

着霜現象に関する研究*

(霜層密度および厚さの無次元数整理について)

齊藤 図**, 戸倉 郁夫**
岸浪 紘機**, 上村 茂弘***

A Study on Frost Formation

(On Dimensionless Parameters Correlating Density and Thickness of Frost Layer)

by Hakaru SAITO, Ikuo TOKURA,
Koki KISHINAMI, and Shigehiro UEMURA

The observation of the frosting process in an early stage of the deposition revealed that, in the range of our experiments, the process begins with the condensation of water vapor on the wall in the form of supercooled liquid water droplets. From these observations, it was clarified that the frost density is affected by the number density of the frost nuclei and that the formation of frost nuclei depends on the heat and mass transfer conditions. Consequently, the dimensional analysis was carried out to find the dimensionless parameters which correlate the thermal conductivity of a frost layer. The experimental results of the density and the thickness of the frost layer were correlated fairly well by the parameters introduced by the dimensional analysis for the cases of frost formations on the vertical plate and the horizontal cylinders in an array in free convection.

Key Words: Phase Change, Mass Transfer, Frost Formation, Frost Layer, Dimensional Analysis, Growth Rate

1. 緒 言

着霜現象は、工業界では、多成分気体からの成分の分離などに利用されている。一方、低温熱交換器の表面上に成長する霜層は、熱抵抗の増大および通風抵抗の増大をもたらす、消費電力を増大させる原因となる。それゆえ、霜層の熱物性や成長量を予測することは、実際面への応用という観点から重要である。また、着霜のメカニズムを知ることは、着霜の促進や抑制すること、換言すれば、着霜現象の制御方法にも関連し、広い発展性が期待できよう。

着霜時の熱伝達は、霜層発生初期には単にあらい伝熱面と見なされる状態から、より厚く密に成長して表面が融解し、霜層内部の熱移動と、その上に発達する境界層内の熱移動との連成問題として取り扱わなければならない状態まで連続的に変化する。また、霜層の成長は、氷と空気の多孔質物体の表面および内部への水蒸気のたい積であり、きわめて複雑な過程である。それゆえ、現在まで報告されている着霜に関する研究

は、ほとんどが実験的な研究である。その研究対象も、自然対流中の垂直平板⁽¹⁾⁽²⁾、垂直円管⁽³⁾、水平円管群⁽⁴⁾⁽⁵⁾、強制対流中の平板⁽⁶⁾、円管⁽⁷⁾、二重円管⁽⁸⁾あるいは、フィンコイル熱交換器の着霜を扱ったもの⁽⁹⁾など多岐にわたっている。それらの研究によって、着霜時の霜層表面の熱伝達と物質伝達の間アナログが成立すること、あるいは霜層の熱伝導率は主として霜層の密度によって決定されることが明らかにされてきた。しかしながら、霜層の密度がどのような因子によって決定されるのか、ということに関しては、現在まで明らかにされていない。

霜層の物性や成長速度を予測しようとする試みがいくつか報告されている。山川ら⁽¹⁰⁾あるいは林ら⁽¹¹⁾は霜層をモデル化して、霜層の密度や成長量を計算した。しかしながら、それらの方法は、計算を開始するために、実験的にわかる初期値が必要である。またCremersら⁽³⁾やSchneider⁽⁷⁾は、霜層の厚さを与える実験式を導入している。彼らの実験式は、与えられた条件に対して予測が困難な霜表面温度を含んでいるため、その適用範囲が周囲湿度が高い場合(すなわち、 $T_f = 0^\circ\text{C}$)に限られる。したがって、現在のところ、霜層の物性値や成長量を予測する簡便な方法は、まだ確立していないといえる。

* 昭和58年11月22日 第922回講演会において講演、原稿受付 昭和58年5月12日。

** 正員、室蘭工業大学産業機械工学科(〒050 室蘭市水元町27-1)。

*** 正員、ダイキン工業(株)研究所(〒591 堺市金岡町1304)。

本研究では、着霜開始時の水分のたい積挙動の観察を行い、着霜がいかなる過程を経て始まるか明らかにすることを試みた。さらに、次元解析を用いて、霜層の物性値や厚さを予測する無次元量を導入した。それらの無次元量を用いて、自然対流下の垂直平板および水平円管列に付着する霜層の密度および厚さを整理した結果について報告する。

