回転場におかれた直管内気泡流に対する数値解析* (レイノルズ応力に混合距離理論を用いた解析)

内山 知実^{*1}, 峯村 吉泰^{*1}, 江村 武^{*2}

Numerical Simulation of Bubbly Flows in a Rotating Straight Channel Using Reynolds Stress Based on Mixing Length Theory

Tomomi UCHIYAMA, Kiyoshi MINEMURA and Takeshi EMURA

To clarify the flow mechanism of gas-liquid two-phase mixtures in a rotating field, a bubbly flow model with Reynolds stress based on the mixing length theory is solved numerically for flows in a rotating straight channel, and the results obtained are compared with the measured values reported in our previous paper. Calculated flows are steady under single-phase flow conditions, but they oscillate periodically under two-phase flow conditions. The ensemble means of pressures, however, coincide fairly well with the measured values. The flow oscillation is brought about by vortices successively arising and shedding from the suction side of the channel, wherein a high void fraction prevails.

Key Words: Multiphase Flow, Bubbly Flow, Flow Oscillation, Numerical Simulation, Rotating Channel, Rossby Number, Mixing Length Theory, Void Fraction

1. ま え が き

原子炉の安全解析⁽¹⁾や海洋油ガス田用ポンプの開発⁽²⁾などに関連して、気液二相流時の渦巻ポンプ特性や特性と密接に関連する羽根車内二相流の解明に関心が注がれ、かねてより実機を対象とした多くの研究がなされてきた⁽³⁾。

一方、Patel-Runstadler⁽⁴⁾は、回転場における二相流の流動機構をより基礎的な立場から明らかにするため、回転円板上に設けた矩形直管内の流れを観察し、二相流動状態が液相流量および流路入口の気液体積流量比に依存して変化することを示した。著者ら⁽⁵⁾も同様な装置を用い、おもに気泡流領域において流動損失やボイド率と壁面圧力の分布などを測定し、ボイド率分布の著しい不均一性や、コリオリの力に対する流動慣性力の比、すなわちロスビー数が流動の支配的パラメータであることなどを示した。また、ロスビー数が低く気液体積流量比が高い場合には、高ボイド率領域が周期的に大きく変動することも示した。同様な脈動

現象は二相流時のポンプ羽根車内においても見られ⁽⁶⁾⁽⁷⁾、ポンプを含む配管系の不安定振動の原因となる。

このような回転場におかれた単一流路内の気液二相流に対する理論的な解析例はきわめて少なく、定常一次元流れを仮定した Zakem⁽⁸⁾の半径流形流路に対する解析などがあるにすぎない。本論では、前報⁽⁵⁾の実験で用いた単一の回転直管内気液二相流を対象にしてその流動機構を数値的に解明する。計算手法としては、Matsumoto ら⁽⁹⁾がばっ気槽内気泡流の二次元層流解析に用いた解析モデルを準用し、これに混合距離理論に基づくレイノルズ応力を用いて回転場の流れに適用した。その結果、液単相流時には定常解が得られたが、気液二相流時には脈動的な周期解が得られた。本論では、この脈動流の位相平均値を測定結果⁽⁵⁾と比較してよく合うことを確かめ、ついで周期的な脈動流に及ぼす気液体積流量比やロスビー数の影響を検討した。

2. 記 号

a : 流路幅 (= 32 mm)

A_p : 圧力の振幅

B : 気泡の体積 $= (4/3)\pi R_b^3$

C_D : 気泡の抵抗係数

* 原稿受付 平成6年3月22日。

^{*1} 正員、名古屋大学情報文化学部 (〒464-01 名古屋市千種区不老町)。

^{*2} 准員、(株)トヨタシステムリサーチ (〒461 名古屋市東区東桜1-3-10)。

C_L : 気泡の揚力係数
 f^* : 無次元周波数
 $\mathbf{j}$: 体積速度ベクトル
 l : 混合距離
 n_b : 気泡の数密度
 p : 静圧
 Q : 体積流量
 $\mathbf{r}$: 半径ベクトル
 R_b : 気泡の半径
 Re : 流れのレイノルズ数 $= a\rho_l U_l / \mu_l$
 Ro : ロスビー数 $= Re / R_\omega = 2U_l / a\omega$
 R_ω : 回転のレイノルズ数 $= \rho_l \omega a^2 / 2\mu_l$
 x, y : 空間座標 (図 1 参照)
 t : 時間
 t^* : 無次元時間 $= \omega t$
 T^* : 無次元周期
 $\mathbf{U}$: 平均速度ベクトル
 $\mathbf{u}$: 変動速度ベクトル
 α : ボイド率
 μ : 粘性係数
 ρ : 密度
 $\Delta\phi_r$: 基準位置をもとにした圧力上昇係数
 $= (p - p_1) / [\rho_l (y_2 \omega)^2]$
 ω : 流路の回転角速度
 添字
 1: 流路入口
 2: 流路出口
 g : 気相
 l : 液相
 x, y : x, y 方向成分

