

自然対流における飽和蒸気と空気の混合気体からの壁面凝縮

Wall Condensation from Saturated Steam-Air Mixture in Natural Convection

村瀬 道雄 (Michio Murase)^{*1}

高木 俊弥 (Toshiya Takaki)^{*1}

鈴木 智教 (Tomonori Suzuki)^{*2}

歌野原 陽一 (Yoichi Utanohara)^{*3}

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) コードを用いて粗い計算セルで計算する際に、乱流層からバルクの広い範囲で適用できる凝縮熱流束 q_c の相関式を提供することである。これまでに、蒸気と空気の混合気体の強制対流を対象として、局所的に定義したレイノルズ数 Re_y とシャーウッド数 $Sh_y(Re_y)$ を用いることにより、従来の q_c の相関式を乱流層からバルクに適用できることを確認した。しかし、事故時における CV 内での流動は主に自然対流である。そこで、本報告では、強制対流に対する $Sh_y(Re_y)$ をグラスホフ数 Gr と $Sh(Gr)$ に変更して自然対流に対する q_c の相関式を求め、従来の自然対流凝縮データと比較した。その結果、求めた q_c の相関式は従来データの最小値とよく一致した。乱流層で壁面からの距離 y を減少すると、蒸気濃度が低下するため求めた q_c の相関式による計算値 $q_{c,cal}$ は減少する。そこで、 q_c の相関式を乱流層に適用するための修正式を求めた。

キーワード 格納容器, 平板, 自然対流, 飽和蒸気, 壁面凝縮

Abstract The final objective of our studies is to present a correlation for the condensation heat flux q_c , which can be applied to the wide region from the turbulent boundary layer to the bulk and can be used for coarse computation cells in CFD (computational fluid dynamics) analysis for thermal-hydraulic behavior in the containment vessel (CV) of nuclear reactors during accident conditions. Previously, we confirmed that existing q_c correlations for forced convection flows of steam and air mixtures could be used from the turbulent boundary layer to the bulk by using a locally defined correlation for the Sherwood number $Sh(Re_y)$, where Re_y is the Reynolds number. However, flow fields are mainly due to natural convection in the CV during accident conditions. In this study, therefore, we obtained a q_c correlation for natural convection flows by changing the $Sh(Re_y)$ correlation to the $Sh(Gr)$ correlation, where Gr is the Grashof number. We compared results computed using this q_c correlation for natural convection with existing experimental data. The q_c correlation provided results that agreed with most of the minimum values among the existing q_c data. When decreasing the distance y from the wall in the turbulent boundary layer, the $q_{c,cal}$ value computed with the q_c correlation decreased due to the decrease in steam concentration. Therefore, we derived a correction for y to allow application of the q_c correlation to the turbulent boundary layer.

Keywords containment vessel, flat plate, natural convection, saturated steam, 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を目的とする。

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、一領域モデルや複数区画の構造モデルで事故時における CV 内での熱流体挙動が評価されるが、密閉容器での自然対流凝縮実験に基づく伝熱相関式が用いられる。Corradini⁽⁵⁾は強制対流と自然対流での凝縮熱伝達率 h_c に対する無次元相関式を導出して従来データと比較し、Dehbi⁽⁶⁾は凝縮面での蒸気の濃度勾配に基づく凝縮熱流束 q_c の無次元式を作成して測定値から係数を求めた。しかし、Corradini と Dehbi による自然対流凝縮に対する相関式での計算値には大きな相違がある。

福島第一原子力発電所での事故以降、CFD コードを使

*1 (株) 原子力安全システム研究所 技術システム研究所

*2 (株) 原子力安全システム研究所 技術システム研究所 現 MHI NS エンジニアリング

*3 (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

用した実験解析⁽⁷⁻⁹⁾や凝縮伝熱モデルの改良⁽⁹⁻¹¹⁾が行なわれている。実験解析では粘性底層での蒸気の質量分率の勾配に基づく 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オーダーにする必要がある。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、本研究の目標は、凝縮面に接する計算セルを乱流境界層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。Legay-Desesquelles and Prunet-Foch⁽¹²⁾およびKang and Kim⁽¹³⁾は、水平板上での蒸気と空気の混合気体の強制対流凝縮で y 方向温度分布を測定したが、後者は層流条件のみである。

著者らは、CFDを用いた凝縮伝熱解析の検証データの提供を主目的として、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⁽¹⁴⁾。また、従来の q_c の相関式^(15,16)において、バルクでの速度と代表長さで定義されたシャーウッド数 Sh を局所位置 y で定義した $Sh(y)$ に変更することにより、乱流境界層からバルクの広い範囲に適用できることを明らかにした⁽¹⁷⁾。平板に対しては、 Sh の相関式が円管と異なるため、Legay-Desesquelles and Prunet-Foch⁽¹²⁾による乱流条件での温度分布の測定値を用いて $Sh(y)$ の関数形を求めた⁽¹⁸⁾。これらの $Sh(y)$ の相関式は、CFDコードを用いた数値計算に適用できるが、強制対流凝縮に対する式である。一方、事故時におけるCV内での流動は主として自然対流である。Kelmら^(10,19)は、強制対流と自然対流との共存場における実験とCFD解析を行っているが、第三者が活用できる形で結果を公表していない。

