低環境圧下での水噴霧冷却の蒸発特性解析*

青 木 伊 知 郎^{*1}Analysis on Characteristics of Water Flash Evaporation
under Low Pressure Circumstances

Ichiro AOKI

The relation between the maximum heat transfer coefficient and the saturation temperature of vapor for water flash evaporation under low pressure circumstances is theoretically analyzed. The spray condition is taken into consideration as well as the experimental result that the maximum heat flux is proportional to the super heat temperature. The optimum evaporation time is introduced by the analytical consideration to reflect the experimental result of the linearity of the super heat flux, and the unknown constant included in the optimum evaporation time is determined by the experiment. The analysis result is compared with the experimental data and shows a good agreement with them. The analysis also gives the information regarding the optimum spray condition among the spray flow rate, particle diameter and the intermittent spray time to achieve the maximum heat transfer coefficient under low pressure circumstances.

Key Words: Water Flash Evaporation, Low Pressure Circumstances, Heat Transfer Coefficient

1. 緒 言

現在, 我が国において研究が進められている無人宇宙往還機 HOPE の排熱手段の一つとして, 実用機段階では, 低環境圧下での水の蒸発による潜熱を利用して, 被冷却媒体を冷却する水噴霧冷却器(Flash Evaporator: FE)の使用が検討されている。著者は, 低圧下での水蒸発現象の基礎研究として, 低環境圧下での準定常状態での各種環境圧における(換言すれば飽和水蒸気温度における)水噴霧蒸発の過熱度 ΔT_s (=伝熱面温度 T_w - 飽和水蒸気温度 T_s) と最大熱流束 $q_{\max}$ ならびに飽和水蒸気温度 T_s と最大熱伝達係数 $\alpha_{\max}$ との関係を実験的に求め, 文献(1), (2)で報告されている値との差異を論じた⁽³⁾。

文献(3)で対象としたミスト冷却での過熱度範囲では, 伝熱面上に付着形成された液膜上面からの蒸発が冷却のおもな蒸発機構であると考えられる。これに関連する理論研究として, Grissom ら⁽¹⁾ および戸田⁽⁴⁾⁻⁽⁷⁾の研究が挙げられる。

戸田は大気圧下で広範囲の過熱度における水噴霧冷却を対象とした解析を行っているが, 文献(1)でも指

摘されているように, その研究の中で「有効蒸発時間」を導入し, 実験結果に合うようにした半実験半解析的手法となっている。さらに, 戸田が得た解析式は, 水噴霧冷却による熱流束値を説明することができない。

また, Grissom らは大気圧下での水噴霧冷却による最大熱伝達係数を解析的に求めた。これは, 水の物性値を除くと水噴霧粒子径のみに依存する形となっており, 彼らの実験値(噴霧粒子径 155 μm)とよく一致している。しかし, 異なる噴霧粒子径(70 μm)を用いた文献(3)における実験でも Grissom らの実験値と同等の最大熱伝達係数が得られている。この事実は Grissom らの解析式では説明できない。さらに, 戸田と同様に Grissom も低環境圧下までの水噴霧冷却の解析はデータ不足という理由から行っていない。

したがって, 大気圧下から低環境圧下での過熱度 ΔT_s と最大熱流束 $q_{\max}$ (あるいは最大熱伝達係数 $\alpha_{\max}$) との関係を, 水噴霧条件も含め物理機構を考慮して理論的に解明したものは, 著者の知る限り見当たらない。

本報告では, 1 atm (1.01×10^5 Pa) 以下の環境圧 P_s (特に $608 \text{ Pa} \leq P_s \leq 2.67 \times 10^3 \text{ Pa}$) 下での, 過熱度 ΔT_s が比較的小さい場合の水噴霧冷却を対象とし, 伝熱面

* 原稿受付 1997年6月11日。

*1 正員, 住友精密工業(株) (☎ 660-0891 尼崎市扶桑町1-10)。

上での $\alpha_{\max}$ の T_s に対する依存性を解析的に調べる。その際、水噴霧ノズルの噴霧流量分布が大気圧と低環境圧下で大きく異なるという結果を、解析の中で現れる伝熱面への噴霧体積流量 w に反映させている。また、低環境圧下での伝熱面における最適蒸発時間 τ_{E0} を仮定し、 τ_{E0} 中に現れる未知数 ε_1 を基礎実験データから求め、これを理論式に用いている。得られた解析結果を文献(3)で得た実験結果と比較・検討する。

