

回転矩形流路における気泡流の数値解析 Numerical Simulation of Bubbly Flow in a Rotating Duct

横山隆雄, 九工大情工, 〒820-8502 飯塚市川津 680-4, yokoyama@vortex.mse.kyutech.ac.jp
 清水文雄, 九工大情工, 〒820-8502 飯塚市川津 680-4
 田中和博, 九工大情工, 〒820-8502 飯塚市川津 680-4
 Takao YOKOYAMA, Kyushu Inst. of Tech., 680-4, Kawazu, Iizuka, Fukuoka
 Fumio SHIMIZU, Kyushu Inst. of Tech., 680-4, Kawazu, Iizuka, Fukuoka
 Kazuhiro TANAKA, Kyushu Inst. of Tech., 680-4, Kawazu, Iizuka, Fukuoka

Research of two phase flow in a centrifugal pump of low specific speed is important for offshore oil field development. Because the centrifugal pump can output higher head than a reciprocating pump. Its performance decreases and becomes in breakdown at relatively small void fraction when gas like bubbles increases in fluid. In this study air-water bubbly flow in rotating ducts is analyzed by numerical simulation to clarify the mechanism of the breakdown. The method adopted in this study is Number Density model including k- turbulent model in liquid phase. As a result gathering of bubbles from suction side nearby inlet to pressure side nearby outlet in a flow passage is obtained.

1. 緒言

海洋石油開発などの工業プロセスにおいて、気液二相流を輸送できる高揚程のポンプの開発が望まれている。容積型ポンプは気液二相流時の性能が良いと言われているが、高揚程を実現するためには装置自体が大型になる。一方、回転遠心ポンプは単相流時の効率がよく、装置が小型で高揚程を実現することが可能である。しかし、ポンプ内部に気泡が混入するとポンプの性能が急激に低下し、遂には比較的低いボイド率で流路閉塞が発生することが知られている。その克服法は未だ見出されていないばかりか、その発生メカニズムの詳細すら解明されていない。

回転矩形管内（直線矩形管）の気泡流について、峯村らは実験⁽¹⁾と数値計算⁽²⁾により基本的な特性を明らかにした。また峯村らは、遠心ポンプにおいて羽根出口角などの設計変数により、気液二相流時の性能が改善されることを示している⁽³⁾。

そこで、本研究では流路形状の異なる回転矩形管内の気泡流を数値解析し、気泡流動の仕組み、またそれに及ぼす流路形状の影響について検討する。

2. 記号

- C_D : 抗力係数
- C_L : 揚力係数
- E_{ijk} : エディントンのイプシロン
- f : 体積率
- J : ヤコビアン
- k : 乱流エネルギー
- n_G : 気泡数密度
- p : 圧力
- Re : レイノルズ数
- Ro : ロスビー数
- r_G : 気泡半径
- t : 時間
- U : 反変速度
- u : 流速
- x : 物理空間座標
- : 矩形管回転数
- : 付加質量係数
- : 乱流エネルギーの散逸率

- μ : 粘性係数
- μ_{eff} : 実効粘性係数
- μ_t : 乱流粘性係数
- : 計算空間座標
- : 密度

添字

- G : 気相
- L : 液相

3. 数値計算方法

3.1. 数密度モデル

本研究では、三次元非定常流れの気泡流を対象としている。支配方程式の定式化、解法には松本らによって提案された数密度モデル⁽⁴⁾を用いており、以下の仮定が用いられる。

- (1) 気泡サイズは検査体積より十分に小さい。
- (2) 気泡は常に球形状である。
- (3) 気泡体積に関する慣性運動の効果を無視する。
- (4) 気泡の合体、分裂は起こらない。
- (5) 系は熱的平衡状態にある。
- (6) 気泡間の相互作用力を無視する。

これらの仮定を局所相平均化された二流体モデルに適用することにより、二流体モデルよりも更に進んだモデル化を行うことが出来る。ここで、二流体モデルにおける各相の質量保存式、運動量保存式は以下のようになる。

・液相質量保存式

$$\frac{\partial f_L}{\partial t} + J \frac{\partial (f_L U_{Li} / J)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

・気相質量保存式

$$\frac{\partial f_G}{\partial t} + J \frac{\partial (f_G U_{Gi} / J)}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

