



Title	高圧気液二相流の流動パラメータに関する研究
Author(s)	清水, 英男
Citation	大阪大学, 1993, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3091399
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

高圧気液二相流の流動パラメータ
に関する研究

1992年

清水 英男

高圧気液二相流の流動パラメータに関する研究

目 次

第1章 序論	1
参考文献.....	6
第2章 気液二相流に及ぼす模擬スパーサの影響	9
2.1 緒言	9
2.2 実験装置および方法	10
2.3 液体ホールドアップの測定方法	13
2.4 最小液膜厚さに与える流動障害物の有無 ならびに種類の影響	14
2.5 ドレーニジ下の薄膜化機構	20
2.5.1 液膜の薄膜化過程	20
2.5.2 ドレーニジが及ぶ範囲と継続時間	22
2.5.3 液膜厚さの時間的変化	25
2.6 結言	26
参考文献.....	27
第3章 高圧管内静止液体中の単一気体スラグの流動特性	29
3.1 緒言	29
3.2 実験装置および方法	31
3.3 単一気体スラグの写真観察、上昇速度、気体スラグ周りの 液膜の挙動および気体スラグに後続する小気ほう群	33
3.3.1 写真観察	33

3. 3. 2	液体ホールドアップ η の時系列信号	35
3. 3. 3	単一気体スラグの上昇速度	37
3. 3. 4	単一気体スラグ周りの液膜の挙動	40
3. 3. 5	単一気体スラグに後続する小気ほう群	46
3. 4	結言	49
	参考文献	50
第4章	液体塊速度	53
4. 1	緒言	53
4. 2	垂直上昇流	56
4. 2. 1	実験装置および方法	56
4. 2. 2	液体ホールドアップ η の時系列信号	59
4. 2. 3	液体塊速度	63
4. 2. 4	液体塊速度の平均値と標準偏差	66
4. 2. 5	平均液体ホールドアップ	68
4. 3	水平流	71
4. 3. 1	実験装置および方法	71
4. 3. 2	液体ホールドアップ η の時系列信号	74
4. 3. 3	液体スラグの平均速度	77
4. 3. 4	液体塊速度	79
4. 3. 5	液体塊速度の平均値と標準偏差	82
4. 3. 6	平均液体ホールドアップ	85
4. 3. 7	液体塊速度に対する垂直上昇流と 水平流との比較	86
4. 4	結言	88
	参考文献	90

第5章 プラグ流における流動パラメータ	93
5.1 緒言	93
5.2 流動パラメータの解析方法	94
5.3 垂直上昇流	96
5.3.1 液体スラグの通過ひん度	96
5.3.2 気液両スラグの平均長さ	99
5.3.3 気体スラグ周りの平均液体ホールドアップ	102
5.3.4 液体スラグの消滅点	104
5.4 水平流	108
5.4.1 液体ホールドアップの測定結果	108
5.4.2 液体スラグの通過ひん度	110
5.4.3 液体スラグの消滅点	111
5.4.4 気液両スラグの平均長さ	113
5.4.5 気液両スラグ長さの度数分布	117
5.4.6 気液両スラグ長さの標準偏差	120
5.4.7 気体スラグ周りの平均液体ホールドアップ	122
5.4.8 流動パラメータに対する垂直上昇流と 水平流との比較	123
5.5 結言	126
参考文献	128
第6章 結論	131
参考文献	135
謝辞	137

主 な 記 号

- a, b : 式(5-5)と(5-6)の指数
 C : 式(3-1)、(3-2)、(4-1)および(4-2)の係数
 D : 供試管内径 mm, m
 d : 管軸方向の小気ほうの長さ mm, m
 EW : 浮遊波
 Fr : フルード数 $= j_g / (g \cdot D)^{1/2}$
 GS : 気体スラグ
 g : 重力の加速度 m/s^2
 HW : 団塊波
 h_p : 静圧差の振動幅 mmH_2O
 i : 電流 A
 i_r : 水を流れる電流 A
 i_o : 外付け固定抵抗を流れる電流 A
 j_g : みかけの空気速度 m/s
 j_{gD} : 液体スラグが消滅するみかけの空気速度 m/s
 j_l : みかけの水速度 m/s
 j_T : みかけの空気水合計速度 m/s
 j_{To} : $\bar{u}_l$ が式(4-3)を離れ始める点に対する j_T m/s
 K : 式(2-1)における係数
 k_0 : 式(5-5)における係数
 k_1 : 式(5-6)における係数
 L : スラグの長さ m
 $\bar{L}$: スラグの平均長さ m
 L_B : 小気ほう群の長さ m
 L_{gs} : 気体スラグの長さ m

- L_{gt} : 単一気体スラグの全長 m
 $\bar{L}_{gs}$: 気体スラグの平均長さ m
 L_{ls} : 液体スラグの長さ m
 $\bar{L}_{ls}$: 液体スラグの平均長さ m
 L_r : 気体スラグ先端から液膜の逆流開始点までの距離 m
 LS : 液体スラグ
 L_{sF} : 気体スラグ先端から液膜上の波の発生開始点までの長さ m
 L_{sF}^* : L_{sF} の無次元数、第3章の式(3-4)
 L_t : 障害物から測定点までの距離 m
 L_{t0} : 単一気体スラグの初期長さ m
 lp : 上流側と下流側に設置したホールドアップセンサの間隔 mm, m
 M : 気液の密度比の自然対数 $= \ln(\rho_l / \rho_g)$
 $\bar{n}$: 平均通過ひん度 Hz
 $\bar{n}_l$: 液体スラグ以外の液体塊の平均通過ひん度 Hz
 $\bar{n}_{ls}$: 液体スラグの平均通過ひん度 Hz
 ORI : 流路内にオリフィス型障害物を挿入した場合
 P : 系内圧力 MPa
 REC : 流路内に長方形障害物を挿入した場合
 Re_{Fcri} : 波の発生開始点における液膜レイノルズ数
 Re_{lo} : みかけの液体レイノルズ数 $= j_{l1} \cdot D / \nu$
 R_f : 水の電気抵抗 Ω
 R_o : 外付け固定抵抗の抵抗値 Ω
 SMO : 流路内に流動障害物を挿入しない場合
 ST : 分離流領域
 t : 時間 s
 t_f : 液膜厚さ mm, m

t_{Fmin} : 最小液膜厚さ mm, m
 $\overline{t_{Fmin}}$: 正弦波の発生する領域の平均液膜厚さの最小値 mm, m
 u_c : 相互相関法によって求めた平均速度 m/s
 $\overline{u_F}$: 液膜の平均降下速度 m/s
 $(\overline{u_F})_{EW}$: 浮遊波の発生する領域の平均液膜降下速度 m/s
 u_g : 単一気体スラグの上昇速度 m/s
 u_{gs} : 個々の気体スラグの速度 m/s
 $\overline{u_{gs}}$: 気体スラグの平均速度 m/s
 u_l : 液体塊存在領域分割法によって求めた液体塊速度 m/s
 $\overline{u_l}$: u_l の算術平均速度 m/s
 u_{IN} : 式(4-3)による気体スラグの上昇速度 m/s
 $\overline{u_{ls}}$: 液体スラグの平均速度 ($=\overline{u_{gs}}$) m/s
 V : 容積または電圧 m^3, V
 We : ウェーバ数 $= \rho_l \cdot j_l^2 \cdot D / \sigma$
 α : ボイド率
 $\overline{\alpha}$: 平均ボイド率
 η : 液体ホールドアップ
 $\overline{\eta}$: 平均液体ホールドアップ
 $\overline{\eta_{gs}}$: 気体スラグ周りの平均液体ホールドアップ
 η_{max} : 最大液体ホールドアップ
 θ : 温度 $^{\circ}C$
 ν : 動粘性係数 m^2/s
 ρ : 密度 kg/m^3
 ρ_{gl} : 気体と液体の密度比 $= \rho_g / \rho_l$
 σ : 表面張力 N/m
 σ_{Lgs} : 気体スラグ長さの標準偏差 m

σ_{Lls} : 液体スラグ長さの標準偏差 m
 σ_{ul} : u_l の標準偏差 m/s
 σ_{us} : 液体スラグ速度の標準偏差 m/s
 τ : 測定時間または遅れ時間 s
 τ_d : ドレーニジの継続時間 s
 τ_g : 気体スラグの通過時間 s
 τ_i : 時刻 ($i=0,1,2,3$) s
 τ_{LZ} : 液体塊の存在領域に対応する時間 s
 τ_D : 相互相関係数の第一ピークまでの遅れ時間 s
 τ_r : 気体スラグ先端から気体スラグ周囲の液膜逆流点の通過時間 s
 τ_{TG} : 気体スラグの通過時間 s
 τ_{TL} : 液体スラグの通過時間 s

添 字

cal : 計算値
 D : 下流側
 exp : 実測値
 F : 液膜
 G,g : 気相
 GS,gs : 気体スラグ
 L,l : 液相
 LS,ls : 液体スラグ
 T : 合計
 U : 上流側

第1章 序論

気液二相流の流動現象は火力、原子力発電用蒸気発生器、ターボ冷凍機、吸収式冷凍機、液化天然ガス気化器等、数多くの工業プロセスにおいてみられるものであるが、これらの熱流動特性と密接に関連しているほか、原子力機器の安全性にも深く関わっている。気液二相流の熱流動特性上の特徴は、伝熱形態と流動形態とが必ずしも均等に系内の現象を支配しているのではなく、サブクールならびに飽和沸騰領域においては伝熱形態が、他方、沸騰抑制ならびに液膜消失領域においては流動形態がそれぞれ主動的な役割を果たしていることである。とりわけ、管群中の相変化を伴う蒸気・水二相流では、管群のスペースサのような流動に対する障害物の存在によって、障害物近傍の熱流動場が伝熱形態支配から流動形態支配へと転換するという特異な性質がみられる。

このような熱流動機構の遷移は、通常、気液二相流の流動様式と対照させて考えられている⁽¹⁾。沸騰による伝熱形態は気泡流とプラグ流に出現するが、流動様式が気泡流からプラグ流に遷移しても伝熱形態が変化することはない。もちろん、蒸発に伴うクオリティの増加によって熱伝達係数の変化を生じることがあっても、伝熱機構上の変化をも誘発することはない。これに対して、サブクール沸騰領域は伝熱形態支配の最も典型的な例で、どれだけの大きさのクオリティが生じるか、従ってボイド率がいくらとなり、その結果相分布がどのようになるかは、流路断面内の温度場の消長、つまり伝熱面近傍の過熱液相の形成結果に依存している。クオリティの増加に伴う強制対流伝熱効果の増進によって沸騰が抑制されるが、流動形態支配となる領域では流動様式は環状流ならびにミスト流がこれに対応する。この場合、流動形態が環状流からミスト流へと移行することによって、前者の液膜による強制対流伝熱から、後者の過熱蒸気の強制対流伝熱へと全く異なった伝熱場が形成される。

流路内に上述のような流動障害物がある場合には、プラグ流およびプラグ流と環状流の中間に位置する団塊波流^{(2), (3)}においても、伝熱機構は伝熱面上の液相の流動状態によって核沸騰、液膜からの表面蒸発、あるいは乾いた面からの蒸気への対流伝熱のよ

うに複雑に変化する。これらの変化が、障害物近傍の相分布の時空間変化に依存して起こるものであり、伝熱機構が気液二相流動特性に決定的に影響を受ける典型的な場合である。つまり、気液二相流の熱流動場が流動形態支配にある場合には、流れの状態は加熱の状態如何によって決まるものではなく、従って非加熱における流動特性に関する知見によって、その流れが加熱場にある場合の伝熱機構の予測が可能であることを示している。また、気液二相流における伝熱と流動機構のアナログに関する研究⁽⁴⁾からも、沸騰が抑制されたあとの環状流領域において、熱伝達と流体摩擦との間の相関関係は单相流の場合と同様のアナログが成り立つ可能性を示唆している。この領域の熱流動場は流動形態支配である。

気液二相流動特性に関与する主要な流動パラメータは相分布、液膜厚さ、液体塊の速度およびひん度、気液両スラグの長さおよび気体スラグ先端部を除いた気体スラグ周囲の平均液体ホールドアップ等であるが、関与する流動パラメータは流動様式によって異なる。本論は流動パラメータに関する研究で、次のような構成になっている。第2章では、流動障害物の挿入によってその近傍の液膜厚さが極めて薄くなる現象に着目し、液膜厚さが障害物によって受ける影響、またその現象に流動パラメータがどのように関与するかを述べている。第3、4および5章では、その現象に関与する主要な流動パラメータに対して、圧力および流動方向の影響について検討する。

第2章では、気液二相流の流路内に設けた模擬スパーサが液膜厚さにどのような影響を及ぼすかについて検討している⁽⁵⁾⁻⁽⁹⁾。対象とする気液二相流の流動様式はプラグ流、団塊波流および環状流領域である。プラグ流領域では、気体スラグが垂直管を上昇する場合、オリフィス型の障害物は管内壁面の全周に渡って液膜流を妨げる。とりわけ、気体スラグ周囲の液膜の逆流点がオリフィス型の障害物を通過すると、障害物の上側では流下する液膜がせき止められ、逆に障害物直下では液膜の流下（ドレーニジ）によって急激な薄膜化が進行する、いわゆるドレーニジ⁽⁵⁾現象が起こる。ドレーニジ現象は温度場の形成如何によるものではなく、流動機構の変化によるものである。このドレーニジ現象によって最も薄くなる液膜の厚さは、障害物を挿入しない場合の 1/10 以下に

なり、加熱によっては液膜消失の可能性がある。ドレーニジ発生時のホールドアップ信号の時間的推移を分析すると、液膜消失の可能性はドレーニジの継続時間に依存していることが明かとなった⁽⁸⁾。ドレーニジの継続時間は気体スラグが障害物を通過する時間にほぼ等しく、気体スラグの長さおよび速度等が関与している。さらに、気体スラグと液体スラグが交互に通過するごとに生じるドレーニジ現象の繰り返しは、伝熱面の熱的疲労を誘発する原因となるが、この繰り返しはスラグの通過ひん度に依存している。このように、ドレーニジ現象のメカニズムは、プラグ流領域の流動パラメータが深く関与している（プラグ流領域の流動特性に係る気液両スラグの長さ、ひん度等の流動パラメータについては、第5章で詳述する）。

環状流領域では、液膜あるいは液体塊は常に上昇流となり、液膜はオリフィス型障害物の直前で厚く、直後で薄くなる。このことは、障害物近傍の液体の流れ方向に見て、障害物の直前と直後の液膜厚さは、液体の輸送を障害物が妨げるか否かによって異なり、妨げられれば障害物の直前が厚く直後が薄くなることを示している。通常、液体の輸送は液膜、液体塊（波を含む）および液滴によって行われるが、どの輸送の形態が支配的であるかは流動様式によって異なる。プラグ流領域では、液体の輸送は主に液体塊である液体スラグによって行われる。これに対して、環状流のリップル領域では液膜による輸送の形態が支配的である。液体塊によって輸送される流量は液膜と液体塊の速度およびひん度に依存し、液体塊の種類と大きさにも関連する。また、液体塊は液膜上に形成されるため、液膜は液体塊の速度に影響を受け、従って液体塊の速度から液膜の挙動が推察できると考えられる（液体塊の速度特性について第4章で詳述する）。

上述の障害物近傍の液膜厚さに関する研究は、原子力発電用蒸気発生器に設置されている管板あるいはスパーサ近傍における伝熱面の損傷とも関連し、その安全性に深く関わっている⁽¹⁰⁾⁻⁽¹⁴⁾。工業プロセスは高圧下で運転され、また、流動方向が垂直、傾斜あるいは水平方向にも流動する場合があります、工業プロセスへの応用面を考慮すると、流動パラメータと圧力および流動方向との関係について検討する必要がある。従って第3章以降では、圧力を 0.3 MPa から最高 20 MPa まで変化させ、気液二相流に対する

圧力の影響を垂直上昇流と水平流の場合について検討している。

第3章では、管内静止液体中を上昇する単一気体スラグの速度、気体スラグ周りの液膜の性状および気体スラグに後続する液体中の小気ほう群の分布特性に及ぼす圧力の影響について実験的に調査した結果を述べている。気液二相流動場では、気体スラグ先端における液体の速度は速度分布を形成するが、静止液体中では単一気体スラグ先端における液体の速度は静止しているとみなされ、両者は異なる。従来の研究では、気液二相流動場における気体スラグの速度はみかけの空気水合計速度に補正係数を乗じた項と、静止液体中における単一気体スラグの速度の項との和として与え、係数を補正して相関式が求められる⁽¹⁵⁾。ここでは、静止液体中の単一気体スラグの上昇速度を与える相関式として Harmathy⁽¹⁶⁾ が提案した気液両相の密度を含んだ相関式を取り上げ、この相関式がどの程度の高圧領域まで成り立つかを検討している。

静止液体中を上昇する単一気体スラグを観察すると、圧力の増加にともなって気体スラグ周囲の液膜上に液体塊の発生が顕著になる。また単一気体スラグに後続する液体中に含まれる小気ほうの量が多くなる等の現象が見られる。本章では、単一気体スラグ周りの液膜に発生する液体塊の速度と発生条件、あるいは気体スラグに後続する液体中の小気ほうの分布特性について検討した。このような現象には、プラグ流領域における気体スラグの流動特性を検討する上で貴重な情報が含まれていると考えられる。

この調査によって次のようなことが明かとなった。圧力が上昇すると静止液体中を高々 0.14 m/s の速度で上昇する気体スラグ周囲の降下液膜上に波が発生するが、この波の降下速度は圧力の増加に伴って減少する傾向を示す。つまり上昇する気体スラグによって波の降下を抑制する力が働き、圧力の増加と共にその抑制力が増大すると考えられる。その抑制力は気体スラグと液膜の境界面に作用する摩擦力と考えられ、気体スラグ後端部に波が多く観察されることから、次のようなことが推察される。気体スラグ周りの液体は、気体スラグ先端から下方に向かって重力のため速度を増しながら流下する。気体スラグ内の気相の速度が一様とみなすと、気液界面の相対速度は気体スラグの後端部に向かうほど大きくなる。従って摩擦力が大きくなり、気体スラグ後部の液膜表面に

波が発生し易くなると考えられる。気体スラグ周りの液膜上に発生する波の位置は、圧力によって異なり、本論ではその位置における液膜レイノルズ数を与える相関式を提示している。この種の気体スラグ後端部の液膜上に発生する波は、液膜の流下を妨げるまでに摩擦力が増大したとみなす一つの指標になると考えられる。

第4章では、垂直上昇流と水平流における液体スラグ、団塊波、じょう乱波および浮遊波など液体塊の平均速度および速度変動特性について述べている。大気圧付近の垂直上昇流における世古口ら^{(17),(18)} および武石ら^{(19),(20)} の研究によれば、液体塊速度の特徴は液体塊の種類を反映し、流れに固有のものとみなされる。すなわち、液体塊である液体スラグ、団塊波、じょう乱波および浮遊波は、流動条件によってその出現する領域が限定される。これらの研究は液体塊速度の特徴と流動様式および液体塊の種類との関係を明確にした点で極めて重要であろう。この液体塊速度の特徴は、管の直径を変えた条件⁽¹⁸⁾ においても定性的に同様の傾向を示すことが明らかにされている。従って、液体塊速度の定性的な特徴が、大幅に気体の密度が変化する高圧領域において、どのような影響を受けるかについて検討することは、液体塊の速度特性に及ぼす気相の密度の影響を検討する上で重要な知見である。

高圧領域においては、液体スラグ以外の液体塊の出現ひん度が増大し、気液界面の性状が大気圧近傍の場合と異なる。とりわけ、団塊波流領域の液体塊の出現ひん度は著しく増加し、またその波高と波長の大きさは様々である。従って、同じ流動様式においても気液界面の性状が圧力によって変化する。しかし、高圧領域における液体塊の平均速度および速度の標準偏差とみかけの空気水合計速度との関係は、流動様式によって定量的な差異がみられるが、大気圧近傍で得られた結果と定性的には同様の傾向を示す。

水平流の場合、気液の相分布および液体塊の形状は管軸に対して対称でないが、液体塊速度および速度の標準偏差に及ぼす圧力の影響は、垂直上昇流の場合と定性的に同様の傾向を示す。従って、液体塊速度および速度の標準偏差の定性的な特徴は、流動方向に関係なく保持される可能性がある。

第5章では、流動様式をプラグ流に限定し、この領域の重要な流動パラメータである

気液両スラグ長さ、長さの標準偏差、液体スラグの通過ひん度および消滅点について述べられている。気液二相流のプラグ流では激しい静圧変動が起こるが、これは流動方向に平均密度の異なる気体スラグと液体スラグが交互に流れるためである。プラグ流の流動パラメータは、気液二相流の流動特性である静圧変動あるいは流動抵抗などの解明だけでなく、伝熱問題および安全上の解明にも関連する。第2章で取り上げているように、流動障害物の上流側直下で起こる液膜の薄膜化現象、つまりドレーニジ現象はプラグ流領域で最も顕著である。液膜の薄膜化によって生ずる液膜消失の継続時間およびひん度は、伝熱面のバーンアウトあるいはピンホールの発生と密接に関係する。また、液膜が消失する継続時間およびひん度は、気体スラグの長さと通過ひん度に依存しており、スラグの速度、気体スラグ周囲の液膜の挙動と関連している。従って、この領域の流動パラメータに関する知見は、流動障害物の上流側における伝熱面の液膜消失を議論する上で貴重な資料になると考えられる。

プラグ流領域において、垂直上昇流と水平流との流動特性上の明確な相違は、管軸中心に対する相分布の差異にある。つまり垂直上昇流では、相分布が管軸に対してほぼ対称であるが、水平流では、重力のため密度の大きい液相が管軸中心より下側に分布する。それぞれ空間的な相分布に特徴を有する垂直上昇流と水平流の液体スラグの通過ひん度を比較すると、次のような相違がある。水平流では液体スラグの通過ひん度はみかけの空気速度が 0.3 m/s 近傍で極大値を形成するが、垂直上昇流では極大値を形成する明確な流動条件は定まらない。また、垂直上昇流の液体塊の通過ひん度は水平流のそれよりも大きい値を示すが、みかけの水速度が増加するほど垂直上昇流と水平流の差は小さくなる。この特徴は他の流動パラメータについても同様の傾向を示す。

以上が本論文の構成であるが、第6章では各章のまとめを総括的に述べ、また、今後の展望について述べている。

参考文献

- (1) 世古口言彦：伝熱工学の進展、養賢堂、(1973)、183.

- (2) 世古口言彦、武石雅之、Cognet, G., 石松隆和、八尋和広：垂直上昇気液二相流における液体塊の挙動パターン、日本機械学会論文集、53-493(1987),2807.
- (3) 武石雅之、世古口言彦、清水英男、中里見正夫：垂直上昇気液二相流の液体塊速度に関する研究、日本機械学会論文集、53-493,B(1987),2800.
- (4) Sekoguthi, K., Han Zhen-Xing, Kaji, M., Imasaka, T. and Sumiyoshi, Y.
:An Analogy between Heat Transfer and Pressure Drop in Forced Convective Boiling Flow, Proceedings of the Japan-U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics,(1988),I.1-1.
- (5) 世古口言彦、川上靖、深野徹、清水英男：気液二相流における液膜厚さに関する研究（第1報、オリフィスの有無が液膜厚さに及ぼす影響）、日本機械学会論文集、43-373(昭52-9),3417.
- (6) 世古口言彦、深野徹、川上靖、清水英男：気液二相流における液膜厚さに関する研究（第2報、管内壁面上の障害物の有無が液膜厚さに及ぼす影響）、日本機械学会論文集、43-373(昭52-9),3427.
- (7) 川上靖、清水英男、深野徹、世古口言彦：気液二相流における液膜厚さに関する研究（第3報、環状障害物の長さおよび管壁との間げきが液膜厚さに及ぼす影響）、日本機械学会論文集、45-396(昭54-8),1188.
- (8) 深野徹、川上靖、清水英男、世古口言彦：気液二相流における液膜厚さに関する研究（第4報、ドレーニジ下の薄膜化機構）、日本機械学会論文集、45-396(昭54-8),1196.
- (9) 世古口言彦、深野徹、川上靖、清水英男、古川徹：流動障害物を有する二重管流路内の気液二相流に関する研究（第1報、流動障害物が最小水膜厚さに及ぼす影響）、日本機械学会論文集、46-407(昭55-7),1295.
- (10) Stevens-Guille,P.D. and Hare,M.G.：Steam-Generator Tube Failures: World Experience in Water-Cooled Nuclear Power Reactors in 1973, Nucl. Safety,16-5(1975),603.

- (11) Stevens-Guille, P.D. : Steam-Generator Tube Failures: World Experience in Water-Cooled Nuclear Power Reactors During 1972, Nucl.Safety, 16-3(1975), 354.
- (12) 小堀哲雄 : 14 MW熱ループによる実験研究 (実物大模擬燃料によるバーンアウト熱流束の測定) 、日本機械学会誌、78-682(昭50-2), 811.
- (13) Hill, K.W., ほか2名, USAEC Report WCAP-8323, (1974).
- (14) Macbeth, R.V., ほか2名, UKAEA Report AEEWR 705, (1971-5).
- (15) Nicklin, D.J., Wilke, J.O. and Davidson, J.F. : Two-Phase Flow in Vertical Tubes, Trans. Inst. Chem. Engr., 40-1(1962), 61.
- (16) Harmathy, T.Z. : Velocity of Large Drops and Bubbles in Media of Infinite or Restricted Extent, AIChE. J., 6-2 (1960), 281.
- (17) Sekoguchi, K., Takeishi, M., Hironaga, K. and Nishiura, T. : Velocity Measurement with Electrical Double-Sensing Devices in Two-Phase Flow, IUTAM-Symp. : Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows, (1984), 455-477, Springer, Berlin.
- (18) 世古口言彦、井手英夫、松村博久、武石雅之、中里見正夫 : 細管内垂直上昇気液二相流における液体塊速度に関する研究、日本機械学会講演論文集、864-2 (1986), 93.
- (19) 武石雅之、世古口言彦、清水英男、中里見正夫 : 垂直上昇気液二相流における液体塊速度、日本機械学会論文集、53-493(1987), 2800.
- (20) 武石雅之 : 大阪大学学位論文, (1989), 87.

第2章 気液二相流に及ぼす模擬スパーサの影響

2. 1 緒言

気液二相流の流動現象がみられる工業プロセスにおいて流動に対する障害となるものには、原子力発電用蒸気発生器の管板あるいはスパーサ等がある。通常、原子力発電用蒸気発生器内および沸騰水型原子炉内の管板とスパーサは蒸発管または燃料棒の保持あるいは振動防止のために取り付けられている。反面、それが流動の障害となり、伝熱機構が気液二相流動特性によって安全性に関わる影響を受け、蒸発管の破損を引き起こすことが懸念されている^{(1)、(2)}。これに関連した研究として、小堀⁽³⁾はバーンアウトがスパーサのすぐ上流側で起こることを実験的に確かめている。また、世古口ら⁽⁴⁾は発電用原子炉の蒸気発生器を対象として、管支持板またはスパーサに相当した模擬スパーサを二重管流路に設け、ドライパッチの生成と消滅に関する研究を行っている。この実験においても、ドライパッチは模擬スパーサ近傍の特定な場所で発生している。

本章では、気液二相流が流動の障害となる模擬スパーサ（以後、単に障害物と記すこともある）を通過する場合、液膜厚さが障害物によってどのような影響を受け、従って液膜厚さがどの程度になるのか⁽⁵⁾⁻⁽⁹⁾、またどのような流動パラメータが関与するかを検討する。

実験によって調査した流動様式はプラグ流、団塊波流および環状流領域で、系内の圧力は大気圧近傍である。液膜厚さに強く影響を及ぼす障害物はオリフィスのような管全周にわたって液体の輸送を妨げる形状のものである⁽⁵⁾。気体スラグがこの障害物を通過する場合に、その上流側で最も薄い液膜が形成される。つまり、気体スラグ周囲の液膜の逆流点が障害物を通過すると、障害物上方では管壁を流下する液膜がせき止められ、逆にその下方では急激な薄膜化が進行する、いわゆるドレーニジ現象⁽⁵⁾が起きる。この場合、液膜厚さは障害物を挿入しない場合の 1/10 以下になる⁽⁵⁾。

本章では、障害物直下のドレーニジ現象のメカニズムを各測定点の液体ホールドアップ信号の時間的推移を追跡することによって明らかにした。その結果、ドレーニジの継

続時間は薄膜形成の継続時間を決定する要因であり、また液膜消失にも関連するが、流動パラメータとは次のような関連を持つ。ドレーニジの継続時間は気体スラグが障害物近傍の測定点を通過する時間に依存し、それは気体スラグの長さおよび速度等のパラメータに関係している。また、気体スラグと液体スラグが交互に通過することに生じるドレーニジ現象の繰り返しは、伝熱面の熱的疲労を誘発し、それによって伝熱面の破損の原因になると考えられる。

環状流領域では、液膜あるいは液体塊は常に上昇するため、液体は障害物にせき止められて吹き溜りのような状態になる⁽⁵⁾。その後、液体は障害物によって絞られ速度を増した空気と共に下流側に吹き上げられて管壁に付着する。この領域における障害物の直前と直後の液膜厚さは、液体の輸送が障害物に妨げられるか否かによって逆の結果になる⁽⁵⁾。つまり、障害物によって液体の輸送が妨げられて吹き溜りのような状態になれば障害物の直前で厚く直後で薄くなり、液体が容易に障害物を通過すれば障害物の直前は薄く直後は厚くなる⁽⁵⁾。

通常、液体は液膜と液体塊（波を含む）と液滴によって流路を輸送されるが、どの輸送形態が支配的であるかは、流動様式あるいは圧力等の流動条件によって異なる。例えば、プラグ流では液体スラグが支配的であり、団塊波流領域では、液膜と液体塊が支配的である。

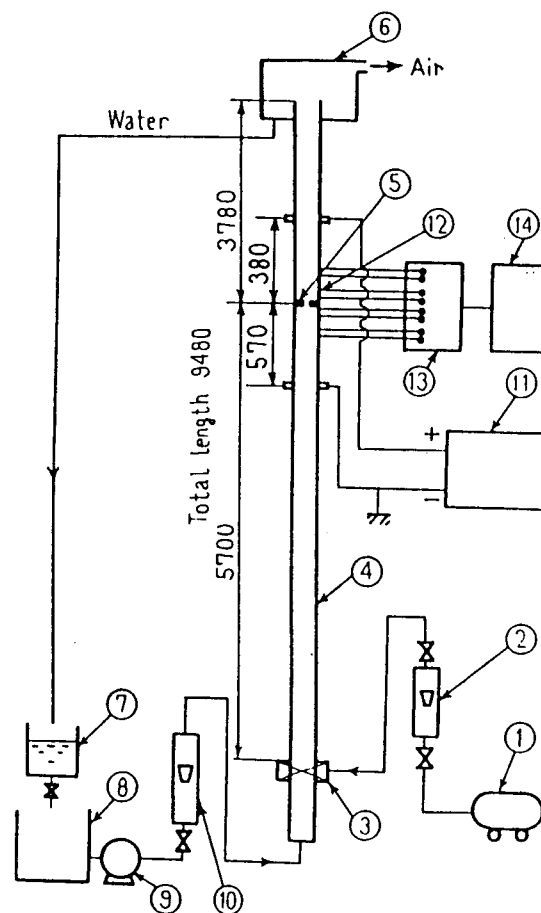
上記のように、ドレーニジ現象はプラグ流領域の流動特性に関与する流動パラメータが深く関連しており、団塊波流あるいは環状流領域では、障害物前後の液膜厚さが液体塊の挙動に依存することが明かとなった⁽⁵⁾⁻⁽⁹⁾。

2.2 実験装置および方法

図2.1は実験装置の概略図である。装置は循環ポンプを含む水のループと、圧縮機から供試管を経て気水分離器に至る空気のラインから成っている。供試管④は内径26.0 mm、全長9.48 mのなめらかな表面を持ったアクリル樹脂製の円管で、外部から流動観察が可能である。流量調節された水は垂直管の下部において整流され供試管に入

る。供試管下部近くに気水混合部 ③ を設け、供試管の壁面にあけられた内径 1 mm の多数の穴から流量調節された空気が管内を流れる水に吹き込まれる。流動障害物の影響を調査するときは、気水混合部から下流側へ約 5.7 m の位置に流動障害物を挿入する。

液膜厚さの測定は深野の定電流法⁽¹⁰⁾を用いた。この方法によれば、任意断面における断面平均の液体ホールドアップの時間的变化を正確に知ることが可能である。本実験では、障害物の上流と下流側のそれぞれにおいて液体ホールドアップの時間的变化を記録した。液膜厚さは後述する式 (2-2) によって求めた。



- ①：圧縮気、②：空気流量計、③：気水混合部、④：供試管、⑤：バルブ
 ⑥：気水分離器、⑦：一時貯水槽、⑧：貯水槽、⑨：ポンプ、⑩：水流量計
 ⑪：定電流電源、⑫：液体ホールドアップ測定部、⑬：増幅器、⑭：電磁オシログラフ

図 2. 1 実験装置概略図

図2. 3は液膜流を部分的に妨げる障害物（RECと略記し、長方形障害物と呼ぶ）の形状と寸法を示す。本障害物は、流動方向に見て幅 12 mm、高さ 5 mm の長方形をした厚さ 5 mm のもの4個から成り、それぞれ中心に向かって突き出ている。この開口比は 0.6 である。

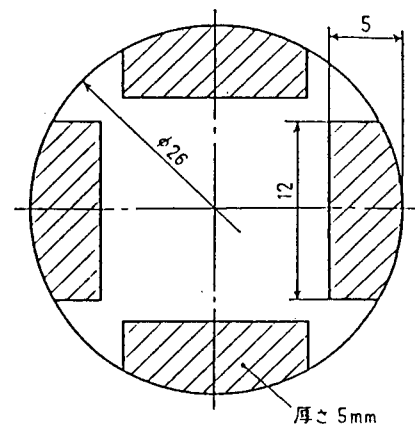


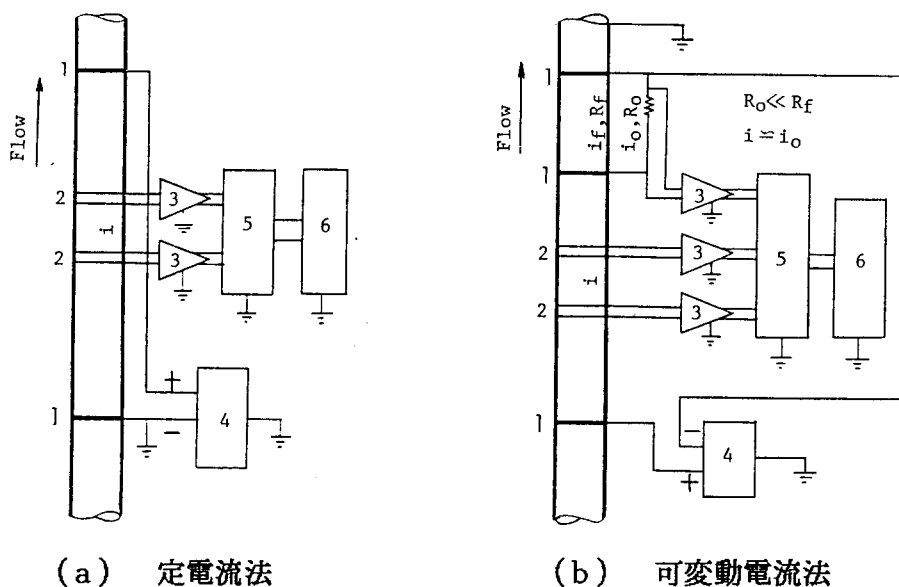
図2. 3 長方形障害物

2. 3 液体ホールドアップの測定方法

本論では液体ホールドアップ信号によって液膜厚さ、液体塊（液体スラグ、団塊波、じょう乱波および浮遊波）の速度、スラグの長さ等の物理量を決定している。図2. 4は断面平均の液体ホールドアップ信号を測定する2つの方法を示している。（a）は深野による定電流法⁽¹⁰⁾、（b）は可変動電流法^{(11)・(12)}である。

定電流法は定電流電源によって供給された電流が、測定区内で一定電流に保持できるような実験装置に有効である。通常、電源の－側は供試管の上流側に取り付け、測定部をはさんで下流側に電源の＋側を取り付ける。定電流法は電源の＋側への供給電流の全てが電源の－側に流れるような実験に用いる。

可変動電流法は電源の＋側に供給された電流が上流側にも下流側にも流れ、測定部の電流が時間的に変化する場合にこの方法を用いる。この方法は液体ホールドアップ信



i : 測定部を流れる電流、 i_r : 水を流れる電流、 i_0 : 外付けの固定抵抗 R_0 を流れる電流、 R_f : 水の電気抵抗値、 R_0 : 外付けの固定抵抗の抵抗値

1 : ターミナル、2 : 液体ホールドアップセンサ、3 : アンプ、

4 : 定電流電源、5 : データレコーダ、6 : コンピュータ

図2. 4 液体ホールドアップの測定法

号と同時に電流も計測する必要がある、電流測定用の外付けの固定抵抗 R_0 を図 2. 4 (b) のように取り付け、センサ部分を流れる電流を測定する。動作流体に水を用いる場合、電流が供試管外部に漏れる可能性があり、測定部の電流を計測することによってより信頼性のある測定結果が得られる。ただし、同図中に示す電流測定用の固定抵抗 R_0 は、流体の電気抵抗 R_f に比べて十分小さくなるように考慮する必要がある。

本章では定電流法によって液体ホールドアップセンサの出力電圧 V を測定し、液体ホールドアップ η を算出した。液膜厚さは出力電圧 V から次のような手順で算出する。電圧 V と液体ホールドアップ η との間には次の関係が成り立つ。

$$V = K / \eta \quad (2-1)$$

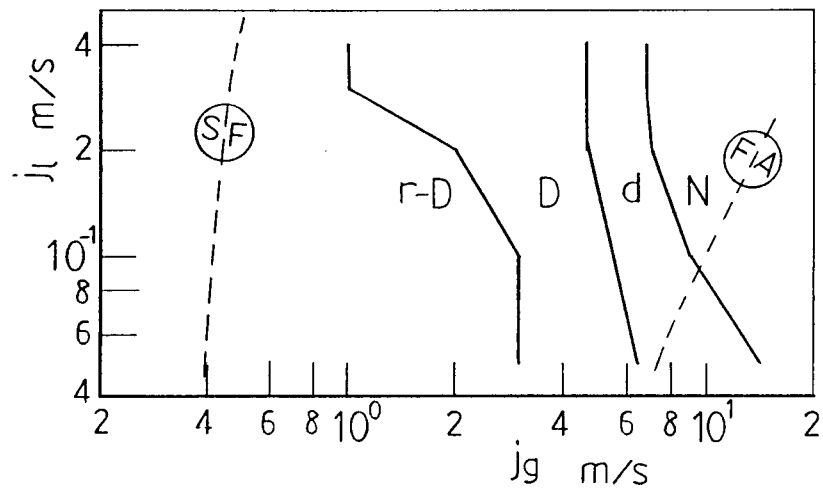
係数 K は実験する毎に外径が既知の検定用の棒を挿入して求めた。さらに次式から液膜厚さ t_F を決定した。 D は供試管の内径である。

$$t_F = D \cdot \{1 - (1 - \eta)^{1/2}\} / 2 \quad (2-2)$$

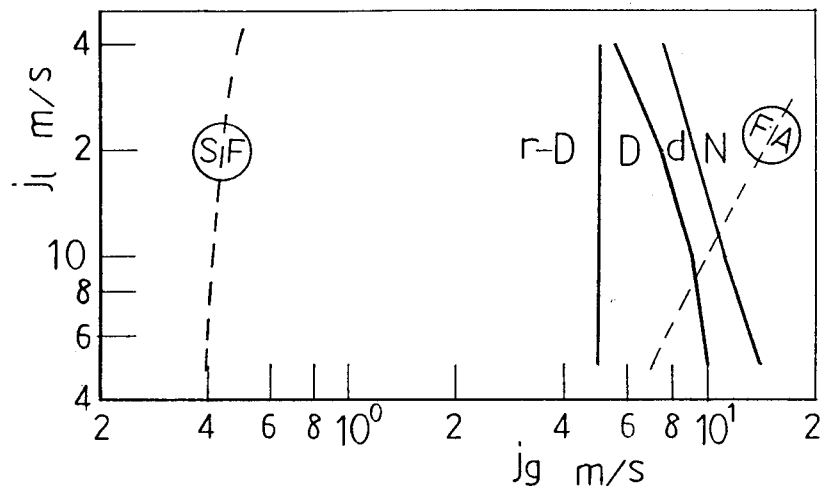
2. 4 最小液膜厚さに与える流動障害物の有無ならびに種類の影響^{(5), (6)}

管壁面上に液膜流を伴う流動条件下において、管内壁面の全周にわたって液膜流を阻害する場合、液膜厚さは障害物の影響を強く受けると考えられる。これに対し、管内壁面の一部が液膜流を妨げる場合は、液膜厚さに与える流動障害物の影響は軽減されると推察される。本節ではこの二つのタイプの流動障害物が液膜厚さに及ぼす影響について、流動障害物を挿入しない場合を含めて実験的に調査した結果について述べる。本章で議論する最小液膜厚さ t_{Fmin} は、便宜上液膜厚さを 120 秒間連続して記録した中で、薄い方から 10 個を抽出し、その算術平均から得たものである。

図 2. 5 (a) はオリフィス型障害物の上流側における視察による流動状態の分類を示したものである。各流動区分の境界が実線で示されている。また、図 2. 5 (b) は



(a) オリフィス型障害物の場合



(b) 長方形障害物の場合

r : 逆流、 D 、 d : ドレーニジ、 N : 連続上昇液膜

(大文字と小文字は程度の大小を示す)

○印中の記号 S 、 F および A はそれぞれスラグ流、フロス流および環状流を示し、○印の中心より左側と右側の流動様式を示している

図 2. 5 流動観察および流動様式

長方形障害物の上流側における視察による流動状態の分類を示したものである。また、同図には管径 26.0mm における世古口⁽¹³⁾による流動様式が破線で示されている。図中の記号 S、F および A はそれぞれスラグ流、フロス流および環状流を示し、○印の中心より左側と右側の流動様式を示している。

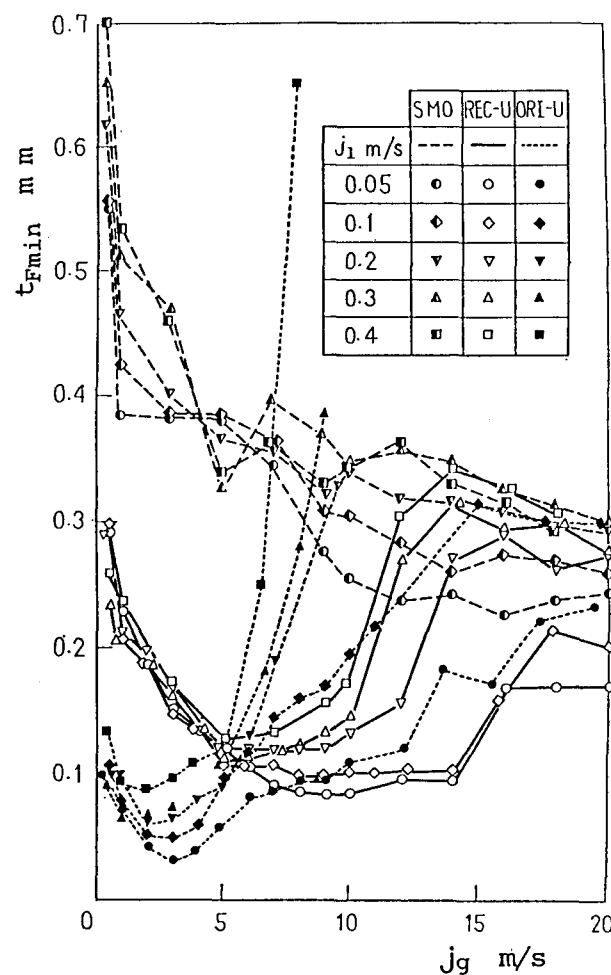
高速写真によれば、通常スラグ流とフロス流においては、気体スラグと周辺液体との間に相対速度が生じる。その結果として気体スラグの周囲に形成される液膜が、気体スラグ前縁から下方のある断面以下の部分で逆流することが認められる。しかし、この逆流は空気流量の増加に伴って次第に衰退する。流動様式に関していえば、フロス流から環状流の遷移過程で逆流は消滅する。

壁面に障害物が取り付けられた流路では、逆流時に水が障害物によってせき止められ、この部分で水は横いつ（溢）状態になる。横いつした水は上方に向かう空気の流れによって流下が妨げられるが、それでもなお障害物を越えて流下する場合（以下において逆流とはこれを意味する）と、ほとんど流下しない場合がある。後者においては、上方からの水の供給が断たれて障害物下方の水膜の薄膜化が急激に進行する。このようにして生ずる薄膜化の過程を本論ではドレーニジと称している。

図 2. 5 に示される観測結果はドレーニジ、逆流およびこれらのいずれをも呈さない上昇液膜流の三つの流動形態に着目して分類されている。同図(a)および(b)中の記号 r および R は逆流、D および d はドレーニジ、N は上昇液膜流を意味しており、大文字と小文字は程度の大小を示す。また r-D は一つの気体スラグ通過時において、最初はわずかながら逆流が見られるが、逆流が消滅した後に顕著なドレーニジが出現する場合を示す。

図 2. 6 はオリフィス型（図中の点線：ORI-U と略記）および長方形障害物（実線：REC-U と略記）を挿入した場合の障害物上流側の t_{Fmin} の相違をみかけの空気速度 j に対して示したものである。両者は障害物上流側の TAP 1 において測定されたものである。また、障害物を挿入しない場合（SMO と略記）は破線で示されている。パラメータはみかけの水速度 j_1 である。

まず、流動障害物を挿入しない場合について述べる。最小液膜厚さ t_{Fmin} はみかけの空気速度 j_g の増加とともに比較的単調に減少している。特に、 $j_g=0.4\sim1$ m/s の範囲で t_{Fmin} は急激に減少しているが、この領域はスラグ流からフロス流領域に相当している。 $j_g=1\sim7$ m/s の範囲では、みかけの水速度の大小によって t_{Fmin} の減少の傾向が異なる。 $j_g=8$ m/s 以上になると、下降液膜流はほとんど起こらず、液膜はどの部分でも上昇するようになり、液膜の平均速度は j_g とともに大きくなるものと考えられる。従って、最小液膜厚さは j_g の増加とともにゆるやかであるが減少している。



SMO：障害物がない場合、REC-U：長方形障害物、ORI-U：オリフィス型障害物

図2. 6 障害物の有無ならびに種類の相違が障害物上流側の
最小液膜厚さ t_{Fmin} に与える影響

これに対し、流動障害物としてORIを挿入した場合には、 t_{Fmin} は j_g に対して極小点を持ち、その絶対値もSMOに比較して非常に小さな値となっている。例えば、 $j_l=0.05$ m/s、 $j_g=3$ m/sでSMOの場合、 t_{Fmin} は約0.38 mmであるのに対し、ORIの場合には約0.03 mmであり、ほぼ1/10以下となる。これは、上方からの水の供給が障害物によって断たれ、障害物下方の液膜の薄膜化が急激に進行する、いわゆるドレーニジ現象が生じるからである。

気体スラグが障害物を通過するときの気体スラグ周囲の液膜流とORIの上流側における液膜厚さの関係は次のようである。気体スラグがORIを通過する場合、液膜の一部がORIを越えて上流側に逆流する領域では、 t_{Fmin} は j_g の増加とともに減少する。一方、気体スラグがORIを通過する際に逆流を伴わない領域では、最小液膜厚さは j_g の増加とともに増加し、逆流がなくなる近傍（図2.5(a)参照： $r-D$ と D の境界）で t_{Fmin} が極小値を示す。

上述したことは、この種の流動障害物の有無によって、液膜の薄膜化の機構に本質的な差異が生じることを示唆している。長方形障害物のように、壁面全周ではなく、実際の多管式蒸気発生器にみられるような部分的に流れを阻害する場合は、その影響の程度が低減すると思われる。

