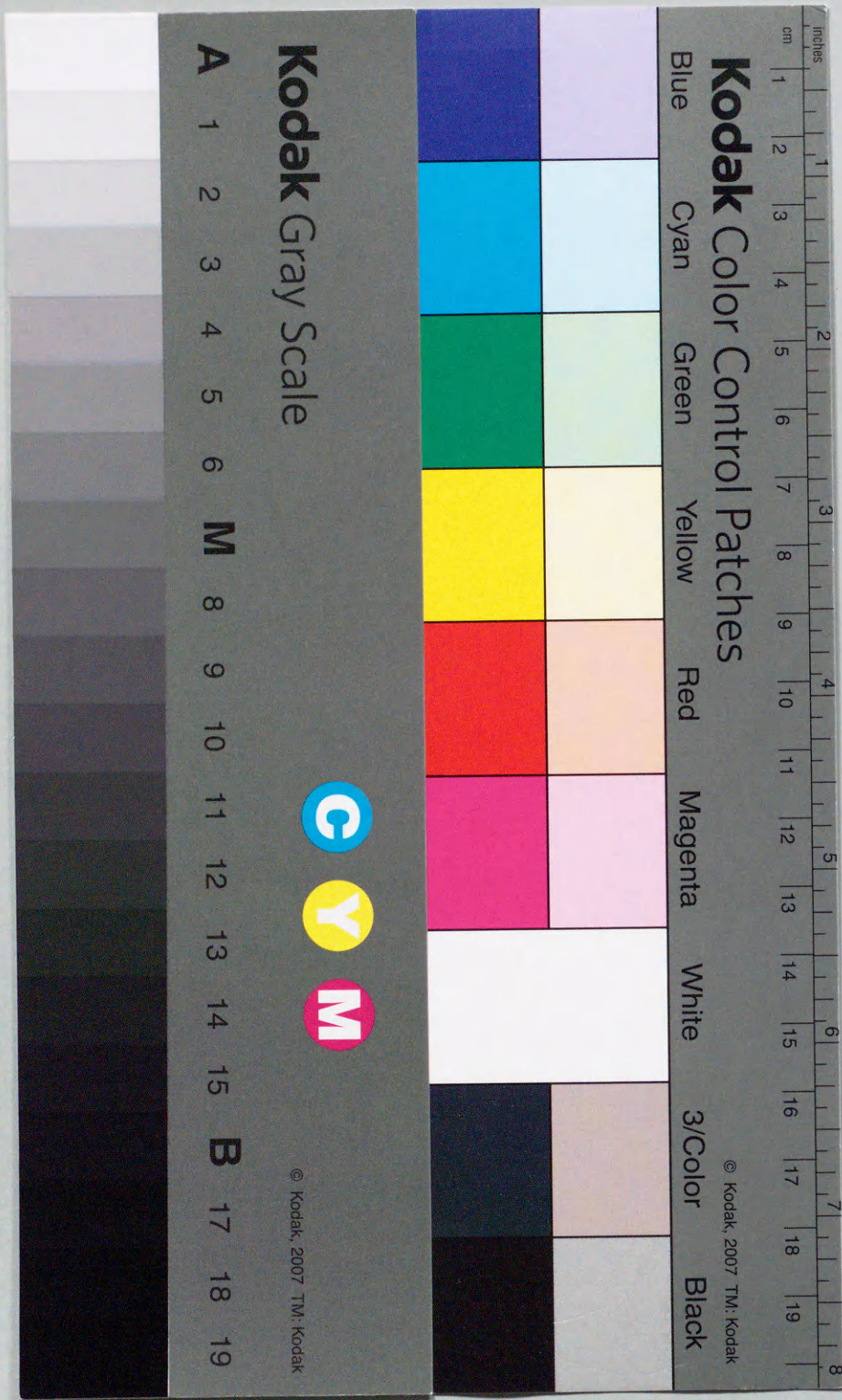


博士論文

同心二重円筒における気液二相流の
流動特性に関する研究

1997年9月

塩見洋一



博 士 論 文

同心二重円筒における気液二相流の
流動特性に関する研究

1997年9月

塩 見 洋 一

目次

| | |
|----------------------|----|
| 第1章 緒論 | 1 |
| 1. 1 まえがき | 1 |
| 1. 2 従来の研究 | 2 |
| 1. 2. 1 単相流 | 2 |
| 1. 2. 2 気液二相流 | 7 |
| 1. 3 本研究の目的 | 9 |
| 第2章 実験装置および実験方法 | 10 |
| 2. 1 実験装置 | 10 |
| 2. 2 実験方法 | 13 |
| 2. 3 実験範囲 | 15 |
| 第3章 液単相流におけるテイラー渦の構造 | 17 |
| 3. 1 緒言 | 17 |
| 3. 2 断面内渦構造 | 17 |
| 3. 3 速度分布 | 18 |
| 3. 4 結言 | 24 |
| 第4章 気液二相流の流動様式 | 25 |
| 4. 1 緒言 | 25 |
| 4. 2 流動の形態 | 25 |
| 4. 2. 1 気泡流領域 | 25 |
| 4. 2. 2 スラッグ流領域 | 28 |
| 4. 3 流動様式マップ | 30 |
| 4. 3. 1 気泡流領域 | 30 |
| 4. 3. 2 スラッグ流領域 | 32 |
| 4. 4 流動形態の特性値 | 33 |
| 4. 4. 1 スパイラルのピッチ | 34 |
| 4. 4. 2 分布係数比 | 35 |
| 4. 4. 3 スパイラルの傾き角 | 37 |
| 4. 5 結言 | 38 |

| | |
|----------------------------------|----|
| 第5章 テイラー渦流における気泡・粒子挙動 | 40 |
| 5.1 緒言 | 40 |
| 5.2 気泡群のリングの上昇速度 | 40 |
| 5.3 大気泡上昇速度 | 42 |
| 5.4 気泡・粒子の断面内挙動 | 44 |
| 5.5 気泡・粒子の時間平均半径方向位置 | 46 |
| 5.6 気泡・粒子の上昇速度 | 49 |
| 5.7 結言 | 51 |
| 第6章 粒子挙動の数値シミュレーション | 53 |
| 6.1 緒言 | 53 |
| 6.2 基礎方程式 | 53 |
| 6.2.1 流れ場の基礎方程式 | 53 |
| 6.2.2 単一粒子の運動方程式 | 54 |
| 6.3 計算モデル | 57 |
| 6.4 計算方法, 境界条件および計算条件 | 59 |
| 6.4.1 計算手法 | 59 |
| 6.4.2 境界条件・計算条件 | 63 |
| 6.5 テイラー渦流 | 65 |
| 6.6 粒子挙動 | 66 |
| 6.7 結言 | 72 |
| 第7章 ボイド率分布 | 73 |
| 7.1 緒言 | 73 |
| 7.2 気泡流領域 | 73 |
| 7.3 スラッグ流領域 | 76 |
| 7.4 断面内平均ボイド率 | 79 |
| 7.5 結言 | 80 |
| 第8章 圧力損失とエネルギー損失 | 81 |
| 8.1 緒言 | 81 |
| 8.2 液単相流における管摩擦係数 | 81 |
| 8.3 液単相流・気泡流領域における全圧力損失と全エネルギー損失 | 83 |
| 8.4 スラッグ流領域における全圧力損失と全エネルギー損失 | 86 |
| 8.5 運動エネルギー損失と位置エネルギー損失の比 | 88 |
| 8.6 エネルギー損失比と体積流量比の関係 | 92 |

| | |
|----------------------|-----|
| 8.7 修正エネルギー損失比の無次元表示 | 94 |
| 8.8 結言 | 102 |
| 第9章 結論 | 104 |
| 参考文献 | 108 |
| 本論文に関連する論文・発表 | 110 |

謝辞

使用記号

| | | |
|--------------|--|---------------------|
| C_0 | : 分布パラメータ | [-] |
| d | : 内外筒間すきま $d = R_2 - R_1$ | [m] |
| d_e | : 水力相当直径 $d_e = 2d$ | [m] |
| D_s | : 大気泡の軸方向長さ | [m] |
| ΔE_P | : 位置エネルギー損失 | [W] |
| | $\Delta E_P = (Q_L \rho_L + Q_G \rho_G) g H$ | |
| ΔE_T | : 全エネルギー損失 | [W] |
| | $\Delta E_T = \Delta P_T (Q_L + Q_G)$ | |
| ΔE_M | : 運動によるエネルギー損失 | [W] |
| | $\Delta E_M = \Delta E_T - \Delta E_P$ | |
| Fr_L | : 液相フルード数 $Fr_L = \frac{j_L}{\sqrt{gH}}$ | [-] |
| g | : 重力加速度 | [m/s ²] |
| H | : 圧力測定区間長さ | [m] |
| j | : 容積流束 | [m/s] |
| n | : 内筒回転数 | [rpm] |
| ΔP_T | : 全圧力損失 | [Pa] |
| ΔP_f | : 摩擦圧力損失 | [Pa] |
| Q | : 容積流量 | [m ³ /s] |
| r | : 半径方向位置 | [m] |
| R_1 | : 内筒半径 | [m] |
| R_2 | : 外筒半径 | [m] |
| Re | : 軸流レイノルズ数 $Re = \frac{d_e j}{\nu}$ | [-] |

| | | |
|------------|--|----------------------|
| Ro | : ロスビー数 $Ro = \frac{R_1 \Omega_1}{j} = \frac{R\omega}{Re}$ | [-] |
| $R\omega$ | : 回転レイノルズ数 $R\omega = \frac{d_e R_1 \Omega_1}{\nu}$ | [-] |
| Ta_L | : 液相テイラー数 $Ta_L = \frac{R_1 \Omega_1^2 d^3}{\nu_L^2}$ | [-] |
| V_{Gj} | : ドリフト速度 | [m/s] |
| V_R | : リング上昇速度 | [m/s] |
| V_S | : 大気泡上昇速度 | [m/s] |
| X | : マルチネリーパラメータ | [-] |
| α | : ボイド率 | [-] |
| β | : 容積流量比 $\beta = \frac{j_G}{j_G + j_L}$ | [-] |
| λ | : 管摩擦係数 | [-] |
| Λ | : フリクション数 $\Lambda = \frac{\lambda H}{2d_e}$ | [-] |
| ν | : 動粘性係数 | [m ² /s] |
| ρ | : 密度 | [kg/m ³] |
| σ | : 表面張力 | [N/m] |
| ϕ_L | : 二相摩擦乗数 | [-] |
| Ω_1 | : 内筒回転角速度 $\Omega_1 = \frac{2\pi n}{60}$ | [rad/s] |

添字

| | |
|-----|------|
| G | : 気相 |
| L | : 液相 |

第1章 緒論

1. 1 まえがき

異なる速度で回転している二つの同心二重円筒間の流体の流れは Couette 流と呼ばれ、回転速度の差が小さい場合には軸方向に一樣な流れとなる。内外筒の回転の速度差が大きくなると、この Couette 流が不安定になり、現在テイラー渦流としてよく知られている交互に反対方向に回転する渦が軸方向に積み重なっている層流の渦流れへと遷移していく。このような同心二重円筒における流れは実用面においては軸受やタービンのローターのような回転機械における流体潤滑などに関連して重要である。そのためもあって、特に内筒が回転し、外筒が静止している組み合わせについて従来より多くの研究が行われている^{(1)~(4)}。また、テイラー渦の問題は、小型回転熱交換器や混合器などの化学装置での伝熱特性や混合性能に関しても重要である⁽⁵⁾⁽⁶⁾。さらに近年、少数自由度系のカオスを含む非線形力学系の問題が注目され、その点でもテイラー渦の問題は自然対流におけるレイリー・ベナール対流と並んで格好の題材を提供している⁽⁷⁾。

このようなテイラー渦の問題は従来、ほとんどが液体あるいは気体単相の問題として扱われてきた。近年我が国でもLE-7で代表される液体水素ロケットのターボポンプの開発に伴って、極低温でのトライボロジーが注目されている⁽⁸⁾。このような場では液体酸素や液体水素が気化しやすく、バーンアウトの問題、つまり、回転場での気液二相流の流動と伝熱がその寿命や安全性に大きく関与することになる。さらには、宇宙における除熱、空調システムにおける相分離の一方法としてもこのような回転場が考えられているようである。

ここでは、同心二重円筒内の流れならびに気液二相流について概説し、それらの従来からの研究について述べる。

1. 2 従来の研究

1. 2. 1 単相流

液単相流で内筒が回転する同心二重円筒において、軸方向に流れを伴わない場合では、内筒の回転数を順次増加させ、ある臨界の回転数を越えると、層流の軸対称流れである Couette 流が不安定になり、いわゆるテイラー渦が生ずる。テイラー渦は、図 1-1 に示すように回転軸を囲む規則正しい渦であり、二重円筒内で互いに隣り合う渦と反対の方向に流れ、セル状に形成される。

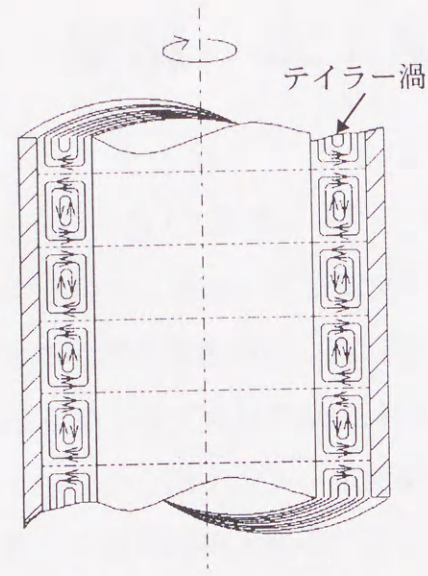


図 1-1 テイラー渦模式図

この同心二重円筒間の流れは 19 世紀末、トルクの測定から流体の粘性を求めするために、その基本流である Couette 流について研究が始められた⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。その後、1923 年に Taylor が Couette 流の安定性に関して線形安定性解析を用いてその不安定問題を解く論文を発表した⁽¹⁾。その論文において以下のテイラー数 Ta と呼ばれる角速度 Ω で回転する流体層でのスケーリングパラメータが示された。

$$Ta = \frac{d_e R_1 \Omega}{\nu} \sqrt{\frac{R_2 - R_1}{R_1}} = R\omega \sqrt{\frac{R_2 - R_1}{R_1}} \dots \dots \dots (1-1)$$

ここで、 d_e : 水力相当直径、 R_1 : 内筒外半径、 R_2 : 外筒内半径、 Ω : 内筒回転角速度、 ν : 動粘性係数であり、回転レイノルズ数 $R\omega$ は次式で示される。

$$R\omega = \frac{d_e R_1 \Omega}{\nu} \dots \dots \dots (1-2)$$

Couette 流が不安定になりテイラー渦が発生し始める臨界テイラー数 Ta_c は、2つの円筒半径と流体の粘性に依存する。その Taylor の線形理論による内筒の臨界テイラー数 Ta_c の計算結果は実験と非常によく一致した。しかしながら、

Taylor の線形解析は臨界テイラー数 Ta_c を越えた後の流れに対しては適用できず、臨界テイラー数 Ta_c を越えた後の流れについては、攪乱の非線形効果を考慮した Stuart⁽¹¹⁾⁽¹²⁾, Watson⁽¹³⁾, Davey⁽¹⁴⁾ などにより計算された。

また、Lewis ら⁽¹⁵⁾ はテイラー数 Ta の増加に伴いテイラー渦の本数と周方向の波数によって決まる流動様態は 70 以上あることを確認し、それらを以下のように簡単に分類した。

まず $Ta < Ta_c$ のとき、すなわちテイラー数 Ta が臨界テイラー数 Ta_c を越えていない領域ではテイラー渦は発生せず層流の Couette 流となる。

そして内筒の回転数の増加により $Ta > Ta_c$ 、すなわちテイラー数 Ta が臨界テイラー数 Ta_c を越えると Couette 流が不安定になりテイラー渦流へと遷移する。

臨界テイラー数 Ta_c を越えてさらに内筒の回転数を上げていきテイラー数 Ta がある臨界値(このときのテイラー数を Ta_w とする)を越えると、テイラー渦は不安定となり、波動を伴う波動テイラー渦へと遷移する。波動テイラー渦の発生するテイラー数の臨界値は $Ta_w = 1.2Ta_c$ である。

波動テイラー渦流から乱流テイラー渦流へ遷移するまでの領域で、周方向の波動が直線となり波動としての形をなくす、通常“カオス的テイラー渦流”と呼ばれる流れになる。このカオス的テイラー渦流が発生するときのテイラー数は $Ta_q = 10Ta_c$ である。

さらにテイラー数を増加させ、 $Ta_t = 22Ta_c$ を越えると乱流テイラー渦流となる。ここでは周方向の波動は消滅するが、かなり高いテイラー数までセル状の渦構造は維持される。乱流テイラー渦流の存在は Koschmieder⁽¹⁶⁾ や Barcilon⁽¹⁷⁾ によって立証された。

Coles の実験⁽¹⁸⁾ によると、最終的な回転レイノルズ数が同じであっても、その回転レイノルズ数に至るまでの履歴によって周方向へ進行する波の速度や波数が異なることが観測され、流体が乱流になる前にさらなる不安定になることが示された。Coles は波の進行速度を計測し、その速度は波数に依らず回転レイノルズ数のみの関数で、回転レイノルズ数がある程度大きくなると内筒の回転レ

イノルズ数の 0.34 倍であるとした。しかしながら、近年の流速のスペクトルの測定に依れば、波の速度は回転レイノルズ数の大きなところで再び増加することが判明している⁽¹⁹⁾。

さらに最近になって King ら⁽²⁰⁾は、レーザー流速計、散乱光、回転カメラを併用して、より詳細に波の進行速度を調べた。その結果、波の速度は渦の本数、波数およびアスペクト比に対してせいぜい 3% 程度の変化しか認められないが、半径比に対してはかなり依存性が強く、半径比が小さいほど波の速度は大きくなる。

図 1-2 に内筒と外筒の比 η による臨界テイラー数の変化を示す。図より非常にせまいすきま幅 $r_i/r_o \cong 1$ に対し Ta_c はおよそ 1695 に近づき、臨界テイラー数はすきま幅が大きくなるに従い増加することがわかる。なお、Taylor による臨界テイラー数は次式で与えられる⁽¹⁾。

$$Ta_c = \frac{\pi^4(1+d/2r_i)}{0.0571(1-0.652d/r_i)+0.00056(1-0.652d/r_i)^{-1}} \dots\dots\dots (1-3)$$

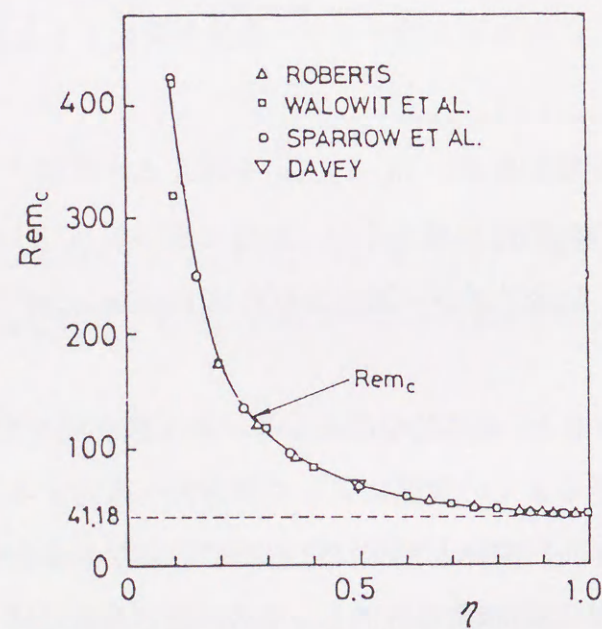


図 1-2 臨界テイラー数⁽²⁾

二重円筒間の流れに軸流が加わった場合についての研究も以前から行われているが、その数は軸流のない場合に比べてかなり少ない。軸流を伴い内筒が回転する場合は、Chandrasekhar⁽²¹⁾、DiPrima⁽²²⁾、その他の理論的研究⁽²³⁾⁽²⁴⁾、Cornish⁽²⁵⁾、Fage⁽²⁶⁾、Kaya&Elgar⁽²⁷⁾、Astill⁽²⁸⁾、山田⁽²⁹⁾、平井ら⁽³⁰⁾、その他の実験的研究⁽³¹⁾がある。熱線流速計を用いて流速の変動の様子を調べた Kaya&Elgar⁽²⁷⁾ および可視化観察を行った Astill⁽²⁸⁾ によれば、隙間内の流動様式は、図 1-3 に示すように (1) 純層流、(2) 純乱流、(3) 層流 + テイラー渦、(4) 乱流 + テイラー渦の 4 つに分類される。1960 年 Chandrasekhar⁽²¹⁾ は、回転不安定に対する Rayleigh の非粘性の場合の安定基準が軸流と接線速度において有効であることを示した。粘性の効果については、1960 年 Chandrasekhar や DiPrima⁽²²⁾ が狭い隙間での不安定発生条件を決定する線形安定理論を示し、不安定の発生、つまり、臨界テイラー数は軸流速度とともに単調に増加し始めることがわかった。次式で表される軸流レイノルズ数 Re_z が減少していく場合の臨界テイラー数 Ta_{cz} は、以下のようにであると提案した。

$$Re_z = \frac{d_e j_L}{v_L} \dots\dots\dots (1-4)$$

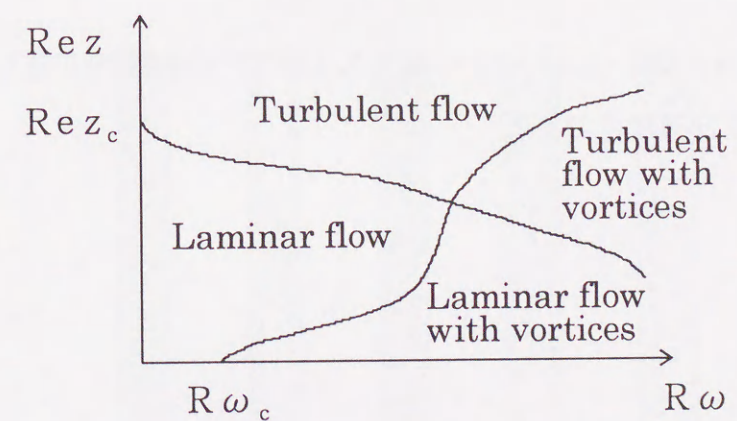


図 1-3 液单相流の軸流がある場合の流動様式線図⁽²⁷⁾

$$Ta_{cz} = Ta'_c + 2.56Rez^2$$

$$Ta'_c = \frac{\Omega_i^2 r_i^2 d^3}{v^2 r_m} \dots\dots\dots (1-5)$$

$$Rez = \frac{wd}{v}$$

$$r_m = \frac{r_i + r_o}{2}$$

Rez ≥ 60 の範囲でテイラー渦のセルのパターンは、環状かららせん状の流れに遷移する。

その後、隙間入口での接線方向に発達した軸流の不安定性に関する研究が、Astill⁽²⁸⁾、Hasoon&Martin⁽³³⁾、そしてGravas&Martin⁽³⁴⁾などによって行われた。Astill や Martin&Payne⁽³⁵⁾は、接線方向に十分に発達した流れにおいて渦発生時に対する Chandrasekhar や DiPrima の仮定した安定基準の理論と測定値とよく一致することを示した。また、渦が発生する場所の距離と渦が発達するのに必要な長さの影響について、渦が生じる発達した流れでの位置と渦が発達するのに必要な長さは、次式によって与えられる。

$$\frac{\Omega^2 r^2 d^3}{v^2 r_m} \geq \frac{1150}{l^{1.175}} \dots\dots\dots (1-6)$$

$$l = \frac{z}{dRez}$$

ただし、100 < Rez < 850, 1.38 × 10⁴ < Ta < 3.12 × 10⁵ の範囲内であり、l は無次元長さ、z は軸流方向長さである。

1. 2. 2. 気液二相流

垂直上向きのパ管における気体と液体が混在して流れる気液二相流では、気相と液相の界面が形を変えて、様々な幾何学的形状を呈し、流体の物理的性質や各流体の流量などによって以下に示すような流動様式を示す⁽³⁶⁾。

- (a)気泡流(Bubbly flow)：連続した液相中に小気泡が分散した流れ。
- (b)スラグ流(Slug flow)：管路断面をほぼ満たし周囲に液膜のある砲弾形の大気泡と小気泡を含む液体部分が交互に存在する流れ。
- (c)チャーン流(Churn flow)：液相流量が大きい場合には液体スラグ中に多数の気泡を含んだ状態。管径の大きいときは液体の上下する振動を伴う。
- (d)環状噴霧流(Annular-mist flow)：気相流量が増すと管壁に液膜が存在し、気相の管断面中心部(コア部)には多数の液滴を同伴している流れ。
- (e)噴霧流(Mist flow)：壁面上に連続した液膜がなく気相中に液滴が含まれる流れ。

このような気液二相流を内筒が回転する同心二重円筒に導入した研究はほとんどなく、わずかに Salhi らの研究⁽³⁷⁾がある程度である。Salhi らは、高速回転する内筒を有する同心二重円筒において低ボイド率での二相流の摩擦圧力損失を測定し、気相の容積流量比が 0.05 以下の領域では单相流と同様に均質流モデルで表すことが出来ると報告している。しかしながら、彼らの結果はその対象

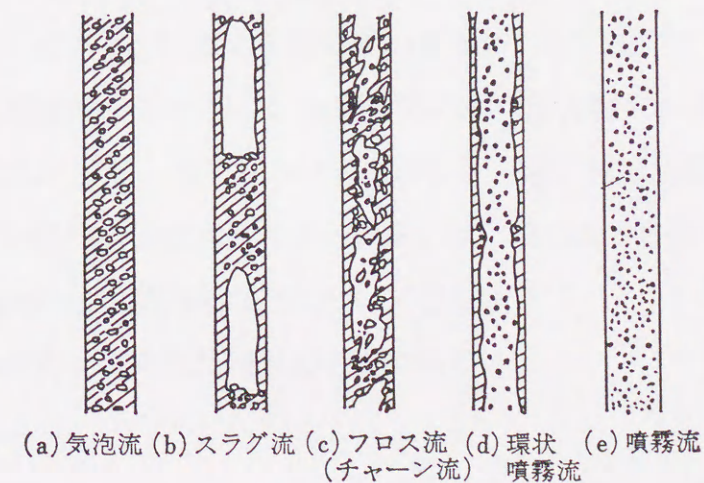


図 1-3 円管内気液二相流の流動様式⁽³⁶⁾

領域がかなり限られており、流動様式と圧力損失の関係など十分に系統だって調査されたものではない。

また、本研究の対象とは系が異なるが、山口ら⁽³⁸⁾は自軸回りに回転する円管内気液二相流の摩擦圧力損失の実験を行い、回転により気泡が管中心に集まり、壁面近傍の液相のホールドアップが増加すること、そして管回転速度の増加に伴って摩擦圧力損失が低減することを報告している。

1. 3 本研究の目的

本研究は気液分離や各種回転機器において重要と考えられる内筒が回転する同心二重円筒において気相が導入された気液二相流について、その流動特性を明らかにすることを目的としている。

本研究の内容は9章からなり、その概要は以下の通りである。

第1章は緒論で、内筒が回転する同心二重円筒における液単相流および気液二相流の従来からの研究の概説および本研究の目的を述べた。

第2章では実験装置、実験方法および実験範囲について説明する。

第3章では液単相流におけるテイラー渦の構造について、断面内の可視化結果より渦構造を明らかにする。

第4章では同心二重円筒における気液二相流で見られる流動様式を、流動の形態、流動様式マップ、流動形態値(スパイラルのピッチ、分布係数比、スパイラルの傾き角など)の点から説明する。

第5章では気泡群のリングの上昇速度、大気泡の上昇速度、テイラー渦流における気泡・粒子挙動として時間平均半径方向位置、上昇速度に対する液相流束および回転数の影響について検討する。

第6章ではテイラー渦流中で粒子がどのような挙動をするのかを数値シミュレーションを行って検討する。

第7章では点電極型プローブにより得られた局所の時間平均ボイド率および流路断面内ボイド率分布に対する回転数の影響について検討する。

第8章では試験部ほぼ中央の0.5m間で得られた圧力損失およびその圧力損失から算出したエネルギー損失について、回転数、液相流束、気相流束の影響、運動エネルギー損失と位置エネルギー損失の比、その比と体積流量比との関係、エネルギー損失比の相関方法などについて検討する。

第9章は本研究で得られた結果の総括である。

第2章 実験装置および方法

2.1 実験装置

本研究において、大小2つの実験装置を用いた。実験は主に大きい装置(装置I)で行い、小さい装置(装置II)は断面内の流れの可視化のために用いた。

実験装置(I)は試験部、液相供給系、気相供給系、ギアモーター、混合部、メカニカルシールからなる。その概略を図2-1に示す。試験部は内径200mmの亚克力樹脂製の静止している外筒と外径180mmのSUS304製の回転する内筒からなる同心二重円筒であり、その高さは1.0mである。したがって、外筒と内筒のすきまは10mmである。また外筒の両側壁には、圧力測定、ボイド率測定および粒子注入用のタップが互い違いに100mm間隔で設置されている。液相である

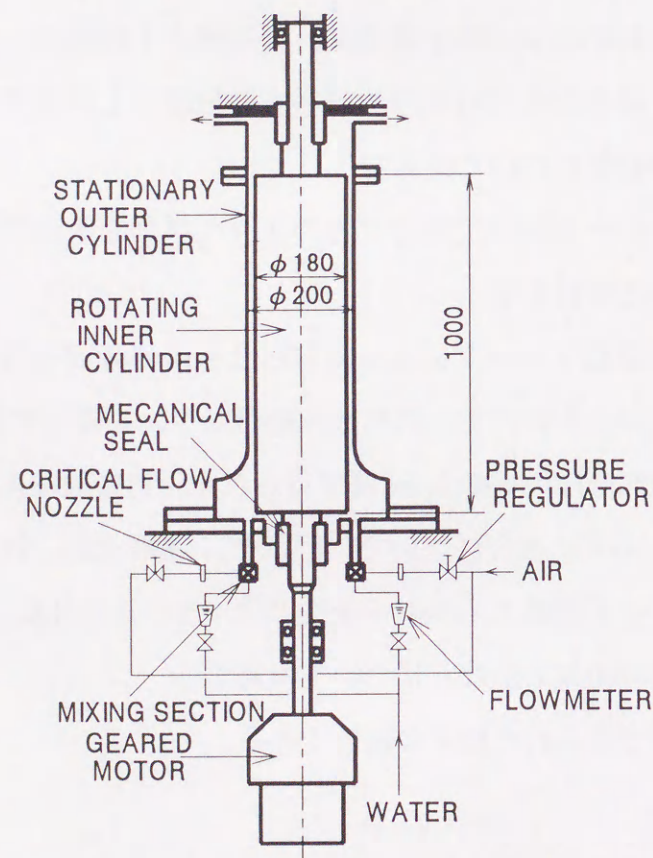


図2-1 実験装置(I)概略図

水の供給はポンプによりリザーブタンクから流量測定用のローターメーターを経て、また、気相である空気の供給はコンプレッサーから流量測定用の臨界ノズルを経て行った。内筒の回転はギアモーターの回転数を変化させることにより制御した。混合部では多孔質の管内に液相を流し、その外側より気相を混入させて二相流を形成した。なお、内筒の軸はメカニカルシールによってシールされている。

ポンプにより送出された水と、コンプレッサーにより送出された空気は、混合部で混合された後に、試験部底部に設けられた4箇所の流入口から同心二重円筒である試験部に流入する。気液二相流は環状流路入口でほぼ一様に気泡が分散した気泡流状態となり、試験部である環状流路を上昇して、試験部上部から流出後、気液分離を行い、気相は大気へ解放され、液相はリザーブタンクへ戻り、循環する。リザーブタンクは十分な容積があり、実験中に水温が変化することはなかった。

実験装置(II)は装置(I)と同様に、試験部、液相供給系、気相供給系、モーター、混合部からなる。その概略を図2-2に示す。試験部である同心二重円筒は回転する内筒と静止している外筒からなり、どちらも亚克力樹脂製で外筒の側壁に気泡や粒子注入用の注入口がある。円筒の高さは0.5mで、内筒の外径は60mm、外筒の内径は80mmである。よって、試験部である二重円筒間のすきまは10mmである。

