

MPD アークジェットによるタンデムミラー ガンマ 10 へのプラズマ入射*

犬竹 正明**・假家 強**・近藤 貴**
逆井 章**・若井田育夫・平田 豊明**
斉藤 輝雄**・板倉 昭慶**・間瀬 淳**
三好 昭一**

(1983 年 3 月 25 日受理)

Plasma Injection into GAMMA 10 Tandem Mirror by MPD Arcjet

By

Masaaki INUTAKE, Tuyoshi KARIYA, Takashi KONDO,
Akira SAKASAI, Ikuo WAKAIDA, Toyoaki HIRATA,
Teruo SAITO, Akiyoshi ITAKURA, Atsushi MASE,
and Shoichi MIYOSHI

Abstract: A tandem mirror is one of the most promising open-ended magnetic confinement devices. The biggest tandem mirror "GAMMA10" has been completed in 1982 in University of Tsukuba. A large quantity of target plasma with line-integrated density $nl \gtrsim 10^{14}$ cm⁻² is required for a hot-ion build-up by high-energy neutral-beam injection. In stead of conventionally-used, hydrogen-occluded, titanium-washer guns, MPD arcjets have been developed with parameters as follows; 30 mm or 20 mm-inner diam. molybdenum anode and 10 mm-diam. tungsten cathode, 15 kA maximum discharge current, 0~0.5 Tesla guide-magnetic field, 0.5 or 1.0 ms quasi-steady pulse duration (5 ms in final goal), hydrogen or helium, when necessary, as a working gas.

Two types of plasma injection have been tested; One is to inject the target plasma along a magnetic field line from the end of GAMMA 10,

* 宇宙研特別事業費による研究論文

** 筑波大学プラズマ研究センター

the other is to inject across the field line at the midplane of GAMMA 10.

By field-aligned injection, line-integrated density of more than 10^{14} cm^{-2} could be successfully obtained at the neutral-beam injection cell (anchor cell). The plasma density is much higher at the end cell and decreases toward the central cell by two orders of magnitude. On the other hand, by cross-field injection, the density is much higher in the central cell and decreases toward the end cell. The line-integrated density more than 10^{14} cm^{-2} has been obtained up to the GAMMA 10 field strength of 0.25 Tesla, but decreases with the increase in the magnetic field. The cross-field injection is preferable to the field-aligned injection when GAMMA 10 is operated in a so-called thermal barrier mode.

概 要

開放端系プラズマ閉じ込め装置であるタンデムミラー“ガンマ10”は全長 27 m であり、現在、最大規模のものである。このガンマ10中に、初期プラズマを生成し、高エネルギー中性粒子ビーム入射により数 ms 以内に、高温プラズマをビルドアップさせるためには、線密度 $nl \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 以上のターゲットプラズマが必要である。ガンマ10では、従来用いられてきた水素含浸チタンワッシャー銃に代えて、MPD アークジェットを用いて、ガンマ10の両端から磁力線に沿って入射する“平行入射”と、ガンマ10の中央部に、磁力線を横切って入射する“垂直入射”の両方法を試みた。

使用したMPDアークジェットの諸元は、内径 30 mm あるいは 20 mm のモリブデン製陽極、10 mm 直径のトリウム入りタングステン製陰極、最大放電電流 15 kA、ガイド磁場 0~0.5 T、準定常パルス時間 1 ms であり、作動ガスとしては主として水素を用いた。

実験の結果、平行入射では、中性粒子ビームを入射するアンカー部で $nl \geq 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ プラズマは充分得られることがわかった。しかし、端部容器内で必要以上に密度が高く、中央部に向かうに従って密度が低くなる。一方、垂直入射では、中央部で高密度で、端部に向かうに従って低密度になる。中間のアンカー部では、ガンマ10磁場が 0.25 T までは、 $nl \geq 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ が得られるが磁場の増加と共にプラズマの入射量が減少してくる。垂直入射によりサーマルバリアを形成するのに適した初期プラズマ密度分布が得られることが確かめられた。〔重要語〕：MPD アークジェット、タンデムミラー、初期プラズマ、磁場垂直プラズマ入射、磁場平行プラズマ入射、サーマルバリア。

1. はじめに

ローレンスリバモア研究所の単一極小ミラー装置 2X II B がイオン温度 10 keV、密度 10^{14} cm^{-3} という高温高密度記録を 1975 年に達成した。しかし、ミラー端からの大きなプラズマ損失のために、エネルギー利得 Q (=核融合出力/加熱入力) は高々 1 程度の炉設計しかできず端損失の抑制がミラー閉じ込めの最大の課題であった。1976 年、1977 年と立て続けにソ連[1]アメリカ[2]で、両極性電位を利用した端損失抑制法、即ちタンデムミラーが提案され、1978 年には筑波大学ガンマ 6 [3, 4]、1979 年にリバモア研究所の TMX [5]、1980 年にウェスコンシン大学の Phaedrus [6] で原理証明実験がなされて以来開放端系の長所を備えた核融合炉の可能性が高まり、理論的にも実験的にも急速に発展している。

図 1(a) に示すように、タンデムミラーの原理は、一様なセントラル部磁場の両端にプラグミラーと呼ばれている極小ミラーを配置し、中性粒子ビーム入射などで高温高密度プラズマを生成する。その結果、プラグミラー部にはセントラル部より高い両極性電位が形成され、セントラル部ミラー磁場のロスコーンからの端損失が静電位により抑えられ、閉じ込め時間を飛躍的に伸ばすことができる。電子は、タンデムミラー全体が端部壁面の電位より高くなるため、やはり静電的に反射され閉じ込めがよくなる。例えば、セントラル部イオン温度 T_{ic} 、電子温度 T_e (プラグ部でも同じ温度と考えてよい)、密度 n_c 、プラグ部密度 n_p 、プラグ部とセントラル部の電位差 ϕ_c とした時、 $\phi_c/T_{ic}=2.5$ ならばセントラル部イオンの粒子閉じ込め時間 τ_c はイオン-イオンのクーロン衝突時間 τ_{ii} の 100 倍ほどになり、単一ミラーの閉じ込め時間が τ_{ii} 程度であるから、2 桁近く長くなる。電子は熱平衡ボルツマン則に従うと考えられるので、 $n_p/n_c = \exp(\phi_c/T_e)$ である。 $T_e \sim T_i$ と仮定し $\phi_c/T_e \sim 2.5$ とするためには $n_p/n_c = 12$ の密度比を維持する必要がある。この基本型タンデムミラー配位で炉設計をして見ると、プラグ部の高温高密度プラズマを維持するために 1 MeV 以上の高エネルギー大電流中性粒子ビーム源が必要となり、それに伴ってプラグ部の極小ミラー磁場は 170 kG という、現在の超電導コイル技術レベルからはかなり難しい値が必要となる。エネルギー増倍率 Q は 5~10 位である。

これらの技術的困難さを緩和すると共に Q 値を増大させるために考えられた改善策が、サーマルバリアつきタンデムミラー [7] である。図 1(b) に示す様に、プラグ部とセントラル部の間にサーマルバリア (熱障壁) と呼ばれる電位の低い部分を作ると、両セル間の電子がかなり反射される結果熱伝導が減少しプラグ部の電子のみを効率よく加熱することが可能となる。その結果セントラル部より一桁近く低い密度でも充分なプラグ電位を作ることができる。このサーマルバリアの付いた改良タンデムミラーで炉設計をすると、中性粒子ビームや超電導コイルに要求される技術が緩和されると共に Q は 10~30 と大きく魅力ある炉が可能となる。このサーマルバリア形成を実証するためにリバモア研究所に TMX-Upgrade が 1982 年 1 月に完成し、1982 年 3 月には筑波大学にガンマ 10 が完成した。ガンマ 10 もサーマルバリアの物理的研究を主要課題の一つとしているが、その特徴は、非軸対称磁場に起因する径方向の共鳴拡散を抑制する実効的軸対称閉じ込めの研究にある。このように、サーマルバリアと軸対称化という 2 つのタンデムミラーの改良研究が 1983 年 5 月よりガンマ 10 で開始される。

