垂直上昇気液二相流の流動形態の 遷移に及ぼす系内圧力の影響*

中里見 正夫^{*1}, 清水 英 男^{*1}
落 合 積^{*1}, 世古口 言 彦^{*2}

Effects of System Pressure on Flow Regime Transitions in Vertical Upward Gas-Liquid Two-Phase Flow

Masao NAKAZATOMI, Hideo SHIMIZU,
Tsumoru OCHIAI and Kotohiko SEKOGUCHI

The purpose of this study is to investigate the pressure effects on the flow regime transitions in vertical gas-liquid two-phase flow. The following five flow conditions were tested to examine the effects of system pressure; the flow conditions in the transitional area in which the plug flow changes to huge wave flow; the flow conditions of the central gas core in the tube; the flow conditions in the area where the liquid slug disappears; the flow conditions in the transitional area in which the bubble flow changes to plug flow; and the flow conditions in the transitional area in which the time averaged wall shear stress changes from the negative to the positive value. New correlations to predict the flow conditions for the five above-mentioned flow conditions are presented. System pressures tested, range from 0.3 to 20 MPa.

Key Words: Multiphase Flow, Thermal Engineering, Pipe Flow, Flow Regime, Vertical Upward Flow, Pressure Effects

1. 緒 言

垂直上昇気液二相流の流動形態の遷移境界に関する研究は、蒸発の有無を問わず、実験的に数多く報告されており、近年これらをまとめたものも発表されている⁽¹⁾。しかしながら、流動形態の遷移に影響を与える因子は、気液両相の各流量はもとより、気液の各種の物性値、流動方向、流路寸法・形状、蒸発の有無など多数に及ぶものであるため、現状では必ずしも十分な実験データが蓄積されているとはいえない。気液二相流動系を扱う問題では、流動様式によって各種の流動パラメータの算出方法が異なる場合も多い。そのために、これに関する情報の充実に向けて、今後とも継続的な努力が必要であろう。

本研究は、気体密度の変化が流動形態に及ぼす影響を調査研究するために、流動系としては非加熱系を用いるが、気体密度を大幅に変化させ得るようにした。すなわち、供試流体に空気と水を使用し、系内圧力によって気体密度を約 200 倍変化させ、流動形態がど

のように影響を受けるかについて系統的に調査を行った。なお、圧力の変化は、気体密度のほかに粘性係数に影響を及ぼす。温度 30°C の空気に対し、圧力が 0.3 MPa と 20 MPa の場合を比較すると、粘性係数は約 1.3 倍になる。

流動形態は、気泡流、プラグ流(スラグ流およびフロス流を含む)、団塊波流および環状流の 4 様式に分類し、それぞれの境界を推算するための相関式を提示する。さらに、液体スラグの消失条件について提示するほか、壁面せん断応力の時間平均値が負から正に移行する境界に及ぼす圧力の影響についても明らかにする。

2. おもな記号

D : 供試管内径 m, mm
DLS: 液体スラグの消失点
 g : 重力の加速度 m/s^2
 h_p : 静圧差の振動幅 mmH_2O
 j : 見掛けの速度 m/s
 j_{g1}^* : 無次元気体速度 $= j_g/(gD)^{1/2}$
 j_{g2}^* : 無次元気体速度 $= j_g(\rho_g/\Delta\rho gD)^{1/2}$
 j_{l1}^* : 無次元液体速度 $= j_l/(gD)^{1/2}$
 j_{l2}^* : 無次元液体速度 $= j_l(\rho_l/\Delta\rho gD)^{1/2}$

* 原稿受付 平成 4 年 9 月 30 日。

^{*1} 正員、宇部工業高等専門学校 (〒755 宇部市常盤台)。

^{*2} 正員、大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘 2-1)。

- L : 長さ m
 n : 通過頻度 Hz
 P : 圧力 MPa
 R : 供試管半径 m, mm
 t_c : 最大波高 mm
 t_{fm} : 平均液膜厚さ mm
 $\bar{u}_l$: 液体塊の平均速度 m/s
 y : 管壁から管中心方向への距離 m, mm
 α : ボイド率
 $\bar{\alpha}$: 管断面平均ボイド率
 η : 液体体積率
 θ : 温度 $^{\circ}\text{C}$
 ρ : 密度 kg/m^3
 $\Delta\rho$: 気液の密度差 $=\rho_l-\rho_g$ kg/m^3
 τ : せん断応力 kg/m^2
 添 字
 g : 気相
 gs : 気体スラグ
 l : 液相
 ls : 液体スラグ
 w : 壁面
 $m, \bar{}$: 平均