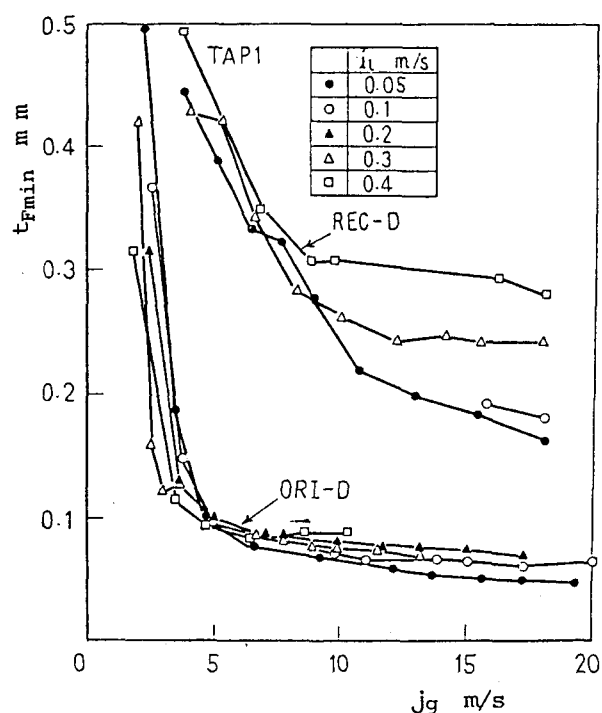
図2.6を観察すると、SMO、ORI-UおよびREC-Uの三者は、最小液膜厚さ t_{Fmin} の絶対値および j_g に対する変化の傾向に顕著な差異がみられる。REC-UおよびORI-Uを比較すると、 j_g の変化に対して t_{Fmin} が極小値を持つ点では同じであるが、 j_g が5 m/s近傍まではREC-UのほうがORI-Uより t_{Fmin} は大きい。それより大きい j_g に対しては、逆にORI-UがREC-Uよりも大きくなり、その差は j_g の増加とともに著しくなる。

上述のような障害物の相違による両者の差異は、障害物が液膜の流れをどの程度妨害するかによって生じたものであるが次のように説明することができよう。 j_g が3 m/sでは、ORIの場合が水の逆流をほぼ完全にさえぎるため、ドレーニジにより最小液膜厚さは非常に小さな値となる。これに対して、RECの場合は、管壁面上の一部で水は

薄膜として逆流が可能である。このため液膜厚さはORIの場合よりかなり厚くなる。

j_g が増加すると、ORIは水の上向きの流れを妨害し、障害物下方で水の吹き溜りができるため液膜は厚くなる。RECの場合は、 j_g が小さい場合と同様に水のせき止めが少なく、従って液膜厚さも増加することはない。また、極小値は障害物が管壁面上でどの程度水の逆流をさえぎるかによって決まる。

流動障害物下流側の最小液膜厚さに与える障害物の影響は次のようである。図2. 7はオリフィス型障害物と長方形障害物の下流側のTAP 1における最小液膜厚さと j_g の関係を示したものである。同図から、ORIに対する最小液膜厚さはRECの場合より全ての実験点でかなり小さい。また、RECの場合は、 t_{Fmin} が j_l によって異なった値を示すが、ORIの場合にはRECほど j_l の影響は受けていない。図2. 6に示されるSMOの t_{Fmin} との比較からわかるように、RECの t_{Fmin} は SMOのそれと大差はみられないが、詳細にみれば j_g が大きい領域でSMOよりやや小さくなっている。これは障害物によるエントレイメントの促進によるものと思われる。



REC-D：長方形障害物の下流側、ORI-D：オリフィス型障害物下流側

図2. 7 障害物の相違が障害物下流側の最小液膜厚さ t_{Fmin} に与える影響

2.5 ドレーニジ下の薄膜化機構⁽⁸⁾

2.5.1 液膜の薄膜化過程

2.4節で述べたように、垂直上昇流の流路内に流動障害物を挿入した場合、障害物直下で薄膜化現象がみられる。ここでは、このドレーニジ発生時の急激な液膜の薄膜化機構について述べる。

図2.8は一对の気体スラグと液体スラグがTAP4と1（図2.2を参照）を通過する場合の液体ホールドアップの時系列信号を示している。気体スラグと液体スラグの長さはそれぞれ L_{gs} と L_{ls} とで示す。また、図2.9は障害物近傍の流動様相の時間的推移を模式的に示したものである。両図の τ は時間を表しているが、それにつけた添字が同じものは両図で同時刻であることを示す。任意断面における液膜厚さの時間的变化が、その断面における流動様相とどのような関係にあるかをTAP4を例にとり説明する。

TAP4に気体スラグが到達すると ($\tau = \tau_0$)、液膜厚さの出力信号は液体レベルより大きくなり始める。気体スラグ周りの液膜の逆流開始点が障害物に到達するまで ($\tau = \tau_1$) は一部の液体が障害物下方にせき止められるが、液体は障害物を越えて上方へ流れる。しかし、それ以降は様相が一変する。 τ_1 以降では気体スラグ周辺の液体のうち、障害物下方にある液体は降下するため、それに伴って障害物直下にせき止められていた水も液体塊となって急激に降下する。この液体塊はTAP4を通過し ($\tau = \tau_2$) 後続の液体スラグ中に流れ込む。図2.8の τ_2 で液膜厚さが一時増加するのはこの液体塊の通過を示しており、 $\tau_2 - \tau_1$ の時間は液体塊が障害物からTAP4まで流下する時間を示している。

τ_1 以降では気体スラグ周りの液膜の逆流開始点が障害物を通過するため、障害物の上方へも逆流領域が移動し障害物直後の下流側にせき止められた水は横いつ状態となる。横いつした水は障害物を越えて流下する場合もあるが、流動条件によっては上方へ向かう気流のため逆流が妨げられ、障害物の上流側では液膜が極めて薄くなる。このような薄膜化をドレーニジと称したが、TAP4においては τ_2 から始まって液体スラグが到

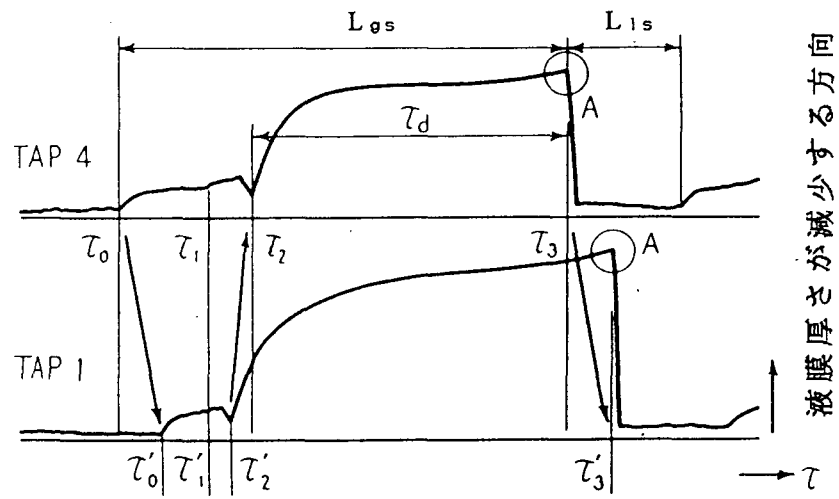


図2.8 TAP 1および4における液体ホールドアップの時系列信号

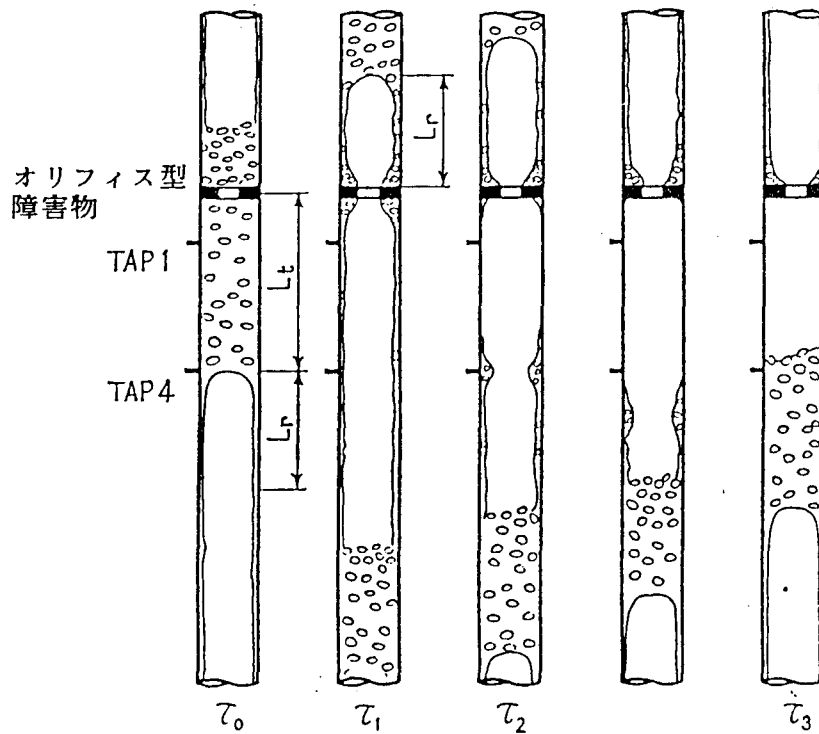


図2.9 流動様相の時間的推移

達する τ_3 まで継続する。従って、TAP4において最も液膜が薄くなるのは一般に τ_3 （図2.8のA点）である。以上のことから、気体スラグあるいは液体スラグが到達する時刻（ τ_0 、 τ_0' 、 τ_3 および τ_3' ）はTAP1が遅れて記録され、ドレーニジが上方から下方へ波及する結果、液膜厚さの一時的増加（ $\tau = \tau_2'$ ）は逆にTAP1が先に記録される。このように、気体スラグの通過時に起こる薄膜化過程においては、気体スラグの流動方向とは逆方向に伝播する現象が含まれているために、信号波形はTAPによって異なる。

2.5.2 ドレーニジが及ぶ範囲と継続時間

ドレーニジの開始時刻 τ_1 は、液体ホールドアップ信号から厳密に決定することは困難であるが、高速度写真の観察結果を考慮し、気体スラグ周辺の液体の逆流開始点が障害物挿入断面に一致した時に始まるとみなす。また、ドレーニジ開始直後にみられる液体塊の落下が自由落下的であると仮定すると、 τ_1 、 τ_2 および τ_3 は次のように算定できる。

障害物から対象とする測定点までの距離を L_t 、気体スラグ先端から液膜の逆流開始点までの距離 L_r 、気体スラグ長さ L_{gs} 、気体スラグがTAPに到達した時刻を τ_0 （図2.8および2.9参照）とすると、障害物直下でドレーニジを開始する時刻 τ_1 は次のようになる。

$$\tau_1 = \tau_0 + (L_r + L_t) / u_{gs} \quad (2-3)$$

ここに、 u_{gs} は気体スラグの上昇速度である。また、ドレーニジによって液体塊が自由落下し、TAPを通過する時刻 τ_2 は

$$\tau_2 = \tau_1 + (2 \cdot L_t / g)^{1/2} \quad (2-4)$$

である。さらに、気体スラグ後端がTAPに到達する時刻 τ_3 は次のようになる。

$$\tau_3 = \tau_0 + L_{gs}/u_{gs} \quad (2-5)$$

さて、図2. 8から明らかなように、ドレーニジが継続する時間 τ_d は $\tau_3 - \tau_2$ であるから、次式となる。

$$\begin{aligned} \tau_d &= \tau_3 - \tau_2 \\ &= -L_t/u_{gs} - (2 \cdot L_t/g)^{1/2} + (L_{gs} - L_r)/u_{gs} \end{aligned} \quad (2-6)$$

図2. 10は式 (2-6) の τ_d と $L_t^{1/2}$ との関係を実線と破線で示している。実線で示した $\tau_d > 0$ の領域は問題にしている位置までドレーニジが波及していることを意味している。すなわち、ドレーニジが時間的に継続する領域は同図の太い実線である。

以上のことから τ_d やドレーニジの及ぶ範囲はともに L_t の関数となり L_t が大

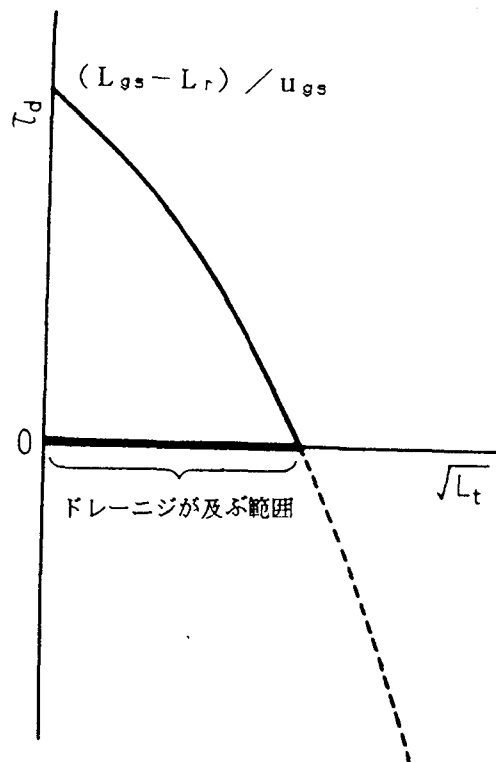


図2. 10 ドレーニジが及ぶ範囲

きいほど、すなわち障害物から離れるほどドレーニジが起こり難く、 τ_d も小さいことがわかる。 τ_d が最大となるのは $L_t=0$ 、つまり障害物直下の断面である。この場合、 τ_d は次式のように表される。

$$\tau_d = (L_{gs} - L_r) / u_{gs} = \tau_g - \tau_r \quad (2-7)$$

ここに、

$$\tau_g = L_{gs} / u_{gs} \quad (2-8)$$

$$\tau_r = L_r / u_{gs} \quad (2-9)$$

τ_g は気体スラグの通過時間、 τ_r は気体スラグ周囲の液膜逆流開始点の通過時間を表している。図2. 10あるいは式 (2-7) から明らかなように、ドレーニジが発生しなくなる条件は $\tau_d < 0$ 、つまり $L_r > L_{gs}$ となる場合で、これは気体スラグの全長にわたって液体の逆流がなくなることである。このような流動特性は図2. 5に示されている流動観察区分がN領域に対応しており、みかけの空気速度がほぼ $j_g > 8$ m/s の環状流領域である。

高圧領域における液体塊の速度を調査すると、比較的小さいみかけの空気速度の領域であるプラグ流領域においてもN領域が現れることを確認している。高圧領域の液体塊の速度については、第4章で報告している。

τ_g は式 (2-8) から L_{gs} と u_{gs} を与えれば求められるが、流動条件が異なる場合はもとより、同じ流動条件においても気体スラグの長さには偏差がある。液膜消失は τ_g が大きいほどその可能性は大きくなるため、気体スラグの平均長さおよび長さの変動特性が重要である。

高圧領域まで広げた、プラグ流の気液両スラグ長さおよび通過ひん度、気体スラグ周りの平均液体ホールドアップ等の流動パラメータについては第5章で検討する。

2. 5. 3 液膜厚さの時間的変化

図2. 1 1は典型的なドレーニジがみられた流動条件下 ($j_l=0.05 \text{ m/s}$, $j_g=2.0 \text{ m/s}$) で測定された液膜厚さ t_F の時間的変化をORI (実線) とSMO (破線) の場合について比較したものである。SMOとORIの結果は同時に測定されたものではないが、TAP 4に気体スラグの先端が到達した時刻を $\tau=0$ として示されている。

TAP 4の結果において明らかなように、このタップにドレーニジが波及するまでには障害物の有無による t_F の差はない。SMOの場合にはこの後も時間の経過と共に徐々に薄くなり、時間 τ が相当に経過しても 0.6 mm 程度の液膜が保持されている。一方、ORIの場合には、両タップともドレーニジがそのタップに及んでからは液膜が急激に薄くなり、SMOとの差が著しい。TAP 1の液膜厚さはSMOのそれに比べて1けた小さい値に達している。

気液二相流の流路内に、流動の障害となるORIが存在する場合、液膜厚さはORI前後で、影響を顕著に受けることが明かとなった。みかけの空気速度 j_g が小さい領

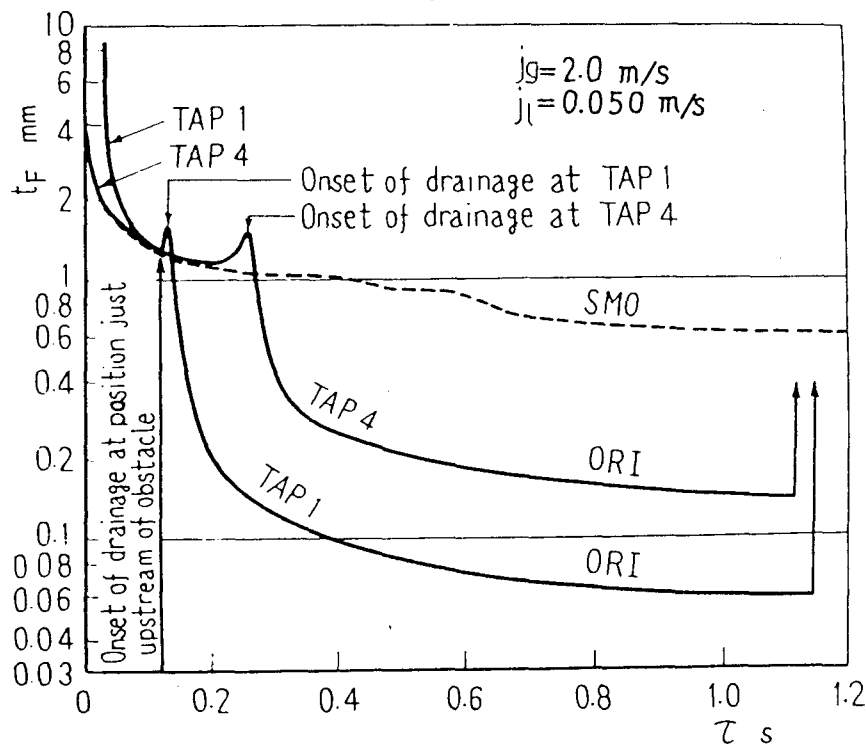


図2. 1 1 ドレーニジ発生時の液膜厚さの時間的変化

域では、 $j_g=1\sim5$ m/s の領域でORI直下の液膜厚さは最も薄くなる。この領域はフロス流領域であり、最小液膜厚さが極小値を形成する流動条件は流動様式と関連している。

また、 j_g の大きい環状流領域では、液膜あるいは液体塊の上昇がORIによって妨げられるため、上流側では液膜厚さが厚くなり下流側では逆に薄くなる。このことから、障害物前後の液膜厚さは、障害物が液体の輸送をどの程度妨げるかによって決まり、液体の輸送に関与する液膜、液体塊の速度あるいは液体塊の種類に依存していると考えられる。

高圧気液二相流の流動観察によれば、同じ種類の液体塊が出現する気液流量の組合せは圧力によって異なる。このことは、障害物の液膜厚さを予測するには、圧力も考慮する必要がある、みかけの空気および水速度のみでは十分な予測ができないことを示している。従って、第4章以降では高圧下における垂直上昇および水平気液二相流の流動パラメータ（液体塊の速度特性、気液両スラグの長さ、出現頻度等）について論ずる。次章では、高圧管内静止液体中を上昇する単一気体スラグの流動特性について検討する。

2.6 結言

流動障害物が気液二相流の流動特性に与える影響について調査するため、流動障害物の上流側と下流側において液膜厚さを測定した。得られた主な結果は次の通りである。

- (1) 液膜厚さはオリフィス型障害物の挿入によって著しく影響を受ける。この障害物の上流側ではみかけの空気速度 $2\sim3$ m/s 程度の、普通には水が常に十分存在すると思われる場合に、障害物直下の最小液膜厚さは障害物がない場合の $1/10$ 程度になる。このような薄膜化は気体スラグが通過する度に起こる。長方形障害物の場合でも、オリフィス型の場合と同様に障害物上流側における液膜の薄膜化機構に重大な影響を与える。その影響は定性的にはオリフィス型の場合と同様に下流側からの水の逆流と障害物直下のドレーニジが大きな役割を果たす。
- (2) みかけの空気速度が 5 m/s 以下の場合、障害物上流側では逆流は著しいが、ドレ

ーニジの発達が逆流によって緩和されるため、障害物の形状寸法によって生ずる逆流の難易が液膜厚さに重大な影響を及ぼす。みかけの空気速度の大きい範囲では、障害物は上流と下流側で逆の影響を与え、障害物の形状が水の下流側への流れを阻害し易いほど、上流側では液膜が厚くなり下流側では逆に薄くなる。

(3) ある断面におけるドレーニジの継続時間は、障害物から下方へ隔たるに従って短くなる。従ってドレーニジによる薄膜化は障害物直下が最も進行する。

(4) ドレーニジが著しい流動条件の場合には、障害物直下におけるドレーニジの継続時間は気体スラグの通過時間とほぼ等しい。

参考文献

- (1) Stevens-Guille, P.D. : Steam-Generator Tube Failures : World Experience in Water-Cooled Nuclear Power Reactors During 1972, Nucl. Safety, 16-3(1975), 354.
- (2) Stevens-Guille, P.D. and Hare, M.G. : Steam-Generator Tube Failures : World Experience in Water-Cooled Nuclear Power Reactors in 1973, Nucl. Safety, 16-5(1975), 603.
- (3) 小堀哲雄 : 14 MW熱ループによる実験研究 (実物大模擬燃料によるバーンアウト熱流束の測定)、日本機械学会誌、78-682(昭50-2), 811.
- (4) 世古口言彦、田中収、古川徹、小原道男、江崎修司、深野徹 : 障害物による沸騰流の液膜破断に関する研究 (第1報、液膜破断の生成消滅とそのプロセスの視察)、日本機械学会論文集、45-393, B(昭54-5), 749.
- (5) 世古口言彦、川上靖、深野徹、清水英男 : 気液二相流における液膜厚さに関する研究 (第1報、オリフィスの有無が液膜厚さに及ぼす影響)、日本機械学会論文集、43-373(昭52-9), 3417.
- (6) 世古口言彦、深野徹、川上靖、清水英男 : 気液二相流における液膜厚さに関する研究 (第2報、管内壁面上の障害物の有無が液膜厚さに及ぼす影響)、日本機械

学会論文集、43-373(昭52-9),3427.

- (7) 川上靖、清水英男、深野徹、世古口言彦 : 気液二相流における液膜厚さに関する研究 (第3報、環状障害物の長さおよび管壁との間げきが液膜厚さに及ぼす影響)、日本機械学会論文集、45-396(昭54-8),1188.
- (8) 深野徹、川上靖、清水英男、世古口言彦 : 気液二相流における液膜厚さに関する研究(第4報、ドレーニジ下の薄膜化機構)、日本機械学会論文集、45-396(昭54-8),1196.
- (9) 世古口言彦、深野徹、川上靖、清水英男、古川徹 : 流動障害物を有する二重管流路内の気液二相流に関する研究 (第1報、流動障害物が最小水膜厚さに及ぼす影響)、日本機械学会論文集、46-407(昭55-7),1295.
- (10) 深野徹 : 九州大学学位論文、(1971),45.
- (11) Sekoguchi, K., Takeishi, M., Hironaga, K. and Nishiura, T. : Velocity Measurement with Electrical Double-Sensing Devices in Two-Phase Flow, IUTAM-Symp. : Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows, (1984), 455-477, Springer, Berlin.
- (12) 武石雅之、世古口言彦、清水英男、中里見正夫 : 垂直上昇気液二相流の液体塊速度に関する研究、日本機械学会論文集、53-493(昭62-9),2800.
- (13) 世古口言彦 : 伝熱工学の進展、1巻(昭48)、養賢堂.

第3章 高圧管内静止液体中の単一気体スラグの流動特性

3.1 緒言

気液二相流の気体スラグの上昇速度は、プラグ流領域の流動特性に関する主要な流動パラメータである。この気体スラグの上昇速度については、多くの研究結果が報告されており、最近それらをまとめたもの⁽¹⁾が出版されているが、それらは大気圧近傍でなされたものである。

小気ほうあるいは単一気体スラグの挙動に関するこれまでの研究には次のようなものがある。管径よりも十分小さい小気ほうが静止液体中を上昇する速度は、Peeblesら⁽²⁾によって与えられているが、Peeblesらは小気ほうを円球とみなし、小気ほうの浮力と抗力から方程式を導き、小気ほうの上昇速度を求めている。小気ほうに働く抗力係数は気ほうレイノルズ数によって決定している。また、液相が流動している場合の小気ほうの挙動と液相の速度場との関係についての実験的研究^{(3)、(4)}もみられる。この中で、単一小気ほうの挙動と液相の速度場との関係は小気ほう群の流動場と異なり、単一気ほうの周りの液体が攪乱されないため、小気ほうの挙動と液相の速度場との関係が明確に把握され易い。

一方、本論で議論する管径よりも大きい単一気体スラグの挙動については、実験と理論解析の両面から既に多くの研究がなされている⁽¹⁾。また、特殊なものとしては、ボイラの蒸発管において気ほうが急激に成長する場合、体積の急増によって過渡的な変動現象を生じることが想定される。このような現象を模擬した気体スラグと液体スラグの挙動についても調査されている⁽⁵⁾。

気液二相流の気体スラグの上昇速度は、みかけの空気水合計速度に補正係数を乗じた項と静止液体中の単一気体スラグの上昇速度の和として式が提案されており、単一気体スラグ上昇速度と密接に関連している。気液二相流動場において、気体スラグに先行する液体スラグ中の速度場は、上方から流下液膜の突入によって攪乱されており、速度分布をもって流動する。従って、この速度場は静止液体中を上昇する単一気体スラグ先端

における液体の速度場とは異なることに留意すべきである。

上述のように、この分野の研究は実験研究および理論解析の両面から行われ、その成果が提示されている。しかし、その成果が実際の工業分野で多く用いられているような加圧下の条件でどの程度適用できるかの検討がなされていない。ここでは、管内高圧静止液体中を上昇する単一気体スラグの流動特性について述べているが、次の二点に焦点を絞って検討した。

(1) 単一気体スラグの上昇速度を求める方法に White と Beardmore⁽⁶⁾ の線図によって求める方法がある。本実験で得られた単一気体スラグの上昇速度から算出した値と線図とを比較すると、圧力が 5 MPa 以上では、線図の Morton 数から大きくずれる。従って、本章では単一気体スラグの上昇速度を与える相関式は Harmathy⁽⁷⁾ のものを用い、どの程度の高圧領域まで成り立つかを検討する。

(2) 単一気体スラグの長さが比較的短い領域から気体スラグ周りの液膜には波を伴わない。また、後続の液体内に小気ほうの含有率が高くなるなどの現象が観察される。このような現象に対する圧力の影響を検討する。

空気・水系垂直管を上昇する単一気体スラグの速度に関する過去の研究では、単一気体スラグの上昇速度 u_g は次式⁽⁸⁾⁻⁽¹⁰⁾で与えられている。

$$u_g = C \cdot (g \cdot D)^{1/2} \quad (3-1)$$

ここに、定数 C は研究者によってそれぞれ $0.35^{(8)}$, $0.328^{(9)}$, $0.344^{(10)}$ の値を提示している。これに対して、Harmathy⁽⁷⁾ は垂直管における単一気体スラグの上昇速度に気相と液相の密度を考慮した次式を提案している。

$$u_g = C \cdot \{g \cdot D \cdot (\rho_l - \rho_g) / \rho_l\}^{1/2} \quad (3-2)$$

ここに、式(3-2)は係数 $C=0.35$ となっている。

本章では、測定系内圧力は 0.3 から 20 MPa まで広範囲に変化させ、実験的に上式

の検証を行い、さらに、単一気体スラグ周りの液膜の挙動、液膜上に発生する波および気体スラグ後流の小気ほう群について検討されている⁽¹¹⁾。

3. 2 実験装置および方法

実験装置全体と供試管の概要は図3. 1に示す通りである。供試管は内径 $D=19.2$ mm、全長10.5 m である。管径は気液二相流動の実験に用いるものと同一である。すなわち、気液二相流動の実験は環状流領域まで行うために、気体の循環ブローの容量を考慮し、管径は 19.2 mm を選定した。水は供試管 (TS) 出口と気水分離タンク (S) の連結部の上方約 0.5 m まで封入してある。気水分離タンクの内径は 150 mm である。系内圧力は高压タンクからの圧縮空気を弁 (V1) から導入し、最高圧力 $P=20$ MPa まで昇圧可能である。実験方法の手順は次のようである。

① 気体スラグ形成用の空気は、弁 (V2) を開放状態にし、弁 (V3) から供試管の気

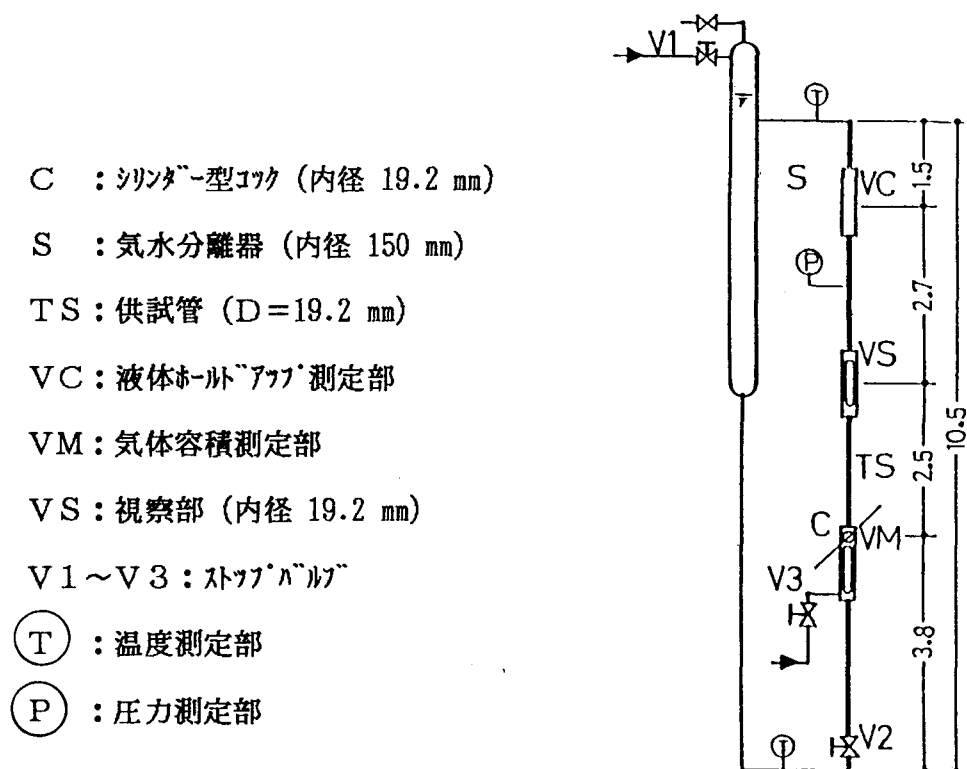


図3. 1 実験装置全体と供試管の概要 (寸法 (m))

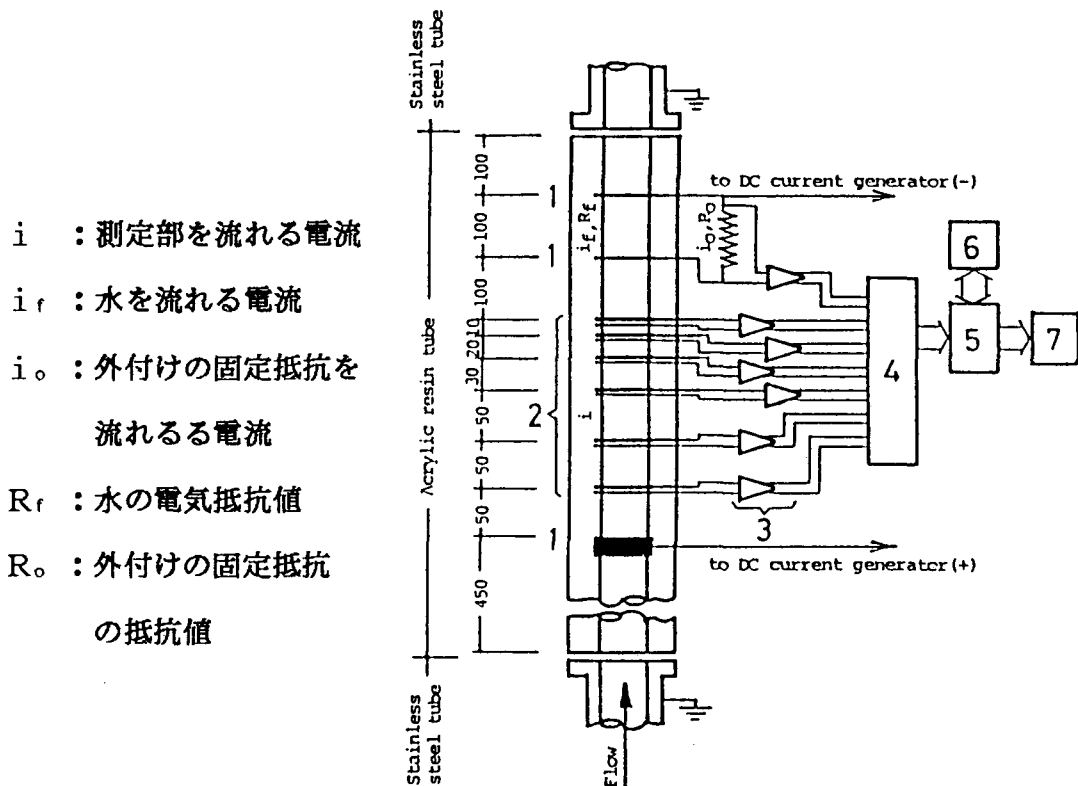
体積測定部 (VM) へ導入し計量する。その後弁 (V2) を閉弁する。

② VMの上端にあるコック (C) を開放すると、気体スラグは供試管内を上昇し始める。

③ 視察部 (VS) で写真撮影し、次いで液体ホールドアップ測定部 (VC) で気体スラグ通過時の液体ホールドアップ変化を計測する。

④ 系内圧力および温度を計測する。

図3. 2は可変動電流法による液体ホールドアップ測定部の詳細と、液体ホールドアップ信号処理の系統を示したものである。液体ホールドアップ測定用のセンサ(図中の2)は、管内径に一致させた厚さ1 mmの真ちゅう板(内面金メッキ)2枚ずつから成り、その間隔が5 mmである。液体ホールドアップの測定は、液体ホールドアップの変化に対応する各センサの出力電圧 V および測定部を流れる電流 i の信号を高入力インピーダンスの増幅器を通し、データレコーダに同時収録することによって行った。収録



1: ターミナル、2: 液体ホールドアップセンサ、3: 直流増幅器、4: データレコーダ

5: コンピュータ、6: フロッピーディスク、7: プロッタ

図3. 2 液体ホールドアップ測定部の詳細

したデータは計算機処理を行い気体スラグの上昇速度、全長、気体スラグ周りの液体ホールドアップ η 、波の発生開始点、波の速度および気体スラグに続く小気ほう群の長さなどを求めた。

実験条件は次のようである。圧力 $P=0.30, 5.0, 9.7, 15.3$ および 19.9 MPa (以下には $0.3, 5, 10, 15$ および 20 MPa と表示する)、気体スラグの初期長さ $L_{t0}=0.0345\sim0.553$ m (気体充てん量は $(10\sim160)\times10^{-6}$ m³)、温度は $27.0\sim30.0$ °C である。気体スラグの助走距離は $L/D=270$ であるが、 L_{t0} が特に大きい場合、測定点で気体スラグが十分に発達した状態であることは確認されていない。

3. 3 単一気体スラグの写真観察、上昇速度、気体スラグ周りの液膜の挙動 および気体スラグに後続する小気ほう群

3. 3. 1 写真観察

写真3. 1～3は単一気体スラグ(単に気体スラグと記す)の上昇開始点の下流 2.5 m の位置で撮影した上昇中のものである。写真3. 1～3の(a)～(e)は圧力がそれぞれ $0.3, 5, 10, 15$ および 20 MPa の条件であり、また、写真3. 3中の(a) 0.3 MPa に対応するものは、気体スラグの全長が観察部の長さより長くなったため除外した。なお、写真3. 1～3は気液界面の性状あるいは気体スラグに後続する液体中の小気ほうなどを観察するために示されており、気体スラグの初期長さ L_{t0} はそれぞれ $0.069, 0.138$ および 0.242 m である。

気体スラグの先端形状は、写真を拡大映写し比較すると、圧力が 0.3 MPa と 5 MPa 以上の場合とではほぼ同形であると判断される。従って、 $P=20$ MPa までの気体スラグの先端形状は大気圧の場合⁽⁸⁾⁻⁽¹⁰⁾と同様に半球状で近似できると考えられ、従来の理論解析⁽⁸⁾⁻⁽¹⁰⁾の結果に基づいて検討する。

写真3. 1を観察すると、全ての圧力において気体スラグ周りの液膜は滑らかになっているが、その中で $P=15, 20$ MPa (写真(d),(e))の二つは後続の液体中に多数の小

気体スラグの初期長さ

$$L_{t0} = 0.069 \text{ m}$$

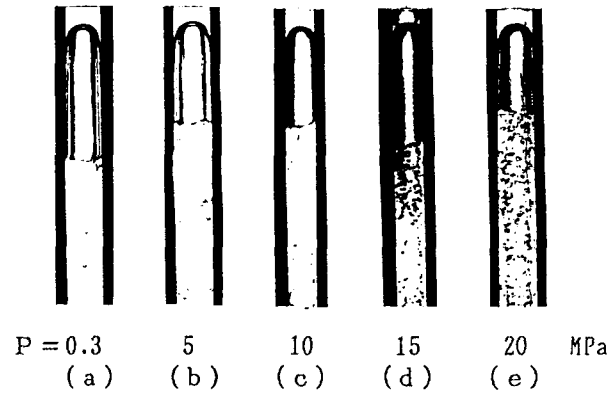


写真3. 1 単一気体スラグ

気体スラグの初期長さ

$$L_{t0} = 0.138 \text{ m}$$

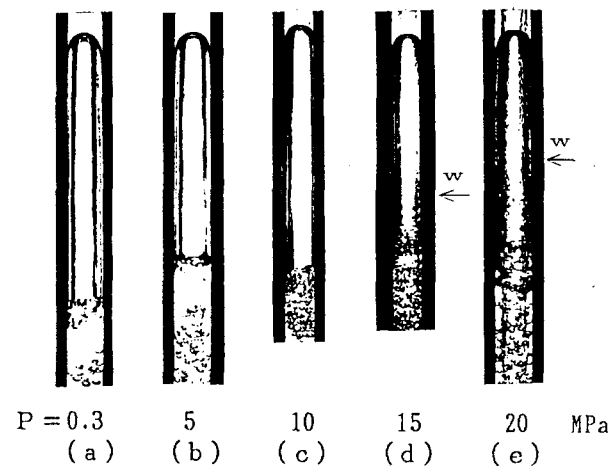


写真3. 2 単一気体スラグ

気体スラグの初期長さ

$$L_{t0} = 0.242 \text{ m}$$

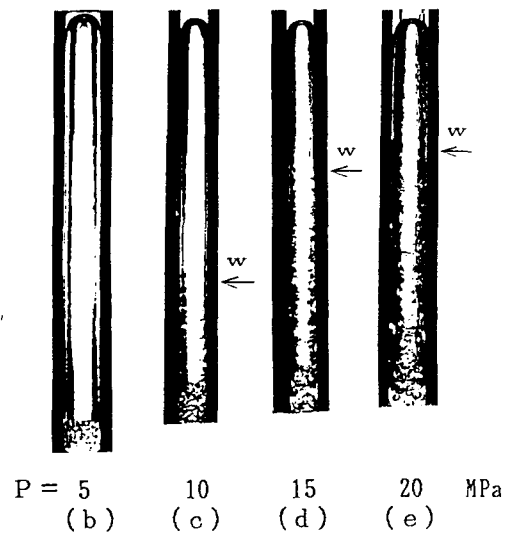


写真3. 3 単一気体スラグ

気ほうを含んでいる。しかし、 $P \leq 10$ MPa における写真(a)、(b)および(c)は写真(d)、(e)に比べわずかな小気ほうしか含まれていない。初期長さを長くした写真3. 2では、全ての圧力で気体スラグの後流に小気ほうが含まれているが、圧力が低くなるほどその量は少ない。また、写真中の $\uparrow W$ 印は波の発生開始点を示し、 $P=15$ および 20 MPa では気体スラグ周りの液膜の後半部に波が観察される。さらに初期長さ L_{t0} を長くした写真3. 3では、気体スラグ周りの液膜上の波は $P=10$ MPa の場合にも発生している。圧力 5 MPa の写真には波が観察されないが、初期長さ L_{t0} をさらに長くすると波の発生が確認される。圧力 0.3 MPa の場合も同様である。

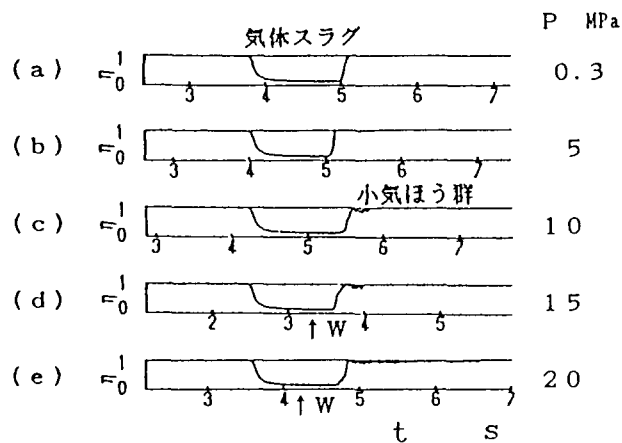
3. 3. 2 液体ホールドアップ η の時系列信号

第2章で述べたように、図2. 8の液体ホールドアップの時系列信号は、障害物直下の液膜の時間的な変化の様子を流動現象に沿って描き出すために示したものであり、流動の様相を推察する手がかりを得た。従って、本節においても、液体ホールドアップ η の時系列信号（以降 η 信号と記す）は、写真3. 1～3で観察される液膜上の波あるいは液体中の小気ほうとどのように対応するかを観察するために示されており、また、第4、5章において気液二相流の η 信号を分析するときの参考になると考えられる。

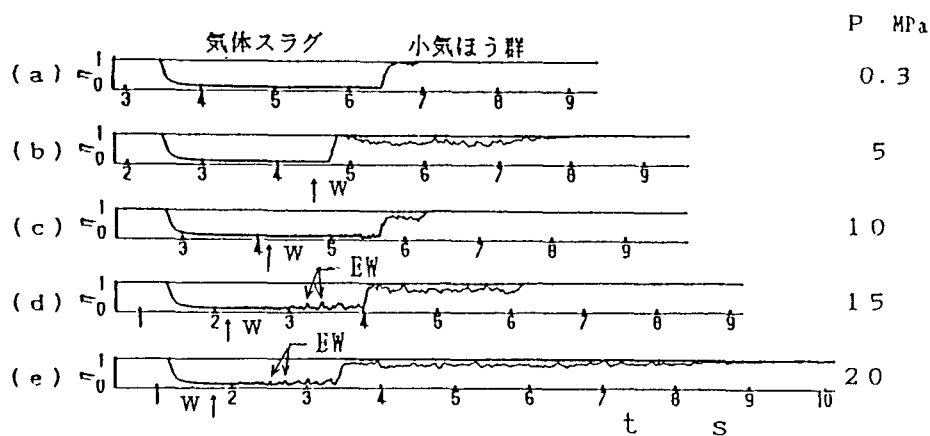
図3. 3は初期長さの異なる気体スラグの η 信号を三例示してる。同図(1)～(3)は、初期長さ L_{t0} がそれぞれ 0.138 、 0.345 および 0.553 m であり、(a)～(e)は圧力がそれぞれ $0.3 \sim 20$ MPa である。例えば、同図(1)は写真3. 2に対応する。なお、図中の横軸は時間（秒）で、気体スラグの頂部を合わせるために左右に移動させている。

図3. 3から、初期長さ L_{t0} が大になると、 η 信号は先行する気体スラグと後続する液体中の小気ほう群によって構成されている。初期長さ L_{t0} が小さく、 $P \leq 10$ MPa では液体中の小気ほうは無視できる程度で（写真3. 1(a)～(c)参照）、液体中に小気ほうが存在しない場合もある。

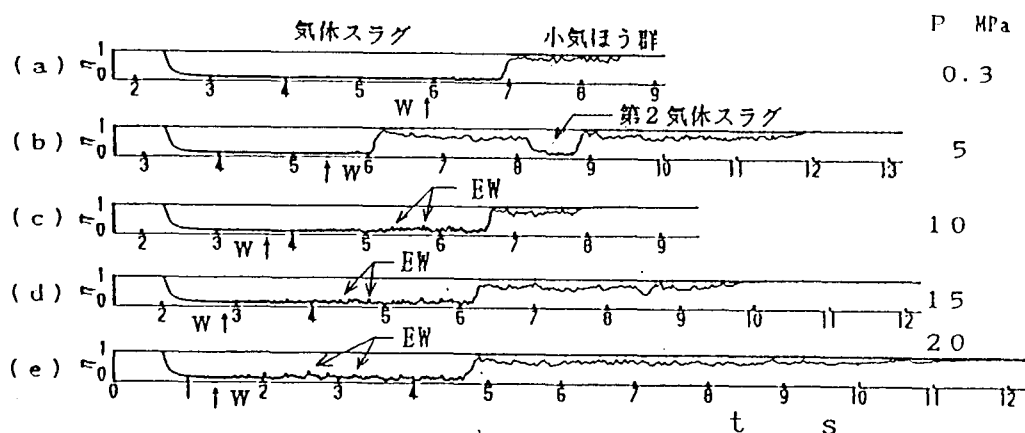
気体スラグの長さおよび後続する小気ほう群の長さは初期長さの増加と共に増加する。とりわけ、圧力 5 MPa において初期長さが 0.553 m（図3. 3(3)）の場合、他の圧力



(1) 気体スラグの初期長さ $L_{t0}=0.138$ m の例



(2) 気体スラグの初期長さ $L_{t0}=0.345$ m の例



(3) 気体スラグの初期長さ $L_{t0}=0.553$ m の例

↑ W : 波の発生開始点、 EW : 浮遊波

図3.3 単一気体スラグの η 信号に対する圧力の影響

と異なった様相を示す（3.3.5節で詳述する）。

同図(2)、(3)において気体スラグ周りの液膜に着目すると、波の発生が見られ（図中の↑W印は波の発生開始点を示す）、圧力が10ないし15 MPa以上では液体塊（浮遊波⁽¹²⁾⁻⁽¹⁴⁾、図中の↓EW印）も見られる。このような液体塊は第4章で述べる垂直および水平気液二相流の気体スラグの液膜上にも出現する。

これらの η 信号から、気体スラグの上昇速度、全長、気体スラグ周りの液膜上の波の発生開始点および液体塊の速度、液膜の平均液体ホールドアップ、および気体スラグに後続する小気ほう群の液体ホールドアップ等を求めた。