2. 記号

- b : 管すきま m
 D : 拡散係数 m^2/s
 d : 円管直径 m
 H_F : 霜層の厚さ m
 h : 熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$
 h_D : 物質伝達率 m/s
 L : 相変化の潜熱 J/kg
 \dot{m} : 着霜速度 $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$
 m_F : 霜の付着量 kg/m^2
 T : 温度 $^{\circ}\text{C}$
 x : 代表長さ (冷却面前縁からの距離) m
 λ_a : 空気の熱伝導率 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
 λ_F : 霜層の熱伝導率 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
 ρ : 湿り空気の密度 kg/m^3
 ρ_F : 霜層の密度 kg/m^3
 ρ_{ice} : 水の密度 kg/m^3
 τ : 時間 s
 ϕ : 相対湿度 %
- 添字
- F : 霜層
 f : 霜層表面
 w : 冷却面
 l : 水蒸気
 ∞ : 周囲状態

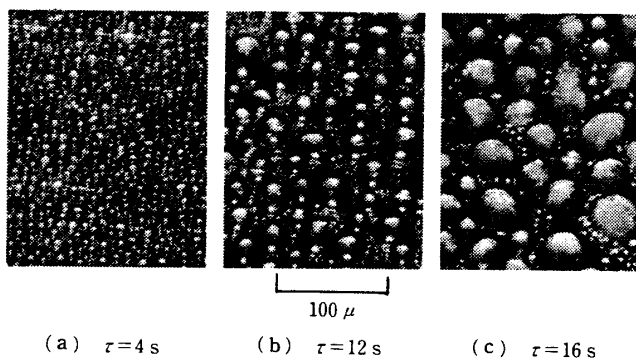


図1 着霜の観察写真 ($T_{\infty}=20^{\circ}\text{C}$, $T_w=-15^{\circ}\text{C}$, $\phi=53\%$, 主流流速 6 m/s)

3. 着霜過程の観察

3.1 霜核の発生 着霜初期の冷却面上の水分のたい積を観察するために、小形の風洞を製作し、強制対流下で着霜実験を行った。冷却面 ($30\text{ mm}\times 110\text{ mm}\times 1\text{ mm}$, 銅板) は、最初ポリエチレンフィルムで覆っており、冷却面が所定の温度まで冷却された後、フィルムを取り去り実験を開始する。水分のたい積過程は、顕微鏡に取付けた 35 mm カメラで 2 s ごとに記録された。以上の実験により、 -5°C から -30°C 程度の冷却面温度では、着霜は、最初に過冷却水滴の凝縮によって始まるのがわかった。観察写真の一例を図1に示す。観察位置は冷却板の前縁から 5 mm の位置である。フィルムを取り去った直後 (4 s 後) には、直径 $6\text{ }\mu\text{m}$ 程度の過冷却水滴が一面に付着しているのがわかる [図1(a)]。その過冷却水滴が時間の経過とともに成長、合体を繰り返して大きくなっていく [図1(b)]。また、水滴が合体した後の露出した冷却面上には、新しく微小な過冷却水滴が付着しているのが観察される。ある時間に過冷却水滴は凍結して霜たい積の核となり [図1(c)]、以後はその凍結した水滴の上に霜 (氷) の結晶が主として壁面に垂直方向に一次的に成長していくことがわかった (図2)。図1(c)の写真で明らかなように、過冷却水滴が凍結した場合には白濁することから、水滴が凍結したかしないかは容易に確認できる。

3.2 過冷却水滴の凍結に及ぼす諸条件の影響

凝縮開始から過冷却水滴が凍結するまでの時間 (凍結時間と呼ぶことにする) は、霜の核の大きさあるいは数密度 (単位面積当たりの個数) を規定する重要な因子であると考えられる。なぜなら、同一条件では凍結時間が長いほど、核は大きく成長できるからである。浮遊状態下の過冷却水滴の凍結には、水滴の純度や大きさが影響していることが実験的に明らかにされている⁽¹²⁾。本実験の場合のように、冷却面上の過冷却水滴の凍結には、水滴どうしの合体や主流の影響があり、浮遊状態下の水滴の場合とは異なった凍結の要因が作用してい

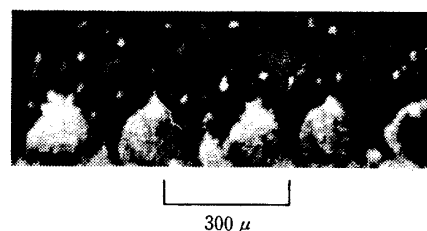


図2 着霜の観察写真 ($T_{\infty}=20^{\circ}\text{C}$, $T_w=-10^{\circ}\text{C}$, $\phi=44\%$, 主流流速 5 m/s)