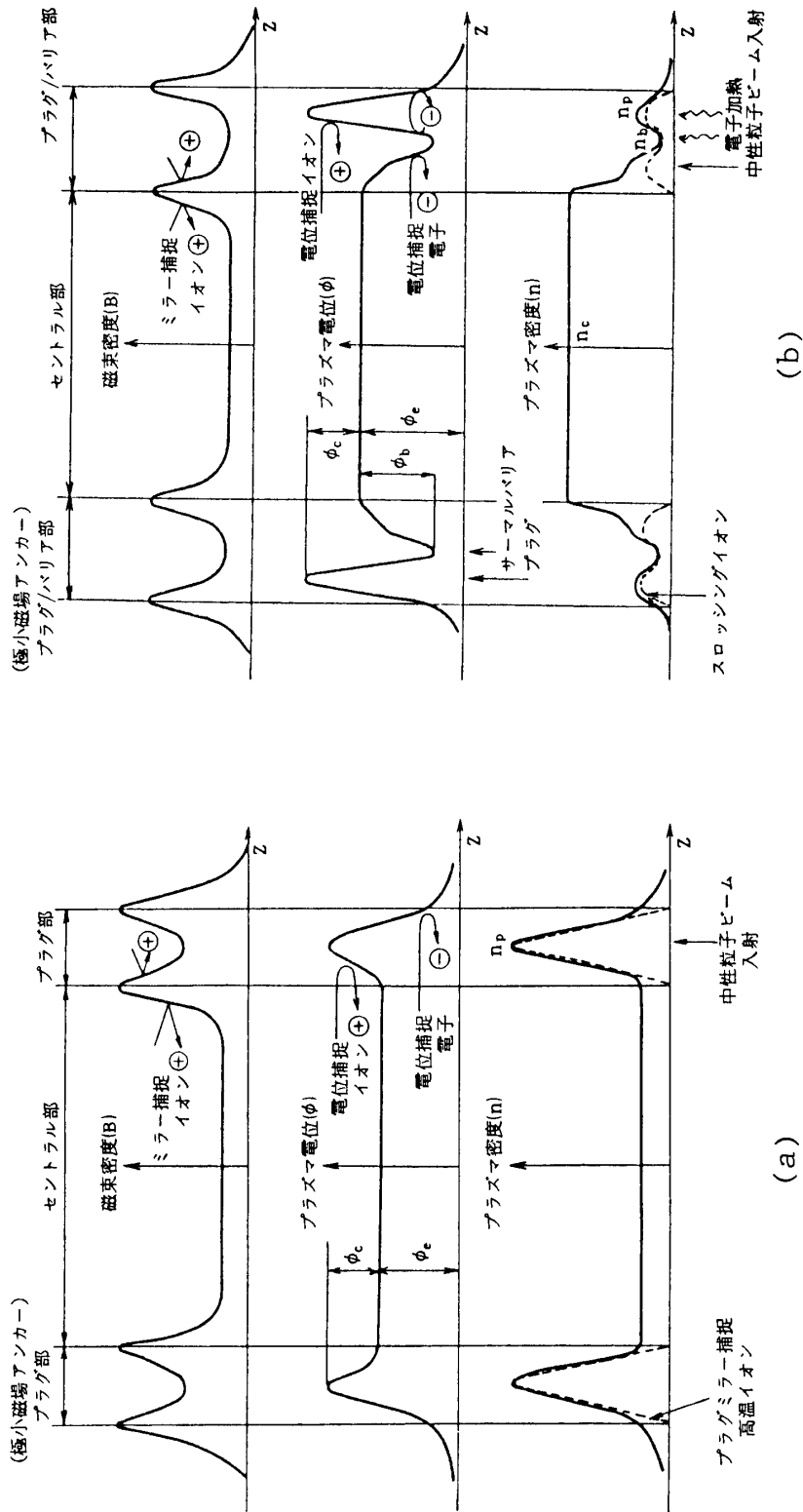


図1 (a) 基本型タンデムミラー配位
(b) サーマルバリヤ型タンデムミラー配位

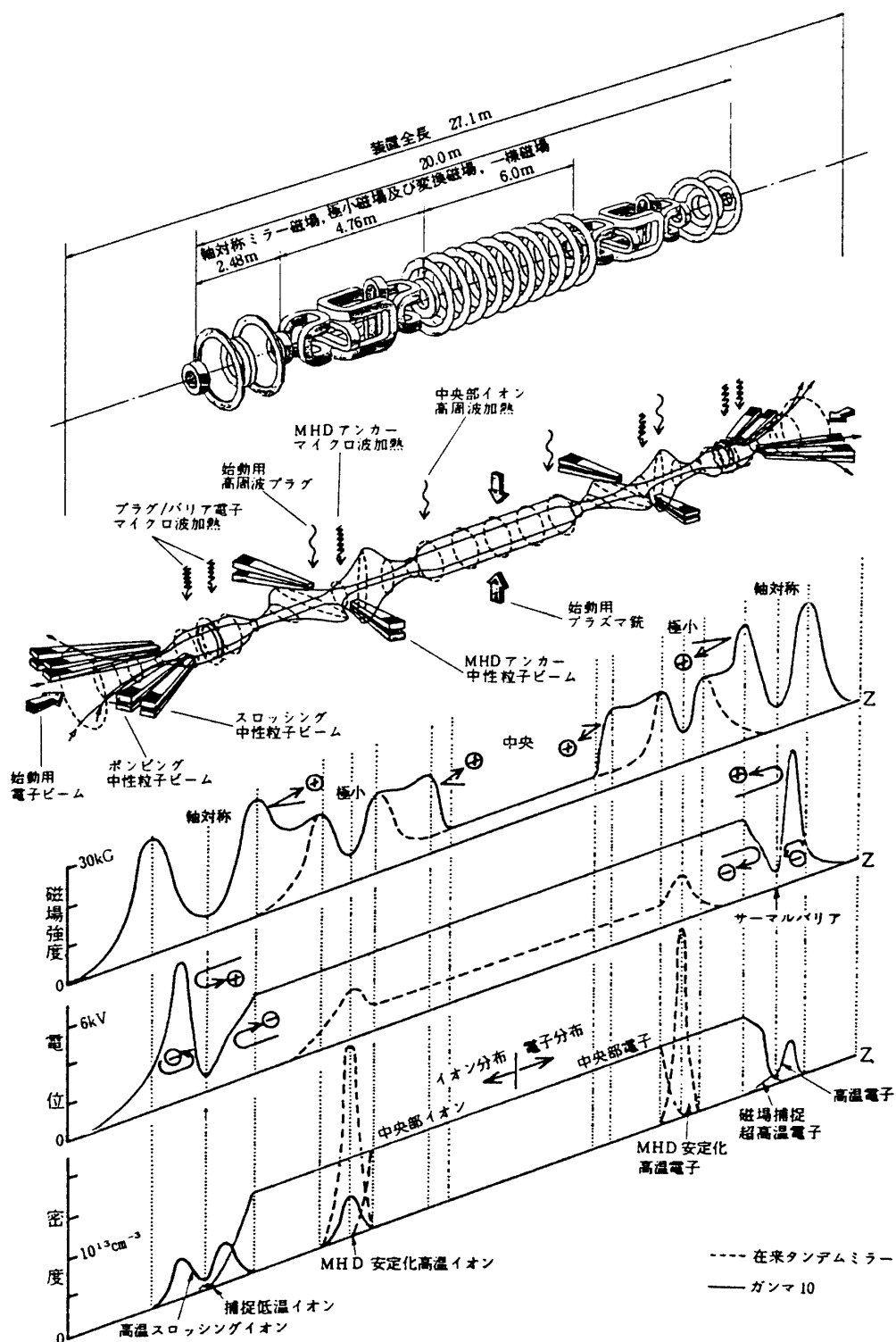


図2 ガンマ10 軸対称化タンデムミラー配位

ガンマ 10 は図 2 に示す様に、プラグ/バリアは両端の軸対称ミラー中に作られ、これとセントラル部の間にプラズマ全体の安定性 (MHD 安定性) を確保するための極小ミラー (MHD アンカー部と呼ぶ) が配置されている。MHD アンカー部の非軸対称磁場の影響は相殺され、セントラル部イオンの実効的に軸対称閉じ込めが可能となる。軸対称ミラー部には、ロスコーン角より少し大きい角度で斜めに入射される中性粒子ビームにより、スロッシングイオン分布と呼ばれる 2 山を持った密度分布を生成し、電子加熱用マイクロ波の併用により、サーマルバリアとプラグ電位を形成しようとしている。MHD アンカー部は安定性確保のためにのみ用いており、閉じ込め電位はここには作らない様にしている [8]。

