

ミスト冷却熱交換器に関する研究*
(第2報, 水平円管まわりの液膜流動と熱伝達)

林 勇二郎**, 滝本 昭**, 松田 理***

Study on Mist Cooling for Heat Exchangers
(2nd Report, Liquid Film Flow and Heat Transfer on a Horizontal Cylinder)

by Yujiro HAYASHI, Akira TAKIMOTO, and Osamu MATSUDA

In order to pursue a high performance mist cooled heat exchanger, the heat transfer mechanism of mist cooling on a heated circular cylinder is discussed experimentally and theoretically. In the experiment, visual and photographic observations are made, in addition to the measurements of the heat transfer rate. Analyses are performed on heat transfer enhancement, taking account of the dynamical behavior of the liquid film. These results are shown to correlate with existing experimental data.

Key Words: Convective Heat Transfer, Mist Cooling, Heat Transfer Enhancement, Heat Exchanger, Liquid Film, Experiment and Analysis

1. 緒 言

ミスト冷却における伝熱パターンは, 比較的低温でかつ噴霧気流に対する投影面積が大きい衝突形の加熱面をもつ系に対しては, ドライアウトおよびウェットの両パターンが対象となる。特にウェットのパターンは伝熱促進に効果的であるが, その熱伝達は気流側からの液滴の突入, 表面での蒸発, 流動および離脱を伴う液膜の複雑な挙動と関連し, 取扱いは極めてやっかいである。従来の研究としては, 単一円管に対する Acrivos ら⁽¹⁾, Smith⁽²⁾, Hodgson ら⁽³⁾⁽⁴⁾による高噴霧量条件下での液膜流動と熱伝達についての理論的・実験的研究, Goldstein ら⁽⁵⁾, Wilson ら⁽⁶⁾, Lu ら⁽⁷⁾の同一系に対する液滴運動を考慮した解析, 傳・相原⁽⁸⁾による管群のプロクレーション比を含め, 液膜流の重力効果および液滴径の分散を考慮した解析, Kosky⁽⁹⁾, 桑原ら⁽¹⁰⁾の微細表面構造を有する円管を含む実験的研究などがあり, さらに, くさび面を対象にした Thomas ら⁽¹¹⁾, 相原ら⁽¹²⁾, 菱田ら⁽¹³⁾の研究など数多く報告され

ている。以上, 対象としている系および条件の違いはあるが, これまでにミスト冷却の詳細がかなり明らかにされているといえよう。しかしながら, ミスト冷却の現象は複雑でありまた関連するパラメータの数も多いため, まだ一般性をもって論ずるには至っていない。

著者らは前報⁽¹⁴⁾において, 鉛直下降噴霧流中に置かれた水平円管を対象に, 噴霧液滴の壁面衝突性および衝突滴の壁面付着安定性について追究し, それらの特性に対する一般式を複雑なパラメータと関連づけて導出した。本報はさらに, 液膜の流動性を含めた壁面濡れと熱伝達の詳細を追究する。その際, 前報で得られた壁面衝突性に対する結果は, 気液界面での運動量, 物質, エネルギーに対する境界条件を一般式で与えるものであり, 付着滴の安定性の結果は, 壁面濡れと熱伝達の限界を論ずるうえでの有効なパラメータを提示することになる。なお, 熱伝達に対する実験は前報の装置をそのまま用いたものであり, 供試円管は, 一部は等温条件のものもあるが等温実験の困難さから主には等熱流束加熱によった。

記 号

A: 面積

* 昭和61年4月1日 第63期通常総会講演会において講演, 原稿受付 昭和60年5月7日。

** 正員, 金沢大学工学部 (〒920 金沢市小立野 2-40-20)。

*** 正員, 石川工業高等専門学校 (〒929-03 石川県河北郡津幡町北中条)。

- C_p : 比熱
- d : 円管直径
- d_p : 液滴直径
- g : 重力加速度
- G^* : 無次元量
- h : 熱伝達率
- L : 潜熱
- \dot{m} : 物質流束
- N_u : ヌッセルト数
- p : 圧力
- Pr : プラントル数
- q : 熱流束
- Q : 全熱流束
- Re : レイノルズ数
- Sc : シュミット数
- T : 温度
- u : x 方向速度成分
- x : 流れ方向距離
- y : 壁面垂直方向距離
- δ : 液膜厚さ
- λ : 熱伝導率
- μ : 粘性係数
- ν : 動粘性係数
- ρ : 密度
- τ : せん断力
- ϕ : よどみ点からの角度
- ω : 相対質量濃度

添字

- c : 付着量
- e : 蒸発量
- i : 気液界面
- l : 液膜
- w : 壁面
- ∞ : 主流

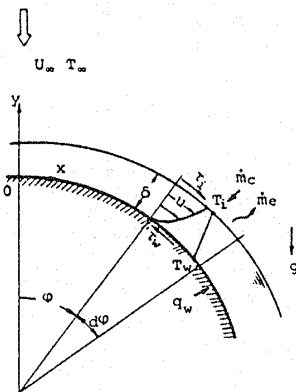


図1 物理座標系

- : 平均値

2. 液膜流動と熱伝達の解析 (積分法)

2.1 解析モデル 噴霧気流が衝突する円管前半面では、液滴が壁面衝突後ただちに蒸発するドライアウトの状態、あるいは衝突滴が壁面に安定に付着し液膜を形成するウェットの状態が生ずる。液膜形成については液滴の衝突と蒸発拡散のバランスより、前報において条件〔式(6)〕を提示したが、これはあくまでも液膜の流動性を無視したものである。円管の前方よどみ点にはじまる壁面濡れは、よどみ点での値は別としてそこから離れた位置では式(6)よりも緩い条件となるはずである。以上のことの理解のうえで、円管前半面の壁面濡れ性はドライアウト、ウェットとドライアウトの共存、さらにウェットの状態をとることになるが、ここではウェット状態でのミスト冷却を中心に図1の物理座標系のもとで説明する。