3. 基礎方程式

3.1 仮定 本論では以下の仮定を用いる。

- (1) 気液二相流は、微細な気泡が分散した気泡流状態にある。
- (2) 気泡の質量および運動量は、液相の値に比べ十分小さく無視する。
- (3) 気泡内部の気体は水蒸気と不凝縮気体からなり、水蒸気圧力は一定、不凝縮気体は完全気体でありその質量は保存される。
- (4) 気泡は球形を保って運動し、その体積は断熱変化する。
- (5) 液相は非圧縮性である。
- (6) 気泡の合体および分裂はなく、また気泡の数密度分布に対する拡散効果は小さく無視する。
- (7) レイノルズ応力の混合距離は二相流時も単相

流時の値と変わらない。

3.2 基礎式 図 1 に示すような、鉛直軸 (z 軸) 回りに一定角速度 ω で回転する水平円板上の流路内を流れる気液二相流に対し、水平面 ($x-y$ 面) 内の二次元流れを数値解析する。上記の仮定を用いれば、流路とともに回転する $x-y$ 座標系において以下の基礎式が得られる。

3.2.1 連続式 仮定 (1), (2) により、二相流全体の連続式は次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t}[(1-\alpha)\rho_l] + \nabla \cdot [(1-\alpha)\rho_l \mathbf{U}_l] = 0 \quad \cdots \cdots (1)$$

ここで、ボイド率 α は気泡の体積 B および数密度 n_b を用いた次式で表される。

$$\alpha = B n_b \quad \cdots \cdots (2)$$

3.2.2 運動方程式 二相流全体の運動方程式は、仮定 (1), (2) により次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t}[(1-\alpha)\rho_l \mathbf{U}_l] + \nabla \cdot [(1-\alpha)\rho_l \mathbf{U}_l \mathbf{U}_l] = \alpha \nabla \cdot \Phi_g + (1-\alpha) \nabla \cdot \Phi_l + (1-\alpha) \mathbf{F}_c \quad \cdots \cdots (3)$$

ただし、 Φ_g および Φ_l は気液各相の応力テンソルである。また、 $\mathbf{F}_c$ はポテンシャル場に起因する単位体積当たりの液相に作用する外力であり、次式で与えられる。

$$\mathbf{F}_c = -\rho_l [\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{U}_l] \quad \cdots \cdots (4)$$

式 (3) において、液相の応力テンソル Φ_l は、仮定 (5) により、ひずみ速度テンソル Θ_l と変動速度ベクトル $\mathbf{u}_l$ を用いた次式⁽¹⁰⁾ で表される。

$$\Phi_l = -p\mathbf{I} + \mu_l [2\Theta_l - (2/3)(\nabla \cdot \mathbf{U}_l)\mathbf{I}] - \rho_l \mathbf{u}_l \mathbf{u}_l \quad \cdots \cdots (5)$$

ここで、 $\mathbf{I}$ は単位行列、 $\rho_l \mathbf{u}_l \mathbf{u}_l$ は液相のレイノルズ応力である。

一方、気相の応力 Φ_g は、仮定 (1) のもとでは気相

図 1 回転流路と座標系

の粘性応力が無視でき、また、気相のレイノルズ応力は圧力こう配による応力の影響に比べ十分小さく無視しうる⁽¹⁰⁾ので、 Φ_g は次式で与えることができる。

$$\Phi_g = pI \quad \dots\dots\dots (6)$$

3・2・3 レイノルズ応力 液相のレイノルズ応力 $\rho_l \overline{u_i u_j}$ は渦粘性モデル⁽¹¹⁾を用いれば次式で与えられる。

$$\rho_l \overline{u_i u_j} = -\mu_{tt} [2\Theta_{ij} - (2/3)(\nabla \cdot \mathbf{U}_l)I] \quad \dots\dots\dots (7)$$

