

羽根なしディフューザ内3次元剥離の乱流数値解析*
(数値解析と運動量積分法の比較)石田 正 弘*¹, 坂 口 大 作*¹
孫 自 祥*², 植 木 弘 信*³Computational Analysis of 3-D Turbulent Flow Separation
in a Vaneless Diffuser
(Comparison between Numerical Analysis and Momentum Integral Method)Masahiro ISHIDA*⁴, Daisaku SAKAGUCHI,
Zixiang SUN and Hironobu UEKI*⁴ Graduate School of Science & Technology, Nagasaki University,
1-14 Bunkyo-machi, Nagasaki-shi, Nagasaki, 852-8521 Japan

Three dimensional flow separation occurring in a vaneless diffuser at small flow rates was analyzed by using the numerical simulation with the low Reynolds-number turbulence model (LRN $k-\epsilon$) as well as the momentum integral method (MI). Comparison between the LRN $k-\epsilon$ calculation and the experiment indicates quite a good agreement in the 3-D boundary layer velocity profile. The numerical investigation shows that the LRN $k-\epsilon$ calculation can predict the reverse flow in the vaneless diffuser, while the MI-method behaves relatively poor although it captures the overall flow pattern correctly. It is clarified that a small gradient in the inlet tangential velocity distribution with respect to the diffuser depth is the key factor which dominates the reverse flow behavior in the vaneless diffuser at small flow rates, as demonstrated in the experiment.

Key Words: Vaneless Diffuser, Reverse Flow, Numerical Simulation, Momentum Integral Method

1. ま え が き

遠心送風機の羽根なしディフューザ内では、主流にほぼ垂直方向に逆圧力勾配が存在するため境界層内の流れは振れており、低流量では壁面近傍で局所的に逆流が発生する。逆流の発生が旋回失速の原因であると考えたJansen⁽¹⁾は、運動量積分法を適用して振れ境界層を初めて解析したが、主流速度分布がディフューザ深さ方向に一樣であると仮定したために、実際の逆流発生状況を正確には評価できなかった。逆流の発生はディフューザ入口におけるハブ・シュラウド間速度分布に依存しており、後傾羽根を有する大抵の低比速度型遠心羽根車の場合⁽²⁾⁽³⁾、旋回速度成分がハブ側で僅かながら小さいため局所的逆流は先ずディフューザ入口部分のハブ側で発生し、下流へ行くにつれこの逆流域はハブ側からシュラウド側へ移行する。この現象を解明するため、Senooら⁽²⁾はディフューザ入口速度分布が

深さ方向に非対称な場合について解析した。直線勾配の入口主流速度分布を与えた解析結果は実測の速度分布と定性的に一致すること、すなわち、非対称な速度分布によって逆流域がハブ側とシュラウド側で交互に発生することが明確に示された。一方、解析結果と実験結果とが定量的に一致しない理由として、実際の主流速度分布が必ずしも直線勾配でないことが原因と推定された。また、羽根車出口流れはいわゆるジェット・ウェーク流れ⁽⁴⁾を形成し、回転座標系においては定常な非軸対称流れでも、静止座標系では非定常流れとなり、羽根なしディフューザ入口部分において強い周期的変動流となる。この入口変動流は、下流部分での逆流の発生に影響を及ぼす筈であるにも拘らず、運動量積分法ではこの点をほとんど考慮できない。

本研究では、ディフューザ通路幅間で直線勾配ではない非対称な主流流入条件の場合について、特に周分速度の非一樣が存在する場合について、低レイノルズ数乱流モデル⁽⁵⁾を用いた数値解析を行うとともに、Senooら⁽²⁾によって展開された運動量積分法を適用して解析し、両者の計算結果を実験結果と比較した。低レイノルズ数乱流モデルによって計算される境界層内の

* 原稿受付 2003年5月12日。

*¹ 正員、長崎大学大学院生産科学研究科(〒852-8521 長崎市文教町1-14)。*² University of Surrey Guildford, (Surrey, GU2 7XH, UK)。*³ 正員、長崎大学工学部。

