

噴霧液滴群の蒸発を伴う対流熱伝達*

(第1報, 滴運動を考慮した理論解析)

滝本 昭**, 松田 理***, 林 勇二郎**

Convective Heat Transfer with a Vaporization of Suspended Spray Droplets (1st Report, Theoretical Analysis)

by Akira TAKIMOTO, Osamu MATSUDA, and Yujiro HAYASHI

Forced convective heat transfer with a vaporization of suspended spray droplets is investigated theoretically in taking account of the droplet transport. Numerical analyses are performed using the finite-difference method. The mechanism of spray cooling heat transfer is clarified in relation with the droplet deposition at the heated plate surface, its vaporization, and the other dynamical behavior.

Key Words: Convective Heat Transfer, Vaporization, Spray Cooling, Numerical Analysis, Droplet Transport

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は、気流中での液滴蒸発、伝熱面での液滴の付着・蒸発、さらには伝熱面に形成された液膜からの蒸発および液膜流によるエンタルピ輸送などの効果により、単相流に比べて著しい熱伝達の向上が期待されるものであり、空気冷却熱交換器における有力な伝熱促進法として注目されている。従来、これに関する研究は多数報告されているが、蒸発を伴いながら飛行あるいは流動する液滴や液膜の動的挙動の複雑さに加えて、伝熱面構造や運転に対する数多い条件因子のためにその取扱いは極めて厄介であり、必ずしも詳細は明らかになっていない。特に、液滴の壁面への衝突性に強く依存する伝熱促進に寄与する前述の効果は複雑であり、これについては噴霧気流と伝熱面姿勢との関係より分類呼称されている、通過、沈降、衝突の三つの方式⁽¹⁾⁽²⁾に対して論点の置きどころをそれぞれ変えることも必要である。

液滴の蒸発を伴う動力的取扱いが問題となるのは、加熱された伝熱面上に発達する境界層内での液滴飛行が比較的長い場合であり、流れに平行な加熱平板あるいは傾斜角の比較的小さいくさび面が代表的なものとなる、通過あるいは沈降方式である。平板に対して、Simpsonら⁽³⁾、Heytら⁽⁴⁾、Simpsonら⁽⁵⁾、Bhattiら⁽⁶⁾、菱田ら⁽⁷⁾、円管に対してはNishikawaら⁽⁸⁾の報告があるが、いずれも液滴の蒸発が気流と液滴の温度差によるとしたあらっぽい解析である。Habib⁽⁹⁾、Ganićら⁽¹⁰⁾は液滴の壁面到達と液膜形成とを関連づけるべく、単一滴を対象として蒸発を伴う液滴の運動論を展開している。

しかし、液滴の蒸発は温度・濃度共存場の問題であり、液滴が運動過程で消滅せず壁面に到達し得る条件、それが前提となる液膜形成の条件を議論するには、単一液滴としてではなく群としての液滴の取扱いが不可避である。

一方、Goldstein⁽¹¹⁾、Thomasら⁽¹²⁾、相原ら⁽¹³⁾はくさび面を対象として、液膜からの蒸発を中心とした理論的・実験的研究を行っているが、これらは液滴の気流中での蒸発挙動の役割が大きいミスト冷却問題として代表的なものと言える。

本研究は以上の観点に基づき、液滴群の蒸発-輸送

* 昭和58年6月3日 第20回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和59年9月13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)。

の過程を噴霧気流冷却の基礎としてとらえ、その動的挙動ならびに壁面熱伝達への寄与を理論的に追究するものである。目的に従い、ここでは比較的単純な鉛直等温加熱平板に沿う平行流を、また液滴に対しては均一滴群を対象とする。

記号

- C_D : 抗力係数
 D : 拡散係数
 g : 重力の加速度
 h_x : 局所熱伝達率
 L_v : 蒸発潜熱
 M : 気液質量混合比
 \dot{m} : 物質流束
 N : 無次元液滴数密度 $= n/n_0$
 Pr : プラントル数
 q : 熱流束
 Re : レイノルズ数
 T : 絶対温度
 u : x 方向速度成分
 W : 質量分率
 x : 流れ方向距離
 δ : 境界層厚さ
 λ : 熱伝導率
 ν : 動粘性係数
 σ : 表面張力
 C_p : 比熱
 d : 液滴直径
 H_v : 無次元量 $= L_v/C_p(T_w - T_\infty)$
 l : 分子平均自由行程
 \dot{m}^+ : 液滴蒸発速度 [式(8)]
 Nu : ヌセルト数
 n : 液滴数密度
 p : 圧力
 R : ガス定数
 Sc : シュミット数
 t : 時間
 v : y 方向速度成分
 w_v : 蒸気の質量濃度
 y : 壁面垂直方向距離
 ξ : 蒸発凝縮係数
 μ : 粘性係数
 ρ : 密度
 Θ : 無次元温度

