管内高温域噴霧流による冷却に関する研究*
(第1報, 解析的検討)波 江 貞 弘^{*1}Two-phase Mist Flow Cooling in the Tube with High Wall Temperature
(Part 1, Analytical Estimation)

Sadahiro NAMIE

In order to apply the large heat capacity of a two-phase mist flow for the purpose of uniform and soft cooling of high-temperature surfaces, the effects of mass flow rate, mass flow quality, liquid droplet diameter and heat flux on an increase rate of the fluid temperature are investigated numerically in the tube. The results indicate that newly defined coefficient of temperature increase becomes small for a smaller droplet diameter than 200 microns and for the low inlet quality. A simple expression of the relation between the coefficient and the above-mentioned parameters, including the effect of temperature dependence of fluid properties, is obtained for the thermally developed region of the tube. The initial values of gas temperature and relative velocity between the droplet and the gas phase influence the coefficient mainly at the entrance region of the tube.

Key Words: Phase Change, Two-phase Mist Flow, High-temperature Surface, Cooling, Inner Flow, Analytical Estimation

1. ま え が き

噴霧流伝熱に関して、流路壁が比較的高温の場合については、原子炉の蒸気発生器や貫流ボイラの高乾き度領域における、いわゆるポストドライアウト伝熱として多くの研究^{(1)~(5)}がなされている。一方、低温域で壁面が液滴によってぬらされる場合については、空気熱交換器の小形化などを目的とした研究がなされている。しかしながら、高温壁面の冷却手法として噴霧流の温度特性を積極的に活用するという視点から検討した例は見られない。

高温域噴霧流による冷却には次のような特徴が挙げられる。すなわち、(1)壁面付近での液滴の蒸発による伝熱の割合は小さく、熱は主として気体の強制対流伝熱によって流体側に伝えられる。したがって、その熱伝達率は液体による強制対流や沸騰伝熱に比べて一般に小さい。(2)一方、気体単相による強制対流の場合と比較すると、気流中の液滴が加熱によって蒸発し、流体側への伝熱量の一部が蒸発潜熱となるため、その分だけ流体温度の上昇が抑制され、見掛け上比熱の大

きな流体と同様の性質となる。(3)壁面温度レベルに対して系圧力を独立に選定することができる。また、液体冷却における沸騰の遷移のような不安定な現象を伴わない。これらの特徴から、高温域噴霧流伝熱は、高温の壁面を弱冷却し、しかも比較的広い伝熱面を等温に保持するような目的に適していると考えられる。

本研究は、大形ディーゼル機関へのセラミック利用による弱冷却高温化、高温燃料電池の冷却など等温冷却を必要とする分野への応用を目的として、上記の高温域噴霧流による冷却特性、特に従来は検討されていなかった流体温度の上昇抑制効果に注目し、流量、乾き度(気液流量比)、液滴径、液滴速度、気相温度および熱流束の各条件を独立変数として広範囲に変化させた場合の上記効果に及ぼす影響について解析的に推定を行うものである。

主な使用記号

 C_D : 液滴の抗力係数 c_{pg}, c_{pl} : 気体、液滴の比熱 J/(kg·K) D_{20}, D_{30} : 液滴の表面積および体積基準の平均径 m D : 管径 m F : 温度上昇係数 G : 流体の質量速度 kg/(m²·s)