3.3.3 単一気体スラグの上昇速度

本節では気液両相の密度を含んだ式(3-2) がどの程度の高圧まで成り立つかを検証し係数Cの検討を行う。

図3.4は測定された単一気体スラグの速度 u_g をその全長 L_{gt} に対して示したも

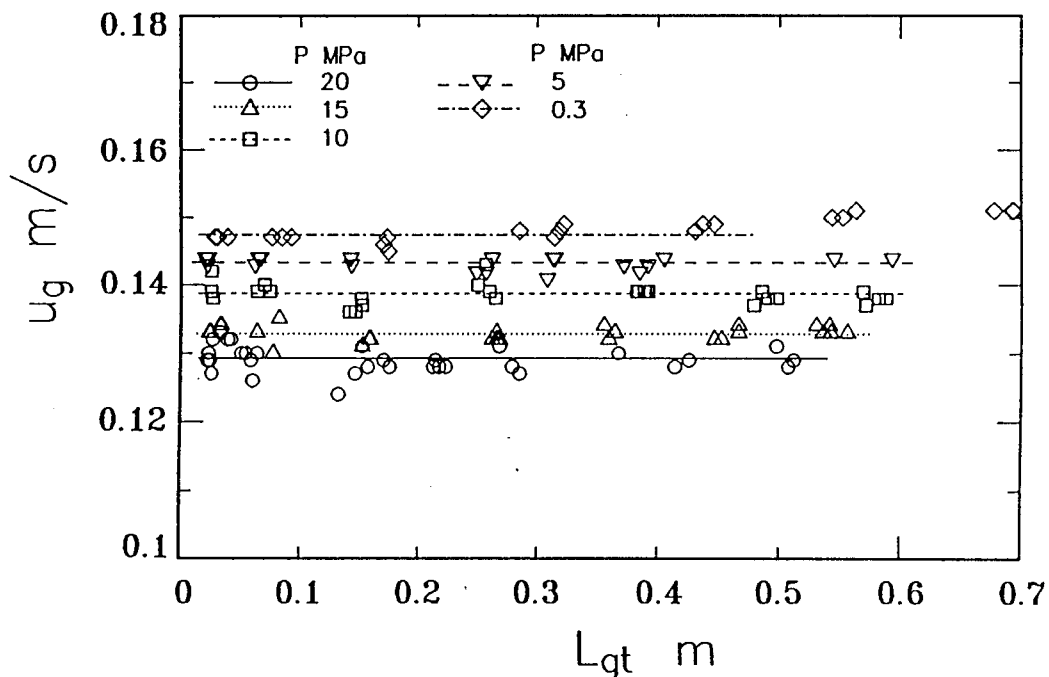


図3.4 単一気体スラグの上昇速度 u_g

のである。図から、 $P \geq 5$ MPa に対する u_g は気体スラグの長さ L_{gt} に影響されず各圧力に対してそれぞれほぼ一定値になっている。 L_{gt} が大になると、気体スラグ周りの液膜上に波が生じ、後続する液体中の小気ほう群も長くなるが、 u_g はそれらの影響を受けない。 $P=0.3$ MPa に対する u_g は $L_{gt} \geq 0.55$ m の領域でやや大きくなる傾向を示している。これは系内圧力が低いために、Nicklin ら⁽¹⁵⁾ によって指摘された単一気体スラグの上昇に伴う静圧減少によるものであり、従って式(3-2)の検証にはこれらのデータは除外している。

図3.5は単一気体スラグの上昇速度 u_g を $\{g \cdot D (\rho_l - \rho_g) / \rho_l\}^{1/2}$ に対して示したものである。 u_g は横軸の $\{g \cdot D (\rho_l - \rho_g) / \rho_l\}^{1/2}$ に対してほぼ直線的に変化している。図中には、これまでの研究者による主な式の値も示した。Harmathy⁽⁷⁾ の式は $C=0.35$ で本実験データの上限值に相当している。この図から、式(3-2)は高圧の場合でも適用可能と考えられる。本実験で得られた全てのデータから最小二乗法に

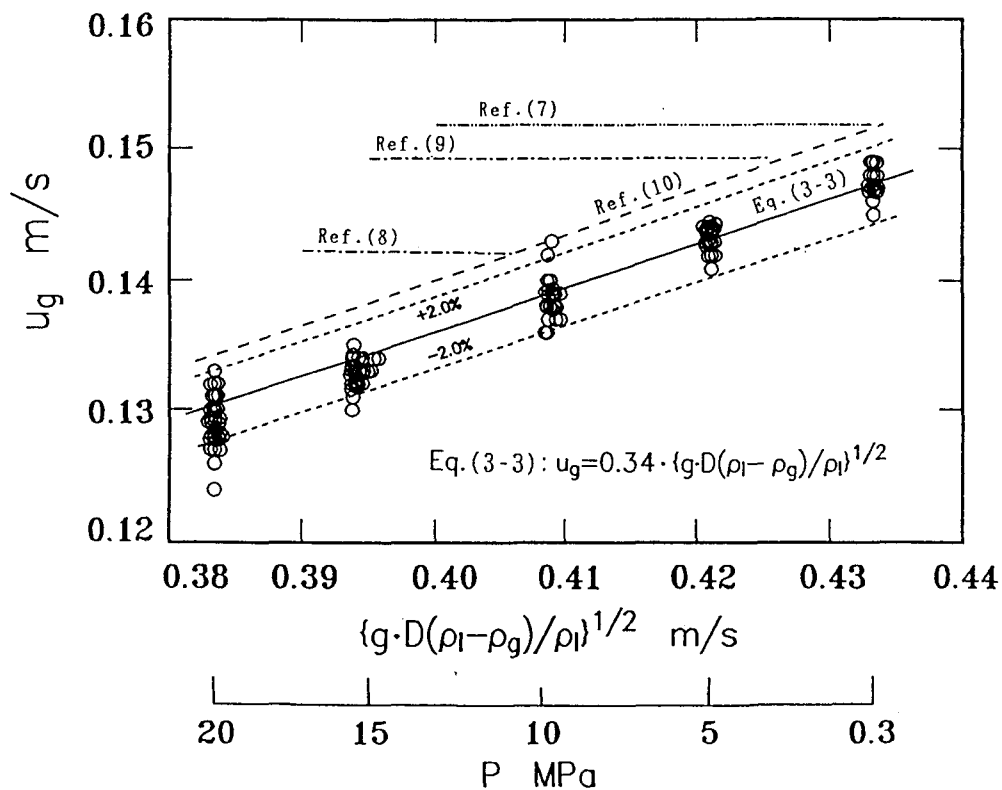


図3.5 単一気体スラグの上昇速度 u_g と $\{g \cdot D (\rho_l - \rho_g) / \rho_l\}^{1/2}$ の関係

よって定数Cを決定した。その結果、 $C=0.34$ となり u_g は次式のようなになる。

$$u_g = 0.34 \{ g \cdot D (\rho_l - \rho_g) / \rho_l \}^{1/2} \quad (3-3)$$

式(3-3)は本実験における全てのデータと $\pm 2.0\%$ 以内で一致する。

単一気体スラグの上昇速度の値としては、Whiteと Beardmore⁽⁶⁾ が与える線図がある。この線図は液体の物性値が水と著しく異なる場合には有効である。これは、図3. 6に示すように $u_g / (g \cdot D)^{1/2}$ の値を二つの無次元数、つまり Bond 数または Eotvoes 数 $E_o (= \rho_l \cdot g \cdot D^2 / \sigma)$ と Morton 数 $M_o (= g \cdot \mu_l^4 / \rho_l \cdot \sigma^3)$ とによって表している。同図中の測定点は、各圧力ごとに多数あるが、各圧力ともほぼ同一値であるため、一つの記号で代表して示した。また、Morton 数が参考までに示されている。圧力 0.3 MPa (▽印) は線図上の曲線と一致するが、5 MPa 以上の実験点は一致しない。

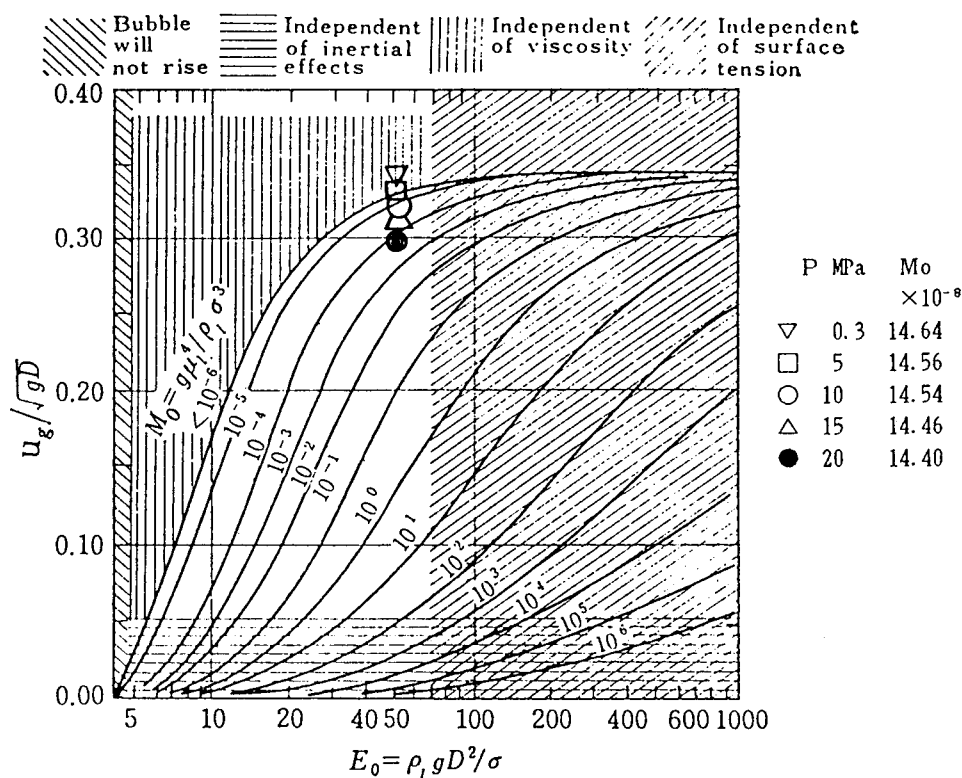
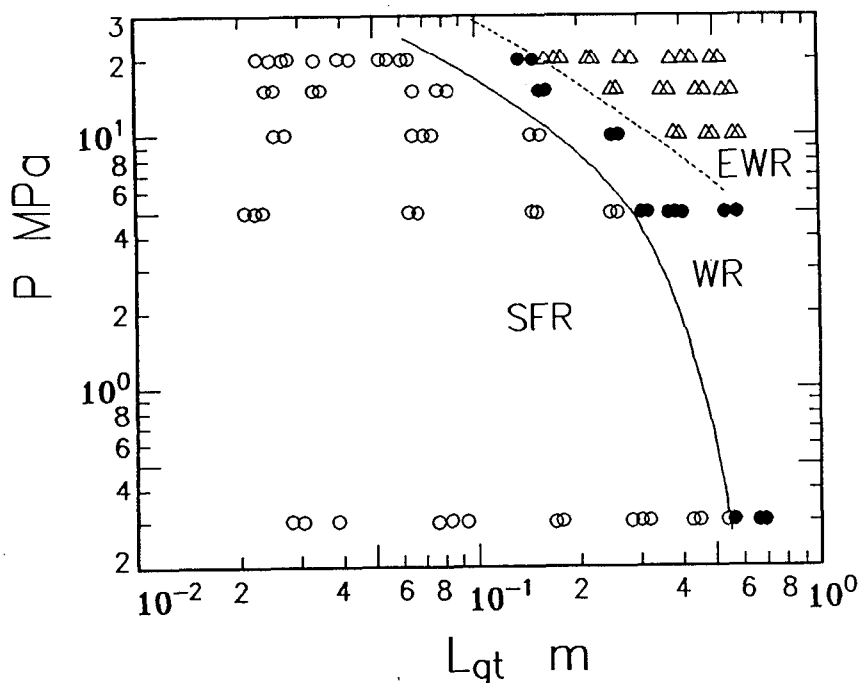


図3. 6 White と Beardmore⁽⁶⁾ の線図と実験値との比較

3. 3. 4 単一気体スラグ周りの液膜の挙動

静止液体中を上昇する単一気体スラグでは、気体スラグの上昇に伴い、その先端から水は液膜となって流下する。気体スラグ先端から流下する液膜上に発生する最初の波は、波高の小さい正弦波の形状（以後正弦波と記す）であり、さらに下方へ液膜が流下するほど、波の形状と速度が変化するものが多くなる。これらの波は浮遊波⁽¹²⁾⁻⁽¹⁴⁾と考えられる。

このような特徴は単一気体スラグの全長が長い場合の写真3. 3と η 信号（図3. 3参照）を観察すると、その周囲の液膜上に波の発生が確認できる。とりわけ、高圧の場合では、浮遊波が発生すると気体スラグに後続する液体中に小気ほうの含有率が一段と増加し、これらの間には密接な関連性がある。大気圧近傍の場合でも、気体スラグの全長が 0.55 m 程度の長さになると、気体スラグ後端部の液膜上に正弦波が発生する。圧力を昇圧すると、正弦波の発生開始点は気体スラグの頂部方向へ移行する。



○, SFR : 波が発生しない領域、●, WR : 正弦波の領域、
△, EWR : 浮遊波の領域

図3. 7 単一気体スラグ周りの液膜上に波を伴う領域

気体スラグの先端から液膜上の正弦波の発生開始点までの長さ L_{SF} は、写真と η 信号（こう配の変化から判別）の両者から求めた。供試管に設けた視察部の全長が約 0.3 m であるため、 L_{gt} がこれを超過する場合には η 信号のみから測定した。

縦軸に圧力 P 、横軸に気体スラグの全長 L_{gt} をとり、液膜上に波を伴う領域を記入したのが図 3. 7 である。記号 SFR は気体スラグ周りの液膜が全長にわたり滑らかな領域、また WR は液膜上に正弦波を伴う領域であり、EWR は浮遊波⁽¹²⁾⁻⁽¹⁴⁾ を伴う領域である。図から、5 MPa 以上になると液膜上に波を伴う領域が L_{gt} の小さい方へ広がり、 $P \geq 10$ MPa では浮遊波の出現する領域が現れている。

図 3. 8 は、単一気体スラグ先端から液膜上の正弦波の発生開始点までの長さの測定値 L_{SF} と気体スラグの全長 L_{gt} の関係を示す。図中の黒塗りの実験点は気体スラグ周りの液膜が全長にわたり滑らかな場合である。 L_{SF} は L_{gt} に影響されず、各圧力に対してほぼ一定値を示している。また、図 3. 9 では L_{SF} の無次元数 L^*_{SF} (式(3-4))

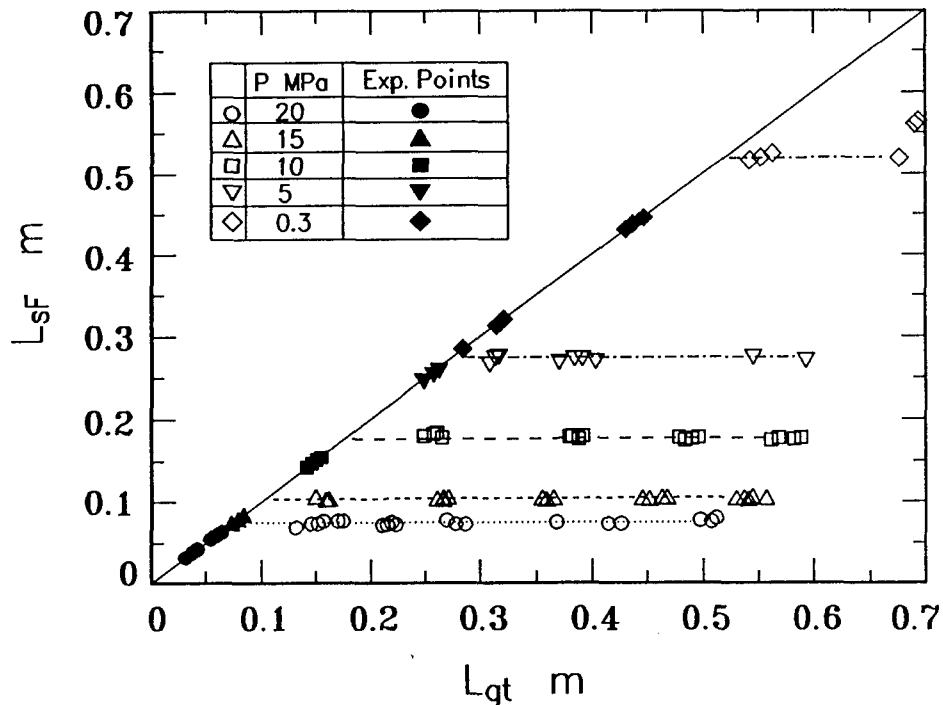


図 3. 8 波の発生開始点までの長さ L_{SF} と
単一気体スラグの全長 L_{gt} の関係

の計算値を密度比 $\{(\rho_l - \rho_g) / \rho_l\}$ に対して示したものである。同図中の実線は
 相関式であり、次式で表せる。

$$L_{sf}^* = L_{sf} (g / \nu_l^2)^{1/3} \\ = \exp [\{ 8.25(\rho_l - \rho_g) / \rho_l \} + 1.0] \quad (3-4)$$

測定値は式(3-4) とよく一致するが、低圧の 0.3 MPa のみの測定値は 20% 程度式
 (3-4)を上回っている。

気体スラグの先端から下流側に任意の点の平均液膜厚さは、正弦波の発生点の近傍に
 おいて最小値 $\bar{t}_{Fmin}$ をとり、その後増加の傾向を示す。この平均液膜厚さは 0.1 秒
 間の局所的な時間平均の液膜厚さであり、 $\bar{t}_{Fmin}$ は液体ホールドアップ信号を電磁オ
 シログラフに出力し、目視によって求めた。 $P \geq 10$ MPa において浮遊波が現れる領域

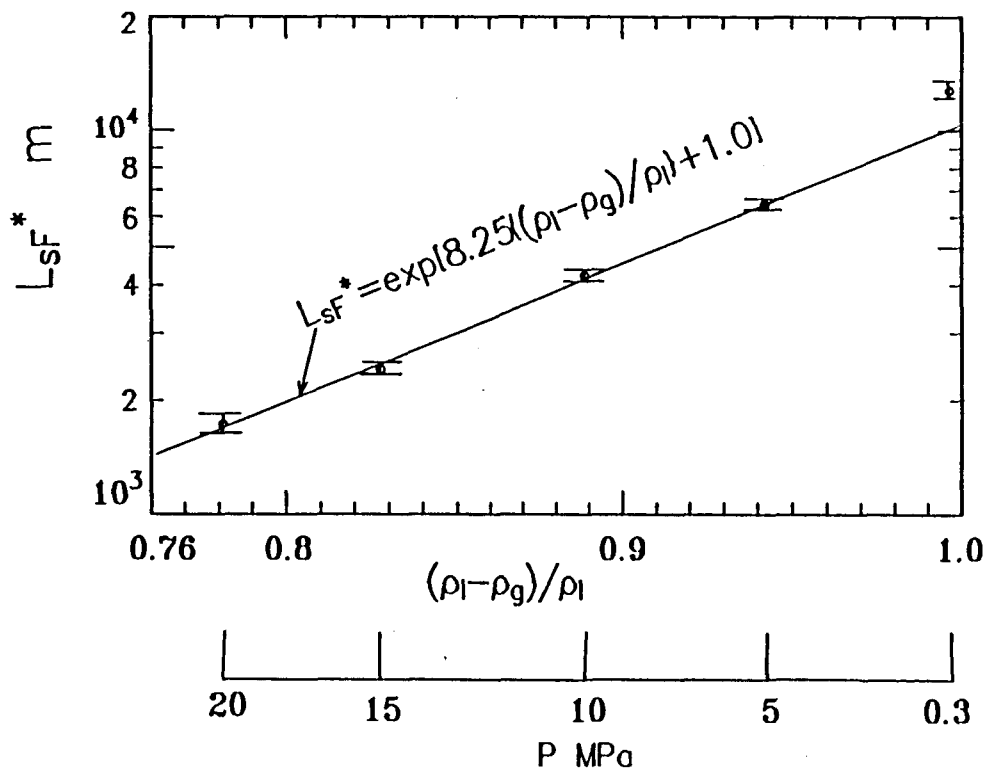


図3. 9 式 (3-4) の L_{sf}^* と密度比 $(\rho_l - \rho_g) / \rho_l$ の関係

(図3. 7 参照) になると明確に平均液膜厚さは増加する。このような単一気体スラグ周りの平均液膜厚さの特徴は η 信号から観察される。例えば、図3. 3 (3) (e) (気体スラグの初期長さ $L_{i0}=0.553$ m の場合) の η 信号を観察する。気体スラグの先端がセンサを通過すると η は急激に減少しその後時間の経過とともに徐々に減少するが、液膜上に浮遊波が発生する領域では η は大きくなる傾向を示す。従って、後述する式(3-6) によって液膜の平均降下速度 $\overline{u}_F$ を求めると、波が発生するまでの領域では気体スラグ先端から $\overline{u}_F$ は時間の経過とともに大きくなる。それに反して、浮遊波が発生する領域では $\overline{u}_F$ は逆に小さくなっている。

浮遊波の降下速度 u_{EW} は二対のセンサで測定した η 信号を用いて相互相関法⁽¹⁶⁾ で算出した。図3. 10 は u_{EW} と浮遊波の発生した領域の平均液膜降下速度 $(\overline{u}_F)_{EW}$ との比を縦軸にとり気体スラグの全長 L_{gt} に対して示したものである。浮遊波は速度と形状が変化し易いため、同図の値はかなりばらついているが、圧力に対し系統的な影

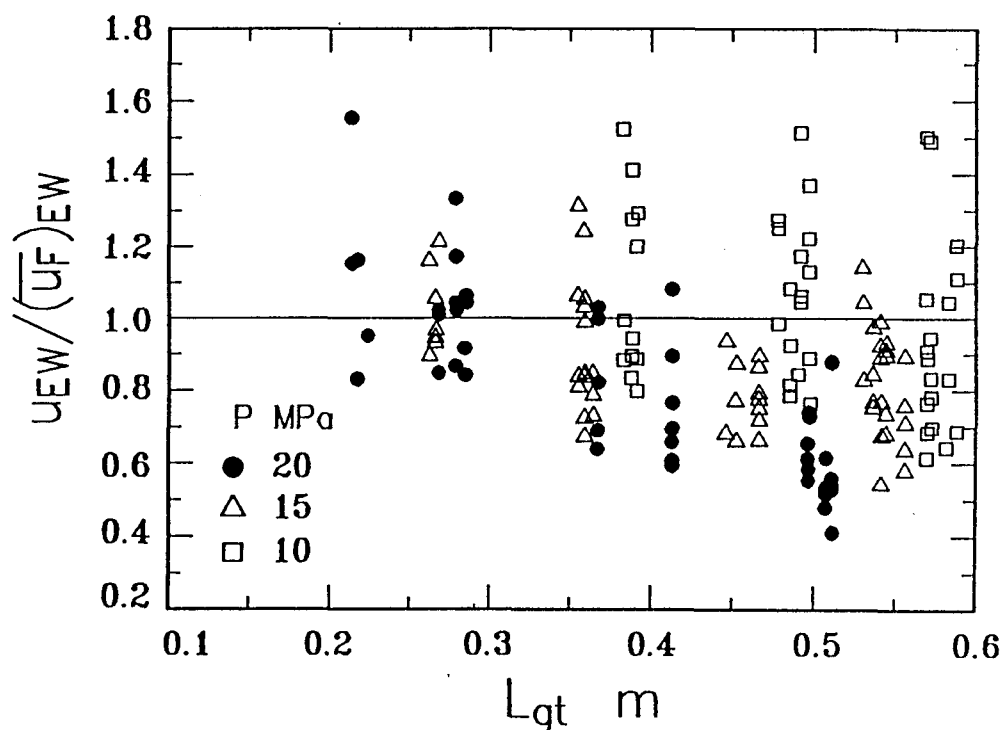


図3. 10 浮遊波の速度と平均液膜降下速度との比 $u_{EW} / (\overline{u}_F)_{EW}$ と単一気体スラグの全長 L_{gt} の関係

響が現れている。つまり、圧力が高くなるにつれて $\{ u_{EW} / (\overline{u_F})_{EW} \}$ は1を下回る点が増加し、 L_{gt} が増加してもその傾向は変わらない。

この現象は次のように考えられる。気体スラグ先端から液膜は加速しながら流下するため、気体スラグ先端から下方に向かうほど液膜と気体スラグの相対速度が大きくなる。そのため気液界面の干渉が増大し、浮遊波の降下速度が減速すると考えられる。この気液界面の干渉は摩擦力であり、その摩擦力は気相の密度に比例し、圧力が増加するほど大きくなる。つまり高圧になるほど、液膜上に波の発生が多くなるのは、この摩擦力の増大によるものと推察される。なお、液膜上の波の発生開始点直後の正弦波の降下速度は、その近傍の液膜平均降下速度と同程度となっている。

図3. 11は気体スラグ周りの最小液膜厚さ $\overline{t_{Fmin}}$ を気体スラグの全長 L_{gt} に対して示したものである。パラメータは圧力Pである。 $\overline{t_{Fmin}}$ は、 L_{gt} の小さい領域で

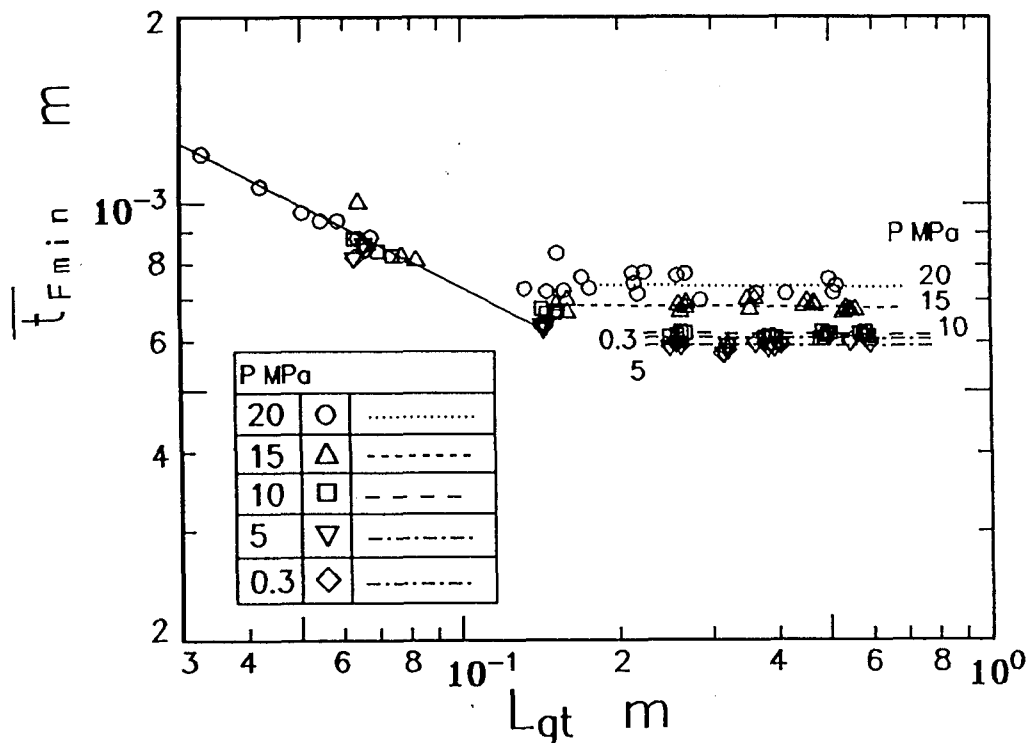


図3. 11 最小液膜厚さ $\overline{t_{Fmin}}$ と単一気体スラグの全長 L_{gt} の関係

は圧力の影響を受けず L_{gt} の増加と共に直線的に減少するが、さらに L_{gt} の大きい領域では L_{gt} の増加に対し各圧力ごとにほぼ一定値となる。とりわけ、 $P \geq 10$ MPa の領域で $\bar{t}_{Fmin}$ は圧力の増加に伴って厚くなるが、圧力が高くなると気液界面の摩擦力が大きくなり、液膜流下が妨げられるためと考えられる。 $P = 0.3$ と 5 MPa との $\bar{t}_{Fmin}$ は、ほぼ同程度の値を示し、圧力の影響を受けていない。

図3. 12は、流下液膜上の波の発生開始点における液膜レイノルズ数 Re_{Fcri} (式(3-5)) を $(\rho_l - \rho_g) / \rho_l$ に対して示したものである。 Re_{Fcri} は図3. 11の $\bar{t}_{Fmin}$ が各圧力ごとに一定値を示す領域に対する液膜レイノルズ数でもある。

$$Re_{Fcri} = 4 \bar{u}_F \cdot \bar{t}_{Fmin} / \nu_l \quad (3-5)$$

ここに、連続の関係から上式右辺の液膜平均速度 $\bar{u}_F$ および平均厚さ $\bar{t}_{Fmin}$ はそれぞれ

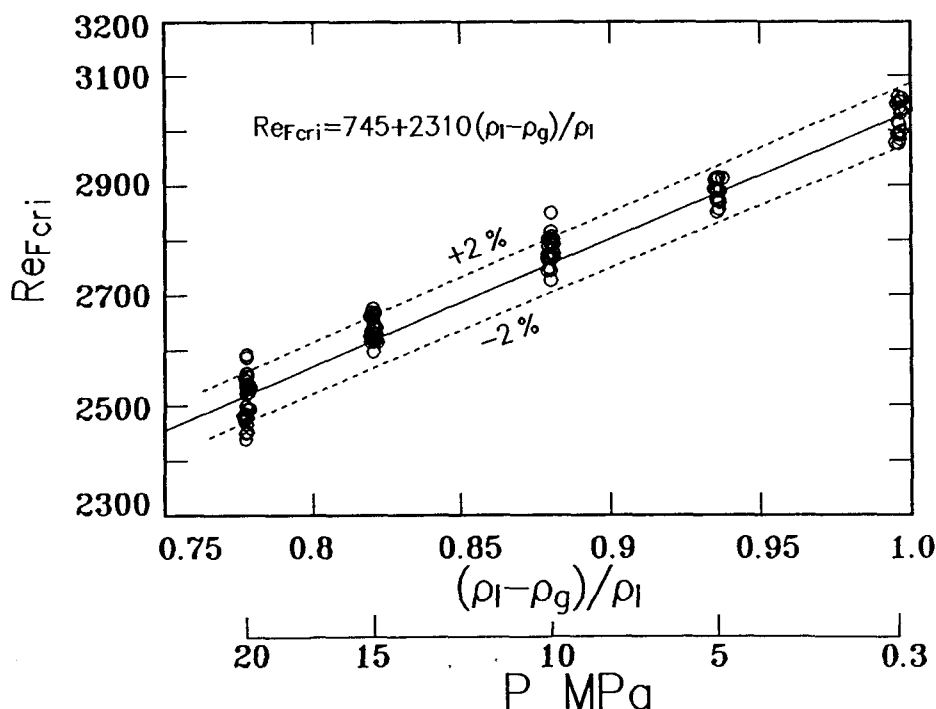


図3. 12 気体スラグ周りの液膜上の波の発生開始点
における液膜レイノルズ数

式(3-6)と(3-7)で算出する。

$$\overline{u_F} = (1.0 - \overline{\eta}) \cdot u_g / \overline{\eta} \quad (3-6)$$

$$\overline{t_{Fmin}} = (D/2) \cdot (1.0 - \overline{\alpha}^{0.5}) \quad (3-7)$$

Re_{Fcri} は $P=0.3 \sim 20$ MPa で 2500~3000 の値を示している。図中の実線は Re_{Fcri} を表示する次の実験式である。

$$Re_{Fcri} = 745 + 2310 (\rho_l - \rho_g) / \rho_l \quad (3-8)$$

上式は本実験データとほぼ $\pm 2.0\%$ 以内で一致する。

3. 3. 5 単一気体スラグに後続する小気ほう群

図3. 3に見られるように、単一気体スラグに後続する小気ほう群の分布領域は圧力によって異なる。 $P=0.3$ に比べ 5 MPa の場合では、気体スラグの初期長さが 0.449 m ないしそれ以上になると、それに後続する液体中の小気ほう群の分布領域は大となり、さらにその一部が合体し第2気体スラグを形成する傾向を示す。第2気体スラグの発生確率は $L_{t0}=0.449$ m の場合では約 30% であるが、0.553 m の場合ではほぼ 100% であった(図3. 3、(3) 参照)。第2気体スラグは、本実験範囲内では 5 MPa においてのみ出現し、他の圧力では出現しない。 $P=10$ MPa では 5 MPa に比べ、気体スラグに後続する小気ほう群の領域は短くなり、さらに圧力の上昇と共に長くなっている。

気体スラグ直後から管軸方向に沿った小気ほうの平均ボイド率 $\overline{\alpha}$ の分布は、圧力によって異なるが、気体スラグ直後からボイド率を平均して $\overline{\alpha}=0.15 \sim 0.25$ 程度を保ち、その後急激に減少し零に近くなる定性的な傾向を示している。

図3. 13は縦軸に小気ほう群の $\overline{\alpha}$ が 0.15 以上を示す長さ L_B (SBG) と気体

スラグの全長 L_{gt} の比をとり、 L_{gt} に対して示したものである。 L_B/L_{gt} は L_{gt} が増加すると全ての圧力に対して、ほぼ一定値を示す領域がある。この領域は液膜上に波を伴っている領域と一致する（図3. 7参照）。圧力の影響を見ると、0.3 から 5 MPa に増加すると、 L_B/L_{gt} は 0.2 程度から一挙に 2.2 程度に増大し、10 MPa では逆に 0.3程度と小さくなり、また圧力の増加と共に増大している。5 MPa の値のみが特異な挙動を示す。

系内圧力が 15 MPa 以上では、気体スラグの全長 L_{gt} が高々管径の2倍程度で、しかも気体スラグ周りの液膜が滑らか場合でも、後続の液体中に小気ほうを放出する。圧力10 MPa 以下ではこの現象は見られない（写真3. 1）。

これらの小気ほう群がどの程度の大きさの気ほうによって構成され、また分布しているかを調べたものが図3. 14である。小気ほうの長さ d は管軸方向の長さを写真から測定した値である。同図は気体スラグの初期長さ L_{t0} は 0.553 m の場合で、縦軸は管

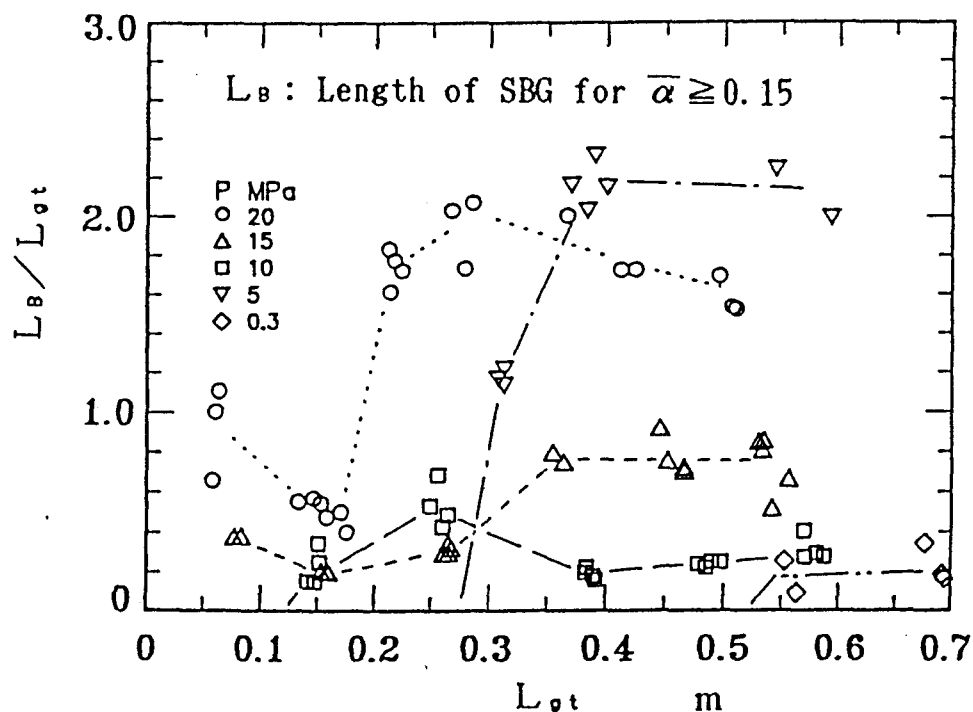


図3. 13 小気ほう群の平均ボイド率 $\bar{\alpha} \geq 0.15$ を示す長さ気体スラグの全長との比 L_B/L_{gt} と気体スラグの全長 L_{gt} の関係

軸方向単位長さ当りの個数 n 、横軸には小気ほう長さと管径との比 d/D をとって示した。 d の分布は平均して 0.85~6.0 mm 程度である ($P=5$ MPa の第2気体スラグは除外した)。

$P=0.3$ MPa の場合、 $d/D \leq 0.1$ 程度以下の小気ほうが他の圧力の場合に比して1/2程度と少ない。 $P=5$ MPa の場合、 $d/D=0.085 \sim 0.15$ の小気ほうの数が他の圧力に比較して特に多くなっている。

初期長さ L_{t0} が異なった場合における小気ほう長さ d の分布は、小気ほう群の平均ボイド率 $\bar{\alpha}$ が 0.15~0.25 程度であれば、図3. 14とほぼ同様である。 η 信号を観察すると、小気ほう群の終端近傍の $\bar{\alpha}$ は 0.15 以下になると急減し零に至るが、この領域では図3. 14の分布構成と異なり $d=3 \sim 6$ mm の比較的大径の気ほうは見られなくなり、主としてそれ以下の小気ほうで構成されている。

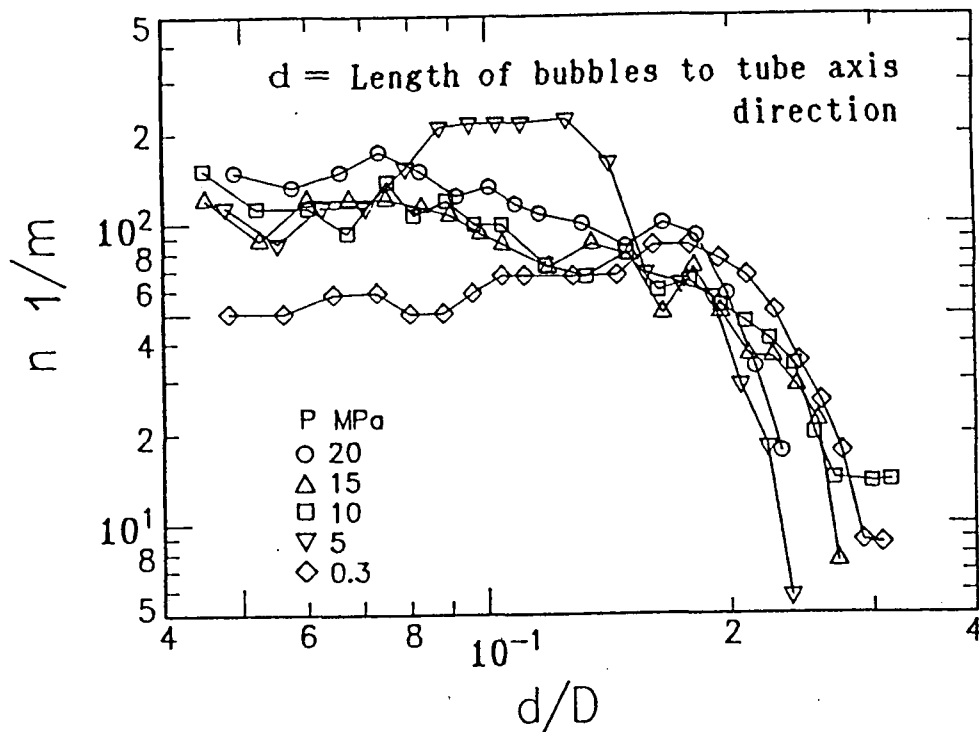


図3. 14 単一気体スラグ後続部の小気ほうの分布
($L_{t0}=0.553$ m)

本章では、静止液体中の気体スラグの上昇特性について検討した。高圧の気液二相流においては、気体スラグ周囲の液膜上に波が顕著に発生し（第4章で詳述する）、後続の液体スラグ中には小気ほうが含まれやすいなどの特徴が観察されている。高圧静止液中を上昇する単一気体スラグにおいても同様の傾向が見られた。

気体スラグの液膜上に発生する波は浮遊波と考えられるが、浮遊波の速度 u_{EW} と浮遊波が発生する近傍の平均液膜降下速度 $(\overline{u_F})_{EW}$ との比 $u_{EW} / (\overline{u_F})_{EW}$ は圧力が高くなると1より小さくなる傾向を示す。これは3.3.4項でも述べたように、気液界面に働く摩擦力によって波および液膜の降下速度が減速すると考えられる。従って、第2章で検討した流動障害物の上流側直下のドレーニジ現象に気体スラグ周りの降下液膜が関与していることを考慮すると、気体スラグ周囲の液膜上に発生する液体塊の速度に関する知見が、液膜の挙動を推察する上で重要と考えられる。

第4章では、液体塊の速度および速度の標準偏差について、圧力を変化させて実験的に調査した結果を検討する。

3.4 結 言

管内静止水中を上昇する単一気体スラグの挙動について、系内圧力を大気圧近傍から20 MPa まで変化させ実験的に調査した。その結果を要約すると次のようである。

- (1) 単一気体スラグの上昇速度に関する過去の研究と本実験結果を比較検討し、大気圧近傍から20 MPa まで適用可能なものとして Harmathy の式が挙げられるが、やや大きめの値を与える。係数Cを0.34 とすれば20 MPa までの本実験データとよく一致する。
- (2) 単一気体スラグ周りの平均液膜厚さは正弦波の発生点付近で極小値を形成し、その後波の発達と共にやや増加する傾向を示す。圧力 $P \geq 10$ MPa では浮遊波の発生がみられた。単一気体スラグ周りの液膜上の正弦波の発生開始点を実験から求め相関式が示めされた。また、正弦波の発生点における液膜レイノルズ数が実験から求められ相関式が得られた。

- (3) 圧力 5 MPa の場合、 単一気体スラグが放出した小気ほう群の一部は合体し第 2 気体スラグを形成する傾向が見られる。この領域は気体スラグの初期長さが 0.45 m 以上である。本実験範囲の他の圧力では第 2 気体スラグの発生は確認できなかった。また、単一気体スラグの長さが増加し、気体スラグ周りの液膜上に浮遊波が発生すると、気体スラグ後方への小気ほうの放出量は増加する傾向にある。

参考文献

- (1) 気液二相流技術ハンドブック、日本機械学会編、コロナ社、(1989)、232-237.
- (2) Peebles, F.N., and Garber, H. J.: Studies on the Motion of Gas Bubbles in Liquids, Chem. Eng. Prog., 49-2(1953), 88-97.
- (3) 世古口言彦、佐藤泰生、本田達：気ほう流の研究（第 1 報、垂直上昇流における疎な気ほう群について）、日本機械学会論文集、40-333(1974), 1395-1403.
- (4) 佐藤泰生、本田達、猿渡真一、世古口言彦：気ほう流の研究（第 2 報、気ほうの挙動に及ぼす水流速と流路寸法の影響）、日本機械学会論文集、43-370(1977), 2288-2296.
- (5) 深野徹、世古口言彦、松村公治：スラグ流の非定常現象に関する研究（第 1 報、急成長を伴う上昇中の気体スラグの挙動）、日本機械学会論文集、45-398(1979), 1502-1510.
- (6) White, E.T. and Beardmore, R.H., :The Velocity of Rise of Single Cylindrical Air Bubbles through Liquids Contained in Vertical Tubes, Chem. Engng. Sci., 17-5(1962), 351-361.
- (7) Harmathy, T.Z. : Velocity of Large Drops and Bubbles in Media of Infinite or Restricted Extent, AIChE.J., 6-2(1960), 281-288.
- (8) Dumitrescu, D.T. :Stromung an einer Luftblase im Senkrechten Rohr, Z. angew. Math. Mech., 23-3(1943), 139-149.
- (9) Davies, R.M. and Taylor, G.I. : The Mechanism of Large Bubbles Rising

through Extended Liquids and through Liquids in Tubes, Proc.Royal Soc.
London, Series A,200-1062(1950), 375-390.

- (10) Collins,R. : The Effect of a Containing Cylindrical Boundary on the
Velocity of a Large Gas Bubble in a Liquid, J. Fluid Mech., 28-1(1967),
97-112.
- (11) 中里見正夫、清水英男、三宅常時、世古口言彦：高圧管内静止水中の単一気体スラ
グの上昇特性、日本機械学会論文集、57-538(1991),2039-2045.
- (12) 世古口言彦、中里見正夫、武石雅之、清水英男、森幸司、三宅常時：垂直上昇気液
二相流の液体塊速度に及ぼす圧力の影響、第26回日本伝熱シンポジウム講論、
(1989),598-600.
- (13) 武石雅之、世古口言彦、清水英男、中里見正夫：垂直上昇気液二相流の液体塊速度
に関する研究、機論、53-493, B(1987), 2800-2806.
- (14) 世古口言彦、武石雅之、Cognet,G.、石松隆和、八尋和広：垂直上昇気液二相流に
おける液体塊の挙動パターン、機論、53-493, B(1987), 2807-2813.
- (15) Nicklin,D.J., Wilkes,J.O. and Davidson,J.F. : Two-Phase Flow in Vertical
Tubes, Trans.Inst. Chem. Engr., 40-1(1962), 61-68.
- (16) 世古口言彦、森川健吾、高橋健治、武石雅之、深野徹：フロス流域ならびに環状流
への遷移域における流動機構に関する研究、機論、49-437, B(1983-1), 91-99.

