

軽水炉サブチャンネル解析法と限界熱流束予測手法の開発

淀 忠勝

目 次

NOMENCLATURE

LIST OF TABLES

LIST OF FIGURES

1 章 序論	1
1.1. 背景.....	1
1.2. 軽水炉プラントの熱水力設計.....	5
1.2.1. サブチャンネル解析コード	6
1.2.2. CHF 相関式	8
1.3. 本研究の目的及び本論文の構成.....	8
1 章の参考文献.....	19
2 章 炉心解析用二流体サブチャンネル解析コードの開発.....	22
2.1. 緒言.....	22
2.2. 理論モデル.....	23
2.2.1. 理論概要	23
2.2.2. 熱水力モデルの基礎式	23
2.2.3. 熱水力モデルの構成式	26
2.2.4. 離散化及び数値解法	51
2.2.5. 燃料棒モデル	52
2.3. 妥当性確認.....	54
2.3.1. NUPEC/PSBT 試験解析	54
2.3.2. ORNL/THTF 試験解析	55
2.4. 結論.....	56
2 章の参考文献.....	90
3 章 DNB 型機構論モデルベース相関式の開発	93
3.1. 緒言.....	93
3.2. CHF データベース範囲	96
3.3. LSD モデルに基づく定式化	97

3.3.1.	LSD モデルの概要	97
3.3.2.	LSD モデルの簡略式の開発	99
3.4.	機構論モデルに基づく相関式の評価	106
3.4.1.	LUT との比較	106
3.4.2.	既存 CHF 予測手法との比較	107
3.5.	結論	110
3 章の参考文献		151
4 章	ドライアウト型機構論モデルベース相関式の開発	154
4.1.	緒言	154
4.2.	AFD モデル	156
4.2.1.	環状流長さ	156
4.2.2.	液滴付着率	157
4.2.3.	液滴発生率	158
4.2.4.	環状流開始点のエントレインメント率	160
4.3.	機構論ベース相関式の開発	161
4.3.1.	AFD モデルによる相関式の導出	161
4.3.2.	無次元相関式 ψ の開発	163
4.3.3.	CHF 相関式	165
4.4.	機構論モデルベース相関式の検証	165
4.5.	結論	167
4 章の参考文献		190
5 章	結論	193
5.1.	本研究による成果の統括	193
5.2.	今後の研究課題と展望	195

出版物一覧

謝辞

NOMENCLATURE

A	Area [m ²]
a_i	Interfacial area concentration [1/m]
Bo	Boiling number, q_{CHF}/Gh_{fg} [-]
C	Droplet concentration in the gas core [kg/m ³]
C_b	Boron concentration [-]
C_{pl}	Liquid-phase heat capacity [kJ/K]
D	Tube diameter [m]
D_e	Hydraulic equivalent diameter [m]
D_{rod}	Fuel rod diameter [m]
$DNBR_{limit}$	DNB limits based on 95% confidence level and 95% probability, $1/(\mu(R/P) - F_K\sigma(R/P))$ [-]
E	Entrainment [-]
F_K	Owen's K factor [-]
f	Friction factor [-]
G	Mass velocity [kg/m ² s]
g	Gravitational acceleration [m/s ²]
H_i	Interfacial heat transfer coefficient [kW/m ³ K]
h	Enthalpy [kJ/kg]
h_{FC}	Forced convection heat transfer coefficient [kW/m ² K]
h_{fg}	Latent heat of vaporization [kJ/kg]
h_{in}	Inlet enthalpy [kJ/kg]
j	Superficial velocity [m/s]
K	Coefficient between vapor blanket velocity and local mixture velocity assuming turbulent boundary layer [-]
k	Droplet mass transfer coefficient [m/s]
k_l	Liquid-phase thermal conductivity [kW/mK]
L	Heated length [m]
La	Laplace number, $\rho_l D\sigma/\mu_l^2$ [-]
L_{ann}	Length of the annular flow region [m]
L_b	Vapor blanket length [m]
L_{pitch}	Length between fuel rods [m]
m	Droplet mass transfer rate [kg/m ² s]
N_{rod}	Rod number between flow areas [-]

P	Pressure [MPa]
q_B	Fraction of heat flux for boiling [kW/m^2]
q_{CHF}	Critical heat flux (CHF) [kW/m^2]
q_{Katto}	Referenced CHF of Katto mechanistic model [kW/m^2]
q_{Jiao}	Referenced CHF of Jiao mechanistic model [kW/m^2]
q_{pre}	Predicted CHF [kW/m^2]
q_{LUT}	CHF of Groeneveld's CHF look-up tables [kW/m^2]
R/P	Ratio of predicted CHF to referenced CHF [-]
Re	Reynolds number, GD/μ_l [-]
Re_{jl}	Liquid-Phase Reynolds number in annular flow, $\rho_l j_l D/\mu_l$ [-]
Re_l	Liquid-Phase Reynolds number in subcooled flow, GD/μ_l [-]
Re_m	Reynolds number of homogeneous flow in subcooled flow, $GD/(\mu_g \alpha + \mu_l(1 - \alpha(1 + 2.5\alpha)))$ [-]
S_D'''	Mass exchange rate [$\text{kg/m}^3\text{s}$]
S_B'''	Boron exchange rate [$\text{kg/m}^3\text{s}$]
S_H'''	Energy exchange rate [kW/m^3]
S_M'''	Momentum exchange rate [$\text{kg/m}^2\text{s}$]
u	Fluid velocity for x direction [m/s] (Chapter 2)
u	Velocity for z direction [m/s] (Chapter 3 and 4)
u_b^*	Dimensionless vapor blanket velocity, $\mu_l u_b/\sigma$ [-]
v	Fluid velocity for y direction [m/s] (Chapter 2)
w	Fluid velocity for z direction [m/s] (Chapter 2)
We	Weber number, $G^2 D/\rho_l \sigma$ [-]
We_{gc}	Gas core Weber number, $\rho_g j_g^2 D/\sigma((\rho_l - \rho_g)/\rho_g)^{1/3}$ [-]
x	Quality [-]
x_e	Thermal equilibrium quality [-]
x_f	Flow quality [-]
x_s	Static quality [-]
z	Axial coordinate

Greek symbols

α	Void fraction [-]
Γ'''	Vapor generation rate [$\text{kg/m}^3\text{s}$]
δ_{sub}	Sublayer thickness in subcooled flow [m]
δ_{lf}	Liquid film thickness in annular flow [m]

μ	Viscosity [Pa·s]
ρ	Density [kg/m ³]
σ	Surface tension [N/m]
τ_i'''	Interfacial friction [kg/m ² s ²]
τ_w	Wall shear stress [Pa]
τ_w'''	Wall friction [kg/m ² s ²]
Φ_L^2	Two phase friction factor [-]
ψ	Dimensionless number for the integrated value of liquid film thickness [-]

Subscripts

<i>b</i>	Vapor blanket
<i>crit</i>	Critical
<i>d</i>	Deposition
<i>e</i>	Entrainment
<i>es</i>	Entrainment due to interfacial shear force
<i>eb</i>	Entrainment due to boiling
<i>exit</i>	Outlet
<i>g</i>	Vapor
<i>gc</i>	Gas core
<i>fric</i>	Friction
<i>i</i>	Interfacial
<i>in</i>	Inlet
<i>l</i>	Liquid
<i>lf</i>	Liquid film
<i>lim</i>	Limit
<i>m</i>	Homogeneous flow
<i>MIX</i>	Turbulent mixing
<i>o</i>	Onset of the annular region
<i>out</i>	Outlet of the tube
<i>sat</i>	Saturated
<i>SCL</i>	Subcooled liquid
<i>SCV</i>	Subcooled vapor
<i>SHL</i>	Superheated liquid
<i>SHV</i>	Superheated vapor
<i>sub</i>	Subcooled
<i>TP</i>	Two phases

v	Vaporization
VD	Void drift
w	Wall
$+$	Dimensionless

LIST OF TABLES

Table 1-1. Representative sub-channel analysis codes.....	12
Table 2-1. Applicable range of MG-S correlation.....	58
Table 2-2. Constitutive models for fluid thermal-hydraulic analysis.....	59
Table 2-3. Constitutive models for fuel rod analysis.....	60
Table 2-4. PSBT test section geometry	61
Table 2-5. ORNL/THTF test condition	62
Table 3-1. LUT database for developing a mechanistic model-based correlation	112
Table 3-2. Parameters in LSD models.....	113
Table 3-3. CHF prediction accuracy in each void-fraction range of 0–0.7	114
Table 3-4. The departure from nucleate boiling ratio (DNBR) limit of the mechanistic model-based correlation	115
Table 3-5. Applicable range of CHF prediction models and calculated standard deviation compared with LUT	116
Table 4-1. LUT database for developing a mechanistic model-based correlation based on the AFD model.....	168

LIST OF FIGURES

Figure 1-1. LCOE and LCOE* of each power source	13
Figure 1-2. Monthly average trends of WTI in USA and natural gas price in EU	14
Figure 1-3. Monthly average trends of LNG and Oil prices in Japan	15
Figure 1-4. Schematic of boiling transition.....	16
Figure 1-5. DNB evaluation procedure in PWR	17
Figure 1-6. Fuel assembly for BWR and PWR.....	18
Figure 2-1. Control volumes for thermal-hydraulic analysis	63
Figure 2-2. Neutronic and thermal-hydraulic coupling system.....	64
Figure 2-3. Core node for PWR 3-loop plant.....	65
Figure 2-4. Control volumes for fuel rod analysis	66
Figure 2-5. Test section for rod bundle void distribution measurement.....	67
Figure 2-6. PSBT benchmark results with test 5 data	68
Figure 2-7. PSBT benchmark results with test 6 data	69
Figure 2-8. PSBT benchmark results with test 7 data	70
Figure 2-9. PSBT benchmark results with all test data	71
Figure 2-10. Difference between measured void fraction and predicted void fraction: (a) pressure, (b) mass velocity, and (c) inlet temperature.....	72
Figure 2-11. Histogram of difference between measured void fraction and predicted void fraction: (a) test 5, (b) test 6, (c) test 7, and (d) all data	75
Figure 2-12. Comparison with test5 prediction results in OECD/NRC PSBT benchmark: (a) mean error, (b) standard deviation.....	79
Figure 2-13. Comparison with test6 prediction results in OECD/NRC PSBT benchmark: (a) mean error, (b) standard deviation.....	81
Figure 2-14. Comparison with test7 prediction results in OECD/NRC PSBT benchmark: (a) mean error, (b) standard deviation.....	83
Figure 2-15. THTF in small-break test configuration	85
Figure 2-16. Cross section of THTF bundle 3.....	86
Figure 2-17. THTF in-bundle pressure instrumentation	87
Figure 2-18. Void profile with MIDAC-T, M-RELAP5, and measured test data	88
Figure 2-19. Comparison between measured void fraction and predicted void fraction by MIDAC- T.....	89
Figure 3-1. Liquid and vapor phenomenon based on liquid sublayer dryout model near a wall under subcooled boiling conditions	117

Figure 3-2. Distribution of parameters in critical heat flux (CHF) database: (a) pressure, (b) thermal equilibrium quality, (c) liquid temperature, (d) mass velocity, (e) void fraction, and (f) CHF	118
Figure 3-3. Procedure of the LSD model for CHF predictions based on the Katto mechanistic model	124
Figure 3-4. Correction term of liquid-phase Reynolds number for sublayer thickness correlation based on the Katto mechanistic model	125
Figure 3-5. Transition point from DNB to dryout phenomenon at $We = 1000$	126
Figure 3-6. Correction term of thermal equilibrium quality for the sublayer thickness correlation based on the Katto mechanistic model	127
Figure 3-7. Correction term for a density ratio of the liquid sublayer thickness correlation based on the Katto mechanistic model	128
Figure 3-8. Comparison between referenced and predicted liquid sublayer thicknesses	129
Figure 3-9. Dimensionless vapor blanket velocity with liquid-phase Reynolds number from 0.1 to 12.0MPa.....	130
Figure 3-10. Coefficient ζ against density ratio for dimensionless vapor blanket velocity	131
Figure 3-11. Comparisons between the referenced and predicted vapor blanket velocities.....	132
Figure 3-12. CHF prediction procedure using the simplified CHF correlation	133
Figure 3-13. Prediction of a simplified CHF correlation compared with that of the Katto mechanistic model	134
Figure 3-14. Correction term for a mechanistic model-based correlation based on LUT data: (a) thermal equilibrium quality and (b) density ratio	135
Figure 3-15. Prediction of a mechanistic model-based correlation compared with that of the LUT	137
Figure 3-16. The ratio of predicted CHF to referenced CHF under subcooled boiling conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) Weber number, (e) Laplace number, (f) void fraction, and (g) histogram of the R/P	138
Figure 3-17. The CHF prediction results compared with LUT: (a) W-3 correlation, (b) Katto mechanistic model, and (c) Liu mechanistic model	145
Figure 3-18. CHF comparisons against coolant conditions (pressure, mass velocity, and thermal equilibrium quality) among the W-3 correlation, Katto mechanistic model, Liu mechanistic model, mechanistic model-based correlation, and LUT	148
Figure 4-1. Schematic of annular film dryout model	169
Figure 4-2. The curve of critical heat flux as a function of exit quality for uniformly heated tubes under fixed conditions of pressure, diameter, and mass velocity	170
Figure 4-3. PDF for the ratio η in Equation (4-31)	171

Figure 4-4. Correction term of liquid-phase Reynolds number for ψ based on the Jiao mechanistic model: (a) pressure ranges from 1MPa to 2MPa, (b) pressure ranges from 3MPa to 5MPa, and (c) pressure ranges from 7MPa to 16MPa.....	172
Figure 4-5. Correction term of gas core Weber number for ψ : (a) pressure ranges from 1MPa to 2MPa, (b) pressure ranges from 3MPa to 5MPa, and (c) pressure ranges from 7MPa to 16MPa.....	175
Figure 4-6. Correction term of density ratio for ψ : (a) liquid-phase Reynolds number from 10^4 to 10^5 and (b) liquid-phase Reynolds number from 10^5 to 10^6	178
Figure 4-7. Coefficient of the correlation for dimensionless number ψ	180
Figure 4-8. Comparison between referenced and predicted Boiling numbers	181
Figure 4-9. Ratio of referenced Boiling numbers to predicted Boiling numbers under annular conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) dimensionless annular length, and (e) histogram of the R/P	182
Figure 4-10. Comparison between referenced and predicted Boiling numbers in selection data using Wallis correlation	187
Figure 4-11. Ratio of referenced Boiling numbers to predicted Boiling numbers in selection data using Wallis correlation: (a) dimensionless annular length and (b) histogram of the R/P	188
Figure 5-1. Comparison between the preliminary validation range of MIDAC and one of MIDAC-T.....	197
Figure 5-2. Comparison between the applicable range of W-3 correlation and one of mechanistic model-based correlations.....	198

