対向環状二相流に関する研究*

(フラッディングを中心とした観察と流動抵抗)

鳥飼 欣一^{*1}, 鈴木 康一^{*1}
田原 博寿^{*2}, 平田 昭彦^{*3}

On the Annular Counter-Current Two-Phase Flow

(Fluid Flow Resistance and Observation of Liquid Film in Flooding)

Kinichi TORIKAI, Koichi SUZUKI,
Hirotoshi TAHARA and Akihiko HIRATA

The fluid flow resistance and the behavior of liquid film of an annular countercurrent two-phase flow are investigated experimentally in a wide range of flow pattern. Air and water are used for the two-phase flow. Water flows down along the inner surface of a vertical tube and air flows up, counter to the water flow in the tube. The fluctuation of the surface waves of the liquid film is amplified with increasing gas velocity and the waves develop into liquid bridges. Once the bridges are formed, the water is carried upward and flooding starts. The fluid flow resistance of the two-phase flow is approximately 2 times higher than that of the typical single-phase flow, and increases suddenly at 3 times the resistance of the two-phase flow at the beginning of flooding.

Key Words: Two-Phase Flow, Annular Countercurrent Flow, Fluctuation of Liquid Surface, Flooding, Fluid Flow Resistance

1. 緒 言

高温に加熱された垂直管あるいは円柱を上から液体を流して冷却するとき、気化した蒸気流が上昇して冷却液体の流れを阻害することがある。この現象は、垂直対向環状の気液二相流において、上昇気流の増加により液相の一部が上昇するフラッディングと呼ばれているものの一種である。フラッディングは、蒸留塔、ボイラ、原子炉の燃料棒の冷却、流下液膜による熱交換器に観察され、下降液相流量の著しい減少により性能低下を引き起こし、ある種の装置では極めて重大な事故の要因ともなる。

フラッディングに関する研究例は多くあり、亀井ら⁽¹⁾のフラッディング速度と圧力損失に関する研究、井村ら⁽²⁾や植田ら⁽³⁾⁽⁴⁾の液体の性状と管路の条件が異なる場合のフラッディング速度に関する研究とフラッディングの発生機構に関する研究のほか Feind⁽⁵⁾, Hewitt-Wallis⁽⁶⁾, Duklar⁽⁷⁾などの研究がよく知られている。

フラッディングは極めて非定常な現象であり、実験では気液境界面である液膜の波面の不安定性や、液の流入方法および気相の流入口である管路の下端の形状などにより両流体の乱れに大きな影響を与え、これらがフラッディングの開始条件や状態に大きく影響することが予想される。それゆえ用いた実験装置や実験条件によりフラッディングの開始条件や状態が異なり、現象を統一的に把握することが難しいようである。

著者らのこれまでの研究から、フラッディング開始後の管内流動の様子や管内の場所によって圧力損失がフラッディングの中でもかなり異なることが観察された。そこで本研究は、垂直対向環状気液二相流についてフラッディングが発生する前からフラッディングが開始した後液相の落下が完全になくなるまで一貫して気液の流動状態を観察するとともに、管内の異なった位置で圧力測定を行った。そして通電触針法⁽⁸⁾により管壁に不着して流下する液膜の厚さを測定するとともに電気抵抗法による液膜厚さの変動(波立ち)を観察した。特に波面が成長して管内いっぱいになる現象(ブリッジと呼ばれる)⁽⁹⁾⁽⁹⁾や、フラッディングが起こる直前の気液界面の状態の観察を試みた。

