水平ローフィン付管群の凝縮伝熱性能計算法*

本田 博司^{*1}, 野 津 滋^{*1}, 武田 泰仁^{*2}A Theoretical Model of Film Condensation in a Bundle
of Horizontal Low Finned Tubes

Hiroshi HONDA, Shigeru NOZU, and Yasuhito TAKEDA

A previously proposed theoretical model of film condensation on a single horizontal low finned tube is extended to the case of a horizontal tube bundle with negligible vapor shear. Based on the flow characteristics of condensate on a vertical column of horizontal low finned tubes, two major flow modes, the column mode and the sheet mode, are considered. It is shown that the present model can predict the heat transfer coefficient satisfactorily for available experimental data including four fluids and five tube columns. Sample calculations show that the effects of the fin spacing and the number of vertical tube rows on the heat transfer performance are significant for R-12 with small values of σ and Δh , while these effects are small for steam with large σ and Δh values.

Key Words: Phase Change, Film Condensation, Tube, Bundle, Low Finned Tube, Theoretical Analysis

1. 緒 言

ローフィン加工は水平管外の凝縮伝熱促進法として非常に有効であり、すでに各種のローフィン付管が実用化されている。その単一管の伝熱性能については、最近フィンの形状および寸法、凝縮物質の影響などに関する系統の実験データが報告され、またかなり一般性のある熱伝達モデルが提案されるようになった。これらの最近の研究に関しては Marto⁽¹⁾のレビューがある。しかし、管群よりなる実際の凝縮器では、その伝熱性能は蒸気流速および凝縮液イナnderションの影響を受けるので、単一管の結果をそのまま適用することはできない。

本報では解析的取扱いが比較的容易な、静止蒸気中におかれた水平ローフィン付管群における凝縮をとりあげる。この領域に関して Katz-Geist⁽²⁾は最初の実験データを報告し、イナnderションによるローフィン付管の熱伝達係数の低下は平滑管群に関する Nusselt⁽³⁾理論の予測よりもはるかに小さいことを示した。この事実は Gogonin ら⁽⁴⁾, Marto⁽⁵⁾による最近の実験デ

ータによっても確認されている。一方、ローフィン付管群における凝縮熱伝達に関する理論的研究は少なく、伝熱性能計算法としては Ishihara-Palen⁽⁶⁾のものがあるだけである。彼らは本研究の対象とする領域について、単一管に関する Beatty-Katz⁽⁷⁾の式を修正した形の熱伝達係数の式を提案している。Beatty-Katz の式はフィン付管に Nusselt の重力流れの解を適用することによって導かれるが、最近の研究⁽¹⁾によればローフィン付面上の液膜流は表面張力の影響を強く受けることが知られており、この式にはあまり一般性がない。本報では水平ローフィン付管の縦列を流下する凝縮液の流動特性に関する前報⁽⁸⁾の知見をもとにして、さきに提案した単一管の凝縮伝熱性能計算法⁽⁹⁾を凝縮液イナnderションの影響を含む形に拡張する。

主 な 記 号

2A: 厚液膜の断面積 (図2)

d: 下方管に衝突する液柱の直径または液シートの厚さ

d_c: 管内径d_e: 厚液膜の等価直径d₀, d_r: フィン先端およびフィン根元の管直径

* 昭和63年3月12日 中国四国支部第26期総会講演会において講演, 原稿受付 昭和62年4月30日.

^{*1} 正員, 岡山大学工学部 (〒700 岡山市津島中3-1).

^{*2} 准員, シャープ(株) (〒724 東広島市八本松町飯田1484-6).

