phi_{ps})}{kT_e}\right) - 1 \right\} \right], \quad (4-18)$$

という関係が得られる。静電シース端に近い領域では、 $e|\Delta\phi|/kT_e \ll 1$ 、 $|\Delta\phi/\phi_{ps}| \ll 1$ (ただし、 $\Delta\phi \equiv \phi - \phi_{ps}$) であることを用いて(4-18)式の右辺を $\Delta\phi$ について展開すると、

$$\left(\frac{d\phi}{dx}\right)^2 \approx \frac{en_{se}}{\epsilon_0} \left(\frac{1}{2\phi_{ps}} + \frac{e\beta}{kT_e} \right) (\Delta\phi)^2, \quad (4-19)$$

となり、 $\Delta\phi$ に比例する項は常に0である。今、 $(\Delta\phi)^2$ の係数が常に正であることを要求すると、

$$|\phi_{ps}| \geq \frac{kT_e}{2e\beta}, \quad \text{または、} \quad V_0 \geq \sqrt{\frac{kT_e}{m_i \beta}} \equiv C_s^*, \quad (4-20)$$

という変形されたボーム条件が得られる。 C_s^* は高周波動重力存在下において安定な静電シースが形成されるために必要な、イオンのシース端における最低の速度である。ボームの条件から、高周波動重力が存在しない場合、静電シース端におけるイオンの速度はイオン音波速度 $C_s = \sqrt{kT_e/m_i}$ より大きくなければならない。変形されたボーム条件から、高周波動重力が存在する場合の静電シース端におけるイオンの速度に対する条件は、高周波動重力がない場合に比べて $\sqrt{1/\beta}$ だけ緩和されることになる。この静電シース端におけるイオン速度の減少は、高周波動重力による電子の減速、あるいは

は実効的な電子温度（電子エネルギー）の低下に起因すると考えられる。この結果から、固体壁が電氣的に浮いている場合その前面に形成される静電シース電圧は、

$$\frac{e\phi_{\text{sheath}}}{kT_e} = \frac{1}{2\beta} \ln\left(\frac{2\pi m_e}{\beta m_i}\right), \quad (4-21)$$

となる。このときの固体壁へのプラズマ熱流は、規格化された形で、

$$\frac{Q(\phi_{\text{sheath}})}{n_{\text{se}} C_s k T_e} = -\frac{e\phi_{\text{sheath}}}{kT_e} \sqrt{\frac{1}{\beta}} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8m_i}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\beta\phi_{\text{sheath}}}{kT_e}\right), \quad (4-22)$$

とかける。図4-8に規格化された静電シース電圧及びプラズマ熱流を、 β の関数として示す。高周波動重力が大きくなるにつれて、静電シース電圧が減少し、その結果として固体壁へのイオンの衝突エネルギーも減少することが分かる。さらに、固体壁へのプラズマ熱流も、イオンの入射エネルギーの減少、電子が高周波動重力により追いつかれない効果による電子熱流の減少から、 β が大きくなるにつれて減少していることが分かる。

以上の理論においては、簡略化された次元モデルを用いており、電子が高周波電場による振動で直接固体壁に衝突する効果は考慮されていない。従って固体壁に直接

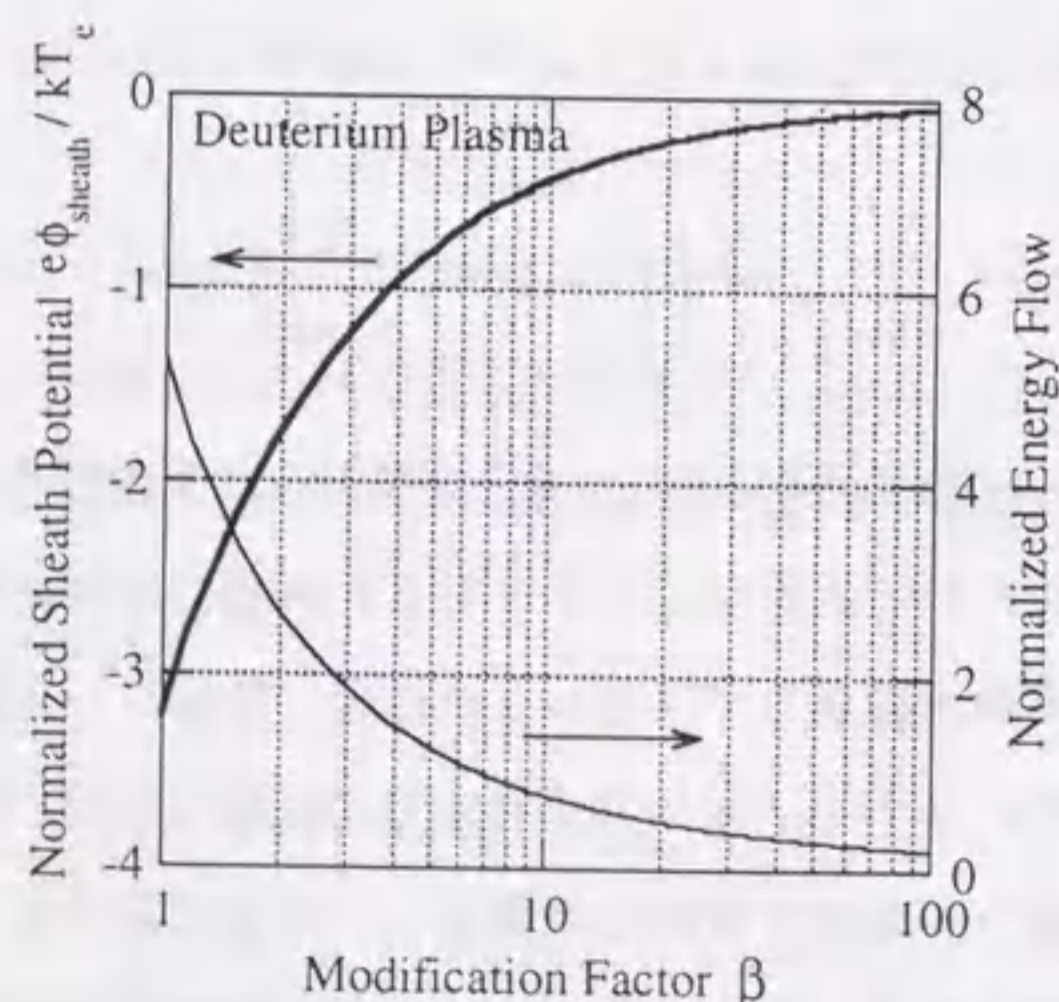


図4-8 規格化されたシース・ポテンシャル及びプラズマ熱流の、高周波動重力に対する変化（ $T_i=0$ を仮定）

高周波電位を印加する場合に問題となる整流効果が考慮されていないことになる。また、高周波電場による電子加熱も無視している。これらの点に関してはより複雑なモデルを考える必要がある。実験におけるこのような問題については次節に述べる。

4-3 小型トカマク装置における原理実験

高周波動重力によるダイバータ板への粒子束制御の可能性を確かめるための原理実験を行なった。高周波電力投入による電離を回避するため、前章までで述べてきたNAGDIS-Iよりも動作ガス圧力が1桁以上低く、電離度の高いプラズマの得られる小型トカマク装置CSTN-IIIにおいて実験を行なった。小ターゲット板（タンゲステン、 $10 \times 10 \times 0.1\text{mm}$ ）をCSTN-III装置の真空容器のポロイダル断面中心付近に磁力線と垂直に設置し、2.45GHzの高周波電位を直接印加したときのターゲット板への入射粒子束を計測した。

4-3-1 実験配置

図4-9に小型トカマク装置CSTN-IIIの概観を示す。CSTN-IIIは放電時間2msec程度で再現性のよい放電を10Hzで繰り返すことが可能であり、ボックスカー積分法による信号平均計測法の適用が可能なが大きな特徴である。今回の実験の計測は全てこの方法により行なわれた。動作ガスとして水素を用い、動作ガス圧力は 6×10^{-5} Torr程度である。今回の実験における典型的なパラメータは以下の通りである：プラズマ電流 $I_p = 250\text{A}$ 、トロイダル磁場強度 $B_t = 0.065\text{T}$ 、電子温度 $T_e = 5-6\text{eV}$ 。プラズマ密度は $5 \times 10^{17}\text{m}^{-3}$ 以下であり、高周波動重力がシース中で有効に働き得る条件（4-15）式において $K=5$ とした場合のプラズマ密度に対する条件を満足している。

図4-10に実験配置図を示す。タンゲステン・ターゲット板（ $10 \times 10 \times 0.1\text{mm}$ ）を真空容器のポロイダル断面中心付近に設置した。また、終端短絡閉塞伝送路（choke transmission line）を用いることで、直流バイアス電圧を高周波電位に重畳してターゲット板へ印加することを可能としている。図4-11にターゲット板の構造の概要を示す。ターゲット板以外での高周波電力の損失を防ぐためにターゲット板はセ

