自然対流膜沸騰熱伝達に関する研究*

(第 6 報, 波状界面を有する膜沸騰熱伝達の整理)

西 尾 茂 文^{*1}, 大 竹 浩 靖^{*1}

Natural-Convection Film-Boiling Heat Transfer

(6th Report, Heat Transfer Correlation of Film Boiling with Wavy Interface)

Shigefumi NISHIO and Hiroyasu OHTAKE

This paper presents heat transfer correlation for natural-convection film boiling with a wavy interface. Natural-convection film boiling of this type includes film boiling on horizontal flat plates facing upward, long inclined flat plates, long vertical surfaces, and horizontal cylinders of large diameter. First, it is shown that saturated film boiling along vertical surfaces can be correlated to the capillary length, and the physical meaning of this feature is made clear by focussing attention on the vapor-film-unit length in the author's vapor-film-unit model. Next, using the unit length, a heat transfer correlation for saturated film boiling along long vertical surfaces is developed, and it is shown that this correlating equation is valid for other film boiling systems with a wavy interface if the unit length is given correctly. Finally, a heat transfer correlation for subcooled film boiling with a wavy interface is developed using the heat transfer correlation for subcooled film boiling with a smooth interface and the unit length.

Key Words: Heat Transfer, Boiling, Natural Convection

1. 結 言

自然対流膜沸騰熱伝達は, 浸漬冷却形超電導磁石の冷却安定化, 低温機器の起動特性, 材料の浸漬熱処理, あるいは軽水炉炉心の低流量再冠水過程などとかかわりを有する現象である。

こうした自然対流膜沸騰熱伝達に関する解析は, 水平円柱まわりおよび鉛直面に沿う飽和膜沸騰について Bromley⁽¹⁾ が行った先駆的解析を Nishikawa-Ito⁽²⁾ らが発展させた「二相境界層理論」に代表される。この二相境界層理論では, 平滑な気液界面により分離されて流れる層流蒸気流れと (その外側に形成される) 液相層流境界層流れとを想定し, 境界層近似の下に導かれる二相境界層方程式を気液界面での接合条件下で解くことにより膜沸騰熱伝達が解析される。二相境界層理論の結果によれば, ここで想定されている平滑界面・層流流れの下での膜沸騰熱伝達は, 円柱直径など伝熱面幾何学的寸法を代表する長さと同相関を有する。

さて, Breen-Westwater⁽³⁾ および Sakurai⁽⁴⁾ によ

れば, 水平円柱まわりの飽和膜沸騰熱伝達は, 円柱直径, 伝熱面過熱度および (系圧力を含む) 流体物性の影響を二相境界層理論が適切に評価する中直径領域と, 熱伝達を二相境界層理論が過小評価する小・大直径領域とに区分される。すなわち, 平滑界面・層流流れおよび境界層近似の妥当性を想定する二相境界層理論は, 水平円柱系の飽和膜沸騰に限っても小・大直径領域では熱伝達を適切に評価しない。特に大直径領域では, 飽和膜沸騰熱伝達が円柱直径に依存しない傾向を有することが示されており⁽³⁾, この特徴は上述した二相境界層理論の予測する傾向と定性的にも異なる。このように飽和膜沸騰熱伝達が伝熱面寸法に依存しない特徴は, 比較的大きな水平上向き平面系⁽⁵⁾, 長い鉛直面⁽⁶⁾あるいは長い傾斜面系⁽⁷⁾でも実験的に知られており, こうした系でも二相境界層理論は膜沸騰熱伝達を適切に評価しない。

蒸気膜内の蒸気流れ方向に沿って測った伝熱面寸法を蒸気膜長さと呼ぶと, 二相境界層理論が飽和膜沸騰熱伝達を適切に評価できない上述の系では蒸気膜長さが一般に長く, こうした系の膜沸騰は「長い蒸気膜を有する膜沸騰」と総称することができよう (ただし, 「長い」の定義は後に述べる)。一般に現実に遭遇する前述の膜沸騰系の多くは, こうした長い蒸気膜を有す

* 平成 4 年 5 月 28 日 第 29 回伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 平成 4 年 4 月 16 日。

