自然対流膜沸騰熱伝達に関する研究*

(第3報, 中・小直径領域の水平円柱系における膜沸騰)

西尾 茂文*¹, 大竹 浩靖*²

Natural-Convection Film-Boiling Heat Transfer (3rd Report, Film-Boiling from Horizontal Cylinders in Middle-and Small-Diameter Regions)

Shigefumi NISHIO and Hiroyasu OHTAKE

Natural-convection film-boiling heat transfer from horizontal cylinders in the middle-and small-diameter regions is investigated analytically and experimentally. Film-boiling experiments were conducted for water and R113 at atmospheric pressure. The results obtained are summarized as follows. Liquid flow around the vapor film is induced mainly by shear force at the liquid-vapor interface except in the low-pressure region. For film-boiling heat transfer in the small diameter region, both the effect of vapor units lined up along the cylinder axis and the failure of the boundary layer approximation should be taken into account, and subcooling dependence in this region is similar to that in the middle-diameter region. In the case of a cylinder with very small diameter, as liquid subcooling increases, the film-boiling heat transfer coefficient decreases down to a minimum and then increases.

Key Words: Heat Transfer, Boiling, Natural Convection, Stability, Film Boiling

1. 結 言

本研究は, 自然対流膜沸騰熱伝達を律する(1)蒸気流れ, (2)気液界面, (3)液相境界層のそれぞれの構造に注目して, 自然対流膜沸騰熱伝達の全体像を明らかにしようとするものである。本報では, この研究の第3報として, 中・小直径領域の水平円柱系膜沸騰を扱う。

本研究では, 自然対流膜沸騰熱伝達において想定し得る構造として, 「平滑界面・層流蒸気膜」, 「波状界面・層流蒸気膜」および「波状界面・乱流蒸気膜」構造を挙げている。第1報⁽¹⁾では, 長い蒸気膜を有する飽和膜沸騰を扱い, 気液界面不安定波長より蒸気膜長さの長い傾斜平面および大直径領域の水平円柱における飽和膜沸騰熱伝達が気液界面不安定と波状界面・層流蒸気膜構造とを基礎とする蒸気膜ユニットモデルで解析可能であることを報告した。第2報⁽²⁾では, 水平下向き平面における膜沸騰を扱い, 平滑界面を有する飽和膜沸騰熱伝達は平滑界面・層流蒸気膜構造を基礎

としたモデルで解析可能であることを明らかにした。

さて, 水平円柱まわりの膜沸騰熱伝達については, 平滑界面・層流蒸気膜を想定した二相境界層理論⁽³⁾⁽⁴⁾がサブクール度の効果も含めて熱伝達をよく予測する中直径領域, この二相境界層理論が熱伝達を著しく過小評価する小直径領域および大直径領域が存在することが知られている⁽⁵⁾。本報では, 急速凝固金属細線や粉末の作成において特に重要⁽⁶⁾な, 中・小直径領域における膜沸騰熱伝達を対象とする。

小直径領域における飽和膜沸騰熱伝達については, これまで, 以下の二つの機構が検討されてきた。第1は, 円柱頂部で発生する Rayleigh-Taylor 不安定の効果が, 円柱直径の減少とともに蒸気膜全周に及び蒸気膜がじゅず状化し, 蒸気流に軸方向流れ成分が生ずるとするモデル(ここでは「じゅず状蒸気膜型モデル」と呼ぶ)⁽⁷⁾である。このモデルでは, 円柱直径と界面不安定波長との比で与えられる無次元円柱直径が重要なパラメータとなる。第2は, 円柱直径の減少とともに蒸気膜厚さが相対的に厚くなり, 境界層近似が破たんするとするモデル(ここでは「非境界層近似型モデル」と呼ぶ)⁽⁸⁾である。このモデルでは膜沸騰レイレイ数が重要なパラメータとなる。

前者に基づく実験整理として, Breen-West-

* 平成2年5月30日 第27回日本伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 平成2年8月22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)。

