

科学研究費助成事業（科学研究費補助金）研究成果報告書

平成 25 年 5 月 17 日現在

機関番号：11301

研究種目：研究活動スタート支援

研究期間：2011～2012

課題番号：23860007

 研究課題名（和文） マイクロチャネル内の相変化伝熱現象の理論構築と
高熱流束冷却システムへの展開

 研究課題名（英文） Development of theory on phase change heat transfer in microchannel
and application to high heat flux cooling system

研究代表者

岡島 淳之介 (OKAJIMA JUNNOSUKE)

東北大学・流体科学研究所・助教

研究者番号：70610161

研究成果の概要（和文）：発熱密度が増加し続けている電子デバイスの高熱流束冷却へ向けて、マイクロチャネル内の相変化伝熱現象の理論解析と冷却システム応用のための解析を行った。管内単一気泡流で生じる液膜厚さの関係式を基に、マイクロチャネル内で液膜の蒸発のみが生じる条件を解析した。その際に用いた不均質核生成の理論式の解析解を導入することで、理論の無次元化を行い、作動流体の種類に依らない一般的な特性を導いた。また、VOF法を用いた数値解析プログラムを構築し、管内単一気泡流の温度場や速度場の評価を行い、冷却性能の評価を行った。

研究成果の概要（英文）：In order to achieve the high heat flux cooling for the electrical devices, the theoretical analysis of phase change heat transfer in microchannel and the investigation of the cooling system were conducted. By using the relationship of the liquid film thickness foamed in the single bubble flow in the tube, the condition which only evaporation occurs in the tube was analyzed. By introducing the analytical solution of the equation on the onset of heterogeneous nucleate boiling, the dimensionless form of the proposed analysis was presented. Additionally, the solver for the two-phase flow in microchannel was developed by using VOF method. The temperature and velocity field of single bubble flow in microchannel was solved and its cooling performance was evaluated.

交付決定額

(金額単位：円)

	直接経費	間接経費	合計
2011年度	1,200,000	360,000	1,560,000
2012年度	1,000,000	300,000	1,300,000
総計	2,200,000	660,000	2,860,000

研究分野：工学

科研費の分科・細目：熱工学

キーワード：電子機器冷却，マイクロチャネル，相変化伝熱

1. 研究開始当初の背景

コンピュータ用中央演算処理装置(CPU)や大電力用のパワートランジスタ，光通信の半導体レーザなど電子機器が微細加工技術の進展に伴い，小型化が急速に進んでいる。

その一方で，これらの電子機器の発熱密度は上昇する一方となっており，その効率的な冷却技術の需要が高まっている。そのため，微小領域の冷却システムとしてマイクロチャネル内の沸騰伝熱による冷却が注目され，こ

れまでに研究されてきた。その一方で、一般的に沸騰伝熱現象は複雑な現象で、現象を正確に記述できる理論が存在しない。マイクロチャネル内の沸騰伝熱においても同様で、研究手法は実験データの蓄積とそれらによる相関式の提案が主である。そのため、沸騰伝熱に代表される相変化伝熱を受動的に利用することはなされてきたが、能動的に制御することを目的とした研究は少ない。

申請者はマイクロチャネルの特徴を「高い流動抵抗」を有し、「表面張力」の影響が強くなり、「非常に薄い液膜」を形成することができるデバイスとしてとらえ、マイクロチャネル内の単一気泡の膨張過程の簡易的なモデルを構築し、核沸騰限界熱流束で核沸騰を生じさせず液膜の蒸発のみが生じるマイクロチャネルの条件を見出ししてきた。

しかしながら、これまでに行った研究では核沸騰限界熱流束下でのマイクロチャネル内蒸発熱伝達の可能性を示しただけにとどまっている。マイクロチャネル内蒸発熱伝達が理論的に整理されれば、この現象を制御する手法へ展開する足がかりが得られる。以上、これまでに提案した簡易モデルの更なる高精度化、そして新たな冷却システムへの展開の必要性を見出し、本研究課題を提案するに至った。