後述されるように、物質、エネルギー、運動量に対する液膜の基礎方程式は、それらに対する液膜表面の境界条件を含めた積分収支式で与えられる。このことを踏まえて、解析にあたっての仮定を気相と液膜のそれぞれに対して以下のように置く。

[気相]

(1) 液滴衝突捕集率は前報における円管に対する式(4)で与えられ、衝突滴の速度および温度は主流と同じである。

(2) 対流熱・物質伝達率は円管まわりの単相流のものと同じであり(液膜の存在を無視)、両者にはルイスのアナロジが成立する。

(3) 気流による気液界面でのせん断力は円管表面のものが適用される。

[液膜]

(4) 液膜流は定常層流状態であり、波立ち、衝突滴の再飛散および沸騰はない。

(5) 液膜流動における慣性項は無視できる⁽⁴⁾。

(6) 液膜厚さは薄く、表面での蒸発支配のため温度は直線分布とする。

(7) 物性値は温度に依存せず一定である。

(8) 液膜流ははく離点まで存在し、後半面への迂回流は壁面と等しい温度のもとで後方よどみ点より落下する。

2.2 基礎方程式 円管前面のよどみ点から流れるのはく離点までの各位置における液膜流に対する質量、エネルギー、運動量の各積分収支式は以下のように与えられる。

$$\frac{d}{dx} \left[\int_0^{\delta_i} \rho_i u dy \right] = \dot{m}_c(x) - \dot{m}_e(x) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$q_i + \dot{m}_c C_{pi} (T_i - T_\infty) + \dot{m}_e L = q_w \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\tau_i + g \rho_i \delta_i \sin \varphi + \delta_i \rho_g u_\infty \frac{du_\infty}{dx} + \dot{m}_c \times u_d \sin \varphi = \tau_w \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、液膜に衝突捕集される液滴の質量速度は仮定(1)により

$$\dot{m}_c = f G \cos \varphi \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$f = .675 \left(\frac{S_{t,i}}{1 + 0.125 R_{ep}^{0.72}} \right)^{0.2} \left[1 - C \left(\frac{\varphi}{90} \right)^{1.8} \right]$$

$$C = 5.78 \times 10^{-3} R_{ep}^{-1.55} R_{id}^1$$

液膜表面からの対流熱・物質移動速度は

$$q_i = h(T_i - T_\infty) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\dot{m}_e = h_D(\omega_i - \omega_\infty) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし、円管まわりの熱伝達率は後述する式(23)、(24)で、物質伝達率はルイスの関係を用いてそれぞれ与えられる。運動量収支式における右辺第1項の気液界面せん断力 τ_i は仮定(3)より⁽¹⁵⁾

$$\begin{aligned} \frac{\tau_i}{\frac{1}{2} \rho_g u_\infty^2} \sqrt{\frac{u_\infty d}{2\nu}} &= 13.946 \left(\frac{x}{d} \right) - 21.856 \left(\frac{x}{d} \right)^3 \\ &+ 9.344 \left(\frac{x}{d} \right)^5 - 2.342 \left(\frac{x}{d} \right)^7 + 0.022 \left(\frac{x}{d} \right)^9 \\ &- 0.2355 \left(\frac{x}{d} \right)^{11} \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

また、第3項の圧力に関しては、Hodgsonら⁽⁴⁾により示されているように、

$$\begin{aligned} \delta_i \rho_g u_\infty \frac{du_\infty}{dx} &= -\delta_i \frac{dp}{dx} = \frac{1440 \delta_i}{\pi d} \sin \varphi \cos \varphi \\ &\times \rho_g u_\infty^2 \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

で与える。

以上の基礎方程式に対する、速度、温度ならびに液膜厚さに対する境界条件は

[B.C.]

$$\text{at } x=0; u=0, d\delta_i/dx=0 \quad \dots\dots\dots (9\cdot a)$$

$$\text{at } y=0; u=0, \quad \dots\dots\dots (9\cdot b)$$

$$T = T_w \text{ (等温) or } q = q_w \text{ (等熱流束)}$$

$$\text{at } y=\delta_i; u = u_i, \mu du/dy = F \quad \dots\dots\dots (9\cdot c)$$

$$T = T_i$$

ここで、

$$F = \tau_i + \delta_i \rho_g u_\infty \frac{du_\infty}{dx} + \dot{m}_c u_d \sin \varphi$$

2.3 解法 液膜内の速度分布 u に対して、壁面からの位置 y に関する二次式で仮定し、境界条件式(9)より求めると

$$u = \left(\frac{2u_i}{\delta_i} - \frac{F}{\mu_i} \right) y + \left(\frac{F}{\mu_i \delta_i} - \frac{u_i}{\delta_i^2} \right) y^2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

また、温度分布については仮定(6)より次式で与えられる。

$$T = (T_i - T_w) \frac{y}{\delta_i} + T_w \quad \dots\dots\dots (11)$$

基礎式(1)は式(10)を代入し整理することにより、次の常微分方程式に書き換えられる。

$$\rho_i \frac{d}{dx} \left(\frac{2}{3} u_i \delta_i - \frac{F \delta_i^2}{6 \mu_i} \right) = \dot{m}_c - \dot{m}_e \quad \dots\dots\dots (12)$$

