

## ミスト冷却熱交換器に関する研究\*

### (第1報, 水平円管まわりの液滴の衝突付着と液膜形成)

松田 理\*\*, 滝本 昭\*\*\*  
北川 剛\*\*\*\*, 林 勇二郎\*\*\*\*

## Study on Mist Cooling for Heat Exchangers

### (1st Report, Collision of Droplets and Film Formation on a Horizontal Cylinder)

by Osamu MATSUDA, Akira TAKIMOTO,  
Takeshi KITAGAWA, and Yujiro HAYASHI

In order to pursue a high performance mist cooled heat exchanger, a fundamental study of mist cooling has been performed on a heated circular cylinder in a spray flow. The collision of droplets on a cylinder surface was analyzed, taking account of the dispersion of droplet and its trajectories. Characteristic equations were obtained by comparison with the experiment. The condition of liquid film formation was also obtained, assuming that the liquid droplets were stagnant on the heated surface.

**Key Words:** Mass Transfer, Mist Cooling, Heat Exchanger, Collision of Droplets, Dynamic Behavior of Droplets, Liquid Film Formation

#### 1. 緒 言

気流中に微小液滴を懸濁した噴霧気流による冷却(ミスト冷却)は, 空気熱交換諸機器の伝熱性能の向上における有力な手段の一つである。ミスト冷却の伝熱パターンは, 伝熱面での液滴の衝突性あるいは壁面濡れと関連して, ドライ, ドライアウト, ウェットに大別されるが<sup>(1)</sup>, 壁面熱伝達を液膜からの蒸発支配とするウェットのパターンが最も効果的であり, そのためには低質量の液供給によりできるだけ広範囲にかつ薄い液膜で伝熱面を覆うことが要求される。このことは, 液滴のエリミネータでもある管群熱交換器はもちろんのこと, 各種伝熱面において, 液膜形成の限界ならびにこれに近い条件のもとでの詳細な議論の必要性を強調する。ことに気流中を飛行し壁面で衝突捕集される液滴の動的挙動は, 液膜形成ならびに上述の伝熱パターンに直接関係するばかりではなく, 運動量, 質量, エネルギーに対する境界条件を与える液膜の挙動に重要な影響をもつことになる。

著者らはこれまで鉛直下降流中に置かれた等温垂直平板を対象としたミスト冷却熱伝達を, 蒸発を伴う液滴群の飛行と関連づけて追究しており, 滴径分散の影響までを含めた詳細を明らかにしている<sup>(2)(3)</sup>。菱田ら<sup>(4)</sup>の傾斜平板に対する実験, Bhatti ら<sup>(5)</sup>, Habib<sup>(6)</sup>, Ganic<sup>(7)</sup>の蒸発を伴いながら運動する単一滴に対する理論展開も, 同様に液膜形成との関連づけを意図したものである。一方, 水平円管を対象としたものとしては, 滴蒸発のみを考慮している Nishikawa ら<sup>(8)</sup>を除いては, 蒸発を無視した滴飛行を取扱っているのが一般的である。すなわち, 主流での飽和を前提とすれば, 滴蒸発が問題となるのは境界層内での液滴飛行が長い場合, もしくは壁面と主流との温度差が著しく大きい場合であり, 比較的低温でかつ噴霧気流に対して投影面積が大きく採られる衝突形の加熱面をもつ系に対しては, 滴蒸発の影響は十分無視し得ることになる。Goldstein ら<sup>(9)</sup>, Wilson ら<sup>(10)</sup>の近似解析に対して, 傅・相原ら<sup>(11)(12)</sup>は気流に対してはく離を含めたポテンシャル流を用い円管表面位置に到る液滴の飛行を厳密に計算している。特に, 慣性, 抗力, 外力(重力)を受ける滴飛行において滴径は重要なパラメータであるが, 径分散をもつ実際の噴霧液滴群が体面積平均径で処理し得るとした知見は興味深い。

\* 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, 石川工業高等専門学校 (〒929-03 石川県河北郡津幡町)。

\*\*\* 正員, 金沢大学工学部 (〒920 金沢市小立野2-40-20)。

\*\*\*\* 学生員, 金沢大学大学院。

本研究は、熱交換器の構成要素として表面が平滑な単一円管を対象に、まず(1)噴霧液滴群の壁面での衝突捕集、(2)衝突滴の壁面付着、(3)壁面濡れと熱伝達などの詳細を明らかにし、次いで(4)微細構造表面管および管群へと発展させることにより、ミスト冷却熱交換器の高性能化を図ることを目的とする。本報は(1)と(2)の課題を上述の観点に基づいて追究するが、これらを(3)以降の議論を展開するうえでの基礎とするために、液滴の壁面への衝突および付着特性をミスト冷却における複雑なパラメータと関連づけた一般式化を試みる。

