空気-水系噴霧流リビュレット状液膜領域の伝熱特性*

北川 哲也^{*1}, 西野 耕一^{*2}, 鳥居 薫^{*3}Heat Transfer Characteristics in the Rivulet-Like Liquid Film Region
of Air-Water Dispersed Flow

Tetsuya KITAGAWA, Koichi NISHINO and Kahoru TORII

Characteristics of heat transfer in the rivulet-like liquid film region of an air-water dispersed flow in a heated vertical pipe have been studied. Simultaneous multi-point measurements show that wall-temperature fluctuations in this region are quite large and of low frequency, being compared with those reported previously for single-component two-phase flows, and that such fluctuations are caused by the meandering motion of rivulets. A model for predicting heat transfer mechanism is constructed by introducing the critical liquid-film thickness and the wetting fraction, with which the breakdown of annular liquid film and the subsequent appearance of wet and dry surfaces in the rivulet-like liquid film are handled. It is demonstrated that the numerical analysis based on the present model can predict well the wall-temperature characteristics observed experimentally. It is also shown that there is a clear correlation between the critical liquid-film thickness determined in the analysis and the friction velocity estimated at a liquid-gas interface in the annular liquid film region.

Key Words: Multi-phase Flow, Heat Transfer, Pipe Flow, Air-Water Dispersed Flow, Wall Temperature Fluctuations, Rivulet-Like Liquid Film

1. 緒 言

工業的に幅広く用いられている単相空気流冷却に代わり、熱伝達を飛躍的に促進させる手法として、主流に水滴などの分散液相を混入させた噴霧流を用いることが提案されている⁽¹⁾。

著者らは前報⁽²⁾で、垂直管内の空気-水系噴霧流の伝熱特性を実験的に調べ、管内壁に形成される液膜からの熱・物質伝達を考慮した伝熱解析モデルを提案した。その結果、(1)質量比5%弱の水滴を混入させるだけで局所的に約7倍の伝熱促進が得られること、(2)この伝熱促進は管内壁全域が液膜で覆われている均一液膜領域で実現されること、(3)液膜が破断しぬれ面と乾き面が生じるリビュレット状液膜領域では伝熱性能は格段に低下すること、(4)リビュレット状液膜領域は長周期の大きな壁温変動を伴って下流の長い区間にわたり持続することを示した。

大規模な壁温変動は伝熱面素材の熱疲労を引き起こす恐れがあることから壁温特性の定量的に適切な予測

が望まれるが、これまでの研究で壁温特性に及ぼすリビュレット状液膜流の影響を直接に取扱っているものは数少ない⁽³⁾。また前報⁽²⁾の均一液膜領域の存在を仮定した伝熱解析モデルではリビュレット状液膜領域の壁温特性を予測し得ず、課題として残されていた。加熱管内噴霧流の壁温変動に関して、従来水やナトリウム等の単成分系について研究が行われている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。そこで観測された変動は0.3 Hz程度の長周期成分と1 Hz程度の短周期成分に分けられ、発生原因を前者は系の流動不安定に、後者はドライアウト固有の現象に求めている。しかし、本研究のような空気-水系噴霧流に生じる壁温変動の研究はほとんど見当たらず、これまでの著者らの測定⁽⁶⁾で得られている変動幅や周期は単成分系に比して相当に大振幅・長周期である。

リビュレット状液膜流は環状液膜の破断に起因すると考えられ、破断メカニズムや発生条件等に関してはいくつかの報告がある⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾。しかし、本研究で対象とするような高速噴霧流を伴う加熱条件下の破断を予測することは、メカニズムの複雑さに加えて伝熱面性状や水の汚染などの管理し難い因子が影響することから、妥当な予測値を得ることが難しい状況にある。