E-mail: hiro@net.nagasaki-u.ac.jp

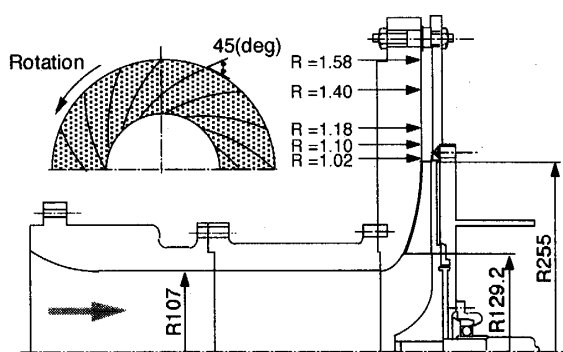


Fig. 1 Meridional section of test blower and measurement points

速度分布と、運動量積分法で採用された境界層の指数則速度分布との整合性を調べ、運動量積分法における問題点を明らかにした。さらに、羽根車出口におけるジェット・ウェーク流れのひずみの大小がディフューザ壁面上の逆流域の大きさに及ぼす影響を、ディフューザ入口乱れ強さの相違として定性的に評価し、また、旋回失速抑制策として筆者ら⁽⁶⁾が提案したハブ側壁面の部分的粗面化の効果を、粗面近傍の乱れエネルギー増加に置換して数値的に評価した。

記号

- b : ディフューザ通路幅
- k : 乱れエネルギー
- ke : 主流部における乱れエネルギー
- R : 半径比 ($=r/r_2$)
- Re_δ : レイノルズ数
- Tu : 入口乱れ強さ
- U_2 : 羽根車周速度
- Ue : 主流速度
- u : 境界層内の主流方向分速度
- Vm : 半径分速度
- Vu : 周分速度
- v : 絶対速度
- w : 境界層内の主流法線方向分速度
- Y : 無次元ディフューザ深さ ($=y/b$)
- y : シュラウド壁面からの距離
- z : 壁面からの距離
- α : 絶対流れ角(周方向からの角度)
- α_w : 壁面極限流線の周方向からの角度
- δ : 境界層厚さ
- ψ : 静圧係数 ($=2\Delta p/\rho U_2^2$)

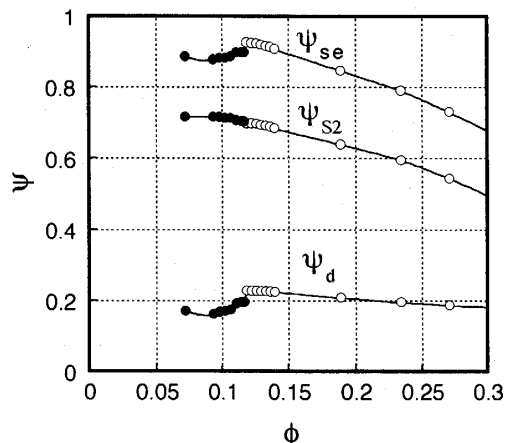


Fig. 2 Characteristics curve of test blower ($\lambda=0.147$)

2. 実験装置および解析方法

2.1 実験装置 図1は供試遠心送風機主要部の子午面断面を示す。羽根車は出口半径 $r_2=255$ [mm]、羽根出口角 $\beta_2=45^\circ$ 、羽根出口高さ $b_2=17$ [mm]の16枚の後傾羽根を有する半開放型遠心羽根車である。羽根なしディフューザの入口半径は $r_3=255.5$ [mm]、出口と入口の半径比は約1.8である。実験では、羽根先端とシュラウド壁面との隙間は羽根車出入口間で一定 $c_2=2.5$ [mm] (隙間比 $\lambda=c_2/b_2=0.147$)にし、羽根車回転速度は2000 [rpm]とした。なお、旋回失速初生直前の流量は $\phi=0.131$ であった。この流量の場合について、羽根なしディフューザ内の半径比 $R=1.02, 1.10, 1.18, 1.40$ および1.58の各点で小型のコブラ型2孔方向管および単孔全圧管を用いて速度分布の計測を行い、解析結果と比較した。