解法は、 T_w (あるいは q_w)、 u_∞ 、 G 、 T_∞ をパラメータに、 $x=0$ での境界条件式(9・a)を用い式(12)から求まる δ_i を初期値として、式(3)を式(12)に代入して得られる微小距離 Δx 間の液滴付着量と液膜厚さとの関係から δ_i を算出し、さらに式(2)、(3)より T_i 、 u_i を順次各 x 位置について角度 $\varphi=85^\circ$ まで求めたものである。その際、同時に次式で定義される局所熱伝達率が算出される。

$$h = q_w / (T_w - T_\infty) \quad \dots\dots\dots (13)$$

以上の解析は壁面上に液膜が存在するウェットの状態に対するものであるが、計算により液膜が消滅する位置以降のドライアウト領域に対しては、エネルギー式のみが有効となる。すなわち、 $\dot{m}_e = \dot{m}_c$ 、 $T_i = T_w$ (等温加熱)、 $T_i = (q_w - \dot{m}_c L) / (h + \dot{m}_c C_{pi}) + T_\infty$ (等熱流束加熱)の置き換えをしたうえで、式(9・b)の境界条件を用いて式(2)を $\varphi=85^\circ$ の位置まで漸次計算した。

2.4 平均熱伝達率 以上により、円管前半面の

熱伝達率が壁面濡れと関係づけて解析的に求められた。しかし、実際に必要となるのは円管全面に対するものである。以下、これまで検討してきた局所性をもつ円管前半面でのミスト冷却熱伝達に後半面の単相熱伝達を付加し、円管全面に対する平均的な熱伝達についての議論を進める。その際、実験に基づく仮定(8)より滴の離脱による顕熱輸送の効果を考慮するが、後半面に迂回する液流は筋状に分布するものであり、したがってこれにより濡れ面積は小さく単相気流の取扱いが妥当である。

図2に示すように、等温あるいは等熱流束加熱され

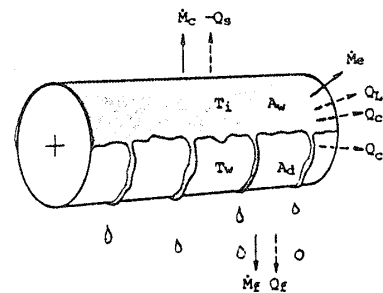


図2 熱・物質バランス

た円管において、濡れおよび乾き面積が A_w, A_d の場合での熱バランスは

$$Q = Q_c + Q_L + Q_s + Q_f \dots\dots\dots(14)$$

ここで、

$$Q_c = \bar{h}_w(\bar{T}_i - T_\infty)A_w + \bar{h}_d(\bar{T}_w - T_\infty)A_d \dots\dots(15)$$

$$Q_s = \dot{M}_c C_{pl}(\bar{T}_i - T_\infty) \dots\dots\dots(16)$$

$$Q_L = \dot{M}_e L \dots\dots\dots(17)$$

$$Q_f = \dot{M}_f C_{pl}(\bar{T}_w - T_\infty) \dots\dots\dots(18)$$

物質バランスは

$$\dot{M}_c = \dot{M}_e + \dot{M}_f \dots\dots\dots(19)$$

ここで、

$$\dot{M}_c = \frac{d}{2} \int_{-90}^{90} \dot{m}_c d\phi \dots\dots\dots(20)$$

$$\dot{M}_e = \frac{\bar{h}}{C_p} \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{2/3} (\omega_i - \omega_\infty) A_w \dots\dots\dots(21)$$

となり、以上の関係式の各成分に対して前報での局所液滴付着量および単相熱伝達率さらに前節の熱流束、液膜表面温度および濡れ領域の各結果を用いることにより、平均熱伝達率が次式より算出される。

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h}d}{\lambda} = \frac{Q}{\pi(T_w - T_\infty)} \dots\dots\dots(22)$$

3. 結果と考察

3.1 液膜形成 図3にそれぞれ等温加熱の場合の液膜厚さ δ_i の分布についての解析結果の一例を示す。結果はこれまで同一の系に対する傳・相原⁽⁸⁾、Hodgson ら⁽⁴⁾によるものと同様の傾向を示しており、よどみ点からの角度の増加とともに液膜厚さが増し、噴霧量が少なく、加熱度が高い(結果は省略)場合には途中で液膜が消滅するドライアウトが生じている。等熱流束加熱の場合の結果はここでは省略するが、等温加熱の場合とほぼ同様の傾向を示す。しかし、一般にミスト冷却の効果が顕著ではない等熱流束の場合にはより厚い液膜を形成することになる。

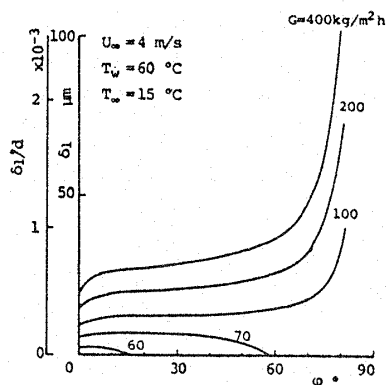


図3 液膜厚さの分布

図4に液膜形成条件についての結果を、前報で導出された壁面衝突滴の安定付着に対する無次元量 $G^* [= (Gd/\rho v)/\Delta\omega/R_{ea}^2, n=0.5$ (等温), $n=0.58$ (等熱流束)] と ϕ の関係として、気流速度と加熱面温度(等熱流束の場合はよどみ点での温度)をパラメータとして示す。図中の実線はここでの液膜流動を考慮した解析結果を、破線および一点鎖線は前報での静止モデルに基づく結果であるが、よどみ点で一致する両者は角度 ϕ が大きくなるにつれて差が大きくなり、液膜形成に対する流動性の寄与が大きくなる。気流速度の影響としては、速度が大きいほど気液界面でのせん断力が増加するためより濡れ易い条件($G^* \rightarrow$ 小)となる。壁温(熱流束)に対しては、飽和蒸気圧の差を液滴蒸発の推進力とする $\Delta\omega$ が G^* の分母に含まれるため、温度が高いほど同一の噴霧量に対して濡れにくい条件となる。しかし、これらのパラメータが円管表面での液膜形成に与える影響は比較的小さく、ここで対象としている鉛直下降噴霧の条件ではほぼよどみ点で濡れ条件が与えられるとした前報の実験結果が理論的にも妥当なものとなる。