本報告では、CFDコードを用いた数値計算において凝縮面に接する計算セルでの物理量を使用して q_c を求めて境界条件を与えるための相関式を対象にした。強制対流に対する q_c の相関式⁽¹⁸⁾において Sh の相関式(レイノルズ数 Re の関数)を自然対流の相関式(グラフホフ数 Gr の関数)に変更して自然対流に対する q_c の相関式を作成した。作成した q_c の相関式をDehbi⁽⁶⁾による自然対流に対する q_c の相関式と比較評価し、Tagami⁽²⁰⁾とFujiiら⁽²¹⁾による密閉容器での自然対流凝縮実験データを用いて検証した。

2. 凝縮伝熱の相関式

2.1 従来の相関式

従来研究による強制対流凝縮に対する相関式を表1に示す。多くの相関式が提案されており⁽¹⁻⁴⁾、本研究で比較評価に用いた相関式を表示した。強制対流凝縮には、Arakiら⁽¹⁵⁾による熱輸送と物質輸送の相似則に基づく相関式(2)とLiao and Vierow⁽¹⁶⁾による拡散層モデルに基づく相関式(3)~(6)を使用した。元の相関式はバルクと凝縮面の間で定義されているため、CFD解析で壁面に接する計算セルに適用できるように、式(2)と(3)では代表長さを伝熱面長さ L から壁面からの距離 y に変更し、シャーウッド数 Sh_y の代表長さ y を用いた相関式(7)を使用した。

従来研究による自然対流凝縮に対する相関式を表2に示す。自然対流では、Uchidaら⁽²²⁾やTagami⁽²⁰⁾による有次元の実験式(9)と(10)が使用されている。実験式(9)と(10)は、 h_c の測定値に対するフィット式であり、de la Rosaら⁽²⁾から引用した。自然対流凝縮に対する無次元相関式は比較的少ない。Corradini⁽⁵⁾は、速度と温度の分布関数および相似則を用いて、自然対流凝縮での q_c の相関式(12)および強制対流凝縮での q_c の相関式を導出した。Corradiniは、速度2 m/sを仮定した h_c の計算値がUchidaら⁽²²⁾とTagami⁽²⁰⁾による測定値にほぼ一致したとしている。自然対流凝縮の相関式(12)による計算値はTagamiによる測定値の約1/2と小さい。Dehbi⁽⁶⁾は、6種類の実験データを用いて係数1.33を求めて無次元式(14)を提案した。係数1.33の決定にUchidaらによる測定値は使用され、相対的に h_c が小さいTagamiによる測定値は使用されていない。Dehbiら⁽⁷⁾は、速度を変数にしたCFD解析を行い、Uchidaらによる h_c の測定値は速度1 m/sでの計算値に一致し、Tagamiによる h_c の測定値は速度0.1 m/sでの計算値に一致したとしている。

凝縮伝熱では、伝熱壁内の小さい温度差で q_c を測定する、小さい気体温度の相違が蒸気分圧と気相エンタルピーに大きく影響する、などにより q_c の測定値と相関式の不確かさが大きい。Arakiら⁽¹⁵⁾による相関式の h_c の測定値に対する標準偏差は $s = 34\%$ 、Liao and Vierow⁽¹⁶⁾による相関式は $s = 12 \sim 31\%$ 、Dehbi⁽⁶⁾による式(14)の不確かさ(2 s)は $\pm 30\%$ である。

表1 強制対流凝縮に対する従来の相関式

Araki et al. ^{(15)*}	
$h_c = \frac{q_c}{T - T_w} \quad (1)$	
$q_c = D \frac{P M_s}{R T} \frac{Sh_y}{y} h_{fg} \ln \left(\frac{1 - W_{s,w}}{1 - W_s} \right) \quad (2)$	
Liao and Vierow ^{(16)*}	
$h_c = \lambda_c \frac{Sh_y}{y} \quad (3)$	
$\lambda_c = D \frac{\phi_2}{\phi_1} \frac{P M_s M_a}{R^2 T^3} h_{fg} h'_{fg} \quad (4)$	
$\frac{1}{\phi_1} = \frac{X_{s,m}}{X_{a,w}} \theta_B, \phi_2 = \frac{M_{m,m}^2}{M_{m,b} M_{m,w}} \quad (5)$	
$\theta_B = \frac{\ln(1 + B)}{B} \quad (6)$	
Murase et al. ⁽¹⁸⁾	
$Sh_y = 0.023 Re_y^{\frac{3}{4}} Sc^{\frac{1}{3}} \quad (7)$	
$Re_y = \frac{u_y y}{\nu} \quad (8)$	

*村瀬ら⁽¹⁸⁾により Sh/L を Sh_y/y に変更.

$B[-]$ はサクシオンパラメータ, $D[m^2/s]$ は拡散係数, $h_g[kJ/kg]$ は凝縮潜熱, $h'_g = h_g + cp(T_b - T_w)[kJ/kg]$ ($cp[kJ/kgK]$ 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, $W[-]$ はモル分率, $X[-]$ は質量分率, $y[m]$ は壁面からの距離, $\theta_B[-]$ はサクシオン係数, $\lambda_c[kW/mK]$ は凝縮熱伝導率, $\nu[m^2/s]$ は動粘性係数, $\rho[kg/m^3]$ 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.