*² 正員, 東京大学大学院。

water⁽⁵⁾の整理がよく知られており、大気圧近傍における液体窒素の測定値はこうした整理を支持している⁽⁹⁾が、液体ヘリウムを含めて換算圧力が高い条件で得られた測定値の整理においては、むしろ後者が支持されている⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。すなわち、小直径領域における飽和膜沸騰熱伝達については、上述の二つのモデルのいずれが支配機構かはいまだ明らかにはなっていない。また、サブクール膜沸騰熱伝達については、前述したように中直径領域で二相境界層理論による理解が進んでいるものの、小直径領域においては、解析、実験ともにほとんど報告されていない。そこで、本研究では細線を中心として中・小直径領域にわたる直径範囲の水平円柱系膜沸騰実験を行い、その整理を通して飽和膜沸騰熱伝達の基本構造を探るとともに、サブクール度の影響について検討する。

記 号

B : 浮力パラメータ $= c_{pl}/\beta L$
 c_p : 定圧比熱
 D : 伝熱面直径
 $F_b = \{k^3 \rho_v (\rho_l - \rho_v) g L^* / (\mu_v \Delta T_{sat})\}^{1/4}$
 g : 重力加速度
 Gr : グラスホフ数 $= \rho_v g (\rho_l - \rho_v) D^3 / \mu_v^2$
 h : 膜沸騰熱伝達率
 k : 熱伝導率
 L : 蒸発潜熱
 L^* : 修正蒸発潜熱 $= L + 0.5 c_{pv} \Delta T_{sat}$
 Nu : ヌッセルト数 $= hD/k$
 p : 圧力
 Pr : プラントル数
 Pr^* : 修正プラントル数 $= Pr_v (1 + 3.33/Sp)^{0.25}$
 Ra^* : 膜沸騰レイリー数 $= Gr_v Pr_v^* / (Pr_v^* + 1.33)$
 Sb : 無次元サブクール度 $= c_{pl} \Delta T_{sub} / L$
 Sp : 無次元過熱度 $= c_{pv} \Delta T_{sat} / L$
 Sp^* : 修正無次元過熱度 $= Sp / (1 + 0.5 Sp)$
 T : 温度, T_{sat} : 飽和温度
 ΔT_{sat} : 過熱度
 ΔT_{sub} : サブクール度
 u : 速度
 x : 伝熱面円周方向座標 $= D/2 \cdot \phi$
 y : 伝熱面半径方向座標
 β : 体膨張係数
 δ : 境界層厚さ
 λ_0 : ラプラス定数 $= [\sigma / \{g(\rho_{ls} - \rho_{vs})\}]^{1/2}$
 λ_c : $2\pi\lambda_0$

λ_d : $2\pi\sqrt{3}\lambda_0$
 μ : 粘性係数
 ν : 動粘性係数
 ρ : 密度
 σ : 表面張力
 ϕ : 伝熱面底部より測った角度

添 字

a : 解析解
 D : 水平円柱における不安定波長[文献(24)参照]
 ex : 実験値
 l : 液相
 ns : 数値解析解
 s : 飽和状態
 v : 蒸気相
 w : 伝熱面
 ∞ : パルク液相

2. 解 析

小直径領域の膜沸騰熱伝達を検討する基準として、平滑界面・層流蒸気膜を前提とした二相境界層理論を選ぶ。二相境界層理論は物性値の温度依存性の影響も含めて数値的に解かれている⁽⁴⁾が、ここでは物理的見通しの得やすい積分法を用いた近似解析解がどの程度妥当性を有するかを検討する。

2.1 膜沸騰ヌッセルト数の導入 解析では図1の状況を対象とし、以下のことを仮定する。

- (1) 気液界面は平滑である。
- (2) 蒸気および液体流れは層流境界層の特性を持つ。
- (3) 蒸気流れは粘性流である。
- (4) 放射熱伝達は無視する。

