

プラズマ流に対するパルス加熱機構の解析

佐伯 節夫*・大崎 堅*・高橋 広志**

Analysis of the Pulsed Heating Mechanism to the Plasma Stream

Setsuo SAEKI, Katashi ŌSAKI and Hiroshi TAKAHASHI

Abstract

The hybrid plasma apparatus, which heats the plasma jet by the pulsed magnetic field, can't only increase the power of the plasma jet but also control the configuration and temperature distribution of it. The object of this study is theoretical and experimental investigation of the pulsed heating mechanism to the plasma jet.

Based on the idealized hybrid plasma model, theoretical temperature and power input distribution of the hybrid plasma were obtained by numerically solving a set of equation which included Maxwell's field equation, Ohm's law and Elenbaas-Heller's equation.

In experiment, using the 3 turns induction coil, the damped pulsed magnetic field was applied to the plasma jet which was generated at arc current 100A, argon gas flow rate 4l/min.. The frequency of the damped pulsed magnetic field was 65.7kHz, 375kHz and the strength of it was 1,986~3,362G. The light intensity from hybrid plasma was measured by a photomultiplier.

Theoretical temperature distribution of the hybrid plasma had off-axis peak characteristics and power input of it attained peak value in outer region of the plasma by skin effect.

In case of the strength and frequency of the damped pulsed magnetic field being 3,362G and 65.7kHz respectively at 2mm from nozzle exit, the increment of the light intensity attained maximum value at 0.25mm in radius and it deserved about 11% of light intensity of the base plasma at the same position.

1. ま え が き

アークプラズマ発生器によって得られるプラズマジェットは汚染の少ない高温高速プラズマ流であるが、ノズル噴出後のジェットには電気入力を与えられないため拡散、再結合に基づく熱損失が大きく、温度低下も著しい。このようなジェットの特性劣化を改善するために、ノズル内アークの特性を改善しジェットの熱出力を増強する方法^{1)~4)}や、放射状第二陽極、誘導コイルを用いてジェットに異種入力を追加する方法^{5)~7)}が試みられている。特に、誘導コイルを用いるとジェットの汚染を防ぎながら熱出力を増加してその形状や温度分布を制御できるため、きわめて効果的な入力追加が可能となる。

プラズマジェット装置に入力追加用誘導コイルを付

設したハイブリッドプラズマ装置においては、異種入力追加によるプラズマの生成過程が重要となる。すなわち、ハイブリッドプラズマ内の温度分布、粒子密度分布及び入力分布などを求め、混成の効果を明らかにする必要がある。

本研究では、大気圧下における直流プラズマ流に高周波入力を追加した場合のプラズマの特性の変化を調べ、ハイブリッド加熱の機構について理論的解析を行った。さらに、試作したハイブリッドプラズマ装置を用いて、直流プラズマジェットに減衰パルス加熱を与えた場合の電流侵入現象を明らかにした。

2 理 論

Fig. 1 にハイブリッドプラズマに対する理想化モデルを示す。ベースプラズマは軸方向に無限に長い円柱とし、その周囲にはパルス加熱を与えるために無限長ソレノイドコイルが巻かれているものと仮定する。

* 電気工学科

** 大学院電気工学専攻

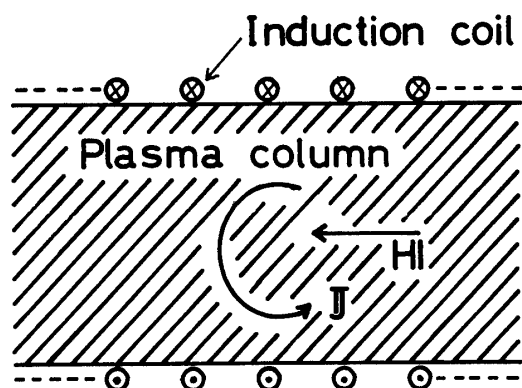


Fig. 1 Idealized hybrid plasma model.

