

噴霧液滴群の蒸発を伴う対流熱伝達*

(第2報, 鉛直加熱平板の実験)

林 勇二郎**, 滝本 昭**
松田 理***, 磯崎 匡均****

Convective Heat Transfer with a Vaporization of Suspended Spray Droplets

(2nd Report, Experiments of Vertical Flat Plate)

by Yujiro HAYASHI, Akira TAKIMOTO,
Osamu MATSUDA, and Masahito ISOZAKI

Heat transfer with a vaporization of suspended spray droplets is investigated under the forced convective laminar flow along a vertical heated flat plate experimentally. Two different types of liquid-droplets in their size were supplied by both means of Ultrasonic humidifier and Spray nozzles. Visual and photographic observation were carried out in addition to the measurements of temperature distribution and heat transfer rate. By comparison with the experimental and theoretical results given by preceding report, the effect of spray cooling on heat transfer are clarified.

Key Words: Convective Heat Transfer, Spray Cooling, Vaporization Process, Experiment and Observation

1. 緒 言

著者らは、前報⁽¹⁾において噴霧液滴群の動的挙動ならびに壁面熱伝達への寄与を噴霧気流による冷却の基礎的問題としてとらえ、液滴径、噴霧量および温度・速度場の影響を含め、鉛直等温加熱平板に沿う平行流を対象に理論的に追究した。従来、ミスト冷却に関する理論的研究としては前報の緒言で述べたとおりであるが、実験的なものとしては、Heytら⁽²⁾、Simpsonら⁽³⁾、菱田ら⁽⁴⁾が流れに平行な平板、Thomasら⁽⁵⁾、相原ら⁽⁶⁾がくさび面、Mednikら⁽⁷⁾、Kosky⁽⁸⁾、桑原ら⁽⁹⁾が円管を対象としてそれぞれ報告している。理論と実験との両者の比較において、前報での著者らの結果は、これまで実験的に数多く報告されている噴霧気流冷却に対する知見を、蒸発を伴う液滴の動的挙動と関連づけてより明白に説明し得ることを示しており、ここでの液滴群としての取扱いの意義が主張される。また、理論的に導出される壁面ぬれの出現は、菱田らの

実験で報告されているものとは言え、ここで取扱っている系が噴霧気流冷却において優先される液膜蒸発のタイプとして、実用の対象となり得るものであることが興味深い。

本報は、以上のことを踏まえ、空気-水二成分系での鉛直等温加熱平板を対象に噴霧冷却実験を行い、前報で得られた解析結果との比較を行うものであるが、供試液滴群の影響を明らかにする意味で、噴霧液滴の供給には特性に顕著な差異のある超音波方式と高圧スプレ方式とによる2種類の方法を用いた。

記 号

d : 液滴直径
 L : 平板長
 Nu : ヌセルト数
 Re : レイノルズ数
 U : 速度
 h_x : 局所熱伝達率
 M : 気液質量混合比
 Pr : プラントル数
 T : 温度
 ρ : 密度

* 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)。

**** 准員、三菱重工業(株) (〒850 長崎市飽の浦1-1)。

添字

w : 壁面

∞ : 主流

2. 実験装置および方法

実験装置の概要を図1に示す。装置には、一様かつ定常な飽和水蒸気-微小液滴混合気流の状態が得やすい密閉回流式を採用した。送風機からの空気は、加湿塔(向流強制通風塔)でほぼ所定の温度の飽和状態の湿り空気となり、その後再び調温され超音波微粒器により微小液滴群が付加され風胴部に入る。風胴部では、整流格子により整流され、高圧スプレノズル(ウェットマスター製、3個)により超音波方式とは異なる特性を有する液滴群が付加され、縮流部を経て試験平板が設置されたダクト部に入り、再び送風機に戻る。なお、超音波方式と高圧スプレー方式は、液滴供給の際

それぞれ単独に用いられる。試験ダクト部は、300 mm 角×長さ1000 mmの寸法を有し、流れおよび液滴群の壁面付着・蒸発の様相の観察のためアクリル製とし、側壁の一面が諸量の測定および試験平板の出し入れのため取り外し可能な構造となっている。

