垂直円管内対向気液二相流の液上昇開始条件* (下部に気液混合物水位のある場合)

小 泉 安 郎*¹, 植 田 辰 洋*¹

Initiation Conditions of Liquid Ascent of the Countercurrent Two-phase Flow in Vertical Pipes (In the Presence of Two-Phase Mixture in the Lower Portion)

Yasuo KOIZUMI and Tatsuhiro UEDA

Experiments on the countercurrent two-phase flow of air and water were conducted using vertical pipes of 10 to 26 mm in diameter, to investigate the initiation conditions of liquid ascent. When the liquid film flowed down to the bubbling two-phase mixture in the lower portion in the pipe, liquid ascent began at much lower gas velocities than usual flooding velocities without the bubbling two-phase mixture. In most cases, liquid ascent occurred in a slug flow state. The initiation conditions of liquid ascent were analyzed physically by considering two-phase mixture level swell fluctuating around the mean height.

Key Words: Multi-phase Flow, Bubble, Countercurrent Flow, Descending Liquid Film, Two-phase Mixture, Liquid Ascent, Flooding, Slug Flow

1. ま え が き

液相が垂直接路内壁面上を液膜として流下し、気相が中心部を上向きに流れる対向気液二相流においては、気相流速の増大とともに液相の一部が上昇を開始する。この現象は一般にフラッディングと呼ばれ、種々の伝熱機器において伝熱性能の劣化をもたらす一要因となっている。このフラッディング現象は液膜上に生じる大きな乱れが気相から受ける力の作用より生ずるものと考えられている⁽¹⁾。

しかし、液が管内壁を液膜流として流下し、さらに管路内下部に気液の混合した液だまりがある場合の対向気液二相流における液の挙動は、上記開放系のフラッディングとはかなり異なった様相を示す。このような流下液膜と気液混合物の共存する気液対向流の液挙動は、原子炉の冷却材喪失事故時の炉心や蒸気発生器逆Uチューブ内における流体挙動に密接に関連している。また、密閉形二相サーモサイフォンでは、この状態の液面挙動が性能に大きな影響をもつ⁽²⁾。植田・小

泉⁽³⁾は、このような管路内下部に気液の混合した液だまりがある対向気液二相流の液面挙動について詳細に検討を加えている。

本報では、垂直管内下部に気液混合物があり、上部から管内面に沿って液膜流が流下する場合の対向気液二相流における液上昇開始(管路上端からの液吹出し開始)について調べている。なお、一般的にフラッディングを対向気液二相流における液上昇開始と定義し、便宜上、流下液膜流と上昇気相流だけの場合を開放系フラッディング、下部に気液混合物を伴う場合を下部密閉系フラッディングとよぶことにする。大気圧室温下、空気と純水を用い、開放系フラッディング、下部密閉系フラッディング実験を行い、両フラッディングの違いを明らかにするとともに、植田・小泉の流下液膜共存時の気液混合物液面挙動の検討結果を基に、下部密閉系フラッディングの発生機構について考察を加えた。

2. 実験装置と実験方法

2・1 開放系フラッディング実験 図1に使用した装置の系統図を示す。コンプレッサからの空気は流量計を通り、測定管下部に設けた内径1mm、計12個の小孔ノズルを介して試験部へ流入する。試験部下端

* 平成2年6月1日 第27回日本伝熱シンポジウムおよび平成3年5月31日 第28回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成5年3月18日。

*¹ 正員、工学院大学 (〒192 八王子市中野町 2665-1)。

につながる管路は水タンク内で水封されており、空気は上方へ流れる。一方、水タンクからポンプによって送り出された水は、流量計を経由して上部プレナムへ流入し、管内面に沿う液膜流となって試験部を流下し、下部の水タンクへ戻る。

試験部測定管は透明なパイレックスガラス製で、内径 $D=26.0, 20.2, 14.8, 10.0$ mm の 4 種を使用した。均一な液膜形成を目的として測定管上端内側には数 mm の丸みがついてある。空気吹込みノズルから測定管上端までは $L_H=1560$ mm である。

実験にはイオン交換水を使用した。流量の測定はあらかじめ検定のなされている浮き子式流量計によった。

実験は、一定水流量に対し、空気流量を段階的に増加させる方法で行った。目視により流動状態を観察し、

図1 開放系フラッディング実験装置系統図

図2 下部密閉系フラッディング実験装置系統図

測定管上端からの水吹出し開始を液の上昇開始（開放系フラッディング）点とした。なお、ビデオレコードにより、流動状態の記録も行っている。実験は、気相、液相の見掛け速度がそれぞれ $U_g=0.5\sim5$ m/s, $U_{fl}=0.004\sim0.2$ m/s の範囲で行われている。

