冷媒の水平管外凝縮*

(高蒸気流速域の特性)

本田 博司**, 野津 滋**
内間 文顕**, 藤井 哲***

Condensation of Refrigerants on Horizontal Tubes-Characteristics of Vapor Shear Controlled Regime

by Hiroshi HONDA, Shigeru NOZU,
Bunken UCHIMA, and Tetsu FUJII

Heat transfer measurements and flow visualization studies are reported for condensation of R 113 at near atmospheric pressure on single horizontal tubes of 8.0 mm and 19.0 mm in outer diameter with vertical vapor downflow. The vapor velocity ranged from 0.34 m/s to 15.6 m/s, and the condensation temperature difference from 3.1 K to 32.3 K. The flow of condensate was visualized by injecting a dye tracer into the condensate film. The film showed the inception of waves and the change of wave pattern with the increase of vapor velocity. In the three dimensional wave regime the film showed an abrupt change of thickness at an angular position somewhat lower than the tube axis. The heat transfer results are compared with available experimental data and with theory. Empirical equations for the average heat transfer coefficient based on the equivalent Reynolds number concept are proposed for the vapor shear controlled regime.

Key Words: Phase Change, Forced Convection Condensation, Horizontal Tube, Flow Visualization, Empirical Equation

1. 緒 言

水平円管上の強制対流凝縮に関する実験的研究は従来主として水蒸気について行われてきたが、最近になってフロン系冷媒に関する研究がいくつか報告されている。平均熱伝達に関して従来の実験値と層流二相境界層理論に基づく解とを比較した結果^{(1)~(3)}によると、水蒸気の実験値は一樣壁面熱流束の解に近い特性を示し、高蒸気流速域でも層流理論からのずれが小さい。一方冷媒の実験値(一樣壁温に近い条件で得られている)は管径が大きいほど低い蒸気流速で層流理論からずれ始め、蒸気流速の増大につれて実験値のほうが高くなる。その原因として、著者ら⁽¹⁾は気液界面せん断力によって生じる界面波の影響を指摘した。最近 Rose⁽⁴⁾は液膜流について圧力項を考慮した近似解析を行い、蒸気密度の大きいフロン系冷媒ではこの項を無視した解に比べて高蒸気流速域で平均熱伝達係数が高くなることを指摘している。しかし、実験的に見い出された管径の影響はこの理論によって説明できない。

上述のように、高蒸気流速域におけるフロン系冷媒

の凝縮伝熱特性はまだ十分解明されていない。本報では、蒸気流速および管径の影響について新しい実験データを得ることを目的として行った実験結果について述べる。さらに、従来の実験値を含めて平均熱伝達係数の無次元整理を行い、高蒸気流速域に関する経験式を導く。

記 号

c_p : 定圧比熱

d : 管の直径

Fr : フルード数 $= u_\infty^2/gd$

H : 相変化数 $= c_{pl}(T_s - T_w)/L$

h : 供試管に直角方向の蒸気流路幅

L : 凝縮の潜熱

l : 供試管の有効長さ

Nu : 平均ヌセルト数 $= ad/\lambda_l$

Pr : プラントル数

Q : 冷却水の受熱量

Q_t : 熱損失

q : 平均熱流束

R : $\rho\mu$ 比 $= (\rho_l\mu_l/\rho_v\mu_v)^{1/2}$

Re_{eq} : 等価レイノルズ数 $= Re_f + Re_l(\rho_v/\rho_l)^{1/2}$

Re_f : 膜レイノルズ数 $= 2\pi dq/\mu_l L$

* 昭和59年11月22日 第928回講演会において講演、原稿受付 昭和59年5月28日。

** 正員、岡山大学工学部(〒700 岡山市津島中3-1-1)。

*** 正員、九州大学生産科学研究所(〒816 春日市春日公園6-1)。

R_{ci} : 二相レイノルズ数 $= \rho_i u_{\infty} d / \mu_i$

T_s : 飽和温度

T_w : 管外表面の平均温度

t : 管の肉厚

u_{∞} : 近寄り蒸気速度

X : 無次元量 $= (1 + P_{ri}/RH)^{2/3} / (P_{ri}/F_r H)^{1/2}$

α : 平均熱伝達係数

λ : 熱伝導率

μ : 粘性係数

ρ : 密度

ϕ : 液膜厚さが急変する位置

添字

c : 計算値

l : 凝縮液

v : 蒸気

2. 実験装置および実験方法

冷媒 R 113 の鉛直下降流に関する実験を行った。実験装置は自然循環式の閉ループになっている。その概略を図 1 に示す。実験装置の詳細については前報⁽¹⁾に述べられている。

