

鉛直管における蒸気と空気の混合気体からの凝縮伝熱

Condensation heat transfer from steam-air mixture in a vertical pipe

村瀬 道雄 (Michio Murase)*¹ 歌野原 陽一 (Yoichi Utanohara)*¹

細川 茂雄 (Shigeo Hosokawa)*² 富山 明男 (Akio Tomiyama)*³

要約 本報では、鉛直管における蒸気と空気の混合気体の流れ方向・半径方向の温度分布データおよび凝縮熱流束 q_c と凝縮熱伝達率 h_c に関する著者らの研究について述べた。非凝縮性気体を含む凝縮伝熱実験は多く実施され、多くの h_c の相関式が提案されており、多くの三次元計算が実施されているが、計算結果の検証データは流れ方向一次元分布であり凝縮面からの距離 y に対する分布データは極めて少ない。そこで本研究では、蒸気と非凝縮性気体の混合気体に対する三次元計算における凝縮伝熱モデル検証データの提供を主目的として、直径 49.5 mm、冷却長さ 610 mm の鉛直管および蒸気と空気の混合気体を用いた凝縮伝熱実験を行い、流れ方向と半径方向の温度分布データを取得した。取得した温度分布データから q_c と h_c を求め、熱輸送と物質輸送の相似則や拡散層モデルに基づく従来相関式で h_c を評価できることを確認した。また、飽和温度より約 100 °C 高い過熱蒸気と空気の混合気体での温度分布を測定し、 q_c と h_c を求め、飽和温度からの凝縮伝熱として扱えば従来相関式で h_c を評価できることを明らかにした。

キーワード 鉛直管、凝縮、熱流束、熱伝達率、非凝縮性気体、温度分布

Abstract In this review, we presented our studies on axial and radial temperature distributions of steam-air mixture in a vertical pipe, condensation heat flux q_c , and condensation heat transfer coefficient h_c . Many experiments on condensation in the presence of non-condensable gases have been carried out, many correlations for h_c have been proposed, and many three-dimensional computations have been done. Most of the validation data for three-dimensional computations are one-dimensional in the flow direction, and distributions as a function of the distance y from the condensation surface are few. Therefore, we carried out experiments on condensation heat transfer from the steam-air mixture in a vertical pipe with the diameter of 49.5 mm and the cooling length of 610 mm, and we measured axial and radial temperature distributions of the mixture, mainly to offer validation data for heat transfer models in three-dimensional computations. We obtained q_c and h_c from the temperature distributions, and confirmed that h_c was expressed by an existing correlation based on the analogy between heat and mass transfers or the diffusion layer model. We also measured temperature distributions of superheated steam-air mixture at about 100 °C higher than the saturated temperature, obtained q_c and h_c , and found that an existing correlation could predict h_c with the assumption of condensation from the saturated conditions.

Keywords vertical pipe, condensation, heat flux, heat transfer coefficient, non-condensable gas, temperature distribution

1. はじめに

軽水炉(加圧水型原子炉 PWR と沸騰水型原子炉 BWR)での冷却材喪失事故 (LOCA) やシビアアクシデント (SA) 時における格納容器 (CV) 内では、非凝縮性気体 (空気や窒素ガスなど) が存在する条件で蒸気の移動と凝縮が生じる。CV を模擬する容器での熱流動実験⁽¹⁾⁻⁽³⁾や実験解析⁽³⁾⁻⁽⁵⁾が行われ、容器内の圧力や温度については解析と実験でよい一致が得られている。また、Severe Accident Research Network of Excellence

(SARNET)でのベンチマーク活動⁽⁶⁾では、高さ 2 m の鉛直平板での凝縮量分布に対する CV 解析用の計算流体力学 (CFD) コードにおける最新モデルが整備され、凝縮量に対してよい予測が得られるようになった。一方、CV のように複雑な流れ場に対しては、従来の凝縮熱伝達率の相関式は Heiss-Dampf Reactor (HDR) の CV で測定された局所の熱伝達率を過大に計算したり過小に計算したりすることが示されている⁽⁷⁾。形状が単純な円管や平板に対しては、多くの凝縮伝熱実験が行われ、凝縮熱伝達率の相関式が提案されている⁽⁸⁾⁻⁽⁹⁾。

*1 (株)原子力安全システム研究所 技術システム研究所

*2 元 神戸大学 現 関西大学

*3 神戸大学

従来実験は流れ方向の一次元データでありCFDの検証に用いる凝縮面からの距離に対する温度分布データが少ない（平板での温度分布データが数例⁽¹⁰⁾⁻⁽¹¹⁾ある程度）。従来相関式ではバルク（主流）と凝縮面の間で熱伝達率が定義されているがCVに対するCFD解析ではバルクの定義が困難である。また、LOCA時には破損位置の近傍では過熱蒸気が生じる可能性があり（主蒸気管破断時の過熱度は約100 °C⁽⁹⁾）、SA時には過熱蒸気がCV内に流出する可能性がある。しかし、過熱蒸気と非凝縮性ガスの混合気体での凝縮伝熱に関する研究例は少ない。Minkowycz and Sparrow⁽¹²⁾は、蒸気の過熱度の影響を計算して非凝縮性気体の存在条件では過熱度が増加すると熱流束が増加するとしている。De la Rosa ら⁽⁸⁾のレビューでは、混合気体の過熱度の増加で熱流束は増加するが熱伝達率は減少すると結論付けている。

本研究の目的は、直径49.5 mmで冷却長さ610 mmの鉛直管を用いて蒸気と空気の混合気体からの凝縮伝熱実験を行い、CFDの凝縮伝熱モデルを検証するための温度分布データを提供すること、過熱蒸気と空気の混合気体からの凝縮伝熱を評価すること、およびCV解析に合理的に適用できる凝縮伝熱の相関式を探索することである。本報では、飽和蒸気と空気の混合気体からの凝縮伝熱実験における温度分布と熱流束⁽¹³⁾、凝縮熱伝達率⁽¹⁴⁾および過熱蒸気と空気の混合気体からの凝縮熱流束と熱伝達率⁽¹⁵⁾について述べる。なお、これらの実験は、神戸大学の富山明男教授との共同研究の一環として実施した。

2. 実験装置と実験条件

2.1 実験装置

実験装置は、蒸気ボイラ、蒸気加熱器、蒸気流量計、減圧弁から成る蒸気供給系、空気圧縮機、空気乾燥器、空気加熱器、空気流量計から成る空気供給系、蒸気と空気の混合器、測定部と同じ直径の助走管、測定部、排気管、および冷却水系で構成されている⁽¹³⁾。空気加熱器より下流の空気配管系、蒸気配管系と蒸気・空気混合気体の配管系は低出力ヒーターで加熱保温した。測定部から流出する蒸気・空気混合気体は大気に放出した。空気流量計の測定誤差は±2.5 %、蒸気流量計の測定誤差は±2 %である。蒸気・空気混合気体の圧力と温度を測定部上流の助走管で測定した。

