



半円ミニチャネル内沸騰二相流の熱流動特性に関する研究

久保, 洋平

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2022-09-25

(Date of Publication)

2024-09-25

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第8458号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/0100477884>

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



博士論文

半円ミニチャネル内沸騰二相流の 熱流動特性に関する研究

2022年7月

神戸大学大学院工学研究科

久保 洋平

目次

第1章 緒論

1.1 研究背景

- 1.1.1 エネルギー資源の変遷と二酸化炭素削減の要求1
- 1.1.2 拡散接合型熱交換器 (Printed Circuit Heat Exchanger: PCHE) の特徴5

1.2 従来の研究

- 1.2.1 流路サイズの種類と支配因子 12
- 1.2.2 流動様式 18
- 1.2.3 熱流動特性に及ぼす水力等価直径の影響 26
- 1.2.4 熱流動特性に及ぼす流路断面形状の影響 31
- 1.2.5 熱流動特性に及ぼす流路形状の影響 34
- 1.2.6 並列流路内の流動沸騰 39

1.3 研究目的 41

1.4 本論文の構成 44

参考文献 45

第2章 実験装置と実験方法

- 2.1 実験装置 61
- 2.2 試験部構造 63
- 2.3 測定機器 68
- 2.4 作動媒体 69
- 2.5 データ整理方法 75

参考文献 78

第3章 沸騰二相流の熱流動特性に及ぼす水力等価直径の影響

- 3.1 はじめに 79
- 3.2 試験部形状と実験条件 79
- 3.3 データ整理方法

- 3.3.1 平均沸騰熱伝達率の計算方法 82
- 3.3.2 壁面フィン効率を考慮した沸騰熱伝達率の計算方法 83
- 3.3.3 従来の相関式に基づく平均沸騰熱伝達率の計算方法 84
- 3.3.4 沸騰二相流の摩擦損失の計算方法 87
- 3.3.5 従来の相関式に基づく沸騰二相流の摩擦損失の計算方法 89

3.4 実験結果と考察

- 3.4.1 流動様式 90

3.4.2	流動様式線図	94
3.4.3	平均沸騰熱伝達率	100
3.4.4	沸騰二相流の摩擦損失	105
3.5	従来の相関式との比較	
3.5.1	平均沸騰熱伝達率	107
3.5.2	沸騰二相流の摩擦損失	109
3.6	直線半円ミニチャネル内沸騰二相流に対する相関式の作成	
3.6.1	直線半円ミニチャネル内沸騰熱伝達率に対する相関式	112
3.6.2	直線半円ミニチャネル内沸騰二相流の摩擦損失に対する相関式	113
3.7	まとめ	115
	参考文献	117
第4章 拡散接合で製作された試験部内の熱流動特性に及ぼす流路断面形状の影響		
4.1	はじめに	120
4.2	試験部形状と実験条件	120
4.3	データ整理方法	
4.3.1	平均沸騰熱伝達率の計算方法	122
4.3.2	壁面フィン効率を考慮した沸騰熱伝達率の計算方法	123
4.3.3	従来の相関式に基づく平均沸騰熱伝達率の計算方法	124
4.3.4	沸騰二相流の摩擦損失の計算方法	127
4.3.5	従来の相関式に基づく沸騰二相流の摩擦損失の計算方法	129
4.4	結果と考察	
4.4.1	平均沸騰熱伝達率	130
4.4.2	沸騰二相流の摩擦損失	133
4.4.3	沸騰二相流の摩擦損失と熱伝達率の相関に関する考察	135
4.5	従来の相関式との比較	
4.5.1	平均沸騰熱伝達率	136
4.5.2	沸騰二相流の摩擦損失	140
4.6	まとめ	142
	参考文献	143
第5章 正弦波状流路内沸騰二相流の熱流動特性に及ぼす流路形状の影響		
5.1	はじめに	146
5.2	試験部形状と実験条件	146
5.3	データ整理方法	
5.3.1	平均沸騰熱伝達率の計算方法	149

5.3.2	壁面フィン効率を考慮した沸騰熱伝達率の計算方法	150
5.3.3	従来の相関式に基づく平均沸騰熱伝達率の計算方法	151
5.3.4	沸騰二相流の摩擦損失の計算方法	154
5.3.5	従来の相関式に基づく摩擦損失の計算方法	155
5.4	実験結果と考察	
5.4.1	流動様式	156
5.4.2	流動様式線図	159
5.4.3	平均沸騰熱伝達率	167
5.4.4	沸騰二相流の摩擦損失	177
5.5	従来の相関式との比較	
5.5.1	平均沸騰熱伝達率	182
5.5.2	沸騰二相流の摩擦損失	184
5.6	正弦波状半円ミニチャネル内沸騰二相流に対する相関式の作成	
5.6.1	正弦波状半円ミニチャネル内沸騰熱伝達率に対する相関式	186
5.6.2	正弦波状半円ミニチャネル内沸騰二相流の摩擦損失に対する相関式	188
5.7	まとめ	190
	参考文献	191

第6章 結論

6.1	水力等価直径の影響	193
6.2	流路材質の影響	195
6.3	流路断面形状の影響	196
6.4	流路形状の影響	198
6.5	まとめ	199
6.6	今後の課題	200

記号

謝辞

第1章 緒論

1.1 研究背景

1.1.1 エネルギー資源の変遷と二酸化炭素削減の要求

人類のエネルギー消費量は、エネルギーの用途拡大や高密度なエネルギー源の普及により飛躍的に上昇した。18世紀の産業革命より、化石燃料である石炭が蒸気機関のエネルギー源として利用され、さらに、石油が液体という利用しやすい特性から、輸送機器および発電用の燃料や化学製品の原料として大量生産、大量消費された。化石燃料の生産量拡大と低価格化が進み、電気エネルギー需要が増加したことで、発電形態が水力発電から石炭火力発電、石油火力発電へと変遷した。化石燃料を利用した発電形態が普及したことで、産業界や家庭に対して安価な電気エネルギーを安定して供給することが可能となった。近年では、半導体製造技術と情報工学の発展により、コンピュータを用いた **Internet of Things: IoT**, **Digital transformation: DX**, **Artificial Intelligence: AI** といった概念や技術が広く浸透し、産業には高効率化、安全性向上および省人化が進み、家庭には電化製品および情報機器が広く普及している。そのため、エネルギー需要は今後も増加するだけでなく、多様化および分散化により高効率化していくと考えられる。

化石燃料の大量消費により旺盛なエネルギー需要を満たすことで、人類は利便性を向上させ、豊かな暮らしを送れるようになったが、公害や環境破壊といった様々な問題を引き起こしてきた。化石燃料燃焼時に発生する窒素酸化物や硫黄酸化物といった大気汚染物質による公害、温室効果ガスの排出量増大による温暖化、そして資源採掘に伴う環境破壊が代表的である。特に近年、世界各地で干ばつの深刻化、洪水の発生頻度の増加、巨大なハリケーン、サイクロン、台風の発生、熱帯病の北上および大陸氷床の融解による海面の上昇といった気候変動が問題となっており、地球温暖化が主な原因と考えられている。地球温暖化の原因として様々な仮説が唱えられているが、産業革命以降増加している大気中の二酸化炭素が要因の一つと考えられている。地球温暖化による気候変動は人類の存続においてリスクとされ、第21回国連気候変動枠組条約締結国会議(COP21)でのパリ協定の採択によって、温暖化抑制のための各国の温室効果ガス排出量削減目標が設定された[1]。その後、COP24にてパリ協定を運用する実施方針が採択され、COP26では脱石炭に向けた声明が出されたように、世界的に温室効果ガス排出量削減に向けた取り組みが進められていくこととなった。

温室効果ガス排出量の削減のため、従来のエネルギー大量消費を改め、機器や生活の省エネルギー化、リサイクル、再利用促進および代替エネルギーへの転換が要求されている。ここで、代替エネルギーとして、利用時に二酸化炭素を発生させない再生可能エネルギーが注目されている。発電分野では太陽光発電、風力発電、バイオマス発電、水力発電、地熱発電などの技術開発と普及が進んでおり、特に太陽光発電および風力発電の導入量は急速に増大している[2]。太陽光発電および風力発電の発電コストが低下し、コスト面でのデメリットが解消されつつあるためである[3]。再生可能エネルギーは、発電プロセスで二酸化炭素

を発生しないだけでなく導入コストが低下したため注目されているが、その利用拡大には課題がある。例えば、発電出力が自然環境に依存するため安定しないこと、エネルギー密度が低いため設置面積が従来の発電設備より大きくなること、設置場所の環境破壊につながる恐れがあること、などが課題としてあげられる。電力利用の観点からは、系統の増強、近隣との電力融通、蓄電池の利用または火力発電所による出力調整により、周波数の調整や需給バランスをとる必要がある[4]。さらに、寿命を迎えた、もしくは自然災害で破壊された太陽光パネルのリサイクル体制の確立も課題である[5]。

二酸化炭素排出量の抑制だけを目的とするならば、電源構成のうち火力発電を削減し、再生可能エネルギーの導入を促進することが望ましいといえる。しかし、上述したように需給調整機能を担う火力発電（すなわち、需給バランスが取れる電源）による発電量を急激に削減すると、電力の安定供給が困難となる。現在の社会の産業活動や生活は、電力の安定供給で成り立っており、上記の電源の切り替えを受容することは、経済性と生活の質の維持の観点から困難であり、段階的な移行が現実的であると考えられる。そのため、周波数および需給調整のために高発電効率を有する火力発電所を運用することや、発電時に二酸化炭素の発生量が多い燃料（例えば、石炭や石油）から少ない燃料（例えば、天然ガス、バイオマス燃料、アンモニアおよび水素など）へと代替する技術の開発と普及が必要である[6]。経済性、生活の質の維持と気候変動対策の実施の両立は難しいが、将来的な気候変動リスクを低減するためには、省エネの推進、再生可能エネルギーの導入およびコストダウン、化石燃料の代替燃料の利用拡大および二酸化炭素排出源の削減、それらをバランスよく取り入れた解決策を提案し実施する必要がある。

天然ガスは化石燃料ではあるが、メタンが主成分であり、燃焼時に発生する大気汚染物質や温室効果ガスの量は石炭のそれと比較して少ないことから注目されており、利用拡大が進められている[7]。天然ガスの成分は産地によって異なることが知られている。天然ガスは常温常圧では気体として存在するため、産出井から気体のまま圧力を上げてパイプラインで需要地に供給される場合と、冷却されることで液化し、液化天然ガス（Liquefied Natural Gas: LNG）として船舶で運搬される場合がある。パイプラインによる天然ガスの供給は欧州や米国など生産地と陸続きの国で多く見られる手法であり、LNG の運搬による供給は生産地から離れた日本などの島国や中国および韓国などを中心に行われている。技術革新によりシェールガスや海底の天然ガス資源を回収する技術コストが低減した結果、世界の天然ガス生産量は増加傾向にあり、また、上述の生活水準の向上によるエネルギー需要の増加により、天然ガスの一次エネルギー資源としての役割は極めて重要となっている。

天然ガスの生産地から需要地までの供給プロセスは、ガス田での産出、液化プラントによる天然ガスの分離精製と液化、LNG タンカによる輸送、受入基地による貯蔵、気化プラントによる気化もしくはタンクローリー車による LNG 輸送である。液化プラントではプレートフィン式の熱交換器などが使用されており、ガス田から天然ガスを分離精製し、天然ガスを液化可能な -162°C 以下まで冷却することで LNG を製造する。その後、LNG タンカで LNG

を受入基地に運搬後、天然ガスを需要地にパイプラインで輸送する場合は、オープンラック式気化器や中間媒体式気化器などを用いて主に海水による加熱で LNG が気化される[8-9]. 小規模な内陸の需要地には、タンクローリー車などで LNG を運搬し、サテライト気化基地で LNG が気化される[10]. 天然ガスはボイラの燃料として使用されるなど、従来の石油燃料の代替として二酸化炭素の発生を抑制したい需要家に注目されている.

従来の陸上ガス田からの天然ガス生産と LNG 運搬の設備プロセスは前述の通りであるが、近年、海底に埋蔵されている天然ガスや原油産出に伴って排出される随伴ガスを洋上の生産設備（浮体式生産設備: Floating Production Storage and Offloading systems: FPSO）で分離精製し、輸送する技術が確立したことで天然ガスの生産量が増大している. 洋上での生産設備は陸上の生産設備と異なり、設備設置空間を極力小さくすることが要求される. 特に生産設備で大きな容積を占める熱交換器のコンパクト化が要求されることから、高伝熱性能および高耐久性を有するコンパクト熱交換器の需要が増加している[11]. 一般にコンパクト熱交換器は、液/冷媒熱交換器の場合、伝熱面積密度が $400 \text{ m}^2/\text{m}^3$ 以上、気体との熱交換の場合、 $700 \text{ m}^2/\text{m}^3$ 以上と定義される[12]. 熱交換器を小さくすることができれば、配管や固定台などの周辺設備もコンパクト化することができるため材料削減につながり、海上輸送が必要な運搬物（LNG や水素などの燃料資源だけでなく、自動車や食品など）の積載量を増やすこともできるので環境負荷を低減できると期待されている.

一方、船舶の燃料はこれまで重油が使用されてきたが、MARPOL 条約の付属書VIの船舶排気ガス基準の厳格化により、排気ガス中の窒素酸化物、硫黄酸化物および二酸化炭素を排出基準値以下とするための様々な対策がとられている[13-14]. 例えば、硫黄酸化物排出量削減のために、排気ガスをスクラバに通すことで洗浄すること、重油の成分調整や重油の種類を転換することなどの対策が提案されている[15-17]. スクラバの利用は小規模な設備改造で対応できることなどから普及しているが、窒素酸化物や二酸化炭素排出量の削減には効果が小さいことが課題である. また、重油の成分調整や重油の種類の転換は、入手先が限定されることや調達コストが高いことが課題である. そこで、解決策の一つとして、天然ガスを燃料使用することが注目されている[18]. 天然ガスの船舶燃料利用のメリットは窒素酸化物、硫黄酸化物および二酸化炭素の排出基準値の遵守が可能なことである. 一方、デメリットは新たに LNG 気化設備が必要になること、LNG 運搬船でなければ LNG 貯蔵タンクが必要なこと、天然ガス燃焼専用のエンジンが必要なことなど、新規の設備投資が必要となることである. また、LNG 燃料を供給する港湾設備の整備が不十分なことも課題である. LNG を燃料とする LNG 燃料船では、燃料の貯蔵のために LNG の状態で貯蔵しておき、運転負荷に合わせて気化を行いエンジンに供給する必要がある. そのため、起動停止や運転変動に伴う温度変化に対しても十分に対応可能な高耐久性や、船舶の制限された空間に設備を設置可能とする高性能かつコンパクトな熱交換器が要求されている.

上記に示したように、LNG 需要の増加に伴い、天然ガス供給形態が多様化している. 従来は、沿岸部にある大規模な LNG 気化基地にて気化され需要地に供給されていた. しかし、

近年はエネルギー需要地の分散により内陸や島嶼部の中小規模な LNG 気化基地にて気化され需要地に供給されるようなインフラが構築されている[19]。これらの設備では、気化量が小規模であり、設置場所に空間的な制限があるため、コンパクトな気化器が要求されている。

このように、天然ガスは化石燃料の中では二酸化炭素の発生量が少ないため需要が増加しているが、さらなる二酸化炭素発生量の削減のため、輸送機器および発電の燃料代替に加え、再生可能エネルギーの余剰電力を蓄える手段として、アンモニアや水素の利用拡大が注目されている。アンモニアは腐食性があり毒物及び劇物取締法で劇物に指定されているが、燃焼時に二酸化炭素を発生せず、燃料としても使用することが可能である。そのため、火力発電所や船舶の燃料とするための研究開発が進められている[20-21]。設置場所が制限される用途ではコンパクトな熱交換器が要求されており、同時にアンモニアの腐食性に対して十分耐えられる素材、例えばステンレスなどを母材とする必要がある。

一方、水素は常温で気体の物質であり、沸点が -252°C と低く、金属を脆化させることが知られている。海外で安価かつ大量に生産した水素の運搬形態として、水素をアンモニア、シクロヘキサンおよび液体水素などに変換して輸送することが検討されている[7]。ここで、液体水素の貯蔵には保冷技術が必要であり、LNG のような大量輸送には専用の運搬船が必要である[22]。また、単位質量当たりのエネルギーは化石燃料と比較すると小さいため、水素を燃料として利用する場合は、高圧化や液化して貯蔵する必要がある。水素を燃料とする燃料電池車は水素ステーションにて高圧の水素が充填される。高圧の水素の製造時には熱交換器にて水素の圧縮熱を除去する必要があるが、また、高圧水素の燃料タンク充填時には、ジュール=トムソン効果により水素が昇温するため、水素を予冷する熱交換器が必要である[23]。これらの熱交換器には水素脆化に耐えられる金属、例えば、オーステナイト系のステンレスを母材とする必要があるが、また、70 MPa 以上の高圧に耐えられる構造にする必要がある。水素ステーションを都市部に設置する場合、設置空間が限定されており、設備の大型化は設置コスト増加につながることから、設備を極力コンパクトにする必要がある。そのため、上記の熱交換器は高耐久性、高耐水素脆化性、高耐圧性および高伝熱性能を有しており、かつコンパクトであることが望ましい。

今後需要が増加すると予想されている天然ガス、アンモニアおよび水素向けの熱交換器は、高耐久性、高耐水素脆化性、高耐食性、高耐圧性、高伝熱性能およびコンパクト性が要求されている。これらの要件を満たす熱交換器として、拡散接合型熱交換器 (Printed Circuit Heat Exchanger: PCHE) が注目されている。各用途からの PCHE への要件を満たしつつ、さらなるコンパクト化および高性能化 (高伝熱性能化・低圧力損失化) による設備エンジニアリング費用の低減 (配管・設置台のサイズダウン)、熱交換器使用素材の削減およびポンプ動力の削減が期待される。天然ガス、アンモニアおよび水素向けのインフラコストが低減できれば、気候変動抑制に貢献することになるため、PCHE のコンパクト化および高性能化に資する研究開発が必要である。

1.1.2 拡散接合型熱交換器 (Printed Circuit Heat Exchanger: PCHE) の特徴

拡散接合型熱交換器 (Printed Circuit Heat Exchanger: PCHE) は、高熱交換性能、コンパクト性 (シェル&チューブ熱交換器よりも 85% 小さく設計可能)、高耐久性 (使用温度域: $-253 \sim 650^{\circ}\text{C}$, 耐圧: 100 MPa まで使用可能) および高耐水素脆化性 (構成材料 SS type 316L とした場合) を有することが知られている[24–26]. PCHE の主な用途は、浮体式 LNG 生産設備 FPSO [25], 天然ガスパラント向けガス/ガス熱交換器[26], 燃料ガス供給システム (Fuel Gas Supply System: FGSS) [27], サテライト気化基地, ボイルオフガス再液化設備[28–29]および水素ステーション内の冷却器[23]がある. 加えて, 超臨界二酸化炭素 (sCO_2) 発電プラント向け熱交換器[30–31], 液体空気貯蔵システム (Liquid Air storage Energy Systems: LAES) [32]向け熱交換器に関する研究, LNG の冷熱回収[33], ボイルオフガスの再液化[34], 液化プロセスの高効率化[35]に関する研究が報告されている.

PCHE の一般的な製造方法を図 1-1 に示す[36]. 金属プレート上の流路加工は製造コストの観点から一般的に化学エッチングで実施される. 化学エッチングの等方浸食性により流路断面形状は半円となり, 流路幅は数十 μm から数 mm となる. 多数の流路を 1 回のプロセスで加工可能であるため, 切削加工と比較してコストや製造時間の観点で有利である. 拡散接合は化学エッチングした金属板を積層し, 流路形状の変化を極力抑制する加熱および加温条件で実施される. 拡散接合の定義は, JIS 規格 (JIS Z 3001) によると, 「母材を密着させ, 母材の融点以下の温度条件で, 塑性変形をできるだけ生じない程度に加圧して, 接合面に生じる原子の拡散を利用して接合する方法. 拡散溶接ともいう .」である. 拡散接合により, 化学エッチングした金属板の接合面の強度は母材相当となる. 拡散接合後, 接合体に流体を導入するためのヘッダやノズルが溶接により接合されることで PCHE となる.

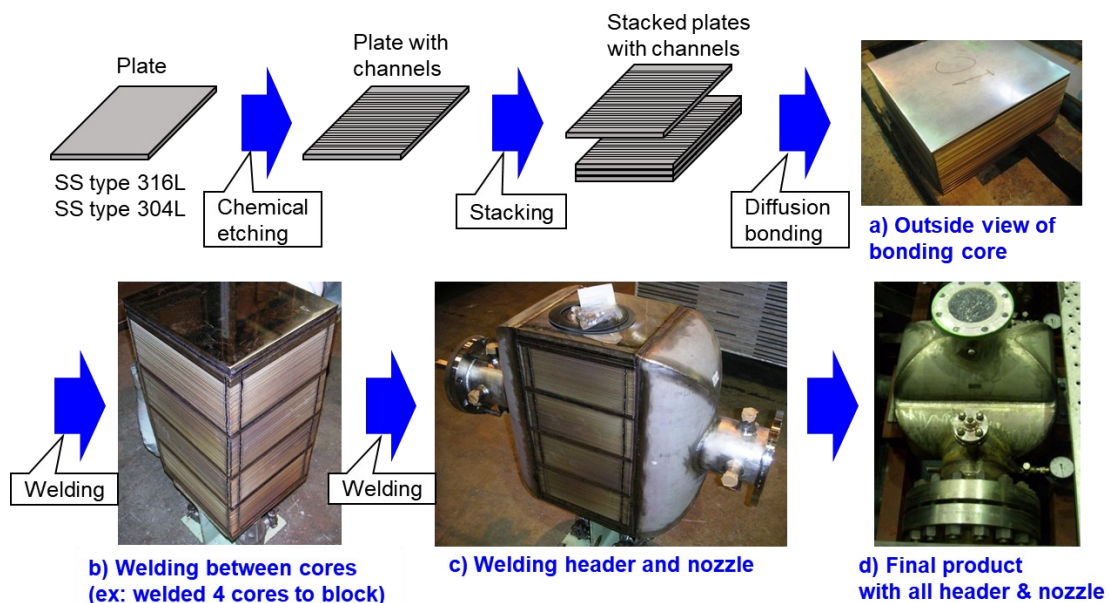


図 1-1 拡散接合型熱交換器の製造プロセス[36]

PCHE は構造と材質の特性上、高耐圧性および高耐水素脆化性を有していることが知られている。そのため、水素ステーション用途、天然ガス用途、超臨界二酸化炭素 ($s\text{CO}_2$) 発電用途などへの適用が期待されている[11, 23, 27-32]。これらの熱交換器の外観写真を図 1-2(a) から(h)に示す。



図 1-2(a) PCHE の外観写真[11]：幅×高さ×長さ: 200 mm × 200 mm × 400 mm, 設計熱交換量: 100 kW, エッチングプレートを 100 枚ほど積層



図 1-2(b) PCHE の外観写真: LN_2 気化器: 幅×高さ×長さ: 200 mm × 250 mm × 700 mm, 重量: 350 kg, 設計熱交換量: 310 kW

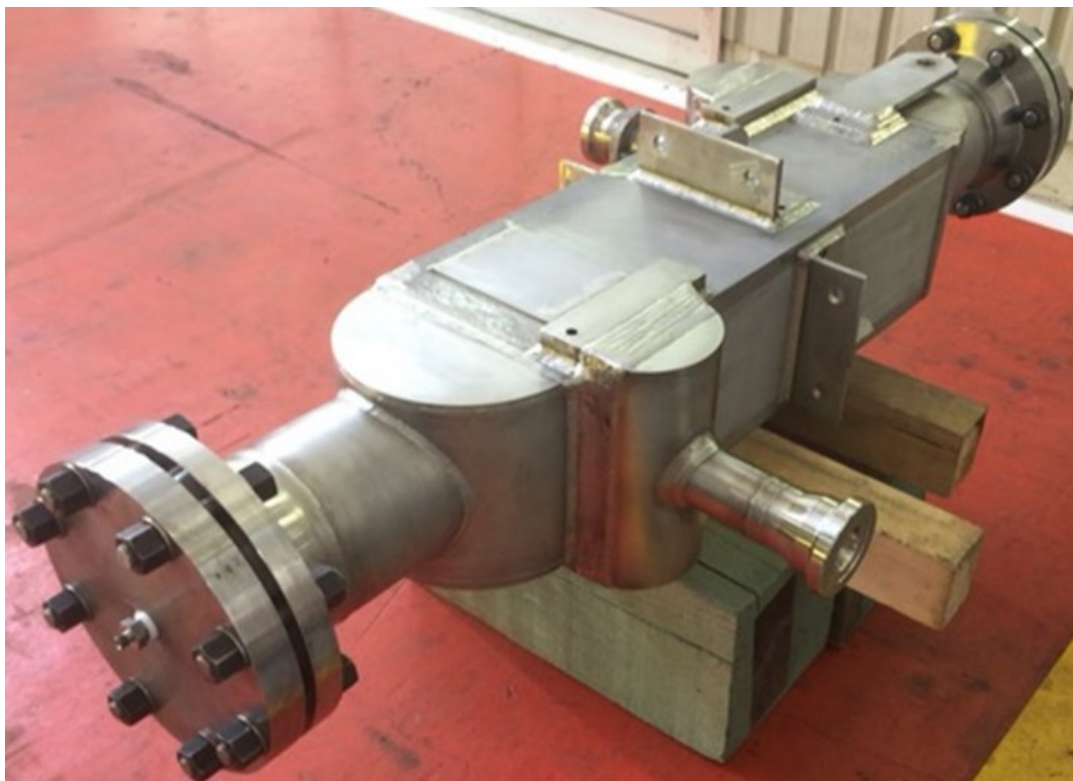


図 1-2(c) PCHE の外観写真: FGSS 向け LNG 気化器: 幅×高さ×長さ: 260 mm × 220 mm × 700 mm, 重量: 400 kg, 設計熱交換量: 400 kW



図 1-2(d) PCHE の外観写真: 天然ガス液回収ユニット向けガス/ガス熱交換器: 幅×高さ×長さ: 580 mm × 5200 mm × 1200 mm, 重量: 22000 kg, 設計熱交換量: 5700 kW

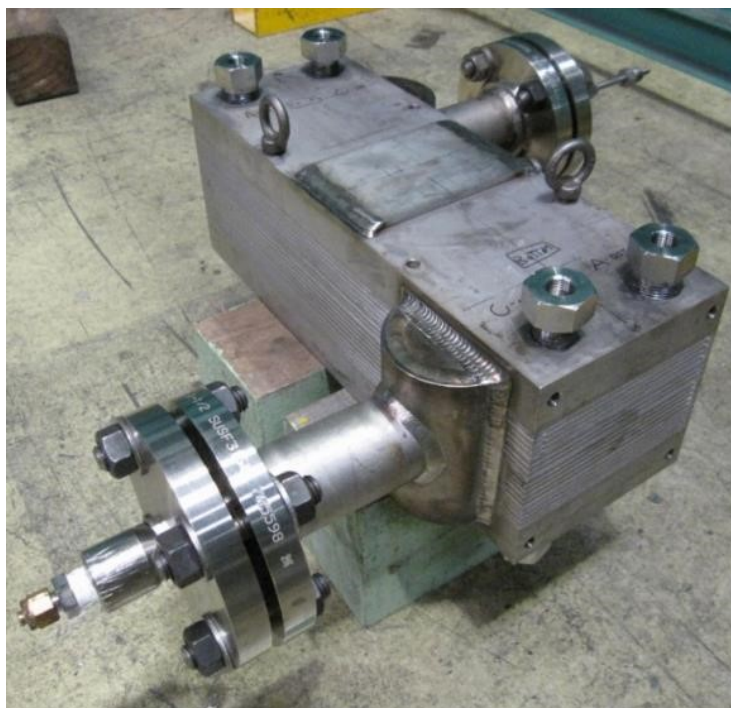


図 1-2(e) PCHE の外観写真: 水素ステーション向けアフタークーラ: 幅×高さ×長さ: 250 mm × 225 mm × 400 mm, 重量: 150 kg, 設計熱交換量: 60 kW



図 1-2(f) PCHE の外観写真: Boil off gas(BOG)再液化器: 幅×高さ×長さ: 580 mm × 1360 mm × 1200 mm, 重量: 6000 kg, 設計圧力: 32 MPa, 設計温度: -196℃ – +60℃



図 1-2(g) PCHE の外観写真: FPSO 向け熱交換器: 幅×高さ×長さ: 580 mm × 730 mm × 900 mm, 重量: 2700 kg



図 1-2(h) PCHE の外観写真: FPSO 向け熱交換器 ; 幅×高さ×長さ: 330 mm × 1520 mm × 750 mm, 重量: 3500 kg, 設計圧力: 22 MPa, 設計温度: -46°C – +177°C

図 1-3(a)に示すように、化学エッチングの加工深さを 1 mm 以下とすることが可能である。また、化学エッチングの加工断面形状は、化学エッチングの等方浸食性により半円となる。そのため、PCHE の流路断面形状は、図 1-3(b)および(c)に示すように半円となる。微細な流路を有することで、熱源と作動媒体間の熱交換性能の向上、流体間温度差の縮小、単位体積当たりの伝熱面積の増加によるコンパクト化およびコストダウンが期待できる。また、図 1-4 に示すように、拡散接合された金属板間の接合界面が完全に消失することから高耐久性を有することが報告されている[11]。

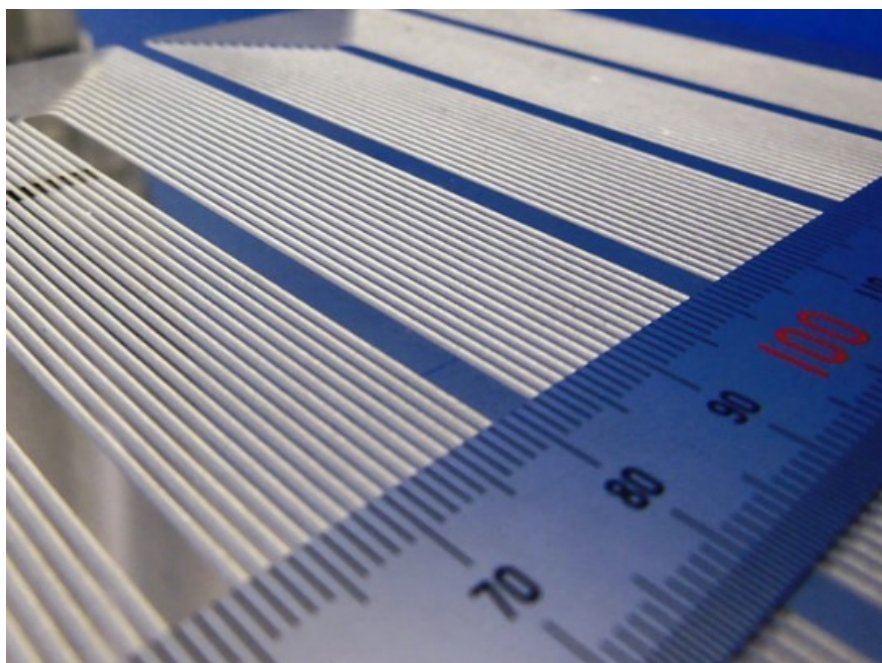


図 1-3(a) 化学エッチングにより加工した流路プレート



図 1-3(b) PCHE の流路断面

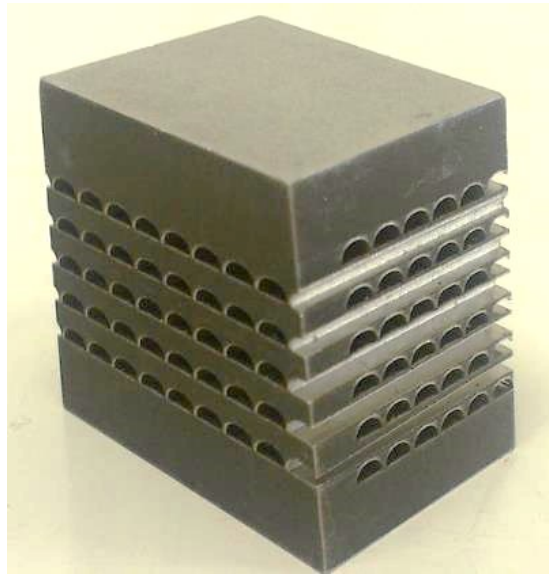


図 1-3(c) PCHE の流路断面

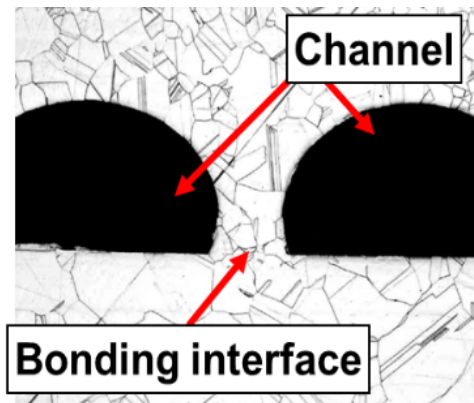


図 1-4 PCHE の接合界面

化学エッチングで流路を形成する場合、流路断面形状は半円となるが、マスクのデザインによって流路形状を波状[37-38], zigzag[39-40], 翼型[41-42]または S 型[43], フラクタル流路[44]など自由な形状とすることが可能である。本研究の主な適用対象は、LNG 気化器とするが、その場合、作動媒体である LNG は PCHE 内で沸騰二相流を形成する。沸騰二相流は、流体の物性値、流路断面形状および水力等価直径などの影響を受ける複雑な現象であることから、その熱流動特性への流路形状の影響を明らかにする必要がある。特に、流路径が 1 mm 以下であることから、作動媒体の表面張力の影響が顕れ、水力等価直径数 mm 以上の円形または矩形流路内の沸騰二相流の熱流動特性とは異なる傾向を示すと考えられる。すなわち、「流路断面形状」、「水力等価直径」および「流路形状」が流動様式、沸騰二相流の摩擦損失および沸騰熱伝達率に与える影響とそれらの相関性を明らかにし、気化器の設計余裕度の低減とコンパクト化のために設計精度を向上する必要がある。

1.2 従来の研究

単一細管内における気液二相流の熱流動特性に関する研究は、一成分系、二成分系ともに数多く報告されている。近年、冷凍空調分野では熱交換器のコンパクト化および高性能化の要求から微細流路を有する熱交換器の開発が進められている。微細流路内の流動沸騰現象に関する研究が数多く取り組まれており、レビューが報告されている[32, 45-49]。これらの研究では、流路径（水力等価直径）、流路断面形状（円管と非円管：矩形および三角形など）、流路形状および並列多穴管構造が流動沸騰現象に与える影響を検討している。そこで、従来の研究を「流路サイズの種類と支配因子」、「流動様式への流路径の影響」、「熱流動特性への水力等価直径の影響」、「熱流動特性への流路断面形状の影響」、「並列流路内の熱流動特性」、および「熱流動特性に与える流路形状の影響」に分類整理し、研究課題を抽出した。

1.2.1 流路サイズの種類と支配因子

ミニチャネル以下のサイズの流路内の熱流動特性、すなわち摩擦損失や熱伝達率に対して、重力や慣性力だけでなく表面張力が与える影響を把握することが重要である。特に、気液二相流の流動特性は気液界面構造に依存することが知られている。気液二相流の気液界面構造は気液両相の物性値、速度および流路径に依存しており、流動様式として整理されている。従来の気液二相流の熱流動特性に関する計算モデルは、火力発電用ボイラや原子力発電の核燃料棒集合体の冷却、エアコンや家庭用給湯器などのヒートポンプシステムの蒸発器および凝縮器を対象として数多く得られてきたが、そのほとんどが水力等価直径 10 mm 程度以上の流路、すなわち従来管を対象としたものであり、伝熱面近傍の液膜挙動を除いて表面張力の影響が顕れず、重力支配の条件と考えられる。しかし、熱交換器の分野ではさらなるコンパクト化の要求を背景に流路の細径化が進んでいる。細径管内の気液二相流は重力よりも表面張力の影響を強く受けること、すなわち表面張力が支配的な流動となると考えられる。このように、強制対流動沸騰式の冷却システムを安定かつ最適に設計するためには、重力および慣性力に加えて表面張力が気液二相流の熱流動特性に及ぼす影響を把握するだけでなく、それらの力が支配的となる流動条件を明確化する必要がある。

Kandlikar and Grande [50]は水力等価直径 D_h に対して従来管、ミニチャネル、マイクロチャネルを以下のように分類した。

Conventional channels: $D_h > 3 \text{ mm}$

Minichannels: $3 \text{ mm} \geq D_h > 200 \text{ }\mu\text{m}$

Microchannels: $200 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 10 \text{ }\mu\text{m}$

Transitional Microchannels: $10 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 1 \text{ }\mu\text{m}$

Transitional Nanochannels: $1 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 0.1 \text{ }\mu\text{m}$

Molecular Nanochannels: $0.1 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h$

簡易ではあるが、流体物性値と流路断面形状の考慮が必要である。

流体物性値を考慮するために無次元数を導入し、流路サイズを分類した研究が報告されている。Kew and Cornwell [51]は内径1.39–3.69 mmの円管内の冷媒R-141b（Confinement数 $Co = 0.33\text{--}0.87$ ）の流動沸騰試験を実施した。Confinement数は下式に定義され、 $Co > 0.5$ でミニチャンネルに分類されると報告している。

$$Co = \frac{[\sigma / \{g(\rho_L - \rho_G)\}]^{1/2}}{D_h} = Eo^{-1/2} \quad (1)$$

ここで、 σ は表面張力、 g は重力加速度、 ρ は密度、 Eo はEötvös数を示す。Eötvös数は後述のBond数と同じ定義である。添え字の”L”および”G”はそれぞれ液相および気相を示す。

Ong and Thome [52-54]は、細管内二相流に対する Macroscale flow から Microscale flow の境界を特定するため、水力等価直径 1.03–3.04 mm の水平円管内に対し、作動媒体に冷媒 R-134a, R-235fa および R-245fa を用いた流動沸騰試験を実施し、流動様式を観察することで液膜厚さを整理した。ここでは、Macroscale flow を重力の影響が顕著となる流動様式 Slug flow および Plug flow が現れる領域とし、一方、Microscale flow を表面張力の影響が顕著となる水平流の液膜厚さが上下で均一となる領域と定義している。流動様式観察結果および液膜厚さ計測結果を、無次元数の Confinement 数で評価 ($Co = 0.27\text{--}1.67$) し、 $Co \approx 1$ の時、液膜厚さが均一となったことから重力支配ではなく表面張力支配である Microscale flow となり、 $Co < 0.3\text{--}0.4$ の範囲で Macroscale flow、 $0.3\text{--}0.4 \leq Co \leq 1$ では遷移域であると報告している。

Gomyo and Asano [55]は、管内径が垂直上昇気液二相流のボイド率に与える影響を評価するために、水力等価直径0.5–4.0 mmの円管を用いた垂直上昇気液二相流試験を実施し、ボイド率をCapacitance法[56]、流動様式を高速度カメラで観察した。内径4 mmの円管では、Annular flowへの流動様式の遷移がMishima-Ishii [57]の遷移境界に一致する一方、2 mm以下の円管ではAnnular flowに遷移する気相体積流束が上昇したことから、内径2 mmでは表面張力の影響が現れていると報告した。ここで、冷媒FC-72が作動媒体として使用されており、内径 2 mmでの Co 数の値は0.34であった。

気液二相流の支配因子の遷移境界条件を明確にするため、図 1-5 に示すような 3 つの無次元数を用いた力の支配領域線図が提案されている[58]。この線図では、無次元数として、Eötvös 数 Eo (=重力／表面張力)、Weber 数 We (=慣性力／表面張力) および Froude 数 Fr (=慣性力／重力) が導入されている。これらの定義を以下の式(2)から式 (6) に示す。

$$Eo = \frac{(\rho_L - \rho_G)gD^2}{\sigma} \quad (2)$$

$$We = \frac{\rho_m D u_m^2}{\sigma} \quad (3)$$

$$Fr = \sqrt{\frac{We}{Eo}} = \sqrt{\frac{\rho_m}{(\rho_L - \rho_G)gD}} u_m \quad (4)$$

$$\rho_m = (1 - \xi)\rho_L + \xi\rho_G \quad (5)$$

$$u_m = \frac{G}{\rho_m} \quad (6)$$

ここで、 D は流路径、 ξ はボイド率、 G は質量流量をそれぞれ示している。また、ここでは気液二相流の代表速度として、気液二相流の平均密度 ρ_m に基づく平均流速 u_m を用いている。

重力－慣性力支配の遷移境界を Froude 数 Fr で、重力－表面張力支配の遷移境界を Eötvös 数 Eo で、表面張力－慣性力の遷移境界を Weber 数 We により決定することが試みられている。Baba et al. [59] は、水力等価直径 0.13 mm および 0.51 mm の円管を用いて、冷媒 FC-72 の垂直上昇流、垂直下降流および水平流の 3 種の流動方向の沸騰熱伝達率を計測し、沸騰熱伝達率に及ぼす重力の影響を評価した。この時、 $Co = 5.50$ および 1.40 ($Eo = 0.033$ および 0.51) であった。流動方向により熱伝達率が変化しない条件の支配因子は、重力ではなく表面張力もしくは慣性力であるとし、重力－慣性力支配の遷移が $Fr \approx 4$ で、表面張力－慣性力支配の遷移が $We \approx 5$ で生じると報告している。ここで、無次元数は平均密度を均質流密度とすることで導出されている。図 1-5 中の実線で示す Eötvös 数 $Eo = 1$ 、Weber 数 $We = 1$ 、Froude 数 $Fr = 1$ は支配領域境界の目安となるが、無次元数の定義の妥当性や流路形状を含めての議論が必要である[51, 58-60]。

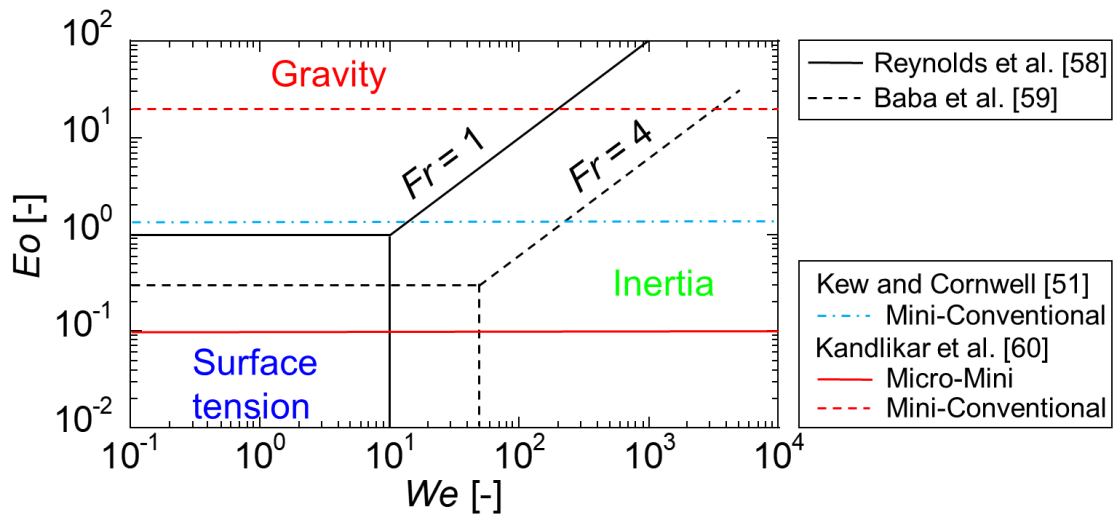


図 1-5 気液二相流に及ぼす力の支配領域線図

重力および表面張力が支配因子となる領域を解明するためには、Eötvös数 Eo （もしくはConfinement数 Co ）を変化させた実験を行うことが有効である。管内径の減少に伴いEötvös数 Eo が低下（もしくはConfinement数 Co が増加）し、表面張力支配となるが、その境界は管径のみで決定されず、作動媒体の物性値の影響を受ける。水-空気（または窒素）二相流を用いた実験から、ミニチャネル内の二相流の遷移境界は従来管のそれとは異なることが議論されている。しかし、水の表面張力は各種冷媒のそれより7 倍ほど高い値を示すため、同一Eötvös数 Eo （もしくはConfinement数 Co ）で遷移境界があるとすれば、遷移境界に対応する管径は大きくなる。したがって、沸騰二相流の遷移境界の明確化のためには、冷媒を用いた流動沸騰試験を実施し、遷移境界を検証する必要がある。さらに、Ong and Thome [52]が提案する分類について、沸騰二相流がMicroscale flowやMacroscale flowとなる領域では、それぞれの支配因子に特徴づけされる熱流動特性を示すが、遷移域では、複数の支配因子の影響を受ける複雑な現象が発現すると考えられる。上述したConfinement数の閾値は円管の試験で得られたものであり、流路断面形状が半円の流路における Co 数の閾値として適用するには知見が十分ではない。そこで本研究では、実熱交換器形状に対応させた流路サイズを選択し、複数の Co 数（遷移域やMicroscale flowに分類されると仮定した条件）を設定した流動沸騰試験を実施することで沸騰二相流の熱流動特性を検証する。

Ong and Thome [52]が提案する分類の遷移域に該当する条件で、沸騰二相流の熱流動特性に関する研究が報告されている。Abadi et al. [61]は、水力等価直径3 mmの円管内の冷媒R-245faの流動沸騰試験を実施し、水平流および垂直上昇流とすることで、重力が沸騰二相流の摩擦損失、熱伝達率および流動様式に与える影響を評価した。 Co 数は0.33であった。水平流では、Annular flow, Slug flowおよびBubbly flowを観察し、垂直上昇流では、それらに加えChurn flowを観察した。垂直上昇流ではAnnular flowがより早く形成したこと、垂直上昇流の沸騰熱伝達率は浮力の影響を受け、水平流のそれよりも高い値を示した一方で、垂直上昇流の沸騰二相流の摩擦損失は水平流のそれよりも低い値となったと報告している。

Layssac et al. [62]は、水力等価直径1.6 mmの円管内の冷媒R-245faの流動沸騰試験を実施し、垂直上昇流および下降流とすることで、重力が沸騰二相流の摩擦損失、熱伝達率および流動様式に与える影響を評価した。 Co 数は0.49であった。流動可視化試験により気相の慣性力の増加に伴い核沸騰強度が低下したこと、沸騰熱伝達率に与える流動方向の影響は小さかったことを報告している。

Saisorn et al. [63]は、水力等価直径1 mmの円管内の冷媒R-134aの流動沸騰試験を実施し、水平、垂直上昇および下降流とすることで重力が沸騰二相流の摩擦損失、熱伝達率および流動様式に与える影響を評価した。 Co 数は0.80であった。Slug flowの気液界面形状は、浮力の影響を受けるため水平流と垂直流で異なったこと、沸騰熱伝達率はいずれの流動方向においても熱流束の影響を強く受けたが、冷媒質量流束の影響は小さかったこと、すなわち強制対流ではなく核沸騰支配であったこと、浮力により流路壁面の液膜を攪拌したため垂直下降流の沸騰二相流の摩擦損失および熱伝達率が高くなったことを報告している。

Layssac et al. [64]は、水力等価直径 1.6 mm の円管内の冷媒 R-245fa の流動沸騰試験を実施し、流動方向 (-90°から 90°) が沸騰二相流の流動様式と摩擦損失に与える影響を評価した。Co 数は 0.49 であった。沸騰二相流の流動様式と摩擦損失は、慣性力の影響が小さい領域で重力の影響を明確に受け、また、熱流束の影響が重要であったと報告している。

Fang et al. [65]は、水力等価直径 1.002 mm および 2.168 mm の水平円管内の冷媒 R-134a の流動沸騰試験を高重力条件にて実施し、内径と重力が沸騰熱伝達率に与える影響を評価した。Co 数は 0.37–0.81 であった。重力は沸騰熱伝達率に影響を与え、高重力場における沸騰熱伝達率は水力等価直径 1.002 mm の円管内の低熱流束および低質量流束の条件を除いて、地球の重力における沸騰熱伝達率より高い値を示した。その重力の影響は内径によって異なっており、水力等価直径 1.002 mm の円管内の沸騰熱伝達率は重力の増加に伴い減少したが、水力等価直径 2.168 mm のそれは重力の増加に伴い増加した。高熱流束、低質量流束および高重力条件では、液膜の気泡の脱離が困難になるため、低クオリティでは沸騰熱伝達率が低下したと報告しているが、現象の解明には流動様式の観察やクオリティと重力の相関性を検討する必要がある。

Gao et al. [66]は、23 本の 0.624 mm × 0.923 mm の矩形ミニチャネル蒸発器内の冷媒 R-134a の水平および垂直下降流動沸騰試験を実施し、重力が沸騰熱伝達率と流動様式に与える影響を評価した。Co 数は 1.10 であった。沸騰熱伝達率は核沸騰支配であること、沸騰二相流の流動様式および摩擦損失は、低冷媒質量流束および低熱流束条件にて、流動方向、すなわち重力の影響を明確に受けたと報告している。

飽和温度が熱流動特性に与える影響に関する研究として、Billet et al. [67]は、水力等価直径 3 mm の円管内の冷媒 R-245fa の水平流動沸騰試験を実施した。Co 数は 0.17–0.33 であった。飽和温度が低い時、冷媒質量流束の増加に伴い沸騰熱伝達率が増加したこと、飽和温度が高い時、冷媒質量流束の増加に伴い沸騰熱伝達率が低下したと報告している。冷媒 R-245fa は飽和温度の増加に伴い気相密度が増加するが液相の密度と表面張力が低下するため、気泡の脱離が容易になり、核沸騰サイトが増加し、核沸騰の寄与が増加する。しかし、高クオリティでは液膜厚みが低下することにより壁面過熱度が低下し、核沸騰サイトが減少するため、強制対流熱伝達が支配的になると報告している。

表 1-1 に流路サイズの分類と支配因子に関連する従来研究を示す。

表 1-1 流路サイズの分類と支配因子に関する従来研究

References	Working fluid	Channel geometry		Heat flux kW/m ²	Mass flux kg/(m ² s)	Saturation temperature, T_{sat} °C / pressure, P_{sat} MPa
		Hydraulic diameter mm (Cross-sectional shape)	Orientation			
Kew and Cornwell [51]	R-141b	1.39, 2.87, 3.69 (Circular)	Vertical upward	9.7–90.0	188–1480	$T_{\text{sat}} = 32$
Ong and Thome [52]	R-134a, R-236fa, R-245fa	1.03, 2.20, 3.04 (Circular)	Horizontal,	2.3–250	100–1500	$T_{\text{sat}} = 25\text{--}35$
Ong and Thome [53]	R-134a, R-236fa, R-245fa	1.03, 2.20, 3.04 (Circular)	Horizontal,	2.3–250	200–1600	$T_{\text{sat}} = 29, 31, 33$
Ong and Thome [54]	R-134a, R-236fa, R-245fa	1.03, 2.20, 3.04 (Circular)	Horizontal,	2.3–221.2	100–1500	$T_{\text{sat}} = 25, 31, 35$
Gomyo and Asano [55]	FC-72	0.5, 1.1, 2.0, 4.0 (Circular)	Vertical upward	—	30–600	$T_{\text{sat}} = 56.8, 68.9, 81.8$
Baba et al. [59]	FC-72	0.13, 0.51 (Circular)	Vertical upward, Vertical downward Horizontal	2.6–16.4	50–200	$T_{\text{sat}} = 56$
Abadi et al. [61]	R-245fa	3 (Circular)	Vertical upward, Horizontal	10–40	200–700	$T_{\text{sat}} = 40$
Layssac et al. [62]	R-245fa	1.6 (Circular)	Vertical upward, Horizontal, Vertical downward	13.5	150–300	$T_{\text{sat}} = 80.9$
Saisorn et al. [63]	R-134a	1 (Circular)	Vertical upward, Vertical downward Horizontal	1–60	250–820	$P_{\text{sat}} = 0.8$
Layssac et al. [64]	R-245fa	1.6 (Circular)	Inclination angle (-90°, -60°, -45°, -30°, -15°, 0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 90°)	0, 13.5	100–300	$T_{\text{sat}} = 80.9$
Fang et al. [65]	R-134fa	1.002, 2.168 (Circular)	Horizontal	17.2–28.5	699–948	$P_{\text{sat}} = 0.693\text{--}0.839$
Gao et al. [66]	R-134fa	0.624 × 0.923 (Rectangular) 23 本	Vertical downward, Horizontal	1.53–13.51	134.7–347.3	$T_{\text{sat}} = 29.0$
Billet et al. [67]	R-245fa	3 (Circular)	Horizontal	10–50	100–1000	$T_{\text{sat}} = 40\text{--}125$

1.2.2 流動様式

水力等価直径の減少および質量流束の低下に伴い、流れは表面張力支配となり、重力の影響は限定的となる。例えば、水平流であれば **Wavy flow** は生じにくく、液スラグが形成され、垂直流との流動様式の差は小さくなる。また、垂直流であっても、このような流動条件であれば、**Slug flow** の気泡部の液膜が薄くなり、垂直上昇流の気泡上昇速度は低下し、垂直下降流のそれとの差は小さくなる。乾き度が同じ条件で、気液が分離して流れる状態から液スラグが形成されるようになると、液速度が増すため沸騰二相流の摩擦損失が大きくなると考えられる。表面張力支配の流動条件では、流路断面内での気液界面構造が流路形状の影響を強く受ける。特に、**Slug flow** のように低流速条件でその影響が顕著になると考えられる。例えば、流路断面形状が矩形であれば、表面張力により流路隅部に液が保持され、辺部では液膜が薄くなると想定される。流路断面形状が三角形となれば、流路隅部の角度がより小さくなるためその効果はより大きくなると考えられる。表面張力支配の流動では、流路断面形状の影響を把握する必要がある。

従来管、ミニチャネルおよびマイクロチャネル内の気液二相流の流動様式の観察に関して、水力等価直径および流体物性が流動様式に影響を与えることが数多く報告されている。

図 1-6 に Mishima and Hibiki [68] のミニチャネル内の水-空気二相流の流動様式のイメージ図を示す。水力等価直径の減少により気泡密度が高い **Bubbly flow** や液スラグが長い **Slug flow** が形成したと報告しており、水力等価直径数 mm の円管内の気液二相流の流動様式は水力等価直径の影響を受けたことがわかる。

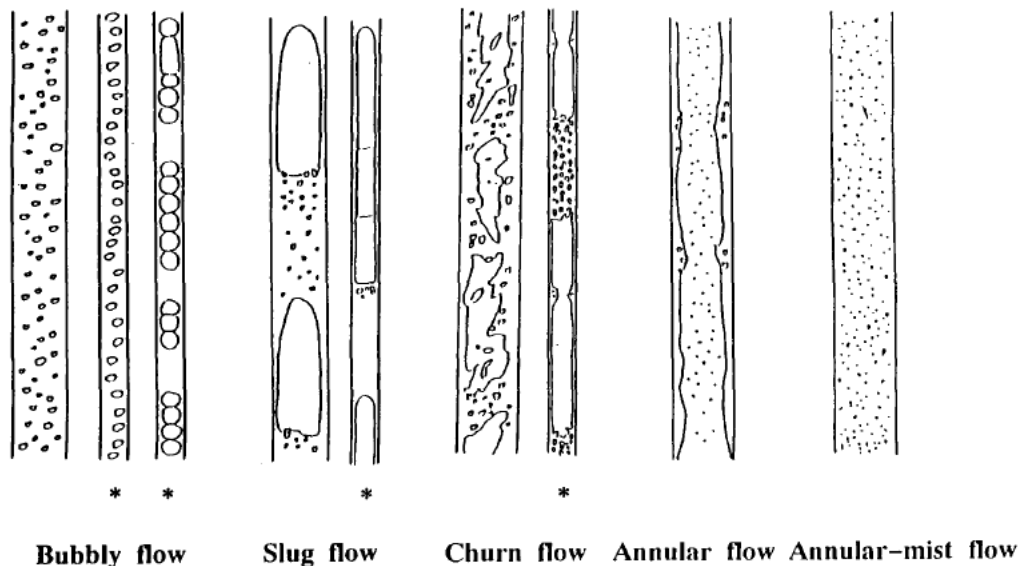


図 1-6 気液二相流の流動様式イメージ図[68]

Kawaji and Chung [69] のミニチャネルおよびマイクロチャネルの気液二相流の流動様式のイメージ図を図 1-7 に示す。ミニチャネルおよびマイクロチャネルの気液二相流の流動様式

から、管径の減少に伴い表面張力の流動様式に与える影響は重力のそれよりも大きくなるため、異なる流動様式が形成するとしている。

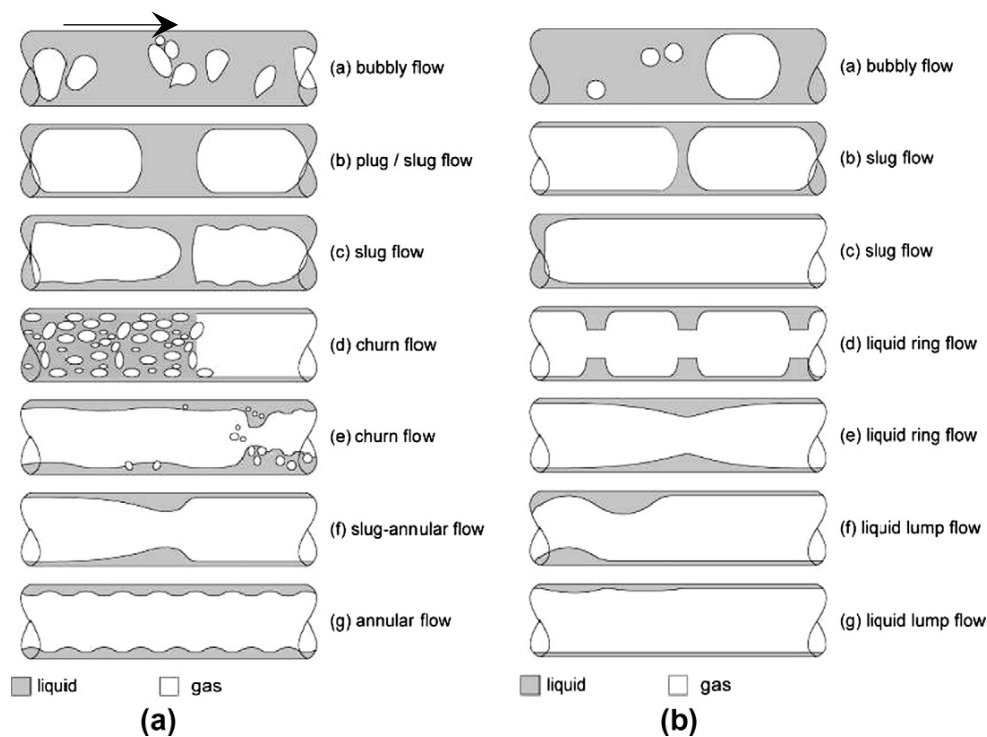


図 1-7 気液二相流の流動様式イメージ図：(a) ミニチャネル内の水平流の流動様式，(b) マイクロチャネルの水平流の流動様式 [69]

従来管，ミニチャネルおよびマイクロチャネル内の沸騰二相流の流動様式可視化結果を図 1-8 から図 1-10 に示す。Huo et al. [70]の水力等価直径 4.26 mm の円管内の冷媒 R-134a の沸騰二相流の流動様式可視化結果を図 1-8 に示す。水力等価直径 4.26 mm の円管は従来の管径と同様の流動様式を示したと報告している。



図 1-8 内径 4.26 mm の円管内垂直上昇流の沸騰二相流の流動様式可視化結果 ($Co = 0.18$) [70]

Charnay et al. [71]の水力等価直径 3.00 mm の水平円管内の冷媒 R-245fa の沸騰二相流の流動様式可視化結果を図 1-9 に示す。 Co 数は 0.18 であった。 観察した流動様式は従来管のそれと同様になったが、遷移境界はマイクロスケール流路のそれに近かったと報告している。

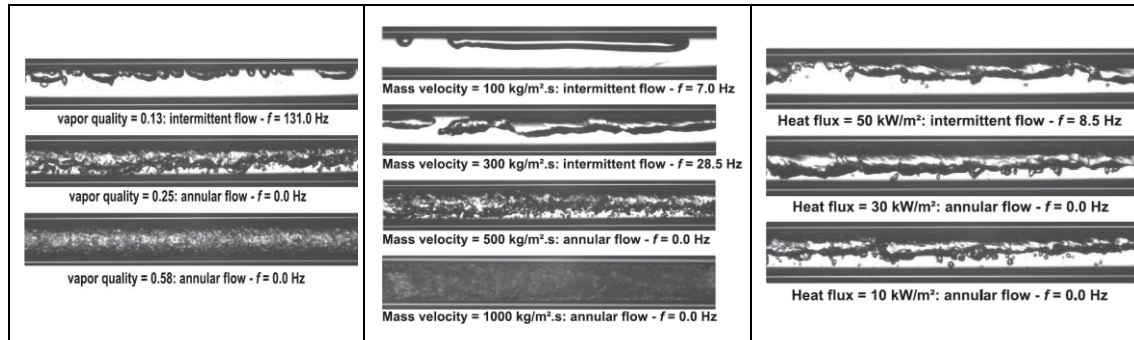
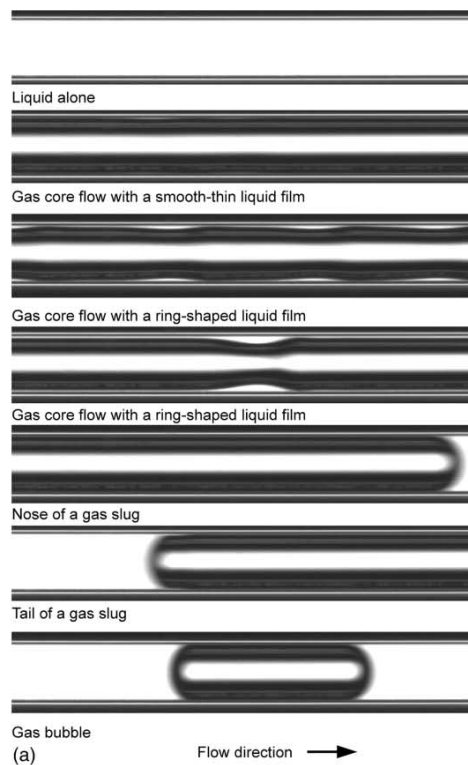


図 1-9 内径 3.00 mm の円管内水平流の沸騰二相流の流動様式可視化結果 ($Co = 0.18$) [71]

Kawahara et al. [72]の水力等価直径 0.1 mm の円管内の水-窒素二相流の流動様式可視化結果を図 1-10 に示す。 気相および液相見かけ速度が低い条件では、滑らかな液膜を有するガスコアが形成するが、気相見かけ速度の増加により、リング状の液膜構造が形成し、液相見かけ速度の増加に伴い厚い液膜が形成したと報告している。 図 1-6 から図 1-10 に示すように、流動様式は水力等価直径および作動媒体の物性値の影響を受けることがわかる。



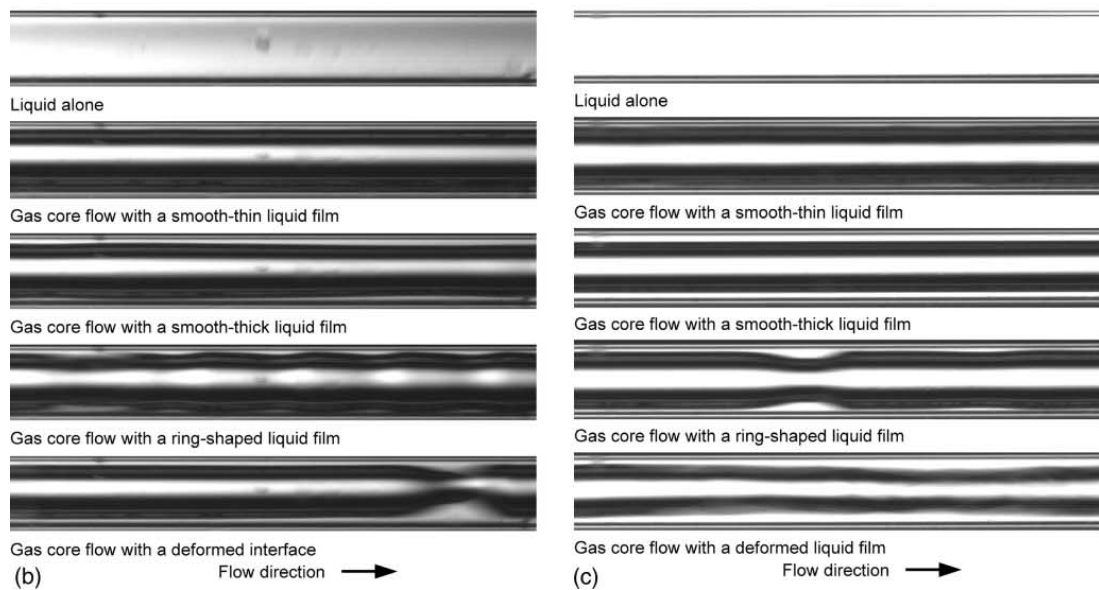


図 1-10 内径 0.1 mm の円管内水－窒素二相流の流動様式可視化結果[72]

流路断面形状が流動様式に与える影響に関する研究は数多く報告されている． Jige et al. [73]の水力等価直径 1.0 mm の並列多穴矩形ミニチャネル内の冷媒 R-32 の沸騰二相流の流動様式可視化結果を図 1-11 に示す． Co 数は 0.94 であった． 熱流束の増加に伴い気泡密度が増加したと報告している．

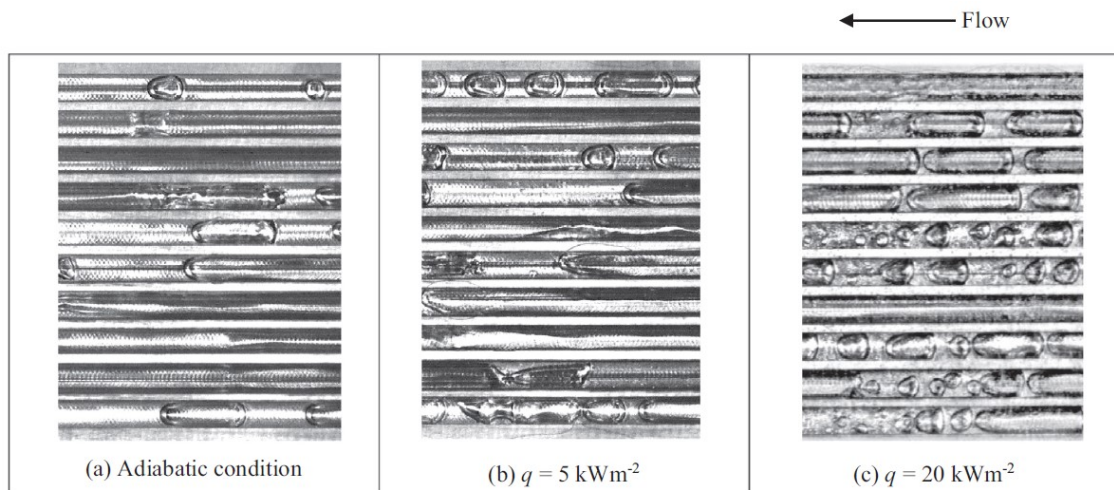


図 1-11 水力等価直径 1.0 mm の矩形管水平流の沸騰二相流の流動様式可視化結果 ($Co = 0.94$) : 冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, クオリティ $x = 0.2$, (a)断熱条件, (b)熱流束 $5 \text{ kW}/\text{m}^2$, (c) 熱流束 $20 \text{ kW}/\text{m}^2$ [73]

Al-Zaidi et al. [74]の水力等価直径 0.466 mm の並列多穴矩形ミニチャネル内の冷媒 HFE-

7100 の沸騰二相流の流動様式可視化結果を図 1-12 に示す。 Co 数は 2.12 であった。 図 1-11 および図 1-12 に示すように、 矩形管内の滑らかな液膜の形成や流路隅部からの気泡の発生を観察しているが、 体系的に整理するためには、 水力等価直径、 冷媒質量流束および流体物性値の影響を考慮した流動様式線図への整理が必要である。

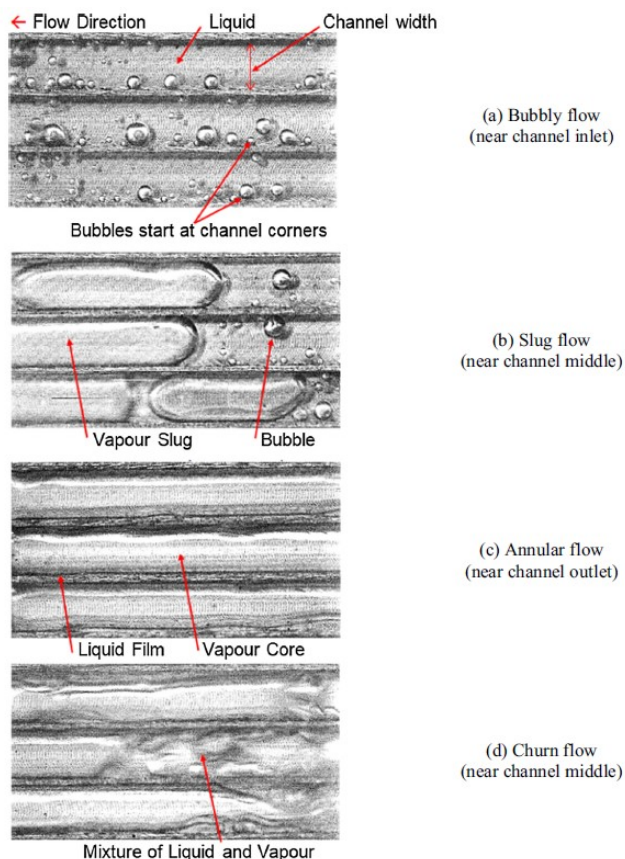


図 1-12 水力等価直径 0.466 mm の並列多穴矩形ミニチャネル内の水平流の沸騰二相流の流動様式可視化結果 ($Co = 2.12$) [74]

図 1-6 から図 1-12 に示すように、 気液二相流の流動様式は水力等価直径、 流路断面形状、 質量流束および熱流束の影響を受けることが報告されている。 従来の研究では、 Co 数が **Macroscale flow**、 遷移域および **Microscale flow** に該当する領域における円管や矩形管の気液二相流の流動様式に関する研究例は報告されているが、 流路断面形状が半円の流路内の気液二相流の流動様式に関する研究例はほとんどない。

従来管、 ミニチャネルおよびマイクロチャネル内の気液二相流の流動様式の遷移境界を整理した流動様式線図が報告されている[75]。 従来管の断熱気液二相流の流動様式を整理した研究として、 **Baker** [76]および **Taitel and Dukler** [77]などがよく知られている。 また、 従来管の沸騰二相流の流動様式を整理した研究として、 **Kattan et al.** [78]および **Wojtan et al.** [79]などがある。 また、 ミニチャネル内の断熱気液二相流の流動様式を整理した研究例として、

Triplett et al. [80-81]および Akber et al. [82]などがある。

Triplett et al. [80-81]は、円管および三角管内の水－空気断熱気液二相水平流実験を実施し、気液二相流の流動様式、摩擦損失およびボイド率を計測した。図 1-13 および図 1-14 に示す気液二相流の流動様式線図は、気相および液相見かけ速度を軸として整理されており、流路形状に関わらず Fukano and Kariyasaki [83]により得られた気液二相流の流動様式の遷移境界と概ね一致すると報告している。また、ボイド率および二相流の摩擦損失は均質流モデルのそれらとよく一致することを報告している。

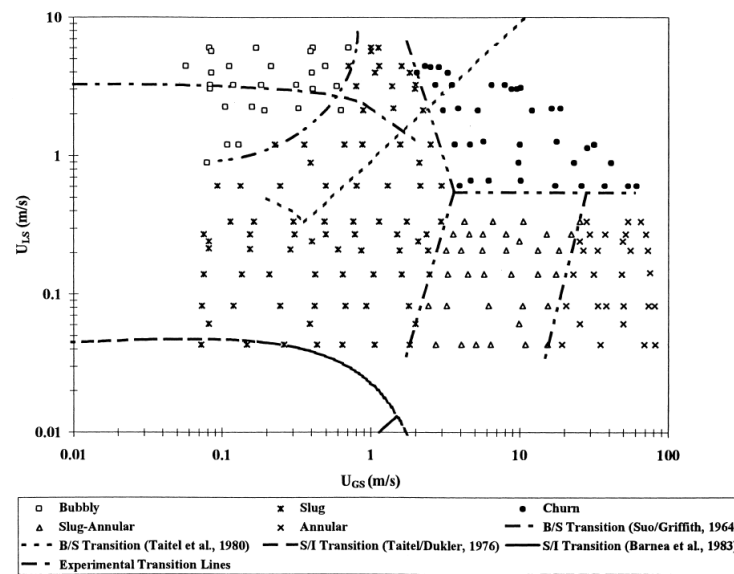


図 1-13 内径 1.097 mm の円管内の水－空気断熱気液二相流の流動様式線図（気相見かけ速度と液相見かけ速度） [80]

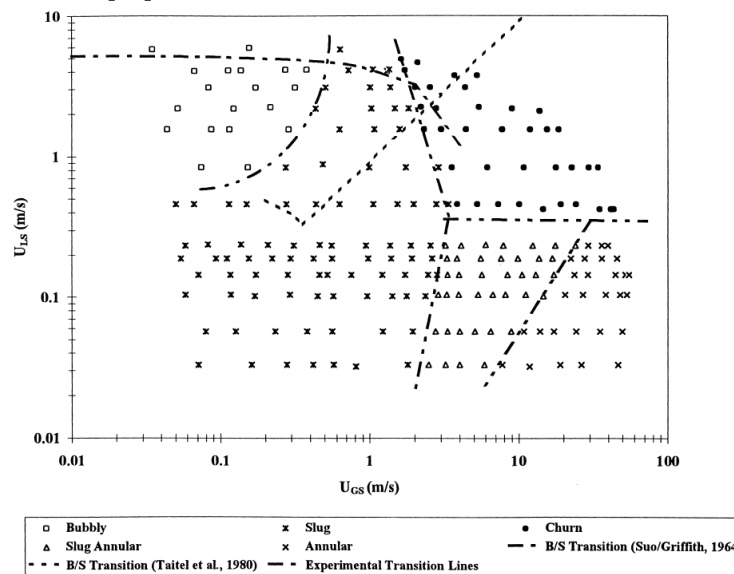


図 1-14 水力等価直径 1.09 mm の三角管内の水－空気断熱気液二相流の流動様式線図（気相見かけ速度と液相見かけ速度） [80]

Akber et al. [82]は、水平単一円管および非円管内水–空気二相流の流動様式を整理している。図 1-15 に示すように気相および液相 Weber 数を軸とする流動様式線図を提案しており、①表面張力支配領域 (Bubbly flow, Plug/Slug flow)、②第一慣性力支配領域 (Annular flow)、③第二慣性力支配領域 (Dispersed flow) および④遷移領域の 4 つの領域に分類した。Weber 数で整理することで流体の物性値と水力等価直径を考慮することができる。しかし、流体の物性値の影響に関しては検証が必要である。

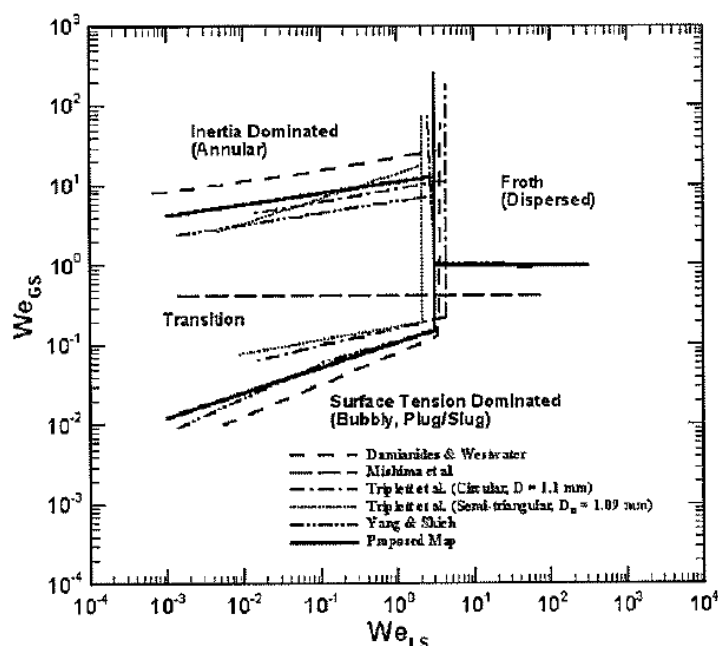


図 1-15 水力等価直径 $D_h \leq 1$ mm の水平円管および非円管内の水–空気二相流の流動様式線図 (気相 Weber 数と液相 Weber 数) [82]

Yang and Shieh [84]は、水力等価直径 1.0–3.0 mm の水平単一円管内の水–空気二相流および冷媒 R-134a の沸騰二相流の流動様式を整理した。Co 数は 0.27–0.41 であった。冷媒 R-134a の Slug flow から Annular flow への遷移境界の気相見かけ速度は水–空気二相流のそれよりも低下した。水–空気二相流における表面張力の影響は冷媒 R-134a の沸騰二相流におけるそれよりも大きく、Intermittent flow から Bubble flow への遷移が起こりやすくなること、内径の減少に伴い、表面張力の影響が重要となると報告している。

Revellin and Thome [85]は、水力等価直径 0.509–0.790 mm の水平単一円管内の冷媒 R-134a および冷媒 R-245fa の沸騰二相流の流動様式を冷媒質量流束とクオリティで整理した。Co 数は 0.99–2.03 であった。観察結果から新たに Isolated bubble regime, Coalescing bubble regime および Annular regime と流動様式を分類した。流体の種類によって遷移境界が異なることから、流路断面形状、水力等価直径および流体の物性値が異なる実験を実施し、比較検討する必要がある。表 1-2 に気液二相流の流動様式に関連する従来研究を示す。

表 1-2 気液二相流の流動様式に関する従来研究

References	Working fluid	Channel geometry		Heat flux kW/m ²	Mass flux, G_R kg/(m ² s) / superficial velocity, j_G and j_L m/s	Saturation temperature, T_{sat} °C / pressure, P_{sat} MPa
		Hydraulic diameter mm (Cross-sectional shape)	Orientation			
Mishima and Hibiki [68]	Water/air	1.05, 2.05, 3.12, 4.08 (Circular)	Vertical upward	—	$j_G = 0.0711\text{--}49.4$, $j_L = 0.0714\text{--}2.33$	—
Huo et al. [70]	R-134a	2.01, 4.26 (Circular)	Vertical upward	13–150	$G_R = 100\text{--}500$	$P_{sat} = 0.8, 1$, 1.2
Charnay et al. [71]	R-245fa	3.00 (Circular)	Horizontal	10–50	$G_R = 100\text{--}1500$	$T_{sat} = 60, 80$, 100, 120
Kawahara et al. [72]	Water/nitrogen	0.1 (Circular)	Horizontal	—	$j_G = 0.1\text{--}60$, $j_L = 0.02\text{--}4$	—
Jige et al. [73]	R-32, R-1234ze(E)	1.0, 0.82 (Rectangular), 12 本	Horizontal	5–40	$G_R = 50\text{--}400$	$T_{sat} = 15$
Al-Zaidi et al. [74]	HFE-7100	0.466 (Rectangular) 25 本	Horizontal	21.7– 335.3	$G_R = 50\text{--}250$	$P_{sat} = 0.1$ $T_{sat} = 59.6$
Triplett et al. [80-81]	Water/air	1.1, 1.45 (Circular), 1.09, 1.49 (Triangular)	Horizontal	—	$j_G = 0.02\text{--}80$, $j_L = 0.02\text{--}8$	—
Yang and Shieh [84]	Water/air, R-134fa	1.0, 2.0, 3.0 (Circular)	Horizontal	—	$G_R = 300\text{--}1600$ $j_G = 0.21\text{--}75$, $j_L = 0.014\text{--}1.34$	$T_{sat} = 30$
Revellin and Thome [85]	R-134fa, R-245fa	0.509, 0.790 (Circular)	Horizontal	3.1–597	$G_R = 210\text{--}2094$	$T_{sat} = 26, 30$, 35

1.2.3 熱流動特性に及ぼす水力等価直径の影響

Kandlikar and Grande [50]のが報告した水力等価直径による分類や, Ong and Thome [52]が報告した Confinement 数 Co による分類のように, 水力等価直径は気液二相流の流動現象に影響を与えることが知られている. 多くの研究グループが, Co 数が遷移域に該当する条件で気液二相流実験を実施しており, 気液二相流の熱流動特性に及ぼす水力等価直径の影響に関する研究を報告している.

