

フラッディング状態における鉛直管内での流動特性

Flow Characteristics in Vertical Pipes under Flooding Conditions

村瀬 道雄 (Michio Murase) *¹ 高木 俊弥 (Toshiya Takaki) *¹ 佐野 直樹 (Naoki Sano) *¹
 合田 頼人 (Raito Goda) *² 林 公祐 (Kosuke Hayashi) *² 富山 明男 (Akio Tomiyama) *²

要約 本報では、気液対向流でフラッディング状態にある鉛直管内での流動特性に関する著者らの公開済み論文3編の内容を紹介した。神戸大学では、フラッディング状態での落下水流量（見かけ速度 J_L ）、圧力勾配 dP/dz およびボイド率 α を測定し、壁面摩擦係数 f_w と界面摩擦係数 f_i を求めた。気液対向流での α の測定例は少ないため、求めた f_w と従来研究による dP/dz データから α と f_i を求め、 α や f_i の実験相関式を導出した。鉛直管の上端と下端の形状（直角もしくは曲面）により流動特性が異なるため、フラッディングが生じる場所（下端もしくは上端）で流動特性を区分し、上端フラッディングでの α （液膜厚さ δ ）の相関式と下端フラッディングでの f_i の相関式を導出した。 δ は、上昇気流により自由落下液膜より厚くなるが、自由落下液膜と類似する実験式で整理した。 f_i の従来式には無次元液膜厚さの関数が用いられているが、無次元速度である気相のKutateladzeパラメータ K_G^* を用いると簡潔に表せた。

キーワード 鉛直管, 気液対向流, フラッディング, ボイド率, 圧力勾配, 壁面摩擦, 界面摩擦

Abstract In this review, we presented contents of our three published papers on flow characteristics in vertical pipes under flooding conditions. Measurements were made at a facility of Kobe University for the falling liquid flow rate (superficial velocity J_L), pressure gradient dP/dz and void fraction α , and the wall friction factor f_w and interfacial friction factor f_i were obtained. The void fraction α data under counter-current flows are limited. Hence α and f_i were evaluated using f_w and existing dP/dz data, and correlations for α and f_i were proposed. Flow characteristics differ depending on the shapes at the top and bottom ends (square or rounded), and they were classified from the flooding location (top or bottom end). A correlation of α (liquid film thickness δ) for flooding at the top end and a correlation of f_i for flooding at the bottom end were proposed. δ under flooding conditions became thick due to the updraft of the gas flow, but it was expressed by a correlation similar to that for the free falling film. f_i is widely expressed by a function of the dimensionless liquid film thickness, but a simple f_i correlation was proposed in terms of the dimensionless gas velocity, the Kutateladze parameter K_G^* .

Keywords vertical pipe, counter-current flow, flooding, void fraction, pressure gradient, wall friction, interfacial friction

1. はじめに

加圧水型原子炉で想定される事故、例えば小破断冷却材喪失事故の条件下では、炉心で発生した蒸気が一次系配管や蒸気発生器（SG）の伝熱管に流入し、放熱により生じる凝縮水が蒸気の流れに対向して重力落下する気液対向流状態になり、蒸気速度が大きいと凝縮水の落下が制限されるフラッディングが生じる。事故解析における配管系の計算では一次元二相流モデルが使用されるが、フラッディングに

よる落下水流量の計算は不確かさが大きいと、蒸気の見かけ速度 J_G と落下水の見かけ速度 J_L との関係を与える気液対向流制限（counter-current flow limitation: CCFL）の相関式が使用されている。著者らの研究グループでは、神戸大学で取得したデータと従来データおよび解析結果を活用し、ホットレグ、加圧器サージ管、SG伝熱管を対象にしてCCFL相関式の信頼性向上と不確かさの定量化に取り組み^{(1)~(3)}、CCFL相関式の改良は一段落した。気液対向流ではCCFLに次いでボイド率 α の評価が

*1 (株)原子力安全システム研究所 技術システム研究所

*2 神戸大学

重要であり、現在は α を含む流動特性について評価している。

鉛直管での気液対向流について1980年ころまで多くの研究が実施された⁽⁴⁾⁽⁵⁾。しかし、気液対向流での α の測定例は少なく、Imuraら⁽⁶⁾は自由落下液膜厚さの相関式を用いて α を評価した。Bharathanら⁽⁷⁾は空気・水系で液膜厚さ δ と圧力勾配 dP/dz を測定して壁面摩擦係数 f_w と界面摩擦係数 f_i を求めたが、 f_w が負になる場合が生じた。そこで、Bharathanら⁽⁸⁾およびBharathan and Wallis⁽⁹⁾は、下端でのフラッディングによる粗い液膜(rough film: RF)を対象に $f_w = 0$ と近似して dP/dz データから f_i を求めて相関式を提案した。Abeら⁽¹⁰⁾は、Bharathanら⁽⁷⁾⁽⁸⁾による J_G 、 J_L と dP/dz のデータを用いて α 、 f_w と f_i を求め f_w が大きくなることを示したが、 f_w の予測値に対する信頼性は不明である。このような背景から、神戸大学の富山研究室では、空気・水系で J_G に対する J_L 、 dP/dz と α を測定し、環状流モデルを用いて f_w と f_i を求めた⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。著者らの研究グループでは、神戸大学で取得した基礎データを活用して、フラッディング状態における流動特性に関する相関式を整備することを目的とし、相関式の適用範囲を大口径管や高温高压条件に拡大することを目標にしている。従来研究では α データが少ないことから、Takakiら⁽¹³⁾はCCFLデータ(J_G と J_L の関係)とWallisのエンベロープ法⁽⁴⁾を用いて α と f_i を求める方法および dP/dz データと f_w の相関式を用いて α と f_i を求める方法について検討し、前者は不確かさが大きく後者は評価精度がよいことを示した。また、Bharathanら⁽⁷⁾による空気・水系での dP/dz データおよびIlyukhinら⁽¹⁴⁾による蒸気・水系での dP/dz データを用いて上端フラッディングにおける α を求めて δ の相関式を提案した⁽¹³⁾。下端フラッディングについて、佐野ら⁽¹⁵⁾はBharathanら⁽⁸⁾⁽⁹⁾による空気・水系での dP/dz データおよびIlyukhinら⁽¹⁴⁾による蒸気・水系での dP/dz データを用いて f_i を求めて相関式を提案した。

本報では、神戸大学での空気・水実験⁽¹¹⁾⁽¹²⁾および上端フラッディングでの δ の相関式⁽¹³⁾と下端フラッディングでの f_i の相関式⁽¹⁵⁾について紹介する。なお、下端フラッディングに関する実験⁽¹¹⁾は神戸大学での単独実施であり、上端フラッディングに関する実験⁽¹²⁾は神戸大学との共同研究の一環として実施した。

2 実験装置と環状流モデル

2.1 実験装置

鉛直管での空気・水フラッディング実験装置⁽¹²⁾を図1に示す。鉛直管の上端が曲面で下端が直角の下端フラッディング実験⁽¹¹⁾と上端が直角で下端が曲面の上端フラッディング実験⁽¹²⁾で装置の構成は同じであり、曲面の曲率 R は鉛直管の直径 D の1/2($R = D/2$)である。下端フラッディング実験⁽¹¹⁾では $D = 20, 40$ mm, 上端フラッディング実験⁽¹²⁾では $D = 20$ mmであり、本報では主に $D = 20$ mmでの測定値について紹介する。実験装置は、下部タンクへの空気の供給系、上部タンクへの水の供給系、鉛直管で構成され、鉛直管の直径と高さおよび上下端の形状を変更することができる。

