はく離領域を有する水平矩形流路内の凍結挙動*

山田 雅彦^{*1}, 福迫 尚一郎^{*1}, 呉 喆^{*2}Freezing Characteristics in a Horizontal Rectangular Duct
with the Separated Region

Masahiko YAMADA, Shoichiro FUKUSAKO and Cheol OH

Experiments were performed to determine the effect of flow separation on the freezing heat transfer characteristics of a turbulent duct flow. The flow separation was induced by an orifice situated at the inlet of a horizontal rectangular duct with uniformly cooled lower and upper walls. The degree of flow separation was altered by adopting orifices of various heights. Water was adopted as the working fluid. The Reynolds number and cooling temperature ratio, respectively, ranged from 3.45×10^3 to 1.73×10^4 and from 7.0 to 20.0. The velocity and turbulence intensity in the flow passage were measured using a Laser Doppler Velocimeter. The measurement results showed that the flow separation exerted a marked influence on both the local freezing heat transfer and the pressure loss characteristics.

Key Words: Duct Flow, Freezing Heat Transfer, Laser Doppler Velocimeter, Pressure Loss, Turbulence Intensity

1. 緒 言

水の凍結問題は、湖沼や河川の凍結、水道管や送水管の凍結破損など、寒冷地においては日常生活上重要な問題であるとともに、工業的にも食品の凍結、製氷、凍結乾燥などさまざまな分野に関連を有する重要な問題である。

管内の凍結熱伝達および閉そく挙動については、円管や矩形流路などの直行流路⁽¹⁾⁽²⁾および曲がり管などの場合⁽³⁾について多くの研究がなされている。一方、管内にバルブなどの突起物によるはく離流れが存在する場合の凍結熱伝達挙動に関しては、関ら⁽⁴⁾、Myrumら⁽⁵⁾、および Fukusako ら⁽⁶⁾によりオリフィスまたは後向きステップを有する円管内の凍結熱伝達挙動に及ぼす諸因子の効果に関する検討がなされている。

しかしながら、これらの研究では、凍結熱伝達挙動と流れ場の乱れ分布の関係に関して定性的検討がなされているのみである。オリフィスを有する流路内の凍結熱伝達挙動と流れの乱れに関する定量的検討につい

ては、福迫ら⁽⁷⁾が突起物を有する冷却面上の乱れ強度と凍結熱伝達挙動に関して検討を行っているが、プラントの配管施設など、工業上重要である矩形流路に関する検討はこれまでになされていない。

本研究は、内部に突起物を有する管路内の凍結・凝固による閉そくを防除するための基礎資料を得ることを目的として、上下に冷却面および流路入口部にオリフィスを有する水平矩形流路内における凍結挙動に及ぼす諸因子の効果について、実験的検討を行ったものである。

記 号

h_0 : オリフィス高さ m

H : 試験部高さ m

I_x : 水平方向の乱れ強さ

$$= (1/U_{\max}) \sqrt{(1/N_s) \sum (u - U)^2}$$

I_y : 垂直方向の乱れ強さ

$$= (1/U_{\max}) \sqrt{(1/N_s) \sum (v - V)^2}$$

L : 試験部の長さ m

n : 凍結層界面法線方向

Nu_m : 平均ヌセルト数 $= \alpha_m 2H/\lambda_0$

N_s : サンプル数

* 原稿受付 1997年6月2日。

^{*1} 正員, 北海道大学大学院工学研究科(☎060-8628 札幌市北区北13条西8丁目)。

^{*2} 正員, 北海道大学大学院。

$$\Delta P: \text{試験部入口圧力と流路中央壁面圧力の差}$$

$$=(P_w - P_0) \text{ Pa}$$

P_0 : 試験部入口圧力 Pa

P_w : 試験部流路中央壁面圧力 Pa

$$Re_H: \text{レイノルズ数} = U_0 2H / \nu_0$$
 t : 冷却開始からの時間 hr T_f : 水の凝固温度 $^{\circ}\text{C}$

