

琉球大学学術リポジトリ

二次元ディフューザ内のせん断流れ
(第二報, 入口主流に後流型速度分布を与えた場合
)

メタデータ	言語: 出版者: 琉球大学工学部 公開日: 2008-04-02 キーワード (Ja): キーワード (En): Diffuser performance, Shear flows, Wake-type shear flows, Centerline stall 作成者: 山里, 栄昭, 伊良部, 邦夫, 木村, 雄吉, Yamazato, Eisho, Irabu, Kunio, Kimura, Takeyoshi メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/20.500.12000/5578

二次元ディフューザ内のせん断流れ
(第二報, 入口主流に後流型速度分布を与えた場合)

山 里 栄 昭* 伊良部 邦 夫* 木 村 雄 吉**

**Performance of the Wide-Angle Two-Dimensional Diffusers
with Various Inlet Shear Flows**

(2nd Rept. In case of Wake Type Inlet Shear Flows)

Eisho YAMAZATO*, Kunio IRABU*, and Takeyoshi KIMURA**

SUMMARY

Experimental study of the two-dimensional diffusers with wake-type inlet velocity profiles in the parallel walls was carried out. The purpose of this study is to investigate the effects of nonuniform inlet velocity profiles on flow regime and performance.

In general, a diffuser performance is affected by the relative location of the low velocity core-flow region in the inlet velocity profile. For the wide-angle diffuser with wake-type inlet shear flows, the favorable effects of mixing result in velocity profile flattening and hence the pressure-recovery performance is increased relative to the performance obtained for diffusers with uniform inlet core velocity profiles. However, for small angle diffuser the performance is decreased below that measured for diffusers with uniform inlet velocity profiles.

A centerline stall develops in the core region of the flow for diffusers with severe inlet profile distortion. However, the central stall may not affect the diffuser performance than the wall stall.

Key words : Diffuser performance, Shear flows, Wake-type shear flows, Centerline stall

1. 緒 言

ディフューザ入口主流の非一様性はディフューザの形状, 入口境界層の発達状態, 乱れ強さ等とともにディフューザ性能を左右する因子の一つである。主流の非一様性の性能に及ぼす影響は後続

ダクトがある場合とない場合とで異なる。ディフューザの広がり角の大きさによってもその影響の現れ方は相異なる。後続ダクトがなく, 広がり角が比較的小さい二次元ディフューザについてはいくつかの報告がみられるが, 広がり角が大きく後続ダクトを有するディフューザについては報告例

受付: 1984年10月31日

* 琉球大学工学部機械工学科

** 神戸大学工学部機械工学科

はほとんどない。

入口主流に一樣な速度こう配を与えた場合で広がり角が比較的小さい場合には二次元性がくずれることによってディフューザ性能は低下する傾向がみられる。他方、広がり角が大きい場合にはディフューザ内で生じる二次流れによる流れの混合作用によって性能はわずかながらよくなり、とくにディフューザ出口直後の領域では速度こう配を与えない場合と比較してかなり高い圧力回復が期待できる。

本報告は前報¹⁾に引き続き、後続ダクトを有し、広がり角の比較的大きな二次元ディフューザについて入口主流に平行壁間の後流型速度分布を与えた場合について、速度分布、静圧分布および流れの様子を実験的に調べた。

記号

A : ディフューザの断面積

AR : 面積比 ($= \frac{W}{W_1}$)

Cp : 圧力係数 ($= \frac{P-P_1}{\beta_1 \frac{1}{2} \rho \bar{U}_1^2}$)

h : ダクトのたて長さ

N : 主流またはディフューザの長さ

p : 静圧

u : 任意の速度

U, \bar{U} : 平均速度

W : ダクトの幅

x : ダクト中心軸に沿う距離 (x 座標)

y : ダクトのたて方向の距離 (y 座標)

z : ダクトの幅方向の距離 (z 座標)

β : エネルギー修正係数 ($= \frac{1}{A} \int_0^A (u/\bar{U})^3 dA$)

λ : ディフューザ入口での主流の速度こう配

ρ : 空気の密度

δ : 境界層の厚さ

添字 1 : 入口状態

c : 流路の中心

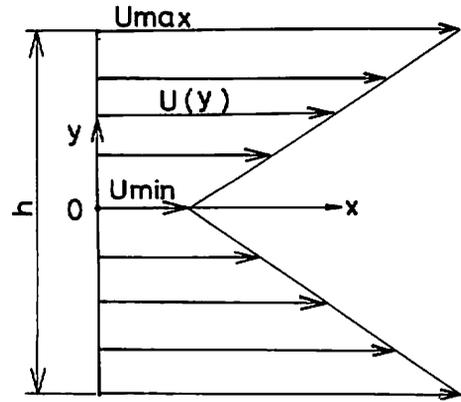
2. 後流型速度分布をもつディフューザ入口流れ

ディフューザの入口主流に平行壁間の後流型の速度分布を与えた場合について考える。

図 1(a) のような速度分布があるとすれば、速度 U は

$$U(y) = \frac{2(U_{\max} - U_{\min})}{h} |y| + U_{\min} \quad (1)$$

となり、平均速度 U で無次元化すると、上式は



(a) V-shape (slip at walls)

Fig. 1 A velocity profile at the inlet

$$\frac{u}{U} = 1 + \frac{\lambda h}{2U} \left(\frac{2|y|}{h} - \frac{1}{2} \right) \quad (2)$$

と書き換えられる。ただし、

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= \frac{2(U_{\max} - U_{\min})}{h} \\ U &= \frac{U_{\max} + U_{\min}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

(2)式で表される流れの運動エネルギーの一樣な速度 U の流れの運動エネルギーに対する割合を β とすると、流路の単位幅を通過する流れについては、

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{2 \int_0^{h/2} \frac{\rho}{2} u^3 d|y|}{(\rho/2) U^3 h} = 2 \int_0^{h/2} \left(\frac{u}{U} \right)^3 d \left(\frac{|y|}{h} \right) \\ &= 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda h}{2U} \right)^2 \end{aligned} \quad (4)$$

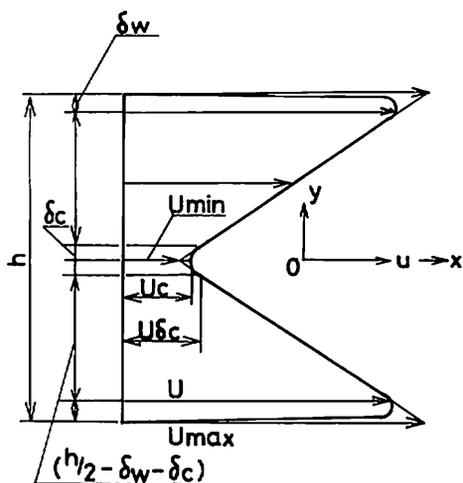
である。ここで、 β は運動エネルギーの修正係数である。

実際の流れでは壁面上で境界層が存在し、後流型速度分布では低速部でも混合領域が存在するから(1)式あるいは(2)式のような速度分布を修正して考える必要がある。

ディフューザの平行壁間の後流型の流れを三つの領域に分けて考えることにする (図 1(b))。

$$i) \quad \frac{h}{2} - \delta_w \leq |y| \leq \frac{h}{2}$$

$$\frac{U}{U_\delta} = \left(\frac{Y}{\delta_w} \right)^{1/n}, \quad Y = \frac{h}{2} - |y| \quad (5)$$



(b) V-shape (non-slip at walls)

Fig. 1 A velocity profile at the inlet

ただし、 δ_w は壁面上の境界層の厚さ、 U_δ は $Y = \delta_w$ における速度、

$$ii) \quad \delta_c \leq |y| \leq \frac{h}{2} - \delta_w$$

$$\frac{u}{U} = 1 + \frac{\lambda h}{2U} \left(\frac{2|y|}{h} - \frac{1}{2} \right) \quad (6)$$

ただし、 U は(2)式における平均速度と同じである。

$$iii) \quad 0 \leq |y| \leq \delta_c$$

$$\frac{U}{U_c} = f(\eta), \quad \eta = y/\delta_c \quad (7)$$

ただし、 δ_c は中心部での混合領域の厚さ、 U_c は $y = 0$ での速度である。

ここでは取扱いをより簡単化するために、 $\delta_c = 0$ とし、 $f(\eta)$ を考慮しないこととする。したがって、流れ場を二つの領域に分けて取扱うこととする。(5)、(6)の各速度分布により流路全体の平均速度を求めると、

$$\begin{aligned} \bar{U} &= \frac{2}{h} \left[\int_0^{\frac{h}{2} - \delta_w} U \left\{ 1 + \frac{\lambda h}{2U} \left(\frac{2y}{h} - \frac{1}{2} \right) \right\} dy \right. \\ &\quad \left. + \int_0^{\delta_w} U_\delta \left(\frac{Y}{\delta_w} \right)^{1/n} dY \right] \\ &= \frac{2}{h} \left[\frac{h}{2} U \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda h}{2U} \right) \left(1 - \frac{2\delta_w}{h} \right) \right. \end{aligned}$$

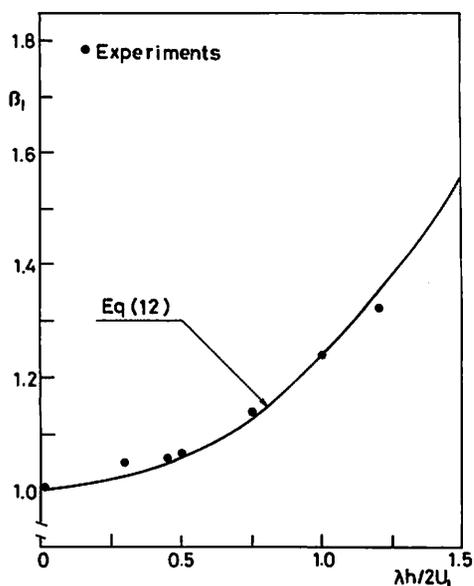


Fig. 2 Variation of the kinetic energy corrective factor at the inlet of diffuser

$$+ \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda h}{2U} \left(1 - \frac{2\delta_w}{h} \right)^2 \left\{ U_\delta \frac{n}{n+1} \delta_w \right\}$$

あるいは

$$\begin{aligned} \frac{\bar{U}}{U} &= \left(1 - \frac{2\delta_w}{h} \right) \left\{ 1 - \frac{\lambda h}{4U} \left(\frac{2\delta_w}{h} \right) \right\} \\ &\quad + \frac{2\delta_w}{h} \cdot \frac{n}{n+1} \left(\frac{U_\delta}{U} \right) \quad (8) \end{aligned}$$

さらにZ方向にもべき法則速度分布 $U(y, z) = \left(\frac{2z}{W} \right)^{1/n} \cdot u(y)$ が成立つものとする、断面全体の平均速度は(8)式に $\frac{n}{n+1}$ を掛けた値となる。ただし、 W はダクトの幅である。

