

沸騰熱伝達を利用した車載用熱交換器の 高度化に関する基礎研究

篠崎 健

目次

NOMENCLATURE

第 1 章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 従来の研究	7
1.2.1 沸騰冷却	7
1.2.2 堆積物の付着を伴う短期沸騰冷却	20
1.2.3 堆積物の付着を伴う長期沸騰冷却	22
1.3 本研究の目的及び本論文の構成	29
第 2 章 フィン群による強制流動沸騰冷却の検討	31
2.1 序論	31
2.2 実験装置及び方法	31
2.2.1 実験装置	31
2.2.2 PIV 計測	38
2.2.3 X 線ラジオグラフィ	39
2.3 フィン間圧力損失のモデル化	40
2.3.1 Ergun モデル	40
2.3.2 Lipinski モデル	43
2.3.3 Ergun モデルの再修正	55
2.3.4 PIV 計測によるフィン周り速度分布解析	57
2.3.5 気液二相流におけるフィン部の流動	61
2.3.6 相対透過率の提案式	69
2.3.7 Lipinski モデルの再構築	76
2.4 フィン付き伝熱面の熱伝達特性	79
2.4.1 熱伝達特性の評価式	79
2.4.2 無次元数の評価式	80

2.4.3	単相流条件における熱伝達特性	82
2.4.4	沸騰条件における熱伝達特性	84
2.4.5	沸騰条件における圧力損失	90
2.5	結論	92
第3章	アルミニウム伝熱面の LLC プール沸騰	94
3.1	序論	94
3.2	実験装置及び方法	94
3.3	LLC の沸騰曲線	100
3.4	堆積物の同定	106
3.5	堆積物付着に及ぼす加熱条件の影響	110
3.6	結論	115
第4章	銅伝熱面の LLC 長期プール沸騰	117
4.1	序論	117
4.2	実験装置及び方法	117
4.3	LLC の長期プール沸騰	123
4.4	堆積過程の推定	128
4.5	堆積物の同定	136
4.6	伝熱面の表面加工	139
4.7	加工伝熱面における堆積様相	142
4.8	白金箔伝熱面に付着した堆積物の同定	146
4.9	結論	149
第5章	LLC の沸騰・蒸発過程	151
5.1	序論	151
5.2	実験装置及び方法	152
5.3	加熱面における液滴の蒸発	155
5.3.1	加熱面における水液滴の蒸発	156

5.3.2	加熱面におけるエチレングリコール液滴の蒸発	156
5.3.3	加熱面における LLC 液滴の蒸発.....	157
5.4	液滴サイズと熱伝達率の時間変化.....	160
5.4.1	蒸発実験中の加熱面上における液滴の観察	160
5.4.2	二液混合液滴特有の蒸発様相	165
5.5	結論	168
第 6 章	結論.....	169
参考文献		173
研究業績		183
謝辞		185

NOMENCLATURE

A	Area [m ²]
A	Coefficient [-] (Chapter 2)
A_r	Cross-sectional area of cylindrical rod [m]
B	Inertia term coefficient [-]
C	Circumference length [m] (Chapter 2)
C	Constant number [-] (Chapter 5)
C_d	Drag coefficient [-]
C_p	Specific heat [J/kgK]
C_{sf}	Coefficients of Rohsenow correlation [-]
C_l	Friction coefficient [-]
C_2	Friction coefficient [-]
D	Equivalent diameter [m] (Chapter 2)
D_b	Bubble diameter [m]
D_p	Packed particle size [m]
D_r	Diameter of cylindrical rod [m]
d	Droplet diameter [m] (Chapter 5)
d_p	Sphere diameter [m]
F_i	Interfacial drag [N/m ³]
F_D	Drag force per fin [N]
f	Friction loss coefficient [-]
g	Gravitational acceleration [m/s ²]
H	Height [mm]
h	Heat transfer coefficient [W/m ² K]
h_b	Heat transfer coefficient relative to finned base surface [W/m ² K]
h_v	Latent heat of evaporation [J/kg]
j	Superficial velocity [m/s]
K	Splash parameter, $We\sqrt{Re}$ [-]
K_G	Relative permeability for gas phase [-]
k	Relative permeability [-]
L	Flow length [m]

l_a	Laplace length, $\left[\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}\right]^{0.5}$ [-]
N	Number of fin rows [-]
Nu	Nusselt number, $\frac{hD}{\lambda}$ [-]
n	Number of experiments [-] (Chapter 2)
n	Multiplier [-] (Chapter 2)
n	Refractive index [-]
P	Power [W] (Section 2.4.2)
P	Pressure [Pa]
Pr	Prandtl number, $\frac{\mu C_p}{\lambda}$ [-]
p	Environmental pressure [Pa]
Q	Flow rate [L/min] (Chapter 2)
Q	Heat [W] (Chapter 3 and 4)
$\dot{Q}$	Amount of heat transferred [W]
q	Heat flux [W/m ²]
R	Thermal resistance [K/W]
Ra	Rayleigh number, $\frac{g\beta\Delta T D^3}{\nu\alpha}$ [-]
Re	Reynolds number, $\frac{\rho D u}{\mu}, \frac{\rho d u}{\mu}$ [-]
T	Temperature [°C]
t	time [s]
u	Fluid velocity [m/s] (Chapter 2)
u	Drop velocity [m/s] (Chapter 5)
V	Voltage [V] (Chapter 4)
V	Volume [m ³] (Chapter 2 and 5)
x	Measurement distance in x direction [m]
We	Weber number, $\frac{\rho d u^2}{\sigma}$ [-]
y	Measurement distance in y direction [m]

Greek symbols

α	Void fraction [-] (Chapter 2)
α	Thermal diffusivity, $\frac{\lambda}{\rho c_p}$ [m ² /s]
β	Volumetric thermal expansion coefficient [1/K]
δ	Root mean square [-] (Chapter 2)
δ	Thickness of flange [m] (Chapter 3 and 4)
ε	Porosity [-]
ε_{loss}	Heat loss rate [%]
η	Relative passability [-]
η_G	Relative passability for gas phase [-]
θ	Bragg angle [deg]
λ	Thermal conductivity [W/mK]
μ	Viscosity [Pa·s]
ν	Kinematic viscosity [m ² /s]
ξ	Interpolation function [-]
ρ	Density [kg/m ³]
σ	Surface tension [N/m]
ψ	Velocity distribution coefficient [-]
ω	Weighting function [-]

Subscripts

<i>Al</i>	Aluminum
<i>b</i>	Bulk
<i>CHF</i>	Critical heat flux
<i>Cu</i>	Copper
<i>D</i>	Distance between fins
<i>down</i>	Downstream
<i>d</i>	Droplet
<i>EG</i>	Ethylene glycol
<i>EXP</i>	Experiment
<i>e</i>	End (Chapter 3 and 4)

<i>e</i>	Evaporation lifetime (Chapter 5)
<i>edge</i>	Edge
<i>eff</i>	Effective
<i>f</i>	Flange
<i>fb</i>	Film boiling
<i>fin</i>	Fin
<i>finned</i>	Finned part of finned heatsink
<i>G</i>	Gas
<i>h</i>	Height direction
<i>in</i>	Inlet
<i>L</i>	Liquid
<i>LLC</i>	Long-Life coolant
<i>loss</i>	Loss
<i>Model</i>	Model
<i>mid</i>	Midstream
<i>o</i>	Outlet
<i>p</i>	Peripheral
<i>R</i>	Representative
<i>r</i>	Relative
<i>s</i>	Cross-section
<i>sat</i>	Saturated
<i>sub</i>	Subcooled
<i>t</i>	Arbitrary time
<i>total</i>	Total
<i>ufin</i>	Upstream of fin
<i>unit</i>	Minimum unit of fin
<i>up</i>	Upstream
<i>V</i>	Vapor
<i>w</i>	Wall
ε	Porosity

Superscripts

<i>a</i>	Annular flow
<i>b</i>	Bubble flow
<i>s</i>	Slug flow
<i>sat</i>	Saturated
<i>sub</i>	Subcooled

第1章 序論

1.1 研究の背景

2015 年，地球規模の課題である気候変動問題の解決に向けてパリ協定が採択され，世界共通の長期目標として，「世界的な平均気温上昇を工業化以前に比べて 2℃より十分低く保つとともに，1.5℃に抑える努力を追求すること（2℃目標）」，「今世紀後半に温室効果ガスの人為的な発生源による排出量と吸収源による除去量との間の均衡を達成すること」等が合意された．この実現に向けて，世界中で取組が進められており，120 以上の国と地域が「2050 年カーボンニュートラル」という目標を掲げている．2020 年 10 月に，日本においても 2050 年までに温室効果ガスの排出を全体としてゼロにする，カーボンニュートラルを目指すことが宣言された[1]．IPCC が発行しているレポートによると Fig. 1-1 に示すように，温室効果ガスのうちエネルギーを起源とする二酸化炭素が 57.5%を占めており，カーボンニュートラル実現に向けて二酸化炭素の排出量を減らすことが重要である[2]．なお，日本の二酸化炭素排出量は，EU28 ヶ国を 1 つの地域として考えた場合に世界第 6 位（3.1%）に位置している[3]．

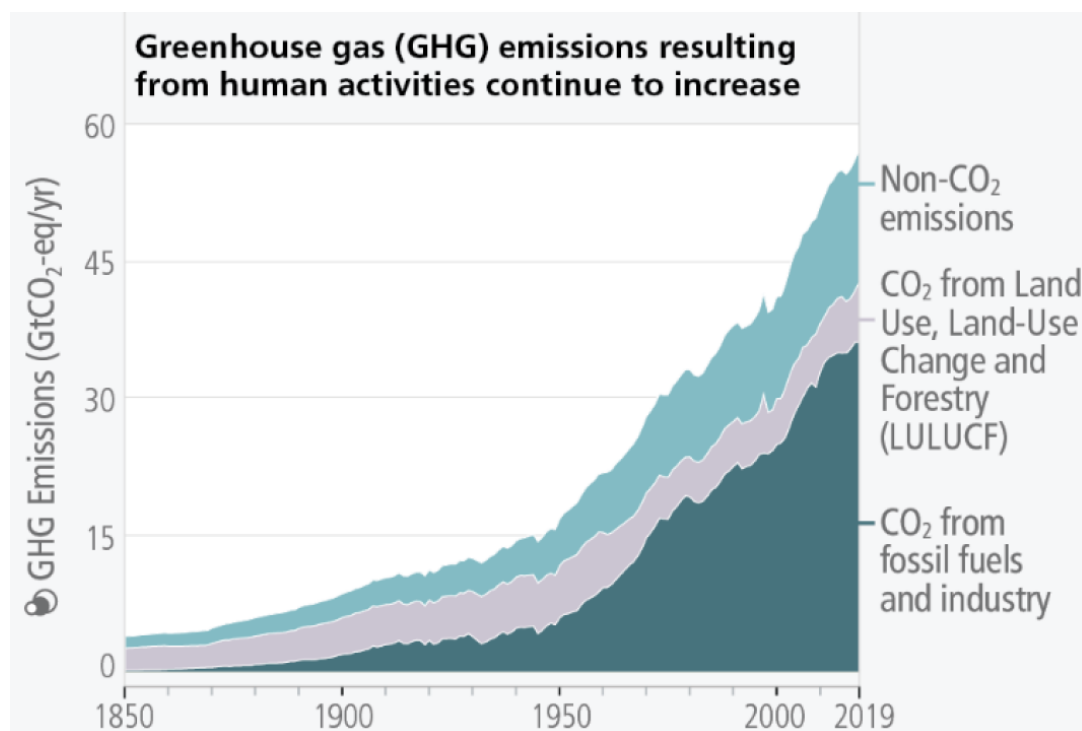


Figure 1-1. Greenhouse gas emissions [2]

日本における二酸化炭素の部門別排出量の内訳を Fig. 1-2 に示す[4]。二酸化炭素排出量のうち 17.7%を運輸部門，とりわけ 15.5%を自動車分野が占めており，二酸化炭素排出量削減に向けた対応が急がれている。COP26 において，日本は世界の必需品である自動車のカーボンニュートラルの実現に向け，あらゆる技術の選択肢を追及していくと宣言しており，2 兆円のグリーンイノベーション基金を活用して，電気自動車普及の鍵を握る次世代電池・モーターや水素、合成燃料の開発を進める方針を発表した。これを受けてグリーン成長戦略（自動車・蓄電池産業）では，2035 年までに乗用車新車販売に占める電動車（EV：電気自動車，FCV：燃料電池自動車，PHEV：プラグインハイブリッド，HV：ハイブリッド）の割合を 100%にする目標を打ち出している[5]。世界的に見てもこのような潮流が続いていくと予想されており，Fig. 1-3 に示すように 2040 年には世界で販売される乗用車のうち電動車の割合が 51%を占めると考えられている。一方で，電動車の普及には，資源安定供給，電池，航続距離，充電時間，充電インフラおよびリサイクル・リユーススキームの構築など商流の上流から下流までの間に様々な課題を抱えている[6]。特に，走行中に二酸化炭素を排出しない EV が普及していくためには，ガソリン車と同等の航続距離と充電時間の実現が不可欠である。

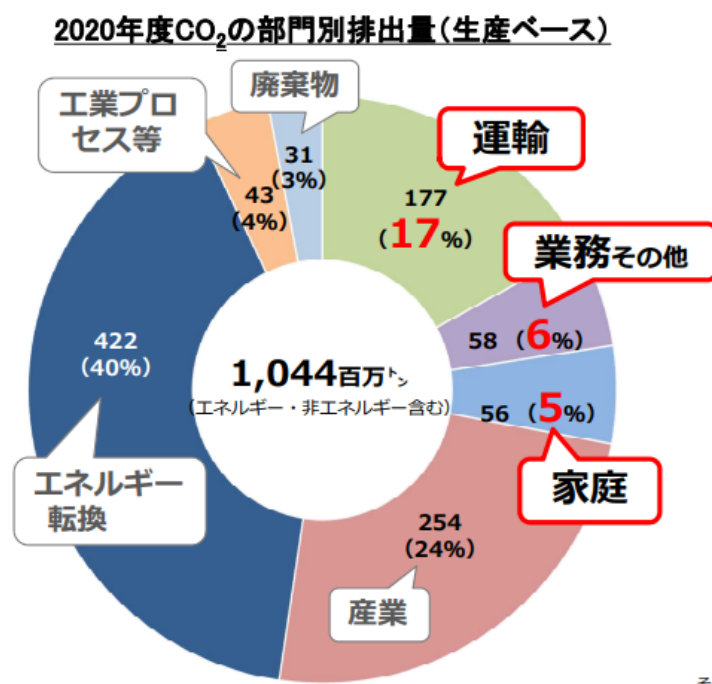


Figure 1-2. Carbon dioxide emissions by various sectors in 2020 [4]

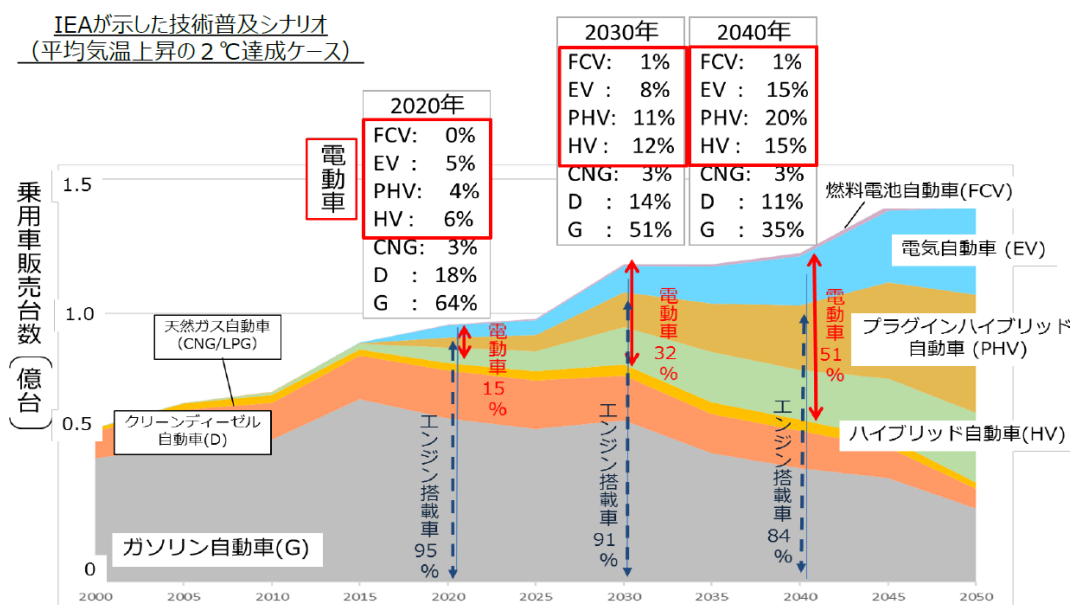


Figure 1-3. Global Passenger Car Sales Forecast [6]

したがって、2040年においては、PHVやHVの普及割合がEVよりも多いと予想されている。PHVやHVはエンジンルーム内の限られたスペースをエンジンと共有するため、電子機器やモータの小型化が必要不可欠である。特に、自動運転や先進安全システムに用いられる電子機器の搭載数が増加しており、エンジンルーム内のスペースは非常に高密度に様々な機器が実装されている。一方で、十分な車室空間を確保する必要もあるため、エンジンルームを広げることは困難であり、インバータに代表される電子機器の小型化が求められている。また、インバータによる変換効率は90～95%程度といわれているが、モータのトルクを増大させるために制御する電流量も増加しており、変換時における5～10%の損失が大きな熱エネルギーとして放出されている[7]。これらの熱エネルギーによってインバータ内の電子機器が温度上昇して破壊したり熱暴走したりしないようにするために、インバータには冷却器が設置されている。

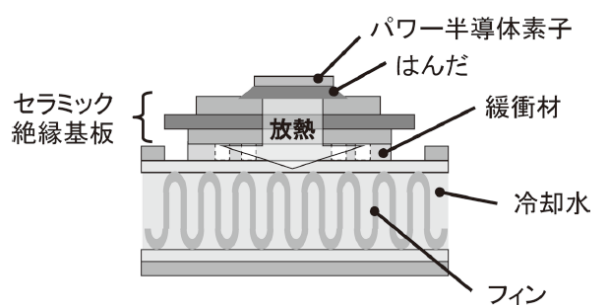
Figure 1-4に、新型プリウスに搭載されたデンソー製のインバータ用冷却器を示す[8]。アルミニウム製の強制水冷用ヒートシンクのベース板の上にパワーデバイス（パワー半導体素子や絶縁基板を含む構造体）を直接ろう付けする直冷方式を採用しており、パワー半導体素子の熱を効果的に冷却水に放熱することが可能である。水冷ヒートシンクに採用されているフィンは、アルミニウム製のコルゲートフィンである。この構造により小型軽量化と冷却性能の両立を実現しており、一世代前のプリウスと比較して放熱性能1.3倍、容積63%小型化、重量80%軽量化を達成した。

Figure 1-5に、デンソー製の両面冷却方式を採用したインバータ用冷却器を示す[9]。インバータの高発熱密度化に対応するために、積層式の冷却器の間にパワーデバイスを挟み込

むパワースタックと呼ばれる構造を開発した。強制水冷用ヒートシンクはアルミニウム製のコルゲートフィン 2 層で構成されており、各パワーデバイスが冷却器で挟み込まれるため単純に放熱面積を 2 倍にできることから、放熱性能を大幅に向上している。

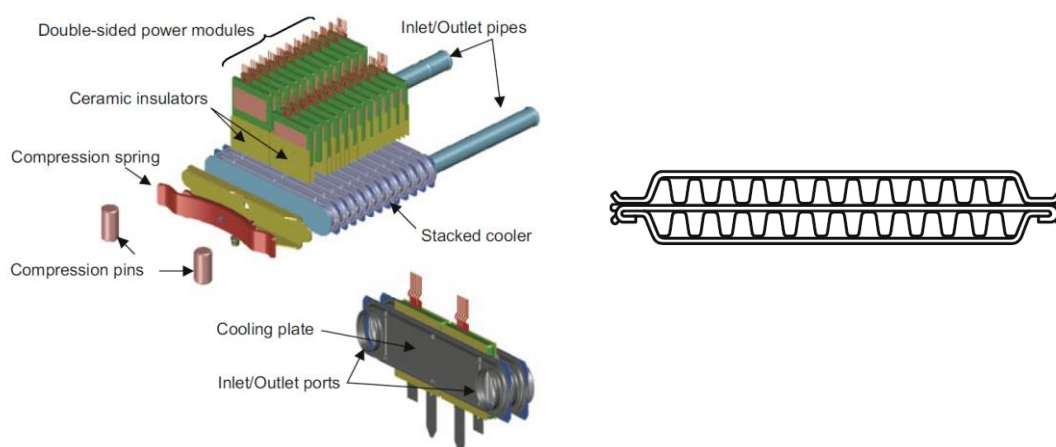


(a) External view of internal fins



(b) Schematic diagram of cross section

Figure 1-4. Water cooling heatsink [8]



(a) Exploded view of power stack

(b) Cross section of cooling plate

Figure 1-5. Water cooling heatsink [9]

Figure 1-6 に日立製の両面冷却方式のインバータ用冷却器を示す[10,11]. 日立もデンソーと同様にインバータの高発熱密度化に対応するために、強制水冷による片面冷却方式から両面冷却方式に変更している. 日立製の冷却器もパワーデバイスのベース板に直接ピンフィン形成する直冷方式を採用しており、従来の片面冷却に対して約 1.3 倍の放熱性能向上を達成している. ピンフィンの詳細な寸法の記載はなかったが、100 通りのパラメータスタディの結果から最適な形状を選定している.

このほかにも、Fig. 1-7 や Fig. 1-8 に著者らが分解調査をした最近のインバータ用冷却器を示す. ヒートシンクの基材にアルミニウムよりも熱伝導率が 2 倍以上高い銅を採用している. アルミニウムよりも密度が大きく軽量化の観点からあまり採用されていなかった銅を使用して冷却性能を向上させている点から、インバータ用冷却器の高性能化の優先度は高まっていると考えられる.

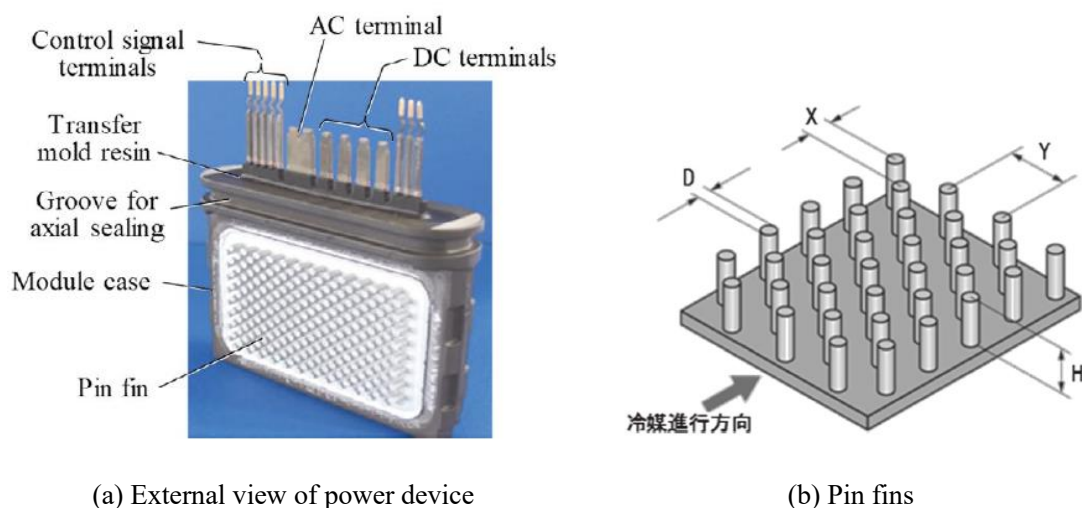
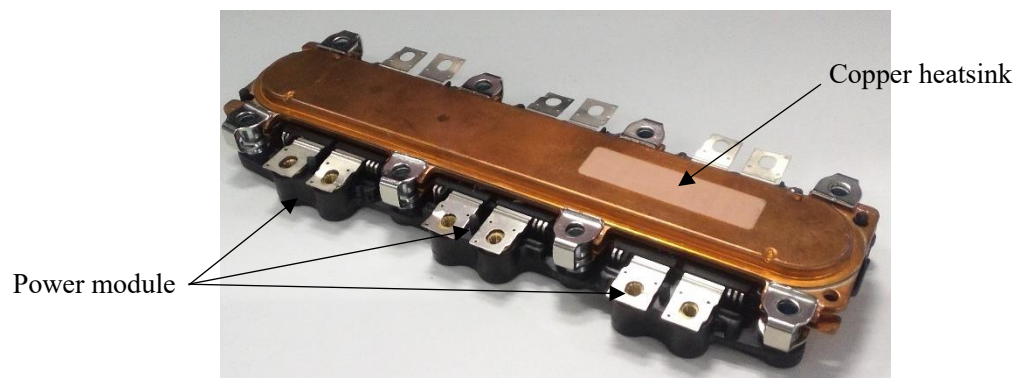


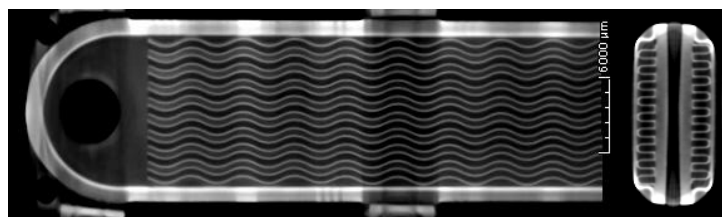
Figure 1-6. Water cooling heatsink [10,11]



Figure 1-7. Water cooling heatsink (Nickel plated copper pin fins)



(a) External view of heatsink



(b) X-ray image of internal fins

Figure 1-8. Water cooling heatsink (copper corrugated fins)

冷却器の放熱性能を向上させることで、インバータの小型・高出力化を目指す事例について紹介したが、個別の電子機器や冷却器の小型化だけではなく、冷却システム全体として大幅に小型化する方法も模索されている。Figure 1-9 に、従来の PHV や HV に搭載されている冷却システムと新しい冷却システムの比較を示す。通常、エンジンと電子機器の冷却システムは、別々に搭載されており、冷却水温度や冷却水流量が異なる。しかしながら、エンジン冷却システムに電子機器をアドオンすることができれば、重複していた冷却系部品を大幅に削減することができ、冷却システムとして小型化が可能である。この冷却システムに搭載する冷却方式として、現在製品化されている強制水冷式の冷却器を超える放熱性能が期待できる、沸騰現象を利用した冷却技術が注目されている。

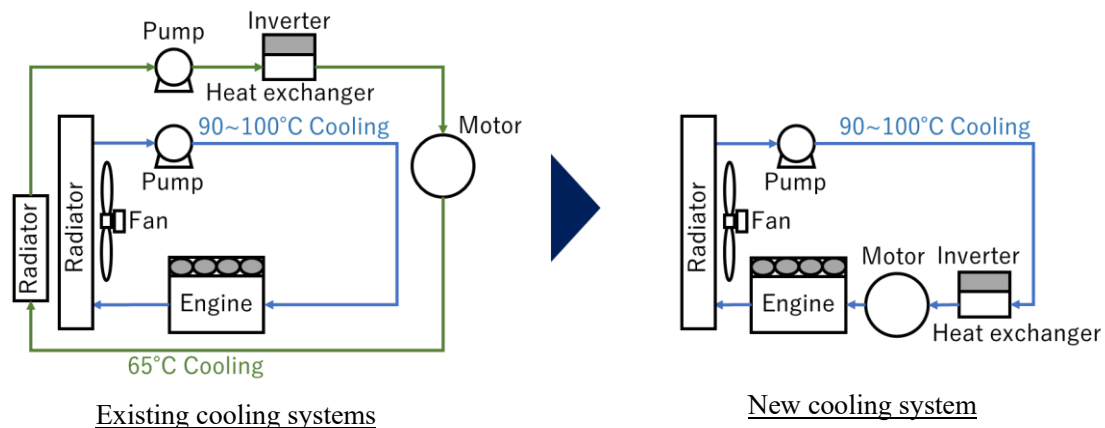


Figure 1-9. Cooling system

1.2 従来の研究

1.2.1 沸騰冷却

沸騰現象を利用した冷却技術による熱交換は、主に伝熱面の表面性状と使用する流体の特性に影響を受ける。Figure 1-10 に示すように、沸騰冷却は沸騰による熱伝達率 (HTC : Heat transfer coefficient) の改善、限界熱流束 (CHF : Critical heat flux) の向上、および沸騰開始点 (ONB : Onset of nucleate boiling) の低減の 3 つアプローチが考えられ、特に HTC の改善と CHF の向上が主たる研究テーマとなっている[12]。HTC は、伝熱面表面の過熱温度に対する表面熱流束の比として定義され、沸騰における冷却性能を示す。CHF は、伝熱面表面からの沸騰蒸気泡の発生量と液体供給が釣り合わなくなり、バーンアウトまたは膜沸騰状態へ遷移する直前の最大熱流束を示す。ここで、CHF はインバータなどの熱を発する電子デバイスの適用上限となり、CHF を超えると伝熱面温度が急上昇して熱暴走などのシステム不具合につながるため重要な指標となりえる。沸騰現象は伝熱面表面で発生するため、伝熱面表面を加工することで HTC や CHF を向上させる研究が盛んにおこなわれている。

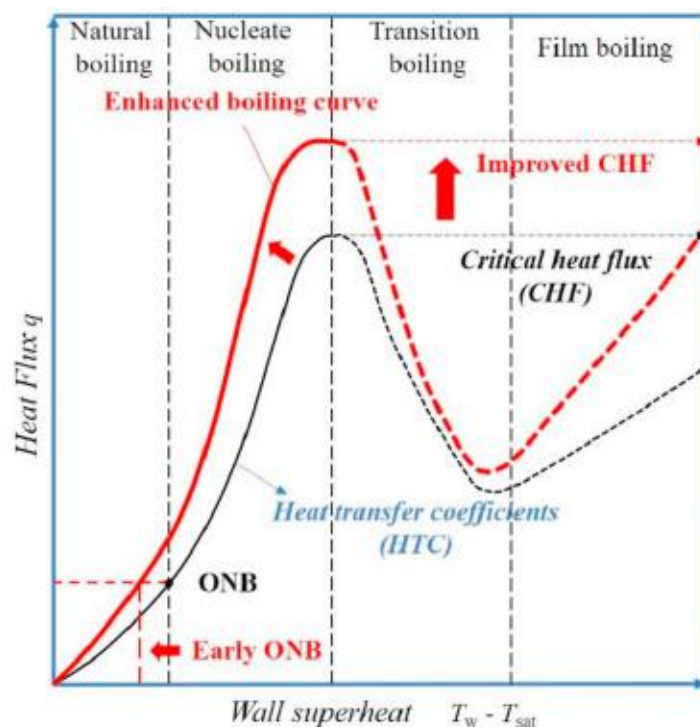


Figure 1-10. The original and enhanced pool boiling curves [12]

Figure 1-11 に示すように、伝熱面表面に対して多種多様な構造が研究されており、工業製品に応用されてきた[13]。これらの伝熱面は加工された形状の内部で薄膜蒸発を引き起こし、開口部から気泡が離脱していくことで機能する。これら Fig. 1-11 で示された伝熱面のうちリエントラント形状である GEWA-T[14,15]、のこぎり歯状のフィンを横に倒して形成することでトンネルの上面に多数の細孔を設けることを実現した THERMOEXCEL-E[16]、伝熱面に金属粉末を焼結して多孔層を形成した HIGH FLUX[17]の3つの構造に対する沸騰曲線を Fig. 1-12 に示す[13]。伝熱管の内面にこのような沸騰を促進する加工を施すことで、加工していない平滑管と比較して沸騰曲線が低過熱度側へ遷移していることがわかる。このほかにも、沸騰促進構造についてまとめた内容を報告している文献がいくつかある[18-19]。

近年でもミリメートルオーダーの沸騰促進構造についての研究は行われており、松島らが $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ の銅ブロック伝熱面の表面に、高さ $0.14 \sim 0.93\text{ mm}$ 、ピッチ $0.3 \sim 1.0\text{ mm}$ 、ピラミッドの頂点角 $30 \sim 120^\circ$ の微細ピラミッド構造を機械加工によって製作し、大気圧下における純水のサブクールプール沸騰条件で実験を行っている[20,21]。実験の結果、高さ 0.93 mm 、ピッチ 0.3 mm 、頂点角 30° の微細ピラミッド構造において、平滑面に対して HTC が5倍増加することを報告している。さらに、純水に界面活性剤であるミリスチン酸ナトリウムを $0.1\text{ wt\%}$ 加えることで表面張力が低下し、平滑面に対して HTC が9倍増加することを報告している。

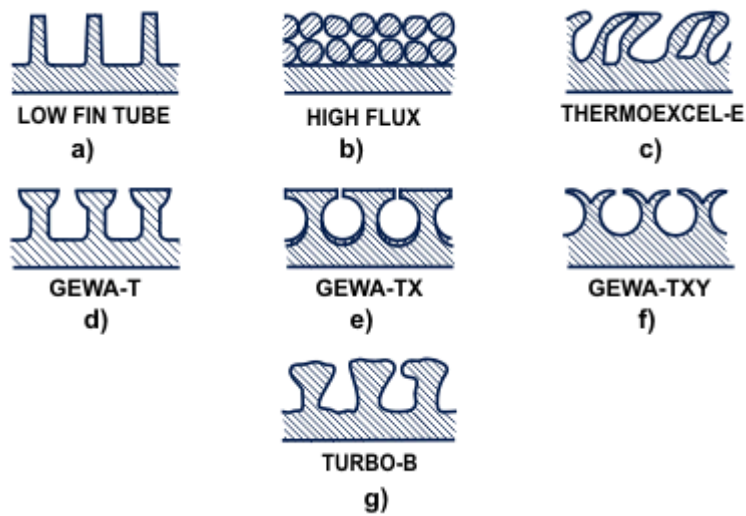


Figure 1-11. Examples of commercial structured boiling surfaces [13]

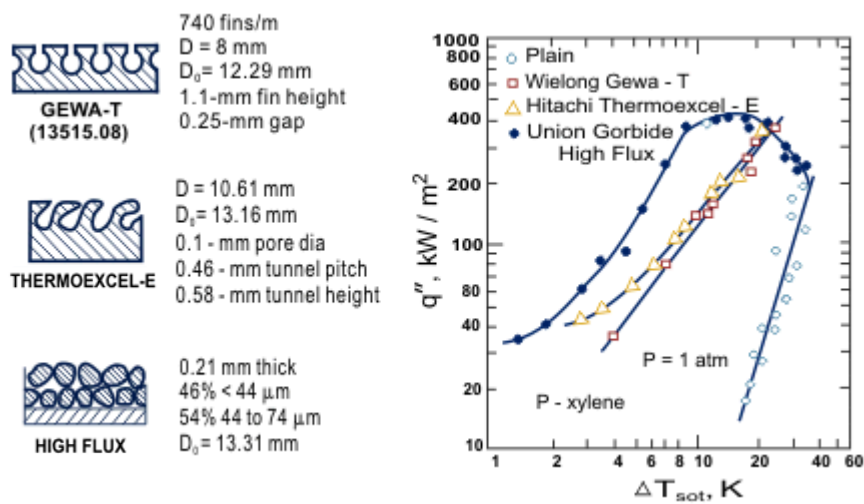


Figure 1-12. Pool boiling from smooth and structured surfaces on the same apparatus [13]

一方、加工技術の進展に伴って、マイクロメートルやナノメートルオーダーの沸騰促進構造への関心が高まっている。Figure 1-13 に、いくつかのマイクロ/ナノ伝熱面構造の研究例を示す[22-34]。このような構造に伝熱面を加工することで、HTC だけではなく CHF も大幅に向上させることが可能である。

Cho ら[22]は、Fig. 1-13(a)に示すような銅伝熱面の表面に粉末射出成型（PIM : Powder Injection Molding）法で設計した正方形断面 $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ 、隙間 $50\ \mu\text{m}$ 、高さ $380\ \mu\text{m}$ と $100\ \mu\text{m}$ のマイクロピンフィン構造は、壁面過熱度 $26\ \text{K}$ において CHF が $1.43\ \text{MW/m}^2$ 以上

に達することを示した。CHF 近傍において、HTC は高さ 380 μm で 58 $\text{kW/m}^2\text{K}$ あり、高さ 100 μm で 68 $\text{kW/m}^2\text{K}$ であった。これは、平滑銅伝熱面における HTC の 57 $\text{kW/m}^2\text{K}$ に対して同等もしくは 20 % 向上となることを示した。

Kim ら[23]は、沸騰性能に対する微細構造の影響を定量化するために、ベース面積に対する微細フィンを有する実際の表面積の比率として定義される「無次元粗さ」を使用した。Figure 1-13(b)に示すようなマイクロピンフィンのピン直径、高さおよびギャップ間を変化させることで、HTC が無次元粗さの増加に伴って増加し、無地のシリコン伝熱面と比較して 300%増加することを示した。CHF も最大 350%向上したが、CHF の向上割合が減少に転じるギャップ間距離が 10~20 μm であることも示した。

Kim ら[24]は、微細構造表面の CHF は小さな気泡の合体によって形成される大きな気泡の出発頻度、小さな気泡の合体によって形成される大きな気泡の離脱頻度およびバルク液体が表面マクロ層に供給し続けられるかどうかに影響されることを示した。その結果、Fig. 1-13(c)に示すような直径 4 μm 、ギャップ間 12 μm 、高さ 20 μm のマイクロピンフィンにおいて、CHF が 2 MW/m^2 に達することを示した。

Jun ら[25]は、平均粒径 67 μm の銅粒子を銅伝熱面に厚さ 300 μm でコーティングしたマイクロポーラス表面の沸騰性能を評価した。Figure 1-13(d)に示すような伝熱面において、CHF が 2 MW/m^2 、HTC は最大で 400 $\text{kW/m}^2\text{K}$ に達することを示した。

Thiagarajan ら[26]は、Fig. 1-13(e)に示すような厚さ 100~700 μm のマイクロポーラスコーティングを用いて沸騰性能を評価した。マイクロポーラス表面により、平滑銅伝熱面に対して ONB が著しく低下し、HTC が 50~270%、CHF が 33~66%向上することを示した。さらに、コーティングの厚さによって沸騰性能への影響が異なることも示しており、コーティング厚さが増すと低熱流束での HTC が向上し、コーティング厚さが減ると CHF が向上すると報告している。

Chen ら[27]は、Fig. 1-13(f)に示すような機械加工とワイヤー放電加工を組み合わせることで製作したリエントラント型キャビティを持ち、流路が相互に接続されたマイクロチャンネル伝熱面を用いて沸騰性能を評価した。平滑銅伝熱面に対して、HTC が約 2.27 倍、CHF が約 1.36 倍に向上することを示した。

Tang ら[28,29]は、銅粉末の緩い焼結構造とワイヤー放電加工を用いて、Fig. 1-13(g)に示すような流路が相互に接続された多孔質のマイクロチャンネル伝熱面を製作して沸騰性能を評価した。これにより、ONB が 3 K 以下まで低下し、実験中 1.1 MW/m^2 を維持したままドライアウトに達することがなかった。マイクロチャンネルの流路幅の影響を評価した結果、低熱流束において流路幅の減少とともに HTC が増加し、高熱流束において流路幅の減少とともに HTC が減少する傾向を示した。また、銅粉末サイズの影響を評価した結果、粉末サイズが 50~75 μm において、HTC が最も高くなることを示した。

Wang ら[30]は、銅伝熱面上に Fig. 1-13(h)に示すような形状、数密度および高さを制御可能なマイクロメートルサイズの垂直樹状のフィンアレイ (VM DFA : Vertical Micro Dendrite

Fin Arrays) を製作して沸騰性能を評価した。その結果、平滑銅伝熱面に対して CHF が約 2 倍、同一熱流束において HTC が約 2.25 倍に向上することを示した。

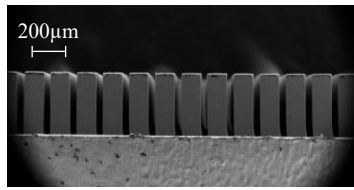
Lu ら[31]は、銅伝熱面上で銅と亜鉛の合金を形成した後に亜鉛のみを除去することで、Fig. 1-13(i)に示すような 30~200 nm の空隙を有するナノポーラス伝熱面を製作して沸騰性能を評価した。平滑銅伝熱面に対して、ONB を約 63 %低減し、HTC を約 1.4 倍に向上することを示した。ただし、CHF は約 10 %の向上にとどまった。また、沸騰を 100 時間継続させた後に伝熱面を SEM-EDS で分析した結果、わずかに銅が酸化していることがわかった。

Jo ら[32]は、電気メッキ技術を用いて NiCr 伝熱面上に、Fig. 1-13(j)に示すようなフラクタル状の Cu_2O ナノ構造を作製して沸騰性能を評価した。 Cu_2O ナノ構造による表面濡れ性は電気めっき時間によって変化することが示されており、電気めっき時間が長いほど表面濡れ性が向上する（接触角が小さくなる）ことがわかった。電気めっき時間が比較的短く、接触角が 12° 以上の場合、平滑銅伝熱面に対して ONB が低下し、CHF が向上することが示された。電気めっき時間が長く、接触角がほぼ 0° になると、平滑銅伝熱面に対して ONB がわずかに増加するが、CHF が大幅に向上することが示された。この時、CHF は約 1.8 倍に向上すると報告している。

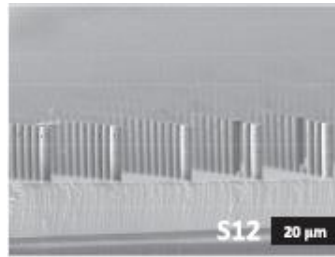
Wang ら[33]は、Fig. 1-13(k)に示すような粒子径を最適化したマイクロナノバイポーラス銅伝熱面 (Sample#O) と、さらにマイクロナノバイポーラス伝熱面に数分間電流を印加して表面を改質した銅伝熱面 (Sample#M) を作製して沸騰性能を評価した。Sample#M は Sample#O と比較して、マイクロポーラスの先端部分に微小な球体が表面改質によって形成されている。平滑銅伝熱面に対して、Sample#O は HTC を約 2.8 倍向上し、Sample#M は HTC を約 4.8 倍に向上することを示した。

Jaikumar ら[34]は、Fig. 1-13(l)に示すように、マイクロチャネル伝熱面に対して(1)マイクロチャネル全体 (焼結スルーアウト構造)、(2)フィン上部のみ (焼結フィントップ構造)、(3)フィン壁面のみ (焼結チャネル構造)、の異なる領域に選択的に焼結金属をコーティングした伝熱面を作製して沸騰性能を評価した。焼結スルーアウト構造は、伝熱面積の増加による沸騰核生成の増大により性能が向上した。焼結フィントップ構造は、ジェット噴流が流路に衝突する一方で、フィン上面から気泡が抜け出すことで HTC が促進された。焼結チャネル構造は、気泡がマイクロチャネル流路から流出し、フィン上面に液体ジェットが発生することで HTC が促進された。最終的に、焼結スルーアウト構造が最も性能が高く、平滑銅伝熱面に対して CHF が約 2.4 倍向上し、HTC が約 6.5 倍向上することを示した。

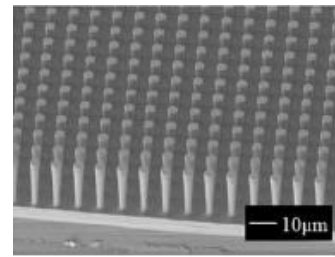
このように、マイクロ/ナノ伝熱面構造を採用することで、平滑銅伝熱面に対して HTC および CHF を数倍向上させることが可能である。



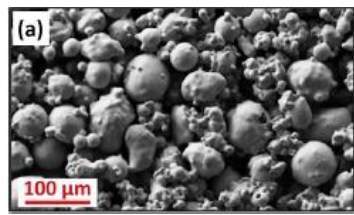
(a) Micro pin fin



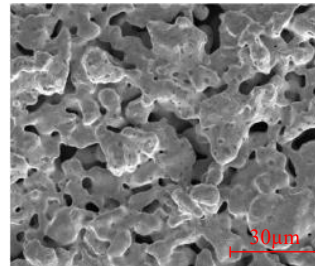
(b) Micro pin fin



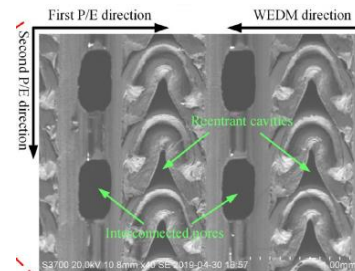
(c) Micro pin fin



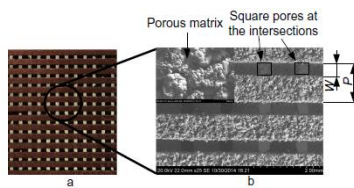
(d) Micro porous



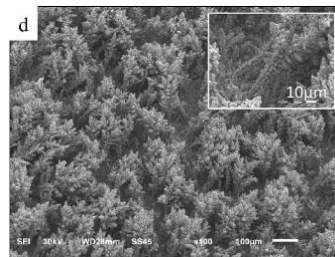
(e) Micro copper coating



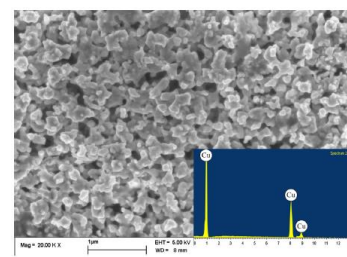
(f) Micro reentrant cavity



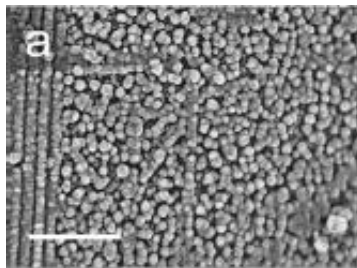
(g) Micro channel



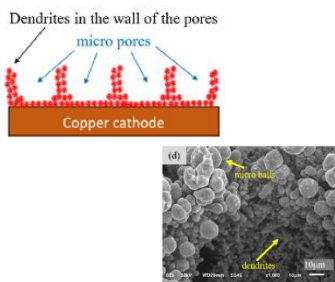
(h) Micro dendrite fin arrays



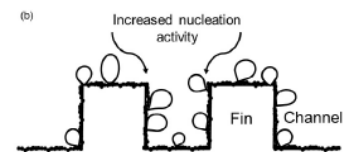
(i) Nano porous



(j) Nanotextured surface



(k) Micro nano bi-porous



(l) Microchannel with sintered coating

Figure 1-13. Micro/nano extended structures on heat transfer surface [22-34]

伝熱面を直接加工する以外にも、伝熱面上に沸騰促進体を装着することで HTC と CHF の向上を図る研究が行われており、森らは Fig. 1-14 に示すようなハニカム状多孔質体を用いて実験的に評価した[35-38]. 伝熱面直径 $\phi 30$ mm 上に同サイズのハニカム状多孔質体を設置

して、厚さをパラメータとした沸騰実験を行った。平滑銅伝熱面に対して、厚さ 1.2 mm の時に CHF が約 2.5 倍に向上することを示した。ハニカム多孔質体により毛細管力による伝熱面への液体供給が促進されたことで、ドライアウトを抑制し CHF が向上したと報告している。ただし、ハニカム多孔質体の厚さを変化させても HTC の向上はあまり見られず、壁面過熱度の増加とともに徐々に HTC は飽和することがわかった。

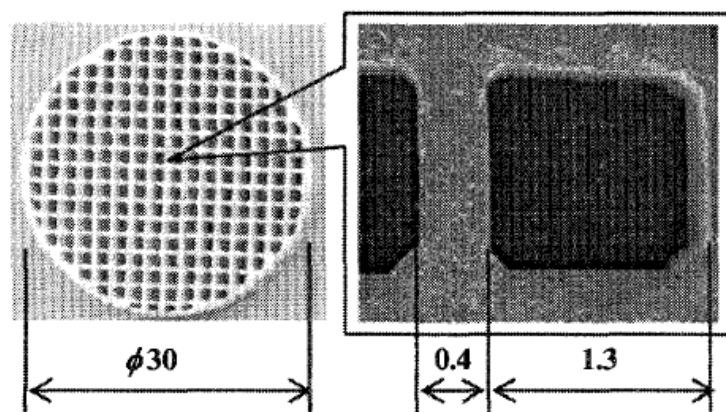


Figure 1-14. Shape of honeycomb porous media [35]

プール沸騰だけではなく強制流動沸騰においても、伝熱面にフィンを設置するなどの加工を施して放熱性能の向上を目指した研究が行われている。Krishnamurthy ら[39]は、Fig. 1-15 に示すように流路幅 1800 μm 、流路長さ 1 cm、流路高さ 250 μm のマイクロチャネル内に、高さ 100 μm の円形断面ピンフィンを千鳥配列に 68 列（782 本）設置して、放熱性能および HTC の近似式を評価した。質量流束 443~794 $\text{kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束 150~360 W/cm^2 の範囲において、HTC は 50000~70000 $\text{W/m}^2\text{K}$ に達することを報告した。また、熱流束を増加させた流動沸騰域では、HTC は質量流束に中程度に依存し、熱流束に弱く依存すると報告した。この結果を踏まえて、既存式に補正係数を加えることで誤差 $\pm 20\%$ 以内で HTC を予測できる半経験式を導出した。

Qu ら[40]は、Fig. 1-16 に示すように流路幅 1 cm、流路長さ 3.38 cm に、断面 $200 \times 200 \mu\text{m}$ 、高さ 670 μm の正方形断面ピンフィンを千鳥配列に 110 本設置して、既存の円形マイクロピンフィンをもとに導出された HTC の近似式が適用できるかを評価した。入口温度 30, 60, 90 $^{\circ}\text{C}$ 、質量流束 183~417 $\text{kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束 10~250 W/cm^2 の範囲において、HTC は 50000~180000 $\text{W/m}^2\text{K}$ に達することを報告した。既存式に補正係数を加えることで誤差 $\pm 30\%$ 以内で HTC を予測できる半経験式を導出した。

McNeil ら[41]は、R113 冷媒を使用して、Fig. 1-17 に示すように 50 mm $\times$ 50 mm、厚み 6 mm の銅板に、幅 1 mm、高さ 1 mm の正方形ピンフィンを 2 mm ピッチで碁盤配列に配置

した伝熱面において、同じサイズの銅平板と比較して HTC と圧力損失を評価した。質量流束 $50 \sim 250 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束 $10 \sim 150 \text{ W/cm}^2$ の範囲において、熱流束に対する HTC の結果は Cooper 式と良い一致を示し、圧力損失は摩擦損失項と加速度項をそれぞれ計算して足し合わせることで予測できることを報告した。なお、正方形ピンフィンの HTC は銅平板に対してわずかに上昇するものの、圧力損失が 7 倍になることを示した。

Wan ら[42]は、サブクール度 10 K の脱イオン水を作動流体として、Fig 1-18 に示すように幅 17 mm 、長さ 45 mm の銅板に、 $0.5 \sim 1.5 \text{ mm}$ 程度の大きさの正方形、円形、菱形、流線形のピンフィンを千鳥配列に配置した伝熱面において、HTC と圧力損失を評価した。質量流束 $500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束 $100 \sim 900 \text{ kW/m}^2$ の範囲において、正方形ピンフィンの HTC は $20000 \sim 30000 \text{ W/m}^2\text{K}$ に達することを報告した。HTC は正方形ピンフィンが最もよく、菱形が最も悪かった。ただし、圧力損失は菱形が最も低く、流線形が最も高かった。正方形ピンフィンの性能が最もよかった要因は、蒸気スラグの連続的な発生を抑制し、流路のリウェットを促進したと報告した。菱形ピンフィンは、熱流束が増加すると二相流が不安定になり、早期にドライアウトに達してしまうと報告した。

Ates ら[43]は、Fig. 1-19 に示すように幅 34 mm 、長さ 74.56 mm 、外壁厚さ 10 mm のヒートシンク内部に長辺 1 mm 、短辺 0.5 mm の楕円ピンフィンを千鳥配列に配置し、その上流側に流れを均一化するための $\phi 1.0 \text{ mm}$ の円形ピンフィンを千鳥配列に配置した伝熱面において、楕円ピンフィン先端のクリアランスと上流側の円形ピンフィンが流動沸騰に与える影響を実験的に評価した。質量流束 $125, 225, 325 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束 $18 \sim 175 \text{ W/cm}^2$ の範囲において、HTC は同サイズの平板ヒートシンクに対して最大 35% 向上することを報告した。楕円ピンフィンを採用することで、気泡の合体をヒートシンク出口領域まで遅らせることができるため、環状流への遷移を抑制する。楕円ピンフィン先端のクリアランスは、大きいほどピンフィン内の流れが減少するために、ピンフィンの伝熱促進効果を低下させる。また、上流側の円形ピンフィンは入口で流れを均一化するだけでなく、発生した気泡の逆流を抑制する効果を発揮した。最終的に、上流側の円形ピンフィンと先端のクリアランスがない楕円ピンフィンを組み合わせることで、HTC は平板に対して最大で 35% 向上することを報告した。

これらの先行研究によると、強制流動沸騰にフィン群を適用することで、高い HTC を得ることができる形状があることがわかる。一方で、フィン群を用いた強制流動沸騰に対する圧力損失モデルや熱伝達率モデルは、様々な形状のフィンを基盤配列や千鳥配列に並べた場合の実験データを整理した結果から導出した近似式であり、統一的な表記式がないという課題がある。

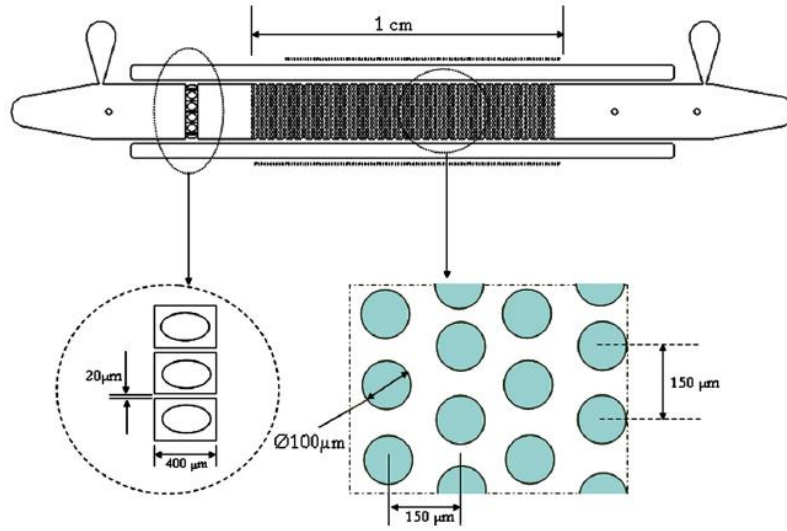


Figure 1-15. Device overview of the dimensions of inlet orifice and pin fin section [39]

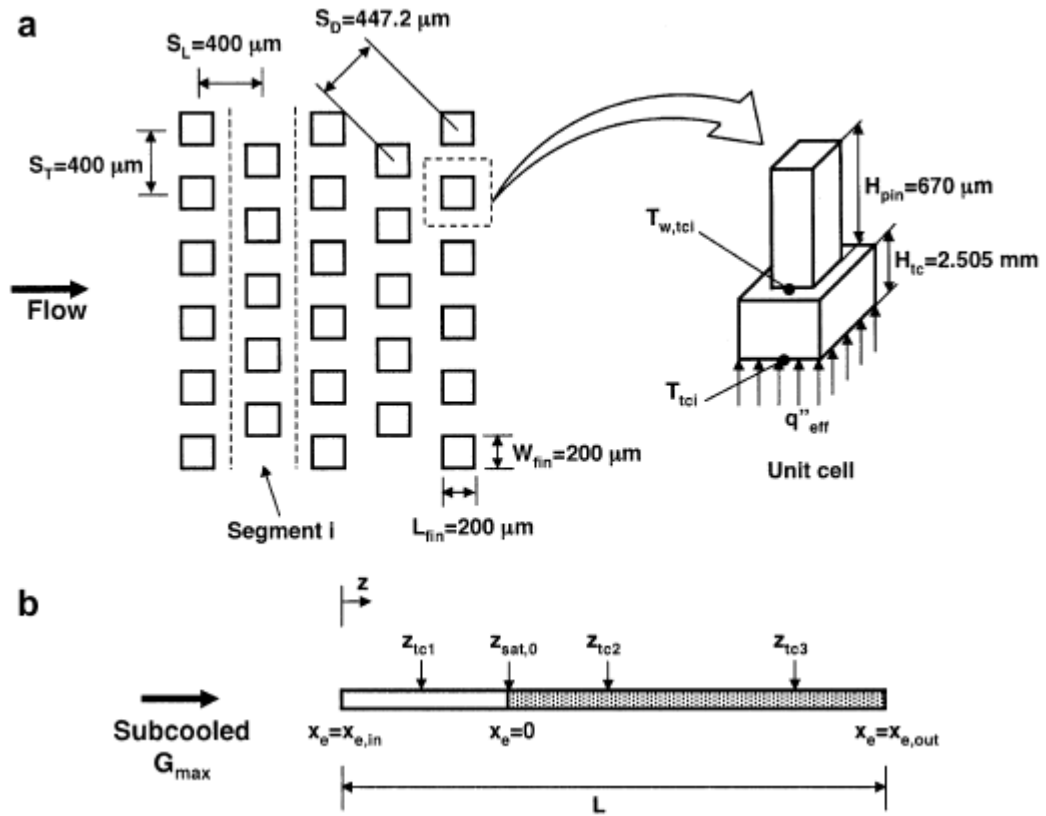


Figure 1-16. (a) Top view of micro-pin-fin array and schematic of unit cell. (b) Schematic of flow regions. [40]

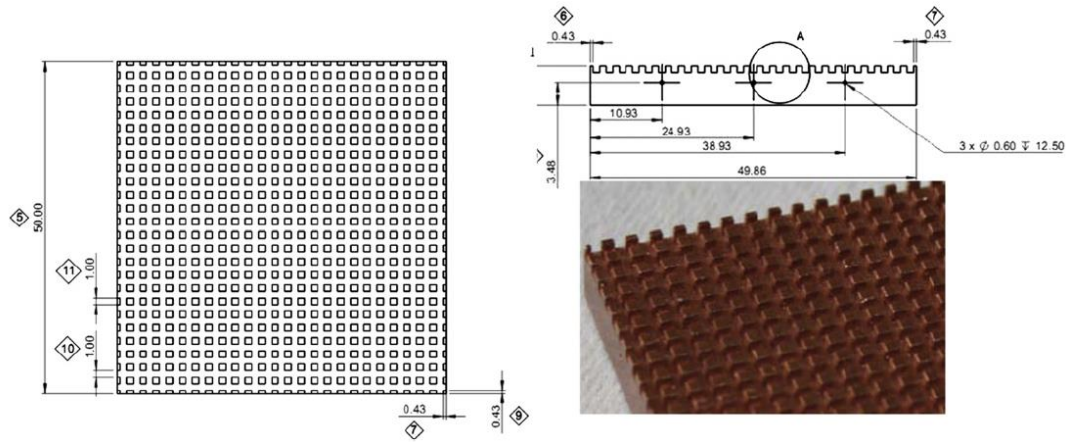
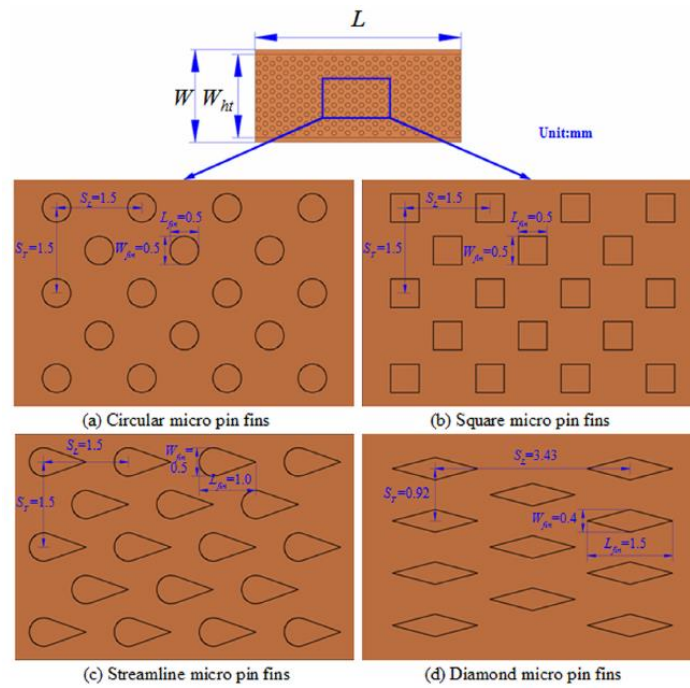


Figure 1-17. The pin-fin test piece [41]



Parameters	Diamond	Square	Circular	Streamline
Longitudinal pitch, S_L (mm)	3.43	1.5	1.5	1.5
Transverse pitch, S_T (mm)	0.92	1.5	1.5	1.5
Length of a micro pin fin, L_{pin} (mm)	1.5	0.5	0.5	0.5
Width of a micro pin fin, W_{pin} (mm)	0.4	0.5	0.5	0.5
Cross-sectional area of a single pin fin, $A_{pin,c}$ (mm ²)	0.3	0.25	0.196	0.297
Height of micro pin fin, H_{pin} (mm)	0.569	0.580	0.545	0.568
Total heat transfer area of MPFHS, A_{ch} (m ²)	0.001425	0.001366	0.0012	0.00146
Fin density, ϵ	0.178	0.216	0.169	0.256
Number of rows, N_{row}	13	30	30	30
Number of pin fins in a single row, N_s	35	22	22	22
Total number of micro pin fins, N	455	660	660	660

Figure 1-18. Four types of staggered micro pin fins (square, circular, diamond and streamline)

[42]

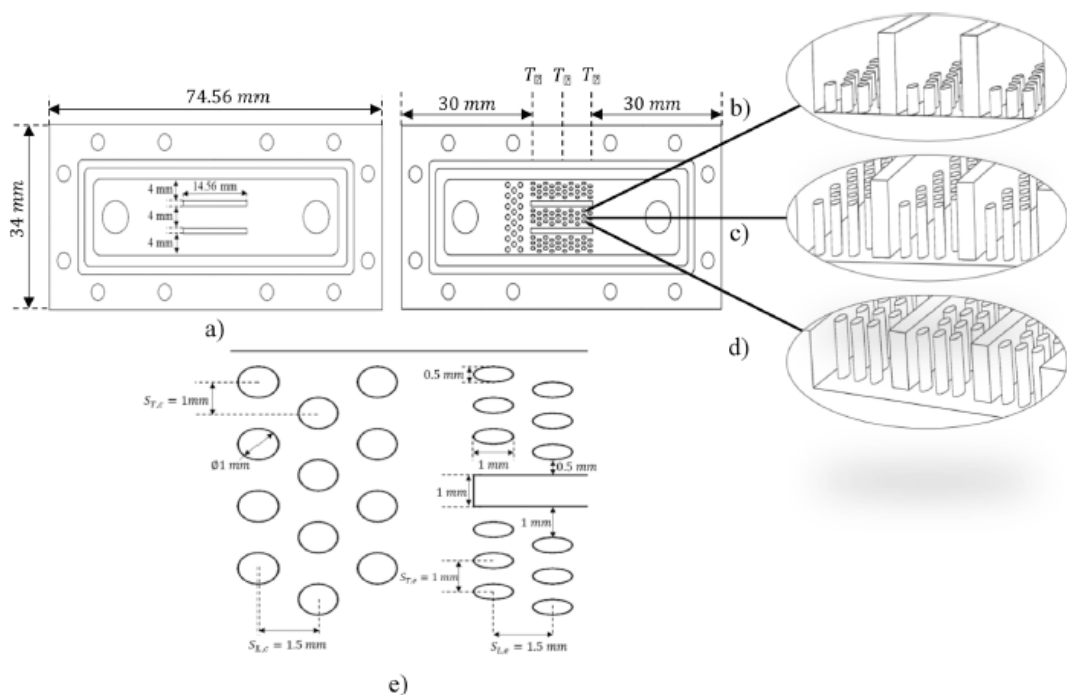
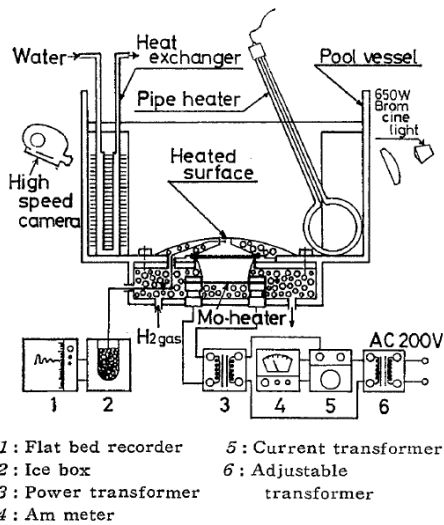


Figure 1-19. CAD design images a) without pin finned area, b) 2 mm tip clearance, c) 1 mm tip clearance, d) no tip clearance, e) dimensions of distribution pin fins and elliptical pin fins [43]

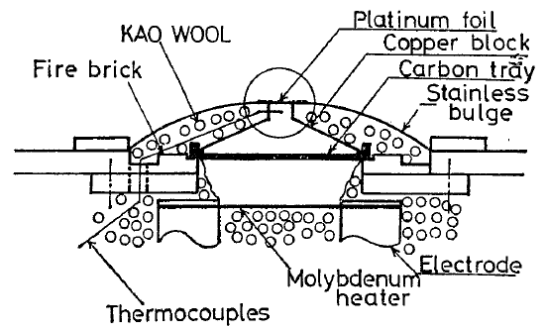
伝熱面を加工する以外の方法として、稲田らはFig. 1-20に示すような伝熱面直径10~15 mmの銅ブロックに白金箔を拡散溶接法で接合した実験装置を用いて、サブクール度0~85 Kの範囲でプール沸騰実験を行い、バーンアウト熱流束および、それを上回る第2バーンアウト点に至るまでの沸騰曲線を評価した[44-47]。その結果、Fig.1-21に示すように、バーンアウト点を過ぎて遷移沸騰傾向がみられる領域から熱流束がバーンアウト熱流束以上に急上昇する領域へ移行することを見出した。この現象を気泡微細化沸騰（MEB：Microbubble Emission Boiling）と呼び、非常に高いHTCとCHFを得ることができることを示した。古性ら[48-50]は、このMEBをインバータ冷却に利用するために、実用化を見据えて不凍液を用いた実験を行った。Figure 1-22に示す実験装置を用いて、純水、不凍液の主成分であるエチレングリコール水溶液およびLLC（Long-Life Coolant）と呼ばれる自動車用インバータの冷却に利用されている不凍液の3種類の液冷媒に対してMEBを評価した。Figure 1-23に、実験で得られた沸騰曲線を示す。純水とエチレングリコール水溶液は、壁面過熱度が70 K以上の領域で沸騰曲線に多少の違いはあるものの、MEBを観測することができたことを示している。一方で、LLCは壁面過熱度が40 K以上の領域から明らかに純水およびエチレングリコール水溶液と異なる傾向を示しており、MEBを観測することができなかったと報告している。さらに、Fig. 1-24に示すLLC沸騰実験前後の伝熱面画像からわかるように、LLCを沸騰させる

と伝熱面に堆積物が付着することが観察された。LLCは、寒冷地での液冷媒の凍結や配管類の腐食を防止するために消泡剤や防食・防錆剤などの添加剤が含まれており、これらの成分がMEBへの遷移を妨げ熱流束の上昇を抑制したと報告している。

自動車用インバータなどの強制水冷式を適用している冷却器の多くは、LLCを用いることが一般的である。現在製品化されている強制水冷式の冷却器を、沸騰現象を利用した冷却器に変更するためには、LLCによる堆積物付着の影響を評価する必要がある。

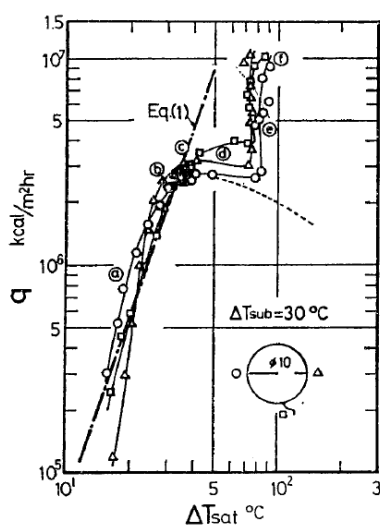


(a) Schematic of experimental apparatus

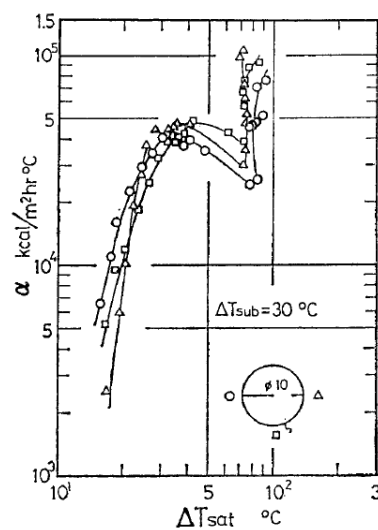


(b) Detail of heated surface section

Figure 1-20. Shape of honeycomb porous media [44]



(a) Boiling curves



(b) Heat transfer coefficient curves

Figure 1-21. Boiling curves and heat transfer coefficient curves at $\Delta T_{\text{sub}} = 30 \text{ K}$ [44]

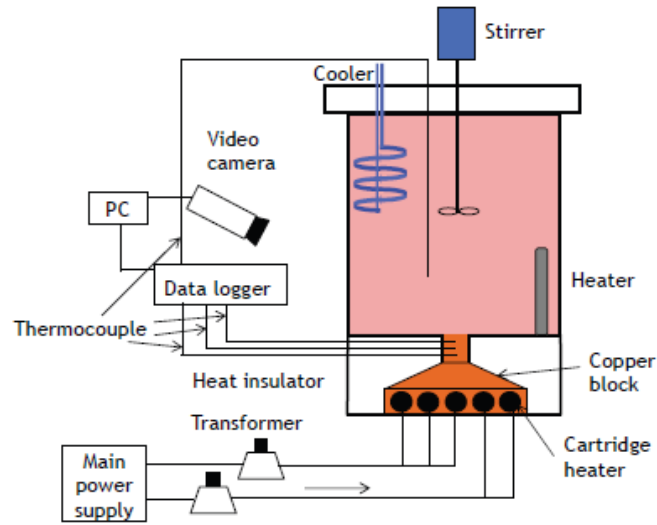


Figure 1-22. Experimental setup [50]

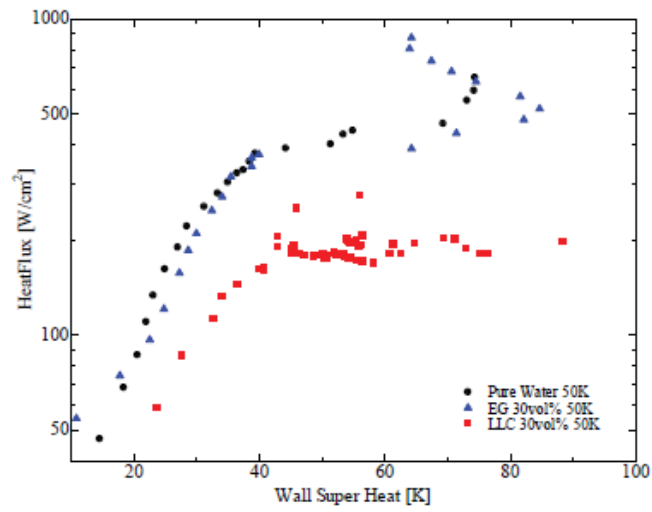


Figure 1-23. Boiling curves of Pure water, EG 30vol% and LLC 30vol% at $\Delta T_{\text{sub}} = 50 \text{ K}$ [50]



Figure 1-24. Images of heating surface before/after LLC boiling experiment. (a)Before experiment, (b)Soak for 1 day to LLC and (c)1 day in the air. [49]

1.2.2 堆積物の付着を伴う短期沸騰冷却

古性らの沸騰実験に加えて、短期沸騰実験後に伝熱面に堆積物の付着が確認された事例を Table 1-1 に示す。ここでは、熱流束をゆっくりと上昇させて沸騰曲線を得る実験を短期沸騰実験とし、ある一定の熱流束を保持したまま数時間以上沸騰実験を行うものを長期沸騰実験とした。伝熱面に堆積物が付着する作動流体としては、先に述べた LLC 以外に海水や硫酸カルシウムなどの化合物を含む水溶液と、ナノ粒子を含むナノ流体がある。

上澤ら[51-53]は、東京電力福島第一原子力発電所事故において、非常用冷却水の注水・除熱機能喪失に対する処置として海水が注水されたことをうけ、海水による燃料集合体の冷却性能について検証するために、海水および人工海水による沸騰実験を行った。その結果、人工海水の沸騰実験後に CaSO_4 の堆積物が伝熱面に付着することを報告した。

Das ら[54]は、ナノ流体が工業利用され始めた最初期に、液中のナノ粒子濃度が沸騰熱伝達率に与える影響を実験的に評価した。ナノ粒子が伝熱面に付着すると伝熱面を平滑化してしまうために、ベア面と比較すると沸騰曲線が高過熱度側に遷移する、つまり HTC が悪化することを明らかにした。

Bang ら[55]は、Das[54]らの研究で評価していなかった CHF にも着目し、水平と垂直の両伝熱面に対して沸騰特性を実験的に評価した。ナノ粒子濃度が高くなると、伝熱面の向きによらず伝熱面に付着するナノ粒子堆積層が厚くなることで気泡核の発生が減少し、HTC が悪化することを明らかにした。一方で、ナノ粒子堆積層が気泡を小型化させ気泡の合体を抑制することで、高い熱流束でも伝熱面への液供給が阻害されないために CHF が増大することを明らかにした。

Kim ら[56]は、チタニアおよびアルミナナノ粒子を含むナノ流体による CHF 向上を目的に、プール沸騰実験を行った。その結果、伝熱面に多くのナノ粒子が析出し、伝熱面をコーティングすることがわかった。このコーティングが表面に微細構造を作り出すことで、ベア面と比較して CHF を最大約 2.7 倍向上させることを報告した。

Kwark ら[57]は、低濃度（61 g/L）のアルミナナノ粒子を水に混ぜたナノ流体の沸騰特性を実験的に評価した。Figure 1-25 に示すように、ナノ粒子が伝熱面に堆積するメカニズムは、ナノ流体沸騰時のマイクロレイヤー蒸発によって、濃縮されたナノ粒子が伝熱面に付着することであると実験的に確認した。この結果、表面の濡れ特性が変化して CHF を増加させる。一方で、濃度を上げたり沸騰時間を長くしたりすることで堆積層の厚みが大きくなると、CHF の増大が止まり、HTC が悪化することを報告した。

Quan ら[58]は、シリカナノ粒子の表面をスルホ基で調節した強親水性タイプとポリエチレングリコール基で調節した中親水性タイプの異なる 2 種類のナノ粒子を、それぞれ脱イオン水に溶かしたナノ流体を用いて沸騰実験を行った。Figure 1-26 に示すように、ナノ粒子の濡れ性の違いによって、伝熱面に付着する形態が異なることを明らかにした。強親水性のナノ粒子が伝熱面に付着すると、滑らかで整然とした厚みをもつ堆積層を形成するため、HTC と CHF は悪化する。一方で、中親水性のナノ粒子が伝熱面に付着すると、粗く不規則

な堆積層を形成するため、HTC および CHF は大幅に増加することを報告した。

ナノ粒子の付着が HTC および CHF を増加させることに着目し、ナノ粒子の種類や濃度を変えて沸騰特性を実験的に評価する研究について、Akbari ら[59], Neto ら[60], 渡辺ら[61], Gouda ら[62]や Esfahani ら[63]がまとめている。CHF を評価した実験では、ベア面と比較して CHF は約 1.3～2.5 倍に向上することが述べられているが、HTC に関してはナノ粒子の堆積形態によって向上したり悪化したりと、どちらの実験結果も報告されていた。HTC が向上した要因は、ナノ粒子堆積層により接触角が変化し濡れ性が改善したと報告している[59,62]。一方で、ナノ粒子堆積層の厚みが大きいと、伝熱面の熱抵抗になるために HTC が悪化するとの報告もある[60,61,63]。特に、渡辺ら[61]は、堆積層を剥離させることで、HTC の悪化が緩やかになり、大部分を剥離させると伝熱面が不均一になることで HTC がベア面よりも向上すると報告した。

これらの先行研究によると、堆積物が伝熱面に堆積物が付着して HTC や CHF に大きな影響与えることがわかった。ただし、HTC が向上するか悪化するかは堆積物の種類や堆積形態によって異なるため、LLC を沸騰させた場合に堆積物の付着が沸騰性能にどのような影響を与えるか不明点が多いと考えられる。

Table 1-1 Short-term boiling experiments with adhesion of depositions.