2.2 自然対流凝縮の相関式

本研究で使用する凝縮伝熱の相関式には, 従来研究による相関式を活用する. これは, 作成した相関式を検証できるデータが少ないことによる. ここでは, 強制対流凝縮に対する相関式(2)もしくは(3)を用いるが, これらに限定する必要はない. 式(2)もしくは(3)において, 強制対流凝縮に対する Sh_y/y を自然対流凝縮に対する Sh_L/L に変更すると, 式(16)と(17)が得られる.

表2 自然対流凝縮に対する従来の相関式

Uchida et al. ^{(22)*}	
$h_c = 380 \left(\frac{X_{s,b}}{X_{a,b}} \right)^{0.7} \left[\frac{W}{m^2K} \right] \quad (9)$	
Tagami ^{(20)*}	
$h_c = 11.4 + 284 \left(\frac{W_{s,b}}{W_{a,b}} \right) \left[\frac{W}{m^2K} \right] \quad (10)$	
Corradini ⁽⁵⁾	
$h_c = \frac{q_c}{T_b - T_w} \quad (11)$	
$q_c = k(\rho_{s,b} - \rho_{s,w}) h'_{fg} \theta_B \quad (12)$	
$k = 0.0188 Re_L^{\frac{3}{4}} Sc^{\frac{1}{3}} \frac{D}{\delta_L} \quad (13)$	
$Re_L = \frac{\Gamma_L \delta_L}{\nu}$	
$\Gamma_L = \frac{1.185 Gr_L^{1/2}}{(1 + 0.494 Pr^{2/3})^{1/2}} \frac{\nu}{L}$	
$\delta_L = \frac{0.565 L}{Gr_L^{0.1} Pr^{8/15} (1 + 0.494 Pr^{2/3})^{0.1}}$	

Dehbi⁽⁶⁾

$$q_c = 1.33 D \frac{\rho_w + \rho_b}{2} \frac{Sh}{L} h_{fg} \ln \left(\frac{1 - X_{s,w}}{1 - X_{s,b}} \right) \quad (14)$$

$$\frac{Sh}{L} = 0.13 \left\{ \rho g \frac{\rho_w - \rho_b}{\mu^2} Sc \right\}^{1/3} \quad (15)$$

*de la Rosa et al.⁽²⁾より.

記号と添字: 表1を参照.

$Gr[-]$ はグラスホフ数, $L[m]$ は伝熱面長さ, $Pr[-]$ はプラントル数, $\mu[Pas]$ は粘性係数.

添字: L は長さ.

$$q_c = D \frac{P M_s}{R T} \frac{Sh_L}{L} h_{fg} \ln \left(\frac{1 - W_{s,w}}{1 - W_s} \right) \quad (16)$$

$$h_c = \lambda_c \frac{Sh_L}{L} \quad (17)$$

式(16)と(17)における Sh_L/L には, Dehbi⁽⁶⁾と同様に表2の式(15)を使用する. また, 式(17)の λ_c には表1の式(4)を使用する.

表3 式(16)と(17)の比較に使用する測定値

Reference	Convection	L or x [m]	P [MPa]	$u_{b,in}$ [m/s]	$X_{s,b}$ [-]	T_b [°C]	$T_b - T_w$ [°C]	q_c [kW/m ²]
Tagami ⁽²⁰⁾	Natural	$L = 0.3$	0.15~ 0.37	0	0.13~ 0.51	70~ 125	21~ 76	1.6~ 35
Legay-Desesquelles and Prunet-Foch ⁽¹²⁾	Forced	$x = 2.8$	0.1	5.35	0.45	85	5.1 20.9	4.8 13.3
Fujii et al. ⁽²¹⁾	Natural	$L = 0.67$	0.34 0.15	0	0.52 0.97	122 110	13.5 2.0	6.8 9.1

x [m]は入口からの距離, u [m/s]は速度. 添字: in は入口.

式(15)では, 乱流自然対流伝熱に対する相関式 $Nu = 0.13(GrPr)^{1/3}$ と相似則を使用している. 式(16)と(17)では, 伝熱面長さ L は消失し, 壁面からの距離 y も含まない. 式(16)において状態方程式 $P_s M_s / RT = \rho_s$ を使用すると, 式(16)は式(14)と類似していることが分かる.

2.3 相関式の検証方法

相関式(16)と(17)の妥当性の確認に使用した実験の条件を表3に示す. 比較評価に使用できる測定値は少ない. Tagami⁽²⁰⁾による実験は, 式(10)の作成に使用されたデータであり, 蒸気供給の影響が小さいとされている⁽⁷⁾. そこで, 式(16)と(17)をバルクと壁面の間に適用する場合の h_c を Tagami による h_c の測定値と比較した. 凝縮面の高さは $L = 0.3$ m で, $Gr_L = 0.16 \sim 4.2 \times 10^9$ であり遷移域から乱流の範囲である. Tagami による h_c の測定値は Corradini⁽⁵⁾から引用した.