## 記号

- $C_c$ : カニンガム数  
 $C_D$ : 抵抗係数  
 $d$ : 円管直径  
 $d_p$ : 液滴直径  
 $F$ : 相対度数  
 $F_e$ : 液滴に作用する外力  
 $f$ : 衝突補正係数  
 $G$ : 液滴質量速度  
 $G^*$ : 無次元量  
 $g$ : 重力加速度  
 $h_D$ : 局所物質伝達率  
 $h$ : 局所熱伝達率  
 $\dot{m}_c$ : 液滴衝突による質量速度  
 $\dot{m}_e$ : 蒸気拡散による質量速度  
 $m_p$ : 液滴質量  
 $Pr$ : プラントル数  
 $q_L$ : 蒸発による潜熱輸送の熱流束  
 $q_c$ : 対流伝熱による熱流束  
 $q_s$ : 突入液滴による顕熱輸送の熱流束  
 $q_w$ : 壁面熱流束  
 $R$ : 累積残留重量割合  
 $Re_d$ : 円管直径を基準としたレイノルズ数  
 $Re_p$ : 液滴直径を基準としたレイノルズ数  
 $Sc$ : シュミット数  
 $St_k$ : ストークス数  
 $T$ : 温度  
 $t$ : 時間  
 $u$ : 流れ方向速度成分  
 $\eta$ : 局所捕集率  
 $\lambda$ : 熱伝導率  
 $\mu$ : 粘性係数  
 $\nu$ : 動粘性係数  
 $\rho$ : 密度

$\phi$ : 前方よどみ点からの角度

$\omega$ : 蒸気濃度分率

添字

$g$ : 気体

$l$ : 液体

$p$ : 液滴に関する値

$sat$ : 飽和値

$w$ : 壁面

$\infty$ : 主流

## 2. 実験装置および方法

実験装置は、鉛直下降噴霧流中に置かれた水平円管表面への液滴の衝突捕集、加熱面での付着滴の安定性などの測定および観察を目的に製作された密閉回路式のものであり、その概要を図1に示す。送風機からの空気は、濡壁塔ならびに超音波加湿器により所定の温度の飽和湿り空气に調整される。整流格子を通過したところで高圧スプレーノズル(ウエットマスター社製3個)により微小液滴が付加され、円管が設置されたダクト部を経て再び送風機に戻る。試験ダクト(断面積300 mm×300 mm)は、流れおよび円管表面への衝突付着滴の様相を観察するため透明アクリル樹脂製とし、円管の出し入れや諸量の測定のため側壁の一面が取り外し可能な構造とした。

円管表面で衝突捕集される液滴については、それぞれ構造の異なる2種類のサンプリング管を用いて、質量速度と液滴群の性状がよどみ点から70°までの10°きざみの局所値として測定された。前者の測定には長手方向にスリット状の開口部を有し、その内側に吸湿紙を備えた外径40 mmのサンプリング管〔図2(a)〕が用いられ、吸湿紙の質量変化より質量速度が算出さ

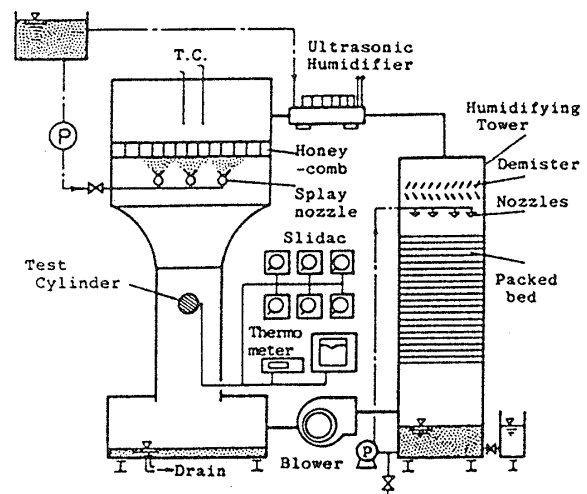


図1 実験装置概要

れた。後者に対しては図2(b)に示す液浸法が用いられ、ガラス面上に捕獲された液滴群の顕微鏡観察により径ならびに分散度が計測された。なお、主流における噴霧液滴の質量速度はノズルの本数およびじゃま板により調節し、等速吸引法を用いて測定された。

加熱用の供試管は表面に無電解ニッケルメッキ(厚さ約2μm)を施した、外径40mm, 130mmのベークライト製であり、通電加熱により等熱流束加熱の実験に供した。また図2(c)はニッケルメッキ膜をストライプ状に加工したものであり、各ヒータへの入力調節により等温加熱面を得た。なお、表面温度測定のために管長手方向中央に素線径0.2mmのCu-Co熱電対を円周方向に20°ごとに18点埋め込んであるがこれによる測定精度は約1°Cである。

実験は主流に対しては、蒸気濃度が飽和状態のもとで温度  $T_o=15^\circ\text{C}$ 、速度  $U_o=2\sim 6\text{ m/s}$ 、液滴質量速度  $G=0\sim 470\text{ kg/m}^2\text{h}$  の範囲で行ったものであり、付着滴の安定性に対する加熱実験においては、壁面熱流束  $q_w=800\sim 2400\text{ W/m}^2$ 、壁温  $T_w=40\sim 60^\circ\text{C}$  とした。

