

静電容量型ボイド率計を用いた水素二相流の 流動様式と伝熱特性に関する実験的研究

Experimental Study on Flow Regime and Heat Transfer
Characteristics of Hydrogen Two-phase Flow
Applying the Capacitive Void Fraction Sensor

2019年2月

坂本 勇樹

Yuki SAKAMOTO

静電容量型ボイド率計を用いた水素二相流の 流動様式と伝熱特性に関する実験的研究

Experimental Study on Flow Regime and Heat Transfer
Characteristics of Hydrogen Two-phase Flow
Applying the Capacitive Void Fraction Sensor

2019年2月

早稲田大学大学院 基幹理工学研究科
機械科学専攻 航空宇宙輸送システム研究

坂本 勇樹

Yuki SAKAMOTO

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	従来の研究	3
1.3	研究目的と主な成果	6
1.4	本論文の構成	7
第 2 章	気液二相流研究の概観	9
2.1	主要パラメータとその定義	10
2.1.1	基本パラメータ	10
2.2	無次元パラメータ	12
2.3	ボイド率とクオリティの関係	14
2.3.1	クオリティからボイド率への換算手法	14
2.3.1.1	スリップ比モデル	15
2.3.1.2	分離流モデル	15
2.3.1.3	ドリフトフラックス理論	16
2.3.2	熱平衡クオリティと真のクオリティ	18
2.3.2.1	世古口反復法 ^[1] :Mechanistic モデル	18
2.3.2.2	世古口簡易計算法 ^[1] :profile-fit モデル	19
2.3.2.3	Bowring の方法 ^[2] :Mechanistic model	20
2.3.2.4	Saha-Zuber の方法 ^[3] :profile-fit モデル	21
2.4	流動様式	22
2.4.1	Baker の方法 ^[4]	23
2.4.1.1	Baker 線図の拡張	24
2.4.2	Taitel の方法 ^[5]	24
2.4.2.1	Taitel の方法の拡張 (クオリティ-質量流束での整理)	27
2.4.3	Weisman の方法 ^[6]	28
2.4.3.1	Weisman の方法の拡張 (液相見かけ流速とクオリティ-質量流束での整理)	30

2.4.4	Steiner の方法	31
2.4.5	Kattan-Thome-Favrat の方法 ^[7] (KTF モデル)	33
2.4.6	Hajal-Thome-Cavallini の方法 ^[8] (HTC モデル)	36
2.5	熱伝達	38
2.5.1	単相流	41
2.5.1.1	Dittus-Boelter の相関 ^[9]	41
2.5.1.2	Gnielinski の相関 ^[10]	41
2.5.1.3	気液二相流における単相熱伝達率の扱い	41
2.5.2	垂直管での沸騰二相流	42
2.5.2.1	Chen の相関 ^[11]	42
2.5.2.2	Shah の相関 ^[12]	42
2.5.2.3	Gungor-Winterton の相関 ^[13,14]	43
2.5.2.4	Kandlikar の相関 ^[15]	44
2.5.2.5	Steiner-Taborak の相関 ^[16]	45
2.5.3	水平管での沸騰二相流	47
2.5.3.1	垂直管用モデル	47
2.5.3.2	Kattan-Thome-Favrat の相関 ^[17]	47
2.5.3.3	Kind-Saito の相関 ^[18]	50
2.6	ボイド率計測手法	52
2.6.1	静電容量型ボイド率計	53
2.7	結言	54
第 3 章	非対称静電容量型ボイド率計の開発	55
3.1	静電容量型ボイド率計の計測原理	55
3.2	非対称極板を用いたボイド率計	57
3.3	温度ドリフト	59
3.3.1	樹脂配管部品の誘電率の温度依存性	60
3.3.2	構成部品の熱収縮	61
3.3.3	流体誘電率の密度依存性	61
3.3.4	配管誘電率・熱収縮・流体誘電率変化が計測静電容量に与える影響	63
3.4	電場解析手法	64
3.4.1	ElectroStatics ソルバー	64
3.4.2	電場解析の検証実験結果	65
3.5	ボイド率計の設計	67
3.5.1	設計手法	67
3.5.2	沸騰水素水平流動実験用ボイド率計の構造と仕様	74

3.6	結言	77
第 4 章	沸騰水素水平流動実験	79
4.1	実験装置概要	79
4.1.1	真空外筒	82
4.1.2	水素供給管・排液管	82
4.1.3	加熱部	82
4.1.4	可視化部・ボイド率計側部	83
4.1.5	流量調整弁	84
4.2	計測器・制御器	84
4.2.1	温度計測	86
4.2.2	圧力計測	88
4.2.3	静電容量計測	90
4.2.4	加熱制御・計測	92
4.2.5	高速度可視化画像	92
4.2.6	コリオリ流量計	93
4.2.7	真空計	94
4.3	実験方法	94
4.3.1	圧力計校正	94
4.3.2	温度計校正	94
4.3.3	熱流動特性取得手順	95
4.4	実験結果	96
4.5	結言	130
第 5 章	沸騰水素の流動特性モデルの提案	131
5.1	ボイド率とクオリティの関係	131
5.1.1	ボイド率計測結果と計測精度評価	131
5.1.2	ボイド率とクオリティの関係	134
5.1.2.1	ボイド率と真のクオリティの相互変換モデル	134
5.1.2.2	熱平衡クオリティと真のクオリティ	138
5.1.2.3	換算モデルによる実験値の整理	140
5.2	流動様式判定モデルの構築	144
5.2.1	先行研究との比較	147
5.2.1.1	Baker 線図	147
5.2.1.2	Taitel-Dukler 線図	148
5.2.1.3	Weisman 線図	149

5.2.1.4	Katten-Thome-Favrat 線図	150
5.2.2	沸騰水素流動様式の提案	151
5.2.2.1	気泡流-間欠流境界	151
5.2.2.2	間欠流-環状流境界	154
5.2.2.3	沸騰水素二相流用の流動様式線図	156
5.3	熱伝達特性予測モデルの構築	160
5.3.1	既存モデル	164
5.3.1.1	単相熱伝達率 (強制対流熱伝達)	164
5.3.1.2	核沸騰熱伝達率	164
5.3.1.3	強制対流沸騰熱伝達	166
5.3.1.4	二相沸騰熱伝達率	166
5.3.2	既存モデルとの比較結果	166
5.3.3	沸騰水素二相流の熱伝達率推算モデル	173
5.4	結言	175
第 6 章	結論	177
	参考文献	181
	謝辞	193

記号表

英文字

A	[m ²]	:	断面積
Bo	[-]	:	ボイリング数
B_0	[T]	:	磁束密度
C	[F]	:	静電容量
C	[-]	:	補正係数
C_0	[-]	:	分布定数
Cd	[-]	:	抗力係数
Cp	[J/kgK]	:	比熱
d	[m]	:	配管径
D	[C/m ²]	:	電束密度
E	[N/C]	:	電場
f	[-]	:	摩擦係数
f	[Hz]	:	周波数
F, E	[-]	:	二相流強制対流増倍係数
Fr	[-]	:	フルード数
G	[kg/m ² s]	:	質量流束
g	[m/s ²]	:	重力加速度
h	[W/m ² K]	:	熱伝達率
H	[A/m]	:	磁場
i	[J/kg]	:	比エンタルピ
i_{GL}	[J/kg]	:	潜熱
j	[m/s]	:	見かけ流速
k	[W/mK]	:	熱伝導率
Ku	[-]	:	クタテラーゼ数
L	[m]	:	長さ
l, m, n	[-]	:	係数

英文字

l_c	[m]	:	キャピラリ長
\dot{M}	[kg/s]	:	質量流量
M	[kg/kmol]	:	モル質量
Nu	[-]	:	ヌッセルト数
P	[Pa]	:	圧力
Pe	[-]	:	ペクレ数
Pr	[-]	:	プラントル数
pr	[-]	:	換算圧力
\dot{Q}	[W/s]	:	単位時間当たりの入熱量
q	[W/m ²]	:	熱流束
R	[m]	:	表面性状
r	[m]	:	気泡核半径
R	[Ω]	:	抵抗
Re	[-]	:	レイノルズ数
RRR	[-]	:	残留抵抗比
S	[-]	:	スリップ比
S	[m]	:	周長
s	[-]	:	遮蔽係数
S	[-]	:	核沸騰抑制係数
T	[K]	:	温度
t	[m]	:	厚さ
u	[m/s]	:	速度
\dot{V}	[m ³ /s]	:	体積流量
V	[m ³]	:	体積
V	[V]	:	電圧
v_{Gj}	[m/s]	:	局所ドリフト速度
V_{Gj}	[m/s]	:	平均ドリフト速度
W	[-]	:	重み関数
We	[-]	:	ウェーバー数
X	[-]	:	Lockhart-Martinelli パラメータ
x, y, z	[m]	:	方向
Z	[Ω]	:	インピーダンス

ギリシャ文字

α	[-]	:	ボイド率
α	[m ² /s]	:	熱拡散率
β	[-]	:	体積クオリティ
χ	[-]	:	クオリティ
δ	[m]	:	液膜厚さ
ϵ	[-]	:	誤差
λ	[-]	:	Baker の補正係数
μ	[Pa \cdot s]	:	粘度
ν	[m ² /s]	:	動粘度
ϕ	[rad]	:	乾き面角度
π	[-]	:	円周率
ψ	[-]	:	Baker の補正係数
ψ	[-]	:	Shah の相関係数
ρ	[kg/m ³]	:	密度
σ	[N/m]	:	表面張力
τ	[Pa]	:	剪断力
θ	[rad]	:	角度
ϵ	[-]	:	比誘電率

添え字

A	:	空気
ac	:	真の値
all	:	すべて
AN	:	環状流
ave	:	単純平均
b	:	バルク状態
block	:	ブロック
calc	:	計算値
cb	:	強制対流沸騰熱伝達
correct	:	修正値
crit	:	臨界値
d	:	擬似核沸騰開始点
DB	:	気泡流
DF	:	ドリフトフラックス
eq	:	熱平衡状態
f	:	流体
FS	:	フルスケール
G	:	気相
GP	:	気単相
HPH	:	高電位極板高さ
HPS	:	側壁長さ
HPW	:	長手方向長さ
i	:	界面
IA	:	間欠環状流
IDE	:	井出による値
in	:	内側
IN	:	間欠流
k	:	任意の相
L	:	液相
lim	:	限界値
linear	:	線形値
LP	:	液単相
LPH	:	低電位極板高さ
max	:	最大値

添え字

mean	:	絶対値平均
measure	:	測定値
min	:	最小値
nb	:	核沸騰熱伝達
o	:	基準値
ONB	:	核沸騰開始点
out	:	外側
PL	:	プラグ流
PSL	:	極板シールド間距離
rand	:	ランダム
s	:	単相
S	:	基準値
sat	:	飽和
SL	:	スラグ流
SS	:	層状流
SW	:	波状流
t	:	乱流
T	:	合わせた値
TD	:	温度ドリフト
tp, TP	:	二相流状態
v	:	層流
w	:	壁
w	:	水
WA	:	波状環状流

第 1 章

序論

1.1 研究背景

液体ヘリウム (4.2 K), 液体水素 (20.3 K), 液体窒素 (77.3 K), 液体酸素 (90.2 K) などの極低温流体は食品, 医療, 超伝導, 発電など様々な分野で使用されておりその需要は高まっている。これらのうち液体ヘリウムや液体窒素は冷媒などとして, 液体水素や液体酸素は燃料などとして使用されている。中でも液体水素はロケットエンジン用燃料として使用されているだけでなく, 近い将来実現されるであろう水素社会におけるエネルギー輸送手段として注目されており, 航空宇宙開発の発展と水素社会へ向けた技術発展とともにその需要はさらに増大すると考えられる。

2005 年に宇宙航空研究開発機構 (JAXA) が掲げた「JAXA 長期ビジョン 2025」^[19] では, 「極超音速機の開発」が航空分野における中核のひとつとして位置づけられている。マッハ 5 クラスで飛行する極超音速機の実現は, 例えば現在 10 時間かかる東京-ロサンゼルス間を, 2 時間程度まで短縮することが可能であり, 将来にわたる市場と社会の要請に対して応えることができる高付加価値技術である。「極超音速機研究開発構想」^[20] に基づいて, JAXA で開発が進められている極超音速航空機用予冷ターボジェットエンジンは燃料として液体水素を使用する。予冷却は, 電力の缶詰とも言われる液体水素が液化する過程で蓄えた低温側のエネルギーを最大限に活用するシステムであるが, 水素の沸点が 20 K と低く容易に気化することで気体と液体が混ざり合った「気液二相流状態」に遷移してしまうことが, エンジン開発における一つの課題となっている。ジェットエンジンの起動制御においては燃料流量の制御は極めて重要であり, 予冷ターボジェットエンジン開発当初に気体水素を使用した際には, 安定した起動制御ができることが分かっていた。ところが, 液体水素を用いた起動では配管内で圧力振動が生じたり, ポンプ動作が不安定に陥ったりすることで燃料流量制御が格段に困難となることが明らかとなった。燃料流動初期には, 液体水素が持つ潜熱によって配管やバルブを冷却するため, 燃料の蒸発が進み気単相もしくは気液二相流状態での流動となるが, やがて配管系の冷却が進むと気液二相状態から液単相となるため, その流動状態が時々刻々・場所場所に変化してしまうことに起因する。このような理由から予冷ターボジェットエンジンでは配管冷却が不十分な際に起動しないといった問題が生じており,

極超音速機の開発には極低温流体の伝熱・圧力損失特性を知ることが重要課題であることが報告されている^[21,22]。

一方、2016年に政府がかがけた「宇宙基本計画」^[23]では、再使用型宇宙輸送システムの開発が将来宇宙利用の拡大に対する中核目標となっている。打ち上げロケットの機体を再使用し、宇宙往還機の運用コストを低減するコンセプトは1960年代から様々な研究が行われてきた。代表的なものとして米国におけるスペースシャトル計画があるが、再整備に多額の費用が掛かることから2011年にその計画は終了した。また現在各国で再使用型宇宙往還機の開発が進められているが、完全な再使用は実現していないのが現状である。宇宙科学研究所 (ISAS) では1998年より再使用型ロケットの開発を進めており、2016年には、その技術実証プロジェクトがひと段落した^[24]。将来の宇宙開発において輸送機の再使用化は、金額的・時間的な運用コスト削減に必須な課題である。ISASが開発を行っている再使用型ロケットにおいても液体水素と液体酸素を燃料として使用する。再使用型ロケット実現においても予冷ターボジェットエンジン同様に、極低温推進系の高度化が課題である。具体的には、推進剤の充填・排液時のオペレーションの効率化、推進剤タンク内の圧力制御と液体挙動の把握、リサーキュレーションシステムによる極低温推進剤マネジメント技術の確立が必要である。またH-IIA、H-IIB、H3ロケットなどの国産基幹ロケットでも液体水素・液体酸素を使用しており、予冷ターボジェットエンジン・再使用型ロケットと同様の課題を有している。例えばロケットの高度化の一環として必要とされているのが無効推進薬の削減である^[25,26,27]。ロケットエンジンを再着火する際には、ターボポンプ内で液体酸素が気化して吸い込めなくなることを防ぐためにあらかじめ液体酸素を用いてエンジンシステムの冷却を行う。予冷量を削減するには気液二相状態で潜熱を利用した冷却が有効であるが、現行のエンジン予冷システムは、初期着火時を対象としており大流量による予冷が行われている。そこで、小流量で予冷を行うトリクル予冷が提案され特性取得等も行われているが、流量等の制御方法が確立されていないのが現状で、地上実験では十分に予冷されていたが宇宙環境では予冷が不十分であったという報告もある。このような軌道間輸送における極低温流体の貯蔵・利用技術はNASAをはじめ民間企業でも行われており、燃料の保持や蒸発抑制技術は喫緊の課題とされている。

近年の水素利用は宇宙開発などとどまらず、燃料電池自動車や発電設備など、より身近なものになりつつある。特に新しいエネルギーの観点から2014年には我が国のエネルギー基本計画に水素社会の実現が盛り込まれている。産業用水素は大部分は20 MPa程度に圧縮された高压ガスとして流通してきた(常圧水素の1/200の体積)が、大量輸送・大量貯蔵の観点では液化する(常圧水素の1/800の体積)ことが望ましい。また液化によって水素の純度を高められる点も利点である。しかしながら液体水素の沸点は20 Kと低いため、輸送時・貯常時ともに外部からの入熱によって容易に気化してしまう。現在オーストラリアなど褐炭産出国において水素を製造し日本へ液体水素を輸入する「液体水素の大量海上輸送技術」の確立が求められているが、これに対しても、輸送時の断熱性能の向上、流体管理による気化量の低減、流体の安全なハンドリングが求められている^[28,29]。今後液体水素の民間利用が増大するに伴い、液体水素をはじめとする極低温流体の管理運用技術向上による無効エネルギー削減は、直接に省エネルギー化に寄与する。

1.2 従来の研究

気液二相流とは蒸発・凝縮を伴い、気相と液体が混ざりあった流れの総称である。気液二相流状態では、気相と液相の混合配置が様々に変化するため、流れにおける気液割合や流動様式が圧力損失、熱伝達特性に対して大きく影響し、単相流から予測される流れとは大きく異なり、これまでに様々な研究がなされてきた^[30,31,32,33]。このうち本研究が対象とする、配管内での気液二相流の重要性は、ボイラーの発展とともに増していった。18世紀初頭に蒸気機関が開発され、18世紀後半になると作動流体である水を対流で自然循環させる水管ボイラーが登場する。自然循環式の水管ボイラーの開発では、水管の焼損を防ぐために適切な水循環が必要であることは認識されており、1930年代に至るまで様々な実験が行われ、気液の相対速度の重要性などは当時から認識されていたが、その定式化には至っていなかった^[33]。実験方法や解析方法が確立されていない時代において最初に定式化されたのは Munzinger^[34] による均質流モデルであるが、この時すでに気液の速度差などを考慮しなければ計算値と実験値が一致しないことが認識されていた^[31]。その後、ポンプを用いて水を強制循環させる強制循環式の水管ボイラーが開発され伝熱負荷が増大することとなるが、蒸発管における熱負荷がそれほど大きくなく、ある程度の水循環を確保し、水循環回路の運転基準値を守ることで配管焼損は防げたことから1940年代までは、新しい研究はされてこなかった^[33]。その後水管ボイラーの大型化と高性能化に伴い熱的負荷が増大し、1950年代からは原子力発電が実用化されるにあたって、限界熱流束や流れの安定性の問題が顕著となり、二相流研究が盛んにおこなわれるようになった。ここで必要となるのは蒸発管の冷却であり、特に重要となるのは圧力損失、気液割合、安定性であった。これらを理解するにはまず、気液の速度差をモデル化する必要がある。気液の相対速度のモデル化の方法として、分離流モデル、スリップ比モデル、ドリフトフラックスモデルが挙げられる。分離流モデルは Martinelli ら^[35]、Lockhart ら^[36] によって提案され、Lockhart-Martinelli パラメータは気液二相流の流動状態を決定づける重要な指標として今日まで様々なモデルで使用される基本的なパラメータとなっている。しかし、Lockhart-Martinelli モデルで、ボイド率やスリップ比を算出するには、実験結果による係数補正が必要となる^[37]。スリップ比モデルは、断面平均の気液の流速比を直接モデル化する方法で、1960年代以降 Thom^[38]、Zivi^[39]、Smith^[40] らによって提案されたことによって、流動状態をモデリングしやすくなった。一方ドリフトフラックスモデルは Zuber^[41] によって提案された。ドリフトフラックスモデルでは、断面での局所の気液間における相対速度、速度分布、ボイド率分布が考慮されており二相流の定常特性から非定常特性まで様々な応用がされている。以上のボイド率やクオリティ、スリップ比といった流動特性を決定づける基本パラメータに対する研究成果をもとに流動様式や熱伝達特性、圧力損失特性についても研究が加速した。

本研究で開発を行うボイド率計測方法については原子力開発や冷凍サイクルにおける冷媒管理などにおいて研究が進められてきた。計測手法は探針式ボイド率計、光ファイバプローブ法、ワイヤーメッシュ法、インピーダンス計測式など流体とセンサーが直接接触する「接触法」と X 線 CT 法、レーザーや超音波を用いた方法、静電容量計測を応用した方法など流体とセンサーが直接

接触しない「非接触法」に分けられており、その用途によってさまざま計測手法が提案されてきた。ボイド率計測手法の詳細については第 3 章で扱うこととするが、未だその計測手法が確立されていないのが現状である。

気液二相流における流動様式は気液の空間分布状態から判定されるが、それらを変化させる要因は数多く、遷移条件を様々な流体・配管径・流動方向に対して一般的に決定づける方法は得られていない。また流動様式の遷移は明確に生じるものではなく、複数の流動様式の特徴が組み合わさった遷移状態を経ることから、判定に曖昧さがあり、流動様式の遷移条件はある程度幅を持たせて考えなければならない点も一般化が難しい要因である。流動様式を決定づけるための分類方法は大きく相変化を伴う場合と伴わない場合に分けられる。さらにその中に水平流、垂直上昇流、垂直下降流、(傾斜流)に分けられる。断熱二相水平流で古くから使用されている物として Baker 線図がある。Baker^[4]は横軸に気液両相の質量速度比の補正值、縦軸に気相の質量速度の補正值を使用している。Baker 線図は実験値に対するフィッティングに基づいており、理論的な裏付けはないものの、これまでに多くの観察結果と比較されており、垂直上昇流にもしばしば使用されてきた^[30]。また気液の見かけ流速を座標軸におき、実験値に対するフィッティングを施した線図として Mandhane^[42]の式がある。この線図は水平、常温常圧、空気-水二相流に対して提案されたものである。同様の座標系における線図は Weisman^[43]によるものなどがある。これらに対して Taitel^[5]は流動様式の遷移境界は 4 つの無次元数で表現できるとする、理論的な流動様式モデルを提案した。本線図は傾斜管にも使用できる式である点も特徴である。ただし低-中程度の粘性を有する流体には一致がみられるが、Weisman のグリセリン水溶液のデータとは差が大きいとの報告もある^[30]。なお Weisman の線図は Taitel らの線図を修正した形式となっている。Steiner^[44]は Taitel-Dukler の式を蒸発管でも使用できるように改良した。さらに Kattan^[17]は Steiner の式を無次元数同士の判別式から、横軸にクオリティ、縦軸に質量流束として、より使用しやすくした。垂直流に対しては断熱条件に対して世古口による式^[45]などがある。世古口は座標軸にみかけ流速をとって遷移境界を定めている。対して Hewitt^[46]らは座標軸に気液の見かけ運動量束をとる線図を提案している。相変化を伴う条件では Bennett ら^[47]による水-蒸気における熱平衡クオリティ-質量流束の線図などがある。

熱伝達率決定方法としては Bennett ら^[48]のように横軸に Lockheart-Martinelli 数、縦軸に液単相との熱伝達率比をとる物がある。これらの中には液相の熱伝達率を二相全質量流量から Dittus-Boelter の式で表現しているものや、クオリティを用いて液単相質量流量から求めているものなどが散見される。また Dittus-Boelter 式を改良し、二相状態で使用できるようにしているものもあるがそれらは膜沸騰の熱伝達率やポストドライアウト時の熱伝達率を求める式など限定的な利用しかできない。これらに対して Chen^[11]に始まる核沸騰熱伝達率と対流沸騰熱伝達率を足し合わせることで流動状態において熱伝達率を算出する式が提案されている。Steiner^[49]らは流動状態における核沸騰熱伝達率を基準核沸騰熱伝達率の補正值から算出し、対流熱伝達率を液単相熱伝達率の補正值から算出しその 3 乗和の 3 乗根をとることで二相状態における熱伝達率を算出している。熱伝達率予測式の多くは垂直管に提案された式で、質量流束が小さかったり熱流

束が大きな水平管では異なった様相を示す。これは重力の影響により液膜が管壁に均等に分布しない事による。これらの影響を考慮した熱伝達率予測式として Kattan^[17] による式がある。彼らは Steiner らによる熱伝達率を濡れ縁熱伝達率とし、配管内で層状流のように乾いた部分がある場合は蒸気熱伝達率と濡れ縁角度で比例配分する様に定めた。Thome らは流動様式の決定、濡れ縁角度の決定、熱伝達率の決定と条件別に計算を行うことで、従来の方方法に対して熱伝達率の高精度な予測を可能とした。ただし、R134a, R404A などといった冷媒には使用可能であるが、その他の一般流体に使用する場合は注意が必要であると考えられる。

以上のように二相流研究は始まってから 100 年足らずであり、取り扱いの際のモデル化なども不完全であるのが現状である。特に現在まで多く行われてきた研究成果は水やフロンといった冷媒など比較的沸点の高い流体に関してであり、液体水素などの極低温流体に関しては多く報告されていないのが現状である。液体窒素に関する代表的な研究として、Karlsruhe 大学の Steiner^{[49][50]} が水平管を流動する沸騰窒素の伝熱特性と圧力損失特性について調査し、既存相関式との比較や新たな熱伝達相関式の作成を行っている。また Florida 大学の Jackson^[51] は沸騰窒素二相流について流動様式線図の修正や熱伝達特性の比較などを行った。日本国内では、住友電気工業の浅尾^[52] や東北大学の大平^[53] が液体窒素沸騰二相流の流動様式と熱伝達に関する研究を実施している。水素気液二相流に関する研究については、アメリカで 1960 年代に原子炉を利用した推進機関である核エンジンの開発計画と関連して液体水素の伝熱特性に関する研究が成されており、同じく 1960 年代には NASA Lewis Reserch Center の Hendricks^[54,55] によって垂直管における水素の亜臨界域から超臨界域にわたる広範囲に渡って熱伝達率を取得する実験が行われている。近年では NASA において Dresar^[56] が低熱流束、低流量時の流動様式について傾斜管での比較検討を、Hartwig^[57] が配管冷却時の熱伝達特性を水素と窒素で比較を行っている。国内では高橋^[58] が水平沸騰水素二相流の圧力損失と膜沸騰伝熱特性について既存モデルとの比較などを行っているが、流動様式の可視化などは行っていなかった。航空宇宙分野では、これらの流動特性モデルを用いることによって、たとえば、液体水素配管の冷却にかかる時間や最適な流動制御条件を事前に予測することが求められており、NASA では Luchinsky ら^[59,60,61,62] が、欧州では Soller ら^[63] や Pinna ら^[64] などが次元の配管冷却シミュレーションなどを行っている。しかしながら Luchinsky らは流動特性の評価に一般冷媒から導かれた実験式を用いており、実験条件によって実験値との誤差が過大になることを示している。一方 Soller らによればシミュレーションでは高流量時の圧力振動をとらえられないことを課題として挙げており、配管冷却後の定常状態における圧力についても 10% 以上の実験値との差を示している。このように、極低温流体についても、いくつかの研究成果があるものの、その知見も十分とは言えず、常温流体に対する実験式との比較などが多いため、体系的に極低温流体の特性が定式化されるには至っていないのが現状である。したがって、信頼性の高い極低温流体の流動特性モデルの構築が求められている。

1.3 研究目的と主な成果

以上に示した通り極低温流体，特に液体水素の制御・運用技術は宇宙開発だけでなく，我々の身近な分野において重要なキーを担っているが，未だ研究途上であるのが現状である．本研究では，予冷ターボジェットエンジンやロケットエンジンにおける燃料供給配管の高精度な流動状態計測技術と流動状態予測手法の開発を目的に，実験的アプローチから配管内部での沸騰水素二相流動特性を理解することを目標とする．目標達成に向けた課題と得られた成果を以下に示す．

極低温流体用ボイド率計の開発

気液二相流の流動を決定づける重要なパラメータとして，気液二相流動中の気体体積存在割合を示すボイド率が挙げられるが，極低温状態におけるボイド率計測技術は確立されていない．これまでに，静電容量計測を応用したボイド率計測技術の開発を行っており温度ドリフトの問題，極板形状の最適化等に取り組んできた．本研究ではこれらの知見を基に，沸騰水素流動実験用の非対称静電容量型ボイド率計を開発する．電場解析と実験計画法によるセンサー形状の最適化を行い，従来 30% 以上あった計測誤差を約 5% まで向上することに成功した．

クオリティとボイド率の相互換算モデルの構築

ボイド率と同様に気液二相流の流動状態を決定づける重要パラメータが，気液二相流動中の気体の質量流量割合を示すクオリティである．クオリティには，流体に対する入熱量から計算される熱平衡クオリティと実際の質量流量割合である真のクオリティがある．真のクオリティは熱平衡クオリティから推算する方法，ボイド率から推算する方法があるが，液体水素に対してその計測・推算手法は確立されていない．後述する流動様式，熱伝達はクオリティを用いて整理されることが多く，真のクオリティを高精度に推算することは沸騰流動特性を整理するうえで非常に重要となる．本研究では先行研究との比較から沸騰水素流動に適用可能なモデルの調査と推算精度の検証を行う．その結果，ボイド率と真のクオリティの換算には Steiner のドリフトフラックスモデルが，熱平衡クオリティと真のクオリティの換算には世古口の簡易法が適用可能であることを示した．また，これらを組み合わせた換算精度は，全実験値に対して約 4% であった．

流動様式遷移モデルの構築

流動様式は熱伝達特性や圧力損失に対して大きな影響を与えるが，流動方向によって大きく変化し，その予測は非常に困難である．また過去に様々な流動様式遷移モデルは提案されているものの，液体水素に特化したモデルは存在しない．そこで，本研究では水平流に焦点を当て，流体の温度，圧力，流量，気液混合率でデータを整理し，沸騰水素二相流の流動様式を定式で分類できるよう流動様式予測モデルを構築する．本研究では液単相/気泡流/間欠流/環状流に大別して遷移モデルを構築し，全実験点に対して約 97% の精度で流動様式を予測可能とした．

熱伝達率予測モデルの構築

熱伝達率の変化は流れの安定性や配管冷却に大きな影響を与える。熱伝達率は流動様式、流量、ボイド率、加熱量に依存し、体系的な予測手法は確立されていないのが現状である。また、特に今回研究対象とする核沸騰領域の流動沸騰二相熱伝達モデルに対する検討はほとんど行われていない。そこで過去に提案された伝熱モデルとの比較から、沸騰水素二相流の熱伝達特性予測モデルを構築する。その結果、液単相熱伝達率予測に Dittus-Boelter モデルを、強制対流沸騰熱伝達率予測に Kind-Saito モデルを、核沸騰熱伝達率予測に Rohsenow モデルを、サブクール核沸騰領域には、熱平衡クオリティを用いて液単相熱伝達率と核沸騰熱伝達率を滑らかに結ぶ関数を提案することで全実験点に対して約 27% の精度で実験値と解析値が一致することを示した。

1.4 本論文の構成

本論文は以下に示す全 6 章で構成される。各章における概要を示す。

第 1 章 序論：本研究の背景について、航空宇宙分野における沸騰水素の流動特性把握の重要性についてまとめたのち、近年の水素社会へ向けた動向をまとめる。さらに気液二相流の研究が過去にどのように行われてきたか、その中で水素を含む極低温流体についてはどのような研究がなされてきたかについてまとめたのち、本研究で取り組む 4 つのキーワード (ボイド率・クオリティ・流動様式・熱伝達率) について、その目的と要点をまとめる。

第 2 章 気液二相流研究の概観：まず本研究で用いる気液二相流特有なパラメータの定義をまとめる。さらに本研究が目的とするボイド率とクオリティの相互換算法、流動様式の遷移条件、熱伝達率の推算手法、ボイド率測定法について既存研究を調査した結果を詳細にまとめる。

第 3 章 非対称静電容量型ボイド率計の開発：気液二相流状態における配管中の気体割合を示すボイド率の計測手法は、過去に様々提案されてきたが極低温流体に対して実用化された手法は存在しない。ここでは静電容量計測を応用したボイド率計測手法に着目し、第 4 章で述べる沸騰水素流動実験に適用する静電容量型ボイド率計の開発を行った。静電容量型ボイド率計の開発には、電場解析と実験計画法との組み合わせによって効率的な高精度化を図った。

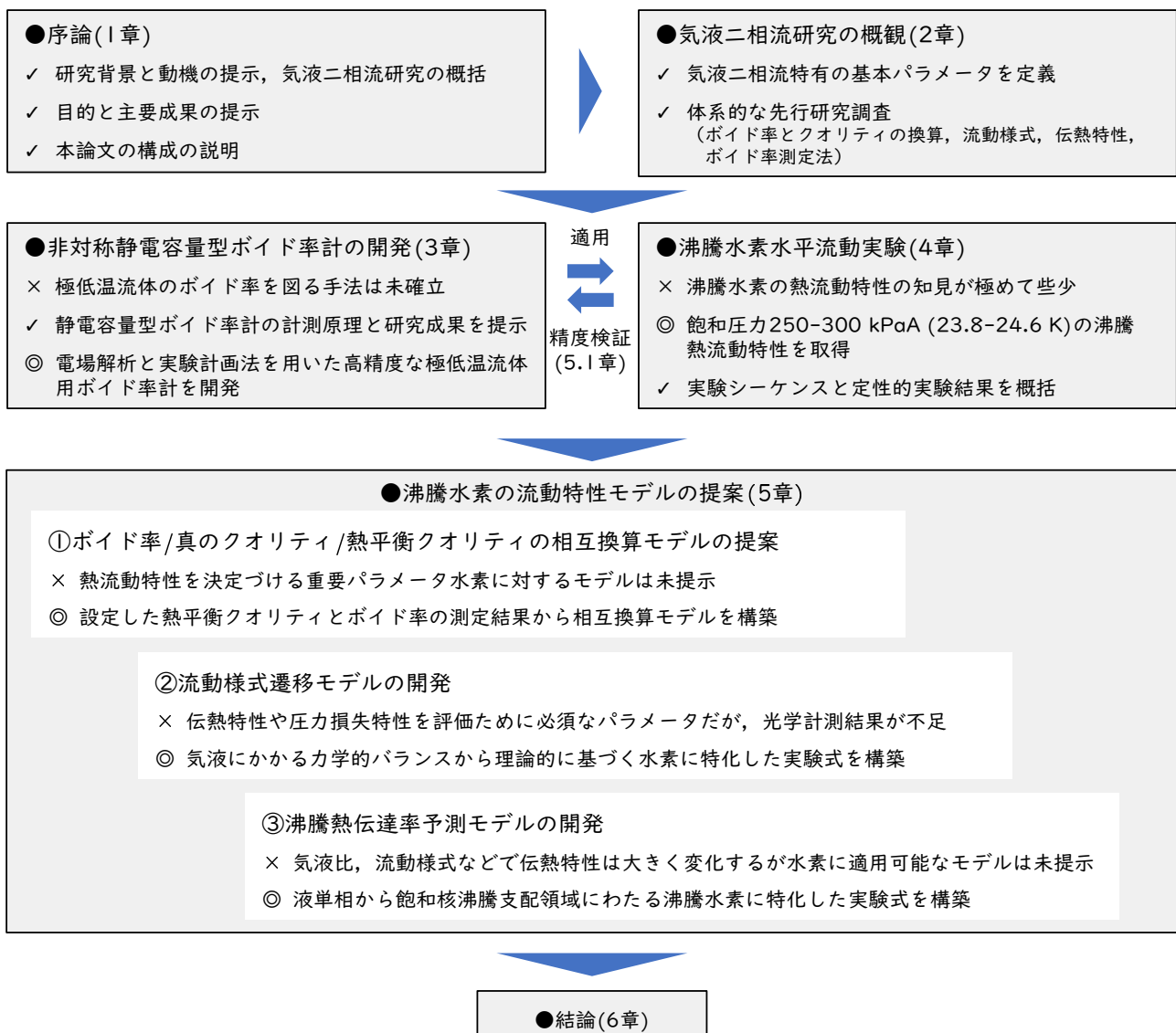
第 4 章 沸騰水素水平流動実験：まず沸騰水素の熱流動特性の解明を行うために使用した沸騰水素水平流動特性実験装置の概要をまとめる。ここでは実験装置外観、配管系統図、熱流動特性の計測点、計測制御装置の諸元、実験方法などについて詳細に記載する。さらに実施した実験条件に合わせて得られた結果をまとめて示す。

第 5 章 沸騰水素の流動特性モデルの提案：沸騰水素流動実験で得られた結果から、十分なサブクール度が確保される飽和圧力 250 kPaA から 300 kPaA の定常的なデータに対して沸騰水素に適用可能なボイド率とクオリティの相互変換モデル、流動様式の遷移モデル、熱伝達率の推算モデルを提案する。クオリティは全質量流量に対する気相の質量流量を示す真のクオリティと、入熱量から算出され乾き度に一致する熱平衡クオリティに分類される。まず、真のクオリティと熱

平衡クオリティが一致する高クオリティ条件において、真のクオリティとボイド率の換算モデルを先行研究と比較から適用可能なモデルを検討する。さらに低クオリティ条件においてはボイド率から換算される真のクオリティと、既存モデルによって換算された真のクオリティを比較することによって、沸騰水素に適用可能な真のクオリティと熱平衡クオリティの換算モデル提案する。流動様式については、今回得られた気泡流・間欠流・環状流について、実験値と既存モデルから得られる流動様式遷移条件を比較し、それらのモデルの問題点を検討し、新たな沸騰水素流用の流動様式遷移モデルを提案する。熱伝達率については、液単相強制対流熱伝達率、強制対流沸騰熱伝達率、サブクール核沸騰熱伝達率、飽和核沸騰熱伝達率について、既存モデルとの比較を行い適用可能性を調査する。さらに、既存モデルの修正によって沸騰水素の熱伝達特性を液単相強制対流域から飽和核沸騰が支配的な領域まで体系的に提案する。

第 6 章 結論：本研究で得られた知見を総括して示す。

また本研究の内容と各章の対応を以下に簡潔に示す。



第 2 章

気液二相流研究の概観

本章では、既存の冷媒や水に対して提案された先行研究例を示すにあたり、まず第 2.1 項と第 2.2 項に本研究に関する気液二相流特有なパラメーター用語の定義を示す。本研究では沸騰水素の熱流動特性の解明とボイド率計測手法の確立を目的にしており、それぞれの先行研究例を以下にまとめる。第 2.3.1 項に真のクオリティからボイド率への換算法を、第 2.3.2 項に熱平衡クオリティから真のクオリティへの換算法を示す。ボイド率とクオリティはそれぞれ気液の体積存在比と質量流量比であり、どちらも熱流動特性を決定する重要パラメータである。しかしながら、これらを実験的に計測することは困難であることからどちらか一方のパラメータから他方を決定することが有効な手段となる。第 2.4 項には気液がどのように混合しているかを示し、伝熱特性や圧力損失特性に影響を与える流動様式についてその予測・判定モデルを示す。前述の通り気液二相流における伝熱特性は気液比、入熱量、流動様式によって大きく変化する。第 2.5 項には液単相状態から気液二相流状態にわたる熱伝達率予測手法を示す。第 2.6 項にはこれまでに提案された主要なボイド率計測手法と本研究で取り扱う静電容量型ボイド率計の先行研究例をまとめて示す。

第 1 章で述べた通り、沸騰水素に対して行われた体系的な研究例はなく、第 2 章で示すモデルでは、真のクオリティからボイド率への換算法の 2 例のみが極低温流体に対する実験式である。伝熱特性については第 5.4 項にて紹介するようにプール核沸騰の研究などが水素に対しても散見されるが、これらを含めても沸騰水素の熱流動特性を体系的に整理する手法は未だ提案されていない。本研究では、本章で示す流動特性予測モデルと第 4 章で行う沸騰水素の流動特性実験結果との比較から、第 5 章で沸騰水素に適用可能なモデルの選定と修正を行う。また極低温流体に適用可能なボイド率計測手法も確立されていないのが現状であり、既存研究を踏まえて、第 3 章で極低温流体に適用可能なボイド率計の開発を行い、第 4 章で実施する沸騰水素流動特性実験に適用する。

2.1 主要パラメータとその定義

図 2.1 に気液二相流を模式的に示す。この流れ系において気相の占める面積を A_G 、液相の占める面積を A_L とする。また、それぞれの対象断面を通過する体積流量を \dot{V}_G, \dot{V}_L 、各相の流速を u_G, u_L とする。

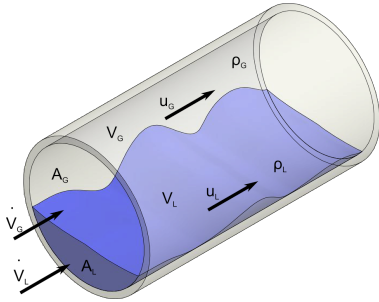


図 2.1 気液二相流状態

A [m²] : 流路断面積

A_G [m²] : 気相面積

A_L [m²] : 液相面積

u_G [m/s] : 気実速度

u_L [m/s] : 液実速度

V [m³] : 検査区間体積

V_G [m³] : 検査区間気相体積

V_L [m³] : 検査区間液相体積

\dot{V}_G [m³/s] : 気体積流量

\dot{V}_L [m³/s] : 液体積流量

2.1.1 基本パラメータ

ボイド率: α

ボイド率とは、瞬間的に気液二相流を固定した時の気相の体積割合で以下の式で定義する。また液相の占める体積割合はホールドアップ $\alpha_L = 1 - \alpha$ と呼ばれる。

$$\alpha = \frac{V_G}{V_G + V_L} = \frac{V_G}{V} \quad \text{もしくは} \quad \alpha = \frac{A_G}{A_G + A_L} = \frac{A_G}{A} \quad (2.1)$$

見かけ速度: j_k

見かけ速度とは、単位流路面積あたりの体積流量で以下の式で定義する。体積速度ともいう。単相流の場合見かけ速度と断面平均流速は一致するが、二相流では気液の体積速度は実際の流速 u_k とは一致しない。ここで添え字 k は相を示し、気相であれば G 、液相であれば L と対応する。

$$j_k = \frac{\dot{V}_k}{A} \quad (2.2)$$

また実速度 u_k と体積速度 j_k は以下の関係がある。

$$j_G = \alpha u_G \quad (2.3)$$

$$j_L = (1 - \alpha) u_L \quad (2.4)$$

質量流束: G_k

質量流束とは、単位流路面積あたりの質量流量で以下の式で定義する。質量速度ともいう。両相を合わせた質量流束は $G = G_L + G_G$ となる。

$$G_k = \frac{\dot{M}_k}{A} \quad (2.5)$$

\dot{M}_k [kg/s] : 相 k の質量流量

また、体積速度と質量流束は以下の式で関係づけられる。

$$G_k = \rho_k j_k \quad (2.6)$$

$\rho_k \text{ kg/m}^3$: 相 k の密度

クオリティ: χ

クオリティとは、全質量流量のうち気相の質量流量が占める割合で以下の式で定義する。

$$\chi = \frac{\dot{M}_G}{\dot{M}_G + \dot{M}_L} = \frac{G_G}{G_G + G_L} \quad (2.7)$$

上で定義で記述されるクオリティは、実クオリティもしくは真のクオリティ χ_{ac} と呼ばれる。また、熱力学的な平衡が成立している場合、つまり蒸気と液体が平衡状態にある場合、熱平衡クオリティ χ_{eq} は真のクオリティに一致する。ここで、気液二相流の平均比エンタルピーを i_{tp} とすると、乾き度の定義から

$$\dot{M} i_{tp} = (\dot{M}_G + \dot{M}_L) i_{tp} = \dot{M}_G i_G + \dot{M}_L i_L \quad (2.8)$$

となる。ただし、 i_G は飽和気相の比エンタルピー、 i_L は飽和液相の比エンタルピーを示す。式 (2.7) と (2.8) から、 $\chi = \chi_{eq}$ として流体の平均比エンタルピーについて解くと

$$i_{tp} = i_L (1 - \chi_{eq}) + i_G \chi_{eq} = i_L + i_{GL} \chi_{eq} \quad (2.9)$$

となる。ここで i_{GL} は蒸発潜熱を示す。加熱区間出口での気液二相流の比エンタルピー i_{tp} は、加熱区間入口液単相を仮定すると、液単相比エンタルピー $i_{L,in}$ と加熱量 Q を用いて以下で表される。

$$i_{tp} = i_{L,in} + \frac{Q}{\dot{M}} \quad (2.10)$$

以上から熱平衡クオリティ χ_{eq} は以下の式で表すことができる。

$$\chi_{eq} = \frac{i_{L,in} + \frac{Q}{\dot{M}} - i_L}{i_{GL}} \quad (2.11)$$

一般に沸騰初期、つまりサブクール沸騰域では熱力学的平衡が成立せず、真のクオリティと熱平衡クオリティは一致しない。このような場合、後に示す手法で熱平衡クオリティから真のクオリティを推定することが可能である。なお、以降特に断りがない場合クオリティ χ は真のクオリティ χ_{ac} と同義である。

体積クオリティ: β

気体の体積流量割合を示し以下の式で定義する。

$$\beta = \frac{\dot{V}_G}{\dot{V}_G + \dot{V}_L} = \frac{j_G}{j_G + j_L} \quad (2.12)$$

スリップ比: S

気液の速度比で以下の式で定義する。

$$S = \frac{u_G}{u_L} \quad (2.13)$$

相対速度: u_r

気液速度差で以下の式で定義する.

$$u_r = u_G - u_L \quad (2.14)$$

体積クオリティ, クオリティ, ボイド率の関係

ボイド率, クオリティ, スリップ比, 体積クオリティには以下の関係が成り立つ.

$$\chi = \frac{\rho_G S \alpha}{\rho_G S \alpha + \rho_L (1 - \alpha)} \quad (2.15)$$

$$\alpha = \frac{\beta}{\beta + (1 - \beta) S} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1 - \beta}{\beta}\right) S} = \frac{1}{1 + \frac{\rho_G}{\rho_L} \left(\frac{1 - \chi}{\chi}\right) S} \quad (2.16)$$

$$\beta = \frac{\alpha u_G}{\alpha u_G + (1 - \alpha) u_L} = \frac{\alpha S}{\alpha S + (1 - \alpha)} \quad (2.17)$$

$$S = \frac{\rho_L}{\rho_G} \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{\chi}{1 - \chi} \quad (2.18)$$

気液等速, すなわち $S=1$ ならボイド率と体積クオリティは一致し, スリップ比の大きな流れほど同じクオリティでも, ボイド率は小さくなるのがわかる. ボイド率は流動様式を支配する主な要因であるとともに, 二相流に加わる重力を決定する重要な物理量である.

2.2 無次元パラメータ

本研究で用いる無次元数について以下にまとめる.

レイノルズ数

流体の慣性力と粘性力の比

$$Re = \frac{\rho u d}{\mu} = \frac{G d}{\mu} \quad (2.19)$$

気液二相流では, クオリティを用いて, 気液のレイノルズ数をそれぞれ, 以下の式で表す.

$$Re_G = \frac{\chi G d}{\mu_G} \quad (2.20)$$

$$Re_L = \frac{(1 - \chi) G d}{\mu_L} \quad (2.21)$$

また, 気液のレイノルズ数は全質量流束を用いて以下で定義されることもある.

$$Re_{Gt} = \frac{G d}{\mu_G} \quad (2.22)$$

$$Re_{Lt} = \frac{G d}{\mu_L} \quad (2.23)$$

プラントル数

流体の動粘性係数と熱拡散率の比

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu/\rho}{k/(\rho C_p)} = \frac{\mu C_p}{k} \quad (2.24)$$

ただし、 $\alpha = k/\rho C_p$ で熱拡散率を表す。

ヌセルト数

流体の熱伝達と熱伝導の比

$$Nu = \frac{hd}{k} \quad (2.25)$$

ペクレ数

流体の対流によって運ばれる熱量と熱伝導によって運ばれる熱量の比

$$Pe = \frac{\rho C_p u T/d}{k T/d^2} = \frac{G d C_p}{k} = \frac{ud}{\alpha} \quad (2.26)$$

またペクレ数は、レイノルズ数とプラントル数の積に等しい。

$$Pe = Re \cdot Pr \quad (2.27)$$

ボイリング数

流体への加熱量とその流体をすべて沸騰させるのに必要な熱量の比

$$Bo = \frac{q}{i_{GL} G} \quad (2.28)$$

クタテラーゼ数

流体の慣性力と浮力の比

$$Ku = \frac{j_G \rho_G^{1/2}}{(l_c g (\rho_L - \rho_G))^{1/2}} = \frac{j_G \rho_G^{1/2}}{(\sigma g (\rho_L - \rho_G))^{1/4}} \quad (2.29)$$

ただし l_c はキャピラリ長であり代表長さを示す。

$$l_c = \sqrt{\sigma / (\rho_L - \rho_G) g} \quad (2.30)$$

オイラー数

流体の圧力損失と単位流体当たりの運動エネルギーの比

$$Eu = \frac{\Delta P}{\rho u^2} \quad (2.31)$$

フルード数

流体の慣性力と重力の比

$$Fr = \frac{u}{\sqrt{gd}} \quad (2.32)$$

ウェーバー数

流体の慣性力と表面張力の比

$$We = \frac{\rho d u^2}{\sigma} \quad (2.33)$$

Lockhart-Martinelli パラメータ

Lockhart-Martinelli パラメータ (以下 LM パラメータ) とは, 二相流において, 気液がそれぞれ単相で流れると仮定した際の圧力損失の比として表され, 以下の式で定義される.

$$X^2 = \left(-\frac{dP}{dz} \right)_L / \left(-\frac{dP}{dz} \right)_G = (f_L \rho_L u_L^2) / (f_G \rho_G u_G^2) \quad (2.34)$$

管摩擦係数はレイノルズ数の関数として $f_k = C_k Re_k^{n_k}$ で示されており, 乱流については $C_k = 0.046$, $n_k = -0.2$ を層流については $C_k = 16$, $n_k = -1$ を用いる. 従って, LM パラメータは気液それぞれが層流か乱流か, つまり気液それぞれのレイノルズ数によって値が異なる. 本研究では気液両相が乱流と仮定し, 以下の式で LM パラメータを算出した.

$$X \Rightarrow X_{tt} = \left(\frac{1-\chi}{\chi} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.1} \quad (2.35)$$

なお, 式 (2.35) は Hendricks ら^[54] によって沸騰水素流にも適用可能と示されている.

2.3 ボイド率とクオリティの関係

2.3.1 クオリティからボイド率への換算手法

ボイド率とクオリティを推算する方法は過去に様々な方法が考案されてきた. これらのモデルは, 大きくスリップ比モデル, 分離流モデル, ドリフトフラックスモデルに分類できる. ここでは, まず表 2.1 に過去に提案されたモデルについて, 使用されたデータの種類とともに示す. さらに, これらのモデルの詳細を次項以降に示す.

表 2.1 過去に提案されたボイド率-クオリティの換算モデル

	Model	Data
スリップ比モデル	(a) Homogenous	-
	(b) Winterton ^[65]	Water 0.1 MPa-22.1 MPa ((h) に同じ)
	(c) Ahmad ^[66]	Water 0.965 MPa-13.9 MPa
	(d) Smith ^[40]	Water 0.1 MPa-14.5 MPa
	(e) Khalil ^[67]	He, N2: 0.1 MPa - 0.2 MPa
	(f) Zivi ^[39]	Water: 0.1 MPa-8.2 MPa
	(g) Fauske ^[68]	Water: 0.28 MPa-2.48 MPa
	(h) Thom ^[38]	Water 0.1 MPa-22.1 MPa
	(i) Butterworth ^[69]	Water: 0.11 MPa-0.36 MPa ((k) に同じ)
	(j) Steiner ^[50]	N2: 圧力条件についての記述無し
	分離流モデル	(k) Lockhart-Martinelli ^[36]
ドリフトフラックスモデル (DF モデル)	(l) Zuber ^[41]	Freon114: 0.316 MPa-0.848 MPa Freon22: 1.3 MPa-3.4 MPa Water: 0.101 MPa-13.8 MPa
	(m) Rouhani ^[70]	Water:1.9 MPa-13.79 MPa
	(n) Steiner ^[18]	作動流体や条件についての記述はなし

2.3.1.1 スリップ比モデル

先に示した通り，ボイド率-クオリティ-スリップ比の間には以下の関係が成り立ち，スリップ比 S が定まればボイド率とクオリティは相互に変換が可能となる．

$$\chi = \frac{\rho_G S \alpha}{\rho_G S \alpha + \rho_L (1 - \alpha)} \quad (2.36)$$

上式をボイド率について解くと次式となる．

$$\alpha = \left[1 + S \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \right) \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \right]^{-1} \quad (2.37)$$

さらに，この関係を基本して次の粘度の影響を考慮して，それぞれの影響を次のように加味した変換モデルをスリップ比モデルと呼ぶこととする．

$$\alpha = \left[1 + S \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \right)^l \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^m \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^n \right]^{-1} \quad (2.38)$$

例えば $S = l = m = 1, n = 0$ であれば，式 (2.37) における $S=1$ と同値で，気液が均質に混合することを示す．代表的なスリップ比モデルを，提案した研究者とともに表 2.2 に示す．なお，括弧内のアルファベットは表 2.1 に対応する．

表 2.2 スリップ比モデルにおける各係数 (表 2.1 に対応)

Model	S	l	m	n
(a) Homogenous	1	1	1	0
(b) Winterton	$0.93 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.11} + 0.07 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.561}$	1	1	0
(c) Ahmad	$\left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.205} \left(\frac{Gd}{\mu_L} \right)^{-0.016}$	1	1	0
(d) Smith	$e_s + (1 - e_s) \left\{ \frac{\frac{\rho_L}{\rho_G} + e \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \right)}{1 + e \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \right)} \right\}^{0.5}$, $e_s = 0.4$	1	1	0
(e) Kahlil	$3 + 27.3\chi$	1	1	0
(f) Zivi	1	1	2/3	0
(g) Fauske	1	1	0.5	0
(h) Thom	1	1	0.89	0.18
(i) Butterworth	0.28	0.64	0.36	0.07
(j) Steiner	$8.5 \left(\frac{G^2}{(\rho_L^2 dg)} \right)^{0.4}$	0.8	0.8	0

2.3.1.2 分離流モデル

分離流モデルは Lockhart と Martinelli によって提案された^[36]．分離流モデルとは気液が完全に層状に分離したとみなし，各相に対して圧力損失を見積もることで，気液二相流状態での圧力損失を式 (2.35) で表される LM パラメータを用いてモデル化する手法である．Lockhart と Martinelli は LM パラメータを用いて圧力損失の関係だけでなく，ボイド率の実験結果を整理し，図 2.2 の相関曲線を提案している． α - X の関係は気液のレイノルズ数，つまり両相の乱流・層流にかかわらず 1 本の曲線で表されている．具体的な数値は表 2.3 に示し，その近似関数^[30]を式 (2.39) に示す．

表 2.3 Lockhart-Martinelli による α と X の関係

X	0.07	0.1	0.2	0.4	0.7	1	2	4	7	10	20	40	70	100
α	0.96	0.95	0.91	0.86	0.81	0.77	0.69	0.6	0.52	0.47	0.34	0.24	0.16	0.1

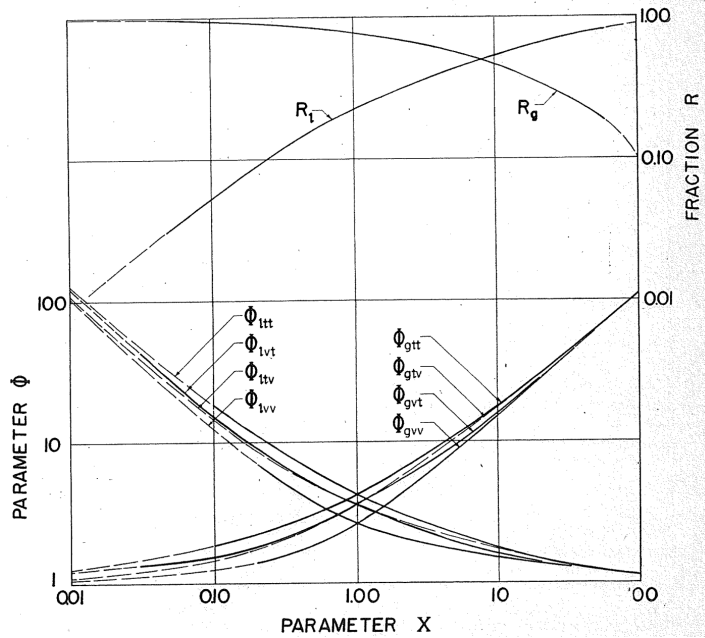


図 2.2 LM パラメータ (x 軸) とボイド率 (第二 y 軸 R_G) の関係^[36]

$$\alpha = 1 - \left(1 + \frac{31}{X} + \frac{1}{X^2} \right)^{-0.43} \quad (2.39)$$

2.3.1.3 ドリフトフラックス理論

Zuber ら^[41] は気相の局所実速度 u_G は、式 (2.40) に示すように二相の見かけ速度の和 $j_T (= j_G + j_L)$ と局所のドリフト速度 $v_{Gj} (= u_G - j_T)$ の和で与えられるとするドリフトフラックスモデルを提案した。

$$u_G = \frac{j_G}{\alpha} = j_T + v_{Gj} \quad (2.40)$$

式 (2.40) を流路全体でボイド率による重みづけをして平均化すると平均気相流速 $\overline{u_G}$ は式 (2.41) で表される。ここで、 $\langle \rangle$ は断面平均値を表す。また、 C_0 は分布定数、 V_{Gj} は平均ドリフト速度を示す。

$$\overline{u_G} \equiv \frac{\langle \alpha u_G \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle j_G \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{\langle \alpha j_T \rangle}{\langle \alpha \rangle} \frac{\langle j_T \rangle}{\langle j_T \rangle} + \frac{\langle \alpha v_{Gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} = C_0 \langle j_T \rangle + V_{Gj} \quad (2.41)$$

ただし、 $C_0 = \langle \alpha j_T \rangle / \langle \alpha \rangle \langle j_T \rangle$ 、 $V_{Gj} = \langle \alpha v_{Gj} \rangle / \langle \alpha \rangle$ とする。更に式 (2.41) をボイド率について書き直し、以下の関係式を用いて

$$\langle j_G \rangle = \frac{G\chi}{\rho_G} \quad (2.42)$$

$$\langle j_T \rangle = \frac{G\chi}{\rho_G} + \frac{G(1-\chi)}{\rho_L} = \frac{G}{\rho_G} \left\{ \chi + (1-\chi) \frac{\rho_G}{\rho_L} \right\} \quad (2.43)$$

クオリティを用いて書き直すと,

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\langle j_G \rangle}{C_0 \langle j_T \rangle + V_{Gj}} = \frac{\chi}{C_0 \left\{ \chi + (\rho_G/\rho_L)(1-\chi) \right\} + (\rho_G/G) V_{Gj}} \quad (2.44)$$

となる。断面平均ボイド率を $\alpha = \langle \alpha \rangle$ とすれば,

$$\alpha = \chi \left[C_0 \left\{ \chi + \frac{\rho_G}{\rho_L} (1-\chi) \right\} + \frac{\rho_G}{G} V_{Gj} \right]^{-1} \quad (2.45)$$

となる。この手法は気相の平均流速が極めて簡単な形で表されるため様々な分野で使用されている。Zuber らは高圧の蒸気二相流に対して $C_0 = 1.13$, $V_{Gj} = 1.41 (g\sigma(\rho_L - \rho_G)/\rho_L^2)^{0.25}$ としている。ドリフトフラックスモデルの注意点として、ボイド率とクオリティの相互関係においては $\chi = 0$ で $\alpha = 0$ とはなるものの、 $\chi = 1$ で $\alpha = 1$ とはならないことが挙げられる。また分布定数やドリフト速度は表 2.4 に示すように本来は流動様式に依存するため、その把握が必須であるのと同時に、流動状態が遷移したときに分布定数 C_0 やドリフト速度 V_{Gj} を瞬時に変更すると、ボイド率を不連続に見積もるなどの問題があり、動的挙動の解析などには注意が必要である。式 (2.41) の関係に従って実験結果を整理し、流動様式毎に得られた分布定数 C_0 、ドリフト速度 V_{Gj} の結果を表 2.4 に示す。Rouhani らは、垂直流に対してこの分布定数とドリフト速度が流動様式によらず一意に決定づけられるとして以下の係数を用いている。

$$C_0 = 1.12(\text{低流量では } 1.54), \quad V_{Gj} = 1.18 \left\{ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{0.25} \quad (2.46)$$

さらに Steiner は水平流に Rouhani のモデルを拡張し

$$C_0 = 1 + 0.12(1-\chi), \quad V_{Gj} = 1.18 \left\{ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{0.25} \quad (2.47)$$

この値は Wojtan ら^[71] が水平管に使用しており良好な一致を示している。またクオリティ 0 と 1 においてボイド率 0 と 1 に一致する点で他のモデルに比較して使いやすい点に特徴がある。さらに近年は Kerpel ら^[72] が本式を用いてボイド率計の校正などを行っている。

表 2.4 流動様式別の分布定数とドリフト速度の関係^[31]

流動様式	C_0	V_{Gj}
発達中の気泡流	円管: $(1.2 - 0.2\sqrt{\rho_G/\rho_L}) \{1 - \exp(-18\alpha)\}$	$\sqrt{2} \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2}]^{1/4} (1-\alpha)^{1.75}$
	矩形管: $(1.35 - 0.35\sqrt{\rho_G/\rho_L}) \{1 - \exp(-18\alpha)\}$	
発達した気泡流	円管: $1.2 - 0.2\sqrt{\rho_G/\rho_L}$	
	矩形管: $1.35 - 0.35\sqrt{\rho_G/\rho_L}$	
スラグ流	1.2	$0.35 \sqrt{\frac{gd(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L}}$
環状流	$1 + \frac{1-\alpha}{\alpha + 4\sqrt{\rho_G/\rho_L}}$	$\frac{1-\alpha}{\alpha + 4\sqrt{\rho_G/\rho_L}} \sqrt{\frac{gd(1-\alpha)(\rho_L - \rho_G)}{0.015\rho_L}}$

2.3.2 熱平衡クオリティと真のクオリティ

上述してきたボイド率への換算モデルではクオリティとして真のクオリティを用いることが前提となる。しかしながら沸騰初期は、流体平均温度が飽和温度に達していなくても気泡が生成する、サブクール沸騰状態となる。熱平衡クオリティと真のクオリティとボイド率の関係について図 2.3 に示す。図中のパラメータは以下のモデルに対応する。サブクール沸騰状態では入熱量から算出される平均エンタルピは、飽和エンタルピよりも小さいためクオリティは 0 以下の値として定義され、熱平衡状態が成立していないことは明らかである。このような非熱平衡状態における真のクオリティ算出方法として有力な手法は大別して、伝熱機構をモデル化する mechanistic モデルと気泡離脱開始点と熱平衡状態が成立する点を何らかの適切な関数でフィッティングする profile-fit モデルが挙げられる。以下にこれらの手法のうち代表的な方法を示す。

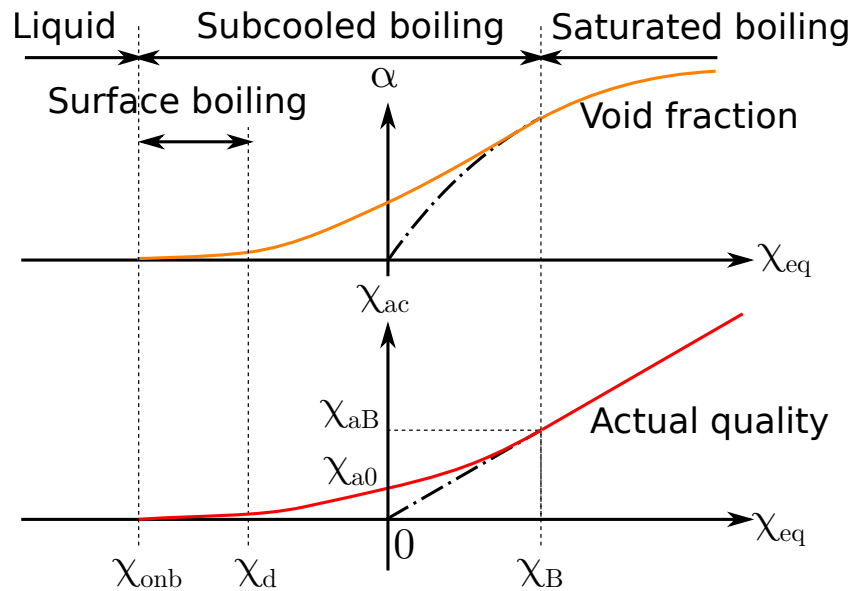


図 2.3 熱平衡クオリティに対するボイド率 (上段) と真のクオリティ (下段) の関係

2.3.2.1 世古口反復法^[1]:Mechanistic モデル

世古口は水蒸気二相流に対して、サブクール沸騰状態における断面温度分布に見られる特徴から加熱面近傍の過熱水過熱度は蒸気生成へのエネルギーに消費されるものとしてサブクール沸騰域での真のクオリティ導出モデルを構築した。まずボイド率 α を仮定して、沸騰による速度増加を考慮した熱伝達率 $\overline{h_{sp}}$ を導出する。

$$[1] \quad \overline{h_{sp}} = \frac{q}{T_w - T_b} = 0.023 \frac{k}{d} \left(Re_{Lt} \frac{1 - \chi_{ac}}{1 - \alpha} \right)^{0.8} Pr_L^{1/3} \quad (2.48)$$

本手法では蒸気が持つエンタルピは仮想的な单相流過熱度に相当すると考える。従って真のクオリティはこの過熱度によって得られる蒸気流量と全流量の比としてあらわされる。

$$\chi_{ac} = \frac{C_p \int_0^{y_s^*} (T - T_s) u(1 - y^*) dy^*}{i_{GL} \int_0^1 u(1 - y^*) dy^*} \quad (2.49)$$

なお $y^* = y/R$ は壁面からの無次元距離、 y_s^* は单相乱流温度分布において飽和温度となる無次元化した距離である。世古口によれば^[1]、速度分布と温度分布の関係式から式 (2.49) は以下のようになる。

$$[2] \quad \chi_{ac} = Bo^* \left\{ \frac{2mn + m + n}{m^2 (n + 1)} y_s^{*(mn+m+n)/mn} - \frac{mn + m + n}{m^2 (2n + 1)} y_s^{*(2mn+m+n)/mn} \right\} \quad (2.50)$$

ここで y_s^* と Bo^* はそれぞれ以下で表され、速度分布と温度分布の指数法則係数はそれぞれ $m = n = 7$ とする。

$$y_s^* = \left\{ \frac{m^2(n+1)(2n+1)}{(mn+m+n)(2mn+m+n)} \left(1 + \frac{\chi_{eq}}{Bo^*} \right) \right\}^m \quad (2.51)$$

$$Bo^* = \frac{qC_p}{i_{GL} h_{sp}} = \frac{Re_{Lt}^{0.2} Pr_L^{2/3}}{0.023} \left(\frac{1 - \alpha}{1 - \chi_{ac}} \right)^{0.8} Bo \quad (2.52)$$

最後に算出した真のクオリティを用いてポイド率を導出する。世古口らは反復法に対しては前出の Smith の式^[40]を用いた

$$[3] \quad \alpha = \left[1 + \frac{\rho_G}{\rho_L} e \left(\frac{1}{\chi_{ac}} - 1 \right) + \frac{\rho_G}{\rho_L} (1 - e_s) \left(\frac{1}{\chi_{ac}} - 1 \right) \left\{ \frac{(\rho_L/\rho_G) + e_s \{ (1/\chi_{ac}) - 1 \}}{1 + e \{ (1/\chi_{ac}) - 1 \}} \right\}^{1/2} \right]^{-1} \quad (2.53)$$

ただし $e_s = 0.4$ とする。反復法では [1] から [3] の手順をポイド率に対して収束するまで反復計算を行う。なお沸騰開始点クオリティは $\chi_{ONB} = -\frac{Re_{Lt}^{0.2} Pr_L^{2/3}}{0.023} Bo$ 、飽和沸騰開始点クオリティは $\chi_B = \chi_{aB} = \frac{n(3mn+2m+n)}{m^2(n+1)(2n+1)} Bo^*$ であり、 $\chi_B < \chi_{eq} < 1$ の領域では $\chi_{ac} = \chi_{eq}$ とする。

2.3.2.2 世古口簡易計算法^[1]:profile-fit モデル

簡易計算法では、実際にサブクール沸騰が始まり、沸騰した気泡がすぐに凝縮する点から気泡が積極的に離脱する擬飽和沸騰開始点までは、真のクオリティに対して十分無視できる程度の影響しか与えないと仮定して、擬飽和沸騰開始点 χ_d 以降のみに注目してモデルを構築した。すなわち擬飽和沸騰開始点において真のクオリティを 0 とし、飽和沸騰開始点以降は熱平衡クオリティは真のクオリティに一致するというモデルである。擬飽和沸騰開始点クオリティは以下を用いて算出する。

$$\chi_d = -13.5 Bo^{0.65} \quad (2.54)$$

ここで Bo はボイリング数を表す．続いて熱平衡クオリティが 0 になる位置での真のクオリティ χ_{a0} を以下の式で求める．

$$\chi_{a0} = C Re_{Lt}^{0.2} Pr_L^{2/3} Bo \quad (2.55)$$

ここで係数 C は 4.4 とする．この係数には温度・速度分布とボイド率の影響も内包された係数であり，水-蒸気二相流の実験結果から得られた値である．このとき非熱平衡状態の真のクオリティは次式で表される．

$$\chi_a = B \zeta e^{(-A/\zeta)} \quad (2.56)$$

$$\text{ただし} \begin{cases} \zeta = \frac{\chi_d - \chi}{\chi_d} \\ A = \left(-\frac{\chi_d}{\chi_{a0}} \right) e^{-1} \\ B = \chi_{a0} e^A \end{cases} \quad (2.57)$$

ボイド率算出には反復法よりも簡便な式を用いるため，Thom の実験結果に基づき修正した以下の式^[1]で導出する．

$$\frac{\alpha}{1-\alpha} = \left(1.5 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.692} - 0.5 \right) \frac{\chi_{ac}}{1-\chi_{ac}} \quad (2.58)$$

本手法では興味深いのはボイド率-クオリティの相関式をより良いモデルにすれば，推算精度が向上すること，相関係数 C を作動流体によって変更すれば更なる推算精度向上につながる点である．

2.3.2.3 Bowring の方法^[2] : Mechanistic model

Bowring は，擬飽和開始点よりも小さなサブクール度においては，気泡離脱が生じないと考え，真のクオリティを擬飽和開始点クオリティ χ_d と液単相の熱伝達率を用いて次式で求めた．

$$\chi_{ac} = \frac{1}{1+e_b} \left[(\chi_{eq} - \chi_d) + \frac{h_{Lt} i_{GL}}{2C_{pL} q / 10000} (\chi_{eq} - \chi_d)^2 \right] \quad (2.59)$$

ここで，サブクールボイドパラメーターとして定義される $1+e_b$ は $0.1 \leq P \leq 0.962$ MPa に対して

$$1+e_b = 1 + 3.2 \left(\frac{\rho_L C_{pL}}{\rho_G i_{GL}} \right) \quad (2.60)$$

で，液単相の熱伝達率は Dittus-Boelter の式で算出する．

$$h_{Lt} = \frac{k_L}{d} 0.023 Re_{Lt}^{0.8} Pr_L^{0.4} \quad (2.61)$$

また，擬飽和沸騰開始点のクオリティは気泡離脱点サブクール度を用いて次式で求める．

$$\chi_d = -\frac{C_{pL}}{i_{GL}} (14 + 0.987P/1000) \frac{q/10000}{100 \times u_{in}} \quad (2.62)$$

なお，原著論文では長さの単位に [cm] が用いられているので，SI 単位系に修正したものを記載した．この気泡離脱点から蒸気発生点を推定する手法はのちの Levy らのモデル^[73]などの基本概念となっている．

2.3.2.4 Saha-Zuber の方法^[3]:profile-fit モデル

Levy^[73] や Staub^[74] は気泡が壁面から離脱しうる条件を気泡にかかる力のバランスから求め、気泡頂部の温度と配管中心までの温度分布を考えて正味蒸気生成開始点 χ_{ONB} を予測しているが、本理論は低流量時に実際とずれる傾向にある。そこで、Saha ら^[3] は気泡の離脱が始まる点は気泡の凝縮効果が支配的となることによって決定されるとして、低流量時の実際とのずれを補正した推算法を提唱した。Saha らはボイド率が増加するためには液温が上昇し、発生した気泡が凝縮しないような条件が必要であると考えた。そこで、凝縮率はサブクール度に比例するとして低流量域ではサブクール度が小さくなる場所で気泡の離脱が生ずるとした。また、流量が大きい時は Levy の考え方と同様に気泡にかかる力のバランスから、気泡の壁面からの離脱が生じるとしている。以上の考え方を元に Saha らは水とフロン 22 とフロン 144 の実験結果から、擬飽和沸騰開始点クオリティ χ_d (気泡離脱開始点での熱平衡クオリティ) についてヌッセルト数とスタントン数から以下の条件式を導いている。

$$\chi_d = \begin{cases} -\frac{qC_{pL}d}{455i_{GL}k_L} & \text{小流量の時: } (Pe \leq 70000) \\ -\frac{q}{0.0065i_{GL}G} & \text{大流量の時: } (Pe > 70000) \end{cases} \quad (2.63)$$

ここで Pe はペクレ数であり、 Pe が大きいほど対流による熱移動の影響が大きいことを示す。Levy は熱平衡クオリティを真のクオリティへ変換する関係式として、以下の式を提唱した。

$$\chi_{ac} = \chi_{eq} - \chi_d \exp\left(\frac{\chi_{eq}}{\chi_d} - 1\right) \quad (2.64)$$

この式は熱平衡クオリティが擬飽和沸騰開始点クオリティよりも十分に大きい場合には熱平衡クオリティは真のクオリティに近づく、つまり気泡離脱開始点における熱平衡クオリティよりも十分に大きい熱平衡クオリティでは熱力学的平衡に到達しているため、真のクオリティとして扱うことができるという関係から得られた関係式である。一方 Saha らは熱平衡クオリティを真のクオリティへ変換する関係式として、以下の式を提唱した。

$$\chi_{ac} = \frac{\chi_{eq} - \chi_d \exp\left(\frac{\chi_{eq}}{\chi_d} - 1\right)}{1 - \chi_d \exp\left(\frac{\chi_{eq}}{\chi_d} - 1\right)} \quad (2.65)$$

またボイド率への換算方法としてドリフトフラックスモデルに基づく次式を示した。

$$\alpha = \frac{\chi}{\rho_G} \left[1.13 \left(\frac{\chi}{\rho_G} + \frac{1 - \chi}{\rho_L} \right) + \frac{1.41}{G} \left\{ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{0.25} \right]^{-1} \quad (2.66)$$

2.4 流動様式

二相流は気液の混合状態によって熱伝達特性や圧力損失特性の性質が異なる。混合状態は流路内の気液分布の形態が支配し、種々の流動様式に分類される。ここではまず本研究が対象とする水平流について流動様式を示す。各々の模式図については、図 2.4 を参照のこと。

液単相 (Liquid phase flow)： 略称：LP

完全に液のみの流動状態。

気泡流 (Dispersed bubbly flow)： 略称：DB

球形に近い気泡が分散して多量に観察できる流動状態。

間欠流系 (Intermittant flow)： 略称：IN

大気泡が間欠的に観察される流動状態。間欠流はスラグ流とプラグ流に分類されるが、目視での判断では曖昧さ残るため本研究では二つを合わせて間欠流 (IN) として扱う。

スラグ流 (Slug flow)： 略称：SL

配管径の半分以上を占めるような気泡塊が間欠的に観察できる流動状態。

プラグ流 (Plug flow)： 略称：PL

管上部に配管径に対して小さな細長い大気泡が存在する流動状態。

分離流系 (Stratified flow)： 上下に気液分布が生じる流動状態

層状流 (Stratified smooth flow)： 略称：SS

上下に気液が分離しており、界面が波立っていない流動状態

波状流 (Stratified wavy flow)： 略称：SW

上下に気液が分離しており、界面が波立っている流動状態。ただし波は上部には到達しない。

環状流系 (Annular flow)： 管壁部分に液膜が沿うように流れる流動状態

間欠環状流 (Intermittent-annular flow)： 略称：IA

環状流のように管壁に液膜が観察できるが、一定の周期で液の塊が到達する環状流の特徴と間欠流の特徴を併せ持つ流動状態。

波状環状流 (Wavy-annular flow)： 略称：WA

環状流のように管上部にも液膜が観察できるが、液の量が比較的多く、管底部に厚い液膜が存在する流動状態。

環状流 (Annular flow)： 略称：AN

中心に気相が、管壁部分には液膜が観察される流動状態。

気単相 (Gas phase flow)： 略称：GP

完全に気のみ流動状態。

このほかに噴霧流 (Mist flow: MI) などがある。上述の通り、流動様式は熱伝達率や圧力損失と密接に関係している。したがって、気液二相流における各種特性をモデリングするうえで非常に

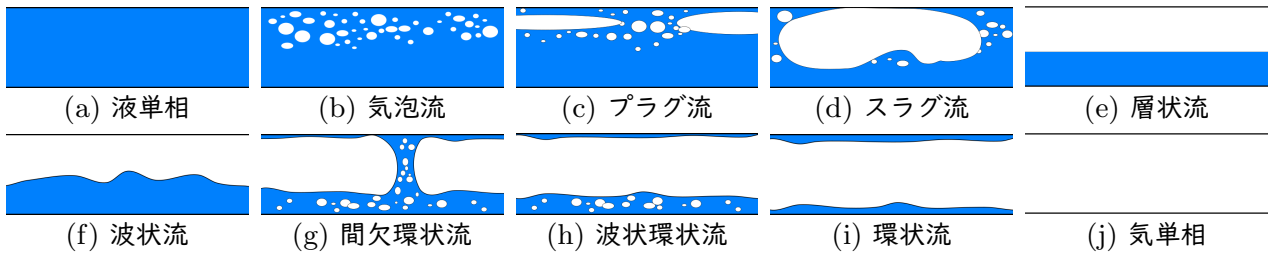


図 2.4 流動様式模式図

重要であり，信頼性のある流動様式判定方法が求められる．しかし流動様式は流れに対する重力方向，管路の寸法・形状，助走域の長さ，相変化の有無，流体の物性，両相の流量，熱流束，サブクール度，過熱度，クオリティなど様々な要因によって変化するため，現在のところ汎用的な遷移モデルの構築には至っていないのが現状である．以下にこれまでに提案されてきた流動様式線図について適用方法をまとめて示す．

2.4.1 Baker の方法^[4]

まず原著論文から Baker の定義する流動様式と流動様式線図を示す．Baker 線図は断熱水平流に対して古くから知られており，しばしば垂直上昇流に対しても用いられてきた．横軸には気液の質量流束比と二種の補正項 (λ, ψ) の積を，縦軸には気相の質量流束と一種の補正項 (λ) の積をとる．液体水素に適応可能との報告もある^[75,76]．

$$\text{横軸: } \left(\frac{G_L}{G_G} \right) \lambda \psi \quad \text{縦軸: } \frac{G_G}{\lambda}$$

ただし，補正項は対象流体の気液密度，粘性係数，表面張力，並びに空気密度 ($\rho_A = 1.23\text{kg/m}^3$)，水の密度 ($\rho_w = 1000\text{kg/m}^3$)，粘性係数 ($\mu_w = 0.001\text{Pa}\cdot\text{s}$)，および表面張力 ($\sigma_w = 0.072\text{N/m}$) によって構成される以下の式を用いる．

$$\lambda = \left[\left(\frac{\rho_G}{\rho_A} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_w} \right) \right]^{1/2}, \quad \psi = \frac{\sigma_w}{\mu_w} \left[\frac{\mu_L}{\mu_w} \left(\frac{\rho_w}{\rho_L} \right)^2 \right] \quad (2.67)$$

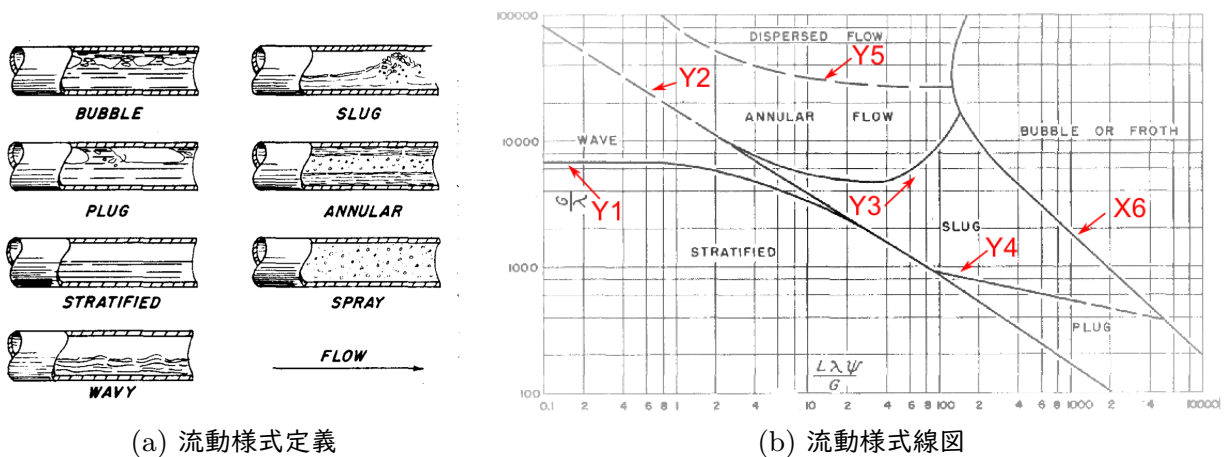


図 2.5 Baker の流動様式線図

2.4.1.1 Baker 線図の拡張

また原著論文では、質量流束として、ポンド毎時平方フィート [lb/(h ft²)] が使われているので、SI 単位系を使用する場合は、縦軸を 1 lb/(h ft²) = 1.356231 × 10⁻³ kg/(m² s) で単位換算する必要がある。また各遷移線の定式化には言及されていないため、原著論文より、プロットを抽出し、ポンド毎時平方フィート系に対して、近似曲線を作成した。以下横軸を X, 縦軸を Y とし、各関数は図 2.5b に示した曲線に対応する

$$\begin{cases} Y1(X) = 4730e^{-0.1419X} + 2299e^{-0.008526X} & X < 29.896 \\ Y2(X) = 1.742 \times 10^4 \times X^{-0.6721} + 74.35 & X < 20779 \\ Y3(X) = 7715e^{-0.1202X} + 2897e^{0.01196X} & 3.0136 < X < 142.7464 \\ Y4(X) = 2596 \times X^{-0.2369} + 32.7 & 88.533 < X < 5100.8 \\ Y5(X) = 5.466 \times 10^4 \times X^{-1.103} + 2.67 \times 10^4 & X < 116.98 \\ X6(Y) = 2.292 \times 10^6 \times Y^{-1.03} + 0.01266Y^{0.82} & X \text{ に対する関数である点に注意} \end{cases} \quad (2.68)$$

またクオリティ-質量流束の関係に変換する場合以下の関係式を用いる。

$$\begin{cases} \text{横軸: } \chi = \frac{\psi\lambda}{X + \psi\lambda} \\ \text{縦軸: } G = \frac{Y\lambda}{\chi} \end{cases} \quad (2.69)$$

2.4.2 Taitel の方法^[5]

まず原著論文から Taitel らの定義する流動様式と流動様式線図を示す。Taitel の方法は体系的かつ理論的に流動様式を分類する基本になる手法といえる。流動様式線図作成には以下示す 4 つの無次元数から流動様式判定を行う。

$$X^2 = \frac{(dp/dz)_L}{(dp/dz)_G} = \frac{\frac{4C_L}{d} \left(\frac{j_L d}{\nu_L}\right)^{-n} \frac{\rho_L (j_L)^2}{2}}{\frac{4C_G}{d} \left(\frac{j_G d}{\nu_G}\right)^{-m} \frac{\rho_G (j_G)^2}{2}}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{1-\chi}{\chi}\right)^{1.8} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right) \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.2} \quad \dots\dots \text{両相が乱流の場合} \quad (2.70)$$

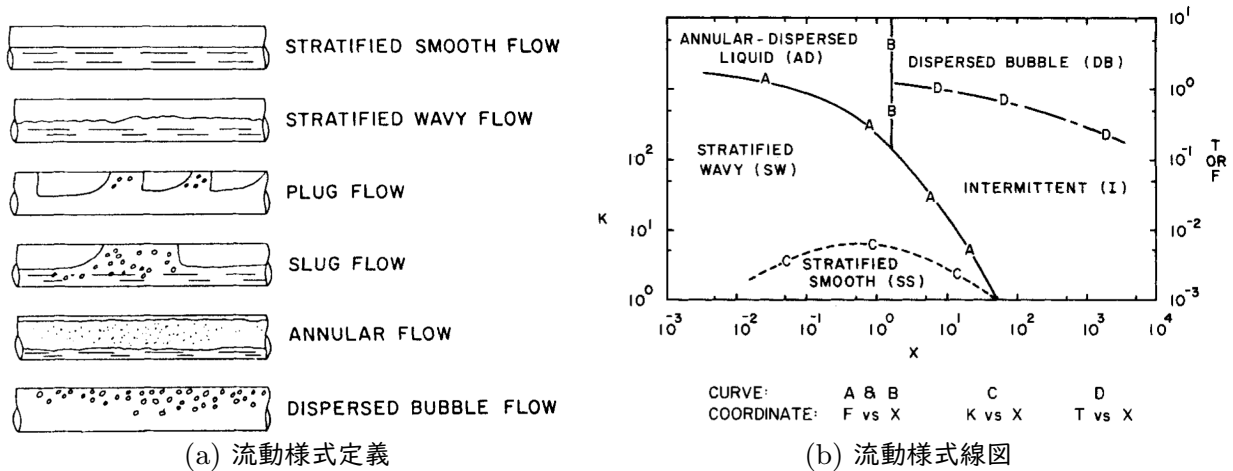


図 2.6 Taitel の流動様式線図

$$F = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \frac{j_G}{\sqrt{dg \cos \theta}}} \Rightarrow \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \frac{j_G}{\sqrt{dg}}} \quad \dots\dots \text{配管の傾きが無視できる場合} \quad (2.71)$$

$$T = \left[\frac{|(dp/dz)_L|}{g(\rho_L - \rho_G) \cos \alpha} \right]^{1/2} = \left[\frac{\frac{4C_L}{d} \left(\frac{j_L d}{\nu_L} \right)^{-n} \frac{\rho_L (j_L)^2}{2}}{g(\rho_L - \rho_G) \cos \theta} \right]^{1/2} \Rightarrow \left[\frac{\frac{4C_L}{d} \left(\frac{j_L d}{\nu_L} \right)^{-n} \frac{\rho_L (j_L)^2}{2}}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/2} \quad \dots\dots \text{配管の傾きが無視できる場合} \quad (2.72)$$

$$K^2 = Fr^2 Re_L = \left[\frac{\rho_G (j_G)^2}{(\rho_L - \rho_G) dg \cos \theta} \right] \left[\frac{dj_L}{\nu_L} \right] \Rightarrow \frac{\rho_G \rho_L j_G^2 j_L}{(\rho_L - \rho_G) g \mu_L} \quad \dots\dots \text{配管の傾きが無視できる場合} \quad (2.73)$$

上式群では、ブラジウスの式から気液両相に対して乱流の時 $C_G = C_L = 0.046$ かつ $n = m = 0.2$ 、層流の時 $C_G = C_L = 16$ かつ $n = m = 1$ とする。

流動様式の遷移は以下の無次元面積や無次元長から推定する。対応する長さや面積を図 2.7 に示す。いま両相が完全に分離していると仮定して各々の相に対してかかる力を考慮すると、両相

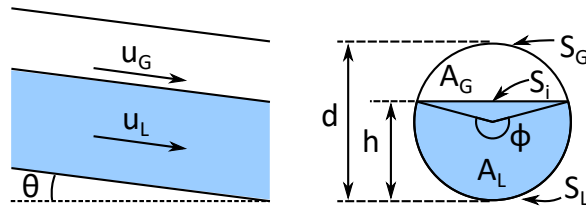


図 2.7 Taitel-Dukler モデルにおける幾何学的関係

$$\begin{aligned} \widetilde{h}_L &= \frac{h}{d} & \widetilde{A}_L &= 0.25\pi - \widetilde{A}_G \\ \widetilde{S}_G &= \cos^{-1} (2\widetilde{h}_L - 1) & \widetilde{u}_G &= \widetilde{A}/\widetilde{A}_G \\ \widetilde{S}_L &= \pi - \widetilde{S}_G & \widetilde{u}_L &= \widetilde{A}/\widetilde{A}_L \\ \widetilde{S}_i &= \sqrt{1 - (2\widetilde{h}_L - 1)^2} & \widetilde{d}_L &= \frac{4\widetilde{A}_L}{\widetilde{S}_L} \\ \widetilde{A}_G &= 0.25 \left[\widetilde{S}_G - (2\widetilde{h}_L - 1) \widetilde{S}_i \right] & \widetilde{d}_G &= \frac{4\widetilde{A}_G}{\widetilde{S}_G + \widetilde{S}_i} \end{aligned}$$

が乱流の時は以下の式が成立する.

$$X_{tt}^2 = \frac{\left(\widetilde{u}_G \widetilde{d}_G\right)^{-0.2} \widetilde{u}_G^2 \left(\frac{\widetilde{S}_G}{A_G} + \frac{\widetilde{S}_i}{A_L} + \frac{\widetilde{S}_i}{A_G}\right) + 4Y}{\left(\widetilde{u}_L \widetilde{d}_L\right)^{-0.2} \widetilde{u}_L^2 \left(\frac{\widetilde{S}_L}{A_L}\right)} \quad (2.74)$$

ただし Y は以下の式で表され, 配管の傾きが無視できる場合は $Y = 0$ となる.