供試管は外径 d が 8.0 mm および 19.0 mm の 2 種類の銅管を使用した。管の肉厚はともに 1.5 mm である。図 2 に 19 mm 管の試験区間への取付け状態を示す。試験区間は内寸法 100 mm × 110 mm のく形断面ダクトであり、幅 110 mm の両壁面の中央を横切って供試管が取付けられる。したがってその有効長さ l は 100 mm である。なお、供試管に平行な両壁面に平板状ブロックを取付けることにより、蒸气流路幅 h を変化させることができる。19 mm 管については、図 2 に示す 4 断面について管頂、管側および管底の計 15 点の局所壁温を測定した。8 mm 管については、両側壁からそれぞれ 10 mm の断面および中央断面について計 11 点の壁温を測定した。

諸量の測定法および実験方法については前報⁽¹⁾に述べられている。異なる点として、供試管の冷却水量は計量ガラス管とストップウォッチで測定した。また、その出入口温度は混合室に挿入した 5 本直列の銅・コ

ンスタント熱電対で測定した。なお、蒸気発生量を計算する際にボイラへもどる液の過冷の影響を考慮してある(前報の記述には誤りがある)。

19 mm 管については凝縮液の流れの観察を行った。供試管の上流側 100 mm の位置に外径 0.5 mm のステンレス管を挿入し、その先端が供試管のほぼ中央部の管頂に接触するように固定した。そして青色染料 (Diaresin blue P) の R113 溶液をトレーサとして注入した。その流量は 3.6×10^{-3} g/s 程度であった。

実験条件の概略を表 1 に示す。ここに T_s は飽和温度、 T_w は管外表面の平均壁温、 u_{∞} は近寄り蒸気速度である。全実験は圧力がほぼ 0.12 MPa の条件で行われた。

図 1 実験装置の概略

図 2 供試管および固定部 (19 mm 管)

表 1 実験条件

Fluid	Tube material	d mm	h mm	d/h	T_s °C	$T_s - T_w$ K	u_{∞} m/s
R113	Copper	8.0	23	0.348	53.0	3.1	0.36
			32	0.250	~54.1	~32.3	~15.64
			110	0.073			
		19.0	45	0.422	48.2	3.1	0.34
			110	0.173	~52.0	~28.7	~8.38

3. 実験結果および考察

3.1 実験値の整理 平均熱伝達係数 α および平均ヌセルト数 N_u はそれぞれ次式によって定義される。

$$\alpha = (Q + Q_i) / \pi d l (T_s - T_w), N_u = \alpha d / \lambda_i \cdots (1)$$

ここに Q は冷却水のエンタルピ上昇, Q_i は供試管以外の部分における熱損失である。 Q_i はあらかじめ検定実験によって求めた式を用いて計算した。 Q_i/Q の最大値は 13.2% であった。 T_s は圧力の測定値から飽和蒸気圧曲線を用いて計算した。この値は飽和蒸気を流したときの熱電対による蒸気温度測定値と ± 0.1 K 以内で一致することを確認してある。 T_w は局所壁温の面積平均値に管壁内熱伝導の補正を行った値である。データ整理に際して、凝縮液の物性値は $T_r = T_w + 0.3(T_s - T_w)$ における値を採用した。

3.2 壁温分布 本実験では l が比較的小さいため、管壁温度の軸方向変化が認められた。これを $T_s - T_w$ に対する各壁温測定断面の平均凝縮温度差の比についてみると、冷却水入口側断面(壁から 10 mm)の値は 8 mm 管について 1.51, 19 mm 管について 1.61 に達した。この最大値は $T_s - T_w$ が最小のときに見られた。しかし下流側断面の値の変化幅は 0.79~1.05 の間にあった。管周方向の凝縮温度差変化(各断面の平均値に対する比の変化)も $T_s - T_w$ の減少につれて大きくなり、その最大変化幅は 8 mm 管の場合 0.90~1.13, 19 mm 管の場合 0.80~1.25 であった。

