移行式アークジェットの運動量損失に関する考察*

桜木 俊一^{*1}, 高尻 雅之^{*2}

Investigation on Momentum Loss of Transferred Arcjet

Shun'ichi SAKURAGI and Masayuki TAKASHIRI

The cutting quality of a plasma arc cutter depends greatly on the momentum and energy distributions in the transferred arcjet. In this paper, using the result of integral analysis for the boundary layer equations of transferred arcjet, the correlations between the momentum loss of the arcjet and the operating conditions of a plasma torch such as arc current, gas flow rate, and cutting stand off were investigated. Furthermore, in order to study the actual effect of the momentum loss on the cutting performance of an unmodified plasma cutting torch (Komatsu G940), the relations between the calculated magnitudes of the momentum loss and the maximum cutting speed for the sheet metals of various thicknesses have been investigated by using a numerically controlled plasma cutting table.

Key Words: Plasma Cutting, Transferred Arcjet, MHD Equation, Integral Analysis, Momentum Loss, Current Boundary

1. 緒 言

NC装置を利用した板金の精密切断分野では、CO₂レーザとともに移行式アークジェットを利用したプラズマ切断が普及しつつある。プラズマ切断やレーザ切断は金型を使用すること無く、NCプログラムの作成のみで任意形状の精密切断が可能であるため最近の多品種少量生産の市場動向に適した生産設備と言える。

プラズマ切断はアーク放電により生成される高温プラズマジェットを利用して板金的高速溶断を行なうもので(図1参照)、その中心部の温度は一万度以上に達する。プラズマ切断の品質(切断溝幅、切断面の垂直度、切断面粗度、ドロスの付着量、切断限界速度、など)はアークジェットの持つ運動量分布やエネルギー分布に大きく依存するため、アークジェットの構造と特性を詳細に考察することは切断品質の向上を実現するうえで極めて重要である。本論文では、アークジェット基礎方程式の積分解析により得られた結果を基に、トーチの運転パラメータ(作動ガス流量、アーク電流密度、ワークとのスタンドオフ、など)とアークジェットの運動量損失量との相関に関する考察を行なった。

また、実機の切断テストにより、この運動量損失量が切断性能に及ぼす影響を調べた。

2. 主な記号

- r : 半径方向座標 (円筒座標系)
- θ : 円周方向座標 (円筒座標系)
- z : 軸方向座標 (円筒座標系)
- u : プラズマ流の軸方向速度
- v : プラズマ流の半径方向速度

図1 プラズマ切断システム

* 原稿受付 平成5年9月30日。

*¹ 正員, コマツ研究本部基礎技術研究所 (〒254 平塚市万田1200)。*² コマツ研究本部基礎技術研究所。

- ρ : プラズマの密度
 P : プラズマの圧力
 T : プラズマの温度
 R : プラズマの気体定数 (J/kgK)
 C_v : プラズマの定積比熱
 C_p : プラズマの定圧比熱
 h : プラズマのエントルピー (J/kg)
 H : プラズマのよどみ点エントルピー (J/kg)
 Pr : プラズマのプラントル数
 κ : プラズマの熱伝導率
 η : プラズマの粘性係数
 σ : プラズマの電気伝導率
 ε : プラズマの誘電率
 μ : プラズマの透磁率
 ϕ : プラズマの電離度
 S_R : 単位体積当たりの放射損失 (W/m³)
 I_R : 全放射損失 (W)
 g_z : 重力加速度の軸方向成分
 J_r : 電流密度の半径方向成分
 J_z : 電流密度の軸方向成分
 B_θ : 磁場強度の円周方向成分
 I : アーク電流
 V : アーク電圧
 $\dot{m}$: 質量流量 (kg/s)
 δ_v : アークジェットの半径
 δ_I : アーク電流の半径
 θ_1 : 排除面積
 θ_2 : 運動量損失面積
 θ_3 : エネルギー損失面積
 (下付き添え字)
 0 : 諸量のノズル出口での値を表す
 c : 諸量のジェット中心軸上での値を表す
 (上付き添え字)
 $*$: 無次元量を表す