なお本研究においては、流下する液相の一部が上昇する気相に伴って上昇し始めたところから液相がすべ

* 原稿受付 平成3年9月20日。

^{*1} 正員、東京理科大学理工学部(〒278 野田市山崎2641)。

^{*2} 正員、(株)東芝。

^{*3} 学生員、東京理科大学大学院。

て気相とともに上昇するまでをフラッシングとした。

2. 実験

2.1 実験装置の概要 常温で大気圧下の非加熱で、垂直円管内壁面を膜状に流下する水と管内中心部を上昇する空気により対向環状気液二相流をつくる実験装置の概要を図1に示す。テスト部⑥には、管内径 D が 20 mm 管長 L が 1000 mm と 2000 mm の透明アクリル円管の2種類を用い、前者は 500 mm の区間ごとに2箇所、後者は 650 mm の区間ごとに3箇所に圧力測定のためのタップを壁面に設けた。ここで、長さ 2000 mm の管では管上端から 540 mm ($Z/D=27$, Z : 管上端からの軸方向距離), 1215 mm ($Z/D=60.75$) および 1854 mm ($Z/D=92.7$) の位置に通電触針法と電気抵抗法による液膜の厚さの測定と液の波面の変動を検出するための電極を取付けた。

空気は、ブロウ①によりテスト部⑥の下端のベルマウス⑦から吸引され、気液分離器④で水滴を除去した

後流量計(浮子式)②で測定される。水はポンプ⑨によりメインタンク⑧からオーバフロータンク⑬に送られ、フィルタ⑪を経て流量計(浮子式)⑫で測定された後、ステンレスの焼結金属(金属粒子の平均粒径: 100 μm)の円管のポーラスセクション⑭の外壁から多孔質部分を通してテスト部の管壁に沿って膜状に落下する。テスト部の下部でベルマウス⑦から排出された水は、受液器からメインタンク⑧に送られる。なおフラッシングが始まった後、水はテスト部上部からも排出されるが、実験ではテスト部下部から排出された水量を流下液量としてはかり⑮で測定した。

2.2 液膜厚さの測定と波面の観察 テスト部の壁面を流下する液膜の厚さを通電触針法(以下触針法と呼ぶ)および電気抵抗法により測定した。触針法では直径 0.56 mm, 長さ 54.6 mm のステンレス針に樹脂塗料をぬり、その先端を露出して電極とし、マイクロメータ形のトラバーサ(最小目盛: 1/50 mm)に取付けて管軸に対して直角に半径方向に移動させた。片方の電極を壁面に埋め込み常時液膜に接触させて、針電極が液膜に接触すると通電する。しかし流下する液膜の表面は波立ち、気液の流量比やテスト部の位置によって波の高さや周波数(単位時間に測定部を通過する波の数)が異なるので通電した信号は、図2に示すように測定位置における測定時間内の液相の存在割合 η を示す。電極が壁面に近づくにしたがって液相の η は増加する。液相の η の分布曲線をつくり高浜ら⁽⁶⁾と同様に図式積分による積分平均値をとる電極の位置 Y を平均液膜厚さ Y_m とした。

電気抵抗法では、液膜厚さが異なると液膜に接している2点間の電気抵抗が変化することから、管軸方向壁面に直径 2 mm のステンレスの丸棒を埋め込み電極とした。電極の面は壁面と同一面にし、電極間距離は 5 mm とした。2対の電極を 30 mm 間隔に置きこれを1組にして、管長 2000 mm のテスト部について

①: BLOWER	⑬: OVER FLOW TANK
②: ROTAMETER	⑭: POROUS SECTION
④: AIR-WATER SEPARATOR	⑮: WEIGHT METER
⑥: TEST SECTION	⑰: MANOMETER
⑦: BELL MOUTH	⑲: ELECTRODES
⑧: MAIN TANK	⑳: ELECTRODES
⑨: PUMP	

図1 実験装置の概要

図2 通電触針法と電気抵抗法

は3箇所備えた。電極間には10 kΩの固定抵抗を入れ、直流定電流を流して液膜の厚さの変動による電気抵抗の変化を固定抵抗の両端の電圧の変化としてデータレコーダに記録した。