2.2 下部密閉系フラッディング実験 使用した装置は図2に示すように基本的には開放系フラッディング実験装置と同一である。ただし、水タンクは別置きになり、測定管内静水頭 L_e 測定用の内径 6 mm の透明ガラス製スタンドパイプが付け加えられている。また、試験部への空気流入ノズル内径は 2 mm, 個数は 12 個である。

一定流量の水を液膜流として測定管内に流下させ、図2中の弁 V3 を調節して測定管下端から排出される液量を供給される液膜流量に等しく保ち、スタンドパイプ内水位 L_e を目視により ± 5 mm の範囲内で所定の値に維持する。空気流量を段階的に増加させ、流動状態を観察し、開放系フラッディング実験の場合と同様に測定管上端からの水吹出し開始点を求め、これを液の上昇開始（下部密閉系フラッディング）点とした。

実験は $U_g=0.12\sim5$ m/s, $U_{fl}=0.004\sim0.12$ m/s の範囲で行われている。開放系実験と同じ 4 種の測定管について、それぞれ $L_e=60, 120, 240, 360$ mm に対して実験を行った。

3. 実験結果

3.1 開放系フラッディング実験 液膜流フラッディング実験で得られた液の見掛け流下速度 U_{fl} と気相フラッディング速度 U_g との関係を図3に示す。

図3 開放系フラッディング速度

フラッディング速度は管径の減少とともに、また流下液膜流量の増加とともに低下している。

測定管内径 $D=10.0, 14.8 \text{ mm}$ 場合, U_{fl} が大きくなると気相はプラグ状となり、液相とともに流下した。図 3 中に、液の見掛け速度が静止液柱内気体プラグ上昇速度⁽⁴⁾

$$u_s = c_s \sqrt{gD} \quad \dots\dots\dots (1)$$

に等しくなった位置を示している。 c_s は $E_o = \rho_l g D^2 / \sigma$ と $Y = g \mu_l^4 / \rho_l \sigma^3$ の関係で定まる値である。ここで、 g は重力の加速度、 μ と ρ は粘性係数と密度、 σ は表面張力を、また、添字 l は液相を表す。気相がプラグ状の場合には、 $U_{fl} > u_s$ になると気相は液相とともに下方へ流れはじめ、定常的なフラッディングは生じ得ないことになる。

図 3 中 4 本の曲線は、鈴木・植田のフラッディング速度整理式⁽⁵⁾ による U_g, U_{fl} の計算値である。この整理式は、液相および気相導入部での液膜上の乱れの発生を極力抑えた系における実験から導き出されている。本実験のフラッディング速度 U_g の測定値はこの計算値とは同傾向にあるものの、かなり低い値となっている。フラッディング速度は液相および気相導入部の影響を強く受けることが知られている。本実験では管壁上の小孔ノズルを介して気相は測定管に流入しており、液膜の乱れが誘発され、かつ、気流にもかなりの乱れがあると考えられる。

図 4 に気相と液相の無次元容積速度 $U_g^* = (U_g / \sqrt{gD}) [\rho_g / (\rho_l - \rho_g)]^{1/2}$, $U_{fl}^* = (U_{fl} / \sqrt{gD}) [\rho_l / (\rho_l - \rho_g)]^{1/2}$ を用いた Wallis のフラッディング速度整理法⁽⁶⁾

図 4 開放系フラッディング速度の Wallis の式による整理

$$\sqrt{U_g^*} + \sqrt{U_{fl}^*} = C \quad \dots\dots\dots (2)$$

に従って本実験結果を示す。ここで、添字 g, l は気相および液相を表す。定数 C は垂直円管では $0.7 \sim 1.0$ の範囲にある値であり、液膜の乱れの発生が大きい気液の供給法の場合ほど小さい値をとる。本実験の結果は液流量の多い場合を除き、 $C=0.7 \sim 0.8$ であり、液膜にかなり乱れのある実験であることが理解される。

液流量が多くなると(大略 $\sqrt{U_{fl}^*} > 0.35$)、本実験の結果と式(2)の計算値との間には傾向の異なりが見られる。この領域では、フラッディング発生直前の流動様式は、環状流からチャーン流もしくは気相がプラグ状の塊となるスラグ流へと変化していた。以上から、本実験の開放系におけるフラッディング速度は式(2)において $C=0.7 \sim 0.8$ とおいた関係で表されるが、液流量が多いと、流れが環状流でなく、チャーン流あるいはスラグ流に移行しており、異なった——液流量増加によるフラッディング速度低下割合がかえって減少する——傾向を示すことがわかる。