- F : 無次元数 $= 2Ad_e^2/p^4$
 f : 液流下部面積割合
 g : 重力の加速度
 h : フィン高さ
 Δh : 凝縮潜熱
 K : 無次元数 $= \Gamma(g/\rho_l)^{1/4}/\sigma^{3/4}$
 M : 溝の 1/2 あたりの落下液流量
 m : 1/2 フィンピッチあたりの凝縮量
 N : 総管列数
 n : 管群上端からの管列数
 P : 気液の圧力差
 p : フィンピッチ
 p_t : 管ピッチ
 q : 公称面積基準熱流束
 Re : レイノルズ数 $= (M+m)d_e/A\mu_l$
 r : 厚液膜の気液界面曲率半径
 r_o, r_r : フィン先端およびフィン根元の角部曲率半径
 s : フィン先端のフィン間隔
 T : 温度
 t : フィン先端のフィン厚さ
 u_c : 冷却水流速
 α : 公称面積基準熱伝達係数
 Γ : 管の片側を流下する単位長さあたりの液流量
 ϵ : 表面積拡大率
 θ : フィン先端の半頂角
 Λ : Taylor 不安定の最危険波長 [式(3)]
 $\bar{\lambda}$: 周平均管摩擦係数
 λ : 熱伝導率
 μ_l : 液の粘度
 ρ_l : 液の密度
 σ : 表面張力
 ϕ : 管頂から計った角度 (図 1)
 ϕ_b : 落下液外縁とフィン先端の接する位置が管中心となす角度 (図 1)
 ϕ_f : 液充滿角度 (図 1)
 ϕ_0 : 落下液外縁とフィン先端の接する位置が管中心となす角度 (図 1)

添 字

- A : 領域 A
 c : 冷却水または冷却側
 f : 領域 f または液充滿位置
 m : 平均値
 n : 管群入口から n 列め
 s : 飽和
 U : 領域 U
 u : 領域 u

w : 管壁

2. 理論解析

静止蒸気中におかれた水平ローフィン付管の縦列を流下する凝縮液の流動特性の観察結果⁽⁸⁾によれば、管からの液落下モードは液流量の増大につれて液滴モード、液柱モード、液柱・シート共存モード、シートモードと変化する。そして、落下モードの遷移点は無次元数 $K = \Gamma(g/\rho_l)^{1/4}/\sigma^{3/4}$ によりほぼ一意的に定まる。ここに Γ は管の片側を流下する単位長さあたりの液流量、 g は重力の加速度、 ρ_l は液密度、 σ は表面張力である。本報では解析を容易にするため、液柱モードとシートモードをとりあげ、他の落下モードは液柱モードに含めることにする。両モード間の遷移条件は、前報⁽⁸⁾の実験結果における液柱・シート共存モードとシートモードの間の遷移点の平均値を用いて

$$\left. \begin{array}{l} K < 0.42: \text{液柱モード} \\ K \geq 0.42: \text{シートモード} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

と仮定する。

2.1 液柱モード 液柱モードにおける凝縮液流の物理モデルを図 1 に示す。図 1 中の T_s は飽和温度、 T_c は冷却水温度、 p_t は管ピッチ、 d_o はフィン先端管直径、 d_r はフィン根元管直径、 p はフィンピッチ、 h はフィン高さを示す。このモードでは下方管の表面は液柱真下の部分と液柱間の部分に分かれる。前者では上方管から落下した凝縮液がいくつかの隣接するフィン間溝部を流下する。この部分を領域 A と名付ける。一方、後者では管表面上の凝縮現象は上方管からの落下液によって影響されない。この部分を領域 U と名付ける。

前報⁽⁸⁾の実験結果にもとづき、液流下部面積割合 f (フィン間の溝の総数に対する上方管からの落下液が流下している溝の数の比) を次式のように仮定する。

$$\left. \begin{array}{l} cd > p \text{ について } f = cd/\Lambda \\ cd \leq p \text{ について } f = p/\Lambda \end{array} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

(a) 液柱モード (b) A 領域の管断面

図 1 物理モデル

ここに c は比例定数, d は下方管に衝突する液柱の直径, Λ は液柱間隔である。 c の値は凝縮液の物性値に多少依存する⁽⁹⁾が, 3章で引用する実験データについては $c=1.5$ ととればよい。 d の値は前報⁽⁸⁾の式(10)によって与えられる。また Λ の値は薄液膜に対する Taylor 不安定の最危険波長⁽¹⁰⁾によって定まり次式で与えられる。