供試遠心送風機の静圧特性曲線を図2に示す。図中の黒印は半導体圧力センサーにより旋回失速が確認された流量であり、旋回失速の発生とともにディフューザ出入口間の圧力上昇を表す静圧係数 ψ_d およびディフューザ出口での静圧係数 ψ_{se} はともに右上がり特性を示す。しかしながら、羽根車出口での静圧係数 ψ_{s2} は旋回失速が発生しても右上がり特性になっていないことから判断すると、観測された旋回失速はディフューザ失速に基づくものであることを示している。

2.2 解析方法 運動量積分法(Momentum integral method: MI)では、3次元境界層の速度分布として、Senoo⁽²⁾らと同様に図3および式(1)に示すように、主流方向(s-方向)境界層速度分布(u/Ue)には2次元乱流境界層の $1/n$ 乗則速度分布、また、主流に垂直方向(n-方向)速度分布(w/Ue)には、壁面噴流速度分布に類似したMager⁽⁹⁾の速度分布を採用した。図4は境界層内の速度ベクトルを極座標で表わしたもので、速度ベクトルの

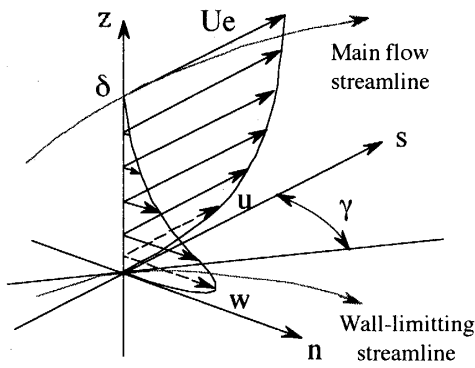


Fig.3 Velocity profiles in 3-D boundary layer (Power law profile)

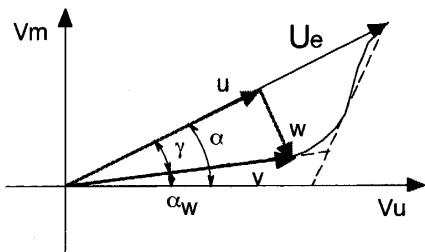


Fig.4 Polar diagram of velocity vector in a skewed boundary layer and triangular model[10]

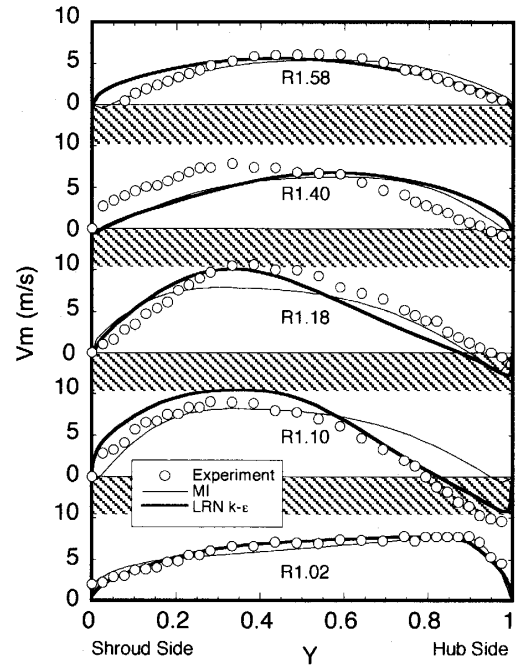
先端軌跡は破線で示されるJohnston⁽¹⁰⁾が提案した三角形モデルに近い。なお、 γ は3次元境界層の捩れ角である。

$$\frac{u}{U_e} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{1/n}, \quad \frac{w}{U_e} = e \left(1 - \frac{z}{\delta}\right)^m \frac{u}{U_e} \quad (1)$$