3. 液滴群の円管表面への衝突

3.1 理論解析 鉛直下降流中に置かれた水平円管への液滴群の衝突捕集について理論的に解析する。

一般に高圧スプレーノズル等において噴霧される液滴群は径に対して不均一である。したがってここでは主流で供給される滴の性状が均一な場合と不均一な場

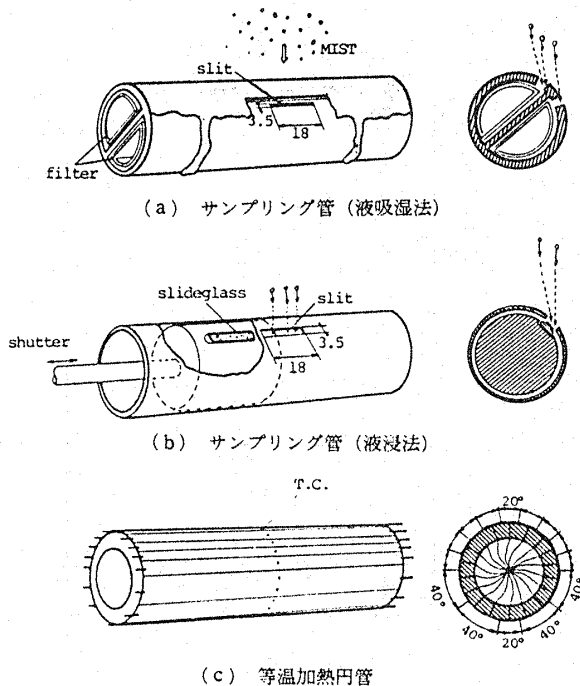


図2

合について計算し、後者については本実験における噴霧液滴の径分散を考慮して、衝突滴の質量速度および液滴群の性状を算出する。

解析に際しての主な仮定を以下に述べる。

(1) 液滴群(不均一な場合)は、円管の十分上流で Rosin-Rammler 分布(以下、R-R 分布と記す)を有し分散状態は一様である。

(2) 液滴は完全球形で、相互の干渉や合体、および蒸発はないものとする。

(3) 気流は二次元定常ポテンシャル流で近似できる。図3に示す物理座標系のもと、単一滴に対する運動方程式(ベクトル表示)は

$$m_p \frac{du_p}{dt} = -C_D \frac{\pi d_p^2}{4} \rho_a |u_p - u| (u_p - u) + F_e \tag{1}$$

ここで、 $C_D$ は抗力係数、 $C_e (=1)$ はカニンガム係数、 $F_e$ は液滴に作用する外力(重力)である。また  $C_D$ は液滴レイノルズ数  $Re_p = |u_p - u| \cdot d_p / \nu$  の関数として

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.125 Re_p^{0.72}) \quad [1 < Re_p < 10^3] \tag{2}$$

で与えられる。

一方、円管周りの気流については仮定に従い Kiyama-Arie<sup>(13)</sup>の遠後流効果を考慮したポテンシャル理論を用い、その速度を算出した。解法は、液滴群(不均一な場合)を径に対し20クラスに分類し、個々の液滴に対し式(1)を適用し上流から前進的に解く。ただし、円管表面付近での液滴の移動が厳密になるように、不等間隔の時間刻みによった。

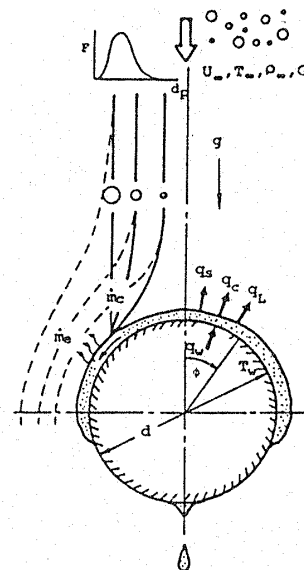


図3 物理座標系

液滴の壁面捕集に対しては主流における液滴質量速度  $G$  と壁面に到達する局所質量速度  $\dot{m}_c$  の比、すなわち局所捕集率  $\eta (= \dot{m}_c/G)$  で議論される。まず、図4に分散の影響を除外した、均一径を有する液滴群の計算結果を示す。液滴は種々の力を受けて飛行するため、捕集率は飛行の直進性を仮定した値 (図中の  $\cos \varphi$  で示される曲線) よりも小さくなり、この傾向は気流速度が小さく、液滴が小さいほど大きくなる。これら均一滴群に対する計算結果を分析し、液滴群の円管表面への衝突に関して次の特性式を得た。

$$\frac{\dot{m}_c}{G} = f(S_{tk}, R_{ep}, R_{ed}, \varphi) \cos \varphi \dots \dots \dots (3)$$

$$f = .675 \left( \frac{S_{tk}}{1 + 0.125 R_{ep}^{0.72}} \right)^{0.27} \left[ 1 - C \left( \frac{\varphi}{90} \right)^{1.8} \right]$$

$$C = 5.78 \times 10^{-3} R_{ep}^{-1.55} R_{ed}^{1.11}$$

具体的には、よどみ点での滴運動が抗力に關する液滴レイノルズ数  $R_{ep}$  (ただし、ここでは主流速度を代表速度とする)、 $R_{ep}$  を含めた修正ストークス数  $S_{tk} = \{(C_D \rho_l d_p^2 U_\infty) / 9 \mu d\} / (1 + 0.125 R_{ep}^{0.72})$  で、衝突面積が投影比  $\cos \varphi$  で、さらに円管周りの流れの挙動が角度  $\varphi$  と  $R_{ed}$  にそれぞれ關するとして導出したものである。なお、式(3)において  $f=1$  は、液滴群の飛行における直進性を意味する。