T_0 : 流水温度 $^{\circ}\text{C}$

T_w : 冷却壁温度 $^{\circ}\text{C}$

u : 水平方向流速 m/s

U : 水平方向平均流速 m/s

 $U_{\max}$: 水平方向最大流速 m/s U_0 : 試験部入口平均流速 m/s

v : 垂直方向流速 m/s

V : 垂直方向平均流速 m/s

x : 流れ方向距離 m

$$X: x \text{ 方向成分の無次元量} = x/H$$

$(x_{\text{re}})_{\text{st}}$: 再付着点までの距離 m

$(x_{tr})_{st}$: ステップ位置 m

$$X_{st} : \text{無次元ステップの長さ} = (x_{tr})_{st} / H$$

y : 流れと直角方向距離 m

$$Y: y \text{ 方向成分の無次元量} = y/H$$

ギリシャ文字

α_m : 平均熱伝達率 $W/(m^2 \cdot K)$

 α_x : 局所熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ δ_i : 氷層の厚さ m
$$\zeta: \text{压力损失系数} = (P_w - P_0) / 0.5 \rho_0 u_0^2$$
$$\eta: \text{無次元オリフィス高さ} = h_0/H$$
$$\theta: \text{温度の無次元量} = (T - T_w) / (T_f - T_w)$$
$$\theta_c: \text{無次元冷却温度比} = (T_w - T_f)/(T_0 - T_f)$$
 λ_i : 氷層の熱伝導率 W/(m・K) ν_0 : 水の動粘性係数 m^2/s

ρ_0 : 水の密度 kg/m^3

ϕ : y 軸方向と法線方向との反時計方向の
偏角 deg.

2. 実験装置および実験方法

2-1 実験装置 図1に本実験で用いた実験装置の系統図を示す。実験装置は、貯水槽、縮流部、助走部および試験部よりなる水循環系、および冷却壁温度ならびに流水温度を制御するための冷却液循環系より構成されている。試験部は、図2に示すように、高さ30 mm、幅100 mm、および長さ500 mmで、上下面に冷却壁を有する二次元矩形流路であり、流路内入口に取付けたオリフィスは、厚さ5 mmの亚克力製で、8.0、9.8 mmおよび12.5 mmの3種類の高さのものを用い、上下とも同一寸法とした。冷却壁は厚さ3 mmの銅板にて製作し、冷却部は冷却ブラインの流量をおのおの独立に制御することにより、冷却壁温度を一定に保持できる構造となっている。冷却壁温度測定のため、 $\phi 0.3$ mm 銅-コンスタンタン熱電対を、流

路幅中央部に流れ方向に沿って 20 箇所に取り付けた。さらに、試験部入口および出口の流水温度の測定のため同様に熱電対を取り付けた。試験部内の流速分布および乱れ分布は LDV (Laser Doppler Velocimeter) を用いて測定し、圧力分布は試験部側板に直径 2 mm の圧力タップを 25 mm から 50 mm 間隔で 16 箇所取り付け測定を行った。

2.2 実験方法 水を試験部へ回流させながら所定の流水温度に設定した後、試験部上下面の冷却壁を所定の温度に設定した。試験部内流量を一定に保持し、試験部内の流速分布および乱れ分布を、氷層の形状が変化しなくなった定常状態において、LDV を用いて測定した。氷層の厚さは、定常状態において試験部側板に取り付けたスケールとともに写真撮影を行い、これを拡大投影して読取った。流入水温度は 1.0°C で一定とし、入口平均流速は 0.1~0.5 m/s、冷却壁温度 -7.0~-20.0°C の範囲で実験を行った。

3. 熱伝達率および無次元数の定義

3.1 氷層界面の熱伝達率の定義 本研究では、辺点法⁽³⁾による近似理論解法を採用し氷層内の温度分布を二次元定常熱伝導に関する境界値問題として解き、氷層界面での熱バランスを法線方向成分と流れ方向成分に分けて考えることにより、氷層界面の局所熱伝達率を算定した。熱伝達率算定に用いた計算座標を図 3 に示す。直交座標系における二次元定常熱伝導に関するエネルギー方程式は、次のように表される。

$$\partial^2 \theta / \partial X^2 + \partial^2 \theta / \partial Y^2 = 0 \quad (1)$$

凍結層界面および冷却壁における境界条件は、それぞれ次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \theta = 1 : y = \delta_i \\ \theta = 0 : y = 0 \\ \partial \theta / \partial x = 0 : x = 0 \\ \partial \theta / \partial x = 0 : x = L \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式(1)の一般解は、次のようになる。

Fig. 3 Co-ordinate system

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-(Hn\pi/L)Y} \sin(Hn\pi/L)X \quad (3)$$