^{*1} 正員, 東京大学生産技術研究所 (〒106 東京都港区六本木 7-22-1)。

る膜沸騰に属する。したがって、(飽和膜沸騰に限っても二相境界層理論が熱伝達を適切に評価しない) 長い蒸気膜を有する膜沸騰系に関する検討が必要となる。

Berenson⁽⁸⁾ は、水平上向き平面上での飽和膜沸騰熱伝達についてモデル解析を報告している。このモデル解析では、蒸気流れは層流であるが、気液界面に発生する Rayleigh-Taylor 不安定により気液界面に蒸気ドームが形成される状況を想定する。この蒸気ドーム周囲の薄い蒸気膜部で発生する蒸気は、蒸気膜長さ全体を通過することなく蒸気ドームに吸収され、蒸気ドームは一種の蒸気だめとして機能する。こうした状況下では、膜沸騰蒸気膜は、(発生蒸気の吸収を担う) 蒸気ドームとその周囲の(蒸気発生を担う) 薄い蒸気膜部とにより構成される一種のセル群に分割される。この結果、蒸気膜全体は、ほぼ独立して膜沸騰熱伝達を司る個々のセルの総合体となり、膜沸騰熱伝達に関する代表長さは、伝熱面寸法ではなくセル寸法となる。

こうした観点から Berenson のモデルを見ると、飽和膜沸騰熱伝達について提案された、小直径領域水平円柱系に関する Baumeister-Hamill⁽⁹⁾ のモデル、長い鉛直面系に関する Andersen⁽¹⁰⁾ あるいは Bui-Dhir⁽⁶⁾ のモデルは、それぞれ Berenson のモデルと同じ範ちゅうに属すると考えられる。そこで、著者らの一連の研究では、このように層流流れと蒸気ドームを形成する波状界面とを想定し、蒸気膜を(蒸気だめと薄い蒸気膜により構成される) セルの総合体とみなすモデルを「蒸気膜ユニットモデル」と総称している。

自然対流膜沸騰熱伝達に関する解析には、このほかに Hsu-Westwater⁽¹¹⁾ により提案され、その後いくつかの検討を経た「乱流モデル」がある。しかし、著者らの一連の研究では、以上のような観点から、長い蒸気膜を有する膜沸騰を層流流れ・波状界面を有する膜沸騰とみなし、この種の飽和膜沸騰熱伝達が蒸気膜ユニットモデルにより統一的説明が可能であるかを検討し、二相境界層理論と併せて自然対流飽和膜沸騰熱伝達の全体像を把握することを第1の目的とした。したがって、ここで言う「長い蒸気膜」とは、気液界面が波状となり得る以上の長さの蒸気膜を指す。

ところで、現実遭遇する前述した膜沸騰系はサブクール膜沸騰であることも多い。二相境界層理論が妥当な系では、液体サブクール度の効果がこれにより適切に評価できることが知られている⁽⁴⁾ が、長い蒸気膜を有する膜沸騰系における液体サブクール度の効果は実験的にも知られていなかった。そこで、こうした系におけるサブクール効果を実験的に調べ、この効果が

蒸気膜ユニットモデルにより説明できるかを検討することが、この一連の研究の第2の目的であった。

第1報⁽¹²⁾ では、長い鉛直面系での飽和膜沸騰熱伝達に関して提案された Andersen のモデル⁽¹⁰⁾ に基づき、長い傾斜面に沿う飽和膜沸騰熱伝達に関する蒸気膜ユニットモデルを示すとともに、これを大直径領域水平円柱系へと拡張した。そして、波状界面の発生を実験的に確認するとともに、蒸気膜ユニットモデルが長い鉛直面・傾斜面、大直径領域水平円柱系における飽和膜沸騰熱伝達の予測に適用できることを示した。

第2報⁽¹³⁾ では、二相境界層理論の予測値と測定値とが大きく隔たっていた水平下向き平面系の膜沸騰熱伝達を扱い、飽和およびサブクール沸騰いずれの場合にも過熱度の減少とともに波状界面膜沸騰から平滑界面膜沸騰へと遷移し、平滑界面を伴う飽和膜沸騰熱伝達は二相境界層理論により予測できることを示した。