2. ガンマ 10 における初期プラズマ生成

タンデムミラーにおけるスタートアップはトカマクと異なり、プラズマ中に電流を流さないで、通常、両端から磁力線に沿ってプラズマを打込み、高速中性粒子ビーム入射 (Neutral Beam Injection) のターゲットプラズマとし、荷電交換反応を利用して高温プラズマを生成している。ガンマ 10 におけるスタートアップでは、(i) アンカー部に NBI を用いて 5 ms 以内に密度 10^{13} cm^{-3} の高温プラズマを生成するために、線密度 10^{14} cm^{-2} 以上の高い線密度のプラズマを必要とし、(ii) サーマルバリア/プラグ部では、マイクロ波加熱により短時間内に超高温電子を得るため、できるだけ低密度 ($\leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) の初期プラズマ密度分布が望ましい。電離度が高く、不純物が少なく、大量の初期プラズマを生成するために、準定常 (1 ms–5 ms) の MPD アークジットを用いて、端部から磁力線に沿ってプラズマを入射する平行入射と、磁力線を横切って中央セル部へ垂直に入射する垂直入射の両者を比較してみた。垂直プラズマ入射については、過去に小規模装置では数多くの実験がなされてきた [9,10,11] が、ガンマ 10 の様に大規模な装置に、かなり大流量のプラズマを、比較的長いパルスで打込む実験は未だなされたことがなく、未解決な点が多い。この方式により生成されるプラズマ密度分布は、アンカー部で高密度、サーマルバリア部で低密度の初期プラズマの分布が得られることが期待され、サーマルバリア型のタンデムミラー配位を形成するのに都合が良いと予想されるので実験を行った。

3. ガンマ 10 装置

ガンマ 10 装置の概要は、図 2 及び図 3 に示す様に、全長 27.1 m、セントラルセルは、長さ 6 m、容器直径 1 m、磁場コイル平均直径 2 m である。アンカー部ベースボールコイルによる極小ミラー長は 1.5 m、ミラー比 3 で、その両側に磁束管を再円形化させるための変換用ベースボールコイルがある。アンカー部の外側に軸対称ミラー部があり、ミラー長 2.5 m、ミラー比 6 で、ここにサーマルバリアとプラグを図 2 の様に作る。ほとんどの磁場コイルは、真空容器の外側に置かれているが、軸対称ミラー部コイルの半分は容器内に設置されている。

真空容器の全容積は約 80 m^3 、アンカー部の NBI タンク 4 個を含めると 120 m^3 である。プラズマの太さは、変換部の楕円状に変形した容器の内表面に触れる磁力線で決まり、閉じ込め磁場領域内で約 1 m^3 である。両端の膨張部のプラズマ容積は $8 \text{ m}^3 \times 2$ である。全領

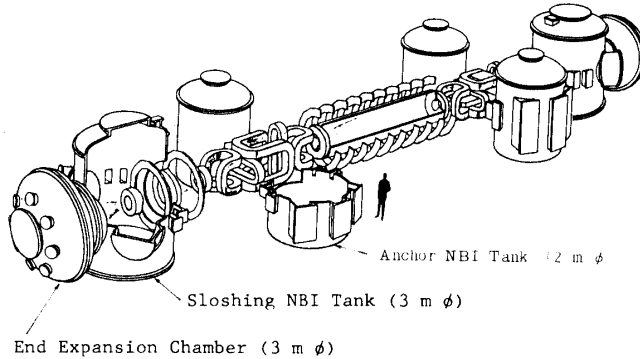


図3 ガンマ10装置概略図

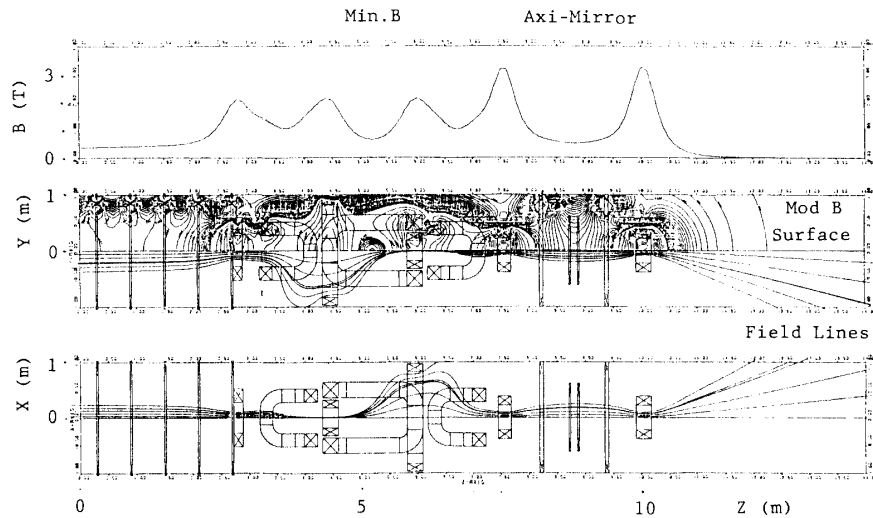


図4 ガンマ10の磁束密度分布，磁力線及び等磁気面

域が 10^{13} cm^{-3} のプラズマで満たされているとすると総粒子数は 1.7×10^{20} 個となる。

ガンマ10の代表的な磁場配位及び磁力線，等磁気面を図4に示す。両端のミラーコイルによる磁場33 kGから，端部壁面で100 Gまで，磁束管は充分膨張させてある。これは，壁面でのエネルギー密度を下げ，二次電子放出などの好しくない影響を軽減させるためである。真空排気は1500 l/sの軸流分子ポンプ3台で排気され，到達真空度 4×10^{-7} Torrである(1983年3月までには，ポンプは増設され， 150°C のベーキングの併用で 2×10^{-8} Torr以下にする予定である)。

ガンマ10磁場コイル系の励磁は800 MJ (250 MVA，3秒フラットトップ)の立型電動発電機を用いて行ない，最大定格運転時で繰返し20分に1ショットである。コイル系は5系統に分けられ，各々独立の整流器系を用いて電流調節ができる様にしてある。

4. 平行入射

4-1 MPD アークジェット

平行入射に用いたMPDアークジェットを図5に示す。陽極はモリブデン製で内径30mm、陰極はトリウム入りタングステン製で外径10mmである。ガスは高速電磁弁で準定常的に放電部に噴射される。ガスの立上りを早くすると共に、パルス幅を放電電流のパルス幅に一致させるために、2重の調整バネを用いている。アークの電源は、約1msの準定常パルス波形を得るため、コンデンサー総容量4400 μ F、総インダクタンス100 μ Hで5段のパルス整形回路を組んでいる。最大充電電圧3kVで12kAの電流である(本年5月には、1kV、50,000 μ Fのコンデンサーを用いてパルス幅5msのプラズマを生成予定である)。ガスパフ電源は1kV、500 μ Fのコンデンサーを用いている。ガス噴射量 G はガス溜め圧力 P (atm.)と6個の直径0.3mmのソニックオリフィスの面積から決まり、水素の場合

$$G(\text{Torrl/s}) = 228 \times P(\text{atm})$$

である。 $P=3$ atmで1msのガスが完全電離したとすると、全イオン数 N は 4.8×10^{19} 個となる。5msの時約 2×10^{20} 個となる。

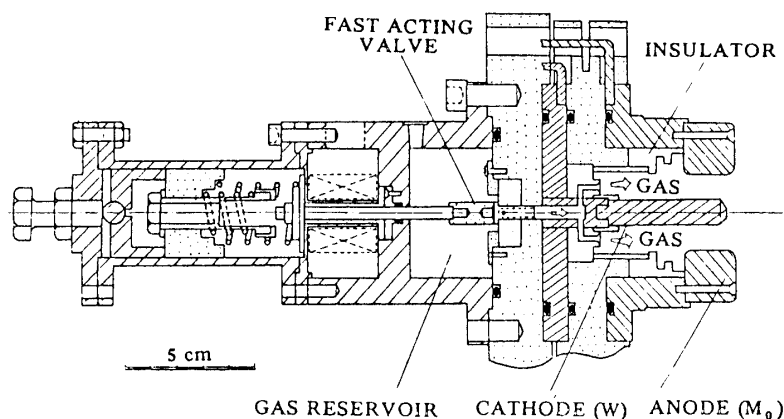


図5 平行入射用MPDアークジェット

4-2 ガイド磁場とガンマ10への取付け

図6に示す様に、ガンマ10の端部フランジに、プラズマ源と磁場コイルを取付けた。ガイド磁場電源としては、プラズマを入射している間だけ通電し、その後速やかに切れるようにパルス整形した電源を使用する予定であるが、今回の実験ではクローバーをかけたコンデンサー放電のピーク付近を利用した。

