論 文 CONTRIBUTED PAPERS

二次元縮流筒の平面壁における逆遷移* Reverse Transition on Plane Wall of Two-dimensional Contraction

岡 本 哲 史**・三 栖 功**
Tetsushi OKAMOTO and Isao MISU

Abstract

This paper presents an experimental study of reverse transition occurred in the boundary layer flow along a flat plate placed at the center of two-dimensional symmetrical contraction. The experiments were carried out in the contractions of three kinds: Cheers, cosine and WITOSZYNSKI types. the reverse transition was examined based on the velocity profile, thickness and turbulence of the boundary layer along the flat plate. The results were discussed in comparison with those of existing in vestigations.

1. 緒 言

著者はさきに風洞に用いられるような形状の二次元対称縮流筒内の流れの測定を行ない¹⁻³⁾、縮流筒内の加速領域の強い負の圧力こう配が存在する所で、縮流筒壁面に沿って生じた乱流境界層が層流に逆遷移することを知った。逆遷移は初めて STERNBERG⁴⁾ および SERGIENKO-GETSOV⁵⁾ によって超音速流において観察されたが、その後亜音速流における逆遷移についても SIBULKIN⁶⁾、LAUNDER^{7,8)}、MORETTI-KAYS⁹⁾、PATEL¹⁰⁾、PATEL-HEAD¹¹⁾、Badri NARAYANAN¹²⁾、Badri NARAYANAN-RAMJEE¹³⁾、BRADSHAW¹⁴⁾、NARASIMHA-SREENIVASAN¹⁵⁾ によって研究された。これらの研究で行われた実験は、いずれも円管または溝の中央に鈍頭中心体を置くか、または壁に突出部を取付け、これによって生ずる強い増速領域において逆遷移を観察したものであるが、著者は風洞に用いるような縮流筒内で逆遷移を観察した。

強い負の圧力こう配による逆遷移過程をくわしく調べるには、縮流筒壁のような曲面について測定することは何かと不便であるので、本研究は対称縮流筒の中心に平板を置き、この平板壁について逆遷移の過程を調べたものである。すなわち平板に沿う境界層内の速度分布、境界層の厚さ、および乱れを測定し、これに基づいて逆遷移を調べ、在来の研究結果と比較検討し

第1図 記号の説明

た。

2. 記 号

x, y, z : 縮流筒入口における平板上の中心に原点をおき、流れ方向に x 軸、これに直角上下方向に y 軸、左右方向に z 軸をとる (第1図)

d_0 : 縮流筒出口の幅

U_0 : 縮流筒出口の速度

U : 境界層内の速度

U_∞ : 境界層外の一様流速度

U_δ : 境界層外端における速度 $= 0.99U_\infty$

δ : 境界層厚さ

δ^* : 排除厚

θ : 運動量厚

H : 形状係数 $= \delta^*/\theta$

ρ : 空気密度

ν : 空気の動粘性係数

τ_w : 平板上のせん断応力

U_τ : 摩擦速度 $= (\tau_w/\rho)^{1/2}$

C_f : 局所表面摩擦応力係数 $= \tau_w/(\rho U_\infty^2/2)$

U^+ : U/U_τ

Y^+ : $U_\tau y/\nu$

p : 静圧

p_a : 大気圧

C_p : 圧力係数 $= (p - p_a)/(\rho U_0^2/2)$

Δp : 圧力こう配パラメータ $= \{ \nu/\rho U_\tau^3 \} (dp/dx)$

K : 圧力こう配パラメータ
 $= - \{ \nu/(\rho U_\infty^3) \} (dp/dx)$

U_L : 局所時間平均速度

u', v', w' : 流れ方向およびそれに直角な方向の速度変動成分の平均自乗根

* 昭和50年9月2日原稿受理

** 青山学院大学理工学部

第2図 実験装置

$u'/U_L, v'/U_L, w'/U_L$: 乱れ強さの成分

Re : 境界層レイノルズ数 $= U_\infty \theta / \nu$

Re : レイノルズ数 $= U_0 d_0 / \nu$

3. 実験装置と実験範囲

本研究に用いた実験装置は第2図に示してある。出力 3.7 kW の遠心式送風機 (I) につづいて、長さ 1,500 mm の拡散筒 (II), さらに長さ 700 mm, 断面 250 mm × 500 mm の整流筒 (III) があり、これにつづいて長さ 600 mm の実験用縮流筒 (IV) が取り付けられている。図中の A, B, C はハニカム, D~I は 30 メッシュの金網である。