2. 研究の目的

(1) マイクロチャネル内の単一気泡のダイナミクスと伝熱の理論構築

これまでに行ってきた理論解析では、エネルギー保存則を基礎式としてマイクロチャネル内における単一気泡の膨張過程を計算してきた。その際に、気泡の先端速度と形成される液膜厚さの相関式を用いた。本研究では Navier-Stokes 方程式を基礎式とし、加速膨張する気泡により形成される液膜の力学を検討することにより、気泡周囲の流れ場や圧力損失等の流体力学特性を評価する。

(2) マイクロチャネル内の相変化伝熱を利用した高熱流束冷却システム

本研究で構築するマイクロチャネル内の相変化伝熱の理論を実証するための基礎実験を行い、高熱流束冷却システムへ展開する。上記理論で予測される極薄液膜を利用し、核沸騰限界熱流束を超える熱流束下での冷却の実現を目指す。

3. 研究の方法

(1) マイクロチャネル内膨張気泡の基礎理論

毛細管内の気泡の移動現象の理論モデル (F.P. Bretherton, "The motion of long bubbles in tubes", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 10, No. 02, pp. 166-188, 1961.) を参考にし、気泡の膨張速度と液膜の関係性について理解を得ることを目標とする。方程式は解析的に解くこと

を目標にし、各パラメータ間の関連性を導く。また、モデルの無次元化にも着手する。

(2) 数値流体力学による膨張気泡のダイナミクス評価

基礎理論の発展の別のアプローチとして、数値流体力学に基づく数値計算も行っていく。この手法では Navier-Stokes 方程式と適当な境界条件から流れ場等の情報が直接得られる。特に理論解には導入することの難しい熱物性値の温度・圧力依存性や壁面の濡れ性などの現実的な条件を考慮していく。そして理論解との比較を行うことにより理論の妥当性を明らかにし、装置の設計や実験条件に繋げていく。

4. 研究成果

(1) 基礎理論

Figure 1 に気泡膨張モデルの概略を示す。気泡膨張モデルはマイクロチャネル内に単一の気泡が膨張していく過程をモデル化している。簡略化のため、以下の仮定を設ける。

1. 壁面は完全に濡れている。
2. 液膜の厚さは気泡先端速度により決定される。
3. 膨張気泡の形状は半球と円柱により形成されている。
4. 液相は静止している。

気泡体積と供給熱量のエネルギーバランスは以下の式で示される。

$$\rho_V i_{LV} \frac{dV_B(t)}{dt} = \pi D L_B(t) q_w, \quad (1)$$

ここで ρ_V は蒸気密度 [kg/m^3], i_{LV} は蒸発潜熱 [J/kg], V_B は気泡体積 [m^3], D は管直径 [m], L_B は気泡長さ [m], q_w は壁面熱流束を表す。また、気泡先端速度は気泡長さの時間微分で定義される。

$$U_B(t) = \frac{dL_B(t)}{dt}. \quad (2)$$

また、液膜厚さと気泡先端速度の関係式には Taylor's law⁽⁸⁾を用いる。

$$\frac{2\delta}{D} = \frac{0.643(3Ca)^{2/3}}{1+1.608(3Ca)^{2/3}}, \quad (3)$$

$$\equiv f(Ca) \equiv 1 - g(Ca)$$

ここで $Ca = \mu U_B / \sigma$ はキャピラリ数、 μ は粘性係数 [$\text{Pa}\cdot\text{s}$], σ は表面張力 [N/m] を表す。また関数 f および g は後の無次元化に必要となる。初期条件として直径 D の球状気泡を考え、その時間発展を数値計算により求めた。また、作動流体は 0.1MPa の純水を仮定した。

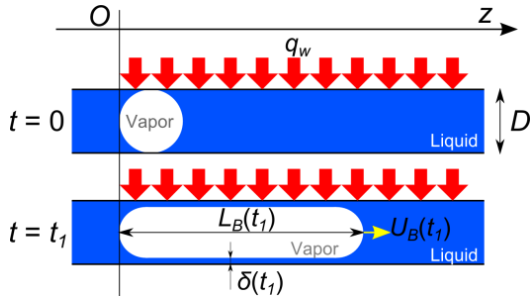


Fig. 1. Bubble expansion model

核沸騰が発生しないと仮定したとき、気泡膨張モデルにより予測される壁面過熱度は次式で表される。

$$\Delta T_{sat} = \frac{q_w}{h} = \frac{q_w \delta}{k_L} \quad (4)$$

ここで h は熱伝達率 [$W/(m^2 \cdot K)$] である。一方で、不均質核生成が生じる壁面熱流束 q_w と壁面過熱度 ΔT_{sat} の関係は以下の解析解で記述される。

