

博士論文

扁平多孔管内流動沸騰の伝熱特性

(Characteristics of Flow Boiling Heat Transfer

in Rectangular Minichannels)

田中 千歳

目次

第1章 序論

- 1.1. 冷媒の変遷と選択
- 1.2. 熱交換器の細管化と、オールアルミ熱交換器

第2章 研究目的

- 2.1. 従来研究
- 2.2. 研究目的

第3章 可視化実験

- 3.1. 実験装置と冷媒回路
- 3.2. 可視化方法
- 3.3. 実験条件
- 3.4. 可視化実験結果
 - 3.4.1. 流動様式
 - 3.4.2. 核沸騰
 - 3.4.3. 液膜蒸発
 - 3.4.4. 質量速度と熱流束の影響
 - 3.4.5. 断面形状の影響：矩形流路と円形流路
- 3.5. 結論

第4章 伝熱実験

- 4.1. 実験装置
- 4.2. 測定機器と精度
- 4.3. 通電加熱方法とその実現方法
- 4.4. 実験条件
- 4.5. データ整理方法
- 4.6. 伝熱実験結果
 - 4.6.1. 実験結果
 - 4.6.2. 流路形状の熱伝達率への影響
 - 4.6.3. 質量速度、熱流束の熱伝達率への影響
 - 4.6.4. 矩形流路内の流動沸騰伝熱機構
 - 4.6.5. 他者のミニチャンネル内伝熱研究との比較
- 4.7. 結論

第 5 章 矩形細管流路内伝熱モデル

5.1. 概要

5.2. 従来研究

5.2.1. プラグ流液膜厚モデル

5.2.2. 矩形流路内環状凝縮流モデル

5.2.3. 円管内二相流ボイド率理論モデル

5.3. 等速度ヘッドモデル

5.3.1. 等速度ヘッドモデル計算結果

5.3.2. 等速度ヘッドモデルのフィッティング

5.3.2.1. エントレインメント係数: e

5.3.2.2. 剪断力減少係数: b

5.3.2.3. 表面張力-速度ヘッド調整係数: a

5.3.3. 等速度ヘッドモデル計算結果のまとめ

第 6 章 結論

第 7 章 今後の課題

付録 A 通電加熱実験方法の検証 (二次元熱伝導シミュレーション)

付録 B 伝熱実験データ一覧

付録 C 実験値の不確かさ解析

参考文献

記号表

| 記号 | 名称 | 単位 | 備考 |
|----------|--------------|-------------------------|------------------------|
| A | 断面積、面積 | [m ²] | |
| Bo | ボイリング数 | [-] | 式(4.9)等 |
| Ca | キャピラリー数 | [-] | 式(5.3)等 |
| c_p | 定圧比熱 | [kJ/(kg·K)] | |
| d | 直径、内径 | [m] | |
| d_e | 水力直径 | [m] | |
| e | エントレインメント比率 | [-] | |
| F | 二相増倍係数 | [-] | 式(2.2)等 |
| f_g | ボイド率 | [-] | |
| f_i | ホールドアップ内液膜比率 | [-] | 式(5.68)により定義 |
| f_{id} | 流路断面内液滴比率 | [-] | 式(5.37)により定義 |
| f_{if} | 流路断面内液膜比率 | [-] | 式(5.36)により定義 |
| G | 質量速度 | [kg/(m ² s)] | |
| g | 重力加速度 | [m/s ²] | =9.81 m/s ² |
| h | 熱伝達率 | [kW/(m ² K)] | |
| h | 比エンタルピー | [kJ/kg] | |
| h_{ev} | 蒸発潜熱 | [kJ/kg] | |
| I | 電流値 | [A] | |
| L | 長さ | [m] | |
| ℓ | 動的メニスカス長 | [m] | 式(5.6), (5.7) |
| M | 重量流量 | [kg/s] | |
| m | 液体積割合 | [-] | 式(5.2)等 |
| Nu | Nusselt 数 | [-] | |
| P | 圧力 | [Pa] | |
| Pr | Prandtl 数 | [-] | |
| Q | 熱量 | [kW] | |
| q | 熱流束 | [kW/m ²] | |
| R | 管内半径、管内半辺長 | [m] | |
| r | 半径、界面半径 | [m] | |
| Re | Reynolds 数 | [-] | |
| S | 核沸騰抑制係数 | [-] | 式(2.4)等 |
| T | 温度 | [K] or [°C] | |
| t | 時間 | [s] | |
| U | 速度 | [m/s] | |

| | | | |
|------|-----------------------|--------|-----------------|
| u | 速度 | [m/s] | |
| v | 速度 | [m/s] | |
| W | 質量流量 | [kg/s] | |
| We | Weber 数 | [-] | 式(2.6), (4.11)等 |
| X | Lockhart–Martinelli 数 | [-] | |
| x | 冷媒乾き度 | [-] | |

ギリシャ文字

| | | | |
|-----------|------|----------------------------|-----------------|
| δ | 液膜厚さ | [m] | |
| θ | 角度 | [rad.] or [deg.] | 式(3.1)のみ [deg.] |
| λ | 熱伝導率 | [kW/(m·K)] | |
| μ | 粘性係数 | [kg/(m·s)] | |
| π | 円周率 | [-] | =3.14159 |
| ρ | 密度 | [kg/m ³] | |
| σ | 表面張力 | [N/m] | |
| τ | 剪断応力 | [N/m ²] = [Pa] | |
| φ | 角度 | [rad.] | |

添え字

| | | |
|--------|-------------|--------------------------|
| ave | 平均の | |
| b | 気泡の、プラグの | d_b : 沸騰気泡離脱径 (式(3.1)) |
| c | 四隅の | |
| e | 有効な、等価な | |
| f | 液膜の | |
| fc | 強制対流の | |
| g | 蒸気の | |
| i | 内側の or 界面の | |
| k | (蒸発長に沿った)地点 | $k = 1, 2, \dots, 9, 10$ |
| l | 液の | |
| LV | 気液界面の | 式(5.62)等 |
| m | 平均の | |
| mac | マクロメカニズム | 式(2.1)等 |
| mic | ミクロメカニズム | 式(2.1)等 |
| nb | 核沸騰の | |
| $pool$ | プール沸騰の | 式(2.9)等 |
| pre | プレヒータの | |

| | | |
|-------------|-------|----------|
| <i>ref</i> | 冷媒の | |
| <i>sat</i> | 飽和の | |
| <i>SL</i> | 固液界面の | 式(5.62)等 |
| <i>tp</i> | 二相の | |
| <i>tube</i> | 扁平管の | |
| <i>w</i> | 壁面の | |

上付き字

| | | |
|---|------|-------------|
| * | 無次元長 | 式(5.51-55)等 |
|---|------|-------------|

第1章 序論

21世紀も10年が過ぎた現在、地球環境の維持保全と、人間社会の発展との両立が希求されている。地球の限られた資源を、無駄なく大切に使用していくことは、地球環境の維持の面でも、個々人の会計事情にとっても、好ましいことである。また先進国に於いては、経済成長もひと段落し、新たなビジネス対象としての、環境ビジネスが注目されてきている。このような理由から、省エネルギー化と、環境負荷低減化の、研究や技術開発が各方面で推し進められているのである。

1.1. 冷媒の変遷と選択

人体に対して無害であることで、使い続けられてきた、冷凍サイクル用冷媒のフルオロカーボン類は、その化学的な安定性の為、地球大気の大気圏では分解されず成層圏にまで達し、オゾン層を破壊したり、大気圏に何百年も留まって地球の熱放射を吸収することにより、地球温暖化を引き起こすことがわかっている。この為、1987年のモントリオール議定書や、2002年の京都議定書などにより、それらフロンガスの製造や使用が規制されている。このような中、冷凍サイクルに適切な冷媒の探索が続けられている。

近年、R1234yf (2,3,3,3-Tetrafluoropropene) という冷媒が、DuPont 社より開発された。この冷媒は、分子内に二重結合をもつ冷媒であり、従来冷媒よりは比較的化学的に不安定な為、大気中で容易に分解されるので、ODP が 0、GWP が 4 と環境負荷が非常に小さいことが特徴である。この R1234yf は、現在カーエアコンに使用されている冷媒 R134a (ODP=0, GWP=1300) と非常に似た物性値を持つので、カーエアコン用代替冷媒として非常に注目されており、日本ではその他にも自動販売機用途等にて実用化がなされている。

この低環境負荷の R1234yf 冷媒で、定置用エアコン（ルームエアコンやパッケージエアコン）に現在使用されている冷媒 R410A (ODP=0, GWP=2088) を代替しようとする試みが、エアコンメーカー各社で行われている。R1234yf の 15.0°Cにおける蒸発潜熱は 153 kJ/kg と R410A の蒸発潜熱 206 kJ/kg と比較して 74%程しかない。この為、R410A の冷凍サイクルに、そのまま R1234yf を充填し、同じ冷凍能力で運転しようとする、熱交換器における冷媒の圧力損失は、2倍程になってしまう（これは、配管内圧力損失が冷媒流量のおよそ二乗に比例する為である）。この為、R1234yf を定置用エアコンに導入する際には、現状よりも低圧損な熱交換器が必要となる。

また、R1234yf は、その分子内に二重結合を含み、従来のフルオロカーボン類よりは化学的に比較的不安定な為、GWP が小さくなる長所があると先にも述べたが、その一方で、化学的に不安定な為、微燃性を有することが問題視されている。エアコンから冷媒が室内に漏洩しても安全性を十分担保できるほど、冷凍サイクルへの冷媒充填量が少なく済む、内容積が小さくても、同等性能が出せるような熱交換器の開発も必要である。

1.2. 熱交換器の細管化と、オールアルミ熱交換器

空調用熱交換器の開発の歴史は、熱交換器内配管の細管化の開発の歴史でもあった。熱交換器内配管を細管化すると、冷媒流量に対する、管内伝熱面積が大きくなるので、一般的に管内熱伝達率は向上する（これは、冷媒流量が配管サイズの二乗に比例するに對し、伝熱面積は配管サイズの一乗に比例する為である）。管内熱伝達率が向上することにより、熱交換器全体は高性能化するので、同等熱交換能力で設計するならば、熱交換器のコンパクトが併せて可能なことになる。また、熱交換器の細管化とコンパクト化は、冷媒充填量の削減にもつながり、冷媒漏洩時の安全性や、環境負荷の削減も同時に実現できる。

このように、熱交換器の細管化には、利点が多くあるが、現状では銅管内径 3 mm 程度までの細管化が限界であった。これは主に機械拡管の技術課題があったからである。

機械拡管とは、一般的な定置用エアコン熱交換器に見られるクロスフィンチューブ熱交換器の製造過程に於いて、銅管とアルミフィンとを接合させる方法である。プレス加工で作られたアルミフィンに銅管を差し、銅管内にマンドレルと呼ばれる拡管棒を挿入することにより、銅管は押し広げられ、アルミフィンの穴部（フィンカラー部）に密着するようになる。銅管の細管化が進むと、マンドレルにかかる摩擦力が、その強度に対して大きくなり座屈してしまうので、機械拡管方式では細管化には技術的限界がある。

機械拡管を行わずに製造できる細管熱交換器として、カーエアコンに一般的な扁平多穴管熱交換器が近年着目されている。扁平多穴管は、水力直径 1 mm 程度の冷媒流路を十数個有するアルミの押出管（または引抜管）である。扁平多穴管熱交換器では、一般的に空気側の伝熱促進の為にコルゲートフィンが使用されるが、このフィンの圧力損失と排水性能、着霜除霜性能が著しく悪い為、近年まで冷暖兼用である定置用エアコン熱交換器用途には検討されてこなかった。ところが、ここ数年、通風抵抗や着霜除霜性能を改善できるフィン形状が提案されていることをきっかけに、定置用エアコンへの本格的導入への期待が高まってきており、ダイキンからは世界初の扁平多穴管熱交換器を室外機に有するパッケージエアコンも発売された。

扁平多穴管熱交換器は、フィンもチューブもアルミで出来ているため（オールアルミ熱交換器）、炉中一体ろう付けで製造が可能で、機械拡管接合よりもフィンとチューブの接合伝熱抵抗も小さく、また熱交換器廃棄時のリサイクルもアルミ一体品の為容易であることが、追加の利点として挙げられる。また近年、銅の地金価格が上昇していることを受け、リサイクルが可能で地金価格が比較的安く安定しているアルミ熱交換器への移行は、エアコン各社の製造コスト削減の為に、今後より一層進んでいくものと考えられる。

扁平多穴管では、その内部流路形状を比較的自由に設計製造することが可能であるが、一般的な扁平多穴管は、その内部面積をより有効活用する為に、一部高耐圧用途を除き、殆どが矩形流路になっている。熱交換器の伝熱性能向上や圧力損失減少の為に、近年矩形流路内冷媒の蒸発や凝縮の研究が多く行われている。

第2章 研究目的

熱交換器の圧力損失を低減させ、性能を向上させる為に、もしくは機器の冷媒充填量を低減する為に、熱交換器の細管化の研究と実用化が進められており[1,2]、その中でも扁平多穴管熱交換器が注目されていることは先述の通りである。扁平多穴管内の水力直径 1 mm 程度の冷媒流路では、冷媒の表面張力の影響が、流動の慣性力の影響よりも相対的に大きくなり、流動様式や冷媒熱伝達率に影響が出ると考えられる。

また矩形流路では、冷媒気液二相流の液部が表面張力により流路四隅に引き付けられ、その結果、ボイド率や液膜厚さの分布が変化し、従来円管の、強制対流と核沸騰による伝熱モデルだけでは、その伝熱性能を説明できないと考えられている。

2.1. 従来研究

円管内冷媒の流動沸騰伝熱の熱伝達率の測定実験や、伝熱相関式の作成の研究は、従来から広く行われている。円管内の流動沸騰伝熱現象は、冷媒の核沸騰熱伝達と強制対流熱伝達が支配的であると考えられており、伝熱相関式はその二つの影響を足し合わせた形にまとめられたものが非常に多い。この核沸騰熱伝達と強制対流熱伝達を表現した流動沸騰熱伝達率の相関式は、一般に Chen[3]タイプの相関式と言われている。

Chen[3]は、それまでの各研究者のデータを検討し、二相流流動沸騰系の熱伝達率 h は、マイクロメカニズムとマクロメカニズムの両方の影響を受け、式(2.1)の様に、両者の熱伝達率の和として表示できるとして、広範囲に適用できる実験整理式を提案している。なおマイクロメカニズムとは核沸騰熱伝達機構、マクロメカニズムとは強制対流熱伝達機構であるとしている。

$$h = h_{mic} + h_{mac} \quad (2.1)$$

h_{mac} は、強制対流による熱伝達率であり、二相流の液相部のみが配管を満たして流動した場合の Dittus–Boelter の熱伝達率の式に、二相流による熱伝達増倍係数 F を掛けた、式(2.2)で表すものとしている。

$$h_{mac} = F \cdot 0.023 \frac{\lambda_l}{d} \left(\frac{G(1-x)d}{\mu_l} \right)^{0.8} \left(\frac{c_{pl}\mu_l}{\lambda_l} \right)^{0.4} \quad (2.2)$$

但し、 F は式(2.3)で表されるもので、式内、二相流レイノルズ数 Re_p は、実験的に与えられるものとし、Fig. 2.1 の様に、Lockhart–Martinelli 係数($1/X_H$)に対して、 F を満たすように Re_p を定めるように提案している。

$$F = \left(\frac{Re_p}{Re_l} \right)^{0.8}, \quad \left(\because Re_l = \frac{G(1-x)d}{\mu_l} \right) \quad (2.3)$$

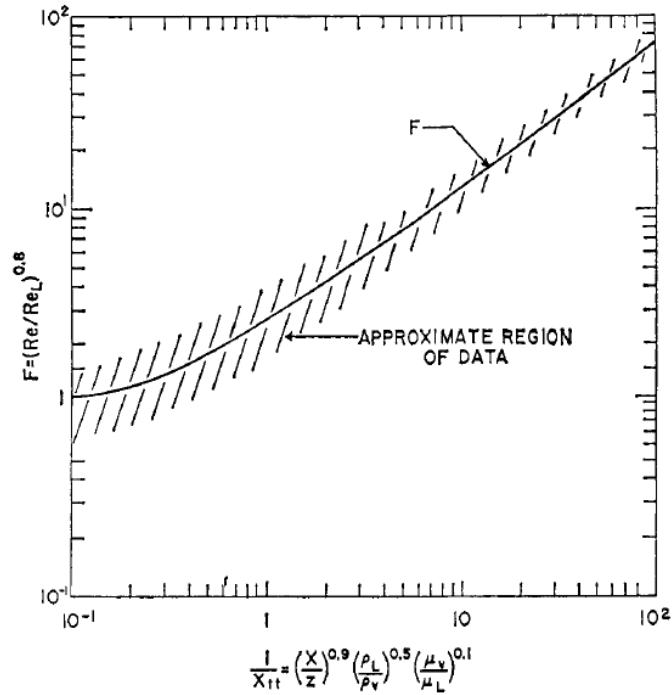


Fig. 2.1 Reynolds number factor, F [3].

また h_{mic} は、核沸騰による熱伝達率であり、Forster-Zuber のプール沸騰熱伝達率の式に、二相流による核沸騰抑制係数 S を掛けた、式(2.4)で表すものとしている。

$$h_{mic} = S \cdot 0.00122 \left(\frac{\lambda_l^{0.79} c_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} h_{ev}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right) (\Delta T_e)^{0.24} (\Delta P_e)^{0.75} \quad (2.4)$$

なお、 S は実験的に求められる 0 から 1 の間の値で、Fig. 2.2 のように、 $Re_{tp}(=Re_L F^{1.25})$ に対して定めるように Chen[3] は提案している。

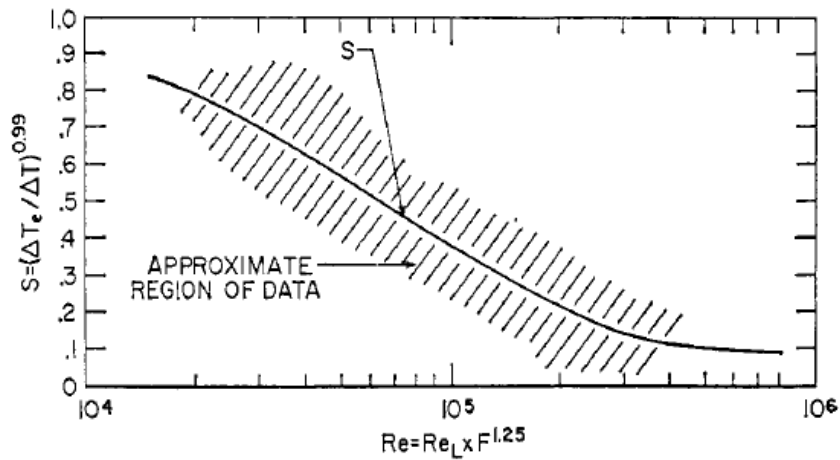


Fig. 2.2 Suppression factor, S [3].

Chen[3]の相関式は、内径 1 inch (= 25.4 mm)程度の比較的大口径管内における、水や、メタノール、ベンゼンなどの沸騰二相流の実験データによって作成されたものであるが、冷凍サイクル熱交換器用途である、管内径 10 mm 以下でのフロンの流動沸騰熱伝達相関式もこれまで多く提案されている。

斎藤ら[4]は、空調機用コンパクト熱交換器に実用的な細管の冷媒 R134a 水平円管内流動沸騰熱伝達率を測定した。細管内径は 0.51, 1.12, 3.1 mm、冷媒の質量速度は 150–450 kg/m²s、加熱熱流束は 5–39 kW/m²である。斎藤ら[4]の実験結果を Fig. 2.3 に示す。低乾き度域では、熱伝達率は熱流束の影響が大きく、伝熱は核沸騰支配であり、高乾き度域では、熱伝達率は質量速度の影響が大きく、伝熱は強制対流が支配的であると結論付けている。一方、0.51 mm 管でのみ質量速度の顕著な伝熱向上効果が見られないと報告した。

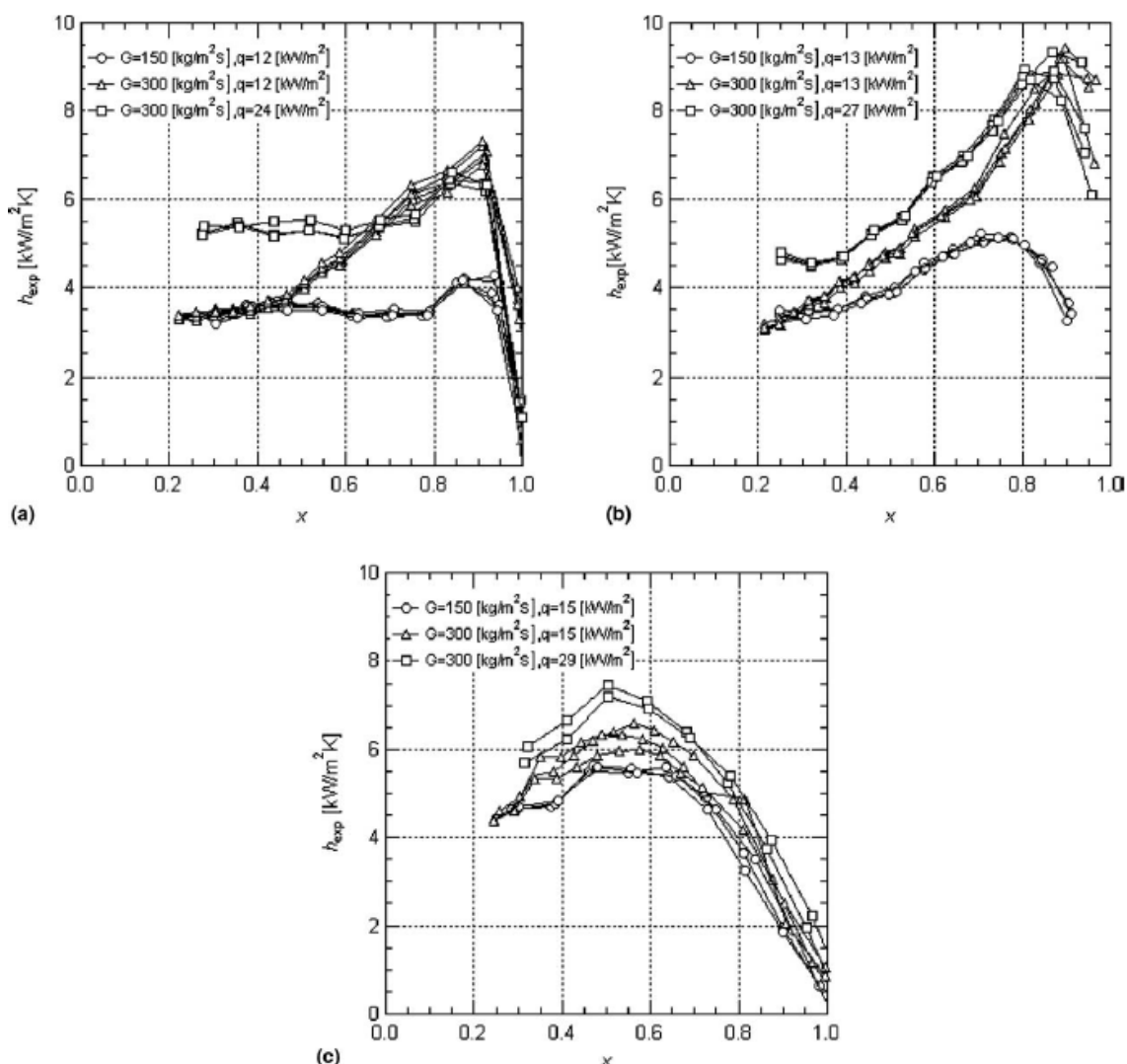


Fig. 2.3 Effect of heat flux (q) and mass flux (G) on heat transfer coefficient (h_{exp}) for three different diameter tubes: (a) 3.1-mm-ID; (b) 1.12-mm-ID; (c) 0.51-mm-ID [4].

また齋藤ら[5]は、Chen タイプの伝熱相関式を修正する形で、細管用伝熱相関式を作成した (式(2.5)~(2.9))。齋藤らは、細管化の管内流動に対する影響を表現するために、強制対流蒸発の二相増倍係数 F をウェーバー数 We_g の関数にすることで、他の実験結果ともよく一致する伝熱相関式を提案した。また、核沸騰の式はフロン系冷媒のプール沸騰実験結果に基づき作成された、Stephan-Abdelsalam[6]の式が使用されている (式(2.9))。

$$h = Fh_l + Sh_{pool} \quad (2.5)$$

$$F = 1 + \frac{(1/X_u)^{1.05}}{1 + We_g^{-0.4}}, \quad \left(\because We_g = \frac{G_g^2 d}{\sigma \rho_g} \right) \quad (2.6)$$

$$S = \frac{1}{1 + 0.4(Re_{TP} \cdot 10^{-4})^{1.4}}, \quad \left(\because Re_{TP} = \frac{G_l d}{\mu_l} F^{1.25} \right) \quad (2.7)$$

$$h_l = 0.023 \frac{\lambda_l}{d} \left(\frac{G_l d}{\mu_l} \right)^{0.8} \left(\frac{c_{pl} \mu_l}{\lambda_l} \right)^{1/3} \quad (2.8)$$

$$h_{pool} = 207 \frac{\lambda_l}{d_b} \left(\frac{q d_b}{\lambda_l T_l} \right)^{0.745} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.581} Pr_l^{0.533}, \quad \left(\because d_b = 0.51 \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right) \quad (2.9)$$

更に齋藤ら[7]は、内径 2 mm 管内における、R1234yf の水平円管内流動沸騰熱伝達率を測定し、自身が R134a のデータを基に作成した相関式[5] (式(2.5)) が、R1234yf にも適用できることを報告した。これは、R1234yf の物性値が R134a に非常に近いからでもある。なお、実験条件は、冷媒の質量速度が 100–400 kg/m²s、加熱熱流束は 6–24 kW/m² である。

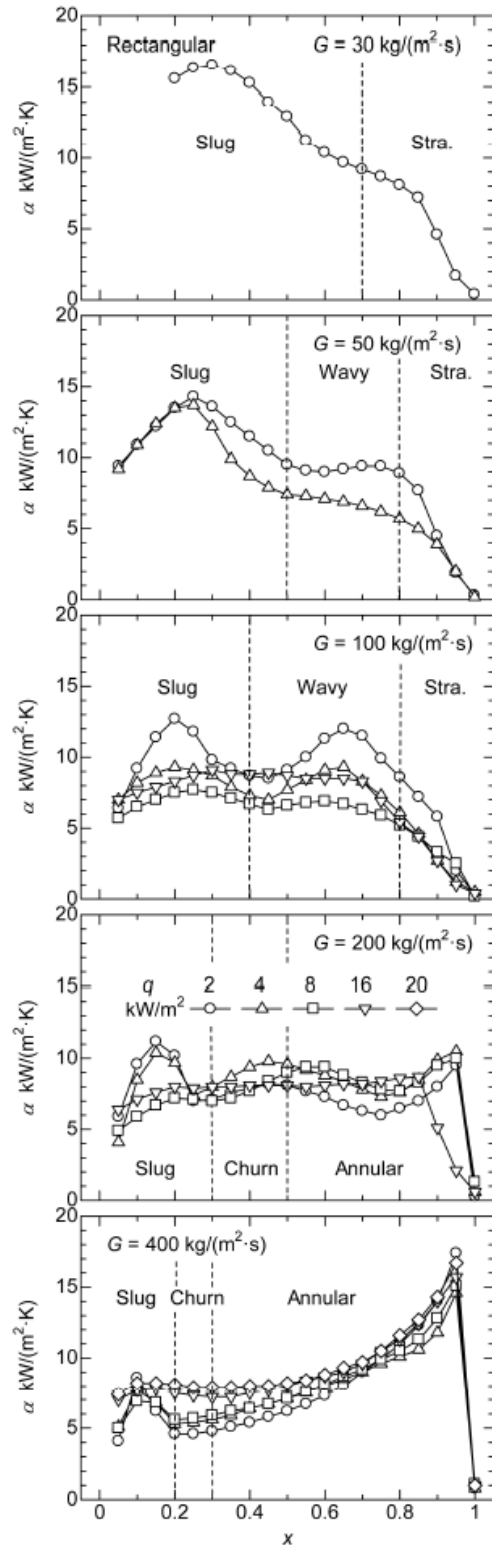
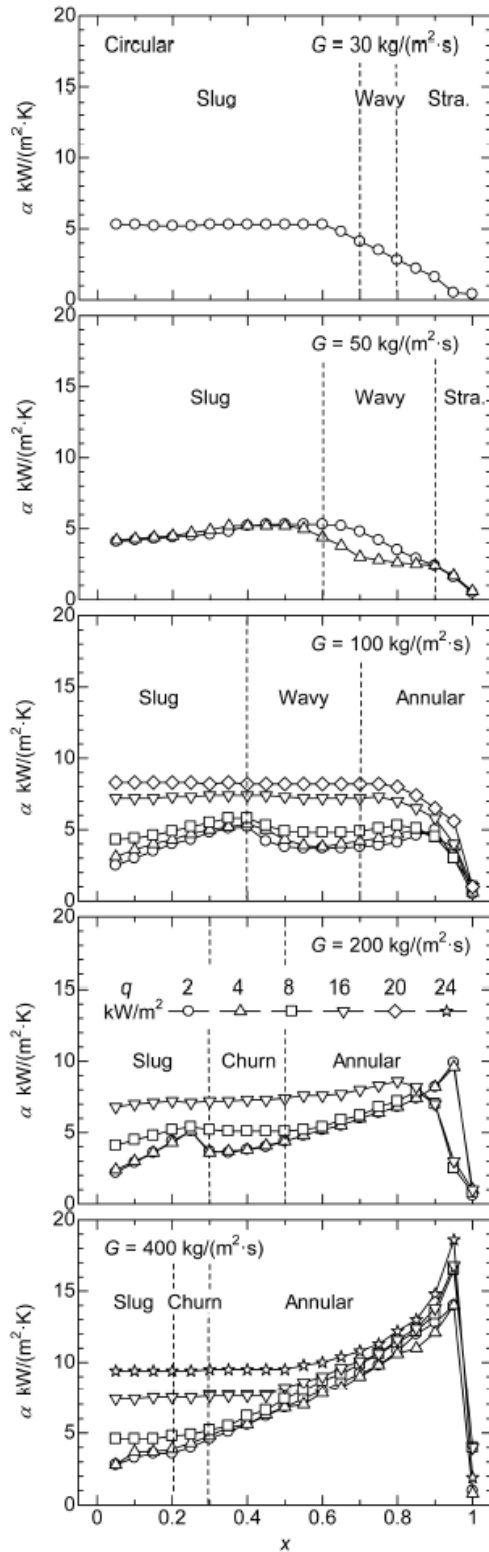
宮田ら[8]は R410A の 1 mm 円管内の流動沸騰熱伝達率測定実験と可視化実験を行い、微細円管内では気体プラグ周囲の液膜が、環状流と比べて一様になめらかで薄くなっているという可視化結果から、微細円管内での蒸発伝熱では、液膜熱伝導蒸発の熱伝達への寄与を考慮すべきであるとし、Chen タイプの伝熱相関式を三項の和に拡張する形で、新たな伝熱相関式を提案した (Table 2.1)。なお、伝熱実験の実験条件は、冷媒の質量速度が 30–200 kg/m²s、加熱熱流束は 1–16 kW/m² である。

Table 2.1 Summary of the present developed correlation [8].

| Correlation | $\alpha = \alpha_{if} + \alpha_{fc} + \alpha_{nb} = \frac{\lambda_L \beta}{\delta_e} + F \alpha_L + SC^n \Delta T_{sat}^{n-1}$ | (24) |
|---|--|------|
| Thin liquid film evaporation heat transfer | | |
| for vertically upward and horizontal flow (applicable to water, CO ₂ and Freon) | $\delta_e = 1.14 D \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.25} Ca^{0.41}$ | (23) |
| for vertically downward flow (applicable to Freon) | $\delta_e = 2.7 D Ca^{0.82}$ | (15) |
| | $Ca = \frac{\mu_L j_T}{\sigma}$ | (12) |
| | $j_T = G \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L} \right)$ | (13) |
| | $\beta = \frac{x}{x + \rho_G / \rho_L (1-x)}$ | (11) |
| Forced convection heat transfer | | |
| | $F = 1 + \left(\frac{1}{\chi_{ff}} \right)^{1.1}$ | (8) |
| | $\chi_{ff} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.1}$ | (7) |
| | $\alpha_L = 0.023 \frac{\lambda_L}{D} \left\{ \frac{G(1-x)D}{\mu_L} \right\}^{0.8} Pr_L^{0.4}$ | (6) |
| Nucleate boiling heat transfer | | |
| | $S = 1 / \left[1 + 10^{-5} \times \left\{ \left(\frac{G(1-x)D}{\mu_L} \right) \times F^{1.25} \right\}^{1.2} \right]$ | (22) |
| for Freon and CO ₂ | $C = C_f \times 207 \frac{\lambda_L}{D_b} \left(\frac{D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right)^{0.745} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.581} Pr^{0.333}$ | (19) |
| | $D_b = 0.51 \left\{ \frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right\}^{0.5}$ | (17) |
| | $n = \frac{1}{0.255}$ | (25) |
| | $C_f = 1.8$ for R410A $= 1$ for other refrigerants | (26) |
| for water | $C = 0.246 \times 10^7 \frac{\lambda_L}{D_b} \left(\frac{D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right)^{0.673} \left(\frac{c_{pL} T_{sat} D_b^2}{a_L^2} \right)^{1.26}$ $\times \left(\frac{D_b^2 h_{fg}}{a_L^2} \right)^{-1.58} \left(\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \right)^{5.22}$ | (27) |
| | $D_b = 0.66 \left\{ \frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right\}^{0.5}$ | (28) |
| | $n = \frac{1}{0.327}$ | (29) |

以上の様に、内径 1 mm 管程度の微細円管内流動沸騰熱伝達に関する研究は以前から多く取り組まれているが、矩形流路、三角流路等の非円形流路での、流動様式や伝熱や研究も増加してきている。これは近年、空調熱交換器用伝熱管として着目されている、扁平多穴管は、アルミニウムの押出により製造される為、耐圧さえ満たせば、内部流路形状寸法を比較的自由に設計できることによる。例えば、扁平多穴管内支柱（リブ）を増やせば、冷媒流量に対し、管内伝熱面積が増加するので、伝熱が向上することや、扁平管内各流路を円形ではなく、四角形や、三角形とすることにより、気液界面張力による流路隅部への液の集積が流路辺中央部に薄い液膜を生成させ、伝熱を向上させると一般に知られている。しかし、矩形流路における熱伝達率向上を説明する適切な伝熱モデルや、広く適用できる伝熱相関式は未だ提案されていない。

榎木ら[9-11]は、R410A の水力直径 1 mm 程度の円形、正方形、三角形の三種類の流路における、流動可視化実験と熱伝達率測定実験を行った。実験条件は、冷媒の質量速度が 30-400 kg/m²s、加熱熱流束は 2-24 kW/m² である。榎木らの実験結果[10]の一部を Fig.2.4 に示す。



(a) in the circular channel

(b) in the rectangular channel

Fig. 2.4 Heat transfer coefficient vs. quality [10].