3.2 実験結果との比較・考察 図5に円管表面に衝突付着した液滴群の粒度分布の一例を、液浸法によって得られた顕微鏡写真およびヒストグラムで示

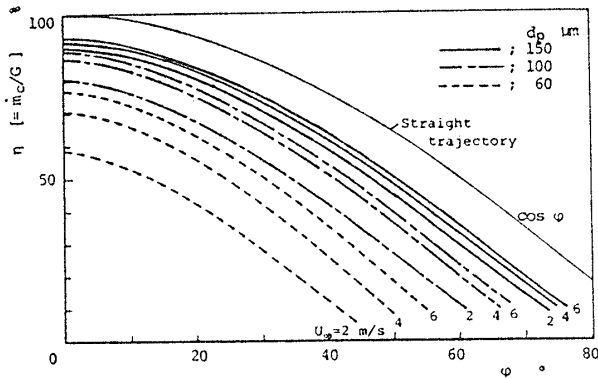


図4 局所捕集率 (均一径)

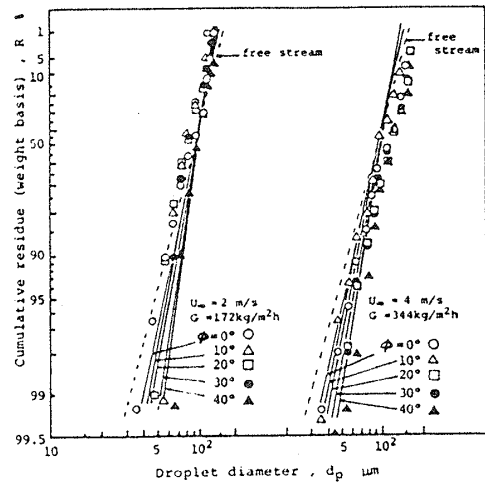


図6 Rosin-Rammler 線図

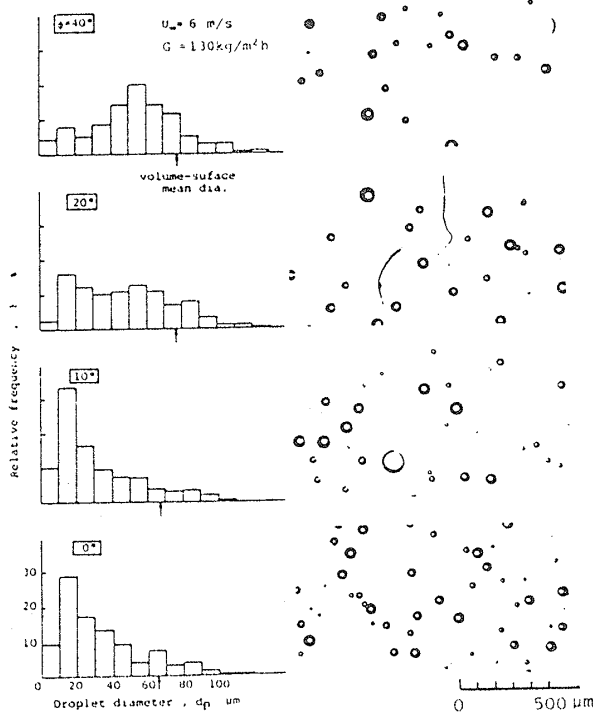
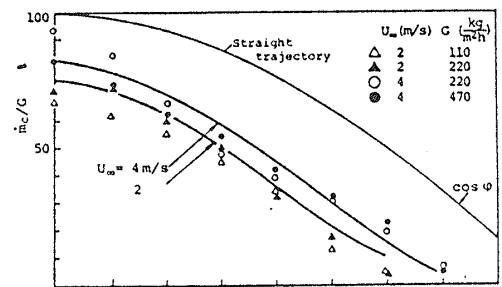
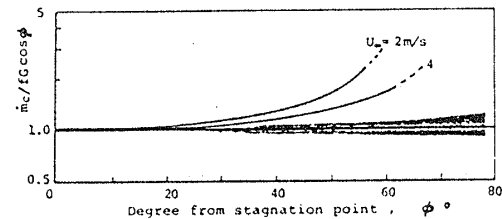


図5 粒度分布



(a)



(b)

図7 局所捕集率 (不均一径)

す。よどみ点からの角度  $\phi$  が大きくなるにつれて小さい滴の占める割合が少なくなり体面積平均径も大きくなる傾向にある。図6はこれらの結果を滴径と累積残留重量割合の関係である R-R 線図で表したものであり、図中の実線は解析値である。よどみ点では破線で示した主流の性状に比較的近い R-R 分布を示すが、よどみ点から離れるにつれて、小さい滴は管表面から外れ慣性力の大きな大径滴が集中すること、またこの傾向は流速が小さいほど顕著であることがわかる。