Mishima and Hibiki [68]は, 水力等価直径 1.05–4.08 mm の円管内の水–空気垂直上昇流に対し, 中性子ラジオグラフィ法によりボイド率を計測し, ドリフトフラックスモデルと比較することで管内径がボイド率に及ぼす影響を評価した. しかし, 管内径を操作変数としていることから, 低表面張力条件にそのまま適用できず, Eötvös 数 Eu や Confinement 数 Co のような無次元数での整理が必要である.

Chen et al. [86]は, 水力等価直径 1.10–4.26 mm の単一細管における冷媒 R-134a の断熱気液二相垂直上昇流実験を行い, 管内径が気液二相流の流動様式に及ぼす影響を評価した. Co 数は 0.16–0.78 であった. それぞれの管内径に対し各相の見かけ速度および各相の見かけ速度より算出した Weber 数を軸とする 2 種の流動様式線図を作成しており, 水力等価直径 2.0 mm 以下 ($Co > 0.34$) で表面張力が支配的な流動様式となったと報告している.

Saitoh et al. [87]は, 水力等価直径 0.51–3.1 mm の水平円管内の冷媒 R-134a の流動沸騰試験を実施した. Co 数は 0.29–1.84 であった. 水力等価直径 3.1 mm ($Co \approx 0.3$) の沸騰熱伝達率は熱流束の増加に伴い上昇し, また, 同じ熱流束のクオリティ > 0.5 条件にて沸騰熱伝達率は冷媒質量流束の増加に伴い上昇した. 低クオリティ域では核沸騰支配であるため, 沸騰熱伝達率は冷媒質量流束の影響を受けず熱流束の影響を受けたが, 高クオリティ域では冷媒質量流束の影響を受けたため, 沸騰熱伝達は強制対流支配となった. 一方, 水力等価直径 0.51 mm ($Co \approx 1.8$) の沸騰熱伝達率は熱流束の増加に伴い上昇したが, 冷媒質量流束による影響は重要でなかった. 水力等価直径の減少により強制対流の影響は重要でなくなったと報告している. 水力等価直径 3.1 mm の沸騰二相流の摩擦損失は Lockhart-Martinelli の相関式[88]とよく一致したが, 水力等価直径 0.5 mm のそれは均質流モデルとよく一致したと報告している.

Saitoh et al. [89]は, 水力等価直径 0.51–10.92 mm の水平円管内の冷媒 R-134a の流動沸騰試験を実施した. 内径 25.4 mm の円管内の流動沸騰試験のデータから作成された Chen の式[90]は, 強制対流項と核沸騰項の和で構成される円管内の沸騰熱伝達率の相関式であるが, 細管内の管内流動に及ぼす影響を表現するために Chen の相関式の Enhancement factor を Weber 数の関数として整理することで水力等価直径の影響を考慮し, 核沸騰項を Forster and Zuber の相関式[91]から, フロン系冷媒のプール沸騰実験結果により提案された Stephan and Abdelsalam の相関式[92]に修正したことで, 水力等価直径 0.5–11 mm の範囲で適用できたと報告している.

Jige et al. [93]は, 水力等価直径 1.00–3.48 mm の水平円管内の冷媒 R-32 の流動沸騰試験を

実施し、管径が沸騰熱伝達率、沸騰二相流の摩擦損失および流動様式に与える影響を評価した。この時 Co 数は 0.27–0.94 であった。Plug flow, Wavy flow, Churn flow および Annular flow を観察した。強制対流および核沸騰の熱伝達メカニズムは従来管と同じであったと報告している。低クオリティ、低冷媒質量流束および低熱流束条件の Plug flow にて薄い液膜蒸発熱伝達を観察し、熱伝達率は内径の減少に伴い上昇したことを、高冷媒質量流束および高クオリティ条件では、強制対流支配であり、高熱流束および低クオリティ条件では核沸騰支配となったこと、また、摩擦損失は冷媒質量流束の増加、クオリティの上昇および管径の減少に伴い増加したことを報告している。

Linlin et al. [94]は、水力等価直径 0.6–1.5 mm の水平円管内の CO_2 の流動沸騰試験を実施し、沸騰熱伝達率、沸騰二相流の摩擦損失および流動様式を評価した。 Co 数は 0.50–1.85 であった。沸騰熱伝達率は冷媒質量流束および熱流束の増加に伴い上昇したが、管径の増加と飽和温度の上昇に伴い低下し、熱流束の影響を強く受けたこと、管径の減少によりドライアウト発生のクオリティが低下したことを報告している。

従来文献では円管の水力等価直径をパラメータとして、水力等価直径が流動様式、沸騰二相流の摩擦損失および沸騰熱伝達率に与える影響に関する研究例は数多く報告されているが、流路断面形状が半円の流路の水力等価直径をパラメータにした研究例は報告されていない。流路隅部を有することで同じ流路断面形状であっても水力等価直径の減少により異なる熱流動特性を示すと予想されることから、流動沸騰試験を実施し、検証する必要がある。

ミニチャネルおよびマイクロチャネル内の熱流動特性に関する研究例は数多く報告されている。Celata et al. [95]は、水力等価直径 0.48 mm の水平円管内の流動沸騰試験を実施し、沸騰二相流の流動様式を整理した。Bubbly flow, Bubbly/Slug flow, Slug flow, Slug-Annular flow および Annular flow を観察したが Churn flow は観察されなかった。水力等価直径 2.0–6.0 mm の円管の沸騰二相流の流動様式と得られた沸騰二相流の流動様式を比較し、流路の細径化により流動様式が飽和沸騰域からサブクール沸騰域にシフトしたと報告している。

また、Saisorn et al. [96–97]は、水力等価直径 1.75 mm の単一円管内に対し、冷媒 R-134a の水平流および垂直上昇流の 2 種の流動方向で実験を実施し、沸騰二相流の流動様式および沸騰熱伝達率を計測した。 Co 数は 0.40–0.47 であった。水平流で得られた沸騰二相流の流動様式の遷移境界と垂直上昇流で得られたそれを比較することで、飽和圧力が高くなるほど流体の表面張力が低下するため、沸騰二相流に与える重力の影響が顕在化すると報告している。また、高冷媒質量流束域では、重力は沸騰熱伝達率に影響を与え、垂直上昇流の沸騰熱伝達率は水平流のそれより高い値を示すが、低冷媒質量流束域では、重力が沸騰熱伝達率に与える影響は認められないと報告している。Slug flow, Throat-Annular flow, Churn flow, Annular flow および Annular-rivulet flow を観察し、各相の見かけ速度およびクオリティと冷媒質量流束で沸騰二相流の流動様式を整理した。沸騰熱伝達率は熱流束の増加に伴い上昇したが、冷媒質量流束とクオリティの依存性はなかったと報告している。

Mahmoud and Karayiannis [98]は、水力等価直径 1.1 mm の円管内の垂直上昇流動沸騰試験

を実施し、流動様式を見かけ速度およびクオリティと冷媒質量流束で整理した。Bubbly flow, Slug flow, Churn flow および Annular flow を観察した。遷移境界すべてを精度良く予測する相関式はなかったため、試験データから新たな遷移境界予測式を提案した。

Tibirica and Ribatski [99]は、冷媒 R-134a と R-245fa に対して、水力等価直径 0.4 mm の水平円管内の流動沸騰可視化試験を実施し、クオリティと冷媒質量流束で沸騰二相流の流動様式を整理した。Co 数は 2.01–2.54 であった。気泡生成点を観察し、気泡は浮力の影響を受けた挙動を示したことが、気泡離脱径は水力等価直径と比較して十分に小さかったことが、気泡成長は時間の 0.5 乗に比例したことを報告している。

Kanizawa et al. [100]は、水力等価直径 0.38–2.60 mm の水平円管内の流動沸騰試験を実施し、冷媒質量流束、水力等価直径、熱流束、冷媒物性および冷媒飽和温度が沸騰熱伝達率に与える影響を評価した。作動媒体に冷媒 R-134, R-245fa および R-600a を適用した。この時、Co 数は 0.32–2.73 であった。沸騰熱伝達率は、冷媒飽和温度の上昇、水力等価直径の減少、熱流束および冷媒質量流束の増加に伴い上昇した。しかし、水力等価直径の減少、冷媒飽和温度の低下および冷媒質量流束の増加に伴い、ドライアウト発生のクオリティが低下したと報告している。

Oliveira et al. [101]は、水力等価直径 1 mm の水平円管内の冷媒 R-600a の流動沸騰試験を実施し、熱流束、冷媒質量流束およびクオリティが沸騰熱伝達率と沸騰二相流の流動様式に与える影響を評価した。この時、Co 数は 1.38 であった。低クオリティ条件の時、沸騰熱伝達率に対して核沸騰が支配的であることが、沸騰熱伝達率は冷媒質量流束に強く依存し、熱流束の影響はほとんどなかったことが、沸騰熱伝達率は熱流束の影響を受けたことが、クオリティの上昇に伴い沸騰熱伝達率が上昇したことが、Slug flow と Annular flow の遷移域にて Churn flow は全条件にて観察されたことが、Wavy-annular flow は冷媒質量流束と熱流束の増加により消失し、滑らかな Annular flow へと変化したと報告している。

Saitoh et al. [102]は、水力等価直径 2 mm の水平円管内の冷媒 R-1234yf の流動沸騰試験を実施し、熱流束、冷媒質量流束およびクオリティが沸騰熱伝達率と沸騰二相流の流動様式に与える影響を評価した。この時、Co 数は 0.83 であった。低クオリティ条件の時、沸騰熱伝達率に対して熱流束の影響が大きく、高クオリティ条件の時、冷媒質量流束の影響が大きかった。また、沸騰熱伝達率は Saitoh et al. [87]の相関式とよく一致し、沸騰二相流の摩擦損失は Lockhart-Martinelli の相関式[88]とよく一致したと報告している。

Longo et al. [103]は、水力等価直径 4.0 mm の水平円管内の流動沸騰試験を実施し、熱流束、冷媒質量流束、冷媒飽和温度およびクオリティが沸騰熱伝達率と沸騰二相流の摩擦損失に与える影響を評価した。温水により作動媒体である冷媒 R-134a および R-1234ze(E)を加熱した。Co 数は約 0.23 であった。沸騰熱伝達率の増加率は冷媒質量流束の増加に伴い上昇し、熱流束の増加に伴い低下したことが、慣性力が支配的であったことが、沸騰二相流の摩擦損失は冷媒飽和温度、冷媒質量流束およびクオリティの影響を受けたが熱流束の影響は小さかったと報告している。

Sempertegui-Tapia and Ribatski [104]は、水力等価直径 1.1 mm の水平円管内の 4 種類の冷媒（冷媒 R-134a, R-1234ze(E), R-1234yf および R-600a）の流動沸騰試験を実施した。Co 数は 0.61–1.22 であった。核沸騰効果が優勢な実験条件（低クオリティ）では、沸騰熱伝達率は熱流束の影響を受けたが、冷媒質量流束が沸騰熱伝達率に与える影響は小さく、冷媒飽和温度の上昇に伴い沸騰熱伝達率が上昇した。しかし、強制対流効果が優勢な実験条件（高クオリティ）では、熱流束が沸騰熱伝達率に与える影響は小さく、沸騰熱伝達率は冷媒質量流束の影響を強く受け、冷媒質量流束の増加に伴い上昇し、冷媒飽和温度の上昇に伴い低下したと報告している。

Del Col et al. [105]は、温水加熱による水平円管内の冷媒 R-134a および R-32 の流動沸騰試験を実施した。Co 数は 0.84 および 0.87 であった。沸騰熱伝達率は熱流束の影響を受けたが、冷媒質量流束の影響を受けなかった報告している。

気液二相流に関する多くの研究はジュール加熱による均一加熱条件で実施された。ここで、不均一加熱により得られた流動沸騰現象に関する研究例を示す。

Wang et al. [106]は、内径 10.00 mm の従来管に分類される円管内の不均一なジュール加熱による冷媒 R-245fa の流動沸騰試験を実施した。Co 数は 0.09–0.1 であった。不均一熱流束条件における沸騰熱伝達率の値は、均一熱流束の実験により得られた相関式の値よりも高くなったと報告している。これは不均一熱流束条件では核沸騰が促進されたためであるとしている。

表 1-3 に熱流動特性に及ぼす水力等価直径の影響に関する従来研究を示す。

表 1-3 熱流動特性に及ぼす水力等価直径の影響に関する従来研究

References	Working fluid	Channel geometry		Heat flux kW/m ²	Mass flux, G_R kg/(m ² s) / superficial velocity, j_G / j_L m/s	Saturation temperature, T_{sat} °C / pressure, P_{sat} MPa
		Hydraulic diameter mm (Cross-sectional shape)	Orientation			
Chen et al. [86]	R-134a	1.10, 2.01, 2.88, 4.26 (Circular)	Vertically upward	–	$j_G = 0.01\text{--}10$, $j_L = 0.04\text{--}5$	–
Saitoh et al. [87]	R-134a	0.51, 1.12, 3.1 (Circular)	Horizontal	5–39	$G_R = 150\text{--}450$	$T_{\text{sat}} = 5\text{--}15$
Jige et al. [93]	R-32	1.00, 2.16, 3.48 (Circular)	Horizontal,	5–40	$G_R = 50\text{--}600$	$T_{\text{sat}} = 15$
Linlin et al. [94]	CO ₂	0.6, 1.5 (Circular)	Horizontal	7.5–30	$G_R = 300\text{--}600$	$T_{\text{sat}} = -40\text{--}0$
Celata et al. [95]	FC-72	0.48 (Circular)	Horizontal	–	$G_R = 50\text{--}3000$	$T_{\text{sat}} = 59.3$
Saisorn et al. [96]	R-134a	1.75 (Circular)	Horizontal	1–83	$G_R = 200\text{--}1000$	$P_{\text{sat}} = 0.8, 1, 1.3$
Saisorn et al. [97]	R-134a	1.75 (Circular)	Vertically upward, Horizontal	1–80	$G_R = 200\text{--}1000$	$P_{\text{sat}} = 0.7, 1, 1.3$
Mahmoud and Karayiannis [98]	R-245fa	1.1 (Circular)	Vertically upward	3–25	$G_R = 100\text{--}400$	–
Tibirica and Ribatski [99]	R-134a, R-245fa	0.40 (Circular)	Horizontal	16–226	$G_R = 100\text{--}900$	$T_{\text{sat}} = 31$
Kanizawa et al. [100]	R-134a, R-245fa, R-600a	0.38–2.60 (Circular)	Horizontal	5–185	$G_R = 49\text{--}2200$	$T_{\text{sat}} = 21.5\text{--}42.5$ (R-134a), 25.5–58.3 (R-245fa), 22 (R-600a)
Oliveira et al. [101]	R-600a	1 (Circular)	Horizontal	5–60	$G_R = 240\text{--}480$	$T_{\text{sat}} = 25$
Saitoh et al. [102]	R-1234yf	2 (Circular)	Horizontal	6–24	$G_R = 100\text{--}400$	$T_{\text{sat}} = 15$
Longo et al. [103]	R-134a, R-1234ze(E)	4.0 (Circular)	Horizontal	10.1– 30.6	$G_R = 196.2\text{--}610.4$	$T_{\text{sat}} = 9.8\text{--}20.2$
Sempertegui- Tapia and Ribatski [104]	R-134a, R-1234ze(E), R-1234yf, R-600a	1.1 (Circular)	Horizontal	15–145	$G_R = 100\text{--}800$	$T_{\text{sat}} = 31, 41$
Del Col et al. [105]	R-134a, R-32	0.96 (Circular)	Horizontal	–	$G_R = 300\text{--}700$	$T_{\text{sat}} = 30$ $P_{\text{sat}} = 0.77$ (R-134a), 1.93 (R-32)
Wang et al. [106]	R-245fa	10.00 (Circular)	Horizontal	9.95– 35.9	$G_R = 192.9\text{--}385.8$	$T_{\text{sat}} = 40\text{--}60$

1.2.4 熱流動特性に及ぼす流路断面形状の影響

流路断面形状が気液二相流に与える影響に関する研究は数多く報告されている。三角管や矩形管の断面において流路隅部の表面張力が流動特性に影響を与えることが知られている。非円管内の沸騰二相流について、 Co 数が遷移域の気液二相流の熱流動特性に関する研究が報告されている。

Mori [107]は、水力等価直径が約 1 mm の円管、矩形管および三角管内の冷媒 R-410A の流動沸騰試験を実施し、流動方向（水平、垂直上昇および垂直下降）や流路断面形状が沸騰二相流の流動様式および沸騰熱伝達率に与える影響を評価した。 Co 数は約 0.8 であった。低クオリティ、低冷媒質量流束および低熱流束の条件で、薄い液膜の形成による熱伝導蒸発 (Liquid film conduction evaporation)により沸騰熱伝達率が上昇したこと、垂直上昇流では三角管の沸騰熱伝達率の値が高くなったこと、円管では水平流の沸騰熱伝達率の値が高くなったことを報告している。矩形管内垂直上昇流の低冷媒質量流束および高クオリティの条件で、Slug flow ではなく Annular flow を観察したことを報告している。

Miyata et al. [108]は、微細管内の沸騰熱伝達率を整理し、流動方向、強制対流、核沸騰および液膜伝熱蒸発を考慮した整理式を提案している。

Raj et al. [109]は、水力等価直径 0.350 mm の矩形マイクロチャネル内の流動沸騰試験を実施した。適用した矩形マイクロチャネルには溝が加工されており、その溝が熱流動特性に与える影響を評価した。低熱流束条件で、溝加工した流路の気泡発生頻度が増加し、溝加工をしていない流路と比較すると、沸騰熱伝達率が 25–98%上昇したが、沸騰二相流の摩擦損失は 77%低下したと報告している。

Enoki et al. [110–111]は、水力等価直径が 1.04 mm および 0.88 mm の矩形管および三角管内の冷媒 R-410A の垂直上昇流および水平流の流動沸騰試験を実施し熱流動特性を評価した。 Co 数は約 0.8 であった。クオリティの上昇および冷媒質量流束の増加に伴い、沸騰二相流の摩擦損失は増加し、沸騰熱伝達率は上昇したこと、「Liquid film conduction evaporation」の効果により三角管の沸騰熱伝達率の値が最も高くなったこと、低熱流束域では流路断面形状が沸騰熱伝達率に与える影響は大きくなったが、高質量流束域、高熱流束および中から高クオリティ領域ではその影響が小さくなったことを報告している。また、低冷媒質量流束および中以上のクオリティの矩形管および三角管では、流路隅部の存在により表面張力の影響により液が流路隅部に保持され厚い液膜を形成し、気液界面の乱れが抑制された穏やかな流れを形成したため、矩形管および三角管の沸騰二相流の摩擦損失が水力等価直径 1 mm の円管のそれよりも低い値を示すことを確認したと報告している。

Matsuse et al. [112–113]は、水力等価直径 0.82 mm の冷媒 R-410A および R-32 の垂直上昇および水平三角管内の流動沸騰試験を実施し、流路の配置（正立および倒立三角形）、流動方向、流路断面形状および冷媒質量流束が沸騰二相流の流動様式に与える影響を整理した。 Co 数は約 0.8 であった。沸騰二相流の流動様式をクオリティと冷媒質量流束、各相の見かけ速度および Weber 数で整理し、高冷媒質量流束条件では流路の配置、流動方向および流

路断面形状は沸騰二相流の流動様式に影響をほぼ与えず、気液界面が乱れた Churn flow を観察したが、低冷媒質量流束条件では、流路の配置、流動方向および流路断面形状は沸騰二相流の流動様式に影響を与え、Slug flow から気体プラグが成長し間欠的な流れから連続的な Annular flow へと遷移する Slug flow–Annular flow を観察したことを報告している。

Jige and Inoue [114]は、水力等価直径 2 mm の水平矩形管内の冷媒 R-32 および R-1234yf の流動沸騰試験を実施し、沸騰二相流の流動様式、摩擦損失および沸騰熱伝達率を整理した。Co 数は 0.47 および 0.41 であった。Plug flow, Wavy flow, Churn flow および Annular flow を観察し、クオリティと冷媒質量流束で整理した。低冷媒質量流束条件では矩形管の隅部の存在により薄い液膜を形成したため、円管よりも矩形管の沸騰熱伝達率の値が高くなった。しかし、高冷媒質量流束条件では、流路断面形状が沸騰熱伝達率に与える影響は小さくなったことを報告している。

Sempertegui-Tapia and Ribatski [115]は、水力等価直径 0.835 mm, 0.977 mm および 1.1 mm の水平三角管、矩形管および円管内の流動沸騰試験を実施した。三角管の Co 数は 0.90–0.96, 矩形管の Co 数は 0.77–0.82, 円管の Co 数は 0.61–1.22 であった。高冷媒質量流束条件では、三角管、矩形管、円管の順で沸騰二相流の摩擦損失の値が高くなったことを報告している。

Yen et al. [116]は、水力等価直径 0.210 mm および 0.214 mm の水平円管および矩形管内の冷媒 R-123 の流動沸騰試験を実施した。円管の Co 数は 4.66, 矩形管の Co 数は 4.79 であった。流路隅部のキャビティにより液膜の核沸騰が促進されたため、低クオリティ域において矩形管内の沸騰熱伝達率は円管のそれよりも高い値を示したが、ミニチャネル内の気泡生成空間が制限されるため、高熱流束および高冷媒質量流束条件では、矩形管内の沸騰熱伝達率の上昇が抑制されたと報告している。

Yang et al. [117]は、0.55 mm×0.55 mm の矩形マイクロチャネル内の冷媒 R-134a の水平流動沸騰試験を実施し、高冷媒質量流束条件における熱流動特性を評価した。Co 数は 1.57 であった。Bubbly flow, Slug flow, Churn flow, Annular flow および Wavy–annular flow を観察した。低クオリティ条件では、沸騰熱伝達率は核沸騰支配であり、高クオリティ条件では慣性力支配となった。また、中間クオリティ以降、沸騰熱伝達率は低下した。液膜に形成した気泡により液が剥離することで Churn flow が形成することを観察した。

Keepaiboon and Wongwises [118]は、水力等価直径 0.68 mm の矩形マイクロチャネル内の冷媒 R-134a の水平流動沸騰試験を実施し、沸騰二相流の流動様式と沸騰熱伝達率の相関性を評価した。Co 数は 1.18–1.25 であった。Bubbly flow, Bubbly–Slug flow, Slug flow, Throat–annular flow, Churn flow および Annular flow を観察した。低熱流束条件では冷媒質量流束の影響は重要ではなく、Bubbly flow, Bubbly–slug flow, Slug flow, Throat–annular flow および Churn flow の核沸騰熱伝達が支配的であった。一方、高熱流束条件では、Annular flow の強制対流熱伝達が支配的であったと報告している。

Asano et al. [119]は、三角管および矩形管内の断熱気液二相流に関する実験を行い、表面張力効果により流路隅部に厚い液膜が形成することを観察した。また、非円管の断面平均ボ

イド率は円管のそれよりも低下したと報告している. 表 1-4 に熱流動特性に及ぼす流路断面形状の影響に関する従来研究を示す.

表 1-4 熱流動特性に及ぼす流路断面形状の影響に関する従来研究

References	Working fluid	Channel geometry		Heat flux kW/m ²	Mass flux kg/(m ² s)	Saturation temperature, T_{sat} °C / pressure, P_{sat} MPa
		Hydraulic diameter mm (Cross-sectional shape)	Orientation			
Mori [107]	R-410A	1.03 (Circular), 0.97 (Rectangular), 0.82 (Triangular)	Horizontal, vertically upward, and downward	2–24	30–400	$T_{\text{sat}} = 10$
Raj et al. [109]	Water	0.350 (Rectangular) 9 本	Horizontal	7–220	327.6– 777.54	–
Enoki et al. [110]	R-410A	1.04 (Rectangular), 0.88 (Triangular)	Vertically upward	2–24	30–400	$T_{\text{sat}} = 10$
Enoki et al. [111]	R-410A	1.00 (Circular), 1.02 (Rectangular)	Horizontal, vertically upward, and downward	2–24	30–400	$T_{\text{sat}} = 10$
Matsuse et al. [112]	R-410A	0.82 (Triangular)	Horizontal	–	30–400	$T_{\text{sat}} = 10$
Matsuse et al. [113]	R-32	1.00 (Circular)	Horizontal	2–24	30–400	$T_{\text{sat}} = 10$
Jige and Inoue [114]	R-32, R-1234yf	2.0 (Rectangular)	Horizontal	5–40	50–400	$T_{\text{sat}} = 15$
Sempertegui -Tapia and Ribatski [115]	R-134a, R-1234ze(E), R-1234yf, R-600a	0.835 (Triangular), 0.977 (Rectangular), 1.1 (Circular)	Horizontal	–	100–1600	$T_{\text{sat}} = 31, 41$
Yen et al. [116]	R-123	0.210 (Circular), 0.214 (Rectangular)	Horizontal	25.32– 84.72	100–800	$P_{\text{sat}} = 0.163$
Yang et al. [117]	R-134a	0.55 (Rectangular)	Horizontal	0.918– 6.993	1821– 4114	$T_{\text{sat}} = 20$
Keepaiboon and Wongwiset [118]	R-134a	0.68 (Rectangular)	Horizontal	7.63– 49.46	600–1400	$T_{\text{sat}} = 23–31$

1.2.5 熱流動特性に及ぼす流路形状の影響

水力等価直径，流路断面形状，流体の物性値，流動方向，質量流束および熱流束が流動沸騰現象に与える影響を評価した研究例は数多く報告されている[120]．しかし，非直線流路内の流動沸騰現象に関する研究例は少ない．Nishimura and Matsune [121]は，低 Reynolds 数条件の正弦波状流路内の单相流の可視化を行い，流路形状と渦形成の関係を報告している．

プレートフィン熱交換器を対象とした波状流路内の熱流動特性に関する研究は，数多く報告されている．数値解析を用いた流路形状や流体の物性値が单相流の熱流動特性に与える影響に関する研究[122-125]，数値解析と空気を作動媒体として用いた実験による波状流路形状が熱流動特性に与える影響に関する研究[126]，水を作動媒体として用いた実験による波状流路形状が熱流動特性に与える影響に関する研究[127]が報告されている．

单相流の摩擦損失および熱伝達率が評価されている[128]．直線矩形ミニチャネルを有する PCHE を試験部として，水－空気の熱交換による熱流動特性に関する研究[129]，数値解析を用いた Zigzag，正弦波状および Trapezoidal 半円ミニチャネル形状がヘリウムの熱流動特性に与える影響に関する研究[130]などが報告されている．

コンパクト性，高耐久性，高耐圧性および高信頼性を有する熱交換器を使用する超臨界二酸化炭素 (sCO_2) 発電に関する研究が多く報告されている[131-132]．直線半円ミニチャネルを有する PCHE を試験部とした， sCO_2 の熱流動特性に関する研究[133-134]，数値解析を用いた正弦波状半円ミニチャネルの流路形状（周波数および波長）が sCO_2 の熱伝達率に与える影響に関する研究[135]，数値解析を用いた波状半円ミニチャネル内の超臨界天然ガスの熱流動特性に関する研究[136]，数値解析を用いた Zigzag 半円ミニチャネルの流路形状（流路角度）が sCO_2 の熱流動特性に与える影響に関する研究[137]，Zigzag 半円ミニチャネル内の水－ sCO_2 の熱交換による sCO_2 の熱伝達率の評価に関する研究[138]，数値解析を用いた sCO_2 －LNG の熱交換時の波状半円ミニチャネルの流路形状（周波数および波長）が sCO_2 の摩擦損失に与える影響に関する研究[139]が報告されている．また，数値解析を用いた PCHE の翼型フィン流路形状が sCO_2 の熱流動特性に与える影響に関する研究[140-145]などが報告されている．Utamura et al. [146]は，S 型流路を有する PCHE 内の sCO_2 の伝熱性能評価試験を実施し，物性値が変化する sCO_2 に対して，対数平均温度差ではなく，分割区間における熱交換量からエンタルピーを算出し，そのエンタルピーと圧力から算出した温度を積分することで算出した一般化平均温度差による評価の妥当性を報告している．また，高温熱源との熱交換を想定した研究例が報告されている．原子力分野への適用を想定して数値解析を用いた Zigzag 半円ミニチャネル内の 900°C のヘリウムの熱流動特性の解明に関する研究[147]が報告されている．

さらに，いくつかの PCHE を使用した気化試験が報告されている[148-150]．Zhao et al. [151]は，数値解析を用いた直交流を形成する PCHE 内の LNG の熱流動特性を検討した．

Baek et al. [152]は，水力等価直径 0.34 mm の半円ミニチャネルを有する PCHE を試験部として，液体窒素－ヘリウムの熱交換試験を実施し，軸熱伝導が熱流動特性に与える影響を報

告している.

Hu et al. [149-150]は, 3D プリンタにより作製した流路角度 15° の zigzag 流路を有する PCHE を用いた流動沸騰試験を実施した. この流路の摩擦係数は直線流路と比較して 9–17%増加したこと, 冷媒質量流束と熱流束の増加に伴い, より低い出口クオリティで沸騰熱伝達率が最大値を示したこと, 加えて, 熱伝達機構が強制対流熱伝達により支配される Annular flow を形成する高クオリティ条件では, 冷媒飽和圧力の上昇に伴い気相密度が増加することにより高い気相見かけ速度となり, 気液界面の乱れを増強したため沸騰熱伝達率が上昇したと報告している.

Xia et al. [153]は, 正弦波状矩形マイクロチャネル内の流動沸騰試験を実施し, 発達した液膜が常に流路壁面に形成され, 核沸騰が起こる流路隅部に液を供給していること, 直線矩形マイクロチャネルの沸騰熱伝達率と比較して正弦波状矩形マイクロチャネルのそれが 100%増加したと報告している.

Wan et al. [154]は, 流路断面形状が矩形で, 流路底面が Corrugated 状, 流路上面が平面状のマイクロチャネル内の水平流動沸騰試験を実施し, 流路形状 (ピッチ, 深さおよび長さ) が沸騰二相流の熱流動特性に与える影響を評価した. Bubbly flow, Slug flow, Churn flow および Annular flow を観察した. また, 加熱面と接する流路底部の Wavy 部分に発生した気泡による流体の攪拌, ドライアウト抑制および Film-styled boiling の促進により, 沸騰熱伝達率が上昇した. 流路底部の気泡の上昇によりエネルギーロスが低減され, 流路底面が平面上のマイクロチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失よりも, 流路底面が Corrugated 状, 流路上面が平面状のマイクロチャネル内 (波長 1 mm, 波振幅 0.3 mm は除く) のそのほうが低い値を示したと報告している.

Raju et al. [155]は, 波状矩形ミニチャネルの流動沸騰試験を実施し, 低冷媒質量流束条件の沸騰二相流の摩擦損失および沸騰熱伝達率は, 冷媒質量流束とクオリティの影響を受けたが, 熱流束の影響は重要でなかったと報告している.

表 1-5 に熱流動特性に及ぼす流路形状の影響に関する従来研究を示す.

表1-5 熱流動特性に及ぼす流路形状の影響に関する従来研究

References	Working fluid	Channel geometry		Phase	Mass flow rate, m_R , kg/h, Mass flux, G_R , kg/(m ² s) Reynolds number, Re Heat flux, q , kW/m ²	Approach
		Hydraulic diameter mm (Cross-sectional shape)	Channel shape / Flow direction			
Shin and Yoon [129]	Nitrogen	0.884 (Semicircular) 194 本	Straight, Counter flow	Two-phase, single-phase	$m_R = 303.5\text{--}315.3$ (LN ₂), 531–1002 (N ₂)	Experimental and numerical study
Sarmiento et al. [130]	Water/air	3 (Rectangular) 171 本	Straight, Counter flow	Single-phase	$Re = 2600\text{--}7500$	Experimental and numerical study
Aneesh et al. [131]	Helium	2 (Semicircular), 12 本	Wavy (Sinusoidal, triangular, trapezoidal), Amplitude = 1.65, Wave length = 24.72, Counter flow	Single-phase	$Re = 348\text{--}2256$	Numerical study
Liu et al. [132]	CO ₂	1.14 (Semicircular) 50 本	Straight, Counter flow	Super critical	$G_R = 50.03\text{--}780.11$	Experimental study
Park et al. [133]	CO ₂	1.2 (Semicircular) 77 本	Straight, Counter flow	Super critical	$Re = 4000\text{--}20000$	Experimental study
Liu et al. [134]	CO ₂	1.14 (Semicircular) 50 本	Straight, Counter flow	Super critical	$Re = 64.4\text{--}14160.9$	Experimental study
Wen et al. [135]	CO ₂	2.0 (Semicircular)	Sinusoidal wavy, Amplitude = 3–7, Wave length = 25–75, Counter flow	Super critical	$Re = 5210.8\text{--}13026.9$	Numerical study
Bai et al. [136]	LNG	1.8 (Semicircular)	Sinusoidal wavy, Amplitude = 1, Wave length = 12.6	Super critical	$G_R = 350$	Numerical study
Saeed and Kim [137]	CO ₂	1.106 (Semicircular) 3 本	Zigzag, Fin pitch = 3.62, 4.33, 5.26, 6.51, Channel angle = 100°–130°	Super critical	$Re = 5000\text{--}60000$	Numerical study
Li et al. [138]	CO ₂	2 (Semicircular)	Zigzag, Fin pitch = 128.8, Channel angle = 15°	Super critical	$m_R = 180\text{--}380$	Experimental and numerical study

Baik et al. [139]	CO ₂	1.8 (Semicircular)	Wavy, Amplitude = 3.0–6.0, Wave length = 30–60, Counter flow	Super critical	$Re = 180–1200$	Numerical study
Xu et al. [140]	Air, Water, CO ₂	Parallel and staggered fin (Rectangle, round rectangle, ellipse, airfoil) Width = 2, Depth = 1	Parallel and staggered fin (Rectangle, round rectangle, ellipse, airfoil), Height = 1, Length = 4, Width = 1	Super critical	$Re = 5007–125175$	Numerical study
Xu et al. [141]	CO ₂	Parallel and staggered, $L_a = 1.0–3.5$, $L_b = 6.0$, $L_c = 4.0$	Airfoil fin, Height = 1, Length = 4, Width = 1	Super critical	$Re = 12517–125175$	Numerical study
Chu et al. [142]	CO ₂	Parallel and staggered, $L_a = 2.0–4.0$, $L_b = 4.0–8.0$, $L_c = 4.0–8.0$	Airfoil fin, Height = 1 mm, Length = 4 mm, Width = 1 mm	Super critical	$Re = 5000–75000$	Numerical study
Chen et al. [143]	CO ₂	Airfoil fin, Zigzag, Channel diameter 1.8, (semicircular), 3 本	Airfoil Fin, Depth = 0.95, Chord length; $L_c = 6$, Airfoil thickness; $L_t = 0.06, 0.12, 0.18, 0.24$, Staggered pitch = $L_s = 6$, Horizontal pitch = $L_h = 12$, Vertical pitch = $L_v = 4.2$, Zigzag, 100°, Counter flow	Super critical	$Re = 11342–75858$	Numerical study
Zhu et al. [144]	Helium	Airfoil fin, depth = 0.27, chord length; $b = 6$, maximum thickness; $t = 0.9$, camber of the airfoil; $f_0 = 0.48$,	Airfoil fin, Horizontal spacing; $L_h = 4.2, 4.5$, Staggered spacing; $L_v = 2.7–6$, Channel angle = 0°, 10°, 15°, 20°, 25°, 30°, 100°, 115°, 130°, Counter flow	Single- phase	$Re = 2000–10000$	Numerical study
Zhao et al. [145]	Nitrogen	Airfoil fin, 474 個	Airfoil fin, Height = 0.75, Chord length = 1.2, Width = 0.6, Staggered distance = 1.2, Cross flow	Super critical	$Re = 10000–14500$	Experimental and numerical study

Utamura et al. [146]	CO ₂	S-Shape	S-Shape, Counter flow	Super critical	$m_R = 26.8\text{--}81.1$	Experimental study
Ma et al. [147]	Helium	1.51 (Semicircular)	Zigzag, Pitch = 24.6, Channel angle = 0°, 15°, 30°, 45°, Counter flow	Single-phase	$m_R = 0.072\text{--}0.324$	Numerical study
Kwon et al. [148]	Nitrogen	1.83 (Semicircular), 10 本	Straight, Counter flow	Single- and two-phase (boiling and condensation)	$Re = 8610\text{--}16500$, $Re = 2160\text{--}2490$ (boiling), $Re = 3100\text{--}6189$ (condensation)	Experimental study
Hu et al. [149]	Nitrogen	1.1 (semicircular), 38 本	Zigzag, 15°, Zigzag-channel length = 12.6	Boiling	$G_R = 100\text{--}400$, $q = 1.5\text{--}12.5$	Experimental study
Hu et al. [150]	Nitrogen	1.1 (semicircular), 38 本	Zigzag, 15°, Zigzag-channel length = 12.6	Boiling	$G_R = 100\text{--}400$, $q = 1.5\text{--}12.5$	Experimental study
Zhao et al. [151]	Nitrogen	1.5, 169 本	Straight, Cross flow	Super critical	$Re = 7163\text{--}7778$	Numerical study
Beak et al. [152]	Helium	0.04, 0.34, (Semicircular).	Straight, Counter flow	Single-phase	$Re = 10\text{--}2000$	Experimental study
Xia et al. [153]	Acetone	Width = 0.150 × Depth = 0.080	Straight, Sinusoidal wavy, Amplitude = 0.1035, Wave length = 1	Boiling	$G_R = 251\text{--}423$, $q = 0\text{--}601$	Experimental study
Wan et al. [154]	Water	Width = 0.5, Depth = 0.6, 0.55 (Rectangular), 15 本	Sinusoidal half corrugated, Amplitude = 0–0.3, Wave length = 0–5	Boiling	$G_R = 400$, $q = 350\text{--}950$	Experimental study
Raju et al. [155]	R-134a	2.3127 (Rectangular)	Wavy, Amplitude = 1.95, Wave length = 9.525	Boiling	$G_R = 30\text{--}50$, $q = 11\text{--}18$	Experimental study

1.2.6 並列流路内の流動沸騰

コンパクト熱交換器の熱交換量と従来管を有する熱交換器のそれを同じにするためには、コンパクト熱交換器の微細流路を複数並列に配置する必要がある。並列多穴管を用いた流動沸騰現象に関する研究は報告されているが、半円ミニチャネルを用いた研究例は少ない。

Jige et al. [73]は、水力等価直径 0.82 mm の並列多穴矩形ミニチャネル内の冷媒 R-32 および R-1234ze(E)の流動沸騰試験を実施した。Co 数は 1.15 および 1.14 であった。沸騰熱伝達率は、高熱流束および低クオリティ条件では核沸騰支配であるが、低熱流束、高冷媒質量流束および高クオリティ条件では強制対流支配であったとしている。また、円周方向に一定厚みを有する液膜を形成させる気相のせん断力の増加のため、表面張力効果は減少したと報告している。

Fayyadh et al. [156]は、水力等価直径 0.42 mm の矩形流路を 25 本有する並列多穴矩形ミニチャネル試験部を用いて冷媒 R-134a の流動沸騰試験を実施した。Co 数は 2.00 であった。熱流束の増加に伴い沸騰熱伝達率は上昇したが、冷媒質量流束が沸騰熱伝達率に与える影響は重要でなかったと報告している。

Wen et al. [157]は、水力等価直径 0.63 mm の矩形流路を 23 本と水力等価直径 0.72 mm の矩形流路を 14 本有する並列多穴矩形ミニチャネル試験部を用いて冷媒 R-134a の流動沸騰試験を実施した。Co 数はそれぞれ 1.37–1.58 および 1.20–1.38 であった。クオリティ 0.6 以下の条件では、Slug flow および Semi-annular flow が形成し、熱流束の増加に伴い沸騰熱伝達率が上昇したため核沸騰が支配的であったが、冷媒質量流束が沸騰熱伝達率に与える影響は重要でなかったとしている。しかしながら、クオリティ 0.6 以上の条件では、Annular flow が形成し、沸騰熱伝達率が冷媒質量流束の影響を受けたため強制対流が支配的であったと報告している。

Li et al. [158]は、500 μm $\times$ 500 μm の矩形流路を 20 本有する並列多穴矩形ミニチャネル試験部を用いて、冷媒 R-134a の流動沸騰試験を実施した。Co 数は 1.77 であった。高速度カメラによる沸騰二相流の流動様式可視化結果をクオリティと冷媒質量流束で整理した。Bubbly flow, Slug flow, Churn flow, Liquid-lump flow および Annular flow を観察し、Bubbly flow と Slug flow の遷移境界を Boiling 数と Reynolds 数で評価した。気泡核生成密度が Bubbly-Slug, Slug-Churn の遷移メカニズムに重要であると報告している。

Huang and Thome [159]は、100 μm $\times$ 100 μm の矩形流路を 67 本有するシリコン製の並列多穴矩形マイクロチャネル試験部を用いて、入口部に加工したオリフィスが分配に与える影響および沸騰二相流の摩擦損失を評価した。Co 数は約 8–10 であった。作動媒体に R-1223zd(E), R-245fa および R-236fa を適用し、サブクール度の上昇およびオリフィスの径の増加により沸騰二相流の摩擦損失が高くなったこと、冷媒 R-236fa の沸騰二相流の摩擦損失が気液密度比および液の粘度が最も低いため低い値を示したと報告している。

Dario et al. [160]は、水力等価直径 0.77 mm の 9 本並列の円管内の冷媒 R-134a の水平沸騰二相流の摩擦損失を評価した。Co 数は 1.04–1.11 であった。冷媒質量流束の増加に伴い沸騰

二相流の摩擦損失は増加したこと、高熱流束条件では、沸騰二相流の摩擦損失において摩擦項よりも加速項の寄与が重要であったと報告している。

Lee and Mudawar [161]は、 $231\ \mu\text{m} \times 713\ \mu\text{m}$ の矩形流路を 53 本有する並列多穴矩形マイクロチャネル試験部を用いて、冷媒 R-134a の流動沸騰試験を実施した。Co 数は 1.04–1.11 であった。熱伝達機構をクオリティで分類し、低熱流束および低クオリティ条件 ($x < 0.05$) では沸騰熱伝達率は核沸騰支配となった。高熱流束および中間クオリティ条件 ($0.05 < x < 0.55$) および高クオリティ条件 ($x > 0.55$) では、沸騰熱伝達率は Annular flow の液膜蒸発支配となったと報告している。

Lee and Mudawar [162]は、 $1\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$ の矩形流路を 75 および 100 本有する並列多穴矩形マイクロチャネル試験部を用いて、冷媒 R-134a の流動沸騰試験を実施した。低クオリティ条件では Slug flow が形成し、沸騰熱伝達率は液膜の核沸騰支配となった。クオリティの増加に伴い液スラグ長さが減少し、沸騰熱伝達率が低下した。高クオリティ条件では、沸騰熱伝達率は強制対流熱伝達支配となったと報告している。

表 1-6 に並列流路内の流動沸騰に関する従来研究を示す。

表 1-6 並列流路内の流動沸騰に関する従来研究

References	Working fluid	Channel geometry		Heat flux kW/m ²	Mass flux kg/(m ² s)	Saturation temperature, $T_{\text{sat}}\ ^\circ\text{C}$ / pressure, P_{sat} MPa
		Hydraulic diameter mm (Cross-sectional shape)	Orientation			
Fayyadh et al. [156]	R-134a	0.300×0.700 (Rectangular), 25 本	Horizontal	11.46– 403.1	50–300	$P_{\text{sat}} = 0.65$
Wen et al. [157]	R-134a	0.63 (Rectangular), 23 本, 0.72 (Rectangular), 14 本	Horizontal	10–60	128–560	$P_{\text{sat}} = 0.22–$ 0.58
Li et al. [158]	R-134a	0.500 (Rectangular), 20 本	Horizontal	1–200	164–573	$T_{\text{sat}} = 16$
Huang and Thome [159]	R-1223zd(E), R-245fa, R-236fa	0.100×0.100 (Rectangular) 67 本	Horizontal	200–640	1250–2750	$T_{\text{sat}} = 31.5,$ 35.0, 40.0
Dario et al. [160]	R-134a	0.77 (Circular), 9 本	Horizontal,	5–220	250–1000	$T_{\text{sat}} = 21.55–$ 31.5
Lee and Mudawar [161]	R-134a	0.231×0.713 (Rectangular), 53 本	Horizontal	159–938	127–654	$P_{\text{sat}} = 0.144–$ 0.660
Lee and Mudawar [162]	R-134a	1×1 (Rectangular), 75 本, 100 本	Horizontal	8.073– 48.438	152.90– 530.72	—

以上のように、流路断面形状が円形、三角形または矩形のミニチャネル内の気液二相流および沸騰二相流の熱流動特性に関する多くの研究成果が報告されているが、流路断面形状が半円のミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性を対象とした研究、特に正弦波状蛇行流路内の流動沸騰二相流に関する研究例はほぼなく、未解明な点が多い。また、様々な流路形状（波状、S 型、翼状）を有する PCHE 内の单相流や超臨界流体に関する研究例は多いが、PCHE 内の気液二相流に関する研究例は少ない。さらに、流路断面形状が円形および矩形の並列多穴ミニチャネル内の沸騰二相流の研究例は多いが、流路断面形状が半円の並列多穴ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性に関する研究例はほぼない現状にある。

1.3 研究目的

沸騰二相流は、流路断面形状、水力等価直径、流体の物性値、質量流束および熱流束などの影響を受ける複雑な現象であることが知られており、上述した現象解明や支配因子の把握のために多くの研究が報告されている。しかし、図 1-16 の従来研究の整理結果と本研究のターゲットに示すように、遷移域および **Microscale flow** に該当する半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性に関する知見は十分でない。そこで、従来研究の整理結果から、本研究の対象である半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性に関して以下の仮説を立てた。

①従来研究の円管の実験結果で得られた **Confinement** 数 Co による分類に従い、遷移域および **Microscale flow** 領域となる水力等価直径を有する半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性を評価することで、2つの領域間で異なる沸騰二相流の熱流動特性を示す可能性がある。

②半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性は、低質量流束および低クオリティ条件では、表面張力の影響が顕著になり、円形または矩形流路内のそれとは異なる傾向を示す可能性がある。

③半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性は、高質量流束および高クオリティ条件では、慣性力の影響が顕著になり、流路断面形状の熱流動特性に与える影響が限定的になる可能性がある。

④半円ミニチャネルの流路断面形状は非対称構造であるため、流路壁面に温度分布が形成される条件（低フィン効率）の沸騰二相流の熱流動特性とその分布の形成が小さい条件（高フィン効率）のそれとは異なる可能性がある。

⑤半円ミニチャネルの流路断面形状は隅部（流路弦部と流路円弧部の接点）を 2 か所有し、流路断面の濡れぶちは直線部分（流路弦部）および曲線部分（流路円弧部）で形成されるため、半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性は、流路隅部および直線の流路壁面を有する三角管および矩形管のそれとは異なる可能性がある。

⑥平面上で蛇行する流路の流路断面の速度分布は直線流路のそれと異なり、平面上で蛇行する流路の沸騰二相流の熱流動特性は直線流路のそれとは異なる可能性がある。

そこで、本論文では、上記の①から⑥の仮説を検証し、「水力等価直径」「流路材質」「流路断面形状」および「流路形状」が半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性、すなわち、沸騰二相流の流動様式、摩擦損失および沸騰熱伝達率に与える影響を明らかにすることを目的とする。

「水力等価直径」が沸騰二相流の熱流動特性に与える影響は、冷媒 R-245fa を作動媒体とし、水力等価直径が 1.04 mm および 0.55 mm, Co 数の値がそれぞれ 0.98 (円管の場合、遷移域) と 1.85 (円管の場合, **Microscale flow**) となる半円ミニチャネルを有する試験部を用いた流動沸騰試験を実施し、沸騰二相流の流動様式、摩擦損失および沸騰熱伝達率を比較することで評価する。

「流路材質」が沸騰二相流の熱流動特性に与える影響は、冷媒 R-245fa を作動媒体とし、水力等価直径が 1.04 mm の半円ミニチャネルを有する SS type 316L 製および Cu1020 製の試験部を用いた流動沸騰試験を実施し、フィン効率を考慮した沸騰熱伝達率を比較することで評価する。

「流路断面形状」が沸騰二相流の熱流動特性に与える影響は、冷媒 R-245fa を作動媒体とし、水力等価直径が約 1 mm の実熱交換器と同じ流路断面形状となる半円ミニチャネルと比較のための円形ミニチャネルをそれぞれ有する拡散接合試験部を用いた流動沸騰試験を実施し、沸騰二相流の摩擦損失および沸騰熱伝達率を比較することで評価する。

「流路形状」が沸騰二相流の熱流動特性に与える影響は、冷媒 R-245fa を作動媒体とし、水力等価直径が 1.04 mm の 3 種類の流路角度 (15° , 30° または 45°) の正弦波状半円ミニチャネルを有する試験部を用いた流動沸騰試験を実施し、沸騰二相流の流動様式、摩擦損失および沸騰熱伝達率を比較することで評価する。

半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性を解明し、沸騰二相流の摩擦損失および沸騰熱伝達率の予測精度を向上することができれば気化器の設計余裕度を低減すること、すなわち気化器の小型化が期待できる。

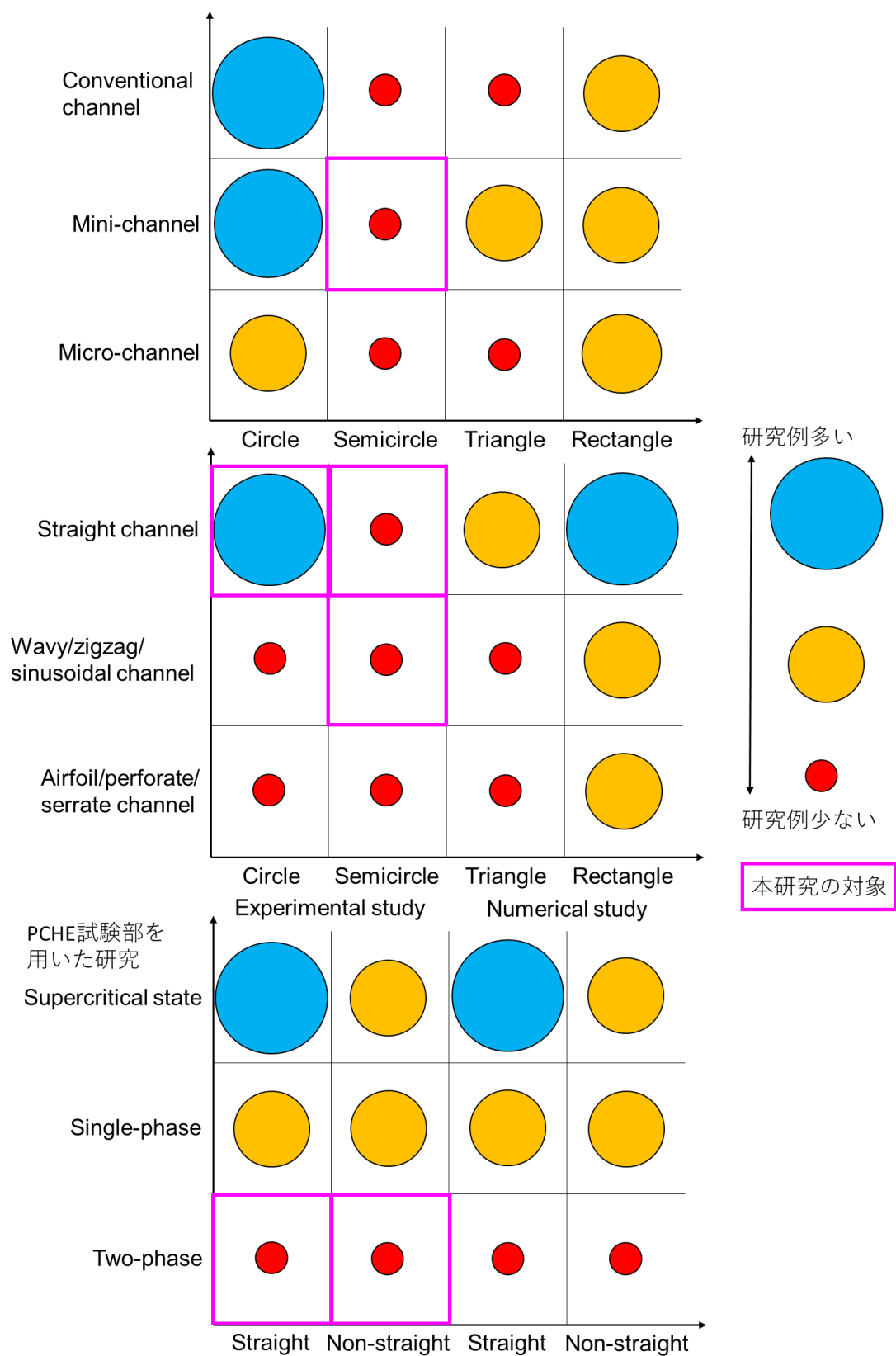


図 1-16 従来研究の整理結果と本研究のターゲット

1.4 本論文の構成

・第1章は本論文の緒論である。第1章には、本研究の研究背景、従来研究および研究目的をまとめている。エネルギー資源の変遷と二酸化炭素の排出量削減に関する動向を整理し、本研究の成果適用先である拡散接合型熱交換器の必要性を示している。気液二相流の熱流動特性に関する従来研究を整理し、本研究の目的を述べている。

・第2章では、本研究で使用した実験装置および実験方法を述べている。以下の第3章から第5章の実験では試験部構造を変えていることから、それら試験部の詳細仕様は各章に示している。

・第3章では、水力等価直径および流路材質が沸騰二相流の流動様式、摩擦損失および平均沸騰熱伝達率に与える影響を実験的に評価した研究成果をまとめている。沸騰二相流の流動様式、摩擦損失およびフィン効率を考慮した沸騰熱伝達率と従来の相関式から計算した流動様式線図、摩擦損失および沸騰熱伝達率と比較している。直線半円ミニチャネルの内の沸騰二相流の摩擦損失および沸騰熱伝達率の新たな相関式を提案している。

・第4章では、流路断面形状が沸騰二相流の摩擦損失および平均沸騰熱伝達率に与える影響を実験的に評価した研究成果をまとめている。実熱交換器と同様の半円ミニチャネルを有する拡散接合試験部と比較のため円ミニチャネルを有する拡散接合試験部を使用している。沸騰二相流の摩擦損失およびフィン効率を考慮した平均沸騰熱伝達率と、従来の相関式から計算した摩擦損失および沸騰熱伝達率を比較している。

・第5章では、流路形状が沸騰二相流の流動様式、摩擦損失および平均沸騰熱伝達率に与える影響を実験的に評価した研究成果をまとめている。沸騰二相流の流動様式、摩擦損失およびフィン効率を考慮した沸騰熱伝達率と従来の相関式から計算した流動様式線図、摩擦損失および沸騰熱伝達率と比較している。正弦波状蛇行半円ミニチャネルの内の沸騰二相流の摩擦損失および沸騰熱伝達率の新たな相関式を提案している。

・第6章は本論文の結論である。本研究で得られた研究成果を統合し、半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性に対する各支配因子の相関性をまとめている。また、本研究の限界と課題および今後の研究方針に関して述べている。

参考文献

- [1] United Nations, "Report of the conference of the parties on its twenty-first-session, held in Paris from 30 November to 13 December 2015", FCCC, (2015).
- [2] Website of IEA, "World Energy Outlook 2020",
<<https://www.iea.org/reports/world-energy-outlook-2020>>, (2021).
- [3] The Power to Change: Solar and Wind Cost Reduction Potential to 2025, IRENA (June 2016).
- [4] 資源エネルギー庁, "電力品質確保に係る系統連系技術要件",
<https://www.enecho.meti.go.jp/category/electricity_and_gas/electric/summary/regulations/pdf/kaito_guideline.pdf>, (2021).
- [5] 環境省 環境再生・資源循環局 総務課 リサイクル推進室, "使用済み太陽光パネルのリユース, リサイクルについて",
<https://www.meti.go.jp/shingikai/enecho/shoene_shinene/shin_energy/taiyoko_haikihiyo_wg/pdf/002_02_00.pdf>, (2021).
- [6] 資源エネルギー庁, "エネルギー基本計画",
<https://www.enecho.meti.go.jp/category/others/basic_plan/pdf/20211022_01.pdf>, (2021).
- [7] 資源エネルギー庁, "エネルギー白書",
<<https://www.enecho.meti.go.jp/about/whitepaper/2011html/1-2-1.html>>, (2021).
- [8] 菅野弘一, "LNG 気化器の紹介", 神戸製鋼技報, Vol. 56, No. 2, Aug. 2006, pp. 51-55,
<https://www.kobelco.co.jp/technology-review/pdf/56_2/051-055.pdf>, (2021).
- [9] S. Xu, X., Chen, Z. Fan, "Design of an intermediate fluid vaporizer for liquefied natural gas", Chemical Engineering and Technology, Vol. 40, No. 3, (2017), pp. 428-438,
<https://doi.org/10.1002/ceat.201500740>.
- [10] Website of 神鋼エンジニアリング&メンテナンス,
<<https://www.shinkoen-m.jp/product/plant/lng.html>>, (2021).
- [11] Y. Miwa, K. Noishiki, T. Suzuki, K. Takatsuki, "Manufacturing technology of diffusion-bonded compact heat exchanger (DCHE)", Kobelco Technology Review, Vol. 32, (2013), pp. 51-56.
- [12] R. K. Shah and D.P. Sekalic, "Chapter 17 Heat Exchanger", Hand Book of Heat Transfer third Edition, MacGraw Hill, (1998), pp. 17-1-17-3.
- [13] International maritime organization, "MARPOL Annex VI (revised, 2008)",
<[https://homeport.uscg.mil/Lists/Content/Attachments/891/Brief%20on%20MARPOL%20Annex%20VI%20\(revised\).pdf](https://homeport.uscg.mil/Lists/Content/Attachments/891/Brief%20on%20MARPOL%20Annex%20VI%20(revised).pdf)>, (2021).
- [14] Luis Guerrero, "Environment regulation on air emissions MARPOL ANNEX V", 2nd of November 2015, <<https://www.onthemosway.eu/wp-content/uploads/2015/07/MARPOL-Annex-VI.compressed.pdf>>, (2021).
- [15] 高山 敦好, 藤田 浩嗣, 原野 亘, "排ガス充電器と静電水スクラバによる排ガス低減技

- 術”, 環境技術, Vol. 42, No. 4, (2013), pp. 228-234.
<https://doi.org/10.5956/jriet.42.228>.
- [16] 村田 聡, “燃料の低硫黄化に対する船舶主機関の対応”, Journal of the Japan Institute of Marine Engineering, Vol. 44, No. 6, (2009), pp. 43-47.
- [17] 小林 正則, 野毛 哲也, 坂本 勉, “船舶における低硫黄燃料油使用の現状と問題点”, 日本マリンエンジニアリング学会誌, Vol. 43, No. 2, (2008), pp. 15-18.
- [18] M. Oka, A. Zaitse, K. Nakamichi, "Development of LNG facility for marine applications: MHI GEMS", Mitsubishi Heavy Industries Technical Review, Vol. 50, No. 2, (2013), pp. 5-11.
- [19] Website of, エア・ウォーター・プラントエンジニアリング,
 < https://www.awpe.co.jp/company_profile.html>, (2022).
- [20] 経済産業省 資源エネルギー庁, “燃料アンモニアに関する検討状況”,
 <https://www.meti.go.jp/shingikai/energy_environment/nenryo_anmonia/pdf/002_09_00.pdf>,
 (2021).
- [21] 経済産業省 資源エネルギー庁, “「燃料アンモニアサプライチェーンの構築」プロジェクトの研究開発・社会実装の方向性”,
 <https://www.meti.go.jp/shingikai/sankoshin/green_innovation/energy_structure/pdf/005_05_00.pdf>,
 (2021).
- [22] 村岸ほか, “水素をはこぶ -液体水素運搬船の開発-”, 川崎重工技報, 182, (2020), pp. 24-27, <<https://www.khi.co.jp/rd/magazine/pdf/182/n18207.pdf>>, (2021).
- [23] S. Miura, Y. Manabe, K. Nagura, K. Noishiki, Y. Kurishiro, “Technical developments and Kobe Steel's business approach for hydrogen filling stations”, Kobe Steel Engineering Report, Vol. 64, No. 1, (2014), pp. 49-53.
- [24] D. Shiferaw, R. Broad, “Diffusion bonded heat exchangers (PCHEs) in fuel gas heating to improve efficiency of CCGTs”, Proceedings of the American Society of Mechanical Engineers 2014 Power Conference American Society of Mechanical Engineers 2014, July 28-31, 2014, Baltimore, Maryland, USA.
- [25] Website of Heatric Division of Maggitt (UK) Ltd., < <https://www.heatric.com/> >, (2021).
- [26] Website of Kobe Steel, Ltd., <<https://www.kobelco.co.jp/english/products/ecmachinery/dche/>>,
 (2021).
- [27] T. S. Hansen, “The multi-fuel two-stroke MAN M&W engine”, Gastech, 17-19 September 2019, Houston, Texas.
- [28] Y. Miwa, M. Azuma, K. Noishiki, “Expanding application of micro channel equipment (Diffusion bonded Compact Heat Exchanger; DCHE)”, Kobelco Technology Review, Vol. 39, (2021), pp. 13-19.
- [29] R. Atapattu, F. K. Seng, W. Kim, S. Chang, “An innovative approach to re-liquefy BOG through cold energy recovery”, Gastech, 17-19 September 2019, Houston, Texas.

- [30] T. Ishizuka, Y. Kato, Y. Muto, K. Nikitin, Y. L. Ngo, "Thermal-hydraulic characteristics of a printed circuit heat exchanger in a supercritical CO₂ loop", *Bulletin of the Research Laboratory for Nuclear Reactors*, Vol. 30, (2006), C4.
- [31] P. L. Pierres, D. Southall, S. Osborne, "Impact of mechanical design issues on printed circuit heat exchangers", *Proceedings of SCO₂ Power Cycle Symposium 2011*, University of Colorado at Boulder - University McMorial Center, CO, May 24-25, (2011).
- [32] D. Popov, K. Fikiin, B. Stankov, G. Alvarez, M. Youbi-Idrissi, A. Damas, J. Evans, T. Brown, "Cryogenic heat exchanger for process cooling and renewable energy storage: A review", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 153, (2019), pp. 275-290,
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.02.106>.
- [33] Y. Li, M. Wen, "Boil-off gas two-stage compression and recondensation process at a liquefied natural gas receiving terminal", *Chemical Engineering and Technology*, Vol. 40, No. 1, (2017), pp. 18-27.
<https://doi.org/10.1002/ceat.201500751>.
- [34] A. A-Marquez, J. C. Bruno, A. Coronas, "Cold recovery from LNG-regasification for polygeneration application", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 132, (2018), pp. 463-478,
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.12.073>.
- [35] W. Won, J. Kim, "Bi-level optimizing operation of natural gas liquefaction process", *Computers and Chemical Engineering*, Vol. 96, (2017), pp. 87-102,
<https://doi.org/10.1016/j.compchemeng.2016.10.009>.
- [36] Website of Kobe Steel, LTD.,
<<https://www.kobelco.co.jp/english/products/ecmachinery/dche/index.html>>, (2022).
- [37] J. Bai, J. Pan, X. He, K. Wang, L. Tang, R. Yang, "Numerical investigation on thermal hydraulic performance of supercritical LNG in sinusoidal wavy channel based printed circuit heat vaporizer", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 175, (2020), paper No. 115379.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2020.115379>.
- [38] Z.-X. Wen, Y.-G. Lv, Q. Li, P. Zhou, "Numerical study on heat transfer behavior of wavy channel supercritical CO₂ printed circuit heat exchangers with different amplitude and wavelength parameters", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 147, (2020), paper No. 118922.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118922>.
- [39] M. Saeed, M.-H. Kim, "Thermal and hydraulic performance of SCO₂ PCHE with different fin configurations", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 127, (2017), pp. 975-985.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.08.113>.
- [40] X.-H. Li, T.-R. Deng, T. Ma, H.-B. Ke, Q.-W. Wang, "A new evaluation method of overall heat transfer performance of supercritical carbon dioxide in a printed circuit heat exchanger", *Energy conversion and Management*, Vol. 193, (2019), pp. 99-105.

- <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2019.04.061>.
- [41] W.-X. Chu, X.-H. Li, T. Ma, Y.-T. Chen, Q.-W. Wang, "Study on hydraulic and thermal performance of printed circuit heat transfer surface with distributed airfoil fins", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 114, (2017), pp. 1309-1318.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.11.187>.
- [42] F. Chen, L. Zhang, X. Huai, J. Li, H. Zhang, Z. Liu, "Comprehensive performance comparison of airfoil fin PCHEs with NACA 00XX series airfoil", *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 315, (2017), pp. 42-50.
<https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2017.02.014>.
- [43] M. Utamura, M. Aritomi, "A performance criterion for heat exchangers", *The 21st International Symposium on Transport Phenomena*, 2-5 November., (2010), Kaohsiung City, Taiwan.
- [44] Y. S. See, K. G. Leong, "Experimental study of flow boiling of FC-72 in fractal-like flow channels", *International Journal of Thermal Sciences.*, Vol. 140, (2019), pp. 184-200.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2019.02.042>.
- [45] G. Liu, Y. Huang, J. Wang, R. Liu, "A review on the thermal-hydraulic performance and optimization of printed circuit heat exchangers for supercritical CO₂ in advanced nuclear power systems", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Vol. 133, (2020), paper No. 110290.
<https://doi.org/10.1016/j.rser.2020.110290>.
- [46] C. Huang, W. Cai, Y. Wang, Y. Liu, Q. Li, B. Li, "Review on the characteristics of flow and heat transfer in printed circuit heat exchangers", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 153, (2019), pp. 190-205.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.02.131>.
- [47] S. Sandler, B. Zajackowski, Z. Krollicki, "Review on flow boiling of refrigerant R236fa and R245fa in mini and micro channels", *International Journal of Heat and Mass Transfer.*, Vol. 126, (2018), pp. 591-617.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.05.048>.
- [48] L. Cheng, G. Xia, "Fundamental issues, mechanisms and models of flow boiling heat transfer in microscale channels", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 108, (2017), pp. 97-127.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.12.003>.
- [49] Y. K. Prajapati, P. Bhandari, "Flow boiling instabilities in microchannels and their promising solutions – A review", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 88, (2017), pp. 576-593.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.07.014>.
- [50] S. G. Kandlikar, W. J. Grande, "Evolution of microchannel flow passages-thermohydraulic performance and fabrication technology", *Heat Transfer Engineering*, Vol. 24, No. 1, (2003), pp.3-17.

- <https://doi.org/10.1080/01457630304040>.
- [51] P. A. Kew, K. Cornwell, "Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 17, (8-10), (1997), pp. 705-715.
[https://doi.org/10.1016/S1359-4311\(96\)00071-3](https://doi.org/10.1016/S1359-4311(96)00071-3).
- [52] C. L. Ong, J. R. Thome, "Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1 – Two-phase flow patterns and film thickness measurements", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 35, (2011), pp. 37-47.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.08.004>.
- [53] C. L. Ong, J. R. Thome, "Flow boiling heat transfer of R134a, R236fa and R245fa in a horizontal 1.030 mm circular channel", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 33, (2009), pp. 651-663.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2009.01.002>.
- [54] C. L. Ong, J. R. Thome, "Macro to microchannel transition in two phase flow: Part 2 – Two phase flow boiling heat transfer and critical heat flux", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 35 (2011), pp. 873-886.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.12.003>.
- [55] T. Gomyo and H. Asano, "Void fraction characteristics of one-component gas-liquid two-phase flow in small diameter tubes", *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*, Vol. 4, No.1, (2016), pp. 1-18.
[10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2016015746](https://doi.org/10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2016015746).
- [56] A. A. Kendoush, Z. A. Sarkis, "Improving the accuracy of the capacitance method for void fraction measurement", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 11, No. 4, (1995), pp. 321-326.
[https://doi.org/10.1016/0894-1777\(95\)00035-6](https://doi.org/10.1016/0894-1777(95)00035-6).
- [57] K. Mishima, M. Ishii, "Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes", *International Journal of Heat and Mass transfer*, Vol. 27, No. 5, (1984), pp. 723-737.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(84\)90142-X](https://doi.org/10.1016/0017-9310(84)90142-X).
- [58] W. C. Reynolds, M. A. Saad, H. M. Satterlee, "Capillary hydrostatics and hydrodynamics at low g", Technical Report LG 3, Dept. Mechanical Engineering, Stanford University, (1964).
- [59] S. Baba, N. Ohtani, O. Kawanami, K. Suzuki and H. Ohta, "Experiments on dominant force regimes in flow boiling using mini tubes", *Frontiers in Heat and Mass Transfer*, 3 (2012), paper No. 043002.
<http://dx.doi.org/10.5098/hmt.v3.4.3002>.
- [60] S. G. Kandlikar, "Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 26, (2002), pp. 389-407.
[https://doi.org/10.1016/S0894-1777\(02\)00150-4](https://doi.org/10.1016/S0894-1777(02)00150-4).

- [61] G. B. Abadi, C. Moon, K. C. Kim, "Effect of gravity vector on flow boiling heat transfer, flow pattern map, and pressure drop of R245fa refrigerant in mini tubes", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 83, (2016), pp. 202-216.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2016.04.007>.
- [62] T. Layssac, S. Lips, R. Revellin, "Effect of inclination on heat transfer coefficient during flow boiling in a mini-channel", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 132, (2019), pp. 508-518.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.12.001>.
- [63] S. Saisorn, P. Wongpromma, S. Wongwises, "The difference in flow pattern, heat transfer and pressure drop characteristics of mini-channel flow boiling in horizontal and vertical orientations", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 101, (2018), pp. 97-112.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.01.005>.
- [64] T. Layssac, S. Lips, R. Revellin, "Experimental study of flow boiling in an inclined mini-channel: Effect of inclination on flow pattern transitions and pressure drops", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 98, (2018), pp. 621-633.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2018.07.004>.
- [65] X. Fang, D. Tang, L. Zheng, G. Li, Y. Yuan, "Experimental investigation of gravity and channel size effects on flow boiling heat transfer under hypergravity", *Aerospace Science and Technology*, Vol. 94, (2019), paper No. 105372.
<https://doi.org/10.1016/j.ast.2019.105372>.
- [66] W. Gao, X. Xu, X. Liang, "Experimental study on the effect of orientation on flow boiling using R134a in a mini-channel evaporator", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 212, (2017), pp. 963-973.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.04.019>.
- [67] M. Billet, B. Ammel, R. Charnay, R. Revellin, M. D. Paepe, "Flow regime based heat transfer correlation for R245fa in a 3 mm tube", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 117, (2018), pp. 1304-1311.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.062>.
- [68] K. Mishima, T. Hibiki, "Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 22, No. 4, (1996), pp. 703-712.
[https://doi.org/10.1016/0301-9322\(96\)00010-9](https://doi.org/10.1016/0301-9322(96)00010-9).
- [69] M. Kawaji, M. Chung, "Adiabatic gas-liquid flow in microchannels", *Microscale Thermophysical Engineering*, Vol. 8, (2004), pp. 239-257.
<https://doi.org/10.1080/10893950490477518>.
- [70] X. Huo, L. Chen, Y. S. Tian, T. G. Karayiannis, "Flow boiling and flow regimes in small diameter tubes", *Applied Thermal Engineering*, Vol. 24, (2004), pp. 1225-1239.