ソレノイドコイルに高周波パルス電流を流してプラズマにパルス磁界を印加すると、プラズマ内にうず電流が発生する。このうず電流はソレノイド電流によって生ずる磁界を弱める向きに誘起される。プラズマ中の磁界、誘導電界、うず電流密度それぞれの間には、次の(1)、(2)、(3)式で示されるマクスウエルの電磁方程式とオームの法則が成り立つ。

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (3)$$

ただし、 \mathbf{H} ：磁界、 \mathbf{J} ：うず電流密度、 \mathbf{E} ：誘導電界、 μ_0 ：真空の透磁率、 σ ：導電率、 t ：時間

一般に低温プラズマは温度に対応する抵抗を有しているため、プラズマ中を流れるうず電流によるジュール加熱が起これ、(4)式で表わされる高周波入力プラズマに注入される。

$$P_{rf} = \sigma |\mathbf{E}|^2 \quad (4)$$

ただし、 P_{rf} ：高周波入力

従って、ハイブリッドプラズマに加えられる電気入力は、ベースプラズマの保有するアーク入力と新たに追加される高周波入力との和になる。このようなハイブリッドプラズマは(5)式で表わされる Elenbass-Heller の方程式によるエネルギー平衡が成り立つようにふるまう。

$$\text{div } \kappa \text{ grad } T + P - Q = 0 \quad (5)$$

ただし、 T ：温度、 P ：電気入力、 Q ：放射損失、

κ ：熱伝導率

モデルの軸対称性より、プラズマの物理量は軸方向及び方位角方向には変化しないと仮定でき、(1)、(2)、(3)式から次式が求まる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r}{\sigma} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} \right) = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (6)$$

ただし、 r ：ハイブリッドプラズマ中心軸からの距離

また、(5)式は

$$\kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial \kappa}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} + P - Q = 0 \quad (7)$$

となる。磁界は角周波数 ω で正弦波状に変化しているとする

$$\mathbf{H} = (H_u + jH_v) \exp(j\omega t) \quad (8)$$

ただし、 H_u ：磁界振幅の実部、 H_v ：磁界振幅の虚部で表わされる。(8)式を(6)式に代入し、両辺の実部、虚部を比較して次式を得る。

$$\frac{\partial^2 H_u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \left(1 - \frac{r}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial r} \right) \frac{\partial H_u}{\partial r} = -\mu_0 \sigma \omega H_v \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 H_v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \left(1 - \frac{r}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial r} \right) \frac{\partial H_v}{\partial r} = \mu_0 \sigma \omega H_u \quad (10)$$

また、時間平均された高周波入力は(4)式より

$$P_{rf} = \frac{1}{2\sigma} \left\{ \left(\frac{\partial H_u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial H_v}{\partial r} \right)^2 \right\} \quad (11)$$

となる。よって、ハイブリッドプラズマの温度、磁界、入力などの分布は(7)、(9)、(10)式を連立して解くことにより求められる。

本研究では、パルス磁界の周波数 $f = 1 \sim 20\text{MHz}$ 中心軸上の温度 $T(0) = 10,000\text{K}$ 及び軸上の磁界 $H_u(0) = 4,000 \sim 10,000\text{AT/m}$ 、 $H_v(0) = 0$ を初期値とし、軸上における境界条件 $(dT/dr)_0 = 0$ 、 $(dH_u/dr)_0 = 0$ 、 $(dH_v/dr)_0 = 0$ を与え(7)、(9)、(10)式を Runge-Kutta-Gill 法によって中心軸からプラズマ表面に向かって数値的に解いて、温度及び入力分布を求めた。なお、アルゴンプラズマの導電率及び熱伝導率は Emmons の値⁸⁾、放射損失は Horrn の値⁹⁾ を使用した。またベースプラズマの入力として Fig. 7 に示す値を使用した。

3 実験装置

3.1 パルス磁界発生装置

パルス磁界発生装置は Fig. 2 に示すように誘導コイル、3点ギャップ、コンデンサ、整流部から構成されている。

誘導コイルは内径26mm、巻数3ターン、ピッチ3mmのソレノイドコイルである。

コンデンサは $0.1\mu\text{F}$ (最大充電電圧10KV) 及び $5\mu\text{F}$ (同じく30KV) の2種類を用い、発生パルス磁界の周波数を変化しうるようにした。

整流部は電圧調整器，ネオントランス，シリコン整流器より成り，単相 100V を電圧調整器を通しネオントランス（最大出力電圧12KV）で昇圧し，シリコン整流器で全波整流した後コンデンサを充電した。なお充電電圧の設定は電圧調整器によって行った。