Author	Fluid	Regime	Deposition
古性 [48-50]	LLC	Subcooled pool boiling	Unknown
	海水		No
上澤 [51,52]	NaCl solution	Saturated pool boiling	No
	Natural seawater		No
	Artificial seawater		CaSO ₄
上澤 [53]	Natural seawater	Saturated flow boiling	No
	Artificial seawater		CaSO ₄
Das [54]	Water Al ₂ O ₃ nano-fluids	Saturated pool boiling	Al ₂ O ₃
Bang[55]	Water Al ₂ O ₃ nano-fluids	Saturated pool boiling	Al ₂ O ₃
Kim [56]	Water TiO ₂ nano-fluids	Saturated pool boiling	TiO ₂
	Water Al ₂ O ₃ nano-fluids		Al ₂ O ₃
Kwark[57]	Water Al ₂ O ₃ nano-fluids	Saturated pool boiling	Al ₂ O ₃
Quan[58]	Water silica nano-fluids	Saturated pool boiling	Silica
Akbari[59]	Silver DZ nanocoolant	Saturated pool boiling	Silver nanoparticle
	Water Al ₂ O ₃ nano-fluids		Al ₂ O ₃
Neto[60]	Water Fe ₂ O ₃ nano-fluids	Saturated pool boiling	Fe ₂ O ₃
	Water CNTs nano-fluids		Carbon nanotubes
	Water TiO ₂ nano-fluids		TiO ₂
渡辺[61]	Water Al ₂ O ₃ nano-fluids	Saturated pool boiling	Al ₂ O ₃
	Water SiO ₂ nano-fluids		SiO ₂
Gouda[62]	Rhamnolipid solution	Saturated pool boiling	Biosurfactant
Esfahani[63]	Silver nano-fluids	Saturated pool boiling	Silver nanoparticle

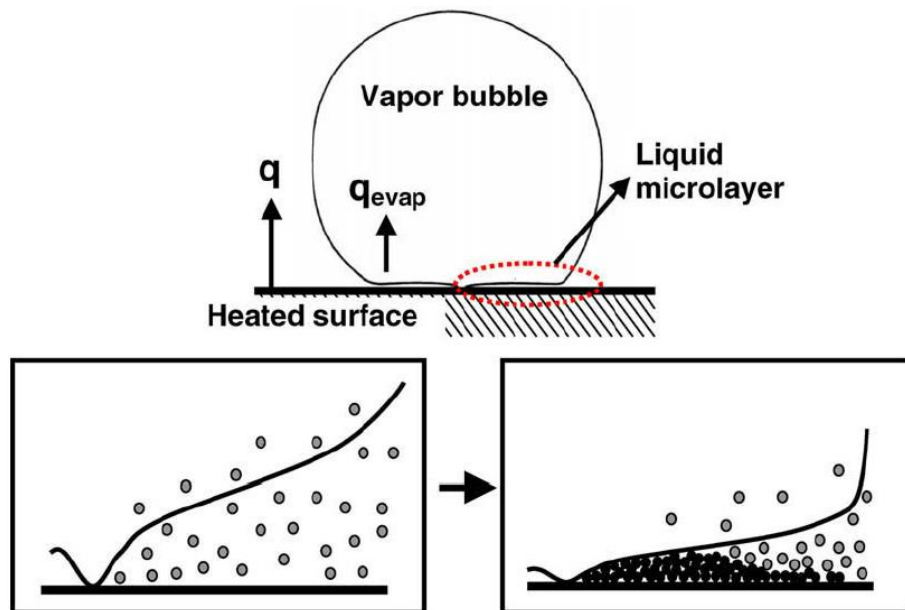


Figure 1-25. Mechanism of the particle deposition during the boiling process (microlayer evaporation). [57]

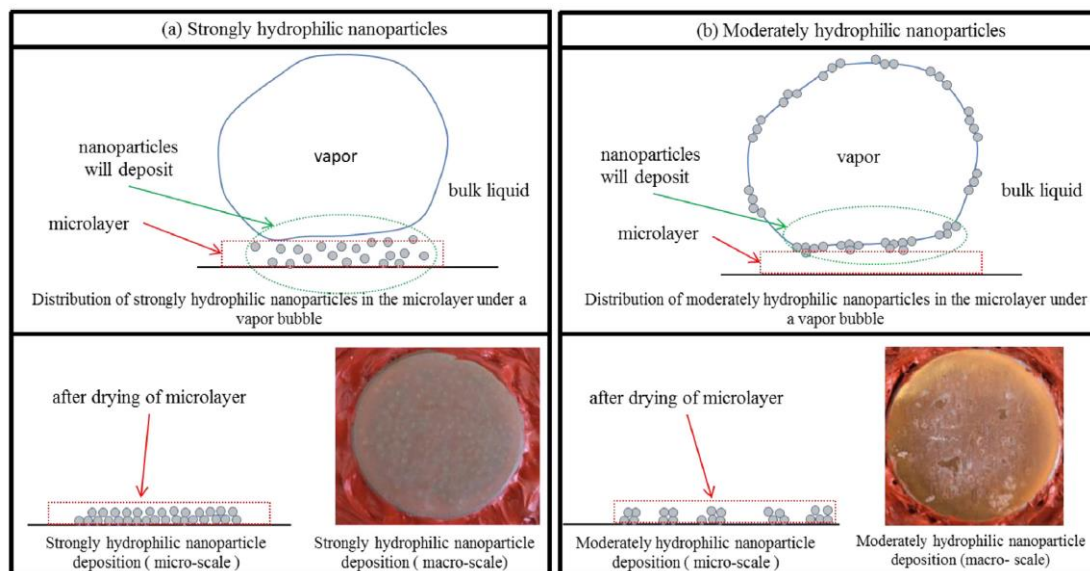


Figure 1-26. Distribution of nanoparticles with different wettabilities in nucleate boiling process resulted in different morphologies of their deposition on the heat transfer surface. [58]

1.2.3 堆積物の付着を伴う長期沸騰冷却

長期沸騰実験後に伝熱面に堆積物の付着が確認された事例を Table 1-2 に示す. LLC を長

期沸騰させて、伝熱面に付着する堆積物の時間変化に関する文献は見当たらなかった。長期沸騰実験においても、短期沸騰実験と同様に硫酸カルシウム水溶液とナノ流体がよく使われている。

Najibi ら[64]は、硫酸カルシウム水溶液に対して、硫酸カルシウム濃度、質量流束、液温度、伝熱面温度をパラメータとして、長期流動沸騰実験を行った。HTC の時間変化を測定することにより、 CaSO_4 の堆積を熱的に評価した。Figure 1-27 に示すように、HTC は特徴的な時間変化を示した。運転開始時に HTC が急激に低下し、その後、徐々に上昇するものの初期の HTC までは上昇（回復）せずに再び徐々に低下した。HTC が徐々に低下するまでの時間を遅延時間（delay time）と呼び、沸騰核の生成や堆積物の付着条件が安定化するまでに必要な時間と定義した。この遅延時間は、液温度と伝熱面温度によって、数秒から数時間まで変化すると報告した。

Esawy ら[65,66]は、硫酸カルシウム水溶液に対して、フィン付き伝熱管表面における CaSO_4 の堆積プロセスを、長期プール沸騰実験で評価した。Figure 1-28 に示すように、いくつかの熱流束条件について CaSO_4 堆積物を、ファウリング抵抗の時間変化で整理した結果、ファウリング抵抗は漸近的にそれぞれ一定値に近づくことを報告した。さらに、沸騰による CaSO_4 堆積物のファウリング抵抗は、沸騰核が実験ごとに変化するために再現性が低いという特徴があり、同じ熱流束条件だとしても Fig. 1-28 中の(2)と(5)および(3)と(4)に示すように最大で 40% の差があったと報告した。また、Fig. 1-29 に示すように、ファウリング抵抗が一定値に漸近する要因として、伝熱面温度が CaSO_4 の焼結温度を超えると緻密な堆積物層が形成されることを指摘した。焼結によって緻密な堆積物層が形成されると、液体と接触している堆積物表面温度が低下するため、沸騰気泡の数が減少し、堆積プロセスは漸近領域に達すると報告した[67]。

Peyghambarzadeh ら[68]は、硫酸カルシウム水溶液に対して、サブクール流動沸騰条件下での CaSO_4 堆積物のファウリング抵抗の増加に影響を与える要因分析を行った。流速、液温度、熱流束および硫酸カルシウム濃度をパラメータにタグチメソッドを適用した結果、流速の影響は小さく、硫酸カルシウム濃度の影響が最も大きいと報告した。さらに、実験開始後に HTC が向上する遅延時間[64]の観察を報告した。また、硫酸カルシウムと比較するためにアルミナ粒子を混ぜたナノ流体を同様の条件で実験し、堆積物のファウリング抵抗の時間変化を比較した。Figure 1-30 に示すように、伝熱面に結晶化して堆積した CaSO_4 のファウリング抵抗は 400 分間増加し続けたが、伝熱面に付着した Al_2O_3 のファウリング抵抗は 300 分後に漸近したことを報告した[69]。実験時間がほかの先行例よりも短いために、 CaSO_4 のファウリング抵抗は線形増加したと報告されているが、堆積物によって漸近するまでの時間が異なることは興味深い。

Dash ら[70]は、硫酸カルシウムのプール沸騰に対して、伝熱面から離脱する沸騰気泡を高速度カメラと赤外線カメラで同時測定することにより、Fig. 1-31 に示すように沸騰気泡が成長して伝熱面から離れるときに CaSO_4 が沸騰気泡の下でコーヒーリング状に結晶化して堆

積することを報告した。さらに、親水性表面と疎水性表面を交互に有するハイブリッド伝熱面を用いることで、堆積物の付着を抑制できることを報告した。

同様に、硫酸カルシウム水溶液で長期沸騰実験を行った Malayeri ら[71], Vosough ら[72] および Graham ら[72]の結果においても、実験開始後に HTC が向上（またはファウリング抵抗が減少）する遅延時間[64]が観察された後に、徐々に HTC が悪化（またはファウリング抵抗が上昇）していくことを報告した。加えて、伝熱面の条件と実験時間によって HTC が漸近することを報告した[71,73]。

Chaudhiri ら[74]は工業用水で長期沸騰実験を行い、同様に堆積物の影響によって HTC が低下して漸近することを報告している。ただし、実験プロットが数時間ごとであったため、遅延時間があったかどうかは不明であった。この他にも、Raghupathi ら[75]は人工海水の長期プール沸騰実験を実施し、伝熱面温度が時間とともに上昇していき 600 分以降はほぼ安定することを報告した。

HTC やファウリング抵抗の時間変化だけではなく、長期沸騰実験後の沸騰曲線を比較している先行例として、Moze ら[76]の研究がある。短期的な沸騰実験と液中曝露を 8 日間繰り返す長期的な断続沸騰実験を実施した結果、Fig. 1-32 に示すように沸騰曲線は一時的に高過熱度側へ遷移するものの、再び初期伝熱面時の沸騰曲線よりも低過熱度側へ遷移する（性能が向上する）ことを報告した。この要因は、実験を繰り返すことで伝熱面が酸化して濡れ性が向上したことにあると結論付けた。

これらの先行研究によると、硫酸カルシウムやナノ流体などの液体に対して長期的な沸騰実験を行った場合には、堆積物が伝熱面に付着して HTC に大きな影響与えることがわかった。さらに、遅延時間と呼ばれる HTC が一時的に向上する現象が見られたり、どのくらいの時間沸騰させると HTC が漸近したりするかについては、溶液や熱流束などの実験条件によるところが大きいと考えられる。従って、LLC を長期間沸騰させた場合に沸騰性能にどのような影響を与えるかを評価することは、冷却設計において非常に重要である。

Table 1-2 Long-term boiling experiments with adhesion of depositions.

Author	Fluid	Regime	Operating time	Deposition
Najibi [64]	CaSO ₄ solution	Subcooled flow boiling	1575 min (26.25 h)	Yes
Esawy [65]	CaSO ₄ solution	Saturated pool boiling	1400 min (23.33 h)	Yes
Esawy [66]	CaSO ₄ solution	Saturated pool boiling	200 h	Yes
Esawy [67]	CaSO ₄ solution	Saturated pool boiling	70 h	Yes
Peyghambarzadeh [68]	CaSO ₄ solution	Subcooled flow boiling	1000 min (16.67 h)	Yes
Peyghambarzadeh [69]	CaSO ₄ solution	Subcooled flow boiling	300 min(5 h)	Yes
	Al ₂ O ₃ nanoparticle	flow boiling	350 min(5.83 h)	Yes
Dash [70]	CaSO ₄ solution	Saturated pool boiling	90 min (1.5 h)	Yes
Malayeri [71]	CaSO ₄ solution	Saturated pool boiling	11000 min (183.33 h)	Yes
Vosough [72]	CaSO ₄ solution	Subcooled flow boiling	600 min (10 h)	Yes
Graham [73]	CaSO ₄ solution	Saturated pool boiling	450 min (7.5 h)	Yes
Chaudhiri [74]	Perchloroethylene Isopropyl acetate	Subcooled flow boiling	500 h	Yes
Raghupathi [75]	Artificial seawater	Saturated pool boiling	840 min (14 h)	Yes
Moze [76]	Distilled water (laser-textured copper surface)	Saturated pool boiling	Exposure to water : 167 h boiling : 50 h	Cu ₂ O formation

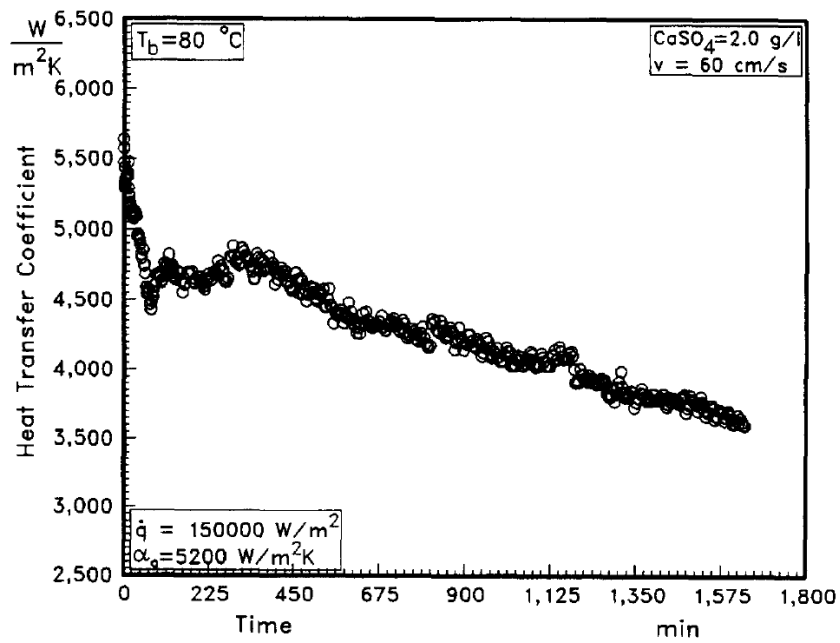


Figure 1-27. Typical variation of heat transfer coefficient with time [64]

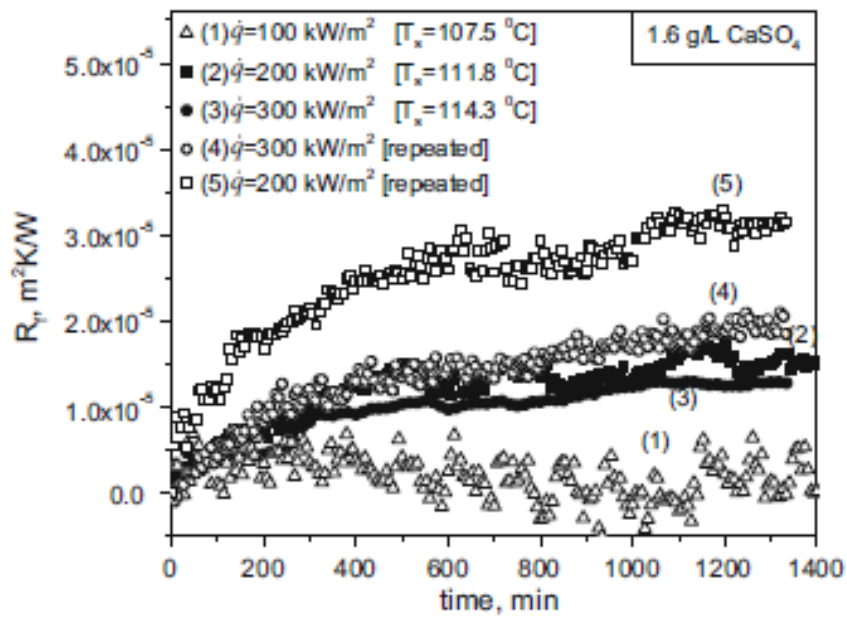


Figure 1-28. Typical variation of heat transfer coefficient with time [65]

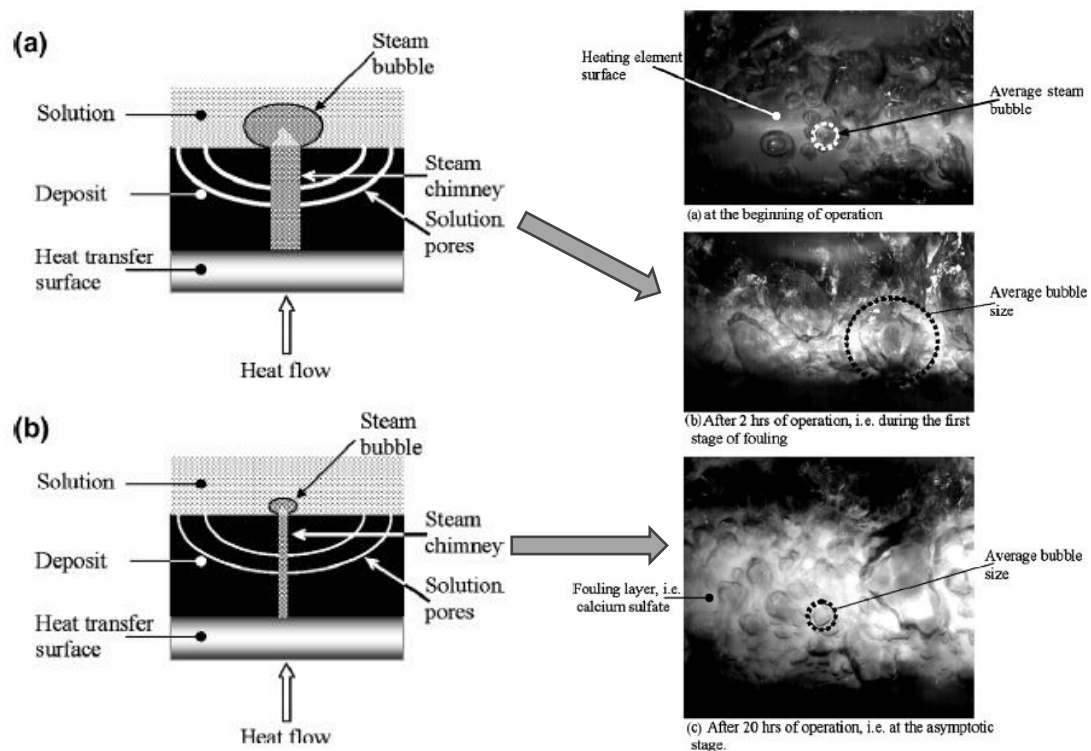


Figure 1-29. Typical variation of heat transfer coefficient with time [67]

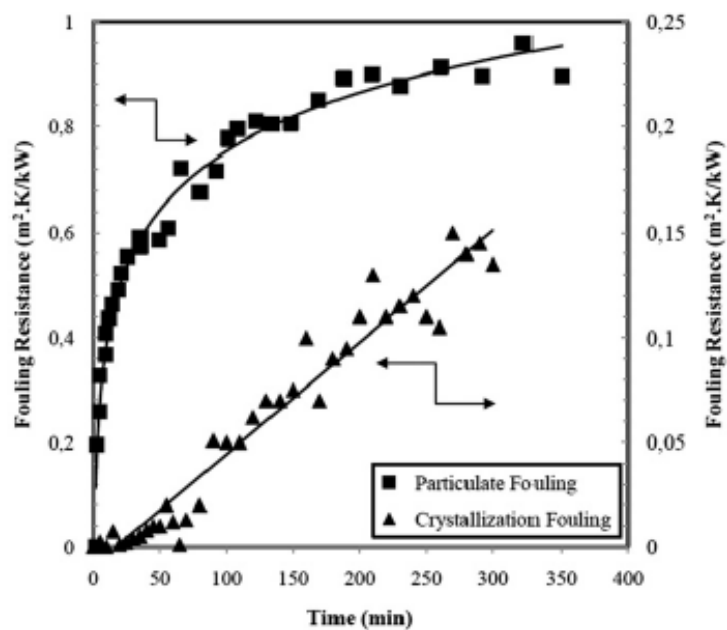


Figure 1-30. The comparison of asymptotic fouling resistance and linear fouling resistance in the two types of fouling under forced convection [69]

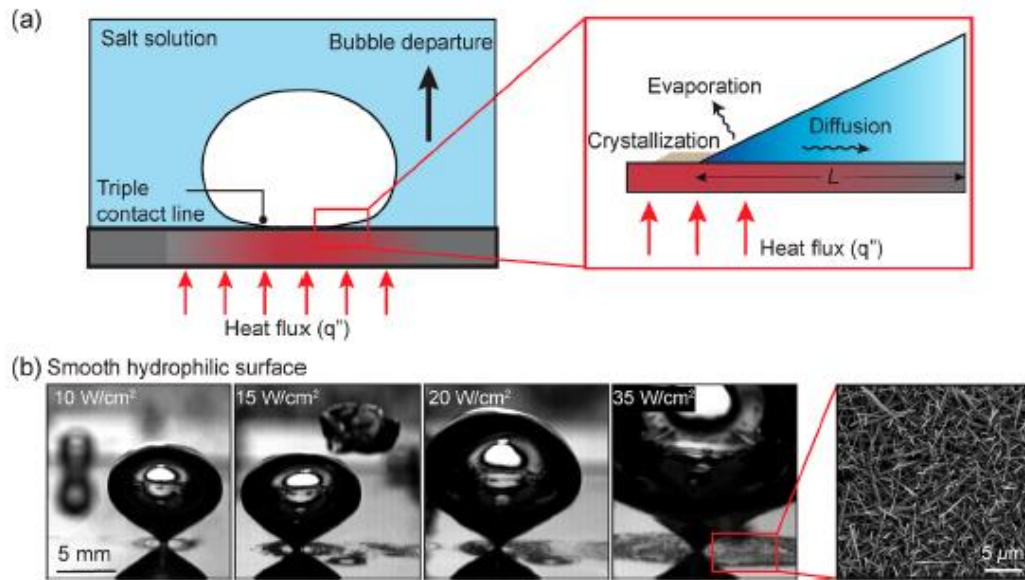


Figure 1-31. (a) Schematic of factors affecting scale formation during bubble evolution.
(b) Images of bubble departure as the heat flux is increased for the salt solution [70]

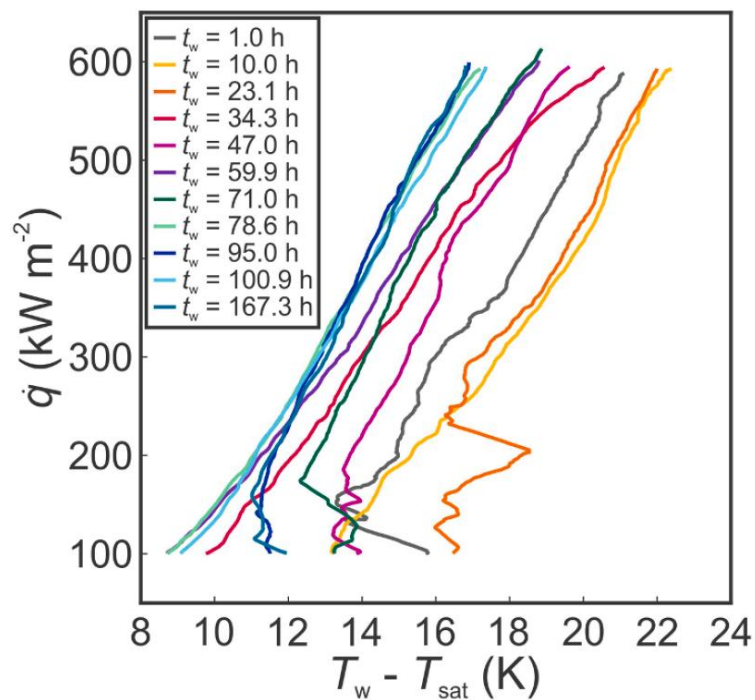


Figure 1-32. (a) Schematic of factors affecting scale formation during bubble evolution.
(b) Images of bubble departure as the heat flux is increased for the salt solution [70]

1.3 本研究の目的及び本論文の構成

カーボンニュートラルの実現に向けて、自動車の電動化は世界的に普及していくと予想される。それに伴って、電動化を支えるインバータの小型・高密度化と発熱密度の増加は今後も継続していくことから、インバータ内の電子機器が温度上昇して破壊したり熱暴走したりしないようにするための冷却技術の開発が求められている。

沸騰現象を利用した冷却技術は、相変化に伴う潜熱を利用している点から強制水冷式の冷却器を超える放熱性能が期待できる。さらに、伝熱面に多種多様な加工を施したり、フィン群と強制流動沸騰とを組み合わせたりすることで放熱性能を飛躍的に向上させることが可能であるため、様々な研究によって性能実証が進められている。

しかしながら、これらの研究結果を実製品に適用する場合には、いくつかの課題がある。フィン群を用いた強制流動沸騰に対する圧力損失モデルや熱伝達率モデルは、様々な形状のフィンを基盤配列や千鳥配列に並べた場合の実験データを整理した結果から導出した近似式であり、統一的な表記式がない。自動車用インバータの冷却には LLC (Long-life Coolant) と呼ばれる不凍液が用いられることが一般的であり、LLC を MEB (Microbubble Emission Boiling) が発生する条件で沸騰させると堆積物が伝熱面に堆積することが知られているが、堆積物の影響についての研究例がほとんどない。

また、現在製品化されている自動車用インバータの冷却器は、アルミニウムや銅を材料としているものが大部分を占めている。そのため、本研究ではアルミニウムと銅の両方の金属に対して、LLC を沸騰させることで伝熱面に付着する堆積物の影響を評価する。しかしながら、プール沸騰実験では伝熱ブロックが非常に高い温度で運用されるため、材料の耐熱性が課題になる。アルミニウムを用いた場合、 200°C を超えると機械強度が著しく低下することが知られている。したがって、高い熱流束で長期沸騰実験することは困難であることから、短期沸騰実験により堆積物付着の影響を評価する。一方で、銅を用いた場合、 300°C を超えると機械強度が著しく低下するが、高い熱伝導性能を有しているため、機械強度が低下するような温度条件になることはなく、多くの研究者が長期沸騰実験を行っている。そのため、長期沸騰実験による堆積物付着の影響は、銅伝熱面のみで評価する。

以上のことから、本研究では沸騰冷却を実製品に適用することを目的に、フィン群を用いた強制流動沸騰に対して、フィン群を充填層と捉えることで圧力損失モデルを、Ergun モデルをベースとした統一式で構築できるかを検証した。さらに、LLC を沸騰させることで伝熱面に付着する堆積物の影響を評価するために、プール沸騰体系において短期および長期の実験を行い、放熱性能への影響を明らかにした。最後に、LLC の液滴が高温になった伝熱面上で蒸発する場合における LLC の蒸発・沸騰様相を詳細に調べ、オーバーヒートなどのシステム異常時において LLC が濃縮された場合の問題点を明らかにした。

本論文の構成を述べる。まず 2 章では、単相および気液二相流の圧力損失を計測し、単相流計測によって修正した Ergun 式を Lipinski などの二相流モデルに適用した圧力損失の予測精度について検証した。3 章では、水平アルミニウム伝熱面を用いた短期プール沸騰実験

を行い，LLC の沸騰曲線予測式および伝熱面に付着した堆積物を評価した．続いて 4 章では，垂直銅伝熱面を用いた長期プール沸騰実験を行い堆積物が付着する過程を議論するとともに，伝熱面をコーティングすることで堆積物の付着を抑制できるかについて報告する．5 章では，濃緑色で沸騰様相が可視化しにくい LLC に対して，液滴を高温伝熱面上で蒸発させることで，LLC の蒸発・沸騰様相を可視化した結果について報告する．最後に 6 章で本論文の結論を述べる．

第2章 フィン群による強制流動沸騰冷却の検討

2.1 序論

インバータの小型・高密度化と発熱密度の増加が継続していく状況において、高い放熱性能を有する冷却器が求められている。次世代冷却器に適用する技術の1つとして、伝熱面上に設置したフィンによる伝熱面積拡大効果と沸騰熱伝達の両者の長所を活かせるフィン群の流動沸騰冷却が提案されている。しかしながら、1章で述べたように、フィン群を用いた強制流動沸騰に対する圧力損失モデルや熱伝達率モデルは、様々な形状のフィンを基盤配列や千鳥配列に並べた場合の実験データを整理した結果から導出した近似式であり、統一的な表記式がない。そのため、実用化を視野に入れた場合に冷却器の性能試算が困難であり、インバータの発熱密度や冷却器の取り付け条件が変わるたびに試作評価しなければならないという課題が生じる。

そこで本章では、フィン群の強制流動沸騰冷却における圧力損失と熱伝達率の予測モデルを構築することを目的とし、圧力損失と沸騰曲線の実験結果と予測モデルの比較評価を行う。フィン群を充填層に見立て、球充填層内単相流の圧力損失モデルである Ergun モデルと比較し、単相流の結果を予測できる修正 Ergun モデルを提案する。次に、修正 Ergun モデルを気液二相流の圧力損失モデルである Lipinski モデルに代入し、実験で得られた圧力損失と比較する。その後、沸騰曲線の実験結果に対して、強制対流域の熱伝達特性および強制流動沸騰域の熱伝達特性を予測する様々なモデルを比較し、実験結果に最も合うモデルを判別する。

2.2 実験装置及び方法

2.2.1 実験装置

Figure 2-1 に、本実験に用いた実験装置の概略図を示す。本装置は、ポンプ、予熱器、気液分離器および熱交換器から構成されており、これに試験部を接続することで作動流体が循環する。また、試験部で加熱された流体は熱交換器で冷却し、そのための冷却水がクーリングタワーから熱交換器に供給される。作動流体にはイオン交換水を用い、流体の温度は予熱器によって調節し、試験部の出入口部に取り付けられた熱電対で温度を測定した。試験部には、後述する圧力損失実験用の流路と沸騰実験用の流路を接続した。なお、試験部に供給される液流量はクランプオン式流量センサ（KEYENCE, FD-Q10）を用いて測定した。

Figure 2-2 に、気液二相流の圧力損失実験に用いた流路の概略図を示す。流路は、幅 30 mm、奥行き 795 mm、高さ 8 mm の水平矩形形状である。流路の底部はステンレス製で、上部は内部の流動の様相を可視化できるように透明のポリカーボネート板となっている。フィン間の圧力損失を計測するために設置した差圧計のポートはフィン部分の中心から前後 110 mm の位置に設置した。水（液相）は流路底部に設置した入口から流入し、ヒートシンクを

通過して流路上部に設置した出口から流出する。ガス（気相）はコンプレッサーを用いて加圧した空気を流路に注入するため、流路底部に 3 つの吹込み孔を設置した。ガスの流量計（HORIBA, MF-FPNH08-100-AI-ANVN）は、ガス流量を調節することができるニードル弁一体型である。吹込み孔上部に流路を埋めるように樹脂製の多孔スポンジを挿入して、液相と気相を混合・整流する。

Figure 2-3 に、フィン付きヒートシンクの写真を示す。また Fig. 2-4 に、フィン付きヒートシンクの詳細を示す。フィンがアルミニウム製であり、ベース板面積は $65 \times 30 \text{ mm}^2$ の矩形形状とした。フィンは正方形の角柱ピンフィンを採用し、フィン幅 2 mm、フィンピッチ 4 mm、フィン高さ 8 mm とした。フィンは基盤配列とし、その数は 7 行 16 列の合計 112 本である。

Figure 2-5 に、フィンのパラメータスタディに対応するために、ベース板がアルミニウム製でフィン部がアクリル製のフィン付きヒートシンクを示す。ベース面積、フィン高さ、フィン数および同列内のフィンピッチは、Fig. 2-4 に示したヒートシンクと同じ構造とし、フィン形状を直径 2 mm の円柱とした。基盤配列とフィンのオフセットが異なる 4 種類の千鳥配列の計 5 種類のフィン付きヒートシンクを用意した。フィンのオフセットをフィン間距離（=2 mm）で規格化し、それぞれのフィン付きヒートシンクの名称とした。Table 2-1 および Fig. 2-6 に、フィン付きヒートシンクの名称および構造を示す。

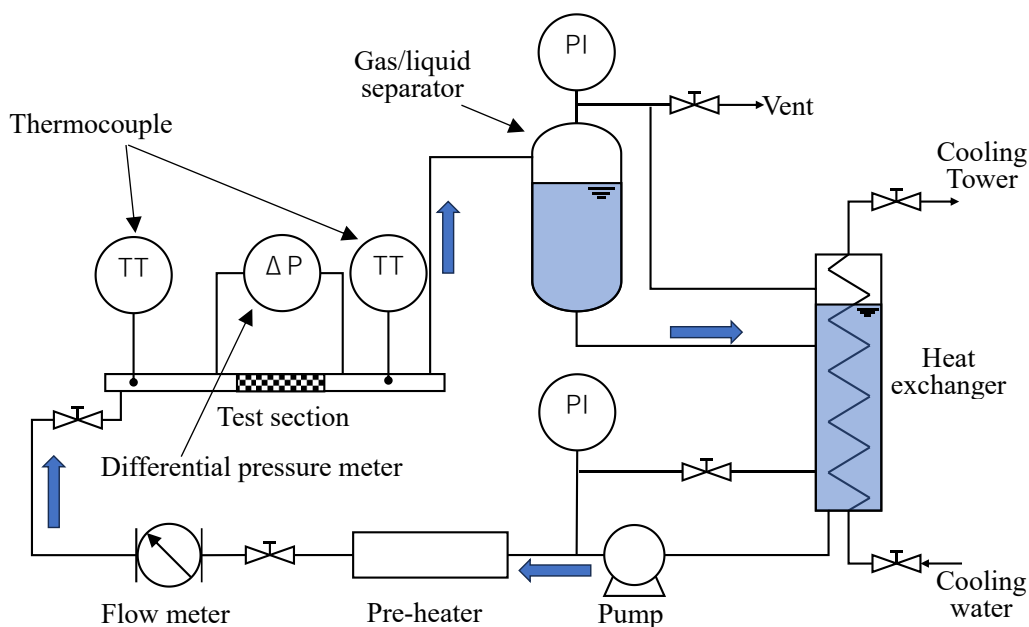
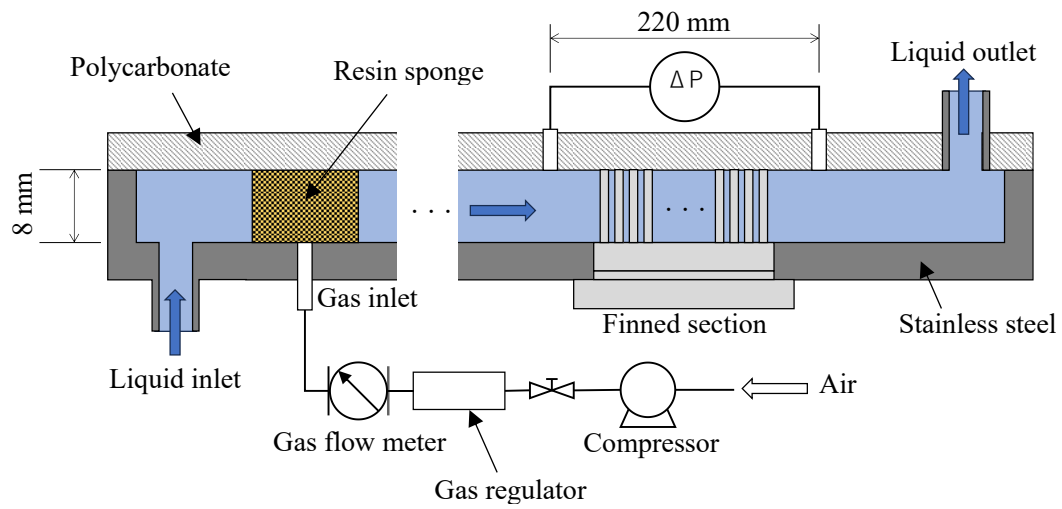
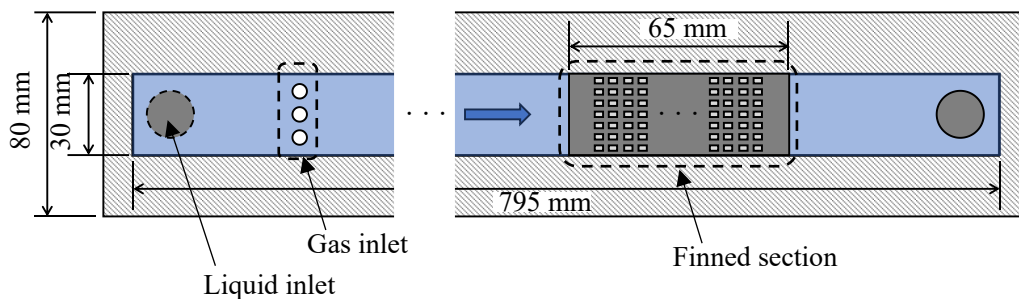


Figure 2-1. Experimental apparatus



(a) Side view of test section



(b) Top view of test section

Figure 2-2. Test section used for measurement of two-phase flow pressure drop

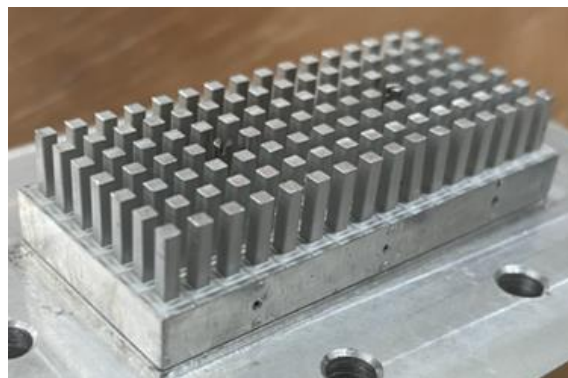
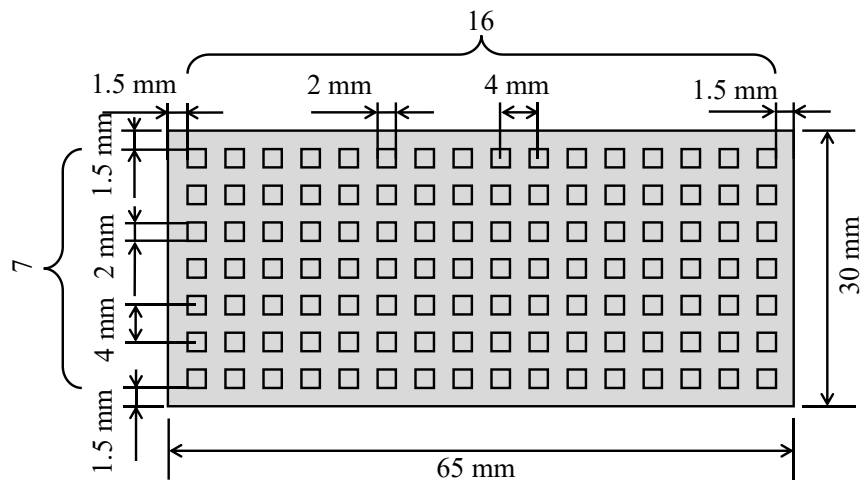
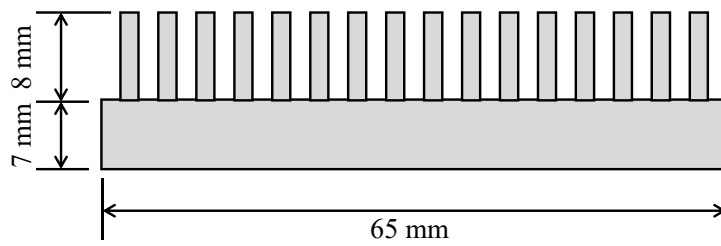


Figure 2-3. Photo of finned heatsink



(a) Top view of finned heatsink



(b) Side view of finned heatsink

Figure 2-4. Detail of finned heatsink

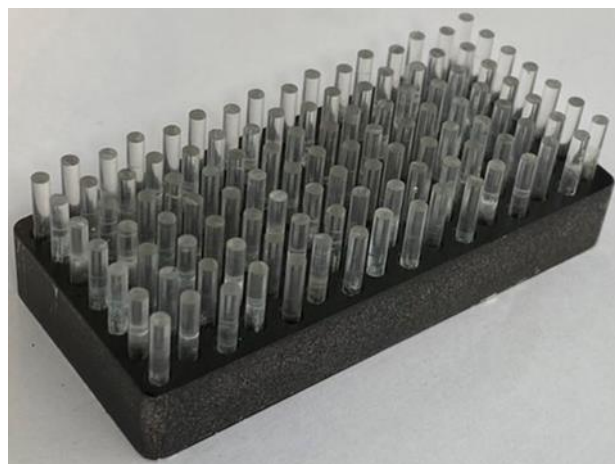
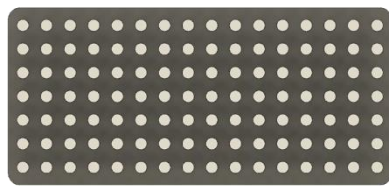


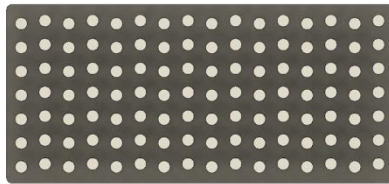
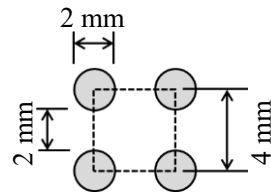
Figure 2-5. Photo of finned heatsink

Table 2-1 Names of fin layout and normalization of offset dimensions.

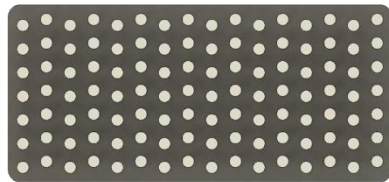
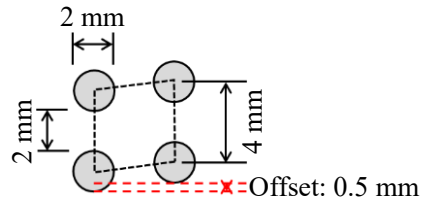
Name	Offset [mm]	Normalized value
Square	0	0
1/4 staggered	0.5	0.25 (1/4)
1/2 staggered	1.0	0.5 (1/2)
3/4 staggered	1.5	0.75 (3/4)
Staggered	2.0	1



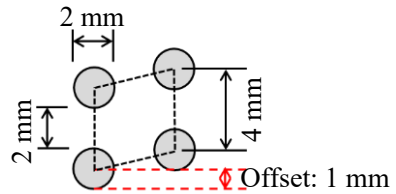
(a) Square



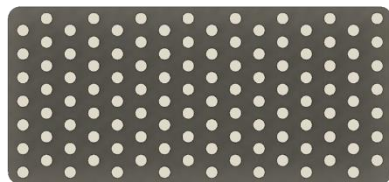
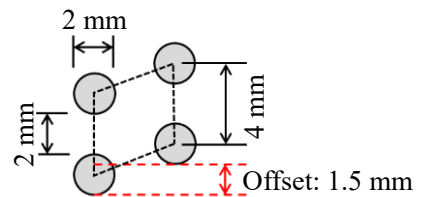
(b) 1/4 staggered



(c) 1/2 staggered



(d) 3/4 staggered



(e) Staggered

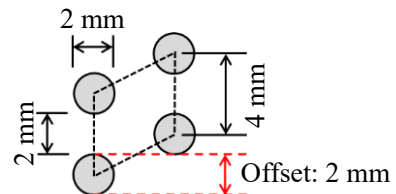


Figure 2-6. Detail of finned heatsink

Figure 2-7 に、フィン管圧力損失の評価方法についての概略図を示す。前述したように、フィン出入口での逆流の影響を考慮して、差圧計のポートはヒートシンク中心から前後 110 mm の位置に設置しているため、Eq.(2-1)に示すように測定した圧力損失は矩形流路を含む合計値 ΔP_{fin} になる。気相がフィン部を通過し、フィン部で気泡の合体・分裂が生じる可能性があるため、 ΔP_1 と ΔP_3 を精度良く計測することは困難である。さらに、フィン部の圧力損失 ΔP_2 は ΔP_1 と ΔP_3 と比較して非常に大きいので、フィン前後の圧力損失($\Delta P_1 + \Delta P_3$)を無視し、差圧計の測定値をフィン部の圧力損失とした。なお、各部の長さは $L = 220$ mm、 $L_1 = L_3 = 77.5$ mm、 $L_2 = L_{finned} = 65$ mmである。

$$\Delta P_{fin} = \Delta P_2 + \Delta P_1 + \Delta P_3 \quad (2.1)$$

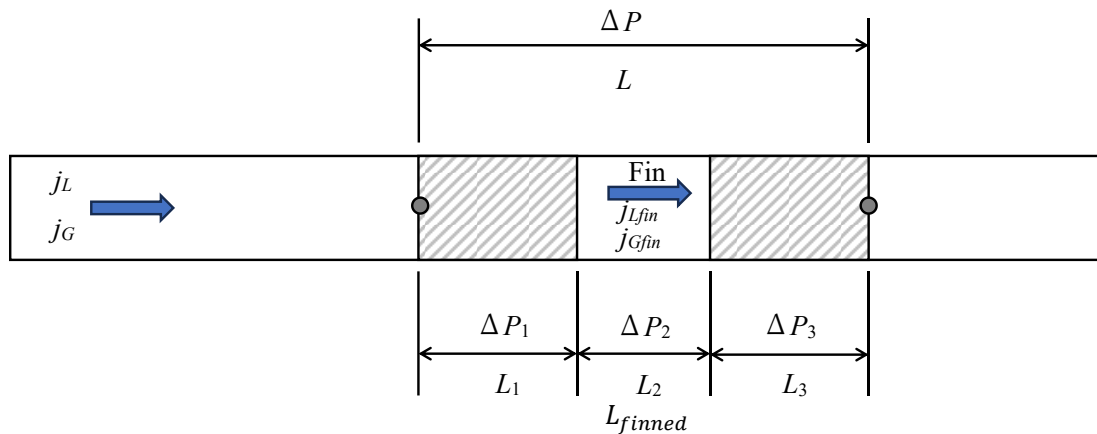


Figure 2-7. Schematic of pressure drop calculation for fin section

Figure 2-8 に、沸騰実験に用いた流路の概略図を示す。流路は、圧力損失用の実験装置と同じ幅 30 mm、奥行き 795 mm、高さ 8 mm の水平矩形形状である。流路の底部はステンレス製で、上部は内部の流動様相を可視化できるように透明のポリカーボネート板となっている。本実験装置は、吹込み孔はないが圧力損失用の実験装置と同じ位置に、整流用の樹脂製多孔スポンジを、流路を埋めるように挿入した。沸騰実験では、ヒートシンクの下にヒータを取り付けた銅ブロックを設置し、ヒートシンク底面を加熱する。Figure 2-9 に、銅ブロックの構造を示す。ヒートシンクのベース板と同じ寸法の伝熱部とカートリッジヒータ挿入部の 2 つの部位で構成されており、間が四角錐台形状になっている。伝熱部は 65 mm×30 mm×16 mm で、カートリッジヒータ挿入部は 140 mm×65 mm×101 mm で、底面から 15 本のカートリッジヒータ（最大出力 560 W/本）を挿入した。

Figure 2-10 に、沸騰実験に用いたフィン付きヒートシンクの詳細を示す。フィン付きヒータ

トシンクは、アルミニウム製ヒートシンクのみを使用した。ヒートシンクの側面に直径 0.6 mm、深さ 15 mm の穴を液の流れ方向に 3 つ（赤）用意し、K 型熱電対を挿入してヒートシンクの中心温度を測定する。赤で示した熱電対の反対側に同じサイズの穴を 6 つ（黒）用意し、K 型熱電対を挿入して、フィン表面から深さ 1 mm と 6 mm の位置で液の流れ方向に 3 点の温度差を測定する。また、比較用に平滑面の熱伝達率を測定するために、同じベース板サイズのフィンなしヒートシンクを用いて実験した。

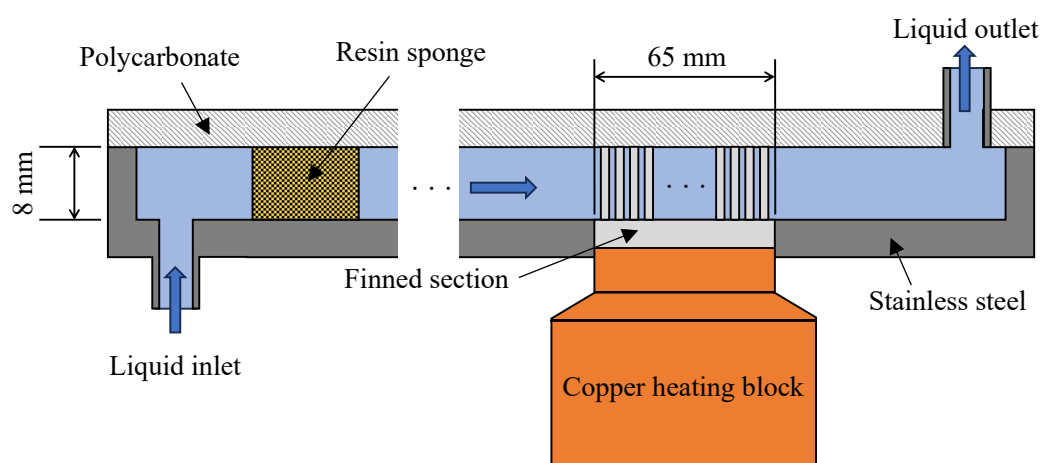


Figure 2-8. Test section used for measurement of boiling heat transfer

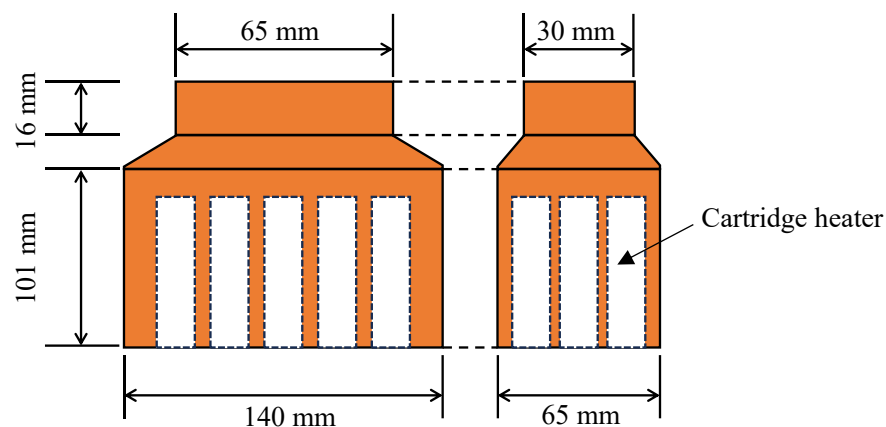


Figure 2-9. Detail of copper block

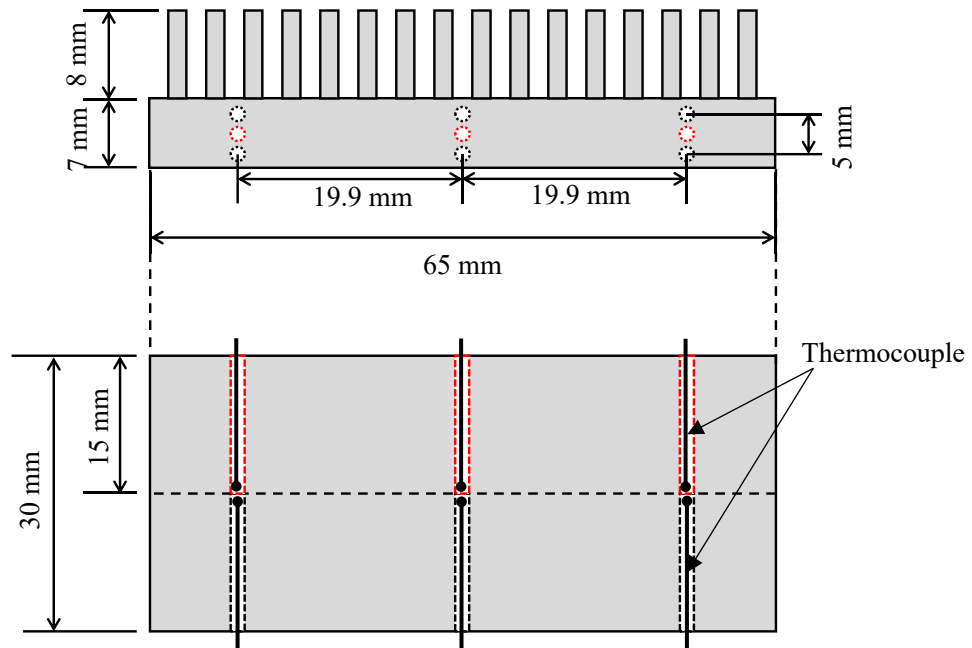


Figure 2-10. Detail of finned heatsink used in boiling experiments (Side view and Bottom view)

2.2.2 PIV 計測

液単相流において PIV (Particle Image Velocimetry : 粒子画像流速測定法) を用いてフィン配置による流れ場の違いを可視化した。Figure 2-11 に、PIV 計測の概略図を示す。フィン上部の真上に高速度カメラ (Photron, FASTCAM Mini AX50) を設置し、フィン部の流れを可視化した。光源にはグリーンレーザー光 (発振波長 532 nm, 定格入力 1 W), トレーサ粒子には平均粒子径 30 μm のナイロン粒子 (ARKEMA, ORGASOL2002 ES3 NAT3) を粒子濃度 100 mg/L に調整して使用した。

撮影時は、フィン高さ方向の中心部にレーザー光を照射し、配置の異なる 5 種類のフィン付きヒートシンクに対して、様々な領域で PIV 計測を行った。撮影条件は、フレームレート 10000 fps, シャッタースピード 1/25000 s, 解像度 384 $\times$ 384 pixels とした。

得られた画像は, Thielicke ら[77]が開発したデジタル粒子画像流速測定法ツール「PIVlab」を使用して解析した。

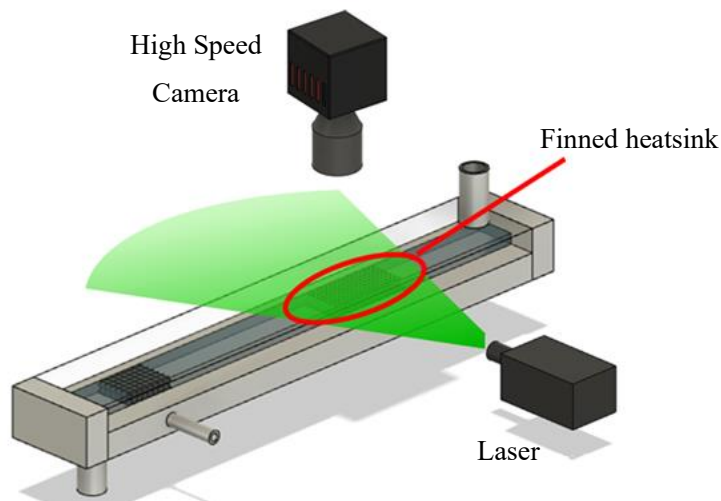
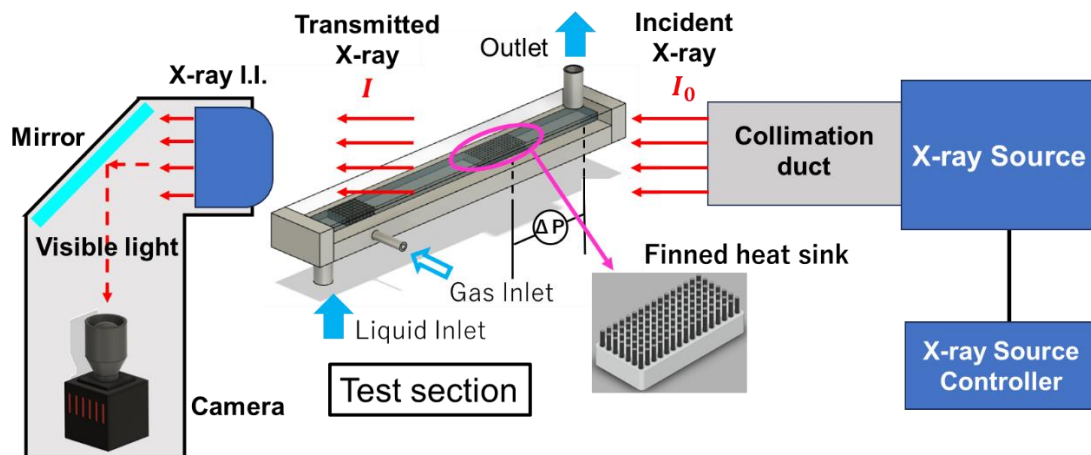


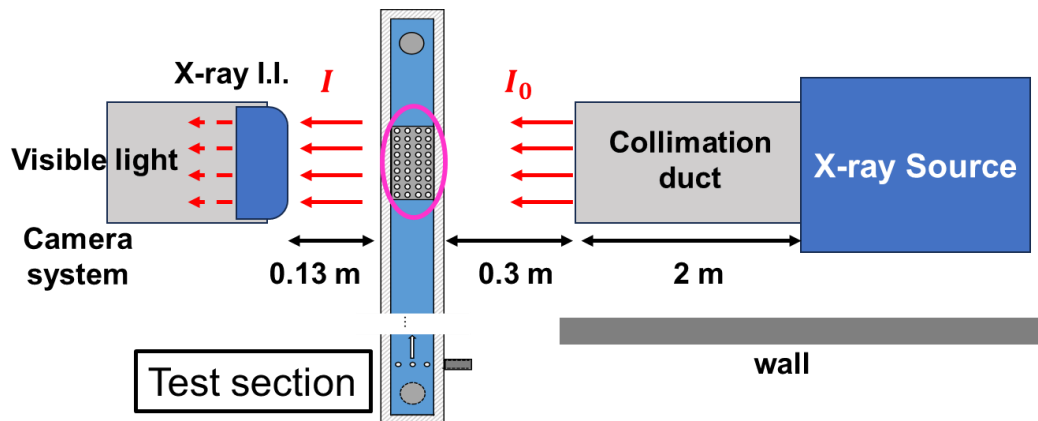
Figure 2-11. Schematic diagram of PIV

2.2.3 X 線ラジオグラフィ

気液二相流において X 線ラジオグラフィを用いてフィン部のボイド率計測を行った。Figure 2-12 に、X 線ラジオグラフィの概略図を示す。実験の線源には、X 線ジェネレータ (Toreck, TRIX-150WE) を使用した。本実験において、X 線装置の管電圧は 120 kV、管電流は 2.4 mA とした。X 線ビームが、長さ 2 m のダクトによって平行化されて気液二相流実験装置のフィン部 (試験部) に照射される。その後、透過 X 線による信号を増幅する X 線イメージインテンシファイア (Tohshiba, E5877CS-P1K, 通称 : X 線 I.I.) によって可視光に変換される。変換された可視光はミラーによって反射され、高速度カメラ (Photron, FASTCAM Mini AX50) によって透過像が得られるようになっている。透過 X 線による信号を増幅できる X 線 I.I.を用いることで、計測時間の短縮できるため、より多くの流動条件で実験が可能となる。本実験では、流れが定常状態になったのち、撮影条件をフレームレート 500 fps, シャッタースピード 1/frame に設定し、10 秒間撮影した。



(a) Overview of X-ray radiography system



(b) Top view of test section

Figure 2-12. Schematic diagram of X-ray radiography system

2.3 フィン間圧力損失のモデル化

2.3.1 Ergun モデル

Ergun は球充填層内单相流の圧力損失を予測する半経験式である Ergun モデルを提案し、充填層の空隙率をモデルに取り入れた[78]. Figure 2-13 に示すように、Ogino ら[79]は、岩盤に生じた亀裂内を流れる水の圧力損失をスリット状矩形流路に球形粒子が充填されているとみなして、実験結果を Ergun モデルでフィッティングした修正 Ergun モデルを提案した. ほかにも、Kofu ら[80]は非球形粒子に対して修正 Ergun 式を提案した. ここでは同様に、フィン付きヒートシンクを矩形流路に充填された空隙率の大きい非球形粒子とみなして、圧力損失の実験結果と Ergun モデルを比較する.

Eq. (2.2)に Ergun モデルを示す. モデルの右辺第一項は重力項、第二項は粘性項、第三項は慣性項を表している. なお、本実験装置は水平矩形流路であるため、第一項の重力項は 0

となる.