* 昭和61年5月29日 第23回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和63年5月18日。

^{*1} 正員、船舶技術研究所 (〒181 三鷹市新川 6-38-1)。

- g : 重力の加速度 m/s^2
 h_{wg}, h_{gd} : 壁面・気流, 気流・液滴間の熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
 H_{lg} : 蒸発潜熱 J/kg
 K : 液滴伝達係数 m/s
 k_g, k_l : 気体, 液体の熱伝導率 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
 q_w : 壁面熱流束 W/m^2
 S : すべり比 $= u_g/u_d$
 T_g, T_d, T_w : 気流, 液滴, 壁面温度 K
 T_s : 液体の飽和温度 K
 u_g, u_d : 気流, 液滴の流速 m/s
 X_a : 実際の乾き度
 X_e : 熱平衡を仮定した乾き度
 z : 管軸長さ m
 ρ_g, ρ_l : 気体, 液体の密度 kg/m^3
 μ_g : 気体の粘性係数 $\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$
 α : ボイド率
 η : 壁面蒸発効率
 B : 無次元過熱温度 $= c_{pg}(T_g - T_s)/H_{lg}$
 T^+ : 無次元温度 $= c_{pg}T/H_{lg}$
 Re_g : 気体レイノルズ数 $= GDX_a/(\mu_g\alpha)$
 Re_d : 液滴レイノルズ数 $= \rho_g(u_g - u_d)D_{20}/\mu_g$
 Pr_g : 気体プラントル数 $= c_{pg}\mu_g/k_g$

2. 噴霧流伝熱に関する基礎式と数値解析結果

高温域噴霧流(ポストドライアウト)伝熱では, 壁面上あるいはそのごく近傍における液滴の蒸発によって一部の熱は壁面から直接液相に伝えられるが, 大部分の熱はまず気流に伝えられる。その後, 気流中の液滴が加熱されるが, 気液界面には一般に伝熱抵抗が存在するため, 気流は過熱状態となり, 液滴との間に熱的な非平衡状態が生じる。

このような過程における熱および質量の釣り合いならびに液滴の運動については, 従来の研究^{(1)~(5)}において解析手法がほぼ確立されており, 本報でもこれらとほぼ同様に取扱うこととする。すなわち, まず解析の前提として次の仮定を設ける。

- (1) 放射による伝熱は無視する。
 - (2) 壁面から気流, 気流から液滴への各伝熱は単相流として取扱う。
 - (3) 液滴の合体・分裂はないものとし, その大きさは代表平均径を用いる。
- これらの仮定に基づいて基礎式を導くと, 本文最後の付録に整理して示すとおりとなり, これらを連立させて数値解析を行う。なお, 基礎式の求め方は基本的に従来と相違はなく, ここでは説明を割愛する。

図1は, 系圧力が0.1 MPaにおける蒸気・水系噴霧流を例にとり, 平均液滴径 D_{30} が100, 500 μm の場合について, 蒸気温度 $T_g[\text{K}]$, 壁面温度 $T_w[\text{K}]$ ならびに実際の蒸気乾き度 X_a の各数値解を, 横軸の熱平衡乾き度 X_e に対して示したものである。図1中, 乾き度については3章での取扱いが容易なように対数座標を用い, 各温度については無次元数 $(c_{pg} \cdot T/H_{lg})$ の形で整理している。また, 図1の計算では流体の物性値を一定として温度が373 Kにおける値を用い, さらに計算開始点(伝熱管入口)条件として, 液滴および飽和温度を $T_{d0} = T_s = 373 \text{ K}$, すべり比を $S_0 = 1.5$, 壁面温度を $T_{w0} = T_{g0} = 473 \text{ K}$ とし, 入口乾き度 X_{a0} に3種類の値をそれぞれ用いている。質量速度 $G[\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})]$, 壁面熱流束 $q_w[\text{W}/\text{m}^2]$ の値は図1中に示すとおりであり, 管径 D は0.02 mとしている。なお, 数値計算はRunge-Kutta法によった。

これらの結果から, 蒸気温度 T_g の軸方向の上昇こう配は, 一般に液滴径および乾き度の増加につれて大きくなっていることがわかる。それと同時に実際の乾き度 X_a の増加こう配は減少して $X_a = X_e$ の直線から

図1 数値計算による噴霧流の温度上昇特性

のずれが大きくなっている。これは、流体の単位体積中に含まれる総液滴表面積が減少して、先に述べたように伝熱抵抗が増加し、熱的非平衡性が増大するためである。また、図1中の中央の測定値に見られるように、壁面熱流束の増加によっても非平衡度はわずかながら増大しているが、質量速度の影響は小さい。

