

## 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\*

塩見 洋一<sup>\*1</sup>, 小澤 守<sup>\*2</sup>, 忽那 泰章<sup>\*1</sup>  
中西 重康<sup>\*1</sup>, 赤川 浩爾<sup>\*3</sup>Two-Phase Slug Flow in a Concentric Annulus  
with a Rotating Inner CylinderYoichi SHIOMI, Mamoru OZAWA, Hiroaki KUTSUNA,  
Shigeyasu NAKANISHI and Koji AKAGAWA

Gas-liquid two-phase slug in a concentric annulus with a rotating inner cylinder has been experimentally investigated. The flow patterns identified on the basis of visual observations are classified into four categories, i. e., slug flow, spiral-slug flow, peripherally elongated slug flow and ring-form slug flow. Such a flow regime map is expressed as a function of the total volumetric flux and the rotational speed. The rising velocity of a large bubble approximately coincides with Nicklin et al.'s correlation at relatively low rotational speed, while the rising velocity is lower than that of Nicklin et al.'s correlation at high rotational speed. This is closely related to the void fraction distribution along the radial direction in the annulus. The ratio of the kinetic energy loss to the potential one in the slug flow regime is well correlated by a linear function of the volumetric flux ratio of two phases as in the case of a bubbly flow regime. This ratio of energy losses is well expressed using the drift-flux model modified by taking into account the large bubble size in the annulus.

**Key Words:** Multiphase Flow, Vortex, Shear Flow, Concentric Annulus, Flow Pattern, Void Fraction, Energy Loss

## 1. 緒 言

内筒が回転する同心二重円筒の環状流路内気液二相流の流動特性は、気液分離や各種回転機器において重要な問題である。本一連の研究はこのような回転する同心二重円筒間の環状流路における気液二相流の流動特性を解明することを目的としたもので、既報<sup>(1)(2)</sup>では内筒が回転する同心二重円筒内の気泡流領域の流動様式および圧力損失、エネルギー損失に対する回転数、気相流速および液相流速の影響について検討を行った。それにより、回転数によって特異な相分布を生じること、また、全圧力損失、全エネルギー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、高い回転数域で再びほぼ一定となることを示した。さらに、エネルギー損失についての簡単なモデル化を行い、スパイラル流れおよびリング状流れにおけるエネルギー損失が液相フリクション数  $A_L$  と液相フルード数  $Fr_L$  および容積流量比  $\beta$  で表されること、

および運動によるエネルギー損失と位置エネルギー損失の比  $\Delta E_M/\Delta E_P$  が  $1/(1-\beta)$  に対して直線で相関されることを明らかにした。

そこで本報では、気相容積流速の範囲を既報<sup>(1)</sup>よりも拡張し、気液二相スラグ流領域を中心として内筒が回転する同心二重円筒内での流動特性、すなわち、流動様式、ボイド率分布、圧力損失、エネルギー損失について実験を行い、検討したので報告する。

## 2. 記 号

- $C_0$ : 分布パラメータ  
 $d$ : 内外筒間すきま  $= R_2 - R_1$  m  
 $d_e$ : 水力相当直径  $= 2d = 2(R_2 - R_1)$  m  
 $D_s$ : 大気泡の軸方向長さ m  
 $\Delta E_P$ : 位置エネルギー損失  
 $= (Q_L \rho_L + Q_G \rho_G) g H$  W  
 $\Delta E_T$ : 全エネルギー損失  
 $= \Delta P_T (Q_L + Q_G)$  W  
 $\Delta E_M$ : 運動によるエネルギー損失 W  
 $Fr_L$ : 液相フルード数  $= j_L / \sqrt{gH}$   
 $g$ : 重力の加速度  $m/s^2$   
 $H$ : 圧力測定区間長さ m

\* 原稿受付 1996年6月17日。

<sup>\*1</sup> 正員、龍谷大学理工学部 (☎ 520-21 大津市瀬田大江町横谷1-5)。<sup>\*2</sup> 正員、関西大学工学部 (☎ 564 吹田市山手町3-3-35)。<sup>\*3</sup> 正員、神戸大学 (☎ 662 西宮市深谷町6-22)。