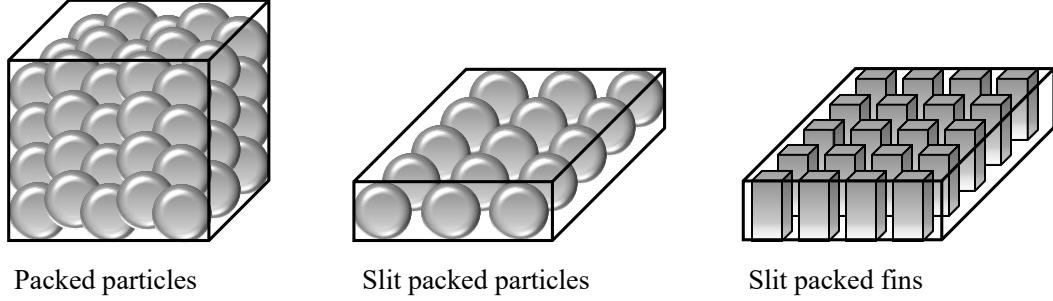


Figure 2-13. Various packed bed system

$$\frac{\Delta P}{L} = \rho g + \frac{150(1 - \varepsilon)^2 \mu u}{\varepsilon^3 d_p^2} + \frac{1.75(1 - \varepsilon) \rho u^2}{\varepsilon^3 d_p} \quad (2.2)$$

ここで、 ΔP は測定部の圧力損失、 L は圧力損失測定部長さ、 ρ は流体密度、 g は重力加速度、 μ は流体粘性係数、 u は流体見かけ速度、 ε は空隙率、 d_p は球径である。

フィン付きヒートシンクの流れ方向長さを L_{finned} とし、矩形流路の見かけ速度 u_{in} を Eq. (2.3)に示す入口断面流速とする。空隙率 ε を Eq. (2.4)、粒子径に変わるフィン等価直径 D_{fin} を Eq. (2.5)でそれぞれ定義する。

$$u_{in} = \frac{Q_L}{A_{in}} \times \frac{1}{1000 \cdot 60} \quad (2.3)$$

$$\varepsilon = \frac{A_\varepsilon}{A_{unit}} \quad (2.4)$$

$$D_{fin} = \frac{4A_s}{C_{fin}} \quad (2.5)$$

ここで、 Q_L は流量、 A_{in} は矩形流路の断面積、 A_ε は Fig. 2-14 に示す四つのフィンの一つの最小単位と考えた時の空隙部面積、 A_{unit} は最小の単位面積、 A_s はフィン断面積、 C_{fin} はフィン周長である。今回検討したフィン付きヒートシンクにおいて、アルミニウム製フィンは空隙率 $\varepsilon = 0.75$ 、等価直径 $D_{fin} = 2.0 \text{ mm}$ であり、アクリル製フィンは空隙率 $\varepsilon = 0.80$ 、等価直径 $D_{fin} = 2.0 \text{ mm}$ である。

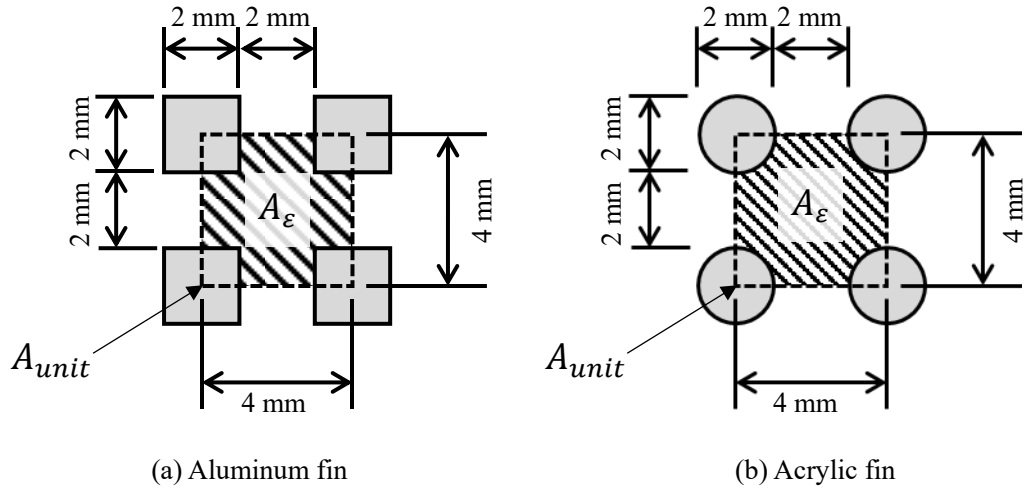


Figure 2-14. Minimum unit part of the fin array

Figure 2-15 に、水温 30°C 一定，矩形流路の見かけ速度 $u_{in} = 0.07 \sim 0.82$ m/s ($Re = 1170 \sim 12960$) の条件における単相流の圧力損失実験結果を示す．図中のプロットが実験値，実線が Ergun モデルに Eq. (2.3)～(2.5)を代入した計算値である．見かけ速度に対する圧力損失の増加傾向は定性的に一致しているが，計算値は実験値を 10 倍程度過大評価していることがわかる．これは，Ergun モデルが球充填層を対象にモデル化しているためであり，先行例[79,80]と同様にフィン付きヒートシンクに対しても適切な補正を行う必要があることを示している．そこで，Ergun モデルの粘性項と慣性項の係数をパラメータとして，Origin Lab を用いてフィッティングして補正した Eq. (2.6)を導出した．

$$\frac{\Delta P}{L_{finned}} = \rho g + \frac{101(1 - \varepsilon)^2 \mu u_{in}}{\varepsilon^3 D_{fin}^2} + \frac{0.1547(1 - \varepsilon) \rho u_{in}^2}{\varepsilon^3 D_{fin}} \quad (2.6)$$

図中に示す破線は Eq. (2.6)において，第一項の重力項を 0 とした計算値であり，実験値とよく一致している．Eq. (2.6)の導出において，粘性項と慣性項の係数が Ergun モデル(2.2)よりも小さくなった要因は，一般的な密な充填層と比較して空隙率が大きい点であると考えられる．したがって，球充填層以外の圧力損失を計算するためには，空隙率を考慮して Ergun モデルの粘性項および慣性項の係数を補正する必要があることを意味する．このように各項の係数を補正することは，空隙率をパラメータとして実験結果を整理した Ogino ら[79]のスリット状充填層の研究結果からも妥当であると考えられる．

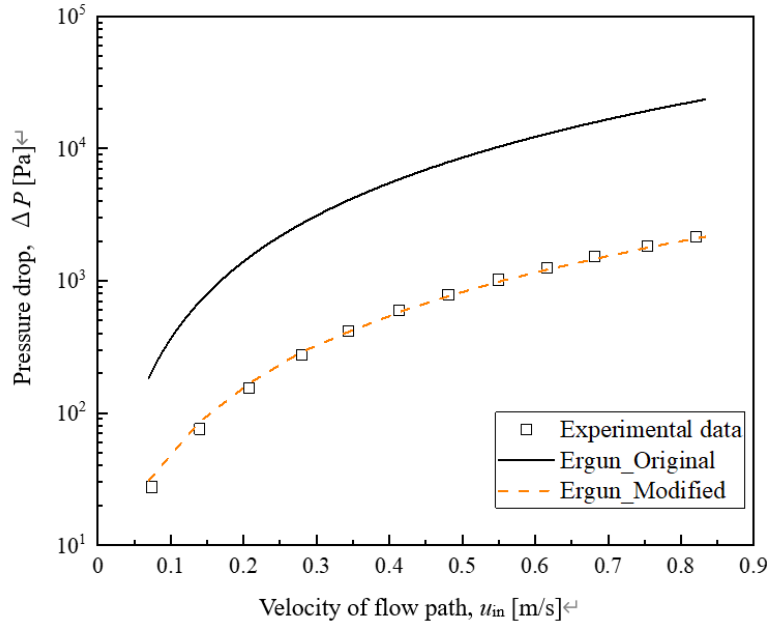


Figure 2-15. Pressure drop of single-phase flow

2.3.2 Lipinski モデル

Lipinski モデル[81]は、Ergun モデルを気液二相流に拡張したモデルであり、Eq. (2.7)と Eq. (2.8)のように、液相および気相に対してそれぞれ Ergun モデルを適用することで得られる。なお、Eq. (2.7)、Eq. (2.8)に示すように、以下の計算では、粘性項と慣性項の係数は Eq. (2.6)で求めた値を適用している。

$$\frac{\Delta P_L}{L_{finned}} = \rho_L g + \frac{101(1-\varepsilon)^2 \mu_L j_L}{k_L \varepsilon^3 D_{fin}^2} + \frac{0.1547(1-\varepsilon) \rho_L j_L^2}{\eta_L \varepsilon^3 D_{fin}} - \frac{F_i}{1-\alpha} \quad (2.7)$$

$$\frac{\Delta P_G}{L_{finned}} = \rho_G g + \frac{101(1-\varepsilon)^2 \mu_G j_G}{k_G \varepsilon^3 D_{fin}^2} + \frac{0.1547(1-\varepsilon) \rho_G j_G^2}{\eta_G \varepsilon^3 D_{fin}} + \frac{F_i}{\alpha} \quad (2.8)$$

ここで、添え字 L と G はそれぞれ液相と気相を表している。 j は液相および気相の見かけ速度、 k と η はそれぞれ相対浸透率と相対透過率を表し、流路内気液両相が共存する効果を表すために導入された変数である。 k と η はどちらも二相流のボイド率 α に依存するパラメータとされており、各研究者が異なる式を提案している。 F_i は液相と気相に働く界面抗力を表しており、界面抗力項についても各研究者が異なる式を提案している。

Table 2-2 に、Li ら[82]がまとめた相対浸透率 k 、相対透過率 η の計算式および界面抗力の有無を示す。Table 2-2 に示した Lipinski, Reed[83], Hu & Theofanous[84]および Schulenberg &

Müller[85]が提案する k と η はすべての流動様式に対して一意に適用されるが、Tung & Dhir[86]および Schmidt[87]が提案する k と η は流動様式によって式が異なる。特に、Lipinski, Reed および Hu & Theofanous の液相の相対浸透率 k_L はすべて $(1 - \alpha)^3$ で与えられ、気相の相対浸透率 k_G はすべて α^3 で与えられる。一方で、液相の相対透過率 η_L と気相の相対透過率 η_G の乗数のみが異なる。Schulenberg & Müller は Reed の条件に近いが、気相の相対透過率 η_G がボイド率で場合分けされている。Schmidt は Tung & Dhir の条件を改良したモデルであるため、 k と η は同様の式形態をとるが乗数が異なっている。また、Lipinski, Reed, および Hu & Theofanous が提案するモデルは界面抗力項を考慮しておらず、Schulenberg & Müller, Tung & Dhir および Schmidt が提案するモデルは界面抗力項を考慮したモデルである。

Table 2-2 Summary of the various models and parameters applied to the Lipinski model[82].

Models	Flow patterns	k_L	η_L	k_G	η_G	F_i
Lipinski (1981)	All	$(1 - \alpha)^3$	$(1 - \alpha)^3$	α^3	α^3	×
Reed (1982)	All	$(1 - \alpha)^3$	$(1 - \alpha)^5$	α^3	α^5	×
Hu & Theofanous (1991)	All	$(1 - \alpha)^3$	$(1 - \alpha)^6$	α^3	α^6	×
Schulenberg & Müller (1987)	All	$(1 - \alpha)^3$	$(1 - \alpha)^5$	α^3	$\alpha^6, \alpha > 0.3$ $0.1\alpha^4, \alpha < 0.3$	○
Tung & Dhir (1988)	Bubble and slug flow	$(1 - \alpha)^4$	$(1 - \alpha)^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{4}{3}} \alpha^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{2}{3}} \alpha^4$	○
	Annular flow	$(1 - \alpha)^4$	$(1 - \alpha)^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{4}{3}} \alpha^3$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{2}{3}} \alpha^3$	
	Bubble to slug flow	$(1 - \alpha)^4$	$(1 - \alpha)^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{4}{3}} \alpha^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{2}{3}} \alpha^4$	
	Slug to annular flow	$(1 - \alpha)^4$	$(1 - \alpha)^4$	$\frac{\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{4}{3}} \alpha^2}{\omega + (1 - \omega)/\alpha}$	$\frac{\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{2}{3}} \alpha^2}{\omega + (1 - \omega)/\alpha}$	
Schmidt (2007)	Bubble and slug flow	$(1 - \alpha)^4$	$(1 - \alpha)^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{4}{3}} \alpha^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{2}{3}} \alpha^4$	○
	Annular flow	$(1 - \alpha)^4$	$(1 - \alpha)^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{4}{3}} \alpha^3$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{2}{3}} \alpha^3$	
	Bubble to slug flow	$(1 - \alpha)^4$	$(1 - \alpha)^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{4}{3}} \alpha^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{2}{3}} \alpha^4$	
	Slug to annular flow	$(1 - \alpha)^4$	$(1 - \alpha)^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{4}{3}} \alpha^4$	$\left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha}\right)^{\frac{2}{3}} \alpha^4$	

気液二相流の圧力損失を計算するために、フィン間を流れる気相と液相の見かけ速度を定義する。矩形流路の気相と液相の見かけ速度はそれぞれ j_G , j_L で表し、フィン間の気相と液相の見かけ速度はそれぞれ j_{Gfin} , j_{Lfin} で表す。Eq. (2.9)と Eq. (2.10)に矩形流とフィン間の液相における見かけ速度の計算式を示す。今回のフィン付きヒートシンクは、基盤配列のピ

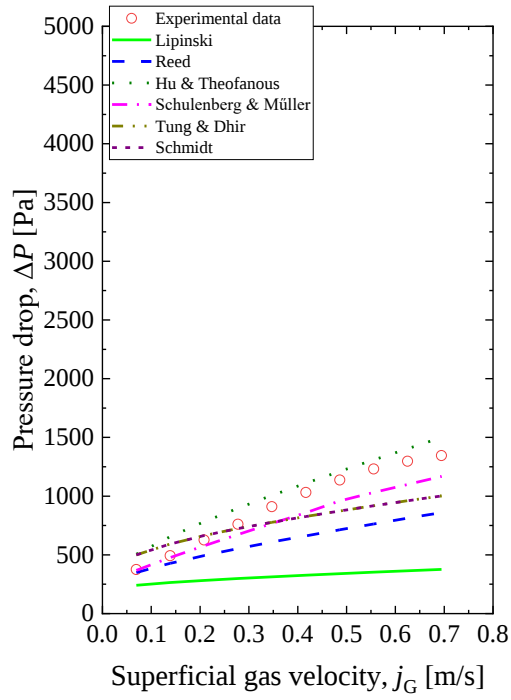
ンフィンを採用しているため、厳密には流れ方向のフィン間は矩形流路断面となる。しかしながら、一般的なピンフィンと同様にピン間の最小隙間流速を見かけ速度に用いた。なお、気相における見かけ速度の計算方法も液相の計算方法と同様である。ここで、 A_h は流れ方向に対するフィンの投影面積を表している。

$$j_L = \frac{Q_L}{A_{in}} \times \frac{1}{1000 \cdot 60} \quad (2.9)$$

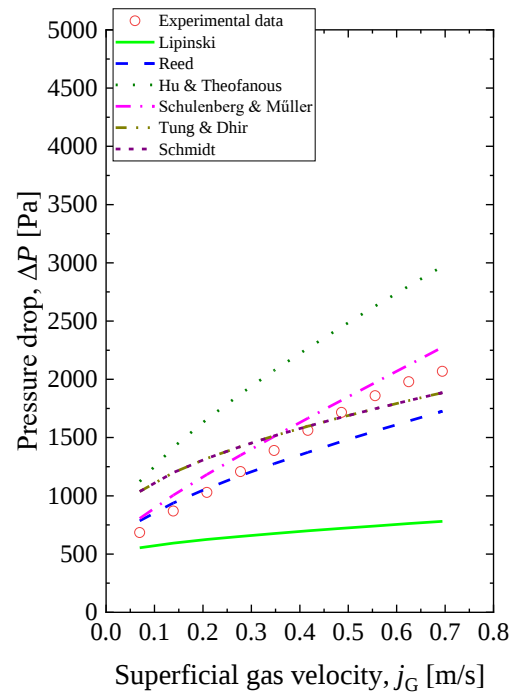
$$j_{Lfin} = \frac{Q_L}{(A_{in} - A_h)} \times \frac{1}{1000 \cdot 60} \quad (2.10)$$

圧力損失を求めるためには、試行計算によって液相と気相の圧力損失が等しくなるようにボイド率を求める。計算が収束した結果として得られる圧力損失が充填層内の気液二相流の圧力損失となる。

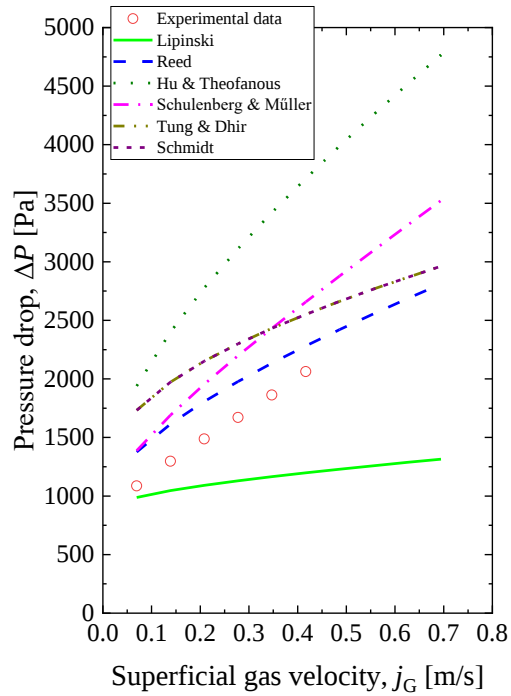
まず、Table 2-2 に示した相対浸透率 k と相対透過率 η が計算値に与える影響を考察するため、界面抗力項を無視した場合の各モデルの予測精度を評価する。気液二相流実験は、水温 30°C 一定、液相流量 $Q_L = 3, 5, 7$ L/min ($j_L = 0.208, 0.347, 0.486$ m/s)、気相流量 $Q_G = 1 \sim 10$ L/min ($j_G = 0.069 \sim 0.69$ m/s) の範囲に設定して行った。Figure 2-16 に、実験値と各モデルの計算値を液相流量ごとに示す。横軸は気相見かけ速度、縦軸はフィン部における圧力損失である。図中のプロットは実験値を表しており、各実線および破線が研究者それぞれのモデルによる計算値である。なお、今回の実験における流動様式は高速度カメラで可視化観察した結果、気泡流とスラグ流の範囲であることが確認できたため、Tung & Dhir および Schmidt のモデルでは、気泡流とスラグ流に適用できる計算モデルを用いた。そのため、圧力損失の計算値は同値となる。図から、液流量の変化にしたがって実験値に対する各モデルの予測精度が変化していることがわかる。Figure 2-16 (a)に示すように、液相のみかけ速度が小さい $j_L = 0.208$ m/s における実験値と計算値を比較すると、実験値は Hu & Theofanous モデルに近く、Lipinski モデルは実験値を大きく過小評価する。Figure 2-16 (b), (c)に示すように、液相の見かけ速度が大きい $j_L = 0.347$ m/s と $j_L = 0.486$ m/s における実験値と計算値を比較すると、液相の見かけ速度が大きくなるにつれて実験値は Hu & Theofanous モデルから徐々に離れ、Schulenberg & Müller モデルに近くなり、最終的に Reed モデルの計算値に近くなる。各モデルの粘性項と慣性項のオーダーを評価すると、Lipinski, Reed, Hu & Theofanous および Schulenberg & Müller は液相と気相ともに慣性項の影響が大きくなるように相対透過率 η を評価している。一方で、Tung & Dhir および Schmidt は液相の慣性項と気相の粘性項の影響が大きくなるように、液相の相対透過率 η と気相の相対浸透率 k を評価している。



(a) $j_L = 0.208$ m/s



(b) $j_L = 0.347$ m/s



(c) $j_L = 0.486$ m/s

Figure 2-16. Comparison of experimental data and calculated data (without F_i)

各モデルによって二相圧力損失に与える粘性項と慣性項の影響が異なるため、それぞれのモデルにおける境界条件を Table 2-3 にまとめる。充填層を対象とした既往研究では、対象としている気相流速は比較的広範囲であるが、液相流速は本実験と比較して小さいことがわかる。各項のオーダー評価から、計算値にもっとも影響を与えるのは慣性項であり、液相流速の増加とともに各モデルの計算値が異なるのは、相対透過率 η_L と η_G の与え方が各モデルによって異なることによる評価精度が影響していると予想される。相対透過率は一般的に実験データからフィッティングによって求めるため、各々の研究における実験データベースによって影響を受ける。そのため、本実験結果に既往研究の計算式を用いると液相流速が大きくなるにつれ、二相圧力損失を過大評価する可能性がある。

Table 2-3 Summary of the various models and parameters applied to the Lipinski model.

Models	Particle size [mm]	Porosity [-]	Superficial velocity [m/s]
This experiment	2	0.75	$j_L = 0.208 \sim 0.486$ $j_G = 0.069 \sim 0.69$
Lipinski	0.3, 0.45, 0.67, 3	0.4	$j_G = 0 \sim 0.17$
Reed	0.35~0.7	0.4	$j_G = 0 \sim 1.13$
Hu & Theofanous	7	0.38~0.39	$j_G = 0.6 \sim 0.83$
Schulenberg & Müller	3, 7	0.378, 0.412	$j_L = 0 \sim 0.005$ $j_G = 0 \sim 0.6$
Tung & Dhir	5.8, 9.9, 19	0.38~0.4	$j_L = 0 \sim 0.02$ $j_G = 0 \sim 1.5$
Schmidt	3, 3.18, 6, 6.35, 9	0.38~0.4	$j_L = 0 \sim 0.02$ $j_G = 0 \sim 1.5$

次に、界面抗力項の影響を調べるために、界面抗力項を考慮している Schulenberg & Müller, Tung & Dhir および Schmidt の界面抗力の計算式について説明する。界面抗力は、特に粒子径が大きく高い透過率の多孔質層において重要なパラメータとされている。

・ Schulenberg & Müller モデル

Schulenberg & Müller は、液相と気相の間の界面抗力を浮力、粘性力、慣性力および毛管力からモデリングすることで Eq. (2.11)に示す界面抗力 F_i の計算式を提案した。また、Eq. (2.12)に相対見かけ速度の計算式も示す。

$$F_i = 350(1 - \alpha)^7 \alpha \frac{\rho_L k}{\eta \sigma} (\rho_L - \rho_G) g j_r^2 \quad (2.11)$$

$$j_r = \frac{j_G}{\alpha} - \frac{j_L}{1 - \alpha} \quad (2.12)$$

ここで σ は液相の表面張力を表し、水温 30°C 一定条件であるから、 $\sigma = 0.07118 \text{ N/m}$ である。 ρ_L と ρ_G はそれぞれ液相と気相の密度を表し、 g と α はそれぞれ重力加速度とボイド率を表している。 また、 k と η はそれぞれ単相流の相対浸透率と相対透過率を表し、Ergun モデルによって Eq. (2.13)および Eq. (2.14)のように計算される。 ここでは、係数は Eq. (2.6)で求めた値を適用する。

$$k = \frac{\varepsilon^3 D_{fin}^2}{101(1 - \varepsilon)^2} \quad (2.13)$$

$$\eta = \frac{\varepsilon^3 D_{fin}}{0.1547(1 - \varepsilon)} \quad (2.14)$$

・ Tung & Dhir モデル

Tung & Dhir は、粒子状多孔質層を通過する二相流のボイド率と圧力損失を予測するために、流動様式と粒子配置との関係に基づいて、界面抗力のモデルを提案した。 ボイド率によって、気泡流、スラグ流、環状流の3つの流動様式を定義し、気泡流とスラグ流の遷移領域およびスラグ流と環状流の遷移領域を含めて、5つの流動様式について Table 2-4 に示すボイド率計算式を提案した。 なお、表中の D_p はフィン付きヒートシンクではフィン等価直径 D_{fin} に置き換えるものとする。 気泡流とスラグ流における界面抗力の計算式を示す。

$$F_i = C_1 \frac{\mu_L}{D_b^2 \varepsilon} (1 - \alpha) j_r + C_2 \frac{[(1 - \alpha)\rho_L + \alpha\rho_G]}{D_b \varepsilon^2} (1 - \alpha)^2 j_r |j_r| \quad (2.15)$$

ここで D_b は気泡径であり Eq. (2.16)のように計算できる。 j_r は相対見かけ速度であり Eq. (2.17)で定義される。 また、摩擦係数 C_1 と C_2 は気泡流とスラグ流では異なる式を用いており、気泡流は Eq. (2.18)、スラグ流は Eq. (2.19)を用いて評価する。

$$D_b = 1.35 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}} \quad (2.16)$$

$$j_r = \frac{j_G}{\alpha} - \frac{j_L}{1 - \alpha} \quad (2.17)$$

$$C_1 = 18\alpha, \quad C_2 = 0.34(1 - \alpha)^3 \alpha \quad (2.18)$$

$$C_1 = 5.21\alpha, \quad C_2 = 0.92(1 - \alpha)^3\alpha \quad (2.19)$$

Table 2-4 Flow regime bounds of the Tung & Dhir model[82,86].

Ranges of void fraction	Formula	Flow patterns
$0 < \alpha < \alpha_1$	$\alpha_1 = \min \left(0.3, 0.6 \left(1 - \frac{D_b}{D_p} \right)^2 \right)$	Bubbly flow
$\alpha_1 < \alpha < \alpha_2$		Transition
$\alpha_2 < \alpha < \alpha_3$	$\alpha_2 = \frac{\pi}{6} \approx 0.52$	Slug flow
$\alpha_3 < \alpha < \alpha_4$	$\alpha_3 = 0.6$	Transition
$\alpha_4 < \alpha < 1$	$\alpha_4 = \frac{\pi\sqrt{2}}{6} \approx 0.74$	Annular flow

なお、本実験では対象外ではあるが参考までに、環状流における界面抗力の計算式を Eq. (2.20)に示す.

$$F_i = \frac{\mu_G}{kK_G}(1 - \alpha)j_r + (1 - \alpha)\alpha \frac{\rho_G}{\eta\eta_G}j_r|j_r| \quad (2.20)$$

ここで、 k と η はそれぞれ Eq. (2.13)および Eq. (2.14)に示す单相流の相対浸透率と相対透過率であり、 K_G と η_G はそれぞれ Eq. (2.21)に示す気相相対浸透率と気相相対透過率を表す.

$$K_G = \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha} \right)^{\frac{4}{3}} \alpha^3, \quad \eta_G = \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon\alpha} \right)^{\frac{2}{3}} \alpha^3 \quad (2.21)$$

また、気泡流からスラグ流およびスラグ流から環状流へ遷移する場合の界面抗力は、それぞれ Eq. (2.22)および Eq. (2.23)のように計算できる.

$$F_i = (1 - \omega)F_i^b + \omega F_i^s \quad (2.22)$$

$$F_i = (1 - \omega)F_i^s + \omega F_i^a \quad (2.23)$$

ここで、 F_i^b は気泡流の界面抗力、 F_i^s はスラグ流の界面抗力、 F_i^a は環状流の界面抗力を表す. ω は比例係数であり、気泡流からスラグ流へ遷移する場合は Eq. (2.24), スラグ流から環状流へ遷移する場合は Eq. (2.25)に示すとおりである.

$$\omega = \xi^2(3 - 2\xi), \quad \xi = \frac{\alpha - \alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1} \quad (2.24)$$

$$\omega = \xi^2(3 - 2\xi), \quad \xi = \frac{\alpha - \alpha_3}{\alpha_4 - \alpha_3} \quad (2.25)$$

• Schmidt モデル

Schmidt は, Tung & Dhir モデルが比較的大きな粒子状多孔質層を対象にしていることから, より小さい粒子状多孔質層も対象とするために気泡径やスラグの直径, 流動様式を定義するボイド率などの界面抗力に影響するパラメータの計算式および環状流の界面抗力計算式を修正したモデルである. Eq. (2.15)に代入する気泡径の計算式を Eq. (2.26)のように定義する.

$$D_b = \min \left[1.35 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}}, 0.41D_p \right] \quad (2.26)$$

Tung & Dhir と同様にボイド率によって, 気泡流, スラグ流, 環状流の 3 つの流動様式を定義し, 気泡流とスラグ流の遷移領域およびスラグ流と環状流の遷移領域を含めて, 5 つの流動様式について, 再定義した計算式を Eq. (2.27)に示す. なお, 式中の $\alpha_1 \sim \alpha_4$ は, Table 2-3 に示すものと同様である. また, 表中の D_p は, フィン付きヒートシンクではフィン等価直径 D_{fin} に置き換えるものとする.

$$\alpha_i = \begin{cases} \frac{\pi/6}{5}(D_p - 8mm) + \alpha_i & : D_p < 8mm \\ \alpha_i & : D_p > 8mm \end{cases}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.27)$$

$$\alpha_4 = \begin{cases} \frac{\pi/6}{5}(D_p - 6mm) + \alpha_4 & : D_p < 6mm \\ \alpha_4 & : D_p > 6mm \end{cases}$$

Figure 2-17 に, Tung & Dhir モデルを修正した粒子径とボイド率による流動様式マップを示す. 粒子径が 3 mm 以下の場合, 純粋な気泡流は観察されないことを示している. 本実験で対象としている粒子径 $D_p = D_{fin} = 2 \text{ mm}$ であるため, Schmidt モデルに従えばボイド率が 0.32 以下であればスラグ流と環状流の遷移域であり, ボイド率が 0.32 より大きいと環状流に分類される. そのため, Schmidt による環状流における界面抗力の計算式を Eq. (2.28)に示す. ボイド率が増加する環状流領域において, より現実的な界面抗力の減少をモデルに組み込むために, $(1 - \alpha)^2$ の追加乗数を提案し, さらに粒子径によって乗数を場合分けした. ただし, 本実験では可視化した結果, 2.3.2 項でも記載したように気泡流とスラグ流のみしか観

察されていない．そのため，Eq. (2.26)の気泡径の計算式のみを採用し，気泡流およびスラグ流の計算式を用いて圧力損失を計算する．

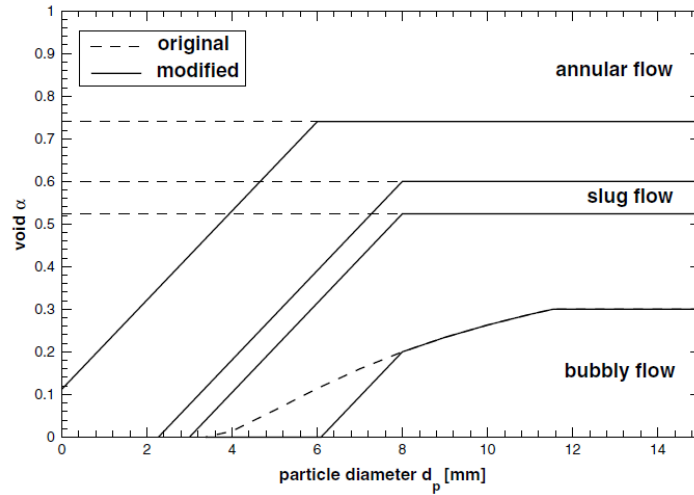
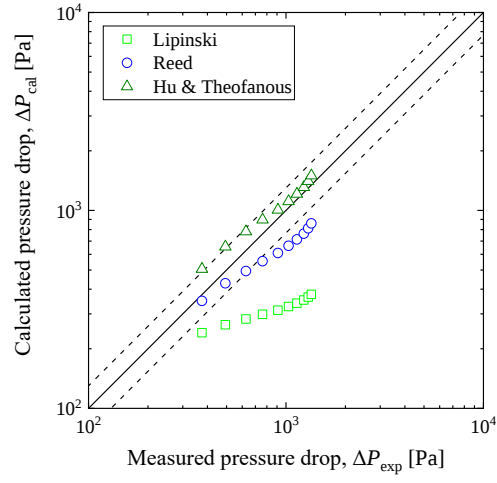


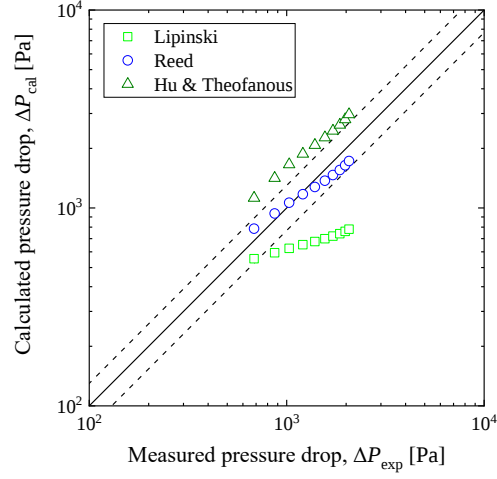
Figure 2-17. Flow pattern map for modified Tung & Dhir model [87]

$$F_i = \left[\frac{\mu_G}{kK_G} (1 - \alpha) j_r + (1 - \alpha) \alpha \frac{\rho_G}{\eta \eta_G} j_r |j_r| \right] \times (1 - \alpha)^2 \times \begin{cases} \left(\frac{D_p}{0.006} \right)^2 & : D_p < 6 \text{ mm} \\ 1 & : D_p > 6 \text{ mm} \end{cases} \quad (2.28)$$

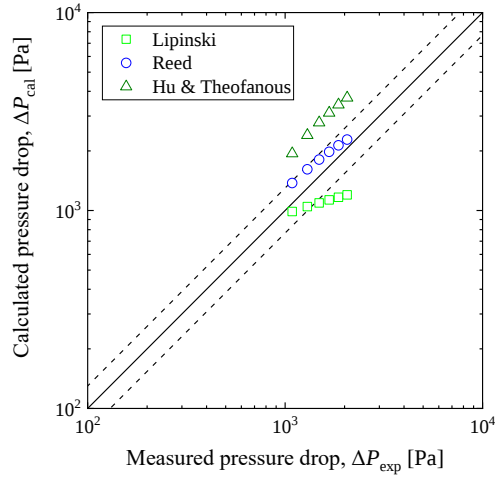
Figure 2-18 に，界面抗力項を考慮しない Lipinski, Reed, および Hu & Theofanous のモデルによる気液二相流圧力損失の実験値と計算値を示す．図中の横軸は実験値を，縦軸は計算値を示している．つまり，モデルによる計算値と実験値が一致するとき，プロットが実線と重なる．Lipinski モデルと実験値が最も乖離が大きく，ほぼすべての実験値を 30% 以上過小評価する．Reed モデルと実験値を比較すると，Lipinski モデルよりは実験値と一致しているように見える．特に，液相見かけ速度 $j_L = 0.347 \text{ m/s}$ において，誤差 17% 以内で一致している．しかしながら，液相見かけ速度が小さい $j_L = 0.208 \text{ m/s}$ では実験値を小さく，液相見かけ速度が大きい $j_L = 0.486 \text{ m/s}$ では実験値を大きく評価しており，すべての液相見かけ速度において精度良く実験値を予測するには至っていない．Hu & Theofanous モデルと実験値を比較すると，液相見かけ速度が小さい $j_L = 0.208 \text{ m/s}$ では他のモデルよりも精度良く実験値を予測できており，圧力損失（気相見かけ速度）が小さい 2 点を除けば誤差 30% 以内で予測できている．しかしながら，液相見かけ速度が大きくなるにつれて実験値との乖離が大きくなり，誤差は 30% を超えている．これら 3 つの界面抗力項を考慮しないモデルにおいて，後述する界面抗力項を考慮したモデルを含めて Table 2-5 に相対誤差の二乗平均値 δ_{err_RMS} をまとめた結果を示す．3 つのモデルの中では Reed モデルが最も精度良く実験値を評価していることがわかる．



(a) $j_L = 0.208$ m/s (without F_i)



(b) $j_L = 0.347$ m/s (without F_i)



(c) $j_L = 0.486$ m/s (without F_i)

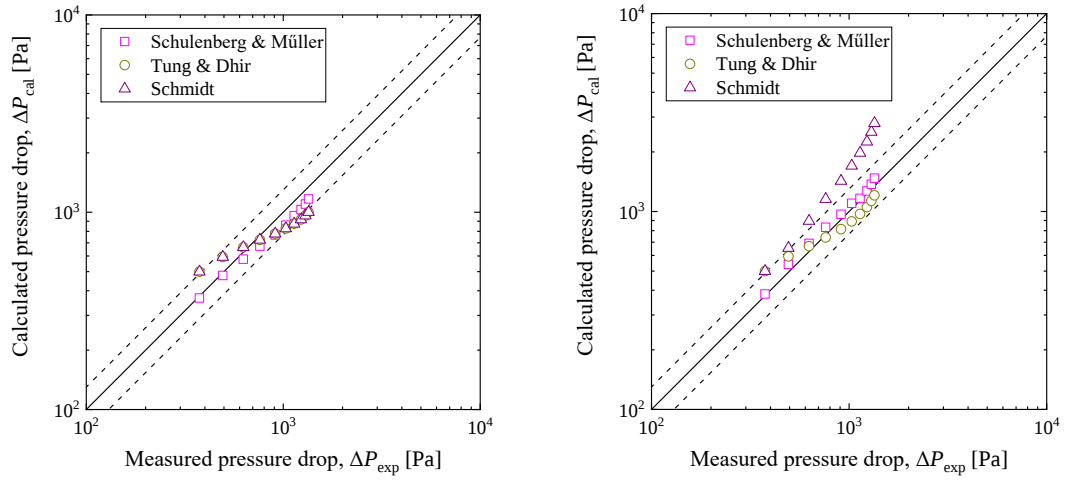
Figure 2-18. Comparison of measurements and calculations

Figure 2-19 に、界面抗力項を考慮する Schulenberg & Müller, Tung & Dhir および Schmidt のモデルによる気液二相流圧力損失の実験値と計算値を示す。ここでは意図的に界面抗力項を含めずに計算した結果を左側に示し、界面抗力項を含めて計算した結果を右側に示す。Figure 2-18 と同様に、図中の横軸は実験値を、縦軸は計算値を示している。界面抗力項を含めない場合、Schulenberg & Müller モデルは、すべての液相見かけ速度においてほぼ誤差 30% 以内で実験値を予測することができている。実験値と計算値の傾きも一致しており、最も精度良く予測できる。ただし、界面抗力項を考慮すると、計算値は実験値を過大評価する傾向にあり、液相見かけ速度が大きくなるにつれて誤差も大きくなる。Tung & Dhir モデルは、界面抗力項の有無によらず、圧力損失（気相見かけ速度）が小さいと実験値を過大評価し、圧力損失が大きくなると実験値を過小評価する傾向にある。界面抗力項を含めることで、実験値を概ね誤差 30% 以内で予測することが可能となるが、Schulenberg & Müller モデルと比較すると、実験値と計算値の傾きが異なっているために精度がやや劣る結果となっている。Schmidt モデルは、界面抗力項を考慮しない場合は Tung & Dhir モデルと同じ結果である。界面抗力項を考慮すると、Tung & Dhir モデルと比較して実験値に対して計算値が過大に評価する結果となっている。特に、液相見かけ速度が小さいときに誤差が大きくなっている。界面抗力項を含めない場合、平均誤差は小さいがばらつきが大きい傾向にある。界面抗力項を考慮することでばらつきは改善するが、平均誤差は大きくなってしまふ。ただし、Tung & Dhir モデルと同様に、Schulenberg & Müller モデルと比較すると、実験値と計算値の傾きが異なっているために精度がやや劣る結果となっている。

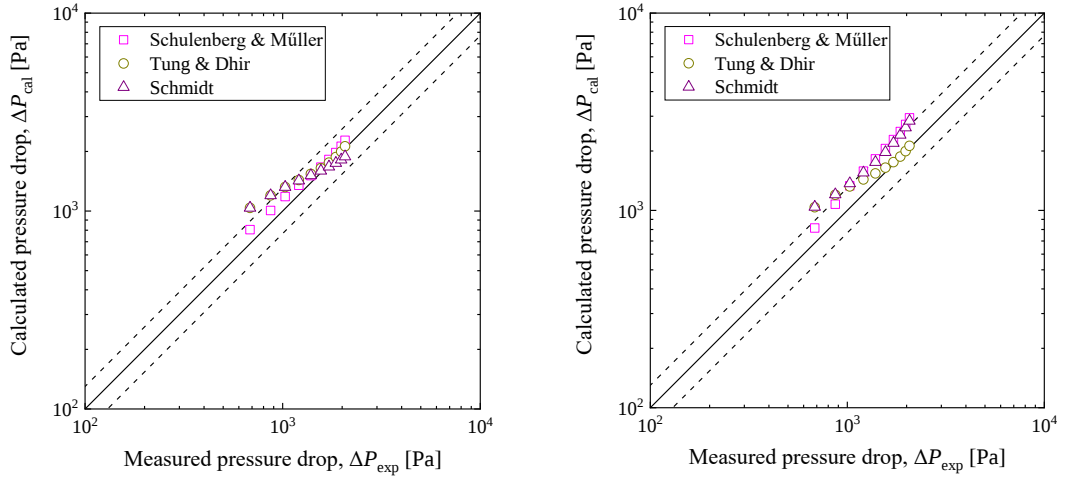
Table2-5 に相対誤差の二乗平均値 δ_{err_RMS} をまとめる。二乗平均値は Eq. (2.29) で計算する。二乗平均値が 0 に近いほど実験値と計算値の相対誤差が小さいことを示す。

$$\delta_{err_RMS} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\Delta P_{cal,i} - \Delta P_{exp,i}}{\Delta P_{exp,i}} \right)^2} \quad (2.26)$$

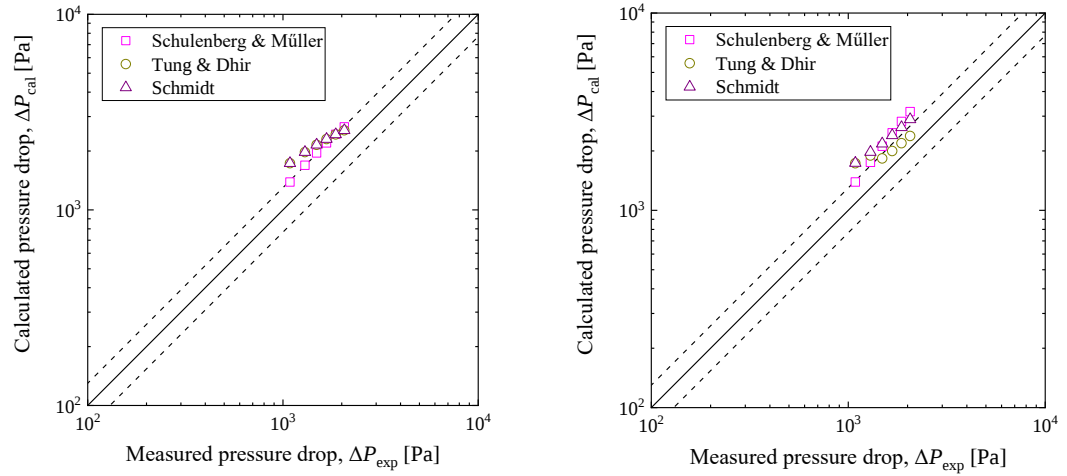
ここで、 ΔP_{cal} は圧力損失の計算値、 ΔP_{exp} は圧力損失の実験値、 n は実験数である。相対誤差の二乗平均値を見ると、界面抗力を考慮しない場合 Tung & Dhir モデルおよび Schmidt モデルと比較して Schulenberg & Müller モデルが最も精度よく実験値を評価していることがわかる。これは、前述した界面抗力項を考慮していない 3 つのモデルを含めても、最も二乗平均値が小さく、本実験で用いたフィン付きヒートシンクの二相圧力損失を精度良く評価できる。界面抗力項を考慮した場合は、Tung & Dhir モデルが平均誤差で比較すると最も二乗平均値が小さい結果であるが、実験値と計算値の傾きが異なる点、総じて実験値を過大評価している点を考慮すると、界面抗力を考慮しないこととする。さらなる予測精度の向上を目指し、次節以降でフィン配置の変更にも対応できるよう Lipinski モデルの再構築を実施する。



(a) $j_L = 0.208$ m/s (Left: without F_i , Right: with F_i)



(b) $j_L = 0.347$ m/s (Left: without F_i , Right: with F_i)



(c) $j_L = 0.486$ m/s (Left: without F_i , Right: with F_i)

Figure 2-19. Comparison of experimental data and calculated data

Table 2-5 Summary of differences between experimental results and each model calculation results.

Models	Interfacial friction	Root mean square
Lipinski	No consideration	0.520
Reed	No consideration	0.226
Hu & Theofanous	No consideration	0.526
Schulenberg & Müller	No consideration	0.179
	With consideration	0.293
Tung & Dhir	No consideration	0.286
	With consideration	0.241
Schmidt	No consideration	0.286
	With consideration	0.527

2.3.3 Ergun モデルの再修正

Figure 2-20 に、アクリル製のフィン付きヒートシンク 5 種類に対して、水温 25°C 一定、矩形流路の見かけ速度 $u_{in} = 0.139 \sim 0.626$ m/s ($Re = 1700 \sim 7650$) の条件で実施した単相流の圧力損失実験結果を示す。図中のプロットが実験値、実線が Ergun モデルの重力項を 0 とした Eq.(2.2) の計算値である。アルミニウム製のフィン付きヒートシンクと同様に、矩形流路の見かけ速度に対する圧力損失の増加傾向は定性的に一致しているものの、計算値は実験値を数倍過大評価していることがわかる。そこで、Ergun モデルの係数を修正することで、アクリル製のフィン付きヒートシンクの実験値とフィッティングする。フィン付きヒートシンク全体の圧力損失は、フィン 1 本あたりの抗力の積算によるものであると考え、粘性項 (Eq.(2.2) の右辺第 2 項) の影響は充填層と比較して小さくなると予想される。そこで、Ergun モデルを再修正する場合には、慣性項 (Eq.(2.2) の右辺第 3 項) に着目し、その係数を B とした Eq.(2.30) に対して、液単相流における圧力損失の実験値を用いたフィッティングによって係数 B を求め、Ergun モデルの最適化を実施した。

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{150(1-\varepsilon)^2 \mu u_{in}}{\varepsilon^3 D_{fin}^2} + \frac{B(1-\varepsilon) \rho u_{in}^2}{\varepsilon^3 D_{fin}} \quad (2.30)$$

Figure 2-20 中の破線が Eq.(2.30) の係数 B を最適化して計算した結果であり、実験値を良好に予測できていることがわかる。Table 2-6 に、それぞれのフィン配置に対して求めた慣性項の係数 B を示す。また、Fig. 2-21 にフィン配置のオフセットと係数 B の関係を示す。オフセットが大きくなるにつれて係数 B が大きくなっていることから、オフセットと係数 B の間に何らかの関係性があることがわかった。また、圧力損失に対する粘性項 (右辺第 1 項) の割合を確認した結果、液相見かけ速度のほとんどの領域で慣性項の割合と比べて 10% に満たなかった。このことから、本研究において Ergun モデルの慣性項に着目して、係数 B を修正することで圧力損失の実験値を精度良く評価できるという結果は妥当であると考え。

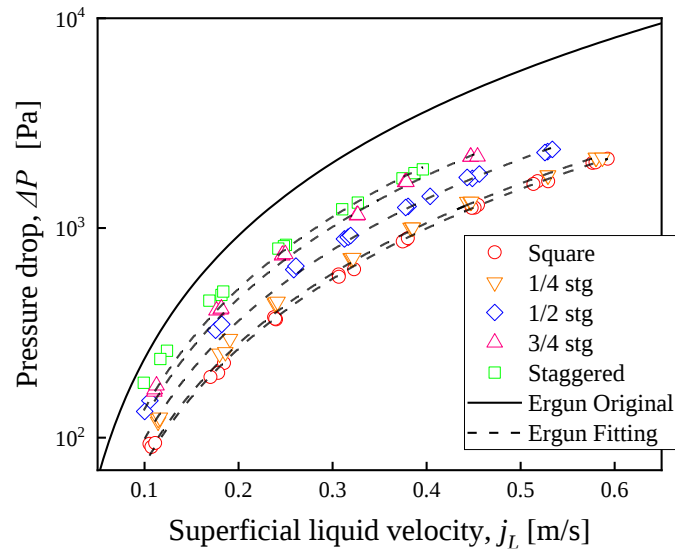


Figure 2-20. Pressure drop of single-phase flow

Table 2-6 Inertia term coefficient for each fin layout.

Models	Coefficient B
Ergun original	1.75
Square	0.46
1/4 staggered	0.49
1/2 staggered	0.65
3/4 staggered	0.84
Staggered	0.95

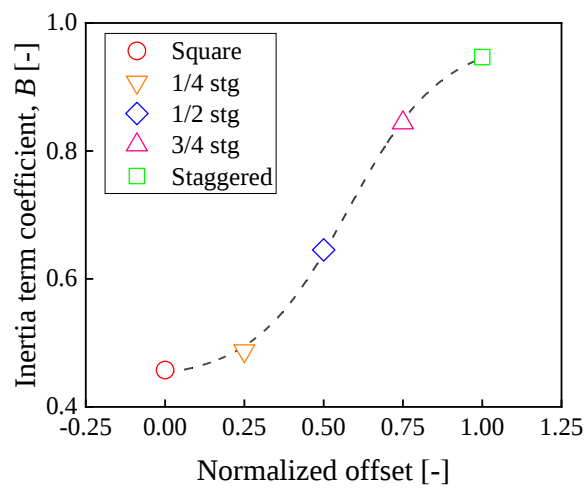


Figure 2-21. Comparison between inertia term coefficient and offsets for each fin layout

2.3.4 PIV 計測によるフィン周り速度分布解析

オフセットと係数 B の関係を物理量で評価するために、各フィン配置におけるフィン入口部の速度分布を PIV 計測により解析した。Figure 2-22 は、各フィン配置における PIV 計測の解析結果である。解析を行った領域を基盤配列のフィンを例に、Fig. 2-20(a)の破線領域で示す。各フィン配置において、フィン間流速が矩形流の液相速度の約 2 倍になっており、妥当な結果が得られていると判断できる。また、フィン配置によってフィン周りの速度場が異なることを確認できた。

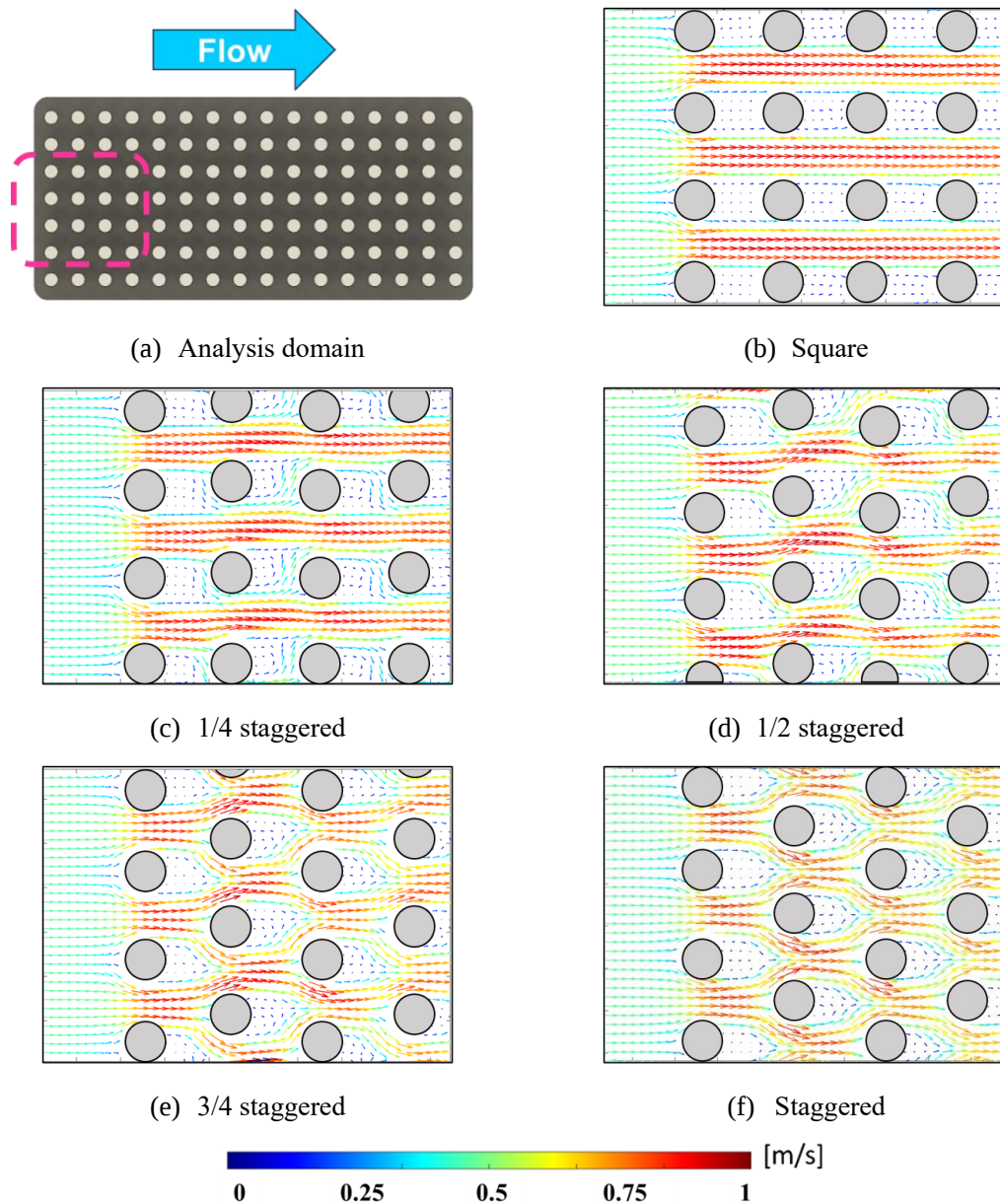


Figure 2-22. PIV analysis results for each fin layout

得られた PIV 解析結果に対して、任意のフィン 1 本周囲の速度場に着目して速度分布を詳細に分析する。Figure 2-23 の左列に各フィン配置におけるフィン周りの速度分布を、右列にそれぞれのフィン配置における流れ方向フィンの 1 mm 上流における主流方向流速の y 方向(流路に垂直な方向)分布を示す。流体は図の下から上向きに流れており、破線はフィン幅を示している。Fig. 2-23(a)に示す基盤目配置では、流れ方向に対してフィン上流と下流の流速が非常に小さい。これは、流れと並行にフィンが配置されているためである。一方で、Fig. 2-23(c)に示すオフセット 1 mm の千鳥配置では、フィン上流の流速がフィンの幅(図中赤矢印)方向の約半分(1 mm)で、フィン(図中破線)の外側における流速に比べて大きくなっている。このように、フィン配置のオフセット量に応じて、フィン上流の流速が変化していることがわかる。オフセットによる速度分布の違いを Eq.(2.31)に示す速度分布係数 ψ で定義した。

$$\psi = \frac{u_{ufin}}{u_{in}} \quad (2.31)$$

ここで、 u_{ufin} はフィン 1 mm 上流の平均流速である。Figure 2-24 に、速度分布係数 ψ とオフセットの関係を示す。速度分布係数 ψ とオフセット量に対して、線形関係が見られた。

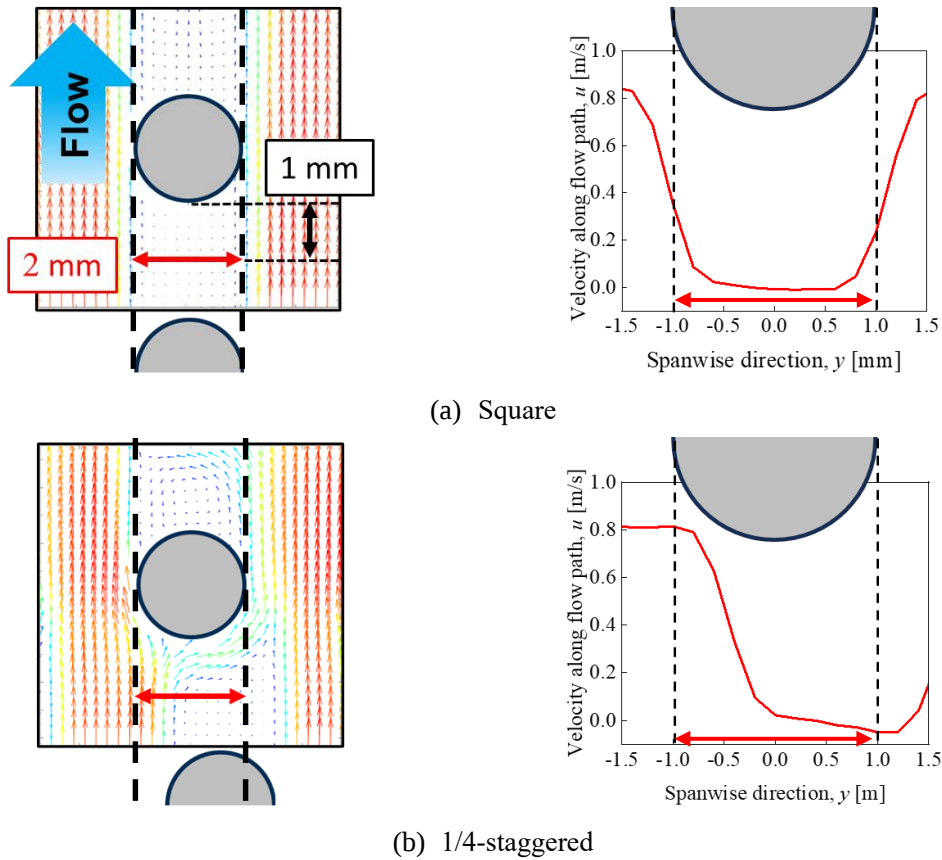
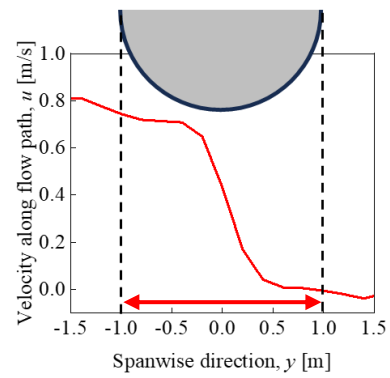
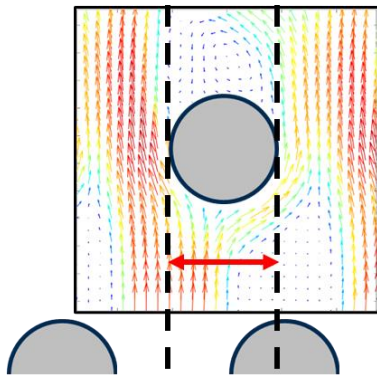
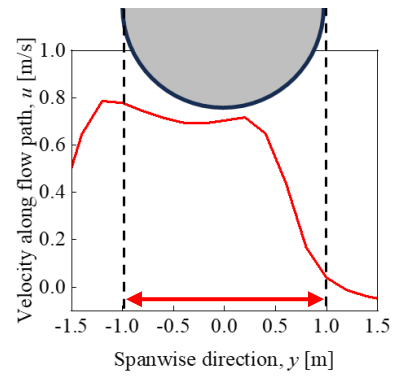
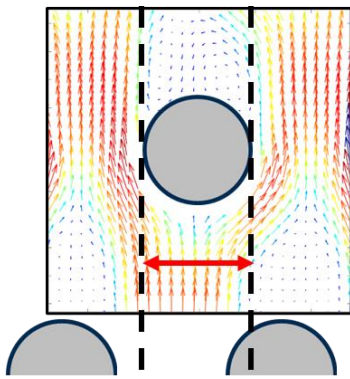


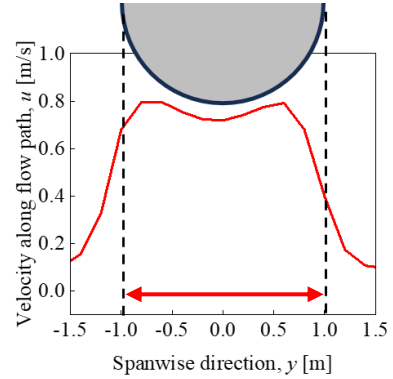
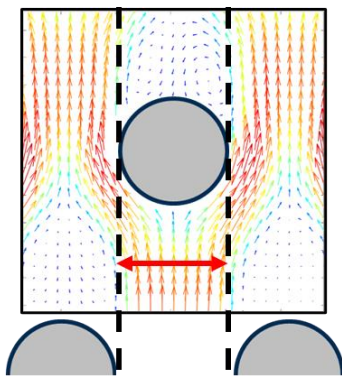
Figure 2-23. Velocity distribution around fins for each fin layout



(c) 1/2staggered



(d) 3/4staggered



(e) Staggered

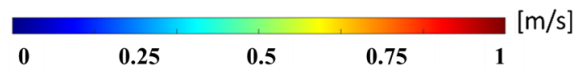


Figure 2-23. Velocity distribution around fins for each fin layout

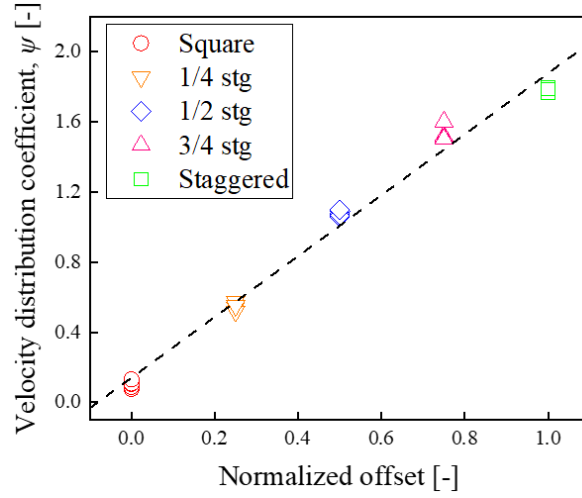


Figure 2-24. Comparison between normalized offset and velocity distribution coefficient for each fin layout

次に、速度分布係数 ψ と慣性項の係数 B の関係性について考える。慣性項はフィン（群）から受ける抗力による圧力損失と等価であると考えられる。一般的に、抗力の計算式はEq.(2.32)のように記述できる。

$$F_D = C_d \frac{\rho}{2} (\psi \cdot u_{in})^2 A_h \quad (2.32)$$

ここで、 $\psi \cdot u_{in}$ はフィン 1 mm 上流の平均流速、 F_D はフィン 1 本あたりの抗力、 A_h は流れに垂直な平面へのフィンの投影面積（フィン高さ h ×フィンの直径 d ）、 C_d は抗力係数である。抗力の計算式と慣性項を比較すると、Eq.(2.30)の関係が得られ、慣性項の係数 B の平方根と速度分布係数 ψ が線形関係であることが示される。この関係を踏まえて、Fig. 2-25 に慣性項の係数 B の平方根と速度分布係数 ψ の関係を示すと、速度分布係数 ψ に対して、係数 B の平方根は線形変化しており、物理的に妥当であることがわかる。この結果から、慣性項の係数 B はフィン配置によって決定されることが考えられる。

$$Bu_{in}^2 \propto C_d (\psi \cdot u_{in})^2 \Leftrightarrow \sqrt{B} \propto \psi \quad (2.33)$$

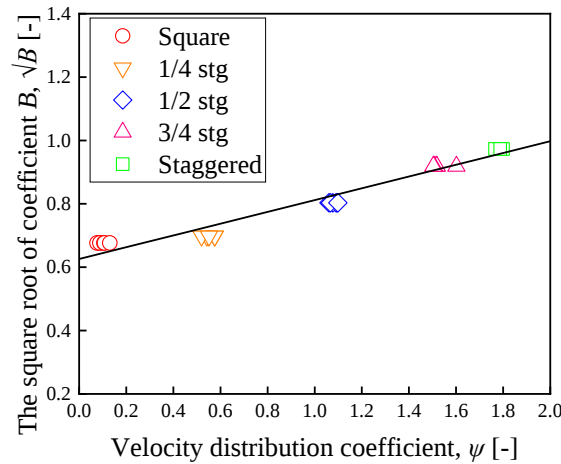
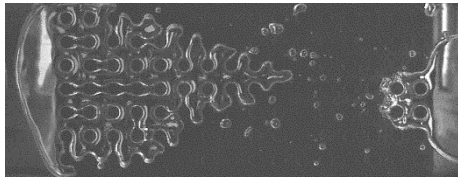


Figure 2-25. Comparison between inertia term coefficient and velocity distribution coefficient for each fin layout

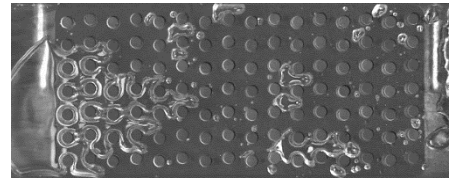
2.3.5 気液二相流におけるフィン部の流動

2.3.2 項でも述べたように、二相圧力損失を精度良く予測するためには、実験結果からフィッティングされる相対透過率を既往研究によるボイド率相関式ではなく、フィン群に合わせたボイド率相関式に変える必要がある。そのため、高速度カメラおよび X 線ラジオグラフィによって、フィン部の流動を可視化してボイド率を計測する。

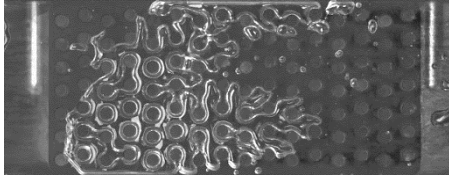
Figure 2-26~2-29 に、試験部の真上に高速度カメラ（Photron, FASTCAM Mini AX50）を設置し、気液二相流におけるフィン部の流動を可視化観察した結果を示す。撮影は、フレームレート 2000fps、シャッタースピード 1/7000 s で 2 秒間行った。撮影時の気液両相の見かけ流速はそれぞれ、Fig. 2-24 において $j_L = 0.139 \text{ m/s}$ ・ $j_G = 0.139 \text{ m/s}$ 、Fig. 2-25 において $j_L = 0.139 \text{ m/s}$ 、 $j_G = 0.695 \text{ m/s}$ 、Fig. 2-26 において $j_L = 0.417 \text{ m/s}$ 、 $j_G = 0.139 \text{ m/s}$ 、Fig. 2-27 において $j_L = 0.417 \text{ m/s}$ 、 $j_G = 0.695 \text{ m/s}$ である。流体は、画像左から右に流れている。高速度カメラによる可視化観察により、本実験条件ではプラグ流やスラグ流のような様相となっていることが確認できる。画像からフィンには液膜に覆われ濡れており、その周囲を気相が流れていることがわかる。また、気相はフィン前後で分裂と合体を繰り返しており、オフセットが大きくなるほど、フィン後流で小さな気泡が多くなっていることが確認できる。



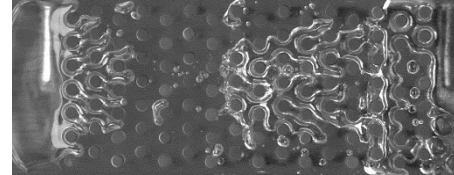
(a) Square



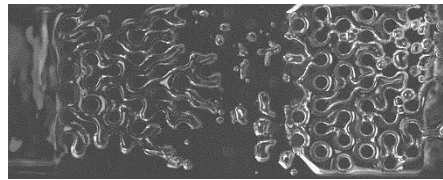
(b) 1/4 staggered



(c) 1/2 staggered

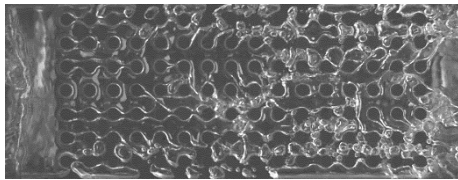


(d) 3/4 staggered

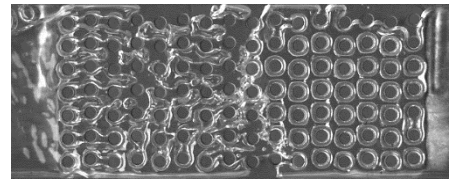


(e) Staggered

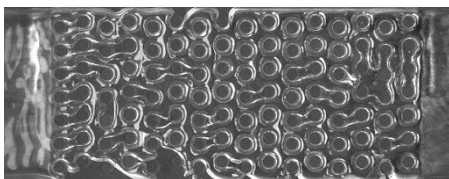
Figure 2-26. Visualized image using a high-speed camera ($j_L = 0.139$ m/s, $j_G = 0.139$ m/s)



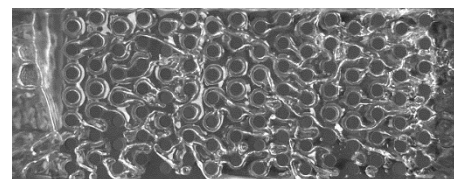
(f) Square



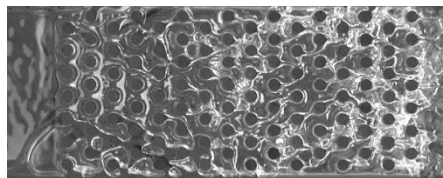
(g) 1/4 staggered



(h) 1/2 staggered



(i) 3/4 staggered



(j) Staggered

Figure 2-27. Visualized image using a high-speed camera ($j_L = 0.139$ m/s, $j_G = 0.695$ m/s)

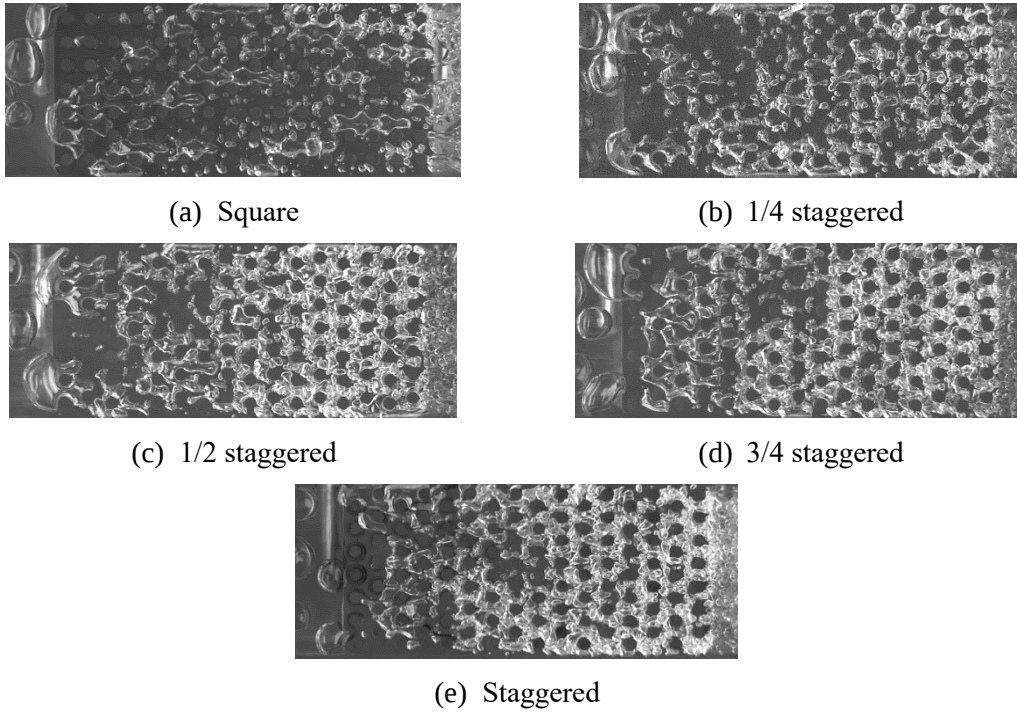


Figure 2-28. Visualized image using a high-speed camera ($j_L = 0.417$ m/s, $j_G = 0.139$ m/s)

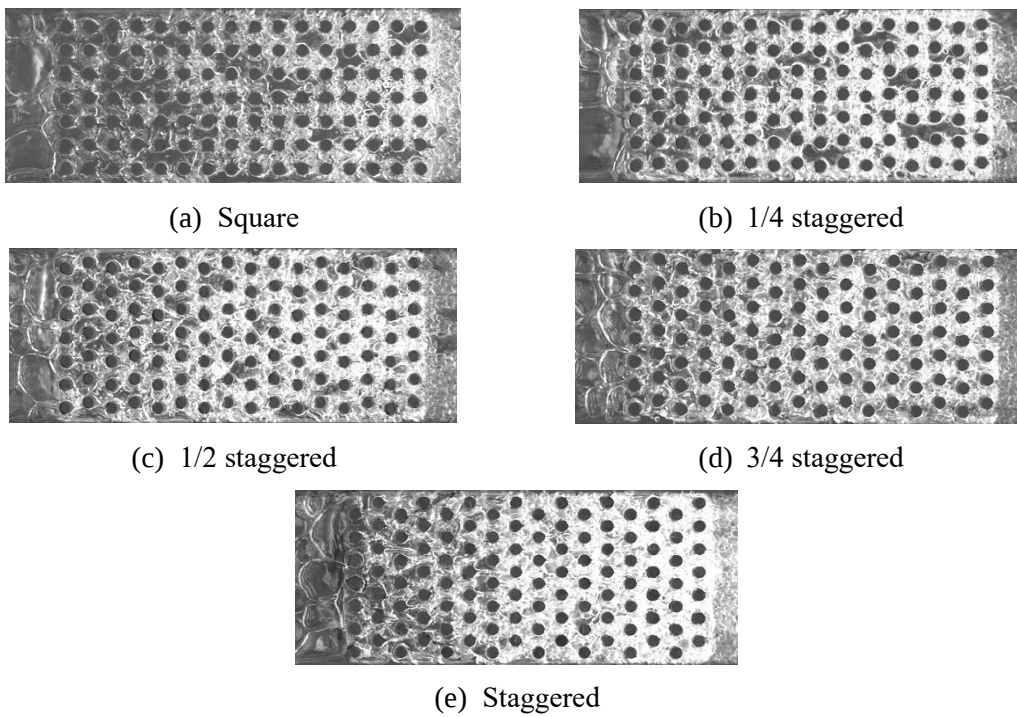


Figure 2-29. Visualized image using a high-speed camera ($j_L = 0.417$ m/s, $j_G = 0.695$ m/s)

次に, Fig. 2-30~2-33 に, 各フィン配置における流れ方向断面における X 線ラジオグラフィによる透過画像を示す. 撮影時の気液両相の見かけ流速はそれぞれ, Fig. 2-30 において $j_L = 0.139 \text{ m/s}$, $j_G = 0.139 \text{ m/s}$, Fig. 2-31 において $j_L = 0.139 \text{ m/s}$, $j_G = 0.695 \text{ m/s}$, Fig. 2-32 において $j_L = 0.417 \text{ m/s}$, $j_G = 0.139 \text{ m/s}$, Fig. 2-33 において $j_L = 0.417 \text{ m/s}$, $j_G = 0.695 \text{ m/s}$ である. 流体は, 画像左から右に流れている. 気相が流路上部を液相が流路下部を流れる傾向が見られ, 重力の影響によって流れが層状化していることがわかる. これは, 本実験が水平流路を対象としており, 空気に比べて水の密度が高いため, 液相が試験部下部を, 気相が上部を流れるためである. 流路上部は気泡プラグやスラグが流れているが, 間欠的に液相が流れていることがわかる. フィン上部からの高速度カメラによる可視化結果において, フィンが液膜に覆われている様子が確認できたが, 流路上部の領域においては間欠的な液相流入によってフィン周囲に液膜が維持されていると考えられる.

