

同軸型回転プラズマ入射銃の開発

池畑 隆*, 田辺利夫*, 真瀬 寛*

(昭和60年9月6日受理)

Development of Coaxial Rotating-Plasma Gun

Takashi IKEHATA*, Toshio TANABE*, and Hiroshi MASE*

Abstract — A rotating-plasma gun has been devised to produce plasma streams with higher rotational velocities. The working mechanism of the gun and the results of a preliminary experiment have been described.

1. まえがき

回転プラズマを応用したプラズマ遠心分離器は、通常のガス遠心分離器をしのぐ高い分離能力を期待できることから魅力的である。磁場中に保持したプラズマを電磁力により直接駆動する方式をとるため、大きな回転速度を得られると考えられるからである。¹⁻⁴⁾しかし現実には回転速度が予想以上に低く、十分期待に応える性能は得られていない。われわれは独自に考案した二方式、回転プラズマトーラス、および回転プラズマ銃により、従来の壁を破る高速回転プラズマ流の生成を試みている。これらの方式を遠心分離器に適用し、性能評価を行なうことが最終目標である。本論文ではこれら二方式のうち同軸型回転プラズマ入射銃について概説し、併せて予備実験の結果を報告する。

2. 回転プラズマの生成

Fig. 1 に回転プラズマ配位の例を示す。(a)はプラズマの両端で磁力線が開いている開放型である。従来の研究はほとんどこの配位で行なわれた。荷電粒子は磁力線方向に動き易い。開放型では絶縁物終端板を設置して磁力線に沿うプラズマの流出を抑えようとする。実はこの終

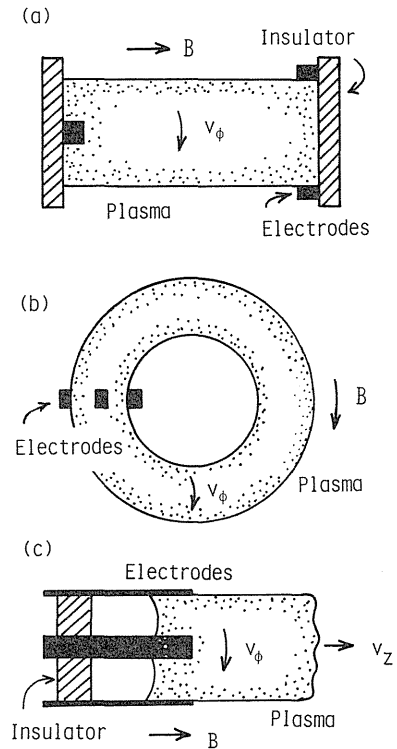


Fig. 1 Illustration of rotating-plasma geometries; (a) open-field geometry, (b) toroidal geometry, (c) plasma gun geometry.

* 茨城大学工学部電子工学科 (日立市中成沢町)

Department of Electronic Engineering, Faculty of Engineering, Ibaraki University, Hitachi 316, Japan

端板の存在がプラズマの回転速度を制限する原因の一つと考えられている。その根拠を簡単に説明する。磁力線に沿って流出するプラズマは、終端板上でエネルギーを失ない再結合する。終端板は流入電流 $J = J_i + J_e = 0$ の条件から、プラズマに対し負の電位

$$V_f \approx -(T_e/e)(3.4 + \ln n\sqrt{A}) \quad (1)$$

に帯電し、プラズマとの境界にイオンシースを形成する⁵⁾。ここに、 T_e はエネルギー単位の電子温度、 A はイオンの質量数である。式(1)より水素、ヘリウム、アルゴンプラズマにおける V_f はそれぞれ $-3.4 T_e/e$ 、 $-4.1 T_e/e$ 、 $-5.2 T_e/e$ と与えられる。 V_f は電子に対しては減速電位であり、磁力線に沿う電子の流出を著しく軽減する。一方、イオンに対して V_f は加速電位となるので磁力線方向のイオンの閉じ込め機構は存在しない。単位時間に終端板の単位面積に損失するプラズマイオンの運動量は

$$-\left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{\text{loss}} = M n v_\phi C_s \quad (2)$$