次に運動エネルギーの修正係数 β_1 を求めることにする。

領域 (i) については、 $\beta = \beta_i$ とすると、

$$\begin{aligned} \beta_i &= \frac{\rho \frac{\delta_w}{2} \int_0^1 U_\delta^3 \left(\frac{Y}{\delta_w} \right)^{3/n} d \left(\frac{Y}{\delta_w} \right)}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}^3 \delta_w} \\ &= \left(\frac{U_\delta}{\bar{U}} \right)^3 \frac{n}{n+3} \quad (9)-a \end{aligned}$$

領域 (ii) については、 $\beta = \beta_{ii}$ とすると、

$$\beta_{ii} = \frac{\frac{1}{2} \rho U^3 \int_0^{\frac{h}{2} - \delta_w} \left\{ 1 + \frac{\lambda h}{2U} \left(\frac{2|y|}{h} - \frac{1}{2} \right) \right\}^3}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}^3 \left(\frac{h}{2} - \delta_c - \delta_w \right)} d|y|$$

$$= \frac{1}{\left(\frac{h}{2} - \delta_w \right)} \left(\frac{U}{\bar{U}} \right)^3$$

$$\times \frac{h}{2} \int_0^{1 - \frac{2\delta_w}{h}} \left\{ 1 + \frac{\lambda h}{2U} \left(\eta - \frac{1}{2} \right) \right\}^3 d\eta, \quad \eta = \frac{2|y|}{h}$$

あるいは、

$$\beta_{ii} = \frac{1}{\left(\frac{h}{2} - \delta_w \right)} \left(\frac{U}{\bar{U}} \right)^3 \frac{h}{2} \cdot \left[\left\{ 1 - 3 \left(\frac{\lambda h}{4U} \right) \right. \right.$$

$$\left. + 3 \left(\frac{\lambda h}{4U} \right)^2 - \left(\frac{\lambda h}{4U} \right)^3 \right] \left(1 - \frac{2\delta_w}{h} \right)$$

$$+ \frac{3}{2} \left(\frac{\lambda h}{2U} \right) \left\{ 1 - 2 \left(\frac{\lambda h}{4U} \right) + \left(\frac{\lambda h}{4U} \right)^2 \right\}$$

$$\times \left\{ \left(1 - \frac{2\delta_w}{h} \right)^2 - \left(\frac{2\delta_c}{h} \right)^2 \right\}$$

$$+ \left(\frac{\lambda h}{2U} \right)^2 \left(1 - \frac{\lambda h}{4U} \right) \left(1 - \frac{2\delta_w}{h} \right)^3$$

$$\left. + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda h}{2U} \right)^3 \cdot \left(1 - \frac{2\delta_w}{h} \right)^4 \right] \quad (9-b)$$

β_i , β_{ii} はそれぞれ流路断面の半分について求めたが断面全体についても同様になり、したがって入口での運動エネルギーの修正係数 β_1 は次のように与えられる。

$$\beta_1 = \beta_i + \beta_{ii} \quad (10)$$

さらに流路の幅方向、すなわち z 方向にべき法則速度分布をもち、その境界層厚さを $W/2$ とすると、速度は前述のように

$$u(y, z) = \left(\frac{2z}{W} \right)^{1/n} \cdot u(y)$$

で表わされるとすれば、

$$\beta_1 = \frac{n}{n+3} (\beta_i + \beta_{ii}) \quad (11)$$

となる。

(9)-a, (9)-b の各式において、 $\delta_w = 0$ とおくと、 $U = \bar{U}$ となり、このときには $\beta_i = 0$,

$$\beta_{ii} = 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda h}{2U} \right)^2$$

となって、

$$\beta_1 = \beta_{ii} = 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda h}{2U} \right)^2 \quad (12)$$

であって、この式は(4)式にほかならない。

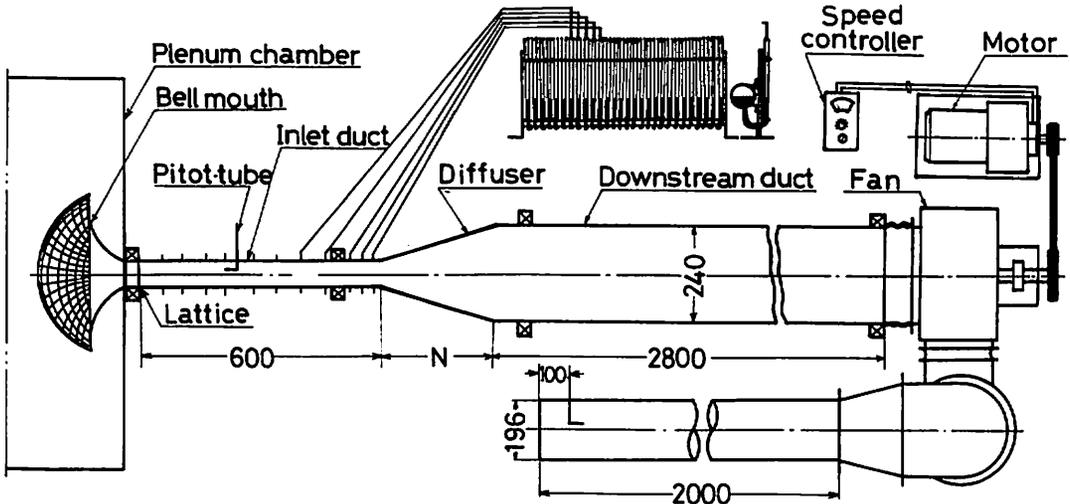


Fig. 3 Schematic view of test apparatus

図2は β_1 の実測値と式(9)-bにおいて境界層での β を無視して(12)式によって計算した値とを比較してある。

3. 実験の装置と方法

3-1 空気流ディフューザ装置と実験方法

図3に実験装置の概略を示す。助走ダクトは幅60mmアスペクト比4の長方形断面とし、ディフューザの面積比は一定で4としてある。上下面は平行であり、助走ダクトおよびディフューザの壁面は流れを観察するために透明アクリル板を用いている。後続ダクトの上面は透明アクリル板を、下面には白色デコラ板を用いて作られている。

助走ダクトの前方にはベルマウスを設けさらにその前方には整流用の金網を取付けてある。せん断流発生用格子は直径1.6mmの丸棒をOwenとZienkiewicz²⁾の設計方法に従って不当間隔に配列したものを製作し、助走ダクトの先端部に取り付けた。

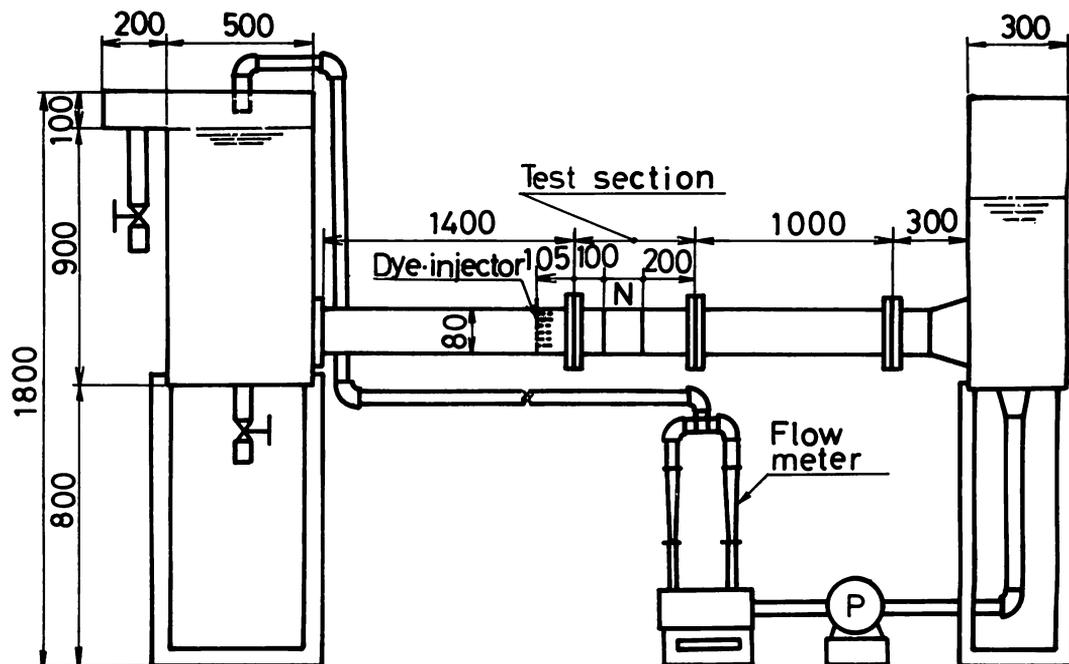
空気は送風機に続く直径196mmの円管を通して吐出され、流量はこの円管の出口付近における速度分布より算出した。

入口部の速度分布はディフューザ入口および入口より上流 $x/W_1 = -5.5, -9.0$ の位置で垂直方向にダクト中心面で測定し、流れに沿う助走ダクト内の速度こう配と速度分布の変化を調べた。

$x/W_1 = -5.5$ の位置ではとくに垂直および水平方向に合計16点の断面内速度分布を測定し、これより入口部主流のエネルギー修正係数 β_1 を求めた。ディフューザおよび後続ダクト内の速度分布はダクトの中心線を含む水平面内および垂直断面内で中心面に直角方向についてピトー管および熱線流速計を用いて測定した。

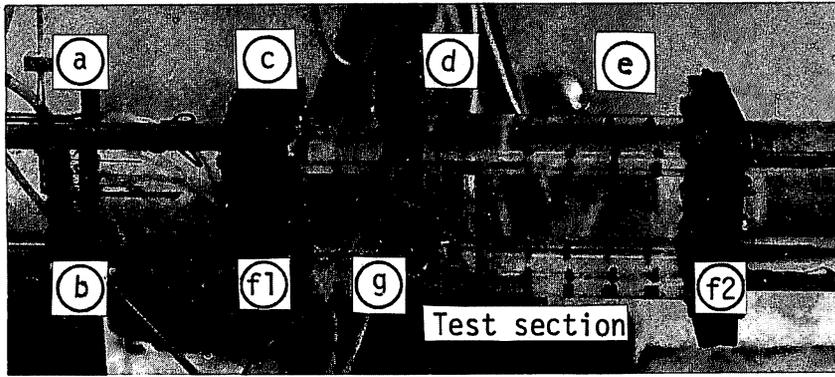
圧力分布は上下壁面および側面に設けた静圧タップを通して多管マノメータにより測定した。

