

管内開水路におけるスラグの発生と それに伴う流動特性

ONSET AND HYDRODYNAMIC MECHANISMS ON SLUGGING IN STRATIFIED AIR-WATER TWO-PHASE FLOWS

佐藤 隆 宏¹
Takahiro SATO

¹ 正会員 工修 (財) 電力中央研究所 水理部 (〒 270-1194 千葉県我孫子市我孫子 1646 番地)

A theoretical model was proposed in order to determine the transitional flow conditions between separated flows and intermittent flows. Since this model is based on the hydraulic equations for non-uniform flows as well as the theoretical criterion of slug formation, it enables us to take account of the diameter, the length and the slope of the pipe. The validity of the proposed model was confirmed for horizontal and inclined pipes through the comparison with the previous and present experimental results. In addition, fluctuations in the volumetric flow rate of water inflow were examined and the hydrodynamic mechanisms of the fluctuations were clarified. It was also confirmed that the fluctuations decreased less as the pipe slope was steeper.

Keywords: air-water two-phase flow, slugging, horizontal pipe, inclined pipe

1. 緒言

水力発電所余水路減勢工において、発電停止時に余水が急勾配の管路内を自由水面を持った状態で高速に流下する時、設計対象流量の2~4倍程度の多量の空気を連行する。その際、水路系の空気の連通性が確保されない、すなわち、スラグ(水塊と空気塊)が発生すると圧力脈動が生じ、非定常な流れとなる。このような非定常流れは、立坑や水路出口にて空気塊が間欠的に激しく吹き出すセルフブライミング現象を生起させ、場合によっては低周波騒音や振動の問題を生じさせる。したがって、余水路やトンネル洪水吐の設計において、セルフブライミング発生防止の観点から、最大流量の流積 A_w とトンネル断面積 A_0 の比は3/4程度を上限とされている¹⁾。

一方、朝顔型余水吐の場合には、流入部のみ管路流れとなる状態が許容されている¹⁾。これはその線形が鉛直であるためと考えられるが、ここではセルフブライミング現象の発生の有無は検討対象となっておらず、負圧の発生防止の観点から勾配の変化点等に給気孔を設置することを経験的に求められている¹⁾。

以上のように、余水路等の管内開水路流れとなる水路構造物の設計法は経験的に定められている点が多く、スラグ発生との関連性が明確でない。また、朝顔型余水吐で許容される空気を連行した管路流(気泡流やスラグ流)が、急勾配管路で認められない理由も合理的でない。

本研究では、スラグの発生条件である分離流と間欠流の遷移条件のモデルを提案するとともに、水平および傾斜円管路の実験結果との比較検討を行い、その適用性について検証する。また、提案したモデルを実スケールの管内開水路構造物に適用し、従来の設計法の妥当性を調べる。さらに、スラグを伴う流れの非定常流動特性を調べ、それが管内開水路構造物における水理学的問題となりうるかを検討する。

2. 管内開水路におけるスラグ発生条件

(1) 分離流と間欠流の遷移条件のモデル化

水平管路を対象とした従来の研究によると、スラグの発生条件である分離流と間欠流の遷移条件は管径 D と管長 L の影響を受け、空気流量を一定とすると、管径 D が小さいほど、もしくは、管長 L が長いほど、少ない液相流量で分離流から間欠流への遷移が生じる^{2,3)}。

分離流と間欠流の遷移条件のモデル化に関しては、例えばTaitel-Duklerによる理論的研究²⁾がある。これは、気相と液相の運動量保存則から平衡状態の管内水位を導くとともに、その管内水位の場合に発生する孤立波の成長の可能性を運動量およびエネルギーの条件式から導き、間欠流の発生条件を求めたものである。しかし、これは、管内水位の評価において気相と液相の運動量保存則から導かれる平衡状態の管内水位を用いているた