試験平板は、図2に示すように幅280 mm×長さ250 mmの寸法を有するもので、厚さ5 mmのベークライト板をベースに流れ方向に電気抵抗値および大きさの異なる六分割されたラバーシースヒータを内蔵した多層構造となっている。各ヒータは独立の回路でつながれており、平板表面温度が一樣(±0.5°C)になるよう各々の電力が調整される。表面アクリル板およびその裏面のベークライト板には、表面温度および熱流束の測定のために、φ0.1 mm C-C熱電対が図中の各ヒータの中心位置にそれぞれ6箇所および6対の計18箇所に埋め込まれている。平板先端には、流れのはく離および衝突液滴の平板表面上への流下を防ぐために、ナイフエッジ加工された焼結金属が、平板面の熱損失を防ぐためにサブヒータを介して取付けられている。また、側面および後端には、加熱面の一様性と流れの二次元性の確保のため、図2のように断熱材が取付けられている。

実験は、試験ダクト内に平板を鉛直に設置し、主流温度 $T_{\infty}=30^{\circ}\text{C}$ 、主流蒸気濃度を飽和状態のもとで、超音波方式あるいは高圧スプレー方式のいずれかにより液滴供給を行い、主流速度 $U_{\infty}=2\sim 6\text{ m/s}$ 、壁面温度 $T_w=40\sim 70^{\circ}\text{C}$ および噴霧量としての気-液質量混合比 $M=0\sim 4.5\%$ の範囲でそれぞれ変化させ、各々一定条件下で温度分布、熱伝達率の測定を行い、あわせて液滴の蒸発および壁面付着の様相を観察したものである。

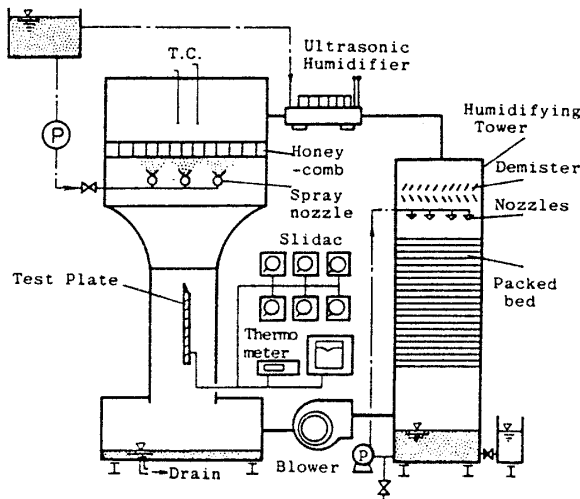


図1 実験装置概要

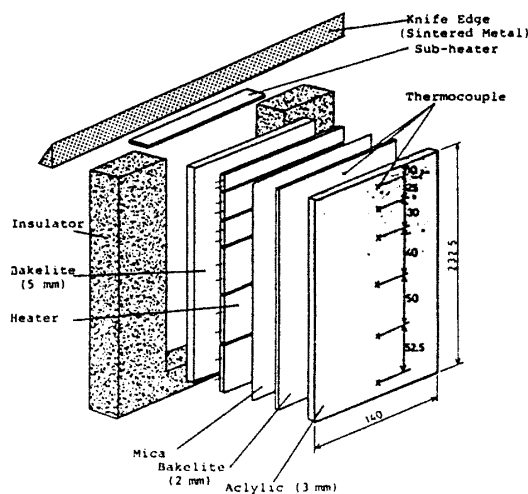


図2 試験平板

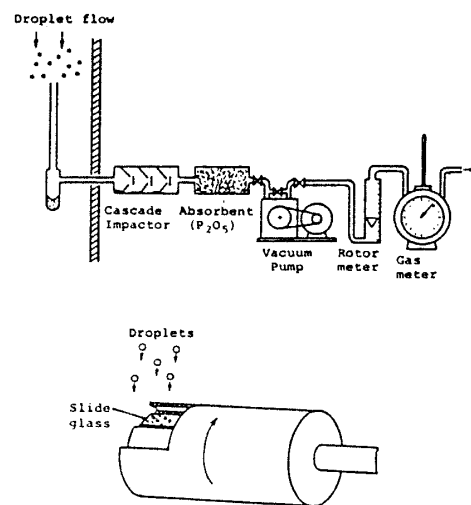


図3 噴霧量、液滴径および分散度の測定

噴霧特性としての噴霧量および液滴径・分散度の測定には、図3に示すように等速吸引法および直接サンプリング法(液浸法)がそれぞれ用いられた。等速吸引法では、内径1mm×長さ50mmのサンプリングプローブを噴霧流中に平行に設置し、気流と等速で吸引し、カスケードインパクトと吸湿剤(五酸化りん)の重量の時間変化より、混合気の質量流量 G_m を測定し、次式により気-液質量混合比 M を求めた。

$$M = \frac{G_d}{\rho u_m} \times 100 [\%] \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 G_d は液滴の質量流量[kg/m²s]であり、 G_m より飽和蒸気量を差引いたものである。