$$\Lambda = 2\pi\sqrt{2\sigma/\rho_l g} \dots\dots\dots (3)$$

領域 A のフィン間中央における管断面を図 1(b)に示す。角度 ϕ_0 および ϕ_b は落下液柱外縁とフィン先端の接する位置が管中心となす角度を示す。したがって $0 \leq \phi \leq \phi_0$ および $\phi_b \leq \phi \leq \pi$ の部分は液中内にあり, 伝熱に寄与しない。 ϕ_0 の値は次式によって与えられる。

$$\phi_0 = d/d_0 \dots\dots\dots (4)$$

角度 ϕ_f は液充滿角度を示す。表面張力の作用により, この位置でフィン間溝部の液膜厚さが急変し, その下部では溝部に凝縮液がほぼ充滿している。単一管の場合⁽⁹⁾と同様に, $0 \leq \phi \leq \phi_f$ の部分を領域 u , $\phi_f \leq \phi \leq \pi$ の部分を領域 f と名付ける。したがって液柱モードにおける管表面は溝部液流の特性により A_u , A_f , U_u および U_f の 4 領域に分かれる。

各領域における管表面はさらに薄液膜部と厚液膜部に分かれる。薄液膜部における凝縮によって生じた液は重力と表面張力の複合作用によって凹の気液界面を有するフィン根元の厚液膜部へ引き込まれ, 次いで重力によって周方向に流下する。フィン間溝部の液膜形状は液流量とフィン形状との関係により, 図 2 の 4 種類の場合に分かれる。ケース A では厚液膜はフィン根元の角部だけに形成され, 他の部分には薄液膜が形成される。ケース B は h が p に比べて小さい場合であり, 厚液膜がフィン先端の角部に接触している。ケース C と D ではフィン根元管表面全体が厚液膜に覆われており, ケース D では厚液膜がフィン先端の角部と接触している。凝縮液流量がさらに多くなると, フィン間溝部に液が完全に充滿することも起こり得る。しかし, 本報ではこの場合は取扱わない。

領域 U_u および A_u では, 条件により上述のケース A~D のいずれかが起こる。一方, 領域 U_f および A_f ではケース D だけが起こり得る。領域 U_u および U_f の伝熱量は単一管の場合⁽⁹⁾と同一の手法によって求めることができる。一方, 領域 A_u および A_f については, 単一管の理論を修正し, 凝縮液イナnderションの影響を考慮する必要がある。

上方管からの落下液は領域 A の各溝内に一様に分

配されるものと仮定する。運動量変化を無視すれば, 第 n 管列 ($n > 1$) の溝部液流に関して次式が成立する。

$$\frac{\nu_l \{M_n + m(\phi)\}}{\rho_l g p^4} = \frac{F}{\bar{\lambda} Re} \left(\sin \phi - \frac{2}{\rho_l g d_m} \frac{dP}{d\phi} \right) \dots\dots\dots (5)$$

ここに M_n は溝の 1/2 あたりの落下液の流量, $m(\phi)$ は 1/2 フィンピッチあたりの管表面で生成した凝縮液の流量, $F = 2Ad_e^2/p^4$, $2A$ は厚液膜の断面積, d_e は厚液膜の等価直径, $\bar{\lambda}$ は周平均管摩擦係数, $Re = (M_n + m)d_e/A\mu_l$, μ_l は液粘度, $d_m = (d_0 + d_r)/2$, $P = -\sigma/r$ は気液の圧力差, r は厚液膜の気液界面曲率半径である。 M_n は Γ_{n-1} および上方管における伝熱量と次式で関係づけられる。

$$M_n = \frac{\Gamma_{n-1} p}{2f} = \frac{\pi d_0 p}{4\Delta h f} \sum_{i=1}^{n-1} (q_m)_i \dots\dots\dots (6)$$

ここに Δh は凝縮潜熱, $(q_m)_i$ は第 i 管列の平均熱流束である。薄液膜の周方向流れを無視すれば, $m(\phi)$ は次式によって局所熱流束 $q(\phi)$ と関係づけられる。

$$m(\phi) = \int_0^\phi p d_0 q(\phi) d\phi / 4\Delta h \dots\dots\dots (7)$$

図 2 のケース A, B, C に対する $\bar{\lambda}$ の近似式は前報⁽⁹⁾の式(27)および表 1 に与えられている。またケース D に対するものは前報⁽⁹⁾の式(19)で与えられる。