Fig. 2.4 は、質量速度 G が $100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 未満では、円流路よりも矩形流路の方が熱伝達率が高くなることを示している。またその傾向は、低流量、低乾き度の程顕著であり、矩形流路における熱伝達率は低熱流束の方が熱伝達率が高くなる場合もあることを示している。榎木ら[10]は、これらは矩形流路特有の伝熱様式であり、表面張力により流路隅部への液の集積が起こり、流路辺中央部に薄い液膜を生成させ、このごく薄い液膜の蒸発熱伝達が伝熱を向上させていると結論付けた。またこの液膜蒸発熱伝達による伝熱向上は、核沸騰による伝熱向上よりも遥かに大きいことを示した (Fig. 2.5)。

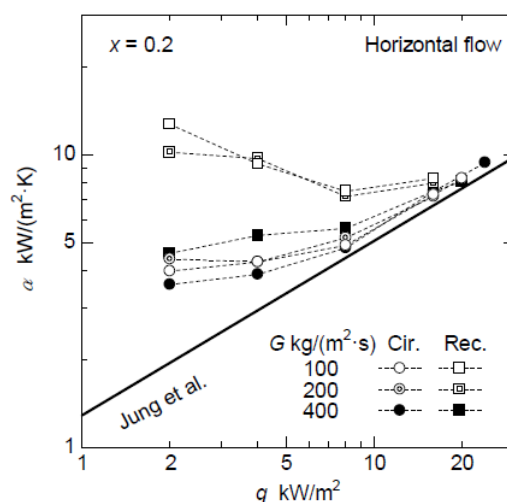


Fig. 2.5 Comparison of heat transfer coefficient vs. heat flux with circular and rectangular tubes [10].

地下ら[12]は、R1234ze(E)を使用して、矩形流路を有する 17 穴の扁平多穴管内流動沸騰熱伝達率測定実験を行い、榎木ら同様に、低流量低乾き度域における、核沸騰だけでは説明のできない高い熱伝達率を報告した。実験条件は、扁平多穴管の水力直径が 0.85 mm 、冷媒の質量速度が $100\text{--}400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、加熱熱流束は $10\text{--}20 \text{ kW/m}^2$ である。

Mortada ら[13]は、R134a と R1234yf を用いて、矩形流路 6 本の並行流路内流動沸騰熱伝達率測定実験を行い、測定データと従来の相関式との比較を行い、新たな伝熱相関式 (式 (2.10)) の提案も行った。但し、式内 $a\text{--}d$ は定数であり、ある範囲の G と (Gd_e/μ_l) 毎に表にて与えられている。

$$Nu = a \left\{ \left(\frac{q}{h_{ev}G} \right)^2 \left(\frac{G^2 d_e}{\rho_l \sigma} \right) \right\}^b \left\{ \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.7} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \right\}^c \left(\frac{Gd_e}{\mu_l} \right)^d \quad (2.10)$$

Mortada ら[13]の実験条件は、流路の水力直径が 1.1 mm 、冷媒の質量速度が $20\text{--}100 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、加熱熱流束は $2\text{--}15 \text{ kW/m}^2$ と、他の研究よりも、低流量かつ低熱流束である。そして、実験範囲において熱伝達率は熱流束には殆ど依らず、質量速度と乾き度に大きく依

存すると報告した。また、他者の伝熱相関式では、質量速度が小さいときの熱伝達率を低く見積もってしまい、使用できないと報告した。

Yenら[14]は、厚さ 100 nm の半透過性 ITO/Ag 膜をスパッタリングした、水力直径 214 μm の正方形パイレックス管と、内径 210 μm のパイレックス円管を用いて、R123 の流動沸騰の可視化を行った。実験条件は、質量速度が 400, 800 $\text{kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束が 20–80 kW/m^2 である。そして、低乾き度域では核沸騰伝熱が支配的であり、可視化結果から正方形流路では流路の角が有効沸騰キャビティとして機能する為、円流路よりも高熱伝達率となると述べた。その一方で、空調用途を考えた際、本実験条件は、水力直径が小さすぎて、熱流束もかなり大きい為、他の研究との比較の際にはその点を考慮する必要がある。

他にも、水力直径 100 μm 前後のマイクロチャネル内二相流熱伝達の研究や、水力直径 1 mm 程度の蒸発熱伝達実験で、熱流束が 20 kW/m^2 以上の研究なども、広く行われているが、現状の空調機用熱交換器伝熱管として需要のある、水力直径 1 mm 前後、熱流束 10 kW/m^2 以内、質量速度 100 $\text{kg/m}^2\text{s}$ 以内の研究による知見やデータの蓄積は未だ十分とは言えない。

また、Kandlikar–Grande[15]は、水力直径 d_e が 3 mm 以上を従来流路、200 μm から 3 mm をミニチャネル、200 μm 以下をマイクロチャネルと分類した。一般に流動様式を考えた時、従来流路では慣性力や重力が支配的となり、マイクロチャネルでは表面張力が支配的になることに対して、ミニチャネルでは、流量や寸法や流体物性によって、それぞれの力が影響を及ぼし合うので、流動や伝熱現象はより複雑で、ミニチャネル域における統一的な伝熱機構の解明や、汎用的な伝熱相関式の作成には未だ至っていない。

2.2. 研究目的

上記をふまえ、研究目的を以下の様に設定した。

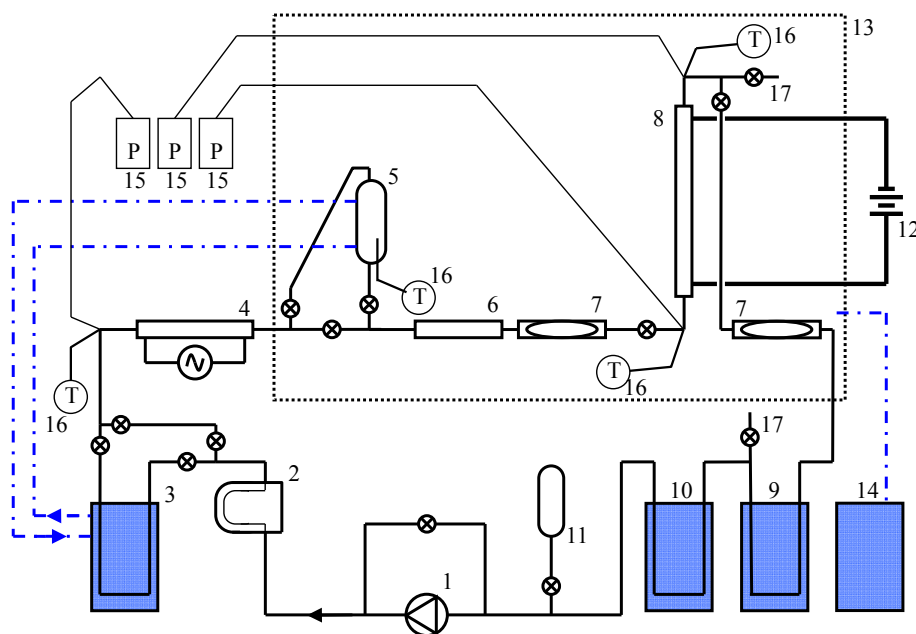
- ①水力直径 1 mm 程度の矩形細管内流動沸騰熱伝達率を、熱交換器の将来のマルチフロー化、低圧損化を見越した低流量・低熱流束域にて測定すること。
- ②矩形細管内流動沸騰現象を高速度カメラで可視化し、流動沸騰様相と熱伝達率を関連付けて考察すること。
- ③測定された熱伝達率と、可視化映像を元に、矩形細管内流動沸騰伝熱機構を解明し、適切な伝熱モデルを作成すること。

第3章 可視化実験

高速度カメラによる、矩形流路の可視化実験を行った。矩形流路内の熱伝達率は、その流動様式や伝熱様式に強く影響されていると考えられる。その一方で、1 mm 程度の矩形流路を、空調熱交換器に適当な比較的低流量・低熱流束条件にて可視化した研究は殆ど無い。本研究では、矩形流路と半円形流路の可視化映像を比較・考察し、矩形流路内伝熱機構を明らかにしていく。

3.1. 実験装置と冷媒回路

実験に用いた冷媒回路の概略を Fig. 3.1 に示す。冷媒回路は、R1234yf のポンプサイクルである。冷媒はギアポンプ①で循環され、コリオリ式流量計②を通り、恒温槽③、プレヒータ④にて可視化部入口状態を調節される。可視化部入口冷媒状態を安定かつ均一にする為に、耐圧硝子製レシーバー⑤とスタティックミキサー⑥を設置した。レシーバー⑤は恒温槽③からの循環水により温調されている。可視化部入出口の冷媒流動は内径 2 mm のサイトグラス⑦にて観察される。可視化部⑧にて蒸発した冷媒は、凝縮槽⑨、過冷却槽⑩を通りギアポンプに戻る。系の冷媒充填量を調節する為に、150 ml のボンベ⑪を用いた。



1. Gear pump
2. Coriolis flowmeter
3. Constant temperature bath
4. Preheater
5. Receiver
6. Static mixer
7. Sight glass
8. Visualized section
9. Condenser
10. Subcooler
11. Storage tank
12. DC power supply
13. Constant temperature air duct
14. Air temperature controller
15. Pressure transducer
16. Thermocouple
17. Charge port

Fig. 3.1 Schematic diagram of experimental apparatus.

3.2. 可視化方法

Fig. 3.2 に可視化ブロックの図を示す。可視化ブロックは銅ブロックに、伝熱実験に使用する扁平多穴管の流路形状と同じ溝形状を切削して作られた。銅ブロックの流路溝は、耐圧パイレックスガラスにて蓋をされ、HNBR 製の O リングで気密がなされる。銅ブロック裏面には、ラバーヒーターが接着され、冷媒流路内の熱流束を調節できる。可視化ブロックは垂直に配置され、垂直上昇流を可視化観察した。Fig. 3.3 に可視化ブロックの流路断面図を示す。流路形状は第 5 章に述べる扁平多穴管内流動沸騰熱伝達率測定実験に用いた、扁平管内流路形状と同寸法であり (See also Fig. 4.4)、 0.9 mm 角の矩形流路のものと、深さと幅が 0.9 mm で奥面が半円形流路のもの二種類である。流路数は双方とも 16 である。

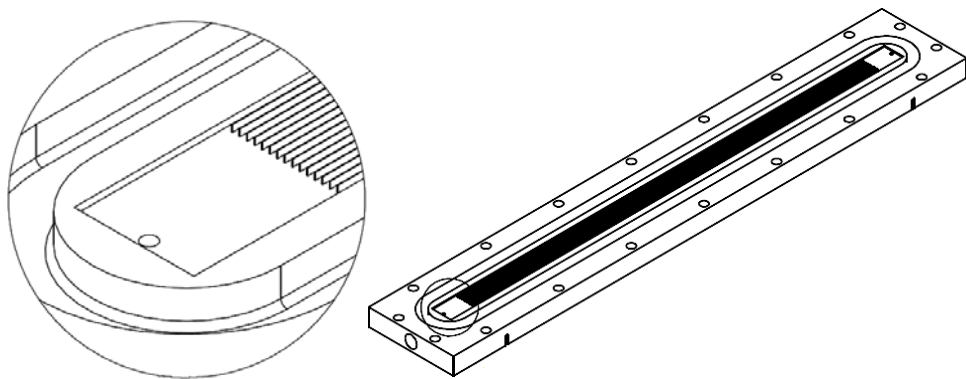
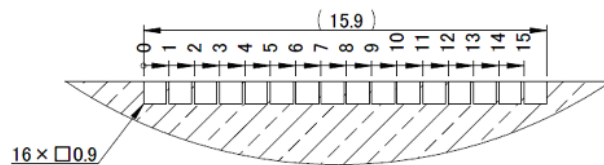
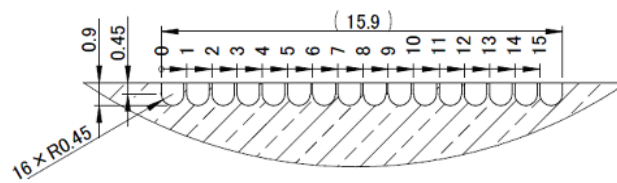


Fig. 3.2 Visualization copper block ($424\text{mm} \times 70\text{mm} \times 14\text{mm}$).



(a) Rectangular minichannels.



(b) Semicircular minichannels.

Fig. 3.3 Cross sectional view of the visualized channels.

高速度カメラは、Photron 製の FASTCAM SA4 を使用し、レンズは Nikon 製の等倍レンズ (Ai AF Micro Nikkor ED 200mm F4D) に Kenko 製 2 倍のテレコンバーターを取り付けたものや、Leica の拡大レンズ (Z16 APO) を使用した。照明には 250 W のメタルハライド光源を用い、専用の光ファイバーガイドとレンズを用いて冷媒流路に照射した。

Table 3.1 に、本論文に掲載した写真の、撮影条件を示す。半円形流路では沸騰気泡径が小さく、沸騰周期が短いので、視野を減少し、高速度撮影を行った。

Table 3.1 Photographing conditions.

| | Rectangular channels | Semicircular channels |
|-------------------------|-----------------------|-----------------------|
| High speed camera | Photron FASTCAM SA4 | |
| Lens | Micro Nikkor ED 200mm | Leica Z16 APO |
| Shutter speed [s] | 1/12000 | 1/36000 |
| Number of frames | 120 | 300 |
| Number of pixels | 512×512 | 512×208 |
| Visualized area (W × H) | 5 mm × 5 mm | 5 mm × 2 mm |

3.3. 実験条件

Table 3.2 に実験条件を示す。冷媒流量や熱流束の実験条件は熱伝達実験でも全く同じとし、可視化写真と実験データを容易に比較できるようにした。可視化冷媒は R1234yf であり、その蒸発温度は 15.0°C である。

Table 3.2 Experimental conditions.

| Heat flux [kW/m ²] | Mass flux [kg/m ² s] | |
|-----------------------------------|---------------------------------|----|
| | 120 | 60 |
| 16 | ○ | |
| 8 | ○ | ○ |
| 4 | | ○ |

可視化ブロックの有効加熱長は 334 mm である。また有効加熱面は、冷媒流路のガラス蓋面を除く 3 面のみとし、可視化ブロックに供給するヒーター熱量も、3 面加熱での熱流束の元に決定した。

可視化ブロック入口冷媒乾き度は、Fig. 3.1 内プレヒータにて調節可能であるが、液単相流入や低乾き度流入では、可視化流路内での脈動が激しく定常的な観察ができないので実験を避け、全ての可視化実験は入口乾き度 0.2 以上にて行った。

一例として、Fig. 3.4 に矩形 16 流路、冷媒質量速度 60 kg/m²s、熱流束 8 kW/m² における、流路入口乾き度 0.18 と 0.26 での、流路入口部での二相分配様相を示す。入口乾き度 0.18 では、冷媒各流路に気泡が流入するか、液部が流入するかにより、流路内での時間的流量変動（脈動）や、流路相互間での流量不均一分配が発生している。入口乾き度を上昇させると、二相流は増速し、気液二相の混合も進む為、入口乾き度 0.26 の実験では、時間的空間的に比較的一様な流動が実現されている。

特に、脈動現象を防止する為には、各流路への冷媒流入を環状流にすることが重要であ

る。プラグ流、スラグ流での冷媒流入では、液スラグと蒸気プラグが交互に通過するので、流路内壁面温度や流動運動量が大きく変動し、安定的な流動は得られにくい。この入口流動が環状流になる下限冷媒乾き度はおおむね 0.2 であったので、可視化実験と、後述の熱伝達率測定実験では、全て冷媒入口乾き度を 0.2 以上とした。

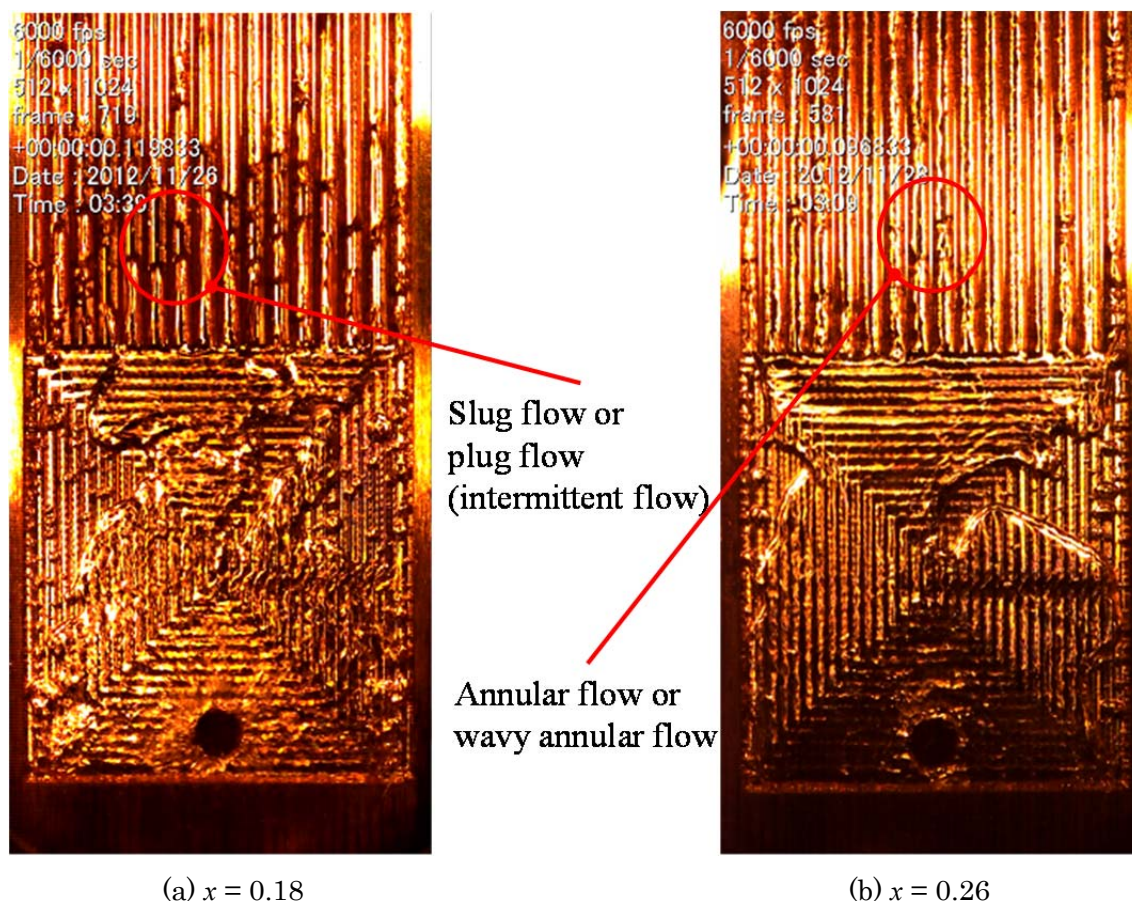


Fig. 3.4 Two phase distribution to each minichannel ($G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 8 \text{ kW/m}^2$).

3.4. 可視化実験結果

3.4.1. 流動様式

Fig. 3.5 に、質量速度 $120 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束 16 kW/m^2 の矩形流路内可視化写真を示す。冷媒乾き度はそれぞれ、0.39、0.48、0.56 である。Fig. 3.3 にも示した通り、流路の幅と深さは 0.9 mm 、流路間のリブの厚さは 0.1 mm である。この可視化写真は 16 流路のうち中央の 5 流路を撮影したもののうち、紙面の都合上 2 流路分のみを切り出して掲載したものである。この可視化写真から、液冷媒が流路四隅に集積し、薄い液膜が流路平面部に出現していることがわかる。このような表面張力の影響の強い、蒸気コア部の貫通した、液膜分布のある、ある種の環状流は、矩形流路特有の流動様式である。

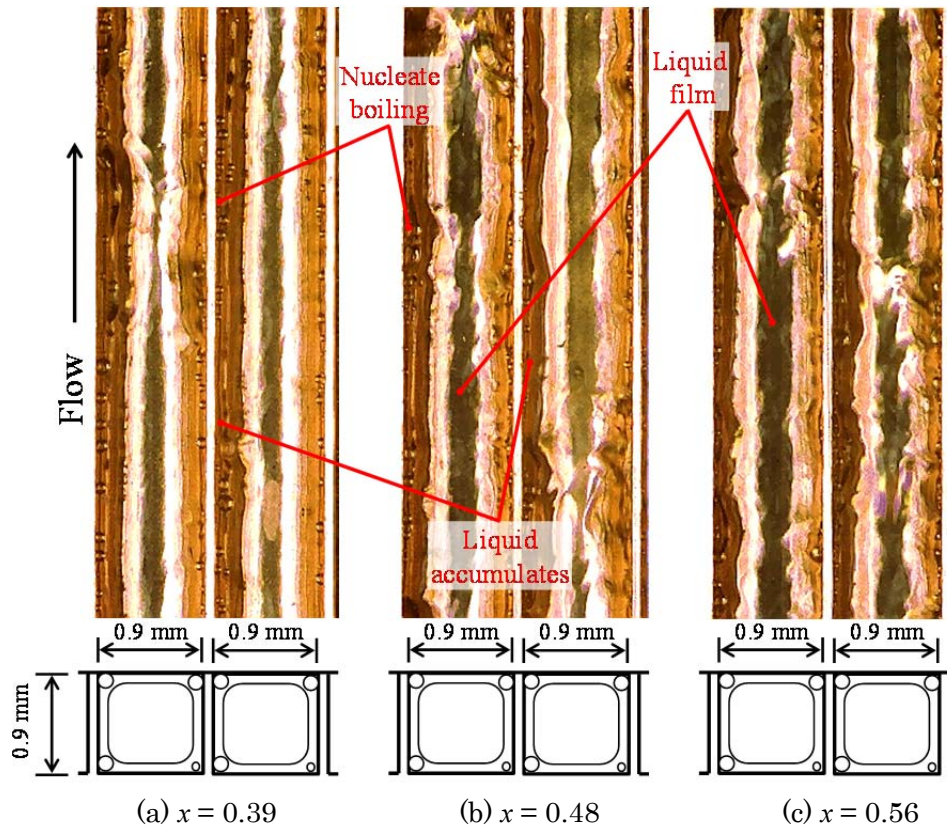


Fig. 3.5 Characteristics of flow boiling in rectangular minichannels
(mass flux: $G = 120 \text{ kg/m}^2\text{s}$, heat flux: $q = 16 \text{ kW/m}^2$).

3.4.2. 核沸騰

核沸騰は、液冷媒のたまっている流路四隅にて観察される。これは Yen ら[14]が報告したように、四隅が核沸騰の有効キャビティとして働いているからだと考える。流路正面からの可視化観察の為、四隅のうち手前側二か所の沸騰気泡は観察されやすいが、奥の隅二か所の気泡も撮影されている。奥の隅に集積した液の気液界面が曲率を持っているため、奥の二か所の気泡は屈折し、Fig. 3.5 上 0.1 mm 程度流路内側に観察される(Fig. 3.6)。なお、手前側二か所の沸騰気泡の数が多い理由は、手前側の隅はガラスで蓋をしている関係上、その間に微小な隙間も多く、沸騰キャビティとして機能してしまっているからである。その一方で、奥側の隅にも沸騰気泡は充分観察されており、四隅で核沸騰が起こる流動伝熱様式は、本装置特有の現象ではなく、一般的なものであると言える。

四隅に溜まった液冷媒が、乾き度の上昇に伴い、減少していることも観察される。これは、四隅での平均沸騰気泡径が小さくなっていることからわかる。四隅での核沸騰気泡は液溜まりの深さ以上には成長できず、液膜の深さに等しくなると、気泡内部の蒸気を、環状流蒸気コア部に放出する形で消滅する。

四隅における核沸騰気泡最大径は、Fig. 3.5 よりおよそ 0.1 mm 程度であるが、プール沸

騰の沸騰気泡離脱径 d_b を与える Fritz の式 (式(3.1)) と比較してみる。式内、 θ は気泡離脱時の気泡と加熱面との接触角を示しており、Stephan-Abdelsalam[6] はフロン系冷媒に対して $\theta = 35^\circ$ を提案している。なお Stephan-Abdelsalam[6] の核沸騰熱伝達率の式は、斎藤ら[5] の管内二相流流動沸騰伝熱相関式にも含まれている。 d_b の値を R1234yf の 15.0°C における物性値を用いて計算すると $d_b = 0.598 \text{ mm}$ である。

このことから、流路寸法 1 mm 以下の二相流流動沸騰現象においては、核沸騰は理想的なプール沸騰とは大きく異なり、一般的に核沸騰伝熱が支配的であると考えられている低流量域であったとしても、核沸騰伝熱はその薄い液膜厚みによって抑制を受けている可能性が高いと言える。

$$d_b = 0.0146\theta \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (3.1)$$

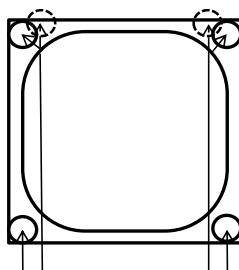


Fig. 3.6 Refraction of the bubble at the backward corners.

3.4.3. 液膜蒸発

Fig. 3.7 に、 $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 8 \text{ kW/m}^2$, $x = 0.36$ の可視化映像写真を、 0.005 秒おきに掲載する。この写真から、流路平面部での液膜は、ドライパッチを拡大させながら蒸発をしていくが、ある確率で液スラグが通過するとドライパッチが消え、また薄い液膜が生成され引き続き液膜蒸発が続いていくような、蒸発様相が観察された。

Fig. 3.8 に、 $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 4 \text{ kW/m}^2$, $x = 0.49$ の可視化映像写真を、 0.0025 秒おきに掲載する。こちらの方が、Fig. 3.7 より低熱流束なので、ごく薄い液膜がうっすらと消えながら蒸発が進行していく様子が分かる (Fig. 3.8, 各右側の流路)。このように矩形流路では、四隅での核沸騰と、平面部での液膜蒸発が主要な伝熱機構であると考えられる。

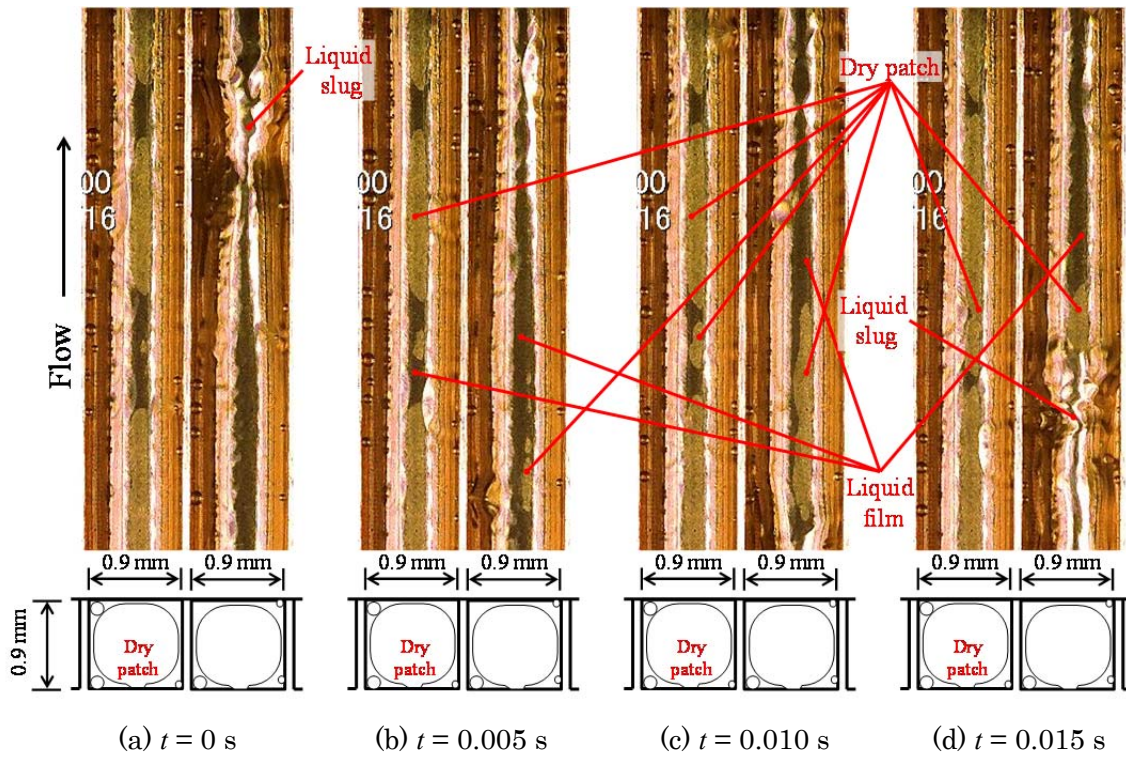


Fig. 3.7 Characteristics of liquid film evaporation in rectangular minichannels

$G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 8 \text{ kW/m}^2$, $x = 0.36$.

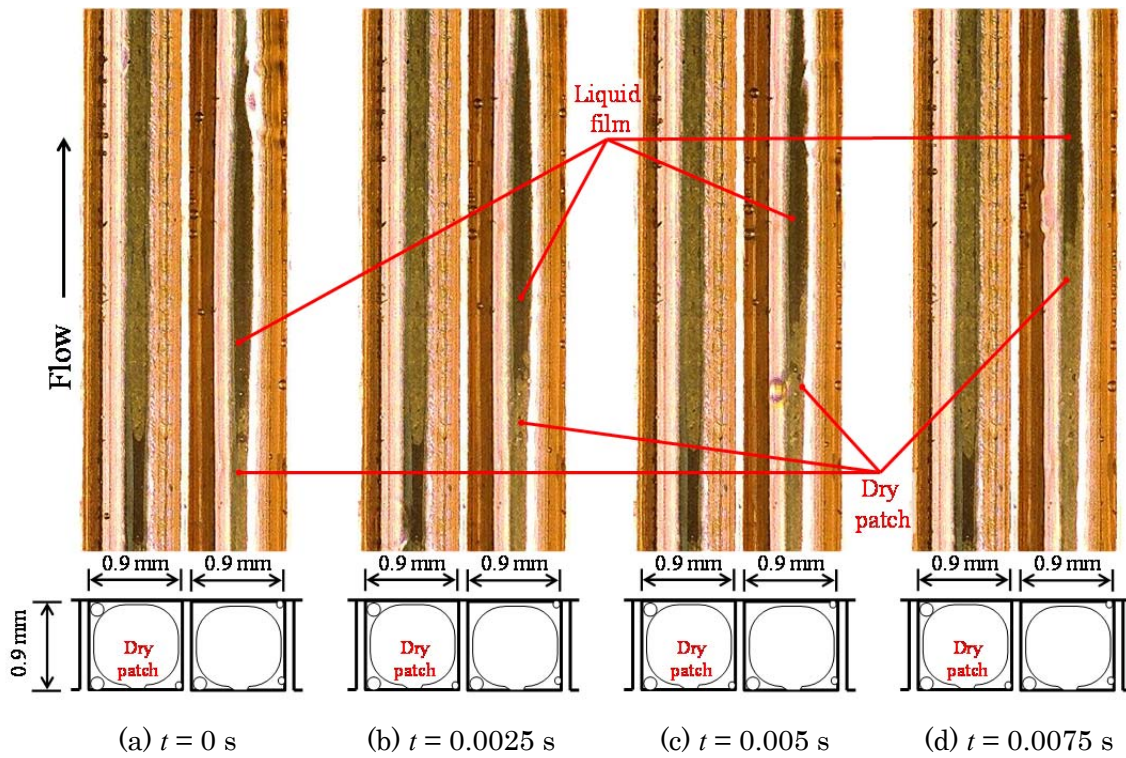


Fig. 3.8 Characteristics of liquid film evaporation in rectangular minichannels

$G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 4 \text{ kW/m}^2$, $x = 0.49$.