3.3 凝縮状態 19 mm 管上の凝縮状態を図 3 に示す。実験条件は $h = 45$ mm, $T_s - T_w \cong 10$ K で、図 3 の(a)~(e)の順に u_∞ が増大する。なお、これらの写真に対応する熱伝達のデータを図 4 (e), 5 (a), 6 (b), 7 (a)中に記号☆印で示してある。図 3 (a)ではトレーサの濃さが一様で、境界がめいりょうであることから液膜は層流と考えられる。図 3 (b)ではトレーサの濃淡から、ほぼ二次元的な波が発生していることがわかる。図 3 (c)になると管上半部の波は小さくなり、三次元波の性質を示している。また管中心線よりいく分下部で液膜厚さが変化しているのが認められ、この位置でトレーサの流跡が折れまがっている。これは下流側における蒸気の循環流の影響と考えられる。図 3 (d)では管上半部の液膜に 1 mm 程度の間隔では点状の凹凸が見られる。また液膜厚さの変化位置がめいりょうになり、その付近で小液滴の発生が認められる。下流側ではトレーサの幅が広がっており、液の混合が起きていると考えられる。図 3 (e)では

管上半部の液膜に細かい縦じま状の凹凸が見られる。液はひも状になって管から流下し、10 mm ほど下部で分裂して飛散している。図 3 (a)~(d)の管上半部に見られる気液界面の挙動は水平面上の水膜⁽⁵⁾について観察されているものと対応している。しかし後者では図 3 (e)に対応する現象は観察されていない。これは液膜の厚さの相違(図 3 (e)では層流二相境界層理論⁽⁶⁾による液膜厚さは 0.04 mm 以下、水膜の測定値⁽⁵⁾は 2.5 mm 以上)によると考えられる。

図 3 (c)~(e)に対応する液膜厚さ変化位置(管頂から計った角度) ϕ および平均ヌセルト数 N_u と、著者ら⁽⁶⁾および Rose⁽⁴⁾の層流二相境界層理論による値との比較を表 2 に示す。 ϕ は数枚の写真に対する平均値である。著者らの解析(管壁内周方向熱伝導を考慮)によれば、 ϕ は蒸気境界層のはく離点に対応し、 ϕ および N_u の値は仮定された蒸気主流速度分布によって変化する。表 2 中の $\phi_p, N_{u,p}$ および $\phi_R, N_{u,R}$ はそれぞれポテンシャル流れに対する解および単相流に関する Roshko⁽⁷⁾の分布に対する解を示す。Rose の解析(一樣壁温を仮定)によれば、 ϕ は正の圧力こう配によって液膜厚さのこう配が無限大になる位置に対応する。なお、この解析はポテンシャル流れを仮定し、気液界面せん断力に Shekriladze-Gomela⁽⁸⁾の近似を用いて

図 3 凝縮様相

いる。表2中の ϕ_{SR} , Nu_{SR} はこの解を示す。

表2によれば、 ϕ は ϕ_R と ϕ_P の中間にあり、(d)と(e)については ϕ_{SR} とよく一致する。しかし、 Nu に関しては u_∞ が大きいほど実験値と理論値の差が大きくなる。したがって、この領域の熱伝達を層流理論によって予測することはできない。 Nu が層流理論より高くなる原因としては、管上半部の液膜の微細な波動と、管下半部の液膜内の混合運動が考えられる。