式(5)の解は領域 A_u と A_f についてそれぞれ別の方法によって求める。領域 A_u については, $0 \leq \phi \leq \phi_0$ の部分の伝熱を無視し, $\phi_0 \leq \phi \leq \phi_f$ の領域の平均熱流束を次式で定義される角度 ϕ_1 における局所値で近似

図 2 フィン間溝部液膜形状

する。

$$\sin \phi_1 = \int_{\phi_0}^{\phi_f} \sin \phi d\phi / (\phi_f - \phi_0) \quad \cdots \cdots (8)$$

式(8)中の ϕ_f は領域 A_f に対する式(5)の解により定まる。また、式(5)中の圧力こう配を次式で近似する。

$$dP/d\phi = -2\sigma(1/d + \cos \theta/s)/(\phi_f - \phi_0) \quad \cdots \cdots (9)$$

ここに θ はフィン先端の半頂角、 s はフィン先端のフィン間隔。式(6)～(9)および $\bar{\lambda}$ の表示式を式(5)に代入し、得られる代数方程式を数値的に解いて $\phi = \phi_1$ における厚液膜の形状を定める。

領域 A_f については、式(5)をより厳密に解く。式(5)を変形すると曲率 $1/r$ に関する次の常微分方程式が導かれる。

$$\frac{d}{d\phi} \left(\frac{1}{r} \right) = - \frac{\rho_l g d_m}{2\sigma} \left\{ \sin \phi - \frac{\bar{\lambda} Re_{vl} (M_n + m)}{F \rho_l g p^4} \right\} \quad \cdots \cdots (10)$$

境界条件として次式を仮定する。

$$\phi = \phi_b \text{ で } d(1/r)/d\phi = 0, \quad r = \infty \quad \cdots \cdots (11)$$

式(11)は $\phi = \phi_b$ において溝に凝縮液が完全に充満していることを意味する。式(10)、(11)より、 ϕ_b は次式で与えられる。

$$\phi_b = \sin^{-1} \{ \bar{\lambda} Re_{vl} (M_n + m) / F \rho_l g p^4 \} \quad \cdots \cdots (12)$$

式(10)を式(11)の境界条件のもとで ϕ の負の方向へ数値的に積分し、 r の値がフィン先端に接する溝部内接円の半径

$$\left. \begin{aligned} s(1 - \sin \theta) / \cos \theta \leq 2h \text{ のとき } & r_f = s/2 \cos \theta \\ s(1 - \sin \theta) / \cos \theta > 2h \text{ のとき } & r_f = h \{ 1 + (s/2h)^2 \} / 2 \end{aligned} \right\} \quad \cdots \cdots (13)$$

に達したところで計算を終了する。そしてこの位置の角度を ϕ_f とする。なお、上述の計算に際して $\phi_f \leq \phi \leq \phi_b$ の部分の平均熱流束をこの部分の平均圧力に対応する位置 $\phi = \phi_2$ における局所値で近似する。すなわち

$$P(\phi_2) = \int_{\phi_f}^{\phi_b} P(\phi) d\phi / (\phi_b - \phi_f) \quad \cdots \cdots (14)$$

上述の計算により $\phi = \phi_1, \phi_2$ における厚液膜の形状が定められ、単一管の場合⁽⁹⁾と同一の手法により各領域の局所熱流束 q_{Aj} および局所壁温 $T_{wAj}(j=u, f)$ が求まる。しかし伝熱量と凝縮量は相互に関係しているので、収束解を得るためには反復計算を行う必要がある。

2.2 シートモード シートモードでは、上方管からの落下液は各フィン間溝部に一様に分配されるものと仮定する。溝部液流の特性は基本的には液柱モードにおける領域 A と同一であり、以下の修正をすることにより領域 A に対する物理モデルをそのまま適用できる。

(1) 液シートについて自由落下を仮定し、式(4)中の d に次式で与えられる液シート厚さを代入する。

$$d = \frac{2\Gamma_{n-1}}{\rho_l \{ 2g(p_t - d_0) \}^{1/2}} \quad \cdots \cdots (15)$$