- <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2003.11.027>.
- [71] R. Charnay, J. Bonjour, R. Revellin, “Experimental investigation of R-245fa flow boiling in minichannels at high saturation temperature: Flow patterns and flow pattern maps”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 46, (2014), pp. 1-16.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2013.12.002>.
- [72] A. Kawahara, P. M. -Y. Chung, M. Kawaji, “Investigation of two phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 28, (2002), pp. 1411-1435.
[https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(02\)00037-X](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(02)00037-X).
- [73] D. Jige, S. Kikuchi, H. Eda, N. Inoue, “Flow boiling in horizontal multiport tube: Development of new heat transfer model for rectangular minichannels”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 144, (2019), paper No. 118668.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118668>.
- [74] A. H. Al-Zaidi, M. M. Mahmoud, T. G. Karayiannis, “Flow boiling of HFE-7100 in microchannels: Experimental study and comparison with correlations”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 140, (2019), pp. 100-128.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.05.095>.
- [75] N. Shao, A. Gavrilidis, P. Angeli, “Flow regimes for adiabatic gas–liquid flow in microchannels”, *Chemical Engineering Science*, Vol. 64, No. 11, (2009), pp. 2749-2761.
<https://doi.org/10.1016/j.ces.2009.01.067>.
- [76] O. Baker, “Simultaneous flow of oil and gas”, *Oil and Gas Journal*, Vol. 53, (1954), pp. 185–190.
- [77] Y. Taitel, A. Dukler, “A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas–liquid flow”, *AIChE Journal*, Vol. 22, (1976), pp. 47–55.
<https://doi.org/10.1002/aic.690220105>.
- [78] N. Kattan, J. Thome, D. Favrat, “Flow boiling in horizontal tubes: part 1–development of a diabatic two-phase flow pattern map”, *Journal of Heat Transfer – Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, Vol. 120, (1998), pp. 140–147.
<https://doi.org/10.1115/1.2830037>.
- [79] L. Wojtan, T. Ursenbacher, J.R. Thome, “Investigation of flow boiling in horizontal tubes: part I – a new diabatic two-phase flow pattern map”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 48, (2005), pp. 2955–2969.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.12.012>.
- [80] K. A. Triplett, S. M. Ghiaasiaan, S. I. Abdel-Khalik, D. L. Sadowski, “Gas liquid two phase flow in microchannels Part I: two phase flow patterns”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 25, (1999), pp. 377-394.
[https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(98\)00054-8](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(98)00054-8).

- [81] K. A. Triplett, S. M. Ghiaasiaan, S. I. Abdel Khalik, A. LeMouel, B. N. McCord, "Gas liquid two phase flow in microchannels Part II: void fraction and pressure drop", *International Journal of Multiphase Flow*, 25 (1999), pp. 395-410.
[https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(98\)00055-X](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(98)00055-X).
- [82] M. K. Akbar, D.A. Plummer, S.M. Ghiaasiaan, "On gas liquid two phase flow regimes in microchannels", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 29, (2003), pp. 855-865.
[https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(03\)00043-0](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(03)00043-0).
- [83] T. Fukano, A. Kariyasaki, "Characteristics of gas liquid two phase flow in a capillary tube", *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 141, (1993), pp. 59-68.
[https://doi.org/10.1016/0029-5493\(93\)90092-N](https://doi.org/10.1016/0029-5493(93)90092-N).
- [84] C.-Y. Yang, C.-C. Shieh, "Flow boiling of air-water and two-phase R-134a in small circular tubes", *International Journal of Multiphase flow*, Vol. 27, (2001), pp. 1163-1177.
[https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(00\)00070-7](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(00)00070-7).
- [85] R. Revellin, J. R. Thome, "A new type of diabatic flow pattern map for boiling heat transfer in microchannels", *Journal of Micromechanics and Microengineering*, Vol. 17, (2007), pp. 788-796.
- [86] L. Chen, Y. S. Tian, T. G. Karayiannis, "The effect of tube diameter on vertical two-phase flow regimes in small tubes", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, (2006), pp. 4220-4230.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.03.025>.
- [87] S. Saitoh, H. Daiguji, E. Hihara, "Effect of tube diameter on boiling heat transfer of R-134a in horizontal small-diameter tubes", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 48, (2005), pp. 4973-4984.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.03.035>.
- [88] R. W. Lockhart, R. C. Martinelli, "Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes", *Chemical Engineering Progress*, Vol. 45, (1949), pp. 39-48.
- [89] S. Saitoh, H. Daiguji, E. Hihara, "Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 50, (2007), pp. 5215-5225.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.06.019>.
- [90] J. C. Chen, "Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow", *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and development*, Vol. 5, No. 3, (1966), pp. 322-329.
<https://doi.org/10.1021/i260019a023>.
- [91] H. K. Forster, N. Zuber, "Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer", *American Institute of Chemical Engineers Journal*, Vol. 1, No. 4, (1955), pp. 531-535.
<https://doi.org/10.1002/aic.690010425>.
- [92] K. Stephan, M. Abdelsalam, "Heat-transfer correlation for natural convection boiling", *International Journal*

- of Heat and Mass Transfer, Vol. 23, (1980), pp. 73-87.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(80\)90140-4](https://doi.org/10.1016/0017-9310(80)90140-4).
- [93] D. Jige, K. Sagawa, N. Inoue, "Effect of tube diameter on boiling heat transfer and flow characteristic of refrigerant R32 in horizontal small-diameter tubes", *International Journal of Refrigeration*, Vol. 76, (2017), pp. 206-218.
<https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2017.02.012>.
- [94] J. Linlin, L. Jianhua, Z. Liang, L. Qi, X. Xiaojin, "Characteristics of heat transfer for CO₂ flow boiling at low temperature in mini-channel", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 108, (2017), pp. 2120-2129.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.12.113>.
- [95] G. P. Celata, M. Cumo, D. Dossevi, R. T. M. Jilisen, S. K. Saha, G. Zummo, "Flow pattern analysis of flow boiling inside a 0.48 mm microtube", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 58, (2012), pp. 1-8.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2012.03.014>.
- [96] S. Saisorn, J. Kaew-On, S. Wongwises, "Flow pattern and heat transfer characteristics of R-134a refrigerant during flow boiling in horizontal circular mini channel", *International Journal of heat and Mass Transfer*, Vol. 53, (2010), pp. 4023-4038.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.05.022>.
- [97] S. Saisorn, J. Kaew-On, S. Wongwises, "An experimental investigation of flow boiling heat transfer of R-134a in horizontal and vertical mini channel", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 46, (2013), pp. 232-244.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2012.12.015>.
- [98] M. M. Mahmoud, T. G. Karayiannis, "Flow pattern transition models and correlations for flow boiling in mini-tubes", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 70, (2016), pp. 270-282.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.09.023>.
- [99] C. B. Tibirica, G. Ribatski, "Flow patterns and bubble departure fundamental characteristics during flow boiling in microscale channels", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 59, (2014), pp. 152-165.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2014.02.017>.
- [100] F. T. Kanizawa, C. B. Tibirica, G. Ribatski, "Heat transfer during convective boiling inside microchannels", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 93, (2016), pp. 566-583.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.083>.
- [101] J. D. de Oliveira, J. B. Copetti, J. C. Pasos, "An experimental investigation on flow boiling heat transfer of R-600a in a horizontal small tube", *International Journal of Refrigeration*, Vol. 72, (2016), pp. 97-110.
<https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2016.08.001>.
- [102] S. Saitoh, C. Dang, Y. Nakamura, E. Hihara, "Boiling heat transfer of HFO-1234yf flowing in a smooth small-diameter horizontal tube", *International Journal of Refrigeration*, Vol. 34, (2011), pp.

1846-1853.

<https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2011.05.018>.

- [103] G. A. Longo, S. Mancin, G. Righetti, C. Zilio, “Saturated flow boiling of HFC134a and its low GWP substitute HFO1234ze(E) inside a 4 mm horizontal smooth tube”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 64, (2016), pp. 32-39.

<https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2016.01.015>.

- [104] D. F. Sempertegui-Tapia, G. Ribatski, “Flow boiling heat transfer of R134a and low GWP refrigerants in a horizontal micro-scale channel”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 108, (2017), pp. 2417-2432.

<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.01.036>.

- [105] D. Del Col, S. Bortolin, L. Rossetto, “Convective boiling inside a single circular microchannel”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 67, (2013), pp. 1231-1245.

<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.08.050>.

- [106] D. Wang, L. Zhao, X. Nie, Y. Lu, S. Deng, “Experimental study on flow boiling characteristics of R-245fa in circular tube under non-uniform heat flux”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 143, (2019), paper No. 118570.

<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118570>.

- [107] H. Mori, “Two-phase flow and boiling heat transfer in small-diameter tubes”, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 37, No. 7-8, (2016), pp. 686-695.

<https://doi.org/10.1080/01457632.2015.1067073>.

- [108] 宮田 一司, 森 英夫, 濱本 芳徳, “微細管内流動沸騰熱伝達の整理式”, *日本冷凍空調学会論文集*, Vol. 28, No. 2, (2011), pp. 137-148.

<https://doi.org/10.11322/tjsrae.28.137>.

- [109] S. Raj, A. Shukla, M. Pathak, M. K. Khan, “A novel stepped microchannel for performance enhancement in flow boiling”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 144, (2019), paper No. 118611.

<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118611>.

- [110] K. Enoki, K. Miyata, H. Mori, K. Kariya, Y. Hamamoto, “Boiling heat transfer and pressure drop of a refrigerant flowing vertically upward in small rectangular and triangular tubes”, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 34, No. 11-12, (2013), pp. 966-975.

<https://doi.org/10.1080/01457632.2012.753576>.

- [111] 榎木 光治, 森 英夫, 宮田 一司, 仮屋 圭史, 濱本 芳徳, “微細流路内気液二相流の圧力損失”, *日本冷凍空調学会論文集*, Vol. 30, No. 4, (2013), pp. 425-437.

<https://doi.org/10.11322/tjsrae.30.425>.

- [112] 松瀬 裕大, 中津留 拓哉, 榎木 光治, 森 英夫, 仮屋 圭史, 濱本 芳徳, “微細三角形流路における気液二相流の流動様相”, *日本冷凍空調学会論文集*, Vol. 31, No. 1, (2014), pp. 39-45.

- <https://doi.org/10.11322/tjsrae.31.39>.
- [113] Y. Matsuse, K. Enoki, H. Mori, K. Kariya, Y. Hamamoto, “Boiling heat transfer and pressure drop of a refrigerant R32 flowing in a small horizontal tube”, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 37, No. 7-8, (2016), pp. 668-678.
<https://doi.org/10.1080/01457632.2015.1067057>
- [114] D. Jige, N. inoue, “Boiling heat transfer, pressure drop, and flow pattern in a horizontal square minichannel”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 78, (2019), paper No. 108433.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2019.108433>.
- [115] D. F. Sempertegui-Tapia, G. Ribatski, “Two-phase frictional pressure drop in horizontal micro-scale channels: Experimental data analysis and prediction method development”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 79, (2017), pp. 143-163.
<https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2017.03.024>.
- [116] T.-H. Yen, M. Shoji, F. Takemura, Y. Suzuki, N. Kasagi, “Visualization of convective boiling heat transfer in single microchannels with different shaped cross-sections”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, (2006), pp. 3884-3894.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.12.024>.
- [117] Q. Yang, B. Shu, J. Wang, Y. Guo, “Experimental investigation on flow boiling heat transfer and flow patterns in a single micro-channel with large mass velocity”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 91, (2018), pp. 283-291.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.10.020>.
- [118] C. Keepaiboon, S. Wongwises, “Two-phase flow patterns and heat transfer coefficient characteristics of R134a refrigerant during flow boiling in a single rectangular micro-channel”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 66, (2015), pp. 36-45.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.02.004>.
- [119] H. Asano, H. Murakawa, T. Asano, "Void fraction characteristics of adiabatic one-component vertically upward two-phase flows in circular and non-circular small diameter tubes", *Proceeding of the 25th IIR International Congress of Refrigeration*, #1095, Montreal, Canada (2019).
- [120] N. Kurtulmus, B. Sahin, “A review of hydrodynamics and heat transfer through corrugated channels”, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 108, (2019), paper No. 104307.
<https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2019.104307>.
- [121] T. Nishimura, S. Matsune, “Mass transfer enhancement in a sinusoidal wavy channel for pulsatile flow”, *Heat Mass Transfer*, Vol. 32, (1996), pp. 65-72.
<https://doi.org/10.1007/s002310050093>.
- [122] M. K. Aliabadi, F. Hormozi, “Performance analysis of plate-fin heat exchangers: different fin configurations and coolants”, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 27, No. 3, (2013),

pp. 515-524.

<https://doi.org/10.2514/1.T4041>.

- [123] M. K. Aliabadi, F. Hormozi, E. H. Rad, “New correlations for wavy plate-fin heat exchangers: different working fluids”, *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, Vol. 24, No. 5, (2014), pp. 1086-1108.
<https://doi.org/10.1108/HFF-09-2012-0195>.
- [124] J. Dong, Y. Zhang, G. Li, W. Xu, “Experimental study of wavy aluminum plate fin heat exchanger”, *Experimental Heat Transfer*, Vol. 26, (2013), pp. 384-396.
- [125] L. Gong, K. Kota, W. Tao, Y. Joshi, “Parametric numerical study of flow and heat transfer in microchannels with wavy walls”, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 133, (2011), paper No. 051702.
<https://doi.org/10.1115/1.4003284>.
- [126] J. Dong, J. Chen, W. Chang, J. Hu, “Experimental and numerical investigation of thermal-hydraulic performance in wavy fin-and-flat tube heat exchangers”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 30, (2010), pp. 1377-1386.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.02.027>.
- [127] H. Ghaedamini, P. S. Lee, C. J. Teo, “Development forced convection in converging-diverging microchannels”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 65, (2013), pp. 491-499.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.06.036>.
- [128] C. Huang, W. Cai, Y. Wang, Y. Liu, Q. Li, B. Li, “Review on the characteristics of flow and heat transfer in printed circuit heat exchangers”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 153, (2019), pp. 190-205.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.02.131>.
- [129] J.-H. Shin, S. H. Yoon, “Thermal and hydraulic performance of a printed circuit heat exchanger using two-phase nitrogen”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 168, (2020), paper No. 114802.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.114802>.
- [130] A. P. C. Sarmiento, V. H. T. Soares, G. G. Carqueja, J. V. C. Batista, F. H. Milanese, M. B. H. Mantelli, “Thermal performance of diffusion-bonded compact heat exchangers”, *International Journal of Thermal Science*, Vol. 153, (2020), paper No. 106384.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2020.106384>.
- [131] A. M. Aneesh, A. Sharma, A. Srivastava, P. Chaudhury, “Effects of wavy channel configuration on thermal-hydraulic characteristics of Printed Circuit Heat Exchanger (PCHE)”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 118, (2018), pp. 304-315.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.111>.
- [132] S.-H. Liu, Y.-P. Huang, J.-F. Wang, R.-L. Liu, J.-G. Zang, “Experimental study on thermal-hydraulic performance of a printed circuit heat exchanger with straight channels”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 160, (2020), paper No. 120109.

- <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120109>.
- [133] J. H. Park, J. G. kwon, T. H. Kim, M. H. Kim, J.-E. Cha, H. Jo, “Experimental study of a straight channel printed circuit heat exchanger on supercritical CO₂ near the critical point with water cooling”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 150, (2020), paper No. 119364.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119364>.
- [134] S.-H. Liu, Y.-P. Huang, J.-F. Wang, R.-L. Liu, “Experimental study on transitional flow in straight channels of printed circuit heat exchanger”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 181, (2020), paper No. 115950.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2020.115950>.
- [135] Z.-X. Wen, Y.-G. Li, P. Zhou, “Numerical study on heat transfer behavior of wavy channel supercritical CO₂ printed circuit heat exchangers with different amplitude and wavelength parameters”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 147, (2020), paper No. 118922.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118922>.
- [136] J. Bai, J. Pan, X. He, K. Wang, L. Tang, R. Yang, “Numerical investigation on thermal hydraulic performance of supercritical LNG in sinusoidal wavy channel based printed circuit heat vaporizer”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 175, (2020), paper No. 115379.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2020.115379>.
- [137] M. Saeed, M.-H. Kim, “Thermal and hydraulic performance of SCO₂ PCHE with different fin configurations”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 127, (2017), pp. 975-985.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.08.113>.
- [138] X.-H. Li, T.-R. Deng, T. Ma, H.-B. Ke, Q.-W. Wang, “A new evaluation method of overall heat transfer performance of supercritical carbon dioxide in a printed circuit heat exchanger”, *Energy Conversion and Management*, Vol. 193, (2019), pp. 99-105.
<https://doi.org/10.1016/j.enconman.2019.04.061>.
- [139] Y.-J. Baik, S. Jeon, B. Kim, D. Jeon, C. Byon, “Heat transfer performance of wavy-channeled PCHEs and the effects of waviness factors”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 114, (2017), pp. 809-815.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.06.119>.
- [140] X. Y. Xu, Q. W. Wang, L. Li, S. V. Ekkad, T. Ma, “Thermal-hydraulic, performance of different discontinuous fins used in a printed circuit heat exchanger for supercritical CO₂”, *Numerical Heat Transfer*, Vol. 68, Part A, (2015), pp. 1067-1086.
<https://doi.org/10.1080/10407782.2015.1032028>.
- [141] X. Xu, T. Ma, L. Li, M. Zeng, Y. Chen, Y. Huang, Q. Wang, “Optimization of fin arrangement and channel configuration in an airfoil fin PCHE for supercritical CO₂ cycle”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 70, (2014), pp. 867-875.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2014.05.040>.

- [142] W.-X. Chu, X.-H. Li, T. Ma, Y.-T. Chen, Q.-W. Wang, “Study on hydraulic and thermal performance of printed circuit heat transfer surface with distributed airfoil fins”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 114, (2017), pp. 1309-1318.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.11.187>.
- [143] F. Chen, L. Zhang, X. Huai, J. Li, H. Zhang, Z. Liu, “Comprehensive performance comparison of airfoil fin PCHEs with NACA 00XX series airfoil” *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 315, (2017), pp. 42-50.
<https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2017.02.014>.
- [144] C.-Y. Zhu, Y. Guo, H.-Q. Yang, B. Ding, X.-Y. Duan, “Investigation on the flow and heat transfer characteristics of helium gas in printed circuit heat exchangers with asymmetrical airfoil fins”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 186, (2021), paper No. 116478.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2020.116478>.
- [145] Z. Zhao, Y. Zhang, X. Chen, X. Ma, S. Yang, S. Li, “Experimental and numerical investigation of thermal-hydraulic performance of supercritical nitrogen in air foil fin printed circuit heat exchanger”, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 168, (2020), paper No. 114829.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.114829>.
- [146] M. Utamura, K. Nikitin, Y. Kato, “Generalization of logarithmic mean temperature difference method for heat exchanger performance analysis”, *Thermal Science and Engineering*, Vol. 15, No. 3, (2007), pp. 163-173.
<https://doi.org/10.11368/tse.15.163>.
- [147] T. Ma, L. Li, X.-Y. Xu, Y.-T. Chen, Q.-Q. Wang, “Study on local thermal-hydraulic performance and optimization of zigzag-type printed circuit heat exchanger at high temperature”, *Energy Conversion and Management*, Vol. 104, (2015), pp. 55-66.
<https://doi.org/10.1016/j.enconman.2015.03.016>.
- [148] D. Kwon, L. Jin, W. Jung, S. Jeong, “Experimental investigation of heat transfer coefficient of mini-channel PCHE (Printed circuit heat exchanger)”, *Cryogenics*, Vol. 92, (2018), pp. 41-49.
<https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2018.03.011>.
- [149] H. Hu, J. Li, Y. Chen, Y. Xie, “Measurement and correlation for two-phase frictional pressure drop characteristics of flow boiling in printed circuit heat exchangers”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 129, (2021), pp. 69-77.
<https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2021.04.023>.
- [150] H. Hu, J. Li, Y. Xie, Y. Chen, “Experimental investigation on heat transfer characteristics of flow boiling in zigzag channels of printed circuit heat exchangers”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 165, (2021), paper No. 120712.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120712>.
- [151] Z. Zhao, X. Chen, S. Li, S. Yang, L. Huang, “Methodology of design and analysis on the thermal

- hydraulic performance of the cross-flow printed circuit heat exchanger”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 156, (2020), paper No. 119756.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119756>.
- [152] S. Beak, J.-H. Kim, S. Joeng, J. Jung, “Development of highly effective cryogenic printed circuit heat exchanger (PCHE) with low axial conduction”, *Cryogenics*, Vol. 52, (2012), pp. 366-374.
<https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2012.03.001>.
- [153] G. D. Xia, Y. X. Tang, L. X. Zong, D. D. Ma, Y. T. Jia, R. Z. Rong, “Experimental investigation of flow boiling characteristics in microchannels with the sinusoidal wavy side wall” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 101, (2019), pp. 89-102.
<https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2019.01.006>.
- [154] Z. Wan, Y. Wang, X. Wang, Y. Tang, “Flow boiling characteristics in microchannels with half-corrugated bottom plates”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 116, (2018), pp. 557-568.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.09.029>.
- [155] M. A. Raju, T. P. Babu, C. Ranganayakulu, “Investigation of flow boiling heat transfer and pressure drop of R134a in a rectangular channel with wavy fin”, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 147, (2020), paper No. 106055.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2019.106055>.
- [156] E. M. Fayyadh, M. M. Mahmoud, K. Sefiane, T. G. Karayiannis, “Flow boiling heat transfer of R134a in multi microchannels”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 110, (2017), pp. 422-436.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.03.057>.
- [157] T. Wen, H. Zhan, L. Lu, D. Zhang, “Experimental investigation and development of new correlation for flow boiling heat transfer in mini-channel”, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 129, (2018), pp. 209-217.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.01.033>.
- [158] X. Li, L. L. Jia, C. Dang, Z. An, Q. Huang, “Visualization of R134a flow boiling in micro-channels to establish a novel bubbly-slug flow transition criterion”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 91, (2018), pp. 230-244.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.10.012>.
- [159] H. Huang, J. R. Thome, “An experimental study on flow boiling pressure drop in multi-microchannel evaporators with different refrigerants”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 80, (2017), pp. 391-407.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.08.030>.
- [160] E. R. Dario, J. C. Passos, M. L. S. Simon, L. Tadrist, “Pressure drop during flow boiling inside parallel microchannels” *International Journal of Refrigeration*, Vol. 72, (2016), pp. 111-123.

<https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2016.08.002>.

- [161] J. Lee, I. Mudawar, “Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II-heat transfer characteristics”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 48, (2005), pp. 941-955.

<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.09.019>.

- [162] S. Lee, I. Mudawar, “Transient characteristics of flow boiling in large micro-channel heat exchangers” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 103, (2016), pp. 186-202.

<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.07.040>.

第2章 実験装置と実験方法

2.1 実験装置

実験装置の系統図を図 2-1 および図 2-2 に示す。図 2-1 は可視化実験，図 2-2 は熱伝達率計測実験で用いた実験装置であるが，試験部を除き実験ループの構成は同じである。実験装置は3つのループ：作動媒体，温水および冷水で構成されている。

作動媒体には冷媒R-245fa（沸点：15°C）を使用した。マイクロポンプ（050-BMU 60, (株)中央理化），カートリッジヒータを流路内に挿入したプレヒータ，試験部，凝縮器，そして冷媒リザーバタンクで冷媒ループを構成している。マイクロポンプを用いて試験部に垂直上昇流となるように冷媒を供給した。正確な混合平均温度を計測するため，計測点上流に流体攪拌のためのミキサを設置し，シース測温抵抗体を流動方向に対して対向となるように挿入して流体温度を計測した。圧力トランスミッタをミキサの下流となる試験部入口側とミキサの上流となる試験部出口側近傍に設置し，流体圧力を測定した。計測中，流体を一定流量で安定供給するため定容量式ギアポンプを用い，モータの回転速度によって流量を調節した。冷媒リザーバタンクを一定温度の冷水に浸漬することで，実験装置系の冷媒圧力を安定化させた。実験条件が安定した計測時間中では，冷媒質量流量が変動せず安定していることを確認した。

加熱媒体である温水温度は高温恒温槽にて一定に保持されている。高温恒温槽に内蔵されている循環ポンプで，試験部に垂直下降流となるように温水を供給した。温水温度も流路内にシース測温抵抗体を挿入して計測したが，冷媒と同様に混合平均温度の正確な計測のため，温度計測点上流には流体攪拌のためのミキサを設置した。

試験部で温水加熱により蒸発し気液二相流となった冷媒を，凝縮器で冷水による冷却で凝縮し，冷媒リザーバタンクへ戻した。冷媒リザーバタンクが浸漬された低温恒温槽からマグネットポンプで冷水を循環した。放熱および入熱を抑制するために断熱材 Aeroflex®を用いて全ての配管を被覆，断熱した。

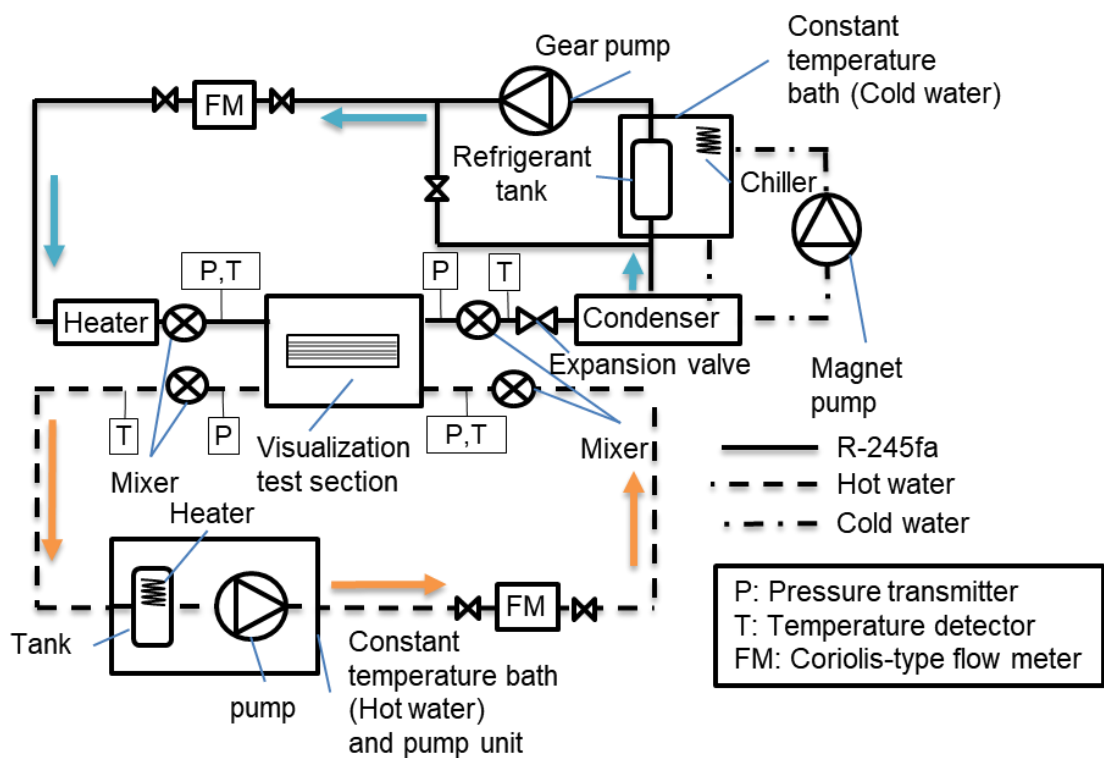


図2-1 実験装置の系統図（可視化実験）

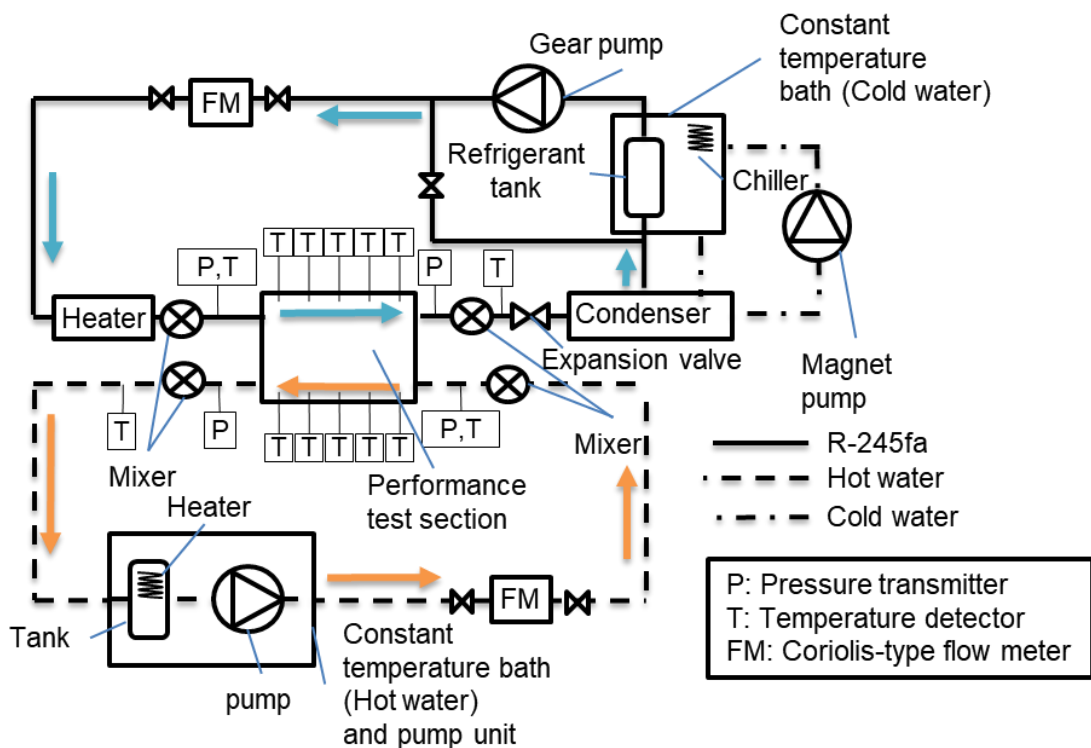


図 2-2 実験装置の系統図（性能評価実験）

2.2 試験部構造

表 2-1 に本試験で使用した試験部を示す。本研究では、3 種類の試験部「可視化用試験部」、
「性能評価用試験部」および「拡散接合試験部」を使用した。化学エッチングで製作した流
路形状を変えることで「水力等価直径」、「流路断面形状」および「流路形状」が沸騰二相流
の熱流動特性に与える影響を評価した。また、「性能評価用試験部」では壁面材質をステン
レス鋼または銅とすることで「流路材質」が沸騰熱伝達率に与える影響を評価した。

表 2-1 試験部の一覧

試験部	材質	パラメータ	参照先
可視化用 試験部	SS type 316L	水力等価直径, 流路形状	図 2-3(a), (b), (c)
性能評価 用試験部	SS type 316L, Cu1020	水力等価直径, 流路材質, 流 路形状	図 2-4(a), (b)
拡散接合 試験部	SS type 316L	流路断面形状	図 2-5

可視化用試験部の構造を図 2-3(a)-(c)に示す。透明ポリカーボネート (Polycarbonate resin plate) を押さえつけ、かつ透明ポリカーボネートの流路可視化部分を露出させるために口型に加工したステンレス製カバープレート (Cover plate), 透明ポリカーボネートプレート (Polycarbonate resin plate), エッチングにより流路加工された金属プレート (Etching plate) およびステンレス製カバープレート (Cover plate) をボルト締結することで可視化用試験部を製作した。水力等価直径が 1.04 mm の流路を加工した金属プレートを使用した場合、試験部の厚みは 32 mm となり、水力等価直径が 0.55 mm の流路を加工した金属プレートを使用した場合、試験部の厚みは 31.2 mm となった。冷媒が系外に漏洩することを防止するために、エッチングにより流路加工された金属プレートに接する透明ポリカーボネートプレートおよびステンレス製プレートに O リング用の溝加工を施し、O リングでシールした。流路間のパスは流路のリブ部分およびカバープレートが十分平滑であったため観察されなかった。放熱ロスを低減するために可視化部分以外を断熱材 Aeroflex®で被覆した。

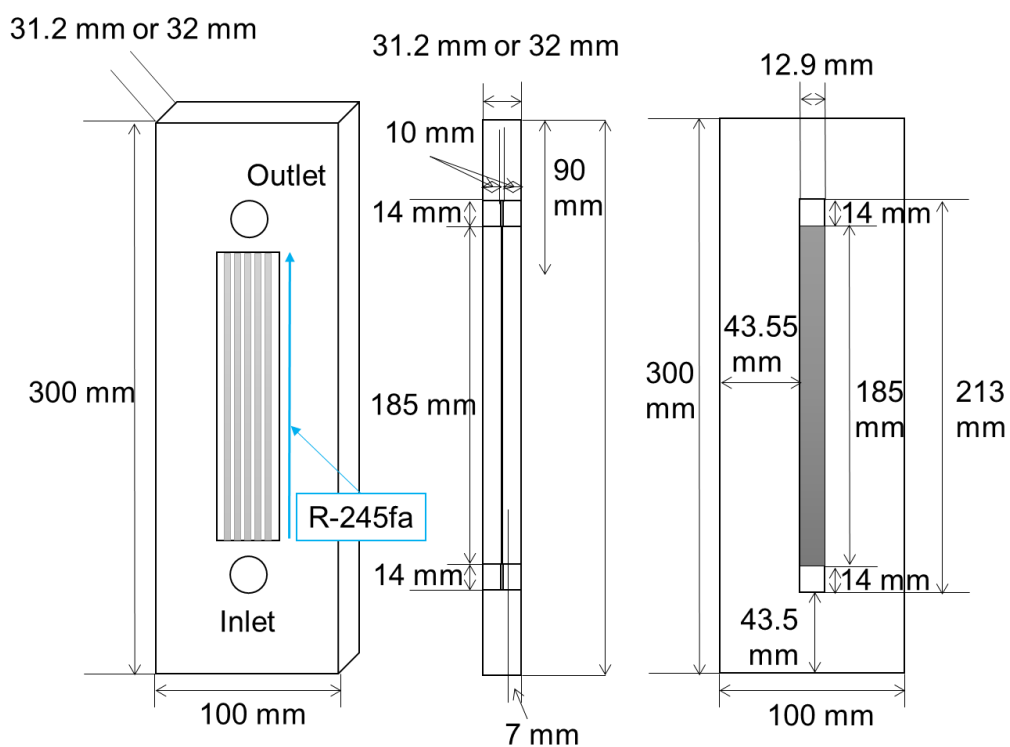


図 2-3(a) 可視化用試験部の構造

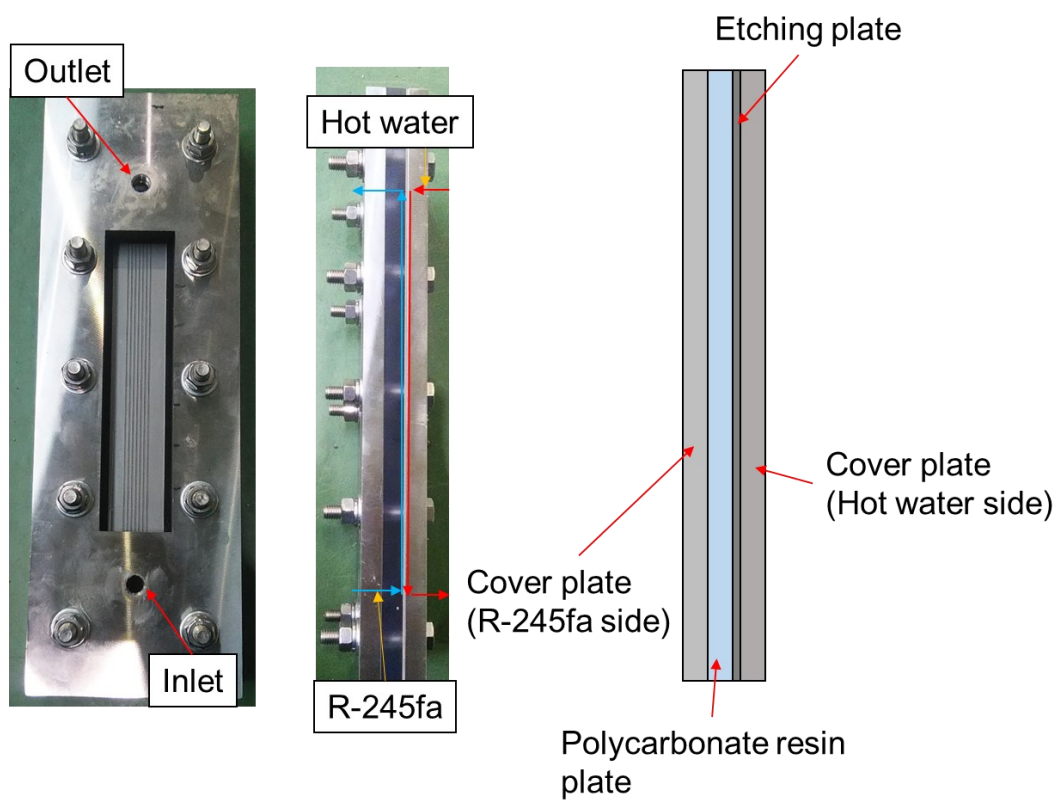


図 2-3(b) 可視化用試験部の外見

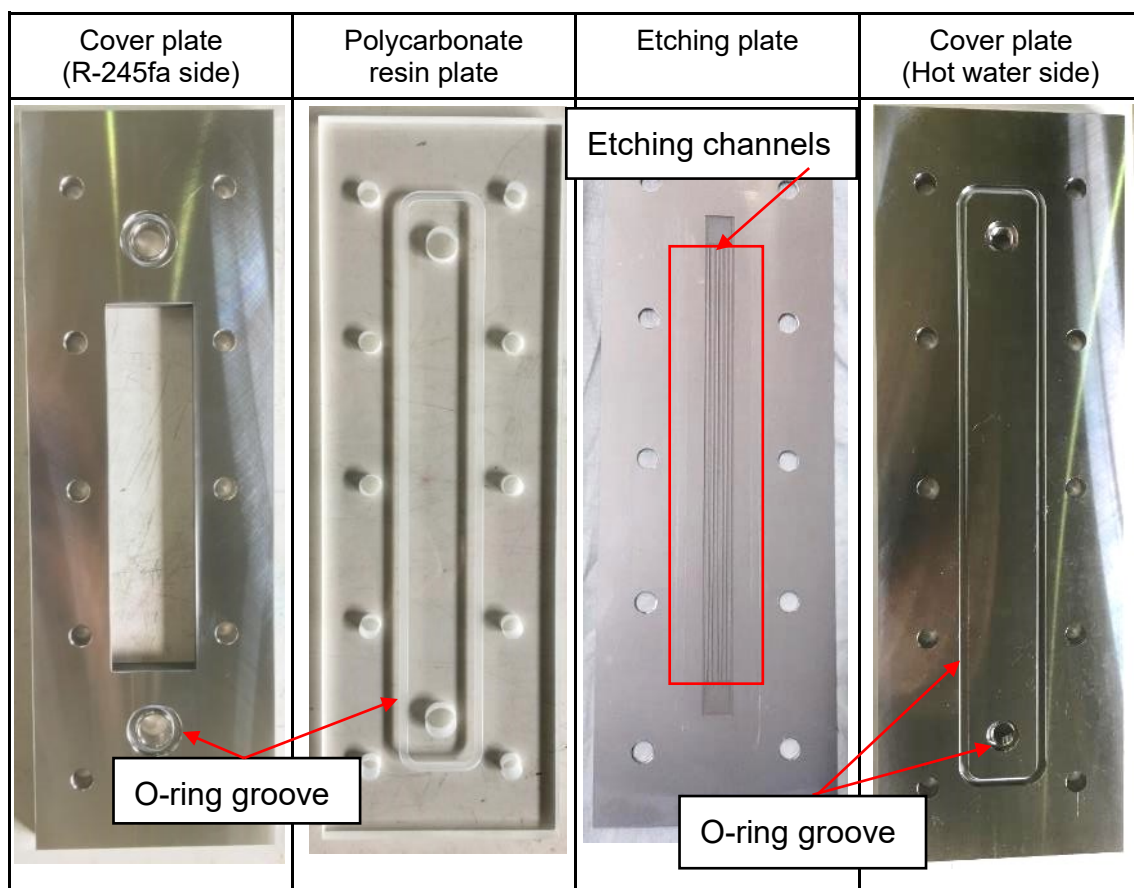


図 2-3(c) 可視化用試験部の構成部材

沸騰二相流の摩擦損失および沸騰熱伝達率の評価に使用した性能評価用試験部の構造を図 2-4(a)および(b)に示す。ステンレス鋼製または銅製カバープレート (Cover plate)、エッチングにより流路加工された金属プレート (Etching plate) およびステンレス製または銅製カバープレート (Cover plate) をボルト締結することで性能評価用試験部を製作した (図 2-4(b) の SS test section はステンレス鋼製の試験部, Cu test section は銅製の試験部を示す)。水力等価直径が 1.04 mm の流路を加工した金属プレートを使用した場合、試験部の厚みは 22 mm となり、水力等価直径が 0.55 mm の流路を加工した金属プレートを使用した場合、試験部の厚みは 21.2 mm となった。試験部材の内部温度を測定するために、Cover Plate の上面に測温抵抗体挿入用の深さ 7 mm の穴を加工した。可視化用試験部と同様に、冷媒が系外に漏洩することを防止するために O リングでシールした。放熱ロスを低減するために試験部全面を断熱材 Aeroflex®で被覆した。

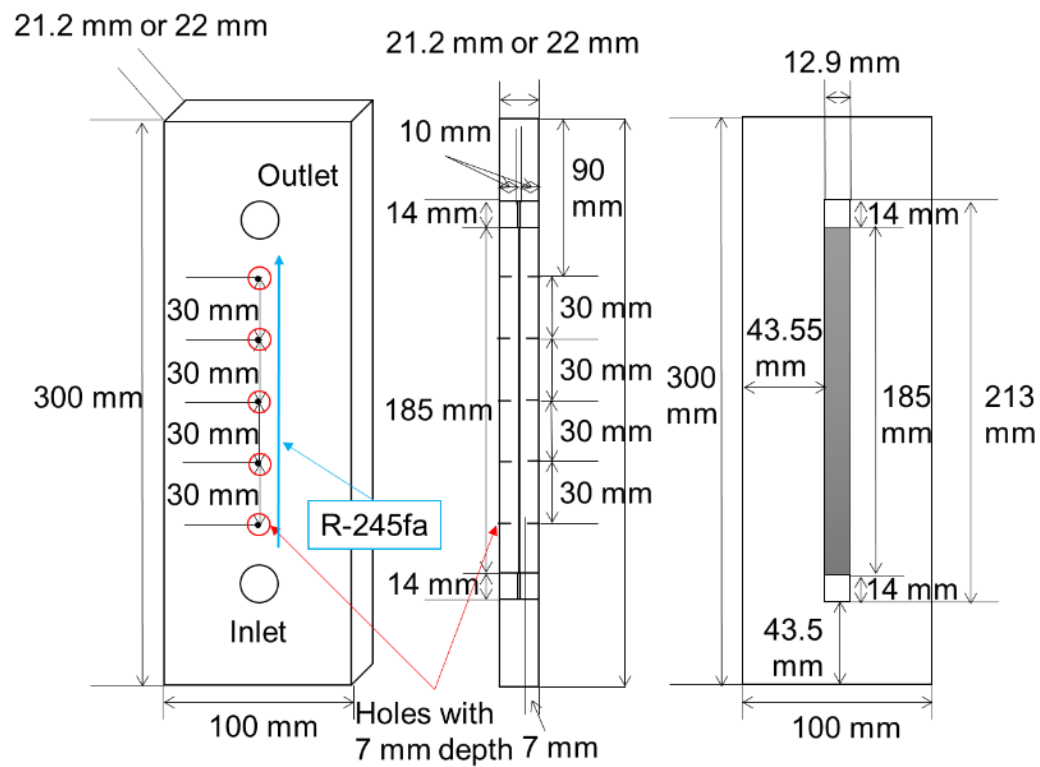


図2-4(a) 性能評価用試験部の構造

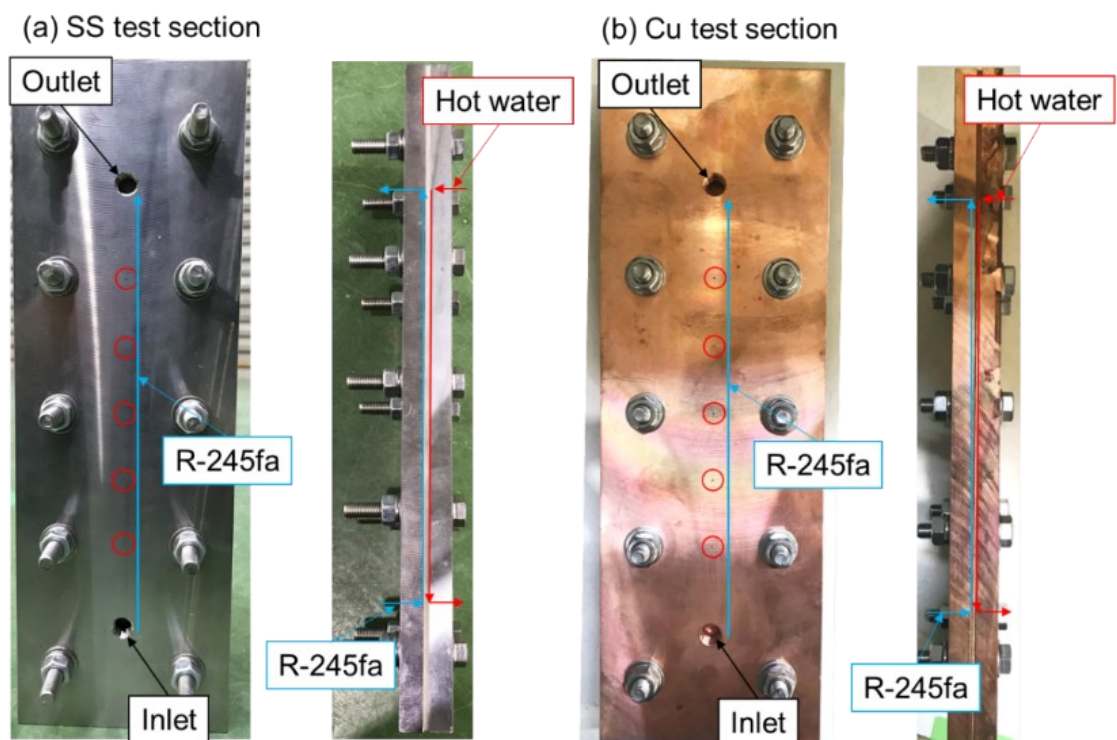


図2-4(b) 性能評価用試験部の外観

拡散接合により製作した拡散接合試験部の構造を図 2-5 に示す。流路断面が半円形の流路（半円ミニチャネル）と流路断面が円形の流路（円ミニチャネル）をそれぞれ有する 2 つの試験部を作製した。金属板 (Endplate), 化学エッチングにより流路加工された金属板 (Etching plate) および金属板 (Endplate) の順で積層し、位置決めしたのち拡散接合した。すべての金属板の材料に SS type 316L を使用した。半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルを有する試験部の厚みはそれぞれ 28 mm および 29.2 mm となった。試験部材の内部温度を測定するために、測温抵抗体挿入用の深さ 10 mm の穴を金属板 (Endplate) 上面に加工した。試験部に 1 MPaG の窒素を充填した気密試験を実施し、系外への漏洩がないことを確認している。性能評価用試験部と同様に、放熱ロスを低減するために試験部全面を断熱材 Aeroflex® で被覆した。

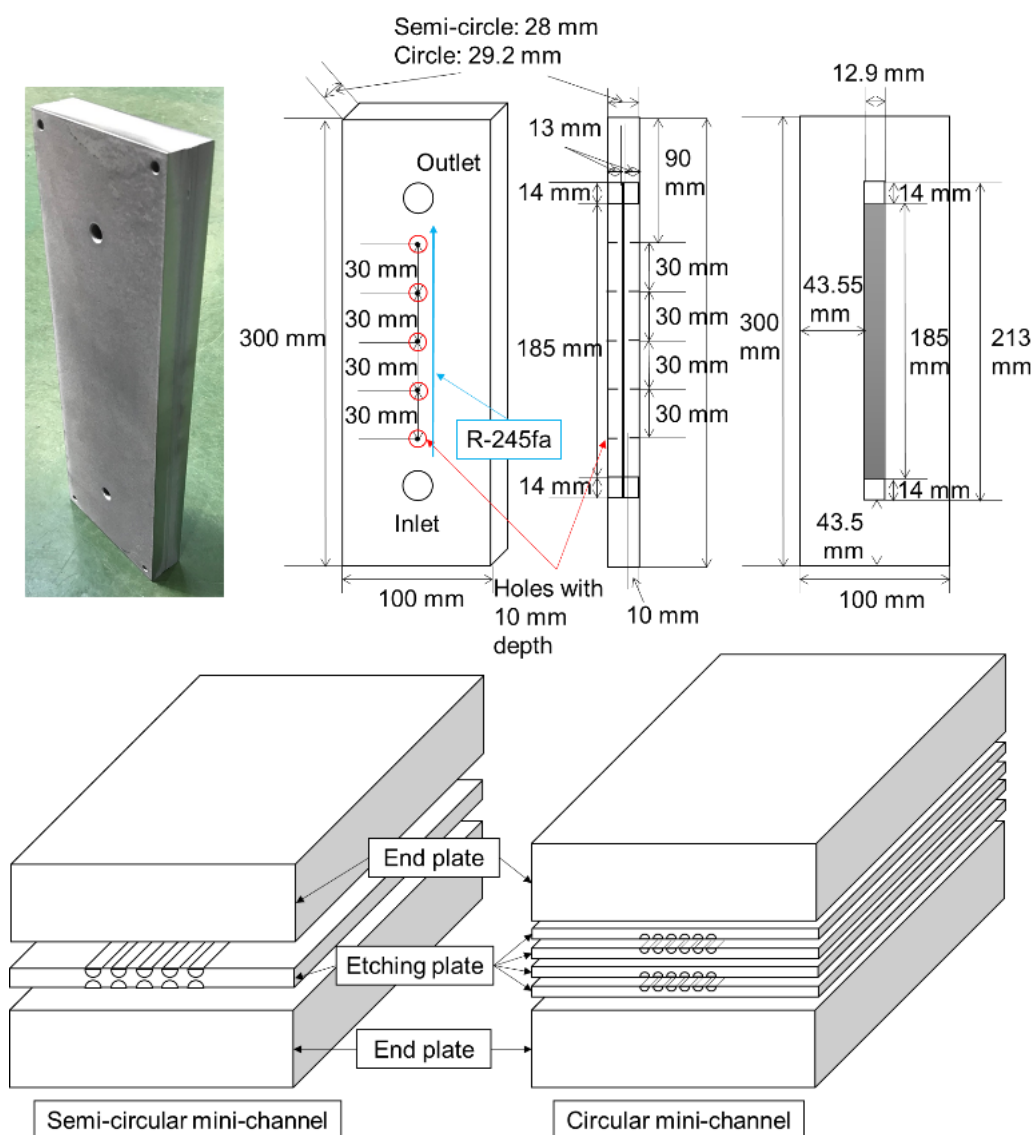


図2-5 拡散接合試験部の構造

2.3 測定機器

表2-2に使用した測定機器を示す．測定機器は事前に校正を行った．ポンプ下流に設置したコリオリ流量計（CoriMate II CR003D, OVAL Corp., 計測範囲：0.02–0.3 kg/min, 計測精度：最大流量の33%以下でフルスケールの $\pm 0.1\%$, 最大流量の33–100%で測定値の $\pm 0.3\%$ ）を用いて冷媒質量流量を測定した．また，高温恒温槽の下流に設置したコリオリ流量計（CoriMate II CR004D, OVAL Corp., 計測範囲：0.18–2.7 kg/min, 計測精度：33%以下でフルスケールの $\pm 0.1\%$, 最大流量の33–100%で測定値の $\pm 0.3\%$ ）を用いて温水質量流量を測定した．

試験部の入口および出口の温度および圧力を測定した．ミキサの下流に流動方向に対して対向になるように測温抵抗体（誤差 $\pm 0.1^\circ\text{C}$ ）を挿入し，冷媒R-245faおよび温水の試験部入口および出口温度を測定した．ミキサの下流および上流に設置した圧力トランスミッタ（KH15-L74, Nagano Keiki Co., Ltd., 計測範囲：0–0.5 MPa, 計測精度：フルスケールの $\pm 0.5\%$ ）を用いて冷媒R-245faおよび温水の試験部入口および出口圧力を測定した．

データロガー（SMARTDAC+GM, Yokogawa Electric Corp.）を用いて出力信号をサンプリング周波数1 Hzで収録した．定常であることを確認後，300 sの時間平均値で評価した．

流動挙動の観察は，高速度カメラ（FASTCAM-MA Model 120 K, Photron, Ltd.）を用いて，試験部前面から照明を照射し撮影した．フレームレート6000 fpsとし，定常状態において1秒間映像を記録した．

表2-2 測定機器

測定機器名称	品番	メーカー	計測精度	備考
コリオリ流量計	CoriMate II CR003D	OVAL Corp.	最大流量の33%以下でフルスケールの $\pm 0.1\%$, 最大流量の33–100%で測定値の $\pm 0.3\%$	0.02–0.3 kg/min
コリオリ流量計	CoriMate II CR004D	OVAL Corp.	最大流量の33%以下でフルスケールの $\pm 0.1\%$, 最大流量の33–100%で測定値の $\pm 0.3\%$	0.18–2.7 kg/min
測温抵抗体	RF4-PT16A2S-N-160	Asahi Pyro Ind, Co., Ltd.	誤差 $\pm 0.1^\circ\text{C}$	–
圧力トランスミッタ	KH15-L74	Nagano Keiki Co., Ltd.	フルスケールの $\pm 0.5\%$	0–0.5 MPaG
データロガー	SMARTDAC+GM	Yokogawa Electric Corp.	–	–
高速度カメラ	FASTCAM-MA Model 120 K	Photron, Ltd.	–	–

2.4 作動媒体

作動媒体に純度 99.9%の冷媒 R-245fa を使用し，加熱媒体に温水を，作動媒体の冷却のために冷水を使用した．REFPROP 9.0 を用いて，本試験に用いた作動媒体である冷媒 R-245fa の飽和液相および気相の物性値を計算した結果を表 2-3 に示す．

表 2-3 作動媒体 R-245fa の物性値

条件 (MPaA)	密度 kg/m ³	粘度 Pa・s	熱伝導度 W/(m・K)	比熱 kJ/(kg・K)	Confinement 数 (水力等価直径 1.04 mm)	Confinement 数 (水力等価直径 0.55 mm)
入口 (0.178)	1.35 × 10 ³	4.35 × 10 ⁻⁴	8.97×10 ⁻²	1.31×10 ⁰	0.98	1.85
飽和状態 (液) (0.178)	1.33 × 10 ³	3.82 × 10 ⁻⁴	8.65×10 ⁻²	1.33×10 ⁰	0.98	1.85
飽和状態 (気) (0.178)	1.02 × 10 ⁰	1.04 × 10 ⁻⁵	1.33×10 ⁻²	9.28×10 ⁻¹	0.98	1.85
飽和状態 (気) (0.150)	8.65 × 10 ⁰	1.03 × 10 ⁻⁵	1.29×10 ⁻²	9.55×10 ⁻¹	1.00	1.88
飽和状態 (気) (0.125)	7.27 × 10 ⁰	1.01 × 10 ⁻⁵	1.26×10 ⁻²	9.38×10 ⁻¹	1.01	1.92
飽和状態 (気) (0.101)	5.96 × 10 ⁰	9.33 × 10 ⁻⁶	1.22×10 ⁻²	9.19×10 ⁻¹	1.03	1.95

本研究の適用先と想定する PCHE を用いた気化器の作動媒体は，天然ガス（メタンが主成分），アンモニアおよび水素であると想定される．冷媒 R-245fa と天然ガスを想定したメタン，アンモニア，水素，水，冷媒 R-12，R-152a および R-134a の物性値を計算した結果を表 2-4 に示す．表 2-4 では，REFPROP 9.0 を用いて 0.178 MPaA における飽和液相および飽和気相における物性値を算出している．冷媒 R-245fa の表面張力はメタンのそれよりも 16% 高い値となり，冷媒 R-245fa の密度比はメタンのそれよりも 4% 低いとなったが，比較的よく一致した．それ以外の物性値は一致しない結果となった．また，冷媒 R-245fa 以外にも冷媒 R-12 および R-134a の表面張力および密度比はメタンのそれらと近い値となった．

表 2-4 作動媒体の物性値

流体の 周囲	条件 (MPaA)	密度 kg/m ³	粘度 Pa・s	熱伝導度 W/(m・K)	比熱 kJ/(kg・K)	表面 張力 N/m	密度比 (気相/ 液相)	粘度比 (気相/ 液相)
メタン	飽和状態 (液) (0.178)	4.12 × 10 ²	1.01 × 10 ⁻⁴	1.73×10 ⁻¹	3.54×10 ⁰	1.16 × 10 ⁻²	1.35 × 10 ²	2.20 × 10 ¹
メタン	飽和状態 (気) (0.178)	3.05 × 10 ⁰	4.59 × 10 ⁻⁶	1.25×10 ⁻²	2.28×10 ⁰			
アンモ ニア	飽和状態 (液) (0.178)	6.67 × 10 ²	2.18 × 10 ⁻⁴	6.27×10 ⁻¹	4.51×10 ⁰	4.04 × 10 ⁻²	4.43 × 10 ²	2.60 × 10 ¹
アンモ ニア	飽和状態 (気) (0.178)	1.51 × 10 ⁰	8.41 × 10 ⁻⁶	2.17×10 ⁻²	2.41×10 ⁰			
水素	飽和状態 (液) (0.178)	6.83 × 10 ¹	1.17 × 10 ⁻⁵	1.05×10 ⁻¹	1.11×10 ¹	1.61 × 10 ⁻³	3.07 × 10 ¹	9.40 × 10 ⁰
水素	飽和状態 (気) (0.178)	2.23 × 10 ⁰	1.21 × 10 ⁻⁶	1.94×10 ⁻²	1.31×10 ¹			
水	飽和状態 (液) (0.178)	9.46 × 10 ²	2.39 × 10 ⁻⁴	6.83×10 ⁻¹	4.24×10 ⁰	5.57 × 10 ⁻²	9.34 × 10 ²	1.87 × 10 ¹
水	飽和状態 (気) (0.178)	1.01 × 10 ⁰	1.28 × 10 ⁻⁵	2.70×10 ⁻²	2.16×10 ⁰			
R-245fa	飽和状態 (液) (0.178)	1.33 × 10 ³	3.82 × 10 ⁻⁴	8.65×10 ⁻²	1.33×10 ⁰	1.34 × 10 ⁻²	1.30 × 10 ²	3.67 × 10 ¹
R-245fa	飽和状態 (気) (0.178)	1.02 × 10 ¹	1.04 × 10 ⁻⁵	1.33×10 ⁻²	9.73×10 ⁻¹			
R-12	飽和状態 (液) (0.178)	1.45 × 10 ³	2.91 × 10 ⁻⁴	8.15×10 ⁻²	9.08×10 ⁻¹	1.39 × 10 ⁻²	1.36 × 10 ²	2.90 × 10 ¹
R-12	飽和状態 (気) (0.178)	1.07 × 10 ¹	1.00 × 10 ⁻⁵	8.03×10 ⁻³	5.95×10 ⁻¹			
R-152a	飽和状態 (液) (0.178)	9.82 × 10 ²	2.50 × 10 ⁻⁴	1.14×10 ⁻¹	1.66×10 ⁰	1.47 × 10 ⁻²	1.71 × 10 ²	2.84 × 10 ¹
R-152a	飽和状態 (気) (0.178)	5.74 × 10 ⁰	8.80 × 10 ⁻⁶	1.08×10 ⁻²	1.04×10 ⁰			
R-134a	飽和状態 (液) (0.178)	1.34 × 10 ³	3.16 × 10 ⁻⁴	9.76×10 ⁻²	1.31×10 ⁰	1.35 × 10 ⁻²	1.49 × 10 ²	3.08 × 10 ¹
R-134a	飽和状態 (気) (0.178)	8.96 × 10 ⁰	1.03 × 10 ⁻⁵	1.04×10 ⁻²	8.42×10 ⁻¹			

実際の天然ガス、アンモニアおよび水素の気化プロセスは用途によって使用圧力が異なる。そこで、メタン、アンモニア、水素、水および冷媒 R-245fa の各相の粘度および密度、表面張力を図 2-6 から 2-10 に示す。図 2-6 から 2-10 では、REFPROP 9.0 を用いて飽和液相および飽和気相における物性値を算出している。冷媒 R-245fa の各相の粘度および密度は水素およびメタンのそれらよりも高い値を示した。アンモニアの液相粘度のみ 2.7 MPaA 以上の圧力で冷媒 R-245fa のそれより高い値を示したが、気相粘度および各相の密度は冷媒 R-245fa のそれらよりも低い値を示した。メタンの表面張力と冷媒 R-245fa のそれはほぼ一致したが、水素の表面張力は冷媒 R-245fa のそれより低く、アンモニアの表面張力は冷媒 R-245fa のそれよりも高い値を示した。

また、メタン、アンモニア、水素、水および冷媒 R-245fa の粘度比および密度比を図 2-11 および図 2-12 に示す。冷媒 R-245fa の粘度比は 5 MPaA まではメタンのそれよりも高い値を示したが、それ以上の圧力では同程度から低い値を示した。また、冷媒 R-245fa の密度比はメタンのそれと比較的よく一致することを確認した。

冷媒 R-245fa 以外に冷媒 R-12 および R-134a の物性値はメタンのそれと比較的近い値となったが、塩素を含む化合物である冷媒 R-12 の使用は、オゾン層の破壊などの環境破壊の観点から望ましくなく、また、冷媒 R-134a の使用は、使用機器の法規対応のための費用と設置所要期間の観点でデメリットが大きいため、入手が容易で低圧冷媒に該当し、メタンの物性値と比較的近い値を示す冷媒 R-245fa を作動媒体に選択した。

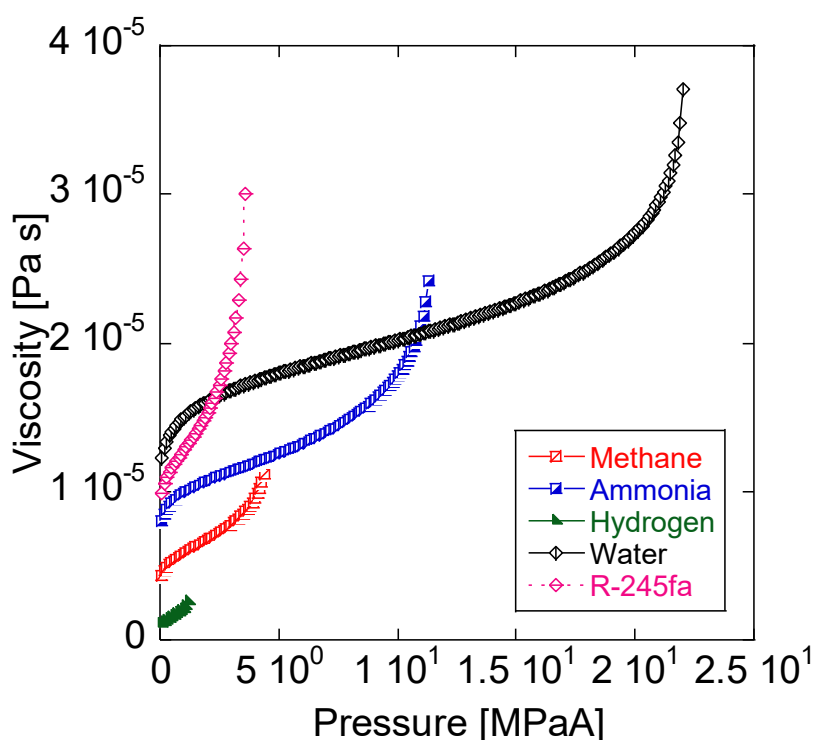


図 2-6 各作動媒体の気相粘度と圧力の関係 (0.178 MPa)

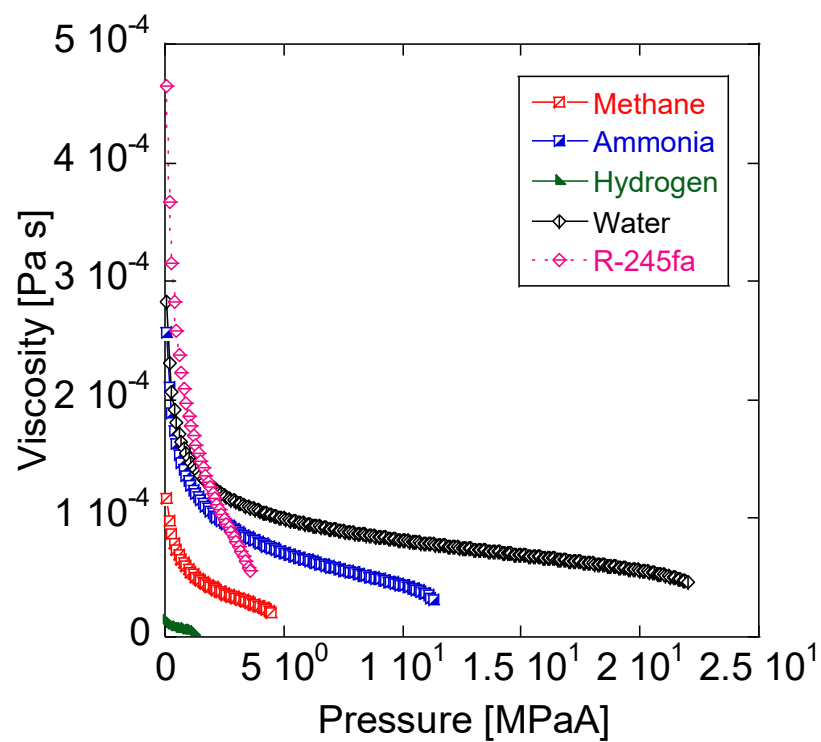


図 2-7 各作動媒体の液相粘度と圧力の関係 (0.178 MPa)

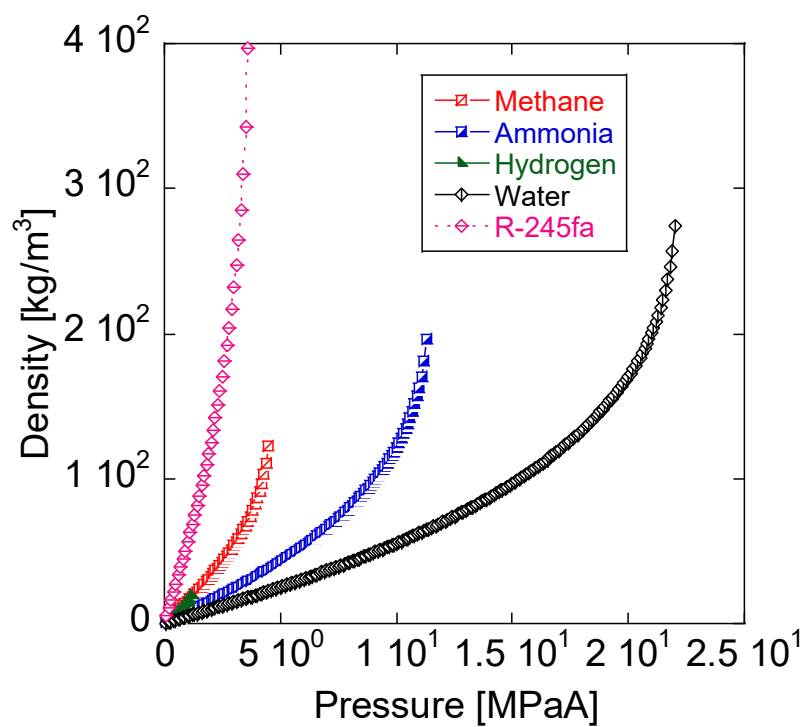


図 2-8 各作動媒体の気相密度と圧力の関係 (0.178 MPa)

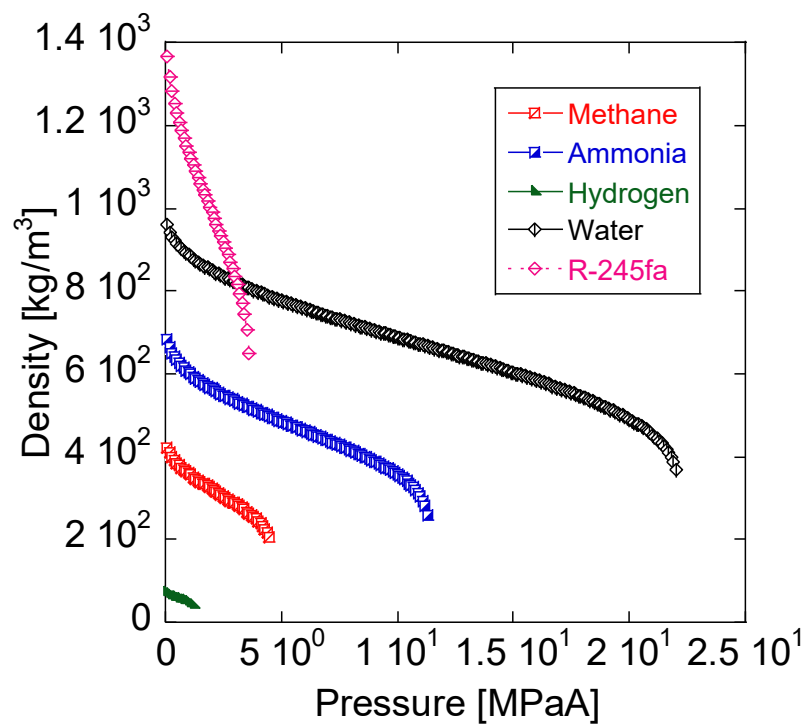


図 2-9 各作動媒体の液相密度と圧力の関係 (0.178 MPa)

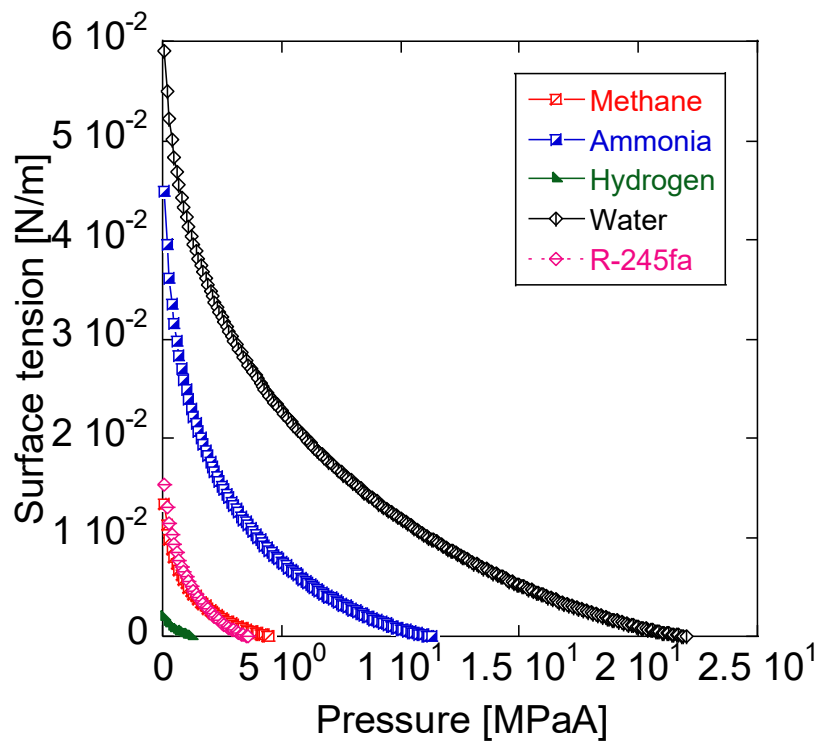


図 2-10 各作動媒体の表面張力と圧力の関係 (0.178 MPa)

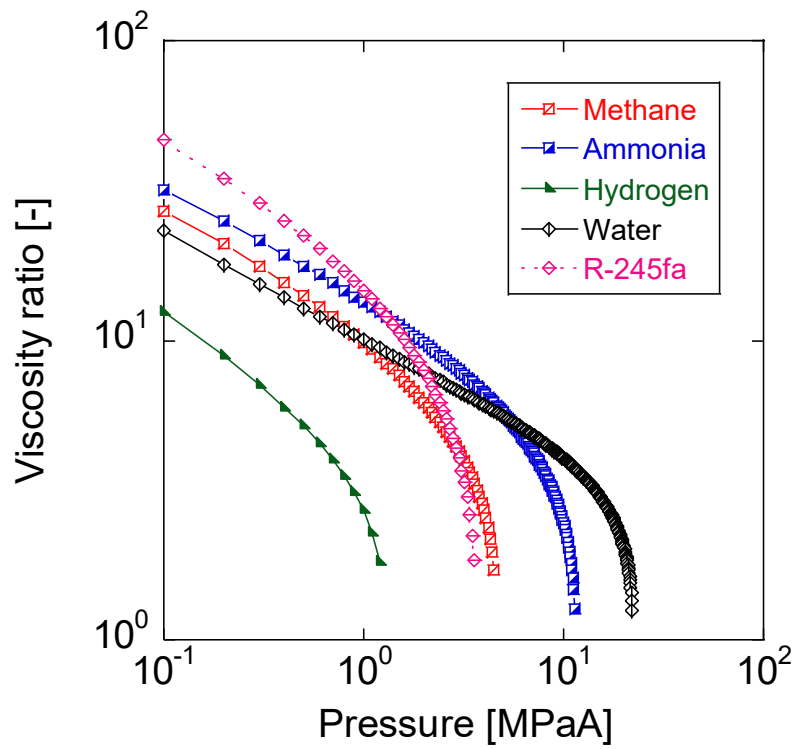


図 2-11 各作動媒体の粘度比（液相粘度/気相粘度）と圧力の関係

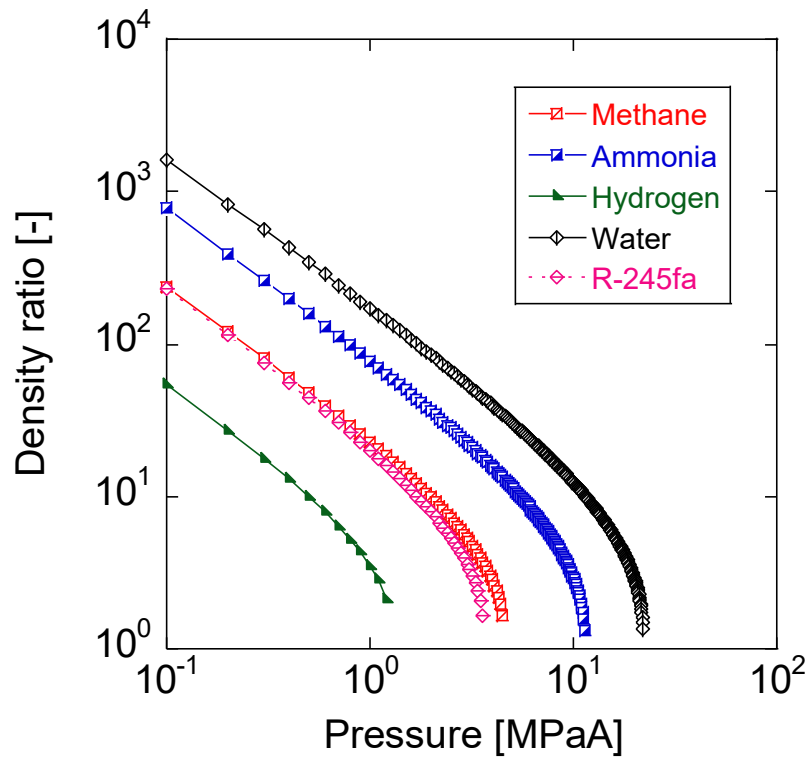


図 2-12 各作動媒体の密度比（液相密度/気相密度）と圧力の関係

2.5 データ整理方法

出口クオリティ x_{out} を熱力学的平衡クオリティとして以下の式(1)より計算した。

$$x_{\text{out}} = \frac{h_{\text{R,out}} - h_{\text{R,L,sat}}}{h_{\text{R,G,sat}} - h_{\text{R,L,sat}}} = \frac{h_{\text{R,in}} + Q_{\text{R}}/m_{\text{hw}} - h_{\text{R,L,sat}}}{h_{\text{R,G,sat}} - h_{\text{R,L,sat}}}, \quad (1)$$

ここで、 h は比エンタルピー、 Q は熱交換量、 m は質量流量を示す。添え字の”R”, ”hw” はそれぞれ冷媒と温水を、”sat” は飽和状態を、”in”, ”out” はそれぞれ試験部の入口および出口を、そして”G”, ”L” はそれぞれ気相および液相を示す。 $h_{\text{R,L,sat}}$ および $h_{\text{R,G,sat}}$ はそれぞれ飽和状態の液相および気相の比エンタルピーを示す。飽和状態の比エンタルピーは入口および出口の圧力からそれぞれ算出した。冷媒熱交換量 Q_{R} は式(2)に示すように放熱ロス Q_{loss} を考慮し、温水の温度差から算出した。

$$Q_{\text{R}} = m_{\text{hw}} c_{\text{p,hw,ave}} (T_{\text{hw,in}} - T_{\text{hw,out}}) - Q_{\text{loss}}, \quad (2)$$

ここで、 $c_{\text{p,hw,ave}}$ は温水の定圧比熱、 T は温度を示す。温水の定圧比熱はサブクール域の平均温度および圧力から算出した。放熱ロス Q_{loss} は冷媒側流路を真空状態とした条件で事前に評価した。図2-13に放熱ロスの計測結果を示す。縦軸に放熱ロス、横軸に大気温度に対する温水出入口温度の対数平均温度差をとった。冷媒R-245faの流動沸騰試験では、対数平均温度差の範囲は11から35 Kであった。試験部の断熱状態や大気温度の影響を受け試験部ごとに放熱ロスがわずかに異なる結果となった。

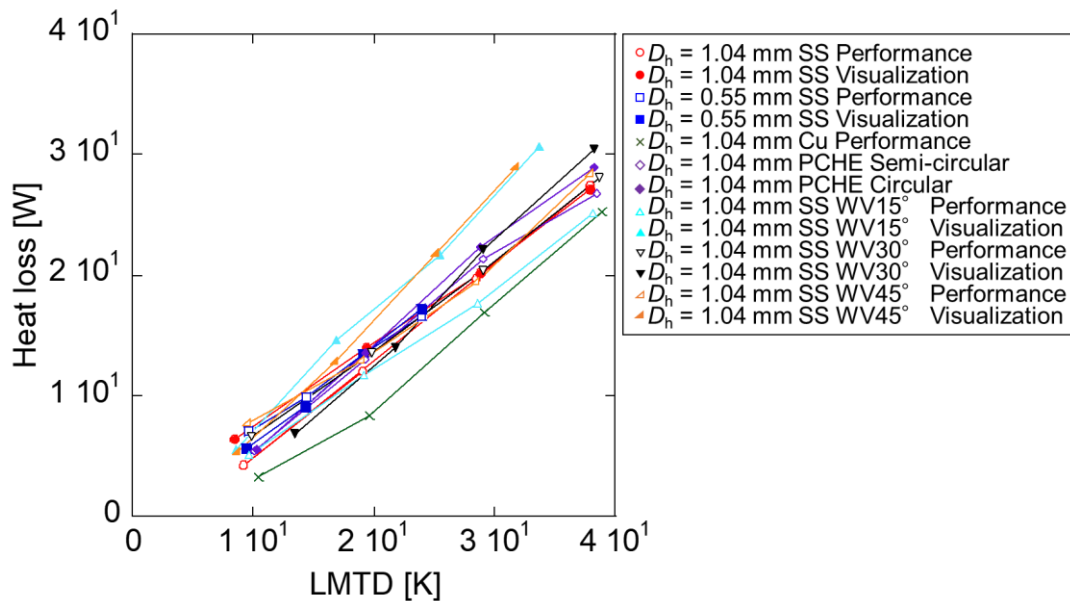


図2-13 放熱ロスの計測結果

冷媒 R-245fa の試験部出口での気相および液相の見かけ速度 j_G および j_L は, 質量流束 G_R , 式(1)で定義される熱力学的平衡クオリティから次式で算出した.

$$j_G = \frac{G_R x_{out}}{\rho_G}, \quad (3)$$

$$j_L = \frac{G_R (1-x_{out})}{\rho_L}, \quad (4)$$

ここで, ρ は密度を示す. 各相の密度は入口および出口の飽和圧力から算出した.