- $j$ : 容積流束 m/s  
 $n$ : 内筒回転数 rpm  
 $\Delta P_T$ : 全圧力損失 Pa  
 $\Delta P_f$ : 摩擦圧力損失 Pa  
 $Q$ : 容積流量  $\text{m}^3/\text{s}$   
 $r$ : 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  $= d_e j / \nu$   
 $Ro$ : ロスビー数  $= R_1 \Omega_1 / j = R\omega / Re$   
 $R\omega$ : 回転レイノルズ数  $= d_e R_1 \Omega_1 / \nu$   
 $Ta_L$ : 液相テイラー数  $= R_1 \Omega_1^2 d^3 / \nu^2$   
 $V_G$ : 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  
 $\alpha$ : ボイド率  
 $\beta$ : 容積流量比  $= j_c / (j_c + j_L)$   
 $\lambda$ : 管摩擦係数  
 $A$ : フリクション数  $= \lambda H / (2d_e)$   
 $\nu$ : 動粘性係数  $\text{m}^2/\text{s}$   
 $\rho$ : 密度  $\text{kg}/\text{m}^3$   
 $\phi_L$ : 二相摩擦乗数  
 $\Omega_1$ : 内筒回転角速度  $= 2\pi n / 60$  rad/s
- 添字
- $G$ : 気相  
 $L$ : 液相

### 3. 実験装置・方法

実験装置および方法は基本的には既報<sup>(1)</sup>と同じであるので、その概略のみを記しておく。試験部の高さは1.0 m、静止している外筒は内径200 mmの亚克力樹脂製で、回転する内筒は外径180 mmのSUS 304製であり、外筒と内筒のすきま $d$ は10 mmである。流れ場の観察は外壁を通して直接目視すること、またはVTRにより行った。外筒の側壁に、圧力およびボイド率測定用のタップを設置し、流路軸方向のほぼ中央に位置する0.5 mの区間で差圧測定を、上流から0.65 mの位置で点電極プローブによりボイド率測定を行った。

実験範囲は、内筒の回転数 $n=0, 100\sim 800$  rpm、液相流束を既報<sup>(1)</sup>と同じく $j_L=0.062\sim 0.262$  m/sとし、一方、気相流束は、 $j_c=0.161\sim 0.510$  m/sで、既報よりかなり大きい。これらはそれぞれ、液相の軸流レイノルズ数 $Re_L=1180\sim 5400$ 、気相の軸流レイノルズ数 $Re_G=215\sim 680$ に対応し、また液相テイラー数は $Ta_L$

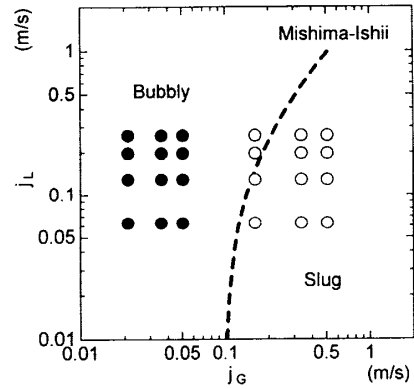


Fig. 1 Experimental conditions

$= 8.69 \times 10^6 \sim 6.79 \times 10^8$  に対応する。なお、実験条件については実験装置の制約や気泡流領域に対して行った実験条件<sup>(1)</sup>を考慮して、 $j_L$ および $n$ は既報と同一条件とし、 $j_c$ の設定は後述のようにスラグ流が実現できる範囲とした。また、本装置においては環状流路下端の混合部で分散気泡流状態であるが、環状流路に流入してすぐに大気泡が形成され、差圧測定区間においては流動様式の変化はなくほぼ発達していると考えている。

図1はMishima-Ishiiによる流動様式線図<sup>(3)</sup>上に実験条件を示したもので、●は既報<sup>(1)</sup>における条件であり、○は本報における条件でスラグ流領域にあることがわかる。なお、ここでいうスラグ流は通常の円管内スラグ流の様相とはかなり異なっていて、これについては後述する。

### 4. 流動様式

気泡流領域の実験においては、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、テイラー渦の効果によって気泡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三重である三重スパイラル流れ、二重の二重スパイラル流れ、一重の一重スパイラル流れ、リングとなるリング状流れといった流動様式を呈した<sup>(2)</sup>。

一方、本実験範囲では内筒が回転しない場合には円管での大気泡に相当する直径50~100 mm程度の流路周方向に扁平した大気泡と3~10 mm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。本報ではこの流動様式をスラグ流と呼ぶこととし、図2(a)にその様子が示されている。

