切断酸素気流に関する二、三の考察および実験(第1報)*

—予熱炎をとまなわない場合—

中 西 実**

Some Considerations and Experiments in regard to Cutting
Oxygen Stream (Report 1)*

—In the case of without Preheating Flame—

by Minoru Nakanishi**

Abstract

It is well-known fact that cutting oxygen stream greatly affects gas cutting quality, but little attempt has been made to study the stream theoretically. On the other hand, the problems of jet stream have been studied fairly well in the gas dynamics fields.

In this paper, Prandtl-Meyer theory is introduced to study the phenomena of the stream at nozzle exit and some values of characteristics are calculated to compare with experimental results. Furthermore, cutting oxygen stream is discussed from a standpoint of isentropic flow, and the generation of normal shock wave in the stream at high nozzle inlet pressure (P_0) is estimated.

To examine the results of theoretical considerations, some Schlieren photographs of the stream for various nozzle at various value of P_0 were taken and also total head of the stream were measured.

The results of these experiments agreed with the theoretical results, and the generation of normal shock wave in the stream was recognized very clearly at high value of P_0 .

Some calibrations to the value of total head measurements of supersonic flow were made and satisfactory results have been obtained.

1. 緒 言

ガス切断における切断酸素気流は切断部の品質に大きな影響を与えることは広く容認されている。この酸素気流は気体力学の分野では、このような気流の取り扱いがある程度理論的に行なわれているようであるが、ガス切断の分野には殆ど取り入れられていない現状である。

そこで、筆者は切断スラグの除去に直接的な影響を及ぼすと考えられる気流のモーメントの問題に注目して、気体力学における理論をガス切断に導入する試みを行なった。ガス切断においては、周知のように、切断酸素の周囲に高温の予熱炎が存在するので、旧来の気体力学で明確にされた理論を直接導入するわけにはいかない。

ここでは、まず手始めとして、予熱炎のない場合の気流の取り扱いを明確にし、紙面の都合上、次報において予熱炎の効果を入れた酸素気流の状態を論考するつもり

である。

本稿の内容を要約するに、まず論考の基礎となる流れの理論—Prandtl-Meyer 流の理論—の要点を紹介し、ガス切断に近い状態における流れの特性値を算出して数値的概念を示し、次にガス切断用火口の場合の論考を行なって、シュリーレン写真その他の実験値と比較対応せしめて考察を行なっている。なお圧力の単位としては絶対圧力 kg/cm^2 を用いて表した。

2. Prndtl-Meyer 流の概要
と二、三の条件における気
流の特性値

2.1 Prandtl-Meyer 流の概要

Fig. 1 の a に示すように、固体壁 OA に沿って流れる気体が A 点で大気中に噴出される場合、流れの静圧 P_1 と大気圧 P_2 が等しいときは、気体の粘性を無視すると、壁がある場合とまったく同じ方向に直進し、何の変化もうけない。

P_1 が P_2 より大であるときは膨張をおこし、b に示すように A 点から外方へ曲る。

* 原稿受付 昭和42年11月22日

** 正 員 K.K. 田中製作所 Member, Tanaka Engineering Works, Ltd.

Fig. 1 Gas flow along solid wall

このb図のような流れにおいて、OAに沿う流れが音速以上で、かつ粘性がなく渦をとまなわない2次元流の場合には、その膨張流は理論的に正確に表示することができる。このような流れを Prandtl-Meyer 流または Prandtl-Meyer 膨張とよんでいる。

この膨張流について考察することにする。

Fig. 2 Prandtl-Meyer flow

Fig. 2 において、OA 壁に沿う流れがマッハ数 $M_1 > 1$, $P_1 > P_2$ になるとき、外圧 P_2 の影響は M_1 に対応するマッハ線 AC から始まり、それ以後膨張流となり流速を増しながら、その静圧 P が P_2 に等しくなるマッハ線 AE に到って膨張は完了する。

いま AC と AE の間に任意の動径 AD を引くときは、上述の論拠によってこの線もまた1本のマッハ線になる。このような任意のマッハ線と任意の流線とが交わる点を $X(X_1, X_2, \dots)$ とすると、これらの点における流線の性質を表わす各種特性値（マッハ数 M , マッハ角 μ , 流れの偏角 ω , 静圧 P , 流線の動径 r ）は θ の関数として正確に示すことができる。ただし θ の基準線として $\theta=0$ で $M=1$ になるような仮想のマッハ線 AF を採用するものとする。