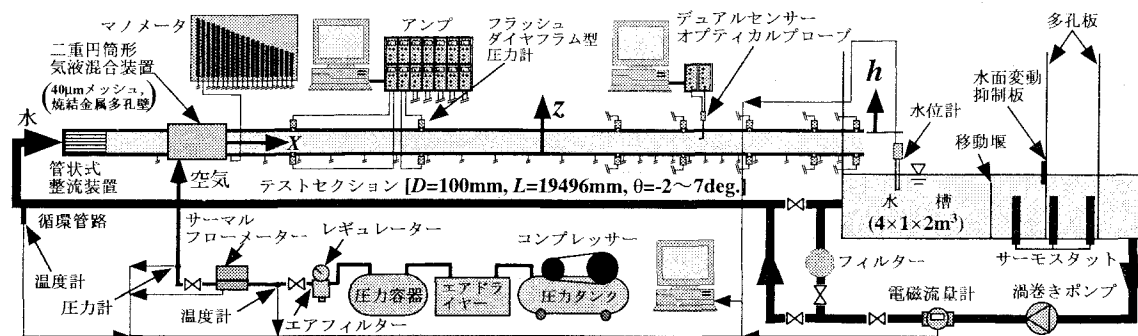


図 - 1 可変勾配円管路気液二相実験装置

め、分離流と間欠流の遷移条件に管径 D や管長 L 、管勾配 θ の影響を考慮できない。本研究では、これらを考慮した管内水位の評価を行い、分離流と間欠流の遷移条件のモデル化を行う。

分離流と間欠流の遷移条件を決定するスラグ発生の基本メカニズムは、1970 年以前には Kelvin-Helmholtz 不安定によるものと考えられていた。すなわち、液面上の波長の長い微小振幅波において、その上を流れる気体の流速は波頭付近で増加し、圧力が降下する。そしてその効果による気体の吸い上げが、重力によって界面を安定化させようとする力に打ち勝つことによりスラグが発生する。しかし、この考え方から導かれた理論式は実験値と定量的に一致せず、平均相対速度 ($=U_G-U_L$, U_G : 気相平均速度, U_L : 液相平均速度) の約 1/2 の大きさでスラグが発生することが知られていた⁴⁾。

Mishima ら⁵⁾ は、管上部の壁の効果により Kelvin-Helmholtz 不安定が助長され、有限振幅の波に不安定がおこれば、ある特別な波長の波が限界振幅になるまで成長を続けると考えた。そしてこの成長速度が最大となる波の波長を理論的に導き、以下のスラグの発生条件式 (1) を導いた。

$$U_G - U_L \geq 0.487 \sqrt{\frac{\rho_L g h_G}{\rho_G}} \quad (1)$$

ここに、 h_G : 気相厚さ, ρ_G : 気相密度, ρ_L : 液相密度。この式 (1) は、波の波長を理論的に導いたため、 h_G を与えればスラグの発生条件を知ることができる。そして理論式 (1) は、高さ 25.4mm、幅 25.4mm、長さ 1.525m の矩形管、ならびに高さ 305mm、幅 89mm、長さ 7.3m の矩形管を用いた空気-水二相流の実験結果とよく一致することが知られている⁵⁾。

Mishima ら⁵⁾ による理論式 (1) は、 U_G , U_L , h_G で与えられる。そして、 U_G は気相体積流束 J_G と、 U_L は液相体積流束 J_L と以下の関係を有する。

$$Q_G = A_G U_G = A J_G, \quad Q_L = A_L U_L = A J_L \quad (2)$$

ここに、 Q_G : 気相流量, Q_L : 液相流量, A_G : 気相断面積, A_L : 液相断面積, A : 全断面積。よって、ある液相体積流束条件 J_L での液相深さ h_L ならびに液相断面積 A_L が導かれれば、Mishima ら⁵⁾ によるスラグ発生条件の理論式

(1) を用いることにより、分離流と間欠流の遷移条件となる気相体積流束条件 J_G が求められる。

次に液相深さ h_L の検討を行う。分離流における液相深さ h_L が気相の存在によりそれほど影響を受けないと仮定すると、それは一般的な開水路の不等流の基礎方程式 (3) で表される。

$$\frac{dh_L}{dX} = \frac{\sin \theta - \frac{n^2 Q_L^2 s_L^{4/3}}{A_L^{10/3}}}{\lambda \cos \theta - \frac{\alpha Q_L^2}{g A_L^3} \frac{\partial A_L}{\partial h_L}} \quad (3)$$

ここに、 θ : 流路勾配, s_L : 液相の潤辺長, α : エネルギー補正係数 (≈ 1.0), λ : Jaeger の圧力分布補正係数 (≈ 1.0)。また、流れの損失の評価には、実機への適用の際理解しやすいように、マンニングの粗度係数 n を用いた。

