強制対流膜沸騰熱伝達に関する研究* (蒸気膜流れに及ぼす液相流動特性の影響)

大竹 浩 靖^{*1}, 久 恒 仁 志^{*2}, 小 泉 安 郎^{*1}

Study on Forced-Convection Film-Boiling Heat Transfer (Effects of Liquid Flow on a State of Vapor Film Flow)

Hiroyasu OHTAKE, Hitoshi HISATSUNE and Yasuo KOIZUMI

Focusing on the effects of liquid velocity and subcooling, forced-convection film boiling heat transfer was investigated experimentally and analytically. In the experiments, a long-vertical cylinder was adopted as the test section and R-113 liquid was used. The measured heat transfer coefficients, which were higher than those predicated with the two-phase boundary layer theory even in a low liquid velocity region, showed a different trend from the values calculated by Dittus-Boelter type correlations based upon the turbulent flow of a liquid or vapor phase and were not dependent upon the distance from the leading edge. The characteristics were quite similar to those of pool film boiling. The vapor-film-unit model developed for natural-convection film boiling was extended and applied to the present conditions. In the model, the Kelvin-Helmholtz instability wavelength was used to determine the length scale of the unit. The model provided good agreement with the experimental results. It was also pointed out that if the viscous sublayer in the turbulent boundary layer, which was formed at the upstream of the heated section in the bulk liquid flow, was much thicker than the vapor film and the boundary layer formed in the liquid along the vapor film, the turbulence of the bulk flow had little effect on the film boiling heat transfer.

Key Words: Heat Transfer, Boiling, Forced Convection, Turbulent Flow, Film Boiling, Subcooled Boiling

1. 緒 言

鉄鋼の製造過程等で沸騰現象を利用する冷却法が、数多く利用されてきた。この沸騰冷却を特性づける物理量が膜沸騰熱伝達率と極小熱流束点温度であり、冷却特性の把握にはこれらの定量化が必要となる。さて、前者の膜沸騰熱伝達率に関し、自然対流場については気液界面と熱伝達機構とが密接な関係をもつことが明らかにされている⁽¹⁾。一方、強制対流場の膜沸騰熱伝達率あるいは逆環状流の熱伝達率に関しては、これまで、Bromley ら⁽²⁾に代表される低流速領域における層流モデル、Rohsenow ら⁽³⁾および Wang ら⁽⁴⁾に代表される Dittus-Boelter⁽⁵⁾の式を修正した高流速領域における乱流モデルが提案されており、それぞれの適用範囲において実験事実の説明に成功を収めている。

例えば、層流モデルに関して、Bromley らは、自身が行った自然対流飽和膜沸騰の解析⁽⁶⁾を強制対流場に拡張して⁽²⁾、さらに実験結果に基づき強制対流サブ

クール膜沸騰の整理式を提案した⁽⁷⁾。その後、工業上は蒸気爆発、工学上は膜沸騰蒸気膜のはく離の問題として、球まわりの強制対流膜沸騰熱伝達の解析的および実験的研究が多数報告されている⁽⁸⁾。また最近、桜井ら⁽⁹⁾により、水平細線まわりの自然および強制対流膜沸騰の解析と多数の実験結果より、膜沸騰蒸気膜のはく離も考慮した整理式が提案されている。一方、乱流モデルに関して、単相乱流熱伝達率をよく評価する Dittus-Boelter の式

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} = 0.023 (GD/\mu)^{0.8} (c_p \mu/k)^{0.4} \dots\dots\dots (1)$$

(ここで、 G は質量流量、 D は管内径を示す)において、実験結果に基づき、その定数および指数をクオリティや過熱度等の関数として修正することより多数の報告が行われている⁽³⁾⁽⁴⁾。また、この考えに基づき、最近西尾ら⁽¹⁰⁾は、大気圧水における強制対流サブクール膜沸騰熱伝達率の整理を通して、この支配熱伝達機構として液相の顕熱輸送を指摘した。

しかしながら、前者の層流モデルに関しては、細線および小球のような伝熱面に対して成立するにすぎず、幅広い工業上の応用に不向きである。他方、後者の乱流モデルに関しては、多くの報告が平滑な気液界面という仮定に基づいており、物理的な整合性に疑問

* 1996年5月16日 第33回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 1996年9月12日。

