

鉛直管内での落下液膜に対する壁面摩擦係数相関式の検証

Verification on correlation of wall friction factor
for falling liquid film in vertical pipes高木 俊弥 (Toshiya Takaki)*¹ 村瀬 道雄 (Michio Murase)*¹

要約 筆者らは原子炉の事故時における配管系を対象に、鉛直管内気液対向流条件における流動特性（対向流制限、ボイド率、壁面摩擦係数、界面摩擦係数）に関する相関式の不確かさの縮小を目的とし、特に上端フラッシングにおける流動特性に関する相関式を作成している。壁面摩擦係数 f_w を求めるには圧力勾配 dP/dz とボイド率 α_G の測定値が必要である。これらのデータから f_w 相関式を作成し、その相関式を用いれば dP/dz データから環状流モデルでの α_G と δ を計算できる。しかし、 f_w 相関式の信頼性が重要であるのに対し気液対向流での α_G データは極めて少なく、フラッシング状態における f_w についての検証データも少ない。そこで本報では、作成した f_w 相関式から自由落下液膜厚さ δ_f に対する新たな検証用の相関式を算出し、測定例が多い δ_f に関する既存データと比較することにより f_w 相関式の妥当性を間接的に検証した。

キーワード 鉛直管, 気液対向流, 液膜厚さ, 壁面摩擦係数, 自由落下液膜

Abstract The authors have developed correlations for flow characteristics (counter-current flow limitation, void fraction, wall friction factor, interfacial friction factor) in vertical pipes under flooding at the top end to reduce uncertainty of a correlation for flow characteristics in vertical pipes under gas-liquid counter-current flow conditions in a nuclear reactor accident. Measurements of the pressure gradient dP/dz and the void fraction α_G are required in order to obtain f_w . Once the correlation is obtained, α_G and δ can be obtained by using the annular flow model, the f_w correlation, and the dP/dz data. Therefore, the reliability of the f_w correlation is important, but there are very few α_G data under gas-liquid counter-current flows and few validation data for the f_w correlation for flooding conditions. In this paper, a new correlation for the free-falling liquid film thickness δ_f was derived from the f_w correlation, and validity of the f_w correlation was indirectly verified by comparing it with the existing δ_f data, for which a wide range of data may exist.

Keywords vertical pipe, gas-liquid counter-current flow, liquid film thickness, wall friction factor, free falling liquid film

1. はじめに

加圧水型原子力発電所では加圧器により一次冷却材の圧力が高圧に保たれ、通常運転中は一次冷却系が液体の水で満たされるように制御される。ところが小破断冷却材喪失事故の条件下などにおいては、炉心で発生した蒸気がホットレグや加圧器サージ管などの一次冷却材配管や蒸気発生器 (SG) の伝熱管に流入し、放熱によって発生す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が発生する。蒸気速度が大きくなると、落下水制限 (CCFL) が生じてフラッシング状態となる。その際の原子炉の事故解析では一次元気液二相流モデルが広く使用されている。本研究で

は原子炉の事故時における配管系での流動特性を対象とし、気液対向流条件における鉛直管内での流動状態に関する相関式の不確かさの縮小を目的としている。

CCFL は、炉心内の冷却水量や燃料棒の冷却に直接影響することから、多くの研究⁽¹⁾⁽²⁾が行われているが、ボイド率 α_G 、壁面摩擦係数 f_w 、界面摩擦係数 f_i などの流動特性に関する研究は少ない。鉛直管における気液対向流は Wallis らにより多くの実験が行われ⁽¹⁾⁽³⁻⁶⁾、流動状態を滑らかな液膜 (SF: smooth film) と粗い液膜 (RF: rough film) に区分し⁽⁵⁾⁽⁶⁾、環状流モデルを用いて f_w と f_i が評価された。Wallis らは RF に対して $f_w = 0$ と近似して圧力勾配 dP/dz の測定値から f_i を求め、

*1 (株) 原子力安全システム研究所 技術システム研究所

f_i 相関式を提案した。一方, Goda ら⁽⁷⁾は, 主に下端フラッシングによるRFを対象として, 直径 $D=20$ mmと40 mmの鉛直管を用いて空気・水系実験を行い, 弁締切法を用いた α_G 測定値と dP/dz 測定値から f_w と f_i を求め, f_w を無視することができないことを示した。Takakiら⁽⁸⁾⁽⁹⁾は, 上端フラッシングによるSFを対象として, 直径 $D=20$ mmと40 mmでの測定値を用いて液膜厚さ δ および f_w と f_i を評価した。また, 上端フラッシングでは上部タンクの水位 h_{ur} がCCFL特性に影響するとの報告⁽¹⁰⁻¹²⁾を踏まえ, $D=40$ mmの鉛直管を使用し, $h_{ur}=0.1, 0.2, 0.3$ mでのCCFL特性および dP/dz と α_G 測定から環状流モデルを用いて f_w と f_i を求めた。これらの結果から, h_{ur} がCCFL特性, δ , および f_w と f_i に及ぼす影響を評価した⁽¹³⁾。

本報では, これまでに作成した f_w 相関式⁽⁹⁾を用いて自由落下液膜の厚さ δ_f に対する相関式を算出し, δ_f の既存データと比較することにより, f_w 相関式の妥当性を間接的に検証した。

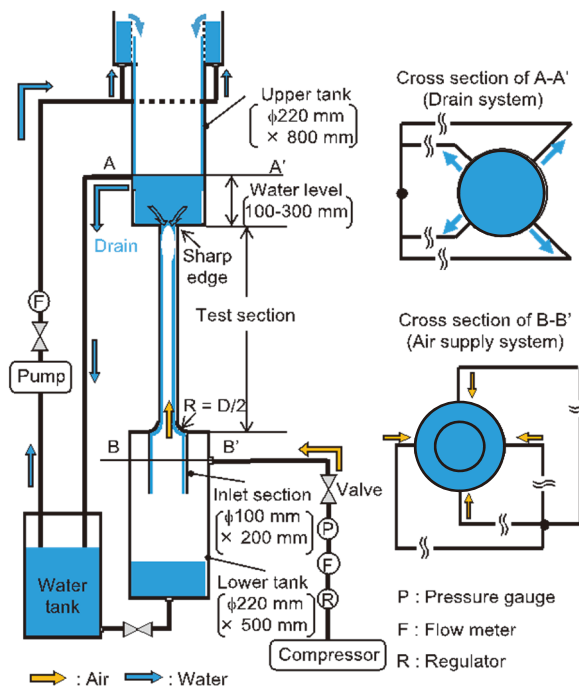


図1 実験装置の全体図

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・水フラッシング実験装置を図1に示す。装置は既報⁽⁸⁾⁽⁹⁾⁽¹³⁾で説明のとおり, 試験部である鉛直管は直径 $D=20$ mmあるいは40 mm, 長さ800 mm, 上端はシャープ, 下端は曲率 $R=D/2$ のラウンドで, 上部タンク, 鉛直円管(試験部), 気相助走部, 下部タンク, 貯水槽, および気液供給系で構成されている。