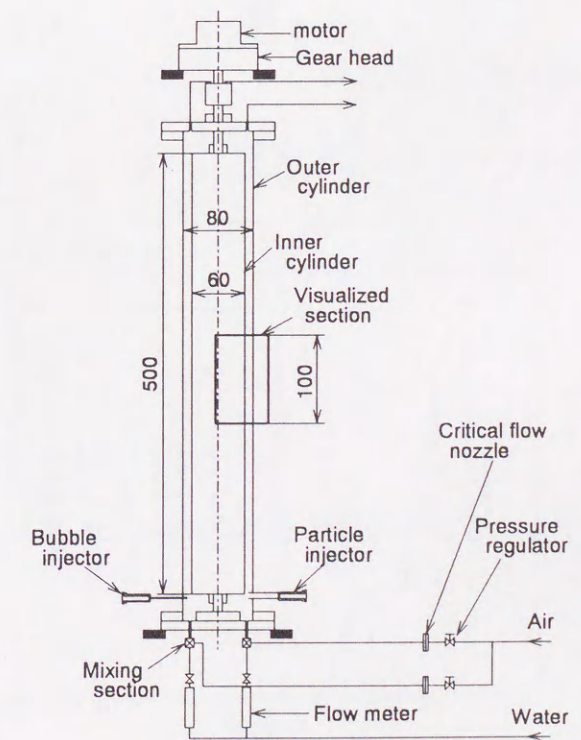


図2-2 実験装置(II)概略図

円筒中央部に円筒の亚克力樹脂による屈折をなくし、軸方向断面内の流れを可視化するための矩形の水槽を設けてある。内筒はモーターと直結しており、モーターの回転がそのまま内筒の回転となる。なお、低速回転の場合はモーターと内筒の軸の間に1/50の減速ギアを介して減速した。

液相である水はリザーブタンクからポンプで送り出し、流量をロータリーメーターで測定した。気相である空気はコンプレッサーから送り出し、流量を臨界ノズルで測定した。水と空気は実験装置(1)と同様の混合部で混合されて気液二相流となり、試験部底部にある4つの流入口から二重円筒内に流入する。試験部を通過した気液二相流は試験部上部から流出した後、気液分離を行い、空気は大気に開放され、水はリザーブタンクに戻り、再び循環する。

流路断面内流れの可視化を行うための光学系システムを図2-3に示す。アルゴンイオンレーザー光源から照射されたレーザーは変向ミラー、AOMチョッパー(レーザーを時間的にチョッピングするもの)、光ファイバーの順に通った後、可視化プローブの先端のシリンドリカルレンズでレーザーライトシートと

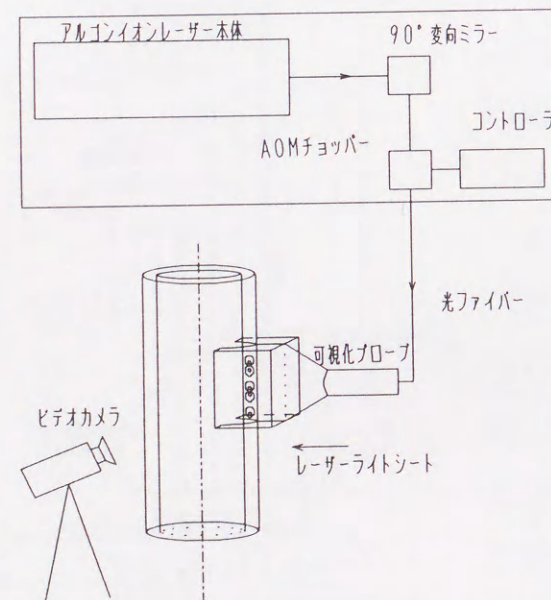


図2-3 可視化用光学系システム

なる。シート厚さは約2~4mm、最高出力4Wである。そのレーザーライトシートを二重円筒に照射すると、可視化用粒子がレーザーシートに反射し二重円筒内の流れを可視化することができる。

2.2 実験方法

実験装置(1)における流動様式の観察は、3方向から全周が見えるように試験部の両側に鏡を設置して正面よりVTRによって行った。差圧測定は流路軸方向のほぼ中央に位置する0.5mの区間でリラクタンス型差圧計により行った。液相流量はロータリーメーターにより、気相流量は臨界ノズルにより計測した。また、内筒の回転数の計測は非接触形回転計により行った。なお、本研究ではボイド率を所定の位置における気相が通過する時間平均割合すなわち時間平均ボイド率として定義し、実験装置試験部の上流から650mmのタップに取り付けた図2-4に示す点電極型プローブを用いて計測した。図2-5にデジタルレコーダからの出力波形の一例を示す。波形は流束などの影響で多少の変動があるため、明らかに液相と判断される部分を完全に含むように各Runごとにしきい値を設定し、図に例示するように破線以上を気相レベルとした。そして全データ数に対する破線以

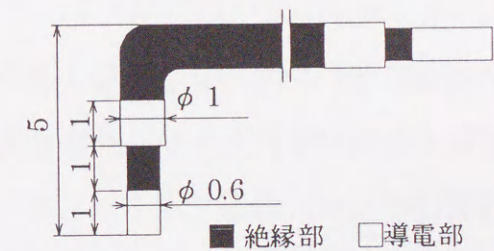


図2-4 点電極型ボイドプローブ

の出力波形の一例を示す。波形は流束などの影響で多少の変動があるため、明らかに液相と判断される部分を完全に含むように各Runごとにしきい値を設定し、図に例示するように破線以上を気相レベルとした。そして全データ数に対する破線以

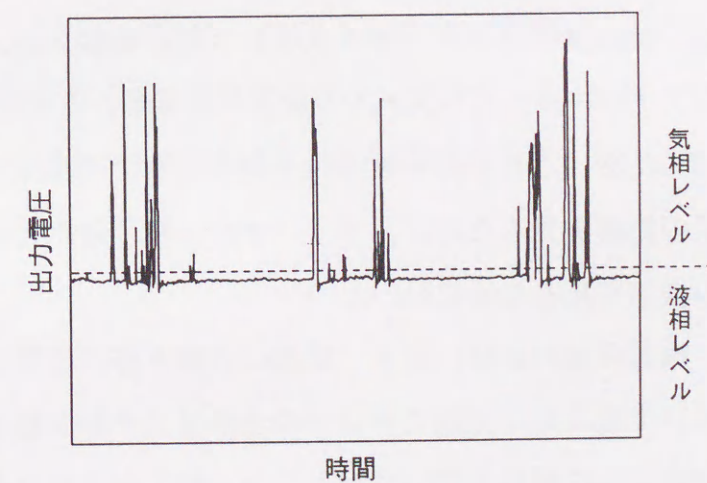


図2-5 ボイド信号の出力波形

表 2-1 粒子の物性値

| 粒子 | 密度 [kg/m ³] | 平均粒子径 [mm] |
|---------------|-------------------------|------------|
| 発泡スチロール [R,V] | 114 | 2.72 |
| ポリスチレン [V] | 984 | 2.13 |
| ポリマー樹脂 [T] | 1008 | 0.11 |
| ポリスチレン [R] | 1160 | 1.76 |
| ガラスビーズ [R] | 2520 | 2.10 |

[V]:used in the experiment of the rising velocity

[R]:used in the experiment of the radial position

[T]:used as the tracer for the flow visualization

上のデータ点数をパーソナルコンピュータにより計算し、環状流路断面内の所定の位置における 45 秒間の時間平均値をボイド率とした。

実験に際しては、まず気相流束、液相流束をそれぞれ所定の値に設定し、気液二相流状態を試験部で実現した後、内筒の回転数を所定の値まで順次上げるようにして行った。

実験装置(Ⅱ)を用いて二重円筒内の流れ場を可視化するために、水に可視化用粒子を混ぜる注入トレーサ法を用いた。用いた粒子の直径は 75~150 μm で、材質はポリマー樹脂である。この可視化された部分をビデオカメラおよびカメラで撮影した。

テイラー渦流における気泡などを含む密度の異なる粒子と流れ場の干渉を調べるために、以下の密度の異なる粒子を混入した。軸方向流れがない場合は気泡、発泡スチロール、ポリスチレン粒子を混入し、軸方向流れがある場合は発泡スチロール、ポリスチレン粒子、そしてガラスビーズを混入した。表 2-1 に、20℃における粒子の密度と粒子径を示す。発泡スチロールとガラスビーズは密度の影響を見るために、ポリスチレン粒子は水とほぼ密度が等しいので、流れの様子を見るために用いた。

軸方向流れがない場合、気泡は円筒下部に設置している注射針から注射器を用いて混入し、発泡スチロールとポリスチレン粒子は円筒下部に設置している銅管から注射器を用いて混入した。軸方向流れがある場合、発泡スチロール、ポリスチレン粒子およびガラスビーズは、円筒下部に設置している銅管から注

射器を用いて混入した。気泡あるいは粒子は数回転して流れに同伴した後にその軌跡を VTR、写真に記録した。

2. 3 実験範囲

実験装置(Ⅰ)における気泡流領域での実験範囲は、液相容積流量 $Q_L=4.0 \times 10^{-4} \sim 1.6 \times 10^{-3} \text{m}^3/\text{s}$ 、気相容積流量 $Q_G=0 \sim 0.386 \times 10^{-3} \text{m}^3/\text{s}$ 、内筒の回転数 $n=0, 100 \sim 800 \text{rpm}$ である。したがって、液相容積流束 j_L は $0.0624 \sim 0.261 \text{m/s}$ 、気相容積流束 j_G は $0 \sim 0.114 \text{m/s}$ 、内筒の接線方向速度 u_{T0} は $0 \sim 7.34 \text{m/s}$ となる。これらはそれぞれ、液相の軸流レイノルズ数 $Re_L=1430 \sim 5970$ 、気相の軸流レイノルズ数 $Re_G=0 \sim 144$ に対応し、また液相テイラー数は $Ta_L=0, 1.29 \times 10^7 \sim 6.31 \times 10^8$ に対応する。クエット流状態からテイラー渦流が生じ始める液単相流での臨界テイラー数は 1920 であるので、本実験範囲の大部分は臨界テイラー数をはるかに超えた領域に対応する。なお、液単相流において最低回転数でもテイラー渦流が存在していることをトレーサ粒子による可視化によって確認している。

実験装置(Ⅰ)におけるスラグ流領域での実験範囲は液相容積流量 $Q_L=3.75 \times 10^{-4} \sim 1.56 \times 10^{-3} \text{m}^3/\text{s}$ 、気相容積流量 $Q_G=9.61 \times 10^{-4} \sim 3.04 \times 10^{-3} \text{m}^3/\text{s}$ 、内筒の回転数 $n=0, 100 \sim 800 \text{rpm}$ である。したがって、液相容積流束 j_L は $0.0628 \sim 0.262 \text{m/s}$ 、気相容積流束 j_G は $0.161 \sim 0.510 \text{m/s}$ 、内筒の接線方向速度 u_{T0} は $0 \sim 7.34 \text{m/s}$ となる。これらはそれぞれ、液相の軸流レイノルズ数 $Re_L=1430 \sim 5970$ 、気相の軸流レイノルズ数 $Re_G=204 \sim 646$ に対応し、また液相テイラー数は $Ta_L=1.29 \times 10^7 \sim 6.31 \times 10^8$ に対応する。

図2-6はMishima-Ishii⁽³⁹⁾による垂直円管内気液二相流の流動様式線図上に実験条件を示したもので、●は本研究で気泡流領域と称する実験条件であり、○は本研究でスラグ流領域と称する実験条件である。回転がない場合には、環状流路においてもMishima-Ishiiによって定義された円管内の流動様式とほぼ同じであることがわかる。

実験装置(Ⅱ)では、気相流速、液相流速はそれぞれ $j_G=0\sim 0.0220\text{m/s}$, $j_L=0\sim 0.252\text{m/s}$ とした。本装置における回転数の範囲は、 $n=0\sim 1700\text{rpm}$ である。したがって、液相の軸流レイノルズ数 $Re_L=0\sim 5770$, 気相の軸流レイノルズ数 $Re_G=0\sim 28$ に対応し、また液相テイラー数は $Ta_L=0\sim 9.50\times 10^8$ に対応する。また、大きい装置(Ⅰ)での $n=800\text{rpm}$, すなわち $Ta_L=6.31\times 10^8$ には、小さい装置(Ⅱ)の $n=1385\text{rpm}$ が対応する。なお、式(1-3)より臨界テイラー数は $Ta_c=2500$ であるので、本実験装置におけるテイラー渦が生じる臨界回転数は $n=2.9\text{rpm}$ となり、その回転数でテイラー渦ができていたことを流路断面内の可視化によって確認した。

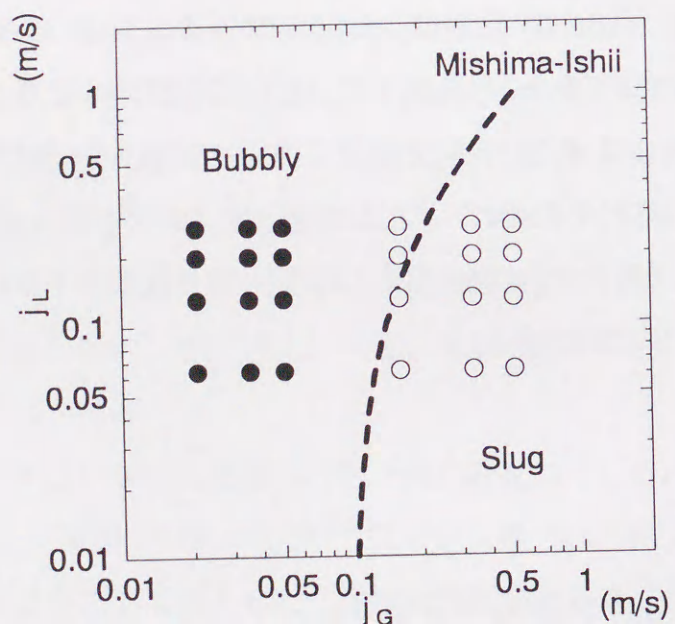


図2-6 流動様式線図

第3章 液单相流におけるテイラー渦の構造

3.1 緒言

第1章で述べたように、内筒が回転する同心二重円筒における流れはテイラー渦として広く知られている。本章では液单相流におけるテイラー渦の構造を、流路断面内の可視化を行った結果に基づいてその渦構造および速度分布について述べる。

3.2 断面内渦構造

図3-1に内筒の回転数が5rpmのときの実験装置(Ⅱ)で得られた液单相流でのテイラー渦の流路断面内可視化写真を示す。図の左側が回転する内筒で、図の右側が静止している外筒壁である。内筒側から外筒側に流れる半径方向流れをout flow, 外筒側から内筒側に流れる半径方向流れをin flowとする。このように低い回転数では、テイラー渦のセルはほぼ正方形で、1組のテイラー渦のピッチは2.2~2.6程度である。

なお、実験装置(Ⅱ)においてテイラー渦が発生する臨界テイラー数から算出した臨界回転数は2.9rpmであり、本実験装置でもこれ以上の回転数で、テイラー渦が存在したことを断面内の可視化



図3-1 流路断面内可視化写真

観察によって確認できた。

次に内筒の回転数が 1380rpm の場合の流路断面内の可視化結果を図 3-2 に示す。トレーサーの濃淡が現れており、in flow のところでは薄く、逆に out flow のところでトレーサー濃度が濃くなっており、渦の中心が out flow のところに偏っているように見える。なお、このような回転数の領域では流れは 3 次元であり、その 3 次元流れのある瞬間を断面内の 2 次元で見ていることになるので、トレーサー濃度の差がでていとも考えられる。この写真はシャッタースピード 1/10 秒であり、in flow では円弧状に流れているが、out flow ではほぼ直線的に半径方向に流れる。

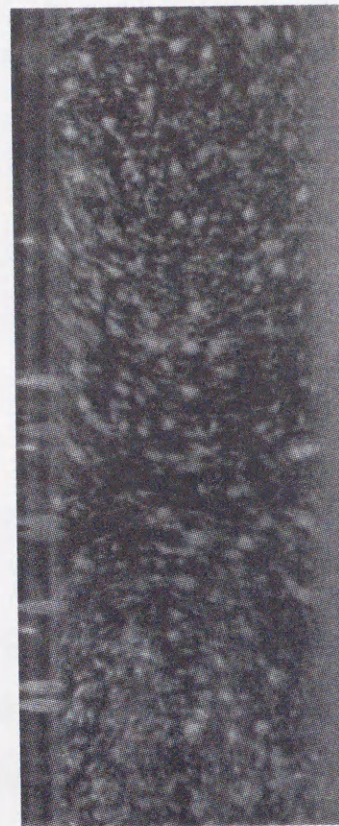


図 3-2 流路断面内可視化写真

3. 3 速度分布

現在、流れの可視化画像から空間の多点の速度を計測する方法として、PTV (Particle Tracking Velocimetry) 法と PIV (Particle Image Velocimetry) 法が提案されている。PIV 法は粒子数密度が高く、微小な粒子像が画面上にあるような画像を処理するもので、ある大きさの検査領域が次の時刻にどこに移動したかを画像濃度相関を利用して定量化する方法である。一方、PTV 法は PIV 法より粒子数密度が低く、肉眼でも個々の粒子像がはっきりと確認できるような画像を処理するもので、4 時刻での個々の粒子像の移動を個別に追跡する方法である。PTV 法では粒子像が存在する位置のみでしか速度ベクト

ルが得られないため、流れ場全体の速度分布を求めるには適さない。また、本実験のような基本的には 3 次元の流れ場において、PTV 法では可視化された流路断面内で 4 時刻のトレーサー粒子の軌跡を求めるには非常に短い間隔での画像が必要となり、それらの画像を得ることは非常に困難である。それに対して、PIV 法ではトレーサー粒子がある濃度を超えて必要となるが、必要な画像は 2 時刻で良く、3 次元の流れ場でのある瞬間の断面内の速度分布を求める本実験では PIV 法がより適切であると考えられる。そこで、以下では PIV 法から得られた画像処理結果に基づいて、その速度分布について述べる。

図 3-3 に内筒の回転数が 10rpm ($R\omega_L=719$) で軸方向流れがない場合の速度ベクトルを示す。図は原画像から得られた速度ベクトルより各格子点での速度を補間演算したものである。また、図の左側が内筒の外壁、図の右側が外筒の内壁に対応する。図より、2 つの反対方向に回転するテイラー渦ができており、得られたベクトルの大きさより内筒から外筒に向かって流れる out flow の速度の方が、外筒から内筒へ向かって流れる in flow のものより大きいこと

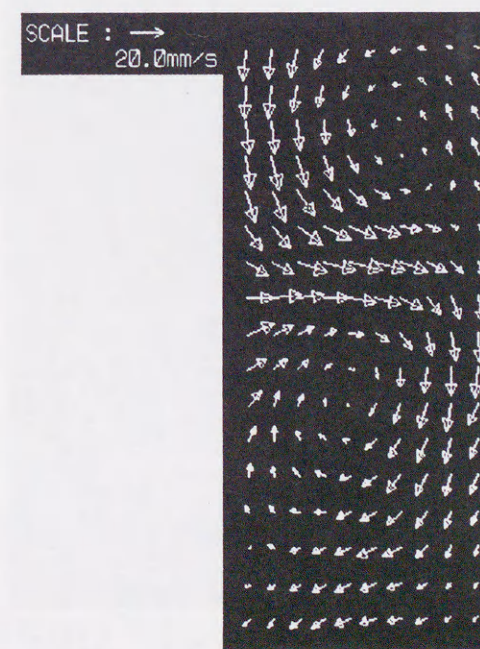


図 3-3 速度ベクトル ($n=10\text{rpm}$ [$R\omega_L=719$], $j_L=0\text{m/s}$)

がわかる。なお、流路中心における out flow の速度は 0.026m/s である。

同様に軸方向流れがなく、内筒の回転数が 35rpm ($R\omega_L=2520$), 50rpm ($R\omega_L=3590$) の場合の速度ベクトルを図 3-4, 図 3-5 に示す。どの場合も 10rpm の場合と同じように観測領域では 2 つの渦が見られ、out flow の速度が in flow のものより大きい。さらに、流路中心における out flow の速度は、 35rpm では 0.074m/s , 50rpm では 0.13m/s であり、内筒の回転数が増加するにつれてテイラー渦の速度も増加することがわかる。

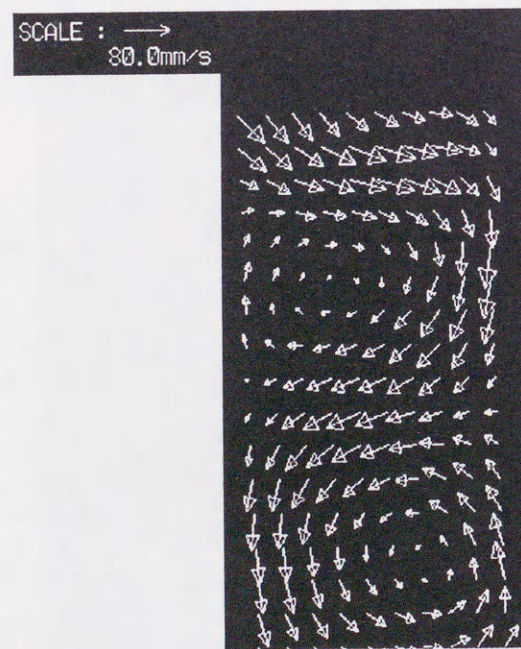


図 3-4 速度ベクトル ($n=35\text{rpm}$ [$R\omega_L=2520$], $j_L=0\text{m/s}$)

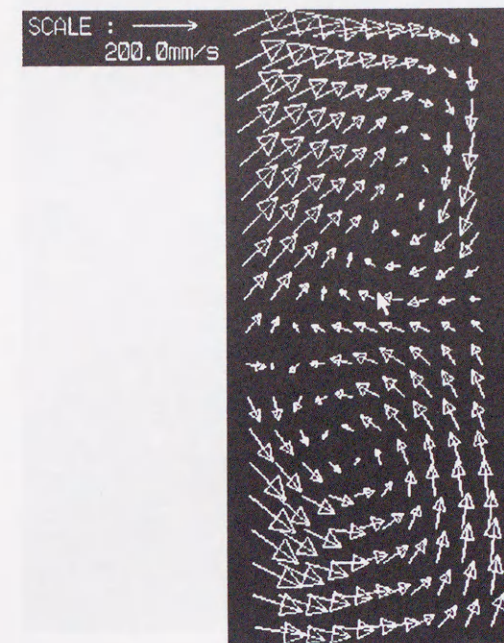


図 3-5 速度ベクトル ($n=50\text{rpm}$ [$R\omega_L=3590$], $j_L=0\text{m/s}$)

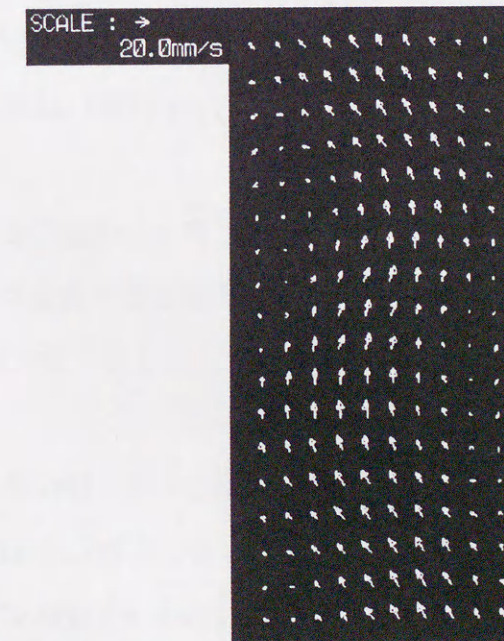


図 3-6 速度ベクトル ($n=10\text{rpm}$ [$R\omega_L=719$], $j_L=0.0028\text{m/s}$)

次に軸流速度がある場合の可視化した速度ベクトルを示す。図 3-6 は $n=10\text{rpm}$ [$R\omega_L=719$], 液相流束 $j_L=0.0028\text{m/s}$ [$Re_L=64.1$] の可視化結果である。なお、これ以上の液相流束を流すと目視によりテイラー渦が明確に判別できなくなっ

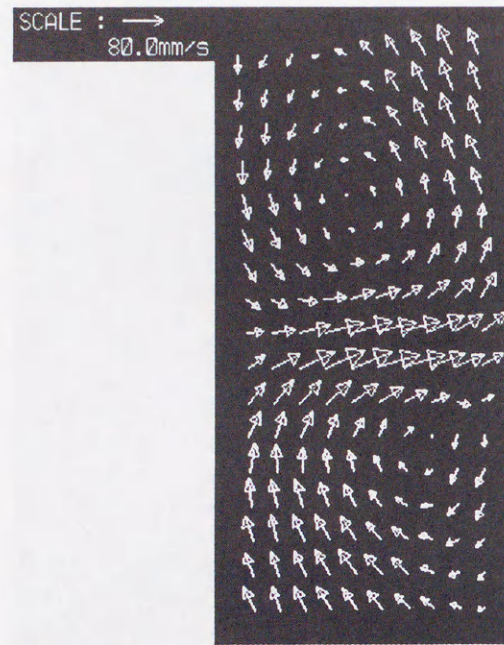


図 3-7 速度ベクトル($n=35\text{rpm}$ [$R\omega_L=2520$], $j_L=0.0028\text{m/s}$)

た. この場合, 反対方向へ回る 2つのテイラー渦のうち, 反時計方向に回転するテイラー渦が内筒に押しつけられ, 逆に時計方向に回転するテイラー渦が外筒に押しつけられたようになっており, 軸方向の流れはその 2つの渦をぬうように流れる.

同じ液相流束で内筒の回転数を $n=35\text{rpm}$ [$R\omega_L=2520$]まで上げた場合の速度ベクトルを図 3-7に示す. 同じ液相流束では回転数の大きい方が, 前節で述べたようにテイラー渦の速度ベクトルの大きさが大きく, かつ, 渦の中心も流路中央に近くなっていることがわかる.

そこで, 回転数を同じに保って, 液相流束 $j_L=0.014\text{m/s}$ [$Re_L=359$]まで増加させた場合の可視化結果を図 3-8に示す. なお, これ以上の液相流束では目視によりテイラー渦が判別できなくなる. この場合も $n=10\text{rpm}$ の場合と同様に, 反時計方向に回転するテイラー渦が内筒に押しつけられ, 逆に時計方向に回転するテイラー渦が外筒に押しつけられたようになっている. 内筒の回転数が $n=50\text{rpm}$ [$R\omega_L=3590$], $j_L=0.023\text{m/s}$ [$Re_L=526$]における結果を図 3-9に示す. これらの場合も 2つの渦が内筒と外筒に押しつけられたようになる特性は変わ

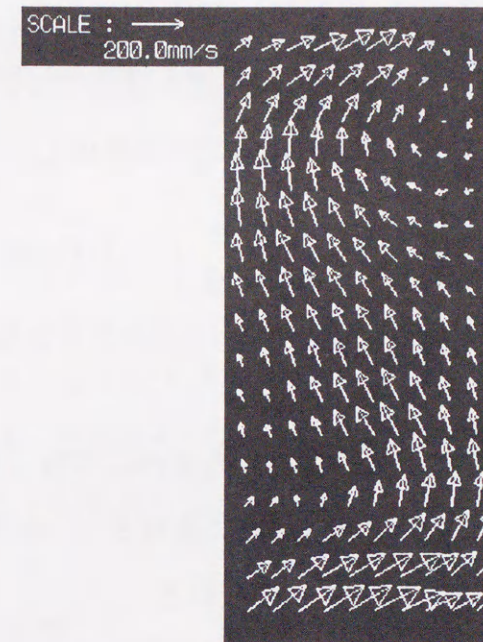


図 3-8 速度ベクトル($n=35\text{rpm}$ [$R\omega_L=2520$], $j_L=0.014\text{m/s}$)

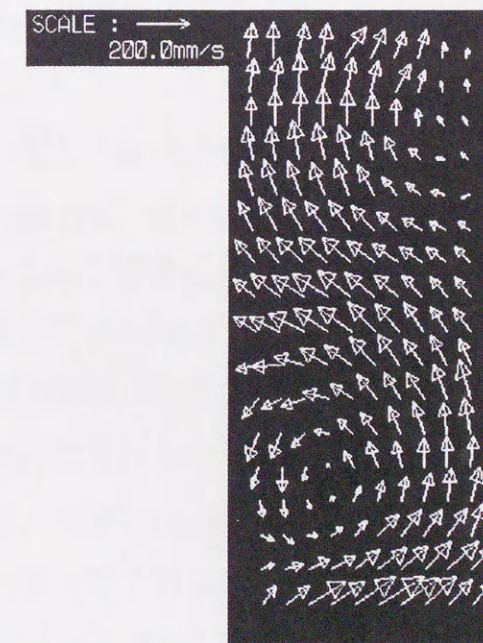


図 3-9 速度ベクトル($n=50\text{rpm}$ [$R\omega_L=3590$], $j_L=0.023\text{m/s}$)

らなかった.

3. 4 結言

本章では、液単相流におけるテイラー渦流の構造について流路断面内の可視化を行い、得られた画像をPIV法によって画像処理して求めた速度分布から、以下の結論が得られた。

- (1)本実験装置(Ⅱ)でもテイラー渦が発生する臨界テイラー数から算出した回転数より大きければ、流路断面内の可視化観察結果よりテイラー渦が確認できた。
- (2)内筒の回転数が非常に大きい場合、内筒から外筒への半径方向流れ、out flow 領域ではほぼ直線的に半径方向に流れるが、外筒から内筒への半径方向流れ、in flow 領域では円弧状に流れる。
- (3)PIV法によって画像処理して求めた速度分布より、半径方向速度は in flow の領域で小さく、out flow の領域で大きい。
- (4)内筒の回転数が大きくなるにつれて、同じ位置(例えば、out flow の流路断面中央位置)での速度は大きくなる。
- (5)軸方向流れがある場合、軸方向流れがない場合に比べて、反時計方向に回転するテイラー渦が内筒側に押しつけられ、逆に時計方向に回転するテイラー渦が外筒側に押しつけられたようになり、それらの2つの渦の間をぬうように軸流は流れる。

第4章 気液二相流の流動様式

4. 1 緒言

管内気液二相流の流動様式については第1章で概説したように、圧力損失特性などと密接に関連した重要なパラメータである。本章では、本実験で主として対象とした気泡流領域およびスラグ流領域で観測された同心二重円筒内の気液二相流の流動の形態、流動様式マップ、流動形態値(スパイラルのピッチ、分布係数比、スパイラルの傾き角など)について述べる。

4. 2 流動の形態

4. 2. 1 気泡流領域

本実験装置(Ⅰ)において気泡流領域に対応する実験範囲で内筒に回転を与えなかった場合では、4つの流入口から環状流路に流入する気液二相流は、平均気泡径が2~3mmでほぼ均一に分散して流れ、通常円管内などで観測されるものと同様である。

一方、内筒が回転している場合には、図4-1(a)~(f)に示すように回転数に応じて様々な形態をとる。 $j_L=0.268\text{m/s}$ 、 $j_G=0.0463\text{m/s}$ で、回転数 n が比較的低い範囲では、試験部の全領域に気泡はほぼ一様に分布しており、回転による接線方向の流れがあるために斜め上方へ流れる(図4-1(a)参照)。この流れを非回転の場合も含めて分散気泡流(Disperses bubbly flow, Dと略称)と呼ぶ。なお、回転数と気泡の移動方向の傾き角については後述する。このような比較的回転数が低い範囲では、テイラー渦による渦運動の効果が気泡の浮力や軸方向流れに比べて比較的弱く、接線方向速度の存在により単純に斜め方向に流れると考えられる。

内筒の回転数を増加させると、テイラー渦の影響により気泡は凝集を始めて、気泡群はスパイラル状の帯を形成する。本研究ではこのような流れをスパイラル流れと呼ぶ。分散気泡流とこのような気泡群のスパイラル流れの間には両者

が同時に共存する遷移領域が観測された。

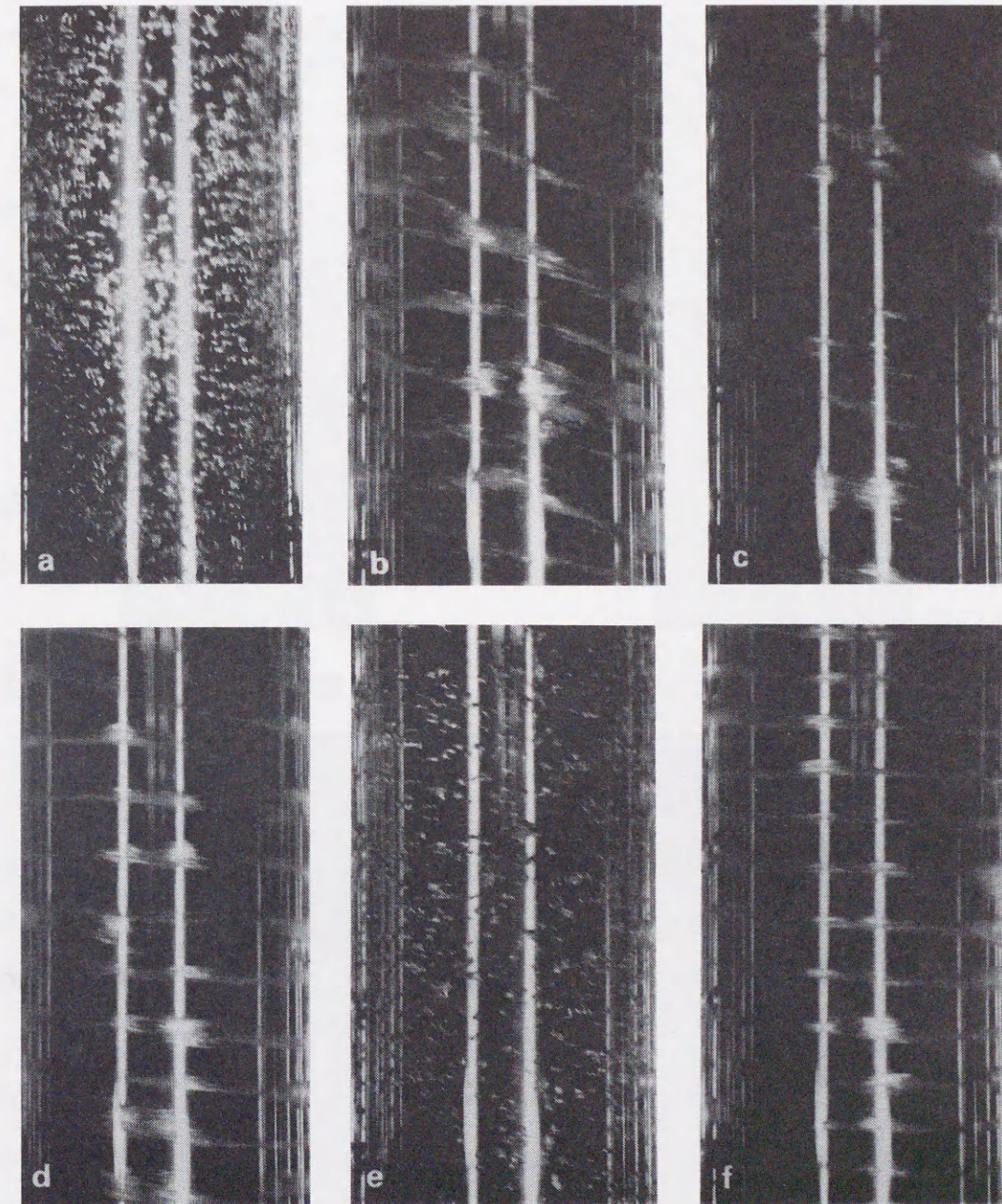
内筒の回転数が $n=400\text{rpm}$, かつ液相流束が大きい場合には, $3\sim 5\text{mm}$ の幅をもつ3本のほぼ等しいピッチのスパイラルが平行して上方へ移動する流動様式が観測された(図 4-1(b)参照). 本研究ではこの流れを3重スパイラル流れ(Triple-spiral flow, 3-Sと略称)と呼ぶ. なお, このスパイラルのピッチなどの流動形態を特徴づけるパラメータについては後述する.