直接サンプリング法では、シリコン油を薄く塗布した幅9mm×長さ12mmのスライドガラス上に液滴群を捕獲し、顕微鏡写真により滴径および分散度を計測したものである。なお、捕獲量はスリットを有する円筒形の回転シャッタ機構により、調整される〔露出時間(平均8/1000s)〕。

3. 結果と考察

図4に、超音波方式および高圧スプレ方式による液滴群の特性についての結果を、サンプリング法により得られた顕微鏡写真およびヒストグラムで示す。両者は、その滴径および分散の度合においてかなり異なった特性を示し、超音波方式では径($\phi 6 \mu\text{m}$)および分散の度合がともに小さいのに対し、高圧スプレ方式では分散の度合も大きく(通常の噴霧にみられるRosin-Rammler分布を示す)、平均径も超音波方式に比してほぼ10倍の $\phi 60 \mu\text{m}$ となっている。これらの各特性

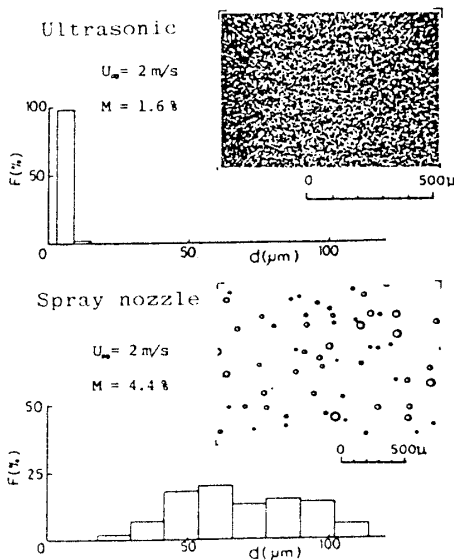


図4 噴霧液滴特性

は、噴霧量および流速の変化に対してもほとんど同一の結果を示す。

なお、噴霧量の調節は、超音波方式では噴出口の面積変化により、高圧スプレ方式ではノズル数により行っている。

3.1 観察結果 図5に、加熱平板上の境界層内での液滴蒸発の様相について、レーザ散乱法による観察結果を示す。写真は、平板の流れ方向中心線上にHe-Neレーザビーム(15mW)を照射移動させ、横方向より撮影したものである。超音波方式の場合、加熱時〔図5(b)〕において非加熱のもの〔図5(a)〕と比較して、壁面近傍に散乱光のない部分(黒く見える)、すなわち液滴消滅域(Mist Free Zone)の存在が確認される。この消滅域の形状は、境界層とほぼ相似形を呈し、温度差の増加、流速の低下および噴霧量の減少により厚くなる傾向を示す。一方、高圧スプレ方式の場合、本実験範囲では液滴消滅域の存在は明らかでなく、むしろ壁面のぬれすなわち液滴付着-成長が見られる〔図5(c)〕。図6に、このぬれの状況について平板正面から見た観察写真を示す。非加熱時において、平板全面でぬれを呈する状態は、壁面温度の上昇に伴い平板先端から乾き始め、乾き面は次第に下流へ広がり、乾き(Dryout region)とぬれ(Wet region)が共存する状態となる。しかしながら、壁面に付着した大きな液滴は蒸発-消滅に1s程度の時間を要する場合もあり、ここで言う乾き面は完全に乾いた状態を意味するものではなく、飽くまでも平均的な乾きの状態を指す。ぬれの状態は平板の性状とも関係するが、本実験では滴状凝縮に似た様相を呈した。