ただし、渦粘性係数 μ_{tt} はPrandtlの混合距離理論に基づき、次式で与えられる。

$$\mu_{tt} = \rho_l l^2 (2\Theta_{ij} |\Theta_{ij}|)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、混合距離 l は、仮定(7)により静止流路内単相流の混合距離 l_0 に基づき流路の回転の影響を考慮した次式⁽¹²⁾により与えられる。

$$l = \begin{cases} l_0/(1+\beta Ri) & (Ri \geq 0) \\ l_0(1-\beta Ri) & (Ri < 0) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 l_0 は流路幅方向座標 x と流路幅 a を用いた次式⁽¹³⁾で与えられる。

$$l_0^2 = (0.4x)^2 + (\lambda a)^2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、定数 λ は解析結果の圧力分布が測定値に合うように定める。本論では $\lambda=0.01$ とした。また、式(9)の β には推奨値⁽¹²⁾(=6)を用い、リチャードソン数 Ri は、図1に示した座標系および流路回転方向に対しては次式で定義される。

$$Ri = 2\omega(\partial U_{iy}/\partial x + 2\omega)/(\partial U_{iy}/\partial x)^2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

3・2・4 気泡の運動方程式 仮定(3)、(4)により、気泡の運動方程式は次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{D_g}{Dt}(\rho_g B \mathbf{U}_g) = & -B \nabla p \\ & + (1/2)\rho_l \pi R_b^2 C_D (\mathbf{U}_l - \mathbf{U}_g) |\mathbf{U}_l - \mathbf{U}_g| \\ & + (1/2)\rho_l \left[\frac{D_l}{Dt}(B \mathbf{U}_l) - \frac{D_g}{Dt}(B \mathbf{U}_g) \right] \\ & + \rho_l B C_L (\mathbf{U}_l - \mathbf{U}_g) \times (\nabla \times \mathbf{U}_l) \\ & - \rho_g B [\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{U}_g] \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ただし、

$$D_g/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{U}_g \cdot \nabla, D_l/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{U}_l \cdot \nabla$$

式(12)において、 $C_L=0.1$ とし⁽¹⁰⁾、抵抗係数 C_D は気泡レイノルズ数 Re_b の関数として次式で与える。

$$C_D = \begin{cases} (24/Re_b)(1+0.15Re_b^{0.687}) & (Re_b < 989) \\ 0.44 & (Re_b \geq 989) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ただし、

$$Re_b = 2R_b \rho_l |\mathbf{U}_g - \mathbf{U}_l|/\mu_l$$

3・2・5 気泡の膨張・収縮方程式 仮定(3)～(5)により、気泡周囲の静圧 p と気泡半径 R_b の関係は次式で与えられる。

$$p_v + p_{g1}(R_{b1}/R_b)^{3\kappa} - 2\sigma/R_b = p \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 p_{g1} および R_{b1} は流路入口における気泡内部の不凝縮気体の圧力および気泡半径、 p_v は飽和水蒸気圧、 κ は不凝縮気体の比熱比、 σ は直面積力である。

3・2・6 気泡の数密度保存式 仮定(6)により、気泡の数密度 n_b の保存式は次式で表される。

$$\partial n_b/\partial t + \nabla \cdot (n_b \mathbf{U}_g) = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

4. 数値解法と解析条件

4・1 数値解法 上述の基礎式の解析には、Matsumotoら⁽⁹⁾がばつ気槽内気泡流の二次元解析に用いた差分法を適用した。この解法は単相流解析に用いられるHSMAC法⁽¹⁴⁾を拡張したものであり、微小時間間隔 Δt ごとに計算を進める時間進行法による。すなわち、以下に示すように、第 n ステップ($t=n\Delta t$)の流動状態から第 $n+1$ ステップ[$t=(n+1)\Delta t$]の状態を繰返し計算により求める。

(1) 第 $n+1$ ステップの圧力 p^{n+1} を、第 n ステップの圧力 p^n と等しいと仮定する。

(2) p^{n+1} を式(12)に用い、第 $n+1$ ステップの気相速度 $\mathbf{U}_g^{n+1}$ を求める。

(3) p^{n+1} を式(14)に用い、第 $n+1$ ステップの気泡半径 R_b^{n+1} を求める。

(4) $\mathbf{U}_g^{n+1}$ を式(15)に用い、第 $n+1$ ステップの気泡の数密度 n_b^{n+1} を求める。

(5) R_b^{n+1} と n_b^{n+1} を式(2)に用い第 $n+1$ ステップのボイド率 α^{n+1} を求める。

(6) p^{n+1} を式(1)および式(3)に用い、第 $n+1$ ステップのボイド率 α^{n+1} および液相速度 $\mathbf{U}_l^{n+1}$ を求める。

(7) 全格子において $\alpha^{n+1*} = \alpha^{n+1}$ の場合には、以上の計算により第 $n+1$ ステップの流動状態が求められたことになる。一方、 $\alpha^{n+1*} > \alpha^{n+1}$ の格子では、仮定した圧力 p^{n+1} の値を増し、 $\alpha^{n+1*} < \alpha^{n+1}$ の格子では p^{n+1} を減じて、全格子で α^{n+1*} と α^{n+1} の値が一致するまで(2)～(6)の計算を繰返し行う。

