遠心ポンプ羽根車下流のディフューザ内変動流れに関する研究*

古川 明徳^{*1}, 中川 貴博^{*2}
高原 久定^{*1}, 小野 祐介^{*3}Study of Periodic Flow in Diffuser Downstream
of Centrifugal Pump ImpellerAkinori FURUKAWA^{*4}, Takahiro NAKAGAWA,
Hisasada TAKAHARA and Yusuke ONO^{**} Faculty of Engineering, Kyushu University,
6 10 1 Hakozaki, Higashi ku, Fukuoka shi, Fukuoka, 812 8581 Japan

Periodic flows downstream of centrifugal pump impeller in vaneless and vaned diffusers were measured by using a single hole yawmeter with a phase locked sampling method. The flows were also calculated by a inviscid flow analysis with the blade surface singularity method. The periodic variations in calculated static pressure with impeller rotating quantitatively agree well with measured ones. The flow behaviors in the vaned diffuser are discussed with measured and calculated results. The potential interaction between the impeller and diffuser blades appears more strongly than the impeller wake interaction. The appearance of static pressure fluctuations due to the impeller rotating in the fully vaned zone is different from that in the semi vaned zone of the diffuser. The existing of the peripheral surface of impeller outlet and the outlet edge of pressure surface of impeller blade causes the large pressure fluctuations in diffuser.

Key Words: Turbomachinery, Centrifugal Pump Impeller, Diffuser, Flow Measurement, Inviscid Flow Analysis, Pressure Fluctuation, Blade Rows Interaction

1. ま え が き

近年, 各種産業用プラントの大形化に伴って高揚程ディフューザポンプが多用され, また製造コスト削減と設置スペースの制約からポンプの小形・高速化も進み, 単段当たりの高揚程化が要求される傾向にある。ディフューザポンプの高性能・高揚程化には, 羽根車下流において圧力回復を図るディフューザ内での流動損失の低減が羽根車内における損失と同様に重要となる。さらに, これまで問題にされなかった羽根車翼とディフューザ翼との動静翼干渉による振動問題も生じている。遠心ポンプディフューザ内の流れについては, これまで, 数多くの実験的研究⁽¹⁾⁽²⁾や数値解析⁽³⁾⁽⁴⁾が行われているものの, ディフューザ内流れおよび翼列干渉に関して十分な理解が得られるまでには至っていない。

著者らは前報⁽⁵⁾において, 羽根車翼形状を的確に考慮することにより比較的簡便な非粘性計算でも, ポン

プ羽根車下流の翼なしディフューザ内流れを議論し得ることを示した。そこで, この計算法を羽根車翼とディフューザ翼との一体流れ解析へと展開して遠心ポンプ羽根車下流の翼付きディフューザ内非粘性流計算を行うとともに, ディフューザ内流れの圧力と流速の実験計測⁽⁶⁾を行った。本論文では, 両結果の比較から本計算法の有用性を確認したうえで, 翼付きディフューザ内変動流れの様相を明らかにし, その変動流れに及ぼす羽根車の回転位置と羽根車翼形状の影響について考察する。

2. 実験装置および方法

遠心ディフューザポンプを模した試験装置断面図を図1に示す。水槽からの水は補助ポンプ・ベンチュリ流量計を経て, 立軸駆動の遠心羽根車①および平行壁ディフューザ②へと流れ, 軸対称水路③でいったん自由表面を形成して水槽へと戻る。自由表面水路の設置により, 実機における渦巻室の影響を除去し, 羽根車からの流出流が周方向にどこでも同じ周期的変動流れとなるように配慮した。供試羽根車および翼付きディフューザの形状を図2に示す。羽根車は流量係数 $\phi_2=0.313$ で無負荷翼となるように設計され, 入口/出口径が $r_1/r_2=200/400$ mm, 翼高さ $b=30$ mm の二

* 原稿受付 2001年3月26日。

^{*1} 正員, 九州大学大学院工学研究院 (〒812 8581 福岡市東区箱崎6-10-1)。^{*2} 正員, 九州大学大学院。^{*3} 九州大学大学院。

