

— 解説 —

強制対流における蒸気と空気の混合気体からの壁面凝縮

Wall Condensation from Steam-Air Mixture in Forced Convection

村瀬 道雄 (Michio Murase)*¹歌野原 陽一 (Yoichi Utanohara)*²

要約 本研究の目的は、原子炉の事故時における格納容器 (CV) 内での熱流体挙動を数値流体力学 (CFD) コードで計算する際に境界条件として使用される凝縮伝熱の相関式を整備することである。本報告では、これまでに実施した強制対流における蒸気と空気の混合気体からの壁面凝縮に関する伝熱相関式の整備についてまとめた。神戸大学との共同研究で測定した鉛直管内での蒸気と空気の混合気体における温度分布を使用し、飽和蒸気条件を仮定して蒸気質量分率 Y_s の分布を求め、凝縮面からの距離 y に対して物質伝達率の無次元数であるシャーウッド数 Sh_y を求めて相関式化し、凝縮熱流束 q_c の従来相関式に Sh_y の相関式を適用して乱流域からバルクで q_c を予測する方法を提案した。また、粗い計算セルで壁関数として使用される無次元蒸気質量分率 Y_s^+ の対数式を作成した。実規模の CV の円筒容器は鉛直平板で近似できるため、鉛直平板に対しては従来研究による温度分布の測定値を使用して、鉛直円管と同様に、 Sh_y の相関式と Y_s^+ の対数式を作成した。今後の課題は、自然対流での壁面凝縮に関する伝熱相関式を整備することである。

キーワード 格納容器, 平板, 強制対流, 飽和蒸気, 鉛直円管, 壁面凝縮

Abstract The final objective of our study series is to present correlations for condensation heat transfer; these correlations are used for boundary conditions in CFD (computational fluid dynamics) analysis for thermal-hydraulic behavior in the containment vessel (CV) of nuclear reactors during accident conditions. In this report, we summarized correlations for wall condensation obtained in our previous studies for forced convection flows of steam and air mixtures. We obtained profiles of the steam mass fraction Y_s in a vertical circular tube assuming saturated conditions from temperature profiles of a steam-air mixture measured at Kobe University as a cooperative study, proposed a correlation for the Sherwood number Sh_y as a function of the distance from the condensation surface y , and applied the Sh_y correlation to existing correlations for condensation heat flux q_c defined for the bulk to predict the q_c value from the turbulent region to the bulk. We also obtained a logarithmic function of the dimensionless steam mass fraction Y_s^+ used as a wall function in coarse computation cells. For a vertical flat plate, we obtained the Sh_y correlation and the logarithmic function for Y_s^+ by using existing temperature profile data, because the CV wall can be modeled by a vertical flat plate. Condensation heat transfer correlations for natural convection flows are planned for future work.

Keywords containment vessel, flat plate, forced convection, saturated steam, vertical circular tube, wall condensation

1. はじめに

原子炉の安全設備の設計では、配管破断による冷却材喪失事故 (LOCA) などの設計基準事故を想定し、安全設備の性能評価が行われる。LOCA 時には、原子炉から高温の冷却材が格納容器 (CV) に流出し、蒸気が構造物表面で凝縮する。本研究の目的は、原子炉事故時の CV 内構造物への凝縮伝熱に係わり、数値流体力学 (CFD) コードで使用する凝縮伝熱の相関式を提供することである。

非凝縮性気体 (空気もしくは窒素ガス) が存在する条件での凝縮伝熱については多くの研究が行われ、多くの凝縮

伝熱相関式が提案されている⁽¹⁻⁴⁾。原子炉の安全解析では、CV を複数の領域にモデル化し、密閉容器内での自然対流凝縮実験に基づく速度を変数に含まない伝熱相関式を使用して事故時における熱流体挙動が評価される。一方、CFD コードでの解析では流れ場を計算するため、速度を変数に含む伝熱相関式を用いるのが適切である。しかし、実規模の CV を対象とする CFD 解析⁽⁵⁾では、多くの文献で構造物表面での境界条件である伝熱相関式に関する記述がないか、もしくは速度を変数に含まない伝熱相関式が使用されている。そこで、本研究では、CFD 解析で使用する凝縮伝熱の相関式の整備を目的とした。

* 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 (株) 原子力安全システム研究所 技術システム研究所 現 公立小松大学

福島第一原子力発電所での事故以降, CFDコードを使用した実験解析⁽⁶⁻⁸⁾や凝縮伝熱モデルの改良⁽⁸⁻¹⁰⁾が行なわれている. 実験解析では粘性底層での蒸気質量分率 Y_s の勾配に基づく凝縮熱流束 q_c の相関式が使用されるが, 凝縮面に接する計算セルの幅を0.1 mm程度にする必要があり, CV解析への適用は現実的でない. また, CFD解析では壁面に接する計算セルでの物理量を用いて境界条件を与えるのが現実的である. したがって, 本研究の具体的な目標は, 凝縮面に接する計算セルを乱流域からバルクに設定し, この計算セルでの物理量を用いて q_c を求める相関式を提供することである. q_c の相関式の乱流境界層への適用性を評価するには凝縮面からの距離 y に対する温度や蒸気濃度の分布が必要になるが, y 方向分布の測定例は非常に少ない.

そこで著者は, 神戸大学の富山明男教授との共同研究として, 直径49.5 mmの伝熱管を用いて飽和蒸気と空気の混合気体の半径方向と流れ方向の温度分布を測定した⁽¹¹⁾. 飽和蒸気を仮定して温度分布の測定値から蒸気質量分率 Y_s の分布を求め, 凝縮面からの距離 y に対して物質伝達率の無次元量である局所シャーウッド数 Sh_y を求めて相関式化し, バルクで定義された q_c の従来相関式^(12,13)に Sh_y の相関式を適用して乱流域からバルクでの物理量を使用して q_c を予測する方法を提案した⁽¹⁴⁾. また, 粗い計算セルで壁関数として使用される無次元蒸気質量分率 Y_s^+ の対数式を作成した⁽¹⁵⁾. これらにより, CFD解析モデルで壁面に接する計算セルを乱流域からバルクに設定し, この計算セルでの物理量を使用して凝縮伝熱の境界条件を設定できる. さらに, CFDコードFLUENTを用いて実験解析を行い, 計算結果が Sh_y の相関式を用いた q_c の予測式や Y_s^+ の対数式の不確かさの範囲内であることを確認した⁽¹⁶⁾.

実規模CVの円筒容器は鉛直平板で近似できるため, 平板に対しては, Legay-Desesquelles and Prunet-Foch⁽¹⁷⁾による温度分布の測定値を用いて Sh_y の相関式を求め⁽¹⁸⁾, Y_s^+ の対数式を求めた⁽¹⁹⁾. 温度分布の測定例が少なく検証は必ずしも十分でないが, 強制対流凝縮に対する凝縮伝熱相関式の整備は一段落した.

前報⁽²⁰⁾では, 鉛直円管での飽和蒸気と空気および過熱蒸気と空気の混合気体の温度分布データについて述べた. 本報告では, 鉛直円管での飽和蒸気と空気の混合気体に対する局所シャーウッド数 Sh_y の相関式と凝縮熱流束 q_c の予測⁽¹⁴⁾, および無次元蒸気質量分率 Y_s^+ の対数式⁽¹⁵⁾について述べる. また, FLUENTを用いた実験解析^(16,21)について述べる. 最後に, 平板に対する Sh_y の相関式⁽¹⁸⁾と Y_s^+ の対数式⁽¹⁹⁾について述べる.

2. 研究対象と壁面凝縮

本研究の対象とする CV での通常運転時における速度と温度の分布の FLUENT 解析結果⁽²²⁾を図 1 に示す. 対象にした CV は, ホットレグ, 蒸気発生器, コールドレグを 3 ループ有する加圧水型原子炉の CV であり, 直径が約 40 m, 高さが約 80 m である. 通常運転時には換気空調系が作動し, CV 内では換気空調系での吸排気に伴う強制対流と二次流れなどが形成される. LOCA 時には, 換気空調系は停止し, CV 内では漏洩口からの一次冷却材の流出による強制対流および気体と CV 構造物との温度差に起因する自然対流が形成される. 一次冷却材は高温であるため CV に流出すると蒸気が生成され, 蒸気は CV 構造物の表面で凝縮する. 本研究では, CFD 解析で構造物表面に境界条件として与える壁面凝縮の伝熱相関式を対象とする.