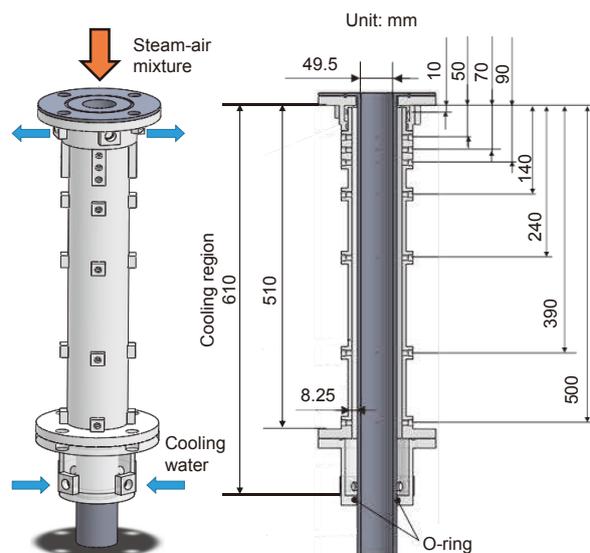


図1 凝縮伝熱実験装置の測定部⁽¹³⁾

圧力計の測定誤差は測定範囲0～0.3 MPaに対して±3 kPa、T型シース熱電対の測定誤差は±0.5 °Cである。

測定部を図1に示す。測定部は内径49.5 mmで肉厚5.5 mmのステンレス管、ギャップ8.5 mmの環状流路を形成するポリカーボネート樹脂製管、および冷却水の入口プレナムと出口プレナムで構成されている。冷却範囲は出入口プレナムを含めて610 mmである。

伝熱壁での温度を測定するために、ステンレス管の半径方向位置 $r = 26.25$ mm（内面から1.5 mm）と28.25 mm（外面から2.0 mm）、軸方向位置 $z = 10, 50, 70, 90, 140, 240, 390, 500$ mmにT型シース熱電対（φ 0.5、先端が平坦）を埋め込み設置した。冷却水の温度を測定するために、同種のT型シース熱電対（φ 0.5、先端が平坦）を $z = 50, 70, 90, 140, 240, 390, 500$ mmに外部から挿入し、熱電対を $r = 30.25, 30.35, 31.25, 32.25, 34.25, 38.25$ mm（伝熱管外面から $y = 0, 0.1, 1, 2, 4, 8$ mm）に移動して温度分布を測定した。

蒸気・空気混合気体の温度分布を測定するために、図2に示す熱電対アレイを使用した。熱電対アレイでは、11本と10本のT型シース熱電対（φ 1.0）を支持板の上流50 mmと20 mmに固定している。熱電対アレイを測定部の下方から挿入し、移動することにより $z = 50, 70, 90, 140, 240, 390, 500$ mmで温度を測定した。温度の測定位置を図3に示す。熱電対の半径方向位置は、図示した上流50 mmでは $r = 0, 10, 11.5, 14, 16, 18, 18.5, 21.3, 21.5, 23, 24$ mmであり、図示していない上流20 mmでは $r = 10, 12, 14, 16, 18, 19, 21,$

21, 22.5, 24 mmである.

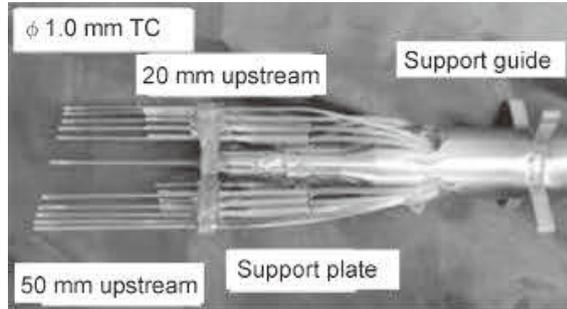


図2 混合気体の温度測定用熱電対アレイ⁽¹³⁾

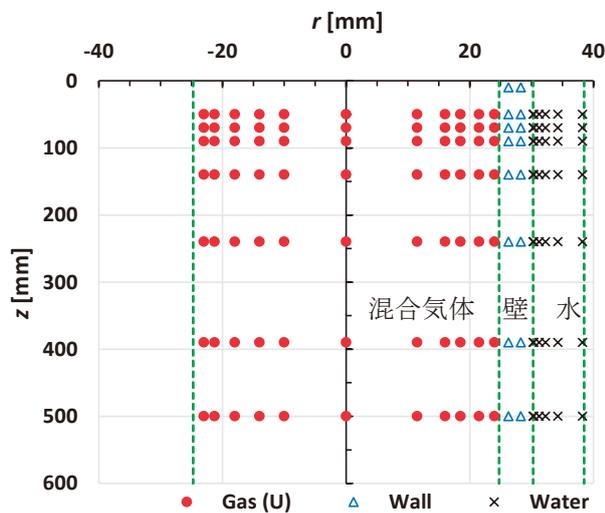


図3 温度の測定位置⁽¹³⁾ (混合気体は上下に移動, 伝熱壁は固定, 冷却水は水平に移動)

2.2 実験条件

主な実験条件を表1に示す. 実験パラメータは, 蒸気流量 W_s と空気流量 W_a である. 飽和蒸気実験⁽¹³⁾では, 蒸気と空気の混合後に飽和状態になるように, 室温の空気を蒸気と混合した. 蒸気と空気の混合器での凝縮により, 助走管での蒸気流量 $W_{s,in}$ は混合前の蒸気流量測定値 $W_{s,s}$ と異なる. そこで, Gibbs-Daltonの法則と理想気体の仮定を用い, W_a および助走管での圧力 P_{in} と温度 $T_{g,in}$ の測定値から次式⁽¹⁶⁾により $W_{s,in}$ を求めた.

$$\frac{W_{s,in}}{W_a} = \frac{M_s P_{s,in}}{M_a (P_{in} - P_{s,in})} \quad (1)$$

ここで, M は分子量である. 助走管での蒸気分圧 $P_{s,in}$

表1 飽和蒸気⁽¹³⁾と過熱蒸気⁽¹⁵⁾での実験条件

No.	$W_{s,s}$ [g/s]	$W_{s,in}$ [g/s]	W_a [g/s]	$x_{a,in}$ [-]	$T_{g,in}$ [°C]	$T_{cw,in}$ [°C]	q [kW/m ²]
1	3.98	3.58	2.0	0.36	97.3	18.5	47.5
2	4.40	4.03	4.5	0.53	91.5	12.5	46.0
2SH	4.47	←	4.5	0.50	191	14.3	56.2
3	5.97	5.77	9.0	0.61	87.3	12.7	47.6
4	5.94	5.91	9.0	0.60	87.7	22.5	45.8
5	5.86	5.86	9.0	0.61	87.5	28.5	39.9
6	4.14	3.94	6.0	0.60	87.7	12.7	42.8
7	2.0	1.91	3.0	0.61	87.4	12.7	27.9
7SH	1.98	←	3.0	0.60	186	15.2	32.8
8	1.07	0.84	1.5	0.64	85.9	11.2	14.0
9	1.07	0.82	3.0	0.79	74.6	11.0	11.0
9SH	0.98	←	3.0	0.75	177	11.3	16.4
10	1.09	0.79	6.0	0.88	61.8	11.2	11.2
11	0.94	0.74	9.0	0.92	53.5	11.2	9.5

助走管圧力 $P_{in} = 0.123 \sim 0.127$ MPa, 冷却水流量 $W_{cw} = 56$ g/s, No.のSH: 過熱蒸気 (その他は飽和蒸気), $W_{s,s}$: 蒸気流量測定値, $W_{s,in}$: 入口蒸気流量, W_a : 空気流量, $x_{a,in}$: 空気質量流量比(= $W_a / (W_{s,in} + W_a)$), $T_{g,in}$: 入口混合気体温度, $T_{cw,in}$: 入口冷却水温度, q : 平均熱流束

は飽和状態を仮定して温度 $T_{g,in}$ から求めた. 空気の質量流量比は $x_{a,in} = 0.36 \sim 0.92$ の範囲である. 助走管での混合気体の温度は $x_{a,in}$ により $T_{g,in} = 53.5 \sim 97.3$ °Cであり, レイノルズ数は $Re_{g,in} = 3600 \sim 25000$ の範囲である. 実験の時期により冷却水の入口温度 $T_{cw,in}$ は異なる. 冷却水のレイノルズ数は約500である.