液滴の捕集率に対する結果を図7(a)に示す。実験と理論とは精度上若干のずれはあるが、定性的に一致しているといえよう。また図4の均一径の場合と比較して、よどみ点から離れた位置で捕集率が高くなる傾向がある。これについては、分散の特性(粒度特性数、均等数)とも関係するが、慣性力が一樣の均一滴群と異なり、群中に含まれる大径滴の到達が  $\phi$  の大きな位置でも生じ得るためと考えられる。以上の不均一滴に対する結果を、体面積平均径による処理のもとで特性式(3)を用いて図7(b)に示す(図中のハッチング部は式(3)の誤差範囲を表す)。よどみ点から離れた位置でのずれは前述のとおりでありさらに厳密な検討が必要であるが、衝突の絶対量が少ないことより体面積平均径での処理が有効となることがわかる。平均径の処理に対する考え方は、見方は若干異なるが相原らの知見と一致するものといえる<sup>(12)</sup>。以上の結果より、円管表面への液滴衝突はここで導出された衝突補正係数  $f$  により、ほぼ一意的に決定されるといえる。

4. 衝突液滴の壁面付着条件

4.1 理論解析 ミスト冷却において壁面に形成される液膜からの蒸発潜熱の効果は大きく、伝熱面上にいかに広く薄い液膜を伸張させるかが熱交換器の高性能化への一つの課題となる。この意味で加熱円管に衝突した液滴群が蒸発消滅するか、残存して安定な液

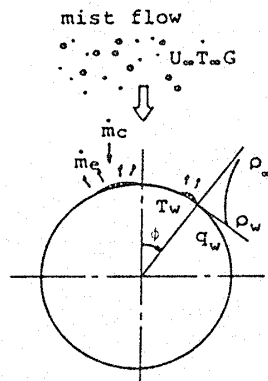


図8 静止モデル

膜を形成するかについて明らかにすることが重要となる。ここでは液膜の流動を無視した静止モデルに基づく近似的な取扱いにより、液膜の形成条件およびその領域について求める(図8参照)。

液滴は連続的に壁面に衝突し瞬時に薄膜に広がるものとすれば、加熱面上での液滴の付着条件は、主流からの衝突量と壁面からの蒸発拡散量とのバランス式(4)で、その限界が与えられる。

$$m_c(\phi) \geq m_e(\phi) = h_d \rho (\omega_w - \omega_\infty) \dots\dots\dots (4)$$

ここで、円管への局所質量速度  $m_c$  については衝突補正係数  $f$  を考慮し、蒸発拡散量  $m_e$  については円管の加熱条件に対応してルイスのアナロジにより物質伝達率  $h_d$  を推定し算出する。ただし  $\omega_w$  は  $T_w$  に対する飽和蒸気濃度分率  $[P_{sat}(T_w)/\rho R T_w]$  である。

4.2 等熱流束加熱 等熱流束加熱されている円管の単相流熱伝達率に対して次の実験式を得た<sup>(14)</sup>。

$$\frac{h_o d}{\lambda} = 0.6 R_{e,d}^{0.58} P_r^{0.4} \left[ 1 - 0.486 \left( \frac{\phi}{90} \right)^{2.2} \right] \dots\dots (5)$$

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

ゆえに壁面での液滴の付着条件は式(3)~(5)より次のようになる。

$$f \frac{G d}{\rho \nu} \frac{1}{(\omega_w - \omega_\infty) R_{e,d}^{0.58}} \frac{\cos \phi}{1 - 0.486 \left( \frac{\phi}{90} \right)^{2.2}} \geq 0.6 \left( \frac{P_r}{S_c} \right)^{2/3} P_r^{0.6} \dots\dots\dots (6)$$

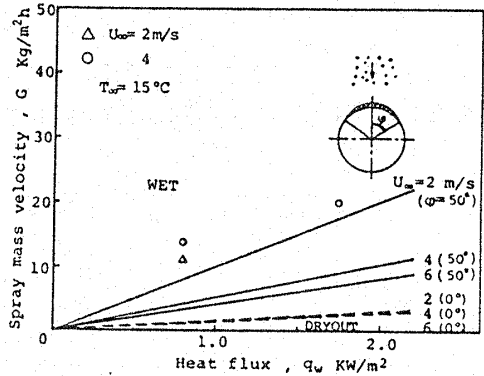


図9 液膜の形成条件(等熱流束)



図10 濡れの様相

$$q_w = q_c + q_L + q_s = h(T_w - T_\infty) + \dot{m}_e L + \dot{m}_c C_p \times (T_w - T_\infty) \dots\dots\dots (7)$$

ここで壁面温度  $T_w$  は、壁面での対流熱伝達  $q_c$ 、突入液滴の顕熱  $q_s$  および蒸発のための潜熱逸散  $q_L$  とで上式より関係づけられる。

本実験での体積平均径  $85 \mu\text{m}$  をもつ噴霧液滴がよどみ点および  $\varphi = 50^\circ$  の位置で付着する条件を図9に示す。同図より壁面濡れがよどみ点から開始されること、噴霧量と流速が大きく、熱流束が小さいほど濡れやすいことなど、各種パラメータによる表面濡れの様子が理解される。また図中の○、△印は主流速度4, 2m/s の場合のよどみ点での壁面濡れに対する実験結果であり、理論値よりかなり大きな  $G$  を採る。しかし、等熱流束の場合の濡れ限界は小さな  $G$  が問題となるため、液膜流動の影響を含め局所性の議論はそれほど意味を持たず、実験的にも瞬時に円管前半面ではほぼ全域濡れが観察された(図10)。以上のことより、等熱流束の加熱面に対する濡れ条件はよどみ点の値で代表させることができ、ここでの実験条件の範囲で次式が提示される。

$$f_0 \frac{Gd}{\rho\nu} \frac{1}{(\omega_w - \omega_\infty)} R_{ed}^{-0.58} \geq 0.6 \left(\frac{Pr}{Sc}\right)^{2/3} Pr^{-0.8} \dots\dots\dots (8)$$