二相流時には、液単相流に適用して得られた解を初期条件として用い、流れ場に初期条件の影響が見られなくなる時間ステップまで計算を進める。

4・2 解析対象と無次元数 解析の対象とした回転流路は、著者ら⁽⁵⁾がボイド率分布や壁面圧力分布などの測定に用いた流路(図1)であり、正方形断面(一辺の長さ $a=32$ mm)をもつ直管部とその出入口に接続されるエルボから構成されている。本論では、斜線で示した直管流路の水平面内の流れを数値解析する。流路入口の半径は $y_1=55$ mm、出口は $y_2=311$ mmで

ある。

流路の回転角速度や液相流量を示す無次元数は、前報⁽⁵⁾と同様に、角速度は液相に作用する粘性力とコリオリの力の比に相当する回転のレイノルズ数 R_ω により、液相流量は液相のみが単独で流路を満たして流れているとみなした場合の流動のレイノルズ数 Re により表す。この場合、コリオリの力に対する慣性力の比、すなわちロスビー数 Ro は、 $Ro = Re/R_\omega$ である。

4.3 境界条件 本論では、 $1/Ro$ が $0.086 \sim 0.200$ 、流路入口のボイド率 α_1 が $0 \sim 0.080$ の場合を解析し、測定結果⁽⁵⁾と比較する。 x および y 方向の格子数は 20 および 30、計算時間間隔 Δt は 10^{-4} s とした。

流路の初期断面は上流エルボのやや下流に位置する。この断面ではエルボによる曲がりの影響はほとんど消え、流れが十分に発達した液相速度分布をもつものとし、圧力は断面内で一定と仮定する。また、気泡半径は実験により観察されている値 ($0.5 \sim 1$ mm) から 0.5 mm とし、気液間相対速度はないものとし、ボイド率分布は速度分布と同様な相似形⁽¹⁵⁾で与えた。流路出口断面では、半径 (y) 方向に流れが変化しないものとする。壁面における速度は気液各相とも零である。

5. 解析結果と考察

5.1 液单相流時の流れ 液单相流時における流路壁面圧力の半径方向分布を求めると図 2 のようになる。ただし、流路入口よりやや下流の断面 ($y/y_2 = 0.39$) における平均圧力を基準とした圧力係数 $\Delta\psi_r$ を無次元座標 y/y_2 に対して示してあり、回転方向に対する前面側の圧力面および後面側の負圧面上の解析結果を実線および破線で表し、○、□印で示した測定結果⁽⁵⁾と対比してある。

図 2 (a) は、回転の影響が比較的小さい $1/Ro =$

図 2 液单相流時の壁面圧力分布

$0.086 (Re = 3.5 \times 10^4, R_\omega = 3.0 \times 10^3)$ のときの結果である。 $\Delta\psi_r$ は、遠心力により y/y_2 が大きい出口側ほど高く、コリオリの力により圧力面上の値が負圧面上の値より高い。本解析結果は、入口部 ($y/y_2 < 0.4$) を除き、測定値とよく一致している。入口部で測定値が低いのは測定部の上流に接続されたエルボ (図 1) における損失によるものである。

回転流路の圧力損失は、流動および回転レイノルズ数 (Re, R_ω) の個々の値にはよらずロスビー数 Ro のみの値によって定まる⁽⁵⁾。 $1/Ro$ の値が増し、流路の回転の影響が増した状態、 $1/Ro = 0.120 (Re = 2.5 \times 10^4, R_\omega = 3.0 \times 10^3)$, $0.200 (Re = 2.5 \times 10^4, R_\omega = 5.0 \times 10^3)$ のときの結果が図 2 (b), (c) である。 $1/Ro$ の増加、すなわち、流れの慣性力が回転の影響に比して減ずるとともに、上流エルボによる損失が低下し、入口部の解析結果も測定値とよく一致するようになる。

図 3 は速度ベクトル U_t の分布を示す。ただし、図 3 (a) ~ (c) は、図 2 (a) ~ (c) の解析条件に対応しており、それぞれ $1/Ro = 0.086, 0.120, 0.200$ のときの結果である。流速の方向は流路全域において流路壁面に平行である。図 3 には等圧線 ($\Delta\psi_r = \text{一定}$) も併記してある。いずれの場合も、等圧線が壁面に対しほぼ一定の角度をなして傾き、負圧面から圧力面側、入口側から出口側に向かって圧力が単調に増加しているのが知れる。速度分布を示したそれぞれの断面上では、この圧力差に応じて、壁面近傍の速度こう配が圧力面側より負圧面側でより大になっている。