さらに、伝熱管入口に相当する各計算開始点付近では一般に蒸気温度の上昇傾向が強く、下流に行くに従って $X_a - X_e$ 曲線は図1中破線で示す一定の線に漸近している。そして、この入口部での傾向は液滴径および乾き度の増加とともに顕著となり、下流まで長く残る結果となっている。上記の破線は、極めて長い伝熱管を想定し、 $G=276 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、 $q_w=1.0 \times 10^5 \text{ W}/\text{m}^2$ について入口条件の影響が残らないよう計算した場合（以下、「熱的発達域」と称する）の結果であり、Varoneら⁽⁶⁾がすでに報告しているものと同等である。

3. 噴霧流の温度上昇係数 F

噴霧流の温度特性を調べるため、全壁面加熱量中に占める蒸気顕熱量の割合 F （以下、「温度上昇係数」と称する）を次式で定義する。

$$F = \frac{c_{pg} D G X_a}{4 q_w} \frac{dT_g}{dz} \dots\dots\dots (1)$$

さらに、無次元温度表示 T^+ を用いると、熱平衡乾き度 X_e の定義から、 T_g 、 T_s 、 X_a との間に式(2)の関係が得られる。 $B = T_g^+ - T_s^+$ は無次元過熱温度である。

$$B = T_g^+ - T_s^+ = (X_e/X_a) - 1 \dots\dots\dots (2)$$

式(2)および付録の式(15)の関係をを用いて基礎式(12)を変形すると、 F は次式のように表示できる。

$$F = \frac{dT_g^+}{dX_e} X_a = 1 - \frac{X_e}{X_a} \frac{dX_a}{dX_e} = 1 - \frac{d(\ln X_a)}{d(\ln X_e)} \dots\dots\dots (3)$$

F の逆数は蒸気単相流の熱容量(比熱) c_{pg} に対する噴霧流の見掛けの熱容量の倍率を意味する。すなわち、 F は零と1との間の値をとり、両極限はそれぞれ次の条件に対応している。

$F=1$: (液滴の蒸発がなく、蒸気単相流と同等の場合)

0 : (全加熱量が蒸発潜熱となり、蒸気流の温度が上昇しない場合)

$\dots\dots\dots (4)$

なお、入口蒸気温度が極端に高いような場合、 F は伝熱管のごく入口で負の値となり、逆に2成分系などで入口液滴温度が高い場合は $F > 1$ となって式(4)の範囲から外れるが、このような区域は検討の対象から

除くものとする。

図2は、種々の液滴径に対して、数値計算で求めた温度上昇係数 F を、 X_a (図1の破線) とともに示したものである。計算条件は図1で用いたものと同じであり、一部 G 、 q_w だけをそれぞれ $5.52 \times 10^2 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、 $3.0 \times 10^5 \text{ W}/\text{m}^2$ とした場合についても示している。また、 F 値については、熱的発達域に対する場合〔図2中(a)〕と、管入口で $X_{a0}=0.3$ として計算した熱的助走区間を含む場合〔図2中(b)〕との両者について示している。

これらの結果から明らかなように、 F 値は一般に液滴径ならびに乾き度の減少とともに小さくなる。逆に、液滴径および乾き度が大きい場合は、条件(b)に対して通常管入口付近で F 値が急激に上昇し、比較的長い助走区間が生じる。したがって、流体温度の上昇抑制効果という視点から考えると、液滴径は少なくとも $200 \mu\text{m}$ 程度以下で、乾き度がある程度低いことが必要であるといえる。

なお、付録の基礎式(10)において、簡単のため液滴の壁面蒸発効率を $\eta=0$ 、液滴温度を $T_d=T_s$ と考え、これを式(11)に代入して式(15)の関係をを用いると、式(3)の右辺第2項中の dX_a/dX_e は次式で表示できる。

$$\frac{dX_a}{dX_e} = 1.5 \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{D}{D_{30}} \frac{G(1-X_a)H_{lg}}{q_w} \times \frac{h_{gd}}{\rho_g c_{pg} u_d} \left(\frac{X_e}{X_a} - 1 \right) \left(\frac{D_{20}}{D_{30}} \right)^2 \dots\dots\dots (5)$$