3.2 熱伝達率 図7, 8に、超音波方式および高

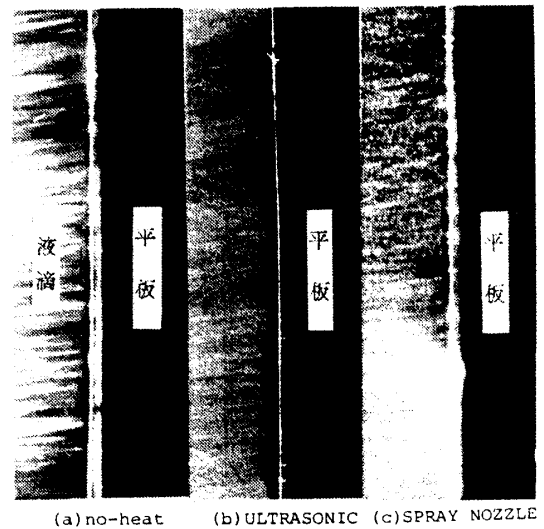


図5 境界層内液滴蒸発の様相

圧スプレ方式での熱伝達率の結果をそれぞれ示す。図7, 8のいずれの結果も、図中実線で示される単相流熱伝達 ($Nu_x = 0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$) に比して増加しており、噴霧流による伝熱促進の効果が認められる。種々の条件に対する傾向はこれまで報告されているとおり⁽²⁾⁻⁽⁴⁾、流速および主流-壁面間温度差の減少、および噴霧量の増加により促進の度合いが顕著となっている。

噴霧方式による伝熱促進の差異は、噴霧量に対する両者の実験条件が違うため必ずしも正確な議論はできないが、ほぼ同程度の噴霧量のもの进行比较しても、高圧スプレ方式のほうが促進の度合いおよび $Nu_x - Re_x$ のこう配においてかなり高い結果となる。特に Re_x の大きい平板後端では、図7, 8中の黒印の実験点で示さ

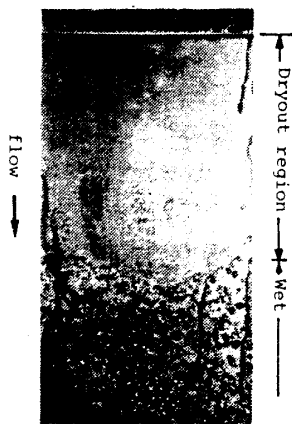


図6 平板上ぬれの様相

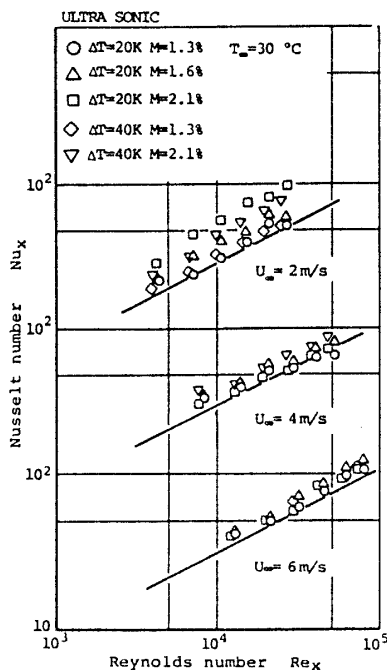


図7 熱伝達率 (超音波方式)

れるように壁面ぬれが生じ、これによる伝熱促進の効果が著しいことがわかる。すなわち、観察結果で述べたように、滴径の小さい超音波方式では液滴消滅域の形成により壁面乾きの状態となり、単相流に対する伝熱促進もほぼ一様の効果となって現れるが、滴径の大きいスプレ方式では上述したような特異な促進効果をもたらす。以上のことは前報の理論解析で得られた結果と定性的に一致するものと言える。なお参考として、図8中に同一の系で行った菱田らの実験結果を示す。実験条件および噴霧状態が異なるため、本実験値とは必ずしも一致せず若干大きめとなっているが、傾向的にほぼ一致している。

3.3 解析結果との比較

3.3.1 温度分布 超音波方式による噴霧流下での境界層内温度分布の結果を単相流の場合と比較して図9に示す。単相流においては、図9中の破線で示される Pohlhausen の解と良く一致しており、これより本実験での平板上の流れが理想的な層流強制対流境界層を形成していることが確かめられる。噴霧流において、気流の温度分布を直接熱電対で測定することが困

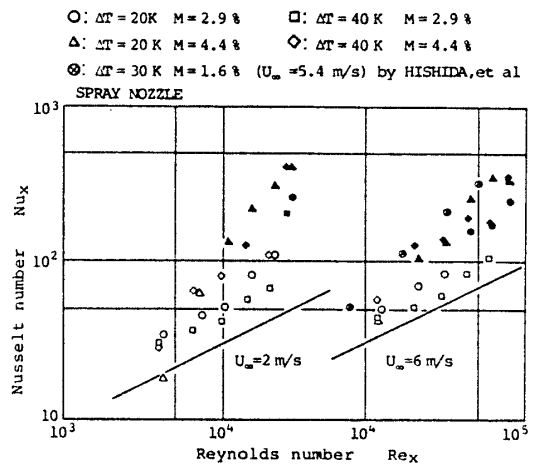


図8 熱伝達率 (高圧スプレ方式)

