

ROSEリポジトリいばらき（茨城大学学術情報リポジトリ）

Title	落下水量制限機構とボイド率の相関
Author(s)	大津, 巖 / 神永, 文人 / 岡本, 芳三
Citation	茨城大学工学部研究集報(39): 141-147
Issue Date	1991-12
URL	http://hdl.handle.net/10109/7757
Rights	

このリポジトリに収録されているコンテンツの著作権は、それぞれの著作権者に帰属します。引用、転載、複製等される場合は、著作権法を遵守してください。

お問合せ先

茨城大学学術企画部学術情報課（図書館） 情報支援係
<http://www.lib.ibaraki.ac.jp/toiawase/toiawase.html>

落下水量制限機構とボイド率の相関

大津 巖*, 神永文人**, 岡本芳三**

(平成3年8月31日受理)

Interrelation Between Countercurrent Flow Limitation and Void Fraction

Iwao OHTSU*, Fumito KAMINAGA** and Yoshizo OKAMOTO**

ABSTRACT—Flooding occurred at upper entry is dependent on local flow properties in vertical air–water countercurrent flow. In order to analyze the flooding void fraction in the upper entry and flow rates are measured at the onset of flooding. The flooding are predicted on the theory of interfacial wave instability by Imura et al. and measured data. The results are obtained : (1)The local void fraction in upper entry is predicted by water flow rate and tube diameter. (2) The critical wave length is dependent on tube diameter and water properties.

1. まえがき

液相が液膜流として落下し、気相が上昇する気液対向二相流において、気相流量の増加により、液膜が気相流路を塞ぎ、落下水量を制限する事があり、この現象をフラッディングと呼んでいる。この現象は、近年軽水路型原子炉における冷却材損失事故 (LOCA) に際しての安全評価に関連して重要となっている。

フラッディング時の液膜の挙動は、供試管形状、流体の物性値及び気液界面の局所的な流動現象に影響されるため、かなり複雑であり、今まで提出されている様々なモデルでは実際の現象を十分に解析できない。

本研究では、特に管上端部に起こるフラッディングに

着目し、上端部の流動様相を解析するため、管内の気体の面積の変化をビデオカメラを用いて撮映し、気相の面積割合であるボイド率を測定し、フラッディング現象との相関を調べた。

記号

C	: 定数
D	: 管内径 (m)
D*	: 無次元直径 $= D\sqrt{g(\rho_l - \rho_g) / \sigma}$
Q	: 体積流量 (m ³ /s)
g	: 重力加速度 (m/s ²)
h _c	: 常流限界水深 (m)
J	: みかけ流速 (m/s)

* 茨城大学大学院工学研究科機械工学専攻 (日立市中成沢町)

Graduate Student, Department of Mechanical Engineering, Faculty of Engineering, Ibaraki University, Hitachi 316, Japan

** 茨城大学工学部機械工学科 (日立市中成沢町)

Department of Mechanical Engineering, Faculty of Engineering, Ibaraki University, Hitachi 316, Japan

J^* : 無次元みかけ流速

$$= J_i \sqrt{\frac{\rho_i}{gD(\rho_l - \rho_g)}} \quad (i=l \text{ or } g)$$

R : 管内半径 (m)

Re : レイノルズ数

$$= J \cdot D / \nu$$

U : 実流速 (m/s)

U_c : 常流限界流速 (m/s)

α : ボイド率

δ : 液膜厚さ (m)

λ_c : 臨界波長 (m)

ν : 動粘性係数 (m^2/s)

ρ : 密度 (kg/m^3)

σ : 表面張力 (N/m)

添字

1 : 液体

g : 気体

2 : 2-C面における値 (Fig. 5)