E-mail: fmfuru@mech.kyushu-u.ac.jp

Fig. 1 Sectional view of pump equipment

Fig. 2 Test impeller and vaned diffuser

次元翼(枚数 $Z_i=6$)の密閉形で、翼圧力面と負圧面出口角がともに 18.1° で出口での周方向翼厚 35.0 mm をもつ⁽⁵⁾⁽⁶⁾。なお、ここで流量係数 ϕ_2 は、流量 Q を (A_2/U_2) で除した係数(A_2 は羽根車出口断面積、 U_2 は羽根車出口周速)である。羽根車吸込カバーラピンス部にはシールを付設して、羽根車側板とケーシングとのすきまを出口から入口へと戻る漏れ流れを防いだ。ディフューザ翼は流量係数 $\phi_{d2}=0.120$ において設計され、入口/出口径が $r_3/r_4=210/300\text{ mm}$ (羽根車出口半径との比で $R_3/R_4=1.05/1.50$)、反り線上入口角 22.8° をもつ二次元翼(枚数 $Z_d=11$)を用い、翼入口端は負圧面側 3 mm 、圧力面側 110 mm の丸みを付けている。なお本論文では、ディフューザ翼の凹面を圧力面、凸面を負圧面と呼ぶ(図2)。平行壁ディフューザの高さは羽根車と同じ 30 mm である。ディフューザの側板面側固定壁には、羽根車出口との半径比 $R=1.03, 1.06, 1.10, 1.15, 1.28, 1.50$ の6断面にヨーメータ挿入孔を設け、翼付きディフューザの車板面側壁は装置への固定部に回転輪を付けて周方向に可動し、半径方向6断面の任意の周方向位置での流れ計測を可能にしている。本論文では周方向には図2に示す翼間5点(Line 1~5)そして翼高さ方向7断面(高さ中央から $0, \pm 6, \pm 12, \pm 13.5\text{ mm}$ の位置)において圧力センサを組み込んだ単孔ヨーメータ⁽⁶⁾(取圧部およ

び取圧孔直径が $1.5, 0.75\text{ mm}$ で取圧孔とセンサ間の導圧管にはシリコンオイルを封入した。このときの振幅減衰と位相遅れが現れない周波数限界は約 1 kHz を用いて羽根車回転数に対する位相固定法により絶対流速 V 、回転方向からの流れ角 α および静ヘッド h を計測した。なお、対象とする流れは周期的な変動となることから、ヨーメータ取圧孔の向きを数回変えて計測することにより多孔ヨーメータと同等のデータが取得できる⁽⁷⁾。

実験時の羽根車駆動回転数は $N=200\text{ rpm}$ (一定)で、流れ計測は次のような考えで $\phi_2=0.146$ において行った。遠心羽根車出口での流れは、一般に、低流量ほど後流域が明確に現れるものの、流速・静ヘッドとも出口下流直後で急速な一様化をもたらす。一方、高流量ほど、翼出口外周面をもつ羽根車翼形状の影響により静ヘッドの周方向分布に大きなひずみが現れる⁽⁸⁾。そこで、遠心ポンプ羽根車出口流れが翼付きディフューザ内の流動流れに及ぼす支配的要因を明らかにすることを目的としている本論文では、翼なしディフューザ付設時に遠心ポンプ下流水路③の自由表面に波($\phi_2 < \text{約} 0.1$ においてディフューザ失速が発生)を形成せず⁽⁹⁾、羽根車翼後流が顕著に現れ、静ヘッドの周方向分布に羽根車翼形状による大きなひずみが現れる流量として、実験流量係数を $\phi_2=0.146$ に選定した。なお、この流量($\phi_2 > \phi_{d2}$)では、翼付きディフューザ時の静ヘッド回復量は翼なしの場合とほとんど変わらないが、動静翼干渉の本質的議論は損なわないと考える。