第3報⁽¹⁴⁾ では、二相境界層理論が破たんする理由の解釈に2説がある小直径領域水平円柱系の膜沸騰を扱い、小直径領域では、蒸気膜ユニットの発生およびユニット内の薄い蒸気膜部の蒸気流れにおける境界層近似の破たんの両者により飽和膜沸騰熱伝達が二相境界層理論予測値に比べて促進されることを示した。また、小直径領域が、サブクール度への依存性が二相境界層理論(すなわち中直径領域)と相似である正常領域と、サブクール度の増加とともに膜沸騰熱伝達率がいったん極小値まで減少する特異領域とに区分され、後者は小直径領域の中でも直径が小さい極細線で発生することを示した。

第4報⁽¹⁵⁾ では、長い鉛直面系および大直径領域水平円柱系での膜沸騰における局所熱伝達率と平均熱伝達率に対する液体サブクール度の影響を実験的に調べるとともに、サブクール条件下でも波状界面の発生を実験的に確認した。第5報⁽¹⁶⁾ では、第1報で提示した蒸気膜ユニットモデルをサブクール膜沸騰に拡張し、第4報で得られたサブクール条件下での局所ならびに平均熱伝達率がこれにより予測できることを示した。

以上の検討により、著者らの一連の研究の目的はほぼ達成されたと考えている。

ところで、(二相境界層理論が熱伝達を適切に評価できない) 長い蒸気膜すなわち波状界面を有する自然対流膜沸騰熱伝達の整理式としては、大直径領域水平円柱系の飽和膜沸騰熱伝達に関する Breen-Westwater の式⁽³⁾、長い鉛直面系の飽和膜沸騰熱伝達に関する Sakurai の式⁽⁴⁾ がある。これらの式では、水平界面に発生する Rayleigh-Taylor 不安定に関する臨界波長が代表長さにとられているが、これらの系に

おけるこの臨界波長の持つ意味は定かでない。そこで、本報告では、大きな水平上向き平面、長い鉛直面・傾斜面および大直径領域水平円柱系を対象として、これまで検討してきた蒸気膜ユニットモデルに基づき、長い蒸気膜すなわち波状界面を有する自然対流膜沸騰熱伝達に関する統一の整理を試みる。

記 号

- c_p : 定圧比熱
 D : 円柱直径
 $Gr_v[S] = g\rho_{vf}(\rho_{ls} - \rho_{vf})S^3/\mu_{vf}^2$
 $Gr_l[S] = g\rho_{lf}(\rho_{lb} - \rho_{lf})S^3/\mu_{lf}^2$
 g : 重力の加速度
 h : 膜沸騰熱伝達率
 h_{sat} : 飽和膜沸騰熱伝達率
 h_{sub} : サブクール膜沸騰熱伝達率
 k : 熱伝導率
 L : 蒸発潜熱
 $L_m = L + 0.5c_{pof}\Delta T_{sat}$
 $Nu[S] = hS/k_{vf}$
 Pr : プラントル数
 $R = (\rho\mu)_{vs}/(\rho\mu)_{ls}$
 S : 代表長さ
 $Sp^* = c_{pof}\Delta T_{sat}/L_m$
 T : 温度
 ΔT_{sat} : 過熱度
 ΔT_{sub} : サブクール度
 U : 蒸気流速
 δ : 蒸気膜厚さ
 θ : 水平上向き平面を基準とした伝熱面傾斜角
 λ : 蒸気膜ユニット長さ
 $\lambda_0 = \{\sigma/g(\rho_{ls} - \rho_{vs})\}^{1/2}$
 $\lambda_{cr} = 2\pi\lambda_0$
 μ : 粘性係数
 ρ : 密度
 σ : 表面張力
- 添 字
 lb : バルク液体
 lf : 膜温度における液体
 ls : 飽和液体
 vf : 膜温度における蒸気
 vs : 飽和蒸気

