



プロジェクトレビュー

GAMMA 10 改造 (GAMMA-PDX) 計画と境界プラズマ研究

今井 剛, GAMMA 10 グループ

筑波大学プラズマ研究センター

(原稿受付: 2011年 8月23日)

GAMMA 10は世界最大のタンデム・ミラー装置であるが、2004年の大学法人化以降、その特長を生かしなが
ら、核融合研究全体の発展に寄与すべく、ITER時代の核融合研究にふさわしい、新たな研究展開を進めている。
特に、2010年からの第2期中期計画では、環状系磁場閉じ込みでの重要な課題「数億度のコアと常温壁の両立」を
めざし、さらに、境界プラズマ研究に適した改造を計画することによって、電位/電場制御と高熱流束・高イオ
ン温度の端損失を活かしたプラズマ輸送と境界(ダイバータ)プラズマ研究を主軸とした研究を、双方向型共同
研究を活用し推進している。

1. はじめに

筑波大学のGAMMA 10は図1にその概要と写真を示す
が、世界最大のタンデムミラーとして1983年に完成し、電
位・電場による閉じ込み改善研究を行い[1]、低密度であ
るが約1億度のイオン温度を達成するなどの成果を挙げて
きた[2]。しかし、環状系に比して、 10^{19} m^{-3} 台の比較
的高密度での閉じ込み性能は低かった。GAMMA 10の研究
計画は、2002年の核融合作業部会の報告書による核融合研
究全体の基本計画の策定以来、大きな転換を行った。それ
まで、トカマク、ヘリカル、ミラー等を平行して推進する
多岐路線の一翼を担っていたが、ITER計画を中心とする
研究計画の枠組みが構築され、重点化、効率化が進められ
たことから、その基本方針を受けて、他の大学のプラズマ
関連センターと同様に、大学の特長を活かしながら、重点
化に沿った研究課題を分担し、効率的な研究を進めるため
に核融合科学研究所(NIFS)を中心として、全国の大学の
協力を得て、双方向型共同研究を推進している。世界的な
ミラーや直線型磁場閉じ込み装置の状況については、ロシア
や韓国が大型のミラーを有しているが、ロシアではガス・
ダイナミック・トラップ(GDT)と呼ばれる非常に大きな
ミラー比を有したミラー装置で高イオン温度を利用した中
性子源としての核融合炉をめざした研究が進められている
[3]。一方、韓国や他の世界の中型、小型の直線型の装置で
は、ダイバータプラズマや境界プラズマを模擬する方向へ
の研究展開が大きな流れとなってきた。

法人化後、GAMMA 10の第1期中期計画期間(2004~
2009年度)では、タンデムミラーの特長である電位/電場
を活かし、また、双方向型共同研究により、全国の大学か
らの共同研究者の協力を得て、環状系磁場閉じ込み装置に
も共通したプラズマの閉じ込みの改善の物理解明をめざし
た。第1期では、径電場の制御がECH等の加熱装置で可能
なことで、また、径電場プロファイルの変化に伴う揺動/径

方向プラズマ輸送の変化を観測し、環状系の輸送障壁の物
理に共通する径方向の異常輸送の解明に寄与した[4]。ま
た、神戸大グループを中心としたエンド部荷電粒子損失を
利用した直接発電、京都大学とのICRF波動物理、広島大
学との高速カメラ計測、最近ではNIFSとのトムソン散乱
計測でも大きな成果を得るなど、他大学のグループ主導の
研究も進展した[5-8]。さらに、加熱と電流分布、電位/
電場の強力な制御ツールであるECH用のジャイロトロン
の開発にも注力し、NIFSの大型ヘリカル装置(LHD)用
1 MWジャイロトロンを共同開発し、1.8 MWで1秒発振を
達成するなど、LHDのECHに大きく貢献した。このジャ
イロトン開発では日本原子力研究開発機構(JAEA)や
東芝電子管デバイス社の協力も得ながら、全日本的に進め
ており、GAMMA 10用では1 MW 28 GHz ジャイロトロン
の開発にも着手し、短パルスで1 MW、長パルスでも450
kWで2秒の発振を得た[9]。これらの開発は、今後の国
内外のECH協力へと発展が期待されている。

これらの成果をベースに、第2期からは、さらに、ITER
や環状系原型炉に大きく寄与すべく、改造を加え電位制御
とダイバータプラズマ模擬(Potential-control and Divertor-
simulator eXperiments)を指向する実験装置「GAMMA-
PDX」として、更なる研究の新展開をめざしている。第2
章以降に詳しく述べられるが、新計画の目標は「数億度の
高性能プラズマと常温の第1壁の両立をめざすプラズマ・
核融合理工学研究」としている。これまでのコアのプラズ
マ輸送の改善の機構解明の深化に加え、それ以上に現在重
要な課題とも言えるダイバータプラズマの物理、特に、放
射冷却の制御、不純物の逆流制御といった炉環境でのダイ
バータ板の成立性に直結する物理、さらには、ダイバータ
板候補材のプラズマ壁相互作用といった炉工学にまたがる
課題に、GAMMA 10の特長であるITERの定常熱流束に匹
敵する高熱流束や閉じ込みのあるプラズマ、高イオン温

New Program and Boundary Plasma Research in GAMMA 10 Modification (GAMMA-PDX)

IMAI Tsuyoshi and GAMMA 10 Group

corresponding author's e-mail: imai@prc.tsukuba.ac.jp

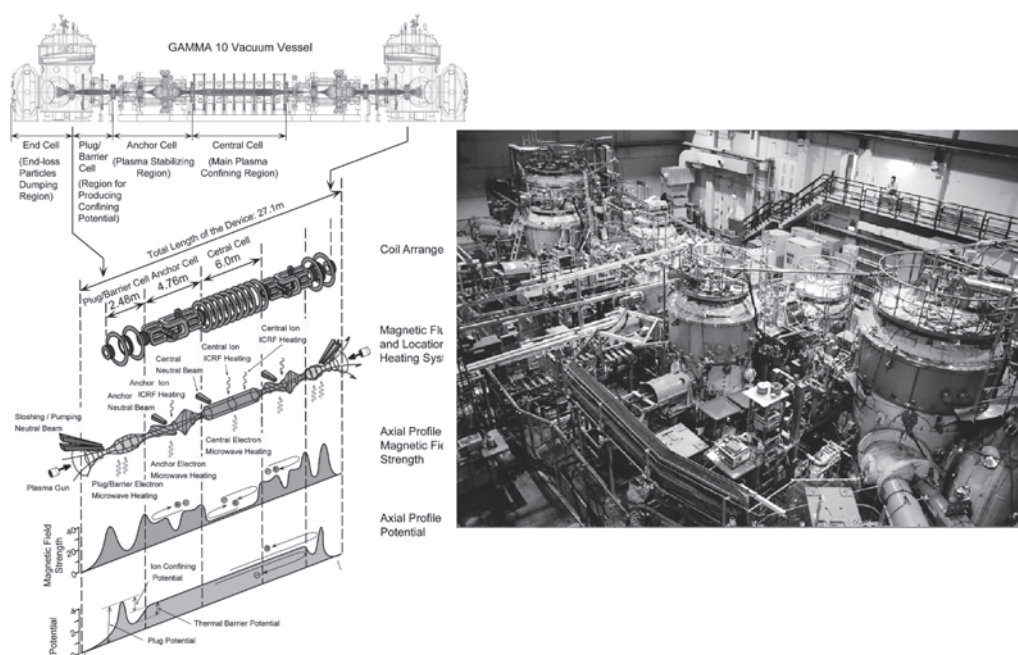


図1 GAMMA 10の概要図(左)と写真(右)。

度、高磁場を活かして挑戦していく。さらに、中長期的には、ダイバータ磁場を導入し、セパトリックス近傍の輸送物理やスル点における粒子軌道の統計的效果を応用したエルゴディックダイバータ類似の粒子軌道から、そのダイバータ熱負荷の制御を視野に入れた研究も計画している。これらの研究の実現には、これまでのセンターの資源・知見だけでは不十分であり、双方向型共同研究を大いに活用し、研究を推進する計画である。同時に、これらの研究を進めるキーツールとして、先進的な加熱や計測装置の研究開発も積極的に進めていく。特に、ECH用のジャイロトロンは、日本の実用ジャイロトロンの開発の草創期に大きく寄与したこともあり、最近では、JAEAが育てたITER用ジャイロトロンの技術を加えて、マルチMWのLHD用ジャイロトロンに見られるような挑戦的な開発を進め、他大学や国際協力も視野に入れた開発研究を進める。計測では筑波の特長である金中性粒子ビームプローブ(GNBP)に加え、低密度トムソン散乱、高感度高速カメラ、分光・マイクロ波イメージングといった先端的な境界プラズマ計測にも挑戦していく。

先にも述べたように、これら多様かつ挑戦的な重要課題に対して、GAMMA 10の限られた資源だけでは不十分であり、双方向型共同研究を主軸に、国際協力や国内の様々な連携・共同研究等を活用し、文字どおり、外部に大きく開かれた「OPEN SYSTEM」として貢献していきたい。

2. 新研究計画における境界プラズマ研究

第2期中期計画では、先に述べたようにコアのプラズマ輸送制御と境界プラズマ研究を推進する。特に、境界プラズマ研究は当センターの新展開の第1の柱と考えている。高性能プラズマを生成、維持するためには、加熱・電流駆動やMHD安定化、輸送制御といったコアプラズマに関する課題だけでなく、周辺(境界)プラズマ制御ならびにプ

ラズマ・壁相互作用(PWI)制御が必須の課題となる。核融合炉実現に向けての境界プラズマ制御研究、PWI制御研究に関して重要な研究課題としては、ダイバータ板への定常熱負荷低減およびELM等の過渡的熱負荷の低減、プラズマ対向機器の損耗・再堆積、PWIにより発生した不純物の遮蔽、コア・エッジカップリング、トリチウムリテンションの最小化、ダストの発生と輸送等があげられる。GAMMA 10の第1期中期計画では、コアプラズマの研究課題に関連して、径電場制御を可能とするECH加熱装置の開発およびこれを用いた径電場形成と輸送障壁の物理機構解明に成果を上げてきた[4]。次期計画としては、これまでの成果をベースにしてさらに境界プラズマおよびPWIに関する研究課題に対して、GAMMA 10を改造して研究を展開していく計画である。

ダイバータ板への熱負荷に関する課題に関しては、現在建設が進められている国際熱核融合実験炉(ITER)でのダイバータ板への定常熱負荷は 10 MW/m^2 とされているが、これはダイバータへ流入する熱量の60~70%が放射損失することが必要条件となっている[10]。また、現在建設が進められ、リサーチプランが策定されているJT-60SAにおいてもダイバータ板への熱負荷低減が大きな課題となり、ダイバータへのArガス供給による放射ダイバータが計画されており、ダイバータでの高放射とコアプラズマでの高閉じ込めの両立が必須の課題となっている[11]。さらに、原型炉設計の観点からは、中性子照射による銅の放射化のために銅をヒートシンクとして使用することはできないという制限が加わるため、ダイバータ板への熱負荷をさらに低減させることが求められている。例えば、SlimCSにおけるタングステンモノブロックとF82H銅冷却パイプによるダイバータ板設計では、ダイバータ板への熱負荷は $5\text{--}8 \text{ MW/m}^2$ 以下が求められている[12]。

プラズマ対向壁は、プラズマ放電中に照射損傷、損耗、

再堆積等のPWIに起因して、時々刻々とその表面状態を変化させている。この表面改質は水素リサイクリング特性に重大な影響を与え、この水素リサイクリング特性の変化に引きずられるように境界プラズマの特性が変化して、コアプラズマの閉じ込め特性が影響を受ける。この材料表面での現象と境界プラズマ特性、コアプラズマ性能とのカップリングの物理機構を微視的観点と巨視的観点とから包括的に理解することは、境界プラズマ制御にとって必要不可欠な課題である。

これまで、ダイバータシミュレータ等の直線型プラズマ生成装置において、境界プラズマおよびPWI研究が精力的に行われてきている。昨年(2010)には、直線型プラズマ装置を用いたPWI研究に関する国際ワークショップがORNLで開催され[13]、本年はユーリッヒにて開催され、次は、日本での開催を提案している。各国で特徴ある直線型プラズマ装置の建設が進められ、直線型装置を用いた境界プラズマ、PWI研究が世界的に活性化されてきている。既存の直線型装置と比べた GAMMA 10 装置の特長としては、磁場が高いこと、プラズマの口径が大きいこと、クライオポンプを用いた大容量排気が可能であること、電子温度、イオン温度が大型装置の SOL プラズマに匹敵する温度であること、プラズマ閉じ込め領域を有すること等があげられる。このような点に加えて、ECH, ICRF, NBI といった加熱機器ならびにプラズマ計測機器が充実していることも、境界プラズマ、PWI 研究を進める上で大きな特長であり、加熱系の制御により ELM 模擬実験も可能となる。ITER や JT-60SA で想定されている赤道面での SOL 温度は 100 eV 以上であり、放射ダイバータを実現するためには上流での高温プラズマをダイバータ部で数 eV から 1 eV 以下まで冷却する必要がある。図 2 に示すように、GAMMA 10 ではエンド部上流のプラズマの温度が電子温度、イオン温度ともに大型環状系装置の SOL 温度に匹敵しており、放射ダイバータ研究において、他のダイバータシミュレータではできない研究を行うことが可能となる。すなわち、ダイバータ上流の高温の熱粒子束をダイバータ板前面の放射ダイバータ領域の制御により低温化させ、ダイバータ板への熱粒子束を低減させる一連の研究を展開することが可能となる。

上記のような GAMMA 10 装置の特長を活かして、ミラー装置のエンド部を改造した E ダイバータ、および、アンカー部等の一部コイルを変更し、X ポイント磁場構造への改造をする A ダイバータの 2 つのプラットホームにより、多様な環状系装置に共通する境界プラズマ、PWI 研究を展開する。装置改造の概略図を図 3 に、改造により期待されるターゲットパラメータを表 1 に示す。現状のプラズマ生成時間は加熱機器の制約により 0.4 秒であるが、将来的には加熱機器を改造して 4 秒（電源による制約時間）までプラズマ生成時間を延ばす計画である。また、磁場を下げることで最長で 10 秒の放電時間が可能となる。これまでの境界プラズマ研究に関しては、E ダイバータにおいて既に初期実験が行われ、ITER の定常熱負荷に匹敵する熱流束密度が得られるなど着実に成果が得られている（第

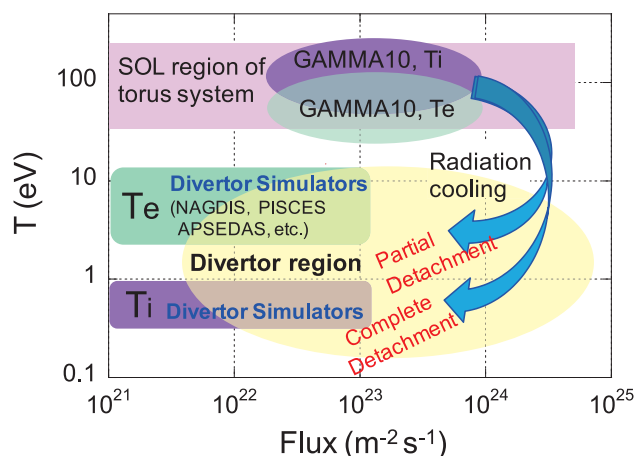


図 2 GAMMA 10 における境界プラズマ研究のパラメータ領域。

表 1 改造後のターゲットパラメータ。

Parameter	E-divertor	A-divertor
Plasma diameter	0.1~1.0 m	0.12 m*
Plasma density	$\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$\sim 10^{17} \text{ m}^{-3}$
Particle flux density	$10^{22} \sim 10^{24} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$\sim 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ *
Heat flux density	$0.1 \sim 20 \text{ MW m}^{-2}$	$\sim 7 \text{ MW m}^{-2}$
Fluence	$10^{22} \sim 10^{24} \text{ m}^{-2} / \text{shot},$ $\sim 10^{26} \text{ m}^{-2} / \text{week}$	$\sim 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} / \text{shot},$ $\sim 10^{25} \text{ m}^{-2} / \text{week}$
Plasma duration	0.4 s ~ 4 s (10 s with weak B)	

*ダイバータ面積を 10 cm^2 と仮定（第 6 章参照）

5 章参照)。今年度末には図 3 に示すように V 字型ターゲット板を有する可動式ダイバータモジュールを設置する等の本格的なダイバータ模擬装置へと改造が実施される。A ダイバータに関しては、プラズマの安定性に寄与するアンカー部の改造によるダイバータ実験時の安定性の評価や、X ポイント、ダイバータ領域での粒子挙動に関するシミュレーション研究および設計が進められており（第 6 章参照）、予算との整合をとりながら、第 2 期中期計画期間での改造をめざしている。また、セントラル部では 5 keV 程度の高イオン温度のプラズマを生成することが可能であるため、セントラル部を利用したPWI研究も視野に入れて研究を展開する計画である。

今後取り組む重点課題は以下のとおりである。

- ① 放射ダイバータ研究
 - ・非接触プラズマの実現とその制御（図 1 参照）
 - ・放射ダイバータプラズマにおける原子・分子過程
 - ・Radiator (Ne, Ar, C, N₂ 等) の放射冷却特性の定量化
- ② ELM 模擬研究
 - ・ECH 等の最適化による ELM 様パルス高熱粒子束の生成と制御
 - ・ELM 様パルス高熱粒子束の放射ダイバータプラズマへの影響
- ③ 輸送制御研究
 - ・周辺・ダイバータ領域における不純物 (W or C) 輸送機構の解明
 - ・不純物の逆流制御
 - ・セパトリックス近傍での輸送物理

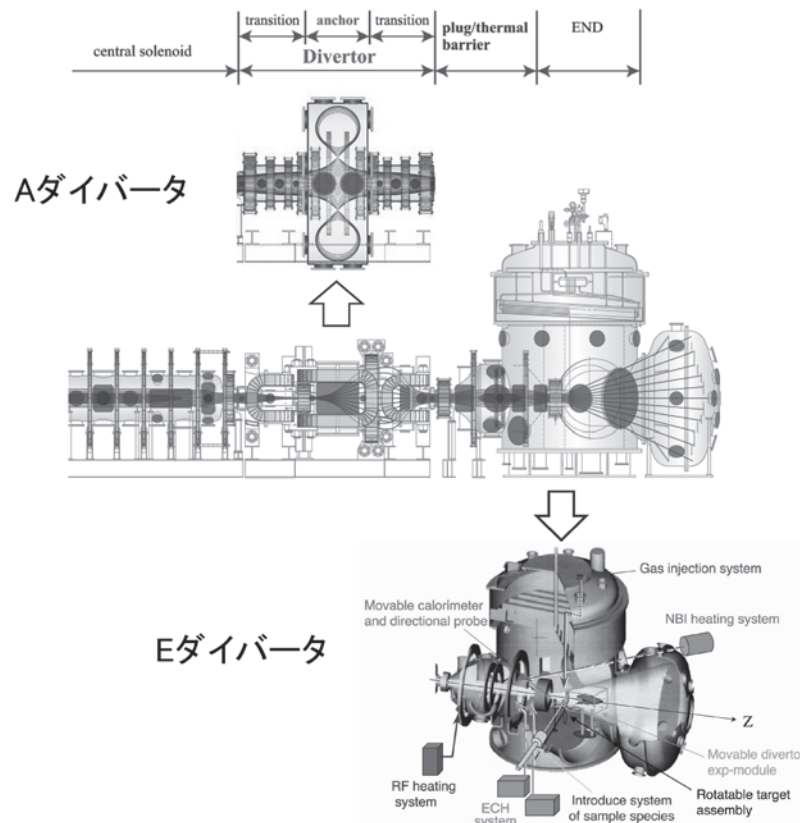


図3 GAMMA 10 改造の概念図。

- ・ダスト輸送
- ④ エッジ・コアカップリング研究
 - ・ダイバータプラズマのキャラクタリゼーション
 - ・エンド部ダイバータのコアプラズマ電位形成および揺動への影響
- ⑤ プラズマ・壁相互作用研究
 - ・材料間隙での堆積と水素リテンション（特に高磁場の特徴を活かした研究）
 - ・表面プローブとV字ターゲットを用いた照射損傷，損耗・再堆積
 - ・材料表面改質の実時間計測法の開発

これらの研究展開には既存加熱と計測の活用とともに増力・高度化，開発，そして，GAMMA 10 改造が不可欠である。

3. 境界プラズマ研究に向けた加熱装置

開放端型磁場閉じ込め装置として建設され稼働した GAMMA 10 は，主にイオンサイクロトロン周波数帯 (ICRF) の高周波により生成・加熱されたプラズマを標的として，セントラル，アンカー，プラグ／バリアの各ミラーセル中への電子サイクロトロン加熱 (ECH)，中性粒子ビーム入射 (NBI) を駆使し，電子加熱，イオン加熱，また，プラズマ中の電位生成と制御等の実験的および理論的研究を推進してきた。プラズマの維持時間は，加熱系の仕様で決まっており，現在最大で 0.5 sec である。低密度 (10^{18} m^{-3} 台) ながら 10 keV を超すイオン温度が実現され

ている。これらの蓄積された粒子やエネルギーを，一つは磁力線方向に開放端部から排出，もう一つは，磁場ヌル点 (X-point) のダイバータ配位を用いて径方向に積極的に排出させることにより，高温のプラズマ中心部から境界プラズマの広範囲にわたるパラメータ領域で環状系原型炉研究に貢献することを目的としている。本章では，既存の加熱装置について，その現状と境界プラズマ研究に寄与することを念頭において記述する。

3.1 イオンサイクロトロン周波数帯 (ICRF) 加熱装置

3.1.1 ICRF システムの現状

GAMMA 10 タンデムミラー装置のセントラル部では，イオンサイクロトロン周波数帯 (ICRF) の高周波を用い，初期プラズマの生成・加熱を行っている。図 4 に，GAMMA 10 セントラル部から隣接するアンカー部までの (a) 磁場強度分布と設置されている高周波アンテナの位置，(b) プラズマ生成に用いられる 10 MHz 付近の波動 (RF1) と加熱に用いられる 6 MHz 付近の波動 (RF2) の周波数を局所的なサイクロトロン周波数で割った値 (ω/Ω_{ci}) の磁力線方向分布を示した。RF1 による波動 (図中点線) は，セントラル部両端部に設置された Type III 型アンテナを用い励起されている。また，RF2 による波動 (図中実線) は，Type III 型アンテナの内側に設置されたダブルハーフターン (DHT) 型のアンテナを用いて励起され，セントラル部中央面付近の共鳴層でイオンを加熱する。図 5 には，典型的な (a) RF1, RF2 高周波入射のタイミング，(b) プラズマの線密度，および，(c) 反磁性量の時間変化を示した。反磁性量は，セントラル部中心付近 $z = -0.33 \text{ m}$ と中心

から 1.5 m, および, 1.9 m 離れた位置での値が示されている。中心密度 $n = 2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ で中心イオン温度 10 keV を超すプラズマが実現されている [2]。また, 図 5 (c) に示したように, 異なるミラー比の位置 (z 位置) に設置した 3 ヶ所の反磁性量測定から温度の非等方性を評価することができ, 高温プラズマがセントラルミラー部の中心面付近に局在することがわかる。図 5 (d) に示したように, 典型的な放電において温度の非等方度 $T_{\perp}/T_{\parallel}$ が 10 を超す値が得られている。現有の発振器としては, RF1 (300 kW $\times$ 2, 500

ms, 7.5-15 MHz), RF2 (300 kW $\times$ 2, 500 ms, 4.4-9.6 MHz), および, RF3 (200 kW, 500 ms, 4-10 MHz) の 3 台が稼働している。GAMMA 10 における巨視的 (MHD) 安定性は, セントラル部両側に位置する極小磁場アンカー部による平均極小磁場配位で確保されている。このアンカー部の加熱は, プラズマ生成に用いられる RF1 波動が磁力線方向に伝搬しアンカー部中央面付近にあるサイクロトロン共鳴層で起こる [14]。将来的な展開として, 非軸対称ミラー配位 (極小磁場配位) である西側アンカー部をダイバータ配位を持つ軸対称ミラー配位に置き換えることが検討されている。東側のアンカー部のみで GAMMA 10 全体の安定性を確保できるように, RF3 をアンカー部中央面付近のサイクロトロン共鳴周波数に調整し, 東側アンカー部に設置されたアンテナを用いて重畳する実験を行っている。最近の実験で観測された典型的なアンカー重畳効果を図 6 に示した。(a) RF3 重畳により, アンカー部線密度の大きな上昇, (b) アンカー部反磁性量の増大とともにセントラル部の線密度の明らかな上昇が観測されている。また, RF3 を重畳することにより, 西側の RF1 を抜いた東側のアンカー部加熱の実験で GAMMA 10 全体のプラズマ維持ができることを確認した。

GAMMA 10 においては, 高周波を用いたイオン加熱の結果である強い温度非等方性に起因して, アルベニオンサイクロトロン (AIC) 波動が自発的に励起されることが観測されている [15]。この波動励起は, 温度非等方性を持つ高ベータプラズマにおいて普遍的な現象であり, 磁気圏プラズマでも観測されているが, 理論的研究に比べて実験的研究は非常に少なく, 実験室プラズマでは, これまでの大型のタンデムミラー装置での観測が報告されているのみである。図 7 には, (a) GAMMA 10 で観測されている AIC 波動による磁場揺動の周波数スペクトルと (b) 非等方性を持つプラズマ中での AIC 波動の分散式を示した。複素周波数の虚部 (図中点線) が正となると, 波動が自発的に励起される。RF2 を用いて励起されるイオンサイクロトロン共鳴周波数のすぐ低周波数側の分散式で示された周波数

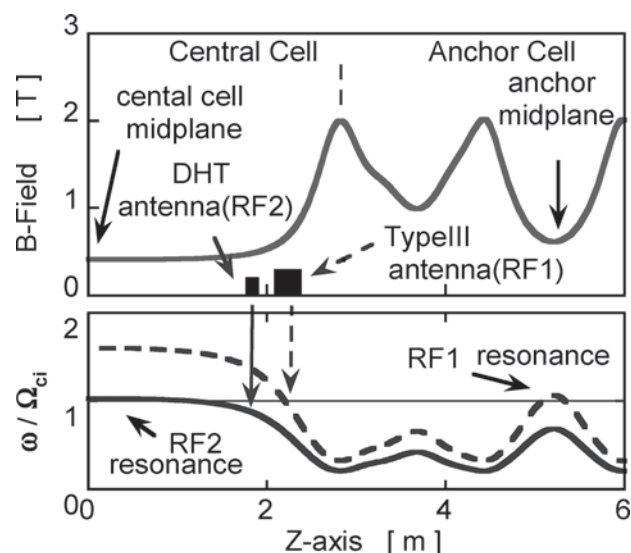


図 4 (a) 磁場強度分布と設置されている高周波アンテナの位置, (b) プラズマ生成に用いられる 10 MHz 付近の波動 (RF1) と加熱に用いられる 6 MHz 付近の波動 (RF2) の周波数を局所的なサイクロトロン周波数で割った値 (ω/Ω_{ci})。