これらの特性値の間には気体の比熱比を γ とするとき (1)~(6) 式のような関係が成立する¹⁾。

$$P/P_* = \cos^2 \theta + \frac{2}{\gamma} \lambda^2 \theta \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし $\beta = \frac{1}{\gamma - 1}$, $\lambda^2 = (\gamma - 1)/(\gamma + 1)$, $*$ は臨界状態を示す。

$$M = \sqrt{1 + \frac{1}{\lambda^2} \tan^2 \lambda \theta} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\omega = \frac{1}{\lambda} \tan^{-1} (\lambda \sqrt{M^2 - 1} - \tan^{-1} \sqrt{M^2 - 1}) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\omega = \theta + \mu - \frac{\pi}{2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\mu = \sin^{-1} (1/M) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$r = r_0 (\cos \lambda \theta)^{-1/\lambda^2} \quad \dots\dots\dots (6)$$

したがって θ の値が定まれば他の特性値は容易に求めることができる。

2. 2 半無限2次元ノズル流の Prandtl-Meyer 特性値

実際の切断用ノズルは3次元的でかつ有限の大きさを有しているが、ここでは問題を簡単にするために2次元でしかもノズルの一端のみしか存在しないような半無限ノズルからの流れについて考察することにする。

a) ノズル入口圧力 P_0 をパラメータとして表わした酸素に対する Prandtl-Meyer 特性値

切断酸素のごときノズルからの噴出気流を考察する場合、ノズル入口の圧力をパラメータとして各特性値を表わすことができれば、その後の取り扱いが便利になる。今ノズル入口圧力を P_0 とするとき、 $\gamma=1.40$ の気体については P_0 と P_* の間には (7) 式が成立することがよく知られているので、気流の圧力 P が大気圧 P_2 まで膨張するときの P_0 と θ との関係は (7) 式と (1) 式より求めることができる。

Fig. 3 Relation between θ , μ , ω , $\frac{r}{r_0}$ and P_0 .

$$P_* = 0.528 P_0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$P/P_0 = 0.528 \cos^2 \theta + \frac{2}{\gamma} \lambda^2 \theta \quad \dots\dots\dots (8)$$

θ が求められれば (2), (3), (4), (6) 式を用いて M, ω, μ を求めることができる。Fig. 3 は P_0 をパラメータとして各特性値を求めた結果を示したものである。

b) ストレートノズルにおいて $P_0 \geq 1.89 P_2$ なる場合 ストレートノズルでは、 $P_0 \geq 1.89 P_2$ においては P_0 の値いかにかわらずノズル出口の流速は音速に等しく $M=1$ である。したがって θ の基準線は Fig. 4 に示すごとく、ノズル端Aより立てた垂線と AB なり、

Fig. 4 Stream line issued from semi-infinite straight nozzle

Table 1 The values of μ , θ , $\frac{r_1}{r_0}$ and at nozzle inlet pressure $P_0=4$ and 10 kg/cm^2 .

$P_0=4 \text{ kg/cm}^2$				$P_0=10 \text{ kg/cm}^2$			
μ_1	θ_1	r_1/r_0	ω_1	μ_2	θ_2	r_2/r_0	ω_2
40°	64°	1.9	13.3°	27.5°	93°	4.2	30.3°

Fig. 5 Stream line issued from semi-infinite divergent nozzle for 4 kg/cm^2

膨張完了線 AC, 流線の方角および流速は Fig. 3 から P_0 に対応する θ , ω および M の値を読みとることによってただちに図示することができる。

Fig. 6 の a 列はストレートノズルにおいて、ノズル入口圧力 P_0 を 2 kg/cm^2 から 14 kg/cm^2 まで 2 kg/cm^2 ごと段階的に変化させた場合の気流の変化が直観的にわかるように図示したものである。

c) ダイバーゼントノズルの場合

ダイバーゼントノズルでは、ノズル出口における流速が $M_1 > 1$ なるため、 θ の基準線はストレートノズルの場合のようにノズル端から立てる垂線にはならない。

しかしこれも Fig. 3 を用いることにより容易に求めうる。具体的な例として、ノズル入口圧力 $P_0=4 \text{ kg/cm}^2$ 用に設計されたダイバーゼントノズルに過剰圧力 $P_0=10 \text{ kg/cm}^2$ をかけた場合の流線の状態を図示する方法を Table 1 および Fig. 5 に示す。