図1 中直径領域の膜沸騰

(5) 物性値は膜温度で与え、定物性とする。

以上の仮定より各相の運動量およびエネルギー積分方程式として、以下の式(1)~(4)を得る。

$$(g \sin \phi)(\rho_{ls} - \rho_v)\delta_v = \mu_v \left\{ \left[\frac{\partial u_v}{\partial y} \right]_{y=-\delta_v} - \left[\frac{\partial u_v}{\partial y} \right]_{y=0} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

$$(\rho_v L) \frac{d}{dx} \int_{-\delta_v}^0 u_v \left(1 + Sp \frac{T_v - T_{sat}}{\Delta T_{sat}} \right) dy = k_l \left[\frac{\partial T_l}{\partial y} \right]_{y=0} - k_v \left[\frac{\partial T_v}{\partial y} \right]_{y=-\delta_v} \dots\dots\dots (2)$$

$$\rho_l \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_l} u_l^2 dy = (\rho_l g \sin \phi) \int_0^{\delta_l} (T_l - T_\infty) dy - \mu_l \left[\frac{\partial u_l}{\partial y} \right]_{y=0} \dots\dots\dots (3)$$

$$\rho_l c_{pl} \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_l} u_l (T_l - T_\infty) dy = -k_l \left[\frac{\partial T_l}{\partial y} \right]_{y=0} \dots\dots\dots (4)$$

また、境界条件は以下のように与えられる。

$$y = -\delta_v; u_v = 0, T_v = T_w \dots\dots\dots (5), (6)$$

$$y = 0; u_v = u_l, T_v = T_l = T_{sat} \dots\dots\dots (7), (8)$$

$$\mu_v \frac{\partial u_v}{\partial y} = \mu_l \frac{\partial u_l}{\partial y} \dots\dots\dots (9)$$

$$y = \delta_l; u_l = 0, T_l = T_\infty \dots\dots\dots (10), (11)$$

$$\frac{\partial u_l}{\partial y} = 0, \frac{\partial T_l}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (12), (13)$$

蒸気速度分布を二次式で与えると、式(1), (5)より次式を得る。

$$u_v = (A_v \sin \phi) \{ 1 + (y/\delta_v) \} \{ a_v - (y/\delta_v) \} \dots\dots (14)$$

ただし、 $A_v = g(\rho_{ls} - \rho_v)\delta_v^2/(2\mu_v)$ で、 a_v は定数である。蒸気温度分布を一次式で与え、式(6), (8)より係数を定めると、

$$T_v = T_{sat} - \Delta T_{sat} \cdot (y/\delta_v) \dots\dots\dots (15)$$

となる。また、液体温度分布を二次式で与え、式(8), (11), (13)より同様に係数を定めると、次式を得る。

$$T_l = T_\infty + \Delta T_{sub} \{ (y/\delta_l) - 1 \}^2 \dots\dots\dots (16)$$

この式(14)~(16)を式(2)に代入すると δ_v が得られ、円柱表面の平均膜沸騰熱伝達率に関するヌッセルト数は

$$Nu = 0.515 \left[\frac{Gr_v Pr_v}{Sp^*} \right]^{1/4} \left[1 + \frac{3+Sp}{1+0.5Sp} a_v \right]^{1/4} \times \left[1 - 2 \left(\frac{Pr_v}{Pr_l} \right) \left(\frac{Sb}{Sp} \right) \left(\frac{\bar{\delta}}{\bar{\mu}} \right) \right]^{-1/4} \dots\dots\dots (17)$$

として、液体速度分布に依存せずに与えられる。ここで、

$$\bar{\delta} = \frac{\delta_v}{\delta_l}, \bar{\mu} = \frac{\mu_v}{\mu_l}$$

である。ただし、式(17)は未知数 $a_v, \bar{\delta}$ を含んでいる。

2・2 浮力・せん断力モデル ここで、Dhir -

Purohit⁽¹²⁾ にならって、式(10), (12)を満たすように液体速度分布を次の三次式で与える。

$$u_l = (A_l \sin \phi) \{ 1 - (y/\delta_l) \}^2 \{ (y/\delta_l) + a_l \} \dots\dots (18)$$

