非定常かく乱に対するディフューザ内はく離流れの応答*

望 月 修^{*1}, 木 谷 勝^{*1}
志 摩 祐 介^{*2}, 斉 藤 朋 宏^{*3}Response of Separating Flow in a Diffuser
to Unsteady DisturbancesOsamu MOCHIZUKI, Masaru KIYA,
Yusuke SHIMA and Tomohiro SAITO

The response of a separating flow in a two-dimensional diffuser to an unsteady disturbance is investigated. The disturbance is generated by the turbulent wake of a circular cylinder moving in front of the entrance of the diffuser. Thus the disturbance makes an angle to the main-flow direction. The pressure recovery coefficient, time-mean velocity distribution and phase-averaged velocity distribution are obtained for several disturbances with different frequencies and different angles. Reynolds number based on the velocity of the main flow at the inlet of the diffuser and its height is 5.2×10^4 . The pressure recovery coefficient is found to be modified by the disturbance, depending on the frequency of the disturbance. The local deceleration and acceleration are observed near the wall of the inlet of the diffuser due to the disturbance. Thus the disturbance generated by the wake acts as an oscillator to induce a velocity fluctuation at a specific area.

Key Words: Unsteady Flow, Diffuser, Separation, Turbulence, Phase Averaging, Pressure Distribution, Wake, Fluid Machinery

1. は じ め に

流体機械の使用環境, 使用法の変化が騒音・振動および効率低下を引き起こすことがある。例えば, ターボ機械が最も最適な状態で使用されていれば, はく離が原因となる騒音や振動が発生することはないが, 設計点からはずれた状態で用いられる場合には, たとえ最適設計されたものでもその限りではない。また, 使用環境が時間的に不規則に変化するような場合には, 使用者が当初に設定した流入流出条件を, そのつど調整し直すなどということはないであろう。このように, 機械そのものの設計が原因ではなく, 不適な使用が原因の, 効率低下および騒音増加の例が, むしろ多いのである。このような騒音および抵抗を低減するために, はく離を能動制御する技術の確立が重大な課題となっている^{(1)~(5)}。使用環境変化や使用状況変化に, 機械自身がそれを察知して自動的に対応し, 常に最適設計状態を保つようになっていれば, 効率を損なうことなく, 騒音・振動問題に対処できると考えられる。

このような流れの制御方法の確立が本研究の目的である。これを実現する第1段階として, 周期的に流入する非定常かく乱に対するはく離流れの応答特性を調べた。本実験では, はく離を伴う片開き二次元ディフューザを用い, 周期的に円柱後流をディフューザ入口に流入させた。このようなかく乱によってはく離流れがどのように変化するかを, 位相平均法を用いた速度場測定, 壁面静圧分布の測定によって明らかにした。円柱後流の流入によりはく離が抑制され, ディフューザの圧力回復率が向上することがわかった。また, この非定常かく乱はディフューザ入口付近の壁面近くに, 局所的な速度変動を誘起することがわかった。

2. 実験装置および実験方法

2・1 供試ディフューザ 供試ディフューザの概略と座標を図1に示す。供試ディフューザ内において, はく離が生じるような開き角, 面積比および長さを設定した⁽⁶⁾。供試ディフューザは, 入口高さ $H_1=65$ mm, 出口高さ $H_2=130$ mm, 幅 $W=260$ mm, 長さ $L=178.5$ mm の片開き二次元ディフューザである。したがって, ディフューザの開き角は 20° である。また, 入口におけるアスペクト比 (W/H_1) は 4.0, 入口と出口の面積比 $AR=(A_2/A_1)$, ここに, $A_1=H_1W$, $A_2=$

* 原稿受付 1996年5月27日。

^{*1} 正員, 北海道大学工学研究科(〒060 札幌市北区北13条西8丁目)。^{*2} 川崎重工(株)(〒673 明石市川崎町1-1)。^{*3} 富士重工(株)(〒320 宇都宮市陽南1-1-11)。

Fig. 1 Coordinate system and definition of symbols. Dimensions in mm. Stations of measurement are indicated by $\uparrow$