第4章 液体塊速度

4. 1 緒 言

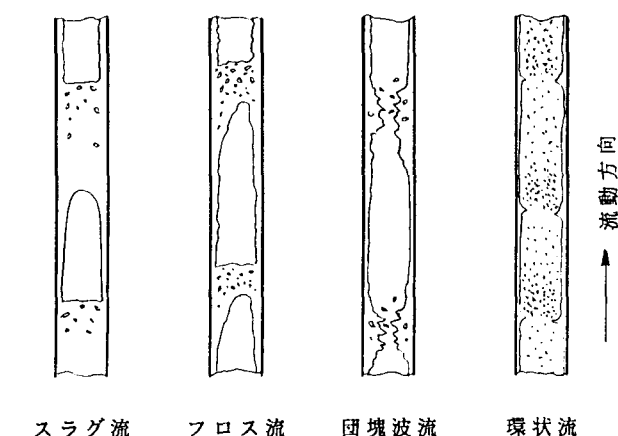
本章では、垂直上昇流と水平流における液体スラグ、団塊波、じょう乱波および浮遊波など液体塊の平均速度および速度の標準偏差が圧力によってどのような影響を受けるかについて検討している。大気圧近傍では、液体塊である液体スラグ、団塊波、じょう乱波および浮遊波は、流動条件によってその出現する領域が限定されるため、各流動様式において特徴ある変化を示す⁽¹⁾⁻⁽³⁾。つまり、それぞれの液体塊が、固有の速度特性を有していることを示している。このような液体塊の速度特性は、管の直径を変えた条件⁽⁴⁾においても、定性的に同様の傾向を示すことが明らかにされている。

また、第2章で記述した流路内に流動の障害となる障害物がある場合においても、障害物近傍の液膜厚さは、液体塊および液膜の挙動と深く関わっている。これは、流動障害物が液体塊あるいは液膜による液体の輸送を妨げるか否かによって、液膜厚さが決まるためである。従って、熱流動場における流動障害物近傍の液膜厚さを議論する場合、液膜上に存在する波の挙動あるいは波の発生がどのようなものであるかは、波によって伝熱面に冷却水を供給できるか否かを決定する重要な問題となる。このように、液体塊と液膜の挙動は液体の輸送はもとより、熱輸送および熱除去とも関わっており、これらに関連する問題の解決には重要なパラメータである。ここで、垂直上昇流と水平流の各流動様式で出現する液体塊について述べる。

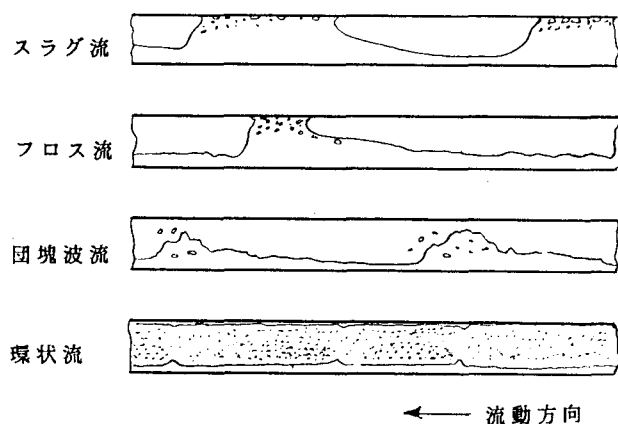
図4. 1 (a)、(b)は、スラグ流から環状流に至る流動様式の概念図を示している。同図の(a)は垂直上昇流、(b)は水平流の場合である。ただし、水平流の分離流領域は本論の対象から除外している。スラグ流とフロス流に出現する代表的な液体塊は、砲弾形をした気体スラグと交互に流動する液体スラグである。垂直上昇流において、液体スラグ中の小気ほうは管軸に対してほぼ対称に分布し、流動方向に対しては液体スラグ上部に分布する。水平流では、液体スラグ中の小気ほうは、流路の上壁面近くに集中して分布するが、液体スラグ中に小気ほうを含まない場合もある。

団塊波流領域はフロス流から環状流への遷移領域であり、代表的な液体塊である団塊波⁽¹⁾⁻⁽³⁾は、図4. 1に示されるような大きな液体塊であるが、液体スラグと異なり気相によって貫通されている。圧力が5 MPa 以上になると液体塊の発生ひん度が極めて多くなり、その波高も様々なものが出現する。また、世古口ら⁽⁵⁾は水平流においても、垂直上昇流にみられる団塊波の特徴を有する液体塊が出現することを確認しているが、これについては4. 3節で詳述する。

環状流を特徴付けるじょう乱波は、図4. 1に示すような流路方向断面から見て波形と波高が比較的揃った二次元的な液体塊である。通常、じょう乱波の速度より気流の速



(a) 垂直上昇流



(b) 水平流

図4. 1 流動様式の概念図

度が速いため、じょう乱波の先端から液滴が飛散する。これらの波の他に浮遊波⁽¹⁾と称する液体塊がある。大気圧近傍において浮遊波は液体スラグ、団塊波およびじょう乱波の後端から発生するとみなされており⁽¹⁾、波の速度が遅いため後続の液体塊に吸収される比較的短命な液体塊である。また著者らは、圧力が 5 MPa 以上において浮遊波が気体スラグ周り後部の液膜上にも発生することを観察している^{(5)、(6)}。

大気圧近傍における垂直上昇流の液体塊に関しては、液体塊のパラメータ（通過ひん度、波高、基底液膜厚さおよび最小液膜厚さなど）の決定法⁽⁷⁾をはじめ、液体塊速度の平均値および変動特性^{(2)、(8)}に関する研究がなされている。それによると、液体塊のパラメータ決定法は、液体ホールドアップの時系列信号から液相の通過ひん度曲線を求め、その変化の特徴から液体塊のパラメータを抽出する方法が提案されている。

液体塊速度に関連する研究では、垂直上昇流における気体スラグの平均速度 $\bar{u}_{gs}$ に関するものがこれまで数多く報告されている⁽⁹⁾。それらは気体スラグの平均速度を次式で提示している。

$$\bar{u}_{gs} = C \cdot (j_g + j_l) + u_g \quad (4-1)$$

式(4-1)の第1項は気体スラグ先端における液体の速度で、第2項は重力に起因する速度である。Nicklinら⁽¹⁰⁾は $C=1.2$ 、 u_g を第3章の静止液体中の単一気体スラグの上昇速度を与える式(3-1)とする相関式を提案している。

一方、水平流における液体スラグの速度は式(4-1)の重力の作用によって生ずる右辺第二項を除外した次式がある^{(11)、(12)}。

$$\bar{u}_{gs} = C \cdot (j_g + j_l) \quad (4-2)$$

Gregoryら⁽¹²⁾は式(4-2)の係数 $C=1.35$ としているが、これに対してZuberら⁽¹³⁾は式(4-2)にドリフト速度に相当する第2項を加えた相関式を提示している。本論文では、

圧力が5 MPa 以上の場合において、液体スラグの平均速度が Zuberらの相関式のような第2項を有する相関式を提案している。

垂直上昇流のフロス流および団塊波流領域においては、液体塊の平均速度および速度の標準偏差⁽⁷⁾、挙動パターン⁽¹⁾に関する報告がある。水平流の団塊波流領域における液体塊の挙動に関する研究報告は、現在のところ著者ら⁽⁵⁾のものを除いてみられない。

環状流領域では、垂直上昇流におけるじょう乱波の平均速度と管の直径との関係が調査されている^{(4), (14), (15)}。世古口ら⁽¹⁴⁾は気相のフルード数、液相のレイノルズ数およびエトバス数によってじょう乱波の速度を与える式を提案している。

気液二相流の系内圧力が変化すると、気体の粘性、とりわけ密度はほぼ比例して変化する。例えば、温度 30℃ の空気に対し、圧力が 0.1と 20 MPa の場合を比較すると、粘性係数が約 1.3 倍、密度が約 194 倍となる。本章では内径 19.2 mmの円管を用い、系内圧力が 0.3～20 MPa における気液二相流の液体塊の速度および速度の標準偏差について述べる。また、流動方向の影響を調査するため、垂直上昇流と水平流の実験結果が比較検討されている。

4. 2 垂直上昇流⁽⁶⁾

大気圧近傍の垂直上昇気液二相流における液体塊の挙動^{(1), (2), (7)}および気液界面構造⁽¹⁶⁾に関する研究を通じて、フロス流から環状流への遷移領域において団塊波の存在が見いだされ、新たに団塊波流領域が提案された。また、液体塊速度の特徴が液体塊の種類を反映していることなどが明らかにされている。本節では、垂直上昇の液体塊の平均速度および速度の標準偏差に及ぼす圧力の影響に関する検討を行っている。

4. 2. 1 実験装置および方法

高圧実験装置の概要を図4. 2に示す。動作流体は空気と水道水である。空気圧縮機出口の空気はろ過器を通り空気槽に蓄えられ、減圧弁を経て主気水分離器に供給され、装置全体を所定の圧力に昇圧し保持する。液体は主気水分離器下部の排出管から温度調

節部を経て循環ポンプによって圧送され、ろ過器を通過した後オリフィスで計量され気水混合部に至る。一方、気体は主気水分離器の上部から温度調節部を通り循環ブローによって圧送され、さらにオリフィスで計量されて気水混合部に至る。気水混合部で形成された二相流体は供試管の各測定部を通過した後気水分離器に流入する。気水分離器で分離された気体および液体は再循環される。ポンプおよびブローの出口側にはバイパスラインが設置され、流量および温度調節用に利用されている。第5章で述べている垂直上昇流の実験結果も本実験装置を用いて集収したことを付記する。

供試管の概要を図4.3に示す。供試管は全長約 10.4 m、内径 19.2 mm のステンレス鋼管製で、垂直に設置されている。流動の視察部は気水混合部⁽¹⁷⁾から 5.4 m下流側

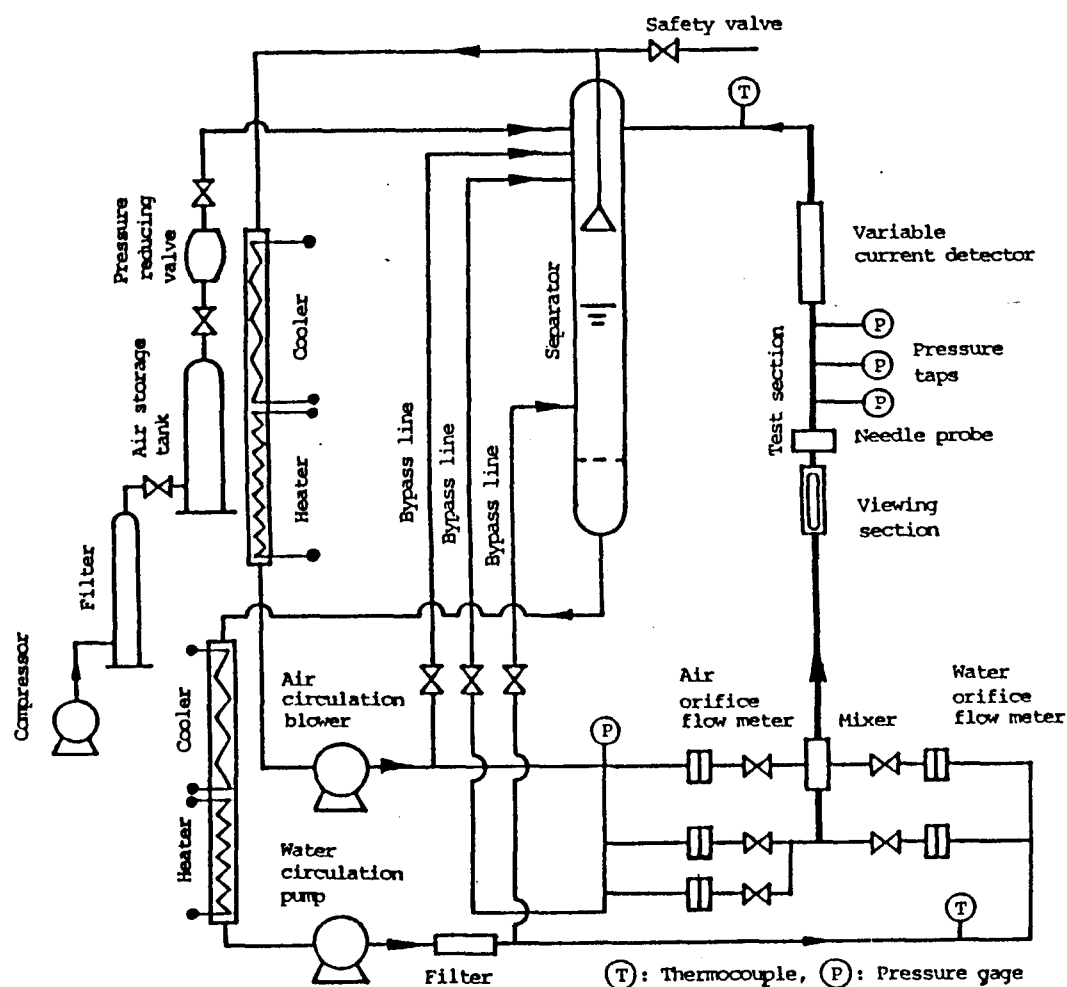


図4.2 垂直上昇流の実験装置概要

に位置し、視察および写真撮影に用いる。さらに下流側に圧力タップが 0.5 m 間隔で 3 ヶ所に開口されている。この圧力タップは、圧力損失と系内圧力の測定に用いる。

2. 3節で述べた可変動電流法による液体ホールドアップ測定部は気水混合部から 8 m 下流側の位置に取り付けられている。なお、気水混合部は二重管形式（長さ110 mm）を採用し、供試管と同内径の内管に直径 3 mm の小孔が周方向に 8 ヶ所、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。

可変動電流法による液体ホールドアップ測定部の詳細は、図3. 2に示したものと同様であるので、ここでは省略する。液体ホールドアップ信号はセンサの出力電圧 v および測定部を流れる電流 i を検出し、高入力インピーダンスの増幅器を通してデータレコーダに同時収録する。テープに収録された実験データは再生され、電子計算機で処

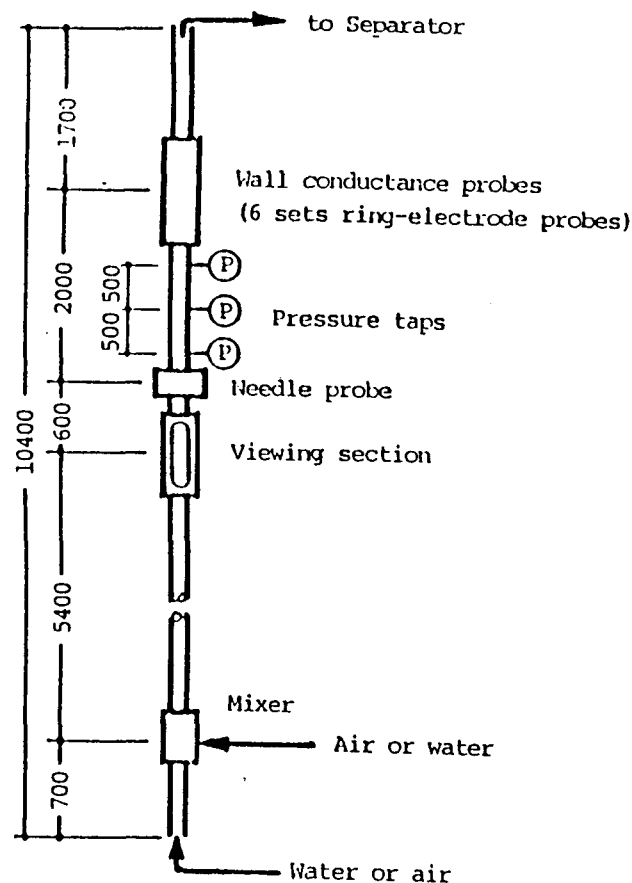


図4. 3 垂直上昇流における供試管の概要と寸法 (mm)

理し以下に検討する諸量を求めた。

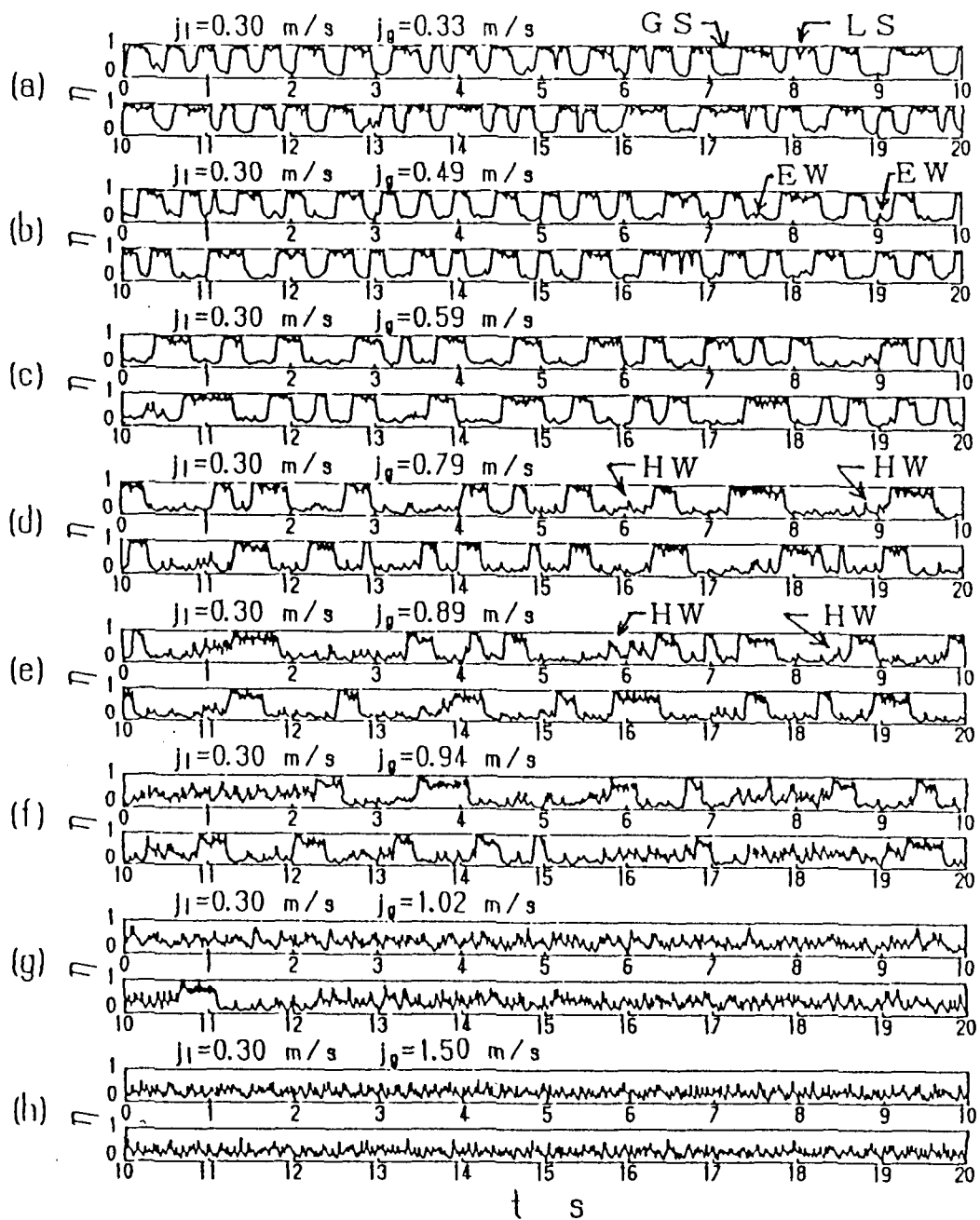
実験範囲は、みかけの空気速度 $j_g = 0.06 \sim 10$ m/s (圧力 0.3 MPa では 25 m/s)、みかけの水速度 $j_l = 0.10 \sim 1.51$ m/s、圧力 $P = 0.302, 5.20, 10.2, 15.2, 20.1$ MPa (以下 0.3, 5, 10, 15, 20 MPa と表示する)、温度 $\theta = 28 \sim 32^\circ\text{C}$ である。

4. 2. 2 液体ホールドアップ η の時系列信号

液体ホールドアップ η の時系列信号 (以後、 η 信号と略記する) は流れがどのような液体塊によって構成されているか、また流動の様相および形態を検討するための資料となる。図4. 4は1つのセンサから得られた 20 秒間の η 信号を示したものである。縦軸は液体ホールドアップ η で、横軸は時間 t である。流動条件は圧力 $P = 10$ MPa、みかけの水速度 $j_l = 0.30$ m/s 一定のもとに、みかけの空気速度は $j_g = 0.33, 0.49, 0.59, 0.79, 0.89, 0.94, 1.02$ および 1.50 m/s である。 η 信号の上に凸の部分には液体スラグまたは気体スラグ周りの液膜上の波に対応する。 η 信号の観察から次のことがいえる。

$j_g = 0.33$ m/s (図4. 4 (a)) の場合では、 η 信号は液体スラグ (図4. 4 中に L S と記入) と気体スラグ (図4. 4 中に G S と記入) に対応する信号で構成されている。流動様式は典型的なスラグ流である。気体スラグを観察すると、長さが短いものは液膜が滑らかであるが、長くなると液膜に波を生じている。本実験では気体スラグの液膜上に波が発生する現象は圧力の上昇と共に j_g の小さい方へ移行する傾向が見られた。気体スラグの平均長さは管径相当である。また、液体スラグについて見ると、 η 信号は 1 よりやや小さい値で高周波の信号を形成している。これは液体スラグが多数の小気ほうを含有していることを示唆する。

j_g が 0.59 m/s に増加すると (図4. 4 (c))、気体スラグの通過時間が長くなり、その液膜上には振幅の小さい波の数が増加している。この波は、流れの目視観察によると波高が低く、形状も変化し易い。また、2つのセンサの η 信号の遅れ時間から算出したそれらの波の速度は液体スラグのそれより遅い (液体スラグの平均速度 $= 1.08$ m/s、気体スラグ周りの液膜上の波の平均速度 $= 0.48$ m/s)。これらのことを考慮すると、こ



GS : 気体スラグ、 LS : 液体スラグ

HW : 団塊波、 EW : 浮遊波

図4. 4 液体ホールドアップの時系列信号 (P=10 MPa)

の波は浮遊波^{(1),(2)} (図4. 4中のEW) と考えられる。5 MPa 以上の高圧の流れには、気体スラグ周りの液膜にこのような波を伴っていることが確認されている。

みかけの空気速度がさらに増加し $j_g = 0.89$ m/s (図4. 4(e)) になると、気体スラグ周りの液膜には多数の浮遊波の他に波高の大きな液体塊が出現している。これらの液体塊は、6つの液体ホールドアップ測定用センサー (図3. 2) から得られた η 信号上の波形との対応、あるいは波高と波長および速度などの情報を総合的に判断し、団塊波^{(1),(2)} (図4. 4中のHW) と識別した。また、団塊波が出現する領域は、平均液体ホールドアップ $\overline{\eta}$ (後出の図4. 10) が極小値を持つ領域にほぼ対応する。さらに j_g が 1.02 m/s (図4. 4(g)) に増加すると、液体スラグの通過ひん度は急減し、大きな液体塊が多くなり、流れは典型的な団塊波流領域へ移行する。 $j_g = 1.50$ m/s に増加すると (図4. 4(h))、液体スラグは確認されなくなり、管中心部は気柱で貫かれた流れになっているものと考えられる。

図4. 5 (a)、(b) および (c) は、それぞれ流動様式がスラグ流、フロス流および団塊流領域における 5 秒間の η 信号であり、図中には液体塊存在領域分割法⁽⁸⁾ によって求めた、個々の液体塊速度 u_l が○印で示されている。従って、これらの η 信号から、流れがどのような速度特性を持つ液体塊群によって構成されているかが観察され、流れの様相が推察できる。図中の l_p は上流側と下流側のセンサ間の距離 ($l_p = 20.3$ と 10.3 mm の2種類) を示す。 l_p は6つのセンサ (図3. 2) の組合せから適当に選び得るが、液体塊の対応付けおよび速度を算出する上での精度を考慮し、20.3と 10.3 mm の2種類を使い分けた。

垂直上昇流における気体スラグの平均速度の相関式は、Nicklinら⁽¹⁰⁾、Zuberら⁽¹³⁾ およびHarmathy⁽¹⁸⁾ によって提案されている。図中の一点鎖線は、気体スラグの平均速度を与える相関式(4-3)であるが、次のように定めた。気体スラグの平均速度を与える相関式(4-1)において、第2項は単一気体スラグの上昇速度を与える相関式(3-3)を用いた。また、各流動条件において第1項の係数Cを算出したが、係数Cは 1.05~1.3の広範囲の値となった。係数Cは、圧力、液体スラグの長さおよび液体スラグ内のボイド率

等と関係しているので、詳細に分析し検討中である。係数Cとして、ここでは Nicklin
らの相関式の係数 $C=1.2$ を用いた。本論文では、気体スラグの平均速度は次式で与え
る（以後 u_{IN} と記す）。

$$u_{IN}=1.2(j_g+j_l)+0.34\{g\cdot D(1-\rho_g/\rho_l)\}^{1/2} \quad (4-3)$$

図4.5 (a) は流動様式がスラグ流で、液体スラグの個々の速度が示されている。
個々の液体スラグの速度は式(4-3)とほぼ等しい。同図 (b) は液体スラグが存在し、
気体スラグ周りの液膜に浮遊波および団塊波を伴っている流れである。これらの液体塊
の速度は液体スラグのそれより遅く、しかも逆流するものは存在しない。世古口ら⁽¹⁾
は大気圧近傍における流れで、逆流する浮遊波が存在することを報告しており、圧力の
増加に伴って逆流する波が少なくなると
考えられる。 $P \geq 5$ MPa の場合では、逆
流する波は圧力によって異なるが、平均
して $j_l \leq 0.2$ m/s の領域に存在する。

図4.5 (c) は液体スラグが急減し
た流れの η 信号で、典型的な団塊波流
である。個々の液体塊の速度は、式(4-3)
より小さく、その平均値も式(4-3)より
小さくなる。この領域に出現する液体塊
の発生ひん度は圧力が高くなるほど顕著
になる。上述したように、 $P \geq 5$ MPaに
おいても η 信号および液体塊の速度 u_l
はその流動条件の流れの特徴を反映し、
流動様式および様相を推察する上で重要
な指標になる可能性がある。

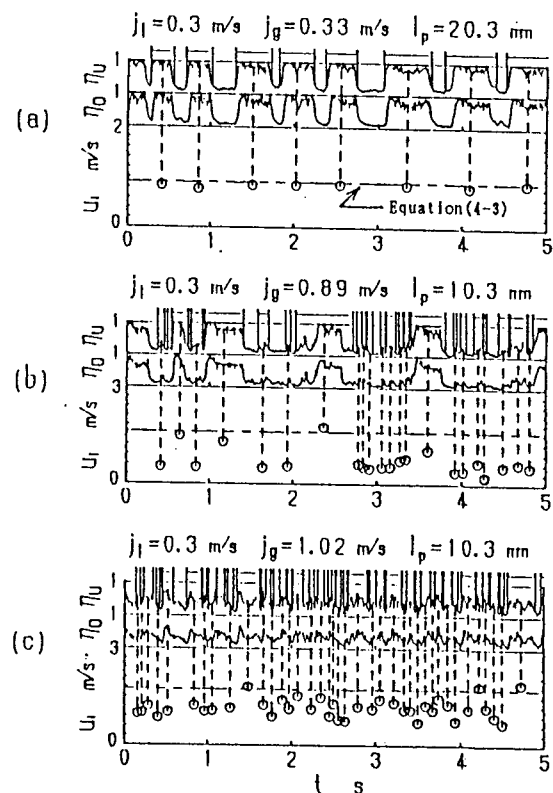


図4.5 液体塊個々の速度 ($P=10$ MPa
 η_U : 上流側、 η_D : 下流側)

4. 2. 3 液体塊速度

大気圧近傍における相互相関法⁽⁷⁾による液体塊の平均速度 u_c の変化は、その流れに固有の特徴を有する結果が得られている。高圧においては第1章で述べたように、 η 信号が大気圧近傍の場合と比較して異なった様相を示すため、0.3~20 MPa まで圧力を変えて液体塊の平均速度 u_c に対する調査を行った。液体塊の平均速度 u_c は距離 1.0 離れ 2 対のセンサの信号から相互相関係数を計算し、その第1ピークまでの遅れ時間 τ_p を求めて次式で算出した。

$$u_c = l_p / \tau_p \quad (4-4)$$

図4. 6は相互相関法によって求めた速度 u_c とみかけの空気水の合計速度 $j_T (= j_g + j_l)$ の関係を示す。圧力は 10 MPa で j_l をパラメータにして示している。図中の一点鎖線は式(4-3)である。 u_c は、 j_T の増加に伴って式(4-3)に沿って増加する領域

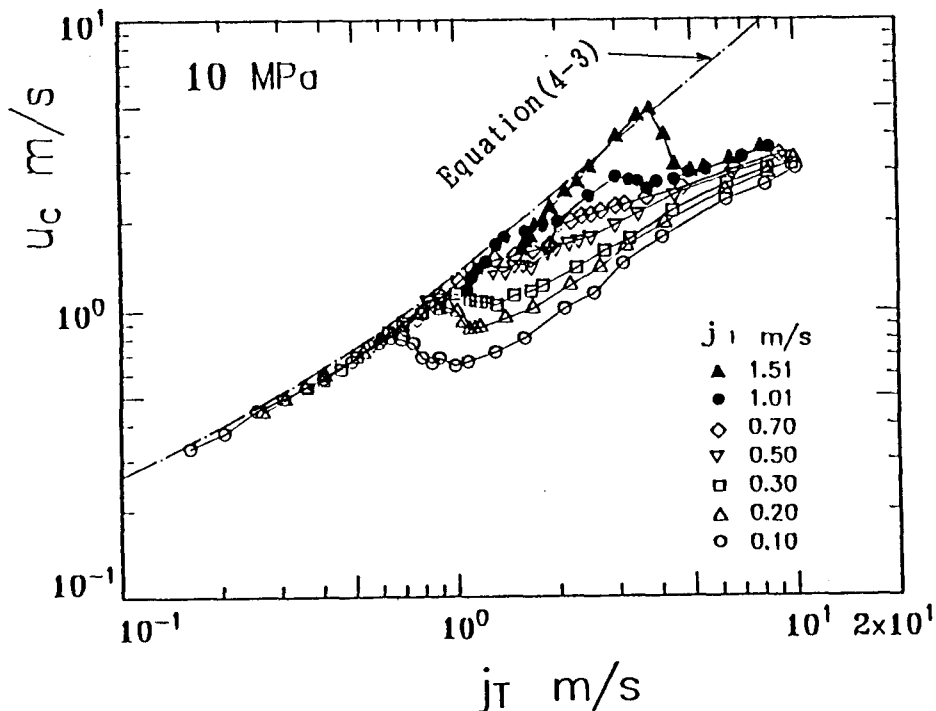


図4. 6 相互相関法によって求めた液体塊速度 u_c と j_T の関係

と、 j_T の増加と共に式(4-3)から離れ再び増加する領域に大きく2分される。後者はさらに、 j_T の増加に伴って u_c が式(4-3)から離れ極小値を持ち増加する場合 ($j_l=0.1 \sim 0.30, 1.0 \sim 1.51$ m/s) と、極小値を持たずに増加する場合 ($j_l=0.50 \sim 0.70$ m/s) がある。この j_T に対する u_c の変化は他の圧力についても定性的に同様の傾向を示し、既報^{(2), (19)}の場合と同じ結果を得た。

また、平均速度 u_l は液体塊存在領域分割法⁽⁸⁾によって得られた個々の液体塊の速度 u_l を算術平均して求めた。図4. 7は平均速度 $\bar{u}_l$ と j_T の関係を示しており、パラメータは j_l である。流動条件は図4. 6の場合と同様である。

図4. 7から、 $\bar{u}_l$ の j_T に対する関係は次のような傾向を示す。 j_T の小さい領域では、 $\bar{u}_l$ は j_T の増加と共に式(4-3)に沿って増加し、さらに j_T が増加すると、式(4-3)から離れ再び増加する傾向を示す。このような $\bar{u}_l$ の j_T に対する変化は、定性的に本実験条件の全ての圧力およびみかけの水速度に対して同様の傾向を示す。また、大気圧

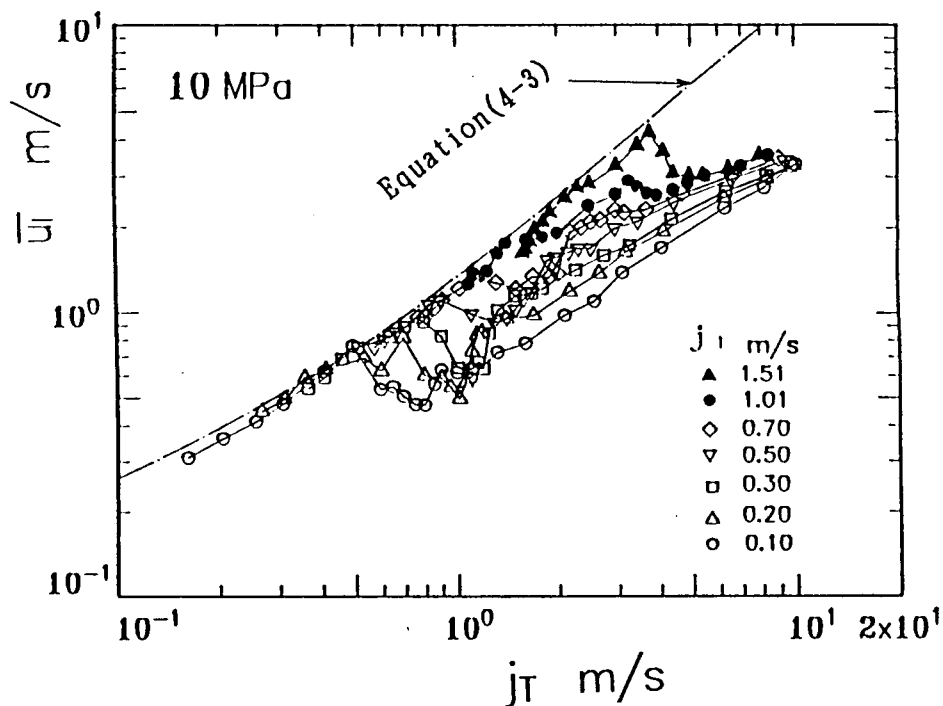


図4. 7 液体塊存在領域分割法によって求めた平均速度 $\bar{u}_l$ の測定結果

近傍（管径 $D=25.8$ mm の場合）における液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ と j_T の関係と同様の結果を得た⁽²⁾。なお、 $\bar{u}_l$ が極小値を持つ j_l の領域は圧力によって異なるが、 $j_l=0.10$ m/s の場合、 $j_T=0.8$ m/s 近傍で明確な極小値を持つ。

j_T の増加と共に $\bar{u}_l$ が式(4-3)から離れ始める点（この点の j_T を j_{T0} と記す）は、液体スラグ以外の液体塊が出現し始める流動条件と対応している。例えば $j_l=0.30$ m/s の場合、この点の j_{T0} は約 0.8 m/s であるが、この η 信号（図4.4(b)）には気体スラグの液膜上に浮遊波が観察される。 $P \geq 5$ MPa の流動条件において $\bar{u}_l$ が式(4-3)から離れ始める点の近傍で浮遊波が数多く出現することを確認している。また j_{T0} は、 j_l の増加と共に j_T の大きい方へ移行する傾向を示し、このような特徴は全ての圧力において同様の傾向を示す。

図4.8は $\bar{u}_l$ と j_T の関係に対する圧力の影響を示したものであり、 $j_l=0.50$ m/s の場合を例示している。図4.8から、 j_{T0} の圧力に対する影響を見ると、 $P=0.3$ MPa

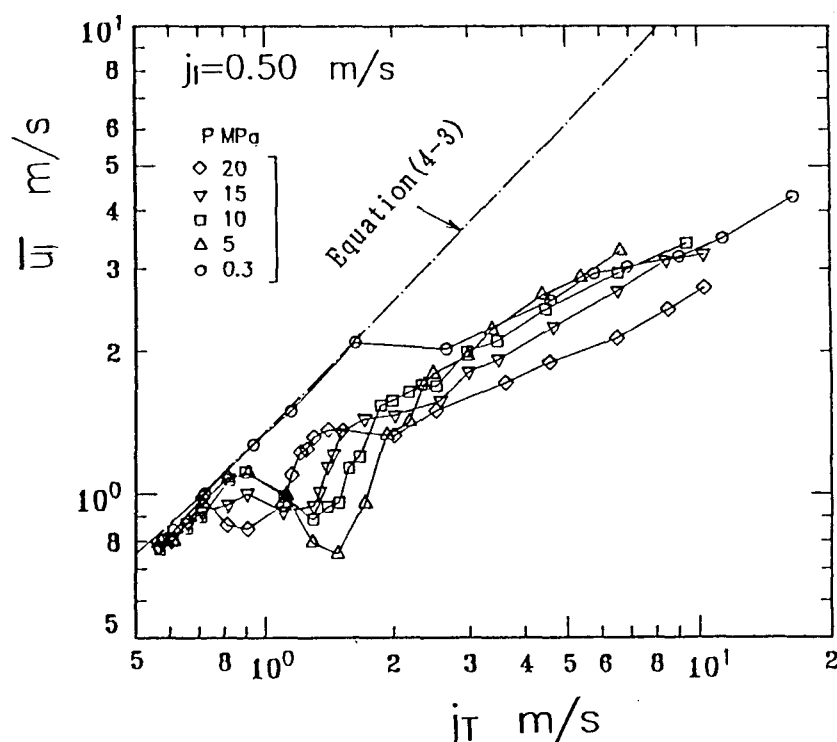


図4.8 平均速度 $\bar{u}_l$ に及ぼす圧力の影響

の j_{T0} が最も大きく、圧力の増加に伴って j_{T0} は小さくなるが、高圧になるほど j_{T0} に及ぼす圧力の影響は小さくなる。

$\bar{u}_l$ は各流動条件で出現する個々の液体塊の速度を算術平均して得られた平均速度であり、 u_c より明確に物理的な定義がなされ则认为られる。同一の流動条件下で $\bar{u}_l$ と u_c 値を比較すると、スラグ流領域および環状流領域では $\bar{u}_l$ と u_c はほぼ等しい値を示す。スラグ流領域の $\bar{u}_l$ と u_c 値は、目視によって測定した液体スラグの平均速度とほぼ一致し、この領域の $\bar{u}_l$ と u_c 値は液体スラグの平均速度を表しているといえる。他方、 $\bar{u}_l$ と u_c 値に顕著な差異が見られる領域は、 $j_l \leq 0.7$ m/s で、 $\bar{u}_l$ が式(4-3)から離れ極小値を経て上昇し始める領域である。

4. 2. 4 液体塊速度の平均値と標準偏差⁽¹⁹⁾

ここでは、図4. 6および4. 7に示されるような平均速度を有する流れが、どのような速度変動特性をもつ液体塊群によって構成されているかを検討する。速度変動の特性を表すための指標として、液体塊速度 u_l の標準偏差 σ_{u_l} を求めた。また、速度変動特性が流れの様相を推察する上で重要な情報となることについては、大気圧近傍の実験結果から明らかにされた⁽²⁾。図4. 9は、図4. 7中の j_l の中から4例 ($j_l = 0.10, 0.30, 0.50$ および 1.01 m/s) を選び、平均値 $\bar{u}_l$ と標準偏差 σ_{u_l} の範囲 (図中の縦線) を示したものである。代表として、 $j_l = 0.30$ m/s の場合について観察すると次のような特徴がある。

j_T の増加と共に $\bar{u}_l$ が式(4-3)に沿って増加する領域は、スラグ流およびフロス流領域に対応している。この領域の σ_{u_l} は小さな値を示し、液体塊速度の変動が小さいことを示す。 $\bar{u}_l$ が式(4-3)から離れ始めると σ_{u_l} は増加し始め $\bar{u}_l$ が極小値を持つ近傍で最大となる。さらに j_T が増加すると σ_{u_l} は徐々に減少する。 σ_{u_l} が最大となる領域では、気体スラグ周りの液膜上に速度の小さい浮遊波および団塊波が数多く発生 (図4. 4の $j_g = 0.79$ m/s) している。このような σ_{u_l} の特徴は他の圧力およびみかけの水速度においても同じ傾向を示す。

$\bar{u}_l - \sigma_{u_l}$ および $\bar{u}_l + \sigma_{u_l}$ の包絡線は、全ての圧力および j_l に対して定性的にはほぼ同様の傾向を示す。図4. 9 (b)を例にとり検討する。 $\bar{u}_l - \sigma_{u_l}$ は、 $j_g < 0.5$ m/s の領域では、 j_g の増加と共に増加する。 $j_g \geq 0.5$ m/s では、 $\bar{u}_l - \sigma_{u_l}$ は極大値を持ち減少し、極小値を経て再び増加の傾向を示す。 $j_g = 0.59$ m/s では、 $\bar{u}_l - \sigma_{u_l}$ は減少し始める領域内にあり、 η 信号 (図4. 4 (c)) から浮遊波のみならず団塊波も出現していることが観察される。さらに、この流動条件は液体スラグの通過ひん度⁽²⁸⁾が急減し始める領域に対応している。

$j_g = 0.89$ m/s に増加すると、図4. 4 (e)から明らかに多くの団塊波が観察される。大気圧近傍の流れで団塊波が出現し始める領域の η 信号および液体スラグの通過ひん度の特徴は、 $P \geq 5$ MPa においてもほぼ同様の傾向⁽²⁸⁾を示し、高压においては $\bar{u}_l - \sigma_{u_l}$

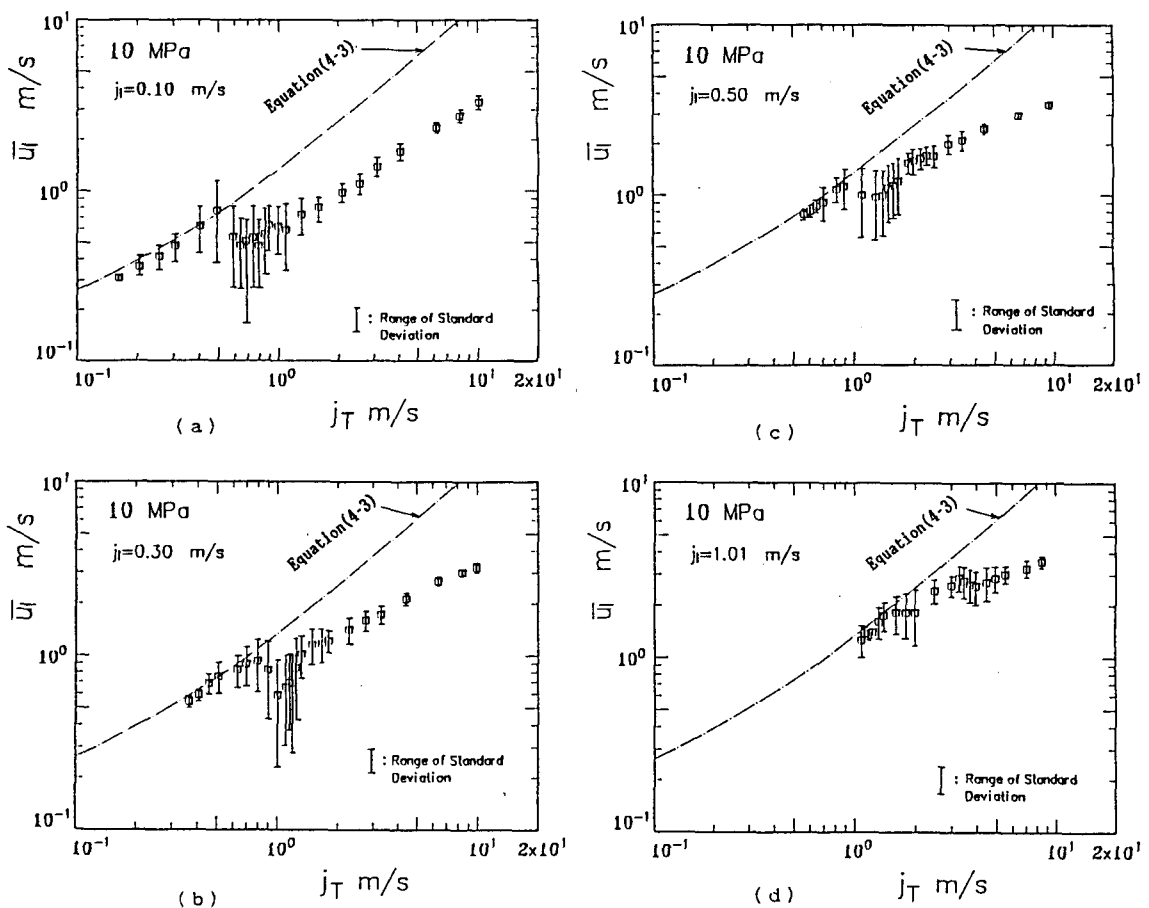


図4. 9 液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ と標準偏差 σ_{u_l}

の包絡線が減少し始める近傍から団塊波の出現が多く見られるようになる。

一方、 $\overline{u}_l + \sigma_{ul}$ の包絡線が減少し、式(4-3)と交わる点はほぼ $j_g = 0.59$ m/s である。大気圧近傍では、液体スラグの消滅点は $\overline{u}_l + \sigma_{ul}$ の包絡線が式(4-3)と交わり離れ始める領域とほぼ一致する⁽¹⁶⁾。 $j_g = 0.89$ m/s では、 $\overline{u}_l + \sigma_{ul}$ は極小値となっているが、液体スラグはなお多数存在している (図4. 4 (e))。 $P \geq 5$ MPa では、 $\overline{u}_l + \sigma_{ul}$ が極小値を持つ点は、液体スラグの通過ひん度が急減少する領域内にある。従って、 $P \geq 5$ MPa では、液体スラグの消滅点は $\overline{u}_l + \sigma_{ul}$ の極小値より j_T の大きい領域に存在すると考えられるが、 $\overline{u}_l + \sigma_{ul}$ の包絡線上には明確に現れない。 $\overline{u}_l + \sigma_{ul}$ の包絡線が式(4-3)と交わり離れ始める領域では、液体スラグ以外の液体塊の発生ひん度および種類が圧力によって異なる。今後、この領域における液体塊の種類および発生ひん度と圧力の関係をより明確にする必要がある。

4. 2. 5 平均液体ホールドアップ

液体ホールドアップ η の時系列信号と液体塊速度との関連性については4. 2. 3項で述べた。ここでは時間平均液体ホールドアップ $\overline{\eta}$ の変化の特徴に着目し、 $\overline{\eta}$ と液体塊速度との関係について検討する。

図4. 10は η 信号から算出した時間平均の液体ホールドアップ $\overline{\eta}$ と j_g との関係を示している。図は $j_l = 0.20$ m/s の場合について、圧力をパラメータにとっている。縦軸は $\overline{\eta}$ を示し、各圧力に対応するグラフは原点を縦軸に平行移動して描かれている。 $\overline{\eta}$ は j_g の増加と共に単調に減少したのち、極小値、極大値を経て再び減少する。この定性的な傾向は、本実験条件で共通している。この変化の特徴について検討すると次のようである。

- ① $\overline{\eta}$ が j_g の増加と共に直線的に減少する領域 : この領域は気液両スラグが存在する流れである。 j_g が増加すると、単位時間内に占める気体スラグの通過時間割合が大きくなり $\overline{\eta}$ は減少する。この領域は液体塊の平均速度 u_c および $\overline{u}_l$ が式(4-3)に沿って増加する領域に対応する。

- ② $\bar{\eta}$ が極小値を経て極大値に至る領域： j_g の増加に伴い気液界面のせん断応力が液膜の流下を阻止するまでになると、流下液膜の平均速度は減少し気体スラグ周りの液膜が厚くなり、波も形成され则认为られる。さらに気体スラグの気液界面でのせん断応力が大きくなると $\bar{\eta}$ は増加し始め、その過程で極小値が形成され则认为られる。 $\bar{\eta}$ が極小値を形成する点は液体スラグの通過ひん度が急減⁽²⁰⁾する領域とほぼ一致している。また、 $\bar{\eta}$ が極大値を形成するにいたる領域は管断面を被う液体スラグが消失⁽²⁰⁾し、気柱が供試管全長にわたり貫通する点に対応している。液体の供給流量の大部分は液体スラグより遅い液膜および波によって輸送されるため、 $\bar{\eta}$ が増加するもの则认为られる。
- ③ $\bar{\eta}$ が極大値を経て j_g の増加と共に減少する領域： j_g の増加と共に液膜厚さおよび波の波高が減少し、環状噴霧流へと移行していく過程である。その過程で $\bar{\eta}$ は極大値を形成し、再び減少傾向へ移行するもの则认为られる。

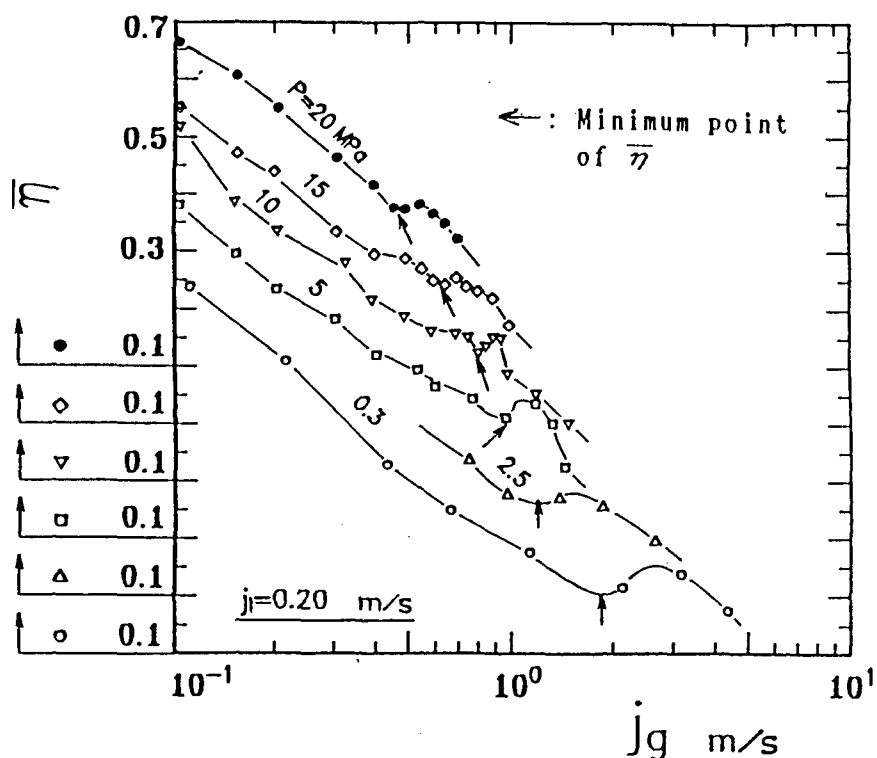


図4. 10 平均液体ホールドアップ $\bar{\eta}$ に対する圧力の影響

圧力が上昇すると、 $\bar{\eta}$ の極小および極大値を示す領域は j_g の小さい方へ移行する。 $\bar{\eta}$ が極小値および極大値を示す領域は、 u_o および $\bar{u}_1$ が式(4-3)から離れる領域に対応している。他の流動パラメータについては第5章において詳述する。

ここでは、図4. 10中に↑印を付した $\bar{\eta}$ の極小値に対する流動条件は次式のように表示する。

$$\begin{aligned} Fr &= j_g / (g \cdot D)^{1/2} \\ &= 7.4 We^{0.1} \exp(1.3 \times 10^{-6} Re_{10} - 2.55) M \end{aligned} \quad (4-5)$$