3.2 熱伝達 図5に等温および等熱流束加熱時での単相熱伝達率についての結果を示す。これより、局所熱伝達率についての次の実験式が得られた。

$$\frac{h_0 d}{\lambda} = 1.14 R_{ea}^{0.5} Pr^{0.4} \left[1 - \left(\frac{\phi}{90} \right)^3 \right] \quad \phi < 80^\circ \dots\dots(23)$$

$$\frac{h_0 d}{\lambda} = 0.6 R_{ea}^{0.58} Pr^{0.4} \left[1 - 0.486 \left(\frac{\phi}{90} \right)^{2.2} \right] \dots\dots(24)$$

$$\phi < 80^\circ, q < 5 \text{ kW/m}^2$$

平均熱伝達率 Nu 数についても同様に次式で与えられる。

$$\overline{Nu}_0 = \frac{\bar{h}_0 d}{\lambda} = 0.623 R_{ea}^{0.5} Pr^{0.4} \dots\dots\dots(25)$$

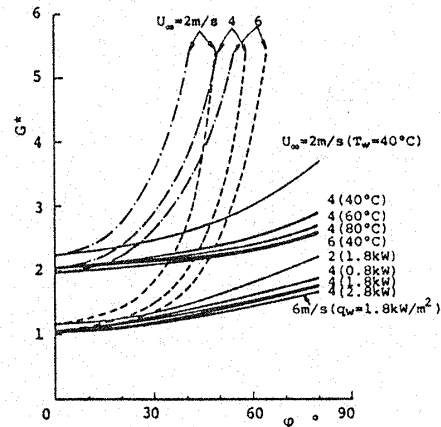


図4 液膜形成の条件

$$\frac{\bar{h}_0 d}{\lambda} = 0.34 R_{ed}^{0.58} P_r^{0.4} \dots\dots\dots (26)$$

次に、ミスト冷却における熱伝達率の結果について説明する。図6は、等熱流束のもとでの局所熱伝達率の一例を壁面温度分布と併せて示したものである。図中の解析値は破線で乾きを、実線で濡れ状態をそれぞれ示している。各種条件に対する影響としては、噴霧量および流速の増加、加熱度の減少につれて壁温が低下し、それにより熱伝達率が増加していること、さらに、それはよどみ点を中心とする濡れ領域の拡大と対応づけられることがわかる。理論と実験との比較においては、 G が $200 \text{ kg/m}^2\text{h}$ 付近では両者はかなりよく一致しているが、 $100 \text{ kg/m}^2\text{h}$ 以下では解析に対して実験結果が低い値を示している。これについては、解析の近似による精度上の問題よりむしろ実験的なもの、すなわち、低質量速度での噴霧量の測定誤差(10%)、およびペークライト製円管のもつ熱容量が顕熱として供給熱量に付加されることなどによると考えら

れる。

図7に等温加熱の場合についての解析結果を示す。噴霧量に対しては、その増加により、濡れ領域の出現と併せて熱伝達率の急激な増加が現れている。一方、壁温に対しては、実線で示す濡れ領域ではその増加に伴い熱伝達率も増加するが、破線で示す乾いている領域では逆の傾向となる。後者については、ドライアウトによる潜熱放散の効果を含む壁面熱伝達率が温度差が大きくなるほど小さくなることによる。図8は、Hodgsonによる等温加熱水平円管を用いた噴霧結果と本解析値とを比較して示したものである。 $G=2808 \text{ kg/m}^2\text{h}$ の高質量速度の噴霧での場合を除けば、両者かなりよく一致しており、ここでの等温場に対する解析が妥当なものであるといえる。

3.3 伝熱促進率 伝熱促進率を、円管全表面の平均値としての単相流熱伝達率に対するミスト冷却の熱伝達率の比として議論する。図9, 10は、それぞれ等熱流束および等温加熱の場合についての伝熱促進率の結果例を、濡れ面積割合 A_w/A_0 および落下液滴量 M_f の結果と併せて示したものである。両図中の各線は理論値である。図9の実験値はいずれも前報での実験装置を用いた結果であり、濡れ面積については観察写真より分析し、また落下液滴量については試験円管のおよそ200mm下流の位置に設置した落下滴受け容器を用い、捕集量の時間変化から算出したものである。等熱流束および等温のいずれの場合に対しても、噴霧量、流速、加熱度の伝熱促進率に及ぼす影響は、局所値の場合と同様に論じられるが、伝熱促進率の内