添字

- a : 不凝縮性気体 (空気)
 d : 液滴
 g : 混合気体
 l : 液体
 0 : 初期値
 s : 液滴表面
 sat : 飽和値
 v : 凝縮性気体
 w : 壁面
 x : 局所
 ∞ : 主流

2. 理論解析

2.1 基礎方程式 鉛直に設置された等温加熱平板上の層流強制対流場において、気流中に懸濁した微小液滴群の蒸発を伴う二成分系の輸送・伝熱問題について取扱う。図1にその物理および座標系を示す。飽和湿り空气中に懸濁した液滴群は、平板まわりに発達した温度境界層内に突入し、温度に対する平衡蒸気濃度〔厳密には液滴径と関係する Kelvin の式(9)で与えられる〕と蒸気濃度との差、すなわち未飽和度(図1中斜線部)を推進力として蒸発しつつ下流へと移行する。その際、液滴は重力、浮力および抗力などの種々の外力を受けて気流とは異なった運動をする。特にここでは、平板に垂直に作用する力としての Saffman の効果⁽¹⁴⁾は無視できず、それは滴径、速度こう配、気流と液滴の相対速度の関数として次式で与えられる。

$$F_{\text{saf}} = -\frac{6.46}{4} \mu (u_a - u) d^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^{1/2} / \nu^{1/2} \dots (1)$$

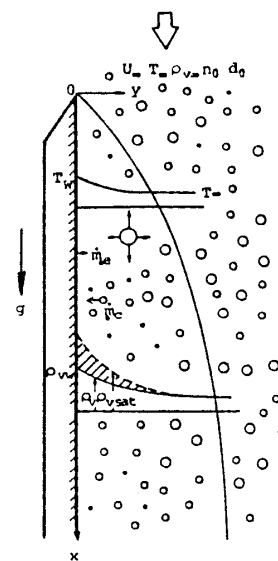


図1 物理および座標系

滴の慣性により相対速度 ($u_d - u$) は正の値をもつため、液滴は壁面に向かう力を受ける。このことは、ここで対象としている系 (伝熱面姿勢および液滴噴霧の方向) が慣性衝突形でないにもかかわらず、条件によっては液滴の壁面への衝突・付着が生じ得ることを意味する。

解析に際し、次の仮定を置く。

- (1) 流れは層流二次元定常流で、境界層近似が成り立つ。
- (2) 混合気体の物性値は一定である。
- (3) 流れは液滴の存在により、流体力学的に影響されない。
- (4) 伝熱面 (壁面) 上に液膜は存在しない。
- (5) 壁面温度は一様かつ一定である。
- (6) 液滴は互いに衝突・合体しない。

以上の仮定のもとで、気液二相流の基礎方程式としての連続、運動、エネルギー、物質および状態の方程式は次のように与えられる。

基礎方程式：

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_g u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_g v) = \dot{m} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_g u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_g uv) = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_g C_p u T) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_g C_p v T) = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - L_v \dot{m} \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_g u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_g v) = D \frac{\partial^2 \rho_g}{\partial y^2} + \dot{m} \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(u_d n) + \frac{\partial}{\partial y}(v_d n) = 0 \dots\dots\dots (6)$$

$$\rho_g = \frac{p}{R_a T} - \rho_v \left(\frac{R_v}{R_a} - 1 \right) \dots\dots\dots (7)$$

ここで

$$\rho = \rho_g + \rho_d = \rho_a + \rho_v + \rho_d$$

式(2)、(4)および式(5)中に含まれる液滴蒸発速度 \dot{m} は、単一液滴モデルのもとでの滴径の時間変化 (dd/dt) と滴数密度 n とにより関係づけられ、次式で与えられる。

$$\dot{m} = -\frac{\pi d^2}{2} \rho_l n \frac{dd}{dt} \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{dd}{dt} = -\frac{4D}{\rho_l} \frac{(\rho_{vs} - \rho_v)}{2D \sqrt{\frac{2\pi}{R_v T} + \frac{d}{1+2(l/d)}}} \dots\dots\dots (8')$$

ここで、 D 、 ξ 、 l はそれぞれ水蒸気分子の蒸気拡散係数⁽¹⁵⁾、蒸発凝縮係数 ($\approx .03$)⁽¹⁶⁾ および平均自由行程⁽¹⁵⁾ であり、滴表面の蒸気質量濃度 ρ_{vs} は次の Kelvin の

式で与えられる。

$$\rho_{vs} = \frac{p_{sat}(T)}{R_v T} \exp\left(\frac{4\sigma}{d\rho_l R_v T}\right) \dots\dots\dots (9)$$

また、式(6)中の液滴速度 u_d, v_d は、外力として x 方向に作用する重力、浮力、粘性抵抗を、 y 方向に Saffman 力と粘性抵抗を各々考慮した次の液滴運動方程式より与えられる。

