



鉛直管の上端フラッシング状態における管内流動特性に関する研究

高木, 俊弥

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2021-09-25

(Date of Publication)

2022-09-01

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第8172号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1008172>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

鉛直管の上端フラッディング状態における
管内流動特性に関する研究

2021年7月

神戸大学大学院工学研究科

高木 俊弥

目次

第1章 序論	1
1.1 背景	1
1.2 フラッディング現象	4
1.2.1 フラッディング時の流動	4
1.2.2 環状流モデル	5
1.2.3 フラッディング様式	7
1.3 フラッディング現象に関する既存の研究	9
1.3.1 気液対向流制限	9
1.3.1.1 気液対向流制限の一般式	9
1.3.1.2 気液対向流制限の相関式	10
1.3.1.3 鉛直管の上端での気液対向流制限と技術課題	12
1.3.1.4 従来研究における実験条件	13
1.3.2 ボイド率	14
1.3.3 壁面摩擦と界面摩擦	16
1.4 本研究の目的と方法	17
1.5 論文構成	18
第2章 鉛直管上端でのフラッディングに関する空気・水実験	27
2.1 はじめに	27
2.2 実験方法	27
2.2.1 実験装置	27
2.2.1.1 実験装置の構成	27
2.2.1.2 試験部	29
2.2.2 測定方法	29
2.2.2.1 流動撮影	29
2.2.2.2 管内差圧	30
2.2.2.3 液相体積率	30
2.2.2.4 CCFL 特性	32
2.2.3 実験条件	33
2.2.4 環状流モデル	34
2.3 実験結果	35
2.3.1 流動構造	35
2.3.1.1 流動状態観察	35

2.3.1.2	低気相流量域における流動	35
2.3.1.3	高気相流量域における流動	36
2.3.1.4	流動状態の Time-Strip 画像	37
2.3.2	圧力勾配と液相体積率	38
2.3.3	気液対向流制限	41
2.3.4	壁面摩擦係数	44
2.3.5	液膜厚さ	46
2.3.6	界面摩擦係数	47
2.4	上部タンク水位の影響	50
2.4.1	流動構造	50
2.4.2	気液対向流制限	52
2.4.3	圧力勾配と液相体積率	52
2.4.4	壁面摩擦係数と界面摩擦係数	53
2.5	結言	55
第3章	気液対向流制限と壁面摩擦	58
3.1	はじめに	58
3.2	上端での気液対向流制限	58
3.2.1	既存データと相関式	58
3.2.2	気液対向流制限への影響因子	61
3.2.3	直径の影響	65
3.2.4	上部タンク水位の影響	68
3.2.5	上端での気液対向流制限の特徴	71
3.2.6	流体物性値の影響	74
3.3	壁面摩擦係数	76
3.4	考察	79
3.5	結言	79
第4章	ボイド率と液膜厚さ	83
4.1	はじめに	83
4.2	ボイド率の評価方法	83
4.2.1	環状流モデル	83
4.2.2	エンベロープ法	85
4.2.3	圧力勾配	88
4.3	液膜厚さの相関式	90
4.3.1	従来の相関式	90

4.3.2	液膜厚さデータ	90
4.3.3	相関式	93
4.4.	考察	95
4.4.1	層流	95
4.4.2	上部タンク水位の影響	95
4.4.3	直径と流体物性値の影響	96
4.5.	結言	98
第5章	界面摩擦係数とドリフトフラックス相関式	102
5.1	はじめに	102
5.2	界面摩擦係数	102
5.2.1	環状流モデルと相関式	102
5.2.2	界面摩擦係数の評価方法	105
5.2.3	界面摩擦係数の相関式	107
5.2.4	界面摩擦係数によるボイド率の予測	110
5.3	ドリフトフラックス相関式	112
5.3.1	従来の相関式	112
5.3.2	ドリフトフラックス相関式	112
5.4	直径と流体物性値の影響	115
5.4.1	界面摩擦係数の相関式	115
5.4.2	ドリフトフラックス相関式	117
5.5	結言	119
第6章	結論	122

主な使用記号

A	定数	[-]
B	定数	[-]
C	定数	[-]
C_0	分布パラメータ	[-]
D	管直径	[m]
D^*	無次元直径	[-]
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^*	無次元体積流束	[-]
h_{ut}	上部タンク水位	[m]
J	体積流束	[m/s]
J^*	無次元体積流束 (Wallis パラメータ)	[-]
K^*	無次元体積流束 (Kutateladze パラメータ)	[-]
L	ラプラス長さ	[m]
m	勾配	[-]
n	指数	[-]
P	圧力	[MPa]
Pe_i	界面長さ	[m]
Pe_w	濡れ縁長さ	[m]
Q	体積流量	[m ³ /s]
R	曲率半径	[m]
Re_L	液相レイノルズ数	[-]
V_{gj}	ドリフト速度	[m/s]
w	代表長さ	[m]
z	鉛直方向座標	[m]
ギリシャ文字		
α	体積率	[-]
β	定数	[-]
δ	液膜厚さ	[m]

θ	角度	[°]
μ	粘性係数	[Pa·s]
ν	動粘度	[m ² /s]
ρ	密度	[kg/m ³]
σ	表面張力	[N/m]
τ_i	界面せん断応力	[N/m ²]
τ_w	壁面せん断応力	[N/m ²]

添字

G	気相
i	K または W
K	Kutateladze パラメータ
k	G または L
L	液相
W	Wallis パラメータ

略称

CCFL	Counter-current Flow Limitation	気液対向流制限
DBE	Design Basis Event	設計基準事象
ECCS	Emergency Core Cooling System	非常用炉心冷却系
LOCA	Loss of Coolant Accident	冷却材喪失事故
PIRT	Phenomena Identification and Ranking Table	重要度ランクテーブル
PCT	Peak Cladding Temperature	燃料被覆管最高温度
PWR	Pressurized Water Reactor	加圧水型原子炉
RCP	Reactor Coolant Pump	一次冷却材ポンプ
RCS	Reactor Coolant System	原子炉冷却材系統
RELAP	Reactor Excursion and Leak Analysis Program	原子炉挙動・漏洩解析プログラム
RHRS	Residual Heat Removal System	余熱除去系
RV	Reactor Vessel	原子炉圧力容器
SG	Steam Generator	蒸気発生器

第1章 序論

1.1 背景

東京電力福島第一原子力発電所事故（以下1F事故という）を経験した我が国において、2018年7月に閣議決定されたエネルギー基本計画で、原子力発電については安全性の確保を大前提に、長期的なエネルギー需給構造の安定性に寄与する重要なベースロード電源と位置づけられている[1].

また、2020年6月に閣議決定されたエネルギー白書においても、引き続き2030年度のエネルギーミックスにおける電源構成比率（20～22%[1]）の実現を目指し、安全最優先の再稼働などの必要な対応を着実に進めることとしている[2].

1F事故を踏まえた安全最優先のための具体的な対策として、国による規制の強化が行われた。それまでの設計基準事故対応に加え、従来は事業者の自主的な取組とされていた、万が一炉心の著しい損傷を伴う重大事故（シビアアクシデント）等が発生した時の対策を新たに要求した[3,4]（図1.1参照）。事業者についても規制要求に加え、自主的安全性向上に取り組むこととしている[5]。これらの原子力規制委員会での審査における評価については、想定される最も悪い条件下においても対策が間に合うことを説明する観点から保守性と呼ばれる裕度が含まれている。

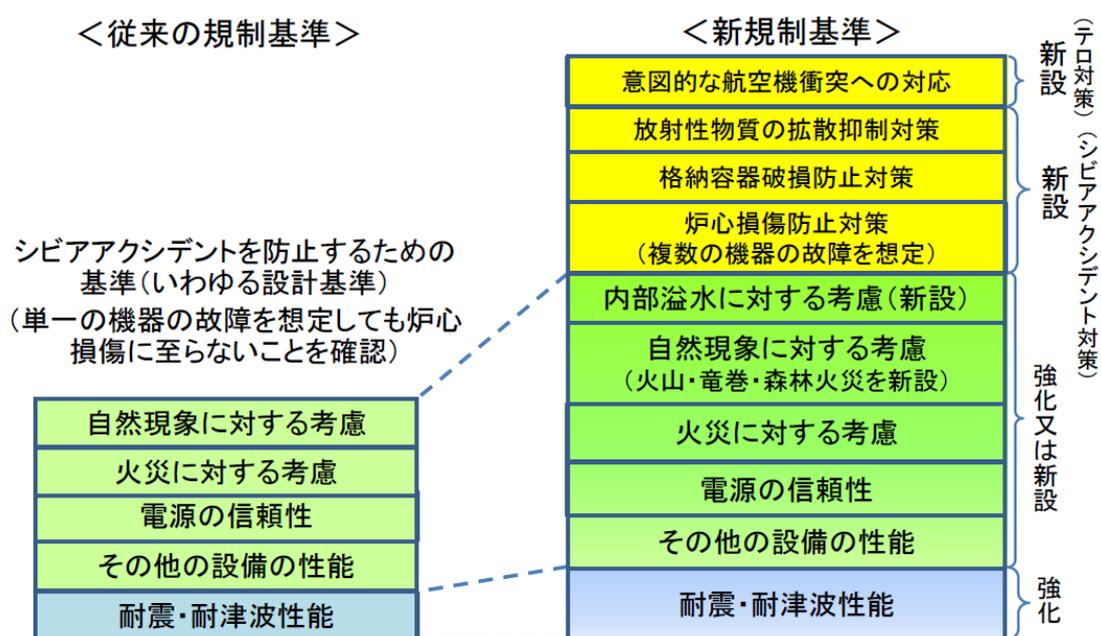


図1.1 従来の規制基準と新規性基準との比較[4]

審査において、最も厳しい条件を設定して、それでも対応できることを示すことが重要である一方、万一不幸にして事故が起こった場合、実際にどのような事象が起きているのかを予測できることは重要である。審査条件では放射性物質が拡散された前提でその拡散抑制の手順を行う場合であっても、現実ベースでは放射性物質の閉じ込めがまだ可能な場合もあり得る。

日本の商用原子力発電所としては主に沸騰水型原子力発電所と加圧水型原子力発電所がある。そのうち加圧水型発電所は北海道電力、関西電力、四国電力、九州電力、日本原子力発電で採用されている[6]。加圧水型原子炉(PWR : Pressurized Water Reactor)の原子炉冷却系統 (RCS : Reactor Coolant System) と工学的安全設備について図 1.2 に示す[7]。

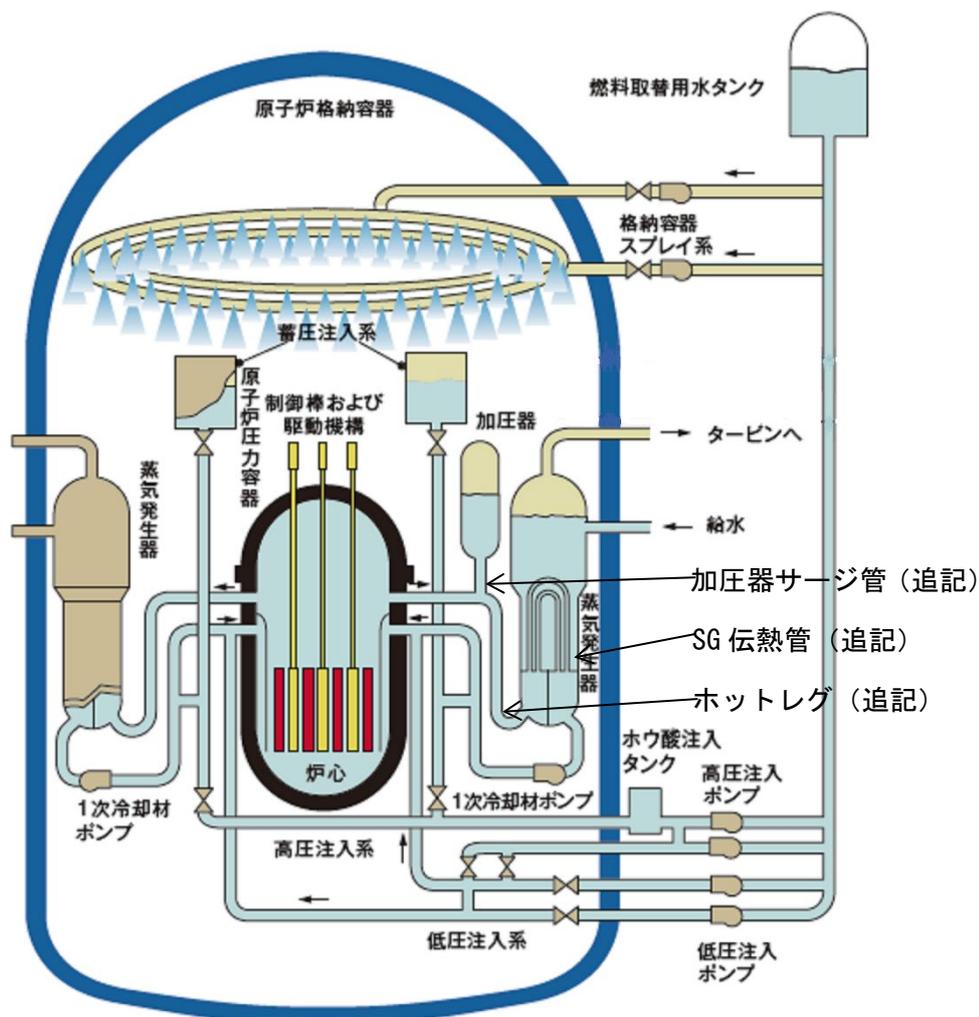


図 1.2 加圧水型原子炉の原子炉冷却系統と工学的安全設備[7]

PWRは放射性物質を含む水が循環する一次系と含まない水が循環する二次系の主に2つの系統からなっている。通常運転中は、核分裂反応により原子炉圧力容器(RV: Reactor Vessel)内の炉心で発生した熱を吸収した高温水が一次冷却材配管を通過して蒸気発生器(SG: Steam Generator)にて二次系の水に熱を伝達し、一次冷却材ポンプ(RCP: Reactor Coolant Pump)、一次冷却材配管を通過して原子炉圧力容器に戻る。このような冷却材ループはプラントの出力により、2, 3, あるいは4ループ設けられ、そのうち1つのループには加圧器が設けられている。沸騰水型原子力発電所では原子炉冷却系統が水と蒸気で満たされるのに対し、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压に保たれ、通常運転中は一次冷却材中が液体の水で満たされるように制御される。

運転中に一次系配管の破断等によって原子炉冷却材が系統外に流出する事象(冷却材喪失事故(LOCA: Loss Of Coolant Accident))が発生すると、制御棒が挿入されて原子炉が自動停止するとともに、高压注入系、蓄圧注入系および低压注入系で構成される非常用炉心冷却系(ECCS: Emergency Core Cooling System)が作動して、炉心への注水が開始し、炉心の露出や損傷を防止する。1つの配管の破断と1つの機器の故障を想定する設計基準事象(DBE: Design Basis Event)を超えると、アクシデントマネジメントによって事故の拡大が防止される。アクシデントマネジメントの有効性を確認するために、例えば熱水力安全研究に関するROSA計画における大型非定常試験装置LSTFを用いた総合システム試験やその実験解析が行われている[8-11]。実験解析だけでなく実機の事故解析には、例えばRELAP5/MOD3[12]のような一次元気液二相流モデルに基づく過渡・事故解析コードが用いられている。過渡・事故解析コードに用いられているモデルや相関式には不確かさがあり、不確かさの影響を評価するために統計解析[13-14]が行われている。Yamadaら[15]は、PWR運転停止時の事故リスクが高いと評価されているミッドループ運転時における余熱除去系(RHRS: Residual Heat Removal System)の機能喪失事象における蒸気発生器(SG: Steam Generator)によるリフラックス冷却を対象にして、重要現象に対する計算モデルの不確かさの定量化、ROSA/LSTFでの気液二相状態で熱除去喪失事象を想定した実験データ[16]を用いたRELAP5/MOD3コード[12]の検証、および4ループPWRの実機統計解析を行った。また、山田ら[17]は、小破断LOCA時に高压注入系が作動しない場合を対象として、主要物理現象を同定し、注目パラメータへの影響度をまとめた重要度ランクテーブル(PIRT: Phenomena Identification and Ranking Table)を作成して重要事象を抽出し、過渡・事故解析コードRELAP5/MOD3を用いて実機感度解析を行い、重要事象が燃料被覆管最高温度(PCT: Peak Cladding Temperature)に及ぼす影響を評価した。木下ら[18]は、小破断LOCA時の高压注入系不作動事象におけるアクシデントマネジメント策である蒸気発生器2次側強制減圧操作について

ROSA/LSTF実験データ[9-10]を用いてRELAP5/MOD3コード[12]の検証解析を実施した。ミッドループ運転時におけるRHRSの機能喪失や小破断LOCA時には、SGの伝熱管およびホットレグや加圧器サージ管などの1次系冷却材配管（図1.2参照）で気液対向流が生じ、フラiddiingが生じる場合がある[8, 19-22]。フラiddiingによって冷却水の落下制限（CCFL：Counter-Current Flow Limitation）が生じると、事故時における炉心の冷却水量や燃料棒の冷却に影響[17-18]するため、事故解析では冷却水の落下水量評価が重要になる。また、ボイド率は存在する冷却水量や圧力損失に影響するため、事故解析では重要な評価項目になる。そこで本研究では、蒸気発生器や加圧器サージ管を念頭におき、1次元モデルに基づく原子炉の事故解析コードで用いられる配管系での気液対向流条件における流動特性（CCFL、ボイド率、壁面摩擦、界面摩擦）に関する相関式を対象とする。特に、鉛直管の上端でフラiddiingが生じる場合における管内での流動特性を対象とし、流動特性に関する相関式の不確かさを低減することを目的とする。

1.2 フラiddiing現象

1.2.1 フラiddiing時の流動

本項ではフラiddiingの発生過程について述べる。図1.3は、鉛直小口径管を用いて気液対向流の流動が遷移する様子を観察した結果である[23]。液相は鉛直管内に設けた多孔質壁から供給し、液相流量を一定に保ちながら管下部から気相を流入させる。気相流量を増加させていくと、液膜挙動は図1.3のように変化する。図1.3(a)に示すように、気相流量が少ない場合、液膜はその表面にわずかな波を伴うが、すべて下方へと落下する。気相流量を増加させると、液膜の乱れが大きくなり、図1.3(b)のように大きな波が形成され、気液界面のせん断力が増加し、(c)液相が上方に逆流するようになる。この現象をフラiddiingといい、フラiddiingにより下方へ流下する液相流量が制限される状態をCCFLという。フラiddiing状態では、図1.3(c), (d)のように液相の供給点の下方では液相が落下する対向流となり、一方、上方では液相が気相と並行流となる。さらに気相流量を増加させると、図1.3(e)のように全ての液相が上方へ逆流する。この状態から気相流量を減少させると、流動は図1.3(f)~(h)のように変化する。気相流量を減少させていき、図1.3(g)に示すように、液相が下方へ流れ始める点を逆流開始という。この状態から気相流量を減少させると、図1.3(h)のように一部の液相が管下端から落下するようになる。さらに気相流量を減少させると、やがて全量が落下するようになり、これをディフラiddiingという。フラiddiingの発生メカニズムは、気液界面と気相との相互作用によるものと考えられて

おり，これまでにさまざまな研究がなされている[24-27].

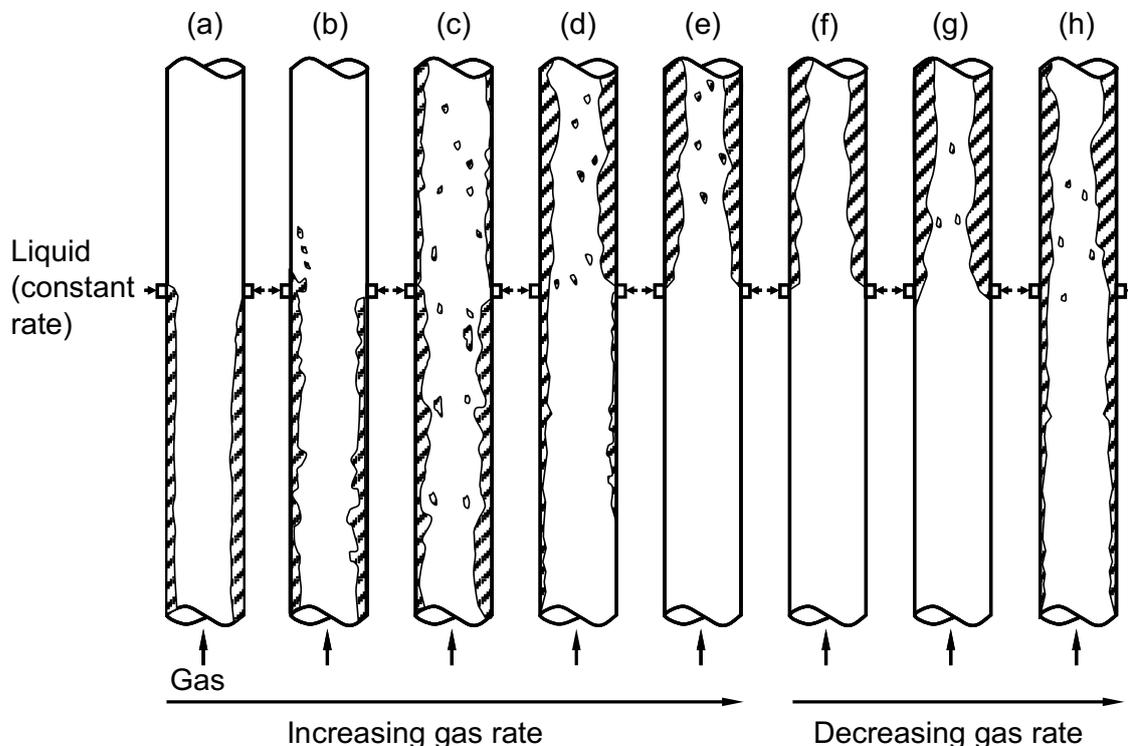


図 1.3 鉛直管におけるフラッディング[23]

フラッディングおよび CCFL は，元々，化学プラントの充てん塔や還流凝縮器において，液相が逆流し，それによる機器性能への影響が問題視されたことから，研究が行われたのが発端とされている．その後，軽水炉型原子力発電所の安全性評価においてこれらの現象が LOCA 時の炉心の冷却等に影響を及ぼすことが明らかとなり，原子力分野でも注目され，これまでに多くの研究が行われてきた．原子力分野では LOCA 発生初期の原子炉容器内での流動を明らかにするため，鉛直流路において液相が下降流，気相が上昇流となる気液対向流現象を対象としている研究が多い．本研究では，フラッディング状態での鉛直管内における流動特性を評価するために環状流モデルを用いる．

1.2.2 環状流モデル

鉛直管のフラッディング条件下では，流動様式は環状流になる．環状流モデルにおける気相流路および流路全体での圧力バランス式は以下のとおりとなる [28-30].

$$\frac{dP}{dz} + \rho_G g + \frac{f_i}{2} \rho_G \left[\frac{J_G}{\alpha_G} - \frac{J_L}{1-\alpha_G} \right]^2 \frac{4}{D\sqrt{\alpha_G}} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{dP}{dz} + [\rho_G \alpha_G g + \rho_L (1-\alpha_G)g] - \frac{f_w}{2} \rho_L \left(\frac{J_L}{1-\alpha_G} \right)^2 \frac{4}{D} = 0 \quad (1.2)$$

ここで、 D は直径、 f_i は界面摩擦係数、 f_w は壁面摩擦係数、 g は重力加速度、 J は体積流束、 P は圧力、 z は鉛直方向座標、 α_G はボイド率、 ρ は密度である。添字 G および L は、それぞれ気相および液相を示す。Bharathan and Wallis [28] は式 (1.1) において $J_L/(1-\alpha_G) \ll J_G/\alpha_G$ を仮定して $J_L/(1-\alpha_G)$ を無視したが、低 J_G では $J_L/(1-\alpha_G)$ と J_G/α_G が同等の値になり計算結果に有意な影響を与える。圧力勾配 dP/dz 、 α_G 、及び CCFL (J_G と J_L の関係) を測定することにより、式(1.1)及び(1.2)より f_i と f_w をそれぞれ算出することができる。しかし、フラッディング条件下における α_G データに関する報告例は少ない。 α_G データがない場合に信頼性のある f_w の相関式があれば、 dP/dz 及び CCFL データと式(1.2)から α_G を求め、式(1.1)から f_i を求めることができる。式(1.1)及び(1.2)は、Wallis パラメータ J_i^* を使用して無次元形式に書き換えることができる。

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)^* + \frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} + \left(\frac{2f_i}{\alpha_G^{1/2}} \right) \left\{ \frac{J_G^*}{\alpha_G} - \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} \frac{J_L^*}{1-\alpha_G} \right\}^2 = 0 \quad (1.3)$$

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)^* + \left\{ (1-\alpha_G) + \frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \right\} - 2f_w \left(\frac{J_L^*}{1-\alpha_G} \right)^2 = 0 \quad (1.4)$$

ここで、

$$J_i^* = \left[\frac{\rho_i}{(\rho_L - \rho_G)gw} \right]^{1/2} J_i, \quad w = D \quad (i = G \text{ or } L) \quad (1.5)$$

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)^* = \frac{\frac{dP}{dz}}{(\rho_L - \rho_G)g} \quad (1.6)$$

式(1.5)の w は代表長さである。式(1.3)および(1.4)と $\rho_G/(\rho_L - \rho_G) \ll 1$ より $(dP/dz)^*$ の絶対値は界面摩擦項又は $(1-\alpha_G)$ と壁面摩擦項との差にほぼ等しくなる。式(1.3)及び(1.4)の $(dP/dz)^*$ を消去することにより、 J_G^* 及び J_L^* は次式のように関連付けることができる。

$$(1-\alpha_G) - 2f_w \left\{ \frac{J_L^*}{1-\alpha_G} \right\}^2 - 2 \frac{f_i}{\alpha_G^{1/2}} \left\{ \frac{J_G^*}{\alpha_G} - \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} \frac{J_L^*}{1-\alpha_G} \right\}^2 = 0 \quad (1.7)$$

式(1.7)は重力項 $(1-\alpha_G)$ が壁面摩擦項と界面摩擦項の和と同等であることを示している。 f_w 相関式と f_i 相関式を式(1.7)に代入し、Wallis [24]が提案したエンベロープ法を式(1.7)に適用することで CCFL 特性を算出することができる。Wallis [24]によって提案されたエンベロープ法は、次式で表される最大流量条件と等価である[29]。

$$\frac{\partial J_L^*}{\partial \alpha_G} = 0 \quad \text{or} \quad \frac{\partial J_G^*}{\partial \alpha_G} = 0 \quad (1.8)$$

エンベロープ法は、式(1.7)において α_G の相関式を式(1.8)で代用するものである。式(1.8)を用いれば、 α_G の相関式がなくても式(1.7)から CCFL 特性を求めることができるため、エンベロープ法は有用である。しかし、Bharathan and Wallis [28]は、エンベロープ法は J_L^* の理論的な最大値を与えるため、 J_L^* を過大に計算すると報告している。

1.2.3 フラッディング様式

Bharathan and Wallis [28]は、図 1.4 に示すフラッディング様式を明らかにした。低 J_G^* では上端でフラッディングが生じ、鉛直管内には薄く滑らかな流下液膜が形成され、無次元圧力勾配 $|(dP/dz)^*|$ が小さく、壁面摩擦応力 τ_w が界面摩擦応力 τ_i より大きい ($\tau_w \gg \tau_i$)。この領域 A を Smooth Film (SF) と分類した。SF では、 J_G^* の増加に伴い液相体積率 $(1-\alpha_G)$ と落下水速度 J_L^* が減少する (図 1.4 中の a はボイド率 α_G を意味する)。 J_G^* が増加すると下端でもフラッディングが生じ、領域 C の Transition (TR) になる。TR では、上端と下端で同時にフラッディングが生じ、上部で SF、下部で Rough Film (RF) になり、 J_G^* の増加に伴い RF の範囲が高くなって $(1-\alpha_G)$ と $|(dP/dz)^*|$ が増加する。高 J_G^* では下端でフラッディングが生じ、鉛直管内には厚く粗い液膜が形成され、 $\tau_i \gg \tau_w$ になる。この領域 B を Rough Film (RF) と分類した。RF では、 J_G^* の増加に伴い $(1-\alpha_G)$ と $|(dP/dz)^*|$ が減少する。さらに J_G^* が増加すると気相の单相流 (領域 D) になる。図 1.4 における τ_i と τ_w は次式で定義される。

$$\tau_i = \frac{f_i}{2} \rho_G \left\{ \frac{J_G}{\alpha_G} - \frac{J_L}{1-\alpha_G} \right\}^2, \quad \tau_w = \rho_G \frac{f_w}{2} \left\{ \frac{J_L}{1-\alpha_G} \right\}^2 \quad (1.9)$$

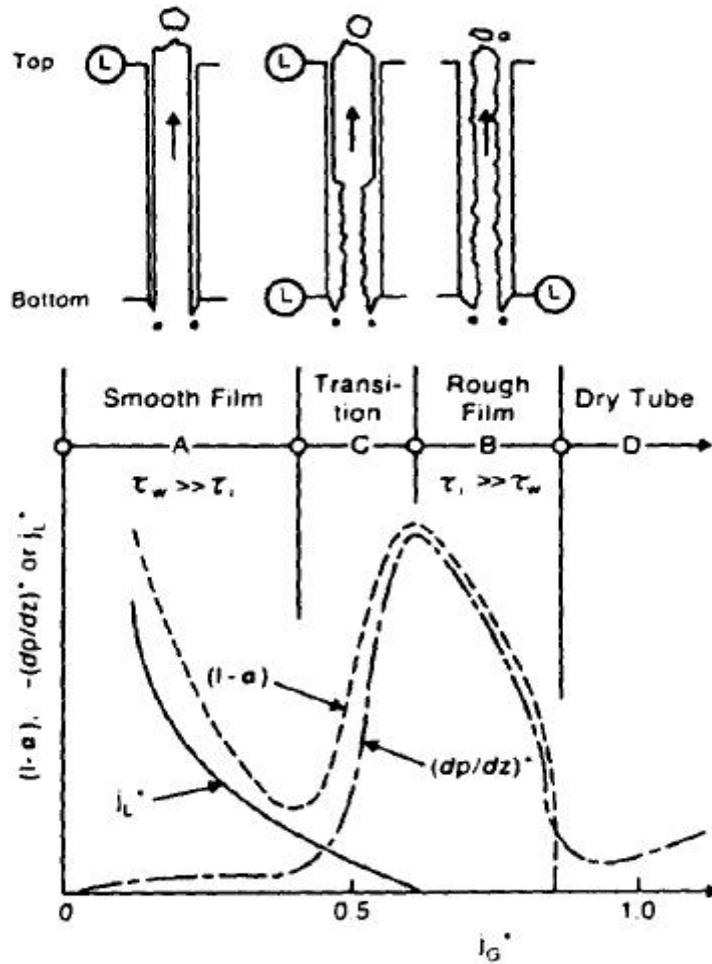


図 1.4 鉛直管におけるフラッシング様式[28]

Bharathan ら[30]は、鉛直管の上端と下端の形状について図 1.5 に示す組み合わせを対象として、落下水流束 J_L 、圧力勾配 dP/dz 、液膜厚さ δ を測定し、壁面摩擦係数 f_w と界面摩擦係数 f_i を評価した。 $D=50.8\text{ mm}$ での空気・水系実験である。 δ を静電容量液膜計で測定したが、 δ が厚いと δ を過小に検出して $(1-\alpha_G) < |(dP/dz)^*|$ になり $f_w < 0$ が生じた。 このため、 Bharathan ら[31]および Bharathan and Wallis [28]は、 $f_w = 0$ と近似して f_i を求め、 f_i の相関式を提案した。 Bharathan ら [31]および Bharathan and Wallis [28]では、 RF に対する f_i を評価し、 SF に対しては dP/dz の測定値を公開しておらず f_i を評価していない。

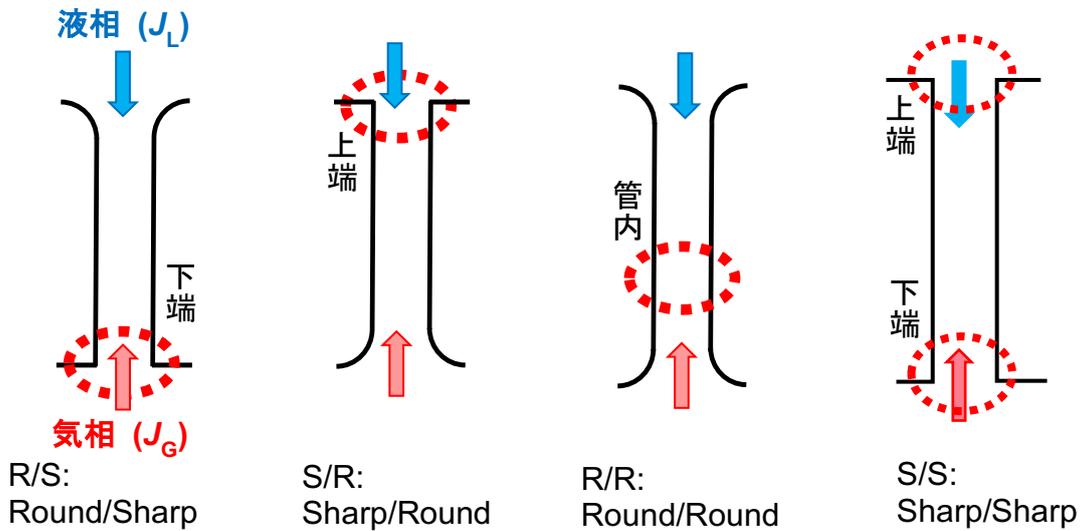


図 1.5 Bharathan ら [30]による鉛直管フラッディング実験の上下端形状

Bharathan ら [31]および Bharathan and Wallis [28]以降, 近年に至るまで実験によりフラッディング状態での f_w と f_i を評価した例は見当たらない. Abe ら [32] は Bharathan ら [28,31]による J_G , J_L と dP/dz のデータを用いて α_G , f_w と f_i を求め f_w は大きくなることを示したが, これらの予測値に対する信頼性は明確でない. このような背景から, Goda ら [33]は, 図 1.5 の R/S 形状を対象にした空気・水系でのフラッディング実験 ($D=20$ mm, 40 mm) を行い, CCFL, dP/dz , α_G を測定し, RF での f_w と f_i を評価した. しかし, 従来研究では, SF に対する検討はほとんど行われていない. そこで, 本研究では, S/R 形状を対象にして空気・水系でのフラッディング実験で CCFL, dP/dz , α_G を測定し, SF での f_w と f_i を評価した. $D=20$ mm に対しては島村ら [34]による測定値を使用し, 本研究では, $D=40$ mm でのフラッディング実験を実施した.

1.3 フラッディング現象に関する既存の研究

1.3.1 気液対向流制限

1.3.1.1 気液対向流制限の一般式

気液対向流制限 (CCFL) については, 多くの研究が行われた [24,35]. 原子力発電所の過渡・事故時の安全解析では, 落水量を評価するために Wallis による CCFL 相関式 [24] が広く用いられている. Wallis 相関式の一般的な形式は, 次式で示される.

$$H_G^{*1/2} + mH_L^{*1/2} = C_i \quad (i = K \text{ or } W) \quad (1.10)$$

$$H_k^* = J_k \left\{ \frac{\rho_k}{g w (\rho_L - \rho_G)} \right\}^{1/2} \quad (k = G \text{ or } L) \quad (1.11)$$

ここで、 H^* は無次元体積流束、 w は代表長さである。勾配 m および定数 C_i は実験により決定され、添字 K と W はそれぞれ Kutateladze パラメータと Wallis パラメータに対応することを示す。添字 G と L はそれぞれ気相と液相を示す。Bankoffら[36]は次式で代表長さ w を定義した。

$$w = D^{(1-\beta)} L^\beta, \quad 0 \leq \beta \leq 1 \quad (1.12)$$

$$L = \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right\}^{1/2} \quad (1.13)$$

ここで、 D は直径、 L はラプラス長さ、 σ は表面張力である。式(1.10)では、 $\beta = 0$ で H^* はWallisパラメータ J_k^* になり、 $\beta = 1$ で H^* はKutateladzeパラメータ K_k^* になる。Wallisパラメータは慣性力と重力の釣り合いから、Kutateladzeパラメータは液膜の安定性もしくは最大液滴の保持に必要な気相流束から導出される。 J^* および K^* は無次元直径 D^* を用いて次式により相互に変換できる。

$$J^* = \frac{K^*}{D^{*1/2}}, \quad D^* = \frac{D}{L} \quad (1.14)$$

式(1.11)～式(1.13)は長さスケール (D または L) および流体物性値 (ρ および σ) の主要パラメータを示す。式(1.12)の β は鉛直管の D に応じて変化する[37]。液体粘度は式(1.11)～式(1.13)に含まれていないが鉛直管の CCFL 特性に影響を与える[24]。原子力発電所の過渡・事故時の安全解析では、例えば、フラiddィングが生じる位置 (計算モデルのジャンクション) に、式(1.10)～(1.13)の β および C と m が入力される。

1.3.1.2 気液対向流制限の相関式

ホットレグモデルを用いた CCFL 実験は多く実施されており、Al Issa and Macian [21]がレビュー報告している。実験の大部分が空気・水系であり蒸気・水系実験は少なく、直径 D や長さ L および流体物性値がホットレグ CCFL に及ぼす影響は明確にされていなかった。そこで、Minami ら [38]は 1/15 縮小モデル ($D = 50 \text{ mm}$, $L/D = 8.6$) での空気・水実験を行い、Murase ら [39]は実機条件に対する三次元解析を行い、既存データ[22]を含めて $L/D = 7.54 \sim 9.3$ に限定した CCFL 相関式と不確かさを算出した。

$$J_G^{*1/2} = (0.63 \pm 0.03) - 0.45J_L^{*1/2} - 0.81J_L^* \quad (1.15)$$

式(1.15)は式(1.10)と異なり, $J_G^{*1/2}$ が $J_L^{*1/2}$ の2次関数になっている. 式(1.15)の特徴は大口径の $D = 0.75$ m でも Wallis パラメータ J_k^* で整理できることである.

鉛直管での気液対向流実験は多く実施されている[24,35]. しかし, 鉛直管の下端でフラiddiingが生じる SG 伝熱管に適用できる CCFL データは少なかった. そこで, Kusunoki らは, SG 伝熱管の下部を模擬する鉛直管を用いて大気圧下での空気・水実験[40]と蒸気・水実験[41]および短尺の逆 U 字管を用いて凝縮実験[42]を行い, 実寸の SG 伝熱管を用いて測定された ROSA-IV/LSTF データ[20]を含めて次の CCFL 相関式と不確かさを算出した[42].

$$J_G^{*1/2} + 0.88J_L^{*1/2} = 0.76 \pm 0.05, 5.6 \leq D^* \leq 19 \quad (1.16)$$

式(1.16)は鉛直管の下端での CCFL は Wallis パラメータ J_k^* で整理できることを示すが, 式(1.10)~(1.12)より Wallis パラメータによる整理では直径の増加とともに体積流束も無制限に増加することとなるが実際そうはならない. D^* が大きくなると Kutateladze パラメータ K_k^* で整理する必要があると考えられている[43].

加圧器サージ管は, 鉛直管と鉛直エルボおよび複数の水平エルボを含む微傾斜管で構成され, 微傾斜管のレイアウトはプラントごとに異なる. 加圧器サージ管は配管系統が複雑であり, 加圧器サージ管を対象にした CCFL 実験は極めて少ない[44-47]. Takeuchi ら [44]は, モデル計算により微傾斜管の角度が $\theta \geq 1$ 度では鉛直管でフラiddiingが生じるが, $\theta < 1$ 度では微傾斜管でフラiddiingが生じると報告した. 一方, Murase ら [48]は, 微傾斜管での気液対向流に対する一次元計算を行い, ホットレグモデル[22,38]と加圧器サージ管モデル[45]で検証して直径や流体物性値の影響を評価し, 加圧器サージ管では $\theta < 1$ 度でも鉛直管でフラiddiingが生じると評価した. しかし, Yu ら [46,47]は, 加圧器サージ管モデルでの CCFL 実験で, 空気・水条件において $J_G < 5.6$ m/s では鉛直管の上端でフラiddiingが生じ, $J_G > 5.6$ m/s では上端と傾斜管で同時にフラiddiingが生じ[46], 蒸気・水条件においても蒸气流束約 8 m/s で同様の変化が見られた[47], と報告している. また, 上部タンク水位が高くなると Wallis 相関式の勾配 m が大きくなり, Doi ら [49]による上端 CCFL 実験と同様の傾向を示した. 水平管や微傾斜管では三次元解析[39,48]により直径や流体物性値の影響を評価できたが, 鉛直管 CCFL の三次元解析[50]では上端での落水量を過小に計算した. したがって, 鉛直管での CCFL 特性は, 現状では実験的に評価する必要がある. しかし, 大口径や高温高压での測定値は少なく, 直径や流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響が明らかでないことが課題である.