以上のことを踏まえ、本研究ではリビュレット状液膜領域の壁温特性を実験的に調べ、観測された液膜破

* 原稿受付 1997年9月26日。

^{*1} 正員、横浜国立大学大学院(〒240-8501 横浜市保土ヶ谷区常盤台79-5)。^{*2} 正員、横浜国立大学大学院工学研究科。^{*3} 正員、横浜国立大学工学部。

断とりビュレット状液膜流とをモデル化した伝熱解析モデルを提案し実験結果との比較・検討を行った。

おもな記号表

c_p : 定圧比熱	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
C : 濃度	kg/m^3
d : 管内径	m
G : 質量流量	kg/s
g : 重力加速度	$(=9.8 \text{ m}/\text{s}^2)$
h : 熱伝達率	$\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$
h_D : 物質伝達率	m/s
K : 液滴到達係数	m/s
L : 蒸発潜熱	J/kg
m_D : 液滴到達量	$\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$
m_e : 液膜からの蒸発量	$\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$
M : ミスト比 (=試験部入口での流入水液相質量流量/全質量流量)	$\%$
q_w : 壁面熱流束	W/m^2
Re_f : 液膜レイノルズ数	$=4\Gamma/\mu_f$
T : 温度	$^{\circ}\text{C}$
u : 流速	m/s
u_τ : 摩擦速度	$=\sqrt{\tau/\rho} \text{ m}/\text{s}$
y_i : 液膜厚さ	m
z : 管軸方向距離	m
α : ぬれ割合 ($0\leq\alpha\leq 1$)	
Γ : 単位幅あたりの液膜流量	$\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$
μ : 粘性係数	$\text{Pa}\cdot\text{s}$
ν : 動粘性係数	m^2/s
ρ : 密度	kg/m^3
τ : セン断応力	Pa
添字	
a : 空気	
b : 混合平均	
c : 対流, 限界値	
d : 液滴	
dry, wet : 乾き面, ぬれ面	
e : 蒸発	
f : 液膜	
g : 気相 (空気+蒸気)	
i : 液膜表面	
in : 試験部入口	
m : 噴霧流	
s : 顕熱	
t : 全体	
v : 蒸気	

vf (cf. $c_{p,vf}$) : 液膜温度の蒸気に関する値

w : 壁面

$*$: 無次元数

2. 実験

2・1 実験装置および実験条件 実験装置は前報⁽²⁾と同一である。垂直加熱試験部は、内径 $d=11 \text{ mm}$ 、肉厚 0.5 mm の SUS 304 引抜管を長さ 500 mm にわたり加熱したもので、周囲はセラミックファイバで断熱されている。試験部上流には長さ 300 mm ($=27d$) の速度助走区間が設けられている。

噴霧流の形成は管下端に二流体ノズル [(株)いけうち製, AKI 04] を上向きに設置し、管内に直接噴霧して行った。空気は同様に管下端から供給され管内で液滴と混合する。これにより、試験部入口では飽和状態の湿り空気となり、液膜・液滴とともに流入する。液滴の公称平均径は $50\sim 70 \mu\text{m}$ である。

試験部外壁には管外壁温度測定用に計 108 本の K 熱電対がスポット溶接されている。熱電対は管軸方向の向かい合う 2 列 (T_{w1}, T_{w2}) に 49 箇所取り付けられ、さらに途中 5 箇所については円周方向に 2 点 (T_{w3}, T_{w4}) 追加して周方向の温度分布測定も行っている。これらの熱電対の出力は、全チャンネル同時に 5 s 間隔で 256 回 (=約 21 min) サンプリグされた。管内壁温度は、測定された管外壁温度から一次元定常熱伝導と管外壁での断熱条件を仮定し算出した。なお、正弦波変動する熱伝達率を管内壁側境界条件とする非定常一次元熱伝導解析を行った結果、 1 Hz 以下の変動に対して内壁温度と外壁温度の変動振幅比は 99% 以上であることを確認している。