である。したがって、プラズマパラメータ (v_ϕ , n , T_i , T_e 等) の空間平均によりイオンの運動方式は

$$\frac{d}{dt}(M v_\phi) = I B d / N - M v_\phi / \tau \quad (3)$$

と表わされる。ここで、 I は駆動電流、 B は磁場強度、 d はプラズマの厚さ、 N はイオンの全粒子数、 $\tau = L / 2 C_s$ 、 L はプラズマの長さである。 $N = N(t)$ は電荷保存の式より自己無頓着に決められる。音速 C_s は

$$C_s = \sqrt{(T_e + 3 T_i) / M} \quad (4)$$

で与えられる。⁶⁾ 回転プラズマでは通常 $T_i \geq T_e$ 、 $T_i \propto M v_\phi^2$ が成り立つので $M v_\phi / \tau \propto v_\phi^2$ となり、回転速度 v_ϕ の二乗に比例する強い制動力が働くことになる。さらに終端板に入射したイオンは表面に吸着した中性粒子を放出し、自らも再結合して中性化する。これらの二次的な中性粒子は $v_\phi \sim 0$ であるから、電離してバルクの数まで加速するためにさらにエネルギーを必要とする。回転プラズマにとって負荷となる。¹⁾

以上述べたように、終端板の存在は高速の回転プラズマを得る上で不都合である。この点が比較的早い時期に指摘されていたにもかかわらず、今日に至るまで終端板を除去する積極的方策が講じられなかったのはむしろ不可解と言わざるを得ない。われわれは上述の考察に基づき、高速回転プラズマを生成する二方式を提案し、それらの有用性を実証すべく研究を進めている。一つは、Fig 1(b)に示すように磁場をトーラス状にして回転プラズマ

の端を除いた ROPTOR (Rotating Plasma Torus) 配位である。⁷⁾ プラズマは電極に接するのみであり、プラズマと固体表面との相互作用は著しく緩和される。他の一つは、Fig. 1(c)に示した同軸型回転プラズマ入射銃の配位である。大電流短パルス放電により瞬時に高速回転プラズマを生成し、磁場中にプラズマ流として射出する。プラズマはやがて下流の終端板に当たり消失するが、それまでの時間プラズマは磁場中に孤立した状態となる。いわゆる過渡的な配位である。この配位は大きな回転速度を期待できるだけでなく、遠心分離器への応用を考慮した場合、イオンの捕集が容易な開放磁場を用いていることも重要である。ROPTORについては他の機会に譲り、以下同軸型回転プラズマ入射銃によるプラズマ生成について記述する。

3. 同軸型回転プラズマ入射銃の概要

同軸型回転プラズマ銃 (以下、回転プラズマ銃と略称) の動作原理を Fig. 2 に示す。回転プラズマ銃は同軸プラ

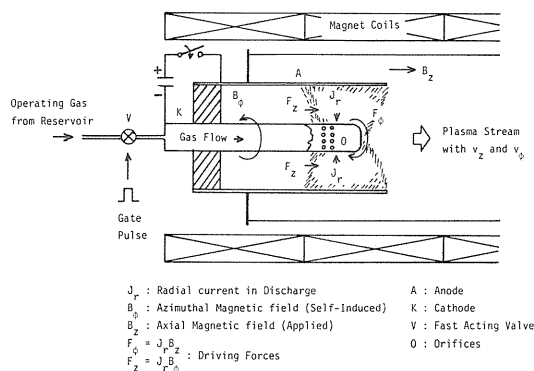


Fig. 2 Plasma production by rotating-plasma gun.

ズマ銃を開放磁場 B_z の一端に設置したものである。(同軸プラズマ銃は高温高密度プラズマの簡便な入射器として、核融合実験に広く用いられている。) 同軸円筒電極の間隙に作動気体をパルスの導入し、衝撃電流を流して急速にプラズマ化する。プラズマは電流 J_r と電流の作る自己磁場 B_θ により電磁力 $F_z = J_r B_\theta$ を受け、銃身に沿って加速する。同時に、 J_r と外部磁場 B_z による力 $F_\phi = J_r B_z$ はプラズマの回転 (ϕ 方向) を駆動するので、回転プラズマ流として銃口より射出することになる。