2. 鉛直面に沿う飽和膜沸騰熱伝達

2.1 鉛直面系における毛管長さの意味 Hsu-Westwater⁽¹¹⁾ は、長い鉛直面に沿う飽和膜沸騰にお

ける気液界面に(水平界面における)Rayleigh-Taylor不安定に関する臨界波長 λ_{cr} に近い波長を有する波状乱れが発生することを観察結果として報告している。また Sakurai⁽⁴⁾ は、この系における飽和膜沸騰熱伝達が、臨界波長 λ_{cr} あるいは毛管長さ λ_0 を代表長さとするにより整理できることを報告している。

例えば、図1は、上述の臨界波長以上の高さを有する鉛直面に沿う飽和膜沸騰熱伝達の測定値⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽¹²⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾を毛管長さを代表長さとして整理したものである。ここで、図1の表示は以下のような意味を持つ。すなわち、平滑界面を伴う飽和膜沸騰熱伝達を積分法で解析すると一般に次式が得られる⁽¹⁴⁾。

$$Nu[S] = C_{FB} \left(\frac{Gr_v[S]Pr_{vf}}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (1)$$

ここで、 S は蒸気流路長さを代表する長さ、 C_{FB} は伝熱面形状に関連する定数である。蒸気膜ユニットモデルでは、波状界面を伴う膜沸騰での蒸気流路長さは蒸気膜ユニット長さ λ により定まると考える⁽¹²⁾ので、式(1)で

$$S = \lambda = a\lambda_0$$

(a は定数)とすると、図1の縦軸が式(1)の比例係数 C_{FB} を示すことになる。図1よりわかるように、長い鉛直面に沿う飽和膜沸騰熱伝達は次式で整理できる。

$$Nu[\lambda_0] = 0.47 \left(\frac{Gr_v[\lambda_0]Pr_{vf}}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (2)$$

このように、波状界面を伴う飽和膜沸騰の典型である長い鉛直面系では、毛管長さ λ_0 あるいはこれに比例する(水平界面でのRayleigh-Taylor不安定における)臨界波長 λ_{cr} を代表長さにとると熱伝達が整理できる。しかし、鉛直面に沿う飽和膜沸騰において毛管長さあるいは臨界波長が果たす物理的役割は明らかでなく、式(2)の形で整理できる意味は自明でない。

さて、本研究の第1報⁽¹²⁾で提示した蒸気膜ユニッ

図1 毛管長さを代表長さとした飽和膜沸騰熱伝達の整理(鉛直面)

トモデルを用いると、鉛直面に沿う飽和膜沸騰の蒸気膜ユニット長 λ は Kelvins-Helmholtz 不安定により定まり、気液界面速度が零であり、また密度比が $\rho_{vf}/\rho_{ls} \ll 1$ である場合には

$$\lambda = 2\pi \left(\frac{3\sigma\delta}{\rho_{vf}U^2} \right)^{1/2} \quad (3)$$

$$U = \left\{ \frac{g(\rho_{ls} - \rho_{vf})}{12\mu_{vf}} \right\} \delta^2 \quad (4)$$

$$\delta = \left\{ \frac{48k_{vf}\mu_{vf}\Delta T_{sat}\lambda}{3gL_m\rho_{vf}(\rho_{ls} - \rho_{vf})} \right\}^{1/4} \quad (5)$$

より、次式で与えられる。

$$\lambda = 16.2 \left(\frac{Pr_{vf}^3}{Sp^* Gr_v[\lambda_0]} \right)^{1/11} \lambda_0 \quad (6)$$

この式は、鉛直面における蒸気膜ユニット長 λ が λ_0 あるいはこれに比例する λ_{cr} と強い相関を持っていることを示している。例えば、図1に示した測定値範囲では、 λ/λ_{cr} は 0.82~1.42 の範囲にある。したがって、この系における蒸気膜ユニット長は、おおよそ

$$\lambda \sim \lambda_{cr} = 2\pi\lambda_0 = 2\pi \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_{ls} - \rho_{vs})} \right\}^{1/2} \quad (7)$$