実験は $q_w=9\sim 46 \text{ kW}/\text{m}^2$ 、 $G_t=(2.95\sim 6.84)\times 10^{-3} \text{ kg}/\text{s}$ 、 $M=2.8\sim 8.8\%$ および $u_{a,\text{in}}=24\sim 55 \text{ m}/\text{s}$ の条件で行った。

2・2 実験結果および考察 図 1 に試験部内壁温度の流れ方向変化を示す。これらの測定結果は前報⁽²⁾ですでに報告したもので、ミスト比をほぼ 4.7% に保ち、熱流束を $16, 21, 31, 42 \text{ kW}/\text{m}^2$ に変化させたものである。図 1 中の●と▲は対向する位置の温度で (模式図参照)、約 21 min の平均値である。また、図 1 中の線は後述の数値解析結果である。

図 1(a) の壁温状態を例にとると、試験部管内は $z/d < 20$ で壁温が低く円周方向に温度差がない「均一液膜領域」、 $z/d=20$ 付近で壁温が急激に上昇する「液膜破断開始点」、 $z/d > 20$ の範囲で周方向に温度差が生じる「リビュレット状液膜領域」に分類される⁽²⁾。液膜破断開始点は、熱流束が小さくなるほど下流

Fig. 1 Mean temperature distributions

Fig. 2 Temperature fluctuations of T_{w1} and T_{w2} ($M=4.7\%$, $q_w=42 \text{ kW/m}^2$)

側へ移行する。

図2に図1(a)の実験条件における試験部全域の非定常壁温挙動を示す。横軸は時間、奥行き軸は流れ方向位置、縦軸は壁温である。 T_{w1} , T_{w2} ともに $z/d < 20$ では壁温変動はまったく見られず、 $z/d = 20$ より下流で壁温の急激な立上りとともに変動が見られるようになる。液膜破断開始点の流れ方向への揺動はあまり見られない。 $z/d > 20$ では T_{w2} のほうが T_{w1} より全体的に低温で変動周期が短いことから、 T_{w2} 側に頻繁にリビュレット状液膜が存在しているものと推察される。

図3は、円周方向4箇所($T_{w1} \sim T_{w4}$)の壁温変動を時間に対してプロットしたもので、 $z/d = 11.8(St. 13)$, $22.7(St. 25)$, $33.6(St. 37)$ の位置での結果である。なお実験条件は図2と同一である。均一液膜領域にある図3(a)では壁温変動も周方向への温度差もほとんど見られないのに対して、液膜破断直後の図3(b)を見ると 120°C もの壁温変動が現れる。詳細に見ると、 T_{w4} はつねに低温で変動もごくわずかであるのに対して、 $T_{w1} \sim T_{w3}$ は比較的位相の揃った大変動を示し、乾き面に対応する高温状態とぬれ面に対応する低温状

Fig. 3 Temperature fluctuations at circumferential positions

態とが同程度の占有時間で出現する。このような壁温変動特性は、液膜破断直後に乾き面が急速に広がることを意味し、図1に見られる平均壁温の急速な立上りに対応するものと考えられる。下流に進むと変動幅はさらに拡大し最大で約200°Cに達する[図3(c)]。この位置では $T_{w1} \sim T_{w4}$ の変動はある時間間隔で比較的交流に生じている。このような壁温変動とリビュレットの存在位置との関係はグラフ上の管断面模式図のようになっているものと考えられ、周方向へのリビュレットの揺動が壁温変動を引き起こしているものと推察される。

図4は壁温変動値の周波数スペクトルで、実験条件は図3に対応するもの[図4(a), (b)]とそれとは異なるもの[図4(c)]である。スペクトル算出は時間窓を掛けない温度変動振幅データに対しFFT法を適用して行った。図4より、大部分の大振幅は数分オーダの長周期に集中しており、その傾向は流れ方向位置や実験条件によらないことがわかる。