図2に示すように、出力電圧 V を液相单相流を流したときの出力電圧 (V_0 : テスト部各位置の測定電圧 $=6.75 \pm 0.2$ V) で割った無次元電圧 V/V_0 の累積密度曲線を作り、同一気液流量条件で触針法による η と比較して液膜厚さ Y と出力電圧 V/V_0 との対応を調べたところ0.98とかなりよい相関を示した。液膜レイノルズ数 Re_l が320から1600の範囲で Y と V/V_0 に関して次の関係が得られた。

$$Y = \exp[(V/V_0 - 0.645)/0.360] \quad \cdots \cdots (1)$$

波の伝ば速度は、2対1組の電極から得られる二つの信号を比較することにより推測した。なお、触針法および電気抵抗法の比較実験では、気相流量が零で液膜が自然落下流動する状態で行った。

2・3 壁面圧力の測定 管軸方向の位置による圧力差すなわち区間の圧力差は極めて小さいので、ゲッチング式の微差圧マノメータを製作して測定し流動抵抗を推定した。

実験では、液相流量を一定に保ってテスト部の管内壁に沿って流下させ、管中心部を上昇する空気の流れを変化させてフラッディングの状態を含み流下する液量 W_d が零になるまでの範囲で、圧力差の測定、液膜厚さの測定および気液界面の波の変動の観察や測定を行った。

3. 結果と考察

空気を流さないで液相のみを落下流動させた場合でも、下流にゆくにしたがって液膜の表面に波立ちが現れ大きくなってゆくことが知られている。目視やビデオ画像による観察では、気相流量が増加すると液膜の波成ちはさらに大きくなって、気相流量増加に伴って管上部に進み、波の高さが高くなり波面の上部がちぎれ飛んだりしながら管内を液面が覆うブリッジに成長してフラッディングが始まることわかった。液相は気相に押されて管上部へ押し上げられて流下する液相流量 W_d は減少し、フラッディングがさらに進むと W_d は零になる。この現象はすでに植田らの研究⁽³⁾⁽⁴⁾によっても確かめられている。写真観察による一例を図3に示す。

3・1 フラッディング速度 フラッディング速度すなわち、ブリッジが生じたときの気相流速 U_g^* を Wallis⁽¹⁰⁾ の整理法にしたがって整理して植田らの実験値とを比較したものを図4に示す。図4中には、

Wallisの式⁽¹¹⁾も併せて示す。本実験値は、液相流速 U_l^* が小さい場合は、Wallisの式と一致するが、液相流速が大きい場合は合わない。また、植田らの $L=1.5$ mmの結果と本実験の $L=2$ mの結果とはよく一致している。気相のフラッディング速度 U_g^* は、管長によって異なることが Feind⁽⁵⁾、植田⁽³⁾⁽⁴⁾ などの実験でも指摘されている。

本研究では実験結果を次式に整理した。

$$U_g^{*1/2} + m U_l^{*1/2} = n \quad \cdots \cdots (2)$$

ただし、管長 $L=1000$ において、

$$m=1.39 U_l^{*1/2} - 1.10, \quad n=0.44$$

管長 $L=2000$ において、

$$m=0.62 U_l^{*1/2} + 0.88, \quad n=0.77$$

ここで、気相および液相のフラッディング速度、 U_g^* および U_l^* は、次のように表される。

$$U_g^* = U_g \rho_g^{1/2} / [gD(\rho_l - \rho_g)]^{1/2} \quad \cdots \cdots (3)$$

$$U_l^* = U_l \rho_l^{1/2} / [gD(\rho_l - \rho_g)]^{1/2} \quad \cdots \cdots (4)$$

U_g および U_l は、気相および液相の体積流量をテスト部管断面積で割った見掛け速度である。 ρ_g および ρ_l は、気相および液相の密度、 g は重力の加速度であ

図3 流動様式の変化(写真観察の一例)