過熱蒸気実験 (表1のNo. 2SH, 7SH, 9SH) では, 11ケースの飽和蒸気実験から3ケースを選択した⁽¹⁵⁾. 過熱蒸気実験では蒸気, 空気ともに混合前に加熱器で加熱して混合した. したがって, 過熱蒸気実験では蒸気凝縮がなく $W_{s,in} = W_{s,s}$ となり, 飽和蒸気実験より $W_{s,in}$ が多く, 平均熱流束 q が大きい. 蒸気の過熱度は約100 °Cである.

3. 実験結果

3.1 温度分布

測定例としてNo. 7と7SHの半径方向温度分布を図4 (a)と(b)に示す. 図4 (a)に示す飽和蒸気のNo. 7では, 温度低下により気相中で蒸気凝縮 (ミスト) が生じて潜熱 h_{fg} を放出⁽¹⁰⁾するため温度低下を緩和し, 半径方向および流れ方向の温度低下が小さい. 本実験では目視観察できずミストを確認していないが, Kang and Kim⁽¹⁰⁾は平板での温度分布測定でミストの発生を確認した. 温度分布の計算値と測定値との比較は, 凝縮面近傍での挙動だけでなく, 気相空間での相変化 (ミストの発生) モデルの検証にも役立つ.

図4 (b)に示す過熱蒸気のNo. 7SHでは, No. 7の $z = 50$ mmでの飽和温度より高く, 混合気体は全測定点で過熱状態になっている. 過熱蒸気ではミスト発生はなく, 顕熱は潜熱より大幅に小さく, 少しの熱移動で大きく温度変化するため, 半径方向および流れ方向の温度低下が大きい. これらの温度分布はCFD解析の検証に活用できる.

蒸気と空気の混合気体の温度分布から無次元温度差 ΔT^* を式(2)で定義し, 温度境界層の厚さ δ_T を ΔT^* が0.99になる壁からの距離 y で定義した.

$$\Delta T^* = \frac{T_g - T_i}{T_{g,c} - T_i} \quad (2)$$

$$\delta_T = y|_{\Delta T^* = 0.99} \quad (3)$$

ここで, $T_{g,c}$ と T_i は管中心と凝縮面での温度である. T_i は後述する式(11)で求める.

温度境界層の厚さを図5に示す. 冷却水温度の相違で平均熱流束が異なるが, 同一設定条件であるNos. 3~5の平均値は $\delta_T / R = 0.20 (z/d)^{0.40}$ で表せる. 熱流束が大きいNo. 1では δ_T が薄く, 熱流束が小さいNo. 9では δ_T が厚い. 過熱蒸気のNo. 7SHでは, 過熱蒸気の顕熱が小さく温度変化しやすいため δ_T が厚くなる. ΔT^* が0.99になる壁からの距離 y で δ_T を定義しているため, δ_T の不確かさが大きく, 詳細な定量的議論はできない.

式(2)で定義した無次元温度差 ΔT^* の例としてNo. 7と7SHの半径方向分布を図6に示す. 乱流境界層内の ΔT^* は y/δ_T の累乗関数で近似できる.

$$\Delta T^* = a \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^n \quad (4)$$

Nos. 2, 3, 6に対して $\Delta T^* = 0.995 (y/\delta_T)^{0.057} \pm 0.015$

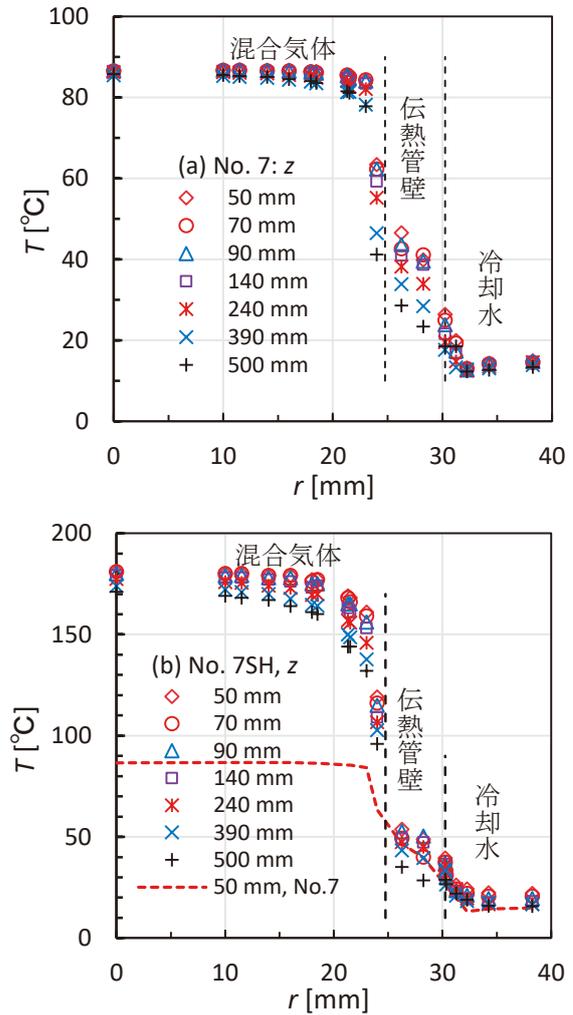


図4 温度分布の測定例

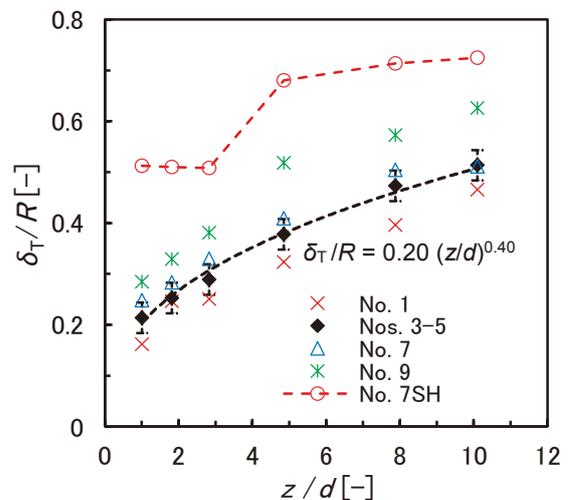


図5 温度境界層の厚さ δ_T

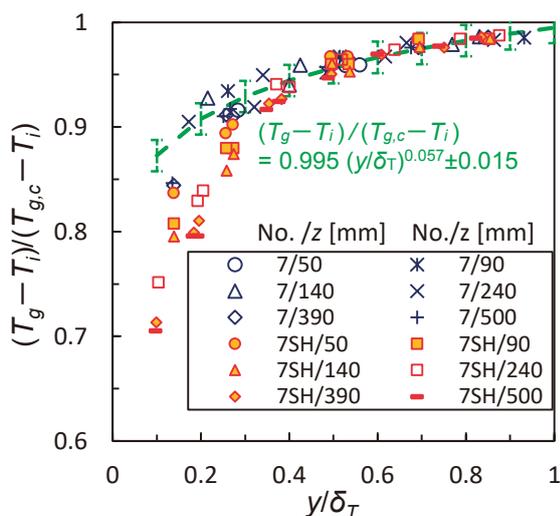


図6 無次元温度差 ΔT^* の分布例

で表せる. q が小さいほど指数 n が大きくなり, Nos. 9~11 で $n = 0.083$ になった⁽¹⁴⁾. 過熱蒸気条件では, 中央部では飽和蒸気条件と無次元温度分布の相違はないが, $y/\delta_T < 0.3$ で温度変化 (温度勾配) が飽和蒸気条件より大きくなる. このため過熱蒸気での温度分布は式(4)との相違が大きくなる. 飽和蒸気では温度低下によりミストが発生して潜熱を放出するため温度低下が小さく, 過熱蒸気では顕熱が小さいため凝縮面に向かって急激に温度低下する.