・液相運動量保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\mathbf{r}_L f_L u_{Li})}{\partial t} + J \frac{\partial (\mathbf{r}_L f_L u_{Li} U_{Lj} / J)}{\partial x_j} \\ & = -f_L \nabla_i p + \nabla_j (\mathbf{m}_{eff} \nabla_j u_{Li}) + \frac{1}{3} \nabla_i (\mathbf{m}_{eff} \nabla_j u_{Lj}) + F_{LGi} \\ & \quad - \mathbf{r}_L f_L (2E_{ijk} \mathbf{W}_j u_{Lk} + E_{ijk} \mathbf{W}_j (E_{klm} \mathbf{W}_m)) \end{aligned} \quad (3)$$

・気相運動量保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\mathbf{r}_G f_G u_{Gi})}{\partial t} + J \frac{\partial(\mathbf{r}_G f_G u_{Gi} U_{Gj}/J)}{\partial \mathbf{x}_j} \\ &= -f_G \nabla_i p + F_{GGi} + F_{GLi} \\ & \quad - \mathbf{r}_G f_G (2E_{ijk} \mathbf{W}_j u_{Gk} + E_{ijk} \mathbf{W}_j (E_{klm} \mathbf{W}_l r_m)) \end{aligned} \quad (4)$$

なお、本研究では回転場を想定しているため、遠心力、コリオリ力を生成項として考慮している。また、重力項は考慮していない。\$F_{GL}\$, \$F_{LG}\$ はそれぞれ気相が液相から受ける力、液相が気相から受ける力である。\$F_{GG}\$ は気相内で作用する力であるが、仮定(6)より \$F_{GG}=0\$ とする。

数密度モデルでは液相を非圧縮性粘性流体の連続相、気相を圧縮性の球形気泡のみで構成される分散相として取り扱う。そのため、気相の体積率は気泡数密度により与えられる。

- ・気相体積率

$$f_G = n_G \frac{4}{3} \pi r_G^3 \quad (5)$$

式(5)を気相質量保存式(2)に代入することにより気泡数密度に関する保存式が得られる。

- ・気泡数密度保存式

$$\frac{\partial n_G}{\partial t} + J \frac{\partial(n_G U_{Gi}/J)}{\partial \mathbf{x}_i} = 0 \quad (6)$$

二流体モデルにおける液相、気相における運動量保存式には、各相がお互いに受ける力の項 \$F_{GL}\$, \$F_{LG}\$ が存在する。それらを作用反作用の法則により消去し、気泡流自体の運動量保存式が導かれる。

- ・気泡流運動量保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\mathbf{r}_L f_L u_{Li})}{\partial t} + J \frac{\partial(\mathbf{r}_L f_L u_{Li} U_{Lj}/J)}{\partial \mathbf{x}_j} \\ & + \frac{\partial(\mathbf{r}_G f_G u_{Gi})}{\partial t} + J \frac{\partial(\mathbf{r}_G f_G u_{Gi} U_{Gj}/J)}{\partial \mathbf{x}_j} \\ &= -\nabla_i p + \nabla_j (\mathbf{m} \nabla_j u_{Li}) + \frac{1}{3} \nabla_i (\mathbf{m} \nabla_j u_{Lj}) \\ & \quad - \mathbf{r}_L f_L (2E_{ijk} \mathbf{W}_j U_{Lk} + E_{ijk} \mathbf{W}_j (E_{klm} \mathbf{W}_l r_m)) \\ & \quad - \mathbf{r}_G f_G (2E_{ijk} \mathbf{W}_j U_{Gk} + E_{ijk} \mathbf{W}_j (E_{klm} \mathbf{W}_l r_m)) \end{aligned} \quad (7)$$

気泡の並進運動に関しては単一気泡に対する運動方程式により、また体積運動は Rayleigh-Plesset 方程式に修正を加えたものにより記述される。

- ・気泡並進運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{D_G}{Dt} \left(\mathbf{r}_G \frac{4}{3} \pi r_G^3 u_{Gi} \right) + \frac{D_G}{Dt} \left(\mathbf{b} r_L \frac{4}{3} \pi r_G^3 u_{Gi} \right) \\ & - \frac{D_L}{Dt} \left(\mathbf{b} r_L \frac{4}{3} \pi r_G^3 u_{Li} \right) \\ & + \frac{4}{3} \pi r_G^3 \left(\nabla_i p - \left\{ \nabla_j (\mathbf{m}_{eff} \nabla_j u_{Li}) + \frac{1}{3} \nabla_i (\mathbf{m}_{eff} \nabla_j u_{Lj}) \right\} \right) \\ & + \frac{1}{2} \mathbf{r}_L \pi r_G^2 C_D |u_G - u_L| (u_{Gi} - u_{Li}) \\ & + C_L r_L \frac{4}{3} \pi r_G^3 E_{ijk} (u_{Gj} - u_{Lj}) (E_{klm} \nabla_l u_{Lm}) \\ & = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