実験は広がり角 $2\theta = 20^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ 、面積比4の3種類のディフューザについて、入口でのレイノルズ数 Re が $Re_{w1} = \bar{U}_1 W_1 / \nu = (1.3 \sim 1.5) \times 10^5$ の十分に発達した乱流域でディフューザの入口でのたて方向速度こう配 $\lambda h/2\bar{U}_1$ が0, 0.5, 1.0のV字状、後流型の速度分布の流れについて行った。入口主流の乱れ強さは速度こう配が一定とみなせる部分で、断面平均速度の7~12%であった。



(a)

Fig. 4 The apparatus for flow visualization



(b)

Fig. 4 The apparatus for flow visualization

3-2 水流の可視化実験装置

図4(a)はディフューザ内の流れの様子を水を用いて可視化するための装置の概略を示している。助走ダクトの長さは1500mm, 幅20mmであり, その先端にはベルマウスを取付けてある。せん断流発

生用格子はディフューザ入口から上流 $x/W_1 = -10.5$ の位置に取り付けられる。ディフューザのAspect比及び面積比はそれぞれ4であり, ダクトは透明アクリル板を使ってある。流量は浮遊式流量計を用いて測定し, 入口のRe数は 2×10^4 程

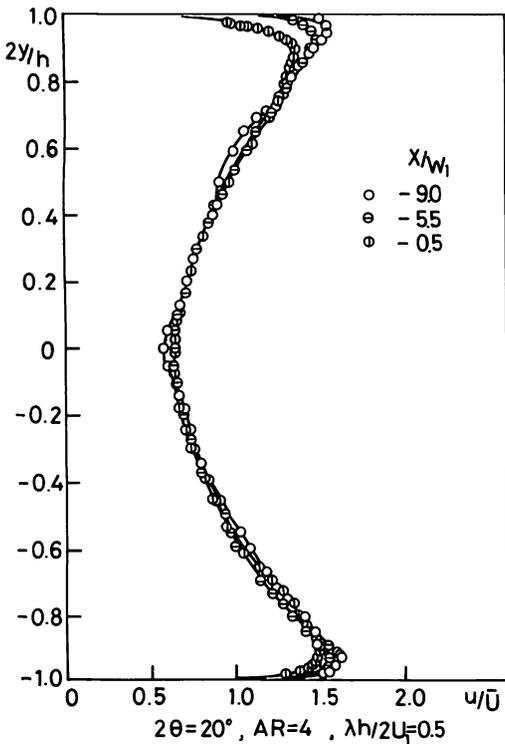


Fig. 5 Velocity profiles in the inlet duct

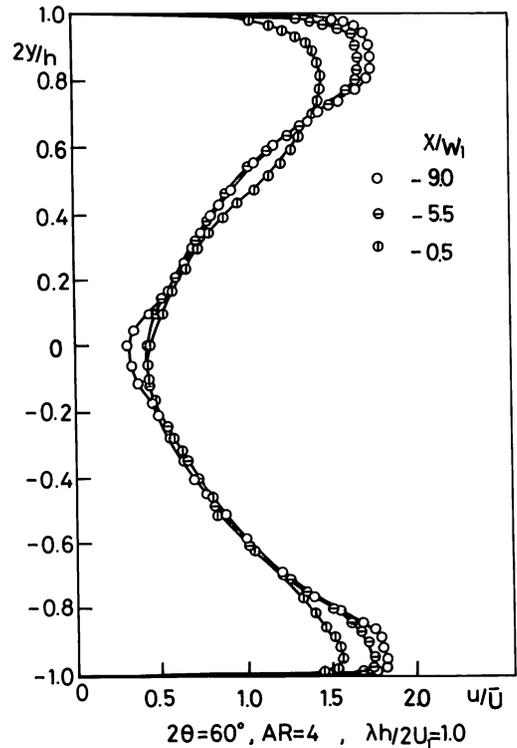


Fig. 6 Velocity profiles measured in the plane of symmetry of the inlet duct

度までの範囲で調節できる。染料はフルオレセイン ($C_{20}H_{12}O_5$) を用いた。

図4(b)は可視化装置のテストセクションで、ディフューザ部分の取付け状態を示す写真の一例である。①が染料注入用の直径1mmの注射針であり、たて方向に7本幅方向に3本、それぞれ等間隔に並べてある。②は助走ダクトで、全長1540mmである。③の位置にはせん断流発生用格子が取り付けられている。④はディフューザ部分であり、これに③で示された後続ダクトが続いている。フランジ f_1 f_2 の間のディフューザを含む部分は取り換えが可能である。⑤はディフューザの広がり面上の流れを可視化するための注射針で、左右の広がり面に各一本ずつ取り付けられた。

4. 実験結果と考察

図5は設計速度こう配 $\lambda h/2\bar{U}_1=0.5$ のせん断流発生用格子を用いた場合の助走ダクト中心線に沿うた方向速度分布を熱線流速計を用いて測定

し、一例として $2\theta=60^\circ$ のディフューザについて示している。本実験の全ての場合について、格子の取付位置は同じくディフューザ入口より上流 $x/W_1=-10$ である。図から助走ダクト内で格子のはぼダクト幅下流からディフューザ入口部にかけて速度分布は中心部と壁面付近を除いてほぼ相似である。、低速部から高速部へかけての速度こう配は完全に一定ではなく、速度分布は全体としてゆるやかな曲線形状をなしている。とくに壁面付近で比較的高速になっており、境界層厚さがかなり小さくなっている。また $x/W_1 < -9$ の格子直後の領域では断面中央部の速度はかなり低速となり、速度分布の非直線性が大きくなることが確かめられた。

図6は $\lambda h/2\bar{U}_1=1.0$ の場合について図5と同じく助走ダクト部内の速度分布の変化を示してある。この場合も壁面付近を除いて速度分布の大きな変化はみられない。壁面付近では下流にいくにつれて境界層の発達とともに速度はいくらか減少している。 $x/W_1=-9$ の位置では断面中央部では比

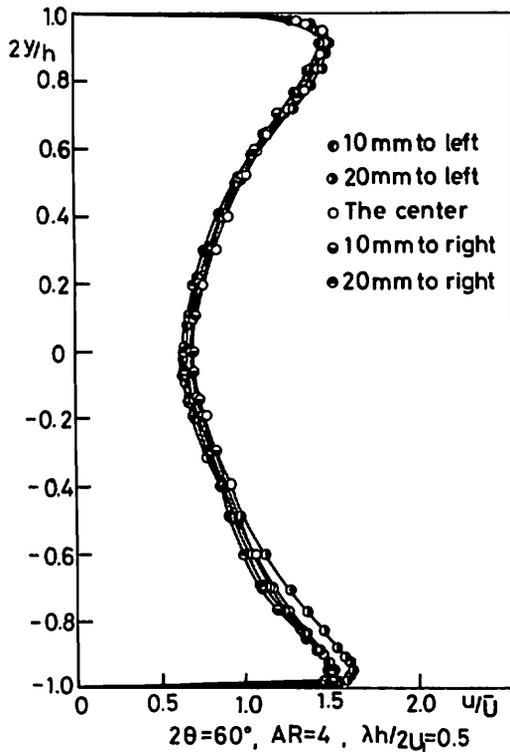


Fig. 7 Velocity profiles for vertical planes measured at $x/W_1=-5.5$

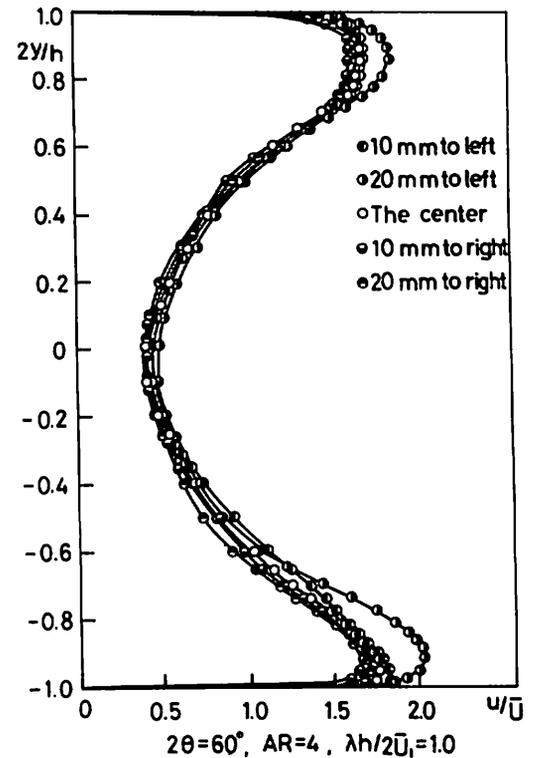
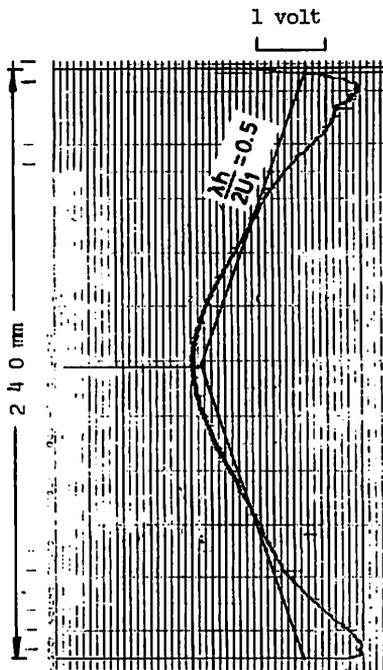


Fig. 8 Velocity profiles for vertical planes measured at $x/W_1=-5.5$

較的低速で尖底状をなしており、この領域ではせん断格子によって放出された渦度の拡散が不十分であることを意味している。

図7, 8は $2\theta = 60^\circ$ のディフューザを一例として、 $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ および $\lambda h/2\bar{U}_1 = 1.0$ の場合について、ディフューザ入口から上流 $x/W_1 = -5.5$ の断面内の速度分布を左右の対称性をみることに、入口でのエネルギー修正係数を求めるために示した。図7は $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ についてのものであり、上半断面では左右の対称性はかなりよいが、下半断面では左右の対称性がいくらかくずれている。このことはディフューザ内流れの偏流の影響によるものと思われる。図8は $\lambda h/2\bar{U}_1 = 1.0$ についてのものであり、この場合も上半断面では左右の対称性はかなりよいが、下半断面ではとくに中心より±20mmの位置で高速部の対称性がいくらかくずれている。

図9は $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ の場合について、 $x/W_1 = -5.5$ の位置で熱線流速計を用いて測定し、記録計によって記録した変動分を含む実際の速度分布の形状の一例を示している。熱線はI型プローブを



$$\frac{\lambda h}{2\bar{U}_1} = 0.5, \text{ at } x/W_1 = -5.5$$

Fig. 9 An inlet velocity profile on the oscillograph record

用い、ダクトのたて方向に下壁面から上壁面へかけて一定の速さでプローブを移動して流速計の直線化電圧信号を記録した。図からわかるように壁面中央の低速部では速度分布の直線性がいくらかくずれ、速度こう配も比較的小さいが、壁面付近の主流部では速度こう配は大きくなっている。