実験に用いた縮流壁の形状は三種類あり、第1はホドグラフ面で円によって縮流壁形状を与える CHEERS の方法¹⁶⁾で作られたもの、第2は cosine 曲線を用いたもの、第3は WITOSZYNSKI¹⁷⁾によって与えられた軸対称縮流筒の半径を二次元縮流筒壁の縦座標におきかえたものである (第3図)。これらの縮流筒の中心線に取りつけられた平板は、整流筒内の金網 (I) の背後から縮流筒出口の下流 100 mm の位置に至る 1,000 mm の長さをもっている。

縮流筒壁はアクリル樹脂で作られ、平板はジュラルミン板である。この縮流筒壁と平板で構成される非対称縮流筒の寸法は、長さ 600 mm, 入口断面 500 mm × 125 mm, 出口断面 500 mm × 25 mm, 面積絞り比 5, 出口の縦横比 20 である。測定は縮流筒の中央断面内で行なったが、この面内の流れは二次元性をもつことが確認された。

平板の境界層の速度測定は、0.9 mm × 0.08 mm の扁平開口をもつピトー管を用いて行ない、その測定位置は第1表に示してある。静圧は平板上にあけられた直径 0.5 mm の静圧孔で測定した。縮流壁と平板壁の

第3図 縮流筒の形状

第1表 平板壁の測定位置

測定位置記号	x/d_0		
	Cheers	cosine	Witoszynski
a	0.0	0.0	0.0
b	4.0	4.0	2.0
c	10.0	8.0	4.0
d	14.0	12.0	6.0
e	17.6	14.0	8.2
f	19.2	16.0	10.2
g	20.8	18.0	12.0
h	22.0	20.0	14.0
i	22.8	22.4	18.0
j	23.2	24.0	20.0
k	23.6		24.0
l	24.0		

中間領域における速度および風向の測定には、外径 3 mm の一孔円柱型ピトー管 (孔の直径 0.1 mm) を用いた。乱れの測定には、定温度型熱線風速計を用いた。三方向の速度変動成分の測定に用いた X 型熱線探子は直径 5 ミクロンのタングステン線で受感部の長さは 1 mm である。

測定はすべて縮流筒出口速度を $U_0 = 21$ m/s に一定にして行なったが、この時のレイノルズ数は $Re = 3.5 \times 10^4$ であった。

4. 実験結果とその考察

4.1 平板に沿う圧力こう配 第4図は平板上の無次元圧力こう配 $dC_p/d(x/d_0)$ を示す。いずれの縮流筒においても圧力こう配は、はじめ急減してある点で最小値になり、その後は上昇するという傾向をもっている。CHEERS 型では、圧力こう配は $x/d_0 \approx 14$ から急減し始め、 $x/d_0 = 21.8$ において最小値になるが、cosine 型では、 $x/d_0 \approx 8$ から急減し始めて $x/d_0 = 21.0$ で最小値になり、WITOSZYNSKI 型では $x/d_0 = 2$ から急減し始めて $x/d_0 \approx 14.5$ で最小値になる。圧力こう配の最小値は WITOSZYNSKI 型, cosine 型, CHEERS 型の順で小さくなる。

4.2 平板上の境界層の速度分布 三種類の縮流筒に対する平板の境界層内の速度分布は第5, 6, 7図に

第4図 平板上の圧力こう配

第5図 平板上の境界層の速度分布 (Cheers 型の場合)

第6図 平板上の境界層の速度分布 (cosine 型の場合)

第7図 平板上の境界層の速度分布 (WITOSZYSKI 型の場合)

示す。CHEERS 型については、 $a \sim c$ 点 ($x/d_0 = 0 \sim 10.0$) の領域では圧力こう配がなく、速度分布形は圧

力こう配のないときの乱流境界層に対する分布形 (ほぼ $1/6$ 乗則) になっている。 e 点 ($x/d_0 = 17.6$) から f 点までは、負の圧力こう配のため壁付近の速度が増加する。 $g \sim l$ 点 ($x/d_0 = 20.8 \sim 24.0$) においては、速度分布形は層流境界層のそれに似たものになるが、これを確かめるため、 h 点 ($x/d_0 = 22.0$) における圧力こう配下で、POHLHAUSEN の方法¹⁸⁾ で求めた層流境界層の速度分布を実線で示した。両者はかなりよく合致しているので、 $g \sim l$ 点の領域では境界層流が層流化していると考えられる。