ここで、 $(x_{re})_{st}$ および $(x_{tr})_{st}$ は、それぞれ定常状態における再付着点およびステップ頂点位置を示す。なお、オリフィスが存在しない場合は、 $(x_{re})_{st}=0$ とする。また、式(3)における分割数 n が測定精度に影響を及ぼすが、本研究では $n=20$ とした。したがって、氷層界面の法線方向における温度こう配は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial n} = \frac{\partial \theta}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial n} + \frac{\partial \theta}{\partial Y} \frac{\partial Y}{\partial n} = -\frac{\partial \theta}{\partial X} \sin \phi \\ + \frac{\partial \theta}{\partial Y} \cos \phi \quad (4) \end{aligned}$$

ここで、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial X} = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{H}{L} n \pi \right) e^{-(H/L \cdot n \pi)Y} \cos \left(\frac{H}{L} n \pi \right) X \\ \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(-\frac{H}{L} n \pi \right) e^{-(H/L \cdot n \pi)Y} \sin \left(\frac{H}{L} n \pi \right) X \end{aligned} \quad (5)$$

一方、定常状態における氷層界面の熱バランス式は

$$\lambda_i \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha_x (T_0 - T_f) \quad (6)$$

で与えられる。したがって、氷層界面における局所熱伝達率 α_x は、次のようになる。

$$\begin{aligned} \alpha_x = \lambda_i \left(\frac{T_f - T_w}{T_0 - T_f} \right) \frac{\partial \theta}{\partial n} \\ = \lambda_i \left(\frac{T_f - T_w}{T_0 - T_f} \right) \left(-\frac{\partial \theta}{\partial X} \sin \phi + \frac{\partial \theta}{\partial Y} \cos \phi \right) \quad (7) \end{aligned}$$

区間 x_1 から x_2 までの平均熱伝達率 α_m は、次式で定義される。

$$\alpha_m = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} \alpha_x dx \quad (8)$$

氷層の熱伝達率は、坂爪・関⁽⁶⁾の式に基づき、 $(T_w + T_f)/2$ の温度における値を用いた。さらに、氷層厚さ δ_i および偏角 ϕ は、写真撮影したネガフィルムをスクリーン上に拡大して求めた。

3.2 無次元数の定義 以下の無次元変数を導入する。

$$\eta = h_0/H \quad (9)$$

$$X_{st} = (x_{tr})_{st}/H \quad (10)$$

$$Re_H = U_0 2H/\nu_0 \quad (11)$$

$$Nu_m = \alpha_m 2H/\lambda_0 \quad (12)$$

$$\theta_c = (T_f - T_w)/(T_0 - T_f) \quad (13)$$

$$\zeta = (P_w - P_0)/0.5 \rho_0 U_0^2 \quad (14)$$

また、次元解析よりこれら無次元数の間に、下記の関係が得られる。

$$X_{st} = f(Re_H, \theta_c, \eta) \quad (15)$$

Fig. 4 Velocity profile and turbulence intensity for $h_0=8.0$ mm and $U_0=0.5$ m/s : (a) velocity profile ($\circ$: u , $\bullet$: v), (b) turbulence intensity ($\circ$: I_x , $\bullet$: I_y), (--- Center of duct, -.- Border of stall area)

Fig. 5 Development of ice layer for $h_0=8.0$ mm, $U_0=0.5$ m/s and $T_w=-14.0^\circ\text{C}$: (a) $t=15$ min, (b) $t=60$ min, (c) $t=120$ min, (d) $t=180$ min, (e) $t=300$ min

$$Nu_m = f(Re_H, \theta_c, \eta) \dots \dots \dots (16)$$

4. 実験結果および考察

4・1 流動特性および氷層の成長挙動 図4にオリフィス高さ8.0 mm, 入口平均流速0.5 m/s, 流入水温度1.0°Cの実験条件において氷層が存在しない場合の流速分布 [図4(a)] および乱れ分布 [図4(b)] を示す。図4に示すように, 上部にはオリフィス高さの10倍程度の長さの逆流を伴うはく離領域(Long Stall: 破線参照)が, 下部には2.5倍程度のはく離領域(Short Stall: 破線参照)が存在している。オリフィスからの距離が増加するに従って, 流れは完全に発達した管内流へと移行してゆく。乱れ強さが最大値を示すのは, 試験部下部 Short Stall の再付着点近傍であることがわかる。