4-3 平行入射実験結果

プラズマ生成に与えるいくつかの外部設定条件を変えてセントラル部で最大の密度が得られる条件を探し、次表のように標準作動条件を選んだ。

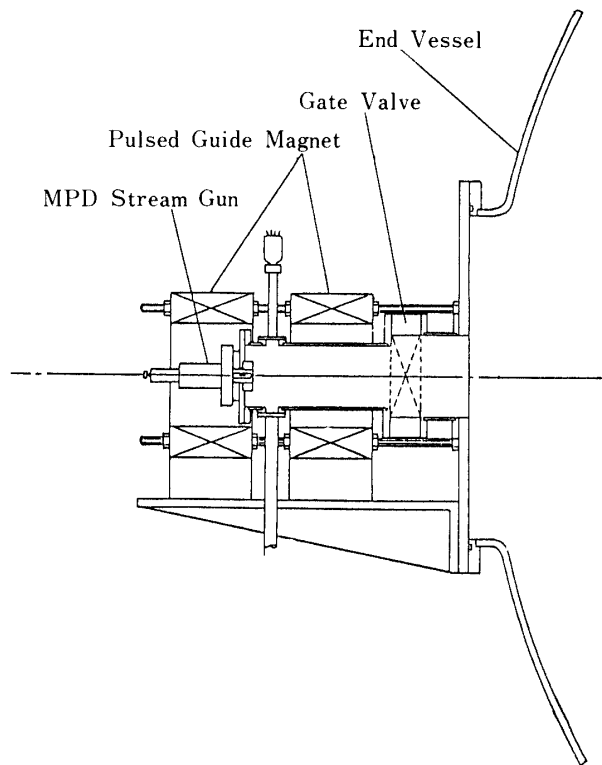


図7 平行入射時の放電電流，電圧及びプローブ電流波形

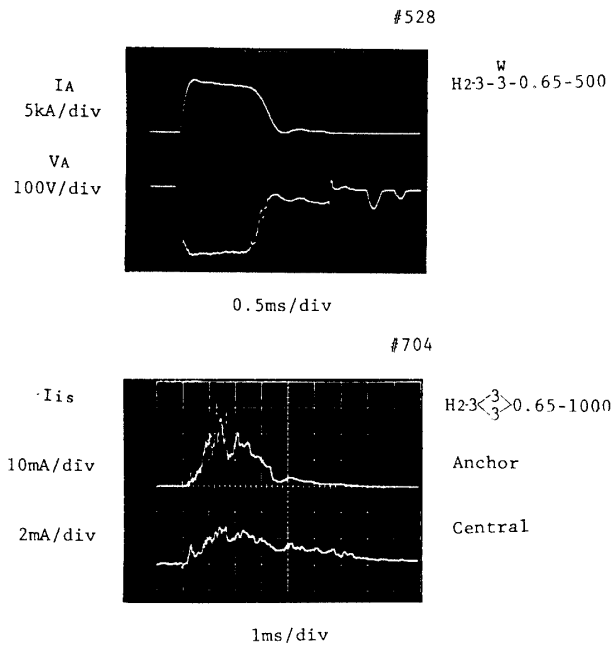


図6 平行入射用ガイド磁場コイルと取付け配置図

ガイド磁場強度	$B_G = 300 \text{ G}$
MPD ガス溜め圧	$p = 3 \text{ atm H}_2$
MPD 放電電流	$I_A = 10 \text{ kA}$
MPD 放電開始時刻	$\tau_A = 800 \mu\text{s}$
ガイド磁場印加時刻	$\tau_B = 450 \mu\text{s}$
クローバー作動時刻	$\tau_C = 800 \mu\text{s}$

但し、時刻はガスパフ電源トリガー時刻を始点としている。

図7にMPDアークの代表的放電電流と電圧波形、およびアンカー部とセントラル部におけるダブルプローブによるイオン飽和電流波形を示す。プローブ波形からプラズマを入射している1.5msの間密度は上昇し、以後緩やかに減少してゆくことが分る。フルート不安定性の様な巨視的不安定は起きていないことが分る。プローブを用いて求めた電子温度は約4eVである。

密度の時間的ピーク値を軸方向距離 Z に対してプロットしたものを図8に示す。これから分るように、密度は端部からアンカー部で1桁、アンカー部からセントラル部で更に1桁下がる。図9に示す様な、密度の半径方向分布図測定から半値直径 l を求めると端部(磁場5.84kG)で11cm、アンカー部(6.7kG)で17cm、セントラル部(4.66kG)で25cmであり、線密度 nl はそれぞれ $1.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ 、 $1.9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ 、 $2.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ となる。マイクロ波干渉計を用いて測定した線密度と共に図18(a)に示す。同一場所での測定ではないが、プローブとマイクロ波測定の結果はファクター2の範囲内で一致している。

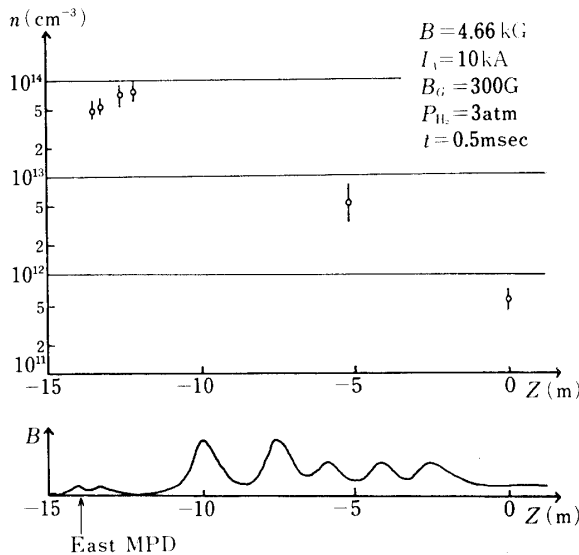


図8 片側平行入射時の軸方向密度分布

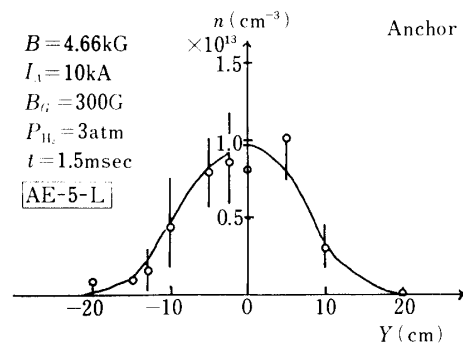


図9 アンカー部における半径方向密度分布

これらの実験結果から次のように考察される。

(i) 平行入射により、NBIのターゲットプラズマとしてアンカー部で要求される nl

$\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ は達成できた。

(ii) MPD アークジェットの陽極内径は 3 cm であり、ガイド磁場の磁束密度 (300 G) から見積ったプラズマ径に比べてはるかに太いプラズマ径が得られている。プラズマの半値直径の測定結果から考えると、プラズマは MPD 出口付近あるいは端部容器の弱い磁場領域でかなり広がり、その後は緩かにプラズマ径が太くなっている。また、密度 10^{13} cm^{-3} 温度 4 eV のプラズマの平均自由行程は数 cm であり、各部のミラーセル長よりはるかに短いので、ピッチ角散乱によりかなりのプラズマが各ミラーに捕捉されるはずである。Z 方向の密度の減少はプラズマ径の広がりだけでは説明できず、ミラー磁場による捕捉の効果がかなり効いていると考えられる。図 7 のプローブ波形から見て分るように、密度が MPD アーク作動中増大としている、即ち、粒子が捕捉され増大していることが分る。

(iii) ガイド磁場は一定にして、ガンマ 10 の磁場を変化させると、セントラル部の密度は磁場の増加と共に大きくなる。これはミラー捕捉粒子及び通過粒子の磁力線を横切る拡散が減るためと考えられる。

(iv) ガンマ 10 磁場を一定に保ち、ガイド磁場を 0 から 10 kG まで変えた所、300 G 位の所で最も多くのプラズマがセントラル部に入射されることが分った。軸対称ミラー部の 33 kG の強いミラー磁場を通過するためには、ガイド磁場は強ければ強いほどよいと予想されるが、比較的弱い磁場の方がよいという結果が得られた。その原因がガンマ 10 生成部にあるのか、衝突支配の電磁流体的現象が端部領域で起っているためなのか現在の測定データからは判断できない。端部領域のベータ値は 20 % 以上になる。

(v) 浮動電位の Z 方向分布は、端部領域では負電位であるが、それ以外の領域では正電位となっており、プラズマ電位を考えると、ミラー捕捉された粒子がかなり存在することを示している。

5. 垂直入射

5-1 MPD アークジェット

垂直入射に使用した MPD アークジェットは図 10 に示す様に、本質的には平行入射の時と同じであるが次の点で異なっている。(i) 陽極内径は 20 mm (ii) 5 ms のガスパフ