液滴の運動方程式：

x 方向：

$$\frac{\pi}{6} d^3 \rho_l \frac{du_d}{dt} = \frac{\pi}{6} d^3 (\rho_l - \rho_g) g - C_{Du} \frac{\pi d^2}{8} \rho_g |u_d - u| (u_d - u) \dots\dots\dots (10)$$

y 方向：

$$\frac{\pi}{6} d^3 \rho_l \frac{dv_d}{dt} = F_{sat} - C_{Dv} \frac{\pi d^2}{8} \rho_g |v_d - v| (v_d - v) \dots\dots\dots (11)$$

ここで

$$C_{Du} = 24/R_{eu}, \quad R_{eu} = |u_d - u|d/\nu$$

$$C_{Dv} = 24/R_{ev}, \quad R_{ev} = |v_d - v|d/\nu$$

境界条件：

$$\left. \begin{aligned} x=0; & u = u_\infty, v = 0, u_d = u_\infty, v_d = 0 \\ & T = T_\infty, \rho_v = \rho_{v\infty} = \rho_{vsat}(T_\infty) \\ & d = d_0, n = n_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12\cdot a)$$

$$\left. \begin{aligned} y=0; & u = v = 0, u_d = 0, T = T_w \\ & \partial \rho_v / \partial y = -\dot{m} c / D \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12\cdot b)$$

$$\left. \begin{aligned} y \rightarrow \infty; & u = u_\infty, \partial u / \partial y = 0, \partial u_d / \partial y = 0 \\ & \partial v / \partial y = 0, T = T_\infty, \partial T / \partial y = 0 \\ & \rho_v = \rho_{v\infty}, \partial \rho_v / \partial y = 0, d = d_0, n = n_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12\cdot c)$$

壁面での蒸気濃度に対する境界条件は壁面へ到達する

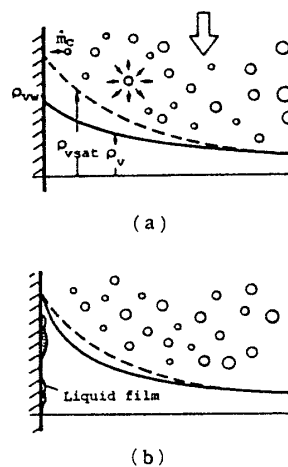


図 2 境界層内蒸気濃度分布

液滴の物質流束 $\dot{m}_c (= v_{dw} n_w \pi d^3 \rho_l / 6)$ と壁面から主流に向かう蒸気の拡散物質流束 $\dot{m}_e (= D d \rho_v / dy)$ とのバランスによる壁面こう配で与えられる。この条件は、壁面上に液滴あるいは液膜が存在しない、図2(a)に示すような壁面ドライアウトの状態を意味するものであるが、液滴到達流束 \dot{m}_c の増加に伴い壁面蒸気濃度 ρ_{vw} が高くなり、図2(b)の平衡蒸気濃度に達した時点で適用の限界となる。このことは逆に、液膜形成(狭義にはぬれ)の条件が次式で与えられることになる。

なお、壁面での液滴蒸発については、蒸気の方拡散による界面速度成分の寄与は小さいものとし、これを無視した取扱いを行っている。

液膜形成の必要条件：

$$\left. \begin{aligned} \dot{m}_c &\geq -D \frac{d\rho_v}{dy} \Big|_w \\ \rho_{vw} &= \rho_{v, \text{sat}}(T_w) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

2.2 数値解法 解法には陰的差分法を用い、境界条件式(12)のもと、基礎式(2)~(11)を連立させ、

図3のフローチャートに示すように、 $x=0$ より下流に向かって前進的に解を求めた。計算は、入口条件として $[u_\infty, T_\infty, T_w, n_0, d_0, \rho_{v0}]$ を種々変化させ、加熱平板上の $[u, T, \rho_v, n, d, \dot{m}]$ 分布および熱・物質伝達率について算出した。計算の手順としては、流れ方向の各 x 位置において、まず $\dot{m}=0$ として、速度、温度および蒸気濃度分布を求め、蒸気濃度と平衡蒸気濃度差に基づく滴蒸発速度 \dot{m} の分布を算出し、それが1%の精度で一致するまで繰返し計算を行ったのである。

なお、平板上のどこかで液膜形成の条件となった場合、その時点で計算を打ち切っている。

3. 結果と考察

3.1 熱伝達率 噴霧流熱伝達の特性に及ぼす影響諸因子としては、流速、温度および濃度条件、さらには噴霧条件(噴霧量、数密度、滴径)が挙げられる。図4は、熱伝達への噴霧液滴径の影響について、 Nu_x -