3. 非粘性計算法の概略

著者らは前報⁽⁵⁾において、羽根車の翼面に渦を分布させる特異点法を用いた簡便な二次元非粘性流計算を行い、翼なしディフューザ内流れの挙動を考察した。ディフューザ高さ中央における流れの周方向分布計算結果を実測と比較して図3に再掲する。ここで横軸 θ は羽根車翼に相対的な周方向角度であり、図3中に描いた $\theta=0^\circ$ と -60° の一点鎖線が羽根車翼圧力面出口端、 -10° と -70° が負圧面出口端の周方向位置に対応している。縦軸 ψ_s はポンプ入口全ヘッドを基準とした静ヘッド上昇量を $[U_2^2/(2g)]$ で除した係数である(g は重力の加速度)。実測値における $R=1.03$ 断面の翼負圧面出口端近傍の高流速(後流)域とその流下の様相は再現できないものの、羽根車内流路壁面上の境界層厚さを流路形状に考慮した非粘性計算⁽⁵⁾でも、翼圧力面出口端通過時の最小 ψ_s の出現や半径方向への流下に伴って静ヘッドと流速が一様化する様子の傾向

Fig. 3 Circumferential distribution of static head and velocity in vaneless diffuser ($\phi=0.146$)

がとらえられている。そこで本論文では、翼付きディフューザの場合に対して羽根車内とディフューザ翼列内速度場が一体解析できるように、次のような拡張を行った。

羽根車とディフューザの全翼の翼面に、それぞれ強さ μ_{nki} , μ_{mkd} の離散渦 K_i , K_d 個を分布させ ($n=1, \dots, Z_i$, $m=1, \dots, Z_d$, $ki=1, \dots, K_i$, $kd=1, \dots, K_d$)、羽根車翼に対しては相対速度 W を、ディフューザ翼に対しては絶対速度 V を用いて流れが翼面に沿う条件から渦の強さを求めた。ただし、翼の最下流端(図7において羽根車翼はIII、ディフューザ翼はVIの位置)にはクッタの条件 $\mu=0$ を課した。計算では、回転している羽根車と静止しているディフューザ翼の瞬間瞬間における位置関係において速度場は決まるものとし、その位置変化に応じて翼周りの循環(翼面上の渦強さ)は変化するが、それに伴う翼からの渦放出は考えていない。流れ場をより精度よく表すには、渦放出等の考慮が必要であり⁽³⁾、ここで用いる計算法は渦保存則を無視している点で流体力学的にはやや疑問が残るものの、計算の簡略化により、翼付きディフューザ内での流れ変動を引き起こす羽根車翼形状とその出口流れの基本的要因を容易に探ることができると判断し、これを用いた。

また羽根車内の流れ計算は、翼なしディフューザでの計算において得られた羽根車流路壁面上境界層排除厚さを考慮した流路形状をそのまま用いて行った。

特異点法により得られた速度場からのディフューザ内圧力場の計算は次のように行った。羽根車出口からの絶対流れは周期的変動流れとなるため、絶対流れ場におけるディフューザ翼列上流の静止座標点での全ヘ

ッドは時々刻々変化する。一方、ディフューザ翼列の十分下流(下添字 ∞)の流れは一様化し、定常流 ($\partial\varphi/\partial t=0$) とみなし得る。また、その断面での全ヘッド上昇量は瞬間瞬間における羽根車による断面平均値を保持する。したがって、これを式(ポンプ入口全ヘッド基準)に表すと次のようになり、これよりディフューザ内の静ヘッド h を求めた。

$$h_{\infty} + \frac{V_{\infty}^2}{2g} = \frac{U_2 V_{\theta 2}}{g} = \left(h + \frac{V^2}{2g} + \frac{1}{g} \frac{\partial\varphi}{\partial t} \right) \dots \dots (1)$$

ここで V_{θ} は絶対速度の周分速度、 t は時間で、式中の速度ポテンシャル $\varphi(t)$ は羽根車とディフューザの全翼に分布させた離散渦に対して次式から算出した。

$$\varphi(t) = \frac{q}{2\pi} \log r + \sum_{n=1}^{Z_i} \sum_{ki=1}^{K_i} \frac{\mu_{nki}(t)}{2\pi} \Delta\theta_{nki}(t) \Delta s_{nki} + \sum_{m=1}^{Z_d} \sum_{kd=1}^{K_d} \frac{\mu_{mkd}(t)}{2\pi} \Delta\theta_{mkd}(t) \Delta s_{mkd} \dots \dots (2)$$

$$\Delta\theta_{lk*} = \tan^{-1} \frac{r \sin \theta - r_{lk*} \sin \theta_{lk*}}{r \cos \theta - r_{lk*} \cos \theta_{lk*}} \dots \dots (3)$$