^{*1} 正員、工学院大学工学部 (〒192 八王子市中野町 2665-1)。

^{*2} 学生員、工学院大学大学院 [現: 坂口電熱(株)]。

が残る。また、竹中らの研究報告⁽¹¹⁾があるものの気液界面の乱れあるいは気液界面の速度等が及ぼす膜沸騰熱伝達率への影響がいまだ明確にされていない。すなわち、単相熱伝達における固体壁面(平滑面かつノンスリップ条件)を膜沸騰の気液界面(非平滑面かつスリップ条件)で置き換える妥当性あるいは影響はいまだ明らかにされていないと考える。さらに、 Nu , Re , Pr の評価対象として、Rohsenow らのように蒸気側で与えるべきか、Wang らおよび西尾らのように液相側で与えるべきかの検討も残されている。また、広範囲の流動条件にわたり統一的に熱伝達率を検討した研究は少なく、層流/乱流モデルの遷移条件と遷移機構、Greitzer-Abernathy⁽¹²⁾の波流モデルがあるものの他の熱伝達機構の有無等に関して不明りょうな点も多い。

以上、いまだ強制対流膜沸騰に関して熱伝達機構の全体像は明らかになっていないといえる。本研究の目的は、この強制対流膜沸騰の熱伝達機構の全体像を明らかにすることである。本報告では、比較的低流速領域を対象として、強制対流サブクール膜沸騰熱伝達を、液相および蒸気の流動特性に注目して実験を行い、モデル解析を通して熱伝達機構を検討した。特に、膜沸騰蒸気膜の流動特性が層流的であるのか乱流的であるのか、また液相流れの乱れが膜沸騰熱伝達率に及ぼす影響に注目し検討を加えた。なお、本研究で扱う比較的低流速領域の膜沸騰熱伝達は、昨今、提案・実用化が検討されている非常用炉心冷却系に重力駆動方式を取り入れた軽水炉⁽¹³⁾の安全評価にかかわりをもつ。

記 号

- a : 温度拡散率
- c_p : 定圧比熱
- D_H : 水力等価直径
- g : 重力の加速度
- h : 膜沸騰熱伝達率
- k : 熱伝導率
- L : 蒸発潜熱
- Nu : ヌッセルト数 $= hx/k$
- Pr : プラントル数 $= c_p \mu / k$
- q : 熱流束
- Sp : 無次元過熱度 $= c_p \Delta T_{sat} / L$
- Re : レイノルズ数 $= \rho u x / \mu$
- t : 時間
- r : 半径方向座標
- T : 温度
- ΔT_{sat} : 過熱度 $= T_w - T_{sat}$

ΔT_{sub} : サブクール度 $= T_{sat} - T_{\infty}$

u : x 方向の速度

x : 前縁からの距離

y : 気液界面法線方向座標

y^* : 無次元 y 座標

δ : 境界層厚さ

λ : 気液界面波の波長

μ : 粘性係数

σ : 表面張力

ρ : 密度

添 字

av : 平均値

k : 時間ステップ

l : 液相

lt : 液相温度境界層

M : 温度測定点

sat : 飽和状態

w : 壁面

v : 蒸気相

$l\infty$: バルク液相

2. 近 似 解 析

2・1 解析手法 実験的検討に先立ち、強制対流サブクール膜沸騰熱伝達の近似解析解(二相境界層理論, Two Phase Boundary Layer Theory: 本報では TPBL と略す)を積分法を用いて求める。

本解析では、図1に示す物理モデルを考える。すなわち、垂直上向きに主流速度 $u_{l\infty}$ および主流温度 $T_{l\infty}$ で流れている液体中に温度 T_w の等温鉛直平板が置かれている状況を考える。このとき、平板に沿って滑らかな厚さ $\delta_v [= \delta_v(x)]$ の蒸気膜が加熱部下端から形成

Fig. 1 Physical model of forced-convection film boiling

されて、そしてそれに接する液相中にも外縁部が滑らかな厚さ $\delta_l [= \delta_l(x)]$ の液相速度境界層と厚さ $\delta_{il} [= \delta_{il}(x)]$ の液相温度境界層が加熱部下端から形成されているとする。ここで、以下の仮定をする。