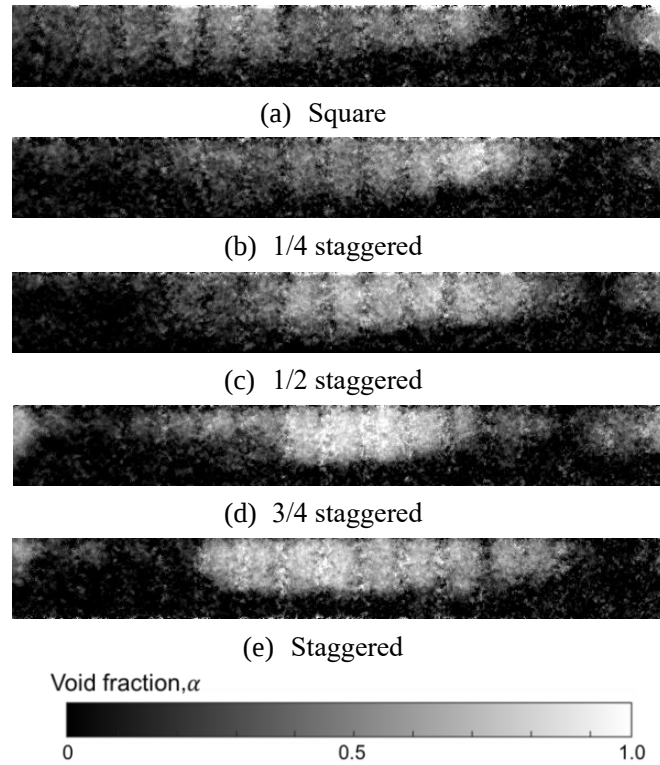


Figure 2-30. X-ray transmission images ($j_L = 0.139 \text{ m/s}$, $j_G = 0.139 \text{ m/s}$)

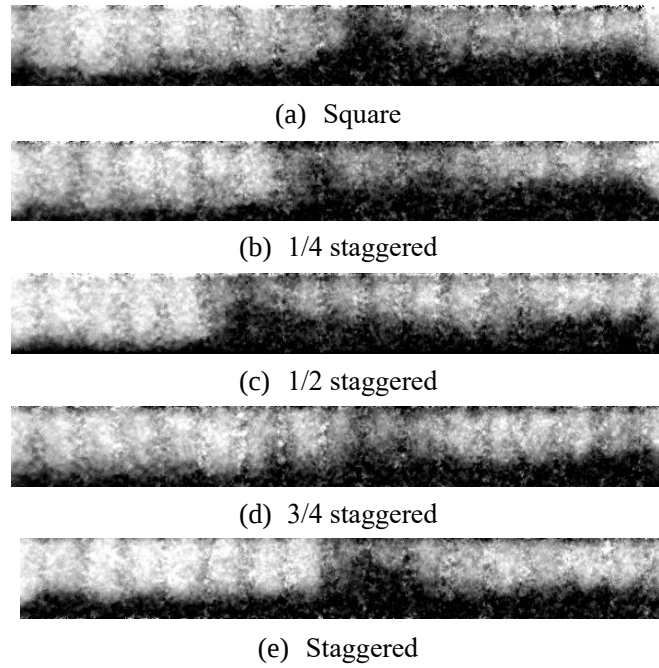


Figure 2-31. X-ray transmission images ($j_L = 0.139$ m/s, $j_G = 0.695$ m/s)

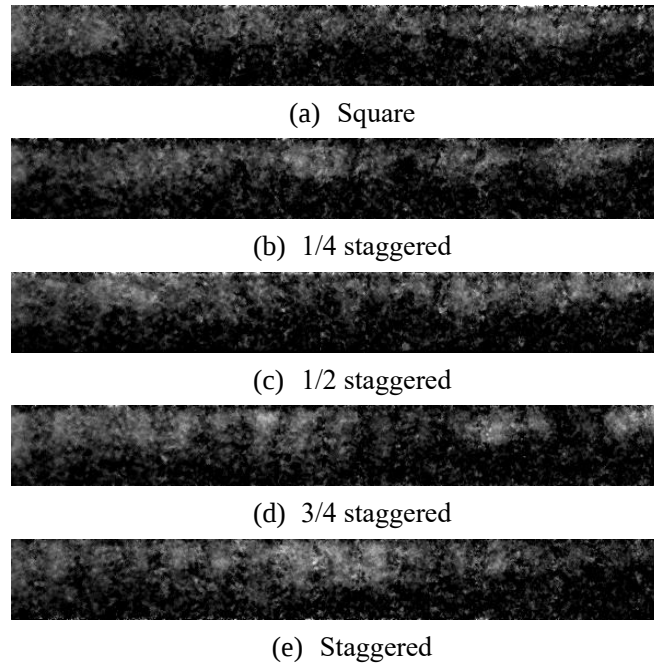


Figure 2-32. X-ray transmission images ($j_L = 0.417$ m/s, $j_G = 0.139$ m/s)

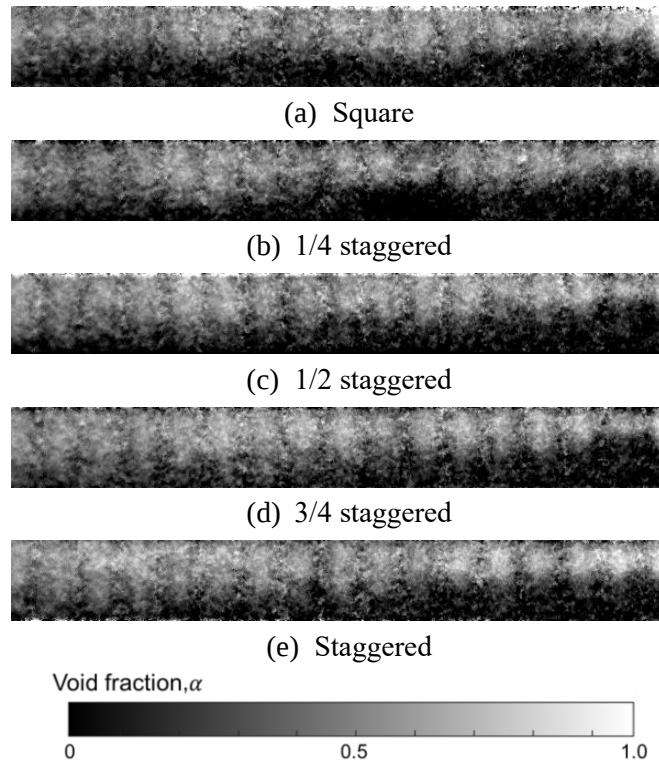
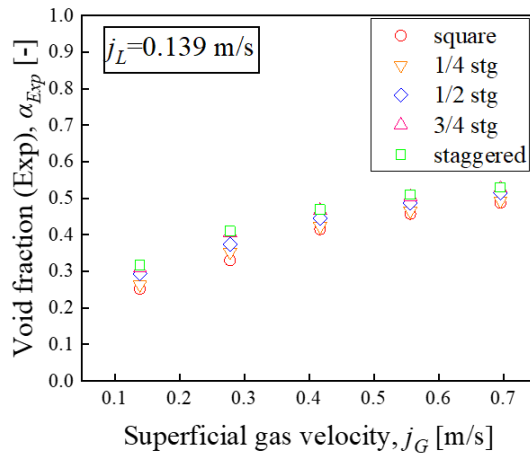


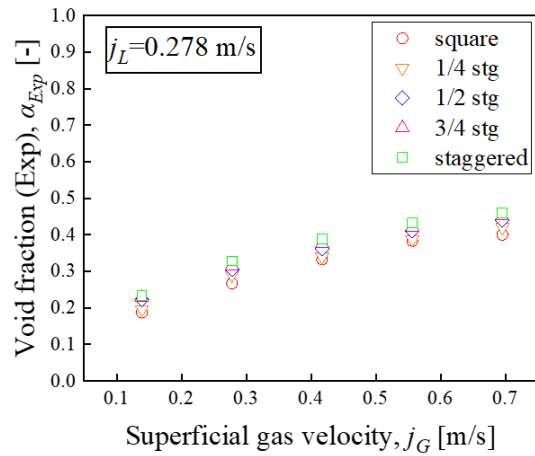
Figure 2-33. X-ray transmission images ($j_L = 0.417$ m/s, $j_G = 0.695$ m/s)

X線ラジオグラフィの結果から、気液二相流におけるフィン部のボイド率計測を実施した。Figure 2-34 に、水温を 25°C 一定、液相流量 $Q_L = 2,4,6$ L/min ($j_L = 0.139$ m/s, $j_L = 0.278$ m/s, $j_L = 0.417$ m/s)における各フィンのボイド率の計測結果を示す。Figure 2-34 の縦軸は計測ボイド率 α_{Exp} 、横軸は気相見かけ流速 j_G を表している。

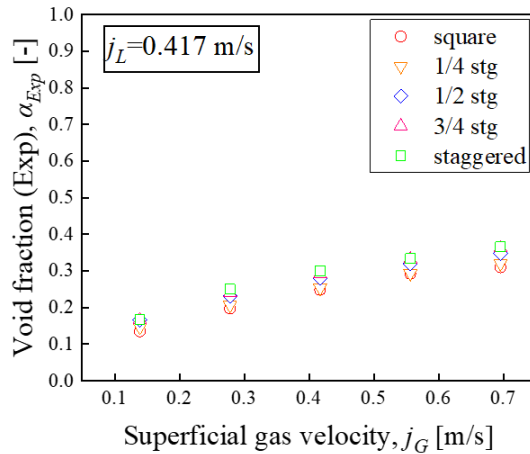
全てのフィン配置、液相流量条件において、気相見かけ流速 j_G の増加に伴いボイド率が上昇していることがわかる。また、フィン配置の違いによるボイド率の差は小さいが、碁盤配列のフィンに比べて、オフセット量が大きいフィン配置ほどボイド率が高くなる傾向がある。これは高速度カメラによる可視化結果と定性的な傾向が一致しており、オフセットが大きいほど、気泡がフィンに衝突しやすく、気相速度が低下するためにボイド率が上昇するという傾向を示しているものと考えられる。



(a) $j_L = 0.139 \text{ m/s}$ ($Re_L = 1700$)



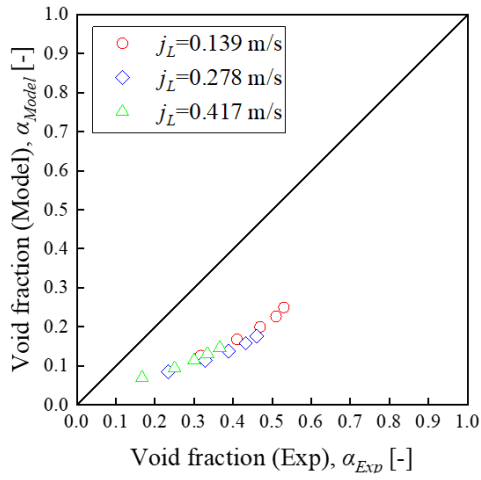
(b) $j_L = 0.278 \text{ m/s}$ ($Re_L = 3400$)



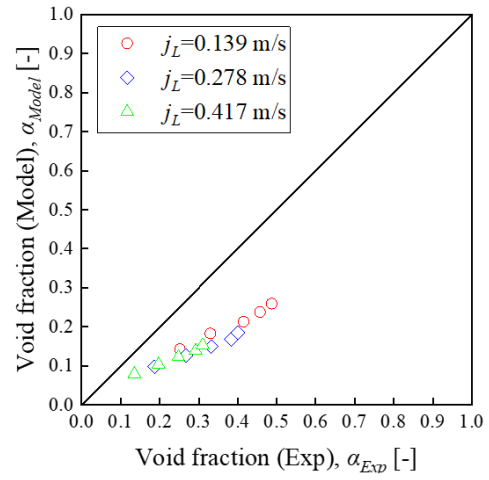
(c) $j_L = 0.417 \text{ m/s}$ ($Re_L = 5100$)

Figure 2-34. Comparison between superficial gas velocity and void fraction

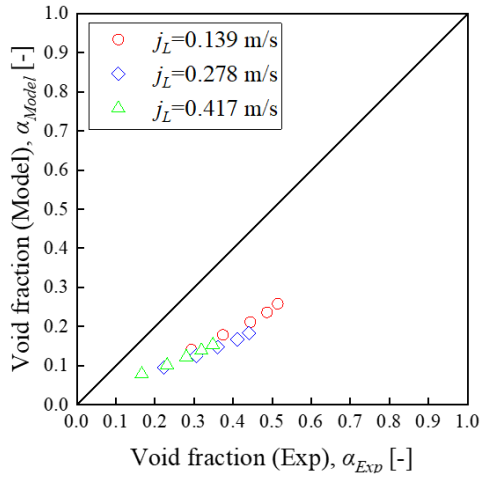
Lipinski モデルを用いた圧力損失の計算では、繰り返し計算によって液相と気相の圧力損失が等しくなるボイド率を求め、計算が収束した結果得られる値をフィン部のボイド率としている。Figure 2-16 に示したように、気液二相流圧力損失の実験値と修正 Lipinski モデルの計算値にはズレがあるため、フィン配置をパラメータとした本実験においても、気液二相流における実際のボイド率が正しく模擬されていない可能性がある。そのため、繰り返し計算によって決定するボイド率が必ずしも実際のボイド率とは限らないという課題が残っている。Figure 2-35 に X 線ラジオグラフィを用いて計測したボイド率 α_{Exp} とボイド率の計算値 α_{Model} の比較の結果を示す。



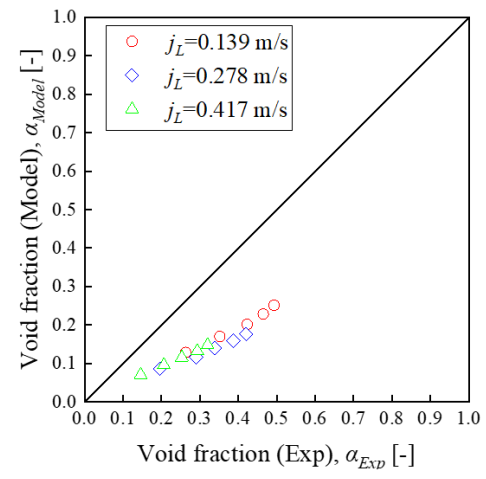
(a) Square



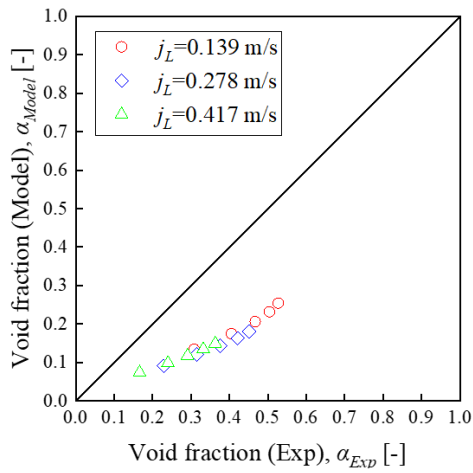
(b) 1/4 staggered



(c) 2/4 staggered



(d) 3/4 staggered



(e) Staggered

Figure 2-35. Comparison between superficial gas velocity and void fraction

Figure 2-35 に示すように、ボイド率の計測値 α_{Exp} と繰り返し計算による計算値 α_{Model} では、大きな乖離があることが分かる。特に、Fig. 2-18 および Fig. 2-19 に示したように、気液二相流におけるフィン部の圧力損失の実験値と修正 Lipinski モデルによる計算値の相対誤差が大きくなる、気相が支配的と考えられる領域、つまり、ボイド率が高い領域において、フィン配置をパラメータとした本実験におけるボイド率の実験値 α_{Exp} と計算値 α_{Model} のズレも大きくなっている。したがって、計測によって求めた適切なボイド率 α_{Exp} を与えることで、Lipinski モデルによる圧力損失の計算値は、フィン部の圧力損失の実験値をより良好に示すことができる可能性がある。Lipinski モデルにおけるボイド率の影響は、主として、ボイド率の関数である相対透過率 η を通して表れることから、モデル中で用いられている相対透過率 η の計算式について、ボイド率の計測結果に基づいた検証が必要である。

2.3.6 相対透過率の提案式

ボイド率の実験結果から、気液両相の相対透過率 η_L , η_G を求め、その値と既往研究で示されている相対透過率 η を比較する。まず、ボイド率の実験結果から気液両相の相対透過率を算出する方法について述べる。Eq.(2.30)に示した Ergun モデルをもとにした Lipinski モデルを Eq.(2.34)および Eq.(2.35)に示す。この式に従い、Eq.(2.36)および Eq.(2.37)によって、気液両相の相対透過率 η_L , η_G を算出する。算出にあたって、圧力損失 ΔP 、気相および液相の見かけ速度 j_G , j_L は実験値を用いた。

$$\frac{\Delta P_L}{L_{finned}} = \frac{150(1-\varepsilon)^2 \mu_L j_L}{k_L \varepsilon^3 D_{fin}^2} + \frac{B(1-\varepsilon) \rho_L j_L^2}{\eta_L \varepsilon^3 D_{fin}} \quad (2.34)$$

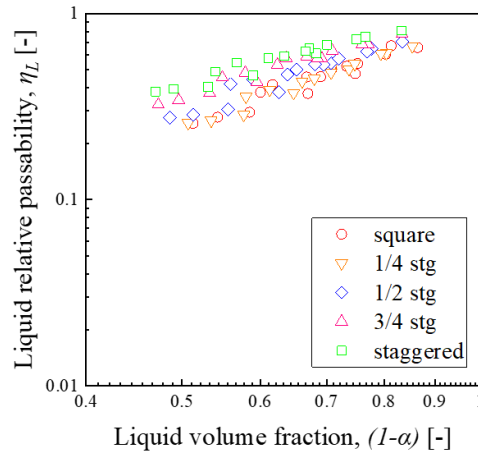
$$\frac{\Delta P_G}{L_{finned}} = \frac{150(1-\varepsilon)^2 \mu_G j_G}{k_G \varepsilon^3 D_{fin}^2} + \frac{B(1-\varepsilon) \rho_G j_G^2}{\eta_G \varepsilon^3 D_{fin}} \quad (2.35)$$

$$\eta_L = \left(\frac{\frac{B(1-\varepsilon) \rho_L j_L^2}{\varepsilon^3 D_{fin}}}{\frac{\Delta P_L}{L_{finned}} - \frac{150(1-\varepsilon)^2 \mu_L j_L}{k_L \varepsilon^3 D_{fin}^2}} \right) \quad (2.36)$$

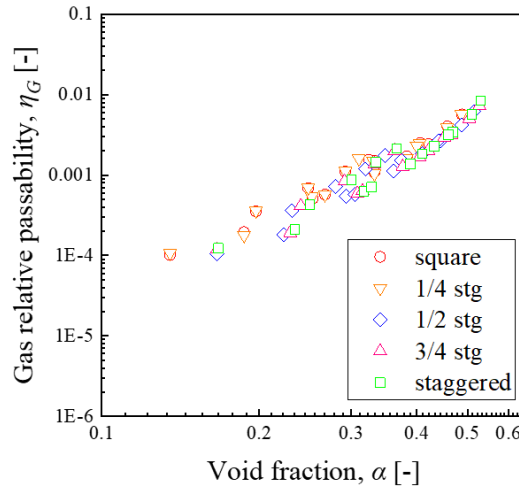
$$\eta_G = \left(\frac{\frac{B(1-\varepsilon) \rho_G j_G^2}{\varepsilon^3 D_{fin}}}{\frac{\Delta P_G}{L_{finned}} - \frac{150(1-\varepsilon)^2 \mu_G j_G}{k_G \varepsilon^3 D_{fin}^2}} \right) \quad (2.37)$$

Figure 2-36 に、液相の体積率 $(1-\alpha)$ と液相における相対透過率 η_L 、ボイド率 α と気相にお

ける相対透過率 η_G の関係を示す．なお，ボイド率 α は実験から求めた値を用いた．液相の相対透過率 η_L はややフィン配置による違いは見られるが，気液両相ともに相対透過率 η_L ， η_G は体積率 $(1 - \alpha)$ やボイド率 α に対して同様の傾向を示している．



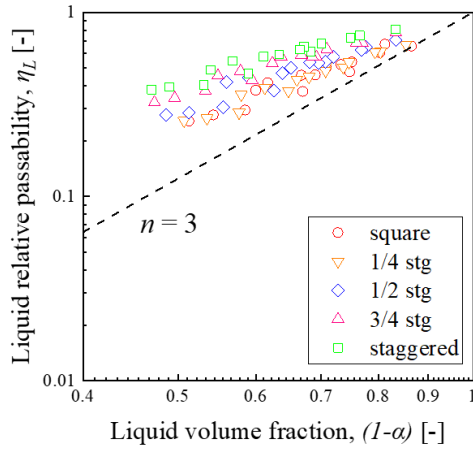
(a) Liquid phase



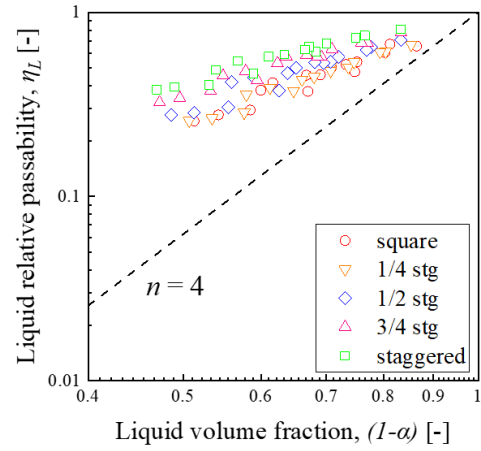
(b) Gas phase

Figure 2-36. Comparison between liquid relative permeability and liquid volume fraction, gas relative permeability and void fraction

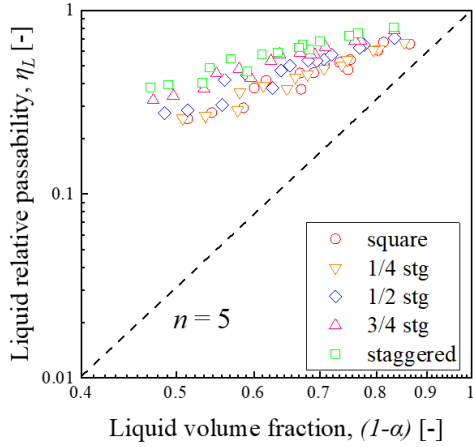
次に，Fig. 2-37 にボイド率 α の実験結果に基づく液相の相対透過率 η_L と Table 2-2 に示した既往研究における液相の相対透過率 η_L との比較を示す．図中のプロットが実験結果に基づく相対透過率 η_L であり，破線が既往研究の相対透過率 η_L の提案式である．図中の(a)，(b)，(c) および(d)はそれぞれ，Lipinski，Tung & Dhir，Schmidt，Reed，Schulenberg & Müller，および Hu & Theofanous らのモデルとの比較を示す．



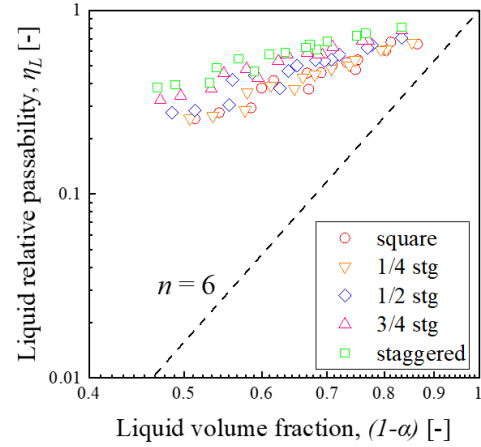
(a) Lipinski



(b) Tung & Dhir, Schmidt



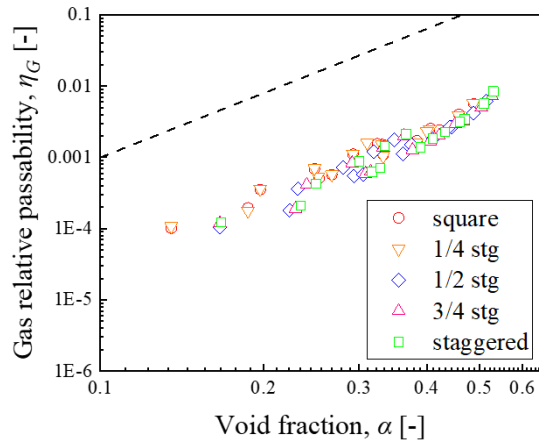
(c) Reed, Schulenberg & Müller



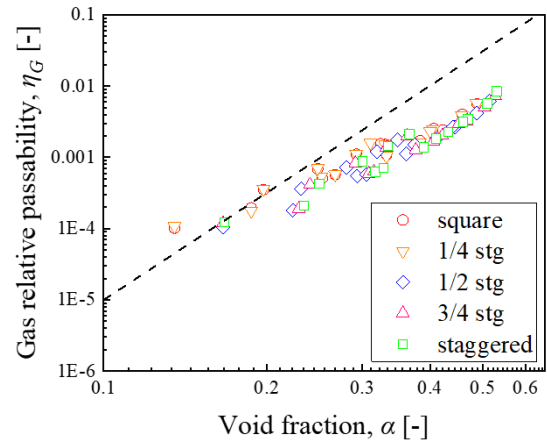
(d) Hu & Theofanous

Figure 2-37. Comparison between liquid relative permeability obtained from void fraction experimental results and existing studies

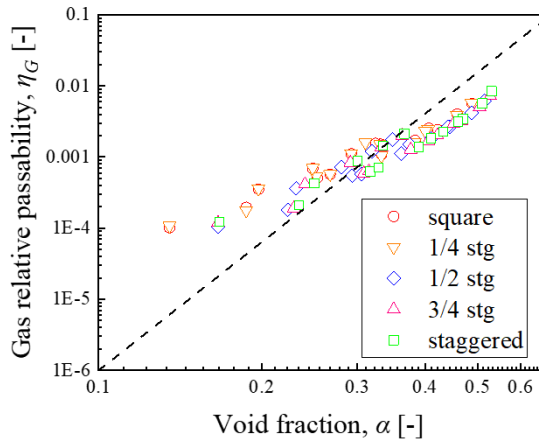
同様に、Fig. 2-38 にボイド率 α の実験結果に基づく気相の相対透過率 η_G と Table 2-2 に示した既往研究における気相の相対透過率 η_G との比較を示す。図中のプロットが実験結果に基づく相対透過率 η_G であり、破線が既往研究の相対透過率 η_G の提案式である。図中の(a), (b), (c), (d)および(e)はそれぞれ、Lipinski, Reed, Hu & Theofanous, Schulenberg & Müller, および Tung & Dhir・Schmidtらのモデルとの比較を示す。



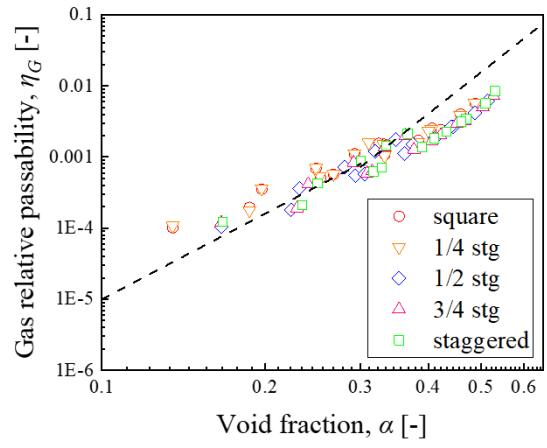
(a) Lipinski



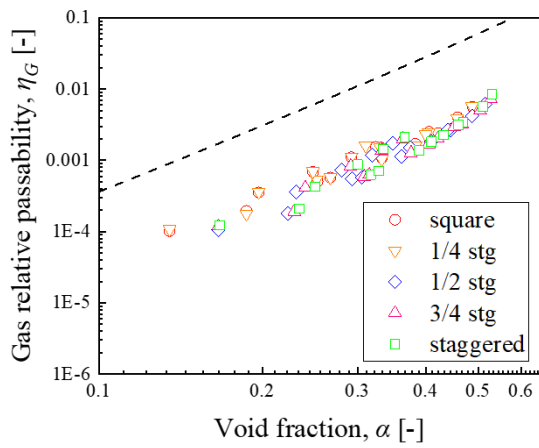
(b) Reed



(c) Hu & Theofanous



(d) Schulenberg & Müller



(e) Tung & Dhir, Schmidt

Figure 2-38. Comparison between gas relative permeability obtained from void fraction experimental results and existing studies

Figure 2-37 および Figure 2-38 の結果から、ボイド率 α の実験結果に基づく液相相対透過率 η_L は Lipinski が提案する液相の相対透過率 $\eta_L = (1 - \alpha)^3$ に最も近い値となった。一方で、ボイド率 α の実験結果に基づく気相相対透過率 η_G は、Schulenberg & Müller が提案する気相の相対浸透率 $\eta_G = 0.1\alpha^4$ ($\alpha < 0.3$)、 $\eta_G = \alpha^6$ ($\alpha > 0.3$)に最も近い値となった。また、ボイド率 α に対する気相相対透過率 η_G の全体的な傾向は Tung & Dhir や Schmidt が提案する気相の相対浸透率 $\eta_G = (1 - \varepsilon/1 - \varepsilon\alpha)^{1/3+2}\alpha^3$ に最も近い。ただし、既往研究と一致しておらず実験値を用いたフィッティングが必要である。ここで、Tung & Dhir や Schmidt が提案する気相の相対浸透率の式の中に示されている $(1 - \varepsilon/1 - \varepsilon\alpha)^{1/3}$ の物理的意味について説明する。これは、球充填層における粒子径 d_p と気相側における粒子の有効径 $d_{p_{eff}}$ の比を表す。Figure 2-39 に示すように、充填層内の気液二相流では、一般に充填物は液膜に覆われており、液相が連続した膜や相を形成し、充填物の表面に沿って流れる。そのため、気相は直接充填物に触れずに、液相に沿って流れることになる。したがって、気相-粒子間の抗力を考えた場合に、その抗力は液相を通して及ぼすものであり、気相側からは見ると覆われた液膜分大きくなった粒子との抗力と考えることもできる。Tung & Dhir や Schmidt は、覆われた液膜分大きくなった粒子の径を気相側の有効粒子径 $d_{p_{eff}}$ 、Fig. 2-40 に示すような気相側の有効空隙率 ε_{eff} を定義している。その結果、Figure 2-41 に示すように球充填層における粒子径 d と気相側における粒子の有効粒子径 $d_{p_{eff}}$ の比は $(1 - \varepsilon/1 - \varepsilon\alpha)^{1/3}$ で表される。Tung & Dhir や Schmidt は気相側の有効空隙率 ε_{eff} および有効粒子径 $d_{p_{eff}}$ を Ergun モデルの慣性項に適用して気相相対透過率 η_G を導出しており、結果として、 $(1 - \varepsilon/1 - \varepsilon\alpha)^{2/3}$ の形で式の中に表れている。本実験における気液両相の見かけ速度の条件では、フィンは常に液相に接しており、気相は液相に沿って流れているため、上述した Tung & Dhir や Schmidt の粒子径 d_p と覆われた液膜分大きくなった粒子の径 $d_{p_{eff}}$ が考慮すべきパラメータであると考えられる。ただし、本研究では、Fig. 2-42 に示すように、充填物が球ではなく円柱であり、高さ方向はフィン径 D ではなくフィン高さ h となるため、フィン径 D と気相側の有効フィン径 D_{eff} の比は、 $(1 - \varepsilon/1 - \varepsilon\alpha)^{1/2}$ となる点には留意しなくてはならない。

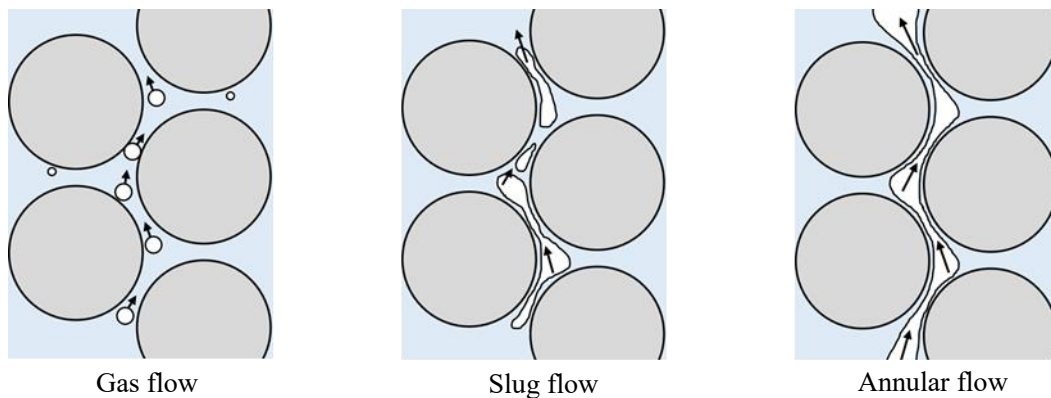


Figure 2-39. Flow in the sphere packed layer

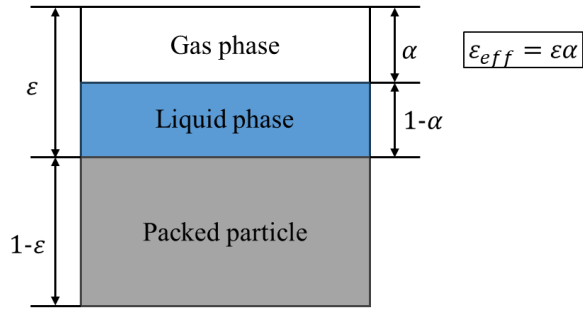


Figure 2-40. Effective porosity ε_{eff} of gas phase

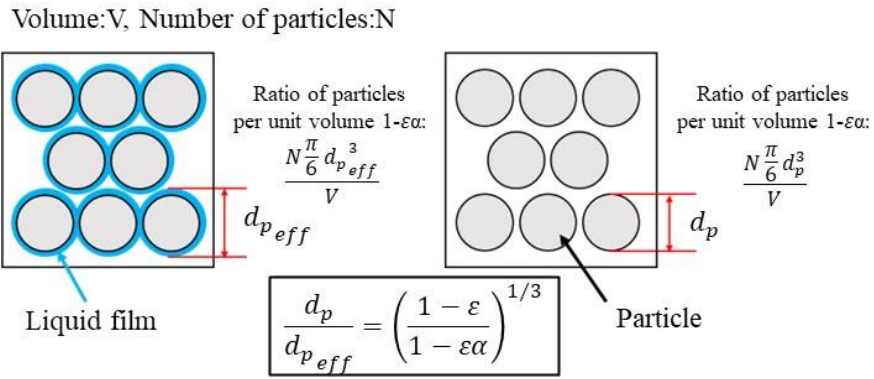


Figure 2-41. Effective porosity ε_{eff} of gas phase

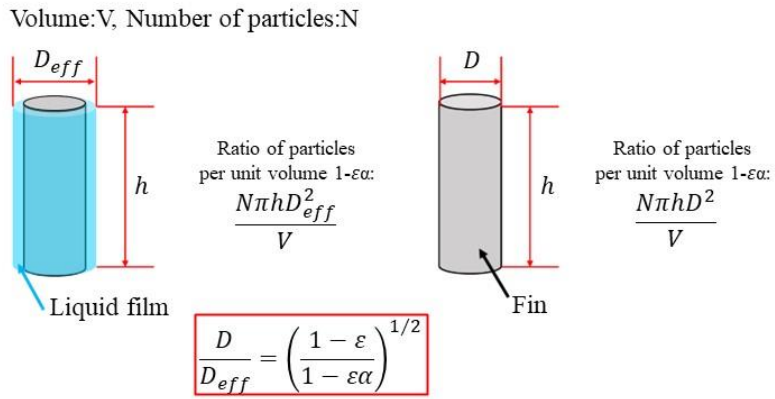


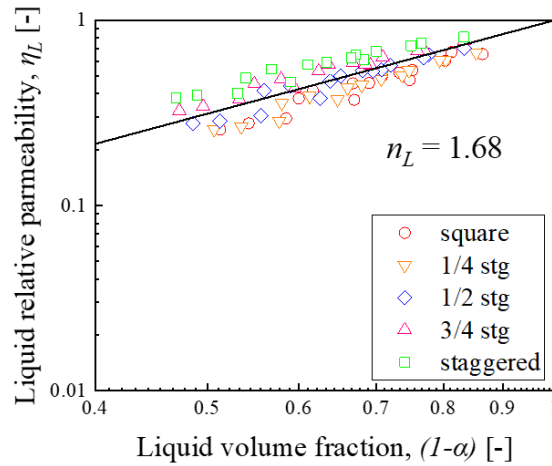
Figure 2-42. Ratio of fin diameter D to effective fin diameter D_{eff} of gas phase

気液各相の相対透過率がそれぞれの相の体積率の n 乗に比例すると仮定し、実験値 α_{Exp} から得た気液両相の相対浸透率 η_L , η_G の近似曲線を求める。上記の結果をもとに、液相の相対浸透率は Eq.(2.38), 気相の相対浸透率は Eq.(2.39)でフィッティングした。フィッティングし

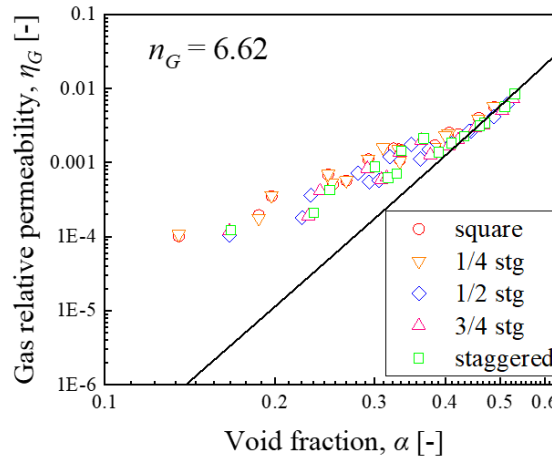
た相対透過率の近似曲線を求めた結果を Fig. 2-43 に示す．液相の相対透過率 η_L に対しては良好な近似曲線を示している．一方で、気相の相対透過率 η_G の近似曲線は、ボイド率が小さい条件の相対透過率 η_G を過小評価していることがわかる．これは、Fig. 2-28~2-31 に示した X 線ラジオグラフィの透過画像のように、本実験では水平流を対象としているため、気相と液相の流れが層状化し、フィン下部では液相のみとなっていることから、気相の有効フィン径 D_{eff} を直接適用できないことが原因であると考えられる．よって、Fig. 2-42 に示すように層状化の影響を考慮し、新たに係数 A を導入することで、Eq.(2.40)で再び近似曲線を求める．

$$\eta_L = (1 - \alpha)^{n_L} \quad (2.38)$$

$$\eta_G = \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon \alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \alpha^{n_G} \quad (2.39)$$



(a) Liquid phase



(b) Gas phase

Figure 2-43. Approximate curves of relative permeability

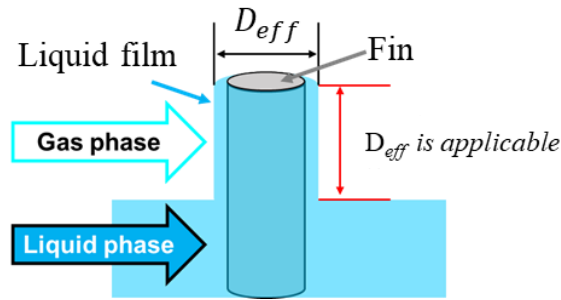


Figure 2-44. Applicable range of effective fin diameter

$$\eta_G = A \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon \alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \alpha^{n_G} \quad (2.40)$$

Figure 2-45 に、再度フィッティングした気相の相対透過率 η_G の近似曲線を求めた結果を示す。係数 A を導入することで、Eq. (2.40)はボイド率の実験結果から求めた気相の相対透過率 η_G を良好に近似できることがわかる。Eq. (2.40)のように係数を導入する定式化は、Schulenberg & Müller も実施しているが、ボイド率が 1 になった場合に相対透過率が 1 にならず、Ergun モデルに収斂しないという課題がある点は留意しておく必要がある。

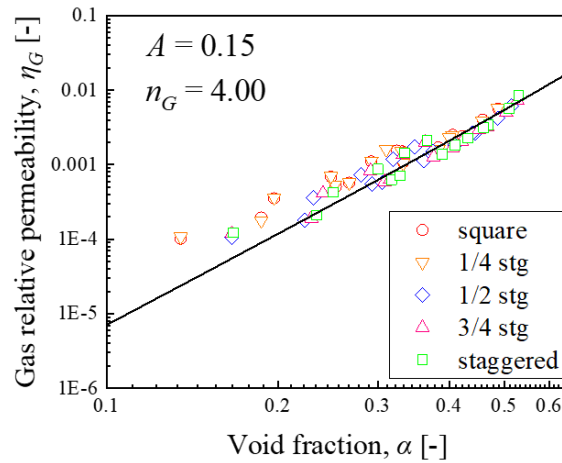


Figure 2-45. Approximate curves of gas relative permeability

2.3.7 Lipinski モデルの再構築

液単相流における圧力損失の実験結果から求めた慣性項の係数 B (Table 2-6 参照) を適用した修正 Lipinski モデルに、気液二相流におけるボイド率実験結果から求めた相対透過率

η_L , η_G を適用して, さらなる修正を行った. このようにして再構築した Lipinski モデルを Eq. (2.41)~Eq. (2.44)に示す.

$$\frac{\Delta P_L}{L_{finned}} = \frac{150(1-\varepsilon)^2 \mu_L j_L}{k_L \varepsilon^3 D_{fin}^2} + \frac{B(1-\varepsilon) \rho_L j_L^2}{\eta_L \varepsilon^3 D_{fin}} \quad (2.41)$$

$$\frac{\Delta P_G}{L_{finned}} = \frac{150(1-\varepsilon)^2 \mu_G j_G}{k_G \varepsilon^3 D_{fin}^2} + \frac{B(1-\varepsilon) \rho_G j_G^2}{\eta_G \varepsilon^3 D_{fin}} \quad (2.42)$$

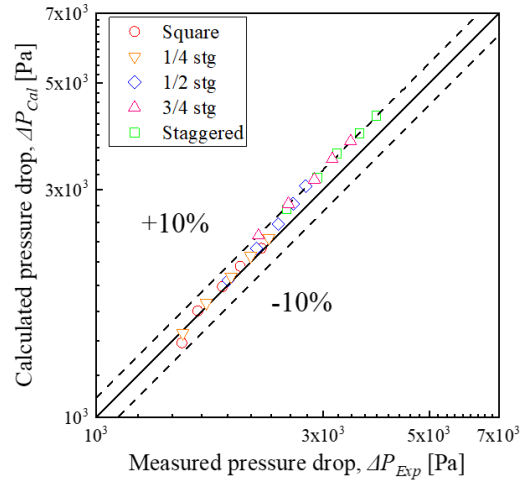
$$\eta_L = (1-\alpha)^{1.68} \quad (2.43)$$

$$\eta_G = 0.15 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \alpha^{n_G} \quad (2.44)$$

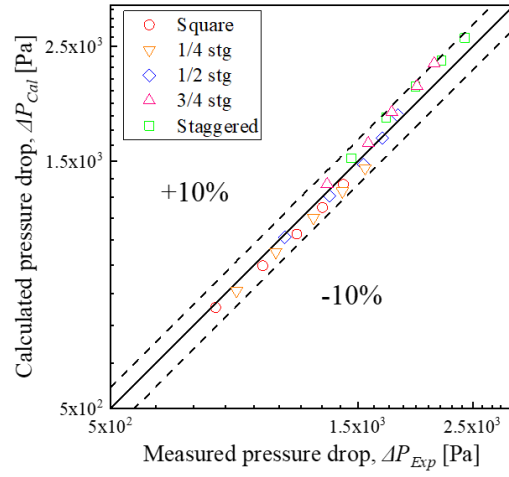
Table 2-7 に, 気液二相流における圧力損失の実験値と, Eq. (2.41)~Eq. (2.44)に示す再構築した Lipinski モデルによる計算値の相対誤差の二乗平均値をまとめる. また, Fig. 2-46 に, 気液二相流における圧力損失の実験値と, Eq. (2.41)~Eq. (2.44)に示す再構築した Lipinski モデルによる計算値との比較を示す. 図中の縦軸は再構築した Lipinski モデルにおける計算値 ΔP_{cal} , 横軸は圧力損失の実験値 ΔP_{Exp} を示す. 相対誤差の二乗平均は Eq. (2.29)で計算する. ボイド率の実験結果から気液両相の相対透過率 η_L , η_G を修正することにより, フィン配置や実験条件によらず再構築した Lipinski モデルは計測値を良好に再現できることがわかる. 再構築したことによって, 相対誤差が最大 $\pm 10\%$, 全体平均で 5.9% と非常に精度良く実験値を予測できる. 以上のことから, 実現象に基づき適切な修正を行うことで, Lipinski モデルによって, 気液二相流におけるフィン付きヒートシンクの圧力損失をフィン配置の違いによらず精度よく評価できることが明らかとなった.

Table 2-7 Coefficient of inertia term for each fin layout.

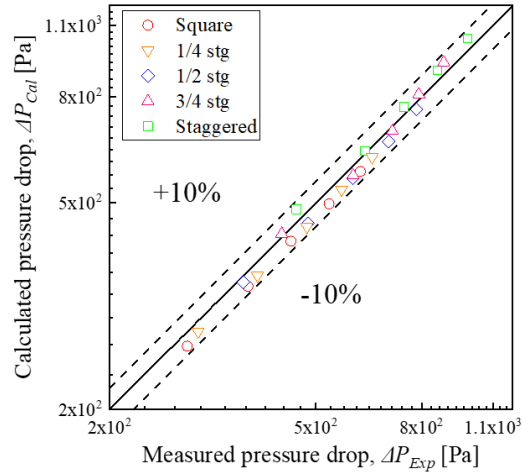
Models	Root mean square
Square	0.046
1/4 staggered	0.046
1/2 staggered	0.049
3/4 staggered	0.073
Staggered	0.074



(a) $j_L = 0.139$ m/s



(b) $j_L = 0.278$ m/s



(c) $j_L = 0.417$ m/s

Figure 2-46. Comparison of measurements and calculations

2.4 フィン付き伝熱面の熱伝達特性

2.4.1 熱伝達特性の評価式

フィン付き伝熱面における熱伝達率と熱流束を求めるために、Fig. 2-6~2-8 に示した実験装置を用いて、流体温度、フィン付きヒートシンクのベース面温度および加熱表面の温度を計測する。Figure 2-47 に、熱伝達率と熱流束の定義と測定点を示す。比較用のフィンなしヒートシンクの熱伝達率と熱流束も同様に計算した。本実験では、流れ方向 3 箇所の熱伝達率と熱流束を評価するために、3 箇所それぞれを上流、中心、下流 (Up, Mid, Down) とする。ここでは、 h はフィン各箇所の熱伝達係数、 q はフィン各箇所の熱流束、 x_n はヒートシンクの流体入口側端部から測定点までの距離、 y_1 は温度差を計測する二つの熱電対の間の距離、 y_2 は中心温度を計測する熱電対とフィンベース表面の間の距離である。

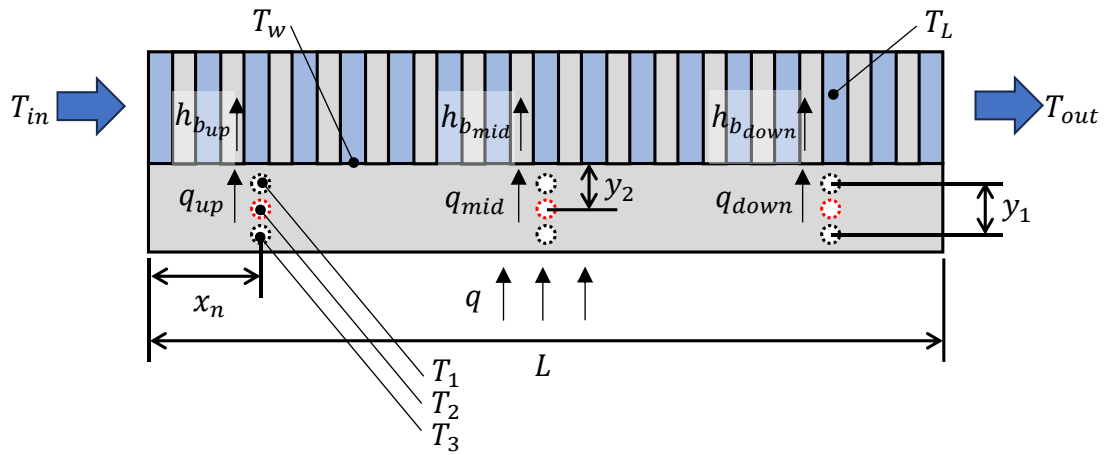


Figure 2-47. Definition of heat transfer coefficient and heat flux, and measurement points

・伝熱面測定位置における流体温度

ヒートシンク伝熱面上において、ベース面の熱流束が上流から下流のどの面において一定であり、流体の温度変化は流れ方向に単調に上昇すると仮定すれば、伝熱面各箇所における流体温度 $T_{L(x)}$ は Eq. (2.45) のように計算できる。

$$T_{L(x_n)} = T_{in} + \frac{x_n}{L} (T_{out} - T_{in}) \quad (2.45)$$

ここで、 T_{in} は流体入口温度、 T_{out} は流体出口温度、 L はヒートシンク流れ方向の長さ、 x_n はヒートシンクの上流側端部から測定点までの距離である。なお、ここで用いている温度はすべて液バルク温度である。

- ・伝熱面における熱流束

伝熱面各箇所の熱流束 q は定常一次元熱伝導を仮定すると、Eq. (2.46)のように計算できる。

$$q = \frac{\lambda_{Al}\Delta T}{y_1} \quad (2.46)$$

ここで、 λ_{Al} はアルミニウム熱伝導率、 ΔT は温度測定点 T_1 と T_3 の温度差、 y_1 は温度測定点間の距離である。

- ・伝熱面表面温度

伝熱面表面の温度 T_w も定常一元熱伝導を仮定すると、Eq. (2.47)のように計算できる。

$$T_w = T_2 - qA_wR_{y_2} \quad (2.47)$$

ここで、 T_2 はヒートシンクベース面中心温度、 A_w は伝熱面のベース面積、 R_{y_2} はヒートシンクベース面中心から伝熱面表面までの熱抵抗である。

- ・ベース面基準の熱伝達率

したがって、ベース面基準熱伝達率 h_b は、Eq. (2.48)のように計算できる。

$$h_b = \frac{q}{T_w - T_{L(x_n)}} \quad (2.48)$$

2.4.2 無次元数の評価式

熱伝達特性である摩擦損失と熱伝達率の評価において、摩擦損失係数 f 、レイノルズ数 Re およびヌセルト数 Nu 等の無次元数を用いることが一般的である。しかしながら、フィンなしヒートシンク伝熱面とフィン付きヒートシンク伝熱面において無次元数の定義が異なる場合が多い。そのため、フィンなしヒートシンク伝熱面とフィン付きヒートシンク伝熱面の無次元数の計算方法を以下に示す。

- ・フィンなしヒートシンク伝熱面

Eq. (2.49)に、フィンなしヒートシンク伝熱面の摩擦損失係数 f の定義式を示す。

$$f = \frac{2}{\rho u_{in}^2} \cdot \frac{D}{L} \cdot \Delta P \quad (2.49)$$

ここで、 ρ は流体密度、 u_{in} は矩形流路の見かけ速度、 D は矩形流路等価直径、 L は測定部長さ、 ΔP は測定部圧力損失である。

Eq. (2.50)に、フィンなしヒートシンク伝熱面のレイノルズ数 Re の定義式を示す。

$$Re = \frac{\rho u_{in} D}{\mu} \quad (2.50)$$

ここで、 μ は流体粘性係数である。

Eq. (2.51)に、フィンなしヒートシンク伝熱面のヌセルト数 Nu の定義式を示す。

$$Nu = \frac{hD}{\lambda_L} \quad (2.51)$$

ここで、 h は熱伝達率、 λ_L は流体熱伝導率である。

・フィン付きヒートシンク伝熱面

Eq. (2.52)に、フィン付きヒートシンク伝熱面の摩擦損失係数 f_D の定義式を示す。

$$f_D = \frac{2\Delta P}{\rho u_{fin}^2 N} \quad (2.52)$$

ここで、 u_{fin} はフィン間流速、 N は流れ方向のフィン列数である。フィンなしヒートシンク伝熱面と異なり、摩擦損失係数 f_D はフィン間を流れる動的損失が支配的である。

Eq. (2.53)に、フィン付きヒートシンク伝熱面のフィン間基準レイノルズ数 Re_D の定義式を示す。

$$Re_D = \frac{\rho u_{fin} D_{fin}}{\mu} \quad (2.53)$$

ここで、 D_{fin} はフィン等価直径である。

Eq. (2.54)に、フィン付きヒートシンク伝熱面のフィン間基準ヌセルト数 Nu_D の定義式を示す。

$$Nu_D = \frac{h D_{fin}}{\lambda_L} \quad (2.54)$$

・銅ブロックの熱損失

銅ブロックに挿入したカートリッジヒータへは、交流電圧を可変電圧器で変換して電力を供給した。加熱時に周囲環境への熱損失を抑制するために、銅ブロックの周りに断熱材を取り付けた。さらに、銅ブロックとヒートシンクベース板の間に熱伝導グリースを薄く塗って、接触熱抵抗を可能な限り小さくした。しかしながら、熱損失を完全に抑制することは難しい。Eq. (2.55)に銅ブロックの熱損失率 ε_{loss} の計算式を示す。

$$\varepsilon_{loss} = \frac{P - \dot{Q}_L}{P} \times 100 \quad (2.55)$$

ここで、 $\dot{Q}_L$ は単位時間あたりの流体受熱量、 P は印可電圧と電流値から計算したジュール熱である。なお、印可電圧および電流値はデータロガーを用いて計測した。Eq. (2.56)に、単位時間当たりの流体受熱量の計算式を示す。

$$\dot{Q}_L = \rho C_p Q_L (T_{out} - T_{in}) \quad (2.56)$$

ここで、 C_p は流体比熱容量、 Q_L は流量である。

銅ブロックの熱損失の測定結果を、Table 2-8 に示す。本実験装置において銅ブロックの熱損失は、概ね 10%前後であった。

Table 2-8 Summary of heat loss measurement results for copper block.

Inlet temperature [°C]	Measured Joule heat [W]	Heat transferred to Fluid [W]	Heat loss [%]
20	110.2	102.4	7.2
20	440.5	389.6	11.6
20	985.8	947.8	3.8
20	1748.0	1638.3	6.3

2.4.3 単相流条件における熱伝達特性

Figure 2-48 に、フィン付きヒートシンクの単相流条件における熱伝達特性の結果を示す。横軸はフィン間基準レイノルズ数 Re_D 、縦軸はフィン間基準ヌセルト数 Nu_D である。実験条件は、入口流体温度 60°C と 80°C、フィン間流速 $u_{fin} = 0.26 \sim 2.6$ m/s の範囲における 10 点であり、フィン間基準レイノルズ数 Re_D の範囲は 1000~14000 である。また、ヒートブロックの平均熱流束は 193 kW/m² 一定とした。図中には、比較のために円柱ピンフィンに対する Zukauskas モデル[88]、角柱ピンフィンに対する McNeil モデル[89]およびセンチメートルスケールの管群に対する ESDU モデル[90]をそれぞれ破線で示す。また、フィンによる伝熱促

進効果を確認するために、平滑面に対する Dittus-Boelter モデル[91]を実線で示す。

• Zukauskas モデル

Zukauskas は、流路内に基盤配列に配置された円柱ピンフィンの熱伝達率を予測するモデルとして Eq. (2.57)を導出した。フィン間基準レイノルズ数の範囲は、 $1000 < Re_D < 2 \times 10^6$ と適用できる範囲が広い。

$$Nu_D = 0.27 Re_D^{0.63} Pr^{0.36} \quad (2.57)$$

• McNeil モデル

McNeil は、流路内の角柱ピンフィンの熱伝達率を予測するモデルとして Eq. (2.58)を導出した。

$$Nu_D = 0.0592 (Re_D Pr)^{0.726} \quad (2.58)$$

• ESDU モデル

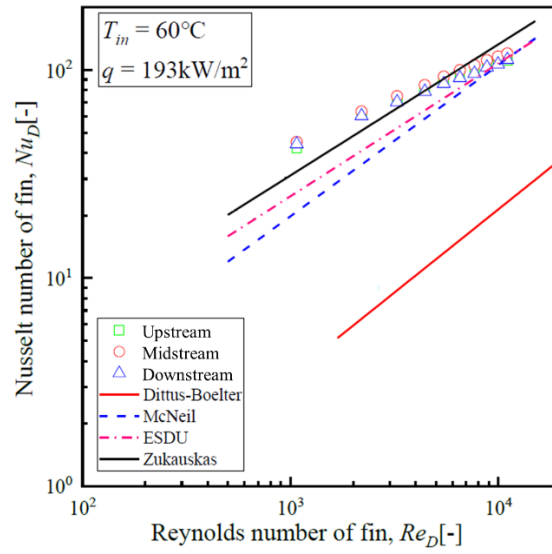
ESDU とは、世界中の発表・未発表の工学情報を専門家によって収集、検証、再評価されたデータベースである。その中で、センチメートルスケールの管群に対して熱伝達率を予測するモデルとして Eq. (2.59)を掲載している。

$$Nu_D = 0.206 Re_D^{0.639} Pr^{0.34} \quad (2.59)$$

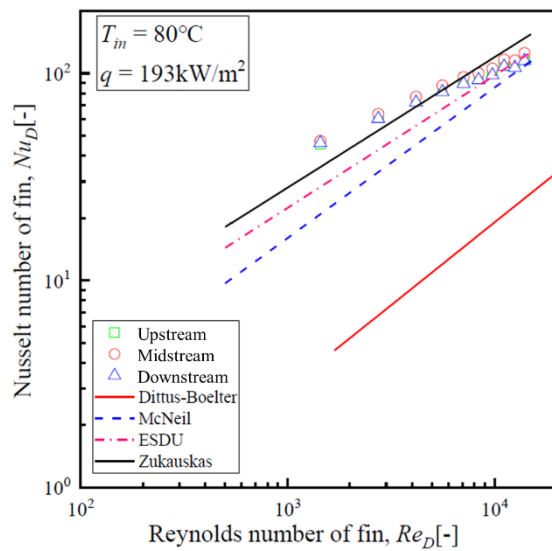
• Dittus-Boelter モデル

Dittus-Boelter は、円管内強制乱流熱伝達率を予測するモデルとして Eq. (2.60)を導出した。

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (2.60)$$



(a) $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$, $q = 193 \text{ kW/m}^2$



(b) $T_{in} = 80^{\circ}\text{C}$, $q = 193 \text{ kW/m}^2$

Figure 2-48. Heat transfer characteristics in single-phase flow

単相流において、実験結果は Dittus-Boelter モデルよりもフィン間基準ヌセルト数 Nu_D が一桁程度大きく、フィンによる伝熱促進が確認できる。Zukauskas モデル、McNeil モデルおよび ESDU モデルと実験結果を比較すると、フィン形状は円柱と角柱で異なるが Zukauskas モデルと比較的よく一致することがわかった。

2.4.4 沸騰条件における熱伝達特性

Figure 2-49, 2-50 に、フィン付きヒートシンクの沸騰条件における熱伝達特性の結果を示

す．横軸は壁面過熱度 T_{sat} ，縦軸は熱流束 q である．実験条件は，入口流体温度 60°C，80°C，90°C，95°C とし，フィン間基準レイノルズ数 Re_D を 2500 一定とした．また，ヒートブロックの平均熱流束は 0~2 MW/m² の範囲とした．図中には，比較のために平滑面に対する核沸騰熱伝達である Kutateladze の相関式[92]，Rohsenow の相関式[93]および Jens-Lottes の相関式[94]を示す．併せて，沸騰が開始する前の単相流条件の相関式として Zukauskas モデルと，参考として Dittus-Boelter モデルを示す．

・ Kutateladze 相関式

Kutateladze は，核沸騰熱伝達と関係があるパラメータの中から，伝熱面の寸法や形状を考えず，重要度が高い無次元数だけを考慮して実験データをフィッティングした相関式として Eq. (2.61)を導出した．Eq. (2.61)に示す l_a はラプラス長さであり，Eq. (2.62)のように計算する．

$$h = 7.0 \times 10^{-4} \left(\frac{ql_a}{\rho_G h_v \nu_L} \right)^{0.7} \left(\frac{pl_a}{\sigma} \right)^{0.7} Pr_L^{0.35} \left(\frac{\lambda_L}{l_a} \right) \quad (2.61)$$

$$l_a = \left[\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{0.5} \quad (2.62)$$

ここで， h は熱伝達率， λ_L は流体熱伝導率， Pr_L は流体プラントル数， q は熱流束， ρ_G は蒸気密度， h_v は蒸発潜熱， ν_L は流体動粘性係数， p は環境圧力， σ は液体表面張力， g は重力加速度である．

・ Rohsenow 相関式

Rohsenow は，核沸騰熱伝達に対して伝熱面の材料と流体の組み合わせを考慮して実験データをフィッティングした相関式として Eq. (2.63)を導出した．

$$h = \frac{Pr_L^{-0.7}}{C_{sf}} \left(\frac{ql_a}{\rho_G h_v \nu_L} \right)^{0.67} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.67} \left(\frac{\lambda_L}{l_a} \right) \quad (2.63)$$

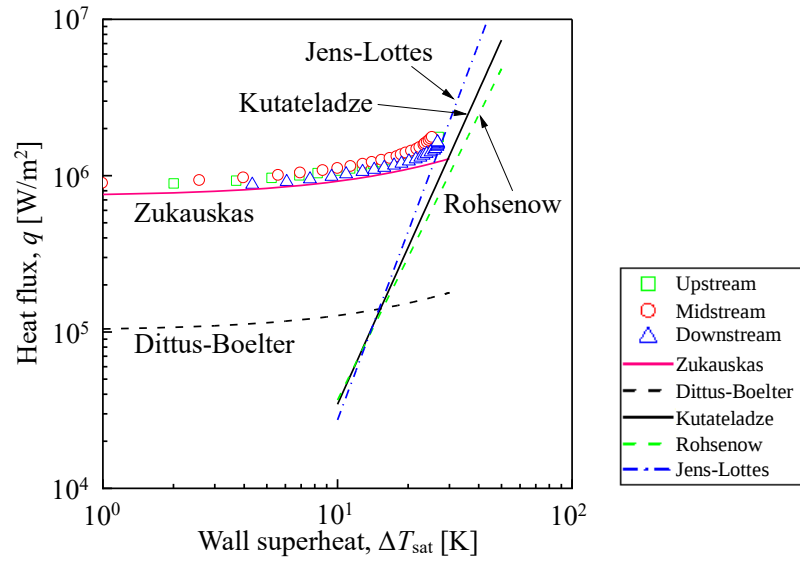
ここで， C_{sf} は伝熱面の材質と流体の組み合わせによって決まる係数である．本研究の伝熱面は滑らかなアルミニウムを採用し，流体はイオン交換水である．したがって，係数 $C_{sf}=0.011$ である．

・ Jens-Lottes 相関式

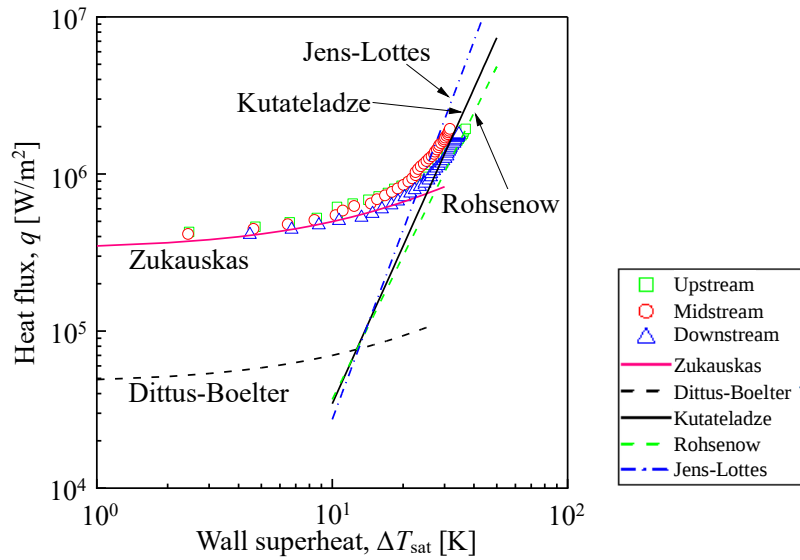
核沸騰領域の伝熱特性は，作動流体のサブクール度や流速にほとんど関係なく，1本の線

で表される。Jens-Lottes は、圧力の高い水に対して ΔT_{sat} の 4 乗に比例する Eq. (2.64) に示す実験式を導出した。なお、圧力 p の単位が MPa であることに注意する。

$$q = \frac{\exp\left(\frac{4p}{6.2}\right)}{0.79^4} \Delta T_{sat}^4 \quad (2.64)$$

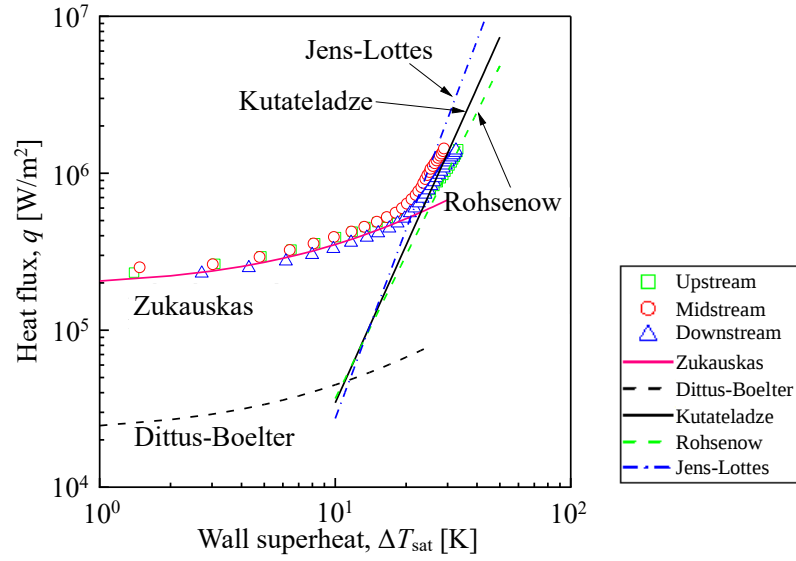


(a) $Re_D = 2500$, $T_{in} = 60^\circ\text{C}$

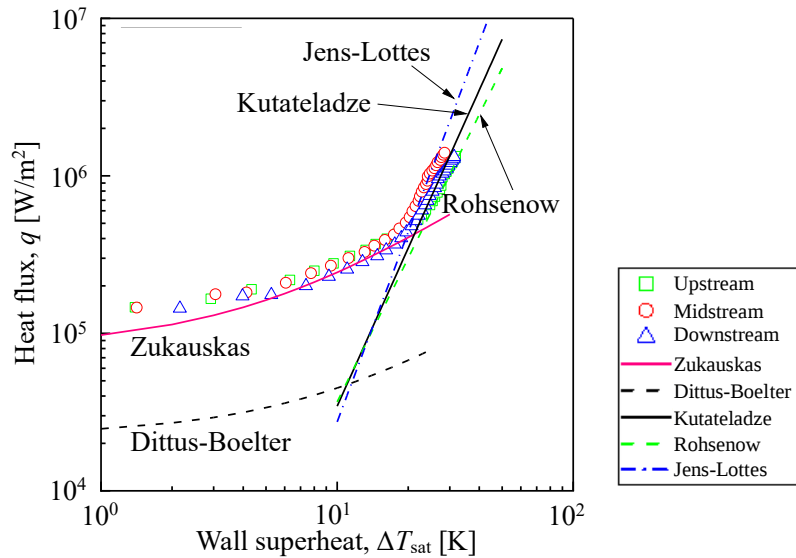


(b) $Re_D = 2500$, $T_{in} = 80^\circ\text{C}$

Figure 2-49. Boiling curves at $Re_D = 2500$



(c) $Re_D = 2500$, $T_{in} = 90^\circ\text{C}$



(d) $Re_D = 2500$, $T_{in} = 95^\circ\text{C}$

Figure 2-50. Boiling curves at $Re_D = 2500$

実験結果から、入口温度が 80°C 以上における単相流領域の実験値は、Zukauskas モデルとほぼ一致しているが、入口温度が比較的低い 60°C における単相流領域の実験値は、Zukauskas モデルよりも同一過熱度で高い熱流束を示している。この原因は、本実験におけるフィン部の面積が Zukauskas より小さく、同じ入口温度の条件下において熱流束が大きくなるためであると考えられる。いずれの温度条件においても壁面過熱度が $12\sim 15\text{ K}$ 程度で曲線の傾きが大きく変化する沸騰開始点が見られ、核沸騰熱伝達の相関式に近づいていく。なお、すべての温度条件において、Kutateladze 相関式ともっとよく一致した。Figure 2-51 に、

伝熱面を可視化した結果を示す。これらは高速度カメラ（SONY，FDR-ax700）で撮影した入口温度 90°C における可視化結果である。Figure 2-51(a)は、過熱度が大きい強制対流領域の可視化画像である。強制対流が支配的ではあるが、部分的に沸騰気泡が発生していることが観察できる。これは、フィンから剥離した流れの影響でフィン背面の圧力が小さくなり、沸騰が発生しやすい環境になったと考えられる。Figure 2-51(b)は、核沸騰熱伝達の相関式に近づきはじめた沸騰開始点近傍の可視化画像である。ヒートシンク中流において小さい沸騰気泡が観察され、下流において比較的大きなスラグ気泡が観察され、明確に沸騰が起こっていることが確認できる。Figure 2-51(c)は、熱流束 1.0 MW/m^2 近傍の可視化画像である。スラグ気泡の生成範囲が広がり、Fig. 2-51(b)と比較して中流からスラグ気泡が発生していることが観察できる。Figure 2-51(d)は、熱流束 1.4 MW/m^2 における可視化画像である。スラグ気泡の生成範囲がさらに広がって上流からスラグ気泡が発生し、中流以降では激しい沸騰が起こっていることが観察できる。これらの可視化結果および沸騰曲線の計測結果から、過熱度が大きくなると、強制対流熱伝達よりも核沸騰の影響が支配的になることがわかる。