気液各相の Weber 数 We_G および We_L は, 気液各相の見かけ速度 j_G および j_L に対してそれぞれ以下の式(5)および(6)で定義した.

$$We_G = \frac{j_G^2 D_h \rho_G}{\sigma}, \quad (5)$$

$$We_L = \frac{j_L^2 D_h \rho_L}{\sigma}, \quad (6)$$

ここで, D_h は水力等価直径, σ は表面張力を示している. 表面張力は入口および出口の飽和圧力から算出した.

水力等価直径 D_h は, 流路断面積および濡れぶち長さから以下の式で算出した.

$$D_h = \frac{2\pi r^2}{2r + \pi r}, \quad (\text{半円ミニチャネル}) \quad (7)$$

$$D_h = \frac{4\pi r^2}{2r + 2\pi r}, \quad (\text{円ミニチャネル}) \quad (8)$$

ここで, r は流路半径を示している.

参考文献[1]に基づき, 式(9)より評価値の不確かさを算出し, 計算結果を表 2-5 に示す.

$$\Delta R = \left\{ \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial Y_i} \Delta Y_i \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (9)$$

ここで, R , n および Y はそれぞれ従属変数, 変数の数および独立変数である.

表 2-5 評価値の不確かさ

Evaluated parameter	Uncertainty in calculation
Outlet quality, x_{out}	$\pm 3.8 \%$
Heat flux, q	$\pm 2.7 \%$
Superficial velocity, j	$\pm 4.7 \%$
Weber number, We	$\pm 5.4 \%$

参考文献

- [1] R. J. Moffat, “Describing the uncertainties in experimental results”, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 1, (1988), pp. 3-17, [https://doi.org/10.1016/0894-1777\(88\)90043-X](https://doi.org/10.1016/0894-1777(88)90043-X).

第3章 沸騰二相流の熱流動特性に及ぼす水力等価直径の影響

3.1 はじめに

本章では、2種類の水力等価直径を有する試験部および異なる材質の試験部を用いて、冷媒 R-245fa の垂直上昇沸騰二相流の流動様式、摩擦損失および沸騰熱伝達率を評価し、水力等価直径および流路材質が半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性に与える影響を評価する。ここで、水力等価直径は 1.04 mm および 0.55 mm (Confinement 数 Co はそれぞれ 0.98 および 1.85) である。また、試験部材質はステンレス鋼および銅製である。

3.2 試験部形状と実験条件

可視化用試験部の詳細構造を図 3-1 に示す。水力等価直径 D_h が 1.04 mm および 0.55 mm となる半円ミニチャネルを SS type 316L 製プレートの両面に化学エッチングにより加工した。冷媒 R-245fa 流路の長さは 185 mm、流路間の最小距離は 1.1 mm とした。温水流路は冷媒 R-245fa 流路と同じ構造とした。冷媒 R-245fa 流路と温水流路の流路間最小距離は 0.3 mm とした。冷媒 R-245fa 流路をポリカーボネート製の透明 Cover plate で被覆し、温水流路を SS type 316L 製の Cover plate で被覆し、Etching plate および Cover plate をボルトで固定した。

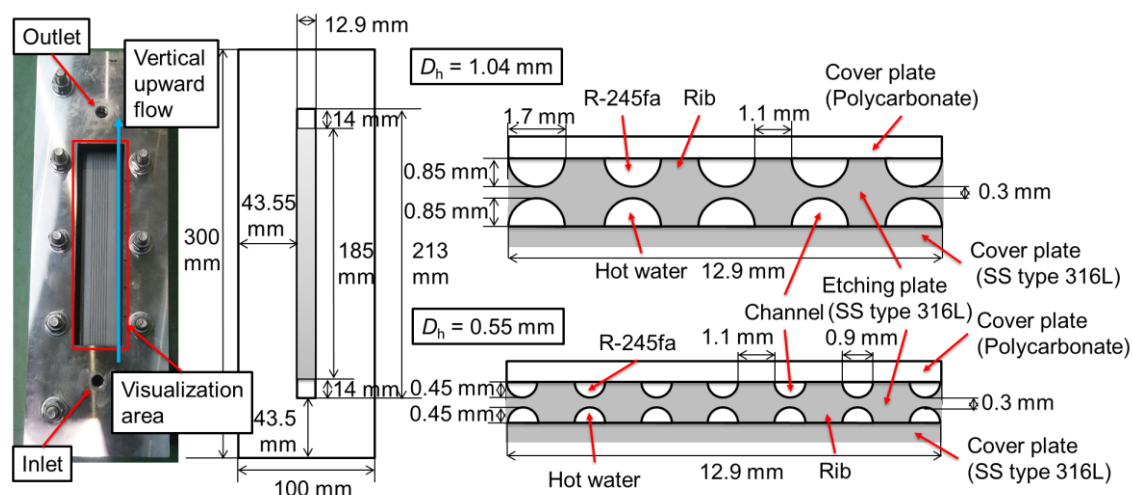


図3-1 可視化用試験部の流路形状の詳細

性能評価用試験部の詳細構造を図 3-2 に示す。熱伝達壁面の熱伝導度が熱伝達特性に与える影響を評価するために、ステンレス板 (SS type 316L 製) および無酸素銅板 (Cu1020 製) を使用した (以下、SS type 316L 製試験部は SS ミニチャネル、Cu1020 製試験部は Cu ミニチャネルとする)。化学エッチングにより水力等価直径 D_h が 1.04 mm および 0.55 mm となる半円ミニチャネルを SS type 316L および Cu1020 製の金属板の両面に加工した。半円ミニチャネルの流路長さは 185 mm、同一媒体間の流路間の最小距離は 1.1 mm とした。温水流

路は冷媒 R-245fa 流路と同じ構造とした．冷媒 R-245fa 流路と温水流路の間の最小距離は 0.3 mm とした．冷媒 R-245fa 流路をそれぞれの熱伝達壁面と同じ材料の Cover plate で被覆し，Etching plate および Cover plate をボルトで固定した．流路の詳細形状を表 3-1 に示す．

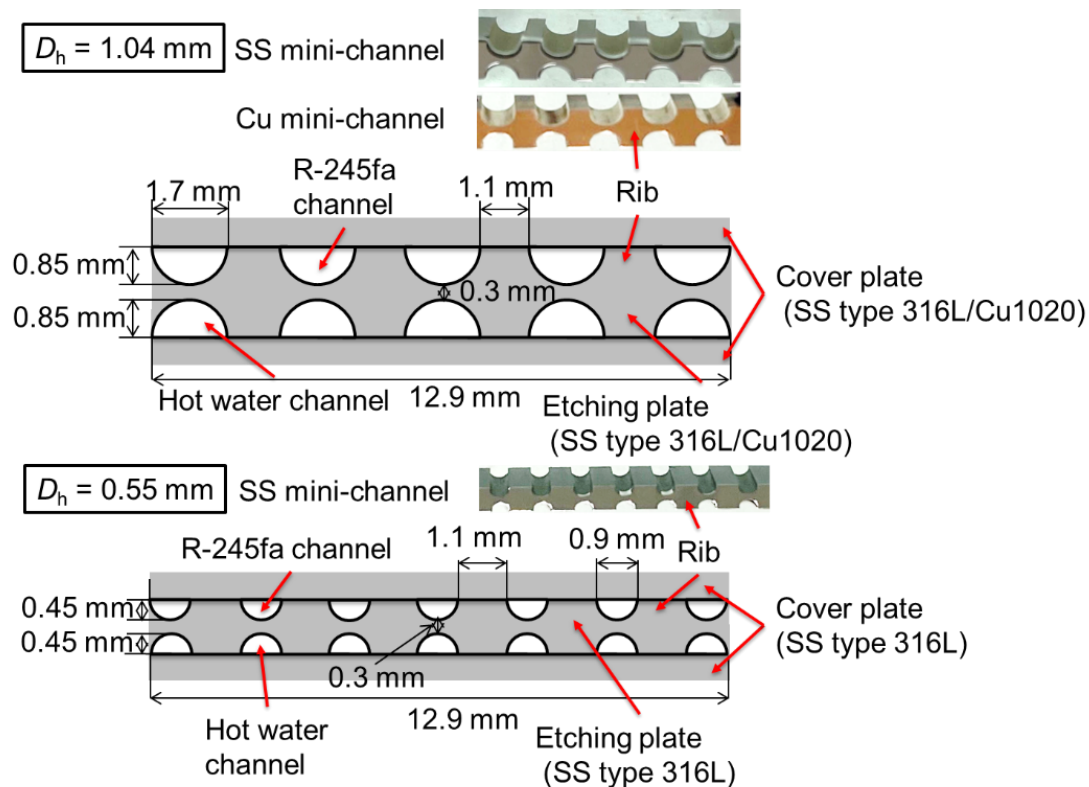


図3-2 性能評価用試験部の流路形状の詳細

表 3-1 流路の詳細形状

	$D_h = 1.04$ mm	$D_h = 0.55$ mm
Number of channels	5	7
Channel radius mm	0.85	0.45
Pitch of channel mm	2.8	2.0
Channel length mm	185	185
Total heat transfer area mm ²	4043	2996
Hydraulic diameter mm	1.04	0.55
Width of channel mm	1.7	0.9
Total cross-sectional area mm ²	5.67	2.23
Material	SS type 316L / Cu1020	SS type 316L

冷媒 R-245fa の入口条件はサブクール度 10℃となる 20℃の過冷却液体とし，冷媒質量流束 G_R を 100–400 kg/(m² s)とした．試験部下部から流入させ垂直上昇流となる冷媒 R-245fa を，垂直下降流となる温水で加熱した．冷媒加熱時の熱流束を制御するために温水の質量流

量および温度を変えた。ここで、熱流束は「冷媒流路の濡れ辺を基準とした伝熱面積」で「熱交換量」を割ることで算出された値と定義した。ここで、熱流束は流路長さ方向に対して平均化された平均熱流束となる。同じ入口条件で冷媒質量流束と出口クオリティが同じ時、より大きな水力等価直径 D_h を有する試験部の熱流束のほうが高い値を示す。本試験の出口クオリティ $x_{out}=0.05\text{--}0.98$ の範囲において得られた熱流束 q は、水力等価直径 $D_h=1.04\text{ mm}$ の時、 $q=6.1\text{--}97.3\text{ kW/m}^2$ となった。また、水力等価直径 $D_h=0.55\text{ mm}$ の時、 $q=5.9\text{--}45.3\text{ kW/m}^2$ となった。放熱ロスを低減するために全てのループは断熱材 Aeroflex®で断熱されており、空調で室温を 20°C に制御した空間に実験装置を設置した。冷媒 R-245fa と水の物性値を REFPROP 9.0 を用いて算出した。試験部の平均温度および圧力から温水の物性値を計算し、試験部入口飽和温度および圧力と出口の温度および圧力からそれぞれ冷媒 R-245fa の液相および気相の物性値を計算した。高速度カメラ (FASTCAM-MA Model 120 K, Photron, Ltd.) を用いて、フレームレート 6000 fps 、画素数 512×512 の条件で、流動様式を観察した。本研究では試験部の出口部で観察した流動様式を評価した。本試験の試験入口条件を表 3-2 に示す。

表3-2 試験入口条件

Working fluid: R-245fa	
Mass flux, $G_R\text{ kg/(m}^2\text{ s)}$	100–400
Saturated temperature, $T_{sat}\text{ }^\circ\text{C}$ (Saturated pressure MPa)	30 (0.178)
Subcooling degree $^\circ\text{C}$	10
Heating medium: Hot water	
Mass flux, $G_{hw}\text{ kg/(m}^2\text{ s)}$	1000–4000
Temperature of hot water $^\circ\text{C}$	35–55
High speed camera setting	
Frame rate fps	6000
Number of pixels	512×512

3.3 データ整理方法

3.3.1 平均沸騰熱伝達率の計算方法

実験により直接得られる冷媒 R-245fa の平均沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_exp}\eta_R$ はフィン効率の影響を受けている．そのため，フィン効率を考慮した真の冷媒 R-245fa の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} を計算する必要がある．本研究では，繰り返し計算により真の冷媒 R-245fa の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} およびフィン効率 η_R を算出した．

冷媒 R-245fa の沸騰二相流域の平均熱伝達率を以下の計算プロセスに従い評価した．まず，沸騰二相流域の総括伝熱係数 U を以下の式から算出した．ここで， $x=0$ が沸騰開始点の基準と定義した．

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{\alpha_{R_exp}\eta_R} + \frac{1}{\alpha_{hw}\eta_{hw}} + \frac{t_{metal}}{k_{metal}}, \quad (1)$$

ここで， α_{R_exp} および α_{hw} はそれぞれ冷媒 R-245fa の平均沸騰熱伝達率と温水平均熱伝達率である． η_R および η_{hw} は冷媒および温水のフィン効率である． t_{metal} は冷媒と温水の流路間の金属の厚みであり， k_{metal} は流路の伝熱面の熱伝導度である．Dittus-Boelter equation を用いて α_{hw} の値を算出した．

次に，沸騰二相流域の対数平均温度差 ΔT_{LMTD_I} を使用して，以下の式から沸騰二相流域の総括伝熱係数 U の値を算出した．

$$U = \frac{Q_{R_I}}{A_I \Delta T_{LMTD_I}}, \quad (2)$$

$$\Delta T_{LMTD_I} = \frac{(T_{hw_in} - T_{R_out}) - (T_{hw_m} - T_{R_sat})}{\text{LN}\left(\frac{T_{hw_in} - T_{R_out}}{T_{hw_m} - T_{R_sat}}\right)}, \quad (3)$$

ここで， Q_{R_I} および A_I はそれぞれ沸騰二相流域の熱交換量および伝熱面積である．添え字の”I”は沸騰二相流域を示す． T_{hw_m} は冷媒が飽和状態になる地点の水の温度を示している．冷媒が飽和状態になる地点の水の温度 T_{hw_m} を以下の式から算出した．

$$T_{hw_m} = \frac{Q_{R_s}}{m_{hw}c_{p_hw_ave}} + T_{hw_out}, \quad (4)$$

ここで Q_{R_s} は冷媒 R-245fa のサブクール域の熱交換量であり， c_p は定圧比熱である．添え字の”s”はサブクール域を示す．冷媒のエンタルピー差から冷媒 R-245fa の顕熱 Q_{R_s} を以下の式より算出した．

$$Q_{R_s} = m_R(h_{R_{sat}} - h_{R_{in}}), Q_{R_l} = Q_R - Q_{R_s}, \quad (5)$$

$$A_l = A_{all} \frac{Q_{R_l}}{Q_R}, \quad (6)$$

ここで、 A_{all} は冷媒 R-245fa 流路の全伝熱面積である．沸騰二相流域の伝熱面積 A_l は全伝熱面積と沸騰二相流域の熱交換量と全熱交換量の比から算出した．

3.3.2 壁面フィン効率を考慮した沸騰熱伝達率の計算方法

半円ミニチャネルのフィン効率を算出する計算プロセスを以下に示す．半円ミニチャネルの断面形状のイメージ図を図 3-3 に示す．冷媒と温水の流路間の最小距離における温度 $T_{i=0}$ を計算時の温度基準としてフィン効率を評価した．ここで、 T_i は位置 i における流路表面温度を示している．また、位置 $i = n$ ，すなわち、流路弦部分の壁温 $T_{i=n}$ は一定と仮定しており、試験部に挿入した測温抵抗体を用いて測定した壁温 $T_{measure}$ から $T_{i=n}$ を算出した．

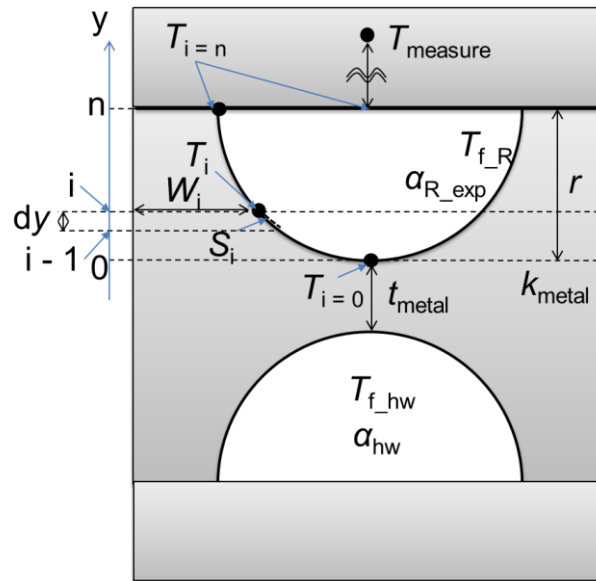


図 3-3 半円ミニチャネルの断面形状のイメージ

冷媒側の流路のフィン効率 η_R を以下の式から算出した．

$$\eta_R = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} \alpha_{R_exp} (T_i - T_{f_R}) S_i + \alpha_{R_exp} (T_{i=n} - T_{f_R}) 2r}{\alpha_{R_exp} (T_{i=0} - T_{f_R}) (\pi r + 2r)}, \quad (7)$$

ここで、 r は流路半径、 T_f は流体のバルク温度および S_i は各分割した要素の周囲の長さである．分子の第 1 項は流路の円弧部（温水と接する側）からの熱伝達を示し、分子の第 2 項は

流路の弦部（測温抵抗体を挿入している側）からの熱伝達を示している．また，図 3-3 に示すように， y 方向の一次元熱伝導方程式に基づいて熱伝達壁面の温度分布 T_i を計算した．

$$k_{\text{metal}} W_i \frac{d^2 T_i}{dy^2} dy = \alpha_{R_exp} (T_i - T_{f_R}) S_i, \quad (8)$$

ここで， W はフィン幅である．さらに， y 方向の流路高さを 100 分割した．また，温水側の流路のフィン効率 η_{hw} も同様の方法で評価した．式(1)と本節で得られたフィン効率 η_R を用いてフィン効率を考慮した沸騰熱伝達率 α_{R_exp} を算出した．

3.3.3 従来の相関式に基づく平均沸騰熱伝達率の計算方法

水力等価直径，流路断面形状，流体の物性値およびフィン効率が沸騰熱伝達率に与える影響を評価するために，従来文献の相関式と比較する必要がある．しかし，従来文献の相関式から得られるのは局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ である．実験により得られた冷媒 R-245fa の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値と比較するためには，局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ を平均沸騰熱伝達率に変換する必要がある．そこで，従来文献の相関式より算出した局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ を用いて，平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} を以下の式から算出した．

$$\alpha_{R_cal} = \frac{\int_0^{x_{out}} \alpha_{R_TP_local} dx}{x_{out}}, \quad (9)$$

ここで，式(9)では，沸騰二相流の領域を長さ 0.001 m の微小区間で分割し，計算した．

表 3-3 に試験結果と比較した従来文献の沸騰熱伝達率の相関式を示す．流路断面形状（円 [2, 4-5] および矩形 [1, 6]），水力等価直径，実験範囲（冷媒，質量流束および熱流束の条件など）の影響および相関式のタイプを評価するためにこれらの流動沸騰試験から得られた相関式を選択した．また，多くの研究グループの実験データを統合することによって提案された相関式 ([3, 7]) を選択した．これらの相関式の計算値と実験値を比較することで，半円ミニチャンネル内の沸騰熱伝達率に与える上記の条件の影響を評価した．

式(1)に示す試験により得られた冷媒 R-245fa の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値と，式(9)に示す相関式により得られた冷媒 R-245fa の局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ を用いて計算した平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} の値を比較した．平均絶対誤差（Mean absolute error: MAE）を用いて予測精度を評価した．

$$MAE = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{|\alpha_{R_cal} - \alpha_{R_exp}|}{\alpha_{R_exp}} \right). \quad (10)$$

表 3-3 沸騰熱伝達率の相関式

Reference	Correlation equation
Wen et al. [1]	$\alpha_{R_TP_local} = Nu k_L D_h,$ $Nu = 0.021(S + F) Re_{lo} Pr^{0.8} We^{-0.403} P_{cr}^{0.603} / C,$ $S = 1 + 3000 Bo^{0.86}, F = 1.8 \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.75} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.41},$ $Re_{lo} = \frac{GD_h(1-x)}{\mu_L}, Re_L = \frac{GD_h}{\mu_L}, P_{cr} = \frac{P_{sat}}{P_{crit}},$ $C = \exp\left(\frac{0.14\mu_L}{\mu_L(1-x) + \mu_G x}\right) / \exp(1.24 \times 10^4 \times Re_L).$
Chen [2]	$\alpha_{R_TP_local} = F\alpha_{mic} + S\alpha_{mac},$ $\alpha_{mac} = 0.023(Re_L)^{0.8} (Pr_L)^{0.4} (k_L/D),$ $F = 2.35 \left(\frac{1}{x_{tt}} + 0.213 \right)^{0.736} \text{ for } \frac{1}{x_{tt}} \leq 0.1,$ $F = 1 \text{ for } \frac{1}{x_{tt}} > 0.1,$ $\alpha_{mic} = 0.00122 \left(\frac{k_L^{0.79} c_{pL}^{0.45} \rho_L^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_L^{0.29} \rho_G^{0.24} h_{LG}^{0.24}} \right) \Delta T_{sat}^{0.24} \Delta P_{sat}^{0.75},$ $S = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} \times Re_{TP}^{1.17}},$ $Re_{TP} = Re_f F^{1.25}, Re_f = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}, Pr_L = \frac{c_{pL} \mu_L}{k_L}.$
Gungor and Winterton [3]	$\frac{\alpha_{R_TP_local}}{\alpha_L} = 1 + 3000 Bo^{0.86} + 1.12 \left\{ \frac{x}{1-x} \right\}^{0.75} \left\{ \frac{\rho_L}{\rho_G} \right\}^{0.41},$ $\alpha_L = 0.023 \left(\frac{G(1-x)D}{\mu_L} \right)^{0.8} \left(\frac{c_{pL} \mu_L}{k_L} \right)^{0.4} (k_L/D).$
Tran et al. [4]	$\alpha_{R_TP_local} = 8.4 \times 10^5 (Bo^2 We_L)^{0.3} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{-0.4},$ $Bo = \frac{q}{G h_{LG}}, We_L = \frac{G^2 D}{\sigma \rho_L}.$
Saitoh et al. [5]	$\alpha_{R_TP_local} = F\alpha_L + S\alpha_{pool}, \alpha_L = 4.36 \frac{k_L}{D} \text{ } Re_f < 1000,$ $\alpha_L = 0.023(Re_f)^{0.8} (Pr_L)^{0.4} (k_L/D) \text{ } Re_f > 1000,$ $F = 1 + \frac{1}{1 + We_G^{-0.4}} \left(\frac{1}{X} \right)^{1.05},$ $X = \left(\frac{C_L}{C_G} \right)^{0.5} \left(\frac{GxD}{\mu_G} \right)^{-0.4} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.5} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.5},$

	$Re_f < 1000, Re_g > 1000,$ $X = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.1} \quad Re_f > 1000, Re_g > 1000,$ $C_L = 16, C_f = 0.046,$ $\alpha_{pool} = 207 \frac{k_L}{D_B} \left(\frac{qD_B}{k_L T_L}\right)^{0.745} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.581} Pr_L^{0.533},$ $D_B = 0.51 \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}\right]^{0.5}, S = \frac{1}{1+0.4(Re_{TP} \times 10^{-4})^{1.4}},$ $Re_{TP} = Re_f F^{1.25}, We_G = \frac{(Gx)^2 D}{\sigma \rho_G}, Re_f = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}, Pr_L = \frac{c_{pL} \mu_L}{k_L}.$
Hamdar et al. [6]	$Nu = 6942.8 \times (Bo^2 We_L)^{0.2415} (\rho_L / \rho_G)^{-0.22652},$ $Nu = \frac{\alpha_{R_TP_local} D_h}{k_L}.$
Enoki et al. [7]	$\alpha_{R_TP_local} = \alpha_{lf} + \alpha_{fc} + \alpha_{nb} = \frac{k_L \beta}{\delta_e} + F \alpha_L + SC^{\frac{1}{1-n}} \Delta T_{sat}^{\frac{n}{1-n}},$ $\frac{\delta_e}{D} = 1.14 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.25} Ca^{0.41},$ $F = 1 + \left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{1.1}, X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.1},$ $\alpha_L = 0.023(Re_f)^{0.8}(Pr_L)^{0.4}(k_L/D),$ $Re_f = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}, Pr_L = \frac{c_{pL} \mu_L}{k_L},$ $S = \frac{1}{1 + \left[\frac{G(1-x)D}{\mu_L} \times F^{1.25} \times \left(\frac{qD_B}{k_L T_{sat}}\right)^{-1.4} \times 10^{-4.4}\right]},$ $C = 10 \frac{k_L}{D_B} \left(\frac{D_B}{k_L T_{sat}}\right)^n \left(\frac{P_{sat}}{P_{crit}}\right)^{0.1} \left(1 - \frac{T_{sat}}{T_{crit}}\right)^{-1.4} Pr_L^{-0.25},$ $D_B = 0.51 \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}\right]^{0.5}, n = 0.855 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.309} \left(\frac{P_{sat}}{P_{crit}}\right)^{-0.437}.$

3.3.4 沸騰二相流の摩擦損失の計算方法

試験流路の摩擦損失の算出のためには、試験部の入口部の縮小および出口部の拡大により生じる圧力損失を考慮する必要がある。そこで、実験で得られた試験部の入口部および出口部の縮小および拡大により生じる圧力損失を除く全体の圧力損失 ΔP_{exp} 、試験部の入口部の縮小および出口部の拡大により生じる圧力損失を以下の式から算出した。

$$\Delta P_{\text{exp}} = P_{\text{in}} - P_{\text{out}} - \Delta P_{\text{contraction}} - \Delta P_{\text{expand}}, \quad (11)$$

$$\Delta P_{\text{contraction}} = \frac{G_R^2}{2g\rho_{\text{in}}} \left[1 - \left(\frac{C_{\text{ch}}}{C_{\text{in}}} \right)^2 \right] + K_c \frac{G_R^2}{2g\rho_{\text{in}}}, \quad (12)$$

$$\Delta P_{\text{expand}} = \frac{G_R^2}{2g\rho_{\text{out}}} \left[1 - \left(\frac{C_{\text{ch}}}{C_{\text{out}}} \right)^2 \right] - K_e \frac{G_R^2}{2g\rho_{\text{out}}}, \quad (13)$$

ここで、 P は冷媒の圧力、 C_{ch} は流路断面積、 C_{in} は流路入口側間口断面積、 C_{out} は流路出口側間口断面積、 ΔP_{exp} は実験で得られた試験部の入口部および出口部の縮小および拡大による圧力損失を除く全体の圧力損失、 $\Delta P_{\text{contraction}}$ および ΔP_{expand} は、それぞれ縮小損失および拡大損失を示す。また、 G は質量流束、 g は重力加速度、 ρ は密度である。熱力学的平衡クオリティを用いて各相の比体積から出口における冷媒二相流密度 ρ_{out} を計算した。 K_c および K_e は、それぞれ縮小係数および拡大係数であり、参考文献[8-9]に基づいて各条件でそれらの値を算出した。縮小係数 K_c および拡大係数 K_e の値を表3-4に示す。

表3-4 縮小係数 K_c および拡大係数 K_e の値

	$D_h = 1.04 \text{ mm}$	$D_h = 0.55 \text{ mm}$
縮小係数 K_c	0.55–0.73	0.75–0.98
拡大係数 K_e	-0.028–0.22	0.07–0.32

本試験の実験結果を用いて沸騰二相流の摩擦損失の計算をする場合、試験部の入口部はサブクール条件となるため、試験部を液単相と二相流に分割する必要がある。ここで、実験で得られた試験部の入口部および出口部の縮小および拡大による圧力損失を除く全体の圧力損失 ΔP_{exp} は、以下の式で表される。

$$\Delta P_{\text{exp}} = \Delta P_{\text{SP}} + \Delta P_{\text{TP}}, \quad (14)$$

ここで、添え字の”SP”および”TP”はそれぞれ液単相流および沸騰二相流を示す。液単相流から沸騰二相流への境界は熱力学的平衡クオリティ x が0となる点と定義した。平均熱流束を定義し、比エンタルピー差から計算した顕熱と潜熱の比率から液単相および二相部分の流路長さを算出した。

液単相流部分の圧力損失は、3つの構成要素（摩擦損失 ΔP_{f_SP} 、重力損失 ΔP_{g_SP} および加速損失 ΔP_{a_SP} ）で構成されている。冷媒のサブクール域の平均温度および圧力より算出した物性値を用いてこれらの構成要素を算出した。試験部内の密度差の変化から液単相の加速損失 ΔP_{a_SP} を算出した。

垂直上昇沸騰二相流の圧力損失は、3つの構成要素（摩擦損失 ΔP_{f_TP} 、重力損失 ΔP_{g_TP} および加速損失 ΔP_{a_TP} ）で構成されている[10–11]。そこで、以下の式に沸騰二相流の圧力損失 ΔP_{TP} を示した。

$$\Delta P_{TP} = \Delta P_{f_TP} + \Delta P_{g_TP} + \Delta P_{a_TP}, \quad (15)$$

ここで、 ΔP_{f_TP} 、 ΔP_{g_TP} および ΔP_{a_TP} はそれぞれ沸騰二相流の摩擦損失、重力損失および加速損失である。

次に、沸騰二相流の摩擦損失 ΔP_{f_TP} の計算プロセスを以下に示した。沸騰二相流の加速損失および重力損失を参考文献[12]に基づいて計算した。沸騰二相流の加速損失 ΔP_{a_TP} および重力損失 ΔP_{g_TP} を以下の式に示した。

$$\Delta P_{a_TP} = \frac{G_R^2}{\rho_L} \left\{ \frac{x_{out}^2}{\xi_{out}} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right) + \frac{(1-x_{out})^2}{1-\xi_{out}} \right\}, \quad (16)$$

$$\Delta P_{g_TP} = \int [\rho_L(1-\xi) + \rho_G\xi] g dz, \quad (17)$$

ここで、 ξ はボイド率を示す。添え字の”L”および”G”はそれぞれ液相および気相を示す。ボイド率 ξ をLockhart–Martinelli相関[13]に基づいて式(18)により計算した。

$$\xi = 1 - \left(1 + \frac{31}{X} + \frac{1}{X^2} \right)^{-0.43}, \quad (18)$$

ここで、 X はMartinelli parameterを示す。

沸騰二相流の摩擦損失 ΔP_{f_TP} を式(11)-(17)を用いて算出した。

評価値の不確かさは参考文献[14]により算出し、表 3-5 にまとめた。

$$\Delta R = \left\{ \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial Y_i} \Delta Y_i \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (19)$$

ここで、 R 、 n および Y はそれぞれ従属変数、変数の数および独立変数である。

表 3-5 評価値の不確かさの一覧

Evaluated parameter	Uncertainty in calculation
Pressure drop, $\Delta P_{f_TP_exp}$	$\pm 4.7\%$
Overall heat transfer coefficient, U	$\pm 5.6\%$
Average heat transfer coefficient of R-245fa, $\alpha_{R_exp}\eta_R$	$\pm 7.2\%$
Average heat transfer coefficient of hot water, α_{hw}	$\pm 4.6\%$
Fin efficiency of R-245fa side, η_R	$\pm 10.0\%$
Actual heat transfer coefficient of R-245fa, α_{R_exp}	$\pm 13.0\%$

3.3.5 従来の相関式に基づく沸騰二相流の摩擦損失の計算方法

沸騰二相流の摩擦損失 ΔP_{f_TP} を以下に示す二相摩擦乗数 ϕ_{L0} および ϕ_L を用いて算出した。

$$\phi_{L0}^2 = \left(\frac{-dP_f}{dz} \right) / \left(\frac{-dP_f}{dz} \right)_{L0}, \quad (20)$$

$$\phi_L^2 = \left(\frac{-dP_f}{dz} \right) / \left(\frac{-dP_f}{dz} \right)_L, \quad (21)$$

ここで、 $(-dP_f/dz)_{L0}$ は全流量における液単相の摩擦損失、 $(-dP_f/dz)_L$ は二相流における液単相のみの摩擦損失である。従来研究で提案された二相摩擦乗数 ϕ_{L0} の一覧を表3-6に示す。ここで、 μ は粘度である。単純な均質流モデル（Simple model）では、気化による体積増加のみを考慮しており、液体粘度 μ_L を使用した。

表3-6 二相摩擦乗数（均質流モデル）一覧

Reference	ϕ_{L0}	Viscosity
Simple model	$\phi_{L0}^2 = 1 + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} - 1 \right)$	$\mu_{TP} = \mu_L$
Cicchitti et al. [15]	$\phi_{L0}^2 = \left\{ 1 + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} - 1 \right) \right\} \left\{ 1 + x \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} - 1 \right) \right\}^{0.25}$	$\mu_{TP} = x\mu_G + (1-x)\mu_L$
Storek and Brauer [16]	$\phi_{L0}^2 = \left\{ 1 + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} - 1 \right) \right\} \psi_H \psi_K$	$\frac{1}{\mu_{TP}} = \frac{x}{\mu_G} + \frac{(1-x)}{\mu_L}$

次に、分離流モデルについて、Chisholm [17]は二相摩擦乗数 ϕ_L をMartinelli parameter X の関数として以下の式を提案している。

$$\phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}, \quad (22)$$

ここで、 C はChisholm parameterである。従来研究では、Chisholm parameter C をReynolds数 Re ,

Weber数 We または水力等価直径 D_h の関数とすることで、流体の物性値、水力等価直径および流路断面形状が沸騰二相流の摩擦損失に与える影響を考慮している。従来研究で提案されたChisholm parameter C の一覧を表3-7に示す。

表3-7 Chisholm parameter C の一覧

Reference	Chisholm parameter C
Chisholm [17]	$C = 20$ ($Re_L > 2000, Re_G > 2000$) $C = 12$ ($Re_L < 1000, Re_G > 2000$) $C = 10$ ($Re_L > 2000, Re_G < 1000$) $C = 5$ ($Re_L < 1000, Re_G < 1000$)
Mishima and Hibiki [18]	$C = 21[1 - \exp(-0.319D_h)]$: Noncircular channel $C = 21[1 - \exp(-0.333D_h)]$: Circular channel
English and Kandlikar [19]	$C = 5[1 - \exp(-0.319D_h)]$: Noncircular channel $C = 5[1 - \exp(-0.333D_h)]$: Circular channel
Kawahara et al. [20]	$C = 0.24$
Lee and Mudawar [21]	$C = c_1 Re_L^{c_2} We_L^{c_3}$ $c_1 = 2.16, c_2 = 0.047, c_3 = 0.6, (Re_L < 1000, Re_G < 1000)$ $c_1 = 1.45, c_2 = 0.25, c_3 = 0.23, (Re_L < 1000, Re_G > 1000)$

従来の相関式を用いて沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ を微小区間の積算により計算した。ここで、各微小区間の長さを0.001 mとした。実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ および計算により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ をそれぞれ式(11)–(17), (20)および(22)から算出した。実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ および計算により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値を比較し、式(23)に定義した平均絶対誤差 (Mean absolute error: MAE) を用いて予測精度を算出した。

$$MAE = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{|\Delta P_{f_TP_cal} - \Delta P_{f_TP_exp}|}{\Delta P_{f_TP_exp}} \right). \quad (23)$$

3.4 実験結果と考察

3.4.1 流動様式

水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.19\text{--}0.70$, 熱流束 $q = 7.3\text{--}73.1$ kW/m² の条件にて試験部の出口部で観察した流動様式を図 3-4(a)-(h)に示す。水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の条件では、3種類の流動様式, Semi-annular flow, Annular flow および Mist flow を観察した。ここで, Semi-annular flow は液スラグ中に多数の気泡を含み, 気液界面は脈動を伴い上昇し, ガスコアとの境界が不明瞭である流動様式, Annular flow は流路壁面に液膜が存在し, 流路中央部が気相となる流動様式, Mist flow は流路壁面から液膜が消失し, 流路中央部の気相に多数の微小液滴を随伴した流動様式と定義した。しかし, 本試験範囲の試験部の出口部では Slug flow および Churn flow を観察しなかった。ここで, Slug flow は流路断面を満たすガスコアと気泡を含む液スラグが交互に存在

する流動様式, Churn flow は液スラグ中に多数の気泡を含み, 気液界面は脈動伴いながら下降し, ガスコアとの境界が不明瞭である流動様式と定義した. 図 3-4(a)-(c)に示すように, 冷媒質量流束 $G_R = 400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では, 気液界面が不明瞭であり乱された流動様式を観察した. 高冷媒質量流束 G_R , すなわち $G_R = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 以上で気液界面が不明瞭であり乱された流動様式を観察した. また, 図 3-4(f)に示すように, 冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では, 気液界面が明確であり液膜界面の乱れが抑制されたなめらかな流動様式を観察した.

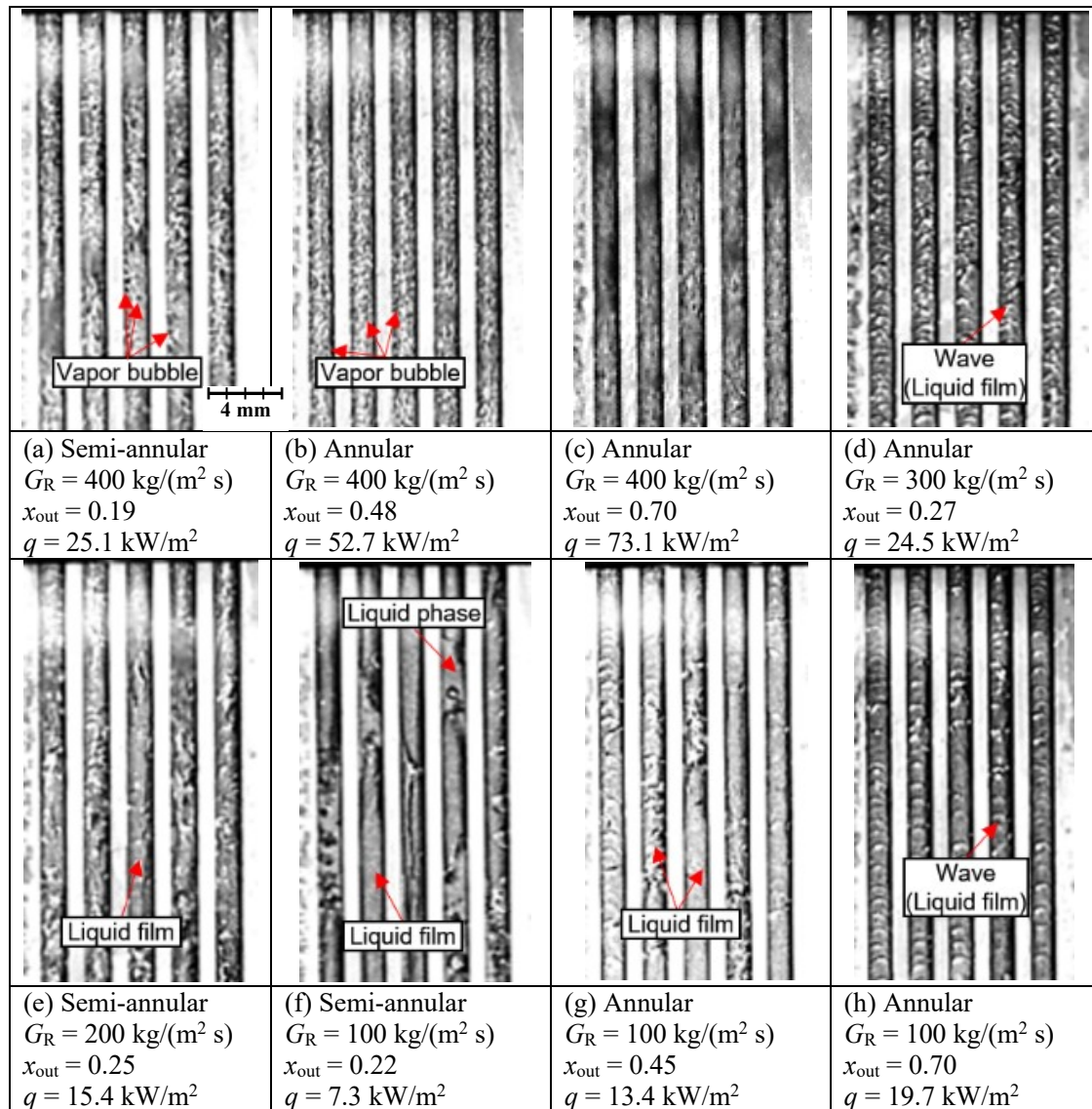
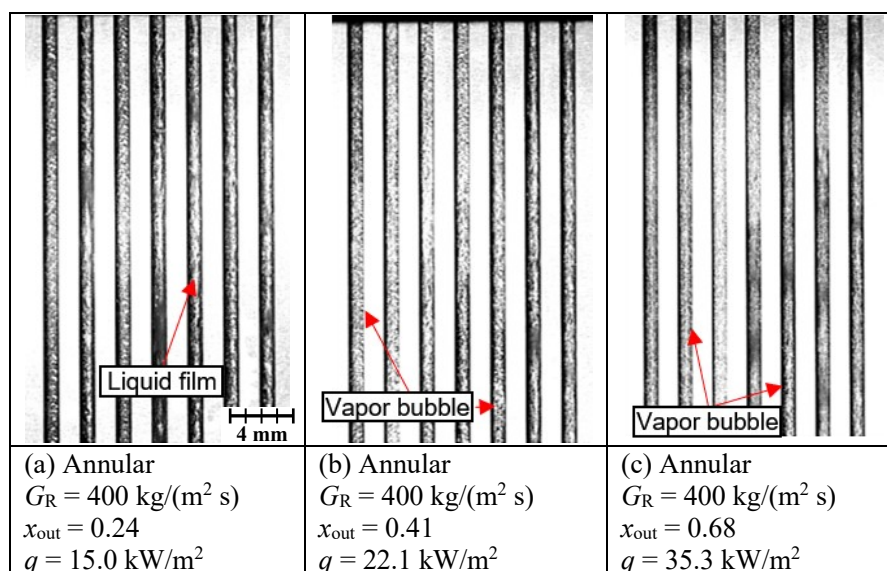


図 3-4 試験部の出口部で観察した沸騰二相流の流動様式: 水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, 出口クオリティ $x_{\text{out}} = 0.19\text{--}0.70$, 熱流束 $q = 7.3\text{--}73.1 \text{ kW}/\text{m}^2$

水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.19\text{--}0.92$, 熱流束 $q = 3.0\text{--}35.3$ kW/m²の条件にて試験部の出口部で観察した流動様式を図3-5(a)-(i)に示す. 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の条件で観察したSemi-annular flow, Annular flow およびMist flowに加えSlug-annular flowを観察した. ここで, Slug-annular flowは流路内に短い液スラグが形成し, その液スラグ間の間隔が長い流動様式と定義した. 図3-5(a)-(c)に示すように, 冷媒質量流束 $G_R = 400$ kg/(m² s)の条件ではAnnular flowを観察した. また, 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mmの冷媒質量流束 $G_R = 100$ kg/(m² s)の流路で観察した流動様式のように, 気液界面の乱れが抑制された流動様式が形成した.

冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}200$ kg/(m² s)の条件では, 図 3-5(d)-(i)に示すように気液界面が明確である流動様式を観察した. 冷媒質量流束 $G_R = 100$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.22$ の条件では, 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm (図 3-5(f))では, Semi-annular flow を観察したが, 水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm (図 3-5(g))では, 水力等価直径の減少に伴う表面張力効果の増加により Slug-annular flow を観察した.

図 3-5(d)および(h), 図 3-3(f)および(i)では, Annular flow を観察し, そこでは, 白い水平縞として波が形成することを観察した. また, 内部の円弧部の液膜厚さはより厚くなった. 表面張力の影響により厚い液膜が流路隅部に形成したが, 流路円弧表面方向への蒸気圧力によって生じた強い慣性力の影響を受けたため, 流路隅部の液が流路円弧表面方向に供給されたと考えられる.



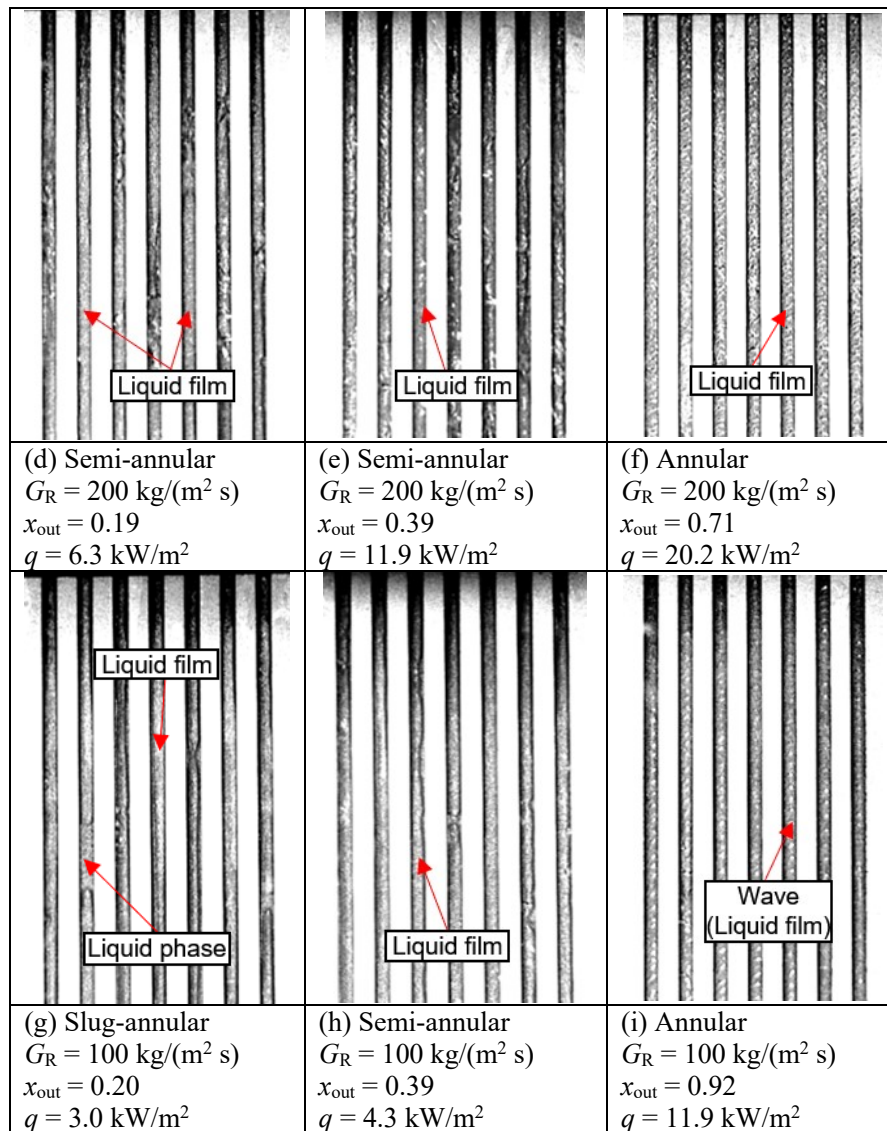


図3-5 試験部の出口部で観察した沸騰二相流の流動様式: 水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, 出口クオリティ $x_{\text{out}} = 0.19\text{--}0.92$, 熱流束 $q = 3.0\text{--}35.3 \text{ kW}/\text{m}^2$

水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ および 0.55 mm の流路断面における二相分布のイメージを図3-6に示す。Asano et al. [22]は、水力等価直径 $D_h = 2.0 \text{ mm}$ の矩形流路内の垂直上昇断熱二相流試験を実施し、表面張力効果により流路隅部に厚い液膜が形成したと報告している。しかし、本試験のような沸騰二相流では、液膜構造は流路隅部の液膜内の核沸騰により生成した気泡の影響を受けると考えられる。すなわち、気泡が流路隅部の液膜に生成したとき、生成した気泡により液相の流動抵抗が増加し、その流動抵抗により流路壁面の液膜を厚くし、界面せん断力や液膜からの気泡の脱離により気液界面構造を乱すと考えられる。

そこで、図3-6(a)に示す低冷媒質量流束条件では、低熱流束により核沸騰密度が低下するため、気泡による乱れた気液界面構造が形成せず、明瞭な気液界面構造となったと考えられる。また、液膜速度の低下により表面張力効果が相対的に増加したため、流路隅部に厚い液

膜が形成し、厚い液膜の気液界面における液相速度が上昇したことで、気相のせん断力が低下したと考えられる。

対照的に、図3-6(b)に示す水力等価直径 $D_h = 1.04$ mmの高冷媒質量流束条件では、高熱流束により液膜に多く気泡が生成したため、生成する気泡により乱された不明瞭な気液界面構造が形成したと考えられる。

また、図3-6(c)および(d)に示す水力等価直径 $D_h = 0.55$ mmの条件では、液膜の低い核沸騰密度により滑らかな気液界面構造が形成した。水力等価直径 D_h と熱流束を比較すると、ある冷媒質量流束 G_R において出口クオリティ x_{out} が同じであるとき、水力等価直径 $D_h = 0.55$ mmの流路の熱流束は、水力等価直径 $D_h = 1.04$ mmの流路のそれよりも低くなる。それゆえ、水力等価直径 $D_h = 0.55$ mmの流路内の液膜の核沸騰は抑制される。しかしながら、表面張力効果の観点から考察すると、水力等価直径 $D_h = 1.04$ mmおよび0.55 mmの Co 数の値はそれぞれ0.98と1.85であった。Ong and Thome [23]の研究から、 $Co = 0.98$ はMacro-scale flowとMicro-scale flowの遷移領域となり、 $Co = 1.85$ はMicro-scale flowとなる。したがって、水力等価直径 $D_h = 1.04$ mmの流路内の流動様式は、低冷媒質量流束 G_R の条件ではMicro-scale flowの挙動を、高冷媒質量流束 G_R の条件では、Macro-scale flowの挙動を示したと考えられる。

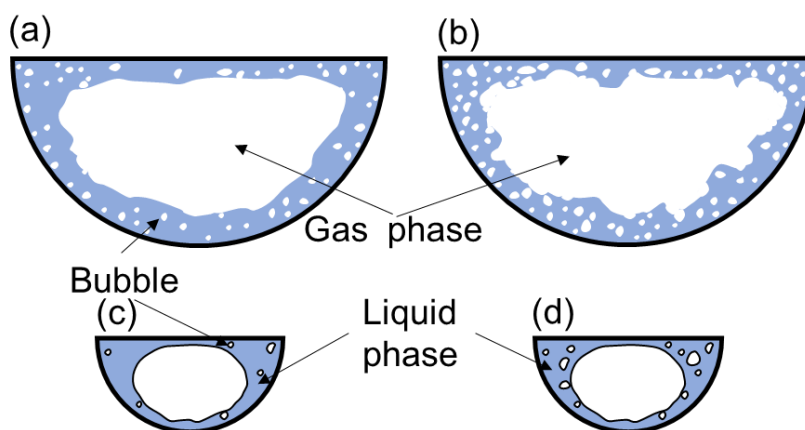


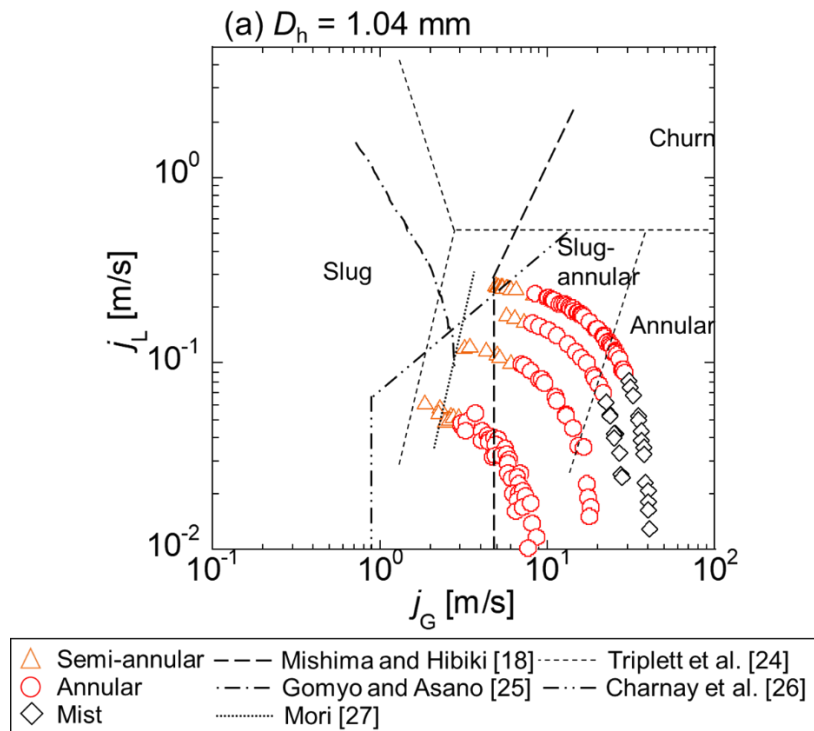
図3-6 流路断面における二相分布イメージ: (a) 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 低冷媒質量流束 G_R , (b) 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 高冷媒質量流束 G_R , (c) 水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm, 低冷媒質量流束 G_R , (d) 水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm, 高冷媒質量流束 G_R

3.4.2 流動様式線図

試験部の出口部で観察した流動様式を液相および気相の見かけ速度 (j_L および j_G) で整理した結果を図 3-7 に示す。Triplett et al. [24]により提案された遷移境界と、Mishima and Hibiki [18], Gomyo and Asano [25], Charnay et al. [26]およびMori [27]によって提案された Annular flow への遷移境界を図 3-5 にプロットした。Triplett et al. [24]およびMishima and Hibiki [18]によって提案された遷移境界は、それぞれ水力等価直径 $D_h = 1.097$ mm および $D_h = 2.05$ mm

の円管内における水–空気二相流の実験により得られたものである．図 3-7(a)の水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ の試験結果について，Annular flow の遷移境界が Triplett et al. [24]のそれよりも低い j_G にシフトした．また，図 3-7(b)に示すように水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ の試験結果の Annular flow の遷移境界も同様の傾向を示した．

本試験において最も低い冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ では，水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ の Annular flow への遷移境界が $D_h = 1.04 \text{ mm}$ のそれと比較して高い気相見かけ速度 j_G にシフトした．加えて，図3-5に示すように低い気相見かけ速度 $j_G = 4 \text{ m/s}$ 以下で Slug-annular flow を観察した．上記に示した従来研究と比較すると，Annular flow へのより低い気相見かけ速度 j_G での流動様式の遷移は表面張力の違いのためであると考えられる．また，従来研究の遷移境界は水–空気二相流の実験結果により得られたものであり，より高い表面張力を有する水を用いた試験で得られた値であることから，より高い気相見かけ速度 j_G においても液スラグが形成しやすいといえる．対照的に，冷媒流動沸騰試験に基づいて提案された Gomyo and Asano [25]，Charnay et al. [26] および Mori [27] の遷移境界は低い気相見かけ速度 j_G を示した．Gomyo and Asano [25] は Annular flow への遷移境界における気相見かけ速度 j_G は内径 2.0 mm より小さい円管内で上昇したと報告している．図3-7に示すように，Annular flow への遷移境界の気相見かけ速度 j_G は水力等価直径 D_h の減少に伴い上昇し，それぞれの遷移境界と一致しなかった．作動媒体の物性値と流路断面形状が従来研究と異なるため，これらの従来研究の遷移境界と一致しなかったと考えられる．



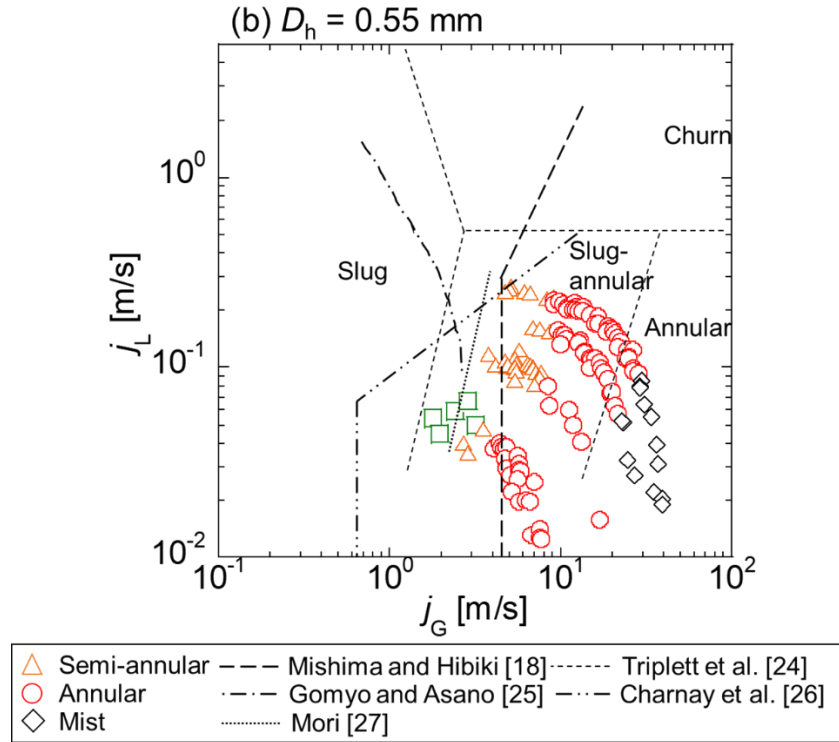


図3-7 流動様式線図 (j_G-j_L) : (a) 水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$, (b) 水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$

出口クオリティ x_{out} および冷媒質量流束 G_R で整理した流動様式線図を図3-8に示す。Charnay et al. [26], Mori [27] および Ong and Thome [28] の遷移境界を図3-8にプロットした。図3-8に示すように、円管の試験により得られた従来研究と比較すると、Annular flow への遷移境界は冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件ではより高い出口クオリティ x_{out} にシフトした。冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}300 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 、水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ の Annular flow への遷移境界は非円管の試験によって得られた Mori [27] によって提案された遷移境界とよく一致した。より高い出口クオリティ x_{out} における Annular flow の形成は、非円管内の表面張力効果の増加により流路隅部に厚い液膜が形成したためであると考えられる。

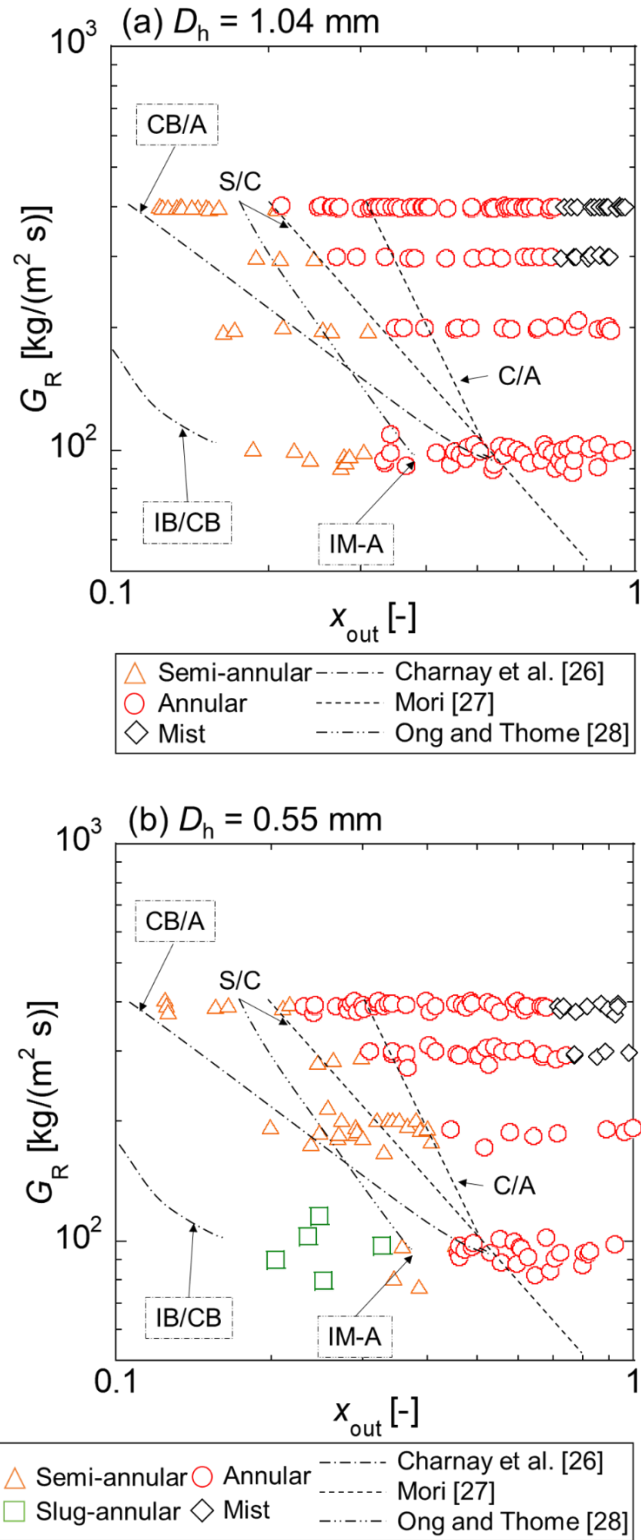


図3-8 流動様式線図($x_{\text{out}} - G_R$): (a) 水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$, (b) 水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$, S = Slug flow, C = Churn flow, A = Annular flow, IM = Intermittent flow, IB = Isolated bubble flow, CB = Coalescing bubble flow

図3-7および図3-8に示す流動様式線図から、半円ミニチャネル内の二相流の流動様式の遷移境界は流速だけでなく表面張力や慣性力のバランスに依存していることがわかった。Mori [27]は、Chen et al. [29]の提案した遷移境界が作動媒体の表面張力や密度を相関パラメータとして考慮したためよく一致したと報告している。そこで、それらを考慮するために流動様式をWeber数で整理した。

図3-9に液相および気相Weber数 We_L および We_G で整理した流動様式線図を示す。Akbar et al. [30]により提案された遷移境界と、Gomyo and Asano [25]およびMori [27]により提案されたAnnular flowへの遷移境界を図3-9にプロットした。本試験により得られたAnnular flowへの遷移境界は、水力等価直径 $D_h = 1.04$ mmおよび0.55 mmでそれぞれピンクと青の実線でプロットした。Akbar et al. [30]により提案された遷移境界で本試験の流動様式を分類すると、Annular flowはInertia regionに定義され、Semi-annular flowおよびSlug-annular flowはTransition regionsに定義された。図3-9(a)に示すように冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400$ kg/(m² s)の条件では、Akbar et al. [30]およびGomyo and Asano [25]により提案された遷移境界は、実験で得られたSemi-annular flowおよびAnnular flowの遷移境界よりも低い気相Weber数 We_G を示した。一方、図3-9(a)の水力等価直径 $D_h = 1.04$ mmおよび冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400$ kg/(m² s)の条件では、Mori [27]により提案されたAnnular flowへの遷移境界がよく一致した。

水力等価直径 $D_h = 0.55$ mmおよび冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s)の結果を図3-9(b)に示す。Semi-annular flowに変わってSlug-annular flowをTransition regionに観察した。冷媒質量流束 $G_R = 100$ kg/(m² s)の条件では、Mori [27]により提案されたAnnular flowへの遷移境界がよく一致した。冷媒質量流束 G_R の増加に伴い、Annular flowへの遷移境界はより高い気相Weber数 We_G にシフトした。2つの水力等価直径間のAnnular flowへの遷移境界の差は冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400$ kg/(m² s)で小さかった。一方、より低い冷媒質量流束 $G_R = 100$ kg/(m² s)では、水力等価直径 $D_h = 0.55$ mmのAnnular flowへの遷移境界がより高い気相Weber数 We_G となった。より小さい水力等価直径 D_h とより低い冷媒質量流束 G_R により表面張力効果が顕著になったことで、気液界面の乱れがより小さくなり、図3-5に示すようなSlug-annular flowが形成されたと考えられる。

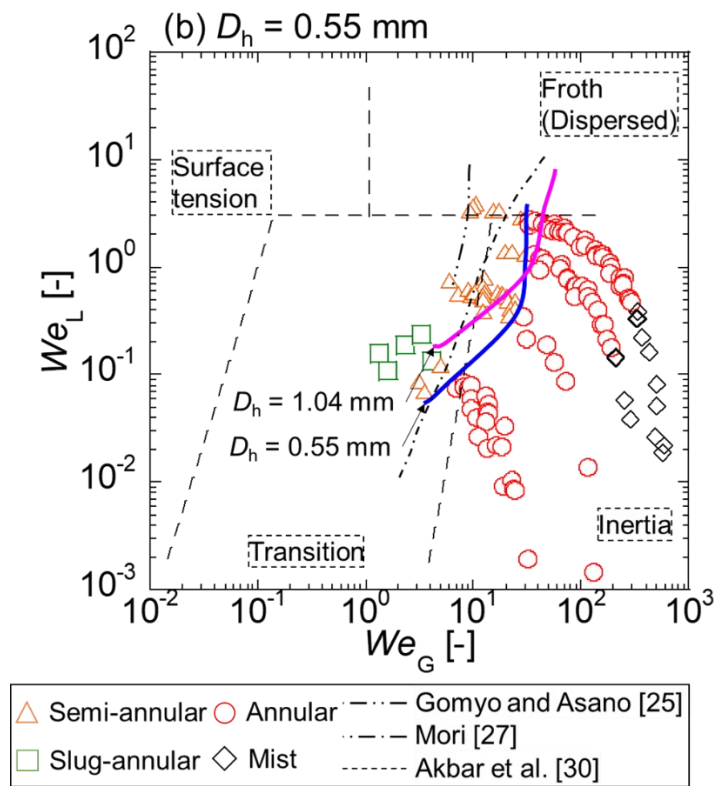
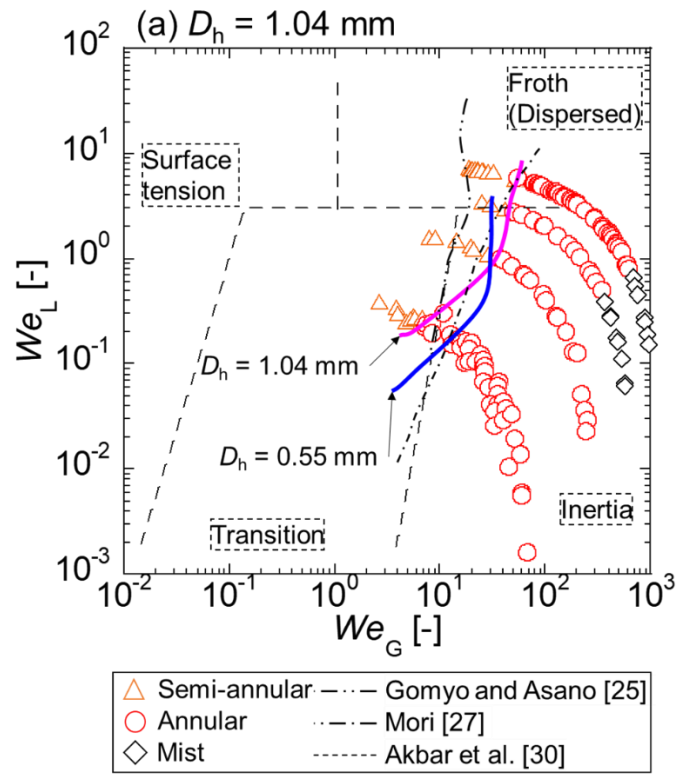


図3-9 流動様式線図($We_G - We_L$): (a) 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, (b) 水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm

3.4.3 平均沸騰熱伝達率

冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ の条件で得られた冷媒 R-245fa 流路のフィン効率 η_R を出口クオリティ x_{out} に対してプロットした結果を図 3-10 に示す。フィン効率は、熱伝達壁面にて生じる熱拡散と熱伝達率に依存している。SS ミニチャネルの冷媒 R-245fa 流路のフィン効率 η_R の値は約 50%であったが、Cu ミニチャネルのそれは 80%から 90%であった。SS ミニチャネルの流路壁面温度の差 ($T_{i=0}$ と $T_{i=n}$ の差) は最大 14.5°C 、Cu ミニチャネルのそれは最大 2.6°C であった。また、SS ミニチャネルと Cu ミニチャネルの冷媒流路と温水流路の距離が最も小さい場所の壁面温度差は、SS ミニチャネルのほうが Cu ミニチャネルよりも最大で 3.7°C 高い値を示した。したがって、SS ミニチャネルの熱伝達壁面の熱伝導度が Cu ミニチャネルのそれよりも低いため、SS ミニチャネルの接液周囲の壁面温度の差が大きくなった。熱媒の温度条件が同じ条件で、フィン効率の低下、すなわち壁面温度の低下により熱交換量が減少した。したがって、同じ出口クオリティ x_{out} の時、冷媒側のフィン効率 η_R が低い試験部の熱媒温度は、冷媒側のフィン効率 η_R が高い試験部のそれよりも高くする必要がある。さらに、核沸騰熱伝達率は壁面過熱度に強く依存するため、熱伝達率と流動特性は、流路断面形状と壁面温度分布の影響を受けると考えられる。

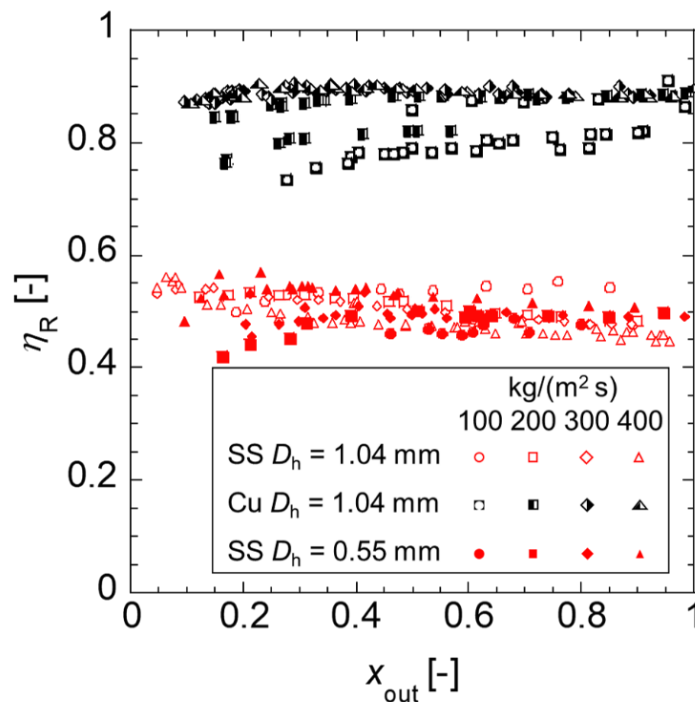


図 3-10 フィン効率と出口クオリティの関係

熱流束 q' を壁面過熱度に対してプロットした結果を図 3-11 に示す。壁面過熱度は冷媒 R-245fa の飽和温度と最大壁温の間の温度差と定義した。フィン効率を考慮した熱流束 q' は熱交換量 Q_R とフィン効率 η_R を考慮した沸騰域の伝熱面積 $A_f \eta_R$ で割った値と定義した。図 3-

11 に示すように、フィン効率を考慮した熱流束 q' は、水力等価直径 D_h の影響を強く受け、壁面過熱度とフィン効率を考慮した熱流束 q' は水力等価直径 D_h が小さいほど（水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm）低い値を示した。水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の条件で、SS ミニチャネルの壁面過熱度と熱流束 q' は Cu ミニチャネルのそれよりも高い値を示し、高冷媒質量流束 G_R の最大熱流束 q' は低冷媒質量流束 G_R のそれよりも高い値を示した。