(1) 気液界面および液相境界層外縁は平滑である。

(2) 蒸気および液相流れは層流境界層の特性を有する。

(3) 蒸気は浮力および気液界面のせん断力のバランスで駆動される。なお、蒸気駆動力として浮力を無視する解析も併せて行っている。

(4) 液相は気液界面のせん断力とバルク液の慣性力により駆動される。主流温度との温度差に起因して液相に働く浮力は無視する。

(5) 粘性散逸による発熱は無視する。

(6) 熱放射は無視する。

(7) 熱物性値は一定とし、膜温度

$$T_{vf} = (T_w + T_{sat})/2 \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$T_{lf} = (T_{sat} + T_{l\infty})/2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

で与える。

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(4)～(7)を得る。

$$g(\rho_l - \rho_v)\delta_v = \mu_v \left\{ \frac{\partial u_v}{\partial y} \Big|_{y=-\delta_v} - \frac{\partial u_v}{\partial y} \Big|_{y=0} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\begin{aligned} & -k_v \frac{\partial T_v}{\partial y} \Big|_{y=-\delta_v} + k_l \frac{\partial T_l}{\partial y} \Big|_{y=0} \\ & = (\rho_v L) \frac{d}{dx} \int_{-\delta_v}^0 u_v \left\{ 1 + \frac{c_{pl}(T_v - T_{sat})}{L} \right\} dy \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_{il}} (u_{l\infty} - u_l) u_l dy + \frac{du_{l\infty}}{dx} \int_0^{\delta_{il}} (u_{l\infty} - u_l) dy \\ & = \frac{\mu_l}{\rho_l} \frac{\partial u_l}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\frac{d}{dx} \left\{ \int_0^{\delta_u} (T_{l\infty} - T_l) u_l dy \right\} = \frac{k_l}{\rho_l c_{pl}} \frac{\partial T_l}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad \dots\dots\dots (7)$$

また、境界条件は以下のように与えられる。

壁面：

$$y = -\delta_v \rightarrow \begin{cases} u_v = 0 & \dots\dots\dots (8) \\ T_v = T_w & \dots\dots\dots (9) \end{cases}$$

気液界面：

$$y = 0 \rightarrow \begin{cases} u_v = u_l = u_i & \dots\dots\dots (10) \\ T_v = T_l = T_{sat} & \dots\dots\dots (11) \\ \mu_v(\partial u_v / \partial y) = \mu_l(\partial u_l / \partial y) & \dots\dots\dots (12) \end{cases}$$

液相速度境界層外縁：

$$y = \delta_l \rightarrow \begin{cases} u_l = u_{l\infty} & \dots\dots\dots (13) \\ \frac{\partial u_l}{\partial y} = 0 & \dots\dots\dots (14) \end{cases}$$

液相温度境界層外縁：

$$y = \delta_{il} \rightarrow \begin{cases} T_l = T_{l\infty} & \dots\dots\dots (15) \\ \frac{\partial T_l}{\partial y} = 0 & \dots\dots\dots (16) \end{cases}$$

蒸気温度分布を一次式で、蒸気速度分布、液相速度分布および液相温度分布を二次式で与えると、式(4)および各境界条件式(8)～(16)より各相の速度および温度分布の係数が定まり次式が得られる。

$$\frac{u_v}{u_i} = \left\{ 1 + \left(\frac{y}{\delta_v} \right) \right\} \left\{ 1 - \frac{A_v}{u_i} \left(\frac{y}{\delta_v} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\frac{T_v - T_{sat}}{T_w - T_{sat}} = - \left(\frac{y}{\delta_v} \right) \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\frac{u_l - u_i}{u_{l\infty} - u_i} = 2 \left(\frac{y}{\delta_l} \right) - \left(\frac{y}{\delta_l} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{T_l - T_{l\infty}}{T_{sat} - T_{l\infty}} = \left\{ 1 - \left(\frac{y}{\delta_{il}} \right) \right\}^2 \quad \dots\dots\dots (20)$$

これらの分布形状は x 方向に変化しないと考え、式(17)、(18)、(20)を式(5)に代入すると、

$$\delta_v^2 = \frac{12(-2k_l \bar{\delta}_l \Delta T_{sub} + k_v \Delta T_{sat})x}{(\rho_v L) \left[\frac{3}{4} \{ (6B + 2 - 2SpB - Sp) A_v \} + \frac{1}{2} (-6B + 6 + 2SpB - 2Sp) u_{l\infty} \right]} \quad \dots\dots\dots (21)$$