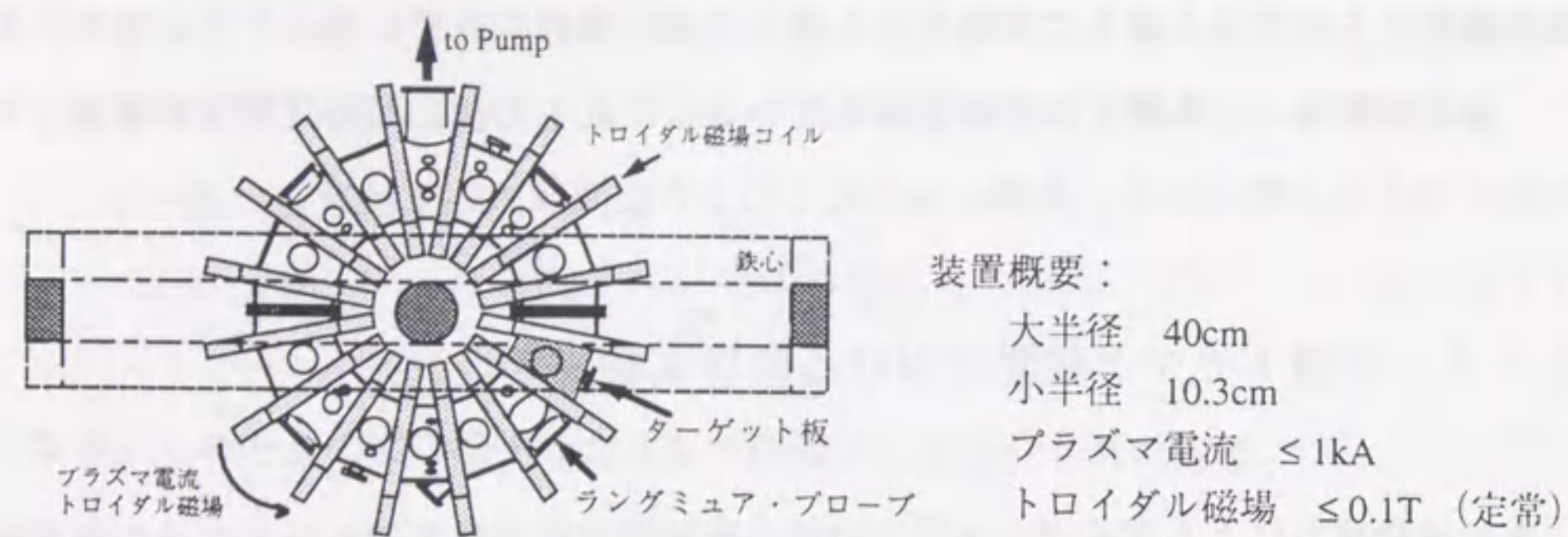


図4-9 小型トカマク装置 CSTN - III 概観図

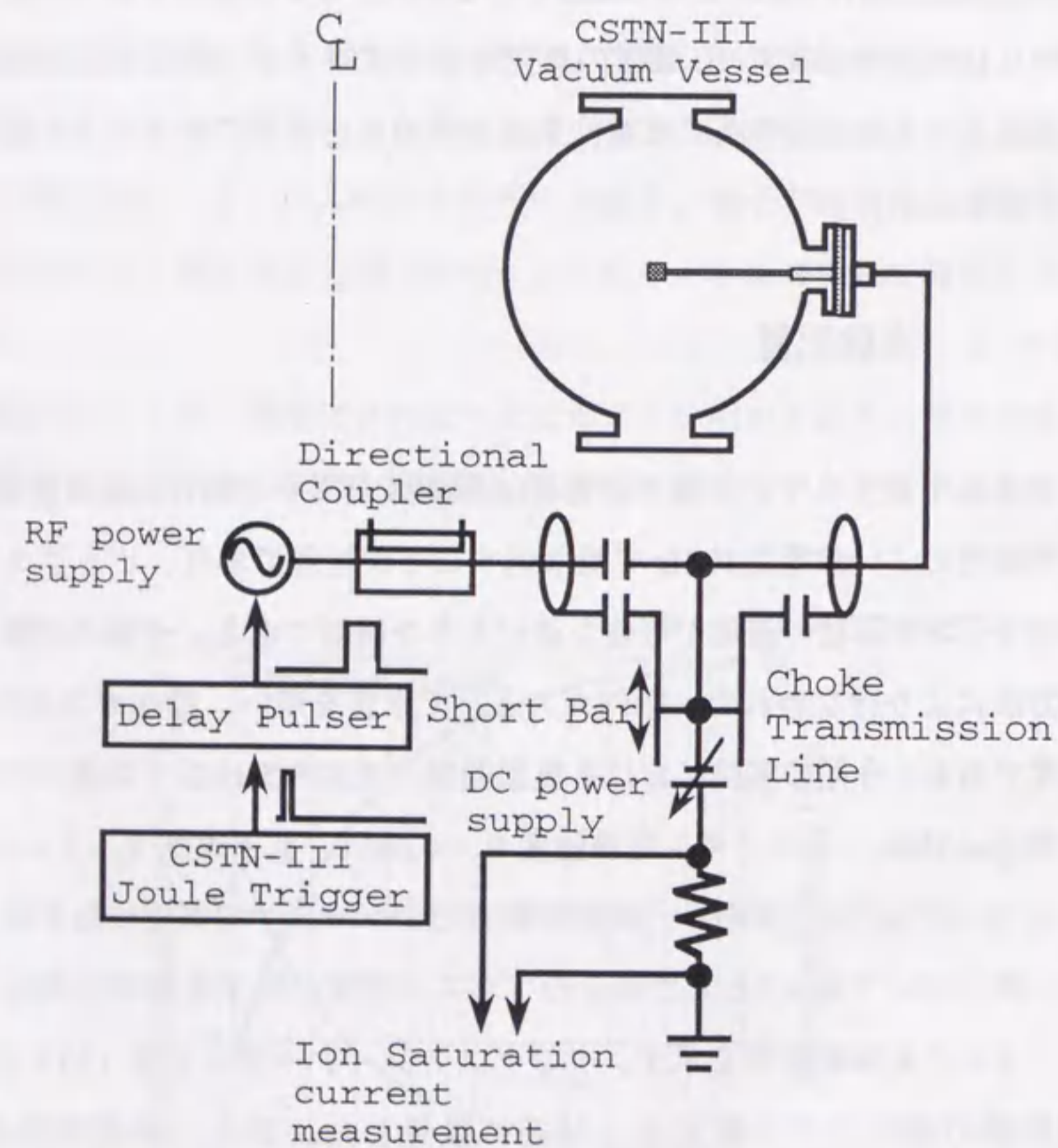


図4-10 実験配置概略図。
(上は、図4-9でハッチを施したセクションのポロイダル断面。)

ラミック管と銅箔とからなる同軸線により支持している。銅箔は、絶縁体をはさんで真空容器に取り付けられるフランジと接続されている。今回用いた高周波電源は電気興業株式会社製 UP-2.5 型マイクロ波発生装置であり、発振周波数は 2.45 GHz、発振出力はパルス最大定格値で 2.5 kW である。

実験に先立ち、終端短絡閉塞伝送路の試験を行なった。試験配置を図4-12に示す。高周波出力は HEWLETT PACKARD 社の検波器 423A-355 により計測した。結果を図4-13に示す。閉塞部の長さ (short bar position) が 2.45 GHz の同軸管 TEM 波のほぼ 1/4 波長 (~3 cm) の奇数倍の長さのとき、高周波出力は最大になっていることが分かる。本実験においては閉塞部の長さを 9cm とした。これにより、直流バイア

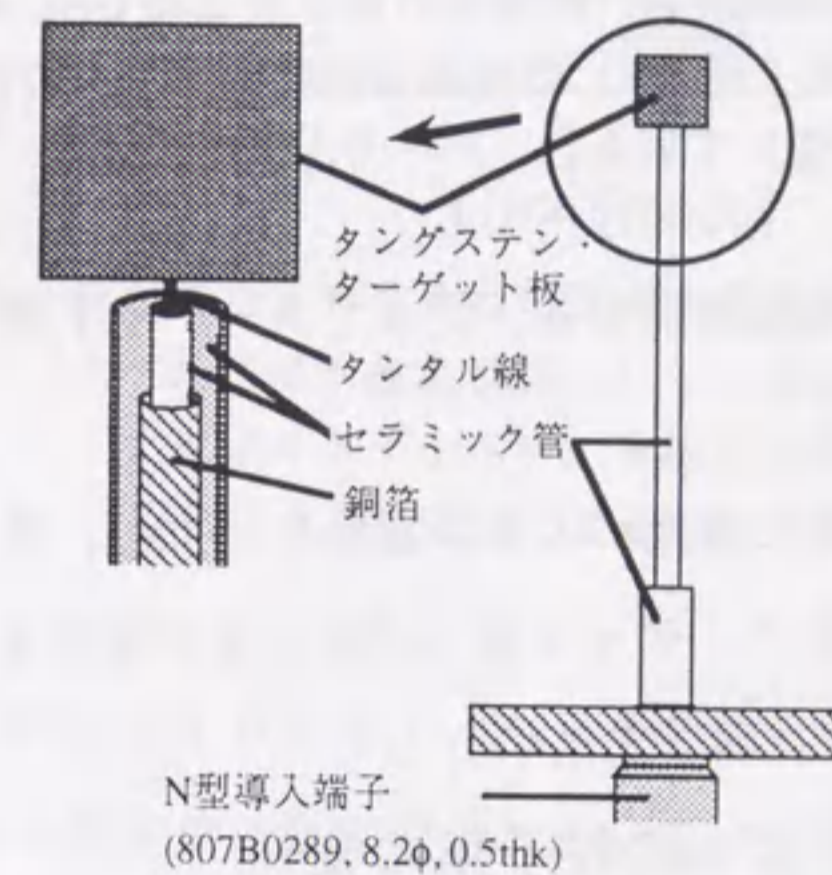


図4-11 高周波電位印加ターゲット板の構造

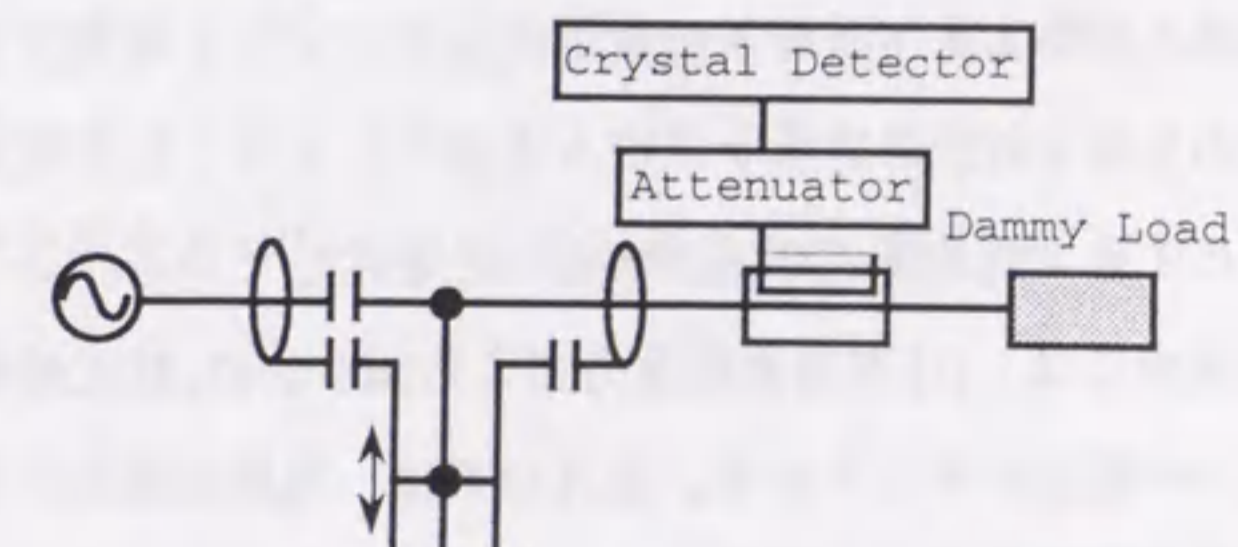


図4-12 閉塞伝送路試験配置概要図。高周波出力は、HEWLETT PACKARD 社製 CRYSTAL DETECTOR 423A-355 により計測した。

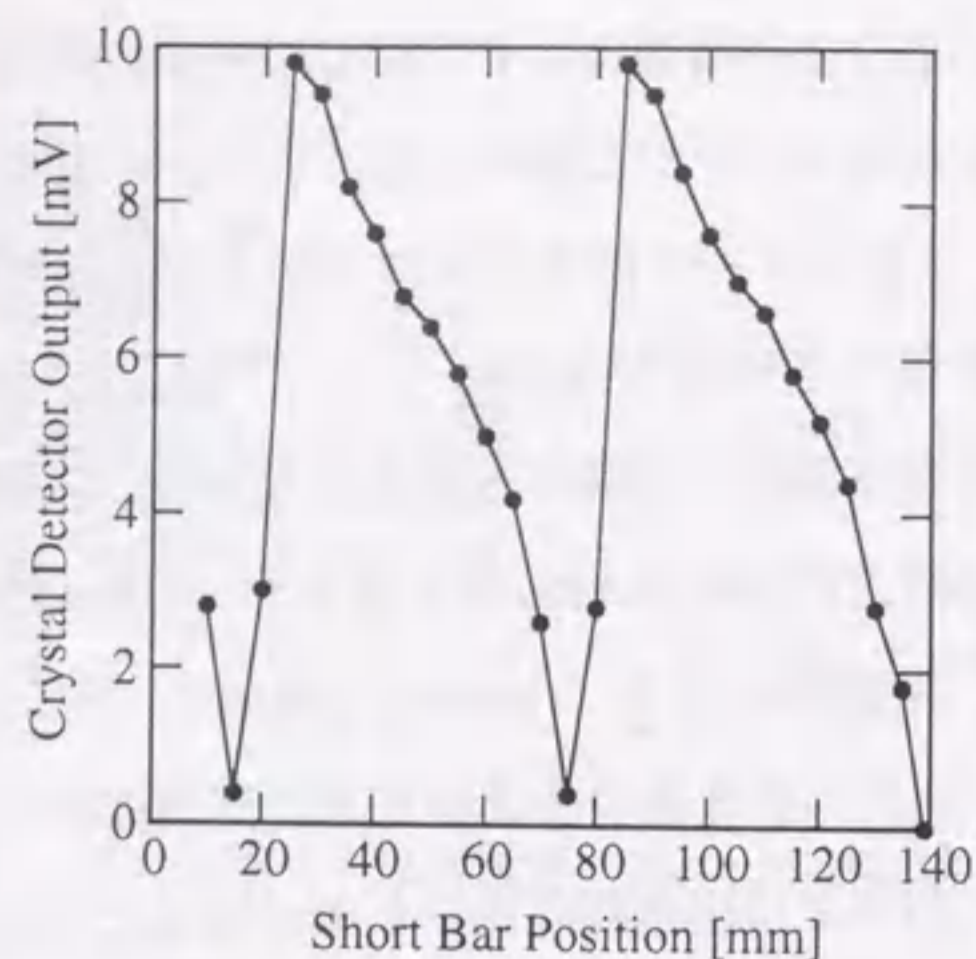


図4-13 閉塞伝送路試験結果. 閉塞部の長さが2.45 GHz の同軸管 TEM 波のほぼ1/4 波長 (約3 cm) の奇数倍程度るとき、ダミー負荷への高周波出力が最大になっている。

ス電源へ流れ込む高周波電力は無視でき、従ってターゲット板へ高周波と直流との重量が可能となる。

本実験では、ターゲット板に直流バイアス電圧を印加し、流入する準定常イオン飽和電流を計測することによりターゲット板への粒子束の変化を観測した。

4-3-2 ターゲット板への粒子束の変化

図4-14にトカマク放電電流とターゲット板へ流入するイオン飽和電流の時間発展波形を示す。破線は高周波電位をターゲット板に印加した場合、実線は印加しない場合をそれぞれ示している。トカマク放電電流波形に対する高周波電位印加の影響はこの場合極めて小さかった。一方、ターゲット板へのイオン飽和電流波形は、高周波電位を印加するとイオン飽和電流が減少することを示している。ここで観測されたイオン飽和電流の減少には、(1)高周波動重力による減少、(2)整流効果による見かけの減少、という二つの要因が考えられる。整流効果は、高周波電位の振幅が大きい場合にターゲットの電流電圧特性の非線型性から生じる現象である。したがって、直流バイアス電圧が十分に大きければ、整流効果の影響は無い(図4-15)。これら二つの要因を識別するために、ターゲットの直流バイアス電圧を変化させてターゲット電