3. 実験装置および方法

実験装置は既報⁽²⁾⁽³⁾と同一のものである。図1は供試管の概要を示し、全長 $L=10.4\text{ m}$ で垂直に設置されている。気水混合部から下流側へ、視察部、点電極プローブの移動装置、圧力タップおよび液体体積率測定部が設置されている。圧力タップは 0.5 m 間隔で3箇所開口され圧力損失および管内静圧の測定に用いられる。液体体積率測定部は前報⁽²⁾において詳述されている。

図1 供試管の概要と寸法(mm)

気水混合部は二重管形式(長さ 110 mm)で供試管と同内径の内管に直径 3 mm の小孔が周方向に8個、軸方向に4段(15 mm 間隔, ちどり配列), 合計32個開口されている。

測定量は次のようである。(1) 点電極プローブによる半径方向ボイド率分布の測定, 半径方向一点の測定時間は約 60 s である。このデータから, 平均ボイド率 $\bar{\alpha}$, 平均液膜厚さ t_{fm} , 最大波高 t_c ⁽⁴⁾ を求めた。(2) 可変動電流法(管軸方向にリング状のセンサ6組みを備えている)を用いて液体体積率の時系列信号(η -信号)の測定, このデータの解析から液体スラグの平均長さ L_{ls} および平均通過頻度 n_{ls} , 気体スラグの平均長さ L_{ga} および液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ を求めた。(3) 圧力損失および管内静圧の測定, このデータから壁面せん断応力 $\bar{\tau}_w$ および静圧差の振幅幅 h_p を求めた。(4) 視察部において流動の目視および写真撮影を行った。

流動形態は, これらの測定量, 流動パラメータの挙動および流動写真を用いて総合的に判別した。

実験条件は, 表1に示すとおりである。なお, 動作流体には空気と水道水を用いた。

4. 測定結果および考察

3章に記した種々の測定量を吟味して流動形態の遷移(プラグ流と団塊波流⁽¹⁾の遷移境界, 液体スラグの消失条件および気泡流とプラグ流の遷移境界)を特定し, これらの遷移に及ぼす圧力の影響を調べる。なお, 参考のため圧力 20.0 MPa における四つの流動形態に対する写真を図2に例示する。これらの写真に対応する実験点は, 後出の図14(d)に記入している。

4.1 プラグ流と団塊波流の遷移境界 気液の両スラグが交互に流動する領域を, これまでの研究では気体スラグに着目しスラグ流とフロス流に分ける場合があるが⁽¹⁾, 本報ではこの領域を区分せずプラグ流領域と総称する [図2(b), (c)]。

表1 実験条件

P MPa	J_1 m/s	J_0 m/s	ρ_g/ρ_l ---	θ $^{\circ}\text{C}$	D mm
0.30	0.0197~1.00	0.070~26.0	0.00341	28~32	19.9
1.30	0.0196~0.050	1.26~8.66	0.0144	27~29	
2.50	0.0196~0.203	0.751~9.03	0.0286	28~32	
5.0	0.0198~1.50	0.060~9.50	0.0586	28~32	
10.0	0.0198~1.51	0.060~10.0	0.114	28~32	
15.0	0.0199~1.51	0.060~10.0	0.170	28~32	
20.0	0.0199~1.51	0.060~10.0	0.225	28~32

図2 流動写真 ($P=20.0$ MPa)

図3 流動パラメータ相互の関係⁽⁴⁾
 (P=10.0 MPa, $j_l=0.100$ m/s)

プラグ流領域において見掛けの液体速度 j_l を一定にし、見掛けの気体速度 j_g を増加すると、気体スラッグの長さが増加し、気体スラッグ周りの液膜上に浮遊波が現れる。ついで団塊波⁽¹⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾ が出現し始める⁽²⁾。さらに j_g の増加とともに液体スラッグの通過頻度は急減し始め、気体スラッグの長さは増加し、液膜上の団塊波の数

図4 プラグ流と団塊波流の遷移境界(測定値)