(2) f の値は次式で与えられる。

$$f = 1 \quad \cdots \cdots (16)$$

(3) 式(5)中の圧力こう配を次式で近似する。

$$dP/d\phi = -2\sigma \cos \theta / \{ s(\phi_f - \phi_0) \} \quad \cdots \cdots (17)$$

(4) 前報⁽⁸⁾にならって、式(10)の境界条件として次式を仮定する。

$$\phi = \phi_b \text{ で } d(1/r)/d\phi = 0, \quad r = 1.2s \quad \cdots \cdots (18)$$

2.3 平均熱伝達 管の平均熱流束 q_m は各領域の局所熱流束の面積平均として次式で与えられる。

$$q_m = \{ q_{Au}(\bar{\phi}_f - \bar{\phi}_0)_A + q_{Af}(\bar{\phi}_b - \bar{\phi}_f)_A \} f + \{ q_{vu}\bar{\phi}_{fv} + q_{vf}(1 - \bar{\phi}_{fv}) \} (1 - f) \quad \cdots \cdots (19)$$

ここに $\bar{\phi} = \phi/\pi$ 。

また、平均熱伝達係数 α_m を次式で定義する。

$$\alpha_m = \left\{ \frac{T_s - T_c}{q_m} - \frac{d_0}{2\lambda_w} \ln \left(\frac{dr}{dc} \right) - \frac{d_0}{dc} \frac{1}{\alpha_c} \right\}^{-1} \quad (20)$$

ここに λ_w は管の熱伝導率、 d_c は管内径、 α_c は冷却側の熱伝達係数。なお、単一管の伝熱性能を取扱った前報⁽⁹⁾では α_m を q_m と面積平均凝縮温度差 $(T_s - T_{wm})$

表 1 実験データの概略

Bundle	Fluid	Dimensions of tube and bundle											Ref.
		N	p _t mm	d _o mm	d _c mm	p mm	h mm	t _m mm	r _o mm	r _r mm	θ rad	ε	
1b	R12 n-butane Acetone	6	33.3	18.95	13.97	1.69	1.58	0.51	0.11 ^a	0.40 ^a	0.106	2.42	[2]
2b	R12	10	31.0	20.6	15.8 ^a	2.00	1.41	1.01	0.34 ^a	0.33 ^a	0.363	1.84	[4]
3b		10	31.0	16.74	12.3 ^a	1.32	1.23	0.67	0.26 ^a	0.25 ^a	0.185	2.36	
4b		10	31.0	16.64	12.9 ^a	1.24	0.87	0.62	0.25 ^a	0.25 ^a	0.269	1.96	
5c	Steam	12	23.9	17.9	12.7	2.5	1.0	1.0	0.0	0.0	0.0	1.69	[1]

a Estimated value

b Vertical column of horizontal low finned tubes

c Simulated tube bundle using an inundation tube

図 3 Katz-Geist の実験との比較

の比で定義した。3章の計算結果によると、上述の2種類の定義による α_m の相違は1%以内である。

2・4 計算手順 所定の蒸気、管群および冷却水の条件について、各管列の q_m および α_m を求める手順は次のようになる。

(1) 第1管列(最上列)については、単一管に関する計算法⁽⁹⁾を適用する。そして q_m および α_m をそれぞれ式(19)、(20)により求める。

(2) 第2管列以降については、上方管から落下する凝縮液の落下モードを式(1)の基準により判別する。ついで f の値を式(2)または式(16)によって求める。

(3-i) 領域 U については、単一管と同一の計算法を適用し、 q_{vu} および q_{vf} を求める。

(3-ii) 領域 A については、式(6)により M_n を求め、 m の値を仮定して式(5)および式(10)を解き、 $\phi = \phi_1, \phi_2$ における厚液膜形状を求める。ついで単一管と同一の計算法を適用して q_{Au} および q_{Af} を求める。さらに式(7)により m を求め、上述の手続きを繰返す。収束解が得られたところで反復計算を終了する。