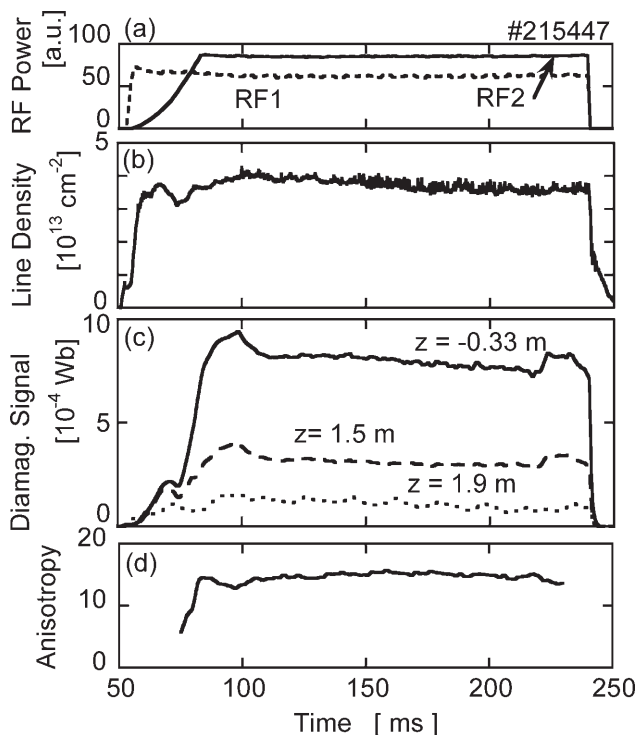


図 5 典型的な放電における (a) RF1, RF2 高周波入射のタイミング, (b) プラズマの線密度, (c) 反磁性量, および, (d) プラズマの非等方性の時間変化。

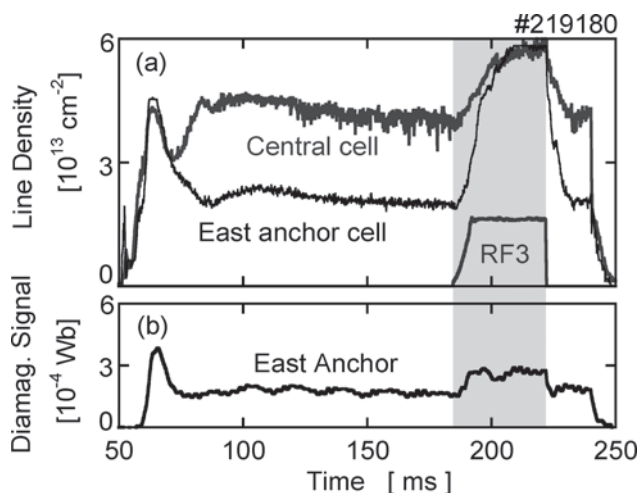


図 6 RF3 重畳時の (a) セントラル部およびアンカー部線密度, (b) アンカー部反磁性量の時間変化。

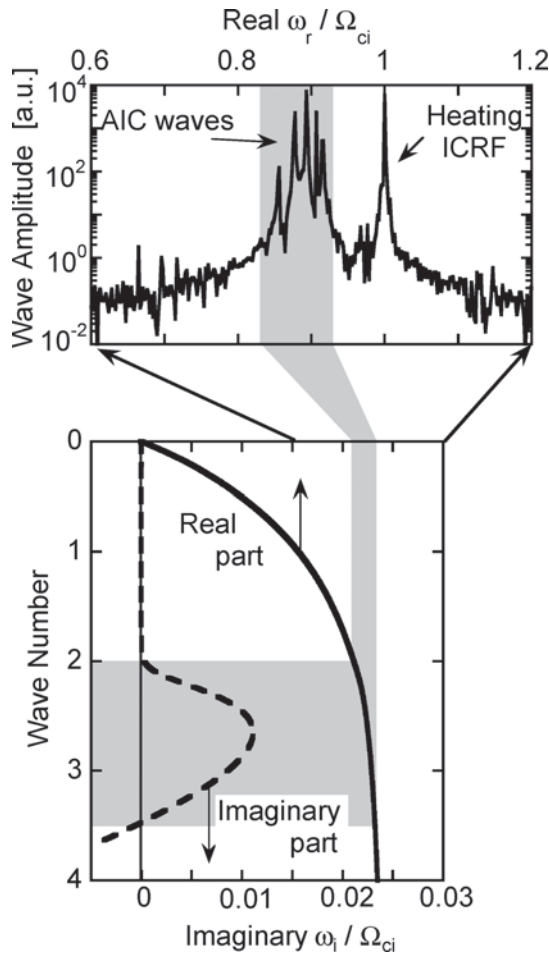


図7 (a) GAMMA10で観測されているAIC波動による磁場揺動信号, (b)非等方性を持つプラズマ中でのAIC波動の分散式。

(図中実線) 帯に離散的な周波数ピークを持つ AIC 波動が励起されていることがわかる。現在のところ, GAMMA 10 で観測される AIC 波動の離散的周波数ピークと, その成長する機構等については明らかとなっていない。マイクロ波反射計を用いたプラズマ内部の測定に着手し, 時間的, 空間的振る舞いの詳細計測を始めたところである[16]. AIC 波動がプラズマ閉じ込めに及ぼす影響としては, イオンのピッチ角散乱があり, タンデムミラー装置の軸方向の閉じ込めに大きな影響を及ぼすことが予想されている。タンデムミラー中のエネルギー輸送における AIC 波動の効果の理論的検討[16]が報告されている。

3.1.2 ICRF 加熱による高温イオン束の生成

境界プラズマ研究 (ダイバータ模擬実験) の一つとして開放端エンド部を用いるとき, エンド部から流出する高温イオン束を制御することが重要となってくる。GAMMA 10 における外部より入射されたエネルギーの流れは, まず, RF 2 発振器より DHT アンテナを介して励起された波動がセントラル部中央付近に伝搬し, 存在するイオンサイクロトロン共鳴層でイオンの垂直方向に入射される。荷電交換反応による損失, 低温の電子との衝突による損失と競合してイオン間衝突による熱化過程によりエンド部 (磁力線) 方向にエネルギーが輸送されることが考えられる。図 8 には,

セントラル部イオン加熱に用いられる RF 2 の放射電力の関数として, (a)異なる 2 か所の反磁性量, (b)エンド部から流出するエネルギー束を示した。エンド部から流出するエネルギー束に関しては, 一つの放電中のエネルギー束の総量として, カロリーメーターで計測した熱量をプロットしている。RF2 電力の増大に伴い, セントラル部中央付近の反磁性量 (●) が急激に増大し, 非等方性が大きくなることがわかる。また, 中央から離れた位置に設置されている反磁性量 (○) とエンド部に流出するエネルギーは RF 2 電力の増大に伴い, 漸増することが示されている。図 9 には, GAMMA 10 の特徴である温度非等方性に起因して励起される AIC 波動による垂直方向イオンのピッチ角散乱

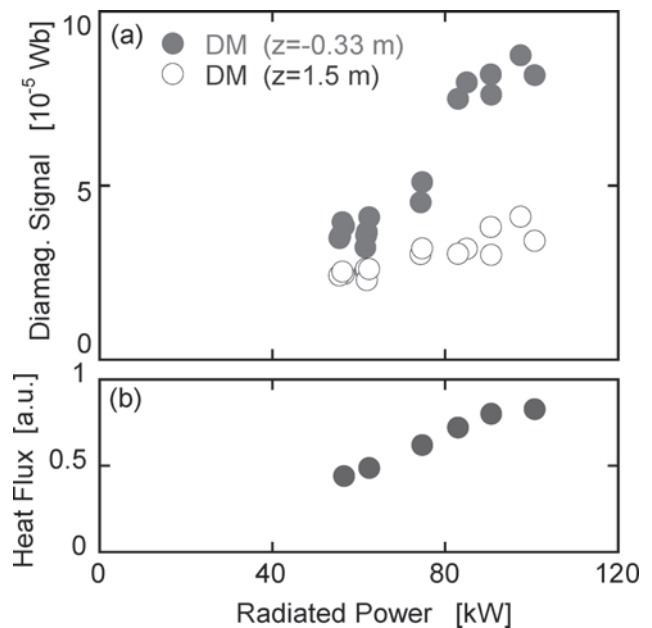


図8 (a)異なる 2 か所の反磁性量, (b)エンド部から流出するエネルギー束の RF 2 放射電力依存性。

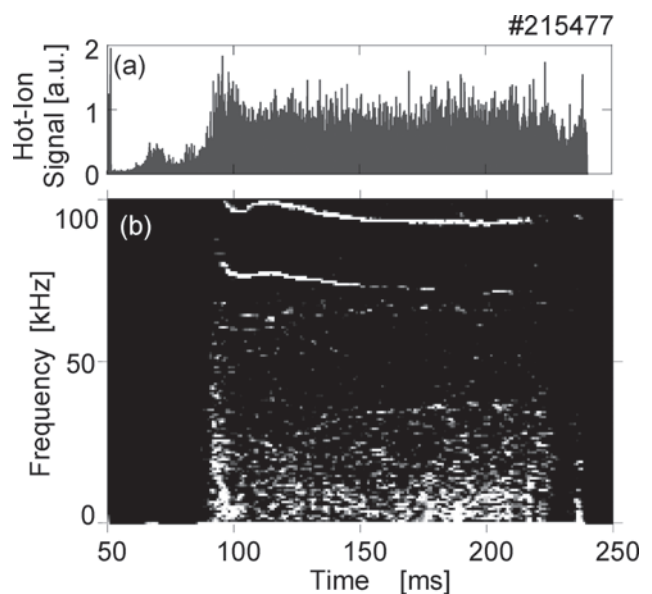


図9 (a)半導体検出器を用いて観測されたエンド部から流出する高エネルギーイオン信号, (b)高エネルギーイオン信号上に観測される揺動の周波数スペクトルの時間変化。

によりエンド部に流出する高エネルギーイオン信号の増大を示した。(a)半導体検出器を用いて観測されたエンド部から流出する高エネルギーイオン信号、(b)高エネルギーイオン信号上に観測される揺動の周波数スペクトルを示している。離散的周波数ピークを持つAIC波動間の差周波数と一致する強い揺動が支配的であることがわかる。エンド部に流出する高温イオン束のエネルギー分布やその量、その加熱機構の検討は、ダイバータ模擬実験にとって重要な課題である。また、エンド部から流出したイオン束の高周波を用いた直接加熱の検討を始めている。

3.2 電子サイクロトロン加熱 (ECH) 装置

ダイバータ実験におけるプラズマの熱流束を得るための加熱法の一つとして、ジャイロトロンを用いたECHがある。GAMMA 10では強力なECHシステムを有するとともに、キーコンポーネントである大電力ジャイロトロンの開発も進めている。本節では、ECHシステム/ジャイロトン開発の現状と、電子熱流束計測の初期実験について述べる。

3.2.1 ECH システムの現状

GAMMA 10では、28 GHz ジャイロトロンを用い電子サイクロトロン加熱 (ECH) を行っている。図10に示すように、両端のプラグ部では500 kW ジャイロトロンを用い基本波加熱によりプラズマ閉じ込め電位形成を、バリア部においては200 kW ジャイロトロンを用い第二高調波加熱により高温電子を生成しサーマルバリア電位形成を、セントラル部においては500 kW ジャイロトロンを用い基本波加熱により電子温度上昇実験を行っている。

GAMMA 10におけるジャイロトン開発の歴史は古く、1983年より株式会社東芝（現、東芝電子管デバイス株式会社）と共同で28 GHz-200 kW 管の開発を開始した。1991年に製造性の向上とモード純度向上を狙いとしたカソードの熱分離構造の導入等の大きな設計改良を行い、現在の200 kW 管と成っている。200 kW 管を用いたプラズマ実験において、イオン閉じ込め電位の記録値1.4 kVを達成し、本センターが提唱する電位生成のスケーリングの初期的な検証に成功した。そして閉じ込め電位が加熱電力とともに上昇する事も確認された。2004年度からはジャイロトロンの大電力化を行うため、日本原子力研究開発機構と協力して500 kW 新規ジャイロトロンの開発を進め、プラグ部とセントラル部に導入し、高電位生成、電子加熱実験を進めることで、従来の電位を大きく上回る世界最高の閉じ込め電位の達成等の成果を得た[17, 18]。表2に200 kWと500 kW ジャイロトロンの仕様を、図11に各ジャイロトロンの外観写真を示す。

200 kW ジャイロトロンの発振モードはTE₀₂モードで、モード変換器を内蔵せずコレクタが発振電磁波の導波路を兼ねる構造で、出力窓は熱伝導の良いベリリアを用いている。ジャイロトンからのTE₀₂モード出力は、長さ~4 mの円形導波管で地下からガンマ10下側ポートに真っ直ぐに伝送し、プラソフアンテナによりガウシアンビームに変換し、0.5 Tの第二高調波共鳴層に入射している。伝送導波管は、窓アークを検出するアーク検出器付き導波管、主

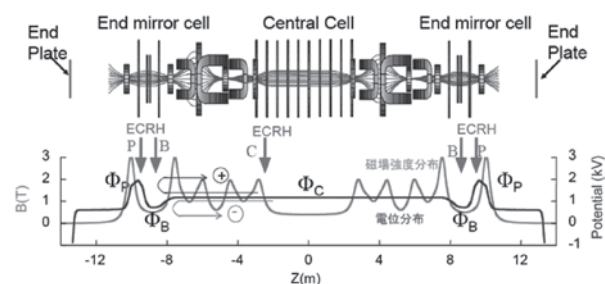


図10 GAMMA 10におけるECH、(P)プラグ部基本波加熱による閉じ込め電位形成、(B)バリア部第二高調波加熱によるサーマルバリア形成、(C)セントラル部基本波加熱による電子温度上昇。

表2 ECH用28 GHz-500 kW/200 kW ジャイロトン仕様。

Design parameter of Gyrotrons for GAMMA10 ECRH		
	500 kW	200 kW
	Gyrotron	Gyrotron
Frequency	28 GHz	28 GHz
Output Power	500 kW	200 kW
Pulse Width	0.1 s	0.075 s
Efficiency	40%	34%
Beam Voltage	75 kV	75 kV
Beam Current	20 A	8 A
Heater Voltage	10 V	7.8 V
Heater Current	6.7 A	5.8 A
MIG	diode	triode
Cavity Oscillation mode	TE42	TE02
Built-in Mode Converter	with	W/O
Output mode	Gaussian like	TE02
Window Diameter	φ 120 mm	φ 62.5 mm
Collector Diameter	φ 200 mm	φ 62.5 mm
Additional Coil	Launcher and Collector	W/O
Height	1740 mm	1410 mm
Weight	311 kg (with collector coil)	50 kg

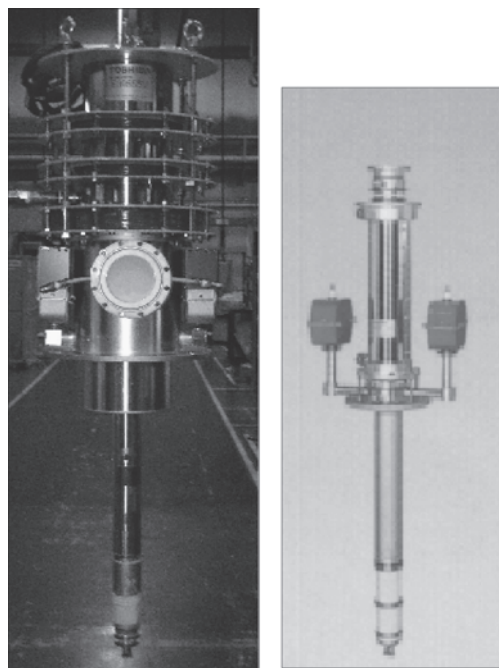


図11 ECH用28 GHzジャイロトン、(a)500kW ジャイロトン外観写真、(b)200 kW ジャイロトン外観写真。

モード TE_{02} (モード純度 $\sim 96\%$) からモード変換した TE_{03} , TE_{04} , TE_{24} モードを吸収する SiC 製不要モード吸収フィルタ, 導波管内の放電がジャイロトロン窓に及ぶのを防止するアークブロック窓, $\phi 62.5$ mm から $\phi 37$ mm にテーパダウンするテーパ導波管, 出力/反射波をモニタする方向性結合器, 高さ位置を調整するベローズ導波管, 直線円形導波管, シリカ製真空窓より構成され, 導波管内部は放電を防ぐため SF_6 ガスを加圧封入している. 200 kW ジャイロトロンは, カソードのヒータ通電積算時間が 18,300 時間を超えて安定に動作している管もある.

500 kW 管は, 既設 200 kW 管の設備を使用し, さらに地下の狭い状況においてソケットインが可能な構造とした. 電子銃は, 出力アップのため 200 kW 管に比べ電流を多く流す必要があるため, カソード径を $\phi 40$ mm に大きくしたが, 既設電磁石のボア内を通り既設ソケットを使用できるように, アノード電極を持たない 2 極型電子銃とした. 空洞の発振モードは TE_{42} モードで, モード変換器を内蔵し導波管モード電磁波を準光学モード電磁波ビームに変換, ジャイロトロン内の 4 枚の内蔵ミラーにより波形/位相成形を行い, アルミナ製の出力窓よりガウシアンライクビームとして射出する. 出力窓より射出された電磁波ビームは, 整合器 (MOU) 内の 1 枚ミラーで集光され, MOU 出口の $\phi 63.5$ mm コルゲート導波管に HE_{11} モードとして結合する. その後, プラグ部 ECRH システムでは, 総全長 ~ 6 m の直線コルゲート導波管, 2 個の 90° マイターベンダ, 長さ調整用ベローズ, シリカ製真空窓より成る導波管系により伝送し, アンテナよりプラズマに入射している. 導波管, MOU 内は放電防止のため真空排気を行うとともに, 不要電磁波を吸収するため, MOU 出口壁面と出口部コルゲート導波管内面に TiO_2 コーティングを行い, MOU 内には SiC 片を設置している. アンテナ・システムはコルゲート導波管より放射したガウシアンビームを 2 枚のミラーで分布成形し, 1 T の共鳴層に入射している. 入射ビームは, GAMMA10 磁場にほぼ垂直であり, X モード $\sim 100\%$ の偏波で高効率吸収されている. また, アンテナミラーの角度は外部より変更できる構造となっており, 入射位置制御が可能である.

セントラル部伝送系は 総全長 ~ 20 m の $\phi 63.5$ mm 直線コルゲート導波管, 1 個の 90° マイターベンダ, 2 個の長さ調整用ベローズ, 1 個の導波管真空排気ポート, 1 対の偏波器 (ツイスター, ポーライザ), $\phi 63.5$ mm $\rightarrow$ $\phi 31.75$ mm ダウンテーパ導波管, シリカ製真空窓, 放射アンテナ系より成る. ジャイロトロン窓出力に対するダウンテーパ入口までの伝送効率は, 380 kW 伝送での実測値で 82% である. GAMMA10 ポートの制限によりダウンテーパが必要となっている. 偏波器により共鳴層で X モード 100% となる楕円偏波とし, アンテナ系により 1 T の共鳴層に入射している. アンテナ系は, GAMMA10 本体やその他機器との取り合いにおいて制約が非常に大きく, 入射位置/電磁波分布/偏波の最適化, 伝送効率の高効率化等難しい状況の中, いくつかのアンテナ設計を行いプラズマ実験を進めているところである.

3.2.2 28 GHz-1MW ジャイロトロンの開発[9, 19]

GAMMA 10 のプラグ電位はジャイロトロン出力につれ上昇している. また, 次項で示すように電子の熱流束もジャイロトロン出力につれ増大している. ジャイロトロンの大電力, 長パルス化はプラズマ閉じ込めの改善のみならず, 次期ダイバータ研究においても大変重要な課題である. そこで新たに, 28 GHz-1 MW-1 s ジャイロトロンの開発を開始した. 1 MW ジャイロトロンの設計仕様と外観写真を図12に示す. 設計の拘束条件は, NIFS と共同開発を行っている NIFS の LHD 装置用 77 GHz ジャイロトロンの超伝導電磁石 (SCM) を使用する, 整合器は 28 GHz-500 kW ジャイロトロンの物を使用する, 電子銃は 77 GHz ジャイロトロンと同一設計とすることとした. 空洞共振器の発振モードは TE_{83} とし, モード変換器を内蔵し空洞発振モードを準光学モードに変換, 4 枚のミラーで伝送, エッジ冷却のサファイア・シングル窓よりガウシアンビームとして射出する. コレクタは, 初号管でコストを低減するため電位降下型コレクタ (CPD) は採用せず, コレクタスイープコイルのみ付加し熱負荷の軽減を行っている. 空洞共振器設計において, ビーム電圧 $V_k = 80$ kV, ビーム電流 $I_k = 40$ A, ピッチファクタ $\alpha = 1.2$ で, 発振電力 1.44 MW が得られ, 内蔵ミラー系の伝送効率 94.7% を考慮しても 1 MW の出力が得られる設計と成っている. 窓材のサファイアは温度上昇につれ誘電損失係数 $\tan \delta$ が大きくなるため [20], サファイア窓の温度上昇がパルス幅の設計上の制限となっている.

製作した試作管は, 2009 年 6 月に NIFS の 77 GHz ジャイロトロン用 SCM#3 を借用し短パルス試験を実施した. 図13に RF 出力と効率のビーム電流依存性を示す. 図13の●で示すように, $V_k = 80$ kV, $I_k = 40$ A で設計目標出力 1 MW を達成した. 2010 年 6, 7 月には, 77 GHz ジャイロトロン用 SCM#1 を借用し, 電源の長パルス化改造/調整と並行して長パルス試験を実施し, 400 kW で 1 s までの安定動作を確認した. 2011 年 5, 6 月は, 筑波大にて新たに購入

Design parameter of 1MW Gyrotron

28GHz Gyrotron for PRC (Tsukuba) E39200	
Frequency	28GHz
Output Power	1MW
Pulse Width	1s
Output Efficiency	35% (W/O CPD)
Beam Voltage	80kV
Beam Current	40A
Heater Voltage	30V MAX
Heater Current	8A MAX
MIG	triode
Cavity mode	$TE_{8,3}$
Mode Converter	Built-in
Output mode	Gaussian like
Output Window	Sapphire
Collector	Aperture $\phi 112$ mm
	W/O CPD
	I.D. 320mm
Height	Sweeping coils
	2413mm
Weight	~ 650 kg
(W/O collector coils)	

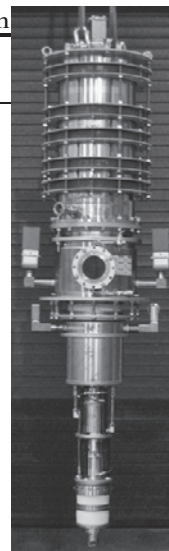


図12 28 GHz-1 MW ジャイロトロン仕様と外観写真.

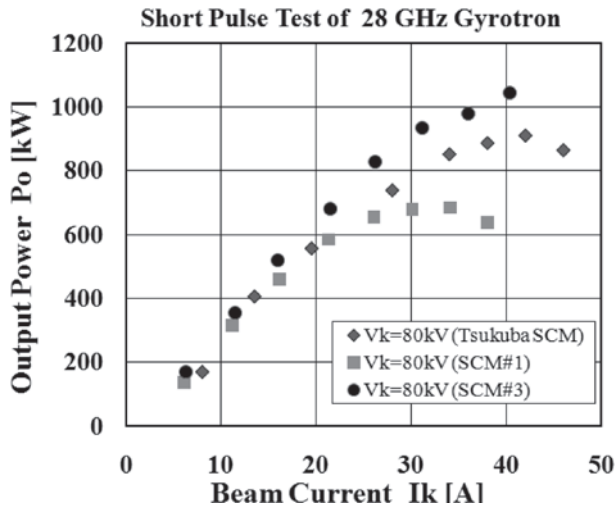


図13 28 GHz-1 MW ジャイロトロン短パルス試験 (SCM#3, SCM #1, 筑波大 SCM)。

したSCMを用い試験を行い450 kW・2 sまでの動作を確認した。これまでに抽出された課題は、図13に示すように、電子銃設計に用いたSCM#3とコイルの巻き方が違い電子銃領域の磁場勾配が若干異なるSCM#1や、同一設計の筑波大用SCMにより、ビーム電流の大きい領域での出力特性が異なっていることである。このため、若干の磁場分布の違いで電子ビームのパラメータが大きく変わらないように電子銃のロバスト設計化が必要である。また、現状、試験電源の問題で、長パルス動作の出力は450 kW程度に制限されている。今後、電源改造／調整、MOUを介して長パルスダミーロードへの切替を行い、更なる大電力・長パルス試験を行う予定である。また、窓温度上昇を測定し、サファイア・シングル窓の動作限界を実験的に確認する予定である。

3.2.3 ECHによる高温電子束の生成

エンドダイバータ実験においては、エンドミラー部から流出するプラズマの熱流束が重要である。ECHで生成される端損失電子流の評価の第一段階として、多重グリッド型静電エネルギー分析器 (LED: Loss Electron Detector) を用いECHの効果の検証を開始した。GAMMA 10の両端部は図10に示すように、エンドプレートと呼ぶフローティング電位の金属プレートが設置されており、LEDはその背面の、セントラル部での半径~50 mmに対応する磁力線に取り付けられている。エンドプレートは、プラグ部 ECRH による端損失電子により負の電位となり、(プラグ電位 ϕ_p - エンドプレート電位 ϕ_E) よりエネルギーの低い電子に対して閉じ込め電位を形成する。この電子閉じ込め電位は、プラグ部 ECH の電力に比例し増大する。LED で計測される端損失電子流は、この電子閉じ込め電位を超えてきた電子で、マクスウェル分布と仮定すると、 $T_{eL} = 0.5 \sim 1$ keV 程度の低温成分と $T_{eH} = 5 \sim 10$ keV 程度の高温成分 (実験条件による) の2成分よりなる。ここで端損失電子の実効温度 T_{eff} を

$$T_{eff} = (1 - \beta) T_{eL} + \beta T_{eH} \quad (3.2.1)$$

$$\beta = \frac{I_{eH}}{I_{eL} + I_{eH}} \quad (3.2.2)$$

と定義し、LED 計測データの検討を行っている (I_{eL} : 低温成分電子電流, I_{eH} : 高温成分電子電流)。

エンドダイバータ実験を考慮し行った片側プラグ部 ECH のみの初期実験結果を以下に示す。図14に加熱側エンド部および反対側エンド部での実効温度 T_{eff} の ECH パワー依存性を示す。実効温度は ECH パワーとともに増大している。図15に反対側エンド部における電子熱流束の ECH パワー依存性を示す。電子熱流束は、ECH パワーとともに増大しており、電子熱流束は ECH パワーにより制御できること、および、大電力・長パルス・ジャイロトロンの開発は、より大きい電子熱流束を得るために重要であることを示唆している。今後、ダイバータ実験における電子熱流束の制御を念頭に、計測と検討を進める予定である。また、プラグ部のイオン閉じ込め電位はプラグ部 ECH パワーにつれて増大することがわかっており、ECH パワー制御／変調に