実験では、空気流量と水流量を一定値にして、鉛直管に流入しない水をドレンして上部タンク水位を一定値(本実験では0.1 m)に保つ。落下水の流量と見かけ速度 J_L は下部タンクの水位上昇率から測定する。 α は弁締切法を用いて60回測定した平均値を使用している。弁の締切時間は1/30秒以下であり、 α 測定の不確かさは $(1-\alpha) = 0.05 \sim 0.13$ に対して0.0025~0.0040である。弁は厚さ2 mmのスライド板であり、締切弁の設置が J_L に影響しないことを確認している。

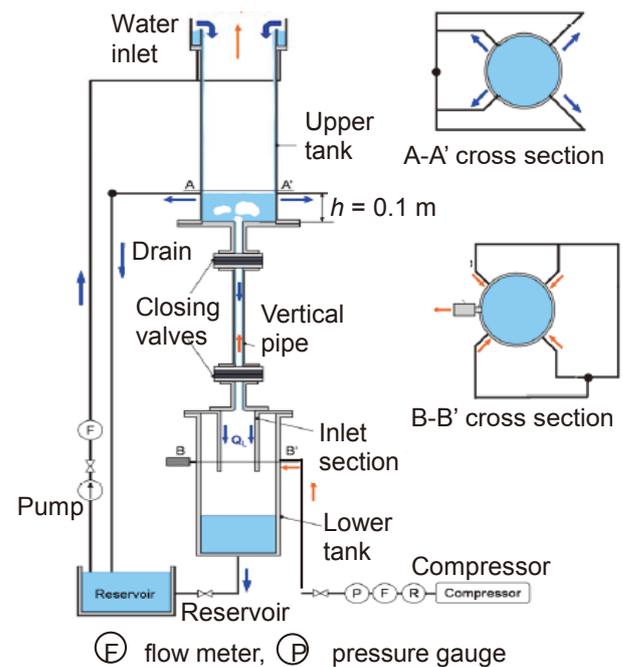


図1 鉛直管での空気・水フラッディング実験装置⁽¹²⁾

2.2 環状流モデル

鉛直管内における気液対向流では環状流になり、流動状態の計算には環状流モデルが使用される。気相流路および流路全体に対する圧力バランスは次式で表せる⁽¹¹⁾⁽¹³⁾⁽¹⁵⁾。

$$dP/dz + \rho_G \cdot g + 2f_i \cdot \rho_G [J_G / \alpha - J_L / (1 - \alpha)]^2 / (D \cdot \alpha^{1/2}) = 0 \quad (1)$$

$$dP/dz + [(\rho_L - \rho_G)(1 - \alpha) + \rho_G]g - 2f_w \cdot \rho_L [J_L / (1 - \alpha)]^2 / D = 0 \quad (2)$$

g は重力加速度、 P は圧力、 z は鉛直方向座標、 ρ は密度である。 z の上向きを正にすると圧力勾配 dP/dz は負になる。 J_G に対する J_L 、 dP/dz 、 α を測定すると、式(1)から界面摩擦係数 f_i を、式(2)から壁面摩擦係数 f_w を求めることができる。

2.3 実験条件

本報で用いるデータの実験条件を表1に示す。 α と f_i の評価が目的であり、CCFL測定の実験は対象外である。Bharathanら⁽⁷⁾は、 $D = 50.8$ mm一定で、上端と下端に対して曲面 (rounded: R) と直角 (square: S) の全ての組み合わせで実験している。Bharathanら⁽⁸⁾は、上端と下端とも直角で直径を変更して実験し、RF (粗い液膜) での dP/dz のみ報告している。Ilyukhinら⁽¹⁴⁾の蒸気・水系を除いて空気・水系実験である。環状流モデルでは、 α と δ とは相互に変換できる。

$$\alpha = (1 - 2\delta/D)^2 \text{ or } \delta/D = (1 - \alpha^{1/2}) / 2 \quad (3)$$

表1 実験条件

Ref.	D [mm]	Top/ Bottom	Fluids	P [MPa]	Data
(7)	50.8	R/S, S/R, S/S, R/R	A-W	0.1	δ , dP/dz
(8)	6.4-152	S/S	A-W	0.1	dP/dz
(11)	20, 40	R/S	A-W	0.1	α , dP/dz
(12)	20	S/R	A-W	0.1	α , dP/dz
(14)	20	S/S	S-W	0.6-4.1	dP/dz

R: rounded, S: square, A-W: air-water,
S-W: steam-water

3. 実験結果

本章では、 $D = 20$ mmでの下端フラッディング⁽¹¹⁾と上端フラッディング⁽¹²⁾のデータを用いて、フラッディング状態での流動特性について紹介する。

3.1 流動様式

高速度カメラを用いて流動様式を撮影 (350 fps) し、得られた画像のうち管軸上の輝度値のみを抽出して時間軸方向に並べた画像 (time-strip 画像⁽¹²⁾) を図2に示す。 $D = 20$ mm, 上端は直角で下端は曲面である。低 J_G^* では上端で液相の落下が制限されて気液界面が滑らかな液膜 (smooth film: SF) が形成される。液膜が厚い黒い部分が時間経過により下方に移動している。 J_G^* を増加すると下端でも液相の落下が制限されて擾乱波が生じ、上昇空気により擾乱波が上昇するが途中で落下する遷移状態 (transition: TR) が生じる。TRでは液相は上端と下端で落下が制限されている。高 J_G^* では下端で発生した擾乱波が上部タンクに流出し、RFが形成される。RFでは液相は下端で落下が制限される。time-strip画像を用いると流動構造を鮮明に可視化できる。