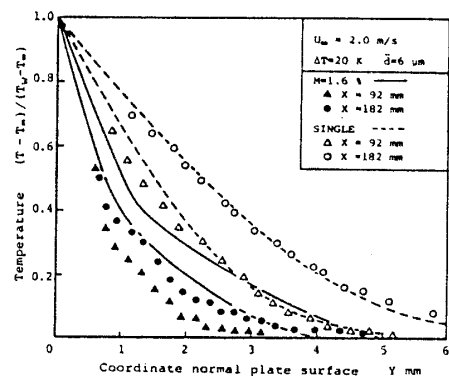


図9 温度分布

難なため、著者がこれまでミスト流に適用した方法⁽¹⁰⁾(ストロ内に熱電対を取付けたプローブを作製し、滴の衝突・付着を防いだ)により行った。結果は、実線で示される前報⁽¹¹⁾の解析値と比較して若干小さめとなつてはいるが、液滴群の気流中での蒸発による潜熱吸収にもとづく温度の低下、それによる壁面温度こう配の増加および境界層厚さの減少の傾向をよく表していると言える。なお、高圧スプレの場合では、衝突液滴が大きいため本手法での測定は不可能であった。

3・3・2 液滴消滅域 図10に、先の観察にもとづく液滴消滅域の平板流れ方向変化について、解析結果と比較して示す。実験値は、直接的な測定値ではなく、図5に示すような写真より読取ったものである。消滅域の厚さは極めて薄いため、精度的に十分とは言えないが、ほぼ妥当な一致を示している。

3・3・3 熱伝達率 図11, 12に、超音波および高圧スプレ方式での各熱伝達率の結果を解析値と比較して示す。ここでは、単相流に対する増加割合(伝熱促進率)としての熱伝達比で表している。図11に示す超音

波方式の場合、液滴群のほとんどが気流中で蒸発・消滅するため壁面への液滴到達がなく、壁面全域で乾き状態(DRY領域)となっている。すなわち、気流中の液滴蒸発による温度場の低下のみが伝熱促進に寄与することになり、結果的には熱伝達率の増加もほぼ2倍と小さく、位置的にも一様の増加となっている。解析値との比較においては、実験値は若干小さめではあるが、定性的にはほぼ一致している。一方、高圧スプレ方式では、超音波の場合と比べてかなり増加の様相が異なり、ここでは実験条件により二つのパターンが現れている。すなわち、質量混合比 $M=2.9\%$ の場合には、平板先端から液滴が付着・蒸発する DRY-OUT 領域と、壁面に液滴の到達がない DRY 領域からなり、 $M=4.4\%$ の場合には、DRY-OUT 領域と壁面ぬれの生ずる WET 領域が形成される。実験と解析結果の比較においては、これらの二つのパターン出現については良い一致を示すが、熱伝達率の値に対してはかなりのずれが見られる。このことについては、実験的に平板先端に取付けた焼結金属製ナイフエッジの影響(熱損失など)が一因として挙げられるが、滴径に分散を有する噴霧液滴を、解析の際に均一径と仮定したことが主たる原因と考えられる。この問題については、滴径分散を考慮した解析を進行中であり、結果は次報で報告する予定である。

3・3・4 液膜形成の条件 図13に観察結果より得られた平板表面の液膜(ぬれ)発生位置を、解析値と比較して示す。図13中の実線および破線は、それぞれ平板上の液膜形成開始位置〔前報式(13)で示される壁面飽和の条件より求めたもの〕および液滴消滅域の発生