このスラグ流状態において内筒に回転を与えると、200 rpm以下の低い回転数では大気泡は回転の影響を

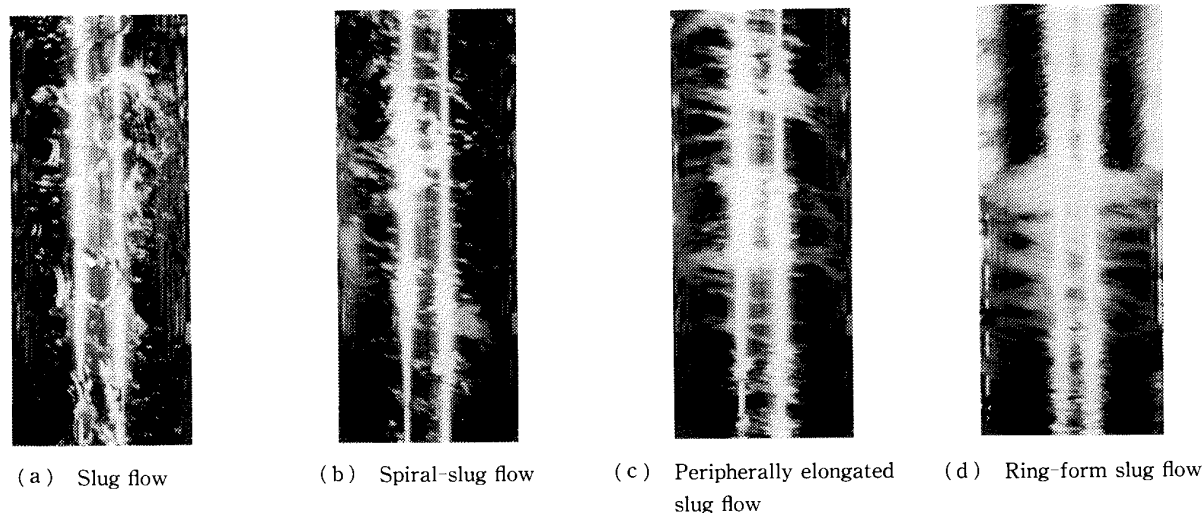


Fig. 2 Flow patterns

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既報<sup>(2)</sup>と同様であった。

回転数が 300 rpm 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 400 rpm を超すと気泡流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 2 (b) に示されていて、これをスパイラル-スラグ流(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かかわらず、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ほうが速いため、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。

600 rpm 以上の回転数では小気泡は 5~10 mm 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 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 2 (d) に示すような 100~200 mm 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グ

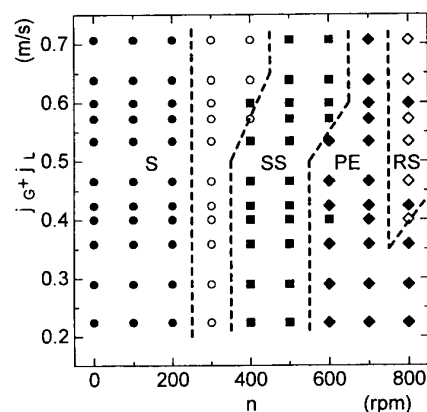


Fig. 3 Flow regime map

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

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統一的に表すことができた<sup>(2)</sup>。そこで、スラ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 3 に示す。全容積流束  $j_L + j_G$  が比較的低い条件では、内筒の回転数を増加させるにつれて、流動様式はスラグ流、スパイラル-スラグ流、扁平スラグ流へと遷移する。 $j_L + j_G$  が 0.4 m/s 以上の範囲では、流動様式はスラグ流、スパイラル-スラグ流、扁平スラグ流、そしてリング状スラグ流へと順次遷移する。なお、リング状スラグ流領域に扁平スラ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グ流は扁平スラグ流の発展形と考えられる。また、300 rpm 近傍の領域はスラグ流からスパイラル-スラグ流の遷移域であり、両者が時間的あるいは空間的に混在している。

以上のように、内筒が回転する同心二重円筒におけ

るスラグ流領域の気液二相流でも、気泡流領域と同様に  $j_L$  や  $j_G$  の個々の値の如何によらず、主として、全容積流束と内筒の回転数で流動様式線図を構成することができる。

### 5. 上昇速度・ボイド率分布

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。一方、高回転数域では先に述べた流動様式からも明らかなように大気泡の形状が大きく異なり、その結果として上昇速度やボイド率分布にも大きな差異の存在が予想される。