ここで、 q は単位高さ当たりの流量、 Δs は翼面渦分布線上の線素長、 (r, θ) と (r_{lk*}, θ_{lk*}) は計算点および渦点の座標で、その下添字中の l は m または n 、 $*$ は i または d を示す。

4. 実測結果と計算結果との比較

ディフューザ翼間流路内の Line 1, 3, 5 上の測定点におけるディフューザ翼高さ中央での静ヘッド ψ_s と絶対速度 V の時間変化について実測値と計算値とを比較して図4に示す。ここで横軸の t^* は時間を羽根車翼通過周期 $T[=1/(NZ_i)]$ で除した無次元時間であり、測定点がある翼間流路に対して羽根車翼①の出口外周面中央とディフューザ翼②の前縁とが半径方向に

(a) Static head

(b) Absolute velocity

Fig. 4 Comparison between measured and calculated results of flow fluctuations in vaned diffuser

Fig. 5 Definition of $t^*=0$ and fully and semi vaned zones

揃う同じ周方向位置にあるときを $t^*=0$ (図5に示す翼位置) とする。図4には、羽根車翼圧力面出口端が同じ周方向位置を通過したとき ($\theta=0^\circ, -60^\circ$) の t^* を一点鎖線で、実測 ψ_s に特徴的な変動が現れる t^* を

Fig. 6 Position of impeller and diffuser blades

破線 A~C で示し、A~C の時刻における羽根車翼とディフューザ翼との位置関係を図6に示す。また図4(b)の V の実測時間変化には、翼なしディフューザの結果(図3)をもとに推察される後流(Wake)の位置も示している。計算における V の時間変化 [図4(b)] を見ると後流による高速域は再現できないも

の、隣接するディフューザ翼が半径方向に重なる部分の上流側のSV域(semi-vaned zone, 図5)では、ディフューザ翼前縁近傍(Line 5で $R=1.10$ の測定点)を除き、羽根車翼圧力面出口端が通過する時刻において低速となり、実測の変化と比較的良好一致を示している。流路下流のFV域(fully vaned zone, Line 5で $R=1.15$ の測定点および $R \geq 1.28$ の全測定点)では、 V の計算値は平坦となるのに対し、実測では後流拡散のためか若干の変動が残っている。

次に静ヘッドの時間変化 [図4(a)]を見ると、図3の翼なしディフューザにおける結果に比べ、実測値と計算値の両者に若干のレベル的相違が認められる。計算によると、羽根車の発生揚程は、ディフューザ翼入口を羽根車出口から $R > 1.2$ の位置まで遠ざけた場合翼なしでの値(揚程係数 $\psi=0.558$)とほぼ同じとなるが、ディフューザ翼入口を羽根車出口に近付けるにつれて低下し、 $R=1.05$ の位置にあるいまの場合、 $\psi=0.512$ (時間平均値)となる。したがって図4(a)において非粘性計算静ヘッドが実測値に比べて低くなった理由には、このときの計算揚程係数が低くなること、そして揚程が低下するにもかかわらず羽根車流路壁面上境界層厚さに翼なしの場合をそのまま用いたことにあると考えられる。しかしながら、計算と実測の両結果においても、翼なしディフューザに比べて半径比の大きい測定点まで大きな時間的变化が見られること、そして、その変動はディフューザ翼負圧面側(Line 5)より圧力面側(Line 1)のほうが大きいことが認められる。この定性的一致は、羽根車出口流れが翼付きディフューザ内の変動静ヘッドに及ぼす支配的要因を探るには十分と考え、この計算結果をもとに考察を進める。さらに細かく図を見れば、両者の一致点として、SV域では羽根車翼圧力面出口端の通過とともに