2. 解 析

2.1 解析対象 本報告の対象は、低環境圧下で噴霧ノズルにより微細化された高速の水滴が伝熱面に入射、水滴領域が混在した非常に薄い液膜領域を形成し、伝熱面から流入する熱が液膜内を熱伝導で伝わり、液膜上面から蒸発することにより、蒸発潜熱によって伝熱面を冷却する現象である。したがって、過熱度は比較的小さい範囲($0^\circ\text{C} \leq \Delta T_s \leq 40^\circ\text{C}$)を対象としている。

文献(3)では、この現象に対する最大熱伝達係数 $\alpha_{\max}$ と飽和水蒸気温度 T_s との関係、ならびに環境圧を種々固定した場合の最大熱流束 $q_{\max}$ と過熱度 ΔT_s との関係を実験により調べた。その際、噴霧方法として間欠噴霧と連続噴霧の2種類を採用した。最大熱伝達係数を与える伝熱面上液膜状態は非常に不安定であるため、実機での被冷却媒体の温度変化に対して、伝熱面状態がドライあるいはウェットになりやすく、冷却不足または過度の冷却媒体使用を引き起こしやすい。これを防ぐため、実機では間欠噴霧の使用を検討している。また、 $q_{\max}$ と ΔT_s との関係を得るために実験でも間欠噴霧を採用した。さらに、データ取得の容易さから連続噴霧も併用し、両噴霧状態にかかわらず、得られる $\alpha_{\max}$ の値が一致することを確認した。これを踏まえ、連続および間欠のいずれの噴霧方法にも適用可能な解析を本項以降で展開する。

2.2節において、文献(3)で得た $\alpha_{\max}$ と T_s との関係ならびに $q_{\max}$ と ΔT_s との関係を解析する。

2.2 伝熱面上の熱流束 ノズルから噴霧された水滴が、伝熱面上で半径 $\bar{r}_0$ 、厚さ $\bar{b}_0$ の円板状液膜になると仮定する。

飽和温度にある液膜が伝熱面上に形成されたときの熱伝導現象を、半無限固体の非定常熱伝導問題に近似して考える(図1)と、伝熱面から液膜への熱流束 q_c は次のように得られる⁽⁸⁾。

$$q_c = -\lambda_f \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{\lambda_f (T_w - T_s)}{\sqrt{\pi a_f \tau}} \quad (1)$$

ここで、 τ 、 λ_f および a_f はそれぞれ熱伝導が始まって

Fig. 1 Liquid film model on heating surface

からの経過時間、液膜の熱伝導率と温度伝導率である。液膜が伝熱面上に形成されてから、膜表面より蒸発が生じ始めるまでの時間 τ_{EC} を考える。 $x=0$ での液膜内温度こう配が、液膜内温度分布を直線近似した $(T_w - T_s)/\bar{b}_0$ に等しくなるまでの時間と定義すれば式(1)より、

$$\tau_{EC} = \frac{1}{\pi} \frac{\bar{b}_0^2}{a_f} \quad (2)$$

次に、液膜表面から蒸発が始まり、液膜が消滅するまでの時間 τ_{EF} およびその間の伝熱面からの熱流束 q_{EE} を求める。 c_{pf} と h_{fg} をそれぞれ液膜比熱および液膜蒸発潜熱とすれば、水噴霧冷却では顕潜熱比 $c_{pf}(T_w - T_s)/h_{fg}$ が1に比し十分小さいため、図1に示すような直線温度分布近似が可能であり、伝熱面からの伝熱はすべて蒸発によると考えれば次式を得る。

$$-\rho_f h_{fg} \frac{db}{d\tau} = \lambda_f \frac{T_w - T_s}{b} \quad (3)$$

ここで ρ_f は液膜密度を表す。また b は液膜表面から蒸発し始めてからの時刻 τ における液膜厚さを示す。上式から b は τ の関数として

$$b = \bar{b}_0 \sqrt{1 - 2 \frac{c_{pf}(T_w - T_s)}{h_{fg}} \frac{a_f \pi}{\bar{b}_0^2}} \quad (4)$$