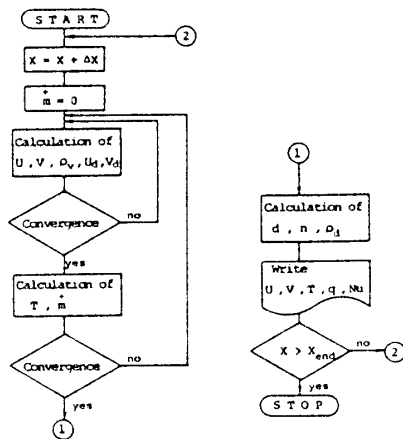


図3 計算のフローチャート

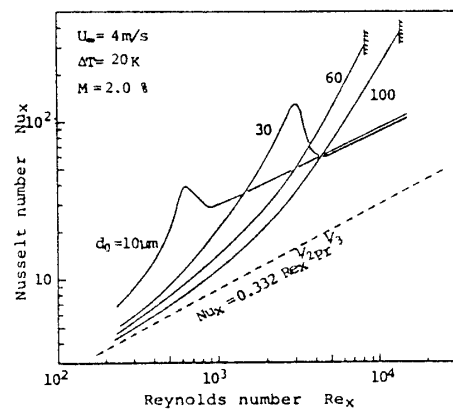


図4 熱伝達率

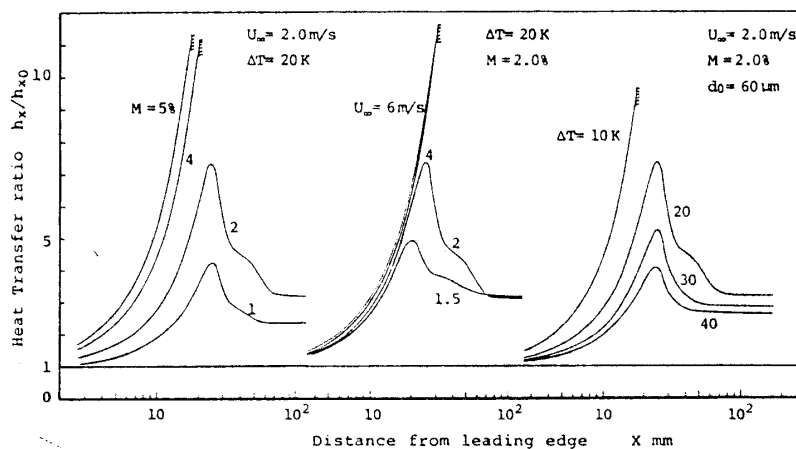


図5 熱伝達比(噴霧量、流速、温度差の影響)

Re_x 数の関係で示したものである。いずれの滴径に対する結果も、図4中の点線で示す単相流熱伝達に比してかなり増加を示しており、大きい所では10倍近くにまで達している。滴径による変化は、熱伝達増加パターンの違いとして現れている。すなわち、比較的小さい滴径の場合 ($d_0=10, 30 \mu\text{m}$) では、単相流に対する増加の割合が平板先端から徐々に大きくなり、ある位置でいったんピークを示した後減少し、単相流のものと同じよう配となるある一定値へと漸近する傾向を示す。それに対し、大きい滴径の場合 ($d_0=60, 100 \mu\text{m}$) では、平板先端より徐々に大きくなるが、ピーク値をとることなく、図4中の斜線で示す位置で壁面ぬれが発生する。これらのピーク位置およびぬれ開始点は、ともに液滴径が大きいほど下流へと移行する傾向を示す。

図5に、滴径以外の因子の影響として、気-液質量混合比 M 、主流速度 u_∞ および主流-壁面間の温度差 ΔT に対する各熱伝達率の流れ方向変化を単相流との比、すなわち熱伝達比 (伝熱促進率) で示す。いずれの因子に対しても滴径の場合と同様に熱伝達に二つの増加パターンが現れている。具体的には、 M の増加すなわち噴霧量が多いほど、主流速度が速いほど、また温度差が小さいほど、壁面ぬれの条件が生じやすいことを示している。これらの詳細は3・4節で後述するが、以後壁面にぬれが生じない場合をパターンA、生ずる場合をパターンBとして議論を進める。