上式の適用範囲は内径 $D=19.2$ mm、圧力 $P=0.3 \sim 20$ MPa、 $j_1=0.10 \sim 1.0$ m/s、温度 30°C の空気と水である。

図4. 11は相関式(4-5) と実験値との比較である。両者は全ての圧力において $\pm 12\%$ 以内で一致している。

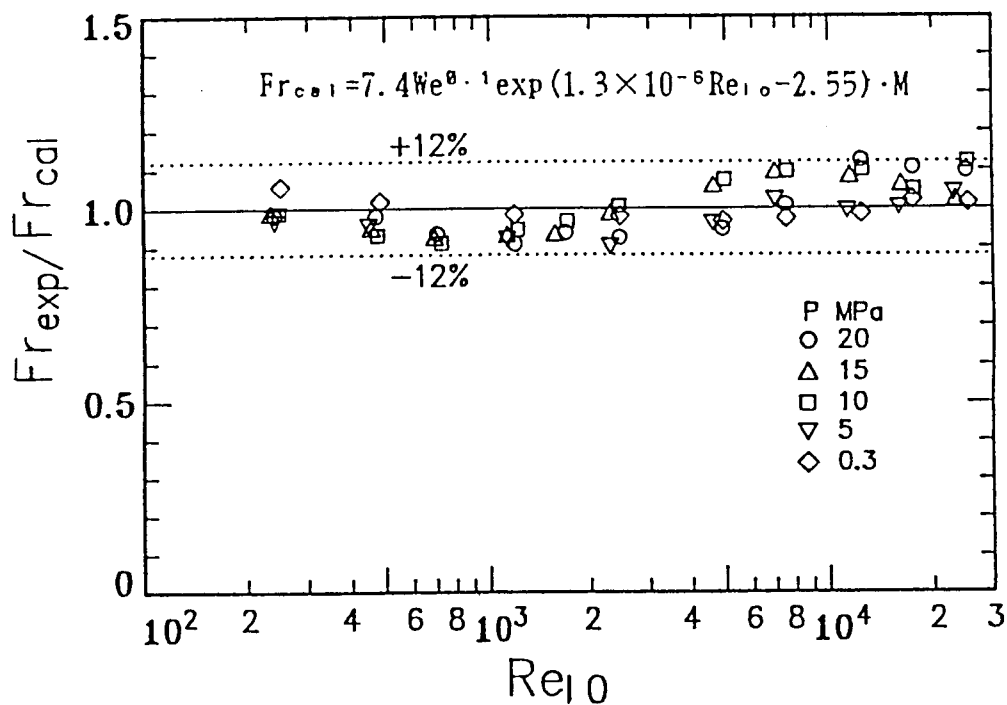


図4. 11 平均液体ホールドアップ $\bar{\eta}$ の極小値と実験式(4-5)の比較

4. 3 水平流⁽⁵⁾

水平に設置された管内の気液二相流の液体塊の速度については、大気圧近傍におけるスラグの平均速度と気液両相の流量に関する報告⁽¹²⁾、⁽²¹⁾がみられるが、気液両相の流量および圧力の影響については系統的に調査されていない。

本節では、水平気液二相流において液体塊の速度および速度の標準偏差に関する圧力および気液各流量の影響を系統的に調査した結果について述べる。

4. 3. 1 実験装置および方法

図4. 1 2は実験装置の概要を示したものである。装置の循環系主要部は4. 2. 1項の垂直上昇流の場合と共通であるが、実験装置と供試管との位置関係、空気および水の供給ラインを明確にするため示している。水平流の供試管は図に示されるように配置されている。

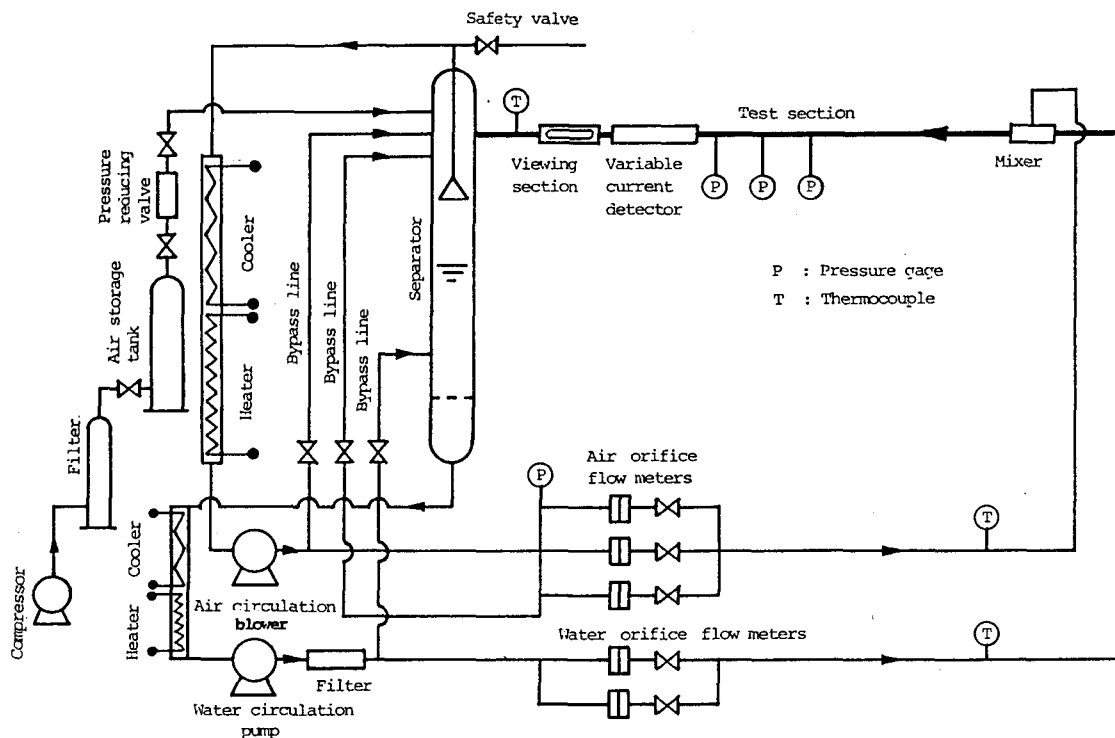
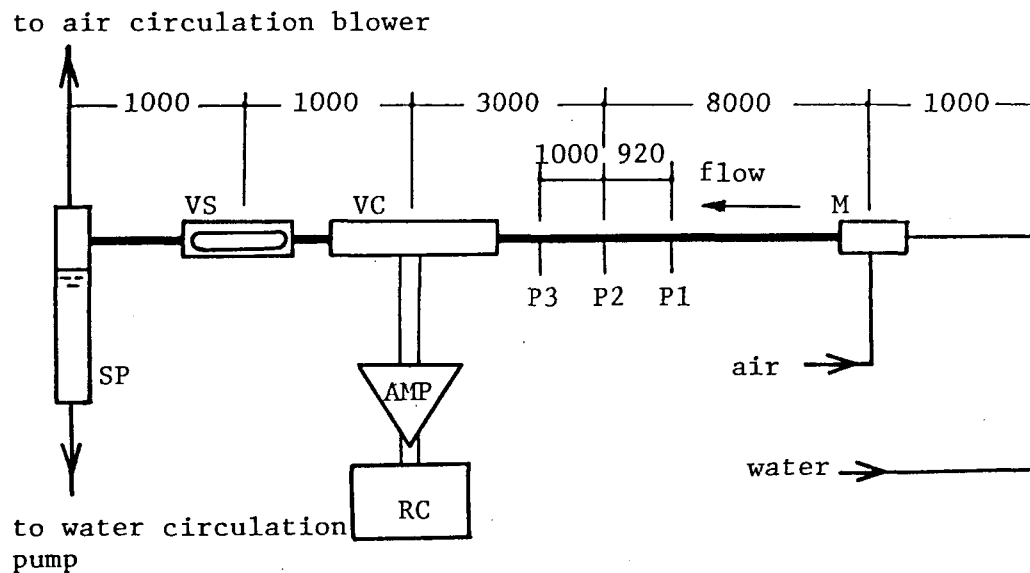


図4. 1 2 水平流の実験装置の概要

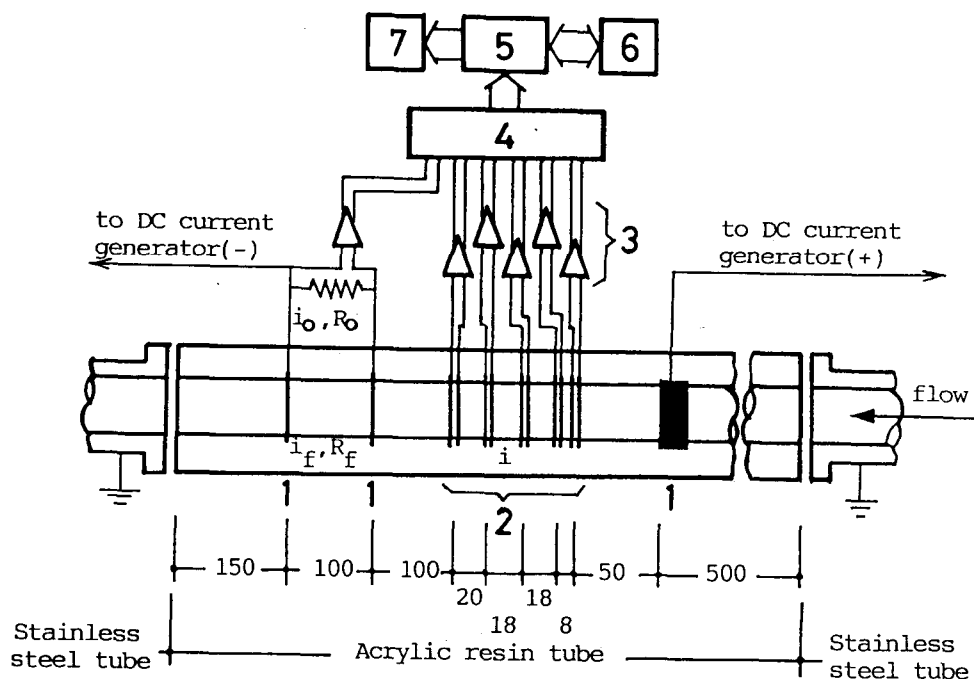
図4. 13は供試管の概要と寸法を示している。供試管はステンレス鋼管で、内径は垂直上昇流の場合と同様に 19.2 mm、全長は約 14 m で水平に設置されている。気水混合部は直径 3.0 mm の穴を周方向に 8個、管軸方向に 4 段、 合計 32 個開孔したものを用いた。圧力損失測定用の圧力タップ P1、P2 の間隔は 0.92 m で、気水混合部から約 8 m 下流側に取り付けられている。また、圧力タップ P3 は系内圧力測定に用いた。さらに、圧力測定部から 3 m 下流側に液体ホールドアップ測定部 VCが設置されている。液体ホールドアップ測定部電極の詳細については後述する。観測窓 VS は液体ホールドアップ測定部から 1 m 下流側に設け、流れの目視観察および写真撮影に用いた。観測窓はアクリル樹脂で製作され、管軸方向に約 0.4 m の長さの可視部があり、耐圧のために周囲は黄銅管で補強されている。気水分離器SPは観測窓からさらに 1 m 下流側に取り付けられている。



AMP : 増幅器、 M : 気水混合部、 P1～P3 : 圧力測定部
 RC : データレコーダ、 VC : 液体ホールドアップ測定部
 VS : 観測窓、 SP : 気水分離器

図4. 13 水平流の供試管の概要と寸法 (mm)

図4. 14は液体ホールドアップ測定部電極の詳細を示している。電極は厚さ 1 mm のリング状に加工された黄銅板を用い、アクリル樹脂製の管内壁面と一致するように埋め込まれている。1つのセンサは2枚の電極から成り、その間隔は 5 mmと 3 mmの2種類である。上流側に設置された2つのセンサはそれぞれ電極間隔が 3 mm のもので、2つのセンサの軸間距離 l_p は 8 mm である。さらに、下流側に電極間隔 5 mm のセンサが3つ取り付けられている。3つのセンサの軸間距離 l_p は上流側からそれぞれ 18 mm と 20 mm である。下流側に設けられた3つのセンサ（電極間隔が 5 mm）を用いる場合、 l_p は3つのセンサから任意の2つを用いることによって、18、20 および 38 mm の中



- i 、 i_f : 測定部および水を流れる電流、 i_o : 外付けの固定抵抗を流れる電流、 R_f : 水の抵抗値、 R_o : 外付けの固定抵抗の抵抗値
- 1 : ターミナル、2 : 液体ホールアップセンサ、3 : アンプ、4 : データレコーダ、5 : コンピュータ、6 : プロットディスク、7 : プロッタ

図4. 14 液体ホールドアップ測定部詳細

から1つを選択することができる。本実験では、電極間隔が 5 mm のセンサを使用し、1 p は液体塊が出現する間隔と速度の測定精度を考慮し、最も適当なものを選んだ。可変動電流法⁽¹⁶⁾による液体ホールドアップの測定方法および液体塊存在領域分割法による液体塊の速度 u_l の算出法は4.2節の垂直上昇流の場合と同様である。

水平流の実験条件はみかけの空気速度 $j_g = 0.06 \sim 8$ m/s ($P = 0.3$ MPaでは $0.06 \sim 20$ m/s)、みかけの水速度 $j_l = 0.2 \sim 1.5$ m/s および温度は $25 \sim 33^\circ\text{C}$ である。作動流体は水道水と空気を用い、圧力は 0.29、5.2、10.2、15.1 および 19.5 MPa (以後 0.3、5、10、15 および 20 MPa と略記する) で実験を行った。各圧力における密度比 ($= \rho_g / \rho_l$) はそれぞれ 3.4×10^{-3} 、 60.7×10^{-3} 、 118.8×10^{-3} 、 175.5×10^{-3} および 226.2×10^{-3} である。

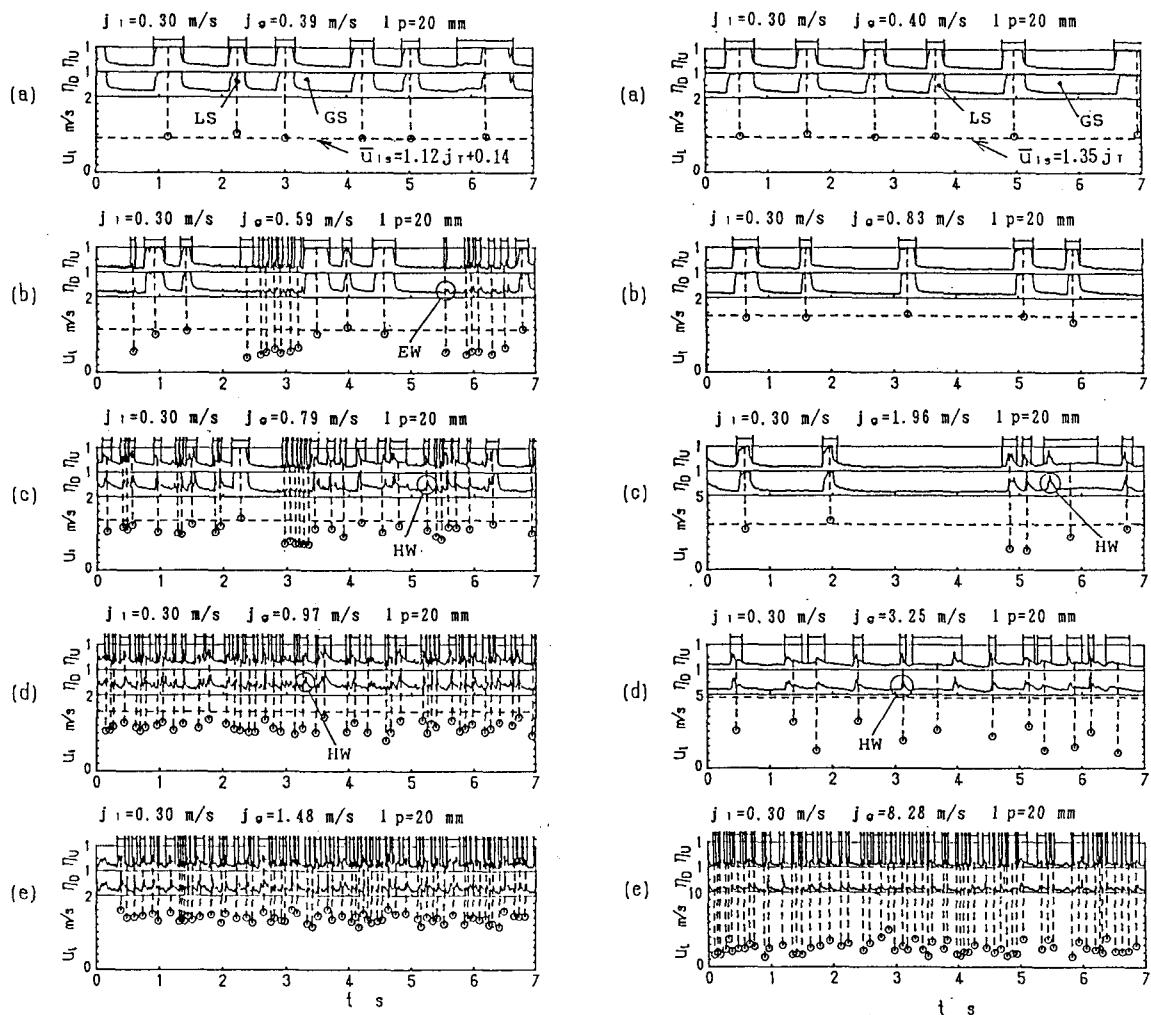
4.3.2 液体ホールドアップ η の時系列信号

本節では、水平気液二相流における η 信号が圧力によってどのように変化するかを観察する。それによって水平気液二相流で出現する液体塊の種類、発生ひん度、気液界面の性状など、流動の様相が推察できる。

図4.15は流れに出現する固有の液体塊に着目し、系内圧力が 10 MPa (図4.15(1)) と 0.3 MPa (図4.15(2)) の場合について、代表的な流動様式に対応する η 信号をそれぞれ5例ずつ示している。両図のみかけの水速度 j_l はともに 0.30 m/s である。縦軸は液体ホールドアップ η (添字 U、D は上流および下流側を示す)、横軸は時間 t である。 η 信号において上に凸の部分は液体スラグまたは波を表している。図中には液体塊存在領域分割法によって求めた個々の液体塊速度 u_l が、○印で記されている。また、比較のため後出の液体スラグの平均速度を与える式(4-8)が図4.15(1)に、式(4-6)が図4.15(2)にそれぞれ破線で示されている。図4.15(1)に示した(a)～(e)の η 信号および液体塊速度 u_l は次のような特徴を示す。

(a) j_g が 0.39 m/s における η 信号は気液両スラグ (図中のGS、LS) の信号のみで構成されている。また、気体スラグの気液界面は比較的滑らかである。個々の液

体スラグの速度 u_l は後出の式(4-8)とほぼ等しい。液体スラグの平均通過ひん度 n_{ls} は、 $P=0.3$ MPa における $j_g=0.40$ m/s (図4. 15(2)(a)) の場合とほぼ等しい値を示す。この領域の液体スラグの波形は台形状をなし、液体中に気ほうを含んでいないために最大液体ホールドアップ $\eta_{max}=1$ である。



(1) $P=10$ MPa

(2) $P=0.3$ MPa

LS : 液体スラグ、GS : 気体スラグ、HW : 団塊波、EW : 浮遊波

図4. 15 液体ホールドアップの時系列信号と液体塊個々の速度 u_l

(b) j_g が 0.59 m/s に増加すると、気体スラグ後端部の液膜部分に波高と波長が小さい波形（例えば同図中の EW）が観察される。同図にみられるように、気体スラグの η は気体スラグ先端から時間の経過とともに徐々に減少し、 η がある値以下になる領域で波が発生している。気体スラグ後端部の η がその値以下にならない気体スラグ（例えば通過時間が短い気体スラグ）には波が発生していない。同図中の EW で示される波は、流れの視察によると発生と消滅が不規則であり、波の速度 u_l が液体スラグの速度より小さいことなどを考慮すると、浮遊波^{(1)・(19)}の範ちゅうに分類される。このような波は $P \geq 5$ MPa において発生し易い。これは、圧力の増加によって気液界面の摩擦力が増大するためと考えられる。

(c) j_g が 0.79 m/s に増加すると、 η 信号上で台形状をした典型的な液体スラグの通過ひん度が減少する。また、同図中の EW で示される浮遊波の他に液体スラグよりも小さい速度であるが、図 4.15(1)(b)の EW より波高と速度が大きな液体塊（例えば図中の HW）が観察される。このような液体塊は、気相によって貫通された液体スラグ相当の波（団塊波）であることが、常圧の垂直上昇流において確認されている^{(2)・(3)}。この流動条件における液体スラグの通過ひん度の減少は、液体スラグが気相によって貫通され崩壊することに起因し、大きな液体塊の発生は主に液体スラグの崩壊によるものと考えられる。また、この液体塊の速度 u_l は液体スラグのそれより小さく、気相によって貫通されているとみなされる。このように、液体塊の発生の過程および速度などから判断すると、この液体塊は水平流における団塊波である可能性が高い。

(d) j_g が 0.97 m/s に増加すると、波形の特徴および波の速度から明確に判別できる液体スラグは出現せず、波高と波長が小さい波の他に、液体スラグの平均速度（同図中の破線）相当の速度を有する大きな波が存在する。この領域は、大小さまざまな波高の液体塊が混在し（このことは写真による流動観察からも確認される）、垂直上昇流における典型的な団塊波流領域に相当していると考えられる。また、液体塊の発生ひん度は圧力が増加するほど顕著になる傾向を示す。

(e) j_g が 1.48 m/s の場合は、液体スラグの平均速度に相当する速度を有する波

は観察されない。視察と液体塊の速度特性から、流動様式は環状流である。

一方、 $P=0.3$ MPa の場合には、図4. 15(2)(a)～(d)に示されるように、液体スラグまたは比較的大きな波が出現する j_g の小さい領域では、図4. 15(1)のEWで示した波長、波高とも小さい波の発生は $P=10$ MPa の場合に比してまれである。図4. 15(2)(e)の η 信号は環状流の場合である。

図4. 15の(1)および(2)の η 信号を観察すると、個々の液体塊の波形は圧力が変化しても同様であることから、圧力が変わっても同じ種類の液体塊によって流れが構成されていると考えられる。しかし、液体スラグ以外の液体塊の発生ひん度に関しては圧力の影響が顕著にみられる。また、圧力が10 MPaでは $j_g=0.97$ m/s (図4. 15 (1) (d)) の場合において明確に判別される液体スラグは存在しないが、圧力が0.3 MPaでは $j_g=1.96$ m/s (図4. 15 (2) (c)) の場合においても液体スラグは存在する。このように、液体スラグが消滅する j_g 値は圧力によって異なり、流動様式の遷移点が顕著に圧力の影響を受けることを示している。

4. 3. 3 液体スラグの平均速度

垂直上昇流における気体スラグの平均速度は式(4-1)のように浮力による上昇速度を付加し、重力の影響が考慮されている。水平流の気体スラグの速度は、浮力による上昇速度の項を除外した式が提案され、Gregory⁽¹²⁾らは気体スラグの平均速度 $\bar{U}_{gs}$ を次式で与えている。

$$\bar{U}_{gs}=1.35 j_T \quad (4-6)$$

j_T はみかけの空気水合計速度 ($=j_g+j_l$) である。式(4-6)の $\bar{U}_{gs}$ の整理方法に対して、Aziz⁽²¹⁾らは $\bar{U}_{gs}$ を次式で表せるものとしている。

$$\bar{U}_{gs}=1.323 j_T+0.122 \quad (4-7)$$

図4. 16は圧力が 0.3、5、10、15 および 20 MPa における液体スラグの平均速度 $\bar{u}_{ls}$ (気体スラグの平均速度と同義) と j_T との関係を示している。同図には $\bar{u}_{ls}$ と比較するため、Gregoryら、Aziz らの相関式 (式 (4-6)、式 (4-7)) および気体スラグの上昇速度を与える Nicklin らの相関式が示されている。

$\bar{u}_{ls}$ は次のような手順によって求めた。まず、上流および下流側の η 信号をコンピュータの画面に表示し、上流側の η 信号から目視によって個々の液体スラグの領域を区分けする。次に、それぞれ区分けされた領域に対して下流側の η 信号との相互相関係数を求め、相互相関係数が最大値を形成するまでの遅れ時間 τ_p を算出する。さらに、個々の液体スラグの速度を式(4-4)の右辺 ($=l_p/\tau_p$) によって決定し、液体スラグの平均

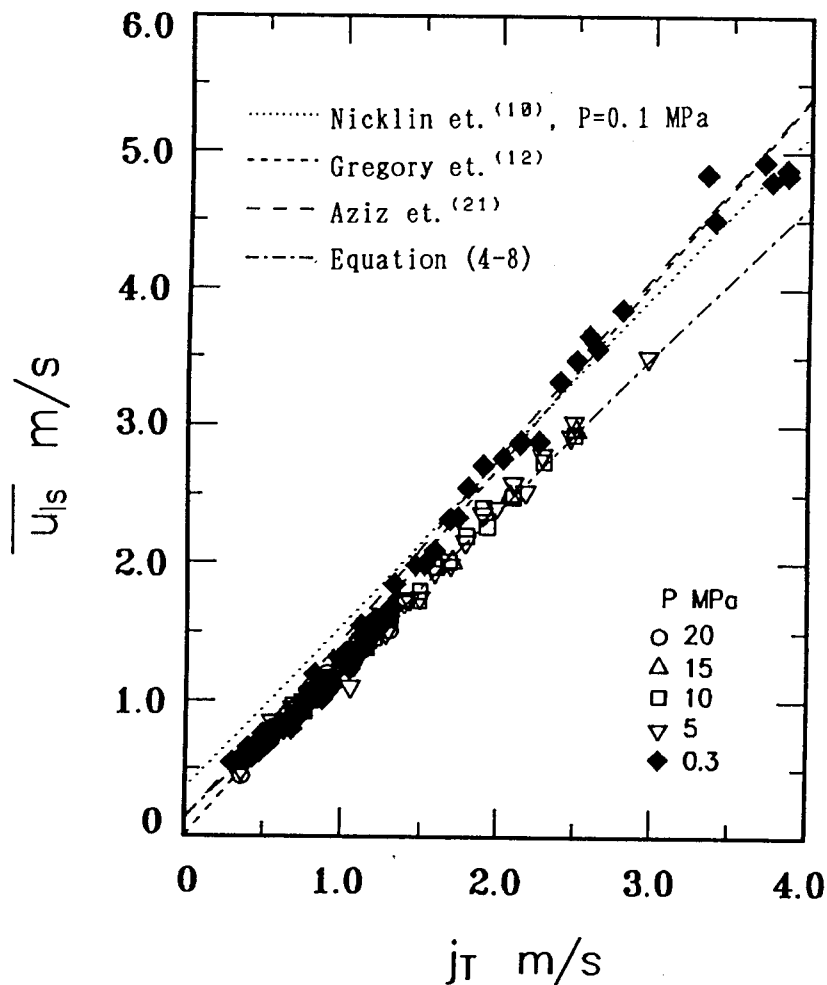


図4. 16 液体スラグの平均速度に及ぼす圧力の影響

度 $\bar{u}_{1s}$ は、それらを算術平均して求めた。

$\bar{u}_{1s}$ と j_T の関係は、圧力が 0.3 MPa と 5 MPa 以上では異なった傾向を示す。P = 0.3 MPa における $\bar{u}_{1s}$ は Gregory らの相関式(4-6)とよく一致する。一方、 $P \geq 5$ MPa では、 $\bar{u}_{1s}$ は式(4-6)よりこう配が小さい直線上を変化する。この圧力の領域に対する $\bar{u}_{1s}$ の相関式として次式を提示する。

$$\bar{u}_{1s} = 1.12 j_T + 0.14 \quad (4-8)$$

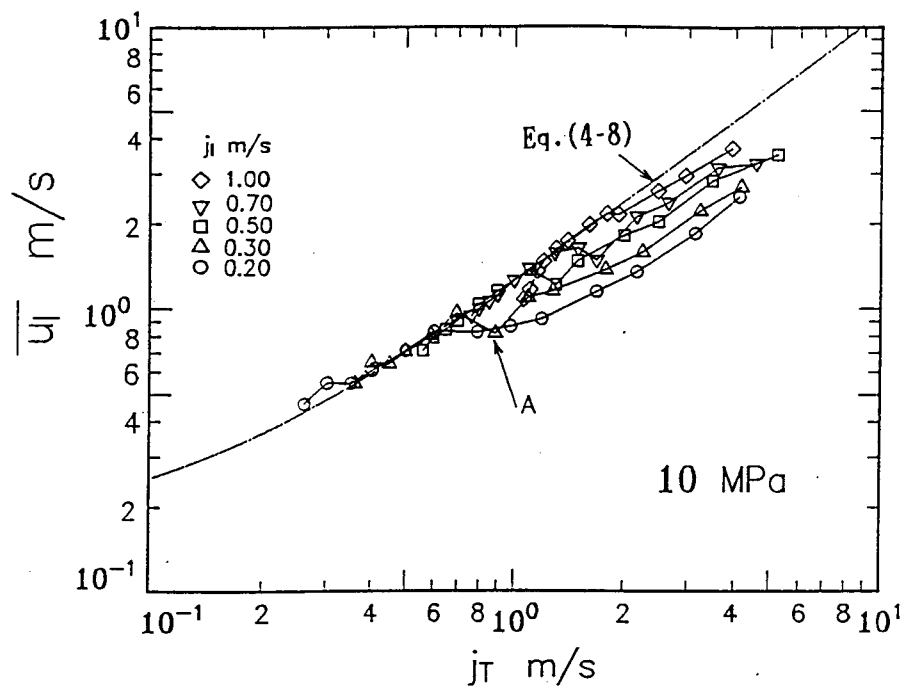
j_T が 1 m/s 以上の領域では、 $P=0.3$ MPa の $\bar{u}_{1s}$ は $P \geq 5$ MPa の $\bar{u}_{1s}$ より大きくなる。

4. 3. 4 液体塊速度

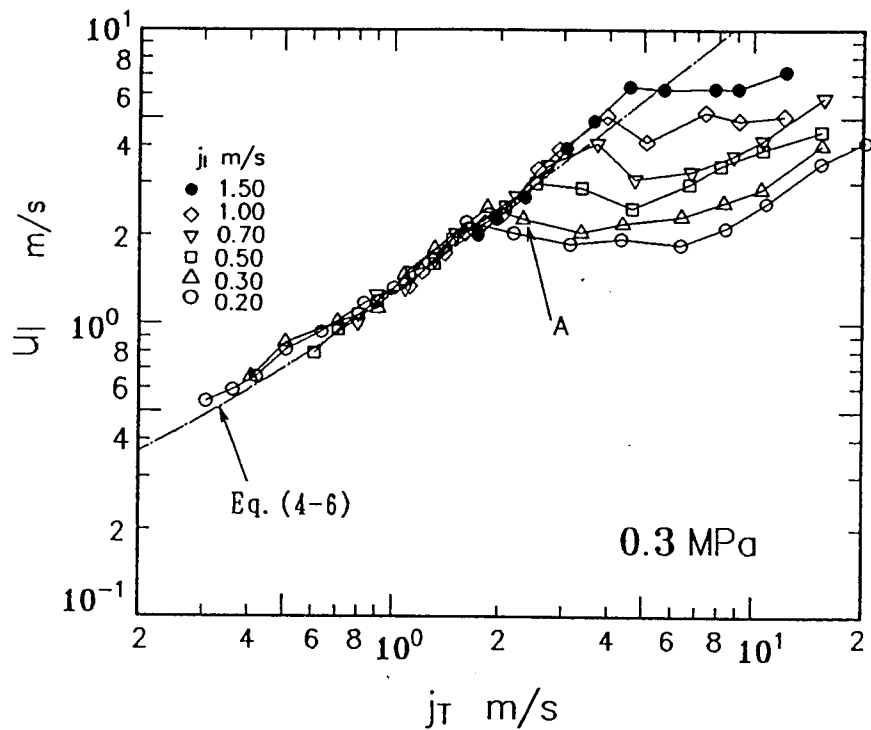
液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ は 4. 2 節における垂直上昇流の場合と同様に、液体塊存在領域分割法によって求めた個々の液体塊速度 u_l を算術平均して求めた。図 4. 17 (a) と (b) は $\bar{u}_l$ と j_T の関係を系内圧力が 10 および 0.3 MPa の場合について例示している。パラメータは j_l である。また、図中の破線は前節で示した液体スラグの平均速度 $\bar{u}_{1s}$ を与える相関式 ($P=0.3$ MPa の場合は式(4-6)、 $P \geq 5$ MPa の場合は式(4-8)を表し、この両者を単に $\bar{u}_{1s}$ の相関式と記す) である。

図 4. 17 (a) と (b) の $\bar{u}_l$ と j_T の関係は全ての j_l に対して次の傾向を示す。 j_T が小さい領域では、 j_g の増加と共に $\bar{u}_l$ は $\bar{u}_{1s}$ の相関式に沿って増加する。この領域の $\bar{u}_l$ は液体スラグの平均速度 $\bar{u}_{1s}$ と等しい。さらに j_T が増加すると、 $\bar{u}_l$ は $\bar{u}_{1s}$ の相関式から離れ極小値を経て再び増加する場合と、極小値を持たずに増加する場合がある。また、 $\bar{u}_l$ が $\bar{u}_{1s}$ の相関式から離れ始める点は、液体スラグ以外の液体塊 (図 4. 15 の EW、HW) が出現する流動条件と対応する。このことは次に述べる η 信号から観察できる。

図 4. 15 の (1)(b) および (2)(c) に示す η 信号は、液体スラグの他に液体スラグ



(a) $P=10$ MPa



(b) $P=0.3$ MPa

図4. 17 平均液体塊速度 $\bar{u}_l$ の測定結果

以外の液体塊が出現している。この両者の $\bar{u}_l$ 値は図4. 17中に点Aで示されている。Aは $\bar{u}_l$ が j_T の増加と共に $\bar{u}_{ls}$ の相関式から離れる最初の実験点であり、点Aと点Aより一つ左の実験点の間で、液体スラグ以外の液体塊が出現すると考えられる。

また、 $\bar{u}_l$ が式(4-6)または(4-8)から離れ始める領域で出現する液体スラグ以外の液体塊の種類は、圧力によって異なり、 η 信号から判別できる。まず、 $P=10$ MPaの場合(図4. 15 (1) (b))、この液体塊は気体スラグ周囲の液膜上に発生する浮遊波(EW)である。このことは、5 MPa以上の圧力において確認されている。一方、 $P=0.3$ MPaの場合(図4. 15 (2) (c))、この液体塊は団塊波(HW)であり、液体スラグの崩壊によって大きな液体塊が形成され则认为られる。 $\bar{u}_l$ が $\bar{u}_{ls}$ の相関式から離れ始める点は、 j_l が増加すると j_T の大きい方へ移動するが、この定性的な傾向は他の圧力においても同様である。

図4. 18は液体塊の平均速度に対する圧力の影響を調査するために、 $j_l=0.30$ m/s

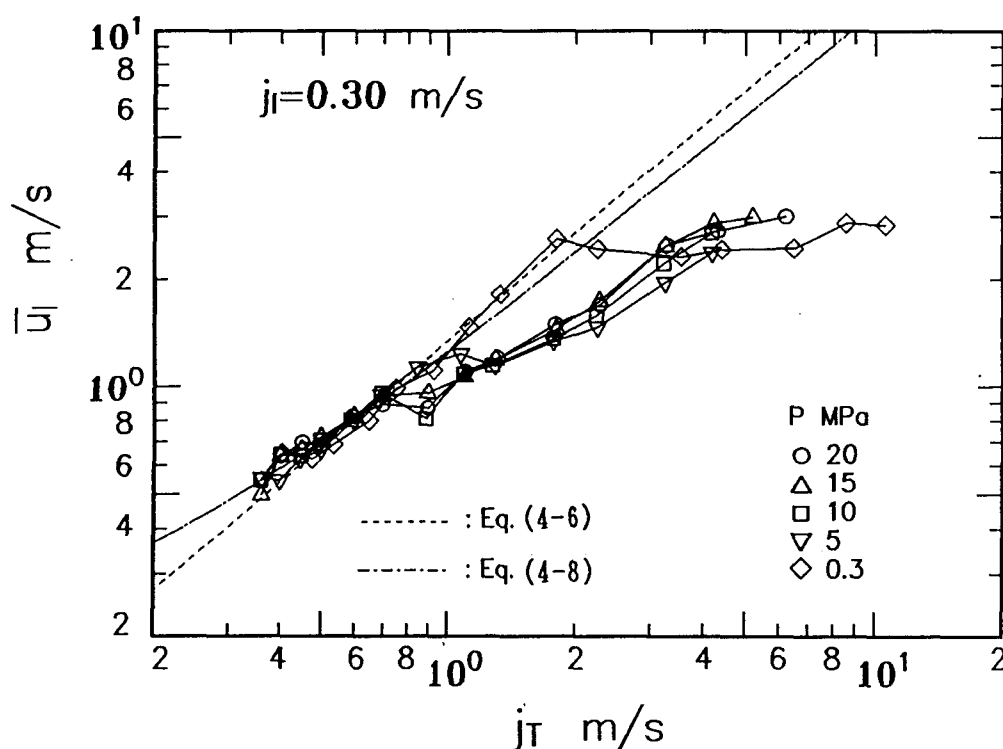


図4. 18 平均液体塊速度 $\bar{u}_l$ に及ぼす圧力の影響

における各圧力の $\bar{u}_l$ と j_T との関係を示したものである。 $\bar{u}_l$ と j_T との関係は、次のようである。 j_T が増加すると、 $\bar{u}_l$ は $\bar{u}_{ls}$ の相関式に沿って増加するが、浮遊波あるいは団塊波の出現領域では、 $\bar{u}_l$ は $\bar{u}_{ls}$ の相関式から離れ再び増加する。この $\bar{u}_l$ の j_T に対する変化は、全ての圧力に対して定性的に同様の傾向を示すが、次の二つの点で圧力の影響がみられる。

$\bar{u}_l$ が j_g の増加に伴って $\bar{u}_{ls}$ の相関式(4-6)または(4-8)から離れ始める点は、浮遊波あるいは団塊波の発生開始領域である。この点は圧力の増加によって j_T の小さい方へ移行するが、 $P \geq 10$ MPa では圧力の影響は小さくなる。次に、 $\bar{u}_l$ が $\bar{u}_{ls}$ の相関式から離れ、 j_g の増加と共に増加する領域では、環状流に遷移していると考えられる。この領域の $\bar{u}_l$ は、圧力が増加するほど $\bar{u}_{ls}$ の相関式に接近して変化する。このような傾向は他の j_l の場合についても同様である。

4. 3. 5 液体塊速度の平均値と標準偏差

η 信号と液体塊の速度 u_l (図4. 15を参照)を観察すると同じ流動条件下においても個々の u_l はそれぞれ異なった値を示す。垂直上昇流においては、液体塊の速度変動特性はその流れに存在する液体塊の種類をはじめ、流動様式固有の特徴を反映するとみなされている^{(7), (22)}。次に水平流の液体塊速度がどのような変動特性を有するかについて検討する。

図4. 19は $P = 10$ MPa、 $j_l = 0.30$ m/s における平均液体塊速度 $\bar{u}_l$ および液体塊速度 u_l の標準偏差 σ_{ul} と j_T の関係を示している。 σ_{ul} は $\bar{u}_l$ が式(4-8)に沿って増加する領域では比較的小さな値を示す。この領域は液体塊の全てが液体スラグで構成され、その速度変動が小さいことを定量的に表している。 j_T の増加に伴って $\bar{u}_l$ が式(4-8)から離れ始めると σ_{ul} は増加する。 σ_{ul} は $\bar{u}_l$ の極小値近傍で最大となり、 $\bar{u}_l$ の増加に伴って σ_{ul} は徐々に減少する。このような σ_{ul} の定性的な傾向は、垂直上昇流(図4. 9)の場合と同様である。

上述のような $\bar{u}_l$ と σ_{ul} の推移は、液体塊の種類およびその通過ひん度に影響を受け

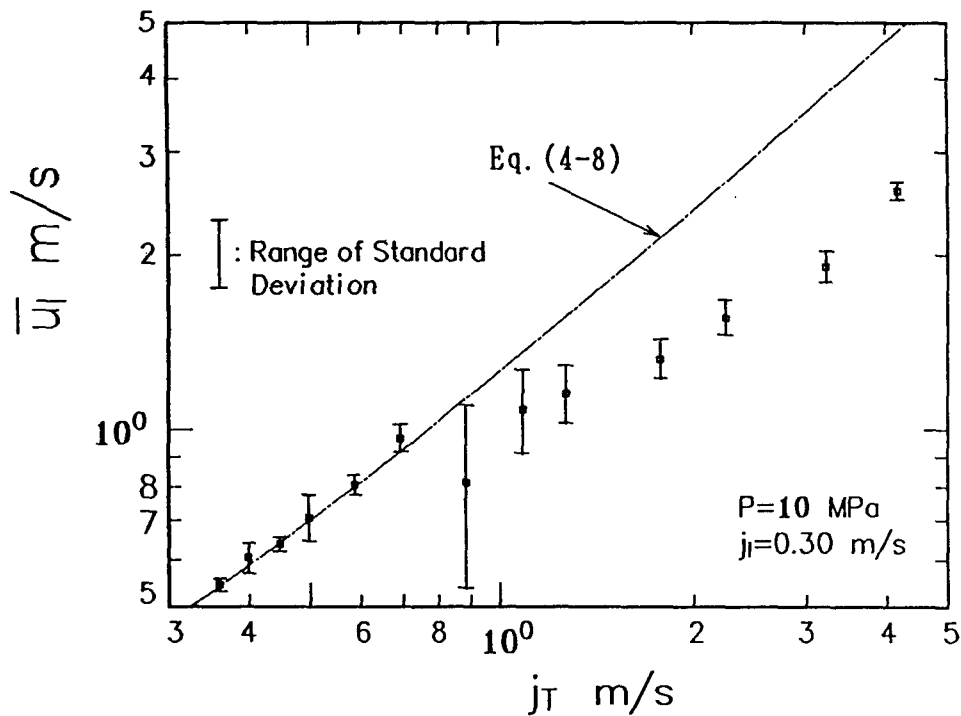
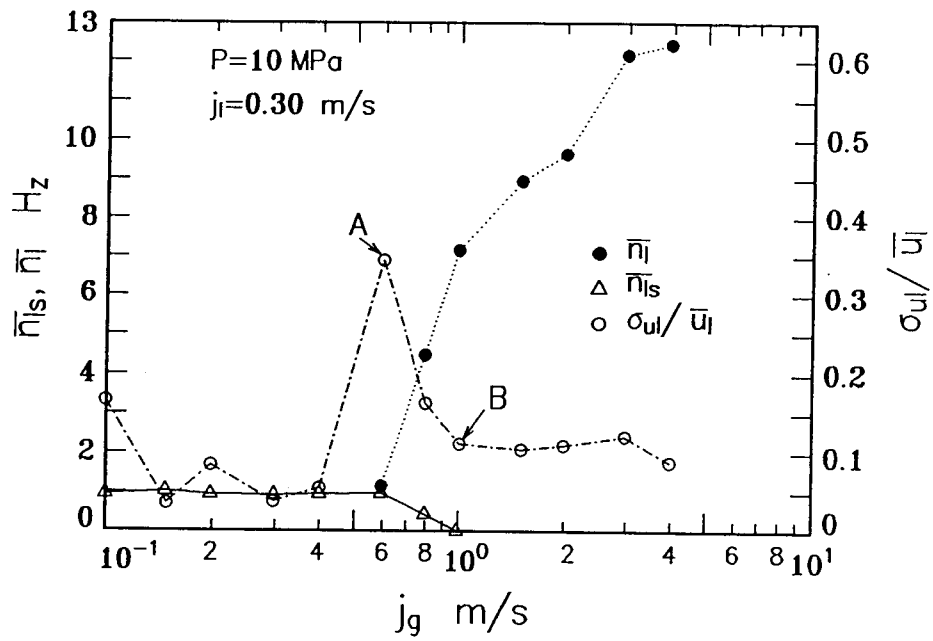


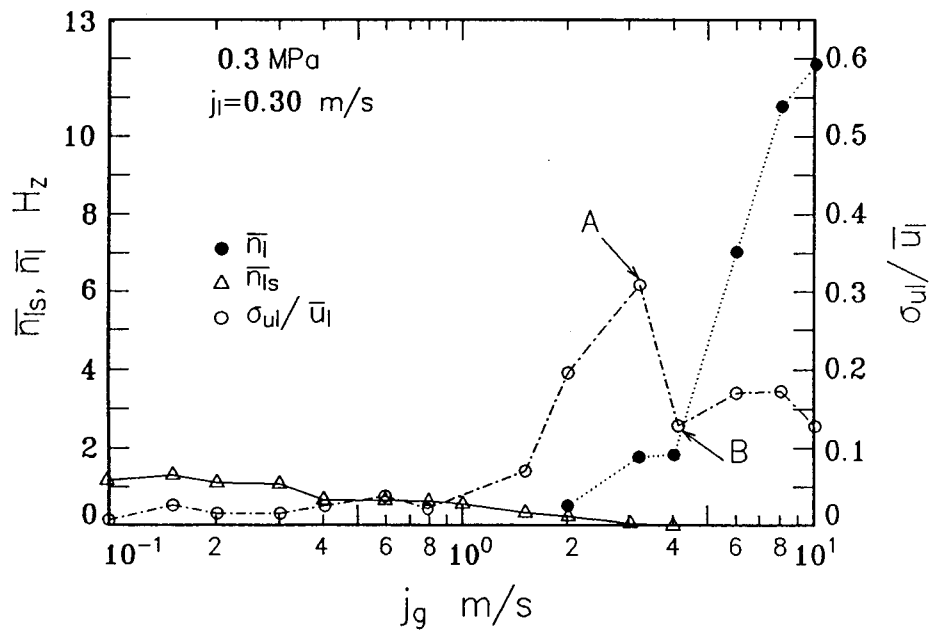
図4. 19 平均液体塊速度 $\bar{u}_l$ と液体塊速度 u_l の標準偏差 σ_{u_l}

ることが考えられる。図4. 20(a)、(b)は液体スラグ、液体スラグ以外の液体塊の平均通過ひん度 $\bar{n}_{ls}$ 、 $\bar{n}_l$ および $\sigma_{u_l}/\bar{u}_l$ と j_g の関係を圧力が10および0.3 MPaの場合について示している。 $\bar{n}_{ls}$ は η 信号から目視によって求め、 $\bar{n}_l$ は液体塊存在領域分割法で得られた液体塊の個数から算出した。両者はともに $j_l=0.30$ m/sである。

図4. 20(a)から、 $j_g \leq 0.4$ m/sの領域では液体塊群が液体スラグのみで構成され、 $\sigma_{u_l}/\bar{u}_l$ は比較的小さい値を示す。 j_g が0.59 m/sに増加すると、 $\sigma_{u_l}/\bar{u}_l$ は急増し極大値(図中A点)を持つ。この極大値以降では液体スラグ以外の液体塊(主として波高、波長が小さい浮遊波)が発生し、 $\bar{n}_l$ は急激に増加している。さらに j_g が増加すると $\sigma_{u_l}/\bar{u}_l$ は $\bar{n}_{ls}$ が零になる図中のB点まで減少し、その後ほぼ一定値を示す。このような傾向は全ての圧力に対して同様である。 $P \geq 5$ MPaにおいては、AからB点までの領域で $\bar{n}_{ls}$ が減少し、図4. 15(1)(c)のHWのような大きな液体塊が観察され、この液体塊が水平流における団塊波と考えられる。



(a) $P=10$ MPa



(b) $P=0.3$ MPa

図4. 20 液体スラグ、液体スラグ以外の液体塊の平均通過ひん度 $\bar{n}_{ls}$ 、 $\bar{n}_l$ および液体塊の速度の標準偏差と平均速度との比 $\sigma_{ul}/\bar{u}_l$ と j_g の関係