3.4.4. 質量速度と熱流束の影響

Fig. 3.9 に、質量速度と熱流束が異なる場合の、可視化写真を示す。どの写真も冷媒乾き度は殆ど同じで $x = 0.5$ 程度である。Fig. 3.9 (a)と(b)を比較すると、同じ質量速度 $120 \text{ kg/m}^2\text{s}$ では、熱流束の大きい方が流路四隅での核沸騰が盛んなことが分かる。Fig. 3.9 (c)と(d)を比較すると、同じ質量速度 $60 \text{ kg/m}^2\text{s}$ でも同様に高熱流束の方が四隅での核沸騰が盛んであると分かる。また Fig. 3.9 (b)と(c)を比較することで、同じ熱流束 8 kW/m^2 における流量の影響を考察できる。低流量 ($G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$) の方が核沸騰が盛んであるが、これは高流量になると、液膜の対流の影響で核沸騰が抑制されているからであると考えられる。

次に、Fig. 3.9 の(a)(b)と(c)(d)を比較し、質量速度の影響を考えると、低流量の $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の実験の方が気液界面の波立ちも小さく、薄い液膜が比較的安定的に存在していることが分かる。これは、低流量の方が表面張力の流動に対する影響が、冷媒流動の慣性力よりも小さくなり、より薄く安定的な液膜が生成されるからであると考えられる。

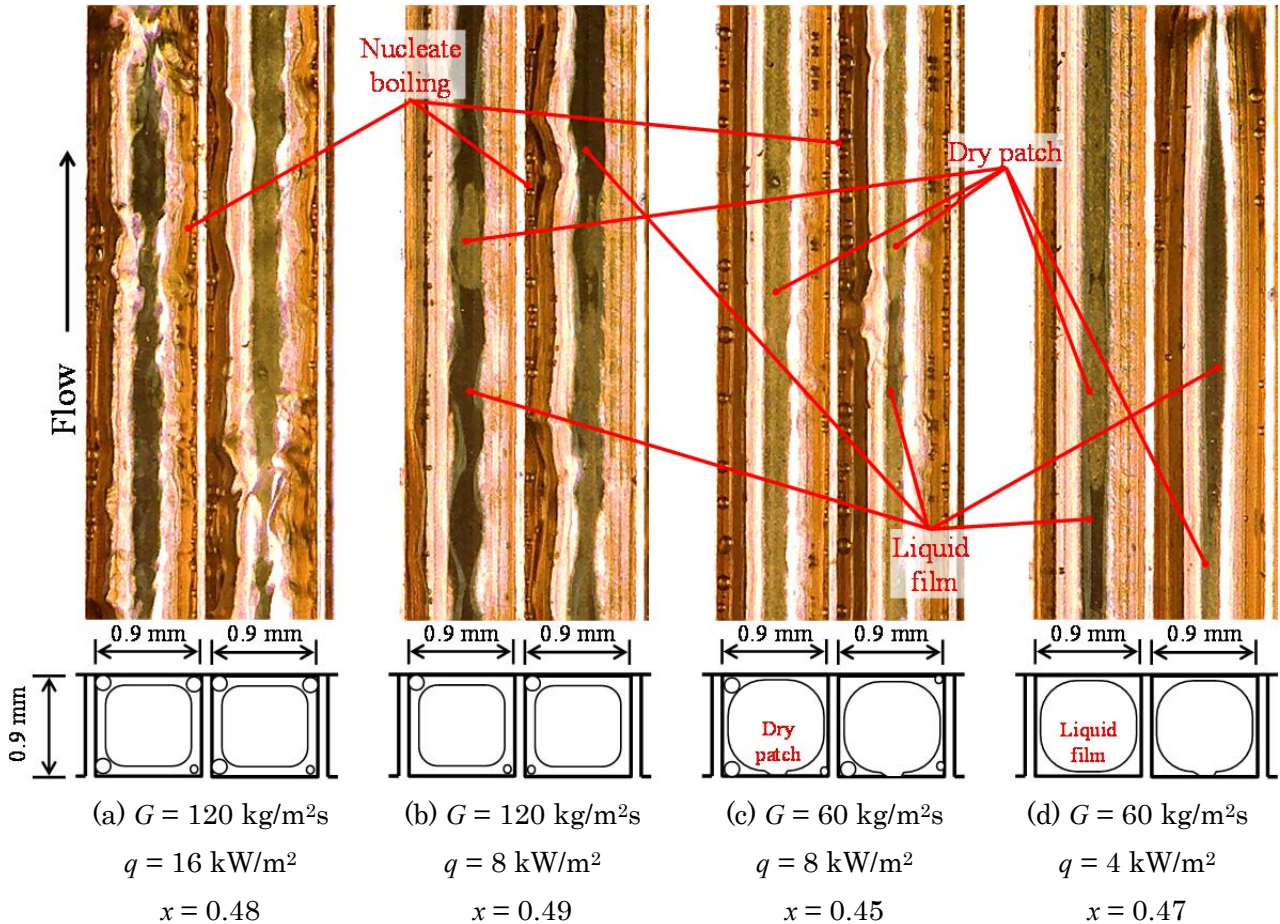


Fig. 3.9 Effect of mass flux and heat flux on flow boiling in rectangular minichannels.

3.4.5. 断面形状の影響：矩形流路と円形流路

Fig. 3.10 に、質量速度と熱流束が異なる場合の、半円形流路の可視化写真を示す。どの

写真も冷媒乾き度は殆ど同じで $x = 0.5$ 程度である。どの実験条件においても、半円形流路の半円部では、環状流の流動様式が観察され、液膜は管内壁にほぼ一様に分布していることが観察された。気泡径が小さく、沸騰周期の細かい核沸騰が、環状流液膜内全体に観察された。半円形流路では比較的核沸騰が盛んであるが、矩形流路のような非常に薄い液膜は観察されなかった。また、矩形流路の平面部のようなドライパッチは全く出現しなかった。半円部での液膜厚さは、矩形流路での液膜よりもだいぶ分厚く、波立ちが多く見られた。

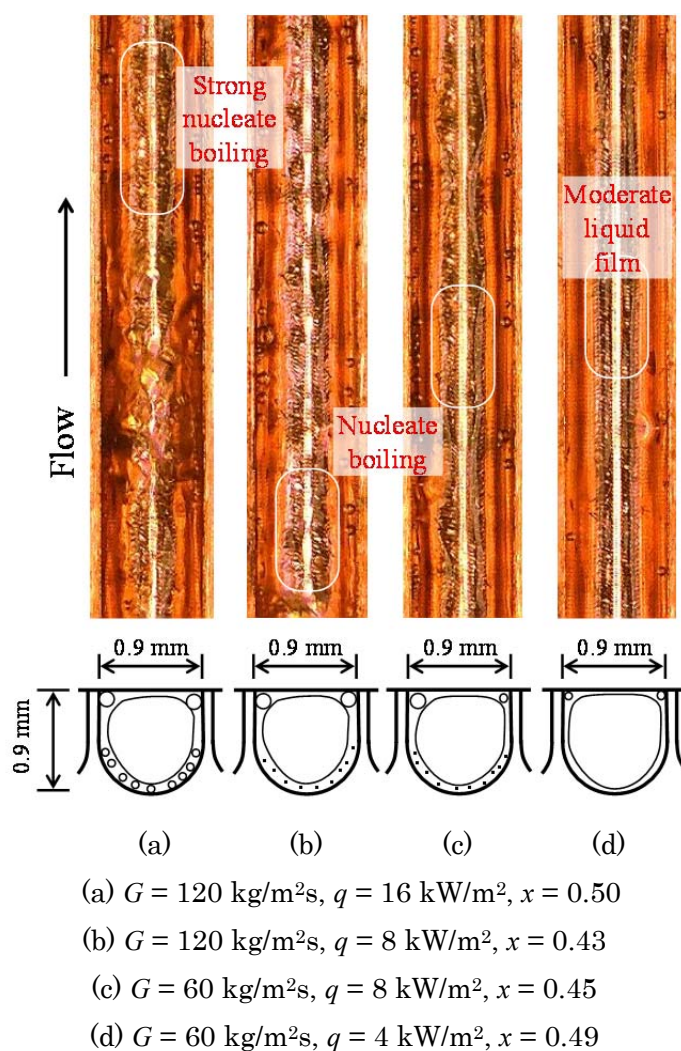


Fig. 3.10 Flow boiling heat transfer in circular minichannels with different mass flux and heat flux.

3.5. 結論

以上の可視化結果から、1 mm 程度のサイズの矩形細管流路内での、本実験のような、低流量・低熱流束域では、核沸騰と液膜蒸発が主要な伝熱機構であり、特に低流量時 ($G = 60$

kg/m²s) には従来の伝熱管のような強制対流による伝熱効果は殆ど無いと考えられる。また矩形流路では、表面張力により薄い液膜が生成されるので、核沸騰よりも液膜蒸発の伝熱が主要な伝熱機構であり、この液膜蒸発が、円形流路よりも高い熱伝達率を実現していると考えられる。

半円形流路では、液膜は半円部に一様に分布しており、流動様式は環状流であった。液膜は矩形流路の液膜と比較するとかなる分厚く、波立ちも多くみられ、対流の伝熱効果が考えられる。矩形流路の液膜より分厚い、半円流路の液膜内では、細かな核沸騰気泡が発生しており、半円形流路では、従来報告通り、強制対流と核沸騰の伝熱効果が主要な伝熱要因であると考えられる。

半円流路では全くドライパッチが観察されなかったが、それでも矩形流路の方が高熱伝達率な理由は、矩形流路ではドライアウトが発生することのデメリットよりも、表面張力により生成される薄い液膜の高伝熱性能が勝るからであると考えられる。このように不均一でかつ非定常な流動伝熱様式の方が、伝熱性能がよいという事実は、従来の研究では報告されておらず、矩形細管流路特有のものであると考えられる。

第4章 伝熱実験

本実験では、水力直径 0.90 mm の矩形流路と円形流路の二種類のアルミニウム (A1050) 製扁平多穴管内の冷媒垂直流蒸発熱伝達率と圧力損失を調べた。使用冷媒は R1234yf とし、その流量は将来の定置用エアコン熱交換器のマルチフロー化を見据えて、従来のカーエアコン用扁平管実験のそれと比較して低質量速度域とした。扁平管の加熱は直流電源に依る通電加熱とし、冷媒熱伝達率を熱流束と質量速度に関して整理・比較した。

4.1. 実験装置

実験装置のうち、冷媒回路は、可視化実験に使用したものと同じであり、流用した。詳細は第3章、及び Fig. 3.1 を参照されたい。可視化実験で、可視化銅ブロックを接続していた箇所に、供試扁平多穴管を設置した。供試扁平管で構成されたテストセクションを Fig. 4.1 に示す。

供試扁平管にはフランジと電極（何れも A1050 製）がろう付けされており、フランジ面はテフロンパッキンにより、他の冷媒回路から電氣的に絶縁されている。電極表面には電線との電気抵抗 (= 余分な発熱) を小さくする為に無電解 Ni めっきが施されている (Fig. 4.2)。電極は電線によって直流電源と接続され、扁平管は通電加熱される。扁平管は断熱され、その外側を管内冷媒と同じ温度である 15.0°C に設定した恒温風洞で囲み、扁平管に巻いた断熱材を通した熱の出入りを最小限にした。

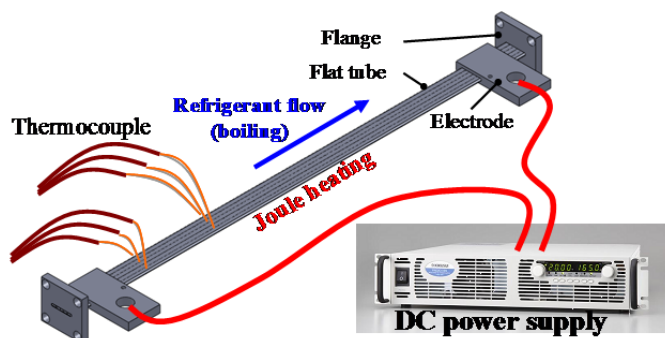


Fig. 4.1 Schematic diagram of extruded tube ($L = 362$ mm).



Fig. 4.2 Flange, electrode and flat extruded tube.

4.2. 測定機器と精度

扁平管出入口、及びプレヒータ入口の冷媒圧力と温度は、Paroscientific 社製水晶振動式圧力電送器 (Model 1000-500) とチノー製 T 型シース熱電対により計測され、データロガーに記録される。供試扁平管には Fig. 4.3 の通り $\phi 0.1\text{mm}$ T 型熱電対を等間隔に 35 箇所貼り付け、扁平管表面の温度分布を測定した。圧力電送器の計測精度は $\pm 0.35\text{ kPa}$ 以内、コリオリ流量計 (オーバル製、CA010) の校正精度は $\pm 7.0\text{ g/hour}$ 以内、熱電対の校正精度は $\pm 0.1\text{ }^\circ\text{C}$ 以内である。熱電対の校正は、5、10、15、20、25 $^\circ\text{C}$ の温度にて、チノー製実用標準白金測温抵抗体 (CAB-F201) を基準に行い、二次の補正式を作成した。

扁平管出口が蒸気単相となる実験条件では、冷媒の受け取った熱量と、扁平管を加熱した熱量との差を算出し、テストセクションの熱バランスを確認している。前者は冷媒流量と冷媒物性値から、後者は扁平管電極間での電圧降下と電流の計測から算出する。一部の加熱量が小さい実験と、大きくドライアウトをとった実験を除き、殆どの実験において、授受熱量の差は 5% 以内に収まる。冷媒物性の算出には REFPROP 9.0 を使用した。

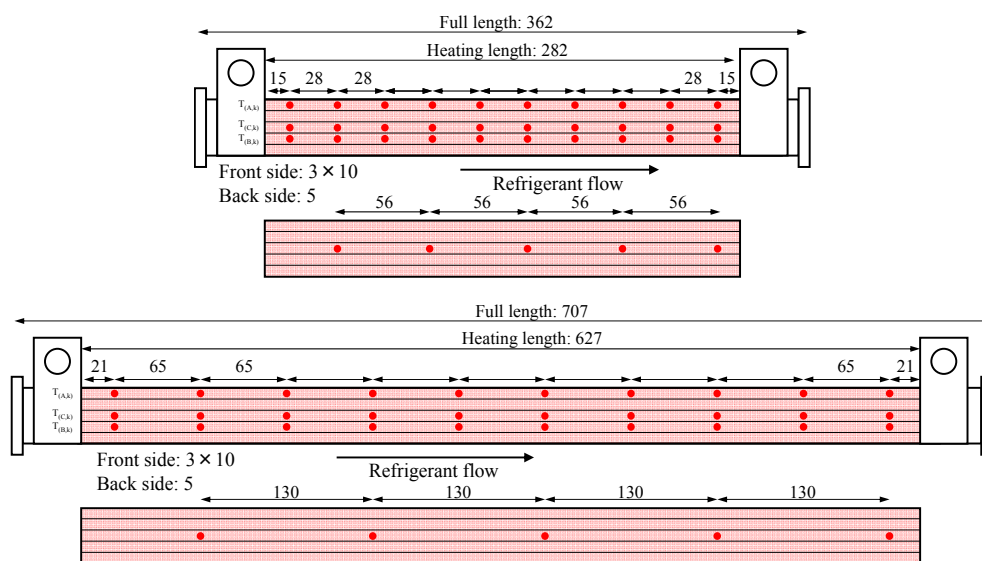


Fig. 4.3 Arrangement of thermocouples to extruded tube ($L = 362, 707\text{ mm}$).

実験測定は、冷媒流量、壁面温度、冷媒圧力が定常状態になったと判断されたのちに行われる。データの記録は 2 秒毎に 50 回行われ、各計測値はその算術平均値とした。

流量と温度の測定値は、江藤電気製データロガー (CADAC3) にて計測される。PC とデータロガーはシリアル通信 (RS232C) により通信されており、モニタリングと計測には、Visual Basic 6.0 を用いて独自に作成したプログラムを使用している。圧力計はそれぞれシリアルポートを持っており、上記プログラムを用いて並行にシリアル通信を行う。

流量計の流量は 4-20 mA の電流出力であり、250 Ω の精密標準抵抗を用いて 1-5 V に変換されデータロガーにて計測された。

4.3. 通電加熱方法とその実現方法

本実験で特徴的なことは、扁平管の加熱方法である。直流通電加熱手法を採っているが、この方法では、扁平管外壁面が断熱されているので、扁平管外壁面には温度勾配が発生しない。一方、二重管熱交換器式加熱方法や、ヒーター加熱方式では、扁平管外壁の温度測定表面にて、その厚さ方向に温度勾配が発生し、熱電対の貼り付け方法やそのばらつきにより、測温精度が悪化する。このように断熱壁での測温が可能な通電加熱方式での測温は、その精度と信頼性が著しく高く、今回の様な冷媒と壁温の温度差が小さく高精度測温が必要である低熱流束実験に適している。

その一方で、通電加熱を実現するためには、電極（電線との接続部）での電気抵抗（=発熱）を削減する必要がある。本実験条件下では、めっき無しのアルミ電極の電気抵抗は、扁平管の電気抵抗とほぼ同等であり、意図した加熱量の倍程度の熱量が冷媒に、更に不均一に伝わってしまう。これはアルミ内部の電気抵抗が著しく小さいと同時に、表面にできるアルミナ酸化膜の電気抵抗が著しく大きいからである。無電解ニッケルめっきは、このアルミナ酸化膜を電解液の還元作用にて除去し、無垢のアルミ表面に電気抵抗の小さなニッケルめっきを施すことができる。ニッケルめっきにより、電極での電気抵抗は、362 mm管実験では扁平管の電気抵抗の4%、707 mm管では2%にまで減らすことができた。

4.4. 実験条件

二種類の断面形状の扁平多穴管に対して、冷媒質量速度と扁平管内熱流束を変化させ、その熱伝達率と圧力損失への影響を調べた。また、テストセクション出口で冷媒が蒸発しきるように、つまり一本の扁平管で冷媒が完全に蒸発するように、実験条件の流量と熱流束に対応して二通りの全長（707 mm, 362 mm）の扁平管を用意した。扁平管の断面図を Fig. 4.4 に、諸元を Table 4.1 に、実験条件を Table 4.2 に示す。使用冷媒は、R1234yf（2,3,3,3-Tetrafluoropropene）で、純度 99.9%のものを使用した。扁平管入口の冷媒圧力は 15.0°Cでの飽和圧力に対応する 510.3 kPa に調節した。供試扁平多穴管は垂直に配置され、冷媒の垂直上昇流の実験を行った。

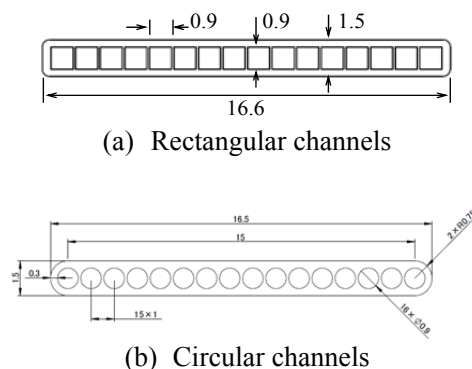


Fig. 4.4 Cross section of the multiport extruded tube.

Table 4.1 Dimension of multiport extruded tube.

| Tube type | Rectangular | Circular |
|---|-------------|----------|
| Number of channels | 16 | 16 |
| Tube width [mm] | 16.6 | 16.6 |
| Tube height [mm] | 1.5 | 1.5 |
| Wetted perimeter length [mm] | 57.6 | 45.2 |
| Cross-sectional area [mm ²] | 12.96 | 10.17 |
| Hydraulic diameter [mm] | 0.90 | 0.90 |
| Tube length [mm] | 362, 707 | 362, 707 |
| Effective heating length [mm] | 282, 627 | 282, 627 |

Table 4.2 Experimental conditions.

| Heat flux [kW/m ²] | Mass flux [kg/m ² s] | |
|-----------------------------------|---------------------------------|----|
| | 120 | 60 |
| 16 | ○ | |
| 8 | ○ | ○ |
| 4 | | ○ |

4.5. データ整理方法

データ整理に際し、以下三つの仮定を用いた。

1. 扁平管内圧力分布は、計測された出入口圧力による直線近似とした。各地点での冷媒温度は、直線近似によって算出された冷媒圧力に対する飽和温度として算出した。なお、冷媒の圧力損失は大きくとも 10 kPa 程度であり、これは冷媒飽和温度換算で 0.7°C 程度である。この為、直線近似でも実用上十分であると言える。
2. 扁平管内熱流束は管内で一定であるとした。この為、熱流束は扁平管加熱量 (= 通電電流 × 通電電圧) を管内面積で除することにより、求められる。
3. 局所管内壁温度は、管外壁温度と等しいと仮定した。この仮定は熱伝導シミュレーションにて確認されており、詳細は巻末の付録 A に掲載する。

加熱長 k における、管内熱伝達率 $h_{ref,k}$ は以下の式で算出した。

$$h_{ref,k} = \frac{q}{(T_{w,k} - T_{ref,k})} \quad (4.1)$$

ここで、 $h_{ref,k}$ は加熱長 k における冷媒の熱伝達率、 q は管内壁熱流束、 $T_{w,k}$ と $T_{ref,k}$ はそれぞれ管内壁温度と冷媒温度である。また、管内壁温度 $T_{w,k}$ は、以下の式により算出した。

$$T_{w,k} = \frac{1}{5}(2T_{A,k} + 2T_{B,k} + T_{C,k}) \quad (4.2)$$

$T_{A,k}$, $T_{B,k}$, $T_{C,k}$ はそれぞれ Fig. 4.3 に示されるように、同じ加熱長 k における幅方向の壁面温度である。

扁平管入口の冷媒比エンタルピー h_{in} は、プレヒータ入口での冷媒比エンタルピー $h_{pre,in}$ と、プレヒータでの冷媒加熱量 Q_{pre} と、冷媒重量流量 M_{ref} から、式(4.3)の様に表される。なお、 $h_{pre,in}$ は、プレヒータ入口での温度と圧力の計測値から求まる液単相冷媒の物性値である。

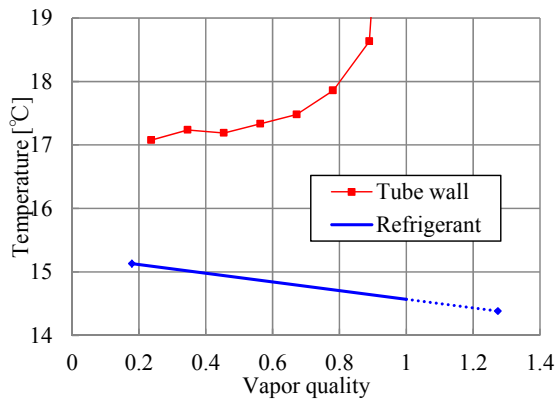
$$h_{in} = h_{pre,in} + \frac{Q_{pre}}{M_{ref}} \quad (4.3)$$

4.6. 伝熱実験結果

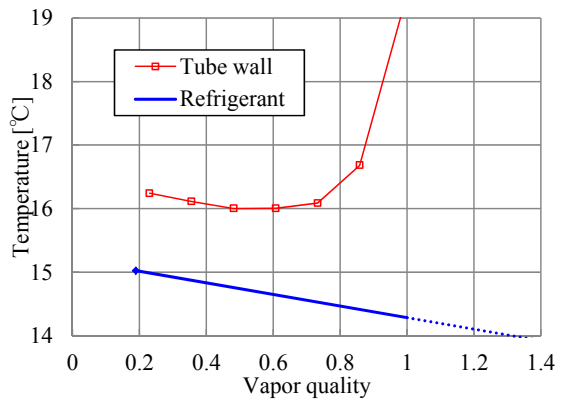
4.6.1. 実験結果

Fig. 4.5-6 に、各実験条件において、測定算出された管壁温度 T_w と、扁平管入出口冷媒圧力から直線近似された冷媒飽和温度 T_{sat} を示す。また、測定データや熱伝達率等の算出値一覧を、巻末の付録 B に掲載する。

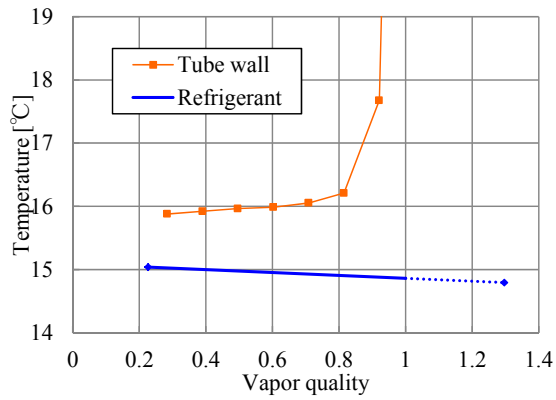
今回の実験条件では、低流量や低熱流束であるほど、流量や温度の測定値の変動が大きかった。これは、低流量であるほど、流動の慣性力が小さくなり、低熱流束になるほど沸騰周期が長くなったり、沸騰核が減少したりと、時間的にも空間的にも定常的な流動から遠ざかる為であると考えられる。また本実験では、管内冷媒温度分布を、扁平管入出口での圧力を用いた直線近似によって算出しているが、本実験条件における二相圧力損失は小さく、その圧力損失を温度に換算しても、壁温と冷媒温度の差と比較して十分小さく、直線近似による実験整理と熱伝達率算出に実用上問題が無いことも明らかである。



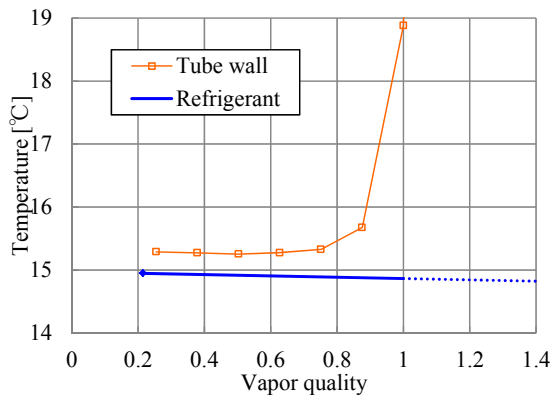
(a) $G = 120 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 16 \text{ kW/m}^2$



(b) $G = 120 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 8 \text{ kW/m}^2$

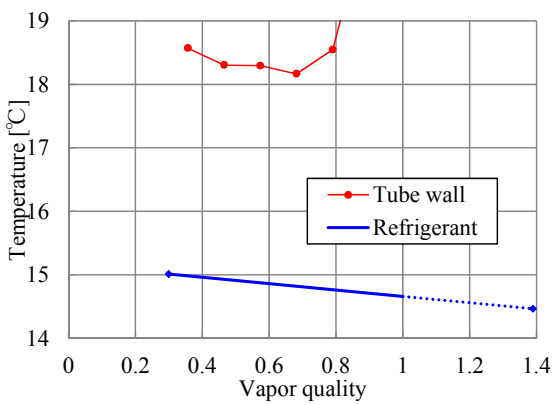


(c) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 8 \text{ kW/m}^2$

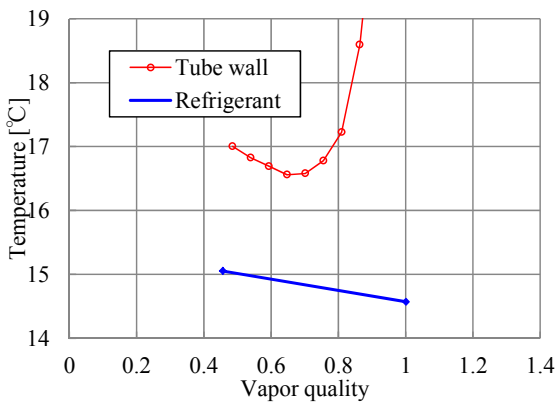


(d) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 4 \text{ kW/m}^2$

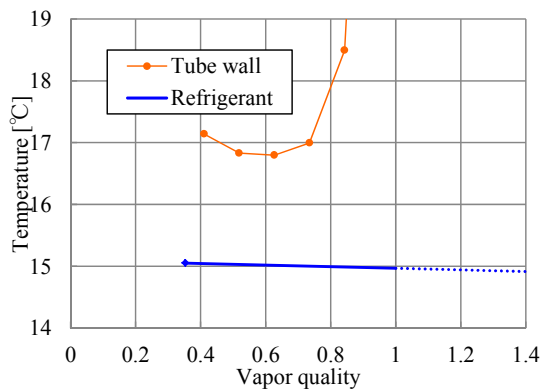
Fig. 4.5 Experimental and calculated temperature data and their precision analysis (Rectangular channels).



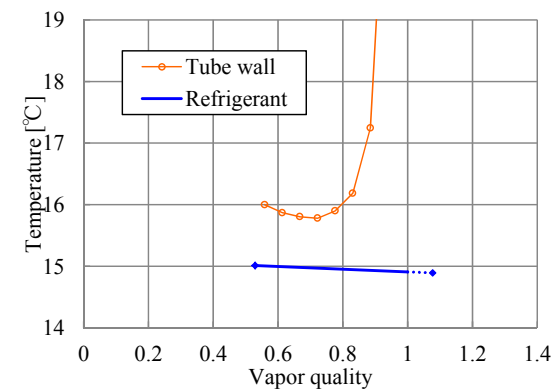
(a) $G = 120 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 16 \text{ kW/m}^2$



(b) $G = 120 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 8 \text{ kW/m}^2$



(c) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 8 \text{ kW/m}^2$



(d) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 4 \text{ kW/m}^2$

Fig. 4.6 Experimental and calculated temperature data and their precision analysis (Circular channels).