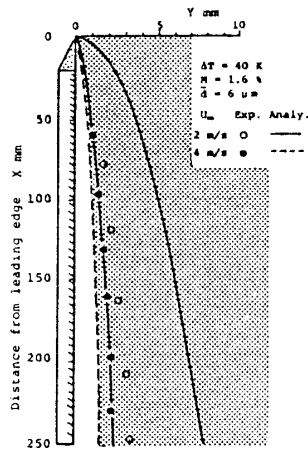


図10 液滴消滅域

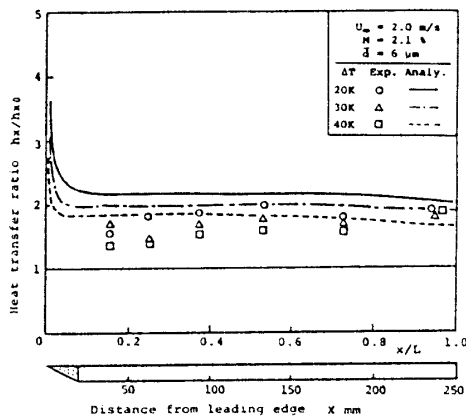


図11 熱伝達比 (超音波方式)

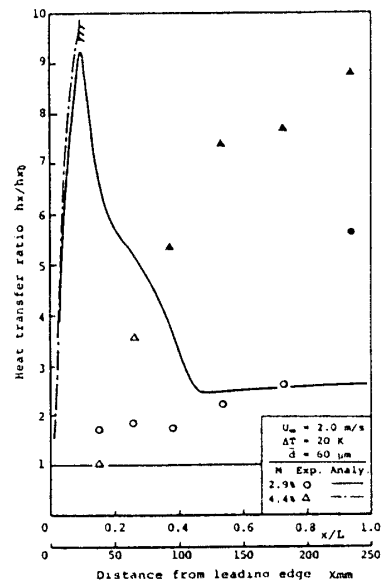


図12 熱伝達比 (高圧スプレ方式)

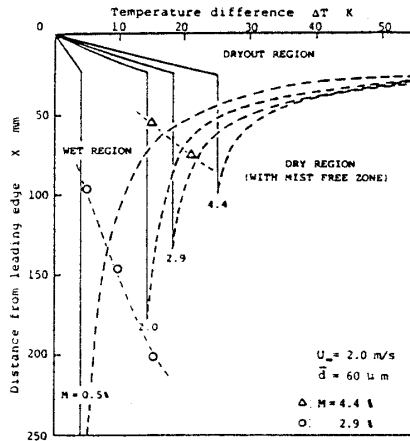


図 13 液膜形成の条件

位置についての解析結果を示したものである。液膜発生位置に関しては、解析値がぬれの必要条件に基づいていることや、実験的に液滴群に滴径分散を有することなどにより、実験と解析値にかなりのずれが生じているが、温度差の増加、噴霧量の減少につれてぬれ発生の位置が下流へ移行する定性的傾向は良く一致していると言える。一方、液滴消滅域の発生位置については実験的に測定不可能なため比較はできないが、解析的に温度差の減少および噴霧量の増大により下流へ移行することがわかる。また、前述した DRYOUT-DRY と DRYOUT-WET の二つの伝熱パターンが、流速に対して噴霧量と温度差の関係で決定されることがわかる。図 14 に、この関係について、流速をパラメータに噴霧量と温度差の関係として示す。これより、噴霧気流冷却における Dry Cooling と Wet Cooling を決定する条件が与えられ、流速と温度差に対する最適噴霧条件が決定されることがわかる。なお、この結果は鉛直加熱平板に関するものにすぎないが、今後、これら各諸量に対するより有効なパラメータの導出のもとで取扱う必要があると言える。

4. 結 論

空気-水蒸気系の鉛直噴霧流中に流れに平行に置かれた等温加熱平板を対象に、液滴径の異なる 2 種類の噴霧器 (超音波微粒器と高圧スプレノズル) を用いた噴霧気流冷却実験を行い、前報で得られた理論解析との比較により以下の結論を得た。

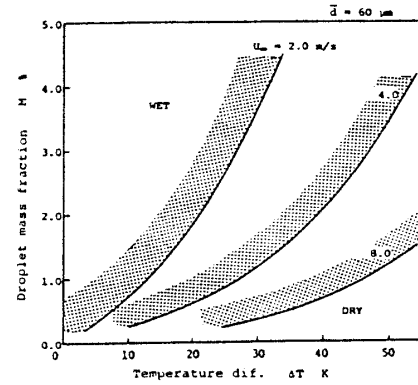


図 14 最適噴霧条件

(1) ほぼ一様な滴径分散で平均径 $\phi 6 \mu\text{m}$ と微小な超音波方式の場合、液滴群は加熱面に到達する以前に境界層内で蒸発・消滅する可能性が高く、壁面は乾き状態 (DRY) となる。その結果、伝熱促進率も 2 倍程度と小さい。一方、比較的滴径が大きく ($\phi 60 \mu\text{m}$) 分散の度合の大きい高圧スプレ方式では、加熱面への滴衝突 (到達) の頻度が高く、壁面ぬれ (WET) 状態となり、促進率も 10 倍程度にまで達する。