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G) g \sin \theta}{\frac{4(0.046)}{d} \left(\frac{j_G d}{\nu_G}\right)^{-0.2} \frac{\rho_G (j_G)^2}{2}} \quad (2.75)$$

続いて流動様式遷移線を示す.

波状流/間欠流 or 環状流 遷移線

波状流から間欠流への遷移はケルビンヘルムホルツ不安定からモデル化を行い, 以下の式で表す.

$$F^2 \left[\frac{1}{C_2^2} \frac{\widetilde{u}_G^2 d \widetilde{A}_L / d \widetilde{h}_L}{\widetilde{A}_G} \right] \geq 1 \quad (2.76)$$

ここで

$$C_2 = 1 - \widetilde{h}_L \quad (2.77)$$

$$\frac{d \widetilde{A}_L}{d \widetilde{h}_L} = \sqrt{1 - (2 \widetilde{h}_L - 1)^2} \quad (2.78)$$

で, もし式 (2.76) を満たせば次の判定をし, 満たさなければ波状流である.

間欠流/環状流 遷移線

$$\widetilde{h}_L < 0.5 \quad (2.79)$$

このとき完全に水平ならば $X=1.6$ 付近に対応する. もし式 (2.79) を満たせば環状流で, 満たさなければ次の判定を行う.

層状流/波状流 遷移線

$$K \geq \frac{2}{\sqrt{\widetilde{u}_L \widetilde{u}_G} \sqrt{s}} \quad (2.80)$$

ここで s は遮蔽係数という値を示し, Jeffreys(1925,1926) により 0.3 とされているが, Benjamin(1959) で $s=0.01 \sim 0.03$ となることが示唆されており, Taitel らは $s=0.01$ としている. もし式 (2.80) を満たせば次の判定をし, 満たさなければ層状流である.

間欠流/気泡流 遷移線

$$T^2 \geq \frac{8\tilde{A}_G}{\tilde{S}_i \tilde{u}_L^2 (\tilde{u}_L \tilde{d}_L)^{-0.2}} \quad (2.81)$$

もし式 (2.81) を満たせば気泡流で、満たさなければ間欠流である。

2.4.2.1 Taitel の方法の拡張 (クオリティ-質量流束での整理)

Taitel の方法は、無次元数同士の比較を行うため判別が煩雑で直感的にも認識しづらい。そこで、本研究では横軸にクオリティ、縦軸に質量流束を持つ有次元の線図で整理を試みる。なお、本研究では配管に傾きのある実験は行っていないので、Taitel らの原著論文で考慮されている配管の傾きに関してはここでは考慮しない。また気液両相とも乱流とする。

$$\chi = \frac{1}{\left[\frac{X_{tt}^2}{\left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)\left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.2}} \right]^{1/1.8} + 1} \quad (2.82)$$

$$G_F = F_{\text{trans}} \frac{\rho_G}{\chi} \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G) dg}{\rho_G}} \quad (2.83)$$

$$G_T = \frac{\rho_L}{(1 - \chi)} \left[\frac{T_{\text{trans}}^2 g (\rho_L - \rho_G)}{2(0.046)d^{-1.2}\mu_L^{0.2}\rho_L^{0.8}} \right]^{1/1.8} \quad (2.84)$$

$$G_K = \left[K_{\text{trans}}^2 \frac{\rho_G (\rho_L - \rho_G) g \mu_L}{\chi^2 (1 - \chi)} \right]^{1/3} \quad (2.85)$$

それぞれ、

$$K_{\text{trans}} = \frac{2}{\sqrt{\tilde{u}_L \tilde{u}_G} \sqrt{s}} \quad (2.86)$$

$$F_{\text{trans}} = (1 - \tilde{h}_L) \left[\frac{\tilde{A}_G}{\tilde{u}_G^2 d \sqrt{1 - (2\tilde{h}_L - 1)^2}} \right] \quad (2.87)$$

$$T_{\text{trans}} = \left[\frac{\tilde{S}_i \tilde{u}_L^2 (\tilde{u}_L \tilde{d}_L)^{-0.2}}{8\tilde{A}_G} \right]^{1/2} \quad (2.88)$$

上記パラメータを用いて以下の手順で流動様式を判別する。

1. $G > G_F$ かつ $\tilde{h}_L > 0.5$ の場合は環状流
2. $G \leq G_F$ の場合は分離流系
 - (a) $G > G_K$ の場合は波状流
 - (b) $G \leq G_K$ の場合は層状流
3. $G > G_F$ かつ $\tilde{h}_L \leq 0.5$ の場合は間欠流系
 - (a) $G > G_T$ の場合は気泡流
 - (b) $G \leq G_T$ の場合は間欠流

2.4.3 Weisman の方法^[6]

まず原著論文から Weisman らの流動様式線図を示す．本手法は Taitel 線図で高粘度流体などで流動様式遷移境界を正確に捉えられない問題を解消するため，Weisman の実験データを用いて修正した方法である．この手法では管内径 1 インチ，大気常温下の水-空気二相流を基準とし，そのほかの物性・幾何条件においては見かけ流速とその補正項の比を用いる．井出^[77]によれば，本手法における補正係数には誤りがあると報告されており，本稿では双方の補正係数を掲示するものとする．また，添え字の S は標準状態を示し，それぞれ $d_S = 0.0254$ m, $\rho_{GS} = 1.3$ kg/m³, $\rho_{LS} = 1000$ kg/m³, $\mu_{LS} = 0.001$ Pa·s, $\mu_{GS} = 1.8 \times 10^{-5}$ Pa·s, $\sigma_S = 0.07$ N/m である．また，式中 $\Delta\rho$ は気液密度差を示し $\rho_L - \rho_G$ に一致する．図 2.8 に示すのは標準状態における線図であり，任意の流体の遷移条件を当てはめるには，図 2.8 について各軸を補正係数 ϕ で除する必要がある．また判定は以下の手順で行う．

分散流 (気泡流 or 噴霧流) : ある流動状態の j_L が $j_{L,DB}$ 以上ならば分散流とみなす．

$$\left[\frac{0.092 \left(\frac{j_{L,DB} d}{\nu_L} \right)^{-0.2} \frac{\rho_L (j_{L,DB})^2}{d}}{\Delta\rho g} \right]^{0.5} \left(\frac{\sigma}{\Delta\rho d^2 g} \right)^{-0.25} = 9.7 \quad (2.89)$$

判定は図 2.8 と以下の補正係数を用いて行う．

$$\phi_1 = 1.0 \quad (2.90)$$

$$\phi_2 = \left(\frac{\rho_L}{\rho_{SL}} \right)^{-0.33} \left(\frac{d}{d_S} \right)^{0.16} \left(\frac{\mu_{SL}}{\mu_L} \right)^{0.09} \left(\frac{\sigma}{\sigma_S} \right)^{0.24} \quad (2.91)$$

$$\phi_2^{IDE} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_{SL}} \right)^{-0.44} \left(\frac{d}{d_S} \right)^{0.11} \left(\frac{\Delta\rho}{\Delta\rho_S} \right)^{0.28} \left(\frac{\mu_{SL}}{\mu_L} \right)^{0.11} \left(\frac{\sigma}{\sigma_S} \right)^{0.28} \quad (2.92)$$

環状流 : ある流動状態の j_G が $j_{G,AN}$ 以上かつ j_L が $j_{L,AN}$ 以上ならば分散流とみなす．

$$1.9 \left(\frac{j_{G,AN}}{j_{L,AN}} \right)^{1/8} = \left(\frac{j_{G,AN} \rho_G}{[g \Delta\rho \sigma]^{1/4}} \right)^{0.2} \left(\frac{(j_{G,AN})^2}{gd} \right)^{0.18} \quad (2.93)$$

判定は図 2.8 と以下の補正係数を用いて行う．

$$\phi_1 = \left(\frac{\rho_{SG}}{\rho_G} \right)^{0.23} \left(\frac{\Delta\rho}{\Delta\rho_S} \right)^{0.11} \left(\frac{\sigma}{\sigma_S} \right)^{0.11} \left(\frac{d}{d_S} \right)^{0.415} \quad (2.94)$$

$$\phi_1^{IDE} = \left(\frac{\rho_{SG}}{\rho_G} \right)^{0.23} \left(\frac{\Delta\rho}{\Delta\rho_S} \right)^{0.11} \left(\frac{\sigma}{\sigma_S} \right)^{0.11} \left(\frac{d}{d_S} \right)^{0.414} \quad (2.95)$$

$$\phi_2 = 1.0 \quad (2.96)$$

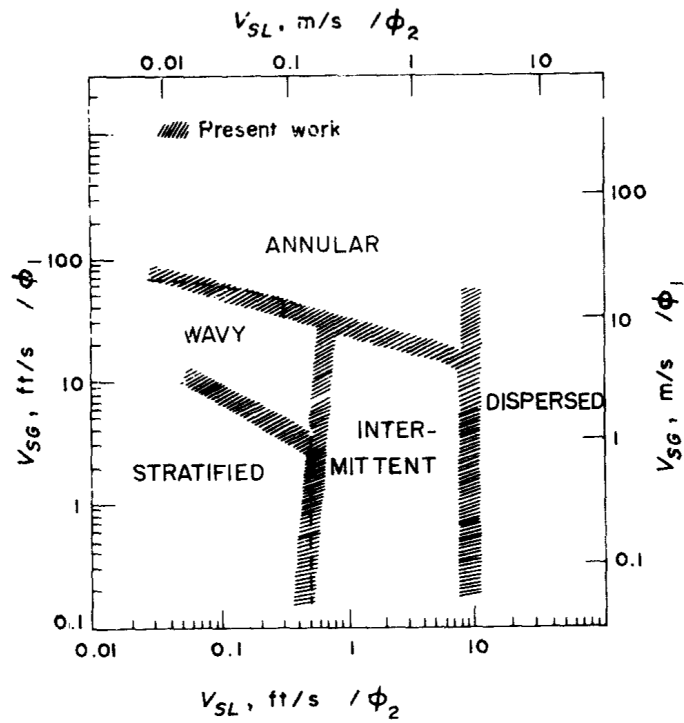


図 2.8 Weisman の流動様式線図

間欠流 : ある流動状態の j_G が $j_{G,IN}$ 以下, かつ j_L が $j_{L,IN}$ 以上ならば分散流とみなす.

$$\frac{j_{G,IN}}{(gd)^{0.5}} = 0.25 \left(\frac{j_{G,IN}}{j_{L,IN}} \right)^{1.1} \quad (2.97)$$

判定は図 2.8 と以下の補正係数を用いて行う.

$$\phi_1 = 1.0 \quad (2.98)$$

$$\phi_2 = \left(\frac{d}{d_S} \right)^{0.45} \quad (2.99)$$

波状流 : ある流動状態の j_G が $j_{G,SW}$ 以上, かつ j_L が $j_{L,SW}$ 以上ならば波状流とみなす.

$$\left(\frac{\sigma}{gd^2 \Delta \rho} \right)^{0.2} \left(\frac{d \rho_G j_{G,SW}}{\mu_G} \right)^{0.45} = 8 \left(\frac{j_{G,SW}}{j_{L,SW}} \right)^{0.16} \quad (2.100)$$

判定は図 2.8 と以下の補正係数を用いて行う.

$$\phi_1 = \left(\frac{d_S}{d} \right)^{0.17} \left(\frac{\mu_G}{\mu_{SG}} \right)^{1.55} \left(\frac{\rho_{SG}}{\rho_G} \right)^{1.55} \left(\frac{\Delta \rho}{\Delta \rho_S} \right)^{0.69} \left(\frac{\sigma_S}{\sigma} \right)^{0.69} \quad (2.101)$$

$$\phi_2 = 1.0 \quad (2.102)$$

2.4.3.1 Weisman の方法の拡張 (液相見かけ流速とクオリティ-質量流束での整理)

Weisman の方法は流動様式線図上での判定が基準となるため、数値的な判定が行いづらい。そこで、本研究ではまず式 (2.89)(2.93)(2.97)(2.100) を j_L について解く。さらに、他の手法と同様に質量流束とボイド率もしくはクオリティで判定できるように見かけ流速と全質量流束の関係式から以下のように拡張を行う。また、判定は以下の手順で行う。

分散流境界 (気泡流 or 噴霧流) : $G_{DB} < G$ ならば分散流。あてはまらない場合は次の判定へ。

$$j_{L,DB} = \left[9.7 (0.092^{-0.5}) g^{0.25} d^{0.1} (\rho_L - \rho_G)^{0.25} \rho_L^{-0.4} \mu_L^{0.1} \sigma^{0.25} \right]^{10/9} \quad (2.103)$$

$$G_{DB} = \frac{\rho_L}{1 - \chi} \left[9.7 (0.092^{-0.5}) g^{0.25} d^{0.1} (\rho_L - \rho_G)^{0.25} \rho_L^{-0.4} \mu_L^{0.1} \sigma^{0.25} \right]^{10/9} \quad (2.104)$$

環状流境界 : $G_{AN} < G$ ならば環状流。あてはまらない場合は次の判定へ。

$$j_{L,AN} = \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{87/112} \left[1.9 \left(\frac{\rho_G}{[g\Delta\rho d]^{1/4}} \right)^{-0.2} \left(\frac{1}{gd} \right)^{-0.18} \right]^{25/14} \quad (2.105)$$

$$G_{AN} = \frac{\rho_L}{1 - \chi} \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{87/112} \left[1.9 \left(\frac{\rho_G}{[g\Delta\rho d]^{1/4}} \right)^{-0.2} \left(\frac{1}{gd} \right)^{-0.18} \right]^{25/14} \quad (2.106)$$

間欠流境界 : $G_{IN} < G$ ならば間欠流。あてはまらない場合は次の判定へ。

$$j_{L,IN} = [0.25(gd)^{0.5}] \left(\frac{\chi}{1 - \chi} \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.1} \quad (2.107)$$

$$G_{IN} = \frac{\rho_L}{1 - \chi} [0.25(gd)^{0.5}] \left(\frac{\chi}{1 - \chi} \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.1} \quad (2.108)$$

波状流境界 : $G_{SW} < G$ ならば波状流, $G \leq G_{SW}$ ならば層状流。

$$j_{L,SW} = \left[8 \left(\frac{\sigma}{gd^2 (\rho_L - \rho_G)^{-0.2}} \right) \left(\frac{d\rho_G}{\mu_G} \right)^{-0.45} \right]^{\frac{200}{9}} \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{29/45} \quad (2.109)$$

$$G_{SW} = \frac{\rho_L}{1 - \chi} \left[8 \left(\frac{\sigma}{gd^2 (\rho_L - \rho_G)^{-0.2}} \right) \left(\frac{d\rho_G}{\mu_G} \right)^{-0.45} \right]^{\frac{200}{9}} \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{29/45} \quad (2.110)$$

2.4.4 Steiner の方法

まず原著論文から Steiner らの流動様式線図を示す。Steiner は Taitel らの方法を低温流体を含めた実験値に対して修正・改良した流動様式線図を作成した。Taitel らと同様に LM パラメータと 4 つの無次元数を用いる。ただし LM パラメータを用いる際に管摩擦係数を算出する m, n について、0.25 を用いる点に注意する。

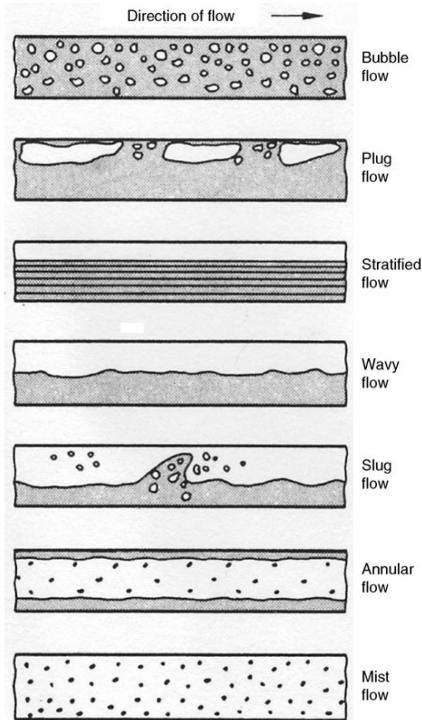
$$X_{tt} = \frac{|(dp/dz)_L|}{|(dp/dz)_G|} = \left(\frac{1-\chi}{\chi}\right)^{0.875} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.125} \quad (2.111)$$

$$Re_L Fr'_G = \frac{G^3 \chi^2 (1-\chi)}{\rho_G (\rho_L - \rho_G) \mu_L g \cos \theta} \quad (2.112)$$

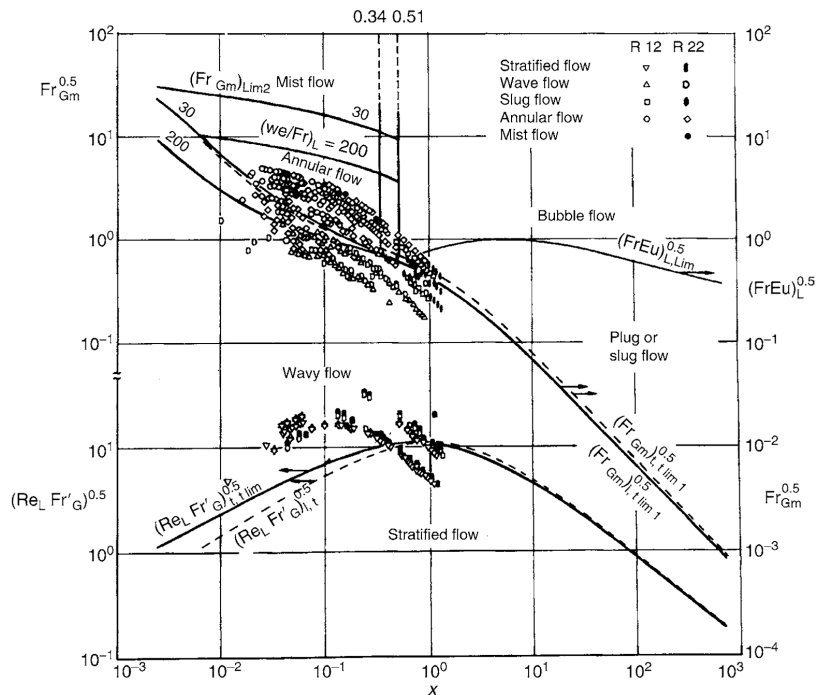
$$Fr_{Gm} = \frac{G^2 \chi^2}{gd\rho_L\rho_G} \quad (2.113)$$

$$(FrEu)_L = \frac{\xi_L G^2 (1-\chi)^2}{2d\rho_L (\rho_L - \rho_G) g \cos \theta} \quad (2.114)$$

$$\left(\frac{We}{Fr}\right)_L = \frac{gd^2\rho_L}{\sigma} \quad (2.115)$$



(a) 流動様式定義



(b) 流動様式線図

図 2.9 Steiner らの流動様式

ここでレイノルズ数と摩擦乗数は以下の通り算出する。

$$Re_L = \frac{G(1-\chi)d}{\mu_L} \quad (2.116)$$

$$\xi_L = \frac{0.3164}{Re_L^{0.25}} \quad (2.117)$$

流動様式の遷移も Taitel らとほぼ同様に無次元面積や無次元長を用いて推定する。無次元液高さ

$\widetilde{h}_L = \frac{h}{d}$ $\widetilde{S}_{L,G,i} = \frac{S_{L,G,i}}{d}$ $\widetilde{A}_{L,G} = \frac{A_{L,G}}{d^2}$ <p>$0 \leq \widetilde{h}_L \leq 1$ に対して</p> $\widetilde{S}_i = 2\sqrt{\widetilde{h}_L(1-\widetilde{h}_L)}$	$\widetilde{h}_L \leq 0.5 \text{ に対して}$ $\phi = 2 \arcsin \widetilde{S}_i$ $\widetilde{S}_L = \frac{\phi}{2}$ $\widetilde{S}_G = \pi - \widetilde{S}_L$ $\widetilde{A}_L = \frac{\phi - \sin \phi}{8}$ $\widetilde{A}_G = \frac{\pi}{4} - \widetilde{A}_L$	$\widetilde{h}_L \geq 0.5 \text{ に対して}$ $\phi = 2 \arcsin \widetilde{S}_i$ $\widetilde{S}_G = \frac{\phi}{2}$ $\widetilde{S}_L = \pi - \widetilde{S}_G$ $\widetilde{A}_G = \frac{\phi - \sin \phi}{8}$ $\widetilde{A}_L = \frac{\phi}{4} - \widetilde{A}_L$
---	--	---

\widetilde{h}_L は次の式にそれぞれの無次元長を代入することで反復計算で算出する。

$$X^2 = \left[\left(\frac{\widetilde{S}_G + \widetilde{S}_i}{\pi} \right)^{0.25} \left(\frac{\pi^2}{64\widetilde{A}_G} \right) \left(\frac{\widetilde{S}_G + \widetilde{S}_i}{\widetilde{A}_G} + \frac{\widetilde{S}_i}{\widetilde{A}_L} \right) - \frac{1}{(FrEu)_G} \right] \left(\frac{\pi}{\widetilde{S}_L} \right)^{0.25} \left(\frac{64\widetilde{A}_L^3}{\pi^2\widetilde{S}_L} \right) \quad (2.118)$$

この手法は煩雑であり、以下に示す近似解法も示されている。クオリティからボイド率を Steiner の式を用いて求め、

$$\alpha = \frac{\chi}{\rho_G} \left[(1 + 0.12(1-\chi)) \left(\frac{\chi}{\rho_G} + \frac{1-\chi}{\rho_L} \right) + \frac{1.18(1-\chi)(g\sigma(\rho_L - \rho_G))^{0.25}}{G\rho_L^{0.25}} \right]^{-1} \quad (2.119)$$

乾き面角度 ϕ はボイド率を用いた反復計算から導出し、

$$\phi = 2\pi\alpha + \sin \phi \quad (2.120)$$

無次元液面高さを以下の式で決定する。

$$\widetilde{h}_L = \frac{15\pi(1-\alpha)}{8 \left(3 \sin \frac{\phi}{2} + 4 \sin \frac{\phi}{4} \right)} \quad (2.121)$$

上記パラメータを用いて、以下の手順で流動様式を判別する。

層状流 : 以下を満たす場合

$$Re_L Fr'_G \leq (Re_L Fr'_G)_{tt,lim} = \frac{(226.3)^2}{\pi^3} \widetilde{A}_L \widetilde{A}_G^2 \quad (2.122)$$

波状流 : 以下を満たす場合

$$Fr_G \leq (Fr_{Gm})_{tt,lim1} = \frac{16\widetilde{A}_G^3}{\pi^2 \sqrt{1 - (2\widetilde{h}_L - 1)^2}} \left[\frac{\pi^2}{25\widetilde{h}_L^2} \left(\frac{Fr}{We} \right)_L + \frac{1}{\cos \theta} \right] \quad (2.123)$$

気泡流 : 以下を満たす場合

$$(FrEu)_L \geq (FrEu)_{L,lim} = \frac{128\widetilde{A}_G\widetilde{A}_L^2}{\pi^2\widetilde{S}_i} \quad (2.124)$$

間欠流 (スラグ流 or プラグ流) : 以下を満たす場合

両相が乱流, すなわち $Re_G > 1187$ かつ $Re_L > 1187$ の場合

$$X \geq 0.34 \text{ かつ } Fr_{Gm} \geq (Fr_{Gm})_{tt,lim1} \quad (2.125)$$

気相のみ乱流, すなわち $Re_G > 1187$ かつ $Re_L < 1187$ の場合

$$X \geq 0.51 \text{ かつ } Fr_{Gm} \geq (Fr_{Gm})_{tt,lim1} \quad (2.126)$$

噴霧流 : 以下を満たす場合

$$X \leq 0.51 \text{ かつ } Fr_{Gm} \geq (Fr_{Gm})_{tt,lim2} = \frac{7680\widetilde{A}_G^2}{\pi^2\xi_{Ph}} \left(\frac{Fr}{We} \right)_L \quad (2.127)$$

ただし

$$\xi_{Ph} = \left[1.138 + 2 \log \left(\frac{\pi}{1.5\widetilde{A}_L} \right) \right]^{-2} \quad (2.128)$$

環状流 : 以下を満たす場合

$$X \leq 0.51 \text{ かつ } (Fr_{Gm})_{tt,lim1} \leq Fr_{Gm} \leq (Fr_{Gm})_{tt,lim2} \quad (2.129)$$

Steiner の流動様式線図の質量流束とボイド率もしくはクオリティへの拡張は後述の Kattan らが行い修正をかけているのでここでは割愛する。

2.4.5 Kattan-Thome-Favrat の方法^[7](KTF モデル)

Kattan, Thome, Favrat らは Steiner の流動様式線図に基づき, クオリティ-質量流束による流動様式線図を作成した. この手法では無次元数によらないため直観的に流動様式を判別できる利点を有する. ただし本手法でも幾何形状に関しては以下に示すように配管直径で無次元化したものを用いる.

$$\widetilde{h}_L = \frac{h}{d}, \quad \widetilde{S}_L = \frac{S_L}{d}, \quad \widetilde{S}_G = \frac{S_G}{d}, \quad \widetilde{S}_i = \frac{S_i}{d}, \quad \widetilde{A}_L = \frac{A_L}{d^2}, \quad \widetilde{A}_G = \frac{A_G}{d^2} \quad (2.130)$$

まず無次元液面高さ \widetilde{h}_L を Steiner 同様に反復計算を用いて導出する.

$$X^2 = \left[\left(\frac{\widetilde{S}_G + \widetilde{S}_i}{\pi} \right)^{0.25} \left(\frac{\pi^2}{64\widetilde{A}_G^2} \right) \left(\frac{\widetilde{S}_G + \widetilde{S}_i}{\widetilde{A}_G} + \frac{\widetilde{S}_i}{\widetilde{A}_L} \right) \right] \left(\frac{\pi}{\widetilde{S}_L} \right)^{0.25} \left(\frac{64\widetilde{A}_L^3}{\pi^2\widetilde{S}_L} \right) \quad (2.131)$$

それぞれの無次元長は以下とする.

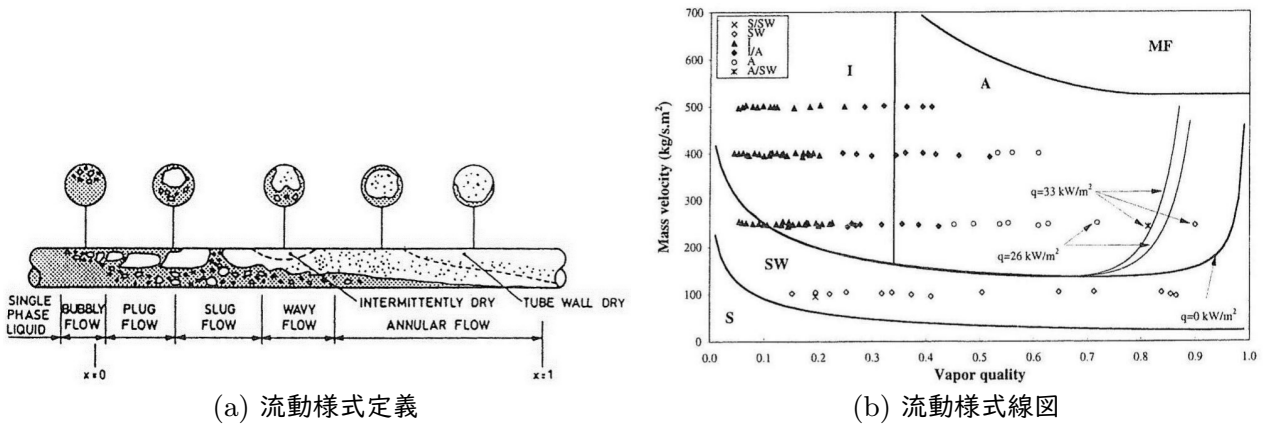


図 2.10 Kattan らの流動様式線図

$$0 \leq \widetilde{h}_L \leq 1$$

$$\widetilde{S}_i = 2 \left(\widetilde{h}_L (1 - \widetilde{h}_L) \right)^{0.5}$$

$\widetilde{h}_L \leq 0.5$ に対して

$$\widetilde{S}_L = \frac{8\widetilde{h}_L^{0.5} - 2 \left(\widetilde{h}_L (1 - \widetilde{h}_L) \right)^{0.5}}{3}$$

$$\widetilde{S}_G = \pi - \widetilde{S}_L$$

$$\widetilde{A}_L = \frac{12 \left(\widetilde{h}_L (1 - \widetilde{h}_L) \right)^{0.5} + 8\widetilde{h}_L^{0.5}}{15} \widetilde{h}_L$$

$$\widetilde{A}_G = \frac{\pi}{4} - \widetilde{A}_L$$

$\widetilde{h}_L \geq 0.5$ に対して

$$\widetilde{S}_G = \frac{8(1 - \widetilde{h}_L)^{0.5} - 2 \left(\widetilde{h}_L (1 - \widetilde{h}_L) \right)^{0.5}}{3}$$

$$\widetilde{S}_L = \pi - \widetilde{S}_G$$

$$\widetilde{A}_G = \frac{12 \left(\widetilde{h}_L (1 - \widetilde{h}_L) \right)^{0.5} + 8(1 - \widetilde{h}_L)^{0.5}}{15} \widetilde{h}_L$$

$$\widetilde{A}_L = \frac{\pi}{4} - \widetilde{A}_G$$

以上のパラメータと式 (2.35) から算出される LM パラメータと式 (2.131) から \widetilde{h}_L 求め、各無次元長さなどへ代入することで以降の流動様式遷移線を導出する。

気泡流 : 以下を満たす場合、Steiner のモデルの質量流束表示に一致。

$$G \geq G_{\text{DB}} = \left\{ \frac{256 \widetilde{A}_G \widetilde{A}_L^2 d^{1.25} \rho_L (\rho_L - \rho_G) g}{0.3164 (1 - \chi)^{1.75} \pi^2 \widetilde{S}_i \mu_L^{0.25}} \right\}^{1/1.75} \quad (2.132)$$

層状流 : 以下を満たす場合、Steiner のモデルの質量流束表示に一致。

$$G \leq G_{\text{SS}} = \left\{ \frac{(226.3)^2 \widetilde{A}_L \widetilde{A}_G^2 \rho_G (\rho_L - \rho_G) \mu_L g}{\chi^2 (1 - \chi) \pi^3} \right\}^{1/3} \quad (2.133)$$

波状流 : 以下を満たす場合、Steiner のモデルから We/Fr の項を入熱量から補正し、さらに質量流束のオフセットをかける。

$$G \leq G_{\text{SW}} \quad (2.134)$$

$$= \left\{ \frac{16 \widetilde{A}_G^3 g d \rho_L \rho_G}{\chi^2 \pi^2 \left(1 - (2\widetilde{h}_L - 1)^2\right)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25 \widetilde{h}_L^2} (1 - \chi)^{-F_1(q)} \left(\frac{We}{Fr}\right)_L^{-F_2(q)} + 1 \right] \right\}^{0.5} + 50 \quad (2.135)$$

ただし

$$q_{\text{crit}} = 0.131 \rho_G^{0.5} i_{\text{GL}} [g (\rho_L - \rho_G) \sigma]^{1/4} \quad (2.136)$$

$$F_1(q) = 646.0 \left(\frac{q}{q_{\text{crit}}}\right)^2 + 64.8 \left(\frac{q}{q_{\text{crit}}}\right) \quad (2.137)$$

$$F_2(q) = 18.8 \left(\frac{q}{q_{\text{crit}}}\right) + 10.23 \quad (2.138)$$

$$\left(\frac{We}{Fr}\right)_L = \frac{g d^2 \rho_L}{\sigma} \quad (2.139)$$

間欠流 : 以下を満たす場合、Steiner のモデルの質量流束表示に一致し、 χ_{IA} は $X_{\text{tt}} = 0.34$ に対応。

$$\chi \leq \chi_{\text{IA}} = \left\{ \left[0.2914 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{-1/1.75} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{-1/7} \right] + 1 \right\}^{-1} \quad (2.140)$$

環状流

$$\chi_{\text{IA}} \leq \chi \text{ かつ } G \leq G_{\text{MI}} = \left\{ \frac{7680 \widetilde{A}_G^2 g d \rho_L \rho_G}{\chi^2 \pi^2 \xi_{\text{Ph}}} \left(\frac{Fr}{We}\right)_L \right\}^{0.5} \quad (2.141)$$

ただし

$$\xi_{\text{Ph}} = \left[1.138 + 2 \log \left(\frac{\pi}{1.5 \widetilde{A}_L} \right) \right]^{-2} \quad (2.142)$$

噴霧流

$$G_{\text{MI}} \leq G \quad (2.143)$$

2.4.6 Hajal-Thome-Cavallini の方法^[8](HTC モデル)

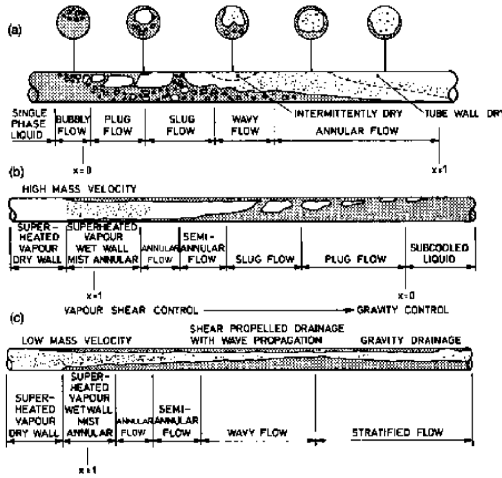
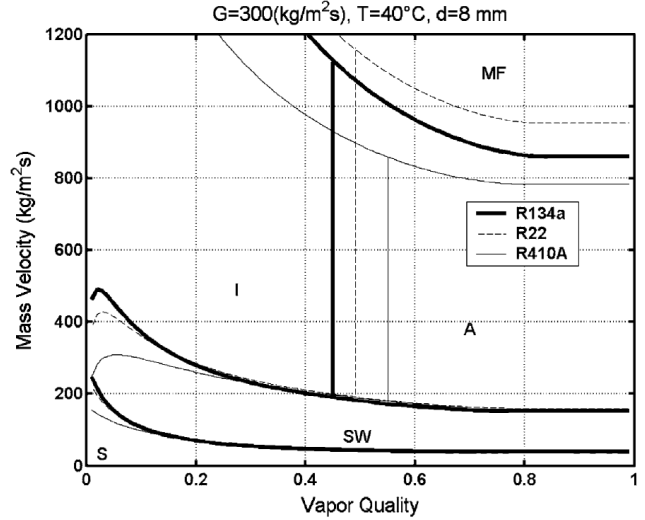


Fig. 5. Two-phase flow patterns in horizontal tubes from Collier and Thome [22]: (a) evaporation, (b) condensation with high liquid loading, (c) condensation with low liquid loading.

(a) 流動様式定義



(b) 流動様式線図

図 2.11 Hajal-Thome-Cavallini の流動様式線図

前述のとおり Kattan, Thome, Favrat らは Steiner の流動様式線図に基づき、クオリティ-質量流束による流動様式線図を作成した。その後更に Hajal, Thome, Cavallini によって改良が進められ、以下のような流動様式線図作成方法が提案されている。本手法は凝縮流に対して開発されたものである点に注意されたいが、オリジナルの Kattan らの手法で反復計算が必要だった無次元液面高さについて簡素化が行われている点で計算コストの低減の観点から興味深い。

この流動様式線図では、Taitel らと同様に、配管内での幾何学的な関係式から得られる無次元数を利用する。各々の無次元長に関しては Kattan らの項を参照されたい。入力は、クオリティと質量流束で、まずボイド率を Steiner の式より算出する。

$$\alpha = \frac{\chi}{\rho_G} \left\{ [1 + 0.12(1 - \chi)] \left(\frac{\chi}{\rho_G} + \frac{1 - \chi}{\rho_L} \right) + \frac{1.18}{G} \left[\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{1/4} (1 - \chi) \right\}^{-1} \quad (2.144)$$

HTC モデルでは湯き面角度 ϕ の算出方法として反復法と近似解法を示している。反復法では以下の式をボイド率を用いて解く。

$$\tilde{A}_L = 0.25\pi(1 - \alpha) = \frac{1}{8} [(2\pi - \phi) - \sin(2\pi - \phi)] \quad (2.145)$$

ボイド率から直接求める近似解法には以下を用いる。

$$\phi = 2\pi - 2 \left\{ \pi(1 - \alpha) + \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{1/3} \left[1 - 2(1 - \alpha) + (1 - \alpha)^{1/3} - \alpha^{1/3} \right] - \frac{1}{200} (1 - \alpha) \alpha [1 - 2(1 - \alpha)] \left[1 + 4 \left((1 - \alpha)^2 + \alpha^2 \right) \right] \right\} \quad (2.146)$$

どちらかの方法で ϕ が決定されたら,

$$\widetilde{h}_L = 0.5 \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi - \phi}{2} \right) \right) \quad (2.147)$$

より無次元液高さを算出し, KTF モデルと同様に無次元長を決定する. 以上の関係から質量流束による流動様式遷移線を導出する. なお判定の手順は KTF と同様である.

気泡流 : 以下を満たす場合, KTF モデルと一致.

$$G \geq G_{DB} = \left\{ \frac{256 \widetilde{A}_G \widetilde{A}_L^2 d^{1.25} \rho_L (\rho_L - \rho_G) g}{0.3164 (1 - \chi)^{1.75} \pi^2 \widetilde{S}_i \mu_L^{0.25}} \right\}^{1/1.75} \quad (2.148)$$

層状流 : 以下を満たす場合, KTF モデルにクオリティに応じたオフセットを考慮する.

$$G \leq G_{SS} = \left\{ \frac{(226.3)^2 \widetilde{A}_L \widetilde{A}_G^2 \rho_G (\rho_L - \rho_G) \mu_L g}{\chi^2 (1 - \chi) \pi^3} \right\}^{1/3} + 20\chi \quad (2.149)$$

波状流 : 以下を満たす場合, KTF モデルにクオリティに応じたオフセットを考慮する.

$$G \leq G_{SW} = \left\{ \frac{16 \widetilde{A}_G^3 g d \rho_L \rho_G}{\chi^2 \pi^2 \left(1 - \left(2\widetilde{h}_L - 1 \right)^2 \right)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25 \widetilde{h}_L^2} \left(\frac{We}{Fr} \right)_L^{-1.023} + 1 \right] \right\}^{0.5} + 50 - 75e \left[-\frac{(\chi^2 - 0.97)^2}{\chi(1-\chi)} \right] \quad (2.150)$$

ただし,

$$q_{crit} = 0.131 \rho_G^{0.5} i_{GL} [g (\rho_L - \rho_G) \sigma]^{1/4} \quad (2.151)$$

$$F_1(q) = 646.0 \left(\frac{q/2}{q_{crit}} \right)^2 + 64.8 \left(\frac{q/2}{q_{crit}} \right) \quad (2.152)$$

$$F_2(q) = 18.8 \left(\frac{q/2}{q_{crit}} \right) + 10.23 \quad (2.153)$$

$$\left(\frac{We}{Fr} \right)_L = \frac{g d^2 \rho_L}{\sigma} \quad (2.154)$$

間欠流 : 以下を満たす場合, KTF モデルと一致.

$$\chi \leq \chi_{IA} = \left\{ \left[0.2914 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-1/1.75} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{-1/7} \right] + 1 \right\}^{-1} \quad (2.155)$$

噴霧流 : 以下を満たす場合, KTF モデルと一致.

$$G \geq G_{MI} = \left\{ \frac{7680 \widetilde{A}_G^2 g d \rho_L \rho_G}{\chi^2 \pi^2 \xi_{Ph}} \left(\frac{Fr}{We} \right)_L \right\}^{0.5} \quad (2.156)$$

ただし

$$\xi_{ph} = \left[1.138 + 2 \log \left(\frac{\pi}{1.5 \widetilde{A}_L} \right) \right]^{-2} \quad (2.157)$$

2.5 熱伝達

気液二相状態における熱伝達率 h_{tp} は壁面温度 T_w ，流体飽和温度 T_{sat} ，熱流束 q を用いて次の式で定義される。

$$h_{tp} = \frac{q}{T_w - T_{sat}} \quad (2.158)$$

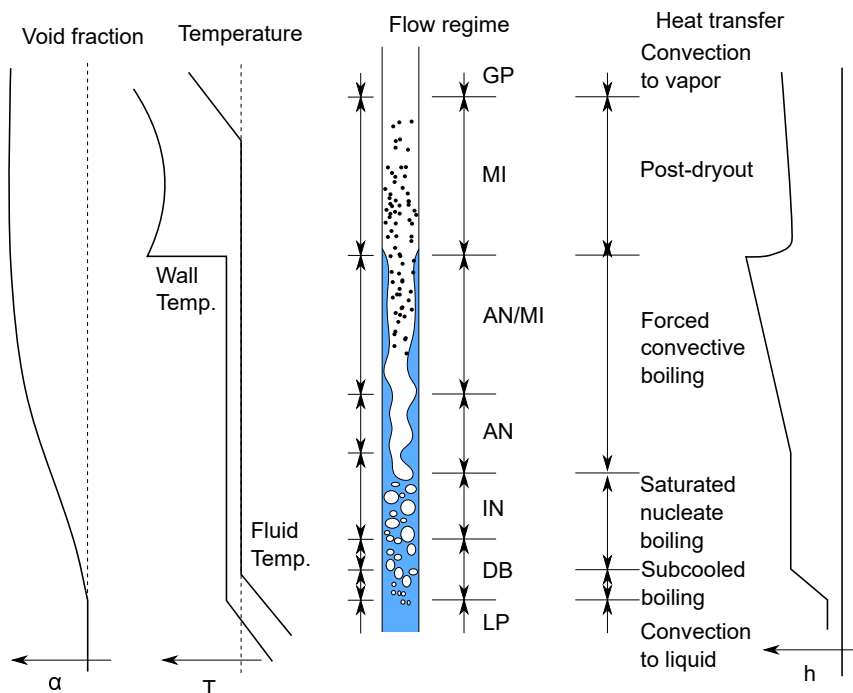


図 2.12 伝熱流動様式 (文献^[78,32,30]を参考に作成)

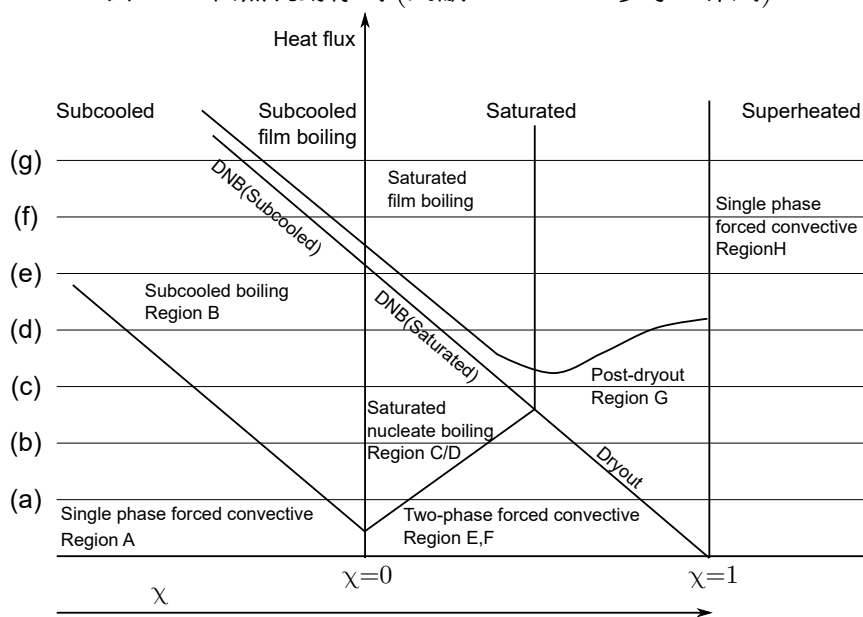


図 2.13 伝熱形態 (文献^[78,32,30]を参考に作成)

ここではまず沸騰流動について、半径方向への気液分布の影響が少ない垂直流について沸騰様式を整理する。沸騰二相流の伝熱流動様式図 2.12 に、蒸発管内沸騰二相流と伝熱形態を図 2.13 に示す。図 2.12 では二相流の流動様式、伝熱形態、加熱壁、流体温度が模式的に示されており、図 2.13 の熱流束 (a) もしくは (b) のように比較的熱流束の小さな状態に対応する。熱流束一定の条件において、加熱管に流入した液単相流 (A) では管中心では飽和温度よりも低いサブクール液の状態、伝熱面近傍で飽和温度に近い温度で流動する。やがて断面平均温度が飽和温度以下においても加熱壁表面で気泡が生じるサブクール沸騰の気泡流 (B) となり、さらに加熱を受けると飽和核沸騰状態の気泡流 (C) や間欠流 (D) 状態へと遷移する。さらに加熱を受けると壁面が液膜に覆われた環状流 (E) と中心部に分散液滴を伴う環状噴霧流 (F) での強制対流熱伝達状態へと遷移する。これ以上の加熱を受けると壁面の液膜が消失するドライアウトを経て、噴霧流 (G) でのポストドライアウト伝熱となり、やがて蒸気単相流 (H) となる。上述の通り気泡流や噴霧流など流体が過冷却度・加熱度を持った状態では熱的に非平衡となるが、その他の流れでは熱平衡状態となる。すなわち気泡流や噴霧流では流体温度は飽和温度に一致しないが、その他の流れでは飽和温度に一致するといえる。壁温は飽和沸騰状態ではほぼ一定であり、強制対流蒸発伝熱においては真のクオリティの増加に伴って熱伝達率が上昇するため壁面温度は低下していき、ドライアウト点で急上昇した後低下し、流体温度の上昇とともに壁面温度も上昇し蒸気単相の伝熱となる。図 2.13 中 (a) から (e) は熱流束一定の線を示す。熱流束が小さい (a)(b) は通常のボイラなどで観察する沸騰状態で、本研究が対象とするのもこの領域である。熱流束が高くなると (c) から (e) のように低クオリティの飽和核沸騰から、加熱面が蒸気膜で覆われて飽和膜沸騰に移行する DNB (departure of nucleate boiling) 現象が生じる。熱流束がさらに高い場合は (f)(g) のようにサブクール沸騰状態から直ちに DNB が生じる。ドライアウト現象や DNB 現象は特にボイラの安全性の観点からも重要であり、極低温流体を使用する際は配管冷却に伴う流動開始時にこのような流動状態となるが、本研究が対象とする領域からは外れるためここでは詳細を割愛する。

続いて、図 2.14 に本研究が対象とするような水平二相流における流動様式と熱伝達率の概略図を示す。垂直流同様に液単相流から加熱されるとクオリティおよびボイド率が次第に増加し、流動様式および伝熱形態が変化する。配管壁面からの加熱により液単相流の温度が上昇し飽和温度に近づく時、壁温はすでに飽和温度以上になっており、壁面付近から小気泡が生じる。この状態では、管中心部を流れる液の温度は飽和温度以下であるため、壁面で生じた気泡は凝縮し液に戻るサブクール沸騰状態が生じる。その後、さらに加熱され液温が飽和温度となると飽和沸騰が生じる。サブクールおよび低クオリティの飽和沸騰領域では、気泡流もしくは間欠流で伝熱形態は核沸騰熱伝達が支配的となる。ただし水平流では管上部では液膜が薄く、管底部では液膜が厚くなるため、管上部のほうがより沸騰が促進される。さらにクオリティが増加すると、壁面上に薄い液膜流を持ち、蒸気が管中心部を流れる環状流となり、伝熱形態は強制対流沸騰熱伝達が支配的となる。

以上の伝熱形態のうち、本研究で重要となる二つの伝熱形態について以下にまとめる。

1. h_{nb} : 核沸騰熱伝達 (図 2.14 中 h_{nb})

沸騰により発生した液相中の気泡の攪乱効果により熱伝達率が增大する。液主流の強制対流伝熱による影響はほとんど受けないことが特徴である。気泡の発生・離脱によって壁面近傍の流体によって与えられる対流、あるいは乱れ等の伝熱促進の主要因子が主流の強制対流によって与えられるものに比べてかなり強いと考えられる。このため、飽和沸騰領域についてはクオリティの変化、つまり気相と液相の割合の変化が熱伝達率に影響をほとんど与えず、熱流束に依存する。

2. h_{cb} : 対流沸騰熱伝達 (図 2.14 中 h_{cb})

核沸騰による蒸気発生が進行して蒸気流速が増大すると、液相の流速も増大する。このため液相での対流熱伝達が支配的となり、壁面温度は核沸騰に必要な温度よりも低くなる。このため、核沸騰は抑制され、気泡を伴わずに気液界面で蒸発を生じるようになる。このような伝熱形態を強制対流蒸発という。ただし、加熱熱流束が大きいと伝熱面付近で核沸騰も生じる。強制対流蒸発域では熱は液膜を通して伝達されるから、熱伝達率は主として液相の流動状態、すなわち真のクオリティや質量流束に強く依存する。

実際の沸騰流動では、核沸騰熱伝達と強制対流沸騰熱伝達が相乗して熱伝達率を増大させ、これらの影響を組み合わせると二相熱伝達 h_{tp} を決定する。簡単に核沸騰域と強制対流沸騰域を連続的に表現する手法として以下がある。

$$h_{tp} = [(h_{nb})^n + (h_{cb})^n]^{\frac{1}{n}} \quad (2.159)$$

係数 n の値に関しては 1 から 3 で選択されることが多い^[79]。そのほか強制対流沸騰熱伝達領域に着目して、LM パラメータを用いる方法などもある。核沸騰熱伝達率、強制対流熱伝達率は以下に示すように様々提案されているが、汎用的に使用できるモデルは確立されていないの現状である。ここではまず^[79,31,30,32]などを参考に単相流、垂直流における熱伝達モデルを取り上げてから、水平流の熱伝達モデルを記す。

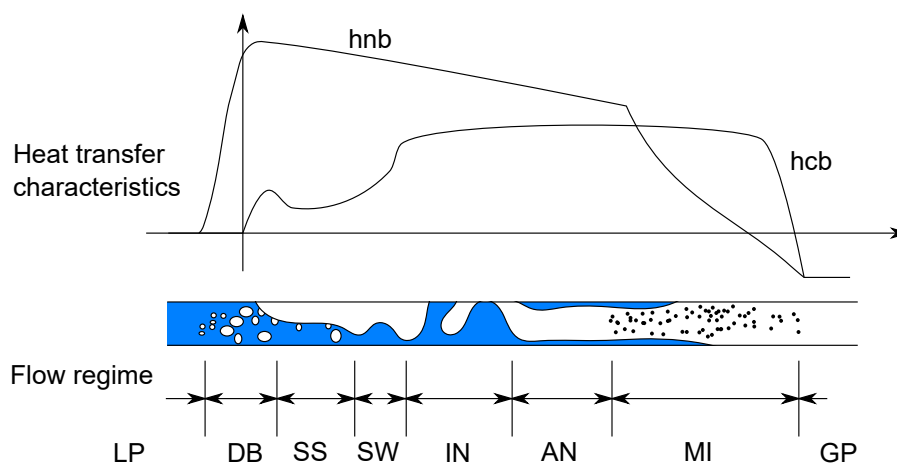


図 2.14 伝熱様式線図 ([18] を参考に作成)

2.5.1 単相流

2.5.1.1 Dittus-Boelter の相関^[9]

円管内の単相流の熱伝達率推算式として最もよく用いられるのは Dittus-Boelter の式で、以下の式で表される。

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^n \quad (2.160)$$

また粘性の変化が無視できない場合は Sieder-Tate のべき乗補正が用いられる。

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^n \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right) \quad (2.161)$$

いずれも $10^3 < Re < 10^7$ の乱流域で用いられ、流体を加熱する場合は $n=0.4$ 、冷却する場合は $n=0.3$ とする。なお Sieder-Tate 中の μ_w は壁温に基づく物性値を、それ以外はバルク温度に基づく物性を用いる。以上の関係を用いると単相熱伝達率は次式で表される。

$$h = Nu \frac{k}{d} \quad (2.162)$$

2.5.1.2 Gnielinski の相関^[10]

Gnielinski は Petukhov の相関式を低レイノルズ数側に拡張し、以下の相関式を提案した。

$$Nu = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (2.163)$$

ここで $f = (0.7904 \ln Re - 1.64)^{-2}$ はファインニング摩擦係数で、 $4000 < Re < 5 \times 10^6$ 、 $0.5 < Pr < 2000$ で適用可能である。以上の関係から単相熱伝達率は次式で表される。

$$h = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)} \frac{k}{d} \quad (2.164)$$

2.5.1.3 気液二相流における単相熱伝達率の扱い

気液二相流では強制対流の影響を単相での強制対流熱伝達率から求めることが多いが、その定義は大きく分けて二つある。ヌッセルト数 Nu はレイノルズ数とプラントル数の関数で整理されているが、気液二相流では前述の通りレイノルズ数の定義が複数存在する。全質量流束が液単相として流れたと仮定する場合は

$$Re_{Lt} = \frac{Gd}{\mu_L} \quad (2.165)$$

クオリティを考慮して液相のみのレイノルズ数を考える場合は

$$Re_L = \frac{G(1 - \chi)d}{\mu_L} \quad (2.166)$$

となる。本研究では Re_{Lt} を用いて計算した液単相熱伝達率を h_{Lt} 、 Re_L を用いて計算した液単相熱伝達率を h_{Ls} と表記することとする。

2.5.2 垂直管での沸騰二相流

2.5.2.1 Chen の相関^[11]

Chen は二相熱伝達率 h_{tp} が核沸騰熱伝達率 h_{nb} と強制対流沸騰熱伝達率 h_{cb} の和と考えた。

$$h_{tp} = h_{nb} + h_{cb} \quad (2.167)$$

さらに、強制対流下においては壁面での温度勾配がプール沸騰時に比較して大きくなるため、プール核沸騰よりも対流下での核沸騰熱伝達率は小さくなるとして核沸騰抑制係数 S_{nb} を導入した。また、対流沸騰熱伝達率は蒸気の影響によって液体の速度が増大することにより、その影響が大きくなると考えて二相流強制対流増倍係数 E_{cb} を導入し、二相流状態の熱伝達率を次式で求めることとした。

$$h_{tp} = h_{nb}S_{nb} + h_{Ls}E_{cb} \quad (2.168)$$

核沸騰熱伝達率は Forster-Zuber の相関^[80] を用いて

$$h_{nb} = 0.00122 \left(\frac{k_L^{0.79} C_{pL}^{0.45} \rho^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_L^{0.29} i_{GL}^{0.24} \rho_G^{0.24}} \right) \Delta T_{sat}^{0.24} \Delta P_{sat}^{0.75} \quad (2.169)$$

とする。また液単相熱伝達については Dittus-Boelter の熱伝達率を用いて次式で算出する。

$$h_{Ls} = 0.023 Re_L^{0.8} Pr_L^{0.4} \left(\frac{k_L}{d} \right) \quad (2.170)$$

核沸騰抑制係数 S_{nb} と二相流強制対流増倍係数 E_{cb} については、水、メタノールなどの計 10 の実験から 600 以上の実験値を抽出しフィッティングを行った。二相流強制対流増倍係数 F_{cb} は、原著論文の中ではレイノルズ数係数 $E_{cb} = (Re_{tp}/Re_L)^{0.8}$ と定義されており、LM パラメータを用いて、以下で算出する。

$$E_{cb} = \begin{cases} \left(\frac{1}{X_{tt}} + 0.213 \right)^{0.736} & \text{if } \frac{1}{X_{tt}} > 0.1 \\ 1.0 & \text{if } \frac{1}{X_{tt}} \leq 0.1 \end{cases} \quad (2.171)$$

また核沸騰抑制係数 S は以下で算出する。

$$S_{nb} = \frac{1}{1 + 0.00000253 Re_{tp}^{1.17}} \quad (2.172)$$

2.5.2.2 Shah の相関^[12]

Shah は Chen のモデルは当時唯一の様々流体に対して適用できる汎用的なモデルとしながらも、その適用は垂直流に限られていると指摘した。そこで水やフロン系冷媒など計 19 の実験から 780 の実験値を抽出し、水平流などにも使用可能なモデルを提案した^[81]。さらに 12 流体、3000 のデータ点から修正を行い以下に示すモデルを構築した^[82]。本手法では、核沸騰と強制対流沸騰双方の影響を滑らかに結ぶのではなく、どちらの影響が支配的かを評価してそれぞれを独立に扱うモデルといえる。二相流状態の熱伝達率は ψ を用いて以下で定義する。

$$h_{tp} = \psi h_{Ls} \quad (2.173)$$

ただし, h_{Ls} は Dittus-Boelter の熱伝達率とする. また ψ は以下で定義する $\psi_{nb} = h_{nb}/h_L$ と $\psi_{cb} = h_{cb}/h_{Ls}$ の大きい方とする.

1.0 < N のとき

$$\psi_{nb} = \begin{cases} 230Bo^{0.5} & Bo > 0.0003 \text{ のとき} \\ 1 + 46Bo^{0.5} & Bo < 0.0003 \text{ のとき} \end{cases} \quad \psi_{cb} = \frac{1.8}{N^{0.8}} \quad (2.174)$$

0.1 < $N \leq 1.0$ のとき

$$\psi_{nb} = F_S Bo^{0.5} \exp(2.74N^{-0.1}) \quad \psi_{cb} = \frac{1.8}{N^{0.8}} \quad (2.175)$$

$N \leq 0.1$ のとき

$$\psi_{nb} = F_S Bo^{0.5} \exp(2.47N^{-0.15}) \quad \psi_{cb} = \frac{1.8}{N^{0.8}} \quad (2.176)$$

ここで N と F_S はそれぞれ以下で定義される.

$$N = \begin{cases} \left(\frac{\chi}{1-\chi}\right)^{0.8} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} & \text{垂直流の場合と水平流で } Fr_L \geq 0.04 \text{ の場合} \\ 0.38Fr_L^{-0.3} \left(\frac{\chi}{1-\chi}\right)^{0.8} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} & \text{水平流で } Fr_L < 0.04 \text{ の場合} \end{cases}$$

$$F_S = \begin{cases} 14.7 & Bo \geq 0.0011 \text{ の場合} \\ 15.43 & 0.0011 > Bo \text{ の場合} \end{cases}$$

2.5.2.3 Gungor-Winterton の相関^[13,14]

Gungor らは Chen の相関式を改良する形で, 以下の相関式を提案した.

$$h_{tp} = E_{cb}h_{Ls} + S_{nb}h_{nb} \quad (2.177)$$

ここで h_{Ls} は Dittus-Boelter の熱伝達率, h_{nb} は以下で定義される Cooper の核沸騰熱伝達率^[83]を用いる.

$$h_{nb} = 55p_r^{0.12} (-0.4343 \ln p_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67} \quad (2.178)$$

ただし換算圧力 p_r は $p_r = p_{sat}/p_{crit} =$ 飽和圧力/臨界圧力 を示す. また二相流強制対流増倍係数 E_{cb} と核沸騰抑制係数 S_{nb} はそれぞれ以下で定義される.

$$E_{cb} = 1 + 24000Bo^{1.16} + 1.37 \left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0.86} \quad (2.179)$$

$$S_{nb} = [1 + 0.00000115E^2 Re_L^{1.17}]^{-1} \quad (2.180)$$

なお, 水平流でフルード数が 0.05 以下の場合はそれぞれ次の係数で, 上に得られた各係数を乗ずる.

$$E_{cb} = Fr^{0.1-2Fr} \quad (2.181)$$

$$S_{nb} = \sqrt{Fr} \quad (2.182)$$

Gungor らは 3693 点の実験値に対して既存モデルとの比較を行い Chen の方法では $\pm 57.7\%$, Shah の方法では $\pm 21.9\%$ あった平均誤差を $\pm 21.4\%$ まで低減することに成功したとしている.

翌年に改良を行い^[14], 対流沸騰のみで沸騰二相熱伝達率を求める下記の式を提案した.

$$h_{tp} = E_{cb}h_{Ls} \quad (2.183)$$

で定義. 本モデルでは式 (2.177) 中の核沸騰の項は相対的に影響が小さく, なおかつ $S_{nb}h_{nb}$ は液単相強制対流熱伝達に対してよい相関を持っていることから, 核沸騰の影響も二相流強制対流増

倍係数に含むこととしている。4202 の実験値に対してフィッティングを行い、 E_{cb} について以下の式を導いている。

$$E_{cb} = 1 + 3000Bo^{0.86} + 1.12 \left(\frac{\chi}{1-\chi} \right)^{0.75} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.41} \quad (2.184)$$

なお、水平流でフルード数が 0.05 以下の場合は次の係数で、上に得られた係数を乗ずる。

$$E_{cb} = Fr^{0.1-2Fr} \quad (2.185)$$

Gungor らによれば、本モデルはサブクール沸騰に対しては Chen のモデルよりも実験値との一致は悪いものの、飽和沸騰領域については比較したモデルの中では最も良い一致を示し、Shah のモデルで 22.5% あった誤差を 20.8% まで低減できたとしている。

2.5.2.4 Kandlikar の相関^[15]

Kandlikar は 1983 年に水平流・垂直流に適用可能なモデルを提示していた^[84]。この研究を発展させて、10 の流体に対して 5246 の実験点を用いて再構成したのが Kandlikar のモデル^[15] である。このモデルでは、水の伝熱モデルを基準値として物性の影響を補正項に組み込み、また Shah のモデル同様にフルード数もしくは流動方向で補正項を組み込んでいるのが特徴である。また、Shah のモデル同様に核沸騰の影響と対流沸騰の影響を別々に扱っている。二相状態における熱伝達率は次式で算出する。

$$h_{tp} = [C_1 + Co^{C_2}(25Fr_L)^{C_5} + C_3Bo^{C_4}F_{fl}] h_{Ls} \quad (2.186)$$

Co は対流係数を示し、 $Co = (1 - \chi/\chi)^{0.8}(\rho_G/\rho_L)^{0.5}$ で定義される。また液单相熱伝達率は Dittus-Boelter 式で算出する。各係数は流動方向や沸騰形態によって表 2.5, 2.6 に従って場合分けする。ただし水平流で $Fr_L < 0.04$ の場合は $C_5 = 0$ とする。フロン系冷媒の結果に着目すると本モデルを用いることによって Chen のモデルで 48.6%, Shah のモデルで 25.8%, Gungor-Winterton のモデルで 24.0% あった実験値との誤差を 18.8% まで低減することに成功している。ただし、本研究では水素に対する F_{fl} の係数が提示されていない。

表 2.5 式 (2.186) 中の係数 C_1 から C_5

	強制対流沸騰 $Co < 0.65$	核沸騰 $Co > 0.65$
C1	1.136	0.6683
C2	-0.9	-0.2
C3	667.2	1058
C4	0.7	0.7
C5	0.5	0.3

表 2.6 流体別の F_{fl} の影響

流体	F_{fl}	流体	F_{fl}
Water	1	R-114	1.24
R-11	1.3	R-152a	1.1
R-12	1.5	Nitrogen	4.7
R-13B1	1.31	Neon	3.5
R-22	2.2	Neon	3.5
R-113	1.3		

2.5.2.5 Steiner-Taborak の相関^[16]

Steiner らは水素を含む全 12607 のデータを用いて垂直流用の沸騰伝熱モデルを構築した。彼らは核沸騰開始熱流束 q_{ONB} を用いて、熱平衡クオリティ $\chi_{\text{eq}} = 0$ のとき、 $q < q_{\text{ONB}}$ なら h_{tp} は液単相に一致し、 $q > q_{\text{ONB}}$ なら h_{tp} は液単相に核沸騰熱伝達率 h_{nb} を加味するとした。また $\chi_{\text{eq}} = 1$ のとき h_{tp} は噴霧の影響などは無視できるとして、気相の熱伝達率 h_{sG} に等しくなるとした。

二相状態における基本のモデルは以下を提案している。

$$h_{\text{tp}} = \left[(S_{\text{nb}} h_{\text{nb,o}})^3 + (E_{\text{cb}} h_{\text{Lt}})^3 \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.187)$$

ここでそれぞれの項は以下で定義される。

$h_{\text{nb,o}}$: 表 2.7 より得られる熱流束 q_0 , 換算圧力 $p_r = 0.1$ における基準局所プール沸騰係数。換算圧力 $p_r = P/P_{\text{crit}}$ は臨界圧力 P_{crit} との比を表わす。

S_{nb} : 核沸騰補正係数。

h_{Ls} : Gnielinski の相関から得られる強制対流熱伝達。

E_{cb} : 二相流強制対流増倍係数。

2.5.2.5.1 対流沸騰熱伝達率

対流沸騰熱伝達率 h_{cb} は式 (2.187) に示したようにすべてが液単相で流れたときの熱伝達率 h_{Lt} を用いて

$$h_{\text{cb}} = E_{\text{cb}} h_{\text{Lt}} \quad (2.188)$$

で定義される。まず二相流強制対流増倍係数 E_{cb} は、ドライアウト開始点における臨界クオリティ χ_{crit} , 核沸騰開始熱流束 q_{ONB} を用いて以下に場合分けする。 q_{ONB} は次式で定める。

$$q_{\text{ONB}} = \frac{2\sigma T_{\text{sat}} h_{\text{Lt}}}{r_0 \rho_{\text{G}} i_{\text{GL}}} \quad (2.189)$$

ただし σ は表面張力, T_{sat} は飽和温度, $r_0 = 0.3 \times 10^{-6}$ m は気泡核半径, i_{GL} は蒸発潜熱を表す。

(1) $\chi < \chi_{\text{crit}}$ かつ $q \geq q_{\text{ONB}}$ の場合

$$F_{\text{tp}} = \left[(1 - \chi)^{1.5} + 1.9\chi^{0.6} \left(\frac{\rho_{\text{L}}}{\rho_{\text{G}}} \right)^{0.35} \right]^{1.1} \quad (2.190)$$

(2) χ の範囲によらず $q < q_{\text{ONB}}$ の場合

$$F_{\text{tp}} = \left\{ \left[(1 - \chi)^{1.5} + 1.9\chi^{0.6} (1 - \chi)^{0.01} \left(\frac{\rho_{\text{L}}}{\rho_{\text{G}}} \right)^{0.35} \right]^{-2.2} + \left[\left(\frac{h_{\text{Gt}}}{h_{\text{Lt}}} \right) \chi^{0.01} \left(1 + 8(1 - \chi)^{0.7} \right) \left(\frac{\rho_{\text{L}}}{\rho_{\text{G}}} \right)^{0.67} \right]^{-2} \right\}^{-0.5} \quad (2.191)$$

なお h_{Lt} と h_{Gt} は Gnielinski の相関から

$$\frac{h_{Lt}d}{k_L} = \frac{(f_L/8)(Re_{Lt} - 1000)Pr_L}{1 + 12.7(f_L/8)^{1/2}(Pr_L^{2/3} - 1)} \quad (2.192)$$

$$\frac{h_{Gt}d}{k_G} = \frac{(f_G/8)(Re_{Gt} - 1000)Pr_G}{1 + 12.7(f_G/8)^{1/2}(Pr_G^{2/3} - 1)} \quad (2.193)$$

で算出する。以上から核沸騰熱伝達と対流沸騰熱伝達を考慮し、式 (2.187) を用いて二相沸騰熱伝達率 h_{tp} が求められる。

2.5.2.5.2 核沸騰熱伝達率

対流沸騰熱伝達率 h_{nb} は式 (2.187) に示したように

$$h_{nb} = S_{nb}h_{nb,o} \quad (2.194)$$

で定義する。まず基準状態における核沸騰熱伝達率 $h_{nb,o}$ は表 2.7 を参照する。たとえば、水素であれば $h_{nb,o} = 12220 \text{ W/m}^2\text{K}$ である。続いて核沸騰抑制係数 S_{nb} を求める。 S_{nb} は $p_r = 0.1$,

表 2.7 基準核沸騰熱伝達率

Fluid	P_{crit}	M	q_o	$h_{nb,o}$	Fluid	p_{crit}	M	q_o	$h_{nb,o}$
Methane	46	16.04	20000	8060	R-23	48.7	70.02	20000	4870
Ethane	48.8	30.07	20000	5210	R-113	34.1	187.4	20000	2180
Propane	42.4	44.1	20000	4000	R-114	32.6	170.9	20000	2460
n-Butane	38	58.12	20000	3300	R-115	31.3	154.5	20000	2890
n-Pentane	33.7	72.15	20000	3070	R-123	36.7	152.9	20000	2600
Isopentane	33.3	72.15	20000	2940	R-134a	40.6	102	20000	3500
n-Hexane	29.7	86.18	20000	2840	R-152a	45.2	66.05	20000	4000
n-Heptane	27.3	100.2	20000	2420	R-226	30.6	186.5	20000	3700
Cyclohexane	40.8	84.16	20000	2420	R-227	29.3	170	20000	3800
Benzene	48.9	78.11	20000	2730	RC318	28	200	20000	2710
Toluene	41.1	92.14	20000	2910	R-502	40.8	111.6	20000	2900
Diphenyl	38.5	154.2	20000	2030	Chloromethane	66.8	50.49	20000	4790
Methanol	81	32.04	20000	2770	Tetrachloromethane	45.6	153.8	20000	2320
Ethanol	63.8	46.07	20000	3690	Tetrafluoromethane	37.4	88	20000	4500
n-Propanol	51.7	60.1	20000	3170	Helium I	2.275	4	1000	1990
Isopropanol	47.6	60.1	20000	2920	Hydrogen (para)	12.97	2.02	10000	12220
n-Butanol	49.6	74.12	20000	2750	Neon	26.5	20.18	10000	8920
Isobutanol	43	74.12	20000	2940	Nitrogen	34	28.02	10000	4380
Acetone	47	58.08	20000	3270	Argon	49	39.95	10000	3870
R-11	44	137.4	20000	2690	Oxygen	50.8	32	10000	4120
R-12	41.6	120.9	20000	3290	Water	220.6	18.02	150000	25580
R-13	38.6	104.5	20000	3910	Ammonia	113	17.03	150000	36640
R-13B1	39.8	148.9	20000	3380	Carbon Dioxide	73.8	44.01	150000	18890
R-22	49.9	86.47	20000	3930	Sulfur Hexafluoride	37.6	146.1	150000	12230

臨界圧力: P_{crit} [bar], モル質量: M [kg/kmol], 基準熱流束: q_o [W/m^2], 基準核沸騰熱伝達率: $h_{nb,o}$ [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$]

表面性状 $R_o = 1 \mu\text{m}$, q_0 は表 2.7, $d_o = 10 \text{ mm}$ を基準として

$$S_{\text{nb}} = F_{\text{pf}} \left(\frac{q}{q_0} \right)^{nf} \left(\frac{d}{d_o} \right)^{-0.4} \left(\frac{R}{R_o} \right)^{0.133} F_M \quad (2.195)$$

で求める。圧力補正項は

$$F_{\text{pf}} = 2.816p_r^{0.45} + \left\{ 3.4 + \left[\frac{1.7}{1 - p_r^7} \right] \right\} p_r^{3.7} \quad (2.196)$$

とする。熱流束補正項で使用する累乗係数 nf は通常流体で

$$nf = 0.8 - 0.1e^{1.75p_r} \quad (2.197)$$

極低温流体で

$$nf = 0.7 - 0.13e^{1.105p_r} \quad (2.198)$$

とする。分子量相関係数は

$$F_M = 0.377 + 0.199 \ln(M) + 0.000028427M^2 \quad (2.199)$$

とする。

2.5.3 水平管での沸騰二相流

2.5.3.1 垂直管用モデル

水平管では垂直管と異なり重力の影響から上下で非対称となる。つまり上側からドライアウトしやすく、下側には液がより長く存在する傾向があるが、水平管の場合でも垂直管の方法を適用もしくは修正して使用する例が多い^[79]。例えば Shah の例をとると対流係数について水平管において $N = 0.38Fr_L^{-0.3}Co$ (Co は対流係数) とする操作があるが、この方法だと質量流量が小さいときは熱伝導を小さく見積もり、またクオリティを考慮していないという問題があるという指摘がある^[79]。また Gungor Winterton の例では Fr_L が 0.05 以上であれば垂直管と同様に、0.05 以下であればそれぞれ $E_2 = Fr_L^{(0.1-2Fr_L)}$, $S_2 = (Fr_L)^{1/2}$ を乗ずるが、この方法も Shah 同様に質量流量が小さいときは熱伝導を小さく見積もりまたクオリティを考慮していない。以下には水平流に特化した熱伝達特性予測式を掲載する。

2.5.3.2 Kattan-Thome-Favrat の相関^[17]

Kattan らは従来の熱伝達予測式について、実験データに対して流量を固定した際の熱伝達率-クオリティの関係と実際の熱流束が一致しない、高クオリティ時の急激な熱伝達率の低下を予測できない、クオリティが 1 における熱伝達率が気相単相の熱伝達率にならない、既存の相関式には噴霧流や部分的なドライアウトに対する境界がないなどの点に問題があると考えた。そこで Kattan らは前述の流動様式線図に基づき熱伝達特性のモデル化を行っている。彼らは図 2.15 のように配管断面において、壁面に液相が接触している部分と気相が接触している部分に分けて考え、それぞれを濡き面角度 θ_{dry} で重み平均することで算出することとした。乾き面角度 θ_{dry} は層状流時には θ_{strat} (=図 2.7 中 ϕ) に一致する。また乾き面角度のほかに液膜さ δ を導入し、液膜厚さの薄さによる対流熱伝達率促進の効果をモデリングしている。なお彼らのモデルでは噴霧流領

域については考慮しておらず，間欠流領域を含めて環状流としてモデル化することで良好に実験値を予測できるとしている．以下に算出手順を示す．

1. まず流動様式を KTF モデル (第 2.4.5 項) に従い決定する．
2. ボイド率を Steiner の式で算出する．

$$\alpha = \frac{\chi}{\rho_G} \left\{ [1 + 0.12(1 - \chi)] \left(\frac{\chi}{\rho_G} + \frac{1 - \chi}{\rho_L} \right) + \frac{1.18}{G} \left[\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{1/4} (1 - \chi) \right\}^{-1} \quad (2.200)$$

3. 流動様式に従い次の手順を行う

- 環状流・間欠流の場合：液膜厚さ δ を決定する．

$$\theta_{\text{dry}} = 0 \quad (2.201)$$

$$\delta = \frac{\pi d(1 - \alpha)}{2(2\pi - \theta_{\text{dry}})} \quad (2.202)$$

- 層状流の場合： θ_{strat} を式 (2.203) から計算し， $\theta_{\text{strat}} = \theta_{\text{dry}}$ として式 (2.202) より δ を決定する．

$$\widetilde{S}_L = 0.25\pi(1 - \alpha) = \frac{1}{8} [(2\pi - \theta_{\text{strat}}) - \sin(2\pi - \theta_{\text{strat}})] \quad (2.203)$$

- 波状流の場合： θ_{strat} を式 (2.203) から決定し， θ_{dry} を式 (2.202) より δ を決定する．

- $\chi < \chi_{\text{max}}$ の場合 (χ_{max} 環状流領域が存在できるクオリティ)

$$\theta_{\text{dry}} = \theta_{\text{strat}} \frac{(G_{\text{SW}} - G)}{(G_{\text{SW}} - G_{\text{SS}})} \quad (2.204)$$

- $\chi > \chi_{\text{max}}$ の場合

$$\theta_{\text{dry}} = (2\pi - \theta_{\text{max}}) \frac{(\chi - \chi_{\text{max}})}{(1 - \chi_{\text{max}})} + \theta_{\text{max}} \quad (2.205)$$

ただし θ_{max} は χ_{max} における濡き面角度で定義される．

4. h_{nb} を決定する

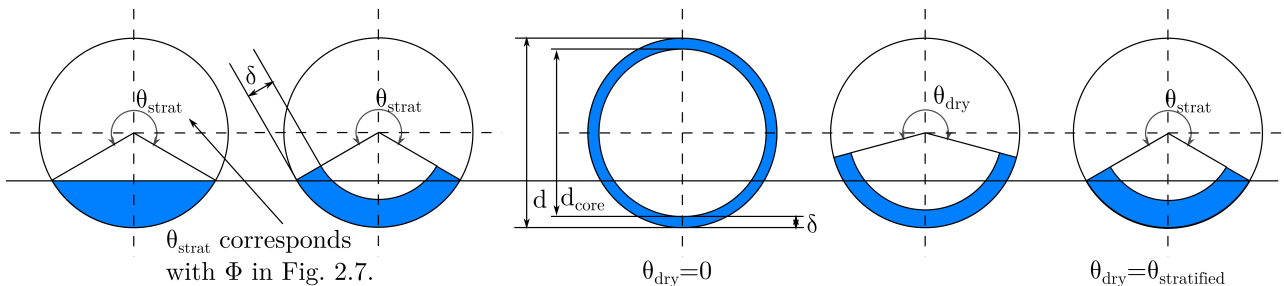


図 2.15 Thome のモデルにおける液膜厚さと乾き面角度

- 純物質，共沸混合物の場合

$$h_{nb} = 55p_r^{0.12} (-\log_{10} p_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67} \quad (2.206)$$

- 非共沸混合物の場合

$$F_c = \left\{ 1 + \left(\frac{h_{id}}{q} \right) \Delta T_{bp} \left[1 - \exp \left(\frac{-q}{0.0003 \rho_L i_{GL}} \right) \right] \right\}^{-1} \quad (2.207)$$

ただし， ΔT_{bp} は (露点-気相平衡点)， h_{id} は $F_c = 1$ における熱伝達率， p_r ， M は液相混合状態で定義する。

$$h_{nb} = 55p_r^{0.12} (-\log_{10} p_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67} F_c \quad (2.208)$$