H_2W) は 2.0 である。この結果、供試ディフューザの設計圧力回復率は $C_p \approx 0.52$ 、ディフューザ有効度 $\eta (= C_p / (1 - 1/AR^2))$ は 0.69 である⁽⁶⁾。以後、簡単のために角度 20° で下流方向に対して傾いている壁面を「傾斜壁面」、これと対面する流れ方向に平行な壁面を「水平壁面」と呼ぶことにする。なお、供試ディフューザの上流にはベルエントランスをもつ長さ 160 mm の直線流路 (以後、入口流路と呼ぶ) が取付けられている。

図 1 に示されているように、ディフューザ入口の水平壁面上に座標原点をとり、流れ方向を x 軸、これと直角な方向を y 軸とする。図中の $\uparrow$ で示された x 方向位置は、実験結果を示す代表断面の位置を示している。

2.2 かく乱の導入 供試ディフューザは吸込式風路に取付けられ、空気がディフューザ上流に取付けられた直線流路のベルエントランスから流入する。この流入する流れに周期的かく乱を与えるために、図 2 に示すように、モータの回転軸に直角に放射状に取付けられた 4 本の直径 $D=6$ mm ($D/H_1=0.092$) のジュラルミン製中空円柱を、ベルエントランス上流で回転させた。ベルエントランスから円柱の中心までの距離は 10 mm である。円柱の回転中心は、ディフューザの幅方向の中心から、320 mm 離れている。円柱が流れを直角方向に周期的に通過する周波数 f Hz は 1 秒間当たりのモータ回転数の 4 倍、すなわち $f=4n/60$ [数字の 4 は円柱の本数、 n はモータの回転数 (rpm)] である。したがって、円柱がベルエントランス付近の流れを横切る際に形成される後流は、周波数 f でディフューザに流入することになる。本実験では、この周期的に流入する後流を周波数 f の非定常かく乱と呼ぶ。本実験装置で与えられる最大の f は 34 Hz である。

円柱の後流は、図 3 に示すように、 x 方向に対して

Fig. 2 Generator of unsteady disturbance using circular cylinders. Dimensions in mm

Fig. 3 Schematic figure of wake entering into inlet

傾いてディフューザに流入する。後流の x 方向に対する傾き角 α は、ディフューザの幅方向の中心位置における円柱の移動速度と円柱が移動する位置の流速によって決まる。したがって、円柱の移動速度が大きいほど後流の傾き角度は大きい。供試ディフューザは片開きディフューザであるために、かく乱の流入方向 ($\pm\alpha$) によってその性能が影響を受ける可能性がある。したがって、かく乱の流入方向、すなわち円柱の移動方向を区別して実験を行う必要がある。円柱が y の正の方向に移動する場合を正の周波数で表し、逆の方向に移動する場合を負の符号を付けた周波数で表す。

周波数 f の非定常かく乱がディフューザ内の流れにどのような影響を及ぼすかを調べるために、ディフューザ内で測定された速度信号を位相平均し、各位相ごとに流れ場のようすを観測した。位相平均する際の基準信号として、円柱がベルエントランスを通過する際に、円柱が光経路を遮断することによって発生する信号を用いた。円柱の移動方向の違いを区別するため、円柱のベルエントランス前面の移動速度の確認のために、一対の発光器および光センサをベルエントランス両側にそれぞれ取付けてある。通過に伴う信号をパルス信号として取出し、それをトリガ信号、円柱の

移動時間測定信号として用いた。

2・3 測定方法 本実験では、壁面静圧 p 、時間平均速度 $\bar{u}$ および速度変動の rms の値 u' 、および位相平均速度 $\bar{u}$ を測定した。ディフューザ壁面の幅方向の中心線上にあけられた直径 0.8 mm の静圧孔に、ベッツ形マノメータを接続して壁面静圧を測定した。なお、同じ x 断面内における傾斜壁面および水平壁面上で測定された静圧の平均値を、その断面における壁面静圧 p とした。