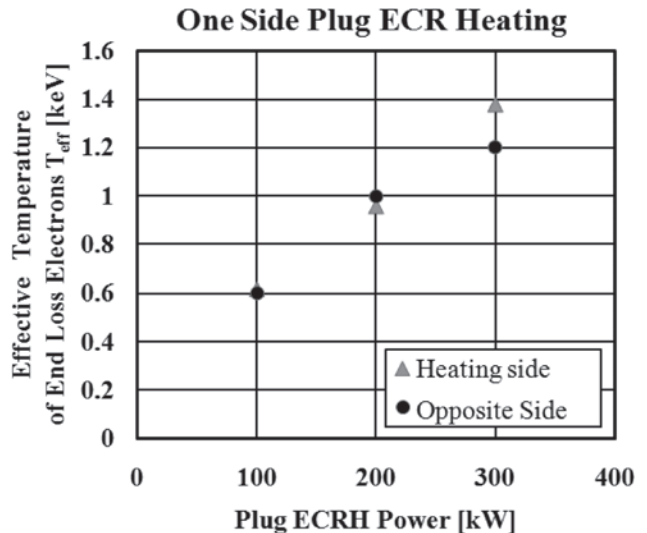


図14 加熱側エンド部及び反対側エンド部での実効温度 T_{eff} の ECH パワー依存性。

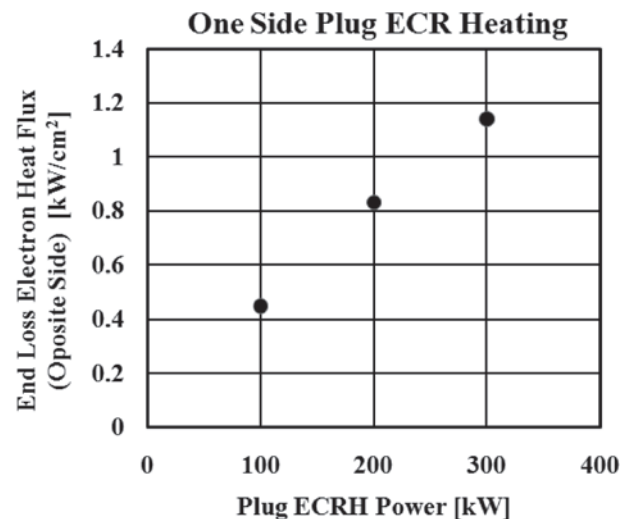


図15 反対側エンド部における電子熱流束の ECH パワー依存性。

より、端損失イオンのエネルギー／熱流速の制御を行うことも期待できる。電子／イオンの熱流速を制御した ELM 模擬実験を行うべく、ジャイロトロンの大電力化、電源の改造等を進めているところである。

3.3 中性粒子ビーム入射 (NBI) 装置

3.3.1 NBI システムの現状

図16に GAMMA 10 における中性粒子ビーム入射装置 (NBI) の配置図を示す。NBI は、その目的別に GAMMA 10 の 3 か所のセルに配備されている。一つはセントラルセルに 1 機設置され、主として ICRF 生成されたプラズマの加熱と同セルへの粒子供給についての研究に用いられている [21]。極小磁場アンカーセルには東西 1 機ずつ設置されており、極小磁場領域に高ベータプラズマを生成するための研究や、粒子供給によるプラズマ密度上昇の実験に用いられる [21]。閉じ込め電位を形成する GAMMA 10 東西のプラグバリアセルには各々 2 つのビームラインが設置され、本体中心軸に対して約 40 度の角度を持つビームラインは、同セルの単純磁場配位の中にスロッシングイオン (ミラー磁場内を往復運動するイオン群) を形成するために設置され、約 30 度の角度で入射されるビームは、磁場強度調整によりミラー磁場のロスコーン内に設定することが可能であり、これによってサーマルバリア電位の維持の為の荷電交換ポンピングの実験が可能になっている [22]。それぞれの箇所に設置されている NBI システムの性能一覧を表 3 に示す。表からわかるように、ビームライン 7 系統に対して、電源は 6 機分しか整備されていないので、セントラルセルの NBI に対しては、東側のポンピングビームの電源と共用になっている。セントラルセル NBI はセントラルセル中央 ($Z=0$ cm) から 123 cm 東側に本体中心軸に対して直角に入射されるように設置されている。アンカーセル NBI は、極小磁場アンカーの中央面 ($Z=\pm 520$ cm) の位置に向けて、中心軸に対して 82 度の角度でほぼ垂直に入射される。

アンカーセルの入射側真空容器には、大排気量ヘリウムクライオポンプ [23, 24] が設置されており、ビームラインからの低温ガスの流入が差動排気される。また、セントラルセル NBI のダンプ側真空容器内には、炭素繊維材からな

るビームのダンプおよび表面排気装置が設けられており、セントラルセルのプラズマを通過したビームは、この炭素材ダンプにより排気される [25, 26]。またプラグバリアセルのスロッシング、ポンピング用 NBI の差動排気は、同セル真空容器の上部に設置されているヘリウムクライオ排気装置およびダンプタンクに設置されたクライオソーブションポンプにより排気される。

また、各ビームラインの下流側には、カロリメータとファラデーカップで構成される、ビーム強度分布計測器アレイが設置されており、ビームの発散角や中性化効率等が見積もられている。さらに、主としてセントラルセルにプラズマ中の中性粒子密度を評価するための絶対感度較正された $H\alpha$ 線検出器が設置され、モンテカルロシミュレーションによる解析と併せて中性粒子密度の分布が調べられている [27-29]。

3.3.2 NBI による粒子補給と高エネルギーイオンの生成

セントラルセルおよびアンカーセルでの NBI 実験に共通する目的の一つとしては、ビームを用いた粒子供給によるプラズマ密度の増加がある。ここでは、ICRF によって生成・加熱されたホットイオンモードプラズマに対してセントラルセルの NBI (NBI-C) とアンカーセルの NBI (NBI-A) を入射して、両方のセルの密度上昇を調べた例を示す [21]。

図17は、上記実験を行った際に得られたセントラルセルおよびアンカーセルでのプラズマ電子の線密度の時間変化を NBI の時間帯近傍で拡大したものである。NBI のない場

表 3 GAMMA 10 における NBI システム性能一覧。

Beam Line	Central	Anchor	Sloshing	Pumping
Energy (keV)	25	25	25	25
Current (Amp.) × Beam line	30 × 1	60 × 2	60 × 2	60 × 2
Pulse Length (s)	0.1	0.1	0.1	0.1
Injection Angle	90°	82°	41°	30°
Div. Angle (1/e)	1.0°	1.2°	1.2°	1.2°
Location	central-cell ($Z = -123$ cm)	anchor - cell midplane ($Z = \pm 520$ cm)	plug/barrier cell ($Z = \pm 870$ cm)	plug/barrier cell ($Z = \pm 870$ cm)

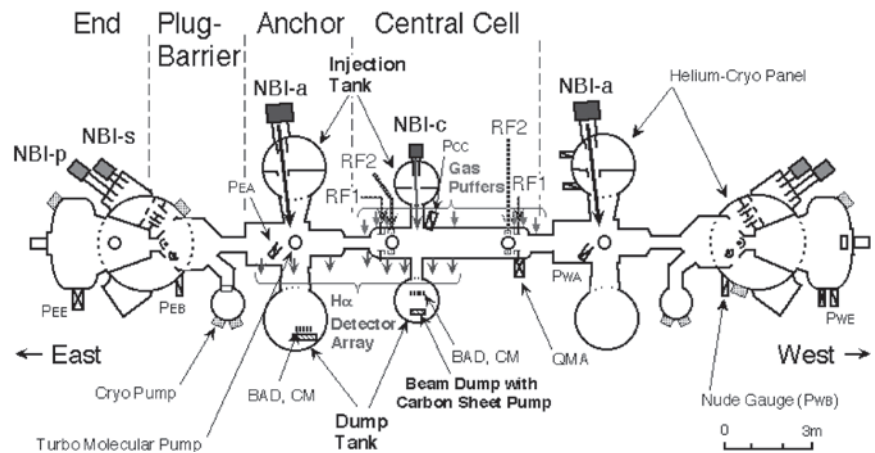


図16 GAMMA 10 における NBI の配置図。

合およびNBIからの低温ガスのみを入射した場合、セントラルセル、アンカーセルにおける線密度 (NLcc, NLea) の有意な上昇は認められないが、NBI-C のみで 13%, NBI-A との同時入射で 27% の線密度の上昇が認められた。特に注目に値することは、極小磁場を有するアンカーセルにおける密度増加率はさらに大きく、NBI-C で 41%, NBI-A との同時入射で 110% と 2 倍以上の上昇率を示していることである。

NBI により生成された高速イオンは、もっぱら荷電交換中性粒子エネルギー分析器 (Charge-eXchange Neutral Particle Analyzer; CX-NPA) を用いて測定されている。GAMMA 10 では、CX-NPA にチャージストリッピングに水素ガスを利用した、平行平板型の静電型エネルギー分析器を採用しており、セントラルセルの中央部近傍に中心軸に直角に設置され、通常は ICRF 加熱された高温イオンの磁力線に垂直方向の成分の測定に使用されている。

図18は、6チャンネルで構成される分析器の測定エネルギーチャンネルの一つをNBI-Cのビームエネルギー付近 ($E = 19.9 \text{ keV}$) に設定し、NPAの上下方向の角度分布 (水平方向 = 0度) を測定し、NBI-Cを入射しない場合とで比較したものである。図からわかるようにNBI時 (図中(b)) の荷電交換中性粒子の径方向分布が通常のICRF加熱プラズマ時 (図中(a)) と大きく異なり、入射位置に近い位置にピークを持っていることから、NBIによって生成された高速イオンが測定されていることが認められた。図19は、数ショットの同一プラズマショットから様々なエネルギーの荷電交換中性粒子を計測することによって、高速イオンのエネルギー分布を測定した一例を示す。図中の E_{inj} はNBIによる入射エネルギーを示しており、入射イオンに対応する領域の分布の盛り上がりとは分子状ビームが解離して生じた $1/2$ のエネルギーに対応する小さいピークが観測されており、NPAを用いた直接測定によってNBIに起因する高速

イオンの確認がなされた。

最後に境界プラズマ、PWI研究へ向けてのNBIの役割について述べる。NBIは元々コアプラズマへの加熱や粒子供給が主たる目的であるため、境界プラズマへの直接的な効果は、比較的少なくなると考えられるが、ビーム入射によるプラズマの密度上昇が、端部における流出プラズマの熱流強度や粒子束密度の増加につながる可以说是。また、ビーム自体は高熱流密度の粒子束であることから、プラズマと材料との相互作用を調べるための直接的な手段と考えられ、さらにICRF生成プラズマを照射している材料に高熱流束の中性粒子ビームをパルス的に直接照射することにより、ELM様の熱入力時における過渡的な挙動を知るうえでの強力なツールともなりうる。

3.4 加熱系を活用したELM模擬研究計画

トカマクHモードプラズマにおいて発生するELMの模擬実験は、ダイバータ研究の緊急かつ重要な研究テーマとなっている。GAMMA 10では、装置各部に大電力のプラズマ加熱装置が設置されており、これらを最大限に活用してELM模擬実験を行うことには、大きな意義がある。

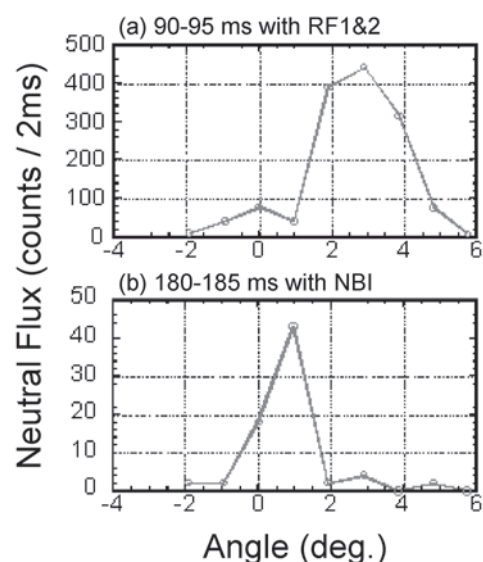


図18 CX-NPAにより測定された高速イオン ($E = 19.9 \text{ keV}$) の測定角度分布 (a)ICRF加熱時、(b)NBI時。

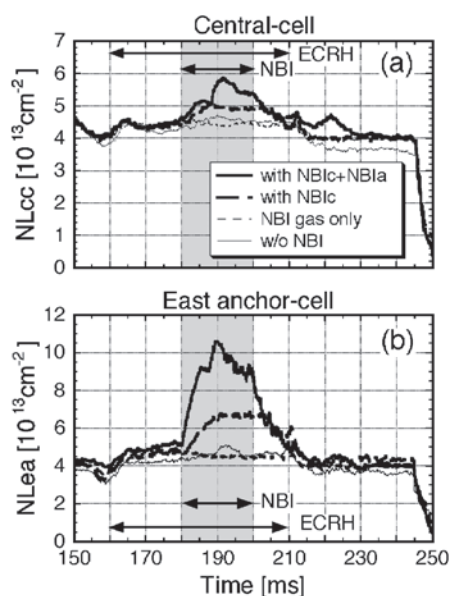


図17 セントラル、アンカー両セルへのNBI時の密度変化 (a) セントラルセル密度、(b) アンカーセル密度。

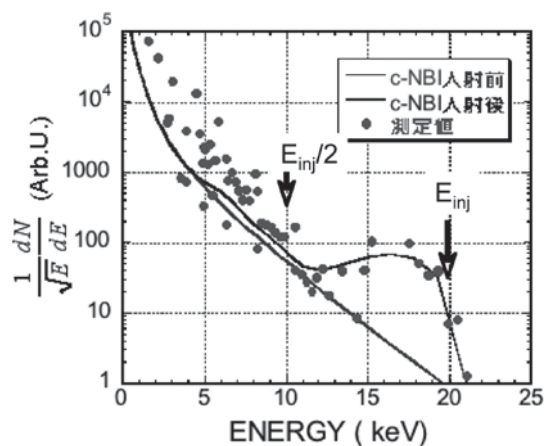


図19 NBI時に観測された高速イオンのエネルギースペクトル。

GAMMA 10 には、高熱流束を発生させる機器として ECH による高エネルギー電子流を発生できるジャイロトロンがある。プラズマ研究センターにおける、ここ数年にわたるジャイロトロン開発により、1 機あたりの発振電力は 200 kW から 1 MW へ上昇している。プラズマ中に電位を形成するプラグ ECH はミラー端部への強い電子流束を発生させることがわかっている。このエネルギーはプラグ ECH パワーに強く依存しており、これを用いて端部にパルス状の高熱流の電子流束を発生できる可能性がある。また、プラグ部のイオン閉じ込め電位はプラグ部 ECH パワーにつれて増大することがわかっており、ECH パワー制御により、端損失イオンのエネルギー／熱流速の制御を行うことも期待できる。図 20 に片側プラグ EC 加熱において、ジャイロトロン出力の変調を行った初期試験結果を示す。大気開放後の放電パラメータ調整を行っていない shot ではあるが、プラグ ECH 印加時は、加熱側のイオン損失が閉じ込め電位の形成により抑制されている一方、反対側には端損失イオン束があり、電子損失束が増大している。ジャイロトロンの出力変調制御を行うことで、イオン／電子熱流速を制御した ELM 模擬実験を行うべく、ジャイロトロンの大電力化、放電シーケンス等の最適化を進めていく。

また、プラグバリアセルには、サーマルバリア電位の定常維持研究のために使用される中性粒子ビーム入射装置（ポンピング NBI）が設置されている。このビームラインは、現状のバリア部の磁場配位を変更することによって、ビームにより生成される高エネルギーイオンのピッチ角をミラーのロスコーン領域に設定することができ、これによって、高エネルギーイオンを直接反対側のミラー端部に流出させることが可能となる。現在ポンピング NBI は、東西片側で各 25 kV 60 A の性能を有しており、短パルス運転に最適化して改造を施すことによって、数 10 MW/m² の熱流を反対側のミラー端部において発生させることが期待できる。

最後にプラズマ加熱装置ではないが、初期プラズマ発生用のプラズマ銃装置が GAMMA 10 の両端に設置されている。この初期プラズマには MPD アークジェットが用いられており、これを直接材料に照射することで、ELM 模擬実験を遂行することが可能である。GAMMA 10 では、MPD アークジェットを用いて、パルス幅 1 ms、放電電流 10 kA（放電電圧 300 V）、直下の電子密度が 10^{14} cm⁻³ のプラズマが生成されている[30]。従来の直線型ダイバータ模擬装置でも、パルスプラズマ銃による過渡的熱流束の重畳実験が開始されており、GAMMA 10 においても同様の手法を用いたタンデムミラープラズマからの高熱流束に対して重畳実験を行うことにより、装置間における比較実験が期待できる。

今後の研究計画では、上述したプラズマ加熱装置を用いた ELM 模擬実験を積極的に導入し、必要な設備の改造や、整備を進めていく。これによって、ITER ダイバータ実現、さらには、原型炉に向けた境界プラズマ／ダイバータ研究に貢献していく。

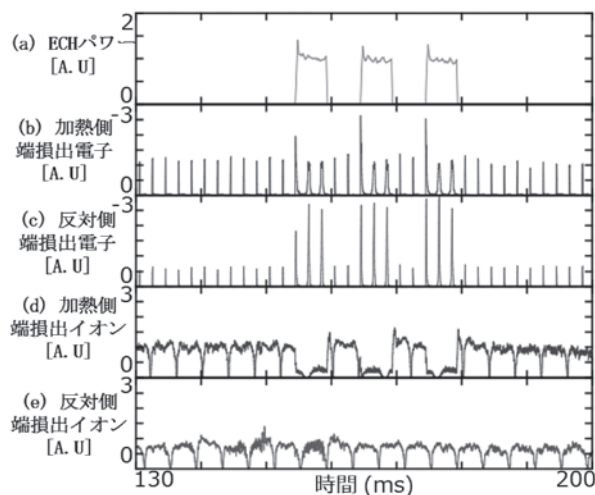


図 20 片側 ECH 変調実験、(a)ECH パワー 200 kW-30 ms-100 Hz 変調、(b)加熱側端損失電子、(c)反対側端損失電子、(d)加熱側端損失イオン、(e)反対側端損失イオン。

4. 境界プラズマ研究における計測装置

境界プラズマやダイバータ研究におけるプラズマ診断は、コアプラズマに想定される高温のプラズマパラメータの診断にはない手法が挙げられる。境界プラズマのパラメータは、コアプラズマに比べ低温であり、コアプラズマに比べて計測レンジを低温側側にシフトするような対応が迫られる。また、探針計測のような従来の高温プラズマ計測には、使えない手法が非常に有効になってくる。

ミラープラズマのプラズマパラメータ領域は、基本的には磁場閉じ込めプラズマ装置に共通するもので、これまでに確立されてきた標準的な高温プラズマ計測手法が適用可能である。もちろんプラズマ電位計測[31]や端損失粒子計測[32]など、タンデムミラープラズマに特有の計測技術を発展させてきた経緯もある[30]。これまで GAMMA 10 において開発されてきたプラズマ計測手法は、境界プラズマ領域において大部分適用可能であり、マイクロ波を用いた計測手法、探針計測法、分光計測法などはそのまま利用されている。

また、近年双方向型共同研究に基づく新たな計測法が導入され、代表的なものとして YAG レーザーを用いたトムソン散乱システム[8]や、高速カメラを用いた周辺プラズマ計測[33]、方向性プローブを用いた粒子流速の計測[34]が開始されており、今後の境界プラズマ計測に大きな期待が寄せられている。

一方、ダイバータ研究における重要な計測項目として、プラズマ－材料表面相互作用の計測が挙げられ、材料の表面および内部にわたる計測が研究の大きな分野を占めることになる。特に材料表面分析や損耗・堆積・吸蔵に関する計測は重要であり、プラズマ照射後の“その場計測”の可能なシステムの構築が急がれる。

今後の研究計画では、GAMMA 10 端損失プラズマ流を用いた非接触プラズマ実現とその形成機構を解明するための計測系の充実をはじめ、プラズマ壁相互作用の研究に必要な計測器の整備を積極的に進めていく。表 4 に境界プラズマ／ダイバータ研究に関連する計測器の整備計画の一覧

表を示す。ここにあるように、プラズマ研究センターにおいてすべての計測器の整備することは現実的には不可能であり、双方向型共同研究に基づいて、全国の計測器を持つ研究機関との共同研究によって、実現させていく予定である。

4.1 高速カメラによるプラズマ挙動計測

4.1.1 CCD および CMOS カメラを用いた高速 2 次元イメージ計測システム [33, 35-38]

GAMMA 10 での高速カメラを用いたプラズマ計測は、2004（平成16）年に開始された双方向型共同研究において大きく進展した。GAMMA 10 セントラルセルのプラズマ密度は $2\sim 3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 程度と低いため、プラズマからの発光量も多くない。このため、セントラルセルへのガスパフによるガスパファイメージング実験における成功がその最初と言える。

図21に、セントラルセルに設置した際の高速カメラを用いた 2 次元イメージ計測システムの概略を示す。高速カメラは、セントラルセル中央部南側の水平ポートに設置されたガラス窓に近接して固定され、セントラルセル真空容器中央部近傍 ($Z=30 \text{ cm}$) にある固定リミタを見込むような視野に設置されている。図22は、カメラの視野とほぼ同一

の位置から真空容器内部を撮影した写真である。図に示すように、視野の中にリミタの全景とガスパファイメージングに使用するガスの噴出口が見え、ガスパフに伴うプラズマ発光並びに、プラズマとリミタ材との相互作用による発光も詳細に観測することができる。

使用しているカメラは大別して CCD 素子を用いた撮影速度の遅い最大 1,000 コマ/秒の中速系のもの (HAS 220) と、CMOS 素子による高速度型 ($>100,000$ コマ/秒) のもの (MEMORECAM fx-K5 もしくは GX-1) とがある。これらのカメラはすべて PC に接続され、プラズマを撮影した画像データは、ギガビットイーサネットを経由することにより、実験室外 (運転室や計測室) に設置した別の PC に転送される。転送された画像データは、すぐに 2 次元イメージ処理ソフトウェアによって視覚化され、コマ送りでプラズマ形状の時間変化が自動的に再生される。CCD カメラを用いたシステムでは過去 10 ショットに遡って、同時にプラズマの 2 次元イメージを再生することが可能で、この機能により、実験条件によるプラズマのマクロな変化が、その場観測できるようになった。現在、イメージファイバを用いた上下水平方向の同時観測システムが、セントラル部中央に設置され、プラズマ発光雲の 3 次元的な動きも解析できるようになった。

通常の実験体制では、セントラルセル中央部に CCD カメラ 1 台と CMOS カメラ 1 台が常時設置され、中央部リミタ近傍のプラズマ発光観測と真空容器内に設置したミラーによって、中央部から 1.5 m 東側に設置しているアイリスリミタ近傍のプラズマ発光を撮るようになっている。これまでに、セントラルセルにおいて、ガスパフによるイメージング実験 (GPI) およびリミタとの相互作用による発光観測、固体水素ペレット入射時のペレット溶発光の測定が行われ、局所ガスパフに伴う発光挙動から中性ガスの浸透について考察を行い、リミタ近傍の発光挙動からプラズマの揺動、回転の挙動を詳細に調べてきた [33, 35-39]。また、西エンドセルの観測ポートには、CCD カメラ 1 台が設置され、端損失プラズマ流と同セル内に設置したターゲット材との相互作用による発光を観測している [40-42]。

表 4 境界プラズマ/ダイバータ研究に関する計測計画一覧。

計測対象	計測量	計測手段		
ダイバータ模擬 プラズマ計測	密度	μ 波イメージ計測*	静電プローブ	
	温度	軟 X 線計測	可視分光計測	トムソン散乱*
	粒子束	端損失粒子計測 (イオン、電子)	方向性プローブ	
	熱流束	カロリメータ	赤外線カメラ*	
	不純物	多チャンネル可視 分光計測*	2次元不純物輻射 イメージ計測*	
	プラズマ流速	方向性プローブ	端損失粒子エネルギー分析器	
プラズマ壁相互 作用計測	材料表面分析 改質観測/損 耗・再堆積・水素 吸蔵	ERD, RBS 表面フローブシ テム	SIMS TEM	XPS, ESKA SEM
	プラズマ位置・ 形状計測, ダス ト計測	実時間膜厚計測 高速 CMOS カメラ	分光エリブノメトリ 中速 CCD カメラ	昇温脱離計測*

共同研究
新規計画 *

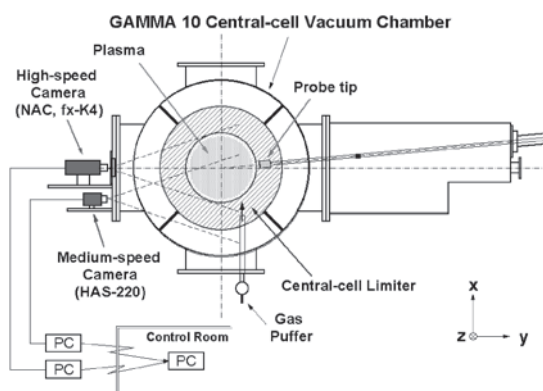


図21 GAMMA 10 セントラル部における高速カメラシステムの概略図。

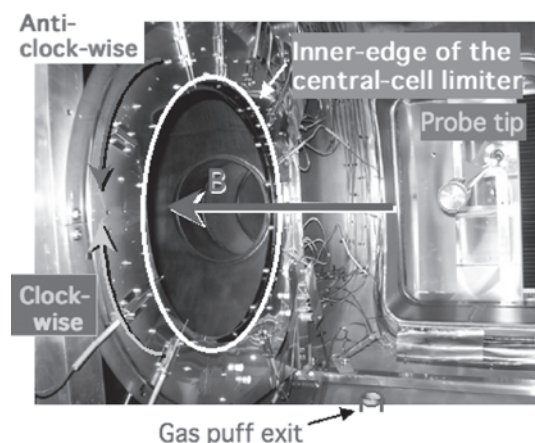


図22 セントラル部真空容器の内部写真 (文献[39]より抜粋)。

4.1.2 セントラル部およびエンド部における計測例

図23は典型的なホットイオンモードプラズマにおいてセントラルセルで高速カメラを用いて中央リミタ周辺のプラズマ発光を観測した例を示す。この実験では、ICRFによるプラズマ中にECHが重畳され、それに伴うプラズマ挙動の変化が認められている。ここでは、160 msから185 msまでECHが入射されている。図中(1)に示す時間帯 ($t=160\sim167$ ms) においてECHに起因するプラズマとリミタとの相互作用が激しくなり、発光の2次元イメージの解析、およびリミタ上輝度の時間変化のFFT解析の結果、周波数3.6 kHzで $m=1$ の時計回りの回転運動が確認された。このモードは、(2)の時間帯 ($t=167\sim173$ ms) において2.5 kHz, $m=2$ に変化した。さらに、 $t=174$ msから反時計回りの回転が発生し、時計回りとの混在化が認められるようになった(時間帯(3))。このあと、6 kHz, $m=1$ の反時計回りが支配的となる時間帯(4)において、リミタでの強いリサイクリングが生じていることが示唆される激しいプラズマ発光が観測された。このタイミングと同期してプラズマの反磁性量は激しく低下しており、リミタでの高温イオンの損失および、リサイクリングに伴う中性粒子の増加による荷電交換損失の増加によってプラズマの蓄積エネルギーが減少していると考えられる。ECH印加終了後は、プラズマ発光の回転方向は再び時計回り方向になり、発光強度もほぼ元に戻っている(時間帯(5), (6))。このようにプラズマの加熱系を重畳した際に現れる回転挙動や強い発光現象は、プラズマの蓄積エネルギーという巨視的なパラメータと密接に関連しており、境界領域のプラズマが及ぼすコアプラズマパラメータへの影響が強く示唆された。