図10, 11は $2\theta = 20^\circ$ のディフューザで、 $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0$ および0.5の場合について中心線を含む水平断面内および垂直断面内の速度分布と流れの様子を示したものである。流れの様子はタフトを用いて調べ、図中で主流はN、一時逆流領域はT、逆流領域はBで示してある。

図10は速度こう配を与えない場合のもので、速度分は入口たて方向の中央断面内のもののみを示してあるが、入口で二次元性はほぼ保たれている。

ディフューザ内の広がり面内の流れは片方へいくらか偏流し、他方の壁面に沿って一次逆流領域が形成されている。ディフューザ出口断面内の流れの様子では、片方の広がり面の上下の隅に逆流領域が存在しているのがみられる。また主流が一次逆流領域の上方へ広がり、流れの二次元性がややくずれている。中心線を含む垂直断面内の流れは、入口付近から出口下流にかけて下面に沿う一時逆流領域を伴っていて、主流は上方へいくらか偏流している。偏流の原因はいろいろ考えられるが、この場合にはディフューザの前後方向の水平度のわずかな誤差がとくに上方への偏流を引起したものと考えられる。

図11は $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ の場合で、広がり面内については流れの様子のみを示してある。流れは片方の広がり面へ偏り、他方の広がり面上では入口付近から逆流領域が発達している。垂直断面内の速度分布では、ディフューザ入口から出口へかけて上下壁面近くでは流れは増速し、中央部では次第に減速しており、後続ダクト内ではこの傾向は逆になって、中央部が次第に増速して一様な速度分布へ近づいていく。ディフューザ中央部で入口付近から後続ダクトにかけて釣鐘状の一次逆流領域が形成され、主流はディフューザの上下壁面に沿って流れ、二次元性がくずれている。

図12, 13, 14は $2\theta = 30^\circ$ のディフューザ内の速度分布と流れの様子を示したものである。

図12は主流が一様流の場合のものであり、ただし、速度分布は水平断面内のもののみを示してある。図からわかるように流れは片方の広がり面に沿って強く偏流し、他方の広がり面上では $x/W_1 = 2$ あたりで流れがはく離し、逆流領域がディフ

ューザ出口下流 $x/W_1 \approx 12$ の位置まで広がっている。一次逆流領域はディフューザ入口から始まり $x/W_1 = 22$ の広い範囲にわたって形成されている。主流の広がり方向の幅はディフューザ出口より下流ではわずかに増加する程度であり、 $x/W_1 = 15$ からやや急激に増加し、 $x/W_1 = 22$ の位置で再付着している。たて方向断面およびディフューザ出口断面内の流れの様子からわかるように、主流と一次逆流および逆流の各領域は平行壁面の近傍を除いてはたて方向に平行をなし、流れはほぼ二次元性を保っている。この場合には逆流領域の出口断面での広がり幅は出口幅に対して約38%を占めている。

図13は速度こう配 $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ の場合のものであり、水平断面では速度こう配を与えない場合と同様に、主流は片方の広がり面に沿って強く偏流している。主流の幅はディフューザ出口で最小となり、その後は徐々に増加し、 $x/W_1 = 11$ あたりから急激に増加していき、 $x/W_1 \approx 18$ の位置で再付着している。逆流領域はディフューザ入口から他方の広がり面に沿って形成され、ディフューザ出口でその幅は最大となり、 $x/W_1 \approx 11$ あたりまで広がっている。この場合、逆流領域の水平断面内の広がり面積は速度こう配を与えない場合と比較して約3倍に増加している。

速度分布は速度こう配を与えない場合には $x/W_1 \approx 23$ 以降で一樣流に回復しているが、この場合には $x/W_1 \approx 18$ あたりから回復がみられる。このことは $x/W_1 \approx 11$ 以降における主流の急激な広がりに対応しており、主流から一時逆流領域への運動量の輸送が比較的活発であることを示している。

たて方向断面では、 $x/W_1 \approx 3$ あたりにその先端の位置する細長い、みかけ上ポケット・ストールの領域が形成されていて、その周囲を一次逆流領域と主流が取り囲んでおり、流れの様子および速度分布はほぼ上下対称である。ディフューザ出口断面内の様子から、ディフューザ内では流れの二次元性は大きく崩れており、逆流領域は片方の広がり面からダクトの中央部まで延びてやや扁平状をなしていることが推察される。すなわち、たて方向の後流型速度分布を与えた場合には上下の平行壁に沿って高速流が発達し、平行壁面付近の逆流領域に対する運動量の供給量が増加する。一方、ダクト中央の低速部は入口から下流にいくにつれて逆圧力こう配の作用と平均速度の減少のためについに逆流になり、広がり面上に形成された

逆流領域と結合してダクト中央部に圧縮された扁平状になるものと考えられる。このために速度分布はディフューザの入口から出口へかけては速度こう配が増加するが、出口以降では圧力こう配が比較的小さくなり、壁面の摩擦応力がダクト中央部に存在する逆流領域と主流との間の速度こう配に基づく摩擦応力と比較して大きいために、逆流領域への運動量輸送が行れやすくなり、速度分布の一樣化が急激に進むことになる。速度こう配を与えた場合は、与えない場合に比較して速度分布が均一化するまでの距離が短くなっているのはこのためである。

図14は速度こう配 $\lambda h/2\bar{U}_1 = 1.0$ の場合のものである。水平断面では主流は速度こう配がない場合および $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ の場合と比較して片方の広がり面に沿ってさらに強く偏流し、ディフューザの出口あたりではみられなくなり、 $x/W_1 = 11$ あたりから再び現れている。逆流領域は他方の広がり面に沿ってディフューザ入口から形成され、その広がり幅はディフューザの出口あたりから $x/W_1 = 8$ 付近にかけて最大で、出口幅に対して約90%にも達している。逆流領域の終端は $x/W_1 \approx 10$ の位置であり、速度こう配 $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ の場合よりもわずかに短くなっている。一次逆流領域の広がり面積は比較的小さい。たて方向断面では逆流領域は $x/W_1 = 2$ あたりに前縁をもち、 $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ の場合よりもやや扁平になってほぼ $x/W_1 = 9.5$ まで細長く伸びたセンター・ライン・ストールになっている。すなわち、 $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ の場合と比較して $\lambda h/2\bar{U}_1 = 1.0$ の場合には逆流領域の位置が全体的に上流側へ移動し、広がり幅がいくぶん大きくなっている。流れの様子と速度分布は上下対称をなしており、水平面内での速度分布は $x/W_1 = 11$ あたりで均一化し、たて方向断面内では $20 < x/W_1 < 25$ の範囲で均一化が達成されるものとみられる。ディフューザ出口断面内の流れの様子では主流と一次逆流および逆流の各領域が水平方向にほぼ平行をなしており、逆流領域はその厚さが $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ の場合よりもいくぶん薄く、かなり扁平になっている。したがって、この場合もディフューザ内では平行壁面近くの高速度流がダクトの幅方向へ広がり、逆流領域に対して混合作用を及ぼすことによって逆流領域をダクト中央部に圧縮する結果をもたらし、出口より下流では速度分布の均一化を促進するものと考えられる。

図15, 16は $2\theta = 60^\circ$ のディフューザについて

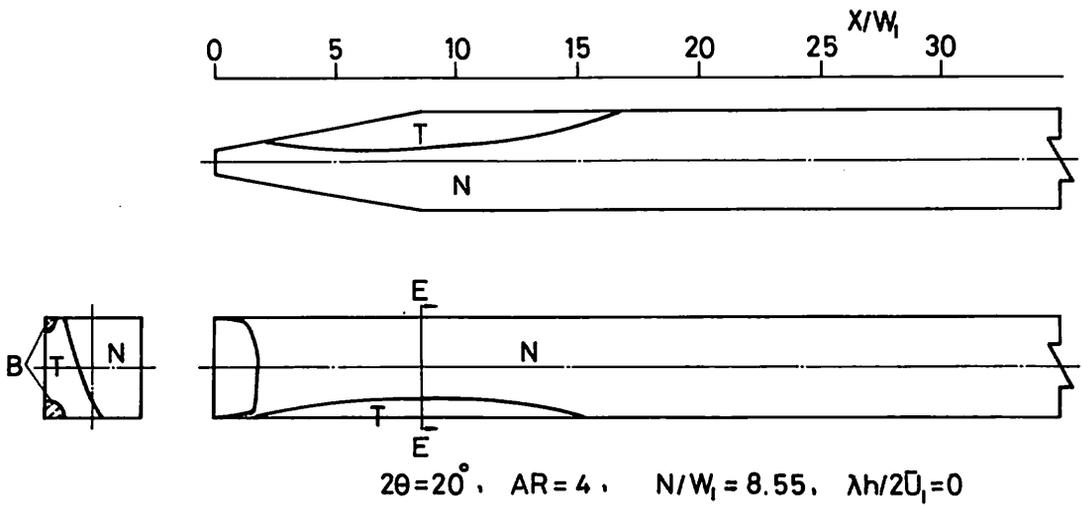


Fig. 10 Flow patterns and velocity profiles measured in the planes of symmetry of the duct

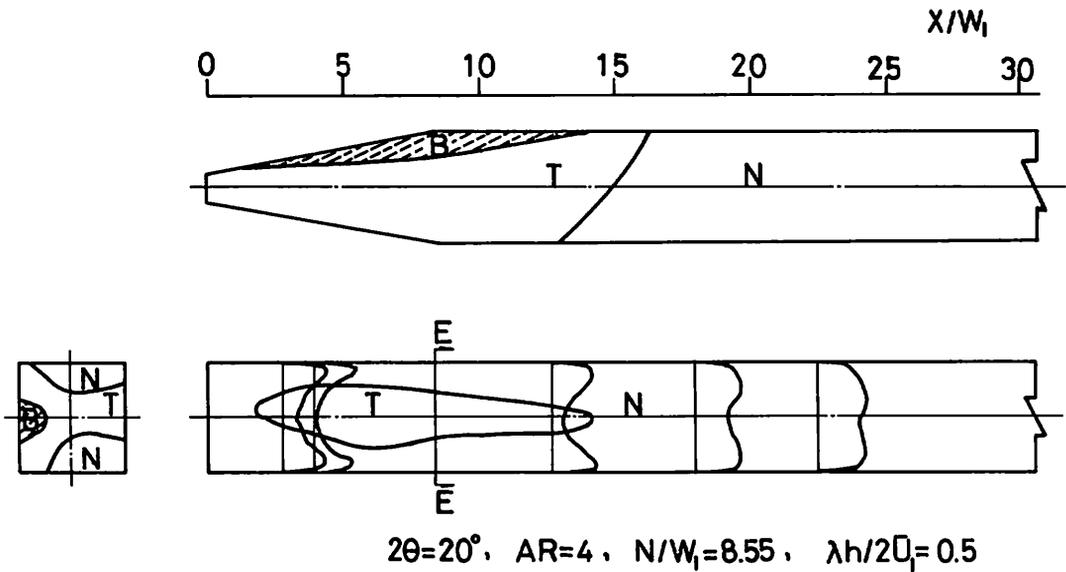


Fig. 11 Flow patterns and velocity profiles measured in the planes of symmetry of the duct