ここで、 $A_l = F(Pr_l) \beta g \Delta T_{sub} \delta_l^2 / (4\nu_l)$ で、 a_l は定数、 F は Pr_l の関数である。式(7), (9), (14), (18)より a_v および a_l が定まる。また、式(3), (4), (16), (18)より δ_l および F が定まる。 δ_v とこの δ_l との比を採ると $\bar{\delta}$ が得られる。以上より、 $a_v, a_l, F, \bar{\delta}$ について以下の式(19)~(22)を得る。

$$a_v = \left[1 + \left\{ \frac{F \cdot Sb}{2(1-\bar{\rho})B} \right\} \frac{1}{\bar{\delta}} \right] / [1 + 2(\bar{\delta}/\bar{\mu})] \dots\dots (19)$$

$$a_l = \left[1 + 2 \frac{(1-\bar{\rho})B\bar{\delta}}{F \cdot Sb} \right] / [2 + (\bar{\mu}/\bar{\delta})] \dots\dots (20)$$

$$\frac{1}{F} = \left(\frac{15}{28} \right) \left[\frac{P(\phi)}{S(\phi)} \right]^4 \left(\frac{1+7a_l+21a_l^2}{1+6a_l} \right) \left(\frac{1}{Pr_l} \right) + \frac{3}{4} (1-2a_l) \dots\dots\dots (21)$$

$$\bar{\delta} = \left(\frac{1+6a_l}{20} \right)^{1/4} \left[\frac{Sp^*}{Gr_v Pr_v} \right]^{1/4} \left(\frac{Pr_l Sb}{B} \right)^{1/4} \left(\frac{g D^3}{\nu_l^2} \right)^{1/4} \times \left[1 - 2 \left(\frac{Pr_v}{Pr_l} \right) \left(\frac{Sb}{Sp} \right) \left(\frac{\bar{\delta}}{\bar{\mu}} \right) \right]^{1/4} \times \left[1 + \frac{3+Sp}{1+0.5Sp} a_v \right]^{-1/4} F^{1/4} \dots\dots\dots (22)$$

ただし、

$$P(\phi) = \left[\frac{4 \int_0^\pi (\sin \phi)^{1/3} d\phi}{3(\sin \phi)^{4/3}} \right]^{1/4}$$

$$S(\phi) = \left[\frac{\int_0^\pi (\sin \phi)^{3/5} d\phi}{(\sin \phi)^{8/5}} \right]^{1/4}, \bar{\rho} = \frac{\rho_v}{\rho_l}$$

式(19)~(22)は、液相境界層が気液界面におけるせん断力と液相境界層内浮力により駆動されるとしたものである。そこで本報ではこれを「浮力・せん断力モデル」(略称、BSM)と呼ぶ。ただし式(19)~(22)の四元連立方程式を得るには、trial and error による数値計算が必要である。

2・3 せん断力モデル 一方、液体速度分布を二次式で与え、式(7), (10), (12)を満たすように係数を定めると、

$$u_l = (A_l' \delta_l^2 \sin \phi) \{ (y/\delta_l) - 1 \}^2 \dots\dots\dots (23)$$

ただし、 $A_l' = g(\rho_{ls} - \rho_v)\delta_l^2 a_v / (2\mu_v)$ である。式(14), (23)を式(9)に代入すると a_v が式(24)として得られる。また、式(16), (23)を式(4)に代入すると、 δ_l が得られ、 δ_v と δ_l の比を採ると、 $\bar{\delta}$ が式(25)として得られる。この場合、液相運動量方程式を用いずに膜沸騰熱伝達率が得られる。

$$a_v = \bar{\mu} / (\bar{\mu} + 2\bar{\delta}) \dots\dots\dots (24)$$

$$\bar{\delta}^3 + \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{3+Sp}{1+0.5Sp} \right) \right] \bar{\mu} \bar{\delta}^2 + \left(\frac{3Sp^* Sb \bar{\mu}}{5 \bar{\rho} Sp} \right) \bar{\delta}$$

$$-\left(\frac{3Pr_i Sp^* \bar{\mu}^2}{10Pr_v \bar{\rho}}\right)=0 \dots\dots\dots (25)$$