5.2 二相流時の流れ

5.2.1 流れの非定常性 本論における解析法を液单相流に適用した場合には定常解が得られたが、二

図 3 液单相流時の速度と圧力の分布

相流時には定常解が得られず、時間が十分に経過し初期値の影響が流れ場から消えた後でも、流れの変数がある値を中心にして変動する脈動流が解析された。

図4に、回転の影響が強く現れる $1/Ro=0.200$ のときの流動状態の時間変動を示す。ただし、横軸は流路の回転角速度 ω による無次元時間 $t^*(=\omega t)$ であり、入口ボイド率 α_1 が 0.016, 0.032 のときの結果を太線および細線で示してある。

図4の上段は、流路出口断面の圧力係数 $\Delta\psi_{r2}$ の時間変化であり、圧力面および負圧面上の値を実線および破線で示してある。両者の $\Delta\psi_{r2}$ はほぼ一定の周期 T^* と振幅をもつ正弦波状の脈動を示す。下段は、流路出口断面を流れ出る気相の体積速度 $j_g(=\alpha U_g)$ の線積分 Q_{g2} を求め、境界条件として定常値を与えている入口気相流量 Q_{g1} に対する無次元値 Q_{g2}/Q_{g1} として示してある。 Q_{g2}/Q_{g1} も $\Delta\psi_{r2}$ と同一周期 T^* を有し、ほぼ一定の振幅で振動するが、位相は反転している。ただし、 $\Delta\psi_{r2}$ の波形は、 $\Delta\psi_{r2}$ が増す時間間隔と減ずる時間間隔がほぼ等しいが、 Q_{g2}/Q_{g1} の振動は増す時間間隔に比べ、減ずる時間間隔が長い。また、 Q_{g2}/Q_{g1} の極小値はほとんど零であり、気相が流路出口部より間欠的に流出していることが知れる。

一方、図4に細線で示した $\alpha_1=0.032$ の場合には、その周期 T^* は $\alpha_1=0.016$ の場合に比べて減ずるが、振動波形はほぼ同じである。

この流路に対する測定結果⁽⁵⁾によると、 $1/Ro=0.200$ で $\alpha_1 \geq 0.032$ の場合に、高ボイド率領域が半径方向へ大きく振動するのが観察されている。後述する測定値と解析結果の比較(図5, 図12)から、二相流に対して解析された脈動流は実際の現象と矛盾するものではないと考えられる。

5・2・2 位相平均流れ場 ここでは、解析結果をその脈動周期にわたって時間平均して得られた位相平均流れ場について述べ、測定結果⁽⁵⁾の半径方向圧力分布やボイド率分布と比較する。

図4 圧力と気相流量の脈動波形

図5は、流路壁面上における位相平均圧力の半径方向分布を示す。ただし、 $y/y_2=0.39$ における平均圧力を基準とした圧力係数 $\Delta\psi_r$ を無次元座標 y/y_2 に対して示してあり、圧力面および負圧面上の結果を実線および破線で、また液单相流時の結果もそれぞれ細線で示し、二相流時の圧力面および負圧面上の測定値⁽⁵⁾をそれぞれ○, □印で併記してある。

図5(a)は回転の影響が比較的小さい $1/Ro=0.086(Re=3.5 \times 10^4, R_w=3.0 \times 10^3)$ のときの $\alpha_1=0.016$ に対する結果である。二相流時の圧力曲線は液单相流時の曲線と入口領域($y/y_2 \leq 0.6$)ではほぼ一致するが、下流になるほど大きく低下し、二相流による損失が顕著になる。また、上流エルボの影響が残る入口部を除けば解析結果は測定結果とよく一致している。図5(b)は、 α_1 が増した $\alpha_1=0.050$ のときの結果である。 $\Delta\psi_r$ が下流部でより大きく低下し、液单相流時の曲線とのかい離がより小さな y の位置で生ずるようになる。

最上段と同じ α_1 の値($\alpha_1=0.016$)で、回転の影響が増した $1/Ro=0.120(Re=2.5 \times 10^4, R_w=3.0 \times 10^3)$, $0.200(Re=2.5 \times 10^4, R_w=5.0 \times 10^3)$ ときの結果が図5の(c), (d)である。 $1/Ro=0.120$ の場合、流れの慣性力の影響が相対的に小さく上流エルボの影響が減ずるため、解析値と測定値との一致は良好である。一方、 $1/Ro=0.200$ の場合には流路出口部($y/y_2 \geq 0.8$)において解析値は測定値ほど低下しない。ここでは本解析モデルの適用限界を超しているものと考えられるが、これについては後述する。