$P=0.3$ MPaにおける $\bar{n}_{ls}$ 、 $\bar{n}_l$ および $\sigma_{ul}/\bar{u}_l$ と j_g との関係(図4.20(b))は、定性的には $P \geq 5$ MPaの場合とほぼ同様の傾向を示す。しかし、図4.20(b)において j_g が2 m/s近傍の $\sigma_{ul}/\bar{u}_l$ が急増する領域で出現する液体スラグ以外の液体塊は、主として団塊波で構成され(図4.15(2)(c))、 $P \geq 5$ MPaの場合と異なっている。

4.3.6 平均液体ホールドアップ

4.2.5項では、垂直上昇流の時間平均液体ホールドアップ $\bar{\eta}$ は、液体塊速度と密接な関係を持ち、 $\bar{\eta}$ の変化の特徴から流動機構の遷移を推測できる可能性が示された。

図4.21は η 信号から算出した時間平均の液体ホールドアップ $\bar{\eta}$ と j_g との関係を示している。パラメータは圧力、 $j_l=0.3$ m/sである。図4.10の場合と同様に、縦軸は $\bar{\eta}$ を示し、各圧力に対応するグラフは原点を縦軸に平行移動して描かれている。

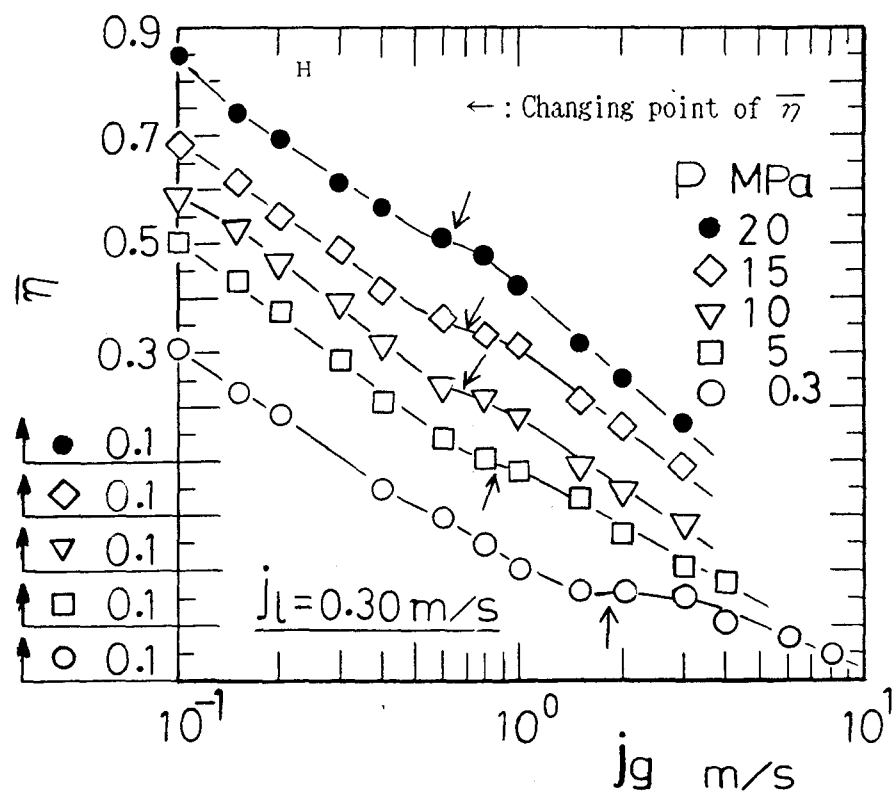
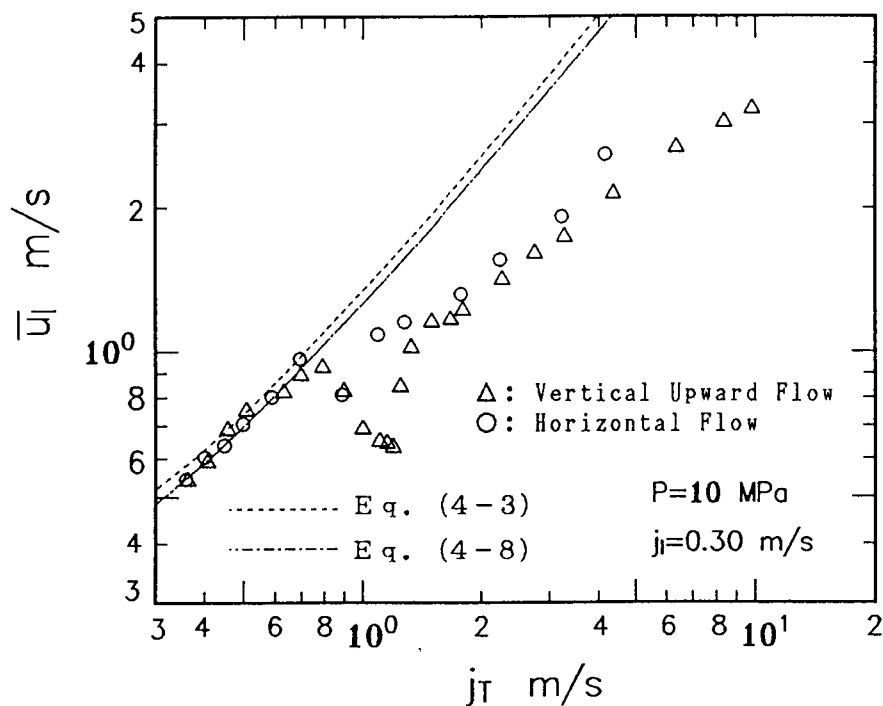


図4.21 平均液体ホールドアップ $\bar{\eta}$ に対する圧力の影響

$\bar{\eta}$ は j_0 の増加と共に直線的に減少したのち、変曲点を経て再び減少する傾向を示すが、圧力あるいは j_1 が増加すると、変曲点は不明確になる。垂直上昇流の場合のように、明確な極大値と極小値は持たない。しかし、 $\bar{\eta}$ が変曲点を持つ領域では浮遊波あるいは団塊波が出現しており、流動様式の遷移を示す指標になると考えられる。

4. 3. 7 液体塊速度に対する垂直上昇流と水平流との比較

図4. 2 2 (a)と(b)はそれぞれ $P=10$ MPa、 $j_1=0.3$ m/s および $P=0.3$ MPa、 $j_1=0.3$ m/s における水平流と垂直上昇流の液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ を比較したものである。図中の一点鎖線は $\bar{u}_{ls}$ を与える相関式(4-6) ($P=0.3$ MPa) または相関式(4-8) ($P=10$ MPa)、破線は相関式(4-3)を示す。例えば図4. 2 2 (a)から両者の $\bar{u}_l$ は j_1 に対して次のような変化を示す。 $\bar{u}_l$ は j_1 の増加とともに、液体スラグの平均速度を与える相関式(水平流においては式(4-8)、垂直上昇流においては式(4-3))から離れ、



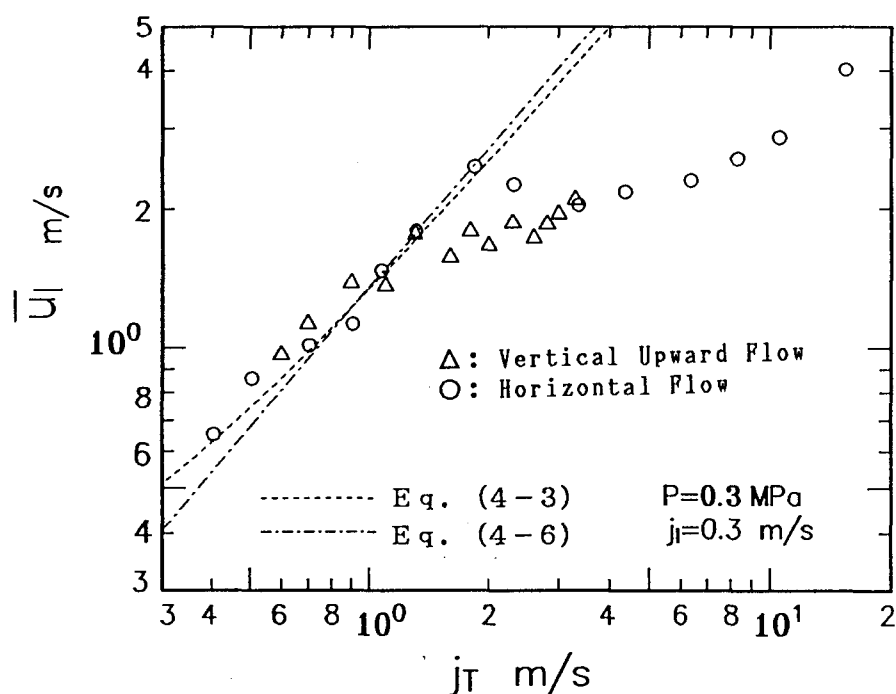
(a) $P=10$ MPa

図4. 2 2 液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ に対する水平流と垂直上昇の比較

極小値を経て増加する傾向を示す。このように両者の $\bar{u}_l$ と j_T の関係は、定性的に同じ傾向を示すが、次の2点で異なっている。

一つは、図4. 22(a)において、垂直上昇流の $\bar{u}_l$ が式(4-3)から離れ極小値を持つ近傍では、垂直上昇流の $\bar{u}_l$ が水平流のそれより小さくなる傾向を示す。他の一つは、 $\bar{u}_l$ が式(4-3)または(4-8)から離れ始める点の j_T 値は、 $P \leq 5$ MPa において垂直上昇流の場合が水平流の場合より小さいが(図4. 22(b))、 $P \geq 10$ MPa では両者の差異が現れないことである(図4. 22(a))。この水平流と垂直上昇流に対する二つの相違点は、他の j_l においてもほぼ同様である。

高圧下における垂直上昇流および水平流の液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ は、 j_g の増加に伴って気体スラグの平均速度を与える相関式に沿って増加し、 j_T の増加と共に相関式から離れ再び増加する傾向を示す。この傾向は、従来の大気圧近傍で得られた結果とほぼ同様の傾向を示すことが明かとなった。本章では主に液体塊の平均速度に対する定性的な



(b) $P=0.3$ MPa

図4. 22 (続き) 液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ に対する水平流と垂直上昇の比較

本章では主に液体塊の平均速度に対する定性的な特徴を検討したが、例えば液体スラグの通過ひん度および長さなど、定量的なことについては検討されていない。この定量的な物理量もその流れを特徴付ける主要なパラメータと考えられる。次章ではプラグ流領域に限定して、この領域の特徴を表す流動パラメータについて述べる。

4.4 結 言

第4章では液体塊の挙動について圧力および流動方向を変えて実験的に調査した。調査した項目は液体塊の速度の平均および標準偏差、液体塊平均速度と平均液体ホールドアップとの関係である。得られた主な結果は次のようである。

[1] 垂直上昇流の場合

- (1) 従来の大気圧付近の実験結果によれば、液体塊の平均速度 u_c および $\overline{u}_l$ はみかけの空気水合計速度 j_T の増加と共に Nicklinらの相関式に沿って増加し、さらにみかけの空気水合計速度 j_T が増加すると、相関式から離れ極小値を経て再び増加する傾向を有するものと、極小値を持たずに増加する傾向を有するものに分けられる。圧力 0.3~20 MPa においてもこの二つの傾向をもつ j_T の領域が確認されたが、この j_T の領域は圧力によって異なる。
- (2) 高圧垂直上昇気液二相流の気体スラグの上昇速度の相関式(4-3)は、式(4-1)の第1項の係数を $C=1.2$ とし、第2項を高圧静止液体中の上昇速度の相関式(3-3)として与えた。液体塊の平均速度 u_c および $\overline{u}_l$ が、みかけの空気水合計速度 j_T の増加と共に式(4-3)から離れ始める点は、圧力の増加と共にみかけの空気水合計速度 j_T の小さい方へ移行する。
- (3) 液体塊速度の標準偏差は、みかけの空気水合計速度 j_T の増加と共に平均速度 $\overline{u}_l$ が式(4-3)に沿って増加する領域では小さいが、平均速度 $\overline{u}_l$ が式(4-3)から離れ始める近傍から増加し、平均速度 $\overline{u}_l$ の極小値の近傍で最大となる。この領域では団塊波および浮遊波が増大する。その後平均速度 $\overline{u}_l$ の増加と共に速度の標準偏差は小さくなる。

- (4) 平均液体ホールドアップ $\overline{\eta}$ はみかけの空気速度 j_g の増加と共に単純に減少する領域があり、さらにみかけの空気速度 j_g が増加すると極小値、極大値を経て再び減少する。 $\overline{\eta}$ が極小値を経て極大値に至る領域は、圧力が上昇するとみかけの空気速度 j_g の小さい方へ移行する。また、 $\overline{\eta}$ が極小値を与える流動条件に対して、実験式を提示した。
- (5) 平均液体ホールドアップ $\overline{\eta}$ がみかけの空気速度 j_g の増加と共に単純に減少する領域は、液体塊の平均速度が式(4-3)に沿って増加する領域と一致する。 $\overline{\eta}$ が極小値および極大値を示す領域は、液体塊の平均速度が式(4-3)から離れ極小値に至るまでの領域に対応する。

[2] 水平流の場合

- (1) 液体塊の平均速度 $\overline{u_l}$ は、みかけの空気水合計速度 j_T の増加と共に、液体スラグの平均速度を与える相関式に沿って変化する。みかけの空気水合計速度 j_T が増加すると、平均速度 $\overline{u_l}$ は相関式から離れ再び増加する。このような平均速度 $\overline{u_l}$ とみかけの空気水合計速度 j_T との関係は、全ての圧力に対して同様の傾向を示す。また、平均速度 $\overline{u_l}$ が相関式を離れ始める点は、圧力の増加によって、みかけの空気水合計速度 j_T の小さい方へ移動するが、圧力が 10 MPa 以上では顕著な圧力の影響はみられない。平均速度 $\overline{u_l}$ とみかけの空気水合計速度 j_T との関係にみられる定性的な特徴は、垂直上昇流の場合と同様である。
- (2) 液体スラグの平均速度とみかけの空気水合計速度 j_T との関係は、圧力が 0.3 MPa と 5 MPa 以上の場合とは相違している。すなわち、圧力が 0.3 MPa においてスラグの平均速度は Gregory らの相関式と一致するが、5 MPa 以上の圧力に対しては、みかけの空気速度 j_g が 1 m/s 以上の領域で Gregory らの相関式より小さな値を示し、圧力が 0.3 MPa の場合とは一致しない。本論では、圧力が 5~20 MPa における液体スラグの平均速度の実験式を提示した。
- (3) 液体塊速度の標準偏差と平均速度との比は、液体塊群が液体スラグのみで構成さ

れている領域では小さく、みかけの空気速度 j_g が増加し液体スラグ以外の液体塊の発生頻度が増加すると、急激に増加し極大値を持つ。さらにみかけの空気速度 j_g が増加すると、標準偏差と平均速度との比は液体スラグが消滅する領域まで減少することが、高圧水平流においても確認された。

- (4) 水平流の平均液体ホールドアップ $\bar{\eta}$ は、みかけの空気速度 j_g が増加と共に単調に減少するが、団塊波流領域に移行する近傍に変曲点を持ち、再び減少する傾向を示す。垂直上昇流のような明確な極大値と極小値は持たない。 $\bar{\eta}$ の変曲点は、圧力あるいはみかけの水速度 j_w が増加すると不明確になる。

[3] 液体塊速度に対する垂直上昇流と水平流との比較

- (1) 圧力が10 MPa 以上の場合、垂直上昇流の平均速度 $\bar{u}_l$ が極小値を持つ近傍では、垂直上昇流の $\bar{u}_l$ が水平流のそれよりも小さくなる傾向を示す。
- (2) 液体塊の平均速度 $\bar{u}_l$ は、みかけの空気水合計速度 j_T の増加と共に、液体スラグの平均速度を与える相関式に沿って変化する。みかけの空気水合計速度 j_T が増加し、この式から離れ始める点のみかけの空気水合計速度 j_T は、圧力が 5 MPa 以下では、垂直上昇流の速度が水平流の速度より小さいが、10 MPa以上では、両者の明確な差異は現れない。

参考文献

- (1) 世古口言彦、武石雅之、Cognet, G.、石松隆和、八尋和広：垂直上昇気液二相流における液体塊の挙動パターン、日本機械学会論文集、53-493(1987), 2807.
- (2) 武石雅之、世古口言彦、清水英男、中里見正夫：垂直上昇気液二相流の液体塊速度に関する研究、日本機械学会論文集、53-493,B(1987), 2800-2807.
- (3) 気液二相流ハンドブック、日本機械学会編、コロナ社、(1989), 271-284.
- (4) 世古口言彦、井手英夫、松村博久、武石雅之、中里見正夫：細管内垂直上昇気液二相流における液体塊速度に関する研究、日本機械学会講演論文集、864-2(1986),

- 93.
- (5) 世古口言彦、清水英男、中里見正夫、三宅常時、武石雅之、森幸治：水平気液二相流の液体塊速度に及ぼす圧力の影響、日本機械学会論文集、57-541(1991), 3161.
 - (6) 世古口言彦、中里見正夫、武石雅之、清水英男、森幸治、三宅常時：垂直上昇気液二相流の液体塊速度に及ぼす圧力の影響、日本機械学会論文集、57-537(1991), 1823.
 - (7) 世古口言彦、高橋健治、森川健吾、武石雅之、深野徹：フロス流域ならびに環状流への遷移域における流動機構に関する研究、(第1報、液体塊について)、日本機械学会論文集、49-437(1983), 91.
 - (8) Sekoguchi, K., Takeishi, M., Hironaga, K. and Nishiura, T. : Velocity Measurement with Electrical Double-Sensing Devices in Two-Phase Flow, IUTAM-Symp. : Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows, (1984), 455-477, Springer, Berlin.
 - (9) 気液二相流ハンドブック、日本機械学会編、コロナ社、(1989), 234-237.
 - (10) Nicklin, D.J., Wilke, J.D and Davidson, J.F. : Two-Phase Flow in Vertical Tubes, Trans. Inst. Chem. Engr. , 40-1(1962), 61.
 - (11) Hughmark, G.A. : Holdup and Heat Transfer in Horizontal Slug Gas-Liquid Flow, Chem. Engng. Sci., 20-12(1965), 1007.
 - (12) Gregory, G.A. and Scott, D.S. : Correlation of Liquid Slug Velocity and Frequency in Horizontal Cocurrent Gas-Liquid Slug Flow, AIChE.J., 15-6 (1969), 933-935.
 - (13) Zuber, N. and Findlay, J.A. : Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems, Trans. ASME, J. Heat Transfer, Ser. C, 87-4(1965), 453-468.
 - (14) 世古口言彦、上野隆司、田中収：気液環状ミスト流の流動特性（第2報、主要パ

- ラメータの相関式について)、日本機械学会講演論文集、828-1(1982),80-82.
- (15) Hall-Taylor, N.S. and Nedderman, R.M. : The Coalescence of Disturbance Waves in Annular Two-Phase Flow, Chem. Eng. Sic., 23(1968), 551.
- (16) Sekoguchi, K. and Takeishi, M. : Interfacial Structures in Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes, Int.J. Multiphase Flow, 15-3(1989), 295.
- (17) 世古口言彦、中里見正夫、今坂卓男、清水英男、武石雅之、井上勝裕 : 高圧上昇気液二相流の流動様式の研究、第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集、(1984), 256-258.
- (18) Harmathy, T.Z. : Velocity of Large Drops and Bubbles in Media of Infinite or Restricted Extent, AIChE. J., 6-2 (1960), 281.
- (19) 世古口言彦、武石雅之、齊藤英多賀 : 垂直上昇気液二相流における液体塊速度の遷移について、第20回日本伝熱シンポジウム講演論文集、(1983), 328-330.
- (20) 世古口言彦、中里見正夫、清水英男、三宅常時 : 垂直上昇プラグ流の流動パラメータに関する研究(圧力の影響)、第26回伝熱シンポジウム講演論文集、(1989), 601-603.
- (21) Aziz, K., Gregory, G.A. and Nicholson, M.K., Canadian J. of Chem. Engng., 52(1974), 695.

第5章 プラグ流における流動パラメータ

5.1 緒言

気液二相流のプラグ流の特徴は液体スラグと気体スラグが交互に流れ、他の流動様式と比較すると静圧変動が極めて大きいことである。このような流れを特徴付ける主要な流動パラメータは気液両スラグの長さおよび速度、通過ひん度、気体スラグ周囲の液膜厚さ等である。本章では、これらの流動パラメータに及ぼす圧力の影響を実験的に調査、検討したことを述べている。これらの流動パラメータは次のような問題と関連している。

まず第2章で述べたように、垂直上昇流のプラグ流において流路内にオリフィス型の流動障害物が存在すると、障害物の上方では流下する水が遮られるため、その直下で急激な薄膜化、すなわちドレーニジ現象⁽¹⁾がみられる。ドレーニジ現象に関与している流動パラメータは、気体スラグの長さ L_{gs} 、気体スラグ先端から液膜の逆流開始点までの距離 L_r および気体スラグの速度 u_{gs} であり、さらにドレーニジの繰り返しは気体スラグの通過ひん度に依存する。障害物直下の液膜消失を議論する場合の指標になるドレーニジの継続時間 τ_d は式(2-7)で示されるように、 $L_{gs} - L_r$ に依存し、気体スラグが長いほど τ_d は大きくなる。しかし、高圧領域では、気体スラグの液膜上に形成される波が上昇することから、障害物直下の壁面は上昇する波によって液体が補給され、ドレーニジが軽減されると推測される。

液体の輸送には液体スラグ、液膜、波（団塊波を含む）および液滴等で行われる形態があり、通常、複数の輸送形態が組合わさっているが、どの輸送形態の組合せによるかは流動様式によって異なる。プラグ流領域では液体スラグによる液体輸送が支配的であるが、液体スラグが消滅する領域では、液膜および波による輸送が主動的になる領域へと液体輸送のメカニズムが転換する領域である。またこの領域は流動様式の遷移とも関連している。液体スラグが消滅する過程で気液両スラグの長さ、スラグの通過ひん度等のパラメータがどのように変化するか、その特徴について記述する。

プラグ流領域の流動パラメータに関する研究には、次のようなものがある。気体スラ

グおよび液体スラグ長さは、同じ流動条件においてもそれぞれ異なった長さのものが出現する。深野ら⁽²⁾は大気圧近傍の垂直上昇流において、スラグ長さの変動特性を調査するため、気体スラグおよび液体スラグ長さの標準偏差を求めている。それぞれの標準偏差が0.3~0.8および0.3~0.5であることを実験的に確かめている。気体スラグ長さの標準偏差はみかけの空気速度 j_g の増加に伴って大きくなる傾向が示されており、 $j_g = 1.0$ m/s 近傍で0.8にまで達するとしている。

気液両スラグの平均長さについてはこれまで多くの研究がなされており⁽²⁾⁻⁽⁵⁾、気体スラグ平均長さの相関式が赤川ら⁽³⁾、Streetら⁽⁴⁾によって提案されている。両者の式はみかけの水および空気速度 j_l 、 j_g によって整理されている。また、Griffithら⁽⁵⁾は液体スラグ長さが管内径によっても異なることを指摘し、管内径が大きくなれば長くなることを実験的に明らかにしている。一方、水平流における気液両スラグの平均長さおよびスラグ長さの標準偏差については、ほとんど論じられていない。水平流における気液両スラグの平均長さおよびスラグ長さの標準偏差については、本章の5.4.6項において記述する。

従来の二相流の研究では、液体スラグの消滅点はフロス流から環状流への遷移境界として表示されてきたが、気液両相の時空間分布特性および液体塊の挙動に関する詳細な分析を行った近年の研究⁽⁶⁾⁻⁽⁸⁾によって、フロス流と環状流の遷移領域に団塊波流領域の存在が明らかにされた。このため、液体スラグの消滅点は団塊波流領域内にあると考えられる。第4章で述べたように、プラグ流領域の液体塊の平均速度は、みかけの空気速度の増加と共に増加し、団塊波流領域への移行に伴って減少し始めるが、減少し始める点のみかけの空気速度は、高い圧力ほど小さくなる。液体塊の平均速度が減少し始める点は、気体スラグ周囲の液膜上に出現する液体塊の発生開始点であり、液体塊の平均速度が減少すると団塊波領域に移行し、ついには液体スラグが消滅する。

5.2 流動パラメータの解析方法

本章で検討する気液両スラグの長さは η 信号から求めた。図5.1はプラグ流領域に

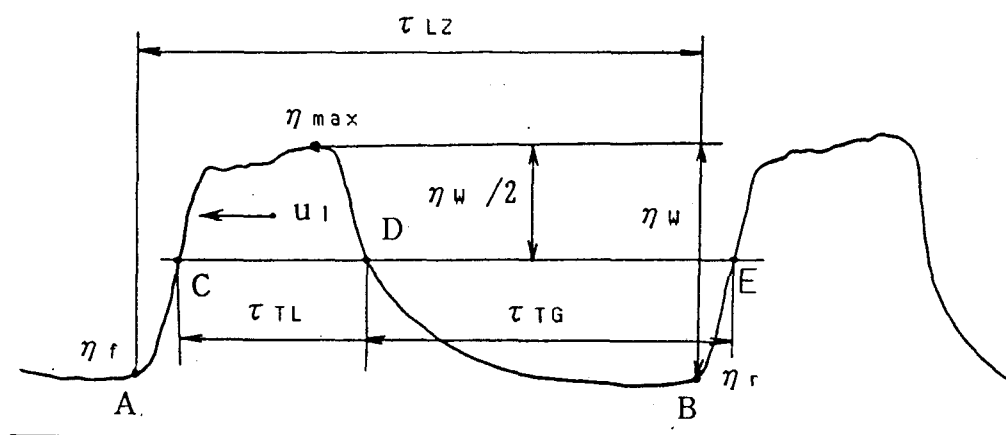
おける η 信号を例示している。気体スラグおよび液体スラグの長さは、 η 信号から次のような手順で算出した。

- ① 液体塊存在領域分割法⁽⁹⁾によってAとB点を定め、AB間を液体スラグの存在領域とし、液体スラグの速度 u_l を求める。
- ② 領域内の液体スラグの最大ホールドアップ η_{max} を定め、 η_{max} とB点の液体ホールドアップ η_r との差を η_w とする。
- ③ $\eta_{max} - \eta_w/2$ の値に相当する η 信号上の点C、DおよびEを定める。

図5. 1に示される線分CD、DEに相当する時間をそれぞれ液体スラグの通過時間 τ_{TL} 、気体スラグの通過時間 τ_{TG} とみなし、液体スラグおよび気体スラグの長さ L_{ls} 、 L_{gs} は次式によって求めた。

$$L_{ls} = \tau_{TL} \cdot u_l \quad (5-1)$$

$$L_{gs} = \tau_{TG} \cdot u_l \quad (5-2)$$



A、B：液体塊の存在領域、 η_{max} ：液体塊の最大ホールドアップ

η_w ： η_{max} とB点におけるホールドアップ η_r の差

図5. 1 プラグ流領域の流動パラメータ決定法

5. 3 垂直上昇流⁽¹⁰⁾

本節では、垂直上昇気液二相流のプラグ流領域における主要な流動パラメータが、系内圧力の大幅な変化に対し、どの程度の影響を受けるかについて述べている。取り上げる流動パラメータは、液体スラグの平均通過ひん度、平均長さ、気体スラグの平均長さおよび気体スラグ周りの液膜の平均ホールドアップである。また、プラグ流領域において液体スラグが消滅する点は、液体輸送のメカニズムに変化をもたらすため重要であり、液体スラグの消滅点についても検討を行った。

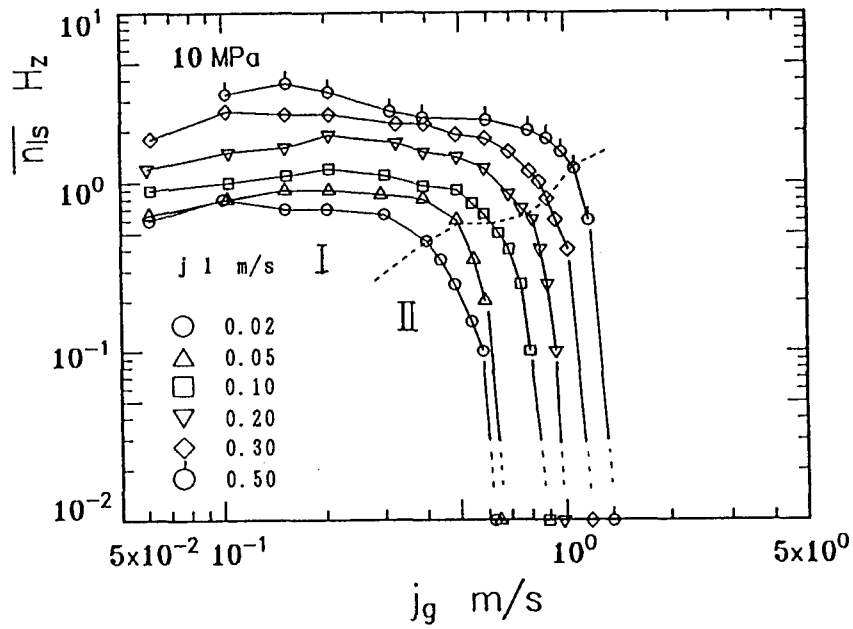
5. 3. 1 液体スラグの通過ひん度

プラグ流の流動特性に関与する主要なパラメータとして多くの因子が考えられる。本節では、液体スラグの平均通過ひん度 $\overline{n}_{ls}$ 、平均長さ $\overline{L}_{ls}$ および気体スラグの平均長さ $\overline{L}_{gs}$ 、気体スラグ周りの平均液体ホールドアップ $\overline{\eta}_{gs}$ に着目する。これらが系内圧力の変化に対してどの程度影響されるかを調査し、以下に考察する。

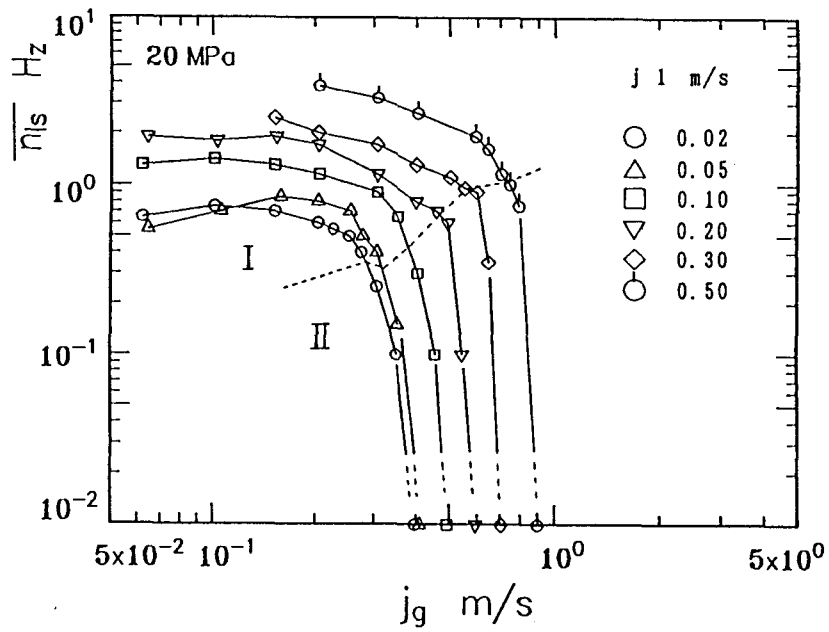
図5. 2は液体スラグの平均通過ひん度 $\overline{n}_{ls}$ とみかけの空気速度 j_g との関係を示したものである。同図(a)および(b)は、それぞれ圧力が10 MPaと20 MPaの場合であり、 j_l をパラメータとしている。なお図中には、前章の4. 2. 5項において提示した平均ホールドアップ $\overline{\eta}$ の極小値の流動条件を与える式(4-5)と、 j_l = 一定の曲線から求められた j_g の値が、破線で示されている。

j_l を一定とした場合、液体スラグの平均通過ひん度 $\overline{n}_{ls}$ の曲線は、破線を境界として二つの特徴を持った領域に分けられる。一つは、 $\overline{n}_{ls}$ と j_g の関係を対数グラフに示すと、 j_g の値が小さい範囲において、 $\overline{n}_{ls}$ がほぼ一定とみなせる領域Ⅰである。他の一つは、 j_g の増加と共に $\overline{n}_{ls}$ が急激に減少する領域Ⅱである（以後、領域ⅠおよびⅡと略記する）。なお、同図の横軸上に記した記号は、 $\overline{n}_{ls}$ が零に対応する値である。

領域ⅠとⅡの境界（遷移点）は、図5. 2から定量的に判別することは困難であるため、次のように決定した。平均液体ホールドアップ $\overline{\eta}$ と j_g の関係について調査した結果⁽¹¹⁾（図4. 10）によると、プラグ流領域の $\overline{\eta}$ が極小値を持つ点は、流動条件（



(a) $P=10$ MPa



(b) $P=20$ MPa

領域Ⅰ： j_g の増加に対して、 $\overline{n}_{ls}$ がほぼ一定とみなせる領域

領域Ⅱ： j_g の増加に対して、 $\overline{n}_{ls}$ が急激に減少する領域

図5. 2 液体スラグの平均通過ひん度 $\overline{n}_{ls}$

系内圧力、気液両相の流量) の変化にもかかわらず、液体スラグの通過ひん度が急減し始める点とほぼ一致している。さらに、 $\bar{\eta}$ が極小値を持つ点はグラフ上に明確に現れるため、容易にこの点の j_g を決め得る。この $\bar{\eta}$ の変化の特徴に着目し、領域 I と II の遷移点は平均液体ホールドアップ $\bar{\eta}$ が極小値を持つ点 (式(4-5)) と定めた。

図5. 2 から j_l が増加すると、領域 I の曲線は $\bar{n}_{ls}$ の大きい方へ、領域 II の曲線は j_g の大きい方へ移行する。また、領域 II の $\bar{n}_{ls}$ が急減少し、零に至る点の j_g 値は液体スラグの消滅点 (5. 3. 4 項で詳述する) を示す。 $\bar{n}_{ls}$ の j_g と j_l に対する定性的な変化は、他の圧力に対する測定結果においても同様の傾向を示している。

図5. 3 は圧力をパラメータにとり、 $\bar{n}_{ls}$ 対 j_g の関係を示したものである。ここでは、 $j_l = 0.10$ m/s の場合が例示してある。図5. 2 と同様に横軸上の記号は $\bar{n}_{ls}$ が零に対応する値である。図から、 j_g の小さい領域 I においては、 $\bar{n}_{ls}$ はほぼ一定値を示し、系内圧力に対して系統的な変化を示さない。一方、領域 II の $\bar{n}_{ls}$ は圧力の影響を顕著に受け、圧力の増加と共に j_g の小さい方へ移動する。他の j_l についても圧

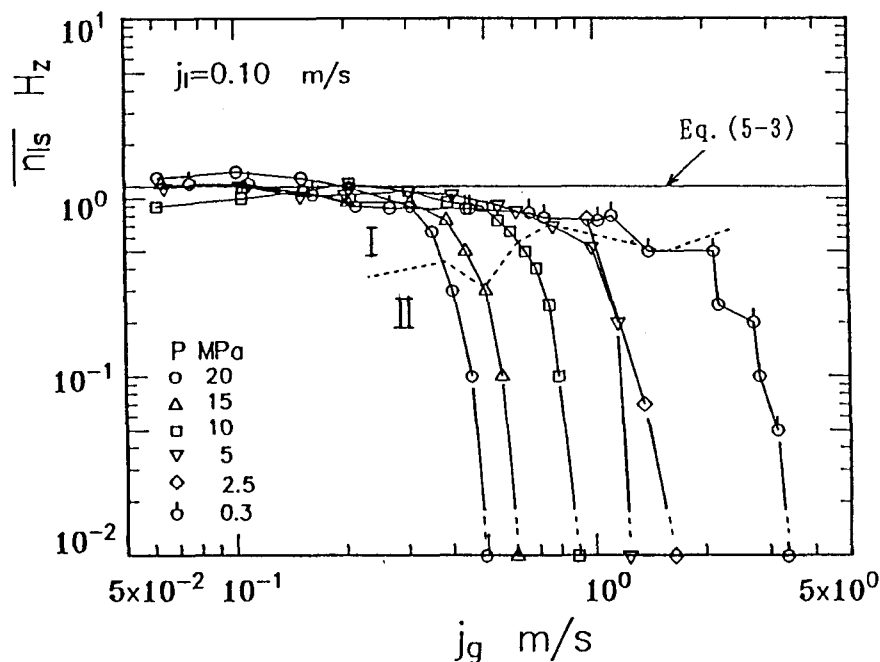


図5. 3 液体スラグの平均通過ひん度 $\bar{n}_{ls}$ に及ぼす圧力の影響

力の影響は定性的に同様の傾向である。上記の領域Ⅰでは、 $\overline{n}_{1s}$ はほぼ一定値を示し圧力の影響を受けず、 j_1 を与えれば $\overline{n}_{1s}$ が決定できる。その実験式を次のように提示する。

$$\overline{n}_{1s}=0.5 \{(e^{1.55j_1}-0.4)+(4.2j_1^{0.424})\} \quad (5-3)$$

図5. 3に上式が太い実線で示されている。式(5-3)は、領域Ⅰにおける $\overline{n}_{1s}$ がこの程度の値ないしはそれ以下の値であるという指標を与えるものである。ここで、式(5-3)の適用範囲は圧力 $P=0.3\sim 20$ MPa、みかけの水速度 $j_1=0.01\sim 0.50$ m/s、温度 30°C の空気と水である。みかけの空気速度 j_g の下限は 0.06 m/s、上限は領域Ⅰに限定されるので式(4-5)に j_1 を代入して算出される j_g によって決まることになる。

5. 3. 2 気液両スラグの平均長さ

液体スラグの平均長さ $\overline{L}_{1s}$ および気体スラグの平均長さ $\overline{L}_{gs}$ は液体ホールドアップの時系列信号 (η 信号) をコンピュータの画面上に拡大表示させ、目視によって測定した。

図5. 4は液体スラグの平均長さ $\overline{L}_{1s}$ と j_g の関係を示したものである。実験条件は図5. 2(a)と同様である。 $j_g \geq 0.1$ m/s の領域では、 $\overline{L}_{1s}$ は j_g の増加と共に減少し極小値を経て増加するが、領域Ⅱに接近すると、急激に増加し極大値を持ち急激に減少する傾向を示す。 $\overline{L}_{1s}$ が増加し極大値に至る領域は、 j_1 増加に伴って j_g の大きい方へ移動する。図には、領域ⅠとⅡの遷移境界を破線で示した。各 j_1 における遷移境界点は、 $\overline{L}_{1s}$ 曲線と破線との交点であるが、交点が複数ある場合は最も小さい j_g の値である。領域Ⅰの $\overline{L}_{1s}$ は j_1 の広範囲な変化にもかかわらず、 $0.2\sim 0.4$ m の間の値を示している。

一方、領域Ⅱでは、液体スラグの通過ひん度 $\overline{n}_{1s}$ は j_g の増加と共に急減少 (図5. 2(a)参照) するが、 $\overline{L}_{1s}$ は $\overline{n}_{1s}$ が急減少する過程で、極大値を経て急減する。 $\overline{L}_{1s}$ が

増大し極大値に至るまでの領域では、液体スラグの崩壊 ($\bar{n}_{ls}$ の急減少) が既に始まっており、崩壊に伴って発生した大きな液体塊は、後続の液体スラグに吸収され、 $\bar{L}_{ls}$ が増大すると考えられる。このような $\bar{L}_{ls}$ の j_g に対する変化の傾向は、他の圧力についても同様であった。なお、供試管の中心に設置した単針プローブの信号から求めた $\bar{L}_{ls}$ は、図5.4とほぼ一致することを確認している。

図5.5は気体スラグの平均長さ $\bar{L}_{gs}$ の j_g に対する関係を示している。実験条件は図5.2(a)と同様であり、図中の破線は領域IとIIの境界を示す。 $\bar{L}_{gs}$ の j_g に対する変化の傾向は右上がりの曲線になるが、領域IとIIの境界に明確な変化の特徴は現れていない。また、 j_1 が増加すると、 $\bar{L}_{gs}$ 曲線は j_g の大きい方へ平行移動する傾向を示すが、この傾向は他の圧力においても同様である。図中の●印は、大気圧のデータをもとに作成された気体スラグ長さを算出する相関式⁽¹²⁾によって求めた値である。この値は、領域Iの j_g が小さい範囲ではほぼ一致するが、領域IとIIの遷移領域および領域IIでは、測定値より小さい値となり、適用が不可能と考えられる。

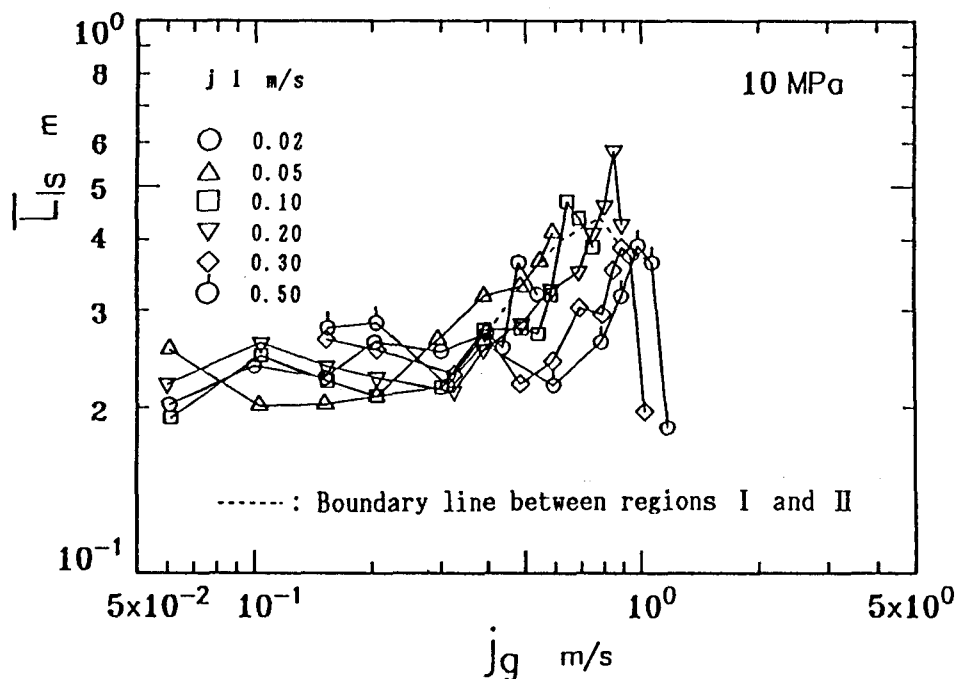


図5.4 液体スラグの平均長さ $\bar{L}_{ls}$

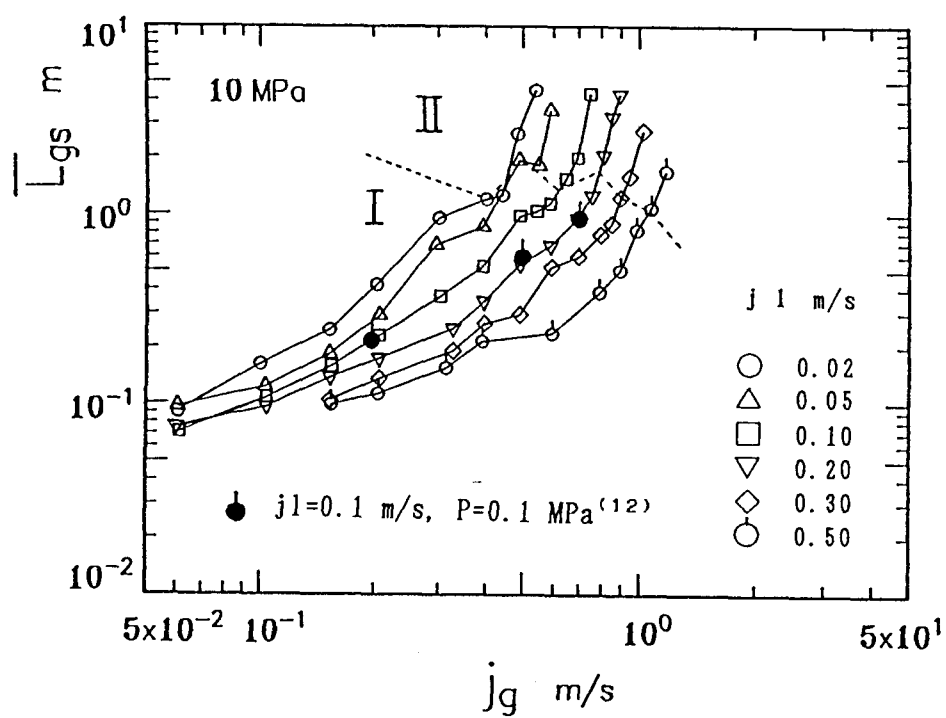


図5. 5 気体スラグの平均長さ $\bar{L}_{gs}$

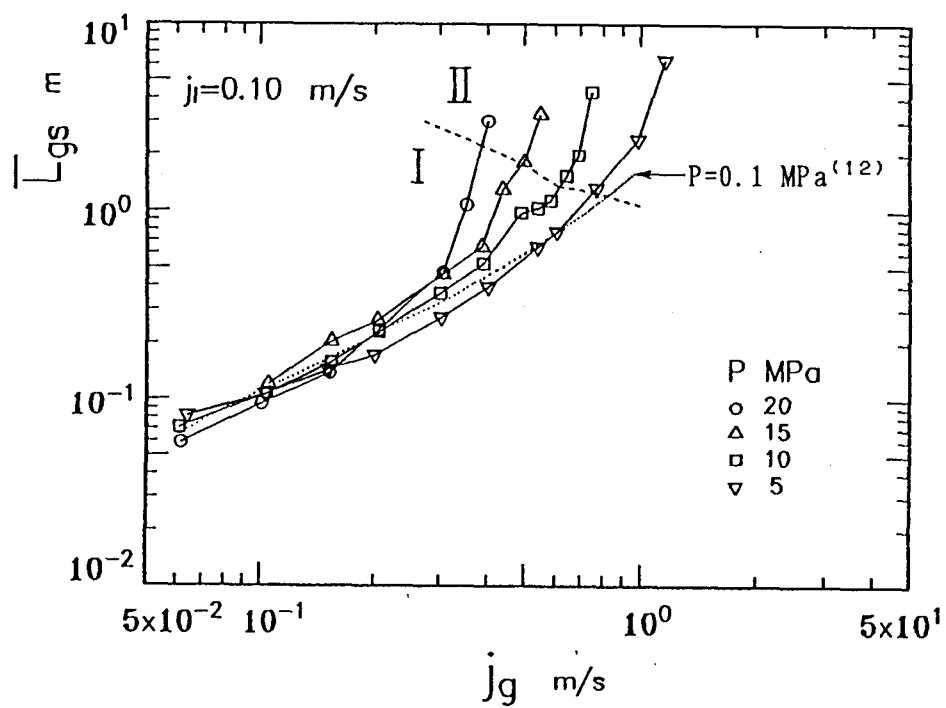


図5. 6 気体スラグの平均長さ $\bar{L}_{gs}$ (圧力の影響)

図5. 6は、気体スラグの平均長さ $\bar{L}_{gs}$ と j_g の関係に対する圧力の影響を、 $j_l = 0.10 \text{ m/s}$ の場合について示している。図中には、文献(12)から引用した $P=0.1 \text{ MPa}$ の例が参考までに点線で示されている。領域Ⅰでは、全ての圧力の $\bar{L}_{gs}$ は、 j_g の増加と共に点線に沿って増加するが、圧力による系統的な差異はみられない。しかし、領域Ⅱに近づくにつれ、 $\bar{L}_{gs}$ に対する圧力の影響が明確に現れる。すなわち、圧力の上昇と共に $\bar{L}_{gs}$ は j_g のより小さい値で点線から離れ増加する。このことは、図5. 3の場合と同様に、液体スラグの消滅点が圧力の上昇と共に j_g の小さい方へ移動することを意味している。領域Ⅱでは、 $\bar{L}_{gs}$ は j_g の増加と共に急激に増加するが、これは、管全長を気相が貫通し、典型的な団塊波流領域へと遷移する過程を示す。つまりこの現象は、液体スラグが消滅する過程であることを示している。