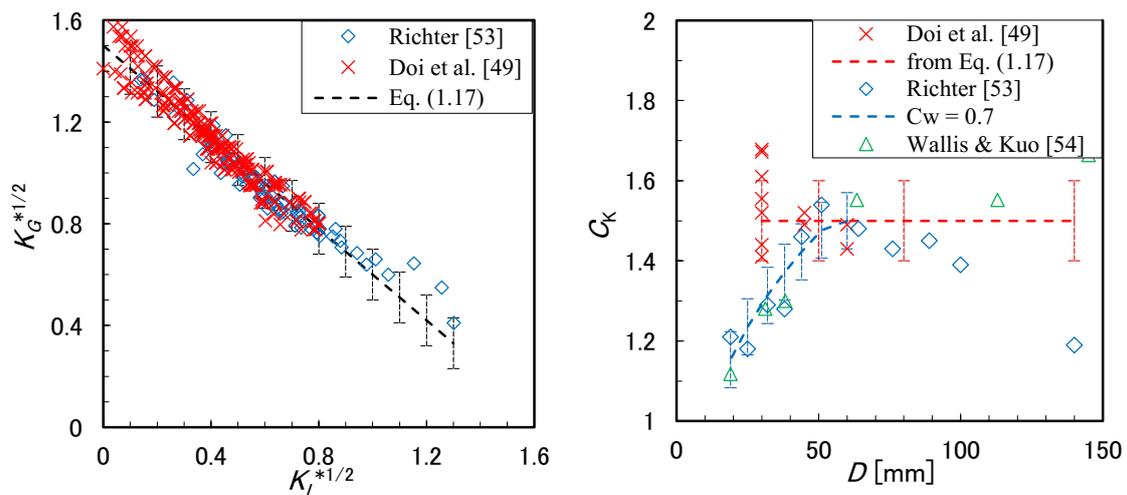
1.3.1.3 鉛直管の上端での気液対向流制限と技術課題

山本ら[51]は、フラッシングが起こる場所で鉛直管での CCFL 特性を分類した。式(1.12)において、下端シャープエッジでの CCFL-L では $\beta=1$ ($w=D$)、上端シャープエッジでの CCFL-U では $\beta=0$ ($w=L$)、及び上下端ラウンドエッジでの CCFL-P では $\beta=0.5$ ($w=D^{0.5}L^{0.5}$) を提案した。

Yamamoto ら [52]は、Richter [53]および Doi ら [49]によって報告された CCFL データを用いて鉛直管の上端での CCFL は Kutateladze パラメータによって整理できることを示し、次式を提案した。

$$K_G^{*1/2} + 0.9K_L^{*1/2} = 1.5 \pm 0.1, D \geq 30 \text{ mm} \quad (1.17)$$

式(1.17)と測定値との比較を図 1.6(a)に、最小二乗法を用いて直径ごとに求めた CCFL 定数 C_K を図 1.6(b)に示す。Wallis and Kuo [54] による測定値は CCFL 特性から求めた C_K ではなく、落下水がゼロになる値であり、これは $D < 64 \text{ mm}$ の領域では Richter [53]による CCFL 特性から求めた C_K 値と一致している。また、これらの値は $D < 64 \text{ mm}$ の領域では CCFL 特性を Wallis パラメータ ($C_W=0.7$) で表せることを示唆している。一方、Doi ら [49]による C_K 値は $D=30 \text{ mm}$ 以上では CCFL 特性を Kutateladze パラメータで表せること ($C_K=1.5$) を示している。 $D = \text{約 } 30 \text{ mm}$ での Richter [53]と Doi ら [49] による C_K 値の不一致の原因は明らかではなく、技術的な課題である。また、 $D = \text{約 } 140 \text{ mm}$ での Richter [53] ($C_K = 1.19$) と Wallis and Kuo [54] ($C_K = 1.66$) による C_K 値の相違が大きい。この相違の原因を CCFL データから確認する必要がある。



(a) Kutateladze パラメータで表される CCFL

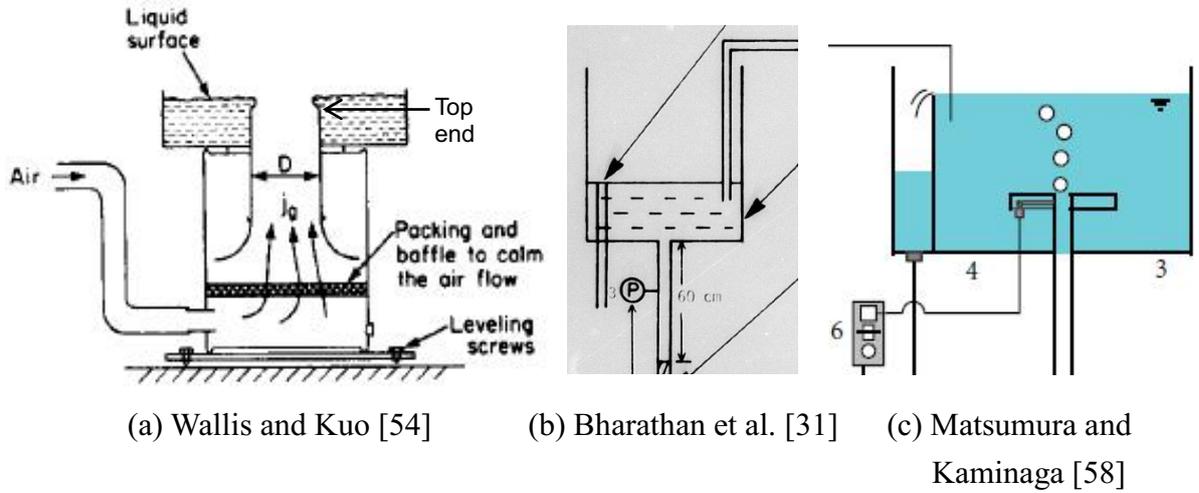
(b) CCFL 定数

図 1.6 上端シャープエッジの CCFL 特性 (破線の箱：データ間の不一致)

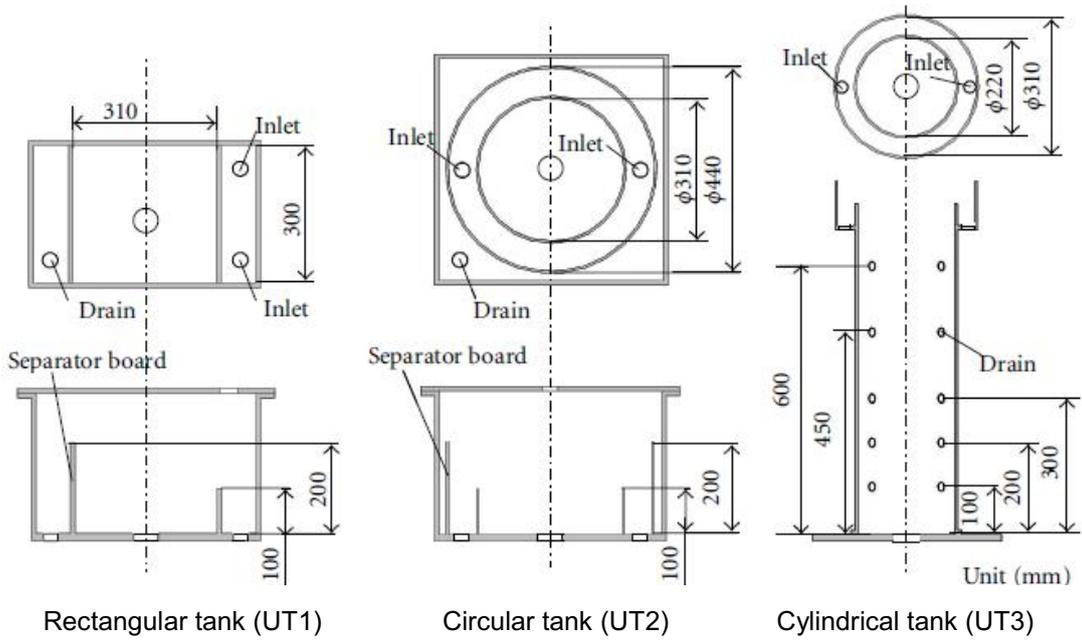
Wallis [24]は、高粘性液を用いて CCFL 特性を測定し、無次元粘度である粘性数を用いて液相粘度の影響を評価した。高压及び高温での実験は少ないが、Ilyukhin ら [55,56]は、高温・高压の蒸気・水系で CCFL を測定し、気相と液相の密度比を用いて補正した相関式を提案した。一方、村瀬ら[57]は、Wallis [24]と Ilyukhin ら [55]によるデータを用いて、気相と液相の粘度比を用いて補正した相関式を提案した。このように、従来研究による流体物性値の影響評価では、主要な影響因子の選択が異なる。一方、高温高压条件での CCFL データを活用して流体物性値の影響に対する主要な影響因子を明らかにして CCFL 相関式に反映することが技術課題である。

1.3.1.4 従来研究における実験条件

従来研究による鉛直管の形状は実験目的などにより異なる。従来研究による鉛直管の上端での CCFL 実験における上端付近の形状を図 1.7 に示す。Wallis and Kuo [54]による鉛直管では上端が上部タンクに突出し (図 1.7 (a))、上部タンク水位 h_{ui} が低く ($h_{ui} < 7 \text{ mm}$)、ガスコアは下部タンクから大気まで連通している。Bharathan ら [31] による鉛直管の上端は上部タンク底面であり (図 1.7 (b))、上部タンク水位は中間レベルで、上端の上方は空気と水の混合物で覆われている。Richter [53] は、Wallis and Makkenchery [37]による CCFL データを引用しているが、Wallis and Makkenchery [37]に CCFL データは表示されていない。したがって、Richter [53]の報告による CCFL データに対する鉛直管の上端形状は分からない。このため、CCFL データの特徴の比較から Richter [53] の報告による鉛直管の上端形状を推定する必要がある。Matsumura and Kaminaga [58] は、鉛直管上端近傍の可視化を容易にするために、上端に水平板を備えた鉛直管 (図 1.7 (c)) を使用した。Doi ら [49] は、矩形タンク (UT1)、円形タンク (UT2)、および円筒形タンク (UT3) の 3 種類の上部タンク (図 1.7 (d)) を使用し、上部タンクの形状が CCFL 特性に及ぼす影響を評価した。図 1.7 に示した実験は全て空気・水系で行われた。これらの実験データから、鉛直管上端近傍の形状と上部タンク水位が CCFL 特性に及ぼす影響を評価した後に、直径の影響を抽出して、直径が CCFL 特性に及ぼす影響を定量的に明らかにすることが技術課題である。



(a) Wallis and Kuo [54] (b) Bharathan et al. [31] (c) Matsumura and Kaminaga [58]



(d) Doi et al. [49]

図 1.7 従来研究による鉛直管 CCFL 実験における上端付近の形状

1.3.2 ボイド率

鉛直管での CCFL 特性については多くの実験が行われてきたが、直径の影響や流体物性値の影響など不明確な事項が多く、特に上端フラiddینگでは影響因子が多いことから CCFL 特性について十分な整理が行われていない。一方、フラiddینگ状態でのボイド率については信頼性のある測定例がなく、下端フラiddینگによる RF を対象にして dP/dz を測定し、式(1.4)において $f_w = 0$ と近似して $(1-\alpha_G) \approx |(dP/dz)^*|$ から α_G を評価していた[28,31,55,56]。したがって、 α_G の評価値に対する不確かさは明確でない。上端フラiddینگによる SF では

$f_w = 0$ の近似が成立しない[28,31]. このため, 上端フラッディングによる SF では, 層流モデルに基づく Nusselt [59]による自由落下液膜の厚さ δ に対する相関式(1.18)を用いて α_G が評価されていた[55,56].

$$\frac{\delta}{\left(\frac{v_L^2}{g}\right)^{1/3}} = \left(\frac{3Re_L}{4}\right)^{1/3}, \quad Re_L = \frac{J_L D}{v_L} \quad (\text{層流}) \quad (1.18)$$

ここで, v_L は動粘度である. 環状流モデルでは, α_G は δ から次のように表せる.

$$\alpha_G = \left(1 - \frac{2\delta}{D}\right)^2 \quad \text{or} \quad \frac{\delta}{D} = \frac{1 - \alpha_G^{1/2}}{2} \quad (1.19)$$

Wallis [24]は乱流に対して, J_L^* を使用して次の相関関係を提案した.

$$\frac{\delta}{D} = 0.063 J_L^{*2/3} \quad (\text{乱流}) \quad (1.20)$$

自由落下液膜での δ に関する実験, モデルや相関式に関しては多くの研究がある[60,61]. 亀井ら[62]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[62]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たが, 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 [63]や Hewitt and Wallis [64]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[27]は SF と RF を区分せず, Feind [63]による相関式(1.21)を用いて気液対向流条件での α_G を評価した.

$$\frac{\delta}{\left(\frac{v_L^2}{g}\right)^{1/3}} = 0.266 Re_L^{1/2} \quad (\text{乱流}) \quad (1.21)$$

自由落下液膜では $\delta/(v_L^2/g)^{1/3} = a Re_L^n$ の形式が広く使用されているが, データベースにより指数 n の値は多様であり, $n=0.6, 2/3$ [24], $n=2/3$ [65], $n=8/15$ [66], $n=1/2$ [63]がある. Goda ら [33]は, 図 1.5 の R/S 形状を対象にした空気・水系でのフラッディング実験 ($D=20$ mm, 40 mm) を行い, 締切弁法を用いて α_G を測定したが, TR と RF での測定値が多く, SF での測定値は $D=40$ mm の低 J_G での数点である. 本研究では, $D=40$ mm における SF での α_G 測定値を得る. また, 従来研究による SF での α_G 測定値は少ないため, 従来研究による CCFL 測定値や圧力勾配 dP/dz 測定値から α_G を求める方法について検討する. これらの結果を踏まえ, SF に対する δ 相関式を作成する.

式(1.3)および(1.4)において, J_G^* は評価条件であり, J_L^* は CCFL 相関式より

計算され、 α_G および $(dP/dz)^*$ は f_w と f_i の相関式を用いて計算される。事故解析コードで式(1.18)~(1.21)のようなボイド率相関式が用いられる場合は少ないが、精度のよいボイド率相関式は計算結果の検証などに活用できる。また、一部の事故解析コードでは、 f_i 相関式の代わりに Zuber and Findlay [67]によって提案されたドリフトフラックスモデルが使用されている。1次元ドリフトフラックスモデルの一般式は次の通りである。

$$\frac{\langle J_G \rangle}{\langle \alpha \rangle} = C_0 \langle J \rangle + V_{gj}, \quad \langle J \rangle = \langle J_G + J_L \rangle \quad (1.22)$$

ここで、 $\langle J_G \rangle$ は面積平均の気相体積流束、 $\langle J \rangle$ は面積平均の体積流束であり、 $\langle \alpha \rangle$ は面積平均のボイド率、 C_0 は分布パラメータ、 V_{gj} はドリフト速度である。フラッシング状態におけるドリフトフラックス変数(C_0 と V_{gj})に関する報告は見当たらない。そこで、本研究では、ドリフトフラックスプロットを用いて、 C_0 及び V_{gj} を評価し、これらに対する相関式を求める。

1.3.3 壁面摩擦と界面摩擦

鉛直管のフラッシング状態で壁面摩擦や界面摩擦を扱った例は少ない。Bharathan ら [28,31]は、RF では $f_w = 0$ と近似し、SF に対しては $f_w = 0.005$ を推奨している。数土[29]は単相流に対する次の摩擦損失係数を用いた。

$$f_w = \frac{16}{Re_L} \quad (\text{層流}), \quad f_w = \frac{0.079}{Re_L^{0.25}} \quad (\text{乱流}) \quad (1.23)$$

Abe ら [32]は Bharathan ら [28,31]による J_G 、 J_L と dP/dz のデータを用いて α_G 、 f_w と f_i を求め次の f_w 相関式を提案した。

$$f_w = \frac{300}{Re_L} \quad (\text{層流}) \quad (1.24)$$

Goda ら [33]は、 $D=20$ mm と 40 mm での空気・水フラッシング実験を行い、CCFL、 dP/dz 、 α_G を測定して f_w と f_i を評価し、RF に対する次の f_w 相関式を提案した。

$$f_w = \frac{2.86 \times 10^4}{Re_L^{1.96}} \quad (\text{層流}) \quad (1.25)$$

本研究では、 $D = 40$ mm における SF での α_G 測定値を用いて f_w を求める。また、Goda ら[33]による f_w の評価値も踏まえ、SF に対する f_w の相関式を作成する。

Bharathan and Wallis [28]は、Bharathan ら [31]によって報告された RF に対する dP/dz データを用い、 $f_w = 0$ と近似して f_i を求め次の相関式を作成した。

$$f_i = 0.005 + A \left(\frac{\delta}{L} \right)^B, \quad \log_{10} A = -0.56 + \frac{9.07}{D^*}, \quad B = 1.63 + \frac{7.47}{D^*} \quad (1.26)$$

ここで、 L はラプラス長さ、 D^* は無次元直径である（式(1.13)と(1.14)参照）。数士[29]は、式(1.7)と Wallis [24]によるエンベロープ法を用いて計算した J_L が Richter [53]によって報告された CCFL データと一致する f_i を求め、式(1.26)を次のように改良した。

$$f_i = 0.008 + b_m \left\{ \frac{1 - \alpha_G^{1/2}}{2} \right\}^{b_n}, \quad b_n = 1.63 + \frac{4.74}{D^*},$$

$$b_m = 0.330 D^{*(bn + 0.25)} 10^{(9.07/D^*)} \quad (1.27)$$

数士[29]は、SF と RF の区分をしていないが、式(1.27)の作成に用いた Richter [53]の報告による CCFL は SF である。Goda ら [33] は、 $D=20 \text{ mm}$ と 40 mm での空気・水フラッディング実験で f_i を評価し、相関式 $f_i(J_G^*, D^*, \alpha_L)$ を提案した。ここで α_L は液相体積率である。佐野ら[68]は、Goda ら [33]による f_i 測定値および dP/dz 測定値[31,55]と式(1.3), (1.4), (1.25)から求めた f_i を用いて、RF に対する f_i の相関式を作成した。

$$f_i = 0.157 \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{-0.166} D^* \exp \left\{ -1.14 \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{-0.133} K_G^* \right\} \quad (1.28)$$

ここで、 μ は粘度である。式(1.26)と式(1.28)は RF 用である。式(1.27)は SF での CCFL データとエンベロープ法で求めた f_i から作成されたが、SF への適用性は明らかでない。そこで、本研究では、 $D=40 \text{ mm}$ における SF での α_G と dP/dz の測定値を用いて f_i を求める。また、従来研究による dP/dz の測定値を用いて f_i を求める。これらの結果を踏まえ、SF に対する f_i の相関式を作成する。

1.4 本研究の目的と方法

本論文では、加圧水型原子炉の事故解析で用いる一次元二相流モデルに係わる各種の相関式への適用を念頭においている。加圧水型原子炉は通常運転時には加圧器によって一次冷却系の冷却水を加圧して液体の状態を保つことにより、冷却水が单相流の状態を維持しているが、例えば配管破断による冷却材喪失事故（LOCA）が発生した場合、減圧沸騰が生じて気液二相流になる。この時1次冷却水系水量の減少により、気相空間では蒸気と凝縮水の気液対向流が生じ、蒸気流束が大きいとフラッディングが生じる場合がある。このため、加圧水型原子

炉の事故解析においては、一次冷却系における気液対向流条件での落下水制限 (CCFL)、冷却水量、圧力損失などを適切に計算する必要がある。

そこで、本研究では、一次元モデルに基づく原子炉の事故解析コードで用いられる配管系での気液対向流条件における CCFL、ボイド率、壁面摩擦、界面摩擦に関する相関式を対象とし、鉛直管における流動特性に対する相関式の不確かさを低減することを目的とする。加圧水型原子炉の一次冷却系における鉛直管には蒸気発生器伝熱管と加圧器サージ管が該当する。加圧器サージ管の直径は約 0.3 m である。配管破断の面積が小さい小破断 LOCA では、一次系圧力が二次系の運転圧力である約 7 MPa に低下すると、一時的に圧力低下が抑制され、一次系内の水量低下で気液対向流が生じやすくなるため、二相流相関式の使用は約 7 MPa までになる。したがって、CCFL、ボイド率、壁面摩擦、界面摩擦に対する相関式は直径 0.3 m、圧力 7 MPa を想定し、大口徑、高圧でも定性的に妥当な評価ができることを目標とする。

本研究においては、鉛直管における気液対向流条件下での上端フラッディングを対象に、流動特性 (CCFL、ボイド率 α_G 、壁面摩擦係数 f_w 、界面摩擦係数 f_i) を評価する。蒸気発生器伝熱管に相当する直径 $D = 20$ mm での流動特性データには島村ら[34]による空気・水系での測定値を用いる。加圧器サージ管への適用を念頭に $D = 20$ mm とは流動特性が変わってくる可能性のある $D = 40$ mm の鉛直管を用いて空気・水系実験を行い、急閉弁を用いた α_G 測定値および dP/dz と CCFL の測定値から f_w と f_i を求め、 f_w の相関式を作成する。また、作成した f_w の相関式と従来研究による dP/dz の測定値を用いて α_G と f_i を求め、流体物性値や直径が f_w や f_i に及ぼす影響を評価し、 α_G (もしくは液膜厚さ δ) と f_i の相関式を作成する。高温高圧の蒸気・水系データは小口径に限られ、空気・水データでも直径 50.8 mm までである。したがって、作成した相関式の大口径、高圧への適用性については、従来の知見や定性的妥当性により判断する。

1.5 論文構成

本論文は 6 章より構成される。以下に、各章の概要をまとめる。

第 1 章では、本研究の背景と課題について述べ、本研究を行う上で重要な役割を担うフラッディング現象の基本事項を整理した。また、既存の研究の概要を整理し、それらの課題を具体的に明らかにし、本研究の目的及び方法について述べた。

第 2 章では、蒸気発生器伝熱管及び加圧器サージ管を想定し、直径の違いを踏

まえた鉛直管上端フラッシング特性を適切に表す主要変数を明らかにする。そのため、管径 $D = 40 \text{ mm}$ について、空気と水を用いた鉛直管での上端フラッシング実験を行う。 $D = 20 \text{ mm}$ については取得済の測定値を使用する。高速ビデオを用いて流動構造を可視化測定し、圧力勾配と液相体積率（ボイド率）および CCFL 特性を測定して、液膜厚さ、壁面摩擦係数、界面摩擦係数を求める。これらの測定値を従来の相関式と比較し、従来相関式の課題を具体的に明らかにする。空気と水を用いた実験では、上部タンク水位が流動特性に及ぼす影響についても測定する。

第3章では、本研究及び既往の実験結果を踏まえ、CCFL 特性についての評価を行う。上端 CCFL について既往の式と実験結果から CCFL 定数 C_K を求める。次に加圧器サージ管などの大口径管も視野に既往の実験結果から直径の影響を明らかにする。その際、上部タンクと鉛直管は上端シャープエッジ状態であることを対象とする。その上で上端 CCFL の特徴をまとめる。通常口径管と大口径管に分け、それぞれについて流体物性値の影響を評価して CCFL 相関式を求める。また、次章以降で評価するボイド率を圧力勾配データから求める際に必要となる壁面摩擦係数について、単相流に対する相関式を参照し、 $D = 20 \text{ mm}, 40 \text{ mm}$ での空気・水実験結果を用いて上端フラッシング用の相関式を得る。

第4章では、ボイド率 α_G と液膜厚さ δ を評価する。 α_G や δ の測定値は極めて少ないため、CCFL データとエンベロープ法を用いてボイド率を求める方法、及び圧力勾配 dP/dz データと第3章で作成した f_w の相関式からボイド率を求める方法について検討する。求めたボイド率の不確かさが小さい方法を選択し、CCFL もしくは dP/dz の既存データを用いて α_G もしくは δ を求める。自由落下液膜に対する式を参照しながら、得られた α_G もしくは δ と本研究による測定値を用いて上端フラッシング用の相関式を作成する。

第5章では、界面摩擦係数 f_i を評価する。上端フラッシングに対する f_i の評価は極めて少ないため、第4章で選択した既存データを用いる α_G もしくは δ の評価で得られる f_i 及び本研究による f_i の測定値を使用する。主要な影響因子として従来の相関式で用いられている δ 及び気相 Kutateladze パラメータ K_G^* による相関式化を行い、測定値に対する不確かさを評価する。また、事故解析コードでは、 f_i の相関式ではなくドリフトフラックス相関式が用いられる場合があることも踏まえ、ドリフトフラックス変数（分布定数 C_0 とドリフト速度 V_{gi} ）に対する相関式を求める。直径 D と高温高压の蒸気・水系での圧力 P に関する情報は限られるため、 δ , f_i , 及びドリフトフラックスの相関式の相互比較を行い、大口

径, 高圧への適用性について検討する.

第6章では, 本論文の結論を述べる.

第1章の参考文献

- [1] 経済産業省資源エネルギー庁「第5次エネルギー基本計画(平成30年7月)」https://www.enecho.meti.go.jp/category/others/basic_plan/
- [2] 経済産業省資源エネルギー庁「令和元年度エネルギーに関する年次報告(エネルギー白書2020)」
<https://www.enecho.meti.go.jp/about/whitepaper/>
- [3] 原子力規制委員会「実用発電用原子炉に係る新規性基準の考え方について」平成30年12月19日
<https://www.nsr.go.jp/activity/regulation/tekigousei.html>
- [4] 原子力規制委員会「実用発電用原子炉に係る新規性基準について一概要」2016年2月17日更新
<https://www.nsr.go.jp/activity/regulation/tekigousei.html>
- [5] 電気事業連合会「原子力の自主的安全性向上に向けた取り組みについて」
- [6] (一財)日本原子力文化財団「原子力総合パンフレット」
<https://www.jaero.or.jp/sogo/detail/cat-02-02.html>
- [7] (一財)日本原子力文化財団「原子力・エネルギー」図面集
<https://www.ene100.jp/zumen/5-2-3> 2020年7月入手
- [8] Nakamura, H., Katayama, J. and Kukita, Y., Loss of Residual Heat Removal (RHR) Event During PWR Mid-Loop Operation: ROSA-IV/LSTF Experiment Without Opening on Primary Loop Pressure Boundary, Proc. 1992 ASME Winter Annual Mtg., Anaheim, California, November 8–13, 1992, FED-Vol. 140, pp. 9-16.
- [9] Asaka, H. and Kukita, Y., Intentional Depressurization of Steam Generator Secondary Side during a PWR Small-Break Loss-of-Coolant Accident, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 32, No. 2, pp.101-110, (1995).
- [10] Asaka, H. et al., Secondary-Side Depressurization during PWR Cold-Leg Small Break LOCAs Based on ROSA-V/LSTF Experiments and Analyses, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 35, No. 12, pp.905-915, (1998).
- [11] Suzuki, M. et al., Effects of Secondary Depressurization on Core Cooling in PWR Vessel Bottom Small Break LOCA Experiments with HPI Failure and Gas Inflow, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 43, No. 1, pp.55-64 (2006).
- [12] The RELAP5 Code Development Team, RELAP5/MOD3 Code Manual, NUREG/CR-5535, U. S. Nuclear Regulatory Commission, (1995).
- [13] Boyack, B., et al., Quantifying Reactor Safety Margins: Application of Code

- Scaling, Applicability, and Uncertainty Evaluation Methodology to a Large-Break, Loss-of-Coolant Accident, NUREG/CR-5249, U. S. Nuclear Regulatory Commission (1989).
- [14] Ortiz, M. G. and Ghan, L. S., Uncertainty Analysis of Minimum Vessel Liquid Inventory During a Small-Break LOCA in a B&W Plant—An Application of the CSAU Methodology Using the RELAP5/MOD3 Computer Code, NUREG/CR-5818, U. S. Nuclear Regulatory Commission, (1992).
- [15] Yamada, M., Kinoshita, I., Torige, T., Murase, M., Yoshida, Y. and Nakamura, H., Application of the Statistical Safety Evaluation Method to Reflux Cooling in the Loss-of-RHR Event During Mid-Loop Operation, Nuclear Technology, Vol. 200 (2017), pp.125-143.
- [16] Nakamura, H. and Kukita, Y., PWR Thermal- Hydraulic Phenomena Following Loss of Residual Heat Removal (RHR) During Mid-Loop Operation, Proc. Int. Conf. New Trends in Nuclear System Thermohydraulics, Pisa, Italy, May 30–June 2 (1994).
- [17] 山田実, 南雲宏一, 木下郁男, 村瀬道雄, 吉田至孝, 川崎郁夫, 小破断 LOCA 時高圧注入系不作動事象の PIRT 作成および重要現象の感度解析, Journal of the Institute of Nuclear Safety System, Vol. 18, (2011), 294-309.
- [18] 木下郁男, 鳥毛俊秀, 村瀬道雄, 吉田至孝, 中村秀夫, 竹田武司, 小破断 LOCA 時高圧注入系不作動事象への統計的手法の適用, ~総合効果試験解析~, Journal of the Institute of Nuclear Safety System, Vol. 19, (2012), pp. 245-255.
- [19] Kukita, Y., Nakamura, H., Tasaka, K. and Chauillac, C., Nonuniform steam generator U-tube flow distribution during natural circulation tests in ROSA-IV large scale test facility, Nuclear Science and Engineering, Vol. 99, No. 4, (1988), 289-298.
- [20] Yonomoto, T., Anoda, Y., Kukita, Y. and Peng, Y., CCFL Characteristics of PWR Steam Generator U-tubes, Proc. the Int. Topical Mtg. on Safety of Thermal Reactor, (1991), pp. 522-529.
- [21] Al Issa, S. and Macian, R., A review of CCFL phenomena, Annals Nucl. Energy, Vol. 38, (2011), pp. 1795-1819.
- [22] Mayinger, F., Weiss, P. and Wolfert, K., Two-phase flow phenomena in full-scale reactor geometry, Nuclear. Eng. Design., Vol. 145, No. 1-2, (1993), pp. 47-61.
- [23] Hewitt, G. F., In Search of Two-phase Flow, Journal of Heat Transfer, 118, (1996), 518-527.
- [24] Wallis, G. B., One-dimensional Two-phase Flow, McGraw-Hill, New York,

- (1969), 315-345.
- [25] Schutt, J. B., A Theoretical Study of the Phenomenon of Bridging in Wetted Wall Volumes, B.S. thesis, University of Rochester, (1959).
- [26] Cetinbudakler, A. G. and Jameson, G. J., The mechanism of flooding in vertical counter current two-phase flow, *Chemical Engineering Science*, 24 (1969), 1669-1680.
- [27] Imura, H., Kusuda, H. and Funatsu, S., Flooding Velocity in a Counter-current Annular Two-Phase Flow, *Chemical Engineering Science*, Vol. 32, (1977), pp. 79-87.
- [28] Bharathan D. and Wallis, G. B., Air-water countercurrent annular flow. *Int J Multiphase Flow*, Vol. 9, (1983), pp. 349-366.
- [29] 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, (1994), pp. 2566-2572.
- [30] 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).
- [31] 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).
- [32] Abe, Y., Akimoto, H. and Murao, Y., Estimation of Shear Stress in Counter-Current Annular Flow, *J. Nuclear Sci. Technol.*, Vol. 28, (1991), pp. 208-217.
- [33] 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, (2019), ID110223.
- [34] 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對向流の界面及び壁面摩擦係数, 混相流シンポジウム 2018, (2018), D212.
- [35] 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).
- [36] 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 (8), (1981), pp. 1381-1395.
- [37] Wallis, G. B. and Makkenchery, S., The hanging film phenomenon in vertical annular two-phase flow, *J. Fluids Eng.*, Vol. 96(3), (1974), pp. 297-298.

- [38] Minami, N., Nishiwaki, D., Nariai, T., Tomiyama, A. and Murase, M., Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (I) Air-Water Tests for 1/15-Scale Model of a PWR Hot Leg, *J. Nuclear Sci. Technol.*, Vol. 47(2), (2010), pp. 142-148.
- [39] Murase, M., Tomiyama, A., Lucas, D., Kinoshita, I., Utanohara, Y. and Yanagi, C., Correlation for countercurrent flow limitation in a PWR hot leg, *J. Nuclear Sci. Technol.*, Vol. 49(4), (2012), pp. 398-407.
- [40] 楠木貴世志, 土井大我, 藤井雄基, 辻峰史, 村瀬道雄, 富山明男, 蒸気発生器U字管下部を模擬した鉛直管下端での気液対向流に関する空気・水実験, *混相流*, Vol. 28(1), (2014), pp. 62-70.
- [41] 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. Nuclear Sci. Technol.*, Vol. 52(6), (2015), pp. 887-896.
- [42] Kusunoki, T., Nozue, T., Hayashi, K., Hosokawa, S., Tomiyama, A. and Murase, M., Condensation Experiments for Counter-Current Flow Limitation in an Inverted U-Tube, *J. Nuclear Sci. Technol.*, Vol. 53(4), (2016), pp. 486-495.
- [43] Pushikina, O. L. and Sorokin, Y. L., "Breakdown of Liquid Film Motion in Vertical Tubes," *Heat Transfer Sov. Res.*, 1, (1969), pp. 56-64.
- [44] Takeuchi, K., Young, M. Y. and Gagnon, A. F., Flooding in the pressurizer surge line of AP600 plant and analyses of APEX data, *Nuclear Eng. Design*, Vol. 192(1), (1999), pp. 45-58.
- [45] Futatsugi, T., Yanagi, C., Murase, M., Hosokawa, S. and Tomiyama, A., Countercurrent Air-Water Flow in a Scale- Down Model of a Pressurizer Surge Line, *Sci. Technol. Nuclear Installations*, Vol. 2012, (2012), Article ID 174838.
- [46] 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, *Nuclear Technology*, Vol. 196, (2016), pp. 614-640.
- [47] 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, (2018), pp. 180-191.
- [48] Murase, M., Utanohara, Y., Kusunoki, T., Yamamoto, Y., Lucas, D., Tomiyama, A., Prediction of countercurrent flow limitation and its uncertainty in horizontal and nearly horizontal pipes, *Nuclear Technol.* Vol. 197 (2), (2017), pp. 140-157.
- [49] 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. Nuclear Installations*, Vol. 2012, (2012), Article ID 754724, 9 pages.
- [50] 楠木貴世志, 村瀬道雄, 高田孝, 富山明男, 蒸気発生器U字管下部を模擬した鉛直管下端での気液対向流制限の数値シミュレーション, *混相流*, Vol. 28(3), (2014), pp. 345-354.
- [51] 山本泰功, 村瀬道雄, 林公祐, 細川茂雄, 富山明男, 鉛直管内における気液対向流制限, *混相流*, Vol. 30(4), (2016), pp. 392-401.
- [52] Yamamoto, Y., Murase, M. and Tomiyama, A., Countercurrent flow limitation in a pressurizer surge line, *Nuclear Eng. Design*, Vol. 326, (2018), pp. 175-182.
- [53] Richter, H. J., Flooding in Tubes and Annuli, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 7(6), (1981), pp. 647-658.
- [54] Wallis, G. B. and Kuo, J. T., The behavior of gas-liquid interfaces in vertical tubes, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 2, (1976), pp. 521-536.
- [55] 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), (1988), pp. 923–931. (in Russian).
- [56] Ilyukhin, Yu. N., Svetlov, S. V., Alekseev, S. B., Kukhtevich, V. O. and Sidorov, V. G., The hydrodynamic characteristics of the process of “flooding” under conditions of countercurrent flow of steam and water in vertical tubes, *High Temp*. Vol. 37 (3), (1999), pp. 463–469.
- [57] 村瀬道雄, 楠木貴世志, 山本泰功, 合田頼人, 林公祐, 細川茂雄, 富山明男, 鉛直管での気液対向流制限に対する流体物性値の影響, *混相流*, Vol. 31(2), (2017), pp. 152-161.
- [58] Matsumura, K. and Kaminaga, F., Experimental investigation of rising gas bubble characteristics from a vertical tube under CCFL condition, *Sci. Technol. Nuclear Installations*, Vol. 2012, (2012), Article ID 785157, 15 pages.
- [59] Nusselt, W., Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes, *Z. Ver. Deut. Ing.*, Vol. 60, (1916), p. 569.
- [60] 植田辰洋, 気液二相流, 養賢堂, pp. 125-136.
- [61] 日本機械学会編, 混相流技術ハンドブック, コロナ社, pp. 260-264.
- [62] 亀井三郎, 大石純, 飯島宏, 河村 姜男, 糸井光夫, 濡壁塔のホールドアップ, *化学工学*, Vol. 18(11), (1954), pp. 545-552.
- [63] Feind, K., ShröMungsuntersuchungen bei Gegensttom von Rieselfilmen und Gas in Lotrechten Rohren, *VDI-Forschungsheft*, 481 (1960). (in German)
- [64] 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).

- [65] Brötz, W., Über die vorausberechnung der absorptionsgeschwindigkeit von gasen in strömenden flüssigkeitsschichten, Chemie. Ing. Techn., Vol. 26, (1954), pp. 470-478. (in German).
- [66] Brauer, H., Strömungsuntersuchungen und wärmeübergang bei rieselfilmen, VDI Forschungsheft, 457, (1956), (B22). (in German).
- [67] Zuber, N. and Findlay, J., Average volumetric concentration in two-phase flow systems, J. Heat Transfer, Vol. 87, (1965), pp. 453-468.
- [68] 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(1), (2020), pp. 82-92.

第2章 鉛直管上端でのフラッディングに関する

空気・水実験

2.1 はじめに

第1章でも述べたように PWR で想定されている事故時には SG 伝熱管, ホットレグ, 及び加圧器サージ管で気液対向流が生じ, 気体の上昇により液体の落下が制限される CCFL が生じる場合がある. 特に SG 伝熱管下端や加圧器サージ管上端などの鉛直管内における CCFL は極めて複雑である. 既存の研究では, 鉛直管の管端形状によって液体の落下制限特性(CCFL 特性)が変わることが示されており[1-3], 対象ごとに実験相関式が提案されている[4,5]. しかし, これら CCFL 相関式の PWR 実機条件に対する適用性は不明である. この原因として, 管直径と流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響に関する情報が少ないこと, 及び CCFL 評価の基礎となる気液対向流条件におけるボイド率や界面及び壁面での摩擦係数に関する知見が不足していることが挙げられる.

このような背景から, Goda ら[6]は下端がシャープの鉛直管(直径 20 mm と 40 mm)を用いて空気・水系での気液対向流実験を行い, 下端フラッディングでの CCFL 特性, 管内差圧, 及び急閉弁締切法によるボイド率の測定を行うことで界面及び壁面の摩擦係数を実験的に評価し, 界面及び壁面の摩擦係数が CCFL 相関式に及ぼす影響を明らかにした. また, 島村ら[7]は上端がシャープの鉛直管(直径 20 mm)を用いて空気・水系での気液対向流実験を行い, 上端フラッディングでの CCFL 特性, 管内差圧, 及び急閉弁締切法によりボイド率を測定して界面及び壁面の摩擦係数を実験的に評価した. しかし, Goda ら[6]の実験では, 直径 20 mm と 40 mm で気液対向流条件における流動特性が定量的に異なる. そこで本章では, 鉛直管上端でのフラッディングに関する知見を得るため, 直径 40 mm で上端がシャープの鉛直管を用いて気液対向流実験を行い, CCFL 特性, 管内差圧, 及び弁締切法によるボイド率の測定を行うことで界面及び壁面摩擦係数を実験的に評価する.