$$\Delta T_{sat} = \frac{R_g T_{sat}^2 \ln(1+\zeta)/i_{LV}}{1 - R_g T_{sat} \ln(1+\zeta)/i_{LV}} + \frac{q_w r_a}{k_L} \quad (5)$$

$$\text{where } \zeta = \frac{2\sigma}{P_L r_a}$$

ここで R_g は気体定数 [$J/(kg \cdot K)$], r_a は活性キャビティサイズ [m], k_L は液相の熱伝導率 [$W/(m \cdot K)$], P_L は液相の圧力 [Pa] である。ここで式(5)を活性キャビティサイズの関数とみなし、その極小値を核沸騰開始最小過熱度 ΔT_{min} と定義する。すなわち壁面過熱度が ΔT_{min} 以下ならば管壁の表面状態に関わらず、核沸騰は発生しないことを表している。

気泡膨張モデルにより予測された壁面過熱度と核沸騰開始最小過熱度との交点を本研究では沸騰限界直径として定義する。

Figure 2 の管径 $50 \mu m$ の場合、気泡長さ $6.6 mm$ のときの沸騰限界直径は $50 \mu m$ と読む。この沸騰限界直径の飽和圧力に対する変化を特定の気泡長さに対して計算した結果を Fig. 3 に示す。Figure 3 より飽和圧力の低下に伴い、沸騰限界直径が増加することがわかる。これは飽和圧力が低い領域においては、不均質核生成に必要な壁面過熱度が増加すること起因する。また実用的な気泡長さの範囲で沸騰限界直径は大きく変化しないこともわかる。これらの結果より、大気圧下の純水を作動流体として用いた場合、限界熱流束下での冷却を実現するためには直径が $50 \mu m$ 程度のマイクロチャネルを用いる必要がある。

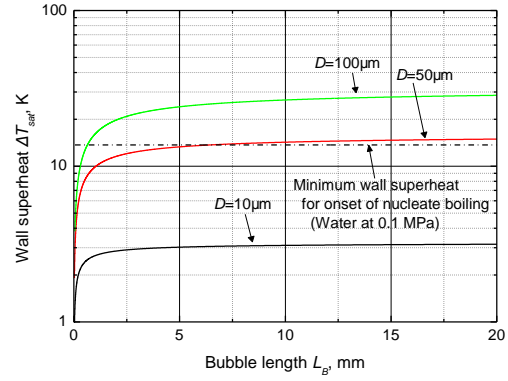


Fig. 2. Relationship between wall superheat and bubble length

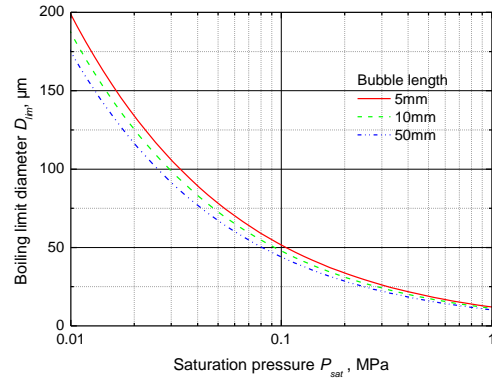


Fig. 3. Variation of boiling limit diameter for saturation pressure

次にエネルギー保存式を下記のように無次元化した。

$$\frac{d}{dt^*} \left[g^2 (Ca^*) L_B^* - \frac{2}{3} g^3 (Ca^*) \right] = 2L_B^* \quad (6)$$