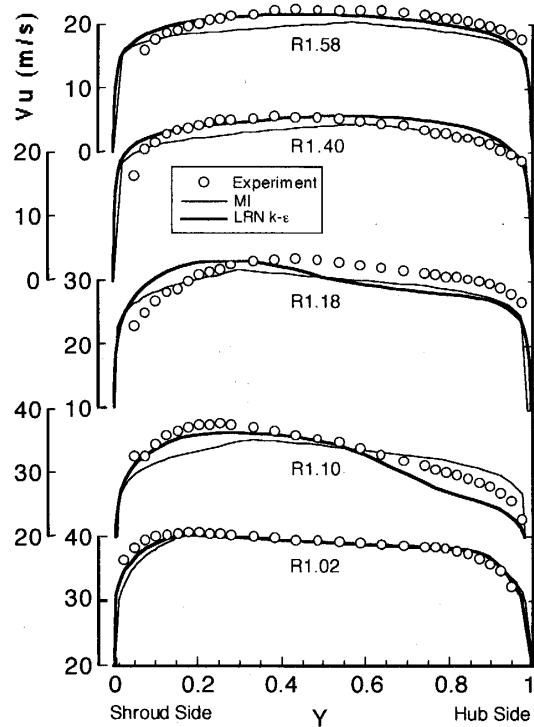
但し、 $n = 2.667 Re_\delta^{1/8}$, $Re_\delta = \frac{U_e \delta}{\nu}$, $e = \tan \gamma$

乱流数値解析の手法として筆者らのひとり⁽⁸⁾が提案したものを採用し、計算格子を半径方向に147点、シュラウド・ハブ間に51点を選定して、定常・非圧縮流れの条件で解析した。なお、乱流モデルとしてGoldbergら⁽⁵⁾が提案した低レイノルズ数乱流モデル(Low Reynolds Number $k-\epsilon$ Turbulence Model : LRN $k-\epsilon$)を採用し、特に壁面近傍に格子点を配置して解の精度向上を図った。

2.3 ディフューザ入口境界条件 図5(a), (b)のディフューザ入口直後 $R=1.02$ における○印で示すように、ピトー管を用いて計測した速度分布から入口境界層厚さを決定し、運動量積分法および乱流数値解析の両者において、流入流量が等しくなるように考慮するとともに簡単のため境界層の捩れはないものとして指数則を用いて入口境界層内の速度分布を与えた。ただ



(a) Radial component of velocity



(b) Tangential component of velocity

Fig.5 Comparison of velocity distribution between experiment and calculations based on MI-method and LRN $k-\epsilon$ ($\phi=0.131$, $\lambda=0.147$)

し、運動量積分法においては、両側境界層厚さを除いた主流部分は一様剪断流れであるとする仮定に基づき、直線近似した速度分布を与え、一方、乱流数値解析にお

いては、実測速度分布を格子点に対して内挿した主流速度分布を与えた。また、乱流数値解析における乱れ強さは以下の式により定義され、ここでは、一般の乱流境界層の主流乱れ強さ3%を基準とした。

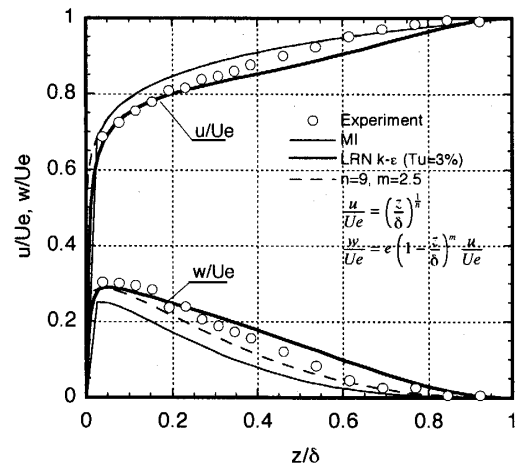
$$k = k_e \left(\frac{u}{U_e} \right)^2, \quad k_e = Tu \left(\frac{1}{2} U_e^2 \right) \quad (2)$$