Fig. 3 から $P_0=4, 10 \text{ kg/cm}^2$ に対応する各特性値が Table 1 のごとく求められる。

Fig. 5 においてノズル内の流線 X_1X_2 と角度 $\mu_1=40^\circ$ で交わる線分 AC を引くときはこれが Prandtl-Meyer 膨張の開始線となる。この AC から流れの上流の方向に $\theta_1=64^\circ$ 傾いた線分 AF を引くとこれが θ の基準線となるので、これから $\theta_2=93^\circ$ の線分 AE を引くとこれが膨張完了線となる。

また r_2 は $r_2=4.2 \cdot r_0=4.2 \cdot \frac{1}{1.9} r_1$ より求められる。

さらに ω については $\omega=\omega_2-\omega_1=30.3^\circ-13.3^\circ=17^\circ$ が求まれ、全体として流線は $X_1X_2X_3X_4$ のようになる。

Fig. 6 の b 列はこの 4 kg/cm^2 用ダイバーゼントノズルに対していろいろな P_0 を与えた場合の流れ状態を示したものであり、c 列は 8 kg/cm^2 用ダイバーゼントノズルに対して P_0 の値をかえた場合の流れ状態を示したものである。

Fig. 6 Relations between flow direction and nozzle inlet pressure for semi-infinite nozzle

b, c 列で設計値以下の圧力に対する流れの状態が図示されていないのは、この圧力範囲では $P_1 < P_2$ となりノズルの内部または出口に後述の Fig. 7c に示するような衝撃波が発生して、Prandtl-Meyer 理論が適用されないからである。

3. ガス切断気流への Prandtl-Meyer 理論の導入

前節において Prandtl-Meyer 流の概要と、その各種特性値の数値的概念を示したが、本節ではガス切断気流

とより対比しやすいように2次元有限幅ノズルの流れ状態を取り扱い、後述する実験結果の考察を容易ならしめるようにする。

a) 有限幅2次元ダイバーゼントノズル

Fig. 7a²⁾ はダイバーゼントノズルからの噴出気流においてノズル出口圧力 P_1 が大気圧 P_2 より大で、かつその差が比較的小なる場合の形状を示したものである。

ノズル出口で気流は P_2 の影響をうけて、A, B から Prandtl-Meyer 膨張をおこし、ACF, BCD の領域で P_1 から P_2 に減圧される。2組の膨張波は互いに交わるが P_1 と P_2 の差が少ないときはその相互干渉は無視しうる。これら2組の膨張波は噴流の境界 GH, MN に到達すると圧縮波として反射される。

Fig. 7 Supersonic jet from divergent nozzle

FM から EK および DG から EJ までの間では P_2 に減圧された気体がさらに膨張することになるので JEKL の中の圧力 P_3 は P_2 に対して負圧になる。粘性の影響がないときは $P_1 - P_2 = P_2 - P_3$ の関係²⁾ を保ちながら無限に振動を続けることになる。

以上の記述はやや抽象的で現象が理解しにくい、具体的には次のように説明できる。すなわち $P_1 > P_2$ では気体は A, B から Prandtl-Meyer 膨張をおこすが、気体の持つ慣性のため過膨張が生じ、気流の中心部の圧力 P_3 が負圧になるのである。負圧が発生すれば、当然 P_2 による圧縮を受け、粘性の影響がなければ、圧力は元の P_1 に回復することになるのである。

P_1 と P_2 の差が大きくなると現象はさらに複雑になる。たとえば P_1 が 2 kg/cm^2 をこえるようなときは、上述の関係 $P_1 - P_2 = P_2 - P_3$ を満足するためには P_3 は絶対真空以下の圧力にならねばならぬ矛盾を生じる。したがってこのような場合にはなんらかの現象が現われて流れの等エントロピの関係が破られ、総圧が減少せねばならない。実際には気流の中に衝撃波が発生して総圧が減少することになると考えられる。

Fig. 7b³⁾ はこの一例を示すもので、de および d'e' 区間の圧縮波が fg および f'g' の箇所で干渉し合っ斜めの衝撃波が発生する。 P_1 と P_2 の差がさらに大になる場合には、ff' に相当する位置に垂直衝撃波が発生し気流の持つ総圧は著しく減少することになる。