1章 序論

1.1. 背景

2011年3月11日、東北地方太平洋沖地震を起因とした東電福島第一原子力発電所事故（以下、東電福島事故）は、約900ペタベクトルの放射性物質の放出に至った。発電所周辺地域の方々には避難を余儀なくされ、国民の健康と環境に著しい影響を与えた（東京電力,2012）。この東電福島事故は、我が国でかつて経験したことのない未曾有の原子力災害であった。国際原子力機関（IAEA）と経済協力開発機構原子力機関（OECD/NEA）が定めた国際原子力事象評価尺度では、東電福島事故は最も深刻な事故のレベル7と定義された。原子力発電所は「止める」「冷やす」「閉じ込める」という3つの基本的な安全コンセプトをベースに安全機能が設計されている。東電福島事故では、地震により外部からの送電が失われ、その後の津波による浸水により発電所内部の非常用ディーゼル発電機の機能を喪失した。これは、全交流電源喪失事故（SBO：Station Blackout）と呼ばれる事象である。SBOが発生し、燃料からの熱を除去するための非常冷却用の注水ができなくなり、東電福島事故では長期にわたり「冷やす」機能が失われた。その結果、核燃料の崩壊熱によりプラント内の冷却水は蒸発し、燃料が露出した。燃料露出により燃料温度が急上昇し、燃料溶融に至った。また、福島第一原子力発電所1、3号機では、燃料被覆管のジルコニウムと水蒸気が高温環境で反応し、大量の水素が発生した。この水素が原子炉建屋内に蓄積して水素爆発が生じた。また、定期検査中で運転停止していた4号機も、3号機で生じた水素がベントラインから4号機の原子炉建屋に流入し、4号機の原子炉建屋で水素爆発が発生した。この東電福島事故により多くの放射性物質が放出され、事故後10年以上が経過した2022年末時点でも帰宅困難区域の住民は帰宅できない状況にある。原発事故を二度と起こさないために、原子力関係者はそれぞれの立場で不断の安全性向上に努めることが重要である（資源エネルギー庁,2016）。

2013年、東電福島事故を受けて設立された原子力規制委員会は、原子力発電所の安全性に関する新たな基準である新規制基準を策定した。新規制基準は東電福島事故のような過酷事故を防ぐための基準を従来よりも厳しくするとともに、何重にもわたり安全対策を施す深層防護を基本としている。例えば、新規制基準では、「止める」機能を失う原子炉停止機能喪失事象や「閉じ込める」機能を失う格納容器破損など、従来よりも厳しい事故事象が許認可審査で考慮された。また、意図的な航空機衝突などのテロ対策として、発電所を遠隔操作できる設備も新たに設置を求められた。このような新規制基準に適合させて再稼働したプラントは、新規制基準前よりも多くの安全機能が拡充されている。また、海外でも東電福島事故により原子力安全について点検が行われ、米国で

はベント強化や燃料プール水位計新設、フランスではストレステストの実施など、世界各国で安全対策が行われた。

原子力発電は、ウラン 235 が 1 グラムで、石炭 3 トン、石油 2000 リットル分のエネルギーを生み出すことができ、経済効率が高いこと、準国産エネルギーとしてエネルギー安全保障に寄与することから、我が国では基幹エネルギーの一つとして導入が進められた。一方、東電福島事故以降、原子力発電所の経済効率について再検討がされた。2021 年 7 月、経済産業省の発電コスト検証ワーキンググループは、新たな発電設備を更地に建設・運転した際の kWh 当たりのコストを試算した。その試算で、事業用の太陽光発電は 1kWh 当たり 8 円前半から 11 円後半であり、原子力の 11 円後半より安くなるという試算が発表された（経済産業省, 2021 年 7 月）。この発表は 2030 年度時点で太陽光発電が最も低コスト電源になるとの試算である。一方で、この試算は太陽光や風力発電が天候や時間帯によって発電できない事態があることを含まれていない試算結果（均等化発電原価：LCOE（Levelized Cost of Electricity））であり、本来はその発電できない時間帯の発電量を補うための電源費用を加味する必要がある。その意見を受けて、2021 年 8 月に経済産業省は系統への接続費用や系統安定化費用が含まれたコスト（電源別限界コスト：LCOE*）の試算を示した。Figure 1-1 に LCOE と LCOE* の試算結果を示す。LNG 火力 11.2 円、石炭火力 13.9 円、原子力 14.4 円、陸上風力 18.5 円、事業用太陽光発電 18.9 円の結果であった。そのため、新規基準の追加安全対策を考慮しても、2030 年度時点では化石エネルギーや原子力エネルギーが経済効率の観点で有望なエネルギー源である。

2022 年 2 月にロシアがウクライナに侵攻し、エネルギー安全保障問題が世界的に改めて脚光を浴びた。欧州のエネルギー政策は、これまで気候変動対策を前面に押し出した政策であり、その中心は再生可能エネルギーであった。ドイツは東電福島事故を受けて 2011 年 5 月に脱原発を決めて段階的に廃炉を進めてきた。また、フランスは 2015 年に総発電量における原子力のシェアを 50% に低減させるエネルギー移行法を制定した。一方、ロシアのウクライナ侵攻後、ロシア産の原油や液化天然ガス、石炭などの輸入が禁止され、世界的に原油や天然ガスの価格が高騰した。Figure 1-2 に、原油価格の国際的な指標である米国 WTI（West Texas Intermediate）の先物価格と欧州の天然ガス価格の推移を示す。2020 年に新型コロナウイルス感染症が流行し、経済活動と人的移動が制限されたため、WTI は 50 ドル/バレルから 20 ドル/バレルに低下した。その後、経済活動の再開によりエネルギー価格は高騰する。2022 年 2 月のウクライナ侵攻により、ロシア産の原油や液化天然ガス、石炭などの輸入を禁止する措置が発表されると、記録的な水準にまで跳ね上がり、その後、中国の石油需要が減る可能性が報道されると、一時低下した。一旦、原油価格は低下したものの、記録的な水準を維持している状況である。

ことに変わらない。欧州の天然ガス価格は、原油よりウクライナ侵攻の影響を強く受けている。欧州の天然ガスはロシアから複数のパイプラインにより供給されており、欧州のロシア産天然ガスの割合は37%である (bp, 2022)。そのため、欧州の天然ガスの価格は40ドル/MMBtuから2022年9月時点で70ドル/MMBtuまで上昇した。この価格変動影響は大きく、欧州ではロシア産化石燃料依存からの早期脱却計画「リパワーEU」を2022年5月に発表した。これは従来の気候変動対策から、エネルギー安全保障政策に軸足を移す政策である。リパワーEUでは「省エネの推進」「エネルギー供給の多角化」「再生可能エネルギーへの移行の加速」を計画の柱としている。特にエネルギー供給の多角化は急務の課題である。

我が国はかねてからエネルギー小国であり、東電福島事故により全国の原子力発電所が停止した影響は甚大であった。2010年度のエネルギー自給率は20.2%であったが、2011年の東電福島事故の影響により、2012年～2014年は6%台で推移した。その後、自給率は改善したものの、2019年度時点でエネルギー自給率は12.1%である(資源エネルギー庁, 2022(a))。日本は自国のエネルギー源の80%以上を海外に依存している状況である。Figure 1-3に示すように、東電福島事故後、LNGと石油価格の価格は上昇した。資源エネルギー庁の試算では、原発停止に伴う燃料費の増加は2013年度で3.6兆円(内訳: LNG+1.9兆円、石油+1.8兆円、石炭+0.1兆円、ウラン-0.3兆円)である。これは、化石燃料の代替に伴う消費量の増加による要因が約7割、燃料価格の上昇による要因が約2割、為替が円安方向に振れた要因が約1割強である(資源エネルギー庁, 2014)。なお、日本の原子力政策では核燃料サイクルの実現を目指しており、その中核施設として、六ヶ所再処理工場を建設中である。核燃料サイクルは、原子力発電所の使用済み燃料を再処理し、回収されるウランとプルトニウムを再利用しつつ、廃棄物の発生量を抑えることができる。この核燃料サイクルの運用が開始されれば、使用済み燃料をウラン燃料やMOX燃料の原料として使えるため、再処理工場は準国産エネルギー資源の創出の場として活用できる。核燃料サイクルの実現は、我が国のエネルギー安定供給に貢献すると考えられる。

原子力プラントは1970年代に本格導入され、加圧水型原子炉(PWR: Pressurized water reactor)の初期プラントの美浜1号機では国産化率58%であった。その後、プラントの国産化率を高めていき、現状、原子力プラントの国産化率は90%を超える技術である(石井, 2014)。原子力プラントの部品点数は約1000万点であり、現在も欧米のプロジェクトに日本のメーカーが主要な資機材を提供する技術力を維持し、プラント・機器の製造・メンテナンスだけでも年間1兆円規模の巨大サプライチェーンを構築している(経済産業省, 2022; 資源エネルギー庁, 2022(b))。一方、太陽光発電は2010年の国産化率84%であるが、2019年は国産化率17%まで低下した。太陽光パネルの80%は中国が

生産している（資源エネルギー庁, 2020;IAE, 2022）。なお、太陽光パネルの主要素材であるポリシリコンの生産能力の42%は新疆ウイグル自治区にある。もし生産地域で火災や自然災害が発生すれば世界への供給が滞る結果になる。また、中国と西側諸国の対立が深まれば、太陽光パネルの輸入が止まるリスクを含む。洋上風力発電は2018年時点で欧州と中国の合計シェアが約94%である（経済産業省/国土交通省, 2020）。太陽光発電や風力発電の技術は海外に依存している状況であり、今後、国内産業の拡大が必須である。太陽光発電や風力発電に比べて原子力発電は国産化率が高く、製造業の国内産業力の観点も注目を浴びている。

政府が掲げた2050年カーボンニュートラルの目標達成に向けて、S+3E（Safety + Energy Security / Economic Efficiency / Environment）のバランスを取りながら原子力を含めたあらゆる選択肢を追求していくことが我が国にとって重要な課題である。原子力発電は、燃料投入量に対するエネルギー出力が圧倒的に大きく、発電コストに占める燃料費が約15%であり、燃料価格の影響を受けにくい特徴をもつ。そのため、あらゆる経済・社会活動の土台であるエネルギーの安定供給を目的に原子力発電の必要性が改めて着目され、将来の原子力プラントの在り方について経済産業省を中心に議論されている（経済産業省, 2022）。また、若手/中堅の39歳以下の原子力学会員で構成された日本原子力学会未来像検討ワーキンググループでは、2050年をターゲットとした原子力の未来像を検討し、それを学会内で共有するのを目的として計5つの項目からなる提言書を発表した。その提言書は①個別の原子力プラントの価値を把握する②気候変動の影響を緩和するために技術を総動員する③原子力の要素技術を用いて短中長期的課題の解決に挑戦する④原子力・放射線のコミュニティを活性化する⑤社会的受容性を再考する、の計5つからなる（原子力学会未来像検討WG, 2022）。2050年の社会において、新たな原子力発電所の価値創出に向けて継続的に検討する必要がある、経済産業省の革新炉ワーキンググループでは、2030～2050年を目標に開発される革新型原子炉のロードマップを作成している。今後、我が国での開発が検討されている革新型原子炉は「革新軽水炉」「小型軽水炉」「高速炉」「高温ガス炉」「核融合炉」であり（経済産業省, 2022）、それらの中でも軽水炉ベースの炉型は、これまで実用化されてきた軽水炉技術を応用することで早期に社会実装が可能である。また、2022年12月の第5回GX（グリーンTRANSフォーメーション）実行会議において、安全性の確保を大前提として、新たな安全メカニズムを組み込んだ次世代革新炉の開発・建設に取り組むことが決定された。そのため、新しい軽水炉の開発のためにも、軽水炉技術を高度化することは重要である。

1.2. 軽水炉プラントの熱水力設計

軽水炉プラントの熱水力設計は、燃料棒から発生する熱を効率よく冷却材に伝達するとともに、燃料被覆管の過度な温度上昇を防ぎ、被覆管損傷を防止することを目的としている。燃料被覆管の熱伝達は、被覆管表面の冷却材の相変化、すなわち「沸騰」の影響を受ける。燃料棒表面を液相が覆う状態では、効率的に熱伝達する核沸騰熱伝達が維持されるが、液相が消失すると熱伝達率が急減する。このような核沸騰を越えた状態の開始を沸騰遷移と呼ぶ。また、沸騰遷移が生じる時の熱流束を限界熱流束 (CHF : Critical heat flux) と呼ぶ。沸騰遷移には大別して核沸騰からの離脱 (DNB : Departure from nucleate boiling) とドライアウトの2種類の機構がある。

DNB は燃料棒表面に液相が十分ある状態 (低クオリティあるいはサブクール領域) において、燃料棒表面から気泡が離脱する核沸騰状態から、燃料棒表面に蒸気膜を形成する膜沸騰状態に遷移する現象である (Figure 1-4(a))。DNB のメカニズムは非常に複雑であり解明されていない部分も多くあるが、一般的に DNB は次の現象が生じると考えられている。加熱面上は核沸騰で定常的に蒸気が作り出され、その蒸気により後流の方に続く大蒸気泡が存在する。熱流束が小さい場合は、液体が絶えず大蒸気泡と加熱面間に存在する液膜底層に供給される。一方、熱流束が増すと、液膜底層の厚さが薄くなり、そこに流入する液体の量は減少して、液膜底層の蒸発量が多くなる。そして、液膜底層の蒸発に必要な熱流束に達したときに、その熱流束が CHF になり、DNB に至ると考えられている。DNB は加熱面近傍の蒸発現象により生じるため、局所条件に依存する物理現象である。