ものと考えられる。図3に凍結時間の実測値の一例を示す。図中の各線は、実測値の傾向を示したものである。本実験で明らかになった凍結時間を短くする要因としては、以下のものが挙げられる。

- (1) 冷却面温度が低いこと
- (2) 主流の温度および湿度が高いこと
- (3) 主流の流速が大きいこと
- (4) 冷却面の前縁に近いこと
- (5) 水滴と冷却板表面の接触角が小さいこと

以上のうち、条件(5)は、冷却面の物理的な性質に依存しているが、条件(1)~(4)は、いずれも熱および物質伝達が大なる条件に対応している。水滴は、熱および物質伝達が大なるほど凍結し難いと思われるので、上記の実験結果は一見奇異に感ぜられるかもしれない。しかしながら、過冷却水滴の凍結が、水滴が受ける物理的な外乱によって促進されると考えることにより、上記の実験結果は矛盾なく説明される。つまり、物質伝達量が多いほど水滴が合体する機会も多くなり、合体の際の水滴の変動が凍結を促進させると考えることができる。また、主流流速が大なるほど過冷却水滴が主流から受ける外乱も大きくなり、凍結しやすくなると予測される。また、成長および合体を繰り返した過冷却水滴は、径の大きなものから凍結していく傾向があるのが観察された。これは、直径の大きな水

滴ほど、主流からの外乱を受けやすいためと考えられる。

3.3 着霜初期の霜層物性を規定する因子 上述のように、着霜は過冷却水滴の凝縮で始まり、その水滴が凍結したものが霜の核となる。水蒸気は濃度勾配の大きな場所に集まりやすいので、冷却面上に発生した微小な霜の核の上に集中し、霜が一次的に成長していくものと考えられる(図4)。このように、初期の霜層の成長が一次的であると考えれば、霜層の密度は、霜の核の数密度によって強く影響されるということが容易に推察される。霜層たい積のベースとなる霜の核の大きさあるいは数密度を規定する因子として凍結時間があり、その凍結時間を左右する要因としては、冷却面の性状(ぬれやすさ)や熱および物質伝達条件がある。したがって、着霜開始時の熱および物質伝達条件は、単に伝熱量や物質伝達量を規定するだけでなく、霜の核の数密度、さらには、着霜初期の霜層の密度を決定する重要な因子であると考えられる。

4. 無次元量の導入

霜層の重要な熱物性値の一つとして熱伝導率がある。λ_Fの測定値の一例は、文献(5)の図2に、他の実験者による値を比較して示してある。この図より、λ_Fは、実験者によって多少異なる値を示してはいるものの全体としてはρ_Fのみの関数とみて大きな誤りはないと考えられる。すなわち、ρ_Fを規定している因子が同時にλ_Fを決定していることになり、λ_Fを予測するためには、ρ_Fに影響を与える諸量がわかればよいということになる。

図4で示されるような、着霜初期の霜層の場合には、ρ_Fは霜の核(温度がほぼT_wに等しい)の数密度によって決定され、成長先端付近の条件(温度がT_f)には、さほど影響を受けないものと考えられる。つまり、着霜初期のρ_Fは霜の核の数密度で決まる履歴をもつと考えられ、そのような霜の核の生成には、前述したように、着霜開始時の熱および物質伝達条件が関与している。そこで霜の熱伝導率(あるいはρ_F)を規定する諸量として(λ_Fのほか)に、h、T_∞-T_w、h_D、ρ_{1∞}-ρ_{1w}、L、x、τおよびλ_aを選び、次元解析を行うと、つぎの結果が得られる。

$$\frac{\lambda_F}{\lambda_a} = f \left\{ \frac{h_D(\rho_{1\infty} - \rho_{1w})L}{h(T_\infty - T_w)}, \frac{h_D \tau}{x}, \frac{hx}{\lambda_a} \right\} \dots\dots (1)$$