が急増して団塊波流領域へ移行する⁽³⁾ [図2(d)]。

プラグ流から団塊波流への遷移境界は、既報⁽²⁾ において詳しく紹介した液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ およびその標準偏差の特徴から次のように決定した。

(1) 液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ 対 $j_l (=j_g + j_l)$ 曲線上において、 $\bar{u}_l$ が Nicklin らの相関式⁽⁷⁾ に沿って増加した後、 j_l の増加とともに Nicklin らの相関式を下回り始めた直後の j_g 値。

(2) $\bar{u}_l$ の標準偏差は、前項(1)の j_g において急増し、最大値に近い値を示す。

このようにして決められたプラグ流から団塊波流への遷移境界は、図3に例示されている流動パラメータ線図⁽⁴⁾ の上において、他のパラメータと次のように関連している。

(1) 平均液膜厚さ対 j_g 曲線上の極小値または変曲点に相当している。

(2) 液体スラグの通過頻度対 j_g 曲線上において通過頻度がプラグ流領域の平均値の約 1/2 となる点に相当している。

(3) 液体スラグの平均長さが極大値をとる j_g の近傍に相当する。

プラグ流から団塊波流への遷移境界を、圧力をパラメータとして示したのが図 4 である。図 4 から、遷移境界は圧力の増加とともに j_g の小さいほうへほぼ平行移動している。なお、この点の気体スラグの平均長さは 1 m 程度で、 $L_{gs}/D=50$ となっている。

遷移境界を推算するための相関式を次のように提示する。

$$j_{g2}^* = C_1 \cdot \exp(j_{g2}^{*a}) \dots\dots\dots (1)$$

ここに

$$C_1 = 0.48(\rho_g/\Delta\rho)^{0.2} \cdot (\rho_l/\Delta\rho)^{-1.5}$$

$$a = 0.4(\rho_g/\Delta\rho)^{-0.06}$$

である。

図 5 は式 (1) と測定値の比較を示したものである。両者は $\pm 10\%$ 以内で一致している。式 (1) の適用範囲は表 1 の全領域である。

4.2 管中心を気相が占める流動条件 プラグ流から団塊波流へ遷移したあと、液体流量を一定に保持しながら気体流量を徐々に増加させていくと、図 3 にみられるように液体スラグの通過頻度は急減し消失に至るが、団塊波は存続する。つまり、団塊波領域は団塊波の存在で特徴付けられるものであるが、著しい減少過程にある液体スラグが残存している領域と、液体スラグが消失している領域とから成っている。団塊波流から環状流への遷移は団塊波の消長によって決定されるものであるが、その決定方法はまだ確立されていない。

図 3 において最大波高 t_c がある j_g の値を超えると比較的単調に低減することから類推されるように、気体流量の増加に伴って団塊波の規模は小さくなり、液

膜の表面はいわゆるじょう乱波と浮遊波によって占められるようになる。図 3 に提示した各種の流動パラメータの推移からは、団塊波からじょう乱波への遷移点もしくは遷移領域を特定することは困難である。この遷移については、気液界面の時空間構造の変化を詳細に検討する必要があると考えられるため、別報において議論するものとし、本報では最大波高が管半径よりも小さくなり始める点、すなわち管中心を気相が占有し始める流動条件を、団塊波からじょう乱波への移行の一つの段階とみなし、これに着目した実験の関係を以下に提示する。

この流動条件を本報では CGC と略記する。つまり、CGC は central gas core の出現し始めることを意味する。団塊波流から環状流および環状噴霧流への移行は CGC に近接してやや大きい j_g におけるものと推測されるが、現段階では、上記のように CGC をもって移行の一つの段階とみなす。

上記の CGC に対する流動条件を図示すると、図 6 のようになる。図 6 は圧力をパラメータとしているが、圧力の増加とともに遷移点に対する j_g の値は小さいほうへほぼ平行移動している。なお、図 6 中には大気開放ループの実験データ⁽⁸⁾を参考までに示した。