凝縮面からの距離 y に対する混合気体の速度 u , 温度 T_g , 蒸気質量分率 Y_s の分布例⁽¹⁶⁾を図 2 に示す. また, 凝縮熱

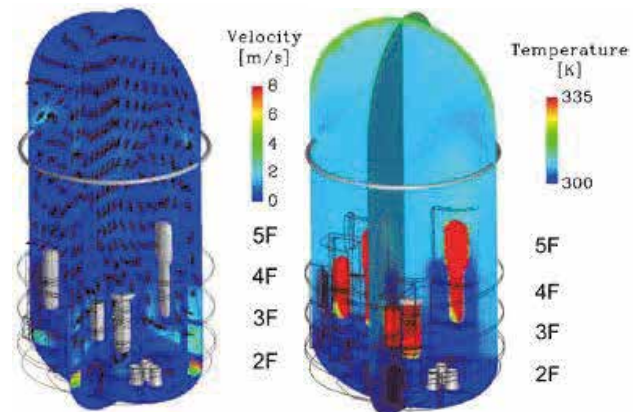


図 1 通常運転時の速度と温度の CFD 計算結果⁽²²⁾

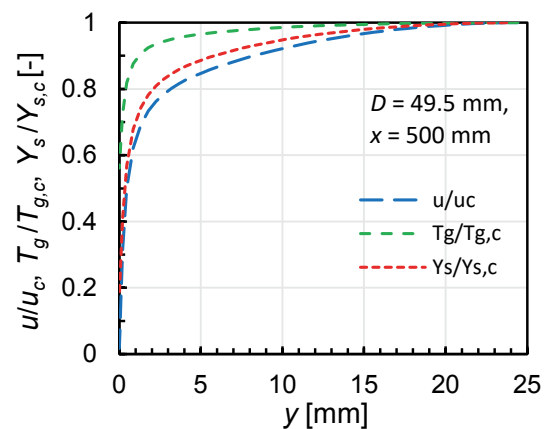


図 2 速度 u , 温度 T_g , 蒸気質量分率 Y_s の分布例⁽¹⁶⁾

表1 凝縮熱流束 q_c の相関式

相関式	Eq.
Dehbi et al. ⁽⁶⁾ : 粘性底層に対する式 $q_c = \frac{\rho D \theta_B}{Y_s - 1} \frac{\partial Y_s}{\partial y} h_{fg}$ $\theta_B = \frac{\ln(1+B)}{B}, B = \frac{Y_{s,w} - Y_{s,b}}{1 - Y_{s,w}}, \theta_c = \frac{1 + \theta_B}{2}$	(1) (2)
Araki et al. ⁽¹²⁾ : バルクに対する式 $q_c = D \frac{P M_s}{R T} \frac{Sh_d}{d} h_{fg} \ln \left(\frac{1 - X_{s,w}}{1 - X_s} \right)$ $Sh_d = 0.023 Re_d^{4/5} Sc^{1/3}, Re_d = \frac{u d}{\nu}$	(3) (4)
Liao and Vierow ⁽¹³⁾ : バルクに対する式 $q_c = \lambda_c \frac{Sh_d}{d} (T - T_w)$ $\lambda_c = D \frac{\phi_2 P M_s M_a}{\phi_1 R^2 T^3} h_{fg} h'_{fg}$ $\frac{1}{\phi_1} = \frac{Y_{s,m}}{Y_{a,w}} \theta_B, \phi_2 = \frac{M_{m,m}^2}{M_{m,b} M_{m,w}}$	(5) (6) (7)

D [m²/s]は拡散係数, d [m]は直径, h_{fg} [kJ/kg]は凝縮潜熱, $h'_{fg} = h_{fg} + cp(T_b - T_w)$ [kJ/kg] (cp [kJ/kgK]は比熱), M [kg/kmol]は分子量, P [Pa]は圧力, R [kJ/kmolK]は一般ガス定数, Re [-]はレイノルズ数, Sc [-]はシュミット数, Sh [-]はシャーウッド数, T [K]は温度, u [m/s]は速度, X [-]はモル分率, Y [-]は質量分率, y [m]は壁面からの距離, θ_B [-]はサクシオン係数, θ_c [-]はサクシオン修正係数, λ_c [kW/mK]は凝縮熱伝導率, ν [m²/s]は動粘性係数, ρ [kg/m³]は密度.
 添字: a は空気, b はバルク, m は平均もしくは混合気体, s は蒸気, w は壁面, y は壁面からの距離.

流束 q_c に対する従来相関式の例を表1に示す. 実験解析には式(1)が用いられるが, 計算セルの幅を粘性底層の厚さである 0.1 mm オーダーにする必要があり大規模な CV 解析への適用は現実的でない. 一方, 式(3)や(5)はバルクで定義されており, 乱流域 (例えば図2で $y=5$ mm) に適用すると各物理量 u , T_g , Y_s がバルク値より小さくなり, q_c の予測値が小さくなる. したがって, 任意の y で q_c を適切に予測するための相関式が必要である. また, $y=5$ mm での u , T_g , Y_s の値を適切に評価するには, これらの分布を与える壁関数が必要になる. そこで, 本研究では, 任意の y で q_c を予測する相関式と壁関数について検討した. これらの評価には Y_s の分布が必要になるため, 断面積が小さく実験設備が小型になる鉛直管で実験した.

3. 鉛直円管での壁面凝縮の相関式

3.1 実験装置と実験条件の概要

凝縮伝熱の測定部^(11,20)を図3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, 冷却水用のギャップ 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, および冷却水の出入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 0.61 m である. 鉛直管では, 流路断面が小さく蒸気流量と空気流量が小さい, 流路の外周が凝縮面であり放熱が凝縮量に影響しない利点がある.

ボイラーからの蒸気と圧縮機からの空気を混合して測定部に供給した. 蒸気流量計の測定誤差は±2%, 空気流量計の測定誤差は±2.5%である. 蒸気と空気の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. 圧力計の測定誤差は測定範囲 0~300 kPa に対して±3 kPa, T型シース熱電対の測定誤差は±0.5℃である.

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 $x=10, 50, 70, 90, 140, 240, 390, 500$ mm に T型シース熱電対 ($\phi 0.5$, 先端が平坦) を埋め込み設置し, 伝熱壁での温度を測定した. また, 同種の T型シース熱電対 ($\phi 0.5$, 先端が平坦) を $x=50, 70, 90, 140, 240, 390, 500$ mm に外部から挿入し, 水平方向に熱電対を移動して冷却水の温度分布を測定した.

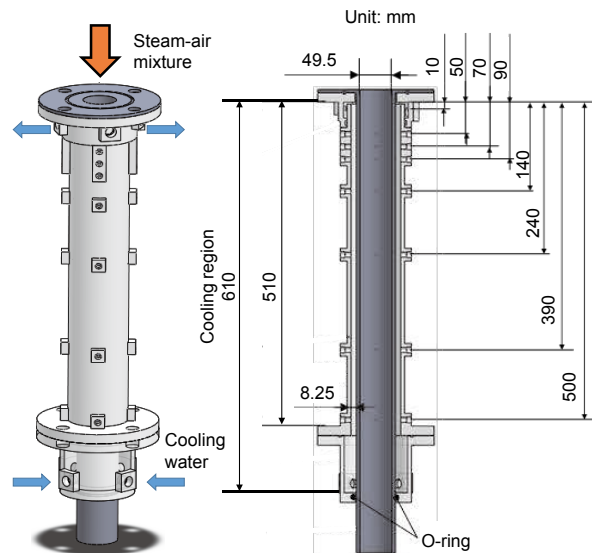


図3 凝縮伝熱実験の測定部^(11,20)

熱電対アレイを使用して蒸気と空気の混合気体の温度分布を測定した. 熱電対アレイでは, 11本と10本の T型シース熱電対 ($\phi 1.0$) を支持板の上流 50 mm と 20 mm に固定した. 熱電対アレイを測定部の下方から挿入し, 上下

に移動することにより $x = 50, 70, 90, 140, 240, 390, 500$ mm で混合気体の温度分布を測定した。温度の測定位置を図4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。

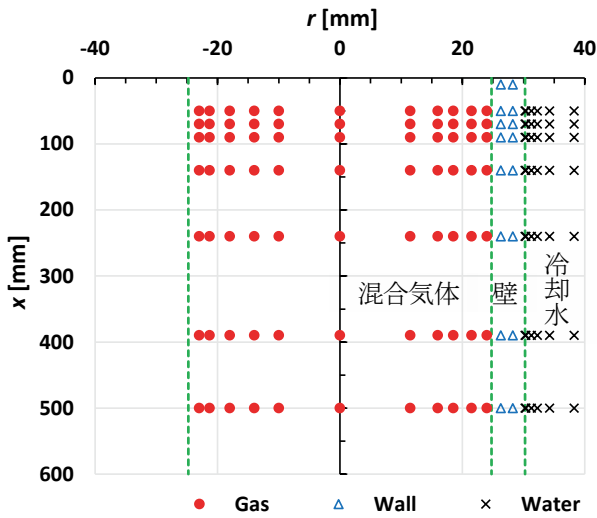


図4 温度の測定位置^(11,20)

表2 飽和蒸気と過熱蒸気での実験条件^(11,23)

No.	$W_{s,s}$ [g/s]	$W_{s,in}$ [g/s]	W_a [g/s]	$x_{a,in}$ [-]	$T_{g,in}$ [°C]	T_{cwin} [°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 $P_m = 0.123 \sim 0.127$ 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, $W_{s,in}$: 測定部入口蒸気流量, W_a : 空気流量, $x_{a,in}$: 空気質量流量比($=W_a/(W_{s,in}+W_a)$), $T_{g,in}$: 測定部入口混合気体温度, T_{cwin} : 測定部入口冷却水温度, q : 平均熱流束

主な実験条件^(11,23)を表2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_m と温度 $T_{g,in}$ の測定値から $W_{s,in}$ を求めた。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。実験時期により冷却水の入口温度 T_{cwin} は異なる。冷却水のレイノルズ数は約 500 である。過熱蒸気実験では、11 ケースの飽和蒸気実験から 3 ケースを選択した。過熱蒸気実験では蒸気、空気とも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。

3.2 熱流束の相関式

強制対流凝縮での熱流束 q_c に対する従来相関式(3)と(5)では、代表長さに直径 d が使用されている。そこで、鉛直管の中心 $y=R$ で代表長さが d に等しくなるように、 $2y$ を代表長さに選定し、凝縮面からの距離 y でのシャーウッド数 Sh_y を求めた。式(3)と(5)から明らかのように、 Sh を求めるには物質伝達率の相関式と蒸気濃度 (X_s もしくは Y_s) が必要である。 X_s と Y_s は飽和条件に対して混合気体温度の測定値 $T_g (=T_s)$ から求めた。強制対流凝縮に対する局所値 q_{cy} の予測式を表3に示す。