3.2 下部密閉系フラッディング実験 $D=26.0, 14.8 \text{ mm}$ の場合のフラッディング速度測定値と流下液膜見掛け速度 U_{fl} との関係が図 5, 6 に示されている。図 5, 6 中には開放系フラッディング($L_e=0.0$)実験の結果も比較のため示されている。

図 5, 6 において、 $L_e=60 \text{ mm}$ で $U_{fl}=0.0045 \text{ m/s}$ の場合には、環状流の状態から液の上昇、すなわち、測定管上端からの液吹き出し開始(フラッディング)に至っていた。また、 $L_e=60, 120 \text{ mm}$ で U_{fl} が著しく低い、したがってフラッディング速度が比較的高い(U_g

図 5 下部密閉系フラッディング速度($D=26.0 \text{ mm}$)

図6 下部密閉系フラッディング速度($D=14.8\text{ mm}$)

がおおよそ 2 m/s 以上の範囲では、界面が不安定で不規則な大気泡と水とが混合するチャーン流的状态であった。ただし、それ以外の場合には、すべて大きな気体プラグと液スラグのあるスラグ流的状态でフラッディングに至っていた。

U_{fl} が小さく、かつ L_e の小さい場合を除き、いずれの場合も下部密閉系フラッディング速度は開放系フラッディング速度より著しく低い。また、測定管静水頭 L_e が高いほどフラッディング速度は小さい。したがって、当然のことながら、式(2)から求まるフラッディング速度 U_g と U_{fl} の関係とはその傾向が大きく異なっている。

4. 下部密閉系フラッディング機構について

4.1 考察 上述のように、 U_{fl} , L_e の小さい場合を除くと、いずれの場合も、大気泡または気体プラグによってその直上の液塊が一見押し上げられるような状態で上昇し、管路上端から吹き出ることによりフラッディングに至っていた。植田・小泉は管路内下部に気液の混合した液だまりがあり、上部に流下液膜が共存する場合の気液混合物の液面挙動に対し検討を加えている。その解析手法に基づき、下部密閉系フラッディング機構の解析を試みる。

植田・小泉⁽³⁾ は図2の系について、吹込み空気量の増大とともに気液混合物の液面が上昇し、かつ周期的

図7 気液混合水位と流下液膜共存時の流動図

な変動を伴うことから、液面の最高位置 $L_{\max}$ と最低位置 $L_{\min}$ を測定している。そして、平均液面高さ $L_m = (L_{\max} + L_{\min})/2$ 、液面変動高さ $\Delta L = (L_{\max} - L_{\min})/2$ を求め、それぞれについて、次のような解析を試みている。

(1) L_m について 気液の混合した液だまりが、図7(a)に示すようなスラグ流状態にあるものとし、そのボイド率を α とすると、混合物の平均液面高さ L_m と管路内静水頭 L_e との間には

$$\frac{L_m}{L_e} = \frac{1}{1-\alpha} \quad \dots\dots\dots (3)$$

の関係がある。気体プラグ間の液相の平均流速は $U_g - U_{fl}$ である。気体プラグの上昇に伴い液相はその回りを流下する。その影響を受けて液相の管路断面内速度分布は図7(a)中に示す形状となるであろう。中心部の液相速度を $m_f U_g - U_{fl}$ とし、気体プラグはこの速度に対してすべり速度をもつとすると、気体プラグの上昇速度 u_g は⁽¹⁾

$$u_g = m_f U_g - U_{fl} + c_s \sqrt{gD} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $c_s \sqrt{gD}$ は式(1)で与えられる静止液中の気体プラグ上昇速度である。ボイド率 $\alpha = U_g/u_g$ であるから、式(3)、(4)より、

$$\frac{L_m}{L_e} = \frac{m_f U_g - U_{fl} + c_s \sqrt{gD}}{(m_f - 1) U_g - U_{fl} + c_s \sqrt{gD}} \quad \dots\dots\dots (5)$$

(2) ΔL について 液スラグの長さは平均値のまわりのある範囲内に統計的に分布し、スラグ流中にランダムに存在している⁽⁷⁾。液面高さの変動 ΔL はこの液スラグの長さの変動に起因している。いま、液スラグ長さは、 $h \pm \Delta h$ の範囲内にあり、長さ h のとき液面は平均高さ L_m になり、 $h + \Delta h$ のとき $L_{\max}$ に達するものと考えられる。図7(b)は上部に長さ $h + \Delta h$ の液スラグをもっていた気体プラグがちょうど位置 L_m に達したときの状態を示している。気体プラグ上部に