2.2 実験方法

2.2.1 実験装置

2.2.1.1 実験装置の構成

実験装置の構成を図 2.1 に示す. 実験装置は Goda ら[6]及び島村ら[7]による実

験装置と同様である。実験装置は上部タンク、鉛直円管（試験区間）、気相助走部、下部タンク、貯水槽、及び気液供給系で構成されている。上部タンク、鉛直管、気相助走部、及び下部タンクは内部流動を可視化するため全てアクリル樹脂とした。作動流体として液相には水（ $25 \pm 5^\circ\text{C}$ ）を、気相には常温・常圧の空気を用いた。ポンプ（Iwaki, MX-F400）から吐出された水は流量計（Nippon Flowcell, FLT-N）を通過させた後、上部タンク内に供給した。コンプレッサ（Hitachi, SRL-11P6AI）から吐出された空気は、レギュレータ（CKD, R6000-20）及び流量計（Nippon Flowcell, FLT-N）を介して、下部タンクの側面に設けた4つの孔から下部タンク内に供給した。上部タンク内の水及び下部タンク内の空気は鉛直管内に流入し、気液対向流を形成した。鉛直管から落下した水は下部タンク内に溜めた。上部タンク内の余剰液及び実験後の下部タンク内の水は、排出ラインを通して貯水槽へ戻した。

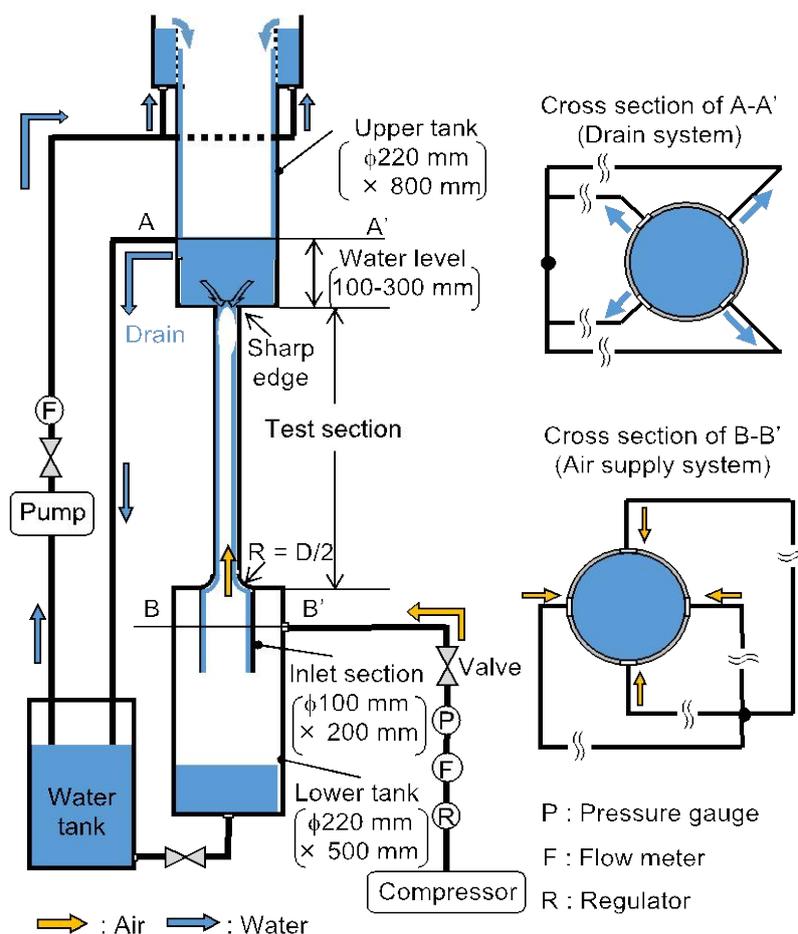


図 2.1 実験装置の全体図

2.2.1.2 試験部

本研究では測定項目の用途に合わせて2種類の試験部を使用した。各測定項目の測定方法については2.2.2で述べる。流動撮影及び管内差圧の測定に用いた鉛直管を図2.2(a)に示す。管内径は $D=40$ mm, 長さ L は800 mmとした。試験部の上端はシャープ, 試験部の下端は曲率 $R=D/2$ とした。管内差圧を測定するため, 鉛直管の側面に差圧計取付用タップを設けた。

図2.2(b)にボイド率測定に用いた試験部を示す。ボイド率測定には弁締切法を用いた。締切弁は, 試験部内径40 mmと同径の穴を設けた板厚2 mmのアルミ製のスライド板, 鉛直管との固定に用いるガイド板及びエアシリンダー(CKD, SCA2-LB)から構成した。締切弁は $z=125$ mmと675 mmの位置に設置し, 締切区間を550 mmとした。

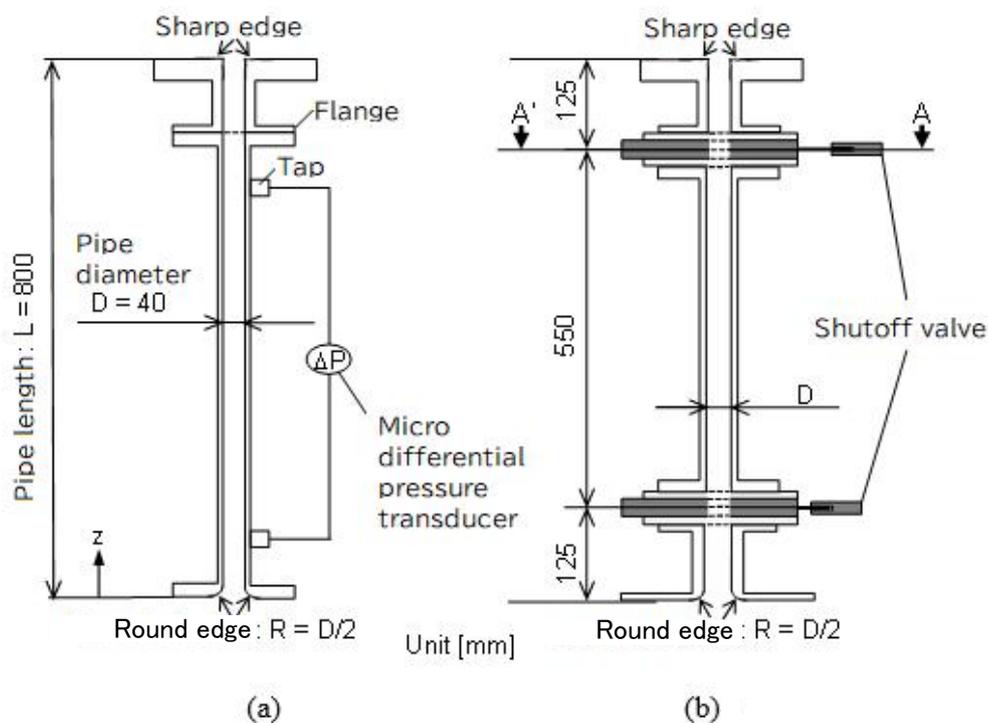


図 2.2 試験部

2.2.2 測定方法

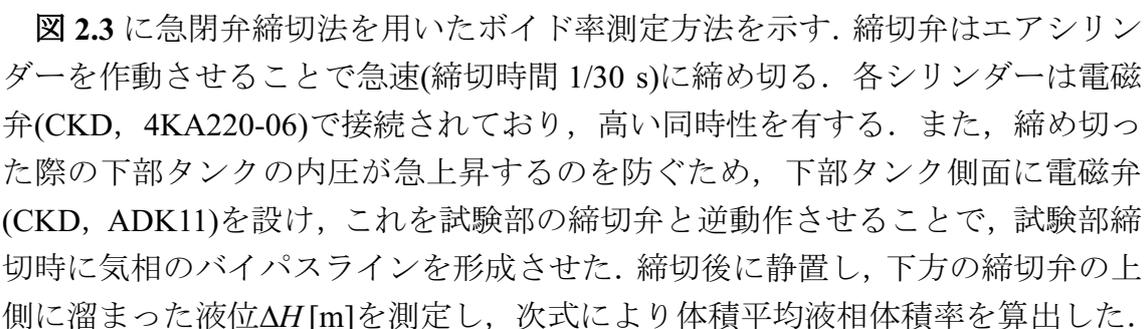
2.2.2.1 流動撮影

流動撮影には高速度ビデオカメラ(Integrated Design Tools, Motion Pro X3)を用いた。撮影領域は鉛直管上端から下端までとした。フレームレートは500 frame/s, 撮影時間は6.0 sとした。なお, 得られた流動状態の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time-strip画像については, 500 frame/sでの流動撮影とは別に350 fpsで撮影した。

2.2.2.2 管内差圧

管内差圧は鉛直管側面に設けた直径 $\phi = 0.8 \text{ mm}$ のタップに微差圧トランスデューサ(Valydine Engineering, DP45, $\pm 0.25 \% \text{ FS}$)を取り付け、鉛直管下端を基準位置 $z = 0 \text{ mm}$ とする $z = 20 - 560 \text{ mm}$ ()の差圧 ΔP を測定した。サンプリング周期は 1 ms 、サンプル数は 50000 点とし、1条件あたり9回測定した。本研究では、9回分の測定値の平均値を用いて摩擦係数を評価した。1回の測定及び9回分の平均値の 95% 信頼区間における不確かさはそれぞれ、 4.0% 、 12.5% 以内であった。なお、圧力勾配 dP/dz は、標本抽出率を 1.0 kHz とし微差圧トランスデューサを 50 秒間使用し、試験区間は 0.54 m を測定し、時間平均値を使用した。

2.2.2.3 液相体積率

に急閉弁締切法を用いたボイド率測定方法を示す。締切弁はエアシリンダーを作動させることで急速(締切時間 $1/30 \text{ s}$)に締め切る。各シリンダーは電磁弁(CKD, 4KA220-06)で接続されており、高い同時性を有する。また、締め切った際の下部タンクの内圧が急上昇するのを防ぐため、下部タンク側面に電磁弁(CKD, ADK11)を設け、これを試験部の締切弁と逆動作させることで、試験部締切時に気相のバイパスラインを形成させた。締切後に静置し、下方の締切弁の上側に溜まった液位 $\Delta H [\text{m}]$ を測定し、次式により体積平均液相体積率を算出した。

$$\alpha_{Li} = \frac{\Delta H_i}{L_c} \quad (2.1)$$

ここで、 ΔH_i 及び α_{Li} は各々 i 番目の測定における締切区間内液位及び液相体積率の測定値、 L_c は締切区間長さである。測定を繰り返し行い、算術平均液相体積率 α_L を次式で求めた。

$$\alpha_L = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \alpha_{Li} \quad (2.2)$$

ここで、 N は測定回数である。平均ボイド率 α_G は次式で求めた。

$$\alpha_G = 1 - \alpha_L \quad (2.3)$$

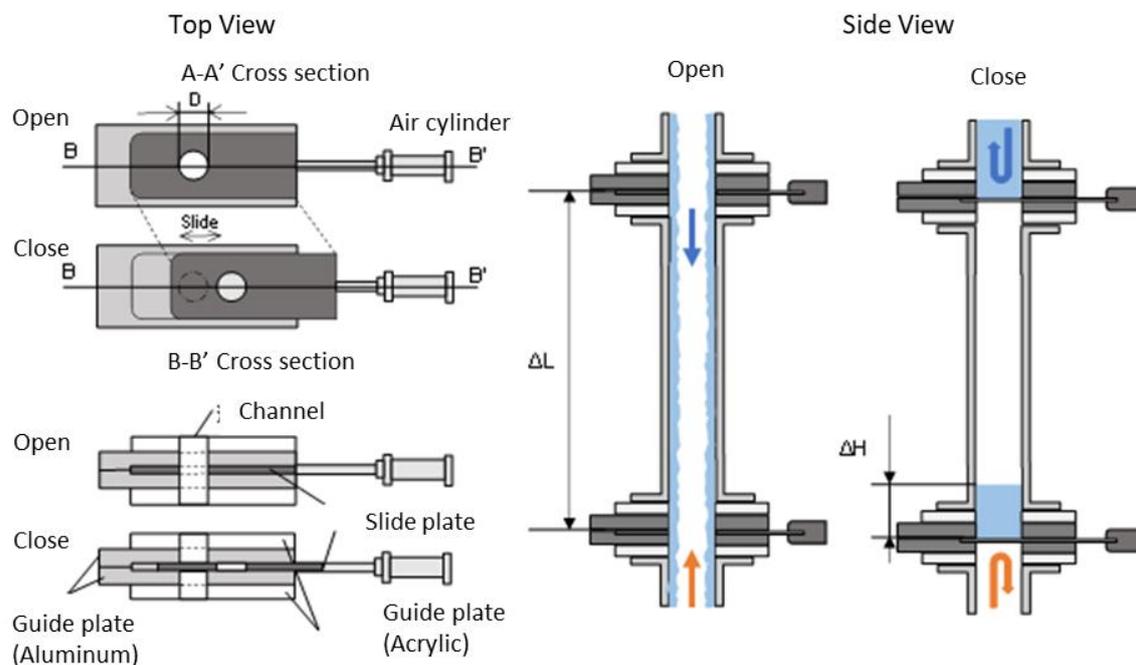


図 2.3 急閉弁締切法

摩擦係数の評価には、急閉弁締切法での測定より算出した平均ボイド率を用いる。信頼できるボイド率を得るためには測定を多く繰り返す必要がある。玉井ら[8]は、気泡流からスラグ流・チャン流への遷移を含む気液並向流条件で締切法によるボイド率測定実験を行っている。彼らは流動状態や測定区間の長さや収束性の関係を報告しており、非定常性が強いほど、または測定区間が短いほど、信頼性の高いデータを取得するためには多数回測定を行う必要があるとしている。以下では、各気相流量条件において算術平均ボイド率の収束性を確認しておく。図 2.4 に代表値として気相流量 3 条件における測定回数と算術平均ボイド率の関係を示す。いずれの条件においてもおよそ 60 回程度で算術平均値の収束が確認された。供給気相体積流束 $J_G = 2.52, 5.13, 9.25 \text{ m}^3/\text{s}$ での 95% 信頼区間における不確かさはそれぞれ 0.00388, 0.00243, 0.00236 である。

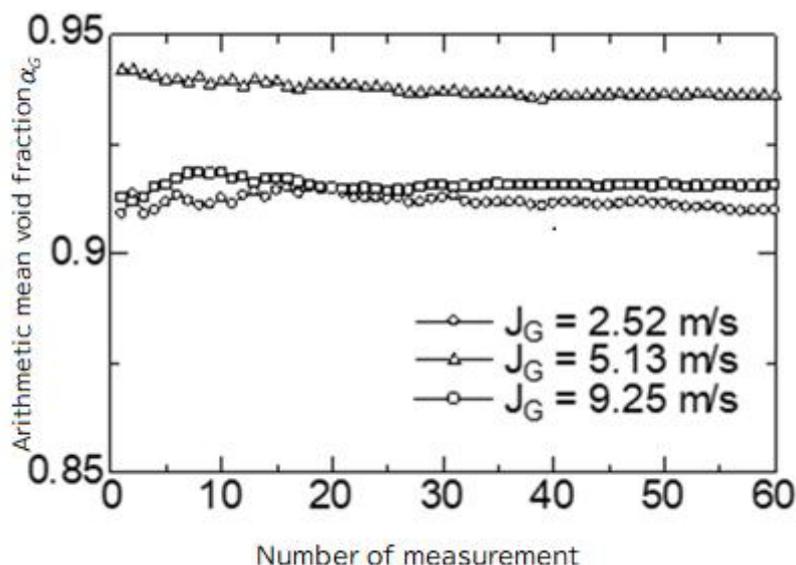


図 2.4 算術平均ボイド率

2.2.2.4 CCFL特性

CCFL特性は、供給気相の体積流量 Q_G [m³/s]を流量計で設定し、液供給量 Q_{Lin} [m³/s]は上部タンクの水頭が一定となるように設定した。鉛直管から下部タンクに落下する水の時間平均体積流量 Q_L [m³/s]を測定した。 Q_L は下部タンク側面に設置した液位測定用透明チューブ（図 2.5 参照）を介して観測した下部タンク内液位変化量 Δh [m]から次式を用いて算出した。

$$Q_L = \frac{A_T \Delta h}{\Delta t} \quad (2.4)$$

ここで、 A_T は下部タンク底面積[m²]、 Δt は落下液量測定時間間隔[s]である。供給気相の体積流束 J_G [m/s]及び落下液相の体積流束 J_L [m/s]は次式で定義した。

$$J_G = \frac{Q_G}{A} \quad (2.5)$$

$$J_L = \frac{Q_L}{A} \quad (2.6)$$

ここで、 A は流路断面積 [m²]、添字 G は気相、 L は液相を表す。本実験は $Q_{Lin} = 8.3 \times 10^{-5} \sim 2.8 \times 10^{-4}$ m³/s、 $J_G = 1.87 \sim 9.59$ m/sで行った。落下水流量 Q_L [m³/s]は、下部タンクの水位上昇率から測定し、 J_L [m/s] = $4Q_L / (\pi D^2)$ を導出した。 J_L の不確かさは信頼性 95%で±4.8%であった。

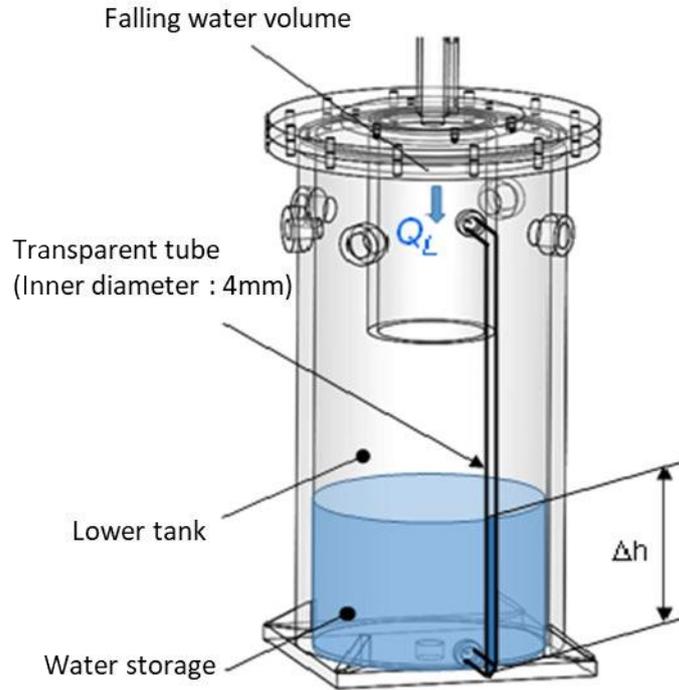


図 2.5 落下水量の測定方法

2.2.3 実験条件

作動流体は、大気圧の空気と水（温度 $25 \pm 5 \text{ }^\circ\text{C}$ ）である。空気と水の流量は流量計で測定した（フルスケール誤差： $\pm 2.5 \%$ ）。上部タンクの水位は 0.1 m である（CCFL 評価では 0.3 m でも測定）。本実験は $Q_{L, in} = 8.3 \times 10^{-5} \sim 2.8 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ ($J_{L, in} = 0.066 \sim 0.22 \text{ m/s}$), $J_G = 1.87 \sim 9.59 \text{ m/s}$ で行った。本実験の条件を Goda ら [6] 及び島村ら [7] と比較して表 2.1 に示す。

表 2.1 実験条件

Reference	D (mm)	Top/Bottom	Fluids	P (MPa)	h_{ut} (m)	Data
Goda et al. [6]	20, 40	Round edge/ Sharp edge (R/S)	Air-Water	0.1	0.1	$\alpha_G, dP/dz$
Shimamura et al. [7]	20	Sharp edge/ Round edge (S/R)	Air-Water	0.1	0.1	$\alpha_G, dP/dz$
This study	40	S/R	Air-Water	0.1	0.1	$\alpha_G, dP/dz$

D , diameter; P , pressure; h_{ut} , water level in the upper tank; dP/dz , pressure gradient, α_G , void fraction.

2.2.4 環状流モデル

鉛直管における環状流モデルの概念を図 2.6 に示す. 気相に作用する力と全流体に作用する力の釣り合いは次式で表せる.

$$\frac{dP}{dz} + \rho_G g + \frac{\tau_i Pe_i}{\alpha_G A_{cs}} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{dP}{dz} + \{(\rho_L - \rho_G)(1 - \alpha_G) + \rho_G\}g - \frac{\tau_w Pe_w}{A_{cs}} = 0 \quad (2.8)$$

$$\tau_i = \frac{f_i}{2} \rho_G \left\{ \frac{J_G}{\alpha_G} - \frac{J_L}{1 - \alpha_G} \right\}^2 \quad (2.9)$$

$$\tau_w = \frac{f_w}{2} \rho_L \left\{ \frac{J_L}{1 - \alpha_G} \right\}^2 \quad (2.10)$$

A_{cs} は流路断面積, f_i は界面摩擦係数, f_w は壁面摩擦係数, g は重力加速度, Pe_i は界面長さ, Pe_w は濡れ縁長さ, ρ は密度, τ_i は界面せん断応力, τ_w は壁面せん断応力である.

式(2.7)~(2.10)において, dP/dz , CCFL 特性 (J_G と J_L の関係), α_G を測定すれば, 式(2.7)から τ_i を, 式(2.9)から f_i を, 式(2.8)から τ_w を, 式(2.10)から f_w を求めることができる. そこで, 本実験では dP/dz , CCFL 特性, α_G を測定し, f_i と f_w を求めた.

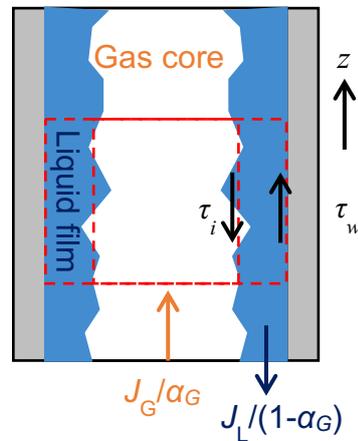


図 2.6 環状流モデル

2.3 実験結果

2.3.1 流動構造

2.3.1.1 流動状態観察

流動状態の観察を行ったところ、気相流量の増加に伴い 2 種類の流動状態 (Bharathan and Wallis [9]による Smooth Film と Transition) が観察された。以下にそれらの特徴を詳述する。

2.3.1.2 低気相流量域における流動

低気相流量において撮影した流動画像を図 2.7 に例示する。この領域では管中心部にガスコアが存在し液膜が壁面に沿って滑らかに流下していく流動がみられた。以下ではこの領域で見られる流動を、SF (Smooth Film) と記述する。SF では、管内でフラッシングが発生する様子はほとんど見られず、管上端部での液流入制限、つまり、上端フラッシングが支配的な流動である。

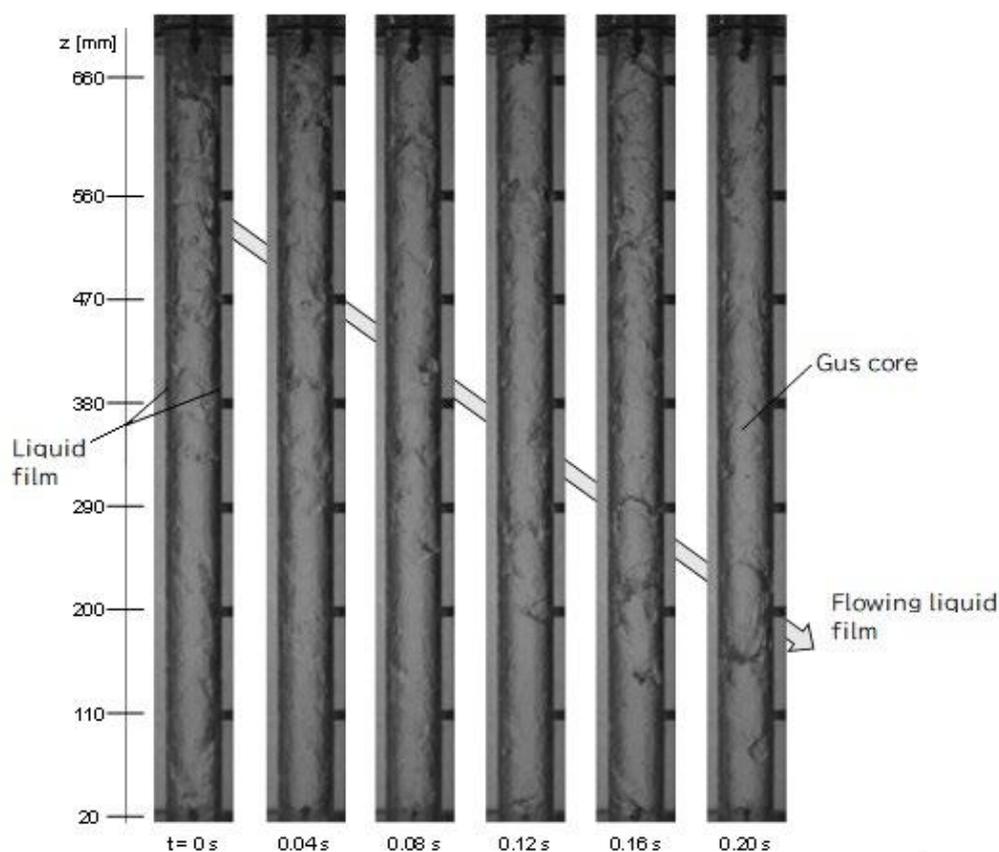


図 2.7 低気相流量での流動状態 ($D = 40 \text{ mm}$, $J_G = 2.50 \text{ m/s}$)

2.3.1.3 高気相流量域における流動

図 2.8 に高気相流量条件でみられた流動を示す。管内上部では液膜の流下，管内下部では液膜が乱れた流動が確認できる。Bharathan and Wallis [9] は，本研究と同様の特徴を有する流動状態があることを指摘し，TR (Transition) と定義している。また，合田ら[6]はこの流動構造をさらに詳細に分析し，管下端部で擾乱波，つまり CCFL が発生し，その擾乱波が逆流した後，管上端まで達することなく管内で消滅する様式であることを指摘している。これらの報告から，今回見られた流動も同じであると判断し，以下では TR と記述する。

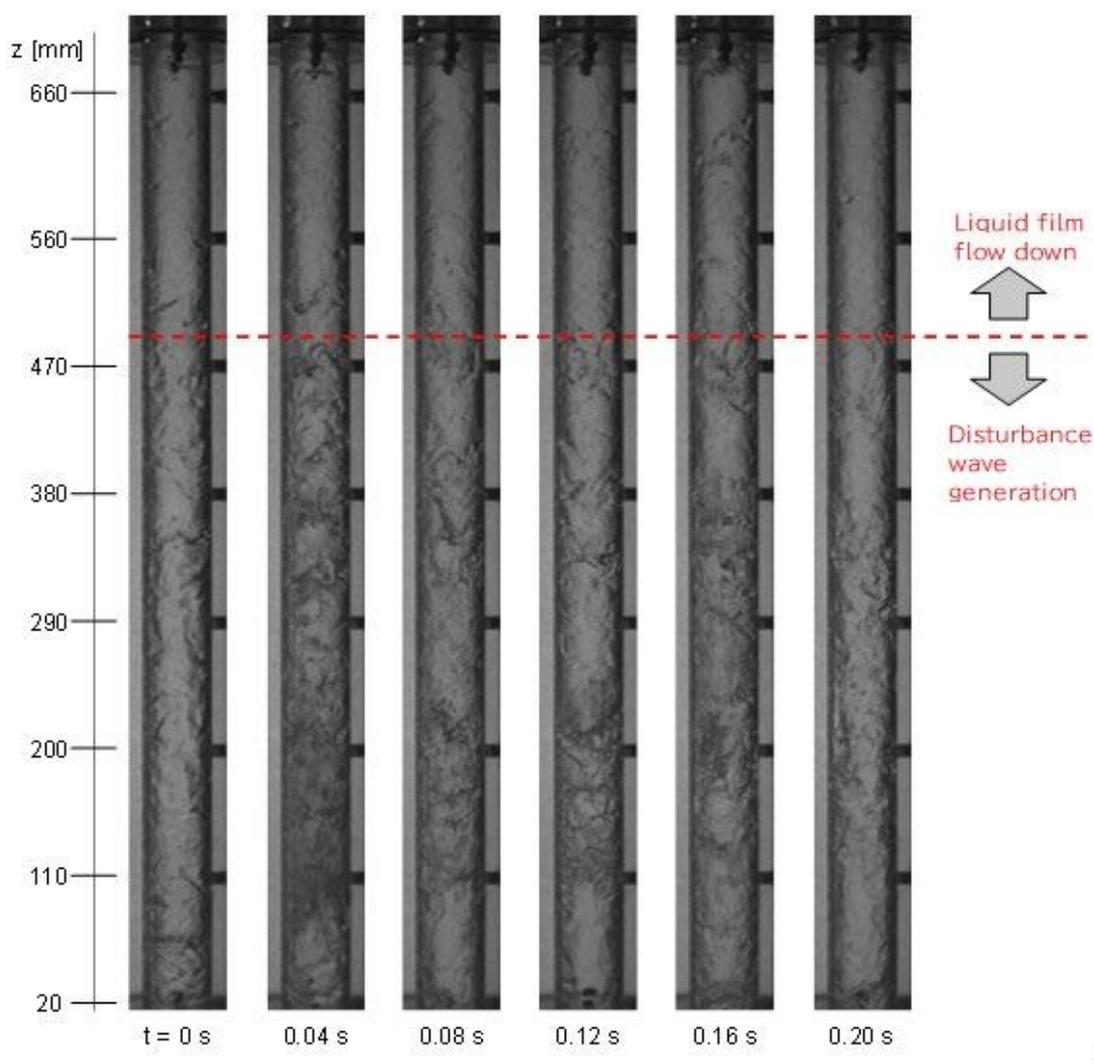


図 2.8 高気相流量での流動状態 ($D = 40 \text{ mm}$, $J_G = 6.68 \text{ m/s}$)

2.3.1.4 流動状態の Time-Strip 画像

高速度カメラを用いて流動状態を 350 fps で撮影し，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) を図 2.9 ($D = 20 \text{ mm}$ [7]) と図 2.10 ($D = 40 \text{ mm}$) に示す.

$D = 20 \text{ mm}$ (図 2.9) の低 J_G^* では上端で液相の落下が制限されて 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 (TR) が生じ，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，気液界面の変形が大きい粗い液膜 RF (Rough Film) 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.

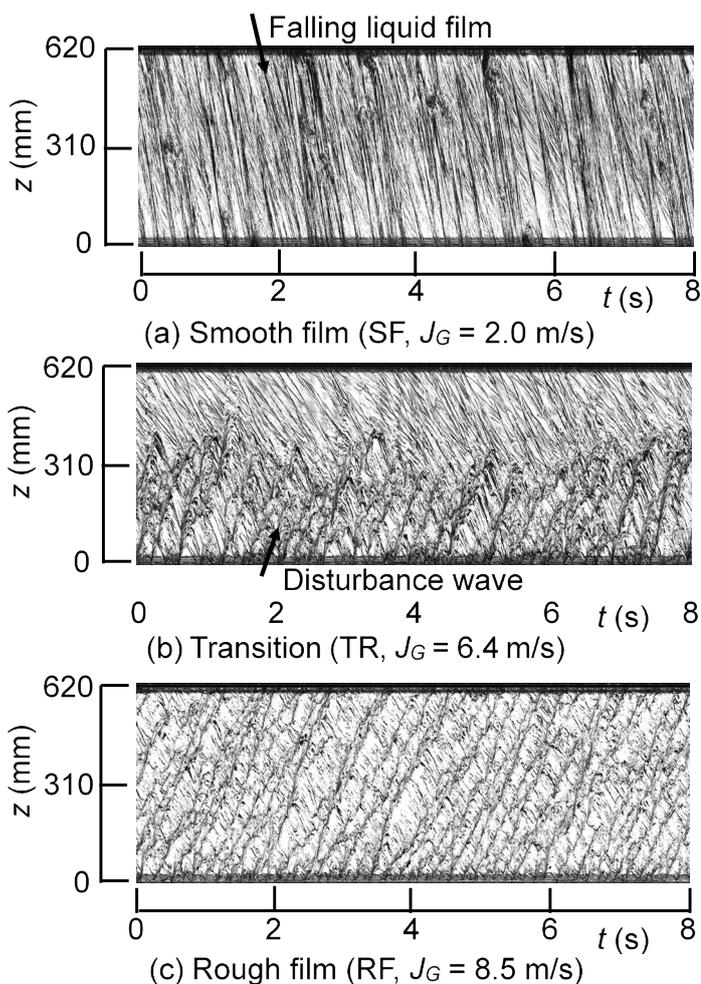


図 2.9 タイムストリップイメージ図 ($D = 20 \text{ mm}$) [7]

$D = 40 \text{ mm}$ (図 2.10) の低 J_G^* では, $D = 20 \text{ mm}$ と同様に, 上端で液相の落下が制限されて SF が形成され, 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して途中で落下する TR が生じた. しかし, 高 J_G^* でも下端で発生した擾乱波が上部タンクに流出するのは一部に限られ, 可視化測定からは本実験の範囲では TR と判別した.

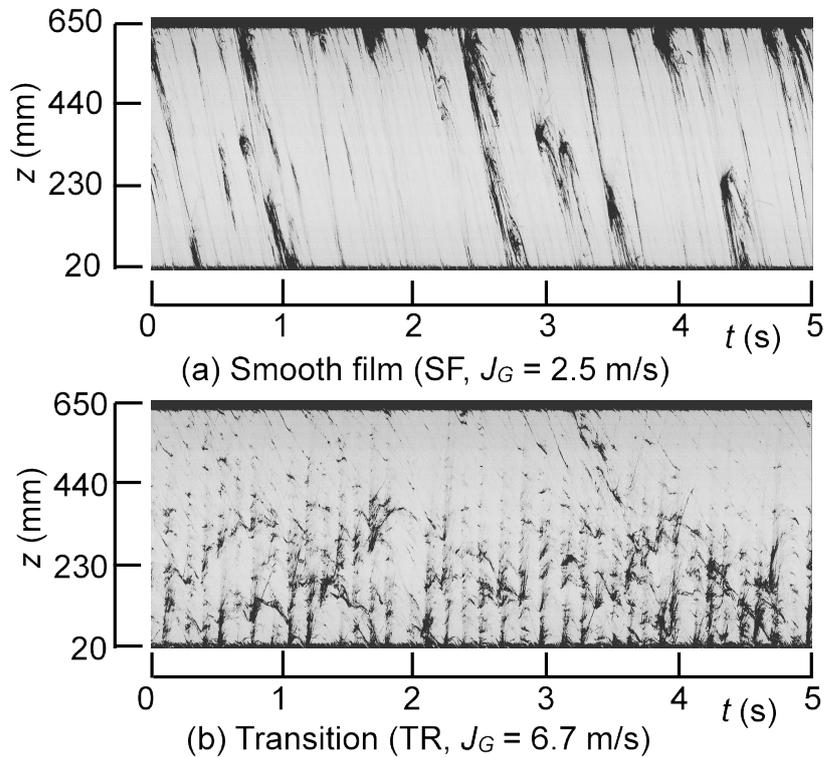


図 2.10 タイムストリップイメージ図 ($D = 40 \text{ mm}$)

2.3.2 圧力勾配と液相体積率

式(2.2)で定義される液相体積率 α_L と無次元圧力勾配 $-(dP/dz)^*$ を図 2.11 (鉛直管の上端と下端がシャープ/ラウンドで $D = 20 \text{ mm}$ と 40 mm) 及び図 2.13 ($D = 40 \text{ mm}$ で上端と下端がシャープ/ラウンドとラウンド/シャープ) に示す. $(dP/dz)^*$ は次式で定義した.

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)^* = \frac{\frac{dP}{dz}}{(\rho_L - \rho_G)g} \quad (2.11)$$

図 2.11 に、鉛直管の上端と下端がシャープ/ラウンド(S/R)の $D = 20 \text{ mm}$ [7]と 40 mm での測定結果を示す。フラッディングは低 J_G では上端で発生して SF になり、中 J_G では上端と下端で同時に発生して TR となった。 $D = 20 \text{ mm}$ では高 J_G になると下端でフラッディングが発生し RF になったが、 $D = 40 \text{ mm}$ 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(2.8)で示されるように壁面摩擦項にほぼ等しく、 $-(dP/dz)^*$ は式(2.7)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、 α_L の極小点ではなく $(dP/dz)^*$ の極小点でもないが、 α_L の極小点に近い。 SF と TR の境界で α_L の測定値が極小値にならないのは、図 2.2 (b)に示すように締切弁の下方 125 mm 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、 TR の範囲では J_G の増加に伴い α_L と $(dP/dz)^*$ が増加する。 $D = 40 \text{ mm}$ では観察されていないが、 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。

$D = 20 \text{ mm}$ と 40 mm での顕著な相違は、 $D = 40 \text{ mm}$ 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 の範囲が広いことである。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 [10] 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 2.12 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。

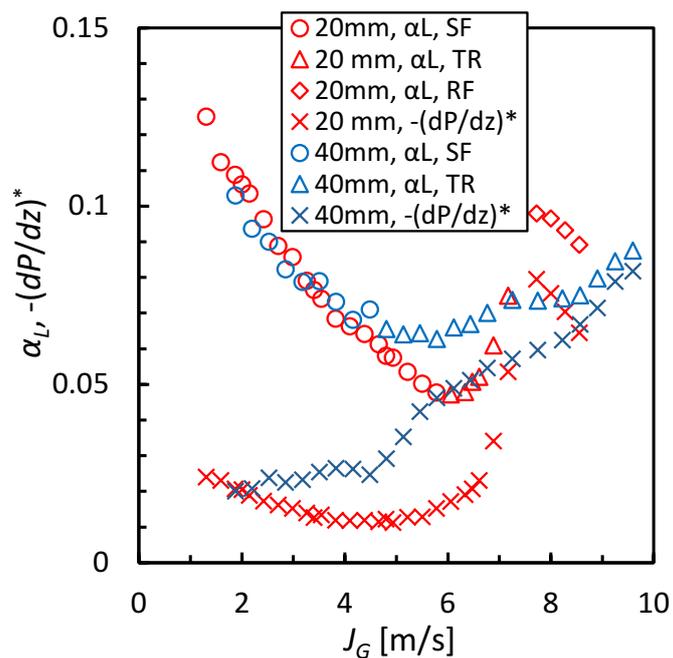


図 2.11 上端と下端がシャープ/ラウンド(S/R)で $D = 20 \text{ mm}$ [7]と 40 mm における液相体積率 α_L 及び無次元圧力勾配 $(dP/dz)^*$ (SF: Smooth Film, TR: Transition, RF: Rough Film)

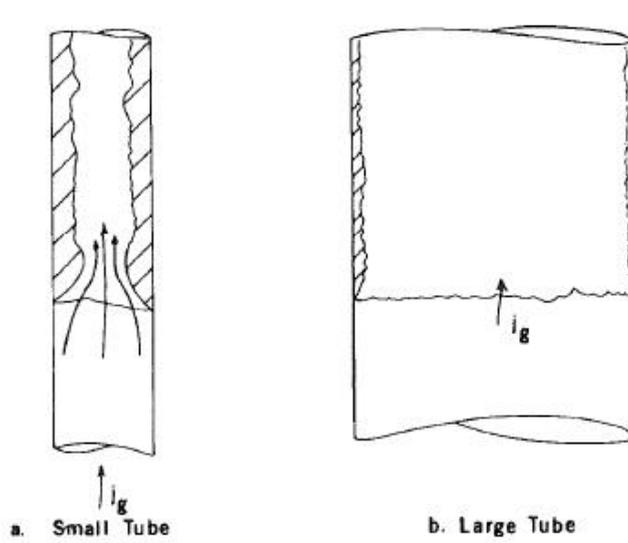


図 2.12 液膜の下端が静止状態での形状[10]

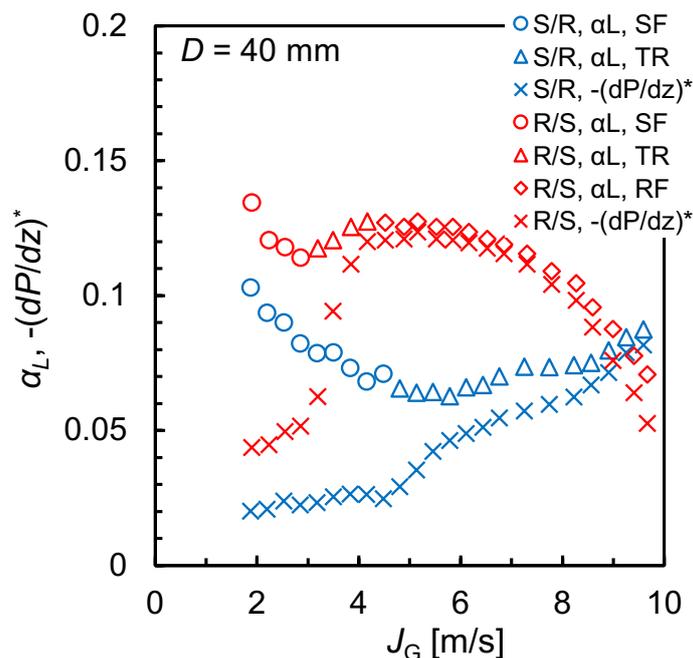


図 2.13 $D = 40 \text{ mm}$ における液相体積率 α_L 及び無次元圧力勾配 $(dP/dz)^*$
 (S/R: 上端シャープ/下端ラウンド, R/S: 上端ラウンド/下端シャープ[6])

図 2.13 は $D=40 \text{ mm}$ での測定による α_L 及び $(dP/dz)^*$ を上端シャープ/下端ラウンド(S/R)と上端ラウンド/下端シャープ(R/S) [6] とで比較して示している. R/S でも低 J_G では上端フラクディングによる SF が生じており, R/S では S/R より落下水量 (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 では下端フラク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 及び 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 [9] 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.

2.3.3 気液対向流制限

事故解析コードでは一次元二流体モデルが広く使用されており, 式(2.7)~(2.10)及び壁面と界面の摩擦損失係数の相関式を用いて J_L が計算される. しかし, 計算される J_L の不確かさが大きいため, フラクディング条件下での J_G に対する J_L の値は Wallis による CCFL 相関式[2]が広く使用されている.

$$H_G^{*1/2} + m H_L^{*1/2} = C \quad (2.12)$$

$$H_k^* = \frac{J_k}{\left\{ \frac{gL_c(\rho_L - \rho_G)}{\rho_k} \right\}^{1/2}} \quad (k = G \text{ or } L) \quad (2.13)$$

g は重力加速度, H_k^* は無次元流束, J_k は体積流束, L_c は代表長さ, ρ_k は密度, C と m は実験定数である. Bankoff ら[11]は式(2.13)の代表長さ L_c に次式を提案した.

$$L_c = D^{(1-\beta)} L^\beta \quad (0 \leq \beta \leq 1), \quad L = \left[\frac{\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right]^{1/2}, \quad (2.14)$$

ここで, L はラプラス長さ, σ は表面張力である. 式(2.13) で定義される H_k^* は $\beta=0$ で Wallis パラメータ J_i^* になり, $\beta=1$ で Kutateladze パラメータ K_i^* になる. J_i^* と K_i^* は, 無次元直径 D^* を用いて相互に変換できる.

$$K_i^* = D^{*1/2} J_i^* \quad (i = G \text{ or } L), \quad D^* = \frac{D}{L}. \quad (2.15)$$

式 (2.14)において, 大口径の鉛直管では $\beta=1$ および $C_K=1.79$ になる[10]. 一方, 小口径の鉛直管では, 下端でのフラッティング (CCFL-L) の場合は $\beta=0$ で Wallis パラメータで整理され[12], 管内のフラッティング(CCFL-P)の場合は β = 約 0.5 [4]で整理される. 上端のフラッティング (CCFL-U) では, CCFL-L や CCFL-P より小口径から $\beta=1$ で Kutateladze パラメータで整理され, 次式[5]が提案されている.

$$K_G^{*1/2} + 2.13 \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.21} K_L^{*1/2} = (1.98 \pm 0.19) \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.07} \quad (D = 19 \sim 140 \text{ mm}) \quad (2.16)$$

μ_k は粘性である. 式(2.16)は, Richter [13]の報告による $D = 19 \sim 140$ mm での空気・水データ, Ilyukhin ら[14]による $D = 20$ mm で圧力 $P = 0.6 \sim 4.1$ MPa での蒸気・水データ及び Doi ら[15]による $D = 30 \sim 60$ mm での空気・水データを用い

て作成された．式(2.16)の不確かさ ± 0.19 は定数 1.98 の 10%であり大きい．

$D = 20 \text{ mm}$ [7]と 40 mm での CCFL 特性を式(2.16)と比較して図 2.14 に示す．不確かさ ± 0.144 は空気・水系に対する式(2.16)の不確かさである． 40 mm での K_L^* は式(2.16)の不確かさの範囲内であるが， 20 mm での K_L^* は式(2.16)の不確かさの範囲より小さい．したがって，少なくとも小口径に対して式(2.16)の見直しが必要である．

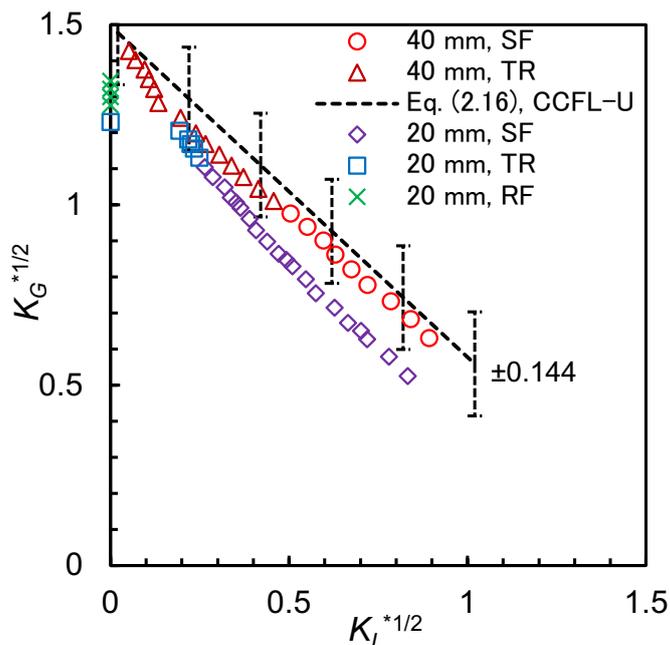


図 2.14 CCFL 特性 ($D = 20 \text{ mm}$ [7], 40 mm)

$D = 40 \text{ mm}$ における S/R での CCFL 特性を R/S での CCFL 特性[6]と比較して図 2.15 に示す．Kusunoki ら[16]は，下端フラッシングに対する CCFL 相関式として次式を提案している．

$$\frac{J_G^{*1/2}}{\left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.07}} = (1.04 \pm 0.05) - 3.6 \left\{ \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.1} J_L^{*1/2} \right\} + 11 \left\{ \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.1} J_L^{*1/2} \right\}^2 - 16 \left\{ \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.1} J_L^{*1/2} \right\}^3 \quad (14 \text{ mm} \leq D \leq 51 \text{ mm}) \quad (2.17)$$

事故解析では式(2.17)を $J_G^{*1/2}$ と $J_L^{*1/2}$ との線形式で表した相関式[12]を用いるが，測定値との比較には式(2.17)が適しており，図 2.15 には式(2.17)を示す．上端も

しくは上部で落下水が制限される SF では，上端ラウンドの R/S の方が上端シャープの S/R より K_L^* が大きい．つまり，シャープでの上端フラッディングよりラウンドでの上部フラッディングの方が K_L^* が大きい．TR では，上端もしくは上部および下端もしくは下部で同時に落下水が制限されるが，S/R と R/S で CCFL 特性がよく一致している．つまり，シャープでの下端フラッディングとラウンドでの下部フラッディングで K_L^* に有意な差がないことを示す．気液対向流条件での測定値は少ないため，下部については形状の相違が CCFL 特性に影響しないとの情報は重要である．

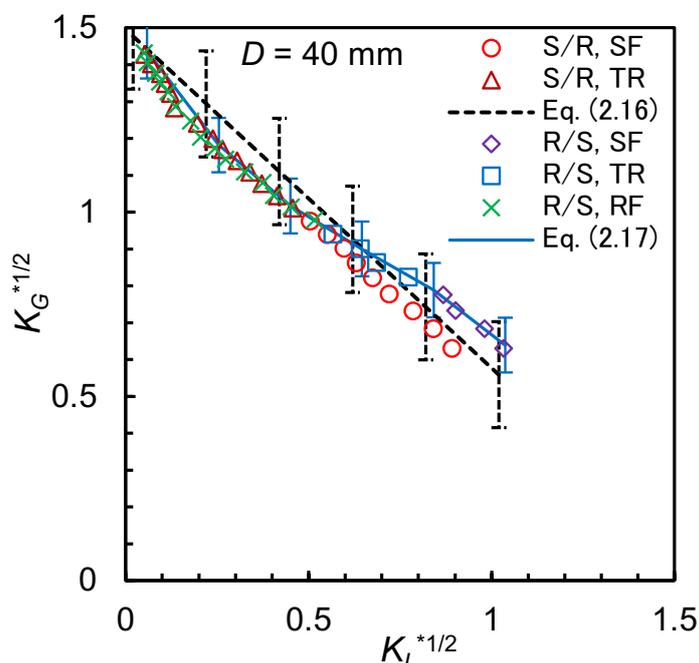


図 2.15 上端シャープ/下端ラウンド(S/R)と上端ラウンド/下端シャープ(R/S) [6]での CCFL 特性の比較 (SF: Smooth Film, TR: Transition, RF: Rough Film)