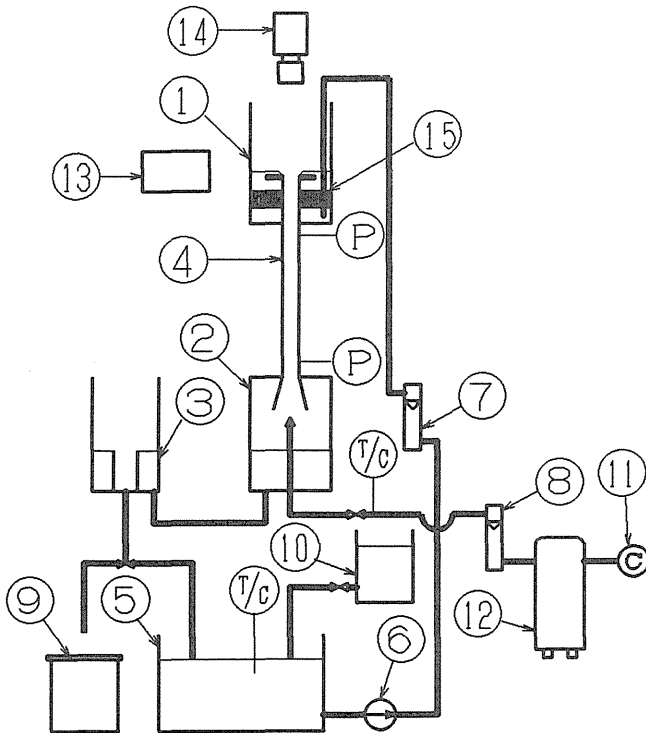
2. 実験装置と実験方法

2.1 実験装置

実験装置の概略を、Fig. 1 に示す。

実験装置の主なものは、透明アクリル製上部プレナム①、供試管④、下部プレナム②である。液体は、電磁ポンプ⑥により、貯水タンク⑤、流量調節弁、フロート流量計⑦、そして上部プレナムに流入する。上部プレナムから整流格子⑮を通り、管上端に取付けられたフランジから供試管内に流入し、管内を液膜状に流れる。供試管は長さ1000mmのアクリル樹脂円管で、管径 $D=36, 26, 16mm$ の種類を実験に用いた。また、下端にはベルマウスが付けられ、空気で液滴が巻き込まれることを防いでいる。流下した液体は下部プレナム、補助プレナム③を通り、再び貯水タンクへ戻る。補助プレナムは、下部プレナム内の水位を一定に保つためのものである。空気は、コンプレッサー⑪からエアタンク⑫、フロート式流量計⑧を経て下部プレナム内の給気ノズルより流入する。

上部プレナムの上方には、VTRカメラ⑭があり、側方に取り付けたストロボ⑬と同期し、撮影する。



- 1: upper prenum
- 2: lower prenum
- 3: sub prenum
- 4: test tube
- 5: water tank
- 6: pump
- 7: liquid flow meter
- 8: air flow meter
- 9: measuring tank
- 10: water subtank
- 11: compressor
- 12: air tank
- 13: stroboscope
- 14: video camera
- 15: honeycomb filter

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

2.2 実験方法

上部プレナムに一定流量の水を供給し, 供試管内壁面全体に液膜流として落下することを確認する。空気流量を0から徐々に増加し, フラiddiingを発生させ, フラiddiing直前の空気流量をフロート流量計で計測する。次に, 空気流量を一旦下げ, 液膜流を安定させる。再び空気流量をフラiddiing直前の値まで上げる。この状態で, 補助プレナムより計量容器に流出した水の重量を計測し落下水量を求めた。この時, 補助貯水タンクより一定量の水を供給し, 貯水タンクの水位が低下し水量が変化するのを防いだ。計測時間は, 流量に応じ0.5~3.5分間とり, 単位時間当たりの水の流量を算出し求めた。水温と気温は, 貯水タンク内と給気ノズル入口のそれぞれで熱電対を用いて測定した。