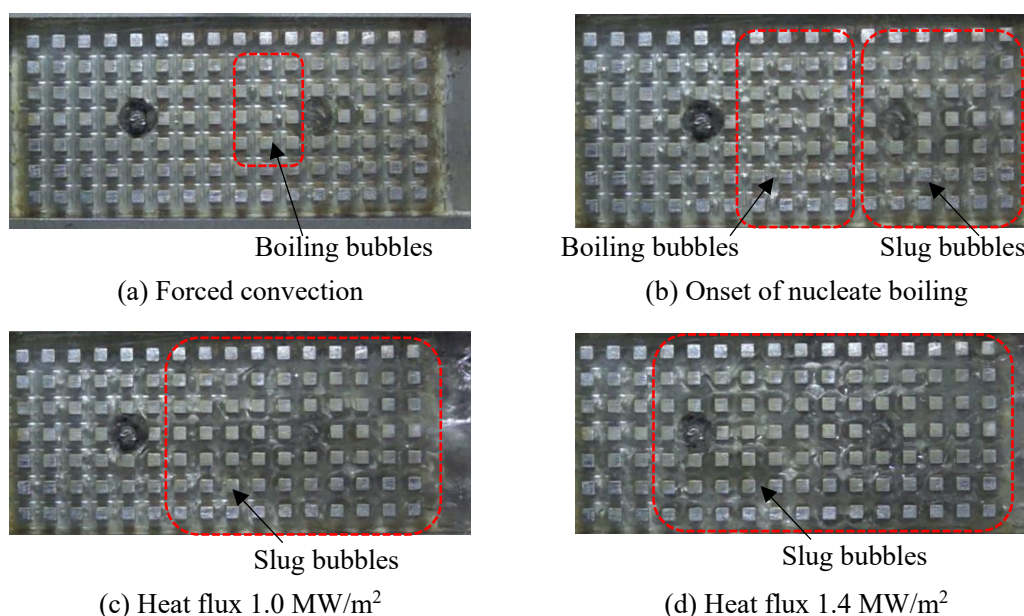
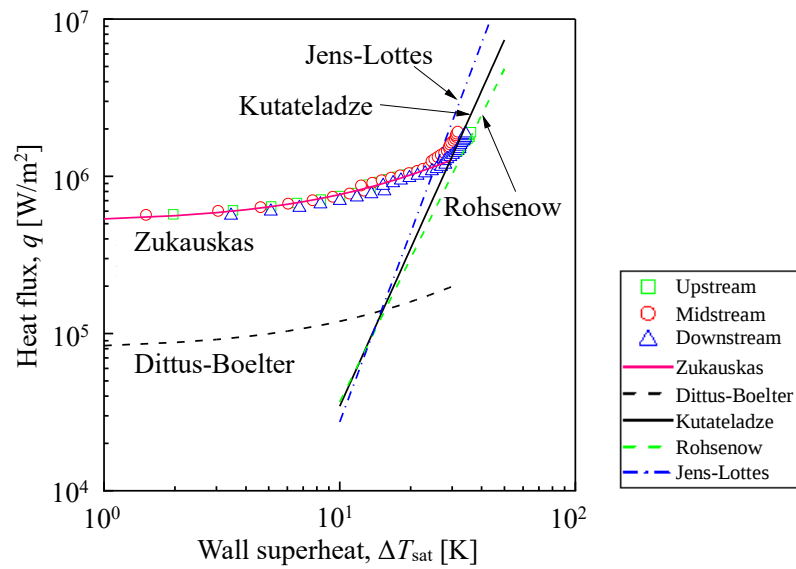


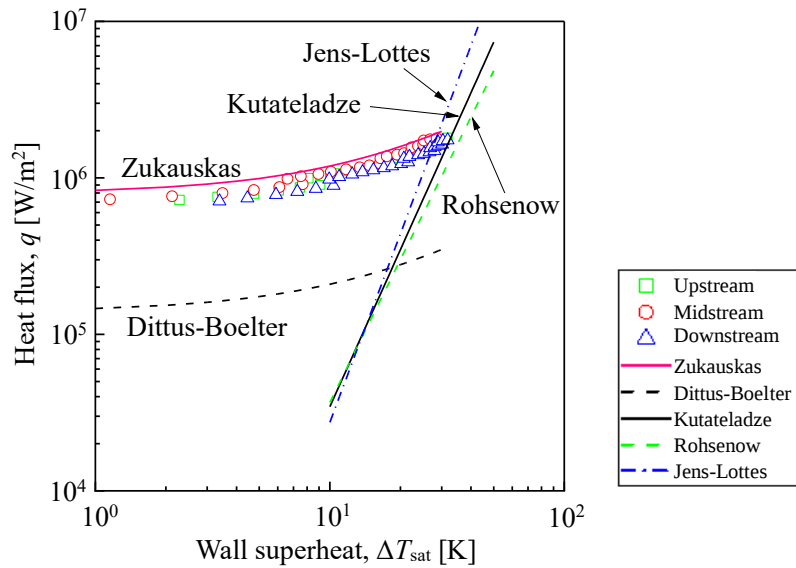
Figure 2-51. Visualized image of inter-fin flow

Figure 2-52 に、入口温度 80°C ，フィン間基準レイノルズ数 $Re_D = 5000, 10000$ 条件における沸騰曲線を示す。Figure 2-49(b)および Fig. 2-52(a)の沸騰曲線において、単相流領域では実験値は Zukauskas モデルとよく一致していることがわかる。一方で、Fig. 2-52(b)の沸騰曲線において、レイノルズ数が大きくなると、実験値は同一過熱度において Zukauskas よりも熱流束が小さくなることがわかる。これは、Zukauskas の式が円柱フィンであるのに対し、本研究では角柱フィンを用いていることが原因とも考えられるが、詳細については不明である。

る．以上から、低過熱度では強制対流熱伝達が支配的であるが、過熱度が大きくなると沸騰熱伝達支配になることがわかる．つまり、入口温度をパラメータとした Fig. 2-49 および Fig. 2-50 と同様に、フィン間基準レイノルズ数をパラメータとした条件においても、過熱度が大きくなると、強制対流熱伝達よりも核沸騰の影響が支配的になり、核沸騰熱伝達の相関式とよく一致することがわかる．ただし、フィン間基準レイノルズ数が大きいほど沸騰開始点が高過熱度側に遷移するため、 $Re_D = 10000$ 条件においては本実験の最大熱流束である 2.0 MW/m^2 になってもほとんど沸騰が発生しなかった．これは、Chen が指摘している強制対流による沸騰抑制効果を示しているものと考えられる[95]．



(a) $Re_D = 5000$, $T_{in} = 80^\circ\text{C}$



(b) $Re_D = 10000$, $T_{in} = 80^\circ\text{C}$

Figure 2-52. Boiling curves at $T_{in} = 80^\circ\text{C}$

2.4.5 沸騰条件における圧力損失

Figure 2-53, 2-54 に、フィン付きヒートシンクの沸騰条件における圧力損失の結果を示す。横軸は熱流束 q ，縦軸はフィン間圧力損失 ΔP_{fin} である。実験条件は，入口流体温度 60°C ， 80°C ， 90°C ， 95°C とし，フィン間基準レイノルズ数 Re_D を 2500 一定とした。また，ヒートブロックの平均熱流束は $0\sim 2\text{ MW/m}^2$ の範囲とした。Figure 2-53(a)より，入口温度が 60°C において，熱流束を増加させても圧力損失は変化せずに 550 Pa 程度で一定になっていることがわかる。これは，サブクール度が大きいために圧力損失に変動を与えるほどの沸騰気泡が発生しなかったと考えられる。ただし，Eq. (2.6)で計算した圧力損失よりも若干高い値となった。一方で，入口温度上昇によって密度や粘性係数が小さくなることで強制対流の圧力損失が低下する傾向は捉えられており，修正した Ergun モデルの有用性を確認できた。

Figure 2-53(b)，Figure 2-54(a)および Figure 2-54(b)の結果から，熱流束が小さいときは Fig. 2-53(a)と同様に圧力損失は一定値を示すが，熱流束が大きくなると沸騰気泡の増加に伴うボイド率の上昇によって圧力損失が増大することがわかる。Figure 2-53(b)より，入口温度 80°C の場合は上流と中心の沸騰曲線が Zukauskas モデルから乖離し始める 0.6 MW/m^2 で若干の圧力損失上昇が確認でき，下流の沸騰曲線が Kutateladze 相関式に近づく約 0.8 MW/m^2 以降で明確な圧力損失の増大が観察された。同様に Fig. 2-54(a)および Fig. 2-54(b)より，入口温度 90°C の場合は約 0.6 MW/m^2 ，入口温度 95°C の場合は約 0.4 MW/m^2 で明確な圧力損失の増大が観察された。沸騰による二相流圧力損失は，入口温度 95°C がもっと高い値を示し，沸騰開始前の強制対流時と比較して約 7 倍に増加した。ただし，熱流束が約 1 MW/m^2 を超えると，圧力損失の増大が緩やかになった。フィン間の流れの状態を可視化した結果，ほぼフィン間全体に大きいスラグ気泡が発生しており，熱流束が増加してもボイド率が大きく変化しなかったことが原因であると考えられる。

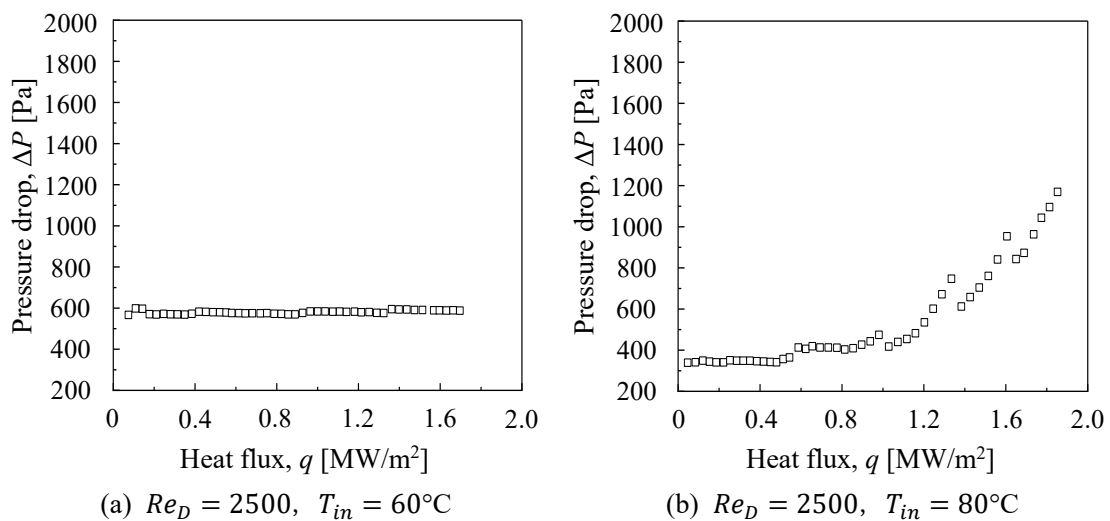


Figure 2-53. Pressure drop at $T_{in} = 60^{\circ}\text{C}$ and $T_{in} = 80^{\circ}\text{C}$

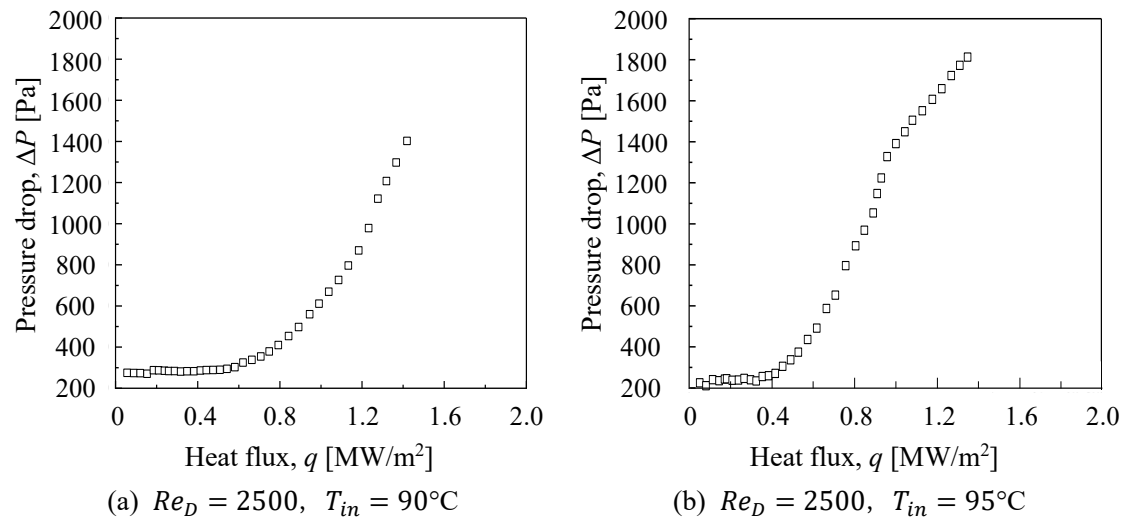
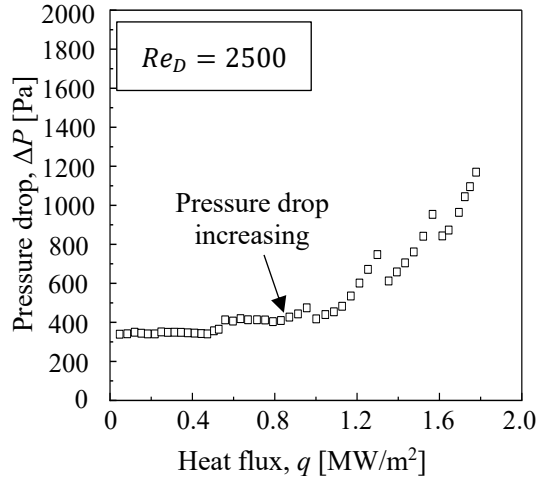


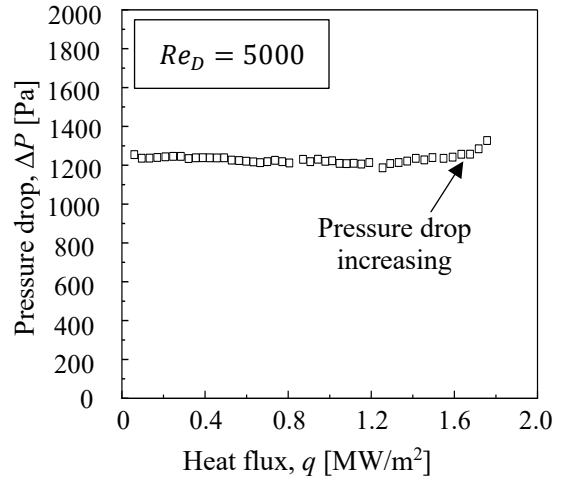
Figure 2-54. Pressure drop at $T_{in} = 90^\circ\text{C}$ and $T_{in} = 95^\circ\text{C}$

Figure 2-55, 2-56 に、入口温度を 80°C および 90°C 一定とし、フィン間基準レイノルズ数 Re_D を 2500 と 5000 の 2 パターンにおける圧力損失の結果を示す. Fig.2-55(a) に示すように、圧力損失は熱流束の増加に伴い増加することがわかる. これは Fig.2-49(d) の沸騰曲線の計測結果から明らかなように $q = 500 \text{ kW/m}^2$ 以上で沸騰が開始し、ボイド率が上昇しているためと考えられる. 一方、 $Re_D = 5000$ の場合、Fig.2-49(b) に示すように圧力損失は熱流束の増加とともにほとんど変化しないことがわかる. これは、Fig.2-52(a) の結果からもわかるようにフィン間基準レイノルズ数の増加に伴って沸騰が抑制され、 $q = 1 \text{ MW/m}^2$ 程度までは単相流と考えられ、それ以上の熱流束においてもボイド率の上昇が顕著でないことが原因である. また、非沸騰時の圧力損失に着目すると、フィン間基準レイノルズ数が大きくなる、つまりフィン間流速が増加すると 2 乗で圧力損失が増大する. 実験結果は、レイノルズ数 2 倍に対して圧力損失が 4 倍になっており、修正した Ergun モデルでも同様の傾向を確認することができた.

同じ入口温度条件において、フィン間レイノルズ数が大きくなると沸騰が開始する熱流束が大きくなることがわかる. 入口温度 80°C では圧力損失が増大する熱流束が約 0.8 MW/m^2 から約 1.6 MW/m^2 に増加し、入口温度 90°C では約 0.6 MW/m^2 から約 0.8 MW/m^2 に増加した.

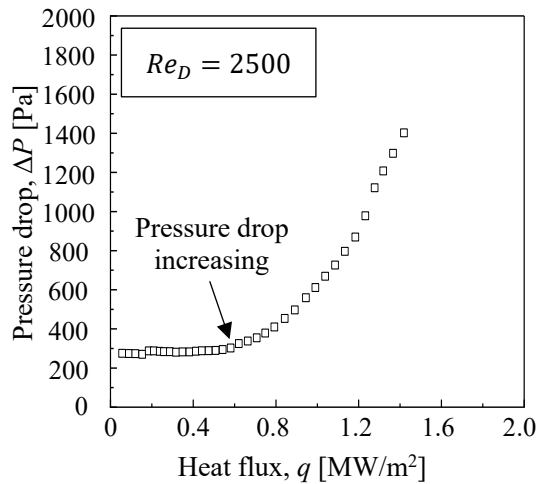


(a) $Re_D = 2500$, $T_{in} = 80^\circ\text{C}$

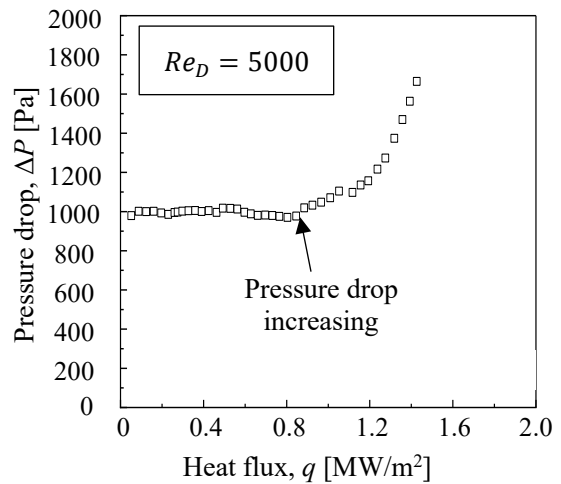


(b) $Re_D = 5000$, $T_{in} = 80^\circ\text{C}$

Figure 2-55. Pressure drop at $T_{in} = 80^\circ\text{C}$



(a) $Re_D = 2500$, $T_{in} = 90^\circ\text{C}$



(b) $Re_D = 5000$, $T_{in} = 90^\circ\text{C}$

Figure 2-56. Pressure drop at $T_{in} = 90^\circ\text{C}$

2.5 結論

本章では、フィン群の強制流動沸騰冷却における圧力損失と熱伝達率の予測モデルを構築することを目的に、気液二相流の圧力損失を Ergun モデルで評価するとともに、熱伝達率を既存相関式と比較検証した。さらに、フィン付きヒートシンクの沸騰熱伝達特性を考察した。

- (1) 単相流の圧力損失計測結果から、オリジナルのErgunモデルは実験値を数倍過大評価するため、Ergunモデルの係数を最適化する必要があることがわかった。
- (2) 修正Ergunモデルをベースに、二相流の圧力損失計測結果を既往の多孔質モデルと比較した結果、界面抗力項の有無にかかわらず、Schulenberg & Müllerモデルを用いると実験

値を精度よく評価できることがわかった。ただし、相対誤差の二乗平均値は約18%であり、予測精度に課題があることがわかった。

- (3) 気液二相流におけるボイド率の計測値に基づいて求めた相対透過率は、Tung & DhirやSchmidtが提案する相対透過率の式のボイド率の指数をフィッティングによって求め、本研究の流動様式に基づいた係数を導入する定式化によって近似できることを確認した。
- (4) 慣性項の係数の修正に加え、ボイド率計測結果に基づいて求めた相対透過率をLipinskiモデルに適用することで、モデルによる圧力損失の計算値と実験値の相対誤差は修正前と比較して小さくなり、すべての条件の二乗平均で約6%となることがわかった。
- (5) フィン付きヒートシンクのベース面を加熱した熱伝達特性実験の結果、強制対流領域の沸騰曲線は円柱ピンフィンに対する Zukauskas モデルとよく一致することがわかった。沸騰が開始すると、Kutateladze 相関式と良好な一致を示すことがわかった。
- (6) 圧力損失の実験結果から、沸騰開始前の圧力損失は強制対流であるため一定値となり、熱流束が増加することで過熱度が上昇すると沸騰二相流となるため圧力損失が増加する。この時、圧力損失は最大で約7倍に増加することがわかった。ただし、フィン間の沸騰様相が熱流束の増加に対して安定すると、ボイド率がほぼ変化しなくなるため圧力損失の増加が緩やかになることがわかった。

第3章 アルミニウム伝熱面の LLC プール沸騰

3.1 序論

沸騰冷却を適用した冷却器を自動車などの高発熱密度化が進むインバータ向けに実用化するためには、第1章でも述べたように LLC (Long-Life Coolant) と呼ばれる不凍液の沸騰伝熱特性を評価する必要がある。

例えば、藤田ら[18]は、LLC の主成分でもある水/エチレングリコールを含む二元混合液のプール沸騰の臨界熱流束 (CHF : Critical heat flux) に関して、水平白金線を用いて大気圧・飽和温度条件下で測定を行い、マランゴニ数を用いた補正係数を既存式に導入することで、CHF の実験結果を正確に予測する相関式を導出した。しかしながら、二液混合液の核沸騰領域を含めた沸騰曲線全体を予測する相関式までは提案していない。古性ら[48,49]と Ma ら[50]は、水平銅伝熱面に対して LLC を用いてサブクールプール沸騰実験を行った。彼らは、気泡微細化沸騰 (MEB : Microbubble emission boiling) が発生する条件において、液槽内に多数の浮遊状固形物質が発生し、伝熱面に白い堆積物が付着することを報告した。この伝熱面に付着した堆積物により、MEB が安定して発生することが妨げられていると報告している。しかしながら、伝熱面に付着する堆積物の組成については検討していない。

ほかにも Table 1-1 にまとめたように、堆積物が伝熱面に付着・成長すると、CHF の増加というメリットがある一方で、伝熱促進面を覆うことによる熱伝達率 (HTC : Heat transfer coefficient) の低下というデメリットもあり、核沸騰領域でインバータを冷却することを想定すると課題があることは明らかである。

そこで本章では、インバータ冷却器への応用を目指し、LLC の沸騰伝熱特性と放熱性能に及ぼす堆積物の影響を明らかにする。実験は水平アルミニウム伝熱面を用いて、大気圧サブクールプール沸騰条件のもとを行い、実験結果を既往の伝熱相関式と比較することで、LLC の沸騰曲線を予測できるモデルを判別する。さらに、熱流束を変化させた繰り返し沸騰実験を行い、熱流束と伝熱面温度が堆積物の付着に及ぼす影響と堆積物が沸騰冷却性能に及ぼす影響を評価する。最後に、付着した堆積物を分析することで、組成の同定を行う。

3.2 実験装置及び方法

Figure 3-1 に、本実験に用いた実験装置の概略図を示す。本装置は、伝熱ブロック (アルミニウム伝熱面と銅ヒータブロック)、液槽、カートリッジヒータ、補助ヒータ、攪拌機、熱交換器から構成されている。液温を安定させるための熱交換器は、銅管をらせん状に巻きあげて構成し、銅管内部をチラーシステム (Apiste, PCU-3310R) から供給された水が流れる。また、液槽内は大気圧に設定する。沸騰気泡を観察するために、液槽の側面に高速度カメラ (nac Image Technology, MEMRECAM GX-8) と光源 (CERMA PRECISION, LS-M350H) を設置する。伝熱ブロックを構成しているアルミニウム伝熱面は A6061-T6 製、銅ヒータブ

ロックは C1100 製で製作し、アルミニウム伝熱面と銅ブロックの間に耐熱性の高いオイルグリース (Barrierta, SUPER IS/V) を塗布してねじ留めした。銅ヒータブロックには、底面から 6 本のカートリッジヒーター (最大出力 200 W/本) を挿入し、入熱量を制御するために、6 本のカートリッジヒータの中心部にシース熱電対 (T_1) を設置した。

Figure 3-2 に、アルミニウム伝熱面の詳細を示す。アルミニウム伝熱面は円柱状ロッドの上部に液槽に取り付けるためのフランジ、下部に銅ヒータブロックに取り付けるためのフランジが設けられている。円柱状ロッドの直径 $D_r = 20 \text{ mm}$ としており、液槽側が伝熱面として機能する。液槽に取り付けるためのフランジは板厚を 1 mm まで削り、フランジ半径方向の熱損失を最小にすることを試みた。沸騰実験開始前に、伝熱面を #400 のエメリー紙で研磨し、初期の表面粗さを一定にする。円柱状ロッドの側面から、外径 1.0 mm の 3 本のシース付き熱電対 ($T_2 \sim T_4$) を挿入し、内部の温度勾配を測定した。熱電対の挿入位置は、上面から $x_{T_2} = 7 \text{ mm}$, $x_{T_3} = 9 \text{ mm}$, $x_{T_4} = 11 \text{ mm}$ である。定常一次元熱伝導を仮定すると、円柱状ロッド部分を通過する熱量は Eq. (3.1) のように計算できる。

$$Q_{total} = A_r \lambda_{Al} \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (3.1)$$

ここで、 A_r は円柱状ロッド断面積 ($A_r = \pi D_r^2 / 4$) である。温度勾配は T_2 と T_4 を用いて推定し、Eq. (3.2) のように計算できる。

$$\frac{\Delta T}{\Delta x} = \frac{T_4 - T_2}{x_4 - x_2} \quad (3.2)$$

本実験では一般的にインバータの冷却器に用いられているアルミニウム伝熱面を使うことが目的の一つであるため、フランジとして熱伝導率の低いステンレス板を溶接する方法を選択できなかった。そこで、アルミニウム一体加工で製作しているため、フランジ板厚を 1 mm まで削ってはいるが、熱損失を無視することができない。有効表面熱量 Q_{eff} は、円柱状ロッド部分を通過する熱量 Q_{total} から、フランジの半径方向へ広がって液槽内へ放熱する熱損失を差し引くことで、Eq. (3.3) のように計算できる。

$$Q_{eff} = Q_{total} - Q_{loss} \quad (3.3)$$

ここで、熱損失 Q_{loss} は主に自然対流によってフランジ部分で生じる。熱流束が小さい自然対流伝熱条件では、円柱状ロッドの断面積 A_r と等しい伝熱面の自然対流熱伝達 h_w は、北村・木村の自然対流を予測するモデル [96] に従うと仮定することで、フランジ部分の自然対流熱伝達 h_f を計算した。熱流束が大きい核沸騰伝熱条件では、フランジ部分は自然対流で放熱し、

このときの自然対流熱伝達 h_f は前述の自然対流熱伝達で補外できるとした．自然対流伝熱条件における熱損失を求めるために，有効表面熱量を Eq. (3.4)のように計算する．

$$Q_{eff} = A_r h_w (T_w - T_b) \quad (3.4)$$

ここで， T_w は伝熱面温度， T_b はバルク液温度である．伝熱面温度は，Eq. (3.5)のように計算する．

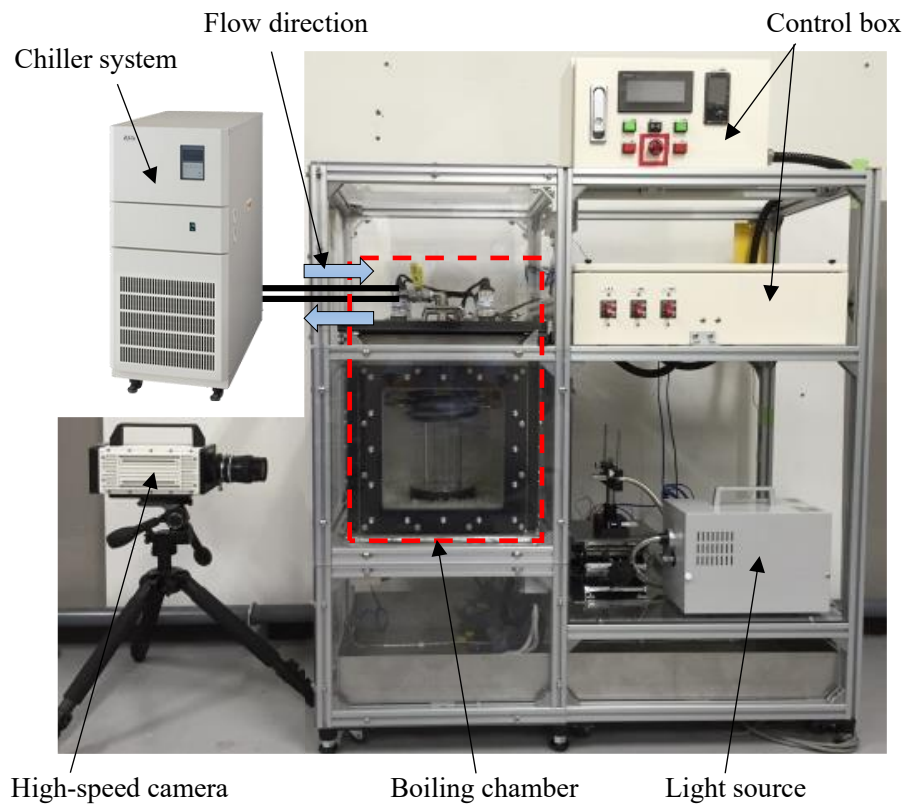
$$T_w = T_2 - \left(\frac{Q_{eff}}{A_r} \frac{x_2}{\lambda_{Al}} \right) \quad (3.5)$$

ここで，アルミニウム熱伝導率 λ_{Al} は，本研究で考慮した温度範囲では 155 W/mK 一定とした． Q_{total} は温度測定結果から既知であり， Q_{eff} は北村・木村の自然対流相関式を用いることで算出できるため， Q_{loss} を求めることができる． Q_{loss} は，円柱状ロッドの外周からフランジへの熱抵抗とフランジ部の自然対流熱伝達 h_f による熱抵抗の和に温度差を掛け合わせることで Eq. (3.6)のように計算できるため，フランジ部分の自然対流熱伝達 h_f を求めることができる．

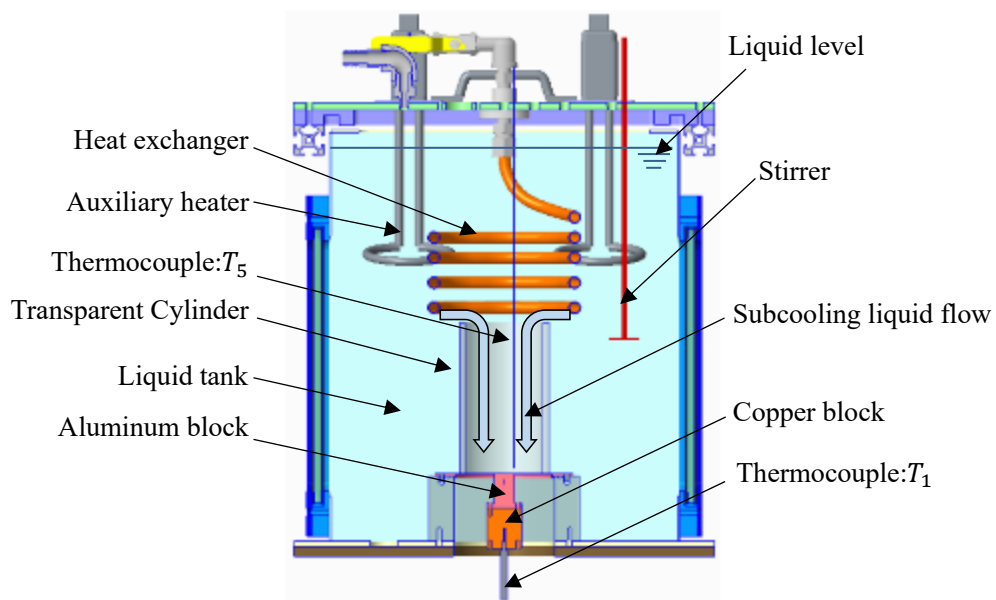
$$Q_{loss} = \left\{ \frac{2\pi\delta\lambda_{Al}}{\ln(D_f/D_r)} + \frac{\pi}{4} h_f (D_f^2 - D_r^2) \right\} \left(\frac{T_r + T_{edge}}{2} - T_b \right) \quad (3.6)$$

ここで， δ はフランジ部板厚， D_f はフランジ直径， T_r は直径 20 mm の外縁部温度， T_{edge} はフランジ外周端部温度である．外縁部温度を円筒の径方向熱伝導方程式から算出し，フランジ外周端部温度はバルク液温と等しいと仮定して，フランジ部分の自然対流熱伝達 h_f を評価した．核沸騰伝熱状態においても，フランジ部の自然対流熱伝達 h_f を補外して熱損失を計算した．このようにして熱損失を評価した結果， Q_{total} が小さい自然対流伝熱条件では， Q_{loss} は 60～75%程度と大きくなるが，核沸騰伝熱条件では 10%以下であった．よって，本研究の主題である沸騰伝熱特性の評価には，フランジ部分の熱損失は大きく影響しないものと考ええる．

なお，本実験系と同様の実験系を用い，かつ熱損失を計算している河南ら[97]の実験系では，伝熱面の材質は銅であるが， $\phi 25$ mm の伝熱面と $\phi 100$ mm （板厚 1 mm）のフランジが一体成型された伝熱ブロックを用いている．この伝熱ブロックの構成は，本実験系と材質以外はほぼ同じである．河南らは， T_r は T_w と等しいと仮定して， T_{edge} の測定結果を用いることで熱損失を計算している．その結果，熱損失は自然対流伝熱条件では 50～60%程度であり，核沸騰伝熱条件では 10～20%であると報告している．これは，本実験系の熱損失と同等であった．



(a) Experimental setup and schematic diagram of chiller system



(b) Schematic illustration of boiling chamber

Figure 3-1. Experimental apparatus

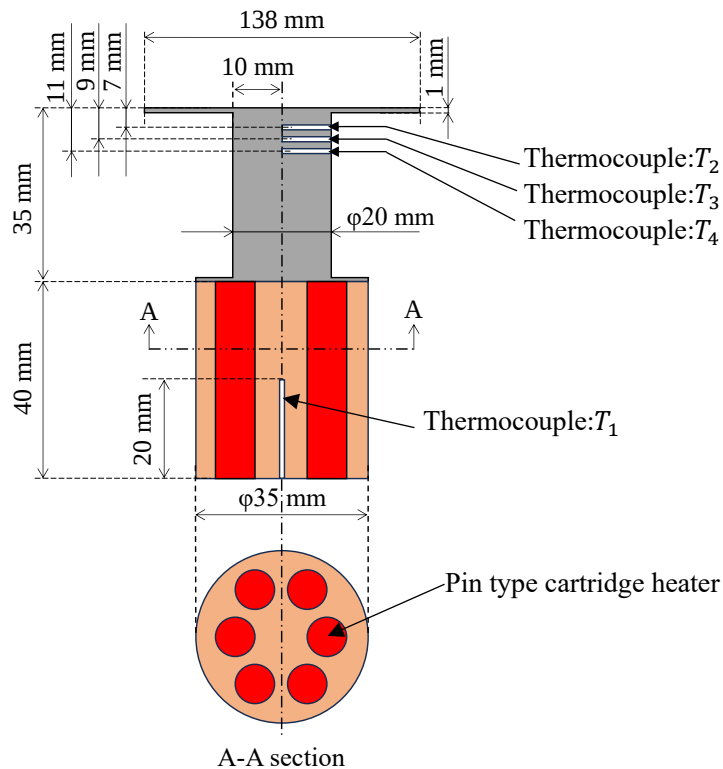


Figure 3-2. The detail of heat transfer block

液槽内は 40 リットルの作動流体で満たし，溶存酸素を取り除くために補助ヒータを使って飽和温度付近で十分に加熱して脱気した．その後，所定のサブクール度まで熱交換器で冷却し，銅ブロックの温度上昇を約 6 K/min に維持するようにカートリッジヒータの出力を制御して沸騰実験を行った．実験のサブクール度は 5, 20, 40 K とし，伝熱面上 10 mm に設置したシース熱電対 T_5 を用いて測定した．沸騰実験中のバルク液温度は，補助ヒータと熱交換器によって制御した．熱交換器に供給するチラーシステムの水温は，サブクール度が 40 K の場合は 55°C に設定し，サブクール度が 5 K と 20 K サブクールの場合は 75 °C に設定して，水量を調節することで温度を一定に保った．また，液槽内に生じる温度差を小さくするために，攪拌機（小沢製作所，K-1RN）を用いて作動流体を攪拌した．攪拌機による作動流体の流動が伝熱面周囲の自然対流に影響を与えることを考慮して，直径 90mm，高さ 150mm のポリプロピレン製透明円筒をアルミニウム伝熱面のフランジ上に設置した．この円筒は，フランジ部分と密着するように固定しており，Fig. 3-1(b)の矢印に示す供給経路でサブクールされた作動流体が伝熱面に供給される．

作動流体として，Fig. 3-3(a)~(c)に示すイオン交換水（DW），質量パーセント濃度 47wt%のエチレングリコール水溶液（EG47wt%），質量パーセント濃度 47wt%のロングライフクー

ラント (LLC47wt%) を用いた。各作動流体について説明する。DW は、本実験装置の精度検証および沸騰曲線のリファレンスのために用意した。EG47wt% は、沸騰伝熱特性と LLC に含まれる添加剤の影響を評価するため、エチレングリコールの質量パーセント濃度を LLC と一致させたものを用意した。LLC47wt% は、一般的に自動車に用いられているもの (三菱自動車工業, ダイアキーン・スーパーロングライフクーラント) を使用した。なお, LLC 中のエチレングリコール濃度は, -30°C の低温環境下で使用しても凍結しない条件を満たすという一般的な仕様を考慮して 47wt% のものを選定した。ただし, 市販されている LLC は添加剤の成分が秘匿情報であるため, 添加剤の種類や詳細な物性値が開示されない。なお, 予備実験の結果 EG47wt% と LLC47wt% の飽和温度はどちらも 107.5°C であり, 添加剤による影響がないことを確認した。EG47wt% と LLC47wt% のエチレングリコールの質量パーセント濃度は, 屈折率計 (ATAGO, PAL-S) を用いて屈折率を測定することで管理し, 沸騰実験前後で変化していないことを確認した。Figure 3-4 に示すように, エチレングリコールの質量パーセント濃度を 0~100 wt% まで変え, エチレングリコールの質量パーセント濃度と屈折率の関係を求めた。図中の破線は, 3 回測定から求めた平均値を線形近似した近似式であり, 本実験で用いた LLC のエチレングリコールの質量パーセント濃度を黒い丸で示している。この図からわかるように, 屈折率計によってエチレングリコールの質量パーセント濃度を正確に推定することができる。

Figure 3-5 に, EG47wt% においてサブクール度 5 K, 代表的な熱流束 3 条件 ($250, 550, 1000 \text{ kW/m}^2$) における沸騰の様子を高速度カメラで観察した結果を示す。なお, Fig. 3-3(c) に示すように LLC は濃緑色の液体であるため, 気泡の挙動を観察することはできなかった。この図からわかるように, 沸騰気泡は伝熱面の直径 20 mm からのみ発生しており, 核沸騰伝熱条件における熱損失の影響は小さいと考える。



Figure 3-3. Working fluids

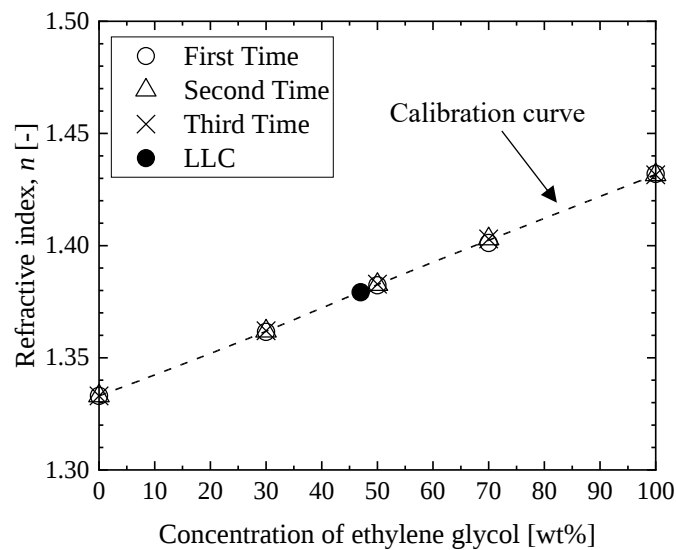


Figure 3-4. The correlation between Refractive index to Concentration of ethylene glycol

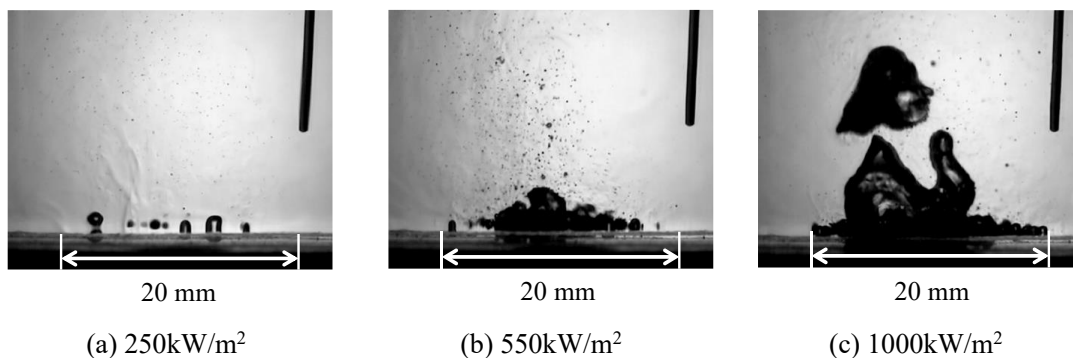


Figure 3-5. Bubble behaviors of EG47wt% at $\Delta T_{\text{sub}} = 5 \text{ K}$

3.3 LLC の沸騰曲線

Figure 3-6~3-8 に, DW, EG47wt%, LLC47wt%の沸騰曲線を, それぞれサブクール度 5, 20, 40 K で示したものである. それぞれのグラフは 2 種類示しており, 対数目盛りのグラフ(a)は沸騰曲線全体を比較するために, 線形目盛りのグラフ(b)は高熱流束領域の沸騰曲線を比較するために示している. 図中には, 前節で仮定した上向き水平伝熱面における自然対流熱伝達に関する北村・木村の予測モデル, Kutateladze の相関式[92], Labuntsov の相関式[98], および Ivey-Morris の CHF 相関式[99]を示す.

・北村・木村の自然対流予測モデル

北村・木村は, 常温の水および空気を用いて等温条件で加熱された上向き水平円板まわり

に生じる自然対流熱伝達を測定し、円板直径と温度差を系統的に変化させた実験により、熱伝達式を導出した。導出した式を Eq. (3.7)と Eq. (3.8)に示す。Eq. (3.7)は層流領域における自然対流熱伝達であり、Eq. (3.8)は乱流領域における自然対流熱伝達である。

$$h_w = 0.71Ra^{1/4} \left(\frac{\lambda_L}{D_r} \right); (2 \times 10^5 < Ra < 4 \times 10^7) \quad (3.7)$$

$$h_w = 0.16Ra^{1/3} \left(\frac{\lambda_L}{D_r} \right); (4 \times 10^7 < Ra < 3 \times 10^{10}) \quad (3.8)$$

ここで、 Ra はレイリー数、 λ_L は流体熱伝導率、 D_r は伝熱面直径を表しており円柱状ロッド部分の直径と等しいとしている。なお、レイリー数の計算に用いた代表長さは伝熱面の直径 D_r とし、代表温度 T_R は伝熱面温度 T_w とバルク液温度 T_b の温度差を用いた $T_R = T_w - 0.25(T_w - T_b)$ とした。

・ Kutateladze 相関式

Kutateladze 相関式は、前章で示した Eq. (2.61)および Eq. (2.62)と同じである。再掲となるが、比較のために同じ式を Eq. (3.9)および Eq. (3.10)に示す。

$$h = 7.0 \times 10^{-4} \left(\frac{ql_a}{\rho_G h_v \nu_L} \right)^{0.7} \left(\frac{pl_a}{\sigma} \right)^{0.7} Pr_L^{0.35} \left(\frac{\lambda_L}{l_a} \right) \quad (3.9)$$

$$l_a = \left[\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{0.5} \quad (3.10)$$

ここで、 h は熱伝達率、 λ_L は流体熱伝導率、 Pr_L は流体プラントル数、 q は熱流束、 ρ_G は蒸気密度、 h_v は蒸発潜熱、 ν_L は流体動粘性係数、 p は環境圧力、 σ は流体表面張力、 g は重力加速度である。

・ Labuntsov 相関式

Labuntsov は、沸騰熱伝達特性には流体特性だけでなく伝熱面の材質や表面性状にも影響を受けることが明らかであるため、様々な流体と伝熱面の組み合わせに対して沸騰実験を行い、広く適用可能な相関式として Eq. (3.11)を導出した。この相関式は、様々な有機溶媒の核沸騰熱伝達の評価に適用できることが確認されている[100,101]。

$$h = 0.075 \left[1 + 10 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \right)^{2/3} \right] \left(\frac{\lambda_L^2}{\nu_L \sigma T_{sat}} \right)^{1/3} q^{2/3} \quad (3.11)$$

ここで、 T_{sat} は飽和温度である。

・ Ivey-Morris の CHF 相関式

Ivey-Morris は、サブクール沸騰における CHF を予測するために、Kutateladze の飽和沸騰における CHF 相関式[92]である Eq. (3.12)を、彼ら自身の実験結果と相関させた。その結果、サブクール沸騰の CHF を予測できるように修正した新たな CHF 相関式として Eq. (3.13)を導出した。

$$q_{CHF}^{sat} = 0.16 \rho_G h_v \left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_G^2} \right]^{1/4} \quad (3.12)$$

$$\frac{q_{CHF}^{sub}}{q_{CHF}^{sat}} = 1 + 0.1 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/4} \frac{\rho_L C p_L \Delta T_{sub}}{\rho_G h_v} \quad (3.13)$$

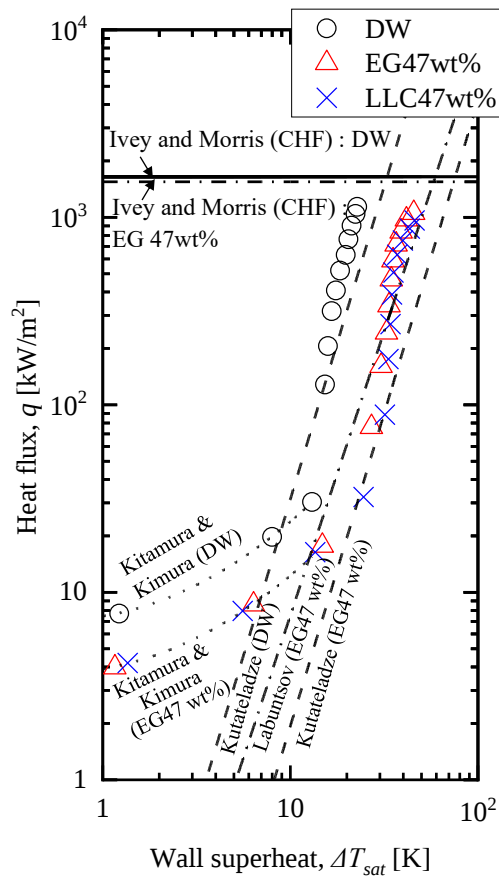
ここで、 q_{CHF}^{sat} は飽和温度における CHF、 q_{CHF}^{sub} は任意のサブクール度における CHF、 ΔT_{sub} は任意のサブクール度である。なお、DW の飽和温度における q_{CHF}^{sat} は 1353 kW/m² であり、EG47wt%の飽和温度における q_{CHF}^{sat} は 1314 kW/m² である。LLC47wt%の CHF は、EG47wt%と同じ物性を用いて計算したため、EG47wt%と等しい。

実験結果から、DW の測定結果はすべてのサブクール度において Kutateladze 相関式とよく一致することを示している。しかしながら、EG47wt%および LLC47wt%の測定結果は、Kutateladze 相関式よりも低過熱度側に位置しており、実験結果を過小評価している。これは、Kutateladze 相関式が水の実験結果をもとに導出された相関式であり、有機溶媒の一種であるエチレングリコールの沸騰曲線を精度よく予測できなかったためと考えられる。一方で、有機溶媒の核沸騰熱伝達に適用できる Labuntsov 相関式は EG47wt%と LLC47wt%の実験結果とよく一致している。Table 3-1 に、EG47wt%および LLC47wt%の測定結果と Kutateladze および Labuntsov 相関式の平均誤差と標準偏差をまとめる。Kutateladze 相関式は、Labuntsov 相関式と比較してサブクール度によらず約 10 K 平均誤差が大きい。サブクール度ごとの平均誤差同士を比較すると、サブクール度が低いほど平均誤差が小さい結果となった。Fig. 3-5~3-7 の EG47wt%と LLC47wt%の沸騰曲線から、サブクール度 5 K では CHF 近傍である約 956~1056 kW/m² の熱流束において、沸騰曲線の傾きが変化しており Labuntsov 相関式に近づくような結果となっている。この影響により、平均誤差が小さくなると考える。より高いサブクール度 20 K および 40 K では、CHF は本実験条件における最大熱流束よりも十分に大きく、熱流束の増加によって沸騰曲線の傾きが変化することはなかった。この結

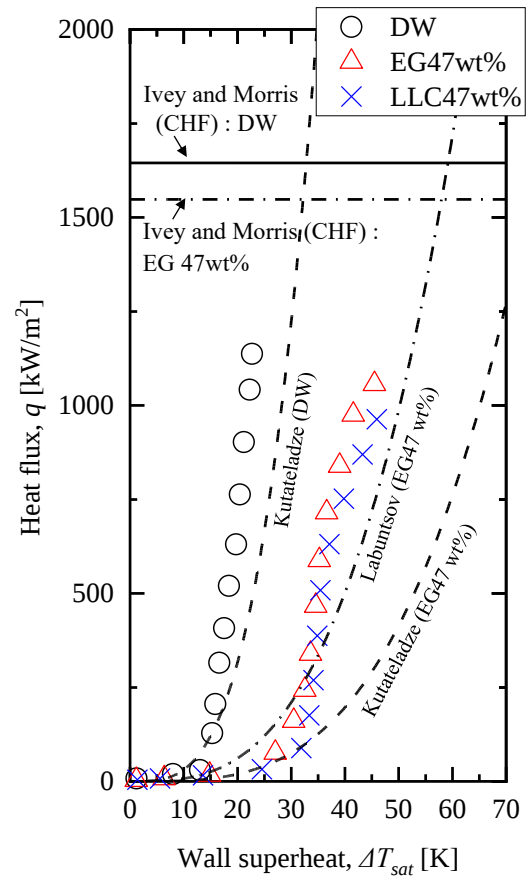
果、平均誤差がサブクール度 5 K よりも大きくなる。ただし、過熱度が小さい（熱流束が小さい）領域では、沸騰曲線はサブクール度によらず Labuntsov 相関式と良く一致しており、本質的な違いはないと考えられる。

Figure 3-6~3-8 および Table 3-1 の結果から、EG47wt%と LLC47wt%の実験結果は、LLC には添加剤が含まれるにもかかわらず大きな差はないことがわかる。このことは、沸騰熱伝達において、LLC47wt%の添加剤の影響があると思われる表面張力などの物性値の影響は小さいことを示唆しており、エチレングリコール水溶液の物性値を使用することで LLC の沸騰曲線を予測できることがわかった。

実験後の伝熱面を観察した結果、作動流体に LLC47wt%を使った伝熱面のみ白色の堆積物が付着していた。古性ら[48,49]、Ma ら[50]が LLC を用いた沸騰実験を行った条件では、大気圧かつ、サブクール度 50 K、熱流束 1.7 MW/m^2 で行った MEB 発生後に伝熱面上に堆積物が確認されている。しかしながら、MEB が発生するサブクール度および熱流束よりも低い条件下で伝熱面に堆積物が付着するかどうかは明らかにしていない。本実験条件は、どのサブクール度においても、熱流束が CHF よりも小さい 1.0 MW/m^2 であるため、MEB 現象は観察されなかったが、このような低い熱流束条件下においても、沸騰実験後の伝熱面に堆積物の付着が確認された。本研究の目的は、MEB よりも熱流束が低い核沸騰領域でインバータを冷却することであるため、古性ら[48,49]、Ma ら[50]の沸騰実験では確認していない低熱流束下における堆積物付着の有無を確認する必要がある。

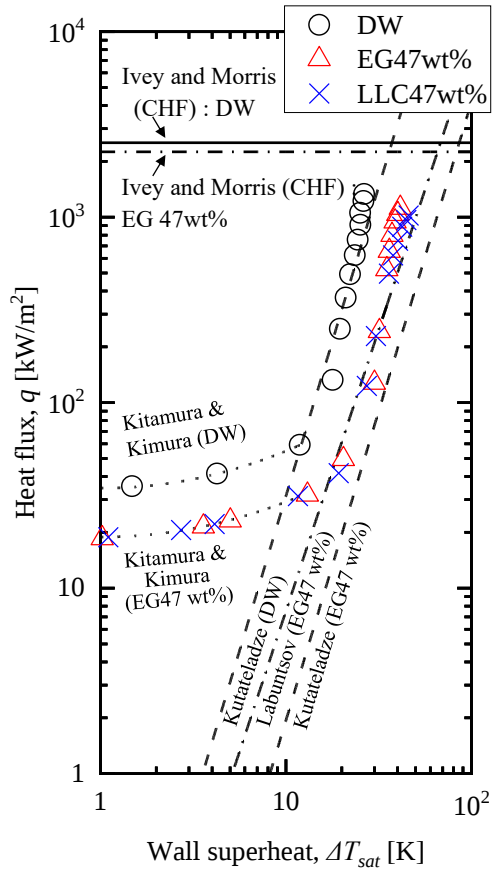


(a) Logarithmic scale

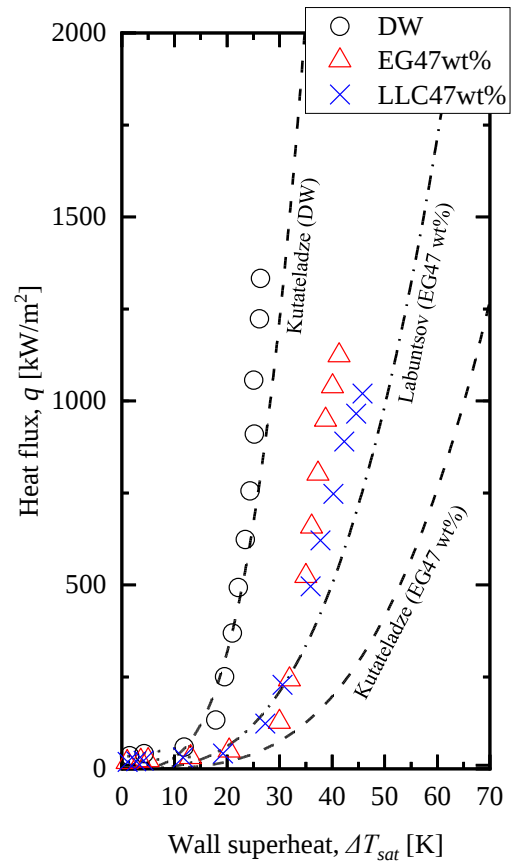


(b) Linear scale

Figure 3-6. Boiling curves for DW, EG47wt% and LLC at $\Delta T_{sub} = 5$ K



(a) Logarithmic scale



(b) Linear scale

Figure 3-7. Boiling curves for DW, EG47wt% and LLC at $\Delta T_{sub} = 20$ K

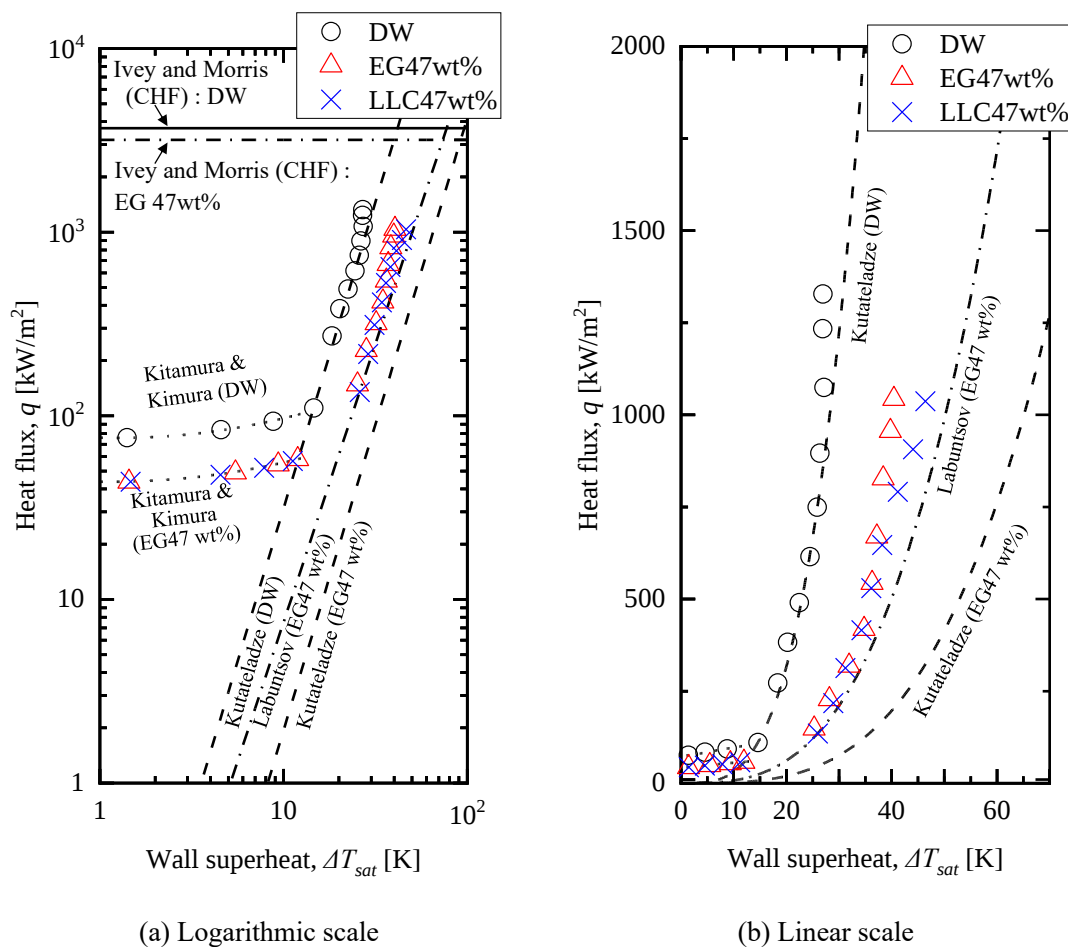


Figure 3-8. Boiling curves for DW, EG47wt% and LLC at $\Delta T_{sub} = 40$ K

Table 3-1 Comparison between equations for the correlations and experimental results.

		Kutateladze		Labuntsov	
		Mean error	Standard	Mean error	Standard
		[K]	deviation [K]	[K]	deviation [K]
$\Delta T_{sub} = 5$ K	EG47wt%	14.0	4.5	4.5	3.0
	LLC47wt%	14.0	4.0	4.5	2.5
$\Delta T_{sub} = 20$ K	EG47wt%	18.5	4.5	8.0	3.0
	LLC47wt%	17.0	2.5	7.0	2.5
$\Delta T_{sub} = 40$ K	EG47wt%	19.0	3.0	8.0	2.0
	LLC47wt%	17.5	2.0	7.0	2.5

3.4 堆積物の同定

前節の沸騰実験後に、伝熱面に堆積物が付着していた。そこで本節では、デジタルカメラ

(Canon, S95) およびレーザー顕微鏡 (KEYENCE, VK-9510) を用いて伝熱面を観察し、堆積物の表面状態を調査する。Figure 3-9(a)~(d)に、沸騰実験前後の伝熱面とその拡大画像を示す。なお、沸騰実験はすべて CHF 以下で行われたため、本研究で観察された伝熱面はすべてバーンアウトには達しておらず、伝熱面にサブクールされた作動流体が供給されなくなり気泡で覆われるような状態にはなっていない。Figure 3-9(a)に示すように、沸騰実験前の伝熱面はエメリー紙#400 仕上げによる粗面が確認できる。Figure 3-9 (b), (c), (d)に示す伝熱面は、それぞれ DW, EG47wt%, LLC47wt%の沸騰実験後の伝熱面である。Figure 3-9 (a), (b)および(c)に示すように、DW および EG47wt%の沸騰実験後は、沸騰実験前と比較して表面状態に明らかな違いは見られなかった。ただし、DW 沸騰実験後の伝熱面を詳細に観察すると、孔食のような小さな空洞がいくつか観察され、EG47wt%沸騰実験後の伝熱面にも同様の空洞が観察された。しかしながら、どちらも伝熱面全体に孔食が観察されることはなかった。さらに、DW と EG 47wt%の沸騰実験後の伝熱面を比較した結果、有意な差は認められなかった。一方で、Figure 3-8 (d)に示すように、LLC 47wt%の沸騰実験後はほかの 2 つの伝熱面と異なり、明確な違いが観察された。図中の破線で囲んだ伝熱面に、多孔質状に付着した白い堆積物が見られた。

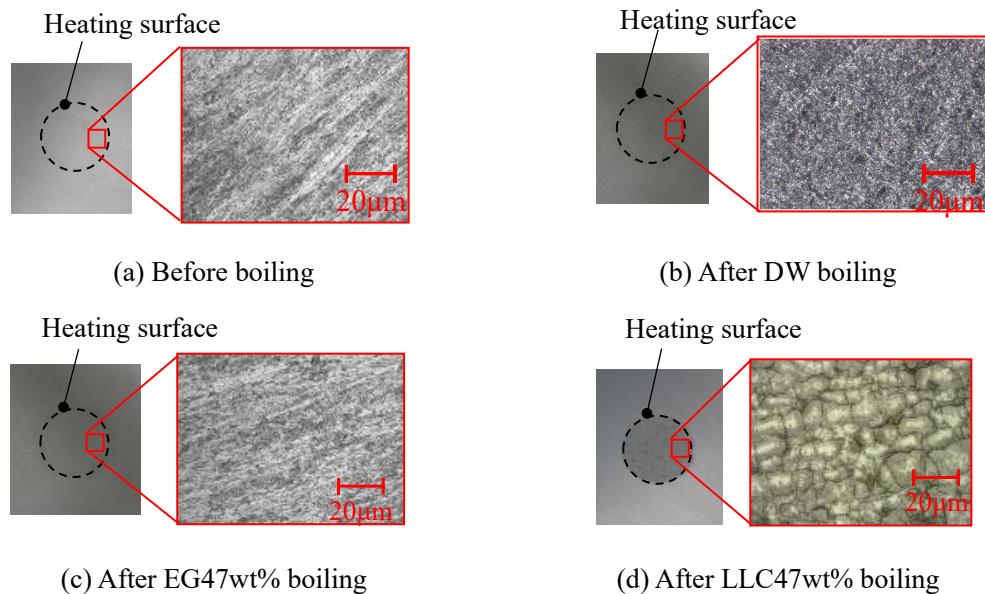


Figure 3-9. Photos of surfaces: (a) Before boiling, (b) after DW boiling experiment, (c) after EG47wt% boiling experiment and (d) after LLC47wt% boiling experiment

堆積物の表面状態を調べるために、Fig. 3-9(d)に示す LLC47wt%の沸騰実験後の伝熱面について三次元測定を行った。Figure 3-10 は、レーザー顕微鏡による堆積物の厚さ方向分布を三次元的に測定した結果である。測定した範囲は、約 $300 \times 200 \mu\text{m}^2$ である。厚さ方向の測定結果から、堆積物の平均厚さは約 $10 \mu\text{m}$ であり、多孔質状の堆積物の厚さは数 μm か

ら 20 μm で分布していることがわかった。これは、1.2.2 項の Fig. 1-25 で示したように、沸騰気泡底部にある微小液膜の蒸発によって添加剤が濃縮して、堆積物として付着したと考えられる。そこで、堆積物の成分分析を実施する。

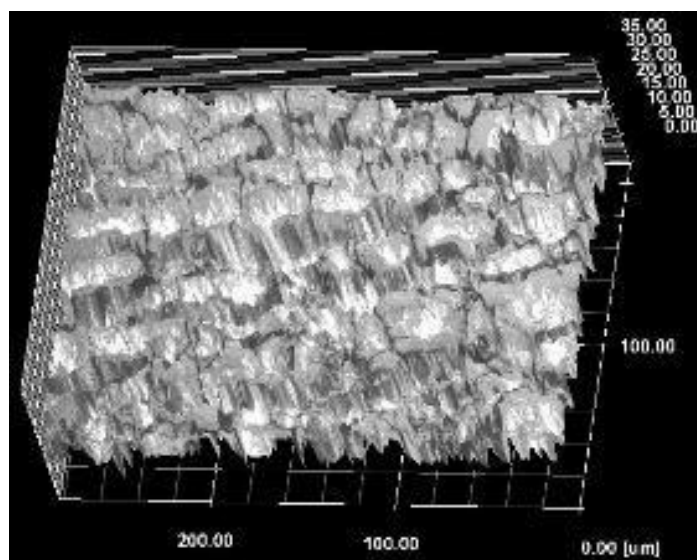


Figure 3-10. 3D image of deposition on heating surface by the laser microscope

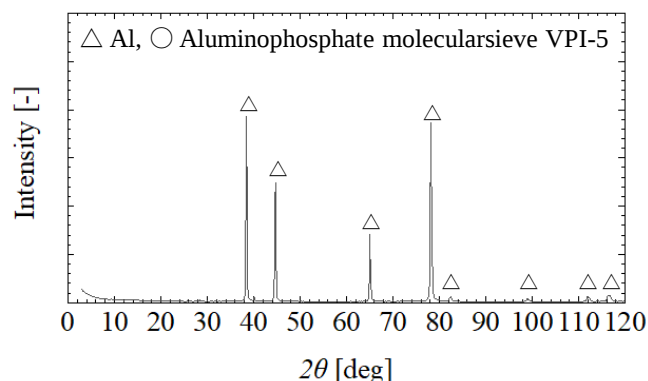
先にも述べたように、本実験で使用した LLC47wt% は市販品であるが、液に含まれる添加剤の詳細な成分については開示されていない。そこで、添加剤の成分を調べるために LLC47wt% を誘導結合プラズマ質量分析法（ICP-MS：Inductively Coupled Plasma-Mass Spectrometry）を用いた元素分析を行った。ICP-MS は、高温プラズマ中で試料中の成分原子をイオン化させ、そのイオン化された原子を質量分析器に導入し、イオンの質量数から元素を同定する分析法である[102]。Table 3-2 に、検出された元素を示す。LLC には添加剤としてリン、カリウム、ルビジウム、ストロンチウム、モリブデン、ロジウムが含まれていることがわかったが、これらの化学的性質（化学式）の詳細までは解析できなかった。これらの元素について簡単に調査した結果、防錆剤用途として使われることが多いことがわかったため、LLC の添加剤として含まれていても問題はないと思われる。Figure 3-9(d) に示した伝熱面に対して、堆積物を含むアルミブロックを試料として切り出し、X 線回折装置（リガク、SmartLab）にて分析を行った。Figure 3-11(a) に、堆積物を含まないアルミニウム伝熱面の回折強度曲線を示す。図に示すように、アルミニウムのピークのみが観察された。一方、Fig. 3-11 (b) に堆積物を含むアルミニウム伝熱面の回折強度曲線を示す。回折強度を分析した結果、アルミニウムと Martínez ら[103] が提示したリン酸アルミニウム (AlPO_4) のピークが観察された。回折強度は材料の結晶構造に依存することから、Fig. 3-11(b) に示すように 5 度付近で特徴的なピークが観察されるリン酸アルミニウムは、Davis ら [104] が見出したアルミ

ノホスフェート型モレキュラーシーブ（VPI-5：Virginia Polytechnic Institute number 5）のピークに相当すると思われる。本実験で使用した LLC47wt% はリンを含んでいるため、堆積物はリン酸アルミニウム（ AlPO_4 ）の一種であるモレキュラーシーブ VPI-5 と類似した結晶構造を有すると考えるのが妥当である。

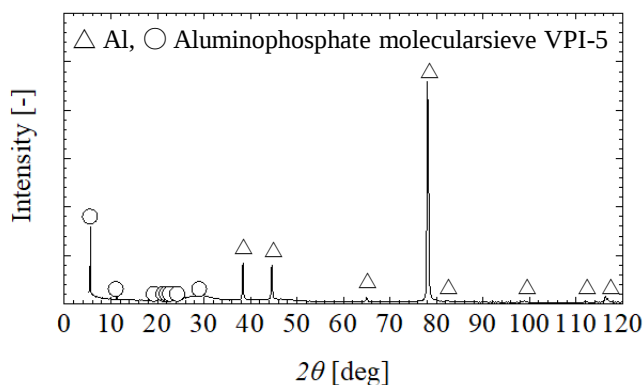
安定した酸化皮膜で表面が覆われているアルミニウム伝熱面が、リンと化学反応した要因について考察する。須田ら[105]は高温状態で長時間 LLC を使用するとギ酸が生成され、さらに、防錆剤としてリン酸ナトリウムが含まれている場合に、LLC をアルカリ性に変化させる場合があることを指摘している。アルミニウム合金を、pH10 に調整されたリン酸ナトリウムを含むギ酸水溶液に浸漬させた場合に、アルミニウムの表面が孔食によって局所的に腐食し、リン酸アルミニウムを生成することを報告した。これは、アルミニウムが典型的な両性金属であり、pH4 以下もしくは pH9 以上の領域で急激に酸化皮膜が腐食されるためである。今回の沸騰実験は、須田[105]らの指摘する環境を満たしたために、アルミニウム伝熱面の酸化皮膜が腐食されて、リン酸アルミニウムが堆積物となったと考えられる。この分析結果から、古性ら[48,49]、Ma ら[50]の沸騰実験後に銅伝熱面上に付着した堆積物とは組成が異なることが示された。ただし、彼らの実験では堆積物の詳細な成分分析は実施していないため、これ以上の比較はできない。また、今回の実験では堆積物の厚さが約 $10\text{ }\mu\text{m}$ と薄く量も少ないため、熱伝導率を測定することはできなかった。

Table 3-2 Summary of elements identified by ICP-MS.