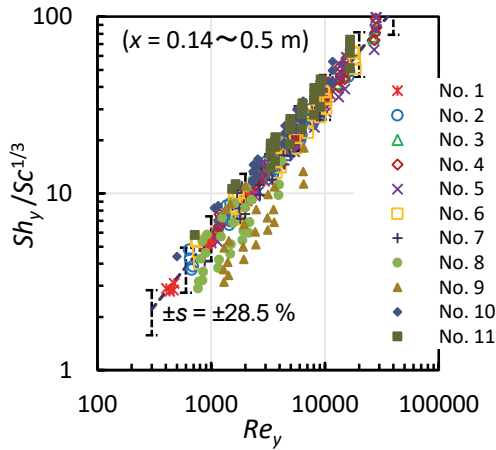
式(5)と q_c の測定値および T_g の測定値から求めた Sh_y と局所レイノルズ数 $Re_y (=u_y(2y)/\nu)$ の関係⁽¹⁴⁾を図5に示す。代表長さには $2y$ を使用し、速度 u_y は乱流速度分布の相関式から求めた。 $x=0.05$ m と 0.09 m では q_c の測定値が大きいため対象外とし、 $x=0.14 \sim 0.50$ m での Sh_y を示す。 $Re_y > 406$ である。求めた Sh_y は、図5(a)に示すように質量流量が小さい No.8 と 9 を除いて式(10)とよく一致し、No.8 と 9 を除くと標準偏差は $s=28.5\%$ になった。No.8 と 9 を除くと、図5(b)に示すように最小二乗法によるフィット式は式(10)とよく一致した。

$x=0.05$ m では $Sh_y/Sc^{1/3} = 0.084 Re_y^{0.8}$, $s=27.9\%$ になり、 $x=0.09$ m では $Sh_y/Sc^{1/3} = 0.036 Re_y^{0.8}$, $s=21.5\%$ になった。 $x=0.09$ m では $x=0.14 \sim 0.50$ m での Sh_y と顕著な相違はないが、 $x=0.05$ m では Sh_y と q_c が大きくなる。

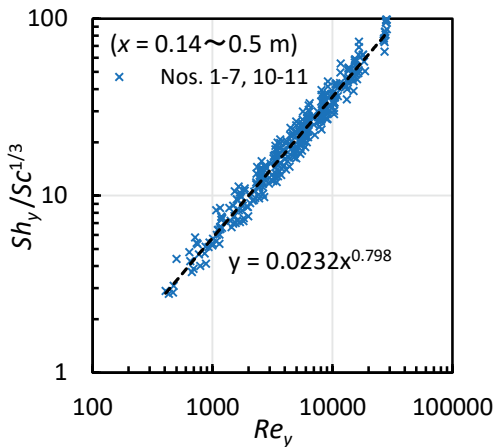
表3 強制対流凝縮に対する局所値の予測式

Araki et al. ^{(12)*} $q_{c,y} = D \frac{P M_s}{R T} \frac{Sh_y}{2y} h_{fg} \ln \left(\frac{1 - X_{s,w}}{1 - X_{s,y}} \right)$	(8)
Liao and Vierow ^{(13)*} $q_{c,y} = \lambda_c \frac{Sh_y}{2y} (T_y - T_w)$	(9)
Murase et al. ⁽¹⁴⁾ $Sh_y = 0.023 Re_y^{4/5} Sc^{1/3}, Re_y = \frac{u_y (2y)}{\nu}$	(10)

*村瀬ら⁽¹⁴⁾により Sh/d を $Sh_y/(2y)$ に変更. 式(9)の λ_c は式(6). 記号: 表1の脚注を参照.



(a) $Sh_y/Sc^{1/3}$ と式(10)の比較



(b) No. 8 と 9 を除く $Sh_y/Sc^{1/3}$ のフィット式

図5 局所のシャーウッド数 Sh_y とレイノルズ数 Re_y の関係⁽¹⁴⁾

3.3 無次元分布の相関式

表3に示した相関式を用いると、凝縮面からの距離 y での物理量 (速度 u_y , 温度 T_y , 蒸気濃度 $Y_{s,y}$ もしくは $X_{s,y}$) を使用して熱流束 q_c を予測できる. 一方, CFD 解析では壁面に接する計算セルでの物理量 u_y , T_y , $Y_{s,y}$ もしくは $X_{s,y}$ を求めるために無次元分布関数 (壁関数) が使用される. 壁関数の例を表4に示す. 式(11), (15), (19)は無次元速度 u^+ , 無次元温度 T^+ , 無次元蒸気質量分率 Y_s^+ の定義式である. 式(13), (17), (20)は粘性底層に対する線形式であり, 式(14), (18), (21)は乱流域に対する対数式である. 式(18)は単相流に対する Kader⁽²⁴⁾による式であり, 式(21)は式(18)に熱輸送と物質輸送の相似則を適用したものである.

表2に示した飽和蒸気での11ケースの実験では、凝縮面に向かう蒸気質量流束は流れ方向の平均質量流束の0.07~1.14%と小さい. このため、蒸気凝縮が速度に及ぼす影響は小さく、乱流域での速度分布には式(14)を適用できると判断される. なお、CFD 解析を活用して速度分布を確認することが望ましい.

測定温度 T_y および式(15)と(16)を用いて T^+ を求めた⁽¹⁵⁾. 式(16)では式(22)による h_{com} を使用した. 式(22)の Re_y で速度 u_y は, 式(14)で $C=5.5$ とし, 式(11)と(12)を用いて計算した. 求めた371点の T^+ の値に最小二乗法を適用して対数式(23)を作成した. 式(23)の係数0.70は式(18)の係数2.12と比較して小さく、蒸気の凝縮系では乱流域での温度変化が小さいことを示す. T^+ の測定値に対する式(23)による計算値の標準偏差は $s=0.56$ である. バルクでの測定値を含む669点の T_{exp} に対する式(23)による計算値 T_{cal} の標準偏差は $s=1.9$ °C である. 質量流量が小さい No. 8 と No. 9 での不確かさが大きく、特に No. 8 の不確かさが大きい. No. 8 と No. 9 を除くと $s=1.1$ °C になる.

粘性底層に対する式(1)と Y_s^+ の定義式(19)から式(24)が得られる. 定義式を $Y_{s,mod}^+$ に変更すると、従来評価と同様に、粘性底層に対する線形式と乱流域に対する対数式を使用できる. θ_B はサクシオン係数であるが、本研究では $\theta_B=1$ とした. 式(23)の作成と同様に、式(14)で u_y を計算し、測定温度 T_y と飽和蒸気条件および式(19)と(24)を用いて $T_{s,mod}^+$ を求めた⁽¹⁵⁾. 壁関数では局所 y での値を用いて計算するため、式(19)の q_c には局所値 $q_{c,y}$ を使用し、式(8)もしくは(9)で $q_{c,y}$ を求めた. このようにして求めた371点の $Y_{s,mod}^+$ の評価値から最小二乗法で式(25)と(26)を作成した.

測定温度 T_y から求めた $Y_{s,mod}^+$ の評価値と式(25)の比較を図6に示す. 式(25)による計算値の標準偏差は $s=0.64$ である. なお、式(2)で表される θ_B を用いるとケース間での相違が拡大した.

測定温度 T_y から求めた $Y_{s,mod}^+$ の評価値 $Y_{s,exp}^+$ と式(25)による計算値 $Y_{s,cal}^+$ の比較を図7に示す。 $Y_{s,cal}^+$ は $Y_{s,exp}^+$ とよく一致し、標準偏差は $s = 3.8\%$ であった。

表4 無次元分布の相関式 (壁関数)

無次元速度	
$u^+ = u_y/u_\tau$	(11)
$u_\tau = (\tau_w/\rho)^{0.5}, y^+ = u_\tau y/\nu$	(12)
速度分布	
$u^+ = y^+$ (粘性底層)	(13)
$u^+ = (1/\kappa) \ln(y^+) + C$ (乱流域)	(14)
$C = 5 \sim 5.5, \kappa = 0.41$	
無次元温度	
$T^+ = (T_w - T_y)/T^*, T^* = q_w/(c_p \rho u_\tau)$	(15)
$q_w = h_{conv}(T_w - T_b)$	(16)
$h_{conv}d/\lambda = 0.023Re_d^{0.8}Pr^{1/3}$	
温度分布 ⁽²⁴⁾	
$T^+ = Pr y^+$ (粘性底層)	(17)
$T^+ = \alpha \ln(y^+) + \beta(Pr)$ (乱流域)	(18)
$\alpha \cong 2.12,$	
$\beta(Pr) = (3.85Pr^{1/3} - 1.3)^2 + 2.12\ln(Pr)$	
無次元蒸気質量分率	
$Y_s^+ = (Y_{s,w} - Y_{s,y})/Y_s^*, Y_s^* = q_c/(\rho u_\tau h_{fg})$	(19)
蒸気質量分率の分布 ⁽⁹⁾	
$Y_s^+ = Sc y^+$ (粘性底層)	(20)
$Y_s^+ = \alpha \ln(y^+) + \beta(Sc)$ (乱流域)	(21)
$\beta(Sc) = (3.85Sc^{1/3} - 1.3)^2 + 2.12\ln(Sc)$	
鉛直管内凝縮での温度分布 ⁽¹⁵⁾	
$h_{conv}(2y)/\lambda = 0.023Re_y^{0.8}Pr^{1/3}$	(22)
$T^+ = 0.70 \ln(y^+) + 7.44$ (乱流域)	(23)
鉛直管内凝縮での蒸気質量分率の分布 ⁽¹⁵⁾	
$Y_{s,mod}^+ = \theta_B Y_s^+ / (1 - Y_{s,y})$ $= Sc y^+$ (粘性底層)	(24)
式(9)使用 ($\theta_B = 1$)	
$Y_{s,mod}^+ = 0.63 \ln(y^+) + 5.64$ (乱流域)	(25)
式(8)使用 ($\theta_B = 1$)	
$Y_{s,mod}^+ = 0.59 \ln(y^+) + 6.17$ (乱流域)	(26)