パルス磁界はコンデンサを3点ギャップ，ソレノイドコイルを通して放電させることによって得られ，この時流れるパルス電流及び発生するパルス磁界をロゴウスキーコイルと磁気探針によって測定した。Fig. 3 にこれを示す。パルス磁界は，パルス電流と同相の減衰振動となるため，第1半周期の磁束密度が最大値を示す。本実験に使用したパルス磁界の周波数及び減衰時間は，コンデンサ 0.1 μ F ではそれぞれ 375KHz，20 μ sec であり，5 μ F では同じく 65.7KHz，161 μ sec である。

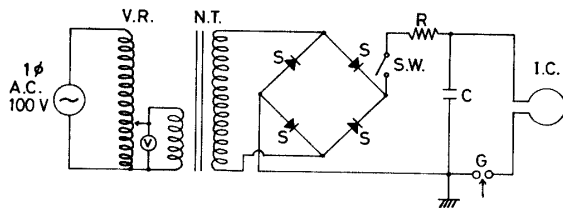


Fig.2 Circuit of pulsed magnetic field generator,
V.R. : Voltage regulator, C : Capacitor,
N.T. : Neon transformer, S.W. : Switch,
R : Charging resistance, G : Starting gap,
S : Silicon rectifier, I.C. : Induction coil

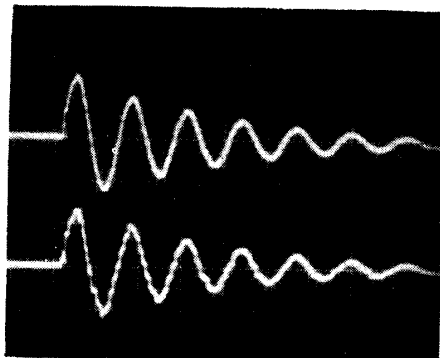


Fig. 3 Wave forms of Rogowski coil and magnetic probe output.

Sweep velocity : 2 μ sec/div,
Upper trace : Rogowski coil output ;
1,300A/div,
Lower trace : Magnetic probe output ;
1,900G/div

3・2 プラズマ流発生器

本実験に使用したベースプラズマ流は，陰極として

先端を90度に削った直径 5 mm の 2 % トリウム入りタングステン棒と，陽極として内径 5 mm，集束部長 7 mm の前面フラット形ノズルを有する直流ガス集束形プラズマ発生器によって発生したアルゴンプラズマジェットである。

作動ガスは純度 99.99% のアルゴンを使用し，流入圧力 4 kg/cm² で軸流として供給した。

動作条件は電極ギャップ長 2 mm，アルゴン流量 4 l/min，アーク電流 40~160A である。

Fig. 4 に示すようにアーク電圧対電流の関係は，アーク電流 100A を境に垂下特性から水平特性に変わり，水平領域でのアーク電圧は約 15.2V を維持している。正味アーク入力とアルゴンガスの質量流量及び定圧比熱から求めたジェット平均温度は 5,300~15,200 K である。また，発生ジェットのレイノルズ数は 80~170 で層流領域¹⁰⁾ にあり，ジェット長は 7.8~14.2mm，ジェット径は 2.6~3.1mm である。