図5 二相流時の平均壁面圧力分布

図6に、液相の位相平均体積速度ベクトル $\mathbf{j}_l$ の分布を示す。二相流時の液相と気相の速度 U_l , U_g はともに単相流時の速度分布(図3)とほぼ同様な分布形状をもち、 $U_l \approx U_g$ であるが、各相の占める面積割合を乗じて体積速度ベクトル $\mathbf{j}_l = (1-\alpha)U_l$, $\mathbf{j}_g = \alpha U_g$ として表すことにより、両相の実質的な流れの支配領域を知ることができる。

図6(a)は、 $1/Ro=0.086$ で入口ボイド率 α_1 の値が小さい $\alpha_1=0.016$ のときの結果である。速度 $\mathbf{j}_l$ の著しく低い領域が出口部負圧面側に見られる。図6(b)は、 α_1 が増した $\alpha_1=0.050$ の状態であり、低速領域が圧力面側および上流側に拡大するのが知れる。低速領域では、後に述べる(図8)のように、局所ボイド率が著しく高い。

図6(c), (d)は、図6(a)と同じ $\alpha_1(=0.016)$ の値で、 $1/Ro$ の値のみを増した $1/Ro=0.120$, 0.200 における結果を示す。 $1/Ro$ の増加に伴って液相の低速領域が圧力面側および上流側に拡大するのがわかる。

図6には等圧線($\Delta\psi_r = \text{一定}$)も併記してある。液単相流時に見られた各等圧線の平行性(図3)がくずれ、出入口間の中央から下流にかけての流路下半部における負圧面側では、等圧線が壁面に対してほぼ垂直である。この領域では液相体積速度 $\mathbf{j}_l$ が著しく低く、コリオリの力による圧力上昇効果が著しく減ずるからである。

図7は、図5, 6の(a)~(d)に対応する気相の位相

平均体積速度ベクトル $\mathbf{j}_g$ の分布を示す。液相の速度こう配が大きく変化する負圧面側の領域でのみ $\mathbf{j}_g$ が大きな値をもち、その負圧面側にはわずかな逆流が存在する。 $1/Ro$ が同一の値($=0.086$)で α_1 のみを 0.016 から 0.050 に増した状態、図7(a)→(b)では、 α_1 の増加により $\mathbf{j}_g$ の最大値が増し、 $\mathbf{j}_g$ が大きい値をもつ領域の広がり幅も相当に拡大する。 $1/Ro$ の値が増した図7(c)($1/Ro=0.120$, $\alpha_1=0.032$)、図7(d)($1/Ro=0.200$, $\alpha_1=0.032$)では、 $\mathbf{j}_g$ の高速領域がより圧力面側

(a) $1/Ro=0.086$, $\alpha_1=0.016$

(b) $1/Ro=0.086$, $\alpha_1=0.050$

(c) $1/Ro=0.120$, $\alpha_1=0.016$

(d) $1/Ro=0.200$, $\alpha_1=0.016$

図7 平均気相体積速度 $\mathbf{j}_g$ の分布

(a) $1/Ro=0.086$, $\alpha_1=0.016$

(b) $1/Ro=0.086$, $\alpha_1=0.050$

(c) $1/Ro=0.120$, $\alpha_1=0.016$

(d) $1/Ro=0.200$, $\alpha_1=0.016$

図6 平均液相体積速度 $\mathbf{j}_l$ と圧力の分布

(a) $1/Ro=0.086$, $\alpha_1=0.016$

(b) $1/Ro=0.086$, $\alpha_1=0.050$

(c) $1/Ro=0.120$, $\alpha_1=0.016$

(d) $1/Ro=0.200$, $\alpha_1=0.016$

図8 平均ボイド率の分布

に移動し、その幅も広がる傾向が見られる。

図8は、図5～7に示した各状態に対応する位相平均ボイド率 α の分布を、細線で示した各断面に対して示してある。図8(a)～(d)のいずれの場合も、圧力面側での α の値は実質的に零であり、負圧面側で局部的に高い値を示す。このような高ボイド率領域の x 方向の広がり幅と α の最大値は流路下流の断面ほど大になる。これはコリオリの力により生じた圧力こう配により、流れとともに気相が圧力面側から負圧面側へ移動するためである。 α_1 が増すと[図8(a)→(b)]、高ボイド率領域が圧力面側へ多少拡大する。また $1/Ro$ が増すと[図8(a)→(c)→(d)]、高ボイド率領域の負圧面側から圧力面側への拡大がより顕著になる。