図5に, オリフィス高さ8.0 mm, 流入水温度1.0°C, 冷却壁温度 -14.0°C , および入口平均流速0.5 m/sの条件における, 凍結層の非定常成長挙動を示す。時間の経過とともに, 凍結層は多数の凹凸部を伴

Fig. 6 Effect of orifice height on ice layer profile at steady state for $U_0=0.3$ m/s and $T_w=-14.0^\circ\text{C}$: (a) $h_0=0.0$ mm, (b) $h_0=8.0$ mm, (c) $h_0=9.8$ mm, (d) $h_0=12.5$ mm

いながら形状変化しており, やがて形状が時間的に変化しない定常状態に到達する [図5(e)]。氷層厚さが急激に減少する部分を, 以後“ステップ”⁽⁴⁾と呼ぶこととする。また, 図に見られるように, オリフィス近傍の氷層形状は上部が厚く下部が薄くなっている。これは, 図4で説明したように, 試験部上下部に生じるはく離領域特性が異なることに基づいている。本研究においては, 特に冷却開始端から最初のステップまでの, 定常状態における氷層挙動, 流動特性, および熱伝達特性について検討を行う。

図6に, 入口平均流速0.3 m/s, 流入水温度1.0°C, 冷却壁温度 -14.0°C の条件において, 定常状態の氷層形状に及ぼすオリフィス高さの影響を, 図7に, 流路内の流速分布および乱れ分布に及ぼすオリフィス高さの影響を示す。図6に示すように, オリフィス高さが高いほど, オリフィスがない場合 [図6(a)] に比べステップ頂点までの氷層の厚さが薄くなり, かつステップが後方に位置している。これは, 図7に示すように, オリフィス高さが高いほど, 流路中心部分の流速が増加するのに伴い, オリフィスにより生じるはく離の効果(流速および乱れ強さの増大)が大きくなるため

Fig. 7 Effect of orifice height on velocity profile and turbulence intensity at steady state condition for $U_0=0.3$ m/s and $T_w=-14.0^\circ\text{C}$; velocity profile ($\circ$: u , $\bullet$: v): (a) $h_0=8.0$ mm, (b) $h_0=9.8$ mm, (c) $h_0=12.5$ mm; Turbulence intensity ($\circ$: I_x , $\bullet$: I_y): (d) $h_0=8.0$ mm, (e) $h_0=9.8$ mm, (f) $h_0=12.5$ mm, (---) Position of the ice surface, (----) Border of stall area)

Fig. 8 Effect of temperature on ice layer profile at steady state for $h_0=8.0$ mm and $U_0=0.5$ m/s: (a) $T_w=-7.0^\circ\text{C}$, (b) $T_w=-14.0^\circ\text{C}$, (c) $T_w=-20.0^\circ\text{C}$

オリフィス直後の氷層が薄くなり、その結果、はく離領域が広くなることにより流れの層流化が抑制され、ステップ位置が後方に生じるものと考えられる。さらに、図4(a)と図7(a)から明らかなように、氷層が存

在することにより、上下部におけるはく離領域の長さ (Long Stall と Short Stall) が逆転している。これは、図4(a)に示すように、上部 (Long Stall) では、熱伝達率が小さいので氷層が厚く成長し、オリフィス中心から氷層界面までの距離に差が生じ、その結果、コアンダ効果によってはく離領域特性が逆転するのではないかと考えられる。

図8に、オリフィス高さ8.0 mm, 入口平均流速0.5 m/s, 流入水温度 1.0°C の条件において、定常状態の氷層形状に及ぼす冷却壁温度の影響を、図9に、流路内の流速分布および乱れ分布に及ぼす冷却壁温度の影響を示す。図8より、冷却壁温度が低いほど、氷層は厚くなるとともにステップが前方に位置しているのがわかる。これは、冷却壁温度が低いほど氷層が厚くなることにより流路が狭くなり、図9に示すように、

Fig. 9 Effect of temperature on velocity profile and turbulence intensity at steady state condition for $h_0=8.0$ mm and $U_0=0.5$ m/s; velocity profile ($\circ$: u , $\bullet$: v): (a) $T_w=-14.0^\circ\text{C}$, (b) $T_w=-20.0^\circ\text{C}$; turbulence intensity ($\circ$: I_x , $\bullet$: I_y): (c) $T_w=-14.0^\circ\text{C}$, (d) $T_w=-20.0^\circ\text{C}$
(--- : Position of the ice surface, --- : Border of stall area)