次に回転数を増加させると, $3\sim 5\text{mm}$ のスパイラルの幅をほとんど変えずに3本のスパイラルは2本のほぼ等しいピッチのスパイラルへと遷移し, 3重スパイラル流れと同様に平行のまま上方へ移動する(図 4-1(c)参照). この流れを2重スパイラル流れ(Double-spiral flow, 2-Sと略称)と呼ぶ.

さらに回転数を増加させると, 前述の $3\sim 5\text{mm}$ のスパイラルの幅はほとんど変化せずに2本のスパイラルは1本のスパイラルとなる. この場合もスパイラルのピッチはほぼ等しく, 上方へ移動する(図 4-1(d)参照). この流れを1重スパイラル流れ(Single-spiral flow, 1-Sと略称)と呼ぶ.

液相流束および気相流束が前述の場合よりかなり低く, 例えば, $j_L=0.067\text{m/s}$, $j_G=0.0163\text{m/s}$ で, かつ内筒の回転数が低い場合にも, 前述の $j_L=0.268\text{m/s}$, $j_G=0.0463\text{m/s}$ の場合と同様に気泡はほぼ一様に分散して流れる. 当然, 気相流束が少ないので, 気泡の数密度は $j_G=0.0463\text{m/s}$ の場合より低い(図 4-1(e)参照).

気液各流束が同じ条件の下で, かつ回転数が比較的高い場合には, 気泡は凝集して軸方向にほぼ等しいピッチで水平のリングを形成する(図 4-1(f)参照). この流れをリング状流れ(Ring-form flow, Rと略称)と呼ぶ. この気泡が凝集した水平のリングは, 内筒が回転することによるテイラー渦によって形成されたと考えられ, このリングはお互いに平行なまま試験部の下部から上部へ流れる. このような場合には, 軸流による輸送の効果はこのテイラー渦による渦運動の効果に比べて相対的に弱いと考えられる. なお, スパイラルやリングを形成する気泡は目視では合体しているように見えるが, 高速ビデオおよび高速のシャッター速度で撮影した写真より, 合体することなく, 単に凝集して流れていることがわかった.



(a)Dispersed bubbly flow (b)Triple-spiral flow (c)Double-spiral flow
(d)Single-spiral flow (e)Dispersed bubbly flow (f)Ring-form flow

図 4-1 流動様式

4. 2. 2 スラッグ流領域

スラッグ流領域に対応する実験範囲では、内筒が回転しない場合、円管での大気泡に相当する直径 50~100mm 程度の流路周方向に扁平した大気泡と 3~10mm 程度の小気泡が混在して、環状流路内を蛇行しながら上昇する。ここではこの流動様式をスラッグ流と呼ぶこととし、図 4-2(a)にその様子が示されている。

このスラッグ流状態において内筒に回転を与えると、200rpm 以下の低い回転数では大気泡は回転の影響をほとんど受けずに蛇行しながら上昇する。一方、大気泡周囲での小気泡はその大気泡の影響を受けて蛇行するものもあるが、基本的には回転の影響を受けて斜め上方に流れる。しかし、気泡の凝集やスパイラルの形成が認められなかったのは気泡流領域と同様であった。

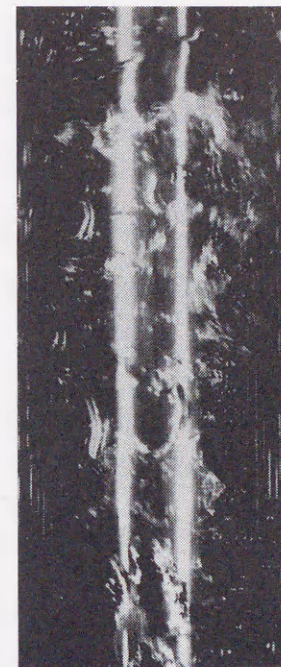
回転数が 300rpm を越えると、テイラー渦の影響が顕著となり、小気泡が帯状に集合して流れ始める。また、大気泡も回転の影響を受けて斜め上方に流れるようになる。

さらに回転数を増加させて 400rpm を超すと気泡流領域の場合と同様に小気泡群のスパイラルが形成され始める。このときの様子が図 4-2(b)に示されていて、これをスパイラルスラッグ流(Spiral-slug flow, SS と略称)と呼ぶ。このとき、大気泡は小気泡群のスパイラルの存在にも関わらず、低回転数域と同じように斜め上方に移動する。ただし、スパイラルの上昇速度よりも大気泡の上昇速度の方が速いため、形成されたスパイラルが大気泡によって持ち上げられて傾き角が一時的に大きく変動する場合もある。

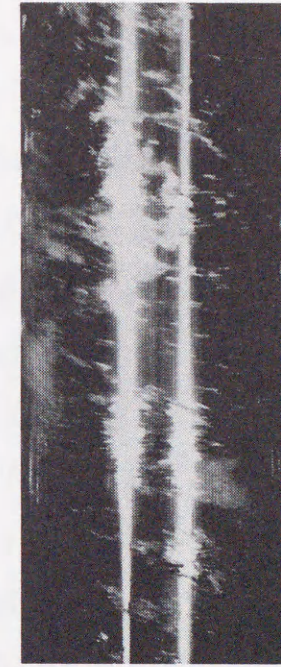
600rpm 以上の回転数では小気泡は 5~10mm 程度の幅のスパイラル状の気泡群として存在するが、大気泡は内筒の回転が速いため図 4-2(c)に示すように半周から 3/4 周程度まで周方向に引き伸ばされたようになる。これを扁平スラッグ流(Peripherally elongated slug flow, PE と略称)と呼ぶ。

回転数が 800 rpm でかつ、全容積流束が大きい場合には大気泡は回転によって周方向にさらに引き伸ばされて図 4-2(d)に示すような 100~200mm の幅のリングを形成する。一方、リング間の小気泡はやはりスパイラルを形成したままであり、リングの幅そのものはランダムである。この流れをここではリング状ス

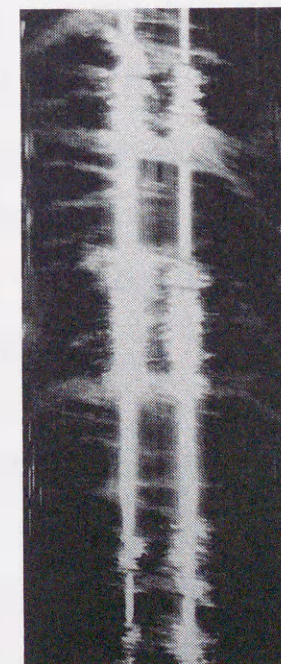
ラッグ流(Ring-form slug flow, RS と略称)と呼ぶことにする。



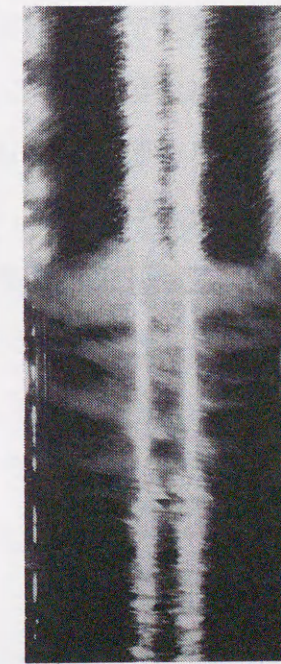
(a) Slug flow



(b) Spiral-slug flow



(c) Peripherally elongated slug flow



(d) Ring-form slug flow

図 4-2 流動様式

4. 3 流動様式マップ

4. 3. 1 気泡流領域

前述のように内筒が回転する同心二重円筒における気液二相流で見られた流動の様子を、図4-3(a)~(d)に各気相流束について縦軸に液相流束、横軸に回転数をとった流動様式マップ上に示す。ここでDは分散気泡流、3-Sは3重スパイラル流れ、2-Sは2重スパイラル流れ、1-Sは1重スパイラル流れ、Rはリング状流れを示す。また T_{DS} は分散気泡流とスパイラル流れとの遷移領域、 T_{SR} は1重スパイラル流れとリング状流れとの遷移領域を示す。

図4-3(a)(b)に示す液相流束および気相流束が比較的小さい領域では、内筒の回転が増加するにつれて流動様式は分散気泡流、1重スパイラル流れ、リング状流れへと遷移する。図4-3(c)に示す液相流束および気相流束では、流動様式は分散気泡流、2重スパイラル流れ、1重スパイラル流れ、リング状流れへと遷移する。さらに図4-3(d)に示す液相流束および気相流束が大きい場合には、流動様式は分散気泡流、3重スパイラル流れ、2重スパイラル流れ、1重スパイラル流れへと遷移する。本実験では装置の都合上実現できないが、さらに内筒の回転数を増加させるとリング状流れへと遷移していくと考えられる。

液相流束の小さい領域ではリング状流れが生じ、液相流束の大きい領域では3重スパイラル流れや2重スパイラル流れが生じている。これは液相流束の小さい領域では回転数による効果、すなわち、テイラー渦による効果の方が軸方向流れによる効果より大きいためであると考えられる。また、液相流束が大きい領域ではその逆であると考えられる。

図4-3(a)~(d)において、スパイラル流れとリング状流れとの境界線に注目して相互に比較すると気相流束 j_G の増加に伴ってほぼその量だけ上方へ移動していることがわかる。そこで、縦軸に液相流束と気相流束の合わせた全容積流束、横軸に回転数を取り、図4-3(a)~(d)の全てを1つの流動様式マップとして表したものを図4-4に示す。気泡流領域の様々な実験条件での結果は全容積流束と回転数で流動様式をうまく表現できることがわかる。図より全容積流束の比

較的小さい領域では流動様式は分散気泡流から2重スパイラル流れ、1重スパイラル流れ、リング状流れへと遷移する。全容積流束の比較的大きい領域では流動様式は分散気泡流から3重スパイラル流れ、2重スパイラル流れ、1重スパイラル流れへと遷移する。したがって、内筒が回転する同心二重円筒における気泡流領域の気液二相流では、全容積流束と内筒の回転数が重要なパラメータであると考えられる。

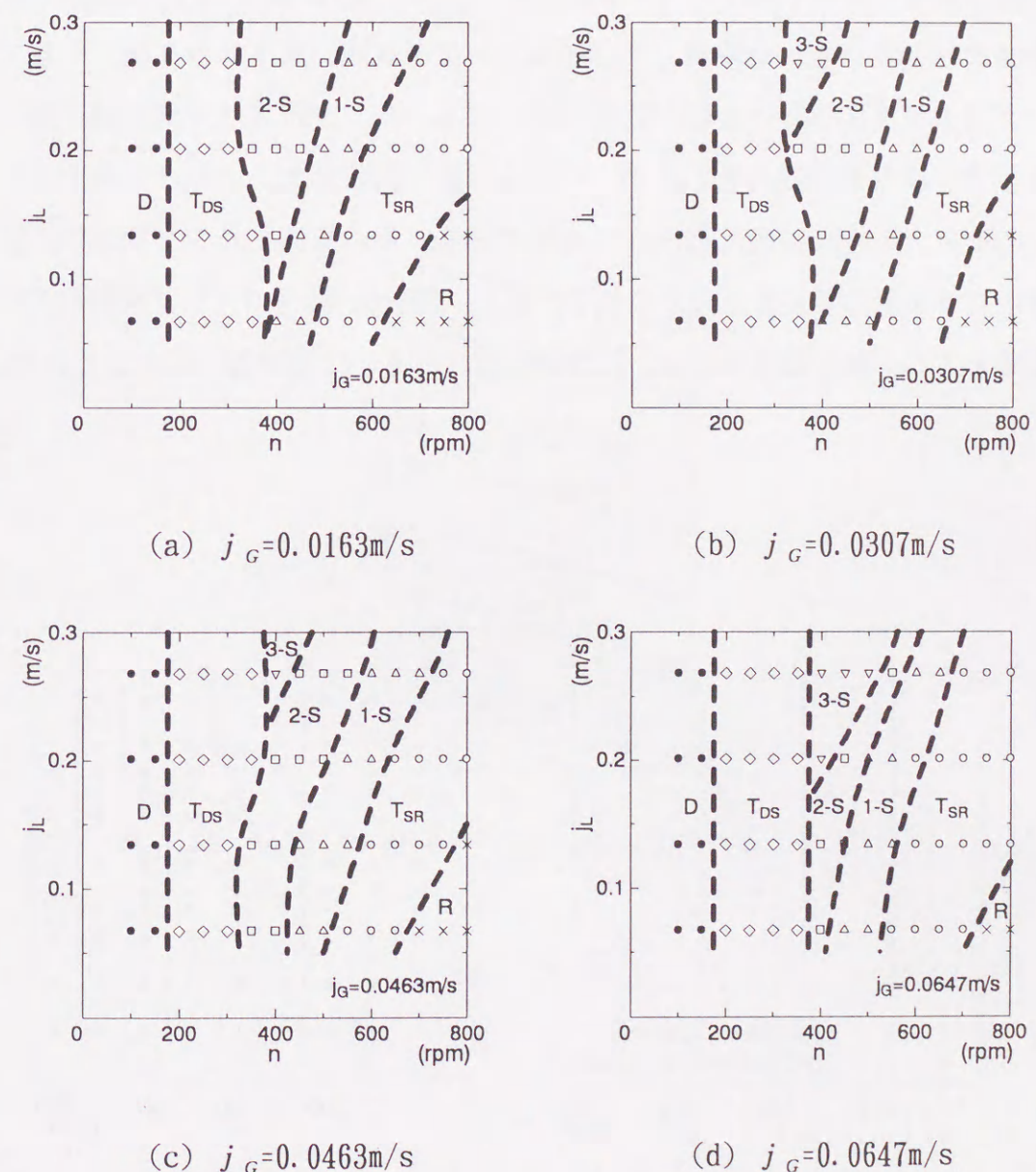


図4-3 流動様式マップ

4. 3. 2 スラッグ流領域

前節において述べたように気泡流領域では全容積流束 $j_L + j_G$ と回転数 n に対して流動様式を统一的に表すことができた。そこで、スラッグ流領域でも座標系に同じ $j_L + j_G$ と n をとった流動様式マップを図4-5に示す。この場合もスラッグ流領域の様々な実験条件での結果が1つの流動様式マップ上にうまく表されている。全容積流束 $j_L + j_G$ が比較的小さい条件では、内筒の回転数を増加させていくにつれて、流動様式はスラッグ流(S)から遷移域(T_{SS})を経て、スパイラルスラッグ流(SS)、扁平スラッグ流(PE)へと遷移する。 $j_L + j_G$ が0.4m/s以上の範囲では、流動様式はスラッグ流、遷移域、スパイラルスラッグ流、扁平スラッグ流、そしてリング状スラッグ流(RS)へと順次遷移する。なお、リング状スラッグ流領域に扁平スラッグ流が混在する場合もあるが、それらは液相流束が大きい場合でありリング状にまで大気泡が伸張しなかったためである。その意味でリング状スラッグ流は扁平スラッグ流の発展形と考えられる。なお、300rpm 近傍のスラッグ流からスパイラルスラッグ流の遷移域では、両者が時間的あるいは空間的に混在していた。

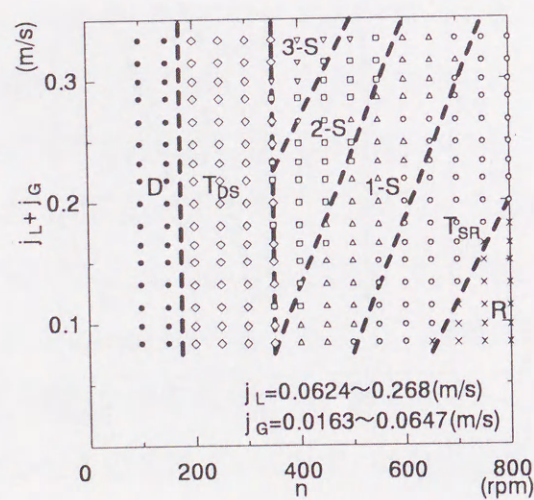


図4-4 流動様式マップ

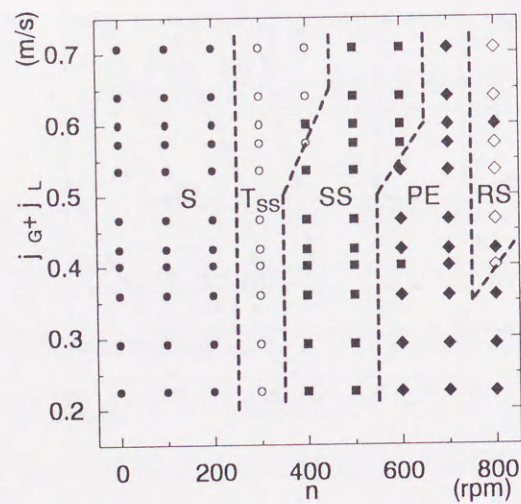


図4-5 流動様式マップ

4. 4 流動形態の特性値

巨視的に流れの様子を表現する幾何学的な特性値としては、図4-6に示すように、スパイラルのピッチ λ 、スパイラルや気泡運動の傾き角 θ 、そしてスパイラルの本数 N である。さらに、後述する環状流路の断面内の気泡分布に関連する分布係数比 K も重要な特性値である。

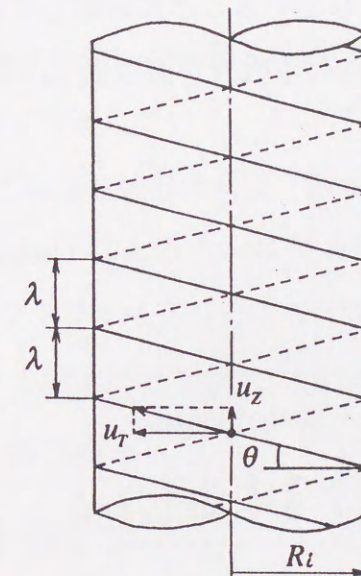


図4-6 幾何学的関係

4. 4. 1 気泡群のスパイラルのピッチ

以下の式で定義されるスパイラルの無次元ピッチ λ' を内筒の液相回転レイノルズ数に対してプロットしたものを図4-7に示す。

$$\lambda' = \frac{\lambda}{R_o - R_i} \dots\dots\dots (4-1)$$

無次元ピッチの値は4~3.2の範囲にあり、液相回転レイノルズ数が増加するにつれてわずかに減少し、気相流速が増加すると、全体的に減少する。また、軸流がない液单相流のテイラー渦の無次元ピッチは Kataoka の論文⁽²⁾より半径比0.9の本実験装置の場合、3.1である。本研究のような気液二相流でもほぼ液单相流の値に等しいことがわかる。このことは気泡がテイラー渦にトラップされて気泡のスパイラルを形成していることに対応していると考えられる。さらに、無次元ピッチはスパイラルの本数 N が整数値しか取り得ないにも関わらず、連続的に変化している。

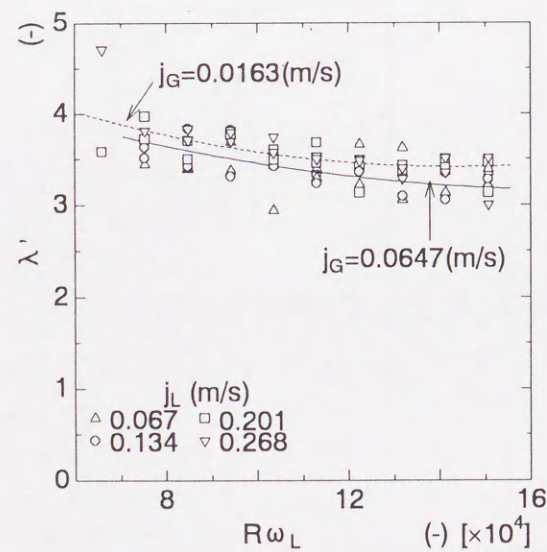


図4-7 無次元スパイラルピッチ

4. 4. 2 分布係数比

図4-6に示すように幾何学的関係からスパイラルの傾き角は以下の式で表すことができる。

$$\tan \theta = \frac{N\lambda}{2\pi R_i} \dots\dots\dots (4-2)$$

一方、気泡の移動方向やスパイラルの傾き角は軸流速度 u_z と周方向速度 u_T によって決定されると仮定すれば、幾何学的関係から以下の式で与えられることになる。

$$\tan \theta = \frac{u_z}{u_T} \dots\dots\dots (4-3)$$

ここで、 u_z と u_T は気泡の移動に直接関与する速度であり、断面内液流速分布と断面内気泡位置に密接に関連している。そこで、 u_z と u_T を以下の式で与えられるとし、式中の k_1 は気泡の軸方向速度で断面内平均流速を関係づける液相の速度の係数であり、Bankoff による Variable density model⁽⁴⁰⁾に従えば、Flow parameter の逆数、ドリフトフラックスモデル⁽⁴¹⁾に従えば、ドリフト速度 V_{Gj} を0としたときの分布パラメータ C_0 に対応し、 k_2 は気泡の周方向速度と内筒の外表面速度を関係づける係数である。

$$u_z = k_1(j_L + j_G) \dots\dots\dots (4-4)$$

$$u_T = k_2 2\pi R_i n \dots\dots\dots (4-5)$$

式(4-2)~式(4-5)より分布係数比 K を次式で定義する。

$$K \equiv \frac{k_2}{k_1} = \frac{j_L + j_G}{n\lambda N} \dots\dots\dots (4-6)$$

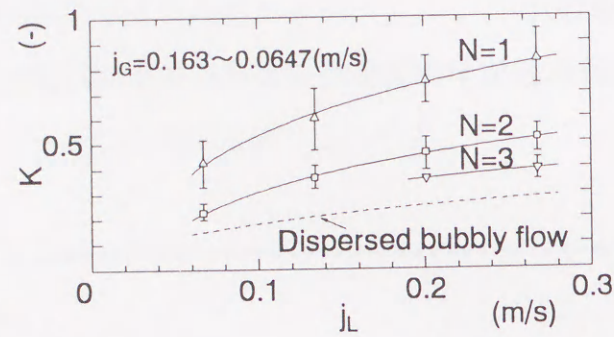


図 4-8 分布係数比

環状流路内における気泡の分布と関係している係数 K は実験結果の N と λ より計算でき、液相流束に対して図 4-8 に示す。図中の実験値は $j_G = 0.0163 \sim 0.0647 \text{ m/s}$ の平均値であり、そのばらつきを各点周りに示している。図より分布係数比 K の値はスパイラルの数 N に依存しており、同じ N の値については、 j_L の増加に伴って増加し、同じ j_L の値に対しては N の値に対して連続的ではなく、不連続に N の値の増加に伴って減少している。

一方、分散気泡流に対しても分布係数比 K を考えてみる。分散して流れる気泡の軸方向速度が以下に示すドリフトフラックスモデルで表すことができると仮定する。

$$u_z = C_0(j_L + j_G) + u_{Gj} = \left\{ C_0 + \frac{u_{Gj}}{j_L + j_G} \right\} (j_L + j_G) \dots\dots\dots (4-7)$$

$$u_{Gj} = \sqrt{2} \left\{ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{1/4} \dots\dots\dots (4-8)$$

また、後述のように分散気泡流では流路中心でボイド率が高いことから気泡は平均的に環状流路の中心に位置すると仮定すると、係数 k_2 は 0.5 であると考えられる。したがって、

$$u_T = k_2 \cdot 2\pi R_i n = 0.5 \times 2\pi R_i n \dots\dots\dots (4-9)$$

上述の式(4-7)と式(4-9)より分布係数比 K は以下のように与えられる。

$$K \equiv \frac{k_2}{k_1} = \frac{0.5}{C_0 + \frac{u_{Gj}}{j_L + j_G}} \dots\dots\dots (4-10)$$

例えば、 $j_G = 0.0307 \text{ m/s}$ 、 $C_0 = 1.0$ 、 $u_{Gj} = 0.231 \text{ m/s}$ の場合の分布係数比 K を図 4-8 に破線で示すと $N=1 \sim 3$ の値よりも小さい。つまり、分散気泡流ではスパイラルの数 N が無限大とも考えられるので、 K の値は小さいと考えられる。

4. 4. 3 スパイラルの傾き角

気泡およびスパイラルの水平からの傾き角 θ を内筒の回転数に対してプロットしたものを図 4-9 に示す。図より傾き角 θ は回転を与えると急激に減少するが、回転数の増加に伴ってその減少の割合が緩やかになる。また、分散気泡流、2重スパイラル流れ、1重スパイラル流れ、リング状流れへと流動様式が変化するに伴って傾き角 θ は不連続に変化する。

スパイラルの数 N は $N=3, 2, 1, 0$ (0 はリング状流れに対応すると考える) と階段状に変化するが、スパイラルのピッチ λ は図 4-7 に示したようにスパイラルの数に依存せずに連続的に変化する。したがって、不連続に変化するものが分布係数比 K であると考えられる。式(4.2)～式(4.10)より傾き角は以下のように与えられる。

$$\tan \theta = \frac{1}{K} \frac{j_L + j_G}{2\pi R_i n} \dots\dots\dots (4-11)$$

K の実験値を用いて計算した $\tan \theta$ の値を図 4-9 に実線で示す。実験結果の階段状に変化する傾向が計算値の実線によってうまく表されていることがわかる。

4. 5 結言

本章では気泡流領域およびスラグ流領域で観察された気液二相流の流動の形態、流動様式マップ、分布係数比などの流動形態値についての実験結果より、以下の結論が得られた。

- (1) 気泡流領域における流動の形態として、低い回転数ではほぼ均一に分散した気泡が流路軸に対して傾いて流れる分散気泡流、そして回転数を増加させると、テイラー渦流の効果によって小気泡群がらせん状の帯を形成するように集合し、このらせん状の帯が3重である3重スパイラル流れ、2重の2重スパイラル流れ、1重の1重スパイラル流れ、リングとなるリング状流れを呈した。
- (2) スラグ流における流動の形態として、低い回転数では流路周方向に扁平し

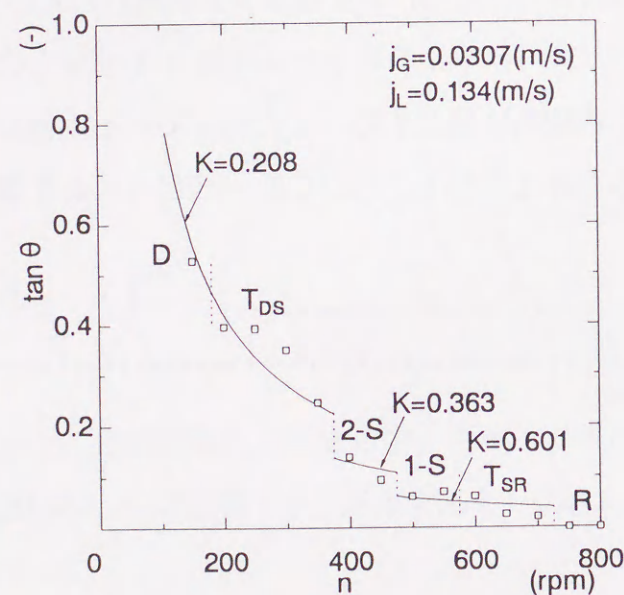


図 4-9 スパイラル・気泡の傾き角

た大気泡と小気泡が蛇行しながら上昇するスラグ流、回転数の増加に伴って気泡流領域と同様に小気泡群がスパイラルを形成するスパイラルスラグ流、大気泡が周方向に引き伸ばされたような扁平スラグ流、大気泡がさらに引き伸ばされて周方向につながったリング状スラグ流を呈した。

- (3) 気泡流領域でもスラグ流領域でも、液相流束や気相流束の個々の値の如何に関わらず、主として全容積流束と内筒の回転数で流動様式マップを構成することができた。
- (4) 気液二相流における気泡群のスパイラルの無次元ピッチは、軸流がない液单相流のものとはほぼ等しく、スパイラルの数が整数値しか取り得ないにも関わらず、連続的に変化した。このことは気泡がテイラー渦にトラップされて気泡群のスパイラルを形成していると考えられる。
- (5) 幾何学的関係から得られた分布係数比はスパイラルの数に依存し、同じ液相流束に対してはスパイラルの数の増加に伴って連続的ではなく、不連続に減少した。
- (6) 分散気泡流に対してドリフトフラックスモデルを用いて分布係数比を求めると、スパイラルの場合の実験結果よりも小さい。
- (7) 気泡およびスパイラルの傾き角は回転を与えると急激に減少するが、回転数の増加に伴ってその減少の割合が緩やかになり、流動様式によって不連続に変化した。分布係数比を用いて計算した傾き角は階段状に変化する実験結果とほぼ一致した。

第5章 テイラー渦流における気泡・粒子挙動

5.1 緒言

第4章においてテイラー渦流では気泡群はスパイラルやリングを形成することを述べたが、本章ではこれら気泡群およびそれらを構成する個々の気泡やスラグ流中の大気泡などの上昇速度について述べ、それらに及ぼす液相流束および回転数の影響について明らかにする。

5.2 気泡群のリングの上昇速度

気泡群のリングの上昇速度の測定はVTRによってビデオタイマーとともに収録された画像により行った。このリングの上昇速度を全容積流束 $j_G + j_L$ に対して気相流束ごとに図5-1に示す。この横軸の全容積流束は気液二相流において気泡の上昇速度などを表す際によく用いられるものである。図より気泡のリングの上昇速度 V_r は本実験範囲において気相流束ごとに全容積流束の増加に伴ってほぼ直線的に増加する。図中の破線は気相流束ごとに直線回帰したものである。同じ全容積流束ではリングの上昇速度は気相流束が小さいほど大きく、その差は各気相流束の差にほぼ等しい。リン