図24はGAMMA 10西エンドセルにおいて、ターゲット円板を端損失プラズマ流に曝した際に発生したプラズマと

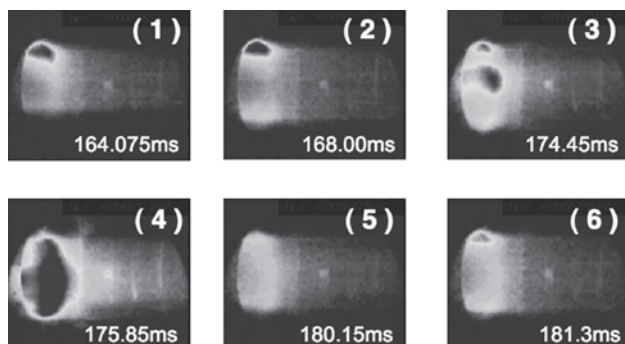


図23 GAMMA 10 セントラルリミター周辺でのプラズマ発光の時間変化。リミター枠内の黒くぬけている部分が強い発光領域に対応する。(文献[11]より抜粋)。

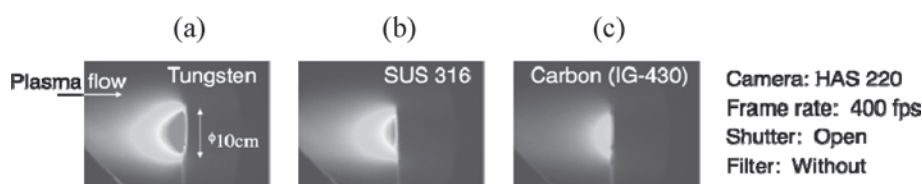


図24 GAMMA 10 西エンドセルから流出する端損失プラズマ流に各種ターゲット板を挿入した際のプラズマ発光。(a) タングステン材、(b) ステンレス材、(c) カーボン材。

材料との相互作用に起因する発光を、CCDカメラを用いて測定した2次元イメージの一例である。端損失プラズマ流束は同じに保った状態で、図のように材料の違いによる大きな差異が認められた。質量数の大きいタングステン材が最も光量が高く、質量数が小さくなるにしたがって低くなっていることがわかる。図25には、上記結果の2次元イメージ画像処理によって得られた、軸方向に沿った発光輝度の分布を示している。これからカーボン材とタングステンで、減衰の半値幅に約4倍程度、差が生じていることがわかる。現状のカメラ計測では、フィルタを用いていないため、発光の起源は特定できていないが、フィルタを用いた分光計測により、プラズマ流と材料との相互作用の詳細が明らかになることが期待される。

以上のことから、高速カメラを用いたプラズマ挙動観測が、境界プラズマ/ダイバータプラズマ壁相互作用の研究に有効であることが確認され、今後の研究の展開に重要な手段として用いられる予定である。

4.2 重イオンビームプローブ計測による径方向電界分布計測

GAMMA 10では、磁場による閉じ込めに加えて電位・電場による閉じ込めを行っている。電位は、装置両端部(プラグ・バリア部)に設置された高出力マイクロ波による電子サイクロトロン加熱(ECH)によって、サーマルバリア電位およびプラグ電位を形成し、電子、イオンを効率よく閉じ込めている。GAMMA 10では、高イオン温度モード実験時にドリフト型揺動が観測されており、プラグ部ECH(P-ECH)印加とともに減衰していることがわかっている。これは、トカマク等環状系装置におけるH-modeにも関連した現象であり、電位・電場による閉じ込め改善に

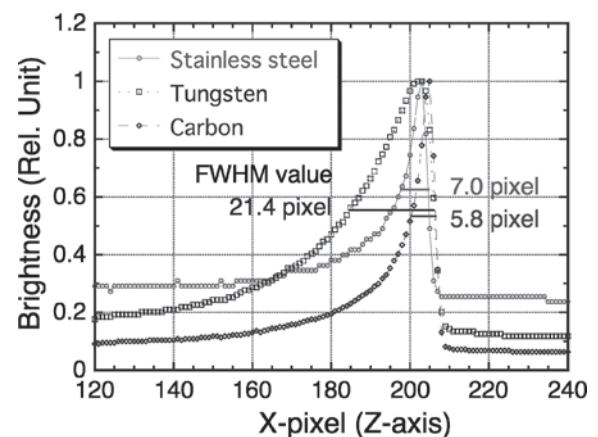


図25 端損失プラズマ流との相互作用による発光の軸に沿った輝度分布。

関して詳しく調べる必要がある。そのためには、電位・電場について径方向分布を詳細に調べることが重要である。プラズマの電位計測の一番基本的な方法は、静電プローブを用いた方法であるが、核融合プラズマのような高温プラズマでは電極が溶けてしまうためプラズマ中心部では使用できない。そこで、粒子ビームを利用した方法が考えられた。ビームプローブ法は、プラズマ中に粒子ビームを入射し、プラズマ中の電子やイオン、中性粒子と衝突し、電離、励起、散乱などの相互作用をし、その結果できた粒子あるいは発光を計測して、プラズマ中の局所的な情報を引き出す計測法である[43, 44]。GAMMA 10では、金中性粒子ビーム (GNBP) を用いた計測を行い、プラズマ中の電位計測を行っている[45, 46]。

4.2.1 GAMMA 10 重イオンビームプローブ計測器

ビームプローブ計測システムは、重イオンビームのエネルギー保存を利用してプラズマ電位を測定している。図26にビームプローブ計測システムの概略図を示す。ビームプローブ計測システムは大きく分けて2つの部分に分けられる。1つは高エネルギーのイオンビームを作るビームソースとその入射位置を決める偏向電極からなる入射部で、もう1つが静電エネルギー分析器を持つビーム検出部である。GAMMA 10のGNBPでは、入射ビームとして中性粒子ビームを使用しているので、入射部には、中性化セルも組み込まれている。電位測定に使われるプラズマへの入射ビームを1次ビームと呼び、プラズマとの相互作用によりイオン化したビームを2次ビームと呼ぶ。磁場に閉じ込められたプラズマ中に入射された1次ビームは、プラズマ粒子との衝突によって電離する。すると、ラーモア運動によって、1次ビームとは異なる軌道を描いて外に飛び出してくる。2次ビームは、その発生場所によってすべて軌道が異なるため、プラズマ外の適切な場所に置かれたエネルギー分析器に到達する2次ビームは、特定の場所で電離し

たものに限られる。したがって、局所測定が可能となる。入射ビームのエネルギーを固定して、エネルギー分析器における2次ビームのエネルギーを測定すれば、プラズマ電位はエネルギー変化から以下のように見積もることができる。

$$\phi = \frac{1}{Ze} (E_{\text{sec}} - E_{\text{pri}}) \quad (4.2.1)$$

E_{pri} : 1次ビームのエネルギー

E_{sec} : 2次ビームのエネルギー

Z : イオン化点での電荷数の変化

ϕ : イオン化点での電位

検出される2次ビームのプラズマ中でのイオン化点は、エネルギー分析器のビームスリットや、磁場強度分布などによって決まる空間に制限される。よって、プラズマの局所的な位置の電位を決定することが可能となる。GAMMA 10のGNBPでは、金中性粒子ビーム (Au^0) を1次ビームに採用し、セシウムスパッタリングによる負イオンソースを用いている。これは、安定同位体が存在しない (^{97}Au ~100%)、スパッタリングイールドが大きい、1次ビーム (Au^0) から2次ビーム (Au^+) へのイオン化断面積が大きい、負イオン (Au^-) からの中性粒子 (Au^0) に変わる中性化効率が高い、1次ビームへの漏れ磁場や電場の影響がないなどの利点があるからである。入射ビーム (1次ビーム: $2\mu\text{A}$, 直径1mm, ビームエネルギー11.783 keV) は入射角 40° でプラズマ中心を通るように設計されている。GNBPのビームは、垂直方向と水平方向の2つの入射角偏向電極があり、図27に示すように、垂直方向の偏向電極を使って入射ビームを径方向に振ることによって、プラズマ電位の径方向分布を得ることができる。また、平行平板型静電エネルギー分析器がX-Y平面上に 45° の入射角で設置されており、その平行平板の電位差によってエネルギー分析器内に入射したビームは放物線を描きながら検出器 (マ

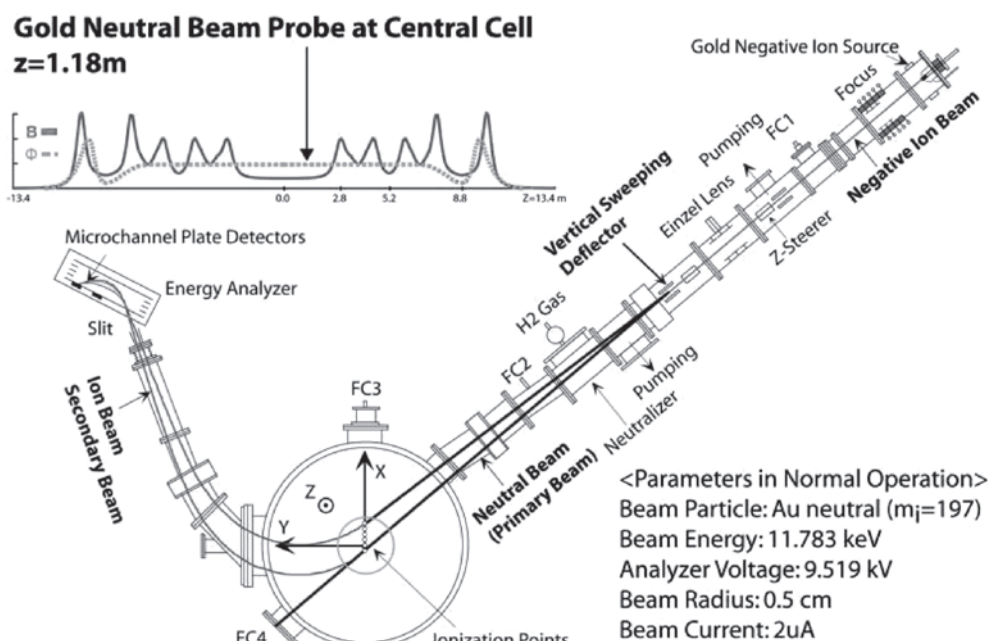


図26 ビームプローブ計測システム概略図。

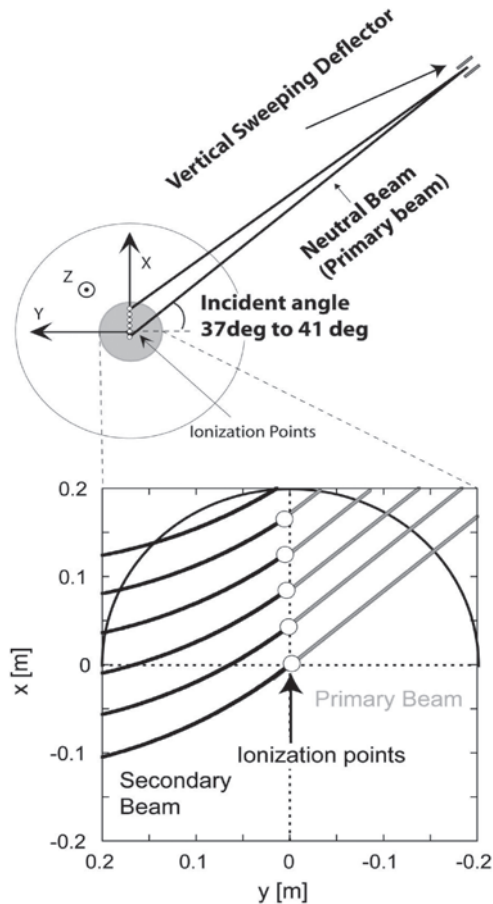


図27 径方向電位分布測定時のビーム軌道。

マイクロチャンネルプレート（MCP）へと到達する。ビームエネルギーの変化が飛距離（チャンネル）の違いに対応するので、プラズマ電位はビームの飛距離から導出することができる。MCPは、32チャンネルでチャンネル間の距離は2.4 mmである。GNBPにおいてビームの加速電圧と偏向電圧と検出器の検出位置に関する校正実験より導出した電位計算式を用い、電位の算出を行っている。また、検出器で測定したビーム電流量は、電子密度の情報に対応する。ビーム加速電圧、偏向電圧を調整することによって、図28の六角形に示すプラズマ断面を計測可能である。GNBPでは、MCPの信号を高速ADCでWindowsPCに取り込んでいるが、サンプリング周波数は333 kHzである。本GNBPの電位計測の電位分解能は通常 ± 10 V、空間分解能は10 mm、時間分解能は3 μ sである。

4.2.2 径方向電界分布計測および揺動計測

ドリフト型揺動の抑制現象を調べるため、GNBPのビームをショット毎に径方向に振ることによって電位の径方向分布を計測する。また、電位の径方向分布から電場の径方向分布を計算する。GNBPは、ビーム電流量から電子密度情報が得られる。したがって、GNBPでは、電位・電場の径方向分布、電位揺動・密度揺動の径方向分布計測が可能である。主閉じ込め部であるセントラル部の揺動と電位・電場との関連を調べるために、高イオン温度モードプラズマにP-ECH 200 kWを印加した場合のプラズマについて調べた。高イオン温度モードプラズマは、GAMMA 10 両エ

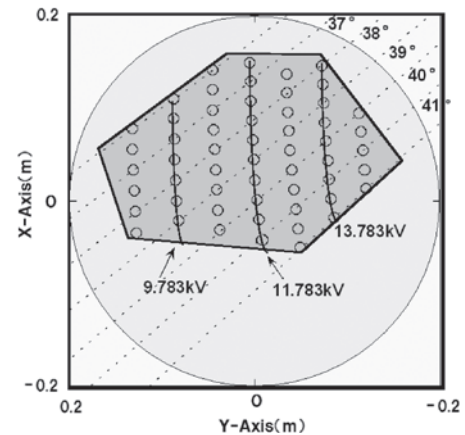


図28 GNBP 装置の測定範囲。

ンド部のプラズマガンで種プラズマをつけ、イオンサイクロトロン共鳴加熱（ICRH）によってプラズマを維持、加熱している。図29(a)に反磁性量（点線）と電子線密度（実線）、図29(b)に電位の時間変化を示す。このとき、 $t=160$ msからバリア部ECH（B-ECH）が印加され、 $t=161$ msからP-ECHが印加され、反磁性量、電子線密度、電位が上昇している。図30(a)に電位の径方向分布および、図30(b)に電場の径方向分布を示す。P-ECH印加前は●で示し、印加中は■で示した。P-ECH印加前の電位分布は、プラズマ中心部で外側より低くなっている下に凸の形状をしているが、P-ECH印加中は中心部の電位が上昇して上に凸の電位形状になっている。次に、図31にGNBPで測定した電位揺動と密度揺動のドリフト型揺動（8~12 kHz）に対応するパワースペクトルの最大値をプロットしたものを示す。●がP-ECH印加前、■がP-ECH印加中を示す。これを見ると電位揺動は、半径 $R < 10$ cmで抑制されていることがわかる。一方、密度揺動については、径方向位置 $R \sim 8$ cm近傍以外で揺動強度が減少している。

以上のように、GNBPでは、電位・電場の径方向分布、電位揺動・密度揺動の径方向分布を測定可能である。

4.2.3 GNBPの改良による空間2点電位同時計測

電位・電場形成によるプラズマ閉じ込め性能の向上の物理機構の解明のためには、高精度な局所電位・電場計測が重要である。GAMMA 10のGNBPは、コアプラズマ内の径方向電位分布測定が可能であるが、プラズマショット毎に径方向にプローブビームを振って径方向測定位置を変えての測定か、時間的にビーム位置を変えての測定であり、1

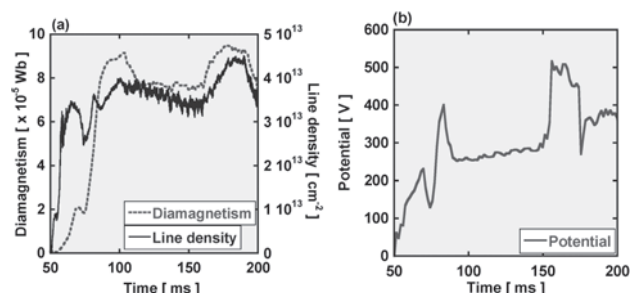


図29 (a)は反磁性量（点線）、電子線密度（実線）の時間変化、(b)は電位の時間変化を示す。

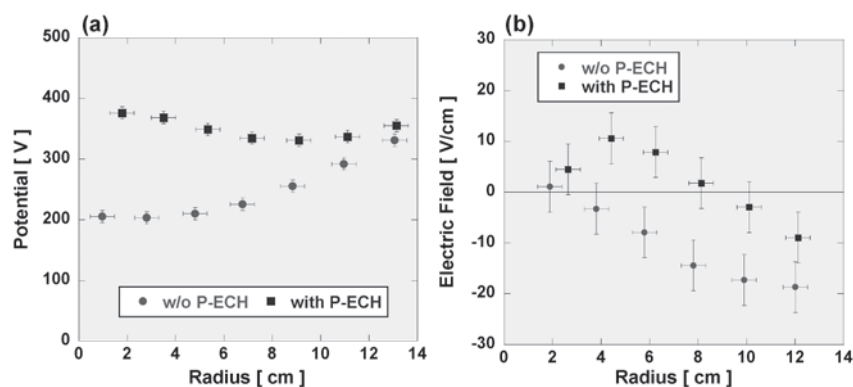


図30 (a)は電位の径方向分布、(b)は電場の径方向分布を示す。

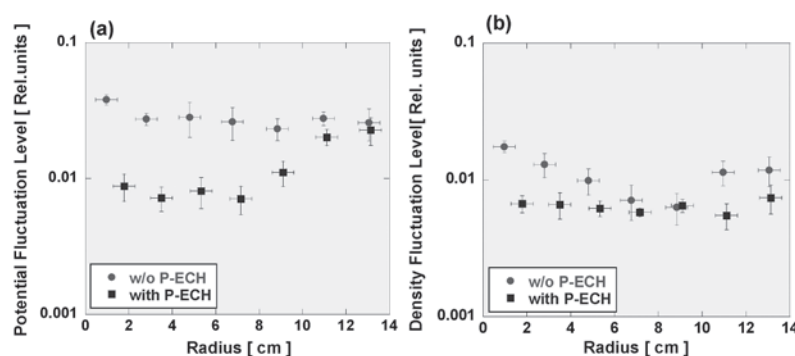


図31 (a)は電位揺動の径方向分布、(b)は密度揺動の径方向分布を示す。

プラズマショットでの空間多点同時計測はできなかった。したがって、プラズマの再現性に左右されることや、同時刻の局所電場計測に問題があった。そこで、局所電場計測が可能な同時多点計測システム(新型GNBP)の開発を行った[47]。

本開発は、GNBPのエネルギー分析器に改造を加えることによって同時多点計測を可能とするものである。これまでのエネルギー分析器は、1つの入射スリットしか設置されていなかったが、ビーム軌道計算を行い、プラズマ中の空間2点からのビームをエネルギー分析器に導入するための2つの孔をもつ入射スリットへと変更した。図32に新型ビームプローブの概念設計図を示す。これによって、ビーム検出器である32チャンネルMCP上で空間2点のビームエネルギーおよび、電流量を測定することが可能となる。本新型GNBPの検出器でのビーム測定例を図33に示す。既存スリットと新スリットの検出領域が明らかに分離されていることが確認できた。また、新スリットを閉じると新スリットからビームがエネルギー分析器に入らず、改造前の状態にもどすことが可能であることも確認できた。2つのスリットから検出器面に到達する2つのビームの間隔は、プラズマ中での約10 mm間の電位差を示すことがわかった。

新GNBPをGAMMA10プラズマの局所電場計測に適用し、ECHによる軸方向閉じ込め電場形成前と形成時の局所電場計測を行った。図34に同時2点計測による局所電場計測結果を示す。横軸に径方向位置、縦軸に検出器の測定チャンネル差(電位は、検出器のピークチャンネル位置に対応しており、ピークチャンネル位置の差が電場に対応す

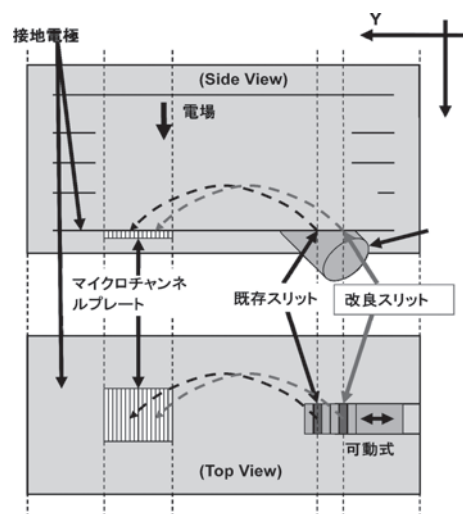


図32 新型ビームプローブシステムエネルギー分析器概略図。

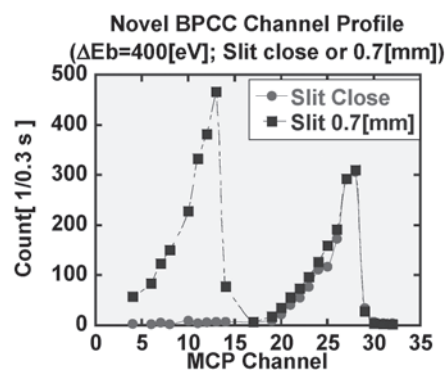


図33 新型GNBPの検出器でのビーム測定例。

る)を示す。これにより、電場の空間分布が測定できていることがわかる。また、ICRH プラズマでは負電場だったものが、ECH 印加時に正電場が形成されていることも確認できる。

今後、同時 2 点計測のための電位の校正実験を行って正確な局所電場計測を行う。そして、高精度な局所電場、および電場揺動計測を行い、閉じ込め電位形成によるプラズマ閉じ込めの改善の物理機構の究明を進めていくことにする。さらに、コアプラズマの電位・電場形成と端部への粒子輸送に関して調べることによって、ダイバータ部プラズマに対するコアプラズマの電位・電場の効果について理解することが可能となり、コア部から端部にわたる粒子制御についての知見が得られると考えられる。

4.3 トムソン散乱計測による GAMMA 10 プラズマの径方向電子温度計測

プラズマコア部から境界領域までの閉じ込めの物理を理解するためには、プラズマの温度、密度をコア部から境界領域まで正確に測定する必要がある。しかし、通常の核融合プラズマのコア部では、電子密度が 10^{19} m^{-3} 以上、電子温度数 10 keV にもなり、境界領域では、電子密度 10^{18} m^{-3} 、電子温度数 0.01 keV 程度となり、パラメータとして非常に大きな開きがある。GAMMA 10 プラズマでは、コア部の電子密度、電子温度は、それぞれ 10^{18} m^{-3} 、0.1 keV 程度で、境界領域では、それぞれ 10^{17} m^{-3} 、0.02 keV である。GAMMA 10 のコア部のプラズマ密度は、通常の核融合プラズマの周辺プラズマに対応している。ここでは、GAMMA 10 に採用した非協同トムソン散乱計測装置を用いた径方向電子温度測定に関して説明する。通常トムソン散乱計測は、 10^{19} m^{-3} 以上のプラズマ密度をもつプラズマを対象に適用されており [48-50]、通常の核融合プラズマより 1 桁以上小さいプラズマ密度の GAMMA 10 のプラズマにトムソン散乱計測を適用するに当たり、通常の 90° YAG トムソン散乱計測システムに独自の改良を加えた [8]。本計測により、コアプラズマから周辺プラズマについての電子温度、電子密度計測を可能とすることを目的としている。

筑波大学プラズマ研究センターのタンデムミラー型プラズマ閉じ込め装置 GAMMA 10 では、ミラー磁場配位に加

えて、主閉じ込め領域であるセントラル部の両端に電位を形成することで軸方向の閉じ込め改善を行っている。GAMMA 10 では、電子温度がイオン温度に比べて低いいため、クーロン衝突を介して高温イオンから低温電子への熱輸送が大きく、イオン温度の上昇が制限されている。そのため、電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) を用いてセントラル部の電子を直接加熱する実験が進められている。プラズマの電子温度を計測する方法として、プラズマ中に電磁波を入射してその散乱スペクトルから電子温度を計測するトムソン散乱計測や、プラズマ中の自由電子から放射される軟 X 線の強度から電子温度を見積もる方法、分光スペクトル強度比測定法、静電プローブを用いた測定法などがある。GAMMA 10 では、プラズマコア部の電子温度計測法として、水素スペクトル強度比や軟 X 線の強度から電子温度を見積もる方法が試みられてきた。しかし、水素スペクトル強度比から求める方法は誤差が大きい。また、軟 X 線測定法では、軟 X 線の強度が温度と共に増加してしまうので、プラズマ中に含まれる少数の高温電子の影響によって電子温度を直接出すことは困難である。それに対して、トムソン散乱計測法を使うと散乱スペクトルの広がりがあるまま電子温度に比例するので、電子温度を直接測定することができる。GAMMA 10 の電子密度 $n_e \sim 2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ は、他の大型核融合実験装置の周辺プラズマに相当しており、この密度領域での電子温度計測はプラズマ中心部から周辺部におけるプラズマ計測にとっても重要となる。GAMMA 10 では、ルビーレーザー (694.3 nm) を用いたトムソン散乱計測が試みられたことがあったが、レーザーシステムの問題のため散乱信号を測定するには至らなかった。そこで、GAMMA 10 では、Nd:YAG レーザー (neodymium-doped yttrium aluminium garnet laser) を用いた YAG トムソン散乱計測装置を新たに核融合科学研究所 (NIFS) との共同研究によって導入した。YAG レーザーは、ルビーレーザーよりも取り扱いが容易であり、また発振繰り返し率も高いという利点がある。

トムソン散乱では入射電磁波はプラズマ中の自由電子によって散乱されるときに、電子の熱運動によってドップラーシフトを受ける。そのため、散乱スペクトルを波長分解することで電子温度を計測することができる。計測される散乱光は以下の式で与えられる。

$$N_f = \frac{P}{hc/\lambda} \cdot n_e \cdot L \cdot \sigma_T \cdot \Delta\Omega \cdot C_T \quad (4.4.1)$$

ここで、 P はレーザーエネルギー、 h はプランク定数、 c は光速、 λ はレーザーの波長、 n_e は電子密度、 L は散乱長、 σ_T はトムソン散乱断面積、 $\Delta\Omega$ は立体角、 C_T は計測機器の伝送効率を表している。これより、散乱光強度は密度と立体角に比例することがわかる。GAMMA 10 で生成されるプラズマ密度はその他の核融合装置と比べて 1 桁以上小さく、トムソン散乱光強度自体が小さい。したがって、GAMMA 10 でこの方法を用いるにあたり、他の核融合装置におけるトムソン散乱システムの立体角に比べて非常に大きい立体角を持つシステムを構築した。