h_{conv} は対流熱伝達率, Pr はプラントル数, q_w は壁面熱流束, u_τ は摩擦速度, κ はカルマン定数, τ_w は壁面せん断応力。

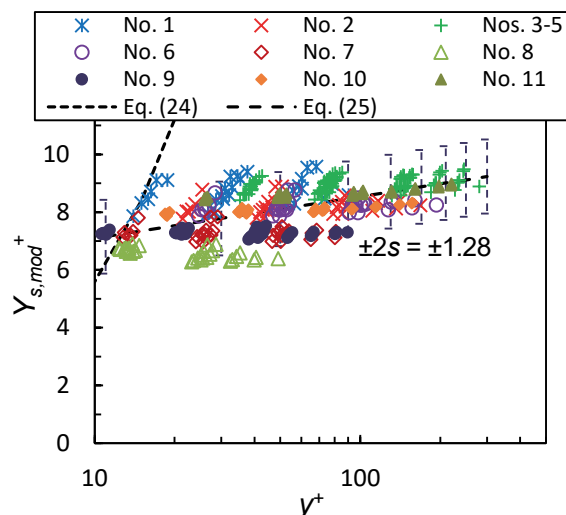


図6 無次元蒸気質量分率 $Y_{s,mod}^+$ の評価値⁽¹⁵⁾

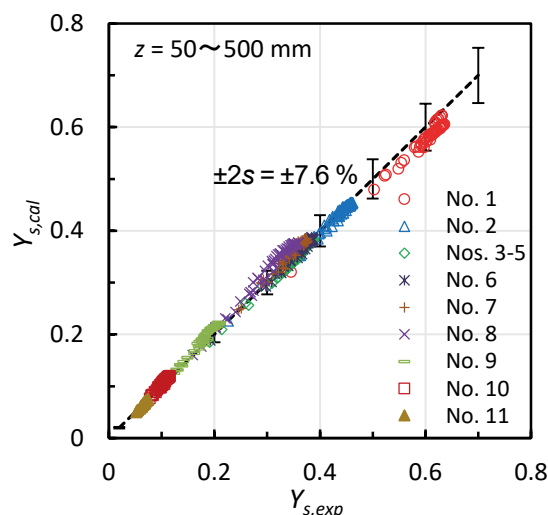


図7 $Y_{s,mod}^+$ 評価値 $Y_{s,exp}^+$ と式(25)での計算値 $Y_{s,cal}^+$ の比較⁽¹⁵⁾

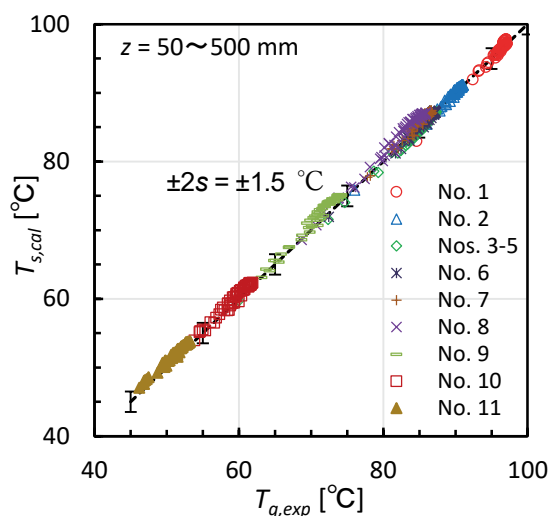


図8 式(25)と飽和温度条件での温度計算値 $T_{s,cal}$ と測定値 $T_{g,exp}$ の比較⁽¹⁵⁾

式(25)と飽和温度条件での温度計算値 $T_{s,cal}$ と測定値 $T_{g,exp}$ の比較を図 8 に示す. $T_{s,cal}$ は $T_{g,exp}$ とよく一致し, 標準偏差は $s = 0.75$ °C であった.

式(8)を用いて求めた式(26)での計算値 $Y_{s,cal}$ の標準偏差は $s = 0.55$ であり, 式(25)の $s = 0.64$ より少し小さい. 式(25)と(26)は式(9)と(8)に対応していることに注意する必要がある.

壁面に接する計算セルを乱流域に設定する場合, 計算セルでの物理量(速度, 温度, 蒸気濃度)を用いて, 式(9)もしくは(8)を使用して壁面での凝縮熱流束 q_{cy} を, 式(25)もしくは(26)を使用して壁面に接する計算セルでの蒸気質量分率 Y_{sy} を評価できる.

4. 鉛直円管での壁面凝縮の実験解析

鉛直管内での強制対流凝縮について, 温度分布の測定値 T_{gy} を用いて凝縮熱流束 q_{cy} の相関式(9)と(8)および蒸気質量分率 Y_{sy} の相関式(25)もしくは(26)を作成した. これらの相関式は CFD 解析で使用するため, T_{gy} の測定値と CFD 計算値との相違を把握しておく必要がある. そこで, CFD コード FLUENT を使用して実験解析を行った⁽¹⁶⁾.

4.1 解析モデルと計算条件

図 9 に計算の体系とグリッドを示す. 計算体系は, 飽和蒸気と空気の混合気体および伝熱管を含み, 冷却水を含んでいない. 計算の安定性を向上するために, 入口部の長さを実験装置の 500 mm より長い 1000 mm にした. 厚さ 5.5 mm の伝熱管は冷却部のみ模擬した. 壁面に接する計算セルの半径方向幅は 0.02 mm, セルの総数は 2.1 百万である. 別途, セル数 1.5, 3.9, 11.1 百万で計算結果がほぼ同じであることを確認した.

計算条件を表 5 に示す. 蒸気と空気の混合気体は単相の多成分での流れとして扱った. 熱流束の計算値はステンレス製の伝熱管での温度勾配から求めた. 乱流モデルには標準 $k-\epsilon$ を使用した. 入口条件は表 2 の実験値を使用した.

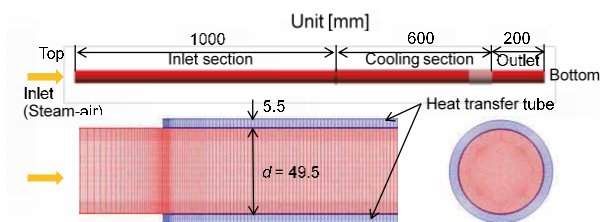


図 9 計算体系と計算グリッド⁽¹⁶⁾

表 5 計算条件⁽¹⁶⁾

計算コード	Ansys FLUENT 2020 R1			
流体	蒸気と空気の混合, 理想気体			
固体	ステンレス鋼 SUS304			
時間	定常			
乱流モデル	標準 $k-\epsilon$			
対流項の離散化	二次風上			
入口条件: 表 2 参照	ケース No.	3	6	11
	$W_{s,in}$ [g/s]	5.9	4.1	0.9
	W_a [g/s]	9.0	6.0	9.0
	$x_{s,in}$ [-]	0.40	0.41	0.09
	$T_{g,in}$ [°C]	87.4	87.7	53.5
	I [%]	5		
出口条件	圧力一定			
管の内面	運動量	Enhanced wall treatment (EWT)		
	対流伝熱			
	凝縮伝熱	式(1), $\theta_c = 1$		
測定部の外面	温度の測定値			

I は乱流強度, $x_{s,in}$ は入口蒸気質量流量比

壁面に接する計算セル中心の無次元距離は $y^+ = 0.17 \sim 0.33$ であり, 壁面処理 (EWT) は低レイノルズ数での乱流モデルと同様に作用する. 冷却部の外面境界では測定温度分布を与え, その他の外面では断熱とした. 混合気体の対流による熱流束 q_{com} は FLUENT に実装されている相関式で計算される. 凝縮量に対応して壁面に接する計算セルで蒸気質量を減少させた.

4.2 飽和蒸気実験の計算

熱流束の計算値 q_{cal} は, 試験部入口のステンレス製フランジを経由する放熱により過大評価される $x = 50$ mm での熱流束を除いて, No. 3~5 での平均熱流束と不確かさ $\pm 2s = \pm 24\%$ の範囲内で測定値 q_{exp} と一致した.

CFD 計算値 u_y, T_y, Y_{sy} と式(8)を用いた凝縮熱流束の予測値を測定値と比較して図 10 に示す. 測定値の不確かさ $\pm 2s = \pm 24\%$ は実験 No. 3~5 での測定値のバラツキによる値である. 式(8)による予測値の最大と最小は乱流域 ($y^+ > 50$) での最大値と最小値である. 式(8)による予測値は, x 方向の変化が小さいが, 測定値と比較的よく一致した. No. 3 と No. 6 の q_c の相違は小さい.

無次元速度 u^+ の分布は式(13)と(14)にほぼ一致した. No. 3 に対する温度 T_y と蒸気質量分率 Y_{sy} の無次元分布を図 11 に示す. 蒸気凝縮系では, 単相流より乱流域で y^+ に対する

T_y と $Y_{s,y}$ の変化が小さい。 u_y , T_y , $Y_{s,y}$ の CFD 計算値を用いた T_y^+ と $Y_{s,mod,y}^+$ は測定値に基づく式(23)と(26)の不確かさ $\pm 2s$ の範囲内であるが、式(23)と(26)の中央値より小さい。 y^+ が小さくなると、 u_y , T_y , $Y_{s,y}$ が小さくなり $q_{com,y}$ や q_{cy} が小さくなるため、 T_y^+ と $Y_{s,mod,y}^+$ は大きくなり、式(23)や(26)の適用範囲外になる。なお、No. 11 に対する $Y_{s,mod,y}^+$ は式(26)の中央値とほぼ一致した。