を得る。したがって、膜沸騰熱伝達率は、

$$h = \sqrt{\frac{(\rho_v L) k_v \left\{ \frac{3}{4} (6B + 2 - 2SpB - Sp) A_v - \frac{1}{2} (6B - 6 - 2SpB + 2Sp) \mu_{l\infty} \right\}}{12 \left\{ -2 \frac{k_l}{k_v} \bar{\delta}_l \Delta T_{sub} + \Delta T_{sat} \right\} x}} \quad \dots\dots\dots (22)$$

で与えられる。ここで、

$$A_v = \frac{g(\rho_l - \rho_v)\delta_v^2}{2\mu_v}, \quad Sp = \frac{c_{pv}\Delta T_{sat}}{L}, \quad \bar{\delta}_l = \frac{\delta_v}{\delta_{il}}, \quad B = \frac{\mu_v/2\mu_l\bar{\delta}}{(\mu_v/2\mu_l\bar{\delta}) + 1} = \frac{u_i - u_{l\infty}}{A_v - u_{l\infty}}, \quad \bar{\delta} = \frac{\delta_v}{\delta_l}$$

を表す。ただし、式(22)において、 $\bar{\delta}_l$ および B が未定定数として残る。次に、式(19)、(20)を式(6)(ただし、本解析では $du_{l\infty}/dx = 0$ とする)に代入すると、

Fig. 4 Details of test section

3. 実験装置および実験方法

3・1 実験装置 図3に実験装置系統図を示す。

実験装置はテスト部である伝熱面、液だめタンク、試験液冷却槽からなる。伝熱面は、図4に示されたように半割半円柱を銀ろうにより溶接した外径 $\phi 50 \times$ 内径 $\phi 20 \times$ 高さ 110 mm の中空円柱状の銅ブロックである。伝熱面温度を測定するために、伝熱面下端からの距離 10, 30, 50, 70, 90 mm, 伝熱面外表面より 1 mm 内側の位置に、内側より $\phi 1$ mm の非接地 K 型シース熱電対が計 5 本埋め込まれている。伝熱面内表面には、伝熱面の加熱用に $\phi 1.3$ mm のシース型ヒータ (300 W) が取付けられている。また、伝熱面端部からの膜沸騰蒸気膜の崩壊を防止するために、伝熱面上下端に伝熱面と同一外径のホットパッチがテフロンシートを介して取付けられている。なお、下端部ホットパッチには加熱用カートリッジヒータ ($150 \text{ W} \times 2$ 本) が埋め込まれている。この伝熱面は内径 $\phi 70$ mm のパイレックスガラス管と同軸上に垂直に設置され、伝熱面外表面とガラス管内表面間に環状流路 (水力等価直径 $D_H = 20$ mm) を形成した。

3・2 実験方法

実験は、伝熱面を十分高温度

(270°C程度)まで加熱する間、R 113 液をバイパス流路を通して流し、所定のサブクール度 ($\Delta T_{\text{sub}}=10, 20, 30\text{K}$) および所定の流量 (2, 5, 8, 10 l/min) に調節する。なお、流動特性は 4 章で検討する。伝熱面を所定の温度に加熱させた後、R 113 液の流れをバイパス流路からテスト流路へ切換え、伝熱面下部に設置したブ

レナムより約 100 mm の助走区間を経て、テスト部を垂直上向きに流動させる。この伝熱面冷却過程における伝熱部測定用熱電対の出力を A-D コンバータを介してサンプリング周期 10 Hz でパーソナルコンピュータに取り込む。各位置の熱電対出力から求められる時間に対する温度変化より、伝熱面高さ方向の熱移動を無視した、厚さ方向の一次元非定常熱伝導(円柱座標)の逆問題

(基礎式)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \dots\dots\dots (29)$$

(境界条件)

$$r=r_{\text{in}} \quad \frac{\partial T}{\partial r}=0 \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$r=r_M \quad T=T_M(t, z) \dots\dots\dots (31)$$