Atomic number	Symbol	Name
15	P	Phosphorus
19	K	Potassium
37	Rb	Rubidium
38	Sr	Strontium
42	Mo	Molybdenum
45	Rh	Rhodium



(a) Aluminum block without depositions



(b) Aluminum block with depositions

Figure 3-11. X-ray diffraction intensity curves for aluminum blocks and depositions.

3.5 堆積物付着に及ぼす加熱条件の影響

熱流束と伝熱面温度が堆積物の付着に及ぼす影響および堆積物が沸騰冷却性能に及ぼす影響を評価するために、Table 3-3 に示す条件で繰り返し沸騰実験を行った。熱流束の条件を決定するにあたり、上澤ら[52]の海水沸騰実験を参考にした。彼らは、海水沸騰実験後に伝熱面に堆積物として硫酸カルシウム二水和物 ($\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) が付着することを報告しており、高濃度海水を用いた場合は $200 \sim 500 \text{ kW/m}^2$ 、低濃度海水を用いた場合は CHF 付近の熱流束で堆積物が付着した。この結果から、LLC47wt%に含まれる防錆剤濃度が不明である点も考慮して、自然対流熱伝達から CHF 近傍まで7条件に分けて沸騰実験を行った。なお、サブクール度は 10 K とした。Table 3-3 に示した各条件の名称は、それぞれの沸騰様相の略称であり、NC は自然対流、IB は孤立沸騰、CB は合体気泡沸騰、nCHF は臨界熱流束付近をそれぞれ意味している。また、各沸騰様相において実験終了直前の伝熱面温度、熱流束(狙い値と測定値の両方) および実験終了までの時間(電圧印加時間)も記載する。ここでも、

3.3 節と同様に銅ブロックの温度上昇を約 6 K/min に維持するようにカートリッジヒータを制御した。

Figure 3-12 に、本実験の一連の流れを示す。白抜き矢印が沸騰実験を示し、斜線で示した矢印が伝熱面観察などの準備区間を示している。どの熱流束および伝熱面温度において、伝熱面に堆積物が付着するかを調査するため、熱流束を Fig. 3-12 内に簡易的なグラフで示したように順次変化させた。LLC47wt%は濃緑色の液体であるため、実験中に伝熱面を鮮明に観察することは非常に困難である。そこで、斜線矢印に示すように、1 条件が終了した後、タンク内の LLC47wt%を全て排出し、伝熱面を取り外し、デジタルカメラ（Canon, S95）で伝熱面に堆積物が付着しているかどうかを観察した。伝熱面を観察した後、伝熱面は研磨せず、次の実験のために実験装置に再び取り付けた。伝熱面を再び取り付けた後、液槽に新しい LLC47wt%を注入した（つまり、堆積物の原因となる添加物がリセットされたことを意味する）。これら一連の沸騰実験は、非沸騰区間をまたいで表面状態を維持するために、1 つの伝熱面を繰り返し使用した。

Table 3-3 Experimental conditions.

Name	Boiling regime	Temperature of the heat transfer surface [°C]	Heat flux [kW/m ²]		Elapsed time [min]
			Target	Measured	
NC	Natural convection	121.5	20	22.9	12
IB	Isolated bubble	132.0	100	94.7	25
CB#1	Coalescence bubble	135.5	500	498.2	48
CB#2		136.0	600	584.0	53
CB#3		139.5	750	743.7	67
nCHF#1	nearly Critical heat flux	144.5	850	835.3	76
nCHF#2		145.5	850	857.0	76

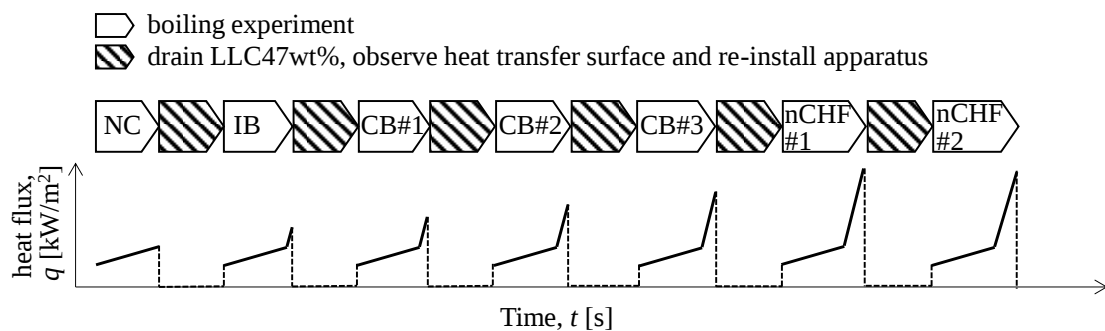


Figure 3-12. Sequence of the experiment.

Figure 3-13 に 7 つの沸騰曲線の比較結果, Fig. 3-14 に沸騰実験後の伝熱面画像を示す. Figure 3-13 中の(b)~(h)の表記は各条件の最終プロットを示しており, Fig. 3-14(b)~(h)にそれぞれ対応している. まず, NC から CB#3 までの 5 つの沸騰曲線を比較すると, すべての沸騰曲線がよく一致しており, NC から CB#2 までの伝熱面には明らかな堆積物の付着は確認されなかった. 一方で, Fig. 3-14(f)に示すように, CB#3 の沸騰実験後に伝熱面に堆積物の付着が確認された. 次に, nCHF#1 の沸騰曲線を NC から CB#3 の沸騰曲線と比較すると, 核沸騰開始点がやや高過熱度側に遷移しており, 核沸騰領域の沸騰曲線も高過熱度側に遷移した. 沸騰実験後の伝熱面を観察すると, Fig. 3-14(g)に示すように, 伝熱面の直径 20 mm 全体に白い堆積物の付着が確認された. 最後に, nCHF#2 の沸騰曲線を NC から nCHF#1 の沸騰曲線と比較すると, nCHF#1 とほぼ一致しており, nCHF#1 よりも高過熱度側に遷移する結果とはならなかった. 沸騰実験後の伝熱面を観察すると, Fig. 3-14(h)に示すように, 伝熱面の直径 20 mm 全体に白い堆積物の付着が確認された.

これらの沸騰実験結果から, 堆積物が伝熱面に付着した要因について考察する. Table 3-3 に, 7 つの条件に対して沸騰実験終了直前の熱流束と伝熱面温度を示している. 沸騰実験後に明らかな堆積物の付着が観察された CB#3, nCHF#1, nCHF#2 条件において, 伝熱面温度はそれぞれ 139.5°C, 144.5°C, 145.5°C であった. また, 3 条件ともに熱流束は 740 kW/m² を超えており, 発泡点の数が増加して気泡が伝熱面から離脱後に合体するような領域である. Figure 1-25 に示したように, Kwark ら[57]のナノ流体を用いた沸騰実験と同様に, 沸騰時のマイクロレイヤー層の蒸発によって, 沸点の低い水が優先的に蒸発することで, 伝熱面近傍でエチレングリコール濃度が上昇した. その結果, 須田ら[105]が報告している長時間という条件ではないにもかかわらず, 伝熱面近傍でギ酸が生成された可能性がある. さらに, 伝熱面上で添加剤が濃縮され, リンイオンの濃度が上昇したことために, リンイオンがアルミニウム伝熱面と化学反応することで, VPI-5 と類似した結晶構造を持つ AlPO₄ として伝熱面に堆積したと考えられる. また, CB#3 条件において, 伝熱面全体ではなく, 部分的に堆積物が付着した要因について考察する. Quan ら[58]は, ナノ流体の沸騰実験後に, 親水性の強いナノ粒子は伝熱面に均一に付着し, 親水性が中程度のナノ粒子は伝熱面に部分的に付着すると述べている. 本実験でも, 中程度の親水性を有するナノ粒子の堆積物付着と同様の現象が生じたと推測される. 熱流束が 740 kW/m² の場合, 発泡点の数が増加して気泡が伝熱面から離脱後に合体するような領域であることから, 伝熱面上に Fig. 3-3(c)に示すような比較的大きな気泡が発生すると考えられる. Quan ら[58]による中程度の親水性のナノ粒子を用いた実験と同様の現象が起こっていると仮定すると, 濃縮された添加剤は気泡の界面に沿って吸着されると考えられる. 気泡界面に沿って吸着された前駆体のうち, 気泡上部界面に沿って吸着されたものは気泡が凝縮するときに液体中に拡散するが, 気泡下部界面のマイクロレイヤー層近傍の気泡界面に沿って吸着された前駆体はマイクロレイヤーが蒸発するときに伝熱面に付着する. このため, 伝熱面上に一樣ではなく, 不規則かつ少ない量で前駆体が付着する. したがって, Fig. 3-14(f)に示すように, 堆積物が部分的に伝熱面に付着した

ために、周辺部に目視で確認できるほどの堆積物が付着したと考えられる。ただし、添加剤の親水性については定量的な評価は行っていない。

より低い熱流束の条件であっても、ナノあるいはマイクロスケールの堆積物が伝熱面上に付着する可能性も十分に考えられるが、伝熱面上に堆積物が付着しているかどうかを目視で観察することはできず、伝熱面温度の上昇を測定することもできなかった。本研究では、インバータ冷却設計指針を得ることに焦点を当てているため、堆積物の影響が明確に影響する熱流束と温度を調査することを目的としている。この観点から、本研究では伝熱面温度 139.5°C 以上、熱流束 740 kW/m^2 以上で伝熱面に堆積物が顕著に付着すると考える。

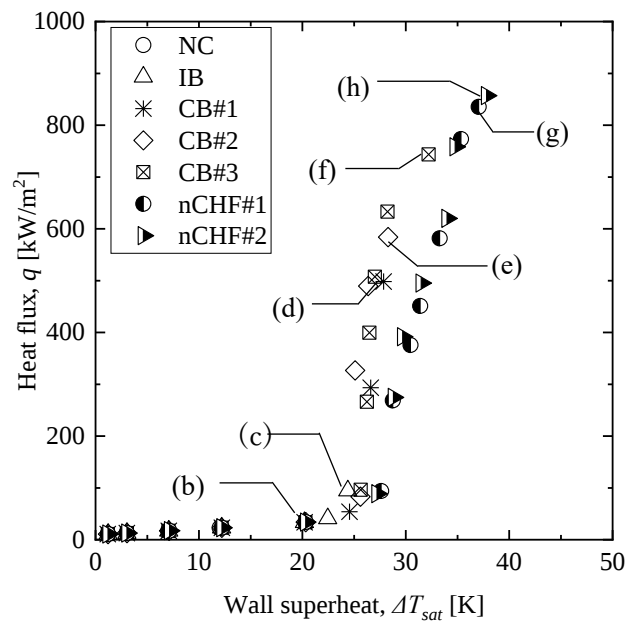


Figure 3-13. Comparison of Boiling curves of all regimes at $\Delta T_{sub} = 10\text{ K}$



(a) Before boiling



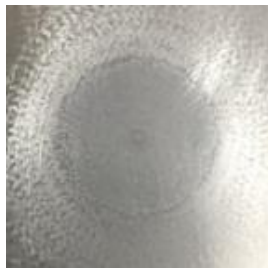
(b) After FC



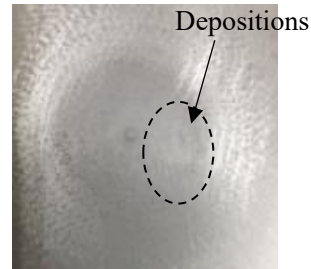
(c) After IB



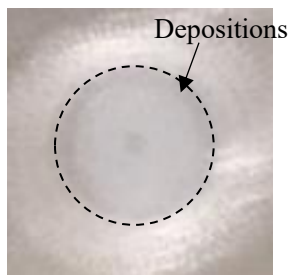
(d) After CB#1



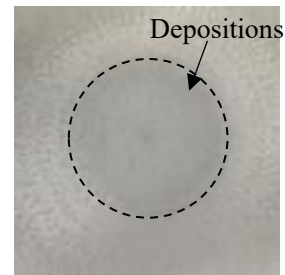
(e) After CB#2



(f) After CB#3



(g) After nCHF#1



(h) After nCHF#2

Figure 3-14. Photos of the surface before and after LLC boiling experiments: (a) before boiling experiment, and (b) ~ (h) after each boiling experiment

Eq. (3.1)~(3.5)で述べたように、伝熱面温度はアルミニウムブロックを通る一次元の熱伝導を仮定して推定している。しかしながら、伝熱面に堆積物が付着している場合は、堆積物

を通過する熱抵抗を考慮して実際の表面温度を補正する必要がある。厳密には、堆積物が沸騰現象が、壁面過熱度が同じであれば堆積物の付着に関係なく同等とみなせると仮定すれば、堆積物の平均的な熱抵抗を推定することができる。CB#3 条件と nCHF#2 条件の実験結果を使い、堆積物の平均熱抵抗を推定した。Figure 3-15 は、レーザー顕微鏡によって堆積物の厚さを二次元測定した結果である。この結果から、堆積物の平均厚さは $4.04\ \mu\text{m}$ であった。同一熱流束 $743.7\ \text{kW/m}^2$ における CB#3 条件と nCHF#2 条件の伝熱面温度差 $2.56\ \text{K}$ 、堆積物の付着面積としてここでは伝熱面全面に付着しているので直径 $20\ \text{mm}$ 、堆積物の平均厚さ $4.04\ \mu\text{m}$ を用いて、一次元定常熱伝導方程式から堆積物の熱伝導率を求める。ここでも、熱伝導率は堆積物が均一な厚さで付着していると仮定し、実験結果から評価した。その結果、熱伝導率は約 $1.17\ \text{W/mK}$ と見積もられた。この値は、第一原理計算で調べたリン酸アルミニウム (AlPO_4) の熱伝導率である $1.02\text{-}1.20\ \text{W/mK}$ に比較的近い値となった[106]。

本実験では、LLC を沸騰させた場合においてのみ伝熱面上に堆積物が付着したが、これはインバータ冷却器の沸騰冷却技術の信頼性を考える上で非常に重要な知見であると考えられる。

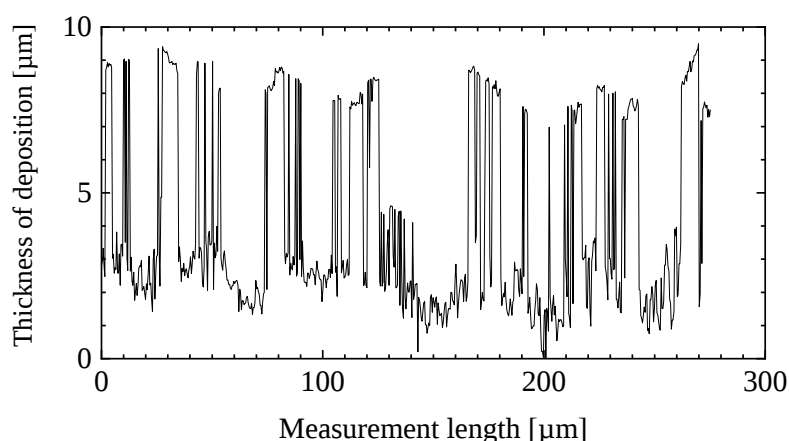


Figure 3-15. Deposition thickness on heating surface after nCHF#2 experiment

3.6 結論

本章では、LLC の沸騰伝熱特性および堆積物が放熱性能に及ぼす影響を明らかにするため、短期サブクールプール沸騰実験を行った。さらに、沸騰実験に加え、得られた堆積物の光学観察と成分分析を行い、沸騰伝熱特性および堆積物が沸騰冷却性能に及ぼす影響を考察した。

- (1) アルミニウム伝熱面を用いた沸騰実験では、イオン交換水とエチレングリコール水溶液では伝熱面に堆積物の付着は観察されなかったが、LLC 沸騰実験では伝熱面に堆積物の付着が観察された。

- (2) 伝熱面への堆積物付着が少ない場合，LLC の沸騰伝熱特性は防錆成分などの添加剤によらず，同一濃度のエチレングリコール水溶液の沸騰伝熱特性とよく一致する．また，LLC およびエチレングリコール水溶液の核沸騰領域における沸騰熱流束は，Labuntsov 相関式とよく一致することがわかった．
- (3) 繰り返し沸騰実験の結果，熱流束 740 kW/m^2 以上で堆積物が著しく付着することが示唆された．伝熱面に堆積物が付着すると，堆積物が付着していない場合と比較して沸騰曲線が高過熱側に遷移する．
- (4) 堆積物の組成を分析した結果，X 線回折分析からリン酸アルミニウム (AlPO_4) であることがわかった．析出物の厚さが伝熱面上で一定であると仮定すると，析出物の実効熱伝導率は 1.17 W/mK と計算された．成分分析から， AlPO_4 は添加剤と伝熱面材料との化学反応によって生成されたと推察される．
- (5) 得られた結果から，伝熱面材と沸騰実験の時間が，析出物の生成とその特性に影響を与える可能性があると考えられる．アルミニウム伝熱面が腐食した可能性があるため，長期沸騰実験に適さないことが示されたことから，次章では，伝熱面の材質を銅に変化させて堆積物の組成が変化するのか，また長期沸騰実験を行い堆積物の付着過程の詳細を明らかにする．

第4章 銅伝熱面の LLC 長期プール沸騰

4.1 序論

沸騰冷却を適用した冷却器を自動車などの高発熱密度化が進むインバータ向けに実用化するために、第3章ではアルミニウム伝熱面に対して LLC (Long-Life Coolant) を用いた短期プール沸騰実験を実施した。その結果、第1章で述べたような MEB (Microbubble emission boiling) 領域ではない核沸騰領域の熱流束においても堆積物が付着することを示した。ただし、これらは短期沸騰実験の結果であり、実際のインバータの運転条件では、伝熱面は数時間、数日、あるいは数週間にわたって高温かつ沸騰冷却にさらされる可能性がある。そして、沸騰冷却が続く間、堆積物の厚さや形状も変化する可能性がある。しかしながら、多くの長期的な沸騰実験は、ナノ粒子を含む作動流体や硫酸カルシウム水溶液のような潜在的な堆積物成分を含む作動流体に対して行われているのがほとんどである。そのため、界面活性剤や防錆剤といった金属表面に付着させることを目的とした添加剤を含む作動流体に対して、長期沸騰が与える影響を評価するような重要な問題に取り組んだ研究例はほとんどない。

そこで本章では、より実践的な研究を行うため、LLC 沸騰に長期曝された伝熱面の沸騰伝熱特性を明らかにすることを目的とする。実験は、垂直銅伝熱面を用いて 0.11 MPa に加圧したサブクールプール沸騰条件のもと行った。実験では、伝熱面が LLC 沸騰に曝される時間を変化させることで、沸騰実験に伝熱面に堆積物が付着する過程を調査した。また、伝熱面に付着した堆積物を分析することで、組成の同定を行った。加えて、伝熱面のコーティングによる堆積物の付着抑制の可能性についても検討した。

4.2 実験装置及び方法

Figure 4-1 に、本実験に用いた実験装置の概略図を示す。本装置は、垂直に設置された 2 つの伝熱ブロック、2 つの液槽、補助ヒータ、凝縮器、熱交換器から構成されている。液温を安定させるための熱交換器は、銅管を渦巻状に巻きあげて構成し、銅管内部をチラーシステム（柴田科学, COOLMAN C-503）から供給された水が流れる。沸騰気泡を観察するために、液槽の正面に観察窓、側面に光源用の採光窓を設置する。各伝熱ブロックは、C1100 製の純銅製ブロックと SUS304 製のステンレス製フランジで構成されている。銅ブロックには、底面から 3 本のカートリッジヒータ（最大出力 100W/本）を挿入し、入熱量を制御するために、3 本のカートリッジヒータの中心部に熱電対を設置した。伝熱面を長期高温環境に曝すため、アルミニウムよりも熱伝導率と耐熱温度が高い銅を採用した。

Figure 4-2 に、伝熱ブロックの詳細を示す。各銅ブロックは上部が直径 $D_r = 20$ mm の伝熱面になっており、カートリッジヒータ挿入口に向かって円錐形のくびれを有している。銅ブロックとステンレス製フランジは電子ビームで溶接し、溶接後に機械研磨することで面に加工した。ステンレス製フランジを採用することで、フランジ半径方向の熱損失を最小に

することを試みた．沸騰実験開始前に，伝熱面を#400 のエメリー紙で研磨し，初期の表面粗さを一定にする．銅ブロックのネック部には外径 1.0 mm の 3 本のシース付き熱電対 ($T_1 \sim T_3$) を挿入し，内部の温度勾配を測定した．上面からの挿入位置を Fig. 4-2 内に示す．定常一次元熱伝導を仮定すると，銅ブロックの円柱状ロッド部分を通過する熱量は Eq. (4.1) のように計算できる．

$$Q_{total} = A_r \lambda_{Cu} \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (4.1)$$

ここで， A_r は伝熱面面積 ($A_r = \pi D_r^2 / 4$) である．温度勾配は T_1 と T_3 を用いて推定し，Eq. (4.2) のように計算できる．

$$\frac{\Delta T}{\Delta x} = \frac{T_3 - T_1}{x_3 - x_1} \quad (4.2)$$

本実験では銅と比較して熱伝導率が低いステンレス製のフランジを採用しているが，自然対流熱伝達領域では，フランジからの熱損失が発生すると考えられる．そこで，有効表面熱量 Q_{eff} は，円柱状ロッド部分を通過する熱量 Q_{total} から，フランジの半径方向へ広がって液槽内へ放熱する熱損失を差し引くことで，Eq. (4.3) のように計算できる．

$$Q_{eff} = Q_{total} - Q_{loss} \quad (4.3)$$

ここで，熱損失 Q_{loss} はアルミニウム伝熱面と同様に，自然対流によってフランジ部分で生じる．熱流束が小さい自然対流伝熱条件では，伝熱面の面積 A_r と等しい領域における自然対流熱伝達 h_w は，藤井の自然対流を予測するモデル[107]に従うと仮定することで，フランジ部分の自然対流熱伝達 h_f を計算した．熱流束が大きい核沸騰伝熱条件では，フランジ部分は自然対流で放熱し，このときの自然対流熱伝達は前述の自然対流熱伝達で補外できるとした．自然対流伝熱条件における熱損失を求めるために，有効表面熱量を Eq. (4.4) のように計算する．

$$Q_{eff} = A_r h_w (T_w - T_b) \quad (4.4)$$

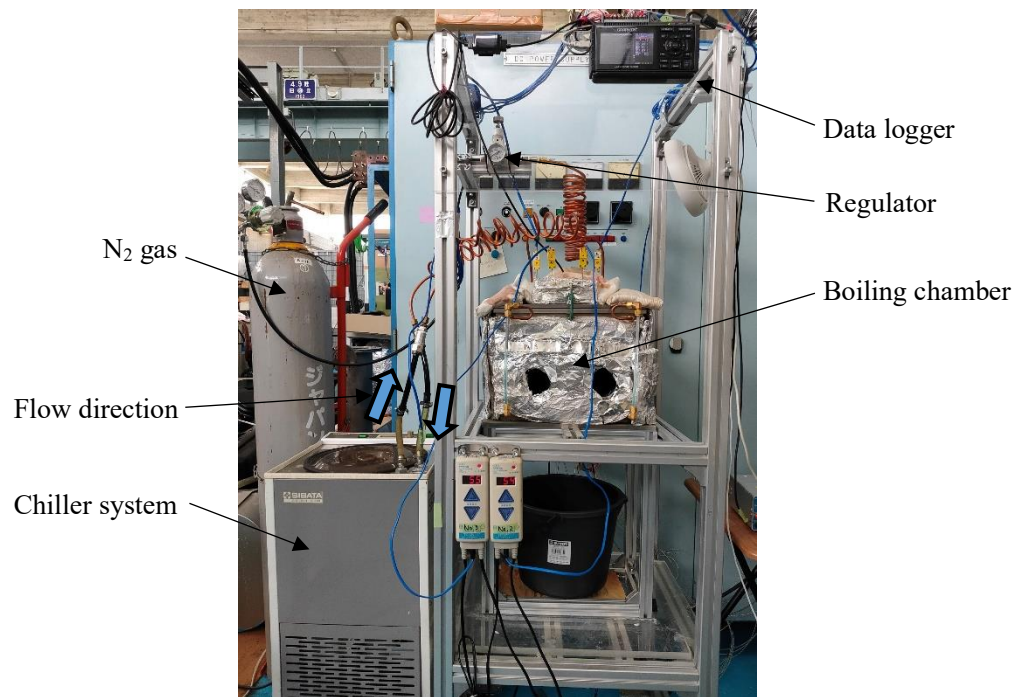
ここで， T_w は伝熱面温度， T_b はバルク液温度である．伝熱面温度は，Eq. (4.5) のように計算する．

$$T_w = T_1 - \left(\frac{Q_{eff}}{A_r} \frac{x_1}{\lambda_{Cu}} \right) \quad (4.5)$$

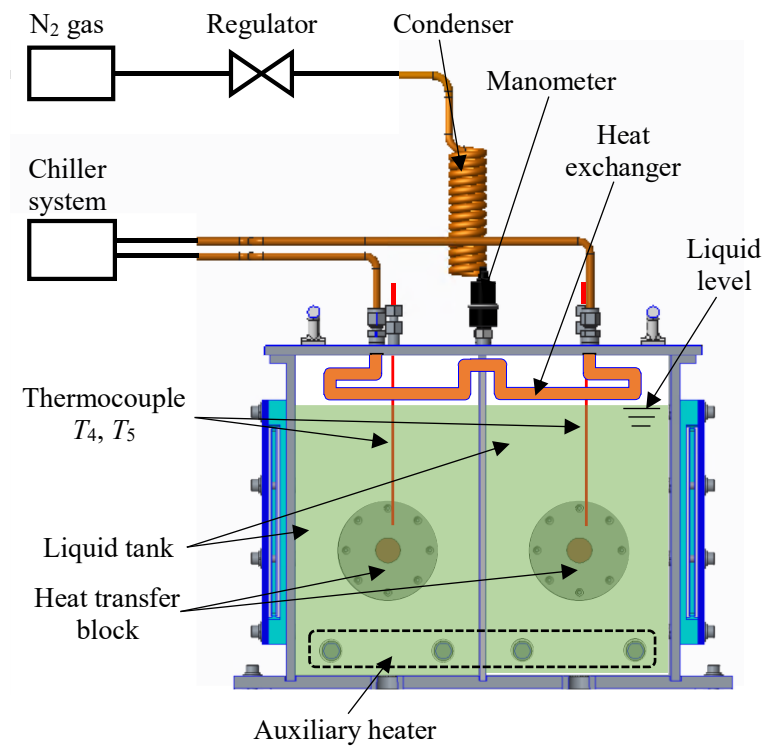
ここで、銅熱伝導率 λ_{Cu} は、本研究で考慮した温度範囲では 398 W/mK 一定とした。 Q_{total} は温度測定結果から既知であり、 Q_{eff} は藤井の自然対流相関式を用いて算出できるため、 Q_{loss} を求めることができる。 Q_{loss} は、第 3 章と同様に Eq. (4.6) のように計算できる。

$$Q_{loss} = \left\{ \frac{2\pi\delta\lambda_{Cu}}{\ln(D_f/D_r)} + \frac{\pi}{4} h_f (D_f^2 - D_r^2) \right\} \left(\frac{T_r + T_{edge}}{2} - T_b \right) \quad (4.6)$$

ここで、 δ はフランジ部板厚、 D_f はフランジ直径、 T_r は直径 20 mm の外縁部温度、 T_{edge} はフランジ外周端部温度である。外縁部温度を円筒の半径方向熱伝導方程式から算出し、フランジ外周端部温度はバルク液温と等しいと仮定して、フランジ部分の自然対流熱伝達 h_f を評価した。核沸騰伝熱状態においても、フランジ部の自然対流熱伝達 h_f を補外して熱損失を計算した。このようにして熱損失を評価した結果、 Q_{total} が小さい自然対流伝熱条件では、 Q_{loss} は 65%程度と大きくなるが、核沸騰伝熱条件では 8%以下であった。よって、本研究の主題である沸騰伝熱特性の評価には、熱損失によるフランジ部分の熱損失は大きく影響しないものとする。なお、第 3 章で示したアルミニウム伝熱面や河南ら[97]の実験系よりも熱損失は小さかった。



(a) Photo of the entire experimental apparatus



(b) Schematic illustration of boiling chamber

Figure 4-1. Experimental apparatus

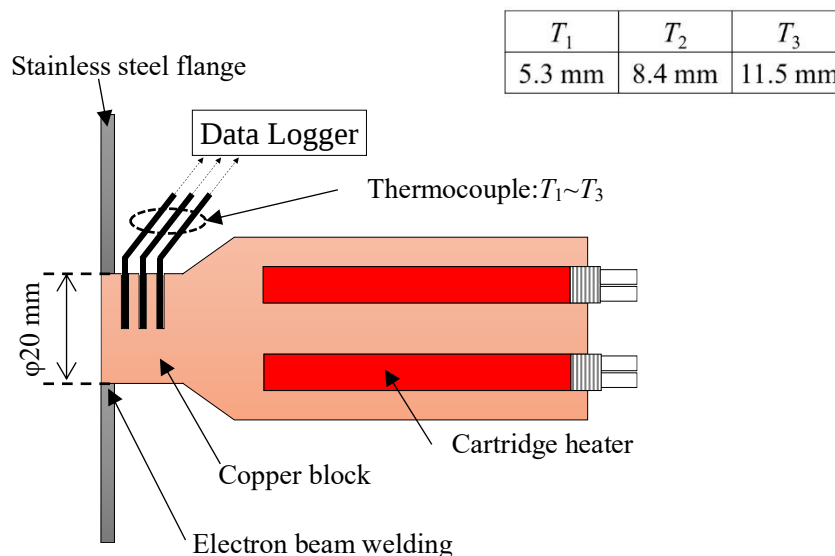


Figure 4-2. Detail of heat transfer block

各液槽内に 5.4 リットルの作動流体を注ぎ、カバーガスとして窒素ガスを充填した。長期沸騰実験中の圧力変動を抑制することを目的に、カバーガスの圧力をレギュレーターで制御して液槽を 0.11MPa に維持した。溶存酸素を取り除くために補助ヒータを使って、作動流体を飽和温度付近まで十分に加熱した。その後、サブクール度 5 K (106.2°C) まで熱交換器で冷却し、伝熱面上 10 mm に設置したシース熱電対 T_4 と T_5 を用いて、沸騰実験中のバルク液温度を補助ヒータと熱交換器によって制御した。熱交換器に供給するチラーシステムの水温は 60°C に設定して、水量を 0.58 L/min に保持することでバルク液温度を一定に保った。

作動流体として、第 3 章で使用したのと同じエチレングリコールの質量パーセント濃度 47wt% のロングライフクーラント (LLC47wt%) を用いた。沸騰実験では、Fig. 4-3 に示すように、熱流束が約 700 kW/m² に達するまで、カートリッジヒータへの印加電圧を段階的に上昇させた。つまり、所定の印可電圧に到達した後に、一定時間は印加電圧を維持し、準定常状態が得られるようになってから再度印加電圧を増加させた。Table 4-1 は、各加熱条件における各定常状態の待ち時間を示しており、併せて対応する入熱量も示している。加熱初期の伝熱面は自然対流領域にあると考えられ準定常状態に至るまでに時間を要することから、入熱量を設定してから 20 分間は一定とした。核沸騰領域とみなされる入熱量に達した後は、入熱量を設定してから 5 分間は一定とした。 $T_1 \sim T_3$ の時間変化は、入熱量を一定にしてから 4 分経過しても 0.2 K 以下であったため、このように入熱量を制御することで、沸騰実験は準定常状態で行われたとみなした。ここまで説明した印可電圧の時間変化を Fig. 4-3

に示す．温度データ取得開始後，カートリッジヒータへの印加電圧を段階的に上昇させ，熱流束が約 700 kW/m^2 に達した $t = t_0$ を起点として印可電圧（入熱量）を一定に保った．最後に， $t = t_e$ で印可電圧を遮断した．Table 4-2 に示すように，堆積過程を調べるために，沸騰時間を変えた合計 5 回の実験を行った．すべての実験において，熱流束は $t_0 < t < t_e$ において最大誤差 4% の範囲内で一定の値となった．

Table 4-1 Elapsed time for steady state at each heating condition

Elapsed time [min]	Applied voltage [V]	Heat input [W]
20	20	12.4
40	25	19.6
50	30	28.1
55	35	37.5
60	40	47.9
65	45	60.5
70	50	73.7
75	55	89.3
80	60	107.6
85	70	146.3
90	80	192.5
95	90	242.2

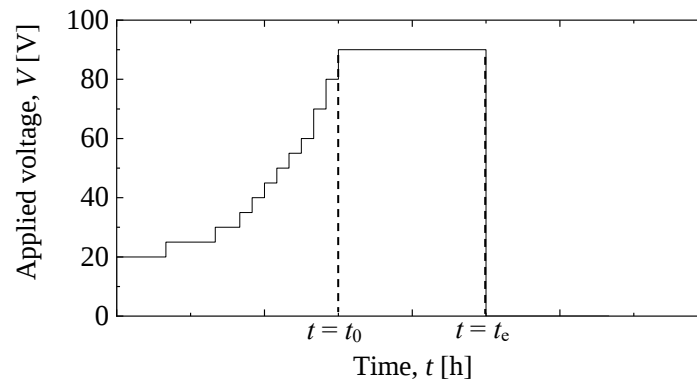


Figure 4-3. Time series diagram of applied voltage

Table 4-2 Performed experiments and the accompanying experimental parameters.

Name	Average heat flux	Duration	Used tank
Condition 1	698 kW/m^2	0.42 h	Left tank
Condition 2	724 kW/m^2	1.95 h	Right tank
Condition 3	691 kW/m^2	39.8 h	Left tank
Condition 4	706 kW/m^2	137.8 h	Right tank
Condition 5	673 kW/m^2	240.4 h	Left tank

4.3 LLC の長期プール沸騰

Figure 4-4 に、サブクール度 5 K における LLC47wt% の Condition 5 の沸騰曲線を示す。図中には、前節で仮定した垂直伝熱面における自然対流熱伝達に関する藤井の予測モデル、Labuntsov 相関式を示す。

・藤井の自然対流予測モデル

藤井は、蒸留水および純エチレングリコールを用いて垂直伝熱面まわりに生じる自然対流熱伝達を測定し、伝熱面温度を広範囲で変化させた実験により、熱伝達式を導出した。導出した式を Eq. (4.7) に示す。

$$h_r = 0.60 Ra^{1/4} \left(\frac{\lambda_L}{D_r} \right) \quad (4.7)$$

ここで、 Ra はレイリー数、 λ_L は流体熱伝導率、 D_r は伝熱面直径を表している。代表温度 T_r は伝熱面温度 T_w とバルク液温度 T_b の温度差を用いた $T_r = T_w - 0.25(T_w - T_b)$ とした。

・Labuntsov 相関式

Labuntsov 相関式は、前章で示した Eq. (3.11) と同じである。再掲となるが、比較のために同じ式を Eq. (4.8) に示す。

$$h = 0.075 \left[1 + 10 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \right)^{2/3} \right] \left(\frac{\lambda_L^2}{\nu_L \sigma T_{sat}} \right)^{1/3} q^{2/3} \quad (4.8)$$

ここで、 T_{sat} は飽和温度である。

実験結果から、LLC47wt% の測定結果は核沸騰領域 ($12.4 \text{ K} < \Delta T_{sat} < 42.4 \text{ K}$) において、平均誤差 3.2 % 以内、標準偏差 2.7 % 以内で Labuntsov 相関とよく一致することが分かった。水平アルミニウム伝熱面を用いた LLC の沸騰実験においても、Labuntsov 相関式は沸騰曲線とよく一致しており、冷却器として一般的に使われる銅およびアルミニウム伝熱面に対して、伝熱面の向きによらず LLC の沸騰曲線に対して汎用性の高い相関式として使用できる可能性が示唆された。実験開始から 1.6 時間 (95 分) 後、カートリッジヒータへの印加電圧を一定にした結果、熱流束 700 kW/m^2 において、Labuntsov 相関式よりも高過熱度側に測定結果がプロットされているのがわかる。しかしながら、沸騰曲線だけでは測定結果の時間変化を判別することができない。そのため、Fig. 4-5 に長期沸騰実験における伝熱面温度の時間変化を示す。時間軸を対数で示しているのは、熱流束を一定に保持し始めた初期段階において伝熱面温度が大きく変化したためである。温度データの取得は、電圧を印可する直前の $t = 0 \text{ h}$ から開始した。前節で述べたように、熱流束が約 700 kW/m^2 に達するまで、入熱量を徐々に増加させている。熱流束が約 700 kW/m^2 に達したのは $t = t_0$ (Fig. 4-5 では $t = 1.6 \text{ h}$)

であり、その後は熱流束を一定に保持した。 $t = t_0$ における伝熱面温度は、 155.2°C であった。 熱流束一定であるにもかかわらず、伝熱面温度は上昇を続け、 $t = t_0$ から約 1 時間後の $t = t_1$ において、最高温度は 166.7°C に達した。 その後、伝熱面温度は、 $t_1 < t < t_2$ の期間で徐々に低下していき、 $t = t_0$ から約 33 時間後の $t = t_2$ において 158.3°C に達した。 さらに熱流束一定のまま沸騰実験を継続すると、伝熱面温度は、 $t > t_2$ では $160.4^{\circ}\text{C} \pm 1.6 \text{ K}$ の範囲で実験終了まではほぼ一定であった。 このような温度変化は、堆積物の付着によって引き起こされた可能性がある。 Najibi ら[64]および Esawy ら[65]は、少量の堆積物であっても、伝熱面とバルク液との間に熱抵抗が生じ、この熱抵抗の影響で伝熱面の温度が上昇すると報告している。 一方で、伝熱面方向に局所的かつ離散的に付着した堆積物は、伝熱面全体を覆うことはない。 その結果、伝熱面への初期の堆積物付着は表面粗さを増大させ、伝熱係数を上昇させる。 また、堆積物の付着にはランダム性があるため、場合によっては熱伝達率が大きく向上し、伝熱面温度は熱流束が一定になり始めた時点よりも低くなることもある。 しかしながら、Esawy ら[65]および Peyghambarzadeh ら[68]は、この伝熱促進は初期の一時的な現象であるため、堆積物が伝熱面全体を覆えば、ある値に収束すると報告している。

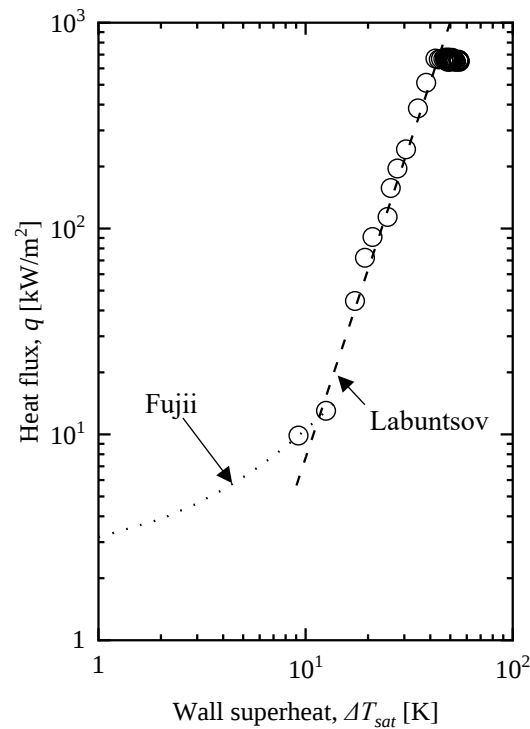


Figure 4-4. Boiling curve for Long-Life coolant

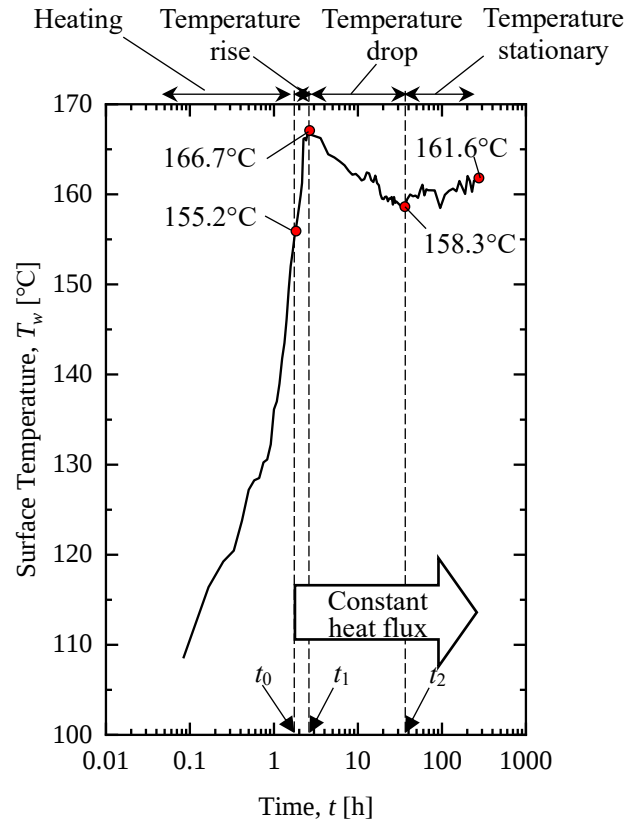


Figure 4-5. Variation of heat transfer surface temperature with time

Figure 4-6 に、長期沸騰実験における熱伝達率の時間変化を示す。Fig. 4-5 と同様に、時間変化を対数で示している。熱伝達率は実験開始から上昇を続け、熱流束を一定に保持し始めた $t = t_0$ で最大値 $15787 \text{ W/m}^2\text{K}$ となった。熱流束一定であるにもかかわらず、熱伝達率は $t_0 < t < t_1$ の期間で大きく減少し、 $t = t_0$ における熱伝達率と比較して約 $4000 \text{ W/m}^2\text{K}$ 低い値を示した。その後、 $t_1 < t < t_2$ の間、伝熱面温度が徐々に低下するにつれて熱伝達率は緩やかに増加し、 $14328 \text{ W/m}^2\text{K}$ となった。さらに熱流束一定のまま沸騰実験を継続すると、伝熱面温度がほぼ一定で推移したのと同様に、 $t > t_2$ では $13500 \text{ W/m}^2\text{K} \pm 800 \text{ W/m}^2\text{K}$ の範囲で実験終了までほぼ一定であった。Figure 4-7 は、 $t > t_2$ における伝熱面温度と熱伝達率の時間変化を見やすくするために、時間変化を線形で示したものである。このグラフから、伝熱面温度と熱伝達率の時間変化が $t < t_2$ と比較して小さくなっており、ほぼ一定で推移していることが確認できる。

Figure 4-8 に、初期伝熱面と長期沸騰実験 (242 時間) 後の伝熱面を撮影した画像を示す。長期沸騰実験を行った結果、Fig. 4-8(b) に示すように、伝熱面には様々な形状の堆積物が付着した。観察された堆積物は、大きく 3 つの異なる形状に大別できると考えられる。まず、伝熱面全体が白い堆積物層で覆われている。そして、伝熱面の外周部は黒い堆積物層で覆わ

れている．この要因としては，沸騰中に外周部の温度が局所的に高くなった，もしくはフランジを構成しているステンレスと伝熱面を構成している銅の接合部で何らかの電食が生じたことで堆積物に影響を与え表面が変色した可能性がある．しかしながら，詳細については不明である．白い堆積物層の表面には灰色の堆積物の塊が局所的に付着している．灰色の堆積物の塊を目視で観察すると，白い堆積物層よりも堆積物の厚みが大きいことがわかった．灰色の堆積物の塊は，伝熱面表面で前駆体濃度が濃縮された液膜が繰り返し蒸発したために，堆積物が塊状に成長したものと考えられる．

伝熱面温度および熱伝達率の時間変化から，LLC の長期沸騰実験において，伝熱面への堆積物の付着には，大きく分けて3つのプロセスがあると考えられる．本論文では，各過程を以下のように定義する．

- (a)温度上昇過程 ($t_0 < t < t_1$) : 熱流束一定後に伝熱面温度が上昇する過程
- (b)温度降下過程 ($t_1 < t < t_2$) : 伝熱面温度が最高温度に達した後に降下する過程
- (c)温度定常過程 ($t > t_2$) : 伝熱面温度がほぼ一定値で安定する過程

温度上昇過程と温度降下過程を含む伝熱面温度の上昇と降下は，遅延時間または開始期間と呼ばれる[64]．この期間に，伝熱面上で沸騰核の生成や表面性状の変化といった堆積物の付着に必要な条件が確立されるといわれており，いくつかの研究者によって観察されている[65,66,68]．本実験でも同様の現象が起こっている可能性があり，堆積物の付着が伝熱面の表面粗さ／濡れ性を変化させることによって熱伝達率に影響を与え，その結果として，ある程度安定した沸騰挙動（温度定常過程）に到達したと考えられる．

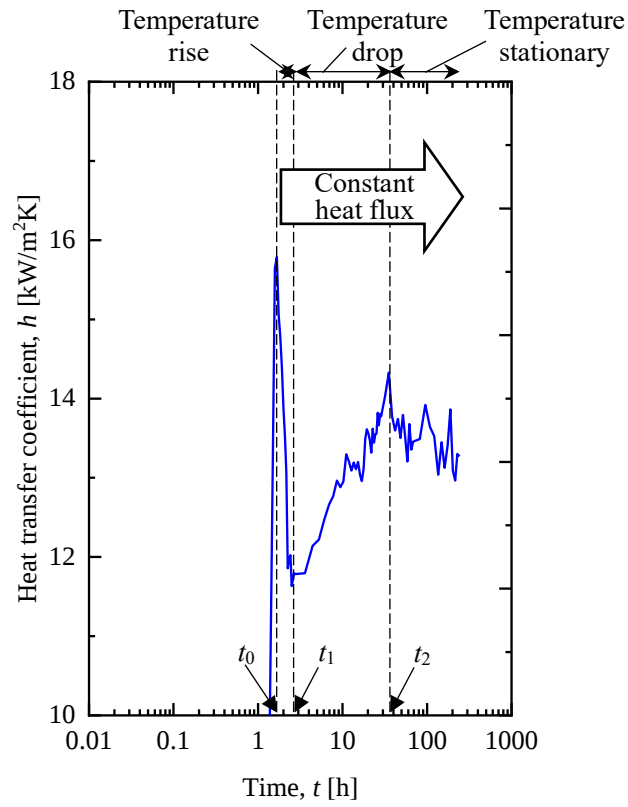


Figure 4-6. Variation of heat transfer coefficient with time

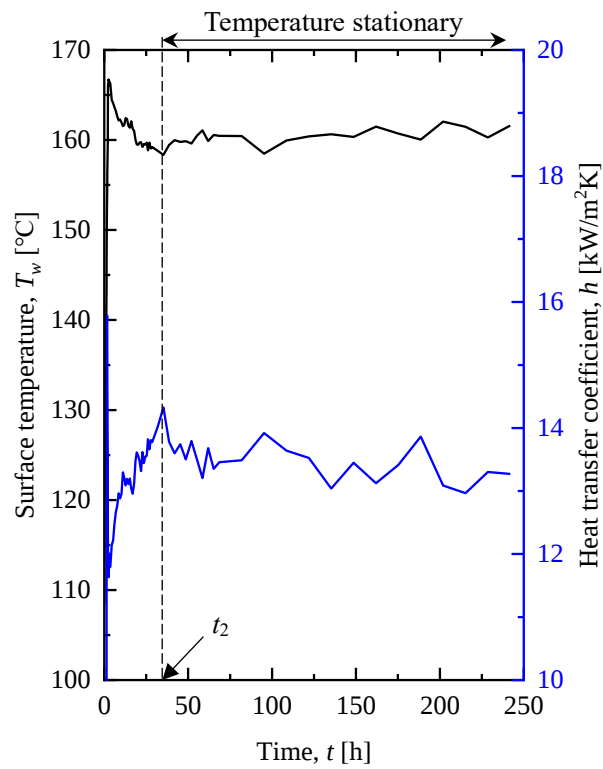
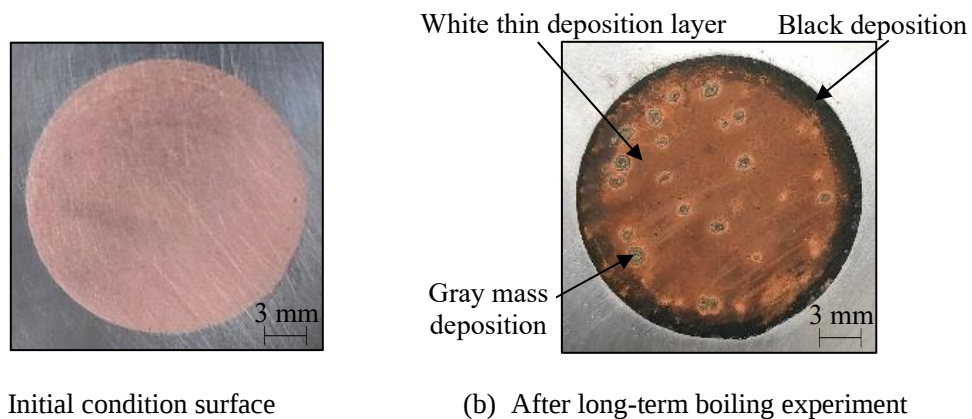


Figure 4-7. Variation of heat transfer surface temperature and heat transfer coefficient with time



(a) Initial condition surface (b) After long-term boiling experiment
Figure 4-8. Images of heat transfer surface of initial condition surface (a) and after long-term boiling experiment (b)

4.4 堆積過程の推定

前節で定義した各プロセスにおいて伝熱面に付着した堆積物の形態を調べるために、沸騰実験を行った。前節で説明した沸騰実験に加え、熱流束を一定にするまでの加熱手順と同様の手順による Condition 1~4 の長期沸騰実験を実施した。各沸騰実験において、伝熱面温度が最大値や極小値などの特徴的な温度を測定した後に電圧の印可を停止し、作動流体を 60°C 付近まで冷却した後、伝熱面を液槽から取り外して観察した。なお、各沸騰実験終了時には、液槽内の LLC47wt% をすべて抜き取り、新しい LLC47wt% に交換し、前節で説明した実験手順に従って実験環境を構築した。前節と同様、加熱開始前の $t = 0$ h からデータ取得を開始した。熱流束は $t = t_{0,n}$ (約 1.6 時間) で約 700 kW/m^2 に達し、その後熱流束を一定に保持した (電圧印可のシーケンスは Table 4-1 および Fig. 4-3 に示す通りである)。 $t = t_{e,n}$ で電圧の印可を停止し、その時点までの温度変化を測定した。添え字で示している "n" は、各沸騰実験の番号を示す ($n = 1 \sim 5$)。

Figure 4-9 に、熱流束を 700 kW/m^2 一定にするまでの沸騰曲線を示す。沸騰曲線を比較すると、核沸騰領域では各実験結果にばらつきが見られる。特に、Condition 2 では沸騰曲線は熱流束が低い領域では Labuntsov 相関式よりも低い過熱度側に位置し、Condition 3 では沸騰曲線は熱流束が低い領域では Labuntsov 相関式よりもわずかに高い過熱度側に位置している。しかしながら、いずれの実験結果も核沸騰開始点と最大熱流束領域付近では、Labuntsov 相関式とほぼ一致しており、全体としてみると実験結果は Labuntsov 相関式に対して $\pm 5\text{K}$ の誤差で予測できていることがわかる。実験結果におけるこれらのばらつきは、Elkholy ら [108] の沸騰実験結果でも指摘されているように、例えば、表面粗さや濡れ性の違いなどによって初期伝熱面の特性が厳密に一致していないことに起因すると考えられる。

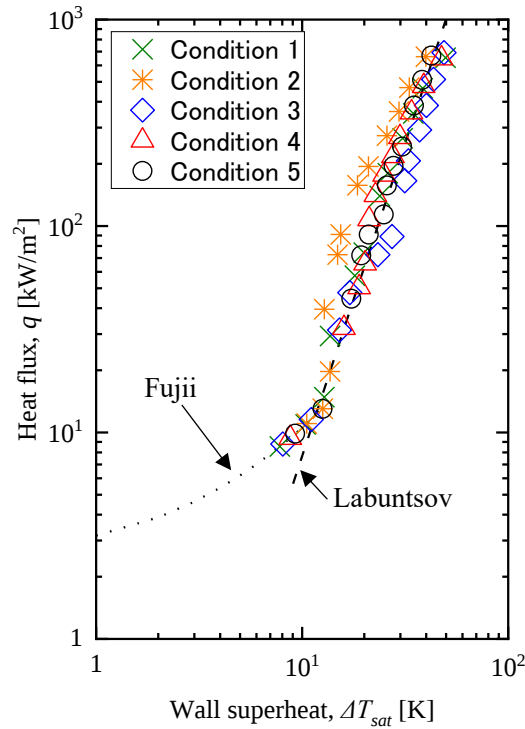


Figure 4-9. Comparison of boiling curves

Figure 4-10～4-12 は、各条件における伝熱面温度の時間変化に対して、時間軸を対数で示したものである。なお、Fig. 4-12 は、Fig. 4-5 に対して温度変化点の時間を示したものである。この図からわかるように、各条件で $t = t_{0,n}$ の温度にばらつきがあり、これは初期の伝熱面特性が一致していないことに起因している。

Figure 4-10 (a) は、温度上昇過程のピークである $t = t_{e,1}$ ($t = t_{0,1}$ から 0.42 時間後) に伝熱面温度が最高温度である 165.6°C に達した後、直ちに電圧の印可を停止した Condition 1 の伝熱面温度の時間変化を示している。

Figure 4-10 (b) は、温度上昇過程から温度降下過程へ変化した直後に、電圧の印可を停止した Condition 2 の伝熱面温度の時間変化を示している。この条件では、最高温度は 165.2°C に達した後に、伝熱面温度が低下傾向を示した。低下傾向を目視で確認し、電圧の印可を停止した $t = t_{e,2}$ ($t = t_{0,2}$ から 1.95 時間後) に、伝熱面温度は 164.8°C まで低下した。

Figure 4-11 (a) は、温度降下過程終了後の温度定常過程の間に電圧の印可を停止した Condition 3 の伝熱面温度の変化を示している。図からわかるように、 $t_{2,3} < t < t_{e,3}$ では伝熱面温度は若干の上昇傾向を示している。最終的に伝熱面温度は、 $t = t_{0,3}$ から 39.8 時間後の $t = t_{e,3}$ で 156.6°C に達した。この実験では、 $t = t_{1,3}$ において伝熱面は最高温度 160.4°C に到達しており、これは他の条件より約 5 K 低い結果だった。 $t_{1,3} < t < t_{2,3}$ の温度降下過程では、伝熱面温度は 152.1°C まで低下し、 $t = t_{0,3}$ における伝熱面温度よりも約 8 K 低下した。

しかしながら、温度定常過程では、他の長期沸騰実験よりも伝熱面温度は若干の上昇傾向を示していたが、その温度変化は 38 時間で多くても 4.5K に過ぎなかった。Condition 3 において、他の条件と比較して異なる温度プロファイルを示したのは、沸騰核生成部位が実験ごとに異なるために堆積物の付着状態が変化した Esawy ら[67]の実験結果でみられた現象と同様の現象が原因であると考えられる。したがって、温度が定常化するまでの遅延時間においては、定性的には他の沸騰実験と類似した挙動を示したが、定量的には一致しなかったものと推測される。

Figure 4-11 (b)は、温度定常過程の途中で入熱を停止した Condition 4 における伝熱面温度の変化を示している。伝熱面温度は $t = t_{0_4}$ から 137.8 時間後の $t = t_{e_4}$ で 161.4°C に達した。 $t = t_{1_4}$ において伝熱面は最高温度 165.8°C に達した後、伝熱面温度は徐々に低下し、 $t = t_{0_4}$ から 9 時間後の $t = t_{2_4}$ で 159.9°C となった。温度定常過程と考えられる $t_{2_4} < t < t_{e_4}$ では、伝熱面温度は $163.0^{\circ}\text{C} \pm 2.8 \text{ K}$ の範囲で安定した。Figure 4-11 (b)と Fig. 4-12 (a)を比較すると、3つのプロセスにおける伝熱面温度と時間変化の長さは若干異なるものの、3つのプロセスを経て伝熱面温度がある程度安定するという時間変化は類似していることがわかる。この結果は、長期間の沸騰によって伝熱面に付着した堆積物による伝熱面の温度変化は、再現性のある共通のプロセスが存在することを示唆している。

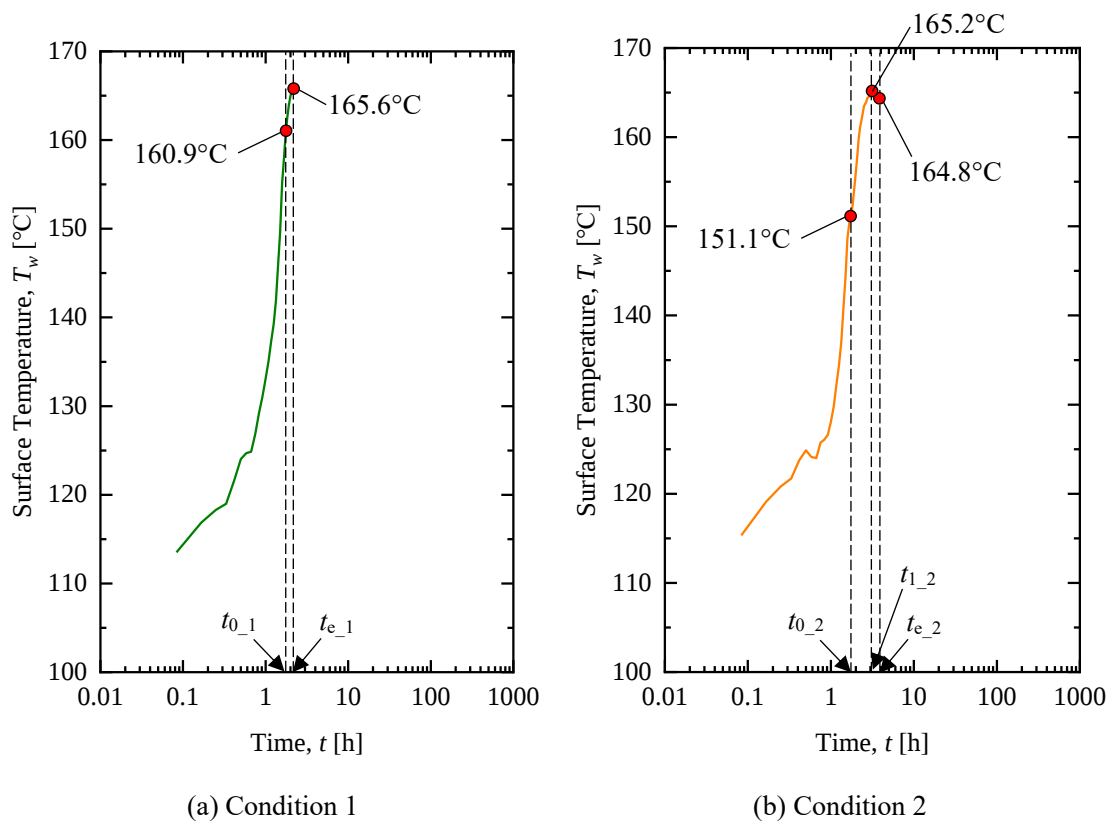


Figure 4-10. Variations of heat transfer surface temperature with time

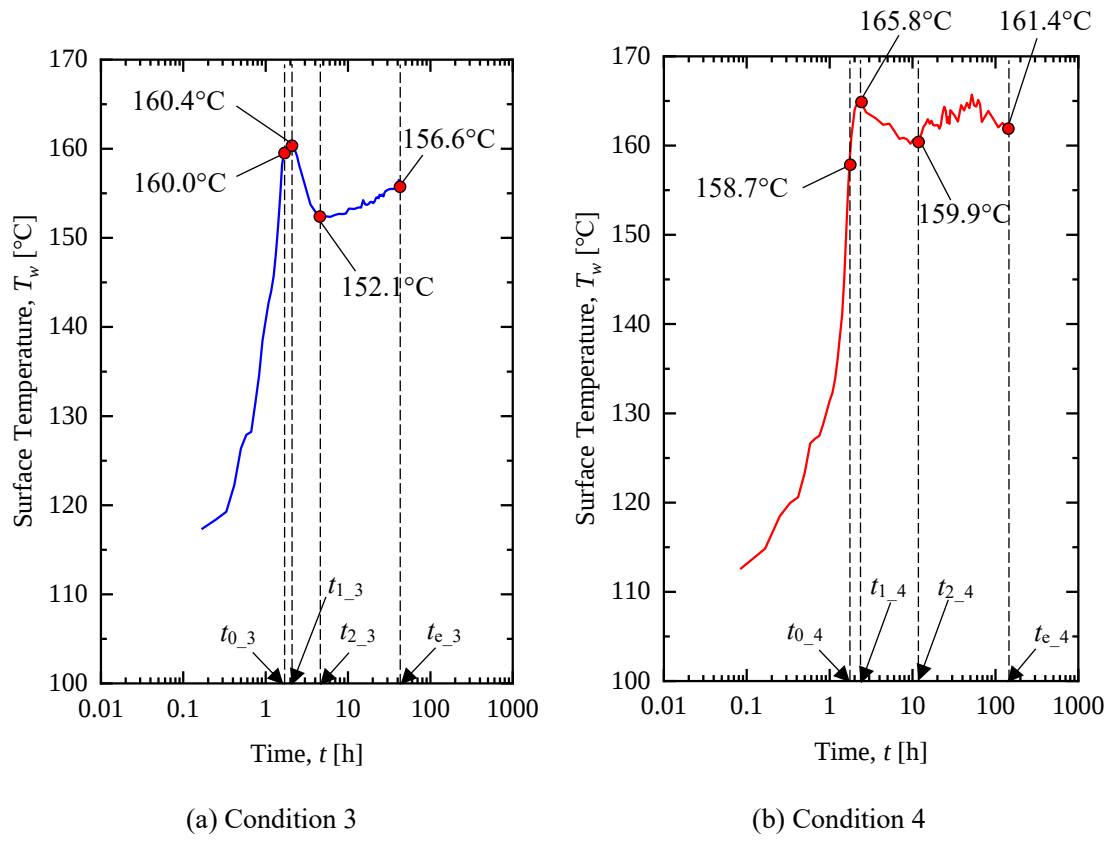
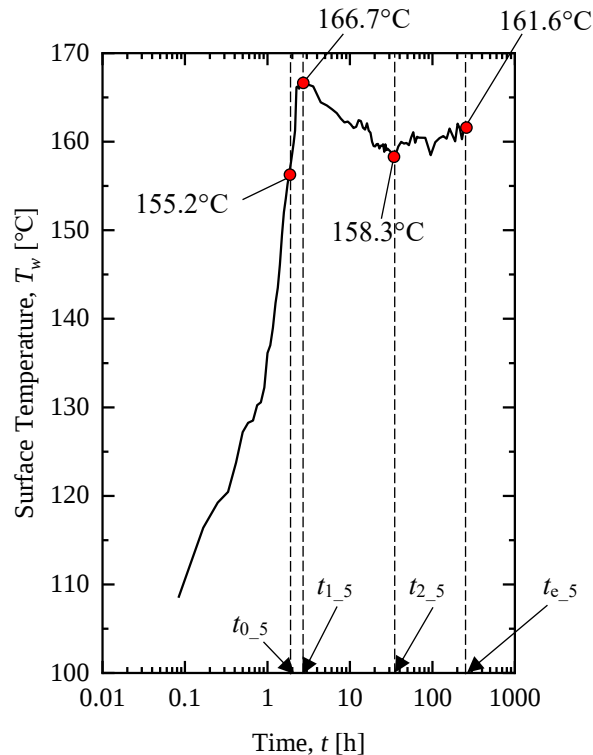


Figure 4-11. Variations of heat transfer surface temperature with time



(a) Condition 5

Figure 4-12. Variation of heat transfer surface temperature with time

Figure 4-13 は、電圧の印可を停止して伝熱面を取り外した後の、各条件の伝熱面画像を示している。 Figure 4-13 (a)は温度上昇過程終了直後の伝熱面を示しており、伝熱面に薄い白色の堆積物層があり、その上に小さな白いドット状の堆積物が見られた。 Figure 4-13 (b)は温度上昇過程から温度降下過程に変化した直後の伝熱面を示しており、伝熱面に薄い白色の堆積物層があり、その上に明らかに大きな白いドット状の堆積物が観察された。 Figure 4-13 (c)は温度定常過程における伝熱面を示しており、伝熱面全体が厚さの増した白い堆積物層で覆われ、ドット状の堆積物は観察できなかった。 Figure 4-13 (d)では、伝熱面全体が白い堆積物層で覆われ、伝熱面の外周部は部分的に黒く変色し、堆積物層の上に灰色の堆積物の塊が数点付着している様子が観察された。 なお、Figure 4-13(e)は、比較のために Fig. 4-8 を再掲した画像である。これらの伝熱面への堆積物の付着形態から、堆積物が伝熱面に付着する過程を推測する。堆積物の前駆体となる添加剤成分の濃度が、マイクロレイヤーの蒸発が繰り返されることで濃縮し、伝熱面に付着する。伝熱面上にランダムにドット状に堆積物が付着した要因は、前章で述べたような Quan ら[58]のナノ粒子を用いた実験と同様の現象によるものと考えられる。このランダムな付着が、伝熱面上に薄い堆積物の多孔質層を形成す

る。これら堆積物は、伝熱面と作動流体との間の熱抵抗を増大させるため、付着に伴って伝熱面温度が上昇する。沸騰により堆積物の付着が続くと、温度降下過程と定義したように、大きなドット状に堆積物が付着することで伝熱面に凹凸面が形成され、表面粗さや濡れ性といった表面性状が変化し、一時的に沸騰熱伝達が促進される。つまり、ドット状の堆積物によって伝熱面上の沸騰核生成サイトの密度が増加し、気泡発生頻度が増加したと推測される。ただし、伝熱促進は初期の一時的な現象であるため、長期沸騰加熱を続けることで、伝熱面全体に堆積物が付着し、多孔質層が形成された結果、堆積物の熱抵抗が安定化し、温度降下過程が終了する。その後、伝熱面温度は 1.0 K/h 以下の緩やか温度変化率になる。これは、加熱されつづけることによって、伝熱面近くの堆積物が多孔質状から強固な非多孔質状に変化したと考えられる。Esawy ら[67]は、硫酸カルシウム水溶液を用いたプール沸騰実験を行い、プール沸騰実験中に伝熱面全体が白色の硫酸カルシウム由来の堆積物で覆われた結果、沸騰核となるキャビティが堆積物の焼結によって減少し、それに伴い堆積物の付着が安定したことを報告している。本研究においても、同様の物理現象が生じたと考えられる。伝熱面近傍の堆積物が焼結することによって密度が高まることで、堆積物の表面でクラックが発生すると考えられる。その結果、堆積物表面の一部が剥離し、剥離部分に新たな堆積物が再付着する。この剥離と再付着が繰り返されることで、本研究で定義した温度定常過程となり、熱抵抗が維持され伝熱面温度は時間とともにほぼ一定の値を示すと考えられる。しかしながら、本実験で使用した LLC47wt% は濃緑色の液体であり、沸騰実験中に伝熱面を目視することが困難であったため、堆積物の一部が剥離したかどうかは確認できなかった。最後に、前項で述べたように、ステンレスと銅の界面で堆積物が黒く変色していることから、電食の発生が考えられる。また沸騰気泡が集中した場所で、堆積物の前駆体濃度が局所的に高まり、塊状に堆積物が成長したものと推測される。ここまで説明した堆積物の付着過程の模式図を、Fig. 4-14 に示す。

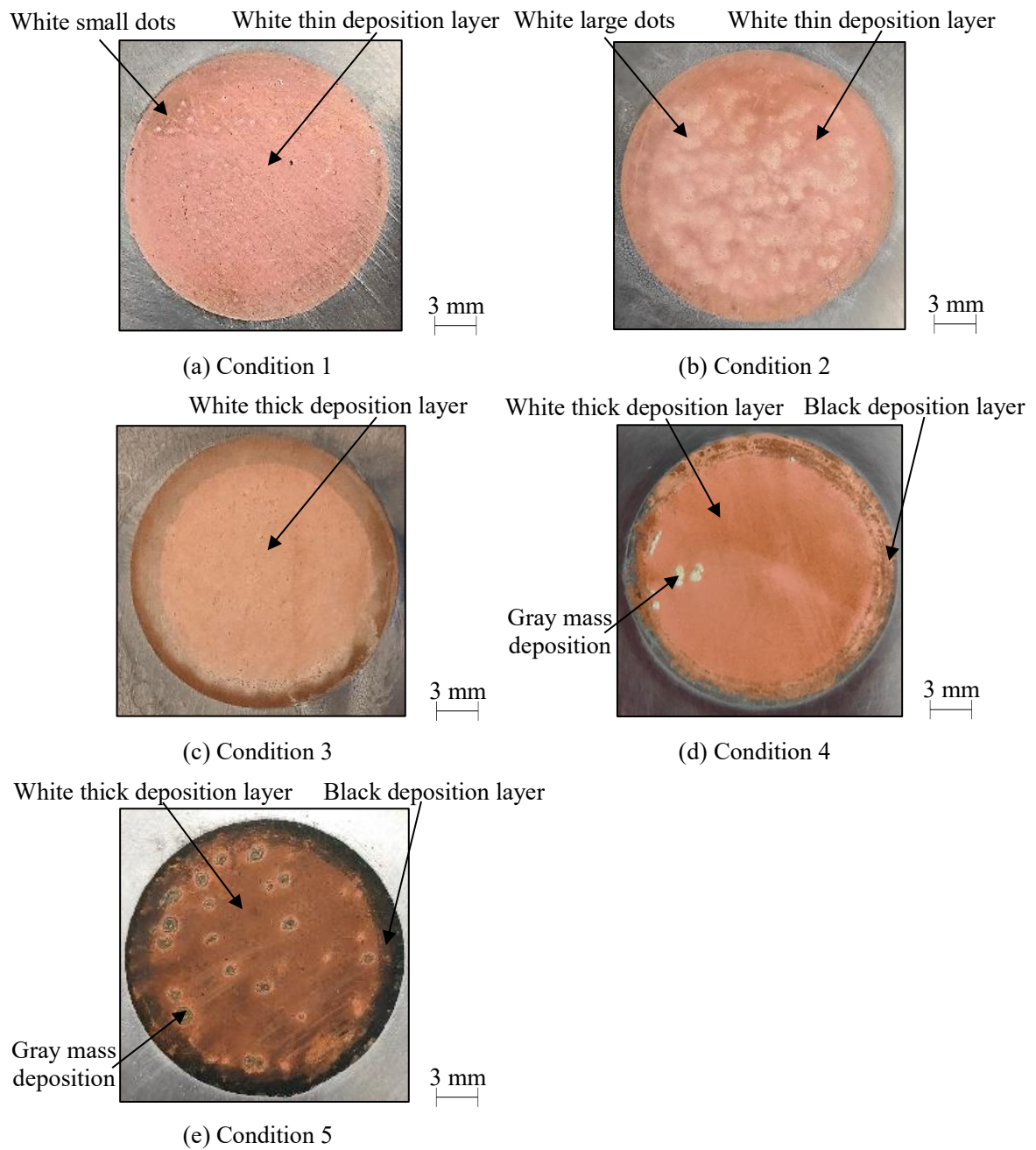


Figure 4-13. Images of heat transfer surface of Condition 1 (a), Condition 2 (b), Condition 3 (c), Condition 4 (d) and Condition 5 (e)