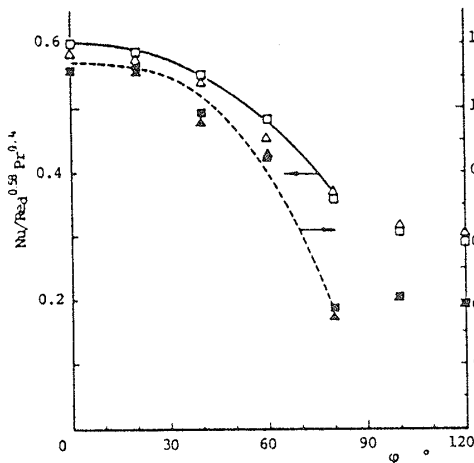


図5 単相流熱伝達率

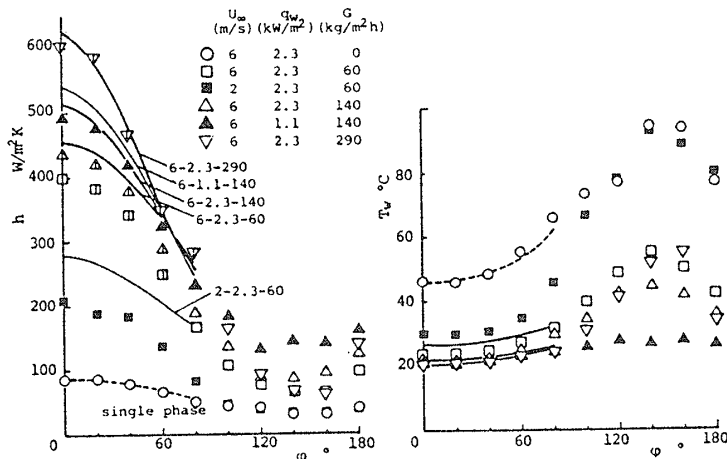


図6 ミスト冷却局所熱伝達率 (等熱流束)

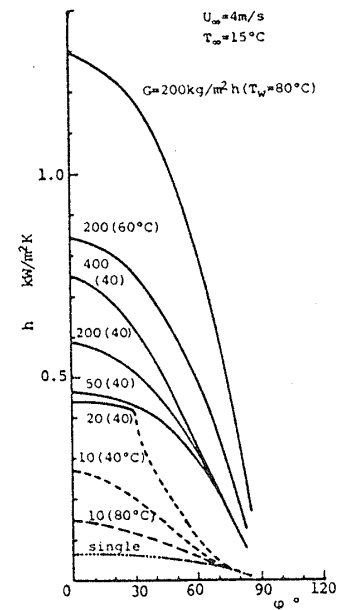


図7 ミスト冷却局所熱伝達率 (等温)

訳としての対流、顕熱および潜熱輸送の効果が、壁面濡れおよび円管よりの滴落下の挙動 (図中破線) と関連づけてより明白となる。すなわち噴霧量が少なく濡れが生じていない段階 ($A_w/A_0=0$) ではドライアウト状態での蒸発潜熱の輸送 Q_L が支配的であり、熱伝達率は噴霧量に対して急激に増加する。濡れの開始およびその領域の拡大によりさらに熱伝達率は急激に増加するが、円管のほぼ前半面が濡れた後は熱伝達率の増加は緩慢となる。すなわち、潜熱輸送の寄与は頭打ちとなるが、円管下部からの落下液滴による顕熱輸送 Q_f および付着滴の顕熱輸送 Q_s の効果により緩い増加を辿ることがわかる。加熱法の違いについては、潜熱輸送の効果が大きい等温場に対して、等熱流束の場合ではミスト冷却により壁温が低下するため潜熱より

むしろ落下滴による顕熱輸送の効果が支配的となっている。実験結果との比較においては、噴霧量が少ない場合 ($G < 50 \text{ kg/m}^2\text{h}$) を除けば、極めて良い一致を示している。なお、両者のずれについては先の図6と同様な理由による。

図11, 12は、図9, 10の結果を前報で得られた濡れ (液膜形成) の条件を与える無次元パラメータ, G^* を

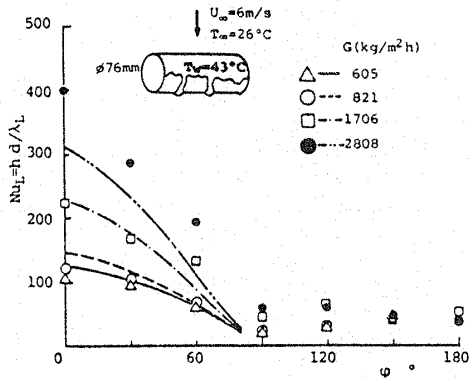


図8 ミスト冷却熱伝達率 (Hodgson⁽³⁾との比較)

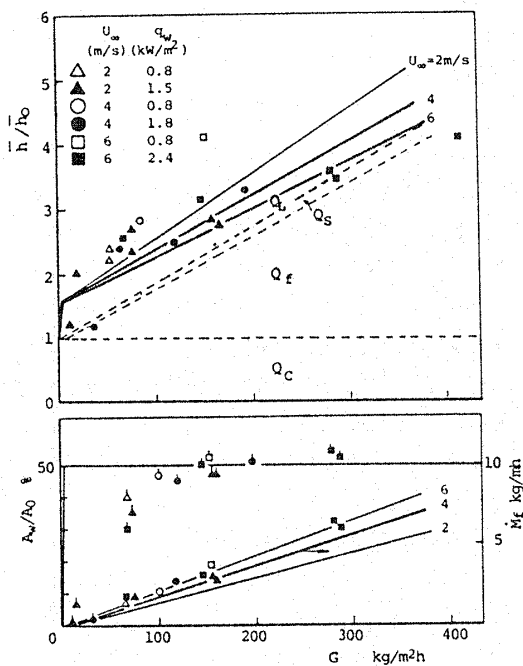


図9 伝熱促進率 (等熱流束)