以上より、本研究では、 J_L ごとに限界水深 h_c と等流水深 h_0 を求め、式 (3) を用いて下流端からの距離 L での h_L を算出する。そして、得られた h_L や A_L を Mishima ら⁵⁾ によるスラグ発生条件の理論式 (1) に代入し、 J_L に対応する J_G を求める。

(2) 遷移条件モデルと実験結果の比較

分離流と間欠流の遷移条件モデルを検証するため、体積流束条件 (J_G, J_L) による流動様式の相違を目視により観察した。実験は、図-1 に示す管径 $D=100\text{mm}$ 、管長 $L=19.496\text{m}$ の可変勾配円管路気液二相実験装置を用いて行った。装置の詳細は文献⁶⁾を参考にされたい。

a) 本研究における流動様式の定義

本研究では、管出口が水塊 (空気塊) 発生へ及ぼす影響を明確にするため、分離流と間欠流の他に、それらの遷移領域として分離-間欠流遷移領域と称する流動様式を定義した。

分離流 [図-2-(a)] は、気液界面の状態で流動様式を分けずに、実験計測中テストセクションのいずれの断面においても管路天端に水面が達しない。すなわち、水塊と空気塊が全く発生しない。

間欠流 [図-2-(c)] は、水塊中の気泡の量で流動様式を分けずに、空気塊先端が出口に達する前に次の空気塊が発生する。すなわち、テストセクション全領域に複数の空気塊が存在する。

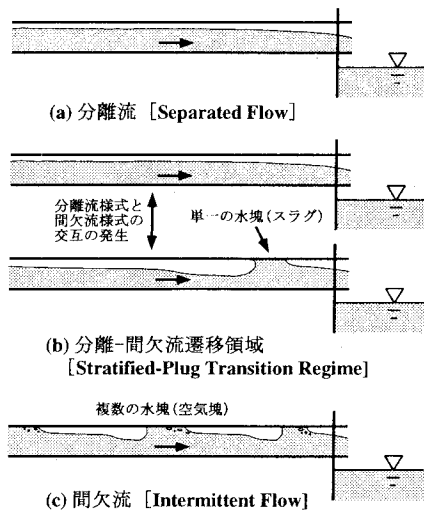


図-2 本研究における流動様式の定義

分離-間欠流遷移領域 [図-2-(b)] は、間欠流と同様に空気塊と水塊が発生するが、空気塊先端が出口に達した後、一瞬でも気液混合装置から出口までの空気が連通し、分離流様式を経た後、次の空気塊が発生する。すなわち、テストセクション全領域に存在する空気塊が一つのみである。

b) 水平円管路における比較

水平円管路 [$\tan\theta = 0.000$] における遷移条件モデルと実験結果の比較を図-3に示す。ここに、計算結果は管径比 L/D とマニングの粗度係数 n を変えて示した。また同図には、本実験装置において、空気を供給しない場合 [$J_G = 0.0 \text{ m/s}$] にテストセクション全領域で分離流となる流れ、すなわち管内開水路の流れとなる J_L の最大値も示した。さらに、Taitel-Dukler²⁾ の計算結果も示すが、前述したように、これは管内水位の評価が適当でないため本実験結果 [□と▲の境界] とは一致しない。

これらによると、水塊と空気塊が交互に通過する間欠流 (間欠流および分離-間欠流遷移領域) と分離流の遷移条件の実験結果と、本実験装置である管径比 $L/D=195$ の計算結果はほぼ一致する。また、水平円管路において、分離流と間欠流の遷移条件は管径比 L/D に大きく依存するが、摩擦損失係数にはあまり依存しない。

空気を供給しない場合 [$J_G = 0.0 \text{ m/s}$]、テストセクション全領域で分離流となる J_L の最大値は $J_L = 0.300 \text{ m/s}$ である。そして、その液相体積流束条件で空気を供給すると、流動様式は分離流から間欠流もしくは分離-間欠流遷移領域に遷移する。このことは、空気の連行によって気液界面に微小な変動が生じ、空気塊が発生することを意味する。

分離-間欠流遷移領域と間欠流の遷移を示す液相体積流束条件は、 J_G が大きいほど増加する。この理由は以下のとおりである。 J_L が同じ場合、 J_G が大きいほど空気塊先端厚さがより厚い (気液界面高さが低い)。そのため、空気塊後端に向かうに従い上昇する気液界面が次