ドライアウトは沸騰二相流の流動様式が環状流の状態から液膜が消失した噴霧流状態に遷移する現象である (Figure 1-4(b))。環状流領域では、加熱面上の液膜から主流に対して液滴が発生する。また、その液滴は後流側で再び液膜に付着して液膜流量を増加させる。さらに、液膜流量は蒸発によって減少する。この液滴発生・液滴付着・液膜蒸発が流れに沿って行われ、最終的に液膜流量がゼロに至る。この液膜流量がゼロとなる点がドライアウト点であり、そのドライアウトに必要な熱流束を CHF として定義する。ドライアウト現象は DNB とは異なり上流から下流に対して連続的に生じる液滴発生・液滴付着・液膜蒸発により生じるため、環状流開始点からの積算量に依存する現象である。

PWR の通常運転時の炉心は基本的に単相流である。ただし、炉心内の出力の高い領域であるホットチャンネルで局所的なサブクール沸騰が生じる場合やプラントが異常な状態になった場合、燃料棒表面で沸騰遷移が生じる DNB 型の CHF に至る可能性がある。

る。また、運転限界点や一部の安全解析条件は飽和沸騰条件であり、液膜消失に伴うドライアウトによる沸騰遷移の発生も想定される。DNB やドライアウトに至る CHF 条件になると燃料棒表面の熱伝達が低下し、被覆管温度が急上昇して、被覆管の過熱損傷に繋がる。そのため、軽水炉プラントでは燃料被覆管の加熱損傷防止を目的として、沸騰遷移に関する熱水力設計上の許容設計限界を定めている。

1.2.1. サブチャンネル解析コード

PWR 炉心の熱水力設計では、通常運転時および運転時の異常な過渡変化時において、炉心内の CHF と実際の熱流束の比 (DNBR : DNB ratio) の最小値として定義される最小 DNBR が許容限界値以上になるように設計する。CHF は、炉外実験によると流量、圧力、熱平衡クオリティなどの局所冷却材条件のみならず、流路の大きさや燃料支持格子などの構造物の影響を受けるため、それらの条件を考慮した実験データから経験的に求められた CHF 相関式 (国内の PWR 設計では通常「DNB 相関式」と呼ぶが、本研究では汎用的な呼称である「CHF 相関式」と呼ぶ。) を用いて評価・予測する。最小 DNBR は、Figure 1-5 に示す評価手順に基づき求める。まず、炉心の冷却材パラメータ (圧力、流量、冷却材温度)、炉心条件 (出力、出力分布) および流路形状に関するデータを入力条件として準備する。これら入力データを用いてサブチャンネル解析コードにより、炉内の冷却材挙動をシミュレーションする。次に、CHF 相関式にサブチャンネル解析で得られた冷却材の局所条件を代入して CHF を求める。最後に、CHF と実際の熱流束の比を求め、炉心内の最小 DNBR を得る。ここで、実際の熱流束は入力データである炉心条件 (出力、出力分布) から定まる設計値を用いる。サブチャンネル解析コードおよび CHF 相関式は、実験による実測値との比較に基づき適用範囲や予測精度を確認する。その比較結果に基づき推定される不確かさは熱水力設計手法で考慮される。国内 PWR のステップ 2 燃料炉心 (最高燃焼度 55GWd/t) では、それまでの熱設計手法の適用実績や近年の計算機性能の向上を反映し、炉心の DNB 余裕を厳密に取り扱うため DNB 相関式の不確かさと入力パラメータの不確かさを一括して統計的に考慮する改良統計的熱設計手法を適用している (三菱重工業, 2009)。

PWR の燃料集合体は、BWR 燃料集合体に設置されているチャンネルボックスを有さない開構造を採用している (Figure 1-6)。また、PWR は圧力損失が異なる複数の燃料集合体が炉心に装荷される。さらに、燃料棒管群を支持する燃料支持格子には CHF 性能の向上のために冷却材の攪拌を目的とするミキシングバーンが設置されている。そのため、燃料集合体間及び燃料集合体内でクロスフローが生じる。このような条件で通常運

転時及び異常な過渡変化時の炉内の熱流動を精度よく予測するために、水路（チャンネル）を複数の小水路（サブチャンネル）に分割して、冷却材の質量、運動量、エネルギーに関する保存則を解き、チャンネル内の3次元的な冷却材挙動を評価するサブチャンネル解析コードが開発された。

PWRのDNB評価においては、燃料棒4本で囲まれたサブチャンネルを最小流路単位として、冷却材密度、質量速度、エンタルピー、ボイド率、静圧分布などを求める。冷却材の挙動と熱伝達は、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則の3つの保存則で表される。Table 1-1に代表的なサブチャンネル解析コードを示す。THINC-IIIコード（Burke et al., 1976）は、非定常の安全解析評価を目的に、炉心内の軸方向流れと比べてクロスフローが小さいと仮定する摂動法を用いて効率的に冷却材挙動を評価する。THINC-IVコード（Chelemer et al., 1973）は、定常状態の炉心内並行水路の3次元的な挙動を計算するため、サブクール沸騰や乱流混合等の構成式を用いて、炉心体系の冷却材条件およびDNB分布を評価する。THINCコード系列は二相流のモデルとして気相と液相が同一速度と仮定した均質流モデルを採用している。均質流モデルはPWR定格運転近傍の高圧条件下で高精度かつ高速に評価することが可能であるが、気相と液相のスリップが大きくなる低圧の安全解析条件では熱的に保守的な高めのボイド率を予測する。そのため、低圧となる安全解析条件の精度向上を目的にMIDACコード（Mitsubishi Three Dimensional Drift flux Code for Analysis of Core Two-Phase Flow）（Yodo et al., 2017）が1990年代より開発されている。MIDACコードは、通常運転及び異常な過渡変化時のPWR設計基準事象（DBE: Design-Basis Events）条件では、相分布による相関速度差を表す分布定数と気液の局所スリップによる相関速度差であるドリフト速度を考慮するドリフトフラックスモデル（Zuber and Findlay, 1965）を基礎式に採用する。そのため、スリップが生じる気液二相流環境下でも精度良く評価することができる。また、海外機関では同様のPWR向けサブチャンネル解析コードとしてVIPRE-01（Stewart, et al., 1989）やCTF（Salko et al., 2022）が開発されており、世界中の様々な機関で使用されている。国内で開発・維持されているのは研究機関向けのFIDASコード（Sugawara and Miyamoto, 1990）、BWR向けのNASCAコード（堀田及び野崎, 2010）とPWR向けのMIDACコードである。MIDACコードは気液二相流を一つの混合物として取り扱うドリフトフラックスモデルを採用しているため、設計基準外事象（BDBE: Beyond Design-Basis Events）等で想定される気液分離や二相水位が形成される事象の評価には、混合物モデルが前提としている物理現象を逸脱して適用できない課題がある。

1.2.2. CHF 相関式

CHF相関式は、DNBやドライアウト発生点の熱流束を測定したDNB試験データに基づき開発される相関式である。初期のDNB試験は主に単管内の熱流動を対象とし、これらの試験データを相関するために種々の経験的モデルが開発された。それらの中には、PWR炉心熱設計で広く用いられているWestinghouse社のW-3相関式（三菱重工業, 2004）がある。その後、DNB試験の技術が進歩するにつれて、実際の燃料集合体の形状を模擬した管群試験を実施するようになった。管群によるDNB試験の結果、CHFは管群内の冷却材条件の平均値、例えば平均質量速度や平均エンタルピのみでは表現することができず、管群内サブチャンネルの局所的な冷却材条件に依存し、サブチャンネル解析の必要性が確認された。また、管群を用いたDNB試験データの蓄積が進み、管群仕様に基づくCHF相関式が開発された。

代表的な例として、三菱重工業が開発したMIRC-1相関式（Mitsubishi Improved Rod Bundle CHF Correlation-1）（三菱重工業, 2006）がある。MIRC-1相関式の試験データの解析結果を統計処理して得られる、95%確率、95%信頼度でDNBを起こさない（95×95基準）DNBR制限値は1.17であり、従来のW-3相関式のDNBR制限値=1.30と比較してDNB評価の余裕が大幅に増加する。また、将来の新規燃料開発に向けて新たにMG-S相関式（Yodo et al., 2011; Takeda et al., 2017）や安全解析向けにMG-NV相関式（Yumura et al., 2011; 淀ら, 2014）が開発された。

一方で、現行のCHF相関式は実機燃料と同一形状・同一発熱長の実規模DNB試験データに基づき開発されているため、新たな燃料集合体の設計や従来の試験データ範囲を超えたプラント条件を想定する場合、その都度、試験データの追加取得による検討が必要となる。そのため、広範囲のCHF予測に適用可能なCHFモデルの開発が望まれる。

1.3. 本研究の目的及び本論文の構成

現行のPWR設計や安全解析では、プラント設計の解析精度向上とともに限られた工程内で評価を完遂するために解析時間の低減に関するニーズが高い。プラント設計解析は、多くの感度解析を経て最終的なアウトプットを得ることが多く、例えば、PWRの熱水力設計では1万点を超える感度解析によりプラントの許容限界値を得る改良統計的熱設計手法を採用している（三菱重工業, 2009）。

最新の研究として、サブチャンネルスケール以下の微細な熱流動現象を取り扱うCFD

(Computer Fluid Dynamics) コードや、燃料棒表面の沸騰に起因する現象を考慮してCHFを予測可能な機構論モデルなども研究段階で開発は進められている。一方、そのような詳細モデルで炉心内の気液二相流評価をするためには多くの計算資源が要求されることや解析の発散性など課題があるため、産業界の利用としては、それらの詳細評価技術は参照解析目的でのみ現状使用されている。今後の研究や計算機技術の大幅な向上により、これらの課題が解決される可能性はあるが、近い将来においては、現実的な設計評価ツールとしてサブチャンネル解析とCHF相関式の組み合わせによりCHFを予測することが想定される。

現在、国内PWR向けの最新サブチャンネル解析コードであるMIDACコードは気液二相流のモデルとしてドリフトフラックスモデルを採用している。従来のDBA事象範囲であれば、十分な精度と十分な解析時間で評価できるものの、ドリフトフラックスモデルは気液分離や極低流量条件に適用困難なモデルであり、東電福島事故後に拡張された評価には適用できないケースも散見されてきた。そのため、サブチャンネル解析コードとして設計範囲から極低流量の解析条件まで同一モデルで広範囲に適用可能で実用的な評価が可能な二流体モデルコードを新規開発する。また、炉心の熱的な安全性を判断するためには、広範囲の冷却材条件に適用可能なCHF評価手法も必要になる。そのため、後述するようにCHF予測手法の中で広範囲に適用可能な機構論モデルをベースにしたCHF相関式を新規開発する。本研究は、軽水炉のCHF予測に関する評価技術の高度化を目的とする。

本論文は5章から構成されており、各章の要約を以下に記す。

第2章は、二流体モデルを用いたサブチャンネル解析コードMIDAC-Tの開発について示す。既存のPWR向けサブチャンネル解析コードは混合物モデルである均質流モデルやドリフトフラックスモデルを採用しており、従来の設計想定 of 事故事象を超えるようなときに生じる気液分離や二相水位が形成される事象の評価には、混合物モデルが前提としている物理現象を逸脱して計算できない課題がある。その課題に対して、気液分離や二相水位の現象を取り扱うために、気相と液相を分離して各相を個別に評価可能な二流体モデルを採用した解析コードを新規開発した。サブチャンネル解析コードは流動解析部と燃料温度解析部を持ち、各節でそれぞれの基礎式と構成式について記す。また、開発したサブチャンネル解析コードの予備的な妥当性確認として、5×5管群の軸方向ボイド率分布を測定したOECD/PSBT試験及び極低流量条件での二相水位を測定したORNL/THTF試験を対象に解析コードの予測性能について評価した。本解析コードの主要な解析対象であるPWR炉心管群体系の二相流予測に対する検証のために、OECD/PSBT試験データを用いて解析した。MIDAC-Tの予測は4.9～16.6MPaの広範な圧

力条件下で、試験データとよく一致する結果を得た。また、低流量での二相流予測を検証するために、ORNL/THTF試験データを解析した。予測結果は、試験データ及び他コードによる結果と±10%の範囲で一致した。本解析コードは、PWRの幅広い条件に対して同一モデルで適用することが可能である結論を得た。

第3章は、CHF予測手法の高度化を目的に、サブクール沸騰領域で広範囲に適用可能な機構論モデルのLiquid Sublayer Dryout (LSD) モデル及びLook-up Table (LUT) データを用いて開発した機構論ベース相関式の開発について示す。機構論モデルの一つであるKattoの機構論モデルに基づき、液膜底層厚さと大蒸気泡速度の相関式を導出した。その液膜底層厚さと大蒸気泡速度相関式より、ウェーバー数、密度比、ラプラス数の無次元数を持つ簡略化CHF相関式を導いた。簡略化CHF相関式はKatto機構論モデルと標準偏差12%で一致を示した。また、信頼度の高いLUTデータを用いて簡略化CHF相関式を補正して最終的な相関式を導いた。この相関式は、熱流束が20MW/m²までの条件において±20%以内でCHF値を予測した。全930点のLUTと予測CHFの比は、平均値1.00、標準偏差9.8%であった。相関式の適用範囲は、圧力0.1~18MPa、質量速度500~8000kg/m²s、熱平衡クオリティ-0.5~-0.05であり、95/95%基準に基づくDNBR制限値は1.20である。また、機構論モデルベース相関式、W-3相関式、Katto機構論モデル、Liu機構論モデル、LUTのCHF予測値を分析した。その結果、開発した機構論モデルベース相関式は従来のCHF予測モデルよりも簡便で広い適用範囲をもち、収束計算が不要かつ実用的な相関式である結論を得た。

第4章は環状流領域で広範囲に適用可能な機構論モデルのAnnular Film Dryout (AFD) モデルの簡略化により開発した機構論モデルベース相関式の導出及び予測結果について示す。機構論モデルに基づくドライアウト型CHFの実用的な相関式を導くために、軸方向での界面せん断による液滴発生率と液滴付着率が一致すると仮定し、その仮定のもとAFDモデルの支配方程式に対して解析的な積分を行い、CHFに対する相関式を導出した。導出した相関式には、積分液膜厚さが含まれているが、Jiaoらの機構論モデルの予測値との比較から、この積分液膜厚さを液相レイノルズ数、気相主流ウェーバー数、密度比の無次元数の関数として導いた。得られた積分液膜厚さを先に求めていたCHF相関式に代入して、AFDモデルに基づくCHF相関式を得た。提案するCHF相関式では、数値積分を必要とせず、機構論において仮定された物理現象を表現することが可能となった。相関式は、圧力0.1~16MPa、質量速度500~3000kg/m²s、熱平衡クオリティ0.05~0.7の環状流領域に適用可能である。全402点のCHF予測に適用した結果、AFDモデルと相関式の予測値の比は、平均値1.07、標準偏差16.9%でCHF予測が可能である。また、 L_{ann}/D が小さい領域のデータ選別を実施した場合、標準偏差は11.7%まで改善された。