3. アークジェットの積分解析

桜木・Cappelli⁽¹⁾はアークジェットの境界層方程式を積分解析することにより、プラズマ切断に利用される移行式アークジェットの運動量損失やエネルギー損失の大きさを表す損失面積の代数表現を得た。各損失面積は作動ガス流量やアーク電流値などのプラズマトーチの運転パラメータおよびその関数として表されるアークの物理量を用いて表現される。本章では積分解析により得られた結果を簡単に紹介する。

3.1 アークジェットの境界層方程式 軸対称定常移行式アークジェットの境界層方程式は次のように表される。

連続の式

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v) = 0 \quad (1)$$

運動量の式

(i) r 方向

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(P + \frac{B_\theta^2}{2\mu} \right) + \frac{B_\theta^2}{\mu r} = 0 \quad (2)$$

(ii) z 方向

$$\begin{aligned} & \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) \\ &= - \frac{\partial}{\partial z} \left(P + \frac{B_\theta^2}{2\mu} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \eta \frac{\partial u}{\partial r}) + \rho g_z \end{aligned} \quad (3)$$

エネルギーの式

$$\begin{aligned} & \rho \left\{ u \frac{\partial (C_p T)}{\partial z} + v \frac{\partial (C_p T)}{\partial r} \right\} \\ &= v \frac{\partial P}{\partial r} + u \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\kappa r \frac{\partial T}{\partial r}) \\ & \quad - S_R + \eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \frac{J_r^2 + J_z^2}{\sigma} \end{aligned} \quad (4)$$

3.2 境界条件 図2にアークジェットの解析モデルを示す。図中においてアークジェットは軸対称であり、 δ_v と δ_I はそれぞれ速度境界と電流境界の半径を表す。また、ジェットの中心軸上での物理量は下付き添え字 c によって表される。本解析では、ジェットによる周囲気体のエンタレインメントは無視し、周囲気体は静止しているものとする。このような仮定のもとに境界条件は次のように書かれる。

$$\begin{aligned} & u = u_c, v = 0, \frac{\partial u}{\partial r} = 0 \quad : r = 0 \\ & u = 0, v = 0, \frac{\partial u}{\partial r} = 0 \quad : r \geq \delta_v \end{aligned} \quad (5)$$

3.3 積分された連続の式 連続の式(1)の両辺に $2\pi r dr$ を掛け以下のように積分する。

$$\int_0^\infty \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} 2\pi r dr + \int_0^\infty 2\pi \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v) dr = 0 \quad (6)$$

図2 解析モデル

式(6)の左辺第1項にライプニッツの公式を適用し、境界条件を考慮することにより次の結果を得る。

$$\frac{d}{dz} \int_0^{\delta_v} \rho u 2\pi r dr = 0 \quad (7)$$

式(7)は境界条件より、次式のように変形される。

$$\frac{d}{dz} \left[\rho_{c0} u_{c0} \int_0^{\delta_v} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_{c0} u_{c0}} \right) 2\pi r dr - \rho_{c0} u_{c0} \pi \delta_v^2 \right] = 0 \quad (8)$$

ここで、排除面積 θ_1 (面積の次元を持つ) を次のように定義する。

$$\theta_1 = \int_0^{\delta_v} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_{c0} u_{c0}} \right) 2\pi r dr \quad (9)$$

この排除面積は二次元境界層の場合の排除厚さと同等の物理的意味を持つ。“面積”の意味は次元の増加にともない流れの状態を規定するのに面積の次元が必要であるためである。三次元アークジェットの場合、排除面積はつぎのように説明される。すなわち、アークジェットが粘性の無いポテンシャルジェットであるとした場合のジェット面積は、実際のジェット面積から排除面積を差し引くことにより求められる。この仮想的なポテンシャルアークジェットは損失が最も小さく、かつ最大の切断能力を有するアークジェットと考えることができる。