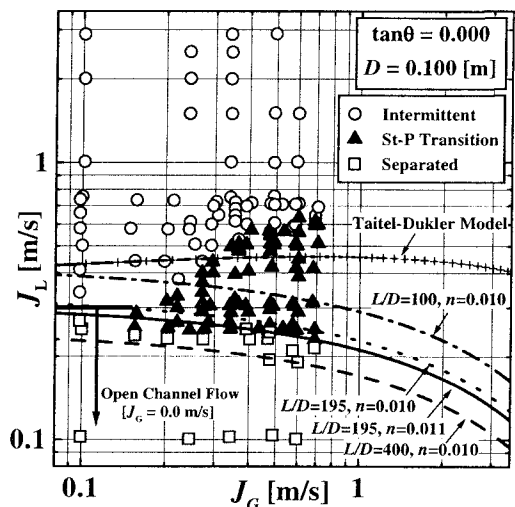


図-3 流動様式図 [$\tan\theta = 0.000, D = 100 \text{ mm}$]

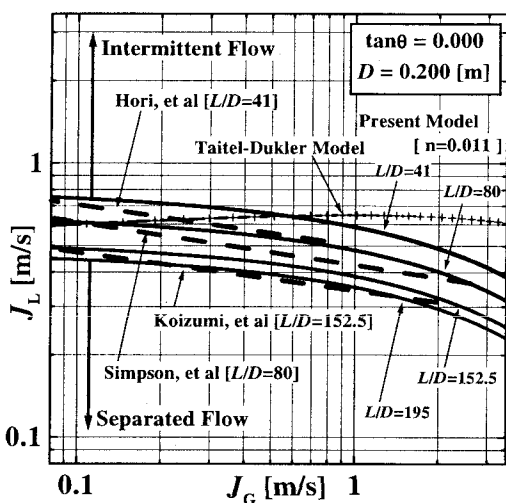


図-4 分離流と間欠流の遷移条件 [$D = 200 \text{ mm}$]

の空気塊の発生条件となる限界高さとなるまでの距離がより長く必要となる。すなわち、間欠流になるためには J_G が大きいほどより長い管長 L が必要となる。そして、管長 L が固定された本実験では、 J_G が大きいほど気液混合装置から出口までの空気が連通しやすく、分離-間欠流遷移領域の分離流様式になりやすい。

図-4は、分離流と間欠流の遷移条件モデルにおける管径 D と管長 L の評価を検証するため、 $D = 200 \text{ mm}$ における遷移条件モデル [実線] と実験結果 [点線] の比較を行ったものである。なお、実験結果は、堀ら⁷⁾、Simpsonら⁸⁾、小泉ら³⁾ によるもので、各々管長 L は 8.2 m 、 16.0 m 、 30.5 m である。

これらによると、本研究のモデルは、実験結果よりも若干大きな J_L での遷移を表すものの、管径比 L/D に対する傾向はほぼ一致し、管長 L が長いほど、より小さい J_L で遷移が生じる傾向を表すことができる。また、本研究のモデルは、図-3と図-4の管径比 $L/D = 195$ の計算結果に示すように、管径 D が大きいほど、より大きい J_L で遷移が生じる傾向を表すことができる。

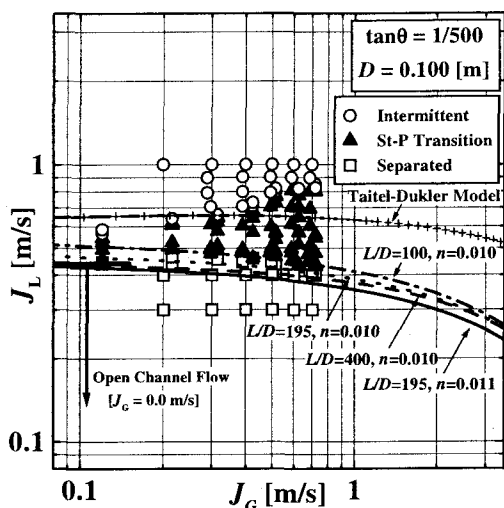


図 - 5 流動様式図 [$\tan\theta=1/500, D=100\text{mm}$]