図6(a), (b)に、パターンA, Bに対応する壁面熱流束および次式で示されるその内訳の流れ方向変化を滴径の異なる場合を例に示す。

$$q = q_c + q_{DC} + q_{DL} \dots\dots\dots (14)$$

q_c : 単相流での対流伝熱量

q_{DC} : 気流中での液滴蒸発による温度場の低下に起

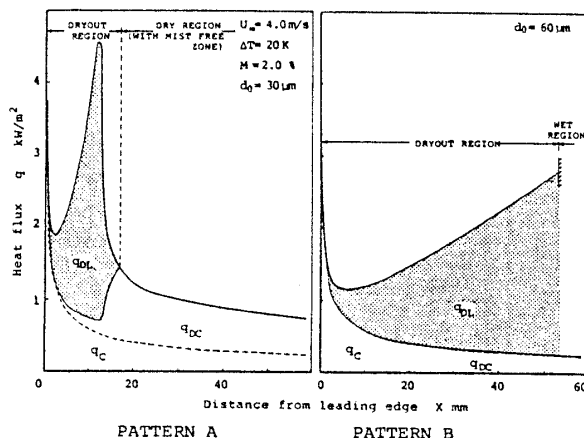


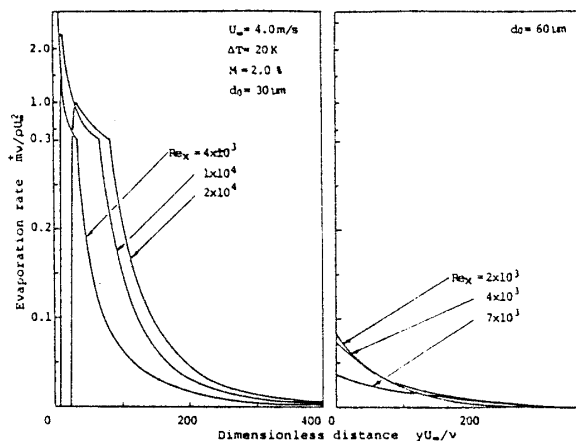
図6 熱流束の流れ方向変化

因する伝熱量

q_{DL} : 液滴の壁面付着・蒸発による潜熱消費量

図6より、パターンAとBとでは q_c は共通に含まれるが、 q_{DC} および q_{DL} の寄与において大きな差異があることが判る。すなわち、パターンAでは、平板先端付近での液滴の付着・蒸発が著しいが、下流部では液滴の壁面到達が難しく、気流中での蒸発による q_{DC} の効果が支配的となる。それに対して、滴径の大きいパターンBでは q_{DC} の寄与は全般的に小さく、平板先端から広範囲に及ぶドライアウト領域、それに続いて壁面ぬれのウェット領域が現れていることがわかる。

3・2 液滴蒸発速度および液滴質量濃度 境界層内における液滴の蒸発速度および質量濃度の分布の結果を図7, 8に示す。パターンAとBによる差異を含めた検討を行うため、図6の場合と同様に、それぞれに対応する2種類の滴径をパラメータとした比較を示している。液滴の蒸発速度は、壁面近傍で大きく、飽和の状態に近づく境界層外縁では小さな分布傾向とな



(a) パターンA (b) パターンB

図7 液滴蒸発速度分布

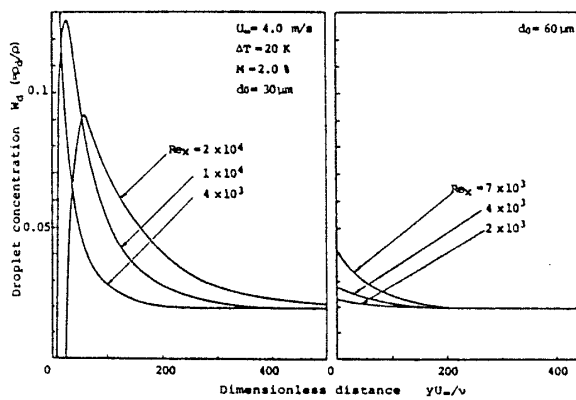


図8 液滴濃度分布

るが、滴径の小さい $d_0=30\ \mu\text{m}$ の場合は $60\ \mu\text{m}$ の場合に比べて20倍以上の大きな値に達している。このパターンAは上流部での蒸発が激しいため下流に行くに従い $\dot{m}=0$ の領域が現れ、図8の液滴濃度分布にも示されるように壁面近傍で液滴が存在しない、いわゆる、液滴消滅域 (MIST FREE ZONE) が形成される。なお、壁面側で大きな液滴濃度となること、およびその値が滴径によって異なることについては、Saffman効果による滴運動およびそれによる壁面付着量の差異として説明される。

3.3 蒸気濃度および温度分布 図9に蒸気濃度分布について各パターンを比較して示す。縦軸の無次元濃度は蒸気の未飽和度を表すものであり、図9中の点線は平板先端での分布を示す。下流に行くに従い蒸気濃度が次第に増し、壁面値が飽和に達するパターンBに対して、パターンAでは気流中の蒸気速度および液滴濃度が大きいにもかかわらず、いったんピークをとった後減少するかなり異なった傾向を示す。

一方、図10に示す温度分布については、気流中の液滴蒸発と関係して、蒸発速度の大きいパターンAの場合がBに比べて大きい変化を示している。以上の分布はその壁面こう配により各々物質伝達率と熱伝達率(顕熱分のみ)を与えるものとなるが、これより、壁