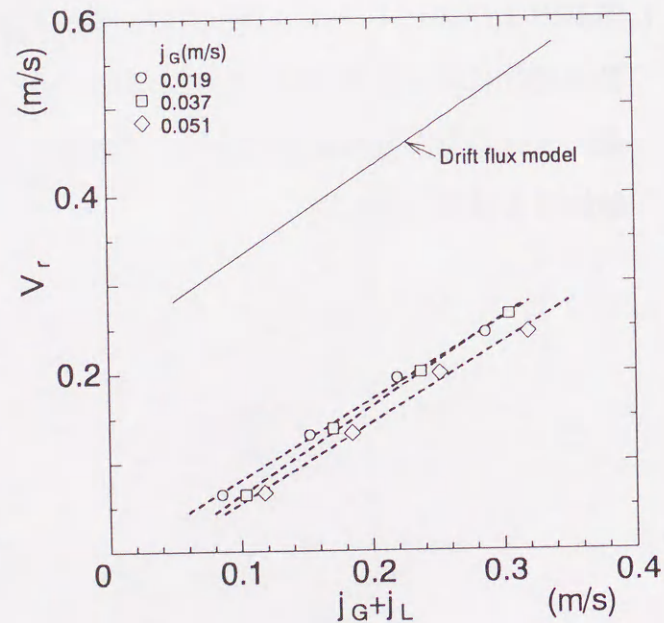


図5-1 リング上昇速度

グの上昇速度 V_r の気相流束および液相流束への影響は同じでないと考えられるが、本研究ではリング状流れが認められる範囲に限られるため、その気相流束および液相流束の影響を系統的に明確にすることは困難であるので、ここでは全容積流束 $j_G + j_L$ の関数としてリングの上昇速度 V_r を議論する。また、図中には以下に示すドリフトフラックスモデル⁽⁴¹⁾によるものを実線で示す。

$$V_r = \frac{j_G}{\alpha} = C_0(j_G + j_L) + V_{Gf} \dots \dots \dots (5-1)$$

ここでは流れ場は気泡流領域であるので分布パラメータは $C_0 = 1.0$ である。図より気泡群のリングの上昇速度はドリフトフラックスモデルによる気泡の上昇速度より小さいことがわかる。

本実験範囲における全データの上昇速度の相関式は次式で表される。

$$V_r = 0.905(j_G + j_L) - 0.202 \dots \dots \dots (5-2)$$

式(5-2)において $j_G + j_L$ の係数が1よりも小さく、定数項が負であることに注目する。第6章で述べるように、高回転での平均の気液相間のスリップ速度はほぼ0であると考えられる。この仮定がこのような流れ場で局所的に成り立ち、後述するように気泡が環状流路の内筒側に位置しているとすると、気泡群のリングの上昇速度は全容積流束より小さいと考えられる。なぜなら、内筒近くの軸流速度は環状流路の全平均速度より小さいからである。

また、気泡群のリングの上昇速度は気相速度の軸方向速度に対応しているとも考えられる。ドリフトフラックスモデルに基づいて考えると、式(5-2)の傾きは分布パラメータ C_0 に対応することになる。この場合、 $C_0 = 0.905$ であるので1より小さい。一般の管内流においてはボイド率がWall-peakの分布となるとき、この分布パラメータは1よりも小さくなることが知られている⁽⁴²⁾。今の場合、気泡の密度は水に比べて非常に小さいので、気泡に作用する向心力は内筒の方向に作用する。したがってリングを形成する気泡群は内筒寄りに偏在し、Wall-peakの分布となることに対応していると考えられる。

5.3 大気泡上昇速度

円管内スラグ流においては大気泡はその前方の大気泡のウェーク部に存在する小気泡を順次吸収しながら、あるいは大気泡周囲の液膜部を通して下方に押し流しながら進んでいき、大気泡下部のウェークでは絶えず新しい小気泡を発生させているように見える。ここで示した環状流路におけるスラグ流および回転の影響が比較的少ないスパイラルスラグ流においても同様で、テイラー渦によって生成されたスパイラル状の小気泡群と大気泡とはお互いに干渉しながら上昇しており、しかも大気泡の上昇速度はスパイラル状の小気泡群よりも速い。そこでここでは、スラグ流の特徴的な現象として大気泡の上昇速度について検討する。

大気泡の上昇速度の測定は気泡群のリングの場合と同様にVTRによってビデオタイマーとともに収録された画像により行い、数個の平均値として求めた。なお、低回転数域($n < 400$ rpm)では大気泡が蛇行し、上昇速度を明確に定義できなかった。そこで、比較的容易に上昇速度が求められる $n = 400$ rpm以上のもの

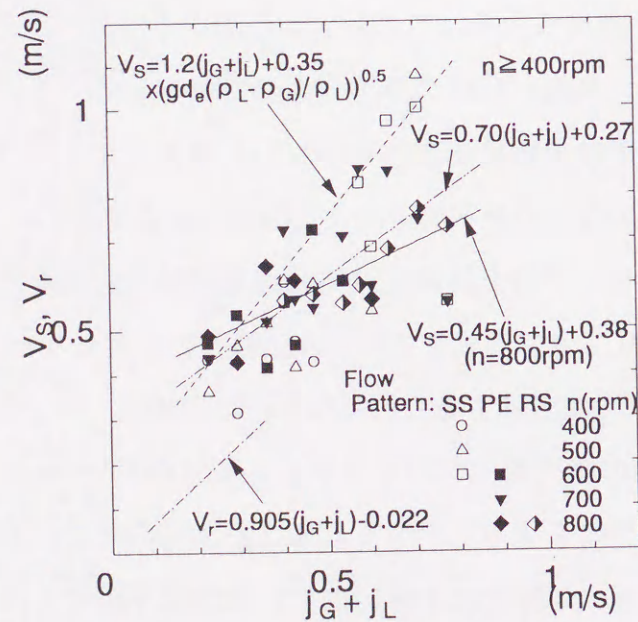


図5-2 大気泡上昇速度

について、大気泡の上昇速度を全容積流束に対してプロットしたものを流動様式および回転数ごとに記号を変えて図5-2に示している。大気泡の気液界面の同定や画像処理のタイミングにより±10%程度の測定の不確かさはあるが、気相流束が大きく、かつ、回転数が比較的少ない500~600rpmの領域では、大気泡の上昇速度 V_s は円管内スラグ流に対するNicklinら⁽⁴³⁾によって提案されている次式(5-3)による値(破線)にほぼ一致し、 $j_G + j_L$ の増加とともに直線的に増加する。

$$V_s = 1.2(j_G + j_L) + 0.35 \sqrt{gd_e (\rho_L - \rho_G) / \rho_L} \dots \dots \dots (5-3)$$

一方、高回転数域の代表として、 $n = 800$ rpmのデータのみを直線回帰したものが図中の実線である。 $n = 800$ rpmでは、大気泡の上昇速度は低回転数域のものに比べてかなり小さくなっている。なお、 $n = 700$ rpmでは上述の両方の特性を有するデータが認められた。

$j_G + j_L$ が0.5m/s程度以下では大気泡の上昇速度 V_s は式(5-3)で与えられる値と同程度であるが、 $j_G + j_L$ が0.6m/s以上では逆に V_s は全容積流束と同程度となっている。以上のように回転数によって大気泡の挙動が顕著に異なるのは、第7章で述べるようにボイド率分布が回転数に大きく影響されるためであると考えられる。なお、参考のために前節で示した気泡流領域における気泡群のリングの上昇速度 V_r を図中に一点鎖線で示しているが、これらはスラグ流領域における大気泡上昇速度よりもかなり小さい。また、図中に示す二点鎖線は第8章で述べるエネルギー損失評価に供するために、図5-2に示した $n \geq 400$ rpmの全データを直線回帰したもので次式で表される。

$$V_s = 0.70(j_G + j_L) + 0.27 \dots \dots \dots (5-4)$$

いま、スラグ流中で気相は大部分大気泡として運ばれると仮定すると、大気泡の上昇速度は気相の容積中心の上昇速度と一致することになる。さらに、気相の容積中心速度がドリフトフラックスモデル⁽⁴¹⁾、 $j_G / \alpha = C_0(j_G + j_L) + V_{Gj}$ によ

って与えられると仮定すると、速度分布とボイド率分布に関連した分布パラメータ C_0 は比較的低回転数域においては円管内スラグ流と同じく $C_0 = 1.2$ としてよいことになる。一方、高回転数域 ($n = 800 \text{rpm}$) では図 5-2 に示したように $C_0 = 0.45$ 程度まで小さくなる。円管内気泡流領域において Wall-Peak のボイド率分布のときの C_0 は 1 よりも小さいことから類推すると、本実験の回転の影響が大きい領域では、円管内スラグ流のように流路中心で高いボイド率となる分布とは異なり、ボイド率のピーク値が壁面に偏った分布になっていることが予想される。

5. 4 気泡・粒子の断面内挙動

第 3 章で示したのと同様に、実験装置(II)を用いて気泡・粒子の断面内挙動を可視化した結果について述べる。

図 5-3(a)に軸方向流れがない場合のテイラー渦流における気泡の断面内可視

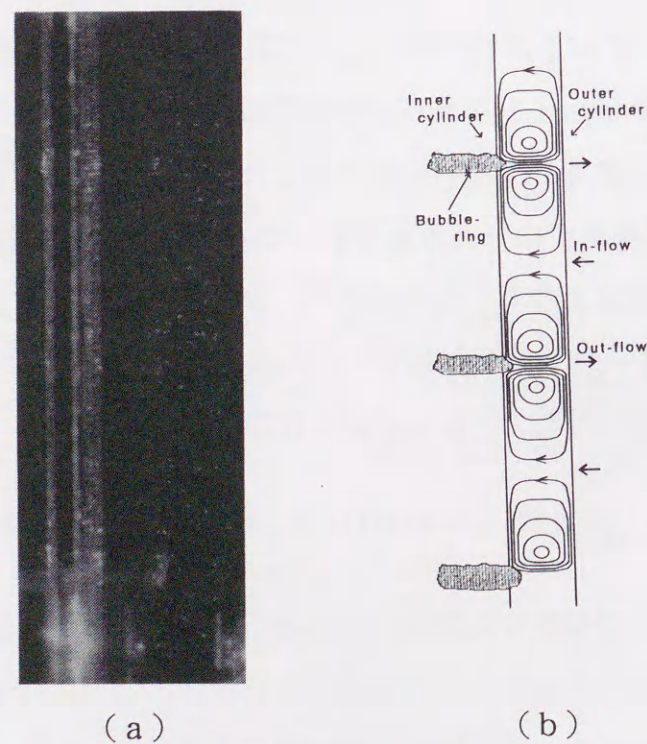


図 5-3 断面内気泡挙動 ($n = 1385 \text{rpm}$, $j_L = 0 \text{m/s}$)

化写真を、(b)には写真と VTR 画像から得られたそのスケッチを示す。図より、気泡群のリングは内筒の極近くに存在し、テイラー渦の out flow, つまり、内筒から外筒への流れの領域に位置する。また、それぞれの気泡群のリングのピッチは 1 組のテイラー渦のピッチである約 30mm と等しい。このように、気泡は 1 組のテイラー渦にトラップされ、流路断面内ではテイラー渦に沿って運動せずと同じ位置にいただけである。もし、気泡が out flow 領域の外筒の近くに位置していたとすると、気泡は in flow 領域の方向へテイラー渦とともに移動し、内筒壁で上下に分かれて out flow 領域に滞留すると考えられる。

次に、図 5-4 に軸流がない場合の液単相のテイラー渦流に等密度の粒子を混入した場合の断面内可視化結果を示す。太い軌跡は等密度の粒子のもので、細い軌跡はトレーサー粒子のものである。等密度の粒子は図の (a), (b) に示されるように断面内のある位置に滞留するのではなく、テイラー渦と一緒に周方向に回転しながら移動する。

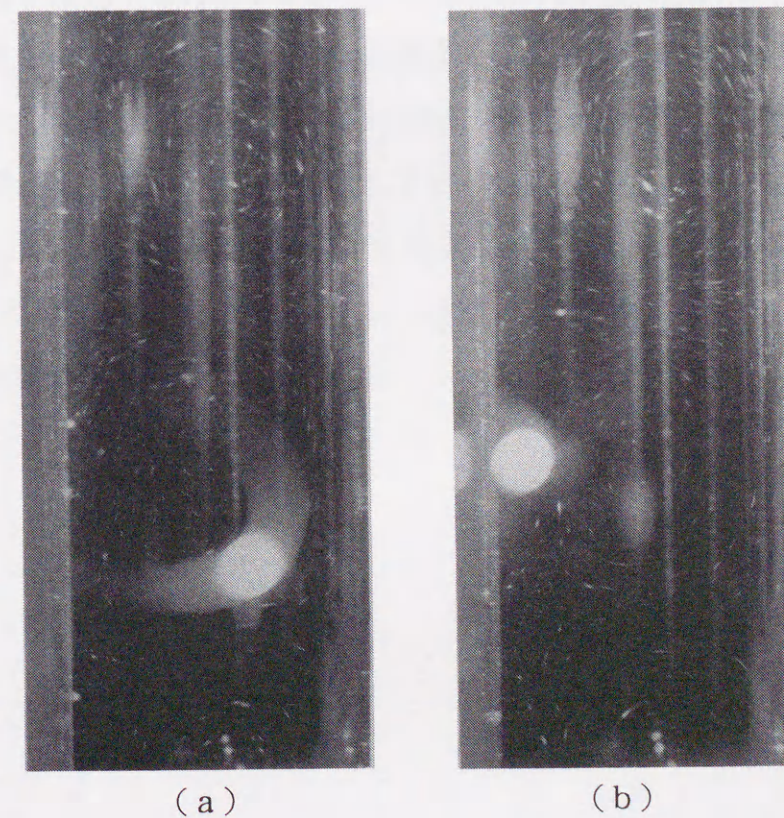


図 5-4 断面内等密度粒子挙動 ($n = 5 \text{rpm}$, $j_L = 0 \text{m/s}$)

5. 5 気泡・粒子の時間平均半径方向位置

式(5-5)で示されるような周方向の速度分布を仮定する。粒子が平均的にある半径位置 r_m で回転したとすると、1回転するのに要した時間の測定値 T より式(5-6)で周方向速度が求まる。この2つの式を等しいとおくと半径方向の位置 r_m は式(5-7)より求まる。

$$v_\theta = \frac{\kappa^2 \Omega (r^2 - R_o^2)}{r(\kappa^2 - 1)} \dots \dots \dots (5-5)$$

$$v_\theta = \frac{2\pi r_m}{T} \dots \dots \dots (5-6)$$

$$r_m = \sqrt{\frac{T \kappa^2 \Omega R_o^2}{T \kappa^2 \Omega - 2\pi(\kappa^2 - 1)}} \dots \dots \dots (5-7)$$

ここで、 v_θ : 周方向速度, κ : 内外筒比, Ω : 内筒角速度, R : 外筒半径である。

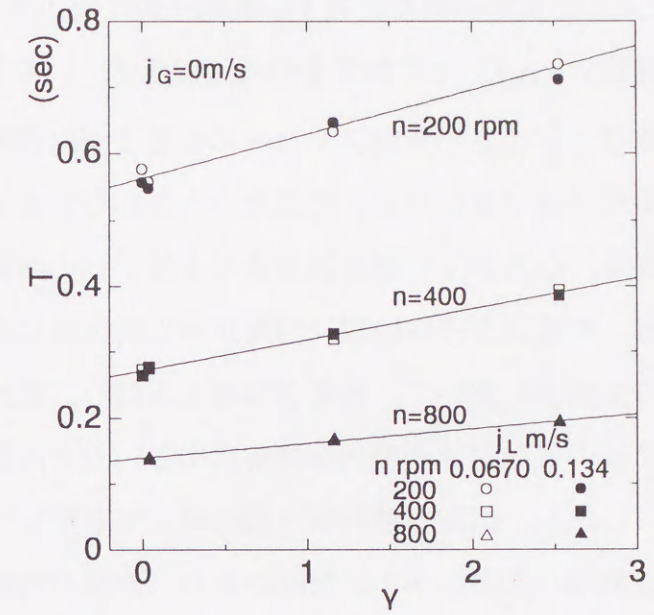


図 5-5 周期と密度比の関係

図 5-5 に実験から求めた粒子が 1 回転に要した時間つまり周期 T と粒子の流体に対する密度比 γ との関係を示す。いずれの回転数においても液相流束による差はなく、密度比の増加に伴って周期は増加し、増加の割合は回転数の増加に伴って減少する。また、いずれの密度比の粒子においても、回転数の増加に伴って周期が減少し、内筒の回転数を 2 倍、4 倍と増加させると周期は 1/2, 1/4 となる。したがって、内筒の角速度に周期が反比例することから、平均的には各粒子は液相の速度分布と同じ速度で移動し、回転数が変化してもそれぞれ同じ半径方向位置にあると考えられる。

次に、式(5-7)によって求められた各粒子の時間平均半径方向位置 r_m と粒子の流体に対する密度比 $\gamma = \rho_s / \rho_L$ との関係を図 5-6 に示す。いずれの回転数、液相流束においても密度比の小さい発泡スチロールの粒子が内筒寄りに、ほぼ等密度のポリスチレン粒子はほぼ中央に、密度比の大きいガラスビーズは外筒寄りにあることがわかる。したがって密度比の異なる粒子が 1 回転したときの平均の半径方向位置は、密度比の小さい順に内筒から外筒方向にある。これらより気液二相流の気泡流領域において、内筒が回転する同心二重円筒で見られたスパイラルやリング状の気泡群は密度比が非常に小さいので内筒に近い位置にあると考えられる。しかし、気泡もテーラー渦に伴って回転していると考えられるので、渦の中に気泡の滞留しやすい箇所があり、時間平均的にみると内筒寄りにあるのではないかと考えられる。

次に気液二相流の場合において、液单相流と同様に側壁より粒子を注入すると、粒子の流体に対する密度比の小さい発泡スチロール粒子は気泡が集まっているスパイラルの中であり、ほぼ等密度のポリスチレン粒子はスパイラルの間の液相の部分にあった。図 5-7 に気液二相流の場合の粒子の時間平均半径方向位

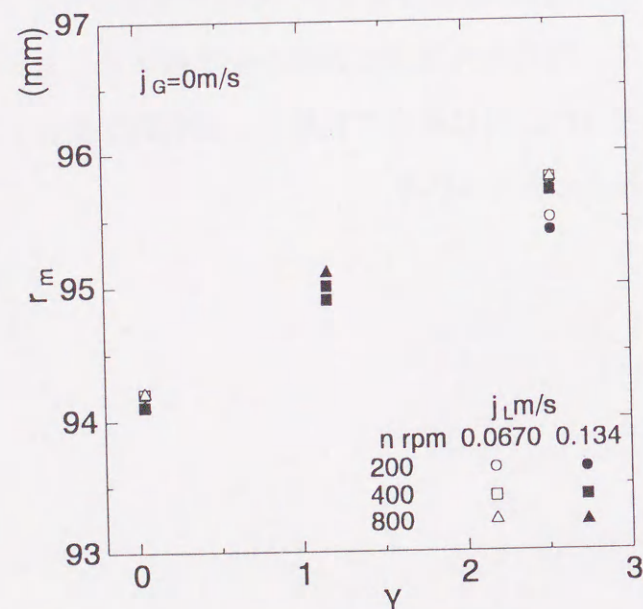


図 5-6 時間平均半径方向位置

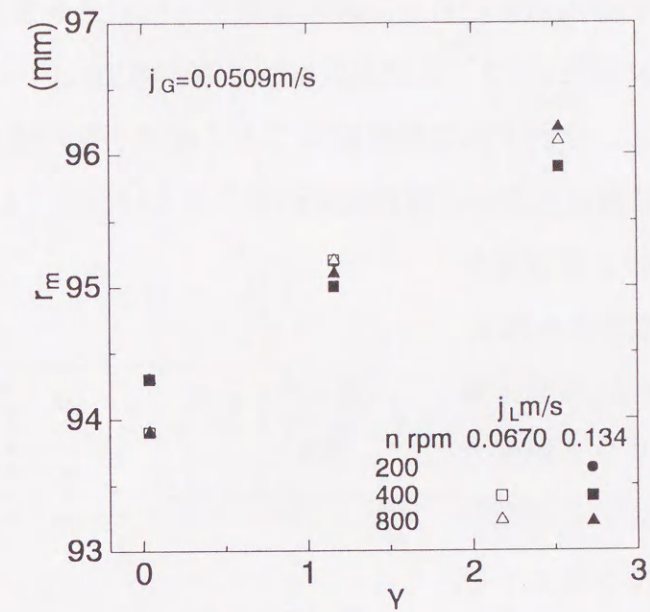


図 5-7 時間平均半径方向位置

置 r_m と密度比 γ の関係を示す。この場合も液单相流と同様に、密度比の小さい粒子は内筒寄りに、密度比の大きい粒子は外筒寄りに存在した。さらに、気液二相流の場合も液单相流の場合も密度比の大きい粒子以外はほぼ同じ位置にあるが、密度比の大きい粒子は液单相流の位置よりも外筒寄りにある。

5.6 気泡・粒子の上昇速度

ここでは、液单相流のテーラー渦流における単一固体粒子および単一気泡の上昇速度について議論する。

図 5-8 に単一気泡、発泡スチロール粒子、ポリスチレン粒子の上昇速度を回転数ごとに記号を変えて液相流束 j_L に対して示す。ここで、 $\rho = 1.2 \text{ kg/m}^3$ のデータは単一気泡のものである。それぞれの上昇速度は同じ回転数の下で液相流束の増加に伴ってほぼ直線的に増加する。この上昇速度は回転数の増加に伴って減少するが、内筒の回転数が 300 rpm を越えると液相流束に対してほぼ同じ値となる。

上述のことをより明確に示すために、液相流束ごとに記号を変えて回転数に対して示したものを図5-9に示す。上昇速度は回転数の増加に伴って、最初は増加するが急激に減少し、それぞれの液相流束ごとにほぼ一定の値を示すようになる。その一定となる値は近似的に液相流束の差の分だけシフトしている。

そこで、それぞれの上昇速度から液相流束を引いたものを図5-10に示す。この $v - j_L$ の値は気泡および粒子のドリフト速度であり、容積流束に対する気泡および粒子の相対速度を意味する。すべての粒子のドリフト速度は j_L に関係なくほぼ同じ傾向、すなわち、一度増加した後減少して一定となる傾向を有し、高回転域ではほぼ0となっている。

このドリフト速度は低回転域では粒子の密度が大きいほど小さい。一方、高回転域では逆に粒子の密度が大きいほどドリフト速度は大きい。つまり、水とほぼ等密度のポリスチレン粒子はわずかながらも正のドリフト速度となり、発泡スチロール粒子はほぼ0で、気泡はわずかに負の値となる。また、固体粒子のドリフト速度は図5-6に示した時間平均半径方向位置と同様に

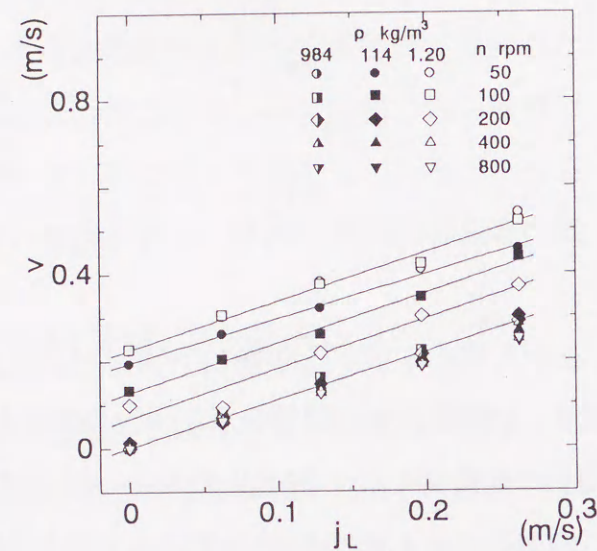


図5-8 気泡・粒子の上昇速度

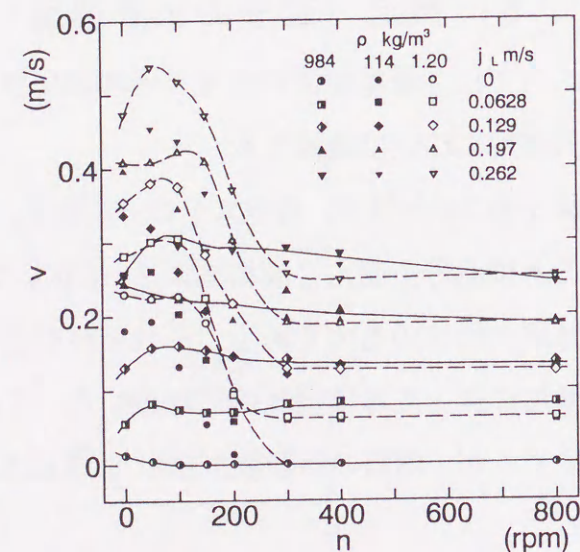


図5-9 気泡・粒子の上昇速度

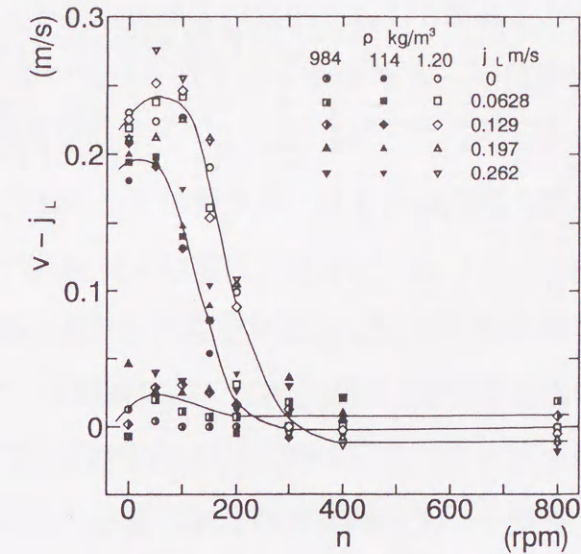


図5-10 ドリフト速度

液相の速度分布に深く関連していると考えられる。

5.7 結言

気泡群のリング、スパイラルおよびそれらを構成する個々の気泡やスラグ流中の大気泡などの上昇速度について液相流束および回転の影響について検討し、以下の結論を得た。

- (1) 気泡群のリングの上昇速度は、全容積流速の増加に伴ってほぼ直線的に増加し、ドリフトフラックスモデルによる気泡の上昇速度より小さい。
- (2) ドリフトフラックスモデルの分布パラメータに対応する係数は1より小さく、これよりリングを形成する気泡群は内筒寄りに偏在していると考えられる。
- (3) スラグ流領域の大気泡の上昇速度は全容積流束の増加に伴って直線的に増加し、回転数が比較的小さい領域ではNicklinらの式による値とほぼ一致する。しかし、高回転数領域では実験結果はNicklinらの式による値より小さい。
- (4) スラグ流領域において、高回転数域でドリフトフラックスモデルの分布パ

ラメータに対応する係数が1より小さいことから類推すると、スラグ流領域のボイド率分布はピークが流路中央でなく内壁に偏った分布になっていると考えられる。

- (5) 流路断面内の可視化観察結果より、気泡群のリングは内筒の極近くに存在し、テイラー渦の out flow, つまり、内筒から外筒への流れの領域に位置する。また、等密度粒子についてはある一定の位置に滞留するのではなく、テイラー渦と一緒に周方向へ回転しながら移動する。
- (6) 粒子の時間平均半径方向位置は、流体に対する密度比が小さい粒子ほど内筒寄りにあり、密度比が大きい粒子ほど外筒寄りにある。このことは液単相流においても気液二相流においても観測された。
- (7) 気泡・粒子の上昇速度は液相流束の増加とともにほぼ直線的に増加し、400 rpm を越すと、回転数を増加させてもほぼ一定の値を示す。それぞれの上昇速度から液相流束を引いたもの、つまり、ドリフト速度は回転数の増加の伴って一度増加した後減少して一定となり、高回転数域ではほぼ零となっている。
- (8) ドリフト速度は低回転数域では密度比の大きい粒子ほど小さく、高回転数域では逆に密度比の大きい粒子ほどドリフト速度は大きい。

第6章 粒子挙動の数値シミュレーション

6.1 緒言

ここでは、テイラー渦流中で粒子がどのような挙動をするかを数値的に検討する。既述のように、気泡流領域では液相流束 j_L の大きさによって流れ場そのものは3次元の様相を呈するが、ここでは粒子とテイラー渦の基本的な干渉を検討するための第1歩として、軸対称流と仮定して液単相流のテイラー渦のシミュレーションを行い、流れ場を求める。その後、その流れ場の中に単一粒子を置き、その粒子の軌跡を3次元的に追跡する方法を採る。

6.2 基礎方程式

6.2.1 流れ場の基礎方程式

円筒座標系 (r, θ, z) を用い、流れ場は軸対称と仮定する。流体の速度 \vec{v} を (v_r, v_θ, v_z) , 粒子速度 \vec{v}_p を $(v_{pr}, v_{p\theta}, v_{pz})$, 粒子位置 \vec{x}_p を (r_p, θ_p, z_p) , 粒子直径を d_p , 粒子体積 V を $\frac{\pi}{6} d_p^3$ とする。流体と粒子との相対速度 \vec{u}_r は次式によって与えられる。

$$\vec{u}_r = \vec{v} - \vec{v}_p = (v_r - v_{pr})\vec{i} + (v_\theta - v_{p\theta})\vec{j} + (v_z - v_{pz})\vec{k} \dots\dots\dots (6-1)$$

$$u_r = |\vec{u}_r| = \sqrt{(v_r - v_{pr})^2 + (v_\theta - v_{p\theta})^2 + (v_z - v_{pz})^2} \dots\dots\dots (6-2)$$

軸対称性を考慮に入れると $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$, $\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} = 0$ となり円筒座標系における連続の式と非圧縮粘性流体の Navier-Stokes 方程式は以下の形で与えられる。

・連続の式

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{v_r}{r} = 0 \dots\dots\dots (6-3)$$

・Navier-Stokes 方程式

r 成分

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_r^2}{r} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \nu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] \dots\dots (6-4)$$

θ 成分

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{v_r v_\theta}{r} = \nu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\theta) \right) + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2} \right] \dots\dots (6-5)$$

z 成分

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] + g \dots\dots (6-6)$$

6. 2. 2 単一粒子の運動方程式

流れ場は前述のように2次元として取り扱ったが、粒子挙動については3次元的に取り扱い、粒子の運動方程式を次式で与えた。

$$m \ddot{\mathbf{x}}_p = m \frac{d\bar{\mathbf{v}}_p}{dt} = \bar{\mathbf{F}}_D + \bar{\mathbf{F}}_L + \bar{\mathbf{F}}_G \dots\dots\dots (6-7)$$

ここで、mは粒子質量であり、右辺は第一項から順に流体抵抗、揚力、体積力である。

・流体抵抗

粒子を流れ場に混入した場合に生じる流体抵抗を次式に示す。

$$\bar{\mathbf{F}}_D = C_D \frac{1}{2} \rho A \bar{\mathbf{u}}_r |\bar{\mathbf{u}}_r| \dots\dots\dots (6-8)$$

ここで、抵抗係数 C_D と粒子レイノルズ数 R_d の関係で比較的良好に使用される Schiller&Nauman⁽⁴⁴⁾ の式から C_D は次のように定義される。

$$C_D = \begin{cases} = 24(1 + 0.15 R_d^{0.687}) / R_d & (R_d \leq 1000) \\ = 0.4 & (1000 < R_d < 2 \times 10^5) \end{cases} \dots\dots\dots (6-9)$$

$$R_d = \frac{u_r d_p}{\nu} \dots\dots\dots (6-10)$$

・揚力

粒子は流体の粘性によって回転する。その回転によって生じる揚力を次式に示す。

$$\bar{\mathbf{F}}_L = C_L \frac{1}{2} \rho A |\bar{\mathbf{u}}_r| \frac{\bar{\mathbf{u}}_r \times \bar{\boldsymbol{\omega}}_r}{|\bar{\boldsymbol{\omega}}_r|} \dots\dots\dots (6-11)$$

ここで、粒子の揚力係数 C_L は速度比 $\Gamma \left(= \frac{d_p \omega_r}{2u_r} \right)$ 、粒子の流体に対する相対角速度 $\bar{\boldsymbol{\omega}}_r$ は粒子の角速度 $\bar{\boldsymbol{\omega}}$ によって次のように定義される。

$$C_L = \begin{cases} 0.5\Gamma & (\Gamma \leq 1) \\ 0.5 & (\Gamma > 1) \end{cases} \dots\dots\dots (6-12)$$

$$\bar{\boldsymbol{\omega}}_r = \bar{\boldsymbol{\omega}} - \frac{1}{2} \nabla \times \bar{\mathbf{u}} \dots\dots\dots (6-13)$$