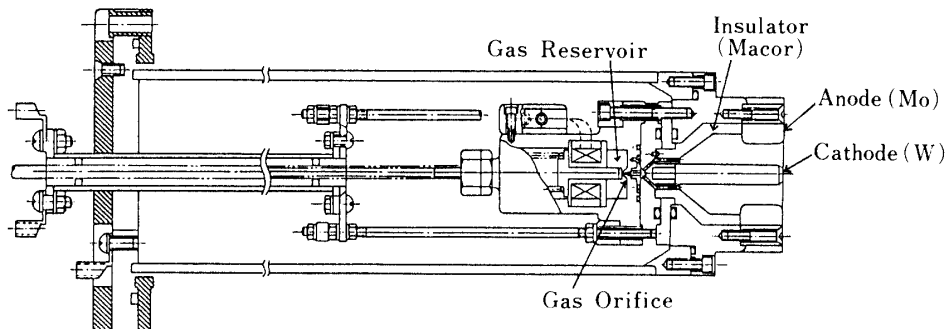


図 10 垂直入射用 MPD アークジェット

が可能な高速電磁弁にしたこと (iii) 全体をコンパクトにし、ガンマ 10 真空容器中に挿入可能としたこと。アーク放電電源は、今回の実験では、平行入射で使用した PFN を 2 つに分け、パルス幅 $500 \mu\text{s}$ の PFN 電源に組換えて使用した。最終的には 5 ms 放電の予定である。

5-2 ガイド磁場とガンマ 10 への取付け

図 11 はガンマ 10 のセントラル部中央断面である。上下に、MPD アークジェットを取付けてある。同軸状の放電を正常に行わせるために、ヘルムホルツコイルを用いて、ガンマ 10 の磁場を局部的に、また、プラズマ入射中だけ相殺させている。絶縁リミターはセラミック同筒を用いており、プラズマ垂直入射の際発生する分極電場が周囲の金属表面を通りての短絡するのを防ぐために使用している。

中央面に取付けた理由は、(i) 対称性良く初期プラズマ分布を得るため、(ii) NBI や ECRH で高温プラズマを作る場合、中性ガスの多いターゲットプラズマは荷電交換ロスや、電離損失、低温電子によるドラッグ損失の増加などのため好ましくない。中央部に取付けた場合、放電部からの未電離ガス及び、壁面で再結合して発生したガスは、アンカー部やバリアー部までそれぞれ 5 m 、 9 m の距離があるので壁温のガスが到達するには 5 ms 、 9 ms とかなりの時間がかかる。同時にガスの密度は下がり、短時間内に高温プラズマをビルドアップさせるのに都合がよいと考えられるからである。図 12 はヘルムホルツコイルでガンマ 10 中央セル部の磁場を相殺させたときの磁力線と等磁気面を示す。

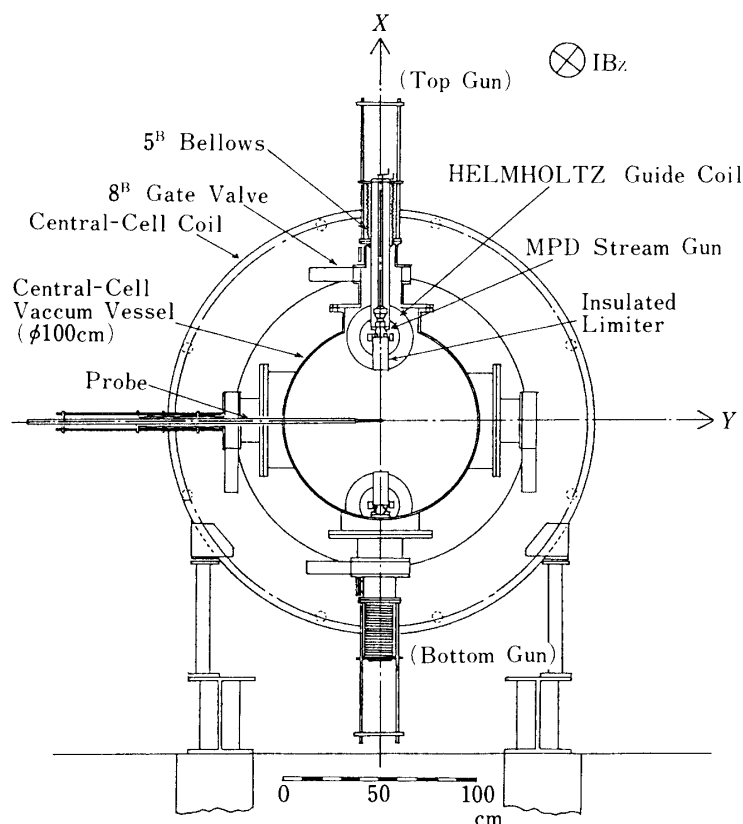


図 11 垂直入射用ガイド磁場と取付け配置図

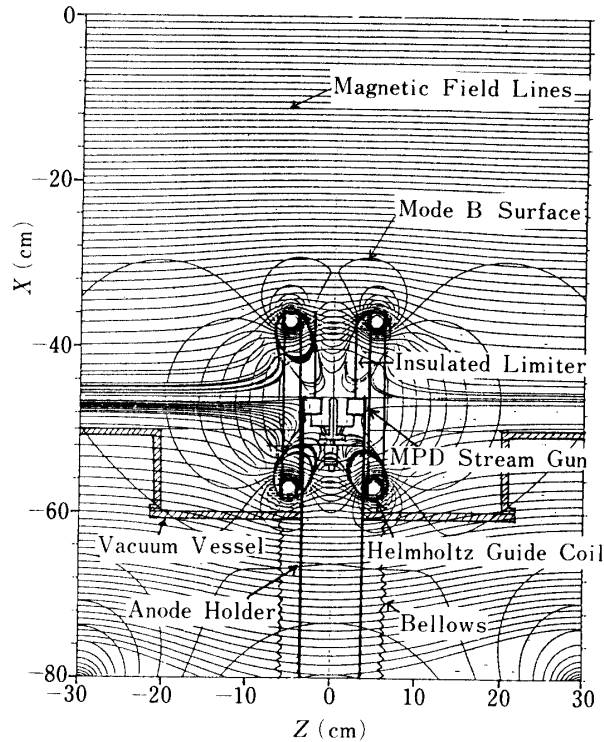


図12 垂直入射時の磁力線と等磁気面

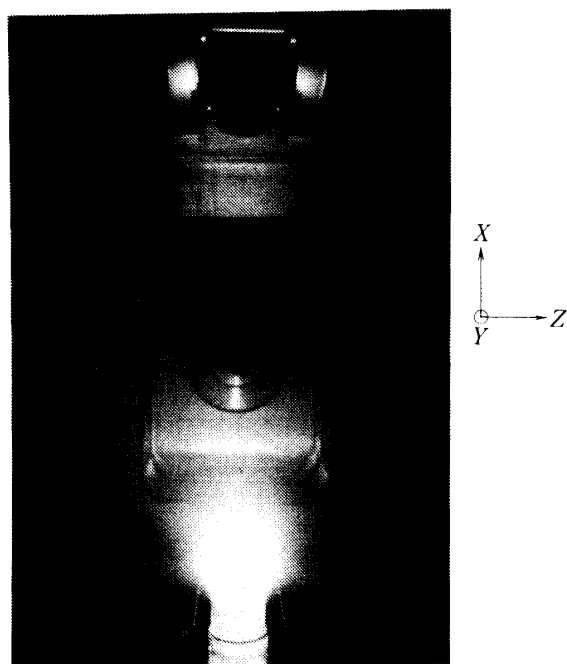
5-3 垂直入射実験結果

下側に取付けた「BOTTOM MPD」のみを作動させたときのプラズマ流の時間積分写真を図13に示す。上側へのヘルムホルツコイル表面にプラズマが当たっているのが見られる。図14にヘルムホルツコイル電流、アーク電流、電圧およびMPD取付け面内でガンマ10軸上に置いたダブルプローブによる波形とセントラル部端のプローブ波形を示す。水平方向（Y方向）に可動のプローブで、磁場を横切って進むプラズマ流の密度分布と浮動電位を測定した結果が図15である。密度は 10^{13} cm^{-3} 、半値直径3cmである。電子温度は4eVとした。浮動電位分布から分るように、磁力線を横切ってX方向に入射されたプラズマは、Y方向に分極電場を自ら作りながら、電場から受ける力とローレンツ力がバランスした状態で直進する。流れのエネルギーの一部は電場を形成するために費されるが、プラズマの比誘電率（後出）が大きい時には流れのエネルギーに比べて無視できる。図15から求めた電場 E_y を用いてプラズマのドリフト速度 v_x を推定すると

$$v_x = \frac{E_y}{B_z} = \frac{17 \text{ [V/cm]}}{2.3 \text{ [kG]}} = 7.5 \times 10^5 \text{ cm/s}$$