3.2 熱流束

熱流束測定値の不確かさは測定方法により異なる. 凝縮熱流束を測定する際には伝熱壁での温度勾配による熱流束 q_w が広く用いられている (例えば Araki ら⁽¹⁷⁾). Nagae ら⁽¹⁶⁾ は冷却水のエンタルピー増加による熱流束 q_{cw} もしくは飽和状態を仮定して蒸気と空気の混合気体のエンタルピー減少による熱流束 q_g を求めた. 彼らは, 冷却水や蒸気と空気の混合気体に対して流路断面の中央における温度を用いた. 本研究では, 冷却水や蒸気と空気の混合気体に対して半径方向の温度分布を用いた⁽¹³⁾. 熱流束の測定方法により q_w , q_{cw} , q_g の値が異なるため, 工学的な判断により, これらの平均値を熱流束 q_{ave} とした.

$$q_{ave,j} = \frac{q_{cw,j} + q_{g,j} + (q_{w,j-1} + q_{w,j})/2}{3} \quad (5)$$

添字 j は軸方向位置の番号を示す. 式(5)で定義される q_{ave} は図3に示した流れ方向 (z 方向) に隣接する熱

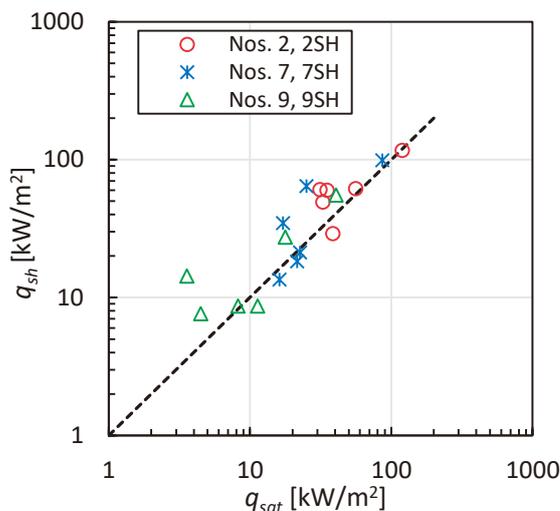


図7 飽和蒸気と過熱蒸気での熱流束の関係⁽¹⁵⁾

電対位置の間での平均値であり, q_w は熱電対位置での局所値であるため平均値 $(q_{w,j-1} + q_{w,j})/2$ を用いた.

q_g の計算では飽和蒸気の仮定を用いており過熱蒸気には適用できない. したがって, 過熱蒸気では熱流束に q_w と q_{cw} の平均値を用いた.

$$q_{ave,j} = \frac{q_{cw,j} + (q_{w,j-1} + q_{w,j})/2}{2} \quad (6)$$

飽和蒸気での熱流束 q_{sat} ⁽¹³⁾ と過熱蒸気での熱流束 q_{sh} ⁽¹⁵⁾ との関係を図7に示す. 蒸気流量が大きい (No. 2, 7, 9の順) ほど熱流束が大きく, 上流ほど境界層が薄く (図5参照) 熱流束が大きくなる. 過熱蒸気では飽和蒸気より熱流束が大きく, 約1.5倍である.

3.3 熱伝達率

蒸気と空気の混合気体から伝熱管の壁面への凝縮熱伝達では, 気体の対流による熱伝達率 h_{conv} , 蒸気の凝縮による熱伝達率 h_c および凝縮した液膜の熱伝達率 h_f がある. 式(5)もしくは式(6)で得られる熱流束 q_{ave} およびバルク (主流) と壁面の温度差 $(T_b - T_w)$ から求まるのは, 熱通過率 h_t である. q_{ave} と熱伝達率 h との関係は次式で与えられる.

$$\begin{aligned} q_{ave} &= h_t (T_b - T_w) \\ &= (h_c + h_{conv}) (T_b - T_i) \\ &= h_f (T_i - T_w) \end{aligned} \quad (7)$$

T_b と T_i および T_w はバルクと凝縮液膜の表面 (つまり

気体と液体の界面) および壁面での温度である. 式(7)は, q_{ave} がバルクと壁面の間, バルクと液膜表面の間, および液膜表面と壁面の間で定義されることを示す. 凝縮熱流束は $q_c = h_c (T_b - T_i)$ である. 本研究では T_b に中心温度 $T_{g,c}$ を使用した ($T_b = T_{g,c}$). 式(7)から温度を消去すると, 次式が得られる.

$$\frac{1}{h_t} = \frac{1}{h_c + h_{conv}} + \frac{1}{h_f} \quad (8)$$

式(8)は飽和条件に対して広く使用されている (例えば, Araki ら⁽¹⁷⁾, Liao and Vierow⁽¹⁸⁾). $1/h_t$ は全熱抵抗, $1/h_f$ は液膜の熱抵抗である. 空気を含まない純粋な蒸気では, h_c が大きく $1/(h_c + h_{conv})$ を無視でき, $1/h_t \approx 1/h_f$ になる. 一方, 空気のような非凝縮性ガスが存在すると凝縮面の近くにガスが停滞して h_c が小さくなり, $1/h_f$ を無視できる場合がある. 測定値から求まるのは h_t であり, h_f と h_{conv} は従来相関式を用いて計算し, h_c を求める.

式(7)と式(8)は過熱蒸気には適用できないので, 過熱蒸気には次式を用いた.

$$\begin{aligned} q_{ave} &= h_t (T_b - T_w) \\ &= h_c (T_s - T_i) + h_{conv} (T_b - T_i) \\ &= h_f (T_i - T_w) \end{aligned} \quad (9)$$

T_s は流路断面での蒸気の飽和温度であり, 凝縮熱流束 q_c は飽和温度 T_s と凝縮面温度 T_i の差に基づいて評価するため, $q_c = h_c (T_s - T_i)$ と近似した. この近似の妥当性は過熱蒸気実験データで確認する. T_s は蒸気分圧 P_s に対する飽和温度として求め, P_s は式(1)を変形して蒸気と空気の質量流量 (W_s と W_a) から求める.

$$\frac{P_s}{P_t} = \frac{W_s / M_s}{(W_s / M_s) + (W_a / M_a)} \quad (10)$$

P_t は測定部圧力, M は分子量である. W_s は伝熱量と熱バランス式から求まる.

h_f と T_i は層流液膜に対するヌッセルトのモデル⁽¹⁹⁾を用いて計算した.

$$h_f = \frac{\lambda_f}{\delta_f}, \quad \frac{\delta_f}{(v_f^2/g)^{1/3}} = \left(\frac{3\Gamma}{\mu_f} \right)^{1/3}, \quad T_i = T_w + \frac{q_{ave}}{h_f} \quad (11)$$

Γ は単位濡れ縁長さ当たりの液膜流量, δ_f は液膜厚さ, λ_f は液相の熱伝導率, μ_f は液粘度, ν_f は液の動粘度である. 液膜厚さは約0.1 mm以下, 液膜レイノ

ルズ数 ($= \Gamma / \mu_f$) は1.2~20の範囲であり, 液膜は層流である.

h_{conv} にはColburnの式⁽²⁰⁾を用い, 温度境界層の発達領域の影響 Nu_z / Nu_∞ を補正した.