実験では, 下部タンク側面の4箇所の孔から常温・常圧の空気を, 上部タンクに水(25±5°C)を供給し, 気液対向流を形成させた。鉛直管から落下した水は下部タンクに溜め, 上部タンク内の余剰水は排出ラインを通して貯水槽へ戻した。落下水の流量は下部タンクの水位上昇率から求めた。圧力勾配 dP/dz は鉛直管側面の上部と下部に設けたタップに微差圧トランスデューサを取り付け, 測定した。測定範囲は540 mm, サンプリング周期は1 ms, サンプル数は50000点で1条件あたり9回測定し, 平均値を使用した。平均値の95%信頼区間における不確かさは12.5%以内であった。

α_G の測定については, 弁締切法を用いた。弁締切後の水位を測定して液相体積率を求め, 60回測定した平均値を使用した。

2.2 環状流モデル

環状流モデルを用いると, 鉛直管内気液対向流での気相と全流体に作用する力の釣り合い式は次式で表せる⁽⁶⁻⁹⁾。

$$\frac{dP}{dz} + \rho_G g + \frac{f_i}{2} \rho_G \left[\frac{J_G}{\alpha_G} - \frac{J_L}{1-\alpha_G} \right]^2 \frac{4}{D\sqrt{\alpha_G}} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{dP}{dz} + [\rho_G \alpha_G g + \rho_L (1-\alpha_G) g] - \frac{f_w}{2} \rho_L \left(\frac{J_L}{1-\alpha_G} \right)^2 \frac{4}{D} = 0 \quad (2)$$

ここで添字 G と L はそれぞれ気相と液相を示し, g [m/s²]は重力加速度, J [m/s]は体積流束, P [Pa]は圧力, z [m]は鉛直座標, ρ [kg/m³]は密度である。Bharathan and Wallis⁽⁶⁾は, 式(1)で $J_L/(1-\alpha_G) \ll J_G/\alpha_G$ を仮定した。しかし, この仮定は J_G が小さく J_L が大きい場合に評価誤差を大きくする。 J_G に対する J_L , dP/dz , α_G を測定すると, 式(1)から f_i が求まり, 式(2)から f_w が求まる。

3. 実験結果

3.1 圧力勾配とポイド率

鉛直管の上端/下端がシャープ/ラウンドで $D=20$ mmと40 mmでの液相体積率 $\alpha_L (=1-\alpha_G)$ と無次元圧力

勾配 $-(dP/dz)^*$ を図2に示す。 $(dP/dz)^*$ は次式で定義した.

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)^* = \frac{dP}{(\rho_L - \rho_G)g} \quad (3)$$

低 J_G ではフラッディングが上端で発生して SF になり, 中 J_G ではフラッディングが上端と下端で同時に発生して TR (Transition) となった. $D=20\text{ mm}^{(14)}$ では高 J_G になると RF になったが, $D=40\text{ mm}^{(9)}$ では $J_G=9.6\text{ m/s}$ でも RF への変化を確認できなかった. α_L と $-(dP/dz)^*$ の差は式(2)で示されるように壁面摩擦項にほぼ等しく, $-(dP/dz)^*$ は式(1)で示されるように界面摩擦項にほぼ等しい. SF では f_w 項が大きく, f_i 項が小さい. 一方, RF では f_w 項が小さく, f_i 項が大きい. なお $D=20\text{ mm}$ の RF では, 落下水なし ($J_L=0$) となった.

SF の範囲では, $D=20\text{ mm}$ と 40 mm で α_L に顕著な相違はなく, J_G の増加に伴い液膜厚さが薄くなり α_L が減少する. SF の範囲で $-(dP/dz)^*$ が微増し始めており, 鉛直管の下部で液溜りが生じ始め流動抵抗が増加したことによると推定される. この液溜りが TR での擾乱波の発生源になる. このため, SF と TR の境界は, $(dP/dz)^*$ の極小点より α_L の極小点に近い. α_L の極小値にならないのは, 締切弁の下方での α_L の増加を検出していないことによると推定する. TR では下部が RF で上部が SF の状態であり, J_G の増加に伴い RF と SF の境界が上昇するため, J_G の増加に伴い α_L と $-(dP/dz)^*$ が増加する. RF では SF と同様に J_G の増加に伴い液膜厚さが薄くなり α_L が減少する.

$D=40\text{ mm}$ では 20 mm より低 J_G で SF から TR に遷移し, 測定範囲の $J_G=9.6\text{ m/s}$ まで RF への変化を確認できず, TR の範囲が広い. また, $D=40\text{ mm}$ では高 J_G で α_L と $-(dP/dz)^*$ の差である壁面摩擦項が小さくなっているが, 20 mm では RF でも壁面摩擦項が比較的大きい. $D=40\text{ mm}$ で TR の範囲が広い原因として, 下部での液溜りの形成, 擾乱波の発生と形状が考えられる. Wallis and Makkenchery⁽¹⁵⁾ は, $D=6.4\sim 140\text{ mm}$ で空気・水系実験を行い, 水が落下しない条件 ($J_L=0$) への直径の影響を評価した. この実験で彼らは, 鉛直管内に水が存在しない状態から J_G を徐々に減少して液が管内に流下して管内に気液界面が存在する状態を観察した. 液膜の下端が静止して管内に存在する状態での形状を図3に示す. 小口径では液膜下端に液溜りが形成され, 擾乱波に成長しやすく, J_G の増加で擾乱波が上昇しやすい. 一方, 大口径では明確な液溜りが形成され

にくく, 周方向の擾乱波の高さの相違が拡大しやすいため上昇する擾乱波が部分的に落下しやすくなる. このような直径による擾乱波の形状の相違が $D=20\text{ mm}$ と 40 mm で TR の範囲が大きく異なった原因と推察される.

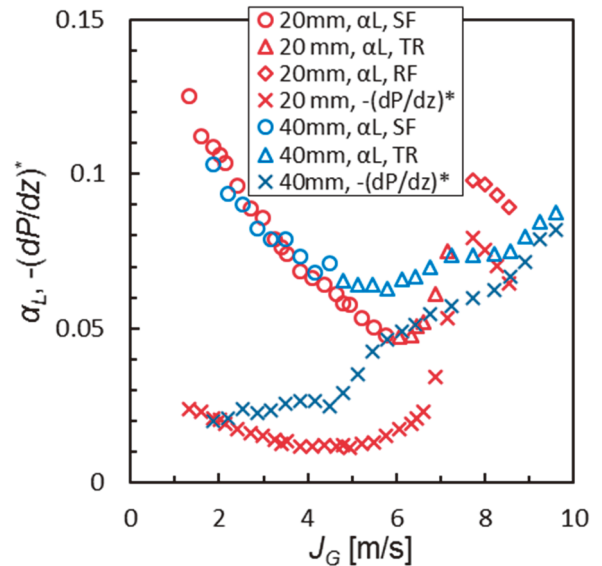


図2 上端シャープ下端ラウンドでの $D=20\text{ mm}^{(14)}$ と $40\text{ mm}^{(9)}$ における液相体積率 α_L および無次元圧力勾配 $-(dP/dz)^*$