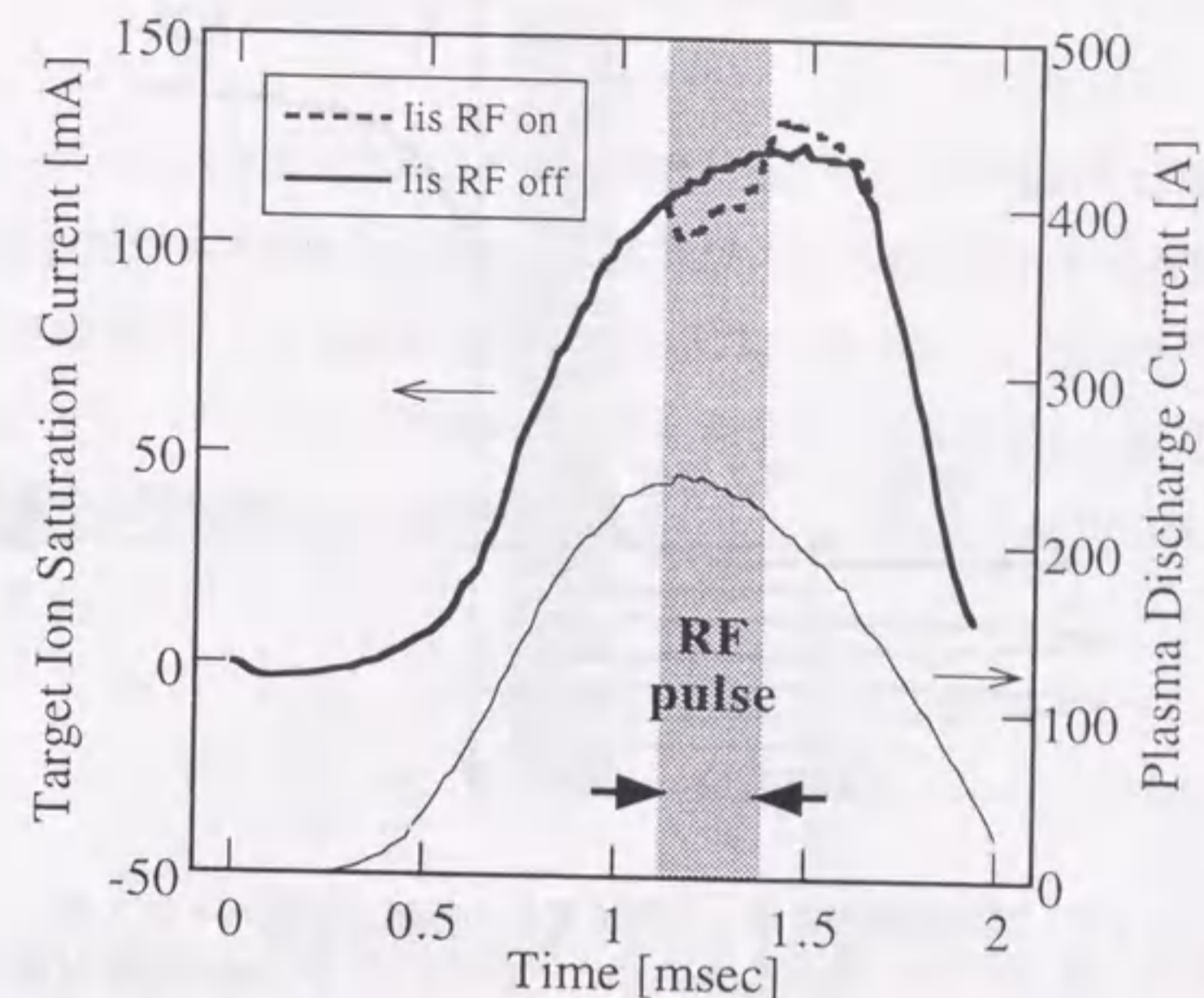


図4-14 典型的なトカマク放電電流波形及びターゲット板へ流入するイオン飽和電流. ハッチ部は高周波電位を印加したタイミングを示す。実線は高周波電位を印加しない場合、点線は印加した場合をそれぞれ示す。

流を測定した。結果を図4-16に示す。ハッチを施した領域では、高周波電位を印加した場合にターゲット電流が急激に変化している。一方ハッチを施していない領域では、イオン飽和電流の絶対値としては減少しているが、高周波電位を印加しない場合と同様の変化をしていることが分かる。前者は、先に述べた整流効果の影響による変化であると考えられ、後者は直流バイアス電圧値に関係なくイオン飽和電流値が一定の減少を示していることから、高周波動重力に起因すると考えられる。イオン飽和電流の減少、すなわちターゲット板への入射粒子束の減少は、図4-16中に示した I_0 、 I_{rf} を用いて減少率を $R \equiv (I_0 - I_{rf}) / I_0$ と定義すると、約20%減少していることになる。

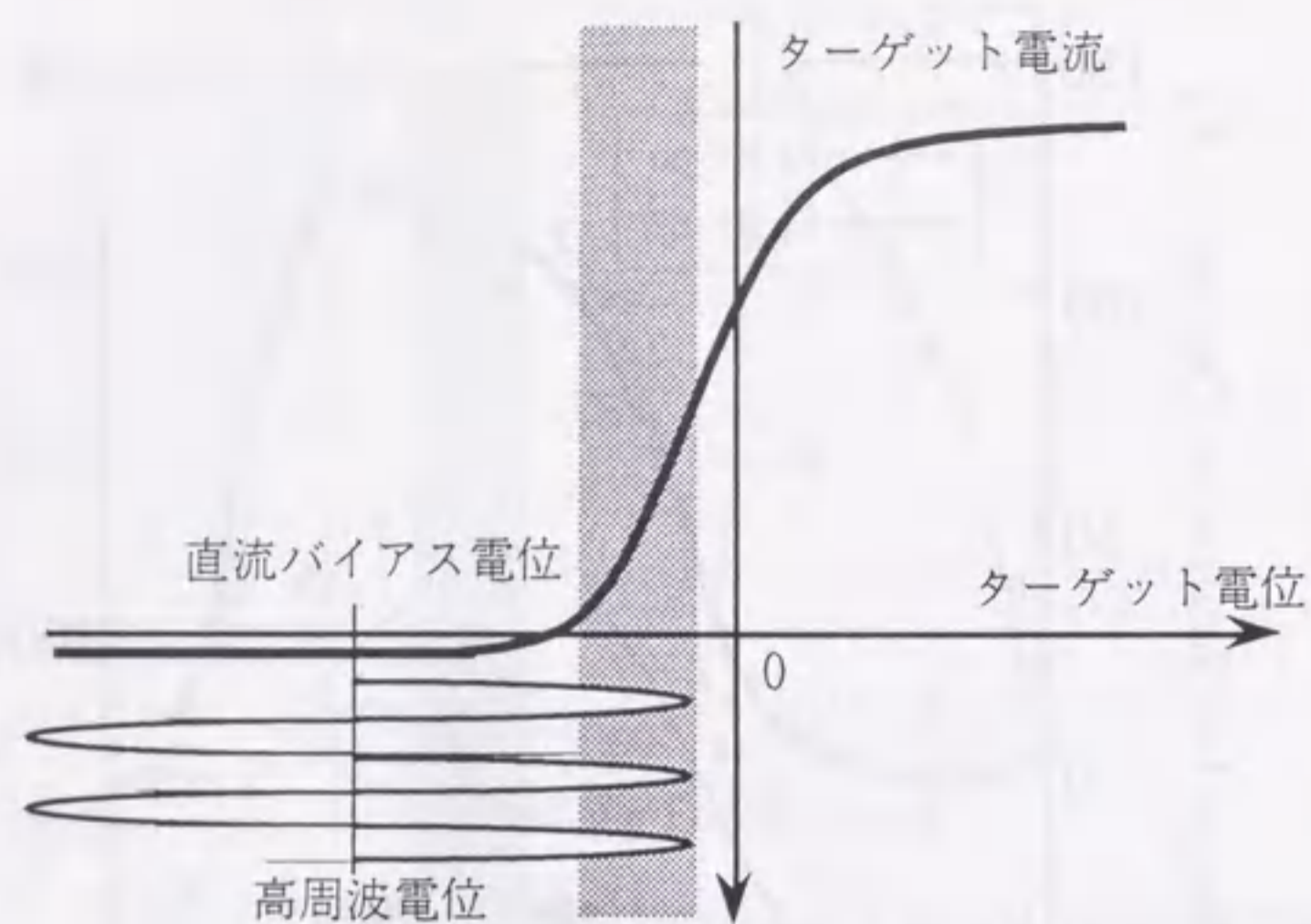


図4-15 整流効果の原理：高周波電位の振幅が直流バイアス電圧に比べて大きいと、電子電流が流れ、見かけ上イオン飽和電流が減少したように観測される。

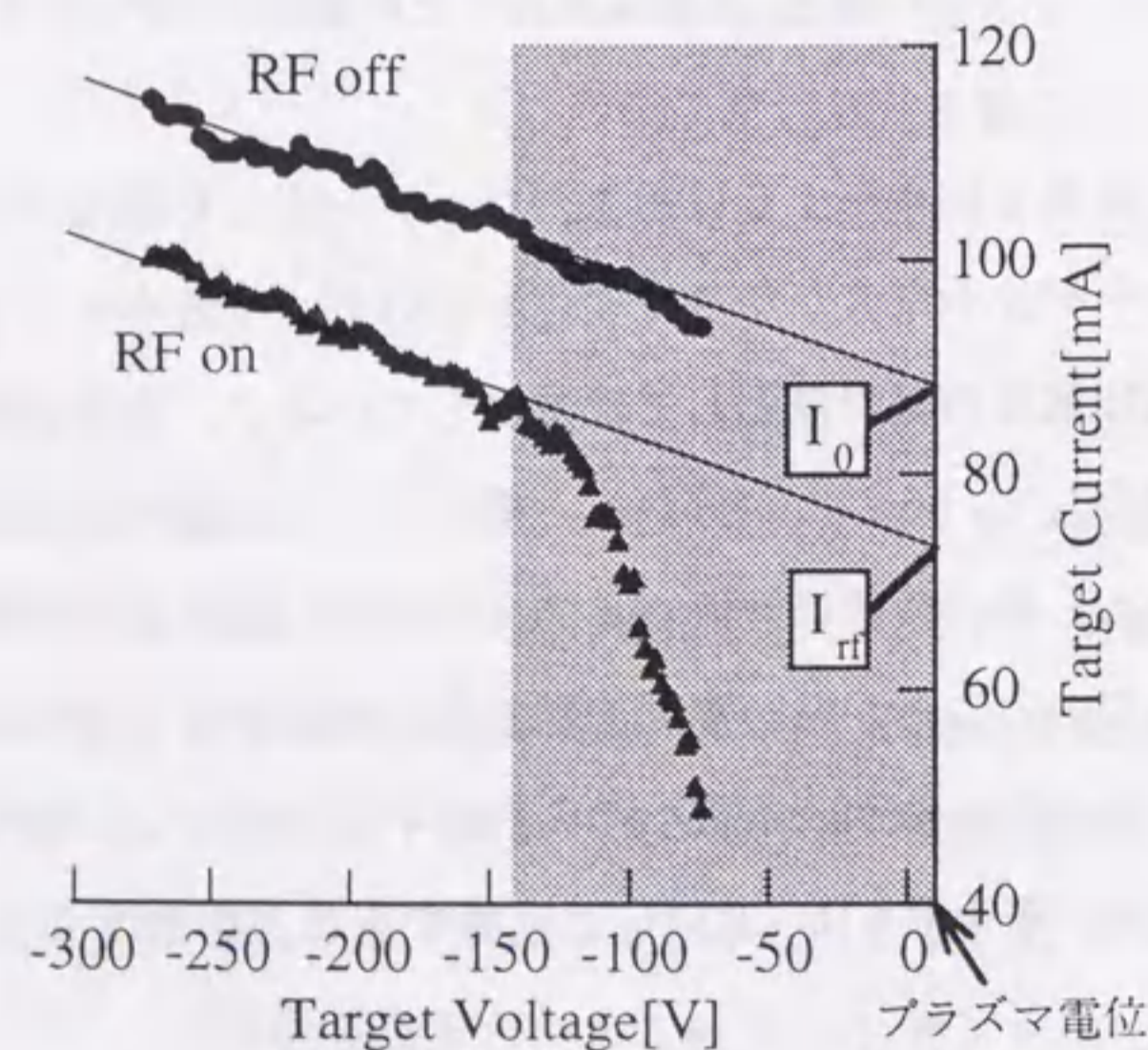


図4-16 ターゲットの直流バイアス電圧に対するターゲット電流の変化。直流バイアス電圧値は真空容器電位に対する値である。ハッチ部では整流効果による影響がみられる。ほかの領域では高周波動重力によるイオン飽和電流の減少が示されている。

4-3-3 プラズマ中に形成される高周波電場

ここで、ターゲット板前面に形成される高周波電場についての考察を行なう。本実験で用いた高周波電位の周波数 2.45 GHz は、本実験における水素プラズマの電子密度 $5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ での電子プラズマ周波数 $f_{pe} \sim 6.3 \text{ GHz}$ に比べて小さく、波はプラズマ中を伝播しない。よって、ターゲット板前面には表皮深さ δ の減衰長をもつ静電的な高周波電場、及び δ_c をもつ電磁波的な電場が形成される。このとき δ 及び δ_c はそれぞれ次式で与えられる。

$$\delta = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}} v_{th}}{\sqrt{\omega_{pe}^2 - \omega^2}}, \quad \delta_c = \frac{c}{\sqrt{\omega_{pe}^2 - \omega^2}} \quad (4-23)$$