5. h_{cb} を決定する

$$h_{cb} = 0.0133 \left[\frac{4G(1-\chi)\delta}{(1-\alpha)\mu_L} \right]^{0.69} \left[\frac{C_{PL}\mu_L}{k_L} \right]^{0.4} \frac{k_L}{\delta} \quad (2.209)$$

なお h_{cb} に関する式は以下の手順で求められた。まず，液相の対流熱伝達率は以下の関係式が算出できると仮定する。

$$h_{cb} = C Re_L'^m Pr_L^{0.4} \frac{k_L}{\delta} \quad (2.210)$$

係数 C と m に関しては以下に示す手順で実験データから定めるものとする。式 (2.218) より

$$h_{wet} = \frac{2\pi h_{tp} - \theta_{dry} h_{sG}}{(2\pi - \theta_{dry})} = (h_{nb}^3 + h_{cb}^3)^{1/3} \quad (2.211)$$

であるから， h_{cb} について解くと

$$h_{cb} = \left[\left(\frac{2\pi h_{tp} - \theta h_G}{2\pi - \theta} \right)^3 - h_{nb}^3 \right]^{1/3} = C Re_L'^m Pr_L^{0.4} \frac{k_L}{\delta} \quad (2.212)$$

となり，未知数を右辺にまとめると

$$\frac{h_{cb} \left[\left(\frac{2\pi h_{tp} - \theta h_{sG}}{2\pi - \theta} \right)^3 - h_{nb}^3 \right]^{1/3}}{Pr_L^{0.4} \frac{k_L}{\delta}} = \Gamma_1 = C Re_L'^m \quad (2.213)$$

となる。式 (2.213) の関係を対数で考えると

$$\ln(\Gamma_1) = m \ln(Re_L) + \ln(C) \quad (2.214)$$

となる。左辺は実験値と定数から決定可能な値， Re_L は実験値から決定可能な値なので横軸に $\ln(Re_L)$ ，縦軸に $\ln(\Gamma_1)$ をとり近似線を引くことにより C と m を決定する。Kattan らは実験から $m=0.69$ ， $C=0.0133$ とした。なお Kattan らは液相のレイノルズ数は液膜厚さに依存するとし，

$$Re_L' = \frac{4\rho_L u_L \delta}{\mu_L} = \frac{4G(1-\chi)\delta}{(1-\alpha)\mu_L} \quad (2.215)$$

で与えている。

6. h'_G を決定する (壁面に乾いた面がある場合)

$$h'_G = 0.023 \left[\frac{G\chi d}{\alpha\mu_G} \right]^{0.8} \left[\frac{Cp_G\mu_G}{k_G} \right] \quad (2.216)$$

7. h_{nb} , h_{cb} から h_{wet} を決定する

$$h_{wet} = (h_{nb}^3 + h_{cb}^3)^{1/3} \quad (2.217)$$

8. h_{tp} を決定する

$$h_{tp} = \frac{d\theta_{dry}h_{sG} + d(2\pi - \theta_{dry})h_{wet}}{2\pi d} \quad (2.218)$$

2.5.3.3 Kind-Saito の相関^[18]

Kind らによる飽和沸騰流における熱伝達特性式を以下に示す。彼らのモデルは Steiner らの垂直管のモデルに従っており、核沸騰熱伝達と対流沸騰熱伝達の項を用いて以下のように二相流熱伝達率をモデル化している。なお、本モデルは水平流動に対して推奨されている^[18] ものの Kattan らのモデルのように流動様式の影響については考慮していない。

$$h_{tp} = \left[(h_{nb})^3 + (h_{cb})^3 \right]^{1/3} \quad (2.219)$$

2.5.3.3.1 核沸騰熱伝達率

核沸騰熱伝達率 h_{nb} は配管の熱伝導率 k_w と配管厚さ t_w の積によって場合分けして算出する。

(1) $k_w t_w \geq 0.7W/K$ のとき

$$\frac{h_{nb}}{h_{nb,o}} = C_F \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} \right)^n \left[2.692p_r^{0.43} + \frac{1.6p_r^{6.5}}{1 - p_r^{4.4}} \right] \left(\frac{d_0}{d} \right)^{0.5} \left(\frac{R_a}{R_{a0}} \right)^{0.133} \left(\frac{G}{G_0} \right)^{0.25} \left[1 - p_r^{0.1} \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_{cr,PB}} \right)^{0.3} \chi \right] \quad (2.220)$$

で求める。ただし各係数は

$$n = \begin{cases} 0.9 - 0.36p_r^{0.13} & \dots \text{通常流体の場合} \\ 0.9 - 0.44p_r^{0.085} & \dots \text{低温流体の場合} \end{cases} \quad (2.221)$$

$$\dot{q}_{cr,PB} = 2.79\dot{q}_{cr,0.1}p_r^{0.4}(1 - p_r)$$

$$\text{ただし } \dot{q}_{cr,0.1} = 0.13h_{GL0}(\rho_{L,0})^{0.5}(\sigma_0g(\rho_{L,0} - \rho_{G,0}))^{0.25} \quad (2.222)$$

$$C_F = 0.789 \left(\widetilde{M}/\widetilde{M}_{H2} \right)^{0.11} \quad (2.223)$$

で与える。また $\dot{q}_{cr,0.1}$ の計算では $p_r = 0.1$ の物性値を、基準値として $d_0 = 0.01$ m, $G = 100$ kg/m²s, $R_{a0} = 10^{-6}$ m, q_0 と h_0 は表 2.7 を用いる。なお、 C_F と $\dot{q}_{cr,0.1}$ については、代表的な流体について表 2.8 に示す。

表 2.8 代表的な流体に関する核沸騰熱伝達に必要な係数

Substance	H_2	H_2O	Ne	N_2	Ar	$R22$	$R12$	$R11$
C_F	0.79	0.72	0.95	1.67	0.93	1.23	1.06	1.87
$\dot{q}_{cr,0.1}$	79,410	3,293,350	126,870	230,000	295,220	429,580	324,150	363,400

(2) $k_w t_w < 0.7W/K$ のとき

$$\frac{h_{nb}}{h_{nb,o}} = C_F \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} \right)^{n(p_r)} \left[2.692 p_r^{0.43} + \frac{1.6 p_r^{6.5}}{1 - p_r^{4.4}} \right] \left(\frac{d_0}{d} \right)^{0.5} \left(\frac{R_a}{R_{a0}} \right)^{0.133} \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0} \right)^{0.25} \left[1 - p_r^{0.1} \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_{cr,PB}} \right)^{0.3} \chi \right] \quad (2.224)$$

で求める。ただし各係数は以下で与える。

$$n = \begin{cases} \kappa(0.9 - 0.36 p_r^{0.13}) & \dots \text{通常流体の場合} \\ \kappa(0.9 - 0.44 p_r^{0.085}) & \dots \text{低温流体の場合} \end{cases} \quad (2.225)$$

ただし $\kappa = 0.675 + 0.325 \tanh(3.711(k_w t_w - 3.24 \cdot 10^{-3}))$

$$C_F = \psi C'_F = \psi 0.789 \left(\tilde{M} / \tilde{M}_{H_2} \right)^{0.11} \quad (2.226)$$

$$\psi = \begin{cases} 0.46 + 0.4 \tanh(3.387(k_w t_w - 8.62 \cdot 10^{-3})) & \dots \text{層状流・波状流の場合} \\ 0.671 + 0.329 \tanh(3.691(k_w t_w - 8.42 \cdot 10^{-3})) & \dots \text{スラグ流の場合} \\ 0.755 + 0.245 \tanh(3.702(k_w t_w - 1.25 \cdot 10^{-3})) & \dots \text{環状流の場合} \end{cases} \quad (2.227)$$

$$\dot{q}_{cr,PB} = 2.79 \times 230000 \times p_r^{0.4} (1 - p_r) \quad (2.228)$$

2.5.3.3.2 対流沸騰熱伝達

強制対流沸騰熱伝達は次式で算出する。

$$h_{cb} = h_{Lt} \left\{ (1 - \chi)^{0.01} \left[(1 - \chi) + 1.2 \chi^{0.4} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.37} \right]^{-2.2} \right. \quad (2.229)$$

$$\left. + \chi^{0.01} \left[\frac{h_{Gt}}{h_{Lt}} \left(1 + 8 (1 - \chi)^{0.7} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.67} \right) \right]^{-2} \right\}^{-0.5} \quad (2.230)$$

单相熱伝達率 h_{Lt} , h_{Gt} は Gnillinski の式を用いて以下で算出する。

$$Nu = \frac{(\xi/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7\sqrt{(\xi/8)}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (2.231)$$

ただし

$$Nu = \frac{hd}{k}, \quad Pr = \frac{\mu C_p}{k}, \quad Re_{Lt} = \frac{Gd}{\mu_L}, \quad Re_{Gt} = \frac{Gd}{\mu_G} \quad (2.232)$$

$$\xi = (1.82 \log_{10} Re - 1.64)^2 \quad (2.233)$$

とする。

2.6 ボイド率計測手法

ボイド率計測手法は、冷凍サイクルにおける冷媒管理、ボイラ蒸発管の管理、プラントの安全設計において研究が進められてきた。これまでに、数多くの研究者によって様々な計測手法を提案されてきた^[85]。ボイド率計測手法は大きく、「接触法」と「非接触法」に分類される。接触法は流体と計測用のセンサーが直接接触し合う形式で、非接触法は流体と計測用のセンサが直接接触し合わず流れに影響を与えない。接触法としては、以下が挙げられる。

- 急弁締め切り法^[85]：配管系内の二点間にバルブを設置し、瞬時に流れをせき止めることで直接ボイド率を計測する手法。様々な流動様式に対応し、計測原理が単純であるが、精度の高い結果を得るには複数回の計測が必要であることや、連続計測ができないため、パイプラインに直接据え付けられない。多くの場合、ほかの計測手法の精度検証に利用される。
- 探針式^[86]：主に電気抵抗(コンダクタンス)の変化を用いる方法で局所ボイド率を計測するのに用いられる。誤差は探針の大きさやプローブの濡れ性に依存し、大域的な計測には多点プローブを使う必要がある。
- 光ファイバー法^[87,88]：探針式法の一つともとらえることができるが、光ファイバーを用いて反射率から局所ボイド率を計測する。
- コンダクタンス法^[86]：流路内部に配置した極板間の電気抵抗の変化を用いる手法。電気抵抗を利用するため、導電性流体を用いる必要がある。
- ワイヤメッシュ法^[89,90,91]：流路断面に格子状のワイヤを張り巡らせ、ワイヤ交点のコンダクタンスやキャパシタンスの変化から断面のボイド率を計測する。この手法ではボイド率だけではなく、気液速度の計測や気液分布が計測可能。

非接触手法としては、以下が挙げられる。

- X線CT法^[92,93]：二相流の相分布を非接触で計測可能。ベリリウムやチタンなどの金属を配管に用いることで高温高圧の二相流計測が可能であるが、スキャンに時間がかかるため非正常現象をとらえるのが難しい。
- 中性子ラジオグラフィ^[94,95]：可視光やX線では困難な物体の内部構造を把握できるが、放射性物質を生成する危険が伴うことやノイズが乗りやすいことが欠点としてあげられる。
- レーザー法^[71,96]：レーザー照射によって反射率や透過率、もしくは拡散率を計測することでボイド率計測する。
- 超音波法^[97,98,99]：気泡による音波の減衰率を計測することでボイド率を計測する。
- 静電容量法：気液の誘電率の差を利用する計測手法で、断面平均のボイド率を計測可能。詳細については後述する。

本研究では、将来のエンジン搭載を想定して非接触手法で小型化、軽量化が容易で計測原理もシンプルな静電容量型ボイド率計に着目し開発を行う。

2.6.1 静電容量型ボイド率計

静電容量型ボイド率計は気液の誘電率の差から断面平均ボイド率を計測する手法で、図 2.16 に示すような一対以上の極板の組み合わせによるセンサーが提案されてきた。一般に液体の誘電率は気体の誘電率よりも大きく、液相割合が大きいほど、計測される静電容量は大きくなる。これらのセンサーは主に水-蒸気や水-空気に対して最適化が行われてきた。Abouelwafa ら^[101] は水-オイル/水-空気/オイル-空気二相流を対象として、図 2.16 における (a) から (f) の 6 つの極板形状を提案した。Kendoush^[102] は同様に (a), (b), (d), (g), (h) の 5 種類の極板形状を提案し、パラフィンによって真のボイド率を設定し、真のボイド率と計測静電容量の比較を行った。Shu^[103] は (b) 形状について、環状流・層状流の理論式を提案した。また水-空気/グリセリン-空気二相流に対して急弁締め切り法によって得られたボイド率と静電容量の比較、校正を行った。Geraets^[104] は (d) 形状について環状流理論式を導出し、アクリルロッドで設定したボイド率と計測静電容量値を比較した。Huang^[105] は (i) 形状のように 12 枚の極板を用いた静電容量トモグラフィ法を提案し、急弁締め切り法とトモグラフィ結果の比較を行っている。近年では Hewlin^[106] によって静電容量型距離計を応用したボイド率計測手法、Lawal^[107] によって固気液三相流の電磁場解析による計測精度の検討などが行われている。

極低温流体用では Killian^[108] によって (h) 形状を利用した水素二相流計測が、Khalil^[67] によって (h) 形状を利用したヘリウム、窒素二相流計測が行われた。Filippov^[109,110,111] がヘリウム、水素、窒素二相流に対して (i) 形状を用いた手法を提案している。なお Filippov らは誘電率を用いているが、静電容量計測を直接行っているのではなく共振周波数からボイド率算出している。最近では Chen^[112] が窒素二相流に対して (b) 形状を用いた計測を行っている。国内では、我々の研究グループのほかに大平ら^[113] によって (b),(d) 形状によってスラッシュ水素固液二相流や窒素二相流の計測が行われている。

以上のように古くは 1960 年代から静電容量型ボイド率計の開発は行われており、さまざまな極板形状などが提案されているが、未だどの極板形状が最適であるという結論は出ていないのが現状である。

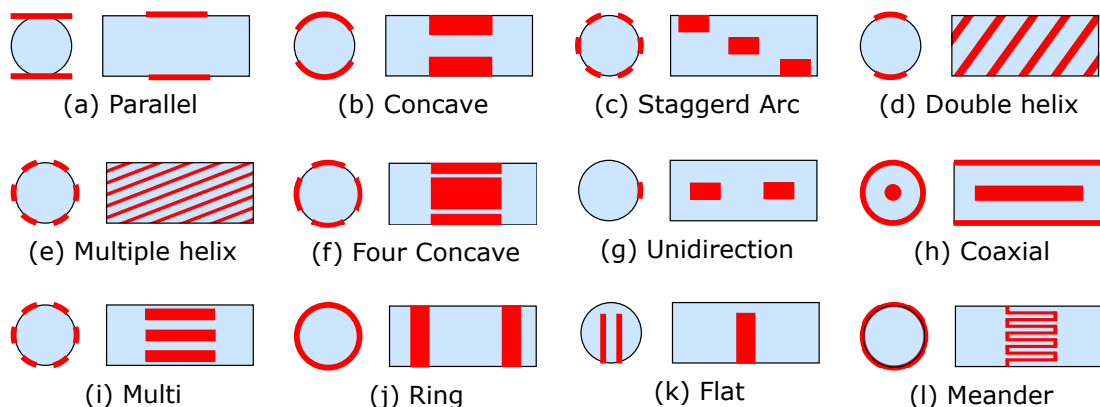


図 2.16 極板形状一覧^[100]

2.7 結言

第 2 章ではまず第 2.1 項と第 2.2 項に気液二相流特有なパラメーター用語の定義を示した。続いて気液二相流における熱流動特性の先行研究として第 2.3 項にはボイド率とクオリティの関係を、第 2.4 項には流動様式の遷移条件を、第 2.5 項には熱伝達率予測モデルをそれぞれ示した。さらに第 2.6 項には、本研究で開発を行うボイド率計測手法を網羅的に示し、特に静電容量型ボイド率計について先行研究をまとめて示した。ここで示した先行研究を踏まえて、第 3 章ではボイド率計の開発を、第 5 章では沸騰水素の熱流動特性のモデル化をそれぞれ行う。

第 3 章

非対称静電容量型ボイド率計の開発

本章では、沸騰水素水平流動実験で用いる静電容量型ボイド率計の設計について扱う。筆者は、前章で示した円弧型ボイド率計から研究を開始し、小型化と高精度化を両立する新たな極板形状として「非対称型極板」を提案した。これまでに、極板形状の非対称化によって、層状流時に円弧型ボイド率計で 30% 以上あった計測誤差を 6% まで低減可能であることなどを示した^[114]。ここではまず、第 3.1 項に静電容量型ボイド率計の計測原理を示し、センサー精度向上の肝となる非対称型ボイド率計の原理 (第 3.2 項) と温度ドリフト低減手法 (第 3.3 項) など筆者が取り組んできた静電容量型ボイド率計の研究状況をまとめる。また第 3.4 項には、センサー設計に用いる電場解析の方法と妥当性検証結果を示す。さらに、沸騰水素水平流動実験で用いる静電容量型ボイド率計の設計手法を第 3.5 項にまとめる。センサーの寸法設計には電場解析と実験計画法を用いており、これらの手法を適用した設計方法を第 3.5.1 項に示す。さらに第 3.5.2 項に加工公差や熱変形の影響を含めた沸騰水素水平流動実験用ボイド率計の構造と仕様を示す。

3.1 静電容量型ボイド率計の計測原理

静電容量型ボイド率計は気液二相状態にある配管内部の静電容量変化を利用してボイド率を計測する。静電容量の変化は管内を流れる流体の気相と液相の誘電率の違いから生まれる。一般的に液体の誘電率は気体の誘電率よりも高く、計測区間における気液の割合が変化すると区間内の

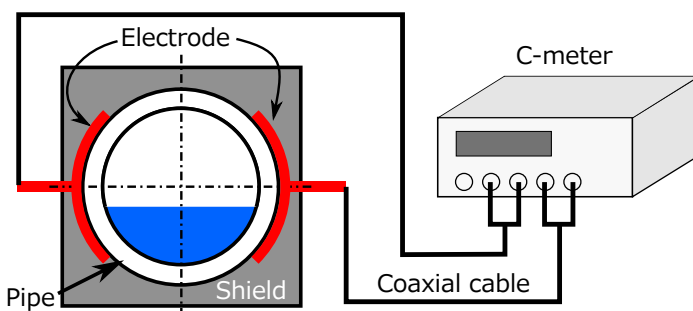


図 3.1 静電容量型ボイド率計の構成

表 3.1 主な物質のおよその比誘電率

物質/分類	状態	比誘電率
気体	気体	1
液体水素	液体	1.2
液体窒素	液体	1.4
テフロン	固体	2.1
アクリル	固体	2~3
ポリカーボネート	固体	2~3
水	液体	80

混合流体誘電率が変化し、結果として静電容量が変化することになる。本研究で使用する主な物質の誘電率を表 3.1 に示す。この方法は非接触でありながら基本原理が比較的単純でコスト・大きさ・重量を抑えることができる優位性をもつ。したがって、エンジン実機への搭載性を考慮すると過去に提案されたボイド率計測手法の中でも最も実現性の高い計測手法といえる。ただし静電容量をボイド率に変換させる際には静電容量-ボイド率の関係性について流動様式依存性など注意する必要がある。また後述するが、極低温流体を扱う場合、配管予冷など温度が大きく変化する環境に静電容量型ボイド率計を適用する際には、温度変化によって配管の誘電率や寸法が変化して実際のボイド率変化とは無関係に計測静電容量を変化させる温度ドリフトの問題も考慮しなければならない。静電容量型ボイド率計を単純化して考えると図 3.1 のように、配管を 1 対の極板で挟み、その外部にシールドを施したセンサー部と同軸ケーブルで接続された静電容量計測部で構成される。ボイド率計で取得される静電容量は fF(フェムトファラッド) オーダーと微小な静電容量値であるため、計測回路上の浮遊容量を低減する必要がある。そこで本研究ではボイド率計自体に金属シールドを配置し、同軸ケーブルを用いて静電容量計と接続することで外部ノイズの影響を低減している。計測される静電容量は、同じボイド率であっても気液分布によって変化する。そこで、静電容量値をボイド率に換算する方法として、各流動様式に応じて校正を行うことで計測精度を向上させることが考えられる。しかし、実機搭載しリアルタイムにボイド率を取得する上で流動様式の判別を行い、リアルタイムで換算式を切り替えるのは困難である。そこで本研究では、得られた静電容量を式 (3.1) で一律に換算することを基本とした。

$$\alpha = \frac{C_L - C_{tp}}{C_L - C_G} \times 100 \quad [\%] \quad (3.1)$$

ただし C_L は液単相時の計測値、 C_G は気単相時の時の計測値、 C_{TP} は二相状態における静電容量である。式 (3.1) はボイド率と静電容量の関係が線形であると仮定しており、高精度な計測には流動様式、気泡分布によらず同ボイド率条件下で同程度の静電容量値を示すことが重要である。しかし実際には、一対の極板を持つボイド率計では同じ大きさの一つの気泡の存在位置によって計測結果が異なるという問題がある。これは誘電体挿入位置が変化することによって計測される静電容量が変化することと同様の現象である。実際に Cimorelli^[115] によれば流動様式の違いによって計測される静電容量とボイド率との関係に変化があることが報告されている。そこで流動様式に対する依存性を軽減するために、電極設置方法については最も単純で一般的な図 2.16(a)(b) のような電極の両側に電極を張り付ける平行板モデルのほかに (d)(e) のような螺旋型電極や (f)(i) のように複数の電極形式の検討など様々な形式が考案されている。しかし、これらの手法は流動様式の影響などを低減できるもののセンサーが大型化しやすい、流動方向に区間平均したボイド率出力になる、電極の取り回しが困難になるなどの欠点を有する。なお、筆者らも螺旋型極板の開発に取り組んでおり、後述の非対称型極板との組み合わせで計測精度が向上できることを確認している^[116]。本研究では実機搭載を念頭に複雑な電極形状ではなく平行極板モデルに着目し、理論解析と電場解析を併用した設計手法の考案によって、1 対の平行極板を用いても実用上の計測精度を満たせるよう極板形状を検討することとした。

3.2 非対称極板を用いたボイド率計

これまでに報告されている静電容量型ボイド率計の多くが図 3.2a のように円筒流路外部に円弧型の極板を一对取り付ける方法であった。しかし著者の過去の研究結果より円弧型ボイド率計では水平層状流を仮定した精度検証実験より最大 30% 以上の計測誤差があることが明らかになっている。さらに、静電容量とボイド率の関係が比例関係になく、ボイド率の増大に伴って一度静電容量は増加し、さらにボイド率が増大すると低下に転じるため、静電容量に極値を持ち、静電容量とボイド率の関係を一意に決定できない問題も明らかとなっている^[114]。後述する電場解析の結果、円弧型ボイド率計の誤差原因は、外部に配置したシールドの影響により、電場にゆがみが生じることにあることがわかった。図 3.4(a) のように円弧型ボイド率計では外部に電気力線が向かい、緑の網掛けで示す範囲を超える管内を捉えられないために計測精度が低下する。これに対して、電場のゆがみを低減することで計測精度の向上を図ったのが非対称型ボイド率計である。単純な平行平板では、極板表面における電気力線の向かう方向は一様になるが、極板近傍に電気的なノイズを低減するシールドを用いる場合には、電気力線がシールドにも向かうため、図 3.4(b) 上下端のような電場のゆがみが生じる。極板間でのゆがみを低減するにはシールドの影響を低減することが必要である。

ボイド率計のように長間隔平行平板コンデンサを用いた静電容量計測でシールドと電極形状の効果を調べた研究として相知ら^[117]による研究がある。この研究は人体頭部を誘電体と見なし、



図 3.2 ボイド率計形状

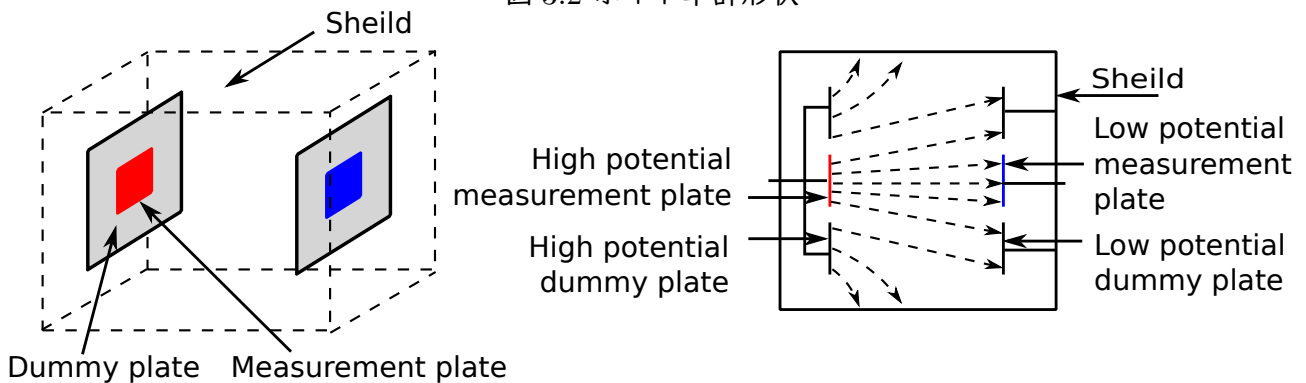


図 3.3 シールド効果とダミー極板^[117]

頭部の静電容量を二枚の微小電極で精密計測することによって頭深部非侵襲温度計測目的としている。相知によれば頭部の静電容量を計測するには微小極板を電極に用いるにもかかわらず極板間距離が 200 mm と特殊な平行平板コンデンサ形状をとることになり、従来の計測法では精密な計測が困難であるという。相知は図 3.3 のように計測電極と同電位となる電極（この電極をダミー電極としている）を計測電極の周りに配置し、計測電極に流れる電流のみを計測することによって計測精度向上を図っている。ダミー電極を併用しない場合には、計測電極のエッジの影響やシールドの位置による影響を強く受けその計測値は信頼性のないものとなる。しかし計測電極をとりまくようにダミー電極を配置すると電極間距離が長くなった場合でもシールドやエッジの効果が抑えられ、平衡平板の理論値に近い静電容量の計測が可能となると結論づけている。非対称型ボイド率計では、平板極板を用いることで電場のゆがみを低減すること、ダミー極板によるシールド効果の低減に着目している。相知らの研究結果を用いると、図 3.4(b) のように計測したい範囲を超えて極板を設けることで、流路を電氣的にを過不足なく捉えられるようになる。しかしながらこの方法では、垂直方向の大きさが円弧型ボイド率計に比較して増大してしまう欠点があり、エンジン搭載などを鑑みると小型化が必要となる。そこで図 3.4(c) のように、高電位側の極板については側壁と呼ばれる突起部分を設けることとした。側壁を設けることで、拡大図に示すように側壁部から配管内側に向かう電場を生成し、極板対向方向へ向かう電場の勾配を小さくすることができる。この時、図 3.4(b) に示すような平板極板を用いるボイド率計に比較して小型化しても、計測したい範囲を過不足なく捉えることができるようになる。これによって計測誤差を 6% まで低減することに成功している^[114]。

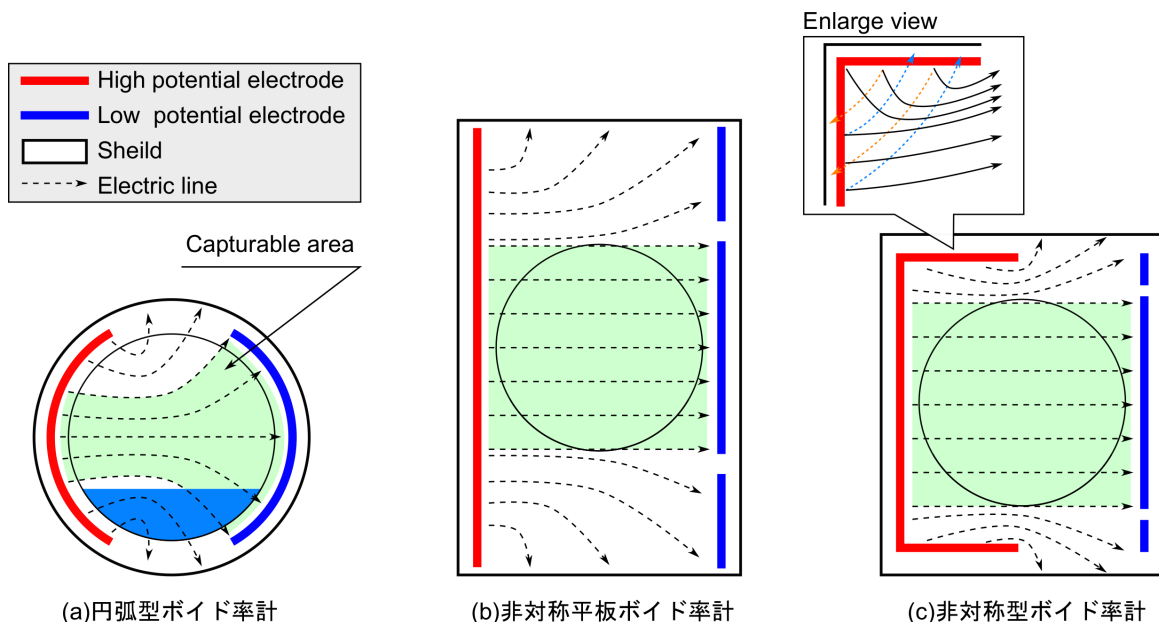


図 3.4 従来のボイド率計と非対称型ボイド率計の比較

3.3 温度ドリフト

静電容量型ボイド率計では配管の温度変化に起因して、同ボイド率条件下であっても計測される静電容量値が変化してしまう“温度ドリフト”と呼ばれる問題が生ずる。過去の実験から温度ドリフトの一例を図 3.5 に示す。ここに示す実験結果は内径 10 mm の円管流路における液体窒素二相流を対象にボイド率計測を行ったもので、赤で示すプロットはボイド率計出力値 (静電容量)、青で示すプロットはボイド率計の表面の温度計測値を示す。約 200 秒の点から流動を開始し、400 秒まで気液二相流状態での流動となり、500 秒までは液単相状態、その後気液二相流状態に遷移し 1100 秒から再び気単相状態になる。この結果より流動前後でセンサー表面温度が低下し、同じ気単相状態 ($\alpha=1$) にもかかわらず気相単相時の静電容量の値が低下し、式 (3.1) で一意にボイド率変換ができないことが分かる。図 3.5 において流動前後における静電容量値の差を“温度ドリフト量”と定義する。

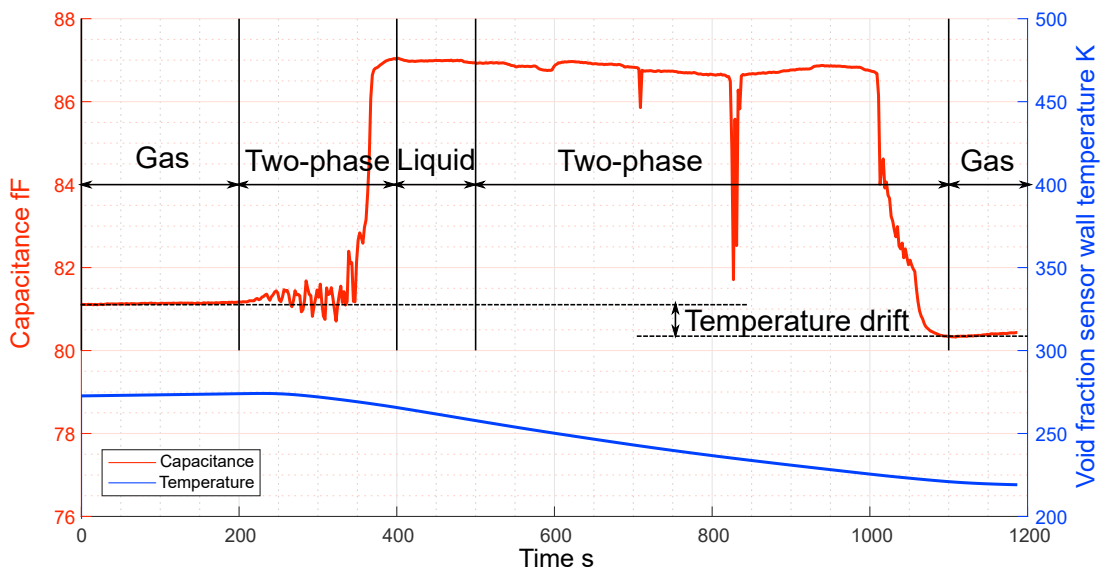
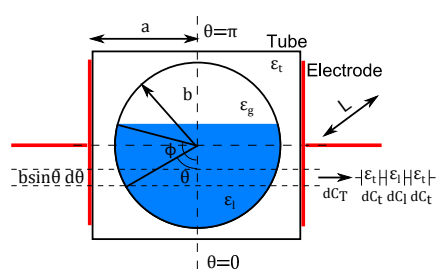


図 3.5 温度ドリフトの例

静電容量値が遷移する要因として影響の大きい順に樹脂配管部品の誘電率の温度依存性、構成部品の熱収縮、作動流体誘電率の密度依存性がある^[118]。ここでは、層状流における静電容量理論式 (3.2)^[114] を用いてそれぞれの影響について検討を行う。

$$C_T = \int_0^\phi \frac{\frac{\varepsilon_t \varepsilon_0 L b}{2a}}{\frac{b(\varepsilon_t - \varepsilon_L)}{a \varepsilon_L} + \csc \theta} d\theta + \int_\phi^\pi \frac{\frac{\varepsilon_t \varepsilon_0 L b}{2a}}{\frac{b(\varepsilon_t - \varepsilon_G)}{a \varepsilon_G} + \csc \theta} d\theta \quad (3.2)$$

ただし各係数は図 3.6 に示す通り、 ϕ は層状流を仮定したときの濡れ淵角度、 $2a$ は極板間距離、 b は流路半径、 L は極板長手方向長さ、 ε_t 、 ε_G 、 ε_L はそれぞれ配管、気体、液体の誘電率を示す。また基準状態 (293 K, 1 気圧) における各値は $a = 10$ mm, $b = 5$ mm, $L = 10$ mm で、配管にはアクリル、作動流体は水素を用いるものとして計算を行う。



- a : Distance between center of flow path and electrode,
- b : Radius of flow path,
- L : Length of electrodes in flow direction,
- ϵ_t : Relative dielectric constant of tube
- ϵ_L : Relative dielectric constant of liquid
- ϵ_G : Relative dielectric constant of gas
- ϕ : Angle of liquid level($\phi = \theta_\alpha$)

図 3.6 平行平板極板を用いたボイド率計の層状流における理論静電容量推算モデル^[114]

3.3.1 樹脂配管部品の誘電率の温度依存性

アクリル誘電率の温度依存性について、図 3.7 に温度と比誘電率の関係を示す^[118,119]。実験手法と補正手法の詳細は文献^[119]を参照されたい。赤で示すのは実験値、青で示すのはテストピースの熱収縮を考慮した値、緑で示すのは熱収縮と印加周波数を考慮した値である。熱収縮による影響は次項で示す文献値^[120]を用いて補正を行った。また誘電率は印加周波数 100 kHz で計測したが、ボイド率計測を行う際の印加周波数は 1 MHz であるため、こちらも同様に文献値^[121]を用いた周波数補正を行った。熱収縮率と周波数の影響を加味した補正值に対して 4 次の近似を適用した結果を式に示す。

$$\epsilon(T) = 3.315 \times 10^{-8}T^3 - 4.643 \times 10^{-6}T^2 + 1.470 \times 10^{-5}T + 2.390 \quad (3.3)$$

また本近似関数は図 3.7 に重ねて示す。さらに、流体誘電率を大気圧飽和物性で固定、部品寸法を温度によらず固定したときに、配管誘電率変化が静電容量に与える影響を式 (3.2) を用いて計算し、図 3.8 に示す。この結果から基準状態で $C_L/C_G=84.3/74.7$ fF あった静電容量は 20 K では 78.0/69.7 fF まで低下しており、気相についてみると、基準状態でのボイド率変化に換算すると 52%($=(74.7-69.7)/(84.3-74.7)$) の温度ドリフト量が生じることがわかる。

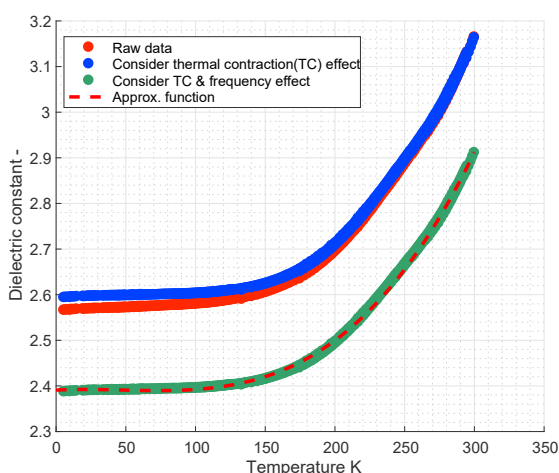


図 3.7 アクリル誘電率の温度依存性

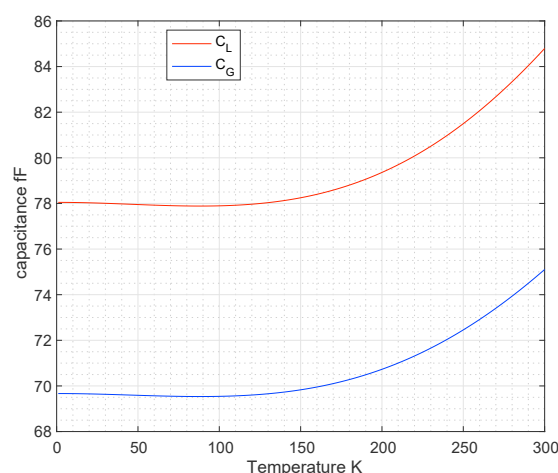


図 3.8 配管温度変化が静電容量に与える影響

3.3.2 構成部品の熱収縮

つづいて、構成部品の熱収縮の影響を検討する。まず、極板部品に使われる真鍮、配管部品に使われるアクリルについて各文献^{[120][122]}からプロットを抽出し、4次近似した結果を図 3.9 に示す。図 3.9 から樹脂素材の寸法変化の影響は金属素材に比較して大きく、静電容量に関するパラメータにおいて極板間隔は極板寸法に比較して大きいことから、樹脂素材の熱収縮が静電容量に与える影響が支配的であることがわかる。

さらに、流体誘電率と配管誘電率を固定して、アクリル樹脂配管と真鍮極板の寸法変化が静電容量に与える影響を図 3.10 に示す。この結果から基準状態で $C_L/C_G=84.3/74.7$ fF あった静電容量は 20 K では 84.0/74.4 fF まで低下しており、気相についてみると、基準状態でのボイド率変化に換算すると 3.1%($= (74.7-74.4)/(84.3-74.7)$) の温度ドリフト量が生じることがわかる。これは配管誘電率変化の影響に比較して 1/16 以下であり、熱収縮に比較して配管誘電率の変化が支配的であることがわかる。

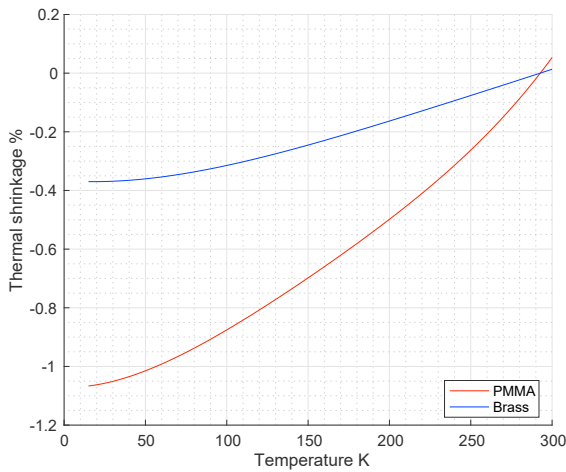


図 3.9 アクリル・真鍮の熱収縮率

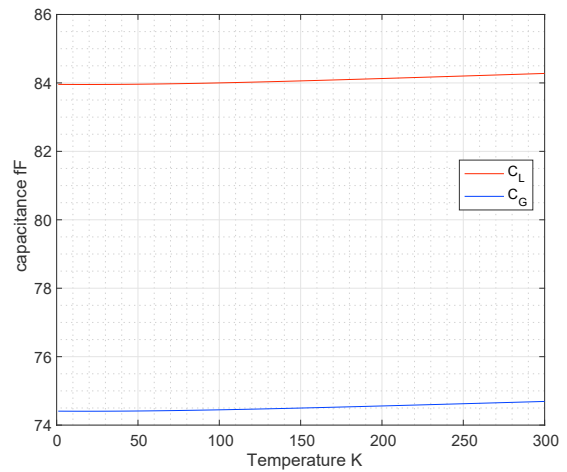


図 3.10 熱収縮が静電容量に与える影響

3.3.3 流体誘電率の密度依存性

流体の誘電率も配管誘電率同様に、温度や圧力によって変化する。Younglove ら^[123]はアルゴン、エタノール、パラ水素、窒素、三フッ化窒素、酸素の 6 流体に対して熱物性計算式を提案しており、誘電率に対しては、Clausius-Mossotti に基づく実験式を提案している。

$$C_m = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{1}{\rho} \quad (3.4)$$

$$C_m = A + B\rho + C\rho^2 + D\rho^3 + ET + FP \quad (3.5)$$

ここで ρ は単位体積当たりのモル量を示し、単位は $[\text{mol}/\text{m}^3]$ である。また T, P はそれぞれ温度 $[\text{K}]$ 、圧力 $[\text{Pa}]$ を示す。水素における各係数については、以下を用いる。

$$\begin{aligned} A &= 0.20245443 \times 10^{-2} \\ B &= 0.37171832 \times 10^{-6} \\ C &= -0.92085013 \times 10^{-8} \\ D &= -0.34065328 \times 10^{-11} \\ E &= F = 0.0 \end{aligned}$$

また式 (3.4) を誘電率について解くと

$$\varepsilon = \frac{1 + 2C_m \rho}{1 - C_m \rho} \quad (3.6)$$

が得られる。温度・圧力から得られるモル質量から各温度圧力について算出した誘電率を図 3.11 に示す。さらに、配管誘電率と配管寸法を固定して密度変化 (今回は飽和状態を仮定して圧力変化によって密度変化を与えた) が静電容量に与える影響を図 3.12 に示す。この結果から基準状態で $C_L/C_G=84.3/74.7$ fF あった静電容量は 250 kPaA では 83.7/74.9 fF に変化しており、300 kPaA では 83.5/75.0 fF に変化しており、300 kPa の液相についてみると、基準状態でのボイド率変化に換算して 8.3% $(=(83.3-83.5)/(84.3-74.7))$ の圧力変化に伴う温度ドリフト量が生じることがわかる。ただし、今回の実験範囲である 250 kPa から 300 kPa の範囲ではその差はより小さくなり液相についてみると 2.2% であることから、樹脂配管の誘電率温度依存性と構成部品の熱収縮の影響に比較して流体誘電率変化の影響は微小であることが確認された。

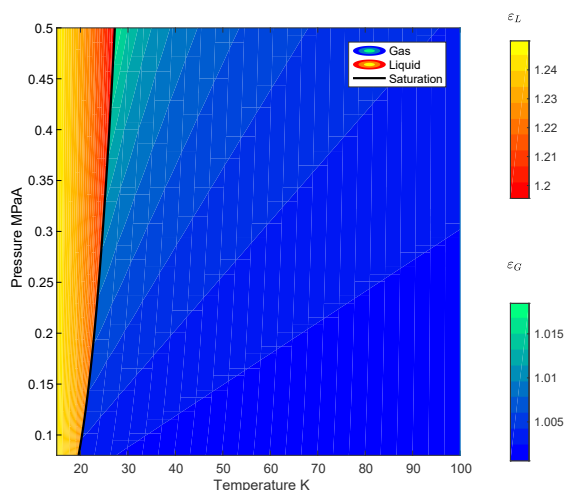


図 3.11 p-水素の誘電率

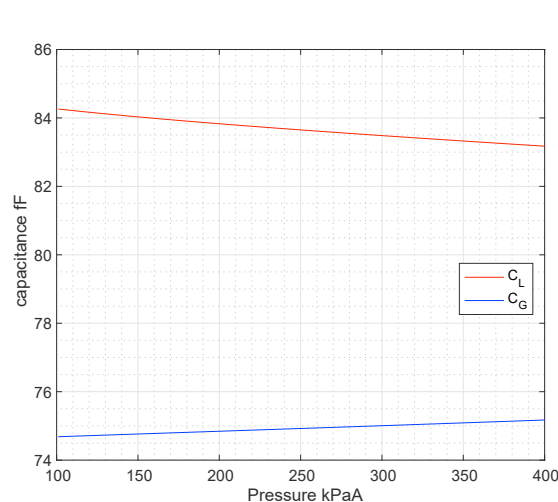


図 3.12 圧力変化が静電容量に与える影響

3.3.4 配管誘電率・熱収縮・流体誘電率変化が計測静電容量に与える影響

最後にすべての影響を加味した結果を図 3.13 に示す。なお気液両相について配管温度を 1~300 K まで変化させた解析を行い、流体誘電率については飽和圧力 200~350 kPa まで 50 kPa 毎に誘電率を変化させ、配管温度に関わらず流体誘電率は各飽和状態での誘電率であるとして解析を行った。この結果から圧力一定、つまり気液の誘電率が一定であれば 100 K 以下における配管の温度変化に伴う静電容量変化は十分に小さくなることがわかる。さらに実際の実験範囲である 20 K から 30 K の範囲に着目する。この範囲では流体誘電率変化の影響を除く静電容量への影響は十分に無視できるほど小さくなることがわかる。一方この領域では流体の圧力変化に伴う誘電率変化が、その他の温度ドリフト要因に比較して大きくなることがわかる。いま、飽和圧力 250 kPa を基準とし、配管温度も飽和温度に一致しているとすると、気液単相時の誘電率は $C_L/C_G=77.2/69.6$ fF となる。もし飽和圧力が 300 kPa に変化し、配管温度が飽和温度に一致して変化するとすると、気液単相時の誘電率は $C_L/C_G=77.1/69.7$ fF となり、温度ドリフトの影響は $1.3\%(=(69.7-69.6)/(77.2-69.6))$ と見積もられる。つまり今回実施する実験の範囲では、解析上、配管誘電率・熱収縮の影響は十分に小さく、支配要素となる流体誘電率変化の影響も 1.3% 程度となっており、温度ドリフトの影響は極めて小さいことがわかった。実際の温度ドリフトの影響は各実験における気液単相時の静電容量のばらつきから評価することとした後に実験結果とともに検討を行う。

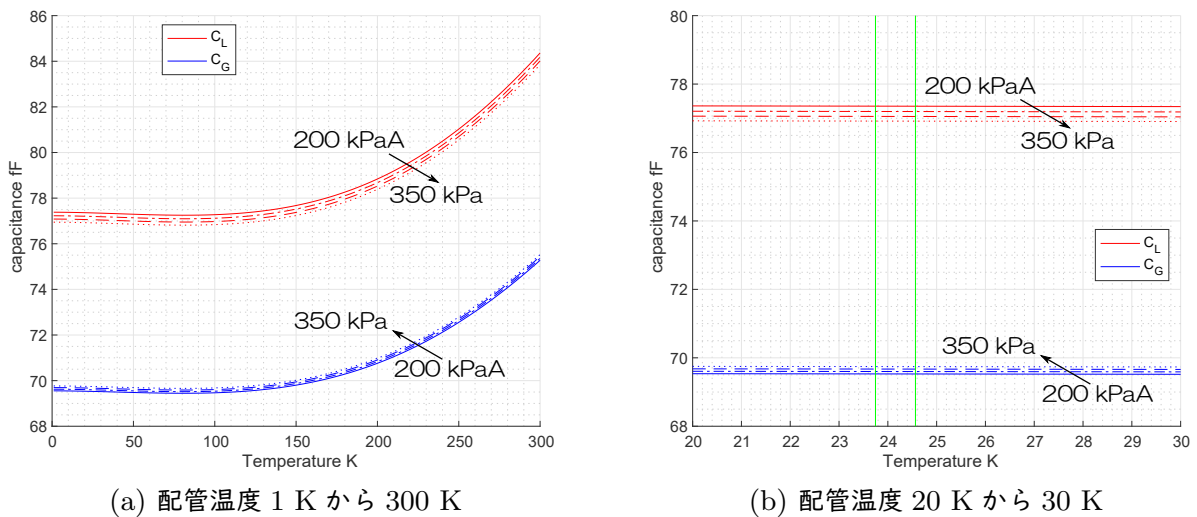


図 3.13 配管誘電率，流体誘電率，熱収縮が組み合わさった際の静電容量変化

3.4 電場解析手法

ボイド率計は有限要素法による電場解析を用いて設計を行った。具体的な設計手順を図 3.14 に示す。まず、Autodesk Inventor により、解析対象となる 3D CAD モデルを作成する。次に、Autodesk Simulation Mechanical にて格子生成を行う。電場解析に使用する Elmer は非構造格子に対応しており、今回すべて四面体格子を生成することとした。格子データは Nastran 形式で保存した後、Gmsh にて Universal 形式に変換する。電場解析には汎用の有限要素解析ソフトウェアである Elmer の ElectroStatics ソルバーを利用する。

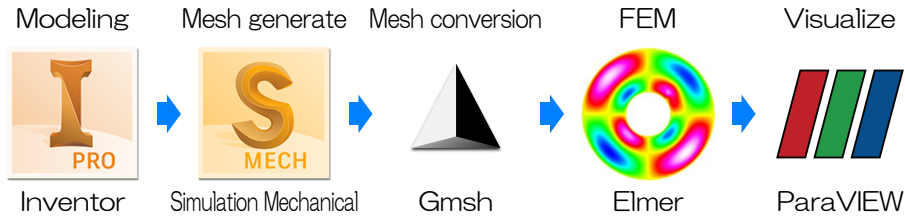


図 3.14 電場解析手順

また本研究では、静電場を仮定した解析を行っている。計測システムが単純な RC 回路で構成されていると仮定したとき、その回路の時定数は $\tau = RC$ 秒となる。回路内の抵抗値は同軸ケーブルの抵抗のみだとして大きく見積もって 5Ω 、センサーの静電容量を大きく見積もって 200 fF とすると、時定数は $\tau = 1 \times 10^{-12}$ 秒となる。今回の実験の範囲では、実流速は高ボイド率時でも高々数十 m/s であり、時定数に対する気液分布の移動距離は無視可能である。

3.4.1 ElectroStatics ソルバー

ここでは本研究で使用する電場解析ソフト Elmer における解析手法を記す^[124]。巨視的な電磁気理論は Maxwell 方程式によって支配される。Maxwell 方程式は電束密度 D 、磁束密度 B 、電場 E 、磁場 H に対して以下で記述される。

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (3.7)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.8)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.9)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.10)$$

線形材料中では「場」と「束」は $\vec{B} = \mu \vec{H}$ 、 $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ で関係づけられる。ただし μ は透磁率、 ϵ は誘電率を示す。ここで誘電率は真空中の誘電率 ϵ_0 と材料の比誘電率 ϵ_r を用いると $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ で表わされる。定常状態において電場は、電界ポテンシャル ϕ を用いて

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (3.11)$$

と表わされる。したがって線形材料であることを仮定すると式 (3.7) は

$$-\nabla \cdot \epsilon \nabla \phi = \rho \quad (3.12)$$

で与えられる。電場におけるエネルギー密度は

$$e = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} = \frac{1}{2} \varepsilon (\nabla \phi)^2 \quad (3.13)$$

で表わされ、全電場エネルギーは以下で算出される。

$$E = \frac{1}{2} \int \varepsilon (\nabla \phi)^2 d\Omega \quad (3.14)$$

ポテンシャル差が Φ のみであるとき、静電容量 C は

$$C = \frac{2E}{\Phi^2} \quad (3.15)$$

で算出される。Elmer では、静電ポテンシャルに基づいて、静電容量をはじめとする様々なパラメータを計算する。なお、Elmer では境界条件となる電位に関してディリクレ条件またはノイマン条件を使用できるが、本解析ではディリクレ条件のみを用いることとし、指定された境界上に直接電位を与えることとした。より詳細な解説はユーザマニュアル^[124]を参照されたい。

3.4.2 電場解析の検証実験結果

ここでは図 3.15 に示す 3 つのボイド率計を対象に行った、ボイド率計測実験の比較から得られた電場解析の妥当性検証結果をまとめる^[114]。検証に用いたボイド率計はそれぞれ内径 10 mm の流路用に設計したもので、極板等の寸法は図 3.15 に示す通りである。極板には真鍮を、誘電配管にはアクリル ($\varepsilon = 3.0$) を用いた。実験装置は図 3.16 に示す通りで、両端を閉止した水平円管にシリンジを用いてシリコンオイル (KF-96L-0.65cs, 信越シリコン製, $\varepsilon = 2.17$) を注液し、任意のボイド率条件を設定した。この実験から得られたボイド率と電場解析から得られたボイド率を比較することで電場解析の妥当性を検証する。実験結果を図 3.17 に示す。左図は実験で得られた真のボイド率と計測ボイド率の関係を、電場解析における設定ボイド率と計算ボイド率の关系到重ねて示した結果である。なお四角 (□) で示した各プロットは実験値 (EX) を示し、破線はそれぞれの実験に対して 5 次関数で近似した結果を示す。また星 (☆) で示すプロットは電場解析結果 (EFA) を示す。右図は、実験で得られた真のボイド率と計測ボイド率の関係を 5 次関数で近似し、電場解析との差を示した結果で、左図で示す実験値・電場解析値双方のから見積もられる誤差の差を示している。本実験ではボイド率 22% 以下の領域では、表面張力によって注液量から算出されるボイド率では計測領域における真のボイド率を正しく設定できないため、計測の範囲外とす

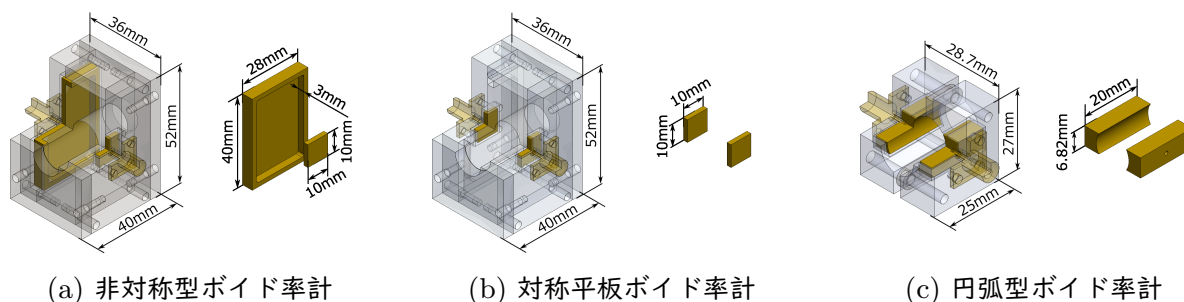


図 3.15 検証実験に使用したボイド率計

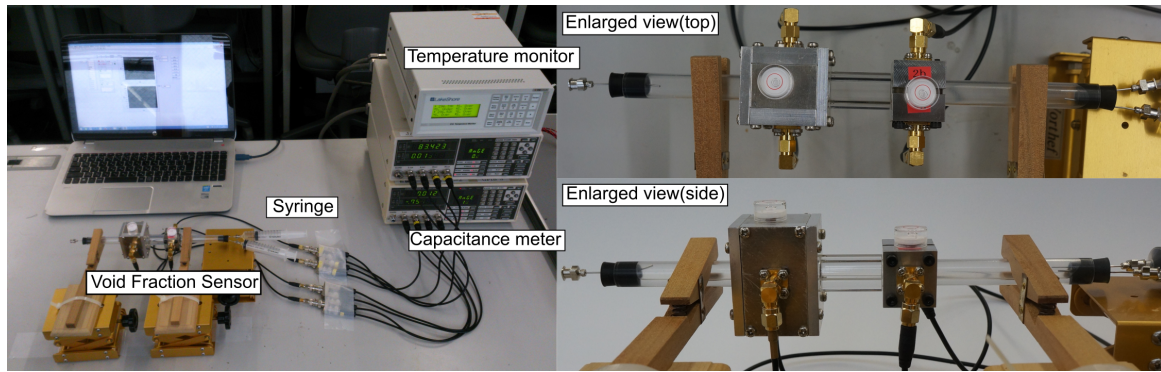


図 3.16 電場解析の検証実験装置

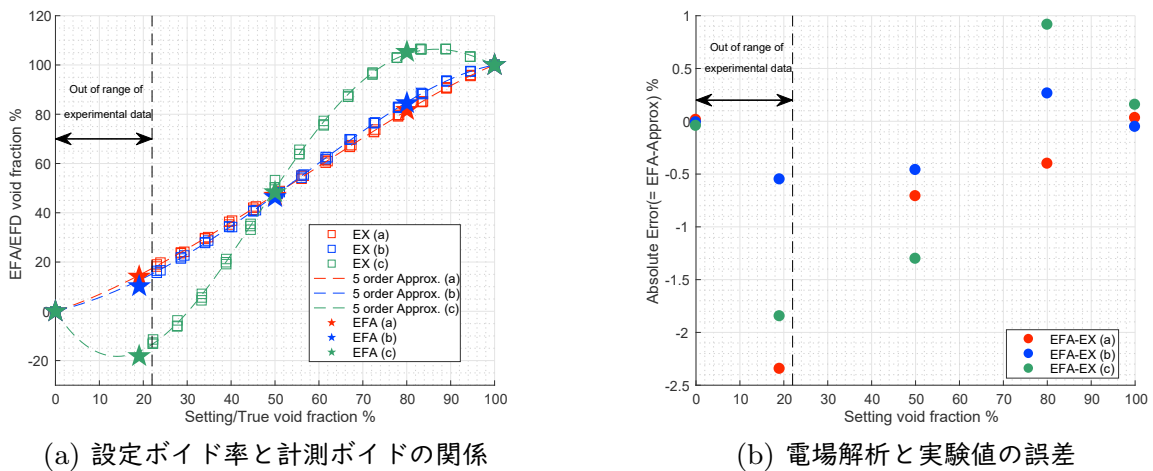


図 3.17 電場解析の妥当性検証

る。本結果より有効な実験範囲においてボイド率計測における実験値と電場解析値の最大誤差は 1.3%FS であることが示された。検証実験ではシリコンオイルを用いた解析を行ったが、本研究で対象とする水素二相流ではシリコンオイルと比較して液体の誘電率が小さく、直線性が改善されるため、シリコンオイルを作動流体とするときに比較して、電場解析と実験値の差は小さくなると考えられる。そこで以下に示す解析でも、ボイド率計の性能評価に本手法が適用可能とした。

3.5 ボイド率計の設計

後述の沸騰水素流動実験では内径 15 mm の円管を用いて行うため、ボイド率計も内径 15 mm 用に設計を行った。ボイド率計取付位置は、加熱後の断熱可視化区間とする。可視化部には高圧窒素の可視化にも用いられ^[125]、過去に液体水素の可視化実績^[126]もある樹脂材料であるポリカーボネートを使用することとした。可視化配管は外径 19 mm の円管であり、ボイド率計測部と一体で加工するものとした。可視化区間はボイド率計測部と合わせて約 200 mm の区間であるため、可視化区間は 100 mm 以上とする。また極板形状に関してはこれまでに高精度化が実証されている非対称型とすることとした。

3.5.1 設計手法

図 3.18 に電場解析における形状条件を示す。境界条件として高電位極板に 1 V、低電位極板およびシールドに 0 V を与え、気液の誘電率にはそれぞれ、 $1.00624 / 1.22264$ ($@T_{\text{sat}} = 22.0 \text{ K}$) を、樹脂配管 (ポリカーボネート) の誘電率には 3.0 ^[121] を用いた。また温度ドリフトの評価を行う際には、過去のアクリル誘電率の温度依存性を参考に、樹脂配管の誘電率として 2.5 を用いた。なお温度ドリフトについては前項で述べた通り、今回の実験範囲ではほとんど影響がないとし、温度ドリフトの傾向について得られた結果は参考値とする。今回気液二相流状態を模擬するために、流路を流れ方向に合計 27 層に分割し、そのうち 25 層 (図 3.18 中の赤と青要素) に関しては各層を 25 分割し小流体要素と、残りの 2 層 (緑要素) については一塊の大流体要素として定義する。これらの各要素に、それぞれに気液を割り当てることでボイド率分布と流動様式を模擬する。さらに小流体 25 層のうち 5 層 (赤要素) はボイド率計測領域を示し、電場解析における真のボイド率はこの領域内の気相割合から算出した。気液分布条件は、単相条件:SP(2)・ランダム条件:RA(300)・環状流条件:AN(10)・層状流 1 条件:SS1(16)・層状流 2 条件:SS2(8)・ブロック条件:BL(24) の計 360 通りである。気液分布の設定例を図 3.19 に示す。気液設定値の図 3.18 との対応は左に示す通りであり、液相は青、気相は白で示すこととした。単相条件とはすべての流体要素をそれぞれ気体か液体かにするパターンである。ランダム条件では、大流体には一方に液体、一方に気体を割り当て、 25×25 層についてはボイド率が 0~100% になるように重みをつけて乱数で与えた。環状流、層状流、ブロック流条件はそれぞれ図 3.19 に示すとおりである。ただし、層状流に関しては気液界面が極板垂直方向のものを層状流 1、水平方向のものを層状流 2 とした。また先行研究^[114]では層状流 1 を設計条件とし、円弧型ボイド率計に比較して計測精度が向上することを確認しているが、層状流 2 では円弧型ボイド率計に比較すると計測誤差が増大することを確認している。

まず、大まかな特性取得のために実験計画法を用いた初期検討を行う。今回は、設計因子を 5 個、水準を 4 とする L16 直行表を用いるものとした。なお、今回は交互作用は無視し独立した傾向を見ることとした。各因子と水準を表 3.2 に、直行表を表 3.3 に示す。また、対応する設計因子は図 3.18 に示す通りである。電場解析で得られたボイド率計特性を表 3.4 に、静電容量からボイ

ド率の応答に換算したグラフを図 3.20 に示す。さらに得られた結果から、気液単相時の静電容量差、計測区間外の影響、平均誤差、温度ドリフト、標準偏差、最大誤差に着目し、各因子に対する主効果プロットを図 3.21 に示す。ここで、計測区間外の影響は 360 通りの気液分布条件のうちボイド率が 0 以下もしくは 1 以上となる割合を、平均誤差 ϵ_{ave} と最大誤差 ϵ_{max} は全ボイド率条件に対して絶対誤差の平均と最大値を、温度ドリフト量 TD は配管誘電率が 3.0 から 2.5 まで変化したときのもとの気液静電容量差に対する気相・液相の遷移量の合計割合を、標準偏差 σ_{all} は全ボイド率条件に対して絶対誤差の偏差を取るものとする。温度ドリフト量については配管誘電率が 3.0 の時の気液単相静電容量を $C_{L,3.0}$, $C_{G,3.0}$, 配管誘電率が 2.5 の時の気液単相静電容量を $C_{L,2.5}$, $C_{G,2.5}$ とし、気液両相の静電容量が基準状態 ($\epsilon_t = 3.0$) に比較してどの程度変化した

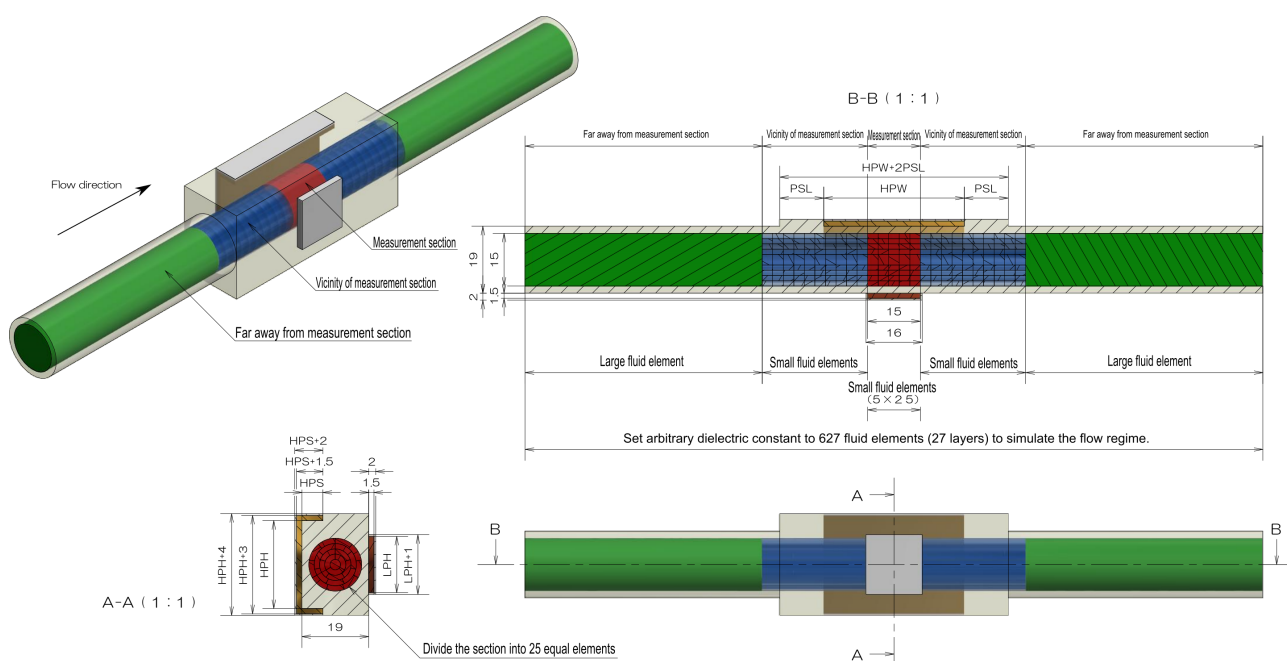


図 3.18 電場解析における幾何学的な条件

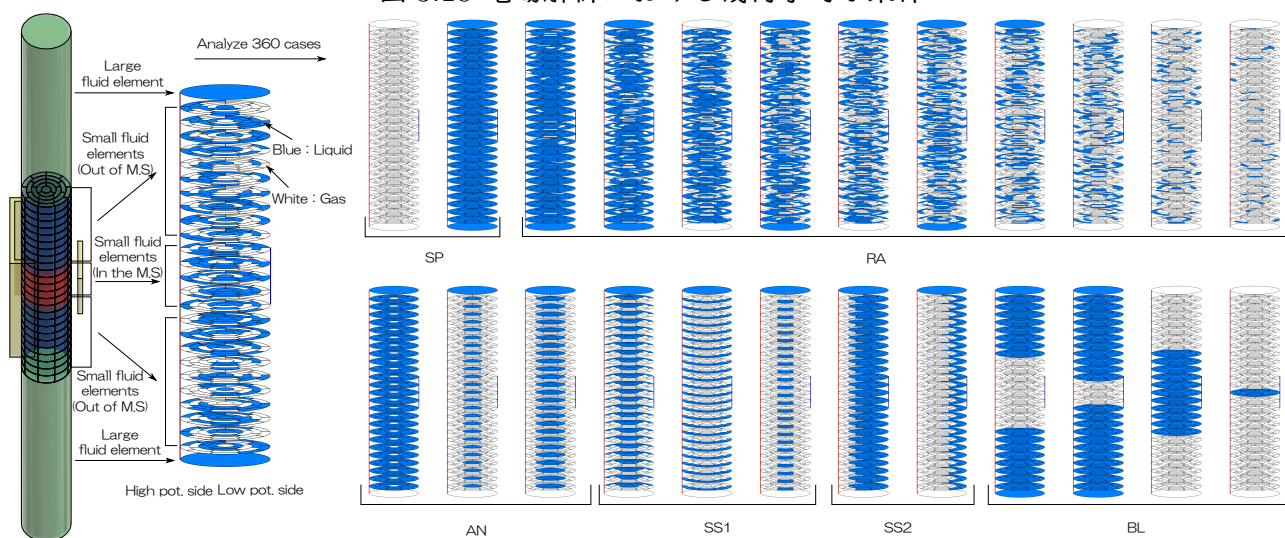


図 3.19 電場解析における流動様式設定条件

かで示し、以下の式で定義した。

$$TD = \left(\frac{|C_{G,3.0} - C_{G,2.5}|}{C_{L,3.0} - C_{G,3.0}} + \frac{|C_{L,3.0} - C_{L,2.5}|}{C_{L,3.0} - C_{G,3.0}} \right) \times 100 \quad [\%] \quad (3.16)$$

表 3.2 設計因子と水準

因子		水準			
		1	2	3	4
1. HPP 高さ (内側) mm	HPH	25	30	35	40
2. 側壁長さ (内側) mm	HPS	4	6	8	10
3. 長手方向長さ mm	HPW	30	35	40	45
4. LPP 高さ (内側) mm	LPH	14	15	16	17
5. 極板シールド距離 mm	PSL	10	12.5	15	17.5

表 3.3 直行表

実験番号	因子					実験番号	因子				
	1	2	3	4	5		1	2	3	4	5
1	25	4	30	14	10	9	35	4	40	17	12.5
2	25	6	35	15	12.5	10	35	6	45	16	10
3	25	8	40	16	15	11	35	8	30	15	17.5
4	25	10	45	17	17.5	12	35	10	35	14	15
5	30	4	35	16	17.5	13	40	4	45	15	15
6	30	6	30	17	15	14	40	6	40	14	17.5
7	30	8	45	14	12.5	15	40	8	35	17	10
8	30	10	40	15	10	16	40	10	30	16	12.5

表 3.4 実験計画法に基づく検討結果

実験番号	1	2	3	4	5	6	7	8
$C_{G,3.0}$ fF	104.31	142.81	199.63	279.58	153.40	185.78	183.72	237.23
$C_{L,3.0}$ fF	117.34	158.36	217.61	299.58	168.59	201.48	200.49	254.95
$C_{G,2.5}$ fF	97.03	131.07	180.32	248.51	139.63	167.00	166.12	211.45
$C_{L,2.5}$ fF	109.54	145.97	197.50	267.58	154.19	181.98	182.17	228.35
TD %	115.70	155.09	219.26	315.43	185.38	243.83	214.33	295.68
σ_{all} %	2.16	2.36	2.69	3.09	2.19	2.19	2.84	3.01
ϵ_{ave} %	0.63	0.61	0.59	0.57	0.61	0.61	0.58	0.54
実験番号	9	10	11	12	13	14	15	16
$C_{G,3.0}$ fF	189.54	199.19	189.17	199.39	175.57	168.33	229.39	218.63
$C_{L,3.0}$ fF	205.87	215.97	204.54	215.50	191.56	183.85	245.92	234.36
$C_{G,2.5}$ fF	170.62	179.02	169.57	178.66	158.72	152.32	203.99	194.40
$C_{L,2.5}$ fF	186.26	195.09	184.22	194.02	174.06	167.18	219.75	209.37
TD %	235.90	244.59	259.82	261.98	214.86	210.71	312.08	312.95
σ_{all} %	2.27	2.51	2.55	2.89	2.52	2.62	2.40	2.52
ϵ_{ave} %	0.59	0.58	0.58	0.56	0.58	0.58	0.58	0.59

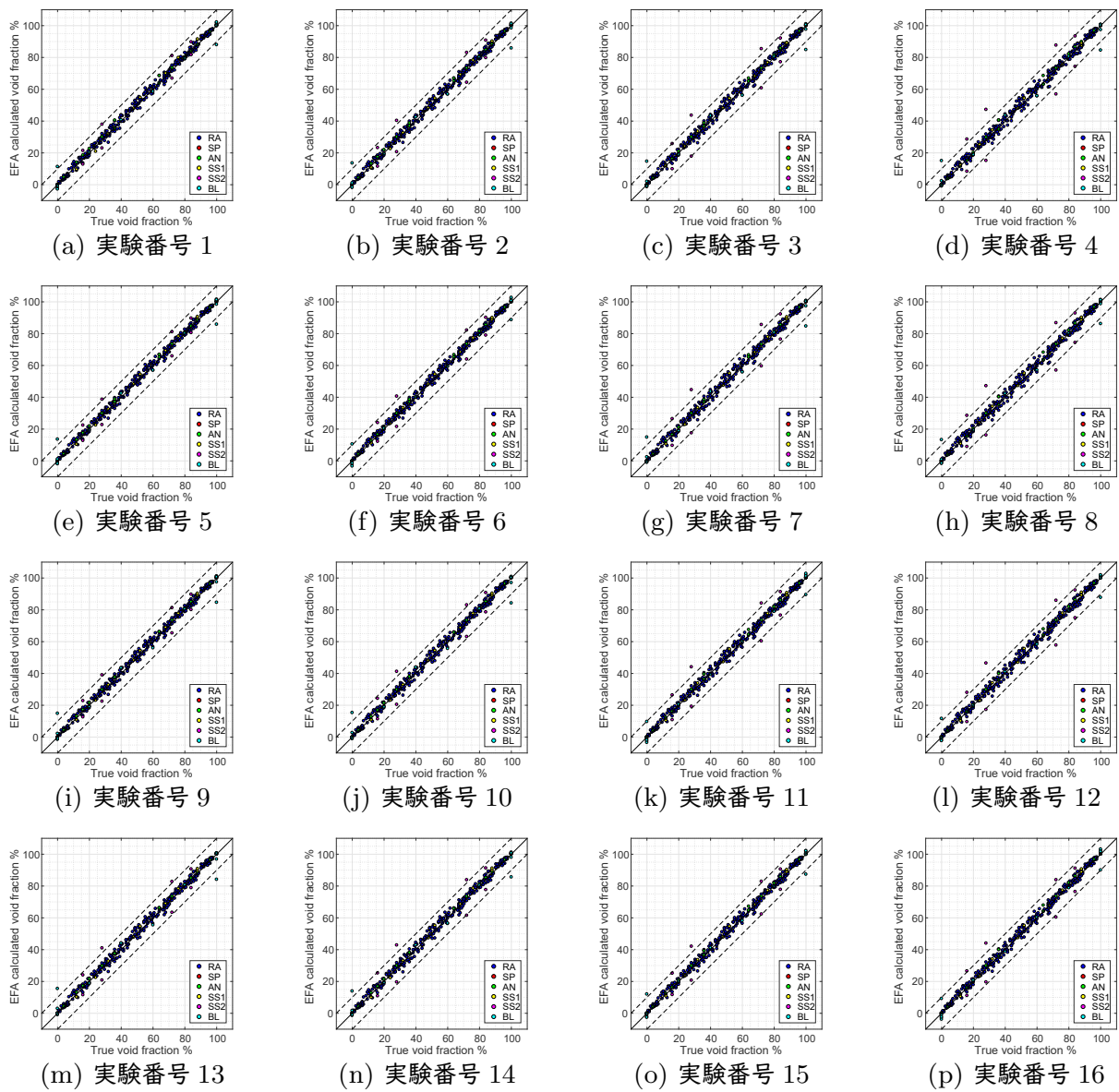


図 3.20 実験計画法に基づく検討結果

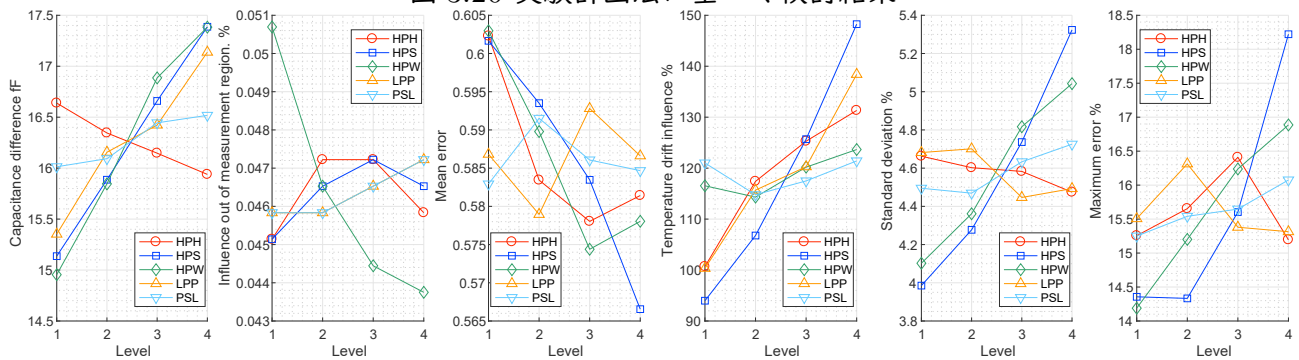


図 3.21 各因子に対するの主効果プロット

図 3.21 において静電容量差以外は小さいほど良好な結果を示す。設計における重みは平均誤差=標準偏差 > 計測区間外の影響=静電容量差 > 温度ドリフト=最大誤差とした。図 3.21 より、特にボイド率計特性に影響を与える、つまり主効果の勾配が大きいのは側壁長さや長手方向長さであることがわかる。まずそれぞれの因子の影響について定性的な検討を行う。高電位極板の高さ (HPH) は、小さい側で静電容量差や温度ドリフトについて優位であるが、標準偏差に関しては大きい側で優位である。低電位極板の高さ (LPH) は、大きいほど静電容量差について優位であるが、計測外の影響や温度ドリフトに関しては小さい側で優位である。極板とシールド間の距離 (PSL) については平均誤差の影響を除けば、いずれの応答変数に対しても 10.0 mm から 12.5 mm が良好な結果である。高電位極板長手方向の長さ (HPW) は、小さいほど標準偏差や最大誤差の観点で優位となるが、計測される静電容量差や計測区間外の影響の観点では大きいほど優位である。側壁の長さは、直線性と静電容量差について大きい側で優位であるが、標準偏差や温度ドリフトの観点では小さい側で優位である。このようにどのパラメーターに着目するかによって、最適な極板形状は異なることがわかる。そこで、今回選んだ 5 つの設計因子のうち側壁長さを除く、特性に与える影響が小さな 4 因子を以降に示す考えの下、基準値として選定する。ここでは定量的な評価を行うため、まずは図 3.21 で示した主効果のプロットについて、主効果の結果行列を $M = M[i, j, k]$ として抽出する。ただし、 i =因子 (=HPH, HPS, HPW, LPP, PSL), j =水準 (=1, 2, 3, 4), k =評価項目 (静電容量差, 計測区間外の影響, 平均誤差, 温度ドリフト, 標準偏差, 最大誤差) とする。また評価項目の重み W_k として、平均誤差・標準偏差の重みを 3, 計測区間外の影響・静電容量差の重みを 2, 温度ドリフト・最大誤差の重みを 1 とする。この時因子 I 水準 J の評価係数は次式で定義する。

$$\text{因子 } I \text{ 水準 } J \text{ の評価係数} = W_1 \left[\frac{M[I, J, k]}{\frac{\sum_{j=1}^4 M[I, j, 1]}{4}} - 1 \right] + \sum_{k=2}^6 W_k \left[1 / \frac{M[I, J, k]}{\frac{\sum_{j=1}^4 M[I, j, 1]}{4}} - 1 \right] \quad (3.17)$$

ここで $k = 2 \sim 6$ について $k = 1$ の逆数で評価しているのは、 $k = 1$ のみ M の値が大きいほど優位な結果の指標であるのに対してその他は M の値が小さいほど優位な結果の指標であるためである。因子ごとの評価係数のプロットを図 3.22 に示す。この図では評価係数が大きいほど優位な結果を示す。また図中の塗りつぶしプロットは、最終的に選定した最適値を示す。高電位極板高さ (HPH) は、特に静電容量差・温度ドリフト観点で優位であり、重みづけを行った評価係数の比較でも最も優位な結果を示す 25 mm とする。低電位極板高さ (LPH) は、特に標準偏差・最大誤差の観点で優位であり、重みづけを行った評価係数の比較でも最も優位な結果を示す 16 mm とする。極板シールド間距離 (PSL) はその他の設計パラメーターに比較して性能への影響は小さいが、どの応答変数に対しても比較的良好な結果を示し重みづけを行った評価係数の比較でも最も優位な結果を示す 12.5 mm とする。長手方向長さ (HPW) は、重みづけをした評価係数の比較では 35 mm が最も良好な結果を示すが、計測領域外の影響を受けて、ボイド率 0% 以上もしくは 100% 以上をとらえることのないよう 40 mm にすることとした。残る側壁長さ (HPS) について設計水準として 4 mm から 8 mm で詳細検討を行う。

詳細検討の結果を図 3.23 と表 3.5 に示す。図 3.23 においてグラフ下部に示すのは気单相時の可視化結果であり、黒矢印は電場ベクトル、白の実線は極板間で直接捉えている範囲を示す。なお可視化位置は図 3.18 の A-A 断面に対応する。まず得られた解析結果について表 3.5 から検討を行う。全流動様式に対する標準偏差、温度ドリフトの影響については初期検討で得られた傾向の通り、側壁長さが大きいほど悪化することがわかる。また流動様式ごとの誤差のばらつき ($\sigma_{\text{流動様式}}$) を見ると、特に実験で対象とする水平流動時に観察されるような配管上下に気液分布がある場合 (層状流 1, SS1) には側壁長さ 6 mm から 7 mm の時に計測精度は向上することがわかる。流速が早い場合に確認される環状流条件では側壁長さが大きいほど精度向上することが確認できる。一方配管左右に気液分布がある場合 (層状流 2, SS2) には側壁長さの増大とともに誤差は増大し、いずれの側壁長さにおいてもその他の流動様式に比較して誤差は大きいことがわかる。つづいて可視化結果を見ると、側壁長さが 6 mm から 7 mm で計測領域での電界ベクトルのゆがみが小さくなり、側壁長さが 6 mm よりも小さいと配管上下部で捉えられず、7 mm よりも大きい場合には余

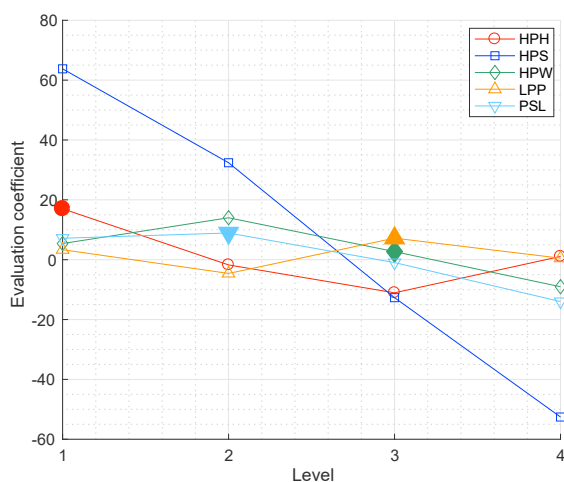


図 3.22 因子ごとの評価係数

表 3.5 側壁長さ HPS に対する詳細検討

HPS mm	4	5	6	7	8
$C_{G,3.0}$ fF	126.47	141.12	158.15	176.86	199.29
$C_{L,3.0}$ fF	141.48	156.89	174.64	194.12	217.27
$C_{G,2.5}$ fF	117.04	129.84	144.59	160.78	180.03
$C_{L,2.5}$ fF	131.48	144.99	160.40	177.29	197.21
TD %	129.50	146.89	168.55	190.67	218.66
ϵ_{max} %	16.35	16.07	15.77	15.51	15.59
ϵ_{ave} %	0.61	0.61	0.59	0.59	0.58
σ_{all} %	2.24	2.29	2.39	2.52	2.69
σ_{rand} %	1.71	1.75	1.82	1.89	1.99
σ_{anu} %	2.09	1.57	1.23	0.87	0.77
σ_{SS1} %	1.96	1.41	0.87	0.60	0.92
σ_{SS2} %	5.51	6.74	8.13	9.61	11.18
σ_{block} %	5.06	4.95	4.84	4.74	4.62