ここで、物質伝達率は次式で定義される。

$$\dot{m} = h_D(\rho_{1\infty} - \rho_{1w}) \dots\dots\dots (2)$$

f{ }内の第1項目は、水蒸気移動による潜熱量と対流伝熱量の比を示す無次元量である。第2項目は、周

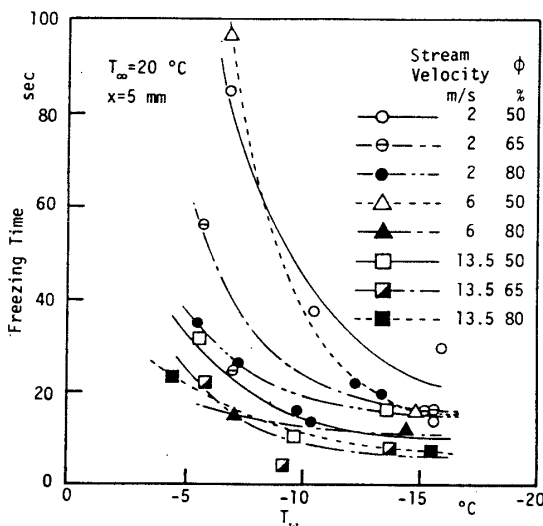


図3 凍結時間

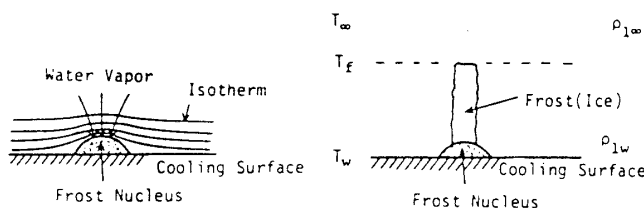


図4 着霜初期の霜成長モデル図

困湿り空気に含まれる水蒸気量に対して、霜層表面に伝達される水蒸気の割合を示す無次元量である。第3項目はヌセルト数である。

上述の次元解析は、着霜初期の霜層の物性は着霜開始時の熱および物質伝達条件で決定されるという考えを基礎としている。したがって用いた物理量は基本的に通常の境界層問題で使用されるものと同様であり、 $f\{\}$ 内の各無次元量の値は、着霜条件(すなわち、 $T_\infty, T_w, \phi, \tau$) および h, h_D の値が与えられれば決定できる。

5. 霜層の密度と厚さの無次元整理

5.1 自然対流中の垂直平板の着霜 4章で導入した無次元量の適用性を調べるために、垂直平板(270 mm×340 mm)を用いて自然対流下で着霜実験を行った。実験装置および実験方法は、文献(2)の場合と同様である。

5.1.1 霜層の密度の無次元整理 図5は、霜層の密度、 ρ_F/ρ_{ice} 、と無次元量 $(h_D\tau/x)(hx/\lambda_a)$ の関係を示したものである。無次元量中の h および h_D の値には、著者らの実験値を使用した〔文献(2)の式(3)および(4)〕。この図より、グループAおよびBで示される実験値〔図6の直線(a)で近似される部分の実験値に対応している〕を除いた他の実験値は、ほぼ、次式によって表されることがわかる。

$$\rho_F/\rho_{ice} = 0.001 Z_1^{1/2}, \quad Z_1 > 5 \times 10^3$$

$$Z_1 = (h_D\tau/x)(hx/\lambda_a) \dots\dots\dots (3)$$

しかしながら、図では明確に現れていないが、冷却面温度が低いほど、 ρ_F はわずかながら低い値を示す傾

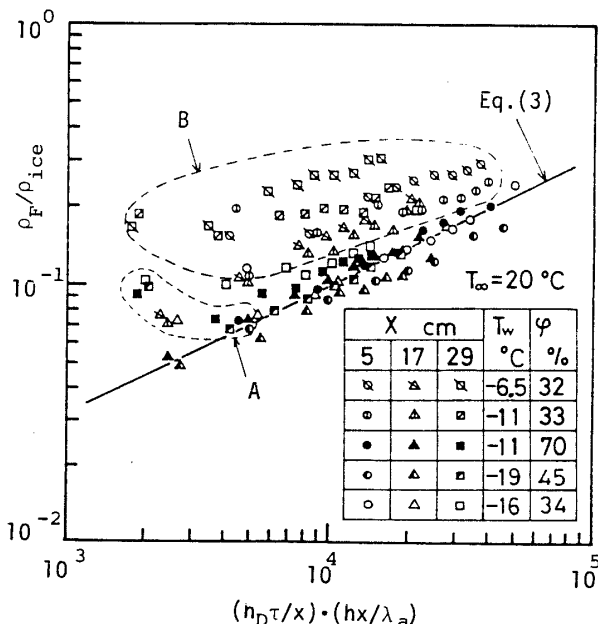


図5 霜層密度の無次元整理

向にある。したがって、 ρ_F は $(h_D\tau/x)(hx/\lambda_a)$ のみの関数ではなくて、 T_w にも依存しているものと思われる。霜の付着量の実測値は、時間のほぼ一乗に比例して増加している。また、図6の直線(b)に示されるように、霜の厚さは、時間が経過すると、時間の1/2乗に比例して増加するので、霜の密度は時間の1/2乗に比例して増加することになる。それゆえ、式(3)が成立するという事は、周囲から伝達された水蒸気が、霜表面だけにたい積するのではなく、霜層の内部にもたい積することを意味しており、霜の成長が図4で示される一次元的な成長に続く三次元的な成長段階へ移行したことを示しているものと考えられる。一次元的な成長を示す部分〔図6の直線(a)で示される〕の霜層の密度は、霜の核が発生した段階での密度との総合的な関係によって決定されると考えられる。したがって、この時期の霜層の密度は、図5のグループAおよびBで示されるように、着霜条件によってかなり異なった値を示しており、単に無次元量 $(h_D\tau/x)(hx/\lambda_a)$ だけでは決定することができない。