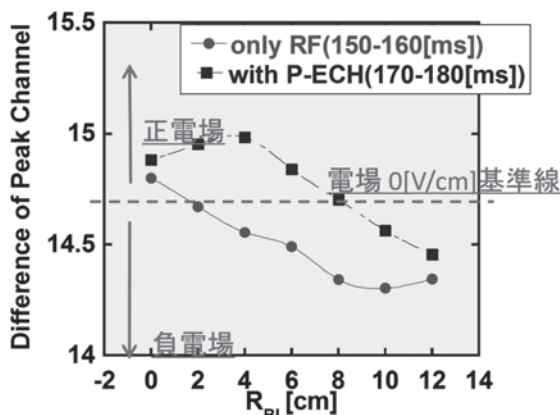


図34 同時 2 点計測による局所電場計測結果。

GAMMA 10 のトムソン散乱計測システムは、NIFS の CHS や LHD で採用しているシステムと同様の YAG トムソン方式を用いている [48-50]。図 35 に GAMMA10 トムソン散乱計測システム概略図を示す。高出力の YAG レーザー (Continuum, Powerlite9010, 1064 nm, 2 J/pulse, 10 Hz) をプラズマに入射し、90° 散乱光を凹面集光ミラー (清原光学, Al: SiO₂ コーティング, $\phi=600$ mm, $R=1200$ mm) で集光し、光ファイババンドル (三菱電線工業, SPH400-2UV 47, input 2.0×7.0 mm, output $\phi 4.6$ mm, NA: 0.47) でポリクロメーター (5 チャンネルフィルタ付きアバランシェホトダイオード (APD) 分光器) まで光を伝送するタイプである。本システムの集光光学系の立体角は、0.078 sr である。この立体角はその他の核融合装置におけるトムソン散乱計測システムの集光光学系の立体角の 3 倍以上である。本システムを用いてトムソン散乱光を測定した結果、GAMMA 10 において初めてトムソン散乱信号が観測され、電子温度を測定することが可能となった。ポリクロメーターからの信号出力は、高速デジタルオシロスコープ (Tektronix, DPO4034) を用いて測定し、この信号を Windows PC に保存し、LabVIEW (National Instruments) プログラムでプラズマショット毎に電子温度導出まで行うようにシステムを構築した。電子温度の導出には、あらかじめポリクロメーターの感度校正を行っており、各電子温度に対するトムソン散乱スペクトルプロフィールを計算し χ^2 検定によって電子温度を決定する方法を用いた。散乱光受光用の光ファイバの位置をプラズマショット毎に径方向に変えることによって、電子温度の径方向分布を測定した。その結果を図 36 に示す。GAMMA10 プラズマは、イオンサイクロトロン加熱 (ICH) で生成、維持され、その後、ECH によって軸方向閉じ込め電位生成、電子加熱を行っている。この電子温度計測によって、プラズマ中心部の電子温度は、ICH のみの時間帯では、0.02~0.05 keV の電子温度であり、軸方向閉じ込め電位形成時 (ECH 時間帯) では、0.07~0.10 keV 程度になっていることがわかった。

GAMMA10 トムソン散乱計測システムの性能は、次のとおりである。計測電子温度範囲: 0.02~1 keV ($\Delta T_e \sim 0.01$ keV), 計測可能範囲: ± 200 mm ($\Delta d \sim 15$ mm, 50 mm 間隔)。本トムソン散乱計測システムでは、電子密度 $5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 程度まで測定可能であることがわかった。今後、空間多点同時計測が可能ないように空間チャンネル数を増やしていき、1 プラズマショットで電子温度分布計測ができるように改良を加えていくことにしている。さらに、レーザー光がプラズマ中を何度も通過するようにするマルチパス方式の導入によってより散乱光信号を強くすることや、高時間分解能をもたせたトムソン散乱計測システムの改善を進めていくことにより、コアプラズマだけでなく周辺プラズマ計測に対する有効性を高めていくことにする。

4.4 GAMMA 10 プラズマにおける衝突・輻射モデルを用いた分光診断

GAMMA 10 における分光放射スペクトル分布の絶対値測定を基盤とし、中性粒子および不純物イオンの放射スペクトルのプラズマコア部から端部にわたる計測を行うことによって、プラズマ中の中性粒子および不純物イオンの挙

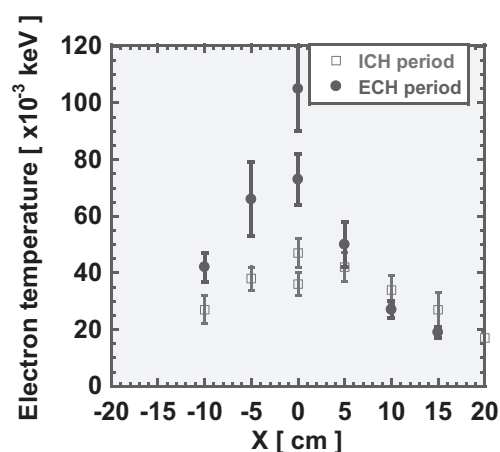


図 36 電子温度の径方向分布を示す。□が ICH のみの時間帯で●が ECH 時間帯を示す。

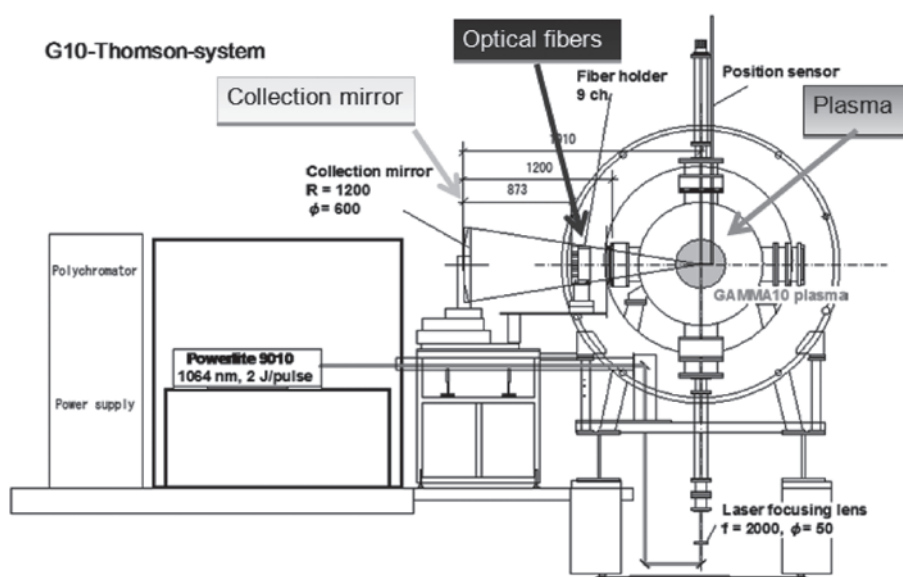


図 35 GAMMA10-Thomson 散乱計測システム概略図。

動の研究を行っている。これまでに、GAMMA 10 プラズマ診断に適した衝突・輻射モデルを核融合科学研究所との共同研究において独自に構築し、GAMMA 10 プラズマ診断に適用した[51-56]。さらに、衝突・輻射モデルを用いた不純物診断の結果を応用し、分光測定に基づく軸対称プラズマ中の電場分布計測手法の開発を行い、新手法として確立した[54]。衝突・輻射モデルは水素原子、水素様イオン、ヘリウム様イオン、水素分子等の開発が行われてきており、OV 以上については比較的详细なモデルが構築されていたが、低電離酸素イオンについて GAMMA 10 プラズマ診断に適用可能なモデルが確立していなかった。そこで、低電離酸素イオン(OII, OIII および OIV)の衝突・輻射モデルを独自に構築した[55]。図37に、新規構築した衝突・輻射モデルにより得られた、 $n_e = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 0.10 \text{ keV}$ の電離進行プラズマにおける低電離酸素イオンからの放射輝度を示す。以上により、炭素イオン密度分布の解析に加え、低電離酸素イオン密度分布の解析が可能となり、GAMMA 10 不純物診断に適用した。GAMMA 10 センtral部における酸素イオンスペクトルはOII, OIII, OIV および OV が紫外・可視域で観測され、強度も炭素より強い。酸素イオンの密度分布を評価することで、より詳細に不純物イオンの挙動を知ることができる。酸素イオンについて高温イオンモードの電子サイクロトロン加熱(ECH)を印加していないプラズマについて行い、放射輝度分布、体積輻射率分布、密度分布を各価数において評価した。図38にその結果を示す。(a), (b), (c), (d)は、OII, OIII, OIV, OV の放射輝度分布を示し、(e)は、アーベル逆変換から求めた各イオンの体積輻射率分布を示し、(f)は、衝突・輻射モデル計算との比較により求めた各イオンの密度分布を示す。得られた各価数のイオン密度分布からプラズマ中心部に高電離イオンが局在化していることがわかる。

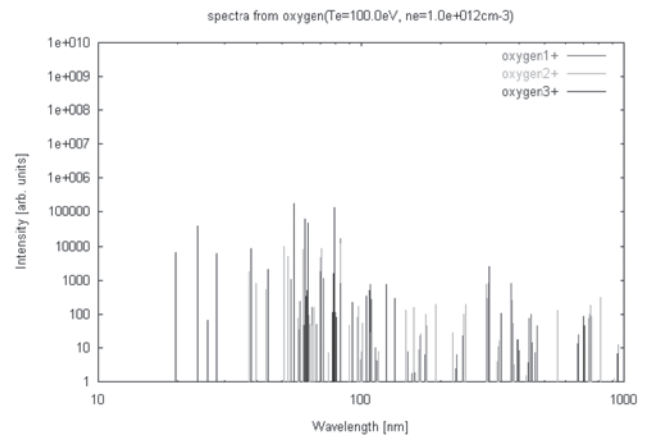


図37 衝突・輻射モデルより得られた、電離進行プラズマからの放射。

GAMMA 10 には、1次元放射スペクトルプロフィールを詳細に測定するための空間40点同時計測可視分光器[51-55]、および、空間1点多波長同時計測可視分光器[56]の2種類の可視分光器が設置されている。このうち、多波長同時計測可視分光器を用いることで、プラズマからの放射スペクトルのモニタリング、およびプラズマ放射スペクトル強度の振る舞いのより詳細な調査が可能となる。この分光器では、紫外・可視領域を一度に計測可能なので、定常モニタリングに適しており、さらに多数の線スペクトルを同時計測することで、プラズマ中の粒子の占有密度の時間変化を追うことが可能となる。それにより、不純物スペクトル発光強度のプラズマパラメータ依存性計測や、ペレット入射時の線スペクトル強度の同時計測、ダイバータ部の放射スペクトル分布計測等が可能となる。図39に多波長同時計測分光器を用いて GAMMA 10 センtral部の放射スペクトルを計測した結果を示す。水素、酸素イオン、炭素イオン、鉄、クロムなどの放射が観測されている。衝突・輻

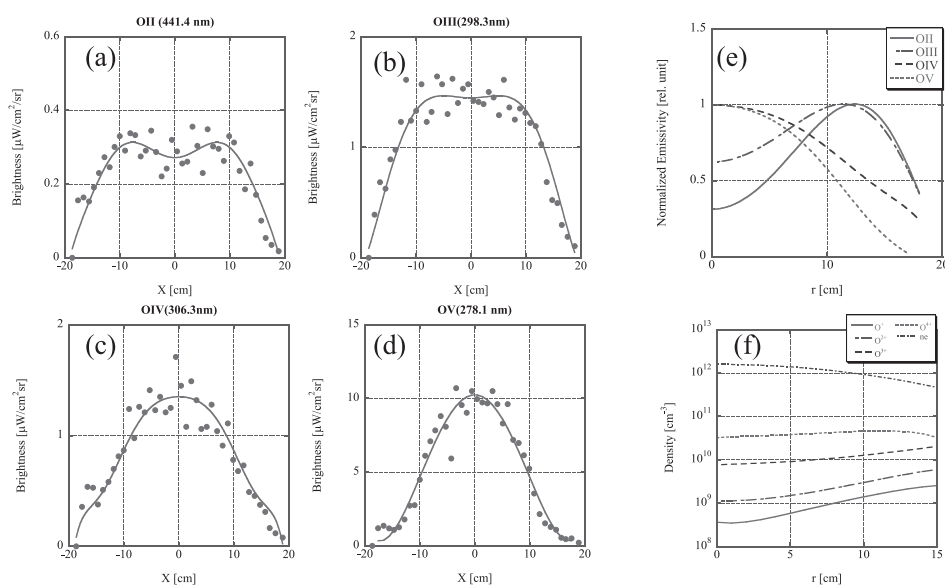


図38 酸素イオンスペクトル計測結果および衝突・輻射モデルを用いて導出した密度分布。(a), (b), (c), (d)は、OII, OIII, OIV, OV の放射輝度分布を示し、(e)は、アーベル逆変換から求めた各イオンの体積輻射率分布を示し、(f)は、衝突・輻射モデル計算との比較により求めた各イオンの密度分布を示す。

射モデル計算結果を用いて、プラズマ電子温度、密度の情報を得ることも可能である。

GAMMA 10 では、ダイバータ部のプラズマ分光計測用として、この多波長同時計測可視分光器を多数用いることで、2次元空間の分光計測を予定しており、ダイバータ部の粒子挙動に関する詳細な計測を行う予定である。

4.5 位相イメージング法を用いた密度計測

プラズマ中の密度、特に2次元密度分布を詳細に調べることは、プラズマコア部から端部にわたる粒子閉じ込めや粒子輸送を調べるために非常に有効である。GAMMA 10 では、直線型でポートの制約の少ない特徴を活かし、位相イメージング干渉計[57]の開発を進めてきた。位相イメージング干渉法は、電磁波による干渉法に基づいたプラズマ密度および密度揺動計測法の一つであり、電磁波を平面鏡並びに楕円鏡で2次元シートビーム状に拡大してプラズマ中へ照射することにより、プラズマの2次元空間計測が可能である。図40に位相イメージング干渉計の概略図を示す。発振器により出力されたマイクロ波を方向性結合器で2つに分け、プラズマ中を透過して位相の変化を伴う透過波と、初期位相のままの情報を保つ参照波との位相差を検出する。GAMMA10の入射ポートの片側から周波数69.85 GHzのマイクロ波発信器によりプラズマを通過する透過波が円錐ホーンから放射された後、GAMMA10内部の平面鏡、並びに楕円鏡でシートビーム状に拡大され、プラズマ断面の上半面全体に照射される。その後、受信側で再

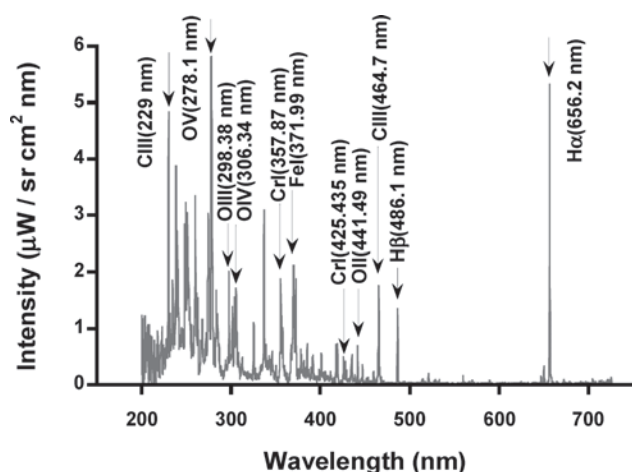


図39 多波長同時計測可視分光器を用いて測定した GAMMA 10 セントラル部の放射スペクトル分布。

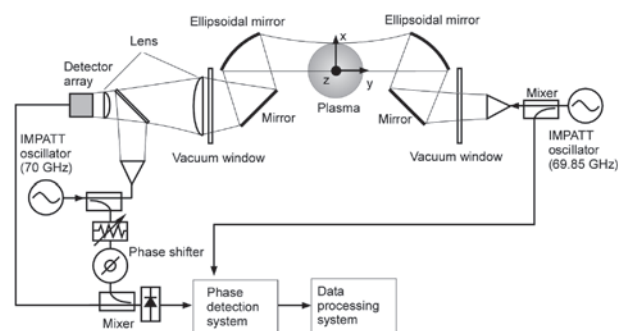


図40 位相イメージング干渉計概略図。

びレンズを用いて集光され検出器上でイメージを結び、検出器アレイに導かれる。参照波は、70 GHz の発振器から反対側のポートの外で透過波と共に位相検出回路へと取り込まれる。以上の位相イメージング干渉計を用いることで、プラズマ密度の2次元分布を1ショットで測定することが可能となっている。図41に実際に GAMMA 10 プラグ部に設置して測定した2次元密度分布を示す。図41(a)は電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECRH) 印加前、図41(b)は ECRH 印加中を示す。測定位置が、プラグ電位形成位置の外側にあるため、ECRH 印加中には、電子密度が減っていることが観測される。このように、プラズマ密度分布の2次元での計測が可能となることにより、プラズマの挙動がダイレクトに観測できるようになり、ダイバータ計測においても有力なツールとなりうると考えられる。

4.6 PWI 計測

境界プラズマ現象を総合的に理解するためには、上述のプラズマ計測に加えてプラズマ・壁相互作用 (PWI) 計測も必要不可欠な重要な課題である。これまで GAMMA 10 ではPWI計測はほとんど行われていなかったが、双方向型共同研究等の枠組みを活用して、表4に示すように、透過型電子顕微鏡 (TEM)、走査型電子顕微鏡 (SEM)、X線光電子分光 (XPS)、昇温脱離ガス分析 (TDS) 等の PWI 計測を実施していく計画である。

今年度から開始された PWI 計測の一例として、図42に GAMMA 10 セントラル部に設置された長期設置試料の写真を示す。ここでは、九州大学との共同研究での TEM 試料 (タングステン再結晶材, SS316L 再結晶材) と静岡大学との共同研究でのタングステン板が設置されており、プラズマからの荷電交換中性粒子による材料内部への欠陥生成、荷電交換中性粒子の入射エネルギーの逆算、表面堆積層の組成、結晶構造、深さ分布等が計測される。さらに東北大学との共同研究により、別途プラズマ照射された材料試料に対して、加速器を用いた反跳粒子分析 (ERD) による水素濃度分布測定、ラザフォード後方散乱分光 (RBS) による不純物の定量、イオンチャネリング分光分析、電気伝導計測による損傷の濃度分布、欠陥の同定を行うことが計画されている。このような材料試料へのプラズマ照射のために、今年度より簡易型の試料搬送装置を GAMMA 10 のエンド部とセントラル部に設置し、精力的に PWI 研究を進める計画である。

材料の表面状態はプラズマ照射により時々刻々と変化し

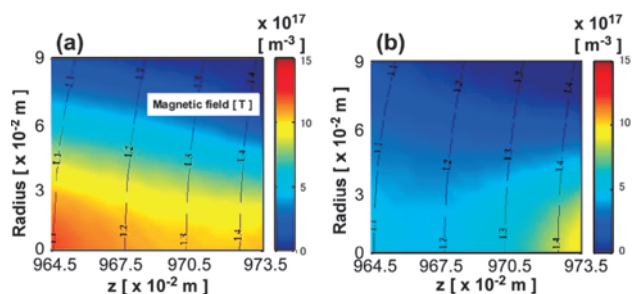


図41 2次元密度分布測定結果。(a)ECRH 印加前、(b)ECRH 印加中を示す。

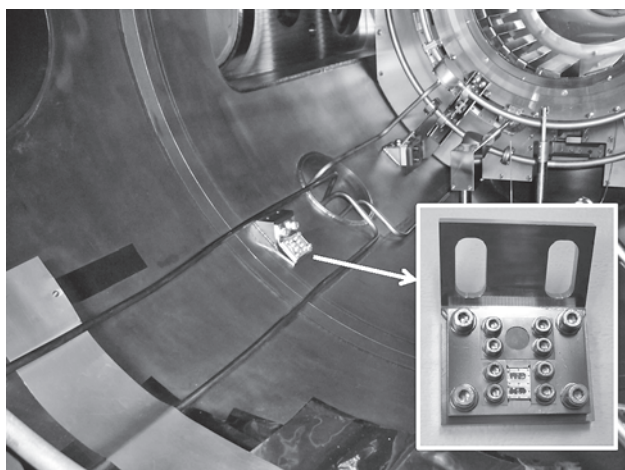


図42 GAMMA 10 のセントラル部の設置された長期設置試料。

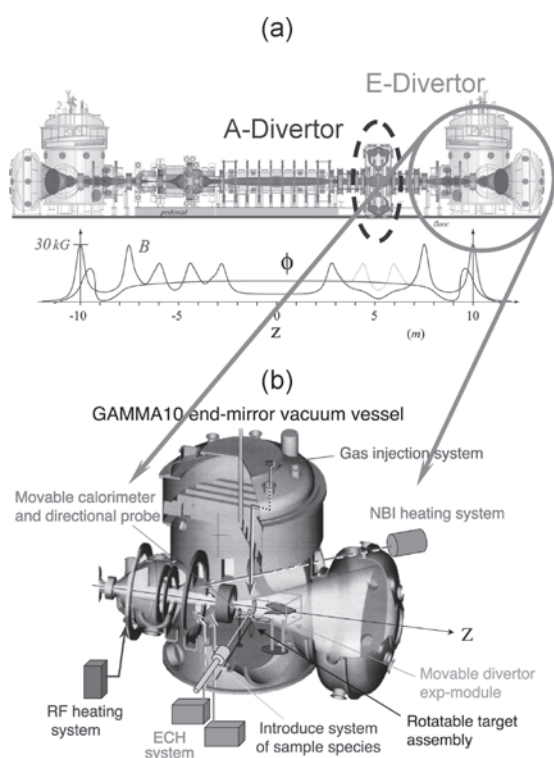


図43 (a) GAMMA 10 をベースにしたダイバータ配位を持つ新しい磁場設計の一例、(b) GAMMA 10 の西エンド部ミラーを用いたダイバータ模擬装置の概念図。

ているので、材料表面改質の実時間計測も重要な課題である。このため、上記のようなプラズマ照射後の材料の事後解析に加えて、プラズマ・壁相互作用による材料の表面改質の実時間計測法の開発も行うことが計画されている。この計測法の開発はどの装置でもほとんど行われていないが、TRIAM-1M トカマクや小型 PWI 模擬実験装置 APSE-DAS で行われてきた分光学的手法を用いた材料表面改質の実時間法[58, 59]をさらに発展させて、GAMMA 10 に適用していく計画である。

5. タンデムミラー端部を用いたダイバータ模擬研究

将来の核融合炉において、コアプラズマから流出する燃

料粒子やヘリウム灰、不純物粒子を処理するため必須の構成要素であるダイバータの実現とその運転は、国際熱核融合実験炉 ITER においても急務の課題となっている[60]。ITER では、通常運転時の熱負荷は、 $5\sim 10 \text{ MW/m}^2$ と見積もられており、短時間ではこれ以上の熱負荷が加わると予想されている。このような高熱負荷からダイバータ板を保護するためには、ダイバータプラズマを適切に制御することにより、非接触プラズマ状態に保つことが、核融合炉運転シナリオとして極めて重要な鍵となる[61, 62]。このようなダイバータ実現に向けて国内外では、ダイバータを模擬するための様々な実験装置が開発され実験が行われてきた[63-67]。これらの実験装置には、小規模の実験装置が多く、したがってプラズマ流の口径が高々 $2\sim 3 \text{ cm}$ と小さく、粒子束密度も $10^{22}\sim 10^{23} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ である。また、これらの実験装置の多くは、電極を用いた直流放電によるものであり、電極等の境界条件を持たない高温トカマクプラズマからのプラズマ流を完全に模擬していることにはならない。このことは、非接触プラズマの長時間維持の実験環境を再現する上で、大きな障害となっている可能性がある。

筑波大学プラズマ研究センターにおける第2期中期計画では、開放端磁場配位を持つ大型のタンデムミラー装置 GAMMA 10 の端部から流出する端損失プラズマ流に着目し、これを用いて核融合プラズマに近い環境下におけるダイバータ模擬を行うことにより、ITER 等のダイバータ実現に向けた課題解決に貢献することが挙げられている。

図43は、GAMMA 10 をベースにしたアンカー部にダイバータ配位を持つ新しい磁場の設計例 (A-Divertor) と、GAMMA 10 の端部ミラー出口を用いたダイバータ模擬実験装置 (E-Divertor) の概念図を示す。GAMMA 10 は、主要閉じ込め領域のセントラル部の両端に極小磁場を持つ実効的軸対称タンデムミラー装置で、両エンド部にプラズマ閉じ込め電位を形成する軸対称単純ミラー部が設置されている[68]。GAMMA 10 では、高周波やマイクロ波、中性粒子ビームといった、現在の核融合実験装置と同じ規模のプラズマ生成・加熱装置を用いて高温プラズマを生成している[69, 70]。開放端磁場配位は、元々ダイバータ模擬に適した構造を有しており、この概念を実現するためにいくつかの改造がすでに開始されている。

このように GAMMA 10 の端部ミラー部では、高出力のプラズマ加熱システムを用いて、高熱流・高粒子束で大口径のプラズマ流の発生が十分に期待できる。また、GAMMA 10 に設置されている大容量クライオポンプシステム[23, 24]を用いて、既設の小型ダイバータ模擬装置では実現できないダイバータ排気の模擬実験も可能である。さらに、高出力ジャイロトロンを用いたパルス運転は、現実の核融合装置におけるダイバータに類似した環境下 (高イオン温度、高電子温度、アーク電極のない壁から完全に浮いたプラズマ放電) での ELM 模擬等のダイバータプラズマ制御実験に貢献可能である。本研究では、既存タンデムミラーの特長を最大限活用することによって、第2章に示した研究目標に沿って、ITER プロジェクトのための次に示すような急務の研究課題に挑戦する。

- (a) ダイバータ領域におけるプラズマと対向材料との相互作用（損耗，再堆積等）
- (b) ダイバータ領域における不純物輸送制御（コアプラズマへの逆流等）
- (c) 準定常およびELM 様パルス高熱粒子束の発生と制御／放射冷却プラズマの解明と定常制御（非接触プラズマの実現とその制御）

表1にエンド部ダイバータ模擬装置の目標性能の一覧を示す。

5.1 GAMMA10 西エンド部における初期実験[40, 71, 72]

2009年度初期から新しいプロジェクトの準備実験として西エンド部の熱流，粒子束の計測を双方向型共同研究のもとに開始した。図44は，西エンド部の真空容器，エンドミラー部プラズマ，今回設置した計測器の配置を示している。ミラー端部からの熱流束および粒子束の同時計測を目的として，カロリメータと方向性プローブの計測器アセンブリを製作した。図45(a)は，組み上げた計測器の写真である。カロリメータの先端は直径10 mmの銅製で後部に熱電対が固定されており，断熱性のあるセラミックで熱および電気絶縁がなされている。熱流束はプラズマショットの直前直後の温度差から測定する。したがって，熱流束密度はショットの平均値を示す。方向性プローブは，セラミックにより絶縁した直径0.8 mmのタングステン線4本を，直径12 mmのステンレス製円筒内に，互いに4方向に開いた状態で，固定した構造をしており，各々の先端部の断面がプラズマに向いている。計測器アセンブリは図44に示すように真空容器下部から装置軸上まで挿入され，