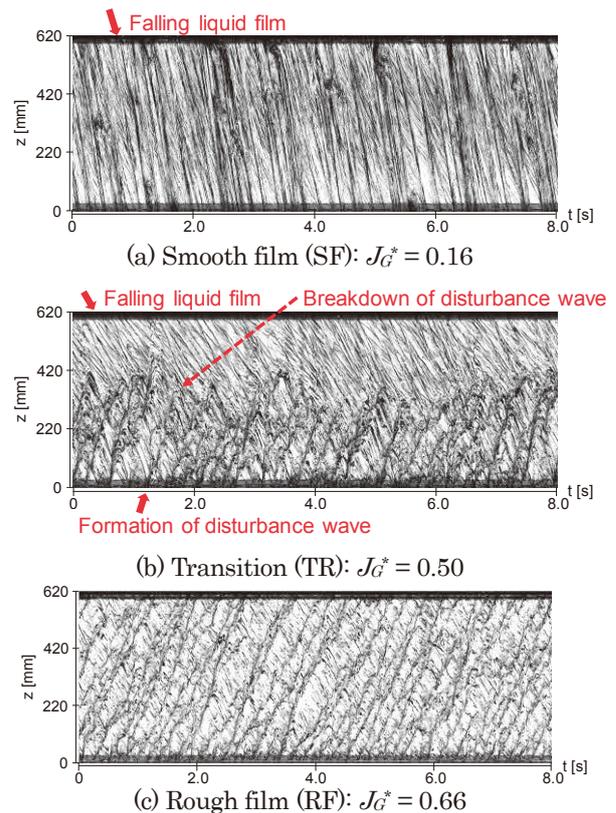


図2 直角の上端と曲面の下端での time-strip 画像⁽¹²⁾

3.2 圧力勾配とボイド率

表1に示した実験条件の $D = 20$ mmでR/S⁽¹¹⁾とS/R⁽¹²⁾における無次元圧力勾配 (dP/dz)*と液相

体積率 $(1-\alpha)$ の測定結果を図3に示す. $(dP/dz)^*$ は重力 $(\rho_L - \rho_G) \cdot g$ で無次元化している. 式(2)から明らかのように, $(1-\alpha)$ と $(dP/dz)^*$ の差が壁面摩擦項であり, Bharathanら⁽⁸⁾ およびBharathan and Wallis⁽⁹⁾ のように $f_w = 0$ と近似すると $(1-\alpha) \approx -(dP/dz)^*$ になる. 壁面摩擦項はRFで比較的小さいが, SFでは大きく $-(dP/dz)^*$ が小さい. 流動様式の変化は, 図3に示すように $-(dP/dz)^*$ の変化で判別できるが, 流動様式の境界が不明確な場合には図2に示すように可視化で確認する必要がある.

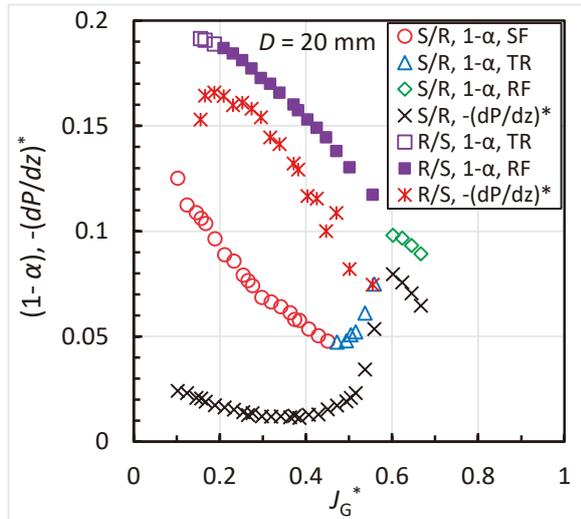


図3 無次元圧力勾配 $(dP/dz)^*$ と液相体積率 $(1-\alpha)$

3.3 CCFL 特性

J_L を式(2)で計算できるが精度がよくないため, 原子力プラントの事故解析では, WallisによるCCFL相関式(4)が広く使用されている.

$$H_G^{*1/2} + m \cdot H_L^{*1/2} = C \quad (4)$$

$$H_k^* = J_k / [g \cdot w \cdot (\rho_L - \rho_G) / \rho_k]^{1/2} \quad (k = G \text{ or } L) \quad (5)$$

H_k^* は無次元速度, J_k は見かけ速度, w は代表長さであり, 定数 C と勾配 m はCCFL測定値から決定される. 一方, Bankoffら⁽¹⁶⁾ は代表長さ w を次式で表している.

$$w = D^{(1-\beta)} L^\beta \quad (0 \leq \beta \leq 1), \quad (6)$$

$$L = [\sigma / \{g \cdot (\rho_L - \rho_G)\}]^{1/2} \quad (7)$$

L はラプラス長さ, σ は表面張力である. 式(6)の代表長さ w により D がCCFL特性に及ぼす影響が決まるため, CCFL相関式の導出では式(6)の β の選定が重要である.

式(4)の無次元速度 H_k^* は, $\beta = 0$ でWallisパラメータ J_k^* に, $\beta = 1$ でKutateladzeパラメータ K_k^* になる. J_k^* と K_k^* は無次元直径 D^* を用いて相互に変換できる.

$$J_k^* = K_k^* / D^{*1/2} \quad (k = G \text{ or } L), \quad D^* = D/L \quad (8)$$

事故解析では, 例えば計算モデルでCCFLが生じる位置に定数 C と勾配 m および β を入力してCCFL相関式を適用する.

$D = 20 \text{ mm}$ でR/S⁽¹¹⁾ とS/R⁽¹²⁾ におけるCCFL特性を図4に示す. Kusunokiら⁽¹⁷⁾ は下端フラッディングに対して次式を提案した.

$$J_G^{*1/2} / (\mu_G / \mu_L)^{0.07} = (1.04 \pm 0.05) - 3.6 [(\mu_G / \mu_L)^{0.1} J_L^{*1/2}] + 11 [(\mu_G / \mu_L)^{0.1} J_L^{*1/2}]^2 - 16 [(\mu_G / \mu_L)^{0.1} J_L^{*1/2}]^3 \quad (17 \text{ mm} \leq D \leq 50.8 \text{ mm}) \quad (9)$$

式(9)の不確かさ ± 0.05 にはIlyukhinら⁽¹⁴⁾ の $D = 20 \text{ mm}$, $P = 0.6 \sim 4.1 \text{ MPa}$ での測定値を含む. Wallis相関式(4)は $J_G^{*1/2}$ と $J_L^{*1/2}$ との線形式であるが, 式(9)のように $J_G^{*1/2}$ を $J_L^{*1/2}$ の三次関数で表す方がよい場合がある. Takakiら⁽¹³⁾ は島村ら⁽¹²⁾ による上端フラッディングでの測定値に対し式(10)を導出し, Ilyukhinら⁽¹⁴⁾ の $D = 20 \text{ mm}$, $P = 0.6 \sim 4.1 \text{ MPa}$ での測定値にも適用できることを示した.

$$J_G^{*1/2} + 1.02 J_L^{*1/2} = 0.83 \pm 0.05 \quad (D = 20 \text{ mm}) \quad (10)$$

式(10)は $D = 20 \text{ mm}$ のみ適用でき, $D = 30 \text{ mm}$ では K_k^* パラメータ支配になる (Muraseら⁽¹⁸⁾).

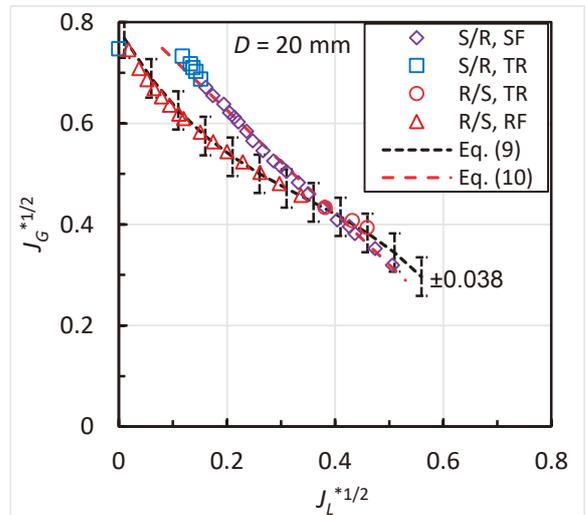


図4 CCFL特性 ($D = 20 \text{ mm}$)