4. 熱的発達域に対する F の簡易表示式

4.1 物性値が一定の場合 図2に見られるように熱的発達域において、 X_a は X_e に対し両対数座標上でほぼ直線的な関係にある。従来指摘されていなか

図2 数値計算による温度上昇係数 F

ったこの関係を利用して、先の数値計算に代わる F の簡易表示式が得られれば便利である。そこで、式(5)中の熱伝達率 h_{ga} に、式(16)の右辺第1項の定数2を省略した式を代入すると次式が得られる。ただし、すべり比 $S = u_g/u_d$ には Yoder ら⁽⁴⁾ の関係式を用い、また、 $Sc, D_{20}/D_{30}$ などはほぼ一定の値をとると考えて定数 A_1 に含めている。

$$\frac{d(\ln X_a)}{d(\ln X_e)} = A_2 / \left\{ \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.64} \left(\frac{C_{pg} \mu_g}{k_g} \right)^{0.67} \times \left(\frac{D_{30}}{D} \right)^{0.92} \left[\frac{q_w}{G(1-X_a)H_{lg}} \right]^{0.64} \left(\frac{GX_a D}{\mu_g} \right)^{0.27} \right\},$$

$$A_2 = A_1 \left(\frac{1-X_a}{X_a} \right)^{0.36} \left(\frac{X_e - X_a}{X_a} \right) \dots \dots \dots (6)$$

図2の関係を用いて、上式中の項 A_2 の値を求め、 D_{30}/D 、 $q_w/(G \cdot H_{lg})$ および X_a の関数として整理すると、次式が得られる。

$$A_2 = A_1 X_a^{0.48} \left(\frac{D_{30}}{D} \right)^{0.88} \left(\frac{q_w}{GH_{lg}} \right)^{0.37} \dots \dots \dots (7)$$

ここで、 A_1 は図3に示されるように、乾き度の大きな領域でさらに液滴径の関数となっている。このため、次の修正を行う。

$$A_1 = A(1-X_a)^{n_1}, \quad A = 3.80 \times 10^2,$$

$$n_1 = 1.20 \times 10^2 D_{30}^{0.82} - 0.11 \dots \dots \dots (8)$$

最終的に得られる簡易表示式は次の形となる。

$$\frac{d(\ln X_a)}{d(\ln X_e)} = A X_a^{0.21} (1-X_a)^n / \left\{ \left(\frac{\rho_l C_{pg} \mu_g}{\rho_g k_g} \right)^{0.67} \times \left(\frac{D_{30}}{D} \right)^{0.04} \left(\frac{q_w G D}{GH_{lg} \mu_g} \right)^{0.27} \right\},$$

$$A = 3.80 \times 10^2,$$

$$n = 1.20 \times 10^2 D_{30}^{0.82} + 0.53 \dots \dots \dots (9)$$

なお、物性値項に掛かる指数はほぼ等しいとして一つの項にまとめており、また、質量速度 G は消去可能である。

図3 簡易表示式の定数項の修正

式(5)の dX_a/dX_e については、熱的非平衡度を評価する目的から、同種の簡易表示式が従来より提案されている^{(2),(5)}。これに対して式(9)は、本報の目的に沿い、実際の乾き度(質量流量比) X_a を用いて $d(\ln X_a)/d(\ln X_e)$ を計算する形となっている。また、各影響因子に対しても比較的簡単な無次元関数の積の形で表示されている。さらに、質量速度が影響しない点が特徴的である。

4.2 物性値の温度依存性を考慮する場合 4.1

節までの議論では流体の物性値を一定と仮定してきた。しかしながら、物性値は通常その温度に依存して変化し、特に高温域の伝熱過程を対象とする場合は一般にこれを考慮する必要がある。