鉛直管の上端では，図 2.14 及び図 2.15 に示したように直径と形状が CCFL 特性に影響するだけでなく，上部タンクの水位が CCFL 特性に影響を及ぼす．このため，第3章で上端フラッディングによる CCFL 特性について詳細に検討する．

2.3.4 壁面摩擦係数

壁面摩擦係数 f_w を求めるには，式(2.8)と(2.10)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 に单相流の相関式が使用されている[17].

$$f_w = \max\left(\frac{16}{Re_L}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}}\right), \quad Re_L = \frac{J_L D}{\nu_L} \quad (2.18)$$

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[6]はRFに対して次式を提案している。

$$f_w = \frac{2.86 \times 10^4}{Re_L^{1.96}} \quad (2.19)$$

上端シャープ/下端ラウンド(S/R)での f_w の測定値を式(2.18)及び(2.19)と比較して図2.16に示す。 f_w の測定値は式(2.8)と(2.10)及び 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 $D = 40 \text{ mm}$ での一点を除いて式(2.18)で近似できるが、層流から乱流への遷移域で測定値が式(2.18)より大きい。

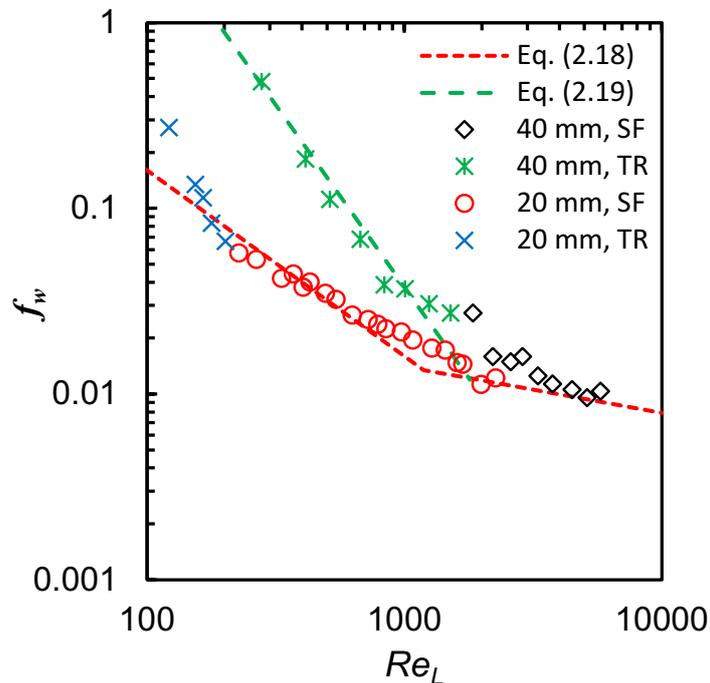


図 2.16 壁面摩擦係数 f_w ($D = 20 \text{ mm}$ [7])

TRでは下部でフラッシ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。 $D = 20 \text{ mm}$ 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。 $D = 40 \text{ mm}$ のTRでは f_w を式(2.19)で近似

できる。

α_G の測定値がない場合，式(2.8)と(2.10)及び 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，2.4で f_w の相関式について検討する。

2.3.5 液膜厚さ

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。

$$\alpha_G = \left(1 - \frac{2\delta}{D}\right)^2 \quad \text{or} \quad \frac{\delta}{D} = \frac{1 - \alpha_G^{1/2}}{2} \quad (2.20)$$

亀井ら[18]は，重量法を用いてフラッティング条件下での δ を初めて測定し，フラッティング条件下では自由落下液膜より δ が厚いことを示したが，測定値の不確かさが大きいとしている。Feind [19]と Hewitt and Wallis [20]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開始直前での測定，後者は層流液膜での測定であり，自由落下液膜の δ と類似する結果を示した。上端のフラッティングによる SF では，層流条件下での自由落下液膜の δ に対する Nusselt [21] による式が広く使用されている。Imura ら[22] は，Feind による δ の実験式[19]を使用して，フラッティング条件下での鉛直管内の α_G を評価した。Nusselt と Feind による相関式の組み合わせは次式で表せる。

$$\frac{\delta}{L_v} = \max \left\{ \left(\frac{3 Re_L}{4} \right)^{1/3}, 0.266 Re_L^{1/2} \right\}, \quad L_v = \left(\frac{v_L^2}{g} \right)^{1/3} \quad (2.21)$$

式(2.21)と δ の測定値を比較して図 2.17 に示す。SF の層流の範囲では式(2.21)と δ の測定値は一致するが，遷移域や乱流になると式(2.21)は δ の測定値を過小評価し，SF に対する相関式の作成が必要になる。しかし，フラッディング条件下で信頼性のある α_G や δ の測定値は表 2.1 に示した Goda ら[6]，島村ら[7]，及び本実験に限られる。一方，信頼性のある f_w の相関式を作成すれば，Bharathan ら[23]や Ilyukhin ら[14]による dP/dz の測定値から α_G や δ を評価できる。これらの α_G や δ の評価については，Wallis によるエンベロープ法を含めて第4章で検討する。

J_G 増加により Re_L (つまり J_L) が減少して TR に変化すると，鉛直管の下部で RF が形成されるため平均液膜厚さは SF より厚くなる。この液膜厚さの増加は， J_G の増加に伴う界面摩擦応力の増加による。

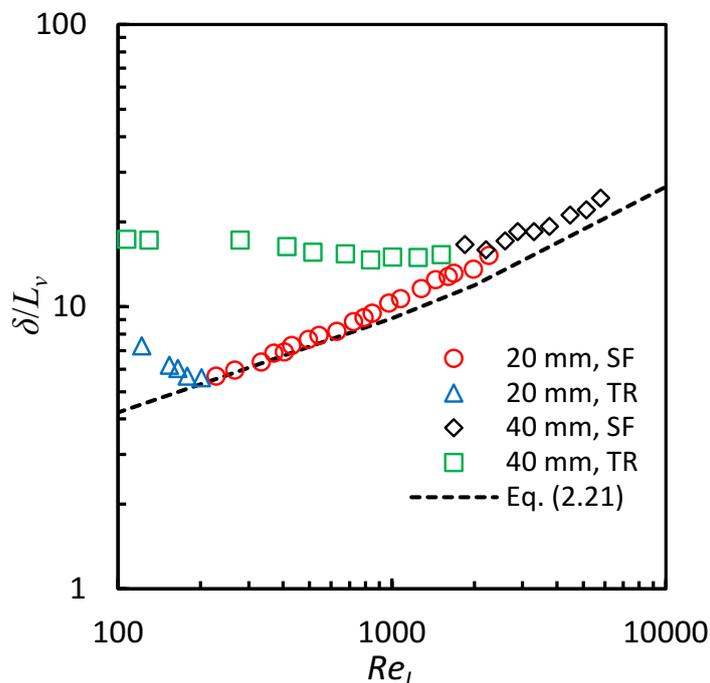


図 2.17 液膜厚さ δ

2.3.6 界面摩擦係数

CCFL 特性は不確かさが大きい式(2.16)で、 f_w は層流と乱流の遷移域を除いて式(2.18)で近似でき、自由落下液膜に対して使用される式(2.21)で δ の近似値を求めて式(2.20)で α_G に変換できる。式(2.16), (2.18), (2.21)の不確かさは大きく改良が必要であるが、 J_L , f_w , α_G の近似値を求めて式(2.7)~(2.10)を用いて f_i を計算できる。しかし、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。このため、Bharathan and Wallis [9] は、Bharathan ら[24]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。なお、彼らが $f_w = 0$ の仮定を用いたのは、Bharathan ら[23]による静電容量を用いた δ の測定で δ を過小に検出し、 $f_w < 0$ が生じたことによる。

$$f_i = 0.005 + A \left(\frac{\delta}{L} \right)^B, \quad \log_{10} A = -0.56 + \frac{9.07}{D^*}, \quad B = 1.63 + \frac{4.74}{D^*} \quad (2.22)$$

数土[17] は、エンベロープ法[2]を用いた J_L の計算値が Richter [13]によって報告された CCFL データと一致する f_i を求め、式(2.22)を改良した相関式を提案した。しかし、Richter [13]の報告による CCFL は主として上端フラクディングであ

り、式(2.22)は下端フラッディングによる RF を対象としている。また、Bharathan and Wallis [9] は、エンベロープ法は J_L を過大に計算することを示している。

Goda ら[6]は、 $D = 20 \text{ mm}$ と 40 mm で dP/dz と α_G を測定し、 f_w の値とは無関係に、式(2.7)と(2.9)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(2.8)と(2.10)を用いて f_w を求め、 f_w の相関式を提案した。

佐野ら [25] は、Goda ら[6]による f_w の相関式を Ilyukhin ら[14]の $D = 20 \text{ mm}$, $P = 0.6 \sim 4.1 \text{ MPa}$ での dP/dz データ及び Bharathan ら[24]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。

$$f_i = 0.157 \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{-0.166} D^* \exp \left\{ -1.14 \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{-0.133} K_G^* \right\} \quad (2.23)$$

式(2.22)と(2.23)は、下端フラッディングによる RF に対する f_i の相関式である。一方、上端フラッディングによる SF を対象にした f_i の相関式は見当たらない。

図 2.18 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再び減少した。この傾向は $D = 20 \text{ mm}$ の場合には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減少した。

式(2.22) 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(2.23) 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 2.18 から明らかのように、 f_i の従来相関式は 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[23]や Ilyukhin ら[14]による dP/dz の測定値および式(2.8)と(2.10)から α_G を求め、式(2.7)と(2.9)から f_i を評価できる。第4章で α_G について検討し、 f_i について第5章で検討する。

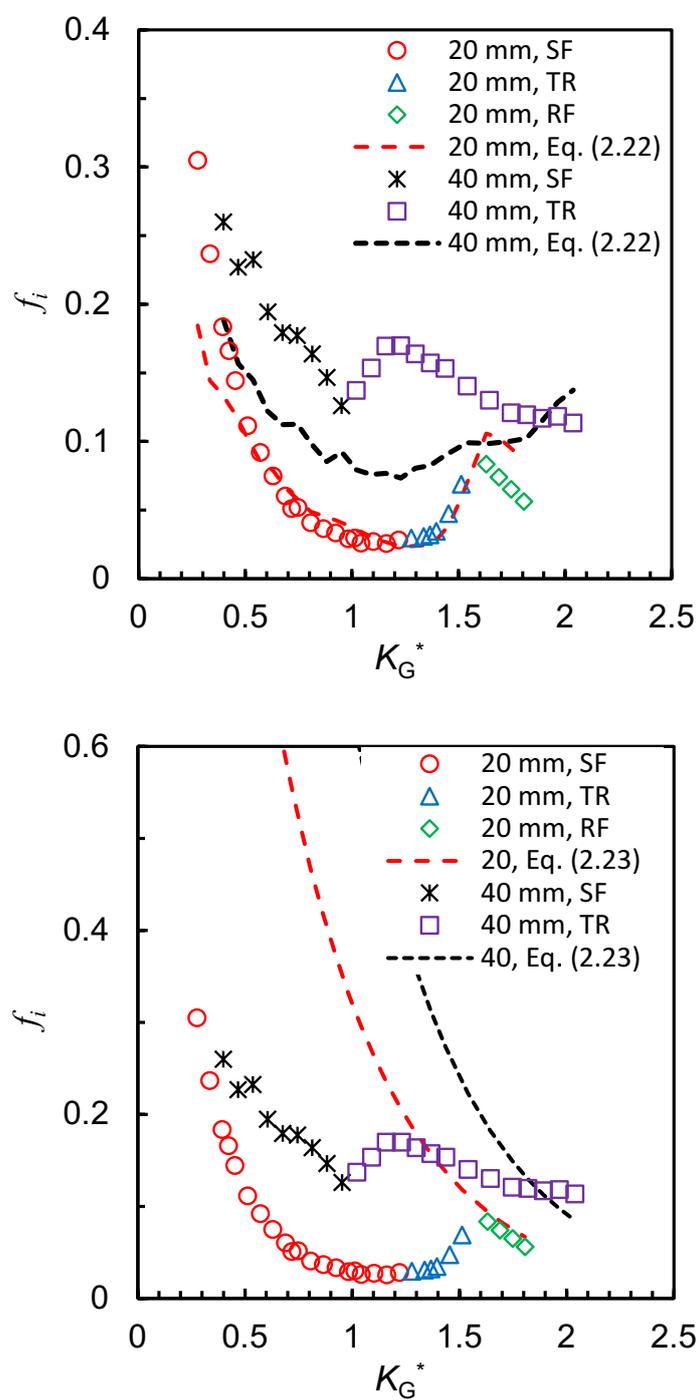


図 2.18 界面摩擦係数 f_i の測定値と相関式の比較

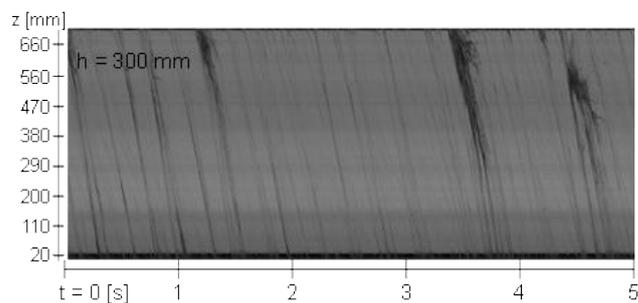
2.4 上部タンク水位の影響

Doi ら[15]は直径 30 mm の鉛直管を用いた空気・水系での CCFL 実験において上部タンク水位を $h_{ut} = 0.1 \text{ m} \sim 0.6 \text{ m}$ で変更し, h_{ut} が鉛直管上端での CCFL 特性に影響することを示した. また, Yu ら[26, 27]は加圧器サージ管を直径 90 mm で縮小模擬して空気・水系と蒸気・水系で $h = 0.9 \text{ m}$ までの CCFL 実験を行い, h_{ut} が CCFL 特性に影響を及ぼすことを示した. そこで, 図 2.1 に示した実験装置を用いて $h_{ut} = 0.2, 0.3 \text{ m}$ での気液対向流実験を行い, CCFL 特性, 圧力勾配, 及びボイド率を測定し, f_w と f_i を求め, h_{ut} の影響について検討した. なお, $h_{ut} = 0.3 \text{ m}$ までの測定に留めたのは, $h_{ut} = 0.6 \text{ m}$ では流動状態の変動が大きくなり, 本実験の主目的であるボイド率の測定が困難になったことによる.

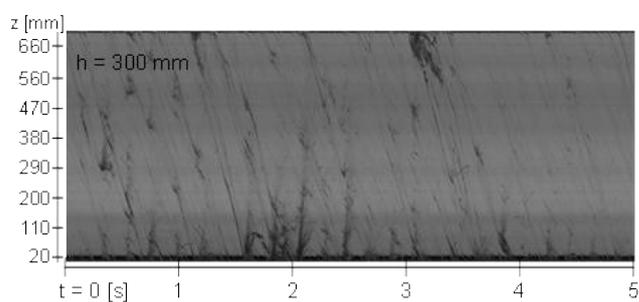
2.4.1 流動構造

図 2.19 に $h_{ut} = 0.3 \text{ m}$ での time-strip 画像を示す. 低気相流域 ((a) $J_G^{*1/2} = 0.37$) では, time-strip 画像の上端部から下端部にかけて右肩下がりの低輝度線がみられることから SF の流動である. (b) $J_G^{*1/2} = 0.57$ において鉛直管下端部から擾乱波が発生し, TR の流動状態に遷移した. (c) $J_G^{*1/2} = 0.63$ では (b) $J_G^{*1/2} = 0.57$ より擾乱波の発生数が増加している. また, (d) $J_G^{*1/2} = 0.65$ になると, (c) $J_G^{*1/2} = 0.63$ より擾乱波の上昇区間が高くなっている.

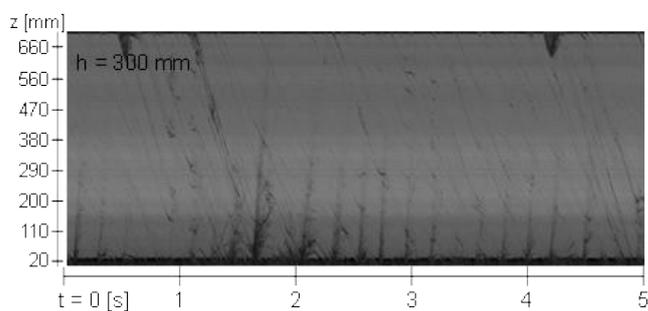
図 2.10 に示した $h_{ut} = 0.1 \text{ m}$ では $J_G^{*1/2} = 0.52$ で SF から TR に遷移した. $h_{ut} = 0.1 \text{ m}$ より $h_{ut} = 0.3 \text{ m}$ で SF から TR に遷移する J_G が大きくなるのは, 図 2.20 に示すように, $h_{ut} = 0.3 \text{ m}$ では 0.1 m より落下水流量が少なくなり液膜厚さが薄くなるため擾乱波が生じにくくなることによる.



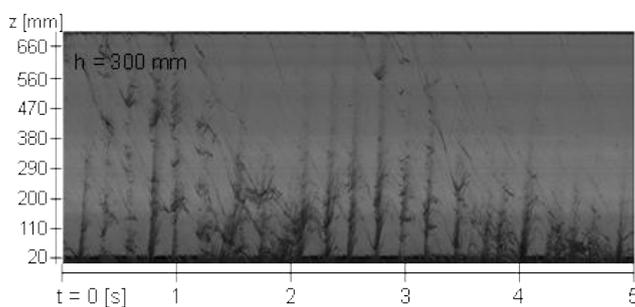
(a) $J_G = 2.45$ m/s, $J_G^{*1/2} = 0.37$ (SF: Smooth Film)



(b) $J_G = 5.93$ m/s, $J_G^{*1/2} = 0.57$ (TR: Transition)



(c) $J_G = 7.12$ m/s, $J_G^{*1/2} = 0.63$ (TR: Transition)



(d) $J_G = 7.63$ m/s, $J_G^{*1/2} = 0.65$ (TR: Transition)

図 2.19 $h_{ut} = 0.3$ m での time-strip 画像

2.4.2 気液対向流制限

図 2.20 に上部タンク水位 h_{ut} の CCFL 特性への影響を示す。不確かさ ± 0.144 は空気・水系に対する式(2.16)の不確かさである。 $h_{ut} = 0.1$ m での CCFL 測定値は式(2.16)の中央値とほぼ一致しているが、 h_{ut} が高くなるにしたがって CCFL 相関式の勾配 m が大きくなる。この傾向は、Doi ら[15]および Yu ら[26, 27]による実験結果と同様である。 $h_{ut} = 0.3$ m までの CCFL 測定値は式(2.15)の不確かさ ± 0.144 の範囲内である。 h_{ut} が CCFL 特性に及ぼす影響の定量評価は第3章で行う。

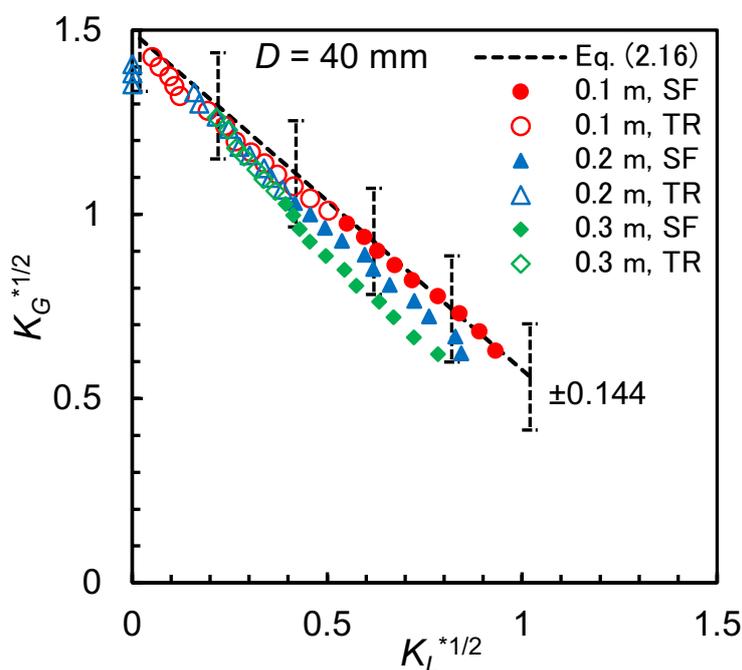


図 2.20 上部タンク水位 h_{ut} の CCFL 特性への影響

2.4.3 圧力勾配と液相体積率

無次元圧力勾配 $-(dP/dz)^*$ への h_{ut} の影響を図 2.21 に、液相体積率 α_L への h_{ut} の影響を図 2.22 に示す。 $J_G > 2$ m/s では、 $h_{ut} = 0.1$ m と $h_{ut} = 0.2, 0.3$ m での圧力勾配の相違が大きく、 h_{ut} が高いほど圧力勾配が小さい傾向にある。 $J_G > 9$ m/s では、 $h_{ut} = 0.1, 0.2, 0.3$ m で圧力勾配がほぼ一致しており、流動状態は TR であるが RF に近い状態であると推定される。

h_{ut} が高くなるにしたがって落下水流量が少なくなり (図 2.20 参照)、液膜厚さが薄くなるため、図 2.22 に示すように α_L が小さくなる。 h_{ut} が高くなるにしたがって流動状態の変動が大きくなり、 α_G の測定が困難になり、 α_L の測定範囲が狭くなった。 α_L と $-(dP/dz)^*$ の差が壁面摩擦項に対応する。 h_{ut} の増加に伴う $-(dP/dz)^*$ の減少より α_L の減少が大きいため、 h_{ut} の増加に伴い壁面摩擦項は減少する。

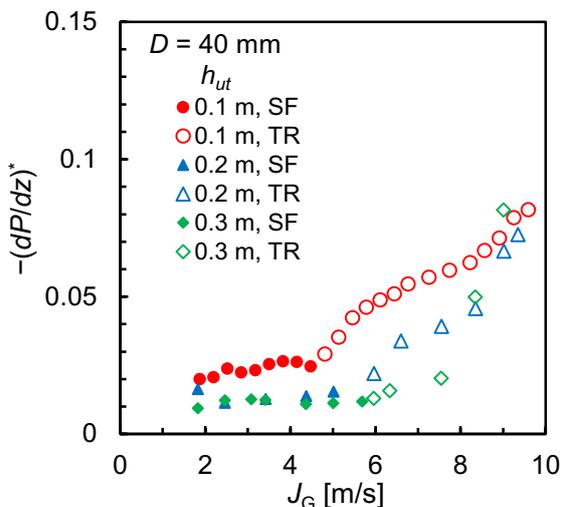


図 2.21 無次元圧力勾配への h_{ut} の影響

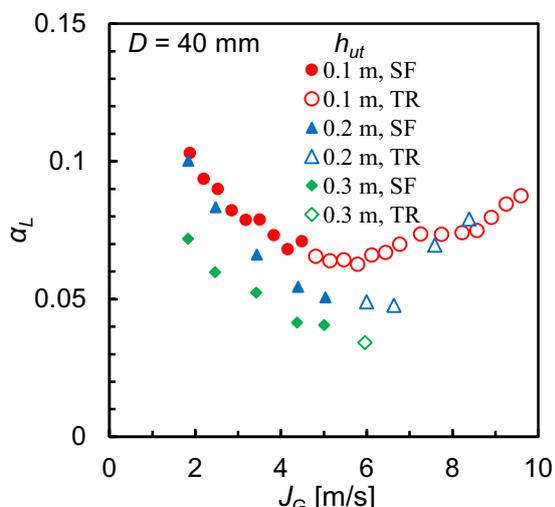


図 2.22 液相体積率への h_{ut} の影響

2.4.4 壁面摩擦係数と界面摩擦係数

壁面摩擦係数 f_w への h_{ut} の影響を図 2.23 に示す. f_w は, 落下水流量, 圧力勾配, ボイド率の測定値, 及び式(2.8)と(2.10)を用いて求めた. SF での f_w は式(2.18)で近似的に表せ, TR での f_w は式(2.19)で近似的に表せる. h_{ut} が高くなるにしたがって f_w が小さくなる傾向がある. f_w の定式化については第3章で検討する.

界面摩擦係数 f_i への h_{ut} の影響を図 2.24 に示す. f_i は, 落下水流量, 圧力勾配, ボイド率の測定値, 及び式(2.7)と(2.9)を用いて求めた. h_{ut} が高くなるにしたがって液膜厚さが薄くなり f_i が小さくなる. f_i の定式化については第5章で検討する.

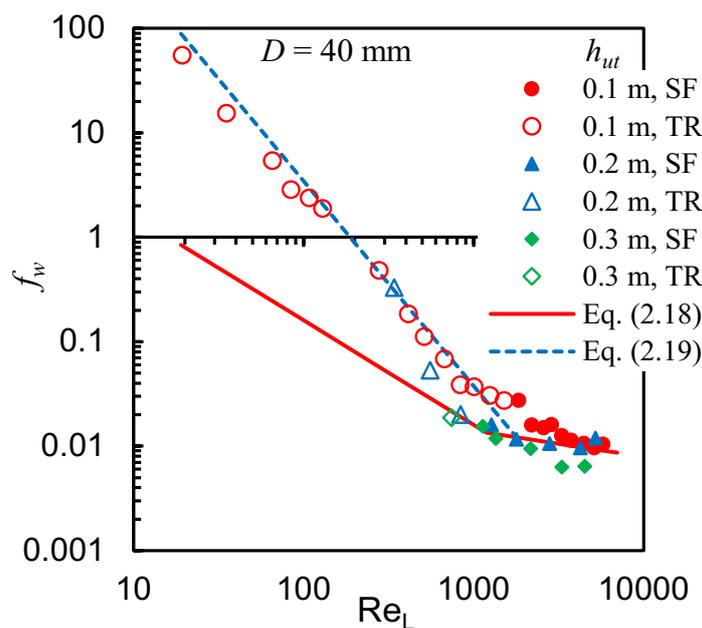


図 2.23 壁面摩擦係数への h_{ut} の影響

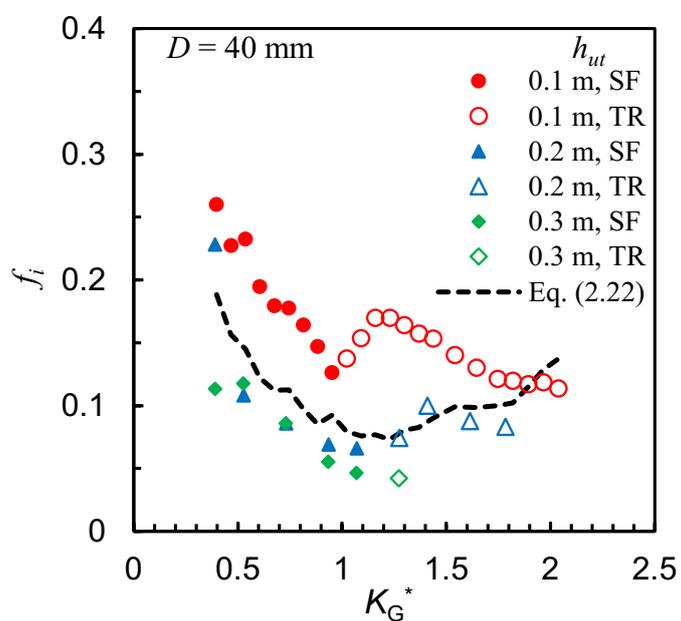


図 2.24 界面摩擦係数への h_{ut} の影響

2.5 結言

上端がシャープ、下端がラウンド (S/R) の直径 $D=40\text{ mm}$ の鉛直管を用いて気液対向流条件での空気・水系実験を行い、CCFL 特性と圧力勾配 dP/dz およびボイド率 α_G を測定し、環状流モデルを使用して壁面と界面の摩擦係数 (f_w と f_i) を評価した。これらの測定値を取得済みの $D=20\text{ mm}$ での測定値および Goda ら [6] による上端がラウンド、下端がシャープ (R/S) で $D=20\text{ mm}$ と 40 mm での測定値と比較し、上端フラッディングによる Smooth Film (SF) での流動特性を評価した。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 上端と下端の形状によらず低 J_G では上端フラッディングに起因する落下液膜による Smooth Film (SF) となり、 J_G 増加により下部で擾乱波が生じて流動様式遷移 (Transition: TR) が起こり、高 J_G では擾乱波が上部タンクに流出する Rough Film (RF) が生じることを確認した。ただし、S/R で $D=40\text{ mm}$ の測定範囲では明確な RF 流動状態を確認できなかった。
- (2) 上端フラッディングによる CCFL-U は、 $D=40\text{ mm}$ では Kutateladze パラメータで整理できるが、 $D=20\text{ mm}$ ではできない。CCFL-U では、影響因子が多く CCFL 特性が複雑であるため、従来研究による CCFL データを含めて本研究にて別途検討する。
- (3) SF での f_w は单相流に対する f_w の相関式で表せるが、層流と乱流の遷移域では従来の相関式より大きくなるため、遷移域に対する相関式を本研究にて作成する。
- (4) SF での液膜厚さ δ は、層流では自由流下液膜に対する Nusselt の式で表せるが、乱流では自由流下液膜の δ より厚くなる。フラッディング条件での α_G や δ の測定値は少ないため、信頼性が高い f_w の相関式を作成して dP/dz の既存データから α_G を求め、乱流に対する δ の相関式を本研究にて作成する。
- (5) SF での f_i を適切に表す従来相関式は見当たらない。 f_w の相関式と dP/dz の既存データから α を求めると、 f_i も求めることができるため、SF での f_i の相関式を本研究にて作成する。
- (6) 上部タンク水位 h_{ur} を高くすると、落下水流量が減少して液膜厚さが薄くなるため、 f_w と f_i が小さくなる傾向がある。このため、CCFL および f_w と f_i の相関式を作成する際には、 h_{ur} の影響を考慮する必要がある。

第2章の参考文献

- [1] Hewitt, G. F., In Search of Two-phase Flow, J. Heat Transfer, Vol. 118, (1996), 518-527.
- [2] Wallis, G. B., One - Dimensional Two - Phase Flow, McGraw-Hill, New York (1969), 320-345.
- [3] 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).
- [4] 山本泰功, 村瀬道雄, 林公祐, 細川茂雄, 富山明男, 鉛直管内における気液対向流制限, 混相流, 混相流, Vol. 30(4), (2016), pp. 392-401.
- [5] 村瀬道雄, 楠木貴世志, 山本泰功, 合田頼人, 林公祐, 細川茂雄, 富山明男, 鉛直管での気液対向流制限に対する流体物性値の影響, 混相流, Vol. 31(2), (2017), pp. 152-161.
- [6] 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, (2019), ID110223.
- [7] 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對向流の界面及び壁面摩擦係数, 混相流シンポジウム 2018, (2018), D212.
- [8] Tamai, H., et al. A Quick Closing Valve Method for Void Measurement (2003) (論文誌等の記述)
- [9] Bharathan, D., Wallis, G. B., Air-water countercurrent annular flow. Int. J. Multiphase Flow. Vol. 9, (1983), pp. 349-366.
- [10] Wallis, G. B., Makkenchery, S., The hanging film phenomenon in vertical annular two-phase flow, J. Fluids Eng., Vol. 96(3), pp. 297-298, 1974.
- [11] 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 (8), (1981), pp. 1381-1395.
- [12] Kusunoki, T., Nozue, T., Hayashi, K., Hosokawa, S., Tomiyama, A. and Murase, M., Condensation experiments for counter-current flow limitation in an inverted U-tube, J. Nucl. Sc. Technol, Vol. 53(4), (2016), pp. 486-495.
- [13] Richter, H. J., Flooding in Tubes and Annuli, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7(6), (1981), pp. 647-658.
- [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. Vol. 26 (5), (1988), pp. 923–931. (in Russian)
- [15] 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, (2012), Article ID 754724, 9 pages.
- [16] Kusunoki, T., Murase, M., Fujii, Y., Nozue, T., Hayashi, K., Hosokawa, S., Tomiyama, A., Effects of fluid properties on CCFL characteristics at a vertical pipe lower end, J. Nucl. Sci. Technol. Vol. 52(6), (2015), pp. 887-896.
- [17] 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, (1994), pp. 2566-2572.
- [18] 亀井三郎, 大石純, 飯島宏, 他, 濡壁塔のホールドアップ, 化学工学, Vol. 18(11), (1954), pp. 545-552.
- [19] Feind K. Shrömungsuntersuchungen bei gegensttom von rieselfilmen und gas in lotrechten rohren, VDI-Forschungsheft, 481 (1960). (in German)
- [20] Hewitt GF, Wallis GB. Flooding and associated phenomena in falling film flow in a tube, AERE-R4022, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England, (1963).
- [21] Nusselt W. Die oberflächenkondensation des wasserdampfes. Vereines Deutscher Ingenieure. Vol. 60, (1916), 541-546. (in German)
- [22] Imura, H., Kusuda, H., Funatsu, S., Flooding velocity in a counter-current annular two-phase flow, Chemical Engineering Science, Vol. 32, (1977), pp. 79-87.
- [23] Bharathan, D., Wallis. G. B., Richter, H. J., Air-water countercurrent annular flow in vertical tubes, EPRI NP-786, Electric Power Research Institute, Palo Alto, California, (1978).
- [24] Bharathan, D., Wallis, G. B., Richter, H. J., Air-water countercurrent annular flow, EPRI NP-1165, Electric Power Research Institute, Palo Alto, CA, (1979).
- [25] 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), (2020), pp.82-92.
- [26] 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, Nuclear Technology, Vol. 196, (2016), pp. 614-640.
- [27] 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, (2018), pp. 180-191.

第3章 気液対向流制限と壁面摩擦

3.1 はじめに

PWRの1次系における大口径の鉛直管には直径が約0.3 mの加圧器サージ管があり、鉛直管、鉛直エルボ、複数の水平エルボを持つ微傾斜管で構成される。PWRの事故時に加圧器サージ管で落下液流量が制限されるCCFLが生じると原子炉容器と炉心に流下する冷却水量が減少して燃料棒の冷却に影響する。したがって、加圧器サージ管でのCCFL特性の評価は重要であるが、加圧器サージ管を模擬したCCFL測定の報告は少ない[1-4]。加圧器サージ管でのフラiddiング条件下における落下液流量はシャープエッジの鉛直管上端部で制限されるため[2-4]、ここでは鉛直管上端部でのCCFLについて検討する。

鉛直管では多くのCCFLデータや相関式が報告されている[5,6]。しかし、大口径や高温高压での測定値は少なく、鉛直管の上端形状が様々であり、これらがCCFL特性にどのように影響するか明らかでない。また、鉛直管上端でのフラiddiングでは上部タンク水位がCCFL特性に影響するとの報告がある[7]。そこで本研究では、既存データ[8-16]を収集し、鉛直管の上端形状の影響を分類し、加圧器サージ管の上端と類似する構造に絞って直径と流体物性値の影響を評価した。また、2.4.2で記述したように、直径40 mmでの空気・水対向流実験において上部タンク水位0.1, 0.2, 0.3 mでCCFLデータを取得し、上部タンク水位の影響を評価した。

3.2 上端での気液対向流制限

3.2.1 既存データと相関式

原子炉の安全解析ではWallisによるCCFL相関式[5]が使用されているが、Wallisパラメータ J_k^* ($k = G$ or L)の代表長さ w にBannkoffら[17]による相関式が使用されている。 J_k^* の代表長さである直径 D を w に変更するとCCFL相関式の一般形は次式で表せる。

$$H_G^{*1/2} + mH_L^{*1/2} = C_i \quad (i = K \text{ or } W). \quad (3.1)$$

$$H_k^* = J_k \left\{ \frac{\rho_k}{gw(\rho_L - \rho_G)} \right\}^{1/2} \quad (k = G \text{ or } L) \quad (3.2)$$

$$w = D^{(1-\beta)} L^\beta, \quad 0 \leq \beta \leq 1 \quad (3.3)$$

$$L = \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right\}^{1/2} \quad (3.4)$$

ここで、 D は直径、 H_k^* は無次元体積流束、 J_k は体積流束、 L はラプラス長さ、 ρ は密度、 σ は表面張力である。添字 G と L はそれぞれ気相と液相を示し、添字 K と W はそれぞれ Kutateladze パラメータと Wallis パラメータに対応することを示す。勾配 m および定数 C_i は実験により決定される。式(3.3)の β が 0 の場合、式(3.2)の H_k^* は Wallis パラメータ J_k^* になり、 $\beta = 1$ では Kutateladze パラメータ K_k^* になる。 C_W 及び C_K はそれぞれ Wallis パラメータ及び Kutateladze パラメータに対応する定数である。 J_k^* および K_k^* は無次元直径 D^* を用いて次式により相互に変換できる。

$$J_k^* = \frac{K_k^*}{D^{*1/2}}, \quad D^* = \frac{D}{L} \quad (3.5)$$

式(3.2)～(3.4)は長さスケール (D または L) および流体物性値 (ρ および σ) の主要パラメータを示す。式(3.3)の β は鉛直管の D に応じて変化する[18]。液体粘度は式(3.2)～(3.4)に含まれていないが鉛直管の CCFL 特性に影響を与える[5]。原子力発電所の過渡・事故時の安全解析では、例えば、フラiddィングが生じる位置 (計算モデルのジャンクション) に、式(3.1)～(3.3)の β および C と m が入力される。

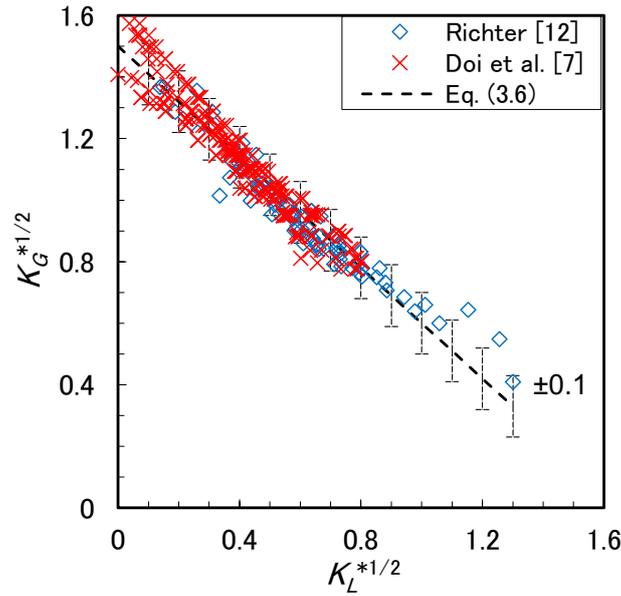
山本ら[19]は、Richter [12]及び Doi ら[7]によって報告された CCFL データを用いて、鉛直管上端での CCFL は Kutateladze パラメータによって整理できることを示し、次式を提案した。

$$K_G^{*1/2} + 0.9K_L^{*1/2} = 1.5 \pm 0.1, \quad D \geq 30\text{mm} \quad (3.6)$$

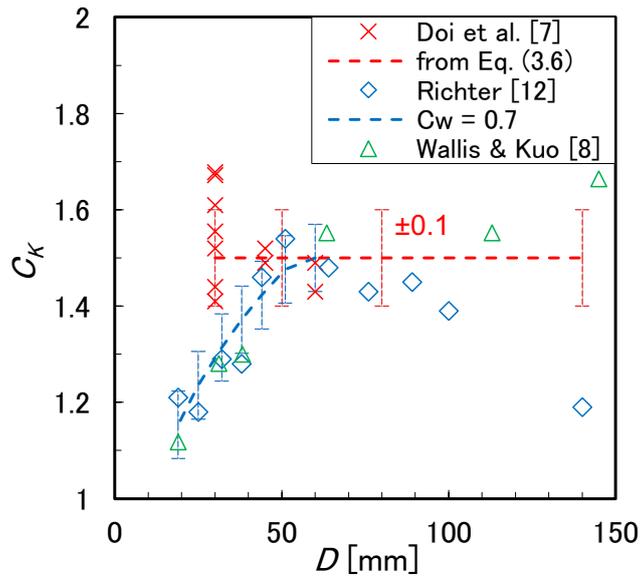
式(3.6)の ± 0.1 は計算値が測定値の 95%を含む不確かさである。Richter [12]及び Doi ら[7]による CCFL 測定値と式(3.6)との比較を図 3.1(a)に、最小二乗法を用いて直径ごとに求めた CCFL 定数 C_K を図 3.1(b)に示す。図 3.1(b)には Wallis and Kuo [8] による落水ゼロにおける測定値を合わせて示した。

Doi ら[7]による $D = 30 \text{ mm}$ の実験は上部タンク水位 $h_{ut} = 0.1 \sim 0.6 \text{ m}$ の測定値を含み、 h_{ut} の増加に伴って C_K が増加した。Richter [12]の報告による C_K は Wallis and Kuo [8] による落水ゼロの場合とよく一致し、 $D < 60 \text{ mm}$ では $C_K = C_W D^{*1/4}$ 、 $C_W = 0.7$ で表せる。つまり、式(3.5)より $D < 60 \text{ mm}$ での CCFL 特性は J_k^* で整理

できる. 式(3.6)での $C_K = 1.5$ と $D < 60$ mm での $C_W = 0.7$ との相違の原因を明らかにするには, 例えば $D = 20$ mm で Doi ら[7]と同様の実験を実施する必要がある. このため, 島村ら[16]により $D = 20$ mm での空気・水系での気液対向流実験が行われた. また, $D \approx 140$ mm で Richter [12]と Wallis and Kuo [8] による C_K の相違が大きいが, 相違の原因は明らかでない. そこで, 本研究では, 既存データ [8-16]を分類・整理して相違の原因を明らかにする.



(a) Kutateladze パラメータで整理した CCFL 特性



(b) CCFL 定数 C_K

図 3.1 上端シャープエッジでの CCFL 特性

3.2.2 気液対向流制限への影響因子

鉛直管上端でのフラiddiングによる CCFL 特性は複雑であり, 上端の形状, 直径 D , 流体物性値の他に上部タンク水位 h_{ut} などが影響する. これらの影響を明らかにするために使用した従来研究による気液対向流実験の主な条件を表 3.1 に示す. また, 実験装置の概要を図 3.2~図 3.4 に示す. 上端形状には, 鉛直管の上部が上部タンクに突き出した形状 (protruding) [8,10,13], 上部タンクに突き出して上端に水平版を設けた形状[15], および上端が上部タンク底面に接続された形状[7,10,16]がある. 直径は $D = 6.4 \text{ mm} \sim 148 \text{ mm}$ [8,10]である. 流体は, Ilyukhin ら[13]による実験では蒸気・水であるが, それ以外は空気・水である.

h_{ut} は CCFL 特性に影響しないとして記述されていない報告も多い. Wallis and Kuo [8]では $h_{ut} < 7 \text{ mm}$ であり, 気相が下部タンクから上部タンクまで連続しており (上端が気液二相で覆われていない), 変動が小さい. Bharathan ら[10]では, h_{ut} を増加すると落下水量が増加した後にほぼ一定になる mid-level としている. Bharathan ら[9]は $D = 50.8 \text{ mm}$ での空気・水実験で $h_{ut} < D$ と $h_{ut} > 2D$ で区分しており, Matsumura and Kaminaga [15]は $h_{ut} = 50 \sim 200 \text{ mm}$ で CCFL 特性に有意な相違がないとしている. これらから判断して mid-level は $h_{ut} = 50 \sim 200 \text{ mm}$ 程度と想定した. h_{ut} が mid-level では, 鉛直管上端の上方が気液二相で覆われ, 下部タンク圧力の変動が大きくなるため鉛直管を上昇する気相流量の変動が大きくなる. h_{ut} が high-level は $h_{ut} \geq 300 \text{ mm}$ を想定した. $h_{ut} \geq 300 \text{ mm}$ での測定には Doi ら[7]による実験がある. Ilyukhin ら[13]による蒸気・水実験では, 下部タンクの水を加熱して蒸気を発生し, 上部タンクに連結した冷却器で蒸気を凝縮した. 文献[13]に h_{ut} の記述がないため, 図 3.2(d)の装置構造 (h_{ut} が浅いと安定した実験が困難と推定) から high-level と判断した.