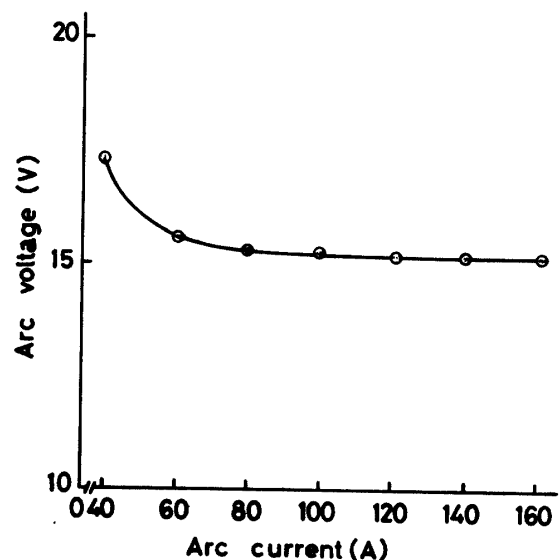


Fig. 4 Arc voltage vs. arc current.
Argon gas flow rate : 4 l/min

Fig. 5 はノズル軸線上で出口から 2 mm 離れた位置におけるプラズマジェット断面内の分光学的温度及び導電率の分布を示す。なお，ジェット発生条件はアーク電流 100A である。また，導電率は部分電離気体に対するカントロヴィッツの理論¹¹⁾と分光学的温度より算出したものである。温度は外周部に向うにつれて減少し，軸上で最大の 12,000K を示すが，軸線から径方向に 0.6mm 離れた位置で約 10,000K に低下する。一方，導電率も軸上で最大の 35.4 ν /cm を示すが，半径 0.6mm より外周部では軸上の導電率の 1/5 以下に低下する。

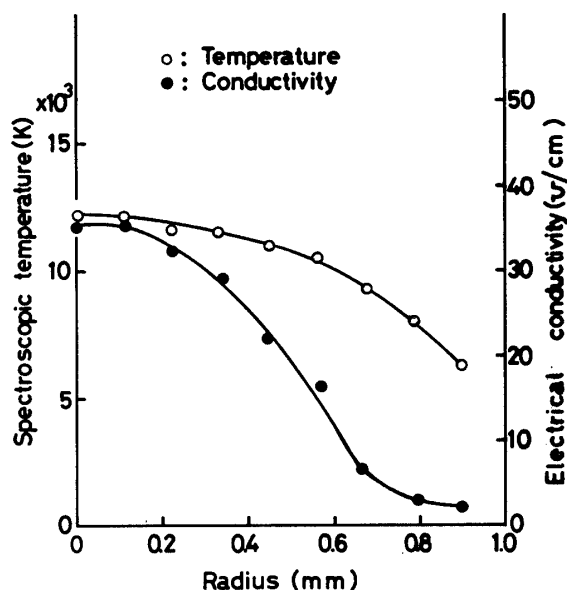


Fig. 5 Radial distribution of spectroscopic temperature and electrical conductivity of the plasma jet.

Argon gas flow rate: 4 l/min,
Arc current: 100A,
Axial distance from nozzle exit: 2 mm

3.3 実験回路

Fig. 6 は実験回路のブロック図を示している。アーク発生用電源は無負荷電圧140V、容量50KVAのシリコン整流器で安定抵抗(0.14~30 Ω)によって垂下特性を与えている。

誘導コイルはその入口断面がノズル軸線上で出口から0.5mm離れた点に位置し、かつその軸線とノズル軸線が一致するように配置した。

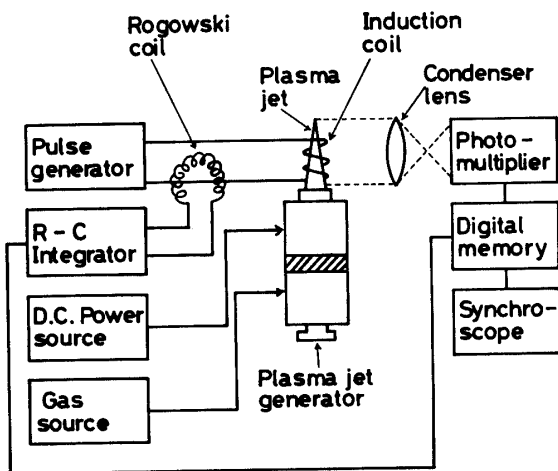


Fig. 6 Experimental circuit.

パルス磁界発生条件は、コンデンサ0.1 μ Fでは充

電電圧8KVと10KV、5 μ Fでは充電電圧13KVであり、これに対応する最大磁束密度はコンデンサ0.1 μ Fにおいてそれぞれ1,986G、2,521G、5 μ Fにおいて3,362Gである。なお、誘導コイル内のパルス磁束密度分布は、誘導コイル中心軸線から半径4mm以内では一様であることを確認した。

ハイブリッドプラズマ各点からの放射光を集光系を通して放射光測定プローブ(フォトマルR136)の入射スリット上に投影し、放射光強度を求めた。なお、放射光強度の変化は、発生パルス磁界の強度を示すパルス電流波形とともにデジタルメモリ(岩通製DM703)に記憶させた後シンクロスコープにトレースさせて記録した。さらに、測定した放射光強度は、ハイブリッドプラズマが光学的に薄く、軸対称であると仮定し、アーベルの逆変換により放射光強度の径方向分布を算出した。放射光測定を行ったハイブリッドプラズマ断面は、ノズル軸線上で出口からの距離(l)がそれぞれ2、3mmの2点である。