速度分布と流れの様子を示したものである。

図15は $\lambda h/2U_1=0$ の場合のもので、水平断面では流れは両広がり面からはく離し、いくらか偏流している。このため、左右の逆流領域の規模はかなり相異しており、片方はディフューザ入口付近からディフューザ出口のわずかに下流までわたっているのに対し、他方はディフューザ入口付近か

ら出口のかなり下流 $x/W_1 \approx 15$ までの広い範囲にわたっている。主流が側壁面に再附着する位置はほぼ $x/W_1 \approx 25$ 付近である。垂直断面内の主流の速度分布はディフューザの入口より出口へかけてはほぼ一様であるが、出口より下流 $x/W_1 \approx 8$ 付近では中央部が少し凹んだ形状を示している。このことは出口断面内の流れの様子でもわかるよう

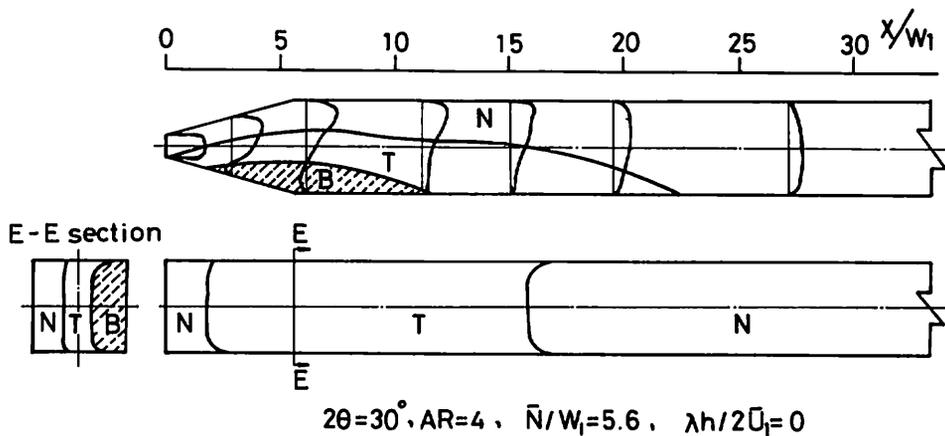


Fig. 12 Flow patterns and velocity profiles measured in the planes of symmetry of the duct

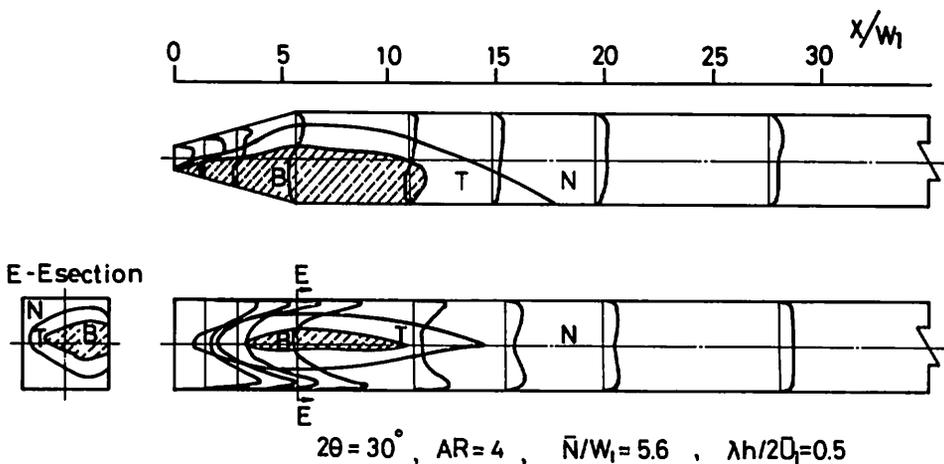


Fig. 13 Flow patterns and velocity profiles measured in the planes of symmetry of the duct

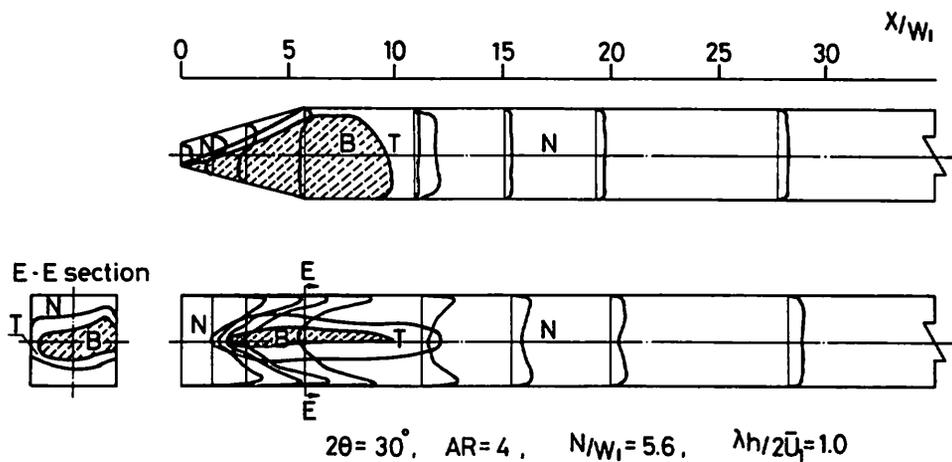


Fig. 14 Flow patterns and velocity profiles measured in the planes of symmetry of the duct

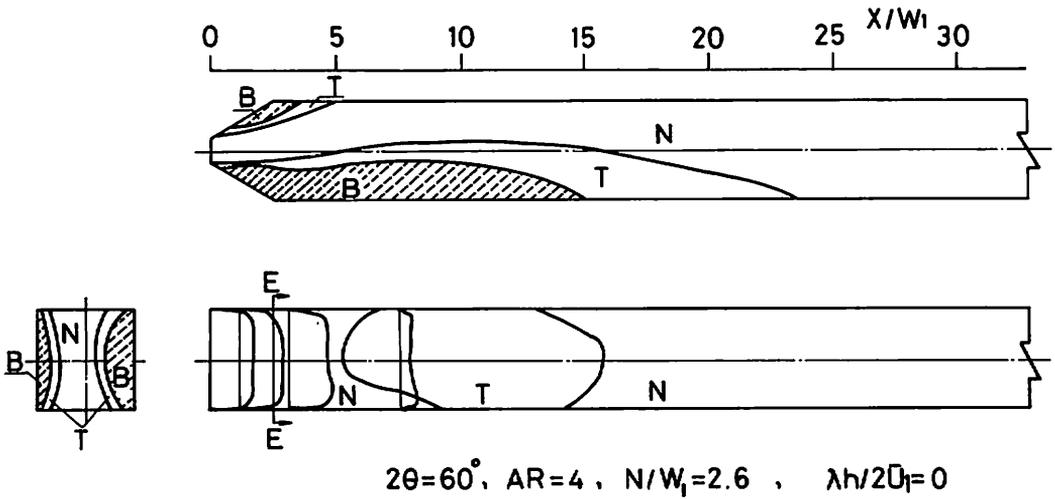


Fig. 15 Flow patterns and velocity profiles measured in the planes of symmetry of the duct

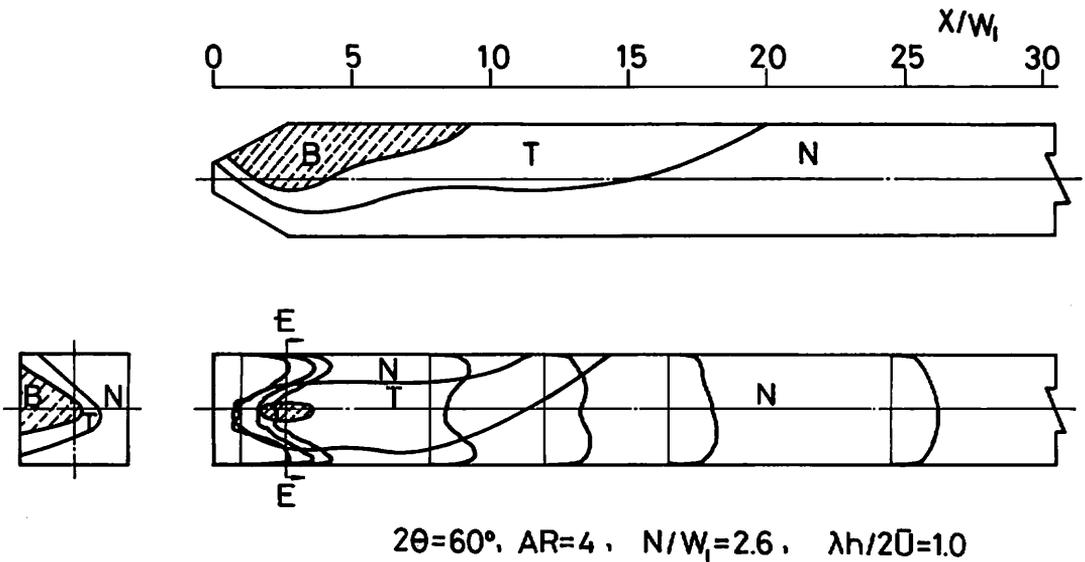


Fig. 16 Flow patterns and velocity profiles measured in the planes of symmetry of the duct

に、主流が中央部よりも上下壁面近くで幅方向に広がっていることに起因すると思われる。主流のディフューザ幅方向への広がり、ダクトの隅部に存在する二次流れによるものである。図から流れの二次元性はディフューザ出口付近でもよく保たれている。

図16は $\lambda h/2U_1=1.0$ の場合のもので、水平断面

内の流れの様子では流れは片方の広がり面に沿って強く偏流しこれに伴って他方の広がり面上ではディフューザ入口付近から出口下流の $x/W_1 \approx 9$ までの範囲にわたって逆流領域が形成されているディフューザ部分では逆流領域は中心線を越えて幅広くなっているが、速度こう配がない場合と比較して長さが短くなっている。これに従って主流