4.6.2. 流路形状の熱伝達率への影響

Fig. 4.7 に、冷媒流量、熱流束を変化させた各実験条件下での熱伝達率プロットを示す。四角いプロットは矩形流路扁平管の熱伝達率、円いプロットは円流路扁平管のものに対応しており、線で繋がられたプロットは、同じ一回の実験から測定された一連のデータであることを示している。また、実験値の不確かさ解析も行い、一例を付録 C に掲載する。

まず、Fig. 4.7 にて、矩形流路と円形流路での熱伝達率を比較すると、全ての実験条件にて矩形流路の熱伝達率の方が大きい。その熱伝達率の差は、特に低流量・低熱流束の実験にて顕著であり、また同じ実験条件なら、低乾き度域の方が大きく、2~3 倍以上大きい場合もある。この原因は表面張力により矩形流路内に生成された薄液膜の伝熱効果であると考える。矩形流路内では表面張力により液冷媒が流路四隅に集積することにより、流路辺部に薄い液膜が生成されることは、先述の可視化結果からも明らかである。この薄い液膜の蒸発熱伝達が非常に良好な為、矩形管内での伝熱が向上する。また、冷媒流動に対する表面張力の影響は低流量ほど、冷媒流動の慣性力の影響よりも相対的に大きくなるので、低流量の実験条件ほど、熱伝達率が高いという結果になっている。

このような表面張力に起因する、流路内壁での液膜の不均一分布が伝熱向上の要因であると考えられる。

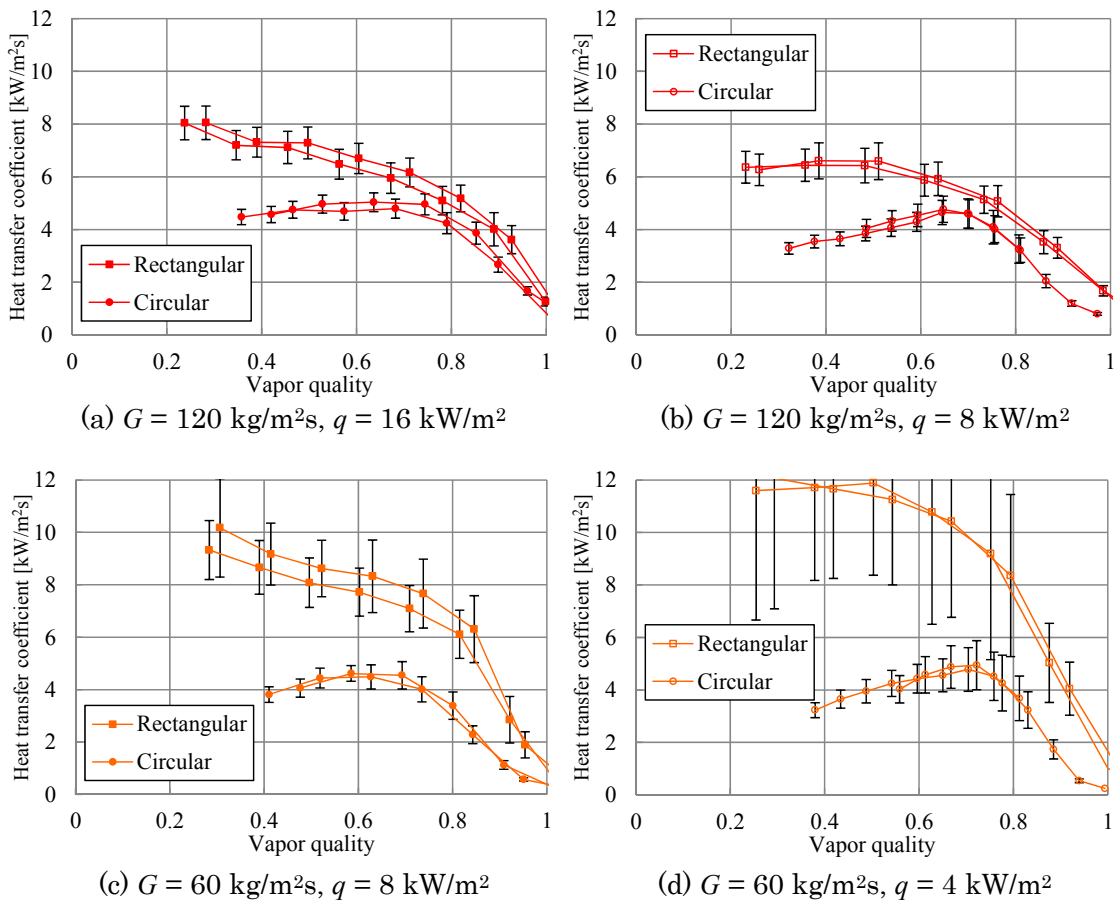
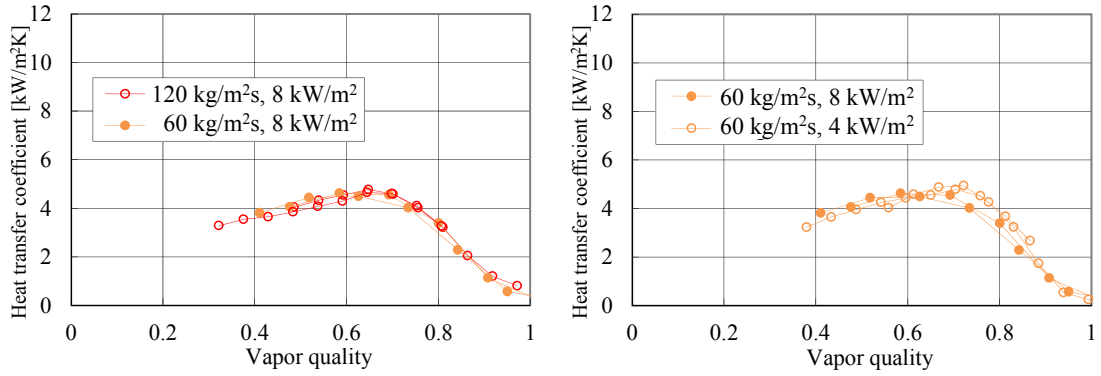


Fig. 4.7 Effect of the channel geometry on heat transfer coefficient.

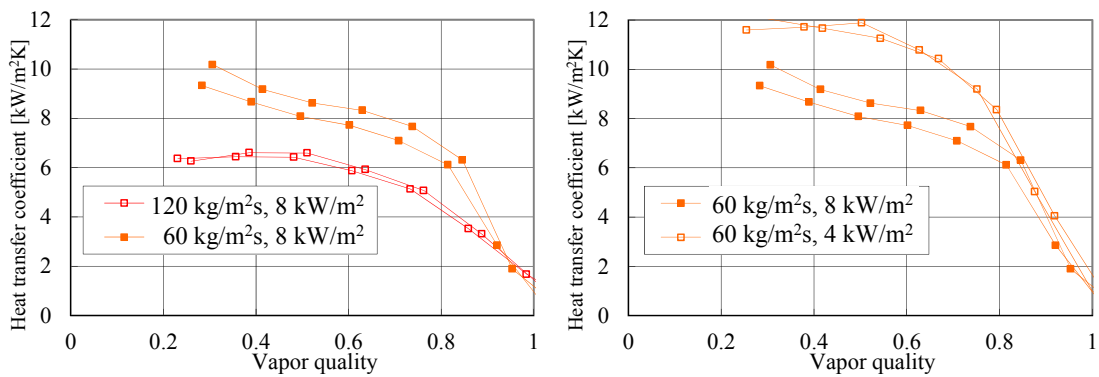
4.6.3. 質量速度、熱流束の熱伝達率への影響

Fig. 4.8 に熱伝達率に対する質量速度、熱流束の影響を示す。



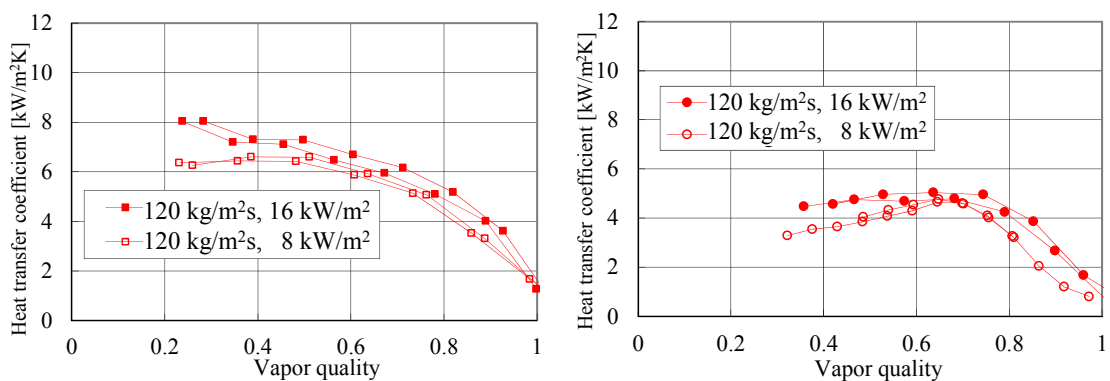
(a) Circular channel, effect of mass flux

(b) Circular channel, effect of heat flux



(c) Rectangular channel, effect of mass flux

(d) Rectangular channel, effect of heat flux



(e) Rectangular channel, effect of heat flux

(f) Circular channel, effect of heat flux

Fig. 4.8 Effect of mass flux and heat flux on heat transfer coefficient in multiport tube.

まず、Fig. 4.8 (a), (b)に着目し、円流路を有する扁平多穴管について考察する。プロット

から、質量速度、熱流束の変化の影響が殆ど無いと言える。この為、本実験条件下では、質量速度増加や熱流束増加による、伝熱促進効果はないと言え、従来円管にて顕著であった、強制対流と核沸騰による伝熱に対する影響度は見られないと言える。

次に、Fig. 4.8 (c), (d)に着目すると、矩形流路を有する扁平多穴管では、質量速度が小さい方が、また熱流束が小さい方が、高熱伝達率であることがわかる。質量速度が小さい方が、流動に対する表面張力の影響が相対的に大きくなり、液冷媒が流路四隅に集積しやすく、流路辺中央部に薄く伝熱抵抗のごく小さい液膜が生成され、その液膜蒸発伝熱が伝熱向上に寄与していると考えられることは、先述の通りである。熱流束が小さい実験では、可視化結果からも明らかな通り、この薄液膜のドライパッチの面積や頻度が小さくなり、結果として薄液膜が維持されやすくなり、伝熱が向上していると考えられる。

最後に、Fig. 4.8 (e), (f)に着目する。この実験条件では、円流路・矩形流路共に低乾き度で高熱流束の方が、わずかに高熱伝達率となっている。可視化結果では、 $G = 120 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、 $q = 16 \text{ kW/m}^2$ において、矩形流路では四隅に集積した液冷媒内での核沸騰が非常に活発だったこと、円流路では液膜内の核沸騰が盛んだったことから、これらが伝熱向上の要因と考えられる。一方で、その伝熱向上幅はごく小さく、核沸騰の伝熱促進効果は、従来円管と比較して限定的であるとも言える。

このように、水力直径 1 mm 程度の矩形流路での、質量速度 $120 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以下、熱流束 8 kW/m^2 以下の低流量、低熱流束条件においては、従来円管の、強制対流と核沸騰による伝熱モデルからは説明できない現象が明らかとなった。

更に、式(2.1)の形で表される Chen タイプの従来型伝熱相関式では、本伝熱現象を表現することができないことがわかる。強制対流の伝熱促進効果を表す二相増倍係数 F はモデルの思想上、1 以上の値であり、対流による核沸騰抑制効果を表す核沸騰抑制係数 S も同じくモデルの思想上、0 から 1 の間の値しか取れないからである。よって、新たな伝熱モデルの作成が必要である。

4.6.4. 矩形流路内の流動沸騰伝熱機構

Fig. 4.9 に、矩形流路の熱伝達率データを同じグラフにまとめたものを示し、矩形細管流路内における流動沸騰伝熱機構を考察する。

低乾き度では（例えば、 $x < 0.5$ ）、主要な伝熱機構は核沸騰伝熱と、液膜蒸発であると考えられる。特に、円流路の熱伝達率と比べて 2~3 倍の熱伝達率をなつた主要因は液膜蒸発の寄与であると考えられる。本実験のような、純冷媒（純物質）の液膜蒸発熱伝達では、気液界面での蒸発抵抗は、液膜厚さ方向の熱伝導抵抗よりも非常に小さく、その伝熱機構は単純な液膜内一次元熱伝導として考慮可能である。矩形流路内での液膜厚さは、円流路内での液膜厚さよりも、とても薄くなっていることは、可視化結果からも明らかである。

高乾き度では（例えば、 $x > 0.5$ ）、矩形流路内熱伝達率は、乾き度の上昇と共に、右肩下がり徐々に減少する。これは、蒸発に伴い、液膜厚さが薄くなり、ドライパッチが出現

するようになるからだと考える。熱伝達率が漸減するのは、このドライパッチは、時間的・空間的に非定常的に発生しているからであり、蒸発の進行と共にその頻度が上昇していくからであると考え。この、円管内熱伝達の様にドライアウト乾き度を明確に特定できない伝熱現象も、矩形流路の特徴であると考え。ドライパッチの発生は、低熱流束ほど少ないと考えられ、この理由から、本実験条件下で一番低熱流束の、 $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、 $q = 4 \text{ kW/m}^2$ の矩形流路蒸発熱伝達率が一番大きくなっていると考えられる。

乾き度が0.8以上の高乾き度域でも、矩形流路では円流路と比較すると比較的熱伝達率が維持されていることがわかる。これは、矩形流路では、かなりの高乾き度域でも、その四隅部にリブレットの様に液冷媒が維持されながら流れることにより、流路内面全域でのドライアウトが抑制されているからであると考え。

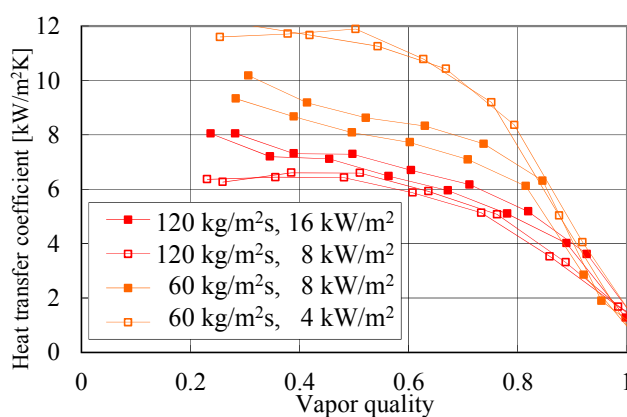


Fig. 4.9 Evaporating heat transfer coefficients in multiport rectangular minichannels.

4.6.5. 他者のミニチャネル内伝熱研究との比較

まず、本実験データと他の研究により提案された伝熱相関式との比較を Fig. 4.10 に示す。今回比較に用いた相関式は、斎藤ら[5]の式、宮田ら[8]の式、Agostini ら[16]の式、Kandlikar ら[17]の式、Tran ら[18]の式、Mortada ら[12]の六つである。Fig. 4.10 内、いずれの相関式も Refprop から算出した 15.0°C における R1234yf の飽和物性値と、水力直径 0.9 mm と、それぞれの実験に対応する質量速度、熱流束を代入して描かれたものである。

また、これらの相関式作成の際に、元となった実験条件の詳細をまとめたものを Table 4.3 に示した。

斎藤ら[5]の式は、Chen[3]の提案する核沸騰と強制対流による伝熱モデルを、内径 0.5 mm までの微細円管内フロンでの流動沸騰伝熱に適用したものであり、式の形や実験条件は第二章にて示した通りである。斎藤らの式に着目すると、斎藤らの式は、 $G = 120 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、 $q = 16 \text{ kW/m}^2$ の円流路扁平多穴管の熱伝達率実験データとの一致性が高いことがわかる。これは、斎藤らの行った単管の実験データと、今回の多穴管でのデータには殆ど差が無いことを示しており、この場合多穴管でも冷媒は均一に分配され、単管同様の流動伝熱様式であると

考えられる。しかし他の円流路の実験データと、斎藤の式はその差が大きい、これは斎藤らの式の適用範囲外であるからと考える。

次に、宮田ら[7]の式に着目する。宮田らの式は、核沸騰と強制対流の伝熱の他に、細管流路では、プラグ流液膜の液膜蒸発伝熱が伝熱を促進しているとし、液膜蒸発項が加わっていることが特徴であり、これは第二章でも述べた通りである。しかし、その算出値は斎藤の式と実用上殆ど同じであることが分かった。なお宮田らの式は、管内のドライアウトは考慮に入れておらず、実験値のように冷媒乾き度 0.7 以降で熱伝達率が低下していく傾向はモデルの対象外である。

Agostini ら[16]の式は、自身の行った、水力直径 2.01 mm (3.28 mm × 1.47 mm)の矩形流路を有する 11 穴の扁平多穴管内、R134a の、質量速度 90–295 kg/m²s、熱流束 6.0–31.6 kW/m² の流動蒸発実験データに対して作成されたものである。実験相関式は、低乾き度で矩形流路が円流路よりも高熱伝達率を示す傾向や、ドライパッチによる伝熱の低下が冷媒乾き度 0.4 程度の早期に発生してしまう定性的傾向を示しており、これらは本研究による実験測定でも同様である。一方で、算出される熱伝達率は実験値より小さいことがわかる。また Agostini らの式は、式(4.4)にも示す通り、等号の両辺で単位が異なり、指数の形で相関式が調整されているので、汎用的な伝熱相関式としては完成度が不十分である。なお、式(4.4)内でのみ、 h の単位は W/(m²K)であり、 q の単位は W/m²である。

$$\begin{aligned} h &= 28 \cdot q^{2/3} G^{-0.26} x^{-0.10}, \quad (\text{if } x < 0.43) \\ h &= 28 \cdot q^{2/3} G^{-0.64} x^{-2.08}, \quad (\text{if } x > 0.43) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Kandlikar ら[17]は、他の研究者の行った、内径 4–32 mm 円管内の水やフロン¹の流動沸騰熱伝達率の実験データ 5000 点以上に対して作成した相関式が、内径 3 mm 未満のミニチャンネルで、更に低流量で層流の場合にも適用できることを、他者のミニチャンネル内流動沸騰熱伝達実験結果と比較しながら示した。Kandlikar らの相関式を式(4.5)~(4.10)に示す。なお、式内 F_{fl} は、冷媒ごとに異なる、加熱壁面の濡れ性に関する係数であるが、Kandlikar らは R1234yf に対応した値を示していないので、R134a に対する値である $F_{fl} = 1.63$ を用いた。Kandlikar の式は、熱伝達率が冷媒乾き度の上昇に対して単調になだらかに減少していく実験結果の特徴を表現しているが、算出された熱伝達率の値は今回の実験データより大分小さい値となっていることがわかる。

$$h = \text{MAX}(h_{nb}, h_{fc}) \quad (4.5)$$

$$h_{nb} = (0.6683Co^{-0.2} + 1058.0Bo^{0.7}F_{fl})(1-x)^{0.8}h_{lo} \quad (4.6)$$

$$h_{fc} = (1.136Co^{-0.9} + 667.2Bo^{0.7}F_{fl})(1-x)^{0.8}h_{lo} \quad (4.7)$$

$$Co = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.8} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (4.8)$$

$$Bo = \frac{q}{Gh_{ev}} \quad (4.9)$$

$$h_{lo} = 4.364 \frac{\lambda_l}{d_e} \quad (4.10)$$

Tran ら[18]は、円管内径 2.46 mm と 2.92 mm と、水力直径 2.40 mm の矩形流路(1.70 mm × 4.06 mm)内での、R12 と R113 の、質量速度 44–832 kg/m²s、熱流束 3.6–129 kW/m²における流動沸騰熱伝達実験を行い、測定された熱伝達率が、質量速度や乾き度に殆ど依らず、熱流束のみによって変化することから、伝熱様式が核沸騰により支配されているものとし、式(4.11~4.12)の伝熱相関式を提案した。式(4.11)は、冷媒乾き度 x を含まない為、Fig. 4.10 内各図で定数となるが、その値は斎藤らの式や宮田らの式において、冷媒乾き度を 0 に近づけた時の値とほぼ等しい為、本条件下では Tran らの式は、Stephan–Abdelsalam[6]の式とほぼ等しいということが分かる。また、この Tran の式(4.11)も、等号の両辺で単位が異なる為、相関式としての汎用性に乏しい可能性がある。

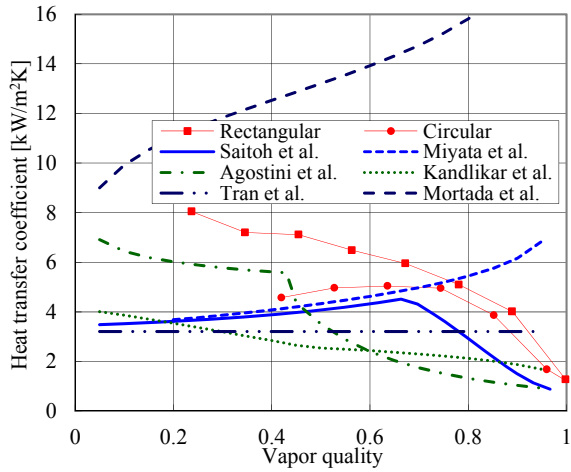
$$h = 8.4 \cdot 10^2 (Bo^2 We_l)^{0.3} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{-0.4} \quad (4.11)$$

$$We_l = \frac{G^2 d_e}{\rho_l \sigma} \quad (4.12)$$

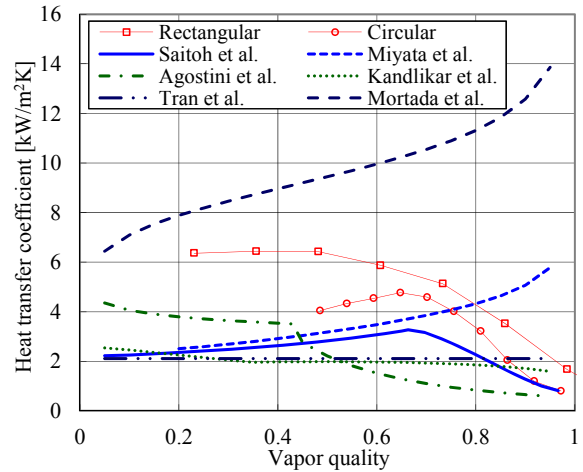
Mortada ら[12]は、水力直径 1.1 mm の矩形流路 6 本の並行流路内での、R134a と R1234yf の、質量速度 20–100 kg/m²s、熱流束 2–15 kW/m²における流動沸騰熱伝達実験を行った。Mortada らの実験は、矩形細管流路内の低質量速度、低熱流束での実験であり、本研究での実験条件に一番近い条件である。Mortada らは、その実験条件下においては熱伝達率は熱流束に依らず、質量速度の影響を強く受けていると結論付け、式(2.10)の形で示した。式(2.10)の係数 $a \sim d$ の選択を、本研究での実験条件と対応させると、本実験条件下では式(2.10)は場合分けなく、式(4.13)のように記述される。Mortada らの相関式は、従来の相関式よりも 2~3 倍の著しく高い熱伝達率を導き出すが、この矩形細管流路における伝熱向上の傾向自体は、本研究と同じである。しかし、本研究においては、高乾き度につれ熱伝達率が上昇していくような強制対流の伝熱効果は確認されておらず、引き続き、研究と考察が必要である。

$$h = \frac{\lambda_l}{d_e} 6422.09 (Bo^2 We_l)^{0.2415} \left\{ \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.7} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \right\}^{-0.186} Re_l^{-0.0966} \quad (4.13)$$

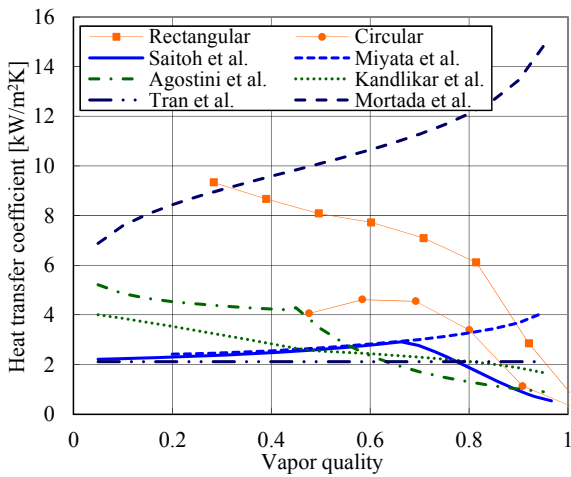
$$Re_l = \frac{Gd_e}{\mu_l} \quad (4.14)$$



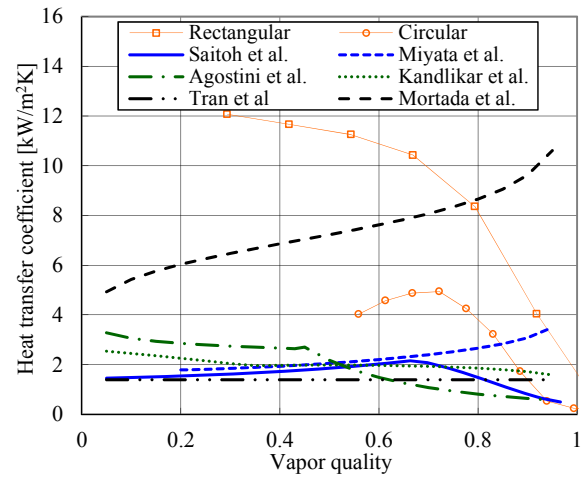
(a) $G = 120 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 16 \text{ kW/m}^2$



(b) $G = 120 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 8 \text{ kW/m}^2$



(c) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 8 \text{ kW/m}^2$



(d) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 4 \text{ kW/m}^2$

Fig. 4.10 Comparison of experimental heat transfer coefficients with other correlations.

Table 4.3 Summary of the experiments conducted to make the heat transfer correlations.

| Authors (year) | Experimental conditions G [kg/m ² s] q [kW/m ²] | Channel geometries d, d_e [mm] | Remarks |
|---------------------------------|--|--|--|
| Saitoh et al. [5] (2007) | R134a $G = 150\text{--}450$ $q = 5\text{--}39$ Joule heating | Single tube Horizontal Circular $d = 0.51, 1.12, 3.1$ | Nucleate boiling and convective heat transfer |
| Miyata et al. [8] (2011) | R410A $G = 30\text{--}200$ $q = 1\text{--}16$ Joule heating | Single tube Vertical up, down Circular $d = 1$ | Nucleate boiling, convective heat transfer and liquid film evaporation |
| Agostini et al. [16] (2005) | R134a $G = 90\text{--}295$ $q = 6.0\text{--}31.6$ Joule heating | Extruded tube 11 parallel channels Vertical up Rectangular: 3.28×1.47 $d_e = 2.01$ | Nucleate boiling dominant Dryout occurs as soon as $x > 0.4$, and dramatically decreasing performances |
| Kandlikar et al. [17] (2004) | Water, R11, R12, R13B1, R22, R113, R114, R152, Neon, Nitrogen $G = 13\text{--}8179$ $q = 0.3\text{--}2280$ | Single tube Horizontal Vertical Circular $d = 4\text{--}32$ | Large data bank consisted of over 5,000 data points [41] Nucleate boiling and convective mechanisms |
| Tran et al. [18] (1996) | R12, R113 $G = 44\text{--}832$ $q = 3.6\text{--}129$ Joule heating | Single tube Horizontal Circular $d = 2.46, 2.92$ Rectangular: 1.70×4.06 $d_e = 2.40$ | Nucleate boiling dominant No convection mechanism No effect of vapor quality |
| Mortada et al. [12] (2012) | R134a, R1234yf $G = 20\text{--}100$ $q = 2\text{--}15$ Heater heating | 6 parallel channels on aluminum block Flow direction not mentioned Rectangular: $d_e = 1.1$ | Convective boiling heat transfer dominant No effect of heat flux before the critical heat flux |
| This study | R1234yf $G = 60, 120$ $q = 4, 8, 16$ Joule heating | Extruded tube 16 parallel channels Vertical up Square: 0.9×0.9 $d_e = 0.9$ Circular: $d = 0.9$ | Liquid film evaporation |

4.7. 結論

本章では、矩形流路と円流路における伝熱実験結果と可視化実験結果を併せて考察することにより、以下の知見を得た。

・水力直径 1 mm 程度の矩形流路での伝熱では、伝熱抵抗のごく小さいごく薄い液膜の、液膜蒸発が支配的であり、熱伝達率の大小は、表面張力により生成される薄液膜の厚みとその存在（ドライパッチの有無）に強く影響を受けると分かった。また、これらが低流量低熱流束での伝熱向上をよく説明する。なお、本研究での低流量・低熱流束とは、質量速度 $120 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 以下、熱流束 8 kW/m^2 以下を指すものとする。

本章で述べてきた通り、矩形流路での熱伝達率は、円流路と比較してどの実験条件下においても常に大きく、また低流量・低熱流束条件において熱伝達率が向上することが分かった。矩形流路を有する扁平多穴管は、細管化を可能にし、冷媒充填量の削減と熱交換器のコンパクト化を実現するだけでなく、一般的に伝熱低下の要因である、冷媒流動の偏分配や、脈動現象を解決できれば、非常に低圧損で高性能な熱交換器も実現可能にするとと言える。このように、矩形流路を有する扁平多穴管は、今までにない高性能空調用熱交換器を実現し得る、非常に高いポテンシャルを有していると言える。

第5章 矩形細管流路内伝熱モデル

5.1. 概要

本研究範囲内の蒸発熱伝達率測定実験では、低流量で、また低熱流束で熱伝達率が向上する結果となったこと、及びこれらの傾向が配管内気液二相流の沸騰熱伝達を表現する核沸騰と強制対流による従来の伝熱モデルとは真逆の傾向にあり、本実験結果を説明できないことは、前章で述べた通りである。

低流量で伝熱が向上するのは、低流量では流動に対する表面張力の影響が相対的に大きくなり、流路平面部に薄い液膜が生成されるからであると考えられる。また、低熱流束での伝熱の向上は、表面張力により生成される液膜がごく薄く、低熱流束の方がドライパッチの発生が抑制されるからであると考えられる。

このように、本研究の流量、加熱量範囲では、液膜蒸発が支配的な伝熱機構であると考えられる。単一成分系の蒸発界面での伝熱抵抗は液膜内熱伝導抵抗よりごく小さいので、液膜蒸発伝熱は、液膜厚さ方向の一次元熱伝導で表現できる。

本章では、矩形細管内伝熱モデルとして、管内液膜厚みモデルを作成し、評価した。

5.2. 従来研究

従来から、化学工学分野や、熱流体工学分野において、管内二相流の液膜厚さを求める実験的研究や、理論的解析は広く取り組まれてきた。しかし、それらの殆どは円管内プラグ流に対するものであり、矩形流路内環状流液膜厚さに関する研究は殆ど行われていない。

二相流において気液界面形状を構成する因子は、一般的に界面張力と界面剪断力であると考えられている。環状流の様に主流方向に一様な気液界面形状を考えると、界面張力が相対的に大きいと、界面は全体的に曲率が緩和され、極限的には真円形の界面形状をとると考えられる (Fig. 5.1(a))。ボイド率が大きい場合は、流路四隅に四分円形状の界面が生成され、辺部には厚さ零の液膜が理想的には生成される (Fig. 5.1(b))

界面剪断力が相対的に大きいときは、液膜内部の剪断力も大きくなり、その粘性抵抗は液膜の幅方向の速度分布を均一化させる方向に働き、その結果、液膜の厚さも均一化される (Fig. 5.1(e), (f))。液膜内剪断力が大きくなるのは、Newton の流体摩擦の式(5.1)からも明らかな通り、液膜内厚み方向速度勾配($\partial u/\partial y$)が大きい時と、液膜の粘性係数 μ_l が大きい時である。

$$\tau = \mu_l \frac{\partial u}{\partial y} \quad (5.1)$$

今回対象としている矩形細管流路内では、界面張力と界面剪断力の相互作用の結果、実際の気液界面はこれらの中間の形状をとると考えられる (Fig. 5.1(c), (d))。

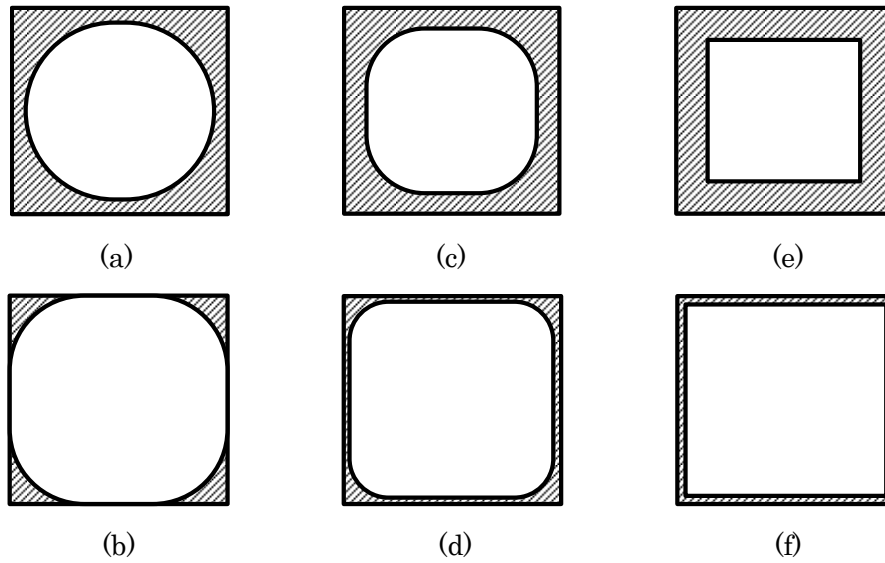


Fig. 5.1 Cross sections of the liquid vapor flow interface in square minichannels.

しかし、界面張力はその曲率を含む流路断面内に作用する力であることに対し、界面剪断力は二相各成分の速度分布によって発生する主流方向に作用する力なので、二つの力のベクトルは直交する (Fig. 5.2)。この為、その関係性を力学的に導出することは困難であり、後述の通り、特に矩形流路内環状流に対し、液膜厚みモデルを導出した研究は殆ど無い。

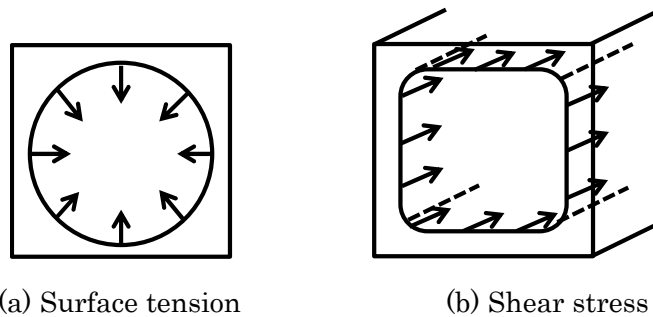


Fig. 5.2 Direction of the forces which determines the two phase flow interface.