相関式(16)と(17)の主目的は乱流境界層からバルクの広い範囲で使用することにある. したがって, これらの式の妥当性を確認するには乱流境界層からバルクでの温度分布が必要であるが, 壁面に垂直方向の温度分布データは少ない. そこで, 従来の相関式との相対関係により式(16)と(17)の妥当性を検討した. この比較には, 強制対流凝縮に対する Legay-Desesquelles and Prunet-Foch⁽¹²⁾による温度分布の測定値を使用した. 彼らの実験では, 水平矩形ダクトの底が凝縮面で蒸気と空気の混合気体を使用された. 大気圧条件で速度と温度を一定にして壁面温度が変更された. 入口速度は 5.35 m/s, 測定位置は $x = 2.8$ m, レイノルズ数は $Re_x = 7.3 \times 10^5$ である. q_c は測定されておらず, 表3の q_c は二次元解析による計算値である.

相関式(16)と(17)の乱流境界層からバルクへの適用性について, 自然対流凝縮に対する Fujii ら⁽²¹⁾による温度分布の測定値を使用して評価位置 y の影響について検討した.

Fujii らの実験では, 直径 0.2 m で高さ 1.2 m の円筒容器の底部にプールを設けて加熱器で蒸気を発生し, 円筒容器の中部から上部に扇状の外周プールを設け容器の内面で凝縮させた. 外周プールは大気開放で, プール水深は 0.67 m である. q_c は加熱器の加熱量から放熱量を減算して求められた. 温度分布が公開されている2ケースを使用した.

3. 相関式と測定値の比較

3.1 自然対流での凝縮熱伝達率

自然対流凝縮での熱伝達率 h_c の計算値 $h_{c,cal}$ と測定値 $h_{c,exp}$ の比較を図1に示す. 測定値には, 蒸気供給流れの影響が小さいとされている Tagami⁽²⁰⁾のデータを Corradini⁽⁵⁾から引用して使用した. Araki ら⁽¹⁵⁾と Liao and Vierow⁽¹⁶⁾による相関式(2)と(4)では, 凝縮面に向かう蒸気質量流束を拡散層で積分し, h_c を対数平均濃度の関数で表しており, 相関式(16)と(17)に反映されている. Corradini⁽⁵⁾による相関式(12)と Dehbi⁽⁶⁾による相関式(14)では, 拡散層での積分を実施せず, サクシオン係数 θ_B を用いて補正している.

相関式(12)は導出過程が他の相関式と異なり, 計算値 $h_{c,cal}$ は測定値 $h_{c,exp}$ の 60% と小さい. その他の相関式の導出過程は類似しているが, 相関式(14)では実験定数 1.33 を使用している. 相関式(14)による $h_{c,cal}$ は $h_{c,exp}$ の 1.33 倍で標準偏差 s の 2 倍は 0.15 であり, 実験定数 1.33 を 1.0 にすれば $h_{c,cal}$ は $h_{c,exp}$ とほぼ一致する.

Araki ら⁽¹⁵⁾の相似則に基づく相関式を元に作成した式(16)による $h_{c,cal}$ は, $h_{c,exp}$ の 0.97 倍で $2s = 0.13$ になった. つまり, 式(14)の係数 1.33 を 1.0 にすると, 式(16)とほぼ一致する. Liao and Vierow⁽¹⁶⁾の拡散層モデルに基づく相関式を元に作成した式(17)による $h_{c,cal}$ は, $h_{c,exp}$ の 1.11 倍で $2s = 0.11$ になった. なお, 実験式(10)での計算値は, 式(17)による $h_{c,cal}$ とほぼ一致し, $h_{c,exp}$ より若干大きくなった.

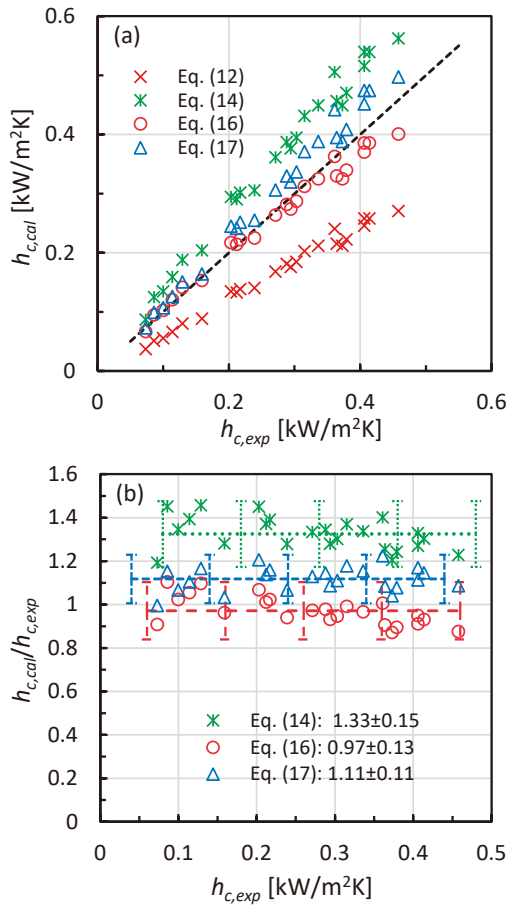


図1 Tagami⁽²⁰⁾による測定値 $h_{c,exp}$ と計算値 $h_{c,cal}$ の比較

従来研究による h_c の相関式の不確かさは 20~30% であり^(6,15,16), 本研究では相関式の不確かさ 20~30% 以下を目標としている. 作成した式(16)と(17) による $h_{c,cal}$ は, 蒸気供給流れの影響が小さいとされている Tagami による $h_{c,exp}$ と比較的良好に一致したことから, 式(16)と(17)は適切と判断される.