(壁面温度)

$$T_w^k = \left(\frac{T_M^{k+1} - T_M^k}{\Delta t} + \frac{2T_M^k - T_{M-1}^k}{\Delta r^2} + \frac{T_{M-1}^k}{2r\Delta r} \right) / \left(\frac{1}{\Delta r^2} + \frac{1}{2r\Delta r} \right) \dots \dots \dots (32)$$

(壁面熱流束)

$$q_w^h = k \frac{T_M^k - T_w^k}{\Delta r} \left(1 - \frac{\Delta r}{2r} \right) - \rho C_p \frac{T_w^{k+1} - T_w^k}{\Delta t} \frac{\Delta r}{2} \dots\dots\dots (33)$$

を解くことによって、各熱電対高さ位置における伝熱面表面温度と壁面熱流束との関係(沸騰曲線)を算出する。なお、伝熱面表面の酸化防止のために伝熱面加熱時には流路を Ar ガスで満たした。また、試験圧力はコンデンサにて 0.1 MPa に調整し、液流量は浮子式流量計により測定した。さらに、ビデオカメラ (30 frames/s) により蒸気膜の様相も併せて記録した。

なお、伝熱面高さ方向の熱移動も考慮した二次元非定常熱伝導の逆問題を利用したデータ処理も試みたが、上述の一次元熱伝導処理との差はおよそ 10% 程度であったため、本報告では前出の一次元熱伝導逆問題によるデータ処理結果を用いて議論する。

4. 実験結果および考察

4・1 流動特性 強制対流サブクール膜沸騰熱伝

達の考察に先立ち、本実験条件における流動特性を簡単に論じる。層流から乱流への遷移レイノルズ数 $Re_l = \rho_l u_{10} D_H / \mu_l$ を 2300 とすると、液单相流ではその際の流速は 0.05 m/s となる。また、2 章の近似解析結果を基に計算された膜沸騰蒸気膜の膜レイノルズ数

$$Re_v(x) = 4 \int_{-\delta_v(x)}^0 \frac{\rho_v u_v(x, y)}{u_v} dy \dots\dots\dots (34)$$

は、伝熱面後縁 ($x=115$ mm) において、 $\Delta T_{\text{sub}}=10$.

20, 30 K の条件に対して, それぞれ $Re_b = 2\,200, 1\,070, 560$ となる。膜沸騰蒸気膜における遷移膜レイノルズ数の測定値はないが, (1) 一般速度分布(詳細は 5 章に記述する)において乱流域が $Re_b > 1125 (y^+ > 30)$ であること, (2) 膜状凝縮における遷移膜レイノルズ数が R 113 に対して $Re_b = 750$ である⁽¹⁷⁾ ことを考慮すると, 単純に蒸気膜厚さが増大するようであれば, 本実験の範囲では, ある高さ以上で乱流に遷移する可能性がある。

4.2 沸騰曲線(過熱度依存性) 一例として, 液流速 $u_{\infty} = 0.071$ m/s, サブクール度 20 K, 高さ 55 mm の条件における沸騰曲線を図 5 に示す。図 5 には, 強制対流サブクール膜沸騰における本近似解析(蒸気側浮力を考慮した TPBL)の計算値および Wang らの相関式

$$Nu_x^* = \frac{(q_w / \Delta T_{\text{sub}}) x}{k_l} = 0.054 Re_{t,x}^{0.84} Pr_l \quad \dots (35)$$

Fig. 5 Boiling curve

Fig. 6 Dependence of film-boiling heat transfer coefficient on distance from leading edge

による計算値も併せて記す。ここで, $Re_{t,x} = \rho_l u_{\infty} x / \mu_l$ である。観察との対比より, まず安定な膜沸騰領域が出現した後, ある条件(およそ $\Delta T_{\text{sat}} = 130$ K)で膜沸騰蒸気膜が崩壊して, 伝熱面上の熱伝達様式は遷移沸騰を経て核沸騰へと遷移する。本報で対象とするのは, この安定な膜沸騰領域である。なお観察より, 気液界面には波立ちが見られるものの噴霧流のような大きな乱れは観察されていない。図 5 に示すように, 本実験結果はここで示したいずれの計算値とも一致していない。特に, 液单相乱流熱伝達を基礎とする Wang らの整理式とは, 過熱度依存性が大きく異なることがわかる。なお, 以下の議論では, 代表的な過熱度として, 膜沸騰が十分安定していると考えられる $\Delta T_{\text{sat}} = 170$ K を用いる。