- ・気泡の平衡体積の方程式

$$\left(p - \frac{1}{4} \mathbf{r}_L |u_G - u_L|^2 \right) r_G^3 = p_o r_{Go}^3 \quad (9)$$

ここで、実質時間微分は次のように定義される。

$$\frac{D_G}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_{Gi} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i}, \quad \frac{D_L}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_{Li} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} \quad (10)$$

気泡並進運動方程式に使われる抗力係数は、液相が十分に濡れているとし剛体球のもの⁽⁵⁾を用いた。また、それを富山らによって提案された単一気泡を気泡群に修正する処理⁽⁶⁾を行う。揚力係数は非粘性流体のものを用いる。

$$C_D = \frac{24}{Re_G} \left(1 + 0.15 Re_G^{0.687} \right) f_L^{3-2n} \quad (11)$$

$$C_L = \frac{1}{2} \quad (12)$$

ただし \$n=2\$ とする。\$Re_G\$ は気泡レイノルズ数である。液相の質量保存式は二流体モデルと同一の局所相平均された連続の式(1)が用いられる。圧力に関しては、二相流に対する体積の発散より導かれる圧力方程式により算出される。

- ・圧力方程式

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial f_L}{\partial t} + \frac{\partial f_G}{\partial t} \right) = \\ & \frac{1}{r_L} \left\{ - \left(1 + \frac{f_G}{f_L} + \frac{f_G}{b} \right) \nabla^2 + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{f_G D_G}{p Dt} \right) \right\} + C \end{aligned} \quad (13)$$

これらの支配方程式の解法には、圧力修正値のポアソン方程式を収束計算によって求める SMAC 法に類似した方法を用いた。気泡数密度保存式の離散化には、保存性を重視し Harten-Yee の Upwind TVD Scheme を、気泡流運動方程式の対流項には三次の風上差分法を、気泡並進運動方程式の対流項には一次の風上差分を用いた。

3.2. 乱流モデル

回転場中における乱流モデルには、非等方性を実現するためコリオリ力の修正を加えたものなど多くの提案がされている。しかしながら、それらを評価するには実験測定方法などに多くの問題が残っており、本研究の対象に対して最適なモデルを選出することは困難である。また、本研究では気泡流動の基本的な性質に着目していることから、乱流モデルは標準 k-ε を液相のみに適用することとする。

液相体積率を考慮した乱れエネルギー k, および乱れエネルギーの散逸率 ε の輸送方程式は次式で定式化される。

- ・kの輸送方程式

$$f_L r_L \frac{\partial k}{\partial t} + f_L U_{Lj} \frac{\partial k}{\partial \mathbf{x}_j} = \nabla_j \left[f_L \left(\mathbf{m} + \frac{\mathbf{m}}{\mathbf{s}_k} \nabla_j k \right) \right] + f_L G - f_L \epsilon \quad (14)$$