3. 解析結果と実験結果の比較

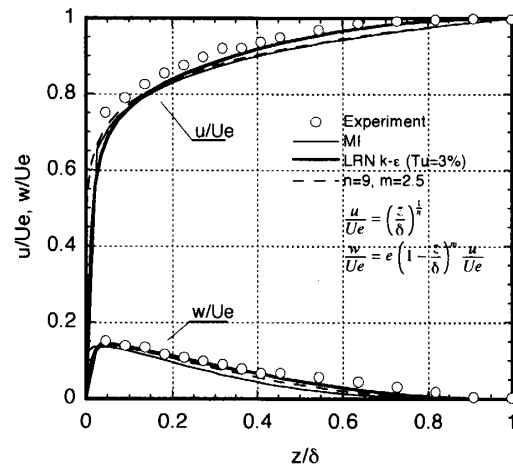
3.1 逆流発生の予測精度 図5に羽根なしディフューザ内の各半径位置において計測された半径分速度 V_m および周分速度 V_u のシュラウド・ハブ間分布を○印で示す。また図中の細実線は運動量積分法による計算結果、太実線は低レイノルズ数乱流モデルを用いた粘性数値解析結果である。ディフューザ入口 $R=1.02$ においては、主流周分速度がハブ側で僅かながら小さく、その平均速度勾配は平均周分速度の約±2%であり、一方、半径分速度はシュラウド側でかなり小さく、その平均速度勾配は平均半径分速度の約20%である。半径分速度分布から分かるように、ディフューザ入口直後の $R=1.02$ では逆流は発生していないが、 $R=1.10$ ではハブ側で大きな逆流が発生している。供試遠心羽根車の低流量域における旋回失速の発生原因は、 $R=1.10$ 付近におけるハブ側での大きな逆流域が流量の減少とともに成長し、この逆流が羽根車出口に到達したときに流れが不安定になることが実験的に確認されている⁽⁷⁾。

図5(a), (b)に示す半径分速度および周分速度の分布において、破線と○印の比較から分かるように、運動量積分法による計算結果は、 $R=1.18$ より下流では実測値とほぼ一致しているが、実測値に見られる $R=1.10$ 付近での大きな逆流についての予測精度は良くない。一方、太実線で示す低レイノルズ数乱流モデルによる解析結果は、羽根なしディフューザ内の全領域において半径分速度および周分速度の分布ともに、実測値との一致度は良い。特に、入口速度分布の非一様さに基づくハブ側に発生する大きな逆流の発生を精度良く予測できている。

3.2 3次元境界層の速度分布 図6(a), (b)はそれぞれ境界層内の主流方向分速度および主流に垂直方向分速度の解析結果を実測値(○印)との比較において示す。(a)はディフューザ上流部の $R=1.18$ でのシュラウド壁面境界層速度分布、(b)はディフューザ下流部の $R=1.58$ における値である。太実線は低レイノルズ数乱流モデルによる計算結果、破線はその計算値を式(1)の指数則速度分布で近似した値であり、また細実線は運



(a) $R=1.18$



(b) $R=1.58$

Fig.6 Comparison of 3-D boundary layer velocity profiles between measurement, MI-method and LRN $k-\epsilon$ calculation, u : main-flow component, w : cross-flow component ($\phi=0.131$, $\lambda=0.147$)

動量積分法による計算結果を示す。実測の境界層内速度分布は数値計算結果とほぼ一致しており、また、指数則速度分布でおおよそ近似できることが分かる。ただし、 $R=1.18$ においては、運動量積分法に基づく3次元境界層の捩れ角が過小評価されたために、主流に垂直方向分速度 w/U_e が細実線で示すように過小評価されている。

3.3 逆流発生に及ぼす入口速度分布の影響 図5に示したように、ディフューザ入口直後の半径比 $R=1.02$ では、両壁近傍を除く主流部分において半径分速度 V_m はシュラウド側よりもハブ側で大きいにも拘わらず、すぐ下流の $R=1.10$ ではハブ側において顕著な逆流すなわち3次元剥離が発生している。この原因とし