そこでまず、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VTRによってビデオタイマ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つた。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4に示している。界面の同定や画像処理のタイミングにより  $\pm 10\%$  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  $500 \sim 600$  rpm の領域では、大気泡の上昇速度  $V_S$  は円筒内スラグ流に対する Nicklin ら<sup>(4)</sup> によって提案され

ている式(1)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。

$$V_S = 1.2(j_G + j_L) + 0.35\sqrt{gd_e(\rho_L - \rho_G)/\rho_L} \dots (1)$$

一方、 $n = 800$  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。

そこで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4中の実線である。 $j_G + j_L$  が  $0.5$  m/s 程度以下では大気泡の上昇速度  $V_S$  は式(1)で与えられる値と同程度であるが、 $j_G + j_L$  が  $0.6$  m/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、後述の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、参考のために既報<sup>(5)</sup> で示した小気泡群のリングの上昇速度  $V_R$  を図4中に一点鎖線で示しているが、これらは本報の大気泡上昇速度よりもかなり小さい。また、図4中に示す二点鎖線は後述するエネルギー損失評価に供するために、図4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。

$$V_S = 0.70(j_G + j_L) + 0.27 \dots \dots \dots (2)$$

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ラフトフラックスモデル<sup>(6)</sup>、 $j_G/\alpha = C_0(j_G + j_L) + V_{G0}$  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low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 ( $n = 800$  rpm) では図4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。

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。図5から図9に示すボイド率のデータはすべて45秒の平均値であり、 $r = 90$  mm は内筒外面を、 $r = 100$  mm は外筒内面を表す。図5に示す回転がない場合 ( $n = 0$  rpm) の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。同一流束条件のもとで内筒に回転を与

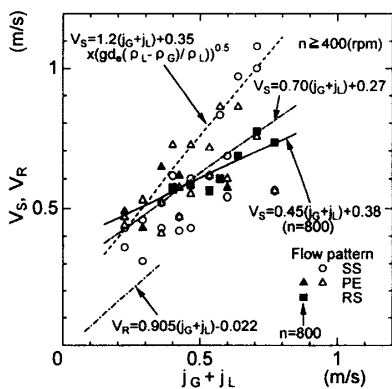


Fig. 4 Rising velocity of large bubble

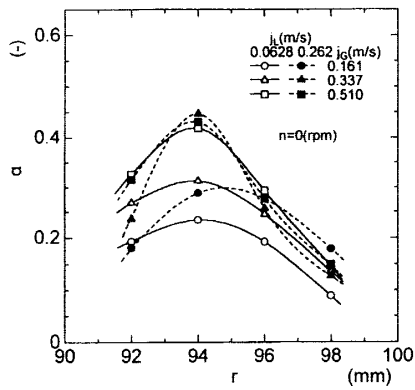
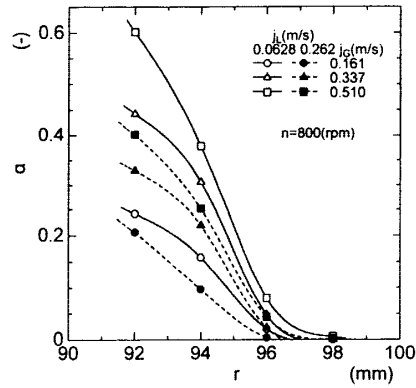
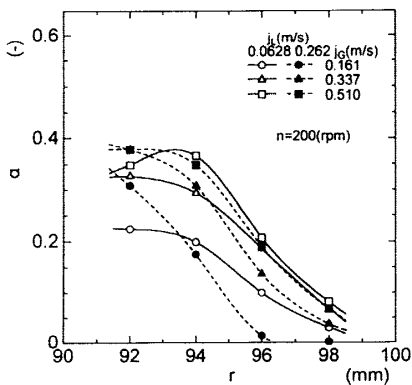
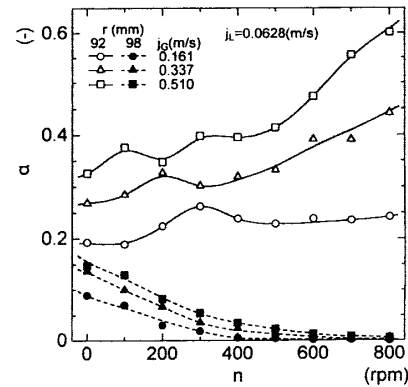
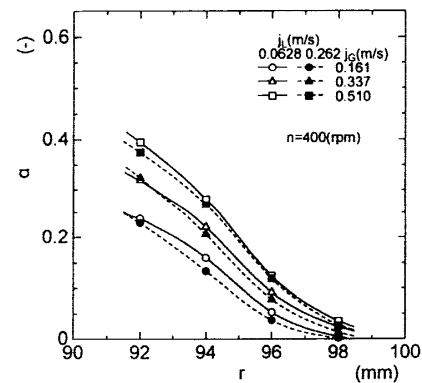
Fig. 5 Void fraction profile ( $n=0$  rpm)Fig. 8 Void fraction profile ( $n=800$  rpm)Fig. 6 Void fraction profile ( $n=200$  rpm)