したがって求める τ_{EF} は式(4)で $b=0$ と置くことにより、

$$\tau_{EF} = \frac{h_{fg}}{2 a_f c_{pf} (T_w - T_s)} \bar{b}_0^2 \quad (5)$$

この蒸発中の伝熱面からの熱流束 q_{EE} は、

$$\begin{aligned} q_{EE} &= -\lambda_f \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = \lambda_f \frac{T_w - T_s}{b} \\ &= \lambda_f \frac{T_w - T_s}{\bar{b}_0} \left[\sqrt{1 - 2 \frac{c_{pf}(T_w - T_s)}{h_{fg}} \frac{a_f \pi}{\bar{b}_0^2}} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (6)$$

2.3 液滴供給モデル 液滴供給サイクル τ_d を求める。 τ_d は式(1)、(2)、(5)および式(6)と併せて、最終的に求めるべき大気圧下における伝熱面上での熱流束を定義する際に用いる。

文献(6)の手法に準じ τ_d を算定する。噴霧液滴群の特性を表す液滴空間率、単位体積中の液滴数および噴霧流に垂直な面を通過する液滴束 [個/単位面積・単位時間] をそれぞれ f_l , n_{uv} , n_{ts} として次式を得ている。

$$f_l = w/v_0 \dots\dots\dots (7)$$

$$n_{uv} = \frac{6f_l}{\pi \bar{d}^3} = \frac{f_l}{\pi \bar{r}_0^2 \bar{b}_0} \dots\dots\dots (8)$$

$$n_{ts} = n_{uv} v_0 = \frac{6w}{\pi \bar{d}^3} = \frac{w}{\pi \bar{r}_0^2 \bar{b}_0} \dots\dots\dots (9)$$

w , v_0 はおのおの単位面積あたりの噴霧体積流量および液滴速度を表す。上式で液滴と液膜の体積が等しいとして、

$$\pi \bar{d}^3/6 = \pi \bar{r}_0^2 \bar{b}_0 \dots\dots\dots (10)$$

さらに、伝熱面上の任意の点に周期的に粒径 $\bar{d}$ の球状液滴が供給されていると仮定し、そのサイクルをミスト冷却では液滴供給サイクルと定義している。噴霧流空間を一辺 l の立方格子に分割して考えて、 l ならびに伝熱面上の任意の一点が液膜に覆われる確率 p_{r0} を以下のように得る。

$$p_{r0} = \pi \bar{r}_0^2/l^2 \dots\dots\dots (11)$$

$$l = (1/n_{uv})^{1/3} \dots\dots\dots (12)$$

式(7)～(10)および式(11), (12)より液滴供給サイクル τ_d は、

$$\tau_d = \frac{l^3}{p_{r0} v_0 l^2} = \frac{1}{\pi \bar{r}_0^2 n_{ts}} = \frac{\bar{b}_0}{w} \dots\dots\dots (13)$$

戸田⁽⁵⁾は伝熱面に衝突する液滴の大きさと形成液膜の厚さの関係を実験により求め、 v_0 と $\bar{d}$ が $v_0 \geq 7$ m/s かつ $\bar{d} \leq 2.6$ mm の場合、 v_f を水の動粘性係数として次式が成立することを得ている。

$$\bar{b}_0 = 5.409 \times 10^{-1} v_f^{0.4} \bar{d}^{0.6} \text{ [m]} \dots\dots\dots (14)$$

最後に、全平均熱流束 $\bar{q}_E$ を考える。伝熱面上に液膜が形成され、伝熱面から液膜へと熱伝導が生じる期間の平均熱流束 $\bar{q}_{EC}$ は、式(1)および式(2)より

$$\bar{q}_{EC} = \frac{1}{\tau_{EC}} \int_0^{\tau_{EC}} q_c d\tau = \frac{2}{\bar{b}_0} \lambda_f (T_w - T_s) \dots\dots (15)$$

与えられる。さらに、液膜上面から蒸発が始まってから時刻 τ_{E0} までの平均熱流束 $\bar{q}_{EE}$ は式(5)および式(6)より、

$$\begin{aligned} \bar{q}_{EE} &= \frac{1}{\tau_{E0}} \int_0^{\tau_{E0}} q_{EE} d\tau \\ &= \rho_f h_{fg} \frac{\bar{b}_0}{\tau_{E0}} \times \left[1 - \sqrt{1 - 2 \frac{c_{pf}(T_w - T_s)}{h_{fg}} \frac{a_f \tau_{E0}}{\bar{b}_0^2}} \right] \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