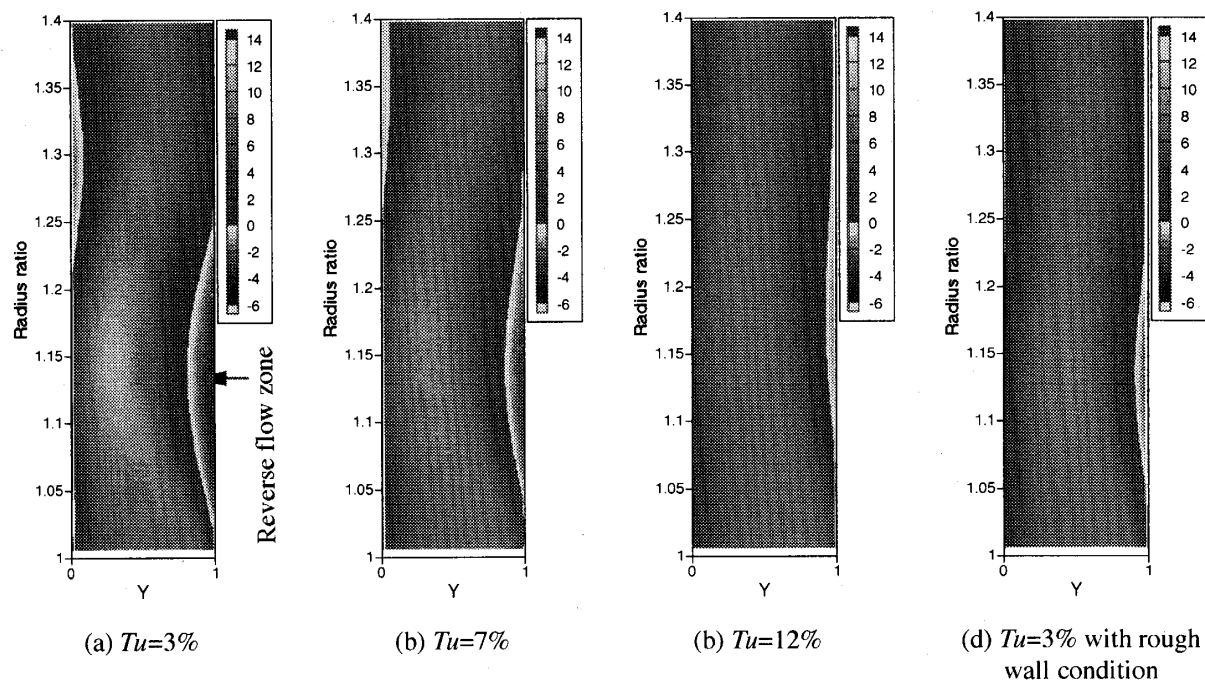


Fig.7 Change in reverse flow zone due to inlet turbulence intensity ($\phi=0.131$, $\lambda=0.147$; LRN $k-\epsilon$ Calculation)

て考えられることは、 $R=1.02$ の周分速度 V_u において、主流部分に僅か数%の速度勾配が存在することである。すなわち、周分速度 V_u がハブ側で僅かながら小さく遠心力による半径方向圧力上昇量が小さいこと、また、平行壁であるから半径方向の圧力上昇はいずれの側でも同じであり、遠心力が小さい分だけハブ側の半径分速度を大きく減速せざるを得ないことが原因と考えられる。運動量積分法では、主流速度分布、特に歪みの大きな半径分速度について直線の速度勾配で近似せざるをえないこと、および入口境界層厚さの推定精度が悪いことなどが、ハブ側の逆流予測精度を低下させている原因と考えられる。これに対して、数値解析では実測速度分布の微妙な変化を入口境界条件として入力できるため、実測結果とほぼ一致する逆流が計算されたものと推定される。なお、周分速度の大きさは半径分速度の約5倍もあるので、半径分速度ひずみの影響よりは、周分速度のわずかな速度勾配が、3次元剥離に対して大きな影響を与えたものと判断される。

4. 数値解析による乱れ強さの影響解析

4.1 逆流に及ぼす初期乱れの影響 羽根車出口におけるジェット・ウェーク流れが逆流の発生に及ぼす影響を定性的に評価するため、ディフューザ入口における乱れ強さを変化させた仮想計算を行った。図7