・体積力

内筒が θ 方向に角速度 Ω で回転する流れ場へ粒子を混入した場合、粒子は半径方向には向心力を生じる。また、鉛直方向には粒子の流体に対する密度差に

よる重力の影響を受ける。それらを次式で与える。

$$\vec{F}_G = -m \frac{\bar{v}_p^2}{r_p} \vec{i} - m \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) g \vec{k} \dots\dots\dots (6-14)$$

・粒子の回転による回転減衰

流体の粘性により粒子は回転し、回転運動によって粒子は揚力を生じる。粒子の回転運動に対して数値的な抑制を加えなければ粒子の角速度つまり粒子の自転は増加し続ける。そのことを考慮するために粒子の回転減衰方程式を次式で与える⁽⁴⁵⁾。

$$I \frac{d\vec{\omega}}{dt} = -C_f \frac{1}{2} \rho_p \left(\frac{d_p}{2}\right)^5 |\vec{\omega}_r| \vec{\omega}_r \dots\dots\dots (6-15)$$

$$I = \frac{8}{15} \pi \rho_p \left(\frac{d_p}{2}\right)^5 \dots\dots\dots (6-16)$$

$$C_f = \frac{C_1}{\sqrt{R\omega}} + \frac{C_2}{R\omega} + C_3 \dots\dots\dots (6-17)$$

ここで、 C_f は粒子の相対回転レイノルズ数 $R\omega \left(= \frac{d_p^2 \omega}{4\nu}\right)$ で与えられる関数で

あり、各々の係数は表 6-1 のとおりである。

表 6-1 相対回転レイノルズ数と係数の関係

| $R\omega$ | C_1 | C_2 | C_3 |
|-------------------------|-------|---------|--------|
| $R\omega \leq 1$ | 0 | 16π | 0 |
| $1 < R\omega \leq 10$ | 0 | 16π | 0.0418 |
| $10 < R\omega \leq 20$ | 5.32 | 37.2 | 0 |
| $20 < R\omega \leq 50$ | 6.44 | 32.2 | 0 |
| $50 < R\omega \leq 100$ | 6.45 | 32.1 | 0 |

以上から単一粒子の運動方程式は次のようになる。

r 成分

$$m \frac{dv_{pr}}{dt} = KmC_D |\vec{u}_r| (v_r - v_{pr}) + KmC_L \frac{v_\theta \omega_{rz} - v_z \omega_{r\theta}}{|\vec{\omega}_r|} (v_r - v_{pr}) - m \frac{v_{pr}^2}{r} \dots\dots\dots (6-18)$$

θ 成分

$$m \frac{dv_{p\theta}}{dt} = KmC_D |\vec{u}_r| (v_\theta - v_{p\theta}) + KmC_L \frac{v_r \omega_{rz} - v_\theta \omega_{rr}}{|\vec{\omega}_r|} (v_\theta - v_{p\theta}) \dots\dots\dots (6-19)$$

z 成分

$$m \frac{dv_{pz}}{dt} = KmC_D |\vec{u}_r| (v_z - v_{pz}) - KmC_L \frac{v_r \omega_{rz} - v_z \omega_{rr}}{|\vec{\omega}_r|} (v_z - v_{pz}) - m \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) g \dots\dots\dots (6-20)$$

ここで、 K は次式より得られる。

$$\frac{1}{2} \rho A = \left(\frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{d_p}{d_p}\right) \left(\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p\right) = Km \dots\dots\dots (6-21)$$

6. 3 計算モデル

本数値シミュレーションで用いたものは、Hirt らの開発した非圧縮性流体の Navier-Stokes 方程式の 2次元差分計算コード SOLA⁽⁴⁶⁾である。

計算モデルは図 6-1 のような同心二重円筒であり、内筒は周方向に角速度 Ω で回転する。計算格子は図 6-1 に示す $r-z$ 平面であり、図 6-2 のように半径方向と鉛直方向にそれぞれ 12 個と 502 個の格子を有し、計算対象領域を囲むような仮想メッシュ(斜線部)を有する。なお、この仮想メッシュは計算対象領域にお

ける境界条件(壁面速度)を定義するために用いられる。

SOLA における各計算格子は図 6-3のようなスタガード格子であり, 流体の圧力は格子中心に, 流体の水平, 垂直の各速度成分は格子の右面と上面に位置づけられる。また格子のアスペクト比($\Delta r / \Delta z$)は1とする。

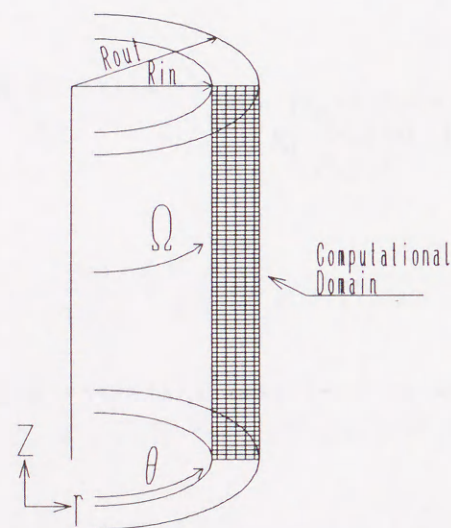


図 6-1 計算モデル

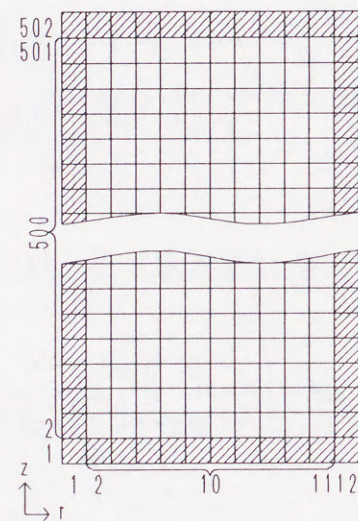


図 6-2 計算格子

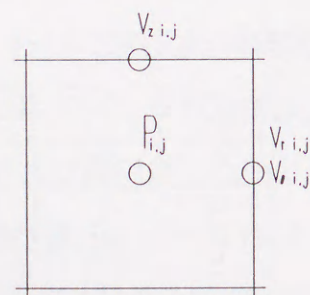


図 6-3 スタガード格子

6. 4 計算手法, 境界条件および計算条件

6. 4. 1 計算手法

本研究では内筒が回転するために計算領域に対して θ 方向の速度成分を有し, 本来の 2 次元の SOLA コードでは解析できない。そこで, θ 方向の流れを解析できるように SOLA コードを改良し, 擬似的に 3 次元の速度場を解く。

SOLA コードで用いる差分近似は, 連続の式に対しては 1 次精度の後退差分近似を, Navier-Stokes 方程式の時間項には 1 次精度の前進差分近似, 圧力項と粘性項には 2 次精度の中心差分, 対流項には 2 次精度の完全風上差分近似を用いている。その差分方程式を以下に示す。なお, 上付けの添字は時間ステップを示し, 下付けの添字はセル位置を示す。

・連続の式

$$\frac{1}{\Delta r} (v_{r,ij}^{n+1} - v_{r,i-1,j}^{n+1}) + \frac{1}{\Delta z} (v_{z,ij}^{n+1} - v_{z,ij-1}^{n+1}) + \frac{1}{2(R_{in} + \Delta r(i-1))} (v_{r,ij}^{n+1} + v_{r,i-1,j}^{n+1}) = 0$$

..... (6-22)

・Navier-Stokes 方程式

r 方向

$$v_{r,ij}^{n+1} = v_{r,ij}^n + \Delta t \left\{ \frac{1}{\Delta r} (p_{ij}^n - p_{i+1,j}^n) - FUR - FUZ - FUC + FUN + VISR \right\}$$

..... (6-23)

θ 方向

$$v_{\theta,ij}^{n+1} = v_{\theta,ij}^n + \Delta t \{ -FWR - FWZ - FWC + VIS\theta \}$$

..... (6-24)

z 方向

$$v_{z,ij}^{n+1} = v_{z,ij}^n + \Delta t \left\{ \frac{1}{\Delta z} (p_{ij}^n - p_{ij+1}^n) + g - FVR - FVZ - FVC + VISZ \right\} \dots \dots \dots (6-25)$$

ここで、対流項は次のように定義される。

r 成分

$$FUR = \frac{1}{4\Delta r} \left\{ (v_{r,ij} + v_{r,i+1,j})^2 + |v_{r,ij} + v_{r,i+1,j}| (v_{r,ij} - v_{r,i+1,j}) - (v_{r,i-1,j} + v_{r,ij})^2 - |v_{r,i-1,j} + v_{r,ij}| (v_{r,i-1,j} - v_{r,ij}) \right\} \dots \dots \dots (6-26)$$

$$FUZ = \frac{1}{4\Delta z} \left\{ (v_{z,ij} + v_{z,i+1,j})(v_{r,ij} + v_{r,i+1,j}) + |v_{z,ij} + v_{z,i+1,j}| (v_{r,ij} - v_{r,i+1,j}) - (v_{z,ij-1} + v_{z,i+1,j-1})(v_{r,ij-1} + v_{r,ij}) - |v_{z,ij-1} + v_{z,i+1,j-1}| (v_{r,ij-1} - v_{r,ij}) \right\} \dots \dots \dots (6-27)$$

$$FUC = \frac{1}{8\Delta r(i-1)} \left\{ (v_{r,ij} + v_{r,i+1,j})^2 + (v_{r,i-1,j} + v_{r,ij})^2 + |v_{r,ij} + v_{r,i+1,j}| (v_{r,ij} - v_{r,i+1,j}) + |v_{r,i-1,j} + v_{r,ij}| (v_{r,i-1,j} - v_{r,ij}) \right\} \dots \dots \dots (6-28)$$

$$FUN = \frac{v_{\theta,ij}^2}{R_m + \Delta r(i-1)} \dots \dots \dots (6-29)$$

θ 成分

$$FWR = \frac{1}{4\Delta r} \left\{ (v_{r,ij} + v_{r,i+1,j})(v_{\theta,ij} + v_{\theta,i+1,j}) + |v_{r,ij} + v_{r,i+1,j}| (v_{\theta,ij} - v_{\theta,i+1,j}) - (v_{r,i-1,j} + v_{r,i+1,j+1})(v_{\theta,i-1,j} + v_{\theta,ij}) - |v_{r,i-1,j} + v_{r,i+1,j+1}| (v_{\theta,i-1,j} - v_{\theta,ij}) \right\} \dots \dots \dots (6-30)$$

$$FWZ = \frac{1}{4\Delta z} \left\{ (v_{z,ij} + v_{z,i+1,j})(v_{\theta,ij} + v_{\theta,i+1,j}) + |v_{z,ij} + v_{z,i+1,j}| (v_{\theta,ij} - v_{\theta,i+1,j}) - (v_{z,ij-1} + v_{z,i+1,j-1})(v_{\theta,ij-1} + v_{\theta,ij}) - |v_{z,ij-1} + v_{z,i+1,j-1}| (v_{\theta,ij-1} - v_{\theta,ij}) \right\} \dots \dots \dots (6-31)$$

$$FWC = \frac{1}{8(R_m + \Delta r(i-1.5))} \left\{ (v_{r,ij} + v_{r,i+1,j})(v_{\theta,ij} + v_{\theta,i+1,j}) + (v_{r,i-1,j} + v_{r,i+1,j+1})(v_{\theta,i-1,j} + v_{\theta,ij}) + |v_{r,ij} + v_{r,i+1,j}| (v_{\theta,ij} - v_{\theta,i+1,j}) + |v_{r,i-1,j} + v_{r,i+1,j+1}| (v_{\theta,i-1,j} - v_{\theta,ij}) \right\} \dots \dots \dots (6-32)$$

z 成分

$$FVR = \frac{1}{4\Delta r} \left\{ (v_{r,ij} + v_{r,i+1,j})(v_{z,ij} + v_{z,i+1,j}) + |v_{r,ij} + v_{r,i+1,j}| (v_{z,ij} - v_{z,i+1,j}) - (v_{r,i-1,j} + v_{r,i+1,j+1})(v_{z,i-1,j} + v_{z,ij}) - |v_{r,i-1,j} + v_{r,i+1,j+1}| (v_{z,i-1,j} - v_{z,ij}) \right\} \dots \dots \dots (6-33)$$

$$FVZ = \frac{1}{4\Delta z} \left\{ (v_{z,ij} + v_{z,i+1,j})^2 + |v_{z,ij} + v_{z,i+1,j}| (v_{z,ij} - v_{z,i+1,j}) - (v_{z,ij-1} + v_{z,ij})^2 - |v_{z,ij-1} + v_{z,ij}| (v_{z,ij-1} - v_{z,ij}) \right\} \dots \dots \dots (6-34)$$

$$FVC = \frac{1}{8(R_m + \Delta r(i-1.5))} \left\{ (v_{r,ij} + v_{r,i+1,j})(v_{z,ij} + v_{z,i+1,j}) + (v_{r,i-1,j} + v_{r,i+1,j+1})(v_{z,i-1,j} + v_{z,ij}) + |v_{r,ij} + v_{r,i+1,j}| (v_{z,ij} - v_{z,i+1,j}) + |v_{r,i-1,j} + v_{r,i+1,j+1}| (v_{z,i-1,j} - v_{z,ij}) \right\} \dots \dots \dots (6-35)$$

また、粘性項は次のように定義される。

r 成分

$$VISR = \nu \left\{ \frac{1}{\Delta r^2} (v_{r,i+1,j} - 2v_{r,ij} + v_{r,i-1,j}) + \frac{1}{\Delta z^2} (v_{r,i+1,j} - 2v_{r,ij} + v_{r,i-1,j}) + \frac{1}{2\Delta r(R_m + \Delta r(i-1))} (v_{r,i+1,j} - v_{r,i-1,j}) - \frac{v_{r,ij}}{(R_m + \Delta r(i-1))^2} \right\} \dots \dots \dots (6-36)$$

θ成分

$$VIS\theta = v \left\{ \frac{1}{\Delta r^2} (v_{\theta i+1,j} - 2v_{\theta i,j} + v_{\theta i-1,j}) + \frac{1}{\Delta z^2} (v_{\theta i,j+1} - 2v_{\theta i,j} + v_{\theta i,j-1}) + \frac{v_{\theta i+1,j} - v_{\theta i-1,j}}{2\Delta r(R_m + \Delta r(i-1))} - \frac{v_{\theta i,j}}{(R_m + \Delta r(i-1))^2} \right\} \dots\dots\dots (6-37)$$

z成分

$$VISZ = v \left\{ \frac{1}{\Delta r^2} (v_{z i+1,j} - 2v_{z i,j} + v_{z i-1,j}) + \frac{1}{\Delta z^2} (v_{z i,j+1} - 2v_{z i,j} + v_{z i,j-1}) + \frac{1}{2\Delta r(R_m + \Delta r(i-1.5))} (v_{z i+1,j} - v_{z i-1,j}) \right\} \dots\dots\dots (6-38)$$

・流れ場の収束計算

時間ステップ n の速度と圧力を与え、式(6-24)(6-26)から時間ステップ $n+1$ での速度 \bar{v} を求める。その速度を次式に代入して、発散 D を求める。

$$D = \frac{1}{\Delta r} (v_{r i,j}^{n+1} - v_{r i-1,j}^{n+1}) + \frac{1}{\Delta z} (v_{z i,j}^{n+1} - v_{z i,j-1}^{n+1}) + \frac{1}{2\Delta r(i-1.5)} (v_{r i,j}^{n+1} + v_{r i-1,j}^{n+1}) \dots\dots\dots (6-39)$$

もし、 $|D|$ が与えられた値以下でなければ圧力の値を以下の値 δP を用いて修正して、再び \bar{v} の値を求め、式(6-39)に代入してその値の適否を調べる。

$$\delta P = - \frac{\omega D}{2 \Delta t \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right)} \dots\dots\dots (6-40)$$

$$P^{n+1} = P^n + \delta P \dots\dots\dots (6-41)$$

$$\bar{v}^{n+1} = \bar{v}^n - \Delta t \nabla \delta P \dots\dots\dots (6-42)$$

ここで、 ω は加速因子と呼ばれ、 $1 < \omega < 2$ の値である。なお、本計算では $\omega = 1.8$ 、 $\varepsilon = 5 \times 10^{-3}$ とした。

・粒子の計算

粒子の挙動の計算に関しては、ラグランジェ型と呼ばれる粒子追跡型理論の One-way method を用いた⁽⁴⁵⁾。One-way method とは粒子と流体の相互作用を無視したもので、流体運動は既知とし、その中を移動する粒子だけに注目する。したがって、流体の速度分布や乱れ構造が粒子による影響を受けないと仮定されるので、粒子に働く抵抗や揚力などの流体力を考慮した運動方程式を解けばよいことになる。

6. 4. 2 境界条件・計算条件

流体の流れ場の左右の壁面(内筒, 外筒壁面上)に対する境界条件は non-slip とした。上壁面に対しては流出条件を用いた。下壁面に対しては non-slip とした。

粒子が壁面と衝突する場合に粒子は形状を変形させずに壁面において完全弾性衝突を起こすと仮定した。つまり、時間ステップ n の粒子の半径方向速度の符号を逆転させ、時間ステップ $n+1$ の粒子の半径方向速度として与えた。

周方向速度は内筒壁面上に与えられた所定の角速度 Ω に対する速度を、外筒壁面上には 0 を与え、その間は近似的に直線分布とした。

粒子形状は変形しない球形とし、粒子を安定した流れ場へ混入する場合の初速度はその場の流体の速度とした。

以上の条件を表6-2にまとめる.

表6-2 計算条件

| | |
|---------------|----------------------------|
| 内筒半径 | 0.09[m] |
| 外筒半径 | 0.10[m] |
| 格子アスペクト比 | 1 |
| 内筒回転数 | 0~800[rpm] |
| 流体密度 | 1000.0[kg/m ³] |
| (粒子密度)/(流体密度) | 0.1~2.0 |
| 粒子直径 | 1.0×10 ⁻³ [m] |
| 粒子形状 | 変形しない球形 |

6.5 テイラー渦流

まず, 粒子を入れる前の液単相流のテイラー渦の数値シミュレーション結果を図6-4~9に示す. 本計算における臨界テイラー数 $Ta_c = 1920$ ($R\omega = 3.02 \times 10^2$) に対応する内筒の回転数は $n=1.4$ rpm である. 図6-4はその臨界テイラー数を越えてテイラー渦ができたときの場合であり, テイラー渦の無次元ピッチ $\lambda' (= \lambda/d)$ は 2.0 で, 流線の疎密はどの渦においてもほぼ同じである. 回転数が増加すると, 図6-5のように流線の疎密が現れる. なお, 密な流線を持つ渦の上側が in flow, 下側が out flow である. このときの無次元ピッチ λ' は 1.96 である. さらに回転数を $n=50$ rpm まで増加させると, 流線の疎密ができたまま, 無次元ピッチ λ' が 3.21 まで大きくなる. また, 図6-7~6-9に示すように, 回転数の増加に伴って無次元ピッチは 4.32, 5.71, 7.43 と増加する.

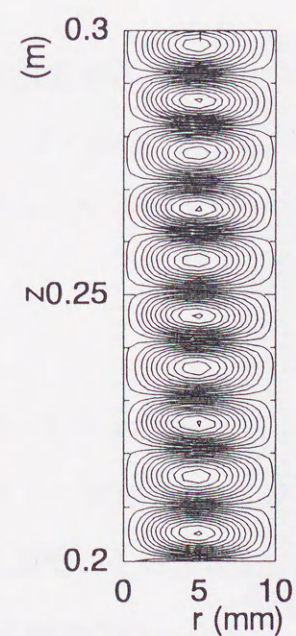


図6-4 計算結果
($n=1.8$ rpm)
($R\omega = 3.88 \times 10^2$)

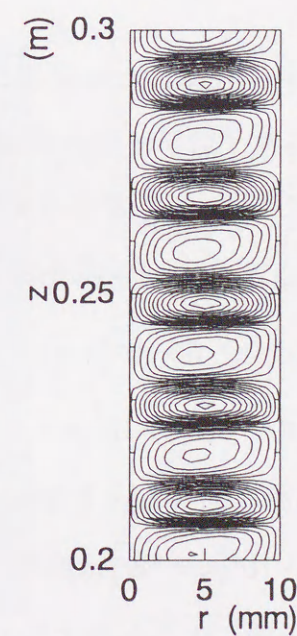


図6-5 計算結果
($n=18$ rpm)
($R\omega = 3.88 \times 10^3$)

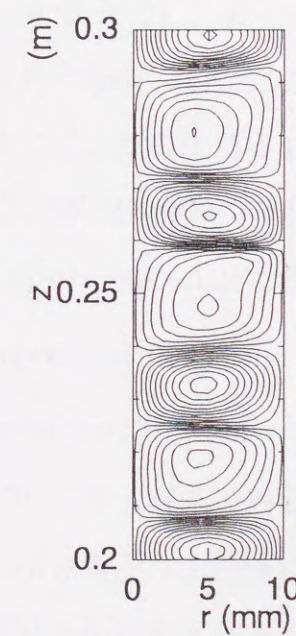


図6-6 計算結果
($n=50$ rpm)
($R\omega = 1.08 \times 10^4$)

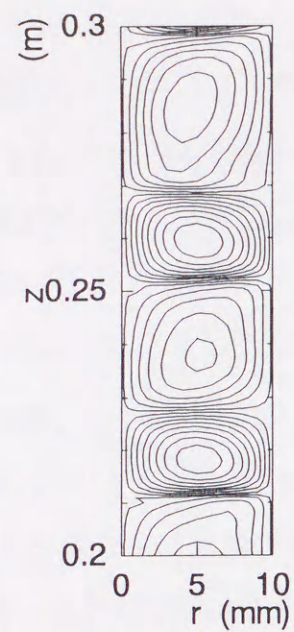


図 6-7 計算結果
($n=100rpm$)
($R\omega = 2.16 \times 10^4$)

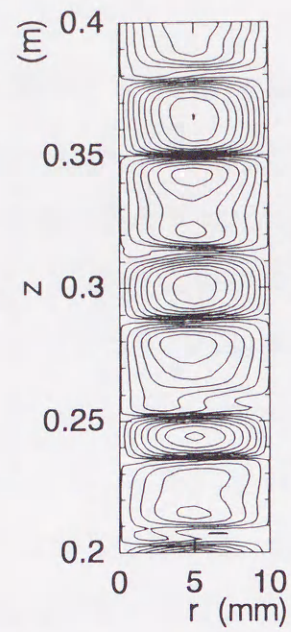


図 6-8 計算結果
($n=200rpm$)
($R\omega = 4.31 \times 10^4$)

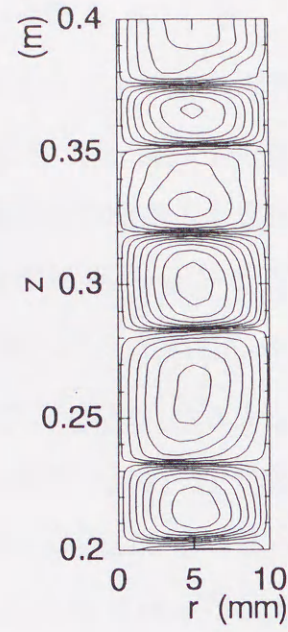


図 6-9 計算結果
($n=400rpm$)
($R\omega = 8.62 \times 10^4$)

6. 6 粒子挙動

ここでは、前節で得られた十分発達した各流速分布に流体に対する密度比の異なる粒子を混入した場合の各粒子のテイラー渦流での挙動について述べる。

まず、粒子の流体に対する密度比 ρ_p/ρ_f が 0.5 の場合について、回転レイノルズ数が $R\omega = 3.88 \times 10^2 (n = 1.8rpm)$, $R\omega = 3.88 \times 10^3 (n = 18rpm)$,

$R\omega = 1.08 \times 10^4 (n = 50rpm)$, $R\omega = 2.16 \times 10^4 (n = 100rpm)$,

$R\omega = 4.31 \times 10^4 (n = 200rpm)$, $R\omega = 8.62 \times 10^4 (n = 400rpm)$ の場合の粒子の $r-z$

断面内の挙動と $\theta-z$ 平面の挙動を図 6-10~6-15 に示す。図 6-10 の臨界テイラー数を越えた直後の $R\omega = 3.88 \times 10^2 (n = 1.8rpm)$ の場合では、流体と粒子の密度差から生じる浮力の方がテイラー渦によるものより大きく、テイラー渦の影響をほとんど受けずに直線的に上昇する。回転レイノルズ数が増加して

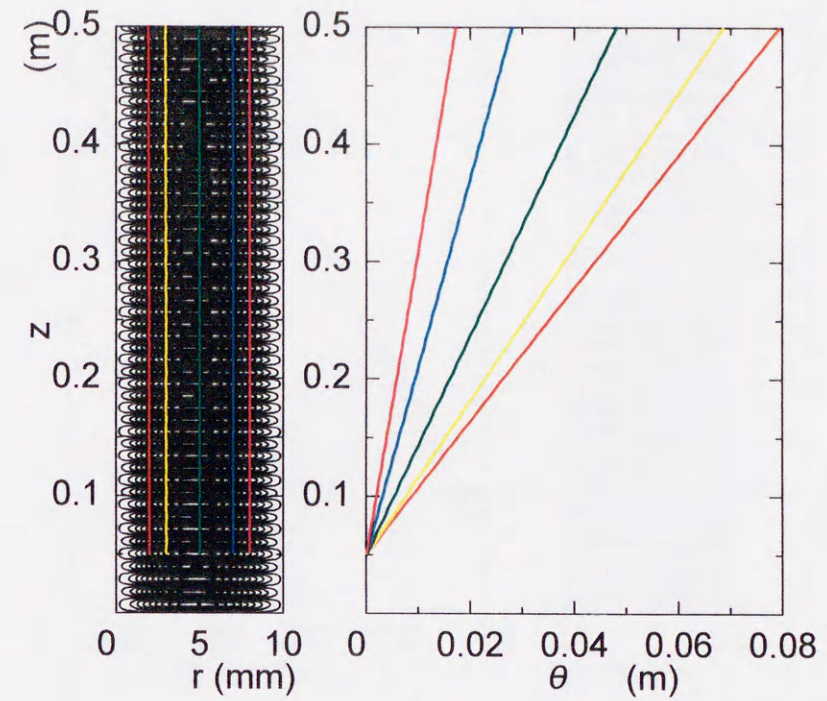


図 6-10 粒子の軌跡 ($R\omega = 3.88 \times 10^2 [n = 1.8rpm]$)

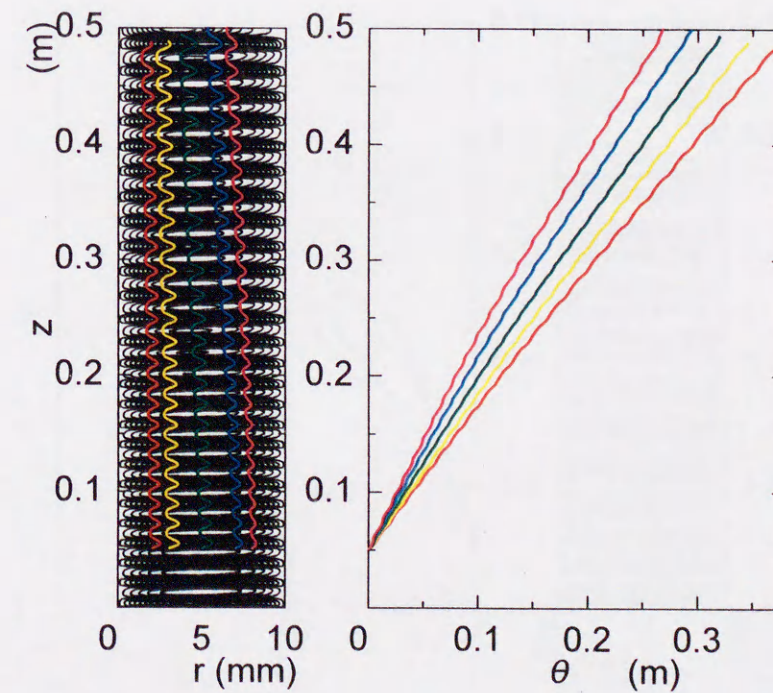


図 6-11 粒子の軌跡 ($R\omega = 3.88 \times 10^3 [n = 18rpm]$)

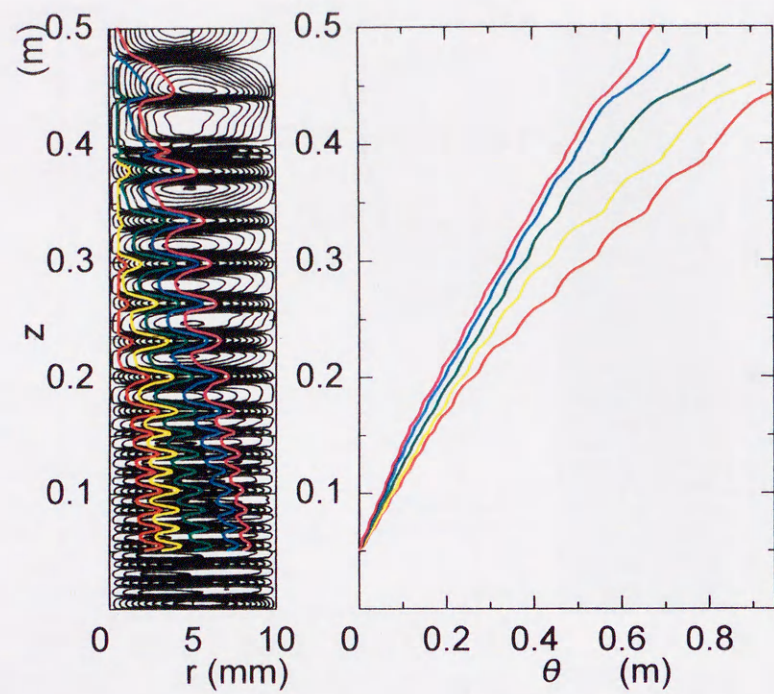


図 6-12 粒子の軌跡 ($R\omega = 1.08 \times 10^4 [n = 50\text{rpm}]$)

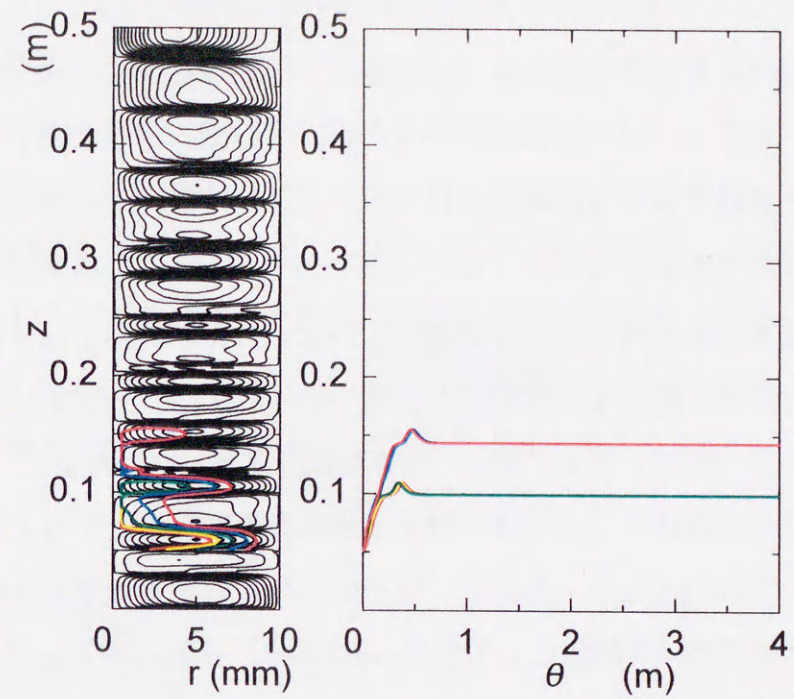


図 6-14 粒子の軌跡 ($R\omega = 4.31 \times 10^4 [n = 200\text{rpm}]$)