3.4 壁面摩擦

壁面摩擦を直接測定するのは困難であるため、一般的には J_G に対する J_L , dP/dz , a を測定して式(2)から f_w を求める。気液対向流に対する f_w を評価した例は極めて少ないため、近似的に单相流に対する f_w の相関式を用いる場合がある(数土⁽¹⁹⁾; Takakiら⁽¹³⁾)。

$$f_w = \max(16/Re_L, 0.079/Re_L^{0.25}), Re_L = J_L D/v_L \quad (11)$$

Re_L は液相レイノルズ数, v_L は動粘度である。Abeら⁽¹⁰⁾はBharathanら⁽⁷⁾⁽⁸⁾による dP/dz データを用いて f_w を評価して次式を提案した。

$$f_w = 300/Re_L \quad (12)$$

$D = 20$ mmでR/S⁽¹¹⁾とS/R⁽¹²⁾における f_w を図5に示す。上端フラッディングのSFでは f_w を式(11)で近似できる。下端フラッディングでは f_w が式(11)より大きくなるため、Godaら⁽¹¹⁾は層流に対して次式を提案した。

$$f_w = 2.86 \times 10^4 / Re_L^{1.96} \quad (13)$$

式(13)はRFを対象としており測定値とよく一致する。

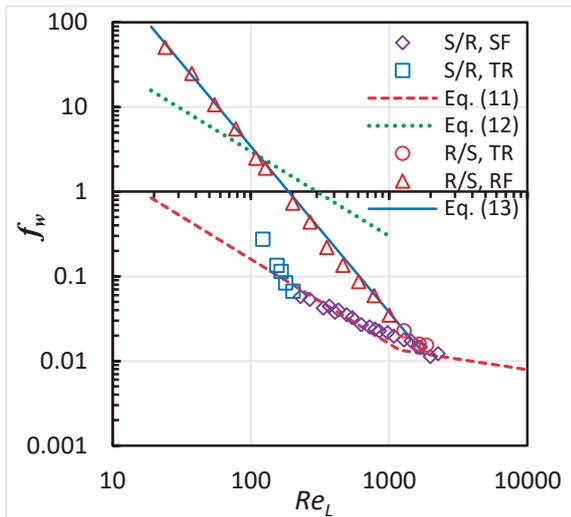


図5 壁面摩擦係数 f_w

3.5 界面摩擦

Bharathanら⁽⁸⁾およびBharathan and Wallis⁽⁹⁾は、下端でのフラッディングによるRFを対象に $f_w = 0$ と近似して $D = 6.4 \sim 152$ mmでの dP/dz データ

から f_i を求めて次の相関式を提案した。

$$f_i = 0.005 + A(\delta/L)^B, \\ \log_{10} A = -0.56 + 9.07/D^*, B = 1.63 + 4.74/D^* \quad (14)$$

数土⁽¹⁹⁾は、式(14)をベースにして、Richter⁽²⁰⁾による $D = 19 \sim 140$ mmでのCCFLデータとWallisのエンベロップ法⁽⁴⁾を用いて、CCFL計算値が測定値と一致する f_i を求めて次の相関式を提案した。

$$f_i = 0.008 \{1 + m(\delta/D)^n\}, \\ m = 41.31 D^{*(n+0.25)} 10^{9.07/D^*}, n = 1.63 + 4.74/D^* \quad (15)$$

$D = 20$ mmでR/S⁽¹¹⁾とS/R⁽¹²⁾における f_i を図6に示す。SFよりRFの方が流路内の水量が多く液膜が厚いため f_i が大きくなる。式(14)と(15)は、 δ の関数であるためR/SとS/Rで計算値が異なり、S/Rを対象に計算した。式(14)はRFを対象に提案されたがSFの測定値と比較的よく一致している。式(15)の導出ではエンベロップ法を使用して J_L 測定値に一致する f_i を求めたため過大な f_i をあたえる。RFでの測定値とよく一致する従来相関式はなく、Godaら⁽¹¹⁾はRFに対して次式を提案した。

$$f_i = 0.11 J_G^{*a} D^{*b} (1-a), \\ a = -1.96 \sim -1.98, b = 0.42 \sim 0.43 \quad (16)$$

式(16)はRFを対象とし、RFでの測定値とよく一致する。

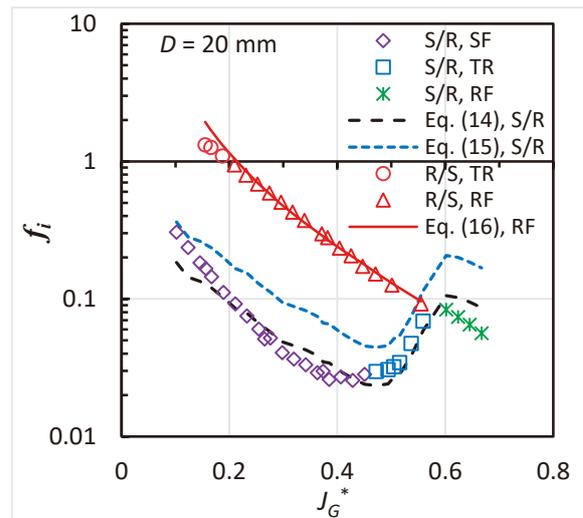


図6 界面摩擦係数 f_i

4. ボイド率と界面摩擦の評価方法

気液対向流条件での鉛直管内における流動特性は落下水が制限される位置により異なり、流路内での水量 $(1-\alpha)$ が δ , f_w , f_i に影響する。著者らの研究グループの目的は、神戸大学で取得した基礎データを活用して、フラッディング状態における流動状態に関する相関式を整備することである。流動状態に関する相関式の適用範囲を大口径管や高温高压条件に拡大することを目標にしている。しかし、表1に示したように従来研究では α や δ の測定例が極めて少ない。そこで、本章ではCCFLデータや dP/dz データから α や f_i を評価する方法について紹介する。 α や f_i の評価方法を検討するために、ここでは $D = 20 \text{ mm}$, S/R⁽¹²⁾ での測定値を使用する(詳細はTakakiら⁽¹³⁾を参照)。

4.1 CCFL データとエンベロープ法

式(1)と(2)から dP/dz を消去して無次元化すると、次の J_G と J_L の関係式が求まる。

$$2f_i \cdot [J_G^* - (\rho_G / \rho_L)^{1/2} \{ \alpha / (1-\alpha) \} J_L^*]^2 / \alpha^{1/2} + 2f_w \cdot [J_L^* / (1-\alpha)]^2 = (1-\alpha) \tag{17}$$

$$J_k^* = J_k / [g \cdot D \cdot (\rho_L - \rho_G) / \rho_k]^{1/2} \quad (k = G \text{ or } L) \tag{18}$$

J_k^* はWallisパラメータである。Wallisは、 f_i と f_w の相関式を用い α を変数として J_G と J_L の関係を計算し、そのエンベロープ(図7を参照)がCCFL曲線になるとした⁽⁴⁾。しかし、Bharathan and Wallis⁽⁹⁾は、エンベロープ法による J_L の計算値は過大であり、 J_L