分にとらえる範囲が増加することがわかる。可視化結果と静電容量計測値を総合的に検討し、側壁長さ 6mm においても配管端部を完全にはとらえていないが、7 mm 以上の場合は端部以外の誤差の影響が顕著となり、片側の極板に偏って気液が流動する条件で誤差が増大することから、主に今回観察される流動状態が配管上下方向に気液分離されることを考慮して 6 mm を選定した。

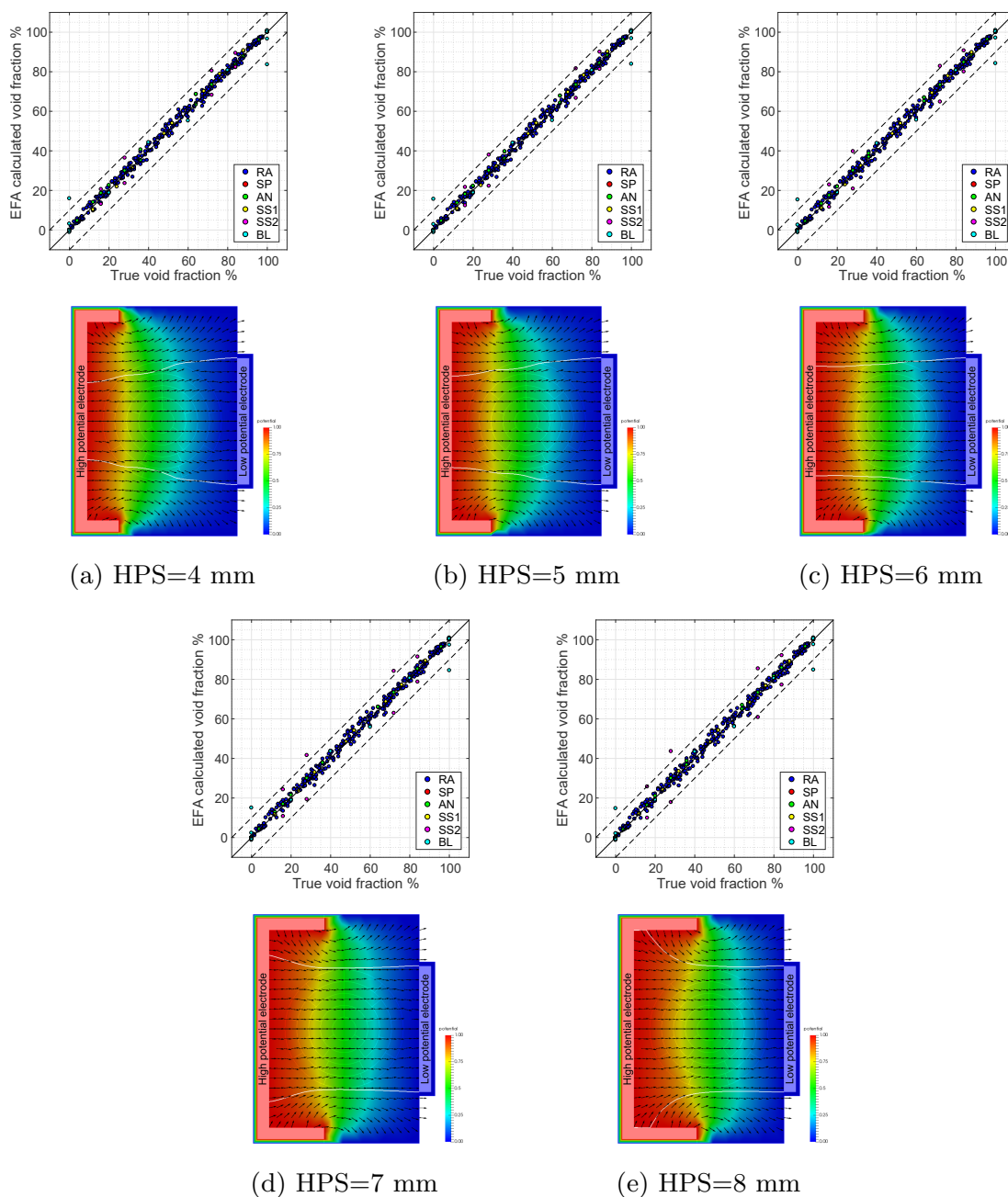


図 3.23 側壁長さに対する詳細検討 (可視化結果は気单相時)

3.5.2 沸騰水素水平流動実験用ボイド率計の構造と仕様

ここでは最終的な製作品の構成と性能諸元を電場解析から示す。まず図 3.24 にボイド率計の組み立て図面を示す。ポリカーボネート樹脂配管は可視化計測を兼ねており、ボイド率計測部と合わせて一体で加工することとした。また両端にはインジウムシールを用いてシーリングするフランジを設けてある。図面上には反映していないが、部品番号 17 に示すコネクタアクセスカバーと絶縁体の間にはインコネルスプリングを挿入しており、低温環境下でも極板と樹脂配管はぴったりと接着されるようになっている。

極板間隔は常温環境下で 19 ± 0.2 mm、高電位極板挿入部高さは 25 mm を基準に公差内でその隙間は 0.2mm となっている。一般にポリカーボネートの誘電率はカタログ値で 2.5~3.0 程度であるが、温度やその製造メーカーの違いによって実際の誘電率は変化する。そこで、ここでは、誘電率 2.5, 2.75, 3.0 で評価を行う。また公差と熱収縮^[122]を考慮し、極板間隔 $19(-0.4, -0.2, 0, +0.2)$ でそれぞれ評価を行った。想定される条件でのボイド率計の性能を図 3.25 から 3.28 と表 3.6 から 3.9 に示す。図中にはここまでと同様に各評価指標を掲載する。ただし a は後述にボイド率修正係数を示す。この結果から、当然ながら、極板間隔が小さくなるほど、配管誘電率が大きくなるほど、計測される静電容量は大きくなる。また、極板間隔が小さくなるほど、配管誘電率が小さくなるほど、計測値のばらつきが小さくなることが確認できる。低温域では極板間隔は常温状態より小さく、誘電率も常温状態も小さくなる仮定していることから、計測精度は低温域のほうが相対的に向上する。ただし、今回の解析範囲において気液両相の静電容量が決定でき

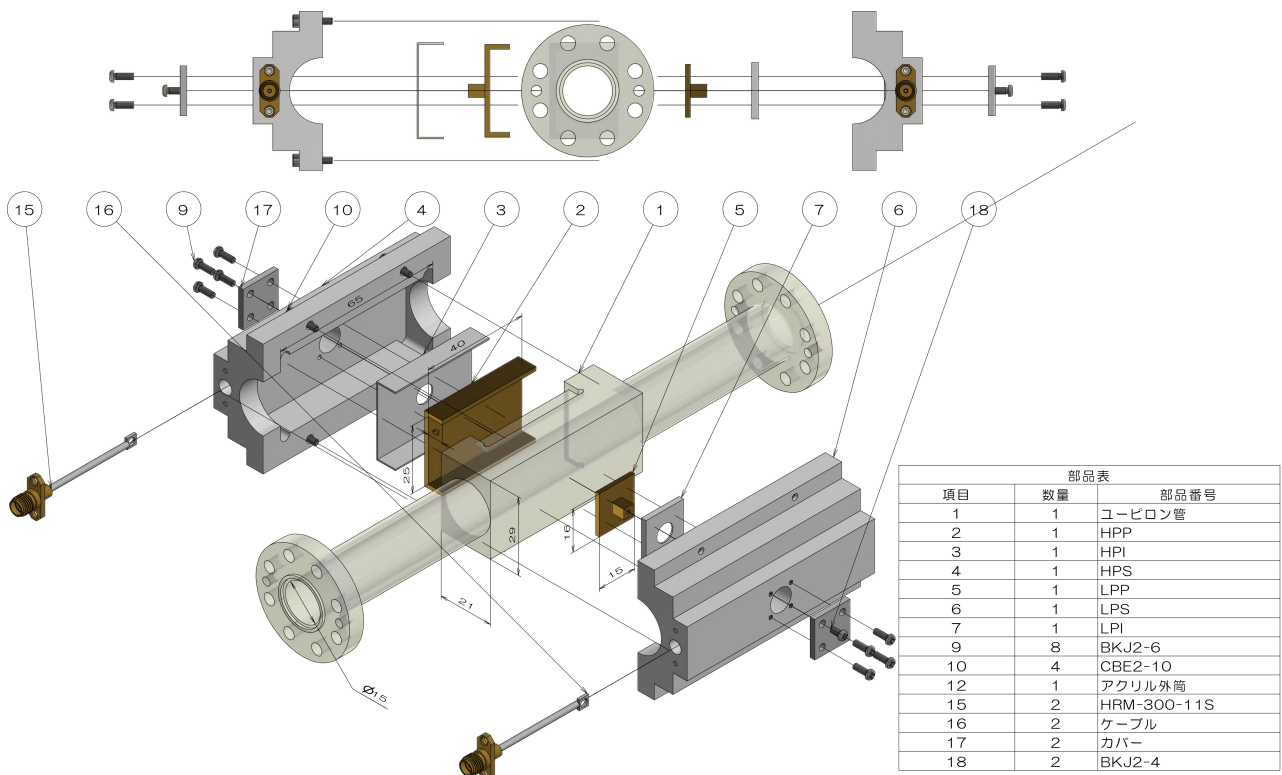


図 3.24 ボイド率計外観

たとき、ボイド率に換算した際の誤差の差は最も良い場合と最も悪い場合で 0.04% 程度であり、センサー温度が定常に落ち着いた後の計測精度への影響は十分に小さいといえる。一方で計測される静電容量の絶対値は、今回の解析範囲における最大値と最小値で約 20 fF 異なり、常温から極低温までの連続計測では気液両相の静電容量値が時々刻々と変化してしまうことから、過渡状態への適用は不向きであることを確認した。さらに、式 (3.18b) を用いたより精度を上げたボイド率換算式についても検討を行った。修正換算式では、中程度のボイド率域で計測誤差が増大する影響を低減する関数となっている。修正係数 a についてはすべての条件で計算を行った結果、0.0003 前後であり、今回は代表値として 0.0003 を用いることとした。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{線形ボイド率：} \\ \text{修正ボイド率：} \end{array} \right. \quad \alpha_{\text{linear}} = \frac{C_L - C_M}{C_L - C_G} \times 100[\%] \quad (3.18a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{線形ボイド率：} \\ \text{修正ボイド率：} \end{array} \right. \quad \alpha_{\text{correct}} = a\alpha_{\text{linear}}^2 + (1 - 100a)\alpha_{\text{linear}}[\%] \quad (3.18b)$$

以上から設計値を代表点として線形ボイド率式 (3.18a) を用いた際のボイド率計測の不確かさは 95% 信頼度で 4.64%(=1.96×2.367) で真度は 0.60%，修正ボイド率式 (3.18b) を用いると不確かさは 4.63%(=1.96×2.363)，真度は 0.07% であることがわかった。なお、不確かさと真度の定義については図 5.2 を参照のこと。

表 3.6 D=19.2 mm

指標	$\varepsilon = 3.0$	$\varepsilon = 2.75$	$\varepsilon = 2.5$
C_G	153.999	147.507	140.880
C_L	170.166	163.359	156.364
σ_{all}	2.385	2.381	2.377
σ_{random}	1.803	1.803	1.802
μ_{random}	0.586	0.562	0.532
$\sigma_{\text{all,cor}}$	2.381	2.378	2.375
$\sigma_{\text{random,cor}}$	1.807	1.807	1.807
$\mu_{\text{random,cor}}$	0.067	0.067	0.067
a_1	0.00031	0.00030	0.00028

表 3.8 D=18.8 mm

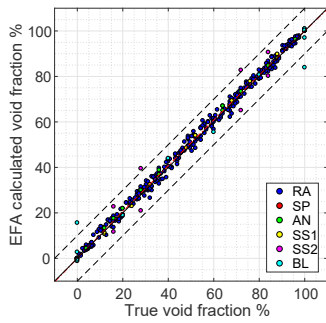
指標	$\varepsilon = 3.0$	$\varepsilon = 2.75$	$\varepsilon = 2.5$
C_G	157.089	150.554	143.887
C_L	173.813	166.969	159.941
σ_{all}	2.351	2.348	2.344
σ_{random}	1.797	1.797	1.797
μ_{random}	0.605	0.582	0.554
$\sigma_{\text{all,cor}}$	2.346	2.344	2.341
$\sigma_{\text{random,cor}}$	1.800	1.800	1.801
$\mu_{\text{random,cor}}$	0.065	0.066	0.066
a_1	0.00033	0.00031	0.00030

表 3.7 D=19.0 mm

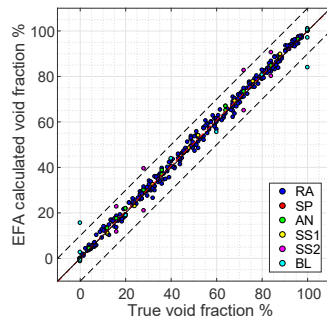
指標	$\varepsilon = 3.0$	$\varepsilon = 2.75$	$\varepsilon = 2.5$
C_G	155.526	149.008	142.357
C_L	171.957	165.127	158.112
σ_{all}	2.367	2.364	2.360
σ_{random}	1.799	1.799	1.799
μ_{random}	0.596	0.572	0.544
$\sigma_{\text{all,cor}}$	2.363	2.360	2.357
$\sigma_{\text{random,cor}}$	1.803	1.803	1.803
$\mu_{\text{random,cor}}$	0.066	0.066	0.066
a_1	0.00032	0.00031	0.00029

表 3.9 D=18.6 mm

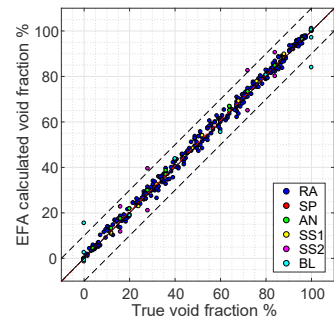
指標	$\varepsilon = 3.0$	$\varepsilon = 2.75$	$\varepsilon = 2.5$
C_G	159.063	152.478	145.762
C_L	176.085	169.195	162.122
σ_{all}	2.339	2.336	2.333
σ_{random}	1.797	1.796	1.796
μ_{random}	0.615	0.592	0.566
$\sigma_{\text{all,cor}}$	2.334	2.332	2.329
$\sigma_{\text{random,cor}}$	1.799	1.799	1.800
$\mu_{\text{random,cor}}$	0.065	0.065	0.065
a_1	0.00033	0.00032	0.00030



(a) $\varepsilon = 3.0$

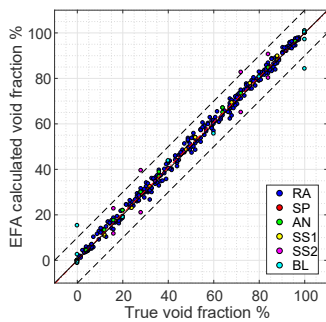


(b) $\varepsilon = 2.75$

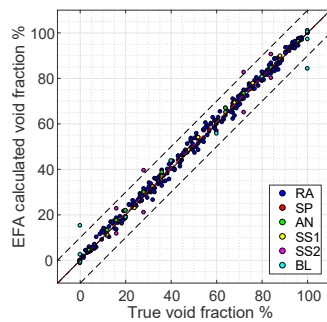


(c) $\varepsilon = 2.5$

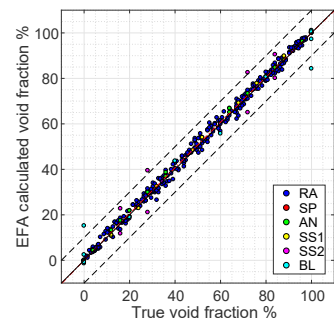
図 3.25 $D = 19.2 \text{ mm}$



(a) $\varepsilon = 3.0$

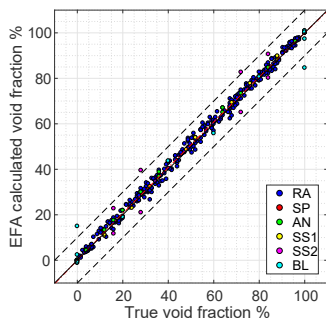


(b) $\varepsilon = 2.75$

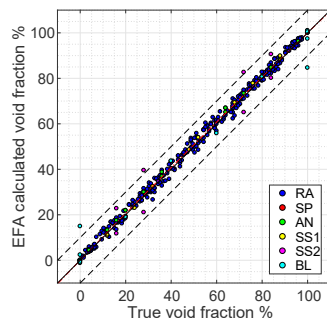


(c) $\varepsilon = 2.5$

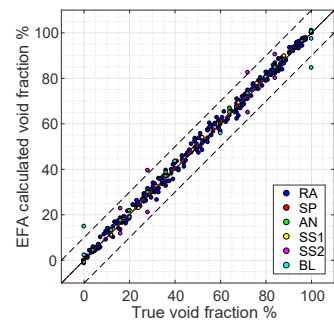
図 3.26 $D = 19.0 \text{ mm}$



(a) $\varepsilon = 3.0$

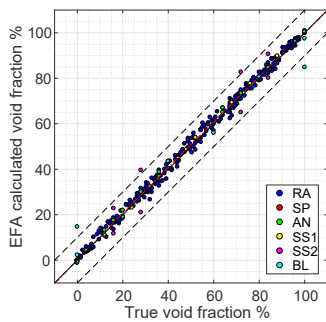


(b) $\varepsilon = 2.75$

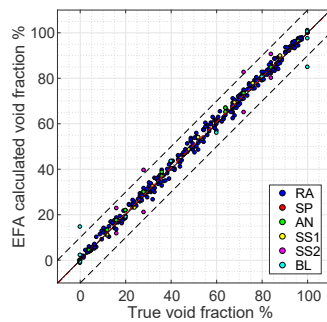


(c) $\varepsilon = 2.5$

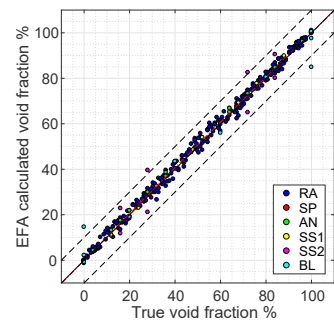
図 3.27 $D = 18.8 \text{ mm}$



(a) $\varepsilon = 3.0$



(b) $\varepsilon = 2.75$



(c) $\varepsilon = 2.5$

図 3.28 $D = 18.6 \text{ mm}$

3.6 結言

第 3 章では、第 3.1 項に静電容量型ボイド率計の計測原理を、第 3.2 項にセンサー精度向上の肝となる非対称型ボイド率計の原理を、第 3.3 項には極低温環境へ静電容量型ボイド率計を適用するうえで課題となる温度ドリフト低減手法を示した。また第 3.4 項には、センサー設計に用いた電場解析の方法と妥当性検証結果を示した。次章以降で用いる沸騰水素水平流動実験静電容量型ボイド率計の設計手法については第 3.5 項にまとめ、第 3.5.1 項で最適な形状の選定を行った。各寸法は第 3.5.2 項の図 3.24 に示す通りで、設計点では $0.07 \pm 4.63\%$ (95% 信頼度) で計測が可能であることを示した。

第 4 章

沸騰水素水平流動実験

本章では沸騰水素流動実験について述べる。第 4.1 項と第 4.2 項実験装置の構成を、第 4.3 には実験手順を、4.4 には実験条件と結果をそれぞれまとめて示す。

4.1 実験装置概要

本実験は液体水素を扱うという実験の性質上、JAXA 能代ロケット実験場にて以下に示す沸騰水素水平流動実験 (以下沸騰水素流動実験) 装置を用いて行った。沸騰水素流動実験装置は、東北大学大平研究室で沸騰窒素流動実験に用いられていたものを、沸騰水素流動実験に対応して改修を行ったものになる。図 4.1 と図 4.2 に実験装置の概要を、図 4.3 に加熱部分を含めたテストセクション全体像を示す。実験装置は 30 m³ の液体水素貯槽から水素を供給する水素供給管、加熱部・ボイド率計測部・可視化部からなるテストセクション、流量をコントロールする真空断熱流調弁、ベントスタックへ水素を排出するベントライン、質量流量を計測するコリオリ流量計からなる。水素供給管から流量調節弁までは、外部からの熱侵入を防ぐため、すべて真空断熱を行う。なお真空断熱部分は 1 Pa 以下の高真空とし、配管には輻射を防ぐために多層断熱材 (MLI) を巻きつけるものとした。また実験装置は適宜窒素パージを施すことで安全化を図っており、加熱する際は遠隔で実施することとした。



図 4.1 実験装置外観

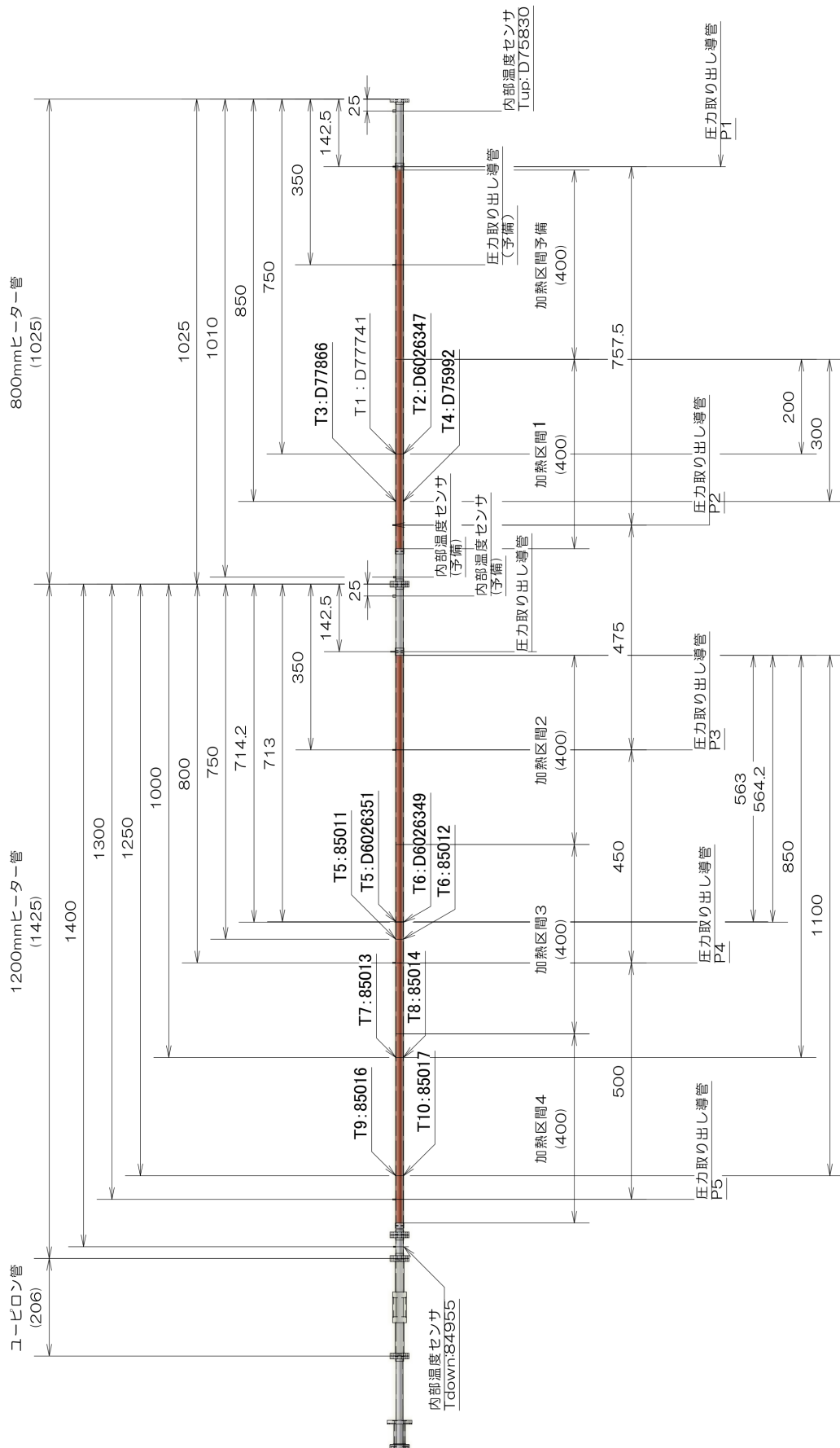


図 4.3 テストセクション図

4.1.1 真空外筒

図 4.2 に示すように本実験装置は L 字真空外筒，4 つの直管真空外筒，1 つの可視化外筒を用いて供試体を真空内に配置している。概略図では省略されているが，L 字部には計 7 つの 10 ピンハーメチックコネクタが，直管部には計 2 つの 10 ピンハーメチックコネクタが取り付けられており，通電加熱と温度計測を行っている。また L 字部分には 3 つの圧力導管が直接，直管部には計 2 つの圧力導管が NW フランジを介して取り付けられており，絶対圧と差圧が計測できるようになっている。さらに直管部には静電容量計測用の SMA コネクタが NW フランジを介して二つ取り付けられるようになっており，可視化外筒には真空度計測用の 1/4 インチ VCR ポートが取り付けられている。可視化外筒には，コスモテック製の ICF114 コパールガラスビューポートが取り付けられており，内部を観察できるようになっている。実験前には L 字部分に取り付けられている真空ポートから，真空引きを行い，真空度が 1 Pa 以下になったのを確認してから実験を開始することとした。

4.1.2 水素供給管・排液管

貯槽側は 1/2 インチ単管となっており，Swagelok による接続とする。接続部については真空断熱は行えないため，簡易断熱材を巻くものとする。簡易断熱区間は 150 mm であり，それ以降は真空断熱部となる。テストセクションとの取り回しのため，真空断熱区間のうち，2000 mm は真空フレキシブルチューブとしている。またテストセクションとの接続にはバイヨネット継手を用いており，水素流入部品に挿入することでフランジ部分で気密を取るものとする。

テストセクション水素流入部については，従来は高さ約 3 m の位置に設置したタンクから送液する作りであったため，L 字の配管を用いてテストセクションへ流体を供給していた。今回の実験方式では供給管から助走区間を設けて直管でテストセクションへ送液が可能であるが，計測点の取り合いの問題から，既存部品を使用することとした。なおテストセクションと液取り口間には，空圧作動弁（Swagelok 社製：SS-8UW-6O，ノルマルオープン，使用圧力 0.44~1.03 MPa），液封防止安全弁（Swagelok 社製：吹き出し圧 0.3 MPa）を取り付け，送液遮断と液封回避を行えるようにする。テストセクション下流部は 3/4 インチ Swagelok でベントラインとの接続を行う。ベントラインは 3/4 インチフレキシブルチューブとし，蒸発水素ガスを大気放出処理するベントスタックへと接続する。なお，ベントスタック入口には後述のコリオリ流量計が取り付けられており，この部分での配管径は 1/2 インチとする。

4.1.3 加熱部

本実験では十分な加熱を行うために，800 mm と 1200 mm の伝熱管を使用することとした。伝熱管はリン脱酸銅製（JIS-C1220）の円管で，内外径はそれぞれ 17 mm-15 mm となっている。使用した圧力計測点および温度計測点は図 4.3 に示す通りで，計 5 本の圧力導管と壁面 10 点，上下流体温度 2 点を計測している。加熱区間はそれぞれ 400 mm を 1 区間とし，計 4 区間を同等にポリイミド被服ニクロム線が無誘導巻きで約 100 周巻き付け，ヒータ線上にのみ Stycast を用い

表 4.1 ヒーター線の仕様

型番	NC-32	融点	1673K
メーカー	Lakeshore	抵抗 (Ω/m)	33.2@4.2K
線径 (ニクロム線径)	0.241(0.203)		33.4@77K
AWG	32		34@305K
全長	10.6m	電流値 (max) A	1.8@真空中
巻き数	100 回 (\div 4mm ピッチ)		2.5@大気中

て固定する．ニクロム線を最大 600 V で通電加熱することで，熱流束条件を設定することとした．ヒーター線の仕様は表 4.1 に示すとおりで，一本あたりの抵抗はおよそ 360 Ω である．

温度計測には，シリコンダイオードセンサー SD-670(LakeShore) もしくは SD-470(LakeShore) を用いた．流体温度は，配管内面に温度センサーをアルミテープで固定し，配線はパイプ内面流れ方向に沿ってアルミテープで固定することで計測した．管壁温度は，管を 0.5 mm 削り平面を出した状態で stycast で接着固定し外壁温度を計測し，配管の熱伝導率からフーリエの法則にしたがって推算することとした．配管の熱伝導率は温度 T と残留抵抗比 RRR に依存して変化する^[127]．本実験ではリン脱酸銅の残留抵抗比は $RRR = 6.0$ ^[128,129,130,131,132] とし，以下の式を適用した．

$$k = (W_o + W_i + W_{io})^{-1} \quad (4.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} W_o = \frac{\beta}{T} \\ W_i = \frac{P_1 T^{P_2}}{1 + P_1 P_3 T^{(P_2+P_4)} e^{-(P_5/T)^{P_6}}} + W_c \\ W_{io} = \frac{P_7 W_i W_o}{W_i + W_o} \\ W_c = -0.00012 \log(T/420) e^{\left(\frac{\log(T/470)}{0.7}\right)^2} \\ \quad - 0.00016 \log(T/73) e^{\left(\frac{\log(T/87)}{0.45}\right)^2} - 0.00002 \log(T/18) e^{\left(\frac{\log(T/21)}{0.5}\right)^2} \\ \beta = \frac{0.634}{RRR} \\ \beta_r = \frac{\beta}{0.0003} \\ P_1 = 1.754 \times 10^{-8} \quad P_2 = 2.763 \quad P_3 = 1102 \quad P_4 = -0.165 \\ P_5 = 70 \quad P_6 = 1.756 \quad P_7 = \frac{0.838}{\beta_r^{0.1661}} \end{array} \right.$$

また，加熱部出入口 (図 4.3 中 P1, P5) では絶対圧を計測し，加熱区間内では助走区間を考慮し，3 箇所 (図 4.3 中 P1-P2 間, P3-P4 間, P4-P5 間) で差圧計測を行った．なお，伝熱管は外部からの熱侵入や外部への熱流出を防ぐために真空断熱配管と多層断熱材によって断熱がなされている．

4.1.4 可視化部・ボイド率計側部

可視化部とボイド率計測部は，ポリカーボネートによる一体加工を行った．可視化部は内径 15 mm 外径 19 mm となっており，ボイド率計測部は 65 mm \times 29 mm \times 19 mm の矩形形状となっている．なお可視化部分は透明化加工を行っている．ボイド率計の詳細は第 3 章に示す．可視化部真空外筒は図 4.4 に示す通り，ほかの真空外筒同様にステンレス製となっており，内部を観察できるように ICF114 のビューイングポートが取り付けられている．

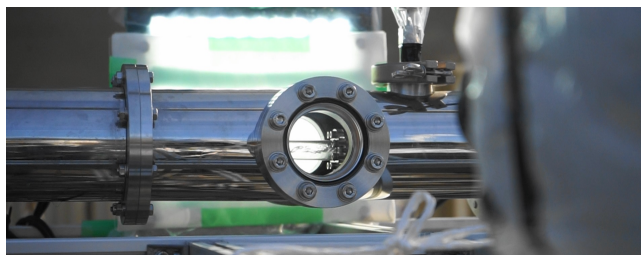


図 4.4 真空可視化外筒

4.1.5 流量調整弁

テストセクション下流には、実験流量を制御する流量調節弁（山田バルブ製作所，設計圧力 2 MPa）が取り付けられている。テストセクションと流調弁はベローズを介して接続されており，ウイロンシールとバイヨネット構造を利用した気密構造を持っており，この部分でも真空断熱構造となっている。なお流量調整弁側にもベローズが設置されており，熱ひずみを吸収できるようになっている。流量調整弁先端は，3/4 インチ Swagelok 継手が接続されており，ベントラインへ向かうフレキシブルホースと接続できるようになっている。

4.2 計測器・制御器

まず実験の系統図を図 4.5 に示す。つづいて今回の実験で取得する計測系一覧を表 4.2 に，制御項目を表 4.3 に示す。また 100V 電源へ接続する計測器は表 4.4 に示す通りである。なお後述する通電加熱用の 4 つの直流電源 PAN600-2A はすべて 100V-50A の配電盤電源に独立した系統で接続することとした。各々の計測器の詳細は後述する。

表 4.2 計測項目とデータ取り込み方法

計測項目	項目名称	単位	センサー種別	取り込み方法
ヒータ電圧 1-4	HVO1-4	V	デジタル	GPIB or LAN ケーブルで PC 取り込み
ヒータ電流 1-4	HCO1-4	A	マルチメーター	
絶対圧 1	P1	kPaA	PA-5KB	EDX-1500A-32AD に取り込み
絶対圧 5	P5	kPaA	PA-5KB	電圧変換値を BNC-2090A 経由で
差圧 12	P12	kPa	PD-100GA	PC 取り込み
差圧 34	P34	kPa	PD-200GA	
差圧 45	P45	kPa	PD-200GA	
温度 1-10	T1-T10	K	DT-470-SD	Lake Shore 218S に取り込み
上下流温度	Tup/Tdown	K	DT-670-SD	GPIB にて PC 取り込み (2 台使用)
ボイド率計静電容量	VMC1	fF	特別仕様 (自作)	HIOKI 3505 から GPIB にて PC 取り込み
高速度カメラ電圧	HCT	V	Photron SA3	電圧信号を BNC-2090A 経由で PC 取り込み
質量流量	MF	kg/m ² s	コリオリ流量計	電圧信号を BNC-2090A 経由で PC 取り込み

表 4.3 制御項目

制御項目	項目名称	制御器種別	制御方法
ヒータ印加電圧 1-4	HV11-HV14	PIA4810	任意の設定電圧を GPIB を用いて，PAN600-2A に設定
ヒーター緊急停止信号		手元スイッチ	PIA4810 の緊急停止信号を短絡させる
遠隔遮断弁制御信号		手元スイッチ	遠隔弁駆動直流電源電圧を入力
高速度カメラトリガ	HCT	BNC-2090A	Photron SA3 に 5V 信号を入力

表 4.4 100V 電源系計測器

名称	種別	消費電力 W	名称	種別	消費電力 W
HP Z220	PC	400	Lake Shore 218S	温度モニタ	18
Advantest R6551	マルチメーター	13	Lake Shore 218S		18
Advantest R6551		13	PIA4810	電圧制御	50
Advantest R6551		13	HIOKI 3505	静電容量計測	100
ADCMT 7461A		20	EPX-1500A-32AC	圧力変換	160
ADCMT 7461A		20	PAN35-5A	LED 駆動電源	400
Agilent 34410A		25	Photron SA3	高速度カメラ	60
RIGOL DM3058		20			
KEITHLEY 2701		80		合計	1410 W

4.2.1 温度計測

壁面温度，流体温度ともに 1.4 K まで校正されているシリコンダイオードセンサー DT-670-SD-4L もしくは DT-470-SD-13-4L(Lakeshore) を使用し，温度モニタ 218S(Lakeshore) で AD 変換し，GPIB 通信により計測用 PC に収録することとした．ダイオード温度センサーは，一定電流でバイアスされたダイオードの PN 接合の両端に生ずる電圧（順方向電圧降下）の温度依存性を利用している．今回使用する SD パッケージでは内部のセンサーがサファイア基板に直接取り付けられているため温度応答時間が非常に速く，かつリード線からの入熱を少なくしている．図 4.6 に温度センサー外観を示す．なお DT-470-SD と DT-670-SD は同寸法である．シリコンダイオードセンサーの仕様を表 4.5 に示す．各センサの校正後確度表を表 4.6 に示す．なお長期安定性は 305 K から 4.2 K への温度衝撃を 200 回与えて計測したものとなる．

温度モニター 218S は 8 入力まで可能な温度モニターで，ダイオードセンサーと抵抗温度計に対応している．計測用の入力は特に低温用の計測に対応できるように設計されている．温度センサーを駆動する電流ソースは 1 つのセンサーに対して 1 つ用意されており，常に各センサーに対して一定の電流を供給する．背面には D-sub25 ピンコネクタが 2 ポート設けてあり，それぞれ 4 個ずつのセンサーが接続できるようになっている．また 218S には読み取り速度を高めるために 2 個の AD 変換器が組み込まれており，1 秒間に計 16 チャンネル，つまり 8 センサーを用いている

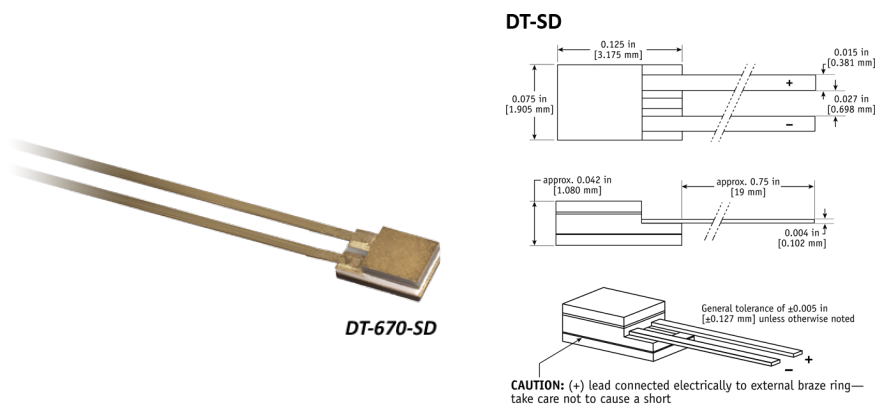


図 4.6 DT-670-SD 外観

第 4 章 沸騰水素水平流動実験

表 4.5 シリコンダイオード温度センサー仕様

メーカー	Lake Shore	
型番	DT-470-SD-13-4L	DT-670-SD-4L
質量	37 mg	
本体材質	ボディと蓋：アルミナ	
	ボディと蓋の接合部：金スズ半田によるハーメチックシール	
	基板：サファイア	
	基板と蓋の表面：モリブテンとマンガンによるメタライゼーション， ニッケルと金によるメッキ	
リード線材質	コバール線 2 本，表面はニッケルと金でメッキ	
推奨駆動電流	10 μ A \pm 0.1 %	
消費電力	17 / 16 μ W @ 4.2 K, 10 μ W @ 77 K, 5 μ W @ 300 K	
温度応答時間	10 ms @ 4.2 K, 100ms @ 77 K, 200 ms @ 305 K	
磁場中での使用	60 K 以上の温度領域でかつ 5 T 以下の磁場中あれば磁場の影響は少ない	
使用温度範囲	1.4 K~500 K	1.4 K~500 K

表 4.6 校正済み温度センサー DT-670-SD の確度

温度	確度	長期安定性
1.4 K	\pm 12 mK	-
4.2 K	\pm 12 mK	10 mK
10 K	\pm 12 mK	-
77 K	\pm 22 mK	40 mK
300 K	\pm 32 mK	25 mK

場合は 2Hz での温度計測が可能となっている。図 4.7 に温度モニターの外観を，表 4.7 に温度モニター 218S の仕様を示す。218S は温度センサーからの電気信号を 4 線式計測法もしくは 2 線式計測法で処理することができる。それぞれの接続方法を図 4.8 に示す。4 線式計測法の場合ダイオードの直前直後にて電圧を計測するのに対し，2 線式計測法では計測器の直前直後での電圧を計測する。そのため 2 線式計測法では計測した電圧がリード線における電圧降下を含んだ値となるが，4 線式ではその影響を最小限に抑えることができる。ダイオードセンサーのような微小な電圧の変化で温度が決まるセンサーには 4 線式計測法が非常に適している。本実験ではすべて 4 線式の計測を行い，温度モニターへは図 4.9 に示す配線で接続を行った。



図 4.7 温度モニター外観

第 4 章 沸騰水素水平流動実験

表 4.7 温度モニター 218S 仕様

メーカー	Lake Shore
型番	218S
重量	3 kg
入力範囲	0 V~2.5 V
センサー駆動電流	10 μ A \pm 0.05 %
表示分解能	100 μ V
計測分解能	20 μ V
電気的確度	\pm 160 μ V \pm 0.01 % of rdg
入力数	8(4 個で 1 つのグループを形成)
最大更新レート	トータル毎秒 16 回
計測形式	4 線式差動
センサー駆動方式	8 個の定電流ソース
入力端子	25 ピン D-sub
フロントパネル表示更新レート	毎秒 1 回
インターフェース	GPIB(IEEE-488.2), シリアル通信 (RS-232C)
インターフェース読み取りレート	毎秒 16 回以下

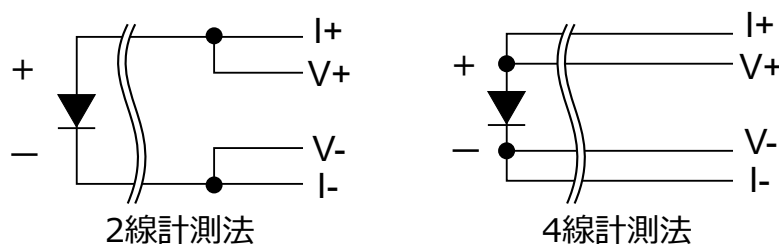


図 4.8 温度端子比較

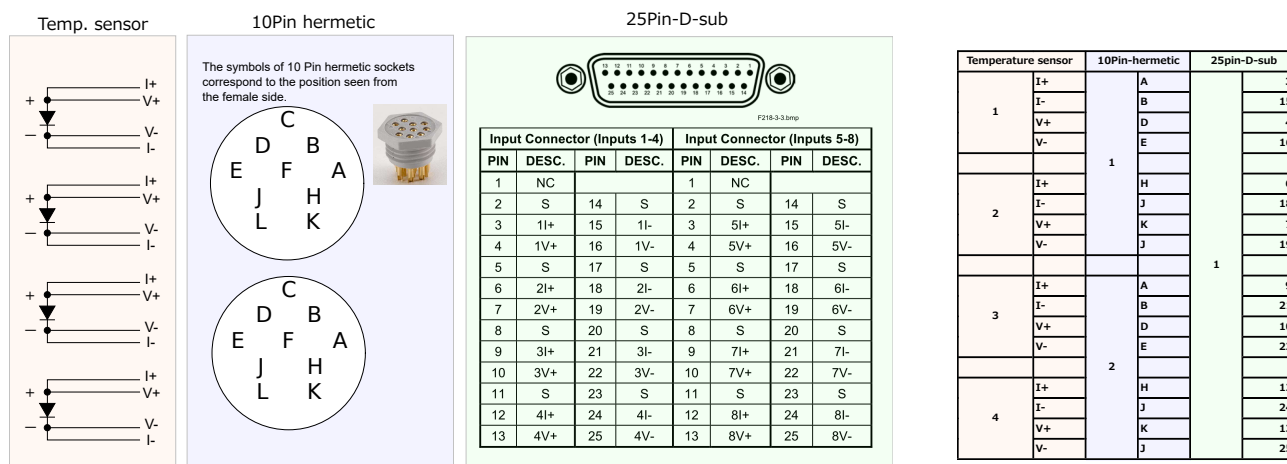


図 4.9 温度センサー接続図

4.2.2 圧力計測

今回圧力計測は絶対圧と差圧の双方を計測する。使用する圧力計のいずれも、ひずみ式圧力センサーで、メモリーレコードアナライザ EDX-1500A とひずみ/電圧計測カード CDV-60A を用いて、センサー出力を圧力に換算する。絶対圧計測には共和電業製の PA-5KB(定格 500 kPaA) を

使用し、差圧計測には共和電業製の PD-100GA(定格 10 kPaA) と PD-200GA(定格 20 kPaA) を使用する。それぞれの仕様を表 4.8 と表 4.9 に示す。

メモリーレコードアナライザ EDX-1500A の仕様を表 4.10 に、ひずみ/電圧計測カード CDV-60A の仕様を表 4.11 に示す。アナライザおよびコンディショナカードは、各圧力計に微小電流を流し、負荷時のひずみゲージの変化を電圧に変換する。無負荷時のセンサー出力はアナライザのバランス機能を用いて 0 点を記憶させている。電圧データは BNC ケーブルによって National instrument 製の BNC2090A に接続されており、同社の A/D 変換ボード PCI-6229 によって 1000 Hz でサンプリングされる。また差圧計と絶対圧計とは各実験日の流動開始前に圧力校正器 Betagauge 321A を用いた校正実験を行い、得られた換算関数を用いて電圧から圧力に変換した。校正方法は後述する。

表 4.8 PA-5KB 仕様

非直線性	± 0.1 % RO 以内
ヒステリシス	± 0.1 % RO 以内
定格出力	2mV/以上
許容温度範囲	-30~80 °C
温度補償範囲	-20~70 °C
零点の温度影響	± 0.01 % RO/°C以内
出力の温度影響	± 0.01 %/°C以内
許容印加電圧	8 V
推奨印加電圧	1~3 V
入力抵抗	367 Ω ± 2 %
出力抵抗	350 Ω ± 2 %
許容過負荷	150%
固有振動数	約 8 kHz
材質	接液部 SUS630
重量	約 130 g (ケーブル含まず)
取付ねじ	7/16-20UNF

表 4.9 PD-100GA/PD-200GA 仕様

非直線性	± 0.3 % RO 以内
ヒステリシス	± 0.2 % RO 以内
定格出力	1.5mV/V ± 1 %
許容温度範囲	-10~70 °C
温度補償範囲	0~60 °C
零点の温度影響	± 0.01 %/± 0.05 % RO/°C以内
出力の温度影響	± 0.03 %/°C以内
許容印加電圧	15 V
推奨印加電圧	1~10 V
入力抵抗	350 Ω ± 1 %
出力抵抗	350 Ω ± 1 %
許容過負荷	200%
固有振動数	約 60 kHz/約 110 Hz
最大ライン圧	2.94 MPa
重量	約 5 kg (ケーブル含まず)

表 4.10 EDX-1500A 仕様

アナログ入力	32 チャンネル
デジタル入力	16 チャンネル TTL
サンプリング方式	全チャンネル同時
サンプリング周波数	10 kHz
メモリ	512 MB
電源	AC85 ~ 264 V
耐振性	3 G, 5 55 Hz
耐衝撃性	20 G/11 ms
重量	17 kg

表 4.11 CDV-60A 仕様

入力チャンネル数	4
入力形式	平衡差動入力
入力抵抗	10 M Ω 以上
ゲージ率	2
ブリッジ電圧	DC 2V ± 0.5%(120 Ω ~ 1000 Ω)
平衡調整範囲	抵抗分 ± 2%
モニタ出力	約 ± 5 V
精度	0.5%FS
応答周波数範囲	5 kHz
分解能	12 bit
サンプリング周波数	10 kHz

4.2.3 静電容量計測

静電容量計測は市販の C メーターとして HIOKI3505C ハイテスタを使用する。図 4.10 に計測器の外観を、表 4.12 に代表的な計測器の仕様を示す。実験では印加周波数 f は 1 MHz を使用する。HIOKI3505 C ハイテスタは自動平衡ブリッジ法^[133] という手法で計測を行っている。自動平衡ブリッジ法とはインピーダンスの計測手法の一つで、計測したインピーダンスの値から静電容量の値を算出している。以下に自動平衡ブリッジ法の特徴について記載する。図 4.11 に自動平衡ブリッジ法の回路構成を示す。図中に示されている H_c , H_p , L_p , L_c はそれぞれ今回使用する計測器における接続端子 H_{cur} , H_{pot} , L_{cur} , L_{pot} に対応している。試料のインピーダンスを Z_x 、試料に流れる電流を I とする。点 P の電位はアンプの負帰還作用によってつねに電圧が 0 となるように調整されている。またアンプの入カインピーダンスが高いため、試料に流れた電流はそのままレンジ抵抗 R_r へと流れる。これより、試料にかかる電圧は V_1 となり、試料に流れた電流は $V_2 = RI$ より求める事ができる。つまり試料のインピーダンスは $Z_x = V_1/I = V_1 R_r / V_2$ より求めることができる。本研究では 100 fF から 200 fF 程度の微小な静電容量を計測する必要があり、微小静電容量に適した計測周波数として 1 MHz、レンジは 220 fF、等価回路モードは並列等価回路モードとする。このとき静電容量 C_p の値は、上式より計測されたインピーダンス Z_x と



図 4.10 HIOKI3505C ハイテスタ外観

表 4.12 HIOKI3505C ハイテスタ仕様

計測可能周波数	1 kHz, 100 kHz, 1 MHz
確度補償範囲	0.0001 fF ~ 15.000 μ F
計測時間 (代表値)	2 ms
使用温度範囲	0 ~ 40 $^{\circ}$ C
ウォームアップ時間	1 時間
サイズ	260W \times 100H \times 298D mm
重量	4.8 kg

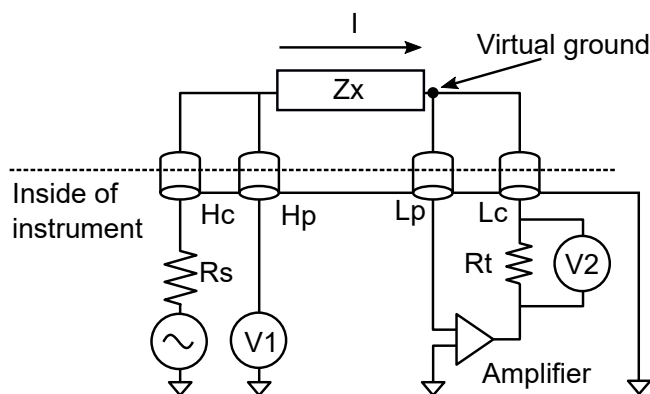


図 4.11 自動平衡ブリッジ

位相角 θ から式 (4.2) で算出される.

$$C_p = \frac{\sin(-\theta)}{(2\pi/f)|Z_x|} \quad (4.2)$$

C メーターを用いて, 実際に計測を行う際には静電容量に浮遊容量が含まれる. 浮遊容量はケーブルにおける静電容量など計測対象外の容量で, 直接測定誤差要因になり得る. このため, これらの誤差の影響をなるべく減少させるような接続をする必要がある. 自動平衡ブリッジ法では, 図 4.12a のような 4 端子対法を用いることによって, 信号検出時の誤差成分を最小限におさえる事が出来る. それぞれの端子には以下のような役割がある.

- H_{cur} 端子: 試料に信号を印可
- H_{pot} 端子: 芯線とシールド線間の電位差を検出, 電圧計測を行う
- L_{cur} 端子: 芯線からシールド線に流れる電流を検出, 電流計測を行う
- L_{pot} 端子: 芯線とシールド線の電位を検出, ブリッジ回路を平衡させる.

これらの端子を図 4.11 の様に接続する事によってより誤差の少ない計測ができる. また 4 本のケーブルをより線にすることによって, ケーブル間の磁界を打ち消す事ができ誤差を低減する事ができる. 本実験では計測器からセンサーまでの距離が若干大きく, また真空配管内との電気信号のやり取りにハーメチックコネクタを使用する必要があることから, 図 4.12b に示すように大気側では 4 端子対構造とし, 真空側では SMA ケーブルを用いたシールドド 2 端子接続とした. しかしながら, ケーブル長さが大きくコネクタなどを介する場合, 上に述べた 4 端子対 + シールドド 2 端子法等の接続方法を用いても計測部までのケーブルの浮遊容量は無視出来ない. この浮遊容量については計測器の OPEN-SHORT 機能を使用することでオフセットする事ができる. ただし, 計測時などに計測配線が動くときケーブル容量が変化してしまい, 計測に影響を及ぼす可能性がある. そこで計測誤差を低減するためには実験中はできるだけケーブルが動かないよう, 配線を固定した.

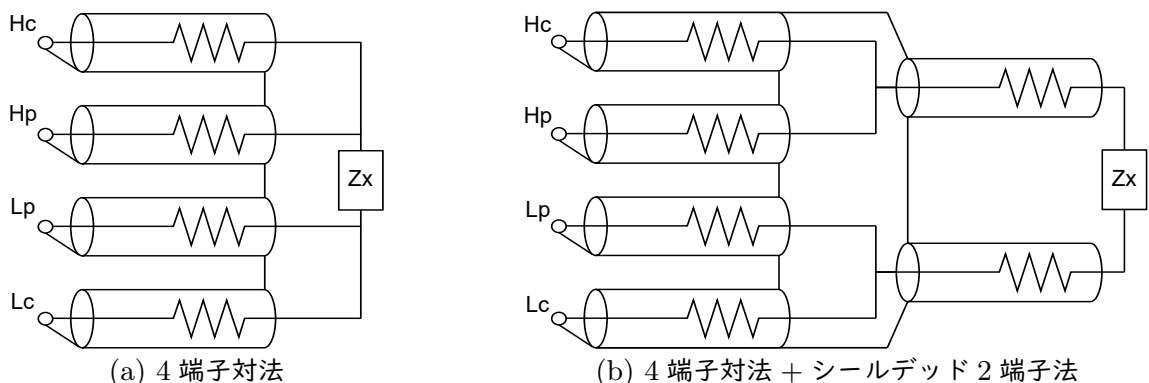


図 4.12 配線方法

4.2.4 加熱制御・計測

ニクロム線への通電は、直流安定化電源 PAN600-2A(菊水電子工業)を用いる。表 4.13 に PAN600-2A の仕様を示す。各加熱部は 400 mm の区間に分けられ、一区間あたりおよそ 360Ω であることから、真空中での許容電流 1.8 A を考慮し、最大許容印加電圧は 500 V とした。500 V 時の電流値はおよそ 1.4 A、電力値としては約 700 W となるため、最大熱流束は 37 kW/m² となる。ただし、実験時は最大熱量を印加するとドライアウトする恐れがあるため最大でも 15 kW/m² 程度の熱流束しか印加していない。各電源は遠隔でスイッチ切り替えを行うために、PAN4810 と OP02-PIA(それぞれ菊水電子工業)を用いて、LabVIEW より GPIB を介して制御することとした。PAN4810 は計 31 台までの直流電源を制御することが可能であり、今回は 2 つの OP02-PIA から同時に電圧印加を行っている。なお、PAN4810 にはシャットダウン機能があり、接点入力を行うことで緊急時の手動停止も行えるようになっている。

前述の通り、加熱区間は計 4 点設けており、それぞれに対して直流電源を 1 台ずつ用いる。通電加熱時にはニクロム線に流れる電流・電圧値は、1 区間について電流 1 点、電圧 1 点計測するので、計 8 台のマルチメーターを使用して計測する。計測値は GPIB もしくはイーサネットを用いて計測用 PC に保存される。なお配線抵抗の影響などを受けずに通電加熱量を計測するために、ニクロム線端部は温度センサーと同様に 4 端子接続とする。各種マルチメーターの諸元を表 4.14 に示す。

4.2.5 高速度可視化画像

流動様式の可視化には FASTCAM SA3(Photron 製)を用いた。仕様を表 4.15 に示す。SA3 では内蔵の 4 GB の HDD をパーティション分けすることが可能であり、今回の実験では 8 パー

表 4.13 PAN600-2A 仕様

電圧出力	0~600 V
電流出力	0~2 A
定格電力	2000 W
サイズ・重量	430(W) × 160(H) × 400(D) ・ 37kg

表 4.14 デジタルマルチメーター仕様

	KEITHLEY 2701	RIGOL DM3058	Keysight 34410A	ADCMT 7461A	Advantest R6551
個数	1	1	1	2	3
直流電圧	1000 V	1000 V	1000 V	1000 V	1000 V
直流電流	3 A	10 A	3 A	3 A	3 A
交流電圧 (RMS)	750 V	750 V	750 V	700 V	700 V
交流電流 (RMS)	3 A	10 A	3 A	3 A	3 A
抵抗値	120 MΩ	100 MΩ	1 GΩ	100 MΩ	300 MΩ
最高計測スピード	3500 Hz	123 Hz	50000 Hz	20000 Hz	100 Hz
インターフェース	LAN/RS-232C	LAN/GPIB RS232/USB	LAN/GPIB USB	GP-IB/USB	GPIB
重量	6.5 kg	2.5 kg	3.72 kg	3.4 kg	2.9 kg

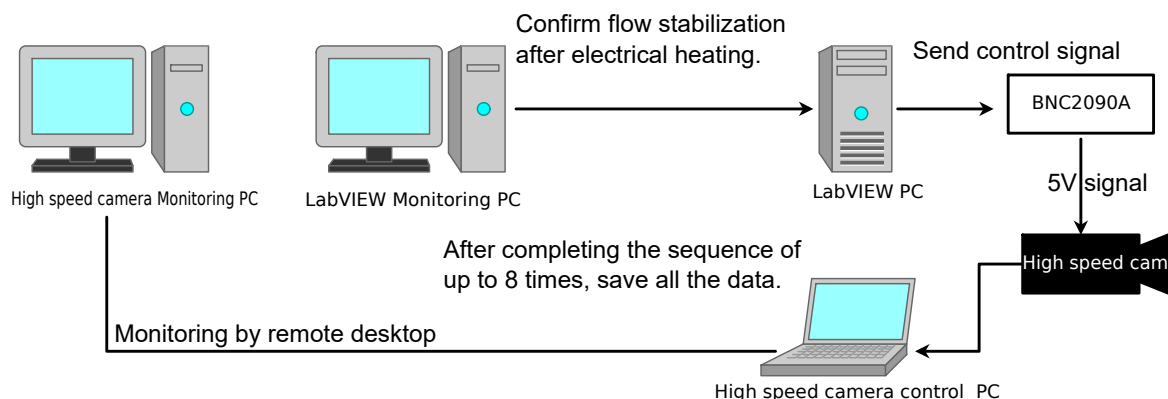


図 4.13 高速度カメラ制御方法

ティションに分割している。また解像度は 512×256 ピクセル、フレームレートは 1000 fps に固定しており、各パーティションに 2726 枚分が保存可能である。高速度カメラの制御方法は図 4.13 に示す通りで、高速度カメラの記録トリガは BNC2090A から 5 V の信号を印加しており、トリガ入力後は自動的に録画、待機モードに遷移し、連続して録画が行えるようになっている。以上各 RUN 毎に計 8 回の加熱シーケンスを 2.726 秒間ずつ保存可能である。

また光源には発熱量の小さな LED 平面ライト LDJ-100M(GoodGoods 製) を使用した。このライトは 100 V 商用電源で駆動が可能であるが、内蔵の AC-DC 変換器ではフリッカーが生じるため、安定化電源 PAN35-5A(菊水電子工業) を用いて駆動するように内部回路の変更を行っている。

表 4.15 FASTCAM SA3 諸元

メーカー	Photoron
型番	SA3
レンズマウント	G マウント (C マウント)
映像方式	CMOS イメージセンサー
濃度階調	モノクロ 12 bit
メモリ容量	4 GB
映像出力	NTSC, PAL
電源電圧	AC100 V~240 V
電源周波数	50~60 Hz
消費電力	60 W
重量	4.3 kg

4.2.6 コリオリ流量計

流量計測は実験場設備であるコリオリ流量計 CMF200M385NRO5JZZX(EMERSON) とトランスミッター 1700C12ALTJZZX(EMERSON) を用いた。出力信号は 0-10 V の電圧となっており、0~0.35 kg/s に対応する。またセンサーの精度は低温流体に対しては $\pm 0.35\%$ となっている。なお、本センサーについては、Endress-Hausser 社の流量校正を行っており、拡張不確かさ 0.05% の基準流量計に対して、1%FS 以内での計測ができることを確認している。

4.2.7 真空計

真空度の計測には DV-5M-VCR と HPM 4/5/6 を用いた。DV-5M は 0.1 mTorr(0.013 Pa) から 100 mTorr (13.33 Pa) まで計測でき、HPM 4/5/6 の計測精度は $+(20\% \text{ Reading} + 0.2 \text{ mTorr})$ となっている。

4.3 実験方法

4.3.1 圧力計校正

絶対圧計、差圧計ともにテストセクションに取り付ける前に、圧力校正器 (Betagauge 321A, 精度: 0.025%FS) を用いて校正を行う。絶対圧計は使用する圧力範囲 (約 0.1 MPaA から 0.3 MPaA) で加圧し、その際のデータアナライザを介して変換された電圧値から、校正関数を取得することとした。差圧計も同様に使用する圧力範囲 (約 0 kPa から 10 kPa or 20 kPa) で一方を加圧し、その際のデータアナライザを介して変換された電圧値から、校正関数を取得することとした。絶対圧計の校正式は 1 次式とする。差圧計に関してはライン圧がかかっている状態ではゼロ点のオフセットが生じることがわかっており、大気圧における 1 次の校正式と各ライン圧におけるオフセット値 (3 次式) から最終的な圧力を算出している。

4.3.2 温度計校正

各シリコンダイオードセンサーの指示値と実際の温度の差を補正するために、液単相流動時のデータからオフセットをかける。流動時にテストセクションが完全に断熱されており、加熱量が 0 W であれば定常状態の壁温と流体温度は一致する。そこで各実験での液単相流動時の配管上下流の流体平均温度と壁面温度の差をオフセット値として、各実験に対して一律の温度補正を行った。

4.3.3 熱流動特性取得手順

以下に実験手順の概要を示す。なお、ここでは上記のセンサー校正手順などは省略する。

1. 貯槽圧力は大気圧で平衡状態を基準とする。
2. 実験関係者以外保安区域外に退避。
3. 貯槽を微圧にて加圧。
4. 空圧作動弁 PCV001 開 (図 4.5 参照)。
5. 1 次予冷開始 (LabVIEW ログ開始)。手動弁 THV153・THV002 開。
6. 十分に冷却されたと判断したら 1 次予冷完了 (流動は継続)。
7. 貯槽圧力 0.3 MPa まで段階的に加圧し 2 次予冷開始。手動弁 THV153・THV002 を手動でコントロールし液体 100% になるまで徐々に冷却。
8. 液体 100% を確認したら、2 次予冷完了 (流動は継続)。
9. コリオリ流量計に合わせて流調弁にて所定流量に設定
10. 総員退避。
11. LabVIEW ログ停止 (予冷シーケンス)。
12. 沸騰水素流動実験開始。
 - (a) LabVIEW 加熱電圧設定 & ログ開始
 - (b) 加熱手動シーケンス開始 (最大 8 個の実験条件が設定可能)
 - i. 加熱量確認 (自動設定値を確認)
 - ii. 加熱開始
 - iii. 高速度カメラ映像静定を確認
 - iv. 撮影開始
 - v. 加熱停止
 - (c) 所定回数繰り返し後自動でシーケンスは完了
※ 緊急時はプログラムの通電加熱を停止。プログラムが動作しなくなった際は緊急停止スイッチによって通電加熱と液体水素流動を停止。
 - (d) LabVIEW ログ停止
 - (e) 空圧作動弁 PCV001 閉で流動停止
13. 総員退避解除
14. 流動停止
15. 高速度カメラ映像を確認・保存
16. 上記手順を実験回数分繰り返し
17. 貯槽圧力を大気圧に戻す
18. THV153 閉, PCV001 開。
19. THV001 開でベントライン He 置換。
20. THV001 閉, PCV001 閉

4.4 実験結果

沸騰水素流動実験は、2017 年 12 月と 2018 年 3 月に実施した。実験タグは [実験期間]-[実験番号]-[高速度カメラ取得番号]-[高速度カメラ 5 分割番号] でつけることとする。[実験期間] については、2017 年 12 月の実験を ERS01 から始まるタグで、2018 年 3 月の実験を ERS02 から始まるタグで設定する。[実験番号] については、バルブ開度を固定した各流動回数ごとに設定する。[高速度カメラ取得番号] は各加熱量条件に対応して、液単相時を 0 として、撮影回数分インクリメントして設定する。[高速度カメラ 5 分割番号] は、高速度カメラで取得した時間範囲を 0.5 秒ずつの小区間に分割したデータとして設定する。この小区間におけるデータを時間平均したものを、実験点として第 5 章では解析を行う。実験シーケンスと上記実験タグの対応と、以降の考察における実験点の取得方法を図 4.14 に示す。表 4.16 に実験条件の概要を、次項以降に実験ごとの加熱シーケンス、代表的な計測値、流動様式を示す。また、以降の解析にはオープンソースの物性計算ソフト CoolProp^[134] を用いることとした。

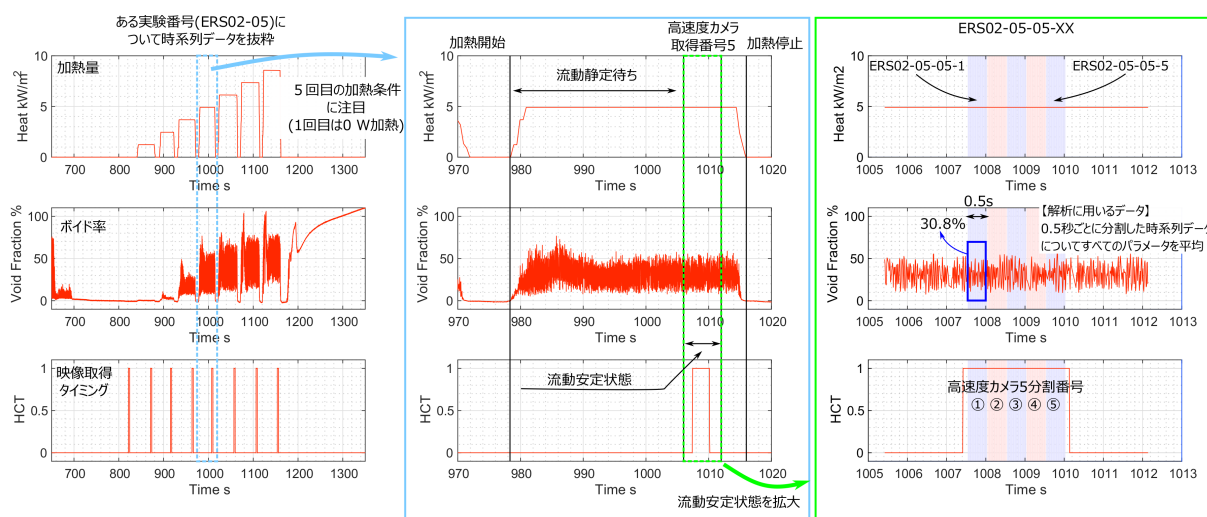


図 4.14 実験値の整理方法

表 4.16 実験条件

	質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$		圧力 kPa		入口サブクール度 K		加熱量 kW/m^2
	min	max	min	max	min	max	
ERS01-01	94.5	136.6	272.2	287.4	1.1	1.3	9.87
ERS01-02	83.7	109.9	243.8	262.6	0.3	0.6	8.39
ERS01-03	54.9	114.8	260.7	281.8	0.0	1.1	8.64
ERS02-01	98.8	115.1	262.1	291.1	1.1	1.5	8.57
ERS02-02	26.4	87.5	249.1	296.3	-0.2	0.7	8.59
ERS02-03	26.1	73.7	240.9	303.0	-0.4	1.2	8.51
ERS02-04	50.5	96.7	270.5	286.1	0.1	0.8	8.56
ERS02-05	78.8	113.2	268.3	279.6	0.8	0.9	8.56
ERS02-06	21.5	83.9	289.4	299.2	-0.1	1.1	8.58
ERS02-07	75.9	105.6	271.2	282.8	0.8	1.0	11.74
ERS02-08	45.6	79.1	283.7	294.8	0.1	0.8	3.94

【ERS01-01 の結果】

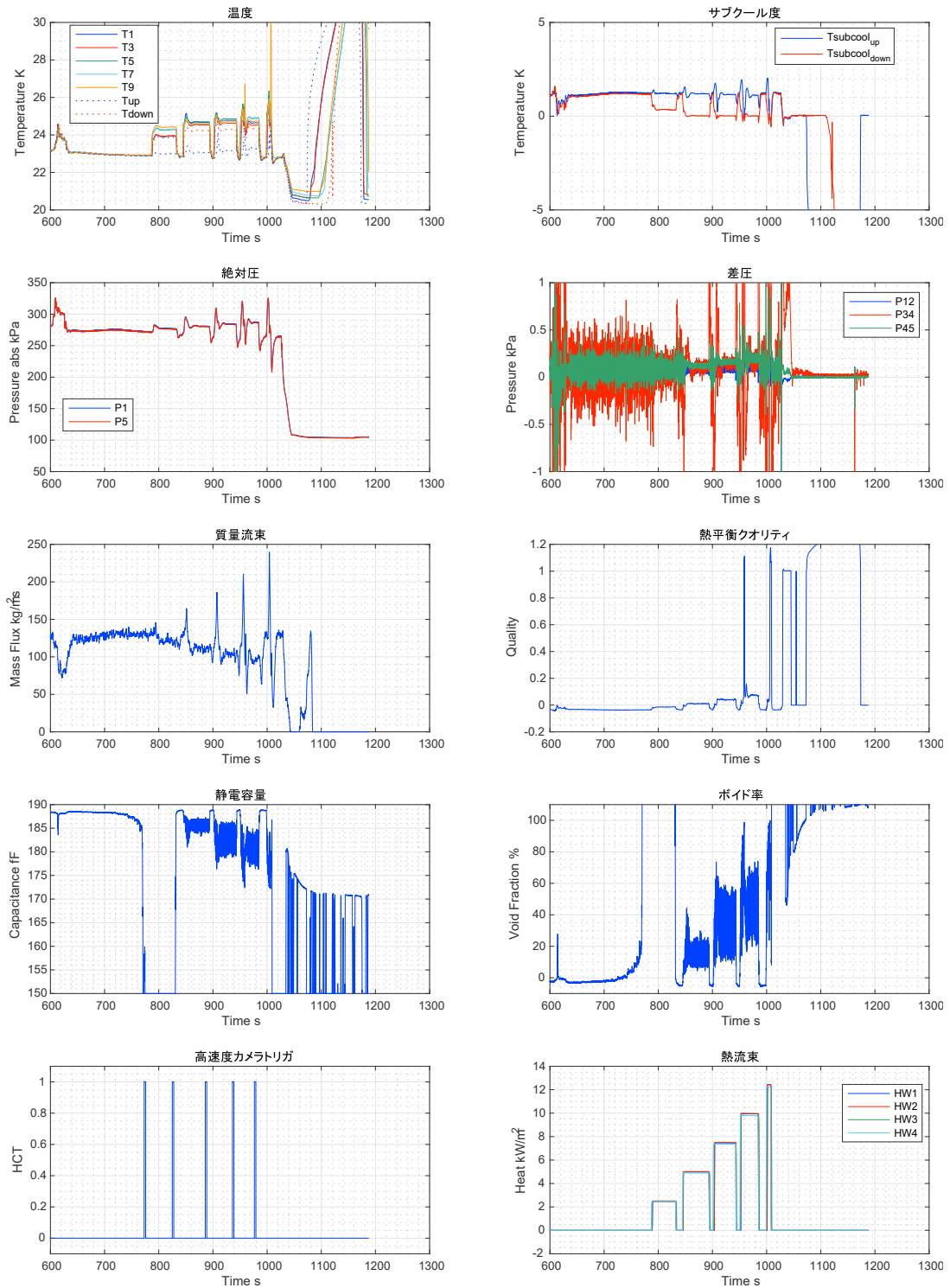


図 4.15 ERS01-01

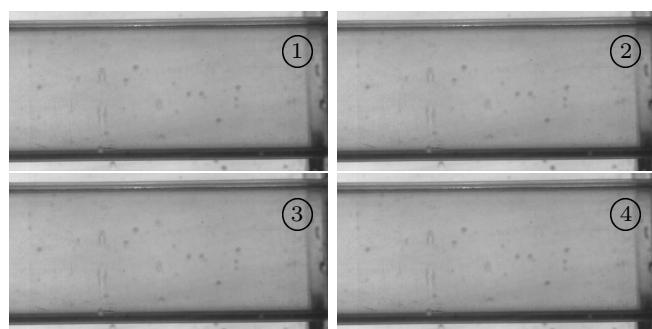
ここでは、ERS01-01 の結果について、実験シーケンスと結果を合わせて解説する。本実験では加熱条件の設定値として、0, 2.5, 5.0, 7.5, 10, 12.5 kW/m² を与えている。初回 (750 秒付近) は無加熱であるため熱流束結果から印加タイミングは明確でないが、二回目以降の加熱条件では設定加熱量が実際に印加されていることがわかる。また基準状態として、700 秒付近では液温：23 K, 圧力：275 kPa, 質量流束：130 kg/m²s 程度の定常液単相流動となっている。

まず二回目 (ERS01-01-02) の加熱条件に注目する。二回目の加熱は約 790 秒で開始され、約 815 秒で終了している。流動が定常状態になり、高速度カメラで撮影した区間でのそれぞれの平均値は図 4.17 の右表に示す通りである。図 4.15 を見ると加熱とともに壁面温度、配管内絶対圧力が上昇しており、質量流束については加熱直後に流量が一度上昇したのち減少し、一定値となることがわかる。これは質量流量計がテストセクション下流にあるため、加熱によって生成された気相が下流の液相塊を勢いよく押し出すためである。ここで静電容量計測結果とボイド率計測結果を見ると、二回目の加熱前後では、正常に静電容量・ボイド率計測ができていないことがわかる。この原因は特定できていないが、外部からの電気的なノイズや接触不良などが考えられる。本実験ではこのような場合は判定：NG とし、次章の解析からは除外することとした。なお、ボイド率が正常に計測されていても、テストセクション入り口で気液二相流状態にある場合も判定：NG として解析からは除くこととした。また図 4.17 左図はそれぞれ高速度カメラ取得映像を 5 分割した先頭画像のうち 1 番目から 4 番目を切り出した結果である。この可視化結果から流動様式は気泡流 (DB) であることが確認される。なお、流動様式のタグは表 5.5 に一致する。

図 4.15 から全体の傾向として、加熱量が増加すると温度・絶対圧力・圧力損失・ボイド率は増大し、質量流束は減少する傾向がある。また可視化映像からボイド率の増加に伴って気泡流、間欠流、環状流と流動様式が変化することがわかる。なお、5 回目の加熱開始時 (950 秒付近) で熱平衡クオリティは 1 を超えているのは入り口で気液二相流状態に遷移してしまったからである。

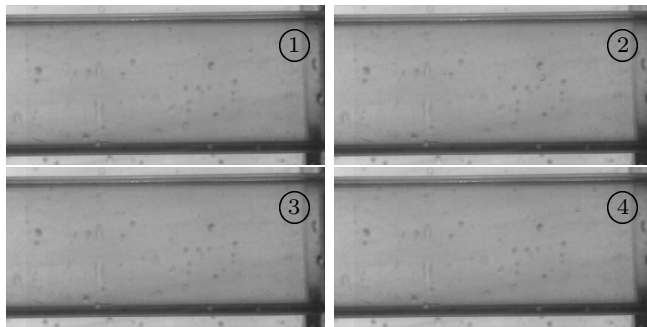
さらに本実験では 6 回目の加熱直後 (1050 秒付近) に、加熱が停止していることがわかる。これは、壁面温度が基準値を超えてしまい、ドライアウトを防止する自動加熱停止機能が働いたためである。この時の温度履歴を見ると T9 で 30 K 以上の温度を計測していることがわかる。

以降に示す実験結果でも、加熱量や流量が異なるが、シーケンスと各データの変動は以降の条件でも一致している。



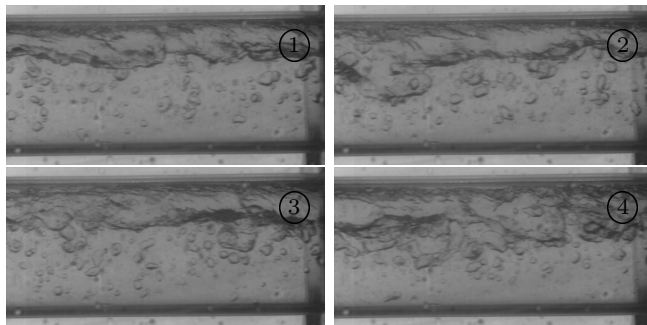
質量流束 kg/m ² s	132.25
圧力 kPa	272.3
熱流束 kW/m ²	0.0
ボイド率 %	214.79
クオリティ	-0.036
判定	NG
流動様式	液単相 (LP)

図 4.16 ERS01-01-01



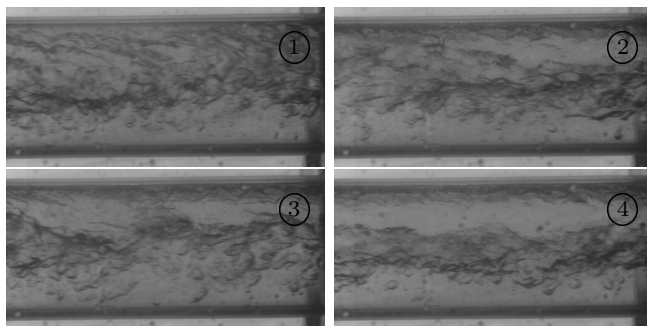
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	117.5
圧力 kPa	276.95
熱流束 kW/m^2	2.48
ボイド率 %	240.51
クオリティ	-0.013
判定	NG
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.17 ERS01-01-02



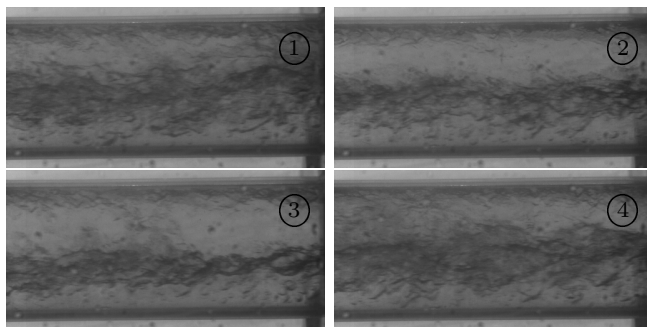
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	110.4
圧力 kPa	280.96
熱流束 kW/m^2	4.95
ボイド率 %	14.76
クオリティ	0.011
判定	OK
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.18 ERS01-01-03



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	102.97
圧力 kPa	284.2
熱流束 kW/m^2	7.42
ボイド率 %	35.8
クオリティ	0.04
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.19 ERS01-01-04



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	95.95
圧力 kPa	287.29
熱流束 kW/m^2	9.87
ボイド率 %	47.66
クオリティ	0.073
判定	OK
流動様式	間欠環状流 (IA)

図 4.20 ERS01-01-05

※配管壁面温度が緊急停止水準に達したため自動で加熱を停止

【ERS01-02 の結果】

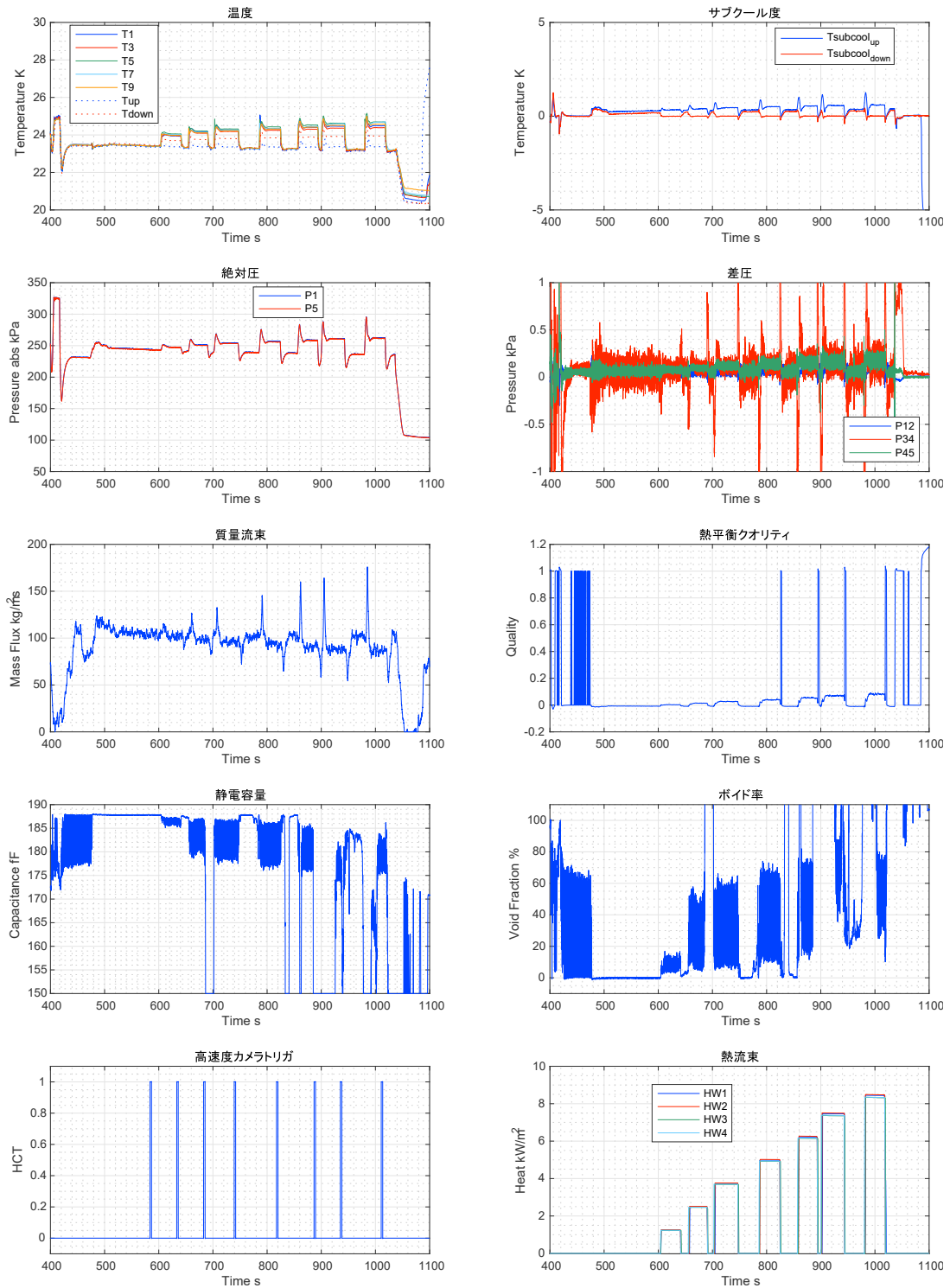
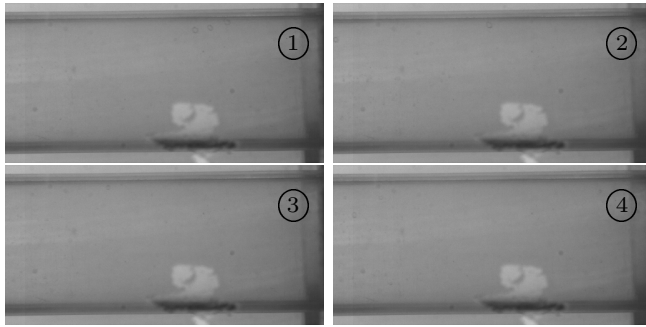
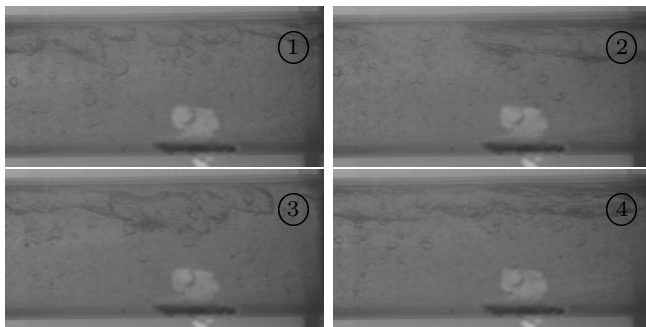