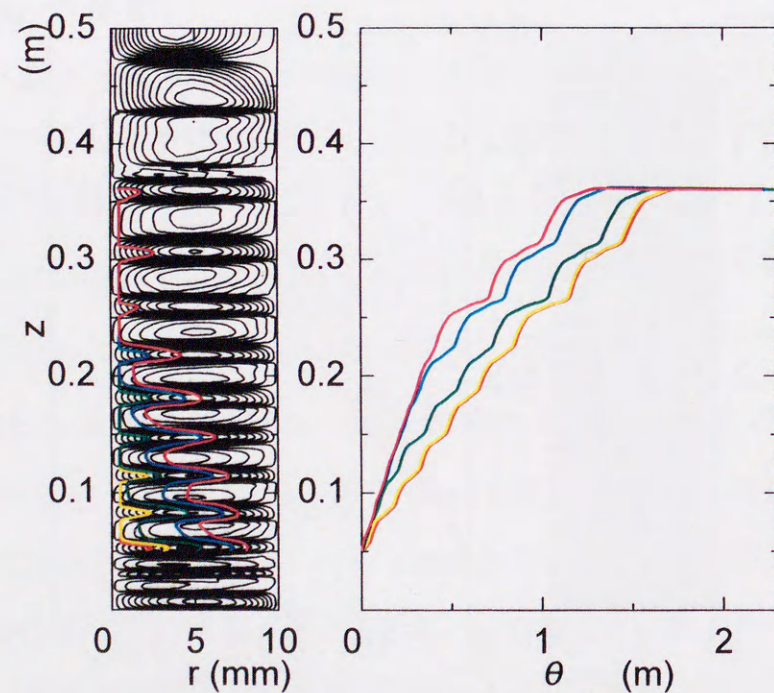


図 6-13 粒子の軌跡 ($R\omega = 2.16 \times 10^4 [n = 100\text{rpm}]$)

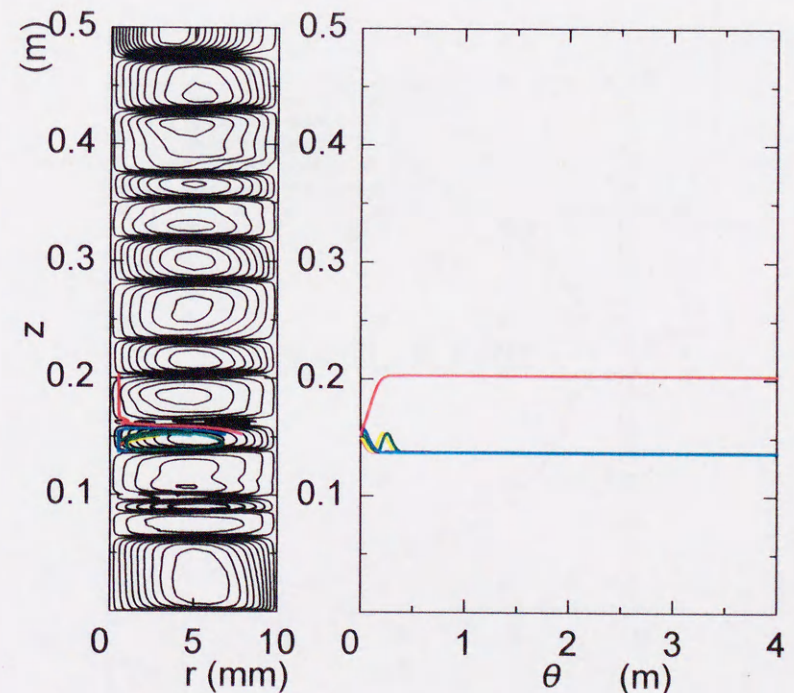


図 6-15 粒子の軌跡 ($R\omega = 8.62 \times 10^4 [n = 400\text{rpm}]$)

$R\omega = 3.88 \times 10^3$ ($n = 18rpm$) や $R\omega = 1.08 \times 10^4$ ($n = 50rpm$) になると、テイラー渦の影響を受け始め、テイラー渦の in flow のところで内筒側へ、out flow のところで外筒側へ移動し、全体的にはジグザグし、内筒側へ寄りながら上昇する。この内筒側へ移動するのは、式(6-14)の粒子の運動方程式における向心力のためであると考えられる。さらに、 $R\omega = 2.16 \times 10^4$ ($n = 100rpm$) 以上では粒子の運動が流体の流速分布に対して十分発達していない計算の開始では θ 方向に回転し、かつ、内筒側へ寄りながら上昇するが、十分発達すると内筒上の out flow の領域でテイラー渦にトラップされ、 z 方向には上昇しなくなる。

これら粒子の挙動は粒子の流体に対する密度比を変化させても上述の3つのパターンのいずれかとなる。そこで、粒子の流体に対する密度比と回転レイノルズ数を座標軸に用いた線図として図 6-16 に示す。密度比が 1 より小さいほど同じ位置に滞留する回転レイノルズ数は大きくなる。

逆に密度比が 1 より大きい場合も、回転レイノルズ数の低い領域ではほぼ直線的に沈降したり、テイラー渦の in flow, out flow に沿ってジグザグしながら

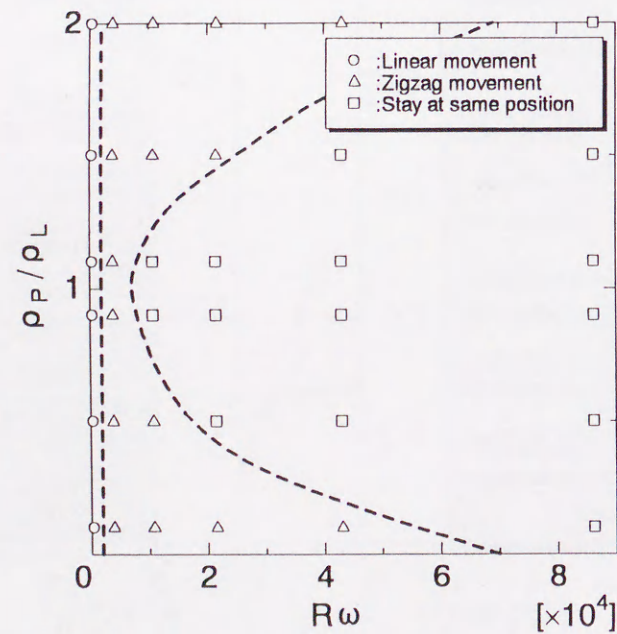


図 6-16 粒子挙動線図

ら沈降する。しかし、回転レイノルズ数の大きな領域では out flow の内筒壁上でテイラー渦にトラップされて、沈降しなくなる。また、密度比が 1 より大きいほど同じ位置に滞留する回転レイノルズ数は大きくなる。

次に、上述の各計算条件における粒子の上昇速度・沈降速度を回転レイノルズ数に対して図 6-17 に示す。粒子の流体に対する密度比が 1 より離れるほど、同じ回転レイノルズ数ではその粒子の速度の絶対値は大きくなる。また、テイラー渦にトラップされる、すなわち、粒子の速度が 0 となる回転レイノルズ数も、粒子の流体に対する密度比が 1 より離れるほど大きくなる。

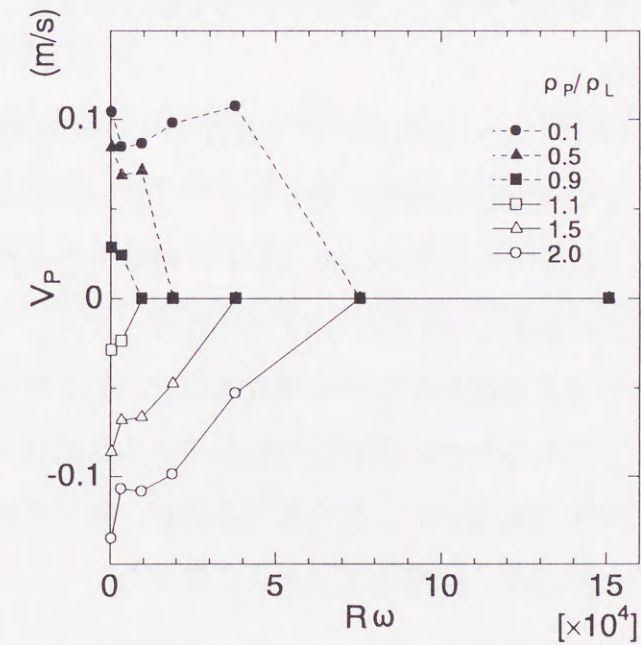


図 6-17 粒子速度

6. 7 結言

本章では液単相流におけるテイラー渦流の数値シミュレーションを行い、その流れ場の中に単一粒子をおいてテイラー渦流における粒子の挙動を調べた。そして、以下の結論が得られた。

- (1) 軸対称を仮定した2次元の差分計算コード SOLA を用いて数値シミュレーションを行い、テイラー渦が生じる臨界テイラー数を越えたテイラー数において、無次元ピッチが2.0のテイラー渦を得ることができた。
- (2) 内筒の回転数を増加させると流線の疎密が生じ、密な流線を持つ渦の上側が in flow, 下側が out flow であった。
- (3) さらに回転数を増加させると、流線の疎密を保ったまま、無次元ピッチは単調に増加した。
- (4) テイラー渦が生じている流れ場へ流体に対して様々な密度比の粒子を混入した場合、その運動は直線的に動くか、テイラー渦によってジグザグに動くか、もしくはテイラー渦の out flow の領域でテイラー渦にトラップされ、鉛直方向に移動しないかのいずれかとなった。
- (5) 粒子の流体に対する密度比が1から離れるほど、テイラー渦によって同じ位置にトラップされるために要する回転レイノルズ数は大きくなった。
- (6) 粒子の流体に対する密度比が1から離れるほど、同じ回転レイノルズ数ではその粒子の上昇速度、沈降速度は大きくなった。

第7章 ボイド率

7. 1 緒言

第5章での実験による気泡の断面内挙動および第6章での数値シミュレーションによる気泡を模擬した粒子のテイラー渦流における挙動より、気泡のような流体に対して密度比の小さいものは内筒の回転が大きくなると out flow の内筒側に存在していた。上述のことを確かめるために、点電極プローブを用いて流路断面内の時間平均ボイド率分布の計測を行った結果について以下に述べる。

7. 2 気泡流領域

気泡流領域で最も特徴的な流動様式であったリング状流の場合で得られた点電極プローブからの信号の一例を図7-1に示す。信号のピークが気相である気泡に、零を示すラインは液相に対応する。ボイド信号は静止している外筒に近い $r=98\text{mm}$ のものより回転する内筒に近い $r=92\text{mm}$ のものの方がピークが多い。

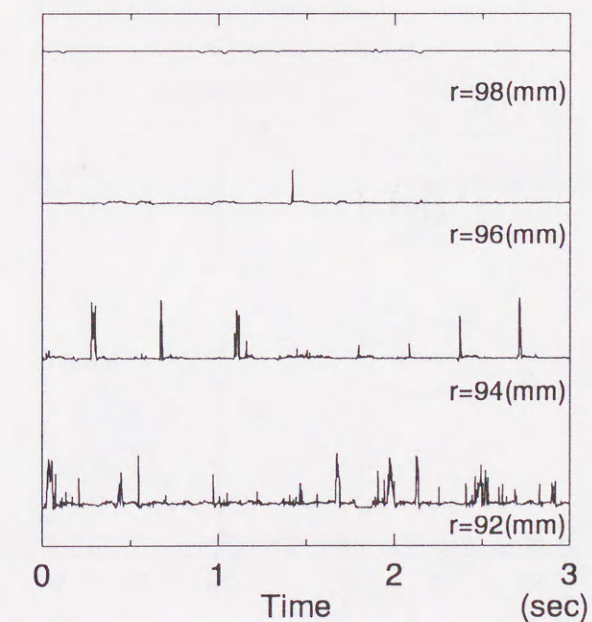


図7-1 ボイド信号出力

図 7-2から図 7-5に示すボイド率のデータはすべて 45 秒間の時間平均値であり、 $r=90\text{mm}$ は内筒外面を、 $r=100\text{mm}$ は外筒内面を表す。図 7-2 に示す $n=0\text{rpm}$ の場合、流路断面内のボイド率分布は、どの実験条件においても断面のほぼ中央付近にピークをもつ分布となる。同じ気相流束では液相流束の小さい方が、同じ液相流束では気相流束の大きい方がそのピーク値は大きい。同一流束条件のもとで内筒に回転を与えた図 7-3 に示す $n=200\text{rpm}$ の場合では、内筒寄りの r

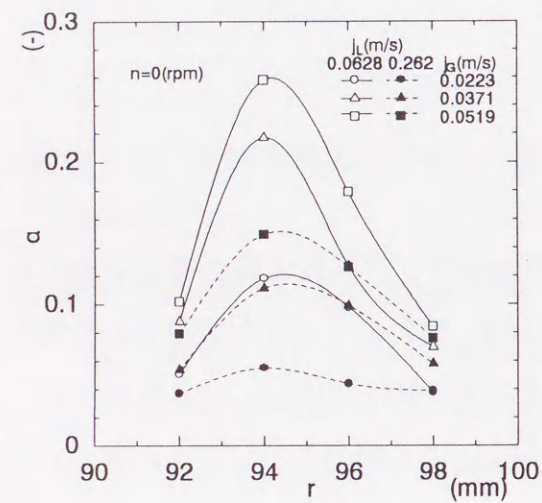


図 7-2 ボイド率分布 ($n=0\text{rpm}$)

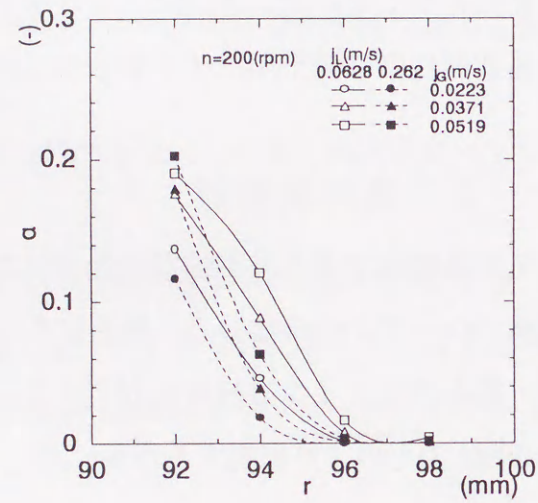


図 7-3 ボイド率分布 ($n=200\text{rpm}$)

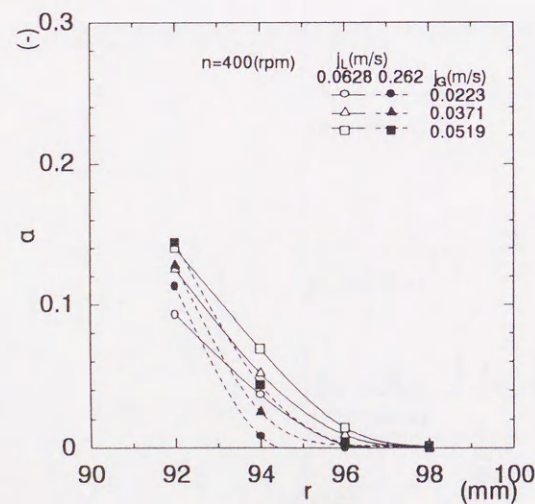


図 7-4 ボイド率分布 ($n=400\text{rpm}$)

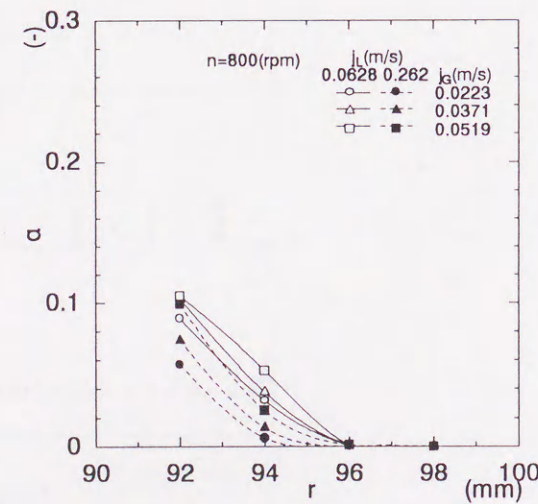


図 7-5 ボイド率分布 ($n=800\text{rpm}$)

$r=92\text{mm}$ 付近でのボイド率が大きくなり、 $r=96\text{mm}$ や $r=98\text{mm}$ での値がほぼ 0 となる。つまり、ボイド率は半径方向に沿って減少する。さらに回転数が高い図 7-4 ($n=400\text{rpm}$) や図 7-5 ($n=800\text{rpm}$) ではその傾向がさらに顕著となり、 $r=96\text{mm}$ や $r=98\text{mm}$ でのボイド率は 0 となり、 $r=92\text{mm}$ や $r=94\text{mm}$ での時間平均ボイド率は小さくなる。計測の都合上、内筒に非常に近いところでのボイド率は得られていないが、断面内の可視化結果より気泡は内筒壁面近くにあったので、内筒上でのボイド率は非常に高い値となっていると考えられる。このような内筒壁面にピークをもつ分布は本実験の気泡流領域において、気泡群がリング状をなす実験範囲ですべて見られた。

時間平均ボイド率に及ぼす回転数の影響をより直接的に見るために、ボイド率と回転数の関係をプロットした結果を図 7-6 に示す。回転する内筒側 ($r=92\text{mm}$) では回転数を増加させると最初ボイド率は増加するが、スパイラルが形成され始める $n=200\text{rpm}$ でピーク値を示した後に減少し、 $n \geq 500\text{rpm}$ ではほぼ一定値を示すようになる。この領域は流動様式では完全に気泡のスパイラルも

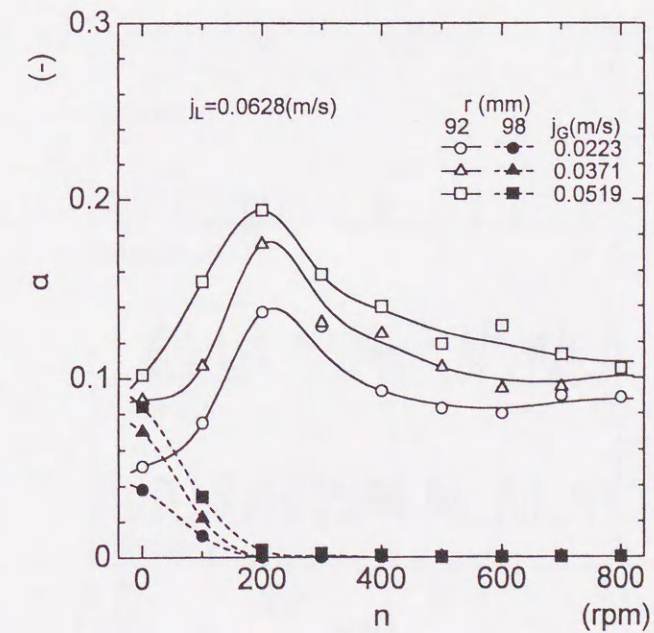


図 7-6 ボイド率と回転数の関係

しくはリングが形成されているところである。一方、外筒側の $r=98\text{mm}$ でのボイド率は回転数の増加に伴って徐々に減少し、 $n \geq 200\text{rpm}$ ではほとんど零となる。

また、5-4節で述べたように、気泡流領域ではテイラー渦によって形成される内筒から外筒への流れ、つまり out flow の内壁側に気泡群のスパイラルあるいはリングが存在したことが、時間平均ではあるがこのボイド率分布の測定によって確かめられた。

7.3 スラグ流領域

スラグ流領域でリング状スラグ流の流動様式を示す場合における点電極プローブからの信号の一例を図7-7に示す。信号のピークが気相である気泡に、零を示すラインは液相に対応する。ボイド信号は気泡流領域の場合と同様に静止している外筒に近い $r=98\text{mm}$ のものより回転する内筒に近い $r=92\text{mm}$ のものの方がピークが多い。スラグ流領域であるため、気相流速が大きく、そのために同じ測定位置 ($r=92\text{mm}$) での気泡を示すピークは気泡流領域のものより当然のことながら多い。

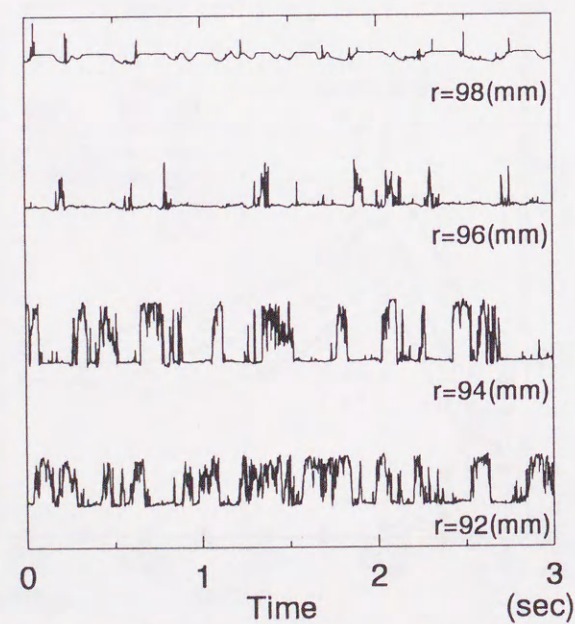


図7-7 ボイド信号出力

図7-8から図7-11に示すボイド率のデータはすべて45秒間の時間平均値であり、 $r=90\text{mm}$ は内筒外面を、 $r=100\text{mm}$ は外筒内面を表す。図7-8に示す回転がない場合 ($n=0\text{rpm}$) の流路断面内のボイド率分布は、気泡流領域の場合と同じくどの実験条件においても断面のほぼ中央付近にピークをもつ分布となる。同一流速条件のもとで内筒に回転を与えた図7-9に示す $n=200\text{rpm}$ の場合では、内筒寄りの $r=92\text{mm}$ 付近でのボイド率が大きくなり、外筒寄りの $r=98\text{mm}$ での値が0.1以下にまで小さくなる。さらに回転数が高い図7-10 ($n=400\text{rpm}$) や図7-11 ($n=800\text{rpm}$)

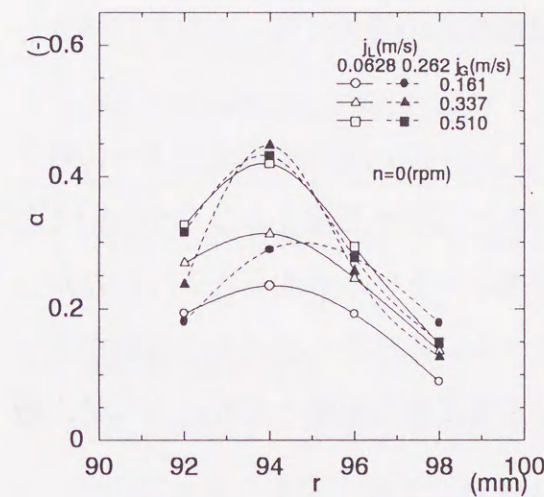


図7-8 ボイド率分布 ($n=0\text{rpm}$)

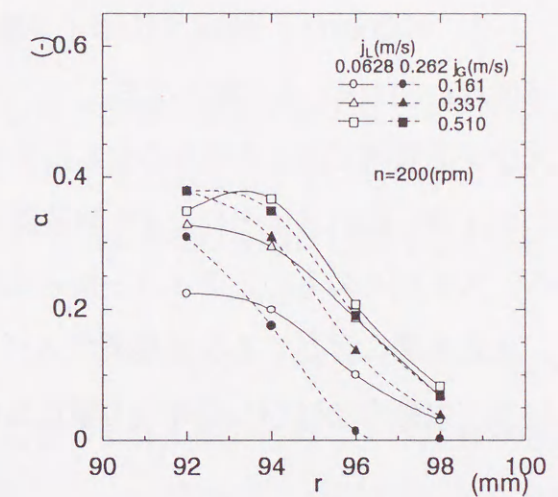


図7-9 ボイド率分布 ($n=200\text{rpm}$)

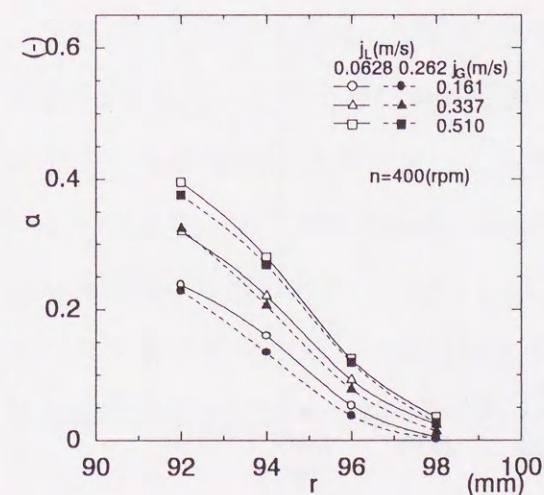


図7-10 ボイド率分布 ($n=400\text{rpm}$)

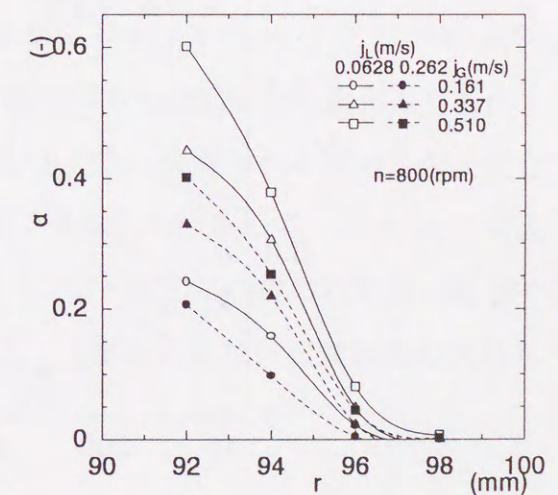


図7-11 ボイド率分布 ($n=800\text{rpm}$)

=800 rpm)ではその傾向がさらに顕著となり、外筒寄りの $r=98\text{mm}$ 付近でのボイド率はほぼ零となり、内筒寄りの位置での時間平均ボイド率はさらに大きくなる。

気泡流領域と同様に時間平均ボイド率に及ぼす回転数の影響をより直接的に見るために、ボイド率と回転数の関係をプロットした結果を図 7-12 に示す。回転する内筒側 ($r=92\text{mm}$) では回転数を増加させるにつれてボイド率は増加するが、流動様式の遷移域である $n=200$ および 400rpm の間でボイド率はほぼ一定もしくは一時的に減少し、 $n \geq 500\text{rpm}$ では再び回転数の増加に伴って増加していく。一方、外筒側の $r=98\text{mm}$ でのボイド率は回転数の増加に伴って徐々に減少し、 $n=800\text{rpm}$ ではほとんど零となる。

スラグ流領域では、大気泡の長さのスケールが $100 \sim 200\text{mm}$ のオーダーに対して、テイラー渦のスケールは本実験装置の場合、 30mm 程度とかなり小さいことから、大気泡そのものとテイラー渦との関連は小さいと考えられる。したがって、大気泡間に存在する小気泡群のスパイラルにのみテイラー渦の影響が現れていて、大気泡にはむしろ遠心力場における密度差の影響と回転によるせん断

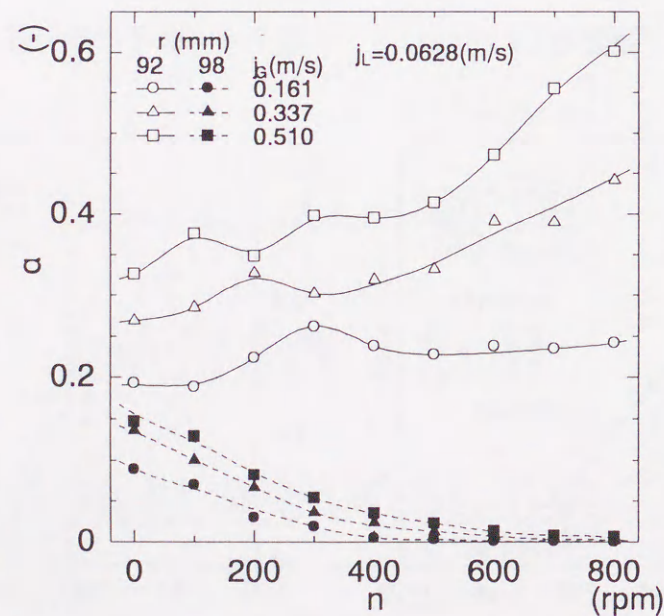


図 7-12 ボイド率と回転数の関係

力による影響が現れていると見るべきであろう。

7. 4 断面内平均ボイド率

環状流路の断面内平均ボイド率、すなわち、気液相間スリップを $j_G=0.512\text{m/s}$, $j_L=0.0628\text{m/s}$ のデータに基づいて以下に議論する。

内筒および外筒に非常に近い位置でのボイド率のデータは計測上の制約から得られていない。そこで、断面内平均ボイド率の定性的な傾向を見るために、可視化観察に基づいた以下の仮定を行う。

- $n=0\text{rpm}$ の場合

ボイド率分布はほぼ中心でピークを持つ山形の分布であったので、内外筒壁上 ($r=90\text{mm}$, $r=100\text{mm}$) ではボイド率は 0 であるとする。したがって、 $r=90\text{mm}$ と $r=92\text{mm}$ および $r=98\text{mm}$ と $r=100\text{mm}$ の間は直線的に変化しているとする。

- $n=800\text{rpm}$ の場合

可視化観察より気泡は内筒のごく近傍に位置していたので、内筒上のボイド率は非常に高いと考えられる。そこで、 $r=92\text{mm}$ と $r=94\text{mm}$ のデータを外挿して $r=90\text{mm}$ の値とする。 $r=100\text{mm}$ の値は $r=98\text{mm}$ でボイド率が 0 であるので、同様に 0 とする。

上記の仮定の下で算出した断面内平均ボイド率は $n=0\text{rpm}$ で 0.21, $n=800\text{rpm}$ で 0.24 となる。このように高回転数の場合の方が低回転数の場合よりもボイド率が高くなる傾向は次章で述べる全圧力損失から推測される傾向とも一致している。つまり、全圧力損失は重力項に強く依存しているので、 $n=0\text{rpm}$ の値よりも $n=800\text{rpm}$ の値の方が小さい。このように、一般的に内筒の回転数が増加するにつれて断面内平均ボイド率は増加する。言い換えれば、気液相間のスリップは回転数の増加に伴って減少する。

7. 5 結言

本章では点電極プローブを用いて気泡流領域およびスラグ流領域の流路断面内時間平均ボイド率分布の測定を行った結果より、以下の結論が得られた。

- (1) 気泡流領域で回転を与えない場合には、流路断面のほぼ中央付近にピークをもつ分布となる。その際、同じ気相流束では液相流束の小さい方が、同じ液相流束では気相流束の大きい方がそのピーク値は大きい。
- (2) 内筒に回転を与えると、内筒寄りの位置でのボイド率が大きくなり、外筒寄りでの値がほぼ零となる。つまり、ボイド率は半径方向に沿って減少する。この傾向は回転数が大きくなるにつれて顕著となる。
- (3) スラグ流領域でも回転を与えない場合には、流路断面のほぼ中央付近にピークをもつ分布となる。その際、同じ気相流束では液相流束の小さい方が、同じ液相流束では気相流束の大きい方がそのピーク値は大きい。
- (4) スラグ流領域でも内筒に回転を与えると、内筒寄りの位置でのボイド率が大きくなり、外筒寄りでの値が小さくなる。また、回転数が大きくなるにつれてこの傾向は顕著となる。
- (5) 可視化観察結果に基づいて流路断面内のボイド率分布を仮定して、流路断面内平均ボイド率を求めると、内筒の回転数が増加するにつれて流路断面内平均ボイド率は増加する。つまり、気液相間のスリップは回転数の増加に伴って減少する。

第8章 圧力損失とエネルギー損失

8. 1 緒言

気液二相流ではボイド率とともに圧力損失も特徴的な値である。しかしながら、摩擦圧力損失を求めるにはボイド率の精度良い測定が必要となるが、今の場合ではそれが不可能であるので、ボイド率を用いなくても算出できるエネルギー損失を用いる。そこで本章では、内筒が回転する同心二重円筒の試験部ほぼ中央の0.5m間で得られた圧力損失およびその圧力損失から算出したエネルギー損失について、回転数、液相流束、気相流束の影響、運動エネルギー損失と位置エネルギー損失の比、その比と体積流量比との関係、修正エネルギー損失比の無次元表示について述べる。

8. 2 液单相流における管摩擦係数

気液二相流の圧力損失を議論する前に、まず液单相流の圧力損失について検討する。図8-1に式(8-1)の定義に基づく管摩擦係数 λ_L と液相回転レイノルズ数 $R\omega_L$ との関係を示す。図には浅沼の式(8-2)⁽⁴⁷⁾、山田の式(8-3)⁽²⁹⁾による値が示されている。

$$\Delta P_{fL} = \lambda_L \frac{H}{d_e} \frac{1}{2} \rho_L j_L^2 \dots\dots\dots (8-1)$$

$$\lambda_L = 0.321 Re_L^{-1/4} \left[1 + 0.5 \left(\frac{R\omega_L}{Re_L} \right)^2 \right]^{3/8} \dots\dots\dots (8-2)$$

$$(600 < R\omega_L < 8000, 0.3 < Ro_L < 300)$$

$$\lambda_L = 0.307 Re_L^{-0.24} \left[1 + \left(\frac{7}{8} \right)^2 \left(\frac{R\omega_L}{2Re_L} \right)^2 \right]^{0.38} \dots\dots\dots (8-3)$$

$$(40 < R\omega_L < 53000, 0.038 < Ro_L < 90)$$

管摩擦係数 λ_L は液相回転レイノルズ数 $R\omega_L$ の増加にともなって増加し、液相流束 j_L が大きくなると λ_L は小さくなる。式(8-2)、(8-3)で表されるような浅沼や山田の式は本実験範囲とほぼ同じ液相ロスビー数の範囲で得られたものである。図に示すように j_L が大きい場合には本実験結果は式(8-2)、(8-3)とほぼ一致するが、液相軸流レイノルズ数 Re_L が小さい $j_L=0.0624$ m/s の場合には液相回転レイノルズ数 $R\omega_L$ の増大とともに本実験結果は両式の結果から大きく離れるようになる。この原因としては $j_L=0.0624$ m/s の場合は層流域もしくは層流から乱流への遷移域における実験結果であることによると考えられる。ここでは後に行う議論の都合上、式(8-2)、(8-3)にならってここで得られた管摩