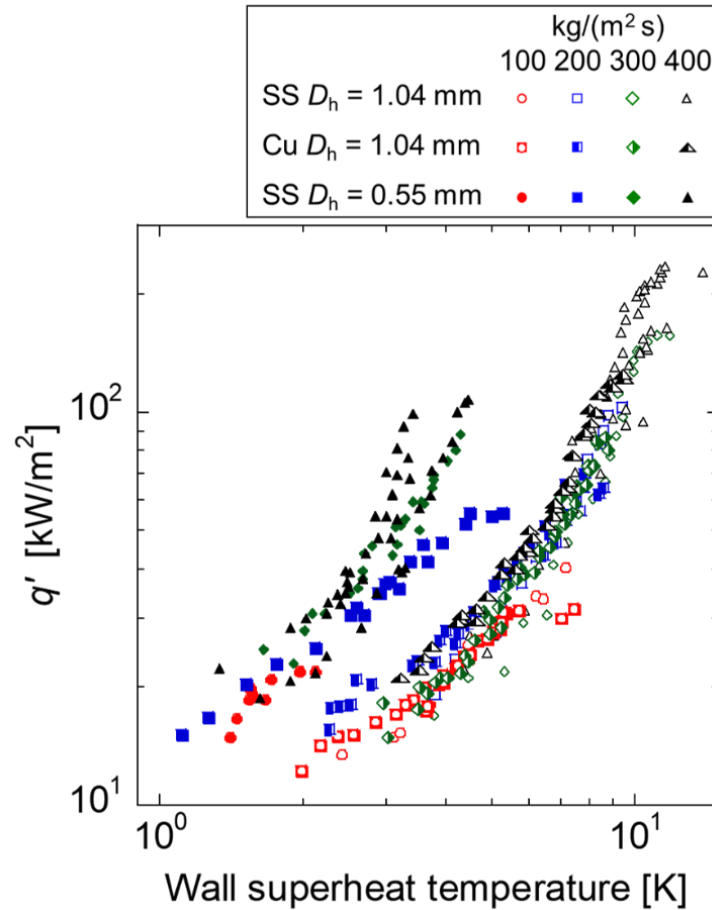


図 3-11 熱流束と壁面過熱度の関係

冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s) の条件にて、フィン効率 η_R を考慮した平均沸騰熱伝達率の実験結果 α_{R_exp} を、フィン効率を考慮した熱流束 q' に対してプロットした結果を図 3-12 に示す。ここで、白抜き、半塗りおよび塗りつぶしの記号は、それぞれ水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の SS ミニチャネル、水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の Cu ミニチャネルおよび水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm の SS ミニチャネルを示す。

冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400$ kg/(m² s) の条件では、水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の SS ミニチャネルおよび Cu ミニチャネル内の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値は、熱流束 q' の増加に伴い上昇した。しかし、冷媒質量流束 $G_R = 100$ kg/(m² s) の条件では、熱流束 q' の増加にかかわら

ず平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の上昇が抑制された．図 3-12 に示すように，熱流束 q' の増加に伴い壁面過熱度は上昇し，同時に出口クオリティ x_{out} も上昇した．これは，熱流束 q' は「熱交換量 Q_R とフィン効率 η_R を考慮した沸騰域の伝熱面積 $A\eta_R$ で割った値」と定義したためである．高い壁面過熱度により核沸騰が促進され，気泡の生成により気液界面構造が乱され，高出口クオリティ x_{out} で気相せん断力が増加すると考えられる．したがって，冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では，熱流束 q' の影響が顕著となる，すなわち，平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} は慣性力および核沸騰により上昇したといえる．しかし，冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では，壁面過熱度が低く慣性力も小さいため，これらが沸騰熱伝達率に与える影響はわずかであったと考えられる．

次に，冷媒質量流束 $G_R = 300\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では，水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値は，熱流束 q' の増加に伴い上昇した．しかし，冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では，熱流束 q' の増加にかかわらず平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の上昇が抑制された．低冷媒質量流束 G_R の条件では，熱流束 q' は平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} に対してわずかな影響を与えた．しかし，高冷媒質量流束 G_R の条件では，平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} に対して強く影響を与えた．図 3-5 に示したように，水力等価直径 D_h の減少に伴い，表面張力効果を受けた流動様式を形成したため，同じ熱流束 q' の条件であっても水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} が高い値を示したと考えられる．

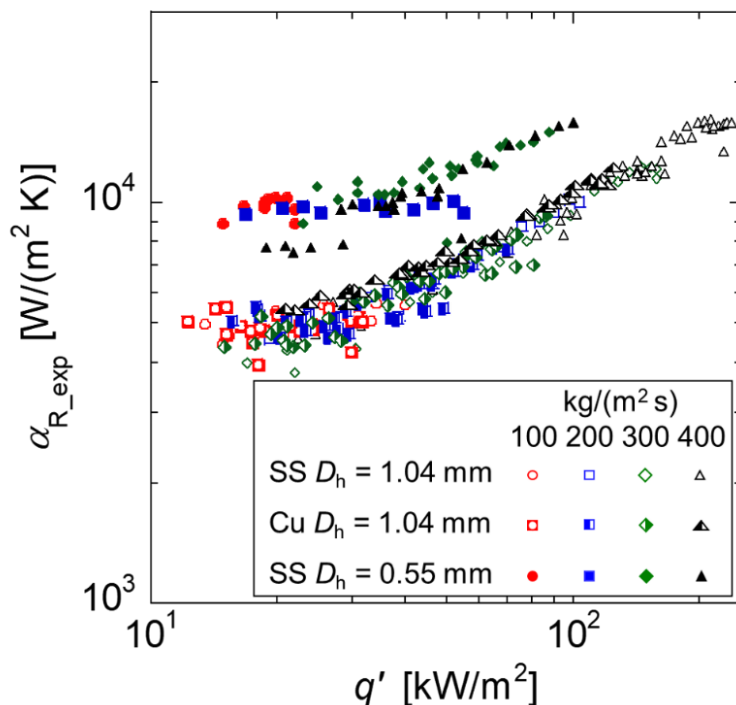
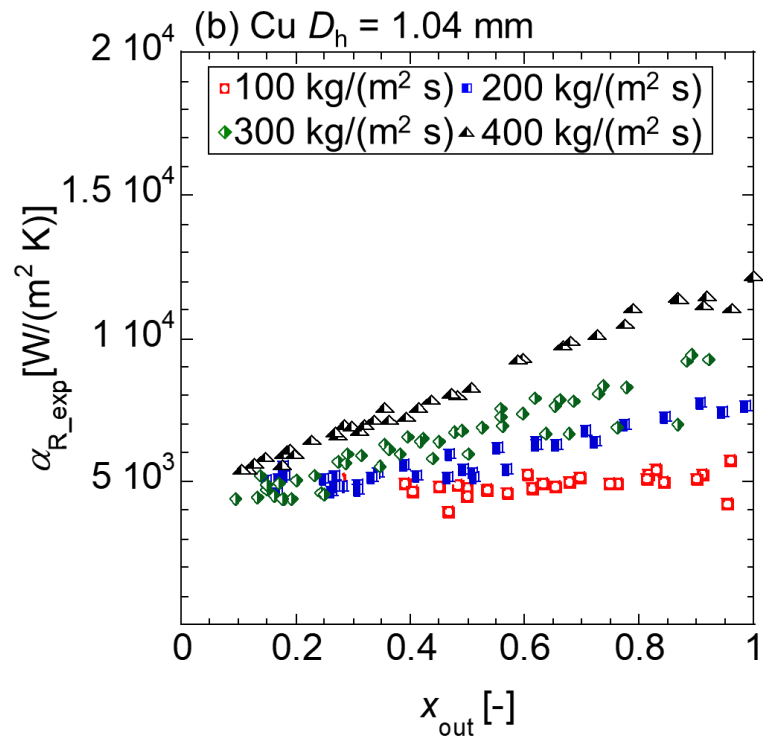
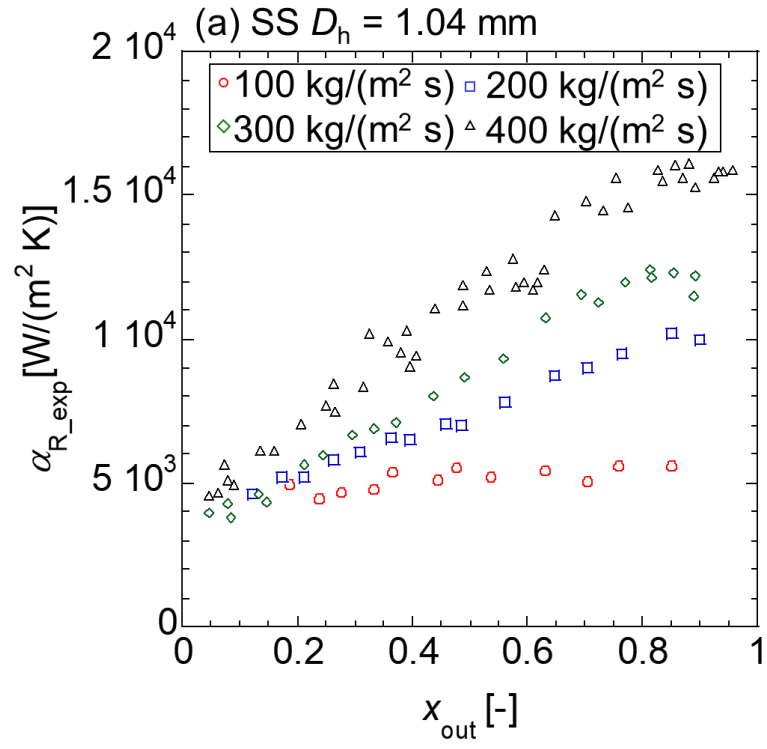


図 3-12 平均沸騰熱伝達率と熱流束の関係

冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値を出口クオリティ x_{out} に対して図 3-13 にプロットした結果を示す。図 3-13 より、SS ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} は Cu ミニチャネルのそれよりも高い値を示した。この平均沸騰熱伝達率の不一致は、流路断面形状と流路壁温分布の変化に起因する液膜構造と沸騰挙動の変化が原因であると考えられる。第 3 章の半円ミニチャネル内の流動様式から、流路隅部の液膜が表面張力効果のために厚くなり、流路隅部の液膜で気泡の形成が促進されていることを観察している。さらに、低フィン効率の条件では、高い局所壁面過熱度となるため、核沸騰が流路隅部で促進されると考えられる。液膜中の気泡は、気液界面の変動を引き起こし、流路隅部での液膜流の流動抵抗を増加させる可能性がある。これに関連して、流動抵抗により流路隅部から流路円弧部へと液体を供給すると考えられる。

冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値は出口クオリティ x_{out} の上昇に伴い単調に増加し、冷媒質量流束 G_R の増加に伴い高い値を示した。平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値は、流路隅部における気泡核生成の促進と高い気相速度によって引き起こされた気液界面の変動によって増加したと考えられる。また、出口クオリティ $x_{out} > 0.9$ の範囲では、ドライアウトの発生ために沸騰熱伝達率 α_{R_exp} が低下した。しかし、冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、出口クオリティ x_{out} の上昇にもかかわらず、平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の上昇が抑制された。したがって、冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、慣性力の影響が支配的であったが、冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、この影響は小さかったと考えられる。

冷媒質量流束 $G_R = 300\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値は、出口クオリティ x_{out} の上昇および冷媒質量流束 G_R の増加に伴い高い値を示した。しかし、冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、出口クオリティ x_{out} の全領域で、平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} は一定の値を示した。第 3 章で示したように、上記の条件にて気液界面の乱れが抑制された滑らかな気液界面を有する流動様式を観察している。Jige and Inoue [31]は、高クオリティの条件の矩形ミニチャネル内の沸騰熱伝達率は、冷媒質量流束の増加に伴い上昇したと報告している。しかし、低クオリティおよび低熱流束の条件では、流路側面に形成した薄い液膜における液膜蒸発が支配的となったため、熱伝達に対するクオリティの影響が無視できるとしている。したがって、冷媒質量流束 $G_R = 300\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} への慣性力の影響が支配的であったが、冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、この影響は小さかったと考えられる。さらに、水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値は、水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ のそれより高い値を示した。低冷媒質量流束およびより小さい水力等価直径の条件では、表面張力効果により流路隅部に厚い気膜が形成し、また、流路曲面に薄い液膜が形成する。そのため、熱伝達は液膜蒸発に支配されており、出口クオリティ x_{out} の影響、すなわち気相速度増加による慣性力の影響が小さかったと考えられる。



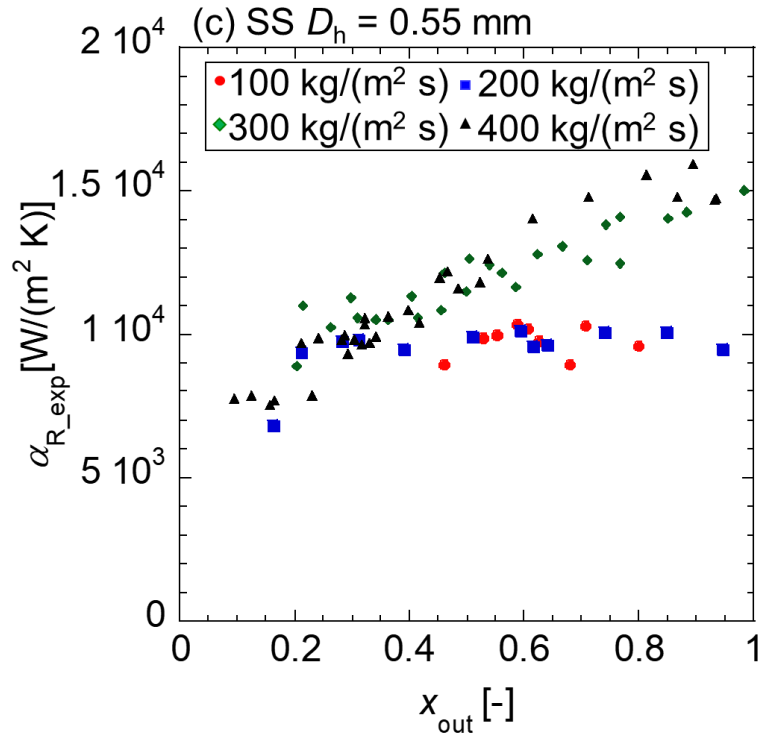


図 3-13 平均沸騰熱伝達率と出口クオリティの関係: (a) SS $D_h = 1.04$ mm, (b) Cu $D_h = 1.04$ mm, (c) SS $D_h = 0.55$ mm

3.4.4 沸騰二相流の摩擦損失

水力等価直径 D_h および冷媒質量流束 G_R が直線半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失に与える影響を評価した。図 3-14 に、冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ としたときの、実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ を出口クオリティ x_{out} に対してプロットした結果を示す。冷媒質量流束 $G_R = 400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ の条件では、水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は出口クオリティ x_{out} の上昇に伴い増加した。沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の増加率は、より高い冷媒質量流束 G_R でより高くなった。しかし、冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}300 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ の条件では、沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値は、出口クオリティ $x_{out} = 0.4\text{--}0.6$ の範囲でほぼ一定の値を示し、冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ の条件では、その出口クオリティ x_{out} の範囲がより広がったことを確認した。水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm の沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は、冷媒質量流束 $G_R = 400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ の条件では出口クオリティ x_{out} の上昇に伴い単調に増加した。しかし、より低い冷媒質量流束、中間出口クオリティ（冷媒質量流束 $G_R = 300 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ の $x_{out} = 0.5\text{--}0.7$ 、冷媒質量流束 $G_R = 200 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ の $x_{out} = 0.4\text{--}0.6$ 、冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ のほぼ全域）の条件では、沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ はほぼ一定の値を示した。

冷媒質量流束 $G_R = 200 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ の条件では、水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm および 0.55 mm の沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の差は小さかった。そして、沸騰二相流の摩擦損失

$\Delta P_{f_TP_exp}$ は中間出口クオリティにおいてほぼ一定の値を示した。Enoki et al. [32]は、低冷媒質量流束および中間クオリティの条件では、矩形管内になめらかな気液界面と厚い液膜が形成し、矩形管の沸騰二相流の摩擦損失は円管のそれよりも低くなったと報告した。図 3-4 および図 3-5 に示すように、低冷媒質量流束および低出口クオリティの条件では、滑らかな気液界面を有する流動様式を観察している。したがって、水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm の沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ が低下したと考えられる。また、中間出口クオリティにおいて、沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値はほぼ一定となった。この理由は、Semi-annular flow から Annular flow への流動様式の遷移が原因であると考えられる。気液界面に強い乱れを形成する Semi-annular flow の摩擦損失は高いが、高出口クオリティ x_{out} におけるガスコアの形成が沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の減少を引き起こしたためである。しかし、冷媒質量流束 $G_R = 400$ kg/(m² s)の条件では、水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm の沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm のそれよりも高い値を示した。これは、半円ミニチャネル内のより高い冷媒質量流束 G_R 条件では、気液界面構造が乱れた流動様式となっており、それぞれの水力等価直径 D_h にて慣性力によって支配的されていたためと考えられる。Annular flow への遷移は低い出口クオリティ $x_{out}=0.2$ の時であった。それゆえ、より厚い液膜と気液界面の強い乱れを形成するより小さい水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm の半円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ が大きな値を示したと考えられる。

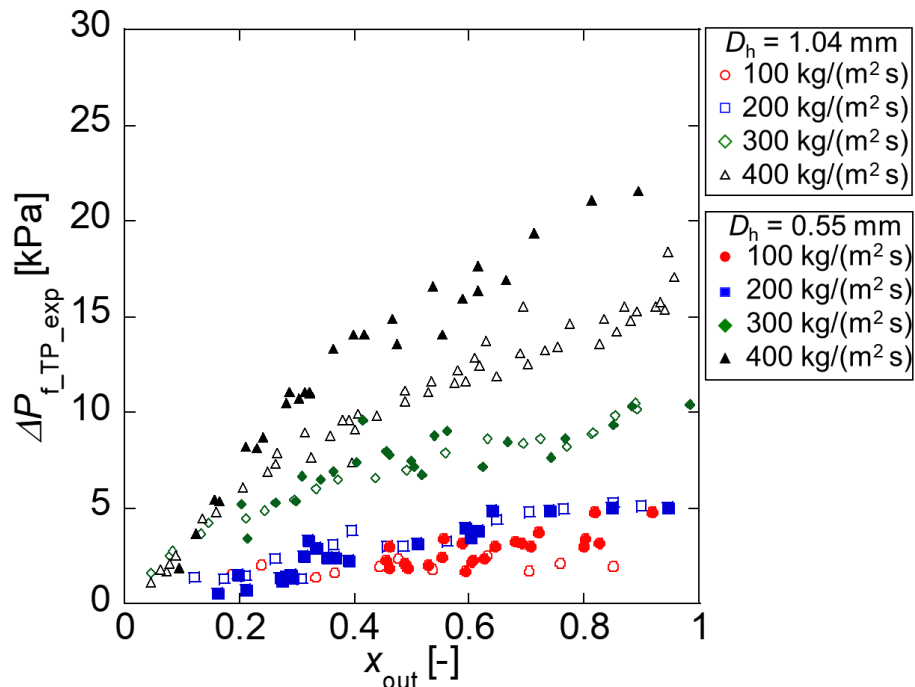


図3-14 沸騰二相流の摩擦損失および出口クオリティの関係

3.5 従来の相関式との比較

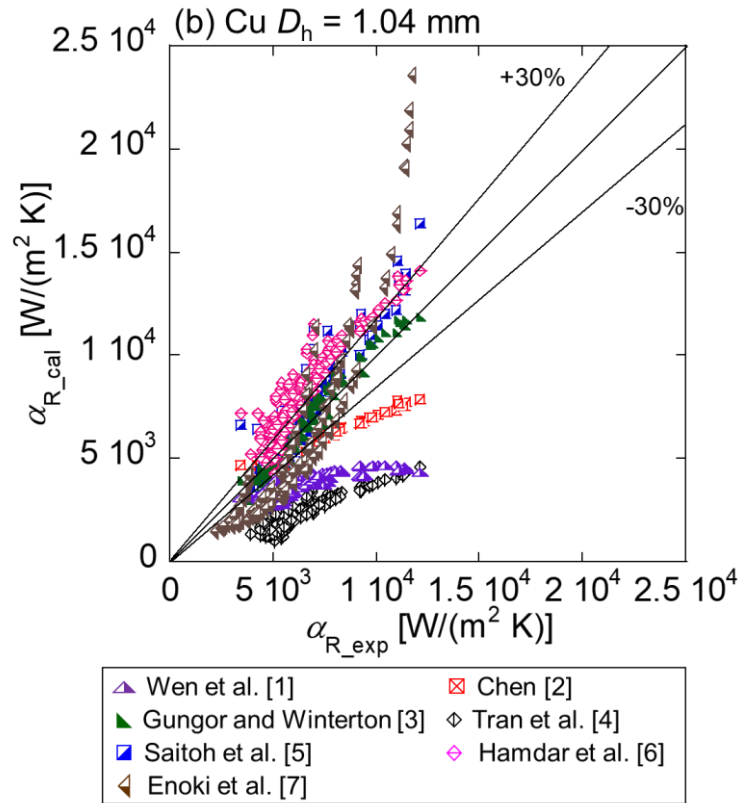
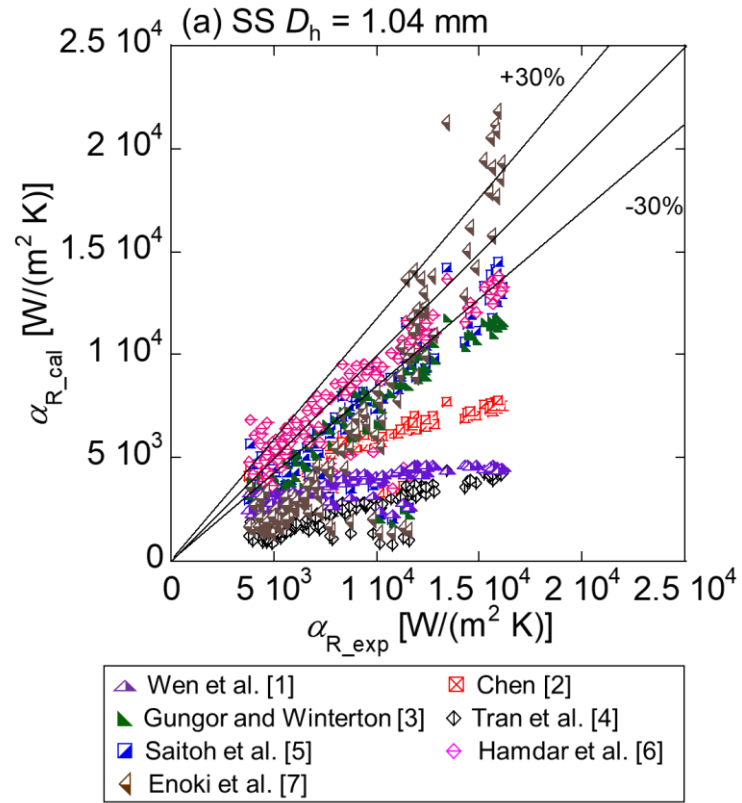
3.5.1 平均沸騰熱伝達率

実験により得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} と、従来の相関式を用いて得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} を比較した結果を図 3-15 に示し、その平均絶対誤差 MAE の値を表 3-8 に示す。図 3-15 から、相関式の熱伝達率は実験値と比較して低い値を示す傾向にあった。また、表 3-8 に示すように、水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ および 0.55 mm の SS ミニチャネルの平均絶対誤差 MAE の値は、表 3-3 にまとめた従来の相関式の中では、Hamdar et al. [6]の相関式が最も低くなった。この相関式は、水力等価直径 1 mm の水平矩形管内の冷媒 R-152a の流動沸騰試験により提案されており、内径 2.46 mm の円管と水力等価直径 2.4 mm の矩形管内の冷媒 R-12 の流動沸騰試験により得られた Tran et al. [4]の相関式の係数を修正したものである。Tran et al. [4]の相関式は最も一致しなかったが、Hamdar et al. [6]の相関式にあるように、定数、無次元数および密度比の指数に修正を加えたことでよく一致しており、特に変化が大きい水力等価直径を考慮する必要があると考えられる。また、Enoki et al. [7]の相関式は一致しなかった。Enoki et al. [7]の相関式では円管内液膜の影響を考慮していることから、半円ミニチャネル内では流路隅部の存在により液膜の熱伝達への影響が円管のそれとは異なると考えられる。また、水力等価直径が 0.55 mm の結果について、水力等価直径の減少により熱伝達率が上昇したため、いずれの相関式よりも高い MAE の値を示した。予測精度の改善のためには水力等価直径の影響をより反映できる相関式とする必要がある。

一方で、フィン効率の高い Cu ミニチャネルの MAE の値は、円管の広範囲のデータから得られた Gungor and Winterton [3]により提案された相関式が最小となった。Chen [2]および Saitoh et al. [5]の相関式もよく一致した。しかし、SS ミニチャネルでよく一致した Hamdar et al. [6]の相関式の MAE の値が増加した。したがって、高フィン効率となる半円ミニチャネルの熱伝達に対する流路隅部の影響は小さくなったと考えられる。フィン効率が異なる試験部で予測精度が良い相関式が異なったことから、熱伝達壁面に不均一な温度分布を有する半円ミニチャネルの沸騰熱伝達率を評価するためには、相関式でフィン効率を考慮する必要があると考えられる。

表 3-8 式(10)で定義した各相関式の平均絶対誤差 MAE の値

Reference	SS $D_h = 1.04 \text{ mm}$	Cu $D_h = 1.04 \text{ mm}$	SS $D_h = 0.55 \text{ mm}$	All data
Wen et al. [1]	55.6%	40.3%	65.1%	50.6%
Chen [2]	33.9%	15.2%	55.4%	30.0%
Gungor and Winterton [3]	26.7%	14.4%	47.7%	25.7%
Tran et al. [4]	71.8%	63.2%	86.9%	71.2%
Saitoh et al. [5]	19.9%	16.6%	48.6%	24.8%
Hamdar et al. [6]	9.3%	28.8%	14.5%	19.6%
Enoki et al. [7]	35.4%	36.5%	59.2%	41.4%



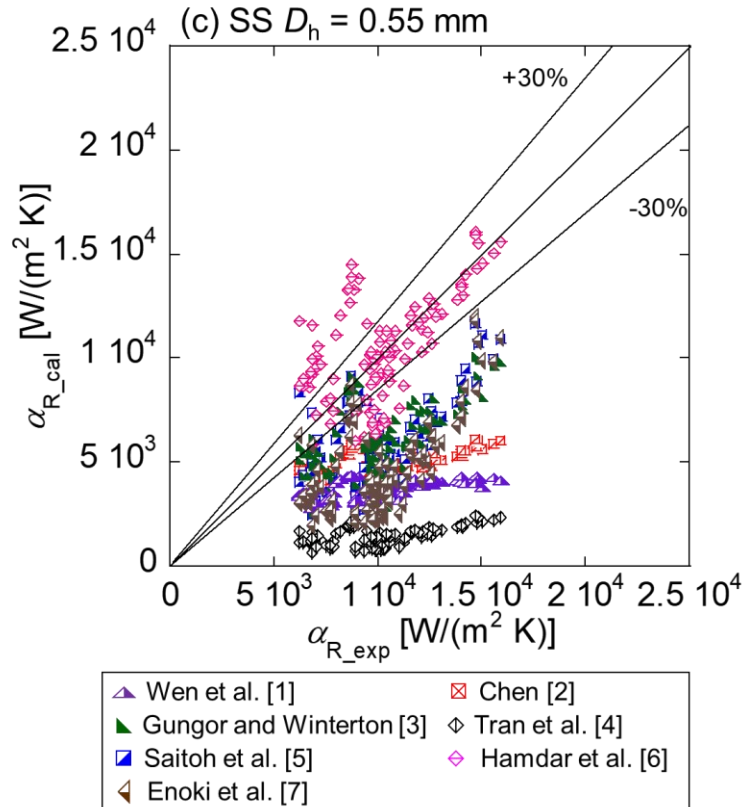


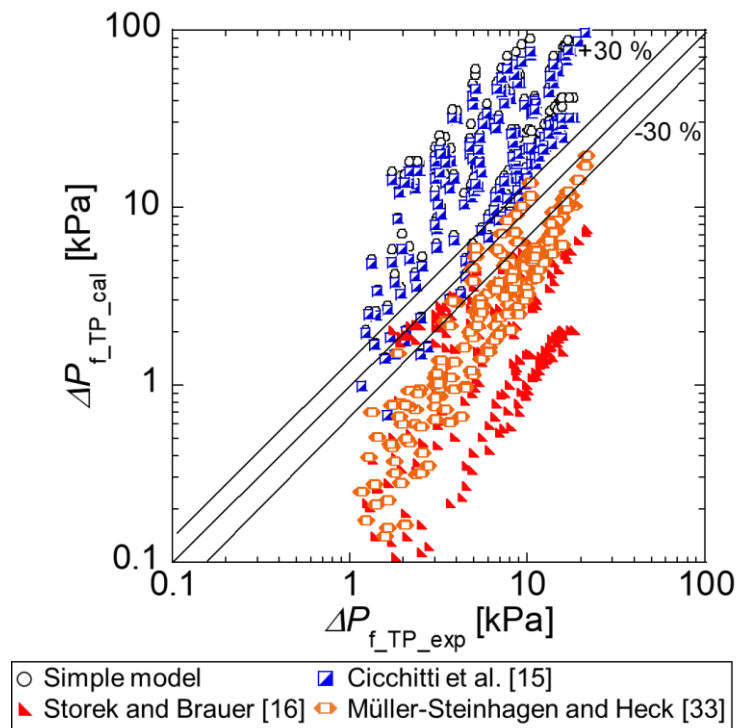
図 3-15 実験により得られた平均沸騰熱伝達率の値と従来の相関式より計算して得られた平均沸騰熱伝達率を比較した結果: (a) SS $D_h = 1.04$ mm, (b) Cu $D_h = 1.04$ mm, (c) SS $D_h = 0.55$ mm

3.5.2 沸騰二相流の摩擦損失

実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と、表3-6に示す従来の相関式およびMüller-Steinhagen and Heck [33]の相関式により得られた $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値を比較した。 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値を比較した結果を図3-16に、MAEの計算結果を表3-9に示す。表3-9に示すように、均質流モデルに基づいて計算した $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値はいずれも $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と乖離しており、均質流モデルのMAEの値よりも分離流モデルのそのほうが小さい値を示した。一方、分離流モデルの中では、水力等価直径 $D_h = 1.04$ mmの場合、水力等価直径1~4 mmの円管内の水-空気二相流の試験結果から得られたMishima and Hibiki [18]の相関式が実験結果とよく一致したが、水力等価直径 $D_h = 0.55$ mmの場合、水力等価直径1 mmの水-空気二相流の試験結果から得られたEnglish and Kandlikar [19]の相関式が実験結果とよく一致した。しかし、内径0.1 mmの円管内の水-窒素二相流の試験結果より得られたKawahara et al. [20]の相関式および0.231 mm×0.713 mmの矩形管内の冷媒R-134aの試験結果により得られたLee and Mudawar [21]の相関式はMAEが高い値を示した。したがって、水力等価直径および作動媒体の物性値が沸騰二相流の摩擦損失に与える影響を考慮するために、Chisholm

parameter C [17]にそれらを考慮する必要があると考えられる。

従来管に基づくChisholm parameter C [17]は、半円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失を過大に評価していたので、二相摩擦乗数はより小さくなると考えられる。Mishima and Hibiki [18]およびEnglish and Kandlikar [19]は、Chisholm parameter C を水力等価直径の関数としており、 C の値は、表3-6に示すように内径5 mmから20 mmの従来管の値の1/10未満であった。水力等価直径だけでなく流体の物性値を考慮したLee and Mudawar [21]の C の相関式を修正することで半円ミニチャネル内の摩擦損失の予測精度を向上することができると考えられる。



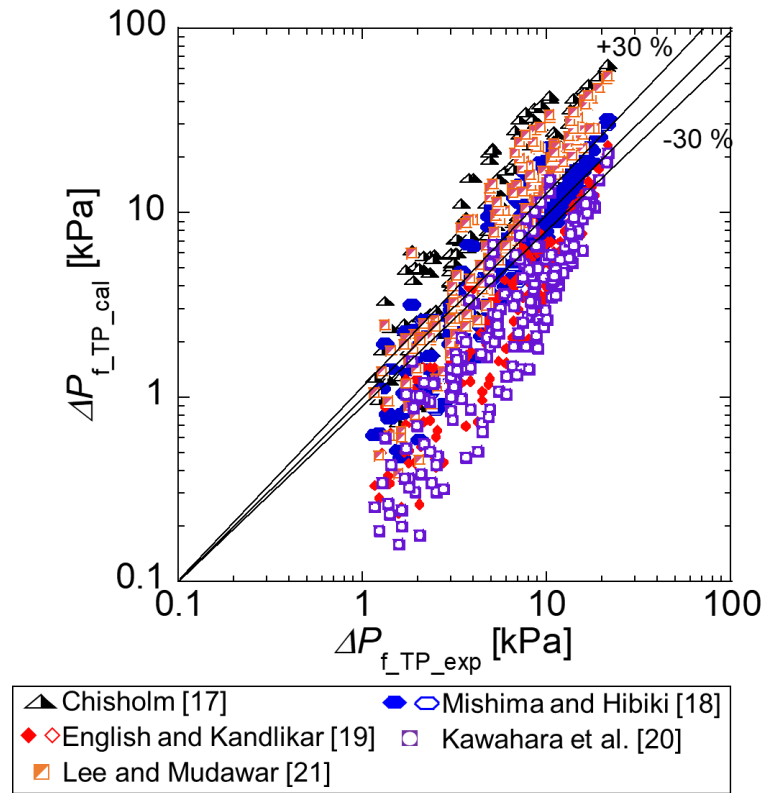


図3-16 実験から得られた沸騰二相流の摩擦損失と相関式の計算から得られた沸騰二相流の摩擦損失の比較

表3-9 式(23)で定義された各相関式のMAE

Reference	$D_h = 1.04 \text{ mm}$	$D_h = 0.55 \text{ mm}$	All data
Simple model (Homogeneous model)	102.9%	544.5%	310.5%
Cicchitti et al. [15]	78.9%	472.2%	263.7%
Storek and Baruer [16]	87.5%	45.4%	67.7%
Chisholm [17]	40.4%	194.2%	112.7%
Mishima and Hibiki [18] Non-circle	25.3%	41.2%	32.8%
Mishima and Hibiki [18] Circle	24.8%	42.8%	33.3%
English and Kandlikar [19] Non-circle	55.9%	35.9%	46.5%
English and Kandlikar [19] Circle	55.4%	35.7%	46.2%
Kawahara et al. [20]	65.3%	40.8%	53.8%
Lee and Mudawar [21]	43.8%	113.3%	76.5%
Müller-Steinhagen and Heck [33]	64.2%	42.1%	53.9%

3.6 直線半円ミニチャネル内沸騰二相流に対する相関式の作成

3.6.1 直線半円ミニチャネル内沸騰熱伝達率に対する相関式

水力等価直径, クオリティおよびフィン効率の影響を考慮するために, 実験結果から半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率の新しい相関式を提案した. 平均絶対誤差 MAE が最も小さい値を示した Hamdar et al. [6]によって提案された相関式の定数, 無次元数および密度比の指数を修正し, さらに Confinement 数 Co を用いて修正した. また, Boiling 数 Bo はフィン効率を考慮した有効伝熱面積を用いて算出した熱流束と潜熱および冷媒質量流束の比率と定義した. 本研究により提案する新しい相関式を以下に示した.

$$Nu = 19000 \times Co^{0.3} Bo^{0.7} We_L^{0.22} (\rho_L / \rho_G)^{-0.17}, \quad (24)$$

$$Co = \frac{1}{D_h} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{0.5}, \quad (25)$$

$$Bo = \frac{q'}{h_{sl} G_R}, \quad (26)$$

$$We_L = \frac{\{G(1-x)\}^2 D_h}{\rho_L \sigma}, \quad (27)$$

$$Nu = \frac{\alpha_{R_TP_local} D_h}{k_L}. \quad (28)$$

相関式を用いて計算された平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} は, 式(9)に示すように局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ から算出した. 新しい相関式を用いて算出した平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} と, 実験結果から得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} を比較した結果を図 3-17 に示す. 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm を有する SS ミニチャネル, 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm を有する Cu ミニチャネルおよび水力等価直径 $D_h = 0.55$ mm を有する SS ミニチャネルの平均絶対誤差 MAE の値は, それぞれ 7.3%, 13.3%および 12.1%となった. さらに, すべてのデータに対して MAE の値は 11.3%となった.

新たに提案した相関式は, 2 種類の水力等価直径, 1 種類の冷媒を 1 つの飽和条件で試験した結果から得られたものである. そのため, 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm および 0.55 mm ($Co = 0.98$ および 1.85) 以外の条件で使用する場合には, 各指数の修正が必要となる可能性がある. 同時に, 冷媒質量流束および熱流束は本試験範囲内とする必要がある. 相関式の使用可能条件を拡大するためには, 冷媒質量流束, 熱流束, 冷媒物性値および水力等価直径を変えたさらなる研究が必要である. さらに, フィン効率を考慮することの妥当性を検証するために, 熱伝達壁として様々な材料, または構造を使用して確認する必要がある. また, 熱流束の影響を評価するために, 「熱交換量÷伝熱面積」と定義した平均熱流束ではなく, ジュール加熱による均一熱流束とした研究も必要である.

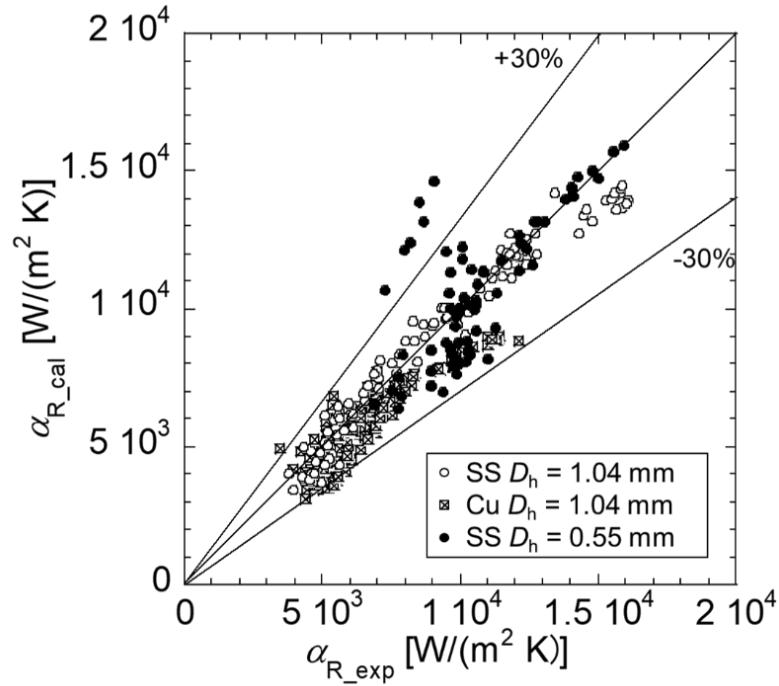


図 3-17 新しい相関式より算出した平均沸騰熱伝達率と実験より得られた平均沸騰熱伝達率の比較結果

3.6.2 直線半円ミニチャネル内沸騰二相流の摩擦損失に対する相関式

実験結果に基づき，Chisholm parameter C を調整した新しい二相摩擦損失の相関式を構築した．ここで，Mishima and Hibiki [18]，English and Kandlikar [19]および Kawahara et al. [20]によって提案された Chisholm parameter C は水力等価直径 D_h ，または定数に基づいているが，流動様式と本章の摩擦損失の試験結果から，Chisholm parameter C はパラメータとして水力等価直径 D_h だけでなく慣性力や表面張力で構成されると思った．したがって，Chisholm parameter C を以下の式に示すように無次元数の関数として表現した．表 3-10 に，フィッティングにより得られた定数 c_1 および c_2 の値を示した．

$$C = \frac{c_1}{Co} \left\{ c_2 - \frac{1}{\exp \left[\left(\frac{We_L}{Re_L} \right)^{We_L} \right]} \right\}, \quad (29)$$

$$Co = \frac{1}{D_h} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{0.5}, \quad (30)$$

$$Re_L = \frac{D_h G_R (1-x)}{\mu_L}, \quad (31)$$

$$We_L = \frac{\{G(1-x)\}^2 D_h}{\rho_L \sigma}. \quad (32)$$

表3-10 定数の一覧

$c_1 = 1.5, c_2 = 2$	$We_L < 1$
$c_1 = 7.5, c_2 = 2$	$We_L > 1$

流動様式の観察結果，沸騰二相流の摩擦損失と出口クオリティおよび冷媒質量流束の関係から，液相Weber数で相関式の定数を変えることでよく一致した．新しい相関式より算出した沸騰二相流の摩擦損失と実験より得られた沸騰二相流の摩擦損失を比較した結果を図3-18に示す．水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm，0.55 mmおよび全データの平均絶対誤差MAEの値は，それぞれ21.4 %，34.0 %および27.3 %となった．

新たに提案した相関式は，熱伝達率の相関式と同様に2種類の水力等価直径，1種類の冷媒を1つの飽和条件で試験した結果から得られたものである．そのため，本試験範囲外の条件となる場合は，各定数の修正が必要となる可能性がある．相関式の使用可能条件を拡大するためには，冷媒質量流束，熱流束，冷媒物性値および水力等価直径を変えたさらなる研究が必要である．加えて，本研究の半円ミニチャネル内のボイド率をLockhart–Martinelli相関[13]に基づいて算出している．半円ミニチャネル内のボイド率の予測精度が向上することで加速損失の予測精度が向上し，本試験の摩擦損失の値が変わるため，提案した相関式の定数の修正が必要となると考えられる．

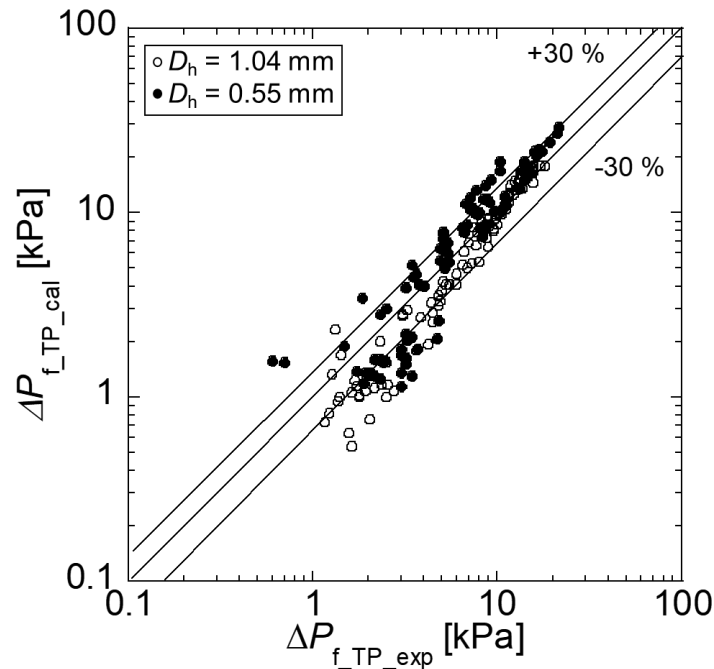


図3-18 新しい相関式より算出した沸騰二相流の摩擦損失と実験より得られた沸騰二相流の摩擦損失の比較結果

3.7 まとめ

水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ および 0.55 mm の半円ミニチャネル内の冷媒R-245faの垂直上昇流動沸騰試験を実施し、沸騰二相流の流動様式の観察による流動様式線図の整理、沸騰熱伝達率の評価および沸騰二相流の摩擦損失の評価を実施した。また、直線半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率および沸騰二相流の摩擦損失の相関式を提案した。本章の結果を以下にまとめた。

・沸騰二相流の流動様式

試験部の出口部で4つの流動様式: Slug-annular flow, Semi-annular flow, Annular flowおよびMist flowを観察した。水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ の低冷媒質量流束の条件のみSlug-annular flowを観察した。特に、流路隅部の液膜に生成する気泡に気液界面構造は強く依存しており、水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ および高熱流束の条件では、気泡密度が高くなったため、気液界面構造が乱れた流動様式を観察した。

対照的に、水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ 、低冷媒質量流束および低熱流束の条件では、気泡密度が低下し、表面張力効果により流路隅部に厚い液膜が形成し、明確な気液界面を有する流動様式を観察した。Annular flowへの遷移境界は、ガスコアの形成が半円流路断面の非対称性により抑制されたため、より高い気相Weber数 We_G 、すなわちより高い出口クオリティ x_{out} にシフトした。

高熱流束による高蒸気速度と流路隅部の核沸騰により気液界面の変動がより大きくなったため、高冷媒質量流束の条件では出口クオリティ x_{out} の上昇に伴い平均沸騰熱伝達率が上昇した。対照的に、低冷媒質量流束の条件では、流れの構造が表面張力によって支配されているため、平均沸騰熱伝達率の上昇が抑制された。さらに、低熱流束の条件では、流路隅部の核沸騰が抑制されたため、流路隅部に厚い液膜が形成し、同時に流路隅部に液が蓄積することで流路曲率面に薄い液膜が形成し、その薄い液膜の蒸発によって熱伝達が支配されたと考えられる。

・沸騰熱伝達率

低フィン効率の条件では、流路壁面過熱度が上昇するため、流路隅部の気泡核生成が活性化し、発生した気泡が流路の局面へ液体供給を促進したため、同じ熱交換量の条件にもかかわらず低フィン効率の試験部の平均沸騰熱伝達率が高い値を示した。

水力等価直径 0.55 mm の沸騰熱伝達率は、低冷媒質量流束の条件では薄い液膜の蒸発による熱伝達により水力等価直径 1.04 mm のそれよりも高い値を示した。また、水力等価直径 0.55 mm の沸騰熱伝達率は、高冷媒質量流束の条件では核沸騰促進により、水力等価直径 1.04 mm のそれよりも高い値を示した。

フィン効率を考慮した半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率の新しい相関式を提案した。水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ を有する SS ミニチャネル、水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ を有する Cu ミニチャネルおよび水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ を有する SS ミニチャネルの平均絶対誤差 MAE の値は、それぞれ 7.3%, 13.3%および 12.1%となった。また、全実験データの MAE

の値は 11.3%となった.

・沸騰二相流の摩擦損失

高冷媒質量流束の条件では, 出口クオリティの上昇に伴い沸騰二相流の摩擦損失は増加した. 沸騰二相流の摩擦損失の増加率は, より高い冷媒質量流束でより高くなった. しかし, 冷媒質量流束 $200\text{--}300\text{ kg/(m}^2\text{ s)}$ の中間出口クオリティの条件では, 沸騰二相流の摩擦損失の値はほぼ一定の値を示し, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{ kg/(m}^2\text{ s)}$ の条件では, その出口クオリティの範囲がより広がったことを確認した. また, 冷媒質量流束の増加に伴い, 水力等価直径 0.55 mm の半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失のほうが, 水力等価直径 1.04 mm の半円ミニチャネルのそれよりも高い値を示した.

分離流モデルに基づき Chisholm parameter C を無次元数で構成した半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失の新しい相関式を提案した. 平均絶対誤差 MAE の値は, 水力等価直径 $D_h = 1.04\text{ mm}$, 0.55 mm およびすべてのデータでそれぞれ 21.4%, 34.0% および 27.3% となった.

参考文献

- [1] T. Wen, H. Zhan, L. Lu, D. Zhang, “Experimental investigation and development of new correlation for flow boiling heat transfer in mini-channel”, *International Journal of Thermal Science*, Vol. 129, (2018), pp. 209-217, <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.01.033>.
- [2] J. C. Chen, “Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow”, *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and development*, Vol. 5, No. 3, (1966), pp. 322-329, <https://doi.org/10.1021/i260019a023>.
- [3] K. E. Gungor, R. H. S. Winterton, “Simplified general correlation for saturated flow boiling and comparisons of correlations with data”, *Chemical Engineering Research and Design*, Vol. 65, No. 2, (1987), pp. 148-156.
- [4] T. N. Tran, M. W. Wambsganss, D. M. France, “Small circular- and rectangular-channel boiling with two refrigerants”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 22, (1996), pp. 485-498, [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(96\)00002-X](https://doi.org/10.1016/0301-9322(96)00002-X).
- [5] S. Saitoh, H. Daiguji, E. Hihara, “Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 50, (2007), pp. 5215-5225, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.06.019>.
- [6] M. Hamdar, A. Zoughaib, D. Clodic, “Flow boiling heat transfer and pressure drop of pure HFC-152a in a horizontal mini-channel”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 33, (2010), pp. 566-577, <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2009.12.006>.
- [7] 榎木 光治, 宮田 一司, 森 英夫, “微細流路内沸騰熱伝達の整理式の修正”, *日本冷凍空調学会論文集*, Vol. 32, No. 3, (2015), pp. 275-283.
- [8] W. M. Kays, A. L. London, “COMPACT HEAT EXCHANGERS, 3rd Edition, in Abrupt Contraction and Expansion Pressure-Loss Coefficient”, Krieger Publishing Company, Florida, (1984), pp. 108-114.
- [9] H. Huang, J. R. Thome, “An experimental study on flow boiling pressure drop in multi-microchannel evaporators with different refrigerants”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 80, (2017), pp. 391-407, <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.08.030>.
- [10] R. C. Martinelli, D. B. Nelson, “Prediction of pressure drop during forced - circulation boiling of water”, *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, Vol. 70, No. 6, (1948), pp. 695-702.
- [11] J. R. S. Thom, “Predication of pressure drop during forced circulation boiling of water”, *International Journal of Heat Transfer*, Vol. 7, (1964), pp. 709-724, [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(64\)90002-X](https://doi.org/10.1016/0017-9310(64)90002-X).
- [12] C. Wang, H. Wang, X. Li, P. Gao, “Experimental study of saturated boiling heat transfer and pressure drop in vertical rectangular channel”, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 273, (2014),

- pp. 631-643, <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2014.03.053>.
- [13] R. W. Lockhart, R. C. Martinelli, "Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes", *Chemical Engineering Progress*, Vol. 45, No. 1, (1949), pp. 39-48.
- [14] R. J. Moffat, "Describing the uncertainties in experimental results", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 1, (1988), pp. 3-17, [https://doi.org/10.1016/0894-1777\(88\)90043-X](https://doi.org/10.1016/0894-1777(88)90043-X).
- [15] A. Cicchitti, C. Lombardi, M. Silvestri, G. Soldaini, R. Zavattarelli, "Two-phase cooling experiments: pressure drop, heat transfer and burnout measurements", *Energia Nucleare*, Vol. 7, No. 6, (1960), pp. 407-425.
- [16] H. Storek, H. Brauer, "Pressure drop in adiabatic gas/liquid-flow in horizontal and vertical tubes", *VDI Forschungsheft*, Vol. 599, (1980), pp. 1-36.
- [17] D. Chisholm, "A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 10, (1967), pp. 1767-1778, [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(67\)90047-6](https://doi.org/10.1016/0017-9310(67)90047-6).
- [18] K. Mishima, T. Hibiki, "Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 22, No. 4, (1996), pp. 703-712, [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(96\)00010-9](https://doi.org/10.1016/0301-9322(96)00010-9).
- [19] N. J. English, S. G. Kandlikar, "An experimental investigation into the effect of surfactants on air-water two-phase flow in microchannels", *Heat Transfer Engineering*, Vol. 27, No. 4, (2006), pp. 99-109, <https://doi.org/10.1115/ICMM2005-75110>.
- [20] A. Kawahara, P. M. -Y. Chung, M. Kawaji, "Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 28, (2002), pp. 1411-1435, [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(02\)00037-X](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(02)00037-X).
- [21] J. Lee, I. Mudawar, "Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refraction cooling applications: Part I-pressure drop characteristics", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 48, (2005), pp. 928-940, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.09.018>.
- [22] H. Asano, H. Murakawa, T. Asano, "Void fraction characteristics of adiabatic one-component vertically upward two-phase flows in circular and non-circular small diameter tubes", *Proceeding of the 25th IIR International Congress of Refrigeration*, #1095, Montreal, Canada (2019).
- [23] C. L. Ong, J. R. Thome, "Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1 – Two-phase flow patterns and film thickness measurements", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 35, (2011), pp. 37-47, <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.08.004>.
- [24] K. A. Triplett, S. M. Ghiaasiaan, S. I. Abdel-Khalik, D. L. Sadowski, "Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part I: Two-phase flow patterns", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 25, (1999), pp. 377-394, [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(98\)00054-8](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(98)00054-8).
- [25] T. Gomyo and H. Asano, "Void fraction characteristics of one-component gas-liquid two-phase flow in small diameter tube", *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*, Vol. 4, No.1, (2016), pp.

- 1-18, DOI: 10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2016015746.
- [26] R. Charnay, J. Bonjour, R. Revellin, “Experimental investigation of R-245fa flow boiling in minichannels at high saturation temperature: Flow patterns and flow pattern maps”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 46, (2014), pp. 1-16, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2013.12.002>.
- [27] H. Mori, "Two-phase flow and boiling heat transfer in small-diameter tubes", *Heat Transfer Engineering*, Vol. 37, No. 7-8, (2016), pp. 686-695, <https://doi.org/10.1080/01457632.2015.1067073>.
- [28] C. L. Ong, J. R. Thome, “Flow boiling heat transfer of R134a, R236fa and R245fa in a horizontal 1.030 mm circular channel”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 33, (2009), pp. 651-663, <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2009.01.002>.
- [29] L. Chen, Y. S. Tian, T. G. Karayiannis, “The effect of tube diameter on vertical two-phase flow regions in small tubes”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, (2006), pp. 4220-4230, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.03.025>.
- [30] M. K Akbar, D. A. Plummer, S. M. Ghiaasiaan, “On gas-liquid two-phase flow regions in microchannels”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 29, (2003), pp. 855-865, [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(03\)00043-0](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(03)00043-0).
- [31] D. Jige, N. Inoue, “Boiling heat transfer, pressure drop, and flow pattern in a horizontal square minichannel”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 78, (2019), 108433, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2019.108433>.
- [32] 榎木 光治, 森 英夫, 宮田 一司, 仮屋 圭史, 濱本 芳徳, “微細流路内気液二相流の圧力損失”, *日本冷凍空調学会論文集*, Vol. 30, No. 4, (2013), pp. 425-437. <https://doi.org/10.11322/tjsrae.30.425>.
- [33] H. Müller-Steinhagen, K. Heck, “A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes”, *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, Vol. 20, (1986), pp. 297-308, [https://doi.org/10.1016/0255-2701\(86\)80008-3](https://doi.org/10.1016/0255-2701(86)80008-3).

第4章 拡散接合で製作された試験部内の熱流動特性に及ぼす流路断面形状の影響

4.1 はじめに

本章では、半円ミニチャネルまたは円ミニチャネルを有する拡散接合型熱交換器 (Printed Circuit Heat Exchange: PCHE) を用いて、冷媒 R-245fa の沸騰二相流の摩擦損失と沸騰熱伝達率を評価し、流路断面形状が熱流動特性に与える影響を評価する。

4.2 試験部形状と実験条件

半円流路断面を有する流路 (半円ミニチャネル) と円流路断面を有する流路 (円ミニチャネル) をそれぞれ有する2つの試験部を作製した。接合断面観察図および流路構造の詳細を図4-1に示す。すべての金属板の材料に SS type 316L を使用した。半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの水力等価直径 D_h は、それぞれ 1.04 mm および 1.0 mm である。

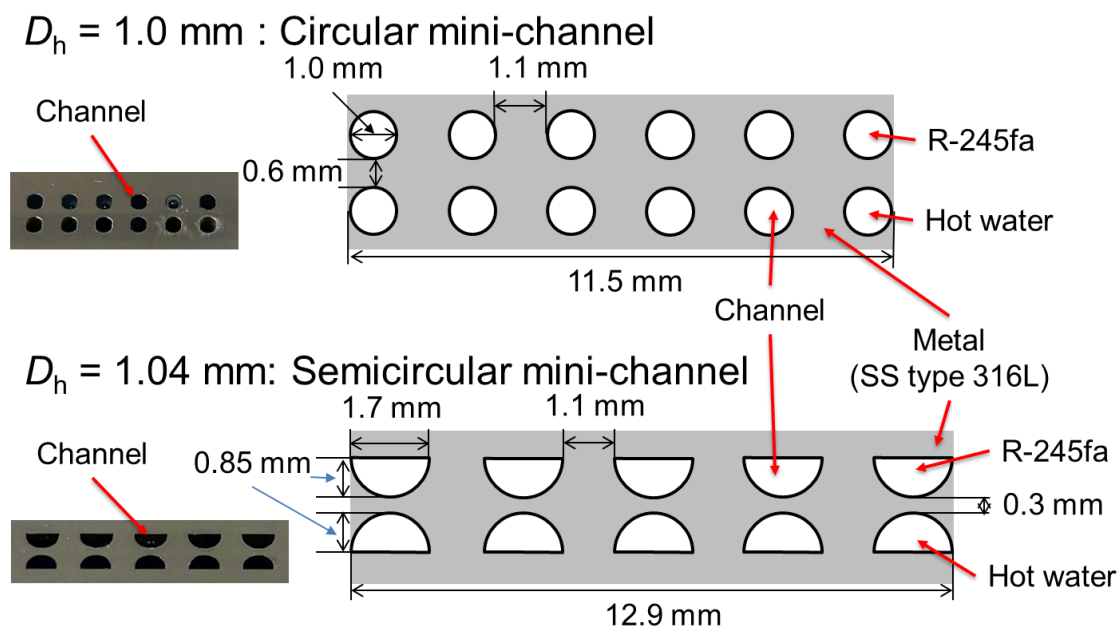


図 4-1 接合断面観察図および流路構造

試験流の長さは 185 mm であり、並列する流路間の最小距離は 1.1 mm である。作動媒体の冷媒 R-245fa と加熱媒体の温水の2流体間の熱伝達壁 (金属) の最小厚みは半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルでそれぞれ 0.3 mm および 0.6 mm である。冷媒 R-245fa と温水の流路構造は同じとした。表 4-1 に試験部流路の詳細構造を示す。

表 4-1 試験部流路の詳細構造

	Semicircular mini-channel	Circular mini-channel
Hydraulic diameter mm	1.04	1.0
Number of channels	5	6
Channel radius mm	0.85	0.5
Pitch of channel mm	2.8	2.1
Total heat transfer area mm ²	4042	3487
Hydraulic diameter mm	1.04	1.00
Width of channel mm	1.7	1.0
Channel length mm	185	185
Total cross-sectional area mm ²	5.67	4.71

作動媒体 R-245fa の入口条件はサブクール度 10°C，冷媒飽和温度 30°C である．冷媒 R-245fa の質量流束を 100–400 kg/(m² s) の範囲で制御した．冷媒 R-245fa を試験部に垂直上昇流となるように供給し，温水を冷媒と対向流になるように垂直下降流で供給した．高温恒温槽を用いて温水流量と温度を制御することで，熱流束と冷媒出口クオリティを調整した．ここで，熱流束を「熱交換量を冷媒側の伝熱面積で割った値」と定義した．本研究では，半円ミニチャネルの熱流束および出口クオリティは 5.8–101.7 kW/m² および 0.08–0.98，円ミニチャネルのそれらは 6.1–93.5 kW/m² および 0.01–0.99 であった．空調により 20°C 一定に制御した空間に実験装置を設置した．試験部および配管を断熱材 Aeroflex® を用いて被覆し，放熱ロスを低減した．冷媒側を真空とし，温水側のみを試験部に流す予備実験を実施し，放熱ロスを事前に評価した．REFPROP 9.0 を使用して冷媒 R-245fa と温水の物性値を計算した．試験部の平均温度および圧力を用いて温水の物性値を算出した．試験部入口の圧力を用いて冷媒 R-245fa の試験部入口の飽和条件の物性値を算出し，試験部出口の物性値は試験部出口の温度および圧力から算出した．また，試験部の液相部分の平均温度および圧力を用いて過冷却条件の物性値を算出した．表 4-2 に試験部入口における実験条件を示す．

表 4-2 試験部入口における実験条件

Working fluid: R-245fa	
Mass flux, G_R kg/(m ² s)	100–400
Saturated temperature, T_{sat} °C (Saturated pressure)	30 (0.178)
Subcooling temperature °C	10
Heating medium: Hot water	
Mass flux, G_{hw} kg/(m ² s)	1000–4000
Temperature of hot water °C	34–60

4.3 データ整理方法

4.3.1 平均沸騰熱伝達率の計算方法

実験により得られたフィン効率を考慮した沸騰二相流域の真の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} を以下の式から算出した。

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{\alpha_{hw}\eta_{hw}} + \frac{1}{\alpha_{R_exp}\eta_R} + \frac{t_{metal}}{k_{metal}}, \quad (1)$$

ここで、 U 、 α 、 η 、 t_{metal} および k_{metal} は、それぞれ沸騰二相流域の総括伝熱係数、平均熱伝達率、フィン効率、流体間金属厚みおよび金属の熱伝導度である。Dittus-Boelter equation を用いて温水の平均熱伝達率 α_{hw} を計算した。繰り返し計算により、実験により得られたフィン効率を考慮した冷媒側の真の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} を算出した。

沸騰二相流域のみの熱伝達領域を評価するために、沸騰二相流域の総括伝熱係数 U を沸騰二相流域の伝熱面積 A_l 、沸騰二相流域の対数平均温度差 ΔT_{LMTD_l} および冷媒 R-245fa の潜熱 Q_{R_l} を用いて以下の式から算出した。

$$U = \frac{Q_{R_l}}{A_l \Delta T_{LMTD_l}}, \quad (2)$$

$$Q_{R_l} = Q_R - Q_{R_s}, \quad Q_{R_s} = m_R c_{p_R_ave} (T_{R_m} - T_{R_in}), \quad (3)$$

$$A_l = A_{all} \frac{Q_{R_l}}{Q_R}, \quad (4)$$

$$\Delta T_{LMTD_l} = \frac{(T_{hw_in} - T_{R_out}) - (T_{hw_m} - T_{R_L_sat})}{\text{LN}\left(\frac{T_{hw_in} - T_{R_out}}{T_{hw_m} - T_{R_L_sat}}\right)}, \quad (5)$$

$$T_{hw_m} = \frac{Q_{R_s}}{m_{hw} c_{p_hw_ave}} + T_{hw_out}, \quad (6)$$

ここで、 T_{hw_m} は冷媒 R-245fa が飽和状態に達する際の温水温度、 Q_{R_s} は冷媒 R-245fa のサブクール液領域の温度差から算出した冷媒 R-245fa の顕熱である。添え字の”l”と”s”は、それぞれ沸騰二相流域とサブクール域を示す。REFPROP を用いてエンタルピー差から冷媒 R-245fa の潜熱 Q_{R_s} および顕熱 Q_{R_l} を算出した。沸騰二相流域の摩擦損失および熱伝達率を評価するために、沸騰二相流の開始点をクオリティ $x=0$ の条件と定義した。

4.3.2 壁面フィン効率を考慮した沸騰熱伝達率の計算方法

沸騰二相流域の冷媒 R-245fa 流路のフィン効率を以下の計算プロセスに従って計算した。半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの流路断面形状のイメージを図 4-2 に示す。温水流路のフィン効率 η_{hw} の値は同じ計算手法に基づいて計算した。ここで、 T_b , S_i , W_i および r は、それぞれ流体バルク温度、特定の位置における周囲長さ、フィン幅および流路半径である。添え字の”i”は円周方向の特定の位置を示す。

T_i は円周方向の特定の位置における壁温である。円周方向の特定の位置 $i = 0$ における壁温 $T_{i=0}$ は、二流体間の最小の距離となる場所の壁温であり、その温度 $T_{i=0}$ を流体温度と流路壁温の間の最大の温度差の基準として定義した。すなわち、その場所では円周方向の特定の位置 $i = 0$ における壁温 $T_{i=0}$ と流体のバルク温度 T_f の差が最も大きくなる。半円ミニチャネルの流路の弦部分の壁温 $T_{i=n}$ は一定の値であると仮定し、試験部上面に挿入した白金測温抵抗体を用いて壁温を測定し、熱伝導計算により流路の弦部分の壁温 $T_{i=n}$ を評価した。

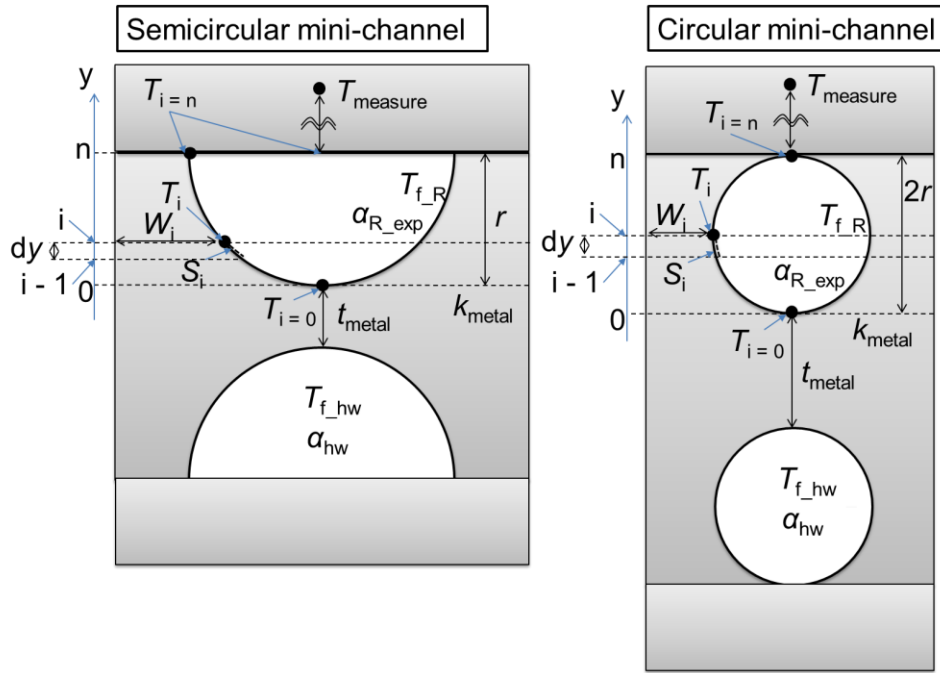


図 4-2 半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの流路断面形状のイメージ

半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの冷媒側流路のフィン効率 η_R の値を以下の式から算出した。

$$\eta_R = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} \alpha_{R,exp} (T_i - T_{f,R}) S_i + \alpha_{R,exp} (T_{i=n} - T_{f,R}) 2r}{\alpha_{R,exp} (T_{i=0} - T_{f,R}) \pi r + \alpha_{R,exp} (T_{i=0} - T_{f,R}) 2r}, \quad (\text{半円ミニチャネル}) \quad (7)$$

$$\eta_R = \frac{\sum_{i=0}^n \alpha_{R_exp}(T_i - T_{f_R})S_i}{\alpha_{R_exp}(T_{i=0} - T_{f_R})2\pi r}, \quad (\text{円ミニチャネル}) \quad (8)$$

本研究では、流路の高さ方向に 100 に分割した微小区間に有限差分法を用いて、冷媒 R-245fa の円周方向の特定の位置 i における壁温 T_i を以下の式から算出した。

$$k_{\text{metal}}W_i \frac{d^2T_i}{dy^2} dy = \alpha_{R_exp}(T_i - T_{f_R})S_i. \quad (9)$$

式(1)と本節で得られたフィン効率 η_R を用いて、フィン効率を考慮した平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} を算出した。

4.3.3 従来の相関式に基づく平均沸騰熱伝達率の計算方法

流路断面形状、水力等価直径および流体物性値が平均沸騰熱伝達率に与える影響を評価するために、実験により得られた冷媒 R-245fa の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値と従来の相関式を用いて計算した平均沸騰熱伝達率の値を比較した。従来の相関式を用いて計算した局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ から得られる平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} を以下の式から算出した。

$$\alpha_{R_cal} = \frac{\int_0^{x_{out}} \alpha_{R_TP_local} dx}{x_{out}}, \quad (10)$$

従来の相関式を用いて計算した平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} の値は、0.001 m の微小区間における局所沸騰熱伝達率を平均化することで算出した。表 4-3 に示す従来の相関式を用いて局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ の値を計算した。これらの相関式は、並列多穴矩形ミニチャネル[1]、片面加熱の従来円管[2]、円管および矩形ミニチャネル[3-6]を用いた流動沸騰試験や、広範囲の流動沸騰試験のデータを統合したことで提案されている[7-9]。実験により得られた半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率は、表 4-3 に示す相関式の局所沸騰熱伝達率から式(10)を用いて算出した平均沸騰熱伝達率の計算結果と比較、評価した。

式(1)を用いて計算した実験で得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値と、式(10)を用いて計算した相関式から得られた平均沸騰熱伝達率を比較し、以下の式で定義した平均絶対誤差 (Mean absolute error: MAE) を算出した。

$$MAE = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{|\alpha_{R_cal} - \alpha_{R_exp}|}{\alpha_{R_exp}} \right). \quad (11)$$

表 4-3 沸騰熱伝達率の相関式

Reference	Correlation equation
Wen et al. [1]	$\alpha_{R_TP_local} = Nuk_L D_h,$ $Nu = 0.021(S + F)Re_{l0}Pr^{0.8}We^{-0.403}P_{cr}^{0.603}/C,$ $S = 1 + 3000Bo^{0.86}, F = 1.8\left(\frac{x}{1-x}\right)^{0.75}\left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.41},$ $Re_{l0} = \frac{GD_h(1-x)}{\mu_L}, Re_L = \frac{GD_h}{\mu_L}, P_{cr} = \frac{P_{sat}}{P_{crit}},$ $C = \exp\left(\frac{0.14\mu_L}{\mu_L(1-x) + \mu_G x}\right) / \exp(1.24 \times 10^4 \times Re_L).$
Wang et al. [2]	$\alpha_{R_TP_local} = F\alpha_L + S\alpha_{pool}, \alpha_L = 0.023(Re_L)^{0.8}(Pr_L)^{0.4}(k_L/D),$ $F = 1 + 2.4 \times 10^4 \times Bo^{1.16} + 1.37\left(\frac{1}{x_{tt}}\right)^{0.86},$ $\alpha_{pool} = 55P_r^{*(0.12-0.2\log_{10}R_p)}(-\log_{10}P_r^*)^{-0.55}M^{-0.5}q^{0.67},$ $p_r^* = \frac{P}{p_{cr}}, R_p: \text{roughness}, q: \text{heat flux}, M: \text{molecular weight},$ $S = (1.027 + 5.85 \times 10^{-8} \times F^{1.54} \times Re_L^{1.382})^{-3.75},$ $Fr < 0.05F = F \times Fr^{0.1-2Fr}, S = S \times Fr^{0.5},$ $Re_L = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}, Pr_L = \frac{c_{pL}\mu_L}{k_L}, Bo = \frac{q}{Gh_{LG}}, Fr = \frac{G^2}{\rho l^2 g D}$
Tran et al. [3]	$\alpha_{R_TP_local} = 8.4 \times 10^5 (Bo^2 We_L)^{0.3} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{-0.4},$ $Bo = \frac{q}{Gh_{LG}}, We_L = \frac{G^2 D}{\sigma \rho_L}.$
Hamdar et al. [4]	$Nu = 6942.8 \times (Bo^2 We_L)^{0.2415} \left(\rho_L/\rho_G\right)^{-0.22652},$ $Nu = \frac{\alpha_{R_TP_local} D_h}{k_L}.$
Enoki et al. [5]	$\alpha_{R_TP_local} = \alpha_{lf} + \alpha_{fc} + \alpha_{nb} = \frac{k_L \beta}{\delta_e} + F\alpha_L + SC^{\frac{1}{1-n}} \Delta T_{sat}^{\frac{n}{1-n}},$ $\frac{\delta_e}{D} = 1.14 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.25} Ca^{0.41}, F = 1 + \left(\frac{1}{x_{tt}}\right)^{1.1},$ $X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.1}, \alpha_L = 0.023(Re_f)^{0.8}(Pr_L)^{0.4}(k_L/D),$ $Re_f = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}, Pr_L = \frac{c_{pL}\mu_L}{k_L}, S = \frac{1}{1 + \left[\frac{G(1-x)D}{\mu_L} \times F^{1.25} \times \left(\frac{qD_B}{k_L T_{sat}}\right)^{-1.4} \times 10^{-4.4}\right]},$

	$C = 10 \frac{k_L}{D_B} \left(\frac{D_B}{k_L T_{\text{sat}}} \right)^n \left(\frac{P_{\text{sat}}}{P_{\text{crit}}} \right)^{0.1} \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_{\text{crit}}} \right)^{-1.4} Pr_L^{-0.25},$ $D_B = 0.51 \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{0.5}, \quad n = 0.855 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.309} \left(\frac{P_{\text{sat}}}{P_{\text{crit}}} \right)^{-0.437}.$
Saitoh et al. [6]	$\alpha_{R_TP_local} = F\alpha_L + S\alpha_{\text{pool}}, \quad \alpha_L = 4.36 \frac{k_L}{D} Re_f < 1000,$ $\alpha_L = 0.023(Re_f)^{0.8}(Pr_L)^{0.4}(k_L/D) \quad Re_f > 1000,$ $F = 1 + \frac{1}{1 + We_G^{-0.4}} \left(\frac{1}{X} \right)^{1.05}, \quad X = \left(\frac{C_L}{C_G} \right)^{0.5} \left(\frac{GxD}{\mu_G} \right)^{-0.4} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.5} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.5},$ $Re_f < 1000, \quad Re_g > 1000,$ $X = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.1} \quad Re_f > 1000, \quad Re_g > 1000,$ $C_L = 16, \quad C_f = 0.046 \quad \alpha_{\text{pool}} = 207 \frac{k_L}{D_B} \left(\frac{qD_B}{k_L T_L} \right)^{0.745} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.581} Pr_L^{0.533},$ $D_B = 0.51 \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{0.5}, \quad S = \frac{1}{1 + 0.4(Re_{TP} \times 10^{-4})^{1.4}},$ $Re_{TP} = Re_f F^{1.25}, \quad We_G = \frac{(Gx)^2 D}{\sigma \rho_G}, \quad Re_f = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}, \quad Pr_L = \frac{c_{pL}\mu_L}{k_L}.$
Gungor and Winterton [7]	$\frac{\alpha_{R_TP_local}}{\alpha_L} = 1 + 3000Bo^{0.86} + 1.12 \left\{ \frac{x}{1-x} \right\}^{0.75} \left\{ \frac{\rho_L}{\rho_G} \right\}^{0.41},$ $\alpha_L = 0.023 \left(\frac{G(1-x)D}{\mu_L} \right)^{0.8} \left(\frac{c_{pL}\mu_L}{k_L} \right)^{0.4} (k_L/D).$
Shah [8]	$\alpha_{R_TP_local} = \psi \alpha_L = \alpha_{\text{Shah}},$ $\alpha_L = 0.023(Re_L)^{0.8}(Pr_L)^{0.4}(k_L/D),$ $\psi = \text{MAX}[\psi_{NB}, \psi_{CB}],$ $\psi_{NB} = FBo^{0.5} \exp(2.47N^{-0.15}), \quad N \leq 0.1,$ $\psi_{NB} = FBo^{0.5} \exp(2.74N^{-0.1}), \quad 0.1 < N \leq 1.0,$ $\psi_{NB} = \frac{230Bo^{0.5}}{1 + 46Bo^{0.5}} \quad \begin{matrix} Bo > 0.3 \times 10^{-4} \\ Bo < 0.3 \times 10^{-4} \end{matrix}, \quad N > 1.0,$ $\psi_{CB} = \frac{1.8}{N^{0.8}}, \quad N = Co, \quad F = \begin{cases} 14.7 & Bo \geq 11 \times 10^{-4} \\ 15.43 & Bo < 11 \times 10^{-4} \end{cases},$ $Re_L = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}, \quad Pr_L = \frac{c_{pL}\mu_L}{k_L}, \quad Bo = \frac{q}{gh_{LG}}, \quad Co = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.8} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5}.$
Shah [9]	$\alpha_{R_TP_local} = F\alpha_{\text{shah}}, \quad F = 2.1 - 0.008We_{GT} - 110Bo, \quad F > 1,$ $F = 1, \quad F < 1, \quad We_{GT} = \frac{G^2 D}{\rho_G \sigma}, \quad Bo = \frac{q}{gh_{LG}}.$

4.3.4 沸騰二相流の摩擦損失の計算方法

本研究では，試験部の入口部で冷媒 R-245fa が過冷却となる条件で流動沸騰試験を実施した．したがって，実験で得られた試験部の入口部と出口部の縮小および拡大損失を除く全体の圧力損失 ΔP_{exp} は以下の式で表される．

$$\Delta P_{\text{exp}} = \Delta P_{\text{SP}} + \Delta P_{\text{TP}}, \quad (12)$$