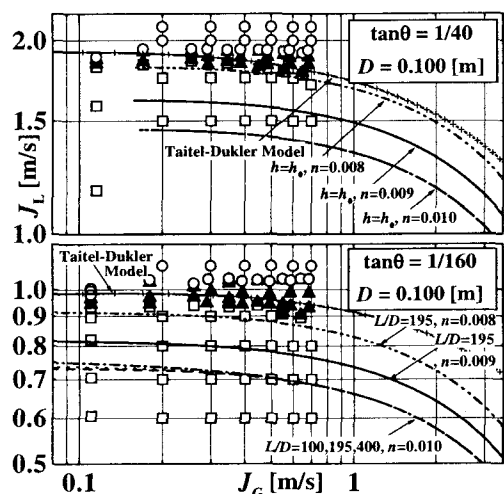


図 - 6 流動様式図 [$\tan\theta=1/160, 1/40, D=100\text{mm}$]

c) 傾斜管路における比較

傾斜円管路 [$\tan\theta = 1/500, 1/160, 1/40$] における遷移条件モデルと実験結果の比較を図-5,6 に示す。なお、計算結果によると、 $\tan\theta = 1/500$ は図に示す J_L の全体積流束条件で $h_0 > h_c$ であり、いわゆる緩勾配水路とみなせる。同様に、 $\tan\theta = 1/40$ は $h_c > h_0$ であり、急勾配水路とみなせる。また、 $\tan\theta = 1/160$ は n および J_L 次第で両者があり得る。

管勾配 $\tan\theta = 1/500$ の検討結果によれば、本研究のモデルは実験結果にはほぼ一致する。また、水平円管路に比べて遷移条件が管径比 L/D に依存せず、さらに管勾配が急になると遷移条件は管径比 L/D に全く依存せず、摩擦損失係数のみに大きく依存する。

管勾配 $\tan\theta = 1/160, 1/40$ の検討結果によれば、実験結果と $n=0.008$ の計算結果とはほぼ一致する。しかし、別途実施した $J_G=0.0\text{m/s}$ の場合の水面形が $n=0.008$ の計算結果よりも若干高いことを考えると、本研究のモデルで導かれる遷移条件は、スラッグの発生という危険性に対して若干安全側の評価を行う。

分離-間欠流遷移領域の流量条件範囲は、管勾配が急

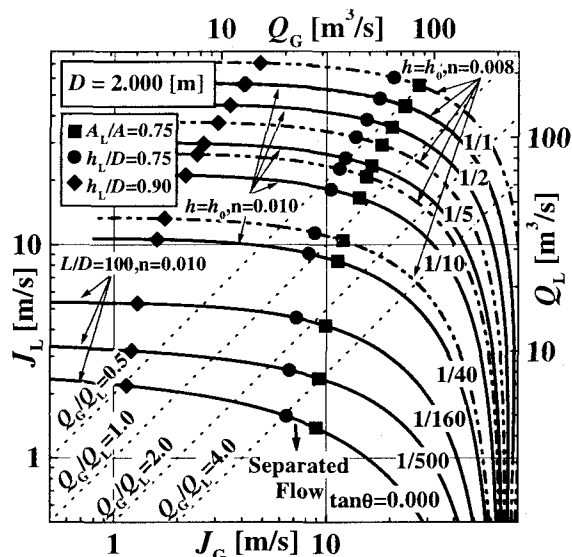


図 - 7 分離流と間欠流の遷移条件 [$D=2.000\text{m}$]

なほど減少する。この理由は以下のとおりである。水平および緩勾配管路では水塊の発生点が水位の最も高い上流端に固定されるが、急勾配管路ではいずれの断面もほぼ等流水深 h_0 であるために水塊がいずれの断面でも発生し得る。よって、テストセクション全領域に水塊が一つのみ存在する分離-間欠流遷移領域にはなりにくい。

以上の結果から、本研究のモデルは、分離流と間欠流の遷移条件に与える管長 L 、管径 D および管勾配 θ の影響を評価できることが分かった。

(3) 実スケールの管内開水路構造物への適用

次に、提案した分離流と間欠流の遷移条件モデルを実スケールの構造物に適用する。図-7は管径 $D=2.000\text{m}$ 、管勾配 $\tan\theta = 0.000 \sim 1/1$ における分離流と間欠流の遷移条件であり、各遷移条件より J_G が大きい場合にスラッグが発生する。なお、計算はマンニングの粗度係数が $n=0.008$ [二重鎖線]、 0.010 [実線]、水平および緩勾配管路の管径比は $L/D=100$ の条件で行った。また、同図には、流積比 A_L/A もしくは水深比 h_L/D が、余水路のような管勾配が急な管内開水路の設計条件 [$A_L/A=0.75$, $h_L/D=0.75$] となる遷移条件を明示した。さらに、導水路のような管勾配が緩い管内開水路の設計条件としてよく使われる $h_L/D=0.90$ となる遷移条件も明示した。