パルス加熱の対象として選んだプラズマジェットの発生条件は、アルゴンガス流量4 l/min、アーク電流100Aで、対応するアーク電圧15.2V、正味アーク入力600W、ジェット平均温度10,000K、レイノルズ数120、ジェットコア部長11mm、ジェット径2.9mmである。

4 実験結果と考察

4.1 理論解析

Fig. 7, Fig. 8 は温度及び電気入力径方向分布の計算結果を示している。ハイブリッドプラズマの温度分布は高周波特有の off-axis peak 特性¹²⁾を示しており、この特性を示す傾向は f あるいは $H_u(0)$ が大きいほど弱くなり、均一な温度分布に近づく。

$f = 4 \text{ MHz}$, $H_u(0) = 4,000 \text{ AT/m}$ の場合、温度は $r = 9 \text{ mm}$ でピークに達し、中心軸上の温度より7.5%高い。このように off-axis peak 特性が現われるのは、中心付近の放射によるエネルギー損失を外周部からの熱伝導によるエネルギーで補うことによってエネルギー平衡が保たれるからである。

アルゴンプラズマの導電率は温度7,000K以下では急激に減少し、導電性がほとんど失われるため、温度が7,000Kとなる中心軸線からの径方向距離をプラズマ実効半径とする。 $H_u(0) = 4,000 \text{ AT/m}$ で f が4, 10, 20MHzに対してプラズマ実効半径はそれぞれ11.6mm, 6.7mm, 4.7mmとなり、周波数が高いほどプラズマ断面は小さくなる。一方、 $f = 4 \text{ MHz}$ で

$H_u(0)$ を $4,000\text{AT/m}$ 増すと、プラズマ実効半径は 2.75mm 減少し、周波数を増した場合と同様な傾向を示す。

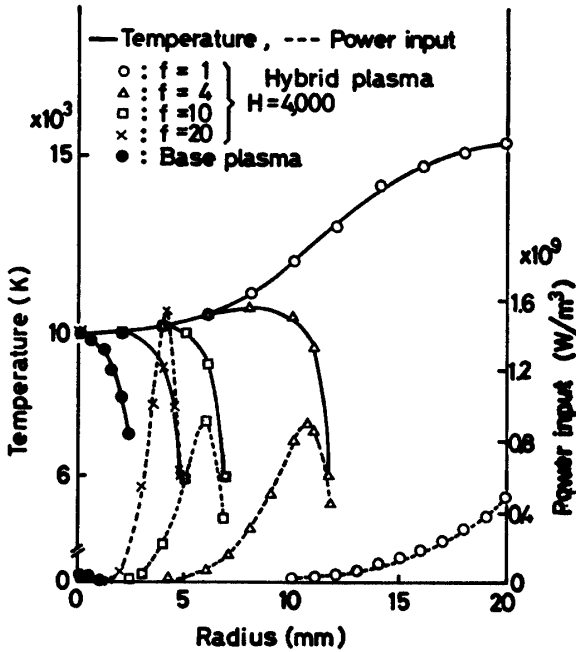


Fig. 7 Radial distribution of temperature and power input.
f : Frequency (MHz) H : Magnetic field strength of center axis (AT/m)

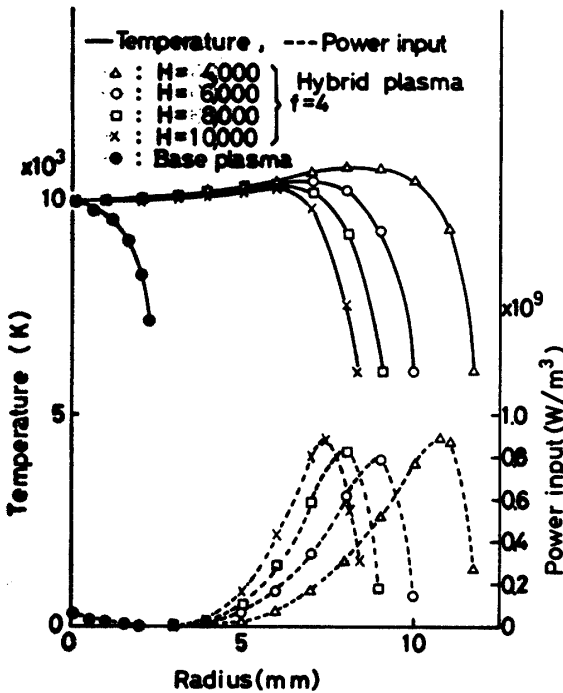


Fig. 8 Radial distribution of temperature and power input.
f : Frequency (MHz), H : Magnetic field strength of center axis (AT/m)