試作した同軸プラズマ銃の写真を Fig. 3 に示す。(a) は組み立て後、(b) は内部電極を写している。陽極直径 2.3

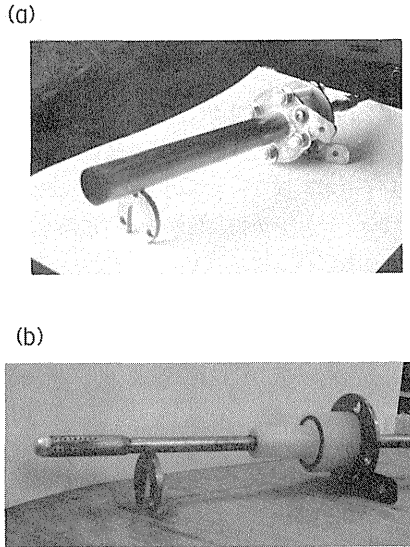


Fig. 3 Photographs of the gun constructed; (a) whole view, (b) view of the inner electrode.

cm, 陰極直径 1.3 cm, 間隔 $d = 0.5$ cm とした。全て真ちゅう製である。電極は 19 cm とかなり長い。これは、銃底部の絶縁物への損傷を軽減し、銃の安定な動作と寿命を確保するためである。もっともプラズマ銃の配位では、大部分のプラズマは銃口より高速で射出するので、銃底に至るプラズマは少なく、損傷も小さいと想像される。作動気体は電磁弁によりパルス化され、陰極内部を通過して陰極先端部の 60 個の小孔より電極間に噴出する。

プラズマ銃の電源回路を Fig. 4 に示す。12 kV, 40 μ F のコンデンサバンクの放電により衝撃電流を発生する。

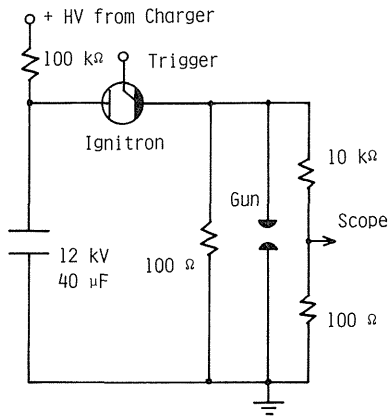


Fig. 4 Electrical circuit.

蓄積エネルギー (最大 2.88 kJ) を効率良くプラズマに注入するには、外部回路の抵抗、インダクタンスを極力減少することが必要である。実際には、高電圧同軸ケーブルを数本束ねて配線する等の工夫を行なった。

4. 実験結果

プラズマ銃の端子電圧および駆動電流, 射出プラズマのエネルギー, プラズマの発光等を観測し, 銃の大まかな性能評価を行なった。実験は同軸プラズマ銃の配位 (C モード: $B_z = 0$) と回転プラズマ銃の配位 (R モード: $B_z \neq 0$) とを比較する形で進めた。

プラズマ銃は, 両モードとも充電電圧 2–12 kV, 磁場強度 0–3 kG の範囲で 100 ショット以上安定に動作した。内外電極とも銃口付近でかなりの放電損傷を認めたが, 銃底付近の変化は小さく, 特に絶縁物の損傷はほとんど認められなかった。Fig. 5 にプラズマ銃の端子電

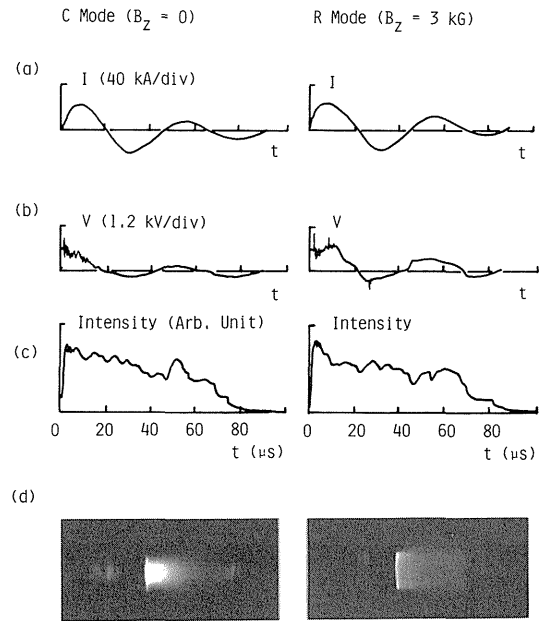


Fig. 5 Typical operational characteristics of the gun in C and R modes ($V = 9$ kV); (a) drive current I , (b) terminal voltage V , (c) visible light signals from PIN diode, (d) open-shutter photographs of plasma ejection.