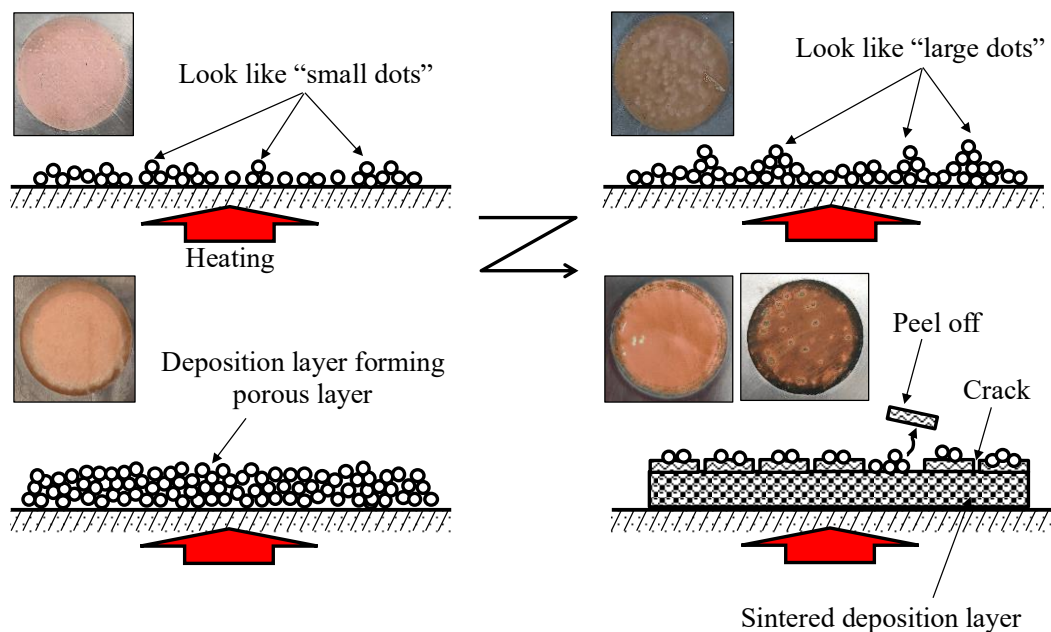


Figure 4-14. Hypothesis of deposition process

4.5 堆積物の同定

伝熱面に付着した堆積物の成分を調査するため、走査型電子顕微鏡-エネルギー分散型 X 線分光分析装置 (SEM-EDS) および X 線回折装置 (XRD) を用いた分析を行った。堆積物が付着した伝熱面を、ニッケルメッキダイヤモンドペーパー #1000 (ミスミ, SK-11) で研磨した。研磨後に分析用に切断しダイヤモンドペーパー片を、SEM-EDS と XRD で分析した。SEM-EDS 分析時に試料表面が帯電して適切な分析結果が得られなくなること (チャージアップ) を防止するため、ダイヤモンドペーパー片にカーボンをコーティングした。

Figure 4-15 は、SEM で観察したダイヤモンドペーパー片表面の画像である。図中の黒い粒子はダイヤモンド砥粒、白い平坦面はニッケルメッキされたダイヤモンドペーパー片の表面であり、研磨紙を構成している材料である。ダイヤモンド砥粒の周りに付着している細かい白色粒子が、研磨中にダイヤモンドペーパーに付着した堆積物である。Table 4-3 は、Fig. 4-16 に赤十字のプロットで示した 4 点に対して EDS 分析した各元素の百分率をまとめたものである。Cu, C, Ni はそれぞれ伝熱面、ダイヤモンド砥粒とコーティング材およびダイヤモンドペーパー表面のメッキによって検出された元素である。Point 4 は、ダイヤモンド粒子の影響により他の 3 点に比べて C の値が高く評価された。しかし、それ以外の Point 1~3 の組成比は、堆積物に由来するものと考えられる。注目すべきは、O, Sr, P の組成比が高いことである。これら 3 つ元素の平均組成比は、O : Sr : P=55 : 30 : 15 程度であった。

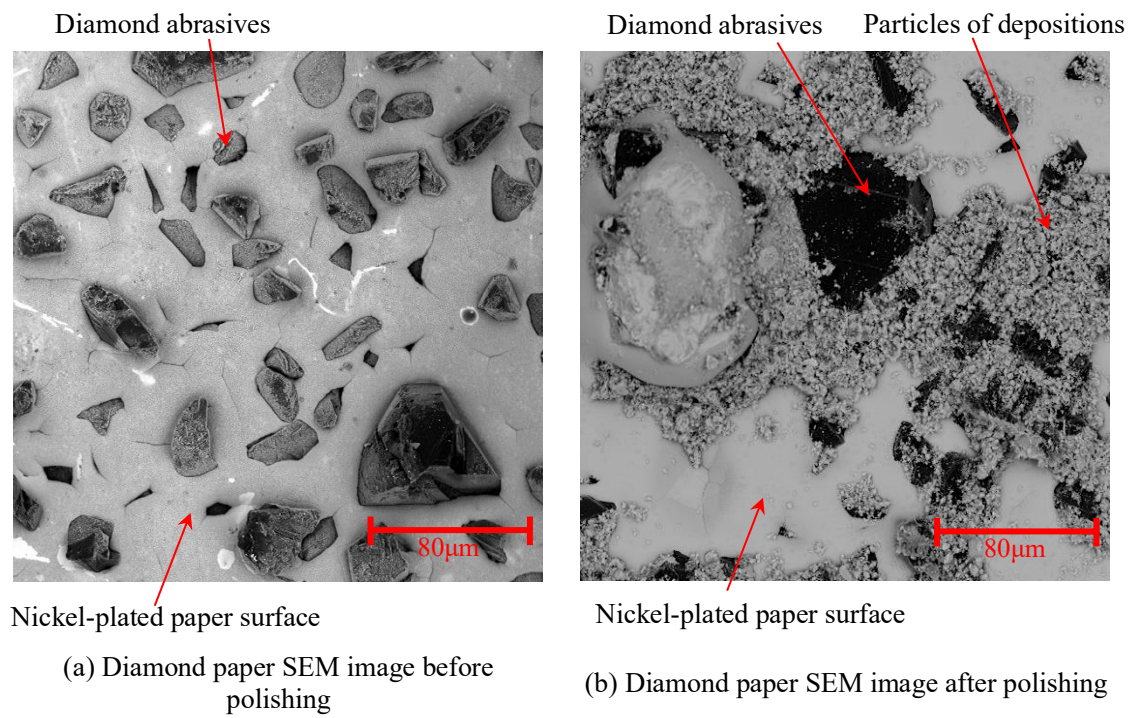


Figure 4-15. SEM image of depositions

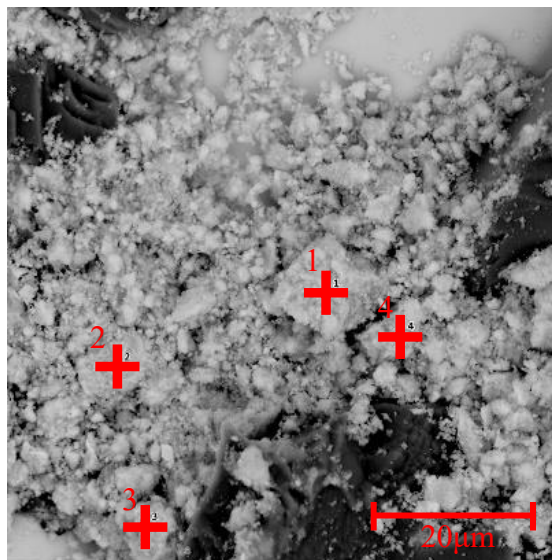


Figure 4-16. Points of elemental analysis by EDS

Table 4-3 Results of elemental analysis by EDS at each point

	Composition [%]								
	Cu	C	Ni	O	Sr	P	Mo	Na	Ca
Point 1	1.0	9.0	2.5	52.0	20.8	12.1	1.8	0.4	0.4
Point 2	1.6	19.1	3.7	35.2	26.2	11.1	1.7	0.7	0.7
Point 3	1.9	12.5	3.0	43.6	22.1	12.4	3.5	0.5	0.4
Point 4	3.9	39.5	5.5	11.5	28.5	8.3	2.0	0.3	0.5

Figure 4-17 は、SEM-EDS 分析に用いたものと同じ試料を XRD 分析した結果である。分析には、9kW 回転陽極線源および CBO- μ 光学系を用いてビーム径を約 100 μm まで集光することで局所的な X 線回折を行うことができる微小集光型高出力 X 線回折装置（リガク、Smartlab）を用いた。これにより、堆積物を構成する化合物のピークを容易に観察できる結果が得られた。得られた回折強度曲線から、Cu と C のピークを除くと、 $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3(\text{OH})$ （ストロンチウムハイドロキシアパタイト）のピークが観察された。 $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3(\text{OH})$ の組成比は、O:Sr:P=59:23:14 であり、EDS による元素分析結果と概ね一致した。なお、前章の Table 3-2 に示した通り、LLC47wt%には Sr, P は含まれており、堆積物を同定できていると考えられる。

前章に記したアルミニウム伝熱面を用いた LLC47wt%の短期間沸騰実験では、熱流束が 740 kW/m^2 を超えると伝熱面に堆積物の付着が観察された。さらに、熱流束を CHF 付近（約 1000 kW/m^2 ）まで増加させると、伝熱面全体に堆積物が付着した。これらの堆積物の組成を XRD 分析で調べたところ、 AlPO_4 （リン酸アルミニウム）であることが判明した。今回の銅伝熱面を用いた長期間の沸騰実験の結果から、伝熱面の材質、熱流束、沸騰に曝される時間は前回の沸騰実験条件と異なるが、リン酸塩由来の堆積物である点は類似していた。前章で述べたように、リン酸アルミニウムはアルカリ性に変化した LLC 中にギ酸が含まれる環境下で、酸化皮膜が腐食した結果、リン酸とアルミニウムが化学反応した。しかしながら、銅伝熱面の場合、アルカリ性環境下での腐食に強く pH13 以上の強いアルカリ性環境下でなければ酸化皮膜が腐食されない。さらに、リンは銅の腐食抑制剤として使用されるため、銅がイオン化することを抑制することが知られている。したがって、銅伝熱面の場合、銅とリンが化学反応することなく、添加剤に含まれているイオン化傾向の高いストロンチウムがリンと化学反応した結果、堆積物を形成したと考えられる。この結果は、LLC47wt%に含まれるリンが堆積物の生成に影響しているが、堆積物の組成は伝熱面の材質によって異なることを示している。

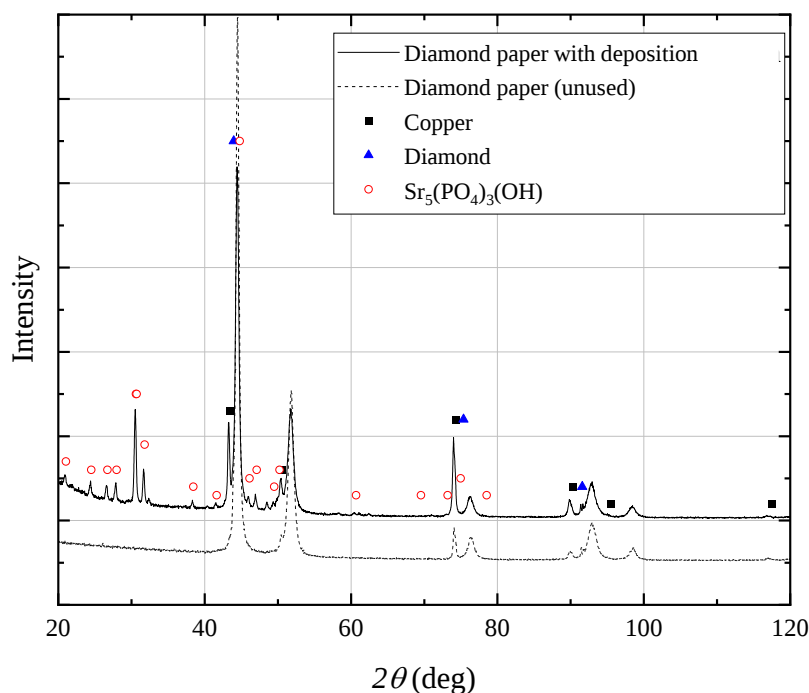


Figure 4-17. X-ray diffraction intensity curves for deposition

4.6 伝熱面の表面加工

伝熱面の材質が堆積物付着に及ぼす影響を調べるため、銅伝熱面上にニッケルメッキを施した伝熱面と、銀ロウを用いて厚さ 50 μm の白金箔をロウ付けした伝熱面の 2 種類を製作した。ニッケルメッキは電解メッキ法で加工し、白金箔ロウ付けは真空炉を用いて加工した。Figure 4-18 に、コーティングした伝熱面を示す。比較のため、Fig. 4-18(a)に銅伝熱面も示している。

ニッケルメッキを施す前に、伝熱面をエメリー紙#400 で研磨した後に、アセトンで洗浄することで脱脂した。伝熱面が乾燥した後に、銅伝熱面に通電しニッケルメッキ液を染み込ませたメッキ筆で伝熱面にニッケルメッキ皮膜を形成した（マルイ鍍金工業，MK-BF98）。

白金箔ロウ付けは、ニッケルメッキの事前準備と同様に伝熱面を洗浄した後に、以下に示す手順で実施した。

- ① Figure 4-19 に示すように、洗浄した伝熱面に厚さ 50 μm の銀ロウ（ナイス，V1008 AG-578）をのせ、その上に厚さ 50 μm の白金箔（田中貴金属，Pt 箔 99.99%）を設置した。銀ロウと白金箔がロウ付け過程で位置ずれしないようにするために、セラミックス製の円柱治具とステンレス製の押さえ治具で固定した。
- ② 銅伝熱面に設けた TC1 に熱電対を装着し、針金を使って固定した。
- ③ Figure 4-20 に示す真空炉（FULL-TECH，出力電圧 300 V，出力電流 30 A）内に設けた

ガラスシリンダー内に銅伝熱面を設置し，Table 4-4 に示すロウ付けシーケンスに従って温調器を設定した[109].

- ④ 真空ポンプ（ULVAC，GVD-100A）で炉内圧力を 9 Pa 以下になるまで脱気しながら 10 分かけて 200°C まで加熱した.
- ⑤ 200°C を 60 分間維持しながら，アルゴンガス（99.9999%）で 2 回ガラスシリンダー内の空気を置換し，ガラスシリンダー内の余分な不純物や水分を取り除くベーキングを実施した. 置換後に，内部圧力を 1.0 atm に設定した.
- ⑥ 余熱のため 30 分かけて 760°C まで加熱し，そのまま 30 分間 760°C を維持した.
- ⑦ 余熱過程後，銅伝熱面温度が銀ロウの液相線温度 780°C を超えるように，20 分かけて 830°C まで加熱し，25 分間 830°C を維持した.
- ⑧ 最後に，加熱を停止し室温になるまで冷却した.



(a) Copper surface



(b) Nickel-plated surface #1

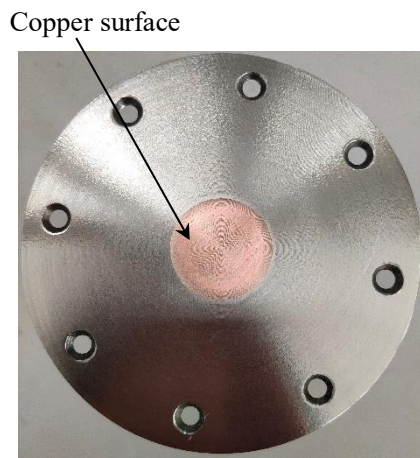


(c) Nickel-plated surface #2



(d) Platinum foil-brazed surface

Figure 4-18. Photos of heat transfer surface with before long-term boiling experiment



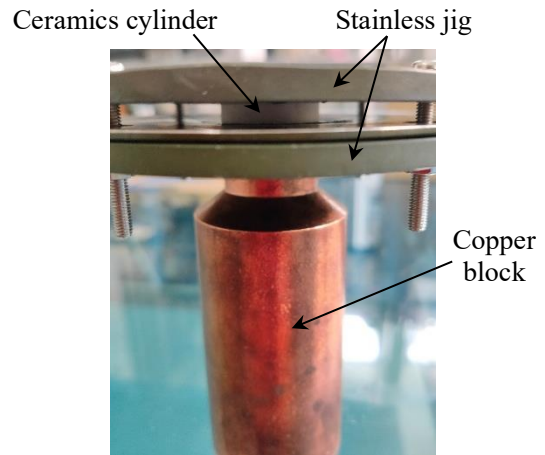
(a) Before platinum foil-brazed surface



(b) Setting of silver wax



(c) Setting of platinum foil



(d) Fixing with holding jig

Figure 4-19. Photos of preparation of platinum foil brazed heat transfer surface

Table 4-4 Temperature sequence of platinum foil brazing

No.	1	2	3	4	5	6	7
Setting temperature [°C]	~ 200	200	~ 760	760	~ 830	830	Room Temp.
Baking time [min]	10	60	30	30	20	25	-

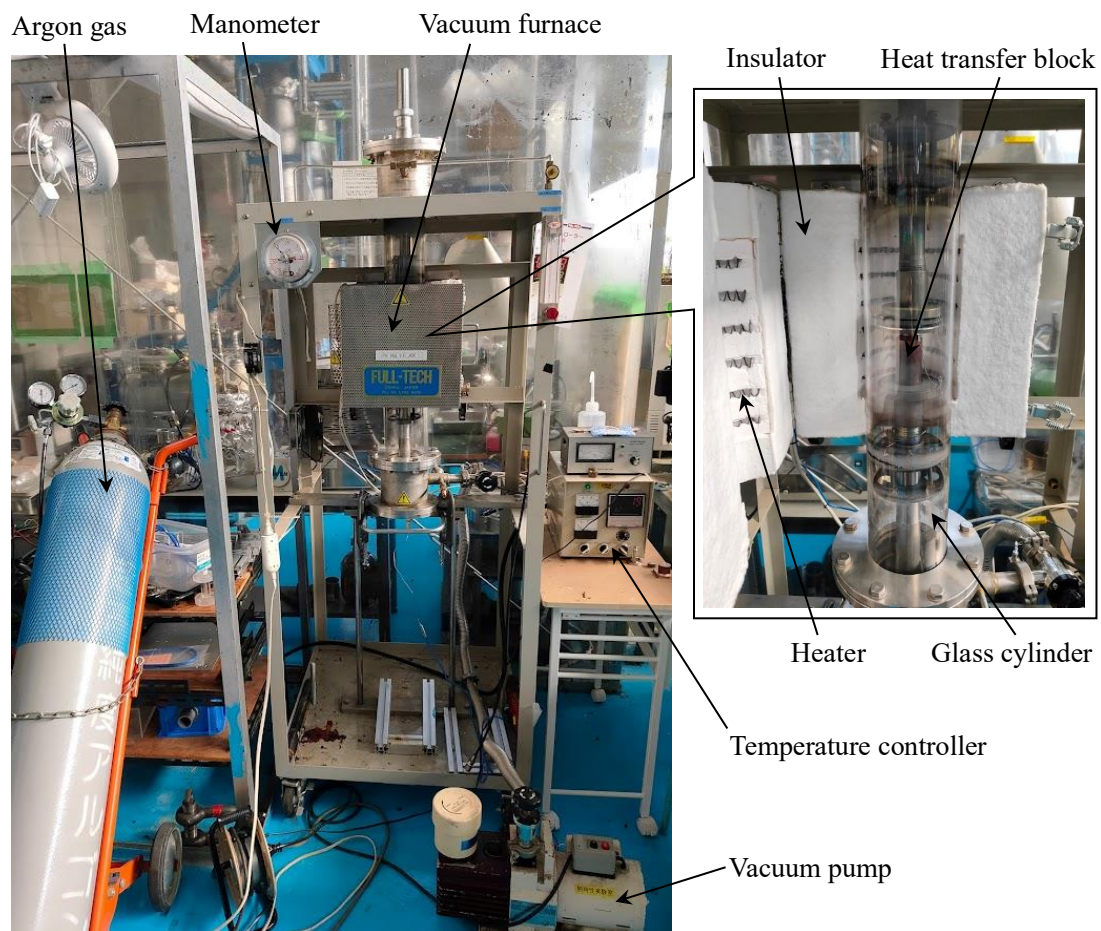


Figure 4-20. Brazing equipment

4.7 加工伝熱面における堆積様相

伝熱面を加工することで、伝熱面に付着する堆積物の様相が変化するかを調べるために、長期間の沸騰実験を行った。4.2 節に示した加熱手順と同様の手順による長期沸騰実験を、ニッケルメッキを施した伝熱面 2 つと、白金箔ロウ付けを施した伝熱面 1 つに対して実施した。ニッケルメッキを施した伝熱面は、1 つは最高温度に到達した時点で電圧の印可を停止した。ニッケルメッキを施した伝熱面の残り 1 つおよび白金箔ロウ付けを施した伝熱面は、銅伝熱面の Condition 4 と同じ時間（137.8 時間）に到達した時点で電圧の印可を停止した。4.4 節に示した手順と同様に、電圧の印可を停止した後は、作動流体を 60°C 付近まで冷却した後、伝熱面を液槽から取り外して観察した。

Figure 4-21 に、熱流束を 700 kW/m^2 一定にするまでの沸騰曲線を示す。沸騰曲線を比較すると、沸騰開始点にばらつきがあることがわかる。これは、ニッケルメッキにより銅伝熱面

の表面に存在していた微細なキャビティがニッケルメッキ皮膜で塞がれるため、沸騰開始が高過熱度側に遷移したと考えられる。一方で、白金箔ロウ付け伝熱面は、白金箔のエッジ部分が沸騰核になることで沸騰開始が低過熱度側に遷移した。しかしながら、いずれの実験結果も熱流束が大きくなるにつれて Labuntsov 相関式に近づき、最大熱流束領域付近では Labuntsov 相関式とほぼ一致している。

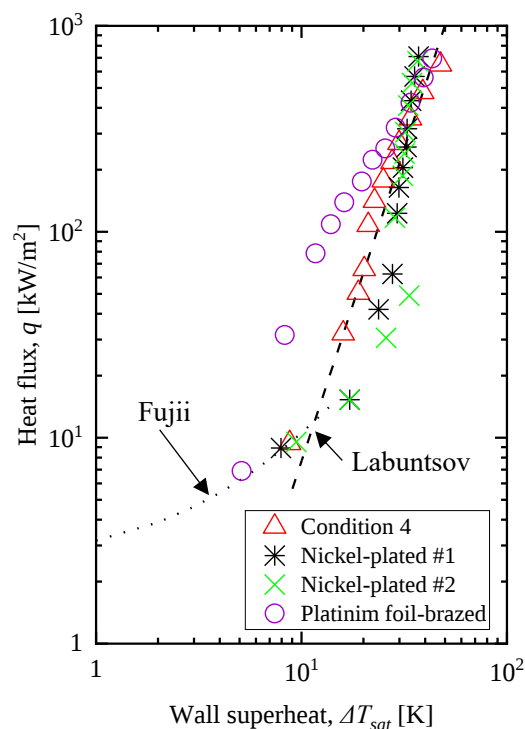


Figure 4-21. Comparison of boiling curves

Figure 4-22 は、各伝熱面における伝熱面温度の時間変化に対して、時間軸を対数で示したものである。熱流束一定条件にした後、ニッケルメッキ伝熱面は2つとも同じような伝熱面温度の変化を示した。銅伝熱面と同様に、温度上昇過程と温度降下過程は観察されたが、温度上昇のピークは非常に小さかった。しかしながら、温度定常過程は観察されず、温度降下過程の後は温度が急速に上昇し、約 30 時間後に銅伝熱面と同じ温度に到達した。1 回目のニッケルメッキ伝熱面の沸騰実験は、この時点で終了した。2 回目のニッケルメッキ伝熱面の実験は、沸騰実験を継続した結果、銅伝熱面と同程度の温度を約 30 時間維持した後に、急速に伝熱面温度が低下した。白金箔ロウ付け伝熱面では、温度上昇過程で温度上昇は見られたが、銅伝熱面と比較すると温度変化は小さかった。その後、温度降下過程と温度定常過程が確認できたが、約 40 時間後に伝熱面温度が上昇し始めた。そのまま、沸騰実験終了まで伝熱面温度は上昇を続けた。

Figure 4-23 は、電圧の印可を停止して伝熱面を取り外した後の、それぞれの伝熱面画像を示している。ここでも比較のため、銅伝熱面の Condition 4 における長期沸騰実験後の伝熱面画像を示す。Figure 4-23(b)に示すように、銅伝熱面と同等の温度まで上昇した時点で電圧の印加を停止したニッケルメッキ伝熱面では、伝熱面全体に薄い堆積物層と小さなドット状の堆積物が付着していた。Figure 4-23(c)に示すように、Condition 4 と同じ時間まで沸騰を継続させたニッケルメッキ伝熱面では、ニッケルメッキの一部が剥離して銅伝熱面が露出しているのが観察された。その結果、ニッケルメッキ上に付着していた堆積物も同時に剥離し、銅が露出された領域と、堆積物が付着したニッケルメッキ領域が不規則に配置された伝熱面となったと考えられる。つまり、第 1 章でまとめた沸騰促進構造と同様の伝熱面に变化した結果、Fig. 4-23 に示すように伝熱面温度が急速に低下したと推測できる。また、Figure 4-23(d)に示すように、白金箔ロウ付け伝熱面では伝熱面全体ではなく、伝熱面の一部に堆積物が付着していることがわかる。

ニッケルメッキ伝熱面および白金箔ロウ付け伝熱面ともに、長期間の沸騰が開始した初期には、銅伝熱面と比較して堆積物の付着を抑制できていたと考えられる。ニッケルメッキが剥離した要因としては、電解メッキを採用したため、微小なピンホールが存在していた可能性が考えられる。このピンホールが長期沸騰による気泡の発生によって拡大した結果、剥離が促進されて銅伝熱面の露出につながった。その結果、伝熱面の表面粗さと濡れ性が変化し、沸騰が促進された。ただし、沸騰実験後の伝熱面を観察すると、この露出した伝熱面にも堆積物が付着していた。白金箔ロウ付け伝熱面は、目視ではニッケルメッキ伝熱面のような剥離は確認できなかったため、光学顕微鏡により詳細に観察した。Figure 4-24 に、白金箔ロウ付け伝熱面を光学顕微鏡で観察した結果を示す。伝熱面を観察した結果、部分的に白金の光沢が確認できる破片が、堆積物の上に付着していた。この結果から、ニッケルメッキほどではないが、沸騰を長期間継続したことで白金箔が部分的に剥離していたことがわかった。

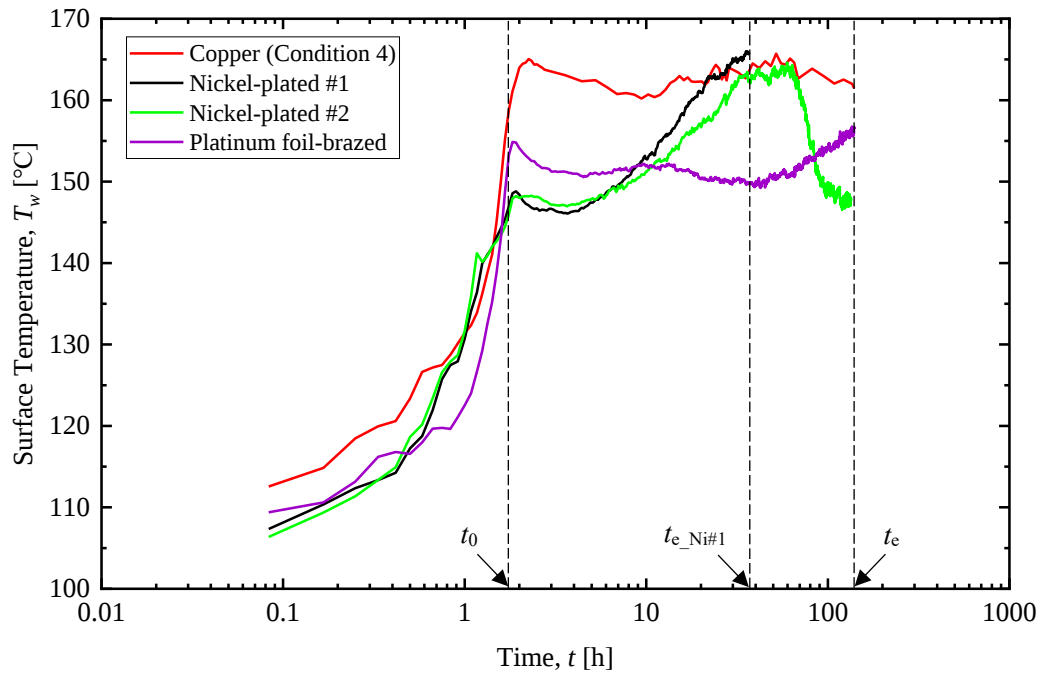


Figure 4-22. Variations of heat transfer surface temperature with time

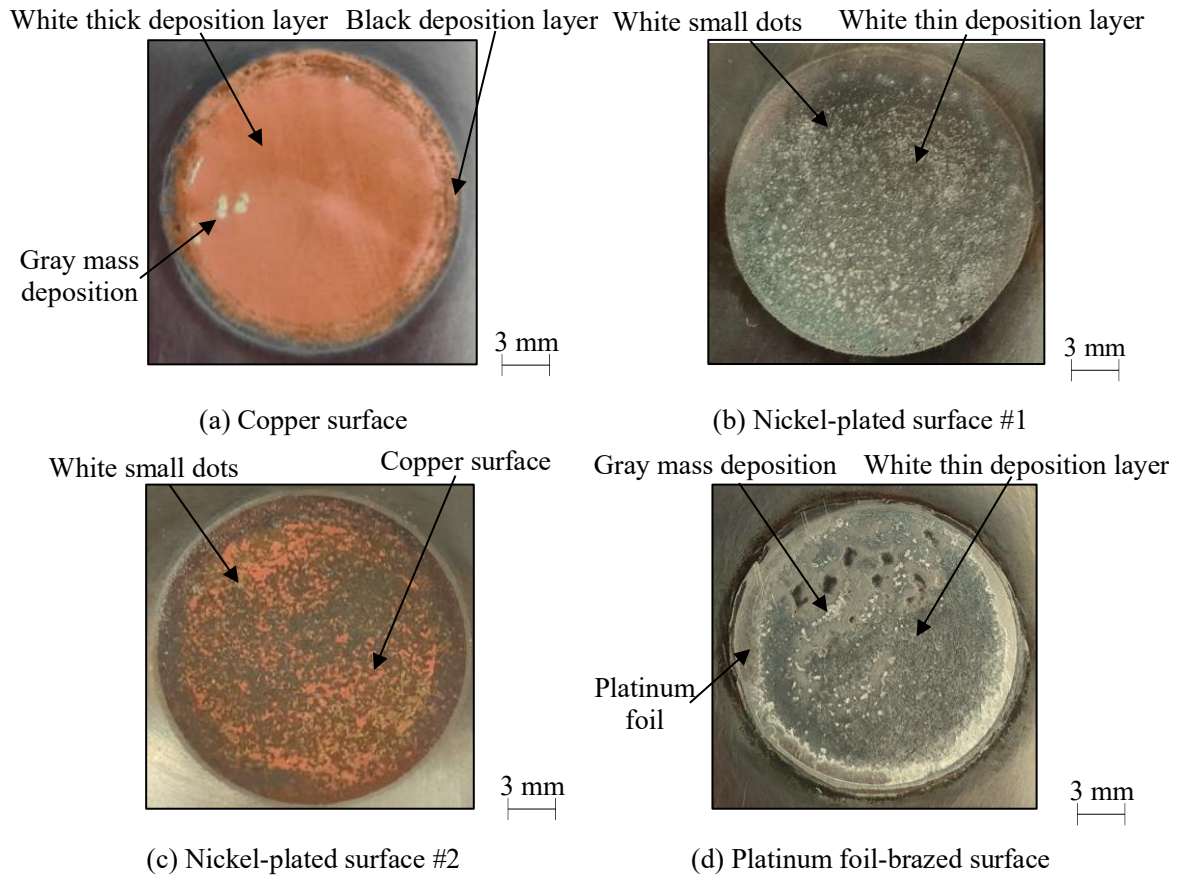


Figure 4-23. Photos of heat transfer surface with after long-term boiling experiment

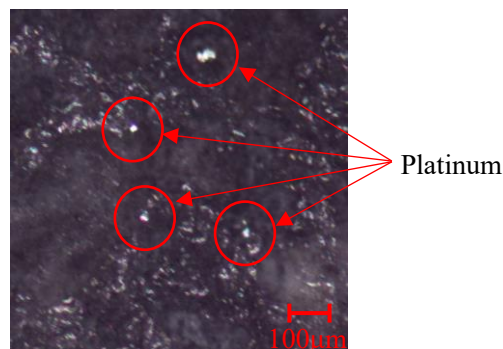


Figure 4-24. Image of heat transfer surface observed by optical microscope

4.8 白金箔伝熱面に付着した堆積物の同定

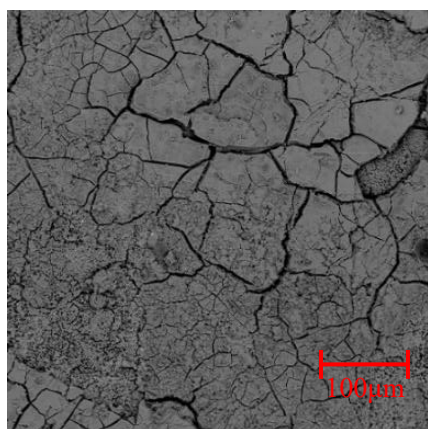
白金箔ロウ付け伝熱面に付着した堆積物の成分を調査するため、白金箔をロウ付けした部分を切り出してカーボンでコーティングした後に、銅伝熱面に付着した堆積物と同様に SEM-EDS および XRD を用いた分析を行った。Figure 4-25(a)に示す 2 ヶ所に対して、SEM 画像で分析した。1 ヶ所目は伝熱面の中央付近であり堆積物層に覆われている部分 (Fig. 4-25(b)) であり、2 ヶ所目は伝熱面の周辺付近であり灰色の堆積塊と白金箔が露出している境目部分 (Fig. 4-25(c)) である。中央付近の画像を観察すると、表面に比較的平滑な堆積物面が形成されており、多数のクラックが見られる。クラックの隙間から内部を観察すると、多孔質のような平滑面とは別の構造が見られる。周辺付近の画像を観察すると、堆積物の厚みは中央付近より薄くなっており、同じような平滑面と多孔質構造が確認できる。これらの観察結果から、白金箔上に付着した堆積物が多孔質のような構造体を形成する。長期間の沸騰過程で、堆積物の表面が焼結して平滑面を形成する。堆積物が熱抵抗になり、多孔質部分の温度が上昇して焼結することで収縮し、その影響を受けて平滑面の一部にクラックが発生したと推測される。これは、Esawy ら[67]が硫酸カルシウム水溶液を用いたプール沸騰実験で確認した焼結現象と同様の物理現象が生じたと考えられる。

Table 4-5 は、Fig. 4-26 に赤十字のプロットで示した 8 点に対して EDS 分析した各元素の百分率をまとめたものである。伝熱面が白金箔で覆われているため、Cu はほとんど検出されなかった。また、ダイヤモンドペーパーを使用しなかったため、Ni も検出されなかった。銅伝熱面に付着した堆積物と同様に、O, Sr, P の組成比が高く、K も検出された。したがって、堆積物は O, Sr, P, K で構成されていると考えられる。最後に、Fig. 4-27 に示す 4 ヶ所に対して XRD 分析を実施して得られた回折強度曲線を Fig. 4-28 に示す。強度のピーク位置から推定すると、堆積物は $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3(\text{OH})$ (ストロンチウムハイドロキシアパタイト) に非常に近い物質であることがわかった。しかしながら、K が含まれているにも関わらず、 $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3(\text{OH})$ のピークと概ね一致している一方で、 2θ の 10 deg および 21 deg に見られるは

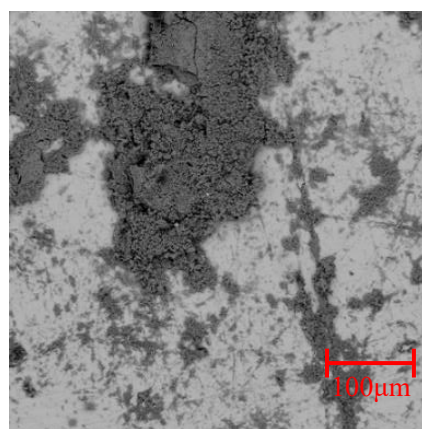
ずの $\text{Sr}_3(\text{PO}_4)_3(\text{OH})$ のピークが確認できなかったため、非常に近い化合物であるが断定はできなかった。銅伝熱面と非常に近い化合物が検出されたが、完全に一致した結果にならなかったことから、リン酸塩由来の堆積物ではあるが、その組成は伝熱面の材質によって異なることが示唆された。



(a) Platinum foil-brazed surface with carbon coating



(b) Image of deposition near the center①



(c) Image of deposition near the peripheral area

Figure 4-25. SEM image of depositions

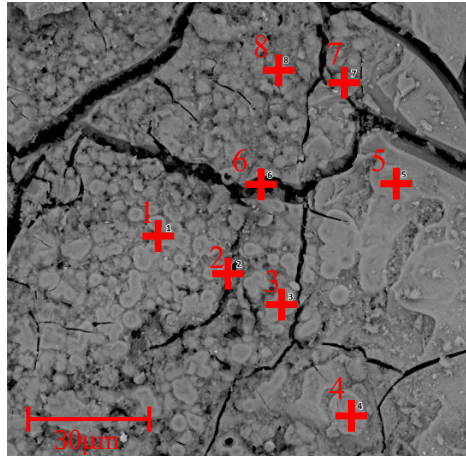


Figure 4-26. Points of elemental analysis by EDS

Table 4-5 Results of elemental analysis by EDS at each point

	Composition [%]						
	Cu	C	O	Sr	P	K	Pt
Point 1	0	27.5	32.7	17.5	3.2	4.5	14.6
Point 2	0.3	50.5	30.4	13.1	3.2	2.4	0
Point 3	0.1	29.3	39.6	18.5	9.5	2.9	0
Point 4	0	15.4	55.0	17.0	9.7	2.9	0
Point 5	0.7	44.6	24.9	21.2	3.2	5.5	0
Point 6	0	31.5	26.6	2.8	1.5	2.8	24.8
Point 7	0	46.9	37.6	11.8	1.3	0.5	1.9
Point 8	0	14.6	35.6	25.5	11.6	5.9	6.8

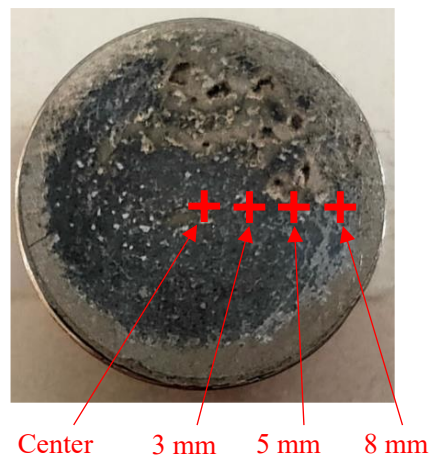


Figure 4-27. Points of elemental analysis by XRD

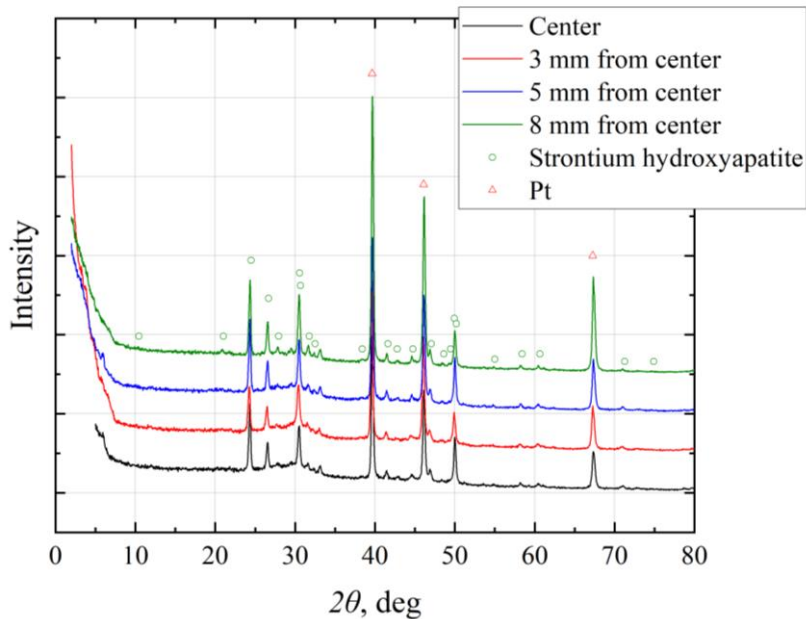


Figure 4-28. X-ray diffraction intensity curves for deposition

4.9 結論

本章では，LLC の沸騰伝熱特性及び堆積物が放熱性能に及ぼす影響を明らかにするため，長期サブクールプール沸騰実験を行った．長期沸騰実験に加え，得られた堆積物の元素および組成分析を行い，沸騰伝熱特性とその影響を明らかにした．さらに，伝熱面をコーティングすることで堆積物の付着を抑制できるかについて考察した．

- (1) 水平に設置されたアルミニウム伝熱面の沸騰曲線とよく一致した Labuntsov 相関式は，垂直に設置された銅伝熱面における LLC 沸騰曲線ともよく一致することがわかった．
- (2) LLC の長期沸騰実験の結果，伝熱面に付着する堆積物は大きく分けて 3 つの過程があると考えられる．それぞれの過程を次のように定義した：(a)熱流束一定にした後，伝熱面温度が上昇する温度上昇過程，(b)伝熱面温度が最高温度に達した後，伝熱面温度が低下する温度降下過程，(c)伝熱面温度が安定する温度定常過程．

この結果から，長期沸騰実験において一定時間経過後は，堆積物が熱伝達に及ぼす影響がほぼ一定になることがわかった．

- (3) 各過程において伝熱面に付着した堆積物を観察した結果，堆積物には特徴的な付着形態があることがわかった．温度上昇過程では，伝熱面に付着した薄い白色の堆積層の上に白い点状の堆積物が付着した．温度降下過程では，伝熱面に付着した薄い白色の堆積層の上に白い大きな点状の堆積物が付着した．温度定常過程では，白い堆積層が伝熱面全体を覆い，一定時間経過後に灰色の堆積物の塊が付着し，伝熱面周辺部の堆積層が黒く変色した．

- (4) 銅および白金箔をロウ付けした伝熱面に付着した堆積物の組成を分析した結果、X 線回折分析からストロンチウムヒドロキシアパタイト ($\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3(\text{OH})$) であることがわかった.
- (5) ニッケルメッキや白金箔をロウ付けした伝熱面は、初期過程における堆積物の付着を一定時間抑制できることがわかった. 一方で、長期沸騰によって、これらのコーティングが剥離する場合があります、伝熱面に堆積物が付着する可能性があることがわかった.

第5章 LLCの沸騰・蒸発過程

5.1 序論

第3章と第4章では、LLCに対して短期および長期の沸騰実験を行い、伝熱面に堆積物が付着すること、および堆積物の付着過程を明らかにした。一方で、LLCは水とエチレングリコールの二液混合液体に添加剤を混ぜて着色された液体であるため、伝熱面における沸騰現象を可視化することは難しく、沸騰曲線から沸騰現象を類推するにとどまった。そこで、本章ではLLCの液滴を加熱面に滴下させ、その蒸発・沸騰過程を詳細に可視化・観察し、オーバーヒートなどのシステム異常時において、LLCが濃縮された場合の問題点を明らかにする。

加熱面に衝突する液滴の蒸発に関する研究は、金属や電子機器の噴霧冷却[110,111]、ガソリンエンジンなどの内燃機関の燃料噴霧[112,113]、印刷機械に搭載されているインクジェット技術[114,115]などの工業用途に向けて行われている。高温の加熱面に接触する液滴の様相と熱伝達は、長い間多くの研究がなされている[116]。それらの研究は、液滴の物性、滴下速度および初期液滴サイズ[117-119]などの液に由来するパラメータ、加熱面温度、材質、表面粗さおよび濡れ性[120,121]などの加熱面に由来するパラメータなどに基づいている。特に、液滴の物性に関しては、多くの場合水または単一成分液体を用いて行われている。一方で、水との混合液として、プロピレングリコール[122]、エチレングリコール[123]、エタノール[124]、界面活性剤[125]などの液体を用いた研究では、単一成分液滴とは異なる蒸発様相を示すことが知られているが、研究例は単一成分液体ほど多くはない。特に、Senら[124]の水とエタノールの二液混合液滴を加熱面に滴下させた実験では、壁面温度がエタノールのライデンフロスト温度以上かつ水のライデンフロスト温度以下の条件で、液滴が破裂するフラッシュ沸騰のメカニズムを発見している。また、水への添加剤として塩化ナトリウム (NaCl)、硫酸化ナトリウム (Na_2SO_4) や硫酸化マグネシウム (MgSO_4) を用いた研究[126]の結果、核沸騰が生じる温度よりも加熱面温度が低い場合には水滴の蒸発速度を低下させ、核沸騰状態にある場合には気泡の合体を抑制し液滴蒸発寿命を減少させると報告した。HuangとCarey [127]は、水、NaCl水溶液、およびKCl水溶液のライデンフロスト実験を行い、液体と固体が接触する際の界面における塩析出が、より広い加熱表面温度範囲で遷移沸騰領域を継続させ、ライデンフロスト温度を水よりも上昇させることを報告した。同様に、Zhuら[128]は、より広い加熱面温度範囲で、NaCl水溶液の液滴衝突実験を行い、沸騰様相と溶液が蒸発した後のNaCl結晶形態を調べた。水と比較して、NaCl水溶液の液滴は結晶の析出が沸騰温度とライデンフロスト温度を上昇させ、加熱面温度とNaClの質量濃度によって異なる沸騰様相を示すと報告した。他にも、界面活性剤やコロイド粒子のような明らかな結晶形成体ではない不揮発性溶質を含む液滴を研究し、ライデンフロスト中に液滴表面に不揮発性溶質が蓄積することを報告している[129-131]。この液滴

表面に蓄積した溶質は、液滴の座屈や爆発といった予期せぬ挙動を引き起こす。

日高ら[132,133]は沸騰冷却への応用を目指して、銅、アルミニウムおよびステンレス加熱面にプラズマ照射を施し、液滴の接触角の時間変化や濡れ限界温度に与える影響について評価した。プラズマ照射することで、安定して接触角が小さい加熱面を製作することができ、濡れ限界温度が低温度側に遷移すると報告した。しかしながら、沸騰冷却と液滴蒸発を関連付けて研究した事例は少ない。例えば、第 1 章にまとめた堆積物の付着を伴う沸騰冷却実験において、沸騰中の伝熱面のファウリング抵抗の測定や沸騰実験後の伝熱面観察結果は見られるものの、沸騰中に堆積物がどのように付着するかについて詳細な可視化は行われていない[64-70]。

そこで本章では、銅加熱面上における LLC 液滴の蒸発・沸騰過程を可視化することにより、LLC 特有の蒸発・沸騰現象を解明することを目的とする。液滴として、水、エチレングリコール水溶液、LLC の 3 種類の作動液体を用いた。実験では、液滴の蒸発寿命を各作業液体の加熱表面温度を変化させて測定した。液滴の蒸発挙動を高速度カメラで観察・解析し、二液混合流体特有の蒸発現象のメカニズムを明らかにした。

5.2 実験装置及び方法

Figure 5-1 に、実験装置の概略図を示す。実験装置は、液滴を生成するマイクロピペット、XY ステージ、銅加熱面、銅ヒータブロック、高速度ビデオカメラおよび照明装置から構成されている。マイクロピペットは、滴下する液滴量を調整できるようになっており、銅加熱面の中心から高さ 15 mm の位置になるように XY ステージで調整した。液滴の滴下量は 10 μ l に設定し、ゆっくりとプッシュボタンを押すことで単一の液滴を自由落下させた。なお、液温は 25°C とした。銅ヒータブロックは均一に発熱させるために 9 本のカートリッジヒータが挿入されており、投入電力量を調整することで、銅加熱面温度を制御した。なお、実験中は銅ヒータブロックの周囲および底面を断熱材で覆っている。銅加熱面は、1 辺 65 mm の銅板 (C1100) の中心部に ϕ 45 mm、中心部の深さが 3 mm になるようになだらかに傾斜させた凹面形状になっている。凹面形状とした理由は、加熱面温度が高温になるにつれて液滴が反跳することで、液滴が加熱面から飛び出すことを抑制するためである。加熱面表面は、実験のたびにエメリー紙 #400 で研磨し、研磨後に脱脂のためアセトンで洗浄した。加熱面温度は、中心位置から 3.0 mm 下方に位置した K 型熱電対 3 本 (ϕ 0.5 mm) で測定してモニターした。投入電力量に対して、温度勾配が熱電対の測定精度以下であるため、熱電対で測定している温度の算術平均値を加熱面温度とした。

本実験で使用した作動流体は、これまで同様にイオン交換水 (DW)、エチレングリコール水溶液 47wt% (EG47wt%)、およびロングライフクーラント 47wt% (LLC47wt%) である。密度、表面張力、粘度などの物性値を Table 5-1 に示す。液滴衝突の影響を検討する場合、レイノルズ数およびウェーバー数として知られる無次元パラメータを示すのが一般的である。それぞれの無次元パラメータは、Eq. (5.1) および Eq. (5.2) で計算できる。

$$Re = \frac{\rho_L du}{\mu} \quad (5.1)$$

$$We = \frac{\rho_L du^2}{\sigma} \quad (5.2)$$

ここで、 ρ_L は流体密度、 d は液滴直径、 u は滴下速度、 μ は流体粘性係数、 σ は表面張力を表している。加熱面から受け取る熱量による液滴の変化を調べるため、液滴の滴下高さ H を低く設定している。自由落下による液滴の落下速度は、Eq. (5.3)で計算できる。

$$u = \sqrt{2gH} \quad (5.3)$$

液滴の衝突速度が大きいと、液滴が加熱面に衝突したときに分裂して液滴片が飛散する。液滴飛散の閾値は、飛散パラメータ K として Eq. (5.4)で特徴づけられている。

$$K = We\sqrt{Re} \quad (5.4)$$

飛散パラメータ K が 3000 未満の場合、液滴飛散の支配的な要因が衝突による衝撃でないと予想される[134]。飛散パラメータは、すべての液滴において閾値よりも十分に小さいことを確認した。Table 5-2 に、液滴の滴下条件と無次元パラメータをまとめる。これらの条件のもと、加熱面温度を 60~230°C の間で 10 K 間隔で変化させ、代表的な 4 つの蒸発領域で実験した。液滴の蒸発時間は、液滴が落下して加熱面に接触した瞬間から、蒸発過程で飛散した液滴も含めて完全に蒸発するまでの時間を目視によりストップウォッチで測定した。蒸発時間が極端に短い場合には、高速度カメラの画像より算出した。

Table 5-1 Physical properties of the liquids used in this study.

Liquid type	ρ [kg/m ³]	σ [N/m]	μ [Pa·s]
DW	958.6	0.059	0.000283
EG47wt%	975.7	0.032	0.000538
LLC47wt%	975.7	0.032	0.000538

Table 5-2 Droplet impact parameters and dimensionless parameters.

Liquid type	H [m]	d [m]	u [m/s]	We [-]	Re [-]	K [-]
DW	0.015	0.00267	0.542	12.78	4911.9	895.8
EG47wt%	0.015	0.00267	0.542	23.99	2630.0	1230.1
LLC47wt%	0.015	0.00267	0.542	23.99	2630.0	1230.1

加熱面に滴下した液滴の挙動は、高速度カメラ（SONY，FDR-ax700）で記録した．フレームレートは 1000 fps であった．LED ライトと拡散シートは、より良い撮影画像を得るために背景として設置した．蒸発時間は、液滴が加熱面に接触した瞬間から完全に蒸発するまでの時間を計測した．蒸発現象の再現性やばらつきを確認するため、同一条件の実験を 5 回繰り返して行い、蒸発時間が最も長かった結果と最も短かった結果を除いた 3 回の実験結果を分析した．

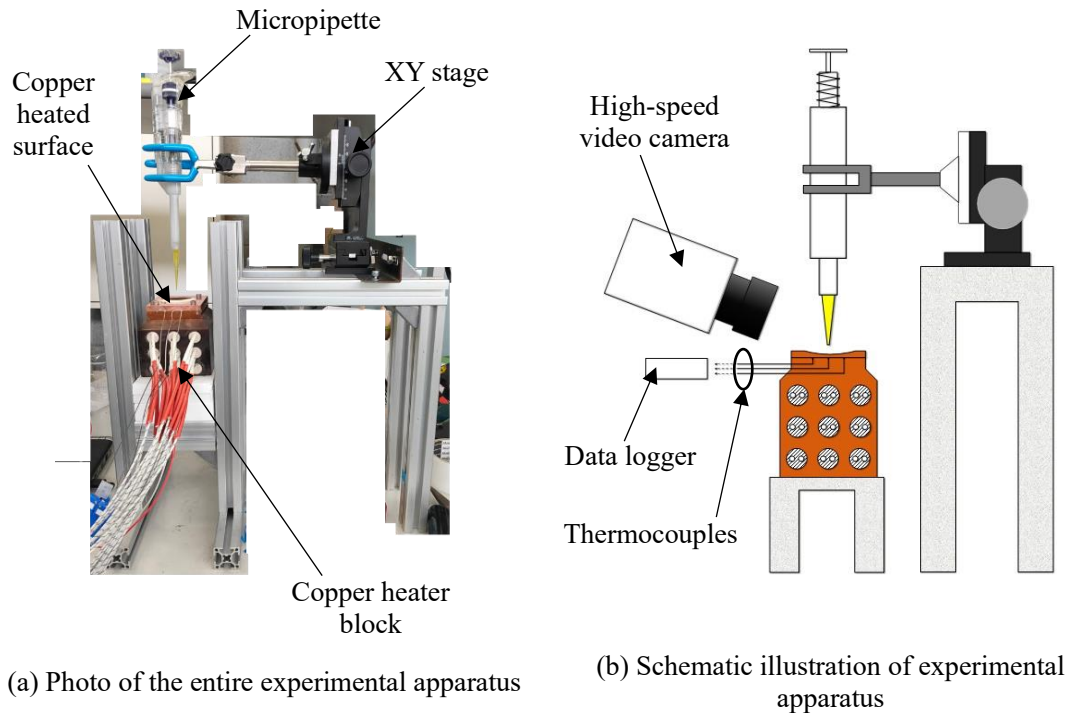


Figure 5-1. Experimental apparatus

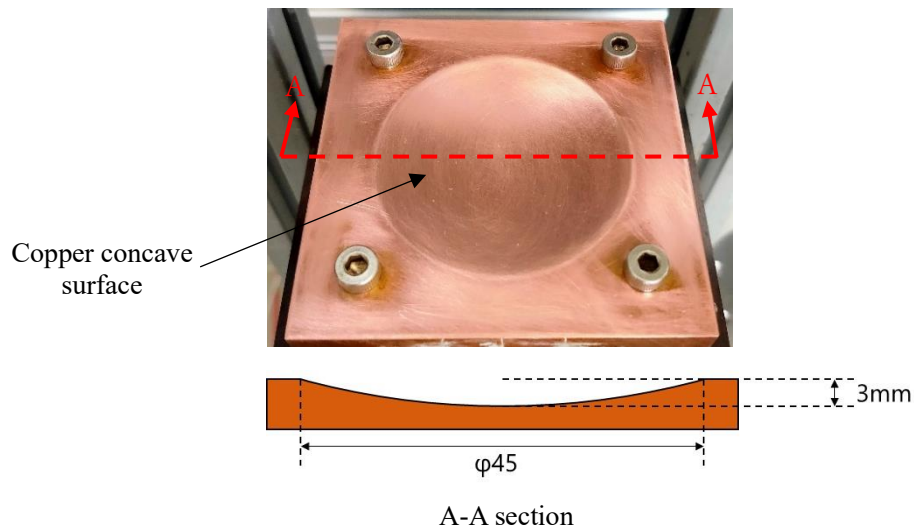


Figure 5-2. Detail of heated surface

5.3 加熱面における液滴の蒸発

Figure 5-3 に，DW，EG47wt%，LLC47wt%において，加熱面の初期温度 T_w を変えた時の液滴蒸発寿命を示す．グラフ中の各プロットの上下に付いているバーは，3 回の実験における最大寿命時間と最小寿命時間を示している．一般的に加熱面に滴下された液滴は，4 つの異なる蒸発様相（膜蒸発，核沸騰，遷移沸騰，膜沸騰）を示す[116]．

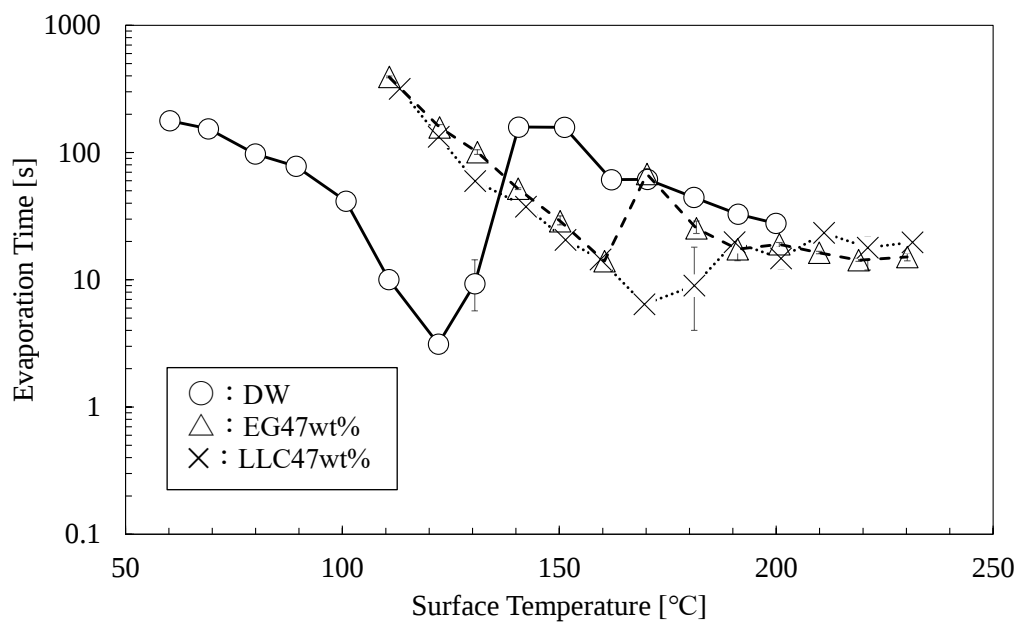


Figure 5-3. Droplet evaporation lifetimes of DW, EG47wt%, and LLC47wt%

5.3.1 加熱面における水液滴の蒸発

Figure 5-3 において、丸いプロットは DW の液滴蒸発寿命の時間変化を示している。加熱面温度が約 100°C 以下の場合、液滴蒸発寿命は加熱面温度の上昇とともに単調に減少する。液滴を加熱面に滴下すると、Fig. 5-4(a-1)に示すように、液滴はドーム状の液膜を形成して加熱面上に広がる。液滴内部には微小な気泡が見られ、これは初期の液相に溶解したガスによるものである。加熱面上に広がった液滴はドーム状の液滴から蒸発し、やがて消滅する。加熱面は DW の飽和温度よりも低いため、液滴の消滅は膜蒸発によるものである。加熱面温度が DW の飽和温度を超えると、Fig. 5-4(b-1)に示すように液滴内部で核沸騰が発生する。この核沸騰領域では、加熱面温度の上昇とともに液滴蒸発寿命が急激に短くなる。加熱面温度が 120°C 付近で、液滴蒸発寿命は DW の限界熱流束に対応する最小値をとる。既存の液滴蒸発に関する研究では、この最小値および加熱面温度を臨界熱流束点とよぶことが多い。このとき Fig. 5-4(c-1)に示すように、加熱面上に液滴が落下すると、液滴表面は波打って不安定形状となり、極めて速く蒸発する。加熱面温度が臨界熱流束点を超えると、蒸発挙動は遷移沸騰領域に移行する。この領域では、表面が波打った不安定な液滴が加熱面上を不規則に移動しながら蒸発する。この不規則な蒸発は再現性がなく、Fig. 5-3 に示すように液滴蒸発寿命にばらつきが見られる。加熱面温度が 140°C のとき、液滴蒸発寿命は DW の最小膜沸騰（極小熱流束）に対応する最大値をとる。つまり、液滴は Fig. 5-4(d-1)に示すように、「ライデンフロスト効果」によって加熱面と物理的に接触するのではなく、蒸気膜を介して加熱面上を浮遊する。この膜沸騰領域では、固液の直接接触がなくなるため、熱伝達率が小さくなり、液滴蒸発寿命は加熱表面温度の上昇とともに緩やかに減少する。

5.3.2 加熱面におけるエチレングリコール液滴の蒸発

Figure 5-3 において、三角形のプロットは EG47wt%における液滴蒸発寿命の時間変化を示している。加熱面温度が約 160°C より低い場合、液滴蒸発寿命は加熱面温度の上昇とともに単調減少する。液滴を加熱面に滴下すると、Fig. 5-4(a-2)に示すように、液滴は DW の場合と同様にドーム状の液膜を形成して加熱面上に広がり、液滴内部には微小な気泡が確認できる。液滴の形状は DW と比較して平坦になるが、これは EG47wt%の表面張力が DW と比較して小さいためと考えられる。加熱面が 140°C になると、Fig. 5-4(b-2)に示すように液滴内部で核沸騰が起こる。加熱面温度 160°C 付近では、EG47wt%の臨界熱流束に対応して液滴蒸発寿命が最小値をとる。Fig. 5-4(c-2)に示すように、DW と同様に液滴が加熱面に落下すると、液滴表面は波打って不安定になり、比較的早期に蒸発する。加熱面温度が 170°C のとき、液滴蒸発寿命は最小膜沸騰に対応する最大値をとる。すなわち、Fig. 5-4(d-2)に示すように、液滴は加熱面に物理的に接触するのではなく、蒸気膜を介して加熱面上で浮遊する。この膜沸騰領域では、液滴蒸発寿命は DW の場合と同様に、加熱面温度の上昇に伴って緩やかに減少する。

DW の液滴蒸発寿命と比較すると、EG47wt%の臨界熱流束は DW よりも高温側にシフトしていることがわかる。これは作動流体の沸点の違いに起因すると考えられる。大気圧下において、エチレングリコールの沸点は 197.5°C であるのに対して、水の沸点は 100°C である。そのため、混合液である EG47wt%の液滴中では、揮発性の高い水が優先的に蒸発する。その結果、液滴内部において沸点の高い液体（本実験ではエチレングリコール）の濃度が上昇し、液滴の沸点が徐々に上昇する[122]。ただし、濃度上昇は液滴内で均一に生じるのではなく、加熱面に接する液滴底部に局所的に発生すると推測される。このように、二成分混合液の沸騰の場合、高揮発成分の核沸騰が支配的となり、低揮発成分の沸点以下でも限界熱流束に達する可能性がある。そのため、EG47wt%の限界熱流束はエチレングリコールの沸点よりも低い温度で発生していると考えられる。

5.3.3 加熱面における LLC 液滴の蒸発

Figure 5-3 において、十字のプロットは LLC47wt%の液滴蒸発寿命の時間変化を示している。LLC47wt%の液滴蒸発寿命の全体的な傾向は EG47wt%の場合と同様であるが、170~180°C 付近の臨界熱流束点と最小膜沸騰点付近では両者の傾向が異なることがわかる。先行研究[129-131]では、不揮発性溶質は液滴内に均一に存在するのではなく、液滴の界面近傍に蓄積すると報告されている。LLC47wt%中の添加剤は、エンジンを構成する金属面を保護する目的で添加されているため、固液界面など界面近傍に蓄積する特性をもっていると考えられる。Huang and Carey[127]の実験結果と同様に、固液界面近傍に蓄積した添加剤が蒸発過程で加熱面との界面近傍で濃縮された結果、加熱面上に付着し、液滴直下の加熱面の濡れ性や表面粗さを変化させたと考えられる。特に添加物の濃縮によって生じる堆積物が加熱面の濡れ性を向上させたと考えると、核沸騰と膜沸騰の共存領域である遷移沸騰において濡れ性の向上は膜沸騰への遷移を遅らせることになる。また、このために核沸騰領域では、EG47wt%液滴と比較して蒸発寿命が短くなっているものと考えられる。そのため、LLC47wt%の蒸発寿命曲線では、EG47wt%よりも広い範囲の加熱表面温度で遷移沸騰が継続したと考えられる。一方、膜沸騰領域では、LLC47wt%の蒸発寿命は EG47wt%と比較して、少し長くなるが、これは後述するフラッシュ沸騰において、添加物の存在によって伝熱が悪化したものと推測される。

Figure 5-5 は、LLC47wt%液滴蒸発後の加熱表面を示す。この図からわかるように、LLC の蒸発実験では、液滴の蒸発後の伝熱面上に堆積物が観察された。なお、DW と EG47wt%では堆積物は観察されなかった。このような堆積物の付着は、第 3 章および第 4 章で述べたようにプール沸騰実験と同様に、LLC47wt%中の添加剤成分が化学変化を経て堆積物として付着したものと考えられる。膜蒸発領域では、堆積物は Fig. 5-5(a)に示すように、液滴の端から中心に向かって気液面に沿って堆積するため、周囲が盛り上がり、中心付近が陥没したような火山状に付着する。これは、コーヒーリング効果[135]と呼ばれる現象と類似しており、液滴が蒸発する時、蒸発する速度は液滴の端部分（すなわち三相界線付近）で

最も速い．その結果，液滴内部に対流が発生し，その対流の影響で添加剤が液滴の端部分に引き寄せられると考えられる．なお，同様の現象は Zhu ら[128]の NaCl 水溶液の液滴蒸発において生じていることが報告されている．また，核沸騰領域以降では，沸騰によって初期に落下させた液滴から小液滴が飛散する．小液滴の飛散は，観察からランダムに発生しており，液滴径も一定ではなくばらつきがあった．このため，飛散した小液滴のサイズに応じて，大小さまざまな堆積物の付着が観察された．液滴が大きい箇所では，堆積物の周辺部が若干厚めに堆積物が付着している様子が観察できるが，膜蒸発ほど明確な火山状の付着は観察されなかった．このように，濃縮した液滴は温度が高い伝熱面と接触すると，液滴が飛散するため，冷却器内の熱伝達面以外にも堆積物が付着する可能性があることを示唆している．



DW at 70°C



EG47wt% at 110°C

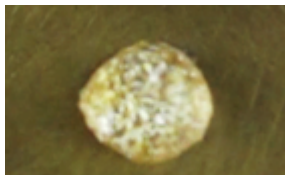


LLC47wt% at 110°C

(a) film evaporation regime



DW at 110°C



EG47wt% at 140°C



LLC47wt% at 140°C

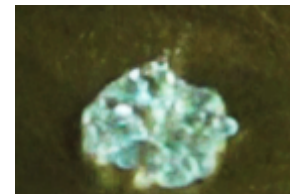
(b) nucleate boiling regime



DW at 120°C

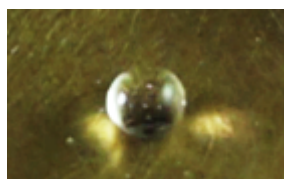


EG47wt% at 160°C

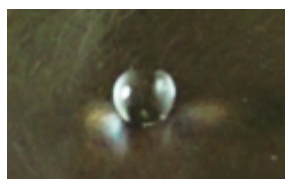


LLC47wt% at 170°C

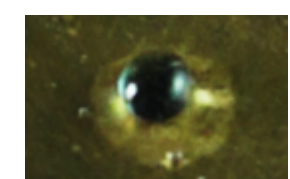
(c) critical heat flux point



DW at 140°C



EG47wt% at 180°C



LLC47wt% at 190°C

(d) film boiling regime

Figure 5-4. Images of typical droplets in film evaporation, nucleate boiling, critical heat flux and film boiling regimes

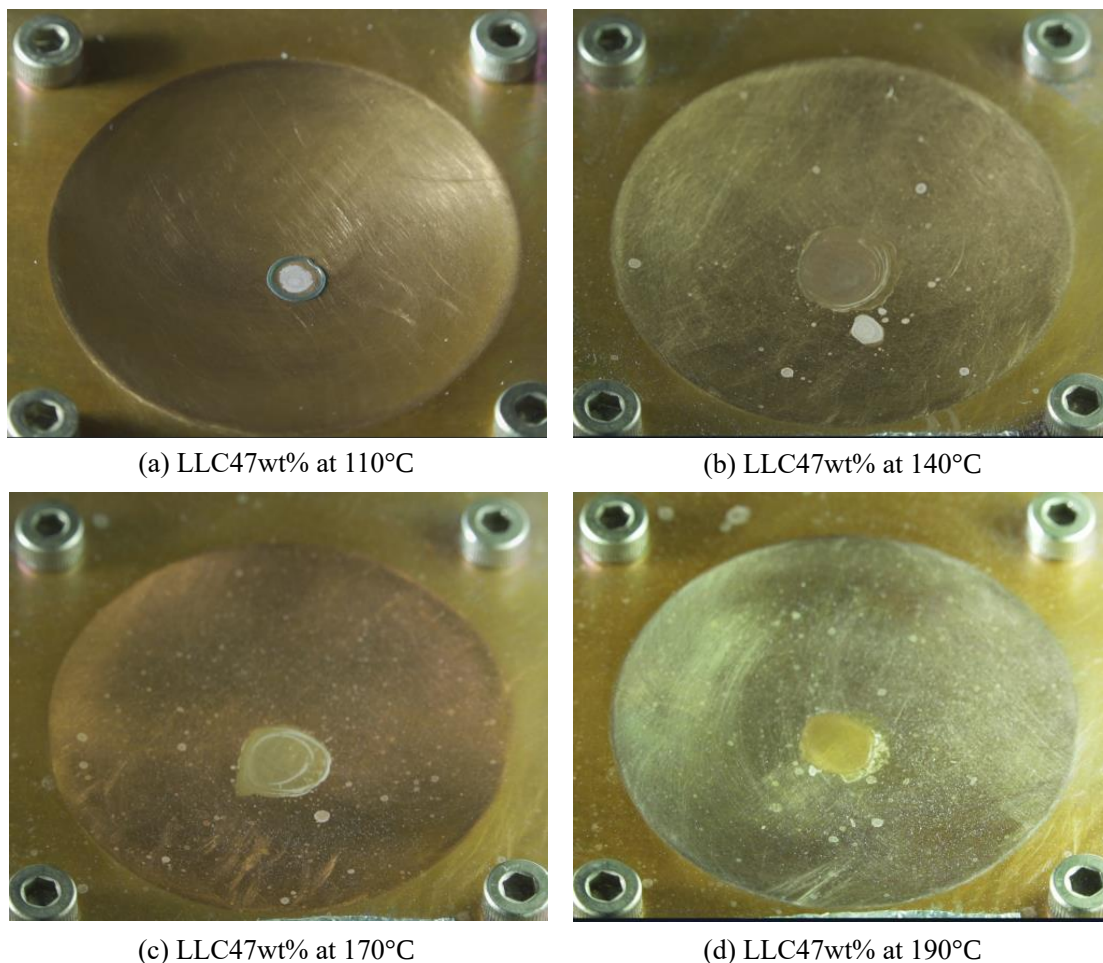


Figure 5-5. Images of the heated surface after LLC47wt% droplet evaporation in the film evaporation, nucleate boiling, critical heat flux, and film boiling regimes

5.4 液滴サイズと熱伝達率の時間変化

5.4.1 蒸発実験中の加熱面上における液滴の観察

膜沸騰領域 (DW では $T_w > 150^\circ\text{C}$, EG47wt%では $T_w > 170^\circ\text{C}$, LLC47wt%では $T_w > 190^\circ\text{C}$) において, Fig. 5-3 に示すように, EG47wt%および LLC47wt%の液滴蒸発寿命は DW よりもやや短いことがわかる. このような液滴蒸発挙動を明らかにするために, 膜沸騰領域における過渡的な液滴径の測定を行った. 液滴径の測定は, 蒸発過程における各時刻における液滴画像から求めた. Figure 5-6(a)~(c)は, 無次元液滴径 d_t/d_0 の時間変化を示しており, それぞれ d_t は任意の時間における液滴径, d_0 は液滴落下直後の初期液滴径を表している.