5.1.2 霜層の厚さの無次元整理 霜の付着量は次式によって表される。

$$m_F = \rho_F H_F = h_D(\rho_{1\infty} - \rho_{1F})\tau \dots\dots\dots (4)$$

霜層表面温度は予測が困難なため ρ_{1F} を前もって計算することはできない。そこで、便宜的に ρ_{1F} の代わりに ρ_{1w} を使用すると、霜層の厚さは、近似的に

$$\frac{hH_F}{\lambda_a} = \frac{(\rho_{1\infty} - \rho_{1w})}{\rho_F} \left\{ \left(\frac{h_D\tau}{x} \right) \left(\frac{hx}{\lambda_a} \right) \right\} \dots\dots\dots (5)$$

となる。 ρ_F に式(3)を代入すると上式は

$$\frac{hH_F}{\lambda_a} \propto \frac{(\rho_{1\infty} - \rho_{1w})}{\rho_{ice}} \left\{ \left(\frac{h_D\tau}{x} \right) \left(\frac{hx}{\lambda_a} \right) \right\}^{1/2} \dots\dots\dots (6)$$

と書くことができる。図6に、霜層の厚さ hH_F/λ_a 、

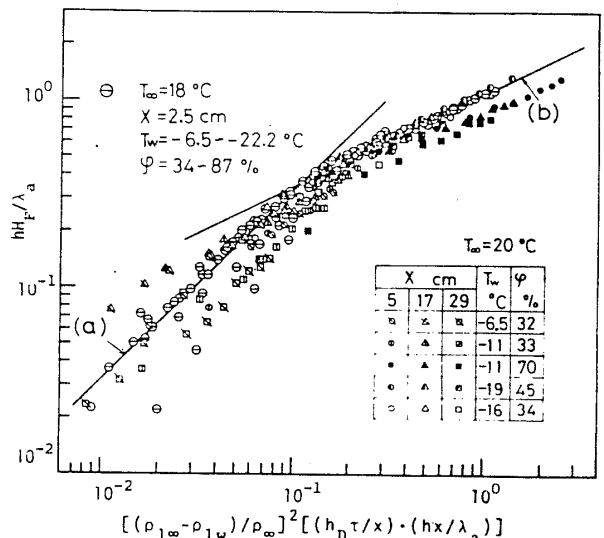


図6 霜層厚さの無次元整理

と $\{(\rho_{1\infty} - \rho_{1w}) / \rho_{\infty}\}^2 \{(\bar{h}_D \tau / x)(hx / \lambda_a)\}$ の関係を示してある。図中の実線は実験値の傾向を示したものである。この図は、霜層の成長を、横座標の値が約 10^{-1} を境として、二つの部分に分けることができることを明らかにしている。一つは、霜層の厚さが時間の一乗に比例して増加する部分〔図6、直線(a)〕であり、これは式(5)からわかるように、 ρ_F が一定値をとる場合に実現されると考えられるので、図4で示されるような一次元的な霜の成長を示しているものと考えられる。もう一つは、霜層の厚さが時間の1/2乗に比例して増加する部分〔図6、直線(b)〕であり、水蒸気が霜層表面だけでなく、霜層内部にもたい積する三次元的な成長形態を示していると解釈できる。各部分の霜層の厚さは、それぞれ次式によって表される。

$$h\bar{H}_F / \lambda_a = 3.23 Z_2, \quad Z_2 < 0.11 \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$h\bar{H}_F / \lambda_a = 1.08 Z_2^{1/2}, \quad Z_2 > 0.11 \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 $Z_2 = \{(\rho_{1\infty} - \rho_{1w}) / \rho_{\infty}\}^2 \{(\bar{h}_D \tau / x)(hx / \lambda_a)\}$ である。