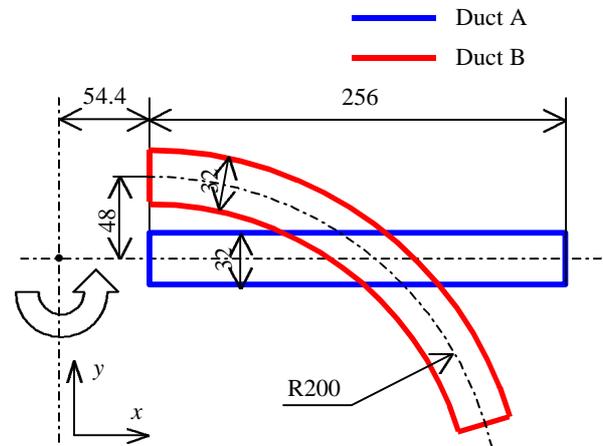


Fig. 1 Test ducts

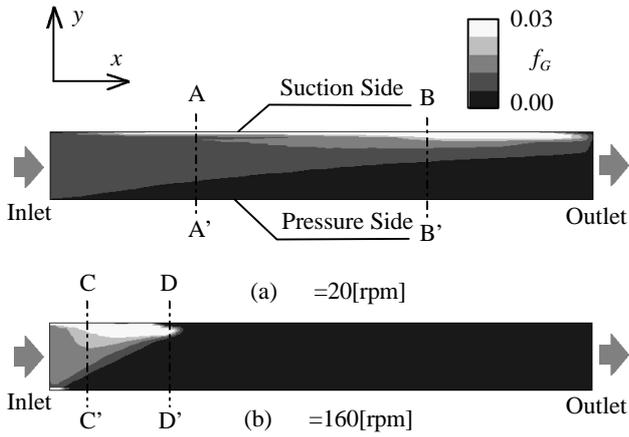


Fig. 2 Void fraction distribution in duct A

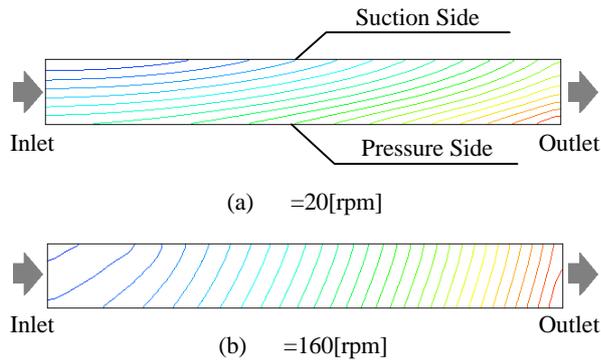


Fig. 3 Pressure distribution in duct A

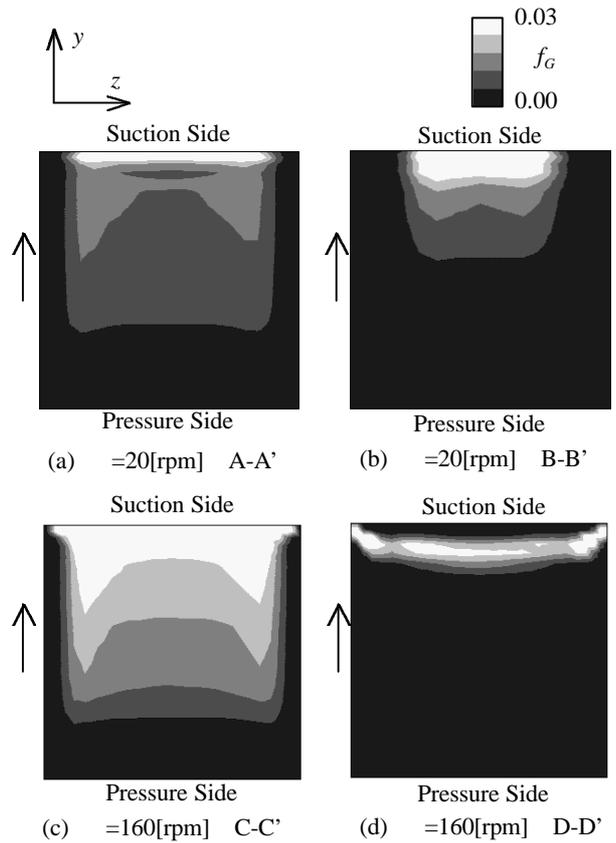


Fig. 4 Void fraction contours in cross sections of duct A

・ の輸送方程式

$$f_L r_L \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} + f_L U_{Lj} \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial x_j} = \nabla_j \left[f_L \left(\mathbf{m} + \frac{\mathbf{m}_j}{\mathbf{s}_e} \nabla_j \mathbf{e} \right) \right] + C_1 f_L \frac{\mathbf{e}}{k} G - C_2 f_L r_L \frac{\mathbf{e}^2}{k} \quad (15)$$

$$G = \mathbf{m} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_j}{\partial x_k}$$

k と 輸送方程式の解法には安定性を重視し、一次の風上差分法を用いた陽解法により求めている。SMAC 法では圧力による修正が行われるが、これらの式には圧力項が存在しないため修正は行わない。モデルの定数には液相で通常使われるものを使用し、 $C_u=0.09$, $k=1.0$, $\nu=1.3$, $C_1=1.44$, $C_2=1.92$ とした。