図 4.21 ERS01-02



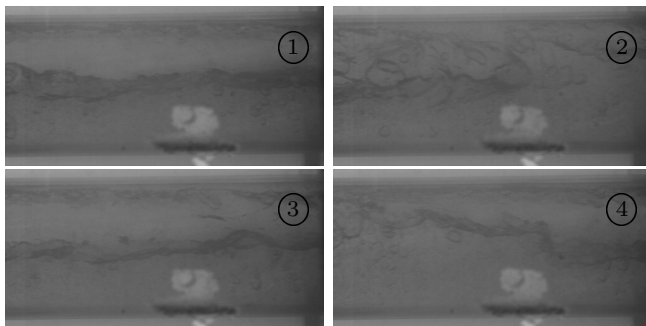
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	104.11
圧力 kPa	243.9
熱流束 kW/m^2	0.0
ボイド率 %	-0.13
クオリティ	-0.008
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.22 ERS01-02-01



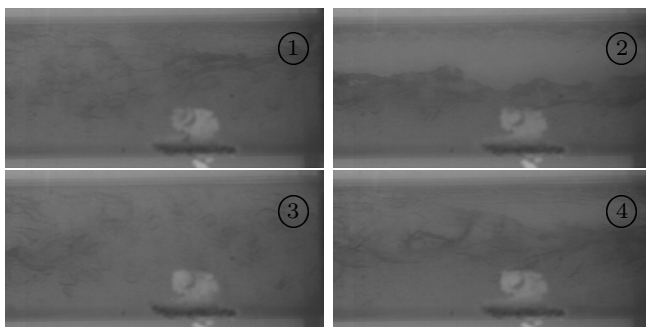
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	102.87
圧力 kPa	247.46
熱流束 kW/m^2	1.24
ボイド率 %	7.96
クオリティ	0.002
判定	OK
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.23 ERS01-02-02



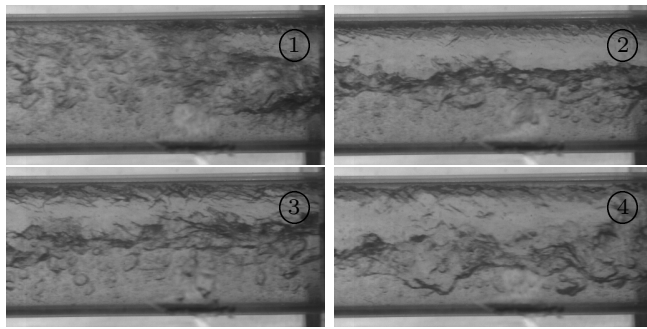
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	96.6
圧力 kPa	251.03
熱流束 kW/m^2	2.48
ボイド率 %	28.16
クオリティ	0.015
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.24 ERS01-02-03



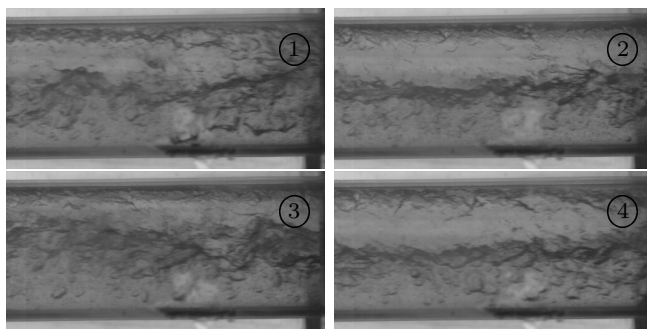
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	95.81
圧力 kPa	254.04
熱流束 kW/m^2	3.72
ボイド率 %	33.72
クオリティ	0.026
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.25 ERS01-02-04



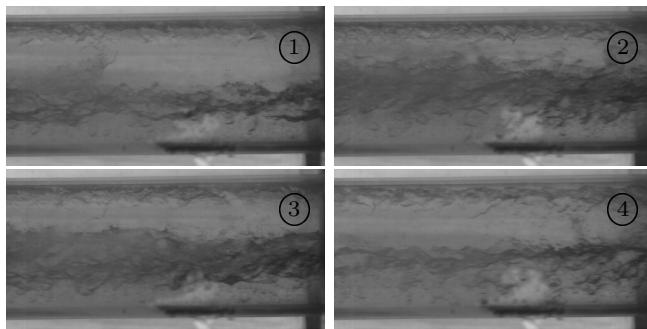
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	89.94
圧力 kPa	256.54
熱流束 kW/m^2	4.96
ボイド率 %	41.74
クオリティ	0.042
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.26 ERS01-02-05



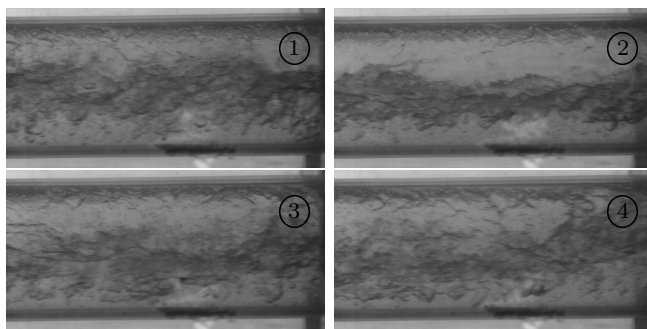
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	92.45
圧力 kPa	258.95
熱流束 kW/m^2	6.19
ボイド率 %	237.74
クオリティ	0.053
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.27 ERS01-02-06



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	86.83
圧力 kPa	261.26
熱流束 kW/m^2	7.42
ボイド率 %	80.81
クオリティ	0.071
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.28 ERS01-02-07



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	87.86
圧力 kPa	262.3
熱流束 kW/m^2	8.39
ボイド率 %	57.26
クオリティ	0.08
判定	OK
流動様式	間欠環状流 (IA)

図 4.29 ERS01-02-08

【ERS01-03 の結果】

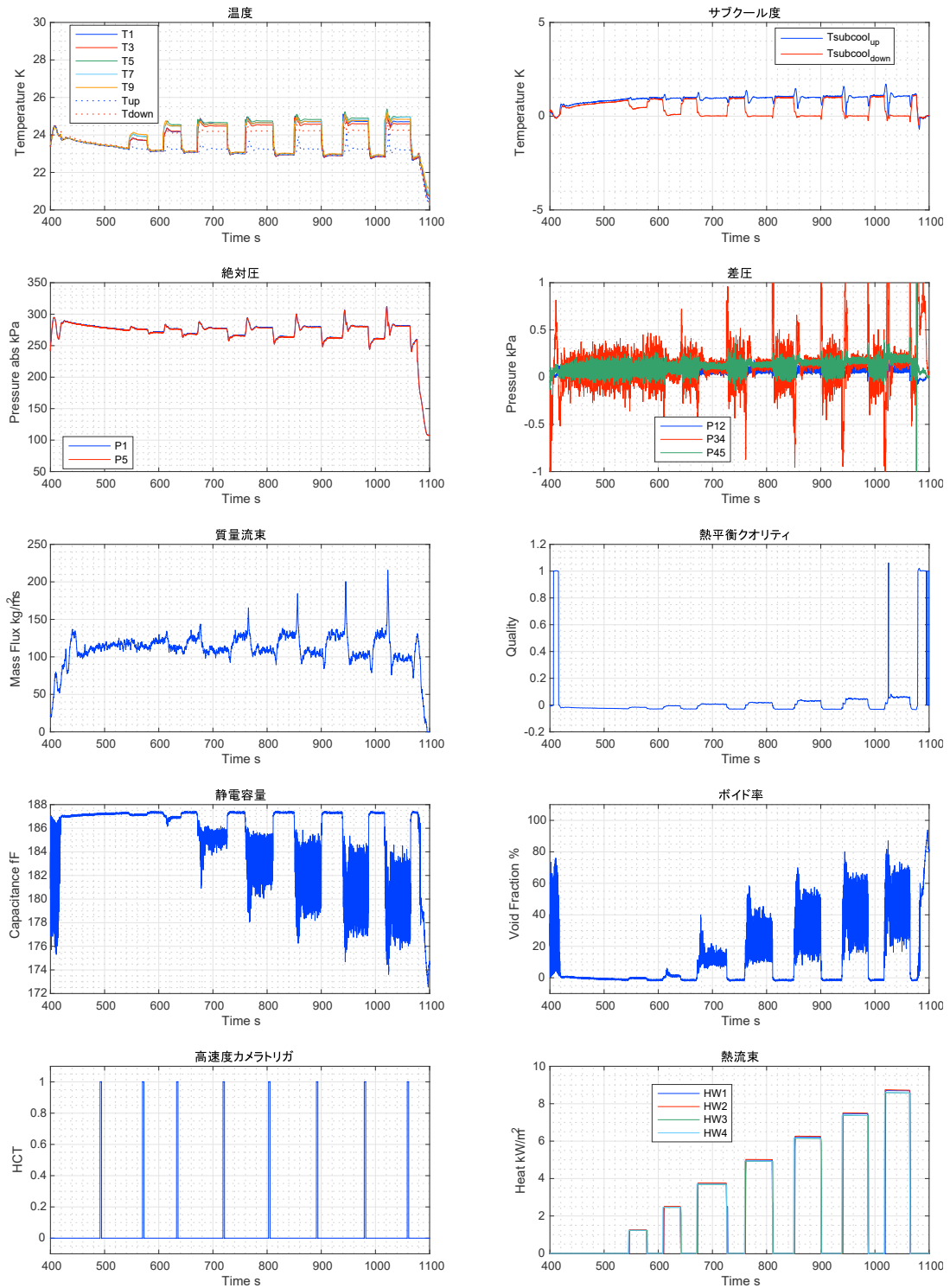
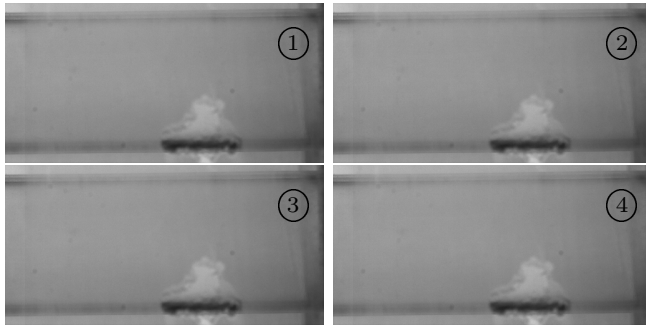
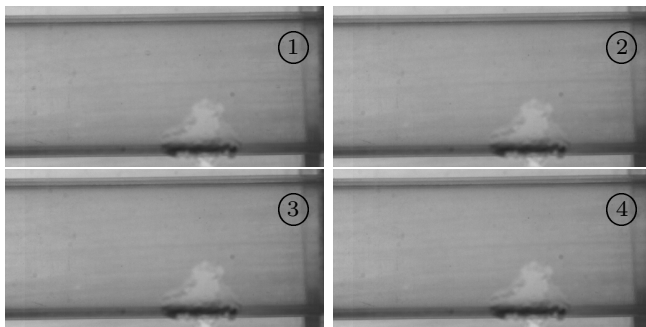


図 4.30 ERS01-03



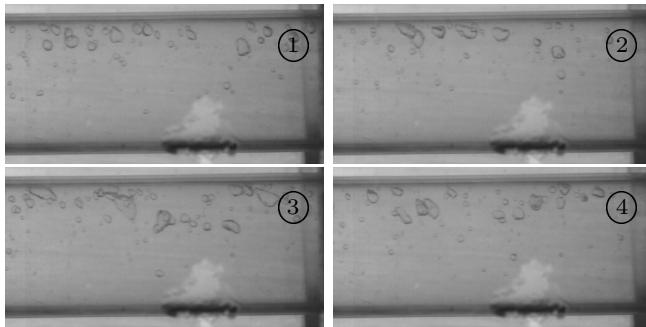
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	110.22
圧力 kPa	279.44
熱流束 kW/m^2	0.0
ボイド率 %	-0.67
クオリティ	-0.024
判定	OK
流動様式	液单相 (LP)

図 4.31 ERS01-03-01



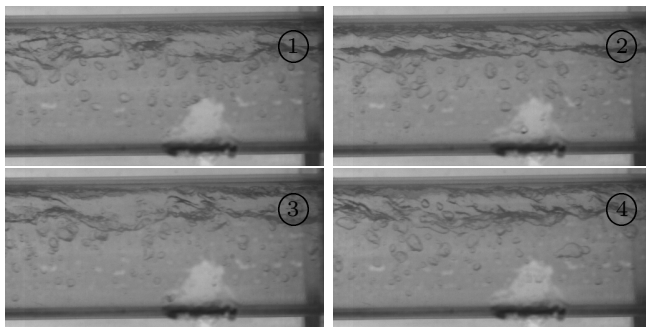
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	114.1
圧力 kPa	276.33
熱流束 kW/m^2	1.24
ボイド率 %	-0.32
クオリティ	-0.017
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.32 ERS01-03-02



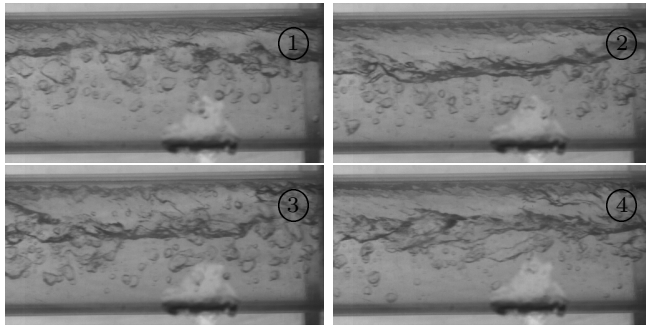
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	111.62
圧力 kPa	276.9
熱流束 kW/m^2	2.48
ボイド率 %	1.22
クオリティ	-0.006
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.33 ERS01-03-03



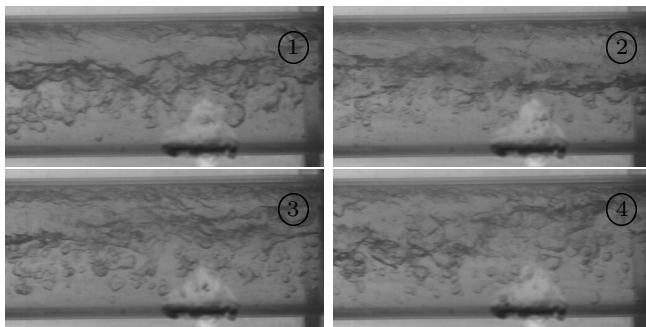
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	108.74
圧力 kPa	277.56
熱流束 kW/m^2	3.72
ボイド率 %	12.13
クオリティ	0.007
判定	OK
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.34 ERS01-03-04



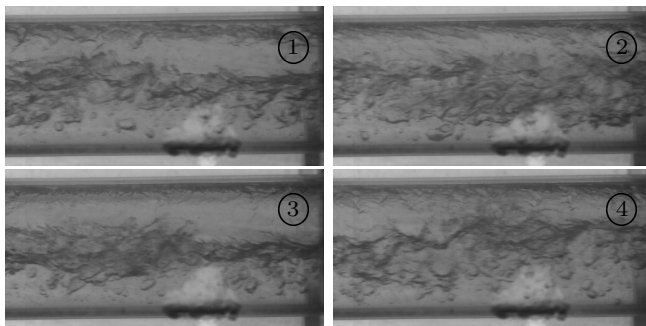
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	108.61
圧力 kPa	278.65
熱流束 kW/m^2	4.96
ボイド率 %	23.45
クオリティ	0.018
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.35 ERS01-03-05



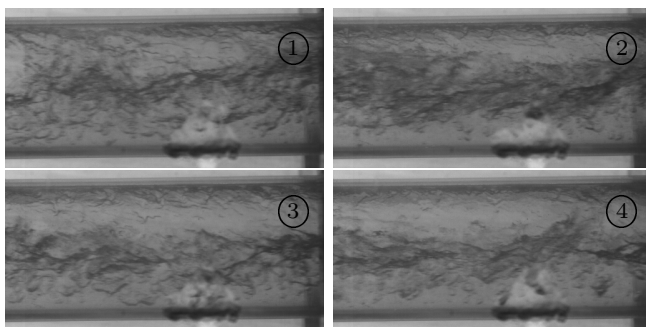
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	105.78
圧力 kPa	280.01
熱流束 kW/m^2	6.19
ボイド率 %	33.8
クオリティ	0.031
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.36 ERS01-03-06



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	100.96
圧力 kPa	280.71
熱流束 kW/m^2	7.43
ボイド率 %	41.55
クオリティ	0.045
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.37 ERS01-03-07



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	99.23
圧力 kPa	281.58
熱流束 kW/m^2	8.64
ボイド率 %	47.06
クオリティ	0.058
判定	OK
流動様式	間欠環状流 (IA)

図 4.38 ERS01-03-08

【ERS02-01 の結果】

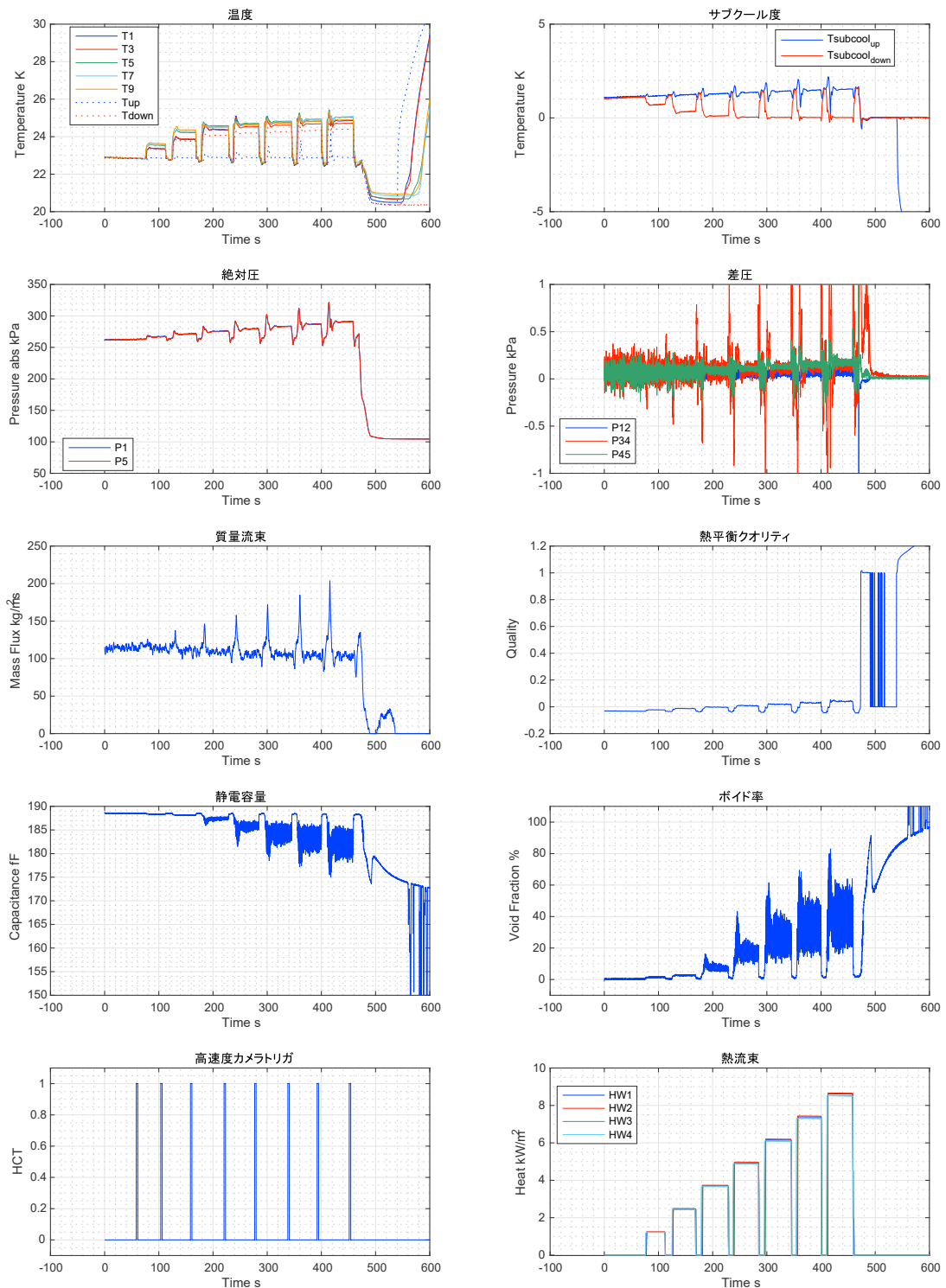
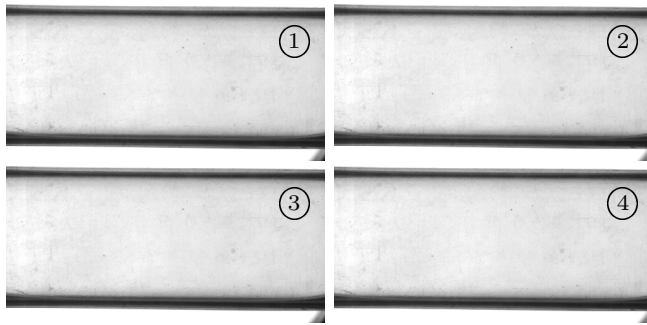
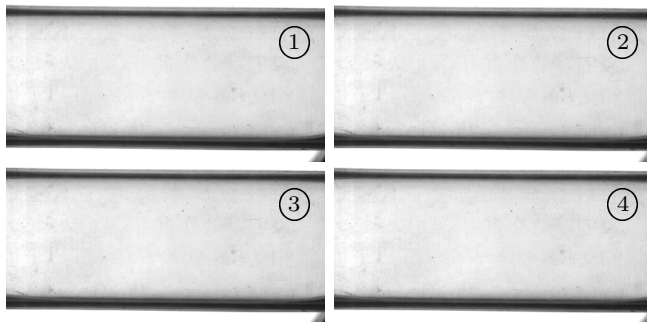


図 4.39 ERS02-01



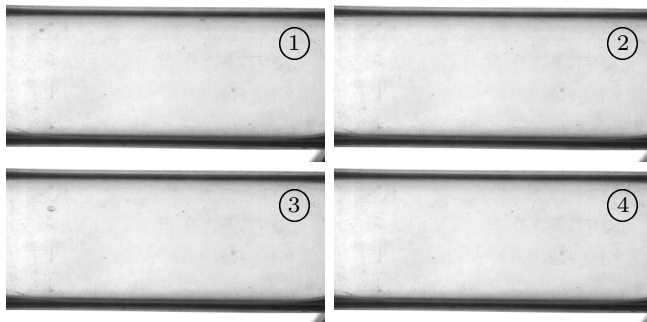
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	112.52
圧力 kPa	262.96
熱流束 kW/m^2	0.0
ボイド率 %	0.34
クオリティ	-0.033
判定	OK
流動様式	液単相 (LP)

図 4.40 ERS02-01-01



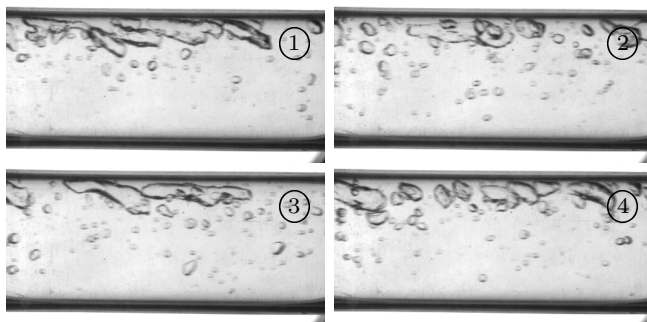
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	111.64
圧力 kPa	267.14
熱流束 kW/m^2	1.23
ボイド率 %	1.47
クオリティ	-0.023
判定	OK
流動様式	液単相 (LP)

図 4.41 ERS02-01-02



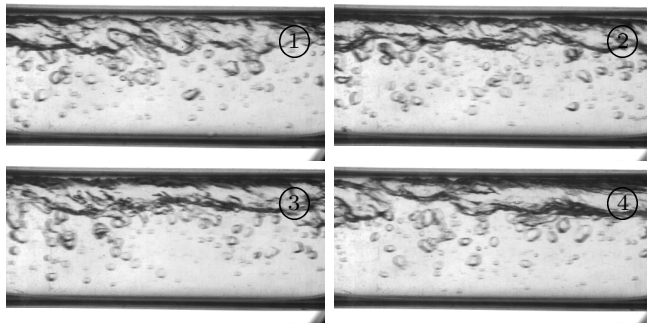
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	112.05
圧力 kPa	271.45
熱流束 kW/m^2	2.46
ボイド率 %	2.66
クオリティ	-0.013
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.42 ERS02-01-03



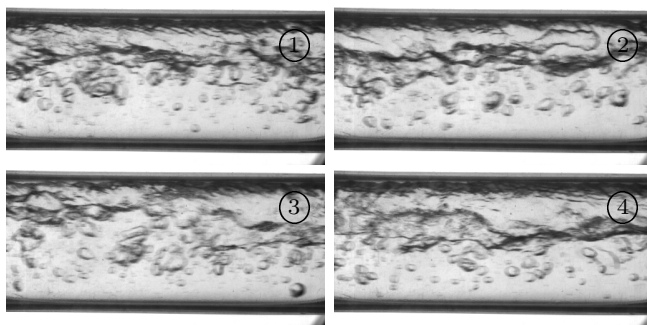
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	109.09
圧力 kPa	275.85
熱流束 kW/m^2	3.69
ボイド率 %	6.83
クオリティ	-0.003
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.43 ERS02-01-04



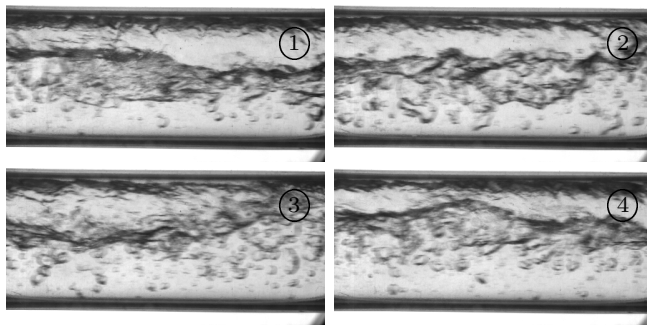
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	108.11
圧力 kPa	279.63
熱流束 kW/m^2	4.92
ボイド率 %	16.32
クオリティ	0.007
判定	OK
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.44 ERS02-01-05



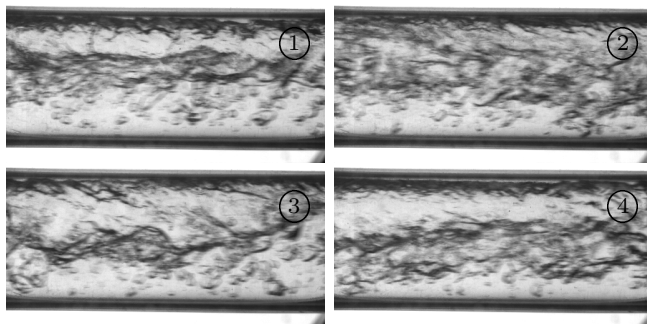
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	104.32
圧力 kPa	283.65
熱流束 kW/m^2	6.13
ボイド率 %	24.91
クオリティ	0.019
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.45 ERS02-01-06



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	103.87
圧力 kPa	287.08
熱流束 kW/m^2	7.36
ボイド率 %	32.53
クオリティ	0.029
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.46 ERS02-01-07



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	102.34
圧力 kPa	290.97
熱流束 kW/m^2	8.57
ボイド率 %	39.7
クオリティ	0.041
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.47 ERS02-01-08

【ERS02-02 の結果】

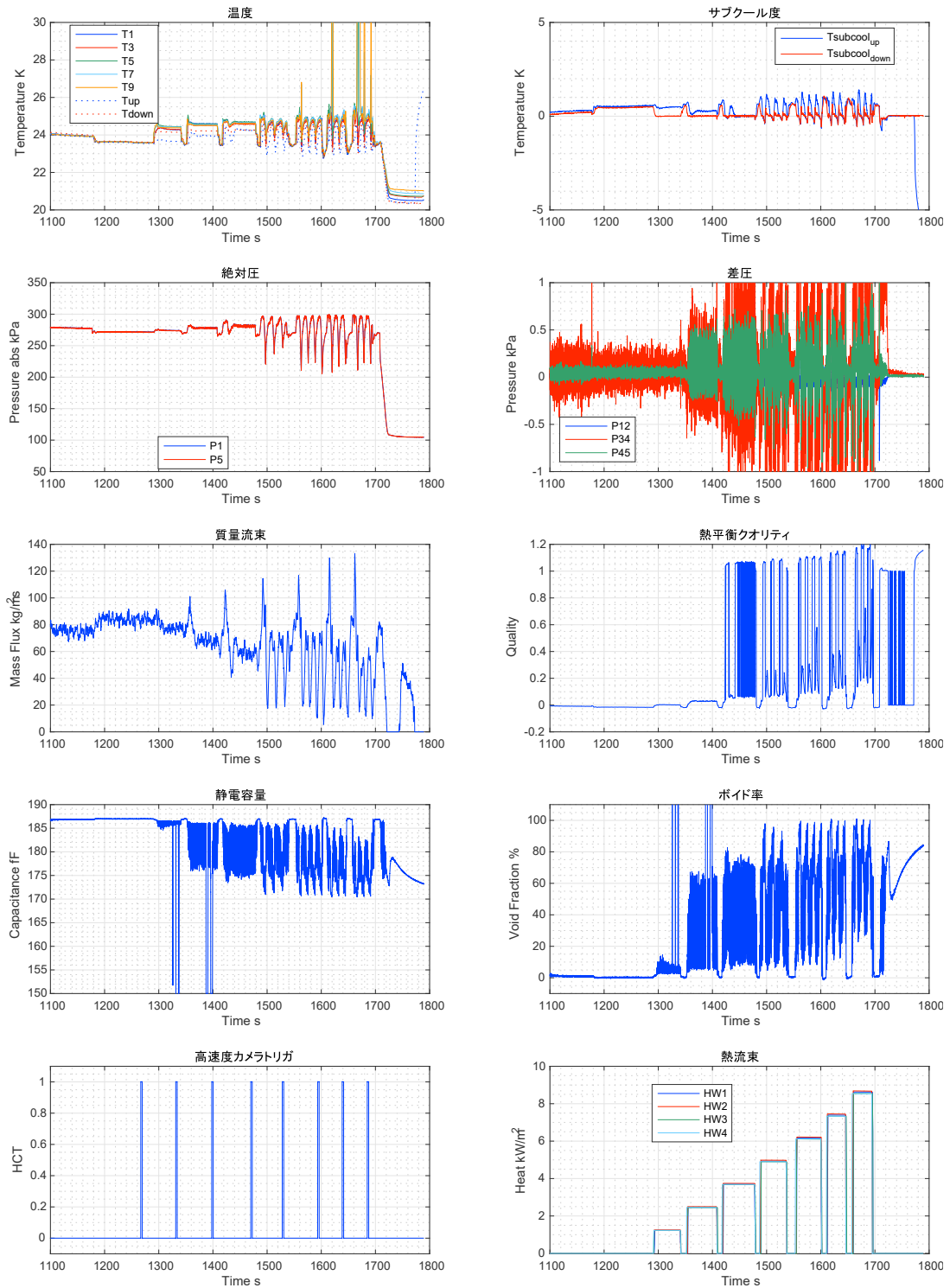
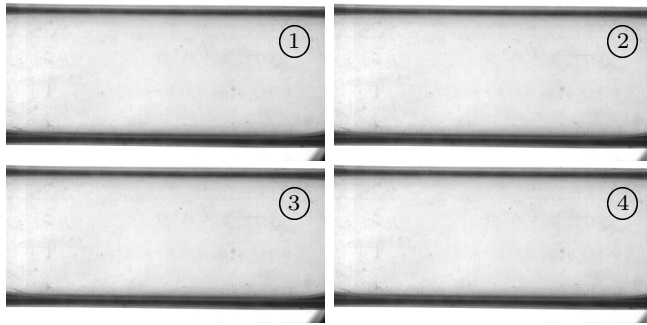
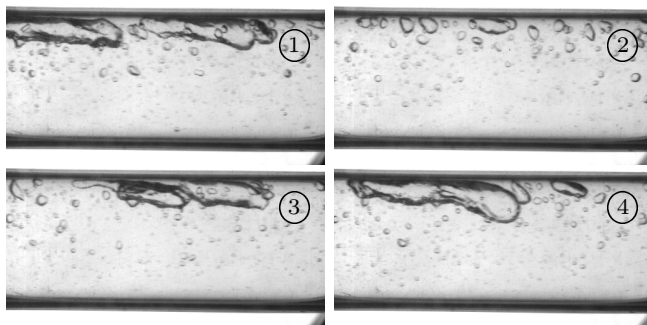


図 4.48 ERS02-02



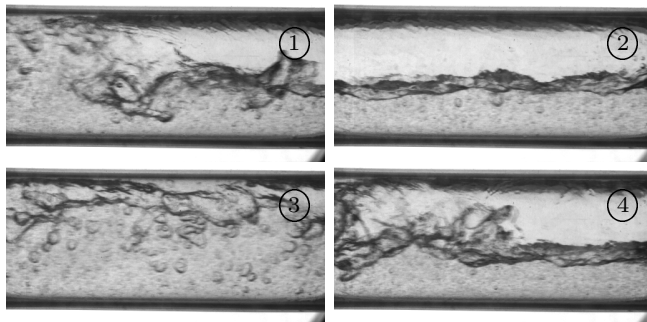
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	83.32
圧力 kPa	271.54
熱流束 kW/m^2	0.0
ボイド率 %	0.16
クオリティ	-0.016
判定	OK
流動様式	液単相 (LP)

図 4.49 ERS02-02-01



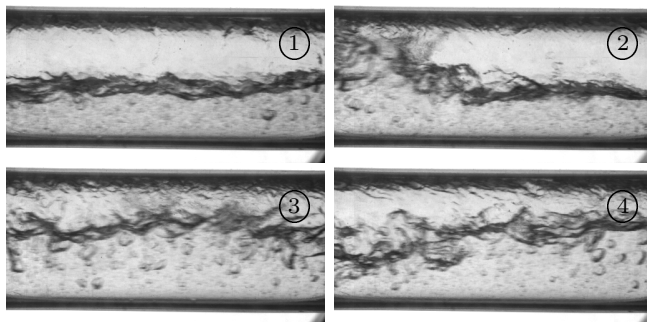
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	79.64
圧力 kPa	273.93
熱流束 kW/m^2	1.23
ボイド率 %	10.64
クオリティ	0.001
判定	NG
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.50 ERS02-02-02



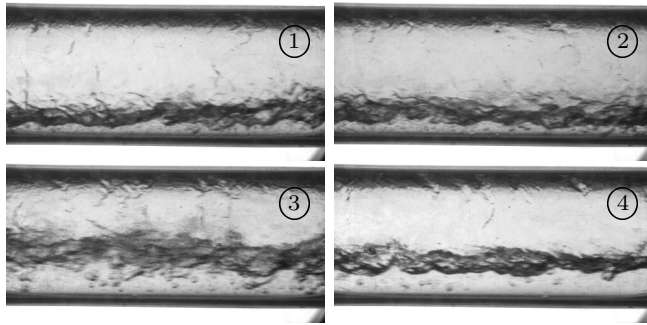
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	64.53
圧力 kPa	278.09
熱流束 kW/m^2	2.47
ボイド率 %	156.92
クオリティ	0.031
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.51 ERS02-02-03



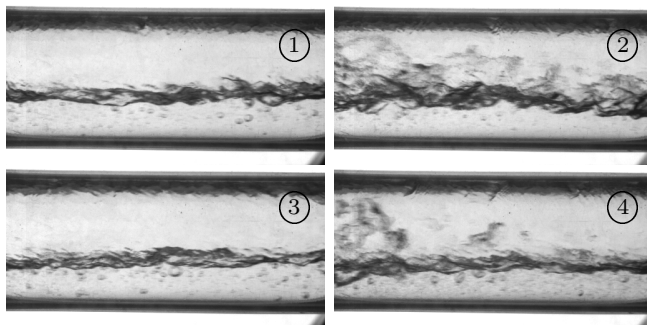
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	55.13
圧力 kPa	281.1
熱流束 kW/m^2	3.7
ボイド率 %	46.89
クオリティ	0.357
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.52 ERS02-02-04



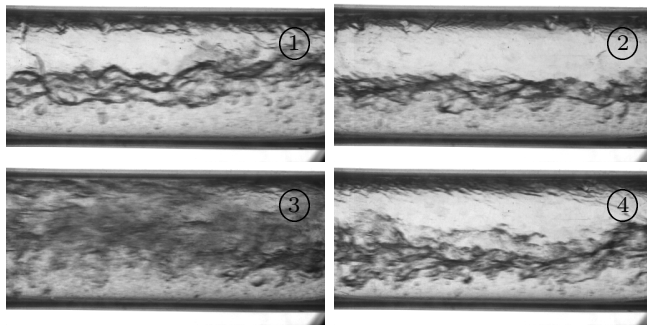
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	61.99
圧力 kPa	255.99
熱流束 kW/m^2	4.93
ボイド率 %	67.74
クオリティ	0.602
判定	NG
流動様式	波状環状流 (WA)

図 4.53 ERS02-02-05



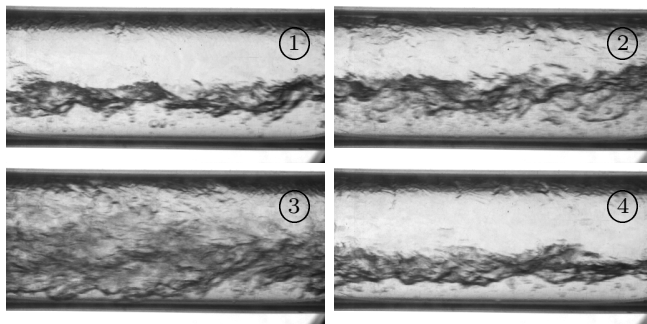
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	40.77
圧力 kPa	293.4
熱流束 kW/m^2	6.15
ボイド率 %	52.86
クオリティ	0.15
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.54 ERS02-02-06



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	59.03
圧力 kPa	295.76
熱流束 kW/m^2	7.37
ボイド率 %	64.62
クオリティ	0.499
判定	NG
流動様式	波状環状流 (WA)

図 4.55 ERS02-02-07



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	50.61
圧力 kPa	295.73
熱流束 kW/m^2	8.59
ボイド率 %	68.87
クオリティ	0.621
判定	NG
流動様式	間欠環状流 (IA)

図 4.56 ERS02-02-08

【ERS02-03 の結果】

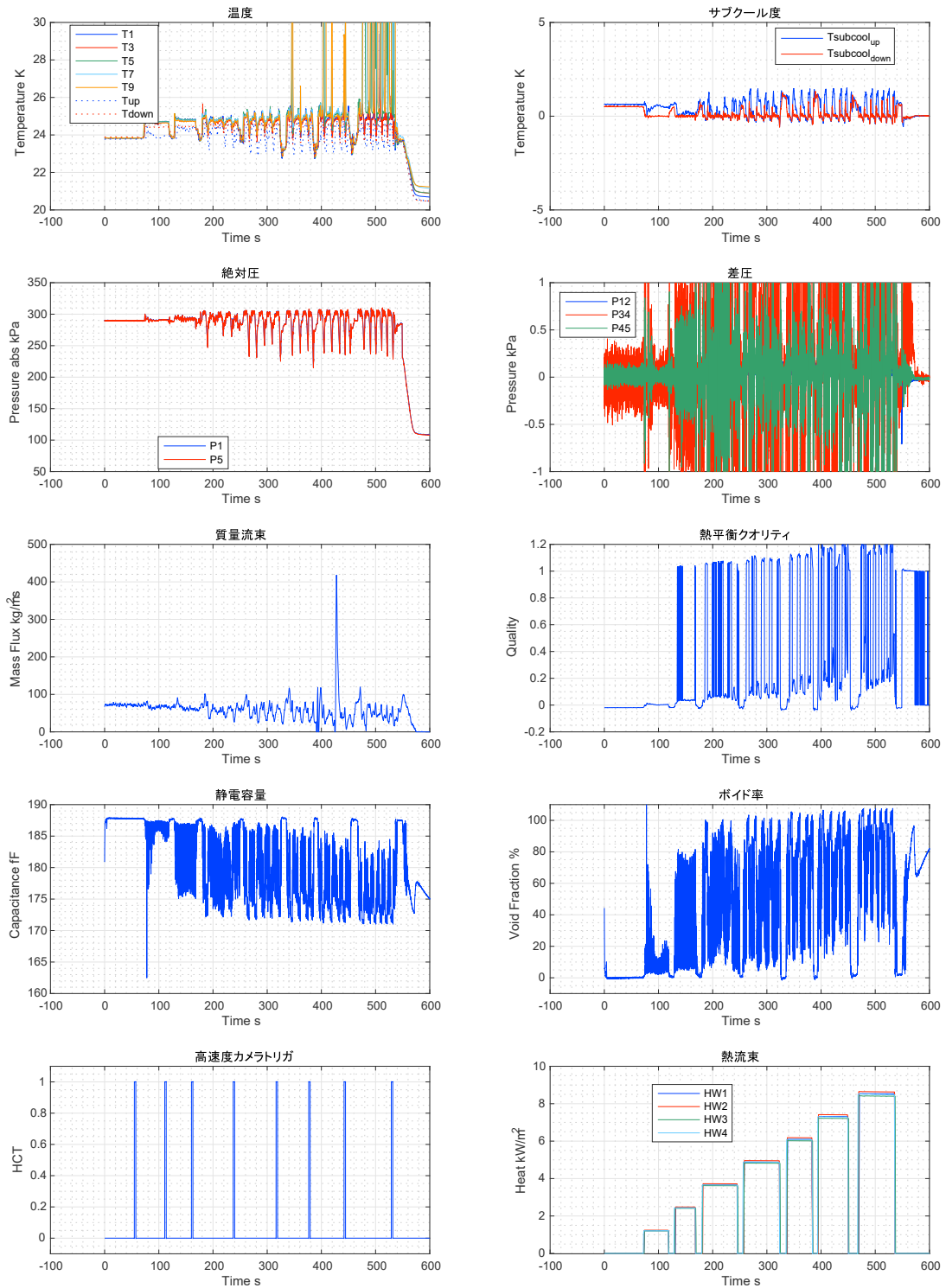
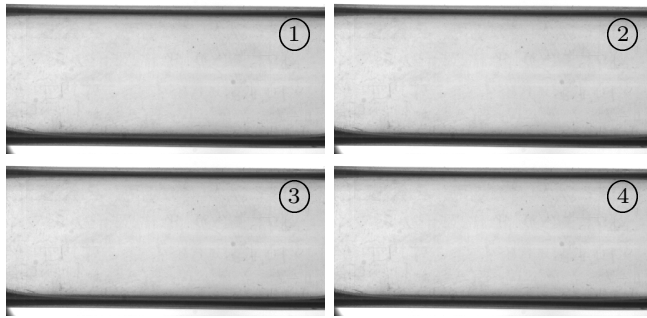
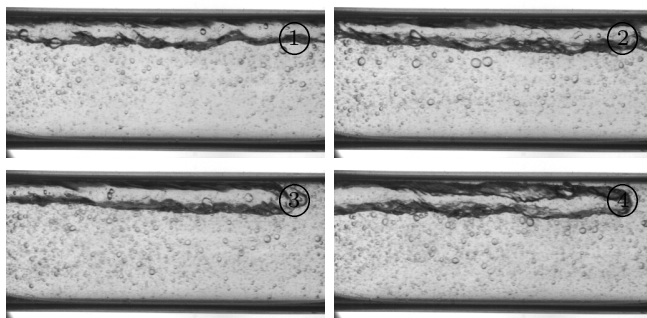


図 4.57 ERS02-03



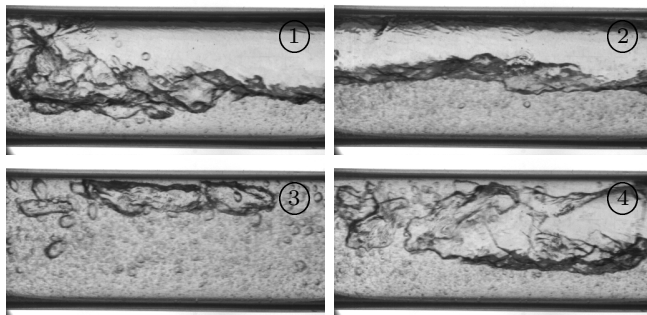
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	71.33
圧力 kPa	289.63
熱流束 kW/m^2	0.0
ボイド率 %	0.13
クオリティ	-0.019
判定	OK
流動様式	液単相 (LP)

図 4.58 ERS02-03-01



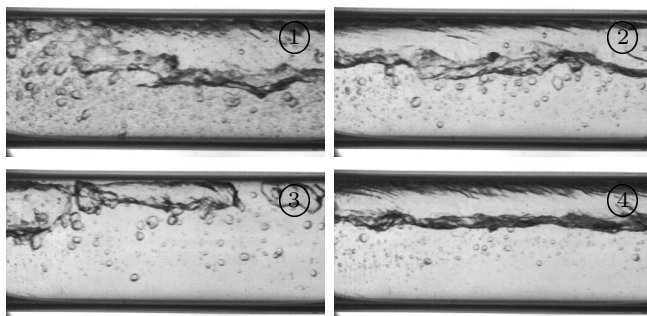
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	69.06
圧力 kPa	291.19
熱流束 kW/m^2	1.22
ボイド率 %	11.19
クオリティ	0.004
判定	OK
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.59 ERS02-03-02



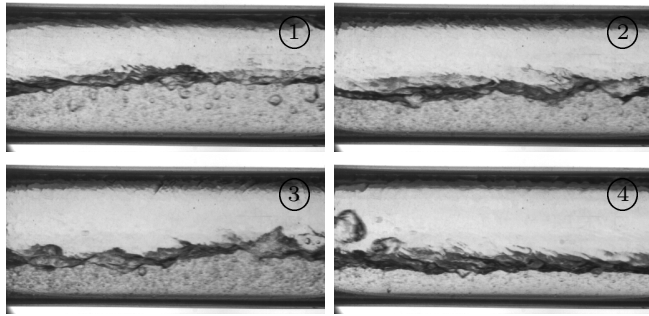
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	60.53
圧力 kPa	293.38
熱流束 kW/m^2	2.44
ボイド率 %	40.72
クオリティ	0.039
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.60 ERS02-03-03



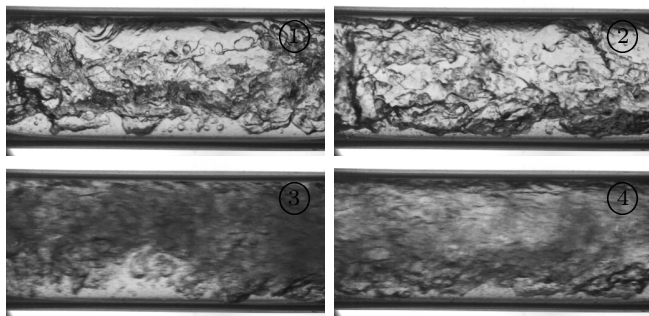
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	31.8
圧力 kPa	287.64
熱流束 kW/m^2	3.66
ボイド率 %	25.08
クオリティ	0.102
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.61 ERS02-03-04



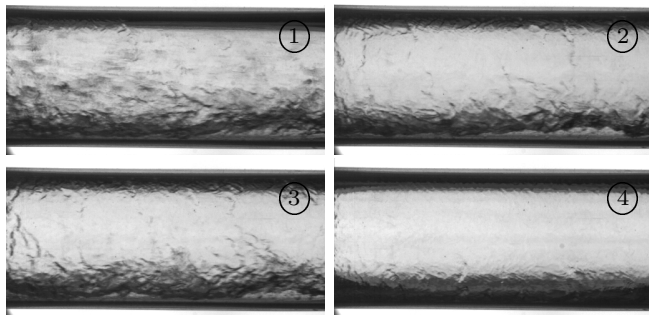
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	64.85
圧力 kPa	301.55
熱流束 kW/m^2	4.88
ボイド率 %	58.62
クオリティ	0.073
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.62 ERS02-03-05



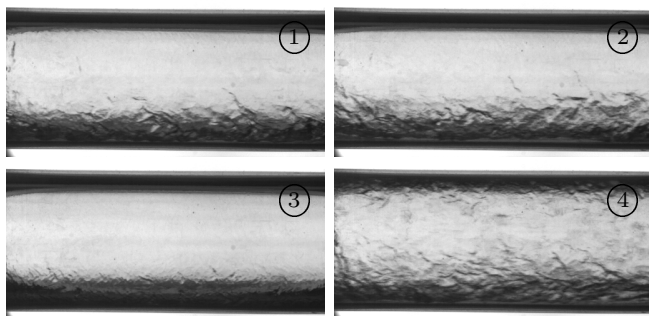
質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	28.05
圧力 kPa	301.1
熱流束 kW/m^2	6.09
ボイド率 %	60.41
クオリティ	0.19
判定	NG
流動様式	不安定流動 (PF)

図 4.63 ERS02-03-06



質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	51.49
圧力 kPa	257.98
熱流束 kW/m^2	7.31
ボイド率 %	95.66
クオリティ	1.063
判定	NG
流動様式	間欠環状流 (IA)

図 4.64 ERS02-03-07



質量流束 $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$	55.53
圧力 kPa	281.48
熱流束 kW/m^2	8.51
ボイド率 %	103.87
クオリティ	1.171
判定	NG
流動様式	環状流 (AN)

図 4.65 ERS02-03-08

【ERS02-04 の結果】

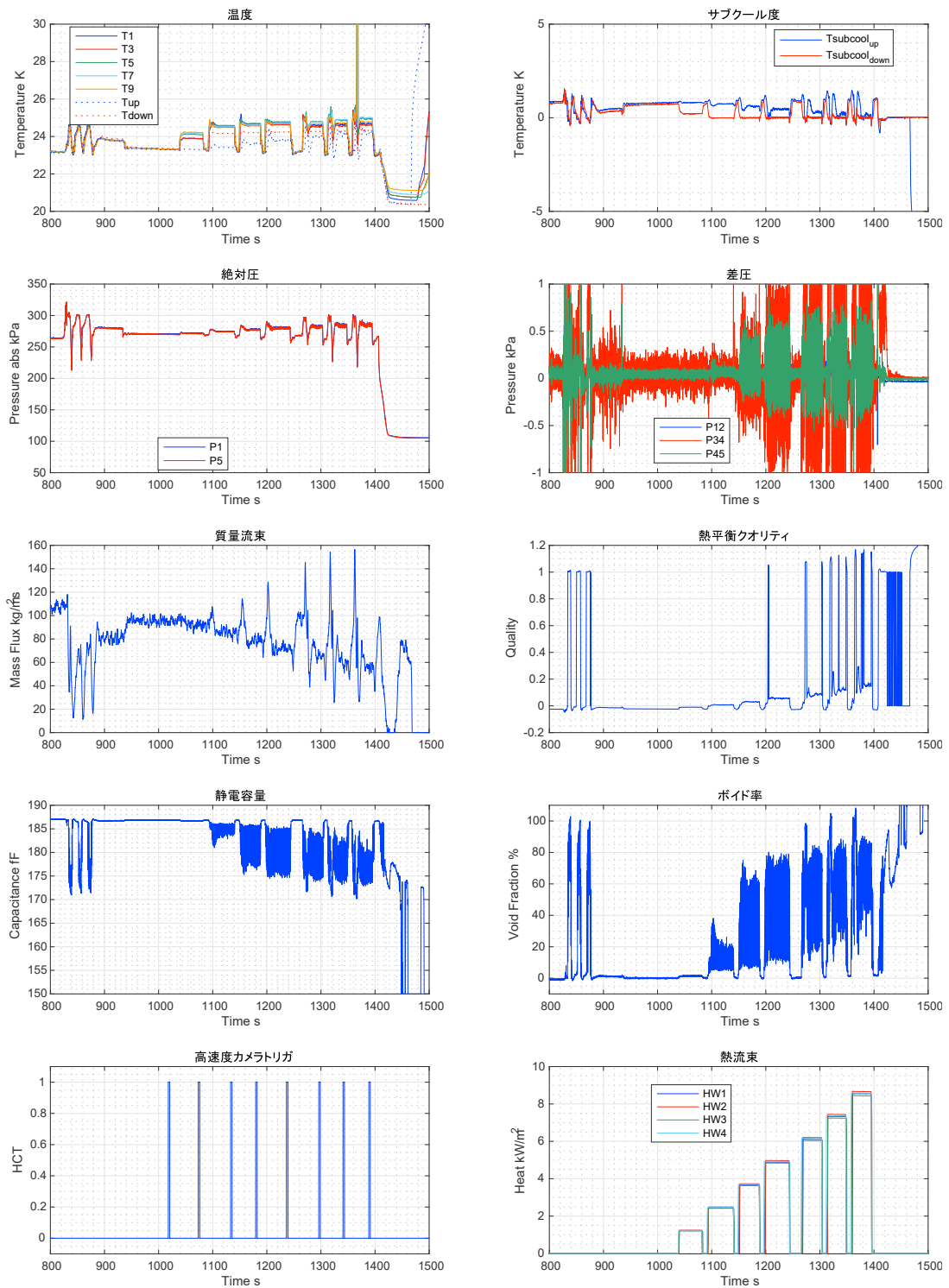
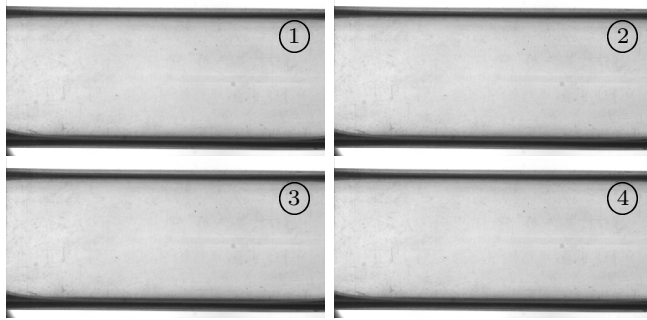
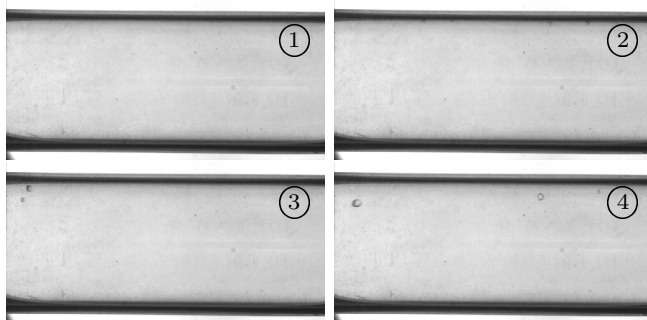


図 4.66 ERS02-04



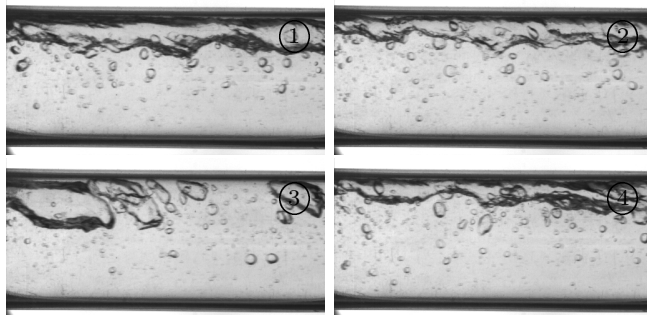
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	93.84
圧力 kPa	270.54
熱流束 kW/m^2	0.0
ボイド率 %	0.05
クオリティ	-0.023
判定	OK
流動様式	液单相 (LP)

図 4.67 ERS02-04-01



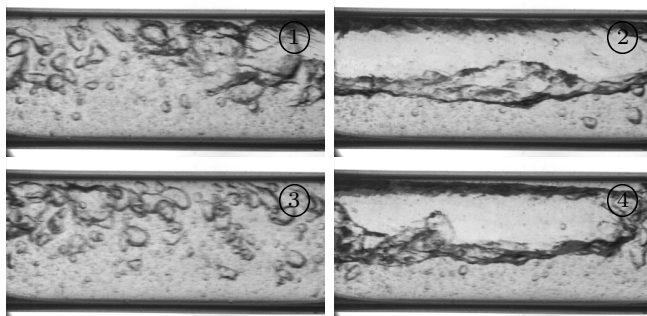
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	92.46
圧力 kPa	271.73
熱流束 kW/m^2	1.23
ボイド率 %	1.4
クオリティ	-0.01
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.68 ERS02-04-02



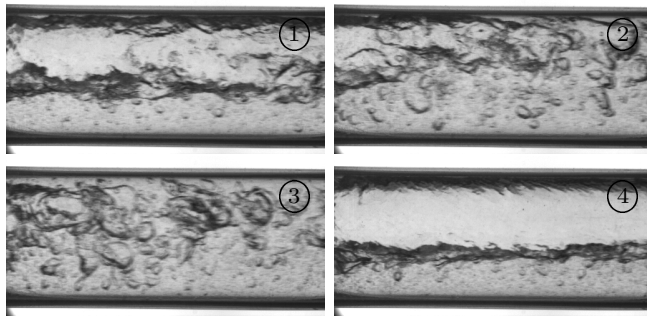
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	82.87
圧力 kPa	274.74
熱流束 kW/m^2	2.45
ボイド率 %	12.42
クオリティ	0.008
判定	OK
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.69 ERS02-04-03



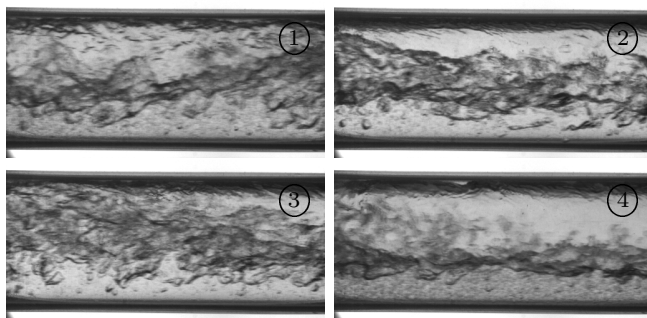
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	76.08
圧力 kPa	278.07
熱流束 kW/m^2	3.68
ボイド率 %	33.61
クオリティ	0.032
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.70 ERS02-04-04



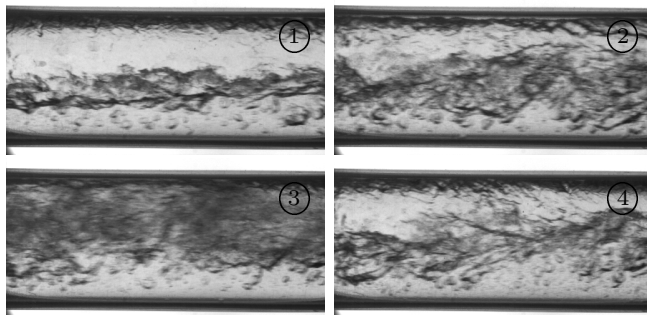
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	70.33
圧力 kPa	280.72
熱流束 kW/m^2	4.9
ボイド率 %	49.15
クオリティ	0.058
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.71 ERS02-04-05



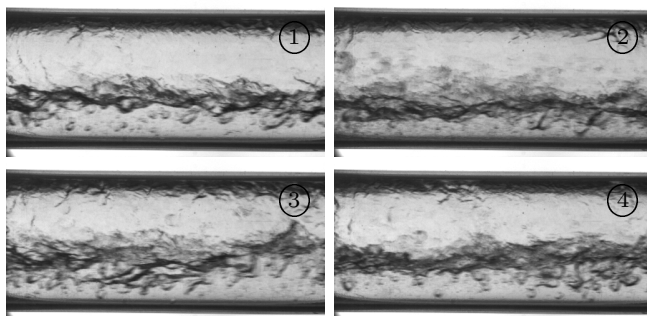
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	67.19
圧力 kPa	282.44
熱流束 kW/m^2	6.12
ボイド率 %	57.36
クオリティ	0.084
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.72 ERS02-04-06



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	55.02
圧力 kPa	284.44
熱流束 kW/m^2	7.34
ボイド率 %	64.82
クオリティ	0.131
判定	OK
流動様式	波状環状流 (WA)

図 4.73 ERS02-04-07



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	53.99
圧力 kPa	285.74
熱流束 kW/m^2	8.56
ボイド率 %	70.02
クオリティ	0.16
判定	NG
流動様式	波状環状流 (WA)

図 4.74 ERS02-04-08

【ERS02-05 の結果】

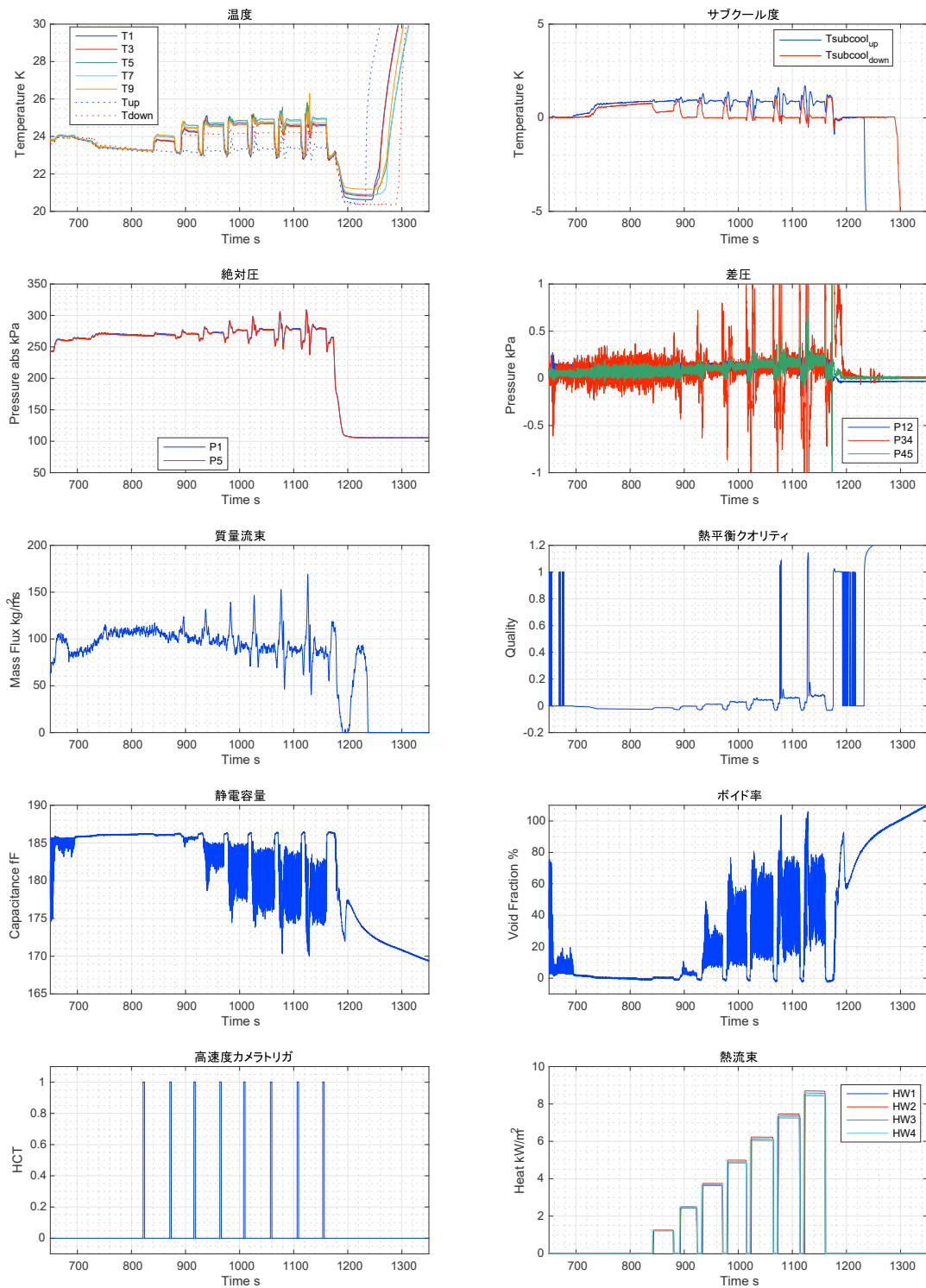
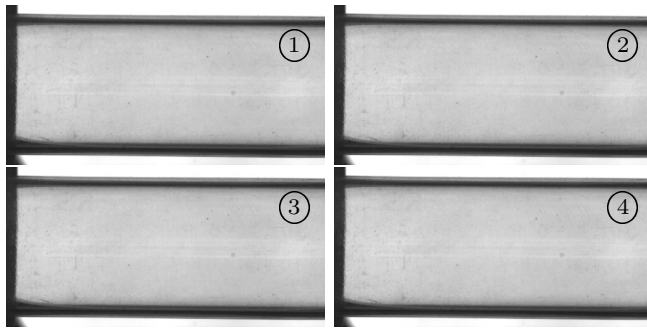
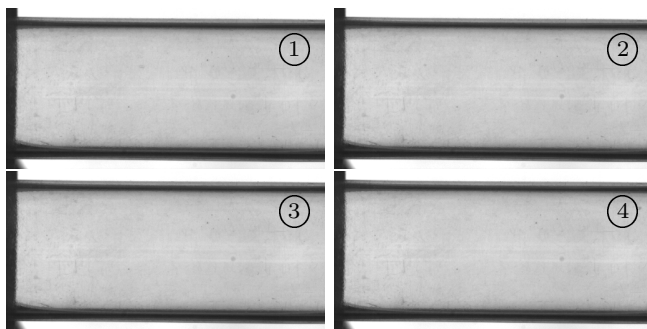


図 4.75 ERS02-05



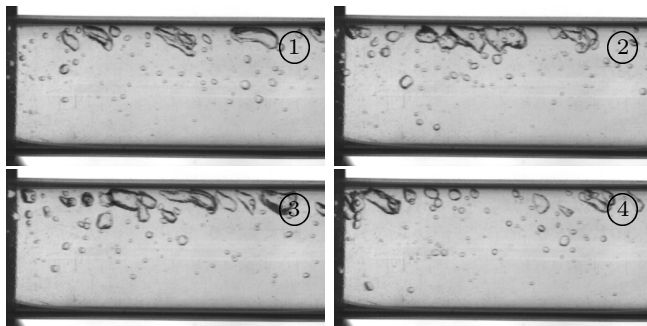
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	110.51
圧力 kPa	268.45
熱流束 kW/m^2	0.0
ボイド率 %	-0.64
クオリティ	-0.025
判定	OK
流動様式	液单相 (LP)

図 4.76 ERS02-05-01



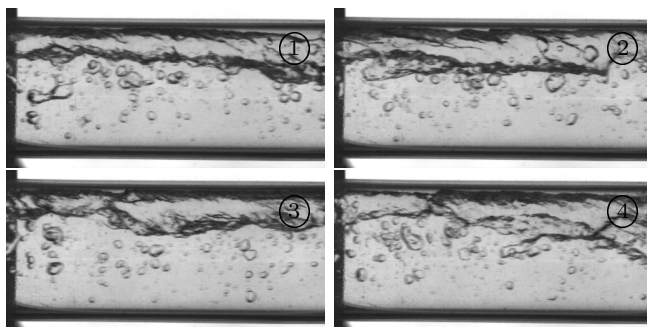
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	100.4
圧力 kPa	269.84
熱流束 kW/m^2	1.23
ボイド率 %	0.22
クオリティ	-0.014
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.77 ERS02-05-02



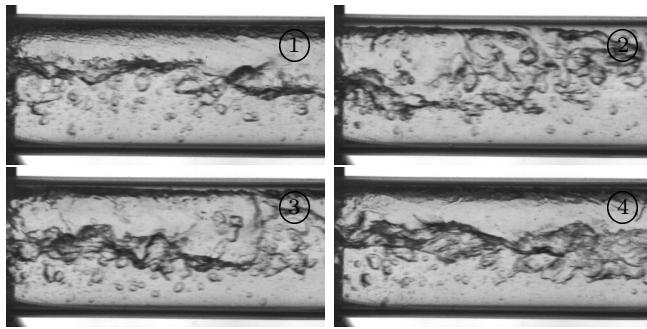
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	101.15
圧力 kPa	271.33
熱流束 kW/m^2	2.46
ボイド率 %	2.54
クオリティ	-0.003
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.78 ERS02-05-03



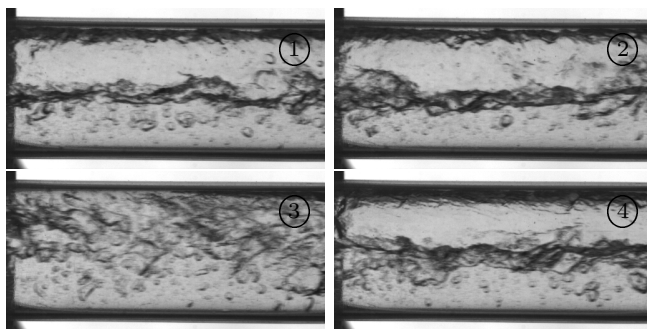
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	95.42
圧力 kPa	272.83
熱流束 kW/m^2	3.69
ボイド率 %	16.
クオリティ	0.013
判定	OK
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.79 ERS02-05-04



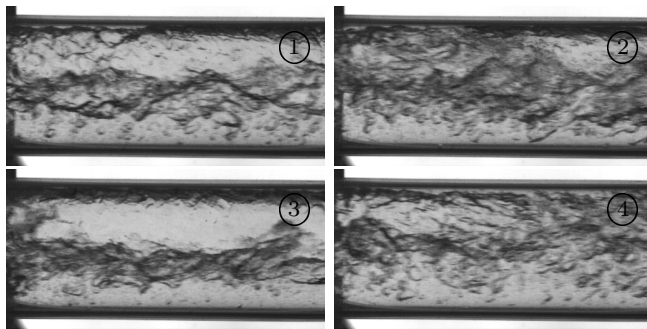
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	91.97
圧力 kPa	276.75
熱流束 kW/m^2	4.91
ボイド率 %	30.8
クオリティ	0.029
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.80 ERS02-05-05



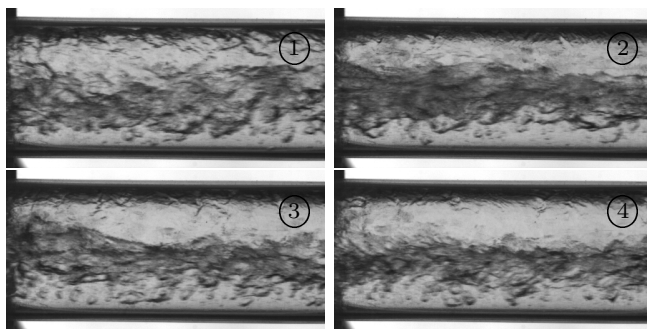
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	88.75
圧力 kPa	277.76
熱流束 kW/m^2	6.13
ボイド率 %	40.03
クオリティ	0.045
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.81 ERS02-05-06



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	87.17
圧力 kPa	278.55
熱流束 kW/m^2	7.35
ボイド率 %	47.24
クオリティ	0.061
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.82 ERS02-05-07



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	83.14
圧力 kPa	279.53
熱流束 kW/m^2	8.56
ボイド率 %	53.61
クオリティ	0.081
判定	OK
流動様式	波状環状流 (WA)

図 4.83 ERS02-05-08

【ERS02-06 の結果】

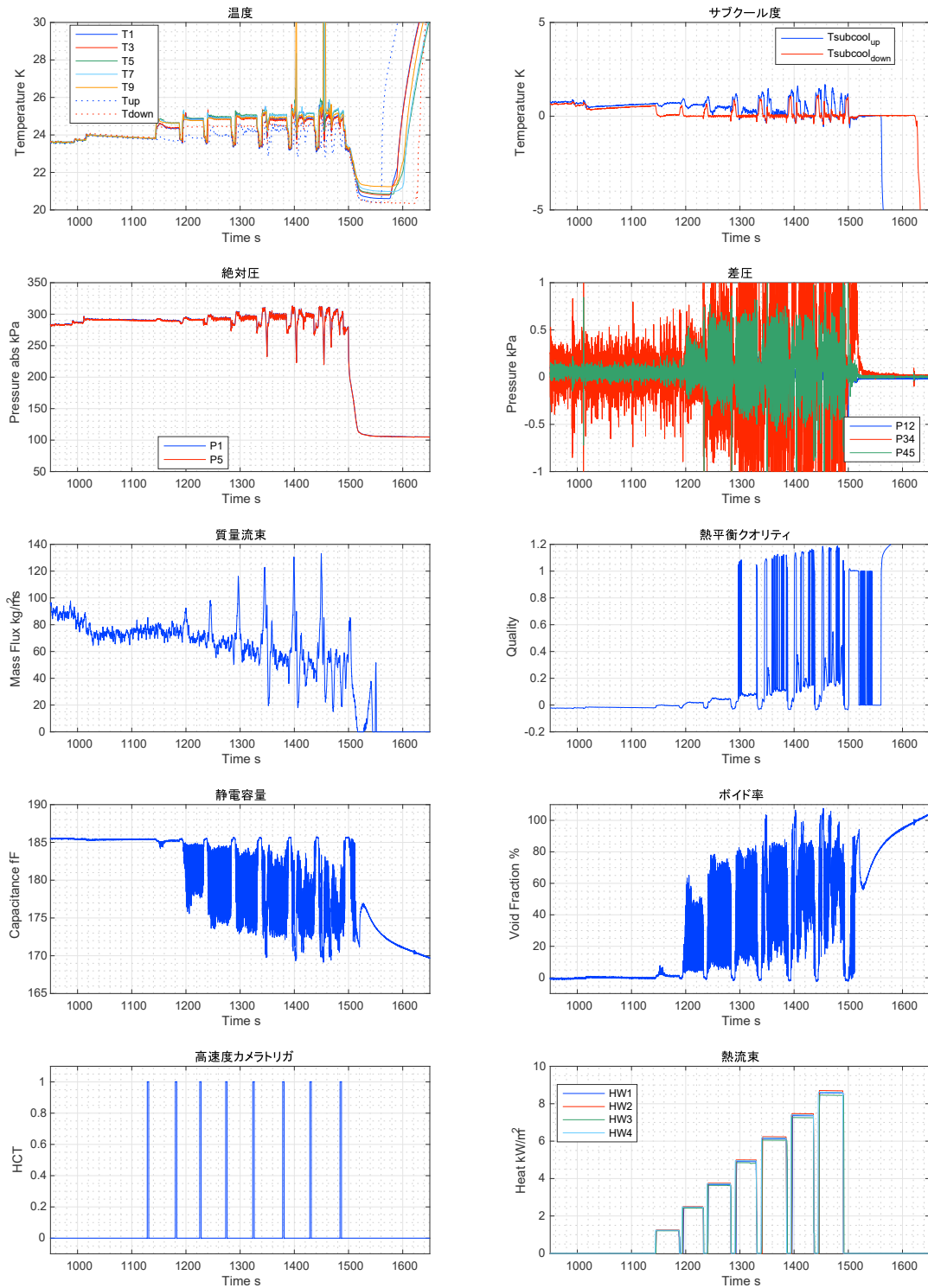
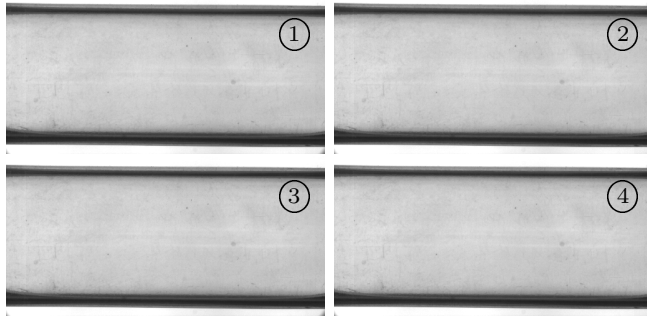
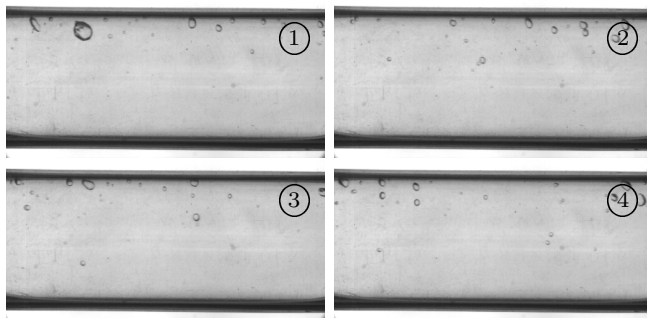


図 4.84 ERS02-06



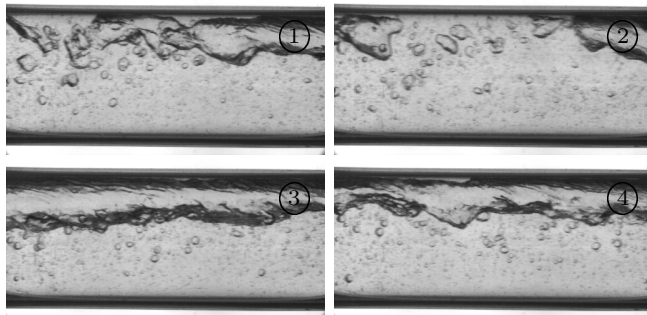
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	78.93
圧力 kPa	290.3
熱流束 kW/m^2	0.0
ボイド率 %	-0.07
クオリティ	-0.019
判定	OK
流動様式	液単相 (LP)

図 4.85 ERS02-06-01



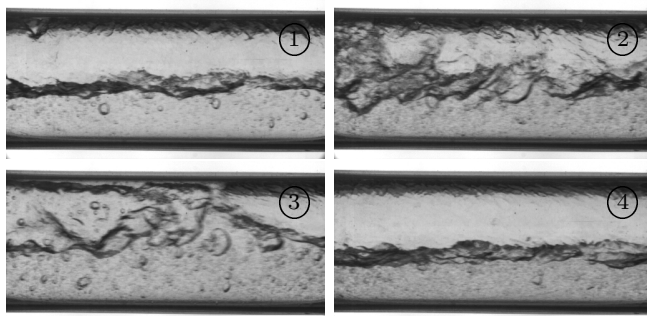
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	73.7
圧力 kPa	289.56
熱流束 kW/m^2	1.23
ボイド率 %	1.17
クオリティ	-0.004
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.86 ERS02-06-02



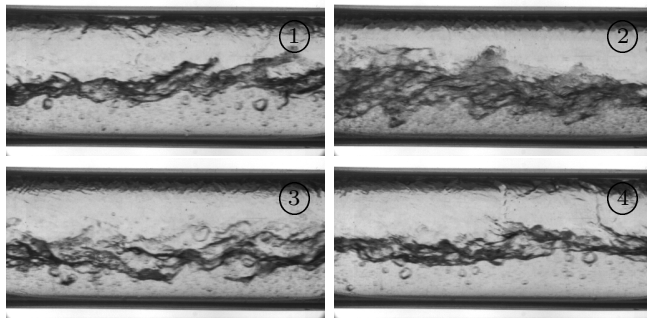
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	69.28
圧力 kPa	291.59
熱流束 kW/m^2	2.46
ボイド率 %	19.64
クオリティ	0.018
判定	OK
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.87 ERS02-06-03



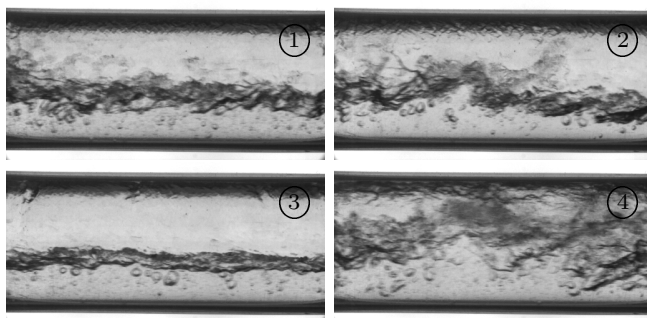
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	64.46
圧力 kPa	293.4
熱流束 kW/m^2	3.7
ボイド率 %	40.08
クオリティ	0.045
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.88 ERS02-06-04



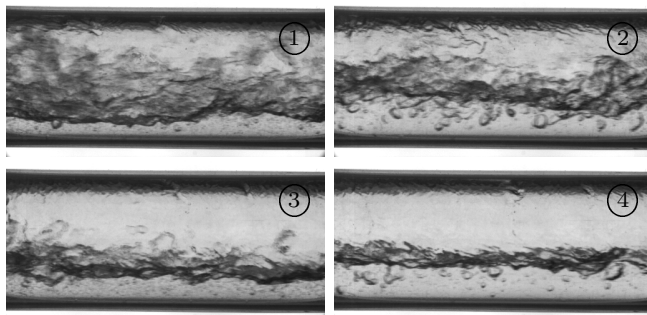
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	59.49
圧力 kPa	294.34
熱流束 kW/m^2	4.92
ボイド率 %	51.79
クオリティ	0.076
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.89 ERS02-06-05



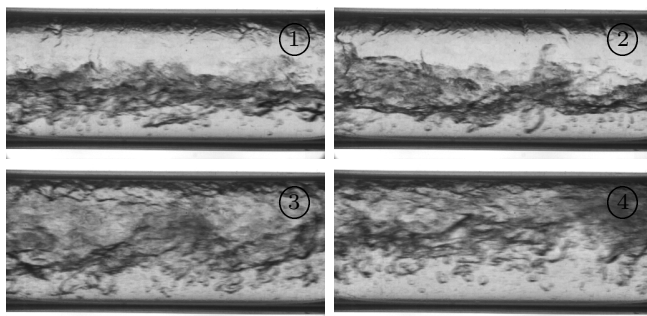
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	52.28
圧力 kPa	297.27
熱流束 kW/m^2	6.14
ボイド率 %	59.56
クオリティ	0.19
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.90 ERS02-06-06



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	52.35
圧力 kPa	298.72
熱流束 kW/m^2	7.37
ボイド率 %	67.72
クオリティ	1.108
判定	NG
流動様式	波状環状流 (WA)

図 4.91 ERS02-06-07



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	33.38
圧力 kPa	291.84
熱流束 kW/m^2	8.58
ボイド率 %	60.76
クオリティ	0.258
判定	NG
流動様式	波状環状流 (WA)