単成分系の水蒸気-水系蒸発管内の壁温変動を対象とした従来の報告では、数秒程度の長周期変動は系の流動不安定によるとされているが⁽⁴⁾、本実験では流動不安定は確認されず、変動周期もかなり長い。熱流束と液膜流量の条件が異なるため定量的な比較は難しいが、単成分系と2成分系とでは壁温変動特性に上述したような顕著な相違があると考えられる。これは、2成分系の湿り空気熱伝達率が単成分系の水蒸気熱伝達

率より小さいため2成分系の乾き面温度が相対的に高くなること、ならびに2成分系では液相の蒸発が物質伝達律則になるため単成分系に比較してリビュレット状液膜領域が下流に長く存続することが原因であると考えられる。

3. 伝熱解析

3.1 解析モデル 2章の実験結果と前報⁽²⁾の均一液膜領域をモデル化した伝熱解析結果とを総合すると、初め管内壁全域を覆っていた液膜は物質伝達律則による蒸発の進行とともに厚さが徐々に減少し、ある条件にて液膜破断が発生すると、その下流ではリビュレットに覆われたぬれ面とそうでない乾き面とが出現するとの熱流動機構が浮かび上がる。そこで本報では、均一液膜を維持し得る「限界液膜厚さ」に達すると液膜破断が発生し、その下流では厚さ一定のリビュレットが蒸発によりその幅を減らしながら流下するとの伝熱解析モデルを構築する。

図5は伝熱解析モデルの模式図で、リビュレットが管内壁の一部を覆っているようすを表している。左側の図は解析対象となる微小区間 Δz のとり方を、右側の図はその位置における管断面図を示している。定式化のために以下の仮定を導入し、前報の伝熱解析モデルを拡張する。

(1) 解析対象領域をリビュレット状液膜領域と噴霧流領域とに分割し、各領域で質量およびエンタルピーの保存を考える。

(2) リビュレット状液膜は、円周に対する「ぬれ割合 $\alpha(0 \leq \alpha \leq 1)$ 」の幅で流れ、厚さは一定とする。

(3) 液膜の流れは層流とする。また液膜は非常に薄いため、液膜表面温度とぬれ面温度は等しいとする。

(4) 伝熱に寄与する液相の蒸発は液膜表面でのみ行われ、噴霧流中液滴のそれは考えない。蒸発現象は

Fig. 4 Power spectra of wall temperature fluctuation at T_{w1}

Fig. 5 Analytical model

拡散律則であり、熱伝達と物質伝達のアナロジーが成立するものとする。

(5) 噴霧流から壁面へは液滴供給が行われ、液膜へ到達したものは液膜の流量増加に、乾き面へ到達したものはそこで蒸発して蒸気の流量増加にそれぞれ寄与する。なお、液膜からの液滴発生(エントレインメント)は考えない。

(6) 管壁内部を伝わる周方向熱伝導は無視する。

(7) 加熱は等熱流束条件とする。

まず、試験部を通過する各流体の質量保存を考える。管断面に対する質量保存は次式で表される。

$$\frac{dG_f}{dz} + \frac{dG_d}{dz} + \frac{dG_v}{dz} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

各項は流れ方向の液膜、液滴、蒸気の流量変化を表し、それぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dG_f}{dz} &= \alpha(m_D - m_e)\pi d \\ \frac{dG_d}{dz} &= -m_D\pi d \\ \frac{dG_v}{dz} &= \alpha m_e\pi d + (1-\alpha)m_D\pi d \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