圧力は空気流量計出口, 下部プレナム内で, それぞれ, デジタル圧力計, 液柱型圧力計を用いて計測した。

以上の操作を上部プレナムに供給する水量を適当な間隔で変化させ, 繰り返し行った。供試管上端部の流動様相は, 真上からVTRにより毎秒30コマ割合で撮影した。なおフラiddiingの開始点は, 目視および圧力変化により確認した。VTRの映像は画像処理機で2値化した後, 空気の占める面積割合を求め, それをボイド率とした。

3. 実験結果と考察

3.1 液流入部におけるボイド率

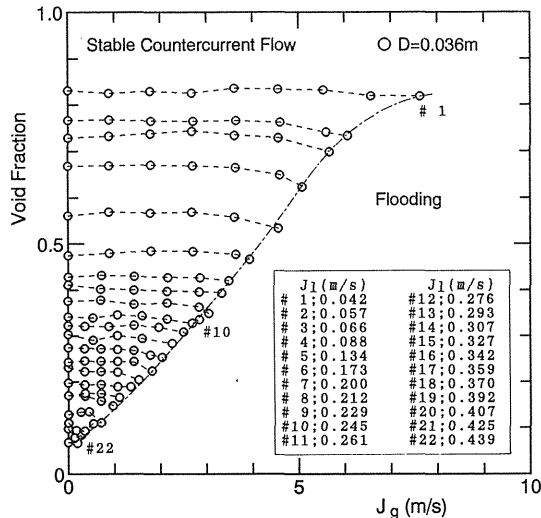


Fig. 2 Void fraction at a contraction of the sharp-edged entry

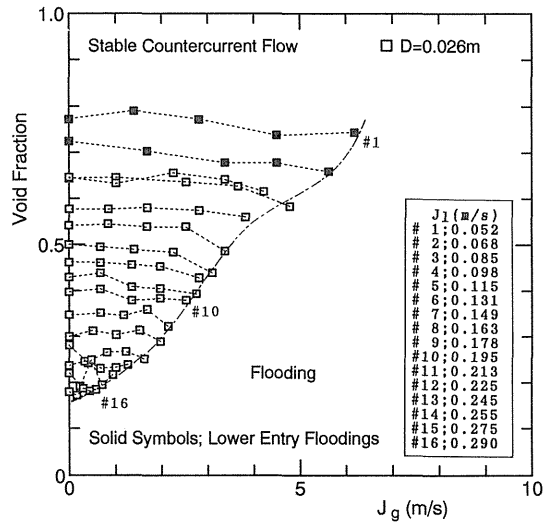


Fig. 3 Void fraction at a contraction of the sharp-edged entry

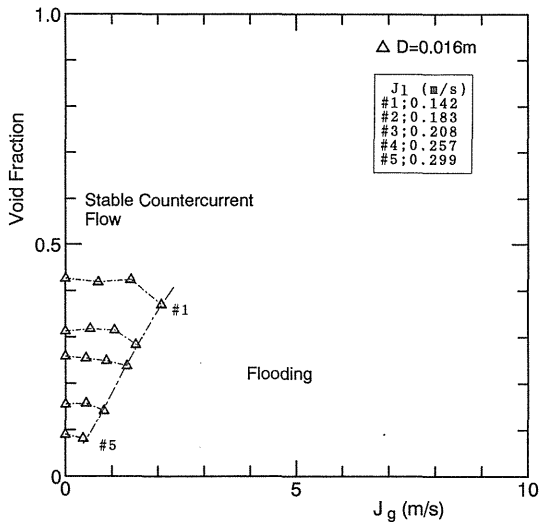


Fig. 4 Void fraction at a contraction of the sharp-edged entry

みかけの空気流速 J_g と測定された円管上部におけるボイド率の関係をFig. 2~4に示す。各管径とも, 水量一定の場合, フラiddiing限界付近で, ボイド率が僅かに低下するが, それ以下の空気流速ではほぼ一定となることがわかる。