圧 V 、電流 I の波形とともに、PIN フォトダイオードで検出した可視発光強度の時間変化および放電光の時間積分写真を示す。充電電圧 8 kV、作動気体はアルゴンで放電開始時の電極間の圧力は 1 - 5 Torr であった。

電流波形は両モードで等しく、放電初期を除くと、周期 40 μ S、減衰時定数 70 μ S の減衰振動に一致する。充電電圧 V_c 、磁場 B_z を変化すると、端子電圧 V には変化が見られるが、電流波形は不変で単にピーク値が V_c に比例して増減するのみであった。これは、外部回路のインピーダンスがプラズマのインピーダンスに比べ支配的であることを示す。電流波形より外部回路の R 、 L は、 $R \approx 0.03 \Omega$ 、 $L = 1 \mu$ H と見積もられる。自己磁場 B_ϕ は式

$$B_\phi (\text{kG}) \approx 0.2 I (\text{kA}) \quad (5)$$

と与えられるので、ピーク電流時 ($I = 24 \text{kA}$) は $B_\phi \approx 4.8 \text{kG}$ である。

銃の端子電圧 V は式

$$V = (R + \frac{dL}{dt}) I + L \frac{dI}{dt} + V_H \quad (6)$$

で与えられる。ここで、右辺第一項はプラズマの抵抗による電圧降下で、第二項は銃のインダクタンスによる電圧降下を表す。最後の項 $V_H = v_\phi B_z d$ は R モードにおいてプラズマの回転に伴って現われるホール起電力であり、C モードでは $V_H = 0$ となる。Fig. 5 において V と I の位相が一致することは、

$$L \frac{dI}{dt} \ll (R + \frac{dL}{dt}) I \equiv R^* I$$

を示唆している。また、C モードに比べ R モードにおいて V が大きくなることは、 V_H の寄与として理解できる。ところで、上式の $R^* \equiv R + dL/dt$ において、 R はプラズマの加熱に、 dL/dt はプラズマの加速 (Z 方向) に関係する。しかし、Fig. 5 のデータからこれらを分離することは不可能である。なぜなら、 $dL/dt = v_z (\partial L / \partial z)$ であり、並進速度 v_z が未知だからである。

放電光の強度は放電と同時に急激に立ち上がり、除々に減衰する。脈動成分の位相は I^2 の位相にはほぼ一致する。両モードにおいて大きな差異は認められない。

一方、Fig. 5 最下段の積分写真には、両モードの差異が明確に現われている。C モードでは、陰極 (内側電極) の前面に強い発光部が現われ、プラズマはかなり大きな発散を伴って射出している。これは、電流密度が高くなると、プラズマ流に伴って銃口に到達した電流シートが

ピンチ (自己収縮) し、陰極前面に集中してさらに電流密度を増大するためである。このとき、電流シートは湾曲して銃口より突出し、したがって射出プラズマ流は大きな発散角を持つ。この現象は、過去にも多くの観測例が報告されている。⁽⁸⁾ R モードにおいては、磁場 B_z が付加されているため、異なった様相を呈する。 B_z による磁気圧 $B_z^2 / 2 \mu_0$ はピンチ力に抗するように働く。また、プラズマの回転に伴う遠心力 Mv_ϕ^2 / R (R : 半径) もピンチを抑える方向である。したがって、ほぼ密度様なプラズマが磁力線に沿って射出している。

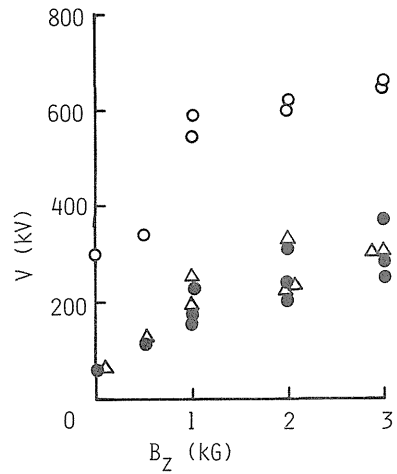


Fig. 6 Terminal voltage V as a function of B_z ($V = 9 \text{ kv}$). Data are plotted at first (\circ), second (\bullet) and third (\triangle) current peaks.