この遷移条件を推算するための相関式を次のように提示する。

$$j_{g2}^* = C_2 \cdot \exp(j_{g2}^{*b}) \dots\dots\dots (2)$$

ここに、

$$C_2 = 1.1(\rho_g/\Delta\rho)^{0.1} \cdot (\rho_l/\Delta\rho)^{-1}$$

$$b = 0.6(\rho_g/\Delta\rho)^{-0.1} \cdot (\rho_l/\Delta\rho)^{-1.5}$$

である。

図 7 は式 (2) と測定値の比較を示したものである。両者は $\pm 15\%$ 以内で一致している。式 (2) の適用範囲は表 1 の全領域である。

4.3 液体スラグの消失条件 4.1 節に記したよ

図 5 式 (1) によるプラグ流と団塊波流の遷移境界と測定値の比較

図 6 管中心を気相が占有し始める流動条件(測定値)

うに、液体スラグは団塊波流領域内において消失する。液体スラグが消失すると、管内にはガスコアが貫通する。

液体スラグの消失点の決定方法および推算式に関しては既報⁽³⁾に詳述した。その要点を記すと次のようである。

(1) プラグ流から団塊波流領域に入ると液体スラグの通過頻度 $\bar{n}_{ls}$ は j_g の増加とともに急減少し零に至る(既報⁽³⁾の図2および図3)。

(2) 4・1節(1)の領域における気体スラグ周りの液体体積率 $\bar{\eta}_{gs}$ は j_g の増加とともに急激な増加傾向を示し、極大値を形成する。この極大値の直前傍の j_g において液体スラグは消失する(既報⁽³⁾の図7および図8)。

(3) 供試管の2断面における差圧信号の変動成分の振幅の変化の推移上に液体スラグの消失点が見いだされる(既報⁽³⁾の図9)。

このような総合的な判定方法から求めた液体スラグの消失点は図8に示すとおりである。消失条件を与える整理式として次式が提示された⁽³⁾。

$$Fr_g = 5.6 We^{0.05} \exp(0.34 \times 10^{-4} Re_{io} \cdot M^{0.32} - 2.31) M^{1.35}$$

ここに、 Fr_g は気体のフルード数 $[=j_g/(gD)^{1/2}]$ 、 We はウェーバ数 $(=\rho_l \cdot j_l^2 \cdot D/\sigma)$ 、 Re_{io} は液体の見掛けのレイノルズ数および M は気液の密度比の自然対数 $[=\ln(\rho_l/\rho_g)]$ である。

上式の適用範囲は、見掛けの液体速度 $j_l=0.010 \sim 0.50$ m/s であり、測定点との整合性は $\pm 10\%$ である。

本報では、式(1)および式(2)において用いた無次元数 j_{g2}^* および j_{l2}^* を用い、液体スラグの消失条件を推算する式を次のように提示する。

$$j_{g2}^* = C_3 \cdot \exp(j_{l2}^{*c}) \dots\dots\dots (3)$$

ここに、

$$C_3 = 0.61(\rho_g/\Delta\rho)^{0.1} \cdot (\rho_l/\Delta\rho)^{-1.5}$$

図7 式(2)による管中心を気相が占有し始める流動条件と測定値の比較

$$c = 0.5(\rho_g/\Delta\rho)^{-0.07}$$

である。

図9は式(3)と測定値の比較を示したものである。両者は $\pm 10\%$ 以内で一致している。式(3)の適用範囲は表1の全領域である。

4・4 気泡流とプラグ流の遷移境界 気泡流は連続した液相中に小気泡が分散した流れであるが、気体流量の増加とともに合体気泡が出現する。合体気泡の管軸方向長さに着目し、管路の直径相当まで成長した流れはプラグ流とする。

気泡流とプラグ流の遷移境界は次の各項目のデータを検討し、総合的に判断して決めた。

(1) 気液混合部の下流6 mに設置された点電極による管内半径方向のボイド率分布と頻度分布⁽⁴⁾。

(2) 気液混合部の下流8 mで測定した液体体積率の時系列信号(η 信号)⁽²⁾。

(3) 気液混合部の下流5.4 mの流動視察部において撮影した流動写真。

以上の3項目による判別は、見掛けの気体速度 j_g が比較的小さい領域において j_g を一定のもとに、見掛けの水速度 j_l を系統的に変化させた場合には容易に判別可能な方法である。一方、気泡流領域内におい

図8 液体スラグの消失(測定値)

図9 式(3)による液体スラグの消失と測定値の比較

て j_l を一定のもとに, j_g を段階的に増加した場合のプラグ流との境界の判別には上の3項目では決め難い場合がある。この場合には, 次の項目を判定条件に加えた。