4.3 距離依存性 図 6 に $u_{\infty} = 0.071$ m/s における膜沸騰熱伝達率の測定値を, 液サブクール度をパラメータとして膜沸騰蒸気膜前縁からの距離に対して示した。なお, ここでの距離として下部ホットパッチ(長さ 5 mm)を含む蒸気膜の前縁からの距離を用いた。図 6 中には, 本解析値(TPBL), プール沸騰における実験結果(ただし $\Delta T_{\text{sub}} = 120$ K)および Wang らの相関式の計算値も併記した。なお, 図 6 中の実線(水平線)は後述するモデル解析の計算値である。

図 6 に示すように, 実験結果は層流蒸気膜・気液界面平滑を仮定した本解析(TPBL)値および Wang らの相関式の計算値と定性的にも定量的にも異なる。また, 熱伝達率の前縁からの距離依存性が弱く, この事実はプール膜沸騰における傾向⁽¹⁾と類似している。

4.4 バルク液流速および液サブクール度依存性

図 7 に膜沸騰熱伝達率の本測定値を液サブクール度

Fig. 7 Dependence of film-boiling heat transfer coefficient on bulk-liquid Reynolds number

Fig. 8 Dependence of film-boiling heat transfer coefficient on liquid subcooling

をパラメータとしてバルク液レイノルズ数に対して示した。図8にはバルク液平均流速をパラメータとして液サブクール度に対して示した。図6同様、図7, 8にも本解析(TPBL), Wangらの相関式および後述するモデル解析の計算値を併記した。図7, 8より、本測定値はWangらの相関式の計算値と定性的にも定量的にも大きく異なることがわかる。一方、測定値は本解析結果と定量的には大きな差異があるものの、熱伝達率の液レイノルズ数および液サブクール度依存性は弱く、定性的には解析結果と類似している。この事実は、本近似解析(TPBL)で仮定した層流蒸気膜・平滑界面による熱伝達機構と少なからず共通点があることを示唆していると思われる。なお、図7より、本測定値は $Re_l > 2300$ の範囲に対しても連続的な熱伝達率の変化が認められ、単相強制対流で認められるような層流から乱流への遷移に伴う熱伝達率の急激な変化⁽¹⁸⁾が認められていないことがわかる。この事実は5章で検討するが、本実験条件においては伝熱面上に薄膜として形成される膜沸騰蒸気膜がバルク液内の乱流渦から受ける影響は小さいことを示していると思われる。

5. モデル解析

5.1 モデルの適用と実験結果との比較 4章の議論および実験結果の距離依存性がプール沸騰との実験事実と類似している点(図6)を考慮すると、本実験条件における膜沸騰の熱伝達機構として、気液界面の代表長さに対して長い蒸気膜を伴う自然対流膜沸騰同様、層流蒸気膜・波状界面熱伝達機構が考えられる。そこで、本実験範囲に対して、このモデルの適用を試みる。このモデルの詳細は文献(1)に譲るものとして

簡単にまとめると、伝熱面上に形成される膜沸騰蒸気膜を Kelvin-Helmholtz 不安定波長 λ_d で分割される蒸気膜ユニットの集合体と考えるモデルである。このとき、 $x \geq \lambda_d$ における時間平均化された膜沸騰熱伝達率 h_{av} は、伝熱面寸法の影響を受けずに次式で与えられる。

$$h_{av} = 1/\lambda_d \cdot \int_0^{\lambda_d} h(x) \cdot dx \quad (36)$$

ここで、

$$\lambda_d = 2\pi \sqrt{\frac{2\sigma(\rho_l \delta_l + \rho_v \delta_v) \delta_l \delta_v}{\rho_l \rho_v (u_{l,av} - u_{v,av})^2}} \quad (37)$$

であり、 $u_{l,av}$ および $u_{v,av}$ は式(19), (17)の積分で与えられる蒸気膜および液相速度境界層内の平均速度

$$u_{l,av} = u_l/3 + 2u_{l\infty}/3 \quad (38)$$

$$u_{v,av} = u_l/2 + A_v/6 \quad (39)$$

である。なお、 $\delta_l, \delta_v, u_{l,av}$ および $u_{v,av}$ は距離 x の関数となるが、本報では $x = \lambda_d$ における値を用いた。