物性値一定の条件下で求めた F 値の簡易表示式(9)が温度依存性の影響を考慮した場合に対しても適用可能か否かを調べるため、2章の繰返し計算を行う際、式中の各物性値にその位置における流体温度に対する値を代入して図1および図2と同様な数値計算を行った。この数値計算によって求めた $d(\ln X_a)/d(\ln X_e) = 1 - F$ の値を式(9)の左辺に、また対象とする位置の流体温度に対する諸物性値と各変数因子を右辺にそれぞれ代入して、逆に式中の定数 A を求めた。

図4は各変数因子の種々の組合せに対するこの A の値を示したものであり、図4中、温度依存性を考慮した場合を●印で表示している。一方、○印は図3に示した物性値固定の場合の結果を再び記したものであるが、両者はほぼ一致した値となっており、 A の平均値は先に述べたように 3.80×10^2 となっている。すなわち、物性値が一般に流体温度に依存して変化しても、各位置の温度に対する物性値と変数因子を代入する限り、式(3)および式(9)からその位置の温度上昇係数 F を求め得ることがわかる。このことは、当然のことながら、本温度上昇係数 F が局所的な条件で定まる値であることを意味している。

また、図4では各変数をそれぞれ、 $D_{30} = 0.01 \sim 1.0$ mm、 $X_a = 0.15 \sim 1.0$ 、 $G = (0.6 \sim 5.6) \times 10^2$ kg/(m²·s)、 $q_w = (1.0 \sim 3.0) \times 10^5$ w/m² の範囲で変化させている。図4中、 $X_a > 0.7$ でばらつきが大きくなっているが、この領域を除くと簡易表示式(9)による値は数値計算結果に対してほぼ $\pm 20\%$ 以内にあることがわかる。

5. 熱的助走区間(管入口部)における

蒸気温度とすべり比の影響

噴霧流伝熱では、4章で述べた発達域の上流の管入口部は比較的広い範囲にわたって熱的助走区間になるが、この領域においては、図1の計算の際に一定とし

図4 温度依存の場合の簡易表示式の定数項 A

た入口蒸気温度やすべり比の影響が一般に大きくなる。

図5はこれらの入口条件の影響を調べるため、計算開始点での蒸気温度 T_{g0} を 393~873 K, すべり比 S_0 を 1.05~5.0 の範囲で変化させた場合の温度上昇係数 F の数値計算結果を X_a とともに示したものである。入口蒸気温度がほぼ飽和温度に等しい場合(図5中 a) は、最初液滴が蒸発せず、壁面からの加熱量はすべて蒸気顕熱となるため F 値は 1.0 となる。蒸気温度が上昇するにつれ蒸発による潜熱分が増加し、 F 値は低下して破線で示した熱的発達域における値に漸近している。入口蒸気温度を高くするにつれ(図5中 a~e), F の初期値が小さくなっているのも同様な理由による。一方、入口すべり比に関しては、この値が 1.0 に近い場合(図5中 f), 両相の相対速度が小さくなり液滴への伝熱量が少なくなるため F 値は一般に増加する。

6. 結 論

高温域噴霧流の温度特性を積極的に活用するという視点から、昇温抑制効果に及ぼす各因子の影響度を評価するため、流体の温度上昇係数 F を新たに導入した。本研究で用いた仮定の下では、少なくとも液滴径が 200 μm 以下で、入口乾き度が低い場合に流体温度の上昇度が小さくなること、熱流束の増加によって上昇度は多少増大するが、質量速度の影響は極めて小さいことが明らかになった。さらに F 値に関して、物性値の温度依存性も考慮した、熱的発達域を対象とする簡易表示式(3), (9)を得た。また、管入口の助走区間では入口蒸気温度とすべり比が影響することを示した。