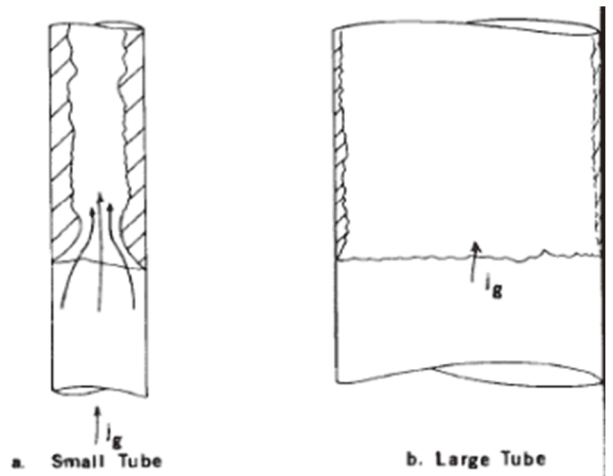


図3 液膜の下端が静止状態での形状⁽¹⁵⁾

図4 は $D=40\text{ mm}$ 実験での α_L および $-(dP/dz)^*$ を上端シャープ/下端ラウンド(S/R)⁽⁹⁾ と上端ラウンド/下端シャープ(R/S)⁽⁷⁾ とで比較して示している. R/S でも低 J_G では上端フラッディングによる SF が生じており, R/S では S/R より落下水速度 J_L が大きく液膜厚さが厚いため, α_L と $-(dP/dz)^*$ が S/R より大きい. R/S では下端フ

ラッディングが生じやすいためS/Rより小さい J_G でSFからTRおよびRFに遷移する。RFの特徴は α_L と $-(dP/dz)^*$ の差である壁面摩擦項が小さいことであり、Bharathan and Wallis⁽⁶⁾は $f_w = 0$ と近似してRFでの界面摩擦係数の相関式を作成した。S/Rでの高 J_G では壁面摩擦項が小さく、 α_L と $-(dP/dz)^*$ がR/Sでの α_L と $-(dP/dz)^*$ より大きくなっており、RFの状態と判断してもよいと思われる。TRでは下部がRFで上部がSFであり、 J_G の増加に伴いRFの範囲が広がりRFに変化する。このRFとSFの範囲は時間的に変動するためTRとRFを明確に区分することは難しい。

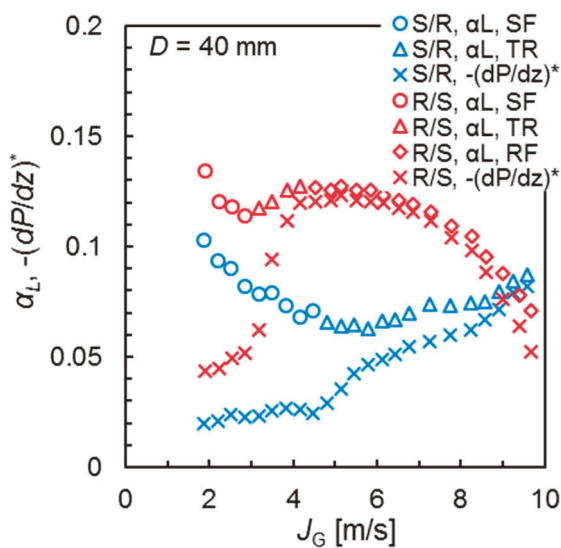


図4 直径40 mmでの液相体積率 α_L および無次元圧力勾配 $-(dP/dz)^*$

3.2 壁面摩擦

壁面摩擦係数 f_w を求めるには、式(2)においてCCFL特性 (J_G と J_L の関係)、 dP/dz および α_G の測定値が必要である。しかし、フラッディング条件下での α_G データは限られており、SFに対する信頼できる f_w は得られていない。このため、SFに対する f_w に単相流の相関式が使用されている⁽¹⁶⁾。

$$f_w = \max\left(\frac{16}{Re_L}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}}\right), Re_L = \frac{J_L D}{\nu_L} \quad (4)$$

ここで、 Re_L は液相レイノルズ数、 ν_L は動粘度である。Godaら⁽⁷⁾はRFに対して次式を提案している。

$$f_w = \frac{2.86 \times 10^4}{Re_L^{1.96}} \quad (5)$$

上端シャープ/下端ラウンド(S/R)での f_w の測定値⁽⁹⁾⁽¹⁴⁾を式(4)および(5)と比較して図5に示す。 f_w の測定値は式(2)および J_G に対する J_L , dP/dz と α_G の測定値から求めた。SFについては $D = 40$ mmでの一点を除いて式(4)で近似できるが、層流から乱流への遷移域で測定値が式(4)より大きい。

TR では下部でフラッディングが生じて部分的に液膜厚さが厚くなり f_w が大きくなる。 $D = 20$ mm と 40 mm で TR への変化点が異なるが、 f_w の Re_L への依存性 (累乗関数の指数) は類似している。 $D = 40$ mm の TR では f_w を式(5)で近似できる。

α_G の測定値がない場合、式(2)および dP/dz の測定値と f_w の相関式から α_G を計算できるため、4.1節で f_w の相関式について検討する。

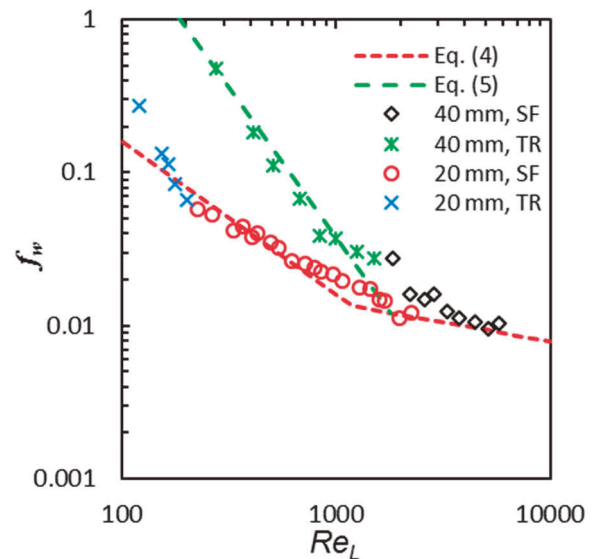


図5 壁面摩擦係数 f_w ($D = 20$ mm⁽¹⁴⁾, 40 mm⁽⁹⁾)

3.3 界面摩擦

事故解析コードでは、 f_i の相関式が使用される場合があることから、Bharathan and Wallis⁽⁶⁾は、Bharathanら⁽⁶⁾によるRF に対する dP/dz データと $f_w = 0$ の仮定を用いて f_i を求め、次の相関式を提案した。

$$f_i = 0.005 + A \left(\frac{\delta}{L}\right)^B, \log_{10} A = -0.56 + \frac{9.07}{D^*},$$

$$B = 1.63 + \frac{4.74}{D^*} \quad (6)$$

数式⁽¹⁶⁾は、エンベロープ法⁽¹⁾を用いた J_L の計算値が Richter⁽¹⁷⁾によって報告された CCFL データと一致

する f_i を求め、式(6)を改良した相関式を提案した。しかし、Richter⁽¹⁷⁾の報告による CCFL は主として上端フラッシングであり、式(6)は下端フラッシングによる RF を対象としている。また、Bharathan and Wallis⁽⁶⁾ は、エンベロープ法では J_L を過大に計算することを示している。

Goda ら⁽⁷⁾は、 $D=20\text{ mm}$ と 40 mm で dP/dz と α_G を測定し、式(1)を用いて f_i を求め、RF に対する f_i の相関式を提案した。また、彼らは式(2)を用いて f_w を求め、 f_w の相関式を提案した。