式(24), (25)は, 液相境界層が気液界面せん断力のみにより駆動されるとして岐美⁽¹³⁾が球について得た解と類似のものである。本報では, これを「せん断力モデル」(略称, SFM)と呼ぶ。

2・4 近似解析解の精度 図2に, 水について, 上述の浮力・せん断力モデル, せん断力モデルの予測値 h_a と現在では最も精密と思われる変物性二相境界層理論の数値解 h_{ns} ⁽⁴⁾ との比を, 圧力をパラメータとして無次元サブクール度に対して示した。両モデルともサブクール度の増大とともに精度が低下し, 減圧下ではかなり精度が低下する。特にせん断力モデルでは精度の低下が著しい。しかし減圧下を除けば, 両モデルとも数値解に対する誤差は高サブクール条件下でも10%以内である。そこで以後, 本報ではこのせん断力モデルの予測値を, 小直径領域の熱伝達を評価する基準として用いる。

図2 解析結果

図3 実験装置 (U字形細線)

3. 実験装置および方法

本研究における実験液体は, 大気圧状態の水およびフロン R113 の2種類である。実験を行ったサブクール度の範囲は, 水に対して $\Delta T_{sub}=0 \sim 40$ K であり, R113 に対しては $\Delta T_{sub}=0 \sim 30$ K である。

3・1 U字形白金線による実験 図3に本研究で使用了実験装置の概略図を示した。伝熱面は, 直流安定化電源により直接通電加熱される水平白金円柱(純度99.99%以上)である。この白金円柱は, 電極との接合部における蒸気膜の先行崩壊を阻止するため, 中央部約80mmを残してU字形に曲げられ, その両端部は液面上方で電極と接合されている。この実験系では, 大気圧水に対して $D=3, 2, 1.5, 1, 0.5$ mm, R113 に対して $D=2, 1, 0.5, 0.3, 0.2$ mm の各5種類について実験を行った。

白金円柱には, 円柱水平部中央約40mmをはさんで大気圧水に対して直径50μmおよび30μmの白金細線, R113に対しては30μmの白金細線を電圧測定用にスポット溶接した。伝熱面温度および熱流束は, それぞれ白金電気抵抗の温度依存性およびジュール発熱より算出した。

実験方法は以下のとおりである。大気圧水においては, 実験容器(内径300mm, 高さ400mm, ステンレス鋼製円筒)内に十分脱気した実験液(イオン交換水)を水平白金円柱下約5mmまで満たし, 水平円柱を約1200°Cまで通電加熱する。その後, 通電量を増加させながら実験液を実験容器下部から注入して, 水位を水平円柱上部約70mmまで上昇させ膜沸騰状態を実現する。実験容器中のヒータおよびクーラにより所定のサブクール度を保持し, 定常状態における熱伝達率を測定する。以後段階的に供給電力を減少させ, 膜沸騰が崩壊するまで定常実験を繰返した。なお, サブクー

図4 実験装置 (水平細線)

ル条件においては、真空ポンプにより所定の液温に相当する飽和状態まで減圧した状態で液位を上昇させ、減圧下の飽和膜沸騰状態を実現した後、圧力を回復させ大気圧下のサブクール膜沸騰状態を実現した。

また、R113 に対しては、観察窓を有する恒温槽内に設置されたガラス容器 (200×200×200 mm) を実験容器として使用した。この系では、R113 中に水平円柱を浸し、膜沸騰が維持できる電力を負荷して雰囲気内で十分加熱した後、液体に戻し膜沸騰を実現した。なお、サブクール度は、伝熱面から約 10 mm に位置する熱電対により監視した。