$$\begin{aligned} Nu &= \frac{h_{conv} d}{\lambda_g} \\ &= 0.023 Re_g^{0.8} Pr^{1/3} \left(\frac{Nu_z}{Nu_\infty} \right) \\ &\text{for } 2300 < Re_g < 10^7 \end{aligned} \quad (12)$$

d は直径, Nu はヌッセルト数, Pr はプラントル数, λ_g は気相の熱伝導率である. Nu_z / Nu_∞ にはReynoldsら⁽²¹⁾による次式を使用した.

$$\begin{aligned} \frac{Nu_z}{Nu_\infty} &= 1 + \frac{C}{z/d}, \\ C &= 0.8 \left(1 + \frac{70000}{Re_g^{3/2}} \right) \\ &\text{for } 3000 < Re_g < 500000 \end{aligned} \quad (13)$$

対流熱流束 q_{conv} を凝縮熱流束 q_c と比較して図8に示す. 式(12)と(13)で対流熱伝達率 h_{conv} を計算し, 式(11)で計算した凝縮面温度 T_i を用いて式(7)で q_{conv} と q_c を求めた. 飽和蒸気では流量が多いほど q_{conv} が大きい, 上流部では T_i が高く温度差 ($T_b - T_i$) が小さいため q_{conv} が小さい場合がある. 過熱蒸気では ($T_b - T_i$) が大きいので q_{conv} が大きい. q_{conv} は q_c より1桁~2桁小さいが, q_c が小さい場合には q_{conv} を無視できない.

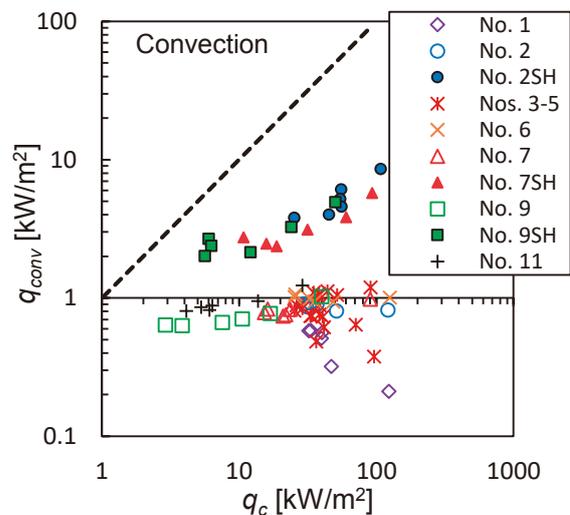
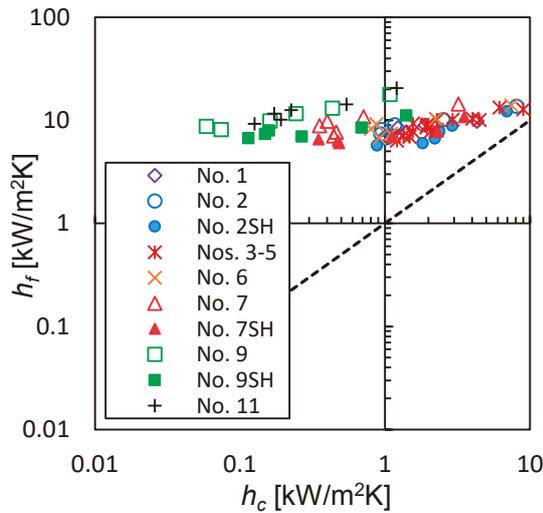


図8 対流熱流束 q_{conv}

図9 液膜熱伝達率 h_f

液膜熱伝達率 h_f を凝縮熱伝達率 h_c と比較して図9に示す。凝縮量が少ない上流部や q_c 小では液膜厚さが薄くなり、 h_f が大きくなる。測定範囲では液膜厚さが約0.1 mm以下であるため h_f は大きい、 h_c が大きい場合には $1/h_f$ を無視できない。

4. 凝縮熱伝達率の相関式

蒸気と非凝縮性ガスの混合気体からの凝縮熱伝達率については、多くの実験が行われ多くの相関式が提案されている⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾。相関式には、蒸気と非凝縮性ガスの質量比もしくは分圧比の関数にした実験式、熱輸送と物質輸送の相似則に基づく相関式、拡散層モデルに基づく相関式などがある。実験式は、バルク（主流）での物理量の単純な関数形が多く、使用しやすいが適用範囲が狭い。相似則や拡散層モデルに基づく相関式は、バルクと凝縮面での物理量を用いており、計算が煩雑であるが適用範囲が広く、最近では拡散層モデルが広く使用されている。本研究では、Arakiら⁽¹⁷⁾による相似則に基づく相関式とLiao and Vierow⁽¹⁸⁾による拡散層モデルに基づく相関式を使用した。

4.1 従来の凝縮熱伝達率の相関式

Arakiら⁽¹⁷⁾は本実験と類似する測定部を用いて伝熱壁の温度勾配から局所の熱流束を求めた。本実験より測定部が長く、蒸気流量が多く、空気流量が少ない。彼らは実験式を提案しており、実験式は熱流束が大き

いNo. 1～6に対して試験部の入口近傍で h_c を過小に評価する一方、熱流束が小さいNo. 8～11に対して下流域で h_c を過大に評価した。実験式は一般的に適用範囲が狭く、実験式の使用は推奨しない。

Arakiら⁽¹⁷⁾は、実験式の他に、熱輸送と物質輸送の相似則に基づく式(14)を提案している。

$$h_c = \frac{m_s h_{fg}}{T_b - T_i},$$

$$m_s = \frac{DP_t M_s}{RT_{ave} d} \left(\ln \frac{P_{a,i}}{P_{a,b}} \right) \left\{ \frac{2}{\ln(1 - 2/Sh)} \right\},$$

$$T_{ave} = \frac{T_b + T_i}{2} \quad (14)$$

$$Sh = 0.023 Re_g^{0.8} Sc^{1/3} \frac{Sh_z}{Sh_\infty} \quad (2300 < Re_g < 10^7) \quad (15)$$

$$\frac{Sh_z}{Sh_\infty} = \frac{Nu_z}{Nu_\infty} \quad (16)$$

D (m²/s) は拡散係数、 d (m) は直径、 h_{fg} (kJ/kg) は凝縮潜熱、 M_s (kg/kmol) は蒸気分子量、 m_s (kg/m²s) は蒸気の質量流束、 P (Pa) は圧力、 R (kJ/kmol K) は一般ガス定数、 Sc はシュミット数、 Sh はシャウツド数である。添字 b と i はバルクと気液界面（凝縮面）を示す。式(15)では、温度境界層が発達中の影響を評価するために (Sh_z/Sh_∞) を付加しており、Reynoldsら⁽²¹⁾による式(13)を Sh に適用して式(16)を使用した。

拡散層モデルに基づく相関式にはLiao and Vierow⁽¹⁸⁾による次式を使用した。

$$h_c = Sh \frac{\lambda_c}{d}, \quad \lambda_c = \frac{\varphi_2 h'_{fg} h_{fg} P D M_s M_a}{\varphi_1 R^2 T_g^3}$$

$$\frac{1}{\varphi_1} = \frac{X_{s,m} \ln(1 + B_m)}{X_{a,i} B_m}, \quad \varphi_2 = \frac{M_g^2}{M_{g,b} M_{g,i}} \quad (17)$$

h_{fg} (kJ/kg) は凝縮潜熱、 $h'_{fg} = h_{fg} + c_p(T_b - T_i)$ 、 λ_c (kW/m K) は凝縮熱伝導率、 M (kg/kmol) は分子量、 R (kJ/kmol K) は一般ガス定数、 $X_{a,i}$ は凝縮界面での空気の質量分率、 $X_{s,m}$ は蒸気対数平均質量分率である。 B_m は物質移動係数で $\ln(1 + B_m)/B_m$ はサクシオン効果⁽²²⁾である。サクシオン効果は、主流から凝縮面に向かう蒸気の流れにより速度境界層、温度境界層および濃度境界層が壁側に押し付けられることによる伝熱促進効果である。蒸気の凝縮を壁面への吸込みと見なしてサクシオンと呼ばれており、図5で熱流束が大きいほど δ_T が薄いのはサクシオン効果による。 M_g は混合気体の分子量の対数平均、 $M_{g,b}$ と $M_{g,i}$ はバルクと気液界面での混合気体の分子量である。式(17)の λ_c の計