図4 フラッディング開始時の気相流速 U_g^* と液相流速 U_l^* の関係：フラッディング速度

る。

3.2 フラッディング時の流下液流量 W_d 図5にテスト部から流れ落ちる液相流量 W_d と気相流速 U_g の関係を、 $L=1000$ mm および 2000 mm のテスト部について示す。 $L=2000$ mm の液膜レイノルズ数 $Re_l=2000$ のとき、 U_g が 4.22 m/s でフラッディングが始まりその後 W_d は減少して U_g が約 8.5 m/s で零になる。 W_d が減り始めてフラッディングが開始される U_g を U_{gr} として図5中に記した。 Re_l が小さいほど U_{gr} は速くなっている。液膜の波立ちが大きくなってブリッジが作られフラッディングが始まることを考えると、液膜厚さが厚いすなわち液相が円管内を落下流動するとき Re_l が大きいほうが U_g が低くても波高の高い波が起きやすく、ブリッジに発達してフラッディングが始まると考えられる。また $L=1000$ mm のほうが同じ Re_l で U_{gr} が高くなっているが、流下する液膜は下流にゆくほど波立ちが高くなることを考えれば、管長の短い管の下流ではブリッジに成長するまでの波立ちを与えるためには U_g が高くなると考えられる。しかし、図5の結果を用いると、ばらつきは見られるもののフラッディング開始点はおおむね W_d の一つの減少曲線にまとめられるとすれば、管長が $1000 \sim 2000$ mm では Re_l がわかるとフラッディングが開始されるだいたいの液相流速、すなわち U_{gr} の見当をつけることができる。

植田ら⁽³⁾は液膜に表面張力を考慮してフラッディング開始をフルード数 Fr を用いて次式のように表現しているが、本研究においても同様な方法で整理しその結果を図6に示す。

$$Fr = [\rho_l(u_l + u_g)^2 / \rho_l g Y_m]^{1/2} \\ = 7.66 \ln X + 18.37 \dots \dots \dots (5)$$

$$X = Re_l^{1/3} (\rho_l g D^2 / \sigma')^{1/4} (\mu_g / \mu_l)^{2/3} \dots \dots \dots (6)$$

ここで u_l および u_g は、気相および液相の見掛け流

速、 Re_l はレイノルズ数、 σ' は修正表面張力、 μ_g および μ_l は気相および液相の粘性係数である。

実験の結果からは、植田らの $L=1500$ mm のテスト管の結果⁽³⁾にかなり近いものであるが、 $L=1000 \sim 2000$ mm のものについてよく整理されている。そしてその関係を次式で表すことができる。

$$Fr = 11.36 \ln X + 24.83 \dots \dots \dots (7)$$

3.3 液膜の厚さ 層流の液膜流動の平均液膜厚さ Y_m については、Nusselt⁽¹²⁾により解析的手法が提案されている。図2に示すように触針法の液膜の存在確率の曲線から求めた実験値とNusseltの方法を用いて計算した結果を表1に示す。実験の範囲で、だいたい一致しているとみてよい。なお表1に示す測定値は、気相を流さないで液相のみが落下流動している場合である。

落下流動する液膜は、下流に行くにしたがって波立ちが大きくなり、同時に液相流量が増加すると波立ちの始まりも上流に移ってくることはよく知られている。一例として表2に示すように、 Re_l が 1600 の場合下流の最大液膜厚さは上流の約3倍になっている。そして気相流量が増加すると波立ちも大きくなり、液膜が管断面を覆うブリッジが生じてフラッディングが始まる。触針法による測定結果では、液膜の存在確率の曲線が液膜の厚くなるほうに移動してゆく。その最もよく表している例を図7に示す。

表1 液膜の平均厚さ ($Re_g=0$)

Re_l	Nusselt's Equation (mm)	Experiment, Y_m (mm)	
		Z/D 27	Z/D 92.75
320	0.29	0.32	0.35
520	0.37	0.41	0.37
1040	0.43	0.46	0.43
1600	0.49	0.51	0.50