図 4.92 ERS02-06-08

【ERS02-07 の結果】

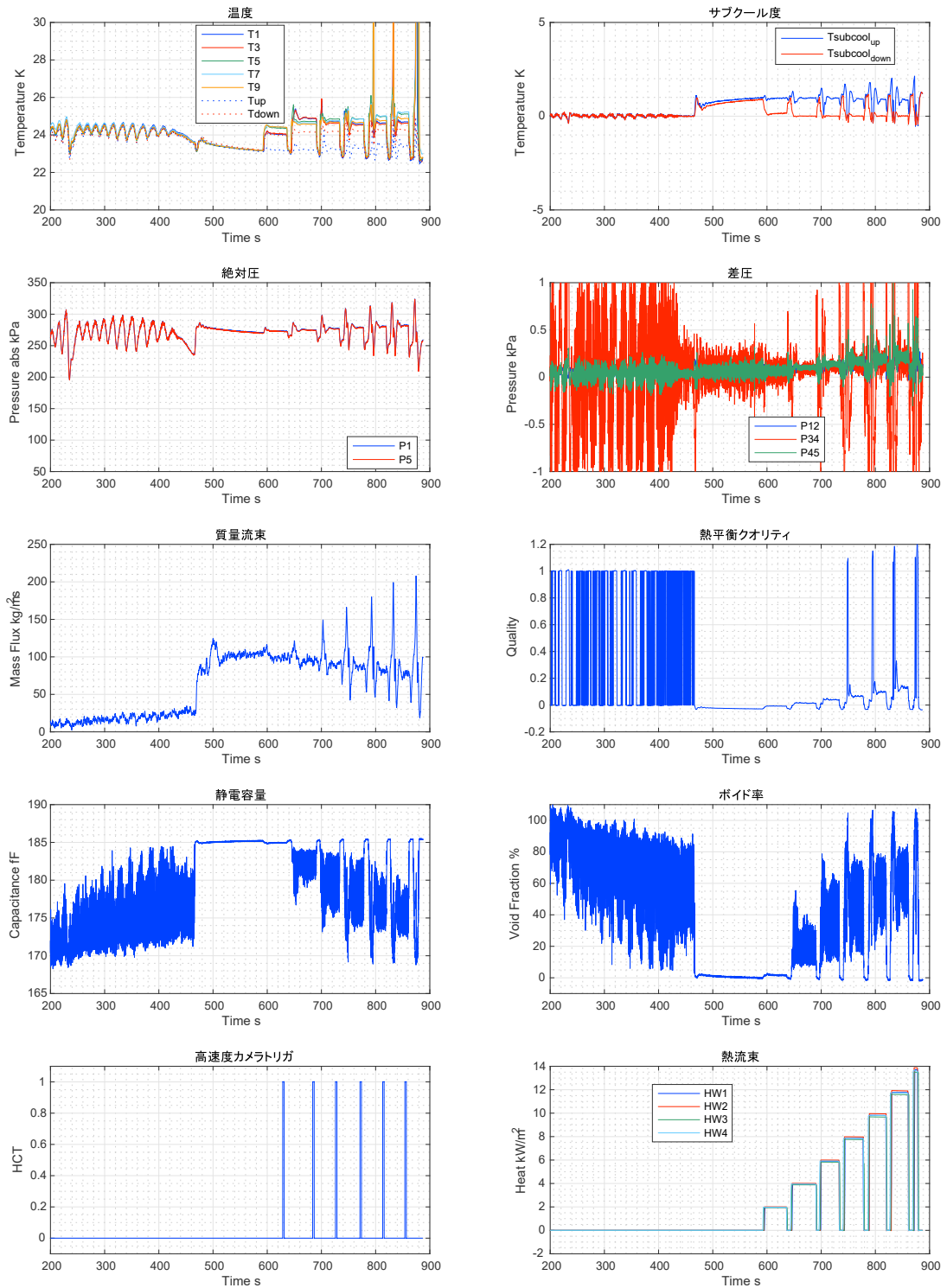
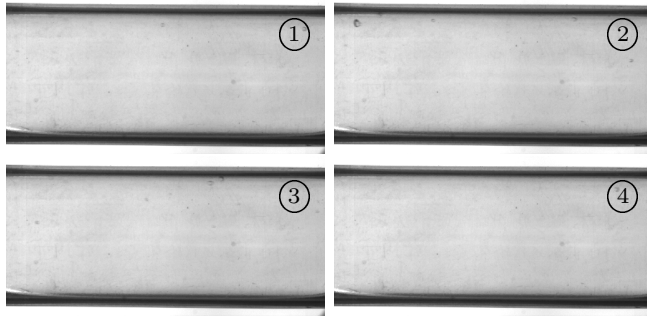
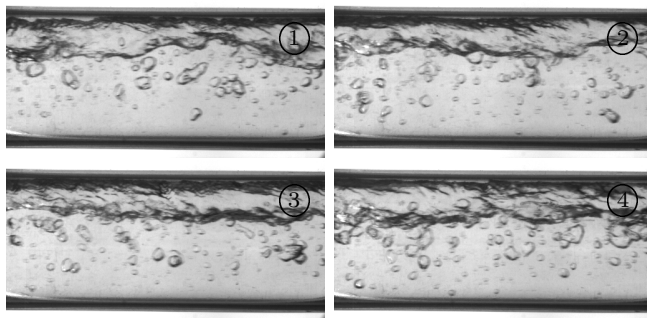


図 4.93 ERS02-07



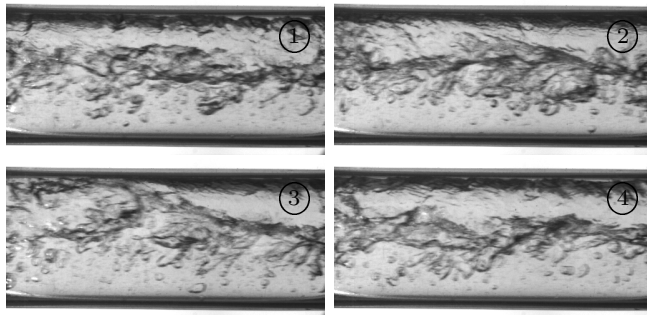
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	97.68
圧力 kPa	273.27
熱流束 kW/m^2	1.97
ボイド率 %	1.62
クオリティ	-0.008
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.94 ERS02-07-01



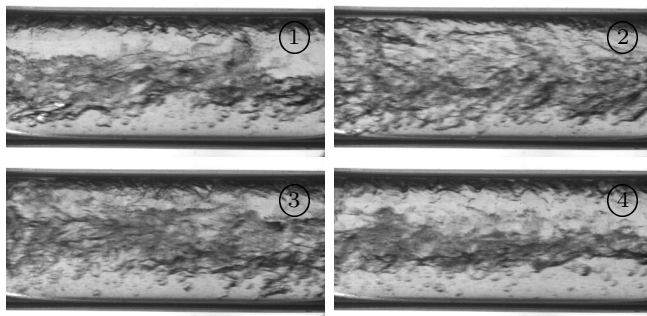
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	91.18
圧力 kPa	275.01
熱流束 kW/m^2	3.94
ボイド率 %	17.75
クオリティ	0.016
判定	OK
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.95 ERS02-07-02



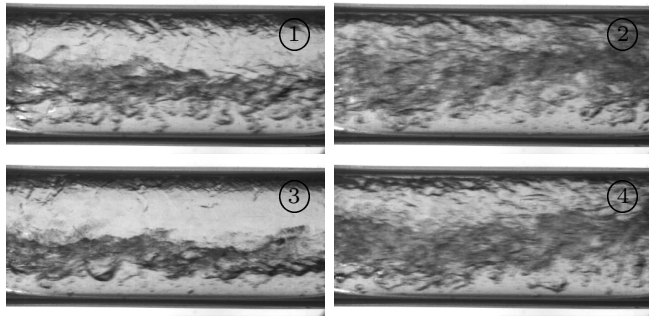
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	87.03
圧力 kPa	277.12
熱流束 kW/m^2	5.9
ボイド率 %	35.79
クオリティ	0.041
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.96 ERS02-07-03



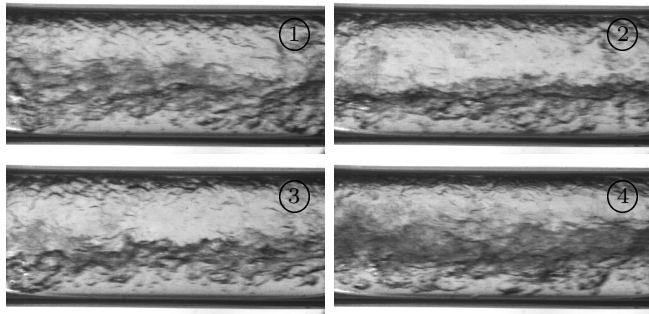
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	86.61
圧力 kPa	279.39
熱流束 kW/m^2	7.86
ボイド率 %	50.45
クオリティ	0.066
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.97 ERS02-07-04



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	81.62
圧力 kPa	281.05
熱流束 kW/m^2	9.8
ボイド率 %	56.99
クオリティ	0.097
判定	OK
流動様式	波状環状流 (WA)

図 4.98 ERS02-07-05



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	78.34
圧力 kPa	282.5
熱流束 kW/m^2	11.74
ボイド率 %	63.81
クオリティ	0.129
判定	OK
流動様式	波状環状流 (WA)

図 4.99 ERS02-07-06

※配管壁面温度が緊急停止水準に達したため自動で加熱を停止

【ERS02-08 の結果】

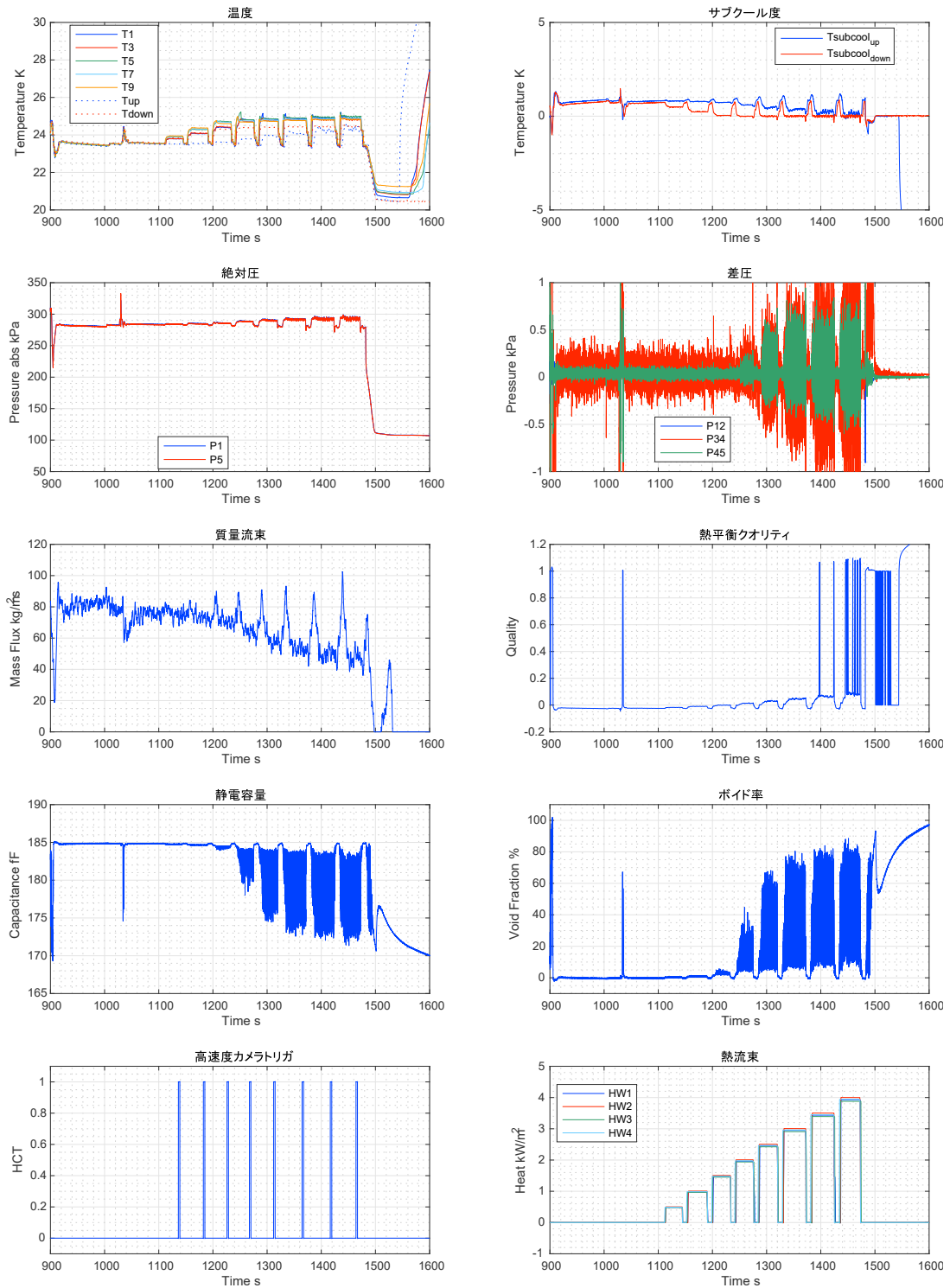
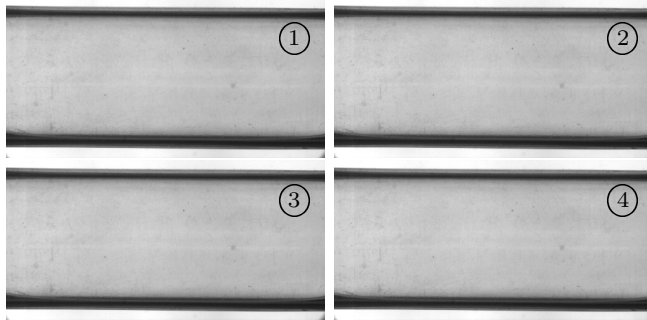
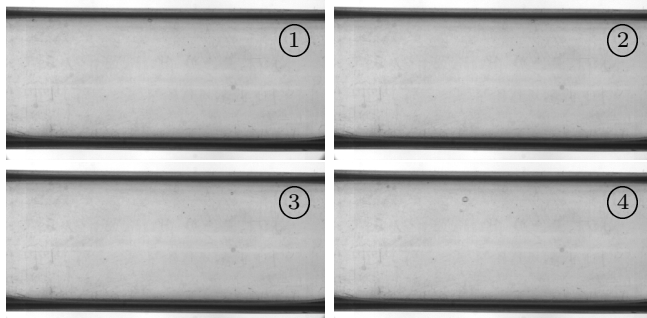


図 4.100 ERS02-08



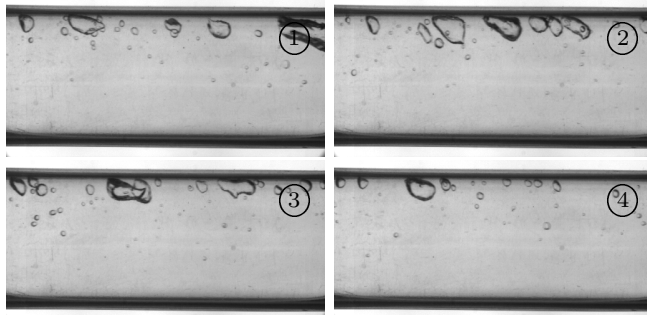
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	70.92
圧力 kPa	284.48
熱流束 kW/m^2	0.49
ボイド率 %	0.29
クオリティ	-0.017
判定	OK
流動様式	液単相 (LP)

図 4.101 ERS02-08-01



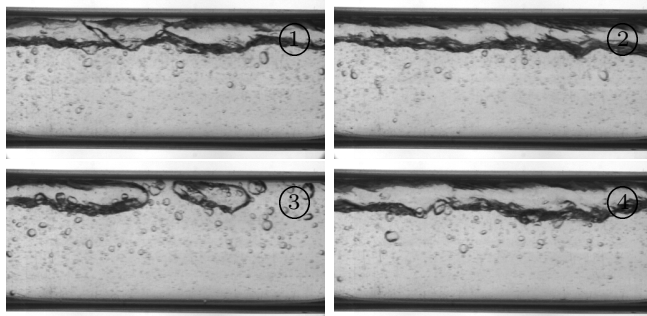
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	74.15
圧力 kPa	284.98
熱流束 kW/m^2	0.99
ボイド率 %	0.92
クオリティ	-0.01
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.102 ERS02-08-02



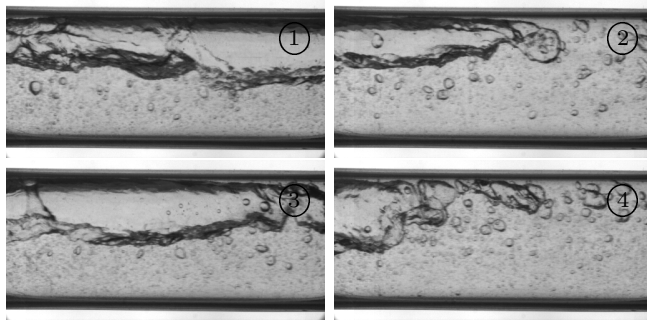
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	68.83
圧力 kPa	286.06
熱流束 kW/m^2	1.48
ボイド率 %	2.7
クオリティ	0.
判定	OK
流動様式	気泡流 (DB)

図 4.103 ERS02-08-03



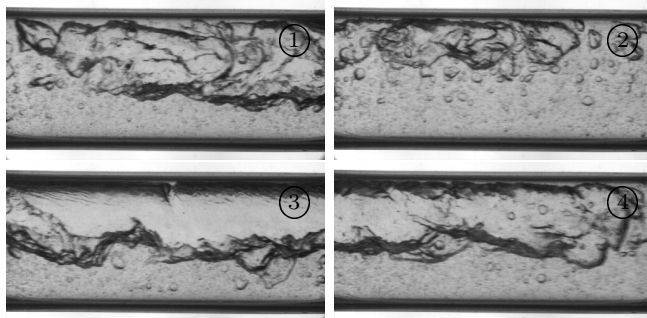
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	64.25
圧力 kPa	288.82
熱流束 kW/m^2	1.97
ボイド率 %	14.96
クオリティ	0.013
判定	OK
流動様式	プラグ流 (PL)

図 4.104 ERS02-08-04



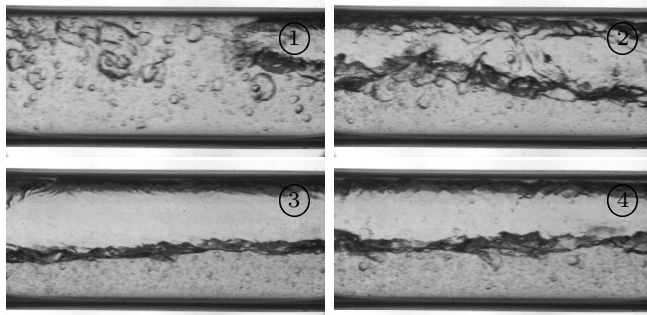
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	59.1
圧力 kPa	290.37
熱流束 kW/m^2	2.46
ボイド率 %	28.52
クオリティ	0.028
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.105 ERS02-08-05



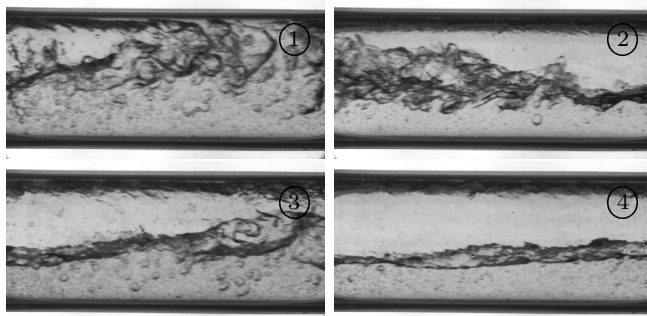
質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	52.09
圧力 kPa	291.64
熱流束 kW/m^2	2.95
ボイド率 %	38.08
クオリティ	0.048
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.106 ERS02-08-06



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	47.34
圧力 kPa	293.14
熱流束 kW/m^2	3.44
ボイド率 %	45.31
クオリティ	0.067
判定	OK
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.107 ERS02-08-07



質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$	47.83
圧力 kPa	293.58
熱流束 kW/m^2	3.94
ボイド率 %	50.12
クオリティ	0.079
判定	NG
流動様式	スラグ流 (SL)

図 4.108 ERS02-08-08

4.5 結言

第 4 章では、第 4.1 項と第 4.2 項実験装置の構成を、第 4.3 には実験手順を、4.4 には実験条件と結果をそれぞれまとめて示した。今回の実験では、液単相状態を基準として通電加熱によって沸騰水素の熱流動特性を取得した。実験条件はおよそ圧力：250-300 kPaA，温度：23.8-24.6 K，質量流束：50-110 kg/m²s，ボイド率 0-70% で、流動様式は液単相/気泡流/間欠流/環状流が取得できた。得られた実験結果について、ERS01-1 を対象に実験シーケンスと各計測値の変動の定性的な傾向を示した。ボイド率測定について、一部計測ができなかった部分があったが、その点を除けば全体を通じて良好な結果を得ることができた。第 5 章では本章で得られた結果をもとに解析と考察を行う。

第 5 章

沸騰水素の流動特性モデルの提案

本章では第 4 章の沸騰水素水平流動実験で得られた結果から沸騰水素の熱流動特性のモデル化を行う。第 5.1 項には静電容量型ボイド率計の精度評価結果を示したのち、真のクオリティとボイド率の関係、真のクオリティと熱平衡クオリティの関係について既存モデルとの比較から適用可能なモデルを示す。第 5.2 項と第 5.3 項にはそれぞれ流動様式判定手法と伝熱特性予測手法について、先行研究との比較から沸騰水素に特化したモデルの構築を行う。

5.1 ボイド率とクオリティの関係

5.1.1 ボイド率計測結果と計測精度評価

まず、第 3 章で示した沸騰水素流動実験用のボイド率計を大気温度から液体水素温度域まで連続して適用した際の結果を図 5.1 に示す。沸騰水素流動実験では通電加熱によって気液二相流状態を作り出す前に液単相流動を行う必要がある。図 5.1 に示すのは、実験番号 ERS02-03 を行う前に配管を水素温度まで冷却する予冷シーケンスの結果である。流動開始時は 150 kPa 以下の低圧条件で徐々に配管を蒸発ガスで冷却していき、供試体部分に液が到達したことを確認してから徐々に加圧していき流動中の液体割合を増加させる。この際図 5.1 から確認できる通り、流動初期の $t=0 \sim 1700$ 秒では光学計測の結果より気単相の流動にも関わらず、計測される静電容量が約 20 fF 上昇していることがわかる。これは第 3 章で示した温度ドリフトの影響であり、センサー構成部品の温度変化に起因する現象である。ただし、今回の結果は実験前に想定していた静電容量変化とは逆方向への遷移を示すことが分かった。すなわち、実験前の想定では温度低下に伴う樹脂配管部品の誘電率変化によって静電容量が減少するとしていたが、実際には静電容量は温度が低下するほど上昇している。ポリカーボネート樹脂部品がアクリルと同様に低温になればなるほど、その誘電率が減少するため計測される静電容量は減少する。一方構成部品の熱収縮による極板間隔の変化は静電容量上昇をもたらす。これらの影響は第 3 章で評価しており、誘電率変化の影響の方が極板間隔の変化の影響に比較して大きく、全体としては温度低下とともに計測される静電容量は低下するものと考えていた。今回の結果が示すのは、実際の熱収縮は想定よりも大きく、また温度に対する誘電率変化は想定よりも小さい、もしくは温度低下に伴って誘電率

が上昇していることが想定される。しかしながら、低温域までの誘電率・熱収縮の物性を取得することは困難であり、今回のボイド率計測は液単相が確認された後の極低温状態に限って実施するため、本結果に対する詳細な検討は行わないこととした。なお、温度ドリフトの影響は極低温状態に限っても 2% 程度生じていることを確認しており、その影響は後述する。

また、液体水素流動にボイド率計を適用した際に一時的に静電容量計測ができなくなることもあることを確認した。これは以前から問題になっていることであり、急激な温度変化に伴って電気部品の導通不良が生じていたためだと推測される。安定した計測を実現することは今後の課題となっている。なお、今回使用したボイド率計は極板の交換などを容易にするプロトタイプであり堅牢性は、H3 ロケットの上段エンジンの地上燃焼実験に適用したボイド率計^[135]に比較して劣っている。地上燃焼実験ではエンジン動作に伴う振動や電氣的ノイズに対しても安定した計測が可能であることを示しており、極板と配管をメタライズによって接合するなど堅牢な設計をおこなった場合は静電容量計測が不能となることは生じないと考えている。

つづいて加熱流動実験時のボイド率計測精度について ISO5725-1:1994 に準じて検討をお

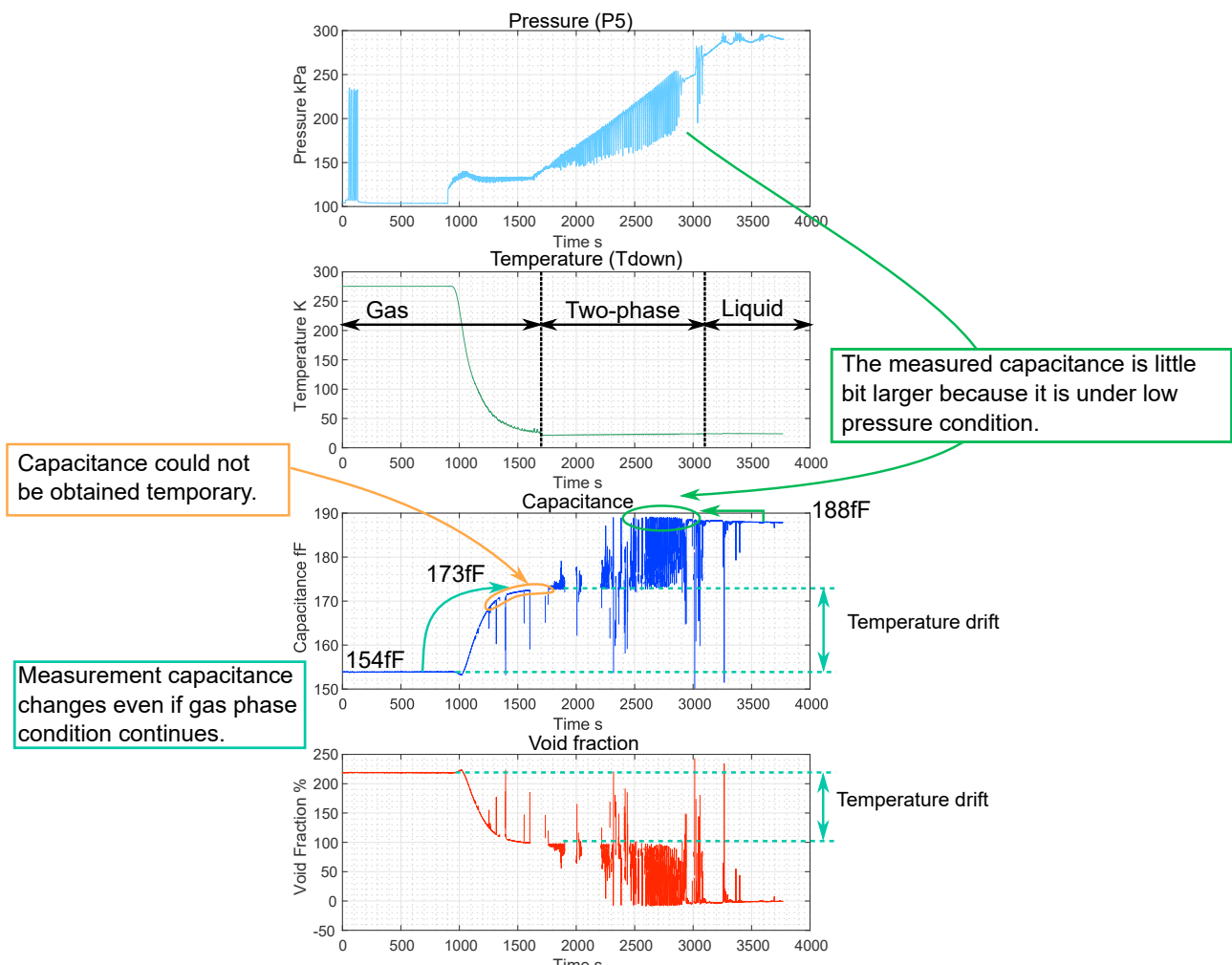


図 5.1 配管予冷時のボイド率計測結果

こなう。ISO5725-1:1994 においては図 5.2 に示すように精度と真度と正確度を定義している。第 3 章に示した通り，妥当性が検証済みの電場解析によって見積もられたセンサーの真度は $\mu = 0.07\%$ で，標準不確かさ (精度に関係する測定のみによるばらつき) は解析を行った 360 通りの流動様式を包含して $\epsilon_a = 2.36\%$ である。なお，電場解析で得られた誤差分布は正規分布に沿っており標準不確かさは標準偏差で求めることとする。実験に適用した際には，この不確かさのほかに同一条件における静電容量計測の不確かさ (環境ノイズなどに起因する変動) と実験ごとの静電容量計測の不確かさ (ケーブル取り回しによる静電容量変化・静電容量計の温度ドリフト・センサーの温度ドリフトなどを含む) を考慮する必要がある。同一条件における静電容量計測の標準不確かさ ϵ_b は，気液単相時の静電容量をボイド率計に換算したときの変動から推定することとし，電場解析で得られた誤差分布同様に，標準不確かさは標準偏差で求めることとする。無作為に抽出した気液単相時のボイド率計測結果は正規分布に従ってばらついており，この時の標準偏差を求めると，最大で 1.94% の標準不確かさがあることがわかった。温度ドリフトによる不確かさ ϵ_c は，日を跨がない実験前後の気単相時の静電容量からボイド率に換算し，その差を評価することとした。その結果最大で 3.84% の差があることが分かった。温度ドリフトの影響については影響のばらつきが，正規分布に乗っているかを検証できるだけのサンプルを得ることができなかったため，標準不確かさは測定のみによるばらつきが三角分布もしくは矩形分布に従っていると仮定して算出した。今回温度ドリフトの影響が実験を多数回実施した際に三角分布にしたがって生じるとした際は標準不確かさが $\epsilon_c = 0.78\%(3.84/2/\sqrt{6})$ ，矩形分布にしたがって生じるとした際は標準不確かさが $\epsilon_c = 1.11\%(3.84/2/\sqrt{3})$ と求められる。以上から合成標準不確かさを二乗和の平方根を取ることで ($\epsilon = \sqrt{\epsilon_a^2 + \epsilon_b^2 + \epsilon_c^2}$) 算出すると，温度ドリフトの影響が三角分布の場合は 3.15%，矩形分布の場合は 3.25% となる。したがって，95% 信頼度で拡張不確かさを取ると包含係数 $Z = 1.96$ となり，計測の正確度 ($U = \mu \pm Z\epsilon$) はそれぞれ $0.07\% \pm 6.18\%$ もしくは 6.37% となる。温度ドリフトの影響は実験回数を重ねると矩形分布ではなく正規分布もしくは三角分布に近い分布になると考えられ，この場合約 $\pm 6\%$ の正確度で計測が可能であると考えられる。なお，温度ドリフトによる影響を考慮せず，各実験ごとの計測正確度を評価すると 95% 信頼度で 4.7% となり，各実験ごとに校正を行えば 5% 以上の正確度でボイド率を計測可能であると結論付けた。

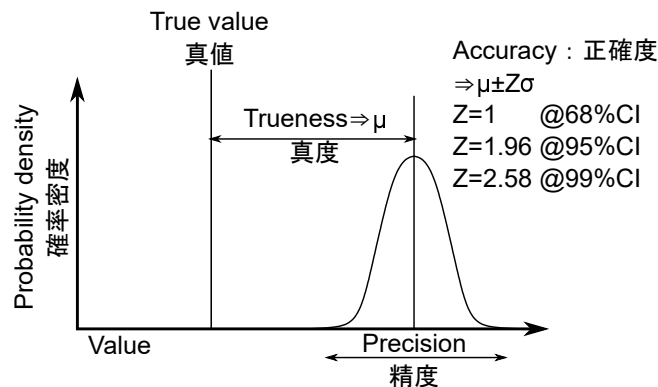


図 5.2 精度と真度と正確度

5.1.2 ボイド率とクオリティの関係

前述の通り，気液二相流状態を決定づける重要なパラメーターとして，ボイド率とクオリティがある．クオリティは流体のエンタルピから求められる熱平衡クオリティと真のクオリティに分類でき，前者が計測可能であるのに対して後者は計測が困難である．ボイド率については，本研究で開発を行ったボイド計で計測が可能である．また実際のエンジンでの流動状態を把握しようとした際，流体への入熱量を把握することは困難であることから熱平衡クオリティは算出できないため，ボイド率のみが計測可能な指標となる．これらの 3 つのパラメーターは相互に変換が可能であると，例えば 1 次元の配管計算やリアルタイムの流動特性計測などに対して適用することが可能となる．しかし沸騰水素二相流に対して提案・実証されたモデルは存在しないのが現状である．図 5.3 にボイド率とクオリティの相互変換モデルの意義を示し，以下に先行研究例から沸騰水素二相流に適用可能なモデルを検討する．

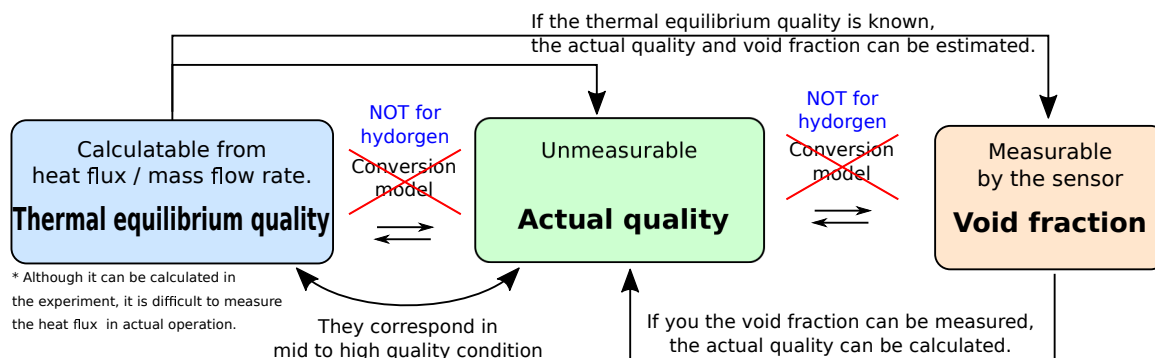


図 5.3 ボイド率-クオリティ換算モデルの意義

5.1.2.1 ボイド率と真のクオリティの相互変換モデル

まず，真のクオリティとボイド率の換算モデルの検討を行うために，飽和沸騰域（熱平衡状態が成立したとみなせる領域）に着目する．飽和沸騰域では，加熱量から算出した熱平衡クオリティが真のクオリティに一致するとみなすことができ，熱平衡状態を仮定して提案された既存のボイド率-真のクオリティ換算モデルを，熱平衡クオリティと計測ボイド率から評価することができるようになる．ボイド率と真のクオリティの相互変換モデルは第 2 章で述べた通り大きく，スリップ比モデル，分離流モデル，ドリフトフラックスモデルに分けられる．まずボイド率と真のクオリティには，定義上以下の関係が成立する．

$$\alpha = \left[1 + S \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \right) \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \right]^{-1} \quad (5.1)$$

この関係を基本として次のように拡張した変換モデルをスリップ比モデルと呼ぶこととする．

$$\alpha = \left[1 + S \left(\frac{1 - \chi}{\chi} \right)^l \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^m \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^n \right]^{-1} \quad (5.2)$$

例えば $S = l = m = 1, n = 0$ であれば, 式 (5.1) における $S=1$ と同値で, 気液が均質に混合することを示す. 分離流モデルでは気液が完全に層状分離したとして, 式 (2.35) で表される LM パラメータを用いてボイド率と対応づけるモデルである. ドリフトフラックスモデルは, Zuber らによって検討されたモデルで, 分布定数 C_0 とドリフト速度 V_{Gj} を用いて次式でクオリティからボイド率へ換算するモデルであり次式で整理される.

$$\alpha = \frac{\chi}{\rho_G} \left[C_0 \left(\frac{\chi}{\rho_G} + \frac{1-\chi}{\rho_L} \right) + \frac{V_{Gj}}{G} \right]^{-1} \quad (5.3)$$

この手法は管内でのボイド率分布や速度分布を考慮しているにもかかわらず, 上式のような簡単な形で表されるため様々な分野で使用されている. ただし, ボイド率と真のクオリティの相互関係においては $\chi = 0$ で $\alpha = 0$ とはなるものの, V_{Gj} がクオリティによらないとする場合 $\chi = 1$ で $\alpha = 1$ とはならないので注意が必要である. 今回は以上をベースとする代表的な相互変換モデルとして, 表 5.1 に示す 14 の換算式を比較する.

まず, 定性的な傾向を見るために, 実験で得られた熱平衡クオリティ-ボイド率計測結果を図 5.4 に示す. この図からも明らかなおり, 熱平衡クオリティが 0 の時には, 計測されたボイド率が 0 に一致しておらず, サブクール沸騰が生じていたことが明らかである. 世古口らによって提案された熱平衡クオリティ-真のクオリティ換算モデル^[136]を用いると今回の実験範囲では, 熱平衡クオリティ最大で 0.025 程度から飽和沸騰域に遷移すると見積もられる. ボイド率とクオリティの

表 5.1 代表的なクオリティ-ボイド率変換モデル (表 2.1 に対応)

モデル	関係式		
スリップ比	(a)	Homogenous	$S = 1, l = 1, m = 1, n = 0$
モデル	(b)	Winterton	$S = 0.93 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.11} + 0.07 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.561}, l = 1, m = 1, n = 0$
	(c)	Ahmad	$S = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.205} \left(\frac{Gd}{\mu_L} \right)^{-0.016}, l = 1, m = 1, n = 0$
	(d)	Smith	$S = e + (1 - e) \left\{ \frac{\frac{\rho_L}{\rho_G} + e \left(\frac{1-\chi}{\chi} \right)}{1 + e \left(\frac{1-\chi}{\chi} \right)} \right\}^{0.5}$ $e = 0.4, l = 1, m = 1, n = 0$
	(e)	Kahlil	$S = 3 + 27.3\chi, l = 1, m = 1, n = 0$
	(f)	Zivi	$S = 1, l = 1, m = 2/3, n = 0$
	(g)	Fauske	$S = 1, l = 1, m = 0.5, n = 0$
	(h)	Thom	$S = 1, l = 1, m = 0.89, n = 0.18$
	(i)	Butterworth	$S = 0.28, l = 0.64, m = 0.36, n = 0.07$
	(j)	Steiner(SL)	$S = 8.5 \left(\frac{G^2}{(\rho_L^2 dg)} \right)^{0.4}, l = 0.8, m = 0.8, n = 0$
分離流モデル	(k)	Lockhart-Martinelli	$\alpha = 1 - \left(1 + \frac{31}{X} + \frac{1}{X^2} \right)^{-0.43}$
DF モデル	(l)	Zuber	$C_0 = 1.13, V_{Gj} = 1.41 (g\sigma (\rho_L - \rho_G))^{0.25}$
	(m)	Rouhani	$C_0 = 1.12(1.54@low \text{ mass flow})$ $V_{Gj} = 1.18 \left\{ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{0.25}$
	(n)	Steiner(DF)	$C_0 = 1 + 0.12(1 - \chi)$ $V_{Gj} = 1.18 (1 - \chi) \left\{ \frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{0.25}$

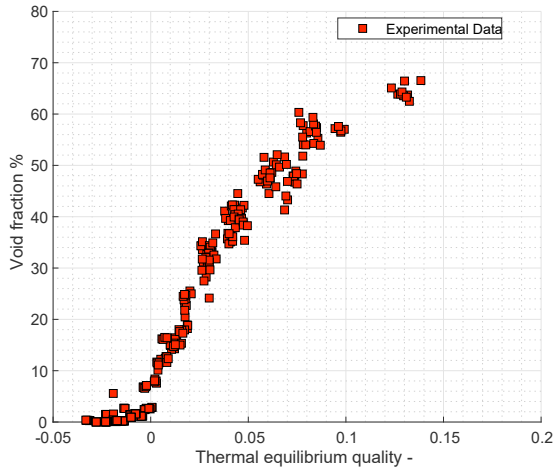


図 5.4 熱平衡クオリティ-ボイド率の関係

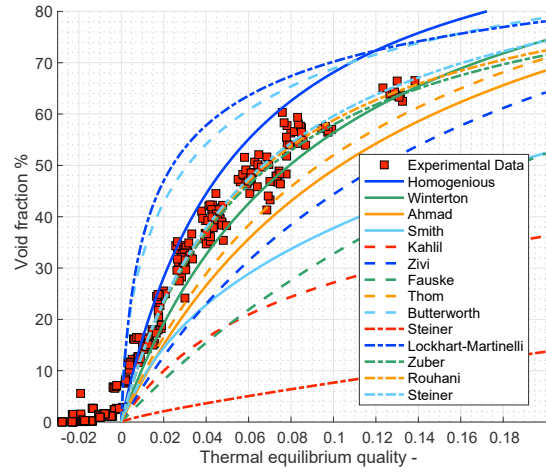


図 5.5 ボイド率変換モデルの比較

比較だけではサブクール沸騰域と飽和沸騰域を明確に区分することはできないが、世古ららの熱平衡クオリティ-真のクオリティ換算モデルを参考にここでは熱平衡クオリティが 0.03 以上の領域を飽和沸騰域とみなし、この範囲で上述した既存モデルと実験値の比較を行う。図 5.5 に実験で得られた熱平衡クオリティ-ボイド率計測結果に対する、各モデルとの比較を示す。図 5.5 からわかる通り、モデルによって大きな差があり、多くのモデルで実験値を捉えられないことがわかる。特に極低温流体に対して提案された (e)Kahlil のモデルと (j)Steiner のモデルがどちらも水系のシステムに提案されたモデルよりも実験点から大きく離れているのは興味深い点である。これは水系のモデルは比較的大きな飽和圧力範囲を対象にモデリングされており、Kahlil のモデルと Steiner のモデルは窒素もしくはヘリウムのみで特化してフィッティングを行い得られた結果であったため、水素物性への適応ができなかったものと考えられる。

続いて、定量的な比較を行うべく、表 5.2 に示す通り誤差の絶対値平均、誤差の単純平均、誤差の標準偏差によって評価することとした。なお各実験点の誤差を

$$\epsilon_i = \alpha_{\text{measure},i} - \alpha_{\text{calc},i} \quad (5.4)$$

で評価し、それぞれの誤差指標は

$$\text{誤差の絶対値平均} : \bar{\epsilon}_{\text{abs}} = \frac{\sum |\epsilon_i|}{N} \quad (5.5)$$

$$\text{誤差の単純平均} : \bar{\epsilon} = \frac{\sum \epsilon_i}{N} \quad (5.6)$$

$$\text{誤差の標準偏差} : \sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum |\epsilon_i - \bar{\epsilon}|^2} \quad (5.7)$$

で定義する。この表からわかる通り、スリップ比モデルや分離流モデルよりもドリフトフラックスモデルが良好な結果を示すことがわかる。その中でも (n)Steiner のモデルは平均誤差の観点から最も予測精度が高いといえる。また Steiner のモデルは基本的なドリフトフラックスモデルの欠点である熱平衡クオリティが 1 の時にボイド率を 1 に一致しない問題を解消していることから、水素二相流において本モデルが最良だと結論付けた。Steiner のモデルはスリップ比モデ

表 5.2 各モデルによって得られた換算ボイドと計測ボイド率の差 (表 2.1 に対応)

モデル	絶対値平均誤差	平均誤差	標準偏差
(a) Homogenous	7.68%	-7.67%	2.84%
(b) Winterton	4.44%	4.26%	2.86%
(c) Ahmad	10.83%	10.83%	2.76%
(d) Smith	17.63%	17.63%	3.66%
(e) Kahlil	25.76%	25.76%	5.09%
(f) Zivi	14.91%	14.91%	2.73%
(g) Fauske	24.12%	24.12%	3.21%
(h) Thom	8.30%	8.30%	2.79%
(i) Butterworth	13.81%	-13.81%	3.75%
(j) Steiner(SL)	40.81%	40.81%	7.48%
(k) Lockhart-Martinelli	16.56%	-16.56%	4.50%
(l) Zuber	2.17%	1.15%	2.52%
(m) Rouhani	1.93%	0.36%	2.51%
(n) Steiner(DF)	1.92%	-0.11%	2.52%

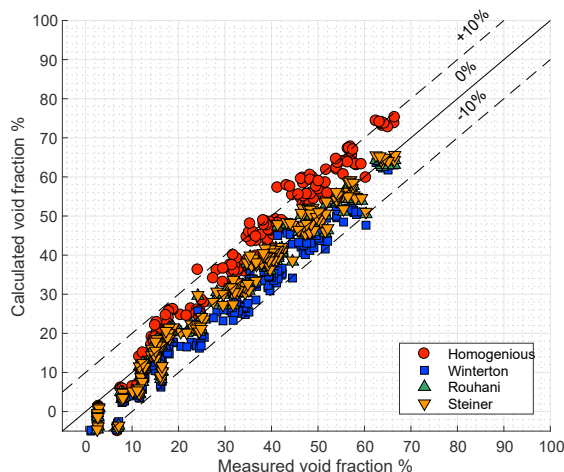


図 5.6 ボイド率換算モデルの比較 (a,b,m,n モデル抜粋)

ルに比較して考慮している物性値の数が多いこと、近年はフロン系冷媒をはじめ多くの流体に対して使用されており有用性が実証されていること、静電容量型ボイド率計の校正に使用される例もあること^[137,138] から今回得られた結果は静電容量型ボイド率計の計測精度を実証したともいえる。ドリフトフラックスモデル以外に着目すると (b)Winterton のモデルと (a) 均質流モデルが比較的良好な結果を示すことがわかる。Winterton は Thom の水-蒸気二相流の実験値に対してフィッティングを行ったもので、密度のみしか考慮していないにもかかわらず良好な結果を示すのは興味深い点である。これはほかのスリップ比モデルよりも幅広い圧力範囲を対象にフィッティングを行っているため、水素に対しても比較的良好な結果が得られたものと考えられる。また Winterton のモデルでスリップ比を評価すると今回の実験範囲では $S=2$ 以下と見積もられ、既存モデルで用いられてきた作動流体に比較して、均質的な流れであったといえる。これは、水素の密度比がほかの流体に比較して小さいためだと考えられる。さらに計測されたボイド率と

Steiner のモデルで換算したボイド率を比較して図 5.6 に示す。この図からもボイド率が 20% 以上の熱平衡状態が成立していると仮定される領域では誤差 0% を中心に誤差が分散しているが、ボイド率 20% 以下の熱平衡が成立しない状態においてはボイド率を小さく換算していることが確認できる。以上の結果から (n)Steiner のモデルが最も精度よく真のクオリティからボイド率に変換可能であると結論付けた。

5.1.2.2 熱平衡クオリティと真のクオリティ

続いて、熱平衡クオリティと真のクオリティの対応を検討する。前項で扱った各種モデルではクオリティとして真のクオリティを用いることが前提となる。しかしながら沸騰初期は、流体平均温度が飽和温度に達していなくても気泡が生成するサブクール沸騰状態となる。この場合入熱量から算出される流体平均エンタルピは、圧力から決定される飽和液エンタルピよりも小さいため熱平衡クオリティは 0 以下の値として定義され、熱平衡状態が成立していないことは明らかである (図 5.7 参照)。このような非熱平衡状態における真のクオリティ算出方法として有力な手法は大別して、伝熱機構をモデル化する mechanistic モデルと気泡離脱開始点と熱平衡が発生される点を何らかの適切な関数でフィッティングする profile-fit モデルが挙げられる。ここでは表 5.3 に示す 4 つの真のクオリティ換算モデルについて検討を行うこととする。なお、すべてのモデルで真のクオリティ-ボイド率モデルは Steiner のドリフトフラックスモデルで統一することとした。

熱平衡クオリティを既存モデルで真のクオリティへ換算した結果を図 5.8 に、さらに Steiner の式を用いて換算したボイド率と計測されたボイド率を図 5.9 で比較する。本結果より明らかのように (b)Bowring のモデルでは真のクオリティを過少に見積もることがわかる。この原因としては、サブクールボイドパラメーターとされる $1 + e_b$ が水-蒸気系二相流に対して提案されており、水素二相流では $1 + e_b$ が Bowring の提案する値よりも小さくなるべきであるということが考

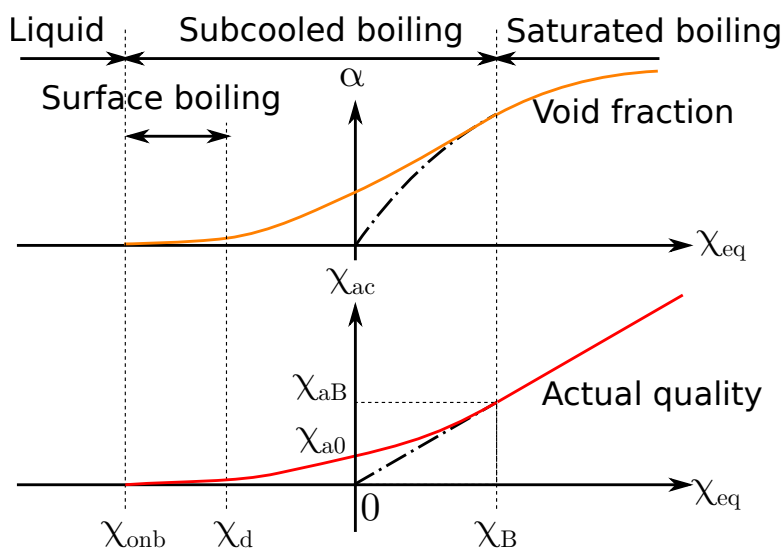
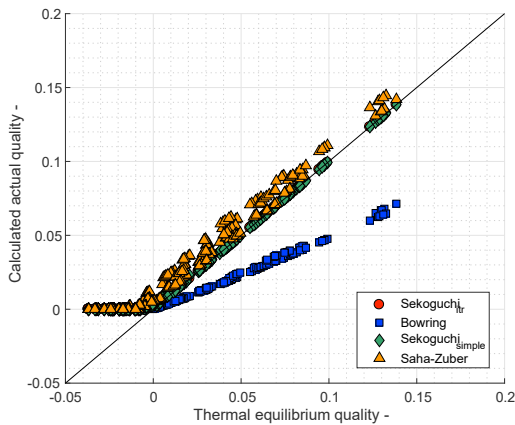


図 5.7 サブクール沸騰

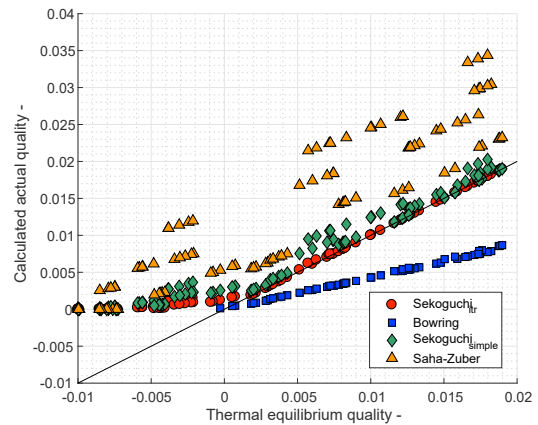
えられる。また、(d)Saha-Zuber のモデルではボイド率を過大に見積もることがわかった。一方世古口のモデルでは (a) 反復法、(c) 簡易法ともに (b)(d) に比較して良好な結果を示すことが分かった。定量的な比較を行うべく、表 5.4 に真のクオリティ換算モデルによって得られた換算ボイドと計測ボイド率の差を示す。本結果から、真のクオリティ換算後の計測ボイド率との絶対値平均誤差、ばらつきの観点から (a) 世古口反復法が最も換算精度が高いといえる。一方簡易手法は、真のクオリティとして熱平衡クオリティを用いた場合に比較して低クオリティ域での換算精度が向上しており、平均誤差の観点では世古口の反復手法よりも良好な結果を示しているが、換算後のデータのばらつきが大きくなっている。この原因として考えられるのは世古口簡易法では熱平衡クオリティ 0 における真のクオリティ換算値に水に対してフィッティングを行った値が含まれており、この係数が換算のばらつきを大きくし、絶対値平均誤差を増大させているものと考え

表 5.3 真のクオリティ換算モデル

モデル	関係式
(a) 世古口反復法 (Mechanistic model)	ボイド率 α を仮定して、以下の式群から χ_{ac} を導出。 $\overline{h_{sp}} = 0.023 \frac{k}{d} \left(Re_{Lt} \frac{1-\chi_{ac}}{1-\alpha} \right)^{0.8} Pr_L^{1/3}, \quad Bo^* = \frac{qC_p}{i_{GL}h_{sp}}$ $y_s^* = \left\{ \frac{5}{6} \left(1 + \frac{\chi_{eq}}{Bo^*} \right) \right\}^7, \quad \chi_{ac} = Bo^* \left(\frac{2}{7} y_s^{9/7} - \frac{3}{35} y_s^{16/7} \right)$ Steiner の式から求められるボイド率となるまで反復計算。 ただし $0.2Bo^* < \chi_{eq} < 1$ ならば $\chi_{ac} = \chi_{eq}$
(b) Bowring (Mechanistic model)	$\chi_{ac} = \frac{1}{1+e} \left[(\chi_{eq} - \chi_d) + \frac{h_{Lt} i_{GL}}{2C_{pL} q / 10000} (\chi_{eq} - \chi_d)^2 \right]$ $h_{Lt} = \frac{k_L}{D} 0.023 Re_{Lt}^{0.8} Pr_L^{0.4}, \quad \chi_d = -\frac{C_{pL}}{i_{GL}} (14 + 0.987p/1000) \frac{q/10000}{100 \times u_{in}}$ $1 + e_b = 1 + 3.2 \left(\frac{\rho_L C_{pL}}{\rho_G i_{GL}} \right)$
(c) 世古口簡易法 (Profile-fit model)	$\chi_{ac} = B \zeta e^{(-A/\zeta)}$ $\chi_d = -13.5 Bo^{0.65}, \quad \chi_{a0} = 4.4 Re_{Lt}^{0.2} Pr_L^{2/3} Bo, \quad \zeta = \frac{\chi_d - \chi_{eq}}{\chi_d}$ $A = \left(-\frac{\chi_d}{\chi_{a0}} \right) e^{-1}, \quad B = \chi_{a0} e^A$
(d) Saha-Zuber (Profile-fit model)	$\chi_{ac} = \frac{\chi_{eq} - \chi_d \exp\left(\frac{\chi_{eq}}{\chi_d} - 1\right)}{1 - \chi_d \exp\left(\frac{\chi_{eq}}{\chi_d} - 1\right)}$ $\chi_d = -\frac{q}{0.0065 i_{GL} G} \text{ if } (Pe > 70000), \quad \chi_d = -\frac{q C_{pL} D_e}{455 i_{GL} k_L} \text{ if } (Pe \leq 70000)$



(a) 全クオリティ域



(b) 低クオリティ域のみ抜粋

図 5.8 熱平衡クオリティ-真のクオリティ換算結果

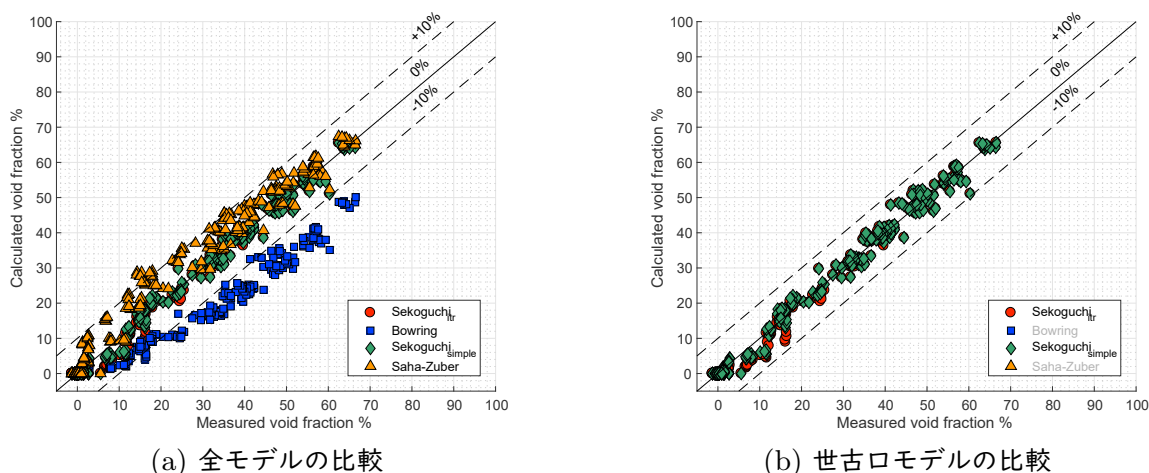


図 5.9 換算ボイド率-計測ボイド率比較結果

表 5.4 真のクオリティ換算モデルによって得られた換算ボイドと計測ボイド率の差

モデル	絶対値平均誤差	平均誤差	誤差の標準偏差
世古口反復	1.55%	-0.53%	2.20%
Bowring	13.52%	-13.52%	4.68%
世古口簡易	1.36%	-0.11%	1.99%
Saha-Zuber	3.67%	3.20%	3.99%

える。したがって今後実験点を増やして、世古口らと同様な方法で水素二相流系に対して係数を導出すればさらなる高正確度化が図れると考えられる。ここで、(a) 世古口反復法と (c) 世古口簡易法の計算時間を比較すると反復法のほうが簡易法に比較して 6 万倍以上の計算コストとなることがわかった。反復法については Matlab のシンボリック計算で方程式の解を得ていることが計算コスト増大の一因ではあるが、その影響を差し引いても簡易法に比較して計算にかかる時間が増大する。以上の結果から、世古口反復法に比較してばらつきが大きくなるものの、計算コスト面と換算精度の双方の面から世古口簡易法が水素二相流の真のクオリティを推定する手法として適しており、その推定精度はボイド率換算で $-0.11\% \pm 3.90\%$ (95% 信頼度, 平均誤差 ± 1.96 誤差の標準偏差) と結論付けた。

5.1.2.3 換算モデルによる実験値の整理

実験で得られた時系列データについて、熱平衡クオリティからボイド率へ換算した結果を示す。換算方法は図 5.10 に示す。図 5.11 と図 5.12 に、予冷データを含めて相互の変換を施した結果を示す。それぞれ上から、加熱量、温度、絶対圧、質量流束、クオリティ (青：熱平衡クオリティ, 赤：真のクオリティ), ボイド率, (青：計測値, 赤：計測値について 1 秒間の移動平均, 熱平衡クオリティから換算したボイド率), 位置毎のボイド率換算値を示す。まず、高熱流束条件における予冷中のデータ (図 5.12 の 200 秒から 460 秒) ではテストセクション入口で液単相が達成できていないため、熱平衡クオリティが定義できず、ボイド率へも換算できないことがわかる。このような熱平衡クオリティが計測できない領域ではボイド率計による流動状態検知に意義があるといえ

る。続いて加熱シーケンス (図 5.11 の 500 秒から 1080 秒と図 5.12 の 550 秒から 880 秒) では、双方の結果から静電容量型ボイド率計では、瞬時的な変動をとらえられるため波形振動が大きくなっているが、その移動平均をとった結果と熱平衡クオリティから換算したボイド率は定量的に一致していることがわかる。次に加熱開始直後 (各実験で壁面温度が上昇し始めた点) は換算ボイド率は実測ボイド率に比べて遅れをもって追従していることがわかる。これは熱平衡クオリティを供試体最下流部分のコリオリ流量計出力値から算出しており計測の時間遅れが生じていたことに起因すると考えられる。また、特に高熱流束時にクオリティにスパイクが立ち、これに合わせて換算ボイド率が 100% に張り付く領域が生じることがわかる。これは急激な気泡生成によって質量流量が低下して供試体入口で気液二相流になってしまうことに起因する。このような非定常性が強い現象においては静電容量型ボイド率計の計測値が実際の計測区間におけるボイド率やクオリティに一致し、熱平衡クオリティからだけでは計測できないことから、静電容量型ボイド率計の優位点はこのような流れへの適用にあるといえる。一方、今回の実験では、供試体の最下流部分でしかボイド率を計測していなかったが、上記モデルを用いることで、各図の最下部に示すように、各温度計測位置でのボイド率が熱平衡クオリティから推算できる。ここで得られた結果は流動が安定化した後の領域のみ妥当な結果であるといえるが、実際にボイド率が計測できない加熱管の任意の点においてクオリティとボイド率双方の情報を取得・推定できることは後述する流動様式や熱伝達特性を任意の位置で推算可能であることを示す。

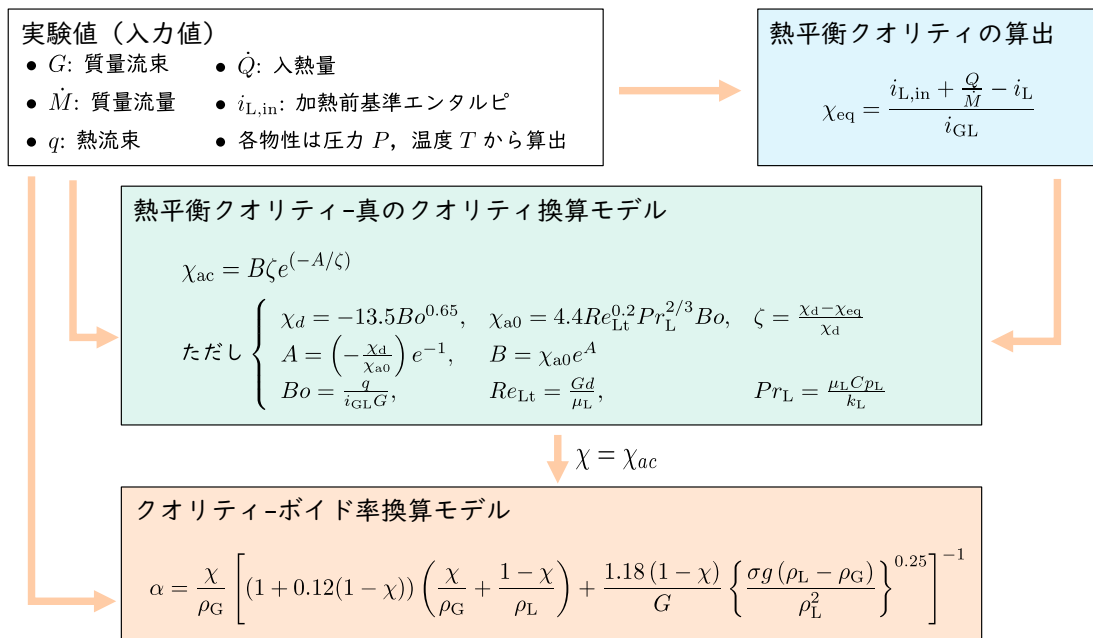


図 5.10 ボイド率換算モデル方法

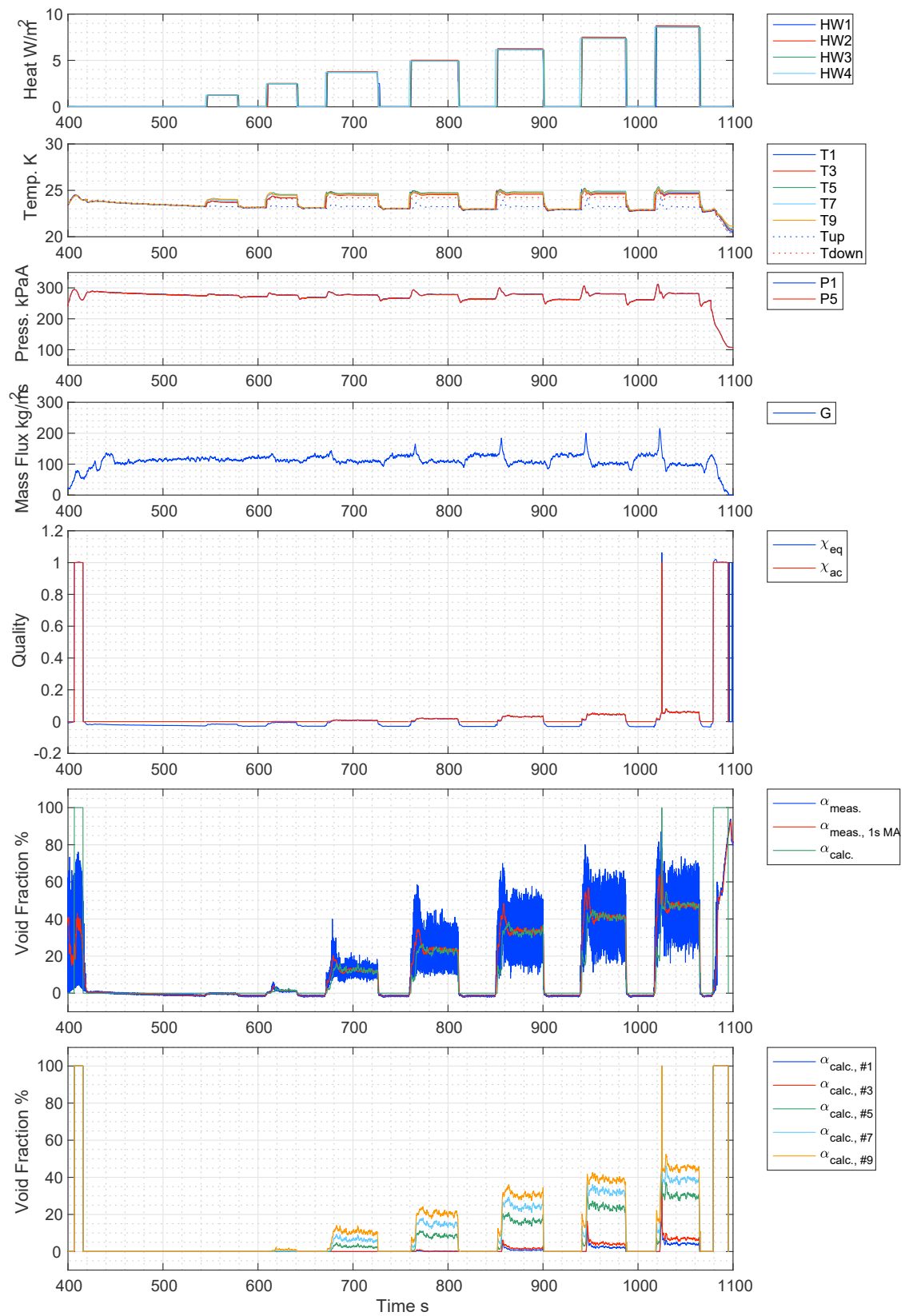


図 5.11 ERS01-03(低熱流束条件)

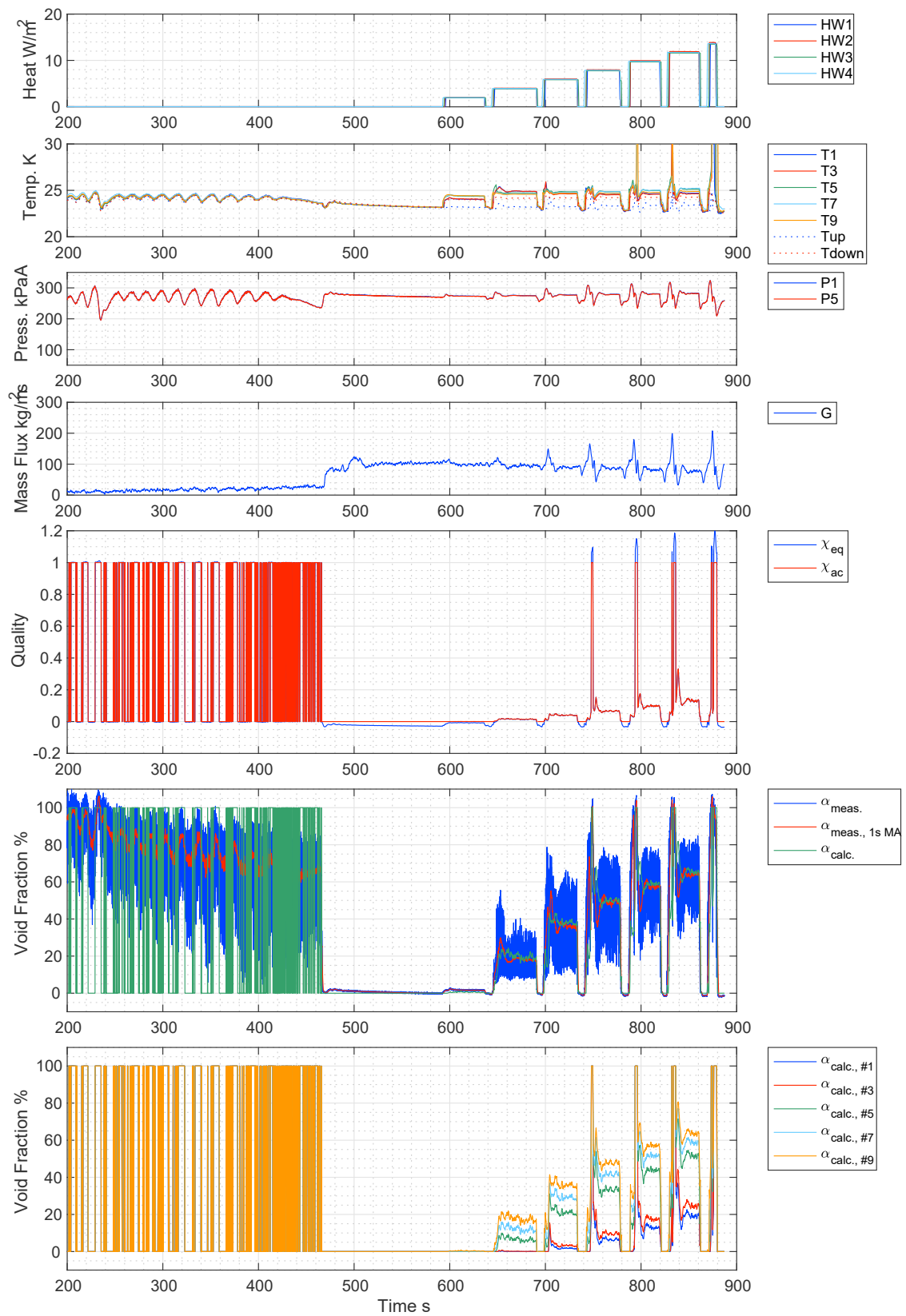


図 5.12 ERS02-07(高熱流束条件)

5.2 流動様式判定モデルの構築

流動様式の分類に関しては、その研究者ごとの解釈があったのでここではまず、本研究における流動様式の定義を表 5.5 と図 5.13 のように定義する。実際に得られた高速度カメラ取得画像から目視にて流動様式を分類した結果は章頭で示した通りである。なお、流動様式の分類では個々人の感覚による影響をできるだけ小さくすべく、本研究グループ 5 名と内 1 名の反復判定の評価での最頻値を最終の評価値として選択することとした。今回の実験範囲では、層状流・波状流・気単相以外の流動様式が観察された。気泡流は高流量かつ低加熱量の時に確認された。プラグ流は、気泡流から加熱量を増やしスラグ流に遷移する過程で確認でき、すべての流量において低加熱量において観察された。スラグ流は、本実験の範囲で最も多く確認された流動状態であり、低流量では中程度の加熱量において、高流量では最大加熱量まで観察された。間欠環状流と波状環状流の目視での判断は困難であったが、高流量域で加熱量を増やしていくと間欠環状流に遷移し、低流量下で加熱量を増やすことで波状環状流へ遷移する傾向を確認した。また実験で得られた実際の流動様式を表 5.5 に対応させて図 5.14 から 5.20 に示す。

表 5.5 本研究における流動様式の定義

流動様式	分類	英語表記	略称
(a) 液単相	完全に液のみの流動状態。	Liquid phase flow	LP
(b) 気泡流	球形に近い気泡が分散して多量に観察できる流動状態。	Dispersed bubbly flow	DB
(c) スラグ流	配管径の半分以上を占めるような気泡塊が間欠的に観察できる流動状態。プラグ流と総称して間欠流とする。	Slug	SL
(d) プラグ流	管上部に配管径に対して小さな細長い大気泡が存在する流動状態。スラグ流と総称して間欠流とする。	Plug	PL
(e) 層状流	上下に気液が分離しており、界面が波立っていない流動状態	Stratified smooth flow	SS
(f) 波状流	上下に気液が分離しており、界面が波立っている流動状態。ただし波は上部には到達しない。	Stratified wavy flow	SW
(g) 間欠環状流	環状流のように管壁に液膜が観察できるが、一定の周期で液の塊が到達する環状流の特徴と間欠流の特徴を併せ持つ流動状態。	Intermittent-annular flow	IA
(h) 波状環状流	環状流のように管上部にも液膜が観察できるが、液の量が比較的多く、管底部に厚い液膜が存在する流動状態。	Wavy-annular flow	WA
(i) 環状流	中心に気相が、管壁部分には液膜が観察される流動状態。	Annular flow	AN
(j) 気単相	完全に気のみ流動状態。	Gas phase flow	GP

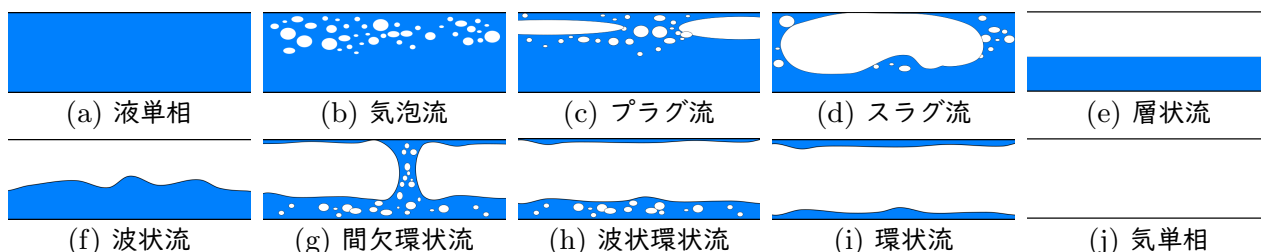


図 5.13 本研究における流動様式の定義

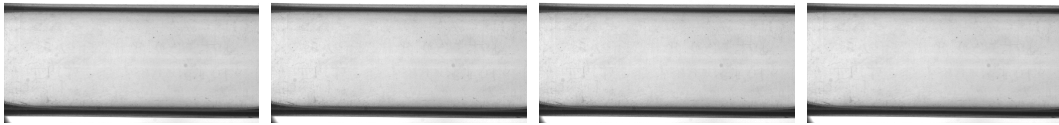


図 5.14 液単相 (a), ERS02-03-01

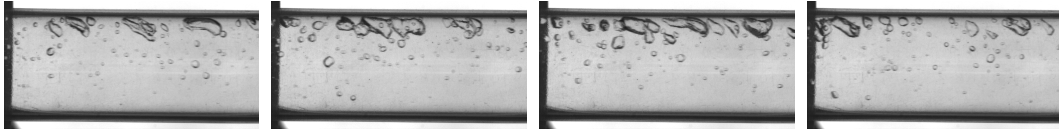


図 5.15 気泡流 (b), ERS02-05-03

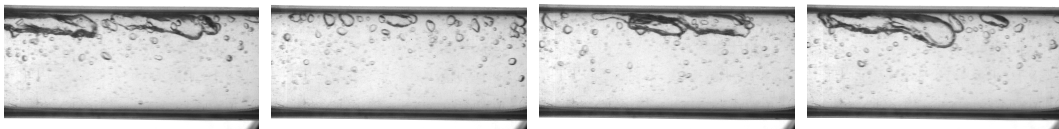


図 5.16 プラグ流 (c), ERS02-02-02

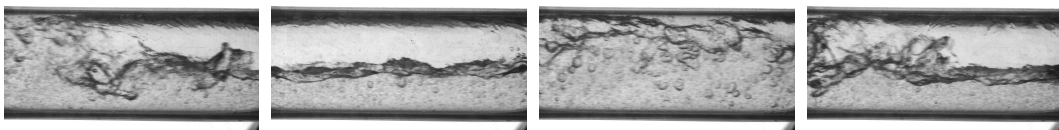


図 5.17 スラグ流 (d), ERS02-02-03

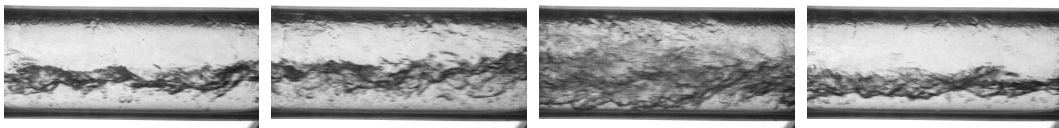


図 5.18 間欠環状流 (g), ERS02-02-08

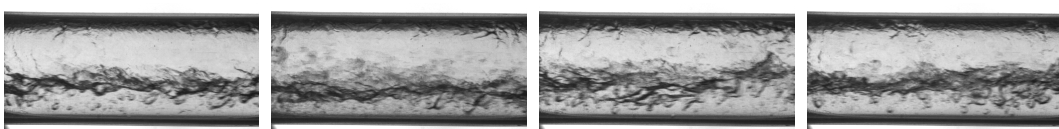


図 5.19 波状環状流 (h), ERS02-04-08

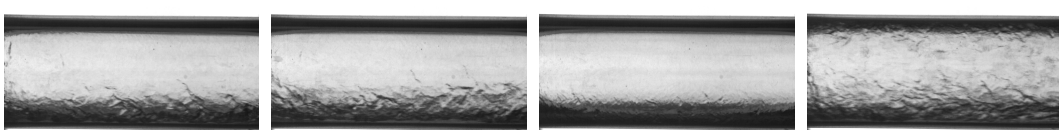


図 5.20 環状流 (i), ERS02-03-08

まず、定性的な流動様式の遷移状況を調べるために、静電容量型ボイド率計によって計測されたボイド率と熱平衡クオリティから、質量流束に対する流動様式の判定結果を図 5.21 に示す。凡例は表 5.5 に一致する。スラグ流とプラグ流の境界については目視による判定では曖昧さが残るため、間欠流グループとしてどちらも緑色のプロットで示すこととした。また波状環状流・環状環状流についても目視による判定では曖昧さが残るため、環状流グループとして黄色色のプロットで示すこととした。本結果より少なくとも質量流束が $50 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以上では分離流 (波状流 (SW)) と層状流 (SS)) は発生しないことが分かった。ただし高ボイド率・高クオリティ側では低質量流束域で波状環状流 (WA) が観察されたことから、高ボイド側に行くほど分離流遷移線が高質量流束側に位置することが予測される。これは後述する過去に検討された流動様式線図と一致する傾向といえる。続いて液単相 (LP)-気泡流 (DB) 遷移線①であるが、熱平衡クオリティに着目すると $\chi_{\text{eq}} = -0.02$ から 0.01 辺りに遷移線が位置することがわかる。これは前項で述べた通り、サブクール沸騰によって小気泡が生じているためである。気泡流 (DB) から間欠流 (IA, プラグ流 (PL)・スラグ流 (SL)) への遷移線②は $\chi_{\text{eq}} = 0$, もしくは $\alpha = 10\%$ 辺りに位置していることが分かった。スラグ流 (SL)-プラグ流 (PL) 遷移線③はその判別に曖昧さを残しているものの、およそ $\chi_{\text{eq}} = 0.02$, もしくは $\alpha = 20\%$ 辺りに位置していることが分かった。熱平衡クオリティが 0 を超えたあたりから気泡流 (DB) から間欠流 (IN) に遷移する傾向は低熱流束の沸騰流動の傾向に一致している。環状流 (AN) への遷移線④は、波状環状流 (WA)・間欠環状流 (IA) も環状流 (AN) とみなすと、高流量側に行くほど低ボイド・低クオリティ側へ位置していることがわかる。これは高流量のほうが重力よりも慣性力の影響が支配的であり、配管上下方向に気液分布が生じるのではなく、軸対称で半径方向に生じるためだと考えられる。なお、今回の実験で環状流が確認できたのはテストセクション入口で気液二相流状態となっている条件であったが、静電容量型ボイド率計出力を確認するとボイド率は 90% を超えており質量流束は $60 \text{ kg/m}^2\text{s}$ となっていた。

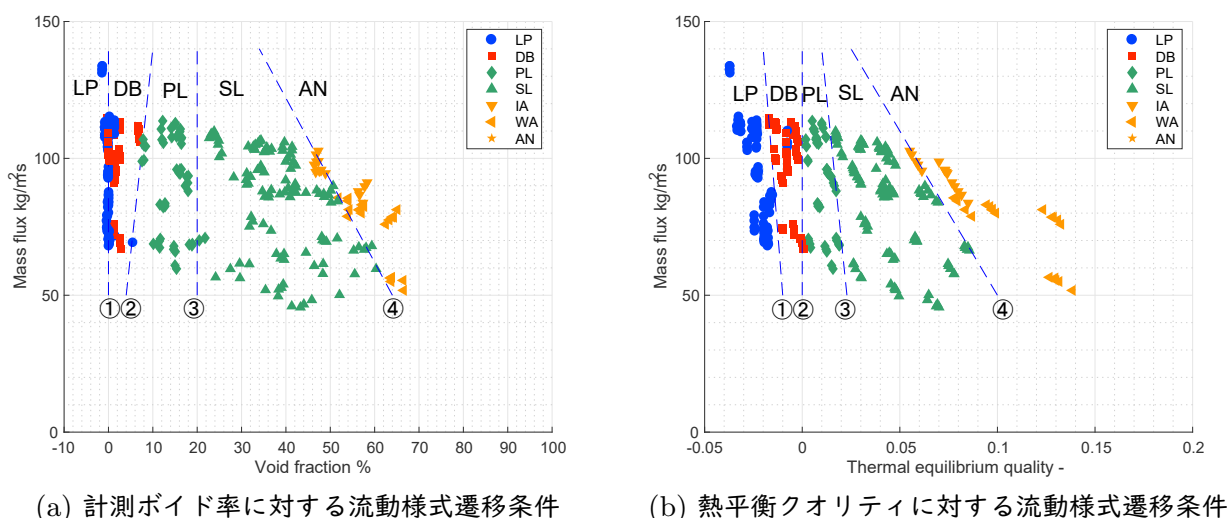


図 5.21 定性的な流動様式遷移条件

5.2.1 先行研究との比較

ここまで、流動様式遷移について実験結果から得られる定性的な考察を行ってきたが、ここからは過去に提案されてきた流動様式から Baker 線図, Taitel-Dukler 線図, Weisman 線図, Kattan-Thome-Favrat 線図を用いて、既存モデルと実験結果の定量的な比較、検討を行う。なお、それぞれのモデルはボイド率もしくはクオリティと質量流束の線図に変換することで、同様の指標に還元し比較することとする。

5.2.1.1 Baker 線図

水平二相流の流動様式判定に古くから利用されてきたのが Baker 線図である。Baker 線図は水-空気二相流に対して作成されたが、前述の通り、補正項を用いることで様々な流体に適用することが可能である。まずは、原著論文と同じ指標で整理した結果を図 5.22 に示す。左上に示すボックスは原著論文の範囲で、枠を超えた部分に関しては Baker らが提示する流動様式判定領域を超