(2) 境界層内の温度分布、液滴消滅域および熱伝達率について、超音波方式では実験値は解析値とほぼ一致し、解析の妥当性が明らかとなった。しかし、高圧スプレ方式では、滴径分散の影響のため一様滴径とした解析値とかなり伝熱促進率に違いを生ずる。

(3) 液膜形成の条件について、流速をパラメータに噴霧量と温度差の関係で表し、これより噴霧気流冷却における最適噴霧条件が明らかにされた。

文 献

- (1) 滝本・松田・林, 機論, 52-475, B (昭 61), 1333.
- (2) Heyt, J. W. and Larsen, P. S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 14-9 (1971), 1395.
- (3) Simpson, H. C. and Broolls, E. K., *Proc. Inst. Chem. Eng. Symp.*, No. 38 (1974), 1.
- (4) 菱田・前田・猪飼, 機論, 47-419, B (昭 56), 1279.
- (5) Thomas, W. C. and Sunderland, J. E., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 9-3 (1970), 368.
- (6) 相原・多賀・原口, 機論, 44-379 (昭 53), 1006.
- (7) Mednik, R. L. and Colver, C. P., *AIChE J.*, 15-3 (1969), 357.
- (8) Kosky, P. G., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 19-5 (1976), 539.
- (9) 桑原・中山・森, 機論, 47-414, B (昭 56), 326.
- (10) 林・滝本・河原, 機論, 51-472, B (昭 60), 4039.

討 論

〔質問〕 相原 利雄〔東北大学高速力学研究所〕

(1) 幅9mmのスライドガラス上の油膜で液滴の捕集をしておられるが、貴報の実験条件では慣性パラメータが著しく小さく、粒度分布の正しい測定は困難(6 μm 径については不可能)と思われる。また滴径が6 μm オーダになると、他の誤差因子もきいてくるが、検討してみられたか。

(2) 気相速度はどのようにして測定されたのか。

(3) 供試平板の上流で流れを絞っているが、このようにすると液滴の飛行軌跡は平板と平行にはならないように思うが、いかがか。

(4) 風洞断面上での M の分布はどの程度だったか。

〔回答〕 (1) 滴の慣性を利用するサンプリング法においては、プローブ挿入による気流の変化のため微小滴のう回と停止が問題となる。幅9mmのスライドガラス面は円筒プローブの10°の開口角に相当し、計算では気流速度2m/sの条件で5 μm ($Re < 1$) オーダの液滴の壁面衝突率は数%程度となる。すなわち、高圧スプレノズルに対しては問題ないが、超音波方式の場合にはご指摘のように正確な粒度分布を測定していることにはならず、結果は単なる参考値であるにすぎない。ただ、油膜面に捕獲された滴の均一性が極めて高いことは、逆にそれより小さい滴が存在する可能性が低いものとも考える。ほぼ均一性を仮定し得るならば衝突率が低いことによる実験精度の不確かさは時間でカバーされることになり、図4の結果は高圧スプレの場合の数十倍の露出時間によるものである。いずれにせよ、微小滴のサンプリングには気流変化の影響の小さいフィルタ法など、新たな工夫が必要と考える。

(2) 気相に対する液滴の質量速度比が小さいため(4%以下)、熱線風速計により測定した単相気流速度を基準として用いており、噴霧時の測定は行っていない。厳密には滴による気流の加速あるいは減速の効果を実験的にも検討すべきではあるが、精度的には難しいのではないかと考える。

(3) 風洞絞り部による液滴の飛行への影響については特に大径滴に対して問題になる。質問(4)とも関係するが、予備実験において試験ダクト断面上での噴霧特性(噴霧量、性状)を測定し、それらの影響が最小になるよう噴霧ノズル位置および試験平板を設置している。