佐野ら⁽¹⁸⁾は、Goda ら⁽⁷⁾による f_w の相関式を Ilyukhin ら⁽¹⁹⁾の $D=20\text{ mm}$ 、 $P=0.6\sim 4.1\text{ MPa}$ での dP/dz データおよび Bharathan ら⁽⁶⁾の $D=6.6\sim 152\text{ mm}$ での dP/dz データに適用して f_i を求め、RF に対する f_i の相関式として次式を提案した。

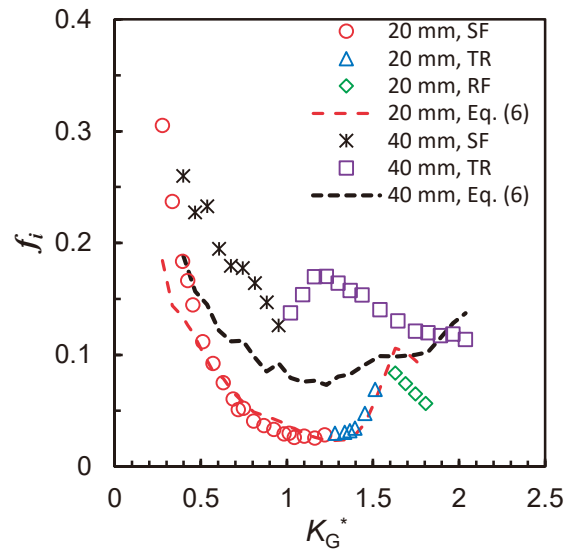
$$f_i = 0.157 \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{-0.166} D^* \exp \left\{ -1.14 \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{-0.133} K_G^* \right\} \quad (7)$$

式(6)と(7)は、下端フラッシングによる RF に対する f_i の相関式である。一方、上端フラッシングによる SF に対して、Wallis⁽¹⁾は $f_i = 0.005$ を推奨しているが、 f_i の相関式は見当たらない。

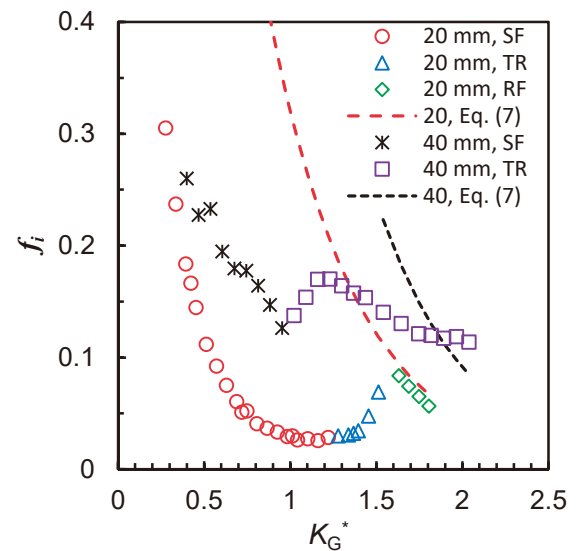
図 6 に界面摩擦係数 f_i の測定値と相関式の比較を示す。 K_G^* の増加に伴い、 f_i は SF 領域で減少し、TR 領域に入ると増加した後に再び減少した。この傾向は $D=20\text{ mm}$ の場合にはっきりと確認でき、 f_i データは TR 領域では増加し RF 領域で再び減少した。 $D=40\text{ mm}$ では、 f_i データは K_G^* の増加に伴って TR 領域で一旦増加した後に減少した。

式(6)は RF 用であるが、低 J_G^* 領域を除いて $D=20\text{ mm}$ の f_i データとよく一致する。一方、 $D=40\text{ mm}$ では高 K_G^* を除いて f_i を過小評価する。式(7)は RF を対象とする相関式であり、 f_i の計算値は SF と TR の領域では測定値より大きくなるが、高 K_G^* では測定値とほぼ一致している。 $D=40\text{ mm}$ の実験では K_G^* の増加に伴い TR から RF に変化しきらないまま RF 状態に近づき、 f_i の測定値が計算値より大きい領域では RF と見なしてよいと判断される。

図6から明らかなように、 f_i の既存相関式は SF 領域に対する測定値を評価できず、SF に対する f_i 相関式の提案が望まれる。信頼性のある f_w の相関式を作成すれば、Bharathan ら⁽⁴⁾や Ilyukhin ら⁽¹⁹⁾による dP/dz の測定値および式(2)から α_G を求め、式(1)から f_i を評価できる。



(a) 相関式(6)との比較



(b) 相関式(7)との比較

図6 界面摩擦係数 f_i の測定値と相関式の比較

4. フラッシング状態での壁面摩擦と液膜厚さ

4.1 壁面摩擦

フラッシング条件下での α_G データは限られており、SF に対する信頼できる f_w は得られていない。このため、SF に対する f_w に単相流の相関式である式(4)が使用されている⁽¹⁶⁾。

既存研究による圧力勾配 dP/dz の測定値を活用してボイド率 α_G や界面摩擦係数 f_i を求めてデータベースを

拡充するには、信頼できる壁面摩擦係数 f_w の相関式が必要である。しかし、 f_w を求めるには α_G データが必要であり、信頼できる α_G データはGodaら⁽⁷⁾と島村ら⁽¹⁴⁾およびTakakiら⁽⁹⁾に限られる。

3章で述べたように、Smooth film (SF) に対する f_w は単相流の f_w 相関式で近似できること、 f_w の測定値は層流と乱流の遷移域で単相流の f_w 相関式より大きいことを明らかにした。そこで、Godaら⁽⁷⁾と島村ら⁽¹⁴⁾およびTakakiら⁽⁹⁾によるSFに対する f_w の測定値を用いて遷移域に対する f_w の相関式を作成した⁽⁹⁾。

上端フラッディングによるSFでの f_w の測定値を図7に示す。鉛直管の上端と下端がシャープとラウンド(S/R)でのSFにおける f_w データを対象として、 $Re_L = 440 \sim 5770$ の範囲での測定値から最小二乗法を用いて $f_w = 0.70/Re_L^{0.50}$ を得た。 f_w の測定値が式(4)より大きい範囲の f_w データを用いて最小二乗法を適用したことから、 $Re_L = 440 \sim 5770$ は一般的な遷移域より範囲が広い。 $f_w = 0.70/Re_L^{0.50}$ と式(4)を組み合わせて次式を作成した⁽⁹⁾。

$$f_w = \max\left(\frac{16}{Re_L}, \frac{0.70}{Re_L^{0.50}}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}}\right) \quad (8)$$

式(8)において不確かさ $\pm 22\%$ の中に測定値の95%を含む。なお、S/Rの $D = 40$ mmで式(8)の不確かさ範囲から大きく異なる1点については、Transition (TR) 領域と判断し、式(8)の作成には使用しなかった。作成した $f_w = 0.70/Re_L^{0.50}$ は、Wallis⁽¹⁾が報告したHewittによる解析評価(未公表, 1967年)とほぼ一致している。

S/Rの $D = 20$ mmを除いて、TRとRFに対する f_w の測定値に最小二乗法を適用して $f_w = 1.37 \times 10^4 / Re_L^{1.85}$ を得た。式(8)の $16/Re_L$ を $1.37 \times 10^4 / Re_L^{1.85}$ に変更すると次式が得られる。

$$f_w = \max\left(\frac{1.37 \times 10^4}{Re_L^{1.85}}, \frac{0.70}{Re_L^{0.50}}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}}\right) \quad (9)$$