となる。したがって、求める液滴供給サイクル τ_d の平均熱流束 q_E は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{q}_E &= \frac{1}{\tau_d} (\bar{q}_{EC} \tau_{EC} + \bar{q}_{EE} \tau_{E0}) \\ &= \frac{1}{\tau_d} \left[\frac{2}{\pi} \bar{b}_0 \frac{\lambda_f}{a_f} (T_w - T_s) + \rho_f h_{fg} \bar{b}_0 \right. \\ &\quad \times \left. \left\{ 1 - \sqrt{1 - 2 \frac{c_{pf}(T_w - T_s)}{h_{fg}} \frac{a_f \tau_{E0}}{\bar{b}_0^2}} \right\} \right] \dots\dots (17) \end{aligned}$$

最後に、伝熱面での熱流束 q に対して、熱伝達係数 α を次式で定義する。

$$\alpha = q/(T_w - T_s) \dots\dots\dots (18)$$

2・4 最大熱伝達係数 2・3節までで、水噴霧冷却による伝熱面からの熱流束 q_E に対する評価式を準備した。過熱度が小さい ($0^\circ\text{C} \leq \Delta T_s \leq 40^\circ\text{C}$) 場合、与えられた低環境圧下において最大熱流束 $\bar{q}_{E, \max}$ は ΔT_s に比例することが、文献(2), (3)の実験で報告されている。しかしながら、式(5)で与えられる蒸発時間を式(17)に代入して得られる熱流束の形はこの実験結果を説明できない。そこで本節では、大気圧以下での低環境圧下で得られる最大熱流束(換言すれば最大熱伝達係数)に使用すべき蒸発時間(以後最適蒸発時間と呼ぶ) τ_{E0} について考察する。

τ_{E0} は、

λ_f の減少関数、

ΔT_s の減少関数、

ρ_f の増加関数、

h_{fg} の増加関数、

$\bar{b}_0$ の増加関数。

であると考えられるので、 τ_{E0} として次式

$$\tau_{E0} = \varepsilon_1 - \varepsilon_1^2 \cdot \frac{1}{2} \frac{c_{pf} a_f (T_w - T_s)}{h_{fg} \bar{b}_0^2} \dots\dots\dots (19)$$

を仮定し、かつ、上式中の ε_1 は環境圧に依存しない定数と仮定する。 τ_{E0} は、所与の環境圧と伝熱面温度に対して、伝熱面上の水噴霧状態が最大熱伝達係数を達成する場合の蒸発時間が満足すべき形を示す。式(19)を式(17)に代入し、式(18)を用い整理すると、求める最大熱伝達係数 $\alpha_{\max}$ は、

$$\alpha_{\max} = \frac{1}{\tau_d} \left[\frac{2}{\pi} \bar{b}_0 \rho_f c_{pf} + \frac{\lambda_f}{\bar{b}_0} \varepsilon_1 \right] \dots\dots\dots (20)$$

となり過熱度に陽には依存しない。すなわち、最大熱流束 $q_{E, \max}$ は式(18)と式(20)から、

$$\bar{q}_{E, \max} = \frac{1}{\tau_d} \left[\frac{2}{\pi} \bar{b}_0 \rho_f c_{pf} + \frac{\lambda_f}{\bar{b}_0} \varepsilon_1 \right] (T_w - T_s) \dots (21)$$

となり、過熱度に比例することがわかる。

最後に、 ε_1 の決定方法について述べる。文献(3)で最大熱伝達係数を実験で求めるに際して、間欠水噴霧を行った。間欠噴霧の噴霧時間 τ_{on} (数十～数百 ms)中に噴霧粒子は伝熱面に入射し、水滴板になるか、あるいは他の水滴板と合体し水膜となり、おにも噴霧休止

時間 τ_{off} (数十 ms) に蒸発する様子が観察された。また、最適噴霧状態では、伝熱面上の2分の1から4分の3が大小の合体水膜で覆われており、噴霧流量が比較的少ない伝熱面部分で付着水滴が他の粒子と独立した状態で蒸発していた。このように、一般に最大熱伝達係数を与える伝熱面上の状態は、大小の合体水膜と単独水滴板が混在した様相を呈する。また、合体水膜の厚みは、必ずしも $\bar{b}_0$ とはなっていないと考えられる。しかし、各種の噴霧条件(例えば個々の実験で使用するノズルの噴霧流量分布)まで考慮して個々の合体水膜の厚みやその蒸発時間、単独水滴板と合体水膜の存在比率等を決定することは困難である。したがって、本研究では入射した水滴の厚みはすべて $\bar{b}_0$ として扱うことにし、さらに以下の(1)および(2)のモデル化を行うことにより、独立水滴板と合体水膜に対して平均的な蒸発時間を考えることにより、過熱度が比較的小さい場合の水噴霧冷却に対する解析解を求めることにする。