次にエンタルピー保存式を考える。リビュレット状液膜流領域では次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \alpha q_w - \alpha q_{cf} - \alpha L_f m_e - G_{fcpf} \frac{1}{\pi d} \frac{dT_f}{dz} \\ - \alpha m_e c_{pvf}(T_f - T_b) - \alpha m_D c_{pd}(T_f - T_b) = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで各項は、ぬれ壁面からリビュレット状液膜流に供給される熱流束、液膜表面から噴霧流への強制対流熱伝達、液膜の蒸発熱、液膜の顕熱、液膜からの蒸発蒸気の顕熱、噴霧流から液膜への到達液滴の顕熱を表す。噴霧流領域に対するエンタルピー保存は次式で表される。

$$\begin{aligned} (1-\alpha)q_w + \alpha q_{cf} \\ - (G_a c_{pa} + G_v c_{pv} + G_d c_{pd}) \frac{1}{\pi d} \frac{dT_b}{dz} \\ + \alpha m_e c_{pvf}(T_f - T_b) + \alpha m_D c_{pd}(T_f - T_b) = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで各項は、乾き面から噴霧流へ供給される熱流束、リビュレット状液膜表面から噴霧流への強制対流熱伝達、噴霧流(空気+蒸気+液滴)の顕熱、蒸発蒸気の顕熱、到達液滴の顕熱を表す。なお、仮定(4)より噴霧流中液滴の蒸発熱項は無視されている。

液膜からの蒸発量 m_e は熱伝達と物質伝達のアナロジーに基づいて次式で与える⁽²⁾。

$$m_e = h_D(C_{vi} - C_{vb}) \quad \dots\dots\dots (5)$$

上式中の C_{vi} , C_{vb} は液膜表面および噴霧流における

蒸気濃度で、それぞれ液膜表面温度 T_f と噴霧流バルク温度 T_b に対する飽和濃度として与える。

噴霧流から液膜への液滴到達量 m_D は次式で与える。

$$m_D = K \cdot \rho_a \frac{G_d}{G_a} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで液滴到達係数 K は前報⁽²⁾の液滴・液膜流量測定実験で得られた値(0.3~0.43 m/s)を用いる。

液膜表面から噴霧流への強制対流熱伝達による伝熱量 q_{cf} は次式で与える。

$$q_{cf} = h_z(T_b - T_f) \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで、局所熱伝達率 h_z は円管内乱流熱伝達の相関式⁽¹⁰⁾で与える。乾き面の壁面温度は、この h_z を用い次式で求める。

$$T_{w_dry} = q_w / h_z + T_b \quad \dots\dots\dots (8)$$

上式は乾き面に衝突する液滴の熱伝達率への寄与を無視するもので、試験部での液滴到達量が極めて小さい本実験条件には成立する。

最後にぬれ割合 α の算出式を仮定(1)に基づき導出する。垂直上昇層流液膜流の液膜レイノルズ数は次式で表される⁽¹¹⁾。

$$Re_f = 2\tau_i^*(y_i^*)^2 - \frac{4}{3}(y_i^*)^3 \quad \dots\dots\dots (9)$$

一方、リビュレット状液膜流の質量流量 G_f は壁面の単位幅あたりの流量 Γ と次式の関係がある。

$$G_f = \alpha \pi d \cdot \Gamma \quad \dots\dots\dots (10)$$

式(9)、(10)および液膜レイノルズ数の定義式 $Re_f = 4\Gamma/\mu$ から、ぬれ割合を与える次式が得られる。

$$\alpha = G_f / \left\{ \pi d \frac{\mu}{2} \left[\tau_i^*(y_i^*)^2 - \frac{2}{3}(y_i^*)^3 \right] \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 y_i と τ_i (気液界面せん断応力)は次のように無次元化されている。

$$y_i^* = y_i \left(\frac{g}{\nu^2} \right)^{1/3}, \quad \tau_i^* = \frac{\tau_i}{\rho g} \left(\frac{g}{\nu^2} \right)^{1/3} \quad \dots\dots\dots (12)$$

τ_i は次の実験式⁽¹²⁾より与える。

$$\left. \begin{aligned} \tau_i &= f_g \frac{\rho_g u_g^2}{2} \\ f_g &= 0.005(1 + 300 \cdot y_i/d) \\ u_g &= \frac{4(G_a + G_v)}{\rho_g \pi d^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