4. 計算条件

本研究では半径方向に流れる直線矩形管 (Duct A), 後向き羽根の流路をモデル化した湾曲矩形管 (Duct B) を計算対象とした。それらの二次元断面図を Fig. 1 に示す。管断面は Duct A, Duct B いずれも 1 辺が 32[mm] の正方形であり、全体の格子数は $21 \times 21 \times 71$ となる。流入条件は液相, 気相速度を最大流速 0.8[m/s] の 1/7 乗則, 気泡径 1[mm], ボイド率 0.01, 乱れエネルギーは主流の運動エネルギーの 1%, 乱れの長さスケールは流路幅の 1%, 圧力境界法線方向勾配 0 とした。流出条件は出口境界の 1 点の圧力を固定し, その他の物理量の境界法線方向勾配が 0 とした。また壁面には壁法則を適用した。矩形管の回転数は 20[rpm], 160[rpm] と 2 通りを計算しており, このとき $Re=25600$, $Ro^{-1}=0.041, 0.335$ とする。

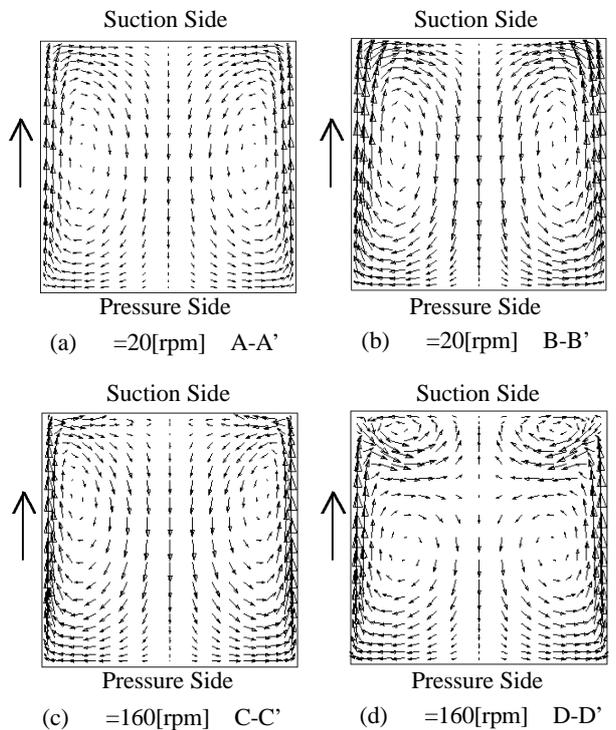


Fig. 5 Velocity vectors of liquid phase in cross sections of duct A

5. 計算結果と考察

ここでは、直線矩形管 (Duct A), 湾曲矩形管 (Duct B) の計算で得られたボイド率, 液相速度, 圧力分布をもとにそ

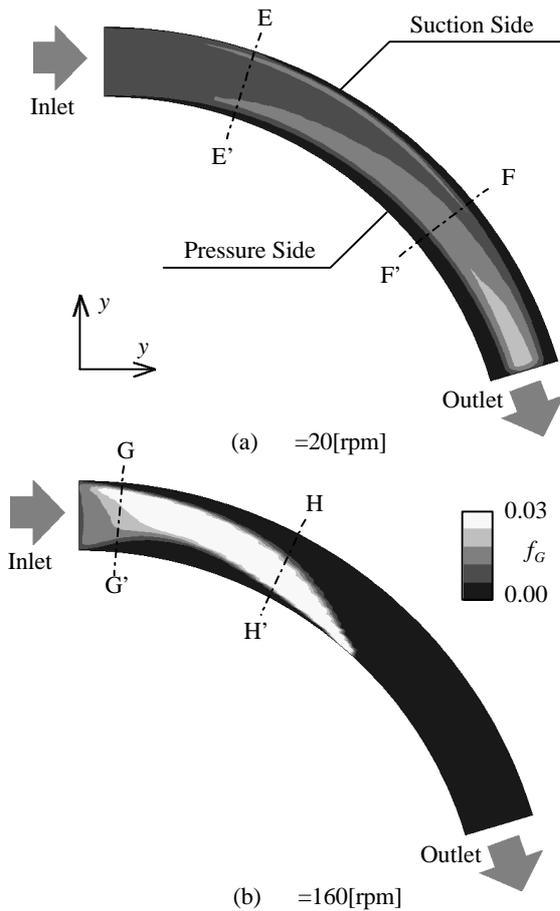


Fig. 6 Void fraction distribution in duct B

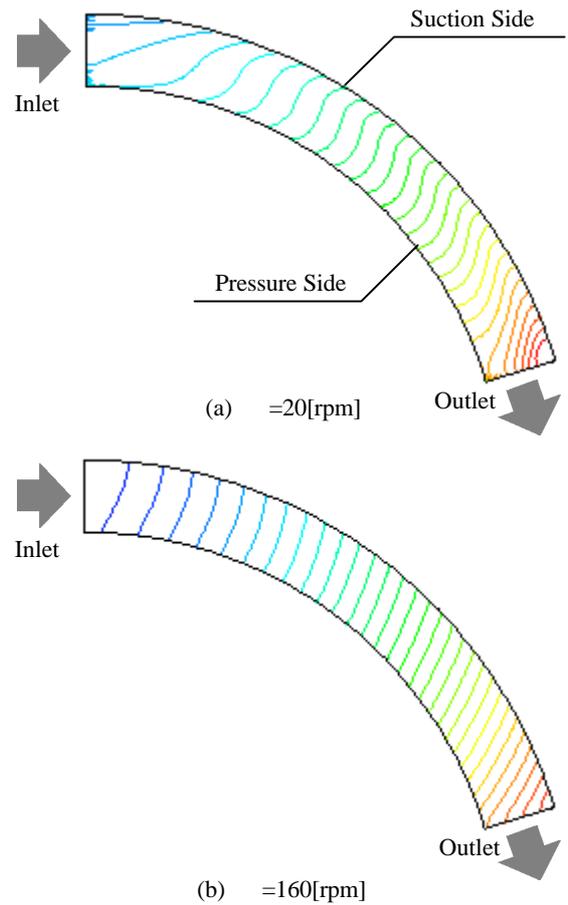


Fig. 7 Pressure distribution in duct B