3.2 強制対流凝縮と自然対流凝縮の関係

相関式(16)と(17)の主な目的は乱流境界層からバルクの広い範囲で使用することであり, 相関式の乱流境界層への適用性を確認する必要がある. 確認に必要となる壁面からの距離 y に対する温度分布データは少ないため, ここでは強制対流凝縮に対する Legay-Desesquelles and Prunet-Foch⁽¹²⁾による温度分布の測定値を使用して局所での q_c の評価値と y の関係について検討した. q_c は測定されておらず, 二次元解析による計算値 $q_{c,cal}$ が評価に使用されている. なお, $q_{c,cal}$ は式(2)による計算値とよく一致する.

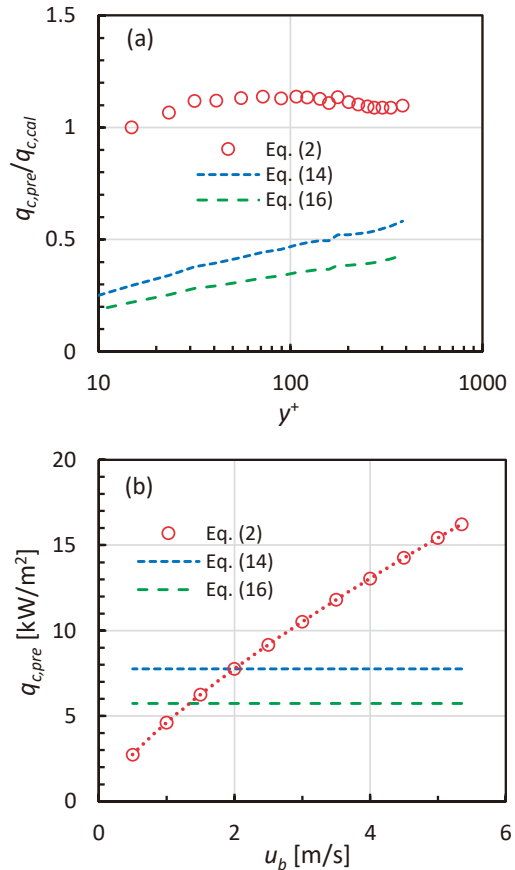


図2 Legay-Desesquelles and Prunet-Foch⁽¹²⁾による計算値 $q_{c,cal}$ と予測値 $q_{c,pre}$ の比較

バルクと壁面の温度差 $T_b - T_w = 20.9^\circ\text{C}$, $q_{c,cal} = 13.3 \text{ kW/m}^2$ に対する熱流束の予測値 $q_{c,pre}$ を図2に示す. 図2(a)の横軸の無次元距離 y^+ は次式で定義される.

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}, u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho}\right)^{0.5} \quad (18)$$

u_τ は摩擦速度, τ_w は壁面摩擦応力である. 相関式(2)による $q_{c,pre}$ は, 乱流境界層 ($y^+ > 30$) でほぼ一定であり $q_{c,cal}$ の 1.11 倍である. つまり, 強制対流凝縮に対する相関式(2)は乱流境界層からバルクの広い範囲に適用できる. 一方, 相関式(14)と(16)では, y^+ の増加に伴って蒸気の質量分率 X_s とモル分率 W_s が増加するため $q_{c,pre}$ が増加する. 式(14)および(16)ともに乱流境界層 ($y^+ > 50$) では $q_{c,pre}$ の値はバルクでの値の 73% 以上である. 式(14)による $q_{c,pre}$ の値は式(17)による $q_{c,pre}$ の値の 1.35 倍であり, 図1に示した結果と同じである.

相関式(2)のバルク速度 u_b 依存性を図2(b)に示す. 強制対流凝縮に対する相関式(2)では, u_b の低下に伴って $q_{c,pre}$

の値が小さくなり、 $u_b < 2.0$ m/s で相関式(14)による $q_{c,pre}$ の値より小さくなり、 $u_b < 1.3$ m/s で相関式(16)による $q_{c,pre}$ の値より小さくなった。つまり、図 2(b)の結果は、強制対流凝縮で u_b が小さくなると、自然対流凝縮に移行することを示唆する。

図示しないが、 $T_b - T_w = 5.1$ °C、 $q_{c,cal} = 4.8$ kW/m² に対する予測値 $q_{c,pre}$ は、図 2 に示した結果と同様である。相関式(2)による $q_{c,pre}$ は、乱流境界層 ($y^+ > 30$) で $q_{c,cal}$ の 1.12 倍ではほぼ一定であり、相関式(14)と(16)では、 y^+ の増加に伴って $q_{c,pre}$ が増加する。式(14)および(16)ともに乱流境界層 ($y^+ > 50$) では $q_{c,pre}$ の値はバルクでの値の 67% 以上であり、式(14)による $q_{c,pre}$ の値は式(16)による $q_{c,pre}$ の値の 1.34 倍になった。相関式(2)では u_b の低下に伴って $q_{c,pre}$ の値が小さくなり、 $u_b < 1.3$ m/s で相関式(14)による $q_{c,pre}$ の値より小さくなり、 $u_b < 0.88$ m/s で相関式(16)による $q_{c,pre}$ の値より小さくなった。 $T_b - T_w$ が小さくなって q_c が小さくなると、自然対流が弱くなり、相関式(2)による $q_{c,pre}$ の値が相関式(14)や相関式(16)による $q_{c,pre}$ の値より小さくなる u_b が図 2 (b) より小さくなった。