面未飽和の状態、すなわち液膜形成のない状態下では、熱と物質伝達の相似性が全く成り立たないことがわかる。

3.4 伝熱機構 図11に滴径をパラメータとした液滴の壁面への到達速度の流れ方向変化を示す。図11中の破線は、壁面での蒸気濃度を飽和と仮定した場合の壁面から主流への蒸気拡散流速 \dot{m}_e を表す。結果において滴径による差異は顕著であり、滴径が小さい $d_0=10, 30\ \mu\text{m}$ では上流部での液滴到達が大きく現れるが、ピーク値をとった後急激に到達速度が低下しているのがわかる。それに対し、滴径の大きい $d_0=60, 100\ \mu\text{m}$ の場合には上流側での液滴の壁面到達は小さいものの、下流方向に徐々にその値を増やしやがて \dot{m}_e 値に達する値をとる。

以上の液滴の動的な挙動は、境界層内へ突入した液滴の運動と蒸発の両面から次のように考察される。すなわち、小さい滴は大きい滴に比べて慣性運動の緩和が早いので、Saffman力は小さいものの上流部では相対的に壁面移行の力は大きく、平板先端部での到達付着が容易となる。しかし反面、気流中での消滅も早く、したがって壁面への到達付着はその速度にピークをも

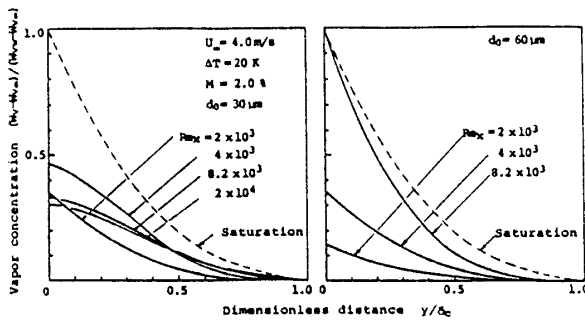


図9 蒸気濃度分布

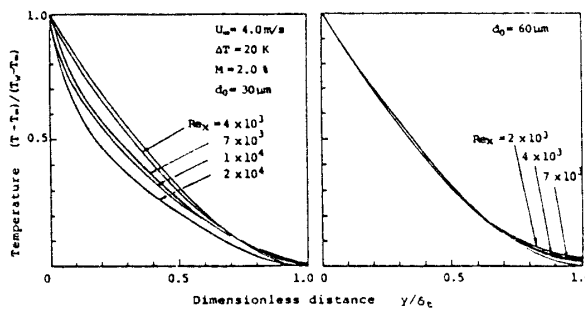


図10 温度分布

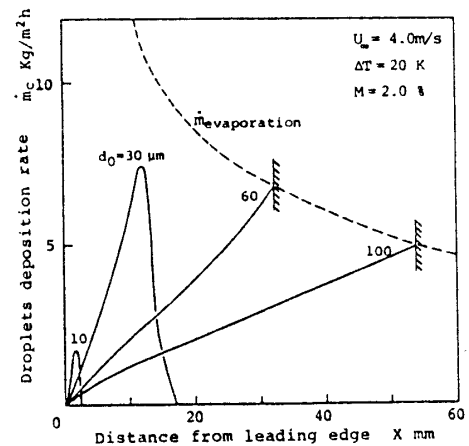


図11 壁面液滴到達速度

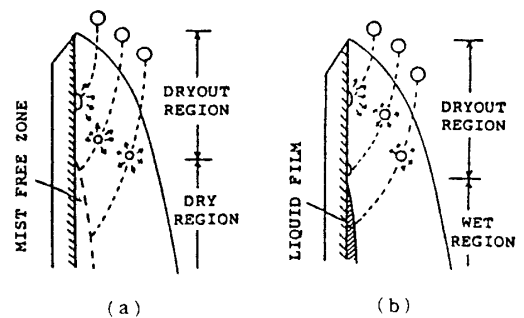


図12 伝熱パターン

つ局所的なものとなり、付着液滴の壁面蒸発を支配する対流物質伝達の特性和も関連して、液膜の形成は極めて起こり難いケースとなる。これに対して、慣性力および Saffman 力が大きく、かつ蒸発速度が小さい大径滴の場合には、液滴の壁面到達に対して流れ方向に緩慢かつ安定な挙動を示し、下流に行くに従い低下する対流物質伝達の特性和もあいまって、壁面ぬれの生ずる可能性が高いものとなる。

以上の考察と前述の壁面熱流束についての結果とを総合して、二つのパターンに対する伝熱機構は、図 12 に示すスケッチのもとで次のように結論される。小径滴の場合には気流中での液滴蒸発が支配的であり、平板先端より液滴が付着・蒸発する領域 (DRYOUT REGION) と液滴消滅域 (DRY REGION) とよりなる。大径滴の場合には全体的に液滴の壁面での付着・蒸発が支配的であり、液滴付着蒸発領域 (DRYOUT)-液膜形成域 (WET) となる。なお、液膜形成位置以降の下流では、 m_c の分布から再び、DRYOUT-DRY REGION の存在が推察される。