5. 3. 3 気体スラグ周りの平均液体ホールドアップ

領域Ⅰにおける気体スラグ周りの液膜は、系内圧力が大気圧近傍の場合、比較的なめらかである。第4章で述べたように、5 MPa 程度ないしそれ以上の圧力になると、気体スラグ周りの液膜は浮遊波を同伴する⁽¹¹⁾。気体スラグ周りの平均液体ホールドアップと j_g との関係が、領域ⅠとⅡにおいてどのような特徴を示すかについて検討する。

図5. 7は気体スラグ頂部の液膜厚さが変化する部分を除き、スラグ周りの液膜厚さがほぼ一定した部分の平均液体ホールドアップ $\bar{\eta}_{gs}$ の測定結果を示したものである。流動条件は図5. 2(a) と同一である。図中には、液体スラグが消滅した後の平均液体ホールドアップ $\bar{\eta}$ を参考のためプロットし点線で示している。この場合の液体ホールドアップは、時間平均ホールドアップ $\bar{\eta}$ を示す。また、図中の実線部は領域Ⅰ、破線部は領域Ⅱである。

図5. 7から、領域Ⅰの $\bar{\eta}_{gs}$ は次のような傾向を示す。 $\bar{\eta}_{gs}$ は j_g の増加と共に減少し、極小値を経て領域Ⅱの近傍で増加傾向に転ずる。また、 j_l の増加に伴い $\bar{\eta}_{gs}$ は大きくなり、 j_l に対して系統的に変化する傾向を示している。しかし、領域ⅠとⅡの境界に近づくと、 j_l に対する $\bar{\eta}_{gs}$ の系統的な変化の傾向はみられなくなる。

領域Ⅱの $\overline{\eta}_{gs}$ は j_g の増加と共に急激に増加する。この領域では、 η 信号を観察すると、気体スラグ周りの液膜上に浮遊波や団塊波の液体塊が急増している⁽¹¹⁾ (4. 2. 2および4. 3. 2節を参照)。これらの液体塊の速度は液体スラグに比べて小さいが、液体塊の急増は、気液界面の干渉によって液膜流下速度が減速され、このため $\overline{\eta}_{gs}$ は増加するものと考えられる。さらに j_g が増加し領域Ⅱを超えると、 $\overline{\eta}$ は極大値を形成したのち急激に減少している(点線)。4. 2. 5節に示した液体スラグをも含めた平均ホールドアップ $\overline{\eta}$ と j_g の関係においても、領域Ⅱに相当する領域で $\overline{\eta}$ は増加している。領域ⅠとⅡの遷移点の j_g は、 $\overline{\eta}_{gs}$ が増加を始め極大値に至るまでの領域内に存在するが、 $\overline{\eta}_{gs}$ 対 j_g のグラフ上には、遷移を表す明確な特徴は現れない。

液体スラグの消滅点は、 $\overline{\eta}_{gs}$ の領域Ⅱにおける動向、液体ホールドアップの時系列信号⁽¹¹⁾の調査および実験中の視察等から総合的に判断し、図5. 7中に矢印↓で示されている。これによると、 $\overline{\eta}$ が極大値を形成する点では、液体スラグの通過は認められない。 $\overline{\eta}$ が極大値を形成する直前の j_g において、液体スラグは消滅する。 $\overline{\eta}$ は極大値を

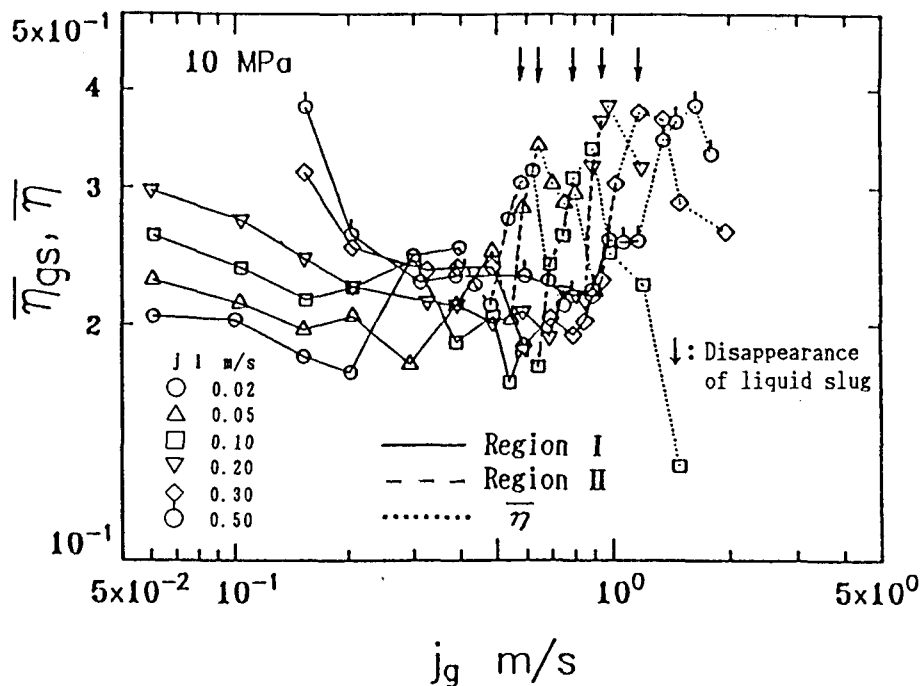


図5. 7 気体スラグ周りの液体ホールドアップ $\overline{\eta}_{gs}$

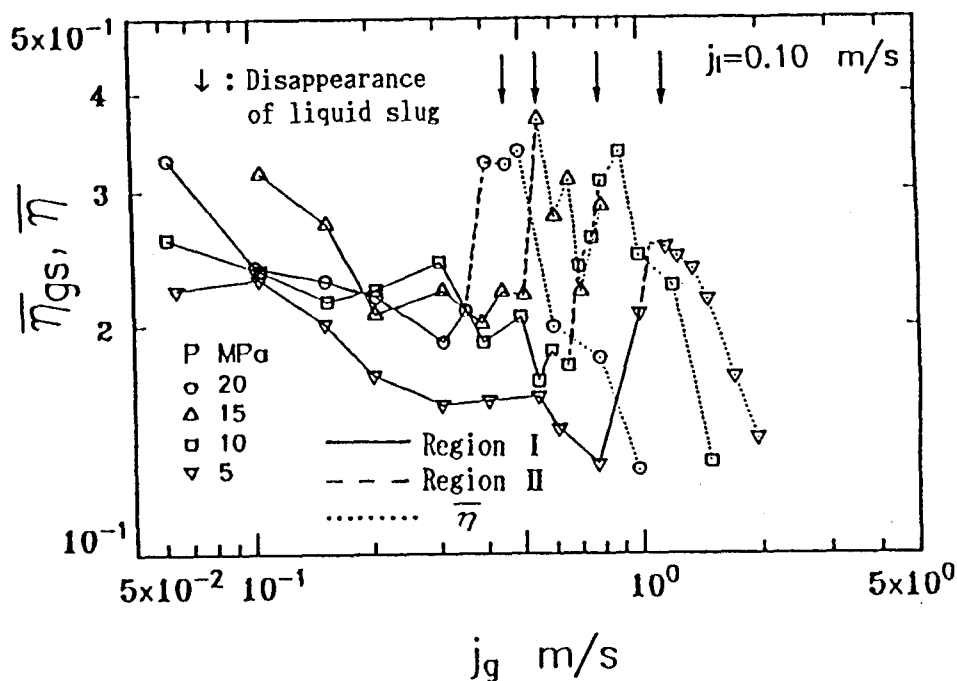


図5. 8 気体スラグ周りの液体ホールドアップ $\overline{\eta}_{gs}$ に及ぼす圧力の影響

経て、 j_g の増加と共に急激に減少する。つまり、極大値以後の液膜厚さは、 j_g の増加と共に減少することを示している。このような傾向は他の圧力においても同様である。

図5. 8は、気体スラグ周りの液体ホールドアップ $\overline{\eta}_{gs}$ と j_g の関係を圧力をパラメータにとり示したものであり、 $j_l=0.10$ m/s である。各圧力の $\overline{\eta}_{gs}$ は、 j_g の増加に伴って減少し、極小値を経て増加する傾向を示している。 $\overline{\eta}_{gs}$ の極小値は、圧力が高くなると大きくなり、極小値における j_g は圧力が増加すると小さくなる傾向を示す。また、図中の液体スラグの消滅点を示す↓印は、圧力の上昇につれて左の方へ移動しており、従って、液体スラグの消滅点は、圧力の上昇と共に j_g の小さい方へ移行することが判る。

5. 3. 4 液体スラグの消滅点

前節までに、液体および気体スラグの通過ひん度、気液両スラグの長さおよび気体ス

ラグ周りの液体ホールドアップ等に対する気液各相の速度および圧力の影響について述べた。これらの流動パラメータは、液体スラグの消滅点と直接的あるいは間接的に関連している。液体スラグの消滅点に関する指標は、これまで議論した流動パラメータの動向から総合判断すると、次の2点が関係する。

- ① 図5. 2および3から、領域Ⅱにおける $\overline{n}_{ls}$ は j_g の増加と共に急減少し零に至る。
- ② 図5. 7および8から、領域Ⅱにおける $\overline{\eta}_{gs}$ は j_g の増加と共に急激な増加傾向を示し、 $\overline{\eta}$ の極大値を形成する。この極大値の直前で、液体スラグは消滅する。

これらの2つの条件の他に、差圧信号の変動成分は、液体スラグの有無を明確に反映しており、差圧信号の変動成分の推移に、液体スラグの消滅点が見いだされる。以下に差圧信号の変動成分の推移について検討する。

図5. 9は差圧信号の変動成分の振幅を水頭差 h_p に換算し、 j_g に対する変化の傾向を示したものである。同図には図5. 7から j_l の3例を選んで示している。パラメ

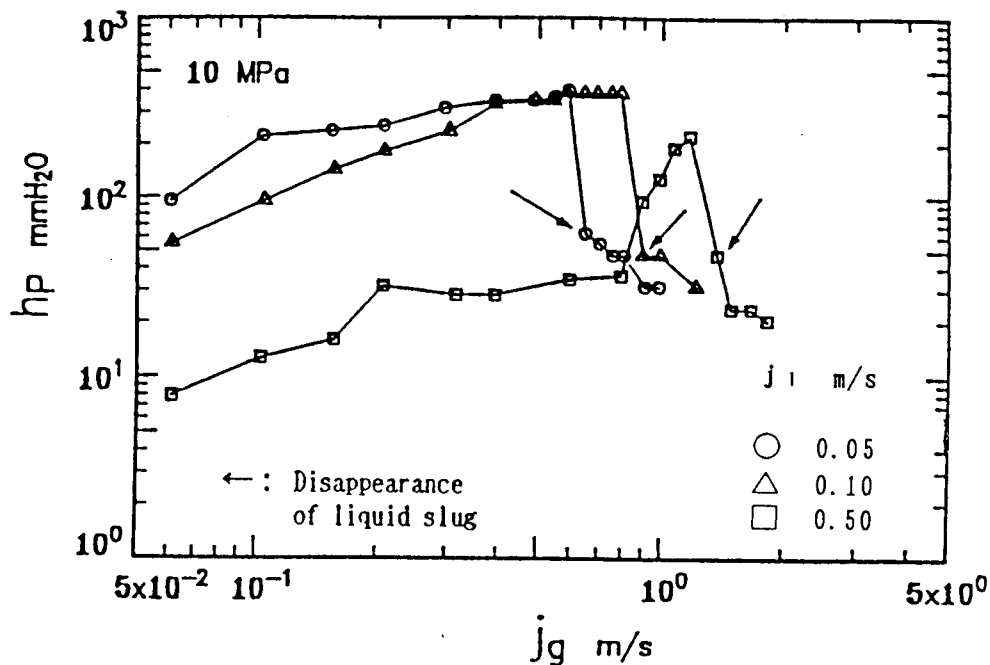


図5. 9 みかけの空気速度 j_g に対する差圧信号
の変動成分の振幅 h_p の変化

ータは j_l である。3例とも、 h_p は j_g の増加と共に増加するが、ある j_g 値で急激に減少する。上述の ① および ② を参考にし、さらに実験中の目視および 180 秒間の液体ホールドアップ信号の視察から液体スラグが消滅したと判定された実験点（図5.9中の←印）において、 h_p は急激に減少している。この変動成分が急減少した点に対応する流動条件で管の全長にわたって気体コアが貫き、流れは典型的な団塊波流に移行すると考えられる（図4.5に示す η 信号を参照）。

このように、差圧信号から得られた変動成分の振幅は、気液両スラグが通過する際に顕著に現れる。従って、 h_p に関する情報は、 $\bar{n}_{ls}$ および $\bar{\eta}_{gs}$ と共に液体スラグの消滅点を判定する一つの重要な指標になる。以上のような総合的判定方法を用いて、液体スラグの消滅するみかけの空気速度 j_{gD} が実験条件の全ての液体流量および圧力に対して求められた。

図5.10は j_l と j_{gD} の関係（ j_{gD} 曲線と呼ぶ）を示している。一定圧力の条件下

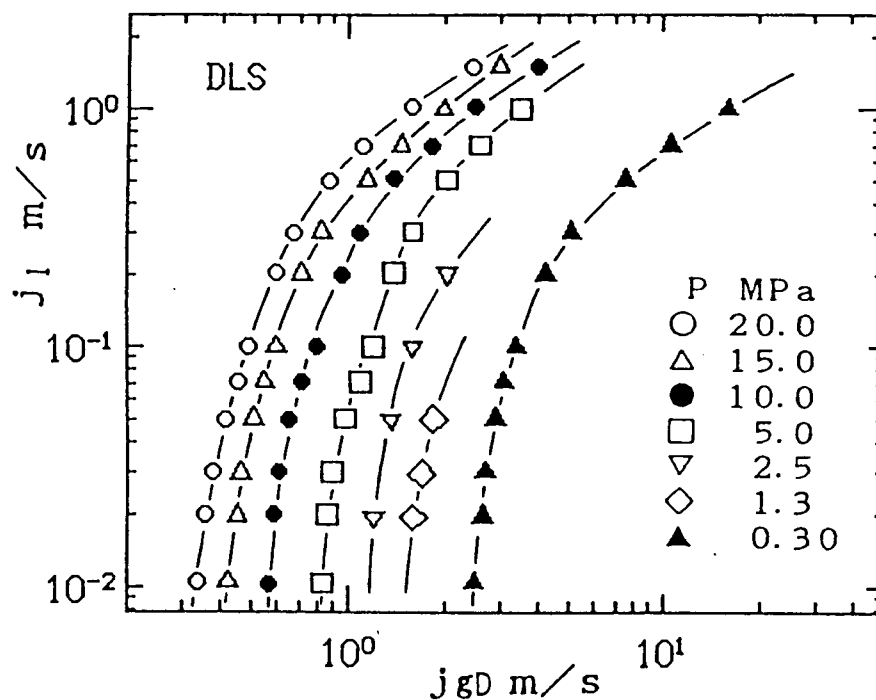


図5.10 液体スラグの消滅点に及ぼす圧力の影響

では、 j_{gd} は j_l が増加すると大きくなる傾向を示す。また、 j_{gd} 曲線は圧力が増加すると、気相速度が小さい方へ移行する。

液体スラグが消滅する条件を与える整理式として次式を提示する。

$$Fr = 5.6 We^{0.05} \exp(0.34 \times 10^{-4} Re_{l0} M^{0.32} - 2.31) M^{1.35} \quad (5-4)$$

ここに、 Fr はフルード数、 We はウェーバ数および Re_{l0} はみかけの液体レイノルズ数である。

図5. 10 は式(5-4) と実験で定めた値との比較である。図中の×印は文献(8) から引用した実験点を示している。 $j_l = 0.70 \text{ m/s}$ ($Re_{l0} = 1.6 \times 10^4$) を除けば $\pm 10\%$ 以内で一致している。式(5-4)の適用範囲は圧力 $P = 0.3 \sim 20 \text{ MPa}$ 、みかけの水速度 $j_l = 0.01 \sim 0.50 \text{ m/s}$ 、温度 30°C の空気と水である。

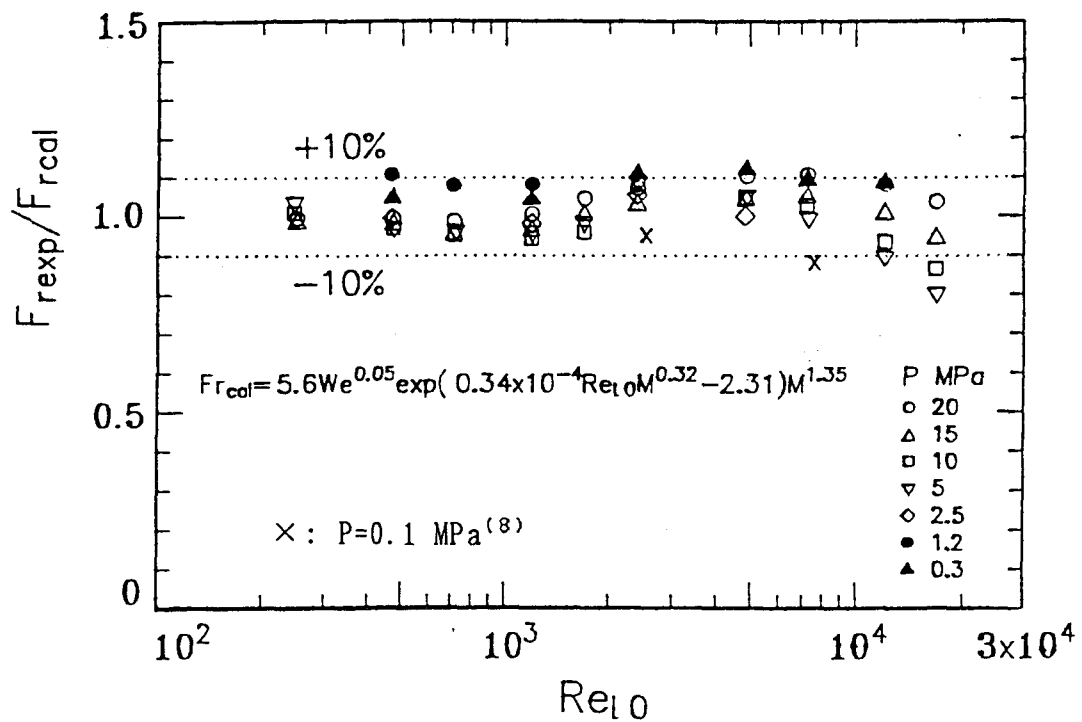


図5. 11 液体スラグの消滅点の実験式と式(5-4)の比較

5. 4 水平流⁽¹³⁾

本節では、水平気液二相流における気液両スラグの平均長さ、液体スラグの平均通過ひん度、気体スラグの先端部を除外した液膜の平均ホールドアップとみかけの空気速度との関係および気液両スラグ長さの統計的な性質について、圧力を変え実験的に調査した。その結果、液体スラグの平均通過ひん度は、みかけの水速度が 0.3 m/s以上の領域において、みかけの空気速度が 0.3 m/s近傍で極大値を形成する。また、気体スラグの平均長さは、液体スラグの通過ひん度がみかけの空気速度の増加と共に減少する領域では、気液の流量割合によって決定される。さらに本節では、気体スラグの平均長さおよび液体スラグの消滅点に関する実験式が提示されている。

5. 4. 1 液体ホールドアップの測定結果

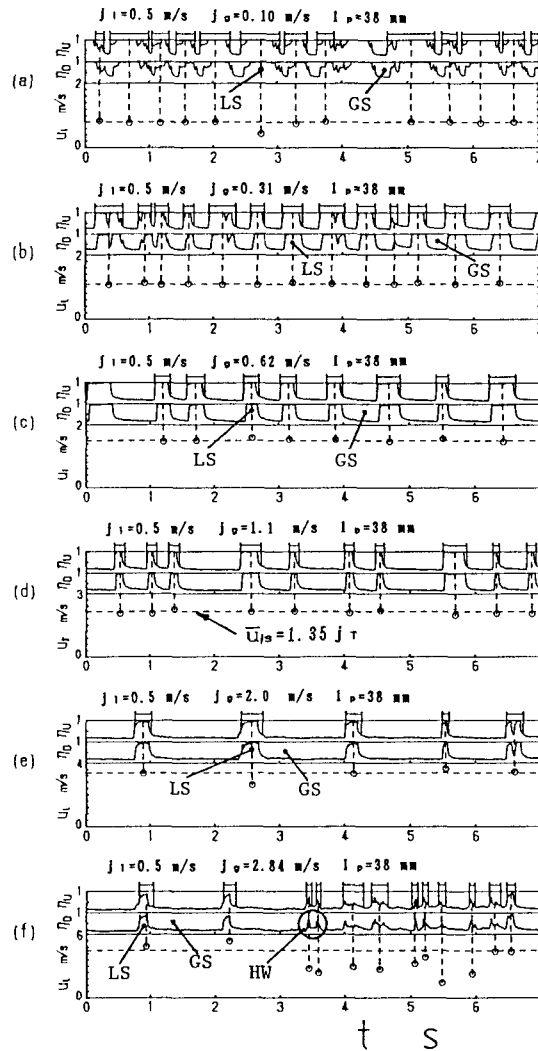
図5. 1 2はプラグ流領域における η 信号を示したものである。同図(a)～(f)は圧力 $P=0.3$ MPa および $j_l=0.5$ m/s を一定に保ち、 $j_g=0.10\sim 2.84$ m/s まで変化させた場合である。縦軸の η_U と η_D は l_D (図の $l_D:38$ mm)離れた位置で測定された上流側と下流側の液体ホールドアップ η を示す。また、図には液体塊存在領域分割法⁽¹⁰⁾によって求めた液体塊個々の速度 u_l が○印で示されている。 η 信号から次のようなことが観察される。

みかけの空気速度 j_g が小さい領域(図5. 1 2(a)～(d))では、液体スラグ(図のLS、気体スラグはGSで表す)の信号は台形状であり、液体スラグであることが明確に判別できる。 j_g が増加すると液体スラグの η 値は1より小さくなり(図5. 1 2(e)、(f))、液体スラグ内に小気ほうが混入したと推察される。液体スラグの信号中に小気ほうの信号が顕著に現れると(図5. 1 2(f))、その最大ホールドアップ η は1より小さくなり、液体スラグかまたはそれ以外の液体塊(例えば団塊波)の信号であるのか、目視によって判別することが困難になる。

本章では、目視のみによって判別することは避け、液体スラグであるか否かを定量的に判別する方法として、次に示す液体塊速度を考慮した。まず、4. 3. 3項で述べた

液体スラグの平均速度を与える相関式(4-6) (図中の破線) または (4-8) によって液体スラグの平均速度 $\bar{u}_{ls}$ を求め、液体スラグ速度の標準偏差 σ_{us} を算出する。次に、液体塊存在領域分割法⁽⁹⁾ によって個々の液体塊速度 u_l を求める。速度 u_l が $\bar{u}_{ls} - \sigma_{us}$ より小さい液体塊は、気相によって貫通され、速度が減少した液体スラグ以外の液体塊とみなす方法である。

本実験では、 η 信号から目視によって液体スラグであるか否かが明確に判別できる領



LS : 液体スラグ、GS : 気体スラグ、HW : 団塊波

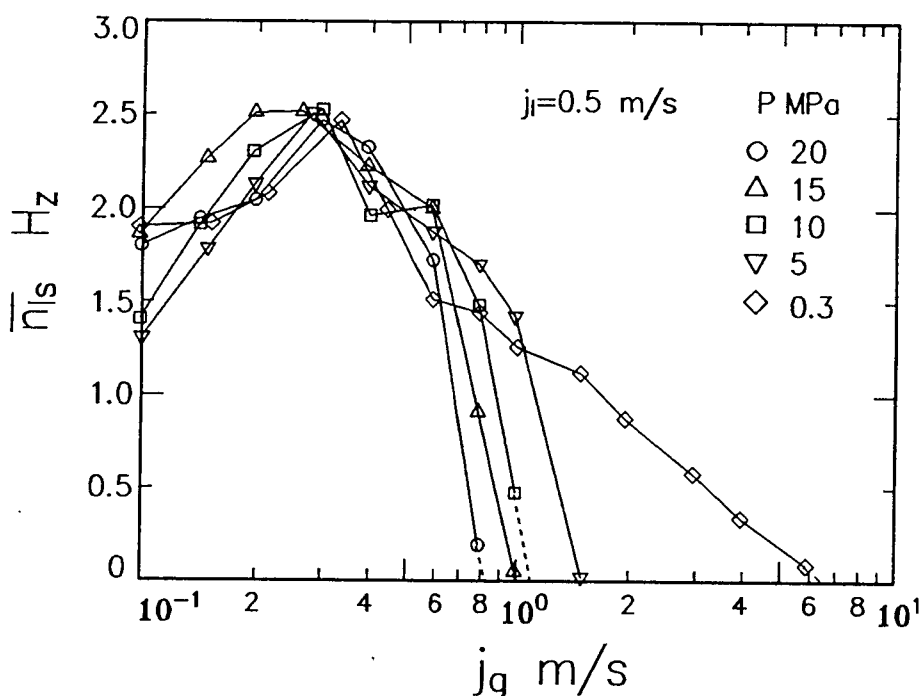
図5. 12 プラグ流領域における液体ホールドアップの時系列信号と
液体塊個々の速度 (P=0.3 MPa)

域において、液体スラグ速度の標準偏差 σ_{us} は液体スラグの平均速度の 10 % 以内であることを付記する。

5. 4. 2 液体スラグの通過ひん度

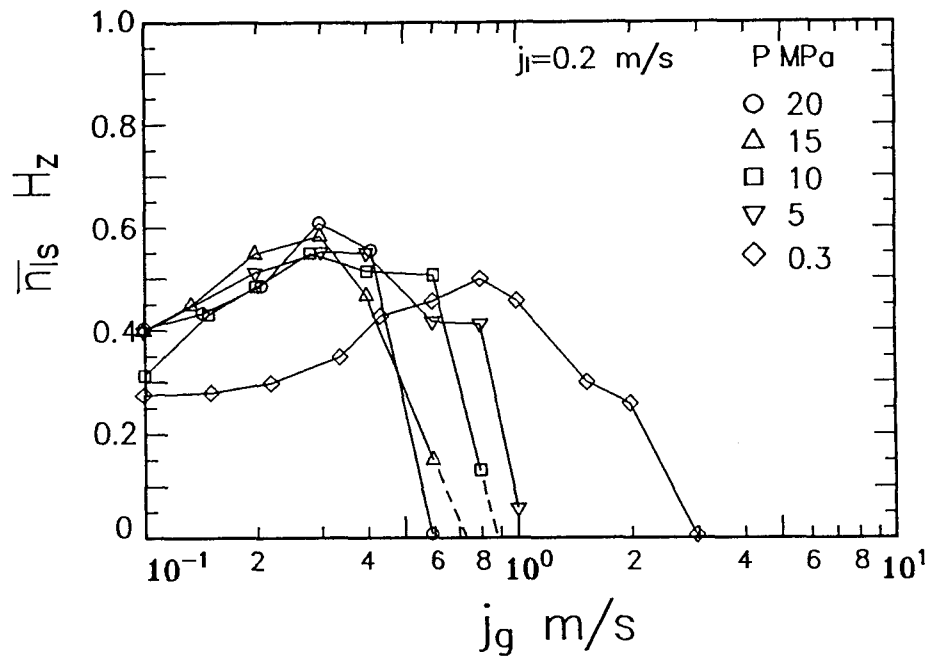
図5. 1 2 に示された η 信号を観察すると、各実験点において様々な長さの気体と液体スラグが流動していると推察される。気液両スラグ長さの統計的な特徴は、プラグ流の流動機構を解明する上で、また流動様相を推察する上で重要である。

図5. 1 3 (a)、(b) は 60 秒間の測定時間内で得られた液体スラグの平均通過ひん度 (以後単に通過ひん度と記す) $\overline{n}_{ls}$ と j_g との関係を示す。同図 (a) および (b) はそれぞれ $j_l = 0.5$ および 0.2 m/s である。なお、パラメータは圧力 P である。図5. 1 3 (a) の $\overline{n}_{ls}$ と j_g の関係は、全ての圧力において次のような二つの特徴をもつ変化を示す。



(a) $j_l = 0.5$ m/s

図5. 1 3 液体スラグの通過ひん度



(b) $j_l = 0.2$ m/s

図5.13 (続き) 液体スラグの通過ひん度

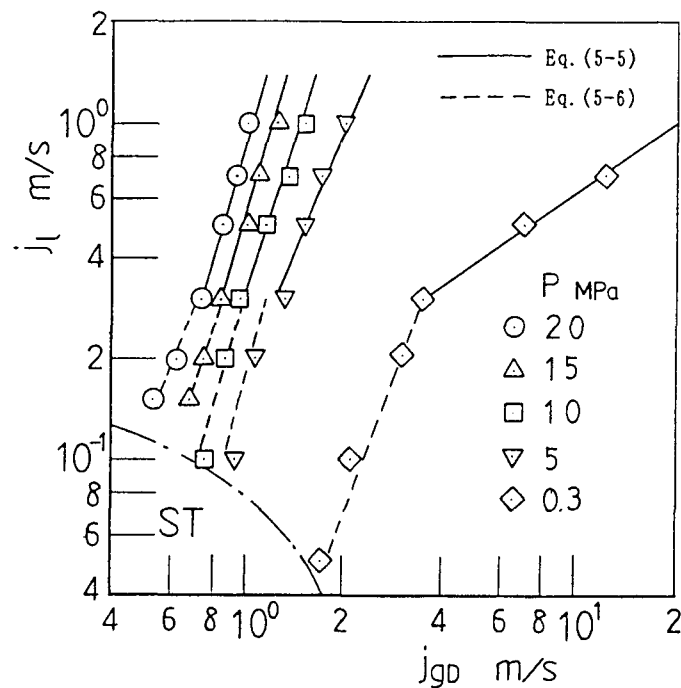
一つは、 $\bar{n}_{ls}$ は j_g の増加と共に増加し、 $j_g = 0.3$ m/s 近傍で極大値を形成する。極大値より j_g の大きい領域では、各圧力の $\bar{n}_{ls}$ はほぼ同じ値を示し、 j_g の増加に伴って減少するが、圧力が増加するほど j_g のより小さい値で急激に減少し始める。図中の破線は各 $\bar{n}_{ls}$ の測定点を結んだ線を直線的に外挿したものである。

他の一つは、 $\bar{n}_{ls}$ が極大値を経て零になる点は、圧力の上昇と共に j_g の小さい方へ移動することである。この二つの特徴は $j_l \geq 0.3$ m/s の領域において同様である。

一方、図5.13 (b) の $j_l = 0.2$ m/s の場合では $\bar{n}_{ls}$ の極大値は $P \geq 5$ MPa において $j_g = 0.3$ m/s で形成され、 $P = 0.3$ MPa において $j_g = 0.8$ m/s で形成されるが、極大値を持つ点の j_g は j_l によって異なる。さらに j_l が減少し分離流に漸近する領域では、 $\bar{n}_{ls}$ が極大値を形成する j_g は、圧力に関係なく不確定になる傾向を示す。

5.4.3 液体スラグの消滅点

液体スラグの通過ひん度 $\bar{n}_{ls}$ が零になる j_g は、液体スラグの消滅点を与える流動



ST：分離流領域

図5. 14 液体スラグの消滅点に及ぼす圧力の影響

条件に対応すると考えられる。その流動条件は次のようにして求めた。図5. 13に示される各 $\bar{n}_{1s}$ の測定点を結んだ線を外挿し（図中の破線）、横軸との交点を液体スラグの消滅点を与えるみかけの空気速度 j_{gD} とした。

図5. 14はこの j_{gD} と j_l の関係を、各圧力について示している。各圧力における液体スラグの消滅点 j_{gD} は、 j_l の増加と共に増加するが、変化の傾向は圧力によって異なる。また、 j_l 一定のもとでは、消滅点 j_{gD} は圧力の上昇と共に j_{gD} の小さい方へ移動する。本報では、液体スラグの消滅条件を与える j_{gD} の相関式を対数グラフ上で直線とみなされる $j_l \geq 0.3$ m/s の領域と、 $j_l < 0.3$ m/s の領域とに分け、それぞれ次式(5-5)、(5-6)を提示する。

まず、 $j_l \geq 0.3$ m/s の領域に対して

$$j_l^* = k_0 \cdot (j_{gD}^* / 10)^a \quad (5-5)$$

また、 $j_1 < 0.3$ m/s の領域に対して

$$j_1^* = k_1 \cdot (j_{gD}^* / 6)^b \quad (5-6)$$

上式の係数 k_0 、 k_1 および指数 a 、 b は次式で与える。なお、 ρ_{gl}^* は気相と液相の密度比 ρ_g / ρ_l である。

$$a = 7.1 \cdot \rho_{gl}^{*0.41}$$

$$b = 3.4 \cdot \exp(-(10 \cdot \rho_{gl}^* - 0.8)^2 / 2) + 7.0 \cdot \rho_{gl}^*$$

$$k_0 = 4.645 \cdot \ln(\rho_{gl}^*) + 36.9$$

$$k_1 = 4.7 \cdot \{1 + (10 \cdot \rho_{gl}^* - 1.9)^2\}$$

ここに、 j_{gD} および j_1 に対する無次元速度は、管径 D 、気相と液相の密度 ρ_g 、 ρ_l および表面張力 σ によって表し、それぞれ次式で与えている。

$$j_{gD}^* = j_{gD} \cdot (D \cdot \rho_g / \sigma)^{1/2}$$

$$j_1^* = j_1 \cdot (D \cdot \rho_l / \sigma)^{1/2}$$

図5. 14 中の実線と破線はそれぞれ式(5-5)、(5-6)を示している。また、図中の一点破線を境界線とする ST と記された領域は、液体スラグが存在しない分離流領域を示す。この領域は実験中の視察によって求めた。

5. 4. 4 気液両スラグの平均長さ

本節以後では、気液両スラグの平均長さ、長さの度数分布および標準偏差について検討するが、 $j_1 \leq 0.2$ m/s の領域ではスラグの通過ひん度が小さくなるため、この領域を除外している。

図5. 15 は液体スラグの平均長さ $\bar{L}_{ls}$ と管径 D との比 $\bar{L}_{ls}/D$ と j_g の関係を、 $j_1 = 0.5$ m/s の場合について示している。パラメータは圧力である。液体スラグの平均長さ $\bar{L}_{ls}$ は個々の液体スラグ長さ L_{ls} を算術平均して求めた。 j_g に対する $\bar{L}_{ls}/D$ の変化（以後 $\bar{L}_{ls}/D$ 曲線と記す）は次のような傾向を示す。 j_g の増加と共に $\bar{L}_{ls}/$

D 曲線は、減少し極小値を経て極大値を形成する。さらに j_g が増加すると $\bar{L}_{ls}/D$ 曲線は急激に減少する。図中の点線は、 j_g の増加と共に $\bar{L}_{ls}/D$ 曲線が急激に減少し、ついには液体スラグが消滅することを示す。 $P \geq 5$ MPa の $\bar{L}_{ls}/D$ 曲線は、 j_l の増加と共にほぼ $P = 0.3$ MPa の $\bar{L}_{ls}/D$ 曲線上を変化する。しかし、圧力が増加するほど $\bar{L}_{ls}/D$ は、 j_g の小さい領域で $P = 0.3$ MPa の $\bar{L}_{ls}/D$ 曲線から離れ急激に減少する。また、 $\bar{L}_{ls}/D$ 曲線が極小値を形成する j_g は、全ての圧力においてほぼ 0.3 m/s である。この j_g は液体スラグの通過ひん度が極大値を持つ流動条件と一致している（図 5.13 (a) 参照）。また、 $\bar{L}_{ls}/D$ 曲線は、図 5.13 (a) に示した液体スラグの通過ひん度 $\bar{n}_{ls}$ と、次のような関連を持っている。 j_g の増加と共に $\bar{n}_{ls}$ が増加する領域では $\bar{L}_{ls}/D$ 曲線は減少し、 $\bar{n}_{ls}$ が減少する領域では増加する傾向を示す。このような $\bar{L}_{ls}/D$ 曲線の変化は、他の j_l においても定性的には同様な傾向を示す。

同図中には、垂直上昇流の $P = 5$ MPa の場合が $\oplus$ 印でプロットされている。垂直上

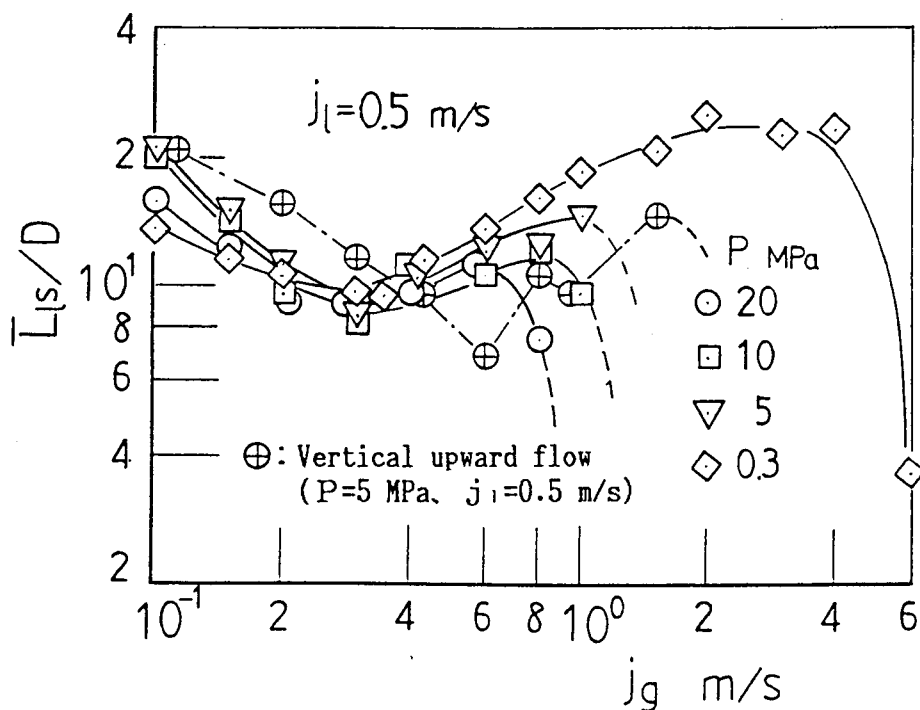


図 5.15 液体スラグの平均長さ と 管径の比 $\bar{L}_{ls}/D$ と j_g の関係に及ぼす圧力の影響 ($j_l = 0.5$ m/s)

昇流における $\bar{L}_{gs}/D$ 曲線は、水平流の場合とほぼ同程度の値を示すが、極小値を形成する j_g は水平流の場合より j_g が大きい方へ位置する。

図5. 16は気体スラグの平均長さ $\bar{L}_{gs}$ と管径 D の比 $\bar{L}_{gs}/D$ と j_g との関係（以後 $\bar{L}_{gs}/D$ 曲線と記す）を $j_l=0.5$ m/sの場合について示している。パラメータは圧力である。 $\bar{L}_{gs}/D$ 曲線は $j_g=0.1\sim 0.2$ m/sの領域ではほぼ一定値を示すが、 $j_g\geq 0.2$ m/sの領域では j_g の増加と共に増加し、液体スラグが消滅する点の近傍で急激に増加する。 $P\geq 5$ MPaの $\bar{L}_{gs}/D$ 曲線は、 $P=0.3$ MPaの $\bar{L}_{gs}/D$ 曲線に沿って変化する。また、図中には垂直上昇流における値が、 $P=5$ MPaの場合について $\oplus$ 印でプロットされている。垂直上昇流における $\bar{L}_{gs}/D$ 曲線は、水平流の場合とほぼ同様の傾向を示すが、水平流のそれより小さい値を示す。

図5. 17は気体スラグの平均長さと管径の比 $\bar{L}_{gs}/D$ と j_g/j_l の関係を、 $P=$

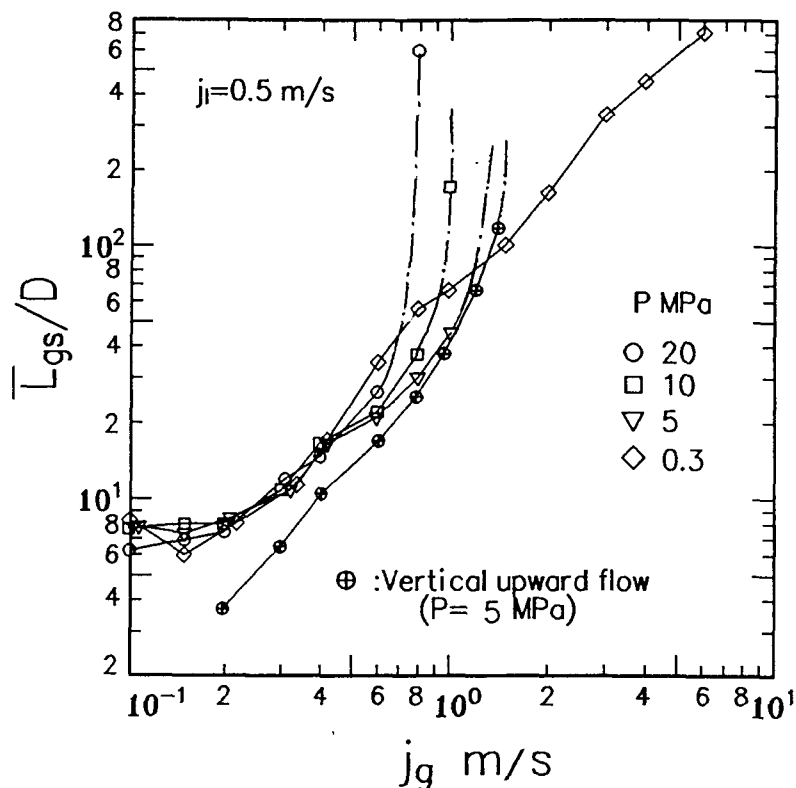


図5. 16 気体スラグの平均長さと管径の比 $\bar{L}_{gs}/D$
と j_g の関係に及ぼす圧力の影響

0.3、5、10 および 20 MPa の場合に対してプロットしたものである。また、みかけの水速度 $j_1 = 0.3 \sim 1.0$ m/s について示されている。 $\bar{L}_{gs}/D$ は、点線、破線および一点鎖線の領域に分かれる。これらの領域は、 j_g に対する液体スラグの平均通過びん度 $\bar{n}_{1s}$ の変化と密接に関連している。まず、点線の領域は、 $\bar{n}_{1s}$ が j_g の増加に伴って増加する領域である。破線の領域は、 $\bar{n}_{1s}$ が極大値を経て、 j_g の増加に伴って減少する領域である。また、一点鎖線の領域は、 $\bar{n}_{1s}$ が急激に減少し、液体スラグが消滅する直前の領域である。同図から、全ての圧力において、破線とよく一致する $\bar{L}_{gs}/D$ が観察される。この領域の $\bar{L}_{gs}/D$ は、 $\bar{L}_{gs}/D$ が気液の流量割合によって決定されることを示している。

同図には比較のため、垂直上昇流の場合が $\oplus$ 印で示されている。垂直上昇流の $\bar{L}_{gs}/D$ は、水平流の場合と同様の傾向を示すが、水平流の $\bar{L}_{gs}/D$ よりも小さい。垂直

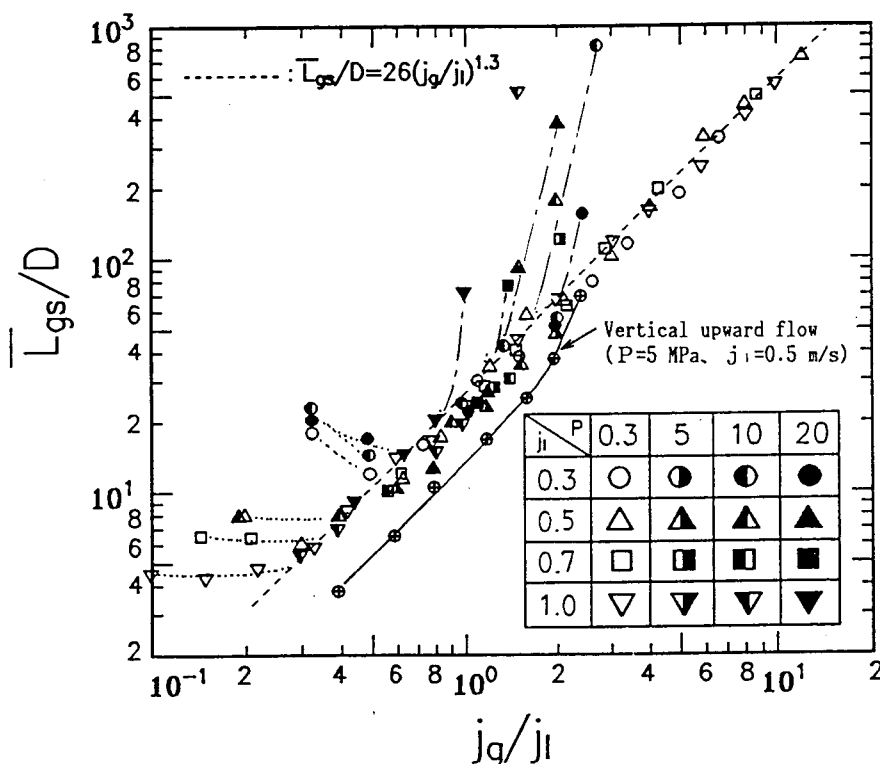


図5. 17 気体スラグの平均長さと管径の比 $\bar{L}_{gs}/D$

対みかけの空気と水速度の比 j_g/j_l

上昇流と水平流の $\bar{L}_{gs}/D$ と j_g/j_l の関係については5.4.8項で詳述する。本論文では、図に示されている破線は次式で与えた。

$$\bar{L}_{gs}/D = C \cdot (j_g/j_l)^{1.3} \quad (5-7)$$

水平流では $C=26$ で与える。同図中の右下がりの点線領域は、図5.13の $\bar{n}_{ls}$ 曲線において j_g の増加と共に増加する領域に対応する。また、右上がりの一点鎖線領域は、図5.13において $\bar{n}_{ls}$ が急激に減少し、液体スラグが消滅する直前の現象である。

5.4.5 気液両スラグ長さの度数分布

本節では、気液両スラグ長さの統計的な性質を調査するためそれらの度数分布を求めた。気液両スラグ長さの度数分布は、 $\bar{n}_{ls}$ が極大値を形成する点 ($j_g=0.3$ m/s) より j_g の小さい領域と大きい領域で異なった傾向を示す。

図5.18は液体スラグ長さの度数分布を $P=5$ MPa、 $j_l=0.5$ m/s の場合について示している。縦軸は度数 $f_p(L_{ls}/D)$ 、横軸は液体スラグ長さ L_{ls} と D との比 L_{ls}/D で、パラメータは j_g である。

まず、 $\bar{n}_{ls}$ が j_g の増加と共に増加する $j_g < 0.3$ m/s の領域 (図5.13(a)) では、液体スラグ長さの分布範囲は次のように変化する。図5.17において、 $j_g=0.1$ m/s の場合 (○印)、 L_{ls}/D は 2~65 の範囲に分布している。 $j_g=0.2$ m/s (△印) に増加すると、分布範囲の上限が小さくなり、分布範囲は $L_{ls}/D=2\sim30$ と狭くなる。このことは、長い液体スラグは、気体スラグに分断され、短くなることを示している。この傾向はみかけの水速度 j_l が大きいほど顕著になり、 $j_g < 0.3$ m/s の領域で、液体スラグの平均長さが j_g の増加と共に減少する一つの要因であると考えられる (図5.15参照)。

一方、 $\bar{n}_{ls}$ が j_g の増加と共に減少する $j_g \geq 0.3$ m/s の領域では、液体スラグ

長さの分布範囲は j_g の増加と共に広くなる傾向を示す。このことは、 $\overline{n}_{ls}$ の減少が液体スラグの崩壊に起因していることを示唆している。すなわち、 $\overline{n}_{ls}$ が減少する領域では、液体スラグの崩壊によって下流側へ大きな液体塊が放出される。その大きな液体塊は、後続の速度の大きい液体スラグに吸収され、長い液体スラグが形成されると考えられる。この領域において、 j_g の増加と共に液体スラグ長さの分布範囲が広くなる傾向は他の圧力の場合も同様である。