3.3 乱流境界層への適用性

作成した相関式(16)と(17)の乱流境界層への適用性を確認するには凝縮面に垂直方向の温度分布データが必要である。密閉容器を用いた凝縮実験は多いが、温度分布の測定例は少ない。Fujii ら⁽²⁾が直径 0.2 m、高さ 1.2 m の密閉円筒を用いて行った凝縮実験における温度 T の分布を図 3 に示す。冷却部は大気開放で高さが 0.67 m の外周プールで水温 100 °C である。圧力 $P = 0.34$ MPa では、室温で大気圧の空気を円筒容器に封入して底部の水を加熱して蒸気を発生し、蒸気と空気の混合気体が生成された。凝縮面の外部の温度が 100 °C であり温度差 $T_b - T_w$ は比較的小さい。圧力 $P = 0.15$ MPa では、容器内の空気を排気して空気量を少なくしており、 $T_b - T_w = 2$ °C である。蒸気分圧比 P_s/P が大きく $T_b - T_w$ が小さいため、温度測定の小さな差が q_c の評価に大きく影響する。

相関式(14)および(16)と(17)を壁面からの距離 y の位置に適用した計算値 $q_{c,cal}$ を図 4 に示す。図 4 (a)に示す $P = 0.34$ MPa では、相関式(14)による $q_{c,cal}$ は相関式(16) による $q_{c,cal}$ の 1.40 倍と大きい。相関式(17)による $q_{c,cal}$ は相関式(16) による $q_{c,cal}$ の 1.03 倍で相互によく一致した。相関式(16) による $q_{c,cal}$ は、バルクでは測定値 $q_{c,exp}$ の 1.04 倍で標準偏差の 2 倍は $2s = 0.10$ である。全ての計算値は、 y が小さくなると P_s や X_s が小さくなるため $q_{c,cal}$ が小さくなる。

図 4(b)に示す $P = 0.15$ MPa では、相関式(14)による $q_{c,cal}$ は相関式(16) による $q_{c,cal}$ の 1.37 倍であり、相関式(17)による $q_{c,cal}$ は相関式(16) による $q_{c,cal}$ の 0.99 倍で相互によく一致した。相関式(16) による $q_{c,cal}$ は、バルクでは測定値 $q_{c,exp}$ の 0.98 倍で、 $2s = 0.18$ と標準偏差が大きい。

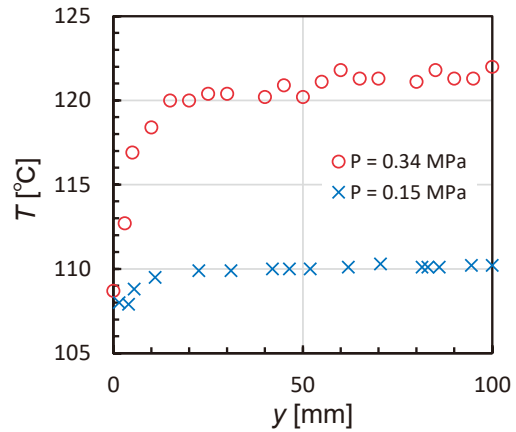


図3 Fujii ら⁽²⁾による温度分布の測定値

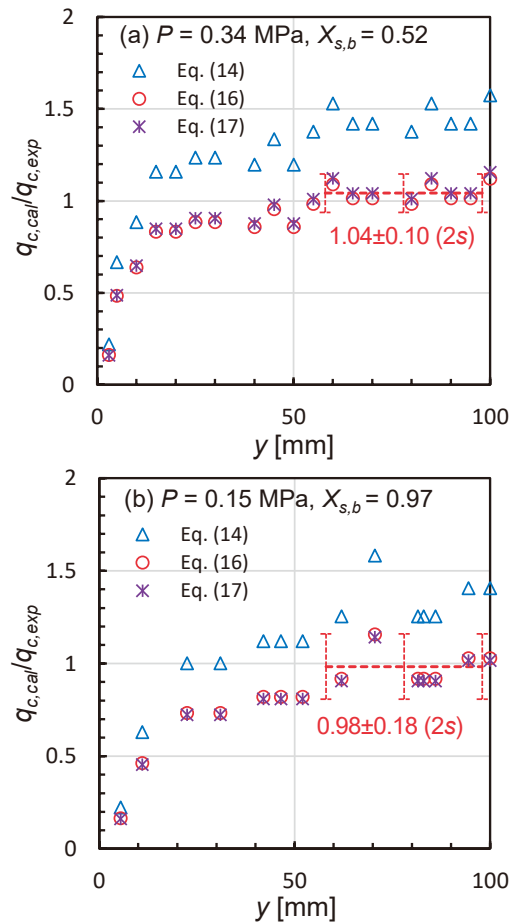


図4 距離 y に対する熱流束の計算値 $q_{c,cal}$

図4は、相関式(16)と(17)による $q_{c,cal}$ はバルクでは $q_{c,exp}$ とよく一致するが、 y が小さくなると P_s や X_s が小さくなるため $q_{c,cal}$ が小さくなることを示す。つまり、相関式(16)と(17)はバルクには適用できるが、乱流境界層に適用するには y に対する補正が必要になる。