ここで， P は圧力を示し，添え字の”SP”および”TP”は，それぞれ単相および二相を示す．単相流の圧力損失 ΔP_{SP} の値は，摩擦損失 $\Delta P_{\text{f_SP}}$ ，重力損失 $\Delta P_{\text{g_SP}}$ および加速損失 $\Delta P_{\text{a_SP}}$ で構成される．過冷却域の平均物性値を用いて単相流の摩擦損失 $\Delta P_{\text{f_SP}}$ および加速損失 $\Delta P_{\text{g_SP}}$ を算出し，過冷却域の密度差から単相流の加速損失 $\Delta P_{\text{a_SP}}$ を算出した．クオリティ $x = 0$ を流動沸騰の開始点と定義した．本研究では，単相（サブクール域）および二相（沸騰二相流域）の領域の長さを熱交換量に対する顕熱または潜熱の比率より算出した．比エンタルピー差よりこれらの値を算出した．

実験で得られた試験部の入口部と出口部の縮小および拡大損失を除く全体の圧力損失 ΔP_{exp} の値は，試験部形状に依存する圧力損失，すなわち，試験部の入口部の縮小損失 $\Delta P_{\text{contraction}}$ および出口部の拡大損失 ΔP_{expand} を含んでいる．試験部の入口部の縮小損失 $\Delta P_{\text{contraction}}$ および出口部の拡大損失 ΔP_{expand} の値を以下の式より算出した．

$$\Delta P_{\text{exp}} = P_{\text{in}} - P_{\text{out}} - \Delta P_{\text{contraction}} - \Delta P_{\text{expand}}, \quad (13)$$

$$\Delta P_{\text{contraction}} = \frac{G_{\text{R}}^2}{2g\rho_{\text{in}}} \left[1 - \left(\frac{C_{\text{ch}}}{C_{\text{in}}} \right)^2 \right] + K_{\text{c}} \frac{G_{\text{R}}^2}{2g\rho_{\text{in}}}, \quad (14)$$

$$\Delta P_{\text{expand}} = \frac{G_{\text{R}}^2}{2g\rho_{\text{out}}} \left[1 - \left(\frac{C_{\text{ch}}}{C_{\text{out}}} \right)^2 \right] - K_{\text{e}} \frac{G_{\text{R}}^2}{2g\rho_{\text{out}}}, \quad (15)$$

ここで， G ， C ， g ， ρ ， K_{c} および K_{e} は，それぞれ質量流束，流路断面積，重力加速度，密度，Kays and London [10] および Huang and Thome [11] の縮小および拡大係数である．添え字の”ch”は流路を示す．表 4-4 に縮小係数 K_{c} および拡大係数 K_{e} を示す．試験部の出口部における密度 ρ_{out} を熱力学的平衡クオリティに基づいた各相の比体積から算出した．

表 4-4 縮小係数 K_{c} および拡大係数 K_{e}

	Semicircular mini-channel $D_{\text{h}} = 1.04 \text{ mm}$	Circular mini-channel $D_{\text{h}} = 1.0 \text{ mm}$
縮小係数 K_{c}	0.56–0.75	0.56–0.76
拡大係数 K_{e}	-0.023–0.22	-0.035–0.22

沸騰二相流の圧力損失 ΔP_{TP} の値は、沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ 、重力損失 ΔP_{g_TP} および加速損失 ΔP_{a_TP} で構成される[12]。沸騰二相流の加速損失 ΔP_{a_TP} および重力損失 ΔP_{g_TP} をWang et al. [13]の手法に基づいて算出した。沸騰二相流の圧力損失 ΔP_{TP} の値を次の式より算出した。

$$\Delta P_{TP} = \Delta P_{g_TP} + \Delta P_{a_TP} + \Delta P_{f_TP_exp}, \quad (16)$$

$$\Delta P_{a_TP} = \frac{G_R^2}{\rho_L} \left\{ \frac{x_{out}^2}{\xi_{out}} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right) + \frac{(1-x_{out})^2}{1-\xi_{out}} \right\}, \quad (17)$$

$$\Delta P_{g_TP} = \int [\rho_L(1-\xi) + \rho_G\xi] g dz, \quad (18)$$

$$\xi = 1 - \left(1 + \frac{31}{X} + \frac{1}{X^2} \right)^{-0.43}, \quad (19)$$

ここで、 ξ および X は、それぞれボイド率および Martinelli parameter を示す。Lockhart–Martinelli 相関[14]からボイド率 ξ の値を算出した。

Moffat [15]の計算手法に基づいて、式(20)より沸騰熱伝達率および沸騰二相流の摩擦損失の不確かさを算出した。

$$\Delta R = \left\{ \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial Y_i} \Delta Y_n \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (20)$$

ここで、 R 、 n および Y はそれぞれ従属変数（すなわち、平均熱伝達率や摩擦損失）、変数の数および独立変数（すなわち、温度、圧力および質量流量）である。

評価値の不確かさを表 4-5 にまとめた。これらの値は最大の測定誤差の条件で得られたものである。

表 4-5 評価値の不確かさ

Evaluated parameter	Uncertainty in calculation
Heat transfer rate, Q_R	$\pm 1.8\%$
Outlet quality, x_{out}	$\pm 2.5\%$
Pressure drop, $\Delta P_{f_TP_exp}$	$\pm 4.7\%$
Overall heat transfer coefficient, U	$\pm 3.8\%$
Average heat transfer coefficient of hot water side, α_{hw}	$\pm 4.1\%$
Actual average heat transfer coefficient of refrigerant side, α_{R_exp}	$\pm 9.7\%$

4.3.5 従来の相関式に基づく沸騰二相流の摩擦損失の計算方法

実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と，従来の相関式から計算した沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値を比較した．そこで，従来の相関式から計算した沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の計算プロセスを以下に示した．まず，二相摩擦乗数 ϕ_L^2 を以下のように定義した．

$$\phi_L^2 = \left(\frac{-dP_f}{dz} \right) / \left(\frac{-dP_f}{dz} \right)_L, \quad (21)$$

ここで $(-dP_f/dz)_L$ は二相流の液相のみの値である．

Chisholm [16]は，二相摩擦乗数 ϕ_L^2 について以下の式を提案している．

$$\phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}, \quad (22)$$

ここで， C は Chisholm parameter を示す．

Chisholm parameter C のいくつかの値は，水力等価直径および無次元数を考慮した従来研究で提案されており，これらの値を表 4-6 に示す．これらの相関式は，円ミニチャネルおよび矩形ミニチャネル[17-18]，円マイクロチャネル[19]および矩形マイクロチャネル[20]における流動沸騰試験の実施により得られたものである．

表 4-6 Chisholm parameter C

Reference	Chisholm parameter C
Mishima and Hibiki [17]	$C = 21[1 - \exp(-0.319D_h)]:$ Noncircular channel $C = 21[1 - \exp(-0.333D_h)]:$ Circular channel
English and Kandlikar [18]	$C = 5[1 - \exp(-0.319D_h)]:$ Noncircular channel $C = 5[1 - \exp(-0.333D_h)]:$ Circular channel
Kawahara et al. [19]	$C = 0.24$
Lee and Mudawar [20]	$C = c_1 Re_L^{c_2} We_L^{c_3}$ $c_1 = 2.16, c_2 = 0.047, c_3 = 0.6, (Re_L < 1000, Re_G < 1000)$ $c_1 = 1.45, c_2 = 0.25, c_3 = 0.23, (Re_L < 1000, Re_G > 1000)$

従来の相関式から計算した沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ を，0.001 m の微小区間を積分することで算出した．この積分範囲は試験部内の沸騰二相流域を示す出口クオリティ x_{out} の値が 0 から試験部出口までである．沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と表 4-6 に示す Chisholm parameter C を用いて算出した沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値を比較し，以下に定義した平均絶対誤差（Mean absolute error: MAE）を算出した．

$$MAE = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{|\Delta P_{f_TP_cal} - \Delta P_{f_TP_exp}|}{\Delta P_{f_TP_exp}} \right). \quad (23)$$

4.4 結果と考察

4.4.1 平均沸騰熱伝達率

フィン効率は熱伝達壁の熱拡散と熱伝達率の影響を受ける。そこで、温水温度と熱伝達率の影響を評価するために、冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件で得られた冷媒側流路のフィン効率 η_R を出口クオリティ x_{out} に対してプロットした結果を図 4-3 に示す。赤の白抜きおよび黒の塗りつぶしの記号は、それぞれ半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルを有する試験部を用いて得られた結果を示している。

半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの冷媒側流路のフィン効率 η_R は約 55–65% となり、温水温度の上昇により熱交換量が増加したにもかかわらず、出口クオリティ x_{out} の上昇および冷媒質量流束 G_R の増加に伴い減少した。冷媒質量流束 G_R が増加すると、フィン効率に対する熱伝達率の影響は温水側の熱伝達率の影響より強くなる。加えて、半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの各流路の低面と上面（加熱側と加熱側の反対側）間の最大壁温温度差は、それぞれ 12.9°C および 10.7°C であった。流路断面形状に起因する流路壁温分布の差を形成した。これは、半円ミニチャネルの弦部分の壁温を式(7)で一定と仮定したためである。核沸騰は流路壁温分布、壁面過熱度および液膜厚さの影響を受けるため、半円ミニチャネルの流動沸騰現象は、円ミニチャネルのそれとは異なると考えられる。

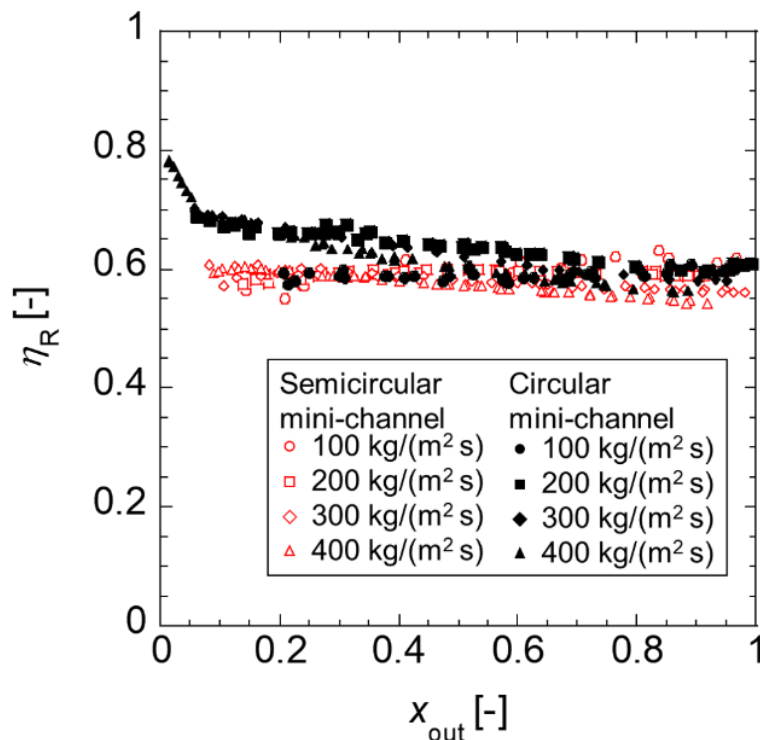


図4-3 冷媒側流路のフィン効率と出口クオリティの関係

試験により得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} を出口クオリティ x_{out} および冷媒側流路のフィン効率を考慮した熱流束 q' で整理した結果を図4-4に示す。半円ミニチャネルの冷媒質量流束 $G_R = 300\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ および円ミニチャネルの冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、出口クオリティ x_{out} の上昇および冷媒側流路のフィン効率を考慮した熱流束 q' の増加に伴い、試験により得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} は上昇した。しかし、半円ミニチャネルの冷媒質量流束 $G_R = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 、低出口クオリティ x_{out} および低熱流束 q' の条件、および両方の流路の冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、試験により得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の上昇が抑制された。Jige et al. [21]は、高熱流束および低出口クオリティの条件では、矩形ミニチャネルの沸騰熱伝達率は核沸騰熱伝達が支配的であったと報告している。したがって、半円ミニチャネルの冷媒質量流束 $G_R = 300\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、熱伝達に対して慣性力の影響が顕著であったが、冷媒質量流束 $G_R = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 、低出口クオリティ x_{out} および低熱流束 q' の条件では、熱伝達に対して核沸騰熱伝達の影響が重要であり、出口クオリティ x_{out} の上昇および熱流束 q' の増加に伴い熱伝達に与える慣性力の影響が増加したと考えられる。さらに、冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 、低出口クオリティ x_{out} および低熱流束 q' の条件では、試験により得られた円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値は半円ミニチャネルのそれよりも低くなり、試験により得られた円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の増加率は半円ミニチャネルのそれよりも高かった。第3章で示した半円ミニチャネル内の沸騰二相流の流動様式から、流路隅部に厚い液膜が形成され、厚い液膜にて核沸騰が促進されていた。半円ミニチャネルの低出口クオリティ x_{out} の条件では、低フィン効率により流路壁面の局所壁面過熱度が高くなるため、流路隅部で気泡核生成が促進された。したがって、低出口クオリティ x_{out} の条件では、流路隅部の核沸騰が促進されたため、半円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値は円ミニチャネルのそれよりも高い値を示したと考えられる。しかし、出口クオリティ x_{out} の上昇および熱流束 q' の増加に伴い、半円ミニチャネルおよび円ミニチャネル間の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の差は小さくなった。Enoki et al. [22]は、高冷媒質量流束 G_R および中から高クオリティ x_{out} の条件では、沸騰熱伝達率に与える流路断面形状の影響が比較的小さくなったと報告している。さらに、Yen et al. [23]は、高出口クオリティ x_{out} 条件では、気泡核生成により空間が制限されるために、矩形マイクロチャネルの沸騰熱伝達率の上昇が抑制されたと報告している。したがって、冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の低出口クオリティ x_{out} および低熱流束 q' の条件では、流路断面形状は沸騰熱伝達率を上昇させる効果があったが、高出口クオリティ x_{out} および高熱流束 q' の条件では、その効果が限定的であったと考えられる。

対照的に、冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 、出口クオリティ x_{out} および熱流束 q' の全範囲の条件では、両流路の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値の差は小さかった。Wang et al. [2]は、不均一な熱流束印加条件における円管の沸騰熱伝達率を実験的に評価し、不均一熱流束条件では核沸騰が促進されたため沸騰熱伝達率が向上し、均一熱流束印加条件のそれよりも高い値を示したと報告している。したがって、冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、流路

断面形状の影響により平均沸騰熱伝達率は向上するが、この効果は片面加熱条件の核沸騰の影響よりも小さいため、両流路間の平均沸騰熱伝達率の差が小さくなったと考えられる。

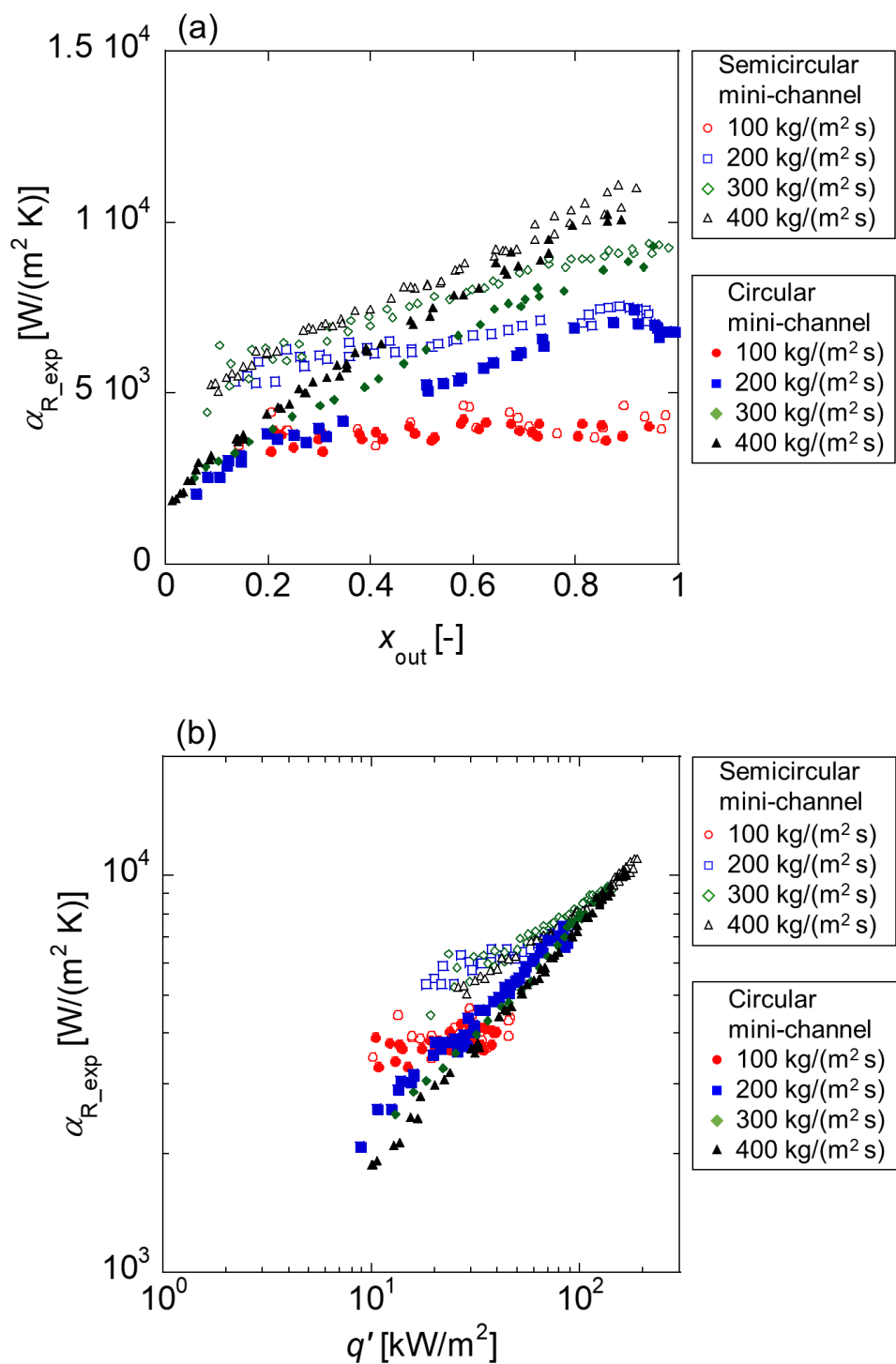


図4-4 半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率: (a) 平均沸騰熱伝達率と出口オリティの関係, (b) 平均沸騰熱伝達率と熱流束の関係

4.4.2 沸騰二相流の摩擦損失

冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件にて、試験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ を出口クオリティ x_{out} および熱流束 q' に対してプロットした結果を図 4-5 に示す。出口クオリティ x_{out} の上昇および熱流束 q' の増加に伴い、試験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は増加した。さらに、出口クオリティ $x_{out} = 0.3$ 以上の条件では、試験により得られた半円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は円ミニチャネルのそれよりも高い値を示した。高冷媒質量流束 G_R および中から高出口クオリティ x_{out} の条件では、流路隅部に厚い液膜が形成し、その厚い液膜における核沸騰により、気液界面の変動が促進されたため、流動抵抗が増加し、結果として摩擦損失が増加したと考えられる。しかし、上記の条件では、円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失の増加は抑制された。これは、円ミニチャネルの壁面過熱度が半円ミニチャネルのそれよりも低く、核沸騰によって引き起こされる気液界面の変動が抑制され、また、円ミニチャネル内では液体が円周方向に移動しやすいためであると考えられる。それゆえ、高冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ $x_{out} = 0.3$ 以上の条件では、沸騰二相流の摩擦損失に対して慣性力の影響が支配的となり、流路断面形状は沸騰二相流の摩擦損失の増加を引き起こす効果があったと考えられる。

冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ 、中間出口クオリティ x_{out} の条件では、沸騰二相流の摩擦損失の増加が抑制された。さらに、試験により得られた半円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は、出口クオリティ $x_{out} = 0.3$ 以下の条件で半円ミニチャネルのそれよりも低い値を示した。第 3 章に示した半円ミニチャネルの沸騰二相流の流動様式から、流路隅部に厚い液膜が形成し、その厚い液膜にて気泡核生成したため摩擦損失が増加したと考えられる。また、Enoki et al. [24] は、低出口クオリティ x_{out} および低冷媒質量流束 G_R の条件では、クオリティの上昇に伴い沸騰二相流の摩擦損失が低下し、沸騰二相流の摩擦損失に対する流路断面形状の影響が無視できないと報告している。したがって、低冷媒質量流束 G_R および低出口クオリティ x_{out} の条件では、半円ミニチャネルの流路隅部の厚い液膜が蒸気せん断力の増加を抑制する。これは、気液界面の液相速度が増加するためである。低冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ $x_{out} = 0.3$ 以下の条件では、流路断面形状は沸騰二相流の摩擦損失の増加を抑制する効果があったと考えられる。

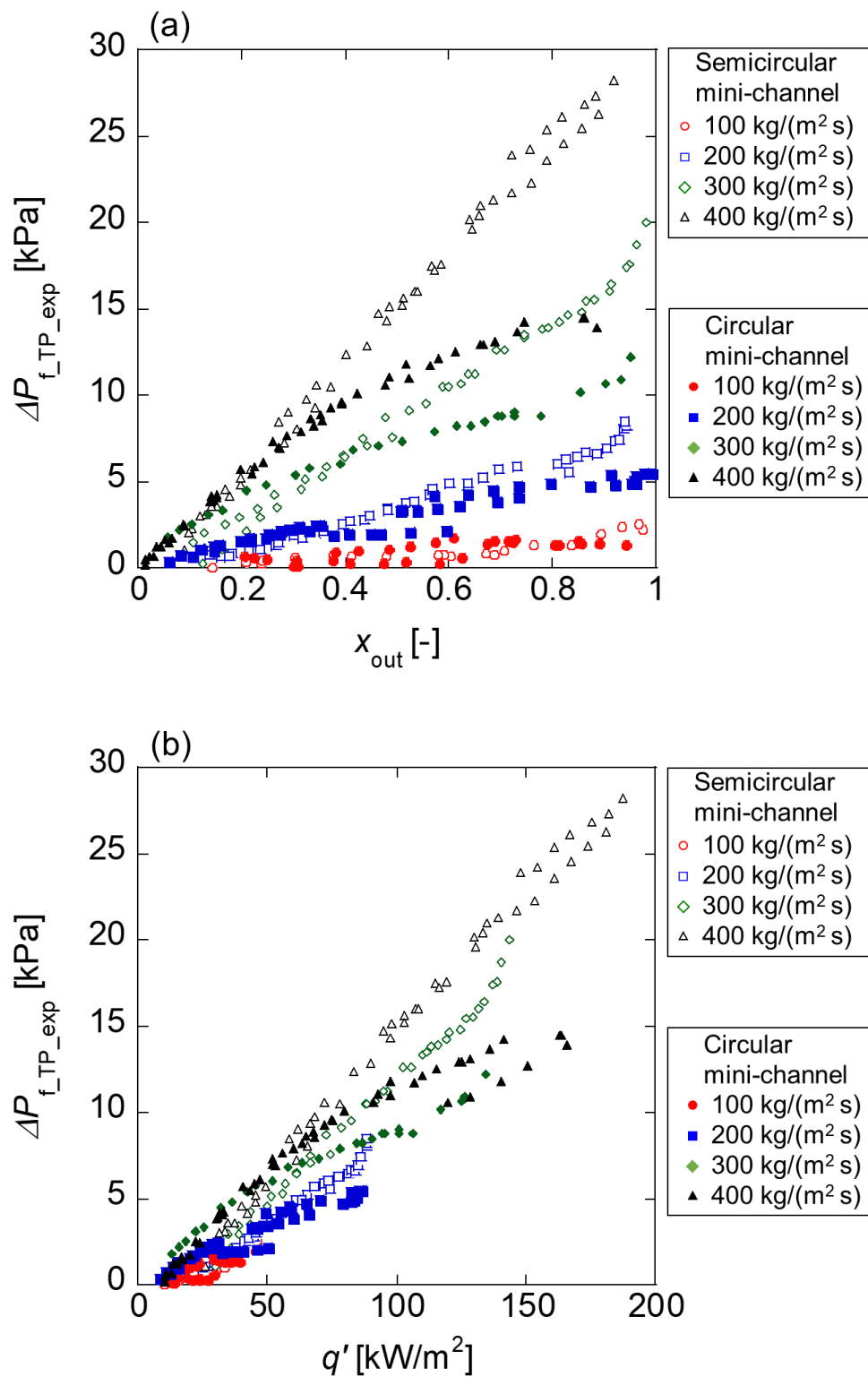


図 4-5 半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失: (a) 沸騰二相流の摩擦損失と出口クオリティの関係, (b) 沸騰二相流の摩擦損失と熱流束の関係

4.4.3 沸騰二相流の摩擦損失と熱伝達率の相関に関する考察

流路断面における気液相分布のイメージを図 4-6 に示す。図中の赤から青への色のグラデーションは高温から低温への壁温分布であり、破線の黒およびオレンジの矢印は、それぞれ液相および気相の動きである。

低出口クオリティ x_{out} および低冷媒質量流束 G_R の条件では（図 4-6(i)），滑らかな気液界面が形成する。半円ミニチャネルでは，流路隅部に厚い液膜が形成し，核沸騰が促進される。流路隅部の厚い液膜の生成は，Enoki et al. [22, 24]，Asano et al. [25] および第 3 章で報告されており，さらに，Yen et al. [23] は，流路隅部のキャビティに起因する液膜の核沸騰によって沸騰熱伝達率が上昇したことを報告している。図 4-4 および図 4-5 に示すように半円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率は上昇したが，沸騰二相流の摩擦損失の増加は抑制された。したがって，沸騰二相流の摩擦損失と平均沸騰熱伝達率は表面張力効果と核沸騰によって支配されている。流路断面形状は平均沸騰熱伝達率を上昇させ，沸騰二相流の摩擦損失の増加を抑制する効果があったと考えられる。

しかし，低出口クオリティ x_{out} および高冷媒質量流束 G_R の条件では（図 4-6(ii)），流路の円弧側（すなわち，加熱側：Heating side）で核沸騰が促進され，気泡核の生成により気液界面が変動する。半円ミニチャネルの流路隅部に厚い液膜が形成し，厚い液膜内で核沸騰が促進される。冷媒質量流束 G_R の増加に伴い沸騰二相流の摩擦損失および平均沸騰熱伝達率に対する慣性力の影響は大きくなるが，半円ミニチャネルでは表面張力効果が沸騰二相流の摩擦損失および平均沸騰熱伝達率に影響を与えるため，円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失および平均沸騰熱伝達率に対する慣性力の影響よりも小さくなる。したがって，この条件では，沸騰二相流の摩擦損失および沸騰熱伝達率は核沸騰支配であると考えられる。流路断面形状は沸騰熱伝達率を上昇させ，沸騰二相流の摩擦損失の増加を抑制する効果があったと考えられる。

高出口クオリティ x_{out} および低冷媒質量流束 G_R の条件では（図 4-6(iii)），半円ミニチャネルの流路隅部に厚い液膜が形成し，その厚い液膜に蒸気気泡が発生することで，気液界面が変動する。さらに，この変動により，気液界面におけるせん断力が増加する。また，流路隅部に厚い液膜が形成することで，流路円弧部の液膜が薄くなる。Jige et al. [21] は，低冷媒質量流束 G_R および低クオリティ条件で矩形ミニチャネルの流路壁面に薄い液膜が形成したと報告している。薄い液膜蒸発熱伝達により，半円ミニチャネルの沸騰熱伝達率が上昇した。しかし，半円ミニチャネルの流路弦部分（すなわち，加熱側と反対側：Opposite to the heating side）から円弧部分（すなわち加熱側：Heating side）への液体の供給は円ミニチャネルの流路非加熱部分（すなわち，加熱側と反対側：Opposite to the heating side）から加熱部分（すなわち加熱側：Heating side）へのそれよりも少なくなる。これは，半円ミニチャネルの表面張力効果により液が流路壁面に引き付けられるためであり，結果として気液界面の変動が抑制され，沸騰二相流の摩擦損失の増加が抑制される。したがって，流路断面形状は沸騰熱伝達率の上昇に対しては効果は限定的であったが，沸騰二相流の摩擦損失の増加を抑制する

効果があったと考えられる。

対照的に，高出口クオリティ x_{out} および高冷媒質量流束 G_R の条件では（図 4-6(iv)），高い壁温のため，流路加熱部分で核沸騰が促進される．さらに，高冷媒質量流束 G_R による慣性力の増加により気液界面が激しく変動する．気相のせん断力の増加により，流路弦部分（すなわち，加熱側と反対側：Opposite to the heating side）の液相が円弧部分（すなわち加熱側：Heating side）に供給される．図 4-4 および図 4-5 に示すように，両流路間の平均沸騰熱伝達率の差は小さいが，半円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失の値は円ミニチャネルのそれよりも高かった．この条件では，表面張力の影響よりも慣性力の影響の方が顕著であり，沸騰二相流の摩擦損失が増加した．したがって，流路断面形状は，沸騰熱伝達率の上昇および沸騰二相流の摩擦損失の増加の抑制には重要ではなかったと考えられる。

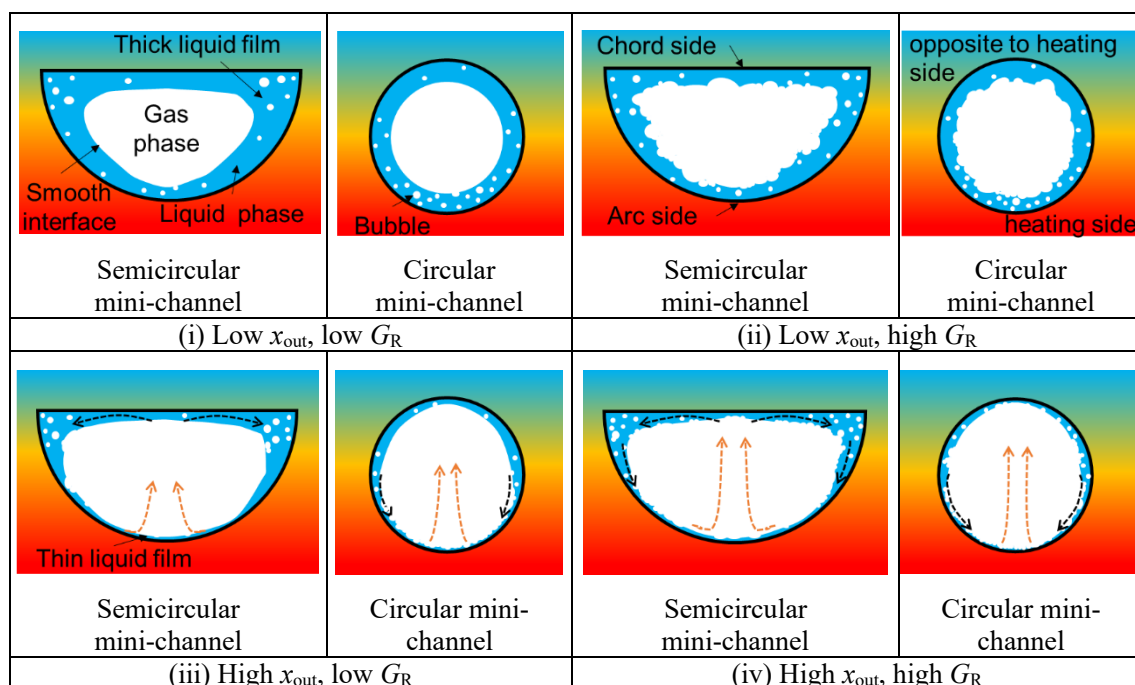


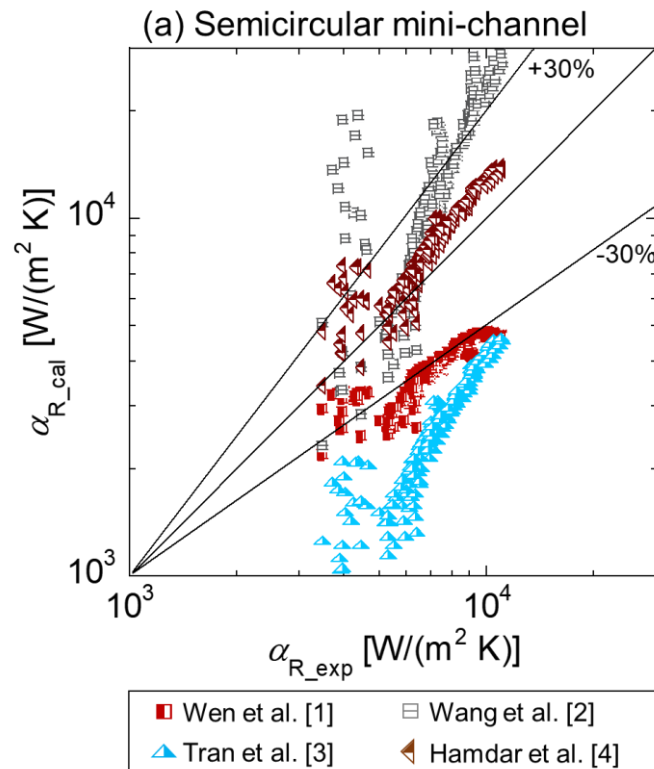
図 4-6 流路断面の気液相分布のイメージ

4.5 従来の相関式との比較

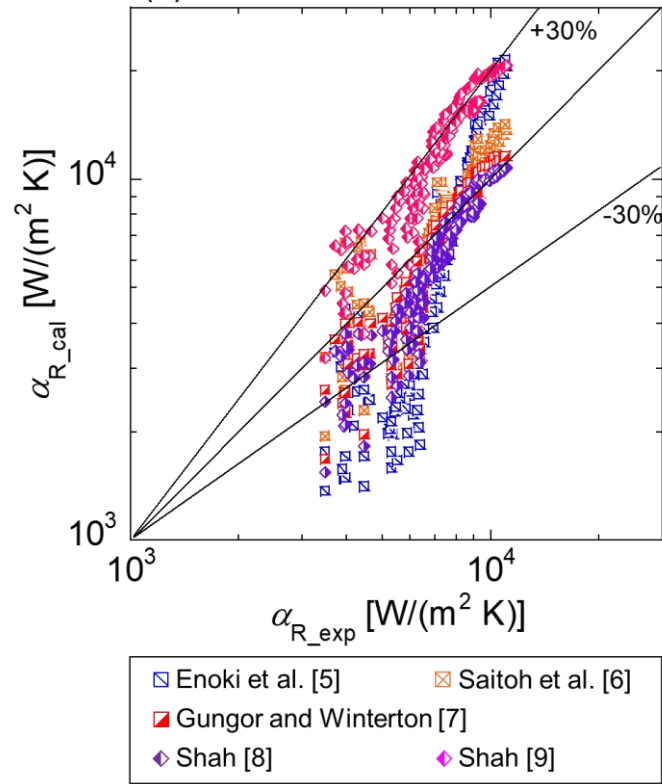
4.5.1 平均沸騰熱伝達率

試験により得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値と，従来の相関式から算出された平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} の値を比較した結果を図 4-7 に示す．また，平均絶対誤差 MAE の値を表 4-7 に示す．円ミニチャネルの場合，試験により得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値は，Saitoh et al. [6]，Gungor and Winterton [7] および Shah [8] の相関式から算出された平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} の値とよく一致した．これらの相関式の値は，円ミニチャネルの流動沸騰試験およびミニチャネルおよびマイクロチャネルの流動沸騰試験により得られた広範囲のデータから得られている．拡散接合により作製した並列円ミニチャネルの熱伝達率は，上記の相

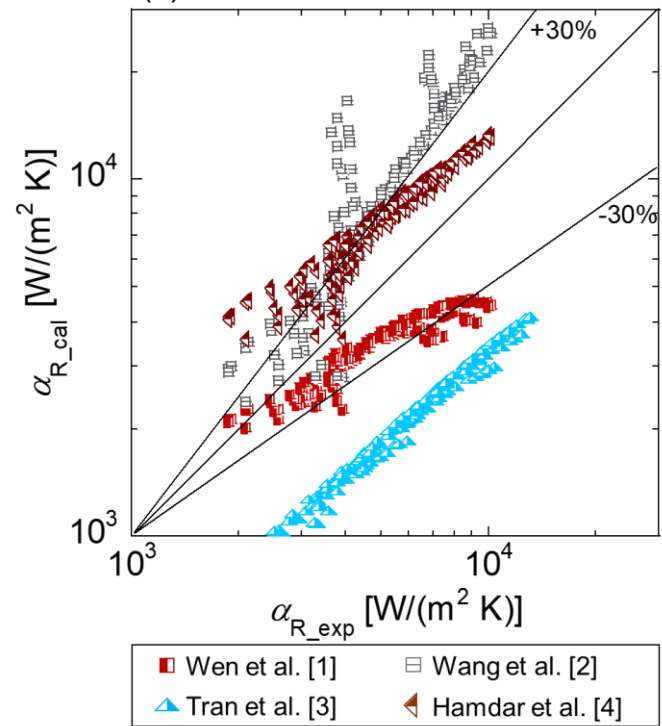
関式により比較的精度よく推算可能であることを確認できた。ただし、不均一熱流束条件における内径 10 mm の従来円管を用いた流動沸騰試験により得られた Wang et al. [2] の相関式から算出された平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} は、試験により得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} よりも高い値を示した。これは、不均一熱流束の印加により、高い壁温による核沸騰の促進と、従来管内の小さい表面張力効果により気液界面が変動したため、沸騰熱伝達率が上昇したと報告している。従来管では慣性力の影響が支配的であったが、ミニチャネルでは表面張力効果が重要となるため、慣性力の効果は限定的となり、従来管ほど沸騰熱伝達率は上昇しなかったと考えられる。一方、半円ミニチャネルの場合、Gungor and Winterton [7] および Shah [8] の相関式から算出された平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} の値がよく一致した。しかし、円管、三角管および矩形管内の流動沸騰試験の幅広いデータに基づいた Shah [9] の相関式から算出した平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} の値は、試験により得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値よりも過大に評価された。これは、Shah [9] の相関式は、以前に提案した相関式[8]を修正して表面張力効果の影響を高めたものであるため、および加熱条件の影響（すべての部分もしくは部分的な加熱）が十分に考慮されていないためであると考えられる。また、本章の拡散接合した試験部の結果と第 3 章のボルト締結した試験部の結果が異なる理由は、拡散接合による表面粗さなどの表面状態の変化が原因であると考えられる。



(b) Semicircular mini-channel



(c) Circular mini-channel



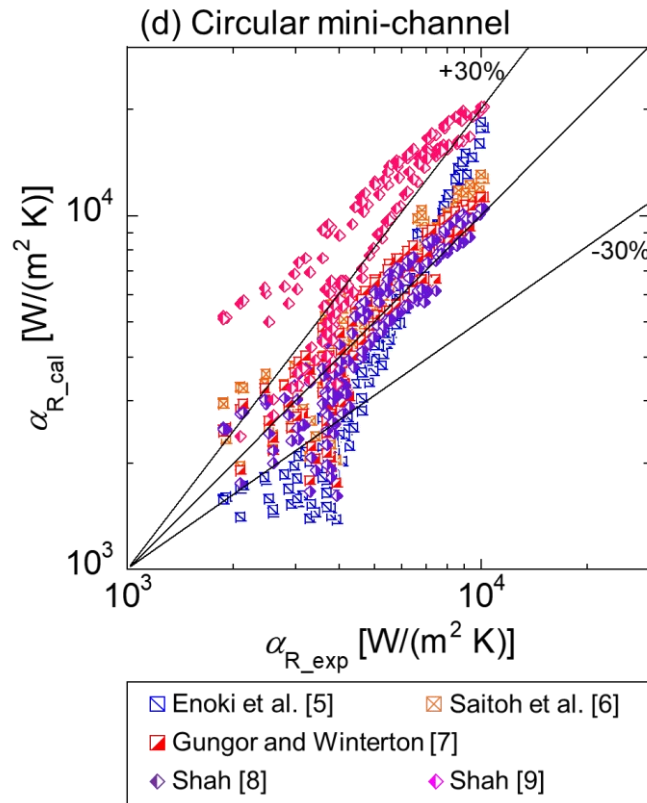


図 4-7 試験により得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値と従来の相関式から算出された平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} の値を比較した結果: 冷媒質量流速 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, 飽和温度 $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$, 半円ミニチャネル(a)および(b): 熱流束 $q = 5.8\text{--}101.7 \text{ kW/m}^2$ および出口クオリティ $x_{out} = 0.08\text{--}0.98$, 円ミニチャネル(c)および(d): 熱流束 $q = 6.1\text{--}93.5 \text{ kW/m}^2$ および出口クオリティ $x_{out} = 0.01\text{--}0.99$

表 4-7 式(11)で定義した各相関式の MAE 計算結果

Reference	Semicircular mini-channel	Circular mini-channel
Wen et al. [1]	45.4%	29.7%
Wang et al. [2]	80.0%	88.9%
Tran et al. [3]	64.6%	59.7%
Hamdar et al. [4]	23.1%	51.2%
Enoki et al. [5]	39.1%	31.5%
Saitoh et al. [6]	19.4%	20.7%
Gungor and Winterton [7]	15.1%	16.9%
Shah [8]	18.1%	16.2%
Shah [9]	65.4%	90.9%

4.5.2 沸騰二相流の摩擦損失

試験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ と、従来の相関式から計算された沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の相関関係を図 4-8 に示す。沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値は、表 4-6 にまとめた従来研究で提案された相関式に加え、Müller-Steinhagen and Heck [26]の相関式から算出した。青の白抜きおよび塗りつぶした記号は、それぞれ Mishima and Hibiki [17]の非円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの計算結果を示す。赤の白抜きおよび塗りつぶした記号は、それぞれ English and Kandlikar [18]の非円ミニチャネルおよび円ミニチャネルの計算結果を示す。表 4-8 に式(28)で定義した各相関式の平均絶対誤差 MAE の計算結果を示す。試験により得られた円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は、円ミニチャネル内の水-空気二相流の実験により得られた Mishima and Hibiki [17]の相関式から算出した二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ とよく一致した。一方、English and Kandlikar [18]および Kawahara et al. [19]の相関式から得られた平均絶対誤差 MAE は高い値を示した。本試験のフィン効率が低い円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失は、表面張力ではなく慣性力と核沸騰の影響を受けた。また、半円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は、流路のアスペクト比が 3 : 1 の矩形マイクロチャネル内の冷媒 R-134a の流動沸騰試験により得られた Lee and Mudawar [20]の相関式を用いて算出された沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値とよく一致した。本章の拡散接合試験部の結果と第 3 章のボルト締結の試験部の結果の違いは拡散接合による表面粗さの影響のためであると考えられる。試験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ と、矩形マイクロチャネル内の流動沸騰試験により得られた相関式から計算された沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値がよく一致したため、半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失は流路断面形状と表面張力（水力等価直径 D_h を構成要素とする Weber 数 We ）の影響を受けたと考えられる。

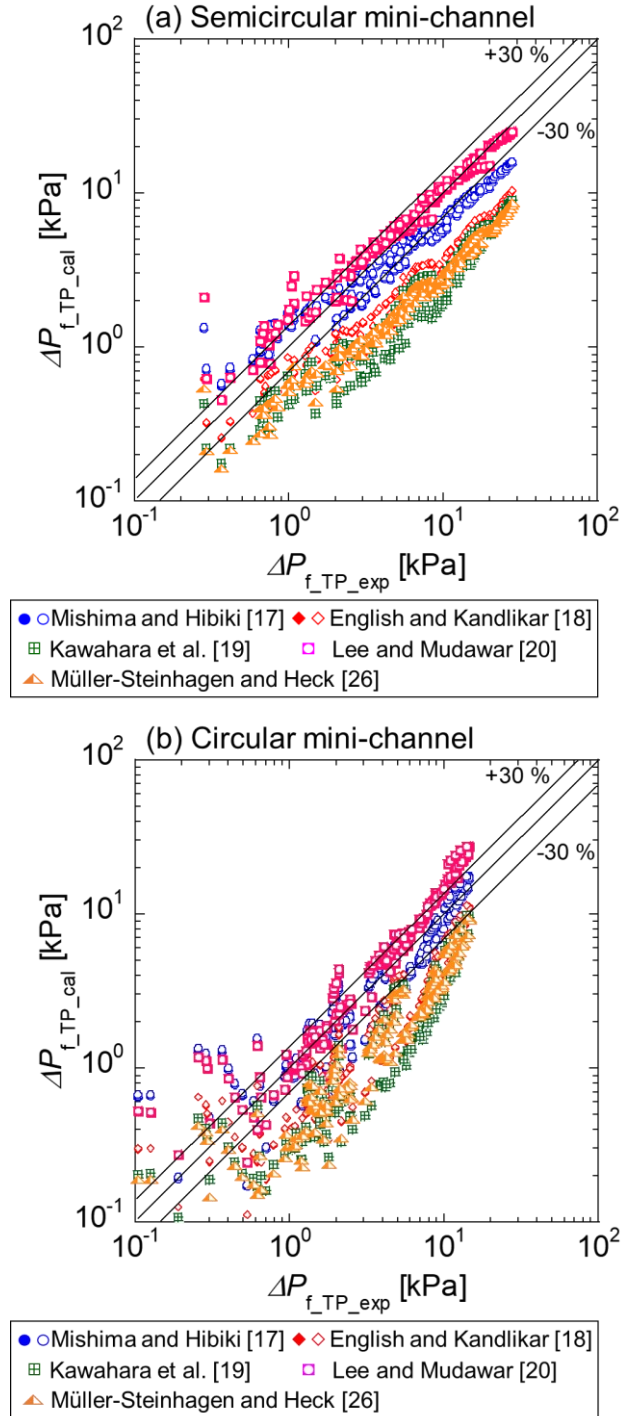


図 4-8 試験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と従来の相関式から算出された沸騰熱伝達率 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値を比較した結果 (冷媒質量流速 $G_R=100\text{--}400\text{ kg/(m}^2\text{ s)}$, 飽和温度 $T_{sat}=30^\circ\text{C}$, 半円ミニチャネル(a)および(b): 熱流束 $q=5.8\text{--}101.7\text{ kW/m}^2$ および出口クオリティ $x_{out}=0.08\text{--}0.98$, 円ミニチャネル(c)および(d): 熱流束 $q=6.1\text{--}93.5\text{ kW/m}^2$ および出口クオリティ $x_{out}=0.01\text{--}0.99$)

表 4-8 式(23)で定義した各相関式の MAE 計算結果

Reference	Semicircular mini-channel	Circular mini-channel
Mishima and Hibiki [17] Non-circle	39.7%	37.4%
Mishima and Hibiki [17] Circle	39.6%	37.9%
English and Kandlikar [18] Non-circle	57.0%	53.2%
English and Kandlikar [18] Circle	56.6%	52.8%
Kawahara et al. [19]	66.2%	61.2%
Lee and Mudawar [20]	26.7%	45.4%
Müller-Steinhagen and Heck [26]	64.7%	60.7%

4.6 まとめ

本研究では、半円ミニチャネルおよび円ミニチャネルを有する 2 種類の PCHE における冷媒 R-245fa の垂直上昇流動沸騰試験を実施した。両流路の水力等価直径は約 1 mm とした。さらに、流路断面形状とフィン効率が沸騰二相流の摩擦損失と平均沸騰熱伝達率に及ぼす影響を検討した。本章の結果を以下にまとめた。

低クオリティ条件における半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失は、流路隅部の厚い液膜において気液界面の液相速度が増加したため低下した。これらの条件では、フィン効率を考慮した半円ミニチャネル内の平均沸騰熱伝達率は、円ミニチャネルのそれよりも高い値を示した。これは、壁温過熱度が高く、流路隅部に形成した厚い液膜内で核沸騰促進されたためである。さらに、半円流路断面形状は、強い表面張力効果により不均一な液膜厚さ分布を形成し、沸騰二相流の摩擦損失を低下させ、平均沸騰熱伝達率を上昇させた。

高クオリティ条件における半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失は、円ミニチャネルのそれよりも高い値を示した。これは、流路隅部に生成した気泡により気液界面が変動し、流路隅部の液膜の流動抵抗が増加したためである。しかし、これらの条件では、慣性力により流動構造が支配されていたため、半円ミニチャネルおよび円ミニチャネル間の平均沸騰熱伝達率の差は小さくなった。

平均沸騰熱伝達率および沸騰二相流の摩擦損失の実験結果を、従来文献の相関式の計算結果と比較した。半円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率は、Gungor and Winterton [7]の相関式から計算した平均沸騰熱伝達率の値とよく一致し、平均絶対誤差 MAE の値は 15.1%となった。また、沸騰二相流の摩擦損失は、Lee and Mudawar [20]の相関式から計算した沸騰二相流の摩擦損失の値とよく一致し、MAE の値は 26.7%となった。

参考文献

- [1] T. Wen, H. Zhan, L. Lu, D. Zhang, “Experimental investigation and development of new correlation for flow boiling heat transfer in mini-channel”, *International Journal of Thermal Science*, Vol. 129, (2018), pp. 209-217, <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.01.033>.
- [2] D. Wang, L. Zhao, X. Nie, Y. Lu, S. Deng, “Experimental study on flow boiling characteristics of R-245fa in circular tube under non-uniform heat flux”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 143, (2019), 118570, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118570>.
- [3] T. N. Tran, M. W. Wambsganss, D. M. France, “Small circular- and rectangular-channel boiling with two refrigerants”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 22, (1996), pp. 485-498, [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(96\)00002-X](https://doi.org/10.1016/0301-9322(96)00002-X).
- [4] M. Hamdar, A. Zoughaib, D. Clodic, “Flow boiling heat transfer and pressure drop of pure HFC-152a in a horizontal mini-channel”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 33, (2010), pp. 566-577, <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2009.12.006>.
- [5] K. Enoki, K. Miyata, H. Mori, “Modification of the prediction correlation for flow boiling heat transfer in small diameter tubes”, *Transactions of the Japan Society of Refrigerating and Air Conditioning Engineers*, Vol. 32, No. 3, (2015), pp. 275-283.
- [6] S. Saitoh, H. Daiguji, E. Hihara, “Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 50, (2007), pp. 5215-5225, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.06.019>.
- [7] K. E. Gungor, R. H. S. Winterton, “Simplified general correlation for saturated flow boiling and comparisons of correlations with data”, *Chemical Engineering Research and Design*, Vol. 65, No. 2, (1987), pp. 148-156.
- [8] M. M. Shah, “Chart correlation for saturated boiling heat transfer: Equations and further study”, *ASHRAE Transactions*, Vol. 88, No. 1, (1982), pp. 185-196.
- [9] M. M. Shah, “Unified correlation for heat transfer during boiling in plain mini/micro and conventional channels”, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 74, (2017), pp. 606-626, <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2016.11.023>.
- [10] W. M. Kays, A. L. London, "COMPACT HEAT EXCHANGERS, 3rd Edition, in Abrupt Contraction and Expansion Pressure-Loss Coefficient", Krieger Publishing Company, Florida, (1984), pp. 108-114.
- [11] H. Huang, J. R. Thome, “An experimental study on flow boiling pressure drop in multi-microchannel evaporators with different refrigerants”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 80, (2017), pp. 391-407, <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.08.030>.
- [12] R. C. Martinelli, D. B. Nelson, “Prediction of pressure drop during forced - circulation boiling of water”, *Transaction of the American Society of Mechanical Engineers*, Vol. 70, No. 6, (1948), pp.

695-702.

- [13] C. Wang, H. Wang, X. Li, P. Gao, “Experimental study of saturated boiling heat transfer and pressure drop in vertical rectangular channel”, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 273, (2014), pp. 631-643, <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2014.03.053>.
- [14] R. W. Lockhart, R. C. Martinelli, “Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes”, *Chemical Engineering Progress*, Vol. 45, No. 1, (1949), pp. 39-48.
- [15] R. J. Moffat, “Describing the uncertainties in experimental results”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 1, (1988), pp. 3-17, [https://doi.org/10.1016/0894-1777\(88\)90043-X](https://doi.org/10.1016/0894-1777(88)90043-X).
- [16] D. Chisholm, “A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 10, (1967), pp. 1767-1778, [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(67\)90047-6](https://doi.org/10.1016/0017-9310(67)90047-6).
- [17] K. Mishima, T. Hibiki, “Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 22, No. 4, (1996), pp. 703-712, [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(96\)00010-9](https://doi.org/10.1016/0301-9322(96)00010-9).
- [18] N. J. English, S. G. Kandlikar, “An experimental investigation into the effect of surfactants on air-water two-phase flow in microchannels”, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 27, No. 4, (2006), pp. 99-109, <https://doi.org/10.1115/ICMM2005-75110>.
- [19] A. Kawahara, P. M. -Y. Chung, M. Kawaji, “Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 28, (2002), pp. 1411-1435, [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(02\)00037-X](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(02)00037-X).
- [20] J. Lee, I. Mudawar, “Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refraction cooling applications: Part I-pressure drop characteristics”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 48, (2005), pp. 928-940, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.09.018>.
- [21] D. Jige, S. Kikuchi, H. Eda, N. Inoue, “Flow boiling in horizontal multiport tube: Development of new heat transfer model for rectangular minichannels”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 144, (2019), pp. 118668, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118668>.
- [22] K. Enoki, K. Miyata, H. Mori, K. Kariya, Y. Hamamoto, “Boiling heat transfer and pressure drop of a refrigerant flowing vertically upward in small rectangular and triangular tubes”, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 34, No. 11-12, (2013), pp. 966-975, <https://doi.org/10.1080/01457632.2012.753576>.
- [23] T. -H. Yen, M. Shoji, F. Takemura, Y. Suzuki, N. Kasagi, “Visualization of convective boiling heat transfer in single microchannels with different shaped cross-sections”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, (2006), pp. 3884-3894, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.12.024>.
- [24] 榎木 光治, 森 英夫, 宮田 一司, 仮屋 圭史, 濱本 芳徳, “微細流路内気液二相流の圧力損失”, *日本冷凍空調学会論文集*, Vol. 30, No. 4, (2013), pp. 425-437. <https://doi.org/10.1132/tjsrae.30.425>.

- [25] H. Asano, H. Murakawa, T. Asano, “Void fraction characteristics of adiabatic one-component vertically upward two-phase flows in circular and non-circular small diameter tubes”, Proceeding of the 25th IIR International Congress of Refrigeration, #1095, Montreal, Canada (2019).
- [26] H. Müller-Steinhagen, K. Heck, “A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes”, Chemical Engineering and Processing: Process Intensification, Vol. 20, (1986), pp. 297-308, [https://doi.org/10.1016/0255-2701\(86\)80008-3](https://doi.org/10.1016/0255-2701(86)80008-3).

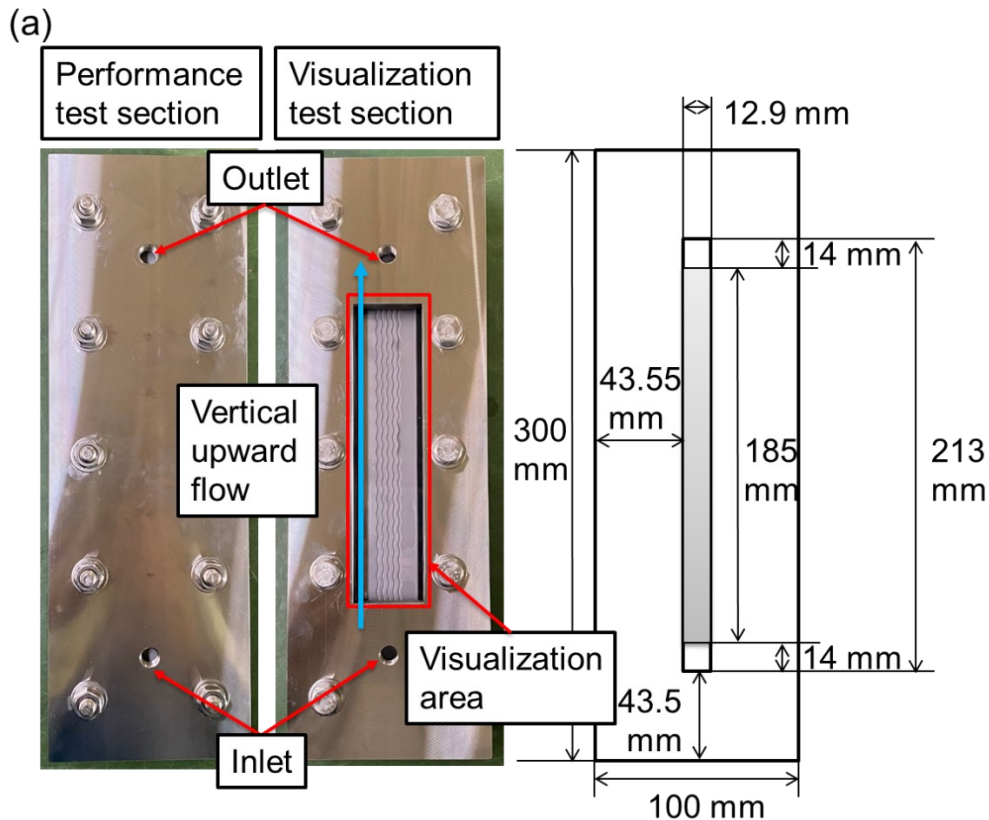
第5章 正弦波状流路内沸騰二相流の熱流動特性に及ぼす流路形状の影響

5.1 はじめに

拡散接合型熱交換器 (Printed circuit heat exchanger: PCHE) の流路を化学エッチングにより形成する場合、直線以外の流路形状を加工することが可能である。本章では、水力等価直径が 1.04 mm の 3 種類の流路角度を有する正弦波状半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性を評価し、直線半円ミニチャネルのそれと比較することで、流路角度が沸騰二相流の熱流動特性に与える影響を評価する。

5.2 試験部形状と実験条件

試験部の詳細構造を図 5-1 および表 5-1 に示す。水力等価直径 D_h が 1.04 mm である正弦波状半円ミニチャネルを, SS type 316L 製プレート両面に化学エッチング法により加工した。冷媒流路の長さは 185 mm, 流路間の最小距離は 1.1 mm とした。冷媒 R-245fa 流路と温水流路の流路間最小距離は 0.3 mm とした。正弦波状半円ミニチャネルの流路角度はそれぞれ 15°, 30°および 45° (以下, WV15°ミニチャネル, WV30°ミニチャネルおよび WV45°ミニチャネル) である。温水流路は冷媒流路と同じ構造とした。



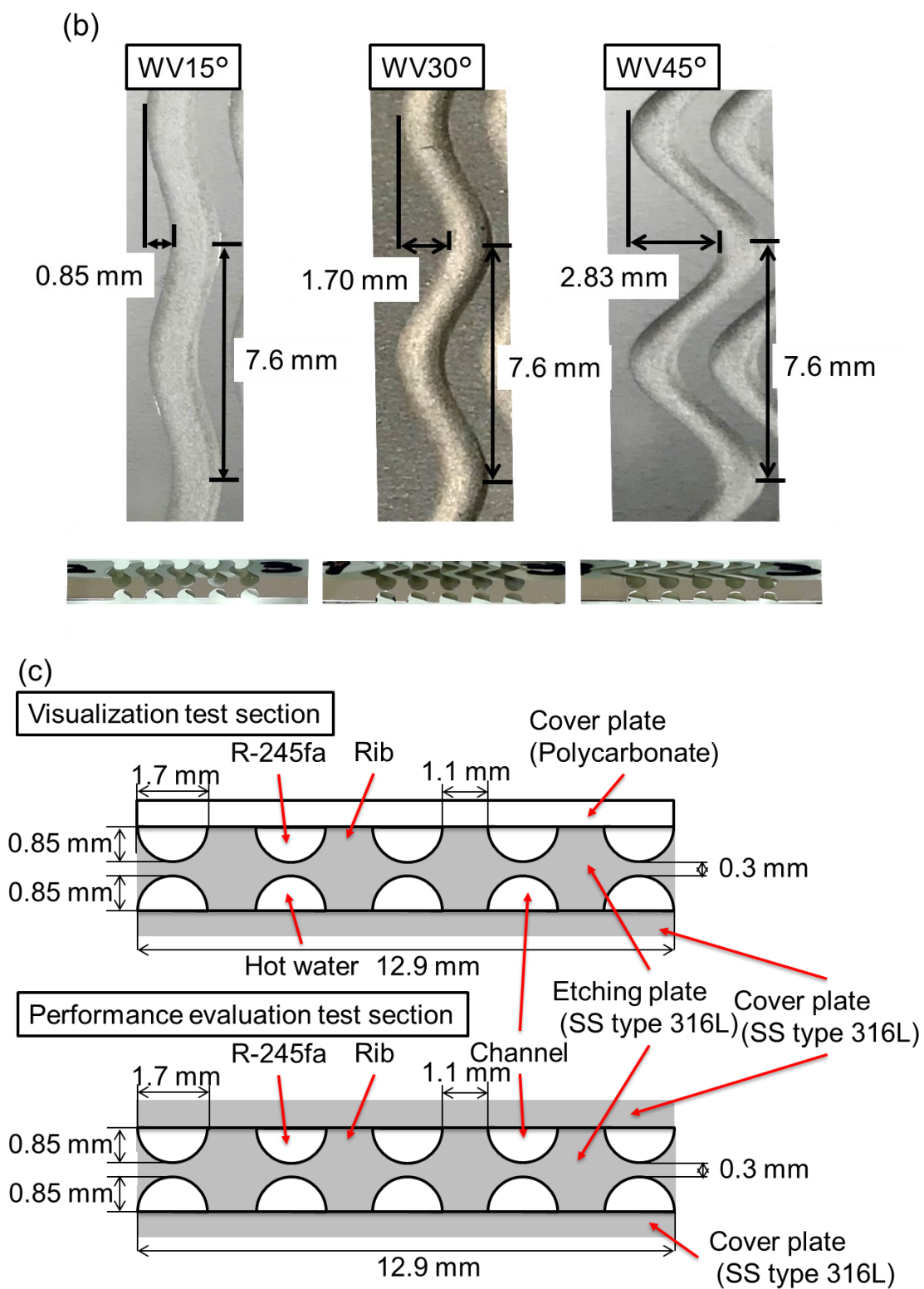


図 5-1 正弦波状半円ミニチャンネル試験部の構造: (a) 試験部外観, (b) 流路正面および断面観察図, (c) 流路詳細形状

表 5-1 流路構造の一覧

	WV15°	WV30°	WV45°
Number of channels	5	5	5
Channel radius mm	0.85	0.85	0.85
Pitch of channel mm	2.8	2.8	2.8
Total surface area mm ²	4185	4668	5717
Hydraulic diameter mm	1.04	1.04	1.04
Width of channel mm	1.7	1.7	1.7
Total cross-sectional area mm ²	5.67	5.67	5.67
Wave pitch mm	7.6	7.6	7.6
Wave amplitude mm	0.85	1.70	2.83
Wave degree	15°	30°	45°
Cross sectional geometry	Semi-circle	Semi-circle	Semi-circle
Material	SS type 316L	SS type 316L	SS type 316L

試験部入口の作動媒体 R-245fa は、サブクール度が 10°C、飽和温度が 30°C の過冷却流体とした。冷媒質量流束 G_R を 100–400 kg/(m² s) の範囲で制御した、冷媒加熱時の熱流束を調整することで出口クオリティを制御した。出口クオリティ x_{out} は 0.04–0.99 であった。熱流束制御のために温水の質量流量および温度を調整した。ここで、熱流束は「冷媒流路の濡れ辺を基準とした伝熱面積」で「熱交換量」を割ることで算出された値と定義した。熱流束は 1.6–103.6 kW/m² であった。試験部を設置した空間温度を空調により 20°C 一定に制御した。定常状態になったことを確認したのち、冷媒 R-245fa と水の物性値を REFPROP 9.0 を用いて算出した。試験部の平均温度および圧力から温水の物性値を計算し、試験部入口の飽和条件および出口の温度と圧力からそれぞれ冷媒 R-245fa の液相および気相の物性値を計算した。高速度カメラを用いて、フレームレート 6000 fps、画素数 512 × 512 の条件で、流動様式を観察した。本研究では試験部の出口部分で観察した流動様式を評価した。試験部入口における実験条件を表 5-2 に示す。

表 5-2 試験部入口における実験条件

Working fluid: R-245fa	
Mass flux, G_R kg/(m ² s)	100–400
Saturated temperature, T_{sat} °C (Saturated pressure)	30 (0.178)
Subcooling degree °C	10
Heating medium: Hot water	
Mass flux, G_{hw} kg/(m ² s)	1000–4000
Inlet temperature °C	33–58

5.3 データ整理方法

5.3.1 平均沸騰熱伝達率の計算方法

実験により得られたフィン効率を考慮した平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} を以下の式から算出した。

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{\alpha_{hw}\eta_{hw}} + \frac{1}{\alpha_{R_exp}\eta_R} + \frac{t_{metal}}{k_{metal}}, \quad (1)$$

ここで、 U 、 α 、 η 、 t_{metal} および k_{metal} は、それぞれ沸騰二相流域の総括伝熱係数、平均熱伝達率、フィン効率、流体間金属厚みおよび金属の熱伝導度である。添え字の”exp”は実験を示す。正弦波状半円ミニチャネル内の単相流の Colburn の j 値を事前に評価し[1]、以下の式から温水の平均熱伝達率 α_{hw} を算出した。

$$j_{Colburn} = 0.334Re_{hw}^{-0.521}, \quad (2)$$

$$j_{Colburn} = 0.447Re_{hw}^{-0.544}, \quad (3)$$

$$j_{Colburn} = 1.348Re_{hw}^{-0.698}, \quad (4)$$

$$Nu_{hw} = jRe_{hw}Pr_{hw}^{\frac{1}{3}}, \quad (5)$$

$$Nu_{hw} = \frac{\alpha_{hw}D_h}{k_{hw}}, \quad (6)$$

ここで、 j 、 Re 、 Pr 、 Nu および k_{hw} は、それぞれ Colburn の j 値、Reynolds 数、Prandtl 数、Nusselt 数および温水の熱伝導度である。式(2)、(3)および(4)はそれぞれ WV15°、WV30°および WV45°ミニチャネルの j 値である。繰り返し計算により、実験により得られたフィン効率を考慮した冷媒側の真の平均熱伝達率 α_{R_exp} を算出した。

沸騰二相流域のみの熱伝達領域を評価するために、沸騰二相流域の総括伝熱係数を沸騰二相流域の伝熱面積 A_1 、沸騰二相流域の対数平均温度差 ΔT_{LMTD_1} および冷媒 R-245fa の潜熱 Q_{R_1} を用いて以下の式から算出した。

$$U = \frac{Q_{R_1}}{A_1\Delta T_{LMTD_1}}, \quad (7)$$

$$Q_{R_1} = Q_R - Q_{R_s}, \quad Q_{R_s} = m_R c_{p_R_ave}(T_{R_m} - T_{R_in}), \quad (8)$$

$$A_1 = A_{all} \frac{Q_{R_1}}{Q_R}, \quad (9)$$

$$\Delta T_{LMTD_1} = \frac{(T_{hw_in} - T_{R_out}) - (T_{hw_m} - T_{R_L_sat})}{\text{LN}\left(\frac{T_{hw_in} - T_{R_out}}{T_{hw_m} - T_{R_L_sat}}\right)}, \quad (10)$$

$$T_{hw_m} = \frac{Q_{R_s}}{m_{hw}c_{p_hw_ave}} + T_{hw_out}, \quad (11)$$

ここで、 A_l , ΔT_{LMTD_l} , Q_{R_s} , Q_{R_l} および T_{hw_m} は、それぞれ沸騰二相流域の伝熱面積、沸騰二相流域の対数平均温度差、冷媒 R-245fa のサブクール液領域の温度差から算出した冷媒 R-245fa の顕熱、冷媒 R-245fa の潜熱および冷媒 R-245fa が飽和状態に達する際の温水温度である。添え字の”l”と”s”はそれぞれ沸騰二相流域とサブクール域を示す。ここで、REFPROPを用いてエンタルピー差から冷媒 R-245fa の潜熱 Q_{R_s} および顕熱 Q_{R_l} を算出した。

5.3.2 壁面フィン効率を考慮した沸騰熱伝達率の計算方法

沸騰二相流域の冷媒 R-245fa 流路のフィン効率を以下の計算プロセスに従って計算した。半円ミニチャネルの流路断面形状のイメージを図 5-2 に示す。温水流路のフィン効率 η_{hw} の値は同じ計算手法に基づいて計算した。ここで、 T_f , T_{wi} , S , W および r は、それぞれ流体バルク温度、壁温、周囲長さ、フィン幅および流路半径である。添え字の”i”は円周方向の特定の位置を示す。壁温 $T_{wi=0}$ は、二流体間の最小の距離となる場所の壁温であり、その温度 $T_{wi=0}$ を流体温度と流路壁温の間の最大の温度差の基準として定義した。すなわち、その場所では壁温 $T_{wi=0}$ と流体のバルク温度 T_f の差が最も大きくなる。半円ミニチャネルの流路の弦部分の壁温 $T_{wi=n}$ は一定の値であると仮定した。試験部上面に挿入した測温抵抗体を用いて壁温を測定し、熱伝導計算により流路の弦部分の壁温 $T_{wi=n}$ を評価した。冷媒側流路のフィン効率 η_R の値を以下の式から算出した。

$$\eta_R = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} \alpha_{R_exp}(T_{wi}-T_{f_R})S_i + \alpha_{R_exp}(T_{wi=n}-T_{f_R})2r}{\alpha_{R_exp}(T_{wi=0}-T_{f_R})\pi r + \alpha_{R_exp}(T_{wi=0}-T_{f_R})2r}, \quad (12)$$

本研究では、流路の高さ方向に 100 分割した微小区間に有限差分法を用いて円周方向の特定の位置 i における壁温 T_{wi} を算出した。冷媒 R-245fa の円周方向の特定の位置 i における壁温 T_{wi} を以下の式から算出した。

$$k_{metal}W_i \frac{d^2 T_{wi}}{dy^2} dy = \alpha_{R_exp}(T_{wi} - T_{f_R})S_i, \quad (13)$$

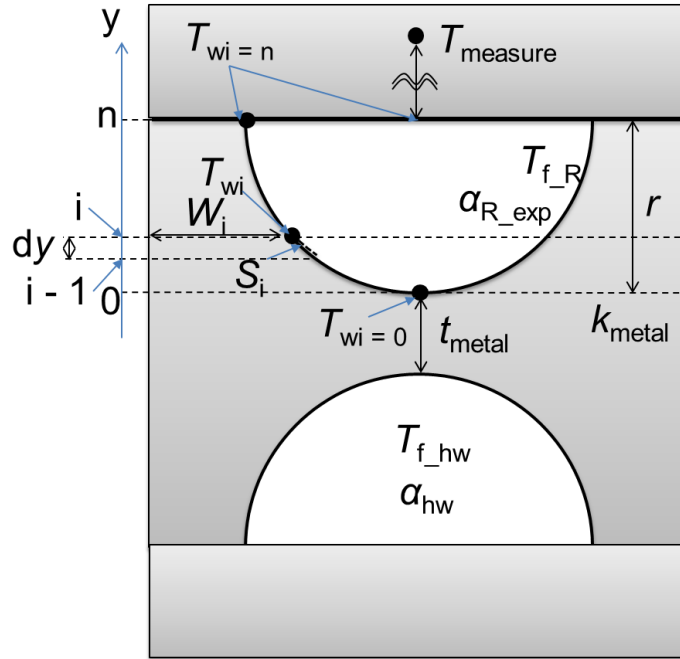


図 5-2 半円ミニチャネルの流路断面形状のイメージ図

5.3.3 従来の相関式に基づく平均沸騰熱伝達率の計算方法

流路断面形状，水力等価直径および作動媒体の物性値が平均沸騰熱伝達率に与える影響を評価するために，実験により得られた冷媒 R-245fa の平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値と従来の相関式を用いて計算した平均沸騰熱伝達率の値を比較した．従来の相関式を用いて計算した局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ から得られる平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} を以下の式から算出した．

$$\alpha_{R_cal} = \frac{\int_0^{x_{out}} \alpha_{R_TP_local} dx}{x_{out}}, \quad (14)$$

ここで，添え字の”cal”および”local”はそれぞれ計算および局所を示す．従来の相関式を用いて計算した平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} の値は，0.001 m の微小区間における局所沸騰熱伝達率を平均化することで算出した．

表 5-3 に示す従来の相関式を用いて局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ の値を計算した．これらの相関式は，波状ミニチャネル[2-3]，第 3 章の直線半円ミニチャネルおよび円管[4]を用いた流動沸騰試験や，広範囲の流動沸騰試験のデータを統合したことで提案されている[5-7]．実験により得られた正弦波状半円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} を，表 5-3 に示した相関式の局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ の値と式(14)を用いて算出した平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} と比較した．

表 5-3 沸騰熱伝達率の相関式

Reference	Correlation equation
Hu et al. [2]	$\alpha_{RTP_{local}} = E\alpha_f + S\alpha_{pb}, \quad \alpha_f = \frac{Nu_{l,s}k_L}{D_h}, \quad Nu_{l,s} = 0.00365Re_{l,s}Pr^{0.58} + 4.089,$ $\alpha_{pb} = 55 \left(\frac{p}{p_c}\right)^{0.12} \left(-\log_{10} \frac{p}{p_c}\right)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67},$ $E = 1 + 8.93 \times 10^4 Bo^{1.4} + 0.925 X_{tt}^{-0.71},$ $S = 1 - 1.27 \times 10^4 E^{-0.710} Re_{l,s}^{-1.46}, \quad X_{tt} = \left(\frac{1-x_{ave}}{x_{ave}}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.1},$ $Re_{l,s} = \frac{G(1-x_{ave})D_h}{\mu_L}, \quad Bo = \frac{q}{Gh_{LG}}.$
Raju et al. [3]	$\alpha_{RTP_{local}} = F\alpha_L + S\alpha_{pb}, \quad \alpha_L = 0.492 Re^{-0.60} G_R c_p Pr^{-\frac{2}{3}},$ $F = \left(1 + \frac{21}{X}\right)^{0.5} \text{ for } \frac{1}{X} > 1, \quad F = 1 \text{ for } \frac{1}{X} < 1,$ $\alpha_{pb} = 31.4 \left(\frac{P_c^{0.2}}{M^{0.1}} \frac{F_p}{T_c^{0.9}}\right) q^{0.8}, \quad F_p = \left(\frac{p}{p_c}\right)^{0.23} \left[1.0 - 0.99 \left(\frac{p}{p_c}\right)\right]^{-0.9},$ $S = \frac{24.4}{N_B} [1 - \exp(-0.041 N_B)], \quad N_B = \frac{\alpha_L}{k_L} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}\right)^{0.5}.$
Saitoh et al. [4]	$\alpha_{R_TP_local} = F\alpha_L + S\alpha_{pool}, \quad \alpha_L = 4.36 \frac{k_L}{D} \quad Re_f < 1000,$ $\alpha_L = 0.023 (Re_f)^{0.8} (Pr_L)^{0.4} (k_L/D) \quad Re_f > 1000,$ $F = 1 + \frac{1}{1 + We_G^{-0.4}} \left(\frac{1}{X}\right)^{1.05}, \quad X = \left(\frac{C_L}{C_G}\right)^{0.5} \left(\frac{GxD}{\mu_G}\right)^{-0.4} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.5} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.5},$ $Re_f < 1000, \quad Re_g > 1000,$ $X = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.1} \quad Re_f > 1000, \quad Re_g > 1000,$ $C_L = 16, \quad C_f = 0.046, \quad \alpha_{pool} = 207 \frac{k_L}{D_B} \left(\frac{qD_B}{k_L T_L}\right)^{0.745} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.581} Pr_L^{0.533},$ $D_B = 0.51 \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}\right]^{0.5}, \quad S = \frac{1}{1 + 0.4(Re_{TP} \times 10^{-4})^{1.4}},$ $Re_{TP} = Re_f F^{1.25}, \quad We_G = \frac{(Gx)^2 D}{\sigma \rho_G}, \quad Re_f = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}, \quad Pr_L = \frac{c_{pL} \mu_L}{k_L}.$
Gungor and Winterton [5]	$\frac{\alpha_{R_TP_local}}{\alpha_L} = 1 + 3000 Bo^{0.86} + 1.12 \left\{\frac{x}{1-x}\right\}^{0.75} \left\{\frac{\rho_L}{\rho_G}\right\}^{0.41},$ $\alpha_L = 0.023 \left(\frac{G(1-x)D}{\mu_L}\right)^{0.8} \left(\frac{c_{pL} \mu_L}{k_L}\right)^{0.4} (k_L/D).$