度数分布が最大値を持つ点は、 j_g の小さい領域では $L_{ls}/D=7.5$ 、 j_g の大きい領域では $L_{ls}/D=12.5$ の二カ所に存在し、 j_g によって異なる。また本論文では省略するが、 $j_l=0.3$ m/s では、度数分布の最大値は全ての j_g において $L_{ls}/D=12.5$ の位置に存在し、 $j_l \geq 0.7$ m/s では $L_{ls}/D=7.5$ の位置に存在する。最大値を持つ L_{ls}/D 値は j_l にも影響されることが確認されている。以上のように、同一の流動条件においても種々の長さの液体スラグが出現するが、出現ひん度の高い固有の液体ス

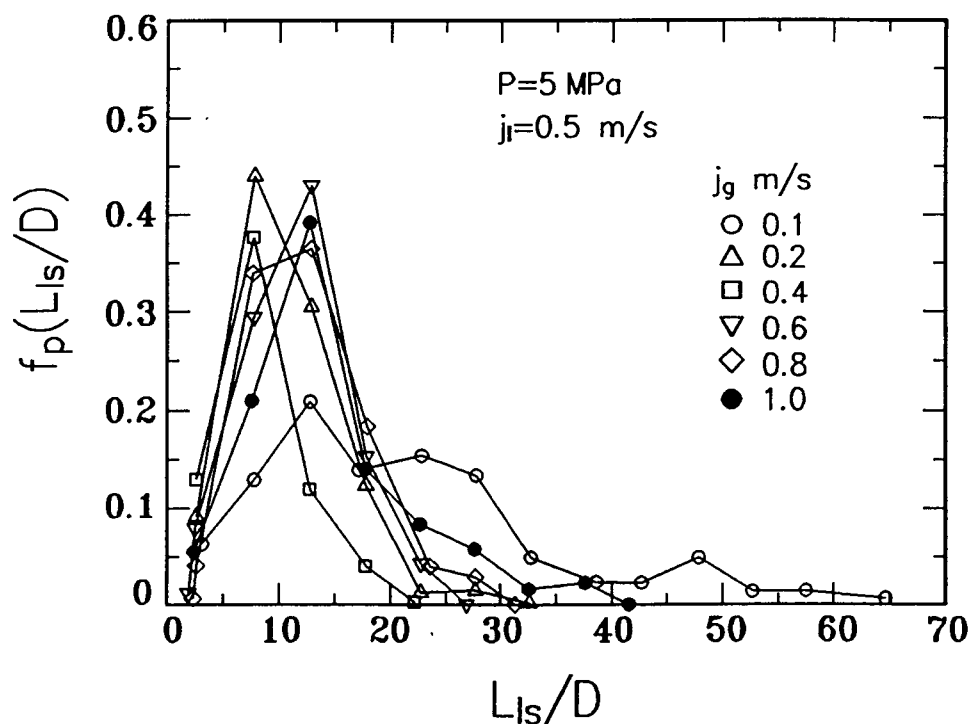


図5. 18 液体スラグ長さの度数分布に及ぼす j_g の影響

ラグ長さが存在する。

図5. 19は気体スラグ長さの度数分布を示している。縦軸は度数 $f_p(L_{gs}/D)$ 、横軸は気体スラグ長さ L_{gs} と管径 D との比 L_{gs}/D である。流動条件は $P=5\text{ MPa}$ 、 $j_l=0.5\text{ m/s}$ であり、 j_g がパラメータである。 $\bar{n}_{ls}$ が j_g の増加と共に増加する領域($j_g < 0.3\text{ m/s}$ ○、△印)では度数分布の分布範囲は狭く、単峰性の顕著な極大値が L_{gs}/D の小さい領域に形成される。 $\bar{n}_{ls}$ が j_g の増加と共に減少する $j_g \geq 0.3\text{ m/s}$ の領域では、 j_g の増加と共に気体スラグ長さの分布範囲は広くなり、複数の極大値を形成する場合もある。また、全ての圧力において、 $\bar{n}_{ls}$ が j_g の増加と共に減少する領域では、気体スラグの分布範囲が広くなる傾向を示している。これは液体スラグの崩壊によって隣接する気体スラグが合体し、長くなることが一つの要因と考えられる。しかし、このことについては多断面の液体ホールドアップ測定法⁽⁷⁾などによって、流動方向に沿ったスラグの発生、合体についての調査が必要であろう。

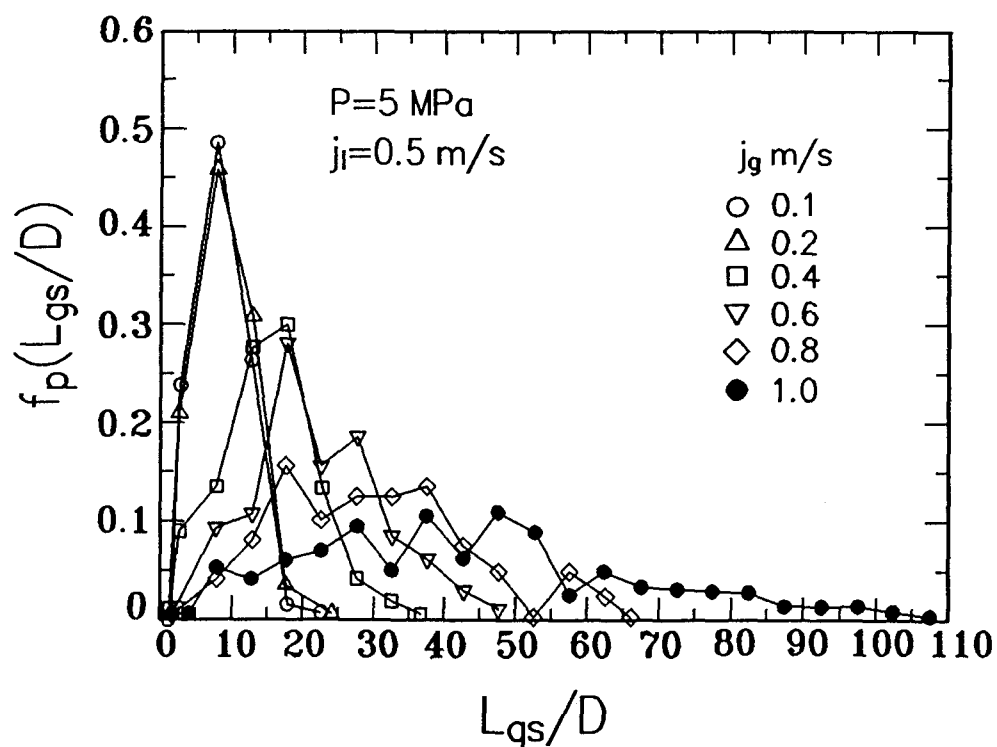


図5. 19 気体スラグ長さの度数分布に及ぼす j_g の影響

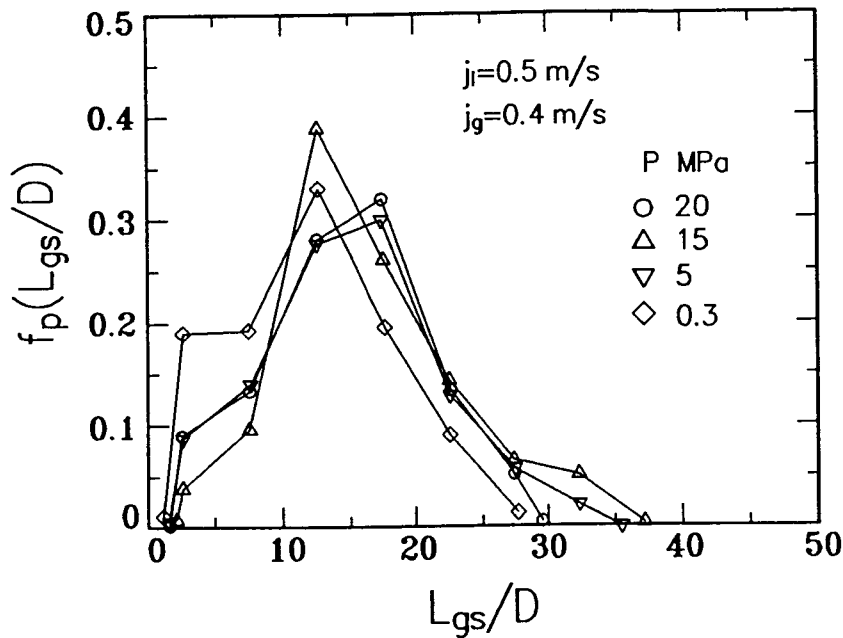


図5. 20 気体スラグ長さの度数分布に及ぼす圧力の影響

上述した気体スラグ長さに対する度数分布の定性的な特徴は全ての j_l においても同様であるが、 j_l が小さいほど度数分布の極大値は小さくなり、気体スラグ長さの分布範囲は広くなる傾向を示す。

図5. 20は気体スラグ長さの度数分布を $j_g=0.4$ m/s、 $j_l=0.5$ m/s の場合について圧力をパラメータにとって示している。各圧力の度数分布は同様の傾向を示し、この特徴は他の流動条件においても同様である。

5. 4. 6 気液両スラグ長さの標準偏差

前節では気液両スラグ長さの度数分布は、それぞれの流動条件において固有の特徴を示すことが明らかになった。ここでは、気液両スラグ長さの標準偏差を定量的に調査し検討する。

図5. 21および22は、それぞれ気液両スラグ長さの標準偏差 σ_{Lls} 、 σ_{Lgs} と気液両スラグ平均長さ $\bar{L}_{ls}$ 、 $\bar{L}_{gs}$ との比 $\sigma_{Lls}/\bar{L}_{ls}$ 、 $\sigma_{Lgs}/\bar{L}_{gs}$ を j_g に対して示し

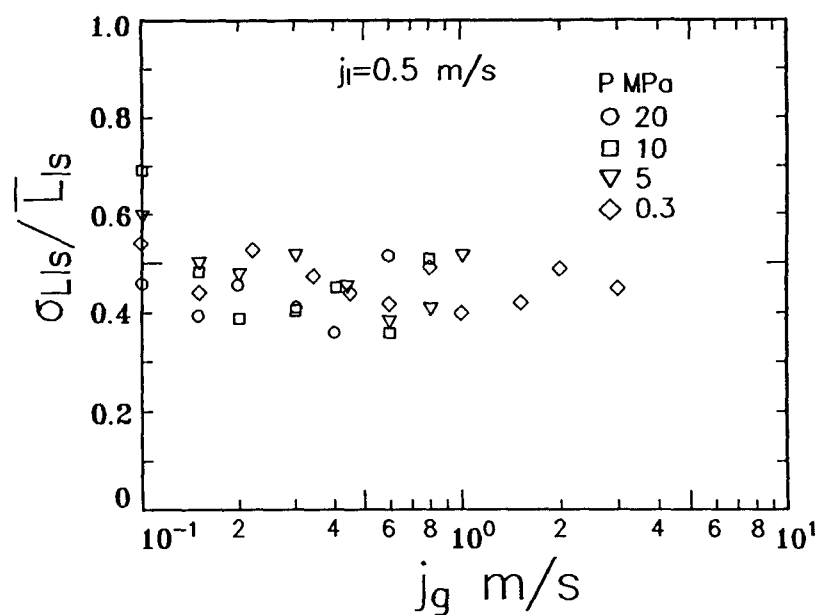


図5. 21 液体スラグ長さの標準偏差 σ_{Ls} と液体スラグの平均長さ $\bar{L}_s$ との比 $\sigma_{Ls}/\bar{L}_s$ と j_g の関係

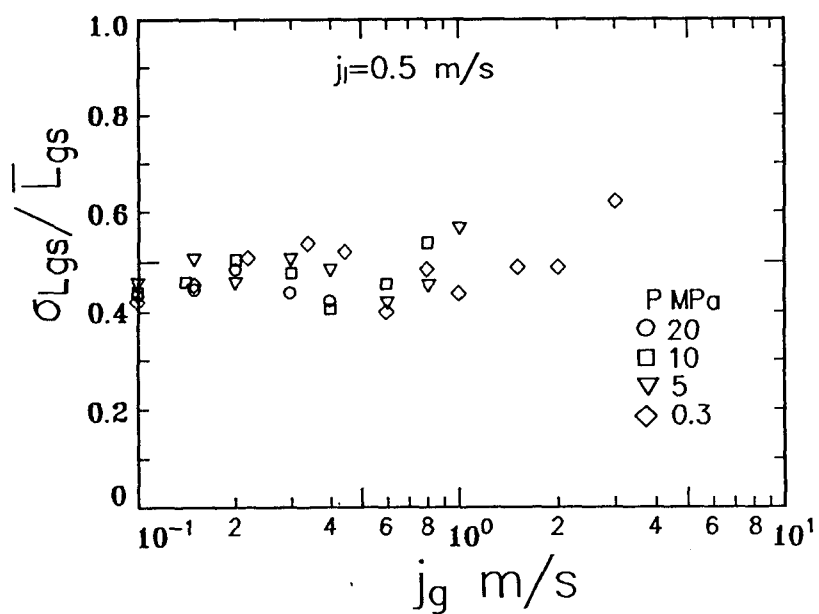


図5. 22 気体スラグ長さの標準偏差 σ_{Lgs} と気体スラグの平均長さ $\bar{L}_{gs}$ との比 $\sigma_{Lgs}/\bar{L}_{gs}$ と j_g の関係

たものである。流動条件は $j_l = 0.5$ m/s で、パラメータは圧力である。図5. 21では、 $j_g = 0.1$ m/s において $\sigma_{Lls} / \bar{L}_{ls} > 0.6$ の場合が存在するが、 $\sigma_{Lls} / \bar{L}_{ls}$ はほぼ 0.35 ~ 0.55 の範囲を示し、系統的な圧力および j_l の影響はみられない。液体スラグ長さに対する変動特性は液体スラグの平均長さに依存し、 j_l と圧力の影響はみられないことを示している。

一方、 $\sigma_{Lgs} / \bar{L}_{gs}$ (図5. 22) は、 $j_g = 3$ m/s において 0.6 を越える点も存在するが、 $\sigma_{Lls} / \bar{L}_{ls}$ の場合と同様に $\sigma_{Lgs} / \bar{L}_{gs}$ は 0.4 ~ 0.6 の範囲を示し、定性的に上述した液体スラグの場合とほぼ同様な傾向を示す。

5. 4. 7 気体スラグ周りの平均液体ホールドアップ

図4. 15の η 信号を観察すると、気体スラグ周りの液膜は浮遊波⁽¹²⁾あるいは団塊波を同伴する。これらの液体塊の発生ひん度は圧力の増加に伴って多くなり、液膜厚さにどのような影響を与えるかについて検討する。

図5. 23は、気体スラグ頂部を除いた平均液体ホールドアップ $\bar{\eta}_{gs}$ の測定結果を、

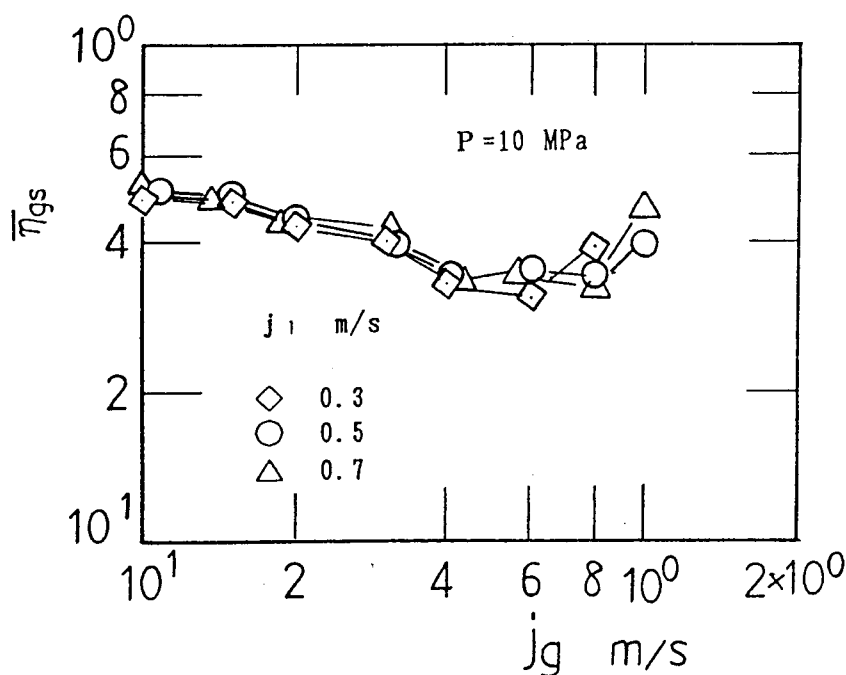


図5. 23 気体スラグ周りの液体ホールドアップ $\bar{\eta}_{gs}$

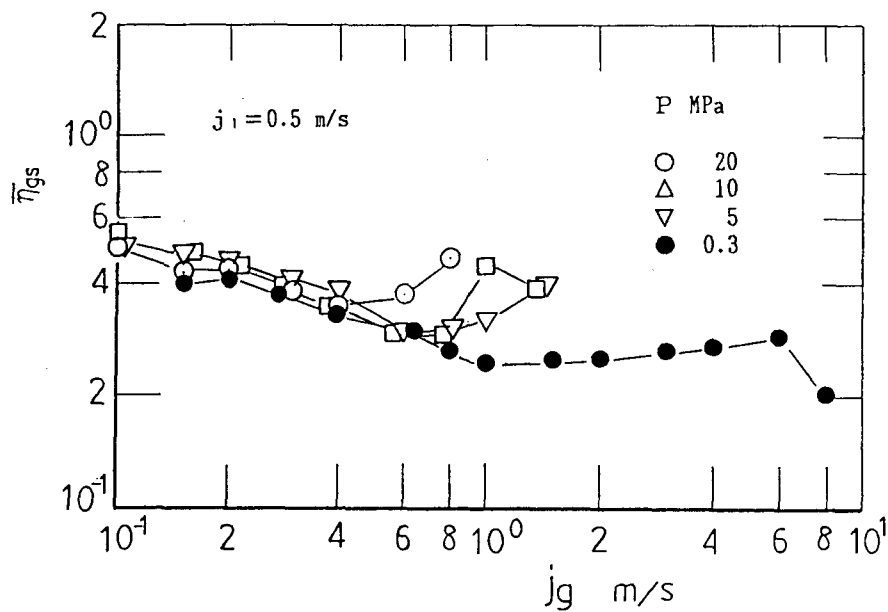


図5. 24 気体スラグ周りの液体ホールドアップ $\bar{\eta}_{gs}$ に及ぼす圧力の影響

$P = 10$ MPa の場合について示した。 $\bar{\eta}_{gs}$ は j_g の増加と共に単調に減少し、極小値を経て増加する。 $\bar{\eta}_{gs}$ が j_g の増加と共に単調に減少する領域では、 $\bar{\eta}_{gs}$ は j_l の影響は受けていない。極小値を経て増加する領域は団塊波の発生領域と対応し、 j_l が増加すると j_g の大きい方へ移行しており、垂直上昇流と同様の傾向を示す。

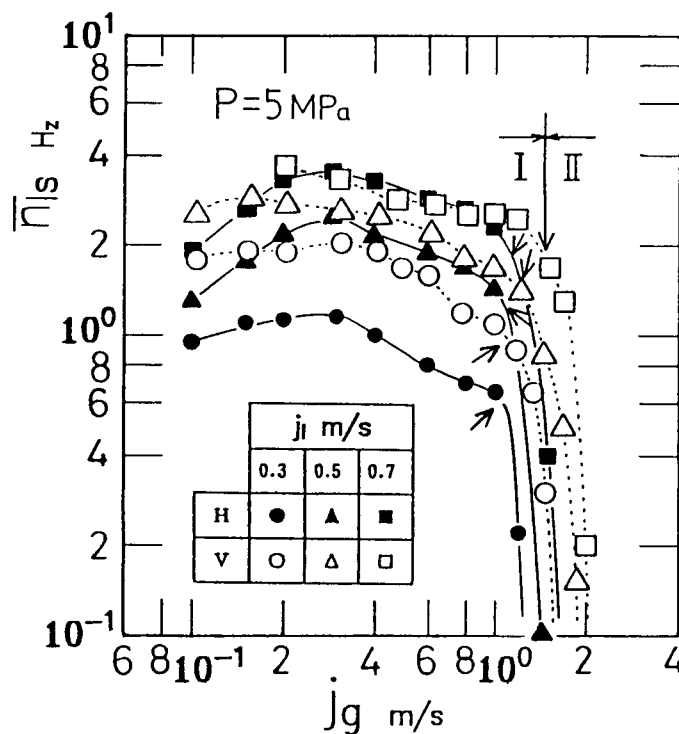
図5. 24 は気体スラグ周りの液体ホールドアップ $\bar{\eta}_{gs}$ と j_g の関係に対する圧力の影響を示したもので、 $j_l = 0.5$ m/s の場合である。各圧力の $\bar{\eta}_{gs}$ は j_g の増加と共に単調に減少し極小値を経て増加する。 $\bar{\eta}_{gs}$ が j_g の増加と共に減少する領域では、圧力の影響は受けていない。 $\bar{\eta}_{gs}$ が極小値を持つ点のみかけの空気速度 j_g は、圧力が増加するほど小さくなる。このような傾向は全ての j_l において同様である。

5. 4. 8 流動パラメータに対する垂直上昇流と水平流との比較

5. 3. 1 および 5. 4. 2 項では、それぞれ垂直上昇流と水平流における液体スラグの通過ひん度 $\bar{n}_{ls}$ と j_g の関係について述べた。水平流の場合、 $\bar{n}_{ls}$ と j_g の関係

はすべての j_l において $j_g=0.3$ m/s で極大値を形成する。一方、5.3.1項で述べた垂直上昇流の場合では、 $\bar{n}_{ls}$ の極大値は明確に現れていない。水平流の $j_g < 0.3$ m/s の領域では、全ての j_l において $\bar{n}_{ls}$ は j_g の増加と共に増加するが、垂直上昇流ではこのような明確な傾向はみられない。

図5.25は垂直上昇流と水平流（それぞれ図中の破線と実線）の $\bar{n}_{ls}$ と j_g の関係を示している。両者の $\bar{n}_{ls}$ は j_g の増加に対して比較的緩やかに変化する領域Ⅰと、 j_g の増加により急激に減少する領域Ⅱに分かれる。図の↑印は領域ⅠとⅡの境界を示す。領域Ⅰでは、みかけの水速度の小さい0.3と0.5 m/sの場合は、垂直上昇流の $\bar{n}_{ls}$ は水平流のそれよりも大きい。が、 $j_l=0.7$ m/sでは、垂直上昇流と水平流の $\bar{n}_{ls}$ はほぼ等しくなる。



H：水平流、V：垂直上昇流

↑：領域ⅠとⅡの境界

図5.25 液体スラグの平均通過びん度 $\bar{n}_{ls}$ と j_g の関係
に対する流動方向の影響

図5. 26に垂直上昇流の $\bar{L}_{gs}/D$ と j_g/j_l の関係が、 $P=5\text{ MPa}$ において j_l をパラメータに示されている。同図には上述の領域ⅠとⅡの境界が↑印で示されている。 j_g/j_l が小さい領域Ⅰにおいて、 $\bar{L}_{gs}/D$ は式(5-7)を下回っているが、それとほぼ平行に変化する。また、垂直上昇流においても領域Ⅱでは液体スラグが消滅する直前で $\bar{L}_{gs}/D$ は j_g/j_l の増加とともに急激に増加する（図の一点破線）。また、領域Ⅰでは、垂直上昇流の $\bar{L}_{gs}/D$ は j_l が増加すると式(5-7)に漸近し、 $\bar{n}_{ls}$ と j_g の関係と同様な傾向を示す。この領域Ⅰの $\bar{L}_{gs}/D$ を式(5-7)のような指数関数で与えると、係数 C は j_l に影響されることを示している。

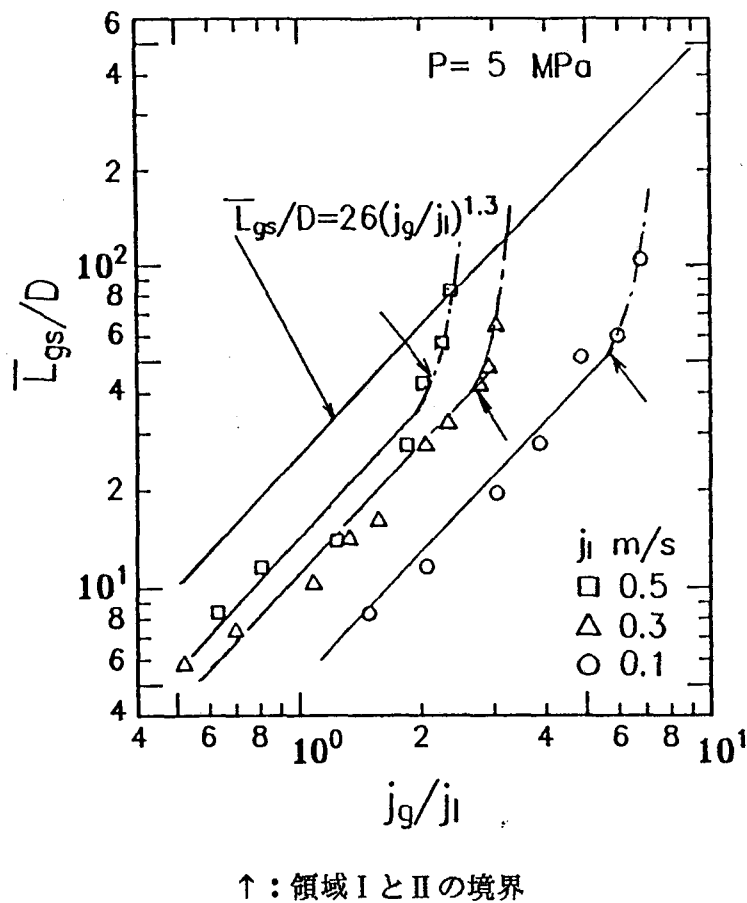


図5. 26 気体スラグの平均長さと管径との比 $\bar{L}_{gs}/D$ と j_g/j_l の関係に及ぼす流動方向の影響

5.5 結 言

広範囲の圧力条件 ($P=0.3\sim 20$ MPa) のもとで気液二相流のプラグ流領域に着目し、液体スラグの通過ひん度、気液両スラグの長さおよび長さの標準偏差、液体スラグの消滅等の流動パラメータについて実験的に調査した。流動方向は垂直上昇流と水平流である。その結果を要約すると次のようである。

〔1〕 垂直上昇流の場合

- (1) みかけの水速度を一定のもとにみかけの空気速度 j_g を増加させると、液体スラグの通過ひん度曲線は次の二つの特徴のある領域に分けられる。一つは j_g の値が小さい範囲において、ほぼ一定値を示す領域Ⅰであり、他の一つは j_g の増加と共に急減少して零に至る領域Ⅱである。このような特性は全ての圧力において共通している。この二つの領域を区分する相関式を提示した。また、領域Ⅰにおける液体スラグの通過ひん度の目安を与える式を提示した。
- (2) 液体スラグの平均長さはみかけの空気速度 j_g の小さい領域において多少の増減を伴うものの減少傾向を示す場合とほぼ一定値を示す場合とがある。この領域における液体スラグの平均長さは全ての液体流量において $0.2\sim 0.4$ m 程度で、圧力による影響は小さい。さらに j_g の増加と共に増加傾向に転じ極大値 ($0.4\sim 0.5$ m 程度) を持ち急減少する。前項の領域ⅠとⅡの境界はこの曲線上には明確に現れない。このような特性は全ての圧力において共通している。
- (3) 気体スラグの平均長さは(1)の領域Ⅰではみかけの空気速度 $j_g < 0.3$ m/s 程度まで圧力による系統的な差異はみられない。 $j_g \geq 0.3$ m/s では、圧力の影響が明確に現れ、領域Ⅱに近づくにつれてその影響は大きくなる。領域Ⅱでは、その傾向がますます大きくなる。
- (4) 気体スラグ周りの液体ホールドアップ $\overline{\eta}_{gs}$ は(1)の領域ⅠとⅡで異なる変化の傾向を示す。領域Ⅰ内のみかけの空気速度 j_g が小さい範囲では j_g の増加と共に減少傾向を示す。領域Ⅱでは j_g の増加と共に急増する。その後極大値を持つが、この点ではすでに液体スラグは消滅している。極大値に対する j_g は圧力の増加

と共に小さい方へ移行する。このような特性は全ての圧力および液流量において共通している。

- (5) 液体スラグが消滅する気液両相の流量組合せは圧力の影響を顕著に受ける。すなわち、一定の液体流量のもとで昇圧すると、液体スラグの消滅は気体速度の小さい方へ移行する。この測定値をもとに液体スラグの消滅する流動条件を算出するための整理式を提示した。

[2] 水平流の場合

- (1) みかけの水速度 j_l を一定のもとにみかけの空気速度 j_g を増加させると、液体スラグの通過ひん度曲線は $j_g=0.3$ m/s 近傍において極大値を形成したのち急減少し零に至る。この特徴を示す領域は $j_l \geq 0.3$ m/s の領域であり、 $j_l < 0.3$ m/s の分離流に近接する領域では極大値を示す j_g は一定しなくなる。このような特性は全ての圧力において共通している。
- (2) 液体スラグの平均長さは全ての液体流量に対しみかけの空気速度の増加と共に減少傾向を示し、極小値を経て極大値を持つ。この極小値を持つ流動条件は(1)の液体スラグの通過ひん度が極大値を持つ流動条件と一致している。このような特性は全ての圧力において共通している。
- (3) みかけの空気速度が 0.3 m/s より大きい領域では、気体スラグの平均長さは気体の流量割合によって決定される。その相関式を提示した。なお、この領域は(1)項の液体スラグの通過ひん度が極大値を経て減少する領域に対応している。このような特性は全ての圧力において共通している。
- (4) 液体スラグ長さの分布範囲は、液体スラグの平均通過ひん度がみかけの空気速度の増加と共に増加する領域では、みかけの空気速度が増加すると狭くなる。一方、液体スラグの平均通過ひん度がみかけの空気速度の増加と共に減少する領域では、液体スラグ長さの分布範囲はみかけの空気速度の増加と共に広くなる傾向を示す。
- (5) 気体スラグ周りの液体ホールドアップ $\overline{\eta}_{gs}$ のみかけの空気速度 j_g に対する変

化の動向は、 j_g が小さい範囲では j_g の増加と共に減少し、さらに j_g が増加すると極小値を持ち増加する。 $\overline{\eta}_{gs}$ が極小値を持ち増加する領域では、団塊波が発生している。このような傾向は垂直上昇流の場合と同様である。

- (6) 垂直上昇流と同様に、液体スラグが消滅する気液両相の流量組合せは圧力の影響を顕著に受ける。水平流においても、液体スラグの消滅する流動条件を算出する整理式を提示した。

[3] 垂直上昇流と水平流の比較

- (1) 液体スラグの通過ひん度に及ぼす圧力の影響は流動方向の相違によってそれぞれ特徴的な変化傾向を示すことが明らかになった。
- (2) 液体スラグの平均長さに及ぼす圧力の影響は流動方向の相違によって大きな差異はなく類似している。
- (3) 気体スラグの平均長さに及ぼす圧力の影響は流動方向の相違によって大きな差異はなく類似しているが、水平流に対して提示した相関式では上昇流の液体流量の小さい範囲 ($j_l \leq 0.5 \text{ m/s}$) は整理できない。
- (4) 気体スラグ周りの液体ホールドアップに及ぼす圧力の影響は流動方向の相違によって大きな差異はなく類似している。
- (5) 液体スラグが消滅する気液の流量条件は圧力によって著しく変化する。液体流量一定のもとでは圧力の増加に伴い液体スラグの消滅は気体流量の小さい方へ移行する。この性質は流動方向の相違にも関わらず類似している。

参考文献

- (1) 深野徹、川上靖、清水英男、世古口言彦：気液二相流における液膜厚さに関する研究（第4報、ドレーニジ下の薄膜化機構）、日本機械学会論文集、45,396（昭54-8）,1196.
- (2) 深野徹、世古口言彦、西川兼康：気液二相流における気体および液体スラグ長さ

- について、九大工学集報、46-2(1973),144.
- (3) 赤川浩爾、坂口忠司 : 気液二相流のボイド率変動特性に関する研究 (第3報、ピストン流各部の速度)、日本機械学会論文集、31-224(1965),601.
 - (4) Street, J.R. and Tek, M.R. : Dynamics of Bullet Shaped Bubbles Encountered in Vertical Gas Liquid Slug Flow, AIChE. J., 11-4(1965),644.
 - (5) Griffith, P. and Wallis, G.B. : Two-Phase Slug Flow, Trans. ASME. Ser. C, 83-3(1961),307.
 - (6) 世古口言彦、武石雅之、Cognet, G.、石松隆和、八尋和広 : 垂直上昇気液二相流における液体塊の挙動パターン、日本機械学会論文集、53-493(1987),2807.
 - (7) Sekoguchi, K. and Takeishi, M. : Interfacial Structures in Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes, Int.J.Multiphase Flow, 15-3(1989), 295.
 - (8) Sekoguchi, K., Takeishi, M. and Ishimatsu, T. : Interfacial Structure in Vertical Upward Annular Flow, PCH Physico-Chemical Hydrodynamics, 6-1/2 (1985),239-255.
 - (9) Sekoguchi, K., Takeishi, M., Hironaga, K. and Nishiura, T. : Velocity Measurement with Electrical Double-Sensing Devices in Two-Phase Flow, IUTAM-Symp. : Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows, (1984), 455-477, Springer, Berlin.
 - (10) 世古口言彦、中里見正夫、清水英男、三宅常時 : 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 (圧力の影響)、日本機械学会論文集、57-535(1991),1128-1134.
 - (11) 世古口言彦、中里見正夫、武石雅之、清水英男、森幸司、三宅常時 : 垂直上昇気液二相流の液体塊速度に及ぼす圧力の影響、日本機械学会論文集、57-537(1991), 1823-1830.
 - (12) 世古口言彦 : 伝熱工学の進展, 養賢堂, (1973), 282.

- (13) 清水英男、世古口言彦、中里見正夫、森幸司：水平気液二相流のプラグ流領域における流動パラメータに及ぼす圧力の影響、日本機械学会論文集、58-549(1992), 1504-1510.

第6章 結 論

本論文は、気液二相流の流動特性に関与する種々の流動パラメータに及ぼす系内圧力の影響についての研究をまとめたものであり、6章で構成されている。

研究を推進するために高圧用の実験装置を開発した。その結果、系内圧力は 0.3 から最高 20 MPa まで変化可能である。気液二相流動においてこのような高圧条件下での実験データの収集は現在のところ国の内外には見られない。流動方向は垂直上昇および水平である。系内圧力の影響および流動方向の影響について議論した流動パラメータは、液体塊（液体スラグ、浮遊波、団塊波およびじょう乱波）の速度と速度の標準偏差、気液両スラグの長さ、液体スラグの通過ひん度、気体スラグ先端部を除外した気体スラグ周りの液体ホールドアップおよび断面平均液体ホールドアップである。

検討の対象にした流動様式はプラグ流、団塊波流および環状流である。環状流領域は熱流動特性上の特徴が流動形態支配であるが、伝熱形態が支配的なプラグ流領域においても流路内に流動障害物がある場合⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾は、その近傍の熱流動場が伝熱形態支配から流動形態支配に転換する特異な現象がみられた。つまりその流れを決定するのは、温度場の形成如何によるものではなく、その流れの流動特性に依存することを示している。従って、気液二相流の熱流動場においても、流動形態が支配的な現象の問題解明には、気液二相流の流動特性に関する知見によって解決可能であることを示している。

第1章では、本論の研究目的である、非加熱における気液二相流の流動パラメータに関する研究の背景を述べ、また、各章の関係および各章の内容を総括的に記述した。

第2章では、大気圧近傍において垂直円管の流路内にスパーサを模擬した流動の障害となるオリフィス型の障害物を取り付けた場合、障害物近傍直下で急激な薄膜化現象、すなわちドレーニジ現象を示すことが明かとなった。この現象は、垂直上昇流のプラグ流において気体スラグ周りの液膜が流下するために生じるものである。障害物の上方では液膜の流下が妨げられ、障害物の下方では液膜が自由落下的に流下するためである。加熱場におけるドレーニジ現象はその継続時間によっては液膜が消失し、伝熱面がバーンアウトを起こすことが考えられる。本実験結果から障害物直下でバーンアウトを起こ

す可能性があり、沸騰水型原子炉「ふげん」の炉心で使用されているリング型スパーサを流動障害物とみなして行われた、バーンアウトに関する小堀⁽⁴⁾の実験結果とよく一致している。

ドレーニジの継続時間はプラグ流の流動パラメータである気体スラグの長さおよび速度等に依存することが明かとなった。しかし、ドレーニジ現象は高圧の場合、次のようなことが予測される。つまり大気圧近傍ではオリフィス型障害物直下の液膜あるいは波は流下するが、高圧領域では気体スラグの液膜上の波は上昇するものが出現する。この波が障害物近傍まで上昇すると、波によって液体が輸送されドレーニジを軽減させることが推察される。従って、気体スラグ周囲の液膜あるいは波の挙動に関する知見は、ドレーニジ現象を議論する上で重要である。

第3章では、高圧静止液体中の単一気体スラグの上昇特性について検討した。単一気体スラグの上昇速度に関するこれまでの研究のうちで、大気圧近傍から 20 MPa まで適用可能なものとして Harmathy⁽⁶⁾の式が挙げられるが、本実験結果と比較するとやや大きめの値を与える。式(3-2)の係数Cを 0.34とすれば 20 MPa までの本実験データにより一層合致することが明らかとなった。

また、高圧の気液二相流においては、気体スラグ周りの液膜上に波が顕著に発生し、後続の液体スラグ中には小気ほうが含まれやすいなどの特徴が観察されている。気体スラグの液膜上に発生する波は浮遊波と考えられる。高圧静止液中を上昇する気体スラグにおいても同様のことが観察された。圧力が 20 MPa において、静止液体中の気体スラグの上昇速度は高々 0.14 m/s 程度であるが、圧力が高くなると浮遊波の速度はその近傍の平均液膜降下速度より小さくなる。このことから気液界面に働く摩擦力によって波の降下速度が抑制されると考えられる。

第4章では、液体塊速度の平均値および速度の標準偏差と平均液体ホールドアップについて記述した。まず、垂直上昇流の液体スラグの平均速度は、単一気体スラグの上昇速度の相関式(3-3)を用いて、式(4-3)のように提示した。また、水平流においては、液体スラグの平均速度は、圧力が0.3 MPa で、Gregoryら⁽⁷⁾の相関式と一致した。しかし、

5 MPa 以上の圧力に対しては、みかけの空気速度が 1.5 m/s 以上の領域で Gregoryらの相関式より小さな値を示した。つまり、液体スラグの平均速度とみかけの空気水合計速度との関係は、圧力が 0.3 MPa と 5 MPa 以上の場合とでは相違している。本論では、圧力が 5~20 MPa における液体スラグの平均速度として実験式(4-8)を提示した。

液体塊の平均速度および速度の標準偏差は、全ての圧力において武石ら⁽⁸⁾が行った垂直上昇流の実験結果と定性的には同様の傾向を示した。液体塊の平均速度が液体スラグの平均速度を与える相関式を離れ始める点は、圧力が増加するとみかけの空気速度の小さい方へ移動する。このことは流動様式の遷移境界線が圧力の影響を受けることを示唆している。

液体スラグが消滅する領域では団塊波および浮遊波が増大するが、出現する団塊波および浮遊波のひん度は圧力によって異なる。また、水平流と垂直上昇流の液体塊速度および速度の標準偏差とみかけの空気水合計速度の関係は、定性的に同様の傾向を示す。

垂直上昇流のプラグ流における平均液体ホールドアップ $\overline{\eta}$ はみかけの空気速度 j_g の増加と共に単調に減少する。さらに j_g が増加すると極小値、極大値を経て再び減少する。 $\overline{\eta}$ が極小値を経て極大値に至る領域は団塊波流領域に対応し圧力の上昇と共に j_g の小さい方へ移行する。また、 $\overline{\eta}$ が極小値となる流動条件に対して、実験式(4-5)を提示した。一方、水平流の平均液体ホールドアップ $\overline{\eta}$ は、みかけの空気速度 j_g の増加と共に単調に減少し、変曲点を経て再び減少する傾向を示すが、垂直上昇流のような明確な、極小値と極大値を持たない。

液体塊の速度の標準偏差と平均速度との比は、液体塊群が液体スラグのみで構成されるみかけの空気速度の小さい領域では小さい。みかけの空気速度が増加し液体スラグ以外の液体塊の通過ひん度が増加すると、液体塊の速度の標準偏差と平均速度との比は急激に増加し、極大値では 0.3~0.4 の値になる。さらにみかけの空気速度が増加すると、液体塊の速度の標準偏差と平均速度との比は液体スラグが消滅する領域まで減少する。このような特性は全ての圧力において得られている。また、水平流の全ての圧力においても確認された。

第5章では、気液二相流のプラグ流領域に着目し、液体スラグの通過ひん度、気液両スラグの長さおよび長さの標準偏差、気体スラグ周りの液体ホールドアップおよび液体スラグの消滅点について記述した。圧力 $P=0.3\sim 20$ MPa の範囲で、液体スラグの通過ひん度は、みかけの空気速度の増加と共に徐々に減少する領域Ⅰと急減少する領域Ⅱとに分かれる。領域Ⅰにおけるみかけの空気速度の小さい範囲では液体スラグの通過ひん度は圧力の影響を受けない。同一の流動条件のもとで流動方向の差異をみると、領域Ⅰにおける気体スラグの通過ひん度は水平流より垂直上昇流の場合に大きい。みかけの水速度が増加すると、両者の差は小さくなる。みかけの空気速度が 0.7 m/s では、水平流と垂直上昇流の液体スラグの通過ひん度はほぼ一致している。

領域Ⅰにおける垂直上昇流および水平流の液体スラグの平均長さは、全てのみかけの水速度において $0.2\sim 0.4$ m 程度であり、圧力による影響は小さい。また、領域Ⅱにおいては液体スラグの消滅する直前においてその長さは増加したのち急減少する。この傾向は全ての圧力に共通している。これは液体スラグの崩壊によって下流側に放出した大きな液体塊が後続の液体スラグに吸収され長くなると考えられる。さらに、液体スラグが消滅する気液両相の流量組合せは圧力の影響を顕著に受ける。すなわち、同一のみかけの水速度では、圧力が上昇するとより小さいみかけの空気速度で液体スラグは消滅する。液体スラグが消滅する流動条件を与える実験式、垂直上昇流に対し式(5-4)、水平流に対し式(5-5)および(5-6)を提示した。

水平流において、みかけの空気速度が 0.3 m/s より大きい領域Ⅰでは、気体スラグの平均長さは気液の流量割合によって決定される。この領域における気体スラグの平均長さを与える実験式(5-7)を提示した。同一の流動条件のもとでは、領域Ⅰにおける気体スラグの平均長さは水平流より垂直上昇流の場合に小さいが、みかけの水速度が増加すると、両者の差は小さくなる。

今後の展望：本論文にまとめた成果と、すでに得られている上昇流および水平流における広範囲の圧力下の実験データを基軸にし、気液二相流の流動特性に及ぼす圧力の影響を全流動様式（水平流では分離流を含む）にわたり定量的に明らかにする予定である。

具体的には次のようである。

(1) 高圧垂直上昇気液二相流において、液体スラグの上昇速度を推算する式(4-1)の第1項の定数Cを決定するため、圧力、液体スラグの長さおよび液体スラグ中のボイド率等との関係を明確にする。

(2) 流動形態の遷移境界に及ぼす系内圧力の影響が明らかになったので、流動方向別に遷移境界の推算式を作成する。水平流では重力が断面内の液体の分布に影響を及ぼし、分離流領域を出現させるが、この領域を推算する相関式を作成する。

(3) 垂直上昇流では断面平均液体ホールドアップの詳細な実験データが各圧力に対し得られているので、その結果を報告した⁽⁹⁾。また、その実験データと既存の相関式13通りと比較検討した結果、限定された領域において両者の一致が比較的良好なものとして唯一ドリフトフラックスモデル⁽¹⁰⁾が挙げられる。そこで、気ほう流から環状流までの流動領域および最高圧力 20 MPa までの広範囲にわたる新しい相関式を作成し提示した⁽¹¹⁾。水平流に対しても同様の研究を推進する。

(4) 垂直上流では、6 mm以下の細管内における液体塊の速度について検討がなされている⁽¹²⁾。それによると、液体塊速度は、管径が 2 mm 以上と以下では、異なった傾向を示すことを指摘している。水平流に対しても、まず管径が 6 mm の場合を実験的に調査し、液体塊速度に及ぼす管径の影響および垂直上昇流との差異について検討する。

参考文献

- (1) Stevens-Guille, P.D. : Steam-Generator Tube Failures: World Experience in Water-Cooled Nuclear Power Reactors During 1972, Nucl. Safety, 16-3(1975), 354.
- (2) Stevens-Guille, P.D. and Hare, M.G. : Steam-Generator Tube Failures: World Experience in Water-Cooled Nuclear Power Reactors in 1973, Nucl. Safety, 16-5(1975), 603.
- (3) 植田辰洋 : 気水混合流に関する研究 (垂直上昇管における障害物の影響)、日本

機械学会論文集,23-133(昭32-8),559.

- (4) 小堀哲雄：14 MW熱ループによる実験研究、日本機械学会誌、78-682(昭50-2), 811.
- (5) 世古口言彦、田中収、古川徹、小原道男、江崎修司、深野徹：障害物による沸騰流の液膜破断に関する研究（第1報、液膜破断の生成消滅とそのプロセスの視察）、日本機械学会論文集,45-393,B(昭54-5),749.
- (6) Harmathy,T.Z.：Velocity of Large Drops and Bubbles in Media of Infinite or Restricted Extent,AIChE. J., 6-2 (1960),281.
- (7) Gregory,G.A. and Scott,D.S.：Correlation of Liquid Slug Velocity and Frequency in Horizontal Cocurrent Gas-Liquid Slug Flow, AIChE.J.,15-6 (1969),933-935.
- (8) 武石雅之、世古口言彦、清水英男、中里見正夫：垂直上昇気液二相流における液体塊速度、日本機械学会論文集、53-493, B(1987),2800.
- (9) 中里見正夫、世古口言彦、清水英男、落合積：垂直上昇気液二相流のボイド率に及ぼす圧力の影響、日本機械学会論文集、58-551,B(1992),2190.
- (10) Zuber,N. and Findlay,J.A.：Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems, Trans. ASME, J. Heat Transfer, Ser.C, 87(1965), 453.
- (11) 中里見正夫、清水英男、落合積、角野康秀、世古口言彦：ボイド率に関する各種相関式の広い圧力範囲の実験データによる評価と新相関式の提案、日本機械学会論文集、投稿中。
- (12) 世古口言彦、井手英夫、松村博久、武石雅之、門久義、中里見正夫：細管内垂直上昇気液二相流における液体塊速度に関する研究、58-549,B(1992),1372.

謝 辞

本研究を始める契機を与えられ、終始懇切なるご指導をいただいた大阪大学工学部世古口言彦教授に謹んで感謝の意を表します。また、本研究論文の作成に際し、有益なご助言と御討論を頂いた大阪大学工学部高城敏美教授、辻裕教授、に厚く御礼申し上げます。

論文をまとめるに当たり、有益なご教示と御激励を賜った宇部工業高等専門学校中里見正夫教授、大阪大学工学部森幸司助手、三菱重工武石雅之氏、佐世保工業高等専門学校古川徹助教授ならびに鹿児島大学工学部井手英夫助手に深く感謝致します。

本研究は、昭和50年5月から宇部工業高等専門学校水力学実験室、また同校熱力学実験室において行われたものであるが、本研究の遂行にご指導頂いた九州大学工学部・深野徹教授、宇部工業高等専門学校・川上靖教授、大原武名誉教授および三宅常時助教授、に深く感謝の意を表します。

研究室においては、角野康秀技官ならびに卒業生諸君に御協力頂いたことを感謝致します。また、本研究装置の製作に際しては宇部工業高等専門学校実習係の諸氏に、増幅器の製作については宇部工業高等専門学校電気工学科三好十武士助教授および田中護技官に御協力頂いたことに心より感謝致します。