cosine 型でも同様な傾向が見られ、 a 点においては圧力こう配のないときの乱流境界層に対する分布形 ($1/6$ 乗則) になっているが、 b 点 ($x/d_0 = 4.0$) から壁付近の速度が増加しはじめ、 $d \sim f$ 点の領域では相似形になる。 g 点 ($x/d_0 = 18.0$) から、しだいに層流化の傾向が現われる。図中の実線は i 点 ($x/d_0 = 22.4$) における圧力こう配下で POHLHAUSEN の方法で求めた層流速度分布を示すが、これと実測値を比較すれば、 $i \sim j$ 点 ($x/d_0 = 22.4 \sim 24.0$) の領域で層流化していることがわかる。

また WITOSZYSKI 型の場合も同様に、 c 点 ($x/d_0 = 4.0$) から壁付近の速度が増加しはじめ、 $d \sim f$ 点では相似形になる。 g 点 ($x/d_0 = 12.0$) からしだいに層流化の傾向が現われる。図中の実線は i 点 ($x/d_0 = 18.0$) における圧力こう配下で POHLHAUSEN の方法で計算した層流速度分布を示すが、これとの比較により $i \sim k$ 点 ($x/d_0 = 18.0 \sim 24.0$) で層流化していると考えられる。

4.3 逆遷移が始まる位置 前節において縮流筒における平板の乱流境界層が層流に逆遷移することがわかったが、つぎに逆遷移を始める位置 (逆遷移点) を壁法則との比較によって考察してみよう。このためには、まず、摩擦速度 $U_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ を求める必要があるが、本研究では外挿法を採用し、測定した速度 U/U_∞ を $U_\tau y/\nu$ に対して図示し、壁面上におけるこの曲線の接線の傾きから表面摩擦応力 τ_w を求め、これから U_τ を求めた。すなわち

$$(\nu/U_\infty^2)(du/dy)_w = \frac{1}{2} C_f \quad (1)$$

$$= (U_\tau/U_\infty)^2 \quad (2)$$

これから次式が得られる。

$$C_f = 2(U_\tau/U_\infty)^2 \quad (3)$$

C_f を求める方法としては、そのほか PRESTON 管を用いる方法、速度分布から求める CLAUSER の方法¹⁹⁾ があるが、CLAUSER の方法は壁法則が成立する乱流境界層に対してのみ使用することができ、また PRESTON 管を用いる方法は圧力こう配の小さい場合

第8図 壁法則 (CHEERS 型の場合)

のみに使用でき、大きな負の圧力こう配が存在する場合では、過大な値を与えることが PATEL¹⁰⁾ によって報告されている。以上の理由で本研究では上述の外挿法を用いた。各縮流筒に対する C_f の値は第10図に示してある。

さて $U^+ = U/U_\tau$, $Y^+ = U_\tau y/\nu$ とすれば、壁法則は層流底層に対し

$$U^+ = Y^+ \quad (4)$$

境界層内層に対し

$$U^+ = A \log_{10} Y^+ + B \quad (5)$$

である。 A, B の値は COLES²⁰⁾ によれば、 $A=5.75$, $B=5.10$, PATEL¹⁰⁾ によれば、 $A=5.5$, $B=5.45$ である。

CHEERS 型の縮流筒に対する平板の壁法則は第8図に示す。a~c点 ($x/d_0=0\sim10.0$) においては圧力こう配がほとんどなく、速度分布は PATEL の壁法則によく一致する。これにより境界層は乱流であることが確認される。e点 ($x/d_0=17.6$) において壁法則を上まわる部分を生じ、これは PRESTON²¹⁾ が述べたように、境界層が乱流から層流への逆遷移過程に入ったことを示す。

他の二つの縮流筒に対しても、同様な壁法則による検討を行なった。cosine 型については、c点 ($x/d_0=8.0$) で壁法則より上まわる傾向が現われ、逆遷移点はc点付近にあるものと考えられる。また WITOSZYNSKI 型については、b点 ($x/d_0=2.0$) で壁法則より上まわる傾向が現われ、逆遷移点はc点付近にあるものと考えられる。

4.4 境界層の厚さ 乱流境界層の層流化をさらに確めるため、境界層の厚さからも検討してみよう。境界層の厚さを δ とすれば、排除厚 δ^* および運動量厚 θ は次式で与えられる。

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy, \quad \theta = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) \frac{U}{U_\infty} dy \quad (6)$$