二次元境界層の場合、基準量として主流の物理量を選択するが、ジェットの場合これに対応するものとしてジェット中心軸上の物理量を選択するのが妥当と考えられる。この基準量は位置 z の関数として与えられるべきであるが、プラズマ切断の性能を評価しようとする場合トーチノズルの出口面での値をすべての基準値として選ぶほうが、より、各損失面積としての物理的意味を有するものと考えられる。このような観点から、今後、二次元境界層の主流に対応するジェットの基準量としてノズル出口面での中心軸上の値(下付き添え字 $c0$ で表される)を用いることにする。

式(9)を式(8)に代入し積分すれば

$$\theta_1 = \frac{c_1}{\rho_{c0} u_{c0}} + \pi \delta_v^2 \quad c_1 = \text{const.} \quad (10)$$

となる。ここに c_1 は積分定数である。

いま、次のような無次元変数を定義する。

$$\theta_1^* = \frac{\theta_1}{\pi r_0^2}, \quad \delta_v^* = \frac{\delta_v}{r_0} \quad (11)$$

ここに、 r_0 はノズル出口半径を表す。式(11)を用いて式(10)を書き換え、ノズル出口での条件を用いて c_1 を決定することにより次の結果を得る。

$$\theta_1^* = \theta_{10}^* + \delta_v^{*2} - 1 \quad (12)$$

ここに、

$$\theta_{10}^* = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \left(1 - \frac{\rho_0 u_0}{\rho_{c0} u_{c0}} \right) 2\pi r dr \quad (13)$$

流れの物理量 ($u, \rho, T, \kappa, \eta, \text{etc.}$) がノズル出口面にて一様である場合には $\theta_{10}^* = 0$ となり式(12)は次のように書かれる。

$$\theta_1^* = \delta_v^{*2} - 1 \quad (14)$$

3.4 積分された運動量の式 板金切断に用いられるアークジェットはノズル出口近傍に形成される衝撃波領域を除けば基本的に亜音速と考えられる⁽²⁾。したがってジェット中の圧力は大気圧に等しく、式(3)において $\partial P / \partial z = 0$ とおくことができ、重力を無視すれば式(3)は次のように書かれる。

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B_\theta^2}{2\mu} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (15)$$

式(15)の両辺に $2\pi r dr$ を掛けて積分すれば

$$\begin{aligned} & \int_0^{\delta_v} \rho u \frac{\partial u}{\partial z} 2\pi r dr + \int_0^{\delta_v} \rho v \frac{\partial u}{\partial r} 2\pi r dr \\ &= - \int_0^{\delta_v} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B_\theta^2}{2\mu} \right) 2\pi r dr + 2\pi \int_0^{\delta_v} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial u}{\partial r} \right) dr \end{aligned} \quad (16)$$

となる。式(16)の右辺第2項は境界条件(5)より0となるのは明白である。

いま、運動量損失面積 θ_2 を次のように定義する。

$$\theta_2 = \int_0^{\delta_v} \frac{\rho u}{\rho_{c0} u_{c0}} \left(1 - \frac{u}{u_{c0}} \right) 2\pi r dr \quad (17)$$

運動量損失面積は二次元境界層流れの運動量厚さと同等の物理的意味を持ち、アークジェットが周囲大気との粘性摩擦により損失する運動量の大きさを表す。

また、式(16)の左辺第2項を連続の式(1)を用いて書き換え、運動量損失面積 θ_2 を導入すれば式(16)は最終的に次のように表現される。

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dz} \left[\rho_{c0} u_{c0}^2 \theta_2 - u_{c0} \dot{m} \right. \\ & \quad \left. - \frac{\pi}{\mu} \int_0^{\delta_l} r B_\theta^2 dr + \frac{\mu I^2}{4\pi} \ln \delta_l \right] = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