これらによると、急勾配管路 [$\tan\theta \geq 1/40$] における $A_L/A=0.75$ の遷移条件は、気相と液相の流量比 $Q_G/Q_L \leq 2.0$ である。このことは、管勾配が急な余水路の場合、連行空気量は設計対象流量の2~4倍もあるもので、 $A_L/A=0.75$ の条件で設計してもスラッグが発生しうることを意味する。また、全ての管勾配において、 $h_L/D=0.90$ の遷移条件は $Q_G/Q_L \leq 0.5$ である。このことは、 $h_L/D=0.90$ の条件で設計した管内開水路において、水流量の0.5倍以上の空気が連行されれば、スラッグが発生することを意味する。さらに、管勾配が急な余水路の下流に緩い管内開水路がある場合 (例えば、減勢工

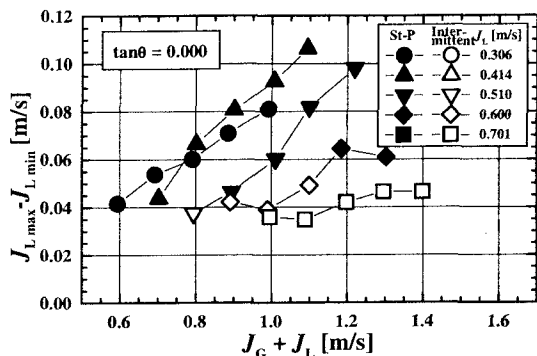


図-8 流入流束変動量 $[\tan\theta=0.000]$

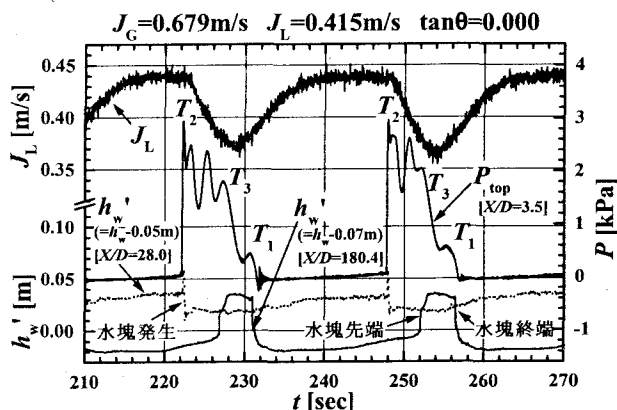


図-9 分離-間欠流遷移領域における流入流束変動と圧力変動、水位変動の時系列

下流で発電所放水路に接続される場合)には、余水路で多量の空気が連行されるため、下流の管勾配の緩い管内開水路ではスラグが発生し、セルフブライミング現象が生じうることを意味する。

3. スラグ発生に伴う流入流量変動

スラグの発生に伴い流れは非定常となり、管路には圧力変動が生じる。しかし、非定常な流れ、すなわちセルフブライミング現象は、出口構造物において適切に処理され、定常的に流出されるのならば、それ程大きな問題に発展しないと考えられる。また、管内圧力変動は、管内の耐圧設計が適切になされるのであれば、問題にならないと考えられる。しかし、スラグの発生に伴い流れが水路系全体で振動し、流入すべき水が適切に処理されないと大きな問題となる。本節では、流入流量変動に着目し、その検討を行うとともに、それが水理学的に問題となりうるかを検討する。

(1) 水平円管路における流入流量変動

体積流束条件 (J_G, J_L) ごとに得られた管路への流入液相体積流束の最大と最小の差 ($J_{L\max} - J_{L\min}$) を図-8に示す。ここで、($J_{L\max} - J_{L\min}$) は計測時間 1024 秒で得られたデータのうち、非超過確率 0.999 に対応する最大値と最小値の差である。また、横軸は全体積流束 ($J_G + J_L$) であり、 J_L が同じ条件のデータを同じ形状