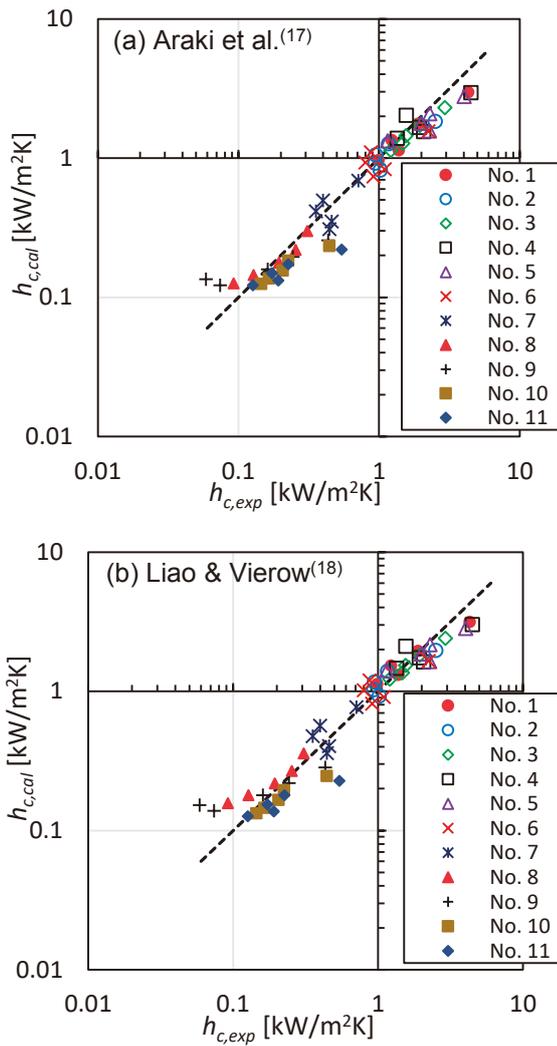


図10 凝縮熱伝達率の相関式と測定値の比較⁽¹⁴⁾
(飽和蒸気)

算では、単位が一致して適切な値を得るには、 R^2 に R (kJ/kmol K)と R (m³atm/kmol K)を使用する必要がある。 Sh には式(15)を使用した。

式(14)と(17)の主な相違は、式(14)は $q_c = m_s h_{fg}$ に基づいており h_c の相関式に $(T_b - T_i)$ を含むこと、式(17)にはサクシオン効果の影響を含むことである。凝縮伝熱の流れ方向次元計算を行う際に、式(17)でも T_i を求める必要があり、計算の煩雑さは式(14)と(17)で顕著な相違はない。

4.2 飽和蒸気での凝縮熱伝達率

Arakiら⁽¹⁷⁾による式(14)を式(13)で補正した計算値 $h_{c,cal}$ と測定値 $h_{c,exp}$ との比較⁽¹⁴⁾を図10 (a)に示す。式(13)で境界層厚さの影響を補正した式(14)は $h_{c,exp}$ と

比較的良好に一致した。式(14)は測定部の入口近傍で h_c を過小に評価し、総流量が小さいNo. 8と9の下流で h_c を過大に評価した。図10 (a)は、熱輸送と物質輸送の相似則はArakiら⁽¹⁷⁾によるデータと本実験データを含む広い範囲に適用できることを示す。

Liao and Vierow⁽¹⁸⁾による式(17)での計算値 $h_{c,cal}$ と測定値 $h_{c,exp}$ の比較⁽¹⁴⁾を図10 (b)に示す。式(17)では、式(15)で表される Sh を使用した。図10 (a)と図10 (b)は類似しており、グラフ上では式(14)と式(17)の相違を判断するのは難しい。式(17)による計算値 $h_{c,cal}$ の平均は、式(14)による計算値の平均より9.5%大きく、測定値 $h_{c,exp}$ の平均より1.2%小さい。この結果は、式(17)は測定部入口近傍での過小評価およびNo. 8と9の下流での過大評価を除いてデータとよく一致することを示す。

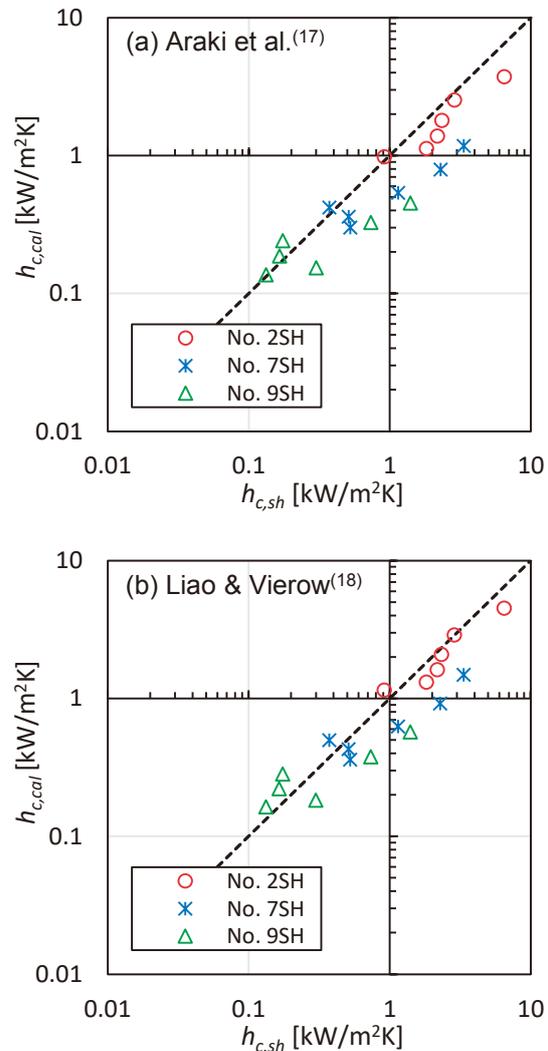


図11 凝縮熱伝達率の相関式と測定値の比較
(過熱蒸気)

4.3 加熱蒸気での凝縮熱伝達率

Arakiら⁽¹⁷⁾による式(14)を用いた過熱蒸気に対する計算値 $h_{c,cal}$ と測定値 $h_{c,sh}$ との比較を図11 (a)に, Liao and Vierow⁽¹⁸⁾による式(17)での計算値 $h_{c,cal}$ と測定値 $h_{c,sh}$ の比較⁽¹⁵⁾を図11 (b)に示す. 過熱蒸気に対する式(9)では $q_c = h_c (T_s - T_i)$ と近似しており, T_s には流路断面平均値を用いた. バルクもしくは流路中心での T_s は流路断面平均値より大きいので, $h_{c,sh} = q_c / (T_s - T_i)$ が過大に評価される. $h_{c,sh}$ は, 式(14)による $h_{c,cal}$ より28%大きく, 式(17)による $h_{c,cal}$ より15%大きい. $h_{c,sh}$ を適切に評価するには, CFD計算により蒸気分圧 P_s と飽和温度 T_s の半径方向分布を求め, バルクでの T_s と断面平均での T_s との関係性を評価する必要がある. しかし, 凝縮熱伝達率の測定では不確かさが大きいことを考慮すると, 図11に示した $h_{c,cal}$ は $h_{c,sh}$ と比較的よく一致しており, 過熱蒸気でも飽和蒸気に対する凝縮熱伝達率で近似計算できる.