5.2.1. プラグ流液膜厚モデル

まず、以下に円管内プラグ流におけるプラグ液膜厚に関する研究を紹介する。

Fairbrother–Stubbs[19]は、円管内径 2.25 mm 内における粘度の異なる四流体（水、ベンゼン、エタノール、アニリン）の、各蒸気とのプラグ流の、プラグ速度 U_b とプラグ前方の液平均速度 U_m を計測することにより、体積流量の関係から式(5.2)を導出し、プラグ通過中に残される液膜の体積割合 m を算出した。

$$m = \frac{U_b - U_m}{U_b} \quad (5.2)$$

その結果 m が十分小さい場合、 m はキャピラリー数 Ca の関数で表記できることを実験的

に示し、実験範囲において、その比例係数も 1.0 であることを示した (式(5.3))。

$$m = 1.0Ca^{1/2}, \quad (\because Ca = \frac{\mu U_b}{\sigma}) \quad (5.3)$$

このとき、被覆液膜厚 δ が、管内半径 R と比較し十分小さければ、幾何学的関係 (式(5.4)) から、液膜厚 δ は、式(5.5)の様に表現される。

$$m = 1 - \left(1 - \frac{\delta}{R}\right)^2 = \frac{2\delta}{R} \quad (\because \delta \ll R) \quad (5.4)$$

$$\frac{\delta}{R} = 0.5Ca^{1/2} \quad (5.5)$$

Bretherton[20]は、プラグが管内壁に対して相対運動をすることにより、静的湾曲面が引き延ばされ動的湾曲面を生じるといふ、理論モデルを構築した (Fig. 5.3)。液膜の動的湾曲部では、その両端に生じる Laplace 圧の差と、壁面での粘性抵抗が釣り合っているという仮定から、式(5.6)を導出した。

$$\frac{\mu U_b \ell}{\delta} \sim \frac{\sigma}{r} \quad (5.6)$$

また、動的湾曲面と静的湾曲面の曲率の連続条件から、式(5.7)を導出した。

$$\frac{\delta}{\ell} \sim \frac{\ell}{r} \quad (5.7)$$

この二式と、 $\delta \ll R$ の仮定から、動的湾曲面長 ℓ を消去することにより、液膜厚が Ca の $2/3$ 乗に比例するという、管内壁の被覆厚の法則 (Bretherton の法則) を導出し、その比例係数を 1.34 と与えた (式(5.8))。

$$\frac{\delta}{r} = \frac{\delta}{R} = 1.34Ca^{2/3} \quad (5.8)$$

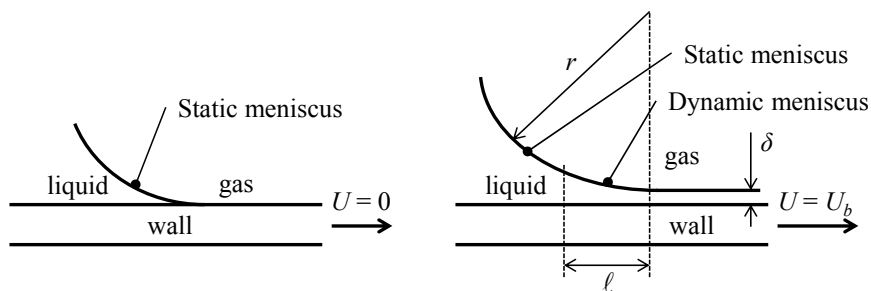


Fig. 5.3 Schematic diagrams for the scaling analysis on the liquid film thickness.

Taylor[21]は、内径 2 mm 管と 3 mm 管に対して、より高粘度のグリセリンや、高濃度スクロース溶液の、空気とのプラグ流に対して同様の実験を行った。Fairbrother–Stubbs[19]の実験は、 $Ca < 0.014$ の実験であったが、Taylor[21]は $Ca < 2.0$ までのより高粘性域における実験を行った。

Aussillous–Quere[22]は、Bretherton[20]の導出式が、液膜厚 δ がある程度大きくても成

り立つように、 $r=R-\delta$ を代入することにより、式(5.9)を導いた。

$$\frac{\delta}{R} \sim \frac{Ca^{2/3}}{1+Ca^{2/3}} \quad (5.9)$$

さらに、Taylor[21]の実験結果をフィッティングすることにより、実験式(5.10)を得た。

$$\frac{\delta}{R} = \frac{1.34Ca^{2/3}}{1+1.34 \times 2.5Ca^{2/3}} \quad (5.10)$$

Han-鹿園[23]は、Bretherton の理論モデルに、液膜の慣性力の影響を追加し、更に、独自に行った、水、エタノール、FC-40 の各流体と空気のプラグ液膜厚さの実験結果をフィッティングすることで、実験式(5.11)を提案した。

$$\frac{\delta}{R} = \frac{1.34Ca^{2/3}}{1+3.13Ca^{2/3} + 0.504Ca^{0.672} Re^{0.589} - 0.352We^{0.629}}, \quad (Re < 2000) \quad (5.11)$$

このように、円管内プラグ流におけるプラグ液膜厚さの実験式は、動的湾曲面（動的メニスカス）の理論（Bretherton の法則）に基づいており、それを拡張させることによって、より幅広い粘度の流体や、流量でも成り立つ実験式が作られている。

次に、矩形流路内、液膜厚さについての研究を紹介する。

Kolb-Cerro[24]は、異なる粘度の三種類のシリコンオイルと空気に関する、0.5 mm 角流路内における無限長プラグ流液膜厚さを測定し、 $Ca > 0.1$ では、空気コア断面が軸対称形状（円形）になり（Fig. 5.1(a)）、 $Ca < 0.1$ では、空気コアが非軸対称形となる結果を得た（Fig. 5.1(d)）。また $Ca < 0.01$ では、流路辺部の液膜厚さはそれ以上薄くならず、ほぼ一定値であると報告した。

Fries-Trachsel-Rohr[25]は、エタノール、水、異なる濃度のグリセロールと窒素に関する、200 μm 角流路内における、無限長プラグ流液膜厚さを $Ca < 0.01$ の範囲で測定し、流路辺部の液膜厚さは、Kolb-Cerro[24]と同様、ほぼ一定値であり、その値は 4 μm 程度であると報告した。

Kreutzer ら[26]は、Kolb-Cerro[24]、及び Thulasidas[27]の実験データと、Hazel-Heil[28]の数値解析による結果を用いて、正方形流路の四隅での液膜厚さ δ_c を、式(5.12)の様に表した。但しここでは R は流路半辺長を表すものとする。

$$\frac{\delta_c}{R} = \sqrt{2} - 0.7 - 0.5 \exp(-2.25Ca^{0.445}) \quad (5.12)$$

Han-鹿園[29]は、水、エタノール、FC-40 と空気の、0.3 mm、0.5 mm、1.0 mm 角流路のプラグ流液膜厚さを、流路四隅部と流路辺中央部において測定し、流路四隅部液膜厚さについて、自身の以前のモデル[23]を拡張する形で、式(5.13)を提案した。

$$\frac{\delta_c}{R} = \sqrt{2} - 1.171 + \frac{2.43Ca^{2/3}}{1+7.28Ca^{2/3} - 0.255We^{0.215}}, \quad (Re < 2000) \quad (5.13)$$

一方で、流路辺中央部の液膜厚さに関しては、キャピラリー数が小さく、空気コアが非軸対称形となる時 (Fig. 5.3(d))、四隅での液膜厚さに比べ著しく薄い液膜が生成され、その厚さが数 μm となる測定結果を示したが、この場合の液膜厚さの実験式は提案していない。

矩形流路内では上記の通り、表面張力による液相の四隅への集積がある為、流路四隅部の液膜厚み δ_c と流路辺中央部の液膜厚み δ に関する研究がそれぞれ行われている。 δ_c に関しては、実験式もいくつか提案されているが、 δ は δ_c や円流路での液膜厚さ δ と比較して著しく薄い値が計測されることは報告されているが、その厚みの実験式やモデルは未だ提案されていない。

本研究での矩形流路内二相流伝熱の向上の要因は、この流路辺中央部のごく薄い液膜による液膜蒸発にあると考えられるので、この厚みを適切に予測し表現するモデルの作成が必要である。

また、今まで紹介してきた液膜厚さの研究はプラグ流に対するものであり、環状流に対する微細管内の液膜厚さの研究は殆ど行われていない。ヒートポンプを含む、強制循環系内の熱交換器内の流動や伝熱を考えると、水力直径 1 mm 程度の流路内でもその管長の殆どは環状流となることは、本研究の可視化結果も示す通りである。これらプラグ流における実験や解析は、フロンの二相流と比較して液の粘度が過大であることに加え、気相流量増大時にも液相流量を小さく制限していない為、高乾き度環状流を模擬できているとは言えず、フロンの二相環状流液膜に適用できるかは、未知である。

更に、紹介した Bretherton の理論モデルは、主流方向の力の釣り合いに基づく関係式であり、矩形流路内での、表面張力による流路四隅への液の集積と、辺部での薄い液膜の生成を考える際には、流路断面方向の力の釣り合いも同時に考えることが必要である。

5.2.2. 矩形流路内環状凝縮流モデル

凝縮熱伝達に関しては、矩形流路内環状流の液膜厚さの理論的、実験的な研究は比較的行われている。

Wang-Rose-Honda[30]は、凝縮液膜内の Navier-Stokes 方程式を、層流液膜に対するいくつかの仮定の下で解くことにより、流路断面内二相界面形状を算出し、熱伝導による熱伝達率を求めた[31-33]。以下にそのモデルを紹介する (Fig. 5.4)。

①主流方向の液膜内運動方程式を、式(5.14)で表現し、境界条件(5.15)、(5.16)の下で y に関して二回積分を行うことにより、主流方向液膜内速度分布 $v_z(y)$ を求めた(5.17)。

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} \quad (5.14)$$

$$v_z = 0, \quad \text{when } y = 0 \quad (5.15)$$

$$\tau = \mu \frac{\partial v_z}{\partial y} = \tau_i, \quad \text{when } y = \delta \quad (5.16)$$

$$v_z = \frac{1}{\mu} \tau_i y + \frac{1}{\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \delta^2 \left(\frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 - \frac{y}{\delta} \right) \quad (5.17)$$

②流路断面方向の液膜内運動方程式を、式(5.18)で表現し、境界条件(5.19)、(5.20)の下で y に関して二回積分を行うことにより、断面方向液膜内速度分布 $v_x(y)$ を求めた(5.21)。なおここで、気液界面の界面曲率 $1/r_c$ は、式(5.22)にて表される。

$$0 = (\rho_l - \rho_g) g \sin \psi - \frac{\partial \sigma}{\partial x} \frac{1}{r_c} + \mu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \quad (5.18)$$

$$v_x = 0, \quad \text{when } y = 0 \quad (5.19)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = 0, \quad \text{when } y = \delta \quad (5.20)$$

$$v_x = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \frac{1}{r_c} - (\rho_l - \rho_g) g \sin \psi \right) \delta^2 \left(\frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 - \frac{y}{\delta} \right) \quad (5.21)$$

$$\frac{1}{r_c} = \frac{\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2}}{\left(1 + \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} \right)^2 \right)^{3/2}} \quad (5.22)$$

③液膜の連続の式より、式(5.23)を導出した。この式は液膜の x 方向（流路断面内周方向）と z 方向（主流方向）の連続の式が、気液界面からの凝縮量と等しいことに依るものである。

$$\rho_l \left(\frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^\delta v_x dy \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\int_0^\delta v_z dy \right] \right) = \frac{1}{h_{ev}} \frac{\lambda_l (T_{sat} - T_w)}{\delta} \quad (5.23)$$

④式(5.23)に、式(5.17)、(5.21)を代入し解くことにより、式(5.24)を得る。なお、左辺の各項は順に、重力と浮力、界面張力、界面剪断力、主流方向圧損をそれぞれ示す。

$$\frac{(\rho_l - \rho_g) g}{3\nu_l} \frac{\partial}{\partial x} (\delta^3 \sin \psi) - \frac{\sigma}{3\nu_l} \frac{\partial}{\partial x} \delta^3 \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{r_c} + \frac{1}{2\nu_l} \frac{\partial}{\partial z} (\tau_i \delta^2) - \frac{1}{3\nu_l} \frac{\partial}{\partial z} \left(\delta^3 \frac{\partial P}{\partial z} \right) = \frac{1}{h_{ev}} \frac{\lambda_l (T_{sat} - T_w)}{\delta} \quad (5.24)$$

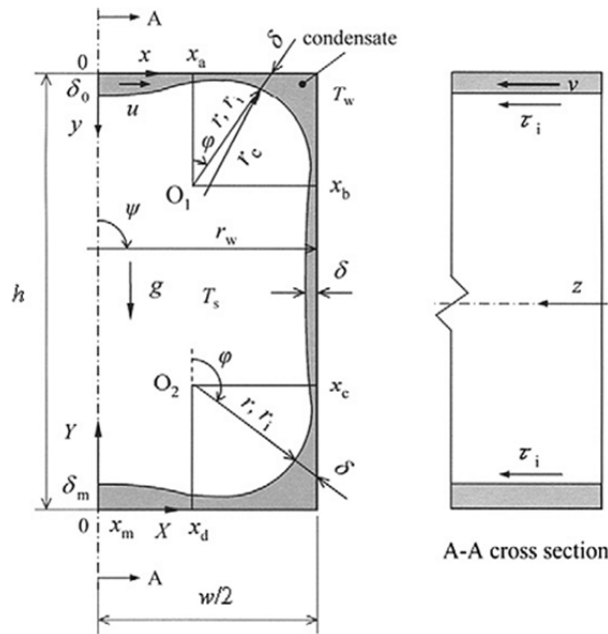


Fig. 5.4 Physical model and coordinates for square section horizontal microchannel [29].

ここで、Wang-Rose-Honda[30]のモデルにおける流路断面内での液膜厚分布算出方法について考察する。式(5.18)は、管周方向の流動による粘性抵抗が、界面曲率と重力により生ずる液膜内圧力分布と釣り合っていることを示している。凝縮系の場合は、気液界面には液膜厚さに応じた凝縮フラックスがある為、液膜は流路四隅に排水されながらもある一定の厚みを保ち、流路四隅方向の粘性流動を維持できるが、断熱系や蒸発系の場合、液膜は新たに生成されない一方で、流路四隅への排水は続く為、結果として流路辺中央部での定常的な液膜を表現できない。同様の矩形流路内層流液膜凝縮流モデルを Nebuloni-Thome[34, 35]も作成したが、これも同様である。よって、矩形流路内断熱流や蒸発流の液膜厚さを考えるとき、凝縮流にて行われている、管周方向の液膜内圧力分布を、管周方向への流動による粘性抵抗にて表現するこのようなモデルは適用できないと分かる。

Riva-Bortolin-Del Col[36, 37]は、流体解析ソフト FLUENT を使い、VOF 法を使用した矩形流路内凝縮流の数値解析を行い、二相界面形状や、流路周方向平均熱伝達率を算出した。冷媒流量が小さいと、慣性力よりも表面張力の影響が相対的に大きくなり、流路四隅に冷媒が集積し、辺部に薄い液膜が生成される計算結果を報告した (Fig. 5.5)。またその結果、流路内熱伝達率も向上することを報告した。一方、彼らの報告は数値計算結果を示すのみで、液膜厚みや熱伝達率の実用的なモデルや相関式を提案するには、至っていない。

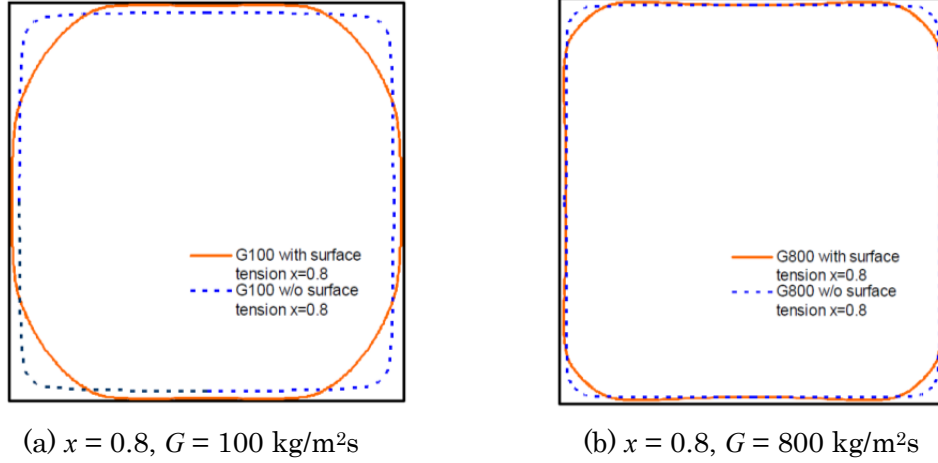


Fig. 5.5 Interface in minichannel cross section at zero gravity: effect of surface tension [36].

5.2.3. 円管内二相流ボイド率理論モデル

最後に、円管内二相流のボイド率を求める理論的研究について紹介する。円管内二相流では、主流方向及び管周方向に均一な液膜厚さ δ の環状流を仮定する場合、ボイド率 f_g を求めることで、液膜厚さ δ を一意に決定することができる (式(5.25))。

$$\delta = 1 - \sqrt{f_g} \quad (5.25)$$

例えば、斎藤ら[5]は、この液膜厚さを用いて、環状流最小液膜厚さを決定し、蒸発管内でのドライアウト開始クオリティ予測に活用している。

一方、矩形流路の場合では、液膜厚さは場所に依り異なり、二次元的に広がっている為、ボイド率の値のみから直接液膜厚さを算出することはできない。

Levy[38]は、気液分離流の各相の界面摩擦損失と重力ヘッド損失が等しいという、運動量交換モデルを提案し、冷媒クオリティ x に対する、ボイド率 f_g を一意に求めた。

まず気液二相分離流の各相それぞれの運動量の変化から式(5.26)、(5.27)を導いた。なお、式(5.26)、(5.27)内 $u_l dW_l$ は相変化量 (蒸発量) である。

$$(W_l + dW_l)(u_l + du_l) - W_l u_l - u_l dW_l = W_l du_l = \rho_l A_l u_l du_l \quad (5.26)$$

$$(W_g + dW_g)(u_g + du_g) - W_g u_g + u_l dW_l = d(W_g u_g) + u_l dW_l = \rho_g A_g d(u_g^2) + \rho_l A_l u_l du_l \quad (5.27)$$

次に、気液各相の運動方程式(5.28)、(5.29)を導出した。各項は順に静圧変化、運動量変化、界面摩擦損失、重力ヘッド変化を示している。 θ は水平方向と流動方向がなす角である。

$$A_l dP + \rho_l A_l u_l du_l = A_l \left(\frac{dP}{dy} \right)_l dy - \rho_l A_l \sin \theta dy \quad (5.28)$$

$$A_g dP + \rho_g A_g d(u_g^2) + \rho_l A_l u_l du_l = A_g \left(\frac{dP}{dy} \right)_g dy - \rho_g A_g \sin \theta dy \quad (5.29)$$

気相と液相の静圧差が等しいことを仮定して、式(5.28)、(5.29)から dP を消去し、式(5.30)を得る。

$$A_g \rho_g d(u_g^2) + A_l \rho_l d(u_l^2) - \frac{1}{2} A \rho_l d(u_l^2) = A_g \left[\left\{ \left(\frac{dP}{dy} \right)_g - \rho_g \sin \theta \right\} dy - \left\{ \left(\frac{dP}{dy} \right)_l - \rho_l \sin \theta \right\} dy \right] \quad (5.30)$$

ここで、蒸気側の摩擦損失と重力ヘッドと、液相側のそれが等しいと仮定すると（運動量交換モデル）、式(5.30)の右辺は、0 となる(5.31)。更に、(5.32)の下で(5.30)の左辺を積分することで、式(5.33)が得られ、これを整理すると、式(5.34)となり、冷媒クオリティ x と、ボイド率 f_g の関係を一義的に定められる。

$$d \left[A_g \rho_g u_g^2 + A_l \rho_l u_l^2 - \frac{1}{2} A \rho_l u_l^2 \right] = d \left[\frac{x^2 G^2}{f_g \rho_g} + \frac{(1-x)^2 G^2}{(1-f_g) \rho_l} - \frac{1}{2} \frac{(1-x)^2 G^2}{(1-f_g)^2 \rho_l} \right] = 0 \quad (5.31)$$

$$f_g = 0, \quad \text{when } x = 0 \quad (5.32)$$

$$\frac{x^2}{f_g \rho_g} + \frac{(1-x)^2}{(1-f_g) \rho_l} - \frac{1}{2} \frac{(1-x)^2}{(1-f_g)^2 \rho_l} = 0 \quad (5.33)$$

$$x = \frac{f_g(1-2f_g) + f_g \sqrt{(1-2f_g)^2 + f_g \left(2 \frac{\rho_l}{\rho_g} (1-f_g)^2 + f_g(1-2f_g) \right)}}{2 \frac{\rho_l}{\rho_g} (1-f_g)^2 + f_g(1-2f_g)} \quad (5.34)$$

Smith[39]は、気液二相分離流の、各相に等速度ヘッドを仮定し、ボイド率を求めた。

液相から気相へのエントレインメント比率を e とおき、流路断面内における、蒸気、液膜、液滴それぞれの流路内断面積専有率を、 f_g 、 f_{lf} 、 f_{ld} とおく。質量保存式より以下の式が成り立つ（式(5.35~38)）。

$$xG = f_g \rho_g u_g \quad (5.35)$$

$$(1-x)(1-e)G = f_{lf} \rho_l u_l \quad (5.36)$$

$$(1-x)eG = f_{ld} \rho_l u_g \quad (5.37)$$

$$f_g + f_{lf} + f_{ld} = 1 \quad (5.38)$$

式(5.38)に、式(5.35~37)を代入し、式(5.39)を得る。

$$f_g = \left\{ 1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} e \frac{1-x}{x} + \frac{\rho_g}{\rho_l} (1-e) \frac{1-x}{x} \frac{u_g}{u_l} \right\}^{-1} \quad (5.39)$$

ここで、Smith の仮定より、蒸気液滴均質流と、液膜流の速度ヘッドが等しいことから、式(5.40)を得る。また蒸気液滴均質流の平均密度 ρ_m は式(5.41)で表される。

$$\frac{1}{2} \rho_m u_m^2 = \frac{1}{2} \rho_l u_l^2 \quad (5.40)$$

$$\rho_m = \frac{\frac{x+(1-x)e}{\rho_g} + \frac{(1-x)e}{\rho_l}}{\rho_g + \rho_l} \quad (5.41)$$

式(5.40)、(5.41)より、滑り速度比(5.42)を得て、(5.39)に代入することで(5.43)を得る。

$$\frac{u_g}{u_l} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_m} \right)^{1/2} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{x+(1-x)e}{x+(1-x)e} \right)^{1/2} \quad (5.42)$$

$$f_g = \left\{ 1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} e \frac{1-x}{x} + \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/2} (1-e) \frac{1-x}{x} \sqrt{\frac{1 + \frac{1-x}{x} e \frac{\rho_g}{\rho_l}}{1 + \frac{1-x}{x} e}} \right\}^{-1} \quad (5.43)$$

ここでエントレインメント係数 e について述べる。 $e=0$ は完全分離流、 $e=1$ は完全均質流を物理的には意味し、実際の値は、 $0 < e < 1$ の範囲にある。なお、Smith[39]は他者の広い範囲の実験報告と比較することで、 $e=0.4$ を提案している。

Zivi[40]は、気液二相流分離流各相の、運動エネルギーの和が最小となるようにボイド率が決定されるという、最小エネルギーモデルを提案した。

まずは簡単に、エントレインメントの無い完全分離流($e=0$)の場合を示す。二相各相の単位断面積当たりの運動エネルギーの和は、質量保存則(5.44)(5.45)の関係を用い、式(5.46)の様に表現される。

$$xG = f_g \rho_g u_g \quad (5.44)$$

$$(1-x)G = (1-f_g) \rho_l u_l \quad (5.45)$$

$$E = \frac{1}{2}Gxu_g^2 + \frac{1}{2}G(1-x)u_l^2 = \frac{x^3G^3}{2f_g^2\rho_g^2} + \frac{(1-x)^3G^3}{2(1-f_g)^2\rho_l^2} \quad (5.46)$$

式(5.46)を f_g で偏微分することにより、式(5.47)の関係を得る。

$$\frac{\partial E}{\partial f_g} = \frac{(1-x)^3G^3}{(1-f_g)^3\rho_l^2} - \frac{x^3G^3}{f_g^3\rho_g^2} \quad (5.47)$$

なお、 E は $0 < f_g < 1$ において、下に凸の関数であり、一階微分が0となる点で最小値を取る。その時の f_g は $(\partial E/\partial f_g) = 0$ とおくことで、式(5.48)の様に求まる。

$$f_g = \left\{ 1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{2/3} \right\}^{-1} \quad (5.48)$$

また、気相への液滴のエントレインメントがある場合も Smith[39]と同様の質量保存則から、式(5.49)の最小値を求める形で、式(5.50)を得る。なお、Zivi[40]は他者のボイド率測定実験結果と比較も行っているが、 $e = 0.2$ とした時が多くの実験結果に一致している。

$$E = \frac{1}{2}Gxu_g^2 + \frac{1}{2}G(1-x)eu_g^2 + \frac{1}{2}G(1-x)(1-e)u_l^2 \quad (5.49)$$

$$f_g = \left\{ 1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} e \frac{1-x}{x} + \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{2/3} (1-e) \frac{1-x}{x} \sqrt[3]{\frac{1 + \frac{1-x}{x} e \frac{\rho_g}{\rho_l}}{1 + \frac{1-x}{x} e}} \right\}^{-1} \quad (5.50)$$

なお、参考までに、Levy[38]、Smith[39]、Zivi[40]の、クオリティ x に対するボイド率 f_g の関係を Fig. 5.6 に示す。計算時に使用した、気液それぞれの冷媒密度は、Refprop9.0 から算出した、冷媒 R1234yf の 15.0°C における飽和物性値であり、 $\rho_l = 1127.0$ 、 $\rho_g = 28.27$ 、である。

ここで、Levy[38]、Smith[39]、Zivi[40]のモデルの導出方法について考える。Levyの方法は主流方向に関する力学的モデルである。矩形流路環状流における、液膜の表面張力による不均一分布への適用を考える際、主流方向の剪断力と、管断面内方向の表面張力のよう、それぞれ直交する力同士を、直接関連付けて定式化することは、力学的モデルでは困難であると考えられる。

一方で、Smith と Zivi の方法はそれぞれ、等速度ヘッドモデルと、エネルギー最小モデルである。速度ヘッドやエネルギーはスカラー量である為、適切なポテンシャルやエネルギーをモデル化して見積もり、定式化できれば、方向の異なる剪断力と表面張力も同じ次元で取扱いでき、ボイド率だけではなく液膜厚さも定量的に算出することができる。

今回は Smith のボイド率算出モデルである等速度ヘッドモデルを、矩形流路内二相流に対して拡張し、液膜分布を求めるモデルを提案し、その検討を行った。

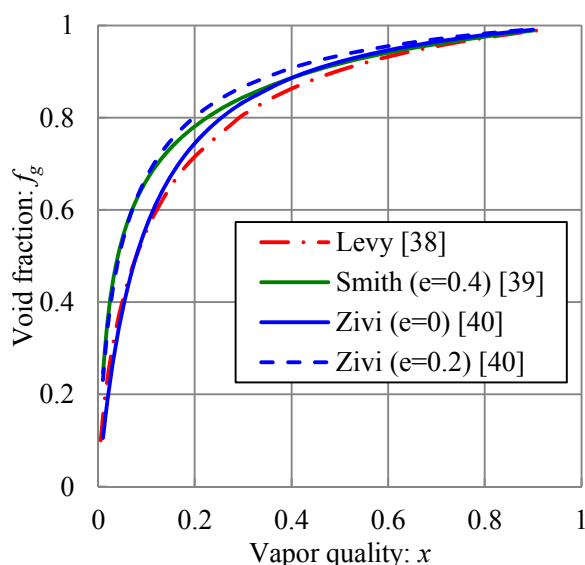


Fig. 5.6 Calculated void fraction using three theories [38–40].

5.3. 等速度ヘッドモデル

今回、矩形流路内二相流を二本の対称軸で分割して左下部をモデル化し、気液界面形状を、Fig. 5.7 の様に r^* と δ^* で表現することとする。 r^* 及び δ^* は無次元量とし、幾何学的関係から(5.51)～(5.53)を満たすものとする。なお、無次元長 r^* 及び δ^* は、実長 r 及び δ 、流路半边長 R を用いて式(5.54)(5.55)の様に表される。流動は断熱流とし、 r^* 及び δ^* が主流方向に一樣な環状流を仮定する。更に、垂直上昇流とし、流路断面内に重力の影響は表れないものとする。流路断面形状は今回、正方形をモデル化した。

$$0 < r^* < 1 \quad (5.51)$$

$$0 < \delta^* < 1 \quad (5.52)$$

$$0 < (r^* + \delta^*) < 1 \quad (5.53)$$

$$r^* = \frac{r}{R} \quad (5.54)$$

$$\delta^* = \frac{\delta}{R} \quad (5.55)$$

Smith[39]のモデルでは、流動断面を、液相と気相の二部分に分けてモデル化を行っていたが、今回は Fig. 5.7 の通り液相を二部分に分け、一定の厚み δ^* を持った液膜部、一定の曲率半径 r^* を持った四隅部、そして蒸気部の三部分でモデル化することとし、それぞれ固有の静圧と速度 ($P_f, P_c, P_g, u_f, u_c, u_g$) を持つものとする。

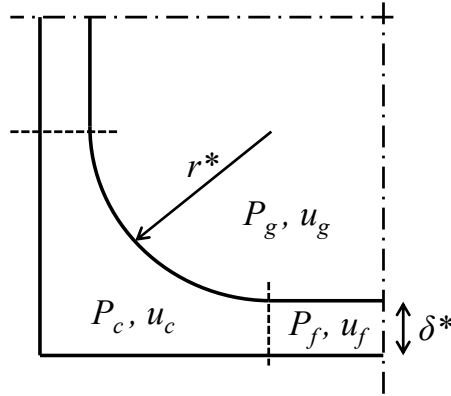


Fig. 5.7 Physical model and coordinates for square cross section microchannel.

蒸気部と四隅部の静圧に着目すると、Young–Laplace の式より、四隅部の静圧 P_c は蒸気部の静圧 P_g よりも小さいことが導かれる (式(5.56))。

$$P_c = P_g - \frac{\sigma}{r} \quad (5.56)$$

一方で、液膜部の気液界面は曲率を有していないので、式(5.57)の関係が成り立つ。

$$P_f = P_g \quad (5.57)$$

式(5.56)と(5.57)より、液膜内には液膜部と四隅部において、式(5.58)の静圧差が存在することが示され、この静圧差が液相を四隅に引き付けていることが分かる。

$$P_c = P_f - \frac{\sigma}{r} \quad (5.58)$$

流動の無い系では、この圧力差の為、液膜部のすべての液膜は四隅に吸い寄せられ、流路辺部の液膜は、厚みが零となってしまう (Fig. 5.1(b))。一方、第3章の可視化実験結果から、流動状態では流路辺部にも定常的に液膜は存在し、流量が大きい程、その厚みが増加することが観察されている (Fig. 5.1(d))。この為、流動が何らかの影響力を以って、四隅部の低圧を補償していると考えることができる。

今回、液膜内静圧差を補償するポテンシャル量として、液膜内速度ヘッド差を提案し、式(5.59)の形に表す。なお a は実験とのフィッティングにより定められる、表面張力と速度ヘッドの影響力を調節するパラメーターであるとする。一方で蒸気部と液膜部には静圧差は無いので、Smith[39]同様、等速度ヘッド仮定を行う (式(5.60))。

$$P_f - P_c = a \left(\frac{1}{2} \rho_l u_c^2 - \frac{1}{2} \rho_l u_f^2 \right) = \frac{\sigma}{r} \quad (5.59)$$

$$\frac{1}{2} \rho_g u_g^2 = \frac{1}{2} \rho_l u_f^2 \quad (5.60)$$

一次元層流薄液膜を仮定したとき、気液界面での剪断力が等しいとき、液膜が厚い方が

液膜の流量と平均流速が大きくなることは、Newton の粘性流方程式から導かれる (式(5.61)、Fig. 5.8)。また液膜が厚い方が流動断面積に対して、壁面の拘束の影響が小さくなるため、平均流速が大きくなることは定性的にも説明できる。

$$\tau_i = \mu_l \frac{2u_f}{\delta}, \quad (\because u_f: \text{mean velocity}) \quad (5.61)$$

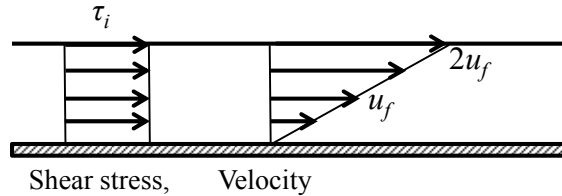


Fig. 5.8 Shear stress and velocity distribution in one dimensional laminar liquid film.