で与えられることになる。すなわち、蒸気膜ユニットモデルにおけるユニット長を示す式(6)は、長い鉛直面に沿う飽和膜沸騰熱伝達に関する整理式(2)における代表長さ λ_0 の物理的意味を示している。

2.2 蒸気膜ユニット長に基づく整理式の導出

図1に示した測定値について、図2に、式(6)の蒸気膜ユニット長 λ を代表長さとした場合の整理を示した。図2より、蒸気膜ユニット長を代表長さとする、鉛直面に沿う飽和膜沸騰熱伝達に関する次の整理式が得られる。

$$Nu[\lambda] = 0.74 \left(\frac{Gr_v[\lambda] Pr_{vf}}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (8)$$

ちなみに、式(8)に式(7)を代入すると、式(2)と全く同一の式が得られる。

図2 蒸気膜ユニット長を代表長さとした飽和膜沸騰熱伝達の整理 (鉛直面)

3. 鉛直面以外の系における飽和膜沸騰熱伝達

整理式(8)は、長い鉛直面に沿う飽和膜沸騰熱伝達における蒸気膜ユニット長を代表長さとして得られたものである。波状界面を伴う飽和膜沸騰系に属する他の系でも、蒸気膜ユニット長を適切に選ぶと一般的に成立する可能性がある。

3.1 水平上向き平面系 Berenson⁽⁸⁾ は、水平上向き平面系における飽和膜沸騰熱伝達を解析し、式(2)の比例係数が 0.425 となることを示した。一方、彼によれば、この系における蒸気膜ユニット長は Rayleigh-Taylor 不安定における

$$\lambda = \sqrt{3} \lambda_{cr} = \lambda_d \quad (9\cdot a)$$

であり、この値を式(8)に代入すると次式が得られる。

$$Nu[\lambda_0] = 0.41 \left(\frac{Gr_v[\lambda_0] Pr_{vf}}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (9\cdot b)$$

この値は彼の理論式と比例係数がわずかに異なるのみである。したがって、水平上向き平面においても式(8)が成立することが期待できる。ちなみに、式(8)より得られた式(9・b)と式(2)との比をとると、次式の関係が得られる。

$$\frac{h[\theta=0]}{h[\theta=\pi/2]} = 0.87 \quad (9\cdot c)$$

3.2 傾斜面系 さて、式(7)中の λ_0 の分母は、Rayleigh-Taylor 不安定における毛管長さとなり鉛直面に沿う膜沸騰において蒸気流れを駆動する浮力を意味している。そこで、鉛直面近くの姿勢の傾斜平面を考えると、式(7)の λ_0 および整理式(8)中のグラスホフ数 Gr_v に含まれる g は $g \sin \theta$ と置き換えることができる。したがって、鉛直面近くに姿勢における傾斜平面系では、式(7)、(8)は以下の形となる。

$$\lambda[\theta] = 2\pi \left\{ \frac{\sigma}{g \sin \theta (\rho_{ls} - \rho_{vs})} \right\}^{1/2} \quad (10\cdot a)$$

$$Nu[\lambda[\theta]] = 0.74 \left(\frac{Gr_v[\lambda[\theta]] Pr_{vf}}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (10\cdot b)$$

$$Gr_v[\lambda[\theta]] = \frac{g \sin \theta \rho_{vf} (\rho_{ls} - \rho_{vf}) \lambda[\theta]^3}{\mu_{vf}^2}$$

式(10・b)と式(8)の比をとると、次の関係が得られる。

$$\frac{h[\theta]}{h[\theta=\pi/2]} = (\sin \theta)^{3/8} \quad (10\cdot c)$$

図3に、測定値⁽⁷⁾⁽¹⁹⁾と式(9・c)、(10・c)の比較をそれぞれ水平線と曲線とで示したが、これらは測定値とよく一致しており、波状界面を伴う飽和膜沸騰熱伝達式(8)は、水平上向き平面および傾斜面系においても成

立することがわかる。

3.3 水平円柱系 図4に、大直径領域水平円柱系での飽和膜沸騰熱伝達に関して、(この系における蒸気膜ユニット長は円周方向の場所により変化するが) 平均ユニット長が λ_{cr} で与えられるとした場合の式(8)〔すなわち式(2)〕と測定値⁽¹⁵⁾とを比較した。図4に示されているように、ユニット長に関するこの仮定が妥当とすれば、式(8)はこの系でも成立する。