5. 考察

図4に示したような混合気体温度の半径方向および流れ方向の二次元分布はCFDの凝縮伝熱モデルを検証するために活用できる. 従来研究による平板での混合気体の温度分布データ⁽¹⁰⁾⁻⁽¹¹⁾は流れ方向一断面であり, 二次元分布データは本研究以外に見当たらない. 図6に示したように無次元表示して比較すると温度分布の特徴を把握することができる.

凝縮熱伝達率の測定では, 一般的に測定値の不確かさが大きい. 本研究で取得した飽和蒸気での凝縮熱伝達率は従来研究による相関式⁽¹⁷⁾⁻⁽¹⁸⁾とよく一致し, 測定とデータ処理が適切に行われていることを確認した.

過熱蒸気に対する凝縮伝熱実験データは見当たらない. したがって, 本研究で取得した過熱蒸気での温度分布は貴重なCFD検証データを提供する. また, 飽和蒸気からの凝縮を仮定すれば, 従来の飽和蒸気に対する凝縮熱伝達率の相関式を近似的に使用できることを明らかにした. これは, SA時のCV温度解析に従来相関式を適用できる可能性を示し, 本研究の大きな成果である. しかし, 飽和蒸気の圧力 P_s と温度 T_s に断面平均値を用いており, 熱伝達率の定義で用いられるバルクでの値と異なる. この断面平均値とバルクでの値の相違の影響については, CFD計算により確認するこ

とが望ましい.

本研究の最終目標は, CV解析に合理的に適用できる凝縮伝熱の相関式を探索することである. 凝縮熱伝達率はバルクと凝縮面の間で定義されているが, CV解析ではバルクの定義が困難である. そこで, Dehbiら⁽⁵⁾はCFDへの適用を考慮して次式を提案した.

$$q = m_s h_{fg}, m_s = \frac{1}{1 - X_s} \rho_g D \frac{\partial X_s}{\partial y} \quad (18)$$

m_s ($\text{kg/m}^2\text{s}$) は蒸気の質量流束, y (m) は凝縮面から直角方向の距離, X_s は蒸気の質量分率, ρ_g (kg/m^3) は蒸気と空気の混合気体の密度である. このモデルでは X_s や ρ_g に対して凝縮面に接するセルにおける値を用いるので, CFD応用に適している. 一方, 凝縮面に近い位置における蒸気の質量分率の勾配 $(\partial X_s / \partial y)$ を用いる必要があるため, Dehbiら⁽⁵⁾は凝縮面に隣接する計算セルの無次元距離を $y^* = 0.47$ にした. しかし, $y^* = 0.47$ の小さい計算セルはCV解析では現実的でない. また, 温度分布の測定値^{(11), (13)}は $y^* > 10$ であり, $y^* < 10$ での y^* と $(\partial X_s / \partial y)$ の関係性は確認されておらず, 式(18)の妥当性は確認されていない. $y^* < 10$ で信頼できる温度測定を行うのは困難であり, 測定値とCFD計算値を合わせて凝縮面近傍での y^* と $(\partial X_s / \partial y)$ の関係について検討する必要がある. また, CV解析に現実的に適用できる非凝縮性気体が存在する条件での凝縮伝熱に対する合理的なモデルは提案されておらず, 重要な技術課題である.

CVの実規模解析の報告例は少ないが, 液膜熱抵抗 $1/h_f$ は凝縮熱抵抗 $1/h_c$ に比べて小さいとして考慮されていない. 本報で述べた高さ610 mmの伝熱管でも図9に示したように条件によっては $1/h_c$ に対して $1/h_f$ を無視できないため, CV解析では $1/h_f$ の影響を考慮するのが望ましい. $1/h_c$ と $1/h_f$ は伝熱機構が異なるため別々に計算される. $1/h_f$ は重力で流下する液膜厚さに比例するため, CV解析では, CV壁を高さ方向に複数のリング状に分割して蒸気の凝縮量を計算し, 水平方向に平均化した液膜厚さと $1/h_f$ を計算するのが現実的である.

6. まとめ

本研究の目的は, CFD解析によりLOCA時におけるCV内の温度を詳細に評価することである. 蒸気と非凝縮性ガスとの混合気体からの凝縮熱伝達率に関する従

来相関式はバルク（主流）と凝縮面との間で定義されているがCV解析ではバルクの定義が困難、破断口の近傍では局所的に過熱蒸気が存在が想定されるが過熱蒸気での凝縮伝熱に関する知見が見当たらない、凝縮伝熱モデルを検証するための温度分布データが少ない、などの技術課題がある。そこで、CFDの凝縮伝熱モデルを検証するための温度分布データの提供、過熱蒸気と空気の混合気体からの凝縮伝熱の評価、およびCV解析に合理的に適用できる凝縮伝熱の相関式の探索を目標として、直径49.5 mmで冷却長さ610 mmの鉛直管を用いて蒸気と空気の混合気体からの凝縮伝熱実験を実施した。本報では、飽和蒸気と空気の混合気体からの凝縮伝熱実験における温度分布と熱流束⁽¹³⁾、凝縮熱伝達率⁽¹⁴⁾および過熱蒸気と空気の混合気体からの凝縮熱流束と熱伝達率⁽¹⁵⁾について述べた。

飽和蒸気では、温度低下で蒸気凝縮（ミストの発生）により潜熱を放出して温度低下を緩和するため半径方向および流れ方向の温度低下が小さい。温度分布の計算値と測定値との比較は、凝縮面近傍での挙動だけでなく、気相空間での相変化モデルの検証にも役立つ。過熱蒸気では、凝縮面の近傍を除いて過熱状態が維持されている。温度境界層厚さ δ_T は、流れ方向に厚くなるが、熱流束が小さいほど厚くなり、過熱蒸気では顕熱が小さく温度変化しやすいため δ_T が厚くなる。無次元温度分布は、 $y/\delta_T > 0.3$ では飽和蒸気と過熱蒸気で顕著な相違はないが、過熱蒸気では $y/\delta_T < 0.3$ で無次元温度が急激に低下する。

飽和蒸気では、凝縮熱伝達率 h_c の測定値は熱輸送と物質輸送の相似則に基づく相関式および拡散層モデルに基づく相関式とよく一致し、測定とデータ処理の妥当性を確認した。過熱蒸気では、飽和温度からの凝縮を仮定すれば、飽和蒸気に対する従来相関式（相似則および拡散層モデル）を近似的に使用できることを明らかにした。

h_c の従来相関式はバルク（主流）と凝縮面との間で定義されているが、CV解析ではバルクの定義が困難である。今後の重要な技術課題は、CV解析に現実的に適用できる非凝縮性気体が存在する条件での凝縮伝熱に対する合理的なモデルもしくは相関式の探索である。