の再付点の位置もかなり短くなっている。垂直断面内ではディフューザの入口から出口へかけては主流の速度こう配は次第に増加し、ディフューザの中央部から出口下流へかけて逆流領域がダクトの中心線上に形成されているために、主流および一次逆流領域は逆流領域を包み込むような流れとなっている。後続ダクト内では速度こう配は次第に減衰し、一様な流れに近づいていく。出口断面内の流れは主流が片方の広がり面に沿って強く偏流し、さらに上下の平行壁面に沿って他方の広がり面の方へ広がり、逆流領域を一次逆流領域とともに押し込んだようになっている。この場合には出口断面内で強い二次流れが生じているものと考えられる。入口主流に後流型のせん断を与えた場合に、S. Wolf⁴⁾が指摘しているようにディフューザ内では速度こう配が減衰するか、一定に保たれるかのいずれかとして考えられるが、前述のように実際には速度こう配はディフューザ内では入口から出口へかけて増大して出口付近で最大となり、出口以降は比較的急激に速度こう配は小さくなっていく。このことは、断面内の流れの様子でみられるように、平行壁面近く的主流は一次逆流領域を介して逆流領域へ運動エネルギーを供給しつつ広がることに対して、中央の低速域では逆圧力勾配によって運動エネルギーを次第に失うため高速域との

速度差あるいは速度こう配を大きくする。速度こう配の増大は渦度の増加を意味し、言いかえれば、主流は逆流領域の形成のために余分に渦度をつくり出さなければならない。この余分な渦度生成のためのエネルギーは主流の運動エネルギーの一部によって補填される必要があり、したがってこのことは主流の平均速度の減少をきたし、結果的に断面全体については圧力上昇を引き起こすことになるものと考えられる。

図17, 18, 19は $2\theta = 30^\circ$ のディフューザ内の水平および垂直方向の速度分布をディフューザ入口の平均速度で無次元化して示したものである。

図17は入口主流にせん断を与えない場合の広がり方向の速度分布を示してある。ディフューザ入口では主流の速度分布はほぼ一様であるが、ディフューザ内では片方の広がり面に沿って強く偏流し、逆流領域を伴っている。図12の流れの様子でみられたように逆流領域は $x/W_1 \approx 10$ の位置付近まで広がっており、ダクトの断面積に占める逆流領域の割合はディフューザ出口で最大となり、この位置では主流の速度こう配も最大となっている。出口以降は速度こう配は主流の断面積が大きくなるにつれて徐々に小さくなっていき、 $x/W_1 \approx 28$ あたりでは十分に回復している。主流と逆流領域の間には一時逆流領域がディフューザ入口からか

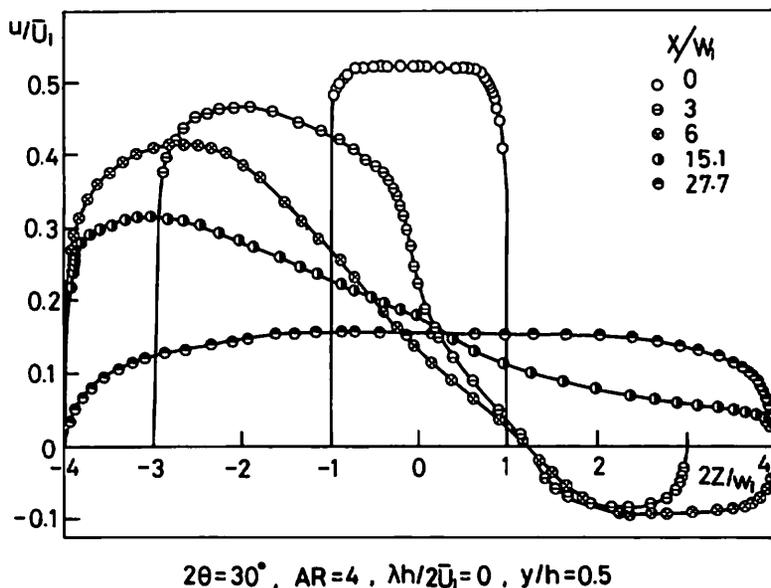
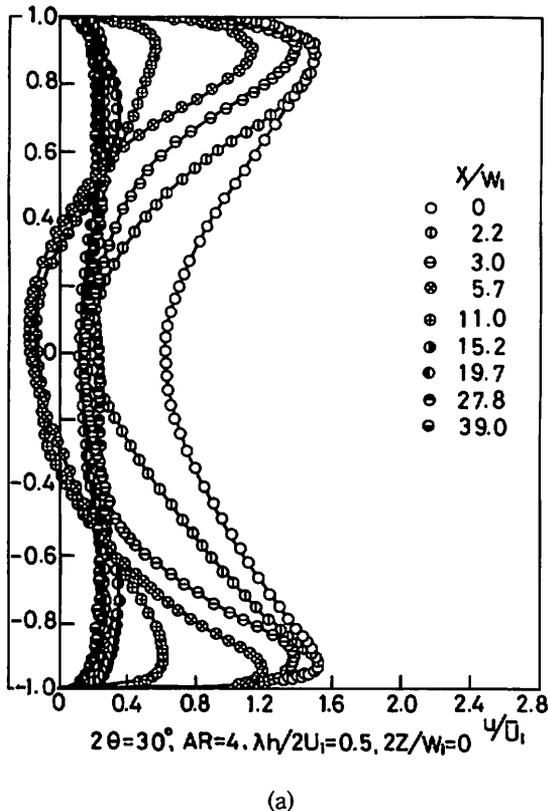


Fig. 17 Velocity profiles measured in the horizontal plane of symmetry of the duct



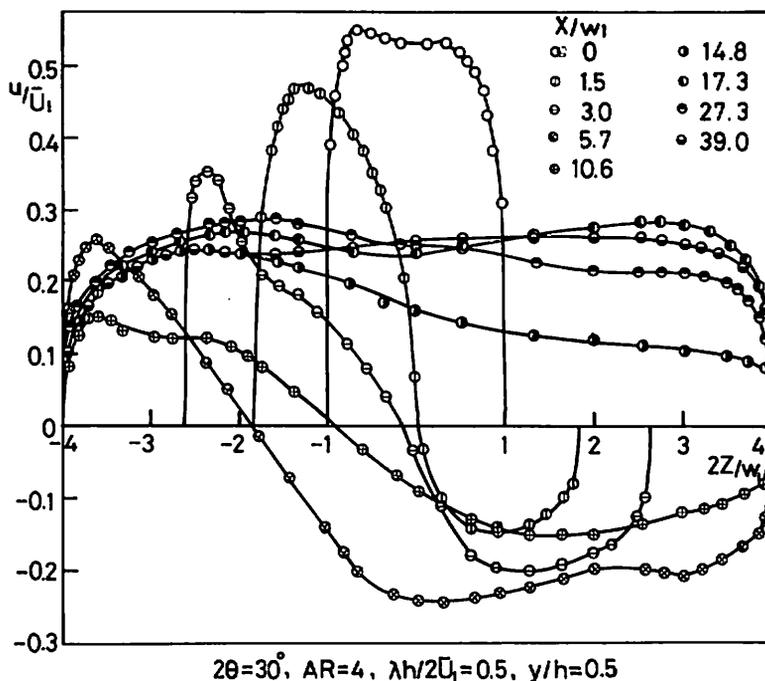
(a)
Fig. 18 Velocity profiles measured in the vertical plane of symmetry of the duct

なり広い範囲にわたって広がっている。この領域では主流と逆流領域との間の運動量の交換が行われるが、この領域と逆流領域との境界では速度こう配は零になっているものと考えられる。しかし、ディフューザ入口付近では主流の速度が比較的大きいため一次逆流領域内では速度こう配はかなり大きく、下流にいくにつれて主流が広がるとともに小さくなっていく。

図18(a)はディフューザの入口主流に平行壁間の後流型速度分布を与えた場合のたて方向（すなわち平行壁間）の速度分布を示したもので、設計速度こう配 $\lambda h/2\bar{U}_1=0.5$ ではほぼV字型をなすものである。図から速度分布はディフューザおよび後続ダクトではほぼ上下対称であり、ディフューザ入口から下流へ行くにつれて速度こう配は増加し、ディフューザの出口付近で最大である。 $x/W_1 \approx 5.7$ および11.0での速度分布からわかるように、ディフューザ出口前後ではみかけ上、ダクトの中央部に逆流領域、すなわちセンターロイドストールが

形成されているが、図13の流れの様子でも示されたようにこの逆流領域は片方の広がり面につながって扁平になっており、完全に中央部に孤立していない。平行壁に後流型速度分布を与えた場合には、このように逆流領域の形態は速度こう配がさらに大きくなったときでも本質的には変わらず、広がり面の両方または片方につながった扁平型になるものと思われる。 $x/W_1=15.2$ から下流では逆流はみられず、速度分布は次第に回復していき $x/W_1=28$ 以降ではほぼ一様な流れとなっている。またここで注意したいのは、平行壁面上の境界層の厚さはディフューザ入口からディフューザ出口あたりまではほとんど変化せず、その後徐々に増加していくことである。境界層外端の速度はディフューザ入口から出口へかけては約25%の減少を示すが、出口以降は比較的急激に変化し、ディフューザ出口付近（ $x/W_1 \approx 5.7$ ）の最大速度に対する $x/W_1=11.0$ での最大速度の比は約1/2である。

図18(b)は $\lambda h/2\bar{U}_1=0.5$ のダクト中心線を含む水平面内の速度分布を示したものである。流れは片方の広がり面に沿って強く偏流しており、図17と比較してわかるように入口主流にせん断を与えると逆流領域が広がり、主流の幅がかなり縮小している。広がり面上の境界層厚さの変化の様子は平行壁面上の境界層厚さの変化に似ており、ディフューザ入口から出口へかけては境界層厚さはほとんど変化せず、出口以降で急激に減少していく。一方、境界層外の速度はディフューザ内では比較的急激に減少し、ディフューザ出口以降では比較的ゆるやかに増加している。このことは逆流領域の広がり幅の大きさの変化と図17で示された平行壁間の速度分布の変化に対応しており、平行壁間の後流型速度分布をもつせん断流れではディフューザの入口から出口へかけて流れは上下の平行壁面に沿って広がりながら流れ同時に逆流領域に運動量を輸送する。しかし下流にいくにつれてダクトの断面積が増加して平均速度が減少するとともに逆圧力こう配が作用することによって、この場合にはダクト中央の低速領域ではさらに減速されてついに逆流領域が生じるため、全体として逆流領域の幅が大きくなるものと考えられる。ディフューザ出口より下流では主流の平均速度の変化は顕著でなくなり、平行壁面上の摩擦応力が主流の減速に大きな影響を与える。一次逆流領域内ではとくに前述のように速度こう配は壁面付近に比較してかなり小さいために、主流から逆流領域へ



(b)