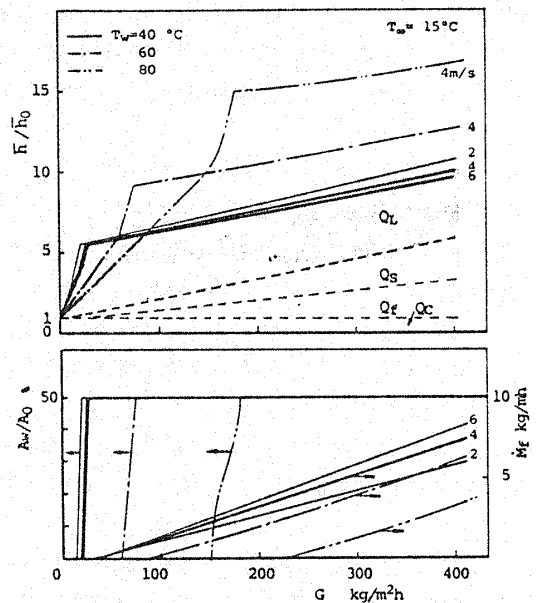


図10 伝熱促進率 (等温)

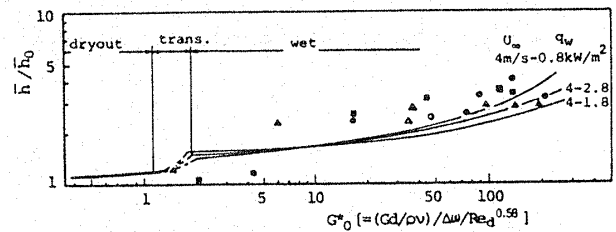


図11 促進率と G^* の関係 (等熱流束)

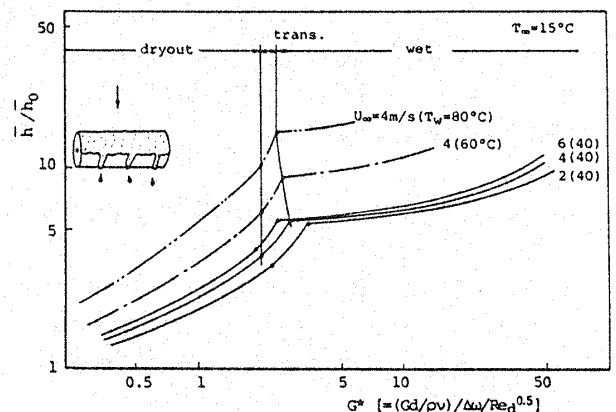


図12 促進率と G^* の関係 (等温)

用いて示したものである。これより、等熱流束の場合では図中の実線で示すように促進率はほぼ G^* のみの関数に、また等温では G^* と温度の関数となることがわかる。今後、等温加熱に対しては実験を含めたより詳細な検討が必要となる。

4. 結 論

ミスト冷却熱交換器の高性能化を目的に、種々の操作条件に対する伝熱促進の効果について、鉛直噴霧流中に水平に設置された等温および等熱流束加熱円管を対象に理論解析を行い、実験結果との比較を含め、以下の結論を得た。

(1) 円管前半面での液膜形成条件は、前報において静止モデルに基づく解析との実験との比較により、よどみ点〔前報式(8), (11)〕での状態と判定し得ることが明らかとされたが、さらに液膜の流動性を考慮したここでの解析により理論的にそれが裏付けられた。

(2) ミスト冷却熱伝達率は壁面濡れの状態と関係し、濡れ面積の増加をもたらす気流速度および噴霧量の増加とともに増大する。加熱面の温度の影響としては、ウエットの領域では温度が高いほど熱伝達率は増加するが、ドライアウト領域では逆となる。

(3) 円管全表面に対する伝熱促進率およびその機構が壁面濡れおよび円管からの落下液滴量と関連づけて明らかにされた。ドライアウト状態では付着液滴の蒸発潜熱支配、ウエット状態では液滴からの蒸発潜熱支配となるが円管前半面の濡れが完了した後は潜熱の

寄与は頭打ちとなり、滴付着および落下液滴の顕熱支配の効果が現れる。特に等熱流束加熱の場合では、落下滴による顕熱の寄与が大きい。

(4) 液膜形成の条件から誘導された無次元パラメータ、 G^* は伝熱促進率を推算する有効なパラメータとなり得る。

本研究は昭和59年度科学研究エネルギー特別研究の補助を受けて行われたものであり、謝意を表する。

文 献

- (1) Acrivos, A., ほか2名, *ARL Report*, 64-116 (1964).
- (2) Smith, J. E., *ARL Report*, 66 (1966).
- (3) Hodgson, J. W., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 90 (1966), 457.
- (4) Hodgson, J. W. and Sunderland, J. E., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 7 (1968), 567.
- (5) Goldstein, M. E., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 89 (1967), 185.
- (6) Wilson, S. D. and Jones, A. F., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 17 (1978), 183.
- (7) Lu, C. C. and Heyt, J. W., *AIChE*, 25-5 (1980), 762.
- (8) 傳・相原, 機論, 51-463, B (昭60), 882.
- (9) Kosky, P. G., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19 (1976), 539.
- (10) 桑原・ほか2名, 機論, 47-414, B (昭56), 326.
- (11) Thomas, W. C. and Sunderland, J. E., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 9-3 (1970), 368.
- (12) 相原・傳, 機論, 48-436, B (昭57), 2536.
- (13) 菱田・ほか2名, 機論, 48-428, B (昭57), 758.
- (14) 松田・ほか3名, 機論, 52-482, B (昭61).
- (15) Shlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 6th (1968), 160, McGraw-Hill.