Richter [12]は CCFL データを Wallis and Makkenchery [18]から引用して使用したが, Wallis and Makkenchery [18]には CCFL データの表示はない. そこで, 図 3.1 に示したように Richter [12]と Wallis and Kuo [8]による C_K がよく一致することから, Wallis and Kuo [8]と同じ上端が突き出し形状で h_{ut} が浅いと判断した.

Doi ら[7]による空気・水対向流実験では, 上部タンクに 3 種の構造が使用されている. 図 3.4(a)は矩形タンクであり, 間歇的な空気の吹上げにより 2 次元的な液面揺動 (スロッシング) が生じ, スロッシングが落下水流量に影響すると判断され, (b) の円形タンクに変更された. 円形タンクでもスロッシングが生じたので, 加圧器サージ管を考慮して加圧器容器を縮小模擬した(c) 円筒タンクが使用され, 上部タンク水位の影響が測定された. 上部タンク構造(a), (b), (c)により落下水流量に有意な差があるが, 相違は異なる実験装置での測定値の相違より小さいため, 本研究では(a), (b), (c)での測定値を区分しない. 島村ら[16]による空気・水対向流実験の装置は, Doi ら[7]および図 2.1 に示した本実験による装置

と同様である。島村ら[16]による実験の主目的は CCFL 特性の相違の有無を確認することである。

CCFL データは多いが、大口径と蒸気・水系での CCFL データは少ない。このため、CCFL 特性への影響因子を明らかにして、本研究で目的とする上端がシャープエッジと同じ CCFL 特性を有する既存データを抽出し、CCFL 相関式の作成に活用する必要がある。本研究では CCFL 特性への影響因子として、鉛直管上端の構造、直径、上部タンク水位、流体物性値について検討する。表 3.1 に示したように鉛直管上端の突き出し (protruding) は多くの実験で使用されており、直径の種類が多いため、上端構造の影響と直径の影響は合わせて検討する。

表 3.1 従来研究による気液対向流実験の主な条件
(D , diameter; h_{ut} , water level; *author's judgement of the condition)

Reference	Top end	D [mm]	h_{ut} [mm]	Apparatus
Wallis and Kuo [8]	Protruding	6.4, 19, 31.2, 38.2, 63.5, 113, 145	< 7	Fig. 3.2 (a)
Bharathan et al. [10]	Protruding Sharp	19, 148, 250 19, 25, 51, 148	Mid-level	Fig. 3.2 (b)
Richter [12]	(Protruding)*	19, 25, 32, 38, 44, 51, 64, 76, 89, 100, 140	$(< 7)^*$	N/A
Matsumura and Kaminaga [15]	Sharp	12, 20	50, 100, 200	Fig. 3.2 (c)
Doi et al. [7]	Sharp	30, 45, 60 (UT1) 30, 45, 60 (UT2) 30 (UT3)	200 200 100, 200, 300, 450, 600	Fig. 3.3 and Fig. 3.4
Shimamura et al. [16]	Sharp	20	100	Fig. 2.1
Ilyukhin et al. [13]	Protruding	20	High-level	Fig. 3.2 (d)

Working fluids were air and water [7-10,15,16] or steam and water [13].

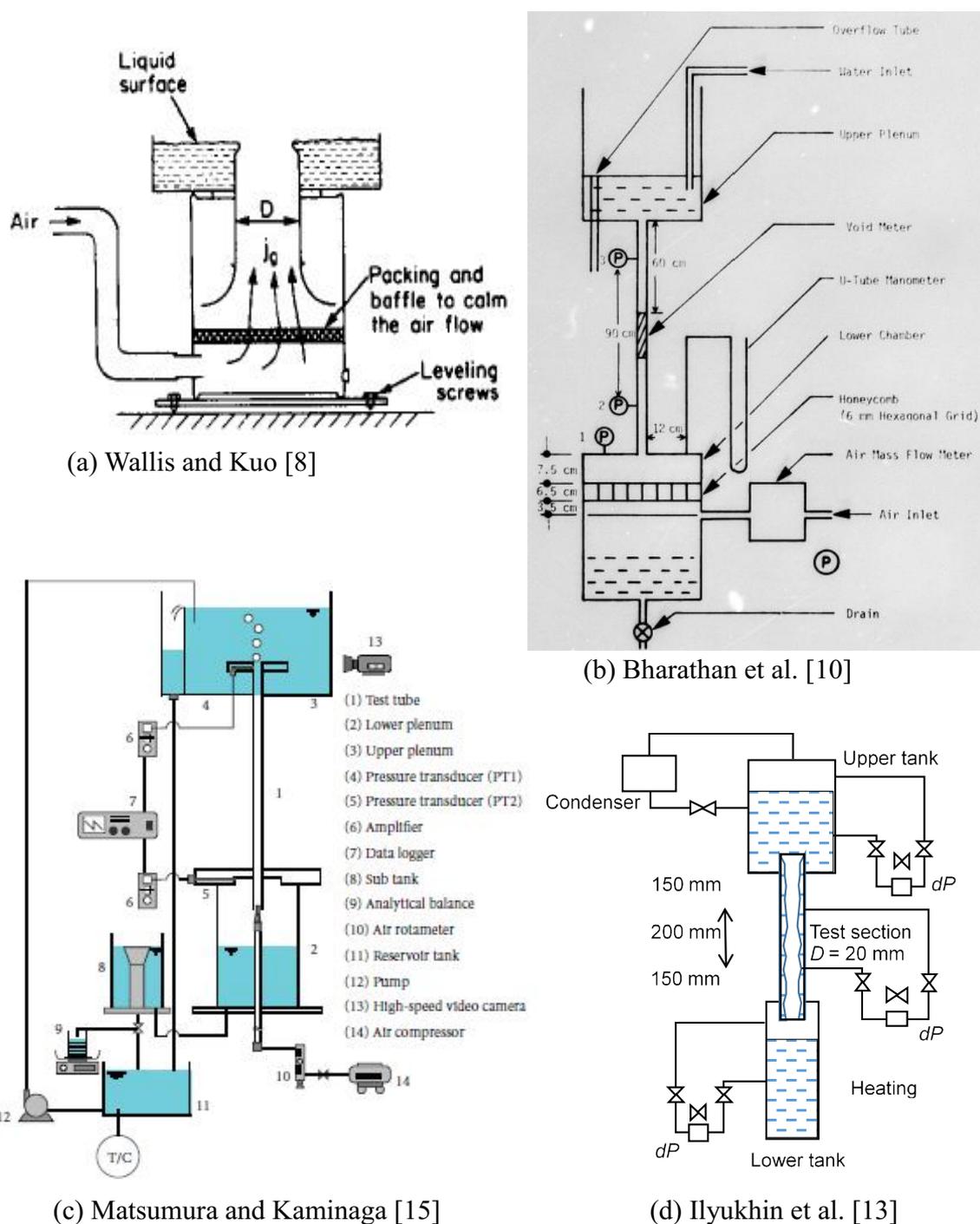


図 3.2 従来研究による気液対向流の実験装置

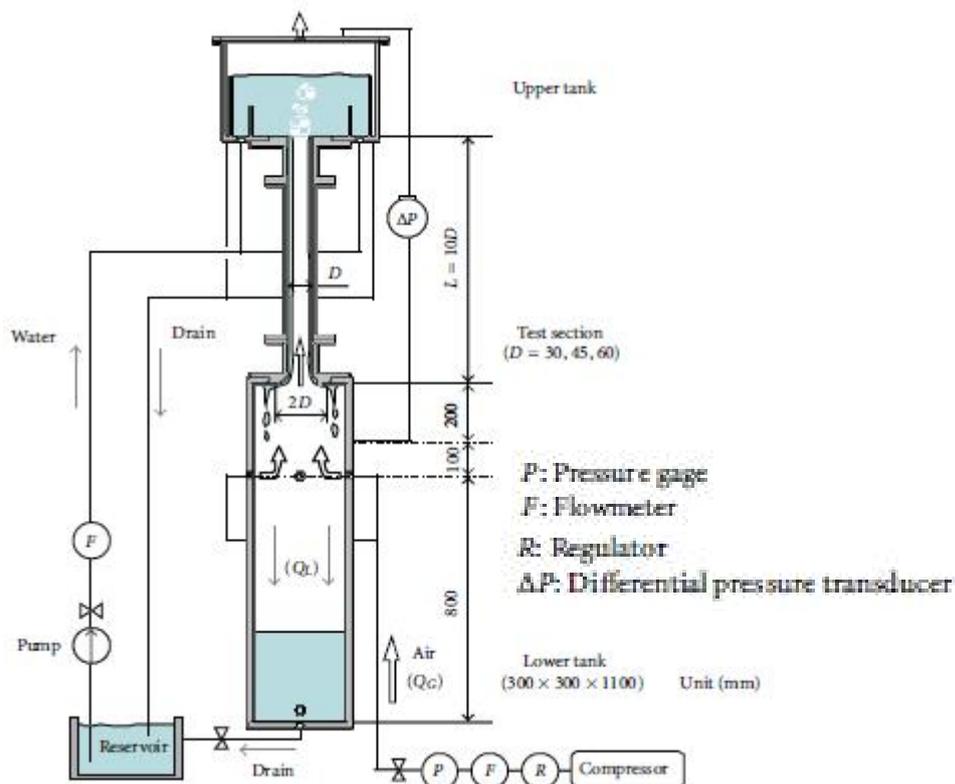


図 3.3 Doi ら[7]による空気・水対向流実験装置

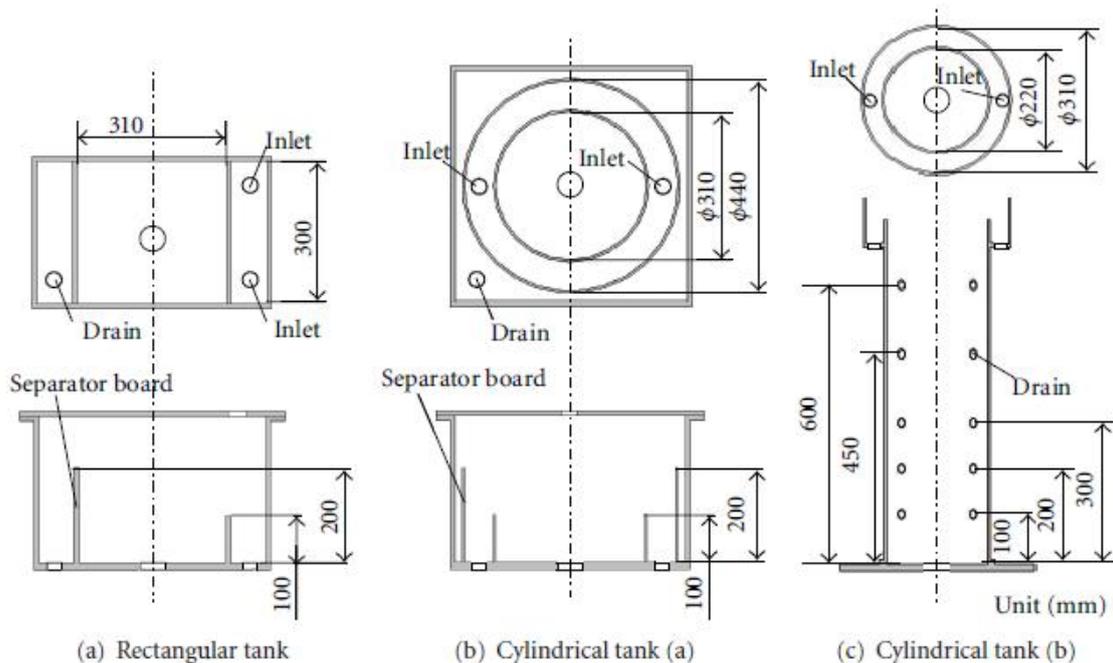


図 3.4 Doi ら[7]による実験装置の上部タンク

3.2.3 直径の影響

表 3.1 に示したように鉛直管上端の突き出し (protruding) は多くの実験[8, 10,13]で使用され, 直径の種類が多いため, ここでは上端構造の影響と直径の影響を合わせて検討する. PWR の蒸気発生器の伝熱管の直径は 19.6 mm であり, 本研究では直径 19 mm 以上を対象にした.

図 3.1 (b)に示したように, 直径約 30 mm では Richter [12]及び Doi ら[7]とで C_K 値に有意な相違があり, 約 140 mm では Richter [12] による C_K 値と Wallis and Kuo [8]による落下水ゼロでの C_K 値の間には明確な不一致がある.

上端形状と上部タンク水位が小口径の CCFL 特性に及ぼす影響を図 3.5 に示す. 図 3.5 (a)では, 4 ケース ($D = 20$ mm) の CCFL 特性はほぼ一致している. Matsumura and Kaminaga [15]による測定値は $h_{ut} = 50 \sim 200$ mm で CCFL 特性に有意な相違がないことを, 島村ら[16]による測定値は上端の突き出しと水平板の影響がないことを示している. CCFL 特性は式(3.6)と有意差がある. 図 3.5 (b)は, 上端の突き出しの影響はないが, h_{ut} が CCFL 相関式の勾配 m に影響することを示している. また, 落下水流量 (K_L^*) が式(3.6)よりかなり小さい. 以上より小口径 ($D = 19 \sim 20$ mm) では, 上端形状によらず K_L^* が式(3.6)より小さくなり, h_{ut} が浅いと m が小さくなることがわかる.

上端形状と上部タンク水位が大口径の CCFL 特性に及ぼす影響を図 3.6 に示す. 小口径から大口径への変化は対象とする現象により異なる. 上端フラッディングによる CCFL 特性では, 低水位を除いて $D \geq 30$ mm で大口径での特性を示している (図 3.1 (b)). $D < 30$ mm では K_L^* が有意に小さくなる (図 3.5). 図 3.6 (a)に示すように, $D = 44 \sim 51$ mm で上端形状と水位の影響がなくなり, 低水位では $D = 44 \sim 51$ mm で大口径の CCFL 特性になる. $D = 140 \sim 250$ mm の大口径では, 上端突き出しで直径と水位の影響はなく, CCFL 特性が相互によく一致している. 図 3.6 (b)で, 上端突き出しでは低 K_G^* で勾配が小さく高 K_G^* で勾配が大きくなっている. $D = 140$ mm [12]での測定値を外挿して C_K を求めると, 低 K_G^* で勾配が小さいため, 図 3.1 (b)のように $C_K = 1.2$ と小さくなる. 一方, 落下水ゼロから C_K を求めると, 高 K_G^* で勾配が大きいため, 図 3.1 (b)のように $C_K = 1.66$ と大きくなる. しかし, いずれも CCFL 測定値は式(3.6)の不確かさ ± 0.1 の範囲に近く, 式(3.6)で近似できる.

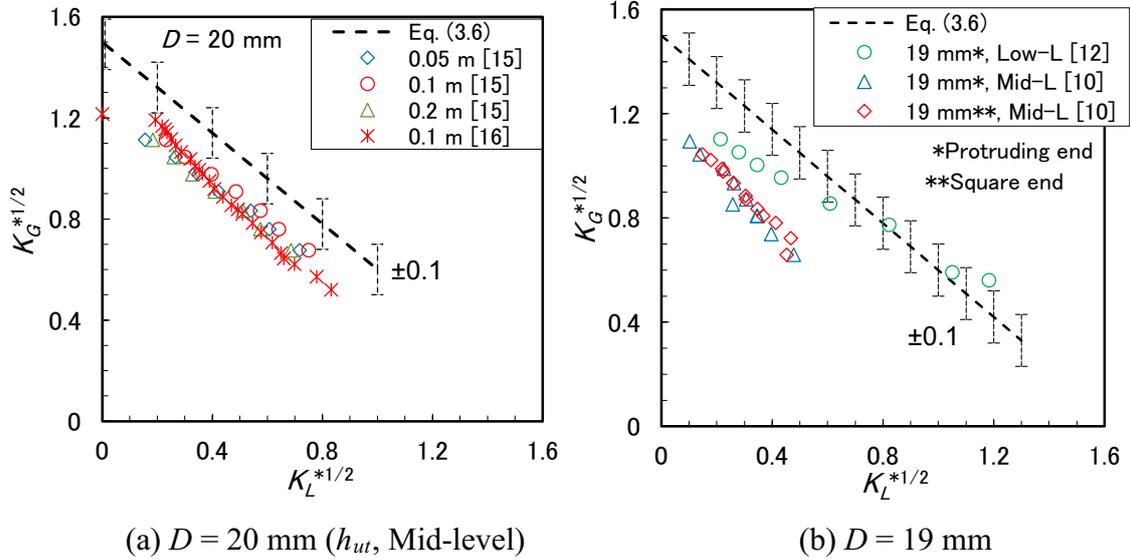


図 3.5 小口径で上端形状と上部タンク水位が CCFL 特性に及ぼす影響

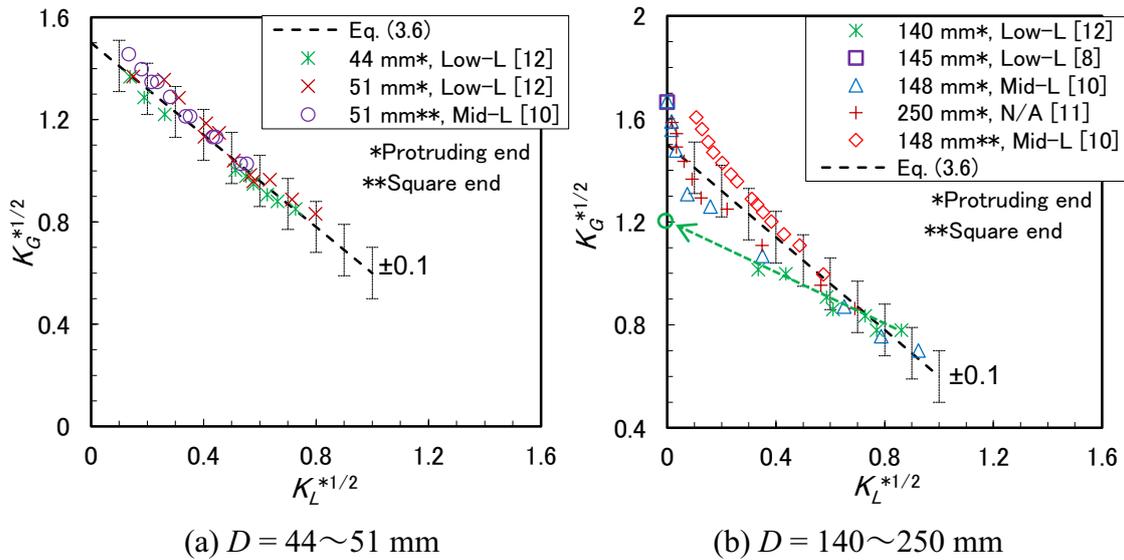


図 3.6 大口径で上端形状と上部タンク水位が CCFL 特性に及ぼす影響

小口径の低水位については、CCFL 特性は Wallis パラメータで整理できた。Wallis パラメータで整理すると、図 3.1 に示したように定数は $C_w \doteq 0.7$ となる。小口径の低水位における CCFL 特性を図 3.7 に示す。図 3.7(a)で勾配 m は、無次元直径 D^* の指数関数で $m = 0.16D^{*0.58}$ として表せる。図 3.7(b)は、 $J_G^{*1/2}$ および $D^{*0.58}J_L^{*1/2}$ に対して表示された CCFL 特性[12]を示す。図 3.7(b)に示した測定値から、最小二乗法を用いて次の CCFL 相関式を作成した。

$$J_G^{*1/2} + 0.16D^{*0.58}J_L^{*1/2} = 0.71 \pm 0.05 \quad (7 < D^* < 20) \quad (3.7)$$

$D = 19 \sim 44 \text{ mm}$ における全ての測定点は ± 0.05 の不確かさの範囲内にある。なお、 $D = 44 \text{ mm}$ の測定値は、**図 3.6 (a)**に示すように式(3.6)の不確かさの範囲内にあり、式(3.6)と式(3.7)のいずれでも表せる。

上端フラッシングによる CCFL 特性への直径の影響を**図 3.8**に示す。鉛直管の上端の上方が気液二相で覆われた状態では、CCFL 特性は $D^* \geq 11$ に対して式(3.6)で表せる。 $D^* < 11$ に対しては直径により CCFL 特性が異なり、直径ごとに適切な CCFL 相関式を作成する必要がある。上部タンク水位 h_{ul} が低く気相が下部タンクから上部タンクまで連通された状態では、 $D^* < 20$ の CCFL 特性は式(3.7)で表せる。大口径で C_K と m のバラツキが大きいのは、上端突き出しでは K_G^* の変化により勾配 m が変化することによる。**図 3.8(a)**と**図 3.8(b)**の対比で明らかのように、 C_K が大きい場合 m も大きく C_K が小さい場合 m も小さくなり、 C_K と m の大きなバラツキが CCFL 特性に及ぼす影響は比較的小さい。

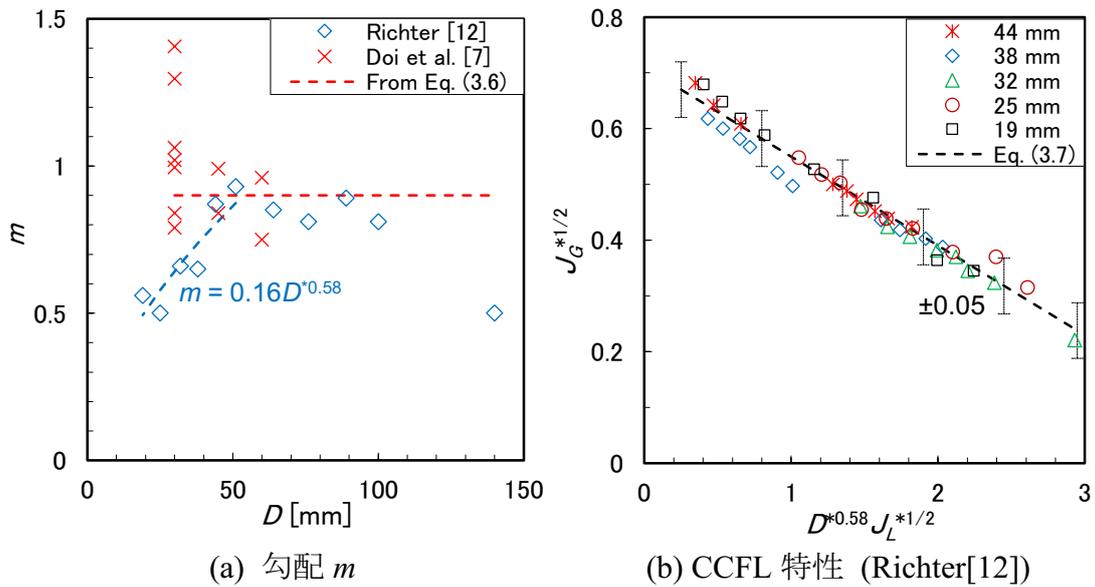


図 3.7 小口径の低水位における CCFL 特性

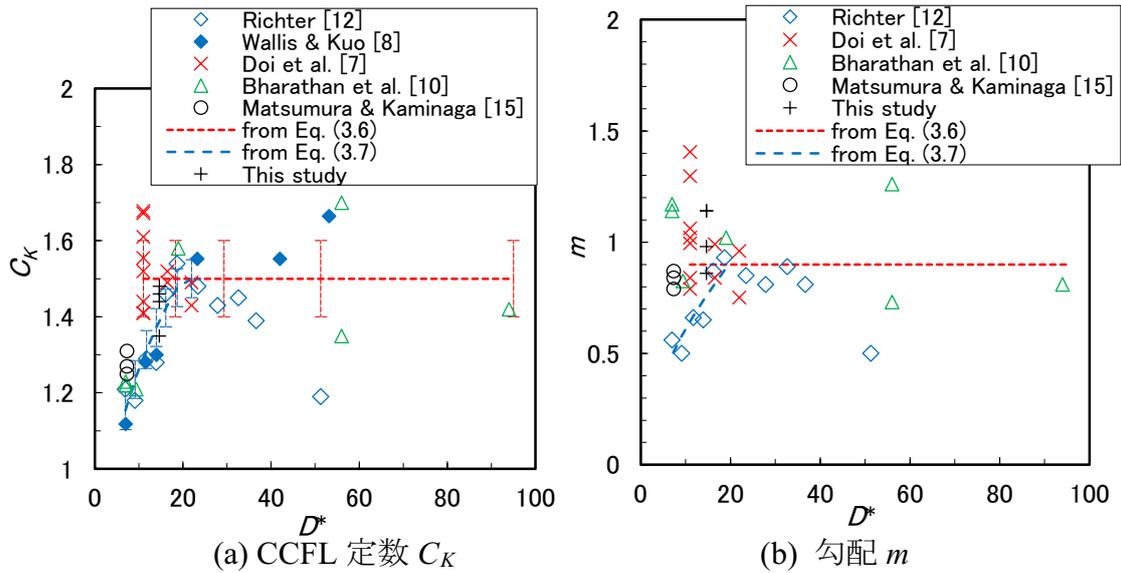


図 3.8 上端フラiddィングによる CCFL 特性への直径の影響

3.2.4 上部タンク水位の影響

Doi ら[7]は、図 3.4 に示す矩形タンク(UT1)、円形タンク(UT2)、及び円筒形タンク(UT3)の 3 種類を使用して CCFL 特性を測定した。図 3.9 は、CCFL 定数 C_K および勾配 m に対する上部タンク形状の影響を示す。水位は $h_{ui} = 0.2 \text{ m}$ である。上部タンクの形状の違いは、スロッシング挙動と下部タンクの圧力を変化させ、下部タンクから鉛直管への空気流量を変えるため、 C_K および m に影響を及ぼした。全般的には C_K の増加に伴い m も増加する。円形タンク UT2 では矩形タンク UT1 と円筒形タンク UT3 より C_K および m が小さく、流動状態の変動が小さいと推定される。直径の影響に一定の傾向は見られないが、 $D = 60 \text{ mm}$ では C_K と m が小さく、流動状態の変動が小さいと推定される。上部タンクの形状の違いにより C_K と m に差が現れるが、 C_K が増加すると m も増加し、図 3.1 (a) に示したように、CCFL 特性には顕著な相違は現れない。

上部タンク水位 h_{ui} が CCFL 定数 C_K と勾配 m に及ぼす影響を図 3.10 に示す。上端フラiddィングによる CCFL には下部タンクでの気相密度の変動が影響するため、密度水頭 $\rho_L g h_{ui}$ を下部タンク内の圧力 P_u で無次元化して表示した。CCFL 特性に及ぼす水位の影響を調べた実験は少ないため、Yu ら[3]による加圧器サージ管を模擬した $D = 90 \text{ mm}$ での CCFL 特性も表示している。 $D = 30 \text{ mm}$ (Doi ら[7]) では、 h_{ui} が増加するにつれて C_K 及び m が増加した。一方、本研究による $D = 40 \text{ mm}$ では、 h_{ui} の増加に伴う C_K の増加は小さく m が増加した。この傾向は $D = 90 \text{ mm}$ (Yu ら[3]) でも同様である。 $D = 30 \text{ mm}$ では上端から気相が流出する際の間歇性が強く変動が大きいのに対し、直径が大きくなると相対的に変動が抑制され、変動の相違が CCFL 特性の変化に影響したと思われる。

鉛直管 ($D = 30 \sim 60$ mm) を対象に図 3.10 (b)の m を h_{ut} の関数で表すと次式になる.

$$K_G^{*1/2} + m K_L^{*1/2} = 1.44, (D = 40 \text{ mm})$$

$$m = 0.70 + \frac{13\rho_L g h_{ut}}{P_{lt}} \left(\frac{\rho_L g h_{ut}}{P_{lt}} \leq 0.058 \right) \quad (3.8)$$

式(3.8)の $C_K = 1.44$ は式(3.6)の $C_K = 1.50$ より 0.06 小さい. 式(3.8)による計算値 $K_{L,cal}^{*1/2}$ と測定値 $K_{L,exp}^{*1/2}$ の比較を図 3.11 に示す. ± 0.045 は測定値の 95 % を含む不確かさである. 式(3.8)を作成したデータの測定ケースが少ないため不確かさが小さい.

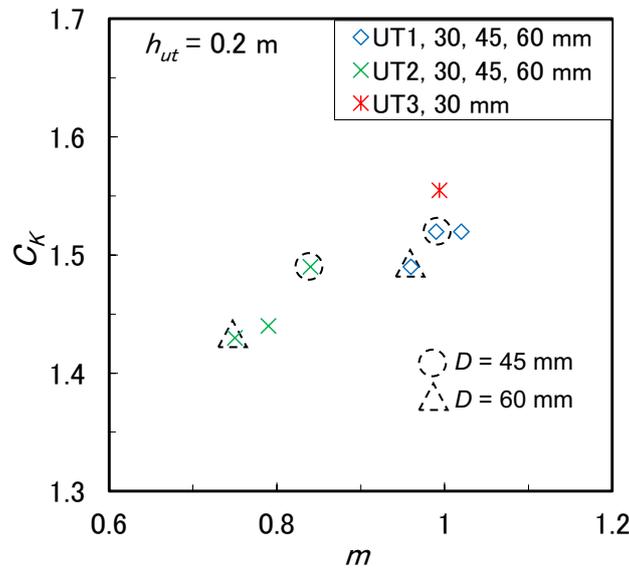


図 3.9 CCFL 定数 C_K と勾配 m に対する上部タンク形状の影響 (Doi ら [7])

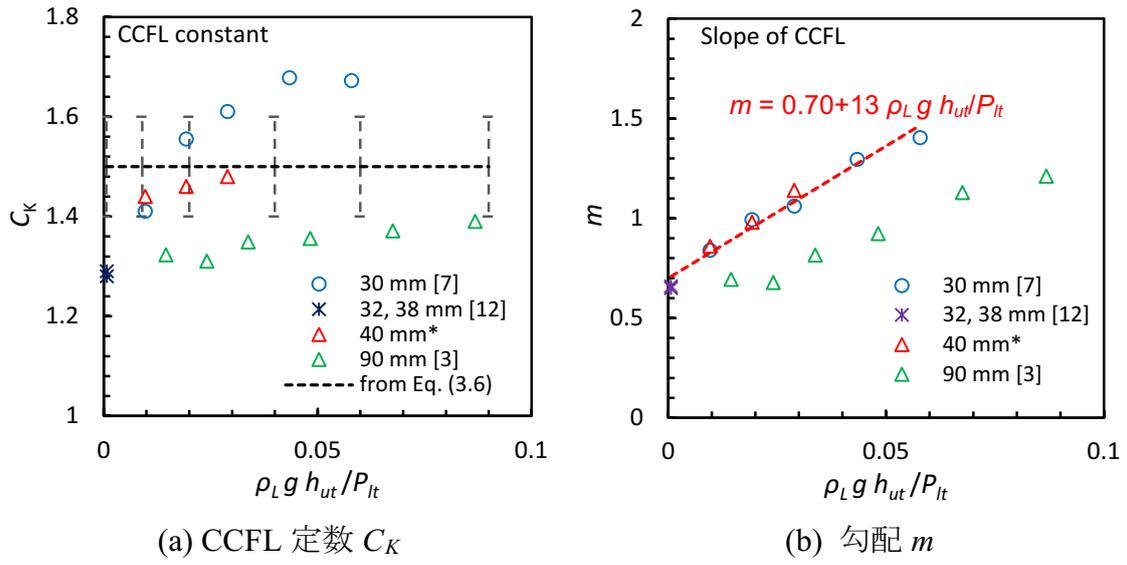


図 3.10 上部タンク水位 h_{ut} の影響 (*本研究)

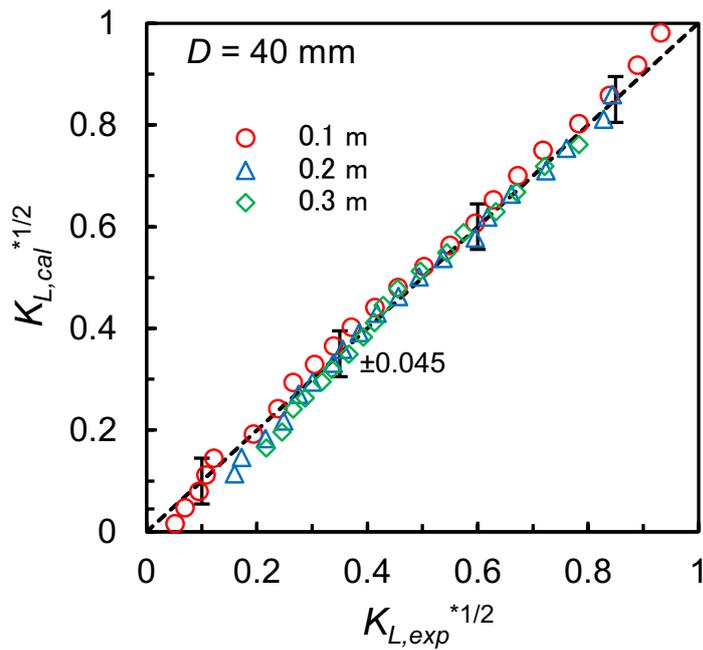


図 3.11 式(3.8)による計算値 $K_{L,cal}^*$ と測定値 $K_{L,exp}^*$ の比較

3.2.5 上端での気液対向流制限の特徴

上端の上部タンクへの突き出しや上部タンク水位が CCFL 特性に及ぼす影響は直径によって異なる。影響因子が上端フラッディングによる CCFL 特性に及ぼす程度を定性的に表 3.2 に示す。影響の大小は、直径 30~100 mm の中間水位に対する相対値である。影響が“Medium”は、 C_K の値に対する不確かさが 5~10 % のものである。影響が“Large”では、異なる相関式の作成を推奨する。破線の領域は後で示す式(3.9)の作成に用いたデータ範囲を示す。上端シャープでは、図 3.5 に示したように、直径 19 mm と 20 mm で C_K の相違が大きい。直径 140~250 mm では、図 3.6 (b)に示したように、上端突き出しと上端シャープとの相違が比較的大きい。 $D \leq 38$ mm では、式(3.7)で示すように、低水位での CCFL 特性が式(3.6)と異なる。本研究における CCFL 評価の主眼は大口径への適用であり、大口径での CCFL 特性の特徴を考慮して相関式を作成する必要がある。

上端フラッディングによる CCFL の定数 C_K と勾配 m の関係を図 3.12 に、上端シャープにおける CCFL 特性の分類を表 3.3 に示す。領域 R-IV を除いて C_K と m には強い相関があり、次式で表せる。

$$C_K = 0.52 \ln(m) + 1.54 \pm 0.05 \quad (1.19 \leq C_K \leq 1.7, 0.5 \leq m \leq 1.4) \quad (3.9)$$

上部タンクの低水位を除く $D = 30 \sim 100$ mm がベースケースで領域 R-I である。領域 R-II は $D = 30$ mm の高水位もしくは大口径である。大口径でも上端突き出しは領域 R-III になる。また、小口径の低水位が R-III になる。領域 R-IV は小口径で上端シャープの通常水位である。

表 3.2 影響因子が上端フラッディングによる CCFL 特性に及ぼす程度

D [mm]	19-25	30-38	44-100	140-250
Diameter (Sharp end)	Large	Small (base case)		Medium
Protruding end	Small		Medium	Large
Low water level	Large		Small	

Comparison for the base case with conditions of the sharp top end and water level at mid-level for $D = 30-100$ mm (“Medium” is uncertainty range of about 5-10 % for C_K ; for “Large” different correlation is recommended; broken-line area, data base used for Eq. (3.10))

表 3.3 上端シャープにおける CCFL 特性の分類 (領域 “R-” は図 3.12 を参照)

Classification	Top end	D [mm]	h [mm]	Data base
Basic, pe (R-I)	Protruding	44, 51, 64, 76, 89, 100	Low	Richter [12]
Basic, se (R-I)	Sharp	30, 45, 60 51	100, 200 Mid-level	Doi et al. [7] Bharathan et al. [10]
High h , se (R-II)	Sharp	30	300, 450, 600	Doi et al. [7]
Large D , se (R-II)	Sharp	148	Mid-level	Bharathan et al. [10]
Large D , pe (R-III)	Protruding	140 148 250	Low Mid-level Mid-level	Richter [12] Bharathan et al. [10] Richter et al. [11]
Low h , pe (R-III)	Protruding	19, 25, 32, 38	Low	Richter [12]
Small D , pe (R-IV)	Protruding	19	Mid-level	Bharathan et al. [10]
Small D , se (R-IV)	Sharp	19, 25 20	Mid-level 50, 100, 200	Bharathan et al. [10] Matumura and Kaminaga [15]

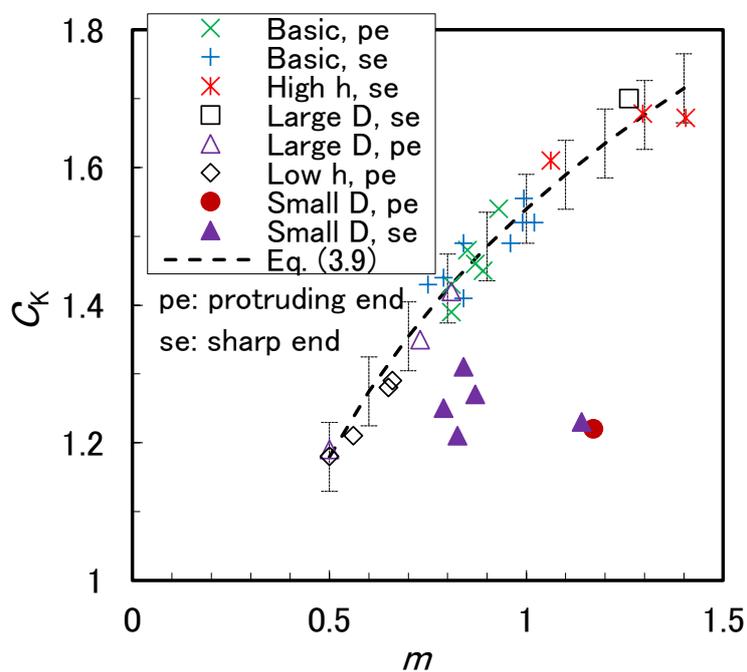


図 3.12 上端フラッシングによる CCFL での定数 C_K と勾配 m の関係 (分類は表 3.3 を参照)

小口径での CCFL データを除いた表 3.3 の領域 R-I と R-II での CCFL データを図 3.13 に示す. 最小二乗法を用いて表示した測定値から CCFL 相関式を作成すると次式で表せる.

$$K_G^{*1/2} + 0.97 K_L^{*1/2} = 1.53 \pm 0.11 \quad (11 \leq D^* \leq 94) \quad (3.10)$$

式(3.10)が測定値の 95% を含む C_K の不確かさは ± 0.11 である. 大口径を対象にする場合には, 式(3.10)の使用が望ましい.

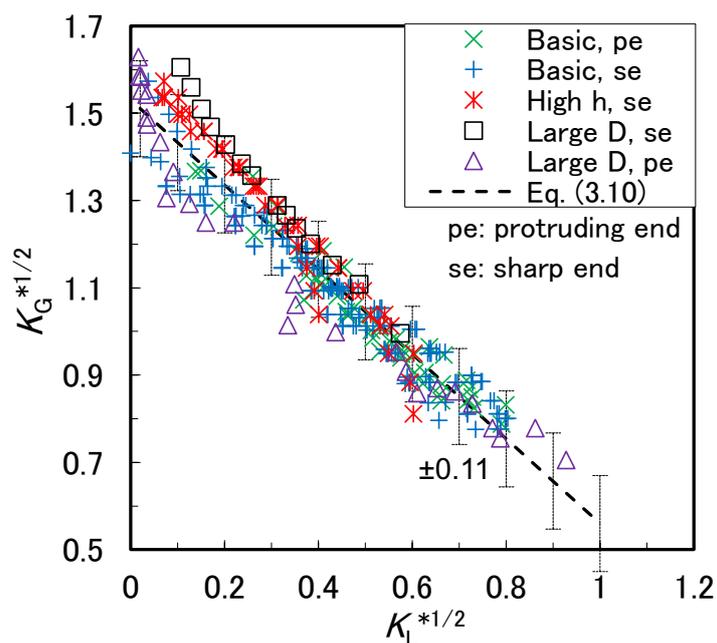


図 3.13 小口径を除く CCFL 特性 (分類は表 3.3 を参照)

3.2.6 流体物性値の影響

高温高圧の蒸気・水データが少ないため、CCFL 特性に対する流体物性値の影響は明確ではない。Ilyukhin ら[14]は過去の測定値[13]を参照し、上端と下端がシャープ、 $D = 20 \sim 100$ mm、 $P = 1 \sim 8$ MPa の条件で取得したデータに基づく次の CCFL 相関式を報告した。

$$\frac{K_G^{*1/2}}{D^{*1/8}} + \frac{1.25K_L^{*1/2}}{D^{*1/8}} = 1.5 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.05} \quad (3.11)$$

式(3.3)における代表長さに $\beta = 0.5$ を使用している。式(3.11)は上端と下端でのフラッシングを含み、 $\beta = 0.5$ は下端での $\beta = 1.0$ と上端での $\beta = 0$ の平均値である。本研究では、圧力勾配の測定値を用いて上端フラッシングと下端フラッシングを区分して使用した。なお、Ilyukhin ら[13,14]による関連文献を調査したが、直径 40 mm まで、圧力 4.1 MPa までしか入手できなかった。

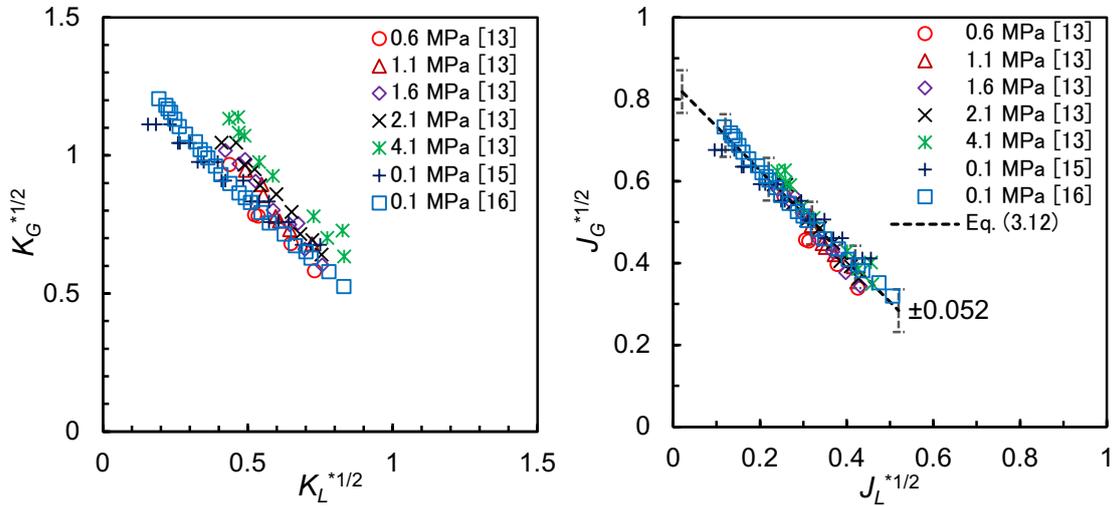
直径 $D = 20$ mm での空気・水データ[15,16]と蒸気・水データ[13]を図 3.14 に示す。 $D = 20$ mm では、図 3.14 (a)のように Kutateladze パラメータで整理するより図 3.14 (b)のように Wallis パラメータで整理する方が適している。Wallis パラメータを使用すると、大気圧の空気・水データと $P = 0.6 \sim 4.1$ MPa での蒸気・水データを良好に整理できる。図 3.14 (b)に示した測定値から、最小二乗法を用いて $D = 20$ mm に対する以下の CCFL 相関式を作成した。

$$J_G^{*1/2} + 1.07 J_L^{*1/2} = 0.84 \pm 0.052 \quad (D = 20 \text{ mm}) \quad (3.12)$$

87 個の測定点数の 95 %を含む式(3.12)の不確かさは ± 0.052 である。この式は他の直径には適用できない。

上端フラッシングでは、 $D \geq 30$ mm での CCFL 特性は $D < 30$ mm と異なり式(3.10)で表すことができる。また上端フラッシングでは、上部タンク水位 h_{ut} が CCFL 特性に影響を及ぼすため、流体物性値の影響を評価するには同じ h_{ut} で比較する必要がある。Ilyukhin ら[14]による CCFL 実験での h_{ut} は不明であるが、装置図から $h_{ut} =$ 約 0.3 m と推定した。そこで本研究では、第2章で述べたように、 $h_{ut} = 0.3$ m で測定した。Ilyukhin ら[14]と本実験の測定値を図 3.15 に示す。本実験の $h_{ut} = 0.1$ m での測定値は式(3.10)の不確かさ ± 0.11 の範囲内である。一方、Ilyukhin ら[14]による蒸気・水データは本実験による $h_{ut} = 0.3$ m での測定値および式(3.8)とほぼ一致しており、流体物性値の影響が小さいことを示している。

図 3.14 と図 3.15 は, Wallis パラメータもしくは Kutateladze パラメータを適切に選択すれば, 流体物性値が CCFL 特性に及ぼす影響は小さくなることを示している.