(a)～(c)は、図5と同じ入口速度分布の場合について、初期乱れ強さだけを3%から7%および12%へ増加した場合の半径分速度の等速度分布を示す。図に示すように、初期乱れの増加とともに逆流域が減少しており、乱れによってエネルギーレベルの異なる境界層内の隣り合った層間で混合が促進され、主流側から壁面近傍へエネルギーが供給されるため、ハブ側の逆流域が抑制されるものと判断される。

4.2 逆流に及ぼす壁面の部分的粗面化の影響

旋回失速抑制策として筆者ら⁽⁶⁾が提案したハブ側壁面の部分的な完全粗面化効果を数値解析によって明らかにすることを試みた。実験では、 $R=1.2$ から1.8までのハブ側壁面を完全粗面にすることによって旋回失速初生流量が42%低流量側へ移行したことから判断すると、粗面化によって逆流域が抑制されている筈である。数値解析において粗面の条件を模擬するため、LRN $k-\epsilon$ モデルにおけるものと同形式の付加的乱れエネルギー生成項を $R=1.2$ から1.8までのハブ側壁面に隣接した格子点に適度に与えて、図7(a)の場合と同じ入口境界条件の場合について乱れエネルギー輸送方程式を解いた。図7(d)に示す解析結果から分かるように、ハブ側壁面の部分的粗面化に基づく乱れエネルギーの増加によってハブ側の逆流域が顕著に小さくなり、また、 $R=1.2$ より下流に粗面を配置したにも拘らず、逆流抑制効果がその上流にも及んでいる。すなわち、壁面近傍の乱れエ

エネルギーの増加と主流の運動エネルギーの減少との関係が実際の現象と定性的に一致しており,乱れによる混合促進効果が粗面化に基づく主流の運動エネルギーの減少を補って余りある三次元剥離抑制効果が得られたものと推定される。

5. むすび

羽根なしディフューザ内の逆流の発生,すなわち3次元境界層の剥離を解明するため,運動量積分法および低レイノルズ数乱流モデルを用いた数値解析によって追究し,以下のことを明らかにした。

- (1) 低流量域で発生する逆流はディフューザ入口での速度分布に強く依存する。特に,入口周分速度分布のシュラウド・ハブ間の僅かな歪みが逆流の発生に強く影響する。
- (2) 低レイノルズ数乱流モデルを用いた数値計算は,3次元剥離すなわち逆流の発生予測を可能にする。一方,運動量積分法は,主流速度分布が直線的でない場合,逆流域の予測に誤差を生じる。
- (3) 3次元境界層内の速度分布は,指数則速度分布でほぼ近似できる。

- (4) ディフューザ入口での乱れの増加は逆流の抑制効果があり,また,逆流が存在する壁面を部分的に粗面化することは逆流抑制に顕著な効果を示す。

参考文献

- (1) Jansen, W., Trans. ASME, J. Basic Engrg., 86-3 (1964), 607-619
- (2) Senoo, Y., Kinoshita, Y. and Ishida, M., Trans. ASME, J. Fluid Engrg., 99-1 (1977), 104-114
- (3) Ishida, M., Sakaguchi, D., Ueki, H. and Sun, Z., Proc. of JSME, No.97-203, Vol.II (1997), 1097-1102
- (4) Dean, R.C., Jr., and Senoo, Y., Trans. ASME, J. Basic Engrg., 82 (1960), 563-574
- (5) Goldberg, U. and Apsley, D., Comput. Methods Appl. Mech. Engrg., 145 (1997), 227-238.
- (6) Ishida, M., Sakaguchi, D. and Ueki, H., Trans. of ASME, J. of Turbomachinery, Vol.123 (2001), 64-72
- (7) Ishida, M., Sakaguchi, D. and Ueki, H., ASME Paper, 2000-GT-0467 (2000)
- (8) Sun, Z., Wu, Y. and Xue, D., ASME, FEDSM97-3385 (1997), 1-5
- (9) Mager, A., NACA Report, 1067 (1952)
- (10) Johnston, J.P., Trans. ASME, J. of Basic Engrg., 82 (1960), 233-248