第5章は、本論文の結論と今後の展望を示す。本研究では広範囲に適用可能な二流体モデルサブチャンネル解析コードとCHF予測のための機構論モデルベース相関式を提案した。今後、解析コードの信頼性向上のため、より低圧・低流量条件の3次元二相流を含む実験データの取得及び妥当性確認が必要である。DNB型機構論モデルベース相関式は、管直径8mmのLUTデータから導出した。今後、より広範囲の管径を持つ実験データベースを用いて相関式の適用性を検討する必要がある。さらに、DNB型機構論モデルベース相関式は、想定される物理現象とは異なる高クオリティ領域や低ウェーバー数領域 ($We < 1000$ など) にも適用できるように、冷却材条件を拡張したデータベースでその適用範囲を確認することが望ましい。ドライアウト型機構論モデルベース相関式は、DNB型機構論モデルベース相関式と同様に管直径8mmのLUTをベースにした。他の管径や実機を模擬した管群試験を対象とした水力等価直径・加熱等価直径のCHFデータを用いて相関式の適用性を検討することが望ましい。

本研究により広範囲に適用可能かつ実用的なサブチャンネル解析コードとCHF予測向け機構論モデルベース相関式を開発した。開発技術は、従来のサブチャンネル解析コードとCHF相関式の適用範囲を超える条件にも適用可能であり、設計基準事象を超えるような条件への適用や将来の軽水炉の基盤技術としての応用が期待される。

Table 1-1. Representative sub-channel analysis codes

Code	Target	Momentum equations	Two-phase flow model	Discretization of momentum equations
THINC-III	Non-LOCA	One-dimensional (axial)	Homogeneous	Fully implicit
THINC-IV	Thermal-hydraulic design	Three-dimensional	Homogeneous	Steady State
VIPRE-01	Thermal-hydraulic design Non-LOCA	Two-dimensional (axial and lateral)	Homogeneous	Fully implicit
CTF	Thermal-hydraulic design Non-LOCA LOCA	Two-dimensional (axial and lateral)	Three-fluid (liquid, drop, and gas)	Explicit for convective term
NASCA	BWR	Two-dimensional (axial and lateral)	Three-fluid (liquid, drop, and gas)	Unknown
FIDAS	Dryout and post-dryout	Two-dimensional (axial and lateral)	Three-fluid (liquid, drop, and gas)	Unknown
MIDAC	Thermal-hydraulic design Non-LOCA	Three-dimensional	Drift flux	Fully implicit
MIDAC-T	Thermal-hydraulic design Non-LOCA Extended Non-LOCA	Three-dimensional	Two-fluid	Fully implicit