(a) Kutateladze パラメータ

(b) Wallis パラメータ

図 3.14 $D = 20 \text{ mm}$ での CCFL 特性への流体物性値の影響
(0.1 MPa の空気・水[15,16]; 0.6~4.1 MPa の蒸気・水[13])

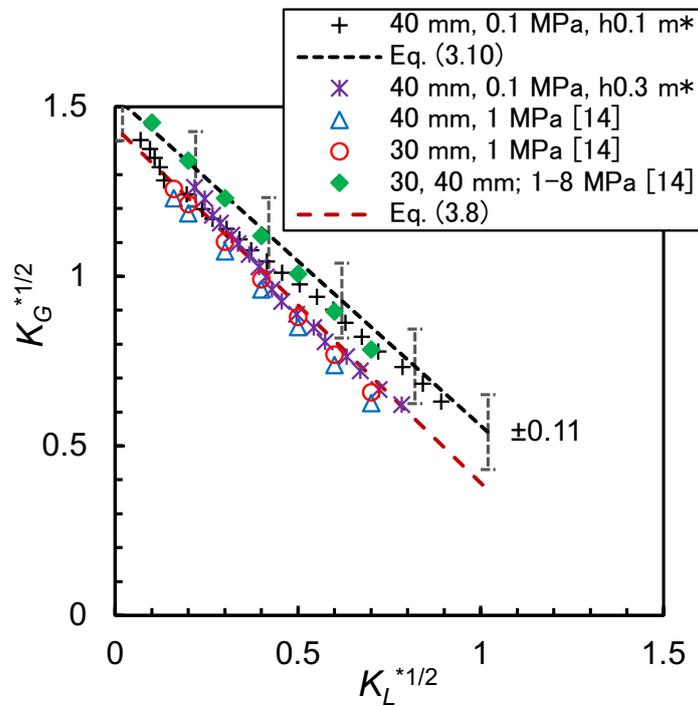


図 3.15 $D = 30 \sim 40 \text{ mm}$ での CCFL 特性への流体物性値の影響 (*本研究)

3.3 壁面摩擦係数

従来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[20]と島村ら[16]及び本実験に限られる。

第2章での検討の結果、Smooth film (SF) に対する f_w は单相流の 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单相流の f_w 相関式より大きいことを明らかにした。そこで、ここでは Goda ら[20]と島村ら[16]及び本実験による SF に対する f_w の測定値を用いて遷移域に対する f_w の相関式を作成する。

フラッタイング条件下での 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 に单相流の相関式が使用されている[21]。

$$f_w = \max \left(\frac{16}{Re_L}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}} \right), \quad Re_L = \frac{J_L D}{\nu_L} \quad (3.13)$$

Re_L は液相レイノルズ数、 ν_L は動粘度である。上端フラッタイングによる SF での f_w の測定値を図 3.16 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(3.13)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(3.13)を組み合わせることで次式を作成した。

$$f_w = \max \left(\frac{16}{Re_L}, \frac{0.70}{Re_L^{0.50}}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}} \right) (1 \pm 0.22) \quad (3.14)$$

式(3.14)における不確かさ ± 0.22 には測定値の 95 % を含む。なお、S/R の $D = 40$ mm で式(3.14)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(3.14)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 [5] 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。

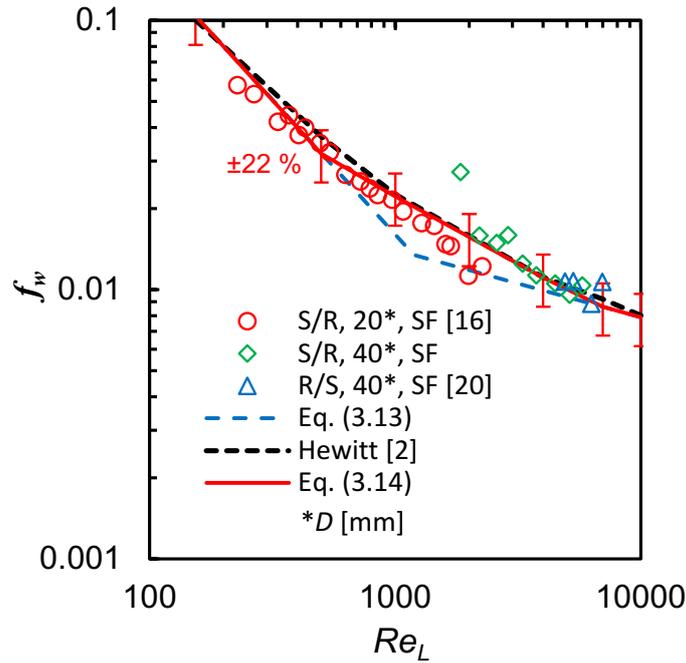


図 3.16 上端フラッディングによる SF での壁面摩擦係数 f_w
(上端/下端 : S/R, シャープ/ラウンド; R/S, ラウンド/シャープ)

Goda ら[20]と島村ら[16]及び本実験による f_w の全測定値を図 3.17 に示す. 上端ラウンド/下端シャープ (R/S) [20]では TR と Rough film (RF) を含めて f_w を式 (3.13) もしくは層流に対する式(3.15)で近似でき, 上端シャープ/下端ラウンド (S/R) の $D = 40 \text{ mm}$ では TR での f_w を式(3.15)で近似できる.

$$f_w = \frac{2.86 \times 10^4}{Re_L^{1.96}} \quad (3.15)$$

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(3.14)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.

$$f_w = \max \left(\frac{1.37 \times 10^4}{Re_L^{1.85}}, \frac{0.70}{Re_L^{0.50}}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}} \right) \quad (3.16)$$

Goda ら[20]と島村ら[16]及び本実験による f_w の全測定値を式(3.16)と比較して図 3.18 に示す. 式(3.16)は S/R の $D = 20 \text{ mm}$ 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.

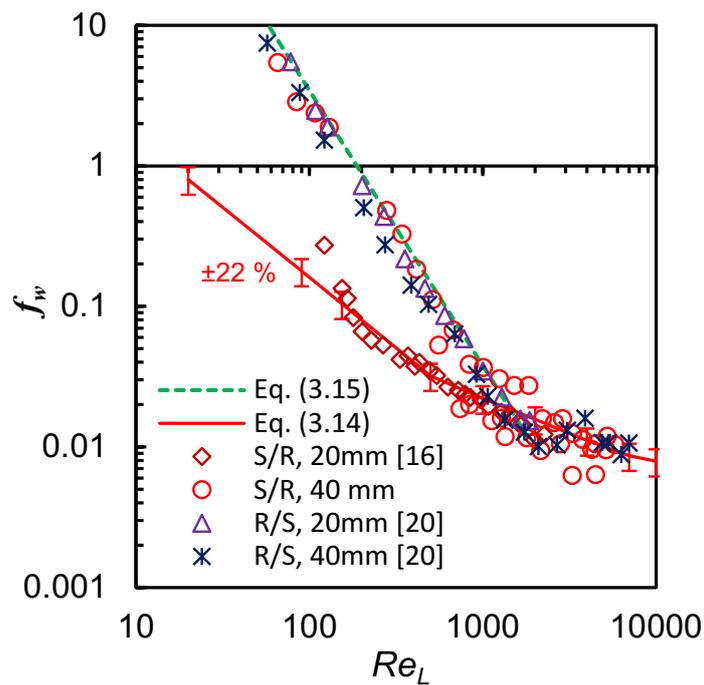


図 3.17 壁面摩擦係数 f_w の全測定値

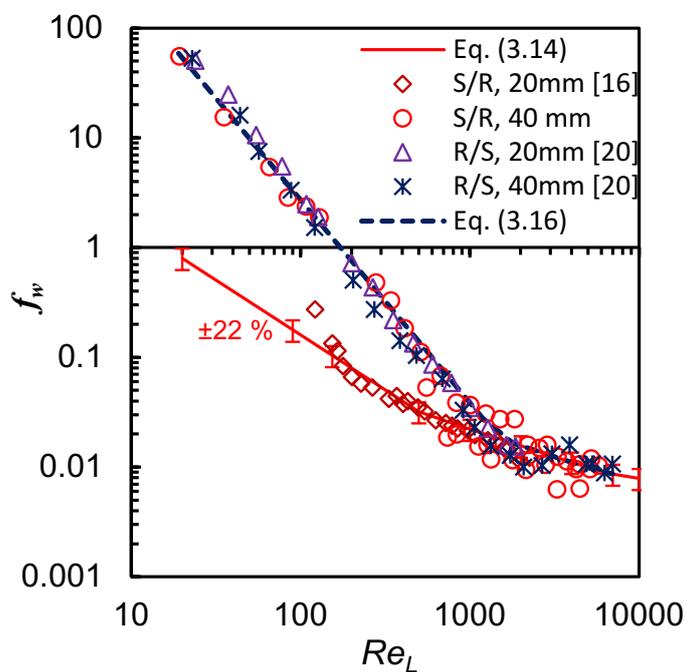


図 3.18 壁面摩擦係数 f_w の全測定値と式(3.16)の比較

3.4 考察

本研究で想定する鉛直管の最大直径は加圧器サージ管の約 0.3 m である。PWR の一次系配管では、通常運転時には液単相流であるが、事故時に圧力が蒸気発生器の二次系圧力である約 7 MPa 以下となり気液二相流が生じる可能性があるため、本研究では相関式の適用範囲として 7 MPa 以下を想定した。直径 0.3 m で圧力 7 MPa における無次元直径は $D^* = 187$ になる。したがって、本研究で想定する大口径、高圧は $D^* = 187$ 程度となる。

CCFL 相関式(3.10)の作成に用いた CCFL データの範囲は $11 \leq D^* \leq 94$ であり、 $D^* = 187$ の 50 % までであるが、大口径で定数 $C_K = 1.53$ が変化する兆候はない。また、図 3.15 に示したように、流体物性値が CCFL 特性に大きな影響を及ぼす傾向はない。Ilyukhin ら[14]は、 $P=1\sim 8$ MPa の C_K が 0.3~1.6 MPa の C_K の約 1.1 倍であると報告している。以上より、工学的には CCFL 相関式(3.10)を大口径、高圧に適用することは妥当と判断する。上部タンク水位 h_{ut} の影響を考慮する場合には、式(3.10)の勾配に式(3.8)の m を適用することを推奨するが、 h_{ut} の適用範囲が狭いことに留意する必要がある。

壁面摩擦係数 f_w の相関式(3.14)の作成に用いたデータ範囲は $7.3 \leq D^* \leq 14.7$ と狭いが、式(3.14)は単相流で用いられる f_w の相関式に基づいている。したがって、式(3.14)は大口径、高圧時の大きな液相レイノルズ数 Re_L に適用することは妥当であると判断する。ただし、 Re_L が大きくなると鉛直管の表面粗さが f_w の値に影響を及ぼすため、式(3.14)を高 Re_L に適用する場合には表面粗さの影響について検討する必要がある。

3.5 結言

上端シャープエッジの気液対向流制限について、既存のデータも踏まえ、直径 D の影響や上部タンク水位 h_{ut} の影響も考慮した上で、CCFL 相関式と壁面摩擦係数 f_w の相関式を作成した。

- (1) CCFL 特性は、小口径では Wallis パラメータ、大口径では Kutateladze パラメータで表せる。低 h_{ut} では $D \geq 44$ mm で、通常 h_{ut} では $D \geq 30$ mm で Kutateladze パラメータ支配になる。
- (2) h_{ut} が増加すると、 $D = 30$ mm では CCFL 定数 C_K と勾配 m が増加するが、 $D = 40$ mm では C_K はほぼ一定で m のみ増加する。
- (3) CCFL 特性を小口径では Wallis パラメータ、大口径では Kutateladze パラメータで整理すると、顕著な流体物性値の影響は生じなかった。

- (4) 上記(1)~(3)に基づき，無次元直径の範囲 $D^* = 11 \sim 94$ での既存データを用いて $m = 0.97$, $C_K = 1.53 \pm 0.11$ の相関式を作成した.
- (5) 上端フラッディングの Smooth film (SF)では， f_w は单相流に対する相関式で表せるが，層流から乱流への遷移域では单相流に対する相関式より大きく，相関式 $f_w = 0.70/Re_L^{0.50}$ とする必要がある.
- (6) $D = 40 \text{ mm}$ では Rough film (RF)への遷移状態 TR (Transition) で f_w が有意に大きくなる．そこで，TR と RF 用の相関式 $f_w = 1.37 \times 10^4 / Re_L^{1.85}$ を作成した.

第3章の参考文献

- [1] Takeuchi, K., Young, M. Y. and Gagnon, A. F., Flooding in the pressurizer surge line of AP600 plant and analyses of APEX data, *Nuclear Eng. Design*, Vol. 192(1), (1999), pp. 45-58.
- [2] Futatsugi, T., Yanagi, C., Murase, M., Hosokawa, S. and Tomiyama, A., Countercurrent Air-Water Flow in a Scale- Down Model of a Pressurizer Surge Line, *Sci. Technol. Nuclear Installations*, Vol. 2012, (2012), Article ID 174838.
- [3] 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, *Nuclear Technology*, Vol. 196, (2016), pp. 614-640.
- [4] 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, (2018), pp. 180-191.
- [5] Wallis, G. B., *One-dimensional two-phase flow*, McGraw-Hill, New York, (1969), 315-345.
- [6] 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).
- [7] 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. Nuclear Installations*, Vol. 2012, (2012), Article ID 754724, 9 pages.
- [8] Wallis, G. B. and Kuo, J. T., The behavior of gas-liquid interfaces in vertical tubes, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 2, (1976), pp. 521-536.
- [9] 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).
- [10] 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.
- [11] Richter, H. J., Lovell, T. W. and Wallis, G. B., The effects of scale on two-phase countercurrent flow flooding in vertical tubes, Final Report AT (49-24)-0329, Dartmouth College, 1977. (As cited by Bharathan et al., 1979)
- [12] Richter, H. J., Flooding in Tubes and Annuli, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 7(6),

- (1981), pp. 647-658.
- [13] 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), (1988), pp. 923–931. (in Russian).
- [14] Ilyukhin, Yu. N., Svetlov, S. V., Alekseev, S. B., Kukhtevich, V. O. and Sidorov, V. G., The hydrodynamic characteristics of the process of “flooding” under conditions of countercurrent flow of steam and water in vertical tubes, *High Temp*. Vol. 37 (3), (1999), pp. 463–469.
- [15] Matsumura, K. and Kaminaga, F., Experimental investigation of rising gas bubble characteristics from a vertical tube under CCFL condition, *Sci. Technol. Nucl. Installations*, Vol. 2012 (2012), Article ID785157, 15 pages.
- [16] 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對向流の界面及び壁面摩擦係数, *混相流シンポジウム 2018*, (2018), D212.
- [17] 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 (8), (1981), pp. 1381-1395.
- [18] Wallis, G. B. and Makkenchery, S., The hanging film phenomenon in vertical annular two-phase flow, *J. Fluids Eng.*, Vol. 96(3), (1974), pp. 297-298.
- [19] 山本泰功, 村瀬道雄, 林公祐, 細川茂雄, 富山明男, 鉛直管内における気液対向流制限, *混相流*, Vol. 30(4), (2016), pp. 392-401.
- [20] 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, (2019), ID110223.
- [21] 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, (1994), pp. 2566-2572.

第4章 ボイド率と液膜厚さ

4.1 はじめに

原子炉の事故解析コードでは、一次元二相流モデルに基づく相関式が用いられており、気液対向流条件においては炉心での冷却水量と燃料の冷却に影響を及ぼす落水制限 (CCFL) とボイド率あるいは液膜厚さに関する相関式が重要である。CCFL については多くの実験が行われて相関式が提案されている[1,2]。一方、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。

島村ら[3]は、 $D = 20 \text{ mm}$ で上端がシャープエッジで下端がラウンドエッジの鉛直管を用いて空気・水実験を行い、CCFL 特性と dP/dz 及び α_L を測定し、 f_w 及び f_i を求めた。そこで、これら dP/dz データまたは CCFL データから α_G を求める方法を検討する。この結果に基づいて、Bharathan ら[4]および Ilyukhin ら[5]によって報告された dP/dz データから α_G を求める。Goda ら [6]、島村ら[3]及び本実験による α_G の測定値、及び Bharathan ら[4]と Ilyukhin ら[5]による dP/dz データから求めた α_G を用いて、SF(Smooth Film)に対する δ の相関式を作成する。Goda ら[6]、島村ら[3]及び本実験は $D = 20 \text{ mm}$ と 40 mm の空気・水系、Bharathan ら[4]は $D = 50.8 \text{ mm}$ の空気・水系、Ilyukhin ら[5]は $D = 20 \text{ mm}$ で圧力 $P = 0.6 \sim 4.1 \text{ MPa}$ の蒸気・水系である。本研究で作成する相関式の適用対象は、 $D = 0.3 \text{ m}$ の加圧器サージ管であり、圧力 7 MPa 以下の蒸気・水系であるため、作成する δ 相関式の大口径、高温高压への適用性を検討する。

4.2 ボイド率の評価方法

4.2.1 環状流モデル

定常流の環状流モデルでは、気相に作用する力の釣り合いと全流体に作用する力の釣り合いを次式で表せる[6-8]。

$$\frac{dP}{dz} + \rho_G g + \frac{f_i}{2} \rho_G \left[\frac{J_G}{\alpha_G} - \frac{J_L}{1 - \alpha_G} \right]^2 \frac{4}{D \sqrt{\alpha_G}} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{dP}{dz} + [\rho_G \alpha_G g + \rho_L (1 - \alpha_G) g] - \frac{f_w}{2} \rho_L \left(\frac{J_L}{1 - \alpha_G} \right)^2 \frac{4}{D} = 0 \quad (4.2)$$

ここで、添字 G と L はそれぞれ気相と液相を示し、 $D [\text{m}]$ は直径、 f_i は界面摩擦係数、 f_w は壁面摩擦係数、 $g [\text{m/s}^2]$ は重力加速度、 $J [\text{m/s}]$ は体積流束、 $P [\text{Pa}]$ は圧

力, z [m]は鉛直座標, α_G はボイド率, ρ [kg/m³]は密度である. Bharathan and Wallis[7]は, 式(4.1)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.

式(4.1)と(4.2)から dP/dz を消去すると, J_G と J_L の関係を与える次式を得る.

$$(1-\alpha_G)(\rho_L - \rho_G)g - 2f_w\rho_L \frac{\left(\frac{J_L}{1-\alpha_G}\right)^2}{D} - 2f_i\rho_G \frac{\left(\frac{J_G}{\alpha_G} - \frac{J_L}{1-\alpha_G}\right)^2}{D\alpha_G^{1/2}} = 0 \quad (4.3)$$

CCFL 相関式は J_G と J_L の関係を与える. Wallis [1]は, 式(4.3)及び f_w と f_i の相関式を用い, α_G をパラメータにして J_G と J_L の関係を求めるエンベロープ法を提案した. エンベロープ法では, J_G と J_L の関係のエンベロープから J_G と J_L に対応する α_G を求める. しかし, Bharathan and Wallis[7]は, エンベロープ法は J_L の理論的最大値を与え J_L を過大評価すると報告している. 数土[8]は, 式(4.3)と f_w の相関式及びエンベロープ法を用いて, J_L の計算値が Richter [9]の報告による CCFL データと一致する f_i を求め, f_i の相関式を提案した. Bharathan and Wallis[7]の方法では f_w と f_i の相関式を用いて CCFL 特性と α_G を求め, 数土[8]の方法では f_w の相関式と CCFL データを用いて f_i と α_G を求めている. 一方, CCFL データと dP/dz データ及び f_w の相関式を用いて式(4.2)から α_G を, 式(4.1)から f_i を求めることもできる.

本章における目的は, 信頼性がある α_G あるいは α_L の測定値が少ないため, 従来研究による CCFL データや dP/dz データを活用して信頼できる α_G の評価値を求め, α_G に関する相関式を作成することである. そこで, 島村ら[3]による α_G の測定値を用いて, Bharathan and Wallis[7]によるエンベロープ法, 数土[8]によるエンベロープ法, dP/dz データ及び f_w の相関式による方法の有効性を検証する. f_w の相関式には第3章で作成した式(3.15)を使用する.

$$f_w = \max\left(\frac{16}{Re_L}, \frac{0.70}{Re_L^{0.50}}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}}\right) \quad (4.4)$$

$$Re_L = \frac{J_L D}{\nu_L} \quad (4.5)$$

ここで, Re_L は落下水の液相レイノルズ数である.

4.2.2 エンベロープ法

式(4.3)を $(\rho_L - \rho_G)g$ で除して無次元化して整理すると、次式が得られる。

$$\frac{2f_i}{\alpha_G^{5/2}} + \left[J_G^* - \frac{\alpha_G}{1 - \alpha_G} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} J_L^* \right]^2 + \frac{2f_w}{(1 - \alpha_G)^2} J_L^{*2} = (1 - \alpha_G) \quad (4.6)$$

$$J_i^* = \left[\frac{\rho_i}{(\rho_L - \rho_G)gD} \right]^{1/2} J_i \quad (i = G \text{ or } L). \quad (4.7)$$

式(4.7)で定義される J_i^* は Wallis パラメータである。エンベロープ法[1]では、 f_w と f_i の相関式を与え、 α_G をパラメータにして式(4.6)で J_G と J_L の関係を計算し、そのエンベロープを CCFL 特性とする。一方、 α_G ごとの J_G と J_L の関係とエンベロープから J_G と J_L の組み合わせに対する α_G の定量値を読み取るのは困難であり、 α_G を定量評価する場合には次式を用いる。

$$\frac{\partial J_L^*}{\partial \alpha_G} = 0 \quad \text{あるいは} \quad \frac{\partial J_G^*}{\partial \alpha_G} = 0. \quad (4.8)$$

式(4.8)は最大流量条件であり、 J_L もしくは J_G が最大になる α_G で流動状態が最も安定になるという仮定に基づいている。

α_G の評価方法の検証が目的であるため、 f_i の相関式には島村ら[3]による測定値に対するフィット式

$$f_i = \frac{0.0049}{J_G^{*1.8}} \quad (D = 20\text{mm}) \quad (4.9)$$

を使用する。

エンベロープ法[1]による計算の条件を表 4.1 に示す。Case 1 は α_G をパラメータにして式(4.6)で J_G と J_L の関係を計算したもので、計算結果を図 4.1 に示す。計算結果のエンベロープは、最大流量条件である式(4.8)を用いた Case 2 の計算値と一致している。式(4.8)の $\partial J_L^* / \partial \alpha_G = 0$ を用いると $J_L \doteq 0$ の近傍で計算が不安定になりやすいため、本計算では $\partial J_G^* / \partial \alpha_G = 0$ を使用した。Bharathan and Wallis[7] による CCFL 特性の計算と同様に、Case 1 の計算結果のエンベロープ及び Case 2 は図 4.1 からわかるように J_L を大きく過大評価する。

表 4.1 エンベロープ法を用いた計算の条件

Case	Data	Basic equation	Equation for α_G	Correlation for f_w	Correlation for f_i
1	----	Eq. (4.6)	----	Eq. (4.4)	Eq. (4.9)
2	----	Eq. (4.6)	Eq. (4.8)	Eq. (4.4)	Eq. (4.9)
3	CCFL [3]	Eq. (4.6)	Eq. (4.8)	Eq. (4.4)	Eq. (4.10)

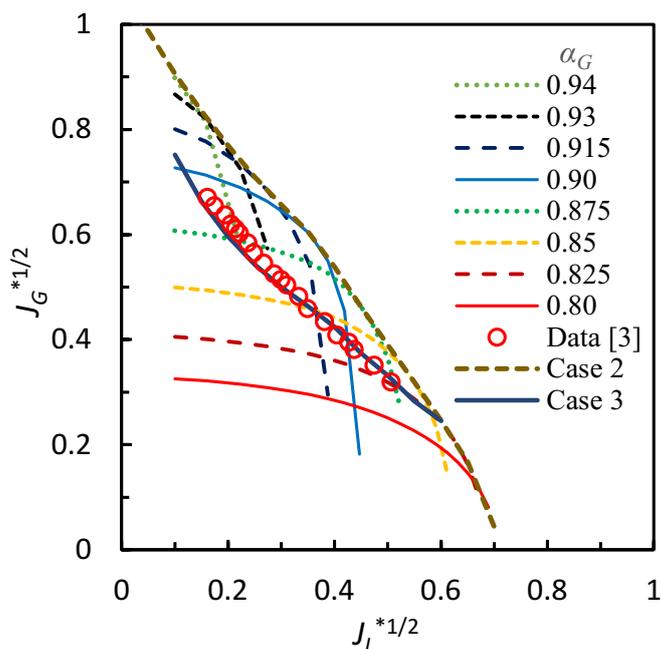


図 4.1 エンベロープ法による計算結果 (表 4.1 の Case 1)

$J_L^{*1/2} = 0.22$ に対する Case 2 の計算と測定値[3]の比較を図 4.2 に示す. 図 4.2 は図 4.1 における一つの条件に対応している ($J_L^{*1/2} = 0.22$ で Data は $J_G^{*1/2} = 0.60$, 計算値は $J_G^{*1/2} = 0.74$). 実線の計算値は f_w に式(4.4)を使用し, 破線の計算値は f_w に測定値[3]を使用した, 式(4.4)と測定値の間に顕著な違いはない. 測定値[3]は計算線の上にあるが, 式(4.8)の条件 $\partial J_G^* / \partial \alpha_G = 0$ を満たしていない. $\partial J_G^* / \partial \alpha_G = 0$ を満たす点は測定値より α_G が低く J_G^* が大きい.

表 4.1 の Case 3 では, 数土[8]による計算と同様に, CCFL の計算値が測定値と一致するように f_i を求めた.

$$f_i = 0.008 + 20000 \left(\frac{1 - \alpha_G^{1/2}}{2} \right)^3 \quad (D = 20\text{mm}) \quad (4.10)$$

式(4.10)を用いた CCFL 計算値は図 4.1 の Case 3 で示すように測定値と一致している。

次に、Case 2, Case 3 による液相体積率 α_L の計算値と測定値[3]の比較を図 4.3 に示す。図 4.2 から推察されるように、測定値に基づく f_i の相関式(4.9)を使用した Case 2 では α_L を過大に計算する。CCFL の計算値が測定値と一致するように求めた f_i の相関式(4.10)を使用した Case 3 でも α_L を過大評価するが、式(4.9)より測定値[3]に近い計算値を与える。

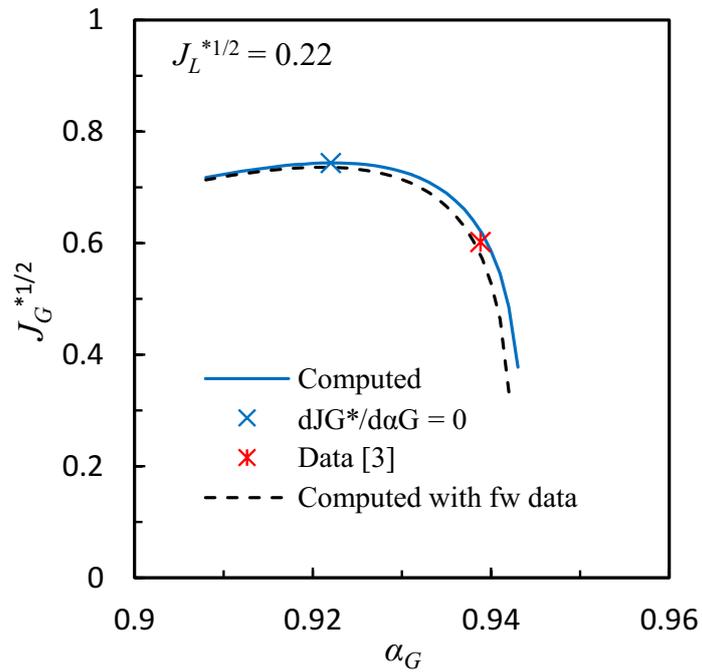


図 4.2 Case 2 の計算と測定値の比較

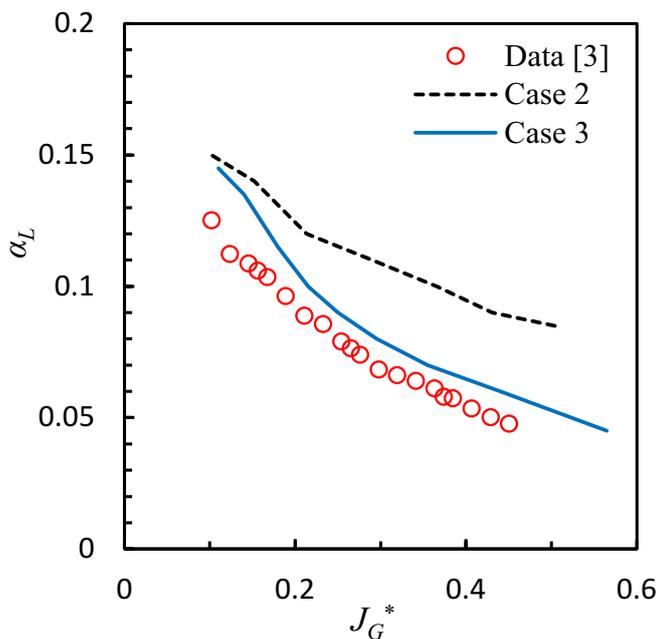


図 4.3 液相体積率の計算値

4.2.3 圧力勾配

エンベロープ法を用いると、 J_L , α_L を過大評価する．そこで、 dP/dz データ[3]を用いた α_G 評価方法を検討する．まず、 f_w 相関式が α_G 計算値に及ぼす影響を評価した． dP/dz データを用いた α_G の計算条件を表 4.2 に示す．表 4.2 の項目は表 4.1 と対応している． $f_w = 0, 0.005$ は Bharathan and Wallis [7], Wallis [1] がそれぞれ RF (Rough Film), SF に対して使用した近似である．式(4.4)では、単相流に対する f_w の相関式に遷移域に対する相関式を追加しているが、その追加した相関式の影響を評価するために、Case 3 では単相流に対する次の f_w 相関式を使用した．

$$f_w = \max\left(\frac{16}{Re_L}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}}\right) \quad (4.11)$$

dP/dz データを用いた α_L の計算値を図 4.4 に示す．Case 1 は SF では f_w を無視できないことを示している．Bharathan and Wallis [7] が SF に対して推奨した $f_w = 0.005$ では α_L を大きく過小評価する． $f_w = 0.005$ での α_L の計算値は、Wallis [1] が推奨する SF に対する次の液膜厚さ δ の相関式とよく一致している．

$$\frac{\delta}{D} = 0.63 J_L^{*2/3} \quad (\text{乱流}) \quad (4.12)$$

dP/dz データと式(4.11)を用いた Case 3 の計算値は測定値とよく一致しているが

一部の領域で α_L を過小評価する．これに対して提案式(4.4)を用いると α_L の計算値は測定値と非常によく一致する．式(4.4)と(4.11)による α_L の計算値の差は最大で約 0.01 である． α_L の測定範囲 0.05~0.12 に対し 0.01 の差は最大で測定値の 20%にあたる．

表 4.2 dP/dz データを用いた α_G の計算条件

Case	Data	Basic equation	Equation for α_G	Correlation for f_w	Correlation for f_i
1	dP/dz [3]	Eq. (4.2)	----	0 [7]	----
2	dP/dz [3]	Eq. (4.2)	----	0.005 [1]	----
3	dP/dz [3]	Eq. (4.2)	----	Eq. (4.11)	----
4	dP/dz [3]	Eq. (4.2)	----	Eq. (4.4)	----

(Compare with table 4.1)

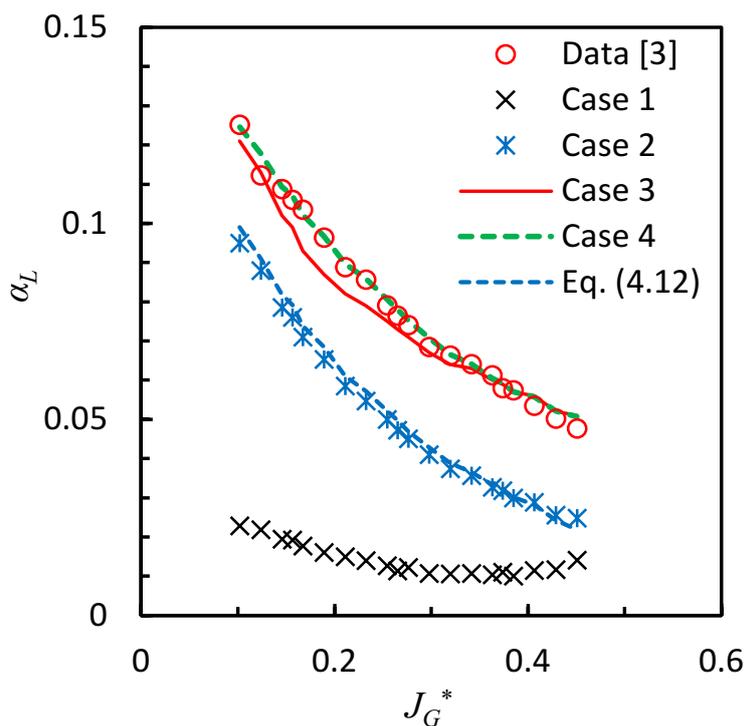


図 4.4 dP/dz データを用いた液相体積率の計算値

4.3 液膜厚さの相関式

4.3.1 従来相関式

環状流モデルでは、 α と δ の関係は次式で表せる。

$$\alpha_G = \left(1 - \frac{2\delta}{D}\right)^2 \quad \text{or} \quad \frac{\delta}{D} = \frac{1 - \alpha_G^{1/2}}{2} \quad (4.13)$$

SF は自由落下液膜に近い場合、層流に対しては Nusselt の式[10]が広く使用されている[1,7,11].

$$\frac{\delta}{L_v} = \left(\frac{3Re_L}{4}\right)^{1/3} \quad (\text{層流}) \quad (4.14)$$

$$L_v = \left(\frac{v_L^2}{g}\right)^{1/3} \quad (4.15)$$

ν_L [m²/s] は液相の動粘度である。Wallis [1] は乱流に対して式(4.12)を推奨しているが、図 4.4 に示したように、 α_L を過小評価する。Imura ら[11] は乱流に対して Feind [12] による次式を用いて α_G を評価した。

$$\frac{\delta}{L_v} = 0.266Re_L^{1/2} \quad (\text{乱流}) \quad (4.16)$$

式(4.14)と(4.16)を組み合わせると次式が得られる。

$$\frac{\delta}{L_v} = \max \left\{ \left(\frac{3Re_L}{4}\right)^{1/3}, 0.266Re_L^{1/2} \right\} \quad (4.17)$$

4.3.2 液膜厚さデータ

液膜厚さ δ の相関式の作成に用いた実験データを表 4.3 に示す。Goda ら[6]、島村ら[3]と同様に α_L を測定し、本研究ではそこから式(4.13)を用いて δ を求めた。これらの他、Bharathan ら[4]及び Ilyukhin ら[5]による測定値に対して、表 4.1 と表 4.2 に示した評価方法で最も精度の良かった表 4.2 の Case 2 と同様に、 dP/dz の測定値と f_w の相関式(4.4)を用いて δ を求めた。

表 4.3 液膜厚さ δ の評価に用いた実験の条件

Reference	D (mm)	Top/Bottom	Fluids	P (MPa)	dH (m) for dP	Data
Goda et al. [6]	40	Round edge/ Sharp edge (R/S)	Air-Water	0.1	0.54	$\alpha_G, dP/dz$
Shimamura et al. [3]	20	Sharp edge/ Round edge (S/R)	Air-Water	0.1	0.6	$\alpha_G, dP/dz$
This study	40	S/R	Air-Water	0.1	0.54	$\alpha_G, dP/dz$
Bharathan et al. [4]	50.8	S/R, Sharp edge/ Sharp edge (S/S)	Air-Water	0.1	0.9	$\delta, dP/dz$
Ilyukhin et al. [5]	20	S/S	Steam- Water	0.6-4.1	0.2	dP/dz

D , diameter; dH , height for dP measurement; P , pressure

Goda ら[6], 島村ら[3], 及び本研究による δ を式(4.17)と比較して図 4.5 に示す。また, Bharathan ら[4]による dP/dz データから求めた δ を式(4.17)と比較して図 4.6 に, Ilyukhin ら[5] による dP/dz データから求めた δ を式(4.17)と比較して図 4.7 に示す。低 Re_L での δ は式(4.17)と一致しているが, Re_L が増加すると δ は式(4.17)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 4.7 に示した蒸気・水系[5]では, L_v が小さいため δ/L_v が大きくなる。

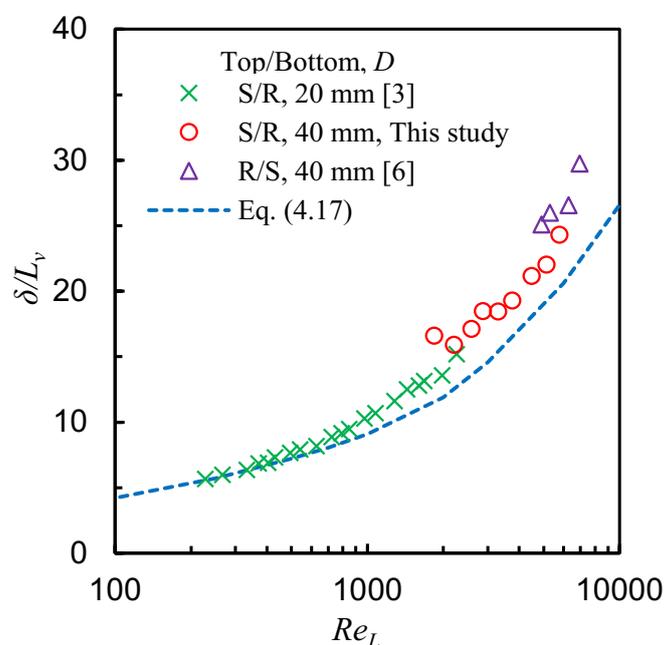


図 4.5 ボイド率の測定値に基づく液膜厚さ δ ($L_v = (v_L^2/g)^{1/3}$; R/S, round edge top/ sharp edge bottom; S/R, sharp edge top/round edge bottom)

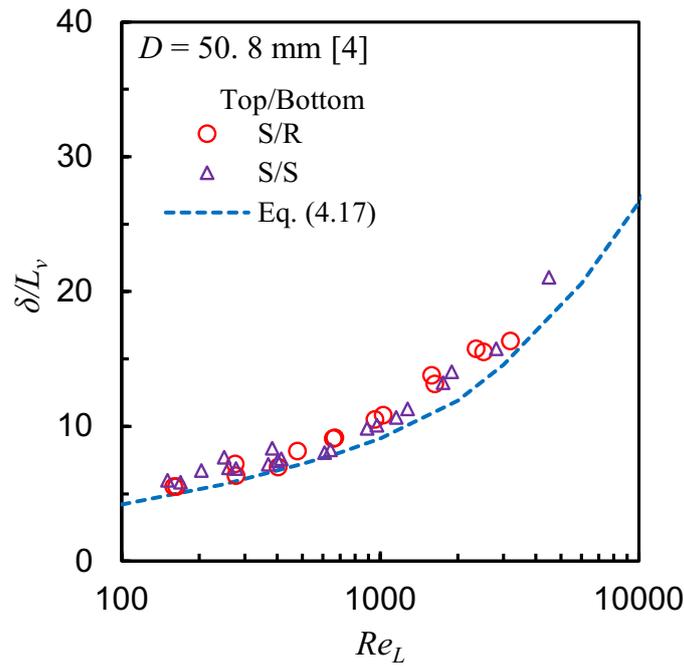


図 4.6 圧力勾配データ[4]に基づく液膜厚さ δ ($L_v = (v_L^2/g)^{1/3}$; S/R, sharp edge top/ round edge bottom; S/S, sharp edge top/ sharp edge bottom)