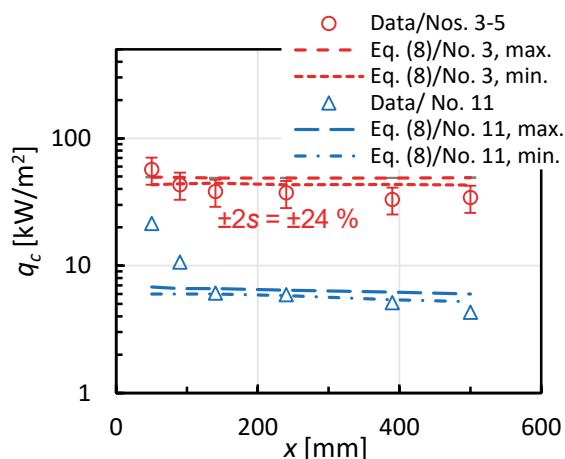


図 10 CFD 計算値を用いた凝縮熱流束 q_c の予測値⁽¹⁶⁾

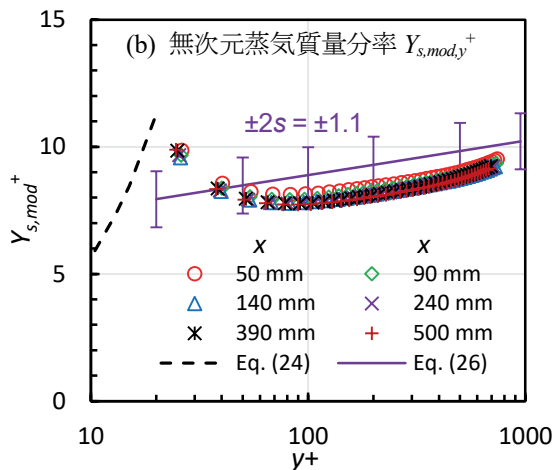
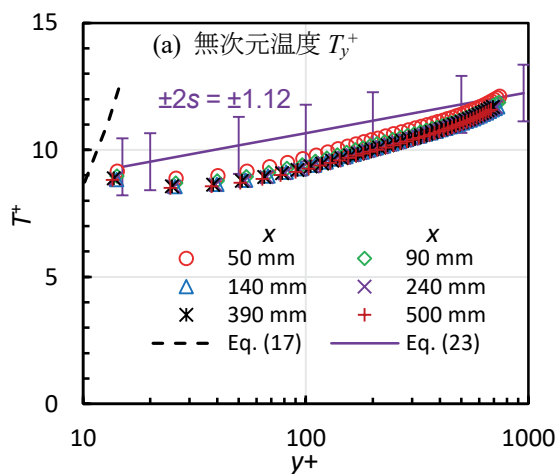


図 11 温度と蒸気質量分率の無次元分布 (No. 3)⁽¹⁶⁾

4.3 過熱蒸気実験の計算

過熱蒸気条件では、温度の測定値 $T_{y,exp}$ と飽和蒸気条件から蒸気質量分率 $Y_{s,y}$ を求めることができないため、CFD 解析による $Y_{s,y}$ の評価が重要になる。そこで、表 2 に示した No. 2SH⁽²⁰⁾ に対する実験解析を行った⁽²¹⁾。計算体系と計算グリッドは図 9 と同じであり、計算条件は入口条件を除いて表 5 と同じである。入口条件は $W_{s,in} = 4.47$ g/s, $W_a = 4.5$ g/s, $x_{s,in} = 0.50$, $T_{g,in} = 191.4$ °C である。

過熱度 $T_g - T_s$ の CFD 計算値と測定値の比較を図 12 に示す。過熱度は、主に $y < 1$ mm で減少し、 $y = 0.01$ mm でも過熱度を維持している。 $y = 0.01$ mm での過熱度は小さく 2 °C 以下である。 $y < 1$ mm で精度よく温度を測定するのは困難であり、CFD は壁面近くでの温度分布の評価に有益である。

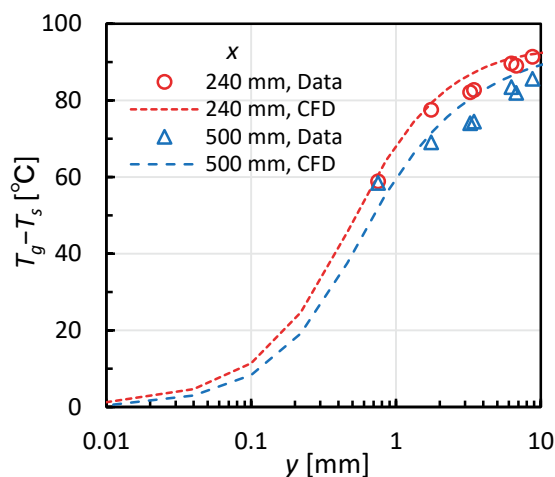


図 12 過熱度 $T_g - T_s$ の CFD 計算値と測定値の比較⁽²¹⁾

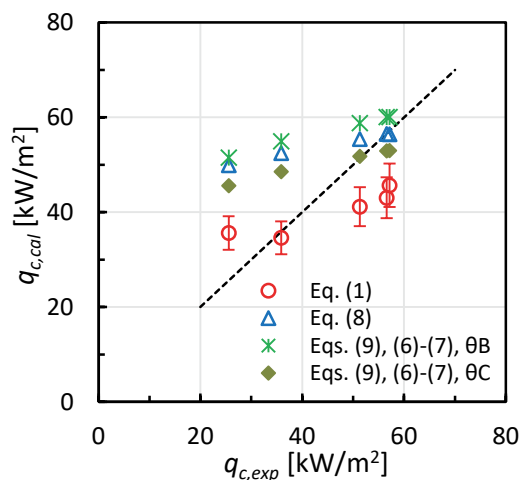


図 13 凝縮熱流束の計算値と測定値の比較⁽²¹⁾

熱流束の CFD 計算値は、飽和蒸気 No. 2 での測定値とよく一致し、過熱蒸気 No.2SH での測定値より小さくなった。気体の対流伝熱による q_{conv} の計算値は、No. 2 で $0.64 \sim 0.92 \text{ kW/m}^2$ 、No. 2SH で $3.3 \sim 3.8 \text{ kW/m}^2$ であり、表 2 に示した平均熱流束の相違 $56.2 - 46.0 = 10.2 \text{ kW/m}^2$ は q_{conv} の相違より大きい。

凝縮熱流束の計算値 $q_{c,cal}$ と測定値 $q_{c,exp}$ の比較を図 13 に示す。 $q_{c,cal}$ の値は、式(1)に対しては適用範囲 $y^+ < 10$ での予測の平均値、式(8)と(9)に対しては $y^+ > 50$ での予測の平均値である。式(1)に対する誤差棒は、適用範囲での最大値と最小値を示し、 $\pm 10\%$ である。式(6)~(7)については、オリジナル相関式での θ_B と式(2)による θ_C を使用した。 Y_s の勾配に基づく粘性底層に対する相関式(1)は $q_{c,exp}$ を過小評価し、乱流域に対する q_c の相関式は $q_{c,exp}$ を過大評価した。下流での小さい $q_{c,exp}$ に対して過大評価する理由は、計算で q の過小評価により Y_s を過大評価することによる。上流での大きな $q_{c,exp}$ に対しては、 Y_s の過大評価の影響が小さく、 q_c 相関式による $q_{c,cal}$ は $q_{c,exp}$ とよく一致した。

過熱蒸気条件での無次元速度 u^+ の分布は、飽和蒸気条件と同様に、式(13)と(14)にほぼ一致した。過熱蒸気条件での無次元温度 T^+ の分布は、図 11 (a)に示した飽和蒸気条件と異なり、単相流に対する相関式(17)および(18)と比較的よく一致した。これは、過熱蒸気条件では気相中で相変化が生じないことによると推察される。

無次元蒸気質量分率 Y_s^+ の分布を図 14 に示す。図 14 (a) に示す従来の定義式(19)による Y_s^+ は、従来相関式(20)および(21)と比較的よく一致したが、 y^+ が大きくなると流れ方向位置 x に対するバラツキが大きくなった。図 14 (b)に示す本研究で提案した定義式(24)による $Y_{s,mod}^+$ は、 x に対するバラツキが小さく、 $y^+ > 40$ で相関式(26)とよく一致した。定義式に使用されている q_{cy} の評価値が無次元蒸気質量分率に大きく影響し、 $y^+ < 40$ で $Y_{s,mod}^+$ が大きくなるのは q_{cy} の評価値が小さくなることによる。

過熱蒸気条件では、 u_y 、 T_{gy} 、 $Y_{s,y}$ の分布は単相流での分布に近いが、凝縮面の近くで急激に飽和温度 T_s に近づき、熱流束 q は T_s からの凝縮熱流束 q_s で近似できる。

5. 鉛直平板での壁面凝縮の相関式

鉛直円管では流路断面積が小さく小規模の実験設備を活用できるため、壁面凝縮における熱流束と混合気体の温度分布を測定し、熱流束と壁関数の相関式^(14,15)について検討した。一方、図 1 に示した CV は直径が約 40 m、高さが約 80 m であり、形状は鉛直平板に近い。そこで、Legay-Desesquelles and Prunet-Foch⁽¹⁷⁾による温度分布の測定値を用いて熱流束と壁関数の相関式について検討した^(18,19)。この実験は水平ダクトの底面での凝縮であるが、速度が約 5 m/s の強制対流条件であり水平と鉛直の相違は無視できる。

5.1 熱流束の相関式

実験条件は、バルクでの速度 $u_b = 5.35 \text{ m/s}$ 、温度 $T_b = 85^\circ\text{C}$ であり、測定位置は $x = 2.8 \text{ m}$ である。バルクと凝縮面との温度差は $\Delta T = (T_b - T_w) = 5.1, 12.2, 15.3$ と 20.9°C である。凝縮熱流束 q_c や熱伝達率 h_c は測定の不確かさが大きいと測定されておらず、二次元解析で求められ $\Delta T = 5.1, 12.2, 15.3, 20.9^\circ\text{C}$ に対し $q_{c,cal} = 4.8, 9.2, 10.9, 13.3 \text{ kW/m}^2$ である。

円管内と平板では物質伝達率が異なり、平板でのシャーウッド数は表 6 に示す式(27)で与えられる。 Sh_x はバルクでの速度 u_b と流れ方向位置 x を用いて定義されているため、バルクの境界である境界層厚さ δ の相関式(28)を用い