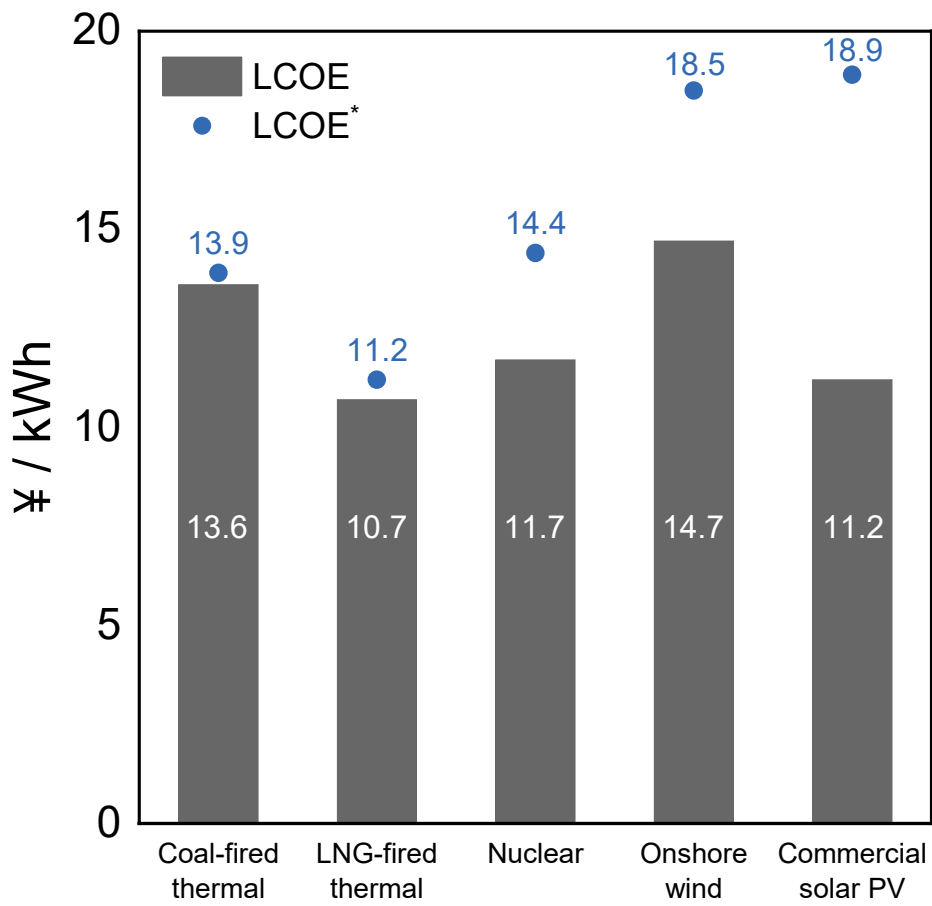


Figure 1-1. LCOE and LCOE* of each power source

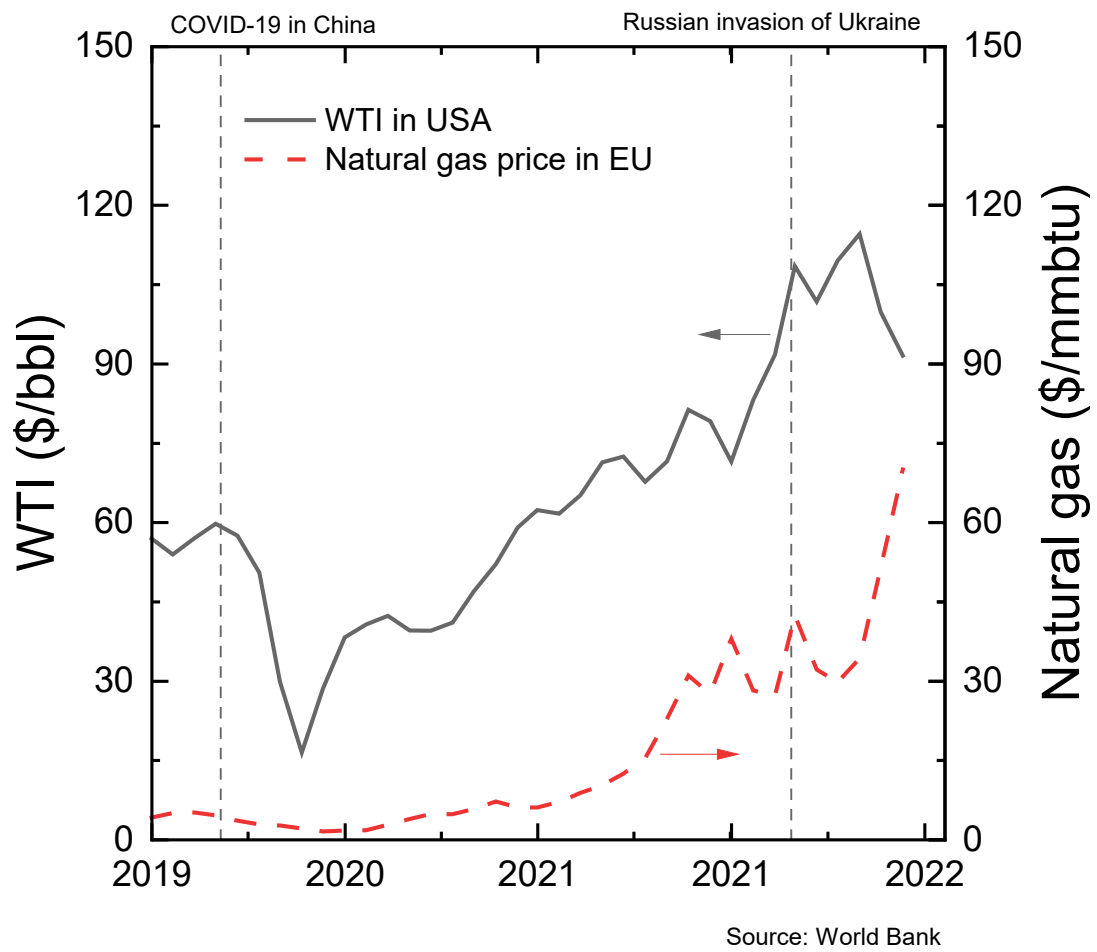


Figure 1-2. Monthly average trends of WTI in USA and natural gas price in EU

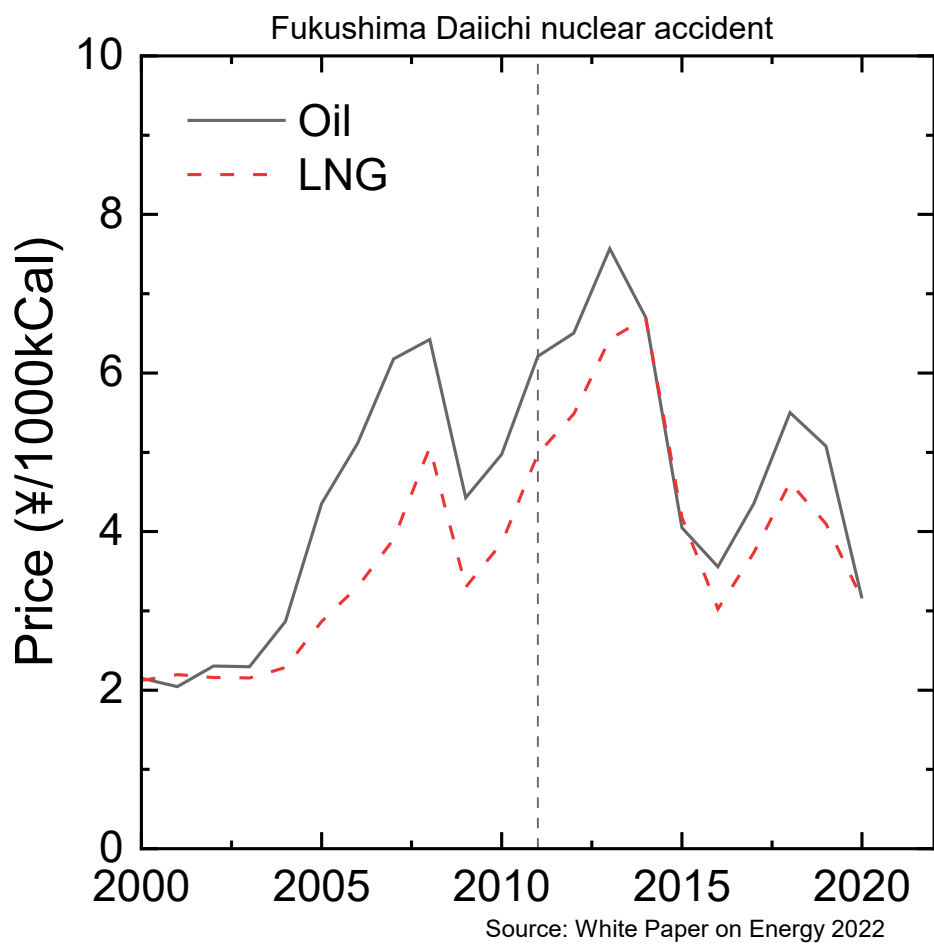


Figure 1-3. Monthly average trends of LNG and Oil prices in Japan

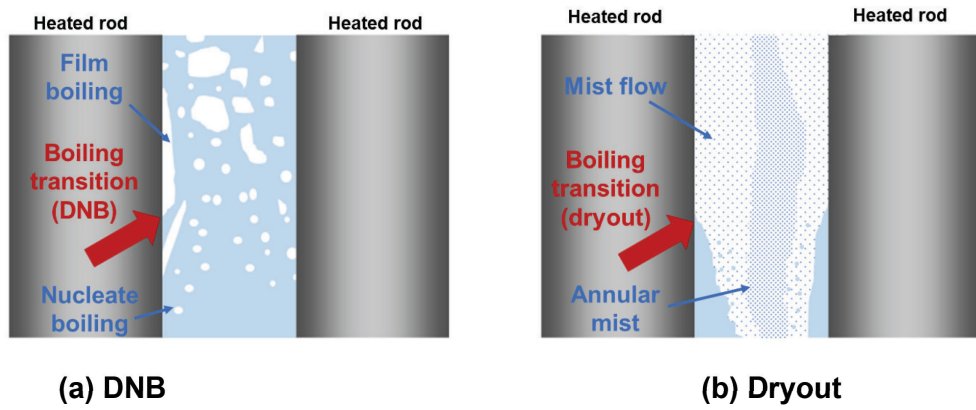


Figure 1-4. Schematic of boiling transition

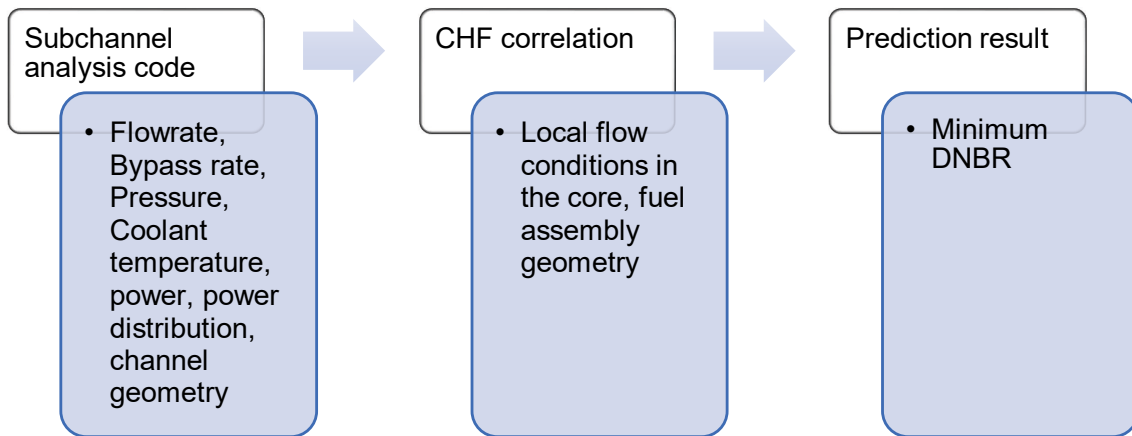


Figure 1-5. DNB evaluation procedure in PWR

Fuel Assembly Structures and Control Rods

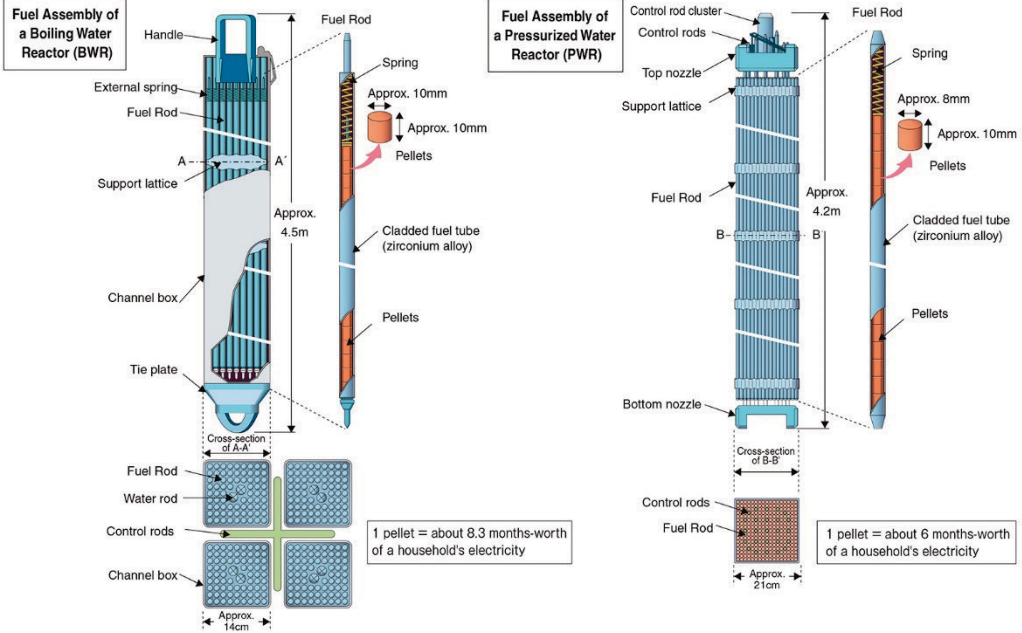


Figure 1-6. Fuel assembly for BWR and PWR
 (日本原子力文化財団, 2022)

1 章の参考文献

bp, 2022. bp Statistical Review of World Energy 2022 71st edition.

Chelemer, H., Chu, P.T., Hochreiter, L.E., 1973. THINC-IV: an improved program for thermal-hydraulic analysis of rod bundle cores. Westinghouse Electric Corp. Technical Report. WCAP-7956.

IAE, 2022. Special Report on Solar PV Global Supply Chains.

Salko, R., Wysocki, A., Blyth, T., Toptan, A., Hu, J., Kumar, V., Dances, C., Dawn, W., Sung, Y., Kucukboyaci, V., Gurecky, W., Lange, T., Zhao, X., Rader, J., Jernigan, C., Collins, B., Avramova, M., Magedanz, J., Palmtag, S., Clarno, K., Kropaczek, D., Hizoum, B., Godfrey, A., Pointer, D., Turner, J., Sankaran, R., Schmidt, R., Hooper, R., Bartlett, R., Baird, M., Pilch, M., 2022. CTF: A modernized, production-level, thermal hydraulic solver for the solution of industry-relevant challenge problems in pressurized water reactors. *Nuclear Engineering and Design*, 397; 111927.

Rubin, A., Schoedel, A., Avramova, M., Utsuno, H., Bajorek, S., Velazquez-Lozada, S., 2012. OECD/NRC Benchmark Based on NUPEC PWR Sub-channel and Bundle Tests (PSBT). *Nuclear Science*, NEA/NSC/DOC(2012)1.

Stewart, C. W., Cuta, J. M., Montgomery, S. D., Kelly, J. M., Basehore, K. L., George, T. L., Rowe, D. S., 1989. VIPRE-01: A thermal-hydraulic code for reactor cores. Electric Power Research Institute. EPRI-NP-2511-CCM Rev.3.

Sugawara, S., Miyamoto, Y., 1990. FIDAS: Detailed subchannel analysis code based on the three-fluid and three-field model. *Nuclear Engineering and Design*, 120[2-3]; 147-161.

Takeda, N., Yodo, T., 2017. New MHI safety analysis code package for DBA (3) thermal-hydraulic design code - MIDAC -. *Proceedings of the 2017 International Congress on Advances in Nuclear Power Plant*, 17613.

Yodo, T., Takeda, N., Iida, N., Kawachi, M., 2017. Development of a Sub Channel Analysis Code MIDAC for Core Thermal Hydraulic Design and Safety Analysis in PWR Plants. *Proceedings of the 2017 25th International Conference on Nuclear Engineering*, ICONE25-

6765.

Yodo, T., Sakuma, W., Katayama, M., Suemura, T., 2022. Development of a Sub Channel Analysis Code “MIDAC-T” based on Two-fluid Model and Fully Implicit Method for Three-dimensional Core Analysis in PWR Plants. *Proceedings of the 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS 13)*, N13P171.

Yodo, T., Sato, Y., Yumura, T., Makino, Y., Suemura, T., 2011. Development of the New Basic Correlation “MG-S” for CHF Prediction of the PWR Fuels. *NURETH-14*, 434.

Yumura, T., Yodo, T., Makino, Y., Suemura, T., 2011. Development of CHF Correlation “MG-NV” for Low Pressure and Low Velocity Conditions Applied to PWR Safety Analysis, *Proceedings of the 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics (NURETH-14)*, 558.

Zuber, N., Findlay A. J., 1965. Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems. *Journal of Heat Transfer*, 87; 453-468.

石井 晋, 2014. 原子力発電の効率化と産業政策 —国産化と改良標準化—. 独立行政法人経済産業研究所, RIETI Discussion Paper Series 14-J-026.

経済産業省, 2021年7月. 発電コスト検証に関するこれまでの議論について. 総合資源エネルギー調査会 第7回発電コスト検証ワーキンググループ.

経済産業省, 2021年9月. 基本政策分科会に対する発電コスト検証に関する報告. 総合資源エネルギー調査会 発電コスト検証ワーキンググループ.

経済産業省, 2022. カーボンニュートラルやエネルギー安全保障の実現に向けた革新炉開発の技術ロードマップ (骨子案). 総合資源エネルギー調査会 電力・ガス事業分科会 原子力小委員会 第29回会合.

経済産業省/国土交通省, 2020. 洋上風力の産業競争力強化に向けて. 洋上風力の産業競争力に向けた官民協議会 第1回洋上風力の産業.

資源エネルギー庁, 2014. 平成25年度エネルギーに関する年次報告 (エネルギー白書 2014). 平成26年6月17日閣議決定.

資源エネルギー庁, 2016. 平成27年度エネルギーに関する年次報告 (エネルギー白書 2016). 平成28年5月17日閣議決定.

資源エネルギー庁, 2022(a). 令和3年度エネルギーに関する年次報告（エネルギー白書 2022）. 令和4年6月7日閣議決定.

資源エネルギー庁, 2022(b). 今後の原子力政策について. 総合資源エネルギー調査会 電力・ガス事業分科会 原子力小委員会 第24回会合.

東京電力, 2012. 福島原子力事故調査報告書. 2012年6月.

日本原子力学会「原子炉における機構論的限界熱流束評価技術」研究専門委員会, 2021. 原子炉における機構論的限界熱流束評価技術の確立に向けて Part 1：軽水炉燃料における現在の限界熱流束予測手法と課題. *Journal of the Atomic Energy Society of Japan*, 63(12); 815-819.

日本原子力学会未来像検討ワーキンググループ, 2022. 原子力の魅力を高めるための課題とその解決のための提言. 2022年3月.

日本原子力文化財団, 2022. 原子力・エネルギー図面集. <https://www.ene100.jp/zumen>.

堀田 亮年, 野崎 謙一郎, 2010. サブチャンネルコードNASCAによるBWR燃料熱的性能評価の現状. 日本機械学会論文集B編, 76(763); 454-456.

三菱重工業, 2004. DNB 相関式について. MAPI-1029 改 3.

三菱重工業, 2009. 改良的統計熱設計手法について. MHI-NES-1009 改 2.

三菱重工業, 2006. 三菱 DNB 相関式 (MIRC-1) について. MAPI-1075 改 4.

淀 忠勝, 湯村 尚典, 末村 高幸, 2014. 3次元核熱結合コード SPARKLE-2 の設計基準事象への適用 (3) 低圧用新 DNB 相関式 MG-NV について. 日本原子力学会「2014 年秋の大会」予稿, K32.

2章 炉心解析用二流体サブチャンネル解析コードの開発

2.1. 緒言

PWR 設計及び安全解析では、サブチャンネル解析コードを用いて炉心内の熱流動挙動を解析する。サブチャンネル解析では、燃料棒 4 本で囲まれたサブチャンネルを最小流路単位として、炉心流路を分割し、冷却材挙動を解析する。PWR の炉内の冷却材は、軸方向に強く発達した流れを形成し、燃料棒間ギャップの横方向の質量・エネルギー交換は軸方向と比較して小さい。そのため、サブチャンネル解析コードでは、冷却材の流れを単一管流路のように模擬する手法を採用し、各サブチャンネルにおける壁面摩擦や沸騰などの物理現象は、単一管流路モデルを適用している。その結果、サブチャンネル解析コードは、開格子構造の燃料集合体からなる PWR 炉心の冷却材再分配を、単相及び二相流条件下で効率的に評価することを実現した。

PWR 設計及び安全解析において、サブチャンネル解析コードは、その登場以来、冷却材喪失事故 (LOCA: loss-of-coolant accident) 以外の炉心熱水力設計や異常な過渡変化時の安全解析 (Non-LOCA) に適用されてきた。これらの解析は主に約 16MPa の高圧条件を評価するため、二相流は小径の気泡を伴う気泡流領域が主である。このような用途に開発されたサブチャンネル解析コードは、通常、気液の相間が等速かつ熱平衡を仮定した均質流モデルを採用している。

最近の PWR 安全解析では、従来の Non-LOCA 設計範囲を超えるような評価が求められている。例えば、気相と液相が独立に振る舞う低圧・低流量条件や再臨界事故時の中性子挙動・熱流動挙動の連成解析 (核熱結合解析) などである。これらの条件に適用可能な従来の解析コードは、半陰解法による二流体モデルに基づくため、過渡解析における時間ステップの設定には 1 タイムステップ当たりの情報伝達距離と格子幅の割合であるクーラン数制限の影響を受ける。産業目的で使用する解析コードは限られた計算機能力で即時に評価することが重要視される。そのため、クーラン数制限の影響を受けない手法による計算コードが望ましい。このような手法として完全陰解法がある。計算精度及び解析時間の両立を図ることが可能な、二流体モデルと完全陰解法による 3 次元運動量方程式に基づく、実用性の高い二流体解析コード (MIDAC-T : MIDAC - Two fluid version) を開発する。本解析コードは、従来の PWR 安全解析から設計基準事象を超えるような安全解析条件まで、核熱結合解析を含めて効率的に処理することを目的とする。本章では、二流体モデルコードの物理モデル及び数値モデル、並びに幅広い炉心条件下での二相流解析に関連する予備的な妥当性確認結果を示す。

2.2. 理論モデル

2.2.1. 理論概要

MIDAC-T コードは、低流量・高ボイド率条件下での 3 次元二相流を評価することを目的として開発する。本解析コードは、完全陰解法と非圧縮性流れ場を採用する。MIDAC-T コードは、3 次元動的炉心出力分布計算コード COSMO-K (Yamaji et al., 2012) 及び PWR の 1 次系プラント解析コード M-RELAP5 (Sakamoto et al., 2017) との核熱結合解析を前提とする。本章では MIDAC-T コードの熱水力モデル及び燃料棒モデルの概要について記す。

2.2.2. 熱水力モデルの基礎式

冷却材の流れやエネルギー場を記述する基礎方程式は、気相と液相それぞれの 3 次元の気相の質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則で表される。さらに、核熱結合解析時の 3 次元炉心反応度解析のために、炉心内のほう素濃度保存式を解く。保存式は集中パラメータモデルで記述され、粘性や乱流拡散などの微視的現象は経験的なマクロモデルを採用する。

非圧縮流を前提に、エネルギー方程式には圧力伝播項を含まず、内部エネルギー形式ではなくエンタルピ形式の保存則を採用した。また、流体の物性値はエンタルピとシステム圧力の関数として定義した。MIDAC-T コードは Non-LOCA 解析のような比較的事象進展の遅い過渡現象を対象とするため、これらの仮定は適切かつ効率的な評価を可能とする。保存式を式(2-1)~(2-6)に示す。

(1) 連続の式

各相（気相： $m=g$ 、液相： $m=l$ ）に対する連続の式は式(2-1)で与える。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_m \rho_m u_m) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_m \rho_m v_m) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_m \rho_m w_m) \\ = \Gamma_m''' + S_{DmVD}''' \quad (m = g, l) \end{aligned} \quad (2-1)$$

ここで、 Γ_m''' と S_{DmVD}''' はそれぞれ単位体積の流体内において、相変化により単位時間に生じる m 相の質量とボイドドリフトにより生じる主流に直交する方向の周囲流体との交換によって増加する m 相の質量である。