四隅部の液は二次元的に広がった断面形状を持つが、実効液膜 δ_c を式(5.62)のように定義し、一次元層流液膜同様に取り扱う。但し、 A_c , L_{SL} , L_{LV} はそれぞれ、四隅部の流動断面積[m²]、四隅部の固液界面長[m]、四隅部の気液界面長[m]であり、式(5.63–65)で示される。

$$\delta_c = \frac{A_c}{(L_{SL} + L_{LV})/2} \quad (5.62)$$

$$A_c = (r + \delta)^2 - \frac{\pi r^2}{4} \quad (5.63)$$

$$L_{SL} = 2(r + \delta) \quad (5.64)$$

$$L_{LV} = \frac{\pi r}{2} \quad (5.65)$$

気液界面での剪断力 τ_i が四隅部と液膜部で等しいとすると、式(5.61)から、式(5.66)が導かれる。

$$u_c = u_f \frac{\delta_c}{\delta} \quad (5.66)$$

また、気相と液相の質量保存式から、式(5.67)(5.68)が導かれる。なお、式(5.68)中 f_i は、液ホールドアップ中の、液膜部面積の占める割合である。

$$Gx = \rho_g u_g f_g \quad (5.67)$$

$$G(1-x) = \rho_l u_f (1-f_g) f_l + \rho_l u_c (1-f_g) (1-f_l) \quad (5.68)$$

式(5.59)(5.60)を満たす (r^*, δ^*) の組合せを、式(5.66)～(5.68)の条件の下で解くことにより、 (r^*, δ^*) を一意に定めることができる。これら独立した 5 本の関係式に対して、未知数の数は 5 個 (u_f , u_c , u_g , r^* , δ^*) であり解は求まる。なお (r^*, δ^*) を与えた時、 δ_c , f_g , f_l 等の形状によるパラメーターは、 (r^*, δ^*) にて表現可能であり、未知数ではない。

今回、 (r^*, δ^*) をそれぞれ二分法により収束させるプログラムによって解を求めた。

5.3.1. 等速度ヘッドモデル計算結果

今回、考察の単純の為、式(5.59)内、パラメーター a は $a=1.0$ として計算を行った。また本計算に用いた各パラメーターを Table 5.1 に示す。なお、R1234yf の物性値は Refprop 9.0 を用いて算出した 15.0°Cにおける飽和物性値である。

Table 5.1 Parameters used in calculation.

| | | |
|-----------|-------------------------------------|------------------|
| G | Mass flux [kg/m ² s] | 30, 60, 120, 240 |
| x | Vapor quality | 0.2 ~ 0.9 |
| R | Half width of square channel [m] | 0.0005 |
| ρ_l | Liquid density [kg/m ³] | 1127.0 |
| ρ_g | Vapor density [kg/m ³] | 28.27 |
| σ | Surface tension [N/m] | 0.00739 |
| λ | Thermal conductivity [kW/mK] | 0.000066 |

計算の結果を Table 5.2-4 に示す。Fig. 5.9 は r^* と δ^* の計算結果を、界面形状に表示したものである。Fig. 5.9 内、横軸と縦軸の $x/R, y/R$ はそれぞれ流路四隅から流路辺中央部までの距離を、流路半边長さ R にて無次元化した長さである。

表内、 h_{ave} は流路内周平均熱伝達率であり、式(5.69)で表される値である。なお、四隅部における液膜の厚みは液膜部よりも十分に厚く、伝熱は液膜部における熱伝導によるのみ行われていると仮定している。

$$h_{ave} = \frac{\lambda_l}{\delta} (1 - r^* - \delta^*) \quad (5.69)$$

Table 5.2 Calculated results ($G = 30$).

| X | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
|---------------|-------|-------|-------|-------|
| u_f [m/s] | 0.055 | 0.089 | 0.121 | 0.152 |
| u_c [m/s] | 0.234 | 0.290 | 0.373 | 0.554 |
| u_g [m/s] | 0.351 | 0.565 | 0.769 | 0.965 |
| r [μm] | 254 | 171 | 105 | 46.2 |
| δ [μm] | 9.6 | 9.4 | 6.3 | 2.2 |
| f_g | 0.906 | 0.937 | 0.965 | 0.989 |
| h_{ave} | 3.23 | 4.49 | 8.13 | 27.6 |

Table 5.3 Calculated results ($G = 60$).

| X | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| u_f [m/s] | 0.121 | 0.187 | 0.248 | 0.307 |
| u_c [m/s] | 0.256 | 0.352 | 0.470 | 0.689 |
| u_g [m/s] | 0.768 | 1.181 | 1.156 | 1.938 |
| r [μm] | 258 | 147 | 82.0 | 34.4 |
| δ [μm] | 29.5 | 21.3 | 11.7 | 3.5 |
| f_g | 0.828 | 0.897 | 0.948 | 0.985 |
| h_{ave} | 0.94 | 2.05 | 4.60 | 17.6 |

Table 5.4 Calculated results ($G = 120$).

| x | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| u_f [m/s] | 0.262 | 0.384 | 0.500 | 0.615 |
| u_c [m/s] | 0.378 | 0.539 | 0.721 | 1.012 |
| u_g [m/s] | 1.659 | 2.426 | 3.161 | 3.884 |
| r [μm] | 177 | 91.2 | 48.5 | 20.3 |
| δ [μm] | 54.3 | 30.4 | 14.7 | 4.1 |
| f_g | 0.767 | 0.874 | 0.939 | 0.983 |
| h_{ave} | 0.65 | 1.64 | 3.91 | 15.3 |

Table 5.5 Calculated results ($G = 240$).

| x | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| u_f [m/s] | 0.543 | 0.775 | 1.004 | 1.231 |
| u_c [m/s] | 0.657 | 0.936 | 1.236 | 1.655 |
| u_g [m/s] | 3.432 | 4.897 | 6.339 | 7.773 |
| r [μm] | 95.7 | 47.7 | 25.2 | 10.7 |
| δ [μm] | 67.0 | 34.0 | 15.7 | 4.3 |
| f_g | 0.741 | 0.866 | 0.937 | 0.982 |
| h_{ave} | 0.66 | 1.62 | 3.84 | 14.9 |

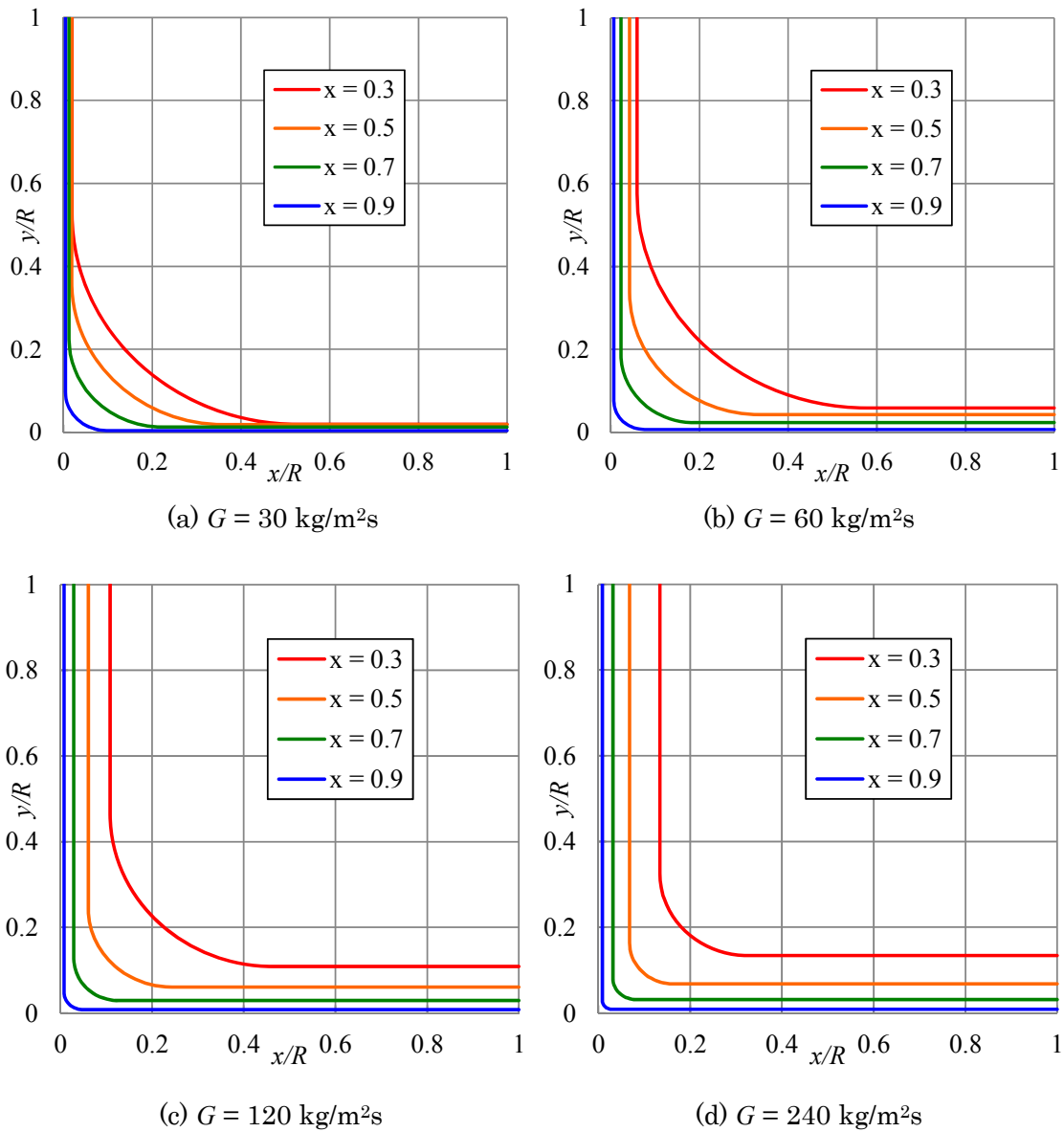


Fig. 5.9 Calculated liquid vapor flow interface in square channel: effect of mass flux.

Table 5.2~4、及び Fig. 5.9 より、質量速度が小さい程、表面張力の影響が相対的に大きくなり、流路四隅への冷媒引付け量が大きくなり、その結果、流路辺部の液膜が薄くなる事が分かる。また、Fig. 5.10 に流路内周平均熱伝達率 h_{ave} をまとめた。

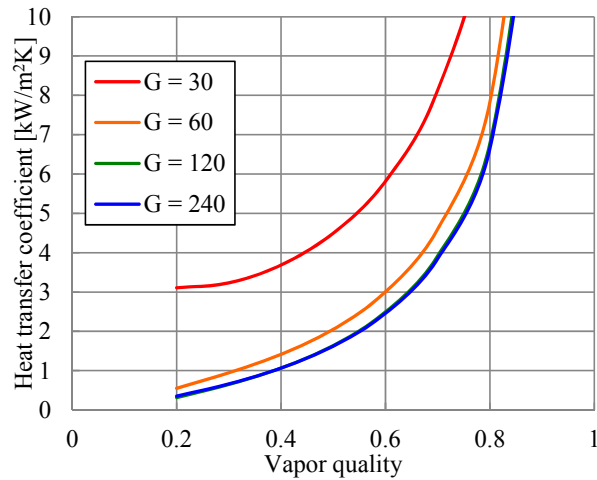


Fig. 5.10 Calculated averaged heat transfer coefficient in square channel: effect of mass flux.

Fig. 5.10 から、冷媒乾き度が大きくなるにつれ、液膜が薄くなり、液膜熱伝導による熱伝達率が上昇すると分かる。一方で実際の液膜蒸発熱伝達 (Fig. 4.7) では、液膜が薄くなるとドライパッチが徐々に発生する為、実験で測定された熱伝達率は乾き度 0.6 付近から徐々に低下をする。今回の液膜厚さモデルは、ドライパッチの効果を含んでいない為、このように計算値と実験値で傾向の差が表れている。

計算結果からは、質量速度減少による、液膜熱伝導熱伝達率の向上が、 $G = 30 \text{ kg/m}^2\text{s}$ にて起こっている一方、実験では、 $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$ にて既に発生している。よって計算結果は、低流量による伝熱向上の傾向を、流量に関しては 1/2 程度に見積もっていると言える。

更に、熱伝達率の値そのものを考察する。 $x = 0.5$ における熱伝達率の計算結果は、 $G \geq 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$ では $2 \text{ kW/m}^2\text{K}$ 程度、 $G = 30 \text{ kg/m}^2\text{s}$ では $4.5 \text{ kW/m}^2\text{K}$ と、実験結果の 1/3 程度を見積もっていることが分かる。

この為、次項にて、本モデルにいくつかの修正パラメーターを導入することで、実験値とのより良い一致を試みた。

5.3.2. 等速度ヘッドモデルのフィッティング

ここでは、今回提案する等速度ヘッドモデルを実験値により一致させるために、いくつかの修正パラメーターを導入する。

5.3.2.1. エントレインメント係数: e

矩形流路内環状流においても、Smith[39]の示す通り、液相の一部は蒸気に液滴としてエントレインされていると考えられ、第 3 章の可視化実験からも、気相中の液滴が観察できた。本モデルにおいても、エントレインメントモデルを導入してみる。

式(5.60)に対応する、蒸気液滴混合部と、液膜部の等速度ヘッド式は、Smith の式と同じ

く式(5.40)であり、コア部の平均密度 ρ_m は、同じく式(5.41)である。

式(5.67)(5.68) に対応する、質量保存式は、を用いて、式(5.70)(5.71)の様に表される。

$$Gx + G(1-x)e = \rho_m u_m f_g \quad (5.70)$$

$$G(1-x)(1-e) = \rho_l u_f (1-f_g) f_l + \rho_l u_c (1-f_g)(1-f_l) \quad (5.71)$$

今回、 $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $e = 0, 0.4, 0.6$ の下で、式(5.40)(5.59)(5.66)(5.70)(5.71)を満たす(r^* , δ^*)を収束計算から算出した。

計算結果を Table 5.6–8、計算結果を界面形状に表示したものを、Fig. 5.11 に示す。計算結果から、エントレインメント量が増えるほど、液膜が薄くなり、熱伝達率が向上することが分かった。どの乾き度においても、 $e = 0$ の場合と比較して、 $e = 0.4$ では熱伝達率 h_{ave} は約 2 倍、 $e = 0.6$ では h_{ave} は約 3 倍になる結果が得られ、計算値はより実験値 (Fig. 4.9) に近づく。

一方で、Smith[39]は $e = 0.4$ を提案しており、今後の計算では $e = 0.4$ の値を用いることとする。

Table 5.6 Calculated results ($G = 60, e = 0$).

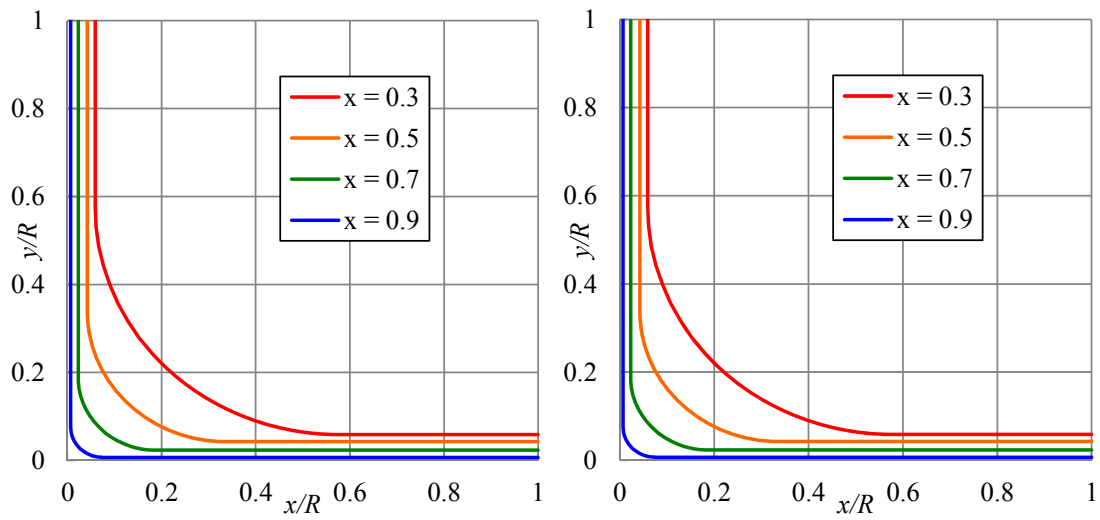
| x | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| u_f [m/s] | 0.121 | 0.187 | 0.248 | 0.307 |
| u_c [m/s] | 0.256 | 0.352 | 0.470 | 0.689 |
| u_g [m/s] | 0.768 | 1.181 | 1.156 | 1.938 |
| r [μm] | 258 | 147 | 82.0 | 34.4 |
| δ [μm] | 29.5 | 21.3 | 11.7 | 3.5 |
| f_g | 0.828 | 0.897 | 0.948 | 0.985 |
| h_{ave} | 0.94 | 2.05 | 4.60 | 17.6 |

Table 5.7 Calculated results ($G = 60, e = 0.4$).

| x | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| u_f [m/s] | 0.156 | 0.211 | 0.263 | 0.312 |
| u_c [m/s] | 0.327 | 0.423 | 0.544 | 0.786 |
| u_g [m/s] | 0.718 | 1.136 | 1.537 | 1.929 |
| r [μm] | 158 | 97.5 | 57.6 | 25.2 |
| δ [μm] | 18.2 | 12.3 | 6.7 | 2.0 |
| f_g | 0.886 | 0.933 | 0.966 | 0.990 |
| h_{ave} | 2.35 | 4.16 | 8.46 | 30.3 |

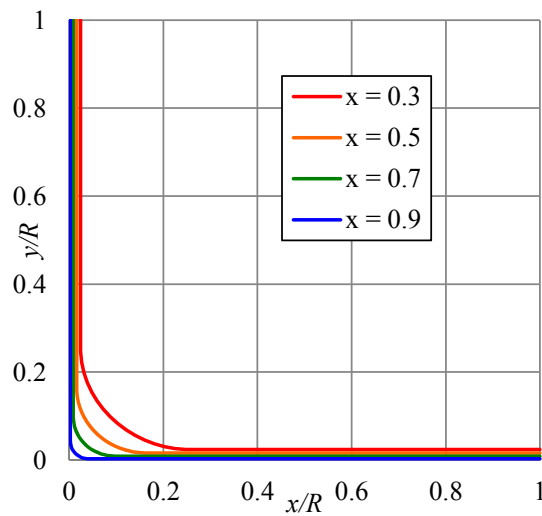
Table 5.8 Calculated results ($G = 60$, $e = 0.6$).

| x | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| u_f [m/s] | 0.168 | 0.222 | 0.269 | 0.314 |
| u_c [m/s] | 0.374 | 0.476 | 0.606 | 0.875 |
| u_g [m/s] | 0.700 | 1.118 | 1.524 | 1.924 |
| r [μm] | 117 | 73.7 | 44.5 | 19.6 |
| δ [μm] | 12.0 | 8.1 | 4.5 | 1.3 |
| f_g | 0.940 | 0.963 | 0.980 | 0.994 |
| h_{ave} | 4.06 | 6.81 | 13.3 | 46.3 |



(a) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $e = 0$

(b) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $e = 0.4$



(c) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $e = 0.6$

Fig. 5.11 Calculated liquid vapor flow interface in square channel: effect of entrainment.

5.3.2.2. 剪断力減少係数: b

液膜部速度 u_f と四隅部速度 u_c の関係式である式(5.66)を導出する際、界面剪断力 τ_i が四隅部と液膜部で等しいとする仮定をおいた。一方で、四隅部の界面位置は、辺部の界面位置よりも、流路中央部からの距離が遠い為、四隅部での界面剪断力は、辺部の界面剪断力よりも低い値を示していると考えられる。これを補正する為、剪断力減少係数を式(5.72)のように定義し、 u_f と u_c の関係式を新たに式(5.73)で与える。

$$\tau_{i,c} = b \cdot \tau_{i,f}, \quad (1 \geq b > 0) \quad (5.72)$$

$$u_c = b \cdot u_f \frac{\delta_c}{\delta} \quad (5.73)$$

今回、 $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $e = 0.4$, $b = 1.0, 0.7$ の下で、式(5.40)(5.59)(5.70)(5.71)(5.73)を満たす(r^* , δ^*)を収束計算から算出した。

計算結果を Table 5.9–10、計算結果を界面形状に表示したものを、Fig. 5.12 に示す。計算結果から、四隅部での剪断力が減少すると、四隅部に集まる液冷媒が増加し、辺部にはより薄い液膜が生成されることが分かる。しかし、四隅部の冷媒集積量が増加したことで、液膜部の幅($1-r^*\delta^*$)が減少することになり、熱伝達率 h_{ave} の値の上昇は 1 割程度と、伝熱には大きな影響を及ぼさないとと言える。

Table 5.9 Calculated results ($G = 60$, $e = 0.4$, $b = 1.0$).

| | | | | |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| x | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
| u_f [m/s] | 0.156 | 0.211 | 0.263 | 0.312 |
| u_c [m/s] | 0.327 | 0.423 | 0.544 | 0.786 |
| u_g [m/s] | 0.718 | 1.136 | 1.537 | 1.929 |
| r [μm] | 158 | 97.5 | 57.6 | 25.2 |
| δ [μm] | 18.2 | 12.3 | 6.7 | 2.0 |
| f_g | 0.886 | 0.933 | 0.966 | 0.990 |
| h_{ave} | 2.35 | 4.16 | 8.46 | 30.3 |

Table 5.10 Calculated results ($G = 60$, $e = 0.4$, $b = 0.7$).

| | | | | |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| x | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
| u_f [m/s] | 0.155 | 0.211 | 0.262 | 0.311 |
| u_c [m/s] | 0.299 | 0.381 | 0.486 | 0.699 |
| u_g [m/s] | 0.716 | 1.134 | 1.536 | 1.928 |
| r [μm] | 200 | 130 | 78.2 | 33.4 |
| δ [μm] | 14.1 | 10.2 | 5.9 | 1.9 |
| f_g | 0.889 | 0.935 | 0.967 | 0.990 |
| h_{ave} | 2.66 | 4.64 | 9.30 | 32.8 |

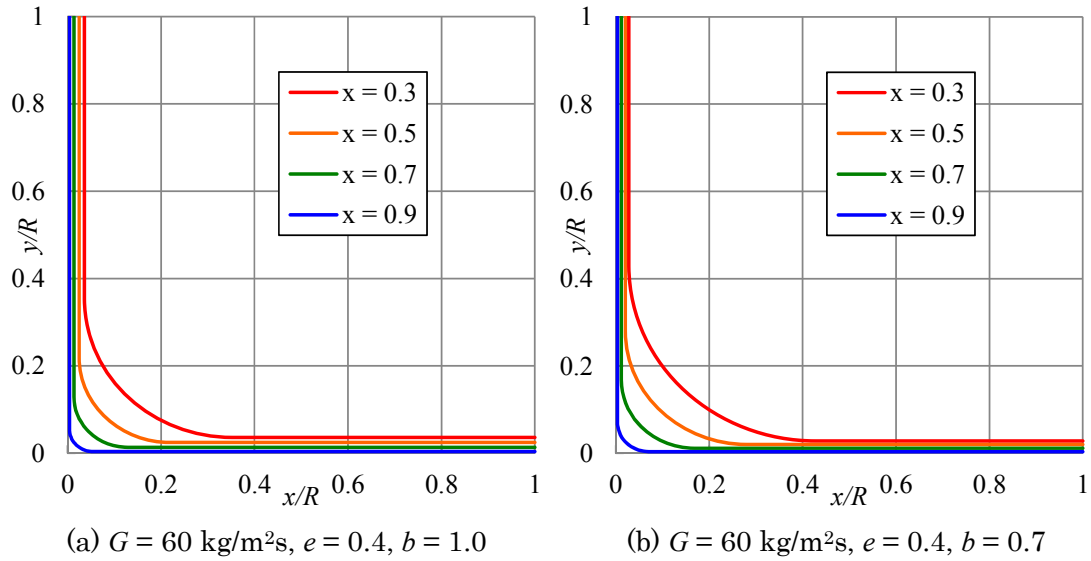


Fig. 5.12 Calculated liquid vapor flow interface in square channel: effect of interfacial shear stress.

5.3.2.3. 表面張力–速度ヘッド調整係数: a

最後に、式(5.59)内、表面張力–速度ヘッド調整係数: a の調節を考える。式(5.59)の示す通り、 a の調節は表面張力の値の直接操作を意味しており、非常に強力なフィッティング方法である。今回、 $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $e = 0.4$, $b = 1.0$, $a = 1.0, 0.5, 0.25$ の下で、式(5.40)(5.59)(5.70)(5.71)(5.73)を満たす(r^* , δ^*)を収束計算から算出した。パラメーター a の値を、 $a = 0.5, 0.25$ にすることは、表面張力をそれぞれ 2 倍、4 倍にすることと同義である。

計算結果を Table 5.11–13、計算結果を界面形状に表示したものを、Fig. 5.13 に示す。計算結果から、 a を減少させることにより、表面張力の影響が相対的に大きくなり、流路辺部により薄い液膜が生成され、熱伝達率が向上することが分かる。

また、 $G = 120 \text{ kg/m}^2\text{s}$ においても同じ条件にて計算を行い、算出された管周平均熱伝達率 h_{ave} を乾き度に対してまとめたプロットを、Fig. 5.15 に示す。 a を減少させることにより、熱伝達率の値を、実験測定値 (Fig. 4.9) に近づけられることが分かる。

Table 5.11 Calculated results ($G = 60$, $e = 0.4$, $b = 1.0$, $a = 1.0$).

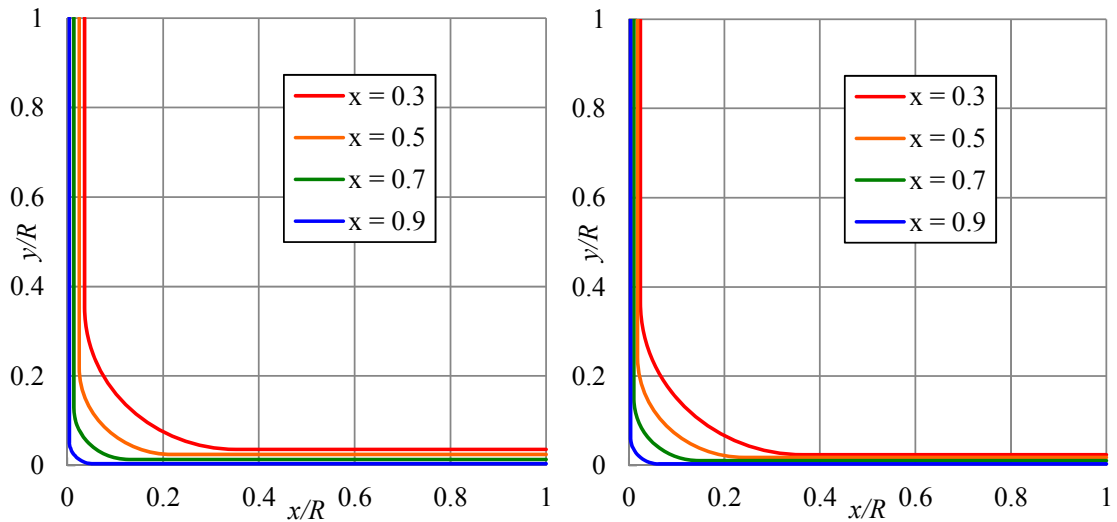
| x | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| u_f [m/s] | 0.156 | 0.211 | 0.263 | 0.312 |
| u_c [m/s] | 0.327 | 0.423 | 0.544 | 0.786 |
| u_g [m/s] | 0.718 | 1.136 | 1.537 | 1.929 |
| r [μm] | 158 | 97.5 | 57.6 | 25.2 |
| δ [μm] | 18.2 | 12.3 | 6.7 | 2.0 |
| f_g | 0.886 | 0.933 | 0.966 | 0.990 |
| h_{ave} | 2.35 | 4.16 | 8.46 | 30.3 |

Table 5.12 Calculated results ($G = 60$, $e = 0.4$, $b = 1.0$, $a = 0.5$).

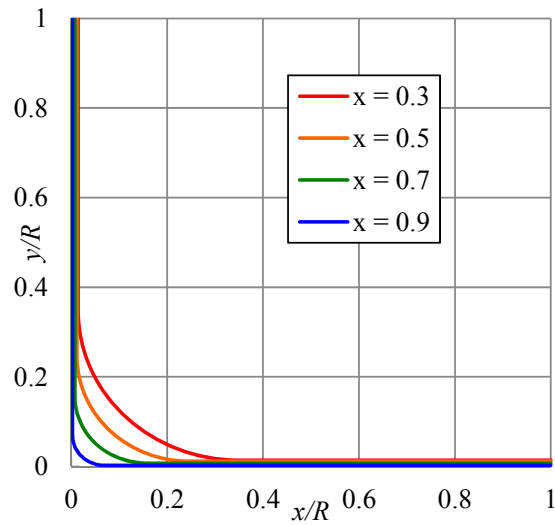
| x | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| u_f [m/s] | 0.152 | 0.209 | 0.261 | 0.311 |
| u_c [m/s] | 0.420 | 0.527 | 0.672 | 0.983 |
| u_g [m/s] | 0.702 | 1.124 | 1.531 | 1.927 |
| r [μm] | 170 | 112 | 78.3 | 30.1 |
| δ [μm] | 12.0 | 9.2 | 5.4 | 1.7 |
| f_g | 0.906 | 0.943 | 0.970 | 0.991 |
| h_{ave} | 3.47 | 5.46 | 10.4 | 35.9 |

Table 5.13 Calculated results ($G = 60$, $e = 0.4$, $b = 1.0$, $a = 0.25$).

| x | 0.3 | 0.5 | 0.7 | 0.9 |
|----------------------------|-------|-------|-------|-------|
| u_f [m/s] | 0.149 | 0.207 | 0.260 | 0.311 |
| u_c [m/s] | 0.579 | 0.702 | 0.880 | 1.291 |
| u_g [m/s] | 0.687 | 1.111 | 1.522 | 1.924 |
| r [μm] | 167 | 116 | 74.2 | 33.4 |
| δ [μm] | 7.1 | 6.0 | 3.8 | 1.3 |
| f_g | 0.925 | 0.954 | 0.975 | 0.992 |
| h_{ave} | 6.02 | 8.30 | 14.5 | 47.3 |

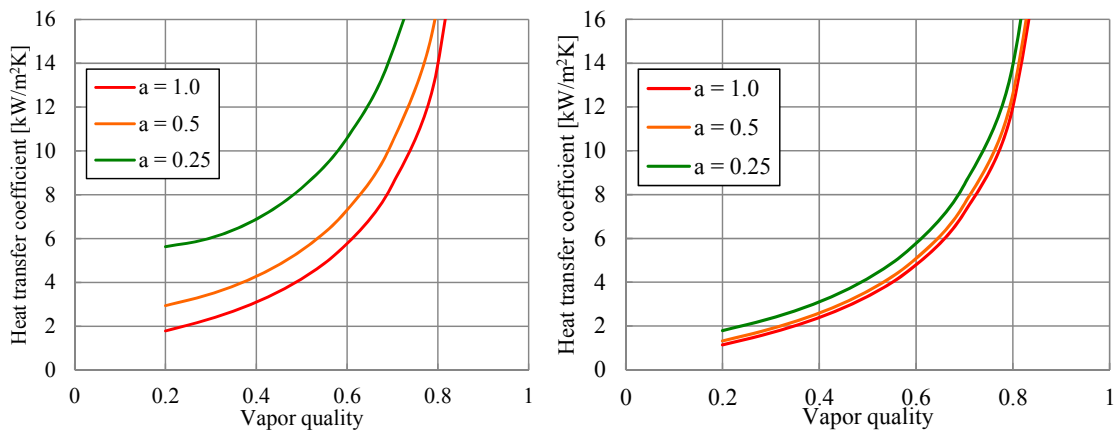


(a) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $e = 0.4$, $b = 1.0$, $a = 1.0$ (b) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $e = 0.4$, $b = 1.0$, $a = 0.5$



(c) $G = 60 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $e = 0.4$, $b = 1.0$, $a = 0.25$

Fig. 5.13 Calculated liquid vapor flow interface in square channel: effect of interfacial shear stress.



(a) $G = 60 \text{ [kg/m}^2\text{s]}$, $e = 0.4$, $b = 1.0$

(b) $G = 120 \text{ [kg/m}^2\text{s]}$, $e = 0.4$, $b = 1.0$

Fig. 5.14 Calculated averaged heat transfer coefficient in square channel: effect of parameter “a”.