また、セントラルセルの磁場 B_z が弱い時の測定より

$$v_x = \frac{E_y}{B_z} = \frac{20 \text{ [V/cm]}}{0.9 \text{ [kG]}} = 2.2 \times 10^6 \text{ cm/s}$$



$B_c = 1\text{kG}$

図13 下側MPDアークジェットのみを作動させたときの時間積分写真。上側のガイドコイルにプラズマが当たっているのが見える。

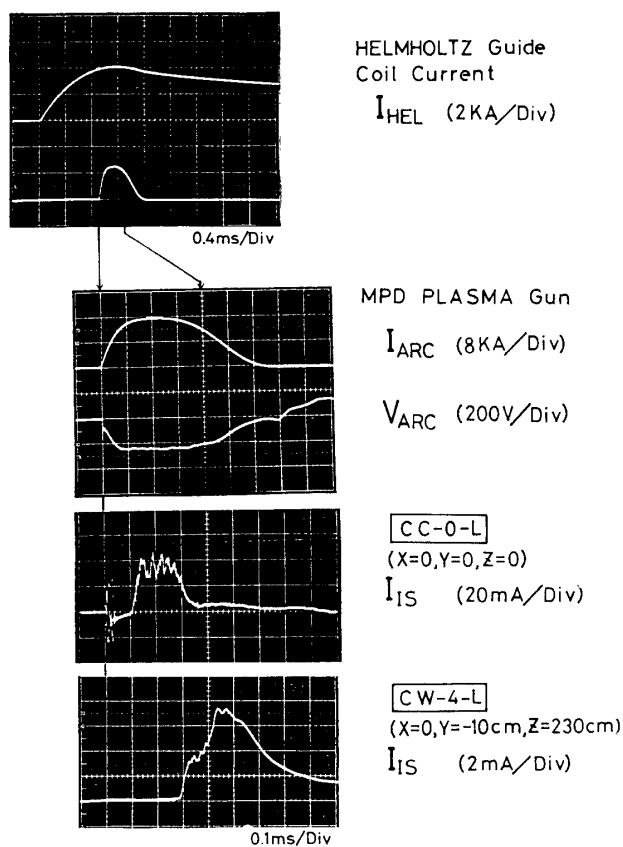


図14 垂直入射時のガイドコイル電流、アーク電流、電圧、プローブ電流波形

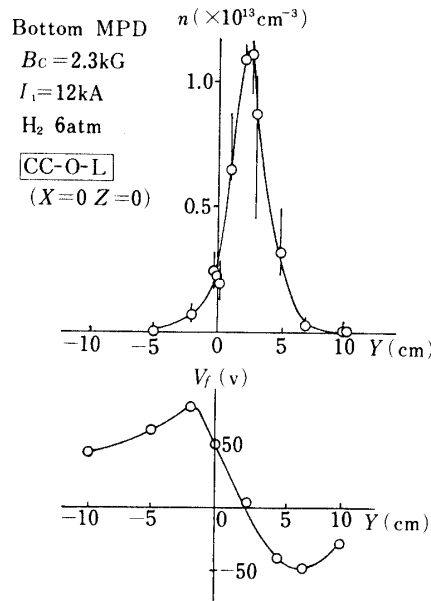


図15 片側垂直入射時のプラズマ流断面の密度と浮動電位分布

となる。イオン音速 C_s は、水素に対して $T_e = 4 \text{ eV}$ のとき

$$C_s = 10^6 \sqrt{T_e (\text{eV})} (\text{cm/s}) \\ = 2 \times 10^6 \text{ cm/s}$$

である。従って、磁場を横切るドリフト速度はイオン音速と同程度あるいはそれ以下であることが推定される。ガンマ10磁場が強くなるとドリフト速度は小さくなることが測定結果から言える。一方、磁力線に沿って広がるプラズマの拡散速度を、Z方向に置いたダブルプローブの時間差から推定すると、波形の立上り部と、波形のピークに対応してそれぞれ $3 \times 10^6 \text{ cm/s}$, $1 \times 10^6 \text{ cm/s}$ となり、ほぼ音速で広がってゆくことが分る。

図16に示すように上部と下部のMPDアークジェットを対向入射すると、両方からのプラズマのバランスがよくとれていれば、分極電場は逆向きであるから、中心軸付近で互いに相殺し磁力線を横切るドリフト速度は消え効率よくプラズマを捕捉できるはずである。実験期間の都合から対向入射時の詳しい分布測定は出来なかったが、マイクロ波干渉計で測定した結果の1例を図17に示す。また、線密度 nl のZ方向を図18(b)に示す。図18(a)に示した平行入射と比較して、中央セルで線密度が大きく、アンカー部でほぼ 10^{14} cm^{-2} 、バリア部で 10^{12} cm^{-2} と低く、アンカー部へのNBIには高密度で、バリア部のECRHには低密度のそれぞれのイオン、電子加熱に都合の良いターゲットプラズマ密度分布が得られている。

垂直入射の問題点としては図19に示す様に、セントラル部磁場を強くしてゆくとプラズマが入りにくくなることである。2.5 kG位までは $nl \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ が得られているので、アンカー部に高周波トラッピングを併用することによりNBIに必要なターゲットは充分得ら