に低ヘッドとなる一方、FV域では、その通過時刻より早い時刻A(図5に示すSV域とFV域の領域分割線上を羽根車圧力面出口端が通過した)のとき低ヘッドとなること⁽⁶⁾、いずれの測定点においても時刻B～Cにおいてヘッドが急減すること、さらに、SV域の測定点で $t^*=0.7$ (計算値、実測値では $t^*=0.6$)近傍において凹状の変化傾向を示すことが認められる。

図4(b)における V の実測値には、SV域では、翼なしディフューザ時と同様に、非粘性計算結果との違いとして後流域をとらえることができるものの、FV域に入ると明確な後流域は見られず、非粘性計算値との顕著な違いは認められないこと、さらに図4(a)における実測された ψ_s の変動が非粘性計算によっても定性的にほぼ再現できていることから考えて、翼付きディフューザ内変動流れへの羽根車の影響は後流干渉よりポテンシャル干渉のほうが支配的といえる。

図4において、静ヘッド ψ_s と速度 V の時間変動を比較すると ψ_s のほうが大きい。これは式(1)における右辺第3項(加速度項、 $\partial\phi/\partial t$)によるものと考えられる。そこでこの項が、式(2)からわかるように計算において翼面に分布させた渦の強さに依存することから、羽根車翼とディフューザ翼との位置変化に伴う渦強さの変化を調べた。その渦強さ変動の振幅を、渦を配置した点の半径とともに図7に示す。図7中に記したギリシャ数字I～VIIは図7右側の翼形状周りの位置と対応している。図7を見ると、羽根車翼周りではIVの翼圧力面出口端付近(ほぼ負圧面出口端から出口外周面全体および圧力面出口近傍の領域、この部分を領域Xと呼ぶ)において、一方、ディフューザ翼周りではVを付した翼前縁付近(圧力面と負圧面の入口側両面、領域Y)において渦強さ変動の振幅が大きいことが知られる。そこで次に、羽根車翼の領域Xおよび

Fig. 7 Vortex strength fluctuation due to impeller and diffuser blades rows interaction

ディフューザ翼の領域 Y における渦強さの変動が静ヘッド変化に及ぼす影響を調査した。ただし計算では、測定点があるディフューザ翼間流路を通過する羽根車翼 1 枚の領域 X を用い、領域 Y は翼間流路を形成する圧力面(領域 Y1)と負圧面(領域 Y2)に分けて用いた。その結果を図 8 に示す。図 8 中には領域 X のみ(実線)、領域 Y のみ(破線)、および領域 X と領域 Y の両方(○印)から求めた式(1)右辺加速度項の値を示している。領域 Y での渦強さの変動は領域 X に比べて大きいにもかかわらず、図 8 のすべての計算点において領域 Y の影響は弱く、静ヘッド ψ_s の変化

には領域 X が支配的であることがわかる。図 8 を見れば、羽根車翼圧力面出口端の通過に伴う低下(図 8 中の一点鎖線)が見られるほか、すべての計算点において、図 4 の実測結果にも見られた時刻 B から C (羽根車翼出口外周面がディフューザ翼前縁と重なる時間)にかけて、 ψ_s が減少する様子も現れている。また図 8 には、実測値の変化傾向(図 4)と同様に、羽根車翼出口外周面が次のディフューザ翼前縁と重なる時刻に当たる $t^*=0.7$ 近傍の SV 域の計算点において凹状の ψ_s 変化が認められる。このことから、ポンプ羽根車の翼形状は通常、製作後の揚程調整が可能のように

Fig. 8 Influence of change of vortex strengths in areas of X and Y on static head fluctuations

Fig. 9 Contours of measured $\Delta \psi_s$ in radial section

Fig. 10 Comparison between measured and calculated results of static pressure fluctuations