討 論

〔質問〕 相原利雄〔東北大学高速力学研究所〕

(1) 貴報の理論は、濃度方程式の省略、仮定(2)、(3)の設定などの点で、質問者の厳密な解析⁽⁸⁾(付1)(付2)を、近似的に扱ったものと思う。この観点から、本報の等温加熱の解析は、いかなる新奇性を有しているのか、また質問者の厳密な解析結果との定量的な対比を図3, 4, 7などについて行っていただきたい。

(2) 図5, 6について、既存の研究との定量的な対比を行っていただきたい。

(3) 本報の計算値は、液滴のR-R分布における代表径と分散パラメータをいくらに選んだ時のものか、また粒度分布の測定値では、それらの値はいくらになっているか。

(4) 等温加熱の困難さ(3554ページ右欄下4行

め)とは何か。

(5) 比較的短い円柱で実験されているが、藤井らが指摘している有限円柱における現象の三次元性をどのようにして避け、二次元性の確保に努められたか。

〔回答〕 (1) ミスト冷却は、液滴の飛行などを含む気流側の問題と、液膜の流動や熱・物質移動を伴う壁面側の問題よりなり、気液界面で両者を連成させることにより解を得る。しかし、ミスト冷却におけるパラメータの数は多く、しかもそれらは気流と壁面側では必ずしも共通性をもっておらず、このことが一般性をもった理論的追究を困難にしている要因となっている。本報における液膜形成と熱伝達に対する解析は、以上のことを踏まえて気液界面における運動量、熱、物質に対するすべての諸量を特性式として方程式系に組み込んだものであり、これによりミスト冷却の問題

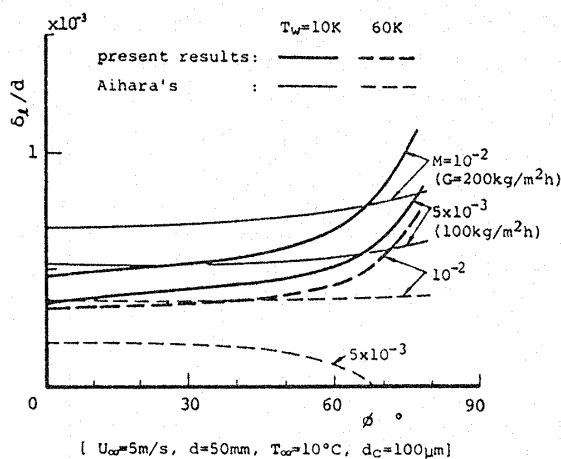
を壁面問題に置き換えたことになる。しかも著者らは、円管の前半面に対する以上の解析は、ミスト冷却において不可欠な円管全面に対する議論(半実験的には桑原・中山・森⁽¹⁰⁾のものがあるが、理論的なものはない)を展開するうえでの一過程と考えているにすぎない。すなわち、本報の本質は、ミスト冷却熱伝達がパラメータ G^* で議論し得ることを含め、伝熱促進の機構が壁面のぬれや滴の落下など円管全体の挙動を把えて明らかにされたことにある。付図1および付図2に、本報の結果を質問者と比較して示す。精度上、液膜厚さは若干薄くまた熱伝達率も大きくなる結果となっている。また、ドライアウトの条件については、質問者と同一系において噴霧質量流量比 $M=5 \times 10^{-3}$ が本解析では $M=5.4 \times 10^{-3}$ と、若干厳しくなるがほぼ一致していると言える。

(2) 図5については、等温加熱の場合 Schmidt の近似式(付3)と一致しているが、等熱流束については著者らの知るかぎり比較する既存の研究が見当たらなかった。また、図6も本報と同一系のものは見当たらなかった。

(3) 本報の計算には前報で得られた分散液滴群の実測値(代表径 $d_e=105 \mu\text{m}$, 均等数 $x=3.9$)にもとづく体積平均径 $85 \mu\text{m}$ に対する液滴付着速度 m_c を用いている。

(4) 円管表面にストライプ状に張っためっき膜に通電加熱し等温条件を得ているが、ぬれの局所性のため電力供給の正確な制御が難しく(ヒータの焼き切れ)、この種の等温実験は一般に難しいと言える。

(5) 熱・流体的には、加熱面両端に 50 mm の非加



付図1 液膜厚さ

熱部を設けることにより二次元性の確保に努めた。現象的な液膜の形成状態の観察結果および温度測定によりほぼ二次元性を満足しているものと考えている。

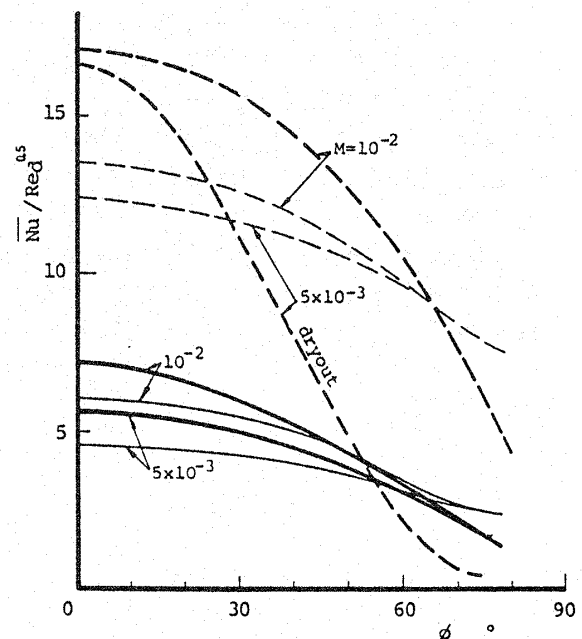
〔質問〕 相原利雄

回答(1)について：質問者の指摘した観点に立った回答がなされていない。近く報告予定の質問者の検討に照らせば、付図の対比では、明らかに先の質問で指摘した近似の影響が現れている。