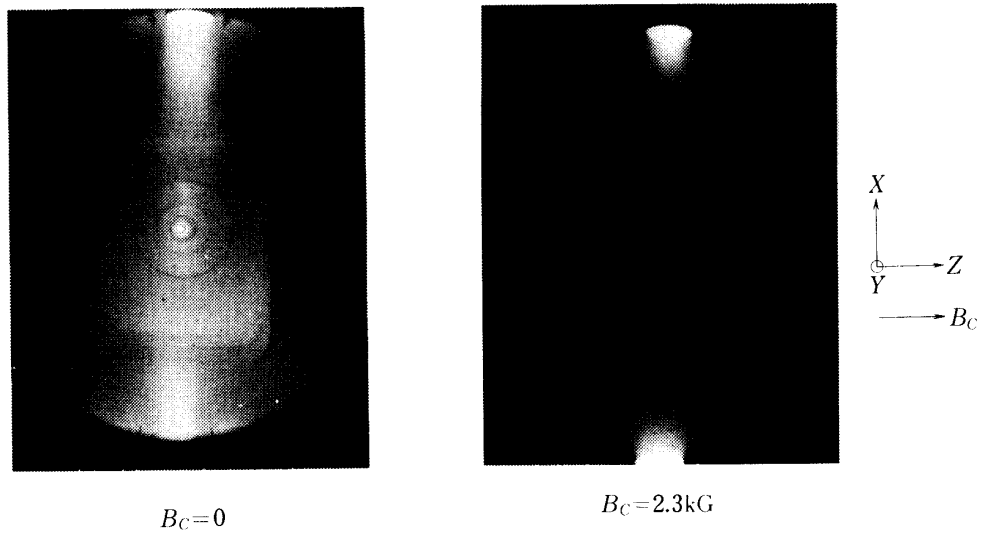


図 16 対向垂直入射時の時間積分写真。磁場はセントラル部の値を示す。

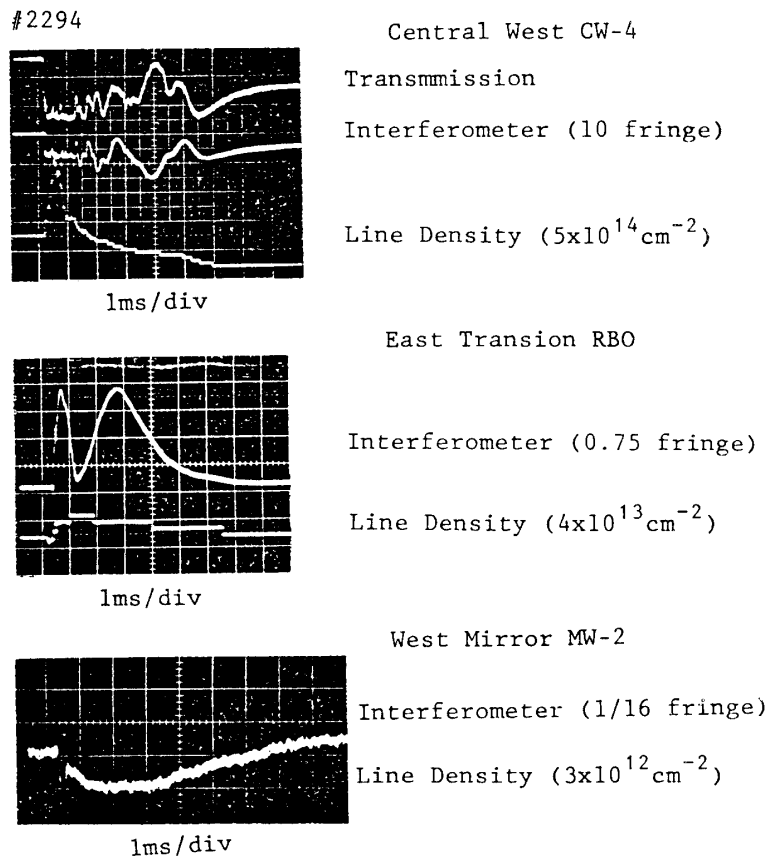


図 17 マイクロ波干渉計による線密度 (nl) 測定結果。測定箇所は図 18(b)に示されている。

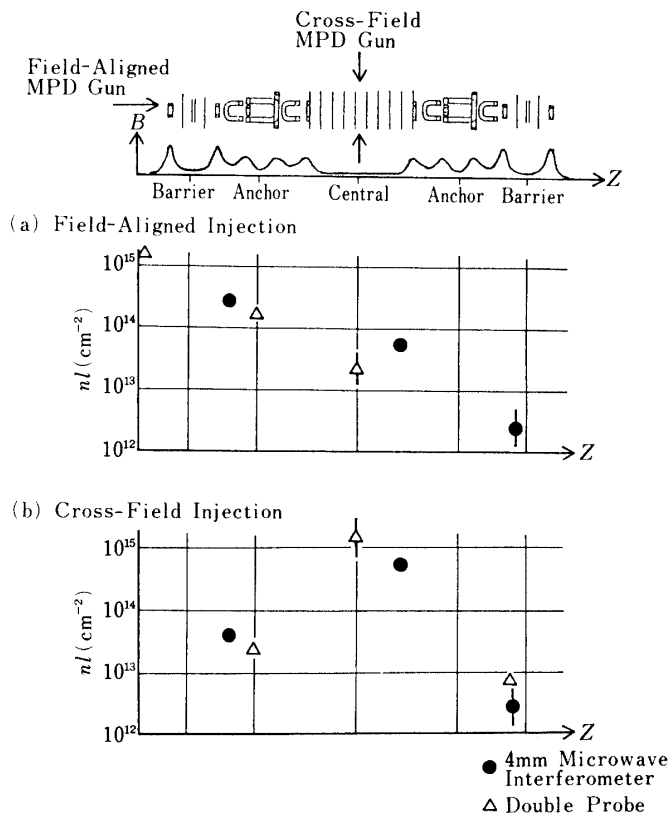


図 18 (a) 片側平行入射時及び(b)対向垂直入射時のの軸方向線密度分布.

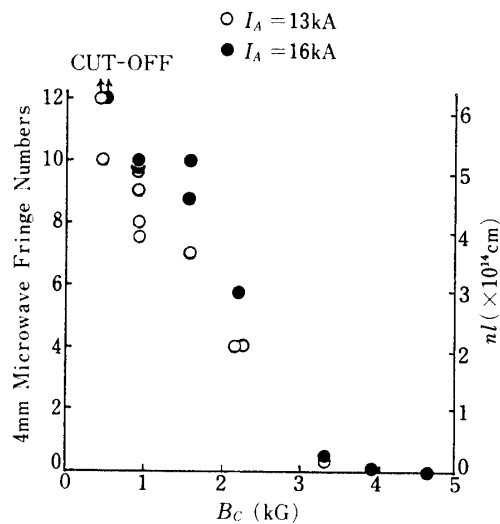


図 19 セントラル線密度 n_l のガンマ 10 磁場への依存性

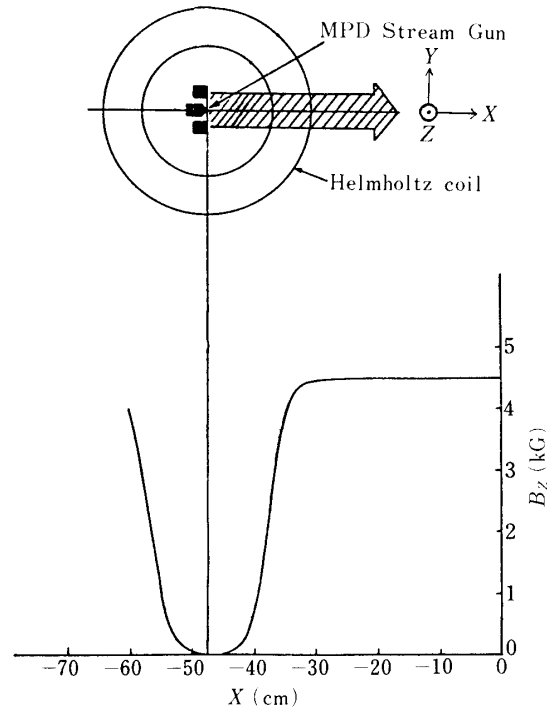


図 20 垂直入射時のプラズマドリフト方向の磁束密度分布

れるし、また、プラズマのパルス幅を現在の $500 \mu\text{s}$ を 5ms にのぼせば充分である。強磁場になった時入射が難かしくなる原因としては次の 2 点が主に考えられる。

第 1 は放電部出口の絶縁リミター表面付近には、ドリフトしていないかなり高密度のプラズマや中性ガスが存在し、これを通して電流が流れ分極電場が短絡されることが考えられる。短絡電流が流れるとドリフトしているプラズマ中に電流が流れ、この電流と磁場との相互作用の結果プラズマ流がせきとめられる。対策としてはリミターの構造を工夫して短絡電流が流れにくくしてやる必要がある。

第 2 は ∇B ドリフトによるプラズマ流の減速である。図 20 はヘルムホルツコイルにより相殺されたセントラル磁場の X 方向強度分布であり、MPD アークジェットの出出口付近に強い勾配がある。プラズマの流速が等エネルギー分布（即ち温度ゼロ）の場合には磁場勾配があっても減速されないで磁場を横切って進むが、温度を持っている、即ち磁気モーメント $\mu = mv_{\perp}^2 / 2B = T_{\perp} / B$ が有限の場合には、次に示す様に減速される [10,12]。

磁場がゼロの領域（実際には MPD アークはかなり強い自己磁場を発生しているのでかなり複雑な磁場配位となるが）から増加する磁場領域に進入してくるとある所から磁気モーメントが保存される様になるとする。この仮定はイオンのラーモア半径 ρ_{ci} が磁場の变化する特性長よりも充分小さければ成立つと考えられる。例えば、 1kG で 4eV の水素イオンの $\rho_{ci} \sim 0.2 \text{cm}$ であるから、図 20 の磁場勾配の特性長 3cm に比べて充分小さいと考えられる。また、密度 $5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ で 4eV のイオンは 1kG 以上の磁場中では $\omega_{ci} \tau_{ii} \geq 1.5$ （ここで ω_{ci} はイオンの旋回角周波数、 τ_{ii} はイオン-イオン衝突時間）であるので、イオン

は充分磁化されており、ガイディングセンターのドリフト近似が成立つものと仮定する。
 x 方向のドリフトは

$$v_x = \frac{E_y}{B_z} \quad (1)$$

y 方向のドリフトは ∇B ドリフトと慣性ドリフトで

$$v_y = \frac{\mu}{eB_z} \nabla B + \frac{M}{eB_z} \frac{dv_x}{dt} \quad (2)$$

(1)から

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{1}{B_z} \frac{dE_y}{dt} - \frac{E_y}{B_z^2} \frac{dB_z}{dt} \quad (3)$$

ポアソンの式より

$$\frac{dE_y}{dt} \simeq -\frac{nev_y}{\epsilon_0} \quad (4)$$

また,

$$\frac{dB_z}{dt} = v_x \frac{dB_z}{dx} = \frac{E_y}{B_z} \frac{dB_z}{dx} \quad (5)$$

(3)(4)(5)を(2)に代入して

$$v_y = \frac{M}{\chi_{\perp} B_z e} \left(\frac{\mu}{M} - \frac{v_x^2}{B_z} \right) \nabla B_z$$

ここで、 χ_{\perp} は磁場に垂直方向のプラズマの比誘電率で

$$\chi_{\perp} = 1 + \frac{nM}{\epsilon_0 B_z^2} = 1 + \frac{c^2}{V_A^2} \gg 1 \quad (7)$$

ここで、 c は光速 $V_A = B_z / \sqrt{\mu_0 n M}$ でアルベン速度であり、本実験のパラメータでは $\chi_{\perp} \cong 10^6$ である。