ここで、 $v_{th} = \sqrt{2kT_e/m_e}$ 、 c は真空中の光速である。本実験における電子温度 5 eV を代入すると、 $\delta \sim 2 \times 10^{-5} \text{ m}$ となり、これはデバイ長 ($\lambda_D \sim 2.3 \times 10^{-5} \text{ m}$) のオーダーである。また、 $\delta_c \sim 8 \times 10^{-3} \text{ m}$ となるが、本実験の場合、ターゲット板に直接高周波電位を印加する方法を採っているため、 δ のスケールを採るのが妥当であると考えられる。よって、ターゲット板前面に形成されるシース中において高周波動重力が作用していると考えられる。

次に、実験結果から高周波電場の評価を行なう。ターゲット板の直流電圧電流特性

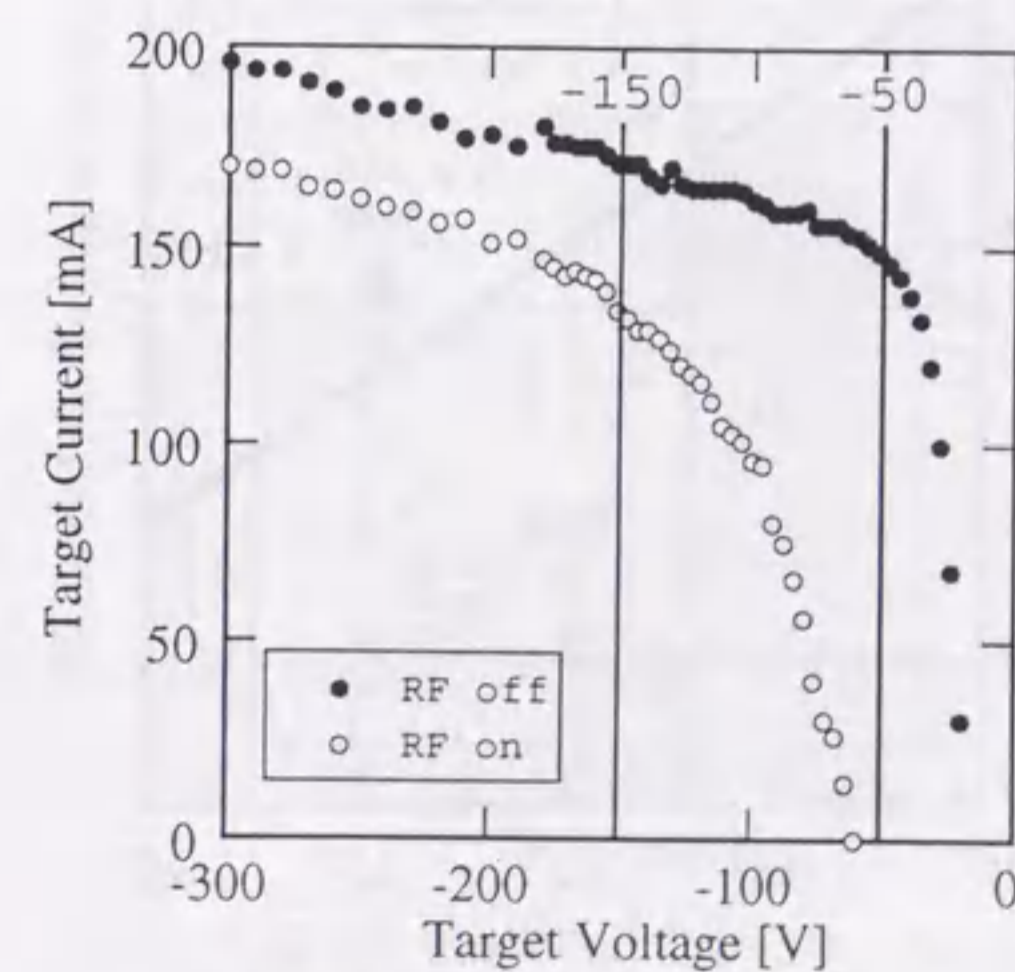


図4-17 ターゲット板の直流バイアス電圧対電流特性

を表した図4-17から高周波電位の振幅を評価することができる。図4-15に示したように、整流効果の現れ方はターゲット板に印加する高周波電位の振幅によって決る。図4-17では、高周波電位を印加しない場合、ターゲット板電位が-50V程度になると電子電流の影響が現れ始めるのに対して、印加した場合はターゲット板電位が-150V程度で電子電流の影響が見られる。したがって、ターゲット板に印加されている高周波電位の振幅 V_{rf} は100V程度と考えられる。図4-18に示すように、高周波電位のプラズマ中での減衰長を L_{rf} とする。今、簡単のために高周波電位は直線的に降下すると仮定すると、減衰長 L_{rf} にわたる平均の電場 $E_{rf,av}$ が得られる。すなわち、 $E_{rf,av} = V_{rf} / L_{rf}$ である。減衰長 L_{rf} を横軸にとり、上式から得られた $E_{rf,av}$ を

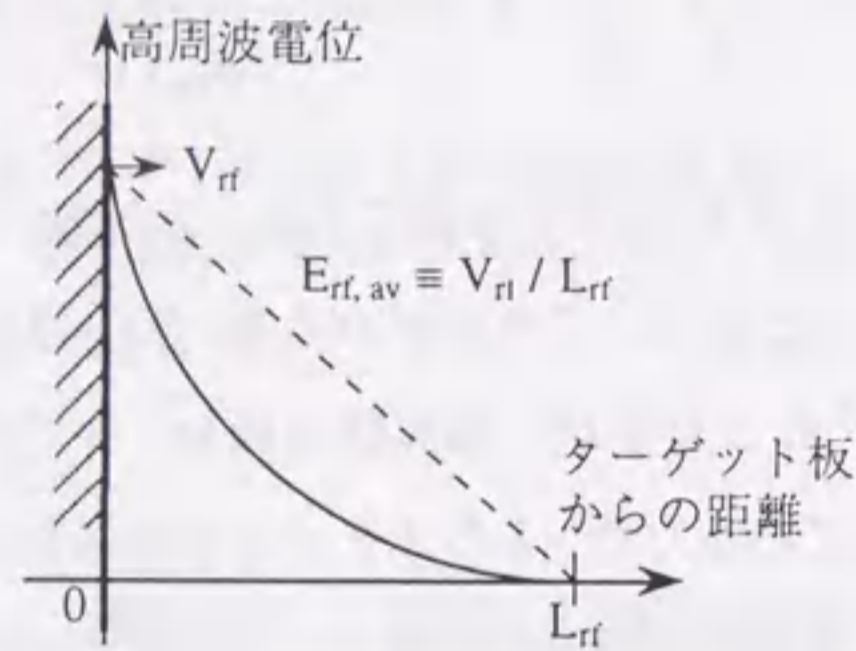


図4-18 実験結果から高周波電場を評価するためのモデル

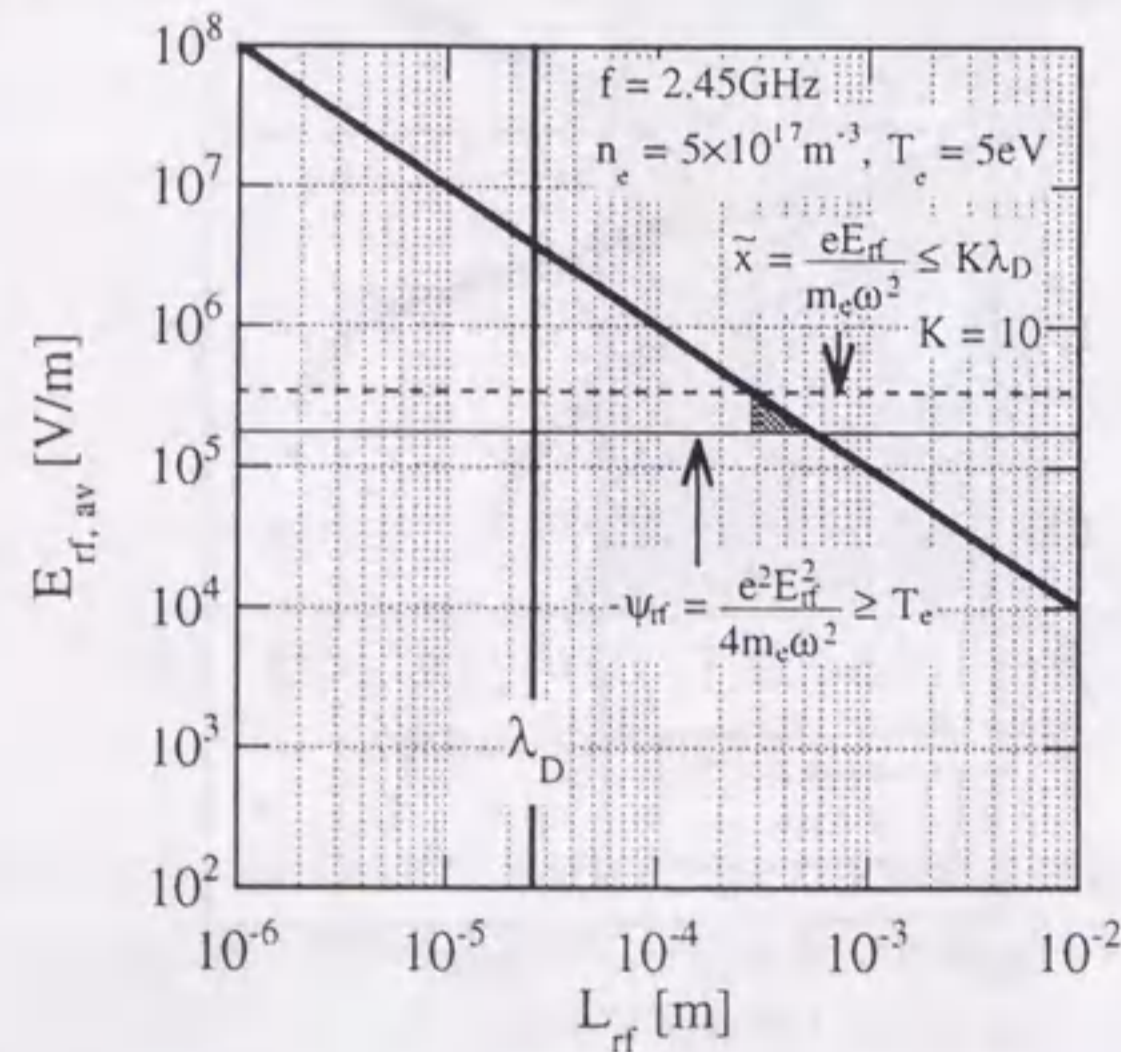


図4-19 実験結果より評価した、高周波電位の減衰長を仮定したときの減衰長にわたる平均の高周波電場強度。

縦軸にとると図4-19のようになる。今、(4-14)式から、図4-19に示すように L_{rf} の上限が得られる。すなわち本実験の場合は $6 \times 10^{-4} \text{m}$ 程度となる。また、(4-13)式は $K=10$ を仮定すると、高周波電場強度が図中の破線で示した値よりも小さいことを要求する。結局高周波電場強度と減衰長の変化する範囲はハッチを施した領域になる。これはシース幅のオーダーである。

上で二通りの方法で考察した通り、本実験の条件下では、ターゲット板の前面に形成されるシース中において高周波動重力が作用していると考えられる。よって以下では、4-2-2節で行なった解析結果を基に議論を進める。

4-3-4 高周波電位印加ターゲット板へのイオン飽和電流の時間変化に対する解析

図4-20に、高周波電位を印加したターゲット板へのイオン飽和電流値を印加しない場合の値で規格化した波形の時間変化を示す。この図から、イオン飽和電流変化は次の三つの区間に分けることができる。 (I) 高周波電位印加前 ($t < 0$)、(II) 高周波電位印加中 ($0 < t < t_0$)、(III) 高周波電位印加後 ($t_0 < t$)、の3区間である。(III)においては、高周波電位を印加した場合のイオン飽和電流が、印加しな