(1) τ_{on} 時間中に伝熱面に供給される水粒子の蒸発は、主として τ_{off} 中に起こる。

(2) 個々の粒子の蒸発時間は近似的に次式で評価される。

$$\tau_{E0} = \frac{\tau_{off}}{\tau_{on}} \tau_d \dots\dots\dots (22)$$

τ_{on} 時間中に τ_{on}/τ_d 回供給された粒子が、 τ_{off} 中に蒸発すると考えると、単位厚みあたりの蒸発時間は $\tau_{off}\tau_d/(\bar{b}_0\tau_{on})$ となる。したがって、最大熱伝達係数が達成される際の、入射した水滴により生じる独立水滴板と合体水膜とに対して考えた厚み $\bar{b}_0$ の水滴板に対応する平均蒸発時間を、式(22)で与える $\tau_{E0} = \tau_{off}\tau_d/\tau_{on}$ で評価することにする。

Fig. 2 Experiment facilities

3. 実験

3・1 ϵ_1 決定実験 ϵ_1 を決定するための実験を行った。図2は実験のセットアップおよび供試体概念図である。電磁弁付ノズルから水噴霧を行い、加熱された供試体上部の伝熱面を冷却する。供試体はアクリルケースで覆われ、アクリルケース内部圧(環境圧)は大気圧から低環境圧まで圧力調節が行える。

図3に示す伝熱ブロックは供試体の主要構成要素である。供試体は、外径 50 mm、高さ 100 mm のアルミニウム製伝熱ブロックと、これを取り巻くテフロン(ポリ四ふっ化エチレン)製のカバー、ならびに環状ヒータ、温度センサ($T_1 \sim T_6$: 外径 1 mm) とから構成されている。温度センサはタイプ T 銅-コンスタンタン熱電対を使用した。図3中の長さの単位は mm である。

実験は、 8×10^{-1} , 1.2 kPa および 1.01×10^2 kPa の 3 種類の環境圧下で行った。所与の環境圧において、ヒータ発熱量(伝熱面への熱流束)を一定にし、間欠噴霧を開始する。加熱伝熱ブロック上端面への熱流束は、ブロックの回転対称軸上に配した $T_1 \sim T_6$ の温度センサ(線径 1 mm)により計測される。また、伝熱面(上端面)の表面温度は、上端から 1.5 mm 下方に 120° ず

Fig. 3 Heating block

Fig. 4 Evaporation parameter ϵ_1

Table 1 Spray flow rate on heating surface

P_s [Pa]	w [$\text{m}^3/\text{m}^2\cdot\text{sec}$]
8.00×10^2	1.72×10^{-4}
1.20×10^3	1.85×10^{-4}
2.67×10^3	1.93×10^{-4}
1.01×10^5	1.32×10^{-4}

つ位相をずらし、かつ、差込み深さも変えて配したセンサ $T_1 \sim T_3$ にて計測し、これらの平均値により伝熱面の温度を定義している。 $T_4 \sim T_6$ の値から伝熱面での熱流束を求め、さらに $T_1 \sim T_3$ の値から過熱度を得、両者により式(18)を用いて伝熱面上における熱伝達係数 α を求める。間欠噴霧の噴霧時間 τ_{on} と噴霧休止時間 τ_{off} を変え、所与のヒータ発熱量に対して最大熱伝達係数を与える τ_{on} と τ_{off} を求める。

3・2 実験結果 各環境圧に対し実験で得られた最大熱伝達係数での τ_{on} と τ_{off} の値を式(22)に代入し、これを式(19)と等置することにより得た ε_1 を図4に示す。なお、使用したノズルから噴霧される水粒子の $\bar{d}$ は、体積平均粒径で $\bar{d}=70 \times 10^{-6} \text{ m}$ である。図4からわかるように比較的小さい過熱度の範囲では、 ε_1 は環境圧ならびに過熱度に対して特定の相関をもっていない。すなわち、式(19)で置いた ε_1 に対する仮定が成立することが確認できた。図4より、

$$\varepsilon_1 = 5.32 \times 10^{-3} \quad [\text{s}] \quad \dots\dots\dots (23)$$