4.3 等温加熱 等温加熱されている円管において、単相流熱伝達率は次式で与えられる<sup>(14)</sup>。

$$\frac{h_0 d}{\lambda} = 1.14 R_{ed}^{0.5} Pr^{0.4} \left[1 - \left(\frac{\varphi}{90}\right)^3\right] \quad \varphi < 80^\circ \dots\dots\dots (9)$$

式(3), (4), (9)より、円管表面での付着液滴の安定限界は4.1節と同様に導出され式(10)で与えら

る。

$$f \frac{Gd}{\rho\nu} \frac{1}{(\omega_w - \omega_\infty)} R_{ed}^{-0.5} \frac{\cos \varphi}{1 - \left(\frac{\varphi}{90}\right)^3} \geq 1.14 \left(\frac{Pr}{Sc}\right)^{2/3} Pr^{-0.8} \dots\dots\dots (10)$$

これより得られる衝突滴の壁面付着についての結果を図11に示す。計算結果は等熱流束加熱との比較において、よどみ点では流速の影響が比較的大きく現れ、しかも流速が小さいほど濡れやすい傾向となる。実験点はよどみ点のものであるが、計算結果との若干のずれはあるもののほぼ妥当な値を示す。しかし、よどみ点から離れた場所では、実験精度上のバラツキもあり定量的な比較にまでは至っていないが、壁面に沿う液流のためによどみ点とほとんど差のない条件で濡れ状態となることが観察された。円管表面の場所による若干の差異を無視すれば、等温加熱面に対する濡れ条件は等熱流束と同様によどみ点の値で近似することができ、以下の条件式を得る。

$$f_0 \frac{Gd}{\rho\nu} \frac{1}{(\omega_w - \omega_\infty)} R_{ed}^{-0.5} \geq 1.14 \left(\frac{Pr}{Sc}\right)^{2/3} Pr^{-0.8} \dots\dots\dots (11)$$

ただし式(11)の適用は、噴霧気流の方向と重力効果を含む液膜流動の方向が同一となる鉛直下降噴霧流に対して妥当なものである。すなわち、図11の結果より明らかのように、静止モデルによる等温加熱面の濡れには比較的大きな噴霧量が必要であり、しかもよどみ点での濡れと全域濡れとの量的な差も大きい。このことは噴霧気流の方向と関係する濡れ面の姿勢によっては、液膜の流動性を考慮した局所の議論、あるいは式(10)の適用が必要となる。

以上、静止モデルに基づく理論と実験との比較によりここで対象としている系に対する濡れ条件が式(8), (11)で提示されたが、より重要なことは無次元量としての噴霧質量速度、壁面と主流との蒸気濃度差、およびレイノルズ数からなる無次元パラメータ  $G^*$  が誘導されること、すなわちこれがミスト冷却熱伝達を議論するうえでの有効なパラメータとなる可能性があることである。

$$G^* = \left(\frac{Gd}{\rho\nu}\right) / (\omega_w - \omega_\infty) / R_{ed}^n \dots\dots\dots (12)$$

5. 結 論

ミスト冷却熱交換器の高性能化を目的として、鉛直下降噴霧流中に置かれた等熱流束および等温加熱された水平単一円管を対象に、噴霧液滴群の壁面での衝突捕集と衝突滴の壁面付着条件について理論的、実験的

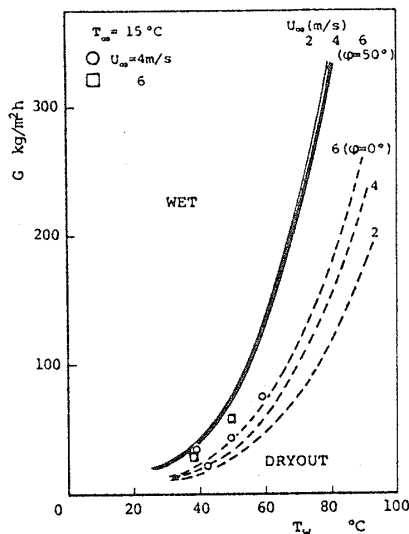


図 11 液膜の形成条件 (等温)

に追究し、以下の結論を得た。

(1) 円管表面に衝突する液滴群はよどみ点において主流の性状に比較的近い R-R 分布を示すが、よどみ点から離れるにつれて、慣性力の大きい大径滴が集中し、流速が小さいほど顕著となる。

(2) 円管表面への液滴の衝突付着について均一滴の液滴群に対する解析的分析により液滴レイノルズ数、修正ストークス数、さらによどみ点からの角度  $\phi$  およびレイノルズ数の関数としての一般特性式を得た。また、この特性式は体積平均径の処理により不均一径の滴群に適用される。