より直さ的に申し上げれば、「厳密度の高い数値解⁽⁹⁾がすでに提出されているにもかかわらず、なぜ、必ずしも簡単とは思えぬ近似計算を重ねて行われたのか」というのが先のお尋ねである。

回答(2)について：Schmidt との一致はどの程度であったか、定量的にお示し願いたい。

〔回答〕 (1) 付図の対比において近似の影響が現れていることはご指摘のとおりである。すなわち、この点において質問者らの数値解がより優れていることは否めない。しかしながら、ミスト冷却の問題は本来、液滴の衝突面だけではなく全伝熱面を、平滑面だけではなく微細構造面を有する表面を、さらに単管から管群へと進展させるべき性格を有している。さらに対象となる気流の方向、伝熱面の姿勢、噴霧滴の性状に関する条件などは種々に及ぶ。質問者らはここでの近似計算が簡単ではないとされているが、気流側を含めた解析に比べ極めて簡単であり、上記の雑多な系に対するミスト冷却熱伝達を論ずる際に有用であることは確かである。しかし、ここでの近似的な取扱いは、結



付図2 熱伝達率(等温)

(付1) 相原・傳, 機論, 49-443, B (昭58), 1503.

(付2) 傳・相原, 機論, 51-463, B (昭60), 874.

(付3) 甲藤, 伝熱概論, (昭50), 153, 養賢堂.

果を簡単に導出することだけを目的としたものではないことは前の回答でも詳述したとおりである。すなわち、液滴の壁面衝突の特性式、壁面ぬれの条件式、さらにはミスト冷却における無次元パラメータ G^* を導出し、これによって熱交換器の最適設計および運転条件の最適化としてミスト冷却熱交換器の高性能化を一般性をもって追求するものである。

(2) 図5中に示すとおりである。図5中の等温の場合の実線が Schmidt の近似式(付3)である。

〔質問〕 伊藤 猛 宏〔九州大学工学部〕

(1) 式(9・a)の境界条件に対し、図3の $[d\delta_i/dx]_{x=0}$ が正の有限の値を示すのはなぜか。

(2) 通常、この種の解析では $x=0$ は微分方程式の特異点になっていて、前進形の解法は適用できないが、この研究の場合はどうか。もしそうであればどのような処置をしたか。

(3) 質問(1)、(2)のことが下流領域の解に及ぼす影響はどの程度か。

〔回答〕 質問(1)、(2)、(3)はともに液膜厚さの解析法に関連するものであるので、まとめて回答する。

ご指摘のとおり、よどみ点($x=0$)は特異点となっている。したがって、 $x=0$ で $u_i=0$, $d\delta_i/dx=0$ を出発値として計算を $\phi \approx 20^\circ$ まで前進的に行い、そこで値からよどみ点の値 δ_i を外挿し、その値が精度0.5%で収束するまで反復計算する手法を採っている。境界条件式(9・a)の表現が不的確であり、図3に対し誤解を招いたことをお詫びする。また、この手法による下流領域の解への影響については、収束判定条件あるいは刻み幅($\Delta x=0.1$)とも関係するが、近似解法として精度上ほぼ妥当と考えている。

〔質問〕 深野 徹〔九州大学工学部〕

興味ある問題を要領よく解決されておられることに敬意を表す。

液膜の流動に対しては気液界面せん断力が最も重要な役割を果たすと考えられる。これに対して本文では円管表面のものが適用されるとあるが、それをもう少し

し詳しく説明いただきたい。またその妥当性についての検討結果についてもご教示願いたい。

〔回答〕 本論文はミスト冷却の問題を、気液界面の諸量を方程式系に組み込んだ壁面問題として取扱うことにより一般性をもった議論を展開しているものであり、せん断力の固体面近似もその一環にある。ご指摘の固体面近似の適用については十分に検討していないが、ミスト冷却で対象となる気流速度が1~6m/s程度の低速であり、また、よどみ点に始まる液膜流の領域も短いものであり、質問者らによる報告(付4)などからもほぼ妥当であろうと考える。

〔質問〕 桑原 平吉

〔(株)日立製作所機械研究所〕

全面がぬれている場合($A_w/A_0 \geq 0.5$)、あるいは全面が乾いている場合は、式(14)~(22)により \bar{h} は求まる。そして無次元量 G^* は、ぬれ面/乾き面の境界発生限界〔前報式(6)、(10)、または式(8)、(11)〕から求めたものである。そのとき、図11、12の説明で述べられているように、 \bar{h}/\bar{h}_0 が G^* の関数となる理由を伺いたい。

〔回答〕 質問者らが報告しているように、ぬれ面積割合より伝熱促進効果を求めることは可能であるが、それには実測が必要であり種々のケースに適用することは困難であると考えている。本報は、加熱・流れの条件に対していかなる噴霧量でどれほど伝熱促進効果が得られるか、また、必要最小限の噴霧でいかに最大の促進を図るかを目的としたものである。

ご指摘のように h/h_0 の計算には、無次元量 G^* に直接関係しないが、図9、10特に図10に示す噴霧量 G との関係において、熱伝達率の低噴霧量での急激な増加から高噴霧量での緩やかな増加への遷移をぬれパラメータ G^* で規格化して表した図11、12の結果より本文中に記したように一つの考えを示したにすぎない。なお、より広範囲な条件に対しては、さらに理論的・実験的な検討が必要であると考えている。

(付4) 深野・ほか4名, 機論, 51-462, B (昭60), 494.