Shah [6]	$\alpha_{R_TP_local} = \psi \alpha_L = \alpha_{Shah}, \quad \alpha_L = 0.023(Re_L)^{0.8}(Pr_L)^{0.4}(k_L/D),$ $\psi = \text{MAX}[\psi_{NB}, \psi_{CB}],$ $\psi_{NB} = FBo^{0.5} \exp(2.47N^{-0.15}), \quad N \leq 0.1,$ $\psi_{NB} = FBo^{0.5} \exp(2.74N^{-0.1}), \quad 0.1 < N \leq 1.0,$ $\psi_{NB} = \frac{230Bo^{0.5}}{1 + 46Bo^{0.5}} \quad \begin{matrix} Bo > 0.3 \times 10^{-4} \\ Bo < 0.3 \times 10^{-4} \end{matrix}, \quad N > 1.0,$ $\psi_{CB} = \frac{1.8}{N^{0.8}}, \quad N = Co, \quad F = \begin{cases} 14.7 & Bo \geq 11 \times 10^{-4} \\ 15.43 & Bo < 11 \times 10^{-4} \end{cases},$ $Re_L = \frac{G(1-x)D}{\mu_L}, \quad Pr_L = \frac{c_{pL}\mu_L}{k_L}, \quad Bo = \frac{q}{Gh_{LG}}, \quad Co = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.8} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5}.$
Shah [7]	$\alpha_{R_TP_local} = F\alpha_{Shah},$ $F = 2.1 - 0.008We_{GT} - 110Bo \quad F > 1,$ $F = 1, \quad F < 1, \quad We_{GT} = \frac{G^2 D}{\rho_G \sigma}, \quad Bo = \frac{q}{Gh_{LG}}.$

式(1)を用いて計算した実験で得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} の値と、式(14)を用いて計算した相関式から得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} を比較し、以下の式で定義した平均絶対誤差 (Mean absolute error: MAE) を算出した。

$$MAE = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{|\alpha_{R_cal} - \alpha_{R_exp}|}{\alpha_{R_exp}} \right). \quad (15)$$

5.3.4 沸騰二相流の摩擦損失の計算方法

本研究では、試験部入口の冷媒 R-245fa が過冷却となる条件で流動沸騰試験を実施した。試験により得られた全体の圧力損失 ΔP_{exp} は以下の式で表される。

$$\Delta P_{\text{exp}} = \Delta P_{\text{SP}} + \Delta P_{\text{TP}}, \quad (16)$$

ここで、 P は圧力を示し、添え字の”SP”および”TP”は、それぞれ単相および二相を示す。単相流の圧力損失 ΔP_{SP} の値は、摩擦損失 $\Delta P_{\text{f_SP}}$ 、重力損失 $\Delta P_{\text{g_SP}}$ および加速損失 $\Delta P_{\text{a_SP}}$ で構成される。過冷却域の平均物性値を用いて単相流の摩擦損失 $\Delta P_{\text{f_SP}}$ および加速損失 $\Delta P_{\text{g_SP}}$ を算出し、過冷却域の密度差から単相流の加速損失 $\Delta P_{\text{a_SP}}$ を算出した。クオリティ $x=0$ を流動沸騰の開始点と定義した。本研究では、単相および二相の領域の長さを潜熱と顕熱の比率より算出した。比エンタルピー差よりこれらの値を算出した。

試験により得られた全体の圧力損失 ΔP_{exp} の値は、試験部形状に依存する圧力損失、すなわち、試験部の入口部の縮小損失 $\Delta P_{\text{contraction}}$ および出口部の拡大損失 ΔP_{expand} を含んでいる。試験部の入口部の縮小損失 $\Delta P_{\text{contraction}}$ および出口部の拡大損失 ΔP_{expand} の値を以下の式より算出した。

$$\Delta P_{\text{exp}} = P_{\text{in}} - P_{\text{out}} - \Delta P_{\text{contraction}} - \Delta P_{\text{expand}}, \quad (17)$$

$$\Delta P_{\text{contraction}} = \frac{G_{\text{R}}^2}{2g\rho_{\text{in}}} \left[1 - \left(\frac{C_{\text{ch}}}{C_{\text{in}}} \right)^2 \right] + K_{\text{c}} \frac{G_{\text{R}}^2}{2g\rho_{\text{in}}}, \quad (18)$$

$$\Delta P_{\text{expand}} = \frac{G_{\text{R}}^2}{2g\rho_{\text{out}}} \left[1 - \left(\frac{C_{\text{ch}}}{C_{\text{out}}} \right)^2 \right] - K_{\text{e}} \frac{G_{\text{R}}^2}{2g\rho_{\text{out}}}, \quad (19)$$

ここで、 G 、 C 、 K_{c} および K_{e} は、それぞれ質量流束、流路断面積、Kays and London [8] および Huang and Thome [9] の縮小および拡大係数である。添え字の”ch” は流路を示す。試験部の出口部における密度 ρ_{out} を熱力学的平衡クオリティに基づいた各相の比体積から算出した。

沸騰二相流の圧力損失 ΔP_{TP} の値は、沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{\text{f_TP_exp}}$ 、重力損失 $\Delta P_{\text{g_TP}}$ および加速損失 $\Delta P_{\text{a_TP}}$ で構成される[10]。沸騰二相流の加速損失 $\Delta P_{\text{a_TP}}$ および重力損失 $\Delta P_{\text{g_TP}}$ を Wang et al. [11] の手法に基づいて算出した。沸騰二相流の圧力損失 ΔP_{TP} の値を次の式より算出した。

$$\Delta P_{\text{TP}} = \Delta P_{\text{g_TP}} + \Delta P_{\text{a_TP}} + \Delta P_{\text{f_TP_exp}}, \quad (20)$$

$$\Delta P_{\text{a_TP}} = \frac{G_{\text{R}}^2}{\rho_{\text{L}}} \left\{ \frac{x_{\text{out}}^2}{\xi_{\text{out}}} \left(\frac{\rho_{\text{L}}}{\rho_{\text{G}}} \right) + \frac{(1-x_{\text{out}})^2}{1-\xi_{\text{out}}} \right\}, \quad (21)$$

$$\Delta P_{\text{g_TP}} = \int [\rho_{\text{L}}(1-\xi) + \rho_{\text{G}}\xi] g dz, \quad (22)$$

$$\xi = 1 - \left(1 + \frac{31}{X} + \frac{1}{X^2}\right)^{-0.43}, \quad (23)$$

ここで、 ξ および X は、それぞれボイド率および Martinelli parameter を示す。Lockhart–Martinelli 相関[12]からボイド率 ξ の値を算出した。

式(24)を用いて評価値の不確かさを算出した[13]。評価値の不確かさを表 5-4 に示す。

$$\Delta R = \left\{ \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial Y_i} \Delta Y_n \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (24)$$

ここで、 R 、 n および Y はそれぞれ従属変数（すなわち、平均熱伝達率や摩擦損失）、変数の数および独立変数（すなわち、温度、圧力および質量流量）である。これらの値は最大の測定誤差の条件で得られたものである。

表 5-4 評価値の不確かさ

Evaluated parameter	Uncertainty in calculation
Heat transfer rate, Q_R	$\pm 1.6\%$
Outlet quality, x_{out}	$\pm 2.3\%$
Superficial velocity	$\pm 2.8\%$
Weber number	$\pm 3.3\%$
Pressure drop, $\Delta P_{f_TP_exp}$	$\pm 4.7\%$
Overall heat transfer coefficient, U	$\pm 3.6\%$
Average heat transfer coefficient of hot water side, α_{hw}	$\pm 4.1\%$
Actual average heat transfer coefficient of refrigerant side, α_{R_exp}	$\pm 5.4\%$

5.3.5 従来の相関式に基づく摩擦損失の計算方法

実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と、従来の相関式から計算した沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値を比較した。そこで、従来の相関式から計算した沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の計算プロセスを以下に示した。まず、二相摩擦乗数 ϕ_L^2 を以下のように定義した。

$$\phi_L^2 = \left(\frac{-dP_f}{dz} \right) / \left(\frac{-dP_f}{dz} \right)_L, \quad (25)$$

ここで $(-dP_f/dz)_L$ は二相流の液相のみの値である。

Chisholm [14]は二相摩擦乗数 ϕ_L^2 について以下の式を提案している。

$$\phi_L^2 = 1 + \frac{c}{X} + \frac{1}{X^2}, \quad (26)$$

ここで、 C は Chisholm parameter を示す。Chisholm parameter C のいくつかの値は、水力等価直径 D_h と無次元数を考慮した従来研究で提案されており、これらの値を表 5-5 に示す。これらの相関式は第 3 章の半円ミニチャネル、円ミニチャネル[15-16]および円マイクロチャネル[17]を用いた流動沸騰試験の実施により得られた。

表 5-5 Chisholm parameter

Reference	Chisholm parameter, C
Mishima and Hibiki [15]	$C = 21[1 - \exp(-0.319D_h)]$: Noncircular channel $C = 21[1 - \exp(-0.333D_h)]$: Circular channel
English and Kandlikar [16]	$C = 5[1 - \exp(-0.319D_h)]$: Noncircular channel $C = 5[1 - \exp(-0.333D_h)]$: Circular channel
Kawahara et al. [17]	$C = 0.24$

従来の相関式から計算した沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ を、0.001 m の微小区間を積分することで算出した。この積分範囲は試験部内の沸騰域を示す出口クオリティ x_{out} の値が 0 から試験部出口までである。実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と従来研究で提案された相関式から計算した沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値を比較し、以下に定義した平均絶対誤差 MAE を算出した。

$$MAE = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{|\Delta P_{f_TP_cal} - \Delta P_{f_TP_exp}|}{\Delta P_{f_TP_exp}} \right). \quad (27)$$

5.4 実験結果と考察

5.4.1 流動様式

水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.19\text{--}0.74$, 熱流束 $q = 2.9\text{--}76.6$ kW/m² の条件にて試験部の出口部で観察した流動様式を図 5-3(a)-(c)に示した。3 種類の流動様式, Semi-annular flow, Annular flow および Mist flow を観察した。しかし、本試験範囲の試験部の出口部では Slug flow および Churn flow を観察しなかった。ここで、流動様式の定義は 3.4.1 節と同様である。図 5-3(a)の WV15°ミニチャネルの冷媒質量流束 $G_R = 400$ kg/(m² s)の低出口クオリティ x_{out} の条件で、液膜に波が形成している Annular flow を観察した。また、中間出口クオリティ x_{out} の条件では、液膜に気泡が発生していることを確認した。一方、冷媒質量流束 $G_R = 100$ kg/(m² s)の低出口クオリティ x_{out} の条件で Semi-annular flow を観察し、高出口クオリティ x_{out} の条件で Annular flow を観察した。気液界面構造が明確であり、液膜界面の乱れが抑制されたなめらかな流動様式であった。図 5-3(b)の WV30°ミニチャネルの冷媒質量流束 $G_R = 400$ kg/(m² s)の低出口クオリティ x_{out} の条件で、液膜に気泡が発生した Annular flow を観察した。出口クオリティ x_{out} の上昇に伴い気液界面の構造は乱された。一方、冷媒質量流束 $G_R = 100$ kg/(m² s)の低出口クオリティ x_{out} の条件で、Semi-annular flow を観察した。気液界面構造が明確であり、液膜界面の乱れが抑制

されたなめらかな流動様式であった。高出口クオリティ x_{out} の条件では、液膜に波が形成した Annular flow を観察した。図 5-3(c)の WV45°ミニチャネルの冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}200\text{ kg}/(\text{m}^2\text{ s})$ の条件では、液膜に気泡が発生し、気液界面が乱れた Annular flow を観察した。一方、冷媒質量流束 $G_R = 50\text{ kg}/(\text{m}^2\text{ s})$ の低出口クオリティ x_{out} の条件では気泡を含む Semi-annular flow を観察し、高出口クオリティ x_{out} の条件では、液膜が波状になった Annular flow を観察した。流路角度の増加に伴い、低出口クオリティ x_{out} および低熱流束の条件で液膜内に気泡が発生する Annular flow が形成し、気液界面構造が不明瞭となった。

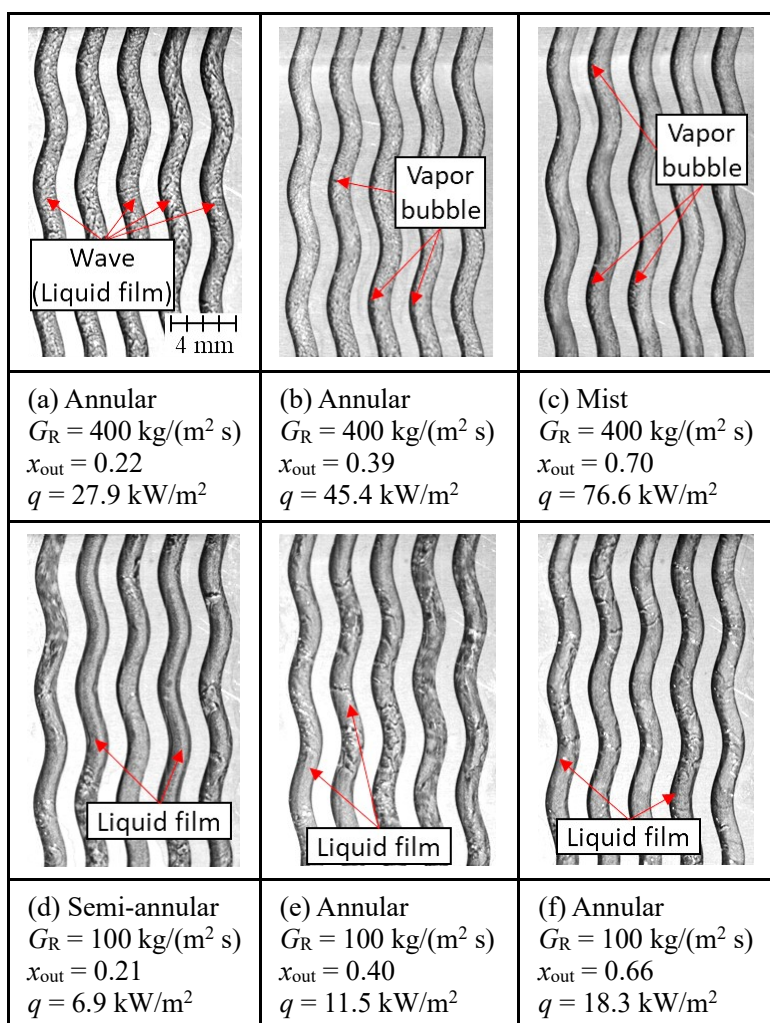


図 5-3(a) WV15°ミニチャネルの試験部の出口部で観察した沸騰二相流の流動様式: 水力等価直径 $D_h = 1.04\text{ mm}$, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400\text{ kg}/(\text{m}^2\text{ s})$, 出口クオリティ $x_{out} = 0.22\text{--}0.70$, 熱流束 $q = 6.9\text{--}76.6\text{ kW}/\text{m}^2$

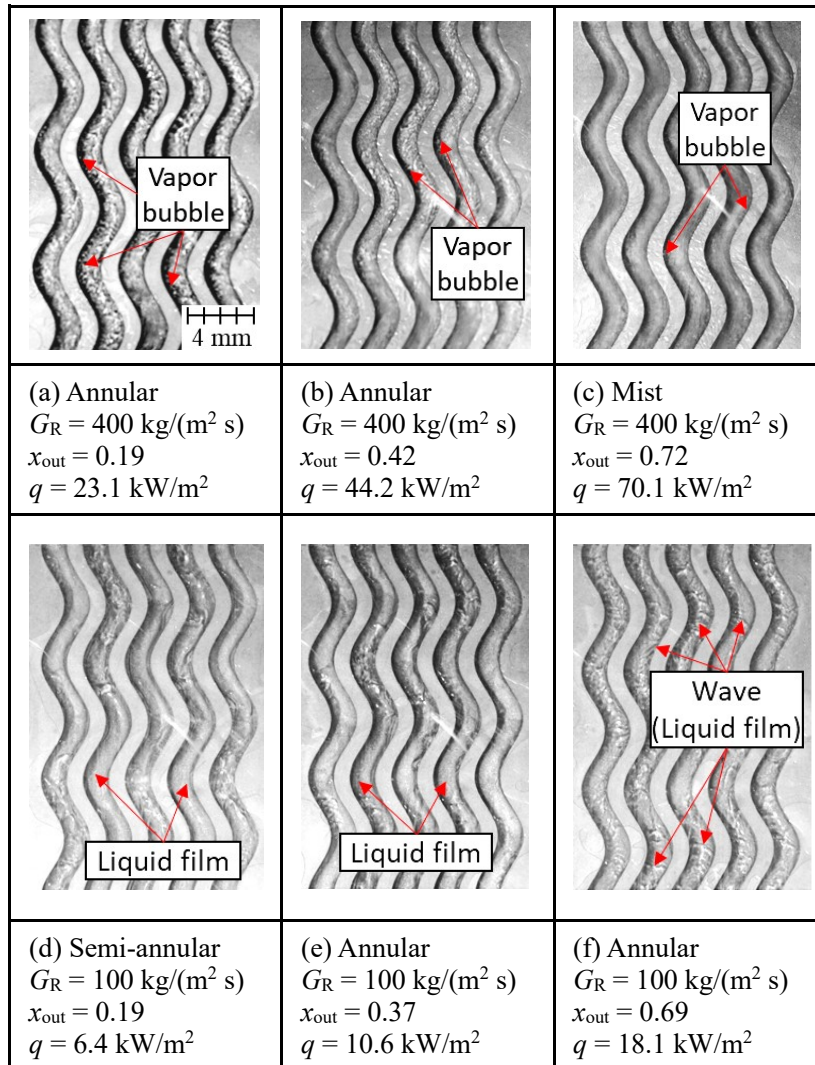


図 5-3(b) WV30°ミニチャネルの試験部の出口部で観察した沸騰二相流の流動様式: 水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, 出口クオリティ $x_{\text{out}} = 0.19\text{--}0.72$, 熱流束 $q = 6.4\text{--}70.1 \text{ kW}/\text{m}^2$

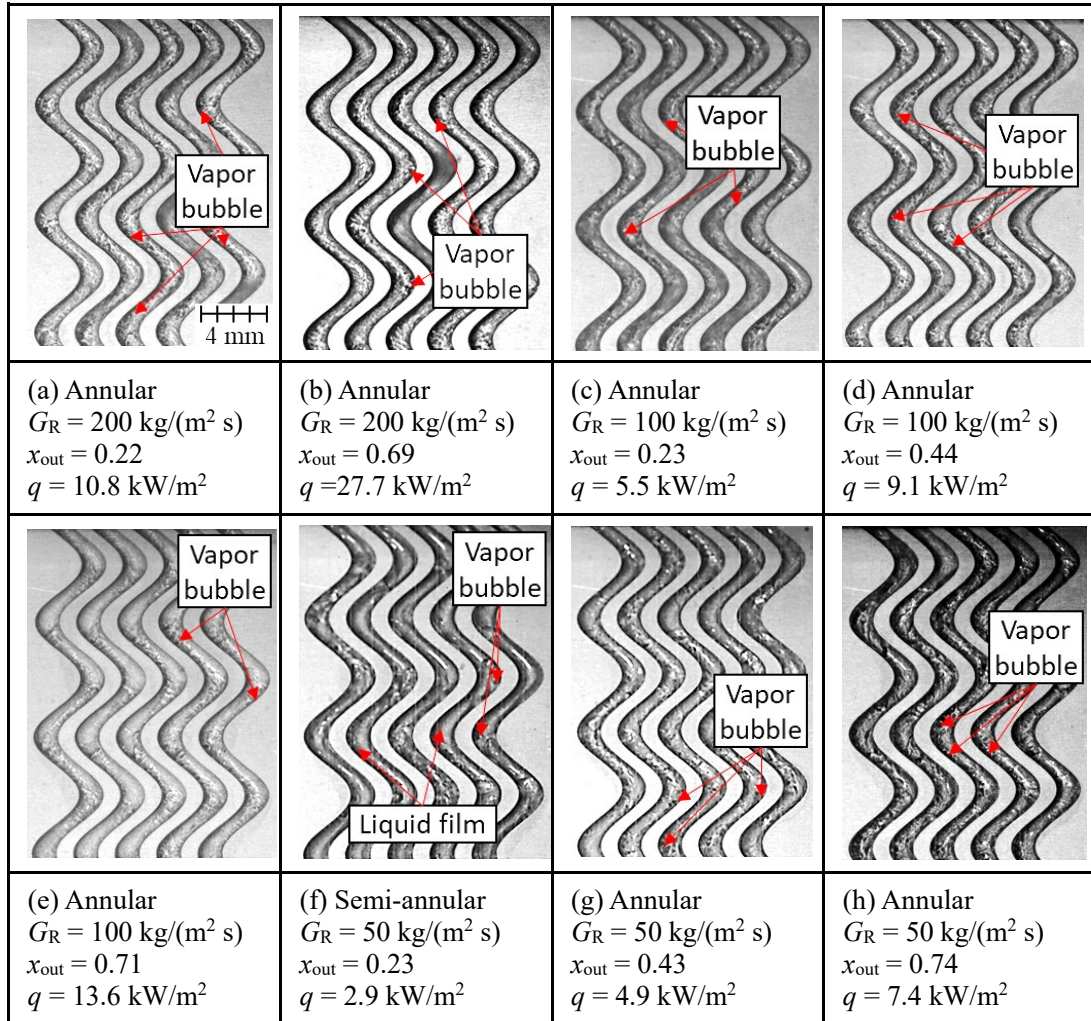
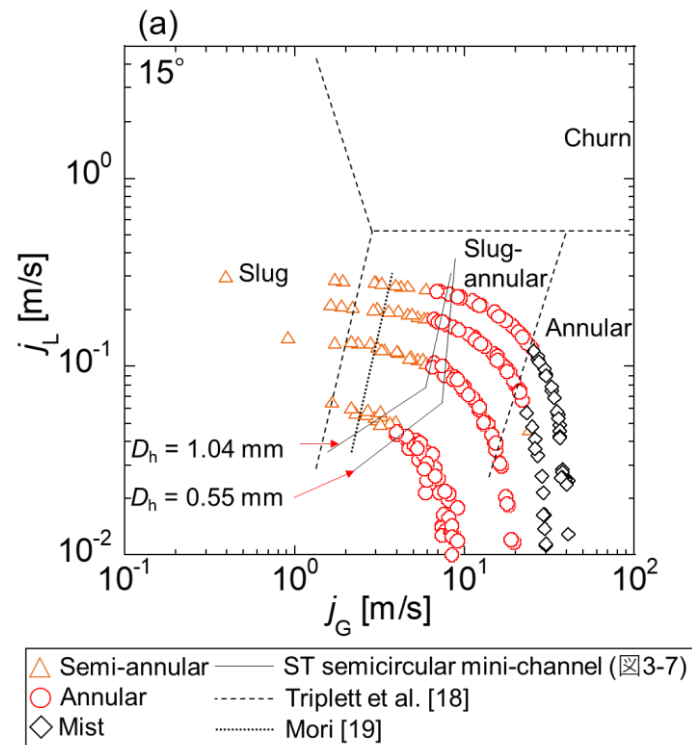


図 5-3(c) WV45°ミニチャネルの試験部の出口部で観察した沸騰二相流の流動様式: 水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$, 冷媒質量流束 $G_R = 50\text{--}200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, 出口クオリティ $x_{\text{out}} = 0.22\text{--}0.74$, 熱流束 $q = 2.9\text{--}27.7 \text{ kW}/\text{m}^2$

5.4.2 流動様式線図

試験部の出口部で観察した沸騰二相流の流動様式を整理した流動様式線図を, 図 5-4 から図 5-6 に示す. 図 5-4 は, 流動様式を液相および気相の見かけ速度 (j_L および j_G) で整理した結果である. 水力等価直径 $D_h = 1.097 \text{ mm}$ の円管内の水-空気二相流の実験結果により得られた Triplett et al. [18] の遷移境界と, 冷媒流動沸騰試験に基づいて得られた第 3 章の直線半円ミニチャネルの遷移境界 (図 3-5) および Mori [19] の Annular flow への遷移境界を図 5-4 にプロットした. 図 5-4 に示すように, 正弦波状半円ミニチャネルの Annular flow の遷移境界は Triplett et al. [18] のそれよりも低い気相見かけ速度 j_G にシフトした. Triplett et al. [18] の遷移境界は, より高い表面張力を有する水を用いた微細管内の実験で得られており, より高い気相見かけ速度 j_G において液スラグが形成したためであると考えられる. また, 非円管内の冷媒流動沸騰試験に基づいて提案された Mori [19] の遷移境界は WV45°ミニチャネル

の遷移境界と一致した。しかし、流路角度の低下に伴い、Annular flow の遷移境界は Mori [19]の遷移境界より高い気相見かけ速度 j_G となった。直線半円ミニチャネル（水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ および 0.55 mm ）内の冷媒流動沸騰試験に基づいて得られた第3章の直線半円ミニチャネルの遷移境界（図 3-7）は、WV15°ミニチャネルおよび WV30°ミニチャネルの Annular flow 遷移境界と比較的よく一致したが、WV45°ミニチャネルの冷媒質量流束 $G_R = 150\text{--}200 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ の条件では、高い気相見かけ速度 j_G を示した。図 5-4 に示すように、Annular flow への遷移境界の気相見かけ速度 j_G の値は、正弦波状半円ミニチャネルの流路角度の増加に伴い Annular flow が形成する気相見かけ速度 j_G の値が低下したことから、流動様式への流路角度の影響は重要であると考えられる。



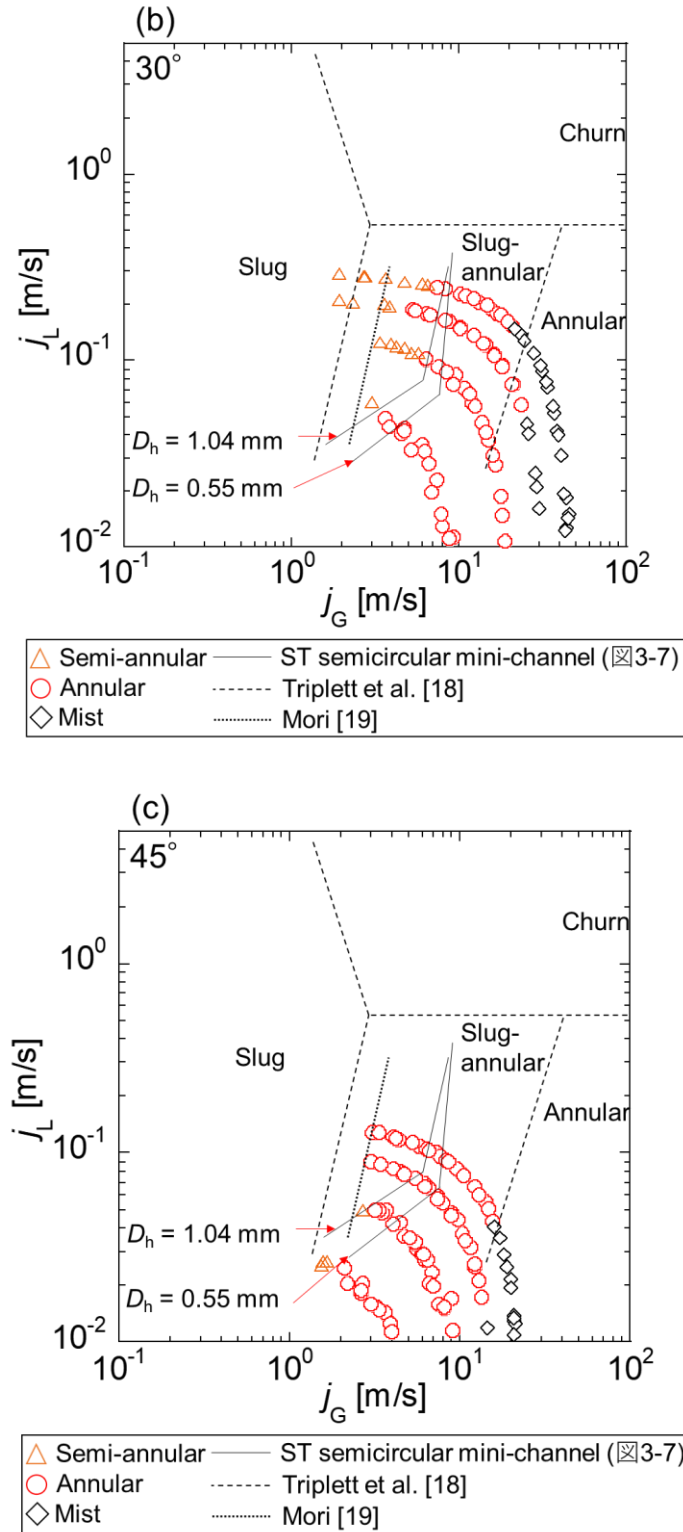
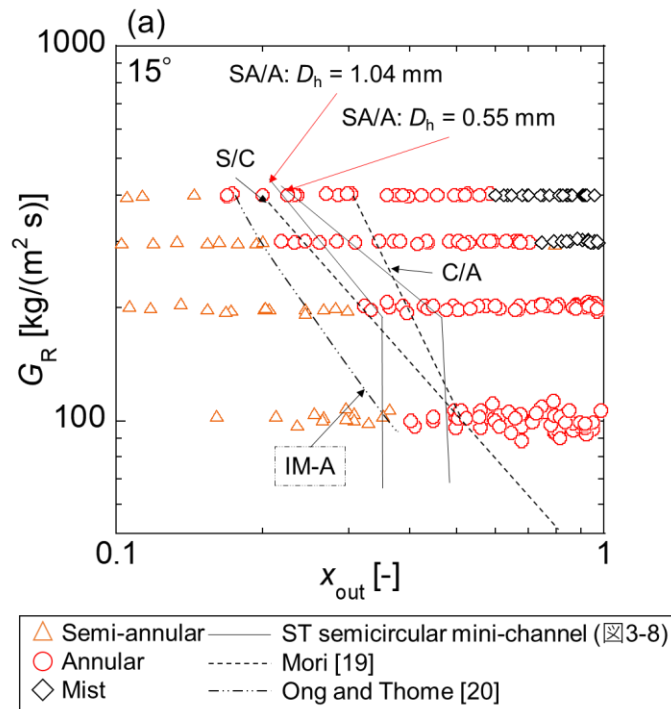


図 5-4 流動様式線図 (j_G-j_L) : 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{\text{out}} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6$ kW/m², (a) 流路角度 15°, (b) 流路角度 30°, (c) 流路角度 45°

出口クオリティ x_{out} および冷媒質量流束 G_R で整理した流動様式線図を図 5-5 に示す。冷媒流動沸騰試験に基づいて得られた第 3 章の直線半円ミニチャネルの遷移境界 (図 3-8), Mori [19] および Ong and Thome [20] の遷移境界をプロットした。流路角度の増加に伴い Annular flow の遷移境界の出口クオリティ x_{out} が低下した。図 5-5 に示すように、円管内の流動沸騰試験により得られた Ong and Thome [20] の Annular flow への遷移境界は、高冷媒質量流束 G_R の条件の WV15°ミニチャネルおよび WV30°ミニチャネルの遷移境界と比較的よく一致したが、WV45°ミニチャネルの遷移境界よりも高い出口クオリティ x_{out} となった。また、非円管の試験によって得られた Mori [19] によって提案された Annular flow への遷移境界は、いずれの条件でも正弦波状半円ミニチャネルの遷移境界よりも高い出口クオリティ x_{out} を示した。非円管内の表面張力効果の増加により流路隅部に厚い液膜が形成したため、より高い出口クオリティ x_{out} にて Annular flow が形成したと考えられる。また、直線半円ミニチャネル ($D_h = 1.04$ mm) の試験によって得られた第 3 章の直線半円ミニチャネルの Annular flow への遷移境界 (図 3-8) は、冷媒質量流束 $G_R = 200$ kg/(m² s) 以下の WV15°ミニチャネルおよび WV30°ミニチャネル、および冷媒質量流束 $G_R = 100$ kg/(m² s) 以下の WV45°ミニチャネルの条件で、正弦波状半円ミニチャネルの遷移境界と比較的よく一致した。しかし、高冷媒質量流束 G_R の WV15°ミニチャネルおよび WV30°ミニチャネル、および冷媒質量流束 $G_R = 150$ kg/(m² s) 以上の WV45°ミニチャネルの条件で、正弦波状半円ミニチャネルの Annular flow の遷移境界は高い出口クオリティ x_{out} を示した。



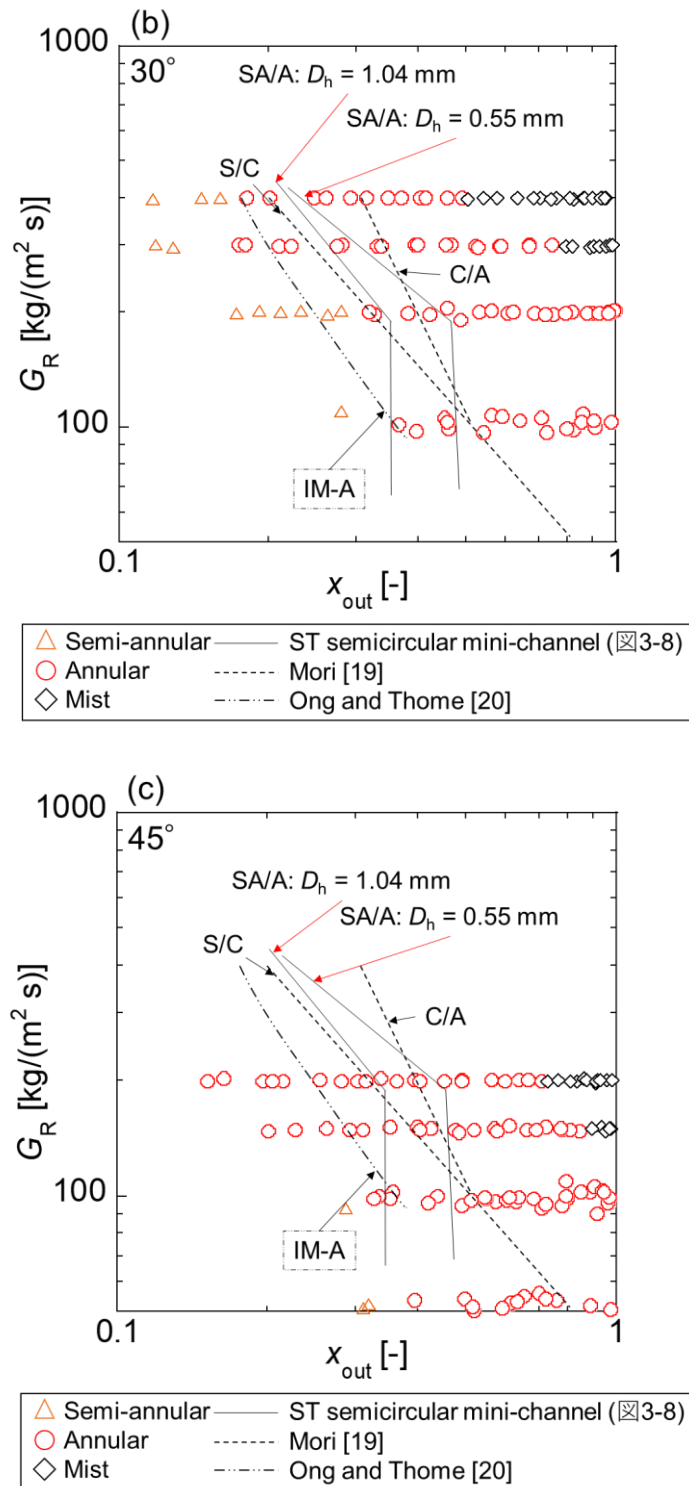
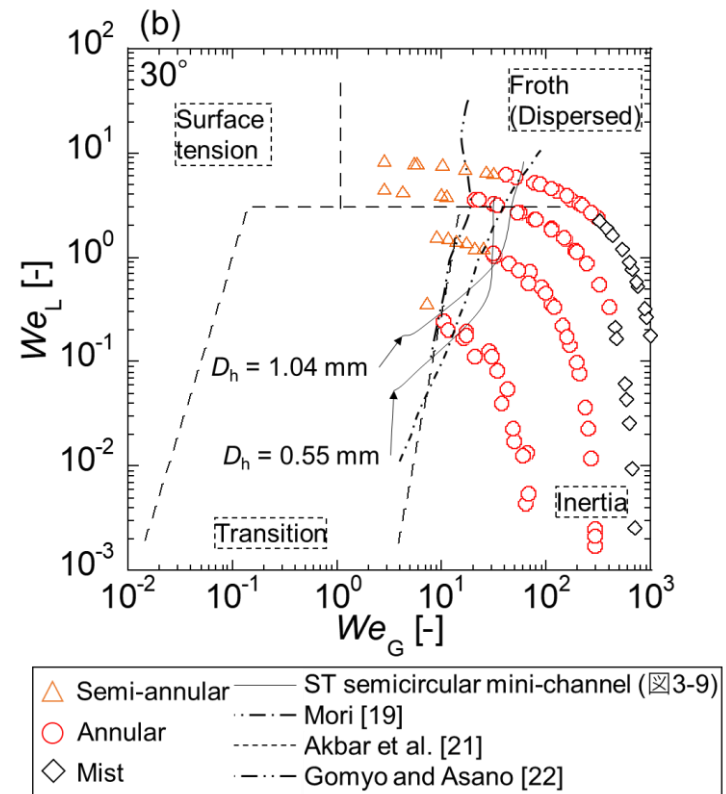
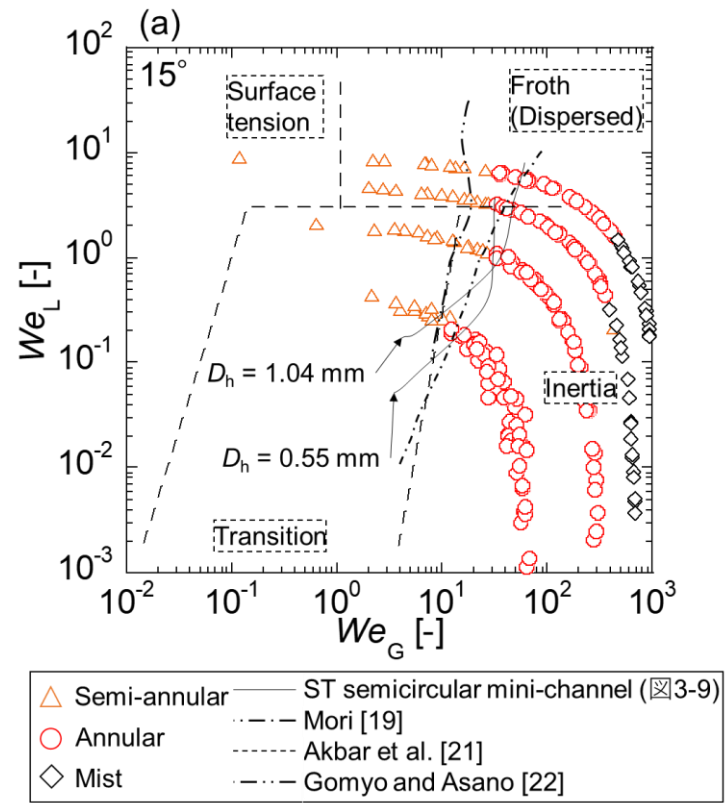


図 5-5 流動様式線図 ($x_{out} - G_R$) : 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6$ kW/m², (a) 流路角度 15°, (b) 流路角度 30°, (c) 流路角度 45°: S = Slug flow, C = Churn flow, SA = Semi-annular flow, A = Annular flow, IM = Intermittent flow

図 5-4 および図 5-5 に示す流動様式線図から、正弦波状半円ミニチャネル内の流動様式の遷移境界は流速だけでなく表面張力や慣性力に依存している。そこで、それらの影響因子を考慮するために流動様式を Weber 数で整理した。

図 5-6 に液相および気相 Weber 数 We_L および We_G で整理した流動様式線図を示す。流路角度の増加に伴い、Annular flow の遷移境界の気相 Weber 数 We_G が低下した。Akbar et al. [21] により提案された遷移境界と第 3 章の直線半円ミニチャネルの遷移境界 (図 3-9), Mori [19] および Gomyo and Asano [22] により得られた Annular flow への遷移境界を図 5-6 にプロットした。Akbar et al. [21] により提案された遷移境界で本試験の流動様式を分類すると、Annular flow は Inertia region に定義され、Semi-annular flow は Transition regions に定義される。図 5-6 に示すように冷媒質量流束 $G_R = 200\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、Akbar et al. [21] および Gomyo and Asano [22] により提案された遷移境界は、実験で得られた Semi-annular flow および Annular flow の遷移境界よりも低い気相 Weber 数 We_G を示した。Mori [19] により提案された遷移境界は、冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}300 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では WV15°ミニチャネルおよび WV30°ミニチャネルの遷移境界とよく一致したが、流路角度の増加および冷媒質量流束 G_R の増加により高い気相 Weber 数 We_G となった。第 3 章の直線半円ミニチャネルの遷移境界 (図 3-9) は、低冷媒質量流束 G_R の条件ではよく一致したが、高冷媒質量流束 G_R の条件では、Annular flow への遷移は高い We_G の値となった。正弦波状半円ミニチャネルの Annular flow の遷移境界は、低冷媒質量流束 G_R の条件では直線半円ミニチャネルのそれとよく一致した。しかし、高冷媒質量流束 G_R の条件では、正弦波状半円ミニチャネルの Annular flow の遷移境界は直線半円ミニチャネルのそれよりも低い気相 Weber 数 We_G を示し、流路角度の増加に伴いさらに低い気相 Weber 数 We_G となった。冷媒質量流束の増加により慣性力の影響が増加し、液スラグの形成を抑制したため、より低い気相 Weber 数 We_G にて Annular flow が形成したと考えられる。したがって、本試験のように、試験部の流路長さと出口クオリティ x_{out} が同じ場合、流路角度の増加に伴い、Annular flow の試験流路に占める割合が高くなる。直線半円ミニチャネルよりも低い気相見かけ速度 j_G 、出口クオリティ x_{out} および気相 Weber 数 We_G で Annular flow が形成するため、平均沸騰熱伝達率および沸騰二相流の摩擦損失は表面張力よりも慣性力の影響が重要となると考えられる。



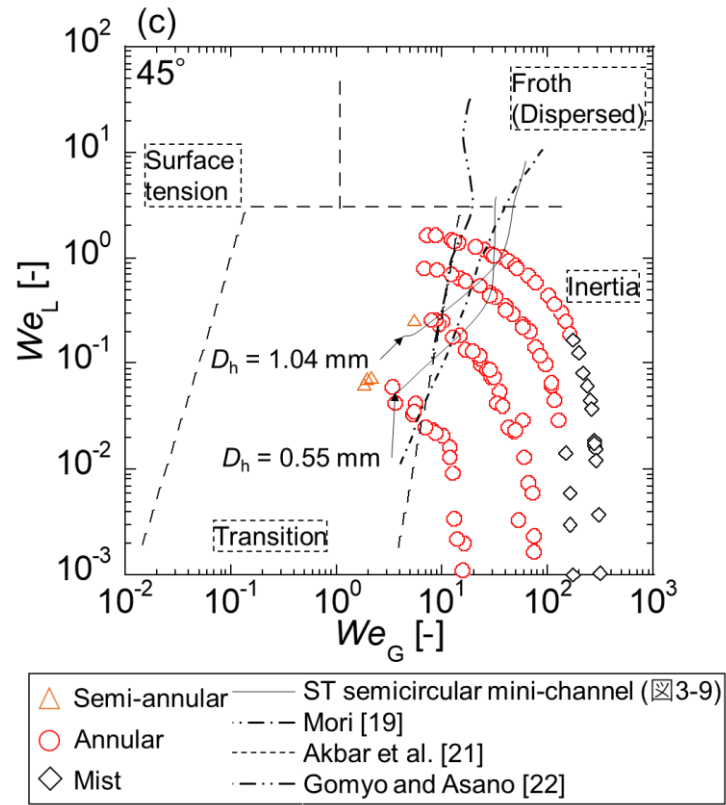
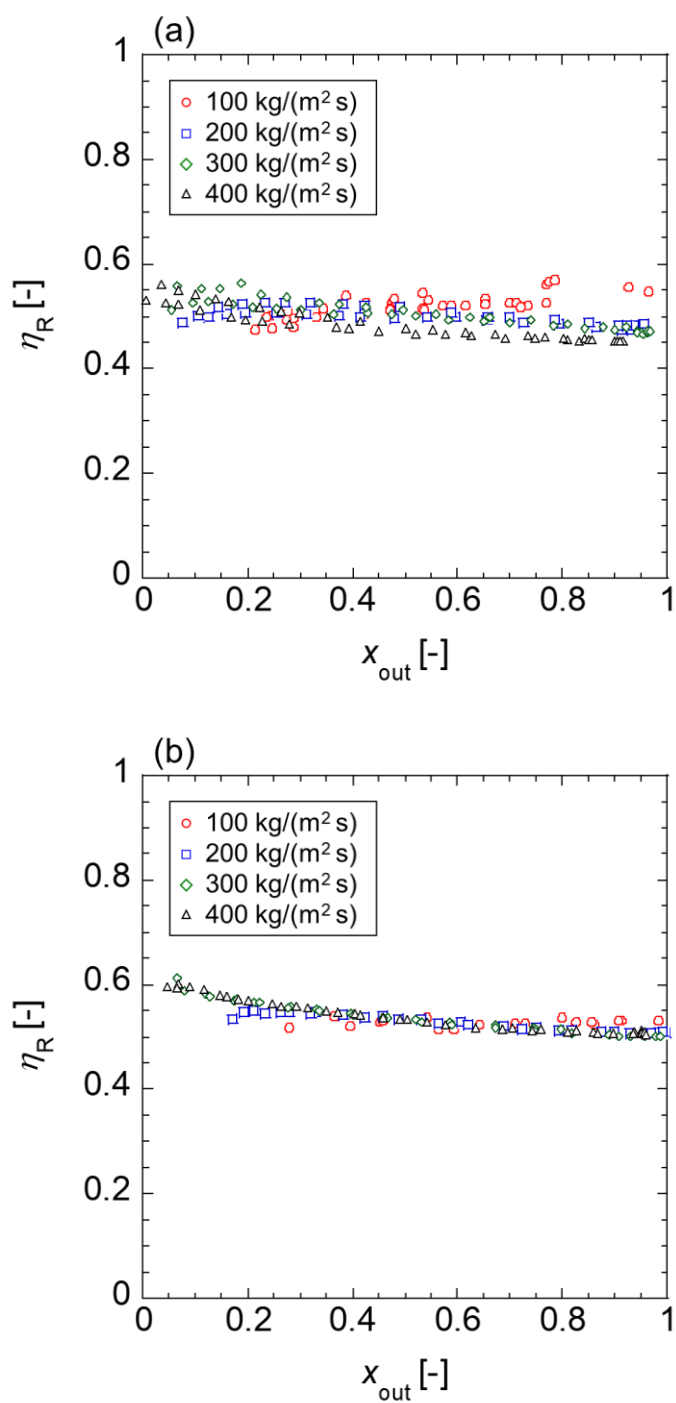


図 5-6 流動様式線図 ($We_G - We_L$) : 水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, 出口クオリティ $x_{\text{out}} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6 \text{ kW}/\text{m}^2$, (a) 流路角度 15° , (b) 流路角度 30° , (c) 流路角度 45°

5.4.3 平均沸騰熱伝達率

図 5-7 に正弦波状半円ミニチャネルのフィン効率 η_R と出口クオリティ x_{out} の関係を示す。フィン効率はいずれの試験流路でも 50–60% であった。第 3 章の直線半円ミニチャネルのフィン効率 η_R (図 3-10 の SS ミニチャネル) とほぼ同じ値であることを確認した。



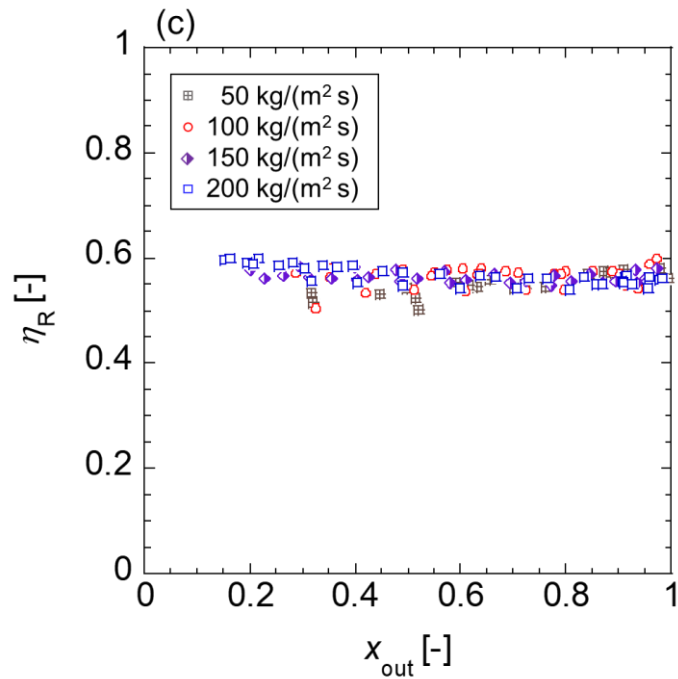
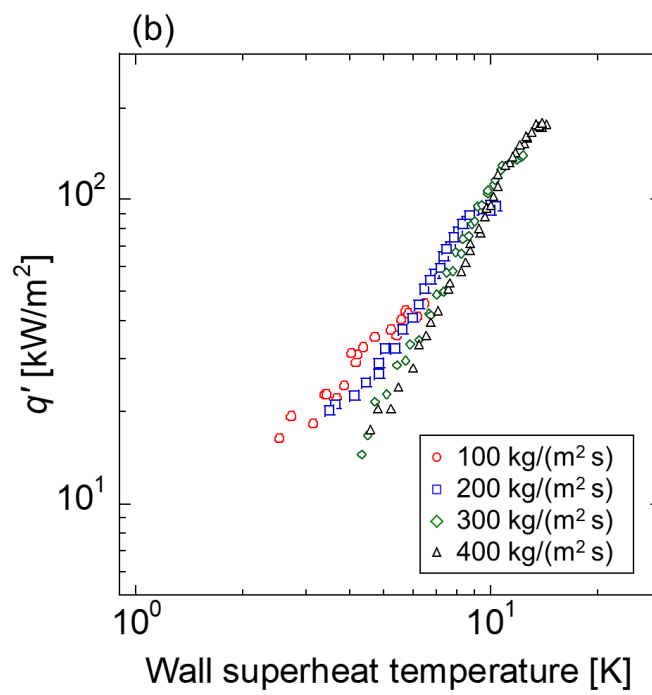
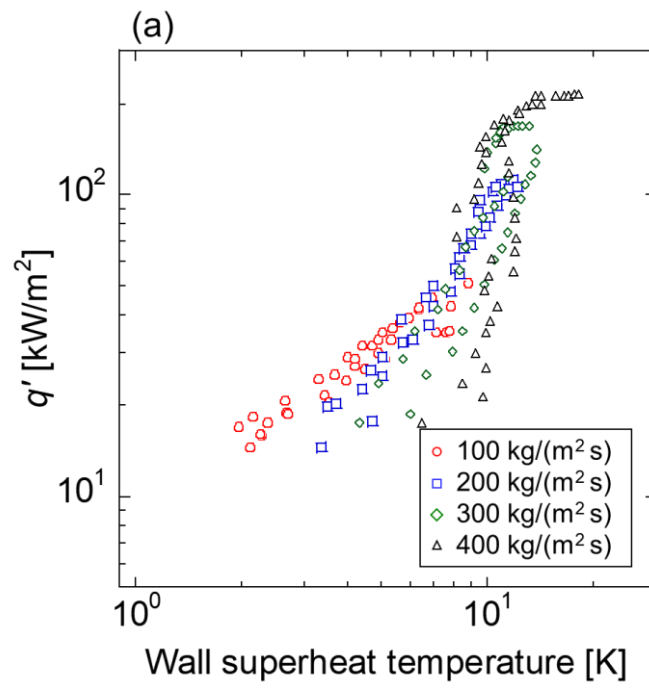


図 5-7 正弦波状半円ミニチャネルのフィン効率 η_R と出口クオリティ x_{out} の関係: (a) 流路角度 15° , (b) 流路角度 30° , (c) 流路角度 45°

熱流束を壁面過熱度に対してプロットした結果を図 5-8 に示す。壁面過熱度は冷媒 R-245fa の飽和温度と最大壁温の間の温度差と定義した。また、熱流束 q' は熱交換量 Q_R を、フィン効率 η_R を考慮した沸騰二相流域の伝熱面積 $A\eta_R$ で割った値と定義した。高冷媒質量流束 G_R の条件では、WV15°ミニチャネルおよび WV30°ミニチャネルの熱流束は第 3 章の直線半円ミニチャネルのそれ（図 3-11 の SS ミニチャネル：水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ ）よりも低い熱流束を示した。しかし、低冷媒質量流束 G_R の条件では、WV15°ミニチャネルおよび WV30°ミニチャネルの熱流束は直線半円ミニチャネルのそれよりも高い熱流束を示した。



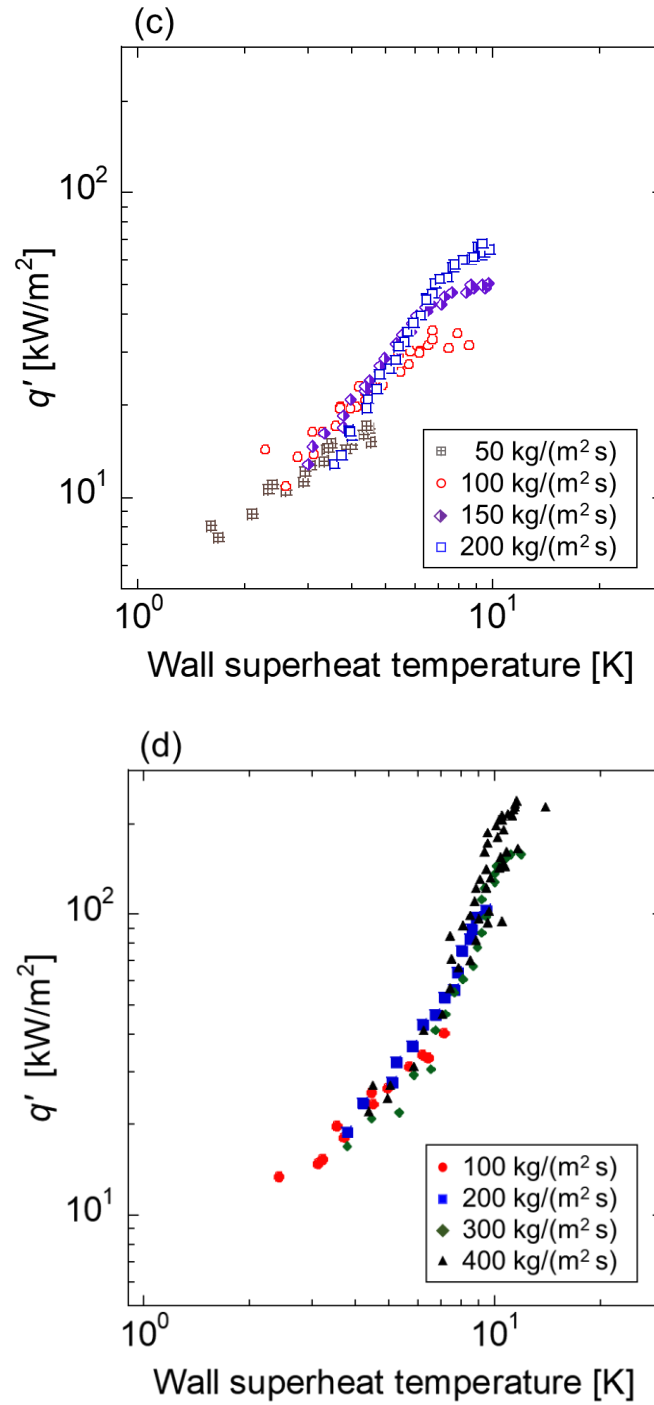
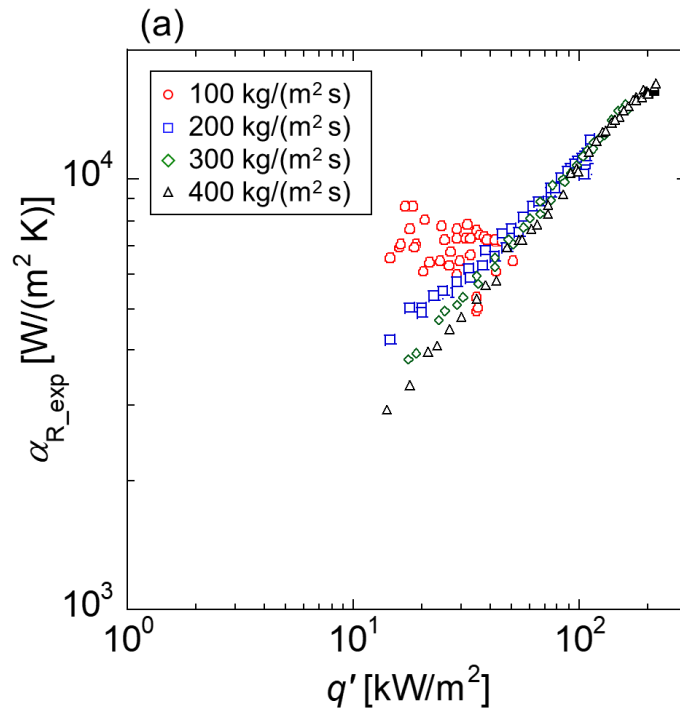
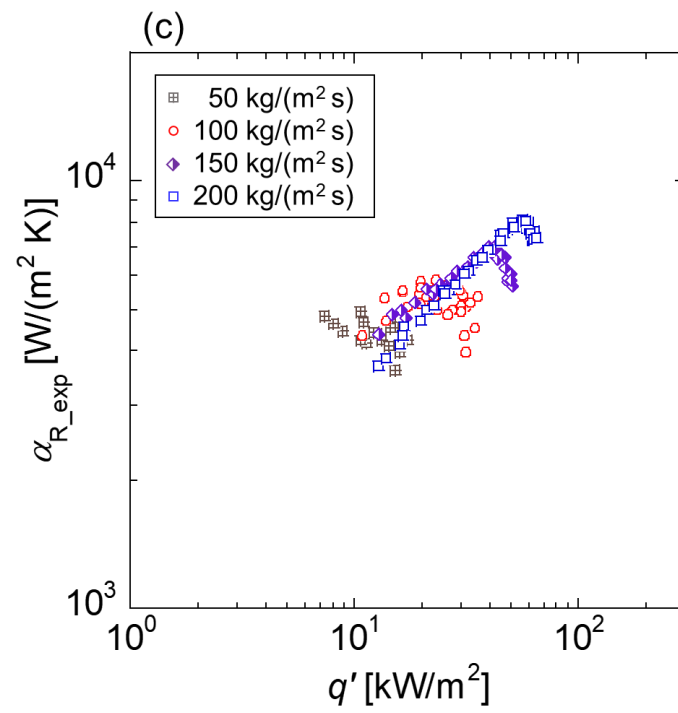
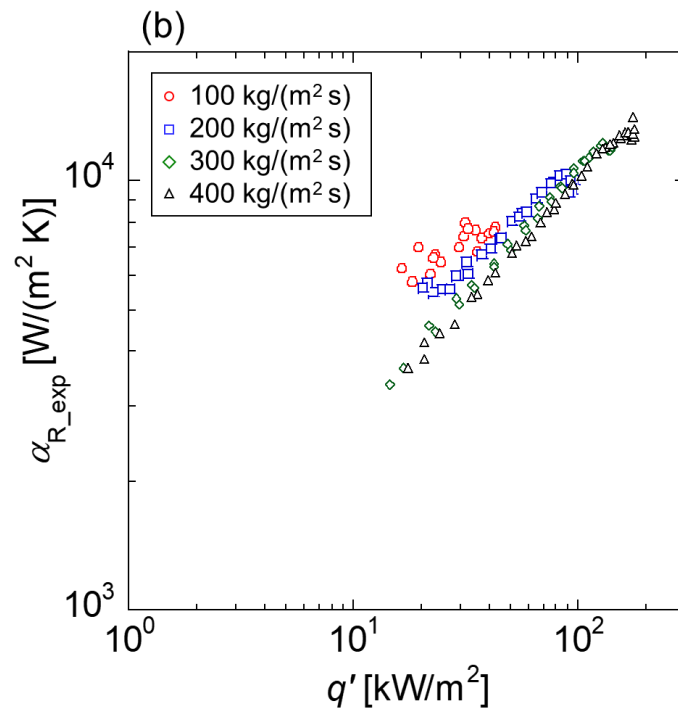


図 5-8 熱流束と壁面過熱度の関係: 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100$ – 400 kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.04$ – 0.99 , 熱流束 $q = 1.6$ – 103.6 kW/m², (a) 流路角度 15°, (b) 流路角度 30°, (c) 流路角度 45°, (d) 流路角度 0° (直線流路: 図 3-11 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の SS ミニチャネルの結果)

フィン効率 η_R を考慮した平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} と熱流束 q' の関係を図 5-9 に示す。高冷媒質量流束 G_R の条件では、熱流束の増加に伴い平均沸騰熱伝達率が上昇した。しかし、WV15°ミニチャネルの低冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ および WV45°ミニチャネルの低冷媒質量流束 $G_R = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、熱流束の増加に伴い平均沸騰熱伝達率の上昇が抑制された。同じ熱流束の低冷媒質量流束の条件では、いずれの流路角度の平均沸騰熱伝達率の値の差は小さく、WV15°ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率が最も高くなった。また、正弦波状半円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率は、直線半円ミニチャネルのそれよりも高い値を示したため、正弦波状ミニチャネルとすることで伝熱促進されたと考えられる。しかし、冷媒質量流束の増加に伴い、正弦波状半円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率と直線半円ミニチャネルのそれとの差は縮小しており、流路形状に起因する伝熱面積の増加により、正弦波状半円ミニチャネルの熱流束が直線半円ミニチャネルのそれよりも低下し、核沸騰熱伝達が抑制されたためと考えられる。





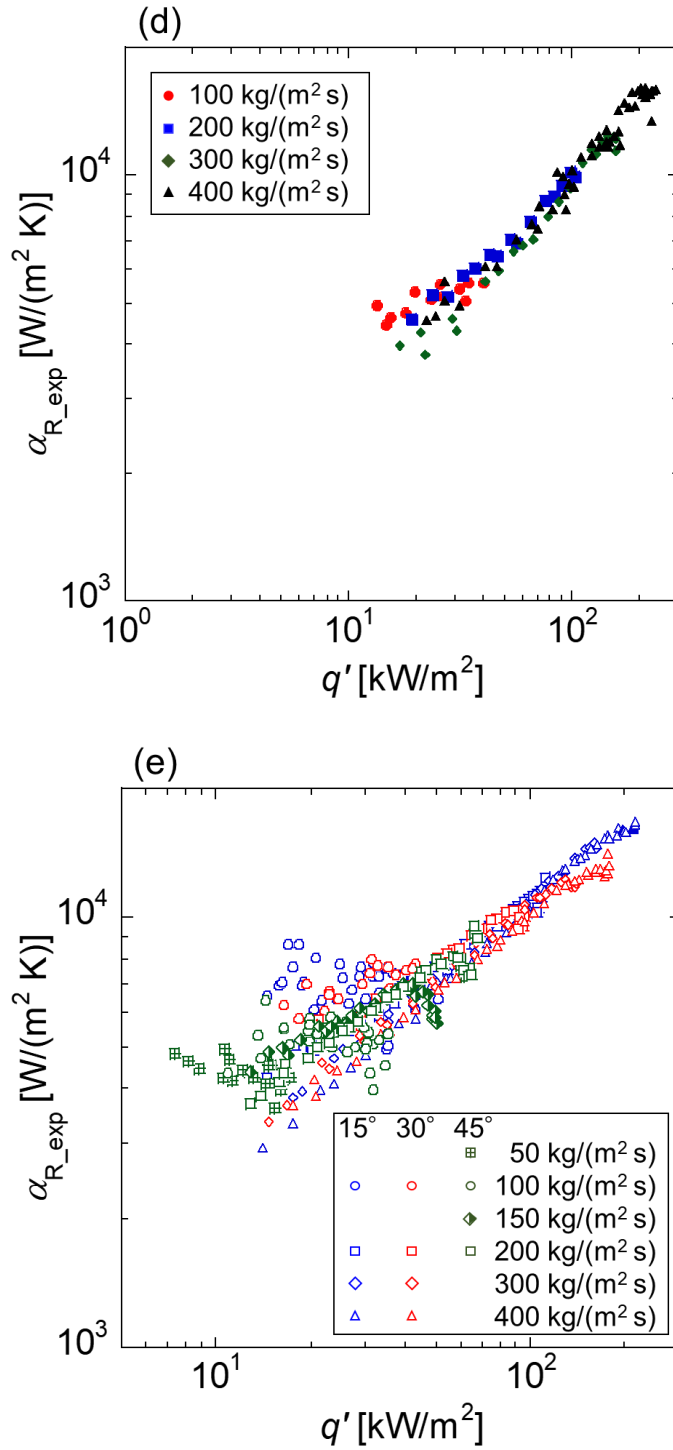
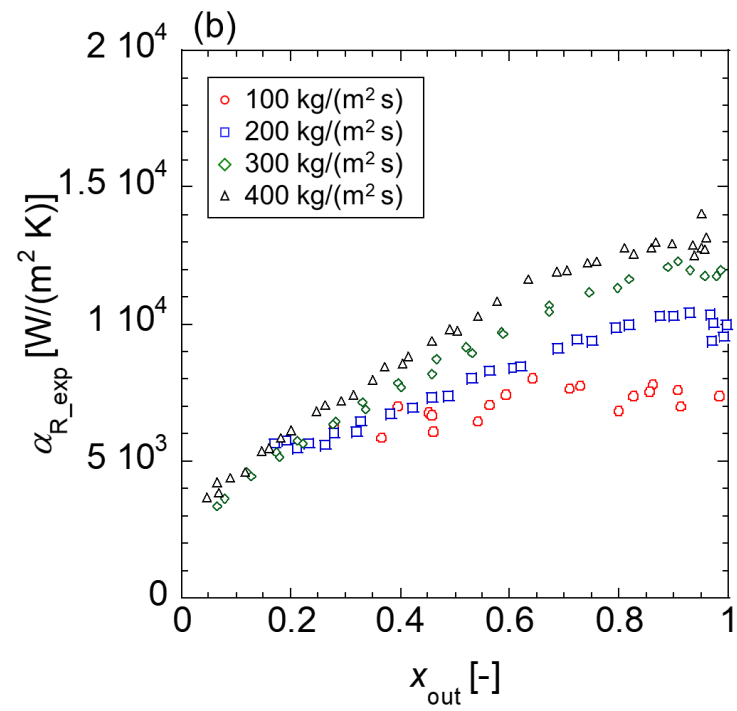
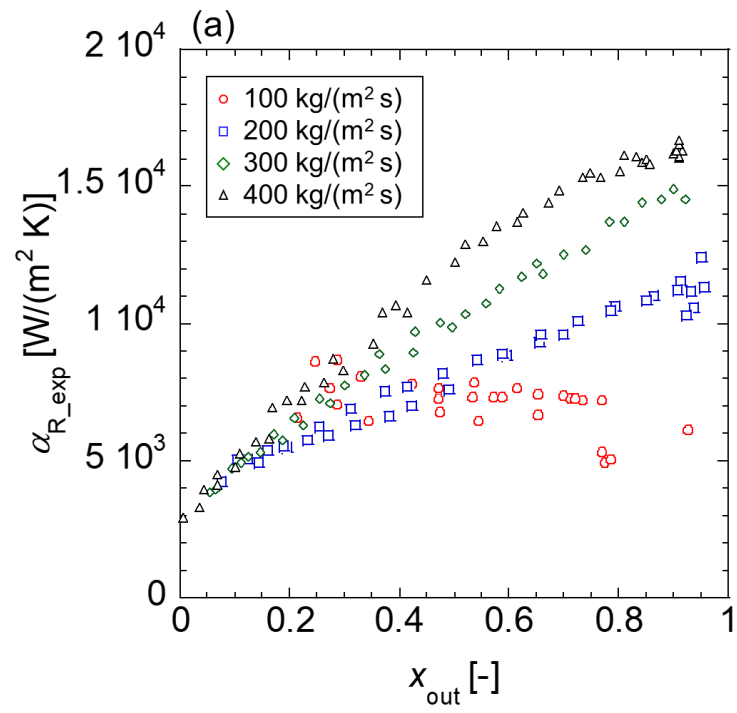


図 5-9 平均沸騰熱伝達率と熱流束の関係: 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{\text{out}} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6$ kW/m², (a) 流路角度 15°, (b) 流路角度 30°, (c) 流路角度 45°, (d) 流路角度 0° (直線流路: 図 3-12 の水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の SS ミニチャネルの結果), (e) 流路角度の比較

フィン効率を考慮した平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} と出口クオリティ x_{out} の関係を図 5-10 に示す。冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件で、出口クオリティ x_{out} の上昇にかかわらず平均沸騰熱伝達率の上昇が抑制された。気相割合の増加にかかわらず沸騰熱伝達率が上昇しないため、慣性力よりも核沸騰の影響が支配的であると考えられる。それ以外の条件では、出口クオリティ $x_{out} = 0.9$ 付近までは出口クオリティ x_{out} の増加に伴い平均沸騰熱伝達率が上昇した。気相の増加に伴う気液界面の擾乱の促進や壁面への液相の供給により平均沸騰熱伝達率が上昇したと考えられる。同じ出口クオリティの条件では、流路角度および冷媒質量流束の増加に伴い、正弦波状半円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率は直線半円ミニチャネルのそれとの差が縮小した。また、直線半円ミニチャネルでは、表面張力の影響により流路隅部に厚い液膜が形成し、一方で、液が隅部に引き寄せられるため流路中央部の液膜の厚みは減少する。そのため、Mori [19] が報告したように低質量流束および低出口クオリティの条件では、薄い液膜の伝熱抵抗が低下し、液膜蒸発が促進されるため平均沸騰熱伝達率が上昇したと考えられる。さらに、流路隅部にて核沸騰が促進され、発生した気泡による擾乱効果により沸騰熱伝達率が上昇したと考えられる。一方、正弦波状半円ミニチャネルの低質量流束および低出口クオリティの条件では、直線半円ミニチャネルと同じ現象に加え、波状形状による気液界面構造の擾乱効果により平均沸騰熱伝達率の上昇が期待できる。しかし、図 5-10 に示すように、クオリティ、冷媒質量流束および流路角度の増加に伴い、両流路の差は縮小した。慣性力が支配的になる条件では、気相の運動量が増加することから、平均沸騰熱伝達率の上昇に寄与する液膜構造の形成を阻害したことが考えられる。以上の結果から、表面張力が支配的な条件では、正弦波状半円ミニチャネル内の平均沸騰熱伝達率は上昇するが、慣性力が支配的な条件では、平均沸騰熱伝達率の上昇が抑制されることが明らかとなった。



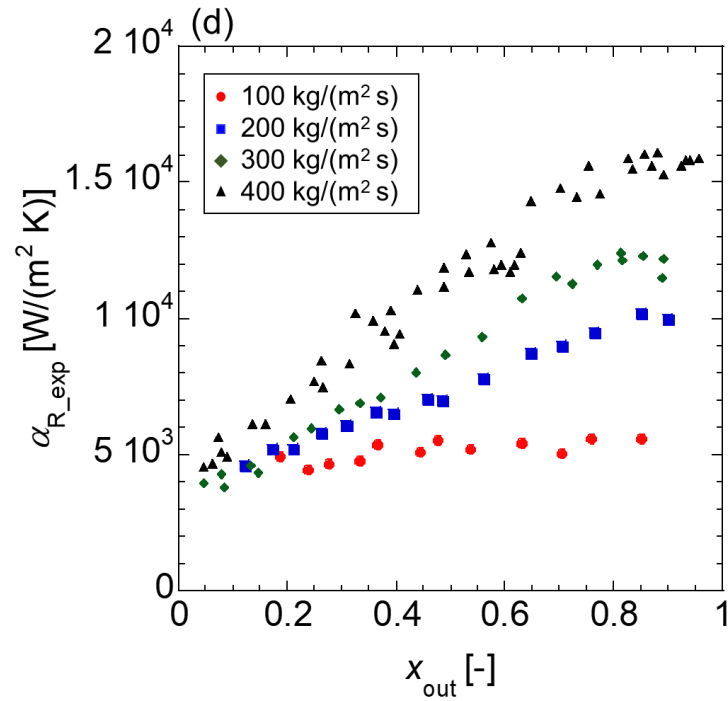
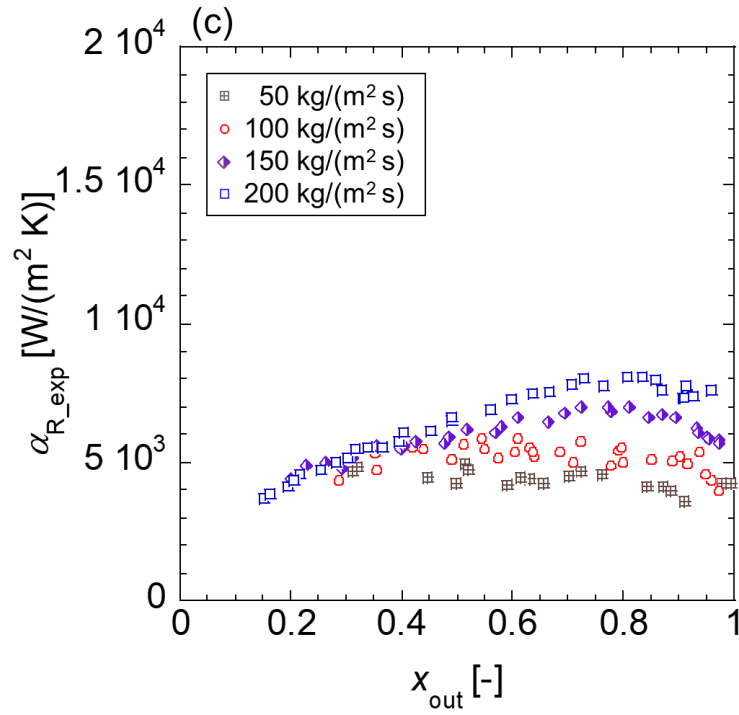
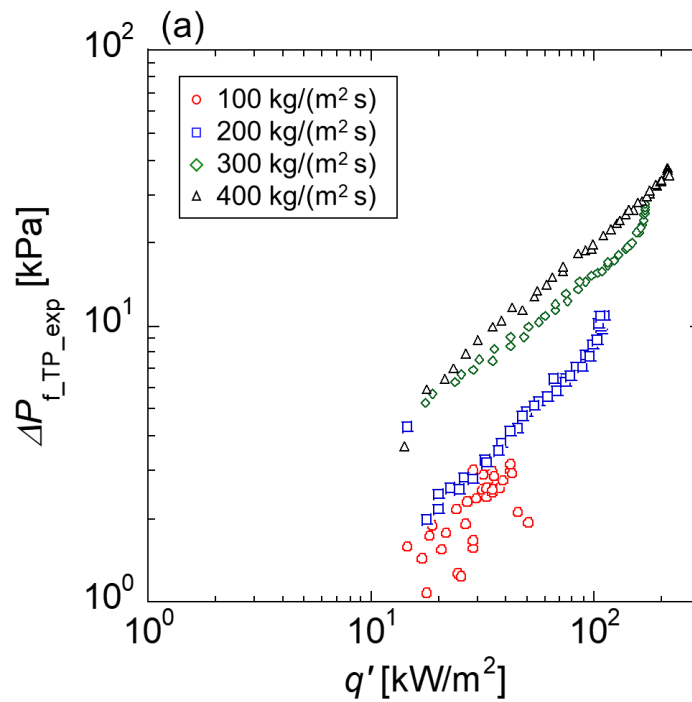
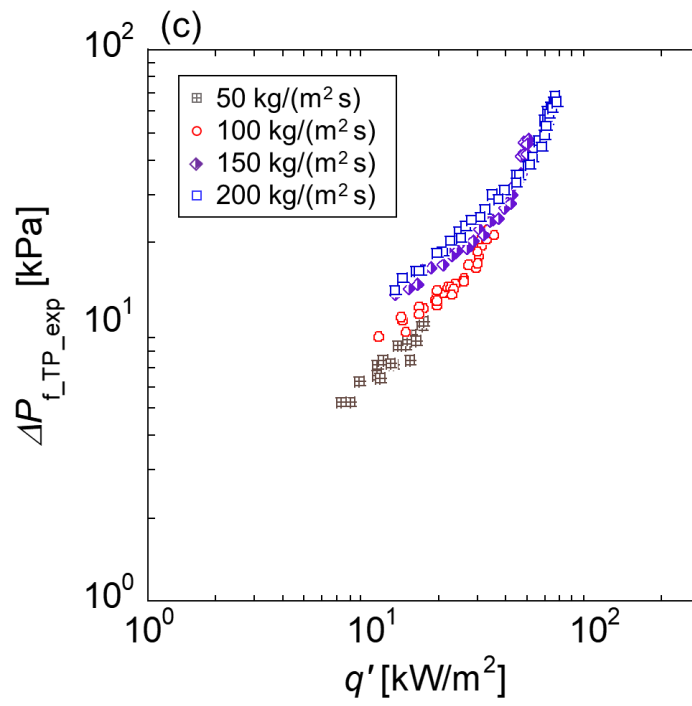
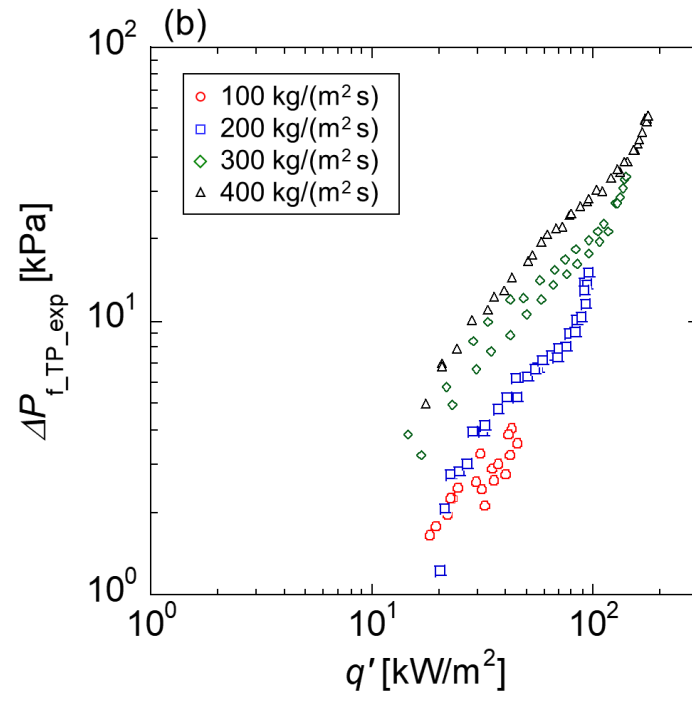