(2) 運動方程式

各 x 、 y 、 z 方向の運動方程式はそれぞれ式(2-2)、式(2-3)、式(2-4)で与える。生成項として、差圧項、重力項、壁面摩擦項、相関摩擦項及び相変化による運動量交換項を考慮する。 z 軸は常に鉛直上向きにとることを前提とし、重力は z 方向運動方程式のみ考慮する。壁面摩擦、相関摩擦項は座標軸の正方向に働く力を正とする。なお、サブチャンネル解析を目的としているため、主流と比べて微小な力である粘性あるいは渦粘性等による拡散項、気相の運動方程式における仮想質量項は無視する。

x 方向

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m u_m) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_m \rho_m u_m u_m) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_m \rho_m u_m v_m) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_m \rho_m u_m w_m) \quad (2-2) \\ = -\alpha_m \frac{\partial P}{\partial x} + \tau_{wm,x}''' + \tau_{im,x}''' + \Gamma_m''' u_s \quad (m = g, l) \end{aligned}$$

y 方向

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m v_m) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_m \rho_m v_m u_m) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_m \rho_m v_m v_m) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_m \rho_m v_m w_m) \quad (2-3) \\ = -\alpha_m \frac{\partial P}{\partial y} + \tau_{wm,y}''' + \tau_{im,y}''' + \Gamma_m''' v_s \quad (m = g, l) \end{aligned}$$

z 方向

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m w_m) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_m \rho_m w_m u_m) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_m \rho_m w_m v_m) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_m \rho_m w_m w_m) \quad (2-4) \\ = -\alpha_m \frac{\partial P}{\partial z} - \alpha_m \rho_m g + \tau_{wm,z}''' + \tau_{im,z}''' + \Gamma_m''' w_s + S_{Mm,MIX}''' \\ + S_{Mm,VD}''' \quad (m = g, l) \end{aligned}$$

ここで、 $\tau_{wm,x}'''$ 、 $\tau_{wm,y}'''$ 、 $\tau_{wm,z}'''$ はそれぞれ単位体積当たりの流体に加わる各方向の壁面摩擦力のうち m 相に働く力である。また、 $\tau_{im,x}'''$ 、 $\tau_{im,y}'''$ 、 $\tau_{im,z}'''$ はそれぞれ単位体積当たりの流体に加わる各方向の相関摩擦力のうち m 相に働く力である。添字 s は相変化に伴う界面との運動量交換で供給される物理量を表す。例えば、 z 方向の場合、 $\Gamma_m''' < 0$ の時、 $w_s = w_m$ 、 $\Gamma_m''' > 0$ の時、 $w_s = w_n$ (n は他方の相) となる。 $S_{Mm,MIX}'''$ 、 $S_{Mm,VD}'''$ はそれぞれ乱

流混合及びボイドドリフトにより生じる、主流に直交する方向の周囲流体との質量交換に伴い増加する m 相の z 方向の運動量である。なお、これらのメカニズムによる運動量の交換については、 z 方向運動量の交換のみを考慮し、流れ場に対する影響が小さい x 、 y 方向運動量の交換については省略する。

(3) エネルギー方程式

各相のエネルギー方程式は式(2-5)で与える。生成項は、壁面からの入熱、相関熱伝達及び相変化によるエネルギー交換を考慮する。なお、圧力の時間変化及び空間勾配は十分に小さい非圧縮性を前提として無視する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m h_m) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_m \rho_m u_m h_m) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_m \rho_m v_m h_m) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_m \rho_m w_m h_m) \\ = q''''_{wm} + q''''_{im} + \Gamma''''_m h_{m,sat} + S''''_{HmMIX} + S''''_{HmVD} \quad (m = g, l) \end{aligned} \quad (2-5)$$

ここで、 q''''_{wm} と q''''_{im} は単位体積あたりの流体に単位時間に与えられる熱量のうち、それぞれ壁面から m 相に与えられる熱量と気液界面から m 相に与えられる熱量を表す。また、 S''''_{HmMIX} と S''''_{HmVD} はそれぞれ乱流混合とボイドドリフトにより生じる主流に直交する方向の周囲流体との質量交換に伴って増加する m 相のエネルギーである。

(4) ほう素濃度方程式

ほう素は液相に溶解して移動するものとしてほう素の質量保存則を与え、ほう素濃度 C_b の分布を得る。ほう素濃度の質量保存則は式(2-6)で与える。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l C_b) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_l \rho_l u_l C_b) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_l \rho_l v_l C_b) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_l \rho_l w_l C_b) = S''''_{BmMIX} + S''''_{BmVD} \quad (2-6)$$

ここで、 S''''_{BmMIX} と S''''_{BmVD} は、それぞれ乱流混合とボイドドリフトにより生じる主流に直交する方向の周囲流体との質量交換に伴って増加するほう素濃度である。

上述の方程式群を連立方程式で解くためには、方程式を閉じるための構成式が必要である。MIDAC-T コードでは、2.2.3 節に示す構成式を基に式(2-1)～(2-6)の方程式を解く。

2.2.3. 熱水力モデルの構成式

2.2.3.1. 流動様式

気液二相流環境下の上昇流の流動様式は、一般的に気泡流、スラグ流、チャーン流、環状噴霧流に分類される。MIDAC-T コードでは、次の理由から RELAP-5 コード (The RELAP5 Development Team, 1995) の管群構成式を基にした流動様式遷移基準を採用する。

- ① RELAP-5 コードは、MIDAC-T コード同様に、液滴を独立に考慮しない二流体モデルを前提としている。
- ② 一般に二流体コードの適用先として注目される液膜分散流等で用いられる機構論モデルだけでなく、PWR の Non-LOCA 解析で重要な気泡流やスラグ流のような分散流領域に対しては、既存のドリフトフラックスモデルに基づく MIDAC コード (Yodo, et al., 2017) と同様に EPRI のドリフトフラックス相関式 (Chexal et al., 1997) 等の実績のある経験的なモデルを組み合わせるといった合理的な構成・枠組みが与えられている。

熱水力モデルで用いられる混合変数の定義を次に示す。

$$\text{ボイド率:} \quad \alpha_l + \alpha_g = 1 \quad (2-7)$$

$$\text{混合密度:} \quad \rho_{tp} = \alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l \quad (2-8)$$

$$\text{混合質量速度:} \quad G_{z_{TP}} = \alpha_g G_{z_g} + \alpha_l G_{z_l} \quad (2-9)$$

$$G_{z_g} = \rho_g W_g, \quad G_{z_l} = \rho_l W_l$$

$$\text{混合エンタルピー:} \quad h_{TP} = \frac{\alpha_g \rho_g h_g + \alpha_l \rho_l h_l}{\rho_{TP}} \quad (2-10)$$

$$\text{混合流速:} \quad W_{TP} = \frac{G_{z_{TP}}}{\rho_{TP}} \quad (2-11)$$

$$\text{混合見かけ速度：} \quad j_{zTP} = \alpha_g w_g + \alpha_l w_l \quad (2-12)$$

$$\text{混合粘性係数：} \quad \mu_{TP} = x_s \mu_g + (1 - x_s) \mu_l \quad (2-13)$$

$$\text{クオリティ (Static quality)：} \quad x_s = \frac{\alpha_g \rho_g}{\rho_{TP}} \quad (2-14)$$

$$\text{クオリティ (Flow quality)：} \quad x_f = \frac{|\alpha_g \rho_g w_g|}{|\alpha_g \rho_g w_g| + |\alpha_l \rho_l w_l|} \quad (2-15)$$

$$\text{熱平衡クオリティ：} \quad x_e = \frac{h_{TP} - h_{l,sat}}{h_{g,sat} - h_{l,sat}} \quad (2-16)$$

炉心内の流動様式は次の遷移ボイド率に基づき定める

(1) 気泡流とスラグ流間の遷移ボイド率

$$\alpha_{BS} = \begin{cases} 0.25 & G_{zTP} \leq 2000 \text{ kg/m}^2\text{s} \\ 0.25 + \frac{G_{zTP} - 2000}{4000} & 2000 < G_{zTP} < 3000 \text{ kg/m}^2\text{s} \\ 0.5 & 3000 \leq G_{zTP} \end{cases} \quad (2-17)$$

(2) スラグ流とスラグ/環状噴霧流間の遷移ボイド率

$$\alpha_{DE} = \max(\alpha_{BS}, \alpha_{SA} - 0.05) \quad (2-18)$$

(3) スラグ/環状噴霧流と環状噴霧流間の遷移ボイド率

$$\alpha_{SA} = \max(0.8, \min(\alpha_{crit}^f, \alpha_{crit}^e, 0.9)) \quad (2-19)$$

$$\alpha_{crit}^f = \begin{cases} \min\left(\frac{1}{w_g} \left(\frac{gD_e(\rho_{l,sat} - \rho_{g,sat})}{\rho_{g,sat}}\right)^{\frac{1}{2}}, 1.0\right) & \text{for upflow} \\ 0.75 & \text{for down flow and countercurrent flow} \end{cases} \quad (2-20)$$

$$\alpha_{crit}^e = \min\left(\frac{3.2}{w_g} \left(\frac{g\sigma(\rho_{l,sat} - \rho_{g,sat})}{\rho_{g,sat}^2}\right)^{\frac{1}{4}}, 1.0\right) \quad (2-21)$$

(4) 環状噴霧流と気相单相流間の遷移ボイド率

(2-22)

$$\alpha_{AM} = 0.9999$$

2.2.3.2. 界面積濃度

気相と液相間の運動量・エネルギー量の交換面積に相当する界面積濃度は、気相と液相の界面摩擦及び界面熱伝達を求めるために必要となる。界面積濃度は流動様式毎に式(2-23)から式(2-45)で定める。

(1) 気泡流

流動様式が気泡流領域 ($\alpha_g < \alpha_{BS}$) の場合、気相は連続液相中に分散球状気泡で存在すると仮定する。ボイド率 α_g が遷移ボイド率 α_{BS} より大きくなると、気泡流からスラグ流への遷移が生じる。気泡径の直径 (d_{bMAX}) は、その最大値が臨界ウェーバー数 (We_{crit}) で定まる。気泡流では一般的に $We_{crit} = 10.0$ (Salko et al., 2019) を用いる。

$$d_{bMAX} = \frac{We_{crit}\sigma}{\rho_{l,sat}(w_g - w_l)^2} \quad (2-23)$$

代表気泡径は最大径の 1/2 を仮定する (The RELAP5 Development Team, 1995)。また、気泡径の上限値を流路径の 1/4 と仮定し、沸騰開始時の気泡径が十分小さくなるようにボイド率に応じた制限を設ける。

$$d_b = \frac{1}{2}d_{bMAX} = \frac{1}{2} \min \left(\frac{We_{crit} \sigma}{\rho_{l,sat} \max((w_g - w_l)^2, (0.01)^2)}, \frac{D_e}{4} \right) \left(\frac{\alpha_g}{\alpha_{BS}} \right)^{1/2} \quad (2-24)$$

気泡流領域のザウター平均径及び界面積濃度はそれぞれ式(2-25)及び式(2-26)より求める。

$$d_{bSMD} = \frac{d_{bMAX}}{1.2} = \frac{d_b}{0.6} \quad (2-25)$$

$$\alpha_i = \frac{6\alpha_g}{d_{bSMD}} = \frac{3.6\alpha_g}{d_b} \quad (2-26)$$

(2) スラグ流

ボイド率が気泡流 - スラグ流間の遷移ボイド率 α_{BS} を超えると、流路中央部に大気泡が形成され始め、流動様式はスラグ流となる。この領域では、幾つかの大きな気泡と多くの小さな球状の気泡が共存し、ボイド率の増加とともに大気泡は蒸気スラグへと成長していく。ここでは、蒸気相を大気泡と小気泡に分けて評価する。流路内に占める大気泡の割合を α_{TB} とし、大気泡を除いた領域に小気泡が α_{GS} の割合で存在するとして式(2-27)で定義する。

$$\alpha_{GS} = \frac{\alpha_g - \alpha_{TB}}{1 - \alpha_{TB}} \quad (2-27)$$

小気泡の割合は式(2-28)で仮定すると、大気泡の割合は式(2-29)で与えられる。

$$\alpha_{GS} = \alpha_{BS} \exp \left(-8 \frac{\alpha_g - \alpha_{BS}}{\alpha_{SA} - \alpha_{BS}} \right) \quad (2-28)$$

$$\alpha_{TB} = \frac{\alpha_g - \alpha_{GS}}{1 - \alpha_{GS}} \quad (2-29)$$

小気泡径は気泡流と同様に臨界ウェーバー数から評価する。

$$d_b = \frac{1}{2} d_{bMAX} = \frac{1}{2} \min \left(\frac{We_{crit} \sigma}{\rho_{l,sat} \max \left((w_{gs} - w_l)^2, (0.01)^2 \right)}, \frac{D_e}{4} \right) \quad (2-30)$$

$$w_{gs} - w_l = (w_g - w_l) \left(\exp \left(-8 \frac{\alpha_g - \alpha_{BS}}{\alpha_{SA} - \alpha_{BS}} \right) \right)^2 \quad (2-31)$$

小気泡及び大気泡の界面積濃度は式(2-32)及び式(2-33)で表される。

$$a_{i_{sb}} = \frac{3.6 \alpha_{gs} (1 - \alpha_{TB})}{d_b} \quad (2-32)$$

$$a_{i_{TB}} = \frac{2 \times 4.5 \alpha_{TB}}{D_e} \quad (2-33)$$

(3) 環状噴霧流

二流体モデルでは、液膜と液滴を区別しないため、液膜及び液滴の体積率をそれぞれ α_{lf} 、 $\alpha_d (= \alpha_l - \alpha_{lf})$ として求め、それぞれが気相と接触する界面積濃度を次式で与える。

$$a_{i_{film}} = \min \left(C_{ann} \frac{4}{d_e} (1 - \alpha_{lf}^*)^{\frac{1}{2}}, \frac{\alpha_{lf}^*}{5 \times 10^{-4}} \right) \quad (2-34)$$

$$a_{i_{drop}} = \frac{6}{d_{dSMD}} \alpha_d^* = \frac{3.6}{d_d} \alpha_d^* \quad (2-35)$$

ここで、式(2-34)では、液膜の最小厚さとして 0.5mm を仮定した。また、 C_{ann} は液膜の振動を考慮するための係数であり、式(2-36)で計算する (The RELAP5 Development Team, 1995)。

$$C_{ann} = 2.5 \times (30 \alpha_{lf}^*)^{\frac{1}{8}} \quad (2-36)$$

また、各体積率についての肩字*は、蒸気単相流領域 ($\alpha > \alpha_{AM}$) を考慮した補正を加えたものである。

$$\alpha_i^* = \max\left(1 - \frac{\alpha_g}{\alpha_{AM}}, 0\right) \quad (2-37)$$

$$\alpha_{if}^* = \frac{\alpha_i^*}{\alpha_i} \alpha_{if} \quad (2-38)$$

$$\alpha_d^* = \alpha_i^* - \alpha_{if}^* \quad (2-39)$$

液膜率 α_{if} は次式で定義する (The RELAP5 Development Team, 1995)。

$$\alpha_{if} = \alpha_i C_f \exp\left(-7.5 \times 10^{-5} \left(\frac{\alpha_g w_g}{w_c}\right)^6\right) \quad (2-40)$$

$$C_f = 1.0 - 10^{-4} \left(\frac{\alpha_i \rho_{l,sat} w_l D_e}{\mu_{l,sat}}\right)^{1/4} \quad (2-41)$$

$$w_c = \frac{3.2 \left(\sigma g (\rho_{l,sat} - \rho_{g,sat})^{1/4}\right)}{\sqrt{\rho_{g,sat}}} \quad (2-42)$$