以上の伝熱機構は、液滴径のみならず噴霧量、主流速度、壁面-主流間温度差に対しても説明できる。すなわち、気流中での蒸発速度および壁面方向への滴に作用する力と関係する壁面液滴到達速度において、速度の増加および温度の減少は、蒸発速度の低下および壁面方向への力の増大を招き、その結果、壁面液滴到達量を増す。また、噴霧量の増加は同時に直接的な効果として到達量を増加し、それにより、図 12(b) に示すように、DRYOUT-WET REGION のパターンとなる。

4. 結 論

気流中に懸濁した液滴群の蒸発-輸送の過程を噴霧流冷却 (ミスト冷却) の基礎としてとらえ、鉛直等温加熱平板上に発達する層流強制対流場を対象に、液滴群の動的挙動および壁面熱伝達への寄与について、差分法を用いて数値解析を行い、以下の結論を得た。

(1) 噴霧液滴群の気流中での蒸発および

Saffman 力に基づく壁面への到達・蒸発により、噴霧流熱伝達は単相流に比して数倍~十数倍増加する。その増加の度合は、滴径、噴霧量、流速および温度に関係し、二つの伝熱パターンが出現する。

(2) 二つの伝熱パターンは、加熱面上の液膜形成の出現により分類され、それは液滴群の気流中での蒸発および動的挙動と関係する壁面液滴到達速度と、壁面からの蒸気拡散物質流束とのバランスから決定される。

(3) 領域的には、平板先端から液滴が壁面に到達し、完全に蒸発する DRYOUT REGION-気流中で液滴蒸発消滅域 (MIST FREE ZONE) が形成され、壁面液滴到達のない DRY REGION からなり、他方では、DRYOUT REGION-WET REGION からなる。したがって、壁面熱伝達は前者では気流中での液滴蒸発が、後者は付着蒸発 (液膜蒸発) が支配的となる。

文 献

- (1) 相原, 機習教, No. 506 (昭 55), 83.
- (2) 相原・傳, 機論, 48-436, B (昭 57), 2536.
- (3) Simpson, A. U., ほか 3 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 12-8 (1969), 1141.
- (4) Heyt, J. W. and Larsen, P. S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 14-9 (1971), 1395.
- (5) Simpson, H. C. and Brolls, E. K., *Proc. Inst. Chem. Eng. Symp.*, No. 38 (1974), 1.
- (6) Bhatti, M. S. and Savery, C. W., *Trans. ASME, Ser. C*, 97-2 (1975), 179.
- (7) 菱田・前田・猪飼, 機論, 47-419, B (昭 56), 1279.
- (8) Nishikawa, N. and Takase, H., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 101-4 (1979), 705.
- (9) Habib, I. S., *Trans. ASME, Ser. C*, 97-3 (1976), 421.
- (10) Ganić, E. N. and Rohsenow, W. M., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 101-2 (1979), 288.
- (11) Goldstein, M. E., ほか 2 名, *Trans. ASME, Ser. C*, 89-2 (1967), 185.
- (12) Thomas, W. C. and Sunderland, J. E., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 9-3 (1970), 368.
- (13) 相原・ほか 2 名, 機論, 44-379, B (昭 53), 1006.
- (14) Saffman, P. G., *J. Fluid Mech.*, 22-2 (1965), 385.
- (15) 高橋, 基礎エアロゾル工学, (昭 47), 15, 養賢堂.
- (16) 甲藤, 伝熱概論, (昭 50), 237, 養賢堂.

討 論

〔質問〕 相原利雄 (東北大学高速力学研究所)

(1) 式(10), (11)でストークス則を仮定しておられるが、貴計算範囲内で成立することを確認しておられるか。 Re_u や Re_v は、どの程度の値になっているか。

(2) 式(12・a)で、 $x=0$ において $u_d = u_\infty$ として

おられる。実際には、 u_d は終末沈降速度になると思うが、いかがか。

(3) 式(6)は、液滴の消滅後は成立しないと思うが、これをどのように扱っておられるか。

(4) 液膜が形成された場合には、二相境界層とし

での扱いが必要になると思うが、これはどのように扱っておられるか。

〔回答〕 (1) 解析で対象としている範囲、滴径 $d=10\sim 100\ \mu\text{m}$ 、気流速度 $u_\infty=1.5\sim 4\ \text{m/s}$ での滴レイノルズ数 Re_d 、 Re_w はそれぞれ最大 20 および 0.2 程度となる。特に Re_d についてはストークス則の適用範囲 ($Re < 1$) を超えており、付図 1 に示す平板先端付近の壁面近傍の領域で、抗力係数 C_D を小さめに見積って計算したこととなる。 $Re > 1$ に対して Morsi-Alexander (付1) の抗力係数を用いた解析と比較すると、前述の領域における滴速度において +20%、熱伝達において十数% 小さいものとなっている。しかし、ここで議論したミスト冷却の伝熱機構ならびに平均的な熱伝達率に対してはほとんど影響がなかったことを付記しておく。