第9図 δ, δ^*, θ の値

第9図は三つの縮流筒に対する平板上の δ, δ^*, θ の変化を示す。CHEERS 型では δ, δ^*, θ はともに d点 ($x/d_0=14.0$) の後方で急減しはじめ、 $x/d_0=21.5$ (h点の直前) で最小になる。cosine 型では δ, δ^*, θ はともに c点 ($x/d_0=8.0$) の後方で急減しはじめ、 $x/d_0=22.4$ (i点) で最小になる。また WITOSZYNSKI 型では δ, δ^*, θ はともに b点 ($x/d_0=2.0$) の後方で急減しはじめ、 $x/d_0=16.0$ (i点の前方) で最小になる。

前節での考察結果と比較すれば、境界層厚さが急減し始める点は逆遷移点に対応し、厚さが最小になる点は十分に層流化した点に対応することがわかる。したがって三つの縮流筒に対する平板の境界層が十分に層流化する点は、それぞれ、 $x/d_0=21.5, 22.4, 16.0$ であると考えられる。

4.5 形状係数 境界層の流れの状態を示す基準として、形状係数 $H = \delta^*/\theta$ が広く用いられているので、前節で得られた逆遷移点および層流化点を形状係数からも検討してみよう。

圧力こう配のない時の層流境界層では約 $H=2.6$, 乱流境界層では約 $H=1.4^{22)}$ であることが知られて

 第10図 H , Re , C_f の値

いる。CHEERS, cosine, WITOSZYNSKI 型の各縮流筒に対する平板上の境界層の形状係数の変化は第10図に示してある。これによれば、入口 ($x/d_0=0$) では圧力こう配はなく、三つの縮流筒に対する形状係数はそれぞれ $H=1.52, 1.46, 1.43$ となるが、これは乱流境界層の $H=1.4$ とかなりよく一致する。

下流に行くにしたがって H の値は減少し、ある点で最小値になる。 H が最小になる位置が逆遷移点に対応することは PATEL-HEAD¹¹⁾ によって指摘されている。したがって三つの縮流筒に対する平板の逆遷移点はそれぞれ $x/d_0=15.0, 7.2, 3.1$ であると考えられる。

さらに下流に行くと H は増加しはじめ、ある点で最大値になる。この最大値は各縮流筒に対してそれぞれ $H=2.4, 2.2, 2.2$ となり、上述の圧力こう配のないときの層流境界層の $H=2.6$ に近い。 H が最大になる点は各縮流筒に対しそれぞれ $x/d_0=21.5, 22.4, 16.0$ となり、前節で求めた十分に層流化した点に対応する。したがって形状係数 H が最小になる点は逆

遷移が始まる点に対応し、 H が最大になる点は十分に層流化した点に対応すると考えられる。

4.6 境界層レイノルズ数 PRESTON²¹⁾ は圧力こう配のない場合の境界層が乱流を保持する限界値として $Re=320$ を与えたが、これについて PATEL¹⁰⁾ は大きな圧力こう配がある場合には、この基準値は妥当でないことを示した。本実験による Re の変化は第10図に示してある。これによれば、CHEERS, cosine, WITOSZYNSKI 型に対する逆遷移が始まる点に対する Re の値はそれぞれ $Re=520, 595, 625$ 、また十分に層流化した点に対する Re の値はそれぞれ $Re=125, 205, 245$ となり、いずれも PRESTON の基準値とはかなり異なっている。

4.7 在来の逆遷移点基準との比較 本実験の結果をまとめれば、CHEERS, cosine, WITOSZYNSKI 型の縮流筒における平板の逆遷移点は形状係数 H の最小点から、それぞれ

$$x/d_0=15.0, 7.2, 3.1 \quad (7)$$

となり、十分に層流化した点は H の最大点または δ の最小点から、それぞれ $x/d_0=21.5, 22.4, 16.0$ となった。

逆遷移点については、従来いろいろな基準が提唱されている。まず MORETTI-KAYS⁹⁾ による基準は

$$K = -\{\nu/(\rho U_\infty^3)\} (dp/dx) = 3.5 \times 10^{-6} \quad (8)$$

である。これによれば三つの縮流筒に対する逆遷移点はそれぞれ $x/d_0=14.7, 7.3, 3.1$ となる。また PATEL¹⁰⁾ の基準:

$$\Delta_p = \{\nu/(\sigma U_\infty^3)\} (dp/dx) = -0.0235 \quad (9)$$

によれば、各縮流筒に対する逆遷移点はそれぞれ $x/d_0=14.8, 7.5, 3.2$ となり、いずれの基準も本実験結果 (7) とよく合致している。

なお PATEL-HEAD¹¹⁾ の基準:

$$\Delta_\tau = \{\nu/(\rho U_\infty^3)\} (d\tau/dy) = -0.009 \quad (10)$$

もあるが、本文では $d\tau/dy$ の決定にかなりの誤差が含まれたので、この基準との比較は行なわなかった。

4.8 乱れ 第11図は CHEERS 型縮流筒における流れ方向とそれに直角方向の乱れ強さの分布を示す。各断面における乱れ強さは、壁の近傍を除けば、各成分ともほぼ一様に分布しているが、壁近傍の領域では乱れ強さは著しく増加する。同様なことは他の二つの縮流筒においても見られた。壁近傍領域における乱れ強さの最大値の x/d_0 方向の変化は第12図に示す。最大乱れ強さは逆遷移点から急激に減少し、十分に層流化した点では著しく小さくなり、 $(u'/U_L)_{\max}=0.006 \sim 0.008$, $(v'/U_L)_{\max}=(w'/U_L)_{\max}=0.004 \sim 0.006$ になる。

層流境界層においても速度変動が存在することにつ

第11図 縮流筒内の乱れ強さの分布 (CHEERS 型の場合)

第12図 最大乱れ強さ

いては、すでに DRYDEN²³⁾ が主流の乱れの3倍程度の速度変動が存在することを示しており、また BADRI NARAYANAN¹²⁾ は逆遷移領域でレイノルズ応力が零に近づくことを示しているの、これらを考えれば層流化された点において上記程度の速度変動が存在することはあり得るものと思われる。

5. 結 び

本研究のおもな結果は次のとおりである。

1. 形状係数 H の最小点で逆遷移を始め、 H の最大点で十分に発達した層流になる。
2. 逆遷移点における Re は PRESTON の基準値 $Re=320$ より大きく、圧力こう配の分形によって変化する。
3. 本実験による逆遷移点の位置は MORETTI-KAYS および PATEL の各基準にはほぼ合致した。

4. 乱れ強さは逆遷移点から急減し、十分に層流化した点で最小になった。

参考文献

- 1) 岡本哲史, 三栖功: 縮流筒内の流れに関する研究, 第1報, 第4回流体力学講演会講演集, (1972/10), pp. 47~50.
- 2) 岡本哲史, 三栖功, 渡辺深: 縮流筒内の流れに関する研究, 第2報, 第5回流体力学講演会講演集, (1973/10), pp. 9~12.
- 3) 岡本哲史, 三栖功: 縮流筒内の流れに関する研究, 第3報, 日本航空宇宙学会第5回年会講演会講演集, (1974/4), pp. 77~80.
- 4) STERNBERG, J.: The transition from turbulent to laminar boundary layer, U. S. Army Bal. Res. Lab., Rep. No. 906 (1954).
- 5) SERGIENKO, A. A. and GRETISOV, K. V.: Perehod turbulentnogo pogrannichnogo sloya v laminarnyyi, Dokl. Akad. Nauk, SSSR, Vol. 125, No. 4 (1959), pp. 746~747.
- 6) SIBULKIN, M.: Transition from turbulent to laminar pipe flow, Phys. Fluids, Vol. 5, No. 3(1962) pp. 280~284.
- 7) LAUNDER, B. E.: The turbulent boundary layer in a strongly negative pressure gradient, M. I. T. Gas Turbine Lab., Rep. No. 71 (1963).
- 8) LAUNDER, B. E.: Laminarization of the turbulent boundary layer by acceleration, M. I. T. Gas Turbine Lab., Rep. No. 77 (1964).
- 9) MORETTI, P. M. and KAYS, W. M.: Heat transfer to a turbulent boundary layer with varying free-stream velocity and varying surface temperature, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 8 (1965), pp. 1187~1202.
- 10) PATEL, V. C.: Calibration of the Preston tube and limitation on its use in pressure gradients. J. Fluid Mech., Vol. 23, part 1 (1965), pp. 185~208.
- 11) PATEL, V. C. and HEAD, M. R.: Reversion of turbulent to laminar flow, J. Fluid Mech., Vol. 34, part 2 (1968), pp. 371~392.
- 12) BADRI NARAYANAN, M. A.: An experimental study of reverse transition in two-dimensional channel flow. J. Fluid Mech., Vol. 31, part 3 (1968) pp. 609~623.
- 13) BADRI NARAYANAN, M. A. and RAMJEE, V.: On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow. J. Fluid Mech., Vol. 35, part 2 (1969), pp. 225~241.
- 14) BRADSHAW, P.: A note on reverse transition, J.