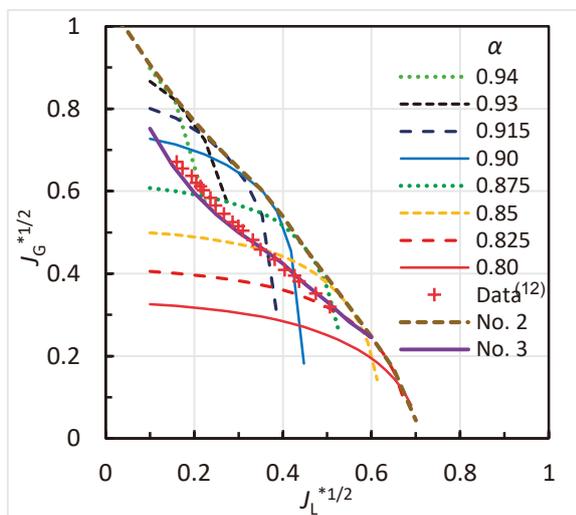


図7 エンベロープ法によるCCFL計算

の理論的な最大値を与えるとしている。エンベロープ法は次の最大流量条件と等価である。

$$\partial J_L^* / \partial \alpha = 0 \text{ or } \partial J_G^* / \partial \alpha = 0 \tag{19}$$

α 計算の検証を目的とするため、 α の測定値がある $D = 20 \text{ mm}$ で S/R⁽¹²⁾ を対象にエンベロープ法を適用した。 f_w には図5より式(11)を使用し、 f_i には図6のS/RでSFでのデータを用いて最小二乗法により次式を導出して使用した。

$$f_i = 0.0049 / J_G^{*1.8} \quad (D = 20 \text{ mm}) \tag{20}$$

各計算の番号と使用した式を表2に示す。Wallisのエンベロープ法⁽⁴⁾に従って、式(17)を用い α を変数にして J_G と J_L の関係を計算した表2のNo. 1の結果を図7に示す。 J_G と J_L の関係のエンベロープは、式(19)の最大流量条件を用いたNo. 2の計算結果と一致する。式(19)で $\partial J_L^* / \partial \alpha = 0$ を用いると $J_L^* \approx 0$ で計算が不安定になるため、著者らは $\partial J_G^* / \partial \alpha = 0$ を用いた。

数土⁽¹⁹⁾は、式(17)と(19)および式(11)と(14)を用いて J_G と J_L の関係を計算したが、Richter⁽²⁰⁾による $D = 19 \sim 140 \text{ mm}$ でのCCFLデータと計算値が一致する f_i を求め式(14)を式(15)に変更した。数土⁽¹⁹⁾と同様に、図4に示したS/RでSFでのCCFLデータに一致する f_i を求めた。

$$f_i = 0.008 + 20000[(1-\alpha^{1/2})/2]^3 \quad (D = 20 \text{ mm}) \tag{21}$$

No. 2の式(20)を式(21)に変更したNo. 3の計算結果はCCFL測定値と一致している。

エンベロープ法を用いた $(1-\alpha)$ の計算値と測定値⁽¹²⁾の比較を図8に示す。エンベロープ法を用いると $(1-\alpha)$ を過大に計算する。

表2 α の計算方法と条件

No.	Data	B. eq.	α eq.	f_i eq.	f_w eq.
1	--	(17)	--	(20)	(11)
2	--	(17)	(19)	(20)	(11)
3	CCFL	(17)	(19)	(21)	(11)
4	dP/dz	(2)	--	--	0
5	dP/dz	(2)	--	--	0.005
6	dP/dz	(2)	--	--	(11)

B. eq., α eq., f_i eq. and f_w eq. denote equation number for basic equation, α , f_i , and f_w , respectively.

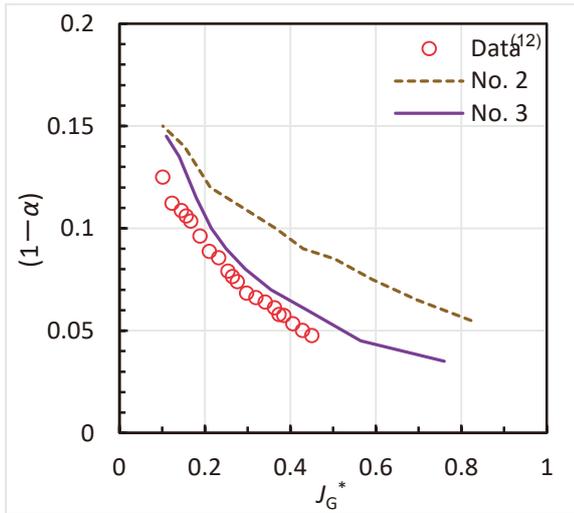


図8 エンベロープ法による $(1-\alpha)$ の計算値

4.2 圧力勾配データと壁面摩擦の相関式

式(2)で dP/dz , J_G と J_L , f_w を与えれば α が求まる。つまり, J_G と J_L の関係を CCFL データで与え, f_w の相関式と dP/dz データを用いれば式(1)から α が求まる。 α が求めれば式(1)から f_i が求まる。 f_w の影響を評価するため, 表2に示すように $f_w = 0$, Bharathan and Wallis⁽⁹⁾ が推奨する $f_w = 0.005$, および式(11)について検討した。 dP/dz データを用いた $(1-\alpha)$ の計算値を図9に示す。 $f_w = 0.005$ を用いた No. 5 の計算値は, Wallis⁽⁴⁾ が推奨する SF の δ に対する次の相関式とよく一致する。

$$\delta/D = 0.063J_L^{*2/3} \quad (22)$$

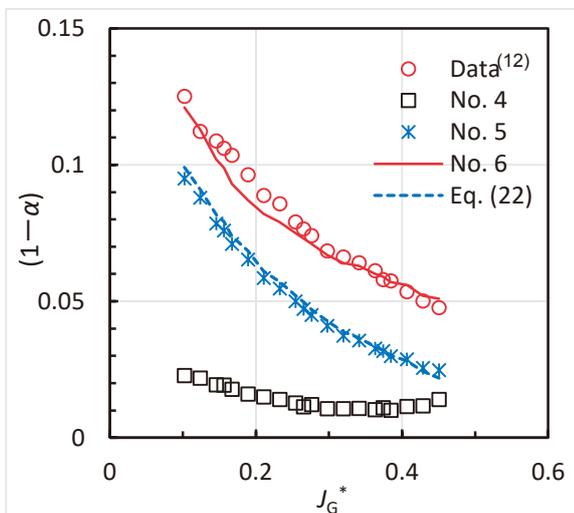


図9 dP/dz データを用いた $(1-\alpha)$ の計算値

dP/dz データと式(11)を用いた No. 6 の計算値は $(1-\alpha)$ の測定値とよく一致する。計算値が中 J_G^* で $(1-\alpha)$ を過小に評価するのは, 図5で式(11)が層流と乱流との遷移域で f_w を過小に評価することによる。

5. 上端フラッディングでの液膜厚さ

亀井ら⁽²¹⁾ は気液対向流条件での δ 測定を初めて試みたとしている。亀井ら⁽²¹⁾ は天秤で試験部の重量を測定して試験部内の液重量を測定しているが, ガスを流動させると天秤の精度が悪く定量的に言及できないとしている。Feind⁽²²⁾ や Hewitt and Wallis⁽²³⁾ は気液対向流条件で δ を測定したが, 前者はフラッディングが生じる前, 後者は層流条件で測定値は自由落下液膜厚さとほぼ等しい。Imura ら⁽⁶⁾ は SF と RF を区分せず, Feind⁽²²⁾ による相関式を用いて気液対向流条件での α を評価した。自由落下液膜厚さに対して多くの相関式が提案されているが, 比較用として Nusselt⁽²⁴⁾ と Feind⁽²²⁾ による式を組み合わせ用いた。

$$\delta/(v_L^2/g)^{1/3} = \max \{ (3Re_L/4)^{1/3}, 0.266Re_L^{1/2} \} \quad (23)$$