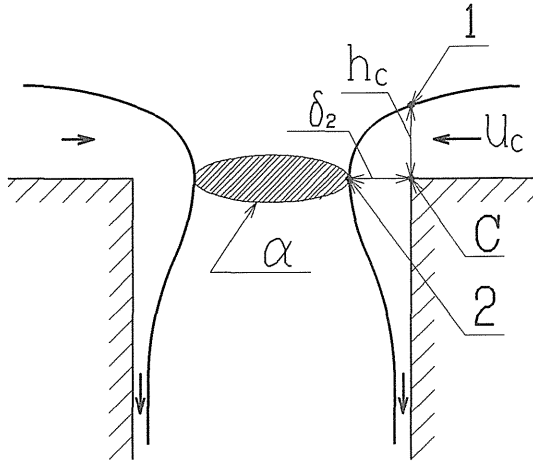


Fig. 5 Liquid flow at a sharp edged entry

Fig. 5 に、供試管上部の流れの横断面図を模式的に示す。1-C面を横切り、流路面は水平から垂直へと急変するから、この面を境に流れは常流域から射流域に移る。本間⁽¹⁾によれば、平板状流路で限界流速 U_c は次式で求まる。

$$U_c = \sqrt{gh_c} \quad \text{..... (1)}$$

従って、1-C面の流速を限界流速 U_c とし、1-C面の流速分布を一様とすると、水流量 Q_1 は次式となる。

$$Q_1 = U_c \cdot \pi Dh_c \quad \text{..... (2)}$$

2-C面でも速度分布を一様とすれば、次の関係が成立つ。

$$Q_1 = U_2 \cdot \frac{\pi}{4} \{D^2 - (D - 2\delta_2)^2\} \quad \text{..... (3)}$$

1-C面と2-C面でベルヌイの式を適用すると、

$$\frac{U_c^2}{2g} + \frac{h_c}{2} = \frac{U_2^2}{2g} \quad \text{..... (4)}$$

であるから、式(1), (2), (3), (4)より U_c , U_2 , h_c を消去し整理すると液膜厚さ δ_2 は、

$$\delta_2 = \frac{D}{2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{8^{1/2}}{g^{1/3}D} \left(\frac{Q_1}{\pi D} \right)^{2/3}} \right\} \quad \text{..... (5)}$$

となる。ここで、ボイド率 α と液膜厚さ δ は次の関数がある。

$$\alpha = \left(1 - \frac{2\delta}{D} \right)^2 \quad \text{..... (6)}$$

ゆえに、式(5)は次のように書かえられる。

$$1 - \alpha_2 = 8^{1/2} \frac{1}{g^{1/3}D} \left(\frac{Q_1}{\pi D} \right)^{2/3} \quad \text{..... (7)}$$

管上部の最大ボイド率 α と α_2 が等しいと仮定すれば、次式がえられる。

$$1 - \alpha = \frac{1.32}{D} \left(\frac{Q_1}{\pi D} \right)^{2/3} \quad \text{..... (8)}$$

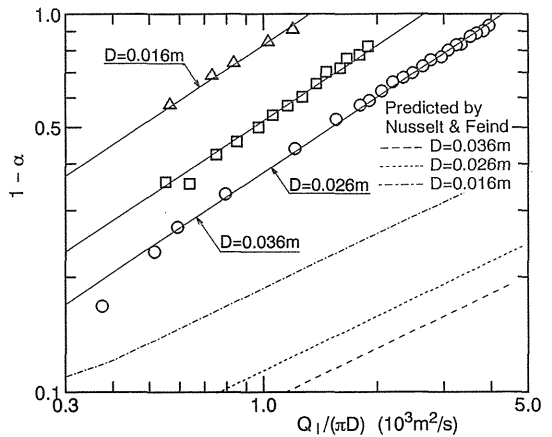


Fig. 6 Comparison of measured liquid fraction at the upper entry with correlations of Nusselt & Feind

Fig. 6は, 単位濡れ線長さ当たりの水量と空気を流さない場合 ($J_g = 0$) におけるボイド率の関係をまとめたもので, ボイド率と水流量が次式で近似できることがわかる。

$$1 - \alpha = C \left(\frac{Q_1}{\pi D} \right)^{2/3} \quad \dots\dots\dots (9)$$