図5 管入口部における蒸気温度とすべり比の影響

付 録

$$\frac{dD_{30}}{dz} = -\frac{2}{\rho_i u_d H_{lg}} \left[h_{gd}(T_g - T_d) \left(\frac{D_{20}}{D_{30}} \right)^2 + \frac{2}{3} \eta \rho_i H_{lg} K \frac{D_{30}}{D} \right] \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{dX_a}{dz} = -\frac{3(1-X_a)}{D_{30}} \frac{dD_{30}}{dz} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{dT_g}{dz} = \frac{1}{c_{pg} X_a} \left\{ \frac{4q_w}{DG} - [H_{lg} + c_{pg}(T_g - T_d)] \frac{dX_a}{dz} \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{du_d}{dz} = \frac{1}{u_d} \left\{ \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_g}{\rho_i} (u_g - u_d)^2 \frac{1}{D_{30}} \left(\frac{D_{20}}{D_{30}} \right)^2 - g \right\} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$T_w = T_g + \frac{1}{h_{wg}} \left\{ q_w - \eta K \frac{G(1-X_a)}{u_d} [H_{lg} + c_{pl}(T_s - T_d)] \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{dX_e}{dz} = \frac{4q_w}{GDH_{lg}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$h_{gd} = \frac{k_g}{D_{20}} (2 + 0.55 Re_d^{0.5} pr_g^{0.33}) \left(\frac{1}{1+B} \right) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$h_{wg} = 0.023 \left(\frac{k_g}{D} \right) Re_g^{0.8} pr_g^{0.4} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$C_D = 24/Re_d \quad Re_d \leq 2, \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$= 18.5/Re_d^{0.6} \quad 2 < Re_d < 500,$$

$$= 0.44 \quad Re_d > 500$$

$$\eta, K; \quad \text{文献 (3)} \quad \dots\dots\dots (19)$$

文 献

- (1) 小泉・植田・田中, 機論, 45-395(1979), 1021; *Int. J. Heat Mass Transf.*, 22(1979), 669.
- (2) 老固・白羽, 機論, 46-409(1980), 1769; 47-422(1981), 2014-2020.

- (3) Moose, R. A. and Ganic, E. N., *Int. J. Multiphase Flow*, 8-5(1982), 525.
- (4) Yoder, G. L. Jr. and Rohsenow, W. M., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **105**(1983), 10.
- (5) Varone, A. V. Jr. and Rohsenow, W. M., *Proc. Jpn-US Seminar Two-Phase Flow Dyn.*, (1984), E8, 1.

討 論

〔質問〕 萩原良道〔京都大学工学部〕

複雑かつ重要な現象について、系統的な解析を行われたことに敬意を表す。

蒸気流による液滴の乱流拡散、およびそれによる壁面への液滴の付着の影響は、貴研究で検討された各パラメータによる影響と比較して小さいと考えてよいのか。

〔回答〕 壁面への液滴付着による伝熱は、本文中付録の式(10)および式(14)の右辺第2項に対応しており、壁面への液滴伝達係数 K と蒸発効率 η によって定まる。 K が主として流体力学的条件で決定されるのに対し、 η は一般に壁面温度 T_w に強く依存する。例えば、文献(3)では $\exp\left[1 - \left(\frac{T_w}{T_s}\right)^2\right]$ に比例するとしており、Ueda ら^(付1)は、垂直面に衝突する飽和水に

ついて、壁面過熱度が 25 K 程度で最大値をとり、90 K 程度以上では液滴が壁面をぬらさないため、 η が 1% 以下になる結果を得ている。

一方、本報では入口管壁温度 T_{w0} (入口蒸気温度に等しいと仮定) として、入口助走区間での蒸気温度の影響を調べた一例(図5中の a)を除きすべて 473 K 以上の高温を想定している。このため、ご指摘の液滴付着による伝熱は、数値計算式中で一応考慮した形になっているものの、その寄与は小さいと考えている。そして、簡易表示式における影響因子を検討する場合にも、近似的に $\eta=0$ として式(5)以後の取扱いを行っている。

(付1) Ueda, T., Enomoto, T. and Kanetsuki, M., *Bull. JSME*, 22-167(1979), 724.