を得る。なお、図4において $\varepsilon_1 = 5.32 \times 10^{-3}$ からのばらつきの大きい実験値が一部に見られるが、これは実験で使用した τ_{on} および τ_{off} の測定刻み幅に起因するものであり、定数 ε_1 の存在を否定するものではないと考える。したがって、得られた実験データの平均で ε_1 を決定している。

3・3 伝熱面への噴霧流量 所与の環境圧での水噴霧冷却における最大熱伝達係数を解析により求めるためには、噴霧ノズルから伝熱面に入射する水の噴霧流量を正確に把握することが必要である。微小粒子を噴霧するノズルでは、ノズルの噴霧差圧(=ノズル入口直近での水圧-ノズル出口での周囲圧)を一定に保持しても、環境圧が変わると伝熱面への噴霧流量が顕著に変わることが、文献(3)で行った実験の過程で判明している。そこで、文献(3)における代表的な環境圧に関し、ノズルから伝熱面上への噴霧流量 w について実測した結果を表1に示す。4章の計算では、表1の結果をピボット値とし、その他の点での値は線形補間した値を使用する。例えば、飽和水蒸気温度が $23^\circ\text{C} \leq T_s \leq 100^\circ\text{C}$ (対応する飽和水蒸気圧で表すと

Fig. 5 Relation between $\alpha_{\max}$ and T_s

$2.67 \times 10^3 \text{ [Pa]} \leq P_s \leq 1.01 \times 10^5 \text{ [Pa]}$) の場合に対しては次式を使用する。

$$w = 4.23744 \times 10^{-4} - 7.808 \times 10^{-7} (T_s + 273.15) \quad [\text{m}^3/(\text{m}^2 \cdot \text{s})] \quad \dots\dots\dots (24)$$

4. 結果および議論

2章および3章で得られた式(20)~(23)および式(24)を用いて、大気圧以下の環境圧において過熱度が小さい場合の、水噴霧冷却を受ける伝熱面上での最大熱伝達係数 $\alpha_{\max}$ および最大熱流束 $\bar{q}_{E\max}$ を算定することができる。なお、 ΔT_s が小さい場合を対象としているため、式(20)中の物性値の参照温度は、所与の環境圧に対応する飽和水蒸気温度を採ることとする。解析による飽和水蒸気温度と最大熱伝達係数との関係を図5に示す。図5には、文献(3)および文献(9)で得られている実験値を比較のために併記している。また、環境圧がわかるように飽和水蒸気温度に対応する飽和水蒸気圧も併せて記入している。

解析値と実験値とは、 $3.6^\circ\text{C} \leq T_s \leq 100^\circ\text{C}$ の範囲で最大誤差7%でよい一致を示している。しかし、 T_s が水の三重点温度(3.6°C)未満では両者に顕著な差異が現れている。そのおもな原因としては、 T_s が 3.6°C 未満での実験では、供試体周りに水の凍結が起こりやすく、正確に最大熱伝達係数を求めることが困難であることが挙げられる。そのため、三重点温度以下に対応する実験結果⁽¹⁾⁽³⁾⁽⁹⁾ は、当該飽和水蒸気温度で水噴霧蒸発冷却が本来有する能力を十分反映していない可能性が高い。したがって、この両者の差異は、 T_s が 3.6°C 未満での水噴霧冷却において、水凍結防止のための十分な手段を講じることができれば実験で得られるであろう最大熱伝達係数と、報告されているそれとの差を定量的に示しているものと考えられる。例えば -10°C においては約2倍の熱伝達係数を達成する冷却装置の設計が可能となるであろうことを示唆している。