- Fluid Mech., Vol. 35, part 2 (1969), pp. 387~390.
- 15) NARASIMHA, R. and SREENIVASAN, K. R.: Relaminarization in highly accelerated turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., Vol. 61, part 3 (1973), pp. 417~447.
 - 16) CHEERS, F.: Note on Wind-tunnel contractions, A. R. C., R. & M., No. 2137 (1945).
 - 17) WITOSZNSKI, C.: Über Strahlerweiterung und Strahlableitung, Vorträge aus dem Gebiete der Hydro-und Aerodynamik, edited by Th. v. KARMAN and T. LEVI-CIVITA. Julius Springer, Berlin (1924), pp. 248~251.
 - 18) POHLHAUSEN, K.: Zur näherungsweise Integration der Differential-gleichung der laminaren Reibungsschicht, ZAMM, Vol. 1 (1921), pp. 252~268.
 - 19) CLAUSER, F. H.: Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients, J. Aero. Sci., Vol. 21, No. 2 (1954/2), pp. 91~108.
 - 20) COLES, D.: The problem of the turbulent boundary layer, ZAMP, Vol. 5 (1954), pp. 181~203.
 - 21) PRESTON, J. H.: The minimum Reynolds number for a turbulent boundary layer and the selection of a transition device, J. Fluid Mech., Vol. 3, part 2 (1958), pp. 373~384.
 - 22) TRUCKENBRODT, E.: Ein Quadraturverfahren zur Berechnung der laminaren und turbulenten Reibungsschicht bei ebener und rotationssymmetrischer Strömung, Ing. Arch., Vol. 20 (1952) pp. 211~228.
 - 23) DRYDEN, H. L.: Aerodynamics of Cooling, Aerodynamic Theory, Vol. 6, edited by W. F. Durand, Julius Springer, Berlin (1936), p. 265.

ACV の周辺スカートの形状が浮揚特性におよぼす影響について

On the Effect of the Peripheral Skirt Configuration on the Hovering Performance of ACV

松 尾 日 出 男**
Hideo MATSUO

Abstract

The configuration of the nozzle exit of the peripheral skirt of ACVs has hitherto been designed mainly in view of the hydrodynamic contact drag and the seaworthiness characteristics, and this has brought successful results. At the present stage of development, however, it seems to be worthwhile to analyze the nozzle configuration in view of the hovering performance of ACVs. The present study theoretically analyzes the effect of the configuration of the nozzle exit on the hovering performance. The outer wall of the nozzle is fixed to be inclined at 135° measured clockwise from the horizon and the effects of varying the slope of the inner wall, of the relative location of the inner and outer nozzle and of the nozzle height on the cushion pressure, the volume flow rate and the air horse power are investigated. It is shown that the larger the slope of the inner wall α is, the higher the cushion pressure is and the parallel nozzle walls, which correspond to the conventional peripheral jet type nozzle, give the maximum cushion pressure, that the minimum volume flow rate occurs at 20° – 40° of the inner wall inclination, and that, as a combined effect of α on the cushion pressure and the volume flow rate, the required air horse power is little affected

by α except the case of the larger nozzle height where the larger α gives a slightly better performance. It is then suggested that the determination of α should be made to bring such an optimum combination of the total pressure and volume flow rate that gives the best operating condition to the blower. In the range of small nozzle height, the effect on the hovering performance of the relative location of the inner and the outer walls is small in so far as the lower end of the inner wall is located over that of the outer while at larger nozzle height, the larger vertical gap between the inner and the outer wall brings a slightly better performances. The lower location of the inner wall than the outer always gives poor performance.

1. ま え が き

1959年英国において周辺噴流の地面効果を利用した輸送機械が Hovercraft の名で公開されて以来, その応用範囲は次第に拡大し, 現在では水上用または水陸両用の輸送機関としてはもちろん, その他にも重量物運搬用, 軌道用, 農業用, さらに空気軸受け等の機械要素のひとつとしてその原理が実用化されるに至っている. このうちとくに輸送機械の分野に属するものが総称して ACV (Air Cushion Vehicle) と呼ばれているが, 周知のようにこれら ACV に対して今日のような実用化を可能にしたのはいわゆる周辺スカート

* 昭和50年9月4日原稿受理

** 熊本大学工学部