以上の基礎式を用い、下流方向への各物理量の変化を数値積分により求める。試験部には円周方向に均一な液膜が流入するとし、そこから液膜破断開始点までは $\alpha=1$ として解析を行う。これは均一液膜領域の存在を仮定した前報⁽²⁾の解析と同一の結果を与える。計算が下流に進行し液膜厚さが限界液膜厚さ(= y_{ic})に達する位置を液膜破断開始点とする。それより下流

では式(11)の与えるぬれ割合(<1)を用いて解析を進める。ここで、液膜温度 $T_f (=T_{w_wet})$ は式(3)から、噴霧流バルク温度 T_b は式(4)から算出される。前述したように、液膜破断開始点を精度よく予測することは現状では困難であることに鑑み、本解析では実測値に見られる壁温の急な立上り位置を液膜破断開始点として陽に定め、そこでの液膜厚さを限界液膜厚さとみなすこととした。したがって、仮定(2)より $y_i = y_{ic}$ となる。図1には本解析で得られたぬれ面温度 T_{w_wet} と乾き面温度 T_{w_dry} を含めてあるが、両者への分岐点は上述のように陽に定められた結果である。計算に必要な試験部入口条件(空気と水の質量流量、流入水質量流量に対する液膜質量流量の割合、静圧、噴霧流バルク温度等)には実験値を与えた。

3.2 解析結果および考察 図6に $q_w =$

Fig. 6 Calculated results

42kW/m², $M=4.7\%$ [図1(a)に対応]における解析結果を試験部の流れ方向位置に対して示す。

図6(a)は内壁温度の測定値(●: T_{w1} , ▲: T_{w2})と解析値を比較したもので、実線、一点鎖線および点線はそれぞれ乾き面温度 T_{w_dry} , ぬれ面温度 T_{w_wet} , 噴霧流バルク温度 T_b を表している。 $z/d < 20$ の均一液膜領域では解析値は測定値に良好に一致する。解析では $z/d=20$ 付近の $y_{ic}=19\mu\text{m}$ にて液膜破断が生じ T_{w_dry} と T_{w_wet} に分岐する。一方、実験値は $z/d=20$ 以降で急に立上り、 T_{w1} は T_{w_dry} に漸近する。図6(b), (c)に示したぬれ割合 α と液膜厚さ y_i の変化は上述の壁温変化に対応しており、液膜破断開始点以降で α は徐々に減少し乾き面が拡大していく結果が得られている。均一液膜領域の液膜厚さは式(9)で与えられ、流れ方向に漸減する。液膜破断開始点から下流では液膜厚さ一定の条件($y_i = y_{ic}$)が適用されている。

図6(d)は、液膜、液滴、蒸気の各質量流量を合計水質量流量($=G_f + G_d + G_v$)で無次元化したものである。なお G_{md}^* は噴霧流から液膜への液滴到達量である。液膜流量 G_f^* は試験部入口から下流に向かい減少するが、 $z/d \geq 20$ でこう配が緩やかになる。これはぬれ割合の減少に伴って液膜蒸発量 G_{me}^* が減少することに対応している。前報⁽²⁾の解析では G_{me}^* がリビュレット状液膜領域でもほぼ一定であったため G_f^* の減少が過大評価され $G_f^*=0$ となるドライアウト点の実験値より上流側に現れる傾向にあった。一方、本解析では、式(2)第1式が示すように G_f の減少割合が α に比例し、その α が G_f に比例するので[式(11)], G_f は下流方向に指数関数的に減少し有限の区間内では零にならない。つまり、本解析では厳密には $G_f^*=0$ には到達せずドライアウト点の予測は行えない。実際にはリビュレットの幅がある程度以上に狭くなると表面張力の作用で滴状液滴に移行すると考えられ、管路出口で目視観察されたような大径液滴の流出に至るものと考えられる。