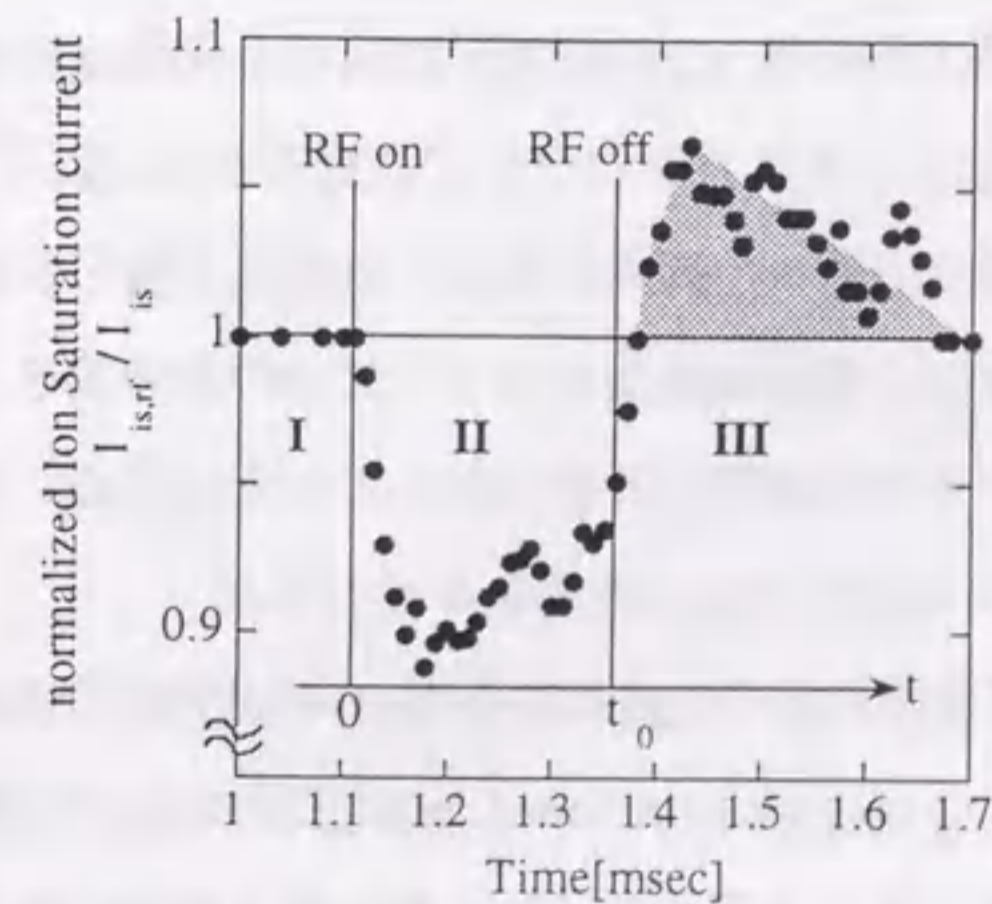


図4-20 高周波電位を印加した場合のイオン飽和電流を、印加しない場合の値で規格化した値の時間変化。図に示した三つのフェイズに分けることができる。

い場合の電流波形へ戻る前にオーバーシュートしていることが分かる。この現象は図4-14にも示されている。

上の三つの区間での現象を説明するために、図4-21に示すような簡単なモデルを考える。ここで、Aはターゲット板の面積、Lはターゲットの影の影響のプラズマ中への浸透長（擾乱長 disturbance length, collection length）をそれぞれ表す。このと

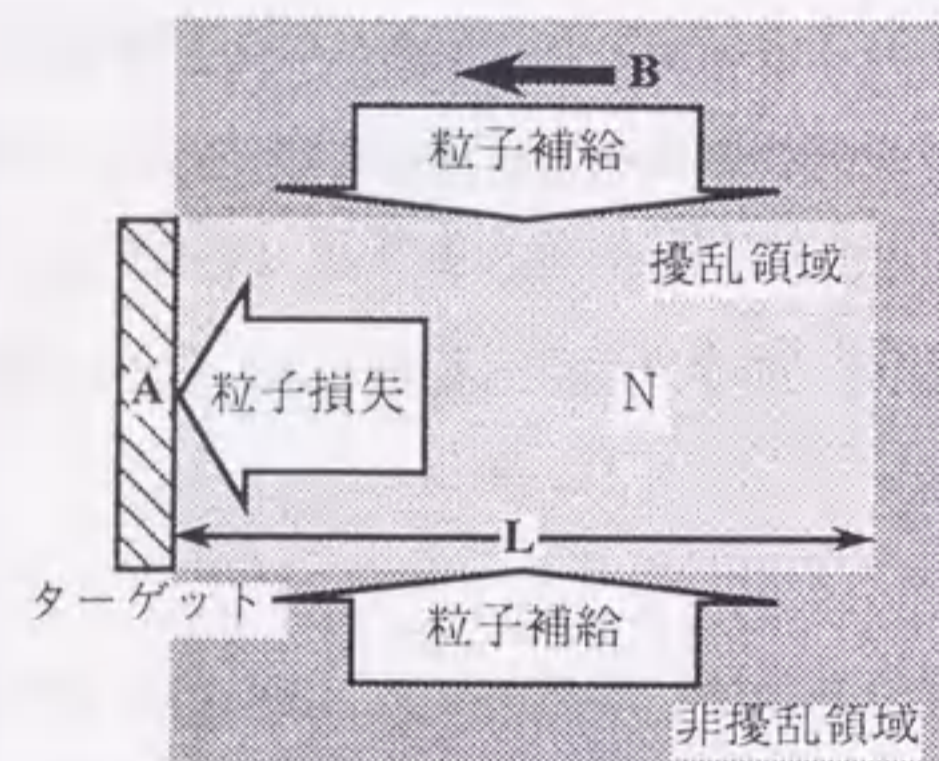


図4-21 実験結果を説明する簡単なモデル。Aはターゲット板面積、Lは擾乱長、Nは擾乱領域中のイオン数をそれぞれ表す。擾乱領域を取り巻くターゲット板の影響が無い領域を非擾乱領域とする。

き、ターゲット板へ接続する体積ALの領域を以後擾乱領域と呼称する。Nは擾乱領域中のイオンの総数である。本モデルの中では、浸透長L及び非擾乱領域のプラズマ・パラメータはターゲット板への高周波電位印加前後で変わらないと仮定する。4-2-2節で仮定したように、高周波動重力はシース中のみで働き、そのポテンシャルの大きさは静電ポテンシャルに比例して変化するとする。さらにプラズマ・パラメータは、擾乱領域中において空間的に一様であるとする。

図4-22は高周波電位印加前の定常状態区間(I)のモデルである。このとき、ターゲット板への粒子損失は、 $I_{is}(t<0)A/e$ [ions/sec]と表すことができる。 $I_{is}(t<0)$ は高周波電位を印加する前のターゲット板へのイオン飽和電流密度である。擾乱領域の側面を横切って擾乱領域内へ入る外部からの粒子供給率を S_0 [ions/sec]とする。区間(I)における擾乱領域内部のイオン数は N_0 とする。したがって、擾乱領域内部のプラズ

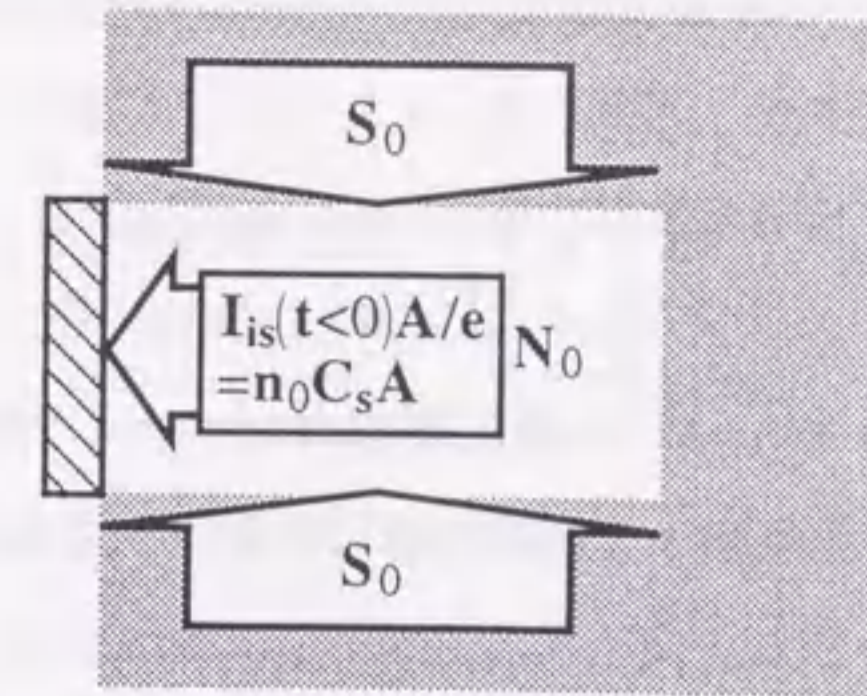


図4-22 高周波電位印加前（区間(I), $t < 0$ ）のモデル

マ密度 n_0 は、 $n_0 = N_0 / AL$ と表すことができる。よって、この区間における粒子バランスの式は、

$$\frac{dN}{dt} = S_0 - \left(\frac{I_{is}}{e}\right)A = S_0 - n_0 C_s A = 0 \quad (4-24)$$

となり、 $N_0 = n_0 LA = LS_0 / C_s$ という関係が得られる。

図4-23に区間(II)のモデルの模式図を示す。 $t=0$ でターゲット板に高周波電位が印加される。4-2-2節の議論に従い、ターゲット板に高周波電位が印加されると直ちに、シース端におけるイオンの流速は C_s^* になるとする。擾乱領域のイオン数 $N(t)$ はターゲット板への高周波電位印加に対して直ちには変化せず、 $t=0$ においては $N(0) = N_0$ のままであると考え、このときの粒子損失率は $I_{is}(t=0)/e = n_0 C_s^*$ [ions/sec]となる。この値は、 C_s^* が C_s よりも小さいため区間(I)における粒子損失率の値よりも小さい。擾乱領域のイオン数 $N(t)$ の高周波電位に対する応答時間は、擾乱領域端の粒子がターゲット板へ到達するまでに要する程度の時間、 L/C_s 程度であると考え。また外部から擾乱領域への粒子供給は、磁力線を横切る粒子束により、擾乱領域内外の密度差に比例すると考えると、粒子供給率 $S(t)$ は、

$$S(t) = S_0 - \frac{\gamma C_s}{L} (N(t) - N_0) \quad (4-25)$$

となる。ここで γ は無次元の係数である。この区間における粒子バランスは、

$$\frac{dN(t)}{dt} = S(t) - \left(\frac{I_{is}(t)}{e}\right)A = S(t) - n(t)C_s^*A \quad (4-26)$$

とかける。ここで、 $n(t) = N(t)/AL$ は擾乱領域内のプラズマ密度である。高周波電位を印加した後、十分時間が経過して定常状態に達したとき $N(t)$ は定数 N^* になるとする。 N^* は次の式で与えられる。

$$N^* = \frac{C_s}{C_s^*} \frac{1+\gamma}{1+\gamma(C_s/C_s^*)} N_0 > N_0 \quad (4-27)$$

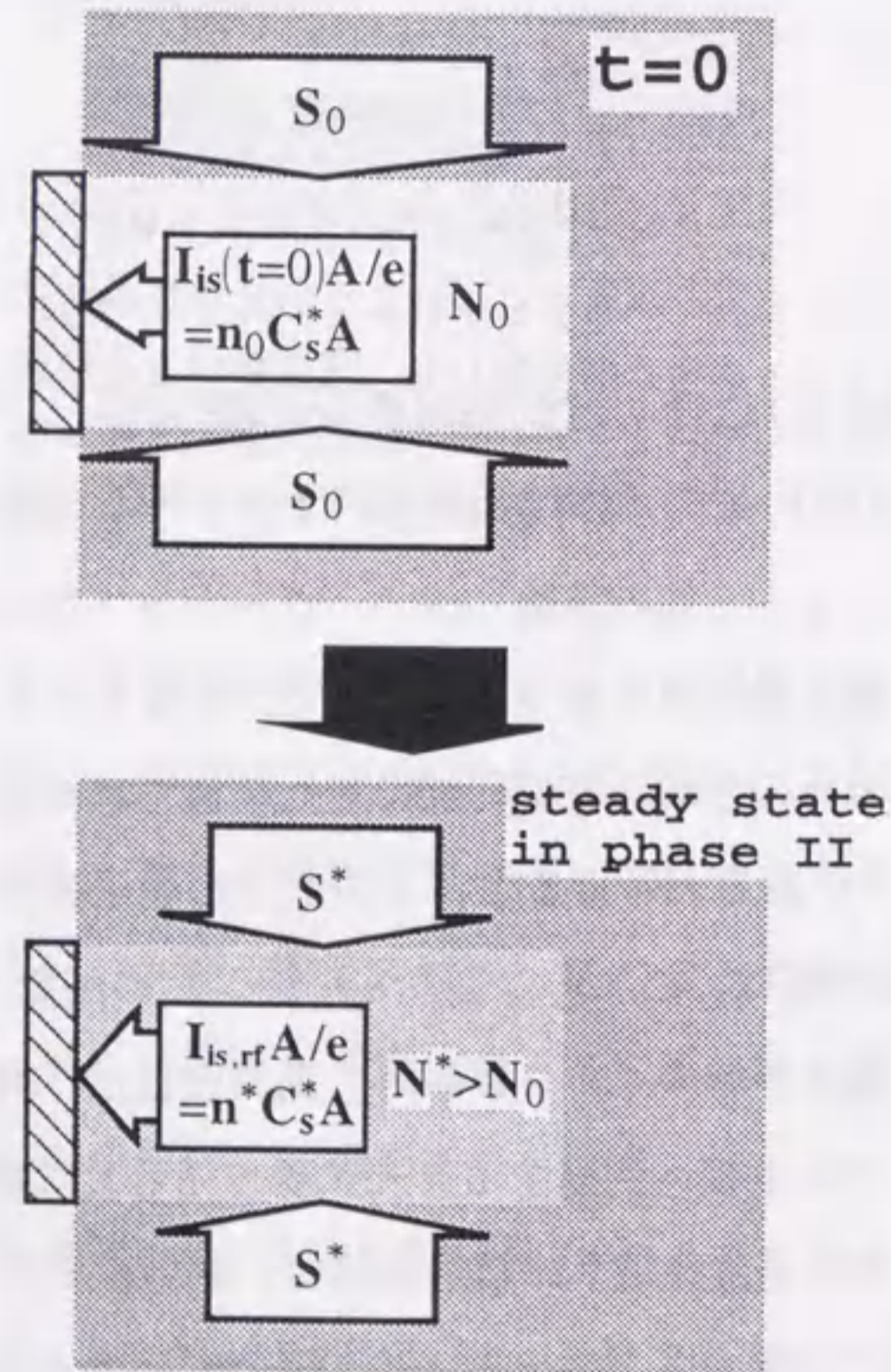


図4-23 区間(II)のモデル。上は高周波電位がターゲットに印加された時の状況、下の図はそれから十分時間が経った後定常状態に達した状況を模式的に示している。

したがって、区間(II)の定常状態における擾乱領域中のイオン数は、区間(I)に比べて大きくなっている。これは、ターゲット板への粒子損失率が

$$\frac{I_{is,rf}}{e} = n^* C_s^* = \frac{I_{is}(t<0)}{e} \frac{1+\gamma}{1+\gamma(C_s/C_s^*)} < \frac{I_{is}(t<0)}{e} \quad (4-28)$$