3.4 平均熱伝達係数の無次元整理 図4は全実験データを層流二相境界層理論による無次元パラメータ $Nu/\sqrt{Re_L}$ 対 Pr_L/FrH の座標上にプロットしたものである。ここに、 $Re_L = \rho_L u_\infty d / \mu_L$ は二相レイノルズ数、 $Fr = u_\infty^2 / gd$ はフルード数、 $H = c_{pL}(T_s - T_w)/L$ は相変化数である。実験値は u_∞ ごとに異なる記号で示されており、同一の u_∞ に対するデータのうちでは Pr_L/FrH が大きいほど $T_s - T_w$ が小さい。図4中にはNusselt⁽⁹⁾の式を一点鎖線で、また一様壁温、Roshkoの主流速度分布に対する著者らの数値解を近似する次式⁽¹⁾を実線で示している。

$$Nu/\sqrt{Re_L} = 0.728(Pr_L/FrH)^{1/4} \times (1 + X + 0.57X^2)^{1/4} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $X = (1 + Pr_L/RH)^{2/3} / (Pr_L/FrH)^{1/2}$ 。2本の実線はそれぞれ $T_s - T_w$ の実験値の上限および下限に対応している。一般的傾向として、 u_∞ が小さい場合には実験値はほぼ2本の実線の間にあり、 u_∞ の増大につれて実験値は高めにずれていく。また、同一の u_∞ に対するデータを結ぶ線の傾きは、 u_∞ が小さいときにはヌセルトの解の0.25に近く、 u_∞ が大きくなると零に近づいている。同様の傾向は冷媒R21に関するGogonin-Dorokhov⁽¹⁰⁾のデータにも認められる。

図5は本実験データおよびフロン系冷媒に関する従来の実験データ⁽¹⁾⁽²⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾について、 Nu の実験値と式(2)による計算値 Nu_{uct} との比 Nu/Nu_{uct} を Pr_L/FrH に対してプロットしたものである。なお、Kutateladze⁽¹¹⁾のデータは一行管列に関するものであり、ここでは最上列の管に関するデータのみを用いている。図5(a)には本実験データを d と h の各組合せごとに異なる記号で示している。8 mm管についてはブロックage比 d/h の影響が認められ、 d/h が大きいほど Nu/Nu_{uct} も大きい。19 mm管はデータのばらつきが大き

いが、 Pr_L/FrH の大きい領域で同様の傾向が認められる。各管について、一定の Pr_L/FrH 以上の領域では $Nu/Nu_{uct} = 1$ であるが、それ以下の領域では Pr_L/FrH の減少につれて Nu/Nu_{uct} が増大する。R113に関する図5(a)と(b)のデータを比較すると、 $Nu/Nu_{uct} = 1$ の線からずれ始める Pr_L/FrH の値は d が大きいほど大きいことが確認される。R21に関する図5(c)のデータはばらつきが大きい、16 mm管と17 mm管について同様の傾向が認められる。

層流理論からはずれる領域についてはまだ不明の点が多いが、ここで管内強制対流凝縮に関する整理法を拡張して適用してみる。図6は等価レイノルズ数

図4 平均熱伝達のデータ

表2 ϕ および Nu の実験値と理論値の比較

Case	u_∞ m/s	ϕ rad	ϕ_R rad	ϕ_P rad	ϕ_{SR} rad	Nu	Nu_R	Nu_P	Nu_{SR}
(c)	3.27	1.75	1.58	2.04	2.08	537	443	500	481
(d)	5.45	1.76	1.57	2.03	1.76	791	494	581	578
(e)	8.51	1.81	1.58	2.04	1.71	1013	547	666	671

$Re_{eq} = Re_f + Re_t(\rho_v/\rho_l)^{1/2}$ 対 $Nu/P_{rl}^{0.4}$ の関係で図5の全データをプロットしたものである。ここに $Re_f = 2\pi d \times q/\mu_l L$ は膜レイノルズ数である。図6中の実線は次式を示す。

$$Nu = 0.11 Re_{eq}^{0.8} P_{rl}^{0.4} \dots\dots\dots (3)$$

R113に関する図6(a)~(c)のデータは Re_{eq} の増大につれて式(3)に漸近する傾向がある。しかし、図6(d)に示すR21の場合には Re_{eq} の大きい領域で式(3)より低めのデータがある。そこで試みに、流下液膜の蒸発に関する実験式⁽¹²⁾にならって P_{rl} の指数を0.65にとると、R113 ($P_{rl}=6.9\sim 8.7$)とR21 ($P_{rl}=3.0\sim 3.1$)のデータのまとまりが良くなり、 Re_{eq} の大きい領域について次式を得る。