(4) Zuber ら⁽⁹⁾ のドリフトフラックスモデルによる管断面平均ボイド率の推算式を用い, 気泡流モデルおよびプラグ流モデルの両者からの算出値と実験データとの一致の良否。

なお, 気泡流のボイド率を推算する式の中で, 上記のモデルが本実験範囲の全圧力のデータと整合性が最もよい結果を与えることを付記する⁽¹⁰⁾。

以上の方法によって気泡流とプラグ流の境界を決定した。次式は境界を推算するための相関式である。

$$j_{li}^* = 0.6 \{ (\Delta \rho / \rho_g)^{0.25} + j_{gi}^{*3.3} \} \quad (4)$$

図10は式(4)を j_l 対 j_g 線図上に示したもので, 圧力をパラメータとしている。また, 図11は式(4)と測定値の比較を示したものである。両者は±15%以内で一致している。式(4)の適用範囲は表1の全圧力である。

4.5 壁面せん断応力の符号が変わる条件 鉛直

図10 式(4)による気泡流とプラグ流の遷移境界

図11 式(4)による気泡流とプラグ流の遷移境界と測定値の比較

管内の上昇気液二相流動における壁面せん断応力は, 静圧こう配とボイド率の時間平均値から以下に記すような式で決定されるのが普通であるが, 壁面せん断応力を直接的に測定し, その時間平均値から評価することも試みられている⁽¹¹⁾。いずれの方法によっても壁面せん断応力の値が, ある特定の流動条件のもとで負になり得ることが知られている。

このように決定方法の異なる壁面せん断応力は, 当然, 物理的意味も相違するものであるが, これらの値が正から負に転ずる際の流動状況を明らかにすることは, 流動機構を理解するうえにおいて重要であると考えられる。本研究では壁面せん断応力の瞬時値を直接に測定することはしていないため, 前者による壁面せん断応力を調査の対象として, その符号が変わる流動条件に対する系内圧力の影響について検討した。

壁面せん断応力の時間平均値 $\bar{\tau}_w$ は圧力こう配 ($-dP/dL$) および管断面平均ボイド率 $\bar{\alpha}$ の測定値を用いて次式から算出した。

$$\bar{\tau}_w = (D/4) \{ (-dP/dL) - \rho_m \cdot g \}$$

図12 時間平均の壁面せん断応力の符号が変わる領域(測定値)

図13 式(5)による壁面せん断応力の符号が変わる条件と測定値の比較

A: Annular Flow, B: Bubble Flow, CGC: Central Gas Core, DLS: Disappearance of Liquid Slug, H: Huge Wave Flow, P: Plug Flow,: Transition between $-\tau_w$ and $+\tau_w$

図 14 流動様式線図

$$\rho_m = (1 - \bar{\alpha})\rho_l + \bar{\alpha}\rho_g$$

一般に、 $\bar{\tau}_w$ が零となる際の j_g と j_l の関係には、最初 j_g の増加に伴って j_l が大きくなり、極大値をとったあと減少していく、という性質がみられる。実験結果を図 12 に示すが、本報では実験範囲の都合で極大値以降の j_g の大きい範囲、つまり $j_g \geq 0.06 \text{ m/s}$ が扱われている。図 12 から、 j_l の上限は全圧力にわたり $0.2 \sim 0.3 \text{ m/s}$ の中間であるが、 j_g に及ぼす圧力の影響は大きく、圧力の上昇とともに j_g の小さいほうへ移行している。

この領域の遷移境界を推定するための相関式は次のようである。

$$j_{g2}^* = 0.77(\rho_g/\Delta\rho)^{-0.04} [1 - \{j_{l2}^{*1.2} / \{0.095 \cdot (\Delta\rho/\rho_l)^{0.1} \cdot (1/gD)^{1.1}\}\}]^{1/1.2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

図 13 は式 (5) と測定値の比較を示したものである。両者は $\pm 20\%$ 以内で一致している。式 (5) の適用範囲は表 1 の全領域である。

4.6 流動形態線図 式 (1)～(5) を用いることによって、大気圧近傍から 20 MPa まで、環状流領域を除いた各種の流動形態の遷移境界線図を示すことが可能になった(環状流領域は別報において議論する予定である)。図 14 は式 (1)～(5) を用いた場合の流動形態線図である。図 14(a)～(d) はそれぞれ系内圧力 $P=0.30, 5.0, 10.0 \text{ MPa}$ および 20.0 MPa の流動形態線図である。