式(9)と f_w の測定値を比較して図8に示す。図には、島村ら⁽¹⁴⁾によるS/Rの $D = 20$ mmを除き、Godaら⁽⁷⁾とTakakiら⁽⁹⁾による f_w の測定値を示す。式(9)は、図示していないS/Rの $D = 20$ mmを除いて適用できる。ただし、 $Re_L = 1000 \sim 2000$ の範囲で不確かさが大きい。

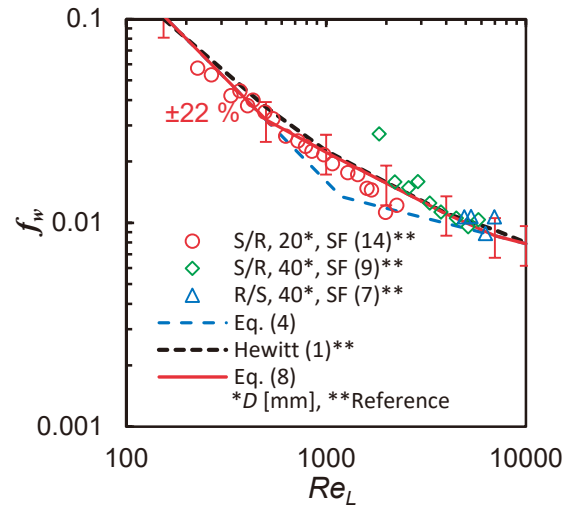


図7 上端フラッディングによるSFでの壁面摩擦係数 f_w

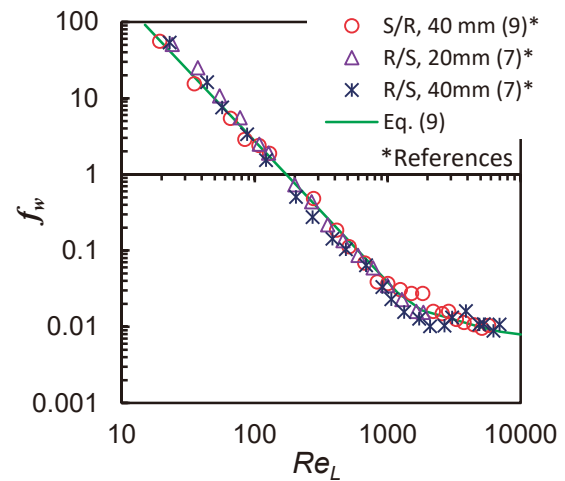


図8 式(9)と壁面摩擦係数 f_w の測定値との比較

4.2 液膜厚さ

気液対向流条件でのボイド率 α_G に関する研究は少ない。環状流モデルでは α_G と液膜厚さ δ の関係は次式で表せる。

$$\alpha_G = \left(1 - \frac{2\delta}{D}\right)^2 \quad \text{or} \quad \frac{\delta}{D} = \frac{1 - \alpha_G^{1/2}}{2} \quad (10)$$

SFは自由落下液膜に近いので、層流に対してはNusseltの式⁽²⁰⁾が広く使用されている^(1,6,21)。

$$\frac{\delta}{L_v} = \left(\frac{3Re_L}{4}\right)^{1/3} \quad (\text{層流}) \quad (11)$$

$$L_v = \left(\frac{v_L^2}{g} \right)^{1/3} \quad (12)$$

v_L [m²/s]は液相の動粘度である。Imuraら⁽²¹⁾は乱流に対してFeind⁽²²⁾による次式を用いて α_G を評価した。

$$\frac{\delta}{L_v} = 0.266 Re_L^{1/2} \quad (\text{乱流}) \quad (13)$$

式(11)と(13)を組み合わせると次式が得られる。

$$\frac{\delta}{L_v} = \max \left\{ \left(\frac{3 Re_L}{4} \right)^{1/3}, 0.266 Re_L^{1/2} \right\} \quad (14)$$

液膜厚さ δ の相関式の作成に用いた実験データを表1に示す。 δ は測定値ではなく、Godaら⁽⁷⁾、島村ら⁽¹⁴⁾、およびTakakiら⁽⁹⁾は α_L を測定し、式(10)を用いて求めた。これらの他、Bharathanら⁽⁴⁾およびIlyukhinら⁽¹⁹⁾による dP/dz の測定値と f_w の相関式(8)を用いて δ を求めた。

Godaら⁽⁷⁾、島村ら⁽¹⁴⁾、およびTakakiら⁽⁹⁾による δ を式(14)と比較して図9に示す。また、Bharathanら⁽⁴⁾による dP/dz データから求めた δ を式(14)と比較して図10に、Ilyukhinら⁽¹⁹⁾による dP/dz データから求めた δ を式(14)と比較して図11に示す。低 Re_L での δ は式(14)と一致しているが、 Re_L が増加すると δ は式(14)より厚くなっている。SFに限定して考えた時、鉛直管の上端と下端の形状は δ に影響しない。図11に示した蒸気・水系⁽¹⁹⁾では、 L_v が小さいため δ/L_v が大きくなる。

上端フラッシングによるSFでの δ を図12に示す。 $Re_L \leq 500$ では式(14)と一致しているが、 $Re_L > 1000$ では δ は式(14)より有意に厚くなっている。そこで、図12の δ データを用いて相関式を作成した⁽²³⁾。

δ 相関式作成に際しては、多くの既存研究例がある自由落下での液膜厚さ δ_f に対する相関式を参考にした。 δ_f は $\delta_f/L_v = a Re_L^n$ で表され、乱流に対する指数 n には0.6と2/3⁽¹⁾、2/3⁽²⁴⁾、8/15⁽²⁵⁾、1/2⁽²²⁾がある。指数 n を2区分で表すと層流から乱流への遷移域で相関式は δ を過小評価した。そこで、層流、遷移域、乱流の3区分とし、層流にはNusselt⁽²⁰⁾による式(11)を使用した。遷移域を $1000 < Re_L < 3000$ 、乱流域を $Re_L > 3000$ とし、図12に示した δ を用いて最小二乗法により $\delta/L_v = a Re_L^n$ の係数 a と指数 n を求めた。得られた n の値と自由落下液膜に対する既存研究による n の値から、遷移域で $n = 1/2$ 、乱流域で $n = 2/3$ を選定し、 $n = 1/2$ と $n = 2/3$ に対する平均値として係数 $a = 0.32$ と $a = 0.076$ を求めた。以上より、SFに対する δ の相関式として次式を作成した⁽²³⁾。

$$\frac{\delta}{L_v} = \max \left\{ \left(\frac{3 Re_L}{4} \right)^{1/3}, 0.32 Re_L^{1/2}, 0.076 Re_L^{2/3} \right\} \quad (15)$$

式(15)は δ の測定値をよく表している。

表1 液膜厚さ δ の評価に用いた実験の条件

References	D (mm)	Top/Bottom	Fluids	P (MPa)	dH(m) for dP	Data
Goda et al. ⁽⁷⁾	40	R/S	Air-Water	0.1	0.54	$\alpha_G, dP/dz$
Shimamura et al. ⁽¹⁴⁾	20	S/R	Air-Water	0.1	0.6	$\alpha_G, dP/dz$
Takaki et al. ⁽⁹⁾	40	S/R	Air-Water	0.1	0.54	$\alpha_G, dP/dz$
Bharathan et al. ⁽⁴⁾	50.8	S/R, S/S	Air-Water	0.1	0.9	dP/dz
Ilyukhin et al. ⁽¹⁹⁾	20	S/S	Steam-Water	0.6-4.1	0.2	dP/dz