図5 流下液流量 W_d と気相流速 U_g の関係

図6 フラッディング開始時のフルード数 Fr

また、電気抵抗法による液面の変動の一例として液膜レイノルズ数 $Re_l=1600$ において気相流速が $U_g=0$ から増加させてフラッシング状態から流下する液相流量が $W_d=0$ に至るまでの結果を図8から図11に示す。参考のために出力電圧 V/V_0 を式(1)から得られる液膜厚さに換算した目盛を右側に記す。液相のみが管壁に沿って落下流動するときの図8において、いちばん上流では非常に細かい変動が記録されているが、目視や写真観察では滑らかな液膜の部分である。図9では気相流量が増加すると管上部の液膜の波立ちも大きくなり、その波立ちが管上部まで広がりフラッシングが始まる。図10に示すように、フラッシング開始後は管全体に大きな波立ちが起きていることがよくわかる。しかし、フラッシング開始後はブリッジが多くでき液相が管上部に運ばれてゆくが、電気抵抗法の信号からは波立ちが大きくなっていることがわかるもののブリッジをとらえることができず、この方法の限界を超えているものである。流下する液相流量が $W_d=0$ の状態の図11では、目視観察からもテスト部上部から供給される液相が管の中に流れず上に吹き上げられ、管壁面には残留する液膜のリップル波が観察されるが、電圧の変動からもテスト部の場所によらず同じような変動で、他の領域に比して平均的に液膜が薄くなっていることが推測される。植田ら⁽³⁾は、フラッシングの始まりは、最大液膜厚さが大きく関係

していると述べているが、本実験においても、波立ちが激しくなって液膜の波高すなわち最大液膜厚さが大きくなっている。波の周波数分析の一例を図12に示す。いずれも低周波であるが、液相流量が増加して波立ちが激しくなってくると、かなり低いほうの周波数の波が支配的になってくるようである。

図13に30 mmの間隔でとらえた波立ちの信号の例を示す。波高の高い波の移動時間を測定して波の伝ば速度としたが、フラッシングになると前述した測

図8 電気抵抗法による液膜の変動の例
(液膜のみが落下流動するとき)

図9 電気抵抗法による液膜の変動の例

図10 電気抵抗法による液膜の変動の例

表2 液膜厚さの最大と最小
($Re_l=1600$, $Re_g=0$)

Z/D	Min. Thickness Y (mm)	Max. Thickness Y (mm)
27	0.30	0.80
92.75	0.28	2.30

図7 触針法による液膜の存在確率の例
($L=2000$ mm, 管上部)

定上の限界もあるが、30 mm の距離でも波形が変化して二つの電極でとらえた信号の対応性を得ることができなかった。図 13 の信号から伝ば速度の分布を作り、例として $L=2000$ mm のテスト部下部における $Re_l=520$ と 1600 のフラッディング直前の波の伝ば速度の分布を図 14 および図 15 に示す。実験結果からは、 Re_l が同じであれば、平均的に波の伝ば速度(分布の中心)は管の場所にはよらずまた U_g にも大きく影響を受けず同じようであるが、 U_g の大きいほうが広

く分布するようになる。しかし液相流速 U_l が増加するとかなり速くなり、実験の範囲では、 Re_l が 520 から 1600 とおよそ 3 倍になると分布の中心は 0.4~0.6 m/s から約 1.2 m/s と速くなっている。そして Re_l が大きくなると U_l が増加するときと同様に伝ば速度は広く分布するようになるが、これは波立ちが激しくなって波の合体なども盛んに起こることを意味している。

3・4 流動抵抗 流動抵抗による圧力損失を気相の流速について整理した結果の一例として、テスト部の長さ $L=2000$ mm, $Re_l=1600$ の場合を図 16 に示す。図 16 中、Annular Counter Current Flow と記した領域は、フラッディングに至らない流れ、すなわち対向環状二相流とフラッディング開始(流下液量 W_d の減少開始)の前まで液相の流量を一定にして、気相の流量を漸次増加させて圧力損失を調べた範囲である。Flooding Flow と記した領域はフラッディング開始点から液相がそれまでの流量を保つことができずに気相の流量増加で W_d が漸次減少して $W_d=0$ になるまでの範囲で、さらに気相の流量が増加して液相が管内面に付着したままで流さない状態を $W_d=0$ の領域とした。なお液相を始めから全く流さない気相のみの場合の流動抵抗も Gas Flow として図 16 中に示し