液滴径は、その最大値 d_{dMAX} を $We_{crit}=3$ として求め、代表液滴径 d_d はその1/2、界面積計算に用いるザウター平均径は1/1.2とする。

$$d_{dMAX} = \frac{We_{crit} \sigma}{\rho_g (w_g - w_l)^2} = \frac{3\sigma}{\rho_g (w_g - w_l)^2} \quad (2-43)$$

$$d_d = \frac{d_{dMAX}}{2} \quad (2-44)$$

$$d_{dSMD} = \frac{d_{dMAX}}{1.2} \quad (2-45)$$

(4) 鉛直成層流

z 軸方向の流速が低い条件では、気相と液相が鉛直方向に分離して成層化する。このような条件として、 $w_{TP} \leq \frac{1}{2}w_{Tb}$ を考え、 $\frac{1}{2}w_{Tb} < w_{TP} < w_{Tb}$ を高流速条件との内挿領域とする。すなわち、 $w_{TP_{i,j,k+1/2}} \leq \frac{1}{2}w_{Tb_{i,j,k}}$ を満たすセル境界では、基本的な流動様式判定は高流速条件 ($w_{TP} > w_{Tb}$) と同じであるが、上下の隣接流体セルのボイド率が以下を満たす場合、上側セル境界における界面摩擦係数の評価において、当該セル内の二相流体が鉛直方向に分離して成層化した状態を想定する。

$$\alpha_{g_{i,j,k+1}} > \alpha_{SA_{i,j,k}} \quad \text{and} \quad \alpha_{g_{i,j,k}} < \alpha_{SA_{i,j,k}} \quad (2-46)$$

鉛直成層セルでは、上側隣接セルとの境界における界面摩擦の評価において、以下のボイド率を用いて、流動様式の判定と界面摩擦係数の評価を行う。

$$\alpha_{g_{i,j,k+\frac{1}{2}}}^+ = \text{weight} \left\{ f_{VST} \alpha_{g_{i,j,k(+)}} + (1 - f_{VST}) \alpha_{g_{i,j,k}} \right\} + (1 - \text{weight}) \alpha_{g_{i,j,k+1}} \quad (2-47)$$

$$\alpha_{l_{i,j,k+\frac{1}{2}}}^+ = 1 - \alpha_{g_{i,j,k+\frac{1}{2}}}^+$$

$$\text{weight} = \begin{cases} 1 & (j_{ztp} > 0.465) \\ t^2(3 - 2t) & (-0.465 \leq j_{ztp} \leq 0.465) \\ 0 & (j_{ztp} < -0.465) \end{cases}$$

$$t = \frac{j_{ztp} + 0.465}{0.93}$$

$$j_{ztp} = \alpha_{g_{i,j,k+\frac{1}{2}(*)}} w_{g_{i,j,k+\frac{1}{2}}} + \alpha_{l_{i,j,k+\frac{1}{2}(*)}} w_{l_{i,j,k+\frac{1}{2}}}$$

$$\alpha_{m_{i,j,k+\frac{1}{2}}(*)} = \begin{cases} f_{VST}\alpha_{m_{i,j,k(+)}} + (1 - f_{VST})\alpha_{m_{i,j,k}} & (w_{m_{i,j,k+\frac{1}{2}}} \geq 0) \\ \alpha_{m_{i,j,k+1}} & (w_{m_{i,j,k+\frac{1}{2}}} < 0) \end{cases}$$

$$\alpha_{g_{i,j,k(+)}} = \frac{1}{3} \left\{ \max(\alpha_{g_{i,j,k}}, \alpha_{SA_{i,j,k}}) + 2\alpha_{g_{i,j,k+1}} \right\}$$

$$\alpha_{l_{i,j,k(+)}} = 1 - \alpha_{g_{i,j,k(+)}}$$

$$f_{VST} = \max \left(0, \min \left(\frac{2 \left(w_{TB_{i,j,k}} - w_{tp_{i,j,k+\frac{1}{2}}} \right)}{w_{TB_{i,j,k}}}, 1 \right) \right)$$

ここで、ボイド率以外のスカラー量 (ϕ) については次式を適用する。

$$\phi_{i,j,k+\frac{1}{2}}^+ = weight \{ f_{VST} \phi_{i,j,k+1} + (1 - f_{VST}) \phi_{i,j,k} \} + (1 - weight) \phi_{i,j,k+1} \quad (2-48)$$

2.2.3.3. 軸方向壁面摩擦

(1) 液単相流、気泡流～スラグ流 ($\alpha_g \leq \alpha_{DE}$)

液単相流、気泡流～スラグ流に対しては、燃料棒による軸方向の壁面摩擦は炉心熱水力設計解析で実績 (Yodo et al., 2017) のある McAdams 式と EPRI の二相増倍係数相関式 (Reddy et al., 1982) を適用した。また、径方向の壁面摩擦は Idelchik 式 (Idelchik., 1994) を適用した。

EPRI の相関式は二相の摩擦損失を式(2-49)に示す二相増倍係数 Φ_L^2 を用いて表す。

$$\left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{fric,TP} = \Phi_L^2 \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{fric,l} = -\Phi_L^2 \frac{f_l}{D_e} \frac{|G_{ZTP}| G_{ZTP}}{2\rho_{l,sub}} \quad (2-49)$$

ここで、 $(\partial P / \partial z)_{fric,l}$ はすべての流量が飽和水であった場合の圧力勾配である。した

がって、式(2-49)式の液相密度は、本来、飽和液相密度であるが、サブクール沸騰前後での連続性に考慮してサブクール液相密度とした。

式(2-49)において、单相の摩擦損失係数 f_l は、層流式か乱流の McAdams 式 (McAdams., 1933) で与えた。なお、液相物性値は二相増倍係数と同様にサブクール水の物性値を用いた。

$$f_l = \max(f_{l,lam}, f_{l,tur}) \quad (2-50)$$

$$f_{l,lam} = \frac{64}{Re_l} \quad (2-51)$$

$$f_{l,tur} = 0.184Re_l^{-0.2} \quad (2-52)$$

$$Re_l = \frac{|G_{zTP}|D_e}{\mu_{l,sub}}$$

二相増倍係数 Φ_L^2 は、式(2-53)で表す。

$$\Phi_L^2 = 1 + \left(\frac{\rho_{l,sat}}{\rho_{g,sat}} - 1 \right) x_{fz} C_F \quad (2-53)$$

$$C_F = \min \left(1.02, 0.357 \left(1 + 10 \frac{P_{exit}}{P_{crit}} \right) x_{fz}^{-0.175} \left(\frac{|G_{zTP}|}{0.00135623 \times 10^6} \right)^{-0.45} \right) \quad (2-54)$$

(2) 環状噴霧流、気相单相流 ($\alpha > \alpha_{SA}$)

環状噴霧流においても二相の壁面摩擦損失は EPRI の相関式の式(2-50)から式(2-54)で与える。

(3) 内挿領域 ($\alpha_{DE} < \alpha < \alpha_{SA}$)

スラグ流～環状噴霧流間の内挿領域では上述の(1)、(2)のモデルにより求めた係数を内挿量 f_{SA} で内挿する。

$$f_{SA} = \frac{\alpha_{SA} - \alpha}{\alpha_{SA} - \alpha_{DE}} \quad (2-55)$$

2.2.3.4. 水平方向壁面摩擦

水平方向流れについては、全ての領域に対して均質流モデルを適用しているため、壁面摩擦は混合流モデルとし、正方向配列管群を横切る流れに対して Idelchik の相関式 (Idelchik, 1994) を用いる。

x 方向

$$C_{w,x} = \frac{K_x |G_{xTP}|}{2\rho_{TP}\Delta x} \quad (2-56)$$

$$K_x = A \times Re_x^{-0.2} \times N_{rod}$$

$$A = 1.8 \left(\frac{L_{pitch}}{D_{rod}} - 1 \right)^{-0.5} \quad (2-57)$$

$$Re_x = \max \left(\frac{|G_{xTP}| D_{rod}}{\mu_{TP}}, 3000.0 \right)$$

y 方向

$$C_{w,y} = \frac{K_y |G_{yTP}|}{2\rho_{TP}\Delta y} \quad (2-58)$$

$$K_y = A \times Re_y^{-0.2} \times N_{rod} \quad (2-59)$$

$$A = 1.8 \left(\frac{L_{pitch}}{D_{rod}} - 1 \right)^{-0.5}$$

$$Re_y = \max \left(\frac{|G_{yTP}| D_{rod}}{\mu_{TP}}, 3000.0 \right)$$

2.2.3.5. 軸方向界面摩擦

気相と液相の界面で働く摩擦は、気液の相対速度を決めるために重要なモデルである。二相流れの最も重要なモデルの界面摩擦モデルは、EPRIが開発したドリフトフラックスモデルのChexal-Lellouche式(Chexal et al., 1997)を採用する。Chexal-Lellouche式の採用により、通常運転およびNon-LOCA解析条件下で、既存のMIDACコード(Yodo et al., 2017)と同様の解析結果を得ることができる。なお、NUPECのPWR管群ボイド試験(Japan Nuclear Energy Safety Organization, 2012)で示唆されたように、スリップ比が小さく気液が同質の挙動となる12.5MPaを超える条件では均質流モデル($C_0=1.0$ 、 $\overline{V}_{gj}=0.0$)、10.0MPa以下ではChexal-Lellouche式を適用する。その圧力間は均質流モデルとChexal-Lellouche式を内挿する。

ドリフトフラックスモデルに基づく界面摩擦力は、次式で与えられる。

$$\tau''_{ig,z} = -C_i w_r \quad (2-60)$$

$$\tau''_{il,z} = C_i w_r \quad (2-61)$$

$$C_i = \frac{\alpha_g \alpha_l^2 (\rho_l - \rho_g) g}{\overline{V}_{gj}} \quad (2-62)$$

$$w_r = \frac{1 - C_0 \alpha_g}{\alpha_l} w_g - C_0 w_l \quad (2-63)$$

ここで、 C_i 、 C_0 及び \overline{V}_{gj} はそれぞれ界面摩擦係数、ドリフトフラックス相関式により与えられる分布定数及び平均ドリフト速度である。

$$C_0 = \frac{1}{K_0 + (1 - K_0)\alpha_g^r} \frac{1 - \exp(-C_p\alpha_g)}{1 - \exp(-C_p)} \quad (2-64)$$

$$\overline{V_{gj}} = 1.41 \left\{ \frac{(\rho_l - \rho_g)\sigma g}{\rho_l^2} \right\}^{0.25} C_1 C_2 C_3 C_4 \quad (2-65)$$

$$K_0 = B_1 + (1 - B_1) \left(\frac{\rho_{g,sat}}{\rho_{l,sat}} \right)^{0.25}$$

$$r = \frac{1 + 1.57\rho_{g,sat}/\rho_{l,sat}}{1 - B_1}$$

$$C_p = \frac{4P_{crit}^2}{P_{exit}(P_{crit} - P_{exit})}$$

$$j_{zm} = \alpha_m w_m$$

$$C_1 = (1 - \alpha_g)^{B_1}$$

$$C_2 = \begin{cases} 0.4757 \left(\ln \left(\frac{\rho_{l,sat}}{\rho_{g,sat}} \right) \right)^{0.7} & \frac{\rho_{l,sat}}{\rho_{g,sat}} \leq 18 \\ 1.0 & \frac{\rho_{l,sat}}{\rho_{g,sat}} > 18 \text{ and } C_5 \geq 0.99 \\ \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{C_5}{1 - C_5}\right)} & \frac{\rho_{l,sat}}{\rho_{g,sat}} > 18 \text{ and } C_5 < 0.99 \end{cases} \quad (2-66)$$

$$C_3 = \max\left(0.5, 2\exp\left(-\frac{Re_l}{300000}\right)\right)$$

$$C_4 = \begin{cases} 1.0 & C_7 \geq 0.99 \\ \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{C_7}{1 - C_7}\right)} & C_7 < 0.99 \end{cases}$$

$$C_5 = \sqrt{150 \frac{\rho_{g,sat}}{\rho_{l,sat}}}$$

$$C_7 = \left(\frac{D_2}{D_e}\right)^{0.6}$$

$$B_1 = \min\left(0.8, \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{Re_{max}}{60000}\right)}\right)$$

$$D_2 = 0.09144$$

$$Re_{max} = \max(Re_g, Re_l)$$

$$Re_m = \frac{\alpha_m \rho_m w_m D_e}{\mu_m}$$

2.2.3.6. 水平方向界面摩擦

水平方向の流れは均質流とする。この場合、セル境界における x 方向の界面摩擦は次式で求める。

$$\tau'''_{ig,x} = -(C_{ig,x}u_g - C_{il,x}u_l) \quad (2-67)$$

$$\tau'''_{il,x} = -(C_{il,x}u_l - C_{ig,x}u_g) \quad (2-68)$$

$$C_{ig,x} = C_{il,x} = 10^6 a_i |u_r|' \quad (2-69)$$

$$|u_r|' = |u_g - u_l| \quad (2-70)$$

また、セル境界における y 方向の界面摩擦は次式で求める。

$$\tau_{ig,y}''' = -(C_{ig,y}v_g - C_{il,y}v_l) \quad (2-71)$$

$$\tau_{il,y}''' = -(C_{il,y}v_l - C_{ig,y}v_g) \quad (2-72)$$

$$C_{ig,y} = C_{il,y} = 10^6 a_i |v_r|' \quad (2-73)$$

$$|v_r|' = |v_g - v_l| \quad (2-74)$$

2.2.3.7. 界面熱伝達率及び蒸気生成率

界面熱伝達及び相変化率は、気泡流、スラグ流、チャーン流、環状ミスト流などの二相流の流動様式に依存する。これらは、流動様式線図との整合性を考慮して二流体モデルで実証された一連の構成式をベースに構築する。