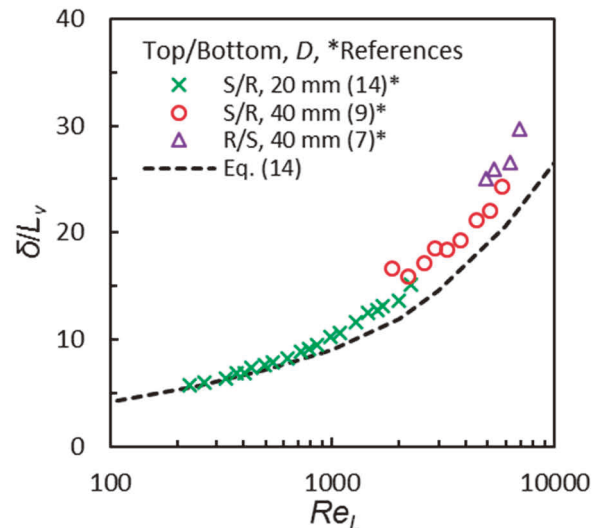


図9 ボイド率の測定値に基づく液膜厚さ δ ($L_v = (v_L^2/g)^{1/3}$)

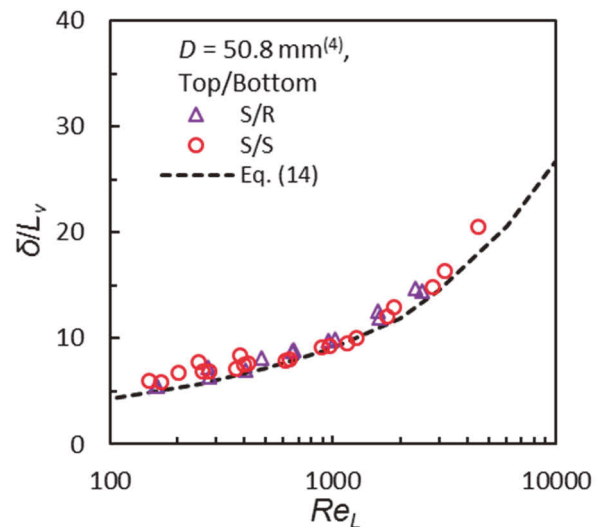


図10 圧力勾配データ⁽⁴⁾に基づく液膜厚さ δ

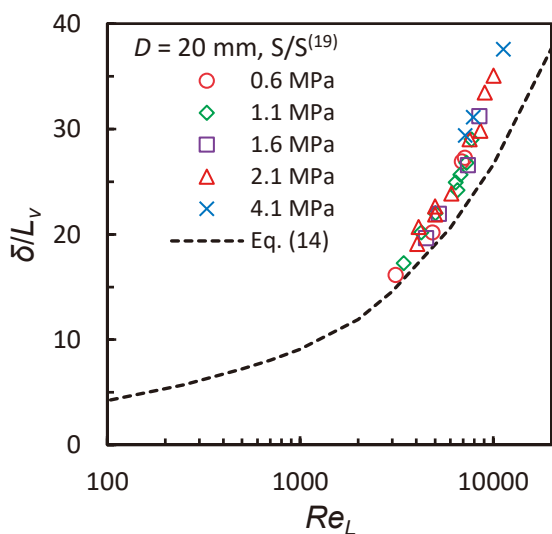


図11 蒸気・水系での圧力勾配データ⁽¹⁹⁾に基づく液膜厚さ δ ($L_v = (v_L^2/g)^{1/3}$)

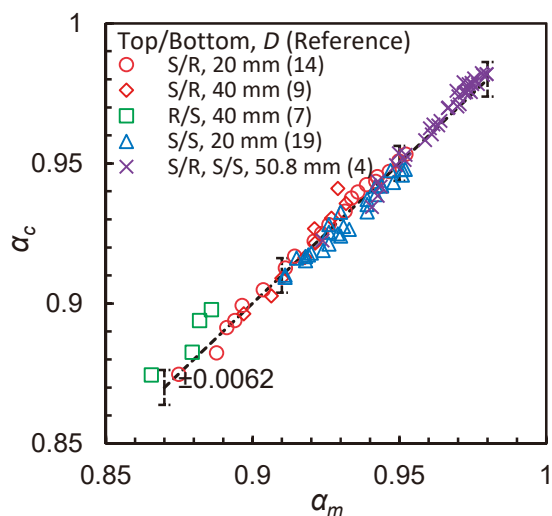


図13 式(15)によるボイド率の計算値 α_c と測定値 α_m の比較

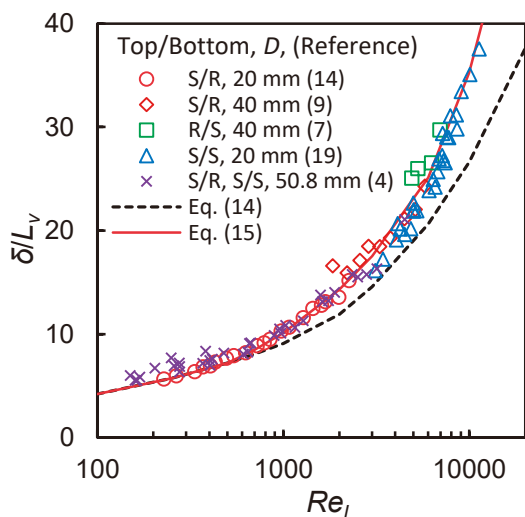


図12 上端フラッシングによるSFでの液膜厚さ δ ($L_v = (v_L^2/g)^{1/3}$)

式(15)によるボイド率の計算値 α_c と測定値 α_m の比較を図13に示す。 α_c は α_m とよく一致し、 $\alpha_m = 0.87 \sim 0.98$ の範囲で α_m の95%が含まれる不確かさの幅は ± 0.0062 と小さい。

信頼性が高い f_w の相関式(8)と dP/dz データを用いると、図12や図13に示したように、式(2)を用いて α_G や δ が求まる。しかし、 α_G の測定値は少なく測定範囲が狭いため、 f_w の相関式(8)の作成に用いた測定値は $Re_L < 7000$ の範囲である。一方、自由落下液膜では $Re_L \leq 30000$ まで液膜厚さ δ_f の測定値がある。そこで、 f_w の相関式(8)の検証に δ_f データを活用できないか検討した。

5. 壁面摩擦係数相関式の検証

5.1 自由落下での液膜厚さ

ここでは、環状流モデルに基づく全流体に対する運動量式(2)と f_w の相関式(8)を用いて、自由落下液膜の厚さ δ_f の相関式を導出する。式(2)を無次元化すると、以下のとおりとなる。

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)^* + \left\{ (1 - \alpha_G) + \frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \right\} - 2f_w \left(\frac{J_L^*}{1 - \alpha_G} \right)^2 = 0 \quad (16)$$

$(dP/dz)^*$ は式(3)で定義される。 J_L^* は、液相に対するWallisパラメータであり、以下の式で定義される。

$$J_k^* = J_k \left\{ \frac{\rho_k}{gD(\rho_L - \rho_G)} \right\}^{1/2} \quad (k = G \text{ or } L) \quad (17)$$