Fig. 9 Void fraction vs. rotational speed

Fig. 7 Void fraction profile ( $n=400$  rpm)

えた図 6 に示す  $n=200$  rpm の場合では、内筒寄りの  $r=92$  mm 付近でのボイド率が大きくなり、外筒寄りの  $r=98$  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 ( $n=400$  rpm) や図 8 ( $n=800$  rpm) ではその傾向がさらに顕著となり、外筒寄りの  $r=98$  mm 付近でのボイド率はほぼ零となり、内筒寄りの位置で時間平均ボイド率はさらに大きくなる。

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 9 に示す。回転する内筒側 ( $r=92$  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  $n=200$  rpm および 400 rpm の間でボイド率はほぼ一定もしくは一時的に減少し、 $n \geq 500$  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  $r=98$  mm でのボイド率は回転数の増加に伴って徐々に減少し、 $n=800$  rpm ではほとんど零となる。

また、気泡流領域においても高回転数域では内筒側のボイド率が高く、外筒側でほぼ零となるなど上述のスラグ流と同様の特性を示す。ところで、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 の内壁側に小気泡群のスパイラルあるいはリングが存在し、テイラー渦との干渉が明確に認められた<sup>(5)</sup>。一方スラグ流では、大気泡の長さのスケールが 100~200 mm のオーダに対して、テイラー渦のスケールは本実験装置の場合、30 mm 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。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力による影響が現れているとみるべきであろう。

6. 全圧力損失

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  $\Delta P_T$  と回転数  $n$ , 各相容積流速との関係について述べる。スラグ流領域の全圧力損失  $\Delta P_T$  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 10 である。

回転数  $n$  の増加に伴う  $\Delta P_T$  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 S および SS 領域で上昇傾向があり、高回転数の PE および RS 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、S 領域でほぼ一定もしくは減少し、遷移領域を含む SS 領域で増加、さらに PE, RS 領域では  $n$  の増加とともに減少する。なお、 $j_L$  一定のもとで  $j_C$  が大きくなれば、ポイド率が增加することにより  $\Delta P_T$  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。

7. エネルギー損失

既報<sup>(1)</sup>において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扱うためには、エネルギー損失を用いることが有用であることを示した。そこで、スラグ流領域に対しても既報と同様エネルギー損失について検討を行うことにする。なお、全エネルギー損失  $\Delta E_T$  は運動によるエネルギー損失  $\Delta E_M$  と位置エネルギー損失  $\Delta E_P$  の和として与えられ、 $\Delta E_M$  は次式により計算される<sup>(7)</sup>。

$$\begin{aligned} \Delta E_M &= \Delta E_T - \Delta E_P \\ &= \Delta P_T(Q_L + Q_C) - (Q_L \rho_L + Q_C \rho_C)gH \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3)$$

まず最初に、 $\Delta P_T$  の実験結果から求められた全エネ

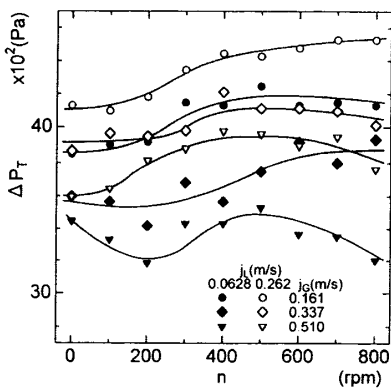


Fig. 10 Total pressure drop vs. rotational speed

ルギー損失  $\Delta E_T$  が回転数  $n$  に対して図 11 に示されている(図 11 中の記号は図 10 と同じ)。 $\Delta E_T$  は  $n$  に対して  $\Delta P_T$  と同様の傾向を示す。すなわち、全体的な傾向としては  $n$  の増加に伴って  $\Delta E_T$  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  $\Delta E_T$  は大きい。一方、同じ  $j_L$  に対して、全圧力損失は  $j_C$  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。