式(18)は積分でき、積分定数はノズルの出口条件を利用して決定することができる。いま、ノズル出口 ($z=0$) で $\delta_l = r_0$ と仮定し、式(19)で表される無次元変数を導入すれば

$$\theta_2^* = \frac{\theta_2}{\pi r_0^2}, \quad \delta_l^* = \frac{\delta_l}{r_0} \quad (19)$$

式(18)は次のように表される。

$$\theta_2^* = \theta_{20}^* + \frac{1}{\pi r_0^2 \rho_{c0} u_{c0}^2} \left\{ \frac{\pi}{\mu} \int_{r_0}^{\delta_l} r B_\theta^2 dr - \frac{\mu I^2}{4\pi} \ln \delta_l^* \right\} \quad (20)$$

ここに、

$$\theta_{20}^* = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \frac{\rho_0 u_0}{\rho_{c0} u_{c0}} \left(1 - \frac{u_0}{u_{c0}} \right) 2\pi r dr \quad (21)$$

流れの物理量がノズル出口面にて一様である場合には、 $\theta_{20}^* = 0$ となり、式(20)は次のように書かれる。

$$\theta_2^* = \frac{1}{\pi r_0^2 \rho_{c0} u_{c0}^2} \left\{ \frac{\pi}{\mu} \int_{r_0}^{\delta_l} r B_\theta^2 dr - \frac{\mu I^2}{4\pi} \ln \delta_l^* \right\} \quad (22)$$

3.5 積分されたエネルギーの式 アークジェットからのエネルギー損失を評価するために、次式で定義されるよどみ点エンタルピー H を用いてエネルギーの式を表す。

$$H = C_p T + \frac{1}{2} u^2 = h + \frac{1}{2} u^2 \quad (23)$$

エネルギーの式(4)は H を用いて次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial H}{\partial z} + \rho v \frac{\partial H}{\partial r} \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\eta}{Pr} \frac{\partial H}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(1 - \frac{1}{Pr} \right) \eta u \frac{\partial u}{\partial r} \right\} \\ - S_R + E_z J_z \end{aligned} \quad (24)$$

式(24)の両辺に $2\pi r dr$ を掛けて積分し、連続の式(1)を用いて整理すると次式を得る。

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho u H 2\pi r dr = E_z I - \int_0^\infty S_R 2\pi r dr \quad (25)$$

ここでエネルギー損失面積 θ_3 を次のように定義する。

$$\theta_3 = \int_0^\infty \frac{\rho u}{\rho_{c0} u_{c0}} \left(1 - \frac{H}{H_{c0}} \right) 2\pi r dr \quad (26)$$

θ_3 の物理的意味はアークジェットの持つ運動エネルギーと熱エネルギーが摩擦や熱伝導および放射により失われる大きさを表している。

式(25)は θ_3 を用いて次のように書き換えられる。

$$\frac{d}{dz} [H_{c0} m \dot{m} - \rho_{c0} u_{c0} H_{c0} \theta_3] = E_z I - \int_0^\infty S_R 2\pi r dr \quad (27)$$

式(27)を積分し、次式で定義される全放射損失 I_R を用いれば

$$I_R = \int_0^z \int_0^\infty S_R 2\pi r dr dz \quad (28)$$

最終結果として次の式を得る。

$$\theta_3^* = \theta_{30}^* + \frac{1}{\pi r_0^2 \rho_{c0} u_{c0} H_{c0}} [I_R - I(V_z - V_0)] \quad (29)$$

ここに

$$\theta_3^* = \frac{\theta_3}{\pi r_0^2} \quad (30)$$

$$\theta_{30}^* = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \frac{\rho_0 u_0}{\rho_{c0} u_{c0}} \left(1 - \frac{H_0}{H_{c0}} \right) 2\pi r dr \quad (31)$$