本モデル解析の計算結果の距離依存性を前出の図6中に実線で示す。同様に、モデル解析結果の液レイノルズ数依存性を図7に、液サブクール度依存性を図8に実線で示す。なお、図6中には本モデルにおいて重要な支配変数である λ_d の計算値を各液サブクール度に対して記載した。図6~8より、本モデル解析結果は、 $\Delta T_{sub} = 10, 20$ K に対する本測定値と定量的にもよく一致していることがわかり、強制対流サブクール膜沸騰熱伝達率の距離および液流速への依存性をよく表現していることがわかる。すなわち、本実験範囲における強制対流サブクール膜沸騰の熱伝達機構が、蒸気膜の乱流熱伝達でも液相の乱流による顕熱輸送でもなく、波状界面を伴うプール膜沸騰同様に、層流蒸気膜・波状界面熱伝達機構を有していると考えられる。なお、本モデル解析結果は本測定値に比べて、 $\Delta T_{sub} = 30$ K の条件に対して定量的にやや異なり(図6)、また液サブクール度依存性を過大評価する(図8)傾向をもつ。これは、図2に示すように、 $\Delta T_{sub} = 30$ K の条件に対して、TPBLの本解析における流速零の漸近値とプール沸騰のTPBLの解析結果とに差異が存在することによる影響と考えられる。

5.2 モデルの検証と適用限界の検討

5.1節より、本実験範囲の膜沸騰熱伝達における第一次支配機構が明らかにされた。本節では、5.1節で導入したモデルの検証を通して適用限界について考察する。

まず、観察事実を通しての検証を記述する。膜沸騰熱伝達率の測定実験と併行した膜沸騰蒸気膜のビデオ観察結果によると、気液界面には渦の発生を伴うような乱れは観察されず、プール沸騰実験で観察された⁽¹⁾

Fig. 9 Thicknesses of vapor film, liquid boundary layer of forced-convection film boiling and turbulent boundary layer

ようなある間隔で大きな振動を有する波動が観察された。ビデオ画像によりこの間隔を観測した結果、およそ 15 mm ($\Delta T_{\text{sub}} = 30 \text{ K}$ 条件) であった。モデルで想定した解析値 (8 mm: 図 6 中の λ_d 参照) と多少の差異があるものの、現時点では、観察面で本モデルの適用は妥当であったといえる。

次に液相乱れの影響について検討を行う。図 9 に、テスト流路入口から形成されるバルク液側乱流境界層における粘性底層厚さ δ_{visc} と遷移層厚さ δ_{buf} および膜沸騰蒸気膜厚さ δ_v 、加熱部入口から形成される蒸気に沿う液相速度境界層厚さ δ_l とこれらの和 $\delta_v + \delta_l$ を示し、比較を試みた。ここでは、乱流状態の液相速度分布としてカルマンの一般速度分布⁽⁵⁾

粘性底層: $y^+ \leq 5$

遷移域: $5 < y^+ \leq 30$ (40)

乱流域: $y^+ > 30$

を、また壁面摩擦係数として乱流における Blasius の式

$$f = 0.079 / Re^{0.25} \text{ (41)}$$

を用いることにより δ_{visc} および δ_{buf} を算出した。ここで、

$$y^+ = \frac{y}{(\mu_l / \rho_l)} \sqrt{\tau_w / \rho_l} \text{ (42)}$$

$$\tau_w = f \frac{\rho_l u_{l\infty}^2}{2} \text{ (43)}$$

である。また、 δ_v は 5・1 節より層流蒸気膜と考え、膜沸騰蒸気膜内の温度分布が直線であると仮定して、膜沸騰熱伝達率の本測定値より $\delta_v = k_v / h$ として得た。そして、 δ_l は、本近似解析結果より得られた蒸気と液相速度境界層厚さの比