となり、区間(I)のそれに比べて小さい値となるため擾乱領域中に粒子が蓄積されることによる。すなわち、沿磁力線の粒子閉じ込めが向上していることになる。ここで定数 $I_{is,rf}$ は区間(II)の定常状態におけるターゲット板へのイオン飽和電流である。区間(II)におけるターゲット板への粒子束の時間変化は次のように得られる。

$$\frac{I_{is}(t)}{e} = \frac{I_{is}(t<0)}{e(1+\gamma C_s/C_s^*)} \left\{ (1+\gamma) - \left(1 - \frac{C_s}{C_s^*}\right) \exp\left(-\frac{\gamma C_s + C_s^*}{L} t\right) \right\} \quad (4-29)$$

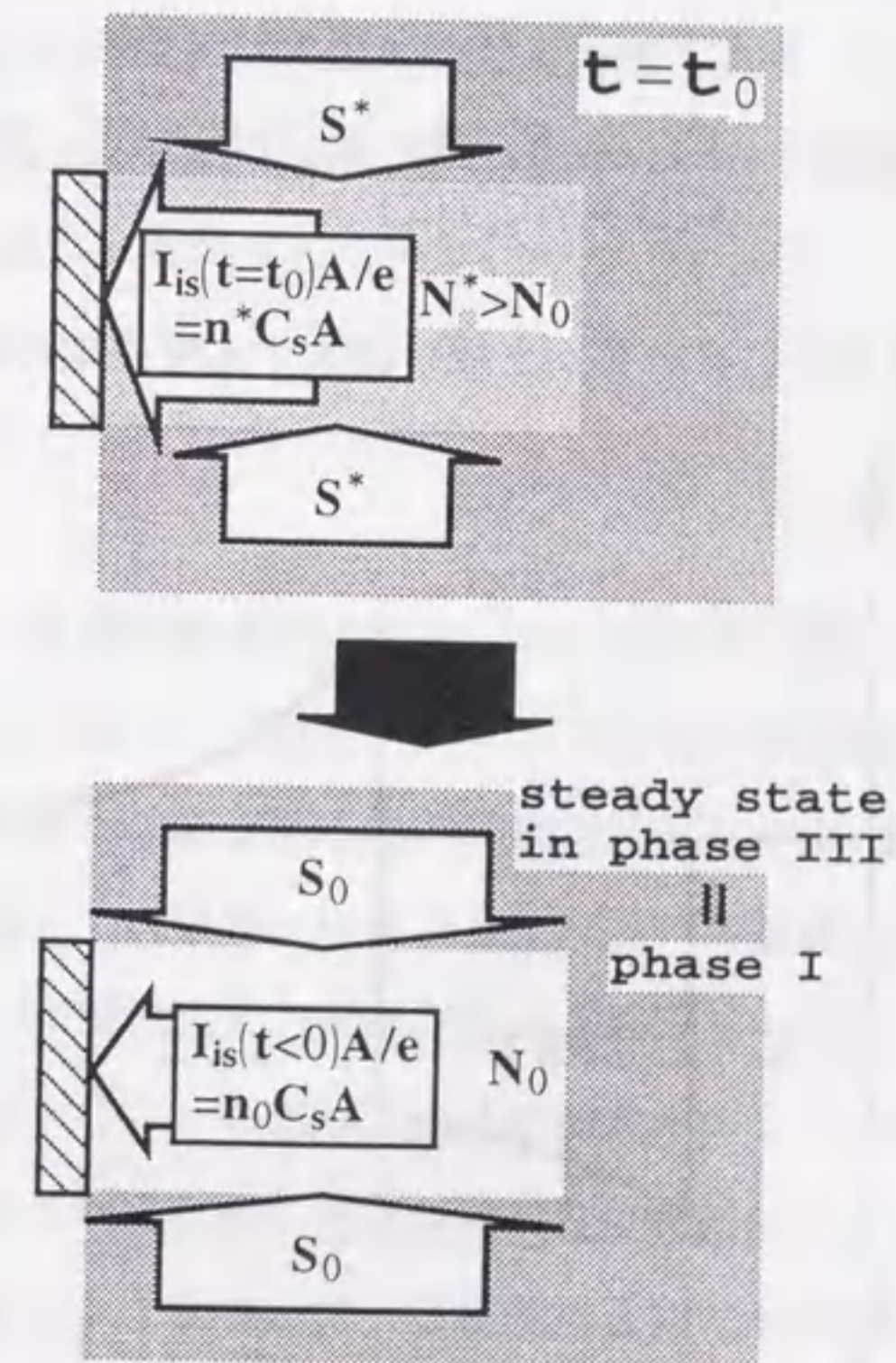


図4-24 区間(III)のモデル。上は $t=t_0$ で高周波電位の印加がオフされた時の状況、下はそれから十分に時間が経った後定常状態に達した状況を模式的に示している。下の状況は区間(I)と同じ状況である。

図4-24に区間(III)のモデルの模式図を示す。t = t₀でターゲット板へ印加していた高周波電位がオフになる。高周波電位の印加が切られると、シース端でのイオンの流速は直ちにC_sに戻る。一方、t = 0の場合と同様に、プラズマ密度の変化には時間遅れがある。そのためt = t₀におけるターゲットでの粒子損失率は

$$\frac{I_{is}(t_0)}{e} = n^* C_s = \frac{I_{is}(t<0)}{e} \frac{C_s}{C_s^*} \frac{1+\gamma}{1+\gamma(C_s/C_s^*)} > \frac{I_{is}(t<0)}{e}, \quad (4-30)$$

となり、これは区間(I)における粒子損失率よりも大きい。図4-14及び図4-20にみられる高周波電位印加停止後のオーバーシュート現象はここに起因すると考えられる。区間(III)において十分長い時間が経過した後、ターゲット板への粒子損失率は再び区間(I)での値、I_{is}(t<0)/eに戻る。このときの粒子損失率の時間変化は次のように得られる。

$$\frac{I_{is}(t)}{e} = 1 + \frac{C_s}{C_s^*} \frac{1 - C_s^*/C_s}{1 + \gamma(C_s/C_s^*)} \exp\left\{-\frac{(1+\gamma)C_s}{L}(t-t_0)\right\}. \quad (4-31)$$

上の考察から得られた、ターゲット板へ流入する粒子束の高周波電位印加に対する

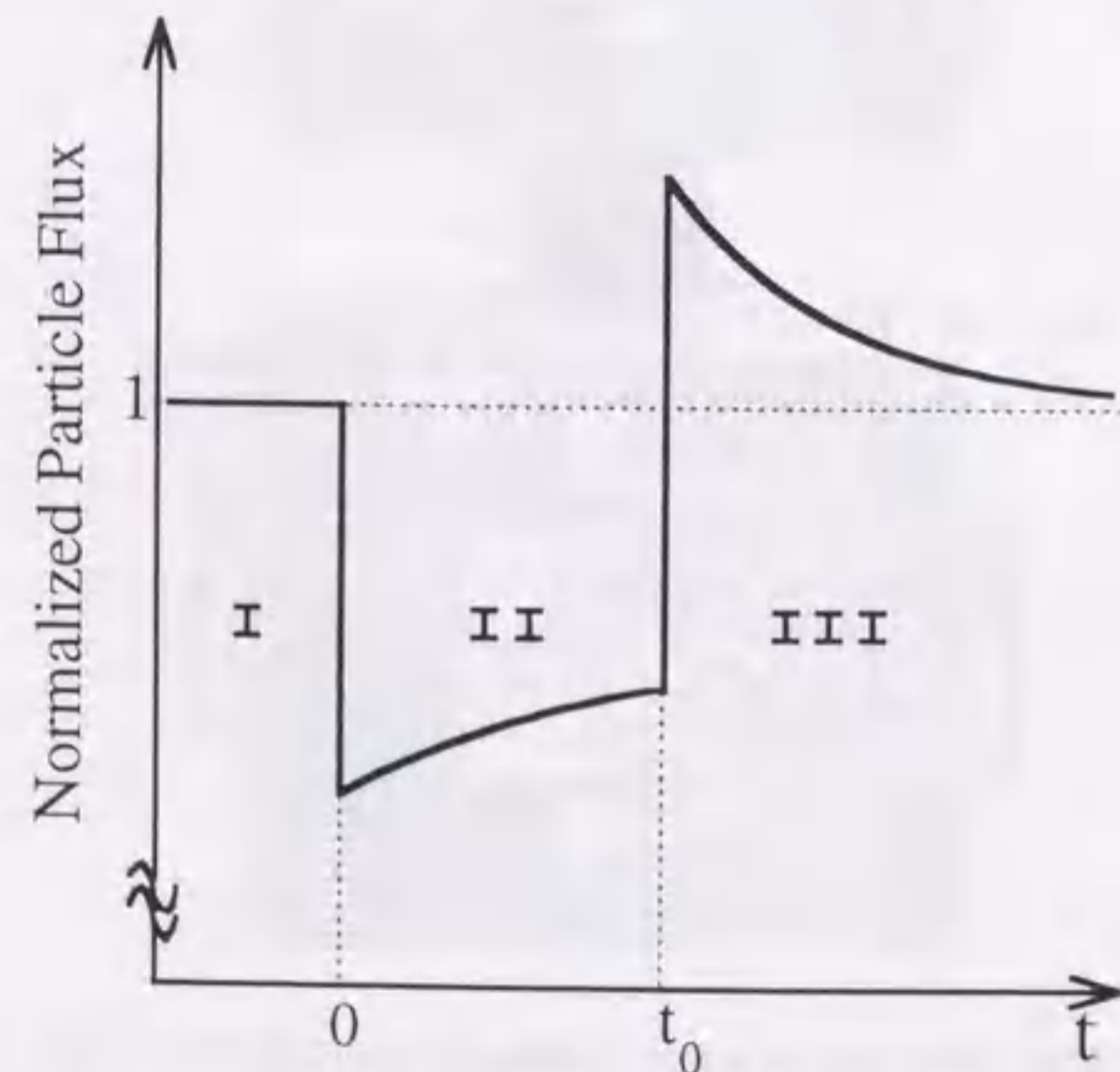


図4-25 高周波電位印加によるターゲット板への粒子束の時間変化。簡単なモデルによる考察より。

時間応答を図4-25にまとめて示す。

以上の簡単な解析と実験結果との比較により、高周波電位がターゲット板に印加されている時、ターゲット板への粒子損失が減少したことにより沿磁力線方向の粒子閉じ込めがよくなっている可能性があることが示された。このことは、高周波電位をターゲット板に印加することにより、擾乱領域からその外へ向けて磁力線と垂直方向の粒子輸送の割合が増す可能性があることをも示している。すなわち、ダイバータ板上の熱負荷分布の広域化をもたらし可能性が示されたことになる。

プラズマ・パラメータの空間的な分布等を考慮すると、この現象はさらに複雑である。磁力線を横切る方向の粒子輸送の変化は、粒子束分布の二次元計測等の実験を行なう必要がある。また、沿磁力線方向の粒子閉じ込めがよくなったことで、実際には擾乱長が短くなる可能性があるが、この場合も上と同様に、高周波電位が印加されると擾乱領域で粒子の蓄積が起こりこの領域内の密度が印加前に比べて上昇する。擾乱領域への粒子補給源として擾乱領域内部の電離も考慮すると、本実験に比べて中性粒子密度が大きい場合や電子温度が高い場合等、条件によってはターゲット板への粒子束は減少せず、逆に増加する場合もあり得る。

4-4 結言

周波数が十分に高く、高周波動重力は電子にのみ作用する場合について、簡単なモデルから高周波動重力の存在下におけるシース、プリシース形成の理論的な考察を行なった。ダイバータ板前面への高周波電場の印加方法として導波管を用いるような場合、その影響は薄い静電シース領域というよりプリシース領域において顕著であるとされる。この場合、高周波動重力が存在すると静電シース端におけるプラズマ密度が減少すること、及びプリシース領域における静電ポテンシャル降下が減少することが示された。また、ダイバータ板に直接高周波電位を印加することによりその前面に高周波動重力を誘起するような場合は、高周波動重力は静電シース領域に大きく影響すると考えられ、高周波動重力の存在に起因する変形されたボーム条件を示した。高周波動重力により電子が追い返されるため、変形されたボーム条件は通常のボーム条件に比べて緩やかであり、シース端におけるイオン流速はイオン音速よりもある程