(3) 衝突滴の壁面付着としての液膜形成(静止モデルに基づく濡れ)の条件が、壁面への滴衝突とその蒸発のバランスにより求められた。

(4) 鉛直下降噴霧流による円管前半面の濡れ条件は液膜の流動性のためよどみ点で代表させることができ、それは無次元パラメータ  $G^*$  で表現される。

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。

## 文 献

- (1) 相原, 機械学会第506回講習会, (昭55-7), 83.
- (2) 滝本・松田・林, 機論, 52-475, B (昭61), 1333.
- (3) 松田・林, 第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭59-5), 436.
- (4) 菱田・前田・猪飼, 機論, 48-428, B (昭57), 758.
- (5) Bhatti, M. S. and Savery, C. W., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 97 (1975), 179.
- (6) Habib, I. S., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 98 (1976), 421.
- (7) Ganic, E. N. and Rohsenow, W. M., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 101 (1979), 288.
- (8) Nishikawa, N. and Takase, H., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 101 (1979), 705.
- (9) Goldstein, M. E., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 89 (1967), 185.
- (10) Wilson, S. D. and Jones, A. F., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 17-3 (1978), 183.
- (11) 傳・相原, 機論, 51-463, B (昭60), 874.
- (12) 傳・相原, 機論, 51-463, B (昭60), 882.
- (13) Kiya, M. and Arie, M., *J. Fluid Mech.*, 81-3 (1977), 593.
- (14) 林・ほか2名, 機論, 52-482, B (昭61).

## 討 論

〔質問〕 相原利雄〔東北大学高速力学研究所〕

(1) 本報の3・1節の解析は、質問者による同課題の既報(付1)<sup>(1)</sup>とモデル・解法とも本質的に同じであり、本報の図4と図6も質問者の第1報(付1)の図8, 10, 11および第2報の図11~13と本質的に同じものと思う。また式(4)も質問者(付2)(付3)の提出したものと本質的に同じであり、結論(1)も質問者(付1)<sup>(1)</sup>によって定量的に明らかにされている。実質的な結果において、著者はいかなる独自性と差異を主張されるのか。

(2) 捕集効率については多数の理論と実験がなされている。得られた結果に客観性を与えるため、(質問者のものも含め)それらとの定量的な対比を行っていただきたい。

(3) ドライアウトの発生条件は、質問者の第3報<sup>(2)</sup>図3(a)で指摘のように、 $T_w$ と質量流量比で異なるから、結論(4)の前半は適用範囲を限定すべきではないか。

〔回答〕 (1) 緒言でも述べているように、本研究は、ミスト冷却熱交換器の高性能化を追究すべく、

まず(i)噴霧液滴群の壁面での衝突捕集、(ii)衝突滴の壁面付着安定性、(iii)壁面ぬれと熱伝達などの詳細を明らかにし、次いで(iv)微細構造表面をもつ高性能管、さらには管群熱交換器の開発へと発展させようとするものである。そのうち、本報は(iii)以降の議論を展開するうえでの基礎とすべく、(i)と(ii)の課題を追究し、ミスト冷却における複雑なパラメータと関連づけてその特性式を導出したものである。すなわち、本報の独自性はまさにこの点にある。質問者は3・1節の解析に対する独自性と従来の研究との差異を問題にしているようであるが、同じ物理モデルを対象として得た結果に本質的な差異はもちろんのこと独自性のあろうはずもなく、そこに何らかの主張をする必要性もないと考える。

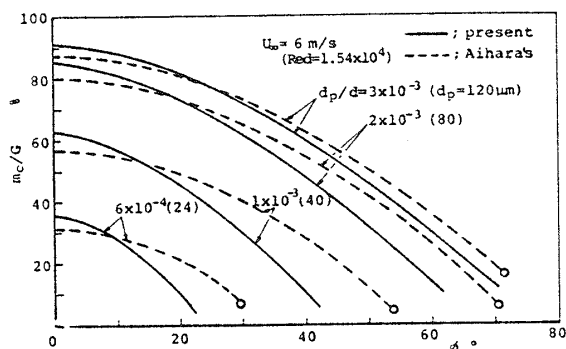
(2) 局所捕集率についての結果を質問者らによるものと比較して付図1に示す。両者の比較において、本解析結果は重力の効果を考慮しているため、よどみ点では質問者に比して大きくなっているものの、角度が大きくなるにつれその値は逆転している。これは、質問者らが捕集率の計算の際に用いた液滴質量速度の連続性の近似〔文献(付1), 1507ページ, 式(17)  $\eta_c = G_{pi}/G_{p\infty} \approx \Delta y_0/\Delta y_i$ 〕に問題があるためと考える。

(3) ご指摘のとおり、本報の実験結果また次報

(付1) 相原・傳, 機論, 49-443, B (昭58), 1503.

(付2) 相原・ほか2名, 機論, 44-379 (昭53), 1007.

(付3) 相原・傳, 機論, 48-436, B (昭57), 2536.