それぞれの流路の影響について考察する。気泡数密度モデルではボイド率 15%が適用範囲限界とされているため、今回のような気泡の滞留を対象とした場合、計算の限界が生ずる。そこで、この章で紹介する計算結果は計算の限界直前のものを表示する。すなわち、気泡の滞留が起こり局所ボイド率が制限値を超えた場合、その直前の結果を示す。従って、条件により結果を表示している時刻が異なる。

5.1. 直線矩形管 (Duct A)

Fig. 2 に直線矩形管の中央高さ面におけるボイド率分布、Fig. 3 に圧力分布、Fig. 4 に管断面内ボイド率分布、Fig. 5 に管断面内液相速度ベクトルを示す。

まず、回転数が 20[rpm]における結果について考察する。Fig. 2 (a)から、入口では一様に分布しているボイド率が、下流に向かうにつれ負圧面側に集中しているのが確認できる。特に出口付近ではボイド率が非常に高く気泡が滞留していると考えられる。液相が受けるコリオリ力により負圧面側から圧力面側へと周方向に圧力勾配が形成され、気泡は圧力面側から負圧面側へと力を受ける。また、出口付近においては回転中心からの距離の増加に伴い遠心力が大きくなるため、半径方向の圧力勾配が増大し気泡を押し流そうとする液相からの抗力の効果を弱める。結果として気泡は負圧面側へと集中し、出口付近で滞留するものと考えられる。Fig. 3 (a)から、遠心力とコリオリ力による圧力勾配を確認することができる。入口付近では、コリオリ力の影響が大きく圧力等高線は半径方向に伸びており、周方向の圧力勾配を形成している。一方、出口側では、圧力等高線は周方向へと傾き、遠心力の影響が増大していることを示している。Fig. 4 (a), (b)からは、下流側の断面ほどボイド率は負圧面側に集中しているのが、

Fig. 2 (a)と同様に確認できる。更に、 z 方向にもボイド率の集中がみられ、下流に行くに従い流路中央側へと集中しているのも確認できる。これは、コリオリ力の影響で液相に二次流れが発生しており、それらの抗力により負圧面側の気泡は負圧面中央へと力を受けるためである。Fig. 5 (a), (b)においてその二次流れを確認することができ、また下流側ほど二次流れの速度が大きくなっていることがわかる。