速度測定には I 形熱線プローブを用いた。主流速度は、円柱の有無にかかわらず、次式に示すようにして求められた $x/H_1 = -0.62$ の位置における平均速度 U_m を代表速度として用いた。

$$U_m = \frac{1}{H_1} \int_0^{H_1} \bar{u} dy$$

円柱によってかく乱を与えないときの U_m は 12 m/s であり、このときの主流の乱れ強さは約 1% である。レイノルズ数 $Re (= H_1 U_m / \nu)$ 、ここに ν は空気動粘性係数は 5.2×10^{-4} である。ディフューザ入口における境界層の厚さ δ は 6.9 mm ($\delta/H_1 = 0.11$) である。また、排除厚さ δ^* は 0.92 mm ($\delta^*/H_1 = 0.014$)、運動量厚さ θ は 0.51 mm ($\theta/H_1 = 0.0078$) である。したがって、形状係数 $H_{12} (= \delta^*/\theta)$ 、 δ^* : 排除厚さ、 θ : 運動量厚さ) が 1.8 であるから入口における境界層は遷移領域にあるものと考えられる。

ディフューザ内の流れの様子を、水槽において水素気泡法を用いて可視化した。このときのディフューザ模型は、図 1 に示したものと同一寸法のものである。ディフューザ入口における主流の速度は 0.1 m/s であり、レイノルズ数は 5.7×10^3 である。風洞実験のレイノルズ数とは 1 けた異なるが、これらのレイノルズ数におけるはく離の状況には、大きな差はないと考えられる⁽⁷⁾。

3. 実験結果

3・1 壁面静圧分布 無かく乱の場合 ($f = 0$ Hz) と、かく乱を与えた場合における壁面静圧 p の x 方向分布を、比較したものを図 4 に示す。ディフューザ入口の上流位置 ($x/H_1 = -0.62$) において測定された静圧 p_0 からの差として表した。各 x/H_1 位置における静圧の値は、それぞれ 3 回計測を行った平均値である。実線だけで示したものは、ベルヌーイの定理から求めた理論圧力変化である。

かく乱を与えない場合、ディフューザ内の壁面静圧はほとんど上昇しないことがわかる。これは、後で図 7 に示すディフューザ内の流れの可視化結果からもわ

かるように、傾斜壁面側において大きなはく離が生じているためである。

これに対し、周波数 f の非定常かく乱がディフューザ内に流入すると、ディフューザ内のいずれの x 断面においても、壁面静圧は上昇することがわかる。非定常かく乱の周波数が高いほど、その上昇は大きい。なお、このかく乱を与える円柱の移動方向による違いはほとんど認められない。すなわち、円柱後流のディフューザ入口流路に対する傾き角度より、単位時間当たりに流入する回数(周波数)のほうが壁面圧力上昇に影響することを示唆している。

ディフューザ前後の壁面静圧の差から、ディフューザの圧力回復率 C_p を $(p_e - p_0)/(\rho U_m^2/2)$ と定義する。ここに、壁面圧力 p_e は $x/H_1 = 5.1$ の断面で測定された圧力である。周波数に対する圧力回復率の変化を図 5 に示す。本実験における測定範囲内では、いずれの周波数でも無かく乱の場合より圧力回復率は増加することがわかる。また、周波数が高いほど C_p は大きい。図 5 に示した範囲では、 $f = 30$ Hz のとき最大圧力回復率を示す。周波数の増加に伴い、圧力回復率もどこまでも増加するとは考え難いので、最大圧力回復率を示すかく乱の最適周波数が存在するものと想像できる。ただし、本実験装置では、 $f = \pm 34$ Hz 以上の周波数を与えることができないので、最適周波数の確認はできていない。

3・2 時間平均速度分布 非定常かく乱の流入によるディフューザ内の時間平均速度場の変化を、無かく乱時のものととも図 6 に示す。速度の測定には I 形熱線プローブを用いているため、はく離領域におけ

Fig. 4 Static pressure distributions. I: Uncertainty

Fig. 5 Pressure recovery coefficient versus frequency of disturbance

る逆流が示されていない。しかし、無かく乱時における逆流の存在は、風洞実験におけるタフト法によって確認されている⁽⁸⁾。また、図7に示す水素気泡法による可視化によっても確認できる。無かく乱時におけるはく離領域の速度分布 [図6(a)] を見ると、傾斜壁面近くの速度の値は小さく、ほぼ一定値を示す。また、はく離せん断層に相当する位置の速度分布には変曲点が存在し、その付近において乱れ強さは極大値を示す。速度および乱れ強さ分布のこのような特性は、はく離領域に特徴的なものである。