また、流れの物理量がノズル出口面にて一様である場合には $\theta_{30}^* = 0$ となり、式(29)は次のように表される。

$$\theta_3^* = \frac{1}{m H_{c0}} [I_R - I(V_z - V_0)] \quad (32)$$

4. アークジェットの運動量評価

アークジェットの持つ運動量が実際の切断状態にどのような影響を及ぼすかを調べるために、作動ガス流量や電流値などのトーチの運転条件を変化させたときにアークジェットの運動量がどのように変化するかを調べる必要がある。本章では、運動量損失面積 θ_2^* の値がトーチの運転条件の変更にともない、どのように変化するかを調べる。

4.1 アークジェット中の電流密度 式(22)を用いて θ_2^* の値を求めようとする場合、電流密度 $J_z(r)$ のプロファイルを知る必要がある。

図3 電流密度分布の関数近似

KiselevとPogora⁽³⁾, TsaiとEagar⁽⁴⁾は電流密度プロファイルの実測値に対してガウシアン型の関数で近似している。しかし、この場合、無限遠方半径まで電流密度の値がゼロとならず、後述の電流半径の決定においても实际的でない。したがって、本解析では二次曲線による近似を採用する(図3参照)。

二次関数で近似されたアークジェット中の電流密度分布は次式のように表される。

$$J_z(r) = -c_1 r^2 + c_2, \quad (c_1 > 0, c_2 > 0) \quad (33)$$

電流境界 $r = \delta_I$ で $J_z(r) = 0$ なる関係から次式を得る。

$$c_2 = c_1 \delta_I^2 \quad (34)$$

電流密度の積分値は全アーク電流 I に等しいので次の関係が成り立つ。

$$I = \int_0^{\delta_I} J_z(r) 2\pi r dr \quad (35)$$

式(33), (34)を式(35)に代入すれば次式を得る。

$$c_1 = \frac{2I}{\pi \delta_I^4} \quad (36)$$

したがって、 $J_z(r)$ は次のように表される。

$$J_z(r) = \frac{2I}{\pi \delta_I^4} (\delta_I^2 - r^2) \quad (37)$$

一方、式(22)中に現われる $B_\theta(r)$ はアンペアの法則から次式のように表される。

$$B_\theta(r) = \frac{\mu}{r} \int_0^r J_z(r) r dr \quad (38)$$

式(37)を式(38)に代入すれば次式を得る。

$$B_\theta(r) = \frac{\mu I r}{\pi \delta_I^4} \left(\delta_I^2 - \frac{r^2}{2} \right) \quad (39)$$

式(39)を式(22)に代入し整理すれば θ_2^* は最終結果として次のように表される。

$$\theta_2^* = \frac{\mu I^2}{\pi \dot{m} u_{c0}} \left\{ \frac{11}{96} - \frac{1}{4(\delta_l^*)^4} + \frac{1}{6(\delta_l^*)^6} - \frac{1}{32(\delta_l^*)^8} - \frac{\ln \delta_l^*}{4} \right\} \quad (40)$$

図4はアーク電流値 I を一定に保ち、ガス流量 $\dot{m}$ をパラメータとして式(40)をグラフ化したものである。 θ_2^* の値は、 θ_2 の定義式(17)より、主流の位置と積分方向の関係から負値となるが、その絶対値に意味を有するため図4は絶対値による表現とした。

式(40)の計算において、ノズル出口面でのアークジェット中心速度 u_{c0} の値を決定する必要がある。プラズマ切断用トーチでは、作動ガス圧力が高いためノズル出口面でチョーク条件が成立し、 u_{c0} は次式によって表される。

$$u_{c0} = \sqrt{\gamma R T_{c0}} \quad (41)$$

ここに、 γ と R はそれぞれプラズマガスの比熱比および気体定数である。一万度以上の高温下での電離プラズマガスの物性値は精確な測定値が報告されていないため、 γ および R の決定に関してはプラズマ気体運動論により導かれた結果を採用する。