$$\bar{\delta} = \delta_v / \delta_l \text{ (44)}$$

と上述の δ_v より得た。膜沸騰時のバルク液流れの乱

Fig. 10 Flow state near heated surface

流境界層厚さの評価には気液界面のせん断力を使用すべきであるものの、図 9 の結果は図 10 に示すように、膜沸騰形成以前の十分発達したバルク液単相流れの粘性底層厚さより本実験条件における δ_v 、 δ_l および $\delta_v + \delta_l$ は薄いことを示している。このことより、バルク液流れの乱れ成分が膜沸騰蒸気膜および液相境界層まで到達せず、膜沸騰熱伝達率がバルク液の乱れの影響を受けなかったと考えることができる。すなわち、本実験条件では、バルク液相の流れが乱流であっても、5・1 節で述べた層流蒸気流れに基づく本モデルが妥当であったといえ、現時点では、膜沸騰蒸気膜およびその外側に存在する液相境界層がバルク液単相流れの乱流境界層の粘性底層厚さより薄い場合、本モデルは適用できると考えられる。

6. 結 言

比較的低流速領域の鉛直面に沿った強制対流サブクール膜沸騰熱伝達を実験およびモデル解析から検討して、以下の結論を得た。

(1) 本実験範囲では、蒸気流れの駆動力として浮力が支配的である。

(2) プール膜沸騰と同様に、熱伝達率の前縁からの距離依存性は弱い。

(3) 強制対流サブクール膜沸騰熱伝達に及ぼすバルク液流速およびバルク液サブクール度の影響は、層流蒸気膜・平滑界面に基づく解析結果と定性的に一致する。

(4) 気液界面の二次元 Kelvin-Helmholtz 不安定に基づく蒸気膜ユニットモデルを低流速領域における強制対流サブクール膜沸騰に拡張して、伝熱面寸法、バルク液流速および液サブクール度の影響をよく表現できることを示した。

(5) バルク液流れが乱流であっても、膜沸騰蒸気膜およびそれに沿う液相境界層が伝熱部より上流で形成されるバルク液乱流境界層の粘性底層厚さより薄い限り、液相乱れは膜沸騰熱伝達率に影響を及ぼさないことを示唆した。

最後に、本論文をまとめるに当たり工学院大学非常勤講師(東京大学名誉教授) 植田辰洋先生には貴重なご意見を賜った。また、本実験は、工学院大学卒論生 倉田鉄也君〔現：(株)第一精工〕の協力により行われた。記して謝意を表す。

文 献

- (1) 大竹浩靖・西尾茂文, 機論, **58**-554, B(1992), 3153-3160.
- (2) Bromley, L. A., LeRoy, N. R. and Robbers, J. A., *Ind. Eng. Chem.*, **45**-12(1953), 2639-2646.
- (3) Dougall, R. S. and Rohsenow, W. M., *Rep. MIT*, TR-9089 26(1963).
- (4) Wang, B. X. and Shi, D.-H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **28**-8(1985), 1499-1505.
- (5) 植田辰洋, 気液二相流, (1981), 223, 122, 養賢堂.
- (6) Bromley, L. A., *Ind. Eng. Chem.*, **46**-5(1950), 221-227.
- (7) Motte, E. I. and Bromley, L. A., *Ind. Eng. Chem.*, **49**-11(1957), 1921-1928.
- (8) 例えば, Witte, L. C. and Orozco, J., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **106**-1(1984), 191-197.
- (9) Liu, Q. S., Shiotsu, M. and Sakurai, A., *HTD*, **197**, Two-Phase Flow and Heat Transf., ASME, (1992), 101-110.
- (10) 金榮燦・西尾茂文・大久保英敏, 機論, **62** 594, B(1996), 734-739.
- (11) Takenaka, N., ほか 3 名, *Int. J. Multiphase Flow*, **15**-5(1989), 767-785.
- (12) Greitzer, E. M. and Abernathy, F. H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **15**-2(1972), 475-491.
- (13) 岡芳明・ほか 11 名, 日本原子力学会誌, **37**-9(1995), 766-795.
- (14) 西尾茂文・大竹浩靖, 機論, **57**-538, B(1991), 2124-2131.
- (15) 西川兼康・伊藤猛宏, 機論, **31**-226, B(1965), 992-1001.
- (16) 伊藤猛宏・西川兼康・茂地徹, 機論, **47**-416, B(1981), 666-674.
- (17) 上原春男・ほか 3 名, 機論, **49**-439, B(1983), 666-675.
- (18) 例えば, 日本機械学会, 伝熱工学資料第 4 版, (1986), 55, 丸善.