ここで*付きの変数は無次元化されている。また、 g は式(3)で定義されている。なお Ca^* は修正キャピラリ数で次式で定義する。

$$Ca^* = \frac{\mu q_w}{\rho_L i_{LV} \sigma} \quad (7)$$

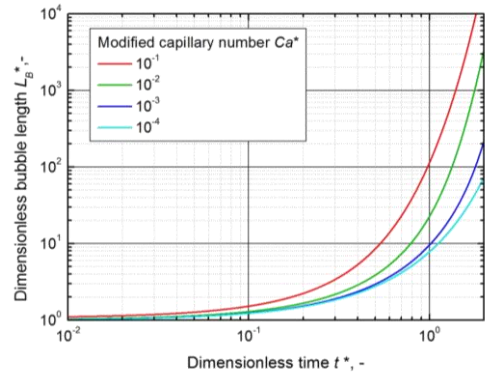


Fig. 4. Time variation of dimensionless bubble length with various modified capillary number

Figure 4 に各修正キャピラリ数に対する無次元気泡長さの時間変化を示す．この結果から管内気泡膨張を修正キャピラリ数で記述することが可能になることを示した．

さらに，沸騰限界直径に関する考察を進める．沸騰限界直径は式(5)に示される不均質核生成が生じる壁面熱流束 q_w と壁面過熱度 ΔT_{sat} の関係から導出される核沸騰開始最小過熱度 ΔT_{min} より決定される．そこで核沸騰開始最小過熱度の解析解導出を試みた． $\zeta \ll 1$ の条件下，すなわち，

$$\frac{2\sigma}{r_a} \ll p_L, \quad (8)$$

であるならば式(5)は次式のように簡略化される．

$$\Delta T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_V i_{LV} r_a} + \frac{q_w r_a}{k_L}. \quad (9)$$

式(8)は活性キャビティ内で生じる気泡の表面張力が周囲の液体の圧力より十分小さいという条件を表している．核沸騰開始最小過熱度の解析解は式(9)より下記のように導出できる．

$$\Delta T_{min} = 2\sqrt{\frac{2\sigma T_{sat} q_w}{\rho_V i_{LV} k_L}}. \quad (10)$$

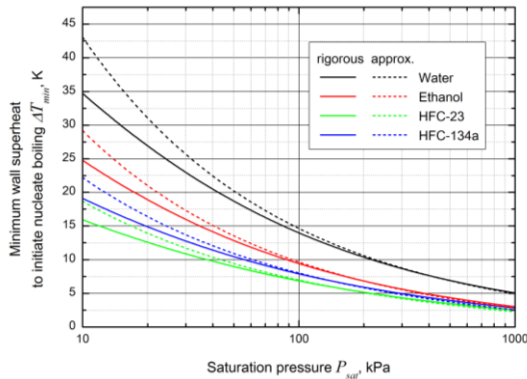


Fig. 5 Comparison between approximated and rigorous solutions of equation on onset of heterogeneous nucleate boiling

導出した解析解を利用し，沸騰限界直径を記述する． $\Delta T_{sat} < \Delta T_{min}$ の条件を与えると沸騰限界直径は下記で記述できる．

$$D_{lim} < \frac{4}{f(Ca)} \sqrt{\frac{2\sigma k_L T_{sat}}{\rho_L i_{LV} q_w}} \equiv \frac{D_{lim,c}}{f(Ca)}, \quad (11)$$

ここで $D_{lim,c}$ は沸騰限界直径記述における特性長さであり，Fig. 6 に示す．

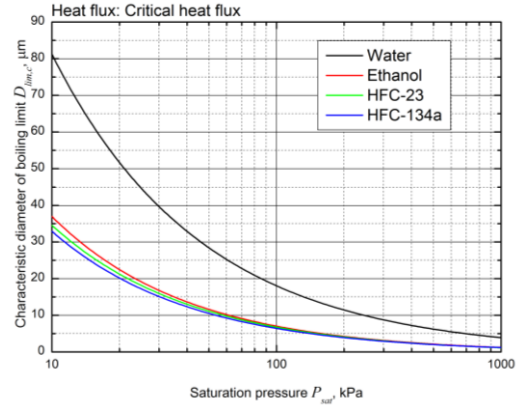


Fig. 6 Variation of characteristic diameter of boiling limit for saturation pressure

Figure 6 で明らかなように純水は他の冷媒と比較して大きな特性長さを持っている．これは水の表面張力の大きさに起因すると考えられる．また式(11)から明らかなようにマイクロチャンネル内で蒸発伝熱が生じる条件は冷媒の物性と液膜の形成の関係式で記述できることが明らかになった．この式はマイクロチャンネル内の膨張気泡で生じる液膜を記述する理論が確立すれば一般的に解を与えることができる．