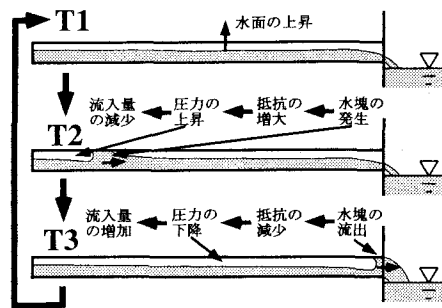


図-10 流量変動のメカニズムに関する概念図

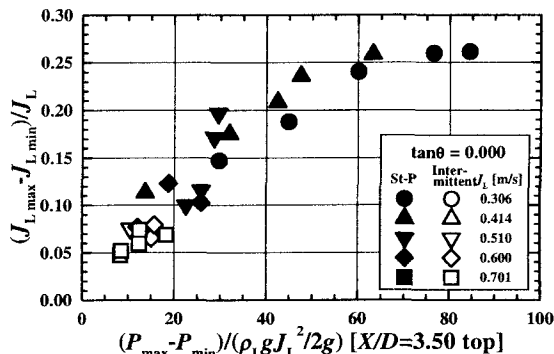


図-11 圧力変動と流入流束変動の関係

の記号で示すとともに、流動様式ごとに記号の色を変えた。なお、体積流束 J は体積流量 Q を管断面積 A で除した値であり、図-8 は流入流量変動を意味する。

これらによると、分離-間欠流遷移領域の場合には、分離流や間欠流に比べて流入流量変動量が大きく、気相流量が大きいほど流入流量変動量が多い。しかし、間欠流の場合には、流入流量変動は小さく、気相流量にもそれ程依存しない。

(2) 流入流量変動のメカニズム

分離-間欠流遷移領域における流入流量変動のメカニズムは、図-9 に示す流入液相体積流束 J_L と上流端 $[X/D=3.50, X]$ (気液混合装置からの距離) の管内圧力 P 、上流 $[X/D=28.0]$ と下流 $[X/D=180.4]$ の水位変動 h_w の時系列から、以下のとおりと考えられる。

水塊終端 (空気塊先端) が出口に達した瞬間 [図-9 および図-10 の T1] にテストセクション全断面において分離-間欠流遷移領域における分離流様式が始まる。この分離流様式では、テストセクションへ流入する水に比べて流出する水の量は少ないため、流入水はテストセクション内に貯められる。そのため、水面は次第に上昇し、最も水位の高いテストセクション上流部で水面が管路天端に達した瞬間 [T2] に水塊 (空気塊) が発生する。そのとき水塊と壁面との摩擦損失等の抵抗が増加するとともに、水塊より上流側の管内圧力は急激に上昇し、テストセクションへの流入量は減少する。その後、水塊は出口に達し、流出し始める [T3]。その結果、水塊と壁面との摩擦損失等の抵抗が減少するとともに、管内圧力は減少し、テストセクションへの流入量は増加する。

一方、間欠流の場合の流量変動がそれほど大きくない

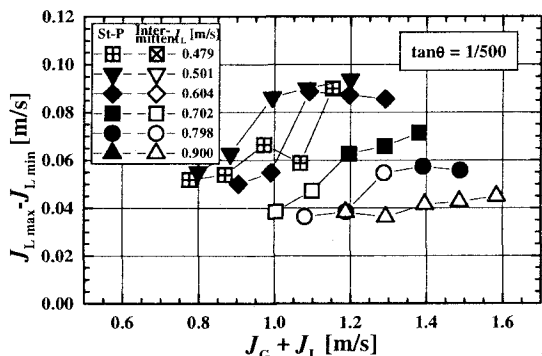


図 - 12 流入流束変動量 [$\tan\theta=1/500$]

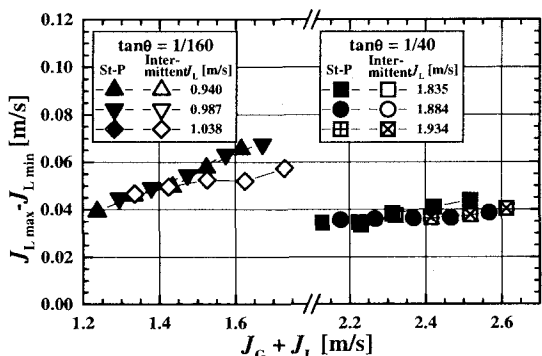


図 - 13 流入流束変動量 [$\tan\theta=1/160, 1/40$]