$$Nu = 0.066 Re_{eq}^{0.8} P_{rl}^{0.65} \dots\dots\dots (4)$$

式(2)および式(3)〔または式(4)〕で表されない中間領域については、実験値が連続的に変化していることを考慮して

$$Nu = (Nu_{uct}^n + Nu_{eq}^n)^{1/n}$$

なる形の式を想定し、実験値との比較によって最適の n の値を定めることにした。ここに Nu_{uct} は式(2)による値、 Nu_{eq} は式(3)による値である。その結果 $n=4$ と定められた。したがって全領域に適用できる経験式として次式を得る。

$$Nu = (Nu_{uct}^4 + Nu_{eq}^4)^{1/4} \dots\dots\dots (5)$$

図5 Nu/Nu_{uct} と Pr_l/Pr_h の関係

図7は実験値 Nu と式(5)による計算値 Nu_{uc} の比 Nu/Nu_{uc} を Pr_l/Pr_h に対してプロットしたものである。R113に関する図7(a), (b)では $Nu/Nu_{uc}=1$ からのデータのばらつきはほぼ±15%以内である。なお、細かくみれば d/h の大きいデータは高めの Nu/Nu_{uc} の値をとり、 d/h の小さいデータは低めの値をとる。R21に関する図7(c)では、データのばらつきはほぼ±20%以内である。なお、式(5)中の Nu_{uct} を式(3)の代わりに式(4)を用いて計算すると、データのばらつきはR113に関しては図7と同程度であり、R21に関してはほぼ-10%~+30%になる。したがって、この結果からただちに式(3)と式(4)の優劣を判断することはできない。この点を明らかにするためには、今後 Pr_l の異なる物質に関する実験を行う必要がある。

図6 等価レイノルズ数による整理

図7 Nu/Nuc と Pr_i/Pr_h の関係

4. 結 論

R113の鉛直下降流から外径8 mmおよび19 mmの水平円管への凝縮熱伝達に関する実験を行い、ついでフロン系冷媒に関する従来のデータを含めて平均熱伝達係数の無次元整理を行った。主な結論は

(1) 凝縮液の流れは蒸気流速の増大につれて層流、二次元的波状流、三次元的波状流へ遷移する。三次元的波状流では管中心線よりいく分下部に液膜厚さ

が急に厚くなる位置が現れる。さらに蒸気流速が増大すると、この位置より上流の気液界面の凹凸は次第に細かくなり、下流側では液の混合が顕著になる。

(2) 層流域の平均熱伝達係数は二相境界層理論にもとづく数値解の近似式(2)で予測できる。

(3) 高蒸気流速域のデータは等価レイノルズ数の概念を用いて整理することができる。この領域に関する経験式として式(3)および式(4)を得た。これらの式の妥当性を判断するには Pr_i の異なる物質に関する実験データが必要である。

(4) 遷移領域を含む全領域の平均熱伝達係数は式(5)によって予測できる。

おわりに、実験およびデータ整理に協力された吉田信英君に謝意を表す。研究費の一部は昭和58年度文部省科学研究費・一般研究(c)によるものである。

文 献

- (1) Honda, H., ほか2名, *Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf.*, 5 (1982), 77.
- (2) Lee, W. C., ほか2名, *ASME HTD*, 27 (1983), 107.
- (3) Lee, W. C. and Rose, J. W., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 27-4 (1984), 519.
- (4) Rose, J. W., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 27-1 (1984), 39.
- (5) Hanratty, T. J. and Engen, J. M., *A. I. Ch. E. J.*, 3-3 (1957), 299.
- (6) 本田・藤井, 機論, 46-412, B (昭55), 2420.
- (7) Roshko, A., *NACA Tech. Note*, 3168 (1954).
- (8) Shekrladze, I. G. and Gomelaui, V. I., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 9-6 (1966), 581.
- (9) Nusselt, W., *Z. Ver. Deut. Ing.*, 60-28 (1916), 569.
- (10) Gogonin, I. I. and Dorokhov, A. R., *J. Appl. Mech. Techn. Phys.*, 17-2 (1976), 252.
- (11) Kutateladze, S. S., ほか3名, *Heat Transf., Sov. Res.*, 13-3 (1981), 32.
- (12) Chun, K. R. and Seban, R. A., *Trans. ASME, Ser. C*, 93-4 (1971), 391.