5・2 自然対流中の水平円管列の着霜 実験は、5本の水平円管(外径28.5mm、長さ1400mm、厚さ1mmの銅管)を垂直に並べて自然対流下で行った。実験の詳細および結果については、文献(5)を参照されたい。ここでは、説明の都合上、霜層の密度および厚さの無次元整理に関連した結果のみを引用する。円管列の着霜の場合には、霜層の成長にともない、有効管すきまは時間的に減少し、さらに初期管すきまが小さな場合には、上下の管の霜層が接触してしまう場合が生じる。また、各管の下流よどみ点付近の霜層の厚さは、他の部分に比べて小さな値を示しており、霜層は完全な円形を保って成長しない。しかしながら、実験によると、部分的に同心円状に成長している場所があることが示されている〔文献(5)、図4〕。この円形を保っている部分の霜層厚さを代表霜厚さ \bar{H}_F と定義する。各管に付着する霜層の見かけの平均密度 $\bar{\rho}_F$ は、管の全周に付着した着霜量と、代表霜厚さを用いて算出される。各管の平均物質伝達率 \bar{h}_D の値には、実験値を使用し、平均熱伝達率 \bar{h} の値は、熱伝達と物質伝達のアナログを用いて計算した。このようにして求めた、管列中の各管に付着する霜層の見かけの平均密度および代表霜厚さを無次元量を用いて整理した結果は、図7および図8に示してある。図中の b の値は管すきまである。これらの図より、各管に付着する霜層の平均密度および代表霜厚さは、それぞれ以下の式によって表される。

$$\bar{\rho}_F / \rho_{ice} = 8 \times 10^{-4} Z_3^{1/2}, \quad Z_3 > 2 \times 10^3 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\bar{h}\bar{H}_F / \lambda_a = 1.2 Z_4^{1/2}, \quad Z_4 > 0.2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 $Z_3 = (\bar{h}_D \tau / d)(\bar{h}d / \lambda_a)$ 、 $Z_4 = \{(\rho_{1\infty} - \rho_{1w}) / \rho_{\infty}\}^2 \{(\bar{h}_D \tau / d)(\bar{h}d / \lambda_a)\}$ である。式(9)および式(10)は、管列中の各管に付着する霜層に対して、各管の平均熱伝達率および平均物質伝達率を使用すれば、垂直平板における場合と同様な無次元整理が可能であることを示している。

6. 結 言

本研究では、着霜初期の水たまりの観察を行い、本実験範囲内では、着霜は過冷却水滴の凝縮過程から始まることが明らかになった。その過冷却水滴がある時点で凍結し、霜の核となり、その上に霜(氷)の結晶が壁面に垂直な方向に成長していくのが観察された。霜層の成長がこのように一次元的であるので、着霜初期の霜層の密度は、霜の核の数密度に大きく影響されることになる。着霜開始時の熱および物質伝達条件が、霜の核の数密度を決定する重要な因子である。それゆえ、冷却面と周囲の条件で決定される諸量を基