自由落下液膜においては、 $J_G = 0$ であり、 $(dP/dz) \doteq -\rho_G g$ であることから、

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)^* \doteq -\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \quad (18)$$

となる。式(16)、(18)および $(1 - \alpha_G) = \alpha_L$ から、次式が得られる。

$$\alpha_L^3 \doteq 2f_w J_L^{*2} \quad (19)$$

環状流モデルでは、式(10)のとおりに $\alpha_G = (1 - 2\delta/D)^2$ の関

係があり、 $D \gg \delta$ より、式(19)の左辺は $\alpha_L = 1 - \alpha_G \doteq 4\delta/D$ と近似できる。式(19)の右辺に式(17)を適用して、 $\rho_L(\rho_L - \rho_G) \doteq 1$ とすると、次式が得られる。

$$\frac{4\delta_f}{D} \doteq \left(\frac{2f_w J_L^2}{gD} \right)^{1/3} \quad (20)$$

式(20)では、式(19)が自由落下に対する式であるため、液膜厚さを δ_f で区分した。レイノルズ数 $Re_L (= J_L D / \nu_L)$ と代表長さ $L_v (= (\nu_L^2 / g)^{1/3})$ を用いて式(20)を変換すると、次のようになる。

$$\frac{\delta_f}{L_v} = \frac{(2f_w Re_L^2)^{1/3}}{4} \quad (21)$$

f_w の相関式(8)を式(21)に代入すると、次式が得られる。

$$\frac{\delta_f}{L_v} = \max \left\{ \left(\frac{Re_L}{2} \right)^{1/3}, 0.28 Re_L^{1/2}, 0.135 Re_L^{7/12} \right\} \quad (22)$$

以上で、自由落下液膜厚さ δ_f の相関式が得られた。既存研究では乱流部分の指数として、 $1/2$, $8/15$, 0.6 , $2/3$ は見られるが、 $7/12$ は見られない。

5.2 測定値との比較

4.2節にてフラッディング状態に対するSFに関して、層流はNusseltの式から、遷移域と乱流は実験データおよび既往データから最小二乗法により求めた液膜厚さ δ の相関式(15)⁽²³⁾について述べた。また、5.1節にて自由落下液膜に関して、環状流モデルと自由落下条件および f_w の相関式(8)を用いて液膜厚さ δ_f の相関式(22)を算出した。

算出した δ_f の相関式(22)の妥当性を確認するために、既存データと比較した。相関式(22)と測定値との比較を図14に示す。比較用として、フラッディング状態($J_G > 0$)に対する δ の相関式(15)と測定値⁽⁷⁾⁽⁹⁾⁽¹⁴⁾を示す。 δ_f には、鈴木と植田⁽²⁶⁾および $Re_L \geq 8000$ の結果を有するBelkinら⁽²⁷⁾による測定値を使用した。鈴木と植田⁽²⁶⁾は、 $D = 28.8$ mmで気液対向流を含む管内ボイド率を弁締切法で測定したが、図14では $J_G = 0$ での測定値を表示した。Belkinら⁽²⁷⁾は、 $D = 24$ mmの鉛直管外面を自由落下する液膜を高速度カメラで測定し、aはシルエット法で、bは直接光で撮影した。

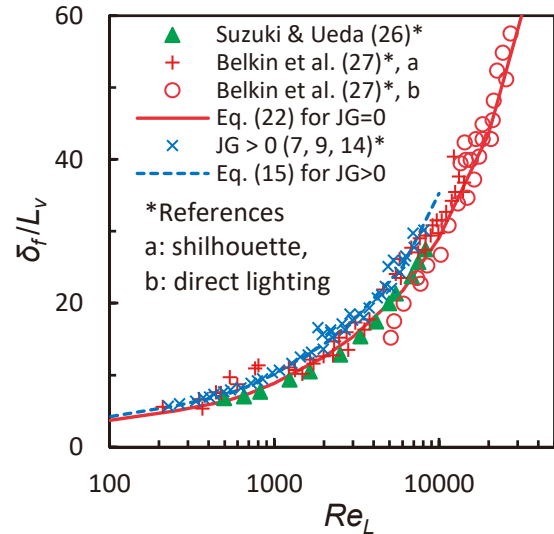


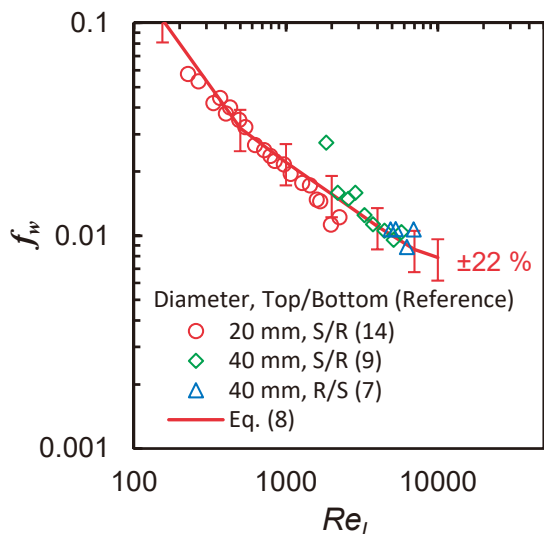
図14 自由落下液膜厚さ f_w の相関式(22)と測定値との比較

図14より自由落下液膜厚さ δ_f の相関式(22)は高レイノルズ数 Re_L の領域を含め実験データと概ね一致していることを確認できた。このことは、自由落下液膜に対して f_w の相関式(8)が高 Re_L の領域を含めて適切であることを示し、気液対向流に対しても高 Re_L の領域に適用できることを示唆する。

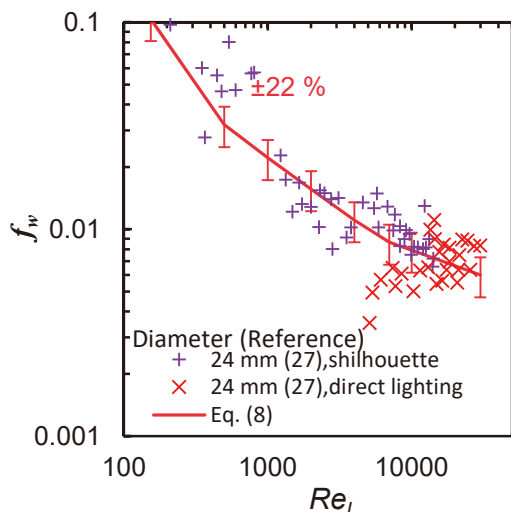
5.3 考察

5.2節では、 f_w の相関式(8)を用いて導出した δ_f の相関式(22)を δ_f の測定値と比較し、式(22)の妥当性を介して式(8)の妥当性を確認した。一方、 δ_f の測定値から f_w を求めて式(8)の妥当性を確認することができる。

α_L もしくは δ_f の測定値から求めた f_w を相関式(8)と比較して図15に示す。図15 (a)に示すフラッディング条件では、測定値⁽⁷⁾⁽⁹⁾⁽¹⁴⁾に対する相関式の不確かさは±22%と小さい。これは、 α_L の測定値に60回測定した平均値を用いており、測定値の不確かさが小さいことによる。一方、図15 (b)に示す自由落下液膜では、測定値 δ_f ⁽²⁷⁾の不確かさが大きいため、 δ_f の測定値から求めた f_w のバラツキが大きい。図15は、不確かさが小さく信頼性のある f_w を求めるには、 α_L もしくは δ_f の測定の不確かさを小さくする必要があることを示す。