さて、既報<sup>(1)</sup>では気液二相流のエネルギー損失について均質流を用いた簡単なモデル化を行い、運動によるエネルギー損失と位置エネルギー損失の比  $\Delta E_M/\Delta E_P$  が液相フリクション数  $\Lambda_L$ , 液相フルード数  $F_{rL}$  と容積流量比  $\beta$  で表され、 $1/(1-\beta)$  に対して直線で関連されることを明らかにした。

そこで運動によるエネルギー損失  $\Delta E_M$  の値と位置エネルギー損失  $\Delta E_P$  の値の比をまず液相フリクション数  $\Lambda_L$  に関連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 12 に示されている(図 12 中の記号は図 10 と同じ)。気液二相流における  $\Delta E_M/\Delta E_P$  は容積流量比  $\beta$  が小さい領域( $j_L=0.262$  m/s)では気泡流領域の場合と同様に図 12 中に破線で示す

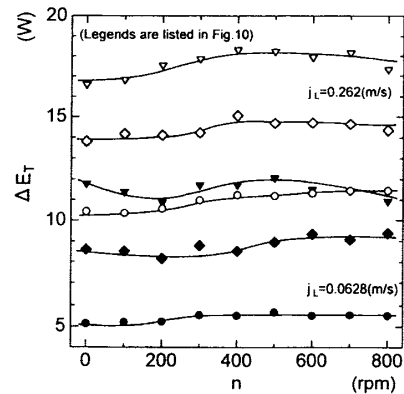


Fig. 11 Total energy loss vs. rotational speed

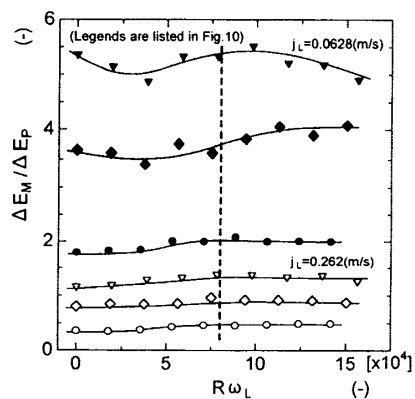


Fig. 12 Energy ratio vs. rotational Reynolds number

$R\omega_L = 8 \times 10^4$  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、 $\beta$  が大きい領域 ( $j_L = 0.0628$  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、既報<sup>(1)</sup> に比べて容積流量比  $\beta$  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。

次に、 $\Delta E_M / \Delta E_P$  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 13 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速  $j_G, j_L$  や回転レイノルズ数、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 13 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、回帰直線のこの配は気泡流におけるほうが若干大きいようである。

さて最後にエネルギー損失の比  $\Delta E_M / \Delta E_P$  の推算方法について検討しておく。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(2)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  $j_G/\alpha$  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(2)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。

$$\alpha = \frac{j_G}{V_s} \quad \dots\dots\dots (4)$$

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後述の管摩擦係数において集約されると仮定して、本実験範囲に対しては気相を層流、液相を乱流とした場合の Chisholm<sup>(8)</sup> による二相摩擦乗数  $\phi_L^2$  を用いる。

$$\phi_L^2 = \frac{\Delta P_{TP}}{\Delta P_{FL}} = 1 + \frac{10}{X} + \frac{1}{X^2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $X^2 = \Delta P_{FL} / \Delta P_{FG}$  である。 $X^2$  の算出の際に必

要となる  $\Delta P_{FL}, \Delta P_{FG}$  における管摩擦係数は既報<sup>(1)</sup> と同様に次式で与えた。

$$\lambda_L = \lambda_{Bla}(1 + 0.135 Ro_L^{0.24}) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\lambda_G = \lambda_{Lam}(1 + 0.135 Ro_G^{0.24}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $\lambda_{Bla} = 0.3164 Re_L^{-0.25}$ ,  $\lambda_{Lam} = 64/Re_G$  である。

式(3)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表される。

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

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 14 中の●印で示す。なお、ここでは議論の都合上、図 4 に対応して  $n \geq 400$  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うち、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(2)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、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<sup>(6)</sup> [形の上では式(1)と一致する] を適用してボイド率の算出を行った結果が図 14 中の△印で示されている。 $\Delta E_M / \Delta E_P$  の計算結果は式(2)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(1)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(1)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