Fig. 6 は、プラズマ銃の端子電圧 V と B_z との関係を示すデータである。充電電圧は 8 kV 一定としている。式(6)において、 R^* が B_z に依らなければ、

$$V_0 \equiv V(B_z = 0) = R^* I \quad (7)$$

も B_z に無関係となり、

$$V - V_0 = V_H = v_\phi B_z d \approx v_\phi B_z \quad (8)$$

が導かれる。したがって、 $V - B_z$ 曲線が直線なら v_ϕ は B_z に依らず一定である。上に凸の曲線であれば、 v_ϕ は B_z とともに減少、逆に下に凸の曲線であれば、 v_ϕ は B_z とともに増大することになる。Fig. 6 のデータは上に凸の曲線に近いと思われるが、十分な検討はまだ行なわれていない。ちなみに、式(8)を用いて v_ϕ を見積ると、 $v_\phi = (V - V_0) / B_z d \sim 10^5 \text{ m/s}$ と非常に大きな値となる。

(A^+ イオンのエネルギーに換算して約2 keV.) v_ϕ の評価は本研究の骨格であり, 絶対測定を含む複数のクロスチェックにより慎重に決定されねばならない。射出速度 v_z の評価についても同様である。今後の重要課題である。

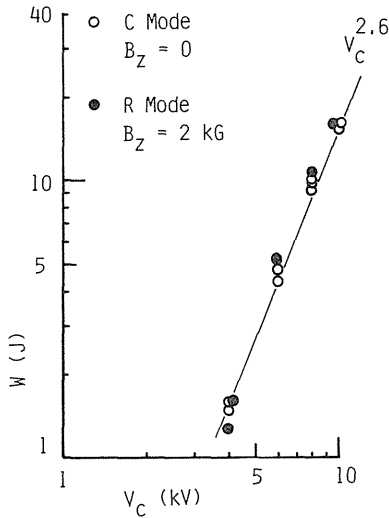


Fig. 7 Total energy deposition to the plasma as a function of V_c in C and R modes.

Fig.7は, 射出したプラズマ流の全運動エネルギー W を充電電圧 V_c を変えて測定したものである。測定には, 直径6 cm, 熱容量1.5 J/Kの銅吸収体に銅コンスタンタン熱電対を接合したカロリメータを用いた。位置は銃の前方約6 cmに固定した。Cモード, Rモードに大きな差異は認められず,

$$W \propto V_c^n \quad (n = 2.6 - 2.7) \quad (9)$$

なる依存性を示す。プラズマ生成の効率

$$\eta(\%) = (W / \frac{1}{2} CV_c^2) \times 100$$

を求めると, $V_c = 10\text{kV}$ において0.8%程度であり, V_c

の増加に伴い V_c^{n-2} に比例して大きくなる。

5. むすび

高速回転プラズマを得るために考案した同軸型回転プラズマ銃は安定に動作し, 再現性も良好で, 100ショット以上の寿命を持つものであった。アイデアの検証は今後の本格的な実験を待たねばならないが, 予備実験から, 従来を一桁程度上回る回転速度が示唆されている。また, 本装置を核融合実験のプラズマ入射器に適用することも考えられる。いくつかの利点を期待でき, 今後の検討に値する。

参考文献

- 1) B. Lehnert: Nucl. Fusion, Rotating Plasma, 11, (1971), 485.
- 2) 大図 章, 池畑 隆, 田辺利夫, 真瀬 寛: 茨城大学工学部研究集報, プラズマガンを用いた高速回転プラズマの生成, 32, (1984), 153.
- 3) 池畑 隆, 大図 章, 田辺利夫, 真瀬 寛: 電気学会プラズマ研究会資料, プラズマ入射による回転プラズマの生成, EP-84-50, (1984), 35.
- 4) 真瀬 寛, 池畑 隆: 応用物理, 回転プラズマとその応用, 54, (1985), 224.
- 5) 藤田順治: プラズマ若手夏の学校テキスト, 名古屋大学プラズマ研究所, (1978), 338.
- 6) F.F. Chen: Introduction to Plasma Physics, 1st Ed., Plenum Press, (1974), 84.
- 7) 田口洋治: 茨城大学工学部電子工学科卒業論文, 回転プラズマトーラス (ROPTOR) の研究, (1984).
- 8) たとえば, J.W. Mather: Phys. Fluids, Investigation of the High-Energy Acceleration Mode in the Coaxial Gun Supplement, (1964), S28.