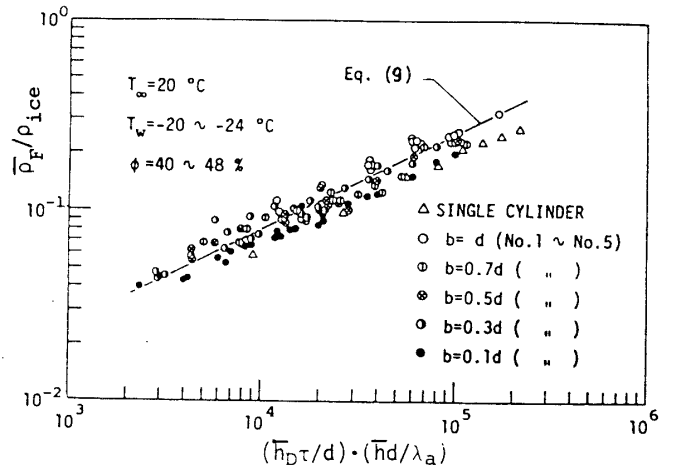


図7 霜層密度の無次元整理

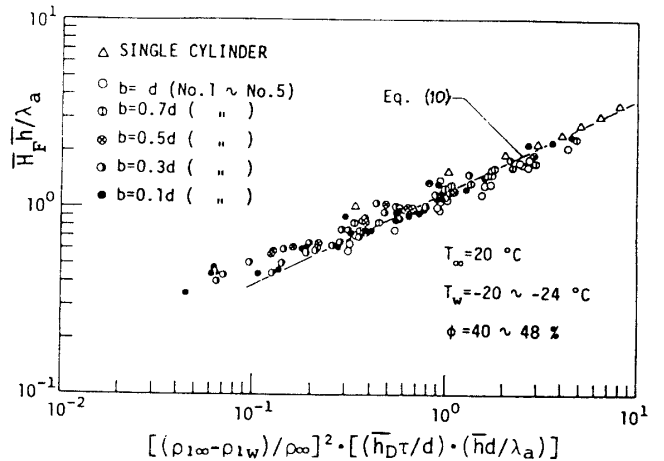


図8 霜層厚さの無次元整理

本物理量に選び、霜層物性に関する次元解析を行った。得られた無次元量を用いて、霜層の密度および厚さの実験結果を整理した。その結果、自然対流下の垂直平板の着霜については式(3)、(7)および(8)、自然対流下の水平円管列の着霜については式(9)および(10)を得た。いずれの場合も、本研究で導入された無次元量は、霜層の密度および厚さを整理するのに大変有効であることが明らかになった。

霜層がより厚く、密に成長して霜層表面温度が 0°C に達し、表面の融解が起こる場合には、霜層のちょう(稠)密化する機構が本研究で対象としているものと異なってくる。本研究は、主として発生初期の霜層を取り扱っており、霜層表面の融解が起こる場合には、本研究で得られた無次元関係が適用できない。そのような場合に対する霜層物性の予測に関しては、今後の研究の発展に期待したい。

本研究を行うに当たり、有益なるご助言をいただいた北海道大学工学部 関 信弘教授、ならびに装置の

製作および測定に協力いただいた室蘭工業大学産業機械工学科 村本和夫助手、当時学生であった鈴木龍幸君に感謝の意を表す。

文 献

- (1) Whitehurst, C. H., *ASHRAE J.*, 4 (1962), 58.
- (2) Tokura, I., ほか2名, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, (投稿中).
- (3) Cremers, C. J., Mehra, V. K., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 104 (1982), 3.
- (4) Stoecker, W. F., *ASHRAE Trans.*, 66 (1960), 91.
- (5) 戸倉, ほか2名, *機論*, 50-449, B (昭59-1), 173.
- (6) 例えば, Yonko, J. D. and Sepsy, C. F., *ASHRAE Trans.*, 73 (1967), I.1.1.
- (7) 例えば, Schneider, H. W., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 21 (1978), 1019.
- (8) 例えば, 亀井・ほか3名, *化学機械*, 14 (昭25) 53.
- (9) Lotz, H., *Kältetechn. Klím.*, 23-7 (1971), 208.
- (10) 山川・大谷, *化学工学*, 36-2 (昭47), 197.
- (11) 林・ほか2名, *機論*, 42-355 (昭51), 893.
- (12) 例えば, Fletcher, N. H. (前野訳), *水の化学物理*, (昭49), 共立出版.

討 論

〔質問〕 山川 紀夫〔岩手大学工学部〕

(1) 式(1)において物質移動の推進力として空気の密度差をとっているが、濃度推進力として密度差を用いることはおかしいのではないか。

(2) 式(1)において λ_F を考える場合、気流から霜層表面および霜層表面から冷却面への熱および物質移動機構は前者は対流、後者は伝導および分子拡散が支配的と全く異質なものとであると考える。著者らはこのような移動機構の違いを全く無視して $\rho_{1\infty} - \rho_{1w}$ あるいは $T_{\infty} - T_w$ を使用しているのは誤りであると考える。

また、このような誤りが、図5などにおいて実験条件の影響を取り去ることができなかった原因と考える。ご見解をお聞かせ願いたい。

(3) λ_F は ρ_F のみの関数として考えているようであるが、このような考えは文献(10)において誤りであることを指摘し、実証されている。また霜層の性状の推算に関しては林らが、また山川らが文献(付1)で述べている。ご意見をお聞きしたい。

〔回答〕 (1) 式(1)中の $\rho_{1\infty} - \rho_{1w}$ は空気ではなく水蒸気の密度差をとったものである。通常、物質

伝達は水蒸気の質量濃度(水蒸気の質量と全質量の比) w_1 を用いて次式で表されるものである。

$$m = \rho h_D (w_{1\infty} - w_{1w}) \quad (\rho: \text{湿り空気の密度})$$

……………(i)

本研究の場合には、絶対温度に比較して $T_{\infty} - T_w$ が小さいために ρ の変化は小さく、また $\rho \gg \rho_{1\infty}$, ρ_{1w} であるために近似的に式(2)を使用したものである。