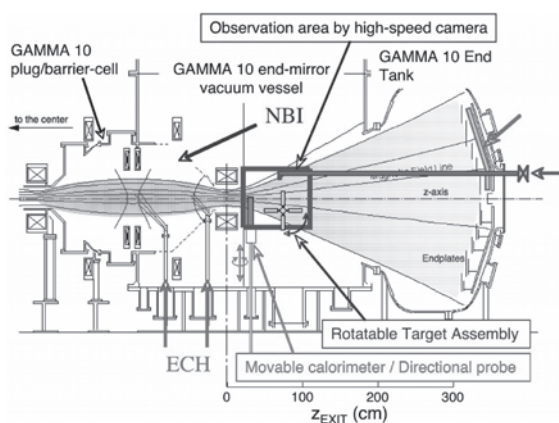


図44 西エンド部真空容器と実験装置の配置図。

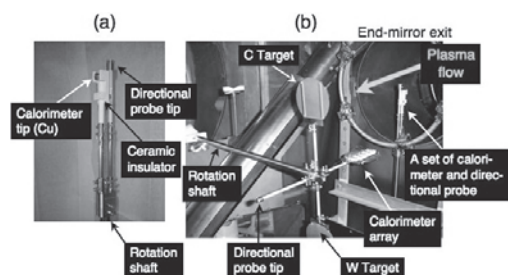


図45 (a)カロリメータと方向性プローブからなる計測器，(b)回転式ターゲットを真空容器内に設置したところ。

シャフトを軸として回転することができるため，これらの機構によってプラズマ流の半径方向分布と磁力線に対するピッチ角分布を測定することができる。

また，プラズマと材料表面との相互作用による発光の可視分光データを得るために，回転式の可動ターゲットを製作し，端部ミラー出口から約70 cmの位置に設置した。図45(b)は，回転式ターゲットを真空容器内に取り付けた写真を示す。このターゲットは，直径100 mmの炭素材円板，タングステン材円板，SUS円板上に設置したカロリメータアレイ，方向性プローブで構成されており，標的材料を大気開放することなく入れ替えることができ，熱流束と粒子流束も計測できる機能を持っている。後述するように，プラズマとターゲット材との相互作用の発光挙動は，高速カメラによって観測される。

5.1.1 カロリメータ／プローブを用いた熱流，粒子束測定

典型的なホットイオンモードプラズマでの電位閉じ込め実験（セントラル部 $2\sim 3\times 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ ，イオン温度5 keV）においてエンドミラー出口での熱流計測の予備実験を行った。図45は，ミラー出口近傍（ミラーコイルから30 cmの位置）に設置した上記熱流・粒子束計測器を用いて計測した熱流束密度の測定結果を示す。実験では，プラズマ生成・加熱用のICRF波動加熱（150 kW，パルス幅190 ms）のみ使用されている。図46(a)は，計測器を回転させることによって得られた，熱流と粒子流（イオン飽和電流）の磁

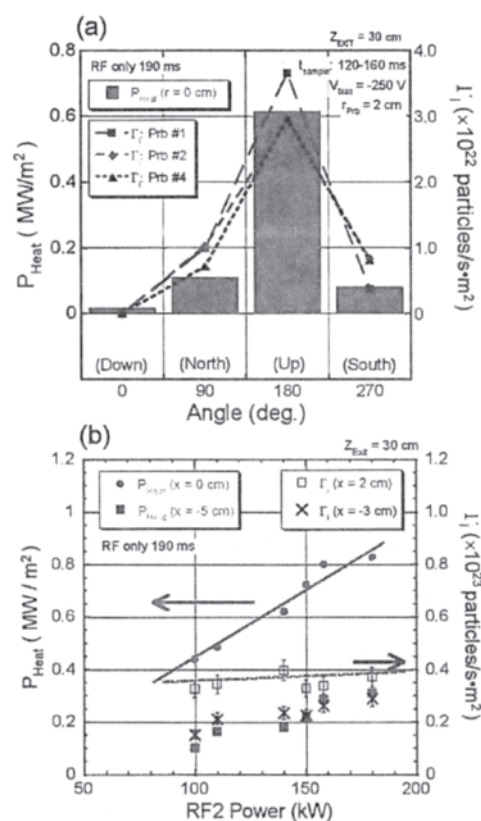


図46 カロリメータと方向性プローブによる熱流と粒子束密度の測定結果。(a)磁力線に対する角度依存性，(b)ICRFパワー依存性。

力線に対する角度依存性を示す。図は熱流も粒子流も同様の角度依存性を示していることから、エンド部出口上流から流出してくるものを測定しており、ICRF 加熱時の粒子束からイオン流が支配的であることがわかる。図46(b)は、ICRF 加熱パワーに対する依存性を示している。図からパワーの増加に伴い、熱流束密度が上昇しており、現在の ICRF パワーで 0.8 MW/m^2 の熱流束密度に達していることがわかる。一方、軸上の粒子束密度は、ICRF パワーに依存せず、 $4 \times 10^{22} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の値が得られている。

また、西エンド部真空容器内のエンドプレート内部に配置されている端損失イオンエネルギー分析器 (ELIEA) により、エンド部へ流出するイオンのエネルギーの直接測定

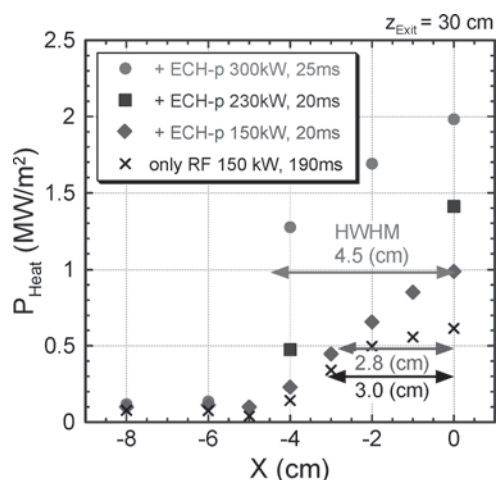


図47 熱流束密度の径方向分布の ECH パワー依存性。

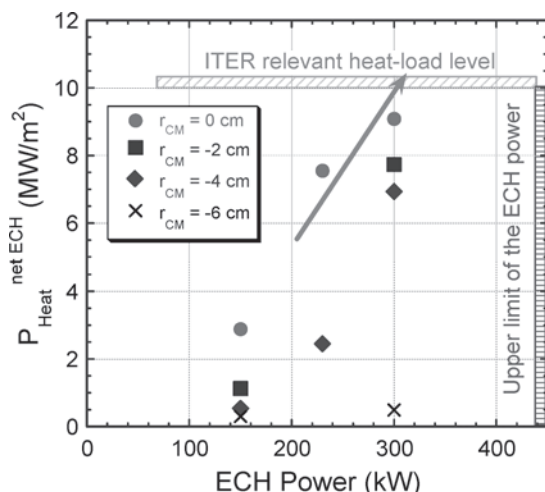


図48 ECH 時の正味熱流束密度 $P_{\text{Heat}}^{\text{net ECH}}$ の ECH パワー依存性。

を行った。その結果、セントラル部 ICRF のパワーの増加に応じて、端部イオン流のエネルギーも増加し、100 eV から 400 eV の範囲で制御可能であることがわかった。上記結果は、カロリメータと方向性プローブによる測定結果ともよい一致を示した。

図47は、上記プラズマに対して、プラグ電位形成用の ECH を 150~300 kW で、短パルス (20~25 ms) 重畳した際の、熱流束密度の径方向分布を示す。図からわかるように、ICRF のみでのプラズマ生成においては軸上で 0.6 MW/m^2 、300 kW の ECH 印加時では 2 MW/m^2 の熱流密度が、半値全幅 (FWHM) で 5~8 cm の領域にわたって得ることができた。また、ECH のパワー増加に伴って、熱流束密度が大きく上昇しており、電子加熱の顕著な効果が認められた。図48は、ECH 重畳中のみの正味熱流束密度 $P_{\text{Heat}}^{\text{net ECH}}$ を算出し、ECH パワーに対してプロットしたものである。パワーの増加に伴う上昇が認められ、300 kW の ECH 印加中の正味熱流束密度は、 9 MW/m^2 に到達していることがわかる。この値は、ITER におけるダイバータ板の熱負荷 ($\sim 10 \text{ MW/m}^2$) に匹敵する値であり、今後の端部プラズマ加熱系の増強により、さらに高熱流束を発生できる見通しが得られた。

5.1.2 高速カメラによるプラズマ-表面相互作用の2次元可視光計測

E ダイバータ研究の開始に伴って、GAMMA 10西エンド部の真空容器内隔壁に開口部を新たに設け、端部ミラーから流出するプラズマと上述した回転式ターゲットに装着した材料との相互作用による発光の高速カメラによる計測を開始した。図49は、回転式ターゲットに装着したタングステン製 V 字ターゲット板を、プラズマに曝した際の高速カメラによる可視光イメージである。図からわかるように、極小磁場アンカー部において高周波追加加熱を行った際 (200 ms)、強い発光が認められた。

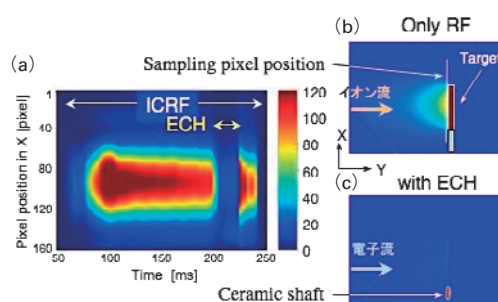


図50 (a) ターゲット表面の可視光輝度の時間変化、(b) RF での可視光 2 次元イメージ、(c) ECH 重畳時の可視光 2 次元イメージ。

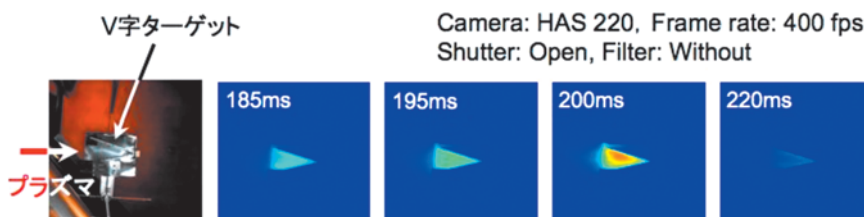


図49 高速カメラによるプラズマと材料の相互作用光の2次元イメージ計測例。

図50は、ステンレス材を観測した際のターゲット直前の発光強度を切り出して、時系列で並べることで、発光強度分布の時間発展を表したものである。この実験ではECHによる電位形成を行っており、電位形成時に発光が急激に減少していることがわかった。同時にターゲットを保持するセラミックパイプが赤熱していることも判明した。この結果は、どの材料でも共通するものであり、電位形成により端損失イオンが抑制され、その結果発光量が減衰したものと考えられる。また、セラミックパイプの赤熱はECHにより生成された高速電子が、磁力線に沿ってミラー端部からはき出され（端損失電子流）、それがセラミックパイプを加熱しているものと推察される。

以上のことから、ミラープラズマへの加熱系の印加によって、熱流束密度や粒子束密度を制御可能であり、電位形成によって、熱流束をイオンから電子へと自在に制御できる可能性が示唆された。今後はターゲット面の発光挙動について、分光計測などを行うことにより、詳細な機構を調べていく。

5.2 高熱流粒子束生成へ向けた設計

5.2.1 プラズマ安定性の確保

タンデムミラープラズマから高熱流束を得るためには、直線型ダイバータ模擬実験装置と異なり、プラズマ全体としての巨視的安定性を確保する必要がある。つまり、GAMMA 10では、セントラル部において高温のプラズマを生成し、端部ミラー出口にイオン-イオン衝突によるピッチ角散乱などを介してプラズマを流出させるため、高ベータプラズマを極小磁場アンカー部に生成しておく必要がある。しかもダイバータ模擬実験に使用する側の端部ミラー（プラグバリア部）にも高温高密度プラズマを生成することが、ミラー出口において高熱流束を得るための条件となることから、セントラル部以外にも悪い曲率を持つ領域が広範囲になるため、安定性条件の解析[73]とそれによる安定性の確保が、より切実な条件となる。さらに、次章において述べるアンカーダイバータ設計研究（A-Divertor）では、片側のアンカー極小磁場部のコイルをダイバータ磁場配位に入れ替えて、従来の極小磁場部を片側のみとする計画であるため、MHD安定性のマージンがさらに厳しくなると推察される。

アンカーダイバータ用コイルが導入された場合、片方の極小磁場領域がなくなるため、基本的には、セントラル部の上限ベータ値を約2分の1に保つことにより、全系の安定性が維持されると期待できる。したがって、セントラル部の上限ベータ値を4分の1まで抑制することによって、端部ミラー部において、セントラル部上限の4分の1程度の高ベータプラズマを生成しても、大雑把に言って系全体のMHD安定性は保てると判断できる。また、残った方の極小磁場部への直接プラズマ加熱によりアンカー部ベータ値を上昇できれば、より安定性の確保が期待できる。今後詳細な数値計算による安定性解析を予定している。

5.2.2 プラズマ加熱設計

上述したような与えられた磁場配位の中で、プラズマ加熱の最適化を行うことは、高性能プラズマ閉じ込め実験だ

けでなく、ダイバータ模擬実験における高熱流プラズマ生成の為に不可欠なプロセスである。GAMMA 10では、軌道平均フォッカープラंकコード[74]を用いたシミュレーション解析を行っており、今回端部ミラー部においても適用した。

図51(a)は、エンドミラー部において計算されたプラズマパラメータの軸方向分布を示している。この計算では、プラズマ生成・加熱に用いられるイオンサイクロトロン周波数帯（ICRF）波動による電界強度は20 V/cmを仮定し、イオンサイクロトロン共鳴位置をミッドプレーン近傍（ $\omega/\omega_{ci} \sim 1.1$ ）から0.75 m離れた位置（ $\omega/\omega_{ci} \sim 3.0$ ）まで変化させている。図51(b)に示すプラズマ密度と圧力の共鳴位置依存性からわかるように、解析結果はミッドプレーン付近に共鳴位置を設定すると加熱効率が上がるが、密度と内部エネルギー（ $nT_{\perp}$ ）の局在化も同時に起こっていることがわかる。現実には、このように密度と内部エネルギーが、ミッドプレーンに局在化することを避け、ミラー出口へのプラズマ流出を図るために、 $\omega/\omega_{ci} = 2.0$ を採用することを計画している。

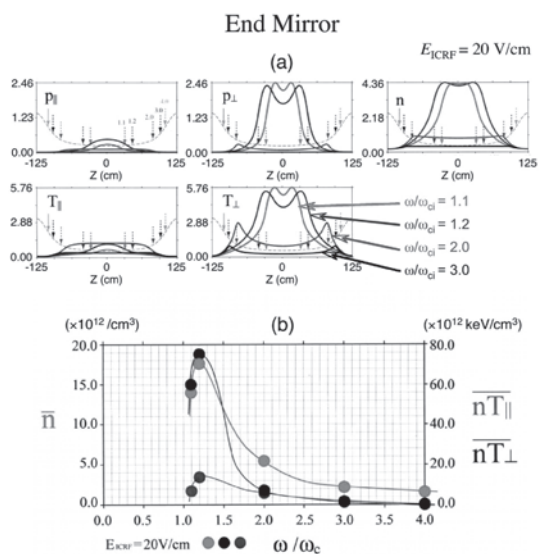


図51 フォッカープラंकコードによるエンドミラー部の加熱シミュレーション結果。

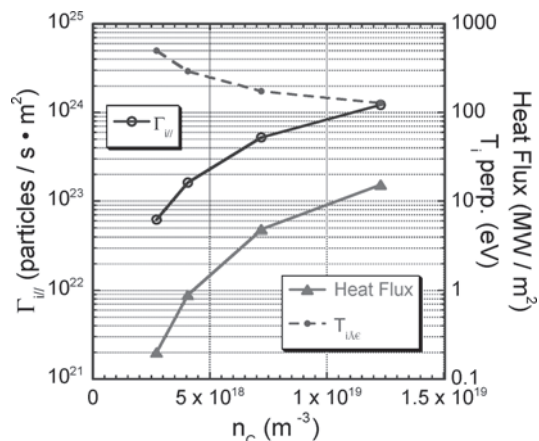


図52 端部ミラー出口の熱流束・粒子束密度のプラズマ密度依存性。

図52は、 $\omega/\omega_{ci} = 2.0$, E_{RF} を 20 V/cm にした場合のミラー端部において生成可能な粒子束密度と熱流束密度の計算結果を、出口ミラーからの距離を横軸に示している。ここでは、ミッドプレーンにおいて、イオン温度 100 eV を達成した場合を想定して、熱流束密度と粒子束密度を規格化している。この図からわかるように、RF パワーの大幅な増力により、温度 100 eV、密度 10^{19}m^{-3} のプラズマを生成できれば、粒子束密度 $10^{24} \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、熱流束密度 10MW/m^2 の達成が期待できる。

5.3 今後の実験計画

E ダイバータの今後の計画としては、これまでの準備実験結果に基づいて、5.1節に掲げた(a)～(b)に関連するテーマとして、次の項目について遂行を予定している。

- (1) エンド部真空容器内にダイバータ実験モジュールを設置し、その内部での強いプラズマ-表面相互作用の発生とガス入射による非接触プラズマの実現
- (2) エンド部に設置されている大容量クライオポンプを用いたダイバータ排気実験
- (3) 各種試料の高強度プラズマ照射と表面分析
- (4) さらなる高熱流束生成をめざした ICRF 発振器の増強およびアンテナの増設

以上の内、(1)に関しては、今年度末に真空容器内で上下に昇降する機能を有するダイバータ実験モジュールを導入することで製作に取りかかっており、これに先だってプロトタイプ製のタングステン製V字形のダイバータモジュールを用いた実験が始まっている。また、(3)については、2010年度から東北大との拠点間連携研究の元に試料照射の予備実験を開始している。

5.4 まとめ

E ダイバータ計画では、開放端磁場配位であるタンデムミラーの端部ミラー出口から流失する端損失プラズマ流に着目し、その特長を活かした高熱流粒子束をダイバータ模擬実験に適用し、従来のダイバータ実験装置では実現できない、現実の核融合プラズマ装置におけるダイバータに類似した環境下（高イオン温度、高電子温度、アーク電極のない壁から完全に浮いたプラズマ放電）での ELM 模擬のダイバータプラズマ制御実験をめざして準備を進めてきた。

これまでに、双方向型共同研究に基づいて、GAMMA 10 西エンド部に端損失プラズマ流を計測可能な環境を整え、各種熱流束・粒子束を計測する装置を設置し、初期実験が行われた。その結果、現有のプラズマ生成・加熱機器の出力範囲内において ITER のダイバータ負荷に匹敵する熱流束を発生させるための明らかな見通しを得ることができた。今後、プラズマ加熱機器の整備によって、さらに高い熱流束を用いたダイバータ模擬実験が期待できる。

6. アンカー・ダイバータ (A-divertor) の設計検討

開放端系磁場閉じ込めにダイバータ磁場領域を取り付ける試みは、1980年代の後半から MIT のタンデムミラー型実験装置である TARA で最初に始まった[75]。主な目的は、MHD 安定な完全軸対称タンデムミラー実現の試みである[76]。ダイバータ磁場を用いてタンデムミラーの

MHD 安定性を実現しようとする実験がそれに引き続いて HIEI[77]や Hanbit[78]で行われた。この完全軸対称化への挑戦は姿を変えつつ（タンデムミラーと言うよりは、単純ミラーや連結ミラーを用いて）現在も続いている[3, 79, 80]。

筑波大学プラズマ研究センターの GAMMA 10 でも中央ミラー部のベータ値を上げる目的で、ダイバータ磁場設置の検討が開始された[81]。この設置計画は、その後姿を変えて GAMMA 10 中央ミラー部に閉じ込められたプラズマを効率的に径方向のある領域に排出するための装置としてのダイバータ設置計画として続いていくことになった。

図53はダイバータ／ダイポール磁場の断面図である。ダイバータ部の外側に磁場ヌル点 (X-point) が存在して、更にその外側にダイポール部がある。図中に ion motion と書いた矢印は、中央ミラー部から流れ込む（プラグ電位に跳ね返されて再び流れ込む）イオンが X-point を通ってダイポール部へ排出される方向を示している。

図54に GAMMA 10, GAMMA 10 A-divertor, およびダイバータ／ダイポール部の模式図をプロットした。図54

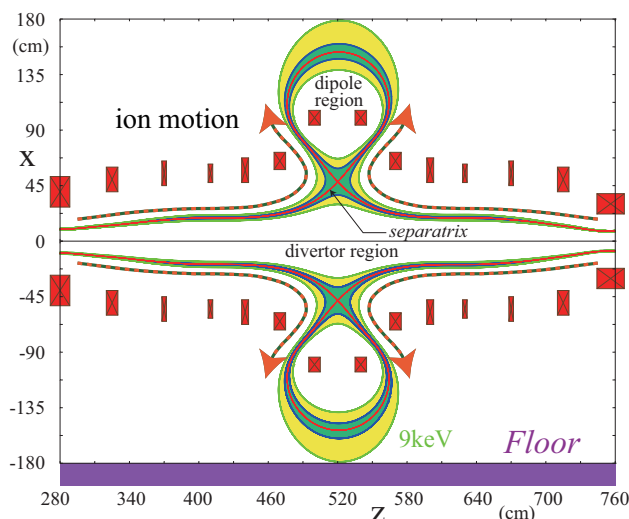


図53 ダイバータ部とダイポール部の模式図。

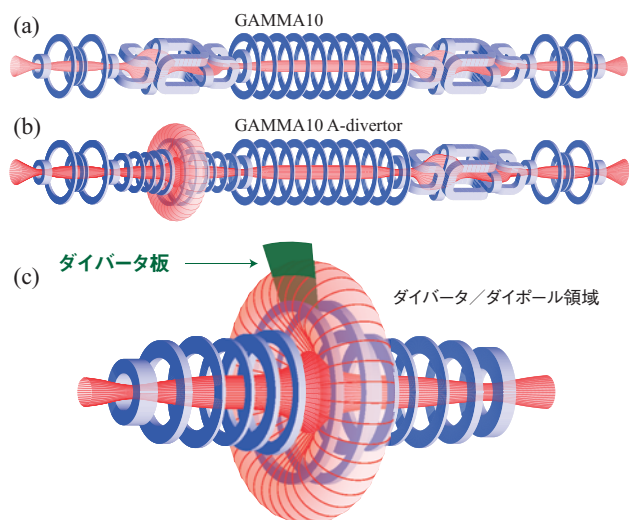


図54 (a) GAMMA 10, (b) GAMMA 10 A-divertor, (c) GAMMA 10 A-divertor のダイバータ／ダイポール領域。

(a)のGAMMA 10両端のアンカー部はMHD安定を確保する役割を持っており、中央ミラー部にプラズマが閉じ込められる。図54(b)のGAMMA 10 A-divertorでもプラズマは中央ミラー部に閉じ込められている。両端はプラグ電位を形成しているので、磁力線に沿った閉じ込め時間は径方向のそれに比べてよいことが期待される。径方向に輸送されたプラズマはセパトリックスを通してダイポール部へ入って行く。図54(c)はダイバータ／ダイポール部の拡大図であるが、ダイポール部に捕捉されたプラズマは方位角方向にドリフトしながら、全プラズマがダイバータ板に衝突して吸収されることが期待される。

6.1 開放端系としてのダイバータ磁場(平衡・安定性)

開放端系ダイバータ磁場は径方向のある位置に磁場ヌル点が存在して、そのヌル点は中心軸の周りに方位角方向に軸対称に一周する。ヌル点近傍に存在する電子は非磁化され、ヌル点に沿って方位角方向に自由に移動できるようになる(電子のショートサーキット効果)[†]。この為コア領域で発生したフルート揺動はヌル点上で安定化されると期待される。実際にダイバータ磁場のヌル点領域を放電管内部に形成することで、フルートモードが安定化された実験結果が報告されている[75, 77, 78]。

GAMMA 10のような通常のタンデムミラーでのフルートモードに対する安定条件は

$$\int \frac{[\hat{p}_{\parallel}(\chi) + \hat{p}_{\perp}(\chi)]\kappa_{\phi}}{B^2} d\chi \geq 0 \quad (6.1)$$

で与えられる。座標系として (ψ, θ, χ) , $(\mathbf{B} = \nabla\psi \times \nabla\theta = \nabla\chi)$ の流れ座標系を用いている。特に χ を磁場 $\mathbf{B}$ 方向の座標軸にとっているため、この座標系はlow β plasmaに対して適用できる。 θ は方位角方向の座標である。開放端系なのでプラズマの圧力は磁場に平行方向成分 $p_{\parallel}$ と垂直方向成分 $p_{\perp}$ の値が通常は異なる。特に(6.1)式では

$$p_{\parallel}(\psi, \chi) = \hat{p}_{\parallel}(\chi)\nu(\psi), \quad p_{\perp}(\psi, \chi) = \hat{p}_{\perp}(\chi)\nu(\psi) \quad (6.2)$$

のように圧力が ψ 方向と χ 方向で変数分離できると仮定して導出されている。磁力線曲率 $\kappa (= \hat{e}_{\parallel} \cdot \nabla \hat{e}_{\parallel})$ は

$$\kappa = \kappa_{\phi} \nabla\psi + \kappa_{\theta} \nabla\theta \quad (6.3)$$

のように成分に分解された値が(6.1)に使われている。GAMMA 10はアンカー部に磁力線のよい曲率($\kappa_{\phi} > 0$)が局在するので、アンカー部に高いプラズマ圧力を形成することで(6.1)の条件を満たして、フルートモードを安定化している。

さて(6.1)式を軸対称ダイバータ磁場に対しても適用できるように、圧力の重みを掛けた磁力線の特性格積 U を導入する。

$$U = \int \frac{\hat{p}_{\parallel}(\chi) + \hat{p}_{\perp}(\chi)}{B^2} d\chi \quad (6.4)$$

GAMMA 10は実効的軸対称化タンデムミラーである、つ

[†] ヌル点近傍の粒子軌道は、実際は非常に複雑なカオス的な振る舞いをする。このために粒子はヌル点に沿って自由に方位角方向に移動はできず、実効的な摩擦を受けるようになる[82]。

まり磁力線は各ミラーセル中央部で再円形化されている。この事は(6.4)式で定義される磁力線の特性格積が $U = U(\psi)$ と θ に依存しないことを意味している。真空磁場に対しては $\nabla B = B\kappa$ が成り立つので $\partial B / \partial \psi = B\kappa_{\psi}$ となることを利用すると

$$\frac{\partial U}{\partial \psi} = -2 \int \frac{[\hat{p}_{\parallel}(\chi) + \hat{p}_{\perp}(\chi)]\kappa_{\phi}}{B^2} d\chi \quad (6.5)$$

と書ける。(6.5)式の $\partial U / \partial \psi \leq 0$ がフルートモードの安定化条件になる。このフルートモードに対する安定化条件は近軸近似の適用できない軸対称ダイバータ磁場にも適用できる。