Fig. 18 Velocity profiles measured in the horizontal plane of symmetry of the duct

の運動量輸送が比較的緩やかであるが、ダクト中央部の増速とともに速度分布の一様化が急速になり、運動量輸送も活発化し、図12と図13を比較してわかるように、逆流領域も縮小していく。

図19(a)は $\lambda h/2\bar{U}_1=1.0$ の場合の平行壁間の速度分布を示している。この場合も $\lambda h/2\bar{U}_1=0.5$ の場合と同様に、ディフューザ入口から出口へかけて速度こう配は次第に大きくなり、 $x/W_1=3$ 付近で最大となり、 $\lambda h/2\bar{U}_1=0.5$ の場合と比較して、最大こう配の位置と逆流領域の先端の位置が上流側へ移動している。このために、逆流領域のたて方向の広がり幅は速度こう配 $\lambda h/2\bar{U}_1=0.5$ の場合と1.0とではほぼ同程度となっている。速度こう配は最大値に達して後は比較的急激に減少しており、同時に壁面の境界層外側の最大速度もディフューザ出口以降で急激に減少している。すなわち、入口速度こう配が $\lambda h/2\bar{U}_1=0.5$ の場合と1.0の場合とでは平行壁間の逆流領域の広がり幅の大きさはみかけ上ほぼ同程度であるが、速度こう配が大きい程、その位置が上流側へ移動しているのがわかる。

図19(b)は $\lambda h/2\bar{U}_1=1.0$ の場合での水平断面内の

速度分布である。この場合も流れは片方の広がり面に沿って強く偏流し、これに伴ってディフューザの入口近くから他方の広がり面に沿って逆流領域が形成され、その広がり幅は図17および図18と比較してわかるようにさらに大きくなっている。また逆流領域の速度は比較的大きく、図14で示したように一次逆流領域の幅がかなり小さく、この領域では速度こう配も比較的大きくなっている。

図20, 21は広がり角 $2\theta=40^\circ$ 、面積比 $AR=4$ で入口幅20mmのディフューザ内の水流の様子を染料によって可視化した写真の一例である。

図20(a)は入口にせん断流発生用の格子を付けていない場合で、レイノルズ数 $Re \approx 480$ の流れの流脈線を示したものである。流れは広がり面からはく離して片方へ偏流しており、 $x/W_1 \approx 9.5$ の位置で再付着している。主流にみられる波状のうねりは再付着点付近の流れの影響によるものとみられる。

図20(b)は $Re \approx 830$ のときの流れである。再付着点の距離は $Re \approx 480$ のときとほぼ同じであるが、この写真のように再付着の前方で一度流れがホップする場合と、図20(a)のようにホップしない場合とが観察された。このような流脈線のホップする

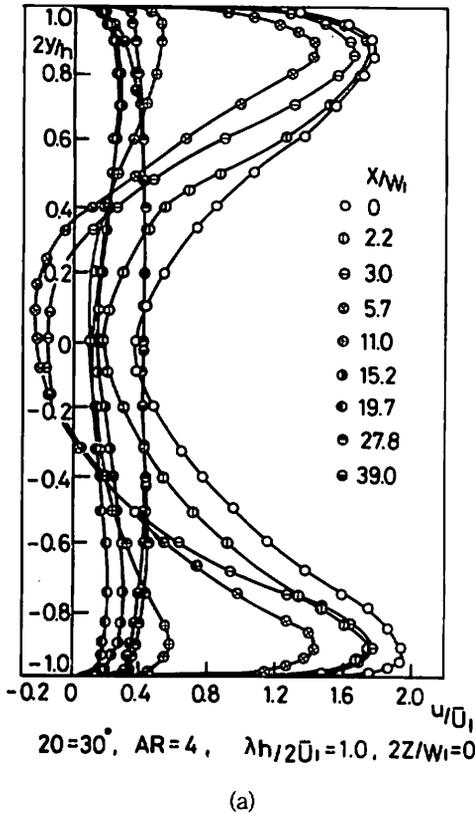


Fig. 19 Velocity profiles measured in the vertical plane of symmetry of the duct

状態はいわゆる Tollmien-Schlichting wave の一種であると考えられる。

図20(a)はせん断流発生用格子を取り付けない場合で、ディフューザの平行壁間の流れの様子の写真である。この写真からわかるように、助走ダクトからディフューザ出口に至るまでの流脈線の間隔はほぼ一定であり、流れの二次元性が比較的よく保たれている。

図21(a)は $2\theta = 40^\circ$ で、速度こう配が $\lambda h/2\bar{U}_1 = 1.0$ のV字型速度分布の発生用格子を取り付けた場合で、ダクトの中心線を含む水平面内の流れの様子を示している。流れは偏流しているが、 $x/W_1 = 6.5$ の位置で再付着しており、図20と比較して再付着点距離がかなり短くなっていることがわかる。

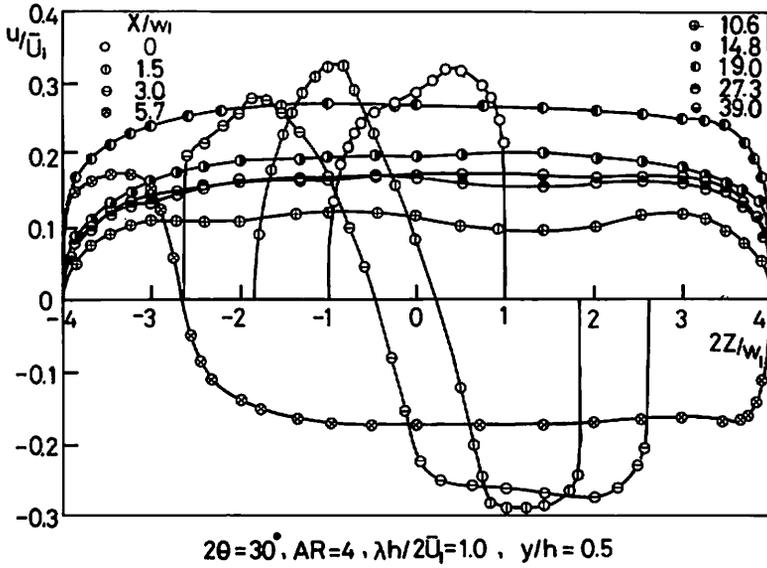
図21(b)は $\lambda h/2\bar{U}_1 = 1.0$ で、 $Re = 535$ の場合についてたて方向断面内の流れの様子を示したものである。この写真から、せん断流発生用格子によ

て渦列が生成され、その渦列は下流にいくにつれて次第に形状が変化し、ディフューザ出口付近ではポケット・ストールが形成されていることがわかる。

図22は $2\theta = 20^\circ$ のディフューザ内の圧力分布を入口主流にせん断を与えない場合と与えた場合とについて示したものである。いずれの場合もダクトの両広がり面および平行壁面についての圧力分布の平均値を示す。図から速度こう配のない場合には、ディフューザ入口から急激に圧力が上昇し、ディフューザ出口後も圧力上昇を続け、 $x/W_1 = 16$ 付近で圧力回復がなされている。一方速度こう配を与えた場合には、ディフューザ内では圧力上昇はかなりゆるやかとなり、ディフューザ出口後はいくらか圧力上昇を続け圧力回復の位置は $x/W_1 = 20$ 付近となって全体的に圧力係数は小さくなっている。このように速度こう配を与えた場合には与えない場合に比較して圧力回復はよくない。

図23は $2\theta = 30^\circ$ のディフューザ内の圧力分布を示したものである。図から、入口主流に後流型のせん断流れを与えるとせん断こう配が大きくなるにつれてディフューザ内の圧力回復は次第に低くなり、後続ダクト内でも十分下流での圧力回復は低下している。しかしながらディフューザの出口直後ではせん断こう配の大きさに関わらず圧力係数がほぼ同程度になる領域がある。

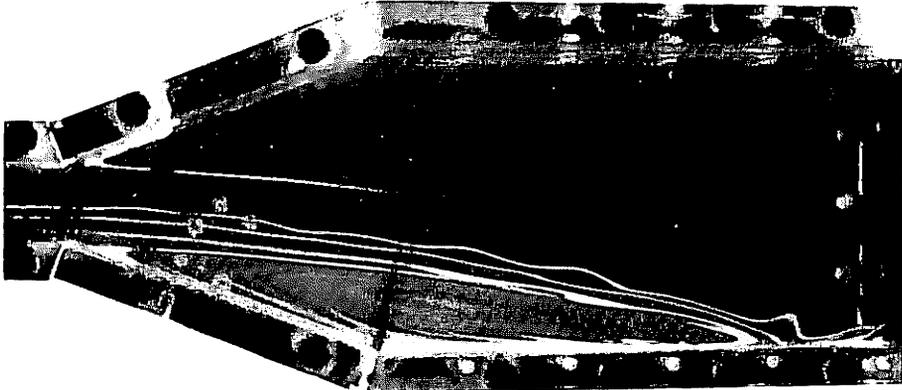
図24は $2\theta = 60^\circ$ のディフューザについて圧力分布を示したものである。図からわかるように、速度こう配がない場合にはディフューザ内では圧力回復がみられず、ディフューザ出口よりかなり下流で圧力回復がなされている。一方、速度こう配を与えると、与えない場合と比較して圧力回復は全体的によくになり、とくにディフューザ内では速度こう配が大きい程圧力係数は大きくなっている。この場合に後続ダクト内での圧力回復の位置と圧力回復係数は速度こう配 $\lambda h/2\bar{U}_1 = 0.5$ 以上ではほぼ同じであるが、ディフューザ出口直後では速度こう配が大きいほど圧力係数は大きい。このように $2\theta = 20^\circ$ のディフューザと $2\theta = 60^\circ$ のディフューザとでは入口主流の速度こう配が圧力回復に及ぼす影響の現れ方は相反する。 $2\theta = 20^\circ$ のディフューザは長さが比較的長く、速度こう配を与えない場合には流れの偏りが小さくて二次元性が保たれ、かつ逆流領域が小さいために圧力回復がなされやすい。しかし速度こう配を与えた場合には二次元



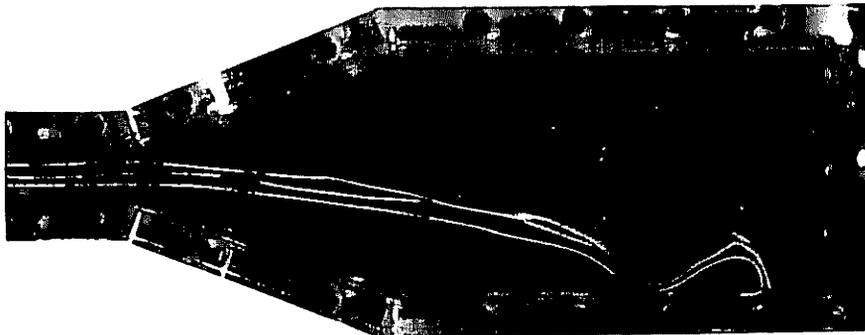
$2\theta = 30^\circ, AR = 4, \lambda h / 2\bar{u}_1 = 1.0, y/h = 0.5$