次に回転数が 160[rpm]の場合について考察する。Fig. 2 (b)からは、回転数が高くなると 20[rpm]において得られた結果の傾向が更に顕著になり、ボイド率は更に入口側の負圧面側で極度に高くなるのが確認できる。遠心力は回転速度の 2 乗に比例するため、コリオリ力よりも回転速度上昇に対する増加率は大きい。よって、半径方向の圧力勾配が増大し、気泡は液相の圧力勾配のため入口付近で滞留する。Fig. 3 (b)からも遠心力が支配的になり、圧力の等高線が周方向へと伸びている様子を確認できる。Fig. 4 (c)から、上流側では 20[rpm]の場合と同様に負圧面へと集中を見ていることがわかる。また、下流側の Fig. 4 (d)においてもその傾向はかわらない。しかしながら、負圧面側壁面から気泡塊が離れていることがわかる。160[rpm]においては気泡の滞留が激しいことにより、負圧面側壁面近傍の液相速度が気相により弱められる。よって、壁面近傍での気相速度が減少し、気泡を輸送できないことが原因と考えられる。またそのとき液相速度では Fig. 5 (d)に示すような 2 対の渦を持つ二次流れが発生している。この 2 対の渦を持つ二次流れは単相流時においては更に下流にて発生するものであり、気泡が滞留することにより誘起されている。

ラジアル形状のインペラをもつポンプでは気液二相流時

の性能が良いとされているが、それは Fig. 2 (a), (b) が示すように、負圧面側にのみ気泡が集中し、液相が流れる中央流路が確保されるためであると考えられる。また、気泡が入口付近に滞留することから気泡の収集性能がよく、抽気する場合にも効率が良いと考えられる。

5.2. 湾曲矩形管 (Duct B)

Fig. 6 に湾曲矩形管の中央高さ面におけるボイド率分布、Fig. 7 に圧力分布、Fig. 8 に管断面内ボイド率分布、Fig. 9 に管断面内液相速度ベクトルを示す。

最初に回転数が 20[rpm] の場合について考察する。Fig. 6 (a) からは直線矩形管の場合に存在したような気泡の急激な集中は観察できず、気泡は滑らかに流出しているのがわかる。矩形管が回転中心に対し周方向へ湾曲しているため、主流の流れ方向は周方向へと変化し、コリオリ力は半径方向へと変化する。コリオリ力の半径方向成分は遠心力を弱めるため、20[rpm] においては遠心力の効果が小さくなり、気泡は出口に向かい流れることができる。Fig. 7 (a) の S 字形圧力分布は、管の湾曲による二次流れが原因と考えられる。Fig. 9 (a), (b) からも、コリオリ力による二次流れとは逆回転の渦対からなる二次流れを確認することができる。いずれにしても、二次流れによる圧力分布が確認できるほど圧力勾配は小さい。Fig. 8 (a), (b) から、わずかな気泡の集中が起きていることがわかる。これは、二次流れの影響である。

次に回転数が 160[rpm] の場合について考察する。Fig. 6 (b) では気泡は流路入口から流路出口に向けて、負圧面側から圧力面側へと気泡の帯を形成し、流路を閉塞する形で滞留していることがわかる。入口付近でコリオリ力による圧力勾配を受け、負圧面側へ気泡が集中するのは直線矩形管の場合と同様である。下流側では低回転時と同様にコリオリ力が遠心力を弱める方向に働くが、遠心力は回転数の 2 乗に比例しコリオリ力よりも回転数の上昇にともなう力の増加割合が大きいため、遠心力による圧力勾配が支配的となる。また下流に向かうにつれ、圧力勾配により気泡が受ける力は、少しずつ圧力面側に傾いていくため、気泡は圧力面側へと集中していく。Fig. 7 (b) においては、矩形管全域にわたり圧力等高線が周方向へと延びていることから、遠心力が非常に強いことがわかる。Fig. 6 (b) と同様に、Fig. 8 (c), (d) からも G-G' 断面においては負圧面側、H-H' 断面においては圧力面側へと気泡の集中が偏っていることが観察できる。また、z 方向の壁面付近に気泡の集中が示されているが、これらは全て二次流れが強く影響している。Fig. 9 (d) より、H-H' 断面においては Duct A の場合 (Fig. 5 (d)) と同様に 2 対の渦による二次流れを形成している。ただし各渦の大きさは Duct A の場合とは異なっている。

後向き羽根ポンプでは、気泡が混入した場合、Fig. 6 (b) のように負圧面側から圧力面側へと流路を塞ぐ形で滞留するため、低ボイド率においても揚程が急激に低下するものと考えられる。