(2) 霜層は多孔質であるために、必ずしも気流と霜層表面の温度差および濃度差を推進力として熱伝達および物質伝達が行われているとは考えにくく、特に霜層発生初期は、単にあらい伝熱面と見なすことができるので、その推進力として $T_{\infty} - T_w$ あるいは $\rho_{1\infty} - \rho_{1w}$ を考えることは当然のことと思われる。また、一般に霜層の空げき率はかなり大きいために(本研究では70~95%)、ある時間経過後の霜層の構造も、霜層発生時の霜結晶の幾何学的な配列や空間的分布の影響を残しているものと考えられる。そこで、本研究は初期の霜層成長の観察を行い、発生期の霜層成長を規定する因子を調べ、得られた無次元量を用いて H_F および ρ_F を整理するという、従来とは異なった方法を採ったものである。

図5は、二次元成長期の ρ_F は無次元量 $(h_D \tau / x) \times (hx / \lambda_a)$ の関数となることを明らかにしたものであり、上述の考え方が誤りであるとは思わない。グルー

(付1) 山川・ほか3名, 第15回日本伝熱シンポジウム前刷集, (昭53-5), 397.

プAおよびBで示される一次元成長期の ρ_F に関しては、文献(2)に著者らの定性的に解釈を示してあるので、ご参照いただきたい。

(3) ご指摘のとおり、 λ_F は T_w や霜層内の物質移動の影響などにより変化するものである。しかしながら、本研究のように T_w が比較的高い場合(約 -30°C 以上)には、文献(5)の図2に示されるように、各研究者の λ_F の実測値は良いまとまりを示しており、このことより、 λ_F と ρ_F を規定している因子が同じであると推測したものである。林ら、あるいは山川らが行った霜層をモデル化し、解析的に H_F および λ_F を算出しようとする方法は、霜層内の物質移動が λ_F に及ぼす影響を検討できるなどの利点があるが、 H_F あるいは ρ_F を予測しようとした場合には、着霜開始時の条件から決定できる物理量を使用した実験式があれば、実用上より便利であると考えられるので、本研究では実験的な手法を採用した。

〔質問〕 菅原 征洋〔秋田大学鉱山学部〕

従来難しいとされている着霜挙動を詳細に検討されたことに対し敬意を表する。

(1) 時間的非定常性の強い初期の着霜問題に時間 τ を含んだ無次元量 $h_0\tau/x$ を導入したことは物理的に妥当であると思えるが、霜の核の発生する時間でその後の着霜挙動に大きな影響を及ぼすものと思われる、いわゆる凍結時間と前述の時間 τ の関連についてお聞きしたい。

(2) 霜の成長速度は周囲の温度 T_∞ や相対湿度 ϕ などに影響されることはもちろんのことであるが、着霜の際に潜熱をうばう原動力となる霜層表面と冷却面との温度差 $T_f - T_w$ (T_f の測定困難などのため、これ

の導入が難しいのであれば T_w のみ)が霜の成長速度を決める大きな因子となるものと考えられるが、式(7)、(8)にこの項が含まない物理的要因は何か伺いたい。

〔回答〕 (1) 凍結にいたるまでは過冷却水滴の凝縮過程であり、霜層の発生は起こらないので、厳密には、霜層成長にかかわる時間として、凍結以降の経過時間を用いるべきであると考えられる。しかし、本研究では実験継続時間(9~15h)に比較して、凍結時間は比較的短いので(図3)、時間 τ として実験開始からの経過時間を使用している。

(2) 山川氏への回答(2)とも関連するが、本研究では、初期の霜層の成長は発生期の履歴に基づくという観点から、従来の方法とは異なり、霜層発生期の諸物理量を用いて H_F を整理したものであり、結果として $T_f - T_w$ あるいは T_w を陽に含まない式(7)および式(8)を得たものである。三次元的な成長形態を示す時期の H_F の式(8)を変形すると次式が得られる。

$$H_F \propto (\rho_{1\infty} - \rho_{1w})(\tau h_D/h)^{1/2} \dots\dots\dots (ii)$$

ここで、熱伝達および物質伝達の間アナログが成り立つと考えると h_D/h は一定値となるので、結局、 H_F は $\rho_{1\infty} - \rho_{1w}$ と τ によって決定されることがわかる。 ρ_{1w} は冷却面での水蒸気の飽和密度であり、間接的に T_w に関数である。したがって T_w の影響は、 ρ_{1w} に陰に含まれているものとご了解いただきたい。

なお、ご指摘の考え方で H_F を $T_f - T_w$ の関数として表した実験式がCremersら⁽³⁾およびSchreider⁽⁷⁾によって報告されているが、実験開始から短時間の H_F 、あるいは低湿度条件下の H_F の近似性がきわめて悪いことをご参考までに指摘しておきたい。