謝辞

本報における凝縮伝熱実験は、神戸大学の大学院生

であった合田頼人氏および島村長幸氏を中心に行われた。ここに記して感謝の意を表す。

記号

B_m	物質移動係数 (-)
c_p	比熱 (kJ/kg K)
d	直径 (m)
D	拡散係数 (m ² /s)
g	重力加速度 (m/s ²)
h_c	凝縮熱伝達率 (kW/m ² K)
h_{conv}	対流熱伝達率 (kW/m ² K)
h_f	液膜熱伝達率 (kW/m ² K)
h_{fg}	凝縮潜熱 (kJ/kg)
h_{fg}'	$= h_{fg} + c_p (T_b - T_i)$ (kJ/kg)
h_e	熱通過率 (kW/m ² K)
M	分子量 (kg/kmol)
Nu	ヌッセルト数 (-)
P	圧力 (MPa)
Pr	プラントル数 (-)
q	熱流束 (kW/m ²)
R	ガス定数 (kJ/kmol K) or (m ³ atm/kmol K) もしくは半径 (m)
Re	レイノルズ数 (-)
r	半径方向座標 (m)
Sc	シュミット数 (-)
Sh	シャウツド数 (-)
T	温度 (K)
W	質量流量 (kg/s)
X	質量分率 (-)
x	質量流量割合 (-)
y	面からの距離 (m)
y^+	無次元距離 (-)
z	流れ方向座標 (m)

ギリシャ文字

Γ	濡れ縁あたりの液膜流量 (kg/s m)
----------	----------------------

ΔT^*	無次元温度差 (-)
δ_f	液膜厚さ (m)
δ_T	温度境界層厚さ (m)
λ	熱伝導率 (kW/m K)
λ_c	凝縮熱伝導率 (kW/m K)
μ	粘度 (Pa s)
ν	動粘度 (m ² /s)

添字

<i>a</i>	空気
<i>ave</i>	平均値
<i>b</i>	バルク
<i>c</i>	中心もしくは凝縮
<i>cal</i>	計算値
<i>conv</i>	対流
<i>cw</i>	冷却水
<i>exp</i>	測定値
<i>f</i>	液膜
<i>g</i>	気相
<i>i</i>	気液界面
<i>in</i>	入口
<i>j</i>	流れ方向位置
<i>m</i>	対数平均値
<i>s</i>	蒸気
<i>sh</i>	過熱状態
<i>t</i>	全体
<i>w</i>	壁面
<i>z</i>	<i>z</i> 方向

文献

- (1) Vendel, J., Malet, J., Bentaib, A., Conclusions of the ISP-47 Containment Thermal-Hydraulics, Proc. the 12th Int. Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics (NURETH-12), Paper No. 031 (2007).
- (2) Sibamoto, Y., Ishigaki, M., Abe, S., Yonomoto, T., Experimental Study on Outer Surface Cooling of Containment Vessel by Using CIGMA. Proc. the 17th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-17), Paper No. 21591 (2017).
- (3) Studer, E., Abdo, D., Benteboula, S., Bernard-Michel, G., Cariteau, B., Coulon, N., Dabbene, F., Debesse, Ph., Koudriakov, S., Ledier, C., Magnaud, J.-P., Norvez, O., Widloecher, J.-L., Beccantini, A., Gounand S., Brinster, J., Challenges in Containment Thermal Hydraulics, Nucl. Technol., Vol. 206(9), pp. 1361-1373 (2020).
- (4) Mimouni, S., Foissac, A., Lavieville, J., CFD Modeling of Wall Steam Condensation by a Two-Phase Flow Approach, Nucl. Eng. Des., Vol. 241, pp. 4445-4455, (2011).
- (5) Dehbi, A., Janasz, F., Bell, B., Prediction of Steam Condensation in the Presence of Noncondensable Gases Using a CFD-Based Approach, Nucl. Eng. Des., Vol. 258, pp. 199-210 (2013).
- (6) Ambrosini, W., Forgiione, N., Merli, F., Oriolo, F., Paci, S., Kljenak, I., Kostka, P., Vyskocil, L., Travis, J. R., Lehmkuhl, J., Kelm, S., Chin, Y.-S., Bucci, M., Lesson Learned from the SARNET Wall Condensation Benchmarks, Annals of Nucl. Energy, Vol. 74, pp. 153-164 (2014).
- (7) Green, J., Almenas, K., An Overview of the Primary Parameters and Methods for Determining Condensation Heat Transfer to Containment Structures, Nucl. Safety, Vol. 37 (1), pp. 26-48 (1996).
- (8) De la Rosa, J.C., Escriva, A., Herranz, L.E., Cicero, T., Munoz-Cobo, J.L., Review on Condensation on the Containment Structure, Progress Nucl. Energy, Vol. 51, pp. 32-66 (2009).
- (9) Huang, J., Zhang, J., Wang, L., Review of Vapor Condensation Heat and Mass Transfer in the Presence of Non-condensable Gas, Applied Thermal Eng., Vol. 89, pp. 469-484 (2015).
- (10) Legay-Desesquelles, F., Prunet-Foch, B., Heat and Mass Transfer with Condensation in Laminar and Turbulent Boundary Layers along a

- Flat Plate, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 29, pp. 95-105 (1986).
- (11) Kang, H.C., Kim, M.H., Characteristics of Film Condensation of Supersaturated Steam-Air Mixture on a Flat Plate, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 22, pp. 1601-1618 (1999).
- (12) Minkowycz, W., Sparrow, E., The Effect of Superheating on Condensation Heat Transfer in a Forced Convection Boundary Layer, *Int. J. Heat Transfer*, Vol. 12, pp. 147-154 (1968).
- (13) Murase, M., Utanohara, Y., Goda, R., Shimamura, T., Hosokawa, S., Tomiyama, A., Measurements of Temperature Distributions and Condensation Heat Fluxes for Downward Flows of Steam-Air Mixture in a Circular Pipe, *混相流*, Vol. 33(4), pp. 405-416 (2019).
- (14) Murase, M., Utanohara, Y., Hosokawa, S., Tomiyama, A., Condensation Heat Transfer for Downward Flows of Steam-Air Mixture in a Circular Pipe, *混相流*, Vol. 34(4), pp. 510-519 (2020).
- (15) Murase, M., Utanohara, Y., Goda, R., Hosokawa, S., Tomiyama, A., Condensation Heat Transfer for Downward Flows of Superheated Steam-Air Mixture in a Circular Pipe, *Nucl. Eng. Des.*, Vol. 371, 110948 (2021).
- (16) Nagae, T., Murase, M., Wu, T., Vierow, K., Evaluation of Reflux Condensation Heat Transfer of Steam-Air Mixtures under Gas-Liquid Countercurrent Flow in a Vertical Tube, *J. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 42(1), pp. 50-57 (2005).
- (17) Araki, H., Kataoka, Y., Murase, M., Measurement of Condensation Heat Transfer Coefficient inside a Vertical Tube in the Presence of Noncondensable Gas, *J. Nucl. Sci. Technol.*, Vol. 32(6), pp. 517-526 (1995).
- (18) Liao, Y., Vierow, K., A Generalized Diffusion Layer Model for Condensation of Vapor with Noncondensable Gases, *J. Heat Transfer (ASME)*, Vol. 129, pp. 988-994 (2007).
- (19) Nusselt, W., Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes, *Vereines Deutscher Ingenieure*, Vol. 60(27), pp. 541-546 (1916). (in German)
- (20) Colburn, A.P., A Method of Correlating Forced Convection Heat Transfer Data and a Comparison with Fluid Friction, *Trans. AIChE*, Vol. 29, pp. 174-210 (1933).
- (21) Reynolds, H.C., Swearingen, T.B., McEligot, D.M., Thermal Energy for Low Reynolds Number Turbulent Flow, *J. Basic Eng.*, Vol. 91(1), pp. 87-94 (1969).
- (22) Kays, M. K., Crawford, M. E., *Heat, Mass and Momentum Transfer*, 3rd ed., McGraw-Hill, New York (1993).