定数Cの値は管径により変化し, 次の値で実測値とおく一致する。

管径D (mm)	: C値
16	: 82.8
26	: 52.0
36	: 37.8

この定数Cと管径Dの関係は次式で近似できる。

$$C = 1.38/D \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで, 式(8)と比較すると, 係数が式(8)の1.32から1.38へ多少大きくなっている。式(8)を導く過程で, 流路が平板から円管に変化する影響を無視している事, $1 - C$ 面と $2 - C$ 面で流速を一様と仮定している事の2点が影響しているためこの差が生じたと考えられる。

Fig. 6中には, 以下のNusselt⁽²⁾, Feind⁽³⁾の式より液膜厚さを計算した値も比較のため示した。

$$\text{Nusseltの式: } \delta = \left(\frac{3 \nu_1^2}{4g} \right)^{1/3} \cdot \text{Re}_1^{1/3} \quad (\text{Re}_1 \leq 1600) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\text{Feindの式: } \delta = 0.266 \left(\frac{3 \nu_1^2}{g} \right)^{1/3} \cdot \text{Re}_1^{1/2} \quad (1600 < \text{Re}_1 < 8000) \quad \dots\dots\dots (12)$$

この2式は, フラッディングの解析において液膜厚さを求めるのに使用される事が多かった。しかし, 本実験と同様な供試管に対しては, 実際より管上部のホールドアップ率 $1 - \alpha$ を低く, つまり液膜厚さを薄く見積り, その

ためフラッディング開始時の気相流速を小さく, 液相流速を大きく予測する可能性があることがわかった。

3.2 不安定理論による臨界波長

一般にフラッディング現象のメカニズムは, 界面の不安定化による液膜表面の波の振幅の急激な成長と捉えることができる。井村ら⁽⁴⁾は, 液膜厚さが周方向に一定であると仮定し, フラッディング発生時の相対速度 $U_g - U_1$ が臨界波長 λ_c を用い, 次式で表されることを示した。

$$U_g - U_1 = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_g} \left(\frac{2\pi}{\lambda_c} - \frac{1}{R - \delta} \right)} \quad \dots\dots\dots (13)$$

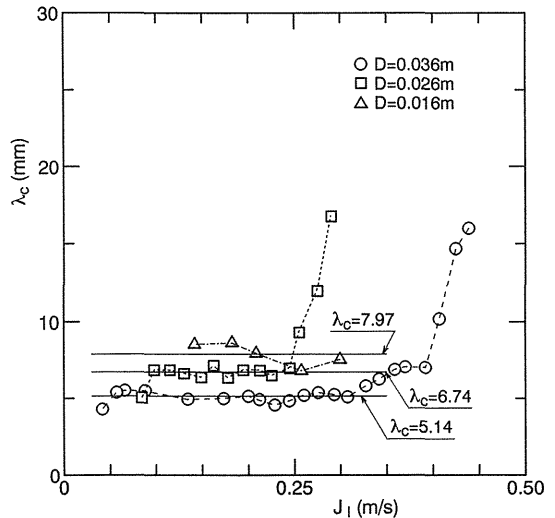


Fig. 7 Relation of critical wave length predicted by Eq. (13) and superficial liquid velocity

Fig. 7は, 計測したボイド率, 水, 空気流量を用いて上式より λ_c を求め, みかけの水流速 J_1 との関係を表したものである。多くのデータは, 流速 J_1 によらずほぼ一定の波長を示し, 管径のみに依存している。しかし, $D=26\text{mm}$ の供試管で $J_1=0.25\text{ m/s}$ 以上, $D=36\text{mm}$ の供試管で $J_1=0.30\text{ m/s}$ 以上の高い流速では, λ_c が高い値を示している。この高い λ_c となる原因は, 液流量が大きい場合, 液膜厚さに周方向の分布ができ, 低い気相流速でフラッディングが起きたためと考えられる。従って, 液膜厚さを均一にした実験を行えば, J_1 にかかわらず臨界波長 λ_c は一定値を示すと推察される。