(3-iii) q_m および α_m をそれぞれ式(19)、(20)により求める。

(4) 次の管列に進む。計算上フィン間溝部に凝縮液が充満している場合には計算を終了する。そうでない場合には上述の(2)および(3)を反復する。

3. 実験値との比較および検討

まず本計算法による予測値と従来の実験値との比較を行う。引用した実験データの概略を表1に示す。表1中には表面積拡大率 ε (実表面積と直径 d_0 の平滑管の表面積の比)も併記してある。供試管群1~4は水平ローフィン付管群の縦列により構成されている。供

図 4 Gogonin らの実験との比較

試管群5は1本の水平供試管の真上に多孔質液供給管を配置した模擬管群である。図3はKatz-Geist⁽²⁾のR12、 n -ブタンおよびアセトンに関する実験値との比較を示す。図3の上半部には2種類の冷却水流速 u_c における伝熱促進率 α_m/α_{m0} の値を管群入口からの管列数 n に対してプロットしてある。ここに α_{m0} は供試管と d_0 および $(T_s - T_{wm})$ の値が等しい平滑単管に対するNusseltの解⁽³⁾を示す。なお、 α_m の実験値は文献中の熱通過に関するデータから修正ウィルソンプロット法によって著者らが求めたものである(壁温は測定されていない)。また、図3の下半部には f の予測値も併記してある。 α_m/α_{m0} の予測値は一般的に n の増大に

つれて減少しているが、例外として $u_c=3.8\text{ m/s}$ に対する n -ブタンおよびアセトンの計算結果については、液柱モード ($f<1$) からシートモード ($f=1$) への遷移の際に α_m/α_{m0} の値が若干増大している。予測値と実験値を比較すると、R 12 およびアセトンに関しては両者の一致は良好である。 n -ブタンの場合には予測値のほうが最大 15 % 程度小さい。

図 4 は Gogonin ら⁽⁴⁾ の R 12 に関する実験値との比較を α_m 対 $(T_s - T_{wm})$ の関係で示す。Gogonin らは、ローフィン付管のフィン頂部およびフィン根元部の円筒面について平滑管に関する Nusselt の解⁽³⁾ を仮定 (フィン根元部については凝縮液イナデーションを考慮) し、この部分の伝熱量を実験値から差引くことによってフィン側面の伝熱量を求め、ついでフィン側面の熱伝達係数を得ている。ここでは上述の手順を逆に行って α_m の実験値を求めた。図 4 より、予測値と実験値の大部分のデータについて $\pm 12\%$ 以内で一致している。

図 5 は Marto⁽⁵⁾ の水蒸気に関する実験値との比較を α_m/α_{m0} 対 n の関係で示す。実験値は約 1 m/s の下向き蒸気流速の存在下で得られたものである。図 5 の下半部には f の予測値も併記してある。水蒸気は σ および Δh の値が大きいので、式 (1) によって予測される液落下モードは第 12 管列まで液柱モードである。図 5 によれば、 α_m/α_{m0} の予測値は実験値より 5~20 % 小さく、 n の増大につれて両者の差が大きくなる傾向がある。その原因の一つとして、理論解析では蒸気流速の影響を考慮していないことがあげられる。

つぎに、R 12 および水蒸気を代表的凝縮物質として選び、フィン間隔 s および管列数 n が熱伝達におよぼす影響を数値計算によって検討する。計算条件は $T_s=35^\circ\text{C}$ 、 $T_c=25^\circ\text{C}$ 、 $u_c=2\text{ m/s}$ 、銅管、 $d_o=19.1\text{ mm}$ 、 $d_c=14.5\text{ mm}$ 、 $h=1.4\text{ mm}$ 、フィン厚さ $t=0.3\text{ mm}$ 、フィン先端の曲率半径 $r_0=0\text{ mm}$ 、フィン根元の角部の曲