Fig. 10 Correlation of dimensionless ice-transition position

オリフィスにより生じるはく離領域が減少するとともに流路中心部分の流速が増加し、乱れ強さが小さくなる。その結果、下流部の氷層が厚くなり、流れは縮流の効果により加速されるため、再遷移が生じるステップがより前方に位置するものと考えられる。

4.2 ステップ位置 図10に、冷却開始端から第1ステップ頂点までの距離 X_{st} を、レイノルズ数 Re_H 、無次元冷却パラメータ θ_c 、および無次元オリフィス高さ η を用いて整理した結果を示す。Gilpin⁽¹⁾ は、ステップによる流路の拡大・縮小に伴い流れのはく離や層

Fig. 11 Local heat transfer coefficient

流化が生じるため、ステップ位置は θ_c のみの関数で整理できることを報告している。

一方、冷却開始端にオリフィスが存在する本研究の場合、ステップの位置は、流速が速いほど、冷却壁温度が低いほど、またオリフィス高さが低いほど、前方に生じている(図6および図8)。すなわち、 θ_c のみならず Re_H および η の関数であることを示唆している。図10より、ステップ位置 X_{st} は、オリフィスが存在する場合および存在しない場合に対し、それぞれ式(17)および式(18)で近似できることがわかる。

$$X_{st} = 2.58 \times 10^2 Re_H^{-0.216} \theta_c^{-0.542} (1+2\eta)^{0.138} \dots (17)$$

$$X_{st} = 5.26 \times 10^3 Re_H^{-0.463} \theta_c^{-1.163} \dots (18)$$

ただし, $3.45 \times 10^3 \leq Re_H \leq 1.73 \times 10^4$, $7.0 \leq \theta_c \leq 20.0$, $0 \leq \eta \leq 0.42$ である。

オリフィスが存在しない場合の本結果は, 図10に示すように, 関ら⁽⁹⁾の実験結果とよく一致している。

4・3 熱伝達率 図11に, オリフィス高さ12.5 mm, 平均流速0.5 m/s, 冷却壁温度 -14.0°C の条件において, 上下水層面の局所熱伝達率を示す。図11より, 上下水層界面の熱伝達率が, オリフィス近傍で大幅に異なっていることがわかる。これは, 図7に示したように, 上下部に存在するはく離領域(Stall)特性が異なっているためである。また, 上下水層界面の局所熱伝達率は, それぞれの再付着点近傍で最大値を示し, 下流にゆくに従い次第に低下し, $x=200$ mm 近傍以後からは上下で差がなくなっている。これは, 図9(a)に示すように, 上下部に生じるはく離領域の影響の差が, 下流にゆくに従い減少するためと考えられる。

図12に, 平均流速0.5 m/s, 冷却壁温度 -7.0°C の条件において, 試験部下部水層界面の局所熱伝達率に及ぼすオリフィス高さの影響を示す。図12より明らかなように, オリフィス高さが高いほど, 再付着点近傍の局所熱伝達率は大きくなっている。また, オリフィスが存在しない場合($h_0=0$ の値参照)と比較すると, その挙動は大幅に異なっている。これは, オリフィスにより生じるはく離領域の存在とその特性(図7)に基づくものと考えられる。

試験部上下面の再付着点(はく離領域後端)より第1ステップまでの平均ヌセルト数 Nu_m を, レイノルズ数 Re_H , 無次元冷却パラメータ θ_c , および無次元オリフィス高さ η を用いて整理した結果を, 図13に示す。平均ヌセルト数 Nu_m は, オリフィスがない場合($\eta=0$)も含めて, 次式で整理できることがわかる。

Fig. 13 Correlation of mean Nusselt number

Fig. 12 Local heat transfer coefficient at lower ice surface

Fig. 14 Pressure-loss characteristics

$$Nu_m = 9.72 \times 10^{-1} Re_H^{0.570} \theta_c^{0.544} (1 + 2\eta)^{0.493} \quad \dots\dots\dots (19)$$

ただし, $3.45 \times 10^3 \leq Re_H \leq 1.73 \times 10^4$, $7.0 \leq \theta_c \leq 20.0$, $0 \leq \eta \leq 0.42$ である。