6. 結言

回転する直線矩形管、湾曲矩形管に対し、気液二相流の数値計算を行った。その結果、気液二相流流動の流路形状による違いを観察することができた。

(1) 直線矩形管においては、気泡は負圧面側に集中して滞留する。

(2) 湾曲矩形管においては、160[rpm] 程度でも気泡は負圧面側から圧力面側へと流路を塞ぐ形で滞留する。

参考文献

- (1) 峯村吉泰・ほか 2 名, 機論, 57-542, B(1991), 3317-3324
- (2) 峯村吉泰・ほか 2 名, 機論, 64-619, B(1998), 693-700
- (3) 峯村吉泰・ほか 3 名, 機論, 61-588, B(1995), 2996-3004

- (4) 松本洋一郎・村井祐一, 機論, 61-588, B(1995), 2818-2825
- (5) 富山明男・ほか 2 名, 機論, 61-587, B(1995), 2357-2364
- (6) 富山明男・ほか 3 名, 機論, 61-588, B(1995), 2810-2817

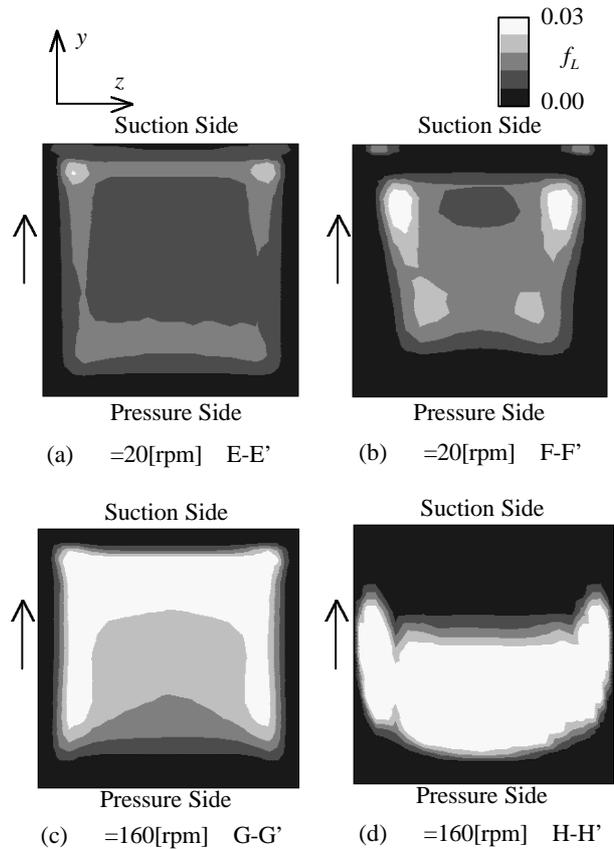


Fig. 8 Void fraction contours in cross sections of duct B

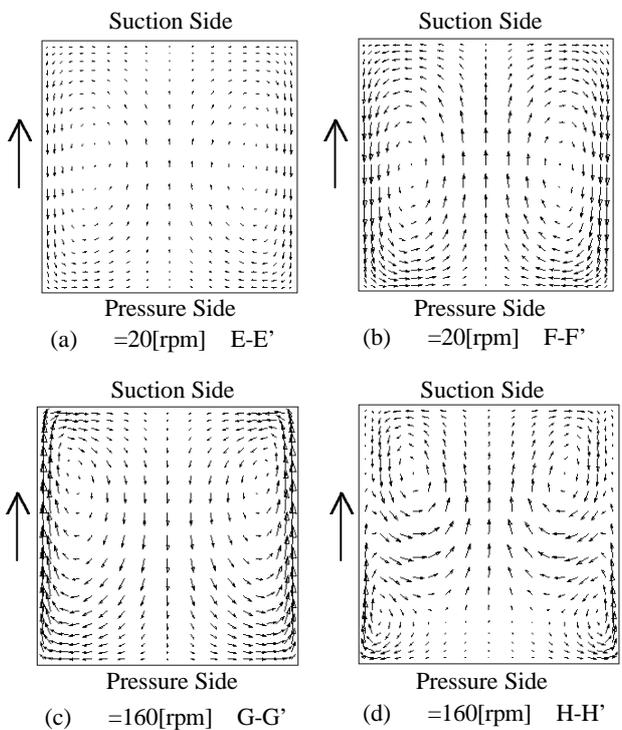


Fig. 9 Velocity vectors of liquid phase in cross sections of duct B