図 11 電気抵抗法による液膜の変動の例

図 12 液膜の変動の周波数

図 13 液膜の変動の波の伝ば

図 14 液膜の波の伝ば速度の分布の例

図 15 液膜の波の伝ば速度の分布の例

た。

対向環状流動の領域では、圧力損失は液膜が存在しない場合より2倍ぐらひは大きいが気相の流速の二乗にほぼ比例しているようである。そして圧力損失はフラッディングが開始されると瞬間的に増大し、その大きさはテスト部管上部の区間ほど大きい。この増大傾向は Re_i が大きくなるほど顕著である。フラッディング流動では、発生したブリッジが空気に支えられて上昇し、液膜の波立ちが激しくなって圧力損失が大きくなり、ブリッジは上昇しながら成長して、管上部ほどブリッジの間隔が縮まり圧力損失が大きくなると考えられる。さらに U_g が増加すると W_d は減少し、壁面を流れ落ちる液膜厚さも減少して各区間の圧力損失は減少し始めるが、やがて $W_d=0$ になると管下部で気相により大きな波(リップル波)が発生し、再び圧力損失は増加していく。また、 $W_d=0$ であっても液膜の厚さが零にならない限り圧力損失は気相のみの流動の場合よりかなり大きな値になっている。この場合の流動模様は環状気液二相流に相当し、 $W_d=0$ になる付近において対向環状気液二相流から流動模様に変化している。フラッディング流動では、圧力損失は管の区間によって大きく異なるが、 $W_d=0$ の領域では、圧力損失はどの区間でもそう大きな違いは見られない。この領域では液膜厚さも薄く、管全域にわたって同じような残留液膜の波立ちが生じている。

$L=2000\text{ mm}$ と $L=1000\text{ mm}$ の場合について比較してみると、対向環状流になっている領域では $\Delta P/\Delta Z$ は両者ともに小さく、両者の差は少ないがフラッディング開始後はかなりの差が見られる。すなわち、 $\Delta P/\Delta Z$ は L が大きいほうが全体的に大きい傾向にある。

図 16 対向環状二相流の各流動様式における圧力損失 ($L=2000\text{ mm}$, $Re_i=1600$)

3.5 流体摩擦係数 気相流速が流動抵抗に大きく影響しているので、 Re_g に対する流体摩擦係数 λ_i を求めてみる。 λ_i は一般に次式で表すことができる。

$$\lambda_i = (\Delta P/\Delta Z)/(\rho_g U_g^2/2D) \dots\dots\dots (8)$$

結果の一例として、テスト部管上部(区間III)における気相見掛けレイノルズ数 Re_g について整理した流体摩擦係数 λ_i を図 17 に示す。図 17 中に単相流(空気)の円管内流体摩擦係数を併せて示す。結果から対向環状二相流の λ_i は単相流の場合より常に大きく、フラッディング開始前では Re_i が小さいとき、 Re_g が 3000 程度で λ_i が層流より乱流に遷移したような傾向を示す(平均液膜厚さ Y_m は 0.2~0.5 mm と薄いので管内はほとんど気相である)。 Re_i が増加するにしたがい λ_i も増加している。これは主として液膜の波高が Re_i の増加とともに大きくなることによるものと考えられる。管の下部でフラッディングが開始されると液膜の波立ちやブリッジが上部へ伝ばし λ_i は急激に増加する。これは、 Re_i が大きいほど大きくなり、同時に Re_g が小さくてもフラッディングを起こす。

フラッディング流動では、 W_d は Re_g の増加とともに減少するので、同一 Re_i としての λ_i の比較は単純にはできないが λ_i は減少する。

流下する液量が $W_d=0$ になる場合(管壁には液膜は存在するが流下しない状態)、 Re_g が大きくなると λ_i は増加していくが、これは残留液膜の波立ちによる摩擦係数増加と考えられ、残留液膜も上に押し上げられて液膜厚さが小さくなっていくと波立ちも小さくなり(波立つほどの液膜が存在しなくなる)、再び λ_i は低下し、管壁の液膜がなくなるとともに通常の気相の流