度低い速度でも安定した静電シースが形成される。そのため固体壁へ流入する粒子束、及びプラズマ熱流が減少する可能性を示した。しかしながら今回のモデルでは高周波電場による電子の加熱、整流効果は考慮していない。また、磁力線を横切る輸送についてもさらに実験により調べていく必要がある。

小型トカマク装置 CSTN-III において、磁力線と鎖交する模擬ダイバータ板に高周波電位を印加し、流入する粒子束の変化を調べる原理実験を行なった。その結果、ターゲット板に高周波電位を印加すると高周波動重力により、流入する粒子束が減少することを確かめた。この結果は上の理論的な考察と定性的に一致する。さらに、高周波動重力が存在する場合のシース形成に関する理論と簡単なモデルによってこの実験結果の解析を行ない、高周波動重力により沿磁力線方向の粒子閉じ込めが向上している可能性を示した。この結果は、磁力線を横切る輸送の割合が増大する可能性、ひいてはダイバータ板上の熱負荷分布の広域化の可能性を示している。実際、高周波電位印加によるプラズマ・パラメータの磁力線と垂直方向の空間分布の変化は今後実験により調べる必要がある。また、高周波電力投入による電離が起きている可能性もあり、その影響についても調べる必要がある。

参考文献

- [1] The ITER Director : "Detail of the ITER Outline Design Report, The ITER Machine, for the Fourth Meeting of the Technical Advisory Committee", Vol. II, San Diego Joint Work Site, 10-12 January 1994.
- [2] 滝塚知典 : 核融合研究 64 (1990) 255.
- [3] 関昌弘 : 核融合研究 64 (1990) 281.
- [4] 杉原正芳ほか : 核融合研究 65 (1991) 142.
- [5] 嶋田道也 : J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 1146.
- [6] 杉原正芳 : J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 1150.
- [7] 嶋田道也 : J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 1155.
- [8] JET team : Nucl. Fusion 32 (1992) 187.
- [9] 山崎誠一郎ほか : J. Plasma and Fusion Res. 70 (1994) 746.

- [10] N. Ohno, S. Masuzaki, M. Takagi, S. Takamura and K. Ishii : J. Nucl. Mater., to be published
- [11] M. Shimada et al. : J. Nucl. Mater. 176 & 177 (1990) 122.
- [12] M. Shimada et al. : Nucl. Fusion 22 (1982) 643.
- [13] 大薮修義 : J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 1170.
- [14] T. Shoji, A. Grossman, R. Conn, Y. Hirooka, R. Lehmer, W. Leung, L. Schmitz and G. Tynan : J. Nucl. Mater. 176 & 177 (1990) 830.
- [15] A. Grossman, L. Schmitz, F. Najmabadi and R.W. Conn : J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 824.
- [16] 庄司多津男 : 「高周波バイアスリミター実験報告」, "TEXTOR 共同研究報告 1992~1993 の活動から", 核融合科学研究所 (1994)
- [17] T. Shoji, A. Sagara, N. Noda, M. Hosokawa, K. Ida, H. Idei, H. Iguchi, O. Kaneko, S. Kubo, K. Matsuoka, S. Morita, K. Nishimura, S. Okamura, C. Takahashi, Y. Takeiri and H. Yamada : J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 775.
- [18] G. Schmidt : "Physics of High Temperature Plasmas", Academic Press, New York and London, 1966.
- [19] D. Bohm, in : "The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields", Eds. A. Guthrie and R.K. Wakerling, McGraw Hill, New York, Capt. 3 (1949).
- [20] P.C. Stangeby, in: Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, Eds. D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984) pp. 41 - 98.
- [21] P.C. Stangeby : Phys. Fluids 27 (1984) 2699.
- [22] 沈雲ほか : 核融合研究 55 (1986) 491.
- [23] N. Ohyabu : KAKUYUGO KENKYU 66 (1991) 525.
- [24] F.F. Chen : "Introduction to Plasma Physics", Plenum Press, New York, 1974.

第5章 総括

5-1 本研究のまとめ

本研究は、制御熱核融合炉の実現に向けて大きな課題となっている周辺プラズマとダイバータ板等プラズマ中の固体壁との相互作用の解明について、特にプラズマから固体壁へ流入するプラズマ熱流の理解と制御を目的として行なったものである。

本研究で得られた成果を以下に各章ごとに要約して述べる。

第2章では、核融合実験装置における周辺プラズマとプラズマ対向壁との相互作用の解明を目的とした直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置NAGDIS-Iの建設、及び生成された定常高熱流プラズマ計測を目的とする高速掃引プローブ計測システムの開発について述べた。NAGDIS-Iでは熱電子放出性能のよいLaB₆を熱陰極材料とする直流PIG放電によりプラズマを生成する。本研究では直熱型及び傍熱型の二種類の熱陰極を試作した。前者は比較的大型でジグザグ型のLaB₆フィラメントに直接通電し、熱電子放出に必要な高温を得る。後者は直径14cmの大面積のLaB₆ディスクを背後から加熱する方式である。これらの陰極を用いて、電子密度 10^{19}m^{-3} (10 Hzパルス放電)、 $4 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ (定常放電)、電子温度5~15eV、電子密度の半値幅で定義するプラズマ径12cmという大口径高熱流プラズマの生成が可能である。本研究で試作した高速掃引プローブ計測システムの特徴は長ストロークと高空間分解能であり、20cmのストロークを0.8秒で往復し、その間に2mm毎に200点のデータの採取が可能である。NAGDIS-Iでのプラズマ計測及び核融合科学研究所の直線型プラズマ発生装置TPD-Iにおける、電子密度 $6 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、電子温度5eV、プラズマ径2cm程度の小口径高熱流プラズマの計測により、その定常高熱流プラズマ中での運用の有効性を確認した。

第3章では、核融合研究において、プラズマ対向壁等の損耗を決定する要素の一つである、固体壁へ流入するプラズマ熱流について、これに寄与する各種の要因を詳細に検討し、系統的な実験により調べるとともに、実験データと理論値との比較から実験と整合のとれたプラズマ熱流モデルの構築を行った。第2章で述べた直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置NAGDIS-Iにおいて、水素及びヘリウムプラズマ中に、

磁力線と垂直に設置したターゲット板(タングステン、炭素)へ流入するプラズマ熱流を計測し、実測値と理論値の比較を行なった。その結果、通常プラズマ熱流の評価に用いられてる、単純なシーブ理論に基づく理論値は実験結果を説明し得なかった。今回、固体壁表面でのイオンの反射及び表面再結合、電子の速度分布関数のマクスウェル分布からのずれ等を考慮することにより実験結果を説明することができた。イオンの反射はターゲットとなる固体壁材料、入射イオン種、入射エネルギー及び入射角により決まる。プラズマ環境下におけるイオン反射係数の計測、また実際の核融合実験装置において重要になる数100eVよりも小さいような入射イオンエネルギー領域におけるイオン反射係数の計測はこれまで行なわれた例は少ない。本研究ではエネルギー反射係数の異なるタングステンと炭素をターゲット板としてそれぞれへのプラズマ熱流を計測し、イオンの反射がプラズマ熱流に及ぼす影響を初めて実験により明らかにした。また、得られたプラズマ熱流の値から水素及びヘリウム・イオンに対するタングステン、炭素ターゲットのエネルギー反射係数を評価し、計算機シミュレーションのデータに基づく経験式から得られる値との比較を行なった。入射イオンエネルギー領域は350eV以下という比較的低い範囲である。その結果、タングステン・ターゲットの場合は水素、ヘリウムプラズマのどちらの場合も実験値と経験式から得られる値はほぼ一致した。炭素ターゲットの場合は本実験から得られた値は経験式から得られる値よりも2倍程度大きくなった。このような入射エネルギー領域では実験データが少なく、どちらが実際の値に近いのかは断言できない。さらに本研究では、電子速度分布が高温のテール成分をもつ場合について、そのプラズマ熱流への影響を実験から明らかにした。さらにテール成分がマクスウェル分布であると仮定してその温度を決定し、これを考慮したプラズマ熱流の理論式を導出した。この理論式から求めた値は、高温電子成分が含まれるプラズマ中での熱流計測結果とよく一致した。

第4章では、固体壁へのプラズマ熱流の制御により核融合実験装置で問題となっているダイバータ板熱負荷の局所的な集中を回避、熱負荷分布の広域化を大きな目的として、高周波動重力を用いたダイバータ板熱負荷軽減について述べた。固体壁前面への高周波電場の印加方法により、高周波動重力がシーブ形成に影響する場合とプリシーブ構造に影響する場合がある。例えば固体壁に直接高周波電位を印加する場合は前者に当り、導波管等を用いる場合は後者の場合に相当する。そこで各々の場合につ

いて、簡単なモデルを用いた理論的な考察を行なった。ここでは周波数が十分に大きく、高周波動重力が電子にのみ作用する場合について考えた。高周波動重力がプリシース領域にわたり一様に働く場合については静電シース端におけるプラズマ密度の減少、及びプリシース領域における静電ポテンシャル降下の減少が示された。また、静電シース中にシース電位降下に比例する高周波動重力が存在する場合については、高周波動重力の存在に起因する変形されたボーム条件を示した。これによればシース端におけるイオン流速はイオン音速よりも低い速度でも安定した静電シースが形成される。これによりダイバータ板へ流入する粒子束、及びプラズマ熱流が減少する可能性を示した。

小型トカマク装置 CSTN-III において、磁力線と鎖交する固体壁に直流バイアス電圧を重畳した高周波電位を印加し、流入する粒子束の変化を計測した。整流効果が起こらない十分に深い直流バイアスを印加した状況で、入射粒子束が減少することを確かめた。先に示した静電シース形成の理論と簡単な次元モデルから、高周波電位の印加により固体壁に接続するフラックスチューブ内において沿磁力線方向の輸送障壁が形成され、粒子が蓄積されていることを示した。この結果は、磁力線を横切る輸送の割合が増す可能性を示している。

5-2 今後の展望

本研究を踏まえて、今後の展望について述べる。

第2章でも述べた通り、ダイバータ領域におけるプラズマ・固体壁間相互作用の研究は極めて重要である。直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置は定常高熱流のプラズマを有すること、環状装置に比べて単純なプラズマ対向壁系をもち、さらに装置へのアクセスが良いこと、また実験に対する柔軟性があること等の点でこのような研究に有利である。現在、このような直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置を用いて、プラズマ照射による新しいプラズマ対向壁材料試験^[1-3]や不純物の発生・輸送研究^[4]、新しいダイバータ概念の原理実験^[5-7]等が精力的に行なわれている。実機におけるダイバータ板は、受熱面積をできるだけ大きくし、熱流束密度としては小さくするため磁力線が数度程度の非常に浅い角度で鎖交するように設置されている。この

ような場合プラズマ中の荷電粒子には電場による力とローレンツ力が働き、ダイバータ板前面にはマグネティック・シースが形成され^[8]、この領域内における電離や荷電交換等の原子衝突過程によりダイバータ板へのプラズマ熱流が減少するという興味深い現象が観測されている^[9,10]。またイオンの反射^[11]、固体壁のスパッタリング^[12]等の現象は、入射粒子の入射角に強く依存する等から、磁力線が固体壁に斜めに入射する状況における実験が期待される。ダイバータ・プラズマ模擬装置の今後の課題としては、実機に近いプラズマ熱流を得るために、電子及びイオン温度を上昇することが挙げられる。現在稼働している直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置は何れも、電子温度は大型トカマク装置における低温高密度ダイバータにおける電子温度程度 ($< 50\text{eV}$)^[13,14]を得ているがイオン温度は1-数eV程度であり、実機のダイバータ領域ではイオン温度が電子温度と同程度もしくは大きいことを考えるといかにも低い。イオンサイクロトロン波等による加熱が必要であると考えられる。また、実機においては、内側ダイバータ板から外側ダイバータ板へ接続する磁力線の長さはトーラスを周回して数十mにもなり、その中で温度勾配が生じている。対向壁から発生した不純物のプラズマ中の輸送を考える上で、温度勾配の影響は重要な要素である。よって、ダイバータ・プラズマ模擬実験装置は十分に長い磁力線長をもつことが望ましい。実際には一つの装置が上述の条件を全てを兼ね備えるには様々な問題があるが、大電力の高周波加熱により実際の核融合炉のダイバータ・プラズマに匹敵する高温のプラズマを生成する、NAGDIS-I を高性能化したNAGDIS-MODや米国プリンストン大学のIDEAL、UCLA の Super-PISCES 等の計画が発表されている^[15]。特にIDEALでは、ICRF加熱によりITERのダイバータ板熱負荷に匹敵するプラズマ熱流を得ることを計画している^[16]。また、十分な磁力線長を得るために、単純トーラス型の定常高熱流プラズマ発生装置が米国マサチューセッツ工科大学^[15]で稼働中であり、他でも計画が立案されている。

固体壁へのプラズマ熱流の理解と制御に関して、本研究ではイオンは全て一価のイオンを考えており、多価イオンの存在は無視してきた。本研究で用いた実験装置は電子温度が10eV程度と低く、この仮定は妥当であると考えているが、実機においてはこれらの存在を考慮すべきであろう。また分子イオンの存在も同様である。このような多種イオンの存在する場合のシース形成のモデルが発表されているが^[17,18]、その効