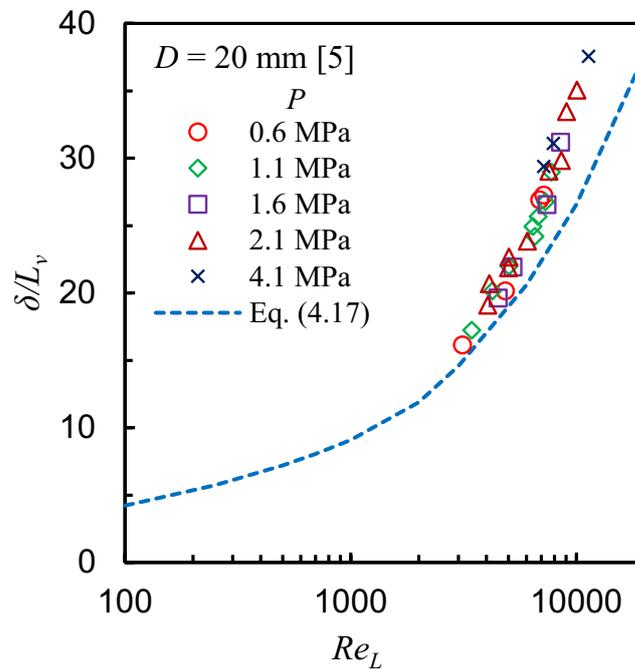


図 4.7 蒸気・水系での圧力勾配データ[5]に基づく液膜厚さ δ ($L_v = (v_L^2/g)^{1/3}$; sharp edge top/sharp edge bottom)

4.3.3 相関式

4.3.2で求めた上端フラッディングによるSFでの δ を図4.8に示す。 $Re_L \leq 500$ では式(4.17)と一致しているが、 $Re_L > 1000$ では δ は式(4.17)より有意に厚くなっている。そこで、図4.8の δ データを用いて相関式を作成した。

δ 相関式作成に際しては、多くの従来研究例がある自由落下液膜に対する δ 相関式を参考にした。自由落下液膜での δ は $\delta/L_v = a Re_L^n$ で表され、乱流に対する指数 n には0.6と2/3 [1], 2/3 [13], 8/15 [14], 1/2 [12]がある。指数 n を2式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 [10]による式(4.14)を使用した。遷移域を $1000 < Re_L < 3000$ 、乱流域を $Re_L > 3000$ とし、図4.8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従来研究による 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。

$$\frac{\delta}{L_v} = \max \left\{ \left(\frac{3Re_L}{4} \right)^{1/3}, 0.32Re_L^{1/2}, 0.076Re_L^{2/3} \right\} \quad (4.18)$$

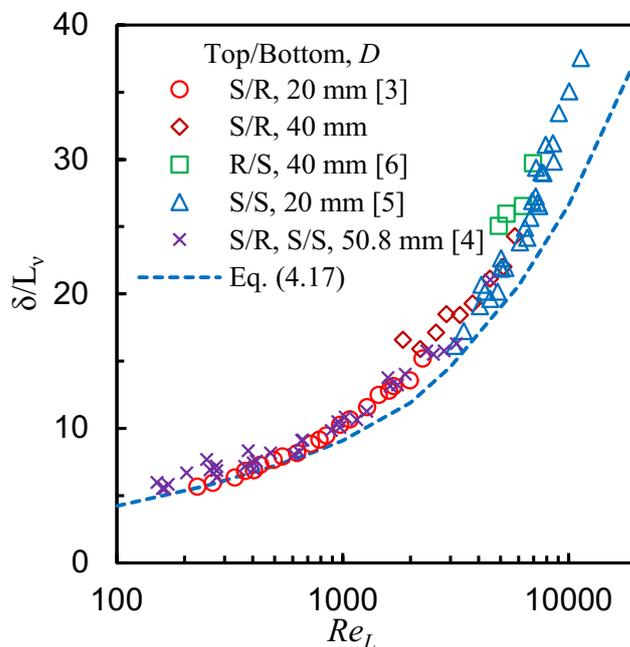


図 4.8 上端フラッディングによる smooth film (SF)での液膜厚さ δ
 $(L_v = (v_L^2/g)^{1/3}$; R/S, round edge top/sharp edge bottom; S/R, sharp edge top/ round edge bottom; S/S, sharp edge top/ sharp edge bottom)

式(4.18)と δ の比較を図4.9に示す。また、式(4.18)によるボイド率の計算値 α_c と測定値 α_m の比較を図4.10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。

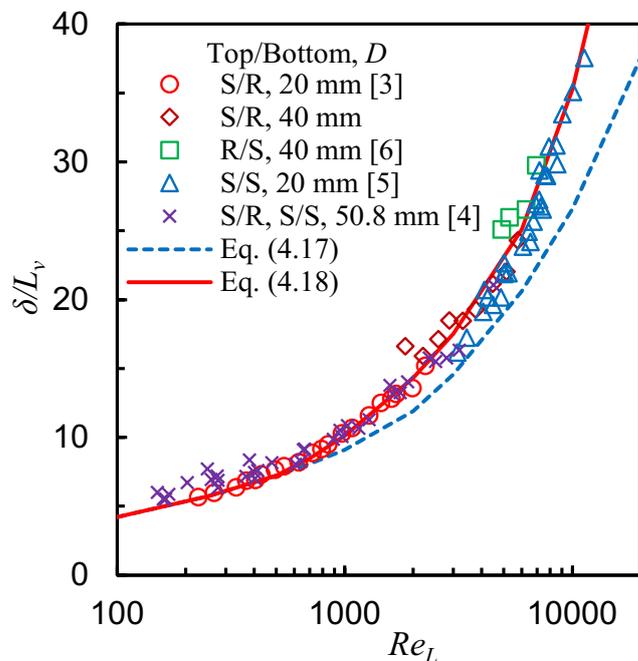


図4.9 式(4.18)と液膜厚さ δ の比較

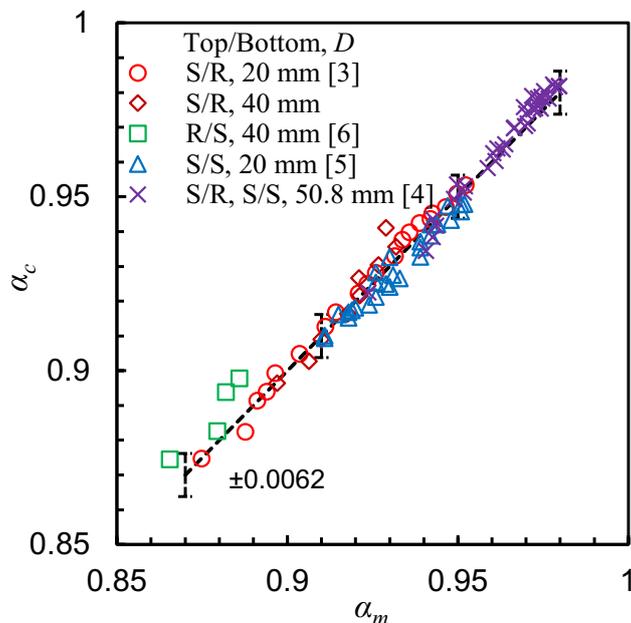


図4.10 式(4.18)によるボイド率の計算値 α_c と測定値 α_m の比較

4.4 考察

4.4.1 層流

作成した相関式(4.18)では層流に Nusselt [10]による式(4.14)を使用した。しかし、図 4.9 に示したように、式(4.14)は δ の測定値の下限であり、 δ の測定値の中央値は式(4.14)による計算値より厚い。そこで、 $\delta/L_v = a Re_L^n$ における指数を式(4.14)と同じ $n = 1/3$ とし、 $Re_L < 1000$ での測定値から $n = 1/3$ での平均値として係数 $a = 1.0$ を求めた。

$$\frac{\delta}{L_v} = 1.0 Re_L^{1/3} \quad (Re_L < 1000) \quad (4.19)$$

式(4.19)と測定値との比較を図 4.11 に示す。式(4.19)は式(4.14)の 1.1 倍であり顕著な違いはない。

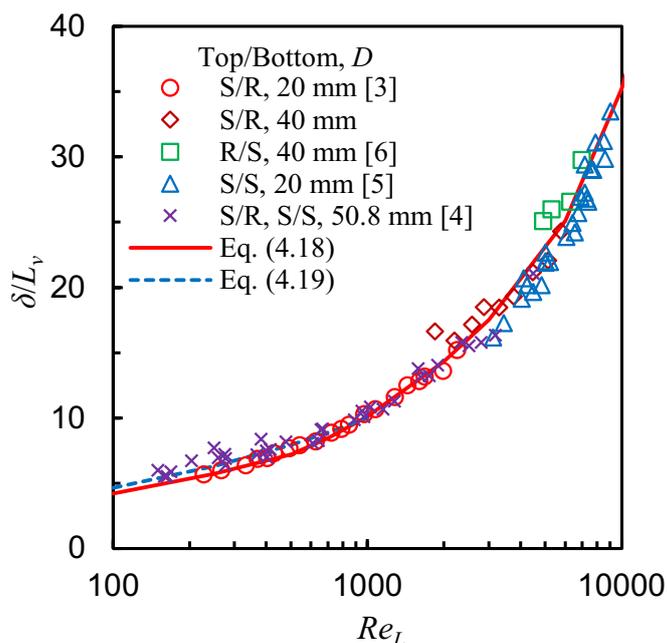


図 4.11 式(4.19)と測定値との比較

4.4.2 上部タンク水位の影響

第3章で示したように、上部タンク水位 h_{ut} は CCFL 特性に影響を及ぼす。そこで、 h_{ut} が δ に及ぼす影響を調べ、図 4.12 に示す。図 4.5 に示した δ の測定値の h_{ut} は 0.1 m である。 h_{ut} が高くなると、流動状態の変動が大きくなり α_G の測定が困難になったため、 $h_{ut} = 0.3$ m については、 dP/dz 測定値と式(4.4)を用いて α_G を計算して δ を求めた。 h_{ut} が高くなると、 δ が薄くなる傾向があるが、 $h_{ut} = 0.2$ m,

0.3 m でも式(4.17)より厚くなった.

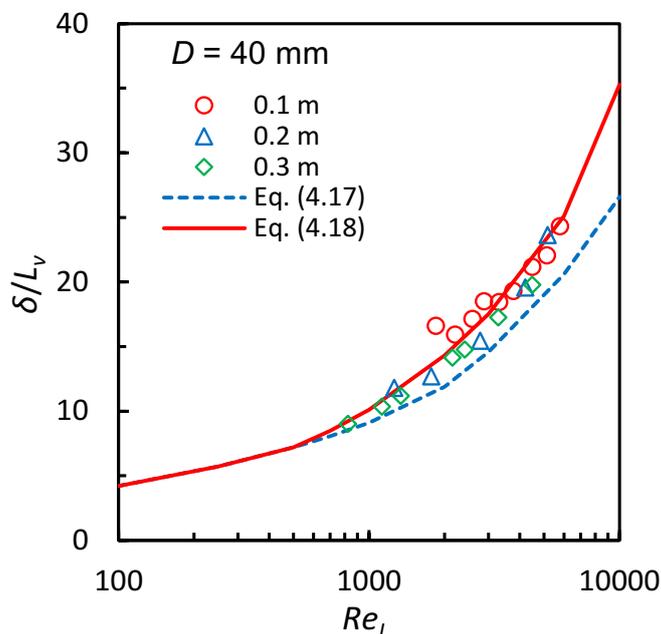


図 4.12 上部タンク水位が液膜厚さ δ に及ぼす影響
(h_{ut} , water level in the upper tank)

4.4.3 直径と流体物性値の影響

作成した δ 相関式(4.18)の大口径, 高温高压への適用性を検討する. 実機条件 $D = 0.3$ m, $P = 7$ MPa での無次元直径は $D^* = 187$ になる. なお, D^* は次式で定義される.

$$D^* = \frac{D}{L} \tag{4.20}$$

$$L = \left(\frac{\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right)^{1/2} \tag{4.21}$$

式(4.18)を作成したデータの範囲は $7.3 \leq D^* \leq 18.6$ であり, $D^* = 187$ はデータ範囲の 10 倍になる. 大口径, 高压条件で式(4.18)を検証できる測定値はないため, 式(4.18)を用いて大口径, 高压に対する δ を計算し, 適用性について検討した. 原子炉の事故解析では, 検証範囲を超えて各種の相関式を使用する場合があります, 外挿使用する場合に定性的に妥当であることを確認しておくことは重要である.

直径をパラメータにした式(4.18)による δ の計算値を図 4.13 に示す. 直径増加に伴い δ は増加しているが, Re_L が D に比例することから δ は $D^{1/3} \sim D^{2/3}$ に比例

して増加し、式(4.18)を大口径に適用する際の問題は見当たらない。

蒸気・水系での圧力をパラメータにした式(4.18)による δ の計算値を図4.14に示す。圧力の増加に伴い気相密度が増加して J_G が減少する。式(4.15)及び式(4.18)より、 δ は液相動粘度 ν_L に対して $\nu_L^{1/3} \sim \nu_L^0$ に比例し、 ν_L の影響は大きくない。したがって、式(4.18)を大口径に適用する際の問題は見当たらない。

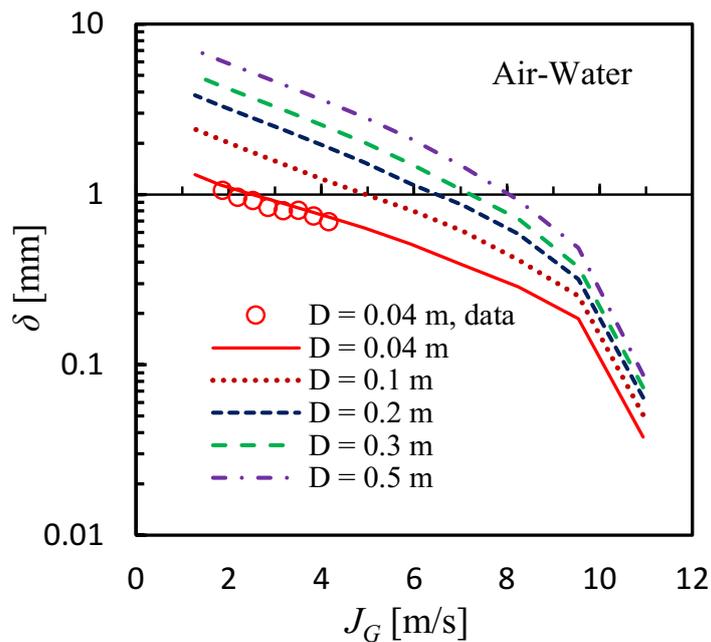


図 4.13 式(4.18)による大口径に対する δ の計算値

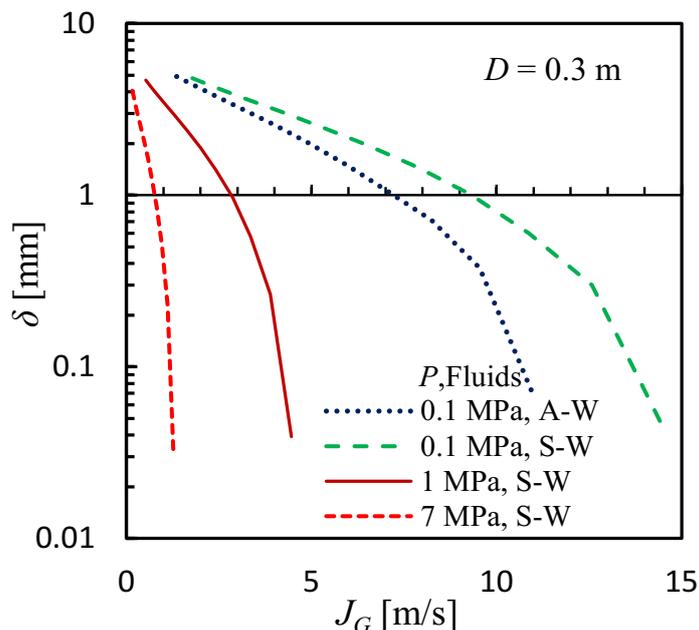


図 4.14 式(4.18)による高温高压条件に対する δ の計算値

4.5 結言

本章では、鉛直管の上端でフラッキングが生じて管内に SF が形成される場合における液膜厚さ δ を求め、その相関式を作成することを目的とした。フラッキング状態では信頼性のあるボイド率 α_G の測定値が極めて少ないため、島村ら[3]による測定値を用いて、 dP/dz データまたは CCFL データから α_G を求める方法について検討した。この結果に基づいて、Bharathan ら[4]および Ilyukhin ら[5]によって報告された dP/dz データから α_G を求めた。Goda ら [6]，島村ら[3]，及び本研究による α_L の測定値，並びに Bharathan ら[4]及び Ilyukhin ら[5]による dP/dz データから求めた α_G を用いて，SF に対する δ 相関式を作成した。さらに，作成した δ 相関式の大口径，高压条件への適用性を検討した。得られた結論は以下の通りである。

- (1) Wallis によるエンベロープ法は，液相体積流束 J_L と液相体積率 α_L を過大評価する。一方，適切な壁面摩擦係数 f_w 相関式と dP/dz の測定値を用いれば， α_L を適切に評価できる。
- (2) δ は層流では Nusselt の式により表せる。遷移域と乱流では自由落下液膜より δ は厚くなり，遷移域では液相レイノルズ数 Re_L の 1/2 乗に比例し，乱流では Re_L の 2/3 乗に比例する。作成した δ 相関式では， $\alpha_G = 0.87 \sim 0.98$ の範囲で測定値の 95% が含まれる不確かさの幅は ± 0.0062 と小さい。

- (3) 作成した δ 相関式の適用範囲は $7.3 \leq D^* \leq 18.6$ であるが、大口径、高圧条件に対しても定性的に妥当な評価が可能と考えられる。

第4章の参考文献

- [1] Wallis, G. B., One-dimensional two-phase flow, McGraw-Hill, New York, (1969), pp. 315-345.
- [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] 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, (2018), D212.
- [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] 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), (1988), pp. 923–931. (in Russian)
- [6] 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, (2019), ID110223.
- [7] Bharathan, D. and Wallis, G. B., Air-water countercurrent annular flow. Int J Multiphase Flow, Vol. 9, (1983), pp. 349-366.
- [8] 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, (1994), pp. 2566-2572.
- [9] Richter, H. J., Flooding in Tubes and Annuli, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7(6), (1981), pp. 647-658.
- [10] Nusselt, W., Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes, Z. Ver. Deut. Ing., Vol. 60, (1916), p. 569.
- [11] Imura, H., Kusuda, H. and Funatsu, S., Flooding Velocity in a Counter-current Annular Two-Phase Flow, Chemical Engineering Science, Vol. 32, (1977), pp. 79-87.
- [12] Feind, K., Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in Lotrechten Rohren, VDI-Forschungsheft, 481 (1960). (in German)
- [13] Brötz, W., Über die vorausberechnung der absorptionsgeschwindigkeit von gasen in strömenden flüssigkeitsschichten, Chemie. Ing. Techn., Vol. 26, (1954), pp. 470-478. (in German)

- [14] Brauer, H., Strömungsuntersuchungen und wärmeübergang bei rieselfilmen, VDI Forschungsheft, 457, (1956), (B22). (in German)

第5章 界面摩擦係数とドリフトフラックス相関式

5.1 はじめに

第4章では、圧力勾配 dP/dz の既存データと第3章で作成した壁面摩擦係数 f_w 相関式を用いてボイド率 α_G を求め、液膜厚さ δ の相関式を作成した。しかし、原子炉の事故解析コードでは、 α_G あるいは δ 相関式が用いられることは少なく、界面摩擦係数 f_i の相関式もしくはドリフトフラックスモデル[1]が用いられることが多い。そこで、本章では、上端フラiddiング時の SF (Smooth Film) に対する f_i 相関式とドリフトフラックス変数の相関式の作成を目的とする。

数士[2]は、Wallis によるエンベロップ法[3]を用いて Richter [4]が報告した CCFL データに一致する f_i を求めて相関式を提案したが、エンベロップ法を用いると f_i を過大評価する。その他、SF に対する f_i 相関式は見当たらない。また、対向流条件に対するドリフトフラックス相関式も見当たらない。

本研究では、上端フラiddiングによる SF に対する f_i の評価値が極めて少ないことを踏まえ、第4章で用いた α_G や δ から計算した f_i 及び本研究での f_i 測定値を用いて相関式を作成する。主要な影響因子として従来相関式で用いられている δ [2,5,6] 及び気相 Kutateladze パラメータ K_G^* [7] について検討する。次に、ドリフトフラックスモデルの分布定数 C_0 及びドリフト速度 V_{gf} を評価し、これらに対する相関式を求める。また、大口径、高圧条件への適用性も検討する。

5.2 界面摩擦係数

5.2.1 環状流モデルと相関式

気相に作用する力の釣り合い及び全流体に作用する力の釣り合い式から次の無次元式が得られる。

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)^* + \frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} + \left(\frac{2f_i}{\alpha_G^{1/2}}\right) \left\{ \frac{J_G^*}{\alpha_G} - \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{1/2} \frac{J_L^*}{1 - \alpha_G} \right\}^2 = 0 \quad (5.1)$$

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)^* + \left\{ (1 - \alpha_G) + \frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \right\} - 2f_w \left(\frac{J_L^*}{1 - \alpha_G} \right)^2 = 0 \quad (5.2)$$

$$J_i^* = \left[\frac{\rho_i}{(\rho_L - \rho_G)gD} \right]^{1/2} J_i \quad (i = G \text{ or } L). \quad (5.3)$$

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)^* = \frac{\frac{dP}{dz}}{(\rho_L - \rho_G)g} \quad (5.4)$$

J_i は体積流束, J_i^* は Wallis パラメータ, ρ は密度であり, 添字の G と L は気相と液相を示す. 任意の J_G に対して dP/dz , J_L , 及び α_G を測定できると, 式(5.1)より f_i を, 式(5.2)より f_w を求められる. 信頼できる f_w の相関式があれば, CCFL 相関式から J_L を求め, dP/dz データと式(5.2)から α_G を求め, 式(5.1)から f_i を求めることができる.

CCFL 相関式 (J_G と J_L の関係) には, 第3章で作成した次式を使用できる.

$$K_G^{*1/2} + 0.97 K_L^{*1/2} = 1.53 \pm 0.11 \quad (11 \leq D^* \leq 94) \quad (5.5)$$

$$K_i^* = \frac{J_i}{\left\{ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_i^2} \right\}^{1/4}} \quad (i = G \text{ or } L) \quad (5.6)$$

$$D^* = \frac{D}{L} \quad (5.7)$$

$$L = \left\{ \frac{\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right\}^{1/2} \quad (5.8)$$

D^* は無次元直径, K_i^* は Kutateladze パラメータ, L はラプラス長さ, σ は表面張力である.

また, 第3章で作成した次の f_w 相関式も使用できる.

$$f_w = \max \left(\frac{16}{Re_L}, \frac{0.70}{Re_L^{0.50}}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}} \right) (1 \pm 0.22) \quad (5.9)$$

$$Re_L = \frac{J_L D}{\nu_L} \quad (5.10)$$

Re_L は液相レイノルズ数, ν_L は動粘度である. $D = 40$ mm で SF から RF に変化する遷移域 TR (Transition) に対しては, 次式を作成した.

$$f_w = \max \left(\frac{1.37 \times 10^4}{Re_L^{1.85}}, \frac{0.70}{Re_L^{0.50}}, \frac{0.079}{Re_L^{0.25}} \right) \quad (5.11)$$

液膜厚さ δ に関しては, 前章で次の相関式を作成した.

$$\frac{\delta}{L_v} = \max \left\{ \left(\frac{3Re_L}{4} \right)^{1/3}, 0.32Re_L^{1/2}, 0.076Re_L^{2/3} \right\} \quad (5.12)$$

$$L_v = \left(\frac{v_L^2}{g} \right)^{1/3} \quad (5.13)$$

α_G と δ は次の関係にあり，相互に変換できる．

$$\alpha_G = \left(1 - \frac{2\delta}{D} \right)^2 \quad \text{or} \quad \frac{\delta}{D} = \frac{1 - \alpha_G^{1/2}}{2} \quad (5.14)$$

式(5.12)の δ は式(5.14)で α_G に変換できる．CCFL 相関式(5.5), f_w 相関式(5.9)もしくは式(5.11), 及び δ 相関式(5.12)を用いて, 式(5.2)から dP/dz を計算し, 式(5.1)から f_i を計算できる．ここでは, f_i 相関式及びドリフトフラックス相関式を対象とする．

Bharathan and Wallis [6]は, Bharathan ら[5]による dP/dz データと $f_w = 0$ の仮定を用いて f_i を求め, RF に対する次の相関式を提案した．

$$f_i = 0.005 + A \left(\frac{\delta}{L} \right)^B, \quad \log_{10} A = -0.56 + \frac{9.07}{D^*}, \quad B = 1.63 + \frac{4.74}{D^*}. \quad (5.15)$$

佐野ら[7]は, Goda ら[8]による f_w 相関式とそれまでに報告された dP/dz データ[5,8,9,10]を用いて f_i を求め, RF に関する f_i 相関式を提案した．空気・水条件に対する f_i 相関式は以下のとおりである．

$$f_i = 0.30D^* \exp(-1.90K_G^*) \quad (5.16)$$

第2章で示した実験による f_i の測定値を相関式と比較して図 5.1 に示す． $D = 40$ mm, 上部タンク水位 $h_{ur} = 0.1$ m である．式(5.15)と(5.16)は RF に対して作成された式であり, RF の状態に近づく高 K_G^* では比較的測定値に近い．しかし, 低 K_G^* では式(5.15)と(5.16)はともに測定値と大きく異なるため, SF を対象とする f_i 相関式の作成が必要である．そこで, SF 用の f_i 相関式を検討する．

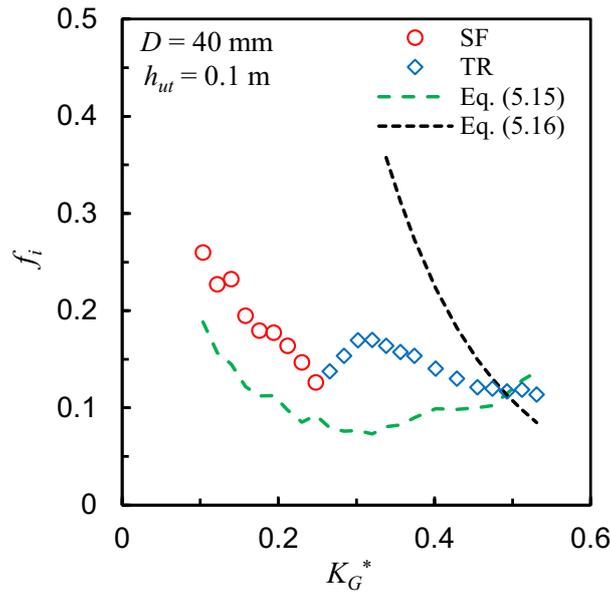


図 5.1 界面摩擦係数 f_i の測定値と相関式の比較

5.2.2 界面摩擦係数の評価方法

α_G を測定して f_i を求めたのは, Goda ら[8], 島村ら[11], 及び本研究に限られ, $D = 20 \text{ mm}$ と 40 mm での空気・水条件のみである. 式(5.1)において α_G が f_i の評価に及ぼす影響は小さいため, 従来研究による dP/dz データを用いて f_i を求める. この際, f_w 相関式(5.9)もしくは式(5.11)と dP/dz データを用いて, 式(5.2)から α_G を求める. 本章で評価に用いた実験の条件を表 5.1 に示す. SF に関しては dP/dz の測定例も少なく, 最大直径は Bharathan ら[9]による 50.8 mm であり, 蒸気・水系は Ilyukhin ら[10]による $D = 20 \text{ mm}$ での圧力 $P = 0.6 \sim 4.1 \text{ MPa}$ のみである.

図 5.2 に Bharathan ら[9]による f_i の測定値を示す. Bharathan ら[9]による f_i は, $J_G^* < 0.3$ の範囲で大きい. これは, 式(5.1)で $\{-J_L/(1-\alpha_G)\} \ll J_G/\alpha_G$ を仮定し, J_L^* の項を無視したためである. 式(5.1), 式(5.2), f_w 相関式(5.9), 及び dP/dz データから計算した f_i は, dp/dz データ及び δ データから得られた f_i と良く一致した. これは f_i に及ぼす α_G の影響が小さいことを示している.

図 5.3 に Ilyukhin ら[10]が報告した $D = 20 \text{ mm}$ での高温高圧の蒸気・水系における dp/dz データから求めた f_i を示す. 比較のために, 島村ら[11]による空気・水系における f_i の測定値を示す. Ilyukhin ら[10]が報告した dp/dz データによる f_i の分散は島村ら[11]が報告したデータより大きい. これは, Ilyukhin ら[10]による dp/dz データのばらつきが大きいことによる.

表 5.1 界面摩擦係数 f_i の評価に用いた実験の条件

Reference	D (mm)	Top/Bottom	Fluids	P (MPa)	h_{ut} (m)	Data
Goda et al. [8]	20,40	Round edge/ Sharp edge (R/S)	Air-Water	0.1	0.1	$\alpha_G, dP/dz$
Shimamura et al. [11]	20	Sharp edge/ Round edge (S/R)	Air-Water	0.1	0.1	$\alpha_G, dP/dz$
This study	40	S/R	Air-Water	0.1	0.1	$\alpha_G, dP/dz$
Bharathan et al. [9]	50.8	S/R, Sharp edge/ Sharp edge (S/S), R/S	Air-Water	0.1	> 0.1	$\delta, dP/dz$
Ilyukhin et al. [10]	20	S/S	Steam-Water	0.6-4.1	(high)	dP/dz

D , diameter; P , pressure; h_{ut} , water level in the upper tank; α_G , void fraction; dP/dz , pressure gradient; δ , liquid film thickness.

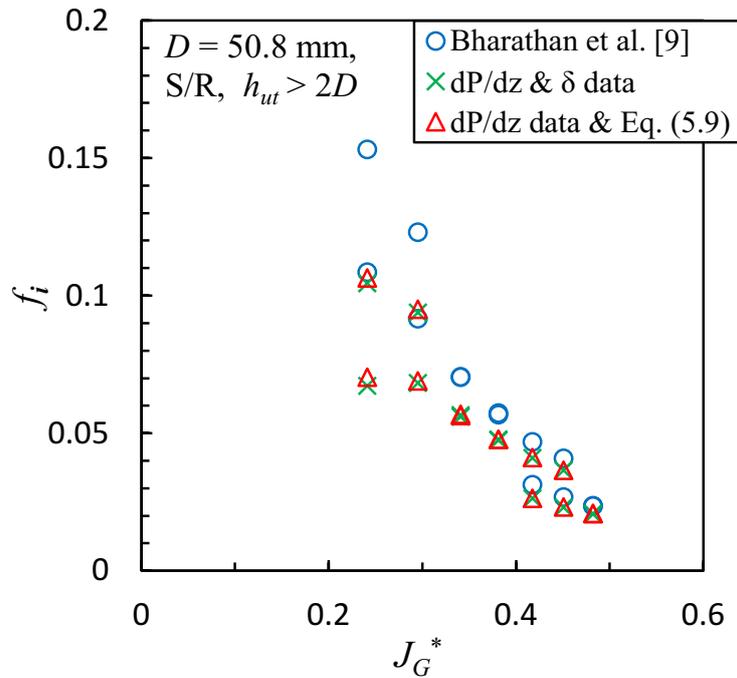


図 5.2 Bharathan ら[9]による界面摩擦係数 f_i の測定値

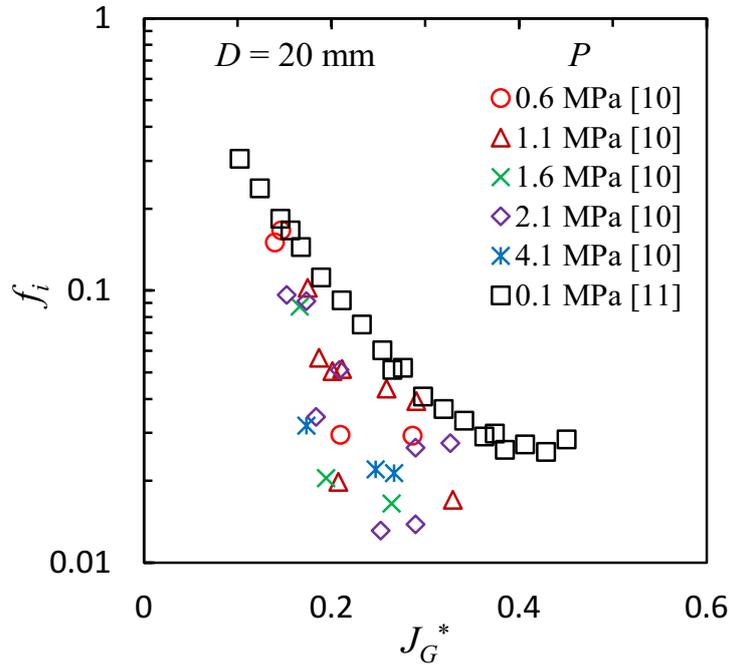


図 5.3 Ilyukhin ら[10]と島村ら[11]による界面摩擦係数 f_i

5.2.3 界面摩擦係数の相関式

佐野ら[7]が使用した気相 Kutateladze パラメータ K_G^* で整理した界面摩擦係数 f_i を図 5.4 に示す. f_i と K_G^* との関係式に, 線形式, 二次式, 指数関数, 対数式, 及び累乗関数の内から, 最も適切な累乗関数を選択した. 最小二乗法を用いて, 累乗関数 $f_i = A K_G^{*B}$ の定数 A と指数 B を求めた. A と B を D^* で整理して最小二乗法により D^* の指数を求めた. Ilyukhin ら[10]による f_i はばらつきが大きいので図 5.4 (b)には全点に対するフィット式を示す. D^* の係数を気液粘性比 μ_G/μ_L と気液密度比 ρ_G/ρ_L で整理した結果, より良好に整理できた ρ_G/ρ_L を選択し, 最小二乗法により ρ_G/ρ_L の指数を求めた. その結果, 以下の相関式を得た.

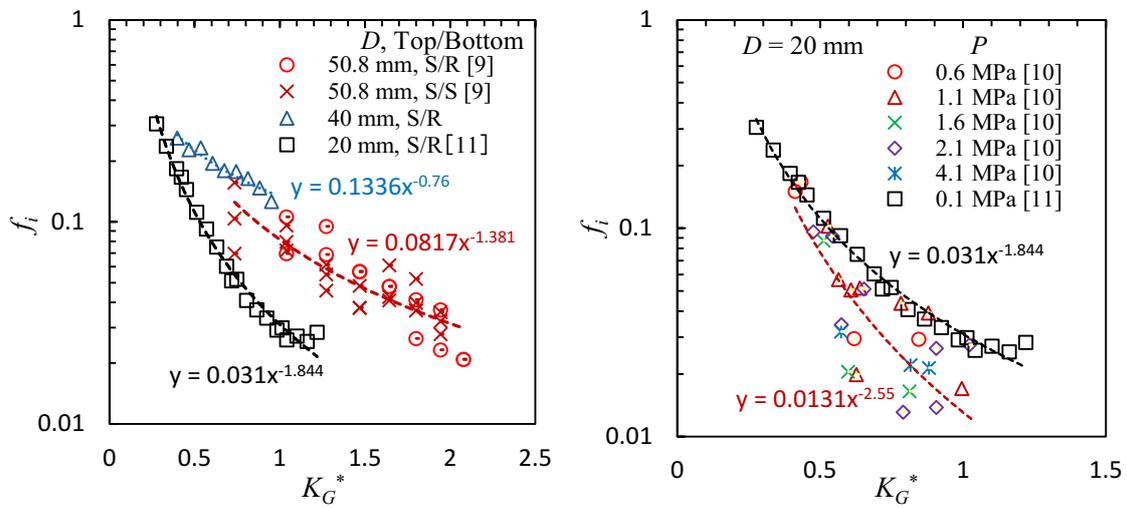
$$f_i = A K_G^{*B}, \quad A = \left(\frac{9.0}{10^5}\right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.60} D^*, \quad B = \frac{-25 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.25}}{D^{*0.50}} \quad (7.8 \leq D^* \leq 18.6) \quad (5.17)$$

式(5.17)による計算値 $f_{i,c}$ と測定値 $f_{i,m}$ の比較を図 5.5 に示す. $f_{i,m}$ に対する $f_{i,c}$ のばらつきは大きい.

Bharathan and Wallis [6]が使用した δ/L で整理した界面摩擦係数 f_i を図 5.6 に示す. 式(5.17)の作成と同様の手順で, δ/L を主要な変数にした f_i の相関式 $f_i = A (\delta/L)^B$ の定数 A と指数 B を求め, 以下の相関式を得た. Ilyukhin ら[10]による f_i はばらつきが大きいので図 5.6 (b)には全点に対するフィット式を示す.

$$f_i = A \left(\frac{\delta}{L} \right)^B, \quad A = \frac{260 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.35}}{D^{*2.9}}, \quad B = \frac{11.4}{D^{*0.73}} \quad (7.8 \leq D^* \leq 18.6) \quad (5.18)$$

測定値 $f_{i,m}$ と式(5.18)による計算値 $f_{i,c}$ との比較を図 5.7 に示す. $f_{i,m}$ に対する $f_{i,c}$ のばらつきは大きい, 図 5.5 に示した式(5.17)による $f_{i,c}$ のばらつきより小さい. 図 5.5 と図 5.7 の比較から式(5.18)の方が式(5.17)より f_i 相関式として適切であると言える.



(a) 直径 D の影響 (b) 圧力 P の影響
 図 5.4 気相 Kutateladze パラメータ K_G^* で整理した界面摩擦係数 f_i
 (実験条件や記号は表 5.1 を参照)

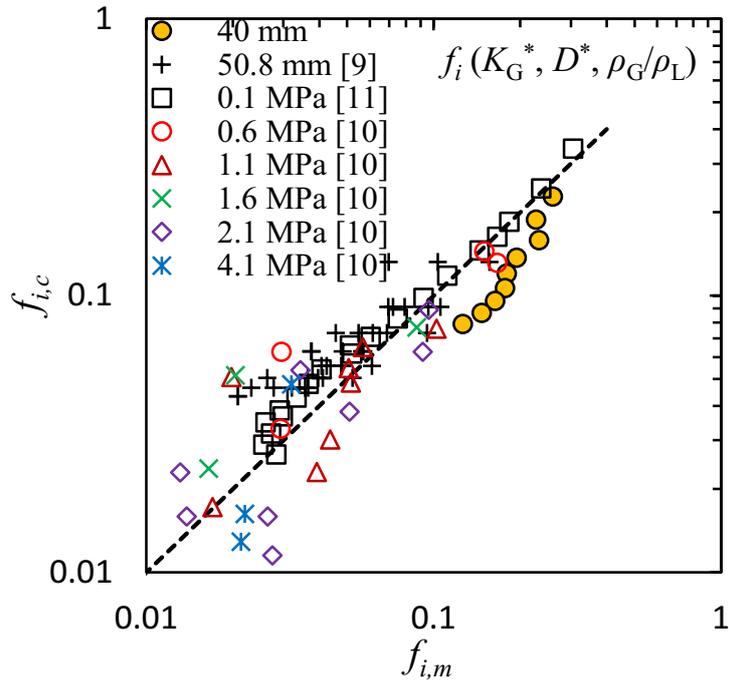
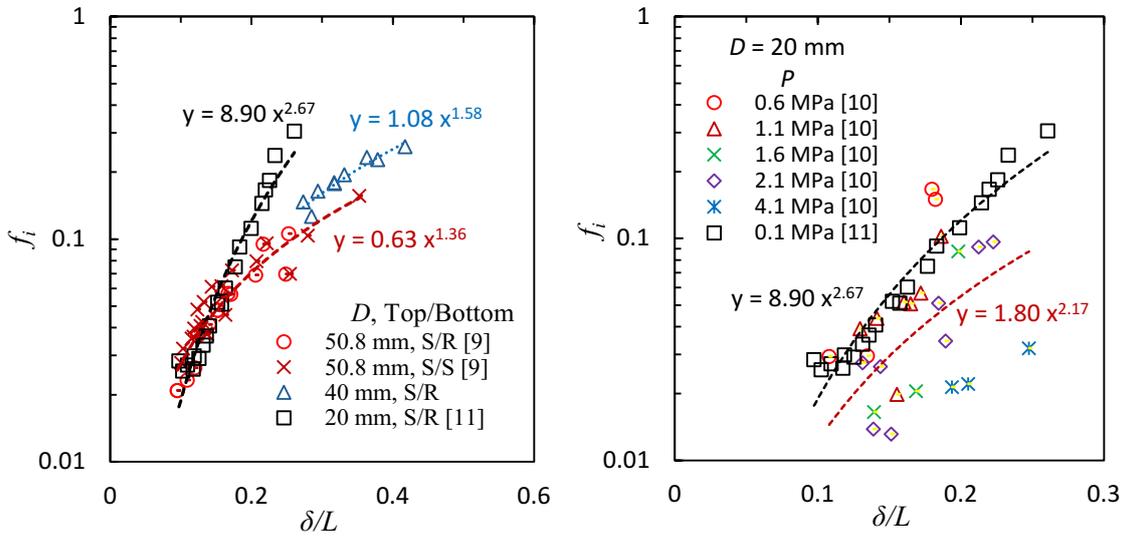


図 5.5 測定値 $f_{i,m}$ と式(5.17)による計算値 $f_{i,c}$ との比較



(a) 直径 D の影響

(b) 圧力 P の影響

図 5.6 無次元液膜厚さ δ/L で整理した界面摩擦係数 f_i
(実験条件や記号は表 5.1 を参照)

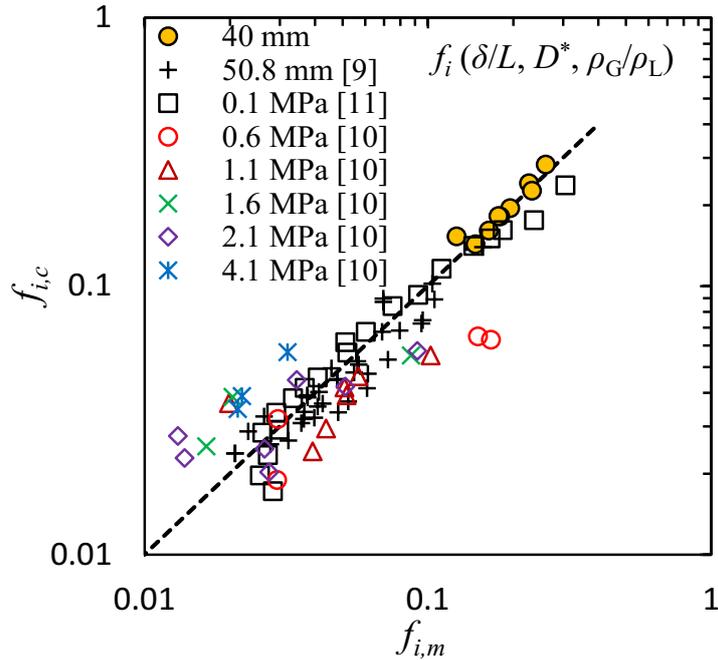


図 5.7 測定値 $f_{i,m}$ と式(5.18)による計算値 $f_{i,c}$ との比較

5.2.4 界面摩擦係数によるボイド率の予測

f_i の相関式の目的は α_G を求めることにある．そこで，ここでは，作成した f_i 相関式の有効性について， f_i から計算される α_G を基に検討する．式(5.1)，(5.2)から dP/dz を消去すると次式が得られる．

$$(1 - \alpha_G) - 2f_w \left\{ \frac{J_L^*}{1 - \alpha_G} \right\}^2 - 2 \frac{f_i}{\alpha_G^{1/2}} \left\{ \frac{J_G^*}{\alpha_G} - \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} \frac{J_L^*}{1 - \alpha_G} \right\}^2 = 0 \quad (5.19)$$

式(5.19)における CCFL 相関式 (J_G と J_L の関係) には，上部タンク水位 h_{ut} の影響を評価できるように，第3章で作成した次式を使用する．

$$K_G^{*1/2} + m K_L^{*1/2} = 1.44 \quad (D = 40 \text{ mm})$$

$$m = 0.70 + 13 \frac{\rho_L g h_{ut}}{P_t} \left(\frac{\rho_L g h_{ut}}{P_t} \leq 0.058 \right) \quad (5.20)$$

P_t は下部タンクでの圧力である． f_w 相関式には $D = 40 \text{ mm}$ での TR にも適用できる式(5.11)を使用する．

f_i 相関式と $D = 40 \text{ mm}$ での測定値の比較を図 5.8 に示す． $h_{ut} = 0.3 \text{ m}$ では流動特性の変動が大きく α_G の測定値が安定しないため， dP/dz データと f_w 相関式(5.11)を用いて f_i を求めた．相関式(5.17)は $h_{ut} = 0.2 \text{ m}$ での SF における f_i に近いが， $h_{ut} = 0.1 \text{ m}$ での TR における f_i とは大きく異なる．一方，式(5.18)は， $h_{ut} = 0.1 \text{ m}$ での TR における f_i とは傾向が異なるがほぼ中央値であり，SF だけでなく TR

にも近似的に使用できる. そこで, ここでは f_i 相関式として式(5.18)を使用する.