ハイブリッドプラズマに加えらる電気入力分布は、中心付近ではベースプラズマの保有する入力のみであり、高周波入力はプラズマの周辺部に集中している。電気入力が増大となる中心軸線からの径方向距離は、 $H_u(0)=4,000\text{AT/m}$ で f が $4, 10, 20\text{MHz}$ と増加すると $10.7\text{mm}, 6.0\text{mm}, 4.2\text{mm}$ と減少する。また、プラズマ実効半径から電気入力が増大となる中心軸からの径方向距離を差し引いて求められるみかけの表皮の深さも同じくそれぞれ $0.9\text{mm}, 0.7\text{mm}, 0.5\text{mm}$ と減少しているため、周波数が高いほど表皮効果が顕著となり、プラズマの外周部が加熱されることを示している。一方、 $f=4\text{MHz}$ で $H_u(0)$ を $6,000\text{AT/m}$ から $10,000\text{AT/m}$ に増加しても、みかけの表皮の深さの減少は 0.05mm と小さく、表皮効果の影響は軽微である。

以上より、ハイブリッドプラズマ装置では印加する磁界の周波数及びその強さを選定することにより、ハイブリッドプラズマの加熱領域及び加熱の程度を制御できることがわかった。

4・2 ハイブリッドプラズマからの放射光強度

Fig. 9 はプラズマジェット放射光強度の径方向分布を示している。放射光強度は軸上で最大となり、

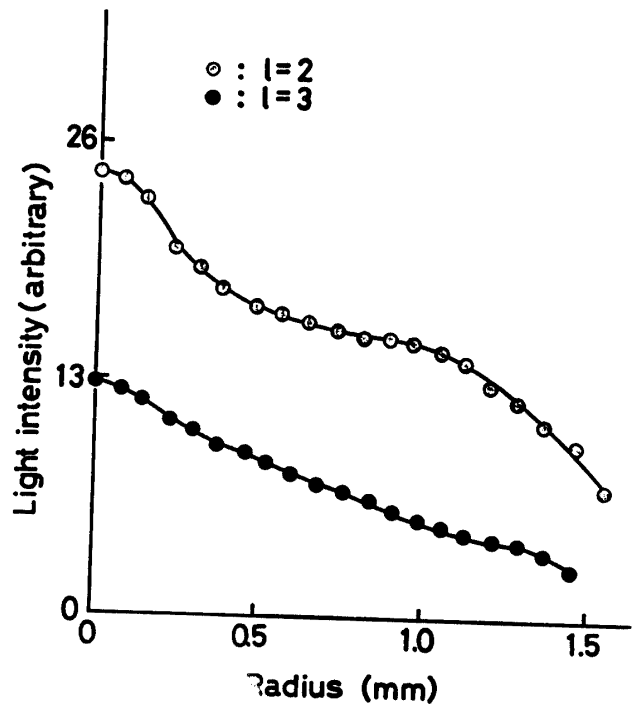


Fig. 9 Radial distribution of light intensity of the plasma jet.
Argon gas flow rate : 4 l/min ,
Arc current : 100A ,
l : Axial distance from nozzle exit (mm)

外周部に向うにつれて低下する。 $l = 2 \text{ mm}$ においては $r = 0.3 \text{ mm}$ までは急激な放射光強度低下を生じ、軸上の約79.5%まで低下する。 $r = 0.3 \text{ mm}$ 以上の外周部では放射光強度はゆるやかに低下し、 $r = 0.73 \text{ mm}$ では軸上の約65%を維持している。これに対し、 $l = 3 \text{ mm}$ においては $l = 2 \text{ mm}$ の約56.3%に低下する。

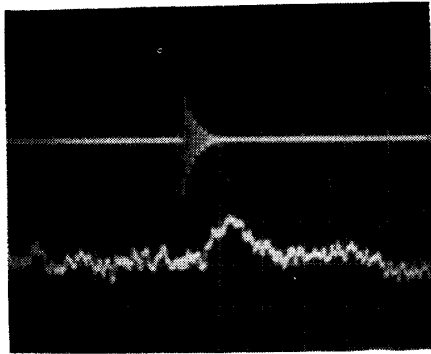


Fig. 10 Wave forms of Rogowski coil output and light intensity of hybrid plasma.