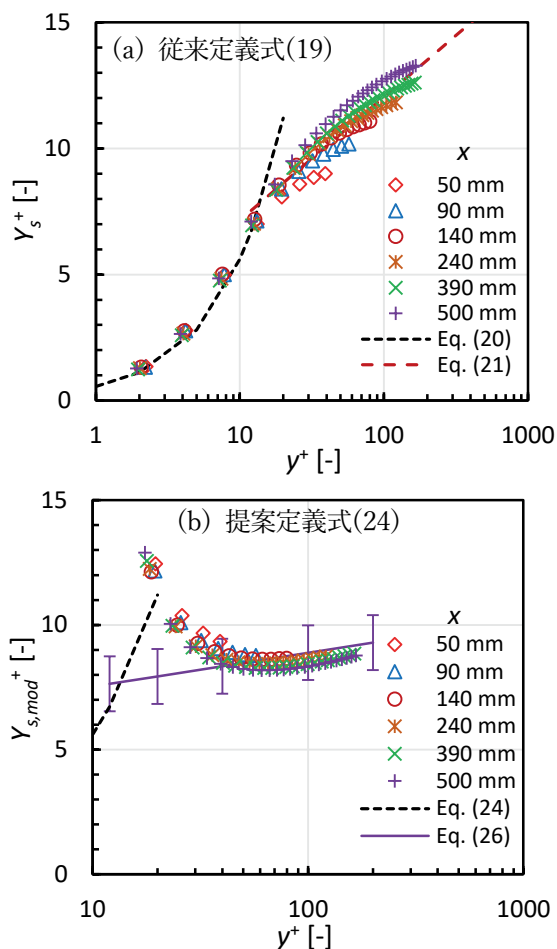


図 14 無次元蒸気質量分率 Y_s^+ の分布⁽²¹⁾

て、関連式(27)を式(29)に変形した。本研究では変形式(29)による Sh_δ を局所位置 y に適用して式(30)による Sh_y を使用する。

式(30)の妥当性を確認するために、温度分布測定値⁽¹⁷⁾と飽和蒸気条件から Sh_y を評価した。物質輸送モデルに式(3)もしくは式(5)を平板の局所位置 y に適用した式(31)もしくは式(32)を使用した。式(31)を使用して求めた Sh_y を図 15 (a)に、式(32)を使用して求めた Sh_y を図 15 (b)に示す。図 15 (a)と(b)の $Re_y > 300$ に対して最小二乗法を用いて Sh_y のフィット式(33)を作成した。 Sh_y の評価値に対する式(33)の不確かさは $\pm 2s = \pm 16\%$ と小さい。式(30)の係数は式(33)の係数の 1.12 倍であるが、限られた測定値から式(33)を作成したことを考慮すれば、式(30)は妥当と判断される。

表 6 平板での物質伝達率に関する関連式

物質伝達率関連式 (Johnson & Rubesin, 1949)	
$Sh_x = 0.0296 Re_x^{4/5} Sc^{1/3}, Re_x = \frac{u_b x}{\nu}$	(27)
境界層厚さ (Schlichting, 1968)	
$\delta = \frac{0.37x}{Re_x^{1/5}}, Re_\delta = \frac{u_b \delta}{\nu} = 0.37 Re_x^{4/5}$	(28)
物質伝達率の変形式 ⁽¹⁸⁾	
$Sh_\delta = 0.023 Re_\delta^{3/4} Sc^{1/3}$	(29)
$Sh_y = 0.023 Re_y^{3/4} Sc^{1/3}, Re_y = \frac{u_y y}{\nu}$	(30)
局所熱流束 $q_{c,y}$ の関連式*	
$q_{c,y} = D \frac{P M_s}{R T} \frac{Sh_y}{y} h_{fg} \ln \left(\frac{1 - X_{s,w}}{1 - X_{s,y}} \right)$	(31)
$q_{c,y} = \lambda_c \frac{Sh_y}{y} (T_y - T_w)$	(32)
物質伝達率のフィット式 ⁽¹⁸⁾	
$Sh_y = 0.0205 Re_y^{3/4} Sc^{1/3}$ ($300 < Re_y < 11,200$)	(33)

*Murase et al.⁽¹⁸⁾により元式^(12,13)の Sh_x/x を Sh_y/y に変更。式(32)の λ_c には式(6)~(7)を使用。

式(31)と(30)および温度測定値⁽¹⁷⁾を用いて計算した $q_{c,pre}$ と $q_{c,cal}$ の比を図 16 (a)に示す。 $q_{c,cal}$ は二次元解析による計算値⁽¹⁷⁾である。 $y^+ > 30$ の乱流域では、 $q_{c,pre}/q_{c,cal}$ は 1.10 ± 0.10 (つまり $1.00 \sim 1.20$) の範囲にある。式(31)は $q_{c,cal}$ を 10% 過大に評価したが、不確かさ ± 0.10 は小さい。

式(32)と(30)および温度測定値⁽¹⁷⁾を用いて計算した $q_{c,pre}$ と $q_{c,cal}$ の比を図 16 (b) に示す。Liao and Vierow⁽¹³⁾による元

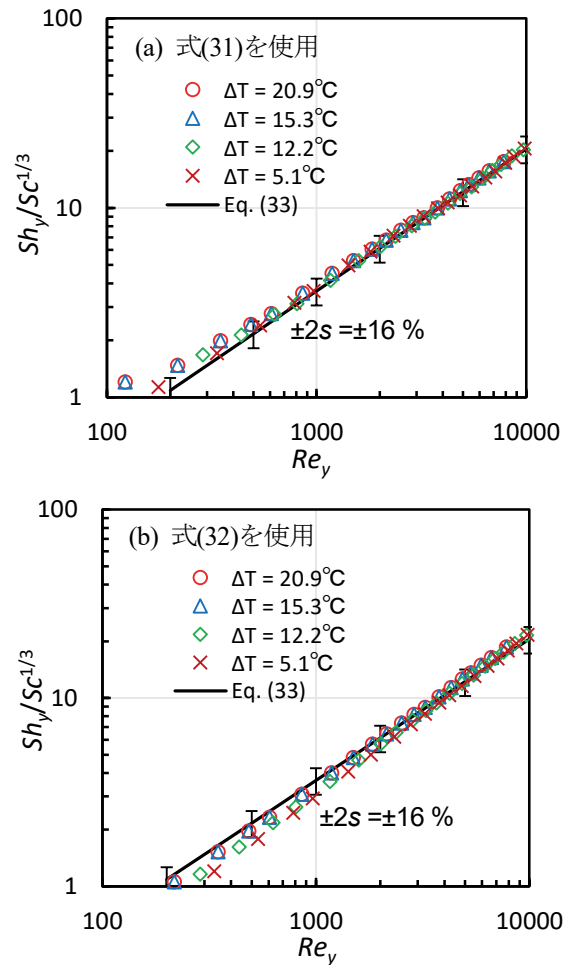


図 15 温度分布測定値⁽¹⁷⁾から求めた局所シャーウッド数⁽¹⁸⁾

式ではサクシオン係数 θ_B が使用されているが、図 16 (b)の計算では de la Rosa et al.⁽²⁾が推奨するサクシオン修正係数 θ_C を使用した (θ_B と θ_C は式(2)を参照)。 θ_C を使用すると $q_{c,pre}/q_{c,cal}$ は 1.05 ± 0.10 (つまり $0.95 \sim 1.15$) の範囲になった。一方、 θ_B を使用すると $q_{c,pre}/q_{c,cal}$ は 1.12 ± 0.10 (つまり $1.02 \sim 1.22$) の範囲になった。

従来関連式による q_c の計算値は、図 13 に示した場合と同様に、Liao and Vierow の式⁽¹³⁾と θ_B , Araki et al.による式⁽¹²⁾, Liao and Vierow の式⁽¹³⁾と θ_C の順に大きな値を与える。これらの式による予測値 $q_{c,pre}$ は、図 16 のケースで、二次元計算値 $q_{c,cal}$ に対して 1.12, 1.10, 1.05 倍であり、顕著な相違はない。

CFD 解析で壁面に接する計算セルを乱流域に設定する場合には、式(31)もしくは(32)と式(30)を使用すればよい。限られた測定値から求めた式(33)より信頼性が高い従来関連式(27)を変形した式(30)を用いるのがよいと判断する。

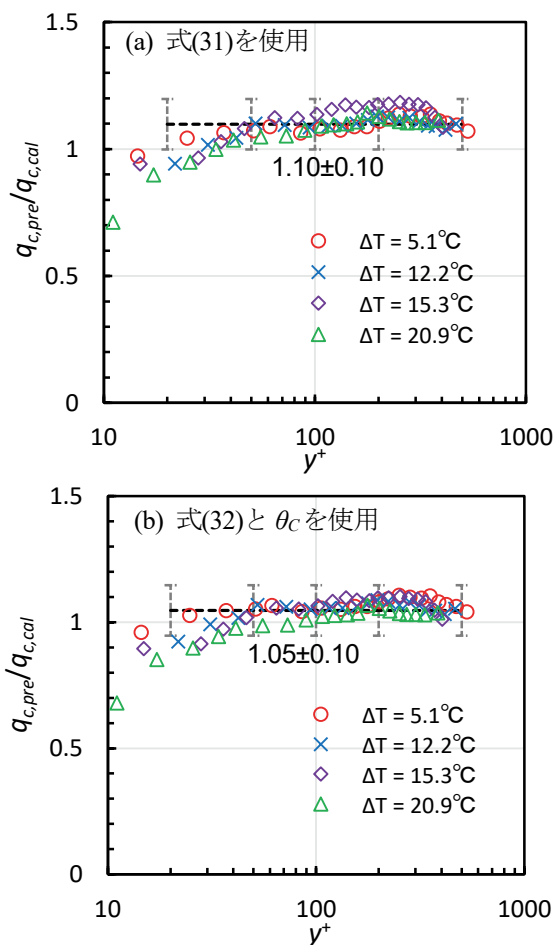


図 16 局所での凝縮熱流束の予測値 $q_{c,pre}$ ⁽¹⁸⁾

5.2 無次元分布の相関式

鉛直円管での無次元分布と同様に、Desesquelles and Prunet-Foch⁽¹⁷⁾による温度分布の測定値と飽和温度条件を用いて平板での無次元分布について検討した⁽¹⁹⁾。Kumarら⁽¹⁰⁾は、 $|v_y/u_d| < 0.02$ ではサクション流速 v_y の影響は小さいと報告している。本研究では、 $q_c = 4.8 \sim 13.3 \text{ kW/m}^2$ に対して $|v_y/u_d| = 0.011 \sim 0.025$ ($v_y = 2.5 \sim 6 \text{ mm/s}$) であり、 v_y が速度分布に及ぼす影響は重要でないため、無次元速度については検討しない。