Vincenti・Kruger⁽⁵⁾によれば

$$R = (1 + \phi) \frac{k}{m_2} \quad (42)$$

ここに、 k はボルツマン定数、 m_2 はプラズマを構成するZ粒子の質量である。また、Cambel⁽⁶⁾によれば

$$C_v = \frac{3}{2} R (1 + \phi) + R \phi \frac{1 - \phi}{2 - \phi} \left(\frac{3}{2} + \frac{\Theta_l}{T} \right)^2 \quad (43)$$

$$C_p = \frac{5}{2} R (1 + \phi) + \frac{R \phi}{2} (1 - \phi^2) \left(\frac{5}{2} + \frac{\Theta_l}{T} \right)^2 \quad (44)$$

ここに、 Θ_l は電離特性温度で、プラズマガスの電離エネルギーを E_l とすれば $\Theta_l \equiv E_l / k$ で定義される。一方、局所熱平衡状態にある大気圧アークジェットの温度および電離度の上限值⁽²⁾は窒素プラズマの場合それぞれ $T_{max} = 17250(K)$ 、 $\phi_{max} = 0.839$ である。酸素や空気など

図4 運動量損失面積と電流境界半径の関係

の二原子気体もほぼ同程度の上限值となる。アークジェットの中心軸上ではプラズマ温度が最も高く、ノズルの出口面では熱ピンチ効果により最も高温に加熱されるためほぼ上限温度に達するものと推定される。したがって、今後の計算では代表値として $T_{c0} = 17000(K)$ 、 $\phi_{c0} = 0.8$ の値を採用する。

プラズマガスに酸素を使用した場合、 $m_2 = 2.657 \times 10^{-26}(kg)$ 、 $\Theta_l = 158000(K)$ であり、式(42)~(44)より $R = 935.6(J/kgK)$ 、 $\gamma = C_p/C_v = 1.345$ となる。したがって、式(41)より $u_{c0} = 4625(m/s)$ となる。また、プラズマの透磁率は真空透磁率に等しいとした。

図4より、電流半径 δ_l^* の増加につれてアークジェットの運動量損失量が增大していくことがわかる。また、この運動量の損失量はガス流量が小さいほど大きくなる。

4.2 アークジェットの電流半径 実際のアークジェットの運動量損失面積 θ_2^* の値を知るためには、電流半径 δ_l^* の値を知らなければならない。実際の電流半径はトーチと水冷陽極の間に発生させたアークを低透過率フィルターを装着したカメラにより直接撮影することにより求めた(図5)。高輝度部と暗部の境界を電流境界とし、種々の電流値やガス圧力(トーチ内部のよどみ点圧力 P_0)に対して測定を行なった。その結果、アーク電流の通過領域の形状は半頂角 ϕ の円錐

図5 アークジェットの電流境界
(NDフィルタ装着写真)

図6 円錐形状による電流境界の近似

図7 電流境界広がり角と平均電流密度の関係

図9 最大切断速度と運動量損失面積の関係

図8 運動量損失面積とジェット長の関係

形状で近似されることが認められた(図6)。また、 ϕ の値は作動ガスの圧力(流量)に対してはほとんど影響を受けず、アーク電流の大きさ(電流密度)のみに依存する。図7は出口直径0.6(mm)のノズルを用いて半頂角 ϕ の値を測定したものである。使用したプラズマガスは酸素である。 ϕ (deg.)はノズル出口面での平均電流密度 $J (=I/\pi r_0^2: \text{A/m}^2)$ の関数として次式の様に近似される。

$$\phi = 5.233 - 5.593 \cdot \exp(-0.01496 \times 10^{-6} \cdot J) \quad (45)$$

上式より、各々の電流密度 J に対応した ϕ の値が求まると電流半径 δ_f^* は位置 z のみの関数として次式のように表される。

$$\delta_f^* = 1 + \frac{z \tan \phi}{r_0} \quad (46)$$

したがって、式(40)より θ_2^* の値も z の値に対応して求めることができる。図8はアークの平均電流密度 J をパラメータとし、位置 z と θ_2^* の関係を示したものである。ノズルの出口直径は0.6(mm)とした。同図より、電流密度の増加は θ_2^* の値を増大させ運動量の損失量を増加させる。また、位置 z の値が1(mm)程度までは、 J の値にかかわらず運動量損失量が小さい。このこと