図 5-10 平均沸騰熱伝達率と出口クオリティの関係: 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量
 流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6$ kW/m², (a)
 流路角度 15°, (b) 流路角度 30°, (c) 流路角度 45°, (d) 流路角度 0° (直線流路: 図 3-13 の水力
 等価直径 $D_h = 1.04$ mm の SS ミニチャネルの結果)

5.4.4 沸騰二相流の摩擦損失

正弦波状半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失特性に与える流路角度および冷媒質量流束 G_R の影響を評価した。図 5-11 に、実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ を熱流束 q' に対してプロットした結果を示す。中抜きのプロットが正弦波状半円ミニチャネル、塗りつぶしたプロットが直線半円ミニチャネルである。熱流束の増加に伴い沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ が増加した。沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の増加率は、より高い冷媒質量流束 G_R でより高くなった。WV15°ミニチャネルおよび WV30°ミニチャネルの冷媒質量流束 $G_R = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ の条件では、沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の増加が抑制された。流路角度の増加に伴い、正弦波状半円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は直線半円ミニチャネルのそれより高い値を示した。





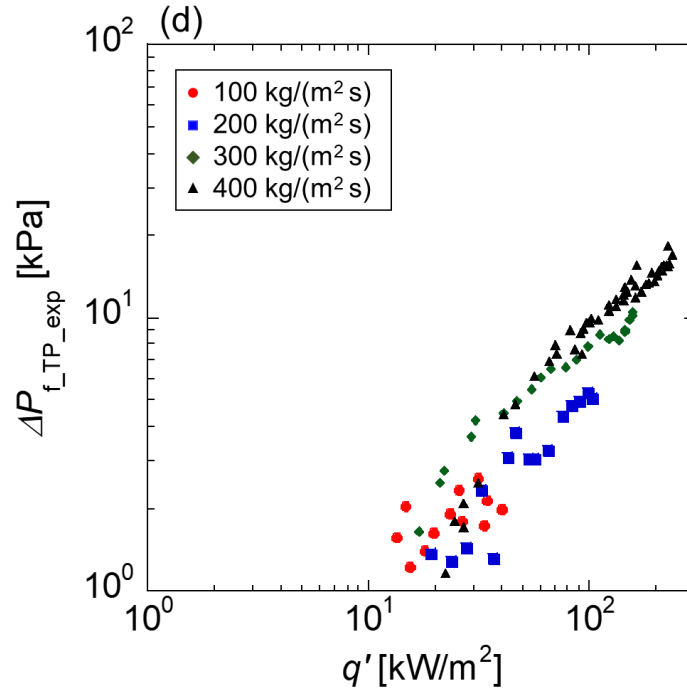
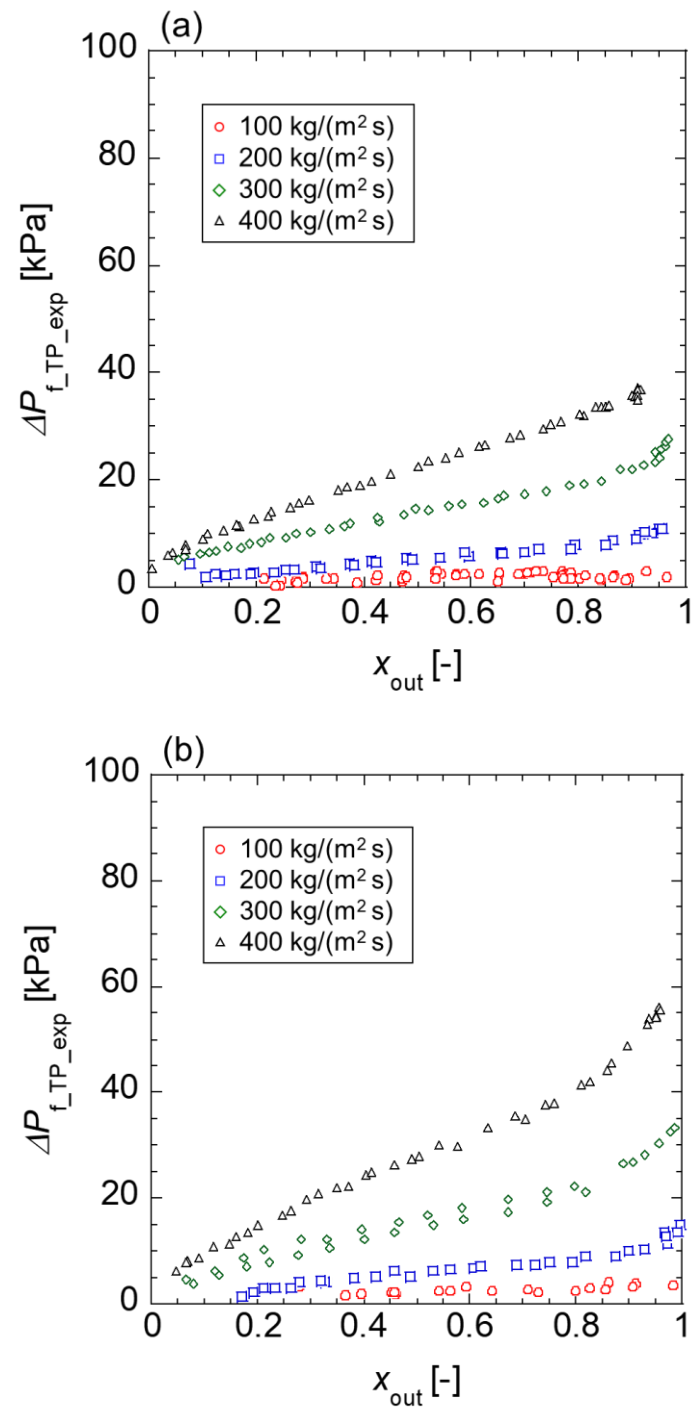


図 5-11 沸騰二相流の摩擦損失と熱流束の関係: 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6$ kW/m², (a) 流路角度 15°, (b) 流路角度 30°, (c) 流路角度 45°, (d) 流路角度 0° (直線流路: 図 3-13 の水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の SS ミニチャネルの結果)

図 5-12 に, 実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ を出口クオリティ x_{out} に対してプロットした結果を示す. 沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は, 出口クオリティ x_{out} の上昇に伴い増加した. 沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の増加率は, より高い冷媒質量流束 G_R でより高くなった. 一方, WV15°ミニチャネルおよび WV30°ミニチャネルの冷媒質量流束 $G_R = 100$ kg/(m² s) の条件では, 沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の増加が抑制された. さらに, WV15°ミニチャネルおよび WV30°ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ は第 3 章の直線半円ミニチャネルのそれ (図 3-14) と比較して同じ値となった. Enoki et al. [23] は, 低冷媒質量流束の中間クオリティにて矩形管内になめらかな気液界面と厚い液膜が形成し, 矩形管の沸騰二相流の摩擦損失は円管のそれよりも低くなったと報告している. したがって, 正弦波状半円ミニチャネルの低冷媒質量流束および低出口クオリティの条件にて, 滑らかな気液界面を形成することで液相速度が増加したため, 摩擦損失が低下したと考えられる. しかし, 流路角度および冷媒質量流束の増加に伴い沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ が大幅に増加していた. これは, 図 5-5 に示すように直線半円ミニチャネルと比較して, 正弦波状半円ミニチャネルは低出口クオリティの条件で Annular flow が形成しており, 気液界面が乱れた流動様式を観察したことから, 正弦波状半円ミニチャネルとすることで表面張力の影響よりも慣性力の影響が重要となったためであると考えられる. これらの結果から,

流路角度は摩擦損失の増加に寄与しており、冷媒質量流束および流路角度の増加に伴い摩擦損失が増加することが明らかとなった。



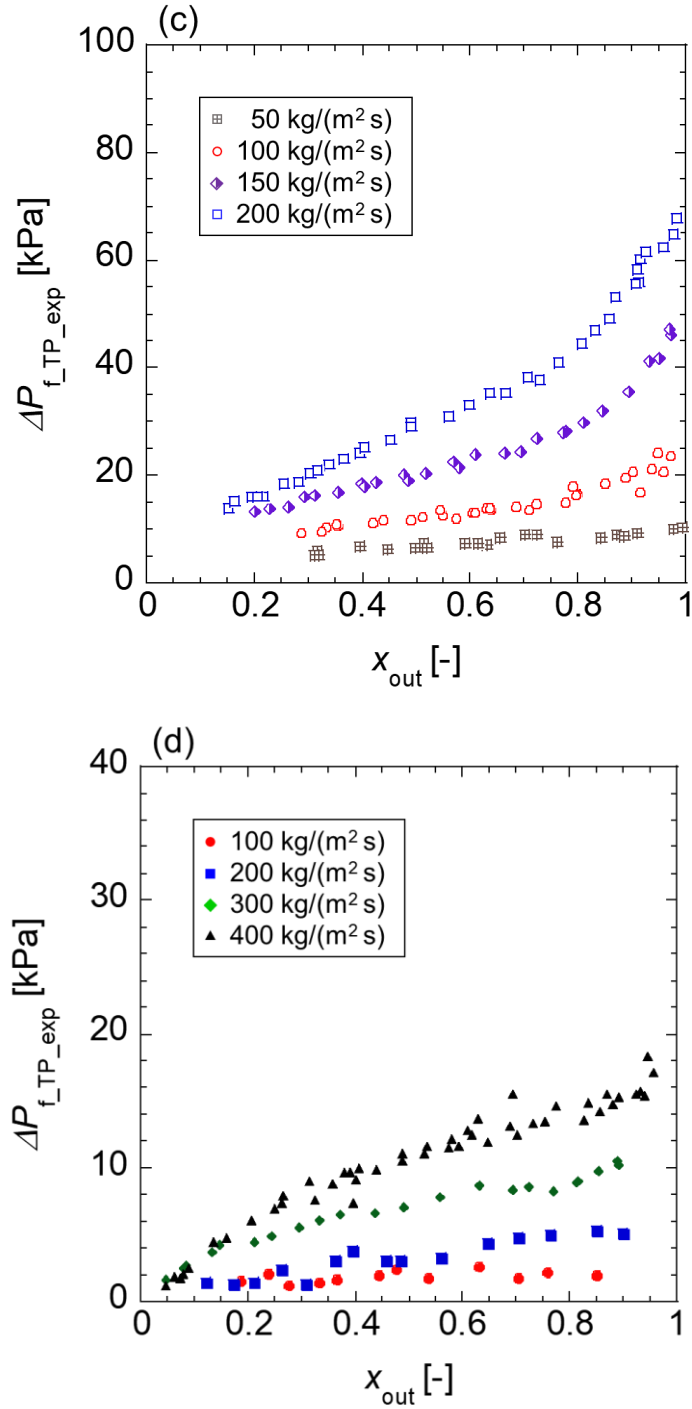


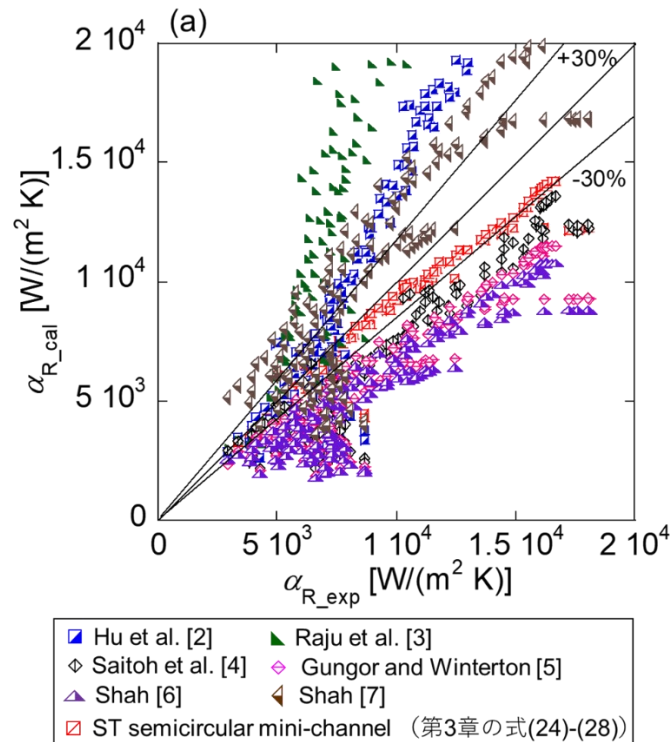
図 5-12 沸騰二相流の摩擦損失と出口クオリティの関係: 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6$ kW/m², (a) 流路角度 15°, (b) 流路角度 30°, (c) 流路角度 45°, (d) 流路角度 0° (直線流路: 図 3-14 の水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm の SS ミニチャネルの結果)

図 5-10 および図 5-12 に示すように、WV15°ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率が最も高い値を示し、流路角度の増加に伴い平均沸騰熱伝達率が低下したが沸騰二相流の摩擦損失は増加した。省エネルギーおよび熱交換器のコンパクト化のためには、低冷媒質量流束および低クオリティとなる条件で、平均沸騰熱伝達率が高い値を示し、かつ沸騰二相流の摩擦損失が低い値を示した WV15°ミニチャネルを適用することが望ましいと考えられる。

5.5 従来の相関式との比較

5.5.1 平均沸騰熱伝達率

試験により得られた正弦波状半円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} と、表 5-3 に示す局所沸騰熱伝達率の相関式より算出した平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} を比較した結果を図 5-13 に示す。また、表 5-6 に平均全体誤差 MAE の計算結果を示す。第 3 章の直線半円ミニチャネルの相関式 (式(24)-(28))、Saitoh et al. [4]および Shah [7]の相関式がよく一致した。波状流路内の沸騰試験により得られた Hu et al. [2]および Raju et al. [3]の相関式は実験値よりもいずれも高い値を示した。波状流路内の沸騰熱伝達は、波状流路の形状パラメータ（流路角度・振幅・周期・断面形状など）の影響を受けたと考えられる。同じ作動媒体および水力等価直径を有する直線半円ミニチャネル流動沸騰試験により得られた相関式が最もよく一致したが、第 3 章に示す直線半円ミニチャネル内の流動様式と正弦波状半円ミニチャネルのそれは、同じ水力等価直径 D_h および冷媒質量流束 G_R においても異なる挙動を示したことから、相関式の係数の修正が必要であると考えられる。



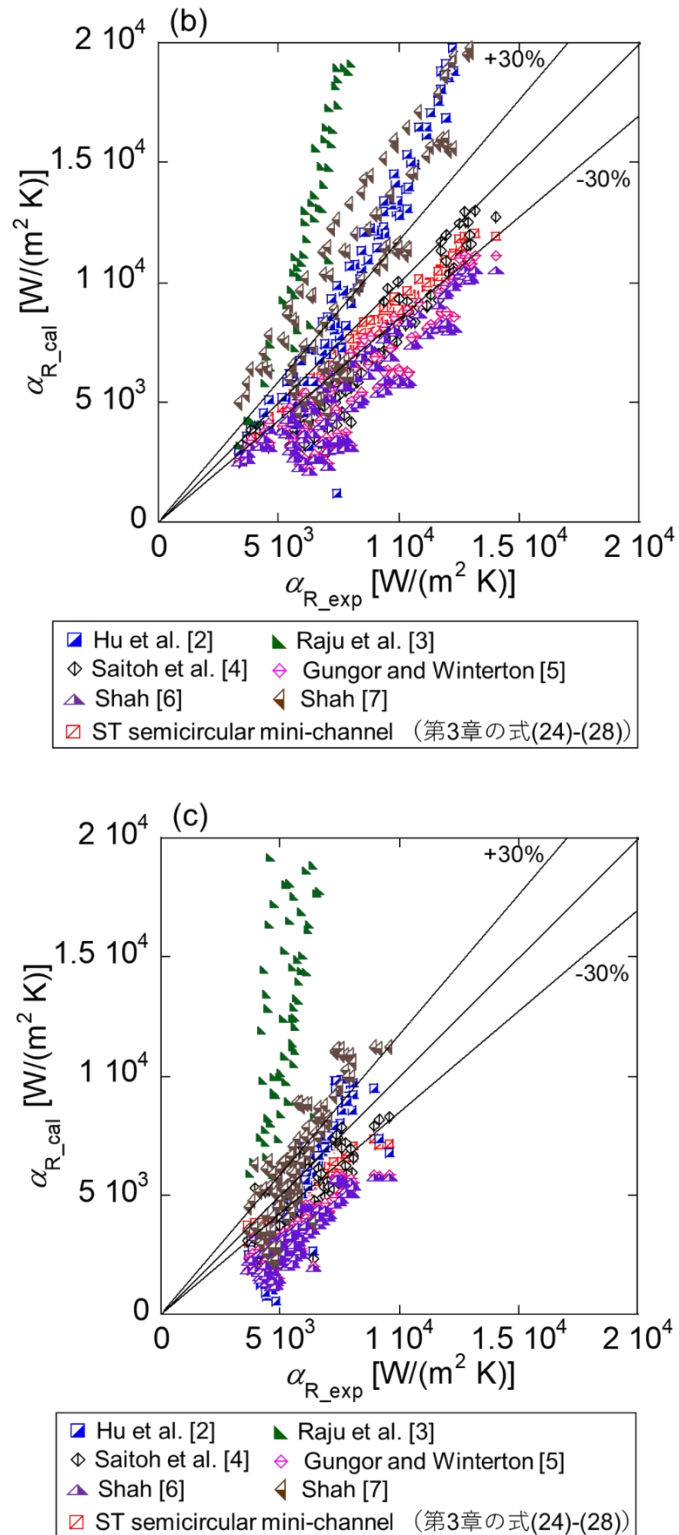


図 5-13 沸騰熱伝達率の実験結果と相関式の計算結果の比較: 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6$ kW/m², (a) 流路角度 15°, (b) 流路角度 30°, (c) 流路角度 45°

表 5-6 式(15)により定義した各相関式の MAE 計算結果

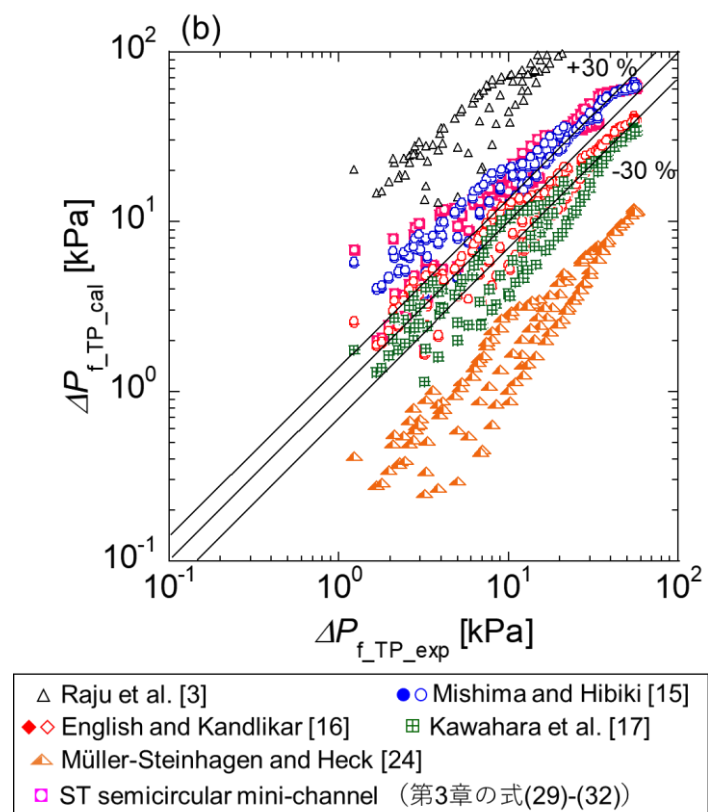
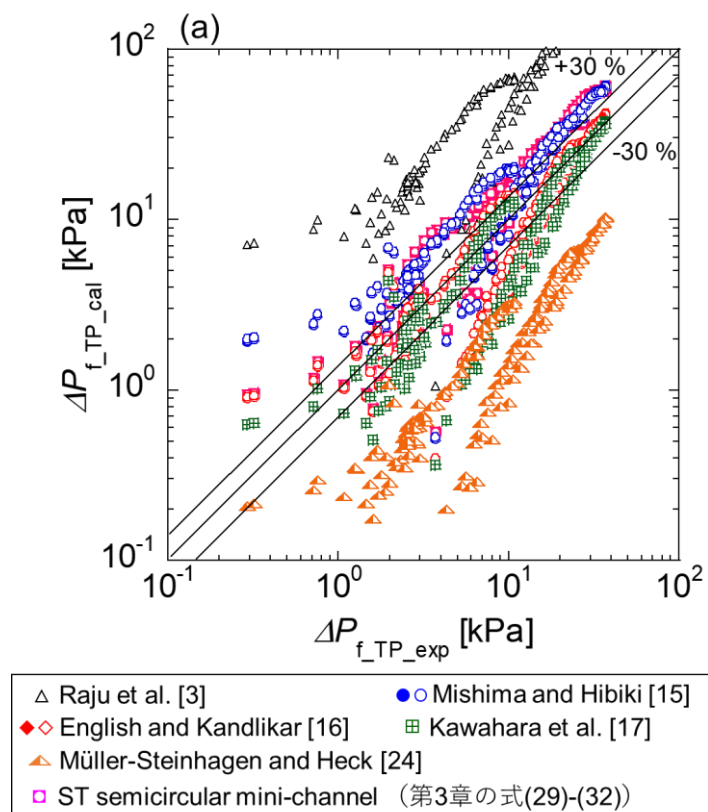
Reference	WV15° mini-channel	WV30° mini-channel	WV45° mini-channel	All data
第 3 章の直線半円ミニ チャンネルの相関式	13.3%	11.8%	20.3%	15.1%
Hu. et al. [2]	35.7%	32.0%	26.3%	33.1%
Raju et al. [3]	174.3%	363.1%	424.4%	305.8%
Saitoh et al. [4]	29.7%	22.8%	29.5%	27.7%
Gungor and Winterton [5]	37.7%	30.2%	41.7%	36.8%
Shah [6]	41.8%	34.6%	45.0%	40.7%
Shah [7]	26.1%	36.9%	23.2%	28.7%

5.5.2 沸騰二相流の摩擦損失

実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と、表 5-5 に示す従来の相関式と Raju et al. [3]および Müller-Steinhagen and Heck [24]の推算式を用いて計算により得られた $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値を比較した結果を図 5-14 に示す。また、平均絶対誤差 MAE の計算結果を表 5-7 に示す。全データでは English and Kandlikar [16]の相関式より得られた結果が実験結果とよく一致した。この相関式は、水-空気二相流の実験結果から得られたものである。しかし、それ以外の相関式により得られた $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値はいずれも $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と乖離しており、正弦波状半円ミニチャンネルの沸騰二相流の摩擦損失は直線半円ミニチャンネルの傾向とは異なることが明らかとなった。

表 5-7 式(27)により定義した各相関式の MAE 計算結果

Reference	WV15° mini-channel	WV30° mini-channel	WV45° mini-channel	All data
第 3 章の直線半円ミニチャンネルの 相関式	60.6%	69.2%	43.4%	58.0%
Raju et al. [3]	502.0%	535.2%	177.1%	414.4%
Mishima and Hibiki [15] Non-circle	74.6%	76.7%	23.4%	59.8%
Mishima and Hibiki [15] Circle	77.8%	80.6%	22.1%	61.9%
English and Kandlikar [16] Non- circle	29.7%	26.0%	55.9%	36.5%
English and Kandlikar [16] Circle	29.7%	26.2%	55.6%	36.4%
Kawahara et al. [17]	33.0%	32.8%	64.5%	42.4%
Müller-Steinhagen and Heck [24]	78.6%	81.6%	96.2%	84.8%



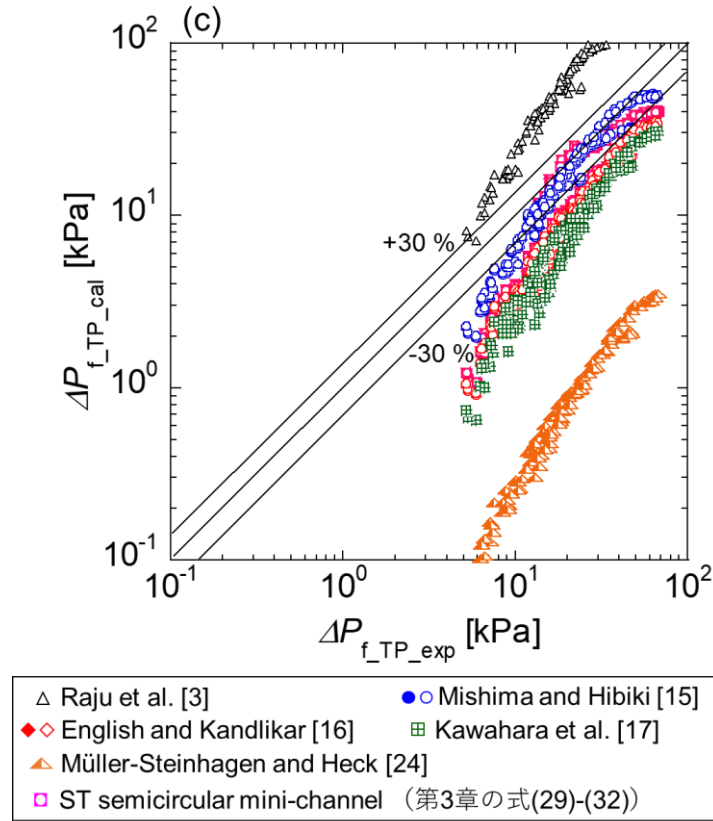


図 5-14 沸騰二相流の摩擦損失の実験結果と計算結果の比較: 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6$ kW/m², (a) 流路角度 15°, (b) 流路角度 30°, (c) 流路角度 45°

5.6 正弦波状半円ミニチャネル内沸騰二相流に対する相関式の作成

5.6.1 正弦波状半円ミニチャネル内沸騰熱伝達率に対する相関式

正弦波状半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率および沸騰二相流の摩擦損失に関する新しい相関式を検討した。第 3 章に示す直線半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率の相関式の定数を修正し、表 5-8 に、フィッティングにより得られた定数 c_1 , c_2 および c_3 の値を示す。正弦波状半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率の新しい相関式を以下に示した。

$$Nu = 19000 \times Co^{c_1} Bo^{c_2} We_L^{c_3} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{-0.17}, \quad (28)$$

$$Co = \frac{1}{D_h} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{0.5}, \quad (29)$$

$$Bo = \frac{q'}{h_{LG} G_R}, \quad (30)$$

$$We_L = \frac{\{G(1-x)\}^2 D_h}{\rho_L \sigma}, \quad (31)$$

$$Nu = \frac{\alpha_{R_TP_local} D_h}{k_L}. \quad (32)$$

表 5-8 定数の一覧

WV15° mini-channel	$c_1 = 0.3, c_2 = 0.69, c_3 = 0.21$
WV30° mini-channel	$c_1 = 0.29, c_2 = 0.68, c_3 = 0.20$
WV45° mini-channel	$c_1 = 0.28, c_2 = 0.67, c_3 = 0.19$

新しい相関式を用いて計算した平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} は、式(21)に従って局所沸騰熱伝達率 $\alpha_{R_TP_local}$ から算出した。新しい相関式を用いて算出した平均沸騰熱伝達率 α_{R_cal} と実験結果から得られた平均沸騰熱伝達率 α_{R_exp} を比較した結果を図 5-15 に示す。定数および密度比の指数を一定とし、各無次元数の指数の値を変えることで実験値とよく一致した。流路角度の増加に伴い伝熱面積が増加するため、同一熱交換量の条件では、流路角度の増加に伴い熱流束が低下する。WV15°、WV30°および WV45°ミニチャネルの平均絶対誤差 MAE の値は、それぞれ 9.4%、4.5%および 10.8%となった。さらに、すべてのデータに対して MAE の値は 8.6%となった。

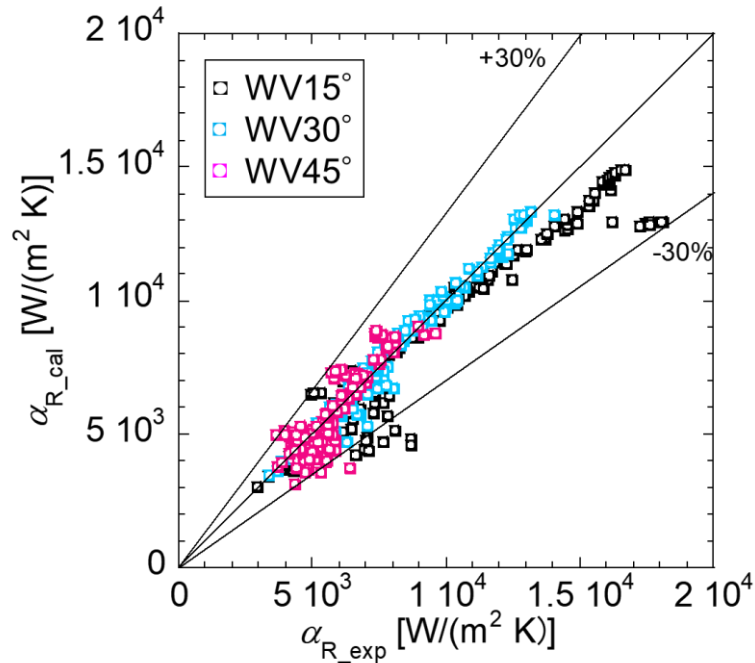


図 5-15 新しい相関式より算出した平均沸騰熱伝達率と実験より得られた平均沸騰熱伝達率の比較結果: 水力等価直径 $D_h = 1.04$ mm, 流路角度 15°, 30°および 45°, 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m² s), 出口クオリティ $x_{out} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6$ kW/m²

新たに提案した相関式は、2 種類の水力等価直径、1 種類の冷媒を 1 つの飽和条件で試験した結果から得られた直線半円ミニチャネルの相関式を修正したものである。そのため、水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ および 0.55 mm ($Co = 0.98$ および 1.85)、流路角度は 3 種類 (15° , 30° および 45°) 以外の条件で使用する場合には各指数の修正が必要となる可能性がある。同時に、冷媒質量流束および熱流束は本試験範囲内とする必要がある。相関式の使用可能条件を拡大するためには、冷媒質量流束、熱流束、冷媒物性値、流路角度および水力等価直径を変えたさらなる研究が必要である。

5.6.2 正弦波状半円ミニチャネル内沸騰二相流の摩擦損失に対する相関式

第 3 章に示す直線半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失の相関式の Chisholm parameter C を調整し、正弦波状半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失の新しい相関式を以下に示した。直線半円ミニチャネルの相関式の Chisholm parameter C よりも正弦波状半円ミニチャネルのそれは、流路角度の増加に伴いより大きな値となった。表 5-9 に、フィッティングにより得られた定数 c_1 および c_2 の値を示す。

$$C = \frac{c_1}{Co} \left\{ c_2 - \frac{1}{\exp \left[\left(\frac{We_L}{Re_L} \right)^{We_L} \right]} \right\}, \quad (33)$$

$$Co = \frac{1}{D_h} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{0.5}. \quad (34)$$

$$Re_L = \frac{D_h G_R (1-x)}{\mu_L} \quad (35)$$

$$We_L = \frac{\{G(1-x)\}^2 D_h}{\rho_L \sigma}, \quad (36)$$

表 5-9 定数の一覧

WV15°mini-channel	$c_1 = 1.2, c_2 = 2.1$	$We_L < 6$
	$c_1 = 5.0, c_2 = 2.0$	$We_L > 6$
WV30°mini-channel	$c_1 = 1.7, c_2 = 2.2$	$We_L < 6.5$
	$c_1 = 5.2, c_2 = 2.1$	$We_L > 6.5$
WV45°mini-channel	$c_1 = 4.1, c_2 = 3.1$	$We_L < 6.5$
	$c_1 = 5.5, c_2 = 2.3$	$We_L > 6.5$

実験により得られた沸騰二相流の摩擦損失 $\Delta P_{f_TP_exp}$ の値と、新たに構築した相関式の計算により得られた $\Delta P_{f_TP_cal}$ の値を比較した結果を図 5-16 に示す。WV15°, WV30°および WV45° ミニチャネルの平均絶対誤差 MAE の値は、それぞれ 26.7%, 24.6% および 16.0% となった。さらに、すべてのデータに対して MAE の値は 22.9% となった。

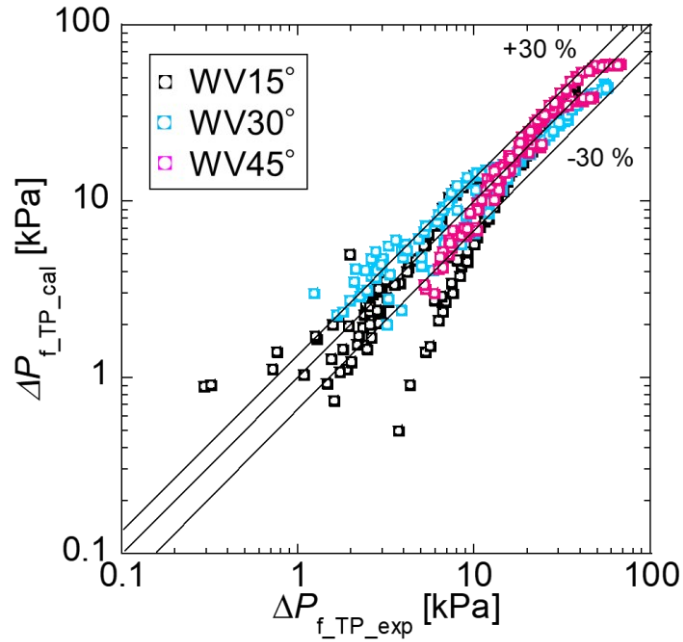


図 5-16 新しい相関式より算出した沸騰二相流の摩擦損失と実験より得られた沸騰二相流の摩擦損失の比較結果: 水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$, 流路角度 15° , 30° および 45° , 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, 出口クオリティ $x_{\text{out}} = 0.04\text{--}0.99$, 熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6 \text{ kW/m}^2$

新たに提案した相関式は、熱伝達率の相関式と同様に、2 種類の水力等価直径、1 種類の冷媒を 1 つの飽和条件で試験した結果から得られた直線半円ミニチャネルの相関式を修正したものである。そのため、水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ および 0.55 mm ($Co = 0.98$ および 1.85), 流路角度は 3 種類 (15° , 30° および 45°) 以外の条件で使用する場合には、各指数の修正が必要となる可能性がある。相関式の使用範囲について、冷媒質量流束および熱流束は本試験範囲内とする必要がある。相関式の使用可能条件を拡大するためには、冷媒質量流束、熱流束、冷媒物性値、流路角度および水力等価直径を変えたさらなる研究が必要である。

本研究では、3 種類の流路角度でのみ試験を実施し、沸騰二相流の摩擦損失は流路角度の増加に伴い増加したこと、および流路角度 15° の平均沸騰熱伝達率が高い値を示したことを確認したが、流路角度 15° の平均沸騰熱伝達率がすべての流路角度で最大値となるか検証はできていない。そのため、流路角度を 0° から 30° までパラメータとした試験が必要である。また、本試験では正弦波流路の周波数が一定であり、周波数を変えた試験部を適用することで、周波数が沸騰二相流の熱流動特性に与える影響を検証する必要がある。さらに、異なる流路角度を有する試験部の流路長さを調整することで、伝熱面積および熱流束を一致させた試験や、Joule 加熱による均一熱流束の試験の結果と本試験の結果を比較し、熱流束が沸騰二相流の熱流動特性に与える影響を検証する必要がある。

5.7 まとめ

本研究では、冷媒質量流束 $100\text{--}400\text{ kg/(m}^2\text{ s)}$ 、熱流束 $1.6\text{--}103.6\text{ kW/m}^2$ の条件にて、水力等価直径 1.04 mm 、流路断面形状が半円、3種類の流路角度 (15° 、 30° および 45°) の正弦波状流路のミニチャネルを用いて、沸騰二相流の流動様式、摩擦損失および平均沸騰熱伝達率を評価した。本章の結果を以下にまとめた。

正弦波状半円ミニチャネルの *Annular flow* への遷移境界は直線半円ミニチャネルのそれよりも低い気相見かけ速度、出口クオリティおよび気相 Weber 数となった。

高冷媒質量流束の条件では、出口クオリティの上昇および熱流束の増加に伴い平均沸騰熱伝達率は上昇した。しかし、低冷媒質量流束の条件では、平均沸騰熱伝達率の上昇が抑制された。同一熱流束の条件では、正弦波状半円ミニチャネルの平均沸騰熱伝達率のほうが直線半円ミニチャネルのそれよりも高い値を示したが、冷媒質量流束の増加に伴い、それらの差が縮小した。

出口クオリティの上昇、熱流束および流路角度の増加に伴い沸騰二相流の摩擦損失は増加した。正弦波状半円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失は、直線半円ミニチャネルのそれよりも高い値を示し、冷媒質量流束の増加に伴いその差が拡大した。

正弦波状半円ミニチャネルの伝熱面積は直線半円ミニチャネルのそれよりも大きいため、コンパクトな設計が可能となる。しかし、流路角度および出口クオリティの増加に伴い沸騰二相流の摩擦損失が増加したことから、コンパクトかつ高効率な設計のためには、流路角度 15° の正弦波状半円ミニチャネルを、滑らかな気液界面構造が形成する低冷媒質量流束や低クオリティとなる条件に適用することが望ましいと考えられる。

参考文献

- [1] E. E. Wilson, "A basis for rational design of heat transfer apparatus", Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Vol. 37, No. 1477, (1915), pp. 47-82.
- [2] H. Hu, J. Li, Y. Xie, Y. Chen, "Experimental investigation on heat transfer characteristics of flow boiling in zigzag channels of printed circuit heat exchangers", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 165, (2021), 120712, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120712>.
- [3] M. A. Raju, T. P. A. Babu, C. Ranganayakulu, "Investigation of flow boiling heat transfer and pressure drop of R134a in a rectangular channel with wavy fin", International Journal of Thermal Sciences, Vol. 147, (2020), 106055, <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2019.106055>.
- [4] S. Saitoh, H. Daiguji, E. Hihara, "Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 50, (2007), pp. 5215-5225, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.06.019>.
- [5] K. E. Gungor, R. H. S. Winterton, "Simplified general correlation for saturated flow boiling and comparisons of correlations with data", Chemical Engineering Research and Design, Vol. 65, No. 2, (1987), pp. 148-156.
- [6] M. M. Shah, "Chart correlation for saturated boiling heat transfer: Equations and further study", ASHRAE Transactions, Vol. 88, No. 1, (1982), pp. 185-196.
- [7] M. M. Shah, "Unified correlation for heat transfer during boiling in plain mini/micro and conventional channels", International Journal of Refrigeration, Vol. 74, (2017), pp. 606-626, <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2016.11.023>.
- [8] W. M. Kays, A. L. London, "COMPACT HEAT EXCHANGERS, 3rd Edition, in Abrupt Contraction and Expansion Pressure-Loss Coefficient", Krieger Publishing Company, Florida, (1984), pp. 108-114.
- [9] H. Huang, J. R. Thome, "An experimental study on flow boiling pressure drop in multi-microchannel evaporators with different refrigerants", Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 80, (2017), pp. 391-407, <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.08.030>.
- [10] R. C. Martinelli, D. B. Nelson, "Prediction of pressure drop during forced - circulation boiling of water", Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Vol. 70, No. 6, (1948), pp. 695-702.
- [11] C. Wang, H. Wang, X. Li, P. Gao, "Experimental study of saturated boiling heat transfer and pressure drop in vertical rectangular channel", Nuclear Engineering and Design, Vol. 273, (2014), pp. 631-643, <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2014.03.053>.
- [12] R. W. Lockhart, R. C. Martinelli, "Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes", Chemical Engineering Progress, Vol. 45, No. 1, (1949), pp. 39-48.
- [13] R. J. Moffat, "Describing the uncertainties in experimental results", Experimental Thermal and

- Fluid Science, Vol. 1, (1988), pp. 3-17, [https://doi.org/10.1016/0894-1777\(88\)90043-X](https://doi.org/10.1016/0894-1777(88)90043-X).
- [14] D. Chisholm, “A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 10, (1967), pp. 1767-1778, [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(67\)90047-6](https://doi.org/10.1016/0017-9310(67)90047-6).
- [15] K. Mishima, T. Hibiki, “Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 22, No. 4, (1996), pp. 703-712, [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(96\)00010-9](https://doi.org/10.1016/0301-9322(96)00010-9).
- [16] N. J. English, S. G. Kandlikar, “An experimental investigation into the effect of surfactants on air-water two-phase flow in microchannels”, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 27, No. 4, (2006), pp. 99-109, <https://doi.org/10.1080/01457630500523980>.
- [17] A. Kawahara, P. M. -Y. Chung, M. Kawaji, “Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 28, (2002), pp. 1411-1435, [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(02\)00037-X](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(02)00037-X).
- [18] K. A. Triplett, S. M. Ghiaasiaan, S. I. Abdel-Khalik, D. L. Sadowski, “Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part I: Two-phase flow patterns”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 25, (1999), pp. 377-394, [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(98\)00054-8](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(98)00054-8).
- [19] H. Mori, “Two-phase flow and boiling heat transfer in small-diameter tubes”, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 37, No. 7-8, (2016), pp. 686-695, <https://doi.org/10.1080/01457632.2015.1067073>.
- [20] C. L. Ong, J. R. Thome, “Flow boiling heat transfer of R134a, R236fa and R245fa in a horizontal 1.030 mm circular channel”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 33, (2009), pp. 651-663, <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2009.01.002>.
- [21] M. K Akbar, D. A. Plummer, S. M. Ghiaasiaan, “On gas-liquid two-phase flow regions in microchannels”, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 29, (2003), pp. 855-865, [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(03\)00043-0](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(03)00043-0).
- [22] T. Gomyo and H. Asano, “Void fraction characteristics of one-component gas-liquid two-phase flow in small diameter tube”, *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*, Vol. 4, No.1, (2016), pp. 1-18, [10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2016015746](https://doi.org/10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2016015746).
- [23] 榎木 光治, 森 英夫, 宮田 一司, 仮屋 圭史, 濱本 芳徳, “微細流路内気液二相流の圧力損失”, *日本冷凍空調学会論文集*, Vol. 30, No. 4, (2013), pp. 425-437, <https://doi.org/10.1132/tjsrae.30.425>.
- [24] H. Müller-Steinhagen, K. Heck, “A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes”, *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, Vol. 20, (1986), pp. 297-308, [https://doi.org/10.1016/0255-2701\(86\)80008-3](https://doi.org/10.1016/0255-2701(86)80008-3).

第6章 結論

本章では、第3章から第5章に記したミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性に与える水力等価直径、流路材質、流路断面形状および流路形状の影響をまとめている。

6.1 水力等価直径の影響

第3章では、試験部形状のパラメータ（水力等価直径 D_h ）および実験条件のパラメータ（冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ x_{out} ）それぞれが沸騰二相流の熱流動特性（流動様式、摩擦損失および熱伝達率）に与える影響を実験的に評価した。水力等価直径 D_h が沸騰二相流の熱流動特性に与える影響を整理した結果を表6-1に示す。直線半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性は、水力等価直径 D_h だけでなく冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ x_{out} の影響を受けることが明らかとなった。

- ・慣性力が支配的となる条件（大きい水力等価直径 D_h 、高冷媒質量流束 G_R および高出口クオリティ x_{out} ）では、沸騰二相流の摩擦損失は増加、沸騰熱伝達率は上昇し、小さい水力等価直径 D_h の沸騰二相流の摩擦損失は、大きい水力等価直径 D_h のそれよりも高い値を示した。しかし、小さい水力等価直径 D_h の沸騰熱伝達率は、大きい水力等価直径 D_h のそれと同程度の値を示した。水力等価直径 D_h の減少により表面張力効果が増加し、液膜速度の低下によりせん断力が増加したことで、沸騰二相流の摩擦損失が増加した。また、慣性力支配になることで表面張力効果による沸騰熱伝達率の上昇が抑制される、すなわち、流路隅部に形成した厚い液膜の核沸騰および流路中央部に形成した薄い液膜の伝熱抵抗の低下と液膜蒸発が抑制され、気液界面の攪拌による熱伝達、すなわち強制対流熱伝達支配となるため、沸騰熱伝達率に与える水力等価直径 D_h の影響は限定的となった。
- ・表面張力が支配的となる条件（小さい水力等価直径 D_h 、低冷媒質量流束 G_R および低出口クオリティ x_{out} ）では、沸騰二相流の摩擦損失の増加および沸騰熱伝達率の上昇が抑制された。小さい水力等価直径 D_h の沸騰二相流の摩擦損失と大きい水力等価直径 D_h のそれは同程度の値を示したが、小さい水力等価直径 D_h の沸騰熱伝達率は、大きい水力等価直径 D_h のそれよりも高い値を示した。表面張力効果が支配的となる条件では、気液界面がなめらかな沸騰二相流の流動様式を観察しており、流路隅部の厚い液膜の速度が増加することでせん断力が減少し、摩擦損失が低下した。また、流路隅部に形成した厚い液膜の核沸騰促進と流路中央部に形成した薄い液膜の伝熱抵抗低下と液膜蒸発により、沸騰熱伝達率が上昇した。
- ・直線半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率は円管（従来管およびミニチャネルを対象とした強制対流熱伝達と核沸騰促進係数の積と核沸騰熱伝達と核沸騰抑制係数の積の和で表現された相関式）の結果と比較して高い値を示した。可視化結果から流路隅部の存在により核沸騰が促進されたことや沸騰熱伝達率と出口クオリティ x_{out} および冷媒質量流束 G_R の関係から、上記のタイプの相関式を適用する場合、核沸騰抑制係数の値が高くなるように修正することで予測精度が改善すると考えられる。また、水力等価直径 $D_h = 1 \text{ mm}$ の矩形

管内の冷媒 R-152a の流動沸騰試験により得られた相関式とは比較的よく一致したことから、無次元数および密度比の指数を修正した直線半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率の相関式を提案した。本研究では、2つの水力等価直径 D_h 、1種類の冷媒を1つの飽和温度で試験した結果から得られた相関式であり、適用範囲の拡大のためには冷媒の種類や飽和温度を変えた試験を実施し、指数を修正する必要がある。

- 直線半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失は、分離流モデルの相関式の Chisholm parameter C を水力等価直径 D_h の関数としたものと比較的よく一致した。しかし、水力等価直径 D_h によって一致する相関式が異なったことから、Chisholm parameter C を無次元数の関数とした直線半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失の相関式を提案した。沸騰二相流の流動様式、摩擦損失と出口クオリティ x_{out} および冷媒質量流束 G_R の関係から、水力等価直径 D_h が異なることで沸騰二相流の摩擦損失に与える物性値の影響が異なったため、Chisholm parameter C を水力等価直径 D_h だけでなく無次元数の関数とすることでよく一致したと考えられる。しかし、本研究は、2つの水力等価直径 D_h 、1種類の冷媒を1つの飽和温度で試験した結果から得られた相関式であり、適用範囲の拡大のためには冷媒の種類や飽和温度を変えた試験を実施し、指数を修正する必要がある。

高冷媒質量流束 G_R の条件にて運用する場合、沸騰熱伝達率に与える水力等価直径 D_h の影響が限定的であるため、水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ の流路を適用するほうが、摩擦損失の低減、すなわちエネルギーロス削減の観点から望ましいと考える。一方、低冷媒質量流束 G_R の条件にて運用する場合、熱伝達率に与える水力等価直径 D_h の影響は重要となるが、摩擦損失に与えるそれは限定的であるため、水力等価直径 $D_h = 0.55 \text{ mm}$ の流路を適用するほうが、コンパクトな設計の観点から望ましいと考える。

表 6-1 水力等価直径が熱流動特性に与える影響の整理

	パラメータ			流動様式	摩擦損失	熱伝達率	影響因子
水力等価直径 D_h の影響	水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$, 0.55 mm 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ 熱流束 $q = 5.9\text{--}97.3 \text{ kW/m}^2$ 出口クオリティ $x_{out} = 0.05\text{--}0.98$	D_h 大	高 G_R	x_{out} 上昇で複雑な気液界面	x_{out} 上昇に伴い増加	x_{out} 上昇に伴い上昇	慣性力, 核沸騰
			低 G_R	x_{out} 低下で滑らかな気液界面	x_{out} 上昇にかかわらず増加抑制	x_{out} 上昇にかかわらず上昇抑制	表面張力, 核沸騰
		D_h 小	高 G_R	x_{out} 上昇で複雑な気液界面. Annular 流形成	x_{out} 上昇に伴い増加	x_{out} 上昇に伴い上昇	慣性力, 表面張力
			低 G_R	x_{out} 低下で滑らかな気液界面	x_{out} 上昇にかかわらず増加抑制	x_{out} 上昇にかかわらず上昇抑制	表面張力, 核沸騰
		大小関係	高 G_R	Annular 流形成 $We_G (D_h \text{ 大}) > We_G (D_h \text{ 小})$	$D_h \text{ 大} > D_h \text{ 小}$	$D_h \text{ 大} \doteq D_h \text{ 小}$	—
			低 G_R	Annular 流形成 $We_G (D_h \text{ 大}) > We_G (D_h \text{ 小})$	$D_h \text{ 大} \doteq D_h \text{ 小}$	$D_h \text{ 大} > D_h \text{ 小}$	—

6.2 流路材質の影響

試験部形状のパラメータ（流路材質，すなわちフィン効率 η_R ）および実験条件のパラメータ（冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ x_{out} ）それぞれが沸騰二相流の熱流動特性（摩擦損失および熱伝達率）に与える影響を実験的に評価した．流路材質（フィン効率 η_R ）が熱流動特性に与える影響を整理した結果を表 6-2 に示す．直線半円ミニチャネル内の熱流動特性は流路材質（フィン効率 η_R ）に加え，冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ x_{out} の影響を受けることが明らかとなった．

- ・低フィン効率 η_R の条件では，接液周囲の壁面温度分布の差が大きく，また，壁温が高くなった．核沸騰熱伝達率は壁面過熱度に強く依存することから，壁温が高くなる低フィン効率 η_R の条件では，核沸騰熱伝達の促進により，低フィン効率 η_R の沸騰熱伝達率は高フィン効率 η_R のそれよりも高い値を示した．
- ・高フィン効率 η_R の条件では，接液周囲の壁面温度分布の差が小さくなり，また，壁温が低かった．低フィン効率 η_R の条件よりも核沸騰熱伝達の熱伝達率向上への寄与が小さいため，高フィン効率 η_R の沸騰熱伝達率は低フィン効率 η_R のそれよりも低い値を示した．
- ・高フィン効率 η_R となる直線半円ミニチャネル（銅製の試験部）内の沸騰熱伝達率は円管（従来管およびミニチャネルを対象とした強制対流熱伝達と核沸騰促進係数の積と核沸騰熱伝達と核沸騰抑制係数の積の和で表現された相関式）の結果とよく一致した．フィン効率 η_R の結果が示すように壁面温度差が小さくなり，また壁温が低フィン効率 η_R の試験部より低くなったため，従来の円管と同様の核沸騰熱伝達を示したためであると考えられる．フィン効率 η_R を考慮し，無次元数および密度比の指数を修正した直線半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率の相関式を提案したことでフィン効率 η_R の影響を考慮可能となった．本研究では，2つの水力等価直径 D_h ，1種類の冷媒を1つの飽和温度で試験した結果から得られた相関式であり，適用範囲の拡大のためには冷媒の種類や飽和温度を変えた試験を実施し，指数を修正する必要がある．

いずれの条件においても，冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ x_{out} の増加に伴い沸騰熱伝達率は上昇したが，低冷媒質量流束 G_R の条件では，沸騰熱伝達率の上昇が抑制された．フィン効率 η_R は壁面過熱度に影響するため，主に核沸騰熱伝達に寄与する．低冷媒質量流束 G_R の条件では，熱流束が低いため，これらの影響は限定的となったが，冷媒質量流束 G_R の増加に伴い熱流束が増加し，壁面過熱度の上昇による核沸騰熱伝達への影響が増加するため，沸騰熱伝達率に与えるフィン効率 η_R の影響は重要である．設計時に被加熱層（蒸発側）を2層に対して，加熱層を1層とする2:1構造では，被加熱層（蒸発側）は片面加熱となり，温度分布が生じる．よって，低フィン効率 η_R と同様熱伝達率への考慮が必要である．一方で，被加熱層（蒸発側）を1層に対して，加熱層を1層とする1:1構造では，被加熱層（蒸発側）は両面加熱となり，温度分布の形成は小さくなる．よって，高フィン効率 η_R と同様の熱伝達率への考慮が必要である．

表 6-2 流路材質（フィン効率）が熱流動特性に与える影響の整理

	パラメータ			流動様式	摩擦損失	熱伝達率	影響因子
流路材質の影響	SS type 316L, Cu1020 水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$ 冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ 熱流束 $q = 3.0\text{--}97.3 \text{ kW/m}^2$ 出口クオリティ $x_{out} = 0.05\text{--}0.98$	高 η_R	高 G_R	—	—	x_{out} 上昇に伴い上昇	慣性力, 核沸騰
			低 G_R	—	—	x_{out} 上昇にかかわらず上昇抑制	表面張力, 核沸騰
		低 η_R	高 G_R	—	—	x_{out} 上昇に伴い上昇	慣性力, 表面張力
			低 G_R	—	—	x_{out} 上昇にかかわらず上昇抑制	表面張力, 核沸騰
		大小関係	高 G_R	—	—	高 η_R $\gg$ 低 η_R	—
			低 G_R	—	—	高 η_R $\geq$ 低 η_R	—

6.3 流路断面形状の影響

第4章では、試験部形状のパラメータ（流路断面形状）および実験条件のパラメータ（冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ x_{out} ）それぞれが沸騰二相流の熱流動特性（摩擦損失および熱伝達率）に与える影響を実験的に評価した。流路断面形状が熱流動特性に与える影響を整理した結果を表6-3に示す。直線半円ミニチャネル内の熱流動特性は流路断面形状に加え、冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ x_{out} の影響を受けることが明らかとなった。

- ・慣性力が支配的となる条件（高冷媒質量流束 G_R および高出口クオリティ x_{out} ）では、沸騰二相流の摩擦損失が増加、平均沸騰熱伝達率が上昇し、流路断面形状が半円の沸騰二相流の摩擦損失は、流路断面形状が円のそれよりも高い値を示した。しかし、流路断面形状が半円の平均沸騰熱伝達率は、流路断面形状が円のそれと同程度の値を示した。流路隅部の存在により表面張力効果が増加し、液膜速度低下によりせん断力が増加したことで、摩擦損失が増加した。また、慣性力支配になることで表面張力効果による沸騰熱伝達率上昇が抑制される、すなわち、流路隅部に形成した厚い液膜の核沸騰および流路中央部に形成した薄い液膜の伝熱抵抗低下と液膜蒸発が抑制され、気液界面の攪拌による熱伝達、強制対流熱伝達支配となることで、沸騰熱伝達率に与える流路断面形状の影響は限定的となった。
- ・表面張力が支配的となる条件（低冷媒質量流束 G_R および低出口クオリティ x_{out} ）では、沸騰二相流の摩擦損失の増加および平均沸騰熱伝達率の上昇が抑制された。流路断面形状が半円の沸騰二相流の摩擦損失は、流路断面形状が円のそれと同程度の値を示した。しかし、流路断面形状が半円の平均沸騰熱伝達率は、流路断面形状が円のそれよりも高い値を示した。表面張力効果が支配的となる条件では、流路断面形状により表面張力効果が増加し、流路隅部の厚い液膜の速度が増加することでせん断力が減少し、摩擦損失が低下した。流路隅部に形成した厚い液膜の核沸騰促進と流路中央部に形成した薄い液膜の伝熱抵抗低下と液膜蒸発により、沸騰熱伝達率が上昇した。表面張力支配の条件では、沸騰熱

伝達率に与える流路断面形状の影響は重要であった。

- ・ 拡散接合により作製された直線半円ミニチャネル試験部の沸騰熱伝達率は他の研究グループの実験データを統合して提案された相関式とよく一致したことから、拡散接合により作製した並列半円ミニチャネルの沸騰熱伝達率は、上記の相関式により比較的精度よく推算可能であることを確認した。拡散接合により表面粗さが変化したことによりボルト締結した試験部の沸騰熱伝達率とは異なる推算式が一致したと考えられる。また、拡散接合により作製された直線円ミニチャネル試験部の沸騰熱伝達率は円管（ミニチャネル）および他の研究グループの実験データを統合して提案された相関式とよく一致したことから、拡散接合により作製した並列円ミニチャネルの沸騰熱伝達率は、上記の相関式により比較的精度よく推算可能であることを確認できた。いずれの推算式も得られた条件内での適用が必要であり、水素やアンモニアなど物性値が異なる場合は適用可否の検証が必要である。
- ・ 拡散接合により作製された直線半円ミニチャネル試験部の沸騰二相流の摩擦損失は分離流モデルの相関式、Chisholm parameter C を無次元数の関数としたものと比較的よく一致した。水力等価直径 D_h だけでなく物性値の考慮が必要であった。また、拡散接合により作製された直線円ミニチャネル試験部の沸騰二相流の摩擦損失は分離流モデルの相関式、Chisholm parameter C を水力等価直径の関数としたものと比較的よく一致した。拡散接合により作製した並列円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失は、上記の相関式により比較的精度よく推算可能であることを確認できた。

表 6-3 流路断面形状が熱流動特性に与える影響の整理

	パラメータ			流動様式	摩擦損失	熱伝達率	影響因子
流路断面形状の影響	半円, 円	半円	高 G_R	—	x_{out} 上昇に伴い増加	x_{out} 上昇に伴い上昇	慣性力, 核沸騰
			低 G_R	—	x_{out} 上昇にかかわらず増加抑制	x_{out} 上昇にかかわらず上昇抑制	表面張力, 核沸騰
	水力等価直径 $D_h = 1.04 \text{ mm}$, 1.00 mm	円	高 G_R	—	x_{out} 上昇に伴い増加	x_{out} 上昇に伴い上昇	慣性力, 表面張力
			低 G_R	—	x_{out} 上昇にかかわらず増加抑制	x_{out} 上昇にかかわらず上昇抑制	表面張力, 核沸騰
	冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$	大小関係	高 G_R	—	高 x_{out} 半円 $\gg$ 円 低 x_{out} 半円 $\approx$ 円	高 x_{out} 半円 $>$ 円 低 x_{out} 半円 $\gg$ 円	—
	熱流束 $q = 5.8\text{--}101.7 \text{ kW/m}^2$		低 G_R	—	高 x_{out} 半円 $>$ 円 低 x_{out} 半円 $\approx$ 円	高 x_{out} 半円 $\geq$ 円 低 x_{out} 半円 $\gg$ 円	—
	出口クオリティ $x_{out} = 0.01\text{--}0.99$						

6.4 流路形状の影響

第5章では、試験部形状のパラメータ（流路形状）および実験条件のパラメータ（冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ x_{out} ）それぞれが沸騰二相流の熱流動特性（流動様式、摩擦損失および熱伝達率）に与える影響を実験的に評価した。流路形状が熱流動特性に与える影響を整理した結果を表6-4に示す。半円ミニチャネル内の熱流動特性は流路形状に加え、冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ x_{out} の影響を受けることが明らかとなった。

- ・高流路角度条件では、沸騰二相流の摩擦損失が最も高い値を示した。一方、平均沸騰熱伝達率は最も低い値を示した。流路角度の増加に伴い、流体の見かけ上の進行長さ（試験流路長さ÷COS 角度）が増加するため、沸騰二相流の摩擦損失が増加した。また、流路伝熱面積が増加し、結果として低流路角度の流路より熱流束が低下するため、核沸騰熱伝達が抑制されたこと、気相運動量の増加に伴い、表面張力効果よりも慣性力が優位となり、流路隅部の厚い液膜形成および流路中央部の薄い液膜形成が阻害されたため、沸騰熱伝達率の上昇が抑制された。沸騰二相流の摩擦損失に与える流路形状の影響は重要であるが、沸騰熱伝達率に与えるその影響は限定的となった。
- ・低流路角度条件では、平均沸騰熱伝達率が最も高い値を示した。一方、沸騰二相流の摩擦損失は最も低い値を示した。低流路角度となることで流路隅部の厚い液膜形成および流路中央部の薄い液膜形成が阻害されず、さらに、流路形状が正弦波状となることで気液界面の攪拌が促進されたことで、沸騰熱伝達率が上昇した。また、低冷媒質量流束 G_R の条件では、正弦波状半円ミニチャネル内の平均沸騰熱伝達率が直線半円ミニチャネル内のそれよりも高い値を示したが、冷媒質量流束の増加に伴い、その差が縮小した。慣性力の影響が大きくなったことで沸騰熱伝達率の上昇に寄与する気液界面構造の形成が阻害されたためと考えられる。沸騰熱伝達率に与える流路形状の影響は重要であるが、沸騰二相流の摩擦損失に与えるその影響は限定的となった。
- ・直線半円ミニチャネルの流動様式と正弦波状半円ミニチャネルのそれは Annular 流が形成する条件が異なっていたが、直線半円ミニチャネルの沸騰熱伝達率と正弦波状半円ミニチャネルのそれは近い値を示した。直線半円ミニチャネルの相関式の無次元数の指数を修正した正弦波状半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率の相関式を提案した。本研究では、3つの流路角度、1つの水力等価直径 D_h 、1種類の冷媒を1つの飽和温度で試験した結果から得られた相関式であり、適用範囲の拡大のためには冷媒の種類や飽和温度を変えた試験を実施し、指数を修正する必要がある。
- ・正弦波状半円ミニチャネル内の沸騰二相流の摩擦損失は分離流モデルの相関式、Chisholm parameter C を水力等価直径 D_h の関数としたものと比較的良好に一致した。しかし、流路角度によって一致する相関式が異なったことや、沸騰二相流の流動様式、摩擦損失と出口クオリティ x_{out} および冷媒質量流束 G_R の関係から、Chisholm parameter C がより大きい値となるように無次元数の関数とした直線半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率の相関式の定数を流路角度ごとに修正した。本研究は、2つの水力等価直径 D_h 、1種類の冷媒を1つの

飽和温度で試験した結果から得られた相関式であり、適用範囲の拡大のためには冷媒の種類および飽和温度を変えた試験を実施し、指数を修正する必要がある。

いずれの条件においても、冷媒質量流束 G_R および出口クオリティ x_{out} の増加に伴い沸騰熱伝達率は上昇し、沸騰二相流の摩擦損失は増加したが、低冷媒質量流束 G_R 条件では、それらの増加が抑制された。省エネルギー化および熱交換器のコンパクト設計のためには、例えば、低冷媒質量流束 G_R および低クオリティ x_{out} となる条件で、沸騰熱伝達率が高い値を示し、かつ沸騰二相流の摩擦損失が低い値を示した低流路角度の正弦波状半円ミニチャネルを適用し、高クオリティ x_{out} 条件となる条件では直線半円ミニチャネルを適用することが望ましいと考えられる。

表 6-4 流路形状が熱流動特性に与える影響の整理

	パラメータ			流動様式	摩擦損失	熱伝達率	影響因子
流路形状の影響	直線, 波状 (15°, 30°, 45°)	高流路角度	高 G_R	x_{out} 上昇で複雑な気液界面	x_{out} 上昇に伴い増加	x_{out} 上昇に伴い上昇	慣性力, 核沸騰
			低 G_R	x_{out} 低下で滑らかな気液界面	x_{out} 上昇にかかわらず増加抑制	x_{out} 上昇にかかわらず上昇抑制.	表面張力, 核沸騰
	冷媒質量流束 $G_R = 100\text{--}400$ kg/(m ² s)	低流路角度	高 G_R	x_{out} 上昇で複雑な気液界面.	x_{out} 上昇に伴い増加	x_{out} 上昇に伴い上昇	慣性力, 表面張力
			低 G_R	x_{out} 低下で滑らかな気液界面	x_{out} 上昇にかかわらず増加抑制	x_{out} 上昇にかかわらず上昇抑制	表面張力, 核沸騰
	熱流束 $q = 1.6\text{--}103.6$ kW/m ²	大小関係	高 G_R	Annular 流形成 x_{out}, j_G, We_G 高流路角度 < 低流路角度	高流路角度 >> 低流路角度	高流路角度 < 低流路角度	—
			低 G_R	Annular 流形成 x_{out}, j_G, We_G 高流路角度 < 低流路角度	高流路角度 > 低流路角度	高流路角度 < 低流路角度	—
	出口クオリティ $x_{out} = 0.04\text{--}0.99$						

6.5 まとめ

本論文では、「水力等価直径」「流路材質」「流路断面形状」および「流路形状」が半円ミニチャネル内の沸騰二相流の熱流動特性、すなわち、沸騰二相流の流動様式、摩擦損失および沸騰熱伝達率に与える影響を明らかにした。実機使用の範囲として適切と考える 2 種類の水力等価直径を適用したことで、熱流動特性に与える水力等価直径の影響を明らかにした。フィン効率を考慮した相関式を使用することで様々な積層パターンや流体条件を設定可能である。PCHE の流路を化学エッチングで作成した場合、流路断面形状は半円となる。流路隅部を有する流路断面形状である半円では、厚い液膜の形成や核沸騰の促進が起こり、流路隅部を有さない円管とは異なる沸騰二相流の流動様式、摩擦損失および沸騰熱伝達率を示した。また、流路断面形状が半円の場合、2 つの流路隅部と直線（流路弦部）および曲

線（流路円弧部）状の流路壁面を有しており、流路隅部および直線流路壁面のみを有する矩形管や三角管と比較すると、流路隅部および流路円弧部の液膜厚みや液相の移動形態が異なったため、半円ミニチャネル特有の傾向を示した。直線流路形状ではなく正弦波流路形状とすることで、流路角度の存在による気液界面の攪拌の影響を受けた流動様式を示し摩擦損失は高い値を示したが、沸騰熱伝達率の上昇に与える流路断面形状の影響は限定的であった。正弦波状半円ミニチャネルの沸騰二相流の摩擦損失の増加に対する熱伝達率の上昇は小さく、直線半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率とほぼ同じような値となったため、直線半円ミニチャネル内の沸騰熱伝達率よりも高い値を示す条件に正弦波状半円ミニチャネルを適用し、それ以外は摩擦損失が低い直線半円ミニチャネルを適用する設計とすることでコンパクトかつ摩擦損失の増加が限定的な構造が設計可能である。

6.6 今後の課題

本研究では、2種類の水力等価直径、直線流路、3種類の流路角度を有する正弦波状流路および1種類の冷媒を用いた流動沸騰試験を実施した。また、飽和温度およびサブクール度は1条件であった。水力等価直径、流路形状および作動媒体の物性値が流動沸騰特性に与えることは知られており、異なる水力等価直径、流路形状および冷媒の種類での検証が必要である。冷媒質量流束および熱流束に関しても一定の範囲でのみの評価となっており、沸騰熱伝達率および沸騰二相流の摩擦損失の推算式は、本試験の測定範囲内で使用すべきである。測定範囲外での適用のためには、追加の試験により相関式の係数や指数を検証する必要がある。熱流束は平均熱流束を使用しており、セラミックヒータ等を用いた均一熱流束条件での試験、流路長さを変えた試験および全面加熱による均一熱流束条件での試験により熱流束の影響を検証する必要がある。表面性状が二相流の熱流動特性に影響を与えることは広く知られているが、本研究では化学エッチングにより加工された流路、すなわち化学エッチングされた表面を有する流路内の沸騰二相流の熱流動特性の評価であった。表面処理により流路表面を親水性や疎水性に変えた流路表面を有する流路内の沸騰二相流の熱流動特性への影響を評価すること、また、異なる流路形成方法、例えば、3D プリンタを用いた流路形成により異なる流路表面粗さを有する流路内の二相流の熱流動特性への影響を評価すること、などが必要である。フィン効率の算出の際、本研究では軸熱伝導を無視し、熱伝達率は流路断面では均一と仮定した1次元の熱伝導方程式を用いた。2次元、もしくは3次元の熱伝導方程式を適用することでより精度が向上すると考えられるが、計算コストを考慮した簡易モデルの構築が必要である。また、PCHEの用途としてLNGやLH₂などの低温流体を取り扱うことが想定される。実設計に反映するためにはこれらの実流体を用いた試験を実施し、特に提案した沸騰二相流の摩擦損失および沸騰熱伝達率の相関式の検証および修正が必要である。

記号

A :	伝熱面積	m^2
b :	流路長さ	m
Bo :	Boiling 数	-
c_1, c_2 :	相関式の定数	-
c_p :	定圧比熱	$\text{J}/(\text{kg K})$
C :	Chisholm parameter	-
C_{ch} :	流路断面積	m^2
C_{in} :	流路正面の入口側間口断面積	m^2
C_{out} :	流路正面の出口側間口断面積	m^2
Co :	Confinement 数	-
D_h :	水力等価直径	m
Eo :	Eötvös 数	-
Fr :	Froude 数	-
g :	重力加速度	m/s^2
G :	質量流束	$\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$
h :	比エンタルピー	J/kg
j :	見かけ速度	m/s
j_{Colburn} :	Colburn の j ファクタ	-
k :	熱伝導度	$\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
K_c :	縮小係数	-
K_e :	拡大係数	-
m :	質量流量	kg/s
n :	変数の数	-
N :	データ個数	-
Nu :	Nusselt 数	-
P :	圧力	Pa
Pr :	Prandtl 数	-
q :	熱流束	W/m^2
q' :	フィン効率を考慮した熱流束	-
Q :	熱交換量	W
Q_{loss} :	放熱ロス	W
r :	流路半径	m
R :	独立変数	-

Re :	Reynolds 数	-
S :	濡れ縁長さ	m
t :	流路間の壁厚さ	m
T :	温度	°C
U :	沸騰域の総括熱通過率	W/(m ² K)
We :	Weber 数	-
W :	フィンの幅	m
x :	熱力学的平衡クオリティ	-
X :	Martinelli parameter	-
Y :	従属変数	-

ギリシャ文字

α_{R_cal} :	相関式から算出した平均沸騰熱伝達率	W/(m ² K)
α_{R_exp} :	平均沸騰熱伝達率	W/(m ² K)
$\alpha_{R_TP_local}$:	局所沸騰熱伝達率	W/(m ² K)
ΔP_a :	加速損失	Pa
$\Delta P_{contraction}$:	試験流路入口での流路縮小に伴う圧力損失	Pa
ΔP_{exp} :	試験流路での縮小および拡大損失を除く圧力損失	Pa
ΔP_{expand} :	試験流路出口での流路拡大に伴う圧力損失	Pa
ΔP_f :	摩擦損失	Pa
$\Delta P_{f_TP_cal}$:	相関式から算出した沸騰二相流の摩擦損失	Pa
$\Delta P_{f_TP_exp}$:	沸騰二相流の摩擦損失	Pa
ΔP_g :	重力損失	Pa
ΔT_{LMTD} :	対数平均温度差	K
η :	フィン効率	-
μ :	粘度	Pa·s
ξ :	ボイド率	-
ρ :	密度	kg/m ³
σ :	表面張力	N/m
$\phi_L, L0$:	二相増倍係数	-

添え字

f:	流体の混合平均
G:	気相
hw:	温水
in:	入口
l:	沸騰二相流域
local:	局所
L:	液相
metal:	金属壁
out:	出口
R:	冷媒
s:	サブクール域
sat:	飽和状態
SP:	单相状態
TP:	二相状態

謝辞

本研究を遂行にあたり、ご多用にもかかわらず終始適切なご指導を賜りました神戸大学大学院工学研究科機械工学専攻教授 浅野等先生には深く感謝申し上げます。論文をまとめるにあたって細部にわたりご指導をいただき、また、有益なご助言をいただきました同専攻准教授 村川英樹先生には深く感謝申し上げます。

本論文の作成にあたり、数々の有益なご助言を賜りました神戸大学大学院工学研究科機械工学専攻教授 富山明男先生、同専攻教授 今井陽介先生に深く感謝申し上げます。

本論文は、著者が神戸大学大学院工学研究科機械工学専攻博士後期課程の3年間と勤務している株式会社神戸製鋼所で取り組んだ5年間の研究成果をまとめたものです。本研究の遂行にあたって、博士後期課程への入学の機会を与えていただき、深いご理解とご配慮を賜りました株式会社神戸製鋼所技術開発本部機械研究所所長 出浦哲史博士、機械研究所化学技術研究室室長 中西裕信博士、企画管理部技術企画室室長 藤浦貴保博士に感謝申し上げます。

共同研究者として常にご支援と有益なご助言をいただきました株式会社神戸製鋼所技術開発本部機械研究所流熱技術研究室上席研究員 藤澤亮博士、プロセス技術センター鉄鋼プロセス技術開発室主任研究員 福谷和久博士、機械研究所化学技術研究室主任研究員 山田紗矢香博士に感謝申し上げます。

本研究の実験遂行にあたって、実験装置の製作とデータ収集を実施いただきました株式会社神戸製鋼所技術開発本部開発業務部試作実験室流熱班 北村力氏、細谷阿希氏、魯山武正氏に感謝申し上げます。

試験部の製作にあたって、貴重なご助言をいただきました株式会社神戸製鋼所機械事業部門新事業推進本部技術部部長 野一色公二博士、技術本部回転機・機器技術部機器室主任部員 三輪泰健氏、同部主任部員 東正高氏に感謝申し上げます。

最後に、本研究活動を理解し、仕事、家庭、研究の両立の面で精神的に支えてくれた両親、妻の裕子、長男の俊弥、長女の玲奈、次女の杏奈に感謝申し上げます。

神戸大学博士論文「半円ミニチャネル内沸騰二相流の熱流動特性に関する研究」

全 204 頁

提出日 2022 年 7 月 12 日

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

©久保 洋平

本論文の内容の一部あるいは全部を無断で複製・転載・翻訳することを禁じます。