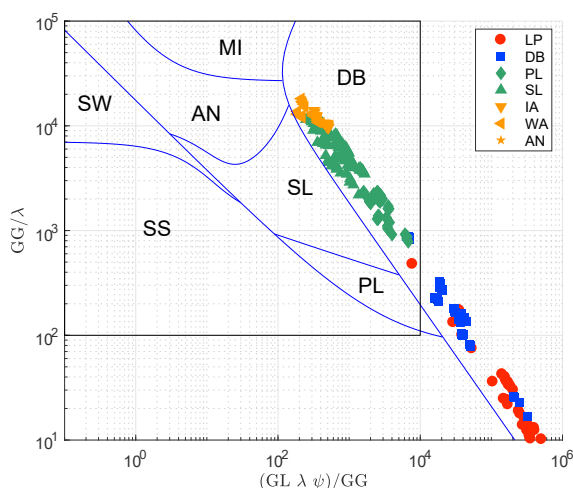


図 5.22 オリジナルの Baker 線図との比較

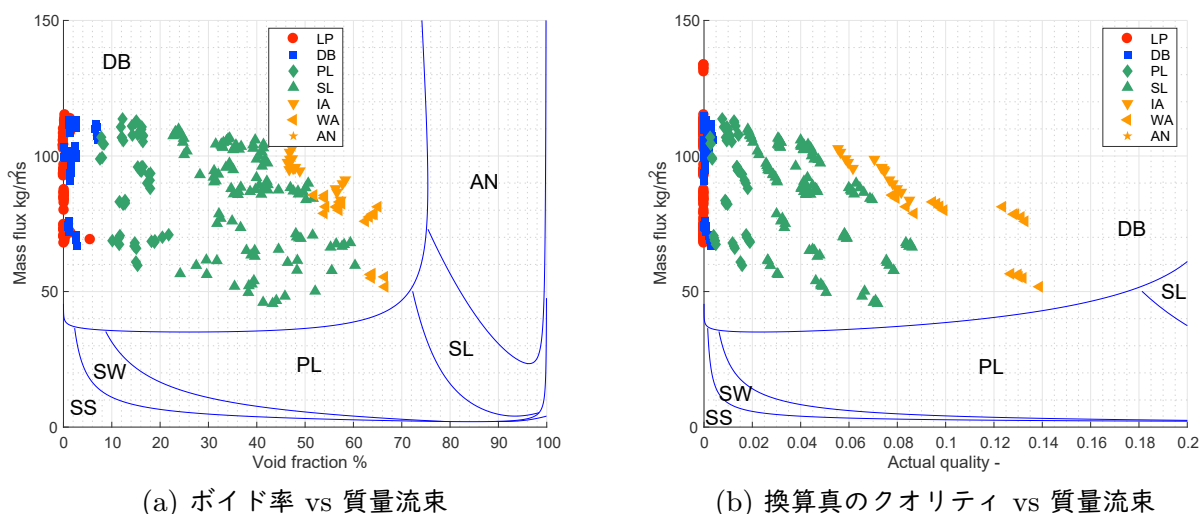


図 5.23 Baker 線図

えていることに注意されたい。本結果を見ると、実験点が流動様式上で左上に行くにつれて、気泡流、プラグ流、スラグ流、環状流へと遷移する点に関しては一致しているものの、気泡流遷移線が線図上で左側に偏っているため、すべての実験結果が気泡流領域に分類されていることがわかる。つまり、気泡流遷移線が、図上でより右側に位置した場合の定性的な流動様式遷移の関係は捉えられるものの定量的な判定には使用できないことが示された。

続いて質量流束に変換した比較を図 5.23 に示す。こちらの結果からも Baker 線図では気泡流領域を過大に見積もることがわかり、その遷移位置が質量流束 $50 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以下の低流量域かつ 80% 程度までにわたるボイド率域に位置していることが分かった。Baker 線図は断熱水平二相流を対象として導出されたものであり、相変化の影響を考慮できていないことが原因であると考えられる。また窒素二相流に対する結果ではあるが、Jackson^[51]らの結果においても Baker 線図は遷移線を気泡流遷移線を左側に見積もっており今回の結果と傾向が一致しているといえる。

5.2.1.2 Taitel-Dukler 線図

Taitel-Dukler のモデルは水-空気系の二相流に対して検討されたものであるが、各遷移線が理論に基づいて決定されているのが特徴である。まずは原著論文と同様に、見かけ流速の関係に基づく判定結果を図 5.24 に示す。この結果から環状流への遷移線について、Baker 線図よりもよく一致していることがわかる。一方間欠流領域に関しては過大に見積もる傾向があることがわかり、実際には気泡流である流動状態も間欠流と判定している。つまり、気泡流-間欠流遷移線は低気相見かけ流速側 (j_G が小さい側) に遷移線があるべきであることが分かった。これは気泡流から間欠流への遷移を、より低クオリティ側に見積もっているのと同値である。

続いて質量流束に変換した比較を行う。この結果からも間欠流-環状流遷移線に関してはおおむね実験値を反映する位置にあることがわかる。但し、高流量・低ボイド側、低流量・高ボイド率側で間欠流から環状流へ遷移する点に関しては Taitel-Dukler のモデルでは反映できないことが分かった。これは Taitel-Dukler のモデルでは $\alpha=0.5$ の位置を遷移線と固定していることに起因し

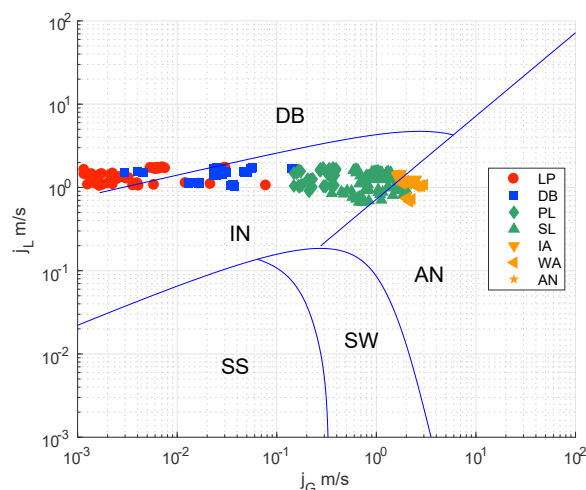


図 5.24 オリジナルの Taitel-Dukler 線図との比較

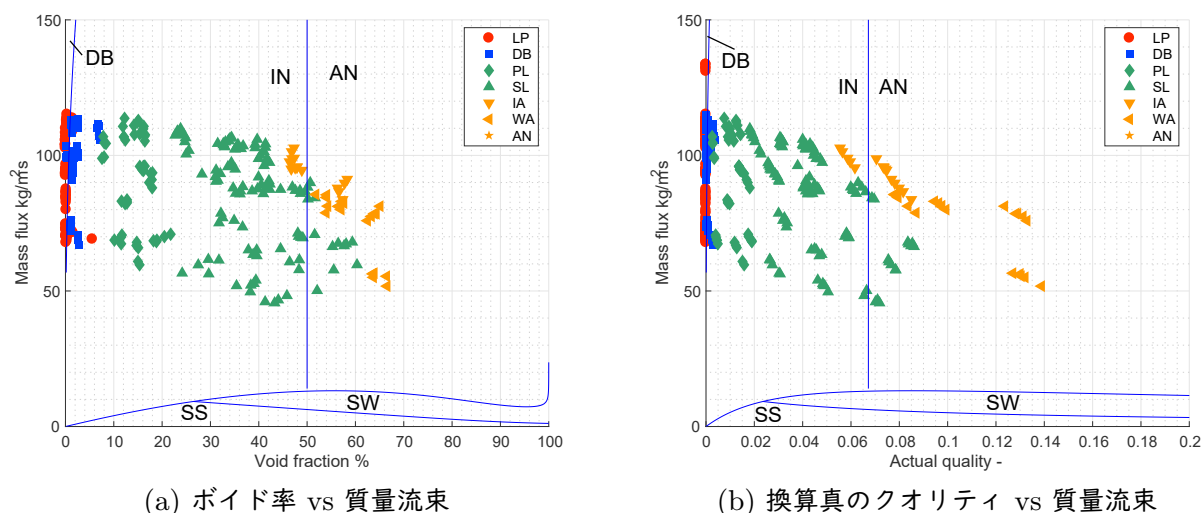


図 5.25 Taitel 線図

ているが、この $\alpha=0.5$ については理論的な裏付けがないため、彼らが行った水-空気系の実験を捉えられる値を採用したものと考えられる。また見かけ流速による比較においても述べた通り、気泡流-間欠流遷移域を低クオリティ側に見積もっていることがわかる。本モデルにおける遷移の根拠になるのは、単位長さ辺りの間欠気泡に係る剪断力が間欠気泡維持に必要な浮力よりも大きい場合分散気泡になる、という理論である。しかし、この理論では剪断力の何倍以上の浮力があれば間欠流が維持できるかについては詳細な検討が行われておらず、等倍の浮力で間欠流が維持できるとされている。ここで、水素の場合気泡にかかる浮力は密度差の影響から他の流体よりも相対的に小さくなる。従って、同じだけの剪断力がかかるとすると水素のほうが分散気泡流になりやすいということになる。そこで、例えば、単位長さあたりの浮力の $1/2$ 以下の剪断力であれば間欠流が維持できるとするとすれば、Taitel らのモデルでの気泡流-間欠流遷移線は高クオリティ側へ移動するはずである。この考えに基づく検討は後述する。

5.2.1.3 Weisman 線図

Weisman のモデルは Taitel-Dukler のモデルを改良した線図である。まずは原著論文と同じ、見かけ流速の関係に基づく判定結果を図 5.26 に示す。本結果より、まず気泡流領域を高液相見かけ流速域 (j_G が大きい側) に見積もっているため、多くの流動状態を間欠流に分類してしまっていることがわかる。また、Weisman のモデルでは気泡流遷移線を液相見かけ流速一定に位置させるが、実験値の傾向を見ると液相見かけ速度 (j_L) よりも気相見かけ速度 (j_G) に強く依存して遷移するようである。一方環状流に関しては、Taitel-Dukler のようにボイド率一定の位置で判定するよりも定性的に良好な結果が得られることがわかった。

続いて質量流束に変換した比較を図 5.27 に示す。上で述べた通り、気泡流領域は高質量流束域に位置するため、多くの実験点が間欠流領域に分類されることが確認できた。環状流に関しては、質量流量に換算した比較でも定性的にその遷移傾向をよく捉えられているといえる。Weisman は

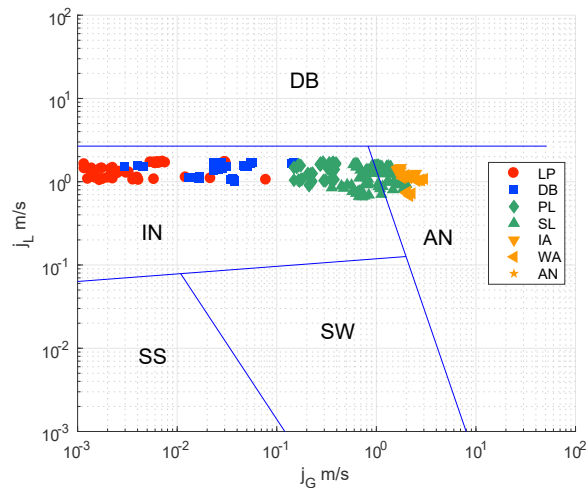
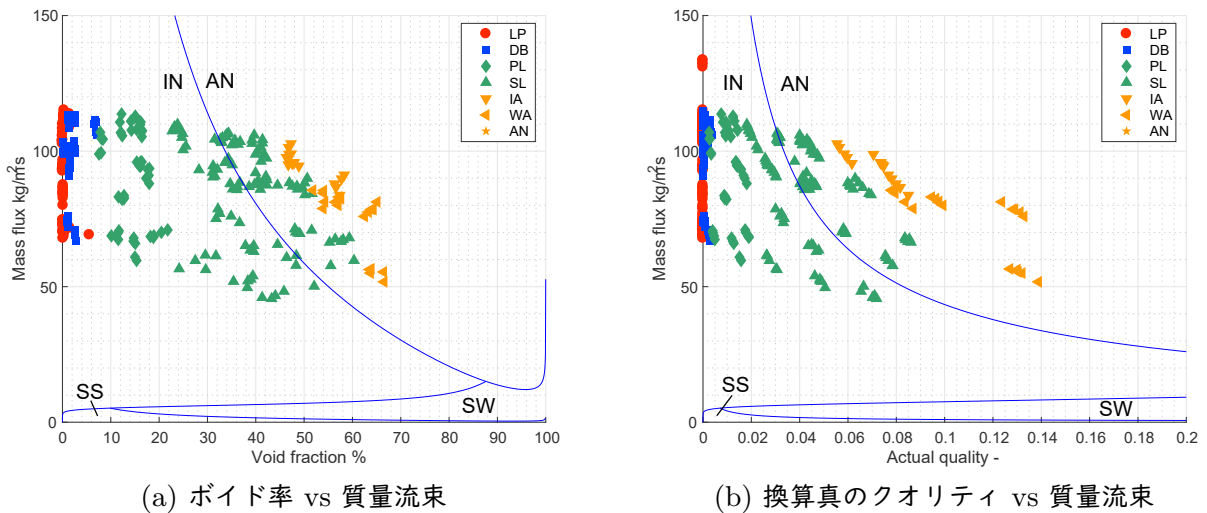


図 5.26 オリジナルの Weisman 線図との比較



(a) ボイド率 vs 質量流束

(b) 換算真のクオリティ vs 質量流束

図 5.27 Wesiman 線図

Taitel のモデルでは高粘度の流体を含んで流動様式判定するには、環状流遷移域をボイド率からだけでは判定できないと考え、クタラーゼ数とフルード数から実験値に対するフィッティングを行った。クタラーゼ数は気相慣性力、浮力、表面張力を表すが、代表長さにキャピラリ長(重力と表面張力から得られる長さの次元を持つパラメータ)を取る慣性力と静水圧の比を表す無次元数であり、後述する Taitel らの垂直管での環状流遷移モデルとよく似た式で表されている。分離流領域については Baker 線図, Taitel-Dukler 線図同様に低質量流速領域に位置すると見積もっているが、この傾向については今回の実験で層状流・波状流領域の実験点を取得できていないので考察の範囲外とする。

5.2.1.4 Katten-Thome-Favrat 線図

KTF 線図は R134a, R502, R123, R402A, R404A といった一般冷媒に対して Steiner らの線図を修正したものである。Steiner 線図の詳細は前述の通りである。これまでの水-空気系の断熱

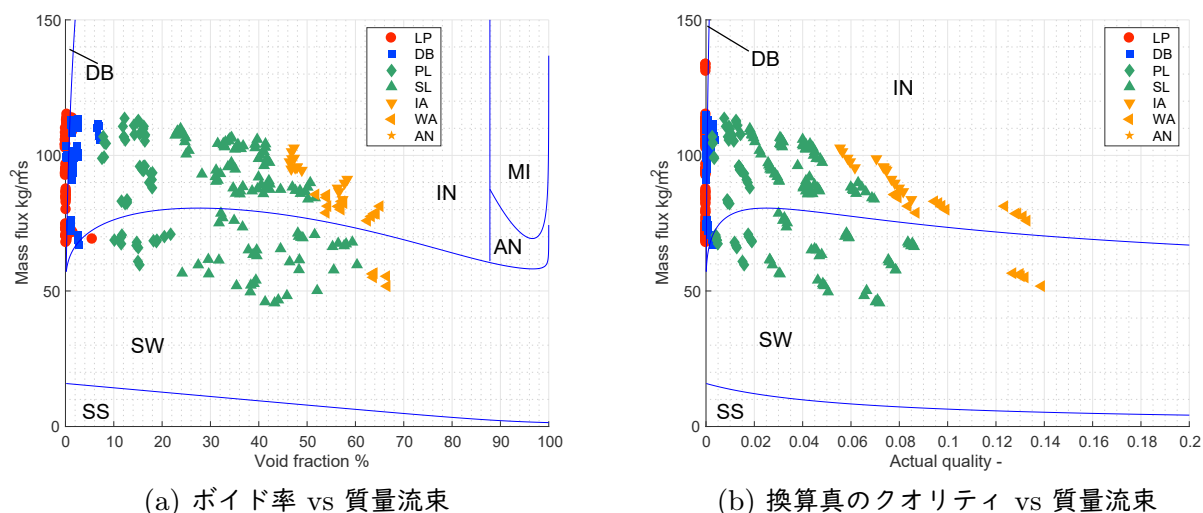


図 5.28 Katten-Thome-Favrat 線図

水平二相流動に対して提案されたモデルよりも、沸点が低く蒸発潜熱が低い、各物性値の比が小さいなどの点で本研究に近い条件に対して提案されたモデルであるといえる。まずは原著論文と同じ、クオリティ-質量流束の関係に基づく判定結果を図 5.28b に示す。原著論文では $\chi_{ac}=0.5$ を超える高クオリティ域にわたって実験データが取得できていたのに対して、本研究のクオリティ範囲は 0.2 以下の低クオリティ側に偏っている。しかし、今回の結果から少なくとも $\chi_{ac}=0.2$ 以上の高クオリティ域では環状流もしくは噴霧流に遷移することが予想されるので、間欠流-環状流遷移線の位置に関して一般冷媒の流動様式線図では評価できないことがわかった。また KTF 線図では波状流領域を過大に評価することも見て取れる。KTF のモデルでは Steiner が提示する分離流-非分離流境界を質量流束の条件 ($G_{SW,Steiner}$) に変換して、さらに彼らの実施した実験値に合わせるために Steiner の式から得られた波状流遷移線 $G_{SW,Steiner}$ に一律で $50 \text{ kg/m}^2\text{s}$ を加算しており、この項が水素二相流では妥当ではないものとする。

続いてボイド率を用いた比較を図 5.28a に示す。ボイド率に変換することで気泡流-間欠流境界が確認できるようになるが、Taitel-Dukler 線図同様に遷移点を低ボイド率側に見積もることがわかる。これは KTF のモデルでは気泡流に関して Steiner のモデルから修正を加えておらず、Steiner も Taitel と同様の方法で遷移線を決めていたためである。従って、気泡流-間欠流遷移線は Taitel-Dukler 線図に示した方法で修正可能だと考えられる。

5.2.2 沸騰水素流動様式の提案

今回の実験では分離流が取得できなかったため、気泡流-間欠流遷移線と間欠流-環状流遷移線に関して詳細な検討を行い、水素二相流に適した遷移モデルを構築する。

5.2.2.1 気泡流-間欠流境界

Taitel らによれば、気泡流-間欠流の遷移条件は間欠流になり得る気泡について、図 5.29 に示すように単位長さあたりにかかる剪断力と単位長さあたりにかかる浮力から求められている。言い

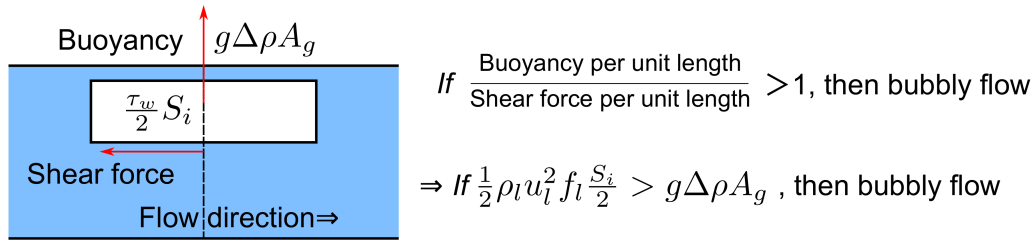


図 5.29 Taitel らによる気泡流-間欠流遷移条件

換えると剪断力が支配的であれば分散気泡流に、浮力が支配的で管上部にとどまる力が支配的であれば間欠流になるということである。しかしこのモデル中では、剪断力と浮力の比が 1 の位置を境に決定しており、剪断力が浮力に対してどれだけ大きければ気泡流に遷移するかに関しては考慮されていない。剪断力と浮力の比を 1 とすれば、支配的な力関係は決定できるが、実際の流動様式の遷移条件は 1 とは一致しないと考えた。そこで本研究では (単位長さあたりの剪断力/単位長さあたりの浮力) $> C_{DB}$ ならば分散気泡流になるとして、 C_{DB} の大きさについて調査することとする。ここで、 C_{DB} は気泡流間欠流遷移数と定義する。Taitel らのモデルを上に従って拡張すると、有次元の遷移条件は

$$\frac{1}{2}\rho_L u_L^2 f_L \frac{S_i}{2} > C_{DB} g\Delta\rho A_G \quad (5.8)$$

で、無次元の遷移条件は $C'_{DB} = \sqrt{C_{DB}}$ を用いて

$$T \geq C'_{DB} \sqrt{\frac{8\tilde{A}_G}{\tilde{S}_i \tilde{u}_L^2 (\tilde{u}_L \tilde{D}_L)^{-n}}} \quad (5.9)$$

となる。間欠流と気泡流の実験点を無次元数 T に換算して、 C'_{DB} を変化させて式 5.9 と比較した図を図 5.30 に示す。なお T は次式で算出し、横軸には LM パラメーターの逆数を用いる。

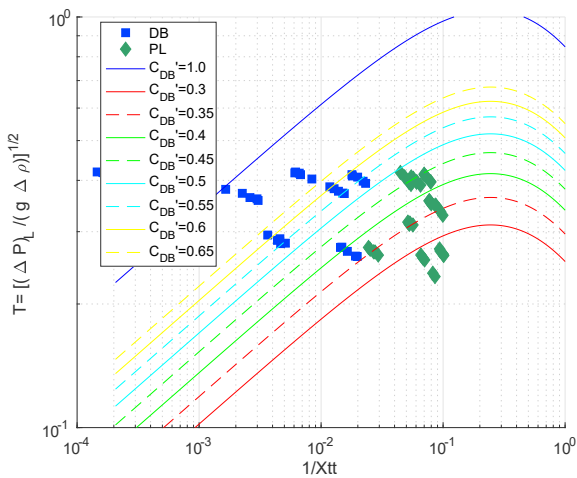


図 5.30 気泡流/間欠流遷移点の修正手順 1

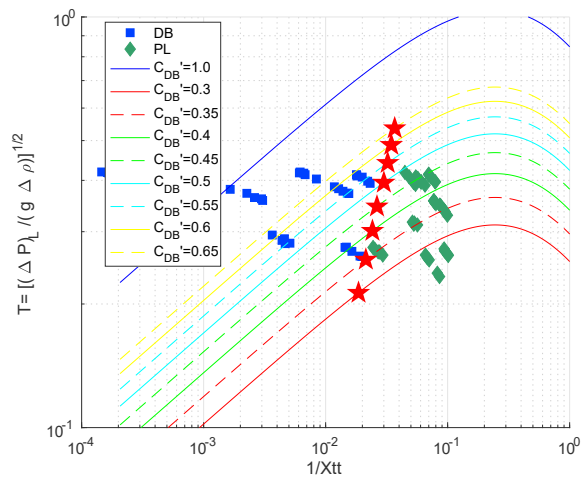


図 5.31 気泡流/間欠流遷移点の修正手順 2

$$T = \left[\frac{4(0.046) \left(\frac{j_L d}{\nu_L} \right)^{-n} \frac{\rho_L (j_L)^2}{2}}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/2} \quad (5.10)$$

この図から $C_{DB}=1$ 、つまりオリジナルの遷移線では間欠流領域を過大に評価することがわかる。一方 C_{DB} が小さい、つまり浮力が增大しても気泡流になりやすいとしたときにも遷移の境界が気泡流と間欠流を分割する位置に乗らず、遷移の境界は気泡流間欠流遷移数一定の値として定義するのではなく、LM パラメーターにも依存して変化すると考えるべきであることがわかった。図 5.30 からわかる通り、二つの流動遷移点を明確な点として抽出できないため、図 5.31 に示すように、およその境界点を気泡流間欠流遷移数 0.05 刻みで赤星で示すように手動で抽出する。ここで、気泡流間欠流遷移数を定式化するにあたり、クオリティが 0、つまり $1/X_{tt}$ が 0 の時に $C'_{DB}=0$ となるよう $C_{DB} = a \frac{1}{X_{tt}}$ なる一次関数で表されるものとした。これはクオリティが 0 に限りなく近い場合には常に気泡流となることを示しており、実際の現象を反映するように定めた。手動抽出した赤星について線形近似を行ったところ $a = 17.04$ が得られた。以上から次の無次元遷移条件を満たすときに気泡流から間欠流に遷移するということがわかった。

$$T \geq T_{\text{trans}} = \frac{17.04}{X_{tt}} \sqrt{\frac{8\tilde{A}_G}{\tilde{S}_i \tilde{u}_L^2 (\tilde{u}_L \tilde{D}_L)^{-n}}} \quad (5.11)$$

さらに両相が乱流であることを仮定すると、質量流束の流動様式遷移条件は次式で表される。

$$\begin{aligned} G_{DB/IN} &= \frac{\rho_L}{(1-\chi)} \left[T_{\text{trans}}^2 \frac{g(\rho_L - \rho_G)}{2(0.046)d^{-1.2}\mu_L^{0.2}\rho_L^{0.8}} \right]^{1/1.8} \\ &= \frac{\rho_L}{(1-\chi)} \left[\left(\frac{17.04}{X_{tt}} \sqrt{\frac{8\tilde{A}_G}{\tilde{S}_i \tilde{u}_L^2 (\tilde{u}_L \tilde{D}_L)^{-0.2}}} \right)^2 \frac{g(\rho_L - \rho_G)}{2(0.046)d^{-1.2}\mu_L^{0.2}\rho_L^{0.8}} \right]^{1/1.8} \end{aligned} \quad (5.12)$$

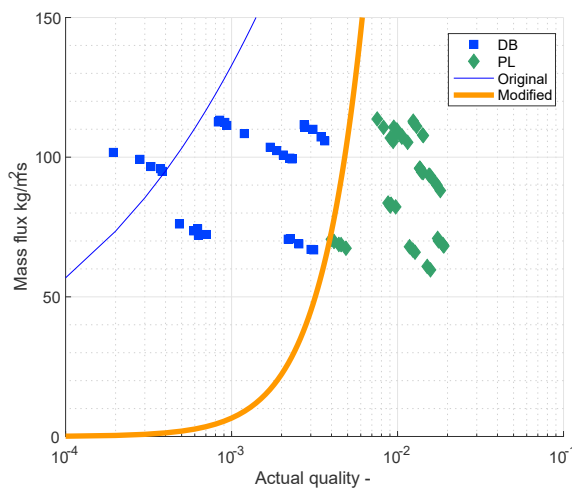


図 5.32 気泡流/間欠流遷移点の修正結果

本モデルを用いて計算した流動様式遷移線と Taitel の流動様式遷移線を今回の実験結果に重ねて図 5.32 に示す. この結果から, 実験データの少なさから遷移の曖昧さを残すものの既存のモデルに比較して推定精度を向上することができた.

5.2.2.2 間欠流-環状流境界

間欠流-環状流境界は Taitel-Dukler モデルでもおおむね良好に判定できることがわかったが, 低質量流速域で遷移点が高ボイド率側へ, 高質量流速域で遷移点が低クオリティ側へ移動する点については定性的にもうまく捉えられていないことがわかった. そこで, ボイド率-クオリティの換算式で明らかになった通り, これまでに検討されてきた冷媒や水などの流体よりも, より均質的に気体が混合していたと考えられる. また今回の実験の範囲では入口液単相条件でも Fr 数は 1 以上であり, 慣性力が卓越した条件であったといえる. そこで今回の流動条件が垂直流動に似た流動状態であったと仮定し, Taitel の提案した垂直流に対する流動様式線図^[5]との比較を行う. 図 5.24 に示した通り, 見かけ流速による判定結果を見ると, 間欠流-環状流の遷移線は液体側の見かけ流速の変化よりも気体側の見かけ流速に強く依存しており, その傾向は Taitel の垂直流の流動様式線図に一致することがわかった. Taitel の垂直流における間欠流-環状流遷移点は, 図 5.33 に示すように環状流において液滴が移流されるには液滴にかかる抗力が重力に逆らうことが基準となっている. つまり, 抗力 > 重力ならば液滴が液滴のまま輸送されて, 環状流に遷移する(維持される)ということである. もし抗力 ≤ 重力ならば液滴は輸送されずに液塊となって間欠流に遷移する.

$$\frac{1}{2} C_d \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \rho_G u_G^2 > \left(\frac{\pi d^3}{6} \right) g (\rho_L - \rho_G) \quad (5.13)$$

本研究では図 5.34 に示すように水平流に拡張する. いま新たに生成した液滴が移流されるには重力の C_{AN} 倍の抗力が必要であるとすると

$$\frac{1}{2} C_d \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \rho_G u_G^2 > C_{AN} \left(\frac{\pi d^3}{6} \right) g (\rho_L - \rho_G) \quad (5.14)$$

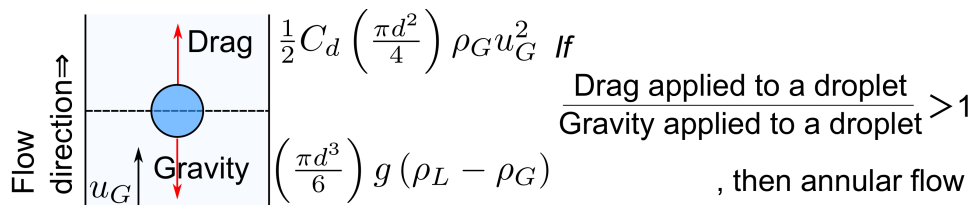


図 5.33 Taitel らによる垂直環状流遷移条件

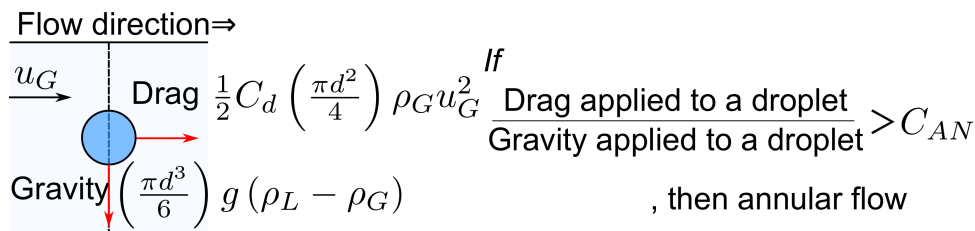


図 5.34 水平流における環状流遷移条件

と書くことができる。ここで C_{AN} は間欠流環状流遷移数と定義する。これは重力と釣り合う力によって管壁に液滴が付着されずに移流されるという考えではなく、十分に大きな移流力（抗力）が働いていれば環状流であるとみなすには十分な液滴移流がなされるという考えに基づいている。環状流における安定して存在できる最大液滴径は Hinze によって

$$d = \frac{K\sigma}{\rho_G u_G^2} \quad (5.15)$$

で与えられる。ここで K は臨界 Weber 数とされている。これらの関係から環状流に移移する流速 u_G について解くと

$$u_G = C_{AN}^{1/4} \left(\frac{4K}{3C_d} \right)^{1/4} \frac{[\sigma g(\rho_L - \rho_G)]^{1/4}}{\rho_G^{1/2}} \quad (5.16)$$

となる。Taitel は環状流における液膜厚さは非常に小さいため見かけ流速 $j_G = \alpha u_G$ と実流速 u_G は一致するとして解析を行っているが、今回の実験ではボイド率 50% 程度で環状流に移移しており、見かけ流速と実流速が一致するという近似は成立しないと考えられる。そこで気相見かけ流速に対する遷移位置を考えると

$$\frac{j_G \rho_G^{1/2}}{[\sigma g(\rho_L - \rho_G)]^{1/4}} = \left(\frac{4K}{3C_d} \right)^{1/4} \alpha C_{AN}^{1/4} \quad (5.17)$$

で与えられるとした。ここで Turner の結果を用いて $K=30$, $C_d=0.44$ を用いると

$$\left(\frac{4K}{3C_d} \right)^{1/4} = 3.1 \quad (5.18)$$

が得られる。また今回得られた実験点で環状流系と間欠流系を図 5.35 に示すように対数グラフ上で二分する見かけ流速が $j_G=1.82$ m/s(図 5.35 中赤線)であることから間欠流環状流遷移数は、

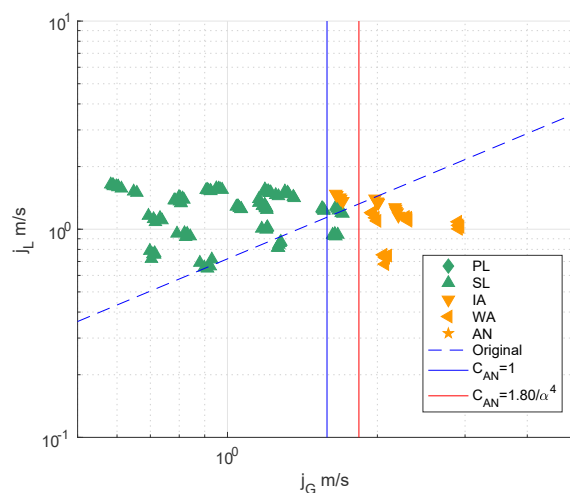


図 5.35 間欠流/環状流遷移点の修正手順

式 (5.17) を C_{AN} について解くと、ボイド率の関数で

$$C_{AN} = \frac{1}{3.1^4 \alpha^4} \frac{j_G^4 \rho_G^2}{[\sigma g(\rho_L - \rho_G)]} = \frac{1.8043}{\alpha^4} \quad (5.19)$$

と与えられる。

式 (5.16) と式 (5.19) から

$$u_G > \frac{3.59 [\sigma g(\rho_L - \rho_G)]^{1/4}}{\alpha} \frac{\rho_G^{1/2}}{\rho_G} \quad (5.20)$$

もしくは

$$G > G_{annular} = 3.59 \frac{[\sigma g(\rho_L - \rho_G)]^{1/4}}{\rho_G^{1/2}} \frac{\rho_G}{\chi_{ac}} \quad (5.21)$$

を満たすときに環状流に遷移するといえる。

本モデルを用いて計算した流動様式遷移線と Taitel の流動様式遷移線を今回の実験結果に重ねて図 5.36 に示す。この結果から、境界付近で遷移の誤判定を残すものの Taitel の流動様式遷移モデルに比較して推定精度を向上することができ、定量的に遷移傾向をとらえられるようになったといえる。

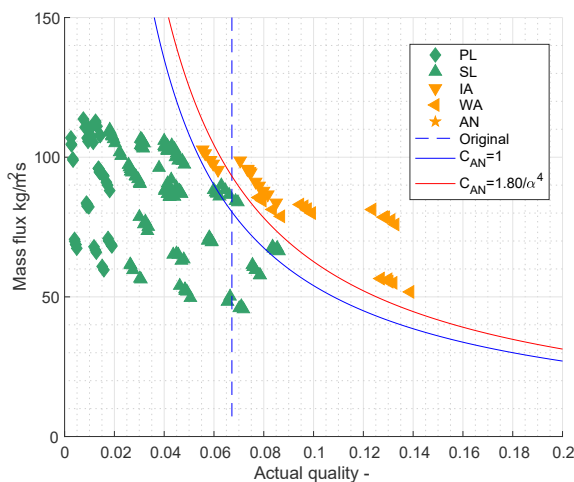


図 5.36 間欠流/環状流遷移点の修正結果

5.2.2.3 沸騰水素二相流用の流動様式線図

今回提案する沸騰水素の流動様式線図と作成方法をまとめて示す。

真のクオリティから対応するボイド率とその時の層状流湯き角度に変換

$$\alpha = \frac{\chi}{\rho_G} \left[(1 + 0.12(1 - \chi)) \left(\frac{\chi}{\rho_G} + \frac{1 - \chi}{\rho_L} \right) + \frac{1.18(1 - \chi)(g\sigma(\rho_L - \rho_G))^{0.25}}{G\rho_L^{0.25}} \right]^{-1} \quad (5.22)$$

$$\theta_{\text{strat}} = 2\pi - 2 \left\{ \pi(1 - \alpha) + \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{1/3} \left[1 - 2(1 - \alpha) + (1 - \alpha)^{1/3} - \alpha^{1/3} \right] - \frac{1}{200} (1 - \alpha) \alpha [1 - 2(1 - \alpha)] \left[1 + 4 \left((1 - \alpha)^2 + \alpha^2 \right) \right] \right\} \quad (5.23)$$

層状流湯き角度とボイド率から無次元幾何数を算出

$$\begin{aligned} \tilde{h}_L &= \frac{h_L}{d} = 0.5 \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi - \theta_{\text{strat}}}{2} \right) \right) & \tilde{A}_G &= 0.25\pi\alpha & \tilde{D}_L &= \frac{4\tilde{A}_L}{\tilde{S}_L} \\ \tilde{S}_G &= \cos^{-1} \left(2\tilde{h}_L - 1 \right) & \tilde{A}_L &= 0.25\pi - \tilde{A}_G & \tilde{D}_G &= \frac{4\tilde{A}_G}{\tilde{S}_G + \tilde{S}_i} \\ \tilde{S}_L &= \pi - \tilde{S}_G & \tilde{u}_G &= \tilde{A}/\tilde{A}_G \\ \tilde{S}_i &= \sqrt{1 - \left(2\tilde{h}_L - 1 \right)^2} & \tilde{u}_L &= \tilde{A}/\tilde{A}_L \\ X_{\text{tt}}^2 &= \frac{\left(\tilde{u}_G \tilde{D}_G \right)^{-0.2} \tilde{u}_G^2 \left(\frac{\tilde{S}_G}{\tilde{A}_G} + \frac{\tilde{S}_i}{\tilde{A}_L} + \frac{\tilde{S}_i}{\tilde{A}_G} \right)}{\left(\tilde{u}_L \tilde{D}_L \right)^{-0.2} \tilde{u}_L^2 \left(\frac{\tilde{S}_L}{\tilde{A}_L} \right)} \end{aligned}$$

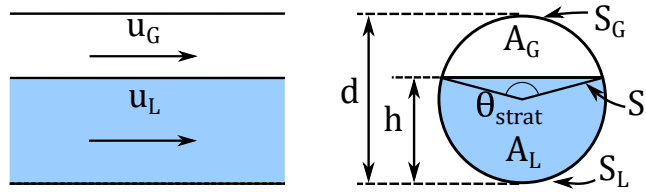


図 5.37 流動用機判定に必要無次元の幾何学的関係

気泡流と間欠流遷移線

$$G_{\text{DB/IN}} = \frac{\rho_L}{(1 - \chi)} \left[\left(\frac{17.04}{X_{\text{tt}}} \sqrt{\frac{8\tilde{A}_G}{\tilde{S}_i \tilde{u}_L^2 \left(\tilde{u}_L \tilde{D}_L \right)^{-0.2}}} \right)^2 \frac{g(\rho_L - \rho_G)}{2(0.046)d^{-1.2} \mu_L^{0.2} \rho_L^{0.8}} \right]^{1/1.8} \quad (5.24)$$

間欠流と環状流遷移線

$$G_{\text{IN/AN}} = 3.59 \frac{[\sigma g(\rho_L - \rho_G)]^{1/4} \rho_G}{\rho_G^{1/2} \chi} \quad (5.25)$$

層状流・波状流遷移線は、今回の実験で取得できていないため Taitel の流動様式線図を質量流束表示で示す。

分離流遷移線

$$G_{\text{IN/SW}} = \left(1 - \tilde{h}_L \right) \left[\frac{\tilde{A}_G}{\tilde{u}_G^2 d \sqrt{1 - \left(2\tilde{h}_L - 1 \right)^2}} \right] \frac{\rho_G}{\chi} \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G) dg}{\rho_G}} \quad (5.26)$$

層状流遷移線

$$G_{\text{SS/SW}} = \left[\left(\frac{2}{\sqrt{\tilde{u}_L \tilde{u}_G \sqrt{s}}} \right)^2 \frac{\rho_G (\rho_L - \rho_G) g \mu_L}{\chi^2 (1 - \chi)} \right]^{1/3} \quad (5.27)$$

最後に今回新たに提案した流動様式線図を実験値に重ねて図 5.38 に示す。この結果から定性的に従来のモデルよりも実験値をよく分類できるようになったことがわかる。なお分離流域に関しては Taitel のモデルを使用した。さらに、従来のモデルを用いて換算した結果を図 5.39 に比較し、それぞれの定量的な比較結果を表 5.6 に示す。今回の実験では有効な実験点が 335 点あり、表 5.6 では縦方向に実験値、横方向にモデルから判定された結果を取っており、正答箇所は表中の対角成分となっている。また図 5.39 では各プロットは各モデルからの得られた判定結果を示し、星で示したプロットは実験値と不一致だった箇所を示す。まず今回提案した流動様式判定モデルに着目すると、判定に失敗したのは計 11 点で、このうち 5 点は液単相と気泡流の誤判定であった。画像判定上液単相であるのに気泡流に分類したのは熱平衡クオリティから換算したボイド率

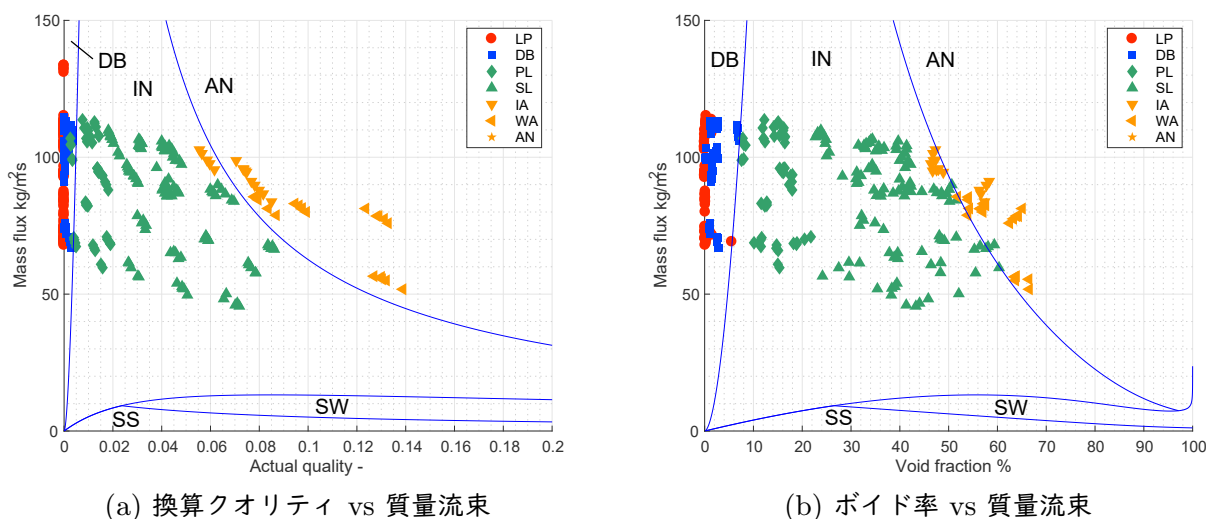


図 5.38 沸騰水素用新規提案流動様式線図

表 5.6 流動様式判定結果の比較

(a) 新規提案流動様式判定結果							(b) Taitel の流動様式判定結果						
	LP	DB	IN	AN	SW	一致率		LP	DB	IN	AN	SW	一致率
LP	90	0	0	0	0	100%	LP	90	0	0	0	0	100%
DB	5	50	0	0	0	90.9%	DB	5	25	25	0	0	45.5%
IN	0	1	154	0	0	99.4%	IN	0	0	143	12	0	92.3%
AN	0	0	5	30	0	85.7%	AN	0	0	5	30	0	85.7%
SW	0	0	0	0	0	-	SW	0	0	0	0	0	-
合計						96.7%	合計						86.0%
(c) Weisman の流動様式判定結果							(d) KTF の流動様式判定結果						
	LP	DB	IN	AN	SW	一致率		LP	DB	IN	AN	SW	一致率
LP	90	0	0	0	0	100%	LP	90	0	0	0	0	100%
DB	5	5	45	0	0	9.1%	DB	5	24	23	0	3	43.6%
IN	0	0	97	58	0	62.6%	IN	0	0	100	0	55	64.5%
AN	0	0	0	35	0	100%	AN	0	0	30	0	5	0%
SW	0	0	0	0	0	-	SW	0	0	0	0	0	-
合計						67.8%	合計						63.9%

が、換算式の精度内で 0 を上回ったことに起因する。この 5 点を除くと誤答率は箇所は環状流/間欠流の境界と間欠流/気泡流の境界となる。境界部分については画像からの判定における曖昧さが含まれることから、全体の 1.8% のみで不一致となったことは、従来のモデルに比較して格段に推定精度を向上させられたといえる。続いて過去に提案された流動様式線図との比較を行う。なお、Baker 線図ではすべての流動様式を気泡流に判定しているためここでは扱わない。この結果から推定精度は Taitel>Weisman>KTF の順に低下することがわかった。これは提案された年代が新しいほど低下しているという点で興味深い。この理由は Taitel のモデルが理論に基づいているのに対して Weisman のモデルは特に高粘度流体に対して、KTF のモデルは一般冷媒に対して実験に対するフィッティングを行っていることにより、大きく物性の異なる水素では誤差が増大したものと考える。全体の傾向を見ると、気泡流の一致度が低く、特に Weisman のモデルは約 9 割を間欠流に分類している。また KTF のモデルでは波状流を分類するため間欠流での一致度低下が確認される。以上から、今回の実験範囲に対して新規提案の流動様式判定モデルは 96.7% の一致度で評価でき、従来提案されたモデルよりも大幅に一致精度を向上させることができたといえる。

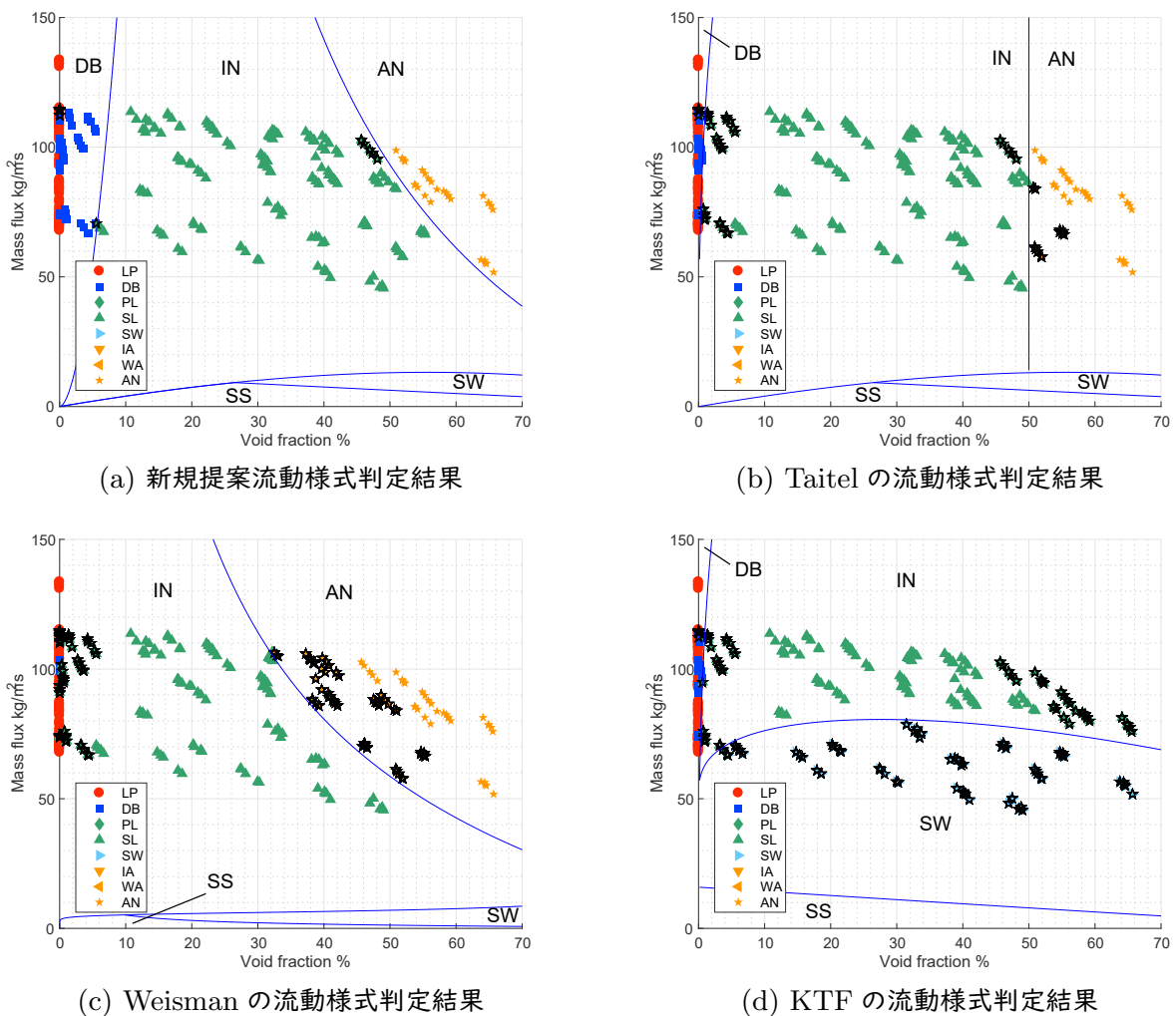


図 5.39 流動様式判定結果の比較

5.3 熱伝達特性予測モデルの構築

ここでは、沸騰水素二相流の局所熱伝達率について、熱流束、質量流束、クオリティといった沸騰特性に影響を与える因子から定性的な傾向の考察を行った後、既存モデルとの比較、新規モデルの提案を行う。なお、以降の解析では壁面温度測定点(熱伝達率計測点)#1 から#10 のデータを使用する。熱伝達率取得点は図 5.40 に示す。本実験において、ある位置 z での熱伝達率は以下の手順で算出した。テストセクション最上流部の液単相状態におけるエンタルピを i_{up} 、質量流量を \dot{M} 、ある位置までの入熱量を Q_z とする。この時、ある位置での流体エンタルピは

$$i_z = i_{up} + \frac{Q_z}{\dot{M}} \quad (5.28)$$

で得られる。流体温度はエンタルピと流体圧力が決まると一意に決定できる。今回の実験ではテストセクション内での圧力損失は 1kPa 程度であったことからテストセクション内では圧力一定と仮定して、入口圧力とある位置でのエンタルピを用いることで、ある位置での流体温度を $T_{f,z} = T_f(P_1, i_z)$ で決定した。また、ある位置での内壁温度 $T_{w,in,z}$ は外壁温度 $T_{w,out,z}$ 、熱流束 q_{in} 、配管内外径 d_{in} , d_{out} 、配管熱伝導率 k_w を用いて次式で求められる。

$$T_{in,z} = T_{w,out,z} + d_{out} q_{in} \frac{\ln \frac{d_{in}}{d_{out}}}{k} \quad (5.29)$$

ただし熱流束 q_{in} は配管内側方向を正とし、配管外径は温度センサー取り付け位置を考慮して 16 mm する。以上からある位置での熱伝達率 h は次式で定義される。

$$h = \frac{q_{in}}{T_{in,z} - T_{f,z}} \quad (5.30)$$

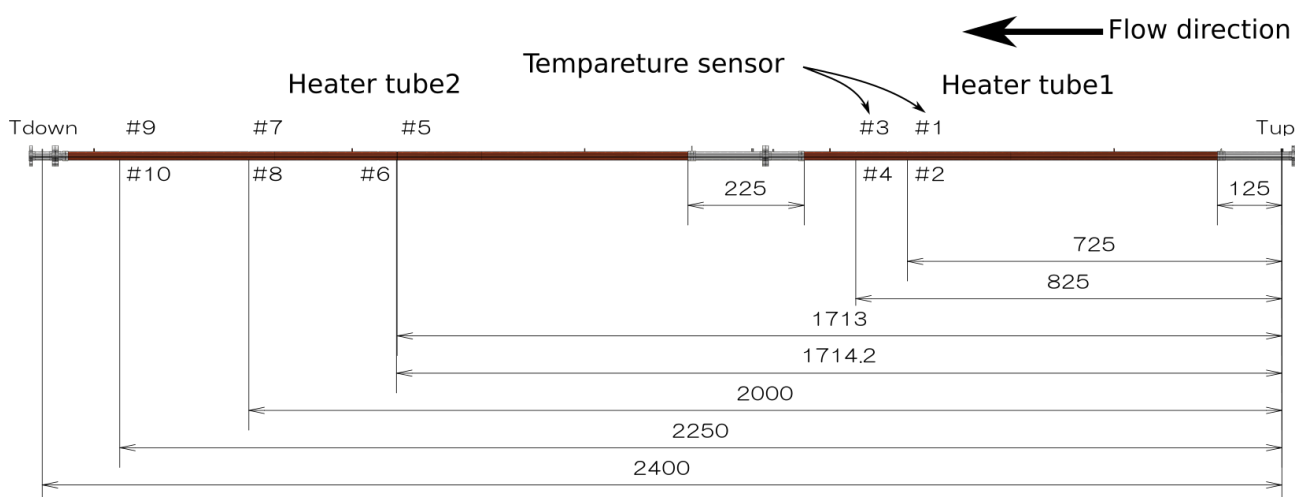


図 5.40 熱伝達率取得点

まず、質量流束の影響を加味せずに熱平衡クオリティと熱伝達率のみについて実験値を整理した結果を図 5.41 に示す。図 5.41 において、カラーコンターは熱流束の大きさを表している。本図は 2.5 kW/m^2 から 12.5 kW/m^2 まで 2.5 kW/m^2 刻みに、 $\pm 2.5 \text{ kW/m}^2$ のデータを抽出して横軸に熱平衡クオリティを、縦軸に熱伝達率を示す。この結果では、全体の傾向をつかむために熱平衡クオリティ 0 を境界に 0 以上であれば各熱流束における平均熱伝達率を、0 以下については各熱流束における片対数線形近似結果を示す。この結果から熱平衡クオリティが 0 以下のサブクール沸騰領域では熱平衡クオリティの増加に伴って熱伝達率が増加する傾向がわかる。また、 $\pm 2.5 \text{ kW/m}^2$ の熱流束範囲で平均熱伝達率を取っているためばらつきが大きい。熱平衡クオリティ 0 が以上の飽和沸騰領域ではクオリティに対する熱伝達率の増加率は減少し、熱流束が増大するほど熱伝達率が上昇することがわかる。

つづいて質量流束を固定して熱平衡クオリティに対する熱伝達率について定性的な検討を行う。図 5.42 において、カラーコンターは熱流束の大きさを表している。また各グラフ上の実線は図 5.41 と同様に 2.5 kW/m^2 から 12.5 kW/m^2 まで 2.5 kW/m^2 刻みに、 $\pm 2.5 \text{ kW/m}^2$ に一致するデータに対して平均をとった結果を示す。本結果を見ると図 5.41 と同様に熱平衡クオリティが増加するほど熱伝達率は増加していき、同一熱平衡クオリティにおいては、質量流束に関係なく熱流束が大きいほど熱伝達率が大きくなる。また $G = 100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ を超えるような高質量流束条件では、高クオリティの結果が得られないため、熱流束ごとの熱伝達率の平均値の傾向が $G = 100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以下に比較して異なっているが、 $G = 100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以下の条件では質量流束が大きくなって同一の熱流束条件では、同程度の熱伝達率となる。これは、核沸騰熱伝達率が質量流束に依存せず熱流束によって増大することに起因している。なお、特に低流量条件二つの傾向がみられるのは、今回の熱伝達取得点がテストセクション入口側と出口側に偏って設定されており、中間位置の熱伝達率が計測できていないことによる。したがって加熱区間中央部 (図 5.40 の #3 から #5 間) の熱伝達率を計測すれば、熱平衡クオリティに対して熱伝達率変化が一定である傾向が得られるはずである。

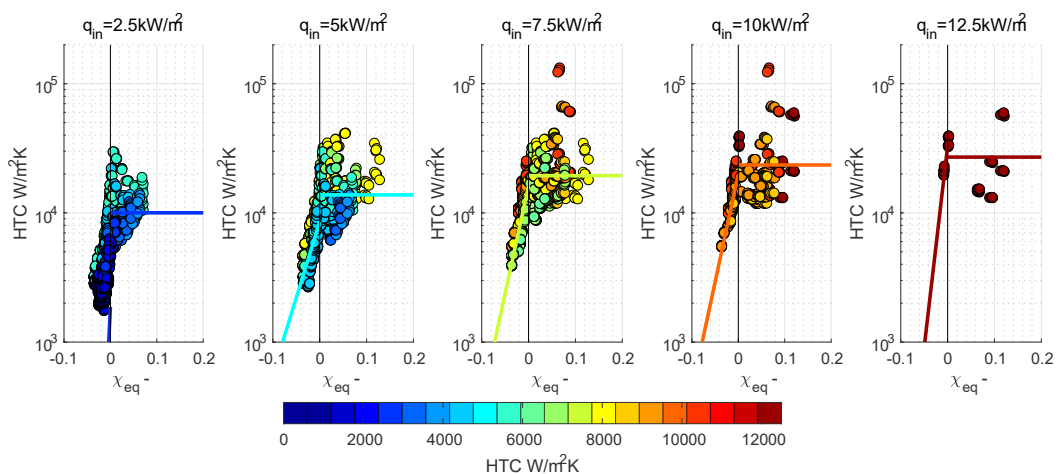


図 5.41 熱平衡クオリティと熱流束に対する熱伝達率の関係

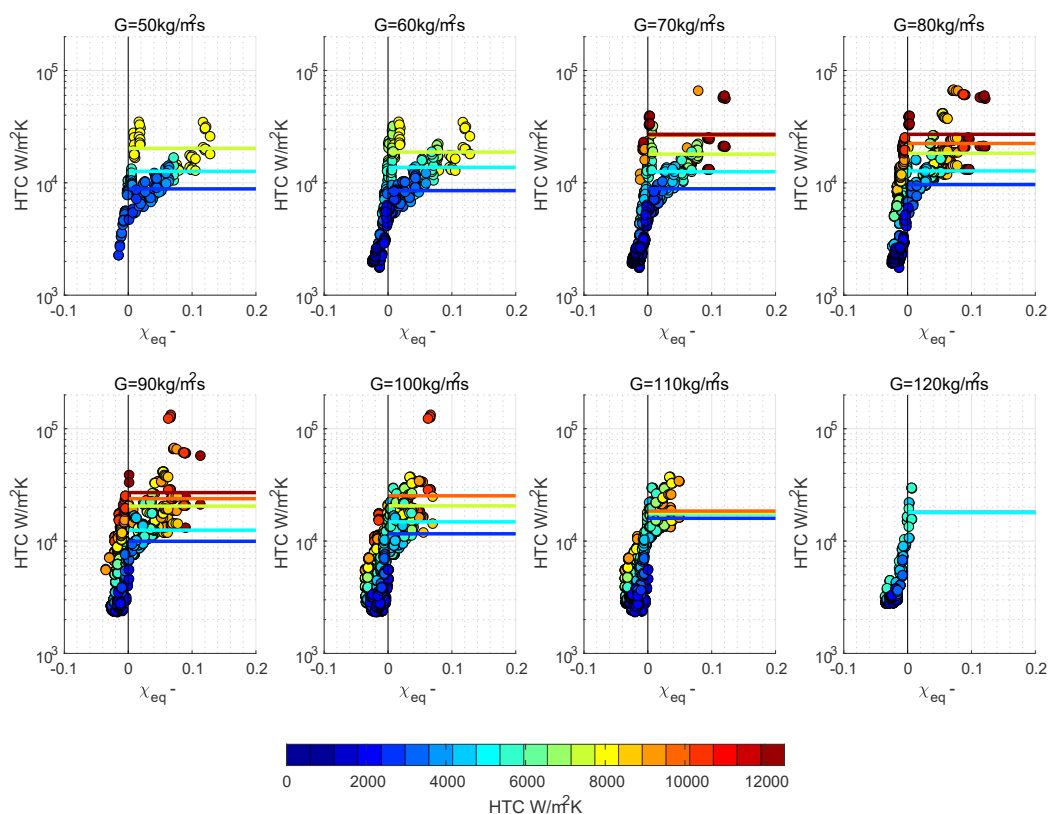


図 5.42 クオリティ vs 熱伝達率 (質量流束固定)

さらに、各計測点ごとの質量流束に対する熱伝達率の大きさの比較を図 5.43 と図 5.44 に示す。図 5.43 ではカラーコンターは熱流束を、図 5.44 では熱平衡クオリティを示す。まず最上流側に位置する計測点#1 から#4 に着目する。これらの領域では $\chi_{eq}=0.05$ を超える高クオリティ条件は確認できず、 $G=100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ を超える高質量流束域では、 $q=5000 \text{ W/m}^2$ を超える高熱流束条件でも、熱伝達率が熱流束に対して一定とならず質量流束の増加に対して熱伝達率の低下が確認できる。これは熱流束が大きな条件でも入口サブクール度によって液単相流動もしくはサブクール沸騰となっていることを示す。一方、計測点#5 以降では質量流束の増加に対して熱伝達率は一定か増加の傾向がみられ、計測点#5 では飽和核沸騰の影響が支配的であることがわかる。これは、計測点#5 以降では、低熱流束条件でもサブクール度が十分に小さくなり、今回の実験範囲では常にサブクール核沸騰領域に遷移している、もしくは飽和核沸騰領域に遷移しているものと考えられる。また、今回の実験の範囲では配管上部 (計測点番号奇数位置) と配管下部 (計測点番号偶数位置) で優位な差は得られなかった。一般に水平流動においては低質量流束や高熱流束条件であれば、配管上部の熱伝達率が配管下部の熱伝達率よりも大きくなる。これは配管上部の液膜厚さが薄くなることによって熱伝達率が促進されることによる。今回の実験は質量流束が比較的大きく、間欠流・環状流域で配管上下部に液膜厚さの偏りが少なかったために配管上下部での熱伝達率に差がなかったことを示す。光学計測の結果からも層状流や波状流といった水平流特有の流動形態は観察されておらず、熱伝達計測結果は妥当であったといえる。

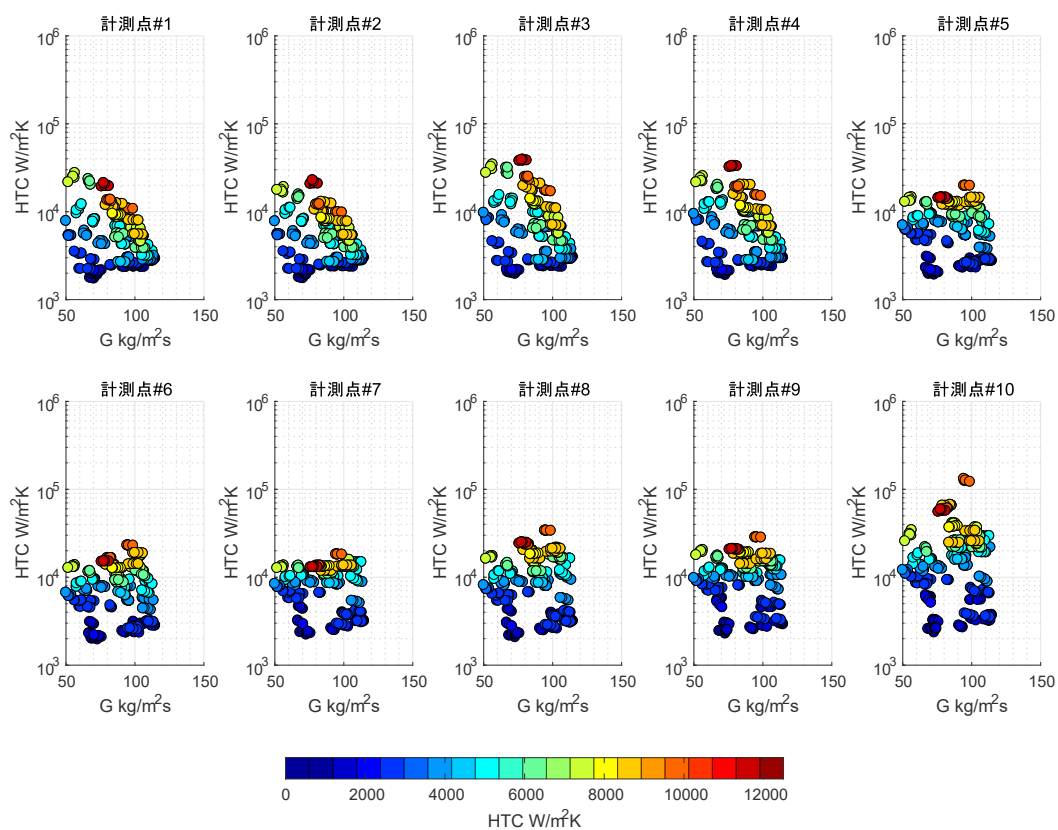


図 5.43 質量流束 vs 熱伝達率 (位置固定), コンター: 熱流束

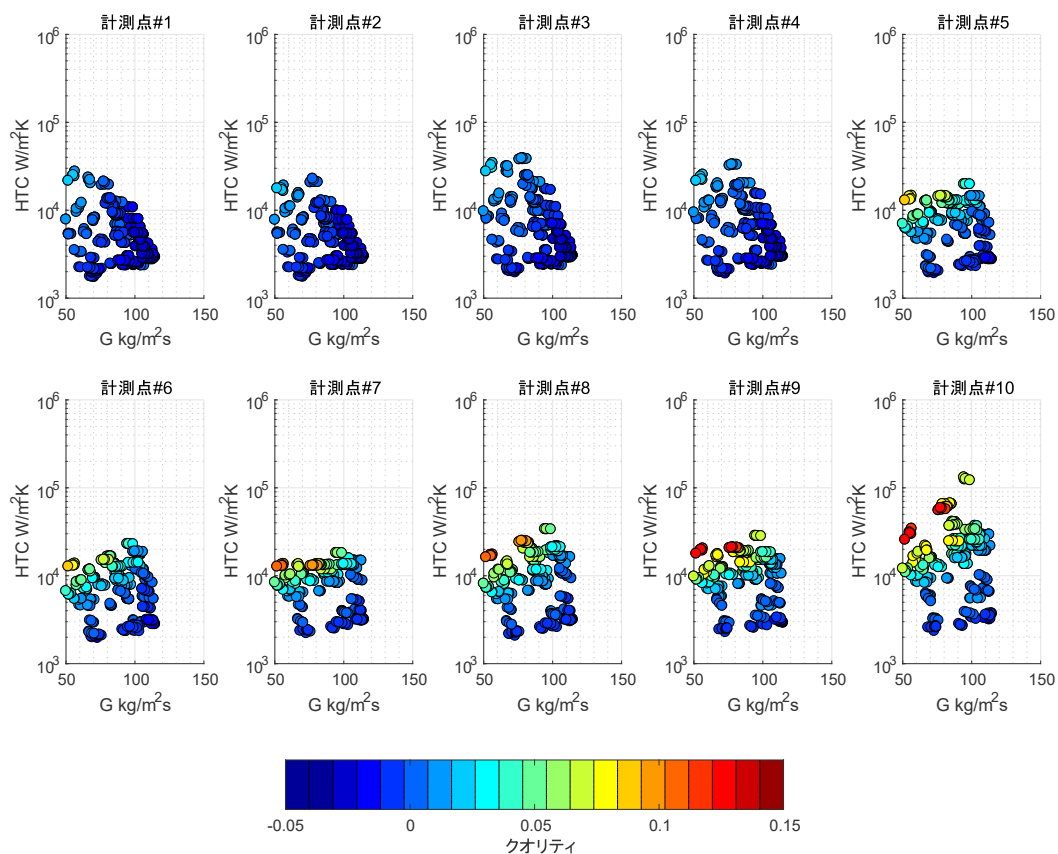


図 5.44 質量流束 vs 熱伝達率 (位置固定), コンター: クオリティ

5.3.1 既存モデル

定量的な比較を行うために、既存の熱伝達率予測モデルとの比較を行う。以下に今回比較を行う既存モデルをまとめて示す。

5.3.1.1 単相熱伝達率 (強制対流熱伝達)

- Dittus-Boelter^[9]

$$h_S = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \frac{k}{d} \quad (5.31)$$

- Gnielinski^[10]

$$h_S = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)} \frac{k}{d} \quad (5.32)$$

$$\text{ただし } f = [0.7904 \ln Re - 1.64]^{-2}$$

5.3.1.2 核沸騰熱伝達率

- Cooper^[83]

$$h_{nb} = 55 p_r^{0.12} (-\log_{10} p_r)^{-0.55} M^{-0.5} q_{in}^{0.67} \quad (5.33)$$

- Steiner-Taborek^[16]

$$h_{nb} = h_{nb,o} F_{nbf} \quad (5.34)$$

$$\text{ただし } \begin{cases} F_{nb} = F_{pf} \left(\frac{q}{q_0}\right)^{nf} \left(\frac{d_i}{d_{i,o}}\right)^{-0.4} \left(\frac{R_p}{R_{p,o}}\right)^{0.133} F(M) \\ nf = 0.7 - 0.13 \exp 1.105 p_r \\ F_{pf} = 2.816 p_r^{0.45} + \left\{ 3.4 + \left[\frac{1.7}{1 - p_r^7} \right] \right\} p_r^{3.7} \\ F(M) = 0.377 + 0.199 \ln(M) + 0.000028427 M^2 \\ R_{p,o} = 1[\mu\text{m}], d_{i,o} = 10[\text{mm}], M = 2.02, P_{crit} = 12.97[\text{bar}] \\ q_0 = 10000[\text{W}/\text{m}^2], h_{nb,o} = 12220[\text{W}/\text{m}^2\text{K}], p_r = P/P_{crit} \end{cases}$$

- Kutateladze^[139]

$$h_{nb} = 3.25 \times 10^{-4} \left[\frac{q_{in} C_{pL} \rho_L l_c}{i_{GL} \rho_G k_L} \right]^{0.6} \left[g \left(\frac{\rho_L}{\mu_L} \right)^2 l_c^3 \right]^{1/8} \left[\frac{P}{(\sigma g \rho_L)^{1/2}} \right]^{0.7} \frac{k_L}{l_c} \quad (5.35)$$

$$\text{ただしラプラス長 } l_c = \left(\frac{\sigma}{g \rho_L} \right)^{1/2}$$

- Labountsov

$$h_{nb} = K \left[\frac{q l_2}{i_{GL} \rho_G \nu_L} \right]^m Pr_L^{1/3} \frac{k_L}{l_2} \quad (5.36)$$

ただし $l_2 = \frac{C_{pL} \rho_L T_{sat} \sigma}{(i_{GL} \rho_G)^2}$ で、係数 K と m は、 $10^{-5} < \frac{q l_2}{i_{GL} \rho_G \nu_L} < 10^{-2}$ ならば $K = 0.065$, $m = 0.5$, $10^{-2} < \frac{q l_2}{i_{GL} \rho_G \nu_L} < 10^4$ ならば $K = 0.125$, $m = 0.65$ とする。

- Giarratano^[140]

$$h_{\text{nb}} = \left[0.487 \times 10^{-10} \left(\frac{k_L \rho_L^{1.282} P^{1.75} C p_L^{1.5}}{(i_{\text{GL}} \rho_G)^{1.5} \sigma^{0.906} \mu_G^{0.626}} \right) q_{\text{in}}^{1.5} \right]^{1/2.5} \quad (5.37)$$

- Rohsenow^[141]

$$h_{\text{nb}} = \frac{1}{C} \left(\frac{q_{\text{in}} l_c}{i_{\text{GL}} \mu_L} \right)^{2/3} Pr_L^{-0.7} \frac{k_L}{l_c} \quad (5.38)$$

ただし $l_c = \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/2}$ で、 C は流体や伝熱表面に依存して決まるパラメータとされ、0.0025 から 0.013 の値をとる。

- Kind-Saito^[18]

$$h_{\text{nb}} = h_{\text{nb,o}} F_{\text{nbf}} \quad (5.39)$$

配管の熱伝導率 k_w と厚さ t_w を用いて以下で場合分け。ただし以下のパラメータで基準値などを水素用にのみ示す。

$$k_w t_w \geq 0.7 \left\{ \begin{array}{l} F_{\text{nb}} = C_F \left(\frac{q_{\text{in}}}{q_0} \right)^{n(p^*)} \left(\frac{d_0}{d} \right)^{0.5} \left(\frac{R_a}{R_{a0}} \right)^{0.133} \left(\frac{G}{G_0} \right)^{0.25} \\ \left[1 - p^{*0.1} \left(\frac{q_{\text{in}}}{q_{\text{cr,PB}}} \right)^{0.3} \right] \chi \left[2.692 p^{*0.43} + \frac{1.6 p^{*6.5}}{1 - p^{*4.4}} \right] \\ n = 0.9 - 0.44 p^{*0.085} \\ \dot{q}_{\text{cr,PB}} = 2.79 q_{\text{cr,0.1}} p^{*0.4} (1 - p^*) \\ \dot{q}_{\text{cr,0.1}} = 0.13 i_{\text{GL0}} (\rho_{G0})^{0.5} (\sigma_0 g (\rho_{L0} - \rho_{G0}))^{0.25} \\ d_0 = 0.01[\text{m}], G_0 = 100[\text{kg/m}^2\text{s}], R_{a0} = 10^{-6}[\text{m}], p^* = p/p_c \\ C_F = 0.79, h_{\text{nb0}} = 12200[\text{W/m}^2\text{K}], \dot{q}_{\text{cr,0.1}} = 79410[\text{W}] \end{array} \right. \quad (5.40)$$

$$k_w t_w < 0.7 \left\{ \begin{array}{l} F_{\text{nb}} = C_F \left(\frac{q_{\text{in}}}{q_0} \right)^{n(p^*)} \left(\frac{d_0}{d} \right)^{0.5} \left(\frac{R_a}{R_{a0}} \right)^{0.133} \left(\frac{G}{G_0} \right)^{0.25} \\ \left[1 - p^{*0.1} \left(\frac{q_{\text{in}}}{q_{\text{cr,PB}}} \right)^{0.3} \right] \chi \left[2.692 p^{*0.43} + \frac{1.6 p^{*6.5}}{1 - p^{*4.4}} \right] \\ \dot{q}_{\text{cr,PB}} = 2.79 q_{\text{cr,0.1}} p^{*0.4} (1 - p^*) \\ \dot{q}_{\text{cr,0.1}} = 0.13 i_{\text{GL0}} (\rho_{G0})^{0.5} (\sigma_0 g (\rho_{L0} - \rho_{G0}))^{0.25} \\ n = \kappa (0.9 - 0.44 p^{*0.085}) \\ \kappa = 0.675 + 0.325 \tanh(3.711 (k_w t_w - 3.24 \cdot 10^{-3})) \\ \text{分離流} : \psi = 0.46 + 0.4 \tanh(3.387 (k_w t_w - 8.62 \cdot 10^{-3})) \\ \text{スラッグ流} : \psi = 0.671 + 0.329 \tanh(3.691 (k_w t_w - 8.42 \cdot 10^{-3})) \\ \text{環状流} : \psi = 0.755 + 0.245 \tanh(3.702 (k_w t_w - 1.25 \cdot 10^{-3})) \\ d_0 = 0.01[\text{m}], G_0 = 100[\text{kg/m}^2\text{s}], R_{a0} = 10^{-6}[\text{m}], p^* = p/p_c \\ C_F = 0.79 \psi, h_{\text{nb0}} = 12200[\text{W/m}^2\text{K}], \dot{q}_{\text{cr,0.1}} = 79410[\text{W}] \end{array} \right. \quad (5.41)$$

5.3.1.3 強制対流沸騰熱伝達

- Steiner-Taborek^[16]

$$h_{cb} = h_{Lt} F_{tp} \quad (5.42)$$

– $\chi < \chi_{crit}$ かつ $q > q_{ONB}$ の場合, もしくは χ の範囲によらず $q < q_{ONB}$ の場合

$$F_{tp} = \left[(1 - \chi)^{1.5} + 1.9\chi^{0.6} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.35} \right]^{1.1} \quad (5.43)$$

– $\chi > \chi_{crit}$ かつ $q > q_{ONB}$ の場合

$$F_{tp} = \left\{ \left[(1 - \chi)^{1.5} + 1.9\chi^{0.6} (1 - \chi)^{0.01} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.35} \right]^{-2.2} + \left[\left(\frac{h_G}{h_L} \right) \chi^{0.01} \left(1 + 8(1 - \chi)^{0.7} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.67} \right]^{-2} \right\}^{-0.5} \quad (5.44)$$

ただし χ_{crit} はドライアウトするときのクオリティ, $q_{ONB} = \frac{2\sigma T_{sat} h_{Lt}}{r_0 \rho_G h_{LG}}$ で, 液単相熱伝達率には Gnielinski の式を用いる.

- Kind-Saito^[18]

$$h_{cb} = h_{Lt} F_{tp} \quad (5.45)$$

$$F_{tp} = \left\{ (1 - \chi)^{0.01} \left[(1 - \chi) + 1.2\chi^{0.4} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.37} \right]^{-2.2} + \chi^{0.01} \left[\frac{h_{Gt}}{h_{Lt}} \left(1 + 8(1 - \chi)^{0.7} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.67} \right) \right]^{-2} \right\}^{-0.5} \quad (5.46)$$

5.3.1.4 二相沸騰熱伝達率

沸騰熱伝達率を推算するには, 核沸騰熱伝達と強制対流熱伝達の双方を加味する必要がある. 双方の影響を滑らかに反映する方法として次式がある.

$$h_{tp} = (h_{cb}^n + h_{nb}^n)^{1/n} \quad (5.47)$$

ここで係数 n は 1 から 3 で用いられており, $n = 1$ ならば Chen らのモデル, $n = 2$ ならば Kutateladze らのモデル, $n = 3$ ならば Steiner らのモデルに一致する. また $n = \infty$ ならば Shah らのモデルに一致する. 本研究では近年の研究で用いられている $n = 3$ として双方の影響を加味することとする. また今回の結果から, 配管上下部での優位な差はなかったため, ここでは乾き面の影響については考慮しないこととする.