厚さ Δh の液塊が残っている。この液塊は気体プラグとともにさらに上昇するが、気体プラグは液塊に対して $c_s\sqrt{gD}$ のすべり速度をもつため、液の一部は気体プラグと入れ替わり流下する。したがってこの液塊は、上方から流下してくる液膜流により液の供給を受けつつ、 L_m の位置からその容積を減じながら上昇し、時間 Δt_o 後に $L_{\max}$ の位置に達し、 $\Delta h=0$ となる。この間の質量バランスは

$$\frac{\pi D^2}{4} \Delta h + \frac{\pi D^2}{4} U_{fl} \Delta t_o + \pi D \delta (\Delta L - \Delta h) - \frac{\pi D^2}{4} \alpha_{pm} c_s \sqrt{gD} \cdot \Delta t_o = 0 \quad (6)$$

ここで、左辺第2項は流下液膜による補給量、第3項は $(\Delta L - \Delta h)$ 間に存在する液膜容積 (δ は流下液膜厚さ)、また第4項は気体プラグと入れ替わり流下する液容積で、 α_{pm} は気体プラグ部の平均ボイド率を示す。

したがって、この間の液面上昇は式(6)から求まる Δt_o を用いて次のように表される。

$$\Delta L = u_g \cdot \Delta t_o \quad (7)$$

以上から明らかなように、液面の最高位置 $L_{\max} = L_m + \Delta L$ がちょうど管長 L_H に達した状態が下部密閉系のフラッディング開始とみなすことができる。すなわち、フラッディング開始条件は

$$\frac{L_H}{L_e} - \frac{L_m}{L_e} = \frac{\Delta L}{L_e} \quad (8)$$

と表される。これに式(4)～(7)を代入すると、 $\Delta L \gg \Delta h$ とみなせるから、

$$\begin{aligned} \frac{L_H}{L_e} - \frac{m_f U_g + c_s \sqrt{gD} - U_{fl}}{(m_f - 1) U_g + c_s \sqrt{gD} - U_{fl}} &= \frac{\Delta h \cdot m_f}{L_e \cdot \alpha_{pm}} \\ &\times \frac{U_g + \frac{c_s \sqrt{gD} - U_{fl}}{m_f}}{c_s \sqrt{gD} - \frac{U_{fl}}{\alpha_{pm}} - \frac{4\delta}{\alpha_{pm} D} (m_f U_g + c_s \sqrt{gD} - U_{fl})} \end{aligned} \quad (9)$$

α_{pm} , m_f はともに1に近く、 $U_g \gg U_{fl}$, また $4\delta/D \ll 1$ とみなせ、式(9)は以下のように近似できる。

$$\begin{aligned} \frac{L_H}{L_e} - \frac{U_g + c_s \sqrt{gD} - U_{fl}}{(m_f - 1) U_g + c_s \sqrt{gD} - U_{fl}} \\ = N_f \cdot \frac{U_g + c_s \sqrt{gD} - U_{fl}}{c_s \sqrt{gD} - U_{fl} - \frac{4\delta}{D} (U_g + c_s \sqrt{gD} - U_{fl})} \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、

$$N_f = \frac{\Delta h \cdot m_f}{L_e \cdot \alpha_{pm}} \quad (11)$$

は液スラグ長さの変化幅を表すパラメータである。

式(10)より、フラッディング速度 U_g と見掛けの流下液速度 U_{fl} との関係を求めることができる。なお、

式(10)中の m_f および N_f については、植田・小泉により次の関係式が提案されている。

$$m_f = (1.175 \pm 0.075) - 1.15 \frac{U_{fl}}{c_s \sqrt{gD}} \left(\frac{D}{L_e} \right)^{1/2} \quad (12)$$

$$N_f = 0.08 \sim 0.15 \quad (13)$$

4・2 実験結果との比較 以下に、気液の混合した液だまりと流下液膜とが共存する対向流の場合のフラッディング速度測定結果と式(10)から求まるフラッディング速度の比較を示す。

計算に当たっては、液膜厚さ δ は植田・小泉の解析法にならい Kapitza の式、および一般速度分布による式⁽¹⁾から求めた。また、 m_f の値には、式(12)を用い、右辺第1項の定数は1.10とした。本実験では、管路上端からの液の吹出し開始を対象としており、気液混合物液面の最高位置の平均値ではなく、最大高さが問題となる。変動する気液混合物液面の最大高さに注目するということから、ここでは式(12)中の定数項の下限値を用いた。