(b)

Fig. 19 Velocity profiles measured in the horizontal plane of symmetry of the duct

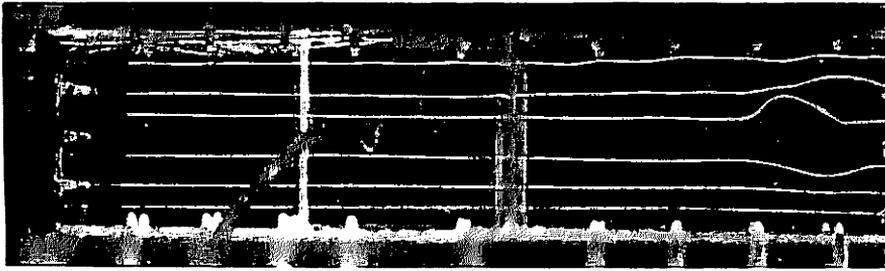


(a) ($2\theta = 40^\circ, \lambda h / 2\bar{u} = 0, Re = 480$)



(b) ($2\theta = 40^\circ, \lambda h / 2\bar{u} = 0, Re = 830$)

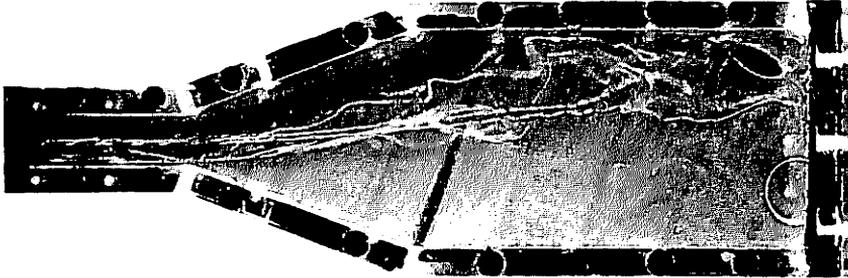
Fig. 20 Streaklines in the diffuser



↑ Inlet (c) ↑ Exit

($2\theta = 40^\circ$, $\lambda h/2\bar{U} = 0$, $Re = 258$)

Fig. 20 Streaklines in the diffuser



(a)

($2\theta = 40^\circ$, $\lambda h/2\bar{U} = 1.0$, $Re = 833$)

Fig. 21 Streaklines in the diffuser



↑ Inlet (b) ↑ Exit

($2\theta = 40^\circ$, $\lambda h/2\bar{U} = 1.0$, $Re = 535$)

Fig. 21 Streaklines in the diffuser

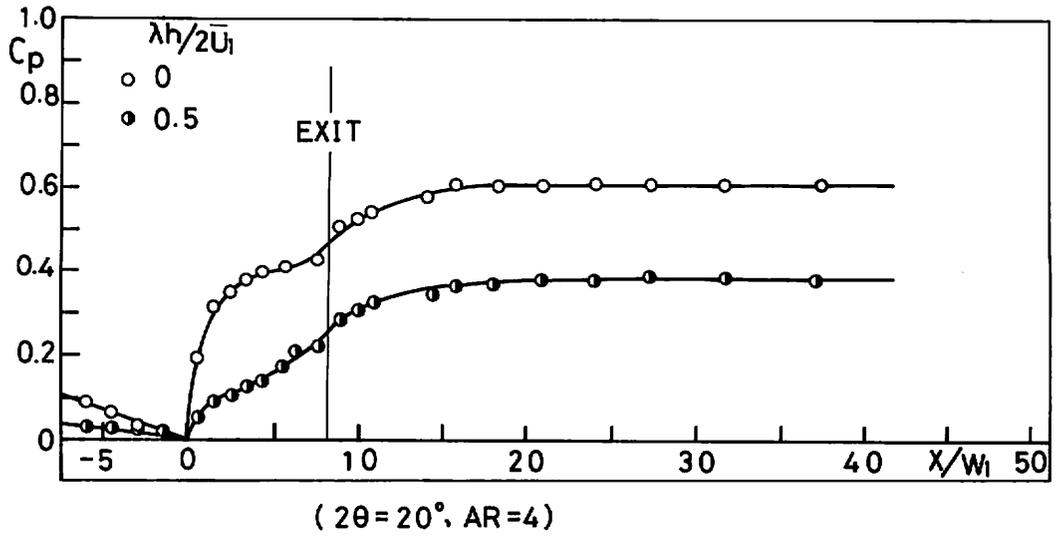


Fig. 22 Pressure distributions in the diffuser and the downstream duct

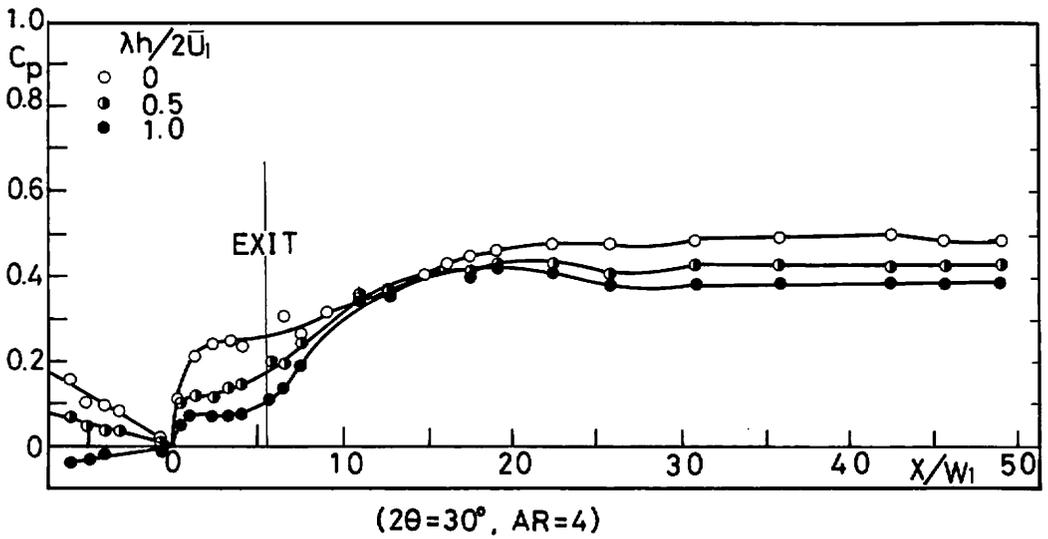


Fig. 23 Pressure distributions in the diffuser and the downstream duct

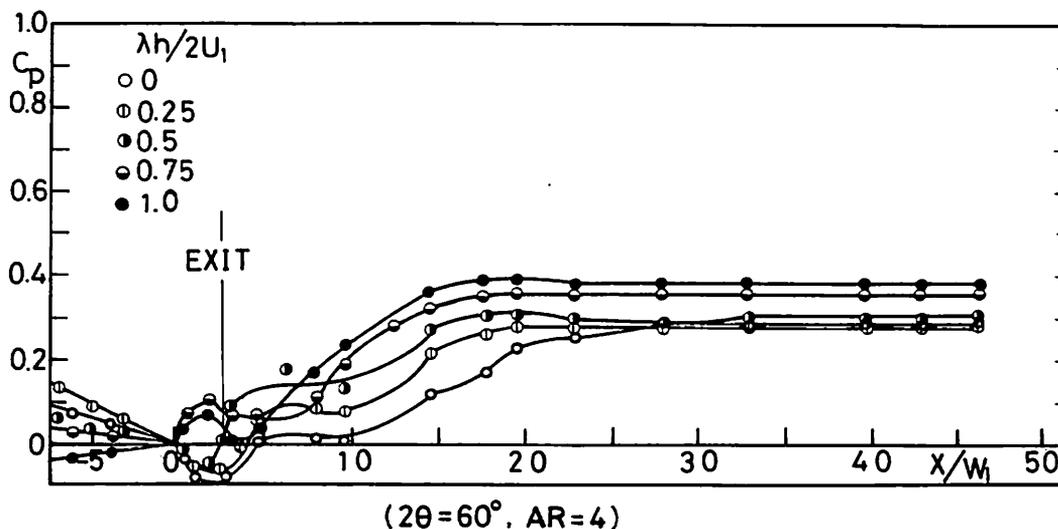


Fig. 24 Pressure distributions in the diffuser and the downstream duct

性がくずれるとともに二次流れが生じ、平行壁面付近の速度が増大し、壁面摩擦損失が比較的大きくなるために圧力回復が低下するものと思われる

$2\theta = 60^\circ$ のディフューザは長さが短く、流れがいかなる場合でも壁面摩擦損失は比較的小さいものと考えられる。速度こう配を与えない場合には、流れの様子からわかるように流れは両広がり面からはく離し、大きな逆流領域を伴い、再付着点距離もかなり長い。このために流れはほぼ二次元性を保っているながらディフューザ内での圧力増加はほとんどみられない。速度こう配を与えると前述のような理由により、ディフューザ入口から出口へかけて速度こう配が増大し、これに伴って主流が平行壁面に沿って広がり方向に広がり、逆流領域を縮小するためにディフューザ内での圧力上昇が比較的好くなる。一方、ディフューザ出口以後は下流へいくにつれて速度こう配の減少する割合が比較的大きく、速度分布の均一化が行れやすくなっているため、運動エネルギーから圧力エネルギーへの変換効率がよくなるものと思われる。

5. 結 び

二次元ディフューザの入口主流に平行壁間の後流型速度分布を与えてディフューザ内の流れの様子、速度分布および性能について調べた。その結

果、広がり角が大きいディフューザ内の流れについては入口せん断流を与えると広がり面上の逆流領域の厚さが縮小するとともに、ダクトの中央部に扁平に広がったポケット・ストールの状態になり、主流の再付着点距離が短くなるとともに二次流れによる混合作用のために圧力回復はよくなる。また、ディフューザ出口付近においては圧力上昇がとくに顕著となり、このことにより、広がり角 40° 以上では性能改善が期待される。

参考文献

- 1) 山里, 伊良部, 琉球大学工学部紀要, 第28号, (1984-10), pp. 1-22.
- 2) P. R. Owen and H. K. Zienkiewicz, *J. of Fluid Mech.*, **2** (1957), 521.
- 3) K. F. Kaiser and A. T. McDonald, *J. of Fluids Engineering*, Vol. **102** (1980-9), 283.
- 4) S. Wolf and J. P. Jonhston, *Trans. ASME*, **91**-3(1969-9), 462.