ところでGAMMA 10 A-divertorの径方向周辺領域(磁場ヌル点近傍の軸より領域)ではアンカー磁場による安定化効果が及ばなく、ダイバータ磁場そのもので安定化する必要がある。ダイバータ磁場によるフルートモードに対する安定化効果は既に述べた磁場ヌル点に沿った電子のショートサーキット効果に加えてプラズマ圧縮の効果が期待される。例えば教科書「プラズマ物理入門」[83]によると、プラズマ中の異なる半径位置にある微小体積1と2が磁場のエネルギーを変えずに交換したときのプラズマのエネルギーの変動量 δQ は次式で与えられる。

$$\delta Q = \delta p \delta U + \gamma p \frac{(\delta U)^2}{U} \quad (6.6)$$

ここで δp はプラズマ圧力の系の外側方向への変化量、 γ は比熱比である。またプラズマの微小体積を単位磁束当たりの体積 U に置き換えている。(6.6)の右辺の $\delta p \delta U \geq 0$ の条件が(6.1)である。つまり(6.6)の右辺第一項が磁力線のよい曲率での安定化、第二項がプラズマの圧縮による安定化効果に対応している。(6.6)による安定条件は

$$\frac{\partial(pU^{\gamma})}{\partial \psi} \geq 0 \quad (6.7)$$

と書き直すことができる。

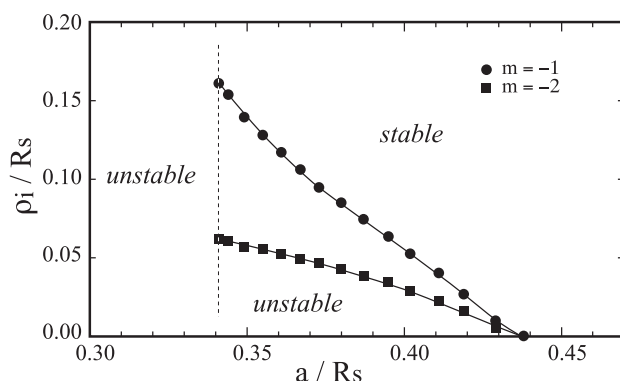


図55 安定性境界(参考文献[85]より抜粋)。横軸の a はイオン密度の半値幅、 m は方位角方向モード数で R_s は軸からX-pointまでの距離。ただし $T_{i\perp} = T_{i\parallel} = T_i$, $\rho_i = \sqrt{M_i / T_{i0}} / \omega_{ci0}$, $\omega_{ci0} = e B_0 / M_i C$. B_0 はX-point直下の軸上磁場強度。

ダイバータ磁場に対しての安定条件は最初 Lane らによって、イオンの運動論的な効果を取り入れて行われた[76]。彼らは X-point 近傍でイオンと電子の non-adiabatic layer を導入し、磁力線曲率はイオンに対して働く実効的な遠心力として取り入れた解析を実行した。それに引き続いて、Pastukhov[84]および Sasagawa[85]は X-point 近傍の磁力線曲率をより正確に取り入れることで解析を行なった。

図55は文献[85]の図3である。イオン密度の径方向分布は

$$n_i(\psi) = n_{i0} \left(1 - \frac{\psi}{\psi_s} \right) \exp \left\{ -\gamma_D \frac{\psi}{\psi_s} \right\} \quad (6.8)$$

のように仮定した。イオン温度分布は径方向に一様であるとし、電子温度は限りなく零に近いとした。X-point での電子のショートサーキット効果は、 $\psi = \psi_s$ で静電ポテンシャル揺動が零の境界条件を用いることで取り入れている。図55の大きな特徴はイオン密度の径方向分布（半値幅 a ）が太くなれば、 $\rho_i = 0$ つまりイオン温度が零で有限ラーモア半径効果や磁力線の良い曲率による安定化効果がなくても、フルートモードの安定な領域（ $a/R_s \geq 0.44$ ）が存在することである。これは(6.6)の右辺第二項のプラズマ圧縮の効果でフルートモードが安定化されることを表している。

平衡に関しては、磁場ヌルの領域がありそこではプラズマを閉じ込める為の磁気圧が零になってしまうので、実際に計算を実行してみる必要がある。ミラー磁場中のプラズマ圧力は

$$\vec{P} = p_{\perp} \vec{I} + (p_{\parallel} - p_{\perp}) \hat{e}_{\parallel} \hat{e}_{\parallel} \quad (6.9)$$

のような非等方圧力になる。ただし $\vec{I}$ は単位テンソルで、 $\hat{e}_{\parallel}$ は磁場方向の単位ベクトルである。平衡の式

$$\frac{j}{c} \times B - \nabla \cdot \vec{P} = 0 \quad (6.10)$$

を用いると(6.10)の磁力線方向の力の釣り合いの式から $p_{\parallel}$ と $p_{\perp}$ を結びつける式が得られ、径方向の力の釣り合いの式から modified Grad-Shafranov 方程式が導出される[86, 87]。実際にこの方程式を数値解析してダイバータ磁場配位で平衡解を求めた結果、磁場ヌル点位置直下の軸上の磁場強度 B_0 およびその位置での圧力 $p_{\perp 0}$ で定義される β -値 [$\beta_0 \equiv p_{\perp 0} / (B_0^2 / 8\pi)$] を用いると、 $\beta_0 \simeq 1$ まで平衡解が存在することが明らかになった[81]。

現在の GAMMA 10 実験では中央ミラー部でのプラズマに対するベータ値として $\beta \simeq 0.05$ が実現している。中央ミラー部での磁場強度が ~ 4 kG なので、ダイバータ部でこの圧力のプラズマに対しての平衡解が存在するためには、 $B_0 \geq 1$ kG が要求される。

6.2 GAMMA 10の軸方向閉じ込めと径方向閉じ込め（エンド・プラグングと新古典拡散）

GAMMA 10 A-divertor では中央ミラー部に閉じ込められたプラズマを効率よくダイポール部に設置されたダイバータ板へ排出する必要がある。GAMMA 10 は実験的に、

plug-ECRH によるプラグ部電子加熱でプラグ電位を形成をすることで、GAMMA 10 の磁力線に沿った方向のイオン損失が著しく改善する事が明らかになっている[9]。つまり GAMMA 10 では定常状態のプラズマは何らかの機構で径方向に損失していることを示している。

GAMMA 10 A-divertor でプラズマを効率よく径方向に排出する一つの方法として、新古典拡散を利用する方法がある。図56は GAMMA 10 実験から求めた非両極性の径方向閉じ込め時間 $\tau_{\perp}^{\text{NA}}$ と GAMMA 10 磁場配位で計算した新古典輸送による閉じ込め時間である[88]。横軸はエンドプレートとアース間の電気抵抗 R_s である。GAMMA 10 ではこの電気抵抗（エンドプレート抵抗）を制御することにより、軸方向へ損失する電子電流（つまり電子の端損失量）を制御することができる。理論的には電子の端損失を変えると電位の径方向分布が変化して、イオンの新古典拡散に影響が発生する。

図56は GAMMA 10 A-divertor でもエンドプレート抵抗を制御することでプラズマの径方向輸送量を制御する可能性を示唆している。特に径方向閉じ込め時間を $\tau_{\perp}^{\text{NA}} \leq 10$ ms となるように制御することで効率の良い径方向排出が期待される。

図57は GAMMA 10 A-divertor 磁場で計算した共鳴イオンのポアンカレ写像である。非軸対称磁場は片側アンカー部のみなので、共鳴イオン（一バウンスで $\sim \pi$ だけ方位角方向にドリフトするイオン）がアンカー部内で方位角方向にドリフトする量が小さくなる（つまり磁場の非軸対称性を大きく感じる）。よってバナナの幅は両側にアンカー部のある GAMMA 10 よりも大きくなっている。新古典拡散

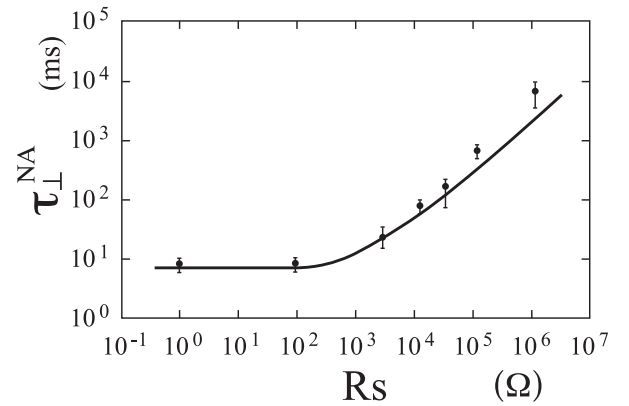


図56 GAMMA 10 での非両極性径方向閉じ込め時間（文献[88]より抜粋）。

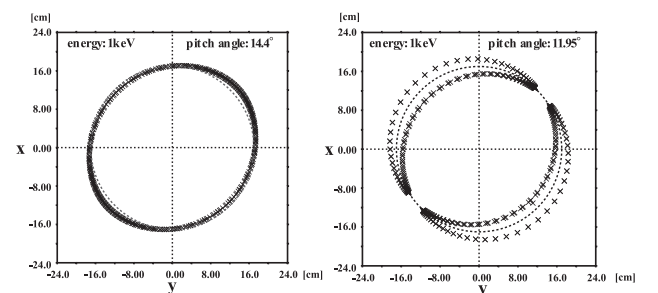


図57 GAMMA 10 A-divertor の共鳴イオンのポアンカレ写像。

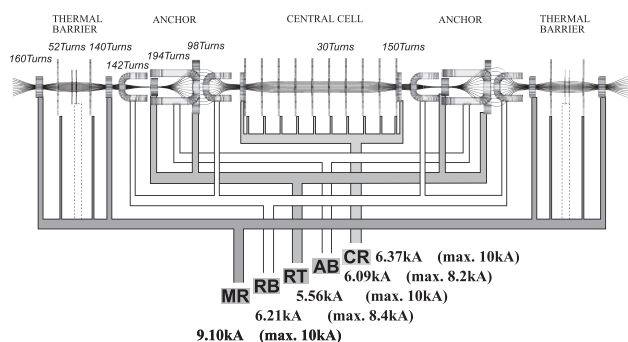


図58 GAMMA 10 電流系統。電流値は現 GAMMA 10 定格運転モードの値である。

によるイオン径方向輸送の詳細は現在計算中である。

6.3 片アンカー部の軸対称ダイバータ磁場への置き換え（磁力線の再円形化）

GAMMA 10 にダイバータ磁場を導入する場合、現有の電流供給システムを可能な限り利用する。

図58は現有の GAMMA 10 コイル電流の供給系統の模式図である。5 系統の電流整流系から 1 系統をダイバータコイル系に割り当てている。現在は“CR 系”をダイバータコイルに割り当てて、“CR 系”から電流を供給されていたコイルは“RT 系”から供給する。このことによって、例えば中央ミラー部の磁場強度のみ強くする実験はできなくなる。

ダイバータ磁場は X-point が軸から遠い方がよい（軸上磁場強度が増す）ので、セパトリックス（X-point を通過する磁力管）は太い方が望ましい。しかし現 GAMMA 10 は近軸近似が適用できる細い磁力管形状をしており、真空容器もこれに対応して細長く製作されている（特にアンカー部の真空容器は磁力管形状に合わせて作られている）。この為に、GAMMA 10 A-divertor では、ダイバータ部以外の真空容器を再利用しつつ太い磁力管にする為に、近軸での磁力管の再円形化を諦めてセパトリックスの磁力管が再円形化するようにコイル電流系の電流値を修正している。このことによって特にアンカー部の真空容器に接触しない太い磁力管が形成される。しかし軸近傍では磁力管が再円形化しないので新古典輸送が相対的に大きくなることが予想される。第 6.2 節で述べたように、新古典拡散に関しては計算中である。

6.4 セパトリックス近傍の粒子の軌道と、ダイバータプレートへのイオン流束

軸対称ミラー磁場内の粒子軌道は、方位角方向の角運動量 p_θ が保存するので

$$p_\theta = M_i r^2 \frac{d\theta}{dt} + \frac{q}{c} \psi = \frac{q}{c} \psi_0, \quad \psi = r A_\theta \quad (6.11)$$

と書けることに注意する（ただし再び $B = \nabla \psi \times \nabla \theta$ ）と、イオンの運動方程式は

$$M_i \frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad M_i \frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (6.12)$$

のように書くことができる。ただし

$$\Phi = \frac{q^2}{2M_i c^2} \left(\frac{\psi - \psi_0}{r} \right)^2 \quad (6.13)$$

(6.12) は擬ポテンシャル場 Φ 中の粒子の運動を記述する式と等価であり、次のように

$$\frac{M_i}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{M_i}{2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + \Phi = \text{Const.} \quad (6.14)$$

と擬ポテンシャル場中でのエネルギー保存形式で書き直すことができる。

(6.11) の $q\psi_0/c$ はイオンの角運動量であるが、そのイオンがラーモア運動をしている時は $d\theta/dt = 0$ の位置が径方向の案内中心なので ψ_0 が (ψ, θ, z) 座標系での案内中心位置と考えることができる[‡]。図59は ψ_0 がセパトリックスの座標位置にあるイオンに対する擬ポテンシャルの等高線をプロットした図である。GAMMA 10 A-divertor の z -軸は図59の $r = 0$ の位置に対応している。現有 GAMMA 10 装置では軸の高さが床面から 180 cm の位置にあるので、GAMMA 10 A-divertor のダイバータ／ダイポール部の真空容器壁も床面上ぎりぎりの位置に来るように製作すると仮定すると、図59より約 9 keV の運動エネルギーを持つイオンをダイポール領域に閉じ込めることができる磁場配位になっている。

図60はダイバータ部軸上の磁場強度分布をプロットした

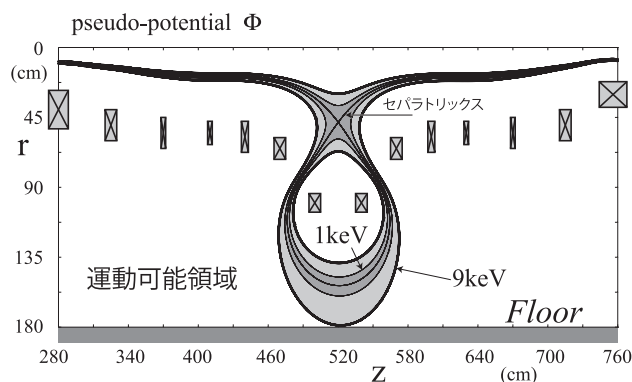


図59 運動可能領域。

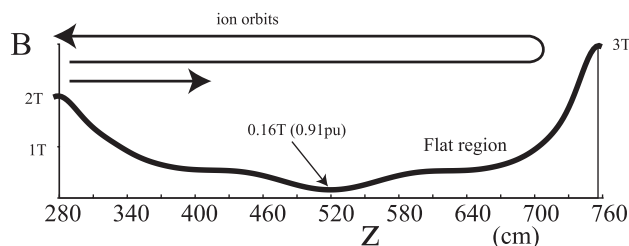


図60 ダイバータ部の軸上磁場強度分布。

‡ (6.11) はラーモア運動をしていない X-point 近傍のイオンの運動に対しても適用できるので、 ψ_0 はその複雑な運動の中心とみなすことができる。

図である．図中の flat region は磁場強度分布がほぼ平らになっている領域で，ICRF 等の外部波動による共鳴加熱が効率的に行われることが期待される．図中の矢印は GAMMA 10 A-divertor 中央ミラー部から流入するイオンの流れの模式図で，流入するイオンは外側ミラー部（ $z \approx 760$ cm）の磁場やエンドミラー部に形成されるプラグ電位によって跳ね返されるか，ダイバータ部へ捕捉されることを期待している．また平衡条件から通常運転時の X-point 直下の軸上磁場強度が ~ 1.6 kG になるようにコイル電流を設定している．

GAMMA 10 A-divertor 中央ミラー部のイオンがどのようにダイバータ部からダイポール部へ移動してダイバータ板に吸収されるかは実際にイオンの軌道を追ってみる必要がある．イオンの運動方程式は (ψ, θ, χ) 座標系を用いて記述して，やはりこの座標系に対応した空間メッシュを切って磁場情報を保存した．イオンの位置の磁場情報は近隣のメッシュ点上の磁場情報からラグランジュ補間で求めた．

図61は $t = 0$ でダイバータ・ミラー部（ $z = 280$ cm）セパトリックス上（ $\psi = \psi_s$ および $\theta = \pi$ ）の位置に配置した 10,000 個のイオンの $t = 3.1 \mu\text{s}$ 後の位置をプロットした図である．初期条件としてイオン温度は $T_i = 1$ keV のマクスウェル分布になるようにイオンの速度分布を乱数で与えた．イオンはラーモア運動をしながらセパトリックスに沿って（運動エネルギー ε と磁気モーメント μ が保存する）移動して X-point まで到達した後に， μ 保存に破れが発生してほとんどのイオンがダイポール領域に侵入している．図61(b)はイオンの方位角位置をプロットしたものであるが，この時刻では全イオンはほとんど方位角方向へドリフトしていないことがわかる．この計算では，方位角方向へ π だけドリフトするのに要する平均時間は大体 0.1 msec であった．

図54(c)に示すように， $\Delta\theta = 30^\circ$ の幅にダイバータ板を設

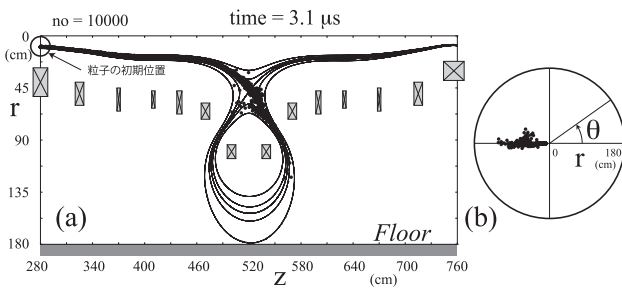


図61 $t = 3.1 \mu\text{s}$ 後の粒子位置（●で位置をプロット）．(a): (r, z) 断面上の粒子位置（方位角方向には積分している）．(b): z 軸方向から見た (r, θ) 断面上の粒子位置．

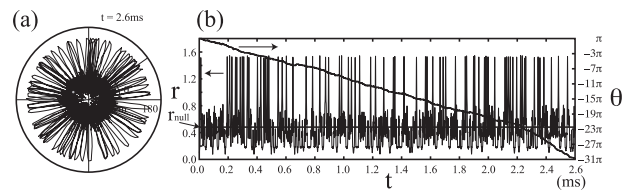


図62 一つのイオンの軌跡．(a): z 軸方向から見た (r, θ) 面上でのイオンの軌跡．(b): イオンの径方向位置の時間変化．

置した場合，イオン粒子数 n_0 は $n_0(t) = n_0(0) \exp\{-t/\tau_{ab}\}$ でダイバータ板に吸収されて減少していき，このとき $\tau_{ab} \approx 1.2$ msec であった．またダイバータ板を磁力線に対して平行に配置した場合は $\tau_{ab} \approx 5$ msec となった．これはダイポール部内に一回侵入する度に $\Delta\theta$ だけ方位角方向にドリフトするとすると，ダイポール部内でのイオンの全ドリフト量が $n\Delta\theta \approx 2\pi$ になる時間（ n は X-point 近傍からダイポールへのイオンの侵入回数）に相当している．

一つの粒子の具体的な振る舞いを図62にプロットした．図62(a)は z -軸方向に見たときの (r, θ) 面上での粒子軌道の軌跡と，図62(b)は粒子の径方向 r の時間的な変位の軌道をプロットした．粒子はほとんどの時間を X-point の近傍でうろろろしていて，不定期にダイポール部に侵入している様子がわかる．粒子の方位角方向ドリフトは，ダイポール部の深部ではなく X-point 近傍で発生している．

6.5 GAMMA 10 A-divertor 中央ミラー部のプラズマの径方向輸送について

6.2節で新古典拡散による径方向拡散に関して述べたが，この節ではフルート揺動による径方向輸送について述べる．第6.1節で述べたように，ダイバータ磁場では $pU^r \approx \text{Const.}$ を径方向に対して実現する事で，フルートモードを安定化する．このときプラズマの径方向境界はセパトリックスになり，そこでプラズマ圧力 $p = 0$ になる．ところでセパトリックスは X-point を含んだ磁力管なので，そこでは $U \rightarrow \infty$ である．したがって $pU^r \approx \text{Const.}$ はセパトリックスを含む全プラズマ閉じ込め領域で満たされる．しかし X-point 近傍ではイオンの径方向輸送が非常に大きな領域になっているので，そこでは $pU^r = \text{Const.}$ の条件が破れてきて，フルートモードが不安定になるはずである．

上記の状況を明らかにする為に簡約 MHD 方程式を基礎方程式とした[89]，計算機シミュレーションコードを作成して GAMMA 10 A-divertor 磁場配位でシミュレーションを実行した[90, 91]．基礎方程式系を書き下しておく．

磁力線特性体積内で積分した過度に対する運動方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \Big|_{\psi} \hat{w} + [\Phi, \hat{w}] - [\hat{\rho}, \left\langle \frac{v_a^2}{2} \right\rangle] + \frac{1}{U^r} \frac{\partial U}{\partial \psi} \frac{\partial \langle \hat{S} \rangle}{\partial \varphi} = \{DT\} + UQ_w^* \quad (6.15)$$

ここで $\hat{w} \approx f(d\chi/B^2) \mathbf{B} \cdot \nabla \times (\rho \mathbf{v})$ であり，過度 $\hat{w}$ の詳細な定義は参考文献[89, 90]を参照のこと．

磁力線特性体積内で積分した質量密度 $\hat{\rho} = \rho U$ に関する時間発展方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \Big|_{\psi} \hat{\rho} + [\Phi, \hat{\rho}] = 4\pi \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\hat{\rho} \langle r^2 D \rangle \frac{\partial p_0(\psi)}{\partial \psi} \right) + Q_\rho^* U \quad (6.16)$$

磁力線特性体積内で積分したプラズマの温度 $\hat{T} = pU^{r-1}/\rho$ に対する輸送方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \Big|_{\psi} \hat{T} + [\Phi, \hat{T}] = -(\gamma - 1) \frac{U^r}{\hat{\rho}}$$

$$\left\{ \frac{1}{U} \frac{\partial (U \langle \mathbf{q} \cdot \nabla \psi \rangle)}{\partial \psi} + \frac{\partial \langle \mathbf{q} \cdot \nabla \varphi \rangle}{\partial \varphi} \right\} + Q_T^* \frac{U^\gamma}{\rho} + 4\pi \left(\frac{\partial \hat{T}}{\partial \psi} \right) D \langle r^2 \rangle \frac{\partial p_0}{\partial \psi} + 4\pi (\gamma - 1) \hat{T} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(D \langle r^2 \rangle \frac{\partial p_0}{\partial \psi} \right) \quad (6.17)$$

また $\dot{w}$ は

$$\dot{w} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\dot{\rho} \langle r^2 \rangle \frac{\partial \Phi}{\partial \psi} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\dot{\rho} \left\langle \frac{1}{r^2 B^2} + \lambda^2 B^2 \right\rangle \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \quad (6.18)$$

で与えられ、磁力管内で積分した質量密度 $\dot{\rho}$ と静電ポテンシャル Φ の関数として表される。(6.15), (6.16), (6.17) の左辺の記号は

$$[\![\Phi, \dot{w}]\!] \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial \psi} \frac{\partial \dot{w}}{\partial \varphi} - \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \frac{\partial \dot{w}}{\partial \psi} \quad (6.19)$$

で定義され、この表式は Poisson bracket として知られている。また記号 $\langle \dots \rangle$ は $\langle \dots \rangle \equiv (1/U) \int \dots d\chi/B^2$ で定義される単位磁力管内での平均量を表す記号である。(6.15)の右辺の $\{DT\}$ は粘性に起因する散逸項を表す。

まず最初の計算例として $\dot{\rho}$ と $\hat{T}$ に対して外部ソース項 Q_ρ^* , Q_T^* を入れて、外部ソースとフルート揺動に起因する径方向輸送の釣り合う定常状態を調べるために行ったシミュレーション結果を示す[90]。GAMMA 10 A-divertor のアンカー部には $\tau = 0$ の初期時刻では系がフルートモードに対して安定であるように高い圧力分布を仮定して磁力線特性体積(6.4)を計算した。外部ソースによって中央ミラー部のプラズマ圧力が時間とともに上昇して(ただしアンカー部の圧力は変化しないと仮定する)やがてフルートモードに対して系が不安定な状態に移行する。この後の時刻でプラズマはフルート不安定性によってプラズマの大きな径方向輸送が発生するはずである。このとき磁力線特性体積(6.4)は各時刻での圧力の軸方向分布を用いて再計算

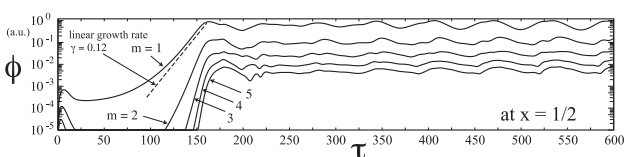


図63 $x \equiv \sqrt{\psi}/\psi_b = 1/2$ の位置での静電ポテンシャルの時間発展 (外部ソースがある場合)。 ψ_b はセパトリックスの座標位置。

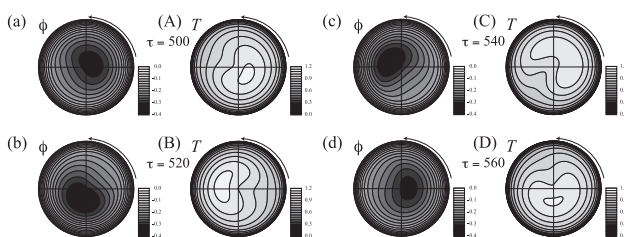


図64 (a)-(d) 静電ポテンシャル $\Phi(x, \theta)$ と (A)-(D) 温度 $T(x, \theta)$ (磁力線に沿って積分はしていない) の二次元断面の等高線。 τ は規格化時間。

している。

図63に $x \equiv \sqrt{\psi}/\psi_b = 1/2$ の位置の静電ポテンシャル Φ の方位角方向のフーリエ成分 (m はモード数) の時間変化を示した。ここで ψ_b はセパトリックスの位置座標で、 τ は規格化時間である。フルートモードは $\tau \sim 125$ の線形成長フェーズを経て非線形定常状態に移行した。なお、図中の直線は非局所線形理論から求めた $m = 1$ フーリエ成分の線形成長率である。

図64に $\tau = 500 \sim 560$ の非線形定常状態での静電ポテンシャル $\Phi(x, \theta)$ と温度 $T(x, \theta)$ の等高線をプロットした。ただし $T(x, \varphi)$ は $\hat{T}(x, \theta)$ ではなく、磁力線方向に積分していない量なので、いわゆる普通の温度分布である。図中の矢印はプラズマの回転する方向を示している。時刻 $\tau = 500 \sim 560$ は図63からわかるように、非線形定常状態における Φ の $m = 1$ モードの時間変動の一周期に相当している。非線形定常状態では密度と温度のソースに対してフルート揺動に起因するプラズマの径方向輸送が釣り合った状態が実現する。図64がこの非線形定常状態での径方向輸送の機構を表している。つまり図よりわかるように温度の等高線と静電ポテンシャルの等高線が互いに一致していない。しかも両者の中心は z 軸からずれた点に位置して方位角方向に回転している。このように密度・温度は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによって径方向に輸送され続けていることがわかる。