はプラズマ切断におけるスタンドオフの適性値を決定するうえで重要である。

5. 運動量損失が切断性能へ及ぼす影響

アークジェットの運動量損失が実際の切断性能に及ぼす影響を調べるために、プラズマトーチを搭載したNC加工テーブルを用いて、切断性能を表す代表的な指標である切断限界速度(切断が可能なトーチの最大送り速度)と運動量損失量の相関を調べた。図9にその結果を示す。被切断材として厚さ2.3および4.5(mm)のSPC鋼板を用いた。また、本実験に使用した切断ノズルの口径は0.6(mm)で、切断電流は25(A)で一定とした。実験では、ガス流量やスタンドオフ(トーチ先端からワーク表面までの距離)を色々に変化させ、それぞれの条件での θ_2^* の値を計算し、その時の切断限界速度をグラフ上にプロットした。 θ_2^* の値を計算するにあたって、切断実験ではスタンドオフを $z=1, 2, 3, 4$ (mm)とし、それぞれのスタンドオフ値に対して二つの異なるガス圧力 $P_0=4.5, 5.5$ (kg/cm².g)で運転を行なった。また、作動ガスとして酸素を利用した。

図9より、最大切断速度(切断限界速度)は運動量損失量の増大にしたがって直線的に減少することがわかる。また、板厚が薄いほど運動量損失の影響を顕著に受けやすい。これは、板厚が厚くなると切断面において切断材の溶融に多量の熱エネルギーを必要とするため運動量よりもむしろエネルギーが支配的要因になるものと考えられる。

6. 結 言

移行式アークジェットの境界層方程式を積分解析することにより得られた運動量損失量の評価式を用いて、プラズマトーチの種々の運転条件に対応したアークジェットの運動量損失特性を調べた。また、実機の切断

テストを行なうことにより、ジェットの運動量損失量が切断性能に及ぼす影響を調べた。以下に本論文で得られた知見を要約して示す。

(1) アークジェットは電流境界半径の増加にともない運動量損失量を増加させる。また、電流値が一定の場合、ジェットの質量流量が多くなるほど運動量損失量は低下する。

(2) アークジェットの電流境界はほぼ円錐形状をなし、その半径はジェット長に比例して増加する。また、その広がり角は主に電流密度に依存し、ガス流量の影響は小さい。

(3) 作動ガス流量が一定の場合、電流密度の増加にともなって運動量損失量も増加する。

(4) プラズマトーチの切断電流が一定の場合、ワークの最大切断速度（切断限界速度）は運動量損失量の増加にともなって直線的に減少する。この減少の度

合いは板厚の薄いものほど大きく運動量に対する依存性が強いことを示している。

文 献

- (1) 桜木・Cappelli, M. A., 積分法による移行式アークジェットの解析, 溶接学会論文集, 10-1 (1992), 16.
- (2) 桜木・井上・Cappelli, M. A., プラズマ切断用移行式アークジェット中の電子密度分布測定, 高温学会誌, 18-1 (1992), 27.
- (3) Kiselev, Yu. Ya., Pogora, V. K., Radial Current Density Distribution in the Main Spots in a Plasma Cutting Arc, *J. Eng. Phys.*, 53-2 (1987), 950.
- (4) Tsai, N. S., Eagar, T. W., Distribution of the Heat and Current Fluxes in Gas Tungsten Arcs, *Met. Trans., B*, 16B (1985), 841.
- (5) Vincenti, W. G. and Kruger Jr., C. H., *Introduction to Physical Gas Dynamics*, (1965), 164, John Wiley & Sons.
- (6) Cambel, A. B., *Plasma Physics and Magnetofluidmechanics*, (1963), 135, McGraw-Hill.