図5を用いると、式(20)の左辺の熱伝達係数は所与のものと考えられる。このとき、式(20)は式(13)と式

(23)を用いて所与の環境圧および過熱度において $\alpha_{\max}$ を達成する際に、 $\bar{b}_0$, w および $\tau_{\text{off}}/\tau_{\text{on}}$ が満たすべき噴霧条件を与える。例えば水噴霧粒子径 d が所与のものとする、式(14)から $\bar{b}_0$ が決まる。これと式(20)から必要な w が得られる。最後に、式(19), (22) および式(23)を用いて与えるべき間欠噴霧時間比 $\tau_{\text{off}}/\tau_{\text{on}}$ が決まる。したがって、Grissom らの解析式では得られなかった一組の噴霧条件($\bar{b}_0$, w および $\tau_{\text{off}}/\tau_{\text{on}}$)の関係が得られる。さらに上述のように間欠噴霧時間比 $\tau_{\text{off}}/\tau_{\text{on}}$ は決まるが、 τ_{off} と τ_{on} の絶対値には任意性が残されている。しかし、式(23)から蒸発時間が 1 ms のオーダーであることから特に τ_{off} の下限値が存在することが明らかである。間欠噴霧では、オフ状態から噴霧角が最大になるまで 1~10 ms 程度の時間を必要とする。したがって、上記のこととも相まって数 ms が、実用上の τ_{off} の下限値とも考えられよう。

次に、式(21)について考察する。低い過熱度の範囲では ϵ_1 が一定であることと、水の熱伝導率および密度の温度変化が小さい(40°Cの温度変化で λ_f は約 5%, ρ_f は約 0.4%)ことから、同式は噴霧粒子の大きさにかかわらず低い過熱度に対して線形性が成立することを示し、文献(2)および文献(3)で得られた実験結果を反映したものとなっている。さらに、文献(3)で述べているように図5中の実験値は連続噴霧と間欠噴霧という噴霧状態に依存せず、 $3.6^\circ\text{C} \leq T_s \leq 100^\circ\text{C}$ では式(23)の ϵ_1 を式(20)に用いて得られた計算結果がこれと一致することから、式(20)は $3.6^\circ\text{C} \leq T_s \leq 100^\circ\text{C}$ において連続噴霧にも適用可能な解析解であることがわかる。

5. 結 論

大気圧以下の低環境圧における水噴霧冷却に関する解析を行い、次の結果を得た。

(1) 低い過熱度範囲での最大熱伝達係数と飽和水蒸気温度との関係を表し、実験結果とよく一致する解

析解を得た。

(2) 過熱度が小さい場合、熱流束が過熱度に比例するという実験結果を、微小噴霧粒子の場合を含め解析で示した。

(3) 所与の環境圧および過熱度に対して最大熱伝達係数を達成するために、噴霧条件 $\bar{b}_0$, w および $\tau_{\text{off}}/\tau_{\text{on}}$ が満たすべき関係を示し、異なる噴霧条件で水噴霧冷却を行う場合の基準を得た。

(4) 間欠噴霧時間の下限値が ms のオーダーであることを得た。

(5) 環境圧が水の三重点圧以下の場合の理想的な水噴霧冷却の熱伝達係数が、既存の実験結果に比しどの程度異なるかを、定量的に示した。

本研究は、宇宙開発事業団平成4年度委託業務「HOPE 熱シンク装置の研究(その4のイ)」の一環として行ったものである。ここに、同事業団ならびに三菱重工業(株)に謝意を表する。

文 献

- (1) Grissom, W. M. and Wierum, F. A., LIQUID SPRAY COOLING OF A HEATED SURFACE, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **24**(1981), 261-271.
- (2) Nason, J. R., Wierum, F. A., and Yanosy, J. L., Challenges in the Development of the Orbiter Active Thermal Control Subsystem, *NASA Conf. Publ.*, 2342 Part 1, Space Shuttle Technical Conference, (1983), 1-15.
- (3) 青木伊知郎, 真空環境下での水噴霧冷却(第1報), 機論, **60**-580, B(1994), 4159-4164.
- (4) 戸田三朗, ミスト・クーリングに関する研究(第1報), 機論, **38**-307(1972), 581-588.
- (5) 戸田三朗, ミスト・クーリングに関する研究(第2報), 機論, **39**-323(1973), 2160-2171.
- (6) 戸田三朗, ミスト・クーリングに関する研究(第3報), 機論, **39**-323(1973), 2172-2185.
- (7) 戸田三朗, ミスト・クーリングに関する研究(第4報), 機論, **39**-323(1973), 2186-2193.
- (8) 西川兼康・藤田恭伸, 機械工学基礎講座 伝熱学, (1993), 51-55, 理工学社.
- (9) 中村達三郎・ほか2名, 宇宙往還機用熱シンク装置の研究開発(その1), 第29回日本伝熱シンポジウム講演集, (1992), 111.