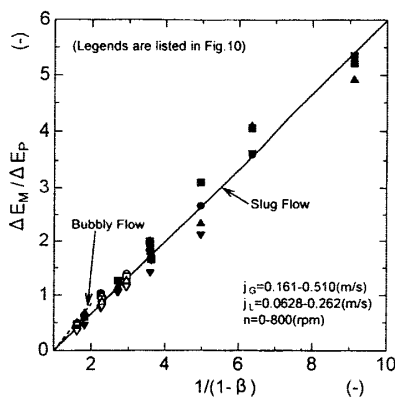


Fig. 13 Energy ratio vs. volumetric flux ratio

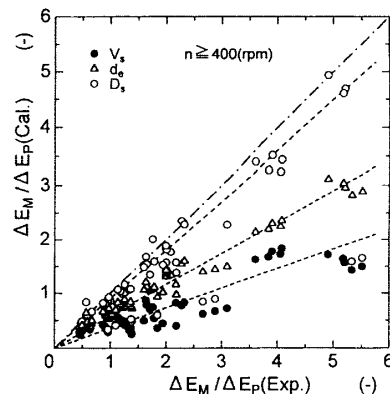


Fig. 14 Comparison between calculations and experimental values of energy ratio

$D_s$  の個々の測定値を用いた結果を図 14 中の○印で示す。

$$\frac{j_c}{\alpha} = 1.2(j_c + j_L) + 0.35\sqrt{gD_s(\rho_L - \rho_G)/\rho_L} \dots (9)$$

式(9)の妥当性に対する理論的な根拠は明確でないが、得られた結果をみると実験結果とかなりよく一致することがわかる。しかもこのとき算出されるボイド率の値は、例えば  $j_c = 0.161$  m/s,  $j_L = 0.0628$  m/s,  $n = 800$  rpm の場合で  $\alpha = 0.251$  となり、図 8 の結果と比較して妥当な結果を与える。一方、式(1)と式(4)、式(2)と式(4)より算出されるボイド率はそれぞれ 0.381 と 0.378 となり、図 8 のボイド率分布と比較してかなり大きな値となる。このような傾向は他の条件についてもほぼ同様で、式(9)によるボイド率は比較的良好である。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  $\Delta E_M/\Delta E_P$  をほぼうまく推算できることがわかった。

## 8. 結 言

内筒が回転する同心二重円筒内の気液二相スラグ流領域を中心とした流動特性について検討を行った。

流動様式はスラグ流、スパイラルスラグ流、扁平スラグ流、リング状スラグ流の四つに分類され、これらの発生領域は全容積流束と内筒の回転数によって示さ

れた。

大気泡の上昇速度は回転の影響が少ないときは Nicklin らによるものとほぼ一致し、高回転数域ではその上昇速度は低回転数域と比べてかなり小さい。

流路断面内の時間平均ボイド率は内筒の回転数が増加するにつれて内筒寄りの位置で値が大きくなり、外筒寄りの位置での値は零に漸近する。このことが大気泡の上昇速度に密接に関連していると考えられる。

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気泡流領域と同様に、容積流量比の関数として直線で相関された。

終わりに本研究の一部は平成 5 年度龍谷大学理工学研究助成基金を得て行った。また、実験の遂行にあたり、龍谷大学学生 矢島孝視、大西俊之両君の多大な協力を得た。ここに記して、謝意を表する。

## 文 献

- (1) 塩見洋一・ほか 3 名, 機論, **62**-594, B(1996), 419-426.
- (2) Shiomi, Y., ほか 3 名, *Nucl. Eng. Des.*, **141**(1993), 27-34.
- (3) Mishima, K. and Ishi, M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **27**(1984), 723-737.
- (4) Nicklin, D. J., Wilke, J. O. and Davidson, J. F., *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **40**-1(1962), 61-68.
- (5) Shiomi, Y., ほか 3 名, *Advances in Multiphase Flow*, (1995), 17-26, Elsevier Science B.V.
- (6) Zuber, N. and Findlay, J. A., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **87**(1965), 453-468.
- (7) 赤川浩爾, 気液二相流, (1974), 153, コロナ社.
- (8) Chisholm, D., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **10**(1967), 1767-1778.