(2) 平板先端 $x=0$ での液滴速度については、噴霧方式とも関係するが、均一径の液滴群ではご指摘のように終末沈降速度を用いるほうが適切かと考える。しかし、次報の実験結果との比較において特に高压スプレ方式の場合では、むしろ滴径の分散の影響、すなわち滴速度のみならず空間分散および滴濃度の非一様性が問題であり、噴霧位置および方式を考え合せた取扱が必要となる。したがって、ここでは簡単化のために仮定でも示したように、気流と等しいものとしているにすぎない。

(3) 滴数密度 n については、消滅後においても質量零の液滴の存在を仮定して解析を進めている。

(4) ここでは、仮定(4)にも記したように液膜の存在しない場合のみを取扱っており、例えば図 4, 5 中に斜線で示すように液膜形成開始の位置までの結果を示している。二相境界層としての取扱いは、円管あるいは傾斜平板などの液滴衝突方式によるミスト冷却法において重要となるものと考えている。

〔質問〕 菱田 公一 (慶應義塾大学理工学部)

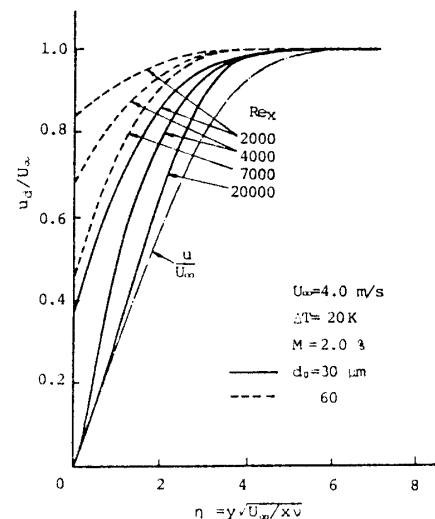
(1) 質問者らの実験的研究⁽⁷⁾からも高温度差もしくは低液滴濃度の場合には図 4, 5 のように熱伝達率が一定になることが示されているが、図のような顕著なピークは見られない。これは単一粒径を考えた場合の特有なものか。また、実際の系では多かれ少なかれ粒径には分布がある。文献(10)では単一粒子に対する方程式を用いているが粒径の分布関数を考慮して伝熱特性を求めている。このような方法と比べ実際の適用に関してはどのようにお考えか。

(2) 壁面近傍での液滴群と気相の相対速度があり、文献(7)ならびに続報(付2)でも、測定されている。貴解析においても液滴は Saffman 力による近寄り

速度および重力場によって終端速度が存在することになり、壁面で付着するとして $Y=0$ で $u_d=0$ と境界条件を与えると、壁面で液滴速度は不連続となると思われるが、液滴群の連続の式(6)との関係はどのように考えればよいか。また、境界層内の相対速度分布の計算結果はどのようになっているのか。

〔回答〕 (1) 熱伝達にピークが現れるのは伝熱面での滴の付着・蒸発、すなわちドライアウト現象による。均一滴群の蒸発・輸送の挙動は滴径に分散がある場合に比べて画一的であり、したがって、均一滴群のドライアウトの発生は領域的にも条件的にも限定されることになる。ご指摘のとおり、その意味では顕著なピークは均一滴の特有性と言える。文献(10)における滴群の伝熱特性は、単一粒子として解析した個々の効果を粒径分布のもとで積分して求めたものであり、この種の問題で重要である蒸発による温度・濃度場の干渉効果を考慮しておらず実地的なものではない。本報は液滴群の干渉を含めた動的挙動を均一滴群を対象に、さらに次報(付3)においては径分散の影響を含めて取扱うものであり、当然のことながら適用性は高い。

(2) 境界層内の液滴の流れ方向速度についての結果の一例を付図 1 に示す。平板先端付近の境界層突入時において液滴は気流に対し大きい相対速度を有し、それは下流に向かうに従い(レイノルズ数 Re の増加)、滴蒸発に伴う滴径の減少とともに次第に小さくなり、気流速度に近づく傾向を示す。質問者らの結果とは、



付図 1 液滴速度分布

(付1) Morsi, S. A. and Alexander A. J., *J. Fluid Mech.*, 55 -2 (1972), 193.

レイノルズ数 R_0 が大きい平板下流付近で一致するが、先端付近では異なっている。壁面における液滴速度成分 u_d に関しては、付図1にも示すようにご指摘のと

おり不連続であり、滴数密度の連続性〔式(6)〕との関係においては、この条件 ($u_d=0$) と独立に滴数密度を取扱っている。

(付2) 菱田・ほか2名, 機論, 48-428, B (昭57), 758.

(付3) 松田・林, 第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭59), 436.