5. 結 言

系内圧力を 0.3 MPa から 20 MPa まで大幅に変化させ、垂直上昇気液二相流の流動形態に及ぼす圧力の影響を調査した。その結果を要約すると次のようである。

(1) プラグ流と団塊波流との遷移境界の決定方法および遷移境界に及ぼす圧力の影響を実験的に明らかにした。また、その遷移境界を推算するための相関式

を提示した。

(2) 管中心を気相が占める流動条件を明確にした。その流動条件に及ぼす圧力の影響を実験的に明らかにし、流動条件を推算するための相関式を提示した。

(3) 気泡流とプラグ流との遷移境界に及ぼす圧力の影響を実験的に明らかにした。また、その遷移境界を推算するための相関式を提示した。

(4) 液体スラグの消失に及ぼす圧力の影響を実験的に明らかにし、その消失点を推算するための相関式を提示した。

(5) 壁面せん断応力の時間平均値の符号が変わる流動条件およびその流動領域に及ぼす圧力の影響を実験的に明らかにした。また、その遷移境界を推算するための相関式を提示した。

(6) 最高圧力 20 MPa までの気泡流とプラグ流およびプラグ流と団塊波流の遷移境界、液体スラグが消失する条件、管中心を気相が占める条件および壁面せん断応力の符号が変わる流動条件等の線図を作成することを可能とした。

終わりに、高圧用の測定部の製作を担当された宇部工業高等専門学校・総合技術教育センターの文部技官諸氏、特に谷口稔氏および久富好雄氏に、また、実験データの整理に協力された角野康秀氏に感謝の意を表す。なお、本実験装置の主要部は文部省特別設備費によって建設したことを銘記し謝意を表す。

文 献

- (1) 日本機械学会, 「気液二相流技術ハンドブック」, (1989), 5, 271, コロナ社.
- (2) 世古口・中里見・武石・清水・森・三宅, 垂直上昇気液二相流の液体塊速度に及ぼす圧力の影響, 機論, **57**-537, B (1991), 1823-1830.
- (3) 世古口・中里見・清水・三宅, 垂直上昇プラグ流の流動パラメータに関する実験的研究, 機論, **57**-535, B (1991), 1128-1134.
- (4) 中里見・世古口・清水・落合, 垂直上昇気液二相流のボイド率に及ぼす圧力の影響, 機論, **58**-551, B (1992), 2190-2197.
- (5) Sekoguchi, K., Takeishi, M., Hironaga, K. and Nishiura, T., Velocity Measurement with Electrical Double Sensing Devices in Two-Phase Flow, *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flow*, (1984), 455-477, Springer, Berlin.
- (6) Sekoguchi, K., Takeishi, M. and Ishimatsu, T., Interfacial Structure in Vertical Upward Annular Flow, *PCH Phys. Chem. Hydrodyn.*, **6** 1/2 (1985), 239-255.
- (7) Nicklin, D. J., Wilke, J. O. and Davidson, J. F., Two Phase Flow in Vertical Tubes, *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **40**-1 (1962), 61-68.
- (8) 世古口・西川・中里見・西・金氏, 気液環状二相流の液膜に関する研究, 機論, **39**-317 (1973), 313.
- (9) Zuber, N. and Findlay, J. A., Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, Ser. C, **87**-4 (1965), 453-468.
- (10) Nakazatomi, M., Shimizu, H., Ochiai, T., Kakuno, Y. and Sekoguchi, K., Effect of Pressure on Void Fraction in Vertical Upward Gas-Liquid Two-Phase Flow. II ... An Assessment of Published Correlations of Void Fraction Through High Pressure Experimental Data and a Proposal of a New Correlation ..., *Technol. Rep.*, Osaka Univ. **43** 2158 (1993), 277-286.
- (11) Souhar M. and Cognet G., Wall Shear Measurements by Electrochemical Probes in Two-Phase Flow- Bubble and Slug Regimes, *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*, (1983), 723-744, Springer-verlag.

(1) 日本機械学会, 「気液二相流技術ハンドブック」, (1989), 5,