3.4 平滑界面膜沸騰と波状界面膜沸騰との境界 以上の検討により、蒸気膜ユニットモデルにおけるユニット長 λ を代表長さとする整理式(8)は、長い傾斜面・鉛直面、水平上向き平面および大直径領域水平円柱系における(波状界面)飽和膜沸騰熱伝達を整理する一般式であるとみなすことができる。ここでは、平滑界面膜沸騰熱伝達率と波状界面膜沸騰熱伝達率とが

一致する伝熱面寸法がそれぞれの膜沸騰の境界を意味するとして、平滑界面膜沸騰と波状界面膜沸騰との境界を定めておく。

まず、Bromley⁽¹⁾の解析によれば、鉛直面系における平滑界面での飽和膜沸騰熱伝達では、式(1)の C_{FB} は0.667~0.943となる。そこで、式(1)の C_{FB} として平均値(0.805)をとった式と式(2)とを等置すると、

$$S = 8.6\lambda_0 \dots\dots\dots (11\cdot a)$$

程度の高さ S を境として、これ以下の高さの鉛直面では平滑界面膜沸騰が、これ以上の高さの鉛直面では波状界面膜沸騰が起こることになる。

また、鉛直面近くの傾斜面系では、式(10・a)、(11・a)より、

$$S = 8.6\lambda_0 / \sin^{1/2} \theta \dots\dots\dots (11\cdot b)$$

程度の長さを境として、平滑界面膜沸騰と波状界面膜沸騰とが分かれることになる。

さらに、水平円柱系については、中直径領域におけるBromleyの式〔式(1)で $C_{FB}=0.62$ とした式〕と式(2)とを等置すると、

$$D = 3.0\lambda_0 \dots\dots\dots (11\cdot c)$$

程度を境として大直径領域と中直径領域とが分かれることになる。

なお、Klimenko⁽⁵⁾によれば、十分に大きな水平上向き平面として扱える平板直径 D は、

$$D \geq 31\lambda_0 \dots\dots\dots (11\cdot d)$$

程度である。

4. 波状界面を伴うサブクール膜沸騰熱伝達

蒸気膜ユニットモデルでは、サブクール度の効果は、蒸気膜ユニット長とユニット内熱伝達(特にサブクール液体への熱伝達)を介して現れる⁽¹⁶⁾。蒸気膜ユニット長は、一般にサブクール度の増加とともに長くなるが、サブクール度への依存性は過熱度が大きいほど弱くなる。例えば $\Delta T_{sub}=30\text{ K}$ の大気圧R 113のユニット長は、飽和状態のそれに対し、極小熱流束点近くの $\Delta T_{sat}=60\text{ K}$ では3倍程度であるが、 $\Delta T_{sat}=200\text{ K}$ では1.5倍程度となる。そこで、蒸気膜ユニット長がサブクール度に依存しないとすると、波状界面膜沸騰系におけるサブクール度の効果は平滑界面膜沸騰系におけるそれと相似となることになる。

さて、著者らは以前、平滑界面膜沸騰熱伝達率に対するサブクール度の影響を示す次式を報告した⁽²⁰⁾。

$$h_{sub} = h_{sat} + 0.067 \frac{k_{eff} Gr^{0.25} Pr^{0.46}}{SR^{0.23}} \left(\frac{\Delta T_{sub}}{\Delta T_{sat}} \right) \dots\dots\dots (12)$$

図3 傾斜面系における飽和膜沸騰熱伝達の整理

図4 大直径領域水平円柱系における膜沸騰熱伝達の整理

図5 鉛直面系におけるサブクール膜沸騰熱伝達の整理

式(12)において、右辺第1項を波状界面を有する飽和膜沸騰熱伝達に関する整理式(8)で評価し、第2項の液相グラスホフ数の代表長さを飽和膜沸騰におけるユニット長とした場合の予測値を、水平円柱系について図4に、鉛直面系に対して図5にそれぞれ測定値⁽¹⁵⁾と比較して示した。水平円柱系では予測値は実験値とよく一致しており、また鉛直面系では、予測値が測定値より平均15%程度低いが、過熱度が高くなるにつれ誤差は(前述した理由により)小さくなっていることがわかる。式(12)の代わりに Sakurai のサブクール膜沸騰に関する整理式⁽⁴⁾を用いても、図4, 5と同程度の整理結果が得られることを付言しておく。