5.3.3. 等速度ヘッドモデル計算結果のまとめ

今回提案した矩形流路内液膜厚さ算出モデルは、Smith[39]の気液各相における等速度ヘッドモデルを拡張したものであり、気液界面曲率の違いによって生じる液膜内の静圧分布が速度ヘッドによって補償されるというコンセプトを提案し、定式化したものである。更に、エントレインメント係数 e 、剪断力減少係数 b 、表面張力-速度ヘッド調整係数 a を導入し、調節することで、実験結果に対するフィッティングを試みた。

本モデルでは、低流量で液膜が薄くなり伝熱が向上する定性的傾向を、液膜内速度ヘッ

ド分布と表面張力による液膜内静圧分布により導出することに成功した。一方で、算出された熱伝達率の値やその傾向は、実験測定結果とは異なる結果となった。

計算結果とは異なり、実験においては、高乾き度で液膜が薄くなると、液膜は破断し壁面はドライパッチを生じやすくなり、熱伝達率は乾き度の上昇につれ、徐々に低下する結果となっている。また実験にて測定された熱伝達率の値自身も、ドライパッチによる伝熱低下の効果と、ドライパッチ直前のごく薄くなった液膜の伝熱向上効果を含んでおり、実験における時間空間的非定常な液膜と、計算から求められる時間空間平均的な厚みの液膜による熱伝達率には差があることを示唆していると考えられる。この観点から、本モデルにおける液膜厚さ予測精度を向上させる為には、断熱流での液膜厚測定実験を行い、その結果を反映させることが有効と考える。

なお、提案したモデルの、表面張力-速度ヘッド調整係数 a は、1.0 以下の値が実験値により近づく結果 (Fig. 5.11, Fig. 5.15) となったが、 $a = 1$ の場合、式(5.59)は、式(5.74)の様に表され、液膜内において静圧と動圧の和である全圧が等しくなることを示している。式(5.60)も、 $P_g = P_f$ の関係を利用し、式(5.75)のように書き表される。

$$P_f + \frac{1}{2} \rho_l u_f^2 = P_c + \frac{1}{2} \rho_l u_c^2 \quad (5.74)$$

$$P_g + \frac{1}{2} \rho_g u_g^2 = P_f + \frac{1}{2} \rho_l u_f^2 \quad (5.75)$$

二式は、流路断面内における全圧が等しいことを示している。これは、完全均質流が、表面張力など別の機構によって、蒸気部、液膜部、四隅部に分離したときも、三部分共に、元の均質流とエネルギーが保存しているという、ベルヌーイの定理を意味しており、本モデルは流体力学理論的にさらに検討されるべきである。

第6章 結論

本研究では、矩形細管内流動沸騰に関する、熱伝達率測定実験と可視化実験を行い、また併せて行った円管流路の実験結果と比較することで、伝熱機構を考察した。

また、矩形流路内二相流の液膜厚さを求める、理論モデルを提案した。

これら研究により、以下の結論を得た。

1. 矩形細管では、冷媒の表面張力により、二相液部が流路四隅に引き付けられることによって、非常に薄い液膜が、流路辺部（平面部）に生成される。
2. 矩形細管では、流量が小さい程、または、熱流束が小さい程、熱伝達率が高い。低流量時では、冷媒の表面張力の影響が、流動の慣性力の影響よりも大きくなり、液冷媒の四隅引付け量が大きくなり、より薄い液膜が生成されるからである。また、低熱流束時はドライパッチの発生が減少するからである。
3. 円管では、乾き度の上昇と共に、強制対流の伝熱効果で熱伝達率は上昇するが、矩形管では乾き度の上昇と共に熱伝達率は漸減していく。矩形管では比較的液膜が薄いので、ドライパッチが空間的・時間的に発生しやすく、またそのドライパッチの確立や頻度が冷媒の蒸発と共に徐々に上昇していくからである。
4. 矩形細管では、円管と比べ、2～3倍も熱伝達率が高く、その傾向は低流量・低熱流束時に顕著である。この実験結果は、矩形流路を有する扁平多穴管熱交換器は、空調用熱交換器用途として、圧力損失の減少と、伝熱性能の向上を同時に実現する、高いポテンシャルを有していると言える。
5. 従来円管の等速度ヘッドモデルを拡張することにより、矩形流路内の液膜厚さを求めるモデルを提案した。本モデルは液膜厚さが低流量にて薄くなる定性的な傾向の表現に成功したが、算出される熱伝達率の値は実験値を低く見積もるので、更なる検討やフィッティングが必要である。

第7章 今後の課題

最後に、本研究分野の今後の発展の為の課題を以下に三点挙げる。

①低流量・低熱流束における矩形細管内流動沸騰熱伝達率の測定

今回のデータのみでは、伝熱相関式作成にはデータ点数が足りない。特に低熱流束域にも実験条件を拡げることが実験上は重要と考える。低熱流束では、加熱によるドライパッチが減少すると考えられ、純粋な液膜蒸発熱伝達が測定できそうだからである。一方で低熱流束では測温精度が悪くなるので、その点気を付ける必要がある。

②矩形細管内流動様式の研究（ボイド率の測定、液膜厚さの実測、蒸気速度の計測等）

非常に古典的な研究分野ではあるが、フロンの様な低粘性、低表面張力で、気液密度比の小さい流体の矩形細管内流動様式を、基礎から丁寧に調査した研究は無い。水平流、垂直上昇・下降流それぞれに対し、プラグ流～環状流等の流動様式線図の作成、平均ボイド率の測定、四隅・平面部における液膜厚さの測定、蒸気速度の計測等、全てが未知であり、しかも熱伝達率予測には非常に重要である。

③矩形細管内伝熱モデルの完成

上記①②が一定の成果を上げた時、その知見をまとめれば矩形細管内の伝熱モデルや伝熱相関式が作成できるはずである。四隅での気液界面の曲率半径や、平面部での液膜厚さを、単に実験相関式的に算出するのではなく、流量や表面張力に基づいて、キャピラリー数、ウェーバー数等の関数として表現できれば、更に汎用性が高いと考える。液膜のドライパッチ生成機構も調査する必要があると考えられる。また別の重要な伝熱寄与要因が発見される可能性もある。③まで完了して、初めて熱交換器設計などの工学的実用に供するものとする。

付録 A 通電加熱実験方法の検証 (二次元熱伝導シミュレーション)

ここでは、今回の実験方法の妥当性と精度を確認する為に行った、熱伝導シミュレータによる扁平多穴管断面内温度分布の算出結果と、その結果の考察について示す。

単管円管内の熱伝達実験を行うとき、その管断面内の温度分布は、通電加熱実験でも二重管式加熱実験でもヒーター加熱実験でも、円筒座標系を用いて一次元熱伝導方程式として解くことができ、適切な境界条件を与えれば理論的に算出できる。

伝熱実験において、伝熱管断面内温度分布を求める目的は、一般的に測定することができない、伝熱管内壁面温度を見積もる為である。単管円管では、一般的に外壁面温度を測定するが、それに加え、管外壁面での熱流束や熱伝達率、通電加熱実験なら管の単位体積当たり発熱量等のうち、いずれか一つが分かれば、管内壁温度を理論的に算出できる。

一方、本実験では、流路は正方形であり、また多穴管でもある為、管内断面方向熱伝導は二次元的であり、温度分布を解析的には算出できない。

さらに、本実験では扁平管の加熱方式として通電加熱を採っているが、これでは現実の熱交換器の扁平管外表面からの加熱とは現象が異なっており、通電加熱では実際の熱交換器の実験を模擬できていないと主張もある。

よって、今回、熱伝導シミュレーションを行うことにより、これらを検証した。

A.1 計算方法

Patankar が制作し、自身の著書[48]で説明し、FORTRAN によるソースコードも掲載されている CONDUCT というプログラムを用いて熱伝導シミュレーションを行った。

CONDUCT は、主に配管やダクト用の熱伝導プログラムで、熱伝導方程式(A.1)の離散化式(A.2)を TDMA(Tri-Diagonal Matrix Solver)で解く。

今回は、扁平管の流路垂直方向で切った断面内における二次元熱伝導を、管外と管内に適切な境界条件を与えて、解いた。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + S = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$a_p T_p = a_e T_e + a_w T_w + a_n T_n + a_s T_s + b \quad (\text{A.2})$$

A.2 扁平管のモデル化

今回、扁平管の通電加熱を模擬したシミュレーションと、ヒーターによる扁平管の上下面加熱を模擬したシミュレーションの二つを行った。

まず矩形流路を有する扁平多穴管の対称条件から、扁平管断面の左上部を Fig. A.1 の様にモデル化する。モデル化された領域の下面と左右面は対称性により断熱境界であり、通電加熱実験では上面も断熱境界、ヒーター加熱実験では上面は等熱流束境界となる。一方、

通電加熱実験では、管断面部に単位体積当り一定の発熱量を与える。

管断面部にはアルミニウムの熱伝導率 $\lambda = 0.286 \text{ kW/mK}$ を与え、管内壁部分には、冷媒熱伝達率 h_{ref} と、冷媒飽和温度 $T_{ref} = 15.0^\circ\text{C}$ を与える。なお、管内壁面において h_{ref} は場所に依らず一定と仮定している。冷媒の熱伝達率は、伝熱実験の測定データ（付録 B）を参考に、それぞれ適切な値を設定した。

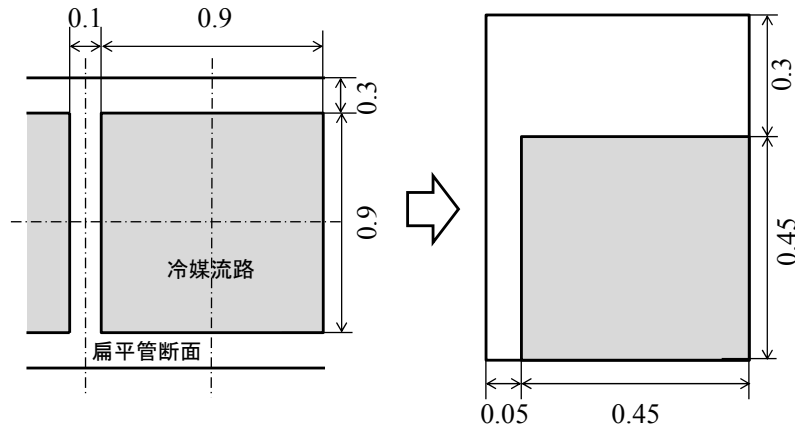


Fig. A.1 Modeling of the cross section of the multiport tube.

A.3 計算領域と境界条件

Fig. A.2 に通電加熱実験、Fig. A.3 にヒーター加熱実験における、熱伝導シミュレータ計算領域と境界条件を示した。Fig. A.2-3 は 10×10 セルを表現しているが、実際の計算は 20×20 セルに対して行った。通電加熱実験では、管内壁熱流束 q_{in} に相当する、単位体積当りに一様な発熱量 S_{GEN} を扁平管断面に与え、ヒーター加熱実験では管内壁熱流束 q_{in} に相当する熱流束 q_{out} を扁平管上面に与えた。

今回の計算では Fig. A.2-3 内、灰色部が冷媒流路部であるが、それに近接する水色のセルに対して、冷媒管内熱伝達に相当する吸熱量 S_{ABS} を与えた。なお、管内壁面は水色のセルと灰色のセルのちょうど境界線上にあり、計算セル内格子点上ではないので、格子点から境界面までの熱伝導による温度減少分を加味した、吸熱量（式 A.3）を与えた。

$$S_{ABS} = \left(\frac{1}{h_{ref}} + \frac{\delta}{\lambda} \right)^{-1} (T_{i,j} - T_{ref}) A_{cell} / V_{cell} \quad (\text{A.3})$$

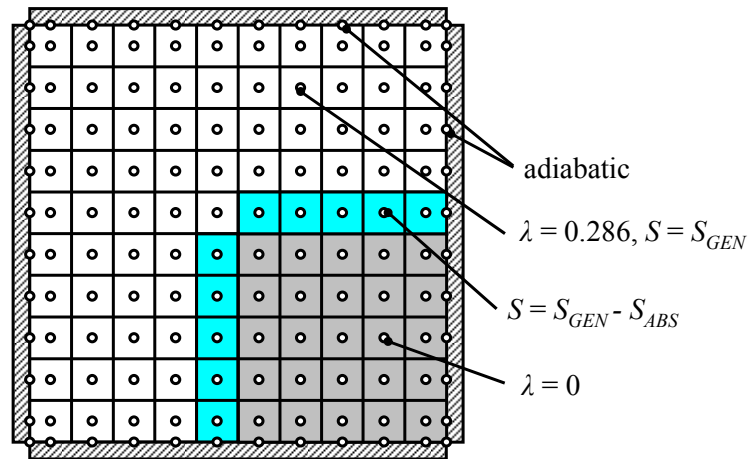


Fig. A.2 Calculated area and boundary conditions for Joule heating.

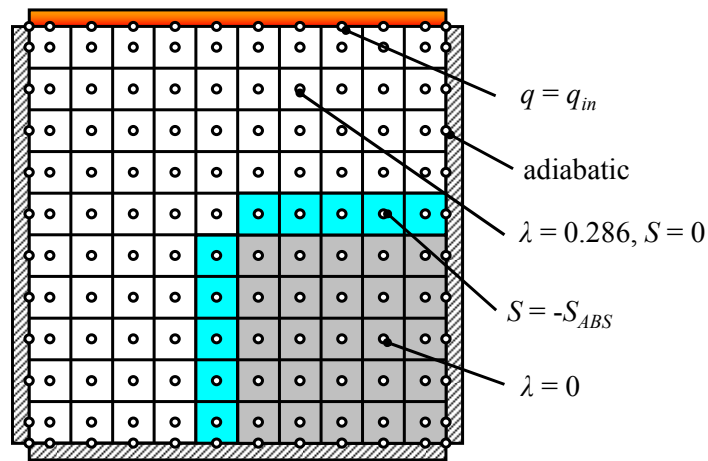


Fig. A.3 Calculated area and boundary conditions for heater heating.

A.4 計算条件

通電加熱実験を模擬したシミュレーションの計算条件を、Table A.1 に、ヒーター加熱実験を模擬したシミュレーションの計算条件を、Table A.2 に示す。表内、 h_{ref} は、付録 B に掲載されている矩形流路を有する扁平多穴管内冷媒熱伝達率の $x = 0.5$ 付近における値である。 q_{out} は q_{in} を 1.8 倍した値である。これは扁平管内外壁面積比が 1.8 だからである。単位体積当り発熱量 S_{GEN} は、式(A.4)に基づいて算出した。なお、 A_{in} は管内面積(管内伝熱面積)、 V_{tube} は管の実体積(発熱体積)である。

$$S_{GEN} = \frac{q_{in} A_{in}}{V_{tube}} \quad (A.4)$$

Table A.1 Calculated conditions for Joule heating.

| | Experimental parameters | | Calculation parameters | |
|---------------|---------------------------------|-------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|
| | G_{ref} [kg/m ² s] | q_{in} [kW/m ²] | h_{ref} [kW/m ² K] | S_{GEN} [kW/m ³] |
| Calculation-1 | 120 | 16 | 7.0 | 83480 |
| Calculation-2 | 120 | 8 | 6.0 | 41740 |
| Calculation-3 | 60 | 8 | 8.0 | 41740 |
| Calculation-4 | 60 | 4 | 12.0 | 20870 |

Table A.2 Calculated conditions for heater heating.

| | Experimental parameters | | Calculation parameters | |
|---------------|---------------------------------|-------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|
| | G_{ref} [kg/m ² s] | q_{in} [kW/m ²] | h_{ref} [kW/m ² K] | q_{out} [kW/m ²] |
| Calculation-5 | 120 | 16 | 7.0 | 28.8 |
| Calculation-6 | 120 | 8 | 6.0 | 14.4 |
| Calculation-7 | 60 | 8 | 8.0 | 14.4 |
| Calculation-8 | 60 | 4 | 12.0 | 7.2 |

A.5 計算結果

計算結果の値を Table A.3-4、に示す。Table A.3-4 内、 T_{max} と T_{min} はそれぞれ、計算領域内最高温度と最低温度を示しており、全ての計算結果において、 T_{max} は計算領域右上部のセル上部の点、 T_{min} は計算領域最下端の管壁境界セル下部の点の値が該当した。また **Fin efficiency: η** とは、扁平多穴管内の流路管を仕切る支柱が、有効な伝熱面として機能しているかを評価する値であり、式(A.5)に定義する。

$$\eta = \frac{q_{in,NS,mean}}{q_{in,EW,mean}} \quad (A.5)$$

式内、 $q_{in,NS,mean}$ と $q_{in,EW,mean}$ は、Fig. A.4 の示す面 NS と面 EW における平均熱流束である。

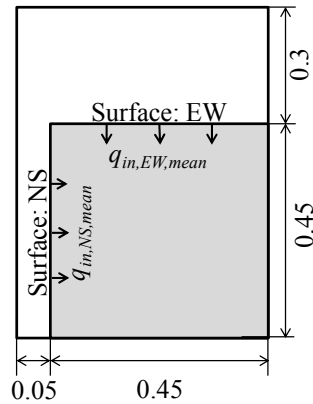


Fig. A.4 Parameters used in calculating the fin efficiency.

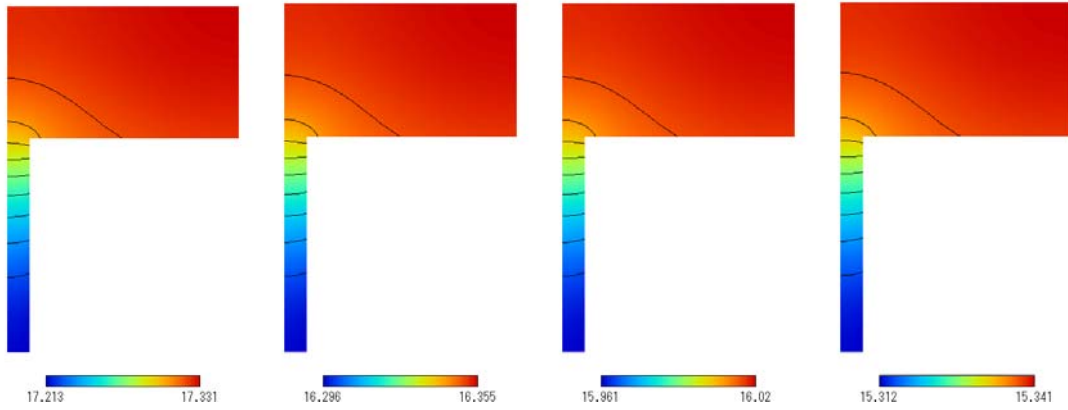
Table A.3 Calculated results for Joule heating.

| | T_{max} [°C] | T_{min} [°C] | Fin efficiency |
|-------------------------------------|----------------|----------------|----------------|
| Calculation-1 ($G = 120, q = 16$) | 17.331 | 17.213 | 0.966 |
| Calculation-2 ($G = 120, q = 8$) | 16.355 | 16.296 | 0.971 |
| Calculation-3 ($G = 60, q = 8$) | 16.020 | 15.961 | 0.962 |
| Calculation-4 ($G = 60, q = 4$) | 15.341 | 15.312 | 0.943 |

Table A.4 Calculated results for heater heating.

| | T_{max} [°C] | T_{min} [°C] | Fin efficiency |
|-------------------------------------|----------------|----------------|----------------|
| Calculation-5 ($G = 120, q = 16$) | 17.363 | 17.189 | 0.954 |
| Calculation-6 ($G = 120, q = 8$) | 16.371 | 16.284 | 0.960 |
| Calculation-7 ($G = 60, q = 8$) | 16.036 | 15.949 | 0.948 |
| Calculation-8 ($G = 60, q = 4$) | 15.349 | 15.306 | 0.923 |

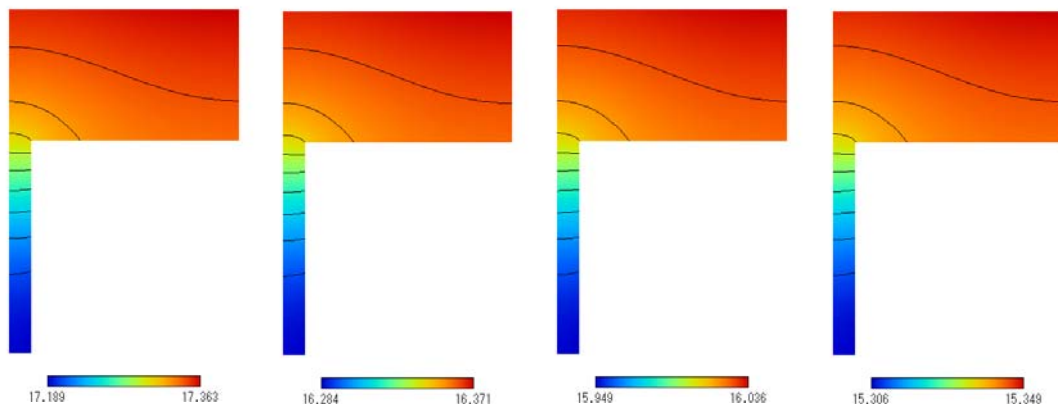
また、管断面内温度分布の計算結果のコンター図を Fig. A.5-6 に示す。このコンター図は各計算結果における T_{max} と T_{min} に、赤と青を割り当て、その間を段階的な中間色でつないだものである。(別の図同士で比較したとき、各色は絶対的な値を示すものではなく、相対的な温度分布を表すものである)。等温線はいずれの図も 9 本引かれており、管断面内温度分布を 10 等分している。



(a) $G_{ref}=120, q_{in} = 16$ (b) $G_{ref}=120, q_{in} = 8$ (c) $G_{ref}=60, q_{in} = 8$ (d) $G_{ref}=60, q_{in} = 4$

Fig. A.5 Calculated temperature distribution in the cross section of the multiport tube.

(Joule heating experiment)



(a) $G_{ref}=120, q_{in} = 16$ (b) $G_{ref}=120, q_{in} = 8$ (c) $G_{ref}=60, q_{in} = 8$ (d) $G_{ref}=60, q_{in} = 4$

Fig. A.6 Calculated temperature distribution in the cross section of the multiport tube.
(heater heating experiment)

A.6 結果考察

まず、Table A.3 に着目する。 T_{max} と T_{min} に着目し、管内温度分布が最大となっている計算条件は Calculation-1 で $0.12\text{ }^{\circ}\text{C}$ 程で、最小となっているのは、Calculation-4 で $0.03\text{ }^{\circ}\text{C}$ 程である。Calculation-2 と 3 は殆ど同じ値で $0.06\text{ }^{\circ}\text{C}$ 程である。このように、管内温度分布は熱流束の大きい実験条件で大きくなることが分かり、その温度差は熱流束に比例していることがわかる。これは、熱流束と温度勾配の線形関係 (Fourier の法則) によって説明できる。今回の実験の様な 10 kW/m^2 未満の低熱流束での実験では管内外の壁面温度差は $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ 未満となり、熱電対の校正精度や、測定温度の分布精度等と比較して充分小さくなることが分かる。

次に扁平管内支柱のフィン効率を考える。フィン効率が最大となるのは、Calculation-2 で、次は順に 1、3、4 と続く。これは Table A.1 を見ると分かるが、管内冷媒熱伝達率の小さい順である。管内熱伝達率が大きくなると、扁平管内支柱の温度を均一化しようとする管内熱伝導よりも、冷媒が支柱表面から熱を奪い去る熱伝達の影響が大きくなり、その結果フィン効率が低下していると考えられる。しかし、今回の実験範囲では算出されたフィン効率の値はいずれも 0.92 以上であり、わずか 0.1 mm 厚の高アスペクト比のアルミの板ではあるが、管内伝熱面として充分有効に寄与していると分かる。

今度は、Table. A.3 と 4 を比較することにより、通電加熱実験とヒーター加熱実験の違いを考える。ヒーター加熱実験では、熱量は全て上面から与えられ、管内壁面まで移動する為、管断面内温度分布が通電加熱実験より大きく、また支柱のフィン効率も若干であるが低下している。しかし、扁平管外壁温度、内壁温度共に、通電加熱とヒーター加熱とで比較してもその差は $0.04\text{ }^{\circ}\text{C}$ 未満であることから、定性的には温度分布の傾向は若干異なるが、伝熱実験の観点から定量的に考えると、その差は殆ど無いということが分かる。

A.7 結論

本調査では、通電加熱実験の内壁面温度算出精度と、ヒーター加熱実験との差異について、管断面内温度分布の観点から考察する為に、熱伝導シミュレーションを行い、以下の結論を得た。

- ・本実験において、管内熱流束が大きい程、扁平管断面内温度分布が上昇し、管内熱伝達率が大きい程、扁平管内支柱のフィン効率が低下する。
- ・通電加熱実験の方が、ヒーター加熱実験より、管断面内温度分布は小さく、扁平管内支柱のフィン効率は大きい為、より精度が高く、理想的な伝熱実験が実現可能である。
- ・一方、今回の実験範囲では、温度分布やフィン効率や、温度の値そのものも、伝熱実験の観点から考えると定量的には差は殆ど無く、どちらも殆ど同じ実験を行っていると分かる。
- ・理想的な通電加熱実験と、ヒーター加熱実験に殆ど差は無いが、現実にはヒーター加熱実験では、壁温測定精度が熱流束環境下での測温となる為悪いので、実験手法としては通電加熱実験の方が測温精度の観点では優れていると言える。

付録 B 伝熱実験データ一覧

Table B.1.1 Experimental and calculated data (Rectangular channel, $G = 120$, $q = 16$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.237 | 17.07 | 15.09 | 8.04 |
| 0.346 | 17.23 | 15.01 | 7.19 |
| 0.454 | 17.18 | 14.94 | 7.11 |
| 0.563 | 17.33 | 14.86 | 6.47 |
| 0.672 | 17.47 | 14.79 | 5.94 |
| 0.781 | 17.85 | 14.71 | 5.09 |
| 0.889 | 18.63 | 14.64 | 4.00 |
| 0.998 | 27.15 | 14.57 | 1.26 |
| 1.107 | 61.98 | | |
| 1.215 | 76.98 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.179 | 15.13 | 512.26 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.274 | 14.38 | 500.84 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 5.578 | 259.50 | 119.5 | 15.97 |

Table B.1.2 Experimental and calculated data (Rectangular channel, $G = 120$, $q = 16$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.282 | 17.03 | 15.05 | 8.04 |
| 0.389 | 17.15 | 14.97 | 7.30 |
| 0.497 | 17.08 | 14.90 | 7.28 |
| 0.604 | 17.20 | 14.82 | 6.69 |
| 0.712 | 17.33 | 14.74 | 6.16 |
| 0.819 | 17.74 | 14.66 | 5.17 |
| 0.926 | 18.99 | 14.58 | 3.61 |
| 1.034 | 37.32 | | |
| 1.141 | 67.55 | | |
| 1.249 | 81.12 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.224 | 15.09 | 511.76 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.306 | 14.31 | 499.77 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 5.633 | 258.92 | 120.7 | 15.94 |

Table B.2.1 Experimental and calculated data (Rectangular channel, $G = 120$, $q = 8$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.230 | 16.24 | 14.98 | 6.36 |
| 0.356 | 16.11 | 14.87 | 6.43 |
| 0.482 | 16.00 | 14.75 | 6.42 |
| 0.607 | 16.00 | 14.64 | 5.87 |
| 0.733 | 16.08 | 14.52 | 5.13 |
| 0.858 | 16.68 | 14.41 | 3.52 |
| 0.984 | 19.07 | 14.30 | 1.67 |
| 1.110 | 42.76 | | |
| 1.235 | 63.69 | | |
| 1.361 | 82.06 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.190 | 15.02 | 510.58 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.402 | 13.92 | 493.85 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 5.604 | 288.70 | 120.1 | 7.99 |

Table B.2.2 Experimental and calculated data (Rectangular channel, $G = 120$, $q = 8$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.259 | 16.26 | 14.99 | 6.26 |
| 0.385 | 16.08 | 14.87 | 6.60 |
| 0.510 | 15.97 | 14.76 | 6.59 |
| 0.636 | 15.99 | 14.64 | 5.92 |
| 0.762 | 16.10 | 14.52 | 5.07 |
| 0.888 | 16.82 | 14.41 | 3.30 |
| 1.013 | 20.81 | | |
| 1.139 | 46.93 | | |
| 1.265 | 67.49 | | |
| 1.390 | 85.97 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.218 | 15.03 | 510.71 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.431 | 13.91 | 493.67 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 5.601 | 288.73 | 120.0 | 7.99 |

Table B.3.1 Experimental and calculated data (Rectangular channel, $G = 60$, $q = 8$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.306 | 15.79 | 15.00 | 10.17 |
| 0.414 | 15.85 | 14.98 | 9.17 |
| 0.522 | 15.88 | 14.95 | 8.62 |
| 0.630 | 15.88 | 14.92 | 8.32 |
| 0.737 | 15.94 | 14.90 | 7.66 |
| 0.845 | 16.14 | 14.87 | 6.30 |
| 0.953 | 19.07 | 14.85 | 1.89 |
| 1.061 | 45.37 | | |
| 1.169 | 67.06 | | |
| 1.277 | 74.61 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.248 | 15.02 | 510.60 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.335 | 14.758 | 506.54 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 2.808 | 129.70 | 60.1 | 7.99 |

Table B.3.2 Experimental and calculated data (Rectangular channel, $G = 60$, $q = 8$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.283 | 15.88 | 15.02 | 9.33 |
| 0.389 | 15.92 | 15.00 | 8.66 |
| 0.496 | 15.96 | 14.97 | 8.07 |
| 0.602 | 15.98 | 14.95 | 7.71 |
| 0.708 | 16.05 | 14.92 | 7.09 |
| 0.814 | 16.20 | 14.90 | 6.11 |
| 0.921 | 17.67 | 14.87 | 2.85 |
| 1.027 | 40.48 | | |
| 1.133 | 63.66 | | |
| 1.239 | 71.78 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.226 | 15.03 | 510.83 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.296 | 14.79 | 507.09 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 2.850 | 129.60 | 61.0 | 7.97 |

Table B.4.1 Experimental and calculated data (Rectangular channel, $G = 60$, $q = 4$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.254 | 15.28 | 14.94 | 11.59 |
| 0.378 | 15.27 | 14.93 | 11.71 |
| 0.503 | 15.25 | 14.91 | 11.88 |
| 0.627 | 15.27 | 14.90 | 10.78 |
| 0.751 | 15.32 | 14.89 | 9.19 |
| 0.876 | 15.67 | 14.88 | 5.03 |
| 1.000 | 18.88 | 14.86 | 0.99 |
| 1.124 | 44.04 | | |
| 1.248 | 64.03 | | |
| 1.373 | 76.65 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.214 | 14.94 | 509.46 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.413 | 14.82 | 507.55 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 2.832 | 144.39 | 60.7 | 4.00 |

Table B.4.2 Experimental and calculated data (Rectangular channel, $G = 60$, $q = 4$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.293 | 15.39 | 15.06 | 12.06 |
| 0.418 | 15.38 | 15.03 | 11.66 |
| 0.543 | 15.36 | 15.01 | 11.25 |
| 0.668 | 15.36 | 14.98 | 10.42 |
| 0.793 | 15.43 | 14.95 | 8.35 |
| 0.918 | 15.92 | 14.93 | 4.04 |
| 1.044 | 26.07 | | |
| 1.169 | 49.86 | | |
| 1.294 | 69.70 | | |
| 1.419 | 82.10 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.253 | 15.07 | 511.36 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.459 | 14.81 | 507.41 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 2.824 | 144.80 | 60.5 | 4.00 |

Table B.5.1 Experimental and calculated data (Circular channel, $G = 120$, $q = 16$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.419 | 18.53 | 15.05 | 4.56 |
| 0.528 | 18.20 | 14.99 | 4.96 |
| 0.636 | 18.10 | 14.94 | 5.03 |
| 0.744 | 18.10 | 14.88 | 4.95 |
| 0.852 | 18.95 | 14.83 | 3.86 |
| 0.960 | 24.29 | 14.77 | 1.67 |
| 1.068 | 54.54 | | |
| 1.176 | 76.50 | | |
| 1.284 | 93.66 | | |
| 1.392 | 100.74 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.362 | 15.08 | 511.48 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.45 | 14.53 | 503.05 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 4.394 | 203.20 | 120.0 | 15.94 |

Table B.5.2 Experimental and calculated data (Circular channel, $G = 120$, $q = 16$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.357 | 18.56 | 14.98 | 4.47 |
| 0.465 | 18.30 | 14.92 | 4.74 |
| 0.573 | 18.29 | 14.87 | 4.68 |
| 0.682 | 18.16 | 14.82 | 4.79 |
| 0.790 | 18.54 | 14.76 | 4.24 |
| 0.898 | 20.72 | 14.71 | 2.66 |
| 1.006 | 37.56 | | |
| 1.115 | 67.59 | | |
| 1.223 | 85.75 | | |
| 1.331 | 92.86 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.299 | 15.01 | 510.43 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.389 | 14.46 | 502.09 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 4.412 | 204.46 | 120.4 | 16.03 |

Table B.6.1 Experimental and calculated data (Circular channel, $G = 120$, $q = 8$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|-------|------------|----------------|---------------------------------|
| 0.485 | 17.00 | 15.02 | 4.04 |
| 0.539 | 16.82 | 14.97 | 4.32 |
| 0.593 | 16.69 | 14.93 | 4.53 |
| 0.647 | 16.55 | 14.88 | 4.76 |
| 0.701 | 16.57 | 14.83 | 4.58 |
| 0.755 | 16.77 | 14.78 | 4.01 |
| 0.809 | 17.22 | 14.74 | 3.21 |
| 0.863 | 18.59 | 14.69 | 2.04 |
| 0.918 | 21.31 | 14.64 | 1.19 |
| 0.972 | 24.55 | 14.59 | 0.80 |

| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] |
|----------|-------------------|----------------|
| 0.456 | 15.05 | 511.06 |

| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] |
|-----------|--------------------|-----------------|
| 1.001 | 14.57 | 503.68 |

| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
|------------------|----------------|---------------------------|--------------------------|
| 4.399 | 101.8 | 120.1 | 7.99 |