3.4 考察

図4は、相関式(16)と(17)はバルクには適用できるが、乱流境界層に適用するには y に対する補正が必要であることを示した。そこで、バルクでの計算値 $q_{c,b}$ に対する壁面からの距離 y での計算値 $q_{c,y}$ の比を図5に示す。 $q_{c,b}$ と $q_{c,y}$ の計算には相関式(16)を使用した。相関式(17)を使用しても顕著な相違はない。図3に示した自然対流凝縮⁽²¹⁾では温度分布の測定ケース数が少ない。一方、Tuji and Nagano⁽²³⁾は、空気単成分の自然対流と強制対流で温度分布に顕著な相違がないことを報告している。そこで、図2に示した強制対流凝縮での温度分布⁽¹²⁾に自然対流凝縮の相関式(16)を適用して求めた $q_{c,y}$ も表示した。自然対流凝縮温度分布では強制対流凝縮温度分布よりバラツキが大きいが、 $q_{c,y}/q_{c,b}$ と y^+ の関係には顕著な相違はない。これは、自然対流凝縮と強制対流凝縮で温度分布に顕著な相違がないことを示唆する。

図5に示す結果を用いて、最小二乗法により $y^+ > 50$ に対する $q_{c,y}/q_{c,b}$ と y^+ の関係式を求めた。

$$\frac{q_{c,y}}{q_{c,b}} = \min(0.38 y^{+0.16}, 1.0) \quad (y^+ > 50) \quad (19)$$

式(19)には、 $q_{c,y}/q_{c,b} = 1.0$ の上限値を設けた。式(19)を用いると $y^+ = 50$ で $q_{c,y}/q_{c,b} = 0.71$ になる。相関式(16)による計算値を式(19)で補正した $q_{c,pre}$ を図6に示す。 $P = 0.34$ MPa の $y^+ > 50$ における $q_{c,pre}/q_{c,exp}$ の平均値は 1.01、標準偏差の2倍は $2s = 0.14$ である。

CV 規模を対象にした CFD 解析の例は少なく⁽²⁴⁾、CV 解析で壁面凝縮モデルの詳細を記述した例は見当たらない。Liu ら⁽²⁴⁾は、シビアアクシデント (SA) における CV 内での水素挙動解析についてレビューしている。SA 時の CV 解析では、CV 体積が 6 万~10 万 m^3 、経過時間が数時間~数十時間を対象にするため、計算の総セル数は数百万、計算セル寸法は数 cm~1 m が使用されている。図5では $y = 30$ mm で $y^+ = 200$ であり、本研究では壁面に接する計算セルの y^+ は数百を想定している。式(19)を用いると、 $y^+ = 200$ では $q_{c,y}/q_{c,b} = 0.89$ になり、 $q_{c,y}$ に対する式(19)の影響は小さくなる。

本研究では、CFD 解析で壁面に接する計算セルにおける物理量を用い、強制対流凝縮に対する相関式(2)もしくは(3)で熱流束 $q_{c,fe}$ もしくは熱伝達率 $h_{c,fe}$ を計算し、自然対流凝縮に対する相関式(16)もしくは(17)と補正式(19)で $q_{c,nc}$ もしくは $h_{c,nc}$ を計算し、これらの最大値で q_c もしくは h_c の境界条件を与えることを想定している。しかし、これらの相関式の作成や検証に用いた温度分布データは少なく、検証データの取得と相関式の信頼性の向上が望ましい。また、共存対流における強制対流凝縮と自然対流凝縮との関係を明らかにすることが望ましい。

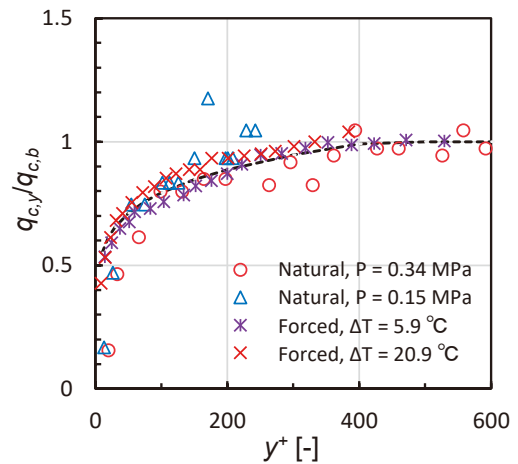


図5 無次元距離 y^+ に対する熱流束の計算値 $q_{c,y}$

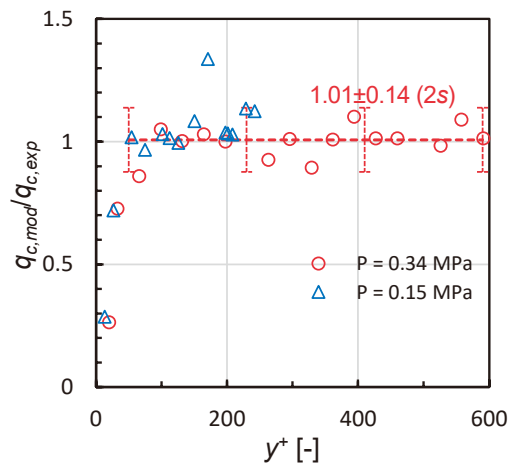


図6 式(19)で補正した熱流束の計算値 $q_{c,mod}$

4. おわりに

本研究では、CFD コードによる数値計算で凝縮面に接する計算セルにおける物理量を用いて凝縮熱流束 q_c を求めるための相関式を提供することを目的とした。本報告で