$P_1 < P_2$ の場合はノズル出口の流れは Prandtl-Meyer 流とはならず Fig. 7c²⁾ に示すようにノズル出口で衝撃波 AC および BD が発生する。この衝撃波は気流の境界で反射して膨張波に変化するが、これ以降の状態は Fig. 7a の場合と類似になる。

b) 有限幅2次元ストレートノズル

ストレートノズルの場合には先にも述べたとおり、 $P_0 \geq 1.89 P_2$ においては P_0 に無関係に AB 線上の流速が $M=1$ の音速になるので、膨張はすべてこのマッハ線 AB から始まることになる。Fig. 8 と Fig. 7a を対比すれば容易にわかるように、ストレートノズルではダイバーゼントノズルの場合の P_2, P_3 領域に相当するような安定した圧力域は存在せず、気流全域にわたって圧力が変化することになる。

Fig. 8 Sonic jet from straight nozzle

P_1 と P_2 の圧力差が比較的小さいときは、HN 線上の圧力はダイバーゼントの場合とどうよう P_1 に回復するが、その差が大なときは、気流中に衝撃波が発生して P_1 には回復しないことになる。その状態を模式的に示すと Fig. 9 に示すとおりである。

Fig. 9a において、ノズルの一端Aより発生した膨張波はノズル入口圧力 P_0 に対応したマッハ線 AI で、B 端より発生した膨張波は BJ で完了し、流れの方向はそれぞれ AD, BE の方向に変わる。その結果流線 FH, FG に囲まれた領域には気体は流れこまないことにな

Fig. 9 Sonic jet from straight nozzle at the condition $P_1 > P_2$

り P_3 は真空になる。しかし実際にはこのようなことはおこり得ず P_2 の影響が現われて、Fig. 9b に示すように流線はわん曲し、J'I' 部に垂直衝撃波が発生する。

c) ストレートノズルとダイバーゼントノズルの比較

以上述べたように、ストレートノズル、ダイバーゼントノズルとも Prandtl-Meyer 流理論からノズル出口における噴流の状態を推測できるが、いずれの場合もノズル入口圧力が大である場合には出口における流線の方向がノズル軸心方向から大きくかたよることになり、この結果気流中に衝撃波が発生して線圧の減少をきたすことになる。しかしこの傾向はストレートノズルとダイバーゼントノズルでは差があり、Fig. 6 から明らかなごとく流線の曲り角度の大きなストレートノズルの方が低い P_0 で衝撃波が発生しやすくなることが予想される。

4. 等エントロピ流の仮定から

見た切断火口形式

以上は切断酸素気流を Prandtl-Meyer 理論から考察し、 P_0 の上昇により気流中に衝撃波が発生してその総圧を減少する可能性のあることを明らかにしたものであるが、これはまた等エントロピ流を仮定して計算するノズルの設計過程からも容易に推測できるものである。

すなわち、ダイバーゼントノズルの設計において所要マッハ数 M を定めると、 P_1/P_0 は (9) の式によって自動的にきまってくる。

$$P_1/P_0 = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-\gamma/(\gamma-1)} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$\gamma=1.40$ とし、 $M=1$ から $M=2$ までの各種火口について P_1 と P_0 の関係を示したものが Fig. 10 である。

図中 P_0 軸に平行に引いた直線 AB は $P_1=2 \text{ kg/cm}^2$ の線であって、 P_1 がこの値以上になると噴流中に衝撃波が発生する理論的限界を示したものである。

この図からもダイバーゼントノズルの方が衝撃波発生する限界圧力 P_0 が高くなることがわかり、かつダイバーゼントノズルの中では高マッハ数用に設計されたノズルほど、この限界値が高くなる。

Fig. 10 Relations between nozzle inlet pressure and outlet pressure for various nozzles

5. 理論的考察のまとめ

以上の理論的考察の結果、ガス切断における切断酸素気流の特性について次のようなことがいえる。

- (1) Prandtl-Meyer 流の理論から、ノズル出口における切断酸素気流の各種特性値を知ることができる。
- (2) ストレート、ダイバーゼントノズルとも、ノズル入口圧力の増加にともない、流線の方向は流れの軸心方向からずれる性質があり、同一圧力に対するずれの度合いはストレートノズルの方が大きい。
- (3) ノズル入口圧力が過大になると、噴流内に衝撃波が発生し、総圧の減少を招くことになる。
- (4) 気流中に衝撃波が発生する限界圧力はストレートノズルよりダイバーゼントノズルの方が高く、ダイバーゼントノズルではマッハ数を大にすべく設計されたノズルほど高くなる。