従って,

$$v_y = \frac{\epsilon_0}{en} \left(\frac{\mu B_z}{M} - \frac{E_y^2}{B_z^2} \right) \nabla B_z \quad (6)$$

(6)を(4)に代入し

$$\frac{dE_y}{dt} \simeq \left(\frac{E_y^2}{B_z^2} - \frac{\mu B_z}{M} \right) \nabla B_z \quad (7)$$

(7), (5)を(3)に代入し

$$\begin{aligned}\frac{dv_x}{dt} &= \frac{1}{B_z} \left(\frac{E_y^2}{B_z^2} - \frac{\mu B_z}{M} \right) \nabla B_z - \frac{E_y^2}{B_z^3} \nabla B_z \\ &= -\frac{\mu}{M} \nabla B_z\end{aligned}\quad (8)$$

即ち, $F = -\mu \nabla B_z$ は磁気モーメント μ を有する粒子に働く力であり, 磁場の勾配に沿って働く。

(8)に v_x をかけ

$$v_x \frac{dv_x}{dt} = -\frac{\mu}{M} \frac{dB_z}{dx} v_x = -\frac{\mu}{M} \frac{dB_z}{dt}$$

積分すると

$$\frac{1}{2} M v_x^2 + \mu B_z = W = \text{const}\quad (9)$$

となり, 第1項は磁場を横切るイオンのドリフトエネルギーで, 第2項は熱エネルギーである。これは丁度, ミラー磁場により, 磁力線方向に粒子が減速あるいは加速されたりすることと全く同じことが, 磁力線を横切る方向にも成り立つということである。ここで注意すべきことは磁気モーメントが保存する限り磁場の勾配に無関係に成り立つことである。

(9)式が成り立つと

$$v_x = \sqrt{\frac{2}{M} (W - \mu B_z)}\quad (10)$$

また,

$$E_y = v_x B_z = B_z \sqrt{\frac{2}{M} (W - \mu B_z)}\quad (11)$$

従って, プラズマのドリフト速度は磁場の増加と共に熱エネルギーに変換される結果, 減少してゆき, もし磁場が充分強くなり

$$B_{z1} = \frac{W}{\mu}\quad (12)$$

になると v_x はゼロとなり, プラズマは反射される。また, (11)式より, 分極電場 E_y は,

$$B_{z2} = \frac{2}{3} B_{z1} = \frac{2}{3} \frac{W}{\mu}\quad (13)$$

で極大値をとり、 $B=B_{z1}$ で零となる。更に、 v_x, E_y が x 方向に変化すると表面電荷密度も変化するので x 方向の電場が発生し、プラズマ流の y 方向厚さ h は変化する。 E_y がプラズマ内部で y 方向には一定であると仮定すると

$$hE_y = \Delta\phi = \text{const} \quad (14)$$

という関係式が導かれる[10]。即ち、磁気モーメントが保存する領域ではプラズマ流の厚み方向の電位差 $\Delta\phi$ は一定に保たれる。このモデルでは、磁力線方向へのプラズマの拡散は考慮していない。

ガンマ10における実験では詳しい測定ができなかったので、以下に2つの例をあげて考察する。

第1は、10 kA以上の電流を流して加速したMPDアークジェットからのプラズマの初期運動エネルギー W を40 eVと仮定し、また、前述のように4 eVのイオンが1 kGで磁化され、磁気モーメントが保存されると仮定すると、 $B_z=10$ kGまでプラズマは進入できるはずである。実験結果は $B_z \cong 3 \sim 4$ kGでプラズマはあまり入らなくなっている。原因としては、初期エネルギーが小さいか、途中でエネルギーを失っているか、あるいは磁気モーメント $\mu = T_{\perp}/B$ の値が初めから大きいかである。

第2の例は、前述のガンマ10磁場が0.9 kGと2.3 kGの時測定された分極電場 E_y の値を使って推定したドリフト速度の変化が(10)式で表わされると仮定して、 μ と W を計算してやると $\mu = 2.34$ (eV/kG)、 $W = 6$ eVと求まる。この値を使って、ドリフトエネルギーがすべて熱エネルギーに変換され、ドリフト速度が零になる磁場を求めると $B_z = 2.56$ kGとなる。初期運動エネルギーが6 eVという値は小さすぎると思われるが、実測して比較する必要がある。また、 B_z を種々変えてドリフト速度を測定し、(9)式が成立しているかどうかを確認する必要がある。更に、 B_z の増加と共に入射されたプラズマのイオン温度が上昇しているかどうか確認する必要がある。

図15に示される様にプラズマ流の y 方向厚さ h は7 cmであり、電位差 $\Delta\phi$ は130 V位である。磁場が0.9 kGの時には、 $h=10$ cmで200 V位である。Lindberg等[13]の主張する、

$$e\Delta\phi \equiv ehE_y < W \equiv \frac{1}{2}Mv_{x0}^2 \quad (15)$$

なる条件、即ち、プラズマ厚さの間の分極電位差は粒子の全エネルギーより小さくなくてはならないという条件は

$$E_y = v_x B_z, \quad \rho_{x0} = \frac{v_{x0}}{\omega_{ci}}$$

とすると(15)は

$$h < \frac{1}{2} \rho_{x0} \quad (16)$$

となる。初期エネルギーを 200 eV としても本実験結果は、

$$h \gg \frac{1}{2} \rho_{x0}$$

であり、ましてや上述のように仮定したり、推定した $W = 40$ eV や 6 eV では (16) 式を満たしていない。従って、(16) 式はプラズマが磁場中に進むための必要条件ではないと言える。

短絡電流密度を j_y とし、プラズマの停止距離を Δx とすると、運動量と力積の関係から、次式を得る。

$$j_y B_z \Delta t = n M v_x \quad (17)$$

停止時間は

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{v_x}$$

であるから

$$j_y = \frac{n M v_x^2}{B_z \Delta x}$$

$n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\frac{1}{2} M v_x^2 = 50 \text{ eV}$, $B_z = 4 \text{ kG}$, $\Delta x = 5 \text{ cm}$ として j_y を求めると 8 A/cm^2 となり、これだけ流れると 5 cm でプラズマを阻止することができる。短絡電流の大きさを見積るのは、磁場と密度も不均一であり、表面現象も関係するであろうからここでは立入らないが、絶縁リミターを工夫することでかなり解決できると考えられる。端部容器壁を通して短絡電流が流れる場合には、 j_y は $neCs/4$ と考えられる。

6. おわりに

MPD アークジェットを用いて、アンデムミラーガンマ 10 装置の初期プラズマ生成を行った。平行入射により、NBI の標的プラズマとして要求される線密度 $n_l \sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ は充分達分達成できた。垂直入射によりサーマルバリア形成に都合のよい初期プラズマ密度分布が得られることが確認された。両方式による線密度分布を図 18 にまとめて示す。

謝 辞

本実験結果は 1982 年 10 月末の 2 週間程の短期間の実験で得たもので、これを達成するためには、小山弘毅、斉藤泰男、鈴木裕夫の各氏をはじめプラズマグループ全員の協力なしには不可能であった。ここに感謝の意を表します。また、MPD アークジェットに関する

貴重な示唆に対して栗木恭一先生，森本進治，鈴木寛両氏に，三次元グラフィクスに関する協力に対して木村文彦，長島忍，鈴木賢次郎の諸氏に感謝致します。

参 考 文 献

- [1] G.I. Dimov, V.V. Zakaidakov and M.E. Kishinevski : Sov.J. Plasma Phys. **2** (1976) 326.
- [2] T.K. Fowler and B.G. Logan : Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion **2** (1977) 167.
- [3] S. Miyoshi **et al** : Proc. 7th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978 (IAEA, Vienna, Austria, 1979) Vol. II, 437.
- [4] S. Miyoshi **et al** : **Ibid.**, Brussel (1980) CN-38/F-2-2. K. Yatsu **et al.**, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 127.
- [5] F.H. Coengsen **et al.**, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 626.
- [6] R. Breun **et al.**, Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 1833.
- [7] D.E. Baldwin and B.G. Logan : Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1318.
- [8] M. Inutake **et al.** : Proc. 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore, 1982.
- [9] D.A. Baker and J.E. Hammel : Phys. of Fluids **8** (1965) 713.
- [10] I.I. Demidenko **et al.** : Sov. Phys. Tech. Phys. **16** (1972) 1096.
- [11] M. Wickham and S. Robertson : Plasma Phys. **25** (1983) 103.
- [12] G. Schmidt : Phys. of Fluids **3** (1960) 961.
- [13] L. Lindberg : Astrophys Space Sci. **55** (1978) 203.