周波数 $f=10$ Hz の非定常かく乱が流入すると [図6(b)], はく離領域が縮小する。例えば, $x/H_1=1.85$ の断面における速度分布を無かく乱時のものと比較すると、主流における最大速度が減少し、変曲点付近の速度こう配が緩やかになるとともに乱れ強さが極大値を示す位置が傾斜壁面側に近づき、傾斜壁面側の速度 $\bar{u}$ が無かく乱時のときよりも若干増加する。

非定常かく乱が上述と同じ周波数ではあるが、逆方向から流入する場合にも、はく離領域が減少していることが認められる。なお、各断面の速度分布は $f=10$ Hz のものとほとんど差が認められない。すなわち、非定常かく乱の流入方向の時間平均速度場に与える影響は小さいことがわかる。

非定常かく乱の流入周波数を 30 Hz に増加させると [図6(c)], 無かく乱時に比較して、最大速度の減少、傾斜壁面近くの速度の増加、乱れ強さの極大値の位置が傾斜壁面に近づくこと、などが認められる。例えば、無かく乱時の $x/H_1=1.85$ の断面において、明確に認められたはく離を示す速度および乱れ強さの分布

Fig. 6 Time-mean velocity and turbulent intensity distribution

Fig. 7 Separating flow in diffuser. Visualized by hydrogen bubbles

の特徴が、この場合の同じ断面には認められない。これらのことから、はく離領域は $f=\pm 10$ Hz の場合よりさらに減少していることがわかる。なお、 $f=-30$

Hz における平均速度分布は $f=30$ Hz のものとほとんど同じである。

3・3 位相平均速度分布 一つのかく乱の流入から次のかく乱の流入までの間に、ディフューザ内でのようなことが起こっているかを見るために、各断面における位相平均速度分布を求めた。各測定位置における位相平均速度と時間平均速度の差を $\Delta u (= \bar{u} - \bar{u})$ と表す。

図8に $f=30$ Hz の代表的な位相における Δu の分布を、図9に $f=-30$ Hz のものを示す。各 x 断面における基準線の右側(左側)にプロットされている Δu はその位置における時間平均値より、その位相において増速(減速)されていることを意味する。なお、ベルエントランス上流に示されている矢印はその方向に円柱が移動していることを表している。円柱が最初に入入口流路壁面と同じ y 位置にきたときを位相 $\phi=0$ と定義した。すなわち、円柱の移動方向が正(負)の場合、 $y/H_1=0.0(y/H_1=1.0)$ に円柱中心が一致したときが位相零である。また、次の円柱が同じ入口流路壁面の座標に到達する時点をも $\phi=2\pi$ (1 周期)とする。円柱が入入口流路の幅 H_1 ($=65$ mm) を通過する時間は 0.26π の位相差に対応する。例えば、 $f=\pm 30$ Hz の場合、1 周期は 33.3 ms、円柱が H_1 の距離を通過するのに要する時間は 4.3 ms である。

図8に示す流れ場の時間変化について考察する。 $\phi=\pi$ の位相において、入口直前の断面 ($x/H_1=-0.62$) の $y/H_1=0.0$ 側に減速、対面する壁面側 ($y/H_1=0.0$) において増速が見られる。これが円柱の後流による減速の影響である。これに対し、 $\phi=0$ の位相では円柱の後流は流入していないので、当然のことながら、この x 断面の速度分布には、このような減速および増速が見られない。この x 断面に後流の影響が最初に現れるのは、図には示していないが、 $\phi=0.8\pi$ のときであった。これより下流の x 断面において後流の影響が速度分布に現れる位相(時間)とその x 断面までの距離から、かく乱の移動速度は 10 m/s 前後と見積もれる。したがって、かく乱の移動速度は主流速度より小さいことがわかる。

ディフューザ入入口断面 ($x/H_1=0.0$) の速度分布に、後流による減速部分が見られなくなるまでの時間を、後流の影響の持続時間とみなすことができる。図には示していないが、 $\phi=1.83\pi$ における入入口断面 ($x/H_1=0.0$) の $y/H_1=1.0$ 付近に減速が認められ、 $\phi=0$ にはそれが認められなかった。このことから、 $\phi=0.83\sim 1.17\pi$ ($13.9\sim 19.4$ ms) の間、かく乱の影響が持続することがわかる。円柱が入入口流路幅の距離を通過する時