4・4 圧力損失 図 14(a)に, 定常状態における流路内局所圧力損失に及ぼすオリフィス高さの影響を示す。図 14(a)より, 再付着点までの局所圧力損失はオリフィス高さが高いほど, オリフィスに基づき生じるはく離が大きくなるため, 大きいことがわかる。一方, 再付着点以後の圧力損失は, オリフィス高さ 12.5 mm の場合を除いて, オリフィスが存在する場合がオリフィスが存在しない場合より小さくなっている。これは, オリフィスが存在することにより, 再付着点より下流の氷層界面の熱伝達率が増加し, その結果, この部分の氷層が厚く成長しないためと考えられる。なお, オリフィス高さ 12.5 mm の場合は, オリフィスそのものによる圧力損失が非常に大きいため, 氷層の生成による局所圧力損失への影響が小さく, このような挙動になるものと考えられる。

図 14(b)に, 定常状態における局所圧力損失に及ぼす冷却壁温度の影響を示す。図 14(b)より, 冷却壁温度が低いほど, 圧力損失の局所的变化が大きくなっている。これは, 図 8 に示すように, 冷却壁温度が低いほど, オリフィスによるはく離が小さくなるため, 氷層界面の熱伝達率が低下し, その結果, 下流部の氷層が厚く成長すること, およびステップがより上流側に数多く存在することに基づくものと考えられる。

図 14(c)に, オリフィス高さ 9.8 mm, 平均流速 0.3 m/s の条件における圧力損失係数を示す。図 14(c)には参考のため, 関ら⁽⁹⁾の実験(後向き急拡大ステップ状はく離)結果を示してある。関ら⁽⁹⁾の実験では, 作動流体として空気をを用い, 圧力タップの位置は流路上部壁面に設置されている。図 14(c)より, 冷却開始端から $x/h_0 = 15$ までの圧力損失係数は, 氷層が存在しない場合より存在する場合の方が小さい。これは, 氷層の成長に伴い流路が狭くなることにより, オリフィスにより生じるはく離が小さくなるためと考えられる。さらに, 下流部における圧力損失係数は, オリフィスによるはく離の影響が減衰するため, 氷層

が存在しない場合にはその変化は大幅に減少する。一方, 氷層が存在する場合には, ステップ頂点まで氷層が厚くなることに伴い圧力損失係数は増加しているが, ステップ下流のはく離部では減少し, さらに氷層の厚さに対応して増加している。

5. 結 論

オリフィスを有する矩形流路内における凍結に関する, 凍結層界面上の流動挙動および乱れ強さに関する検討を行い, 本実験の範囲で以下の結論が得られた。

(1) オリフィスにより生じる大きな乱れのため, 氷層厚さはオリフィスが存在しない場合より全体的に減少する。そのため, 氷層の生成に伴う圧力損失の増加割合が著しく小さくなる。

(2) オリフィスが高いほどはく離が大きくなるため, 再付着点の熱伝達率が増加する。

(3) 定常状態における冷却開始端からステップ頂点までの距離は, 次式により整理できる。

With orifice :

$$X_{st} = 2.58 \times 10^2 Re_H^{-0.216} \theta_c^{-0.542} (1 + 2\eta)^{0.138}$$

Without orifice :

$$X_{st} = 5.26 \times 10^3 Re_H^{-0.463} \theta_c^{-1.163}$$

(4) 再付着点から第 1 ステップまでの平均熱伝達率は, オリフィスの有無にかかわらず, 次式により整理できる。

$$Nu_m = 9.72 \times 10^{-1} Re_H^{0.570} \theta_c^{0.544} (1 + 2\eta)^{0.493}$$

文 献

- (1) Gilpin, R. R., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **103**-2 (1981), 363-368.
- (2) Seki, N., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **106** (1984), 498-505.
- (3) 稲葉英男・ほか 1 名, 冷凍, **58**-663(1983), 13-22.
- (4) 関信弘・ほか 4 名, 機論, **49**-446(1983), 2172-2180.
- (5) Myrum, T. A., ほか 1 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **35** (1992), 421-431.
- (6) Fukusako, S., ほか 3 名, *ASME Paper*, 92-WA/HT-7 (1992).
- (7) Fukusako, S., ほか 4 名, *Proc. KSME-JSME Thermal Eng. Conf.*, **1**(1996), 227-232.
- (8) 坂爪伸二・ほか 1 名, 機論, **44**-382(1978), 2059-2069.
- (9) Seki, N., ほか 2 名, 北海道大学工学部研究報告, **79** (1976), 21-26.