6. 実験的検討

以上切断酸素気流について理論的に考察を行ない、その流れ状態を明らかにしたが、実際の気流は 3 次元流でありかつ粘性の影響を無視することができないので、その流れは複雑になると考えられる。

そこで本節では、実際の切断酸素気流についてシュリーレン写真によりその流れ状態を観察して理論的結果とを比較検討すると共に、ピトー管により気流の総圧を測定して、ノズル入口圧力 P_0 と総圧との関係を具体的に明らかにし、気流中に発生する衝撃波の影響を確認した。

6.1 シュリーレン写真による観察

最小断面径 0.9 mm のストレートノズル、同断面径で 8 kg/cm² ダイバノズルおよび同断面径で下記実験圧力に適應すべく設計されたダイバーゼントノズル（以下適圧ダイバノズルとよぶ）に対し、ノズル入口に、4, 6, 8,

Photo. 1 Schlieren photographs of various oxygen jets

11, 21, 31, 51 kg/cm² の圧力を加えてその流れの状態をシュリーレン写真で撮影した。

その結果は Photo. 1 に示すごとくで、a 列はストレートノズル、b 列は 8 kg/cm² ダイバノズル、c 列は適圧ダイバノズルよりの噴流を示す。

a 列に示すストレートノズルの場合、 $P_0=4\text{ kg/cm}^2$ では Fig. 8 に示したと同様の流れが得られており、気流中に衝撃波は発生していないが、6 kg/cm² ではその発生が観察され、それ以上の圧力ではその発生が顕著になっている。また高い圧力では粘性の影響が強く現われて衝撃波発生以後の流れが非常に乱れているのがわかる。

b 列に示す 8 kg/cm² ダイバノズルでは、 $P_0=4\text{ kg/cm}^2$ においては、 $P_1 < P_2$ による垂直衝撃波の発生が見られ、6 kg/cm² ではこれが斜めの衝撃波に変化し、設計圧力の 8 kg/cm² では乱れの少ない超音速気流が得られている。

3 次元流において、シュリーレン写真からマッハ角を測定することはかならずしも正確な値をうることはできないが、参考のため $P_0=8\text{ kg/cm}^2$ の場合について計測すると $\mu=28^\circ$, $M=2.13$ となり Fig. 3 から得られる

理論値 ($\mu=29^\circ$, $M=2.02$) と比較的良好一致している。

$P_0=11\text{ kg/cm}^2$ では Fig. 7b に示した斜めの衝撃波の発生がわずかに見られるが、気流全体としてはそれほど乱れを生じていない。 $P_0=21\text{ kg/cm}^2$ では垂直衝撃波の発生が認められるが、気流全体の中に占める割合は同一圧力におけるストレートノズルに比べてはるかに小さく、総圧の減少度合いも少ないものと考えられる。どうのことは $P_0=31, 51\text{ kg/cm}^2$ においても認められる。c 列に示す適圧ダイバノズルでは当然のことながら、各圧力とも乱れの少ない超音速気流が得られている。

適圧ダイバノズルの写真から得られる μ , M の値を示すと Table 2 のごとくで、8 kg/cm² ダイバの場合とどうよう理論値と比較的良好一致しており、ダイバゼントノズルからの気流の流速を目安的に求めるのにはシュリーレン写真からの計測でじゅう分であることがわかる。

6.2 気流の総圧の測定

総圧の測定には、最小断面径 3 mm のストレートノズルおよび同断面径 8 kg/cm² のダイバノズルを用い、ピトー管先端を気流軸心に沿ってノズル先端から 1 mm おきに移動させ、その点における圧力計の指示 P_{02} を読みとった。なお、測定用のピトー管には公称 $\frac{1}{4}$ (外径 0.4 mm, 内径 0.2 mm) の注射針の先端を平らに切りおとしたものを用い、計圧器としてはブルドン管圧力計を用いた。またピトー管の位置を確認するためシュリーレン写真を併用した。

この実験に選定した P_0 の値は 2, 4, 6, 8, 11 kg/cm² であり (ダイバゼントノズルは 2 kg/cm² については行なわず)、その測定結果は Fig. 11, 12 に示すとおりである。なお Fig. 11, Fig. 12 において鎖線で示した気流の形状はシュリーレン写真からえた形状をノズル距離に合せてえがいたものである。