Fig. 11 Contours of calculated static pressure fluctuation in vaned diffuser

翼出口に外周面をもたせているが、この羽根車出口外周面を付けることがディフューザポンプにおいて ψ_s の大きな変動をもたらしていることが知られる。

動静翼干渉により生じる圧力変動は非定常流体力となり装置の振動や破壊をもたらすこともある。そこで、ディフューザ翼間流路の測定点における静ヘッド変動量 ($\Delta\psi_s = \psi_{s\max} - \psi_{s\min}$) を求め、図9に半径断面での実測 $\Delta\psi_s$ の翼間分布を、図10にディフューザ高さ中央における $\Delta\psi_s$ の実測値と計算値の比較を、図11に計算から求めた $\Delta\psi_s$ の翼間分布を示す。図9に示す実測 $\Delta\psi_s$ の翼間分布は翼高さ方向にほぼ一様であり二次元的となることが知られ、図10から計算結果は実測結果と同様の傾向を与えることがわかる。図10および図11を見ると、 $\Delta\psi_s$ の最も大きな領域はディフューザ翼圧力面入口側に存在し、それより小さいものの $\Delta\psi_s$ が大きい領域が負圧面入口側にもまた存在することが認められる。また、同一半径断面では翼

圧力面(Line 1)側の変動量は大きいこと、そして流路下流に進むにしたがって $\Delta\psi_s$ は小さくなり、ディフューザ翼間流路出口である $R=1.50$ では圧力変動はほとんど零となることがわかる。

5. 結 言

遠心ポンプ羽根車下流における翼付きディフューザ内周期的変動流れを、ディフューザ失速や羽根車入口・出口で逆流が生じていない高流量の点において計測するとともに、翼形状を的確に考慮し得る翼面特異点法による羽根車とディフューザ翼との非粘性流一体解析を行って、両結果を比較考察し、次の諸点を得た。

- (1) 遠心羽根車下流のディフューザ内流れに現れる羽根車の影響はポテンシャル干渉による圧力変動が支配的である。
- (2) 羽根車とディフューザ翼の翼形状を考慮した翼面特異点法による比較的簡便な非粘性計算でもディフューザ内圧力変動は再現できる。
- (3) 揚程調整用に付ける遠心羽根車出口外周面はディフューザ内圧力変動を大きくする要因となる。

文 献

- (1) 塚本寛・宇野美津夫・ほか4名、ディフューザポンプ羽根車下流における圧力脈動、機論, **61** 586, B(1995), 2149-2156.
- (2) Sinha, M. and Katz, J., The Onset and Development of Rotating Stall within a Centrifugal Pump with a Vaned Diffuser, *Proc. 3rd ASME/JSME Joint Fluid Eng. Conf.*, FEDSM 99 7198 (1999), 1-7.
- (3) Zhu, B. and Kamemoto, K., Simulation of The Unsteady Interaction of a Centrifugal Impeller with Its Diffuser by an Advanced Vortex Method, *Proc. 3rd ASME/JSME Joint Fluid Eng. Conf.*, FEDSM 99 6821 (1999), 1-9.
- (4) Shi, F. and Tsukamoto, H., Numerical Studies of Effects of Flow Rate and Radial Gap on Pressure Fluctuations Downstream of a Diffuser Pump Impeller, *Proc. 3rd ASME/JSME Joint Fluid Eng. Conf.*, FEDSM 99 7341 (1999), 1-7.
- (5) 古川明徳・高原久定・仁志匡宏・中川貴博、遠心ポンプ羽根車下流の平行壁翼無しディフューザ内流れ、ターボ機械, **27** 5 (1999), 307-314.
- (6) 中川貴博・古川明徳・高原久定、ディフューザポンプ羽根車下流の流動様相、ターボ機械, **29** 2 (2001), 110-118.
- (7) 高原久定・ほか3名、速度と圧力に強いこう配を伴う流れの回転全圧管による計測法に関する研究、機論, **55** 510, B (1989), 413-418.
- (8) 古川明徳・陳次昌・高松康生、三次元境界層モデルと羽根面上特異点法による遠心ポンプ二次元羽根車内の流れ解析(羽根車内の流れと性能の流量による比較)、九大工学集報, **62** 1 (1989), 49-55.
- (9) Furukawa, A., Nakagawa, T. and Takahara, H., Downstream Flow of Centrifugal Pump Impeller in Vaneless Diffuser, *Mem. Fac. Eng., Kyushu Univ.*, **60** 2 (2000), 21-33.