5.3.2 既存モデルとの比較結果

図 5.45 に強制対流沸騰熱伝達率予測モデルの比較結果を示す. 横軸には熱平衡クオリティ, 縦軸には熱伝達率を示す. まず液単相の対流熱伝達について検討する. 図 5.45 で黒色の線で示す

のが液単相熱伝達率のモデルで、破線は Dittus-Boelter のモデルを、実線は Gnilinski のモデルを示す。今回の実験では入口サブクールを十分に大きくし、加熱を行っても液単相状態で流動するような強制対流熱伝達率についてはほとんど取得できていない。液単相流動とみなせるのは、高質量流束かつ低熱流束の条件の一部のみであり、図中では $G=70 \text{ kg/m}^2\text{s}$ から $110 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の濃青がこれに相当する。この結果 Dittus-Boelter と Gnilinski の差は、実験値のばらつきに対して小さく、どちらも定性的にはよい一致を示すことがわかった。そこで本研究では白井ら^[142]によって液体水素の熱伝達率を予測できるとされる Dittus-Boelter の式を用いることとした。

続いて二相流状態の強制対流の影響について比較を行う。強制対流の影響のみを計測するには、二相流状態で核沸騰の影響を排除するためにプリヒーターなどで任意のクオリティ条件を作ったうえで、核沸騰開始熱流束以下の低熱流束条件で加熱を行う必要があるが、本実験の構成では直接強制対流沸騰の影響を計測を行うことはできない。そこで、既存モデルとの定性的比較のみにとどめることとする。赤線は Kind-Saito のモデルを、青線は Steiner-Taborak のモデルを示し、実線は熱平衡クオリティを用いて換算した結果で、破線は真のクオリティを用いて換算した結果である。なお真のクオリティは世古口の簡易法を用いて算出するものとし、計算上必要となる入熱量は $q_{in} = 5 \text{ kW/m}^2$ を仮定した。前述のとおり、二相流状態に遷移して強制対流の影響が促進されるのは真のクオリティに依存することから、点線のデータを用いて比較する。この結果熱平衡クオリティが 0 以下の低クオリティ域では、実験で得られた熱伝達率は強制対流熱伝達率と同オーダーであるが、熱平衡クオリティが 0 を超える領域では核沸騰熱伝達の影響に比較して強制対流の影響は小さく、その大きさは数分の 1 となっていることがわかる。ここでは二つの既存モデルを比較しているが、双方の差は核沸騰熱伝達の影響に比較して微小であることがわかった。そこで本研究では近年、一般冷媒に推奨されている Kind-Saito のモデルを用いることとした。ただし、特に低クオリティ域では二つのモデル間の差が大きいことから、より高精度なモデル構築

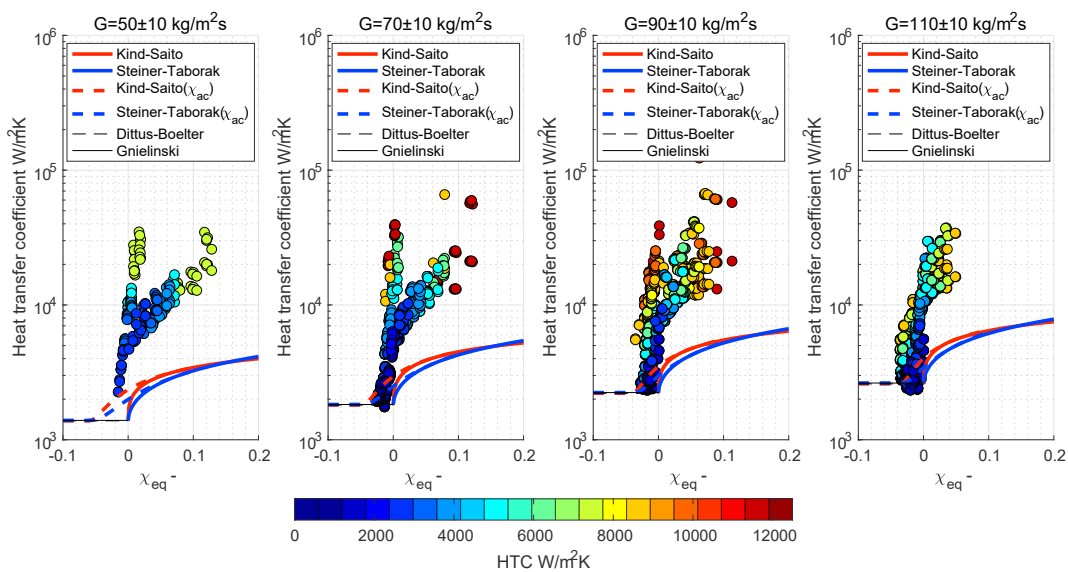


図 5.45 実験値と強制対流沸騰熱伝達率モデルの比較

を行う上で、強制対流の影響を正確に把握することは今後の課題である。

続いて核沸騰熱伝達率について既存モデルとの比較を行う。実験における核沸騰熱伝達率の影響は実験値から強制対流沸騰熱伝達率を差し引く形で次式で定めることとした。

$$h_{nb} = (h_{tp}^3 - h_{cb}^3)^{1/3} \quad (5.48)$$

前述の通り強制対流沸騰は Kind-Saito のモデルで求めることとし、強制対流の影響は真のクオリティで算出することとした。また液単相熱伝達率は Dittus-Boelter の式を用いる。強制対流沸騰の影響を除いた実験値と既存モデルによる評価値の比較を図 5.46 に示す。また飽和核沸騰熱伝達率はクオリティや質量流束によらないため、熱流束に対する核沸騰熱伝達率を図 5.47 に実験値と既存モデル値を比較して示す。なお、図 5.47 では実験点は前項で示した流動様式様式遷移モデルを用いて解析した流動様式予測値で示し、核沸騰抑制係数を用いる Kind-Saito のモデルに関しては熱平衡クオリティ 0 の値を用いて示すこととした。Rohsenow のモデルについては、伝熱表面や流体に依存する C について 0.0025 と 0.00745 を用いて比較を行った。本結果からわかる通り、核沸騰熱伝達率を大きく評価する順に並べると Rohsenow($C=0.0025$), Cooper, Rohsenow($C=0.00745$), Kind-Saito, Labountsov, Kutateladze, Steiner-Taborak, Giarratano

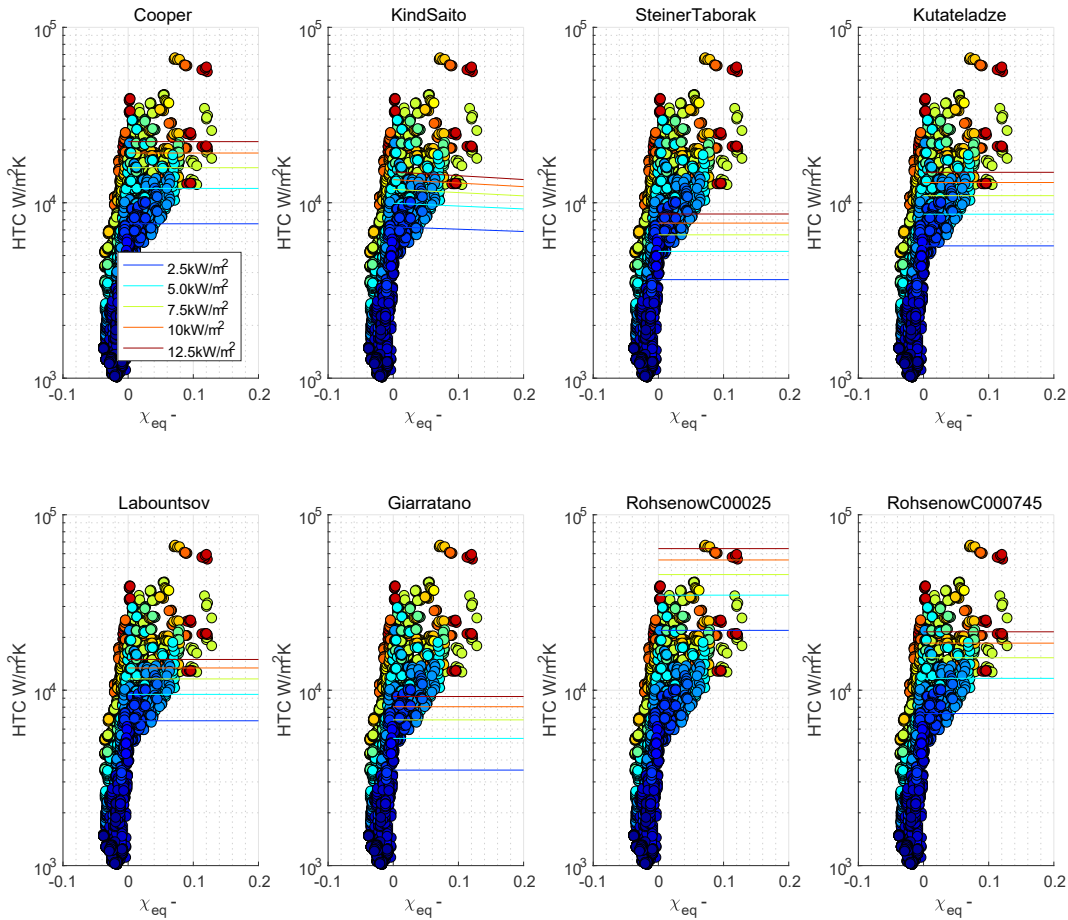


図 5.46 強制対流の影響を除いた核沸騰熱伝達率の実験値と推算モデルの比較

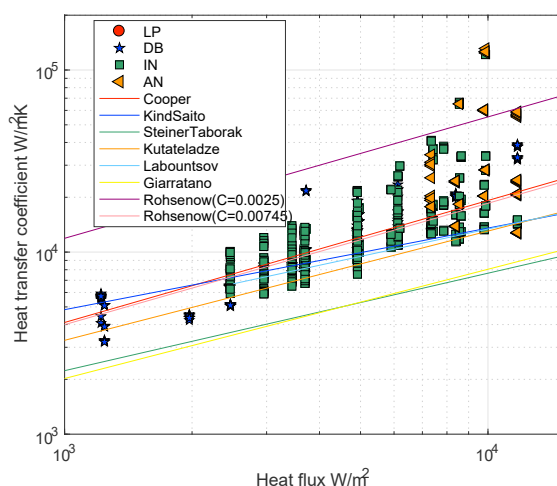


図 5.47 強制対流の影響を除いた核沸騰熱伝達率の実験値と推算モデルの比較

の順となる。実験値との比較では Rohsenow と Cooper のモデル以外では、熱伝達率を小さく見積もる傾向があることがわかる。Kind-Saito のモデルは Steiner のモデルを改良して、核沸騰抑制についても考慮しているため、より沸騰現象を捉えられるモデルと考えたが、基本となる Steiner のモデルの予測係数が小さいため、どちらも実験値を小さく見積もったものと考えられる。これは尾形ら^[143]の指摘にもあるが、水素の実験点が少ないこと、物性以外の要因が寄与する可能性があることが挙げられる。Giarratano のモデルは^[144]で次元の水素流の計算に使用されているが、こちらは Steiner らと同等の熱伝達率を予測している。Kutateladze のモデルは過去に沸騰水素二相流^[145]に対しても有効性が示されており、Wang^[146]によればプール沸騰においては特に低圧力条件でよく一致するとのことである。また Labountsov の式は白井らによって液体水素のプール沸騰熱伝達を評価する式として推奨されているが、こちらも他のモデルと比較してより実験値に近い熱伝達率を見積もっているが、特に高熱流束時の熱伝達率を実験値より小さく見積もる傾向があることがわかった。Cooper の式を沸騰水素のデータに対して比較した例は見つけれなかったが、Kattan らのモデルなど一般冷媒に対しては近年でも使用例があり、今回の実験値に関しては比較的良い一致を示すことがわかった。Rohsenow のモデルに関しては経験定数によって推定値は大きく変わるが、白井らが比較に使用していた 0.0025 では熱伝達率を過大に見積もることがわかった。一方後述する方法で C についてフィッティングを行うと Cooper のモデルと同程度の熱伝達率を予測することになり、定量的にもよい一致を示すことがわかった。なお、Seader ら^[147]は $C=0.015$ を用いて 1 気圧の水素プール沸騰のデータレンジに収まることを確認しており、今回の結果は白井らの用いた値と Seader らの結果の中間の値をとっている。さらに以上の結果について定量的な比較を行う。表 5.7 にそれぞれのモデルの相対誤差に対する平均値 (ave), 絶対値平均値 (mean), 標準偏差 (std) を熱流束範囲ごとに示す。この結果からも Cooper のモデルは実験値と良好な一致を示しており、今回の実験の範囲では 3.6% を中心に $\sigma=25\%$ で核沸騰熱伝達率を見積もれることがわかった。Labountsov のモデルは Cooper の

モデルに次いで実験値と一致する結果が得られ、0 から 2.5 kW/m² の低熱流束条件では Copper のモデルよりも実験値との差が小さいことがわかった。また Cooper 以外のモデルでは熱流束が大きくなるほど実験値との乖離が大きくなることがわかり、最大で実験値を半分以下に見積もるなど大幅に熱伝達率を小さく見積もる傾向があることがわかった。これらの傾向の要因として、配管の表面性状などを考慮できていないことが挙げられる。そこで、Rohsenow のモデルについて、表面性状や流体の性質を含む係数 C について検討をおこなう (式 (5.38) 参照)。 C については Jabardo が^[148] 冷媒や様々な伝熱面についてまとめているが、水素と銅の組み合わせに関して評価している文献は見つからなかった。熱平衡クオリティ 0 以上のデータに対して推定値/実験値が 1 になるとき相対誤差が最小になるので、 $C=1$ としたときの推定値/実験値の和の平均が相対誤差を最小とする C の値に等しくなる。その結果 $C=0.0745$ が得られた。この結果はリン脱酸銅と水素の組み合わせで $C=0.0745$ が使用可能であることを示す。この結果は白井らが使用した

表 5.7 加熱量毎の核沸騰熱伝達率予測モデルの比較

Copper				Kind-Saito			
加熱量 kW/m ²	絶対値平均誤差	平均誤差	標準偏差	加熱量 kW/m ²	絶対値平均誤差	平均誤差	標準偏差
0-2.5	13.3%	23.4%	24.4%	0-2.5	11.4%	21.7%	24.0%
2.5-5.0	6.6%	22.5%	19.8%	2.5-5.0	-9.6%	19.1%	52.5%
5.0-7.5	-1.4%	25.1%	29.1%	5.0-7.5	-22.4%	27.5%	57.5%
7.5-10	-0.1%	28.1%	29.3%	7.5-10	-25.3%	27.2%	57.8%
10-12.5	1.9%	40.0%	35.1%	10-12.5	-32.4%	35.3%	57.8%
合計	3.6%	25.0%	24.7%	合計	-14.7%	24.0%	54.5%
Steiner-Taborak				Kutateladze			
加熱量 kW/m ²	絶対値平均誤差	平均誤差	標準偏差	加熱量 kW/m ²	絶対値平均誤差	平均誤差	標準偏差
0-2.5	-44.1%	44.1%	11.8%	0-2.5	-13.9%	19.4%	18.3%
2.5-5.0	-52.1%	52.1%	206.9%	2.5-5.0	-22.9%	24.7%	21.0%
5.0-7.5	-58.5%	58.5%	183.3%	5.0-7.5	-31.0%	32.4%	24.3%
7.5-10	-59.5%	59.5%	191.3%	7.5-10	-31.5%	31.6%	27.4%
10-12.5	-60.2%	60.2%	192.1%	10-12.5	-31.4%	35.2%	38.6%
合計	-54.7%	54.7%	198.8%	合計	-26.1%	28.0%	23.9%
Labountsova				Giarrantanoa			
加熱量 kW/m ²	絶対値平均誤差	平均誤差	標準偏差	加熱量 kW/m ²	絶対値平均誤差	平均誤差	標準偏差
0-2.5	3.4%	18.9%	21.7%	0-2.5	-47.0%	47.0%	11.3%
2.5-5.0	-13.5%	19.8%	26.7%	2.5-5.0	-52.5%	52.5%	22.5%
5.0-7.5	-26.4%	29.1%	30.4%	5.0-7.5	-57.5%	57.5%	25.4%
7.5-10	-28.7%	29.3%	34.0%	7.5-10	-57.8%	57.8%	25.6%
10-12.5	-30.8%	35.1%	45.8%	10-12.5	-57.8%	57.8%	30.1%
合計	-18.8%	24.7%	30.3%	合計	-54.5%	54.5%	27.1%
Rohsenow(0.0025)				Rohsenow(0.00745)			
加熱量 kW/m ²	絶対値平均誤差	平均誤差	標準偏差	加熱量 kW/m ²	絶対値平均誤差	平均誤差	標準偏差
0-2.5	226.3%	226.3%	69.9%	0-2.5	9.5%	21.8%	23.5%
2.5-5.0	206.9%	206.9%	12.2%	2.5-5.0	3.0%	21.0%	19.5%
5.0-7.5	183.3%	183.3%	12.9%	5.0-7.5	-4.9%	24.3%	21.3%
7.5-10	187.2%	191.3%	13.9%	7.5-10	-3.6%	27.4%	23.3%
10-12.5	192.1%	192.1%	17.9%	10-12.5	-2.0%	38.6%	30.8%
合計	198.1%	198.8%	13.8%	合計	0.0%	23.9%	21.9%

値^[142] と Seader らが使用した値^[147] の中間に位置し、水素二相流の熱伝達率を評価する値としては妥当といえる。この時特に低熱流束域で Copper のモデルに比較して実験値との差が小さくなり、今回の実験値の範囲では平均して 0% を中心に $\sigma=22\%$ の差で評価可能なことがわかった。

続いて、サブクール沸騰領域での核沸騰熱伝達率についてモデル化を行う。ここまでの結果から、核沸騰熱伝達率の評価は $C=0.0745$ とする Rohsenow のモデルを用いることとした。図 5.7 で示した通り、サブクール沸騰領域では、核沸騰開始点から飽和核沸騰領域まで徐々に核沸騰熱伝達率に漸近する。ここでは負の熱平衡クオリティが過冷却度に一致するという考えのもと、熱平衡クオリティを用いた整理を行う。ここで、世古口の簡易法による真のクオリティ推算法で用いた擬似沸騰開始点クオリティ χ_d では、ボイド率に与える影響は少ないもののすでに熱伝達率が增大するという観点から核沸騰は開始した後であり、サブクール核沸騰熱伝達率を算出するには、世古口の反復法で求められる核沸騰開始点クオリティ χ_{ONB} を用いることとした。

$$\chi_{ONB} = -\frac{Re_{Lt}^{0.2} Pr_L^{2/3}}{0.023} Bo \quad (5.49)$$

ここで、核沸騰開始点と飽和核沸騰開始点を滑らかに結ぶ関数について考える図 5.48 のように検討を行う。核沸騰開始点では核沸騰熱伝達率が $0 \text{ kW/m}^2\text{K}$ 、飽和核沸騰開始点では発達した核沸騰熱伝達率係数に等しいとすると、滑らかに二点を結ぶ関数は $(\chi_{ONB}, 0)$, $(0, h_{nb})$ を通る曲線となる。いま $(\chi_d, 0)$ を原点とする関数を考えると、 $(-\chi_d, h_{nb})$ を通る a 次関数と考えることができるから

$$f = \frac{h_{nb}}{(-\chi_{ONB})^a} (\chi_{eq} - \chi_{ONB})^a \quad (5.50)$$

で与えられる。熱流束 1.25 kW/m^2 刻みでデータを分割し、熱平衡クオリティが 0 以下になるデータのみを切り出し、式 (5.50) でフィッティングを施した結果を図 5.49 に示す。この結果から q の増加に対して a が増大することがわかった。そこで得られた係数 a について 1.25 kW/m^2 毎の熱流束の関数で近似する。熱流束に対して係数 a を整理すると図 5.50 が得られる。今回係数 a について図 5.49 について対数近似を行うと式 (5.51) が得られる。なお今回熱流束が 10 kW/m^2

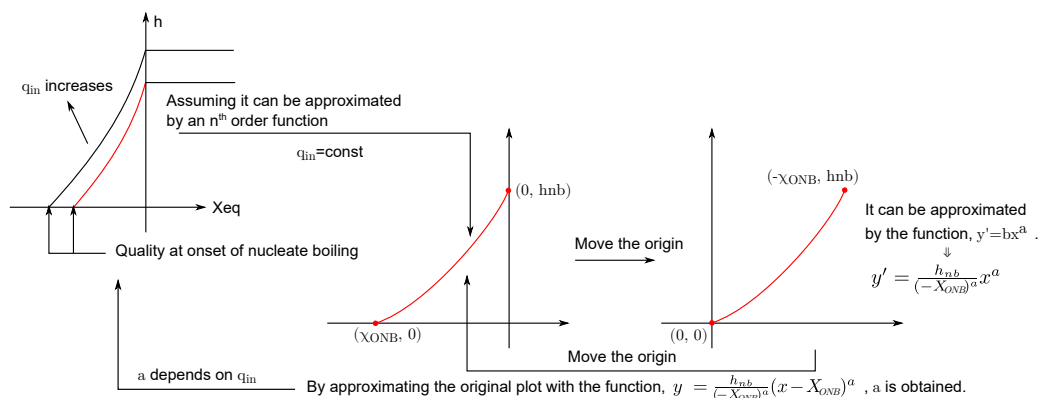


図 5.48 サブクール沸騰域における核沸騰熱伝達のモデリング

以上のデータについては、データ数が少なく傾向をとらえられないため排除して近似を行った。

$$a = 1.632 \ln(q_{in}) - 10.19 \quad (5.51)$$

この式から、熱流束が増大するにつれてサブクール沸騰領域における核沸騰熱伝達の増加勾配は大きくなるが、その増加率は熱流束が大きくなるほど小さくなることがわかる。以上からサブクール核沸騰熱伝達率 $h_{nb,subcool}$ は任意の熱流束、熱平衡クオリティから次式で表される。

$$h_{nb,subcool} = \frac{h_{nb,Rohsenow,0.00745}}{(-\chi_{ONB})^{1.632 \ln(q_{in}) - 10.19}} (\chi_{eq} - \chi_{ONB}) \quad (5.52)$$

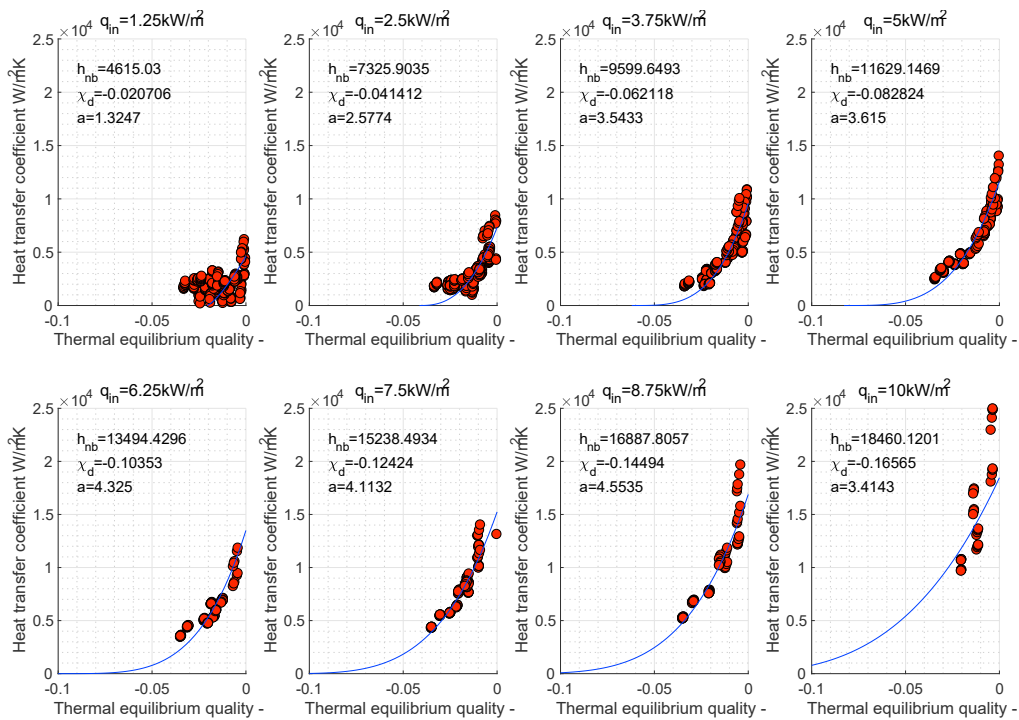


図 5.49 熱流束ごとに熱平衡クオリティが 0 以下の核沸騰熱伝達を抽出

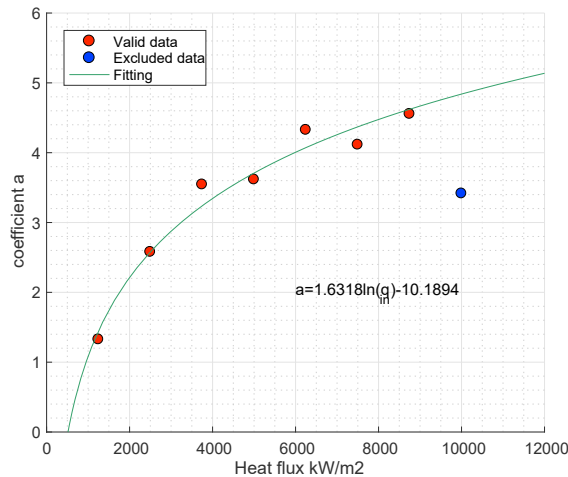


図 5.50 式 (5.50) における係数 a と熱流束の関係

5.3.3 沸騰水素二相流の熱伝達率推算モデル

今回提案する沸騰水素流の熱伝達予測式を液单相強制対流沸騰域から発達した核沸騰領域までを次のようにまとめる。

液单相熱伝達 :

$$h_{Lt} = 0.023 Re_{Lt}^{0.8} Pr_L^{0.4} \frac{k_L}{d} \quad (5.53)$$

対流沸騰熱伝達率 :

$$h_{cb} = h_{Lt} F_{tp} \quad (5.54)$$

$$F_{tp} = \left\{ (1 - \chi_{ac})^{0.01} \left[(1 - \chi_{ac}) + 1.2 \chi_{ac}^{0.4} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.37} \right]^{-2.2} + \chi_{ac}^{0.01} \left[\frac{h_{Gt}}{h_{Lt}} \left(1 + 8 (1 - \chi_{ac})^{0.7} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.67} \right) \right]^{-2} \right\}^{-0.5} \quad (5.55)$$

飽和核沸騰熱伝達率 :

$$h_{nb} = \frac{1}{0.00745} \left(\frac{q_{in} l_c}{i_{GL} \mu_L} \right)^{2/3} Pr_L^{-0.7} \frac{k_L}{l_c} \quad (5.56)$$

$$\text{ただし } l_c = \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/2}$$

サブクール核沸騰熱伝達率 :

$$h_{nb,subcool} = \frac{h_{nb}}{(-\chi_{ONB})^{1.632 \ln(q_{in}) - 10.19}} (\chi_{eq} - \chi_{ONB})^{1.632 \ln(q_{in}) - 10.19} \quad (5.57)$$

$$\text{ただし } \chi_{ONB} = -\frac{Re^{0.2} Pr^{2/3}}{0.023} Bo$$

二相流沸騰熱伝達率 :

$$h_{tp} = (h_{cb}^3 + h_{nb}^3)^{1/3} \quad (5.58)$$

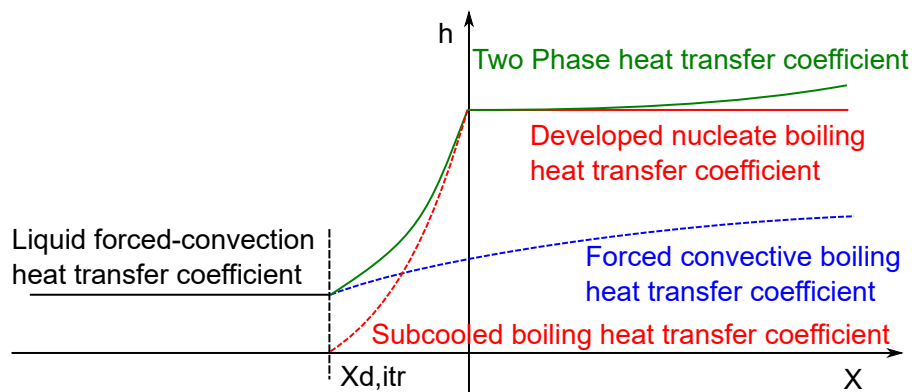


図 5.51 二相沸騰熱伝達率モデル

上記モデルを用いて実験値と解析値を比較する。図 5.52 に熱平衡クオリティに対する熱伝達率変化の実験値と計算値の比較を、図 5.53 に実験値と計算値の比較を示す。図中のプロットの形は流動様式を色は熱流束を示す。まず、熱平衡クオリティに対する熱伝達率の推移を比較すると、実験では $20 \text{ kW/m}^2\text{K}$ 以上の熱伝達率を計測しているが、計算ではこれ以上の熱伝達率を評価できていない。ここで図 5.53 右図を確認すると熱平衡クオリティが 0 以上でかつ高熱流束の時に計算値が飽和していることがわかる。これは環状流へ遷移する条件に一致し、間欠流から環状流へ遷移するところで、実験値では熱伝達率が急激に上昇していることがわかる。これによって環状流域では熱平衡クオリティなどから換算した熱伝達率は実験値に対して小さく評価していることが

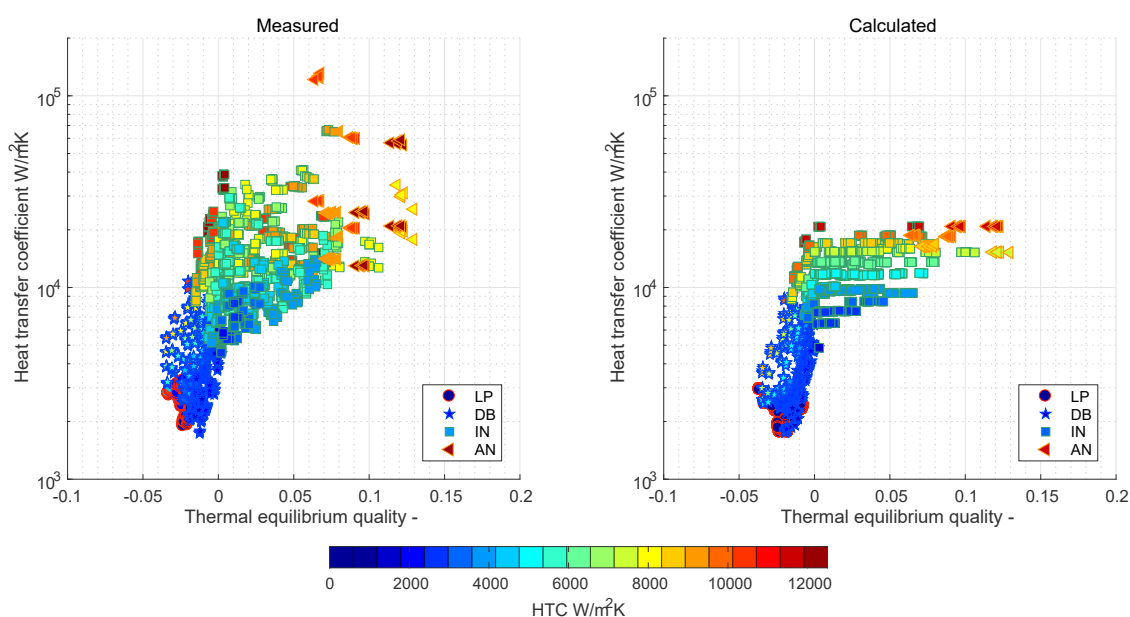


図 5.52 熱平衡クオリティに対する熱伝達率

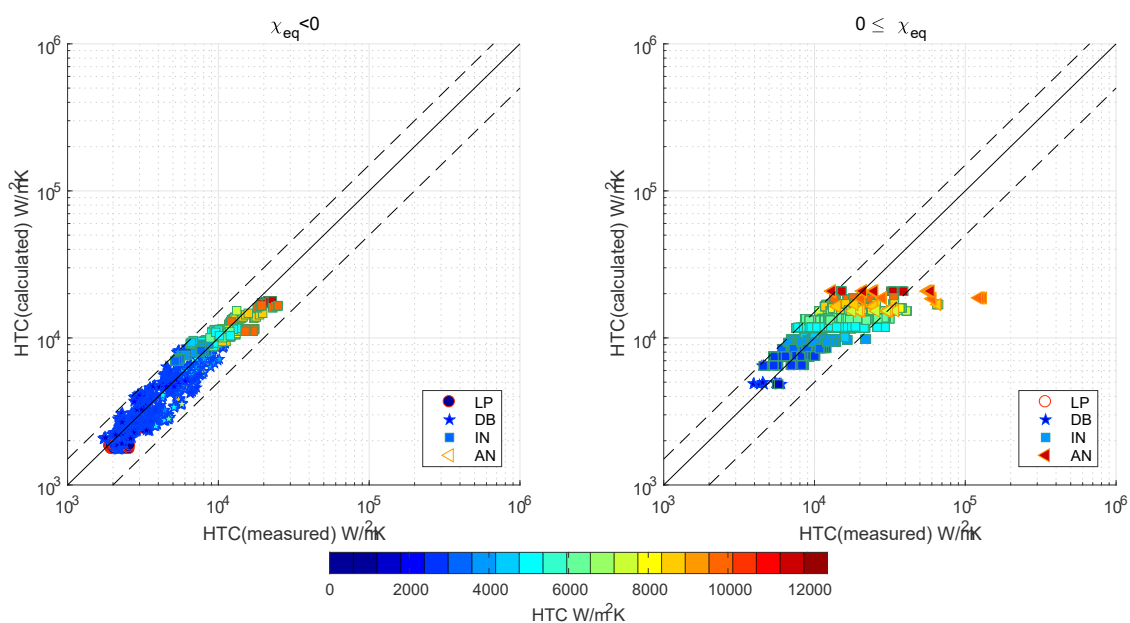


図 5.53 実験値と計算値の比較

わかる。この理由として、今回のモデリングの範囲が核沸騰域に偏っており、高クオリティ域の環状流状態では強制対流沸騰の影響を十分に考慮できていないことが考えられる。従って、環状流域を核沸騰領域から分離して、流動様式別の熱伝達率予測モデルを立てることが今後の課題といえる。一方図 5.53 右図を確認すると、液単相熱伝達率を小さく見積もる傾向を有するものの誤差の分散も小さく、実験値をうまくとられているといえる。以上の結果から実験値とモデル値を相対誤差で定量評価すると、全実験点を含むと中心値-3.8%、標準偏差 23.0% の差で実験値を予測でき、今回十分なデータが得られておらず強制対流沸騰熱伝達率が支配的となる環状流と液単相領域を除くと中心値-1.6%、標準偏差 19.0% で実験値を予測できると結論付けた。

5.4 結言

第 5 章の沸騰水素水平流動実験で得られた結果から沸騰水素の熱流動特性のモデル化を行う。第 5.1 項には静電容量型ボイド率計の精度評価結果をまとめ、沸騰水素水平流動実験における静電容量計測の不確かさや再現性による不確かさを評価し、これらの影響を加味しても 95% の信頼度で $0.07\% \pm 6.37\%$ の精度でボイド率を計測可能なことを示した。さらに、真のクオリティとボイド率の関係、真のクオリティと熱平衡クオリティの関係について既存モデルとの比較から適用可能なモデルを調査した。その結果、熱平衡クオリティ-真のクオリティの換算モデルに世古口簡易法を、真のクオリティ-ボイド率の換算モデルに Steiner のドリフトフラックスモデルを用いた際の換算精度をボイド率の換算誤差で評価すると 95% の信頼度で $-0.11\% \pm 3.90\%$ となることを示した。第 5.2 項には流動様式判定手法について、先行研究と実験値の比較から、新たな流動様式遷移モデルを提案した。気泡流と間欠流の遷移境界については気泡にかかる剪断力と浮力の力のバランスから、間欠流と環状流の遷移条件については液滴にかかる抗力と重力のバランスからそれぞれ理論モデルを構築し、今回得ることができた実験点のうち 96.7% で実験値と予測値が一致することを示した。第 5.3 項には伝熱特性予測手法について、先行研究との比較から沸騰水素に特化したモデルを提案した。沸騰状態に対する熱伝達率予測には液単相強制対流熱伝達率、強制対流沸騰熱伝達率、サブクール核沸騰熱伝達率、飽和核沸騰熱伝達率がそれぞれ重要である。液単相強制対流熱伝達率には Dittus-Boelter の式を、強制対流沸騰熱伝達率には Kind-Saito の式を、飽和核沸騰熱伝達率には Rohsenow のモデルについて水素と銅壁の組み合わせに対する補正値を提案し、サブクール核沸騰熱伝達率は核沸騰領域と液単相滑らかに結ぶモデルを提案した。その結果、全実験点に対して予測値と実験値が中心値-3.8%、標準偏差 23.0% で一致することを示した。

第 6 章

結論

本研究では、従来極めて知見の少なかった沸騰水素の水平熱流動特性の解明について実験的アプローチによって取り組んだ。以下に今回の研究によって得られた成果を示す。

極低温流体用の非対称静電容量型ボイド率計の開発

安全で非接触かつ小型・軽量化が容易な静電容量型ボイド率計に着目して、高精度なボイド率測定を可能とするセンサー開発手法を示した。著者が過去に提案し、測定誤差を低減する効果が示されている非対称型ボイド率計について、電場解析と実験計画法を用いた測定精度の向上を図った。電場解析では 360 通りの気液分布条件を模擬してシミュレーションを行い、ボイド率計単体の測定精度が 95% の信頼度で $0.07 \pm 4.64\%$ であることを示した。さらに沸騰水素流動試験に開発したセンサーを適用し、静電容量測定の不確かさや再現性による不確かさを評価した結果、これらの影響を加味しても 95% の信頼度で約 $\pm 6.5\%$ の精度でボイド率を計測可能なことを示した。

沸騰水素用ボイド率-クオリティ相互換算モデルの構築

沸騰流動状態把握するうえで基本パラメータとなる熱平衡クオリティ、真のクオリティ、ボイド率の相互換算モデルを構築した。まず、熱平衡クオリティと真のクオリティが一致するとみなせる高クオリティ域について、真のクオリティとボイド率の換算方法を過去に提案された 14 のモデルとの比較から検討した。その結果、Steiner のドリフトフラックスモデルが、最も換算精度が高いことを示した。さらに低クオリティ域を含めて、4 つの既存モデルを用いて熱平衡クオリティを真のクオリティに換算し、ここで得られた真のクオリティを Steiner のドリフトフラックスモデルでボイド率に換算した結果を実験で得られたボイド率と比較した。その結果、世古口が提案した反復法・簡易法の換算精度がそれ以外のモデルに比較して良好であることを確認した。世古口の簡易法は反復法に比較してボイド率換算値の平均誤差が大きいものの誤差のばらつきは小さく、計算コストも小さいことから、世古口の簡易法が沸騰水素の熱平衡クオリティ-真のクオリティ換算に適用可能と結論付けた。熱平衡クオリティ-真のクオリティの換算モデルに世古口簡易法を、真のクオリティ-ボイド率の換算モデルに Steiner のドリフトフラックスモデルを用いた際の換算精度をボイド率の換算誤差で評価すると 95% の信頼度で $-0.11\% \pm 3.90\%$ となることを示した。

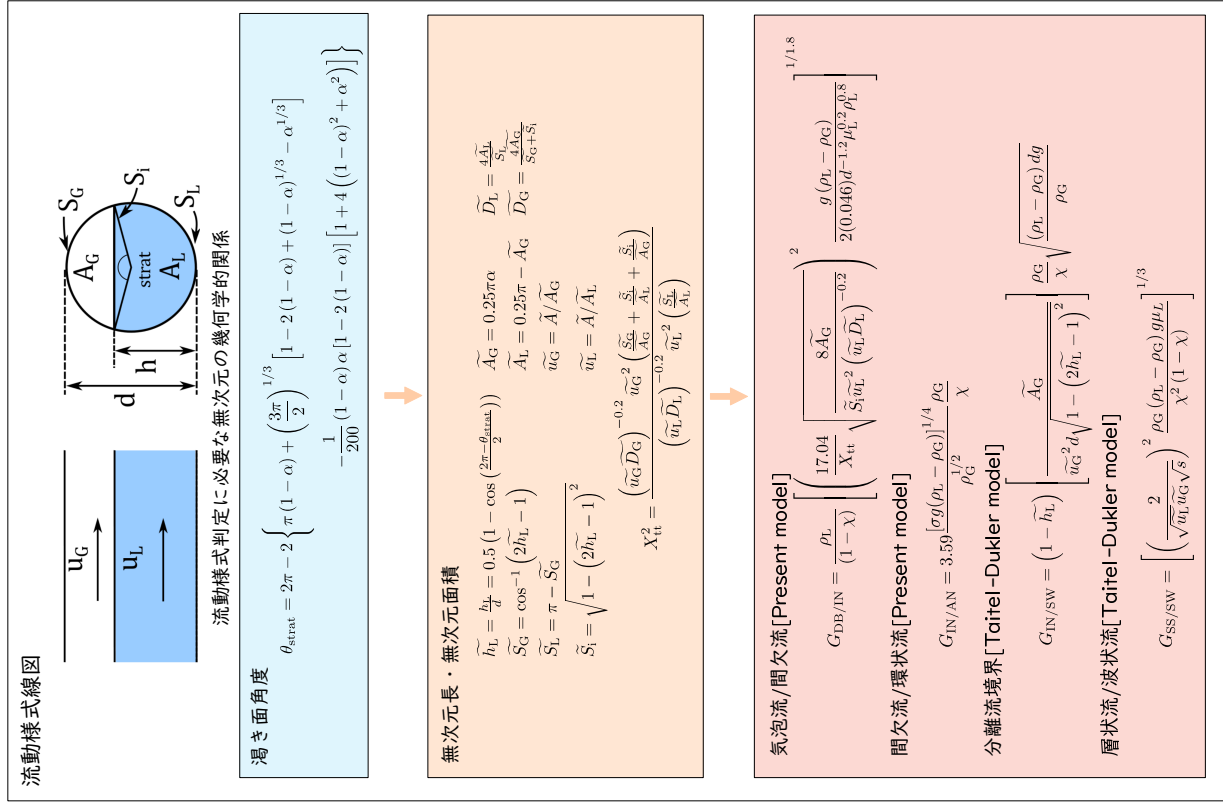
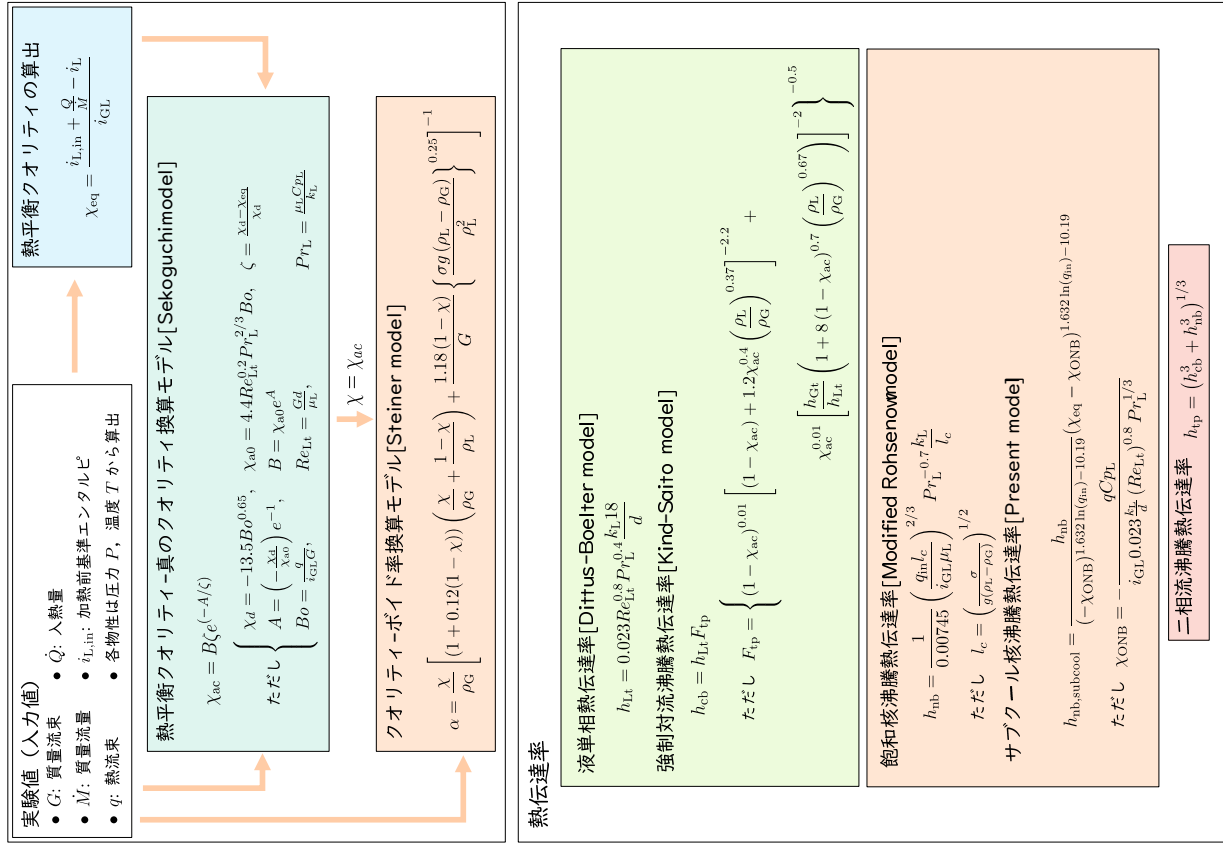
沸騰水素用流動様式遷移モデルの構築

今回行った実験では、気泡流・間欠流(プラグ流・スラグ流)・環状流(環状流・間欠環状流・波状環状流)が得られた。これらの流動様式を、4つの既存モデルと比較してどのモデルも沸騰水素の流動様式を精度よく判定できないことを示した。これらのうち理論に基づいて流動様式遷移条件が導出されている Taitel-Dukler のモデルはその他のモデルと比較して実験値との一致度が高かった。そこで、気泡流と間欠流の遷移境界については、Taitel らのモデルを参考にして、気泡にかかる剪断力と浮力の力のバランスから気泡流が存在できうる条件を導出し、二力のバランスについては実験値へのフィッティングから条件を決定した。さらに間欠流と環状流の遷移条件については Taitel の水平流のモデルでは決定できないと考え、Taitel の提案した垂直上昇流用のモデルを参考に、液滴にかかる抗力と重力のバランスから環状流が維持できる条件を導出し、二力のバランスについては実験値へのフィッティングから条件を決定した。これらのモデルを用いることで、今回得ることができた実験点のうち 96.7% で実験値と予測値が一致することを示した。

沸騰水素用熱伝達率予測モデルの構築

ボイド率-真のクオリティ-熱平衡クオリティ相互換算モデルと流動様式遷移モデルを用いて、実験で得られた熱伝達率を整理した。沸騰流の熱伝達率を推算するうえで必要となるのが液単相強制対流熱伝達率、強制対流沸騰熱伝達率、サブクール核沸騰熱伝達率、飽和核沸騰熱伝達率である。液単相強制対流熱伝達率については先行研究でも液体水素に適用可能とされる Dittus-Boelter の式が使用可能であることを示した。また強制対流沸騰熱伝達率については、今回の実験装置の構成上、独立してこの影響を評価することが困難であるため、代表的な二つの既存モデルを比較し、それらの差が核沸騰熱伝達率の影響に比較して小さいことから、水平流に対して提案された Kind-Saito の強制対流沸騰熱伝達率予測モデルが沸騰水素にも使用可能であるとした。さらに、飽和核沸騰域について、実験値から強制対流沸騰熱伝達率の影響を差し引いて、7つの既存モデルとの比較を行った。今回の研究では流体の物性や配管の材質などを包含する係数を用いて熱伝達率を予測する Rohsenow のモデルに着目し、これまでに提案されていない銅管と水素の組み合わせに対する影響係数 C の算出を行った。その結果 Rohsenow の核沸騰熱伝達率予測モデルを用いて飽和核沸騰熱伝達率を標準偏差 22% で予測できることを確認した。サブクール核沸騰領域については、負の熱平衡クオリティが過冷却度に対応することから、熱平衡クオリティを用いて熱伝達率を予測する手法を提案した。核沸騰開始クオリティ χ_{ONB} を世古口の反復法で算出し、熱平衡クオリティが 0 となる点ではサブクール核沸騰熱伝達率が飽和核沸騰熱伝達率に一致するとして、サブクール核沸騰熱伝達率を熱平衡クオリティと熱流束の関数でモデル化した。以上の 4つのモデルを統合して、沸騰水素熱伝達率として実験値と解析値を比較すると、全実験点に対して中心値-3.8%、標準偏差 23% で一致することを示した。また、今回の実験で十分な計測データが得られなかった強制対流沸騰熱伝達が支配的な環状流領域の実験値を除くと、中心値-1.6%、標準偏差 19% で実験値と解析値が一致することを示した。

今回提案する沸騰水素用の熱流動特性モデルを次ページにまとめて示す。



最後に今後の課題を示す。本研究で対象としたのは、飽和圧力が 0.25 MPaA から 0.30 MPaA における沸騰水素の定常水平流れの熱流動特性の解明であった。ここで得られた成果は、今後のより汎用的な極低温流体の流動特性解明に資するものであるといえる。しかし、実際の航空宇宙機における流動予測に適用するには、重力の影響や圧力変化による各物性の変動、流動の非定常性などを扱う必要がある。したがって、今後は 1. より広範囲の圧力における実験、2. 垂直流れや傾斜流れを含めた実験、3. 流動特性の非定常性の考慮、4. より高ボイド率条件における実験、5. 低重力環境下を含めた実験、6. 数値計算への流動特性モデルのフィードバック等を行うことことで、沸騰状態における熱流動特性解明を行うべきである。

参考文献

- [1] 世古口言彦, 田中収, 江崎秀司, 今坂卓男. 沸騰流の低クオリティ領域におけるボイド率の算定法. 日本機械学会論文集. B編, Vol. 46, No. 401, pp. 111–120, 1980.
- [2] Bowring, R. W. Physical Model, Based on Bubble Detachment, and Calculation of Steam Voidage in the Subcooled Region of a Heated Channel. Oecd Halden Reactor Project Report, 1962.
- [3] Saha, P. and Zuber, N. Point of Net Vapor Generation and Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling. 1974.
- [4] Baker, O. Design of Pipelines for the Simultaneous Flow of Oil and Gas. Fall Meeting of the Petroleum Branch of AIME. Society of Petroleum Engineers (SPE), 1953.
- [5] Taitel, Y. and Dukler, A. E. A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and near Horizontal Gas-liquid Flow. AIChE Journal, 1976.
- [6] Weisman, J., Duncan, D., Gibson, J., and Crawford, T. Effects of Fluid Properties and Pipe Diameter on Two-phase Flow Patterns in Horizontal Lines. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 5, No. 6, pp. 437–462, 1979.
- [7] Kattan, N. Contribution to the Heat Transfer Analysis of Substitute Refrigerants in Evaporator Tubes with Smooth or Enhanced Tube Surfaces. 1996.
- [8] Hajal, J. E., Thome, J., and Cavallini, . Condensation in Horizontal Tubes, Part 1: Two-phase Flow Pattern Map. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003.
- [9] Dittus, F. and Boelter, L. University of California Publications on Engineering. University of California publications in Engineering, Vol. 2, p. 371, 1930.
- [10] Gnielinski, V. New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow. Int. Chem. Eng., Vol. 16, No. 2, pp. 359–368, 1976.
- [11] Chen, J. C. Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow. Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development, 1966.
- [12] Shah, M. Prediction of Heat Transfer during Boiling of Cryogenic Fluids Flowing in Tubes. Cryogenics, Vol. 24, No. 5, pp. 231–236, 1984.
- [13] Gungor, K. E. and Winterton, R. A General Correlation for Flow Boiling in Tubes and Annuli. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 29, No. 3, pp. 351–358,

- 1986.
- [14] Gungor, K. E. and Winterton, R. Simplified General Correlation for Saturated Flow Boiling and Comparison with Data. *Chemical Engineering Research and Design*, 1987.
- [15] Kandlikar, S. G. A General Correlation for Saturated Two-phase Flow Boiling Heat Transfer inside Horizontal and Vertical Tubes. *Journal of heat transfer*, Vol. 112, No. 1, pp. 219–228, 1990.
- [16] Steiner, D. and Taborek, J. Flow Boiling Heat Transfer in Vertical Tubes Correlated by an Asymptotic Model. *Heat Transfer Engineering*, 1992.
- [17] Kattan, N., Thome, J. R., and Favrat, D. Flow Boiling in Horizontal Tubes: Part 1—development of a Diabatic Two-phase Flow Pattern Map. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 120, No. 1, pp. 140–147, 1998.
- [18] Kind, M., Steiner, D., Chawla, J. M., Schröder, J.-j., Saito, Y., Auracher, H., Herbst, O., and Katsaounis, A. H3 Flow Boiling, pp. 793–902. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [19] 宇宙航空研究開発機構. JAXA 長期ビジョン-JAXA2025-. 宇宙航空研究開発機構, 2005.
- [20] 宇宙航空研究開発機構航空プログラムグループ. 極超音速機の研究開発構想. 宇宙航空研究開発機構, 2007.
- [21] Kobayashi, H., Taguchi, H., and Others, . Development of a Hypersonic Turbojet Engine Controller Designed for a Flight Experiment. *JAXA Research and Development Report*, Vol. 8, pp. 1–25, 2009.
- [22] Sato, T., Taguchi, H., Kobayashi, H., Kojima, T., Fukiba, K., Daisaku Masaki, K. O., Fujita, K., Hongo, M., and Sawai, S. Development Study of a Precooled Turbojet Engine. *Acta Astronautica*, 2010.
- [23] 内閣府. 宇宙基本計画 (平成 28 年 4 月 1 日閣議決定). 内閣府, 2016.
- [24] 再使用観測ロケット技術実証チーム. 再使用観測ロケット技術実証プロジェクト成果報告書. 宇宙科学研究所, 2016.
- [25] Kinefuchi, K., Saito, Y., Yamanishi, N., and Okita, K. Cryogenic Propulsion Stage Research and Development for In-space Orbital Transfer Missions. 1st International Conference Space Exploration 2012, 2012.
- [26] Kobayashi, H., Kinefuchi, K., Sarae, W., Umemura, Y., Fujimoto, K., Yabusaki, D., Sugimori, D., Himeno, T., Sato, T., Kitakoga, S., Sumi, Y., Sakamoto, Y., Nonaka, S., and Fujita, T. Measuring Two-phase Flow Behavior and Heat Transfer Characteristics during Coasting Flight, Development of Experimental Equipment for S-310-43 Sounding Rocket. *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 63, No. 5, pp. 188–196, 2015.
- [27] 小林弘明. 微小重力環境下における極低温二相流のボイド率計測. *日本航空宇宙学会論文集*,

- 2018.
- [28] Iwatani, . 水素エネルギーハンドブック, 2016.
- [29] 西村元彦, 饒雅英, 神谷祥二. 水素サプライチェーンと水素発電 (特集水素エネルギー利用社会への歩み, ガスタービンと燃料電池の最新情報). 日本ガスタービン学会誌, 2016.
- [30] 日本機械学会. 気液二相流技術ハンドブック. コロナ社, 2006.
- [31] 小澤守, 網健行. 気液二相流 設計計算ハンドブック. テクノシステム, 2013.
- [32] 植田辰洋. 気液二相流: 流れと熱伝達. 養賢堂, 第2版, 1989.
- [33] 赤川浩爾. 気液二相流. 機械工学大系, No. 11. コロナ社, 1974.
- [34] Münzinger, F. Die Leistungssteigerung Von Grossdampfkesseln. J. Springer, 1922.
- [35] Martinelli, R. T. and Nelson, D. Prediction of Pressure Drop during Forced Circulation Boiling of Water. Transactions ASME, Vol. 70, pp. 695–702, 1948.
- [36] Lockhart, R. and Martinelli, R. Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-component Flow in Pipes. Chem. Eng. Prog., Vol. 45, pp. 39–48, 1949.
- [37] Baroczy, C. Correlation of Liquid Fraction in Two-phase Flow with Application to Liquid Metals. 1963.
- [38] Thom, J. Prediction of Pressure Drop during Forced Circulation Boiling of Water. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 7, pp. 709–724, 1964.
- [39] Zivi, S. Estimation of Steady-state Steam Void-fraction by Means of the Principle of Minimum Entropy Production. 1964.
- [40] Smith, S. L. Void Fractions in Two-phase Flow: A Correlation Based upon an Equal Velocity Head Model. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Vol. 184, No. 1, pp. 647–664, 1969.
- [41] Zuber, N. and Findlay, J. A. Average Volumetric Concentration in Two-phase Flow Systems. Journal of Heat Transfer, Vol. 87, No. 4, p. 453, 1965.
- [42] Mandhane, J., Gregory, G., and Aziz, K. A Flow Pattern Map for Gas—liquid Flow in Horizontal Pipes. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 1, pp. 537–553, 1974.
- [43] Weisman, J. and Kang, S. Flow Pattern Transitions in Vertical and Upwardly Inclined Lines. International Journal of Multiphase Flow, 1981.
- [44] Kind, M. and Steiner, D. Flow Patterns in Evaporator Tubes. Springer, 2010.
- [45] 世古口言彦, 井上勝裕, 今坂卓男. パターン認識法による気液二相流のボイド率信号解析と流動様式の判定. 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 52, No. 482, pp. 3504–3512, 1986.
- [46] Hewitt, G. F. and Hall-taylor, N. S. Annular Two-phase Flow. Elsevier BV, 1970.
- [47] Bennett, B. A. W., Hewitt, G. F., Kearsley, H. A., Keays, R. K. F., and Lacey, P. M. C. Paper 5: Flow Visualization Studies of Boiling at High Pressure. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings, 1965.
- [48] Bennet, J., Collier, J., Pratt, H., and Thornton, J. Heat Transfer to Twophase Gas–

-
- liquid Systems. Part I: Steam Water Mixtures in the Liquid Dispersed Region in an Annulus. *Trans. Inst. Chem. Eng*, Vol. 39, No. 1, pp. 13–126, 1961.
- [49] Steiner, D. and Schlnder, E. Heat Transfer and Pressure Drop for Boiling Nitrogen Flowing in a Horizontal Tube. *Cryogenics*, 1976.
- [50] Steiner, D. and Schlnder, E. Heat Transfer and Pressure Drop for Boiling Nitrogen Flowing in a Horizontal Tube. *Cryogenics*, 1976.
- [51] Jackson, J. K. Cryogenic Two-phase Flow during Chillover: Flow Transition and Nucleate Boiling Heat Transfer. PhD thesis, University of Florida, 2006.
- [52] 浅尾芳久, 小澤守. LN₂ 沸騰二相流の流動様式と熱伝達. *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 57, No. 537, pp. 1813–1818, 1991.
- [53] Ohira, K., Nakagomi, K., Takahashi, K., and Aoki, I. Pressure-drop Reduction and Heat-transfer Deterioration of Slush Nitrogen in Square Pipe Flow. *Physics Procedia*, Vol. 67, pp. 681–686, 2015. Proceedings of the 25th International Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference 2014.
- [54] Hendricks, R. C., Graham, R. W., Hau, Y. Y., and Friedman, R. Experimental Heat Transfer and Pressure Drop of Liquid Hydrogen Flowing through a Heated Tube. National Aeronautics and Space Administration Washington DC, 1961.
- [55] Hendricks, R. C. Experimental Heat-transfer Results for Cryogenic Hydrogen Flowing in Tubes at Subcritical and Supercritical Pressures to 800 Pounds Per Square Inch Absolute. NASA, 1966.
- [56] Dresar, N. T. V. and Siegwarth, J. D. Near-horizontal, Two-phase Flow Patterns of Nitrogen and Hydrogen at Low Mass and Heat Flux. NASA, 2001.
- [57] Hartwig, J., Hu, H., Styborski, J., and Chung, J. N. Comparison of Cryogenic Flow Boiling in Liquid Nitrogen and Liquid Hydrogen Chillover Experiments. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015.
- [58] 高橋勝國, 斎藤敏雄, 柳島淑隆, 神谷祥二, 老固潔一, 岩田章, 増井喜健. 水素二相流の圧力損失と膜沸騰伝熱特性. *低温工学*, Vol. 15, No. 2, pp. 97–110, 1980.
- [59] Luchinsky, D., Smelyanskiy, V., and Brown, B. Physics Based Model for Cryogenic Chillover and Loading. Part I: Algorithm. NASA, 2015.
- [60] Luchinsky, D. and N.smelyansky, V. Physics Based Model for Cryogenic Chillover and Loading. Part II: Verification and Validation. NASA, 2014.
- [61] Luchinsky, D., Khasin, M., Timucin, D., Sass, J., Johnson, R. G., Perotti, J., and Brown, B. Physics Based Model for Cryogenic Chillover and Loading. Part III: Correlations. NASA, 2016.
- [62] Luchinsky, D. and N.smelyansky, V. Physics Based Model for Cryogenic Chillover and Loading. Part IV: Code Structure. NASA, 2014.
-

-
- [63] Soller, S., Claramunt, K., Peveroni, L., Pouvesle, N., Schmidt, S., and Steelant, J. Experimental and Numerical Investigation of Cryogenic Two-phase Flows and Application to Liquid Rocket Propulsion Systems. 2018.
- [64] Pinna, F., Leonardi, M., Nasuti, F., Moral, J., and Steelant, J. Implementation of a Two-phase Pipe Component inside the Espss Library. 2018.
- [65] Winterton, R. Thermal Design of Nuclear Reactors. Pergamon international library of science, technology, engineering, and social studies. Pergamon Press, 1981.
- [66] Ahmad, S. Axial Distribution of Bulk Temperature and Void Fraction in a Heated Channel with Inlet Subcooling. *J. Heat Transfer*, Vol. 92, pp. 595–609, 1970.
- [67] Khalil, A., McIntosh, G., and Boom, R. Experimental Measurement of Void Fraction in Cryogenic Two Phase Upward Flow. *Cryogenics*, 1981.
- [68] Fauske, H. Contribution to the Theory of Two-phase, One-component Critical Flow. 1962.
- [69] Butterworth, D. A Comparison of Some Void-fraction Relationships for Co-current Gas-liquid Flow. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 1, No. 6, pp. 845–850, 1975.
- [70] Rouhani, S. and Axelsson, E. Calculation of Void Volume Fraction in the Subcooled and Quality Boiling Regions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 13, No. 2, pp. 383–393, 1970.
- [71] Wojtan, L., Ursenbacher, T., and Thome, J. R. Measurement of Dynamic Void Fractions in Stratified Types of Flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 29, No. 3, pp. 383–392, 2005. Third European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting.
- [72] Kerpel, K. D., Ameel, B., T’joen, C., Canire, H., and Paepe, M. D. Flow Regime Based Calibration of a Capacitive Void Fraction Sensor for Small Diameter Tubes. *International Journal of Refrigeration*, Vol. 36, No. 2, pp. 390–401, 2013. SI: New Developments in Boiling and Condensation.
- [73] Levy, S. Forced Convection Subcooled Boiling—prediction of Vapor Volumetric Fraction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1967.
- [74] Staub, F. W. The Void Fraction in Subcooled Boiling—prediction of the Initial Point of Net Vapor Generation. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 90, No. 1, p. 151, 1968.
- [75] Leonhard, K. E. and McMordie, R. K. The Non-adiabatic Flow of an Evaporating Cryogenic Fluid through a Horizontal Tube. Timmerhaus, K. D., editor, *Advances in Cryogenic Engineering*, pp. 481–498. Springer Nature, Boston, MA, 1961.
- [76] Bronson, J. C., Edeskuty, F. J., Fretwell, J. H., Hammel, E. F., Keller, W. E., Meier, K. L., Schuch, A. F., and Willis, W. L. Problems in Cool-down of Cryogenic Systems, pp. 198–205. Springer Nature, Boston, MA, 1962.
-

-
- [77] 井出智幸. 水平配管における気液流動様式の推定 : 水平配管における Taitel-Dukler 線図と Weisman 線図の解説. 配管技術, 2015.
- [78] Collier, J. and Thome, J. Convective Boiling and Condensation. Clarendon Press, 1994.
- [79] Thome, J. Engineering Data Book Iii, Wolverine Tube Inc., 2004. Google Scholar, pp. 21–22, 2004.
- [80] Forster, H. and Zuber, N. Dynamics of Vapor Bubbles and Boiling Heat Transfer. AIChE Journal, Vol. 1, No. 4, pp. 531–535, 1955.
- [81] Shah, M. M. A New Correlation for Heat Transfer during Boiling Flow through Pipes. Ashrae Trans., Vol. 82, No. 2, pp. 66–86, 1976.
- [82] Shah, M. M. Chart Correlation for Saturated Boiling Heat Transfer: Equations and Further Study. ASHRAE transactions, Vol. 88, , 1982.
- [83] Cooper, M. Heat Flow Rates in Saturated Nucleate Pool Boiling—a Wide-ranging Examination Using Reduced Properties. Vol. 16 of Advances in Heat Transfer, pp. 157–239. Elsevier, 1984.
- [84] Kandlikar, S. An Improved Correlation for Predicting Two-phase Flow Boiling Heat Transfer Coefficient in Horizontal and Vertical Tubes. 1983.
- [85] 日本原子力学会. 混相流計測法. 森北出版, 2003.
- [86] Jones, O. C. and Delhaye, J.-m. Transient and Statistical Measurement Techniques for Two-phase Flows: A Critical Review. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 3, No. 2, pp. 89–116, 1976.
- [87] Hinata, S., Venart, J., Sousa, A., Sakurai, M., Nakazawa, M., and Ichimura, I. Miniature Optical Fiber Sensor Used to Measure the Local Void Fraction. Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, 1990.
- [88] Morris, D., Teyssedou, A., Lapierre, J., and Tapucu, A. Optical Fiber Probe to Measure Local Void Fraction Profiles. Applied Optics, 1987.
- [89] Vieira, R. E., Kesana, N. R., Torres, C. F., Mclaury, B. S., Shirazi, S. A., Schleicher, E., and Hampel, U. Experimental Investigation of Horizontal Gas–liquid Stratified and Annular Flow Using Wire-mesh Sensor. Journal of Fluids Engineering, 2014.
- [90] Jia, J., Babatunde, A., and Wang, M. Void Fraction Measurement of Gas–liquid Two-phase Flow from Differential Pressure. Flow Measurement and Instrumentation, 2015.
- [91] Silva, M. D., Thiele, S., Abdulkareem, L., Azzopardi, B., and Hampel, U. High-resolution Gas-oil Two-phase Flow Visualization with a Capacitance Wire-mesh Sensor. Flow Measurement and Instrumentation, Vol. 21, No. 3, pp. 191–197, 2010. Special Issue: Validation and Data Fusion for Process Tomographic Flow Measurements Validation and Data Fusion for Process Tomographic Flow Measurements.
- [92] Hori, K., Fujimoto, T., and Kawanishi, K. Development of Ultra-fast X-ray Com-
-

-
- puted Tomography Scanner System. 1997 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), 1997.
- [93] Toye, D., Marchot, P., Crine, M., Pelsser, A.-m., and L'homme, G. Local Measurements of Void Fraction and Liquid Holdup in Packed Columns Using X-ray Computed Tomography1. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, Vol. 37, No. 6, pp. 511–520, 1998.
- [94] Kureta, M., Hibiki, T., Mishima, K., and Akimoto, H. Measurement of Boiling Flow by High-frame-rate Neutron Radiography. 2nd Report. Point of Net Vapor Generation of Flow-boiling in Rectangular Channels with Short Heated Length. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B*, Vol. 67, No. 661, pp. 2295–2303, 2001.
- [95] Takenaka, N., Asano, H., Fujii, T., Ushiro, T., Iwatani, J., Murata, Y., Mochiki, K.-i., Taguchi, A., Matsubayashi, M., and Tsuruno, A. Application of Neutron Radiography to Visualization of Cryogenic Fluid Boiling Two-phase Flows. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 377, No. 1, pp. 174–176, 1996. *Proceedings of the Second International Topical Meeting on Neutron*.
- [96] Li, H., Ji, H., Huang, Z., Wang, B., Li, H., and Wu, G. A New Void Fraction Measurement Method for Gas-liquid Two-phase Flow in Small Channels. *Sensors*, 2016.
- [97] Murai, Y., Ohta, S., Shigetomi, A., Tasaka, Y., and Takeda, Y. Development of an Ultrasonic Void Fraction Profiler. *Measurement Science and Technology*, 2009.
- [98] Murakawa, H., Kikura, H., and Aritomi, M. Application of Ultrasonic Doppler Method for Bubbly Flow Measurement Using Two Ultrasonic Frequencies. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2005.
- [99] Vasconcelos, A., Carvalho, R. D., Venturini, O. J., and França, F. A. The Use of the Ultrasonic Technique for Void Fraction Measurements in Air-water Bubbly Flows. *Proceedings of the 11th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering*, 2006.
- [100] Sakamoto, Y., Peveroni, L., Kobayashi, H., Sato, T., Steelant, J., and Vetrano, M. R. Void Fraction Measurement in Cryogenic Flows. Part I: Design and Validation of a Void Fraction Capacitive Sensor. *Cryogenics*, Vol. 94, pp. 36–44, 2018.
- [101] Abouelwafa, M. S. A. and Kendall, E. J. M. The Use of Capacitance Sensors for Phase Percentage Determination in Multiphase Pipelines. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 29, No. 1, pp. 24–27, 1980.
- [102] Kendoush, A. A. and Sarkis, Z. A. Improving the Accuracy of the Capacitance Method for Void Fraction Measurement. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1995.
- [103] Shu, M. T., Weinberger, C. B., and Lee, Y. H. A Simple Capacitance Sensor for
-

-
- Void Fraction Measurement in Two-phase Flow. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 1982.
- [104] Geraets, J. and Borst, J. A Capacitance Sensor for Two-phase Void Fraction Measurement and Flow Pattern Identification. *International Journal of Multiphase Flow*, 1988.
- [105] Huang, Z., Wang, B., and Li, H. Application of Electrical Capacitance Tomography to the Void Fraction Measurement of Two-phase Flow. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2003.
- [106] Hewlin, R. L. and Kizito, J. P. Development of a Capacitance Based Void Fraction Sensor for Two-phase Flow Measurements. *Asme 2013 Fluids Engineering Division Summer Meeting*, 2013.
- [107] Lawal, D. U. Void Fraction Measurement Using Electrical Impedance Techniques. *International Journal of Advances in Engineering & Technology*, Vol. 7, No. 5, p. 1539, 2014.
- [108] Killian, W. R. and Simpson, J. O. Measuring Vapor-liquid Ratios during Flow by a Capacitance Method. Timmerhaus, K. D., editor, *Advances in Cryogenic Engineering*, chapter Measuring Vapor-Liquid Ratios during Flow by a Capacitance Method, pp. 505–508. Springer US, Boston, MA, 1960.
- [109] Filippov, Y., Alexeyev, A., Ivanov, A., and Lunkin, B. Expanding Application of Cryogenic Void Fraction Sensors. *Cryogenics*, Vol. 33, No. 8, pp. 828–832, 1993.
- [110] Alexeyev, A., Filippov, Y., Mamedov, I., and Romanov, S. Application of Radio Frequency Method to Measurements in Cryogenics. *Cryogenics*, Vol. 31, No. 12, pp. 1020–1029, 1991.
- [111] Filippov, Y. P. and Kakorin, I. D. A Method for Calibrating Cryogenic Void Fraction RF-sensors Having a Round Cross-section and Estimating Their Accuracy. *Cryogenics*, 2016.
- [112] Chen, J., Wang, Y., Zhang, W., Qiu, L., and Zhang, X. Capacitance-based Liquid Holdup Measurement of Cryogenic Two-phase Flow in a Nearly-horizontal Tube. *Cryogenics*, 2017.
- [113] Ohira, K. Development of Density and Mass Flow Rate Measurement Technologies for Slush Hydrogen. *Cryogenics*, Vol. 44, No. 1, pp. 59–68, 2004.
- [114] Sakamoto, Y., Sato, T., and Kobayashi, H. Development Study of a Capacitance Void Fraction Sensor Using Asymmetrical Electrode Plates. *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 11, No. 2, pp. JFST0008–JFST0008, 2016.
- [115] Cimorelli, L. and Evangelisti, R. The Application of the Capacitance Method for Void Fraction Measurement in Bulk Boiling Conditions. *International Journal of Heat and*
-

- Mass Transfer, 1967.
- [116] 中島曜, 坂本勇樹, 佐藤哲也, 小林弘明, 多根翔平, 箕手一眞, 古市敦大, 樺山昂生, 辻村光樹. 非対称螺旋型極板を用いた静電容量式ボイド率計の精度検証. 日本機械学会 2017 年度年次大会, 2017.
- [117] Ohira, K., Matsuo, S., and Furumoto, H. An Experimental Investigation of Production and Density Measurement of Slush Hydrogen. *Cryogenics*, Vol. 34, Supplement 1, pp. 397–400, 1994. Fifteenth International Cryogenic Engineering Conference.
- [118] Sakamoto, Y., Sato, T., Kobayashi, H., Uragaki, K., Tane, S., and Minote, K. Development Study of a Capacitance Based Void Fraction Sensor for Cryogenic Two-phase Flow. *Ajcpp2016*, 2016.
- [119] 坂本勇樹. 極板形状の非対称化による静電容量型ボイド率計の精度向上に関する研究. Master's thesis, 早稲田大学, 2016.
- [120] Cheggour, N. and Hampshire, D. P. A Probe for Investigating the Effects of Temperature, Strain, and Magnetic Field on Transport Critical Currents in Superconducting Wires and Tapes. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 71, No. 12, pp. 4521–4530, 2000.
- [121] 安田武夫. プラスチック材料の各動特性の試験法と評価結果 (16). *プラスチックス*, 2001.
- [122] Schwarz, G. Thermal Expansion of Polymers from 4.2 K to Room Temperature. *Cryogenics*, 1988.
- [123] Younglove, B. Interactive Fortran Program to Calculate Thermophysical Properties of Six Fluids. 1982.
- [124] Råback, P., Malinen, M., Ruokolainen, J., Pursula, A., and Zwinger, T. *Elmer Models Manual*. CSC-IT Center for Science, Helsinki, Finland, 2017.
- [125] 渡邊光男, 永浦克司, 長谷川敏, 新井山一樹, 吉田義樹, 杉田栄一郎. 極低温流体中でインデューサに発生するキャビテーションの直接可視化: その 3 液体窒素中でのキャビテーションの可視化試験. 宇宙航空研究開発機構, 2010.
- [126] Watanabe, m., Iizuka, h., Goto, t., Hirayama, a., Sato, t., Kobayashi, h., Taguchi, h., and Harada, k. Cryogenic Fuel Management on the Precooled Turbo Jet Engine. 62nd International Astronautical Congress 2011, *Iac 2011*, Vol. 8, pp. 6660–6667, 2011.
- [127] Hust, J. G. and Lankford, A. B. Thermal Conductivity of Aluminum, Copper, Iron, and Tungsten for Temperatures from 1 K to the Melting Point. National Bureau of Standards, Boulder, CO (USA). Chemical Engineering Science Div., 1984.
- [128] Zong, Z., Ohuchi, N., Tsuchiya, K., Higashi, N., Iwasaki, M., Yamaoka, H., and Tawada, M. Compact 8-lead Unit for the SC Correction Coils of the SuperKEKB IR Magnet System. *AIP*, 2012.
- [129] Ballarino, A. Current Leads, Links and Buses. CAS - CERN Accelerator School: Course

- on Superconductivity for Accelerators, 2015.
- [130] Green, M., Jia, L., Addessi, L., Cullen, J., Esper, A., and Meier, R. A Design Method for Multiple Tube Gas-cooled Electrical Leads for the G-2 Superconducting Magnets. *Advances in Cryogenic Engineering*, pp. 573–578. Springer, 1996.
- [131] Rogers, J. D. Superconducting Magnetic Energy Storage (smes) Program. January 1–december 31, 1981. Los Alamos Scientific Lab., 1982.
- [132] Powell, R. L., Roder, H. M., and Rogers, W. M. Low-temperature Thermal Conductivity of Some Commercial Coppers. *Journal of Applied Physics*, 1957.
- [133] Keysight, . インピーダンス測定の基礎.
- [134] Bell, I. H., Wronski, J., Quoilin, S., and Lemort, V. Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-source Thermophysical Property Library Coolprop. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, Vol. 53, No. 6, pp. 2498–2508, 2014.
- [135] Sakamoto, Y., Sato, T., Kobayashi, H., Kinefuchi, K., Sugimori, D., Higashi, K., and Nagao, N. Development of a Capacitive Void Fraction Sensor to Mount on a Space Propulsion System for a Ground Firing Test. 2018.
- [136] Sekoguchi, K., Tanaka, O., Esaki, S., and Imasaka, T. 沸騰流の低クオリティ領域におけるボイド率の算定法. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B*, 1980.
- [137] Kerpel, K. D., Ameel, B., Schampheleire, S. D., T’joen, C., Canire, H., and Paepe, M. D. Calibration of a Capacitive Void Fraction Sensor for Small Diameter Tubes Based on Capacitive Signal Features. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 63, No. 1, pp. 77–83, 2014.
- [138] De Kerpel, K. and De Paepe, M. Void Fraction Measurements of Refrigerant Flow in Small Diameter Tubes Using a Capacitive Sensor. *HEFAT 2012*, 2012.
- [139] Kutateladze, S. Boiling Heat Transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1961.
- [140] Giarratano, P. J. and Smith, R. V. Comparative Study of Forced Convection Boiling Heat Transfer Correlations for Cryogenic Fluids, pp. 492–506. Springer US, Boston, MA, 1966.
- [141] Rohsenow, W. M. A Method of Correlating Heat Transfer Data for Surface Boiling of Liquids. Cambridge, Mass.: MIT Division of Industrial Cooperation,[1951], 1951.
- [142] Shirai, Y., Tatsumoto, H., Shiotsu, M., Hata, K., Kobayashi, H., Naruo, Y., and Inatani, Y. Boiling Heat Transfer from a Horizontal Flat Plate in a Pool of Liquid Hydrogen. *Cryogenics*, Vol. 50, No. 6, pp. 410–416, 2010.
- [143] 尾形久直. 極低温流体の核沸騰熱伝達の整理式について. *低温工学*, Vol. 18, No. 1, pp.

15–24, 1983.

- [144] Papadimitriou, P. and Skorek, T. One-dimensional Thermohydraulic Code Theseus and Its Application to Chillover Process Simulation in Two-phase Hydrogen Flows. *Cryogenics*, Vol. 32, No. 4, pp. 362–370, 1992.
- [145] Brentari, E., Smith, R., and Giarrantano, P. National Bureau of Standards Technical Note 317: Boiling Heat Transfer for Oxygen, Nitrogen, Hydrogen, and Helium. US Government Printing Office, 1965.
- [146] Wang, L., Li, Y., Zhang, F., Xie, F., and Ma, Y. Correlations for Calculating Heat Transfer of Hydrogen Pool Boiling. *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 41, No. 38, pp. 17118–17131, 2016.
- [147] Seader, J., Miller, W. S., and Kalvinskas, L. Boiling Heat Transfer for Cryogenics. Rocketdyne Canoga Park Ca, 1965.
- [148] Jabardo, J. M. S., Silva, E. F. D., Ribatski, G., and Barros, S. F. D. Evaluation of the Rohsenow Correlation through Experimental Pool Boiling of Halocarbon Refrigerants on Cylindrical Surfaces. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 2004.

謝辞

本研究を行うにあたり、非常に多くの方々にお世話になりました。ここに感謝の意を表します。

まず学部3年生から7年間に渡って常に温かいご指導をいただきました佐藤哲也教授に感謝したいと思います。短くも長い間本当にありがとうございました。高校生の頃、本学を志望したのは佐藤研究室で研究されていた予冷ターボジェットエンジンに憧れたのがきっかけでした。その時に夢だった研究に従事することができ、博士課程まで楽しく続けられてきたのはほかでもなく佐藤先生のお人柄とご指導があったからです。佐藤先生からは研究だけでなく日々の他愛のない会話から様々なことを学びました。今後一人の研究者として活動するにあたり、先生から学んだことを胸に邁進したいと思います。

また、学部4年生で二相流班に配属されてからの6年間、主に実験の面でご指導いただいた宇宙科学研究所の小林弘明准教授に感謝の意を表します。小林先生には内之浦や角田、そして能代と泊りがけの実験を様々経験させていただき、私に実験から新しいことを学ぶ楽しさを教えていただきました。内之浦で観測ロケット実験に参加させていただき、自分もいつかこんな人たちの中で活躍したいと感じたことはここまでの原動力になっています。今後もより一層頑張って研究に取り組みますので引き続きご指導ご鞭撻のほどよろしくお願いいたします。

本論文をまとめるにあたって、審査委員として私の論文にたくさんのご意見をくださった宮川和芳教授、吉村浩明教授、齋藤潔教授に感謝の意を表します。論文の内容を深化させるためのアドバイスから、どのように論文構成がより他人に伝わりやすいかといったアドバイスまで、どれも今後の研究に生かすことができることばかりでした。今後も熱流体力学の分野で活動してまいります。いつか先生方と肩を並べられるような研究者となれるよう努力を重ねていきます。

宇宙航空研究開発機構の研修生として活動する中で、お世話になった職員の方々に感謝いたします。特に実験の支援や研究のアドバイスをいただきました調布航空宇宙センターの田口秀之博士、小島孝之博士、本郷素行氏、宇宙科学研究所の稲谷芳文教授、成尾芳博准教授、竹崎悠一郎氏、シンワ技研の古屋善章氏に感謝の意を表します。また、実験装置の構築に際して、大きなアドバイスをくださった、東北大学の大平勝秀名誉教授、高橋幸一氏、ジェック東理社の後藤修一氏に感謝いたします。予冷ターボジェットエンジンの風洞試験などに携わることができ、大規模実験の大変さとやりがいを学ぶことができました。沸騰水素流動試験では初めての液体水素の実験でわからないことだらけでしたが、たくさんの方々の支援をいただいたおかげで、実験を成功させることができ、自分自身大きく成長できたと思います。

博士1年生では、10か月という短い間でしたがベルギーの von Karman Institute で Maria Rosaria Vetrano 教授にご指導いただきました。私の拙い英語にもかかわらず、研究を円滑に進めるための助言をしてくださり、非常に貴重な学びとなりました。Laura Peveroni 氏には、特に実験を進めるうえで多くの手助けをしてくださいました。一緒に実施した Chillard 実験で得た知識は、帰国後の沸騰水素の流動特性取得実験にも生かすことができました。すべてを書ききることができませんが、Jean-Marie Buchlin 教授、Jean-Baptiste Gouriet 氏、Mathieu Delsipe 氏、Johan Steelant 博士と一緒に研究を進めた数多くの方の手助けがあったおかげで、英語での研究を遂行することができました。

そして、佐藤研究室で一緒に過ごすことができた先輩、同期、後輩の皆様には感謝いたします。博士課程を無事終了できたのはなによりも、皆さんと一緒に過ごす日々が楽しかったからだと思います。その中でも、沸騰水素流動試験に関わり猛暑・極寒・強風の中実験支援をしてくれた、多根翔平氏、箕手一真氏、中島曜氏、樺山昂生氏には感謝しています。体力的にも精神的にも追い込まれた中で、あれだけの成果が出せたのはみんなの支援があったからです。また数値計算の立場から実験結果の妥当性を検討してくれた古市敦大氏、辻村光樹氏にも感謝しています。また同期として7年間苦楽を共にした山本姫子氏に感謝いたします。数値計算の立場から助言をいただいたり、日々の悩みを聞いてもらったりと研究室での心の支えになってくれました。全員の名前を書けないのが残念ですが、皆さんのおかげで本当に幸せな7年間が送れました。

最後に陰ながら支えていただきました家族に感謝いたします。これまで、自由に好きなことができたのは、家族の支えがあったからこそです。今後も一層努力して、立派な研究者になり恩返ししたいと思います。

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名 坂本 勇樹

(2018年1月17日現在)

種 類 別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
査読論文 (掲載決定)	坂本勇樹, 小林弘明, 東和弘, 長尾直樹, 杉森大造, 杵淵紀世志, 佐藤哲也 “LE-5B-3 地上燃焼試験用静電容量型ボイド率計の開発”, 航空宇宙技術, (2018)
査読論文	Sakamoto, Y., Peveroni, L., Kobayashi, H., Sato, T., Steelant, J., Buchlin, J. “Void Fraction Measurement in Cryogenic Flows. Part II: Void fraction measurement in cryogenic flows. Part II: Void fraction capacitive sensor performances in chilldown experiments”, Cryogenics, Vol. 96, pp.25-33, (2018)
査読論文	Sakamoto, Y., Peveroni, L., Kobayashi, H., Sato, T., Steelant, J., Vetrano, R. “Void fraction measurement in cryogenic flows. Part I : Design and validation of a void fraction capacitive sensor”, Cryogenics, Vol. 94, pp.36-44, (2018)
査読論文	○Sakamoto, Y., Tetsuya, Sato and Kobayashi, H. "Development study of a capacitance void fraction sensor using asymmetrical electrode plates", Journal of Fluid Science and Technology, The Japan Society of Mechanical Engineers, Vol.11, No.2, JFST0008, (2016)
査読論文 (筆頭でない)	小林弘明, 坂本勇樹, 杵淵紀世志, 佐藤哲也 “微小重力環境下における極低温二相流のボイド率計測” 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 66, pp.147-152, (2018)
査読論文 (筆頭でない) (掲載決定)	箕手一眞, 坂本勇樹, 多根翔平, 中島曜, 古市敦大, 樺山昂生, 辻村光樹, 吉田光希, 小林弘明, 佐藤哲也 “均質化機構によるスリップ比モデルを用いたクオリティ計測手法の開発”, 航空宇宙技術, (2018)
査読論文 (筆頭でない)	小林弘明, 杵淵紀世志, 更江渉, 梅村悠, 藤本圭一郎, 藪崎大輔, 杉森大造, 姫野武洋, 佐藤哲也, 北古賀智史, 角悠輝, 坂本勇樹, 野中聡, 藤田猛, "ロケット慣性飛行中の二相流挙動および熱伝達特性の観測実験～実験装置部の開発～", 日本航空宇宙学会論文集, 日本航空宇宙学会, Vol.63, No.5, pp.188-196, (2015)
査読論文 (筆頭でない)	岡田航, 佐藤哲也, 小林弘明, 前野徳秀, 坂本勇樹, "画像解析法による極低温二相流のボイド率測定に関する研究", 航空宇宙技術, 日本航空宇宙学会, Vol.14, pp.163-170, (2015)

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

種 類 別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
講演 (国際)	○ <u>Sakamoto, Y.</u> , Kobayashi, H., Naruo, Y., Takesaki, Y., Tane, S., Minote, K., Nakajima, Y., Furuichi, A., Tsujimura, H., Kabayama, K. and Tetsuya Sato "Thermal Fluid Characteristics of Boiling Hydrogen in a Horizontal Circular Pipe Flow", 15th International Space Conference of Pacific-basin Societies, 2018年7月
講演 (国際)	<u>Sakamoto, Y.</u> , Sato, T., Kobayashi, H., Kinefuchi, K., Sugimori, D., Higashi, K. and Nagao, N. "Development of a Capacitive Void Fraction Sensor to Mount on a Space Propulsion System for a Ground Firing Test", Space Propulsion 2018, 2018年5月
講演 (国際)	○ <u>Sakamoto, Y.</u> , Kobayashi, H., Tane, S., Minote, K., Nakajima, Y., Furuichi, A., Tsujimura, H., Kabayama, K. and Sato, T. "Investigation of Flow Boiling Phenomena for Hydrogen in a Horizontal Tube.", The 10th International Conference on Boiling & Condensation Heat Transfer, 2018年3月
講演 (国際)	<u>Sakamoto, Y.</u> "Experimental Characterization of Nitrogen Two-phase Flow during Chillover", ERASMUS MUNDUS EASED Closure Meeting, 2017年6月
講演 (国際)	<u>Sakamoto, Y.</u> "Void fraction measurement during LN2 chill-down by capacitive sensor", IFAR VIRTUAL CONFERENCE ON TURBOMACHINERY organized in collaboration with NASA-ARMD HQ, 2017年3月
講演 (国際)	<u>Sakamoto, Y.</u> "Void fraction measurement during LN2 chill-down by capacitive sensor", Symposium of VKI PhD Research 2017, 2017年3月
講演 (国際)	○ <u>Sakamoto, Y.</u> , Sato, T., Kobayashi, H., Uragaki, K., Tane, S. and Minote, K. "Development Study of a Capacitance Based Void Fraction Sensor for Cryogenic Two-phase Flow.", AJCPP2016, 2016年3月

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

種 類 別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
講演 (国内)	坂本勇樹, Peveroni L., 小林弘明, 箕手一眞, 多根翔平, 佐藤哲也, Vetrano R. "極低温流体用静電容量型ボイド率計の開発", 2017 年度日本冷凍空調学会年次大会, 2017 年 9 月
講演 (国内)	○坂本勇樹, 佐藤哲也, 小林弘明, 多根翔平, 箕手一眞 "極低温気液二相流のボイド率測定", 日本航空宇宙学会 47 期年会, 2016 年 4 月
講演 (国内)	○坂本勇樹, 佐藤哲也, 小林弘明, 浦垣昂太, 多根翔平, 箕手一眞 "極低温環境下におけるボイド率測定技術の開発", 流体工学部門講演会, 2015 年 11 月
講演 (国内)	○坂本勇樹, 佐藤哲也, 小林弘明 "極低温流体を対象とした静電容量型ボイド率計の開発", 第 59 回宇宙科学技術連合講演会, 2015 年 10 月
講演 (国内)	○坂本勇樹, 佐藤哲也, 北古賀智史, 角悠輝, 戎野翔輝, 浦垣昂太, 小林弘明 "非対称極板を用いた静電容量型ボイド率計の開発研究", 第 55 回 航空原動機・宇宙推進講演会, 2015 年 3 月
講演 (国内)	○坂本勇樹, 佐藤哲也 "非対称極板を用いた静電容量型ボイド率計の精度向上に関する研究", 日本機械学会関東学生会第 53 回学生員卒業研究発表講演会, 2014 年 3 月