6.2.1 測定結果の概括的考察

a) ストレートノズルの測定結果

$P_0=2\text{ kg/cm}^2$ では、 P_{02} は完全に 2 kg/cm² に回復し流れに沿ってほとんど変動していない。これはいわば当然で、 $P_0=2\text{ kg/cm}^2$ は臨界条件 ($P_0=1.89\text{ kg/cm}^2$) に非常に近く乱れの少ない音速気流が流れているからで

Table 2 Mach angle and Mach number as function of nozzle inlet pressure P_0 for divergent nozzle

$P_0\text{ kg/cm}^2$		4	6	8	11	21	31	51
Theoretical value	μ	39.9°	33.13°	29.8°	26.8°	22.4°	20.3°	18.0°
	M	1.6	1.8	2.0	2.2	2.6	2.9	3.2
Measured value	μ'	—	31°	23°	27°	22°	20°	19°
	M	—	1.9	2.1	2.2	2.7	2.8	3.1

Fig. 11 Relation between P_0 and P_{02} for straight nozzle

ある。

$P_0 = 4 \text{ kg/cm}^2$ ではまだ気流中に垂直衝撃波が発生していないので、第 2 波以降の最高 P_{02} もほとんど 4 kg/cm^2 に近い値に恢復し、規則正しく振動している。しかし P_{02} が 4 kg/cm^2 に恢復しかつ振動する現象については理論的矛盾があるのでさらに詳細な吟味を必要とする。

$P_0 = 6 \text{ kg/cm}^2$ では理論的に予想したごとく、衝撃波の影響がはっきりと現われており、ノズルを出た気流の P_{02} はもはや P_0 の値に恢復していない。 $P_0 = 8, 11 \text{ kg/cm}^2$ についてはもち論どうようの結果になっている。

ここで興味あることは衝撃波以後の最高 P_{02} が P_0 に無関係に 4 kg/cm^2 に近い一定の値になっていることで、これは実際のガス切断においては重要な意味をもっているものと考えられる。))

b) ダイバーゼントノズルの測定結果

$P_0 = 4 \text{ kg/cm}^2$ において、 P_{02} の値がストレートノズルの場合の $P_0 = 4 \text{ kg/cm}^2$ に対するよりも低く、シュリーレンで観測される波長も短い。これは $P_1 < P_2$ のために

Fig. 12 Relation between P_{02} and P_0 for 8 kg/cm^2 divergent nozzle

生ずる衝撃波の影響と考えられる。 $P_0 = 6 \text{ kg/cm}^2$ においても $P_1 < P_2$ の影響がノズル出口に残っているが、その影響は少ない。

$P_0 = 8 \text{ kg/cm}^2$ はこのノズルの設計圧力であるので、理論的には P_{02} は振動しないはずであるが、わずかに振動しているのはノズルの製作に誤差があったためと考えられる。

$P_0 = 11 \text{ kg/cm}^2$ では P_{02} の振幅は大になるが、気流中にはまだ垂直衝撃波が発生していないので、ストレートノズルにみられるような P_{02} の大幅な減少は起こっていない。

ダイバーゼントノズルの測定結果で詳細な吟味を必要とすることは、どのデータもノズル出口の P_{02} が P_0 より低くなっておりあたかもノズル中でなんらかのエネルギー損失があったかのように見えることである。(ストレートノズルの場合は Fig. 11 に見られるごとく、いずれの場合も $P_0 = P_{02}$ である。)

6.2.2 測定結果の詳細なる吟味

前項の考察から明らかなように、総圧の測定結果は概括的には理論的考察およびシュリーレン写真による観察結果とよく一致しているといえる。しかしその中でも指摘したごとく、さらに詳細な吟味を必要とする二、三の

問題点があるが、この吟味をするためにはこれに先立ってピトー管による測定方法についての検討をしなければならない。

そこでまずピトー管による測定方法について検討し、ついで測定結果の問題点を吟味することにする。

a) ピトー管による総圧測定法の吟味

本来、総圧なる概念は流線に沿う任意の点における静圧と動圧の総和として与えられるもので、同一流線上の総圧は途中でエネルギー変化がない限り不変でなければならない。したがって Fig. 11, 12 に示すごとき、総圧が変化するかのごとく測定された現象の解析にはまず測定方法を吟味しなければならない。

ピトー管による総圧測定で問題となるのは、イ) 流線の方角に対するピトー管の傾きの影響とロ) 超音速気流中でピトー管の前面に発生する衝撃波の影響である。

イ) に関しては 20° 傾いても 1% の精度で測定できる⁵⁾とされている以外詳細なデータが見当たらないので、これをこえるような場合には定量的な解析は不可能である。