5. 結 言

蒸気膜ユニットモデルにより熱伝達が予測できる波状界面を伴う自然対流膜沸騰系について、蒸気膜ユニットモデルに基づく熱伝達整理を試み、以下の結果を得た。

(1) 長い鉛直面に沿う飽和膜沸騰熱伝達に関する従来の整理式において代表長さとして使用されてきた毛管長さの物理的意味として、毛管長さがこの系における蒸気膜ユニット長と相関を有することを示した。

(2) 蒸気膜ユニット長に基づいた飽和膜沸騰熱伝達の整理式を導出し、この整理式が、大きい水平上向

き平面、長い鉛直面、長い傾斜面および大直径領域水平円柱における飽和膜沸騰熱伝達の整理に一般的に適用できることを示した。

(3) 飽和膜沸騰における蒸気膜ユニット長を代表長さとして用いることにより、平滑界面を有するサブクール膜沸騰熱伝達について導かれた整理式が波状界面を有するサブクール膜沸騰熱伝達にもほぼ適用できることを示した。

文 献

- (1) Bromley, L. A., *AEC-2295*(1948).
- (2) Nishikawa, K. and Ito, T., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **9**-1(1966), 103.
- (3) Breen, B. P. and Westwater, J. W., *Chem. Eng. Prog.*, **58**-7(1962), 67.
- (4) Sakurai, A., *Proc. 9th Int. Heat Transf. Conf.*, **1**(1990), 157.
- (5) Klimenko, V. V., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **24**-1(1981), 69.
- (6) Bui, T. D. and Dhir, V. K., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **107**-4(1985), 764.
- (7) 西尾・Chandratilleke, 機論, **54**-501, B(1988), 1104, または Nishio, S. and Chandratilleke, G. R., *JSME Int. J., Ser. II*, **32**-4(1989), 639.
- (8) Berenson, P. J., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **83**-3(1961), 351.
- (9) Baumeister, K. J. and Hamill, T. D., *Tech Note D-4035* (1967).
- (10) Andersen, J. G. M., *AIChE Symp. Ser.*, **73**-164(1976), 2.
- (11) Hsu, Y. Y. and Westwater, J. W., *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, **56**-30(1960), 15.
- (12) 西尾・Chandratilleke・小津, 機論, **56**-525, B(1990), 1484, または Nishio, S., Chandratilleke, G. R. and Ozu, T., *JSME Int. J., Ser. II*, **34**-3(1991), 202.
- (13) 西尾・姫路・Dhir, 機論, **57**-536, B(1991), 1359, または Nishio, S., Himeji, Y. and Dhir, V. K., *Proc. 1991 ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf.*, **2**(1991), 275.
- (14) 西尾・大竹, 機論, **57**-538, B(1991), 2124, または Nishio, S. and Ohtake, H., *JSME Int. J., Ser. II*, **35**-4(1992), 580.
- (15) 大竹・西尾, 機論, **58**-547, B(1992), 845.
- (16) 大竹・西尾, 機論, **58**-554, B(1992), 3153.
- (17) Suryanarayana, N. V. and Merte, H., Jr., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **94**-4(1972), 377.
- (18) Liaw, S. P. and Dhir, V. K., *Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf.*, **4**(1986), 2031.
- (19) Sauer, H. J., Jr. and Lin S.-C., *Proc. 5th Int. Heat Transf. Conf.*, **4**(1974), 110.
- (20) 西尾・坂口, 機論, **53**-490, B(1987), 1781, または Nishio, S., Uemura, M. and Sakaguchi, K., *JSME Int. J., Ser. II*, **30**-266(1987), 1274.