Bharathan ら⁽⁷⁾ による δ 測定以後, 神戸大学での α 測定⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ まで気液対向流条件での α もしくは δ の測定は見当たらない。

Takaki ら⁽¹³⁾ は, 図9に示したように dP/dz データと式(11)を用いると SF での α を精度よく評価できることを示し, 表1に示した Bharathan ら⁽⁷⁾ の空気・水系データと Ilyukhin ら⁽¹⁴⁾ の蒸気・水系データを用いて SF での α を評価した (Bharathan ら⁽⁸⁾ は $D = 6.4 \text{ mm} \sim 152 \text{ mm}$ で dP/dz を測定しているが RF での測定値しか報告していない)。 α の評価値から求めた δ を図10に示す。島村ら⁽¹²⁾ は α 測定値から, その他⁽⁷⁾⁽¹⁴⁾ は dP/dz データから求めた δ である。Takaki ら⁽¹³⁾ は, 図10に示した評価値から乱流に対して次式を提案した。

$$\delta/(v_L^2/g)^{1/3} = 0.091Re_L^{0.64} \quad (Re_L \geq 1800) \quad (24)$$

上端フラッディングについては, 図5に示した層流から乱流への遷移域での f_w に対する相関式の導出, 図10に示した層流から乱流への遷移域での δ に対する相関式の導出, f_i の相関式の導出などの課題がある。これらの課題については, $D = 40 \text{ mm}$ で追加実験を行い, 追加データを含めて検討する予定

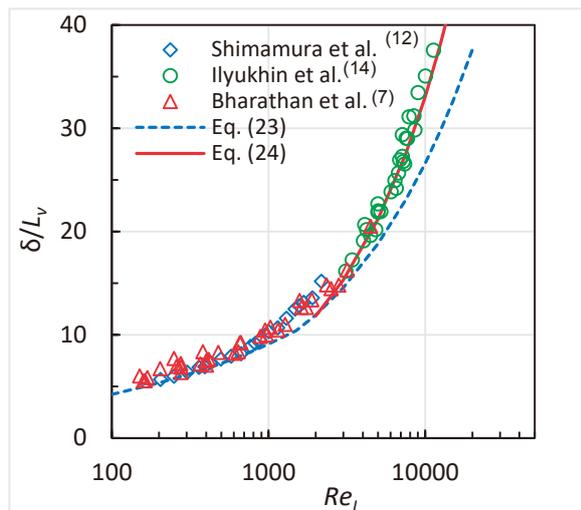
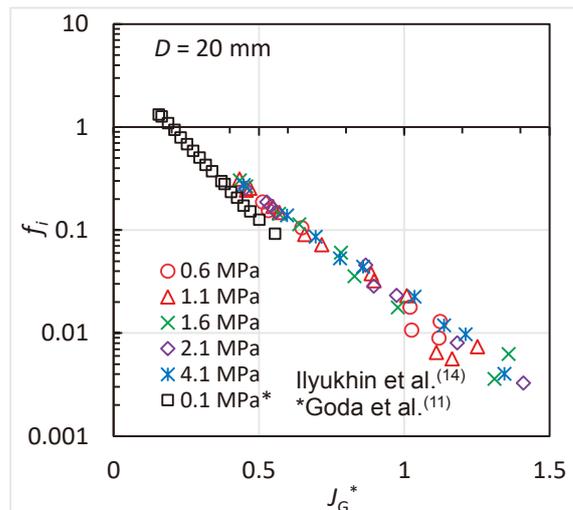


図10 SFでの液膜厚さδ



(a) f_i と J_G^* との関係

である。

6. 下端フラッディングでの界面摩擦係数

佐野ら⁽¹⁵⁾は、表1に示した従来研究による dP/dz データを用いて、式(2)から α を、式(1)から f_i を求めた。 f_w の相関式には、式(11)の層流項を Goda ら⁽¹¹⁾による式(13)に置き換えて使用した。

$$f_w = \max(2.86 \times 10^4 / Re_L^{1.96}, 0.079 / Re_L^{0.25}) \quad (25)$$

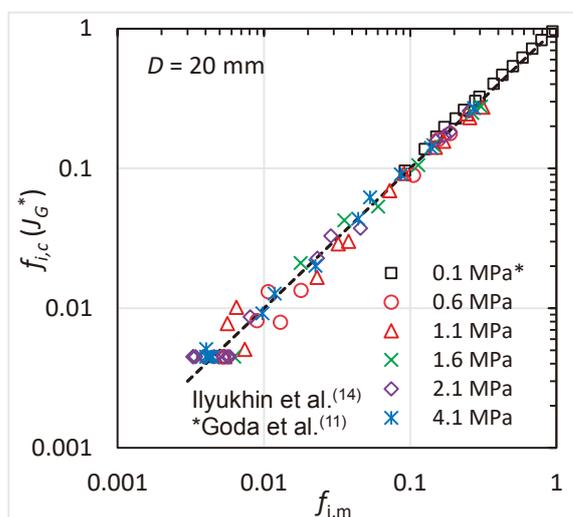
多くの実験データを用いて相関式を導出して適用範囲を広げると不確かさが大きくなる。そこで、SG伝熱管寸法である $D = 20 \text{ mm}$ での f_i 、空気・水系での f_i 、直径と流体物性値の影響を含む f_i に区分して相関式を導出した。

$D = 20 \text{ mm}$ での f_i を図11(a)に示す。圧力条件ごとに最小二乗法を用いて f_i の指数関数を求め、係数と指数を気液密度比 ρ_G/ρ_L もしくは気液粘性比 μ_G/μ_L で整理して最小二乗法を用いて累乗関数を求めた。 R^2 値が1に近い μ_G/μ_L を選択し、次の相関式を導出した。

$$f_i = 1.15(\mu_G/\mu_L)^{-0.30} \exp\{-3.10(\mu_G/\mu_L)^{-0.20} J_G^*\} \quad (D = 20 \text{ mm}) \quad (26)$$

式(26)による計算値 $f_{i,c}$ と測定値 $f_{i,m}$ の比較を図11(b)に示す。測定点数の95%を含む式(26)の不確かさは、空気・水データ⁽¹¹⁾に対して $\pm 4.2\%$ 、蒸気・水データ⁽¹⁴⁾に対して $\pm 15\%$ である。

$D = 6.4 \sim 152 \text{ mm}$ での f_i を図12(a)に示す。図11(a)に示した J_G^* を用いると $K_G^* = D^{*1/2} J_G^*$ で f_i を良