Figure 5-6(a)に示すように, DW の無次元液滴径は時間とともに減少するが, $0 < t < 55 \sim 58 \text{ s}$ の領域では時間と共に減少速度が遅くなっているのがわかる. 目視観察によると,

$0 < t < 30 \text{ s}$ において、液滴は小さな反跳を繰り返しながら蒸発するため、液滴サイズは急速に減少する。一方、 $30 < t < 55 \text{ s}$ では、液滴は反跳せずに加熱面上を滑りながら蒸発する。これは、ライデンフロスト現象により蒸気膜を介して熱輸送が行われるため、熱流束が小さくなり、液滴サイズの減少率が小さくなると考えられる。

Figure 5-6(b)に示すように、EG47wt%の液滴径比の時間変化は、DWとは異なる特徴が見られる。図中の丸、十字、三角およびダイヤのプロットは、それぞれ 170, 180, 190, および 200°C における無次元液滴径の時間変化を示している。まず、丸いプロットで示す 170°C のグラフについて説明する。目視観察によると、概ね $0 < t < 10 \text{ s}$ において、液滴は小さな反跳を繰り返しながら蒸発するため、伝熱が促進されて液滴サイズは急速に減少する。初期の液滴径の急激な減少は、DW に比べて表面張力が小さいために液滴の形状が不安定になり、加熱面との接触面積が大きくなった結果、蒸発が激しくなったことが原因と考えられる。そのため、液滴径の減少率は DW よりも大きい。一方、反跳が落ち着いた $10 < t < 34 \text{ s}$ において、液滴は加熱面上を滑りながら蒸発し始める。この間、ライデンフロスト現象のように蒸気膜を介して伝熱するため液滴サイズの減少率が小さくなる。最終的には、図中の破線矢印で示すように、液滴は加熱面上で瞬時に消滅する。これらの特徴的な液滴の蒸発現象に対して、それぞれ反跳 (Recoil)、滑り (Slide) およびフラッシュ沸騰 (Flash boiling) と名付け、グラフに大まかな領域を示した。加熱面温度が 170°C よりも大きくなると、反跳時間が短くなり、かつ無次元液滴径の減少率が大きくなる。液滴が加熱面上を滑りながら蒸発する時間も、加熱面の温度上昇によって 24 秒から 10 秒に短くなっていることがわかる。しかしながら、どの加熱面温度においても、無次元液滴径が 0.45 以上と大きいにもかかわらず、液滴は瞬時に消滅する。

同様に、Fig. 5-6(c)に示すように、LLC47wt%の液滴径比の時間変化は EG47wt%の場合と似たような特徴が観察された。フラッシュ沸騰が生じるまでの時間は、同じ加熱面温度において定量的に一致はしなかったが、定性的な傾向は一致している。これは、LLC47wt%に含まれる添加剤が液滴表面に蓄積することによる液滴の界面近傍の流体の物性、あるいは堆積物の付着による加熱面の表面性状が変化したことが影響していると推測できるが、本実験装置ではその詳細を可視化することはできなかった。

DW の液滴直径比の時間変化と EG47wt%および LLC47wt%の液滴直径の時間変化には、明確な違いがあることがわかる。DW の液滴径は徐々に小さくなるが、EG47wt%と LLC47wt%の液滴径は、蒸発開始後は徐々に小さくなるが、その後、瞬間的に小さくなり、蒸発の最終段階で消失する。この現象はフラッシュ沸騰と呼ばれ、沸点が大きく異なる二成分混合物液滴特有の現象である[124]と考えられる。詳細は次節で述べる。

輻射伝熱を無視すると、蒸発中の単一液滴の熱収支は Eq. (5.5)で表すことができる。

$$h_v \rho_L \frac{dV}{dt} = A_d h_d \Delta T \quad (5.5)$$

ここで、 h_v は蒸発潜熱、 ρ_L は流体密度、 V は液滴体積である。 A_d は加熱面と液滴間の伝熱面積、 h_d は熱伝達率、 ΔT は加熱面温度と飽和温度の差を表している。近似として液滴が球形であると仮定すると、液滴の体積は測定した液滴直径から計算できる。また、同様に伝熱面積は液滴の投影面積から計算できると仮定する。

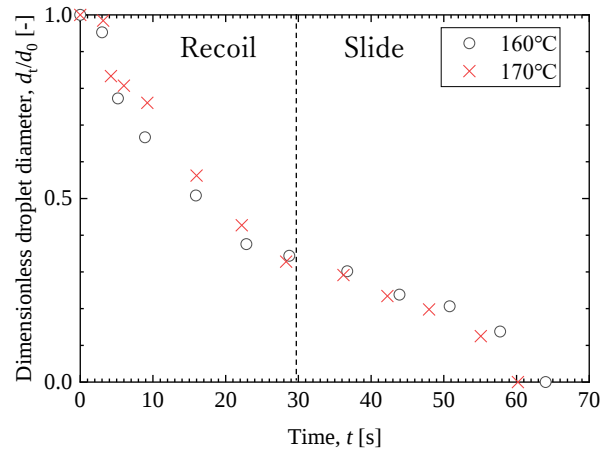
Figure 5-7(a)~(c)に、計算された熱伝達率を液滴蒸発寿命とともにプロットし、Berenson 相関式による熱伝達率の予測結果も示す。Berenson 相関式は水平平板における膜沸騰熱伝達率に対して提案された相関式であり、Eq. (5.6)で表すことができる[136]。

$$\frac{h_{fb} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}}{\lambda_V} = C \left[\left(\frac{\left(\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} \right)^3 g}{v_V^2} \right) \left(\frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V} \right) \right]^{1/4} Pr_V^{1/4} \left(\frac{h_v}{Cp_V(T_w - T_{sat})} \right)^{1/4} \quad (5.6)$$

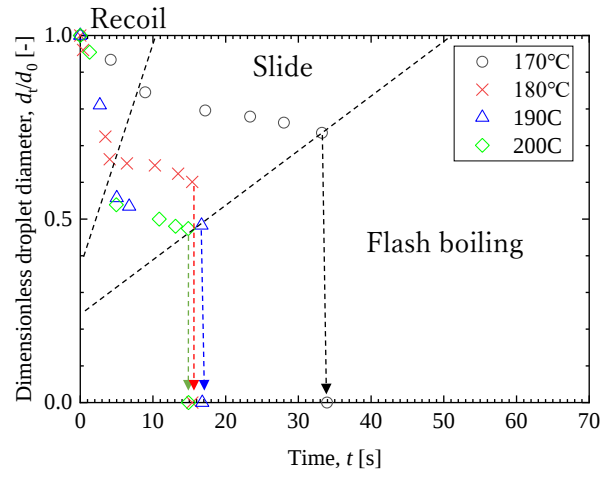
ここで、式中の定数 C は 0.425 である。液滴と加熱面の間には、沸点の低い水の蒸気膜が生成していると考えられるため、水の大気圧環境下における飽和液と飽和蒸気の物性値を用いて、膜沸騰熱伝達率を計算する。

液滴サイズが急激に小さくなる過程では、液滴落下の初期運動量と反跳による沸騰促進により、瞬間的に蒸気膜が形成される結果、遷移沸騰に近い熱伝達になると考えられる。その後、液滴が球形で安定することで加熱面をスライドするため、ある程度安定した熱伝達で蒸発する。その間の熱伝達率は蒸発初期の核沸騰領域と比較して、比較的膜沸騰熱伝達率に近い値を示すことがわかる。ただし、DW の熱伝達率が Berenson の膜沸騰熱伝達率よりも高い値を示したのは、有効熱伝熱面積の計算や液滴径の算出に近似が多いこと、さらに液滴が球形であり、加熱面上を移動しているため、水平平板上の膜沸騰とは異なっているからと考えられる。また、DW に対して EG47wt% および LLC47wt% の熱伝達率が小さくなった要因として、液滴内の物質移動による抵抗が大きくなったことが考えられる。沸点の低い水が優先的に蒸発したことに加えて、物質移動によって液滴周囲にエチレングリコール濃度が高い層が形成されている可能性が間接的に示唆された。

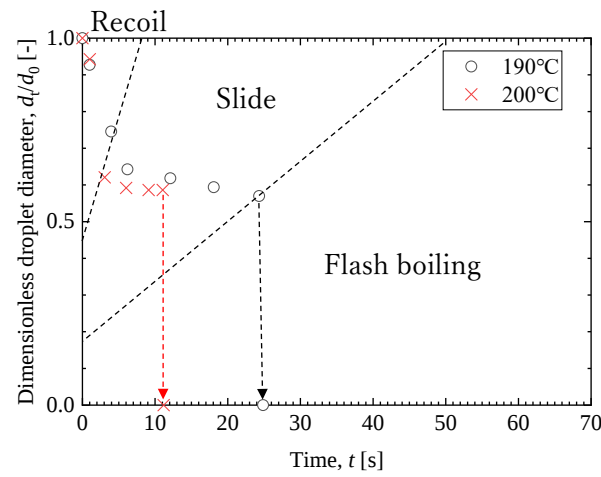
今回推定した熱伝達率は、液滴と加熱面の間の伝熱面積を液滴径から推測しているため、実際の伝熱面積と異なっており、定性的な結果であることには留意すべきである。今回の結果から、液滴が蒸発する過程での定性的な熱伝達率の傾向は示すことができたが、現在の実験装置では、液滴と加熱面の間の伝熱面積を観察することはできない。



(a) DW

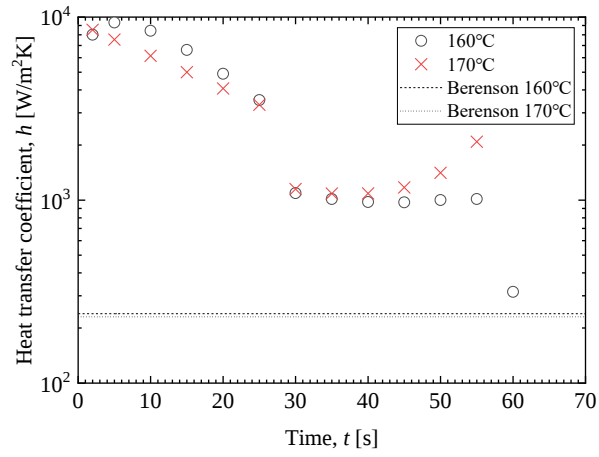


(b) EG47wt%

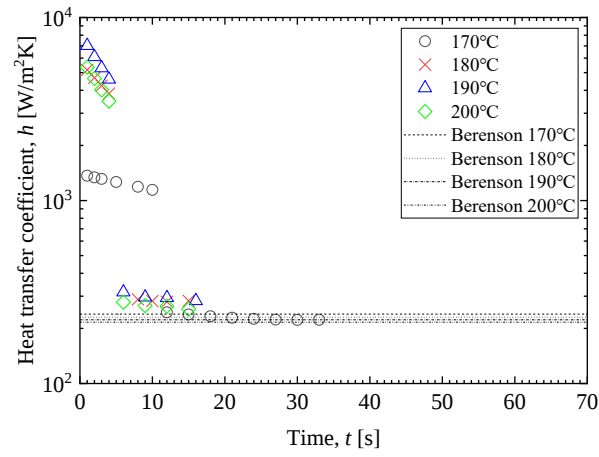


(c) LLC47wt%

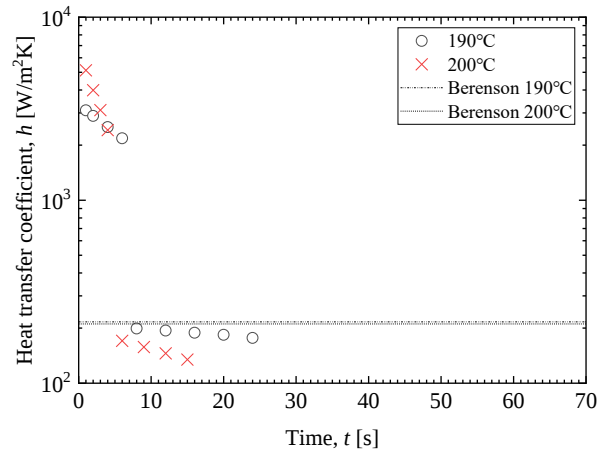
Figure 5-6. Time variation of DW, EG47wt%, and LLC47wt% dimensionless droplet diameter



(a) DW



(b) EG47wt%



(c) LLC47wt%

Figure 5-7. Time variation of DW, EG47wt%, and LLC47wt% heat transfer coefficient

5.4.2 二液混合液滴特有の蒸発様相

二液混合液滴である EG47wt% および LLC47wt%は、加熱面温度が 170°C を超えた場合に、液滴径比が大きいにもかかわらず瞬間的に液滴が破裂するフラッシュ沸騰が観察された。Figure 5-8 に、フラッシュ沸騰のメカニズム[124]に基づいて描かれた模式図と液滴蒸発挙動の画像を示す。ここでは、190°C における LLC47wt%と EG47wt%の液滴画像を用いた。なお、加熱面上を滑る滑り (Slide) 領域からフラッシュ沸騰領域の変化について説明するため、反跳 (Recoil) 領域の画像は省略している。目視観察の結果、液滴内部の蒸気泡は液滴が着色されている LLCの方が観察しやすかった。

液滴が加熱面に接触すると、エチレングリコールよりも揮発性の高い水の優先的な蒸発を引き起こす。液滴は加熱面に接触すると、主に水が水蒸気となって蒸発する。液滴が加熱面に接触した直後は Fig. 5-8(a-1), (a-2)に示すように、水が蒸発すると液滴は加熱面上で蒸気膜を介して浮遊する。この時、Fig. 5-8(a-3)に示すように、液滴と加熱面の間には蒸気層が形成され、主に膜沸騰熱伝達によって熱が移動する。さらに、接触後 10 秒程度経過した状態が Fig. 5-8(b-1), (b-2)である。この膜沸騰熱伝達において、液滴内の混合物からは高揮発成分の水が優先的に蒸発し、液滴直下に形成される蒸気膜は主に水蒸気から構成されていると考えられる。さらに、液滴底部では、混合物のうち水が蒸発するため、局所的にエチレングリコール濃度が高い層を形成する。同時に、エチレングリコール濃度が高い液層は水の飽和温度よりも高い温度となり、この液層によって加熱された水は液滴内部で沸騰し、蒸気泡が発生する。Figure 5-8(b-2)に示すように、LLC 液滴内に蒸気泡が発生しているのがわかる。時間経過とともに液滴がさらに加熱されていくと、Fig. 5-8(c-2)で確認できるように、液滴内部の蒸気泡の大きさが次第に大きくなり、数も増加する。なお、EG47wt%液滴内部でも Fig.5-8(b-1), (c-1)では確認しにくいですが、同様な蒸気泡が発生していることを確認している。これを模式的に示したものが、Fig. 5-8(b-3)(c-3)である。液滴底部に形成されるエチレングリコール濃度が高い液層は時間経過とともに、厚さも増加することで、この層を通過する水に働く移動抵抗が大きくなり、結果的に液滴から蒸発する蒸気量が減少すると考えられる。その結果、Fig. 5-8(d-1~d-3)に示すように、液滴と加熱面の間に形成される蒸気層が薄くなり、最終的に、液滴と加熱面が直接接触すると考えられる。その結果、Fig. 5-8(e-3)に示すように、蒸気層を介した熱伝達から、液滴と加熱面との直接接触による熱伝達に変わることによって熱伝達量が急激に上昇し、急激な蒸発と液滴の微細化に伴い、液滴自体が爆発的に粉砕するフラッシュ沸騰が発生すると考えられる。この現象は、低揮発成分濃度が高い層の不安定性が引き金となって発生すると考えられるが[124]、フラッシュ沸騰を起こした混合物液滴内部を直接観察することが実験的に困難であるため、詳細なメカニズムは現時点では明らかではない。Figure 5-8(e-1), (e-2)に示すように、液滴は一瞬で飛散し加熱面上に広がることで、接触面積が大きくなるため激しい沸騰が発生する。液滴が完全に蒸発すると、Fig. 5-8(f-2)に示すように、LLC の場合は堆積物が加熱面上に付着する。一方で、Fig. 5-8(f-1)に示すように、EG47wt%では堆積物の付着は確認できなかった。

た.

このような蒸発様相は，単一成分の液滴では観察されない現象である[124]．実際に，本実験における DW の液滴蒸発においても，フラッシュ沸騰は観察されなかった．

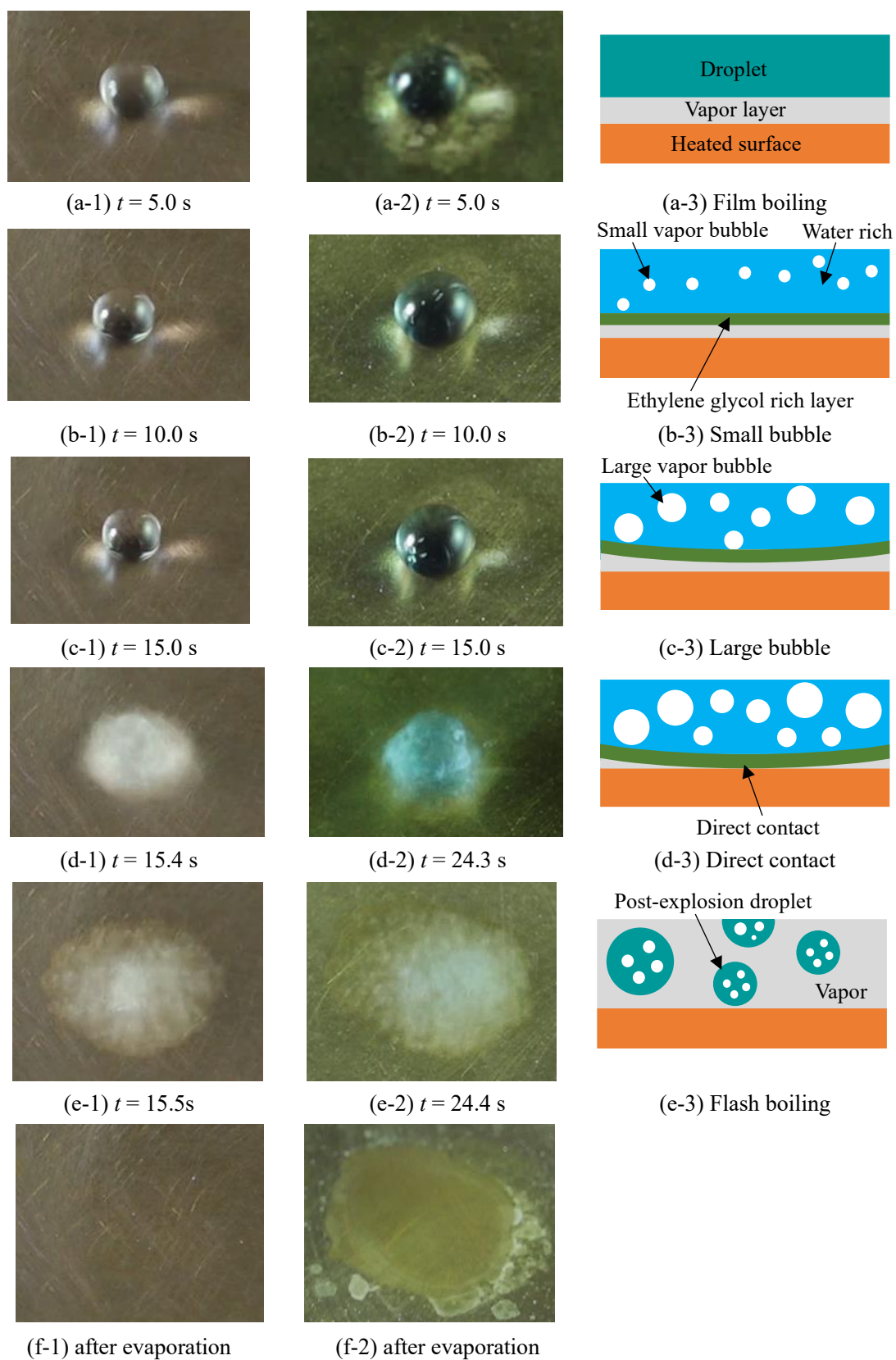


Figure 5-8. Schematic diagram of flash boiling mechanism [124] and evaporation behavior of EG47wt% and LLC47wt% droplets ($T_w = 190^\circ\text{C}$)

5.5 結論

本研究では、LLC 液滴の蒸発・沸騰過程を可視化することにより、LLC 特有の蒸発・沸騰現象を解明することを目的に、イオン交換水、エチレングリコール水溶液、および LLC を用いた液滴蒸発実験を実施した。加熱面上に滴下した液滴の挙動を可視化することで、プール沸騰実験では得られない蒸発・沸騰過程を明らかにした。

- (1) イオン交換水、エチレングリコール水溶液および LLC を用いた液滴蒸発実験により、蒸発寿命曲線を取得した結果、共通して 4 つの代表的な沸騰領域（膜蒸発、核沸騰、遷移沸騰、膜沸騰）が観察された。エチレングリコール水溶液と LLC の蒸発寿命曲線をイオン交換水と比較すると、沸点の違いによって蒸発寿命の最小点である臨界熱流束点および最大点であるライデンフロスト点が高温側に遷移することがわかった。エチレングリコール水溶液と LLC の蒸発寿命曲線を比較すると、膜蒸発、核沸騰および膜沸騰は比較的良好に一致するが、LLC 液滴の場合、エチレングリコール水溶液と比較して高温で遷移沸騰が起こることがわかった。これは、LLC 蒸発中に加熱面に付着した堆積物により加熱面の濡れ性や表面粗さが変化したことが原因であると考えられる。
- (2) LLC のみ液滴蒸発後の加熱面に堆積物の付着が観察された。膜蒸発領域では、液滴蒸発後に火山状の堆積物が形成される。沸騰に伴う領域では、沸騰により液滴が飛散するために明確な火山状の堆積物は形成されず、飛散した液滴の大きさに応じてランダムに加熱面上に堆積物が付着する。なお、イオン交換水およびエチレングリコール水溶液の液滴蒸発後には、堆積物の付着は観察されなかった。
- (3) エチレングリコール水溶液および LLC では、加熱面温度が 170℃を超えると、液滴が激しく分裂するフラッシュ沸騰が観察された。このような爆発的な沸騰は、液滴蒸発時に沸点の低い水が優先的に蒸発するため、二液混合液体内においてエチレングリコールが液滴底部で濃度上昇するために起こると考えられる。エチレングリコールの濃度が高い液層によって水に働く移動抵抗が増加し、結果的に液滴から蒸発する水蒸気量が減少することで、固液直接接触が生じると考えられる。蒸気層を介した熱伝達から、液滴と加熱面との直接接触による熱伝達に変わることによって熱伝達量が急激に上昇し、急激な蒸発と液滴の微細化に伴い、液滴自体が爆発的に粉砕するフラッシュ沸騰が発生すると考えられる。

第 6 章 結論

2050 年までに温室効果ガスの排出を全体としてゼロにする、カーボンニュートラルを実現するために、あらゆる産業分野において二酸化炭素の排出量を減らすことが求められている。日本政府は、自動車のカーボンニュートラルの実現に向け、電気自動車やハイブリッド自動車に代表される電動車の普及割合を 100%にする目標を掲げており、世界的にも自動車の電動化が加速していくと予想される。それに伴って、電動化を支えるインバータの小型・高密度化と発熱密度の増加も継続していくことから、温度上昇によるインバータ内電子機器の破壊を防ぐために高効率な冷却技術の開発が求められている。沸騰冷却技術は、相変化に伴う潜熱を利用しているため、強制水冷式の冷却器を超える放熱性能が期待できる。さらに、伝熱面を加工したり、フィン群と強制流動沸騰とを組み合わせたりすることで放熱性能を飛躍的に向上させることが可能である。しかしながら、これらの研究結果を実製品に適用する場合には、いくつかの課題がある。フィン群を用いた強制流動沸騰に対する既存の圧力損失モデルや熱伝達率モデルは、様々な形状のフィンを基盤配列や千鳥配列に並べた場合の実験データを整理した結果から導出した近似式であり、統一的に整理されていない。また、自動車用インバータの冷却には Long-Life Coolant (LLC) と呼ばれる不凍液が用いられることが一般的であり、特定の沸騰条件下で堆積物が付着することが知られているが、堆積物の影響についての研究例はほとんどない。そのため、本研究では、フィン群を用いた強制流動沸騰に対して、フィン群を充填物と捉えて修正した二相流の圧力損失モデルを提案・検証するとともに、LLC の沸騰によって伝熱面に付着する堆積物の熱伝達への影響を評価するために、プール沸騰体系において短期および長期の実験を行い放熱性能への影響を明らかにした。さらに、LLC の液滴が高温伝熱面上で蒸発する場合の LLC の沸騰様相を詳細に調べ、システムの異常時に LLC が濃縮された場合の問題点を明らかにした。本研究成果を次の通り総括する。

第 2 章では、フィン群の強制流動沸騰冷却における圧力損失と熱伝達率の予測モデルを構築することを目的とし、フィン群における圧力損失と熱伝達率の計測実験をイオン交換水によって行い、実験結果と予測モデルの比較評価を実施した。フィン群を用いた強制流動沸騰に対する圧力損失と熱伝達率に関する既存の予測モデルは、様々な形状のフィンを基盤配列や千鳥配列に並べた場合の実験データを整理した結果から導出した近似式であり、統一的に整理されていない。そのため、実用化を視野に入れた場合に冷却器の性能試算が困難であり、インバータの発熱密度や冷却器の取り付け条件が変わるたびに試作評価しなければならないという課題がある。本研究では、フィン群を充填層に見立て、球充填層内単相流の圧力損失モデルである Ergun モデルをベースとし、フィン群に対して得られた単相流の結果を予測できる修正 Ergun モデルを開発した。次に、開発した修正 Ergun モデルを気液

二相流の圧力損失モデルである Lipinski モデルに代入し、二相流の圧力損失実験値の予測精度を評価した。その結果、Schulenberg & Müller モデルで用いられている相対透過率と相対浸透率を用いることで、相対誤差の二乗平均で評価すると実験値を誤差約 18%で評価できた。さらなる精度向上を目指して、フィン群に適した慣性項の係数をフィン 1 mm 上流の速度に着目して求めた速度分布係数に基づいて定式化し、フィン群内のボイド率計測結果に基づいて求めた相対透過率をそれぞれ Lipinski モデルに適用した。その結果、圧力損失の計算値と実験値の相対誤差は修正前と比較して非常に小さくなり、すべての条件において相対誤差の二乗平均で評価すると実験値を誤差約 6%以内で評価できることがわかった。また、熱伝達特性実験結果を用いて既往モデルの予測精度について評価した結果、強制対流領域の沸騰曲線は円柱ピンフィンに対する Zukauskas モデルとよく一致し、沸騰が開始すると Kutateladze 相関式と良好に一致した。これらの結果により、フィン群の強制流動沸騰を適用した冷却器の設計指針を得ることができた。

第 3 章では、LLC の沸騰伝熱特性と放熱性能に及ぼす堆積物の影響を明らかにすることを目的とし、水平アルミニウム伝熱面を用いたサブクールプール沸騰実験を行い、放熱性能および堆積物の付着様相について明らかにした。イオン交換水、LLC とエチレングリコール濃度が等しいエチレングリコール水溶液、および LLC に対して沸騰実験を行った結果、LLC のみ伝熱面に堆積物の付着が観察された。伝熱面への堆積物付着が少ない場合、LLC の沸騰伝熱特性は防錆成分などの添加剤によらず、同一濃度のエチレングリコール水溶液の沸騰伝熱特性とよく一致した。さらに、LLC およびエチレングリコール水溶液の核沸騰領域における沸騰熱流束は、Labuntsov 相関式とよく一致した。伝熱面を変えずに、最大熱流束が徐々に大きくなるように沸騰実験を 7 回繰り返し行い、実験のたびに伝熱面を確認した結果、熱流束 740 kW/m^2 以上の条件において伝熱面に堆積物が著しく付着することを示した。伝熱面に付着する堆積物量が増加するにつれて、堆積物が付着していない場合と比較して堆積物が熱抵抗になるため伝熱面温度が上昇し、沸騰曲線が高過熱度側に遷移した。堆積物の組成について X 線回折分析を用いて分析した結果、リン酸アルミニウム (AlPO_4) であることがわかった。このことは、LLC の添加剤成分として含まれるリンと伝熱面材料との熱化学反応によって堆積物が生成されたことを示している。

第 4 章では、LLC 沸騰に長期曝された伝熱面の沸騰伝熱性能を明らかにすることを目的とし、垂直銅伝熱面のサブクールプール沸騰伝熱性能および伝熱面に堆積物が付着する過程を実験により観察した。加えて、伝熱面をコーティングすることによる堆積物付着の抑制効果についても検討した。Labuntsov 相関式は、3 章で示した水平に設置されたアルミニウム伝熱面だけではなく、垂直に設置された銅伝熱面の沸騰熱流束ともよく一致した。長期沸騰実験の結果、伝熱面に堆積物が付着する挙動は大きく分けて 3 つの過程があることを示し、それぞれの過程を次のように定義した。(1)熱流束一定後、伝熱面温度が上昇を続ける温

度上昇過程, (2)伝熱面温度が最高温度に達した後, 伝熱面温度が低下する温度降下過程, (3)伝熱面温度が安定する温度定常過程である. 各過程において伝熱面に付着した堆積物を観察した結果, 堆積物が段階的に伝熱面を覆うことを示した. 温度上昇過程では, 伝熱面上に薄い白色の堆積層が形成され, その上に白い点状の堆積物が付着した. 温度降下過程では, 伝熱面に付着した薄い白色の堆積層の上に温度上昇過程の点状の堆積物と比較して約 4 倍の大きさの点状の堆積物が付着した. この大きな点状の堆積物が伝熱面の濡れ性や表面粗さを変化させることで, 一時的に沸騰促進効果が得られたと推定した. 温度定常過程では, 白い堆積層が伝熱面全体を覆い, 一定時間経過後に堆積層の上に部分的に灰色の堆積物の塊が付着し, 伝熱面周辺部の堆積層が黒く変色した. 伝熱面全体が堆積物で覆われた結果, 伝熱面温度が安定化した. この結果から, 長期沸騰実験において一定時間経過後は, 堆積物が熱伝達に及ぼす影響が一定になることがわかった. X 線回折分析を用いて温度定常過程における堆積物の組成を分析した結果, ストロンチウムハイドロキシアパタイト ($\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3(\text{OH})$) であることがわかった. LLC の添加剤成分としてストロンチウムおよびリンが含まれていることから, $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3(\text{OH})$ は添加剤同士の熱化学反応によって生成され伝熱面上に堆積物として付着した可能性が高いと説明した. 伝熱面コーティングの効果に関しては, ニッケルメッキや白金箔をロウ付けした伝熱面は, 初期過程における堆積物の付着を一定時間抑制できることがわかった. 一方で, 長期沸騰によってコーティングが剥離する場合があります, 数時間から 40 時間程度で伝熱面温度が上昇し始めることを示した.

第 5 章では, LLC 特有の蒸発・沸騰現象を調べることを目的とし, イオン交換水, エチレングリコール水溶液, および LLC の 3 つの作動流体を用いた液滴を銅製の加熱面に滴下させた液滴蒸発実験の結果を示した. 液滴蒸発実験により, 蒸発寿命曲線を取得した結果, 3 つの作動流体には共通して 4 つの代表的な沸騰領域 (膜蒸発, 核沸騰, 遷移沸騰, 膜沸騰) が観察された. エチレングリコール水溶液および LLC の蒸発寿命曲線をイオン交換水と比較すると, 蒸発寿命の最小点である臨界熱流束点および最大点であるライデンフロスト点が高温度側に遷移した. 次に, エチレングリコール水溶液と LLC の蒸発寿命曲線を比較すると, 膜蒸発, 核沸騰および膜沸騰は比較的良好に一致するが, LLC 液滴の場合, エチレングリコール水溶液と比較して高温で遷移沸騰が起こることがわかった. これは, LLC 蒸発中に加熱面に付着した堆積物により加熱面の濡れ性や表面粗さに変化したことが原因であると考えられる. エチレングリコール水溶液および LLC では, 加熱面温度が 170°C を超えると, 液滴が激しく分裂するフラッシュ沸騰が観察された. このような爆発的な沸騰は, 液滴蒸発時に沸点の低い水が優先的に蒸発するため, 二液混合液体内においてエチレングリコールが液滴底部で濃度上昇するために起こると考えられる. エチレングリコールの濃度が高い液層によって水に働く移動抵抗が増加し, 結果的に液滴から蒸発する水蒸気量が減少することで, 固液直接接触が生じると考えられる. 蒸気層を介した熱伝達から, 液滴と加熱面との直接接触による熱伝達に変わることによって熱伝達量が急激に上昇し, 急激な蒸発と液滴の微

細化に伴い、液滴自体が爆発的に粉碎するフラッシュ沸騰が発生すると考えられる。

最後に、研究課題と今後の展望について纏める。本研究では、インバータ用冷却器に沸騰冷却技術を適用することを目的に、冷却器設計の指針となる圧力損失および熱伝達率の予測モデルを提案した。さらに、LLC を沸騰冷却に用いるうえで課題となる堆積物の付着および LLC 特有の蒸発・沸騰現象に関する基礎研究結果をまとめた。今後、沸騰冷却技術をインバータ用冷却器に適用するために、LLC を用いた強制流動沸騰冷却において、修正 Ergun モデルをベースとした Lipinski モデルが適用できるかについて検証する必要がある。加えて、強制流動沸騰条件下で、伝熱面に堆積物が付着するかを検証する必要がある。さらに、今回用いた伝熱面材料では、いずれもリン酸塩を主とする堆積物の付着が確認されたことから、添加剤としてリンを含まない LLC を用いて、堆積物が付着するかを確認することが望ましい。

本研究は沸騰冷却技術を製品適用するうえで、重要でありながら軽視されがちなテーマを扱っており、工業的な有用性は極めて高いものとする。研究内容は、製品設計に適用可能であり、将来のインバータ冷却器の基盤技術として応用が期待される。

参考文献

- [1] 環境省脱炭素ポータル
https://ondankataisaku.env.go.jp/carbon_neutral/ (2024/08/08 accessed) .
- [2] IPCC, Climate Change 2023 Synthesis Report, IPCC, pp.43-44, (2023).
- [3] 環境省
https://www.env.go.jp/earth/co2_ghg_emission_2019.pdf (2024/08/08 accessed) .
- [4] グリーン社会の実現に向けた国土交通省の取組
<https://www.tb.mlit.go.jp/hokushin/content/000275390.pdf> (2024/08/08 accessed) .
- [5] 経済産業省自動車課, 日本の自動車産業とカーボンニュートラル化の方向性, 経済産業省 (2023), pp.7-11.
- [6] 西野智博, 自動車を取り巻く現状と電動化の推進について, 第 7 回 ESI シンポジウム 講演資料, (2020).
- [7] 高根秀幸, きちんと知りたい! 電気自動車用パワーユニットの必須知識, 日刊工業新聞社 (2021), pp.118-119.
- [8] 森昌吾, 藤敬司, 柳本茂, 古川裕一, 新型プリウスに搭載されたアルミニウム製パワー半導体用冷却器の開発, 軽金属, 第 61 巻第 3 号 (2011), pp.119-124.
- [9] 瀬高庸介, 石山弘, 稲垣充晴, 真光邦明, 菊地隆二, ハイブリッド車用パワーコントロールユニットの開発, デンソーテクニカルレビュー, Vol. 14 (2009), pp.47-52.
- [10] 難波明博, 中津欣也, 西原淳夫, 大西正己, 次世代高出力密度電動コンポーネント技術, エレクトロニクス実装学会誌, Vol. 19 No. 5 (2016), pp.321-324.
- [11] 畑中歩, 徳山健, 楠川順平, 関健史, 大島謙二, 車載用インバータの高電圧・高パワー密度化技術, 自動車技術会論文集, Vol. 51 No. 6 (2020), pp.1050-1055.
- [12] X. Yuan, Y. Du, J. Su, Approaches and potentials for pool boiling enhancement with superhigh heat flux on responsive smart surfaces: A critical review, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 156 (2022), 111974.
- [13] A.E. Bergles, Enhancement of pool boiling, International Journal of Refrigeration, Vol. 20 No. 8 (1997), pp.545-551.
- [14] Z.H. Ayub, A.E. Bergles, Pool boiling from GEWA surfaces in water and R-113, Wärme - und Stoffübertragung, 21 (1987), pp.209-219.
- [15] Z.H. Ayub, A.E. Bergles, Pool Boiling Enhancement of a Modified GEWA-T Surface in Water, ASME Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 110 (1988), pp.266-268.
- [16] 中山恒, 大黒崇弘, 桑原平吉, 柿崎公男, 高性能伝熱面「サーモエクセル」, 日立評論 Vol. 57 No. 8 (1975), pp.637-640.
- [17] A.E. Bergles, M.C. Chyu, Characteristics of Nucleate Pool Boiling From Porous Metallic Coatings, ASME Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 104 (1982), pp.279-285.

- [18] 藤田恭伸, 沸騰熱伝達の促進と機構, 伝熱研究, Vol. 36 No.141 (1997), pp. 27-39.
- [19] M.K. Jensen, Literature Survey of Heat Transfer Enhancement Techniques in Refrigeration Applications, U.S. Department of Commerce (1994), pp.41-67.
- [20] 松島均, 三枝正裕, 微細ピラミッド型伝熱面を用いた高発熱素子のプール沸騰冷却, Thermal Science & Engineering, Vol. 23 No. 1 (2015), pp.15-22.
- [21] 松島均, 森雄斗, 微細ピラミッド型伝熱面を用いた高発熱素子のプール沸騰冷却 (伝熱面形状の適正化) , Thermal Science & Engineering, Vol. 25 No. 1 (2017), pp.1-8.
- [22] H. Cho, J. Godinez, J.S. Han, D. Fadda, S.M. You, J. Lee, S.J. Park, Fabrication of Micro-Patterned Surface for Pool-boiling Enhancement by Using Powder Injection Molding Process, Materials, Vol. 12 No. 507 (2019).
- [23] S.H. Kim, G.C. Lee, J.Y. Kang, K. Moriyama, M. H. Kim, H.S. Park, Boiling heat transfer and critical heat flux evaluation of the pool boiling on micro structured surface, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 91 (2015), pp.1140-1147.
- [24] D.E. Kim, D.I. Yu, S.C. Park, H.J. Kwak, H.S. Ahn, Critical heat flux triggering mechanism on micro-structured surfaces: Coalesced bubble departure frequency and liquid furnishing capability, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 91 (2015), pp.1237-1247.
- [25] S. Jun, J. Kim, S.M. You, H.Y. Kim, Effect of heater orientation on pool boiling heat transfer from sintered copper microporous coating in saturated water, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 103 (2016), pp.277-284.
- [26] S.J. Thiagarajan, R. Yang, C. King, S. Narumanchi, Bubble dynamics and nucleate pool boiling heat transfer on microporous copper surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 89 (2015), pp.1297-1315.
- [27] G. Chen, M. Jia, S. Zhang, Y. Tang, Z. Wan, Pool boiling enhancement of novel interconnected microchannels with reentrant cavities for high-power electronics cooling, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 156 (2020), 119836.
- [28] Y. Tang, J. Zeng, S. Zhang, C. Chen, J. Chen, Effect of structural parameters on pool boiling heat transfer for porous interconnected microchannel nets, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 93 (2016), pp.906-917.
- [29] S. Zhang, Y. Tang, J. Zeng, W. Yuan, J. Chen, C. Chen, Pool boiling heat transfer enhancement by porous interconnected microchannel nets at different liquid subcooling, Applied Thermal Engineering, Vol. 93 (2016), pp.1135-1144.
- [30] Y.Q. Wang, S.S. Lyu, J.L. Luo, Z.Y. Luo, Y.X. Fu, Y. Heng, J.H. Zhang, D.C. Mo, Copper vertical micro dendrite fin arrays and their superior boiling heat transfer capability, Applied Surface Science, Vol. 422 (2017) pp.388-393.
- [31] L. Lu, T. Fu, Y. Tang, T. Tang, B. Tang, Z. Wan, A novel in-situ nanostructure forming route and its application in pool-boiling enhancement, Experimental Thermal and Fluid Science,

- Vol. 72 (2016), pp.140-148.
- [32] H.S. Jo, S. An, H.G. Park, M.W. Kim, S.S. Al-Deyab, S.C. James, J. Choi, S.S. Yoon, Enhancement of critical heat flux and superheat through controlled wettability of cuprous-oxide fractal-like nanotextured surfaces in pool boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 107 (2017), pp.105-111.
 - [33] Y.Q. Wang, J.L. Luo, Y. Heng, D.C. Mo, S.S. Lyu, Wettability modification to further enhance the pool boiling performance of the micro nano bi-porous copper surface structure, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 119 (2018), pp.333-342.
 - [34] A. Jaikumar, S.G. Kandlikar, Enhanced pool boiling heat transfer mechanisms for selectively sintered open microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 88 (2015), pp.652-661.
 - [35] 森昌司, 奥山邦人, ハニカム状多孔質体装着による飽和プール沸騰限界熱流束の向上, *日本機械学会論文集(B 編)*, Vol. 75 No. 758 (2009), pp.1896-1902.
 - [36] 森昌司, 沈ロージェ, 奥山邦人, ハニカム状多孔質体装着による飽和プール沸騰限界熱流束の向上に与えるセル幅の影響, *日本機械学会論文集(B 編)*, Vol. 76 No. 771 (2010), pp.1908-1916.
 - [37] 丸岡成, 森昌司, 奥山邦人, ハニカム多孔質体上部に形成される合体大気泡が飽和プール沸騰限界熱流束に与える影響, *混相流*, Vol. 27 No. 5 (2014), pp.631-638.
 - [38] 丸岡成, 森昌司, 奥山邦人, ハニカム多孔質体を用いたプール沸騰限界熱流束向上に与える毛管効果の影響, *日本機械学会論文集*, Vol. 82 No. 840 (2016), pp.1-14.
 - [39] S. Krishnamurthy, Y. Peles, Flow boiling of water in a circular staggered micro-pin fin heat sink, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51 (2008), pp.1349-1364.
 - [40] W. Qu, A. Siu-Ho, Experimental study of saturated flow boiling heat transfer in an array of staggered micro-pin-fins, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 52 (2009), pp.1853-1863.
 - [41] D.A. McNeil, A.H. Raeisi, P.A. Kew, P.R. Bobbili, A comparison of flow boiling heat-transfer in in-line mini pin fin and plane channel flows, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 30 (2010), pp.2412-2425.
 - [42] W. Wan, D. Deng, Q. Huang, T. Zeng, Y. Huang, Experimental study and optimization of pin fin shapes in flow boiling of micro pin fin heat sinks, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 114 (2017), pp.436-449.
 - [43] A. Ates, B.P. Benam, V. Yağcı, M.Ç. Malyemez, M. Parlak, A.K. Sadaghiani, A. Kosar, On the effect of elliptical pin Fins, distribution pin Fins, and tip clearance on the performance of heat sinks in flow boiling, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 212 (2022), 118648.
 - [44] 稲田茂昭, 宮阪芳喜, 泉亮太郎, 小長谷芳彦, サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第 1 報, 局所熱伝達特性とそれにおよぼすサブクール度の影響), *日本機械学会論*

- 文集(B 編), Vol. 47 No. 417 (1981), pp.852-861.
- [45] 稲田茂昭, 宮阪芳喜, 佐久本伸, 泉亮太郎, サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第 2 報, 熱伝達におよぼす伝熱面汚損と気ほう塊の微細化現象), 日本機械学会論文集(B 編), Vol. 47 No. 422 (1981), pp.2021-2029.
 - [46] 稲田茂昭, 宮阪芳喜, 泉亮太郎, サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第 3 報, 気ほう塊の挙動と伝熱面温度の変動), 日本機械学会論文集(B 編), Vol. 47 No. 422 (1981), pp.2030-2041.
 - [47] 稲田茂昭, 宮阪芳喜, 泉亮太郎, 小林盛一, サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第 4 報, 遷移沸騰的領域の伝熱機構), 日本機械学会論文集(B 編), Vol. 47 No. 423 (1981), pp.2199-2208.
 - [48] T. Furusho, K. Yuki, K. Suzuki, Application of Microbubble Emission Boiling for Cooling Technology in Power Electronics, Proc. JSME Thermal Engineering Conf. No. 15-48 (2015), A211.
 - [49] T. Furusho, K. Yuki, T. MA, K. Suzuki, Boiling Heat Transfer Characteristics of Long-life coolant, Proceedings of National Heat Transfer Symposium, 53 (2016).
 - [50] T. MA, K. Yuki, T. Furusho, R. Kibushi, N. Unno, K. Suzuki, Immersion cooling technology of SiC-based on-vehicle inverter by anti-freezing liquid with subcooled boiling, 2017 International Conference on Electronics Packaging (ICEP), (2017), pp.199-201.
 - [51] S. Uesawa, Y. Koizumi, M. Shibata, H. Yoshida, Saturated Pool Nucleate Boiling on Heat Transfer Surface With Deposited Sea Salts, Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science, Vol. 3 (2017), 04002-1.
 - [52] 上澤伸一郎, 小泉安郎, 柴田光彦, 古田啓之, 海水プール核沸騰素過程に関する研究, Thermal Science & Engineering, Vol. 25 No.4 (2017), pp.65-74.
 - [53] 上澤伸一郎, 小泉安郎, 柴田光彦, 永武拓, 古田啓之, 海水塩析出物を伴う海水の流動沸騰熱伝達に関する研究, 混相流, 31 巻 2 号 (2017), pp.162-170.
 - [54] S.K. Das, N. Putra, W. Roetzel, Pool boiling characteristics of nano-fluids, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46 (2003), pp.851-862.
 - [55] I.C. Bang, S.H. Chang, Boiling heat transfer performance and phenomena of Al₂O₃-water nano-fluids from a plain surface in a pool, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 48 (2005), pp.2407-2419.
 - [56] H. Kim, J. Kim, M.H. Kim, Effect of nanoparticles on CHF enhancement in pool boiling of nano-fluids, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 49 (2006), pp.5070-5074.
 - [57] S.M. Kwark, R. Kumar, G. Moreno, J. Yoo, S.M. You, Pool boiling characteristics of low concentration nanofluids, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 53 (2010), pp.972-981.
 - [58] X. Quan, D. Wang, P. Cheng, An experimental investigation on wettability effects of

- nanoparticles in pool boiling of a nanofluid, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 108 (2017), pp.32-40.
- [59] E. Akbari, A. Mirza, G.H. Saffari, S.M. Hosseinalipour, Effect of silver nanoparticle deposition in re-entrant inclined minichannel on bubble dynamics for pool boiling enhancement, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 82 (2017), pp.390-401.
 - [60] A.R. Neto, J.L.G. Oliveira, J.C. Passos, Heat transfer coefficient and critical heat flux during nucleate pool boiling of water in the presence of nanoparticles of alumina, maghemite and CNTs, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 111 (2017), pp.1493-1506.
 - [61] Y. Watanabe, K. Enoki, T. Okawa, Nanoparticle layer detachment and its influence on the heat transfer characteristics in saturated pool boiling of nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 125 (2018), pp.171-178.
 - [62] R.K. Gouda, M. Pathak, M.K. Khan, Pool boiling heat transfer characteristics of a biosurfactant particle deposited heating surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 163 (2020), 120455.
 - [63] M.B.B. Esfahani, S.M. Sajadi, N.H. Abu-Hamdeh, S. Bezzina, A. Abdollahi, A. Karimipour, F. Ghaemi, D. Baleanu, The effect of sedimentation phenomenon of the additives silver nano particles on water pool boiling heat transfer coefficient: A comprehensive experimental study, *Journal of Molecular Liquids*, Vol. 345 (2022), 117891.
 - [64] S.H. Najibi, H. Müller-Steinhagen, M. Jamialahmadi, Calcium sulphate scale formation during subcooled flow boiling, *Chemical Engineering Science*, Vol. 52 No. 8 (1997), pp.1265-1284.
 - [65] M. Esawy, M.R. Malayeri, H. Müller-Steinhagen, Crystallization fouling of finned tubes during pool boiling: effect of fin density, *Heat and Mass Transfer*, 46 (2010), pp.1167-1176.
 - [66] M. Esawy, A.H. Nikoo, M.R. Malayeri, Crystallization fouling of turbo-structured tubes during nucleate pool boiling, *Applied Thermal Engineering*, 228 (2023), 120484.
 - [67] M. Esawy, M.S. Abd-Elhady, M.R. Malayeri, H. Müller-Steinhagen, Influence of sintering on deposit formation during pool boiling of calcium sulphate solutions, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 34 No. 8 (2010), pp.1439-1447.
 - [68] S.M. Peyghambarzadeh, N. Bahrami, Statistical analysis of calcium sulfate scaling under boiling heat transfer,” *Applied Thermal Engineering*, Vol. 53 (2013), pp.108-113.
 - [69] S.M. Peyghambarzadeh, A. Vatani, M. Jamialahmadi, Influences of bubble formation on different types of heat exchanger fouling, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 50 (2013), pp.848-856.
 - [70] S. Dash, L. Rapoport, K.K. Varanasi, Crystallization-Induced Fouling during Boiling: Formation Mechanisms to Mitigation Approaches, *Langmuir*, Vol. 34 No. 3 (2018), pp.782-788.

- [71] M.R. Malayeri, H. Müller-Steinhagen, T.H. Bartlett, Fouling of tube bundles under pool boiling conditions, *Chemical Engineering Science*, Vol. 60 (2005), pp.1503-1513.
- [72] A. Vosough, M.R. Assari, S.M. Peyghambarzadeh, S. Azizi, Influence of fluid flow rate on the fouling resistance of calcium sulfate aqueous solution in subcooled flow boiling condition, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 154 (2020), 106397.
- [73] J. Graham, A. Hawa, P. Weisensee, Evolution of heat transfer in pool boiling in contaminated water, *Proceedings of the ASME 18th ICNMM2020*, (2020), p.1041.
- [74] I.H. Chaudhri, I.R. Mcdougall, Aging studies in nucleate pool boiling of isopropyl acetate and perchloroethylene, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 12 (1969), pp.681-688.
- [75] P.A. Raghupathi, S.G. Kandlikar, Characterization of Pool Boiling of Seawater and Regulation of Crystallization Fouling by Physical Aberration, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 38 (2017), pp.1296-1304.
- [76] M. Moze, Effect of boiling-induced aging on pool boiling heat transfer performance of untreated and laser-textured copper surfaces, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 181 (2020), 116025.
- [77] W. Thielicke, E.J. Stamhuis, PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB. *Journal of Open Research Software*, 2[1] (2014), p.e 30.
- [78] S. Ergun, Fluid flow through packed columns, *Chemical engineering progress*, Vol. 48 (1952), pp.89-94.
- [79] 荻野文丸, 鎌田正裕, 田附將人, 亀裂内を流れる水の圧力損失, *日本地熱学会誌*, Vol. 13 No. 4 (1991), pp.247-258.
- [80] 河府賢治, 越智光昭, 武居昌宏, 粒子直線率および壁面効果による修正 Ergun 式の提案, *粉体工学会誌*, Vol. 44 (2007), pp.259-266.
- [81] R.J. Lipinski, A model for boiling and dry-out in particle beds, U.S. NUREG/CR-2646, SAND82-0765 R7(1982).
- [82] L. Li, L. Kong, X. Zou, H. Wang, Pressure losses and interfacial drag for two-phase flow in porous beds with coarse particles, *Annals of Nuclear Energy*, Vol. 101 (2017), pp.481-488.
- [83] A.W. Reed, The effect of channeling on the dryout of heated particulate beds immersed in a liquid pool (Ph.D. thesis), MIT Cambridge, USA (1982).
- [84] K. Hu, T.G. Theofanous, On the measurement and mechanism of dryout in volumetrically heated coarse particle beds, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 17 (1991), pp.519-532.
- [85] T. Schulenberg, U. Müller, An improved model for two-phase flow through beds of coarse particles, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 13 No. 1 (1987), pp.87-97.

- [86] V.X. Tung, V.K. Dhir, A hydrodynamic model for two-phase flow through porous media, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 14 No. 1 (1988), pp.47-65.
- [87] W. Schmidt, Interfacial drag of two-phase flow in porous media, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 33 No. 6 (2007), pp.638-657.
- [88] A. Zukauskas, Heat Transfer from Tubes in Crossflow, *Advances in Heat Transfer*, Vol. 8 (1972), pp.93-160.
- [89] D.A. McNeil, A.H. Raeesi, P.A. Kew, R.S. Hamed, An Investigation into Flow Boiling Heat Transfer and Pressure Drop in a Pin-finned Heat Sink, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.67 (2014), pp.65-84.
- [90] ESDU, Convective Heat Transfer during Crossflow of Fluids over Plain Tube Banks, Vol. 73031 (1973).
- [91] F.W. Dittus, L.M.K. Boelter, Heat transfer in automobile radiators of tubular type, *University of California Publications in Engineering*, Vol. 2 (1930), pp.443-461.
- [92] S.S. Kutateladze, Heat transfer in condensation and boiling, 2nd ed., AEC-trans-3770, U.S. AEC Tech. Info. Service (1952).
- [93] W.M. Rohsenow, A Method of Correlating Heat Transfer Data for Surface Boiling of Liquids, *Trans. ASME.*, Vol. 74 (1952), pp. 969-976.
- [94] W.H. Jens, P.A. Lottes, Analysis of Heat Transfer, Pressure Drop and Density Data for High Pressure Water, ANL-4627 (1951).
- [95] J.C. Chen, Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow, *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*. Vol. 5 No. 3 (1966), pp. 322–329.
- [96] K. Kitamura, F. Kimura, Fluid flow and heat transfer of natural convection over upward-facing, horizontal heated circular disks, *Heat Transfer Asian Research*, Vol. 37 No. 6 (2008), pp. 339-351.
- [97] 河南治, 原靖彦, 高垣直尚, 本田逸郎, 非共溶性混合媒体を用いたプール沸騰における沸騰冷媒遷移時の伝熱特性 (高密度低沸点媒体の液高さの影響), *日本機械学会論文誌*, Vol. 85 No. 879 (2019), pp.247-258.
- [98] D.A. Labuntsov, Heat transfer problems with nucleate boiling of liquids, *Thermal Engineering*, Vol. 19 No. 9 (1972), pp. 21-28.
- [99] H.J. Ivey, D.J. Morris, Critical Heat Flux of Saturation and Subcooled Pool Boiling in Water at Atmospheric Pressure, *Proceedings of the 3rd International Heat Transfer Conference* Vol. 3 (1966), pp. 1-14.
- [100] I.L. Pioro, W. Rohsenow, S.S. Doerffer, Nucleate pool-boiling heat transfer. II: assessment of prediction methods, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47 (2004), pp. 5045-5057.

- [101] M. Gong, Q. Song, G. Chen, X. Zhuang, Z. Yang, Y. Yao, Boiling Heat Transfer Characteristics for Methane, Ethane and Their Binary Mixtures, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 41 No. 1 (2020), pp. 1-16.
- [102] 西本右子, これだけ！分析化学, 秀和システム, (2015), pp.121-123.
- [103] J.O. Martínez, L.B. McCusker, C. Baerlocher, Characterization and structural analysis of differently prepared samples of dehydrated VPI-5, *Microporous and Mesoporous Materials*, 34 (1) (2000), pp.99-113.
- [104] M.E. Davis, C. Saldarriaga, C. Montes, J. Graces, C. Crowder, A molecular sieve with eighteen-membered rings, *Nature*, 331 (1988), pp. 698-699.
- [105] 須田伸吾, 世利修美, ギ酸水溶液中の Al の孔食発生に及ぼすリン酸の影響, *材料と環境*, Vol. 64 (2015), pp. 228-230.
- [106] Z. Yanchun, L. Bin, Theoretical investigation of mechanical and thermal properties of MPO_4 (M = Al, Ga), *Journal of the European Ceramic Society*, 33 (2013), pp. 2817-2821.
- [107] 藤井哲, 垂直伝熱面による自由対流熱伝達の実験式について, *日本機械学会論文集*, Vol. 25 (1959), pp.287-291.
- [108] A. Elkholy, R. Kemper, Investigation of Surface Aging Effects on the Repeatability of Saturated Pool Boiling Heat Transfer, 19th ITherm Conference., (2020), p. 19984446.
- [109] 貞松秀樹, 短小伝熱面における遷移沸騰現象, 京都大学大学院エネルギー科学研究科修士論文, (2006), pp. 98-100.
- [110] W. Jia, H.H. Qiu, Experimental investigation of droplet dynamics and heat transfer in spray cooling, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 27 (2003), pp. 829-838.
- [111] N. Zhou, H. Feng, Y. Guo, H. Chen, W. Liu, H. Peng, Y. Lei, S. Deng, Y. Xu, Experimental study on the spray cooling heat transfer performance and dimensionless correlations for ethylene glycol water solution, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 214 (2022), p. 118824.
- [112] A.S. Moita, A.L.N. Moreira, Drop impacts onto cold and heated rigid surfaces: Morphological comparisons, disintegration limits and secondary atomization, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28 (2007), pp. 735-752.
- [113] Y. Liao, P.D. Eggenschwiler, R. Furrer, M. Wang, K. Boulouchos, Heat transfer characteristics of urea-water spray impingement on hot surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 117 (2018), pp. 447-457.
- [114] A.K. Thokchom, Q. Zhou, D.J. Kim, D. Ha, T. Kim, Characterizing self-assembly and deposition behavior of nanoparticles in inkjet-printed evaporating droplets, *Sensors and Actuators B: Chemical*, Vol. 252 (2017), pp. 1063-1070.
- [115] Y. Huang, L. Jiang, B. Li, P. Premaratne, S. Jiang, H. Qin, Study effects of particle size in metal nanoink for electrohydrodynamic inkjet printing through analysis of droplet impact behaviors, *Journal of Manufacturing Processes*, Vol. 56 (2020), pp. 1270-1276.

- [116] G. Liang, I. Mudawar, Review of drop impact on heated wall, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 106 (2017), pp. 103-126.
- [117] N. Laan, K.G. De Bruin, D. Bartolo, C. Josserand, D. Bonn, Maximum Diameter of Impacting Liquid Droplets, *Physical Review Applied*, Vol. 2 (2014), pp. 1-7.
- [118] Bertola, V., 2015, An impact regime map for water drops impacting on heated surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 85 (2015), pp. 430-437.
- [119] G. Castanet, T. Lienart, F. Lemoine, Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 52 (2009), pp. 670-679.
- [120] H. Kim, B. Truong, J. Buongiorno, L.W. Hu, On the effect of surface roughness height, wettability, and nanoporosity on Leidenfrost phenomena, *Applied. Physics. Letters*, Vol. 98 Issue 8 (2011), p. 083121.
- [121] V.E. Nakoryakov, S.Ya. Misyura, S.L. Elistratov, The behavior of water droplets on heated surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 55 (2012), pp. 6609-6617.
- [122] Z. Tang, T. Yu, Z. Ke, B. Lai, Y. Gao, Y. Zhang, Experimental investigation on boiling regime transformation when the binary-droplet impact on the superheated surface, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 233 (2023), p. 121194.
- [123] T. Wibowo, A. Widyatama, S. Kamal, Indarto, Deendarlianto, The effect of ethylene glycol concentration on the interfacial dynamics of the successive droplets impacting onto a horizontal hot solid surface, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 159 (2021), p. 106594.
- [124] U. Sen, T. Roy, R. Ganguly, L.A. Angeloni, W. Andreas Schroeder, C.M. Megaridis, Explosive behavior during binary-droplet impact on superheated substrates, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 154 (2020), p. 119658.
- [125] M.A. Clay, M.J. Miksis, Effects of surfactant on droplet spreading, *Physics of Fluids*, Vol. 16 Issue 8 (2004), pp. 3070-3078.
- [126] Q. Cui, S. Chandra, S. McCahan., The effect of dissolving salts in water sprays used for quenching a hot surface: part 1 -boiling of single droplets, *ASME Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 125 Issue 2 (2003), pp.326-332.
- [127] C.K. Huang, V.P. Carey, The effects of dissolved salt on the Leidenfrost transition,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 50 (2007), pp. 269-282.
- [128] J. Zhu, X. Chen, J. Sheng, S. Li, T. Lu, X. Chen, Hydrodynamics and crystallization of NaCl aqueous solution droplet impact on heated surface, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 219 (2023), p. 119670.
- [129] N. Tsapis, E.R. Dufresne, S.S. Sinha, C.S. Riera, J.W. Hutchinson, L. Mahadevan, D.A. Weitz, Onset of buckling in drying droplets of colloidal suspensions, *Physical Review Letters*, Vol. 94 (2005), p. 018302.

- [130] S. Lyu, V. Mathai, Y. Wang, B. Sobac, P. Colinet, D. Lohse, C. Sun, Final fate of a Leidenfrost droplet: Explosion or takeoff,” *Science Advances*, Vol. 5 (2019), p. 8081.
- [131] F. Moreau, P. Colinet, S. Dorbolo, Explosive Leidenfrost droplets, *Physical Review fluids*, Vol. 4 (2019), p. 013602.
- [132] 日高澄具, 高田保之, 山本弘志, 山下秋満, 伊藤猛宏, プラズマ照射した金属表面の濡れ性変化と液滴蒸発, *日本機械学会論文集(B編)*, Vol. 69 No. 678 (2003), pp. 437-444.
- [133] 日高澄具, 山下秋満, 高田保之, 濡れ限界温度に及ぼす接触角の影響, *日本機械学会論文集(B編)*, Vol. 71 No. 709 (2005), pp. 2309-2315.
- [134] C. Josserand, S.T. Thoroddsen, Drop impact on a solid surface, *Annual Review Fluid Mechanics*, Vol. 48 (2016), pp. 365-391.
- [135] B.M. Weon, J.H. Je, Capillary force repels coffee-ring effect, *Physical Review E*, Vol. 82 (2010), p. 015305.
- [136] P.J. Berenson, Film boiling heat transfer from a horizontal surface, *ASME Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 83 (1961), pp. 351-358.

研究業績

Journals

- [1] 張煥然, 大平直也, 伊藤大介, 伊藤啓, 齊藤泰司, 篠崎健, “フィン型ヒートシンク内单相および気液二相流の圧力損失の評価”, 混相流, 36 巻, 1 号, pp. 37-46 (2022).DOI: <https://doi.org/10.3811/jjmf.2022.001>.
- [2] 奥中勝利, 篠崎健, 大平直也, 伊藤大介, 伊藤啓, 齊藤泰司, “フィン付き流路内気液二相流の圧力損失に及ぼすフィン配置の影響”, 混相流. [In press]
- [3] M. Shinozaki, D. Ito, N. Odaira, K. Ito, and Y. Saito, “Long-term estimation of deposition on heating surface during boiling of Long-life coolant”, ASME Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 146, Issue 11, p. 111602 (2024).DOI: <https://doi.org/10.1115/1.4065844>.
- [4] M. Shinozaki, D. Ito, N. Odaira, K. Ito, and Y. Saito, “Effect of Surface deposition on Boiling Heat Transfer of Long-life coolant”, Heat transfer engineering. [In preparation]
- [5] M. Shinozaki, D. Ito, N. Odaira, K. Ito, and Y. Saito, “Evaporation of Long-life coolant droplet on high temperature surface”, JSME Journal of Thermal Science and Technology. [In preparation].

Proceedings for international conferences

- [1] M. Shinozaki, Y. Asai, H. Ushifusa, D. Ito, K. Ito, and Y. Saito, “The influence of sediments on heating surface in a boiling of two-liquid mixture”, Proceedings of the 20th Seoul National-Kyoto-Tsinghua University Thermal Engineering Conference, (2020).
- [2] M. Shinozaki, D. Ito, N. Odaira, K. Ito and Y. Saito, “Long-term estimation of deposits on heating surface during boiling of Long-Life coolant”, Paper-9, Proceedings of International Symposium on measurement techniques for multiphase flow (ISMTMF), (2023).
- [3] S. Okunaka, M. Shinozaki, D. Ito, N. Odaira, K. Ito, and Y. Saito, “Effect of fin arrangement on pressure drop characteristics of single-/two-phase flows in a finned rectangular channel”, Paper-84, Proceedings of International Symposium on measurement techniques for multiphase flow (ISMTMF), (2023).

Proceedings for domestic conferences

- [1] 篠崎健, 浅井勇吾, 牛房裕之, 一法師茂俊, 伊藤大介, 齊藤泰司, “二液混合流体における沸騰熱伝達”, J111, 第 53 回日本伝熱シンポジウム, (2016).
- [2] 篠崎健, 浅井勇吾, 牛房裕之, 一法師茂俊, 伊藤大介, 齊藤泰司, “二液混合流体の沸騰における伝熱面堆積物の影響評価”, C114, 第 54 回日本伝熱シンポジウム, (2017).
- [3] 篠崎健, 伊藤大介, 大平直也, 伊藤啓, 齊藤泰司, “エチレングリコール混合流体の沸騰における伝熱面堆積物の長期評価”, E0046, 日本混相流学会混相流シンポジウム 2021, (2021).
- [4] 篠崎健, 伊藤大介, 大平直也, 伊藤啓, 齊藤泰司, “高温壁面上におけるエチレングリコール混合流体の挙動”, E0139, 日本混相流学会混相流シンポジウム 2022, (2022).
- [5] 篠崎健, 伊藤大介, 大平直也, 伊藤啓, 齊藤泰司, “LLC の沸騰における伝熱面堆積物の長期評価”, OS1015, 日本混相流学会混相流シンポジウム 2023, (2023).
- [6] 奥中勝利, 篠崎健, 伊藤大介, 大平直也, 伊藤啓, 齊藤泰司, “フィン付き流路内気液二相流の圧力損失に及ぼすフィン配置の影響”, P076, 日本混相流学会混相流シンポジウム 2023, (2023).

Invited talk

- [1] 篠崎健, 伊藤大介, 大平直也, 伊藤啓, 齊藤泰司, “パワーモジュール向け気液二相冷却技術”, 日本機械学会関西支部第 23 回秋季技術交流フォーラム 気液二相流技術懇話会, (2022).

謝辞

社会人博士課程に入学後、長年にわたりまして、本研究の遂行と本論文の執筆にあたり、指導教官である京都大学 複合原子力科学研究所 齊藤泰司教授におかれましては、きめ細かい指導と非常に多くのご助言をいただきました。ここに深く御礼を申し上げます。

京都大学 複合原子力科学研究所 三澤毅教授におかれましては、論文のまとめ方について数多くの有益なご助言をいただきました。感謝の意を表します。

京都大学 工学研究科 機械理工学専攻 岩井裕教授におかれましては、伝熱工学に基づく数多くの貴重なご助言をいただきました。感謝の意を表します。

伊藤啓准教授におかれましては、考察の不足点や論文内容についてご指導をいただき、また、議論を通じて多くの知識や示唆をいただきました。深く感謝申し上げます。

伊藤大介助教におかれましては、研究を進めるうえで、実験のご支援や論文執筆でのご指導だけではなく様々なサポートをしていただきました。深く感謝申し上げます。

大平直也助教におかれましては、実験のご支援だけではなく、堆積物の成分分析に対して多大なご協力をいただきました。深く感謝申し上げます。

複合原子力科学研究所技術室 金山雅哉氏におかれましては、実験装置の製作および改良に際して、時に無理なお願いがあったにも関わらず快く製作して頂きました。感謝申し上げます。また、張煥然さん、奥中勝利さんをはじめ、学生の皆様には実験のサポートや研究室の設備の使い方などでお世話になりました。心から感謝いたします。

本学位論文を纏めることができたのは、社会人博士課程の学生として進学することを後押しして下さった、三菱電機株式会社 先端技術総合研究所 佐藤稔グループマネージャー（当時）をはじめ多くの関係者のご協力のおかげです。深く感謝の意を表します。

なお、本論文は American Society of Mechanical Engineers から出版済み論文¹を基に執筆しました。著作権に関して許諾頂き感謝申し上げます (<https://asmedigitalcollection.asme.org/>)。

最後に、本学位論文の執筆と会社業務に追われる中、常に温かく見守ってくれた家族に深く感謝いたします。

¹ M. Shinozaki, D. Ito, N. Odaira, K. Ito, and Y. Saito, “Long-term estimation of deposition on heating surface during boiling of Long-life coolant”, ASME Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 146, Issue 11, p. 111602 (2024).DOI: <https://doi.org/10.1115/1.4065844>, ©2024.