図中の値は, 臨界波長 λ_c がほぼ一定である流速 J_1 の領域として, 各管径における領域を以下の様にとり, そ

の領域内だけの平均値である。

管径D (mm)	: 流速 J_1 (m/s)
36	: 0.307~0.057
26	: 0.245~0.098
16	: 0.299~0.142

Fig. 8は、この平均臨界波長 λ_c と管径Dの関係を示している。ただし、横軸は無次元直径 D^* を用いた。

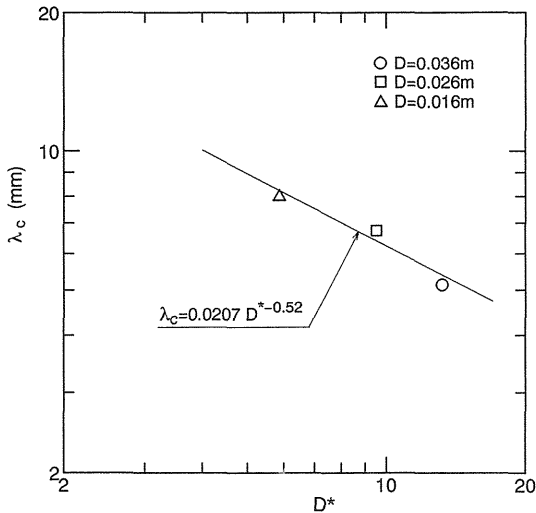


Fig. 8 Relation of critical wave length and dimensionless tube diameter

同図より、次の近似式を得た。

$$\lambda_c = 0.0207 / D^{*0.52} \quad (14)$$

3.3 実験式と実測値の比較

式(6), (13), (14)式から、次のみかけの気相流速 J_g とボイド率 α の関係式が得られる。

$$J_g = \alpha \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho_g} \left\{ 275 \left(\frac{D^2 \sigma}{\rho_l - \rho_g} \right)^{0.26} - \frac{1}{D\sqrt{\alpha}} \right\} - 1.27 \frac{\alpha Q_1}{(1-\alpha) D^2}} \quad (15)$$

式(9)と(10)及び式(15)をもちい、気温、水温、圧力の条件を与えれば、物性値 ρ_l , ρ_g , σ が定まり、管径Dと水量 Q_1 からフラッシング時のみかけの流速 J_g , J_1 の関

係が計算できる。

Fig. 9は、D=36, 26, 16mmの円管について計算した結果である。ただし、縦軸と横軸の J_g^* , J_1^* はWallis⁽⁴⁾の無次元流速である。

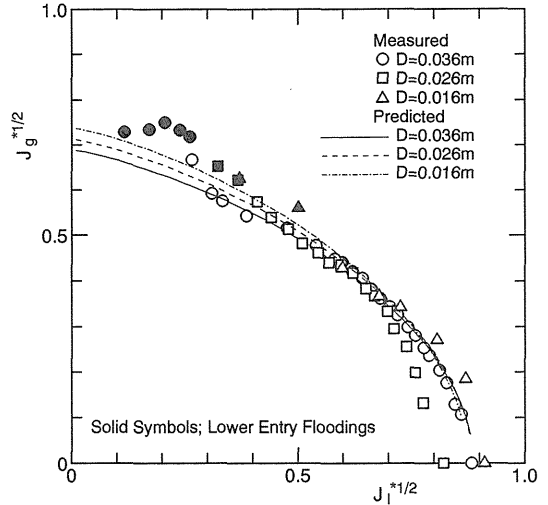


Fig. 9 Comparison of measured and predicted results

図より計算値と実測値の傾向が良く一致していることがわかる。しかし、各計算値を細かくみると、計算値では水量が多い領域で管径の影響が減るのに対し、実測点では、むしろ増える傾向がある。これは、渦等で生じた液