率半径 $r_r=0\text{ mm}$ 、 $\theta=0^\circ$ 、 $p_t=31\text{ mm}$ とする。なお、計算に際して α_c の値が必要であるが、これは Dittus-Boelter⁽¹¹⁾ の式によって求める。図 6 は 5 種類の s に対する α_m/α_{m0} および f の予測値を n に対してプロットしたものである。図 6 (a) は比較的小さい σ および Δh の値を持つ R 12 の結果を示す。この場合 α_m/α_{m0} の値は s によって大幅に変化しており、また第 1 管列について α_m/α_{m0} が最大となる $s=0.2\text{ mm}$ の管では n の増大につれて α_m/α_{m0} が急激に減少している。図 6 より、 $2 \leq n \leq 15$ については s の最適値は約 0.3 mm である。なお、その他の特徴として、 s が比較的小さい場合には液柱モード ($f<1$) からシートモード ($f=1$) への遷移に際して α_m/α_{m0} が多少増大するのに対して、 s が比較的大きい場合には逆に減少している。図 6 (b) は比較的大きい σ および Δh の値を持つ水蒸気の結果を示す。水蒸気に関する α_m/α_{m0} の値は R 12 の場合よ

(a) R 12

(b) 水蒸気

図 6 フィン間隔と管列数が伝熱性能に与える影響

図 5 Marto の実験との比較

りかなり小さく、またその値は s および n によってあまり変化しない。 s の最適値は約 1.3 mm である。

図 6 (a), (b) の計算例についてフィン効率の値を比較すると、R 12 では u 領域および f 領域についてそれぞれ 0.92~0.94 および 0.95~0.97、水蒸気ではそれぞれ 0.42~0.50 および 0.58~0.63 である。したがって R 12 の場合には t をさらに減少させると、表面積増大の効果がフィン効率減少の効果を上まわると考えられ、 t の最適値は 0.3 mm より小さい。一方、水蒸気の場合には、図 5 に示した $t=1$ mm の場合と図 6 (b) との比較によっても明らかのように、 t の最適値は 0.3 mm より大きい。つぎに伝熱促進率と表面積拡大率の関係をみると、R 12 では $s=0.2$ mm, $n \geq 3$ の場合を除けば、 $\alpha_m/\alpha_{m0} > \varepsilon$ であるのに対して、水蒸気では $s=2.2$ mm, $n \leq 8$ の場合を除けば、 $\alpha_m/\alpha_{m0} < \varepsilon$ となっている。この相違は主として、水蒸気に関する ϕ_f およびフィン効率の値が R 12 に比べてかなり小さいことに原因があると考えられる。

4. 結 言

静止蒸気中におかれた水平ローフィン付管群の凝縮伝熱性能計算法を開発した。本計算法は単一管に関する前報⁽⁹⁾の計算法をもとにしており、これに水平ローフィン付管の縦列を流下する凝縮液の流動特性⁽⁸⁾を考慮して修正を加えたものである。各管列の伝熱量は、蒸気、管列および冷却水の条件を与え、蒸気から冷却水への結合伝熱を記述する連立代数方程式を数値的に解くことによって求められる。

4 物質、5 管群に関する従来の実験値との比較によると、本計算法による熱伝達係数の予測値は R 12 およびアセトンの実験値とよく一致し、また n -ブタンおよび水蒸気の実験値とかなりよく一致した。現実的条

件を与えて行った計算結果によると、表面張力および凝縮潜熱が比較的小さい R 12 では、熱伝達係数はフィン間隔によって大幅に変化し、フィン間隔が小さい場合には管列数の増大につれて急激に低下する。最適フィン間隔は管列数 2~15 について約 0.3 mm である。一方、表面張力および凝縮潜熱が比較的大きい水蒸気では、伝熱促進率が R 12 の場合よりかなり小さく、熱伝達係数はフィン間隔および管列数によってあまり変化しない。最適フィン間隔は約 1.3 mm である。

なお、前報⁽⁸⁾⁽⁹⁾の結果をも考慮すると、本解析の適用範囲は (1) $p_i/d_o \leq 3$, (2) $h \leq d_o/8$, (3) 凝縮物質の液粘性が水と同程度以下、(4) フィン間溝部が凝縮液で完全に充満しない、の条件を満足する場合に限られる。高い液粘性を有する物質については従来実験がなされておらず、今後の研究が必要である。