Table B.6.2 Experimental and calculated data (Circular channel, $G = 120$, $q = 8$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|-------|------------|----------------|---------------------------------|
| 0.321 | 17.43 | 15.00 | 3.28 |
| 0.375 | 17.21 | 14.96 | 3.54 |
| 0.429 | 17.10 | 14.92 | 3.64 |
| 0.483 | 16.95 | 14.87 | 3.84 |
| 0.537 | 16.79 | 14.83 | 4.07 |
| 0.591 | 16.65 | 14.79 | 4.29 |
| 0.645 | 16.46 | 14.75 | 4.64 |
| 0.699 | 16.44 | 14.71 | 4.60 |
| 0.752 | 16.61 | 14.66 | 4.09 |
| 0.806 | 17.07 | 14.62 | 3.26 |

| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] |
|----------|-------------------|----------------|
| 0.293 | 15.02 | 510.68 |

| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] |
|-----------|--------------------|-----------------|
| 0.835 | 14.60 | 504.19 |

| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
|------------------|----------------|---------------------------|--------------------------|
| 4.422 | 101.6 | 120.3 | 7.97 |

Table B.7.1 Experimental and calculated data (Circular channel, $G = 60$, $q = 8$).

| X | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.476 | 17.03 | 15.06 | 4.05 |
| 0.584 | 16.78 | 15.05 | 4.61 |
| 0.692 | 16.79 | 15.03 | 4.54 |
| 0.800 | 17.38 | 15.02 | 3.38 |
| 0.908 | 22.11 | 15.00 | 1.12 |
| 1.016 | 47.17 | | |
| 1.124 | 69.26 | | |
| 1.232 | 86.25 | | |
| 1.340 | 99.64 | | |
| 1.448 | 96.59 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.418 | 15.07 | 511.39 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.506 | 14.92 | 509.15 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 2.205 | 101.9 | 60.2 | 7.99 |

Table B.7.2 Experimental and calculated data (Circular channel, $G = 60$, $q = 8$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|------------------|--------------------|---------------------------|---------------------------------|
| 0.410 | 17.14 | 15.04 | 3.81 |
| 0.518 | 16.83 | 15.03 | 4.44 |
| 0.626 | 16.79 | 15.01 | 4.48 |
| 0.734 | 16.99 | 15.00 | 4.01 |
| 0.842 | 18.49 | 14.98 | 2.27 |
| 0.950 | 29.00 | 14.97 | 0.56 |
| 1.058 | 57.19 | | |
| 1.166 | 75.95 | | |
| 1.274 | 89.39 | | |
| 1.382 | 87.47 | | |
| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] | |
| 0.352 | 15.05 | 511.07 | |
| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] | |
| 1.440 | 14.91 | 508.86 | |
| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
| 2.204 | 101.8 | 60.1 | 7.99 |

Table B.8.1 Experimental and calculated data (Circular channel, $G = 60$, $q = 4$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|-------|------------|----------------|---------------------------------|
| 0.558 | 16.00 | 15.00 | 4.02 |
| 0.613 | 15.86 | 14.99 | 4.57 |
| 0.667 | 15.80 | 1.98 | 4.87 |
| 0.721 | 15.78 | 14.97 | 4.94 |
| 0.776 | 15.89 | 14.95 | 4.25 |
| 0.830 | 16.18 | 14.94 | 3.22 |
| 0.885 | 17.24 | 14.93 | 1.73 |
| 0.939 | 22.36 | 14.92 | 0.53 |
| 0.993 | 31.37 | 14.91 | 0.24 |
| 1.048 | 35.30 | | |

| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] |
|----------|-------------------|----------------|
| 0.529 | 15.01 | 510.43 |

| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] |
|-----------|--------------------|-----------------|
| 1.077 | 14.89 | 508.60 |

| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
|------------------|----------------|---------------------------|--------------------------|
| 2.193 | 51.0 | 59.8 | 4.00 |

Table B.8.2 Experimental and calculated data (Circular channel, $G = 60$, $q = 4$).

| x | T_w [°C] | T_{sat} [°C] | h_{ref} [kW/m ² K] |
|-------|------------|----------------|---------------------------------|
| 0.379 | 16.19 | 14.95 | 3.22 |
| 0.433 | 16.03 | 14.94 | 3.64 |
| 0.488 | 15.94 | 14.92 | 3.94 |
| 0.542 | 15.85 | 14.91 | 4.24 |
| 0.596 | 15.80 | 14.90 | 4.42 |
| 0.650 | 15.76 | 14.89 | 4.55 |
| 0.704 | 15.71 | 14.87 | 4.78 |
| 0.758 | 15.75 | 14.86 | 4.51 |
| 0.812 | 15.93 | 14.85 | 3.67 |
| 0.866 | 16.33 | 14.84 | 2.66 |

| x_{in} | $T_{sat,in}$ [°C] | P_{in} [kPa] |
|----------|-------------------|----------------|
| 0.350 | 14.96 | 509.64 |

| x_{out} | $T_{sat,out}$ [°C] | P_{out} [kPa] |
|-----------|--------------------|-----------------|
| 0.895 | 14.83 | 507.70 |

| M_{ref} [kg/h] | Q_{tube} [W] | G [kg/m ² s] | q [kW/m ²] |
|------------------|----------------|---------------------------|--------------------------|
| 2.197 | 50.9 | 60.0 | 3.99 |

付録 C 実験値の不確かさ解析

ここでは、文献：計測の不確かさ[48]に基づいて行った、熱伝達率の算出値の不確かさ解析の結果を示す。本来なら冷媒乾き度に対しての不確かさ解析も必要だが、その手間に比べて意義が少ないので、今回は割愛する。

以下に代表として、矩形流路扁平管蒸発伝熱実験の質量速度 $60 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束 8 kW/m^2 の熱電対位置 $k=1$ における測定データを用いた不確かさ解析の手順と結果を示す。

実際には全実験条件、全熱電対貼付位置の、熱伝達率と乾き度に対して（全 320 データに対して）不確かさ解析を行うべきであるが、作業量が膨大になる為、現時点では未達成である。

(a) 計測過程の決定

地点 k における管内冷媒熱伝達率 $h_{ref,k}$ は次式で与えられる。

$$h_{ref,k} = \frac{q}{T_{w,k} - T_{ref,k}} \quad (\text{C.1})$$

式内、管内熱流束 q 、管内壁温 $T_{w,k}$ 、冷媒飽和温度 $T_{ref,k}$ は、以下の式でそれぞれ求める。

$$q = \frac{Q_{tube}}{A_{tube,in}} = \frac{V_{tube} I_{tube}}{L_{heat} L_p} \quad (\text{C.2})$$

$$T_{w,k} = \frac{1}{5} (2T_{A,k} + 2T_{B,k} + T_{C,k}) \quad (\text{C.3})$$

$$T_{ref,k} = f(P_k) \quad (\text{C.4})$$

$$P_k = \left(1 - \frac{L_{tube,k}}{L_{tube}} \right) P_{in} + \frac{L_{tube,k}}{L_{tube}} P_{out} \quad (\text{C.5})$$

ここで、 Q_{tube} は蒸発管通電発熱量[W]、 $A_{tube,in}$ は管内有効加熱壁面積[m²]、 P_k は地点 k における冷媒圧力（内挿算出値）である。

また、独立な測定量を以下に示す。

| | | |
|--------------|----------------------------|------|
| V_{tube} | 扁平管印加電圧 | [V] |
| I_{tube} | 扁平管印加電流 | [A] |
| L_{tube} | 扁平管全長 | [m] |
| L_{heat} | 扁平管有効加熱長 | [m] |
| $L_{tube,k}$ | 地点 k までの扁平管長 | [m] |
| L_p | 扁平管内流路濡れ淵長 | [m] |
| $T_{A,k}$ | 扁平管内壁温（＝外壁温）(see Fig. 4.3) | [°C] |

| | | |
|-----------|------------------------------|-------|
| $T_{B,k}$ | 扁平管内壁温 (=外壁温) (see Fig. 4.3) | [°C] |
| $T_{C,k}$ | 扁平管内壁温 (=外壁温) (see Fig. 4.3) | [°C] |
| P_{in} | 扁平管入口圧力 | [kPa] |
| P_{out} | 扁平管出口圧力 | [kPa] |

- (b) 要素誤差要因の列挙
- (c) 各要素誤差の推定
- (d) 各パラメータのかたより誤差及び偶然誤差の計算

温度、圧力等の実験計測は、2秒おきに50回行った。各測定パラメータ $N=50$ のデータ X_i に対し、測定平均値 X_m は、次式で表される。

$$X_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i \quad (C.6)$$

各要素誤差のうち、正確度 B (かたより誤差) は、測定対象の真値と、測定データの母平均との差として定義される。

各要素誤差のうち、精密度 S (偶然誤差) は、測定データの標準偏差で定義し、次式で表される。

$$S = \left(\frac{\sum_{i=1}^N (X_i - X_m)^2}{N-1} \right)^{1/2} \quad (C.7)$$

正確度 B 、精密度 S 共に、今回は測定データの絶対誤差として取り扱う為、その単位は、熱伝達率 h と同じ $[W/m^2K]$ である。

次に、各要素誤差を総括し、各々の測定パラメータに対する測定誤差を考える。

各測定パラメータに対する、要素正確度 B は、 M 個の全ての誤差要因に起因する各正確度の二乗和の平方根として定義し、以下の式で表される。

$$B = \left(\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N B_{ij}^2 \right)^{1/2} \quad (C.8)$$

同様に、計測の精密度 S は、全ての誤差要因に起因する各精密度の二乗和の平方根として定義し、以下の式で表す。

$$S = \left(\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N S_{ij}^2 \right)^{1/2} \quad (C.9)$$

以下の表に、各パラメータの要素誤差要因を列挙し、各要素誤差を推定し、各パラメータの絶対正確度 B と絶対平均値の精密度 S を示す。

| パラメータ | 測定平均値 | 絶対正確度 B | 測定平均値の 絶対精密度 S | 誤差要因 |
|--------------|--------------------------|---------------------|---------------------|------------------------------------|
| V_{tube} | 0.304 V | 0.0152 | 0 | 要素誤差の二乗和平方根 |
| | | | <u>要素誤差</u> | |
| | | 正確度 | 平均値の精密度 | 誤差要因 |
| | | 5.0% | 0 | ろうづけ抵抗 |
| | | 0.02%RD+20 μ V | 0 | データロガー電圧測定 |
| | | 0 | 0 | 測定電圧の変動 |
| パラメータ | 測定平均値 | 絶対正確度 B | 測定平均値の 絶対精密度 S | 誤差要因 |
| I_{tube} | 426.65 A (=42.665 mV) | 0.45 (=0.045 mV) | 0.19 | 要素誤差の二乗和平方根 |
| | | | <u>要素誤差</u> | |
| | | 正確度 | 平均値の精密度 | 誤差要因 |
| | | 0.1% | 0 | 標準抵抗精度 |
| | | 0.02%RD+6 μ V | 0 | データロガー電圧測定 |
| | | 0 | 0.19 | 測定電圧の変動 |
| パラメータ | 測定平均値 | 絶対正確度 B | 測定平均値の 絶対精密度 S | 誤差要因 |
| L_{tube} | 0.362 m | 0.001 | 0 | 定規での測定 |
| L_{heat} | 0.282 m | 0.001 | 0 | 定規での測定 |
| $L_{tube,k}$ | 0.055 m | 0.001 | 0 | 定規での測定 |
| L_p | 0.0576 m | 0.001 | 0 | 扁平管押出製造精度 |
| パラメータ | 測定平均値 | 絶対正確度 B | 測定平均値の 絶対精密度 S | 誤差要因 |
| $T_{A,k}$ | 15.60 °C | 0.1 | 0.10 | 校正精度／流動変動 |
| $T_{B,k}$ | 15.95 °C | 0.1 | 0.11 | 校正精度／流動変動 |
| $T_{C,k}$ | 15.85 °C | 0.1 | 0.05 | 校正精度／流動変動 |
| パラメータ | 測定平均値 | 絶対正確度 B | 測定平均値の 絶対精密度 S | 誤差要因 |
| P_{in} | 529.64 kPa | 0.35 | 0.22 | 機器精度／流動変動 |
| P_{out} | 510.60 kPa | 0.35 | 0.31 | 機器精度／流動変動 |
| | | | | 機器精度: 0.01% F.S. F.S.: 3.45 MPa |

(e) かたより誤差及び偶然誤差の伝播

個々の測定量（パラメータ）の誤差は、それぞれの絶対感度係数 η を介して、熱伝達率や乾き度の算出値に伝播する。

熱伝達率の絶対正確度 B_h は、以下の様に求まる。

$$\begin{aligned}
 B_h &= \left[\begin{aligned} &(\eta_{V_{tube}} B_{V_{tube}})^2 + (\eta_{I_{tube}} B_{I_{tube}})^2 + (\eta_{L_{heat}} B_{L_{heat}})^2 \\ &+ (\eta_{L_p} B_{L_p})^2 + (\eta_{T_{A,k}} B_{T_{A,k}})^2 + (\eta_{T_{B,k}} B_{T_{B,k}})^2 \\ &+ (\eta_{T_{C,k}} B_{T_{C,k}})^2 + (\eta_{L_{tube,k}} B_{L_{tube,k}})^2 + (\eta_{L_{tube}} B_{L_{tube}})^2 \\ &+ (\eta_{P_{in}} B_{P_{in}})^2 + (\eta_{P_{out}} B_{P_{out}})^2 \end{aligned} \right]^{1/2} \\
 &= \left[\begin{aligned} &(3.37 \times 10^4 \times 0.0152)^2 + (2.40 \times 10^1 \times 0.45)^2 + (-3.63 \times 10^4 \times 0.001)^2 \\ &+ (-1.78 \times 10^5 \times 0.001)^2 + (-5.25 \times 10^3 \times 0.1)^2 + (-5.25 \times 10^3 \times 0.1)^2 \\ &+ (-2.62 \times 10^3 \times 0.1)^2 + (-8.30 \times 10^3 \times 0.001)^2 + (1.26 \times 10^3 \times 0.001)^2 \\ &+ (7.24 \times 10^2 \times 0.35)^2 + (1.30 \times 10^2 \times 0.35)^2 \end{aligned} \right]^{1/2} \\
 &= \left[\begin{aligned} &(5.12 \times 10^2)^2 + (1.08 \times 10)^2 + (-3.63 \times 10)^2 \\ &+ (-1.78 \times 10^2)^2 + (-5.25 \times 10^2)^2 + (-5.25 \times 10^2)^2 \\ &+ (-2.62 \times 10^2)^2 + (-8.30)^2 + (-1.26)^2 \\ &+ (2.53 \times 10^2)^2 + (4.55 \times 10^1)^2 \end{aligned} \right]^{1/2} \\
 &= 9.90 \times 10^2 \tag{C.10}
 \end{aligned}$$

熱伝達率の絶対精密度 S_h は、同様に算出されるが、簡単の為、 $\eta=0$ の項は省略すると、以下の様に表される。

$$\begin{aligned}
 S_h &= \left[\begin{aligned} &(\eta_{I_{tube}} S_{I_{tube}})^2 + (\eta_{T_{A,k}} S_{T_{A,k}})^2 + (\eta_{T_{B,k}} S_{T_{B,k}})^2 \\ &+ (\eta_{T_{C,k}} S_{T_{C,k}})^2 + (\eta_{P_{in}} S_{P_{in}})^2 + (\eta_{P_{out}} S_{P_{out}})^2 \end{aligned} \right]^{1/2} \\
 &= \left[\begin{aligned} &(2.40 \times 10^1 \times 0.19)^2 + (-5.25 \times 10^3 \times 0.10)^2 + (-5.25 \times 10^3 \times 0.11)^2 \\ &+ (-2.62 \times 10^3 \times 0.05)^2 + (7.24 \times 10^2 \times 0.22)^2 + (1.30 \times 10^2 \times 0.31)^2 \end{aligned} \right]^{1/2} \\
 &= \left[\begin{aligned} &(4.56)^2 + (-5.25 \times 10^2)^2 + (-5.78 \times 10^2)^2 \\ &+ (-1.31 \times 10^2)^2 + (1.59 \times 10^2)^2 + (4.03 \times 10^1)^2 \end{aligned} \right]^{1/2} \\
 &= 8.08 \times 10^2 \tag{C.11}
 \end{aligned}$$

と表される。

また、それぞれの計算に用いた、各絶対感度係数 η は以下の通りである。

$$\begin{aligned}\eta_{V_{tube}} &= \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial V_{tube}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial V_{tube}} = \frac{1}{T_{w,k} - T_{ref,k}} \frac{I_{tube}}{L_{heat} L_p} \\ &= 3.37 \times 10^4\end{aligned}\quad (C.12)$$

$$\begin{aligned}\eta_{I_{tube}} &= \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial I_{tube}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial I_{tube}} = \frac{1}{T_{w,k} - T_{ref,k}} \frac{V_{tube}}{L_{heat} L_p} \\ &= 2.40 \times 10^1\end{aligned}\quad (C.13)$$

$$\begin{aligned}\eta_{L_{heat}} &= \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial L_{heat}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial L_{heat}} = -\frac{1}{T_{w,k} - T_{ref,k}} \frac{V_{tube} I_{tube}}{L_p (L_{heat})^2} \\ &= -3.63 \times 10^4\end{aligned}\quad (C.14)$$

$$\begin{aligned}\eta_{L_p} &= \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial L_p} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial L_p} = -\frac{1}{T_{w,k} - T_{ref,k}} \frac{V_{tube} I_{tube}}{L_{heat} (L_p)^2} \\ &= -1.78 \times 10^5\end{aligned}\quad (C.15)$$

$$\begin{aligned}\eta_{T_{A,k}} &= \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial T_{A,k}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial T_{w,k}} \frac{\partial T_{w,k}}{\partial T_{A,k}} = -\frac{2}{5} \frac{q}{(T_{w,k} - T_{ref,k})^2} \\ &= -5.25 \times 10^3\end{aligned}\quad (C.16)$$

$$\begin{aligned}\eta_{T_{B,k}} &= \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial T_{B,k}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial T_{w,k}} \frac{\partial T_{w,k}}{\partial T_{B,k}} = -\frac{2}{5} \frac{q}{(T_{w,k} - T_{ref,k})^2} \\ &= -5.25 \times 10^3\end{aligned}\quad (C.17)$$

$$\begin{aligned}\eta_{T_{C,k}} &= \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial T_{C,k}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial T_{w,k}} \frac{\partial T_{w,k}}{\partial T_{C,k}} = -\frac{1}{5} \frac{q}{(T_{w,k} - T_{ref,k})^2} \\ &= -2.62 \times 10^3\end{aligned}\quad (C.18)$$

$$\begin{aligned}\eta_{L_{tube,k}} &= \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial L_{tube,k}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial T_{ref,k}} \frac{\partial T_{ref,k}}{\partial P_k} \frac{\partial P_k}{\partial L_{tube,k}} = -\frac{q}{(T_{w,k} - T_{ref,k})^2} \frac{\partial T}{\partial P} \frac{P_{in} - P_{out}}{L_{tube}} \\ &= -8.30 \times 10^3\end{aligned}\quad (C.19)$$

$$\begin{aligned}\eta_{L_{tube}} &= \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial L_{tube}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial T_{ref,k}} \frac{\partial T_{ref,k}}{\partial P_k} \frac{\partial P_k}{\partial L_{tube}} = \frac{q}{(T_{w,k} - T_{ref,k})^2} \frac{\partial T}{\partial P} \frac{L_{tube,k} (P_{in} - P_{out})}{(L_{tube})^2} \\ &= 1.26 \times 10^3\end{aligned}\quad (C.20)$$

$$\eta_{P_{in}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial P_{in}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial T_{ref,k}} \frac{\partial T_{ref,k}}{\partial P_k} \frac{\partial P_k}{\partial P_{in}} = \frac{q}{(T_{w,k} - T_{ref,k})^2} \frac{\partial T}{\partial P} \left(1 - \frac{L_{tube,k}}{L_{tube}}\right) \quad (C.21)$$

$$= 7.24 \times 10^2$$

$$\eta_{P_{out}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial P_{out}} = \frac{\partial h_{ref,k}}{\partial T_{ref,k}} \frac{\partial T_{ref,k}}{\partial P_k} \frac{\partial P_k}{\partial P_{out}} = \frac{q}{(T_{w,k} - T_{ref,k})^2} \frac{\partial T}{\partial P} \frac{L_{tube,k}}{L_{tube}} \quad (C.22)$$

$$= 1.30 \times 10^2$$

なお、Refprop9.0 より算出した R1234yf の物性値より、式(C.23)が成り立つ。

$$\frac{\partial T}{\partial P} = 0.065, \quad (\text{when } T = 15.0 \text{ } ^\circ\text{C}) \quad (C.23)$$

(f) 不確かさの計算

最終的な熱伝達率 $h_{ref,k}$ の不確かさは、式(C.10)の絶対正確度 B_h と、式(C.11)の絶対精密度 S_h を総括して求める。計測値の平均値 X_m に対し一般的に区間 $X_m \pm B_h$ は、約 95% の正確度を持つと考えられており、また絶対精密度は母集団の正規分布を仮定したときの標準偏差を表しており、区間 $X_m \pm 2S_h$ は、約 95% の値を含むものと考えられている。

このとき、文献[49]では、約 99% の包括度を示す不確かさ U_{ADD} と約 95% の包括度を示す不確かさ U_{RSS} を以下の様に定義しており、先に求めた B_h と S_h を代入すると以下の様に求まる。単位はいずれも $[\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$ である。

$$U_{ADD} = B_h + 2S_h = (9.90 + 2 \times 8.08) \times 10^2 = 2.61 \times 10^3 \quad (C.24)$$

$$U_{RSS} = \sqrt{B_h^2 + (2S_h)^2} = 1.90 \times 10^3 \quad (C.25)$$

(g) 報告

今回、質量速度矩形流路扁平管蒸発伝熱実験の質量速度 $60 \text{ kg}/\text{m}^2\text{s}$ 、熱流束 $8 \text{ kW}/\text{m}^2$ の熱電対位置 $k=1$ における測定データを用いて、算出された熱伝達率の不確かさ解析を行った。結果を、以下にまとめる。

| | | |
|-----------------------|---------------------|--------------------------------|
| 平均熱伝達率 | $h_{ref,k} = 10.18$ | $\text{kW}/\text{m}^2\text{K}$ |
| 絶対正確度 | $B_h = 0.99$ | $\text{kW}/\text{m}^2\text{K}$ |
| 絶対精密度 | $S_h = 0.81$ | $\text{kW}/\text{m}^2\text{K}$ |
| 熱伝達率の不確かさ (約 99% 包括度) | $U_{ADD} = 2.61$ | $\text{kW}/\text{m}^2\text{K}$ |
| 熱伝達率の不確かさ (約 95% 包括度) | $U_{RSS} = 1.90$ | $\text{kW}/\text{m}^2\text{K}$ |

不確かさ解析の結果から得られた知見について、以下に述べる。

式(C.10)と式(C.11)より、絶対正確度 B_h 、絶対精密度 S_h 共に、管壁温測定と、冷媒温度算出に用いる圧力測定の不確かさが、熱伝達率の不確かさに対する影響度が大きいことが分かる。特に、管壁温度と冷媒圧力の不確かさに対する絶対感度係数は、温度差の二乗に反比例しているため、管壁温と冷媒温度との温度差が小さくなると、熱伝達率の不確かさは著しく上昇していくことが分かる。熱伝達率の不確かさを小さくするためには、適切に校正した熱電対で測温することや、精度のよい圧力計で圧力を算出することが必要であるが、本実験では、熱電対の校正精度は $\pm 0.1^\circ\text{C}$ であり、圧力伝送器の精度も、フルスケールの $\pm 0.01\%$ であり、現実的な範囲で最善をはかっている。

式(C.10)から、扁平管と電極のろう付けの通電抵抗による発熱見積もり量の 5% も、熱伝達率の不確かさに対する影響度が大きいことがわかるが、通電加熱実験を行う上で本誤差は不可避である。その一方で、二重管式温水加熱や、ヒーター貼り付け加熱、温水ブロック加熱では、熱交換量見積もり不確かさや、熱流束の空間的不均一分布に対する不確かさの問題が発生し、これらはそれぞれ予測困難である上に、 5% 以上の不確かさを持つことは明らかであり、通電加熱実験方式は他の加熱方法よりも十分高精度な実験であると分かる。

参考文献

- [1] 大原敏夫ら, カーエアコン用熱交換器の最新技術, デンソーテクニカルレビュー(1999).
- [2] 柴田豊, 空調機用熱交換器の高性能化における研究開発, 日本機械学会熱工学カンファレンス 2007 講演論文集(2007).
- [3] Jhon C. Chen, Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 5 (1966) 322–329.
- [4] Shizuo Saitoh, Hirofumi Daiguji, Eiji Hihara, Effect of tube diameter on boiling heat transfer of R-134a in horizontal small-diameter tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 4973–4984.
- [5] Shizuo Saitoh, Hirofumi Daiguji, Eiji Hihara, Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007) 5215–5225.
- [6] K. Stephan, M. Abdelsalam, Heat-transfer correlation for natural convection boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 23 (1980) 73–87.
- [7] Shizuo Saitoh, Chaobin Dang, Yoshitaka Nakamura, Eiji Hihara, Boiling heat transfer of HFO-1234yf flowing in a smooth small-diameter horizontal tube, *International Journal of Refrigeration* 34 (2011) 1846–1853.
- [8] 宮田一司, 森英夫, 濱本芳徳, 微細管内流沸騰熱伝達の整理式, 日本冷凍空調学会論文集, Vol. 28, No. 2 (2011) 137–148.
- [9] 榎木光治, 森英夫, 宮田一司, 濱本芳徳, 微細管内気液二相流の流動様相, 2012 日本冷凍空調学会年次大会講演論文集, (2012) A231.
- [10] Koji Enoki, Hideo Mori, Kazuya Miyata, Keishi Kariya, Yoshinori Hamamoto, Boiling Heat Transfer and Pressure Drop of a Refrigerant Flowing in Small Horizontal Tubes, *Proceedings of the 3rd International Forum on Heat Transfer*, November 13–15, 2012, Nagasaki, Japan.
- [11] Koji Enoki, Kazuya Miyata, Hideo Mori, Keishi Kariya, Yoshinori Hamamoto, Boiling Heat Transfer and Pressure Drop of a Refrigerant Flowing Vertivcally Upward in Small Rectangular and Triangular Tube, *Heat Transfer Engineering*, 34 (2013) 966–975.
- [12] 地下大輔, 川島弘之, 小山繁, R1234ze(E)の水平扁平多孔管内沸騰流に関する実験的研究, 2012 年度日本冷凍空調学会年次大会, (2012) A222.
- [13] S. Mortada, A. Zoughaib, C. Arzano-Daurelle, D. Clodic, Boiling heat transfer and pressure drop of R-134a and R-1234yf in minichannel for low mass fluxes, *International Journal of Refrigeration*, 35 (2012) 962–973.
- [14] Tzu-Hsiang Yen, Masahiro Shoji, Fumio Takemura, Yuji Suzuki, Nobuhide Kasagi,

- Visualization of convective boiling heat transfer in single microchannels with different shaped cross-sections, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 (2006) 3884–3894.
- [15] Satish G. Kandlikar, William J. Grande, Evolution of microchannel flow passages – thermohydraulic performance and fabrication technology, *Heat transfer engineering*, 24 (2003) 3–17.
- [16] Bruno Agostini, Andre Bontemps, Vertical flow boiling of refrigerant R134a in small channels, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 26 (2005) 296–306.
- [17] Satish G. Kandlikar, Prabhu Balasubramanian, An extension of the flow boiling correlation to transition, laminar, and deep laminar flows in minichannels and microchannels, *Heat Transfer Engineering*, 25 (2004) 86–93.
- [18] T. N. Tran, M. W. Wambsganss, D. M. France, Small circular- and rectangular-channel boiling with two refrigerants, *International Journal of Multiphase Flow*, 22 (1996) 485–498.
- [19] Fred Fairbrother, Alfred Stubbs, The “bubble-tube” method of measurement, *Journal of the Chemical Society*, 1 (1935) 527–529.
- [20] F. P. Bretherton, The motion of long bubble in tubes, *Journal of Fluid Mechanics*, 10 (1961) 166–188.
- [21] G. I. Taylor, Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube, *Journal of Fluid Mechanics*, 10 (1961) 161–165.
- [22] Pascale Aussillous, David Quere, Quick deposition of a fluid on the wall of a tube, *Physics of Fluids*, 12 (2000) 2367–2371.
- [23] Youngbae Han, Naoki Shikazono, Measurement of the liquid film thickness in micro tube slug flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30 (2009) 842–853.
- [24] W. Blake Kolb, Ramon L. Cerro, Coating the inside of a capillary of square cross section, *Chemical Engineering Science*, 46 (1991) 2181–2195.
- [25] Donata M. Fries, Franz Trachsel, Philipp Rudolf von Rohr, Segmented gas liquid flow characterization in rectangular microchannels, *International Journal of Multiphase Flow*, 34 (2008) 1108–1118.
- [26] Michiel T. Kreutzer, Freek Kapteijn, Jacob A. Moulijn, Johan J. Heiszwolf, Multiphase monolith reactors: chemical reaction engineering of segmented flow in microchannels, *Chemical Engineering Science*, 60 (2005) 5895–5916.
- [27] T. C. Thulasidas, M. A. Abraham, R. L. Cerro, Bubble-train flow in capillaries of circular and square cross section, *Chemical Engineering Science*, 50 (1995) 183–199.

- [28] A. L. Hazel, M. Heil, The steady propagation of a semi-infinite bubble into a tube of elliptical or rectangular cross-section, *Journal of Fluid Mechanics*, 470 (2002) 91–114.
- [29] Youngbae Han, Naoki Shikazono, Measurement of liquid film thickness in micro square channel, *International Journal of Multiphase Flow*, 35 (2009) 896–903.
- [30] H. S. Wang, J. W. Rose, H. Honda, A theoretical model of film condensation in square section horizontal microchannels, *Chemical Engineering Research and Design*, 82 (2004) 430–434.
- [31] Hua Sheng Wang, John W. Rose, Film condensation in horizontal microchannels: effect of channel shape, *International Journal of Thermal Sciences*, 45 (2006) 1205–1212.
- [32] Hua Sheng Wang, John W. Rose, Surface tension-affected laminar film condensation problems, *Journal of Mechanical Science and Technology*, 21 (2007) 1760–1774.
- [33] H. S. Wang, John W. Rose, Theory of heat transfer during condensation in microchannels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 (2011) 2525–2534.
- [34] Stefano Nebuloni, John R. Thome, Film condensation under normal and microgravity: effect of channel shape, *Microgravity Science and Technology*, 19 (2007) 125–127.
- [35] Stefano Nebuloni, John R. Thome, Numerical modeling of laminar annular film condensation for different channel shapes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 (2010) 2615–2627.
- [36] Enrico Da Riva, Stefano Bortolin, Davide Del Col, Condensation in a square minichannel: application of the VOF method, *3rd Micro and Nano Flows Conference Thessaloniki, Greece, 22–24 August 2011*.
- [37] Stefano Bortolin, Enrico Da Riva, Davide Del Col, Condensation in a square minichannel: application of the VOF method, *Heat Transfer Engineering*, 35 (2014) 193–203.
- [38] S. Levy, Steam slip – theoretical prediction from momentum model, *Transaction of ASME Series C*, 82 (1960) 113–124.
- [39] S. L. Smith, Void fractions in two-phase flow: a correlation based upon an equal velocity head model, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 184 (1969) 647–664.
- [40] S. M. Zivi, Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production, *Transaction of ASME Series C*, 86 (1964) 247–252.

- [41] S. G. Kandlikar, A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes, *Journal of Heat Transfer*, 112 (1990) 219–228.
- [42] REFPROP Ver 9.0, NIST.
- [43] Sujoy kumar Saha, Gian Piero Celata, Satish G. Kandlikar, Thermofluid dynamics of boiling in microchannels, *Advances in Heat Transfer*, 43 (2011) 77–226.
- [44] Satish Kandlikar, Srinivas Garimella, Dongqing Li, Stephane Colin, Michael R. King, *Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels*, Elsevier (2014).
- [45] Pierre-Gilles de Gennes, Françoise Brochard-Wyart, David Quere, 奥村剛(訳), 表面張力の物理学, 吉岡書店 (2003).
- [46] 植田辰洋, 気液二相流—流れと熱伝達—, 株式会社養賢堂 (1981).
- [47] 赤川浩爾, 気液二相流, コロナ社 (1976).
- [48] Suhas V. Patankar, 浅古豊訳, 熱伝導とダクト流れの熱伝達の数値計算, 森北出版株式会社 (1994).
- [49] アメリカ機械学会編, 日本機械学会訳, 計測の不確かさ, 丸善 (1987).