従来評価で用いられているバルクで定義された流れ方向の熱伝達率 Nu_x の相関式を用いて式(16)の対流熱流束 q_w を計算すると、求めた T^+ の最小二乗法によるフィット式は $T^+ = 1.54 \ln(y^+) + 11.1$ になり、従来相関式(18)より定数が大きく係数が小さくなった。CFD 解析では計算セルでの物理量 (速度 u_y , 温度 T_y , 蒸気濃度 $Y_{s,y}$) を使用することから、鉛直円管に対する式(22)と同様に、表 7 に示す局所のヌッセルト数 Nu_y に対する式(34)を用いて T^+ を求めた。なお、式(34)は式(30)と相似則から求めた。

表 7 平板での無次元分布の相関式 (壁関数)

無次元温度 ⁽¹⁹⁾	
$Nu_y = h_{conv} y / \lambda = 0.023 Re_y^{3/4} Pr^{1/3}$	(34)
$T^+ = 1.94 \ln(y^+) + 6.45$ (乱流域)	(35)
無次元蒸気質量分率 ($\theta_B = 1$) ⁽¹⁹⁾	
$Y_{s,mod}^+ = \theta_B Y_s^+ / (1 - Y_{s,y})$	(36)
$= 1.87 \ln(y^+) + 3.64$ (乱流域)	

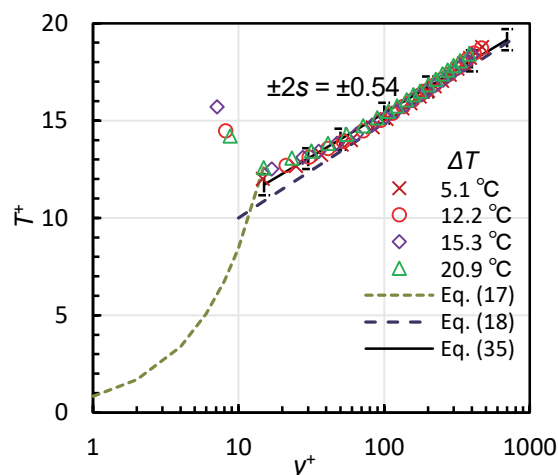


図 17 平板での無次元温度 T^+ の分布⁽¹⁹⁾

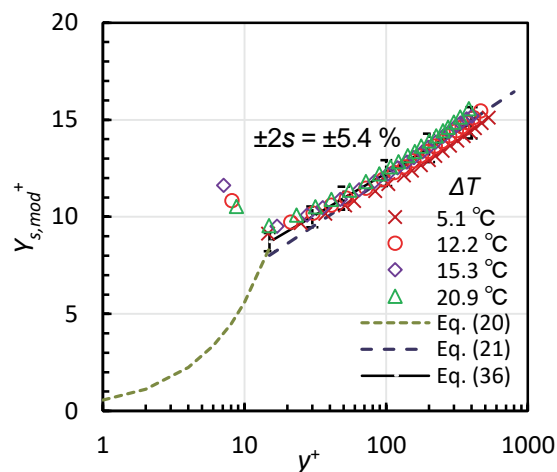


図 18 平板での無次元蒸気質量分率 $Y_{s,mod}^+$ の分布⁽¹⁹⁾

式(15)で定義される無次元温度 T^+ の分布を図 17 に示す。求めた T^+ は従来相関式(18)と顕著な相違はない。最小二乗法を用いて T^+ のフィット式(35)を作成した。式(35)に対する T^+ の評価値の不確かさは $\pm 2s = \pm 0.54$ である。

無次元蒸気質量分率 Y_s^+ に従来の定義式(19)を用いると、乱流域で Y_s^+ の評価値が従来の対数式(21)より小さくなる。

鉛直円管と同様に、粘性底層に対して導出した定義式(24)と $\theta_B=1$ を使用した $Y_{s,mod}^+$ の評価値を図18に示す。 Y_s の定義式を修正することにより $Y_{s,mod}^+$ の評価値は従来の対数式(21)とほぼ一致した(つまり従来の相関式を活用できる)。最小二乗法を用いて作成したフィット式(36)に対する $Y_{s,mod}^+$ の評価値の不確かさは $\pm 2s = \pm 5.4\%$ と小さい。

求めた蒸気質量分率 Y_s の分布関数である式(36)を用いた予測値 $Y_{s,pre}$ を測定値 $Y_{s,exp}$ と比較して図19(a)に示す。式(36)で Y_s^+ は定義式(19)で計算し、式(19)で q_c の計算には式(31)と(30)を使用した。 $Y_{s,exp}$ は温度測定値と飽和温度条件から求めた。 $Y_{s,pre}$ と $Y_{s,exp}$ はよく一致し、不確かさは $\pm 2s = \pm 2.0\%$ と小さい。

$Y_{s,pre}$ と飽和蒸気条件から求めた温度の予測値 $T_{g,pre}$ と測定値 $T_{g,exp}$ の比較を図19(b)に示す。 $T_{g,pre}$ と $T_{g,exp}$ はよく一致し、不確かさは $\pm 2s = \pm 0.48\text{ }^\circ\text{C}$ と小さい。

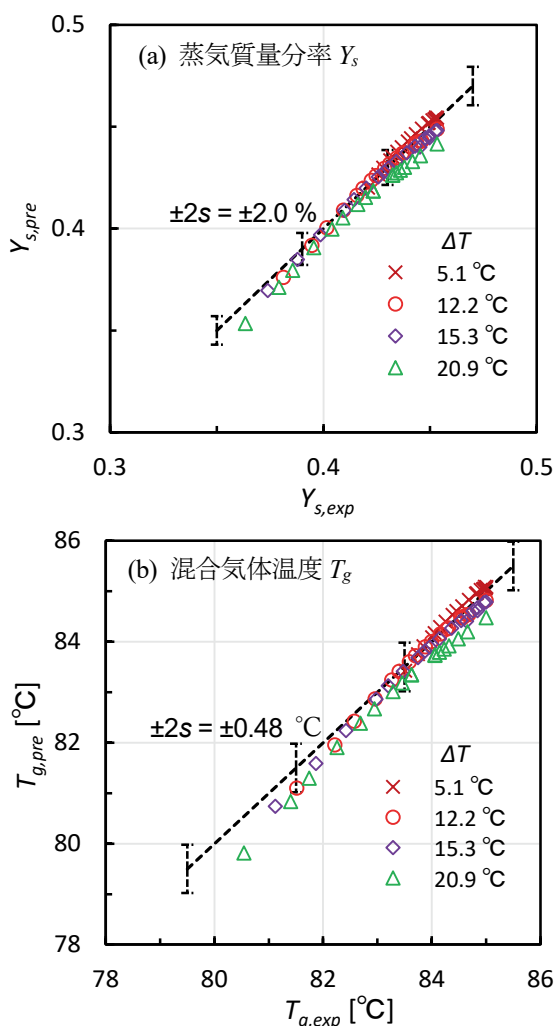


図19 作成した相関式での予測値と測定値の比較⁽¹⁹⁾

平板での壁面凝縮における温度分布の測定例は非常に少なく、本研究で使用した測定値は限られている。しかし、本研究で提案した局所の相関式(34)と(30)および無次元蒸気質量分率の定義式(36)を使用すれば、図17と図18に示したように、従来相関式(18)と(21)に近い結果が得られる。

5.3 考察

本研究で必要とする壁面凝縮での温度分布に関する公開データは非常に少ない。このため、流路断面積が小さく小容量のボイラーや圧縮機で実験できる鉛直円管を用いて強制対流凝縮での温度分布を測定し、乱流域で使用できる凝縮熱流束の相関式と無次元分布の対数式(壁関数)を作成した。CV壁の形状は鉛直平板で近似できることから、円管での結果を参照し、平板の強制対流凝縮での温度分布の従来データを用いて、凝縮熱流束の相関式と無次元分布の対数式(壁関数)を作成した。使用できる従来データが少ないことから、できるだけ検証済みの従来相関式を活用し、新たに変更する部分を最小限に抑制した。これにより、強制対流凝縮に対してはCFD解析で計算セルを乱流域に設定して現実的な計算を実行できるようになった。

一方、事故時のCV内では、強制対流と自然対流および自然対流と自然対流が複合した流れ場になる。このため、自然対流凝縮に対する熱流束の相関式と無次元分布の対数式を整備する必要がある。平板での自然対流データを取得するには大規模な実験設備が必要になる。例えば、Kelm et al.⁽⁹⁾は断面 $0.44\text{ m} \times 0.44\text{ m}$ で凝縮面長さ 6 m の装置を使用した壁面凝縮実験を実施しているが、測定結果はほとんど公開されていない。流路断面積は本研究で使用した鉛直円管⁽¹¹⁾の100倍(100倍の蒸気流量と空気流量が必要)であり、本研究では自然対流凝縮の実験の評価は難しい。そこで、CFD解析を活用して自然対流凝縮に対する熱流束の相関式と無次元分布の対数式を整備する計画である。