Sweep velocity : $20 \mu\text{sec/div}$,

Upper trace : Rogowski coil output ;

1,300A/div,

Lower trace : Light intensity of hybrid plasma ; 80 mV/div .

Fig. 10 はプラズマジェットに減衰パルス加熱を与えた場合のパルス電流及び放射光強度の波形を示す。このような一連の測定放射光強度波形より放射光強度を読み取り、アーベルの逆変換を行ってハイブリッドプラズマ断面内における放射光強度の増加分の径方向分布を求めると Fig. 11, Fig. 12 のようになる。放射光強度の増加分は off-axis peak 特性を示しており、その増加分は $f = 65.7 \text{ KHz}$, $l = 2 \text{ mm}$ においては $r = 0.25 \text{ mm}$ で最大となり、軸上のそれより約5.3%大である。また、この放射光強度の増加分は同じ径方向位置におけるプラズマジェットの放射光強度の約11%に相当している。周波数を一定とし、最大磁束密度が増加すると、放射光強度は増大する。すなわち、 $f = 375 \text{ KHz}$ において、最大磁束密度を $1,986 \text{ G}$ から $2,521 \text{ G}$ に増すと、放射光強度の増加分のピーク値は約75%増大する。一方、同一周波数において、ノズル出口からの距離が大きくなると、放射光強度の増加分は減少し、 $f = 65.7 \text{ KHz}$ では、 $l = 3 \text{ mm}$ における放射光強度の増加分のピーク値は $l = 2 \text{ mm}$ におけるその値の約85%に低下する。これは、ノズル出口からの距離が大きくなると、プラズマジェットの導電率及び体積が減少するためと考えられる。ノズル出口から

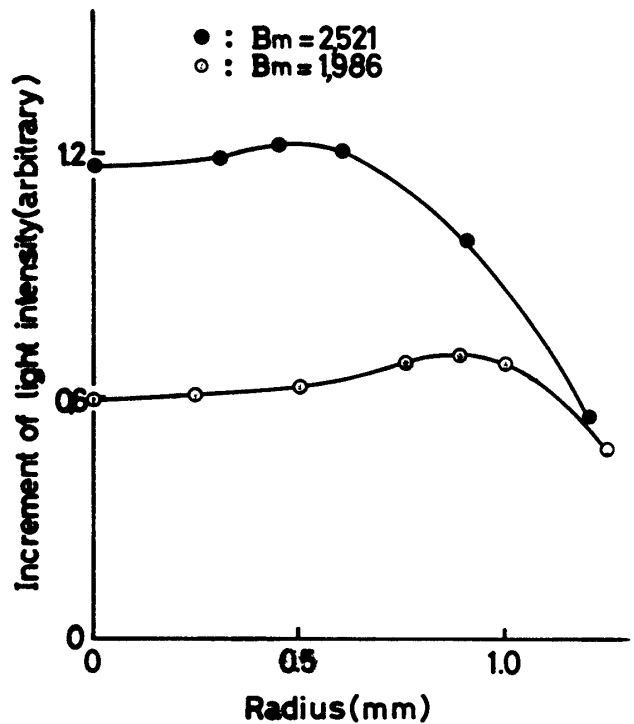


Fig. 11 Radial distribution of increment of light intensity of the hybrid plasma.