図6(e)は、全熱輸送に主たる貢献をなす項の変化を示したものである。ここで、管断面のエンタルピー保存は式(5), (6)の和で表される。

$$(G_a C_{pa} + G_v C_{pv} + G_d C_{pd}) \frac{1}{\pi d} \frac{dT_b}{dz} / q_w + G_f C_{pf} \frac{1}{\pi d} \frac{dT_b}{dz} / q_w + \alpha L_f m_e / q_w = 1 \quad (14)$$

ここで、左辺はそれぞれ噴霧流の顕熱 Q_{fs}^* , 液膜の顕熱 Q_{fe}^* , 液膜の蒸発熱 Q_{ms}^* である。また、前報⁽²⁾の結果も一点鎖線で再掲する。図6(e)より液膜破断開始

Fig. 7 Critical water film thickness

Fig. 8 Comparison between numerical calculation and measurement of maximum wall temperature fluctuation range

点以降では α の減少に伴って Q_{fe}^* の寄与が減少し、乾き面からの強制対流伝熱によって Q_{ms}^* の寄与が逆に増大する。その結果、噴霧流バルク温度 T_b の上昇率が増加する [図 6(a)]。

図 7 は、全実験条件について得られた y_{ic} を気液界面摩擦速度 $u_\tau (= \sqrt{\tau_i / \rho_f})$ に対して示したものである。図 7 より、 y_{ic} と u_τ の間には一定の相関が認められ、 u_τ の増加とともに y_{ic} が減少する傾向にある。Murgatroyd⁽¹³⁾ は液膜破断の発生について、気液界面せん断応力が支配要因になることを示している。図 7 中の実線は Hewitt-Lacey⁽¹⁴⁾ の実験データをプロットしたもので、二重円管内の空気-水系環状液膜流について破断開始点を求めたものである。本解析結果はこの実験結果の半分以下の値となるが、両者の傾向については妥当な一致を示す。さらに図 7 中の黒丸は、著者

Fig. 9 Modification of wetting fraction

らがコンダクタンスプローブ法⁽¹⁵⁾ を用いて加熱試験部内の液膜厚さを測定した結果を示したもので、本解析結果に近い値を与える。

図 8 は、流れ方向の各位置で実測された管周方向最大-最小壁温度差の最大値と、それが得られた位置における乾き面-ぬれ面間温度差の解析結果とを全実験条件について比較したものである。ここで示す解析結果は、3 章の伝熱数値解析で得られた結果に周方向熱伝導を独立に考慮した数値解析による補正を加えたものである。図 8 より明らかなように、乾き面-ぬれ面温度差の解析結果は実測された最大壁温度と妥当に一致しており、本解析結果と図 3, 4 の与える変動周期とを併せると熱疲労評価に必要な壁温変動特性を知ることができる。

2.2 節に述べたように、実験結果は液膜破断直後の急速な乾き面の増大 ($=\alpha$ の低下) を示唆するが、リビュレット状液膜の厚さを一定と仮定する本解析では図 6(b) に見られるように α の減少は緩やかである。今、リビュレットが時空間的にランダムに揺動すると仮定すると、管内壁の平均温度は周方向位置によらず次式で与えられる。

$$T_{w-av} = \alpha T_{w-wet} + (1 - \alpha) T_{w-dry} \quad \dots\dots\dots (15)$$

図 9(a) は T_{w-av} と実測された壁温の最大・最小値の包絡線を比較したものである。ランダムに揺動するとの仮定は実験事実を正確には反映していないため比較には注意が必要であるが、 T_{w-av} の立上りは包絡線のそれに比べて緩やかであるとの定性的相違が認められる。そこでリビュレットの急速な細流化を表現するた