図8に示したようなボイド率分布の不均一性は測定結果⁽⁵⁾の傾向とよく一致している。ただし、測定結果⁽⁵⁾では $1/Ro$ と α_1 の値がある値を超えて増すと、高ボイド率領域の最大値やその広がり幅が飛躍的に増すため、解析値とはかなり異なるようになる[図5(d)]。例えば図8(d)の条件では、 α の測定値の最大値は約0.95であり、このような高ボイド率領域の広がり幅が負圧面から流路幅の約6割を占めていて、いずれの値も解析値に比べると約2倍である。このように、 $1/Ro$ の値が大きく、かつ α_1 が大になるとき、半径方向圧力分布(図5)やボイド率分布(図8)の解析値

が測定値に合わなくなる。このような領域では負圧面側での液相の速度こう配が非常に小さく、混合距離 l も短くなる[式(9)、(11)参照]。解析値と測定値がよく合う範囲を調べると、比較的高い α の値($\alpha \geq 0.1$)をもつ領域の流路幅($=a$)に占める割合がおおよそ40%を超えない範囲ではよく合うと考えてよいように

図10 気相体積速度 j_g の分布の周期的変化
($1/Ro=0.200$, $\alpha_1=0.016$)

図9 液相体積速度 j_l と圧力分布の周期的変化
($1/Ro=0.200$, $\alpha_1=0.016$)

図11 ボイド率分布の周期的変化
($1/Ro=0.200$, $\alpha_1=0.016$)

ある。

5・2・3 脈動流の流動機構 二相流時には流路内の圧力、気相の体積流量などの値が同じ周期をもって変動する(図4)。そこで、図4に示した $1/Ro=0.200$, $\alpha_1=0.016$ の場合を例にとり、脈動の一周期をほぼ4等分した各時刻(図4の矢印位置)における液相体積速度ベクトル $\mathbf{j}_l$ 、気相体積速度ベクトル $\mathbf{j}_g$ 、およびボイド率 α の分布をそれぞれ図9~11に示す。ただし、この解析結果は、本計算モデルの適用限界を超す領域のものではあるが、測定結果とよく合う $1/Ro$ のより小さいときの現象がより特徴的に現れるので、これに基づいて説明する。

図9は、液相体積速度ベクトル $\mathbf{j}_l$ の周期的変化を示す。いずれの時刻 t^* においても流路入口部では速度分布が一様であるが、流路下半部の負圧面側に速度 $\mathbf{j}_l$ が著しく小さい低速領域が現れ、液相が圧力面側に偏って流出する。また、流路下半部の負圧面側の一部に逆流を伴う渦が存在し、この移動により、低速領域の境界が時間的に変動するのが見られる。

図9には、圧力分布も併記してある。液相速度分布に見られたように、入口部では流れが定常的であり、この領域における等圧線($\Delta\phi_r=0$)は時間により変わらない。しかし、下流負圧面側の液相の低速領域では、等圧線の湾曲が時間によりかなり変化する。

図10は気相の体積速度ベクトル $\mathbf{j}_g$ の周期的変化を示す。図10(a)のとき(この時刻で図4の $\Delta\phi_{r2}$ が極小値を、出口気相体積流量 Q_{g2} が極大値をとる)、速度 $\mathbf{j}_g$ の大きな領域が、流路出入口間の中央部の負圧面側と出口中央部に帯状に延びており、この $\mathbf{j}_g$ の高速領域の下流端に流路と同じ回転方向(反時計回り)をもつ渦の存在が見られる。図10(b)では、図10(a)で見られた出口部の渦は出口から流出しており、上流側の渦が帯状の気相の高速領域の先端を渦中心に巻き込み、上流から気相の供給を受けながら規模を拡大して、下流へ移動する様子がうかがえる。図10(c)では、渦がさらに発達しながら下流へ移動する。図10(d)では、渦中心が出口直前に達し、出口部の $\mathbf{j}_g$ が著しく低下し、気相体積流量 Q_{g2} がほとんど零になる状態である。一方、流路出入口間中央部の負圧面近傍に小さな渦が見られる。これは図10(a)で見られた上流側の小形の渦に対応しており、発生した渦が上述のように発達しながら下流へ移動し、流動状態の周期的な変化を引き起こしているのがわかる。その渦の中心は、図9で示した液相の渦中心とほぼ一致している。

図11はボイド率分布の周期的変化を示し、入口ボイド率 α_1 に対する等ボイド率線($\alpha/\alpha_1=\text{一定}$)で表し

図12 脈動の振幅と周波数に及ぼす $1/Ro$ と α_1 の影響

である。時間経過によらず α が負圧面側で局所的に高く、圧力面側全域で低い。また、 α が最大値をとる帯状領域はいずれの時刻でも流路下半部の負圧面側にあり、図11(a), (d)には出口部にかなり高いボイド率の閉領域($\alpha/\alpha_1 \geq 15$)が存在する。これら高ボイド率領域は、図10で示した気相速度 $\mathbf{j}_g$ の大きな領域に一致しており、図9, 10で述べた渦の移動に対応した周期的変化を示す。