(b) 式(26)による計算値 $f_{i,c}$ と測定値 $f_{i,m}$ の比較

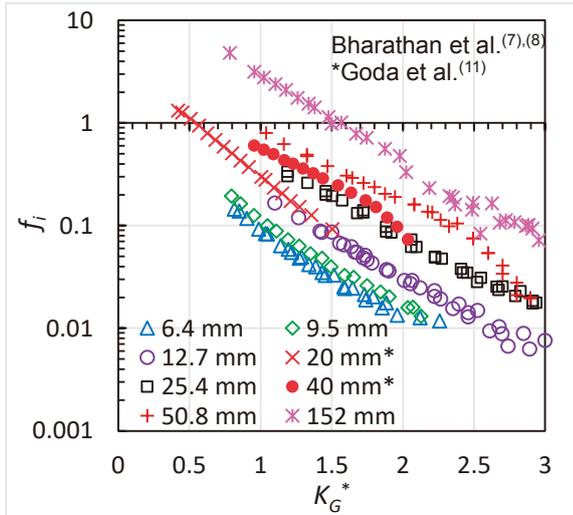
図11 $D = 20 \text{ mm}$ での f_i と相関式

好に整理できた。直径ごとに最小二乗法を用いて f_i の指数関数を求め、係数と指数を D^* で整理して最小二乗法を用いて累乗関数を求めた。 K_G^* の係数と指数を D^* の累乗関数にした次の f_i 相関式を導出した。

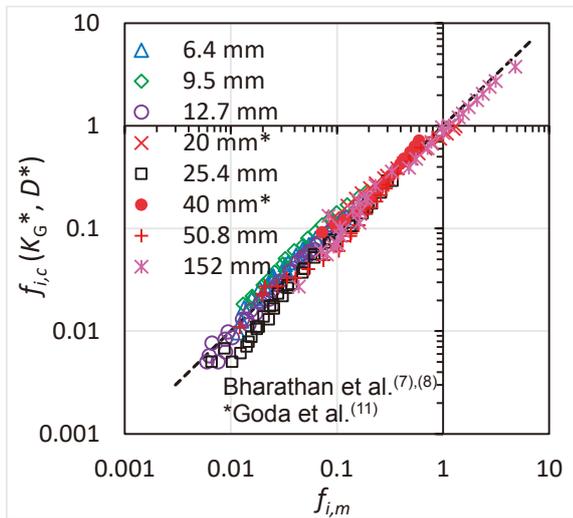
$$f_i = 0.30 D^* \exp(-1.90 K_G^*), 6.4 \text{ mm} \leq D \leq 152 \text{ mm} \quad (27)$$

式(27)は式(15)や(16)より簡潔である。式(27)による計算値 $f_{i,c}$ と測定値 $f_{i,m}$ の比較を図12(b)に示す。測定点数の95%を含む式(27)の不確かさは44%である。

式(27)で $D = 20 \text{ mm}$ とし、式(26)の導出と同様に、係数と指数を μ_G/μ_L で整理して最小二乗法を用いて累乗関数を求めた。 D^* と μ_G/μ_L を含む f_i 相関式とし



(a) f_i と K_G^* との関係



(b) 式(27)による計算値 $f_{i,c}$ と測定値 $f_{i,m}$ の比較

図12 空気・水系 ($D = 6.4 \sim 152$ mm) での f_i と相関式

て次式を導出した。

$$f_i = 0.157(\mu_c/\mu_L)^{-0.166} D^* \exp\{-1.14(\mu_c/\mu_L)^{-0.133} K_G^*\} \quad (28)$$

空気・水系に対しては、式(28)は式(27)と一致するため式(28)による計算値と測定値の関係は図12(b)と同じである。

式(28)による計算値 $f_{i,c}$ と $D = 20$ mm での測定値 $f_{i,m}$ の比較を図13に示す。測定点数の95%を含む式(28)の不確かさは、空気・水データ⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽¹¹⁾に対して±51%、蒸気・水データ⁽¹⁴⁾に対して±10%である。

下端フラッディングについては、 α もしくは δ の相関式化は未検討である。図10と式(24)で示した上端フラッディングでは δ を Re_L の関数で整理でき

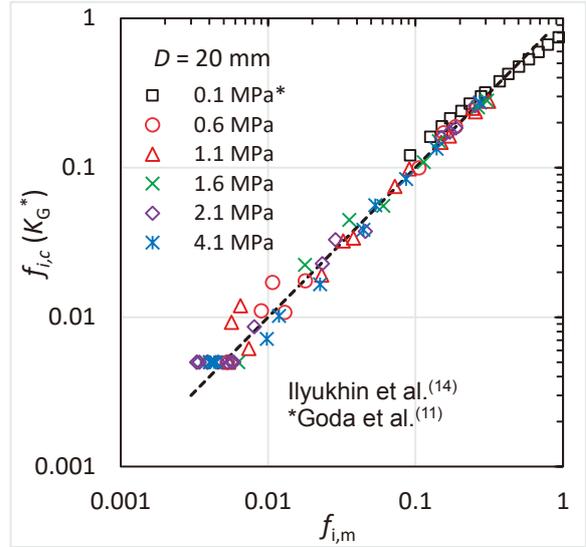


図13 式(28)による計算値 $f_{i,c}$ と測定値 $f_{i,m}$ の比較

たが、下端フラッディングでの α もしくは δ については実験ごとの相違が大きく主要な影響因子を特定できていない。

これまでに上端が直角の上端フラッディングに対する実験 ($D = 40$ mm) をほぼ終了し、データ評価を実施中である。現在は上端と下端が曲面での管内フラッディングに対する実験⁽²⁵⁾を実施している。

7. まとめ

本報では、鉛直管でのフラッディングを対象として、神戸大学での空気・水実験⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ および上端フラッディングにおける液膜厚さ δ の相関式⁽¹³⁾ と下端フラッディングにおける気液界面摩擦 f_i の相関式⁽¹⁵⁾ について紹介した。

鉛直管でのフラッディングについてWallis研究室で多くの実験が行われたが、信頼できるボイド率 α の測定値がなく壁面摩擦係数を $f_w \doteq 0$ ($(1-\alpha)$ が無次元差圧 $-(dP/dz)^*$ とほぼ等しい $(1-\alpha) \doteq -(dP/dz)^*$) と近似して界面摩擦係数 f_i が求められた。つまり、フラッディング条件における α , f_w , f_i の評価の不確かさが不明であった。そこで、神戸大学の富山研究室では弁縮切法を用いて α を測定し、環状流モデルを用いて f_w と f_i を求め、これらを定量化した。著者らの研究グループでは、神戸大学で取得されたデータを用いて従来研究による測定値を有効に活用する方法について検討し、 α と f_i の相関式の適用範囲の拡大を目指している。

Wallisのエンベロープ法を用いると $(1-\alpha)$ を過

大に評価する。上端フラッディングによる滑らかな液膜 (SF) では f_w を单相流での壁面摩擦係数で近似できるが、下端フラッディングによる粗い液膜 (RF) では層流での f_w を神戸大学 (Godaら⁽¹¹⁾) の提案式に変更する必要がある。 dP/dz データと精度のよい f_w の相関式を用いれば α を高精度で求めることができる。SFでの δ は自由落下の δ より厚くなる。RFでの f_i は気相 Kutateladze パラメータ K_G^* と気液粘性比の関数で簡潔に表せる。