間は短い (0.26π) にもかかわらず、これよりはるかに長い時間にわたって円柱の後流が流入し続けることになる。これは、図3に示したように、円柱がベルエントランスから遠ざかった後も、後流が流入するためである。

後流によるかく乱の移動速度(約 10 m/s)、ディフューザ入口におけるかく乱の持続時間(約 17 ms)から、このかく乱の流れ方向の長さはほぼ 170 mm と見積もることができる。これはディフューザの長さとはほぼ等しい。これらのことから、おおそ次のようにいえる。後流によるかく乱は、ほぼ半周期かかってディフューザ入口に到達し、残りの半周期でディフューザ内を通過する。このかく乱の長さはディフューザ長さと同程度であるから、次にディフューザ入口にかく乱が流入してくるとき、前に流入した後流の後部がディフューザ出口付近に残っている。このことは $\phi=\pi$ における速度分布において確認できる。すなわち、 $x/H_1=-0.62$ の断面における水平壁面付近の減速は新たなかく乱の頭部、 $x/H_1=2.75$ における傾斜壁面近くに認められる分散の大きな部分は先行するかく乱の後部に相当する。これらのことから判断すると、 $\phi=0$ の図における断面 $x/H_1=0.92$ の減速部分は、先行するかく乱の流入によるものである。

このような後流によるかく乱の流入によって、各断面では局所的な減速および増速が、周波数 f で繰返される。これが、はく離せん断層の渦の巻上がり、合体の促進、に影響しているものと考えられる。かく乱周波数 f が ± 30 Hz のかく乱における波長 $\lambda (=U_c/f)$ を、 $U_c=10$ m/s として見積もると、 $\lambda=0.33$ m である。これはディフューザの長さの約2倍である。ケルビン・ヘルムホルツ不安定によって巻上がるはく離せん断層の渦の間隔は、本実験条件では約 30 mm 程度である。したがって、後流によって与えられる非定常かく乱の波長 λ はこれに対して約 10 倍長い。このような長い波長のかく乱に対しては、いわゆる集団的合体(Collective interaction)が起こり、大規模な渦構造が形成される可能性がある⁽⁹⁾。

図9に示す $f=-30$ Hz の場合、このかく乱が $y/H_1=1.0$ から 0.0 に向かって進行することを除けば、 $f=30$ Hz の場合とほぼ同様である。例えば、 $f=30$ Hz の場合では、 $\phi=\pi$ におけるディフューザ入口直前の断面 ($x/H_1=-0.62$) の $y/H_1=0.0$ 付近に、大きな減速が認められるが、 $f=-30$ Hz では同じ位相の同じ断面においてそのような減速域は $y/H_1=1.0$ 付近に存在する。

3・4 非定常かく乱のディフューザ内への浸透

円柱の後流による非定常かく乱がもつ基本周波数 f の速度変動がディフューザ内にどのように広がるの

か、またどの領域においてその変動が増幅または減衰するのかを調べるために、各 x 断面における速度変動のスペクトルを求めた。

Fig. 8 Distribution of difference between phase-averaged and time-averaged velocities Δu ($f=30$ Hz)

Fig. 9 Distributions of difference between phase-averaged and time-averaged velocities Δu ($f=-30$ Hz)

Fig. 10 Change of spectrum of velocity fluctuation at several x/H_1 . $f=30$ Hz

図10は $f=30$ Hzの非定常かく乱が流入したときの、各点における速度変動スペクトルを、各 x 断面ごとの y について、三次元的に並べたものである。なお、傾斜壁面側の変化をよく見えるようにするために、その y 座標が手前側になるように配置してある。流入させた非定常かく乱の基本周波数 $f=30$ Hzを中心に見ることにする。ディフューザ入口およびその上流の断面($x/H_1=0.0, -0.62$)では、両方の壁面近傍において30 Hzの速度変動が認められる。しかし、 $y/H_1 \approx 0.5 \sim 0.8$ の範囲ではこのかく乱による速度変動の周波数が見られない。かく乱は入口流路断面内のいずれの y 位置も通過するはずであるから、この周波数がどこにおいても検出されていいはずである。この断面における時間平均速度分布は一樣であるから[図6(a)], $y/H_1 \approx 0.5 \sim 0.8$ の範囲のかく乱は増幅することなく、減衰したとも考えられる。しかし、壁の近傍を除くほとんどの範囲で、速度はほぼ一定であることから、ある狭い範囲でのみ減衰が起こったとは考え難い。