果を考慮したプラズマ熱流理論を構築し実験による検討を行なう必要がある。

先にも述べたように、磁力線が非常に浅い角度で鎖交するダイバータ板へ流入するプラズマ熱流が、マグネティック・プリシース中の粒子衝突過程により低下するという現象がDIII-D、JT-60Uにおいて観測され、理論的な解析が行なわれている^[9,10]。またITERの工学設計においては、ダイバータ領域の中性粒子圧力を高く設定して、高いエネルギーをもってスクレイブ・オフ層から流入するイオンと低速の中性粒子との荷電交換により磁力線垂直方向へのプラズマ熱流の分散を目的とするガス・ダイバータが計画されている。これらの例が示すように、プラズマ中の粒子衝突過程が、プラズマ対向壁へ流入する熱流に及ぼす影響を明かにすることが現在非常に重要になっている。直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置は、その特徴である装置へのアクセスのよさから、このような研究を目的とする実験に適しており、計算機シミュレーション等との相補的な研究が期待される。

本研究では第3章において高融点金属材料であるタングステンをターゲット板として用い、流入するプラズマ熱流を計測して炭素ターゲット板の結果と比較した結果、タングステン・ターゲットへのプラズマ熱流は、炭素ターゲットに比べて数10%小さくなることを観測し、材料により異なるイオンの反射係数がプラズマ熱流に大きく影響することを明かにした。高融点金属材料をプラズマ対向壁材料として考える動き^[19-24]がある中でこの点は十分に考慮されなければならない。今後はプラズマ対向壁材料としての高融点金属材料の性能評価、例えば燃料リサイクリング等についても詳しく研究を行なう必要がある。高融点金属材料は高Z材料であり、たとえ少量でも不純物として炉心プラズマに入ると激しい放射冷却を引き起こすため、炉心プラズマ・パラメータの向上を主目的とする大型トカマク装置における使用例は少なく、中小トカマク装置やダイバータ・プラズマ模擬実験装置における研究が重要であろう。

高周波動重力による固体壁へのプラズマ熱流の軽減については、本研究では小型トカマク装置における原理実験の結果、高周波動重力をプラズマ中に誘起することで固体壁への粒子束の減少を実証し、粒子の磁力線を横切る輸送の促進の可能性を示した。今後は実際に固体壁周辺の粒子束分布が高周波動重力によりどのような変化を受けているかを観測し、磁力線垂直方向の輸送の割合が増大する可能性を検討する必要がある。プリシース領域に高周波動重力が誘起された状況における実験は本研究とは

異なる高周波電場の形成方式を採る必要があり、例えば直線型ダイバータ・プラズマ模擬実験装置において導波管等を用いる方法が考えられる。

実機において、今回の原理実験と同様に直接ダイバータ板へ高周波電位を印加する場合、ダイバータ板が電氣的に浮いていると自己バイアスによってシース電圧が大きくなり、ダイバータ板へのイオンの衝突エネルギーが増す可能性がある。よって、実際にダイバータ板前面に高周波動重力誘起する方式については詳しい検討が必要である。

参考文献

- [1] K. Morita, K. Mori, S. Ikeda and S. Takamura, "Erosion of Metal - Carbide Deposited Graphite Induced by High Heat Flux Plasma Irradiation at High Temperatures" in : Proc. of 2nd Research Co-ordination Meeting (IAEA) on Plasma Interaction Induced Erosion of Plasma Facing Materials (1993).
- [2] Y. Hirooka, R.W. Conn, T. Sketchley, W.K. Leung, G. Chevalier, R. Doerner, J. Elverum, D.M. Goebel, G. Gunner, M. Khandagle, B. LaBombard, R. Lehmer, P. Luong, Y. Ra, L. Schmitz and G. Tynan : J. Vac. Sci. Technol. A8 (1990) 1790.
- [3] E. Franconi and F. Brossa : J. Nucl. Mater. 179 - 181 (1991) 294.
- [4] M. Kojima, Ye Minyou and S. Takamura : J. Nucl. Mater. to be published.
- [5] S. Takamura, N. Ohno, K. Shiraishi and S. Masuzaki : J. Nucl. Mater. 196 - 198 (1992) 448.
- [6] N. Ohno, S. Masuzaki, S. Takamura and K. Ishii : J. Nucl. Mater. to be published.
- [7] L. Schmitz, L. Blush, G. Chevalier, R. Lehmer, Y. Hirooka, P. Chia, G. Tynan and R.W. Conn : J. Nucl. Mater. 196 - 198 (1992) 841.
- [8] R. Chodura, "Plasma Flow in the Sheath and the Presheath of a Scrape-off Layer" in : Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, Eds. D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984) pp.99 - 134.
- [9] A.H. Futch, G.F. Matthews, D. Buchenauer, D.N. Hill, R.A. Jong, G.D. Porter : J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 860.
- [10] K. Sato and H. Katayama : J. Nucl. Mater. to be published.
- [11] D. Buchenauer and J.W. Cuthbertson : J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 133.
- [12] M. Shimada, H. Kubo, K. Itami, S. Tsuji, T. Nishitani and The JT-60 Team : J. Nucl. Mater. 176&177 (1990) 122.
- [13] R. Behrisch and W. Eckstein, " Ion Backscattering from Solid Surface" in : Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, Eds. D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984) pp. 413 - 438.
- [14] J. Roth, "Physical Sputtering of Solids at Ion Bombardment" in : Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, Eds. D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984)

pp.351 - 388.

- [15] 上杉喜彦 : J. Plasma and Fusion Res. 69 (1993) 1163.
- [16] S.A. Cohen : J. Fusion Energy 10 (1991) 327.
- [17] M.Z. Tokar : Contrib. Plasma Phys. 34 (1994) 139.
- [18] M.Z. Tokar : Contrib. Plasma Phys. 34 (1994) 344.
- [19] T. Tanabe, M. Fujine, H. Noguchi, Y. Yagi, Y. Hirano, H. Shimizu, M. Akiba, M. Araki, Y. Kubota and A. Miyahara : J. Nucl. Mater. 200 (1993) 120.
- [20] T. Tanabe, V. Philipps, Y. Ueda, B. Unterberg, A. Pospieszczyk, B. Schweer, P. Wienhold, M. Rubel and B. Emmoth : J. Nucl. Mater. (to be published).
- [21] V. Philipps, T. Tanabe, Y. Ueda, A. Pospieszczyk, M. Tokar, B. Unterberg, L. Konen, B. Schweer, U. Samm, P. Wienhold, J. Winter, M. Rubel, B. Emmoth, N. Hawkes and the TEXTOR team : Nucl. Fusion (to be published).
- [22] J. Roth, D. Naujoks and K. Krieger : " Erosion and Redeposition in the ASDEX-UPGRADE Divertor" in Proc. of 11th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Mito-shi, Ibaraki-ken, Japan, May 23-27 1994.
- [23] Y. Ueda, T. Tanabe, V. Philipps, L. Konen, A. Pospieszczyk, U. Samm, B. Schweer, B. Unterberg, P. Wienhold, B. Emmoth, M. Rubel, N. Hawkes and N. Noda : "Effects of Impurities Released from High Z Test Limiter on Plasma Performance in TEXTOR", 同上.
- [24] R. Bastasz, W.P. Wampler, J.W. Cuthbertson, D.A. Buchenauer, N. Brooks, R. Junge, W.P. West, C.P.C. Wong, O. Buzhinskij and I. Opimach, "Measurements of Carbon and Tungsten Erosion / Deposition in the DIII - D Divertor", 同上.

謝辞

本研究の遂行及び本論文の執筆にあたり、終始御指導、御鞭撻を賜りました名古屋大学工学部教授 高村秀一博士に謹んで感謝いたします。

本研究をまとめるにあたり、貴重な御助言、御討論を頂きました名古屋大学工学部教授 菅井秀郎博士ならびに森田健治博士に深く感謝いたします。

本研究を行なうにあたり常に貴重な御助言、御討論を頂きました名古屋大学工学部助教授 上杉喜彦博士、同助手 大野哲靖博士、愛知県立大学教授 桜井桂一博士に心より感謝いたします。

第2章の研究において TPD-I 装置での高速掃引プローブ計測にあたり、様々な御協力、御討論を頂きました元核融合科学研究所助手 故石井和重氏に深く感謝いたします。

第3章の研究においてイオン反射について貴重な御助言、御討論を頂きました岡山理科大学教授 山村泰道博士に深く感謝いたします。

実験装置の製作等にあたり技術的な御指導、御援助を頂きました名古屋大学工学部技官 高木 誠氏、森 光雄氏（現愛知工業大学技官）に心より感謝いたします。

名古屋大学工学部助手 葉 民友博士、櫻井真治博士（日本原子力研究所）、佐々木敏博士（株式会社東芝）、白石勝彦博士（株式会社日立製作所）、尾田善洋氏（横河メディカル株式会社）、平松健司氏（三菱電機株式会社）、山川泰司氏（株式会社日立製作所）、小島昌博氏、松田 治氏の皆様には本研究の遂行から日常生活までたいへんお世話になりました。また、深尾宗資氏には第3章の研究を進める上でご協力頂きました。池田紳一郎氏（株式会社富士通VLSI）、佐藤光治氏（日本ガイシ株式会社）、渡辺真一氏、山本浩一氏等のNAGDIS-I関係者の皆様には装置関係その他のご協力を頂きました。そして高村研究室の学生諸君には様々な協力、討論を頂きました。皆様に深く感謝いたします。

最後に、陰に日向に支えてくれた K. N. M に心から感謝いたします。

本研究の一部は文部省科学研究費補助金（特別研究員奨励費、No. 0332）の補助により遂行された。

研究業績

1. 学会誌等

第2章

"Compact and Powerful Plasma Generator"

S. Masuzaki and S. Takamura

Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 29, No. 12, (1990) pp. 2835-2836.

「高熱流プラズマの生成とその高速掃引プローブ計測システムによる計測」

増崎 貴、大野哲靖、高木 誠、高村秀一

Trans. IEE of Japan, Vol. 112-A, No. 11, (1992) pp. 913-921.

第3章

"Experimental Study on Plasma Heat Flow to Plasma Facing Materials"

S. Masuzaki, N. Ohno and S. Takamura

Journal of Nuclear Materials (掲載予定).

第4章

"Reduction of Plasma Heat Flow by Sheath-Presheath Modification with Ponderomotive Force"

S. Masuzaki and S. Takamura

Contribution to Plasma Physics, Vol. 34, No. 2-3, (1994) pp.318-323.

"Reduction of Plasma Heat Flow to a Simulated Divertor Plate by Ponderomotive Force"

S. Masuzaki, N. Ohno and S. Takamura

Journal of Nuclear Materials (掲載予定).

以上の研究論文に基づき、本博士学位論文が執筆された。

"Bifurcation Phenomena in an Emissive Plate-Simulated Divertor Plate System"

S. Takamura, N. Ohno, K. Shiraishi and S. Masuzaki

Journal of Nuclear Materials, Vol. 196-198, (1992) pp. 448-451.

"Studies on Sheath Formation in Divertor Plasmas by Computer Simulation Using Particles"

N. Ohno, S. Masuzaki, H. Konno and S. Takamura

Contributions to Plasma Physics, Vol. 32, No. 3-4, (1992), pp. 249-254.

"Gas Target Experiments in High Heat Flux Plasma of TPD-I Device"

N. Ohno, S. Masuzaki, S. Takamura and K. Ishii

Journal of Nuclear Materials (掲載予定).

2. 国際会議等

第3章

"Experimental Study on Plasma Heat Flow to Plasma Facing Material"

S. Masuzaki, N. Ohno and S. Takamura

10th International Conference on "Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices", Monterey, U.S.A, March 30-April 3, 1992.

"Experimental and Theoretical Study on Plasma Heat Flow to Plasma Facing Materials"

°S. Masuzaki, H. Konno, N. Ohno and S. Takamura

20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lisboa, Portugal, 26-30 July 1993.

第4章

"Reduction of Plasma Heat Flow by Sheath-Presheath Modification with Ponderomotive Force"

S. Masuzaki and °S. Takamura

4th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Varenna, Italy, 4-6 October 1993.

"The Reduction of Plasma Heat Flow to the Divertor Plate by the Ponderomotive Force"

°S. Masuzaki, N. Ohno and S. Takamura

11th International Conference on "Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices", Mito-shi, Ibaraki-ken, Japan, 23-27 May 1994.

以上が本博士学位論文に関連する発表である。°は実際に発表を行なった人を示す。

"Bifurcation Phenomena in an Emissive Plate-Simulated Divertor Plasma System"

S. Takamura, N. Ohno, K. Shiraishi and S. Masuzaki

10th International Conference on "Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices", Monterey, U.S.A, March 30-April 3, 1992.

"Studies on Sheath Formation in Divertor Plasmas by Computer Simulation Using Particles"

N. Ohno, S. Masuzaki, H. Konno and S. Takamura

3rd International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Bad Honnef, Germany, 22-26 June 1992.

"Gas Target Experiments in High Heat Flux Plasma of TPD-I Device"

N. Ohno, S. Masuzaki, S. Takamura and K. Ishii

11th International Conference on "Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices", Mito-shi, Ibaraki-ken, Japan, 23-27 May 1994.