ロ) に関する補正は真の総圧を P_{02} とするとき(10)⁶⁾式を用いて行なうことができる。

また P_{02} と噴流中の静圧 P との関係は (11)⁶⁾ 式のとおりである。

$$\frac{P_{01}}{P_{02}} = \left\{ \frac{(\gamma-1)M^2+2}{(\gamma+1)M^2} \right\}^{\gamma/\gamma-1} \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{1/\gamma-1} \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$\frac{P}{P_{02}} = \left\{ \frac{2}{(\gamma+1)M^2} \right\}^{\gamma/\gamma-1} \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{1/\gamma-1} \quad \dots\dots\dots(11)$$

Table 3 は $\gamma=1.40$ としてこれらの式を用いてマッハ数と両圧力比との関係を求めたものである。

b) ダイバーゼントノズルにおいて、 P_0 のいかににかかわらず $P_0 > P_{02}$ になる現象、および P_{02} が振動的に変化する現象の吟味

Table 3 を用い、Fig. 12d を例にとりこの問題点を吟味する。Fig. 12d の条件に対応する流れではピトー管と流線との傾きは Fig. 6 から推察できるが、正確に計算すると 5.2° でまったく無視しうる。

a 点の P_{02} は 8 kg/cm^2 であるが、ここでの流速はノズルの設計条件から $M=2$ であるので、

$$P_{01} = \frac{P_{02}}{0.721} = \frac{8}{0.721} = 11 \text{ kg/cm}^2 \quad \dots\dots\dots(12)$$

となり、ノズル入口圧力 $P_0=10 \text{ kg/cm}^2$ と完全に一致する。

b 点の P_{02} は 4.0 kg/cm^2 であるが、ここでの流速はわからない。したがってここでは総圧は変化しないものとして M を逆算し、さらにこれから P を求めてその

Table 3 Mach number and total head as function of Pitot and static pressure in supersonic flow

M_1	P/P_{02}	P_{01}/P_{02}	M_1	P/P_{02}	P_{02}/P_{01}
1.0	0.528	1.000	2.0	0.177	0.721
1.1	0.469	0.999	2.1	0.162	0.674
1.2	0.415	0.993	2.2	0.149	0.628
1.3	0.369	0.979	2.3	0.137	0.583
1.4	0.328	0.958	2.4	0.127	0.541
1.5	0.293	0.930	2.5	0.117	0.499
1.6	0.263	0.895	2.6	0.109	0.460
1.7	0.234	0.856	2.7	0.101	0.424
1.8	0.214	0.813	2.8	0.095	0.389
1.9	0.194	0.767	2.9	0.088	0.358
			3.0	0.083	0.328

妥当性を吟味するとする。

$$\frac{P_{02}}{P_{01}} = \frac{4.0}{11} = 0.36 \quad \dots\dots\dots(13)$$

したがって Table 3 より $M=2.9$ が得られ、同時に

$$P=0.088 P_{02}=0.088 \times 4.0=0.35 \text{ kg/cm}^2 \quad \dots\dots\dots(14)$$

となる。すなわち b 点における静圧が 0.35 kg/cm^2 となりうるならば総圧は変化しないという条件を満足する。この程度の負圧はおこりうるものと考えられ、事実筆者も実験的にこれに近い値を測定している。(詳細は別稿にて報告の予定)

以上の結果これら 2 つの問題点は完全に理論的に説明しうることとなり、真の総圧は PP' で示すごとくなる。

c) ストレートノズルで $P_0=4 \text{ kg/cm}^2$ において $P_{02}=P_0$ になる現象の吟味

Fig. 10 に示したように、理論的にはストレートノズルでは $P_0=4 \text{ kg/cm}^2$ までは噴流中には衝撃波は発生せず、したがって $P_0=P_{02}=4 \text{ kg/cm}^2$ になっても不思議はないが、これは i) 気流の最高静圧が 2 kg/cm^2 、最低静圧が絶対真空であり、かつ ii) 最高静圧部の流速が $M=1$ であると仮定した場合であるので、実際の現象では i) のようなことはまったくおこり得ないので、Fig. 11b において $P_{02}=P_0=4 \text{ kg/cm}^2$ となったことはむしろ偶然の一致というべきであり詳細な吟味を必要とする。