文 献

- (1) Marto, P. J., *Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf.*, 1 (1986), 161.
- (2) Katz, D. L. and Geist, J. M., *Trans. ASME*, 70 (1948), 907.
- (3) Nusselt, W., *VDI-Z*, 60-27 (1916), 541, 60-28 (1916), 569.
- (4) Gogonin, I. I., ほか 2 名, *Kholodil'naya Tekhnika*, 1 (1983), 26.
- (5) Marto, P. J., 文献 (1) の 168 ページおよび私信。
- (6) Ishihara, K. and Palen, J. W., *Inst. Chem. Eng. Symp. Ser.*, 5 (1983), 429.
- (7) Beatty, K. O., Jr. and Katz, D. L., *Chem. Eng. Prog.*, 44-1 (1948), 55.
- (8) 本田・ほか 2 名, 機論, 53-488, B (昭 62), 1320.
- (9) 本田・ほか 2 名, 機論, 53-488, B (昭 62), 1329.
- (10) Yung, D., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 102-1 (1980), 20.
- (11) Dittus, F. W. and Boelter, L. M. K., *Univ. Calif. Pub. Eng.*, 2 (1930), 443.

討 論

〔質問〕 平 沢 茂 樹

〔(株)日立製作所機械研究所〕

(1) 式(1)の遷移点 K と式(2)の比例定数 C について、前報⁽⁸⁾では液の物性値に依存すると述べているのに、結論の解析適用範囲(iii)に表面張力が前報⁽⁸⁾の検討範囲から外れている水を含める点に問題はないか。また 2130 ページ左欄 3 行め「3 章で… $c=1.5$ とすればよい」の理由をお教えいただきたい。

(2) 図 3, 6 より液性モードとシートモードとで α_m/α_{m0} が 20% 以下の差しかないことがわかる。そこ

で、Nusselt の解析と同様に段ごとに溝内の液流量が連続するとして扱えば (すべてシートモードとするに類似)、精度をあまり悪くせずに計算をかなり簡単にできると思われるが、本解析と比較して管群全体の熱交換量の推定にどの程度の差が生じるか計算例があったらお教えいただきたい。

〔回答〕 (1) 無次元数 K は流動様式遷移におよぼす μ_l の影響が無視できるものとして次元解析により導かれたものであるが、前報⁽⁸⁾で使用了 3 物質の μ_l の開きは 4 倍であるので、式(1)の一般性を主

張するには必ずしも十分でないのは事実である。流動様式遷移については、前報以外にシリコンオイル(付1)および水(付2)に関する報告がある。それらによると、液柱モードとシートモード間の遷移点の K の最大値はシリコンオイル ($\mu_l=0.096 \text{ Pa}\cdot\text{s}$) について 0.38, 水 ($\mu_l=1.01\times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$) について 0.3 以上 (観察されていない) となる。前者は前報の測定値 0.37~0.46 と比較的よく一致している。これら 4 物質の μ_l の間には 170 倍の開きがあるので、遷移におよぼす μ_l の影響は無視できると言えよう。したがって式(1)は上述のばらつき程度の精度で水に対しても適用できると考えられる。次に、 c の値は下方管へ衝突した液柱の挙動によって定まるが、これを支配する主な物理量は ρ_l と μ_l であると考えられる。本論文で使用した $c=1.5$ は前報⁽⁶⁾の R 113 およびメタノールについてあてはまる値であるが、本論文に引用した実験データの ρ_l の値

は R 113 またはメタノールと同程度であり、 μ_l の値はメタノールより一般に小さい。したがって c の値は 1.5 より小さい可能性があるが、 c は本来 1 より大きく、また図 3, 5, 6 から明らかなように液柱モードにおける f の値は小さいので、 c の誤差が a_m の計算値におよぼす影響は無視できると考えられる。

(2) 図 6 の場合について、全領域でシートモードを仮定して伝熱量を求めると、本計算法による伝熱量より図 6(a)で最大 0.3%, 図 6(b)で最大 2.6%高い値が得られた。したがって多くの場合についてはこの簡単化された計算法によっても十分の精度で熱交換量を推定できるものと考えられる。

(付1) Dhir, V. K. and Taghavi-Tafreshi, K., *ASME Paper*, 81-WA/HT-12 (1981), 1.

(付2) Mitrovich, J., *Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf.*, 4 (1986), 1949.