次の計算例として、外部ソース項がない場合のシミュレーション結果を示す。ここではアンカー部の圧力が中央ミラー部圧力と同じであると仮定した。また磁力線特性体積(6.4)は初期状態の圧力分布を用いて計算し、以後時間的に変化しないと仮定した。この場合はアンカー磁場はフルートモードに対しての安定化に寄与しない。図65に静電ポテンシャル Φ の時間発展を示した[91]。静電ポテンシャル Φ は線形成長フェーズ (図中の直線は非局所理論から求めた $m = 1$ モードの線形成長率) を経てやがて非線形飽和状態に移行することがわかる。この非線形飽和状態は図63とは大きく異なっている。図65では各モードは時間的に成長と減衰を繰り返しながら、プラズマの径方向輸送を引き起こしていることがわかる。(6.7)からフルートモードの臨界安定条件は $pU^\gamma = \text{Const.}$ である。 $x \simeq 1$ の X-point 近傍では径方向に大きな輸送が発生して、圧力 p が減少する事で $\partial p U^\gamma / \partial x < 0$ になる。この領域ではフルートモードが不安定になりその成長によってコア領域に大きな径方向輸送が発生する。このためにコア領域の圧力が低くなり $pU^\gamma \simeq \text{Const.}$ の安定状態が実現してフルート揺動が減衰す

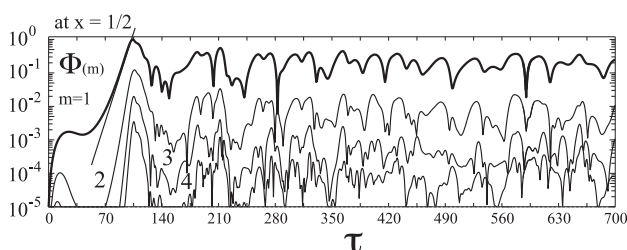


図65 $x \equiv \sqrt{\psi}/\psi_b = 1/2$ の位置での静電ポテンシャルの時間発展 (外部ソースが無い場合)。 ψ_b はセパトリックスの座標位置。

る。この状況が図65に再現されている。

既に述べたように GAMMA 10 A-divertor の目的は中央ミラー部に閉じ込められているプラズマを効率的に径方向に輸送して、ダイポール部に設置されるダイバータ板へ排出することである。この径方向輸送を引き起こすためにフルート不安定性を人為的に引き起こす方法がある。例えばアンカー部にガスパフを行って荷電交換反応によりアンカー部に形成されている高いプラズマ圧力を潰すと、系はフルートモードに対して不安定な状態に移行する。しかし図65の結果はフルートモードの成長の繰り返しによってプラズマの径方向輸送が引き起こされるので、効率的な径方向への排出には利用できない可能性がある。逆に言うとダイバータ磁場はフルートモードに対してはより安定な磁場配位であると言えるかも知れない。

この節ではフルートモードに対して不安定な計算結果を示してきたが、次に図66にアンカー部に高いプラズマ圧力を形成してフルートモードに対して安定な場合のシミュレーション結果を示す。図66で $x < 0.45$ の領域では $\partial U / \partial x < 0$ なのでアンカー部の極小磁場によって安定化される。一方 $x > 0.45$ の領域では $\partial U / \partial x > 0$ なのでダイバータ磁場の効果が大きくかつ圧力の径方向分布が $\partial p U' / \partial x < 0$ となってフルートモードに対して局所的には不安定な領域になっているが、全体としてフルートモードに対して安定な分布が実現している[91]。

この節のまとめとして、ダイバータ磁場を設置することで GAMMA 10 A-divertor では GAMMA 10 に比べてフルート揺動が発生しやすくなった可能性がある。しかし GAMMA 10 A-divertor では例えばフルートモードが不安定になっても、その不安定性はプラズマの閉じ込めを悪くする方向には作用するが、その不安定性によってプラズマが一瞬に損失させられてしまうような危険な不安定性ではないことが明らかになった。

6.6 粒子流束と熱流束の評価

これまでのダイバータ／ダイポール磁場配位に対して物理的な観点から述べてきたが、この節ではダイポール部に設置したダイバータ板には実際にどの位の粒子束と熱流束が期待できるかに関して簡単に記述する。現在の GAMMA 10 のプラズマに対する粒子およびエネルギーの閉じ込め時間がどれ位なのかに関しては、明確な評価がない。GAMMA 10 磁場は磁力線方向に一様ではないので、プラズマの径方向閉じ込め時間を求めるためには最外磁力管表面のすべてにわたって径方向輸送量を計測する必要がある

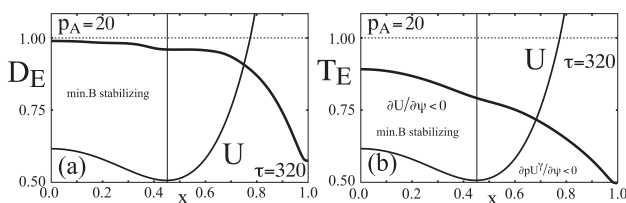


図66 フルートモードに対して安定な状態でのプラズマの準定常径方向分布。(a): $D_E(x) = \rho(x)U(x)$, (b): $T_E(x) = T(x)U(x)^{2-1}$. ここで T と ρ はプラズマ温度と質量密度。

からである。イオンの非両極性拡散時間が実験的に計測できたのは、電子の端損失を計測すればそれがイオンの径方向の非両極性損失量に相当していることを利用した為である[88]。

GAMMA 10 A-divertor では第6.5節で述べたような外部ソースがあるときのフルート揺動の非線形定常状態が実現すると考えている。このときは GAMMA 10 A-divertor 中に注ぎ込んだ外部ソースがフルート揺動による $E \times B$ ドリフトで径方向へ輸送される。しかしこの節では人為的に制御可能な新古典拡散による径方向輸送を考える。GAMMA 10 A-divertor で径方向電場を制御することでイオンの新古典拡散を引き起こしたとすると、図56よりそのときのイオンの径方向閉じ込め時間は $\tau_p \approx \tau_E \approx 10$ msec が期待される。この閉じ込め時間は第6.4節で述べたセパトリックス上のイオンがダイバータ部からダイポール部に設置されたダイバータ板に衝突する時間に比べて充分長いので、ダイバータ板へのイオンの流束は径方向輸送時間から決まる。したがって以下ではこの閉じ込め時間を念頭に置いて議論を進めることにする。

GAMMA 10 実験を参考にすると GAMMA 10 A-divertor でも中央ミラー部で

$$n_i(r) = n_i(0) \left(1 - \left(\frac{r}{20}\right)^2\right), \quad T_i(r) = T_i(0) \left(1 - \left(\frac{r}{20}\right)^2\right) \quad (6.20)$$

の径方向分布をした $n_i(0) \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_i(0) \approx 1 \text{ keV}$ のプラズマを形成することが可能である⁸。GAMMA 10 A-divertor 中央ミラー部の長さを 10^3 cm とすると、全粒子数 N_i および全エネルギー量 E_i はそれぞれ

$$N_i = 10^3 \text{ cm} \int_0^{20 \text{ cm}} n_i(r) 2\pi r dr = 2\pi \times 10^{17}$$

$$E_i = 10^3 \text{ cm} \int_0^{20 \text{ cm}} n_i(r) T_i(r) 2\pi r dr = \frac{4\pi}{3} \times 10^{17} \text{ keV} \quad (6.21)$$

1 keV の水素の熱速度は $v_i \approx 3.1 \times 10^7 \text{ cm/s}$ なので GAMMA 10 A-divertor の軸方向のバウンス時間は $\tau_b \approx 2 \times 2 \times 10^3 \text{ cm} / v_i \approx 1.3 \times 10^{-1} \text{ ms}$ となる。バウンス時間が径方向輸送時間より十分短いので磁力線方向には熱的定常状態が実現していると考えることができる。径方向へ逃げるイオン粒子フラックス Γ_i^{ToT} とエネルギーフラックス Γ_E^{ToT} は

$$\Gamma_i^{\text{ToT}} = \frac{N_i}{\tau_p} = \frac{2\pi \times 10^{17}}{1.0 \times 10^{-2} \text{ s}} \approx 6.3 \times 10^{19} / \text{s}$$

$$= 1.0 \times 10^1 \text{ A}$$

$$\Gamma_E^{\text{ToT}} = \frac{E_i}{\tau_E} = \frac{\frac{4}{3}\pi \times 10^{17} \text{ keV}}{1.0 \times 10^{-2} \text{ s}} \approx 4.2 \times 10^{19} \text{ keV/s}$$

$$= 6.7 \times 10^3 \text{ J/s} \quad (6.22)$$

1 keV の水素イオンの磁場強度 4 kG 中でのラーモア半径は

⁸ 実際の温度は $T_{i,\perp} \neq T_{i,\parallel}$ の非等方分布をしているが、簡単のために等方分布を仮定する。

$\rho_i \approx 0.81$ cm なので GAMMA10 セントラルセル換算での単位面積あたりの粒子フラックス Γ_i とエネルギーフラックス Γ_E は、 $r=20$ cm の周辺で厚み ρ_i の領域内に均等に分布して磁力線方向に損失すると仮定すると

$$\Gamma_i = \frac{\Gamma_i^{\text{ToT}}}{2\pi \times 20 \text{ cm} \times \rho_i (\text{cm})} \approx 6.2 \times 10^{17} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

$$\Gamma_E = \frac{\Gamma_E^{\text{ToT}}}{2\pi \times 20 \text{ cm} \times \rho_i (\text{cm})} \approx 4.1 \times 10^{17} \text{ keV s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

(6.23)

(6.23) で評価される量のイオンがダイバータミラーセルのミラースロート部から X-point へ流入すると期待される。ダイポール部に設置するダイバータ板の形状と大きさに関してはまだ未定であるが、例えば 10 cm^2 の面積を持ったダイバータ板を設置したと仮定すると、ダイバータ板に流入するイオンの粒子束と熱粒子束の総量は (6.22) で与えられる量に等しいので、単位面積あたりには粒子束 $6.3 \times 10^{18} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} (\approx 1.0 \times 10^4 \text{ Am}^{-2})$ および熱粒子束 $4.2 \times 10^{18} \text{ keV sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} (\approx 6.7 \times 10^6 \text{ Js}^{-1} \text{ m}^{-2})$ のイオンが流入すると評価される。

ダイバータ板は、イオンが有限なラーモア半径を持っているので最適（径方向と方位角方向の）サイズと形状があるはずである。そのためにイオンがダイバータ板に流入する粒子流束と熱流束のダイバータ板のサイズと形状の関係、およびそのときのイオンのダイバータ板に衝突するまでの life time に関しては実際にイオンの軌道を追跡して明らかにする必要がある。これに関する詳細な計算は現在進行している。さらにダイポール領域はコアプラズマの存在する領域から離れたところに位置するために、イオンと中性粒子の荷電交換反応によるイオン温度の減少などの効果も取り入れた詳細なイオンの運動の追跡も検討している。

6.7 まとめ

GAMMA 10 非軸対称アンカー部の一つを軸対称なダイバータ／ダイポール磁場で置き換えることに対する検討を行った。また GAMMA 10 A-divertor ではセパトリックス上では静電揺動が効果的に抑制されることを述べた。これは磁場スルに沿った電子のショートサーキットの効果が期待できるからである。さらにダイポール部内の磁力線の良い曲率によってもセパトリックス上での静電揺動を抑制することも明らかになってきた[92]。したがって、中央ミラー部に閉じ込められているプラズマが径方向に輸送されてきても、セパトリックス上に達するとそこでは粒子の径方向輸送は古典拡散になるはずである。このためそこでの粒子は磁力線に沿ったバウンス運動が主な運動になる。

セパトリックス上の粒子は磁力線に沿ったバウンス運動によってダイバータ部の X-point に達すると、磁気モーメント保存が破れてダイポール部へ侵入する。その後粒子は X-point に長い時間滞在して、間欠的にダイポール部への侵入を繰り返しながらやがてダイバータ板に衝突することが明らかになった。このようにして中央ミラー部から径方向に輸送されるすべての粒子が効率的にダイバータ板に

衝突吸収されることが期待される。

これまでは GAMMA 10 アンカー部を軸対称ダイバータ部に置き換える検討について述べてきた。軸対称ダイバータ磁場をアンカー部ではなく中央ミラー部に設置する検討も進行している。

7. おわりに

GAMMA 10 タンデムミラーの第 2 期中期計画に向けた研究の展開を中心に述べてきた。新展開では、双方向型共同研究の枠組みとミラーの特長を活かした研究を推進する基本的な方針の下、日本の核融合研究戦略に沿った研究を進めるべく、大学の特長も活かしながら、ダイバータ模擬研究としての境界プラズマ研究へと大きく研究の主軸を移した。

新計画での研究の目標は最初に述べたように「数億度の高性能プラズマと常温の第 1 壁の両立をめざすプラズマ・核融合理工学研究」である。最初に、この目標に対する課題設定として、現在の環状系の磁場閉じ込め装置が直面している物理的、工学的諸問題点を整理し、その中からさらに、境界プラズマに関連した GAMMA 10 が挑戦できる課題を明確にした。炉心プラズマの定常維持に欠かせない放射ダイバータ、ELM 模擬、不純物等の輸送制御、エッジ・コアカップリング、プラズマと壁の相互作用が主要な課題である。

次に、加熱装置と計測装置の現状を説明しながら、これらの装置のダイバータ模擬装置に向けた準備状況や改造計画について述べた。ECH ジャイロトロンでは、ITER の定常熱負荷密度レベル以上の熱流を得るために、開発が進行している。また、ECH や NBI のパワーをパルス変調することにより ELM 状高熱負荷をミラー端部で生成する可能性も検討した。ICRF の増力により、より高密度の高温イオンによる高熱流束生成も可能である。計測では、筑波大の得意とするビームプローブによる電位計測は、SOL やダイバータ板前面の磁場方向や磁場に垂直方向の輸送に電位分布／電場分布がどう影響するかというこれまでにない知見が得られる可能性がある。低密度でのトムソン散乱計測の高度化は、GAMMA 10 での計測だけでなく、環状系での周辺プラズマの計測に大きく貢献できる。高速カメラや分光、マイクロ波イメージングによる中性粒子、不純物、電子密度の多次元計測、さらには、TDS、SEM、TEM、XPS などの PWI に重要な材料表面計測も他大学等との連携として協力を得て組み合わせることにより、ダイバータプラズマ物理・工学の解明・研究・開発に大きな力となる。これらの充実に向けて着実に開発を進めていきたい。

ダイバータ模擬実験の初期結果では、ECH の印加により 9 MW/m^2 の熱流束密度を達成し、ITER の定常熱負荷密度の 10 MW/m^2 以上の見通しが得られた。エンド部の観測ポートの増設により、高熱流を生成するミラー端部での現象観測の準備の第 1 ステップが完了した。次のステップとして、閉ダイバータ構造の最適化に向けた研究を行うためのダイバータモジュールの開発を進めている。2011 年度末に、このモジュールを組み込む計画で、2012 年度から実験

を開始する。これにより、エンド部でのダイバータ模擬実験は大きく前進することが期待できる。このモジュールを使った境界プラズマ物理やPWIの様々な共同研究が計画されている。

ダイバータコイルによる磁場配位の改造は、まだ、設計検討段階であるが、予算計画と整合をとりながら、第2期中期計画期間内に実現することを目指す。粒子束や熱流束の大きさでは、エンド部に比べると小さいが、セパトリックスのある磁場構造での粒子の輸送について、単純な直線装置にはできないダイバータ模擬実験が可能と考えている。特にヌル点での粒子軌道の統計的な振る舞いが熱流速に及ぼす効果が定量的に検証でき、ダイバータの熱負荷軽減の物理に貢献することも期待できる。また、将来的には、液体ダイバータのプラズマとの相互作用の研究も、この配位で実現可能となる。

最後に、双方向型共同研究の枠組みにより、筑波大学のプラズマ研究センターは大きく開かれた研究展開が可能となった。第2期からは、さらに、これを拡充、推進する。特に、双方向型共同研究に参加している拠点センターとの連携を強化することで、双方向型の特長をさらに発展させることを検討している。筑波大のジャイロトロン開発研究と九大・京大・NIFSの電子バーンスタイン波(EBW)加熱研究を連携させた超高密度プラズマ(SDC)の電子加熱研究、各センターのダイバータ研究の連携等である。材料面では、東北大学の中性子照射と筑波大のプラズマ照射の複合照射も長期的な視野に立って計画を進めている。

GAMMA 10はミラー型の核融合研究をめざして開発されたものであるが、その特徴は、観点を変えれば、環状系のSOLプラズマに相似であり、ダイバータ模擬に非常に適した装置である。この特質を活かして、GAMMA 10を改造し、電位制御とダイバータプラズマ模擬(Potential-control and Divertor-simulator eXperiments)を指向する実験装置GAMMA-PDXとして生まれ変わる。

謝 辞

本レビューは、筑波大学プラズマ研究センターの教員(今井剛, 市村真, 中嶋洋輔, 坂本瑞樹, 片沼伊佐夫, 假家強, 吉川正志)が中心となって執筆を行ったものであるが、その他の当センターのメンバーの協力、また、学会、センターシンポジウムや様々な研究会における多くの研究者のご意見、双方向型共同研究委員会の委員各位、また、同委員会の共同研究者のご指導、ご鞭撻の賜物であり、特に、名古屋大学大野哲靖教授、大阪大学上田良夫教授、原子力機構朝倉伸幸博士、核融合科学研究所川端一男教授、長山好夫教授には新計画に向けた有意義なご意見をいただき、これらの方々に心から感謝申し上げます。また、核融合科学研究所小森彰夫所長、金子修副所長、岡村昇一教授、京都大学際本泰士名誉教授、九州大学間瀬淳教授、神戸大学八坂保能教授、筑波大学水林博元副学長には、センターの将来計画の検討に親身になってご支援いただき心からのお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] S. Miyoshi *et al.*, Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Res. 2, IAEA, Vienna, 539 (1991).
- [2] M. Ichimura, H. Higaki *et al.*, Plasma Phys. Rep. 28, 727 (2002).
- [3] K. Knock *et al.*, Fusion Sci. Tech. 51, 65 (2006).
- [4] T. Imai *et al.*, Fusion Sci. Tech. 59, 1 (2011).
- [5] Y. Yasaka *et al.*, Fusion Sci. Tech. 55, 1 (2009).
- [6] Y. Yamaguchi, J. Plasma Fusion Res. Series 9, 23 (2010).
- [7] N. Nishino, Fusion Sci. Tech. 59, 1T, 295 (2011).
- [8] M. Yoshikawa *et al.*, Plasma Fusion Res. 6, 1202095 (2011).
- [9] T. Imai *et al.*, 23rd IAEA Fusion Energy Conference, IAEA-CN-165/FTP/P6-12 (2010).
- [10] R.A. Pitts *et al.*, Phys. Scr. T138, 014001 (2009).
- [11] JT-60SA リサーチプラン Ver.2.1 (2011).
- [12] K. Tobita *et al.*, Nucl. Fusion 49, 075029 (2009).
- [13] "International Workshop in Requirements for Next Generation PMI Test Stands in Fusion Research", ORNL (2011) <http://www.ornl.gov/sci/fed/PMTS10/>
- [14] M. Ichimura, M. Inutake *et al.*, Phys. Rev. Lett. 70, 2734 (1993).
- [15] R. Ikezoe, M. Ichimura *et al.*, Plasma Fusion Res. 6, 2402047 (2011).
- [16] H. Hojo, M. Nakamura *et al.*, プラズマ・核融合学会誌 75, 1089 (1999).
- [17] T. Imai *et al.*, Trans. Fusion Sci. Tech. 51, 208 (2006).
- [18] T. Kariya *et al.*, Trans. Fusion Sci. Tech. 51, 397 (2006).
- [19] T. Kariya *et al.*, J. Infrared Millim. Waves 32, 295 (2011).
- [20] M. Thumm, Fusion Eng. Des. 30, 139 (1995).
- [21] Y. Nakashima *et al.*, Trans. Fusion Technol. 43, 135 (2003).
- [22] 谷津 潔, 中嶋洋輔, 草間義紀, 三好昭一: 月刊 IONICS (アイオニクス) - イオンの科学と技術 - (1985年12月号) p.13.
- [23] Y. Nakashima, K. Yatsu *et al.*, Vacuum 41, 1561 (1990).
- [24] 中嶋洋輔, 谷津 潔 他: 真空 33, 664 (1990).
- [25] 石本祐樹, 中嶋洋輔, 谷津 潔 他: 真空 43, 734 (2000).
- [26] Y. Nakashima, A. Sagara *et al.*, J. Nucl. Mater. 266-269, 901 (1999).
- [27] Y. Nakashima, K. Yatsu *et al.*, J. Nucl. Mater. 196-198, 493 (1992).
- [28] Y. Nakashima, M. Shoji *et al.*, J. Nucl. Mater. 241-243, 1011 (1997).
- [29] Y. Nakashima, S. Kobayashi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 74, 2115 (2003).
- [30] 三好昭一編著: ミラー型核融合装置 6.1章, p.95 (アイシーピー, 1995).
- [31] K. Ishii, *et al.*, Nucl. Fusion 30, 1051 (1990).
- [32] A.W. Molvik, Rev. Sci. Instrum. 52, 704 (1981).
- [33] N. Nishino, Y. Nakashima *et al.*, Plasma Fusion Res. 1, 035 (2006).
- [34] A. Ando, J. Plasma Fusion Res. 81, 505 (2005).
- [35] Y. Nakashima *et al.*, J. Nucl. Mater. 363-365, 616 (2007).
- [36] Y. Nakashima *et al.*, Trans. Fusion Sci. Technol. 51, 82 (2007).
- [37] Y. Nakashima *et al.*, Plasma Fusion Res. 2, S1056 (2007).
- [38] H. Kawano, Y. Nakashima *et al.*, Plasma Fusion Res. 2, S 1126 (2007).
- [39] 中嶋洋輔: プラズマ・核融合学会誌 86, 428 (2010).
- [40] Y. Nakashima *et al.*, 19th Int. Conf. Plasma Surface Inter-

- actions in controlled fusion devices (May 24-28, 2010, San Diego, US) P1-87 p.187.
- [41] Y. Nakashima *et al.*, 8th Int. Conf. on Open Magnetic System for Plasma Confinement (July 5-9, 2010, Novosibirsk, Russia) Oral p.27.
 - [42] Y. Nakashima *et al.*, 23rd IAEA Fusion Energy Conference (October 11-16, 2010, Daejeon, Korea) IAEA-CN-180 FTP/P1-33.
 - [43] F.M. Bieniosek, Rev. Sci. Instrum. **51**, 206 (1980).
 - [44] A. Fujisawa, Rev. Sci. Instrum. **68**, 3393 (1997).
 - [45] Y. Miyata *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, S1101 (2007).
 - [46] M. Yoshikawa *et al.*, Fusion. Sci. Technol. **57**, 312 (2010).
 - [47] Y. Miyata *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 1202090 (2011).
 - [48] K. Narihara *et al.*, Fusion Eng. Des. **34-35**, 67 (1997).
 - [49] K. Narihara, I. Yamada, H. Hayashi and K. Yamauchi, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1122 (2001).
 - [50] S. Kainaga *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, 027 (2008).
 - [51] M. Yoshikawa *et al.*, Trans. Fusion Sci. Technol. **51**, 75 (2007).
 - [52] M. Yoshikawa *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **6**, 685 (2004).
 - [53] T. Kobayashi *et al.*, J. Korean Phys. Soc. **49**, S105 (2006).
 - [54] T. Kobayashi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 4121 (2004).
 - [55] T. Kobayashi *et al.*, Trans. Fusion Sci. Technol. **51**, 256 (2007).
 - [56] K. Matama *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **77**, 10F103 (2007).
 - [57] M. Yoshikawa *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 10D514 (2010).
 - [58] M. Sakamoto *et al.*, J. Nucl. Mater. **363-365**, 233 (2007).
 - [59] M. Sakamoto *et al.*, Physica Scripta **T138** No.014043 (2009).
 - [60] J. Roth *et al.*, J. Nucl. Mater. **390-391**, 1 (2009).
 - [61] W. Fundamenski *et al.*, *ibid.* **10**.
 - [62] G. F. Matthews J. Nucl. Mater. **220-222**, 104 (1995).
 - [63] D. M. Goebel *et al.*, Nucl. Fusion **28**, 1041 (1988).
 - [64] Y. Hirooka *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. **A8**, 1790 (1990).
 - [65] S. Masuzaki *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **29**, 2835 (1990).
 - [66] N. Ohno *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 1055 (2001).
 - [67] B. Koch *et al.*, J. Nucl. Mater **290-293**, 653 (2001).
 - [68] M. Inutake *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 939 (1985).
 - [69] T. Tamano, Phys. Plasmas **2**, 2321 (1995).
 - [70] Y. Kiwamoto *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, A381 (1997).
 - [71] Y. Nakashima *et al.*, Fusion Eng. Des. **85**, 956 (2010).
 - [72] Y. Nakashima *et al.*, Trans. Fusion Sci. Technol. **59**, 61 (2011).
 - [73] I. Katanuma *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 3244 (2000).
 - [74] I. Katanuma *et al.*, Phys. Fluids, **30**, 1142 (1987).
 - [75] J.A. Casey, B.G. Lane *et al.*, Phys. Fluids **31**, 2006 (1988).
 - [76] B. Lane, R.S. Post and J. Kesner, Nucl. Fusion **27**, 277 (1987).
 - [77] Y. Yasaka, M. Takano and H. Takeno, Transact. Fusion Technol. **39**, 350 (2001).
 - [78] A.C. England, D.K. Lee, S.G. Lee, M. Kwon, S.W. Yoon, Y. Yasaka, N. Sugimoto, I. Katanuma, K. Yashiro and T. Imai, Nucl. Fusion **49**, 25008 (2009).
 - [79] R.S. Post, Trans. Fusion Sci. Technol. **51**, 112 (2006).
 - [80] A.V. Burdakov, A.A. Ivanov and E.P. Kruglyakov, Trans. Fusion Sci. Technol. **51**, 17 (2006).
 - [81] I. Katanuma *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 608 (2006).
 - [82] R. Numata and Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **88**, 045003 (2002).
 - [83] 宮本健郎：プラズマ物理入門（岩波書店，1994）第2刷.
 - [84] V.P. Pastukhov and A.Yu. Sokolov, Sov. J. Plasma Phys. **17**, 603 (1991).
 - [85] Y. Sasagawa, I. Katanuma *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 122506 (2006).
 - [86] H. Grad, Phys. Fluids **10**, 137 (1967).
 - [87] G.O. Spies and D.B. Nielson, Phys. Fluids **17**, 1879 (1974).
 - [88] I. Katanuma *et al.*, Nucl. Fusion **27**, 2041 (1987), and see also in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Proceedings of the 11th International Conference, Kyoto, 1986), Vol.2, IAEA, Vienna (1987) pp.243-250.
 - [89] V.P. Pastukhov, Fiz. Plazmy **31**, 628 (2005) [Plasma Phys. Rep. **31**, 577 (2005)]
 - [90] I. Katanuma *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 032303 (2010).
 - [91] I. Katanuma *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 112506 (2010).
 - [92] I. Katanuma *et al.*, European Physical Society, 38th Conference on Plasma Physics, Strasbourg, France, 27th June - 1st July, 2011), p.2021.