付図1 液滴衝突捕集率 ( $d=40$  mm)

(第2報)の液膜の流動性を考慮した解析結果においても円管前半面にウェットとドライアウトの共存状態が存在することが確認されている。結論(4)では、この状態がないことを述べているのではなく、 $G^*$ がぬれの出現に対する一つの基準となり得ることを主張したものであり、代表させるとの表現が誤解を招いたことをお詫びする。

#### 〔質問〕 相原 利雄

回答(1)について：格別な差異も独自性もないのであれば、priorityを有する先達の研究を正確に引用し、それと同一モデルと解法による再計算で特性式を得た、と簡潔に記述するのが常套であろう。他者の提出した解法の再録に紙数が割かれ、独自性のある実験部分の記述が粗略に扱われているのは、惜しまれる。

先の質問(2)では、(多数の)既存の理論や実験との対比を求めたが、回答にない。また付図1の対比において、著者は差異の原因が質問者(付1)の式(17)にあると短絡的に求めておられるが、質問者は文献(付1)の数値計算に際し、精度確認の数値実験を広範に行い、他者の理論や実験とも良い一致を見ている。著者がかように断じられる論拠は何か。貴報では理論と実際の一応の一致を見ているが、水滴捕集時の分裂や合体、捕集油中の微小滴の溶解に対する配慮(付4)はされているのか。

〔回答〕 水平円管まわりの液滴衝突と液膜形成は、ミスト冷却における基本的な問題の一つであり、従来からもこれについては数多くの報告がある。本研究はそのような状況のもとでミスト冷却熱交換器の高性能化を追究しようとするものであるが、研究計画の一環にある本論文の独自性については前の回答で申し上げたとおりであり、これについてはご理解いただけたい。したがって、再質問の主たる内容は、

(付4) Aihara, T., ほか3名, *Proc. 3rd Int. Conf. Liquid Atomisation Spray Syst.*, London (1985), VC/5/1.

ここで対象としている系の物理モデルならびにその取扱いに対するpriorityに関するものかと考える。これについてはここでの対象がミスト冷却におけるあまりにも基本的な問題であるがゆえに、特に3・1節の理論解析の部分を容易に記述したものであり、著者らの認識不足によるミスと言える。以上の前置きのもとで、

(a) 解析に際しての仮定あるいは解法として用いた主流中の液滴のRosin-Rammler分布、気流に対する遠後流効果を考慮したポテンシャル理論などについてはすでに傅・相原(付1)が採った手法であることをここに付記する。

(b) 捕集率に対する従来の結果との対比については、著者らの検索が十分とは言えないかもしれないが、比較し得る論文が見当たらなかった。質問者の論文で捕集率に対する参考文献としている、Luら、Goldsteinらは同一系のミスト冷却を取扱っているが、捕集率についての結果は載せていない。葭村らはフィルタの要素としての集塵を目的とした円柱と粒子(粒子径/円柱=1/50)を対象としており、これはミスト冷却で問題となる条件から大きくはずれる。

(c) 式(17)については、滴径が小さくそれがよどみ点から離れるほど近似の精度が悪くなること、したがって捕集率が大きめに算出される可能性を一般論として述べたつもりであるが、確かに短絡的でありこの点をお詫び申し上げる。なお、本報では円柱への液滴の衝突速度(方向性を考慮)から直接算出する方法を採っている。

(d) 液滴捕集の実験に対する質問点については配慮していない。しかし、図7(a)の捕集量については液吸湿法を用いたものである。

#### 〔質問〕 桑原 平吉

((株)日立製作所機械研究所)

(1) ミスト冷却熱交換器を対象にしておられるが、特に鉛直下降流を扱った理由があればお教え願いたい。

(2) 図9(等熱流束)と図11(等温)の比較において、ぬれ状況におよぼす流速の影響が異なる。流速が大きいほど液膜の蒸発が激しくなると思うが、いかがか。

〔回答〕 (1) 気流と重力の方向が一致する鉛直下降噴霧は、液膜の伸張拡大に有利であり、伝熱性能の向上の追求に最有力な候補となり得ることが第1の理由であるが、液滴の衝突や液膜形成などの壁面挙動がよどみ点を中心に対称性をもつことによる取扱いの容易さも、この問題を取扱った理由の一つである。



さらに、著者らのミスト冷却研究に対する考え方と方向について簡単に述べる。周知のように、ミスト冷却における伝熱促進は、少量の液供給によりできるだけ広範囲にかつ薄い液膜で伝熱面を覆うことが基本となる。また、噴霧気流によりこのような壁面ぬれを意図的に操作し得るのは、液滴が積極的に衝突する円管の前半面についてであり、後半面のぬれに対しては全く主体性をもたない。以上の観点のもとで、鉛直下降流下での表面が平滑な水平円管(第1, 2報)、同じく微細構造表面をもつ水平円管(第3報, 第23回伝熱シンポジウム発表予定)、水平流下での平滑ならびに微細構造表面をもつ水平円管(第4報, 第23回伝熱シンポ

ジウム発表予定)など一連の研究を進めているものであり、ここでの鉛直下降流はその一環として位置づけられる。

(2) ぬれ, すなわち液膜の形成条件は, 等熱流束および等温加熱に対してそれぞれ式(6)および(10)で与えられ, 流速の影響としては, 共に同様にレイノルズ数の関係で現れている。しかし, 同式に含まれている壁面と主流間の濃度差の項において, 壁温により一義的に与えられる等温加熱に対し, 等熱流束では式(7)より流速の関数として壁温が与えられるため, ぬれに対する流速の影響が異なってきている。