6. おわりに

本研究では、CFDコードを使用する数値計算で凝縮面に接する計算セルにおける物理量(速度、温度、蒸気濃度)を用いて凝縮熱流束 q_c を求めるための相関式を整備することを目的としている。本報告では、強制対流凝縮に対する前報⁽²⁰⁾以降の研究成果をまとめた。これまでに得られた主な結果は以下の通りである。

- (1) 円管内の強制対流凝縮では、壁面からの距離 y の2倍 $2y$ を代表長さにしたシャーウッド数 Sh_y の相関式を使

用すれば、凝縮熱流束 q_c の従来相関式と距離 y の乱流域での物理量（速度、温度、蒸気濃度）を用いて熱流束 q_{cy} を予測できる。

- (2) 粘性底層での蒸気濃度勾配に基づく凝縮熱流束 q_c の相関式から導出される無次元蒸気質量分率 $Y_{s,mod}^+$ は、単相流に対する Y_s^+ の定義式と異なる。新しい $Y_{s,mod}^+$ の定義式を使用すると、不確かさが小さい蒸気質量分率 Y_s の対数式を作成でき、乱流域での Y_s と飽和温度 T_s を適切に予測できる。
- (3) 粘性底層での蒸気濃度勾配に基づく q_c の相関式を境界条件に使用した CFD 解析は、熱流束 q と物理量（速度、温度、蒸気濃度）の分布を適切に計算できる。
- (4) 過熱度が約 100 °C の過熱蒸気条件では、凝縮面の近くで急激に飽和温度に近づき、飽和温度からの凝縮伝熱として熱流束を評価できる。過熱蒸気条件では乱流域で相変化がないため、乱流域での混合気体温度 T_g と Y_s の分布は単相流での対数式に近い。
- (5) 平板の壁面凝縮での局所シャーウッド数 Sh_y は、バルクでの流れ方向 x に対するシャーウッド数 $Sh_x \propto Re_x^{4.5}$ と Re 数への依存性が異なり、 $Sh_y \propto Re_x^{3.4}$ になる。 Sh_y の相関式を使用すれば、円管内と同様に、乱流域での物理量（速度、温度、蒸気濃度）を用いて熱流束 q_{cy} を予測できる。
- (6) 平板の壁面凝縮における T_g と Y_s の分布は、 Y_s に $Y_{s,mod}^+$ の定義式を使用すれば、従来相関式による対数式に近い。

今後の課題として、CFD 解析を活用して自然対流凝縮に対する熱流束の相関式と無次元分布の対数式を整備することが望ましい。

記号

B	サクシオンパラメータ (-)
cp	比熱 (kJ/kg K)
D	拡散係数 (m ² /s)
d	直径 (m)
h_c	凝縮熱伝達率 (kW/m ² K)
h_{fg}	凝縮潜熱 (kJ/kg)
h_{fg}'	$= h_{fg} + cp (T_b - T_w)$ (kJ/kg)
M	分子量 (kg/kmol)
P	圧力 (Pa)
Pr	プラントル数 (-)
q_c	凝縮熱流束 (kW/m ²)
R	一般ガス定数 (kJ/kmol K)
Re	レイノルズ数 (-)

Sc	シュミット数 (-)
Sh	シャーウッド数 (-)
s	標準偏差 (-)
T	温度 (K)
T^+	無次元温度 (-)
u	速度 (m/s)
u^+	無次元速度 (-)
W	流量 (kg/s)
X	モル分率 (-)
Y	質量分率 (-)
Y^+	無次元質量分率 (-)
x	流れ方向位置 (m)
y	壁面からの距離 (m)
y^+	無次元距離 (-)

ギリシャ文字

θ_B	サクシオン係数 (-)
θ_C	サクシオン修正係数 (-)
λ	熱伝導率 (kW/m K)
λ_c	凝縮熱伝導率 (kW/m K)
ν	動粘性係数 (m ² /s)
ρ	密度 (kg/m ³)
τ	せん断応力 (Pa)

添字

a	空気
b	バルク
c	凝縮
cal	計算
d	直径
exp	実験
g	混合気体
in	入口
m	平均もしくは混合気体
mod	修正
pre	予測
s	蒸気
w	壁面
x	流れ方向位置 x
y	距離 y

引用文献

- (1) J. Green and K. Almenas, An Overview of the Primary Parameters and Methods for Determining Condensation Heat Transfer to Containment Structures, *Nuclear Safety*, Vol. 37 (1996), pp. 26-48.
- (2) J. C. de la Rosa, A. Escrivá, L. E. Herranz, T. Cicero and J. L. Muñoz-Cobo, Review on Condensation on the Containment Structure, *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 51 (2009), pp. 32-66.
- (3) J. Huang, J. Zhang and L. Wang, Review of Vapor Condensation Heat and Mass Transfer in the Presence of Non-Condensable Gas, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 89 (2015), pp. 469-484.
- (4) M. K. Yadav, S. Khandekar and P. K. Sharma, An Integrated Approach to Steam Condensation Studies Inside Reactor Containments: A Review, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 300 (2016), pp. 181-209.
- (5) F. Liu, Z. Sun, M. Ding and H. Bian, Research Progress of Hydrogen Behaviors in Nuclear Power Plant Containment under Severe Accident Conditions, *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 46 (2021), pp. 36477-36502.
- (6) A. Dehbi, F. Janasz and B. Bell, Prediction of Steam Condensation in the Presence of Noncondensable Gases using a CFD-based Approach, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 258 (2013), pp. 199-210.
- (7) L. Vyskocil, J. Schmid and J. Macek, CFD Simulation of Air-Steam Flow with Condensation, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 279 (2014), pp. 147-157.
- (8) E. Studer, D. Abdo, S. Benteboula, G. Bernard-Michel, B. Cariteau, N. Coulon, F. Dabbene, Ph. Debesse, S. Koudriakov, C. Ledier, J.-P. Magnaud, O. Norvez, J.-L. Widloecher, A. Beccantini, S. Gounand S. and J. Brinster, Challenges in Containment Thermal Hydraulics, *Nuclear Technology*, Vol. 206 (2020), pp. 1361-1373.
- (9) S. Kelm, H. Muller, A. Hundhausen, C. Druska, A. Kuhr and H.-J. Allelein, Development of a Multi-Dimensional Wall-Function Approach for Wall Condensation, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 353 (2019), p. 110239.
- (10) G. Vijaya Kumar, L. M. F. Cammiade, S. Kelm, K. A. Prakash and W. Rohlf, Implementation of a CFD Model for Wall Condensation in the Presence of Non-Condensable Gas Mixtures, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 187 (2021), p. 116546.
- (11) M. Murase, Y. Utanohara, R. Goda, T. Shimamura, S. Hosokawa and A. Tomiyama, Measurements of Temperature Distributions and Condensation Heat Fluxes for Downward Flows of Steam-Air Mixture in a Circular Pipe, *Japanese Journal of Multiphase Flow*, Vol. 33 (2019), pp. 405-416.
- (12) H. Araki, Y. Kataoka and M. Murase, Measurement of Condensation Heat Transfer Coefficient inside a Vertical Tube in the Presence of Noncondensable Gas, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 32 (1995), pp. 517-526.
- (13) Y. Liao and K. Vierow, A Generalized Diffusion Layer Model for Condensation of Vapor with Noncondensable Gases, *Transactions of ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol. 129 (2007), pp. 988-994.
- (14) M. Murase, Y. Utanohara, S. Hosokawa and A. Tomiyama, Prediction Method of Condensation Heat Transfer from Steam-Air Mixture for CFD Application, *Japanese Journal of Multiphase Flow*, Vol. 35 (2021), pp. 453-462.
- (15) 村瀬道雄, 歌野原陽一, 細川茂雄, 富山明男, 飽和蒸気と空気の混合気体の流れにおける温度と蒸気質量分率の分布, *混相流*, Vol. 36 (2022), pp. 255-265.
- (16) M. Murase and Y. Utanohara, Numerical Simulation of Experiments for Wall Condensation from Mixtures of Saturated Steam and Air in a Vertical Tube, *Mechanical Engineering Journal*, Vol. 10, (2023), 23-00128.
- (17) F. Legay-Desesquelles and B. Prunet-Foch, Heat and Mass Transfer with Condensation in Laminar and Turbulent Boundary Layers along a Flat Plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 29 (1986), pp. 95-105.
- (18) M. Murase, Y. Utanohara and A. Tomiyama, Prediction Method for Condensation Heat Transfer in the Presence of Non-condensable Gas for Computational Fluid Dynamics Applications, *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, Vol. 8 (2022), p. 031404.
- (19) M. Murase, T. Suzuki, Y. Utanohara and T. Takaki, Dimensionless Profiles of Temperature and Steam Mass Fraction in Flows of Steam-Air Mixture on a Flat Plate, *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, Vol. 9 (2023), p. 011401.
- (20) 村瀬道雄, 歌野原陽一, 細川茂雄, 富山明男, 鉛直管における蒸気と空気の混合気体からの凝縮伝熱, *INSS JOURNAL*, Vol. 28 (2021), C-3.
- (21) M. Murase and Y. Utanohara, Numerical Simulation of Wall Condensation from a Superheated Steam and Air

Mixture in a Vertical Pipe, Nuclear Technology, Vol. 209 (2023), pp. 1086-1100.

- (22) Y. Utanohara, M. Murase, A. Masui, R. Inomata, Y. Kamiya, Numerical Simulation of Temperature Distribution in a Containment Vessel of an Operating PWR Plant, Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science, Vol. 1 (2015), p. 011002.
- (23) M. Murase, Y. Utanohara, R. Goda, S. Hosokawa and A. Tomiyama, Condensation Heat Transfer for Downward Flows of Superheated Steam-Air Mixture in a Circular Pipe, Nuclear Engineering and Design, Vol. 371 (2021), p. 110948.
- (24) B. A. Kader, Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layer, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 24 (1981), pp. 1541-1544.