理由は以下のとおりである。間欠流の場合には流量変動の要因となる水塊は発生するものの、分離流様式が生じず、テストセクション入口部の圧力が大きく減少しない。

このように流入流量変動は管内の圧力変動に大きく依存するものと考えられる。このことは、図-11に示す圧力変動と流入流量変動の関係で検証することができる。図-11によれば、分離-間欠流遷移領域では速度水頭に比較して圧力変動が大きく、その場合に流入流量変動が大きい。このことは、速度水頭に比例する摩擦損失に比較して圧力変動が大きい場合に、流入流量変動が大きくなることを示す。一方、間欠流では摩擦損失に比較して圧力変動が小さいため、流入流量変動が小さくなる。

分離-間欠流遷移領域において、 J_G が大きいほど流入流量変動が大きい。この理由は以下のとおりである。 J_G が大きいほど空気塊速度 u_G が速い。水塊と壁面との摩擦損失は u_G の二乗に比例するので、 J_G が大きいほど水塊上流側の圧力はより上昇し、テストセクションへの水の流入はより減少する。その結果、 J_G が大きいほど流入流量変動が大きくなる。

(3) 傾斜管路における流入流量変動

傾斜円管路 [$\tan\theta = 1/500, 1/160, 1/40$] における流入流束変動量を図-12,13に示す。これらより、 $\tan\theta \geq 1/160$ では分離-間欠流遷移領域でも流入流量変動の絶対量は小さくなり、管勾配が急な $\tan\theta = 1/40$ では相対的にほとんど無視できる変動となる。この理由は以下のとおりと考えられる。管勾配が急な場合、分離-間欠流遷移領域となる液相流量条件は大きく、摩擦損失に比

較して大きな圧力変動が発生しない。また、前述したとおり急勾配管路では分離-間欠流遷移領域になりにくい。そのため、流入流量変動において重要な分離流様式が発生しにくく、気相流量が液相流量の数倍であっても大きな流入流量変動は生じない。このことは、出口におけるセルフプライミング現象に伴う問題や管内圧力変動に対する耐圧設計の問題が解決されるのならば、管勾配が急な管内開水路におけるスラグの発生が水理学的に問題とならないことを示している。

4. 結言

本研究では、スラグ発生 の理論式ならびに開水路の基礎方程式を用いて、管径、管長および管勾配を考慮できる分離流と間欠流の遷移条件モデルを提案した。水平および傾斜円管路における流動様式を調べ、実験結果と本モデルによる計算結果がほぼ一致することが確かめられた。また、分離-間欠流遷移領域における流量条件の範囲が、管勾配が急なほど減少することが分かった。さらに、実スケールの管内開水路構造物に本モデルを適用し、管勾配が急な管内開水路の設計条件 [$A_L/A=0.75$] でもスラグが発生しうることを示した。最後に、緩勾配管路の分離-間欠流遷移領域において流入流量変動は大きくなるものの、急勾配管路の場合には流入流量変動は大きくなり、管勾配が急な管内開水路におけるスラグの発生は水理学的に問題とならないことを示した。

謝辞: 実験にあたり、増子善和氏(シー・アール・エス)の協力を頂いた。ここに記し、深く感謝いたします。

参考文献

- 1) ダム設計基準第2次改訂：第2章洪水吐と放流設備，日本大ダム会議，pp.17-32, 1978.8
- 2) Taitel,Y. and Dukler,A.E. : A Model for Predicted Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow , AICHE J., Vol.22, No.1, pp.47-55, 1976.1
- 3) 小泉安郎, 山本信夫, 田坂完二 : 比較的大きな口径の水平管内水-空気二相流, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.56, No.532, pp.159-163, 1990.12
- 4) 日本機械学会編 : 気液二相流ハンドブック, コロナ社, pp.260-264, 1989
- 5) Mishima,K. and Ishii,M. : Theoretical Prediction of Onset of Horizontal Slug Flow , Trans. ASME., Journal of Fluids Engineering, Vol.102, pp.441-445, 1980
- 6) 佐藤隆宏 : エアハンマー現象を伴う気液二相流の管内圧力変動に関する実験的研究, 水工学論文集, 第43巻, pp.461-466, 1999.2
- 7) 堀慶一, 上野隆司, 川西康平 : 大口径管内の気液二相流 (第2報 : 水平並向流), 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集, pp.356-358, 1985.5
- 8) Simpson,H.C., Rooney,D.H., Gratton,E. and Al-Samaral,F. : Two-Phase FLOW in Large Diameter Horizontal lines , European Two-Phase Flow Group Meeting, Grenoble , Paper H6, 1977

(2000.10.2 受付)