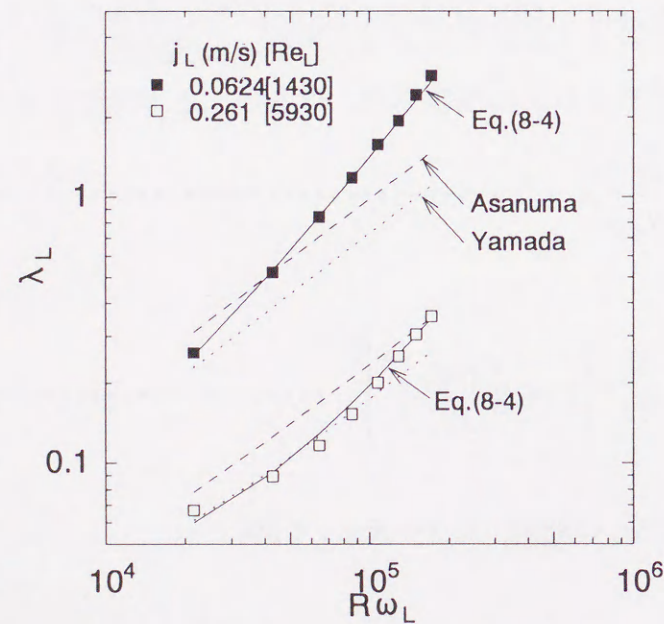


図 8-1 管摩擦係数

擦係数 λ_L と十分発達した乱流域に対する Blasius の式による管摩擦係数 λ_{Blas} の比と、液相回転レイノルズ数と液相軸流レイノルズ数との比である液相ロスビー数 Ro_L を用いて本実験結果を整理した。その結果は次式(8-4)で表され図中の実線で示されている。

$$\lambda_L / \lambda_{Blas} = 1 + 0.135 Ro_L^{1.24} \dots\dots\dots (8-4)$$

8. 3 液単相流・気泡流領域における全圧力損失と全エネルギー損失

次に気泡流領域における気液二相流の全圧力損失 ΔP_T (いまの場合、摩擦損失と位置損失の和) と回転数 n 、各相容積流束との関係について述べる。

図 8-2 は全圧力損失の実験結果を回転数に対してプロットしたものである。 ΔP_T は液単相流では n の増加にともなって単調に増加し、 j_L が大きいほど大

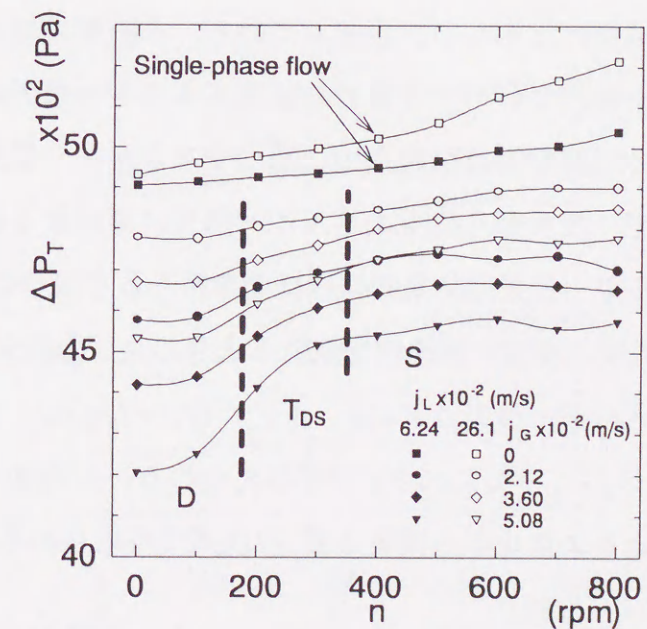


図 8-2 全圧力損失

きくなる。一方、気液二相流においては、 ΔP_T は100rpm程度以下の低い回転数域ではほぼ一定で、その後緩やかに増加し、再び高い回転数域ではほぼ一定となる。 ΔP_T と n の関係の曲線は $n=150\text{rpm}$ あたりで変曲点を持ち、その領域は分散気泡流からスパイラル流れへの遷移領域に対応する。言い換えれば分散気泡流状態では全圧力損失は回転数の増加に関わらずほぼ一定で回転の影響が非常に弱い。そして気泡群のスパイラルが形成され始めると ΔP_T は緩やかに増加する。 j_L 一定のもとで j_G が増加すると流路内のボイド率が上昇するため ΔP_T は減少し、 j_G 一定のもとで j_L が減少すると同じ理由で ΔP_T は減少する。

このような環状流路系における気液二相流の軸流および回転流に伴う流動損失を取り扱うためには、基本的にはボイド率測定が不可欠である。しかし、前節で述べたように断面内のボイド率分布を一応求められるが、断面平均値を直接精度良く求めることは今回の場合不可能であって、そこで平均ボイド率を測定せずとも流動損失の議論を可能にする1つの方法として、エネルギー損失について議論することとする。

ところで、赤川⁽⁴⁸⁾によれば二相流のエネルギー損失は壁面摩擦によるもの、位置損失を含む気液界面の相間摩擦によるものおよび蒸発あるいは凝縮に伴う速度エネルギー損失によるものから成っている。本研究の場合、空気-水二相流で蒸発や凝縮を伴わないので3番目の速度エネルギー損失によるものは零となる。気液界面の相間摩擦は位置水頭に基づくエネルギー損失とも考えられるので、全エネルギー損失から位置エネルギー損失に対応する部分を差し引いた運動によるエネルギー損失は結果的には壁面摩擦を取り扱うことと同じになる。

したがって、気液二相流が流路内を流れるときの全圧力損失が ΔP_T で与えられるとき、全エネルギー損失 ΔE_T は、 $\Delta P_T(Q_L + Q_G)$ で、また位置エネルギー損失 ΔE_P は $(Q_L \rho_L + Q_G \rho_G)gH$ で与えられる。したがって、壁面摩擦に対応する運動によるエネルギー損失 ΔE_M は次式で与えられる。

$$\Delta E_M = \Delta E_T - \Delta E_P = \Delta P_T(Q_L + Q_G) - (Q_L \rho_L + Q_G \rho_G)gH \cdots \cdots (8-5)$$

ΔP_T の実験結果から求められた全エネルギー損失 ΔE_T が回転数 n に対して図8-3に示されている(図中の記号は図8-2と同じ)。当然のことながら ΔE_T は n に対して ΔP_T と同様の傾向を示す。つまり、液単相流では n の増加に伴って単調に増加し、 j_L が大きいほど ΔE_T は大きい。一方、気液二相流においては、 ΔE_T は低い回転数域ではほぼ一定で、その後緩やかに増加し、再び高い回転数域ではほぼ一定の値を有する。図中の破線は図8-2と同様に流動様式の境界線を示しており、 ΔE_T の挙動と流動様式の対応関係は図8-2の場合と同じである。同じ j_L に対して、全圧力損失は j_G の増大とともに減少したが、逆に全エネルギー損失は $Q_G + Q_L$ つまり $j_G + j_L$ の増加とともに増加する。

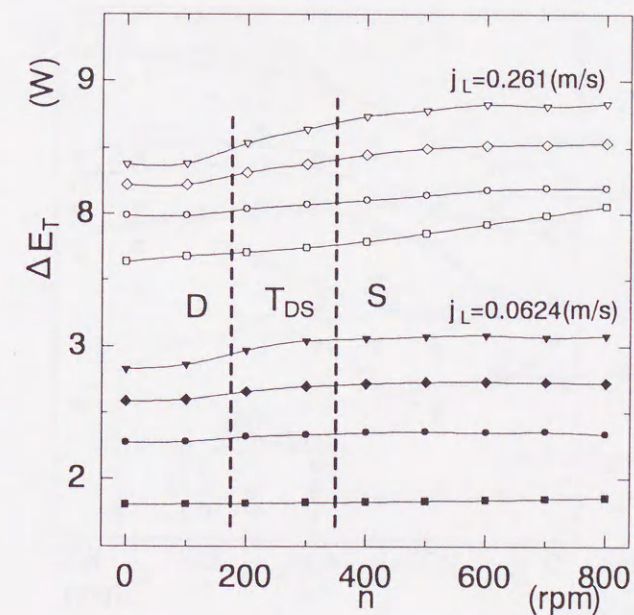


図8-3 全エネルギー損失

8. 4 スラッグ流領域における全圧力損失と

全エネルギー損失

スラッグ流領域における気液二相流の摩擦損失と位置損失の和である全圧力損失 ΔP_T と回転数 n 、各相容積流速との関係について述べる。

スラッグ流領域の全圧力損失 ΔP_T は時間的変動が激しく、回転数が大きくなるほどその変動の幅は大きくなる。そこで、全圧力損失の実験結果の最頻値を回転数 n に対してプロットしたものが図 8-4 である。回転数 n の増加に伴う ΔP_T の挙動は、流動様式や j_L によって複雑に変化する。すなわち、 j_L が大きい場合には低回転数のスラッグ流およびスパイラルスラッグ流領域で上昇傾向があり、高回転数の扁平スラッグ流およびリング状スラッグ流領域では一定もしくは若干ではあるが減少傾向を有する。一方 j_L が小さい場合には、スラッグ流領域ではほぼ一定もしくは減少し、遷移領域を含むスパイラルスラッグ流領域で増加、さらに扁平スラッグ流、リング状スラッグ流領域では n の増加とともに減少する。なお、

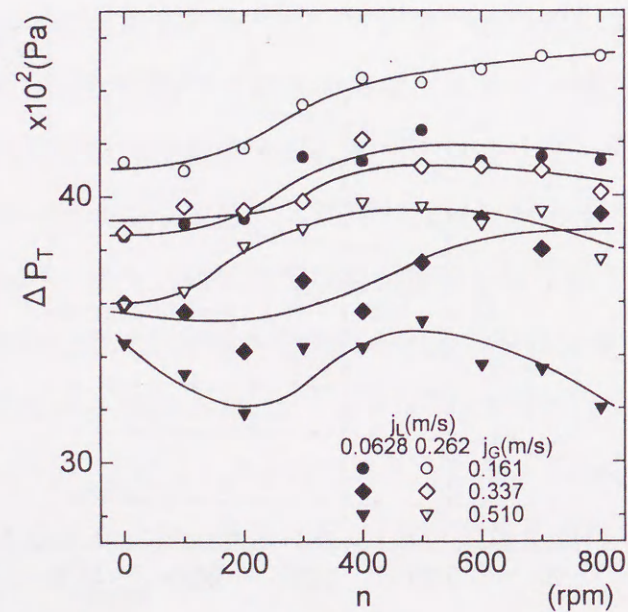


図 8-4 全圧力損失

j_L 一定のもとで j_G が大きくなれば、ボイド率が増加することにより ΔP_T は減少する。これは摩擦損失に比べて重力による位置損失がかなり大きいためである。

スラッグ流領域に対しても前節と同様にエネルギー損失について検討を行うことにする。まず最初に、 ΔP_T の実験結果から求められた全エネルギー損失 ΔE_T が回転数 n に対して図 8-5 に示されている（図中の記号は図 8-4 と同じ）。 ΔE_T は n に対して ΔP_T と同様の傾向を示す。すなわち、全体的な傾向としては n の増加にともなって ΔE_T は増加し、回転数が高くなると気泡流領域の場合と同じくほぼ一定もしくは減少傾向を有する。また、 j_L が大きいほど ΔE_T は大きい。一方、同じ j_L に対して、全圧力損失は j_G の増大とともに減少するが、逆に全エネルギー損失は増加することになる。

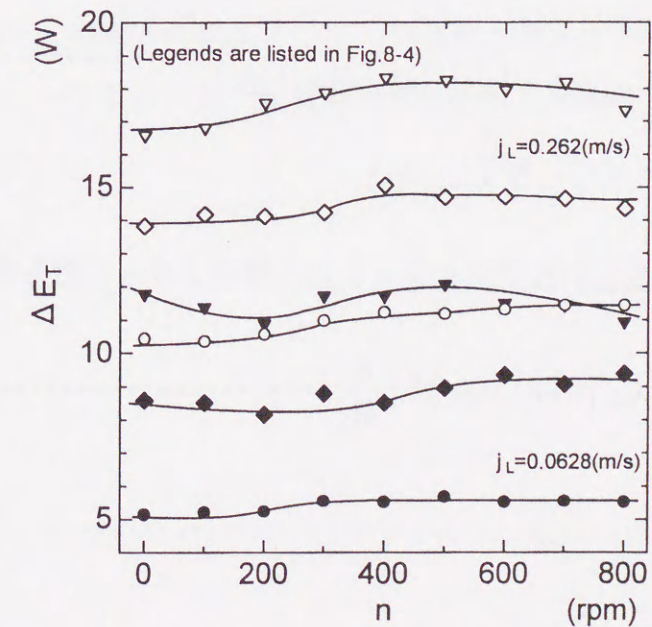


図 8-5 全エネルギー損失

8. 5 運動エネルギー損失と位置エネルギー損失の比

ここでは気泡流領域における気液二相流のエネルギー損失について理論的に考察してみる。全圧力損失は今の場合、摩擦損失と位置損失で与えられるが、それらを計算するには回転場での気液二相流のモデル化が必要となる。先に述べたように非回転の場合および 100 rpm 程度の低回転数では流動様式は気泡がほぼ均一に分散した気泡流域にあり、従来からのモデリング、たとえば均質流モデルやドリフトフラックスモデルが適用できる。しかし、回転数が高い領域では気泡がリング状あるいはスパイラル状に集合した特異な流動様式を呈し、現状ではこのような場に対するモデリングはほとんど報告されていない。そこで、本研究では非回転の場合も回転のある場合も一貫して同じモデリングを用い、回転の影響は摩擦損失を算出する際の管摩擦係数に集約することにする。

まず始めに、気液二相流の摩擦損失は液単相流の摩擦損失 ΔP_{fL} と二相摩擦乗数 ϕ_L^2 の積で与えられるとし、ボイド率を α で表すと、全エネルギー損失は次式となる。

$$\begin{aligned} \Delta E_T &= [\phi_L^2 \cdot \Delta P_{fL} + \{\alpha \rho_G + (1-\alpha)\rho_L\}gH](Q_L + Q_G) \\ &= \left[\phi_L^2 \frac{\lambda_L}{2d_e} \rho_L j_L^2 H + \{\alpha \rho_G + (1-\alpha)\rho_L\}gH \right] \dots\dots\dots (8-6) \\ &\quad \times \pi(R_2^2 - R_1^2)(j_L + j_G) \end{aligned}$$

ここで、次式で定義されるフリクション数と液相フルード数を導入する。

$$A_L = \frac{\lambda_L H}{2d_e} = \lambda_{bla} \left(1 + 0.135 Ro_L^{1.24}\right) \frac{H}{2d_e} \dots\dots\dots (8-7)$$

$$Fr_L = \frac{j_L}{\sqrt{gH}}$$

このとき式(8-6)は次のように書き換えられる。

$$\Delta E_T = \left[\phi_L^2 A_L Fr_L^2 + \left\{ 1 - \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \alpha \right\} \right] \left(1 + \frac{j_G}{j_L} \right) \times \pi(R_2^2 - R_1^2)(\rho_L j_L gH) \quad (8-8)$$

一方、位置エネルギー損失は

$$\begin{aligned} \Delta E_P &= (Q_L \rho_L + Q_G \rho_G)gH \\ &= \left(1 + \frac{\rho_G j_G}{\rho_L j_L} \right) \times \pi(R_2^2 - R_1^2)(\rho_L j_L gH) \dots\dots\dots (8-9) \end{aligned}$$

となり、 ΔE_T と ΔE_P の比をとることによって $\pi(R_2^2 - R_1^2)(\rho_L j_L gH)$ の項を消去できる。

$$\frac{\Delta E_T}{\Delta E_P} = \frac{\left[\phi_L^2 A_L Fr_L^2 + \left\{ 1 - \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \alpha \right\} \right] \left(1 + \frac{j_G}{j_L} \right)}{1 + \frac{j_G \rho_G}{j_L \rho_L}} \dots\dots\dots (8-10)$$

つまり、エネルギー損失の比が密度比、容積流束の比とフリクション数、フルード数の関数として与えられるのである。

さてここで気液二相流のモデルとして、均質流を考えてみると、ボイド率 α は容積流量比 β と一致する。また、管摩擦係数として液単相流に対する値を用いることとすれば、

$$\phi_L^2 = \left(1 + \frac{\rho_G j_G}{\rho_L j_L} \right) \left(1 + \frac{j_G}{j_L} \right) \dots\dots\dots (8-11)$$

となる。

$$1 + \frac{j_G}{j_L} = \frac{1}{1-\beta} \dots\dots\dots (8-12)$$

であることを考慮して、上式(8-10)を書き直すと次式が得られる。

$$\frac{\Delta E_T}{\Delta E_P} = \Lambda_L Fr_L^2 \left(\frac{1}{1-\beta} \right)^2 + 1 \dots \dots \dots (8-13)$$

つまり、均質流モデルでは $\Delta E_T / \Delta E_P$ が Λ_L , Fr_L^2 , β の関数として非常に簡単な形で表されることがわかる。いま上式を変形すると式(8-13)は次のようにも書ける。

$$\frac{\Delta E_T}{\Delta E_P} - 1 = \frac{\Delta E_T - \Delta E_P}{\Delta E_P} = \frac{\Delta E_M}{\Delta E_P} = \Lambda_L Fr_L^2 \left(\frac{1}{1-\beta} \right)^2 \dots \dots \dots (8-14)$$

式(8-14)によって求めた運動によるエネルギー損失 ΔE_M の値と位置エネルギー損失 ΔE_P の値の比をまず Λ_L に直接的に影響する液相回転レイノルズ数 $R\omega_L$ に対してプロットした結果が図 8-6 に示されている (図中の記号は図 8-2 と同じ)。気液二相流における $\Delta E_M / \Delta E_P$ は $R\omega_L$ が $0 \sim 0.2 \times 10^5$ の領域ではほぼ一定であり、 $R\omega_L$ の増加とともに滑らかに増加し、 $R\omega_L$ が 0.86×10^5 以上では再びほぼ一定の値となることが認められる。すなわち $\Delta E_M / \Delta E_P$ に対しても

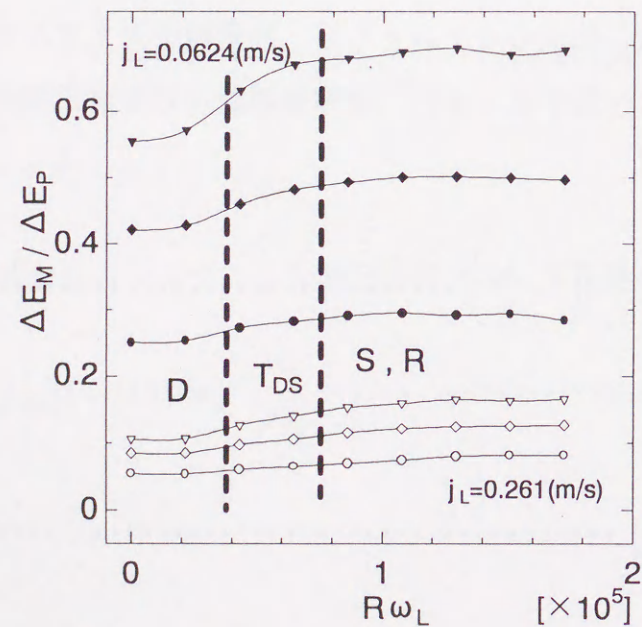


図 8-6 エネルギー損失の比

前述の流動様式との対応関係が成立している。スパイラル流れあるいはリング状流れの領域においてはテイラー渦流のために運動によるエネルギー損失と位置エネルギー損失の比が液相回転レイノルズ数に無関係で一定となることがわかる。

その一定となる $\Delta E_M / \Delta E_P$ の値は、低い回転数域および高い回転数域のいずれにおいても、同一の j_L に対して j_G が増加するにつれて増加する。本実験範囲での j_G の差異によって分母の位置エネルギー損失 ΔE_P はほとんど変わらず、実質的には j_G の増加によって運動によるエネルギー損失 ΔE_M が相対的に増加していることになる。一方、同一の j_G に対して、 j_L が増加するにつれて $\Delta E_M / \Delta E_P$ は減少する。この場合も、 j_L の増加によって当然 ΔE_M も増加するが、 ΔE_P の増加の方が大きく、その比の値は結果として小さくなる。言い換えれば、容積流量比 β が増加するとエネルギー損失の比 $\Delta E_M / \Delta E_P$ の値は増加することになる。

スラグ流領域における運動によるエネルギー損失 ΔE_M の値と位置エネルギー

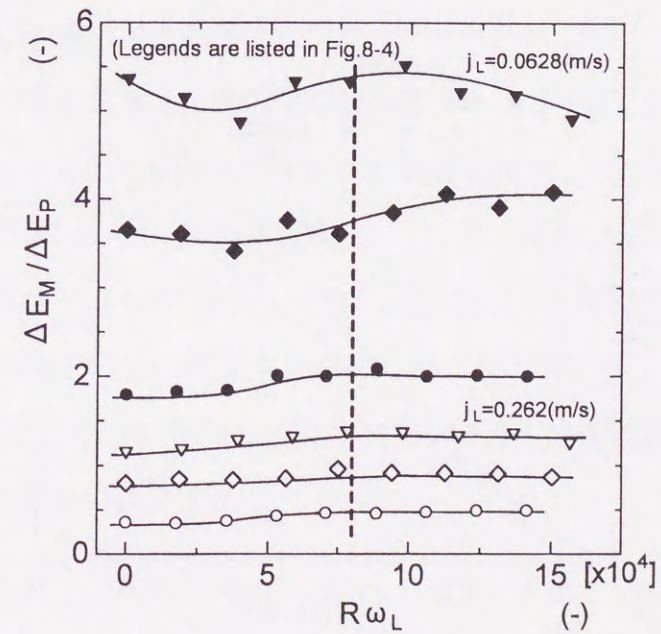


図 8-7 エネルギー損失の比

一損失 ΔE_p の値の比を気泡流領域と同じく液相回転レイノルズ数 $R\omega_L$ に対してプロットした結果が図 8-7 に示されている (図中の記号は図 8-4 と同じ)。スラグ流領域における $\Delta E_M/\Delta E_p$ は容積流量比 β が小さい領域 ($j_L=0.262\text{m/s}$) では気泡流領域の場合と同様に図中に破線で示す $R\omega_L=8\times 10^4$ 以上ではほぼ一定の値となることが認められる。しかしながら、 β が大きい領域 ($j_L=0.0628\text{m/s}$) では同程度の $R\omega_L$ でも $\Delta E_M/\Delta E_p$ が $R\omega_L$ の増加とともに減少する場合もある。また、気泡流領域に比べて容積流量比 β が大きくなったことに対応して、エネルギー損失の比 $\Delta E_M/\Delta E_p$ も大きくなっている。

8. 6 エネルギー損失比と体積流量比

$\Delta E_M/\Delta E_p$ の値は式(8-14)によれば、均質流モデルの場合に $1/(1-\beta)$ の関数として表すことができた。これを本研究の気泡流領域で特徴的なスパイラル流れおよびリング状流れに対応する $n=400\sim 800\text{rpm}$ の場合に適用して $\Delta E_M/\Delta E_p$ を $1/(1-\beta)$ に対してプロットしたものを図 8-8 に示す。 $\Delta E_M/\Delta E_p$ の値は

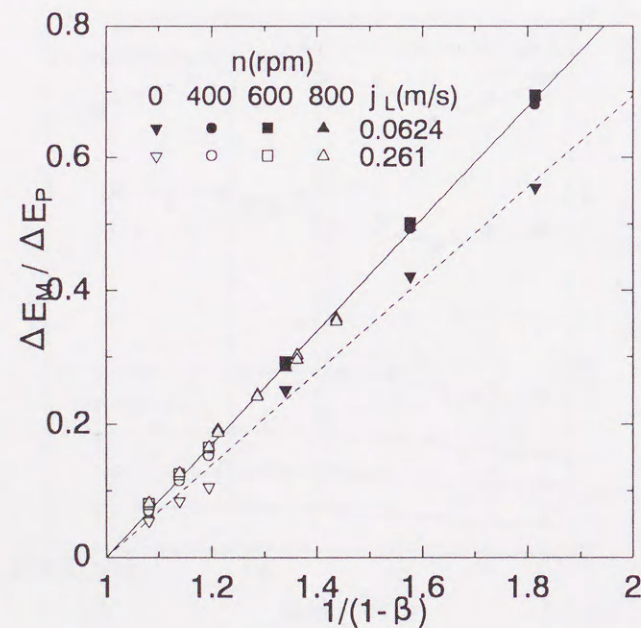


図 8-8 エネルギー損失の比

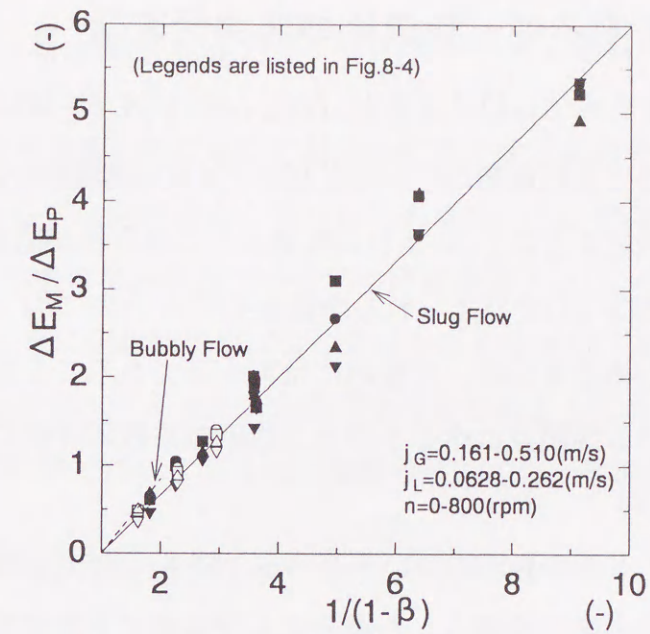


図 8-9 エネルギー損失の比

気液各相の容積流束 j_G , j_L や回転数 n , そしてロスビー数などにも無関係に、 $1/(1-\beta)$ に対して 1 本の直線で相関されていることが明瞭に示されている。ここで、式(8-12)の関係から $\Delta E_M/\Delta E_p$ は j_G/j_L に対して 1 本の直線で相関されるということもできる。同様に低回転数域での値 (この場合 $n=0\text{rpm}$) も傾きは異なるが、1 本の直線で示される。

次にスラグ流領域における $\Delta E_M/\Delta E_p$ の全データを $1/(1-\beta)$ ($=1+j_G/j_L$) に対してプロットしたものを図 8-9 に示す。本実験範囲でも気泡流領域と同様に $\Delta E_M/\Delta E_p$ の値は気液各相の容積流束 j_G , j_L や回転数 n , そしてロスビー数、すなわち流動様式などにも無関係に、 $1/(1-\beta)$ に対して 1 本の直線で相関される。図中には破線で気泡流領域の結果も参考のために示している。気泡流領域のデータは $1/(1-\beta)$ のごく小さい領域に限定されているが、回帰直線の勾配は気泡流における方が若干大きいようである。

8. 7 修正エネルギー損失比の無次元表示

均質流モデルによる式(8-14)によると、 $(\Delta E_M / \Delta E_P) / (\Lambda_L Fr_L^2)$ は $1/(1-\beta)$ のみの関数であるが、実際に高回転数域($n=400, 800$ rpm)の実験結果をプロットしてみると、図8-10に示すように j_L および回転数 n への依存性が認められる。このことは先に示した式(8-14)で与えられる均質流モデルでは、 $1/(1-\beta)$ に対する定性的な依存性は表し得るものの、定量的には不十分であることを示している。均質流モデルにおける問題点はボイド率と二相摩擦乗数の評価にあると考えて以下にその検討を示す。

まず始めに、ボイド率の算出について述べる。図8-11は非回転場の液单相流状態において単一の小気泡を導入した場合および低ボイド率の気液二相流状態において単一気泡の上昇速度をビデオ撮影によって求めた結果で、次式に示すドリフトフラックスモデル⁽⁴¹⁾による単一気泡の上昇速度と比較した結果である。

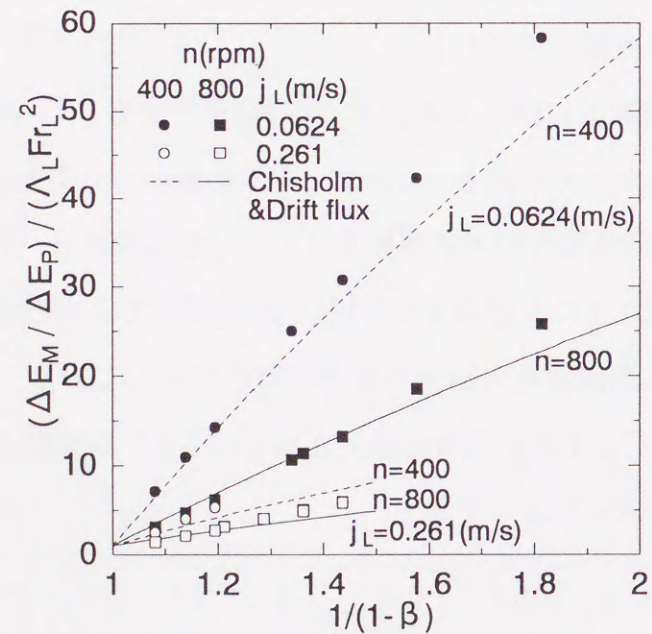


図8-10 修正エネルギー損失比

$$V_b = j + \sqrt{2} \left\{ \sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2 \right\}^{1/4} \dots \dots \dots (8-15)$$

なお、上式は元来流れ場において局所的に成立するものであるから容積流束 j の算出にあたっては局所値をとるべきであるが、ここでは近似的に j として、断面平均値、つまり流路全体での平均の容積流束 $j_G + j_L$ の値を用いている。図8-11に示すように実験結果のばらつきはかなり小さく、非回転の場合には近似的にドリフトフラックスモデルの適用が可能であると思われる。一方、回転場については第5章で述べたように気泡群のリングの上昇速度を計測し、それが

$$V_r = 0.905(j_G + j_L) - 0.022 \dots \dots \dots (8-16)$$

で与えられることを示した。気泡群のリングはテイラー渦のout flow領域つまり内筒から外筒への流れの領域に定常的に形成されているにも関わらず、その上昇速度は $j_G + j_L$ よりも小さいことを均質流モデルに基づいて説明することは困難である。Zuberら⁽⁴⁹⁾は気泡流の平均気相速度 j_G/α を

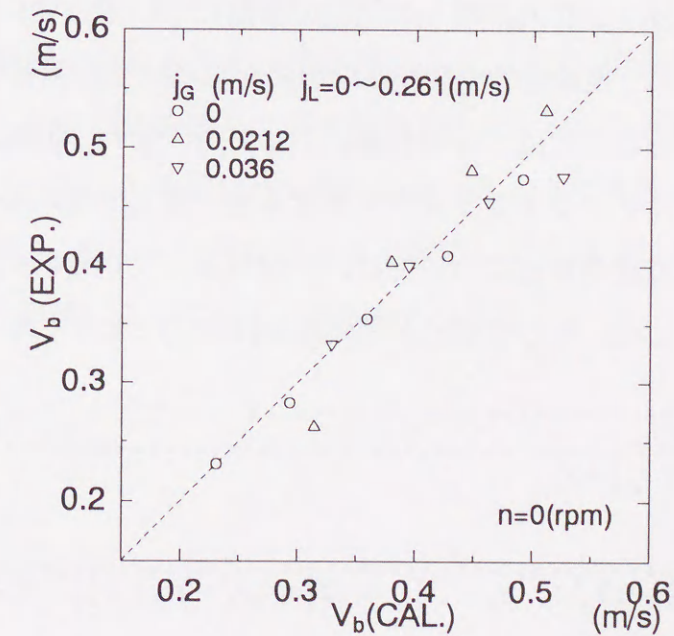


図8-11 液单相流の気泡上昇速度

$$\frac{j_G}{\alpha} = C_0(j_G + j_L) + V_{Gj} \dots\dots\dots (8-17)$$

で表し、ドリフト速度 V_{Gj} がボイド率依存性をもつとしたとき、ボイド波つまり Kinematic wave の伝播速度 C_K は、

$$C_K = C_0(j_G + j_L) + V_{Gj} + \alpha \frac{\partial V_{Gj}}{\partial \alpha} \dots\dots\dots (8-18)$$