(a) フラッディング条件



(b) 自由落下液膜

図15 液相体積率 α_L もしくは液膜厚さ δ_f の測定値から求めた f_w と相関式(8)との比較

6. まとめ

本研究では、原子炉の事故時における配管系での流動特性を対象とし、気液対向流条件における鉛直管内での流動状態に関する相関式の不確かさの縮小を目的としている。本報告では、上端フラッディングによる滑らかな液膜 (SF) を対象として、壁面摩擦係数 f_w と液膜厚さ δ に関するこれまでの研究成果を紹介した。また、 f_w の相関式を自由落下液膜に適用して液膜厚さ δ_f の相関式を導出し、既存研究による δ_f の測定値を用いて検証し、液相レイノルズ数 Re_L が大きい範囲に対して f_w の相関式を間接的に検証した。今回は以下の結

論を得た。

鉛直管の上端フラッディングによる落下液膜に対する f_w の相関式を用いて自由落下液膜の δ_f に関する検証用の相関式を作ることができた。高 Re_L 領域も含め、既存研究による δ_f データと概ね一致したことから、提案済みの f_w の相関式の妥当性を間接的に確認することができた。

なお、液相体積率 α_L や液膜厚さ δ の測定値から f_w を求める場合には、 α_L や δ の測定の不確かさが f_w の不確かさに大きな影響を及ぼす。したがって、信頼性のある f_w を求めて相関式を算出するためには、高精度な α_L や δ の測定値が必要となる。

謝辞

鉛直管でのフラッディング実験については、神戸大学の富山研究室にて実施していただいた。高精度で有用なデータを取得していただいたことに対し、深く謝意を表す。

記号

D	管直径(m)
D^*	無次元直径(-)
dH	圧力差測定の間隔(m)
dP/dz	圧力勾配(Pa/m)
$(dP/dz)^*$	無次元圧力勾配(-)
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_{ut}	上部タンク水位(m)
J	体積流束(m/s)
J^*	Wallis パラメータ(-)
K^*	Kutateladze パラメータ(-)
L_V	代表長さ(m)
P	圧力(Pa)
R	曲率半径(m)
Re_L	液相レイノルズ数(-)
z	鉛直方向座標(m)

ギリシャ記号

α	体積率(-)
δ	液膜厚さ(m)
δ_f	自由落下液膜厚さ(m)
μ	粘性係数(Pa·s)
ν	動粘度(m ² /s)
ρ	密度(kg/m ³)

添字

G	気相
L	液相

引用文献

- (1) Wallis, G. B., One-Dimensional Two-Phase Flow, 320-345, McGraw-Hill, New York (1969).
- (2) 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).
- (3) Wallis, G. B. and Kuo, J. T., The Behavior of Gas-Liquid Interfaces in Vertical Tubes, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2, 521-536 (1976).
- (4) 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, California (1978).
- (5) Bharathan, D., Wallis, G. B. and Richter, H. J., Air-Water Countercurrent Annular Flow, EPRI NP-1165, Electric Power Research Institute, Palo Alto, California (1979).
- (6) Bharathan, D. and Wallis, G. B., Air-Water Countercurrent Annular Flow, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 9(4), 349-366 (1983).
- (7) 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, Nucl. Eng. Des., Vol. 353, 110223, 11 pages (2019).
- (8) 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(3), 389-400 (2020).
- (9) Takaki, T., Goda, R., Hayashi, K., Murase, M. and Tomiyama, A., Flow Characteristics in Vertical Circular Pipes with the Square Top End under Flooding Conditions, Nucl. Eng. Des., Vol. 371, 110951, 9 pages (2021).
- (10) Doi, T., Futatsugi, T., Murase, M., Hayashi, K., Hosokawa, S. and Tomiyama, A., Countercurrent Flow Limitation at the Junction between the Surge Line and the Pressurizer of a PWR, Sci. Technol. Nucl. Installations, Vol. 2012, ID754724, 9 pages (2012).
- (11) Yu, J., Zhang, D., Shi, L., Wang, Z., Yan, S., Dong, B., Tian, W., Su, G. and Qiu, S., Experimental Investigation of Air-Water CCFL in the Pressurizer Surge Line of AP1000, Nucl. Technol. Vol. 196, 614-640 (2016).
- (12) Yu, J., Zhang, D., Shi, L., Wang, Z., Tian, W., Su, G. and Qiu, S., Experimental Research on the Characteristics of Steam-Water Counter-Current Flow in the Pressurizer Surge Line Assembly, Exp. Therm. Fluid Sci. Vol. 96, 180-191 (2018).
- (13) 高木俊弥, 合田頼人, 栗本遼, 林公祐, 村瀬道雄, 富山明男, 鉛直管上端フラッシングでの流動特性に対する上部タンク水位の影響, 混相流, Vol. 35(3), 463-472 (2021).
- (14) 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).
- (15) Wallis, G. B. and Makkenchery, S., The Hanging Film Phenomenon in Vertical Annular Two-Phase Flow, J. Fluids Eng., Vol. 96(3), 297-298 (1974).
- (16) 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, 日本機械学会論文集B編, Vol. 60, 2566-2572 (1994).
- (17) Richter, H. J., Flooding in Tubes and Annuli, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7(6), 647-658 (1981).
- (18) 佐野直樹, 高木俊弥, 西田浩二, 村瀬道雄, 合田頼人, 富山明男, 下端フラッシ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(1), 82-92 (2020).
- (19) 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. Vol. 26 (5), 923-931, (1988). (in Russian)
- (20) Nusselt, W., Die Oberflächenkondensation des

- Wasserdampfes, Z. Ver. Deut. Ing., Vol. 60, 569, (1916).
- (21) Imura, H., Kusuda, H. and Funatsu, S., Flooding Velocity in a Counter-current Annular Two-Phase Flow, Chemical Eng. Science, Vol. 32, 79-87, (1977).
- (22) Feind, K., Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in Lotrechten Röhren, VDI-Forschungsheft, 481 (1960). (in German)
- (23) Takaki, T., Murase, M., Hayashi, K. and Tomiyama, A., Void Fraction and Interfacial Friction in Vertical Pipes with the Square Top End under Flooding Conditions, Nuclear Technology, Vol. 208(3), 503-519 (2022).
- (24) Brötz, W., Über die Vorausberechnung der Absorptionsgeschwindigkeit von Gasen in Strömenden Flüssigkeitsschichten, Chemie. Ing. Techn., Vol. 26, 470-478 (1954). (in German)
- (25) Brauer, H., Strömungsuntersuchungen und Wärmeübergang bei Rieselfilmen, VDI Forschungsheft, (B22), 457 (1956). (in German)
- (26) 鈴木新一, 植田辰洋, 日本機械学会論文集(第2部), 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), Vol. 44(377), 164-173 (1978).
- (27) Belkin, H. H., Macleod, A. A., Monarad, C. C. and Rothfus, R. R., Turbulent Liquid Flow Down Vertical Walls, A.I.Ch.E Journal, Vol. 5(2), 245-248 (1978).