5・2・4 脈動に及ぼす $1/Ro$ と α_1 の影響 本解析結果から脈動流の流路出口部における圧力係数 $\Delta\phi_r$ の振幅 A_p を求め、 $1/Ro$ に対して示すと図12の上段のようになる。種々の入口ボイド率 α_1 に対する結果を併記してあるが、 α_1 の影響はほとんど見られず、 $1/Ro$ の増大、すなわち流路回転数の増大とともに A_p は増加する。圧力の振幅は渦の規模に関係するから、渦の規模が回転数とともに増し、 α_1 には依存しないことになる。

図12の下段に、本解析結果から脈動流の無次元脈動周波数 $f^*(=1/T^*)$ を求め、 $1/Ro$ に対して示してある。 $1/Ro$ が増大、すなわち流路回転数が大になるほど、 f^* は減少する。脈動の周期は一つの渦の発生と流出に関係しており、回転数が増すほど渦の規模が大になることから、同一の α_1 では回転数が増すほど時間あたりの渦の発生数が減ることになる。一方、 α_1 が増すと f^* が増加するが、これは回転数が同じ、すなわち渦の規模が同じならば、流入する気相の量に応じて渦の生成数が増すことに対応している。

前報の実験⁽⁵⁾では、静的な圧力やボイド率分布を求めることを主眼にして時間平均的測定法を採用したため、このような脈動現象までは把握していない。ただ

し、 $1/Ro \geq 0.200$, $\alpha_1 \geq 0.032$ のとき、周波数 $f^* > 1$ の顕著な脈動流が観察されている。この条件では、本解析結果は測定周波数の値の約 $2/3$ である。前述のように、この条件は本解析モデルの適用限界を超えていることを考慮すれば、解析された脈動流が実際の挙動をほぼ的確に表しているとみなすことができよう。

6. 結 論

鉛直軸まわりに回転する水平円板上の直管内気液二相流を混合距離を用いた気泡流モデルにより数値解析し、以下の結果を得た。

(1) 液単相流時には定常流が解析されるが、気液二相流時には周期的に変動する脈動流が得られる。

(2) 回転数が比較的小さい場合 ($1/Ro \leq 0.120$) には、脈動流を位相平均した半径方向圧力分布は測定値とよく一致し、本解析モデルにより現象がよく説明できる。

(3) 流路負圧面側に発生した渦が発達し、移動していくことにより脈動流が生ずる。

(4) 圧力の脈動波形の振幅は、 $1/Ro$ が増加、すなわち回転数が大になると増し、入口ボイド率 α_1 にはほとんど影響されない。

(5) 脈動の無次元周波数 f^* は、 $1/Ro$ の増加につ

れて低下し、入口ボイド率 α_1 が増すと増加する。

文 献

- (1) Furuya, O., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **107**-1 (1985), 139.
- (2) Donno, S. D., ほか 2 名, *Proc. 5th Deep Offshore Technol.*, (1985), 357.
- (3) Minemura, K. and Murakami, M., *JSME Int. J., Ser. II*, **31**-4 (1988), 615.
- (4) Patel, B. R. and Runstadler, P. W., *Proc. Polyphase Flow Turbomach.*, ASME, (1978), 79.
- (5) 峯村・ほか 2 名, 機論, **57**-542, B (1991), 3317.
- (6) 村上・ほか 2 名, 機論, **44**-380, B (1978), 1292.
- (7) Rothe, P. H., ほか 2 名, *Proc. Polyphase Flow Turbomach.*, ASME, (1978), 121.
- (8) Zakem, S., *Proc. Polyphase Flow Transport Technol.*, ASME, (1980), 167.
- (9) Matsumoto, Y., ほか 2 名, *Proc. Int. Conf. Multiphase Flows.*, Tsukuba, (1991), 505.
- (10) Lopez de Bertodano, M., ほか 3 名, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **112**-1 (1990), 107.
- (11) Anderson, D. A., ほか 2 名, *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, (1984), 221, McGraw-Hill.
- (12) Johnston, J. P., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **95**-2 (1973), 229.
- (13) 日本流体力学会編, 流体力学ハンドブック, (1987), 177, 丸善.
- (14) Hirt, C. W., ほか 2 名, *LA-5852* (1975).
- (15) Bankoff, S. G., *Trans. ASME, Ser. C.*, **82**-4 (1960), 265.