(4) 試験ダクトにおける噴霧流量の分布はダクト壁面数cmの領域を除き中心部ではほぼ一様($\pm 5\%$)であることが確かめられている。

〔質問〕 長崎 孝夫・土方 邦夫

〔東京工業大学〕

(1) 理論解析との比較において算術平均直径を用いているように思われるが、熱・物質伝達を扱う場合体面積平均直径を用いるのがより適切ではないか。

(2) 加熱板がヒータの上に熱抵抗の大きな板を積み重ねた構造になっているが、特に液滴が壁に付着しては蒸発する非定常的な領域では液滴の付着による局所的な表面温度降下のため、等温壁の場合とは熱伝達率が異なることはないか。

(3) 液滴の壁面への衝突はどのような機構によるのか。特に滴径の大きい高圧スプレの場合、液滴が平板に垂直な速度成分をもって測定部に入ることはないか。

(4) 図12において $M = 2.9\%$ の場合、解析は DRYOUT-DRY、実験は DRYOUT-WET のパターンを示し定性的な一致さえも得られていないように思われるがいかがか。また図14は理論解析結果を示したものであるが、実験結果では常に WET 状態を示すことを考えるとその妥当性はいかがなものか。

〔回答〕 (1) 気液(液滴)混相流の熱・物質移動において、体面積平均径が一つの有効なパラメータとなり得ることはご指摘のとおりであるが、これはあくまでも、径分散をもつ滴群の熱・物質移動への寄与に一様性があることが前提となる。ここで対象としている系では、壁面に沿う境界層内での液滴挙動がこの場合に相当するが、熱・物質伝達を支配するのはこれらの大勢から外れた壁面に横ばい衝突する一部の滴であり、しかも大径滴中心の挙動である。すなわち、一部の限定された滴に支配される壁面伝達の議論においては、体面積平均径による処理は必ずしも妥当なものではない。

(2) 第1報の図11に示す結果において、液滴の壁面衝突は5~70個/($\text{mm}^2 \cdot \text{s}$)の範囲で時間的・場所的に不連続となる。すなわち、この程度の不連続性を伝熱の非定常性に持ち込む必要があるかどうか、またそれを議論できるかどうかの問題になるかと思う。ここでは、液滴の付着・蒸発の挙動を熱的に準定常と見なし得る程度の巨視的な見方で取扱っているものと理解されたい。

(3) 境界層内の速度こう配にもとづく Saffman 効果, すなわち液滴の横ばい運動による, 液滴が垂直速度成分をもたないことが, 本実験で最も留意したことであり, これについては相原への回答(3)でも述べたが, 壁近傍を除くダクト内での噴霧液滴群の性状のほぼ一様性として実験的に確認している。

(4) ○印の実験結果は, ご指摘のとおり壁面ぬれを示しており, 厳密には解析結果と一致していない。しかし, その領域以外では, 観察において平板先端からドライアウト (微小液滴が付着し瞬時に蒸発する) - ドライ (液滴の壁面付着がない) 状態が確認されており, 解析結果とほぼ定性的な一致を見ている。なお, この平板後端でのぬれについては, 径に分散を有する液滴群の動的挙動の差異による液滴衝突・凝集, それによる壁面への付着などが原因しているものと考えられるが, これについては次報で詳述したいと考えている。

また図 14 の結果はご指摘のとおり解析結果であり, 均一径のものについての一例を示したにすぎない。実際, 滴径に分散を有する場合については, 直接同図の値は当てはまらず, あくまでも, 加熱面上のどこかにぬれが出現するための必要条件とご理解頂きたい。

〔質問〕 長崎孝夫・土方邦夫

質問(1)に対する回答について体面積平均直径が必ずしも妥当でないことは承知しているが, 貴論文ではどのような平均径を用いて整理されたのか, またその妥当性はどの程度であるのか回答されていないので再度質問したい。

〔回答〕 本論文では算術平均径を用いて滴群の結果を整理している。このことは, 算術平均径による整理が妥当であるとの考えに立ったものではなく, また体面積平均径に比べて処理上の有利さを意味しているわけでもない。結論(2)にも記述したように, ここで取扱っているミスト冷却の挙動は複雑であり, 平均径の処理による均一滴群としての解析では滴径分散の影響を説明し得るものではないこと, したがって, この意味において本論文は平均処理の議論にまで立ち入ったものではないものと言える。なお, 滴径分散の影響については, 解析および実験的に研究を続行しており, 小径滴の気流中での積極的な蒸発が未飽和の境界層を緩和し, 大径滴の壁面への飛行・到達をバックアップすること, などの詳細が追究されているが, 平均的な取扱いについてはまだ結論はでていないのが現状である。