図 17 対向環状二相流の流体摩擦係数の例 ($L=2000\text{ mm}$, 管上部)

図 18 フラッディング開始時の各区間の流体摩擦係数 ($L=2000$ mm)

動抵抗状態になってくものと考えられる。

フラッディング開始時の λ_i を $L=2000$ mm のテスト部の区間ごとに整理した結果を図 18 に示す。 U_g の増加 (Re_g の増加) に伴い各 Re_i ごとに異なる線上 (図 18 では区間 I のみを示す) を変化してきた λ_i は、一点鎖線で示した対向環状流の限界に達するとフラッディングが始まり、急激に増加して各区間ごとに Re_i の減少とともに Re_g の増加に対してほぼ同一の線上に整理される。

4. 結 論

空気水系の垂直対向環状二相流のフラッディングを中心とした液膜の変動の観察および液膜厚さの測定、圧力損失の測定の実験から、実験の範囲で次のようなことを結論とする。

(1) 対向環状流は気相の増加に伴い、対向環状流動からフラッディング流動そして液相が全く流れ落ちない管内液相固着流動の形態をとり、液膜の変動や圧力損失は管内流動様式に応じて特徴的な挙動を示す。

(2) 管内を流下して排出される液相の流量は、フラッディング開始と同時に減少を始める。このときの気相の速度 (フラッディング速度) は、フラッディング開始前の液相レイノルズ数が小さいほど高くなり、液

相流量の減少量と気相速度の関係は液相レイノルズ数および管長にかかわらずおおむね一つの曲線に整理でき、この関係から気相レイノルズ数についてフラッディング速度を予測することができる。

(3) フラッディング開始のフルード数は、管内の液膜の表面張力を考慮すると管長にかかわらず一つの式にまとめることができる。

(4) 液膜は下流にゆくほど波立ちが大きくなる。また液膜レイノルズ数が増加すると液膜厚さが増え波成ちはさらに大きくなり、液相流速の増加とともに波高が高くなって液相上流部に波成ちが波及してゆく。管下部でブリッジができるとそれが急速に成長してフラッディングが始まる。フラッディング流動では、不規則な激しい波成ちが管全体に広がる。

(5) 液膜の波の伝ば速度は、液膜レイノルズ数の増加とともに速くなり、気相速度や管の位置にはほとんど影響されない。

(6) フラッディング流動における圧力損失は管上部 (液相の上流) ほど大きく、この傾向は液膜レイノルズ数が多いほど顕著となる。そしてフラッディング開始後の流下液相流量は気相流速の増加に伴い減少し、同時に圧力損失も減少するが、管内液相固着流動を迎えた管内では再び圧力損失が増加する。

(7) フラッディング開始時の流動抵抗は、管上部ほど高く、液膜レイノルズ数の減少とともに低くなり、気相レイノルズ数の増加に対して管軸上の各区間ごとに同一線上に整理できる。

文 献

- (1) 亀井・大石・岡根, 化学工業, 18-8(1954), 364.
- (2) 井村・楠田・船津, 機論, 42-362(1976), 3247.
- (3) 鈴木・植田, 機論, 44-377(1988), 164.
- (4) 植田・鈴木, 機論, 44-377(1978), 174.
- (5) Fiend, K., VDI-Z, (1960), 481.
- (6) Hewitt, G. F. and Wallis, G. B., AERE-R, (1963), 4022.
- (7) Dukler, A. E., Smith, L. and Chopra, A., Int. J. Multiphase Flow, 10-5(1984), 585.
- (8) 高浜・加藤・木内, 機論, 44-386(1978), 3514.
- (9) 神永・遠藤, 第 24 回伝熱シンポジウム講義集, (1987), 440.
- (10) Wallis, G. B., AEEW-R, (1961), 123.
- (11) Wallis, G. B., One Dimensional Two-Phase Flow, (1969), 336, McGraw-Hill.
- (12) Nusselt, W., VDI-Z, 67-9(1923), 206.