式(5.19)による液相体積率 α_L の計算値を測定値と比較して図5.9に示す. CCFL相関式(5.20)で J_L を, 式(5.11)で f_w を, 式(5.18)で f_i を計算した. 低 J_G では, h_{ut} が大きいほど式(5.20)の m が大きくなり, J_L が小さくなる. このため, α_L が小さくなる. 低 J_G (< 4 m/s) では h_{ut} が α_L に及ぼす影響をよく再現している. 高 J_G では, h_{ut} が J_L に及ぼす影響が小さくなり, α_L の計算値と測定値の差が小さくなる. J_G 増加に伴う α_L の減少から増加への変化を計算で再現している. 式(5.19)による計算では, J_G の増加に伴い f_i 項は増加し f_w 項は減少するが, f_i 項と f_w 項の和が減少から増加に変化すると, α_L が減少から増加に変化する. これは, f_w 相関式(5.11)と f_i 相関式(5.18)がTRにも適用できるためである. $J_G > 7$ m/s では, 式(5.19)の解が存在しなかった. これは, 図5.8に示したように, 高 J_G (低 δ/L) で式(5.18)が f_i を過大評価し, 式(5.19)が常に負になることによる.

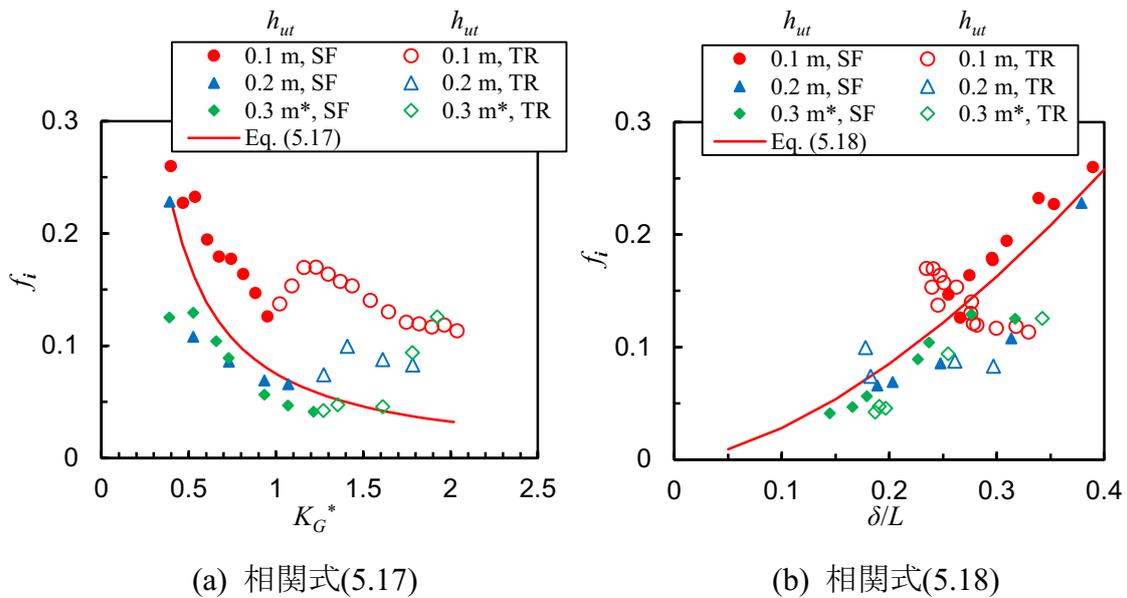


図5.8 界面摩擦係数 f_i の相関式と測定値の比較 (* dP/dz データより)

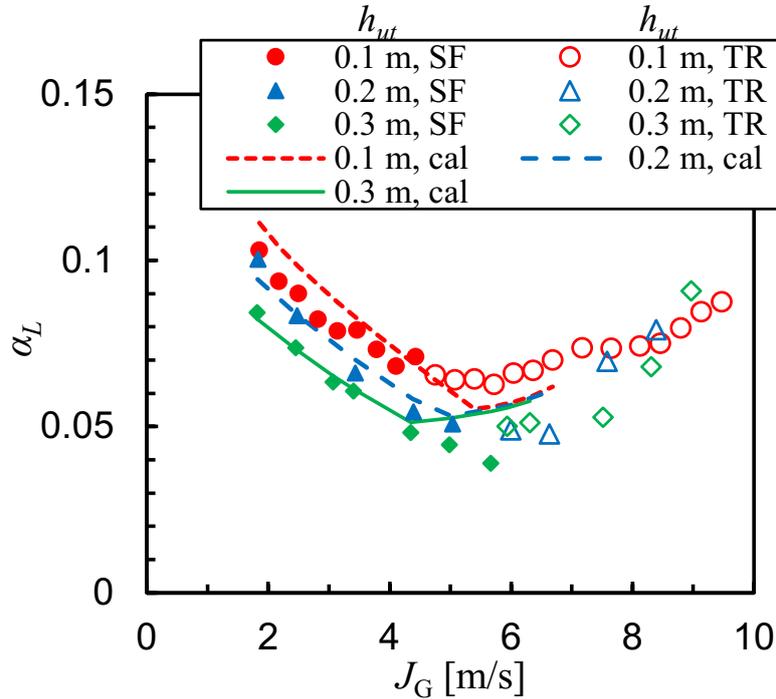


図 5.9 液相体積率 α_L の計算値 (cal) と測定値の比較

5.3 ドリフトフラックス相関式

5.3.1 従来の相関式

式(5.1), (5.2)において J_G^* は評価条件であり, J_L^* は CCFL 相関式から計算され, α_G と $(dP/dz)^*$ は f_w と f_i の相関式を用いて解かれる. 事故解析コードによっては, f_i 相関式ではなく, ドリフトフラックスモデルが使用されている. 一次元ドリフトフラックスモデルは次式で表される.

$$\frac{\langle J_G \rangle}{\langle \alpha_G \rangle} = C_0 \langle J \rangle + V_{gj} \quad , \quad \langle J \rangle = \langle J_G + J_L \rangle \quad (5.21)$$

ここで, $\langle J_G \rangle$ は断面平均の全体積流束, $\langle J \rangle$ は気液の体積中心流束, $\langle \alpha_G \rangle$ は断面平均ボイド率, C_0 は分布パラメータ, V_{gj} はドリフト速度である.

5.3.2 ドリフトフラックス相関式

本研究で使用した SF における $\langle \alpha_G \rangle$ データを $\langle J \rangle - \langle J \rangle / \langle \alpha_G \rangle$ 平面に整理した結果を図 5.10(a) 直径 D の影響 (空気・水), (b) 圧力 P の影響 ($D = 20 \text{ mm}$) に示す. 勾配から求まる分布定数は $C_0 = 1$ で近似できる. これは流動様式が環状流であることによる.

$$C_0 = 1 \quad (5.22)$$

$C_0 = 1$ として求めた V_{gj} から次式の無次元ドリフト速度 V_{gj}^* を求め、 K_G^* との関係調べた結果を図 5.11 に示す。

$$V_{gj}^* = \frac{V_{gj}}{\left\{ \frac{\sigma \cdot g \cdot (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{1/4}} \quad (5.23)$$

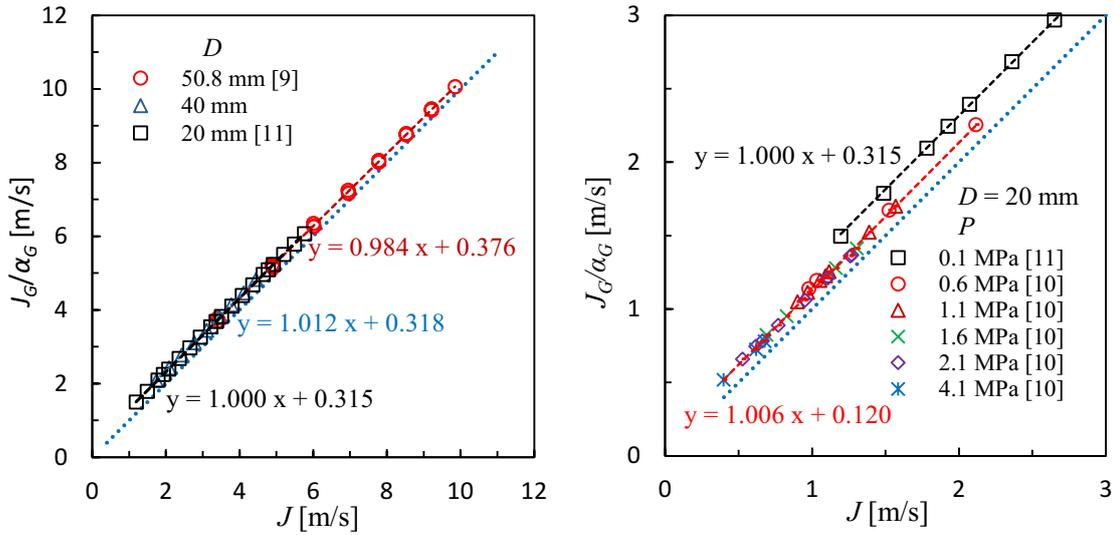
$K_G^* = 0.5 \sim 1$ において V_{gj}^* は約 2.0 であり、 K_G^* の増加に伴い V_{gj}^* は減少している。 $D = 50.8 \text{ mm}$ の Bharathan ら[9]の実験結果に見られるように S/S における V_{gj}^* は S/R における V_{gj}^* より小さいが、S/R と S/S を区分せずに相関式を作成する。高圧の蒸気・水系での V_{gj}^* は 0.7~1.1 であり、空気・水系での V_{gj}^* より小さい。 $K_G^* = 0.5 \sim 1$ における $V_{gj}^* = 2.0$ を上限値とした。最小二乗法を用いて、累乗関数 $V_{gj}^* = A K_G^{*B}$ の指数 $B = -0.37$ を求めた。係数 A を気液密度比 ρ_G/ρ_L で整理して、下限値 0.76 を求め、最小二乗法により ρ_G/ρ_L の指数 0.74 を求めた。その結果、以下の相関式を得た。

$$V_{gj}^* = \min \left[\frac{\max \left\{ 0.014 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.74}, 0.76 \right\}}{K_G^{*0.37}}, 2.0 \right] \quad (7.8 \leq D^* \leq 18.6) \quad (5.24)$$

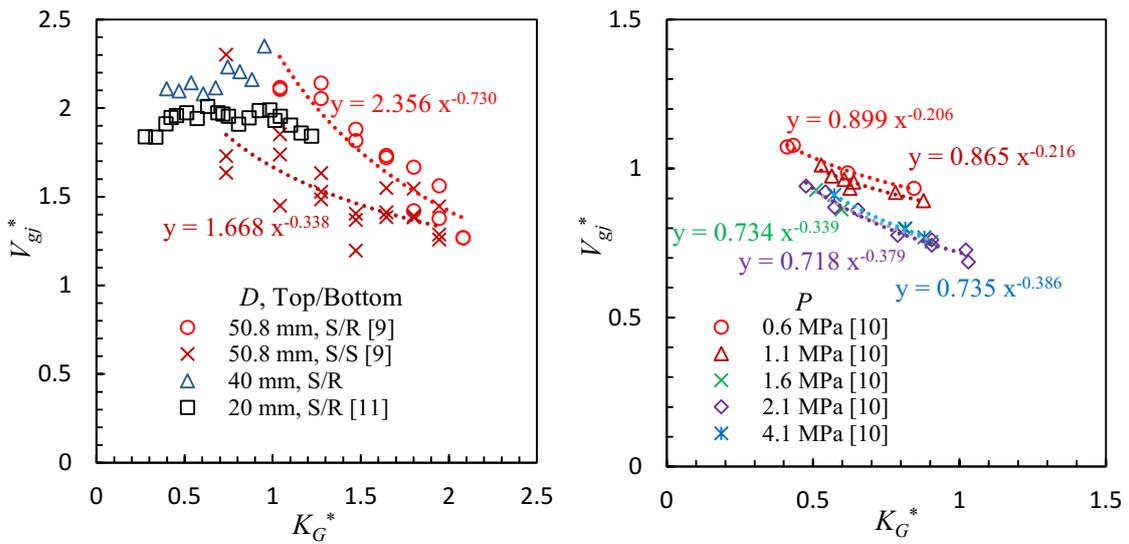
制限値となっている 0.76 及び 2.0 は、それぞれ高圧条件と低 K_G^* 条件に対する値である。気液粘度比 μ_G/μ_L で整理すると、 V_{gj}^* は次式で表せる。

$$V_{gj}^* = \min \left[\frac{\max \left\{ 0.26 \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.50}, 0.76 \right\}}{K_G^{*0.37}}, 2.0 \right] \quad (7.8 \leq D^* \leq 18.6) \quad (5.25)$$

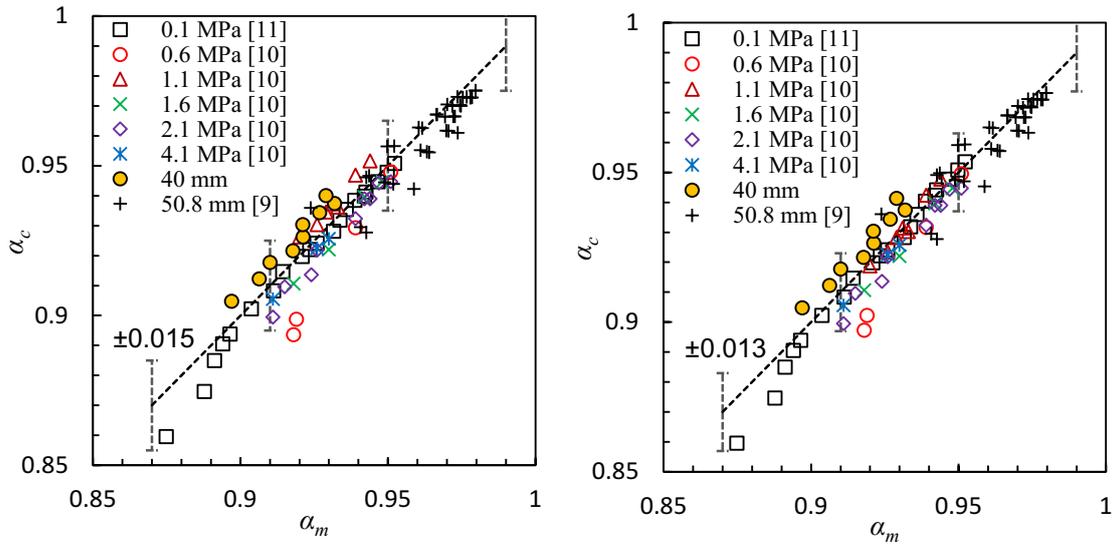
図 5.12 (a)では式(5.21)~式(5.24)を、図 5.12 (b)では式(5.21)~式(5.23)及び式(5.25)を使用し計算した α_c を、測定値 α_m と比較した。 α_m の 95% を含む不確かさ範囲は、式(5.24)では ± 0.015 、式(5.25)では ± 0.013 となった。



(a) 直径 D の影響 (空気・水) (b) 圧力 P の影響 ($D=20\text{mm}$)
 図 5.10 SF におけるボイド率データのドリフトフラックスプロット



(a) 直径 D の影響 (空気・水) (b) 圧力 P の影響 ($D=20\text{mm}$)
 図 5.11 無次元ドリフト速度 V_{gi}^* (S/R, S/S: 表 5.1 を参照)



(a) 式(5.24)による V_{gj}^* を用いた α_c (b) 式(5.25)による V_{gj}^* を用いた α_c
 図 5.12 ドリフトフラックス相関式による測定値 α_m と計算値 α_c との比較

5.4 直径と流体物性値の影響

本研究で想定している実機条件, $D = 0.3 \text{ m}$, $P = 7 \text{ MPa}$ は無次元直径で $D^* = D/L = 187$ となる.

CCFL 相関式(5.5)の作成に使用したデータ範囲は $11 \leq D^* \leq 94$ である. 直径が大きくなると, Kutateladze パラメータで整理された CCFL 相関式の定数は一定値になると報告されている[12,13]. また, 高压の蒸気・水系では CCFL 定数が低压の蒸気・水系の約 1.1 倍とも報告されている[14]. 既存データ[12-14]より, 直径と流体物性値の影響は小さいため, CCFL 相関式(5.5)について実機を想定した大口径, 高压条件に外挿使用しても定性的に妥当な評価が可能と考える.

f_w 相関式(5.9)は单相流に対する相関式であり, 高 Re_L でも使用されているため, 大口径, 高压条件に適用しても定性的に妥当な評価が可能と考える. また, δ の相関式(5.12)は, 第4章で示したように, 大口径, 高压条件で外挿使用の際の問題は見当たらない.

大口径, 高压条件における検証データはないことから, CCFL 相関式(5.5)及び f_w 相関式(5.9)と δ 相関式(5.12)による計算値と比較することにより, 作成した f_i の相関式やドリフトフラックス相関式の大口径, 高压条件への適用性を検討する.

5.4.1 界面摩擦係数の相関式

f_i 相関式(5.18)は, 大口径では $f_i = A(\delta/L)^B$ における $A \propto 1/D^{*2.9}$ が過小になり, 適

用できないことを容易に推定できる．これは $20 \text{ mm} \leq D \leq 50.8 \text{ mm}$ という狭い範囲での測定値を用いて相関式を作成したことによる．

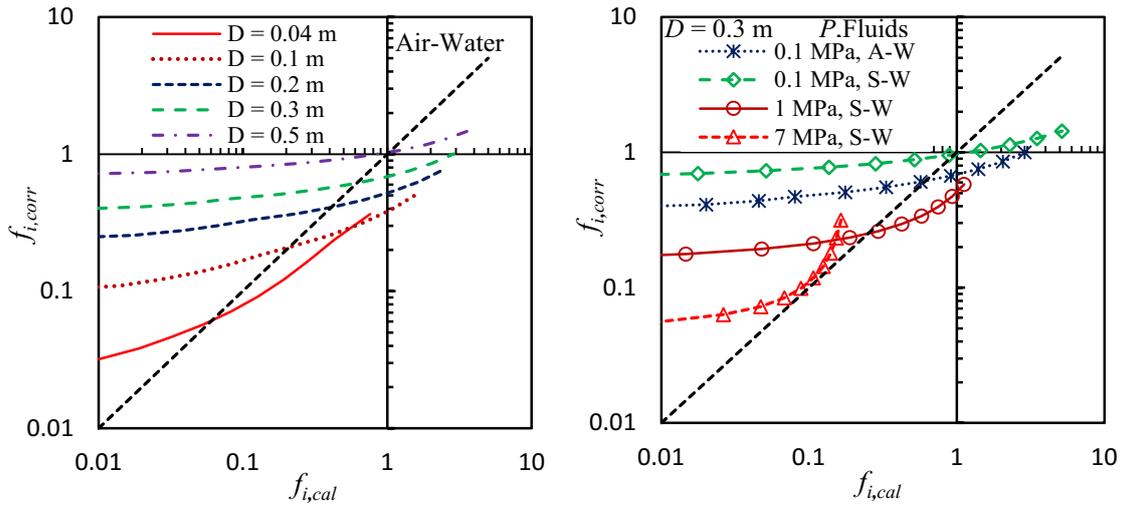
f_i の相関式(5.17)で計算した $f_{i,corr}$ をCCFL相関式(5.5), f_w 相関式(5.9), 及び δ 相関式(5.12)による計算値 $f_{i,cal}$ と比較して図5.13に示す． $f_{i,corr}$ と $f_{i,cal}$ は J_G をパラメータとして計算した． $f_{i,cal}$ は, CCFL相関式(5.5)及び f_w 相関式(5.9)と δ 相関式(5.12)を式(5.19)に代入して計算した．相関式(5.17)による $f_{i,corr}$ は, 直径が大きくなるほど $f_{i,cal}$ より J_G に対する変化が小さくなっている．

相関式(5.17)を作成した $20 \text{ mm} \leq D \leq 50.8 \text{ mm}$ での測定値に, $D = 0.3 \text{ m}$, $P = 7 \text{ MPa}$ までの $f_{i,cal}$ を加えて, 相関式(5.17)と同じ方法で f_i の相関式を作成した． $D = 20 \text{ mm}$ を含むと大口径での不確かさが大きくなるため, $D \geq 40 \text{ mm}$ ($D^* \geq 15$) を対象にした．また, 関数の形としては $f_i = A K_G^{*B}$ より良好にフィットできる $f_i = A \exp(B K_G^*)$ を選択した．以上により次の f_i の相関式を得た．

$$f_i = A \exp(B K_G^*)$$

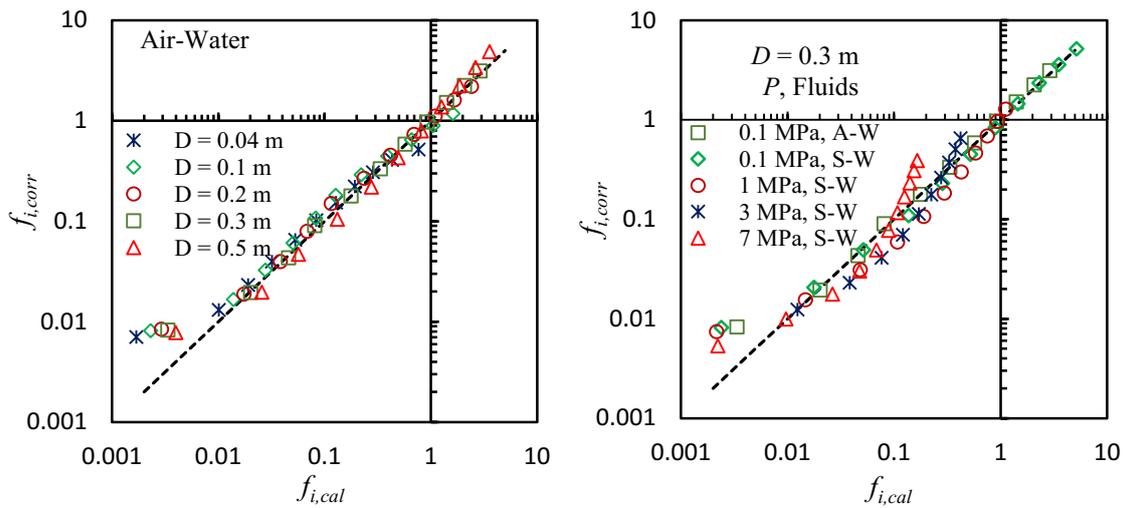
$$A = \left(\frac{3.76}{10^4} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.76} D^*, \quad B = -0.654 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.11} D^{*0.16} \quad (15 \leq D^* \leq 187) \quad (5.26)$$

上式で計算した $f_{i,corr}$ を式(5.5), (5.9), (5.12), 及び(5.19)による計算値 $f_{i,cal}$ と比較して図5.14に示す．図5.14(a)の空気・水系では, $f_{i,corr} < 0.01$ を除いて $f_{i,corr}$ と $f_{i,cal}$ はよく一致している． $f_i < 0.01$ では圧力勾配が小さくなり, $f_{i,corr}$ と $f_{i,cal}$ の相違が原子炉の事故解析に及ぼす影響は小さい．図5.14(b)の圧力の影響では, 高圧になるほど $f_{i,corr}$ と $f_{i,cal}$ の相違が大きくなっている．



(a) 直径 D の影響 (空気・水系) (b) 圧力 P の影響 ($D = 0.3$ m)

図 5.13 相関式(5.17)による $f_{i,corr}$ と式(5.5), (5.9), (5.12), 及び(5.19) による計算値 $f_{i,cal}$ との比較



(a) 直径 D の影響 (空気・水系) (b) 圧力 P の影響 ($D = 0.3$ m)

図 5.14 相関式(5.26)による $f_{i,corr}$ と式(5.5), (5.9), (5.12), 及び(5.19) による計算値 $f_{i,cal}$ との比較

5.4.2 ドリフトフラックス相関式

δ 相関式及びドリフトフラックス相関式を用いたボイド率の計算値を図 5.15 に示す. 図 5.15 (a)の δ 相関式(5.12)による計算値 α_{cal} は, 圧力が高くなるに従って気相密度が大きくなり J_G が小さくなる傾向を再現しており, 定性的に妥当である. 一方, 図 5.15 (b)はドリフトフラックス相関式(5.21)~(5.23)と V_{gi}^* 相関式(5.25)による計算値 α_{corr} は, 高压になると低 J_G で $\alpha_{corr} > 1$ になり, 適切でない.

式(5.24)の V_{gj}^* を使用しても図 5.15 (b)と同様の α_{corr} となる. 従って, V_{gj}^* 相関式(5.24), (5.25)は高温高压条件に適用できない.

式(5.24), (5.25)の作成に使用した $20 \text{ mm} \leq D \leq 50.8 \text{ mm}$ での測定値に, δ 相関式(5.12)による $D = 0.3 \text{ m}$, $P = 7 \text{ MPa}$ までの計算値 α_{cal} を加えて, 式(5.24)と同じ方法で以下の V_{gj}^* 相関式を作成した.

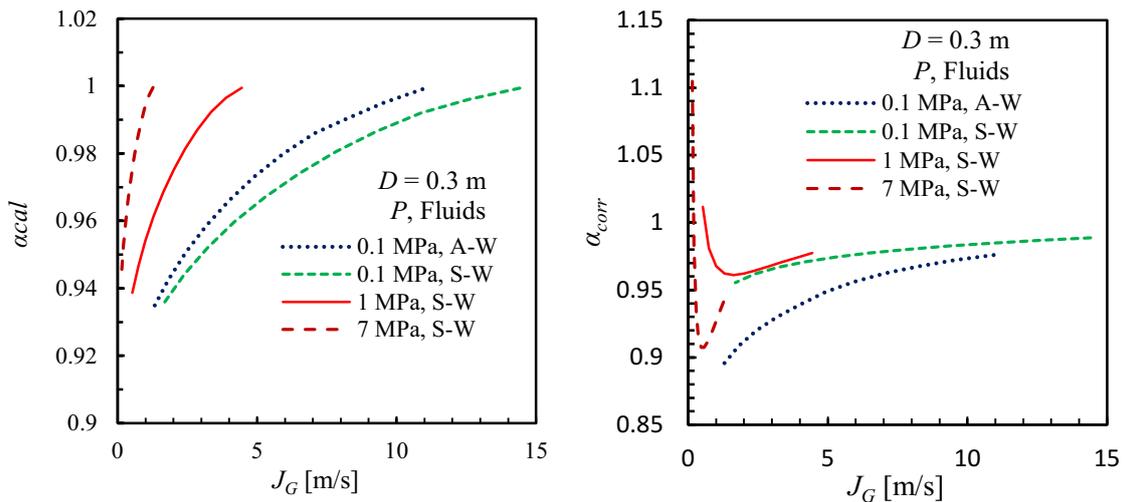
$$V_{gj}^* = \max(A, B), 0 \leq V_{gj}^* \leq 2.2 \quad (7.8 \leq D^* \leq 187)$$

$$A = 1.0 \frac{\left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.24}}{D^{*0.20}} - 0.315 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.317} K_G^*$$

$$B = 0.76 \frac{\left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.15}}{D^{*0.20}} - 0.515 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.032} \ln(K_G^*) \quad (5.27)$$

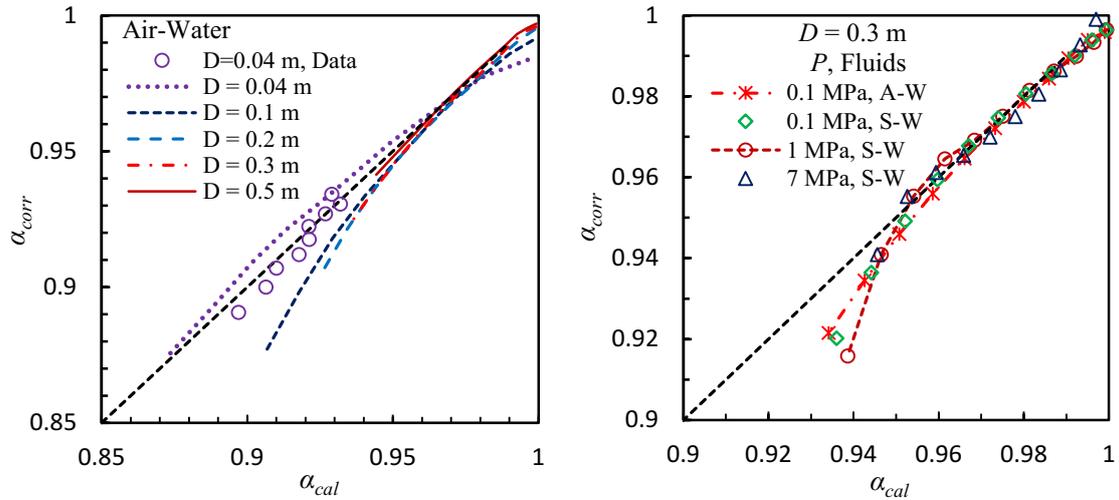
V_{gj}^* は 0 が下限, 2.2 が上限となる. A 及び B は, それぞれ低圧時と高圧時に対する V_{gj}^* の式を示している.

式(5.21)~(5.23)と(5.27)による計算値 α_{corr} を δ 相関式(5.12)による計算値 α_{cal} と比較して図 5.16 に示す. 直径が大きくなると低 α_G で α_{corr} と α_{cal} の相違が大きくなる. 圧力の増加による α_{corr} と α_{cal} の関係の変化は小さい. 図 5.16 に示す結果は図 5.15 (b)に示した結果から大きく改善されている.



(a) 液膜厚さ δ の相関式(5.12) (b) ドリフトフラックス相関式(5.25)

図 5.15 ボイド率の相関式を用いた計算値



(a) 直径 D の影響 (空気・水系) (b) 圧力 P の影響 ($D = 0.3$ m)

図 5.16 式(5.21)~(5.23), (5.27)から得た α_{corr} と式(5.12)から得た α_{cal} との比較

5.5 結言

SF に対する界面摩擦係数 f_i の相関式はないため、第4章で用いたボイド率 α_G や液膜厚さ δ から計算した f_i 及び本研究での f_i 測定値を用いて相関式を作成した。また、事故解析コードでドリフトフラックス相関式が使用されることを踏まえ、分布定数 C_0 とドリフト速度 V_{gf} を評価し、これらに対する相関式を作成した。さらに作成した相関式を実機条件を想定した大口径、高圧条件に外挿使用する場合の適用性を検討した。得られた結論は以下の通りである。

- (1) 第3章で作成した上部タンク水位 h_{ut} の影響を含む CCFL 相関式, SF(Smooth Film)及び RF(Rough Film)への遷移域 TR(Transition)に適用できる壁面摩擦係数 f_w 相関式, δ の関数として作成した f_i 相関式を環状流モデルに適用して液相体積率 α_L を計算すると, h_{ut} が α_L に及ぼす影響をよく再現し, 気相体積流速 J_G の増加に伴う SF から TR への変化による α_L の増加をよく再現できた。
- (2) 限られた条件 ($7.8 \leq D^* \leq 18.6$) での実験データを用いて第4章で作成した δ 相関式について実機を想定した大口径, 高圧条件に外挿使用したところ, 定性的に妥当であった。
- (3) δ 相関式を用いて f_i の値とドリフトフラックス変数を計算し, 計算値を含めて作成した f_i 相関式やドリフトフラックス相関式を $D^* = 187$ まで外挿使用したところ定性的に妥当であった。

第5章の参考文献

- [1] Zuber, N. and Findlay, J., Average volumetric concentration in two-phase flow systems, *J. Heat Transfer*, Vol. 87, (1965), pp. 453-468.
- [2] 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, (1994), pp. 2566-2572.
- [3] Wallis, G. B., *One-dimensional Two-phase Flow*, McGraw-Hill, New York, (1969), 315-345.
- [4] Richter, H. J., Flooding in Tubes and Annuli, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 7(6), (1981), pp. 647-658.
- [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, (1983), pp. 349-366.
- [7] 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(1), (2020), pp. 82-92.
- [8] 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, (2019), ID110223.
- [9] 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).
- [10] 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), (1988), pp. 923-931. (in Russian).
- [11] 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*, (2018), D212.
- [12] Wallis, G. B. and Makkenchery, S., The hanging film phenomenon in vertical annular two-phase flow, *J. Fluids Eng.*, Vol. 96 (3), (1974), pp. 297-298.
- [13] Wallis, G. B. and Kuo, J. T., The behavior of gas-liquid interfaces in vertical tubes, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 2, (1976), pp. 521-536.
- [14] Ilyukhin, Yu. N., Svetlov, S.V., Alekseev, S.B., Kukhtevich, V.O. and Sidorov,

V.G., The Hydrodynamic Characteristics of the Process of “Flooding” under Conditions of Countercurrent Flow of Steam and Water in Vertical Tubes, High Temp., Vol. 37 (3), 463-469 (1999).

第6章 結論

加圧水型原子炉は、通常運転時には加圧器によって一次冷却系の冷却水を加圧して単相流状態を維持しているが、例えば配管破断による冷却材喪失事故（LOCA）が発生した場合、減圧沸騰が生じて気液二相流になる。この時一次冷却水系の水量の減少により、蒸気と凝縮水の気液対向流が生じ、蒸气流束が大きいとフラiddiingが生じる場合がある。このため、加圧水型原子炉の事故解析においては、一次冷却系における気液対向流条件での落下水制限（CCFL）、冷却水量、圧力損失などを適切に評価する必要がある。

そこで本研究では、一次元モデルに基づく原子炉の事故解析コードに使用できる気液対向流条件の CCFL 特性、ボイド率、壁面摩擦、及び界面摩擦に関する相関式の構築を目的とした。加圧水型原子炉の一次冷却系において気液対向流が生じ得る鉛直管には蒸気発生器伝熱管と加圧器サージ管がある。加圧器サージ管の直径は約 0.3 m である。配管破断の面積が小さい小破断 LOCA では、一次系圧力が二次系の運転圧力である約 7 MPa まで低下すると、一時的に圧力低下が抑制され、一次系内の水量低下により気液対向流が生じやすくなることから、二相流相関式の使用は約 7 MPa までとなる。したがって、CCFL、ボイド率、壁面摩擦、界面摩擦に対する相関式は、直径 0.3 m、圧力 7 MPa を想定した大口徑、高圧でも定性的に妥当な評価ができることを目標とした。

第2章では、気液対向流条件におけるボイド率や界面及び壁面での摩擦係数に関する知見が不足しているため、直径 40 mm、上端シャープエッジの鉛直管を用いて気液対向流実験を行い、CCFL 特性、管内差圧、及びボイド率を測定し、界面及び壁面摩擦係数を実験的に評価した。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 上端と下端の形状によらず、気相体積流束が低い時に落下液膜の気液界面が比較的滑らかな **Smooth Film** となり、気相体積流束を増加させると管内部で擾乱波が生じる流動様式遷移（**Transition**）が起こり、さらに増加させると擾乱波の流出を伴う **Rough Film** に変化することを確認した。
- (2) 上端シャープエッジでの CCFL 特性は、直径 40 mm でも **Kutateladze** パラメータで整理できることを確認した。
- (3) **Smooth Film** での壁面摩擦係数は、単相流に対する壁面摩擦係数の相関式で表せるが、層流から乱流への遷移域では単相流に対する相関式より大きくなることを明らかにした。
- (4) ボイド率測定値から求めた **Smooth Film** の液膜厚さは、層流では自由流下液膜に対する **Nusselt** の式で表せるが、乱流では自由流下液膜より厚くな

ることを明らかにした。

- (5) 従来相関式では **Smooth Film** の界面摩擦係数を適切に表せないことを確認した。

第3章では、加圧器サージ管における落下液流量がシャープエッジの鉛直管上端部で制限されることを踏まえ、鉛直管上端部での **CCFL** を検討した。具体的には、既存データを収集し、鉛直管の上端形状の影響を分類し、加圧器サージ管上端と類似する構造に絞って直径と流体物性値の影響を評価した。また、圧力勾配の測定値からボイド率を求める際に必要となる壁面摩擦係数について検討した。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 上端シャープエッジでの気液対向流は、直径が 30 mm～250 mm（無次元直径が 11～94）の範囲では **Kutateladze** パラメータで整理すると流体物性値の影響を包含できることを確認し、**CCFL** 相関式を作成した。
- (2) 上端制限の **Smooth Film** では、壁面摩擦係数は、単相流に対する相関式で表せるが、層流から乱流への遷移域では単相流に対する相関式より大きいことを明らかにし、新たな壁面摩擦係数相関式を提示した。

第4章では、まず、圧力勾配データまたは **CCFL** データからボイド率を求める方法を検討した。その結果、評価精度が良好な圧力勾配データからボイド率を求めた。次に、ボイド率の測定値及び圧力勾配データから求めたボイド率を用いて、**Smooth Film** に対する液膜厚さの相関式を作成した。また、作成した液膜厚さ相関式の大口径、高温高圧への適用性を検討した。得られた結論は以下の通りである。

- (1) 壁面摩擦係数の相関式と圧力勾配の測定値を用いてボイド率を適切に評価できることを明らかにした。
- (2) 液膜厚さは層流域では **Nusselt** の式により表せる。遷移域と乱流では自由落下液膜より厚くなり、遷移域では液相レイノルズ数 Re_L の 1/2 乗に比例し、乱流では Re_L の 2/3 乗に比例することを明らかにし、相関式を作成した。測定値の 95 %が相関式と一致する不確かさはボイド率 0.87～0.98 に対して ± 0.0062 と小さい。
- (3) 作成した液膜厚さ相関式のデータ範囲は無次元直径 7.3～18.6 であるが、実機を想定した大口径、高圧条件に適用したところ、定性的に妥当であることを確認した。

第5章では、事故解析コードで界面摩擦係数やドリフトフラックスの相関式が使用されることを踏まえ、本研究での測定値と既存データ（無次元直径 7.8～

18.6) を用いて、これらの相関式を作成した。作成した相関式は実機条件に外挿使用できないため、前章で作成した液膜厚さ相関式を用いて直径 0.3 m, 圧力 7 MPa (無次元直径 187) までの高温高压の蒸気・水系における界面摩擦係数とドリフトフラックス変数を計算し、計算値を用いて界面摩擦係数とドリフトフラックスの相関式を補正した。得られた結論は以下の通りである。

- (1) 液膜厚さ相関式を用いた無次元直径 187 までの計算値と無次元直径 7.8～18.6 の実験データから作成した界面摩擦係数相関式について、実機の大口径、高压条件 (無次元直径 187) まで外挿使用した結果、定性的に妥当であることを確認した。
- (2) 無次元直径 7.8～18.6 での実験データから計算した分布定数は、環状流での値である 1.0 になった。液膜厚さ相関式を使用して計算したドリフト速度を利用して作成した相関式を実機の大口径、高压条件 (無次元直径 187) まで外挿使用した結果、ボイド率の計算値は定性的に妥当であることを確認した。

以上、鉛直管の上端制限状態における管内流動特性について、直径 40 mm での空気・水対向流実験及び既存データの活用により CCFL, ボイド率, 壁面摩擦, 及び界面摩擦に関する相関式を構築した。CCFL 相関式, 壁面摩擦係数相関式, 及びボイド率から求まる液膜厚さ相関式については、大口径で高压となる実機条件においても定性的に妥当な評価が可能と考えられる。これらの相関式を、例えば過渡・事故解析コードに組み込む、あるいは既存コードの検証に使用することにより、プラント事故解析の信頼性を向上できる。

謝 辞

本研究の遂行ならびに本論文の作成にあたり、神戸大学大学院工学研究科 富山明男教授には、終始懇切なるご指導とご鞭撻を賜りました。研究から永く離れ、また業務を行いながらの取り組みでしたが、適切かつ温かいご指導に大変助けられました。富山教授のご指導を通して、有益な研究を行うことができましたこと、自分自身を成長させることができましたこと、深く感謝の意を表します。

ご多忙の中、本論文の査読を務めていただきました、神戸大学大学院工学研究科 浅野等教授、今井陽介教授に謹んで感謝の意を表します。

研究の遂行にあたり、貴重なご意見を賜りました神戸大学大学院工学研究科 林公祐准教授、栗本遼助教に深く感謝いたします。

実験を担当していただきました合田頼人氏（現 トヨタ自動車（株））、島村長幸氏（現 パナソニック（株））、田中裕太氏には、本研究の基礎となる実験データを提供いただきました。貴重かつ有益な実験データのおかげで、本論文を纏めることができましたこと、心よりお礼申し上げます。皆様の今後のご活躍を祈念いたしますとともにまた研究その他で一緒させていただく機会があればうれしく思います。

学位取得の機会を与えてくださいました（株）原子力安全システム研究所 橋本徳昭前社長、川邊辰也社長、田中克宜取締役、技術システム研究所 三島嘉一郎前所長、片岡勲所長、中野守人副所長に謹んで感謝の意を表します。

気液二相流に関する技術指導のみならず、研究に対する姿勢について身をもって示していただきました村瀬道雄主席に深く感謝の意を表します。村瀬主席のような素晴らしい師に出会えたことは私の人生の宝物となりました。

西田浩二主席、中村晶主席をはじめとする安全・防災研究プロジェクトの皆様には、本研究や論文執筆を行う上で業務面のサポートをしていただきましたことに感謝の意を表します。

過去に学位を取得しておられました楠木貴世志准主任研究員、同じ時期に気液二相流の研究に取り組んでおられました佐野直樹研究員にはいろいろご助言をいただき、心よりお礼申し上げます。

様々な面でサポートいただきました研究所の皆様には深く感謝いたします。

最後に、家庭において応援し続けてくれた妻、長男、長女および大阪、福井の親に感謝します。

神戸大学博士論文

「鉛直管の上端フラッシング状態における管内流動特性に関する研究」 全124頁

提出日：2021年7月13日

本博士論文が神戸大学機関リポジトリKernelにて掲載される場合、掲載登録日（公開日）はリポジトリの該当ページ上に掲載されます。

© 高木 俊弥

本論文の内容の一部あるいは全部を無断で複製・転載・翻訳することを禁じます。