3.2 水平白金線による実験 U字形に保持するのが不可能であった $D=0.2, 0.1, 0.05, 0.03$ mm の水平円柱は、図 4 に示すように加熱用カートリッジヒータを埋め込んだ銅製電極により水平に支持された白金線を用いた。この伝熱面では電極周囲にも膜沸騰を形成することにより円柱端部の効果を低減してある。また、電極の一方はマイクロメータヘッドを取付け、これを微動調節して伝熱面の熱膨張の影響を除去した。この実験系で使用した液体は R113 のみである。また測定原理、測定手順はU字形と同様である。 $D=0.2$ mm についてU字形および本実験装置による実験結果の比較

をし、実験装置の相違による結果の差はないことを確認した。

なお、両実験とも観察窓を設けて、蒸気膜の様子をスチール写真に納めた。

4. 結果および考察

4.1 飽和膜沸騰熱伝達に関する既存整理式の検討

図 5, 6 に、飽和膜沸騰熱伝達に関する本実験値および表 1 に示す既存の測定値を示した。図 5 はじゅず状蒸気膜型モデルによる整理であり、図 6 は非境界層近似型モデルによる整理である。図 5, 6 中には、既存の代表的整理式⁽⁷⁾⁽⁸⁾を示した。なお、本実験値および既存の測定値はすべて白金製伝熱面によるものである。伝熱面と気液界面の放射熱伝達率は、白金の放射率が 0.1 と小さいため、例えば大気圧飽和水でも、 $\Delta T_{\text{sat}} = 500$ K, $D=3$ mm に対して全膜沸騰熱伝達率の 5 % にも満たない。よって放射熱伝達の影響は十分小さいと考えられ、以下の議論では放射熱伝達の影響を無視する。

図 5 より、じゅず状蒸気膜型モデルである Baumeister - Hamill の式は、大気圧における水、R113 に関する本実験値および液体窒素の飽和膜沸騰熱伝達率をよく表現するが、液体ヘリウムおよび高圧の炭酸ガスについては過小評価することがわかる。一方、図 6 より、文献(10), (11)で支持されている非境界層近似型モデルである Nishikawa らの式⁽⁹⁾は、液体ヘリウムおよび高圧炭酸ガスの飽和膜沸騰熱伝達率

図 5 じゅず状蒸気膜型モデルによる整理

図 6 非境界層近似型モデルによる整理

表 1 使用した測定値

Liquid(p_{cor})	p , MPa	Diameter, mm	Ref.
Water (22.12MPa)	0.1	0.5, 1, 1.5, 2, 3	present
		0.3	(14)
		1.2	(15)
		4.0	(16)
R113 (3.411MPa)	0.1	0.030, 0.050, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1.0, 2.0	present
Liquid Nitrogen (3.400MPa)	0.1	0.0134, 0.0312, 0.051	(17)
		0.02, 0.1	(18)
		0.3, 0.5, 1.0, 6.0	(19)
		3.0	(20)
Liquid Helium (0.2275 MPa)	0.1	0.0055, 0.013, 0.0215, 0.0312, 0.051	(17)
		0.1	(18)
		0.3	(21)
		0.5	(22)
CO₂ (7.38MPa)	4.7-7.1	0.0508, 0.1, 0.4	(10)
	3.64-7.35	0.05, 0.2	(11)

をよく表現するが、本実験値も含めてそれ以外の液体については Ra_v^* が 10^5 程度以下の領域では熱伝達率が過小評価する。

4.2 小直径領域における飽和膜沸騰熱伝達機構に関する考察 さて、図7は、図5、6に示した実験値の測定範囲を、上述の両既存のモデルの代表パラメータ D/λ_c 、 Ra_v^* のマップ上に図示したものである。図示した縦線は、単相自然対流に対して境界層近似が成立する下限の $Ra_v^*=10^5$ であり⁽²³⁾、横軸は本実験の観察から得られた蒸気膜のじゅう状化が起きる上限の $D/\lambda_c=0.032$ である。なお、後者の値は、水、R113について水平円柱底部の蒸気膜にも円柱軸方向に波長を持つ膨らみが現れ始める円柱直径（水に対して0.5 mm, R113に対して0.2 mm）より得たものである。図7は、同一の Ra_v^* でも液体の種類や圧力により D/λ_c が大きく異なることを示している。そこで、いま小直径領域における膜沸騰熱伝達の特徴が、蒸気膜のじゅう状化と境界層近似の破たんの双方であるとして、その割合がそれぞれ D/λ_c と Ra_v^* とによって表されるとする。図7は、図5に示したようにじゅう状蒸気膜型モ