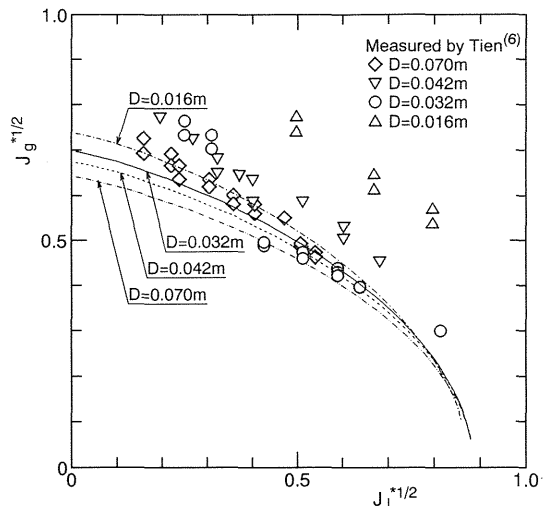


Fig.10 Comparison of measured data of Tien⁽⁶⁾ with predicted results

膜の管周方向の不均一性によるフラッディング流速の変化が各供試管により異なるためと考えられる。

Fig.10は, Tienら⁽⁶⁾の測定値と今回の計算値を比較したものである。供試管径は, $D=15.9, 31.8, 46.0, 69.9\text{mm}$ の4種類で, 管長 914mm である。また, この実験では供試管上端に我々の実験のようなフランジは取付けられていない。計算値では, 管径が細くなるに従い気相のフラッディング限界が高くなる傾向をもち, $D=31.8\text{mm}$ 以外の測定値にもこの傾向が表れている。しかし, 定量的には, 測定値は予測より高い気相流速まで安定である。本供試管とTienらの供試管形状を比較すると, 本実験供試管にはフランジが上端に付けられているため, 液体は常に水平方向から流入するが, Tienらの実験では管上端のやや下方から上端に向う流れも存在するので, 液流入部で液体の水平方向の慣性が大きい本供試管の方が液膜厚さが厚くなる。従って, 本実験式ではTienらの実験に対しボイド率を小さく見積もる事になり, 結果として, 計算値が測定値より低い気相流速の値を出すと考えられる。

4. 結 論

管径 $D=16, 26, 36\text{mm}$ の3種類の円管を用いて, 水-空気系垂直対向二相流のフラッディング現象に関し, 流入部のボイド率の変化に着目して実験と理論解析を行い, 以下の知見を得た。

- 1) 管上部の局所のボイド率は, 水量と管径の関数として表せる。

- 2) 渦等が発生せず液膜厚さが周方向に均一ならば, 臨界波長は水量にかかわらず一定値をとり, 管径と式(14)の関数がある。

- 3) フラッディング限界は局所のボイド率を考慮すると, 気液界面の不安定限界により解析ができる。

本研究にあたり卒業研究生であった狩野悦宏氏, 高橋冬人氏, 五百川一哉氏の協力があつた。ここに記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) 本間仁: "水理学", 第2版, 丸善, (1980), 61
- 2) Nusselt, W.: "Die oberflächenkondensation des Wasserdampfes", Z.VDI, 60-27 (1916-7-1), 541, 60-28 (1916-7-8), 569.
- 3) Feind, K.: "Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilm und Gas in lotrechten Rohren", VDI Forschungsheft, 481, b26, (1960)
- 4) 井村英昭, 楠田久男, 船津秀一: "向流気液二相流におけるフラッディングの研究", 日本機械学会論文集(第2部), 42-362, (1976), 3250
- 5) Wallis, G.B.: "One Dimensional Two-Phase Flow", McGraw-Hill, (1969), 113
- 6) Tien, C.L., Chung, K.S. and Liu, C.P.: "Flooding in two-Phase Countercurrent Flows", EPRI Report NP-1283 (1979)