(2)数値解析

本研究で対象としたマイクロチャンネル直径は $100\mu\text{m}$ 程度であることから，気液それぞれの相連続体の仮定が成立し，また重力の影響は無視できる．よって非圧縮性二次元軸対称ナビエーストクス方程式を支配方程式とする．圧力速度結合解析手法として SIMPLE 法を用い，界面追跡手法は VOF (Volume Of Fluid) を用いた．VOF 関数は以下の式に従って移動する．

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) f = 0 \quad (5)$$

また表面張力は CSF (Continuum Surface Force) モデルにより記述した．さらに相変化現象を単純化するため，気泡の膨張による界面加速及び気泡内の圧力分布による飽和温度の変化を無視すると仮定した．

本研究で用いたマイクロチャンネルモデルを Fig.2 に示す．水と蒸気が左側の入口から一定の速度でマイクロチャンネルに入り，壁面に加熱後右側の圧力出口から排出される．このモデルは実際の実験で気泡核からの気泡発生過程を観測することと完全に同様ではないが，すでに十分発達した気泡を伴う流動現象を模擬することができ，また流入条件で気泡形状を調整できる利点がある．

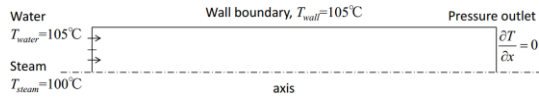


Fig. 7 Dual-nozzle simulation model

チャンネル半径と計算領域の長さはそれぞれ $100\mu\text{m}$ と $900\mu\text{m}$ とし、計算格子は 20×180 等間隔直交格子を使用した。熱伝達計算で用いられた温度境界条件も Fig.2 で示したよう、壁面は等温壁面と設定され、気相と液相の温度は入口で与えられる。また 1 気圧の蒸気を仮定し、気相の温度は飽和温度に固定した。

気泡挙動は液膜厚さに強く影響し、最終的に液膜蒸発を用いた冷却装置の冷却効果に大きく関わる。これまで多くの理論研究においてマイクロチャンネル内の気泡形状の解析が行われたが、いずれも単純化されたモデルである。そこで本研究では入口での液相及び気相の流入速度を調整し数値解析を行うことで、気泡挙動とみかけ速度の関係を調査した。Fig. 8 に得られた気泡形状の結果を示す。液相と気相の速度比が増加すると共に、すなわち液相の流量が相対的に大きい場合、気泡周囲の液膜厚さが大きくなり、気泡自身が短くなる傾向が見られた。

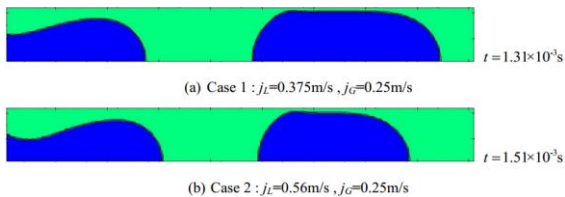


Fig. 8 Bubble shape comparison under different flow condition

これまで得られた流動解析結果を用い、エネルギー方程式を解くことで温度場を計算し、液膜の蒸発による冷却効果を簡単に予測した。なお、気泡の膨張は考慮していない。気泡内温度を 100°C に固定し、相変化の効果を模擬した。

Fig. 9 は温度場の計算結果から壁面における熱流束を導出した結果を示す。直径 $200\mu\text{m}$ のマイクロチャンネル内の計算結果によると、Case1 の気泡が Case2 より長く、気泡周囲液膜も薄いため、より高い熱流束で冷却できる可能性を示した。また気泡の後半部に局所的な高熱流束領域が存在するが、液膜が薄いことが原因だと考えられる他、Fig.6 が示したように局所的な逆流による混合現象も熱伝達を促進する効果がある。