デルにより整理できる大気圧における水、R113および液体窒素の測定値は、同一の Ra_v^* の液体ヘリウムや高圧炭酸ガスに比べて D/λ_c が極めて小さいことを示している。このことは上述の観察からすると、前者は同一 Ra_v^* における蒸気膜じゅう状化の割合が後者に比べて強いことを示している。一方、図6に示したように非境界層近似型モデルにより整理できる液体ヘリウムや高圧炭酸ガスは、同一 D/λ_c において水などより Ra_v^* が極めて小さく、境界層近似の破たんの割合が強いと考えられる。以上のことは、小直径領域は蒸気膜のじゅう状化および境界層近似の破たんのいずれによっても発生し、小直径領域の膜沸騰熱伝達にはこの双方を考慮する必要があることを示している。このことを検証するため、 D/λ_c と Ra_v^* の双方を考慮した整理を試み、図8にその整理結果を示した。ただし、図8の縦軸は前述のせん断力モデルの予測値で無次元化してある。図8に示されているように測定値は液体によらずよく整理されている。以上要するに、小直径領域の飽和膜沸騰熱伝達には、蒸気膜のじゅう状化と境界層近似の破たんの双方を考慮する必要がある。

4.3 小直径領域におけるサブクール膜沸騰熱伝達機構に関する考察 図9は、サブクール度をパラメータとして、本実験で得られた大気圧水の膜沸騰熱伝達率をせん断力モデルの予測値で無次元化して示したものである。図9の横軸には D/λ_c をとっているが、液体種類、圧力が特定されている本図では Ra_v^* をとっても結果は同様である。図9に示されているように二相境界層理論の解で無次元化された無次元熱伝達率 (h_{ex}/h_a) はサブクール度によらず、直径のみの関数となっている。このことは h_a をそのサブクール度におけるせん断力モデルから評価すれば、図8の整理式がサブクール膜沸騰についてもそのまま適用できることを示しており、大気圧水における小直径領域の膜沸騰熱伝達のサブクール度依存性は中直径領域のそれと相

図7 D/λ_c - Ra_v^* のマップ

図8 飽和膜沸騰熱伝達の新たな整理

図9 サブクール条件の整理 (大気圧水)

図10 円柱頂部の気液界面不安定波長

図11 膜沸騰熱伝達率

図12 サブクール条件の整理 (フロン R113)

似であることがわかる。また、図10は大気圧水について写真観察より求めた円柱頂部軸方向に現れる気液界面の不安定波長 λ を示したものである。図10にはLienhard-Wong⁽²⁴⁾が飽和膜沸騰について示した不安定波長の予測値を併記した。測定値は分散しているが、気液界面波長にもサブクール度の影響はないと考えてよい。