Argon gas flow rate : 4 l/min ,

Arc current : 100 A ,

Axial distance from nozzle exit : 2 mm ,

Frequency : 375 KHz ,

B_m : Maximum magnetic flux density (G)

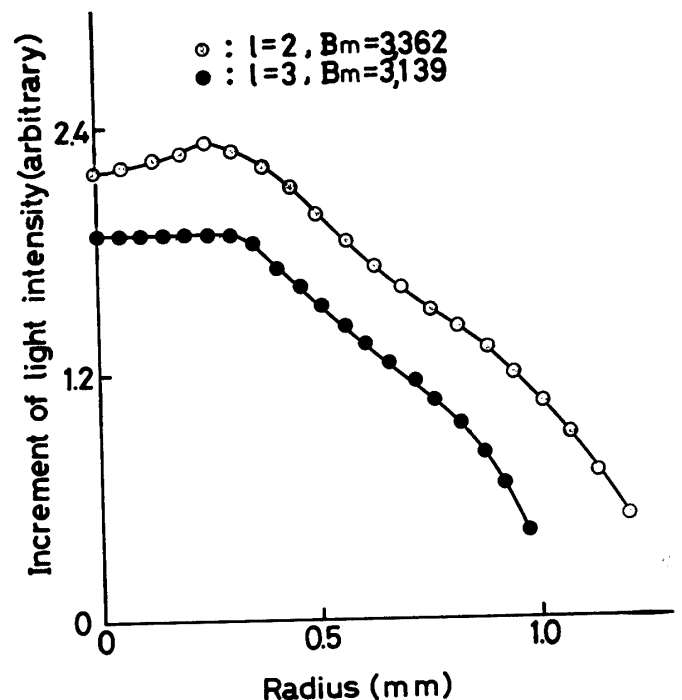


Fig. 12 Radial distribution of increment of light intensity of the hybrid plasma.

Argon gas flow rate : 4 l/min ,

Arc current : 100 A ,

l : Axial distance from nozzle exit (mm),

Frequency : 65.7 KHz ,

B_m : Maximum magnetic flux density (G)

の距離が同じ場合、周波数が高いほど軸線から径方向に離れた位置で放射光強度の増加分はピークを示している。これより、表皮効果により周波数が高いほどプラズマジェットの外周部にパルス入力が増加されていることが明らかであり、理論解析の結果と一致している。

以上より、プラズマジェットへの電流侵入現象は導電率、パルス磁界の強さ及び周波数が高いほど顕著に現われ、電流は表皮効果によりプラズマジェット表面近くに集中することがわかった。

5 むすび

以上述べたように、大気圧下における直流プラズマジェットに対しパルス加熱を与えた場合の加熱機構について理論的、実験的に調べた。その結果、パルス磁界の周波数がプラズマ加熱に与える影響が大きいことが明らかとなった。また、パルス加熱法は表皮効果を利用することによってジェットの低温領域に入力を追加する有効な手段であることが確かめられた。

なお、(7) 式の右辺を $\rho c(\partial T/\partial t)$ (ρ : プラズマ密度, c : 比熱) としてモデルの解析を行えば、過渡的なパルス加熱機構についても解明できると考えうる。

本研究に協力いただいた昭和54年度及び55年度卒業研究学生諸氏、本学山中麗子氏に感謝する。

参 考 文 献

- 1) K. J. Clark & F. P. Incropera : AIAA J., 10, 17 (1972)
- 2) 佐伯節夫, 内山格郎 : 山口大学工学部研究報告, 27, 113 (1976)
- 3) C. J. Cremers, H. S. Hsieh & J. R. Mahan : IEEE Trans. Plasma Sci., 1, 10 (1973)
- 4) 佐伯節夫, 二矢田正輝, 大崎 堅 : 山口大学工学部研究報告, 29, 273 (1979)
- 5) 佐伯節夫, 牧 元, 大崎堅 : 昭和43年度電気四学会九州支部連合大会論文集, 106
- 6) P. J. Vermeulen, W. Lee, Boddie & F. A. Wierum : AIAA J., 5, 1015 (1967)
- 7) A. Shamin & E. R. Wooding : IEE Conf. Publ. (Inst. Electr. Eng.), No.143, 415 (1976)
- 8) H.W. Emmons : Phys. Fluids, 10, 1125 (1967)
- 9) K. P. Horrn, H. Wong & D. Bershadler : J. Plasma Phys., 20, 157 (1966)
- 10) F. Incropera & G. Leppert : AIAA J., 4, 1087 (1966)
- 11) キャンベル : プラズマ物理学と電磁流体力学, 好学社, (1966) P.187
- 12) R. C. Miller & R.J. Ayen : J. Appl. Phys., 40, 5260 (1969)

(昭和55年10月15日受理)