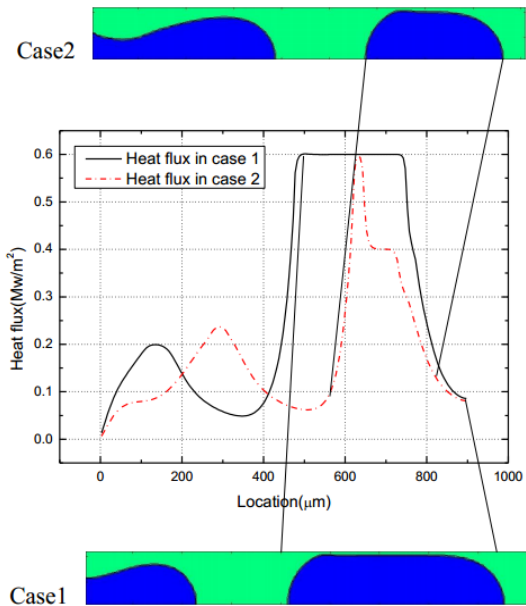


Fig. 9 Heat flux calculation result on wall boundary

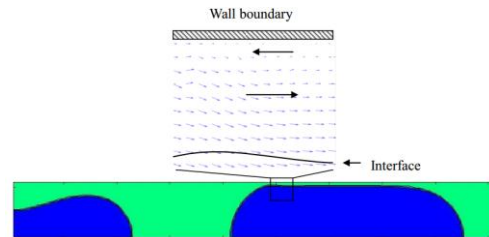


Fig.6 Reverse flow bubble rear region

なお、この計算結果から、壁面における最大冷却熱流束は 0.6MW/m^2 となっており、発熱密度が 1MW/m^2 以上の電子機器を冷却するためにはより薄い液膜、すなわち小さな直径のマイクロチャンネルが必要となることを予測した。この結果は前半の理論で議論した内容と一致する。

以上、理論解析と数値解析により、高熱流束冷却を実現するためには、一般的なマイクロチャンネルよりも小さなスケールのチャンネルが必要であることが示された。さらに高熱流束冷却を実現するチャンネルの大きさは使用する流体や圧力条件に依存することが示された。

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (計 1 件)

[1] J. Okajima, A. Komiya, and S. Maruyama, Analysis of Evaporative Heat Transfer by Expansion Bubble in a Microchannel for High Heat Flux Cooling, Journal of Thermal Science

and Technology, 査読有, Vol. 7, 2012, pp. 740-752.

DOI: 10.1299/jtst.7.740

〔学会発表〕(計7件)

[1] 高橋佑弥, 岡島淳之介, 伊賀由佳, 小宮敦樹, 円山重直, 超音速マイクロノズルの冷却デバイス適用に関する研究, 日本機械学会東北支部第48期総会・講演会, 2013.03.15, 仙台市,

[2] 岡島淳之介, 包乾, 伊賀由佳, 円山重直, マイクロチャネルにおける気泡の熱流動挙動に関する数値解析, 熱工学コンファレンス2012, 2012.11.17-2012.11.18, 熊本, 日本.

[3] 岡島淳之介, 小宮敦樹, 円山重直, 極細クライオプローブの熱伝達率測定と沸騰伝熱特性, 第49回日本伝熱シンポジウム, 2012.05.30-2012.06.01, 富山, 日本.

[4] 高橋佑弥, 岡島淳之介, 小宮敦樹, 円山重直, 超音速マイクロノズルの流路壁面における熱伝達特性, 第12回日本伝熱学会東北支部学生発表会, 2012.05.12, 仙台, 日本.

[5] J. Okajima, A. Komiyama, and S. Maruyama, Development of Cryosurgical System in Small Region Utilizing Phased Change in a Microchannel, The 8th KSME-JSME Thermal and Fluid Engineering Conference, 2012.03.18-2012.03.21, Incheon, Korea.

[6] 岡島淳之介, 小宮敦樹, 円山重直, 冷媒循環システムを利用した極細クライオプローブによる凍結領域制御, 日本機械学会2011年度年次大会, 2011.09.11-2011.09.14, 東京, 日本.

[7] J. Okajima, A. Komiyama, and S. Maruyama, Theoretical study for high heat flux cooling by using phase change heat transfer in a microchannel, The 4th International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale, 2011.09.04-2011.09.09, Fukuoka, Japan.

6. 研究組織

(1)研究代表者

岡島 淳之介 (OKAJIMA JUNNOSUKE)

東北大学・流体科学研究所・助教

研究者番号: 70610161