4.4 特異領域の発生 一方、図11は、一例として $\Delta T_{\text{sat}}=200\text{ K}$ におけるR113の膜沸騰熱伝達率を、サブクール度に対して示したものである。また図12は、図11のサブクール膜沸騰熱伝達率の測定値を図9と同様に図示したものである。図12に示されているように、小直径領域の中でも比較的直径の大きい領域では、膜沸騰熱伝達率は通常の予測どおりにサブクール度の増大とともに増大しており、この領域では無次元熱伝達率にはサブクール度の影響がみられず、大気圧水と同様にサブクール度依存性は中直径領域と相似である。しかし、図11に示されているように直径が小さい領域ではサブクール度の増大とともに熱伝達率が飽和条件よりいったん低下し、その後増大する“特異領域”が発生しており、図12に示されているように、この特異領域では無次元熱伝達率もサブクール度の関数となっている。小直径領域では、(1)蒸気膜厚さが円柱直径に比べて無視できなくなること起因する境界層近似の破たんや蒸気膜のじゅず状化が二相境界層理論値より熱伝達率を増加させる効果をもたらしているが、(2)サブクール度の増加は、上述の両効果を低減させると考えられる。すなわち、この両者の兼ね合いにより、R113ではサブクール度の増大とともに熱伝達率がいったん低下する領域が発生するものと考えられる。

5. 結 言

水平円柱まわりの自然対流膜沸騰熱伝達について検討し、以下の結果を得た。

(1) 平滑界面・層流蒸気膜と境界層近似を前提とする中直径領域の膜沸騰熱伝達の近似解析解を浮力・せん断力モデル、せん断力モデルについて求め、低圧以外では変物性二相境界層理論の数値解とほぼ一致することを示した。

また、小直径領域については、

(2) 熱伝達機構として、蒸気膜のじゅず状化と境界層近似の破たんの双方を考慮しなければならないこと、

(3) 解析解で無次元化された無次元熱伝達率が中直径領域と同様のサブクール度依存性を示す正常領域と、サブクール度の増大とともに熱伝達率がいったん低下し、無次元熱伝達率のサブクール度依存性が中直径領域のそれと相似性を失う特異領域が存在し、後者は小直径領域の中でもさらに直径の小さい領域で現れること、を示した。

文 献

- (1) 西尾・ほか2名, 機論, 56-525, B(1990), 1484.
- (2) 西尾・ほか2名, 機論 B, 57-536, B (1991), 1359.
- (3) Nishikawa, K. and Ito, T., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 9(1966), 103.
- (4) Nishikawa, K., ほか2名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 19(1976), 1173.
- (5) Breen, B. P. and Westwater, J. W., *Chem. Eng. Prog.*, 58(1962), 67.
- (6) 西尾・ほか2名, 生産研究, 42(1990), 347.
- (7) Baumeister, K. J. and Hamill, T. D., *NASA Tech. Note*, D-4035(1967).
- (8) Nishikawa, K., ほか3名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 15(1972), 853.
- (9) Simoneau, R. J. and Baumeister, K. J., *Adv. Cryogen. Eng.*, 16(1971), 416.
- (10) Hesse, G., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 98(1976), 166.
- (11) Hahne, E. and Feurstein, G., *Heat Transf. in Boiling*, (1977), 159, Hemisphere Pub. Co.
- (12) Dhir, V. K. and Purohit, G. P., *Nucl. Eng. Des.*, 47(1978), 49.
- (13) 岐美, 文部省科学研究費補助金, エネルギー特別研究(エネルギー), 熱エネルギーの高効率利用に関する研究, 昭和61年度, 研究成果報告書, (1987), 31.
- (14) Toda, S. and Mori, M., *Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf.*, Munchen, 4(1982), 173.
- (15) 桜井・ほか2名, 第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1980), 199.
- (16) Sakurai, A., ほか2名, *Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf.*, San Francisco, 4(1986), 2043.
- (17) Frederking, T. H. K., *AIChE J.*, 5(1959), 403.
- (18) 稲井, 機論, 45-392, B(1979), 562.
- (19) 西尾, 機論, 51-470, B(1985), 3404.
- (20) 桜井・ほか2名, 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1985), 58.
- (21) Sakurai, A., ほか3名, *Proc. Jpn.-U. S. Seminar Basic Mech. Helium Heat Transf. Related Influence Stability Superconduct Magnets*, Fukuoka, (1988).
- (22) 桜井・ほか3名, 第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1987), 365.
- (23) 赤木, 機論, 31-229(1965), 1327.
- (24) Lienhard, J. H. and Wong, P. T. Y., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 86(1964), 220.