は、強制対流凝縮に対する $q_{c,fe}$ の相関式において Sh の相関式を自然対流の相関式に変更して $q_{c,nc}$ の相関式を作成した。これらの相関式には相似則に基づく式と拡散層モデルに基づく式を使用した。作成した $q_{c,nc}$ の相関式のバルクへの適用性を Tagami⁽²⁰⁾による測定値を用いて確認した。また、 $q_{c,nc}$ の相関式を Dehbi⁽⁶⁾による従来相関式と比較した。凝縮面に接する計算セルへの適用性評価には温度分布が必要であるが、測定例が少ないため強制対流凝縮における温度分布データの活用について検討した。また、Fujii⁽²¹⁾による温度分布データを用いて、作成した $q_{c,nc}$ の相関式の乱流境界層への適用性について検討した。得られた結果は以下の通りである。

- (1) バルクでの物理量を用いると、作成した $q_{c,nc}$ の相関式は測定値 $q_{c,exp}$ に対して、相似則に基づく相関式は平均値が 0.97 倍で標準偏差の 2 倍が $2s=0.13$ 、拡散層モデルに基づく相関式は平均値が 1.11 倍で $2s=0.11$ であり、 $q_{c,nc}$ の相関式は $q_{c,exp}$ と比較的良好に一致した。
- (2) バルクにおける物理量での計算値 $q_{c,b}$ に対する乱流境界層内の位置 y における物理量での計算値 $q_{c,y}$ の比は、 $y^+ > 50$ の範囲で強制対流凝縮と自然対流凝縮で顕著な相違がなかった。これは、強制対流凝縮と自然対流凝縮とで温度分布に顕著な相違がないことを示唆する。 $y^+ = 50$ での $q_{c,y}$ の値は $q_{c,b}$ の約 0.70 倍であった。
- (3) y^+ の累乗関数として $q_{c,b}$ に対する $q_{c,y}$ の補正式を作成した。作成した補正式を相似則に基づく $q_{c,nc}$ の相関式に適用すると、補正值 $q_{c,pre}$ は測定値 $q_{c,exp}$ に対して平均値が 1.01 倍、標準偏差の 2 倍が 0.14 であった。

今後の課題として、共存対流における強制対流凝縮と自然対流凝縮との関係を明らかに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)
Gr	グラスホフ数 (-)
g	重力加速度 (m/s ²)
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)
L	伝熱長さ (m)
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)
u	速度 (m/s)
W	モル分率 (-)
X	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 (-)
λ_c	凝縮熱伝達率 (kW/m K)
μ	粘性係数 (Pa s)
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
cal	計算
exp	実験
fc	強制対流
in	入口
L	長さ
m	平均もしくは混合気体
mod	修正
nc	自然対流
pre	予測
s	蒸気
w	壁面
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) M. L. Corradini, Turbulent Condensation on a Cold Wall in the Presence of a Noncondensable Gas, *Nuclear Technology*, Vol.64 (1984), pp.186-195.
- (6) A. Dehbi, A Generalized Correlation for Steam Condensation Rates in the Presence of Air under Turbulent Free Convection, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.86 (2015), pp.1-15.
- (7) 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.
- (8) 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.
- (9) 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.
- (10) 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), 110239.
- (11) 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), 116546.
- (12) 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.
- (13) H. C. Kang and M. H. Kim, Characteristics of Film Condensation of Supersaturated Steam-Air Mixture on a Flat Plate, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.22 (1999), pp.1601-1618.
- (14) 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.
- (15) 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.
- (16) 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.
- (17) 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.
- (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), 031404.
- (19) S. Kelm, M. Kampili, X. Liu, A. George, D. Schumacher, C. Druska, S. Struth, A. Kuhr, L. Ramacher, H.-J. Allelein, K. A. Prakash, G. V. Kumar, L. M. F. Cammiade and R. Ji, The Tailored CFD Package ‘containmentFOAM’ for Analysis of Containment Atmosphere Mixing, H₂/CO Mitigation and Aerosol Transport, *Fluids*, Vol.6 (2021), 100.
- (20) T. Tagami, Interim Report on Safety Assessments and Facilities Establishment Project in Japan for Period Ending June 1965, No.1, Japanese Atomic Energy Research Agency (1965), (unpublished work).
- (21) T. Fujii, Y. Kataoka and M. Murase, Evaporation and Condensation Heat Transfer in a Suppression Chamber of

the Water Wall Type Passive Containment Cooling System, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol.33 (1996), pp.374-380.

- (22) H. Uchida, A. Oyama and Y. Togo, Evaluation of Post-Incident Cooling Systems of Light Water Reactors, *Peaceful Uses of Atomic Energy, Proceedings of the Third International Conference*, Vol.13 (1964), pp.93-103.
- (23) T. Tuji and Y. Nagano, Characteristics of a Turbulent Natural Convection Boundary Layer along a Vertical Flat Plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.31 (1988), pp.1723-1734.
- (24) 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.