Table 3 を用い、この点について検討する。

Fig. 11b の c 点における流速が $M=1$ であるとする、その点における静圧 P_c は

$$P_c = 0.528 P_{02} = 0.528 \times 3.9 = 2.05 \text{ kg/cm}^2 \quad \dots\dots\dots(14)$$

となり、d 点の静圧 P_d は絶対真空以下にならねばならない。(このようなことはおこり得ない)。したがって実際には $P_c - P_d < 2 \text{ kg/cm}^2$ とならねばならず、かわりに c 点における流速 M_c が 1 より大になると考える方が合理的である。筆者の別に測定した結果によると $P_c - P_d = 1.0 \sim 1.2$ となっているのでこの値を採用して試算すると

$$\frac{P_c}{P_{02}} = 0.385 \sim 0.41 \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\frac{P_d}{P_{02}} = 0.128 \sim 0.153 \quad \dots\dots\dots (16)$$

となり c, d 点の流速は $M_c = 1.2$, $M_d = 2.2 \sim 2.4$ となる。

すなわち、ストレートノズルにおいてもノズルを出た後の流速が音速をこえると考えることにより、 $P_{02} = P_0 = 4 \text{ kg/cm}^2$ の現象を理解し得るのである。

d) ストレートノズルにおいて衝撃波発生以後の P_{02} が P_0 に無関係に 4 kg/cm^2 に近い値になる現象

先にも述べたとおり、この現象は切断酸素気流のモーメントタイムを問題とすると、実用的には非常に興味のある問題であるが、残念ながら筆者はいまこれを合理的に解析することができない。しかし、もし気流の流速がなんらかの理由で、たとえ噴流中における衝撃波の占める割合が自己制御的に変化して、衝撃波以後の流速が c) 項で求められたような衝撃波発生直前の値に保たれるものとすれば、これを説明しうるものと考えている。

7. 実験的検討のまとめ

切断酸素気流の実験的検討の結果、次のようなことがいえる。

(1) シュリーレン写真による噴流の形状は理論的考察とよく一致し、過大ノズル入口圧力による噴流内垂直衝撃波の発生が明らかに認められる。

(2) 総圧測定の結果も理論的考察とよく一致し、噴流中に衝撃波が発生するまでは総圧はノズル入口圧力に

恢復するが、衝撃波発生以後は恢復しなくなる。

(3) ピトー管による測定値の不合理は、ピトー管の前面に発生する衝撃波の影響を補正することにより合理的に解決できる。

(4) ストレートノズルにおいて衝撃波発生後の総圧はノズルに入口圧のいかんにかかわらず 4 kg/cm^2 に近い値をとる。これは理論的に解析し得ないが、実用的には非常に興味のある問題である。

8. 結 言

切断酸素気流につき Prandtl-Meyer 流理論および等エントロピー流の立場からこれを理論的に解析することを試み、これをシュリーレン写真および総圧の測定実験によって検討考察し満足なる結果をうることができた。

謝 辞

本研究を進めるに際しては、大阪大学工学安藤弘平教授、西口公之教授からご懇切な教示を仰いだ。ここにつつしんで感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 河村龍馬, 高速空力学, 日刊工業, 昭33, p. 173~181
- 2) 谷 一郎, 流体力学, 岩波書店, 1963, p. 229
- 3) Shih-I Pai, Introduction to the theory of compressible flow, Van Nostrand, 1959, p. 213
- 4) 石谷 赤川, 蒸気工学, コロナ社, 昭37, p. 266
- 5) 玉田洗訳, リープマン・ロシュコ気体力学, 吉岡書店, 1962, p. 164
- 6) L. Howarth, Modern developments in fluid dynamics high speed flow, Oxford, 1964, p. 556

会費請求および滞納の処理に関する事務処理要領

(43. 1. 12 第 20 回 理 事 会)

1. 会費は、上(3月~8月)下(9月~2月)の二期に分けてそれぞれ次期分を12月および6月に一斉に請求する。

たゞし、途中入会の者については月割りによる残余の期間分を入会承認と同時に請求する。

2. 会費請求後3カ月以内に納入がない場合は会誌の発送を停止する。
3. 会誌発送停止を通告の際、以後3カ月以内に納入がない場合は除名する旨通告する。
4. 一期分(6カ月)滞納した場合は事情調査の上理事会に除名を申請する。
5. 学生員、官庁、長期海外出張、その他特殊事情ある者については、別途考慮する。