で与えられるとした。そして理想的な気泡流のドリフト速度が、 $V_{Gj} = \sqrt{2} \{ \sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2 \}^{1/4} (1 - \alpha)^{3/2}$ のような形で与えられるとするならば、式(8-18)の第3項は負となる。本実験の気泡流領域の範囲では、 $C_0 \approx 1.0$ となり、第2項と第3項の大小関係によっては、ボイド波の上昇速度は $j_G + j_L$ よりも小さくなる。つまりドリフトフラックスモデルを用いれば、リングの上昇速度が $j_G + j_L$ よりも小さいことを説明できる可能性が高い。このとき、しかし個々の気泡は流路内に形成された気泡群のリングを順次通過しながら、ドリフト速度の分だけ平均的な流束 $j_G + j_L$ よりも速く移動すると解される。ここでの推論を実証するためにはリング内の個々の気泡の挙動についてさらに詳細に検討しなければならないが、実験装置や計測系の制約から現状では困難である。

以上のことからここでは、非回転場に対しても、また、回転場に対してもボイド率の算出にはドリフトフラックスモデルを一貫して用いることとした。ただし、ドリフト速度の算出については、十分発達した円管内気泡流に対する式を用いることとした。そしてボイド率の算出は次式によって行った。

$$\alpha = \frac{j_G}{C_0(j_L + j_G) + V_{Gj}} \dots\dots\dots (8-19)$$

ここで、 $C_0 = 1.0 - 0.2 \sqrt{\rho_G / \rho_L}$ 、 $V_{Gj} = \sqrt{2} \{ \sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2 \}^{1/4}$ である。

一方、気液二相流の摩擦損失の推算には Lockhart-Martinelli 相関⁽⁵⁰⁾あるいはそれを定式化した Chisholm の式⁽⁵¹⁾が常用されている。本実験の気泡流領域の範

囲に対しては気相を層流、液相を乱流とした場合の Chisholm による二相摩擦乗数 ϕ_L^2 を用いた。

$$\phi_L^2 = \frac{\Delta P_{fTP}}{\Delta P_{fL}} = 1 + \frac{10}{X} + \frac{1}{X^2} \dots\dots\dots (8-20)$$

ここで、 $X^2 = \Delta P_{fL} / \Delta P_{fG}$ である。 X^2 の算出の際に必要な ΔP_{fL} については、管摩擦係数として式(8-4)を用いた。気相は $Re_G < 1000$ の領域にあり、したがって管摩擦係数としては層流域においてもロスビー数に対する依存性は乱流と同じであると仮定して、次式で与えた。

$$\lambda_G = \lambda_{Lam} (1 + 0.135 Re_G^{1.24}) \dots\dots\dots (8-21)$$

ここで、 $\lambda_{Lam} = 64 / Re_G$ である。

図 8-7 中に示す曲線は上記のドリフトフラックスモデルに従ってボイド率を算出し、二相摩擦乗数として Chisholm の式を用いてエネルギー損失を求めた結果である。ここで述べた計算方法によってエネルギー損失の比の特性を定量的にも定性的にもかなりよく表すことができた。

次にスラグ流領域でのエネルギー損失の比 $\Delta E_M / \Delta E_P$ の推算方法についても検討しておく。先に本実験のスラグ流領域では大気泡の上昇速度が全体的に式(8-22)で近似されることを示した。先にも述べたように容積中心速度 j_G / α が大気泡上昇速度 V_s によって近似できると仮定して式(8-22)を用いてボイド率を算出すると、次式によってボイド率が与えられる。

$$V_s = 0.70(j_G + j_L) + 0.27 \dots\dots\dots (8-22)$$

$$\alpha = \frac{j_G}{V_s} \dots\dots\dots (8-23)$$

一方、気液二相流の摩擦損失の推算には、回転の影響や環状流路という幾何

学的な影響は前述と同様に管摩擦係数において集約されると仮定して、本実験のスラグ流領域の範囲に対しても気相を層流、液相を乱流とした場合のChisholmによる二相摩擦乗数 ϕ_L^2 を用いる。

式(8-5)よりエネルギー損失の比は摩擦損失とボイド率を用いると次式のようにも表される。

$$\frac{\Delta E_M}{\Delta E_P} = \frac{\{\Delta P_{FP} + [\alpha\rho_G + (1-\alpha)\rho_L]gH\}(j_G + j_L)}{(\rho_G j_G + \rho_L j_L)gH} - 1 \dots\dots\dots (8-24)$$

これに上記の各式より求められる値を代入して得られた $\Delta E_M/\Delta E_P$ の計算結果と実験結果との比較を図8-12中の●印で示す。なお、ここでは議論の都合上、大気泡の上昇速度が計測できた $n \geq 400$ rpmのデータについてのみ示している。今の場合、運動によるエネルギー損失を構成する各項の内、摩擦損失項は重力項に対して約10%のオーダーで、したがって計算と実験の不一致は主として式(8-22)によるボイド率の評価に依存したものと考えられる。そこで、以下に示

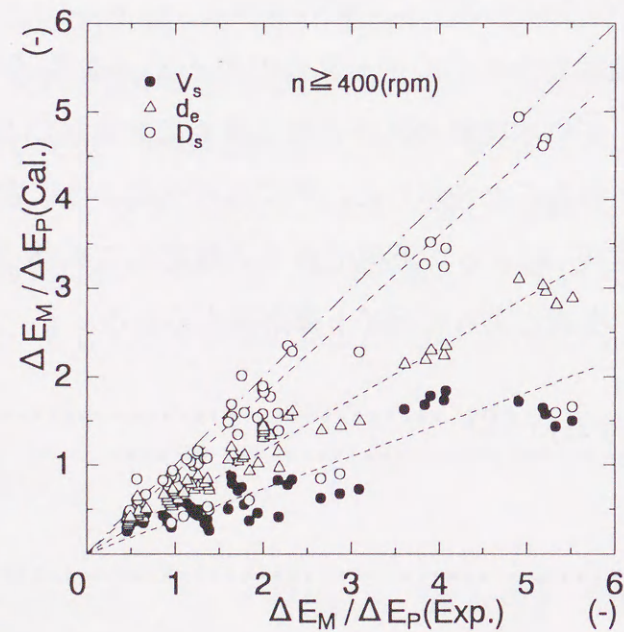


図8-12 エネルギー損失比の比較

すように代表長さを d_e 、 $C_0=1.2$ とした円管内スラグ流に対するドリフトフラックスモデルを適用してボイド率の算出を行った結果が図8-12中の△印で示されている。

$$V_s = 12(j_G + j_L) + 0.35\sqrt{gd_e(\rho_L - \rho_G)/\rho_L} \dots\dots\dots (8-25)$$

$\Delta E_M/\Delta E_P$ の計算結果は式(8-22)を用いた場合の約2倍にまで上昇するが、依然として実験結果との対応関係はよくない。

式(8-25)において、ボイド率分布に関係する分布パラメータ C_0 を1.2から2程度まで大きくすると $\Delta E_M/\Delta E_P$ は比較的良好に実験結果と対応するが、ボイド率分布の特性から考えて C_0 の値は小さくすることはできても2程度にまで大きくする根拠には乏しい。そこで、次式に示すように式(8-25)のドリフト速度項における水力相当直径 d_e の代わりに大気泡の軸方向長さ D_s の個々の測定値を用いた結果を図中の○印で示す。

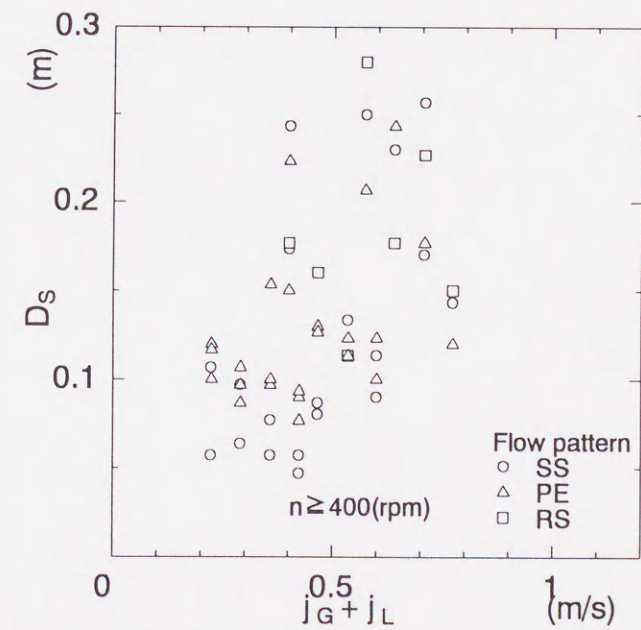


図8-13 大気泡長さ

$$\frac{j_G}{\alpha} = 1.2(j_G + j_L) + 0.35\sqrt{gD_s(\rho_L - \rho_G)/\rho_L} \dots\dots\dots (8-26)$$

式(8-26)の妥当性に対する理論的な根拠は明確でないが、得られた結果を見ると実験結果とかなりよく一致することがわかる。なお、ここで用いた大気泡の軸方向長さは5回の計測の平均値で、図8-13に示すようにどの流動様式においても $j_L + j_G$ の増加に伴って増加する傾向が認められるが、全体的にはかなりばらついている。さらに赤川ら⁽⁵²⁾によるスラグ長さとの比較を図8-14に示す。実験結果と赤川らの式による値は±50%の範囲にあり、従来からの実験式とオーダー的には同じである。しかし、全体的には赤川らの式による値より実験結果の方が小さい。これは回転によって水平方向に大気泡が引き伸ばされたためであると考えられる。

そこで上記の計算においては各計算条件ごとに図8-13に示した実験結果を直接代入した。そして、このとき算出されるボイド率の値は、例えば $j_G=0.161$ m/s, $j_L=0.0628$ m/s, $n=800$ rpm の場合で $\alpha=0.251$ となる。一方、式(8-23)と式(8-

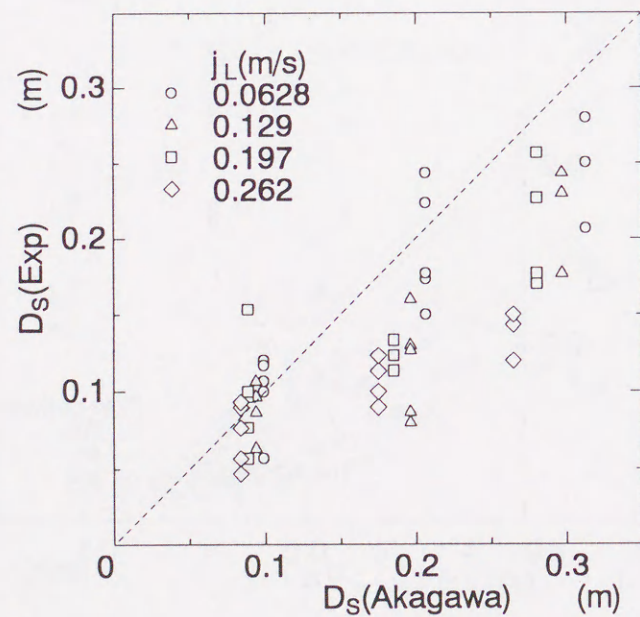


図8-14 スラグ長さの比較

25), 式(8-22)と式(8-23)より算出されるボイド率はそれぞれ0.381と0.378となり、計測された断面内平均ボイド率の実験結果 $\alpha=0.115$ と比較してかなり大きな値となり、式(8-26)より計算したものが妥当であると考えられる。このような傾向は他の条件についてもほぼ同様で、式(8-26)によるボイド率は比較的良好的である。以上より、ボイド率の算出には、本研究のような回転場の気液二相流に対して十分な精度で適用できる相関式を用いるか、もしくは今回のように代表長さとして大気泡の軸方向長さをを用いることによってドリフトフラックスモデルで $\Delta E_M / \Delta E_P$ をほほうまく推算できることが分かった。

以上、これらを用いて圧力損失が評価できることになるが、前述のようにボイド率の評価には注意を要する。

8. 8 結言

本章では液単相流, 気液二相流の気泡流領域およびスラグ流領域での圧力損失, また, それらの値から算出されたエネルギー損失の特性から, 以下の結論が得られた.

- (1) 液単相流での管摩擦係数は液相軸流レイノルズ数が大きいところでは従来からの実験式とほぼ一致したが, 液相軸流レイノルズ数が小さいところでは液相回転レイノルズ数の増大に伴って差が大きくなった.
- (2) 実験から得られた管摩擦係数と Blasius の式による管摩擦係数の比が, 液相回転レイノルズ数と液相軸流レイノルズ数の比であるロスビー数を用いて一本の直線で相関できた.
- (3) 気泡流領域での全圧力損失は回転数が増加するにつれて分散気泡流状態ではほぼ一定であるが, スパイラル流れが形成され始めると緩やかに増加し, 高回転数域ではほぼ一定となった. また, 容積流量比の増加に伴って全圧力損失は減少した.
- (4) 気泡流領域での全エネルギー損失は回転数に対して全圧力損失と同様な特性を示した. しかし, 全エネルギー損失は容積流量比の増加とともに増大する.
- (5) スラグ流領域での全圧力損失は回転数の増加に伴って, 流動様式や液相流束などによって複雑に変化する. また, 容積流量比の増加に伴って全圧力損失は減少した.
- (6) スラグ流領域での全エネルギー損失は回転数に対して全圧力損失と同様な特性を示した. しかし, 全エネルギー損失は容積流量比の増加とともに増大する.
- (7) 運動によるエネルギー損失と位置エネルギー損失の比は, 高回転域で見られるスパイラル流れ, リング状流れ, リング状スラグ流の領域では液相回転レイノルズ数に無関係にほぼ一定となった.
- (8) 運動によるエネルギー損失と位置エネルギー損失の比は, 気泡流やスラグ

流などの流動様式, 気液各相の容積流束, 回転レイノルズ数, ロスビー数などに関わらず, $1/(1-\beta)$ に対して一本の直線で相関することができた.

- (9) 気泡流領域ではドリフトフラックスモデルと Chisholm の二相摩擦乗数に基づいて算出したエネルギー損失は実験結果と良好な一致が得られた.
- (10) スラグ流領域ではボイド率の推算に代表長さとして大気泡の軸方向長さを用いたドリフトフラックスモデルでエネルギー損失の比をうまく推算することができた.
- (11) エネルギー損失の結果より圧力損失が評価できることになるが, ボイド率の評価には注意を要する.

第9章 結論

本研究では気液分離や各種回転機器において重要と考えられる内筒が回転する同心二重円筒において気相が導入された気液二相流について、その流動特性を明らかにした。このような系で気液二相流を取り扱った研究はほとんどなく、今後、回転場での気液二相流が問題となってくる際の基礎研究として、本研究は位置づけられる。

本論文の第3章では液単相流におけるテイラー渦の構造を断面内可視化観察結果より明らかにした。

第4章では内筒が回転する同心二重円筒に気液二相流が流れた場合の流動の様子から流動様式を定め、流動様式マップを作成した。また、スパイラルのピッチや傾き角などの流動形態値について検討を行った。

第5章では気泡流領域で特徴的な小気泡群のリングの上昇速度、スラグ流領域で特徴的な大気泡の上昇速度、液単相流のテイラー渦における気泡・粒子の挙動について液相流束や回転数の影響について検討を行った。

第6章ではテイラー渦流における粒子の挙動を数値シミュレーションによって、粒子とテイラー渦との干渉について検討を行った。

第7章では点電極型プローブで計測した時間平均ボイド率より求めた断面内ボイド率分布の気液各相の容積流束や回転数の影響について検討を行った。

第8章では全圧力損失と全エネルギー損失について気液各相の容積流束、回転数の影響、運動によるエネルギー損失と位置エネルギー損失の比について容積流量比やドリフトフラックスモデルによる推算方法について検討を行った。

液単相流の流路断面内可視化実験より、本実験装置においてもテイラー渦が形成されていることをまず確認した。その内筒が回転する同心二重円筒間に液相のみならず、気相も流れる気液二相流の場合について、各章の結言で詳細に述べているが、以下にそれらの概略を述べておく。

- 気泡流領域での流動の形態としては、ほぼ均一に分散した気泡が流路軸に対

して傾いて流れる分散気泡流、テイラー渦によって小気泡群がらせん状の帯を形成するように集合し、このらせんが3重の3重スパイラル流れ、2重の2重スパイラル流れ、1重の1重スパイラル流れ、リングとなるリング状流れを示した。

- スラグ流領域での流動の形態としては、流路周方向に扁平した大気泡と小気泡が蛇行しながら上昇するスラグ流、小気泡群がスパイラル形成するスパイラルスラグ流、大気泡が周方向に引き伸ばされたような扁平スラグ流、さらに引き伸ばされて周方向につながったリング状スラグ流を示した。

- 気泡流領域でもスラグ流領域でも、主として全容積流束と内筒の回転数で流動様式マップを構成することができた。

- 気泡の軸方向速度と断面内平均流速を関連づける係数と気泡の周方向速度と内筒の外表面速度を関連づける係数の比である分布係数比は、同じ液相流束に対してスパイラルの数の増加に伴って不連続に減少した。また、スパイラルが無限にあるとも考えられる分散気泡流に対する分布係数比は3重スパイラル流れの場合より小さくなる。

- 気泡およびスパイラルの傾き角は回転を与えると急激に減少し、流動様式によって不連続に変化した。また、分布係数比を用いて求めた傾き角は実験結果とほぼ一致した。

- 小気泡群のリングの上昇速度は全容積流束の増加に伴ってほぼ直線的に増加し、垂直円管内の気泡の上昇速度よりかなり小さい。ドリフトフラックスモデルの分布パラメータに対応する係数は1より小さく、これより小気泡群の個々の気泡は内筒寄りに偏在していると考えられ、このことは流路断面内の可視化観察より確かめられた。

- スラグ流領域での大気泡の上昇速度は全容積流束の増加に伴って直線的に増加し、回転の影響が小さい場合はNicklinらの式による値とほぼ一致するが、回転の影響が大きくなると、大気泡の上昇速度はNicklinらの式による値より小さくなる。

●液单相流における気泡や密度が異なる粒子の上昇速度は、液相流束の増加とともにほぼ直線的に増加し、高回転域ではほぼ一定となり、それぞれの上昇速度から液相流束を引いたドリフト速度は高回転域ではほぼ零となる。

●液单相流におけるテイラー渦の数値シミュレーションを2次元の差分計算コード SOLA を拡張して行い、テイラー渦が形成されるのを確認した。その流れ場に粒子を混入し、粒子の運動方程式を解くことによって得られた粒子の挙動は、テイラー渦に全く影響されないか、テイラー渦の影響を受けてジグザグに動くか、もしくはテイラー渦にトラップされて垂直方向に移動しないかのいずれかになった。

●粒子の流体に対する密度比が1から離れるほど、テイラー渦にトラップされて垂直方向に移動しない臨界の回転レイノルズ数は大きくなり、同じ回転レイノルズ数ではその粒子の上昇速度、沈降速度は大きくなった。

●点電極プローブによって計測した流路断面内時間平均ボイド率分布は、内筒に回転を与えない場合、気泡流領域においてもスラグ流領域においても流路断面のほぼ中央付近にピークをもつ分布となる。内筒に回転を与えると、内筒寄りの位置でのボイド率が大きくなり、外筒寄りでの値が小さくなる。つまり、ボイド率は半径方向に沿って減少する。この傾向は回転数が大きくなるにつれて顕著となる。

●可視化観察結果に基づいて流路断面内のボイド率分布を仮定して流路断面内平均ボイド率を求めると、内筒の回転数の増加に伴って流路断面内平均ボイド率分布は増加する。つまり、気液相間のスリップは回転数の増加に伴って減少する。

●実験から得られた管摩擦係数と Blasius の式による管摩擦係数の比が、液相回転レイノルズ数と液相軸流レイノルズ数の比であるロスビー数によって1本の直線で相関された。

●気泡流領域での全圧力損失と全エネルギー損失は、回転数の増加に伴って、分散気泡流ではほぼ一定であるが、スパイラルが形成され始めると増加し、高回転数域で再び一定となる。スラグ流領域では全圧力損失と全エネルギー損失

は、流動様式や液相流束などによって複雑に変化した。

●気泡流領域でもスラグ流領域でも容積流量比の増加に伴って全圧力損失は減少し、全エネルギー損失は増加する。

●運動によるエネルギー損失と位置エネルギー損失の比は、高回転数域において液相回転レイノルズ数に関係なくほぼ一定となり、流動様式、気液各相の容積流束、回転レイノルズ数、ロスビー数などに関わらず、容積流量比の関数として1本の直線で相関された。

●気泡流領域では垂直円管内の小気泡の上昇速度から求めたボイド率とドリフトフラックスモデルを用いて、また、スラグ流領域では大気泡の軸方向長さを代表長さとして求めたボイド率とドリフトフラックスモデルを用いて、エネルギー損失の比をうまく推算できた。

●エネルギー損失の結果より圧力損失が評価できることになるが、その際にはボイド率の評価を注意深く行わなくてはならない。

以上のように、内筒が回転する同心二重円筒における気液二相流の流動特性についてその第1歩として検討を行ってきた。計測の困難は伴うであろうが、リングを形成していた小気泡群の個々の気泡の分布、液相側の速度分布、内筒の径を変更することによるせん断力の影響などについてさらなる検討が必要であろう。また、現時点では軸対称を仮定して2次元で計算を行ったが、実際の流れは3次元の要素が非常に強いので、数値シミュレーションも3次元で行い、スパイラル流れなどの流動を再現できるようなものを作成する必要があると思われる。

参考文献

- (1) Taylor, G.I., *Phil. Trans. Roy. Soc. Ser.A*, **223**, (1923), 289.
- (2) Kataoka, K., *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, **1** (1986), 236, Gulf Pub.
- (3) Chossat, P. and Iooss, G., *The Couette-Taylor Problem*, (1994), Springer-Verlag.
- (4) Chandrasekhar, S., *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, (1961), 272, Oxford University Press.
- (5) Kataoka, K. et al., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **20**(1977), 57.
- (6) 水科篤郎他5名, 化学工学, **32-8**(1968), 795.
- (7) 例えば, 戸田盛和, カオス—混沌の中の法則, (1991), 13, 岩波書店.
- (8) 野坂正隆他2名, 低温工学, **31-10**(1996), 500.
- (9) Mallock, A., *Proc. Roy. Soc., Ser.A*, **45**(1888), 126.
- (10) Mallock, A., *Philos. Trans. Roy. Soc., Ser.A*, **187**(1896), 41.
- (11) Stuart, J.T., *J. Fluid Mech.*, **4-1**(1958), 1.
- (12) Stuart, J.T., *J. Fluid Mech.*, **9-3**(1960), 353.
- (13) Watson, J., *J. Fluid Mech.*, **9-3**(1960), 371.
- (14) Davey, A., *J. Fluid Mech.*, **14-3**(1962), 336.
- (15) Lewis, J.W., *Proc. Roy. Soc., Ser.A*, **117**(1928), 388.
- (16) Koschmieder, E.L., *J. Fluid Mech.*, **93**(1979), 515.
- (17) Barcilon, A., et al., *J. Fluid Mech.*, **94**(1979), 453.
- (18) Coles, D., *J. Fluid Mech.*, **21-3**(1965), 385.
- (19) Fenstermacher, P.R., et al., *J. Fluid Mech.*, **94**(1979), 103.
- (20) King, G.P., et al., *J. Fluid Mech.*, **141**(1984), 365.
- (21) Chandrasekhar, S., *Proc. Natl. Acad. Sci. Wash.*, **46**(1960), 137.
- (22) DiPrima, R.C., *J. Fluid Mech.*, **9-4**(1960), 621.
- (23) Astill, K.N., et al., *Proc. Roy. Soc., Ser.A*, **307**(1968), 55.
- (24) Chung, K.C. and Astill, K.N., *J. Fluid Mech.*, **81-4**(1977), 641.
- (25) Cornish, R.J., *Proc. Roy. Soc., Ser.A*, **140**(1933), 227.

- (26) Fage, A., *Proc. Roy. Soc., Ser.A*, **165**(1938), 513.
- (27) Kaya, J. and Elgar, E.C., *Trans. ASME*, **80** (1958), 753.
- (28) Astill, K.N., *Trans. ASME, Ser.C*, **86-3**(1964), 383.
- (29) 山田, 機論, **27-180**(1961), 1267.
- (30) 平井・高城, 第21回日本伝熱ソポジウム講演論文集, (1984), 28.
- (31) Donnelly, R.J. and Fultz, D., *Proc. Nat., Acad., Sci., Wash*, **46**(1960), 1150.
- (32) Snyder, H.A., *Proc. Roy. Soc., Ser.A*, **265**(1962), 198.
- (33) Hasoon, M.A. and Martin, B.W., *Proc. Roy. Soc., Ser.A*, **352**(1977), 351.
- (34) Gravas, N. and Martin, B.W., *J. Fluid Mech.*, **86**(1978), 385.
- (35) Martin, B.W., Payne, A., *Proc. Roy. Soc., Ser.A*, **328**(1972), 123.
- (36) 例えば, 日本機械学会編, 気液二相流技術ハンドブック, (1989), 2, コロナ社.
- (37) Salhi, A., et al., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **114**(1992), 80.
- (38) 山口・須知, 混相流, **7-4**(1993), 354.
- (39) Mishima, K. and Ishi, M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **27** (1984), 723.
- (40) Bankoff, S.G., *Trans. ASME, J. Heat Transf.* **82**(1960), 265.
- (41) Zuber, N. and Findlay, J.A., *Trans. ASME, J. Heat Transf.* **87**(1965), 453.
- (42) Ishii, M., ANL-77-47, (1977), 32.
- (43) Nicklin, D.J., et al., *Trans. Inst. Chem. Engr.*, **40-1** (1962), 61.
- (44) Schiller, L. and Nauman, A., *V.D.I. Zeits*, **77**(1933), 318.
- (45) 辻, 第12回混相流レクチャーシリーズ, (1994), 61, 日本混相流学会.
- (46) Hirt, C.W., *L.A. 5852*, (1975), Los Alamos.
- (47) 浅沼, 機論, **17-60**(1951), 140.
- (48) 赤川, 気液二相流, (1974), 153, コロナ社.
- (49) Zuber, N., ほか3名, *GEAP-5417* (1967).
- (50) Lockhart, R.W. and Martinelli, R.C., *Chem. Eng. Progress*, **45-1**(1949), 39.
- (51) Chisholm, D., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **10** (1967), 1767.
- (52) 赤川・坂口, 機論, **31-224**(1965), 601.

本論文に関連する論文・発表

[論文・Proceedings]

Y. SHIOMI, H. KUTSUNA, K. AKAGAWA AND M. OZAWA, TWO-PHASE FLOW IN AN ANNULUS WITH A ROTATING INNER CYLINDER(FLOW PATTERN IN BUBBLY FLOW REGION), NUCLEAR ENGINEERING AND DESIGN, 141(1993), 27-34.

Y. SHIOMI, H. KUTSUNA, K. AKAGAWA AND M. OZAWA, Bubble and Particle Behavior in Taylor- and Spiral-Vortex Flows, ADVANCES IN MULTIPHASE FLOW, (1995), 17-26.

塩見洋一, 小澤守, 忽那泰章, 赤川浩爾, 回転する同心二重円筒における気液二相流のエネルギー損失, 日本機械学会論文集, 62-594, B(1996), 419-426.

塩見洋一, 小澤守, 忽那泰章, 中西重康, 赤川浩爾, 回転同心二重円筒における気液二相スラグ流の流動特性, 日本機械学会論文集, 63-608, B(1997), 1129-1136.

Y. SHIOMI, H. KUTSUNA, K. AKAGAWA AND M. OZAWA, TWO-PHASE FLOW IN AN ANNULUS WITH A ROTATING INNER CYLINDER, PROC. THE INTERNATIONAL CONFERENCE ON MULTIPHASE FLOWS '91-TSUKUBA, (1991), 179-182.

Y. SHIOMI, H. KUTSUNA, K. AKAGAWA AND M. OZAWA, TWO-PHASE FLOW IN AN ANNULUS WITH A ROTATING INNER CYLINDER(FLOW PATTERN IN BUBBLY FLOW REGION), PROC. THE JAPAN-U. S. SEMINAR ON TWO-PHASE FLOW DYNAMICS, (1992), 573-585.

Y. SHIOMI, H. KUTSUNA, K. AKAGAWA AND M. OZAWA, Bubble and Particle Behavior in Taylor- and Spiral-Vortex Flows, PROC. THE 2ND INTERNATIONAL CONFERENCE

ON MULTIPHASE FLOW '95-KYOTO, (1995), PD3-1-7.

Y. SHIOMI, M. OZAWA, H. KUTSUNA, S. NAKANISHI AND K. AKAGAWA, Void Fraction of Two-Phase Flow in Concentric Annulus with Rotating Inner Cylinder, PROC. THE JAPAN-U. S. SEMINAR ON TWO-PHASE FLOW DYNAMICS, (1996), 259-263.

[学術講演]

塩見洋一, 小澤守, 忽那泰章, 赤川浩爾, 回転する同心二重円筒における気液二相流のエネルギー損失, 混相流シンポジウム'93(第12回)講演論文集, (1993), 147-150.

塩見洋一, 小澤守, 赤川浩爾, 忽那泰章, 吉田好行, 回転する同心二重円筒における気液二相流の気泡挙動, 日本機械学会関西支部第69期定時総会講演会講演論文集, 944-2, (1994), 50-52.

塩見洋一, 小澤守, 赤川浩爾, 忽那泰章, 軸流を伴ったテーラー渦流における気泡・粒子挙動, 混相流シンポジウム'94(第13回)講演論文集, (1994), 361-362.

塩見洋一, 忽那泰章, 小澤守, 赤川浩爾, 青木正, 同心二重円筒内の粒子挙動の可視化, 混相流シンポジウム'95(第14回)講演論文集, (1995), 75-78.

塩見洋一, 忽那泰章, 小澤守, 赤川浩爾, 細川照生, 数値シミュレーションによる同心二重円筒内の粒子挙動, 混相流シンポジウム'95(第14回)講演論文集, (1995), 172-175.

塩見洋一, 忽那泰章, 中西重康, 小澤守, 赤川浩爾, 矢島孝視, 同心二重円筒における気液二相スラグ流の流動特性, 混相流シンポジウム'96(第15回)講演論文集, (1996), 225-228.

謝 辞

本研究を遂行および本論文の作成にあたり終始ご指導・ご鞭撻を頂きました
関西大学 小澤守教授に深く感謝致します。学部学生から14年間に渡り、本当
にどうもありがとうございました。

本論文作成にあたり副査をして頂きました関西大学 植村知正教授，大場謙
吉教授，森淳暢教授の各先生方に深く感謝致します。

また公私にわたり有益な御助言と御援助を頂いた元龍谷大学教授 赤川浩爾
神戸大学名誉教授に深く感謝致します。龍谷大学に採用になる時から大変お世
話になりました。龍谷大学 忽那泰章教授，中西重康教授には公私にわたり有
益な御助言と御激励を頂き深く感謝致します。学位論文の進捗状況をいつもお
気遣い頂きました龍谷大学 中村宏名誉教授に深く感謝致します。神戸大学学
部学生の時から研究および日常生活でよき相談相手でありました神戸高専 赤
對秀明助教授，滋賀県立大学 南川久人講師に感謝致します。

龍谷大学での創設費で作製させて頂きました実験装置と充実費で購入させて
頂きました計測装置で本研究を遂行できましたことを龍谷大学学校関係者各位
に御礼申し上げます。

そして本研究の実験，データ処理，数値計算に熱心に協力頂いた当時龍谷大
学大学院生 吉田好行氏，青木正氏，細川照生氏，矢島孝視氏，当時学部学生 余
田尚敏氏，田中康恵氏，大西俊之氏，竹内宏文氏の諸氏に感謝致します。

また，自分のやりたいことをやればよいと自由にさせてくれた両親に深く感
謝致します。

最後に温かく見守り協力してくれた妻 華子と娘 洋奈，生まれたばかりの
息子 一博に深く感謝致します。

1997年9月

塩見 洋一