図8、9に、 L_e が高く、スラグ流的状態からフラッディングに至っていた場合の、測定値と式(10)の計算値の比較を示す。図8、9中、実線が計算値であり、液

図8 下部密閉系フラッディング速度測定値と計算値の比較 ($L_e = 360$ mm)

図 9 下部密閉系フラッディング速度測定値と計算値の比較 ($L_e = 240$ mm)

スラグ長さの変化幅を表すパラメータ $N_f = 0.08$ および 0.15 とした場合を示している。計算の結果は実験の傾向をよく表している。

図 10 では、 L_e が低い場合のフラッディング速度の計算値と測定値の比較がなされている。 U_{fl} が小さい領域では、環状流またはチャーン流的状态からのフラッディング発生が観察されている。なお、図 10 中には、点線で、式(2)において $C = 0.7, 0.8$ とした場合の(図 4)開放系フラッディング速度の計算値も比較のために示してある。実験の結果は、スラグ流的状态からフラッディングに至っていた U_{fl} の大きな領域においては式(10)の計算値に近く、環状流的状态からフラッディングに至っていた U_{fl} の極めて小さい領域では式(2)による値に近い。

植田・小泉の静止した液柱に空気を吹き込んだ実験では、気相の無次元容積速度が次の範囲

$$U_g^* = \frac{U_g}{\sqrt{gD}} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} \right)^{1/2} = 0.35 \sim 0.45$$

で気液混合物が環状流的状态に遷移している。図 10 中、斜線はこの関係式から計算される気相流速範囲を示している。本実験の液相速度 U_{fl} の小さい領域の結果は、気相無次元容積速度 $U_g^* > 0.20$ の範囲では、式(10)の計算値よりやや高いフラッディング速度を示しており、

$$U_g^* \geq 0.35 \quad \text{..... (14)}$$

では、開放系の場合に近いフラッディング速度に達している。

図 10 下部密閉系フラッディング速度測定値と計算値の比較 ($L_e = 60$ mm)

5. 結 論

垂直管路内に液が流下液膜としてのみ存在する場合(開放系)と、さらに管路下部に気液の混合した液だまりがある場合(下部密閉系)の気液対向流につき、管路上端からの液相の吹出し開始(フラッディング)に至る条件を調べ、以下の結論を得た。

(1) 開放系では、Wallis のフラッディング速度相関式は、環状流的状态からフラッディングに至る場合にはほぼ妥当な結果を与える。

(2) 下部密閉系では、流下液膜の見掛け速度 U_{fl} が小さく、液だまりの静水頭 L_e が低い場合は環状流的状态からフラッディングに至っていた。この場合のフラッディング速度は開放系の場合の値に近い。

(3) しかし、 U_{fl} の増加および L_e の増加とともに、管内はスラグ流的状态となり、その液面上昇によってフラッディングに至るようになり、フラッディング速度は開放系の場合に比べて著しく低い値となる。フラッディング速度の低下の度合いは L_e が高いほど大きい。

(4) 流下液膜とスラグ流状态の液だまりとが共存

する場合について、液だまり平均液面高さおよび液面の変動高さと、気相速度、流下液流量との関係からフラッディング開始条件を導き、測定結果とよく一致することを示した。

文 献

- (1) 植田, 気液二相流(1981), 56-59, 86, 128-132, 養賢堂.
- (2) 植田・宮下, 密閉形二相サーモサイフンの作動限界について, 機論, **56**-526, B(1990), 1746-1752.
- (3) 植田・小泉, 垂直管内気液混合物の液面上昇, 機論, **58**-547, B(1992), 904-910.
- (4) White, E. T. and Beardmore, R. H., The Velocity of Rise of Single Cylindrical Air Bubbles through Liquids Contained in Vertical Tubes, *Chem. Eng. Sci.*, **17** (1962), 351-361.
- (5) 鈴木・植田, 対向気液二相流における液膜挙動とフラッディング(第1報, 円管内流の場合), 機論, **44**-377(1978), 164-173.
- (6) Wallis, G. B., *One-Dimensional Two-Phase Flow*, (1969), 339, McGraw-Hill.
- (7) 赤川・浜口・坂口, 気液二相スラグ流の差圧脈動に関する研究(第3報, 単一気体スラグによる圧力変化及びスラグ長さの性質), 機論, **36**-289(1970), 1535-1542.