SFでの f_i の評価、RFでの α の評価、および上下端が曲面での流動特性の評価は今後の課題であり、検討中である。

略号

A-W : 空気・水系
 CCFL : 気液対向流制限
 RF : 厚く粗い液膜 (下端フラッディングによる)
 R/S : 曲面上の端 / 直角の下端 (上下端の形状)
 R/R : 曲面上の端 / 曲面の下端 (上下端の形状)
 SF : 滑らかな液膜 (上端フラッディングによる)
 SG : 蒸気発生器
 S/R : 直角の上端 / 曲面の下端 (上下端の形状)
 S/S : 直角の上端 / 直角の下端 (上下端の形状)
 S-W : 蒸気・水系
 TR : SF から RF への遷移状態

記号

C : 定数 (-)
 D : 直径 (m)
 D^* : 式(8)で定義される無次元直径 (-)
 f_i : 界面摩擦係数 (-)
 f_w : 壁面摩擦係数 (-)
 g : 重力加速度 (m/s^2)
 H^* : 式(5)で定義される無次元速度 (-)
 J : 見かけ速度 (m/s)
 J^* : 式(18)で定義される Wallis パラメータ (-)
 K^* : Kutateladze パラメータ (-)
 L : 式(7)で定義されるラプラス長さ (m)
 m : 係数 (-)
 P : 圧力 (MPa)
 Re : レイノルズ数 (-)
 w : 式(6)で定義される代表長さ (m)
 z : 鉛直方向座標 (m)

ギリシャ文字

α : ボイド率 (-)
 β : 式(6)の指数 (-)
 δ : 液膜厚さ (m)
 μ : 粘度 (Pa s)
 ν : 動粘度 (m^2/s)
 ρ : 密度 (kg/m^3)
 σ : 表面張力 (N/m)

添字

G : 気相
 k : G or L
 L : 液相

文献

- (1) 村瀬道雄, 木下郁男, 歌野原陽一, 楠木貴世志, 富山明男, 水平に近い円管における気液対向流制限, J. Institute of Nuclear Safety System, Vol. 24, pp. 188-200 (2017).
- (2) 楠木貴世志, 村瀬道雄, 富山明男, 蒸気発生器の伝熱管下端における気液対向流制限に関する研究のレビュー, J. Institute of Nuclear Safety System, Vol. 24, pp. 211-220 (2017).
- (3) 村瀬道雄, 楠木貴世志, 西田浩二, 富山明男, 鉛直管と加圧器サージ管における気液対向流制限, J. Institute of Nuclear Safety System, Vol. 25, pp. 174-186 (2018).
- (4) Wallis, G. B., One-Dimensional Two-Phase Flow, McGraw Hill, New York, pp. 336-345 (1969).
- (5) Bankoff, S. G. and Lee, S. C., A Critical Review of the Flooding Literature, NUREG/CR-3060, U.S. Nuclear Regulatory Commission, Washington D.C. (1983).
- (6) Imura, H., Kusuda, H. and Funatsu, S., "Flooding Velocity in a Counter-Current Annular Two-Phase Flow," Chemical Eng. Sci., Vol. 32, pp. 79-83 (1977).
- (7) Bharathan, D., Wallis, G. B. and Richter, H. J., Air-Water Countercurrent Annular Flow in Vertical Tubes, EPRI NP-786, Electric Power

- Research Institute, Palo Alto, CA (1978).
- (8) Bharathan, D., Wallis, G. B. and Richter, H. J., Air-Water Countercurrent Annular Flow, EPRI NP-1165, Electric Power Research Institute, Palo Alto, CA (1979).
- (9) Bharathan, D. and Wallis, G. B., "Air-Water Countercurrent Annular Flow," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 9, pp. 349-366 (1983).
- (10) Abe, Y., Akimoto, H. and Murao, Y., "Estimation of Shear Stress in Counter-Current Annular Flow," *J. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 28, pp. 208-217 (1991).
- (11) Goda, R., Hayashi, K., Murase, M., Hosokawa, S. and Tomiyama, A., "Experimental Study on Interfacial and Wall Friction Factors under Counter-Current Flow Limitation in Vertical Pipes with Sharp-Edged Lower Ends," *Nuclear Eng. Design*, Vol. 353, 110223 (2019).
- (12) 島村長幸, 合田頼人, 林公祐, 細川茂雄, 富山明男, 村瀬道雄, 西田浩二, 上端シャープエッジ鉛直管における気液二相対向流の界面及び壁面摩擦係数, 混相流シンポジウム2018, D212 (2018).
- (13) Takaki, T., Murase, M., Nishida, K., Goda, R., Shimamura, T. and Tomiyama, A., "Liquid Film Thickness in Vertical Circular Pipes under Flooding Conditions at the Top End," *Nuclear Technology*, Vol. 206, No. 3, pp. 389-400 (2020).
- (14) Ilyukhin, Yu. N., Balunov, B. F., Smirnov, E. L. and Gotovskii, M. A., "Hydrodynamic Characteristics of Annular Counter Flows in Vertical Channels," *Teplofiz. Vys. Temp.* (in Russian), Vol. 26, No. 5, pp. 923-931 (1988).
- (15) 佐野直樹, 高木俊弥, 西田浩二, 村瀬道雄, 合田頼人, 富山明男, 下端フラッディング状態での鉛直円管内における界面摩擦係数, 混相流, Vol. 34, No. 1, pp. 82-92 (2020).
- (16) Bankoff, S. G., Tankin, R. S., Yuen, M. C. and Hsieh, C. L., "Countercurrent Flow of Air/Water and Steam/Water through a Horizontal Perforated Plate," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, pp. 1381-1395(1981).
- (17) Kusunoki, T., Murase, M., Fujii, Y., Nozue, T., Hayashi, K., Hosokawa, S. and Tomiyama, A., "Effects of Fluid Properties on CCFL Characteristics at a Vertical Pipe Lower End," *J. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 52, No. 6, pp. 887-896 (2015).
- (18) Murase, M., Nishida, K., Torige, T., Takaki, T., Goda, R. and Tomiyama, A., "Effects of Diameters on Countercurrent Flow Limitation at a Square Top End in Vertical Pipes," *Sci. Technol. Nucl. Installations*, Vol. 2018, Paper ID 1426718 (2018).
- (19) 数土幸夫, 垂直円管の対向二相流における落下水制限に関する研究, 機論B編, Vol. 60, No. 575, pp. 2566-2572 (1994).
- (20) Richter, H. J., "Flooding in Tubes and Annuli," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 7, No. 6, pp. 647-658 (1981).
- (21) 亀井三郎, 大石純, 飯島宏, 河村, 糸井光夫, 濡壁塔のホールドアップ, 化学工学, Vol. 18, No. 11, pp. 545-552 (1954).
- (22) Feind, K., "ShröMungsuntersuchungen bei Gegensttom von Rieselfilmen und Gas in Lotrechten Rohren," *VDI-Forschungsheft*, 481 (1960).
- (23) Hewitt, G. F. and Wallis G. B., Flooding and Associated Phenomena in Falling Film Flow in a Tube, AERE-R4022, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England (1963).
- (24) Nusselt, W., "Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes," *Z. Ver. Deut. Ing.*, Vol. 60, p. 569 (1916).
- (25) 合田頼人, 島村長幸, 林公祐, 細川茂雄, 村瀬道雄, 富山明男, 鉛直円管内気液対向流における界面及び壁面摩擦係数, 混相流シンポジウム2019, D314 (2019).