め次の関数形で α の補正を試みた。

$$\alpha' = \alpha^{a(z_{bp}/z)} \dots\dots\dots (16)$$

ここで、 z_{bp} は液膜破断開始点位置で、式中の定数は $a=3$ とした。ここで、式(16)の関数形と定数の決定は、上述の定性的相違が小さくなるよう試行錯誤的に行われた。この α' による平均壁温 T'_{w-av} を図9(a)に、 α' から式(11)で逆算される破断後の液膜厚さを図9(b)に示す。実験に見られるような壁温の立上りが再現されており、破断後の液膜はその厚さがいったん増加するようすを示している。加熱垂直管外面の流下液膜の破断に関する研究では、破断直後の液膜厚さがそれより上流に比べ厚くなるようすが観察されている⁽¹⁶⁾。液膜破断機構に関しては本研究の垂直上昇流と流下液膜とでは差異があるものと考えられるが、液膜厚さについては破断後のメニスカス形成によりそれより上流の液膜厚さに比し変化が生じると推察され、これは上述の α の補正の必要性を支持する。しかし、より詳細な検討は液膜厚さの直接測定が不可欠と考えられ、その結果とともに別報にて報告する予定である。

4. 結 論

垂直管内空気-水系噴霧流を対象とした管壁温度測定を行うとともに、リビュレット状液膜領域を対象とした伝熱解析との比較・検討を行い以下の結論を得た。

(1) 加熱試験部の壁温を多点同時に時系列測定することで、試験部全域の詳細な壁温変動特性を明らかにした。その結果からリビュレット状液膜の揺動に起因する長周期かつ大振幅の壁温変動の存在を指摘し、単成分系での壁温変動特性との相違を明らかにした。

(2) 管内円周方向に乾き面とぬれ面の存在を仮定する伝熱解析モデルを提案し、それによってリビュレット状液膜領域で生じ得る最大壁温変動の評価が可能

であることを示した。

(3) 本伝熱解析モデルより見積もられる限界液膜厚さは、主流空気流速あるいは気液界面せん断応力の増加とともに減少し、その傾向に関して従来の液膜厚さの実験結果と妥当に一致することを示した。

本研究の実験遂行にあたり当時本学学部生 九木田教明氏、橘信仁氏および新井達紀氏の協力を得た。また、研究の一部は平成8年度文部省科学研究費補助金[基盤研究(c)(2), No.08650244]によって行われた。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) 相原利雄, 機論, **52**-481, B(1986), 3131-3138.
- (2) 北川哲也・鳥居薫・西野耕一, 機論, **63**-608, B(1997), 1359-1366.
- (3) Chu, C. L., Roberts, J. M. and Dalcher, A. W., *Trans. ASME, J. Eng. Power*, **100**(1978), 424-431.
- (4) 石谷清幹・中西重康・山内庄司・高岡大造・小谷英夫, 機論, **47**-423, B(1981), 2210-2220.
- (5) France, D. M., Carlson, R. D., Chiang, T. and Priemer, R., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **101**(1979), 270-275.
- (6) 北川哲也・鳥居薫・西野耕一, 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集, **3**(1996), 815-816.
- (7) Hartley, D. E. and Murgatroyd, W., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **7**(1964), 1003-1015.
- (8) 藤田稔彦・植田辰洋, 機論, **43**-366, 2(1977), 657-667.
- (9) Fukano, T., Itoh, A. and Ousaka, A., *Physi. Chem. Hydrodyn.*, **6**-1/2(1985), 23-47.
- (10) 日本機械学会, 伝熱工学資料, 改訂第4版, (1986), 55-57.
- (11) 植田辰洋, 気液二相流, (1981), 126, 養賢堂.
- (12) Wallis, G. B., *One Dimensional Two-Phase Flow*, (1969), 318-322, McGraw-Hill.
- (13) Murgatroyd, W., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **8**(1965), 297-301.
- (14) Hewitt, G. F. and Lacey, P. M. C., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **8**(1965), 781-791.
- (15) 例えば, 渡辺修・藤田秀臣, 日本機械学会東海支部岐阜地区講演会講演論文集, No. 943-2 (1994), 87-88.
- (16) Ponter, A. B., Davies, G. A., Ross, T. K. and Thornley, P. G., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **10**(1967), 349-359.