このことを位相平均速度分布の変化に戻って考えてみる。図8に示した $x/H_1=-0.62$ における位相平均速度と時間平均速度との差(Δu)の分布において、1周期間のその変化から、増減速の振幅が大きな y 位

置と、時間平均速度のままほとんど変動しない y 位置が存在することがわかる。それは $y/H_1=0.67$ を中心とする $y/H_1=0.50 \sim 0.85$ の範囲である。この範囲は先に示した変動の周波数が見られなかった範囲と一致する。 $x/H_1=-0.62$ の断面の速度分布を時間を見ていくと、かく乱の通過に伴う Δu の分布の変化は、あたかもディフューザ入口流路高さを半波長とする定在波(波長 $2H_1$)のようである。また、 $y/H_1=0.67$ 付近は節になっているように見える。非定常かく乱の周波数がこれより高い場合には、入口流路高さ H_1 の間に、節が複数個現れることもあると考えられる。このように、流れ方向にある周期で流入するかく乱によって、流れと直角方向に振幅が変化する速度変動が入口流路内に誘起されることは新たな知見である。

ディフューザ内のはく離せん断層、およびはく離領域内では、流入するかく乱に対応する30 Hzの周波数ピークが存在するというわけではない。その外側の主流中には30 Hzの周波数にピークが存在する。ディフューザの出口より下流の $x/H_1=3.69$ の断面では、この主流中におけるかく乱周波数の明確なピークを確認することは難しい。したがって、このかく乱はディフューザ内でエネルギーを失ったとみることができ

る。

かく乱の傾きが上述の場合と逆の $f = -30$ Hz における、速度変動スペクトルの変化では、 $y/H_1 = 0.19 \sim 0.55$ の範囲においてかく乱の周波数のピークが認められない。その範囲の中心は節である。このことを除けば、かく乱の流入方向による違いはほとんど認められない。

4. 結 論

はく離を伴う片開き二次元ディフューザにおいて、周期的に流入する非定常かく乱に対する圧力回復率および速度場の変化を調べた。非定常かく乱は、ディフューザ入口上流において移動する円柱の後流である。得られた結果を要約すると次のようになる。

(1) 圧力回復率は非定常かく乱の流入によって増加する。非定常かく乱の流入周波数が高いほど圧力回復率も高い。

(2) 非定常かく乱である円柱の後流の、主流に対する傾きの正負はディフューザ内の流れ場に影響しない。

(3) かく乱の流入周期に同期した局所的な減速および増速が、ディフューザ入口付近の壁面近くに誘起される。

本研究は文部省科学研究費試験研究(B)(1)No. 05555054 の援助を受けて行われたものであることを付記する。

文 献

- (1) 磯本馨・本阿弥真治, 機論, **51**-471, B(1985), 3732-3736.
- (2) Bhattacharjee, S., Scheelke, B. and Troutt, T. R., *AIAA*, **24**-4 (1986), 623-629.
- (3) 木谷 勝・清水昌幸・望月 修・井門康司, 機論, **58**-554, B(1992), 2953-2958.
- (4) 武井伸郎・益田重明, 機論, **57**-533, B(1991), 38-43.
- (5) 大泉・小尾晋之介・益田重明, 機論, **59**-557, B(1993), 123-128.
- (6) Reneau, L. R., Johnston, J. P. and Kline, S. J., *ASME, J. Basic Eng.*, **89**-1 (1967), 141-150.
- (7) Eaton, J. K. and Johnston, J. P., *AIAA*, **19**-9 (1981), 1093-1100.
- (8) 望月 修・木谷 勝・志摩裕介, 機論, **62**-594, B(1996), 454-460.
- (9) Ho, C. M. and Huerre, P., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **16** (1984), 365-424.