各セルでの界面熱伝達及び相変化率は以下で表される。

$$q_{im}''' = \frac{H_{im}(h_{m,sat} - h_m)}{C_{p,m,sat}} - q_{wmi}''' \quad (2-75)$$

$$\Gamma_m''' = \frac{-q_{im}''' - q_{in}'''}{h_{m,sat} - h_{n,sat}} = \frac{q_{im}''' + q_{in}'''}{h_{n,sat} - h_{m,sat}} \quad (2-76)$$

ここで界面熱伝達率 H_{im} は各相の過熱/過冷却状態に応じて使い分ける。

$$H_{ig} = \begin{cases} H_{SHV} & (h_g > h_{g,sat}) \\ H_{SCV} & (h_g \leq h_{g,sat}) \end{cases} \quad (2-77)$$

$$H_{il} = \begin{cases} H_{SCL} & (h_l < h_{l,sat}) \\ H_{SHV} & (h_l \geq h_{l,sat}) \end{cases} \quad (2-78)$$

各熱伝達率 H_{SHV} 、 H_{SCV} 、 H_{SCL} 、 H_{SHL} は流動様式毎に与えられる。また、 q_{wmi}''' は壁面熱伝達のうち、境界層内での直接の蒸気生成/凝縮に用いられる熱量である。すなわち、 q_{wli}''' は液相が壁面により直接加熱されるときに、壁面からの熱量 q_{wli}''' のうちで沸騰に用いられる分であり、 $-q_{wgi}'''$ は気相が壁面により直接冷却されるときに、気相から壁面に渡される熱量 $-q_{wgi}'''$ のうち凝縮により賄われる分である。

q'''_{wil} は Lahey (Lahey et al., 1977) のサブクール沸騰に基づき、式(2-79)で与える。なお、Lahey のモデルでは主流のサブクール水による凝縮効果を考慮しているが、これについては H_{SCL} で考慮する。

$$q'''_{wil} = \frac{q'''_{boil}}{1 + \varepsilon} \quad (2-79)$$

q'''_{boil} は壁面から液相への伝熱量のうち、沸騰に寄与する分であり、近似的に次式で与える。

$$q'''_{boil} = q'''_{wl} \frac{h_l - h_{cr}}{h_{l,sat} - h_{cr}} \quad (2-80)$$

また、 ε は気泡の攪拌による伝熱量と蒸発による伝熱量の比である。攪拌による伝熱量を、生成・離脱する気泡の体積相当の液相が主流と境界層の間で交換されることによる熱輸送量として与えることにより式(2-81)を得ている。

$$\varepsilon = \frac{q''_{pump}}{q''_{evap}} = \frac{\rho_l (h_{l,sat} - h_l)}{\rho_g (h_{g,sat} - h_{l,sat})} \quad (2-81)$$

h_{cr} はボイド離脱点のエンタルピーであり、Saha-Zuber のモデル (Saha et al., 1974) に基づき次式で与える。

$$h_{cr} = \begin{cases} h_{f,sat} - \frac{Nu' C_{pl}}{455} & (Pe < 70000a) \\ h_{f,sat} - \frac{St' C_{pl}}{0.0065} & (Pe \geq 70000a) \end{cases} \quad (2-82)$$

$$Nu' = \frac{q''_w D_e}{k_l}, \quad St' = \frac{Nu'}{Pe}, \quad Pe = \frac{|G_{Ztp}| D_e C_{pl}}{k_l}$$

Saha-Zuber の式では、 $a = 1$ であるが、NUPEC の PWR 管群ボイド試験 (Japan Nuclear Energy Safety Organization, 2012) において、管群流路に対し $a = 0.7$ が使用できることが報告されている (Yodo et al., 2017)。

(1) 気泡流

気泡流の界面熱伝達率は次式で与える。

$$H_{SHV} = 10a_i \quad (2-83)$$

$$H_{SCV} = 10a_i \quad (2-84)$$

$$H_{SCL} = \frac{H_0 \alpha_g h_{fg}}{v_{fg}} \quad (2-85)$$

$$H_0 = 0.075, \quad v_{fg} = \frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_f}$$

$$H_{SHL} = 3000 \max(a_i, 100) \quad (2-86)$$

(2) スラッグ流

スラッグ流の界面熱伝達率は大気泡と小気泡の界面熱伝達率より与えられる。

$$H_{SHV} = H_{SHV,TB} + H_{SHV,SB} \quad (2-87)$$

$$H_{SHV,TB} = \frac{k_g}{D_e} (2.2 + 0.82 Re_g^{0.5}) a_{i,TB} \quad (2-88)$$

$$Re_g = \frac{\rho_g |w_g - w_l| D_e}{\mu_g}$$

$$H_{SHV,SB} = 10a_{i,SB} \quad (2-89)$$

$$H_{SCV} = H_{SCV,TB} + H_{SCV,SB} \quad (2-90)$$

$$H_{SCV,TB} = 10a_{i,TB} \quad (2-91)$$

$$H_{SCV,SB} = 10a_{i,SB} \quad (2-92)$$

$$H_{SCL} = H_{SCL,TB} + H_{SCL,SB} \quad (2-93)$$

$$H_{SCL,TB} = 1.18942 Re_l^{0.5} Pr_l^{0.5} \frac{k_l}{D_e} a_{i,TB} \quad (2-94)$$

$$Pr_l = \frac{c_p \mu_l}{k_l}, \quad Re_l = \frac{\rho_l |w_g - w_l| D_e}{\mu_l}$$

$$H_{SCL,SB} = \frac{H_0 \alpha_{gs} h_{fg}}{v_{fg}} \quad (2-95)$$

$$H_0 = 0.075, \quad v_{fg} = \frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_f}$$

$$H_{SHL} = H_{SHL,TB} + H_{SHL,SB} \quad (2-96)$$

$$H_{SHL,TB} = 3000 a_{i,TB} \quad (2-97)$$

$$H_{SHL,SB} = 3000 a_{i,SB} \quad (2-98)$$

(3) 環状噴霧流

環状噴霧流の界面熱伝達係数は液膜と液滴の界面熱伝達率より次式で与えられる。

$$H_{SHV} = H_{SHV,lf} + H_{SHV,d} \quad (2-99)$$

$$H_{SHV,lf} = \frac{k_g}{D_e} 0.023 Re_g^{0.8} a_{i,film} \quad (2-100)$$

$$Re_g = \frac{\alpha_g \rho_g |w_g - w_l| D_e}{\mu_g}$$

$$H_{SHV,d} = \frac{k_g}{d_d} (2 + 0.5Re_d^{0.5}) a_{i,drop}$$

$$Re_d = \frac{(1 - \alpha_{dd})^{2.5} \rho_g |w_g - w_l| d_d}{\mu_g} \quad (2-101)$$

$$\alpha_{dd} = \max\left(\frac{\alpha_l - \alpha_{lf}}{1 - \alpha_{lf}}, 1 - \alpha_{AM}\right)$$

$$H_{SCV} = H_{SCV,lf} + H_{SCV,d} \quad (2-102)$$

$$H_{SCV,lf} = 10a_{i,film} \quad (2-103)$$

$$H_{SCV,d} = 10a_{i,drop} \quad (2-104)$$

$$H_{SCL} = H_{SCL,lf} + H_{SCL,d} \quad (2-105)$$

$$H_{SCL,lf} = 10^{-3} \rho_l C_{pl} |w_l| a_{i,film} \quad (2-106)$$

$$H_{SCL,d} = \frac{k_l}{d_d} \left[2 + 7 \min\left(1 + \frac{C_{pl} \Delta T_{sub}}{h_{fg}}, 8\right) \right] a_{i,drop} \quad (2-107)$$

$$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_l$$

$$H_{SHL} = H_{SHL,lf} + H_{SHL,d} \quad (2-108)$$

$$H_{SHL,lf} = 3000a_{i,film} \quad (2-109)$$

$$H_{SHL,d} = \frac{9k_{l,sat}}{d_d} a_{i,drop} \quad (2-110)$$

2.2.3.8. 壁面熱伝達率

壁面熱伝達は、2.2.5 章の燃料棒モデルで表面熱流束が得られる場合に使用する。核

沸騰開始前の強制対流条件では Dittus-Boelter 式と Chen のレイノルズ補正式、核沸騰条件では低圧領域に Chen 式 (Chen, 1963)、高圧領域では Thom 式 (Thom et al., 1965) をそれぞれ適用する。膜沸騰熱伝達は Non-LOCA 解析で採用されている Bishop-Sandberg-Tong 式 (Bishop et al., 1965) を適用する。核沸騰と膜沸騰間の遷移沸騰領域では Chen 式 (Chen et al., 1977) を適用し、蒸気単相の壁面熱伝達モデルは McAdams 式 (McAdams, 1933) を用いる。

(1) 強制対流 (核沸騰開始前)

壁温が核沸騰開始温度を超えない強制対流領域では、壁面からの除熱は液相の強制対流熱伝達によって行われるものとする。

$$h_{FC,turb} = 0.023 \frac{k_l}{D_e} Re_{TP}^{0.8} Pr_l^{0.4} \quad (2-111)$$

$$Re_{TP} = F_{Chen}^{1.25} \frac{\alpha \rho_l w_l D_e}{\mu_l} \quad (2-112)$$

$$Pr_l = \frac{C_{pl} \mu_l}{k_l} \quad (2-113)$$

$$F_{Chen} = \max(2.34(X_{tt}^{-1} + 0.213)^{0.736}, 1.0) \quad (2-114)$$

$$X_{tt} = \left(\frac{\alpha_l \rho_l w_l}{\alpha_g \rho_g w_g} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.1} \quad (2-115)$$

(2) 核沸騰

壁温が核沸騰開始温度を超え、CHF までの熱流束条件は、壁面からの熱流束は核沸騰または強制対流蒸発の寄与により液相に伝えられる。

$$q''_{wl} = q''_{NB} = h_{NB}(T_w - T_{sat}) \quad (2-116)$$

熱伝達率 h_{NB} は低圧領域に Chen 式、高圧領域では Thom 式で与える。なお、CHF 判

定は 2.2.3.9 節の限界熱流束式を用いる。

Chen 式

低圧領域の熱伝達率 h_{NB} は Dittus-Boelter 相関式による強制対流熱伝達率 $h_{FC,turb}$ と Chen 式 (Chen, 1963) による核沸騰寄与分の熱伝達率 h_{Boil} で与える。

$$h_{NB} = h_{FC,turb} + h_{Boil} \quad (2-117)$$

$$h_{FC,turb} = 0.023 \frac{k_l}{D_h} Re_{TP}^{0.8} Pr_l^{0.4} \quad (2-118)$$

$$h_{Boil} = S_{chen} \times 0.00122 \left\{ \frac{k_l^{0.79} C_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} (h_g - h_l)^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right\} (T_w - T_{sat})^{0.24} (p_{sat} - p)^{0.75} \quad (2-119)$$

$$S_{chen} = \max \left(\left\{ 1 + 0.12 \left(\frac{Re_{TP}}{10^4} \right)^{1.14} \right\}^{-1}, \left\{ 1 + 0.42 \left(\frac{Re_{TP}}{10^4} \right)^{0.78} \right\}^{-1}, 1.0 \right) \quad (2-120)$$

Thom 式

Thom の式 (Thom et al., 1965) は核沸騰のみを対象にした相関式であるが、PWR 運転条件のような高圧、高熱流束の核沸騰条件に対しては信頼性が高い。

$$h_{NB} = \frac{\left\{ \frac{\exp\left(\frac{p}{1260}\right) (T_w - T_{sat})}{0.072} \right\}^2}{T_w - T_l} \quad (2-121)$$

ただし、Thom 式の単位系は英国単位 (p (psia), $T_w - T_{sat}$ (°F), h_{NB} (Btu / (hr · ft² · °F))) である。

(3) 遷移沸騰熱伝達率

遷移沸騰熱伝達率は Chen 式 (Chen et al., 1977) を用いる。遷移沸騰熱伝達率では、時間/空間的な濡れ割合 f_{wet} を評価し、 f_{wet} 分の領域では CHF 相当が液相へ伝熱、 $(1 - f_{wet})$ 分の領域では蒸気強制対流熱伝達による蒸気への伝熱を仮定する。 q''_{CHF} は限界熱流束であり、限界熱流束相関式で求める。 q''_G は蒸気への熱伝達であり、蒸気単相熱伝達モデルで計算される値である。

$$q''_{TB} = q''_{wl} + q''_{wg} \quad (2-122)$$

$$q''_{wl} = q''_{CHF} f_{wet} \quad (2-123)$$

$$q''_{wg} = q''_G (1 - f_{wet}) \quad (2-124)$$

$$f_{wet} = \exp(-\lambda(T_w - T_{CHF})^{0.5})$$

$$\lambda = \max(\lambda_1, \lambda_2)$$

$$\lambda_1 = C_1 - \frac{C_2 G_{zTP}}{10^5}$$

$$\lambda_2 = \frac{C_3 G_{zTP}}{10^5} \quad (2-125)$$

$$C_1 = 2.4C_2$$

$$C_2 = \frac{0.05}{1 - \alpha_g^{40}} + 0.075\alpha_g$$

$$C_3 = 0.2C_2$$

$$(G_{zTP}: \text{lbm/hr} \cdot \text{ft}^2)$$

(4) 膜沸騰熱伝達

膜沸騰熱伝達では、膜沸騰熱伝達式により求められる全伝熱量 q''_{FB} のうち、蒸気の過熱に用いられる伝熱量を遷移沸騰熱伝達と同様に蒸気強制対流熱伝達に基づく値とし、これを差し引いた残りが直接液相に与えられるものとする。

$$q''_{wl} = q''_{FB} - q''_{wg} \quad (2-126)$$

$$q''_{wg} = q''_G(1 - f_{wet}) \quad (2-127)$$

$$q''_{FB} = h_{FB}(T_w - T_{sat}) \quad (2-128)$$

熱伝達率 h_{FB} は Bishop-Sandberg-Tong 式 (Bishop et al., 1965) で与える。ここで、添字 $g, film$ は、膜温度 ($T_{film} = (T_w + T_{sat})/2$) における蒸気物性値を表す。

$$h_{FB} = 0.0193 \frac{k_{g, film}}{D_e} \left(\frac{G_{ZTP} D_e}{\mu_{g, film}} \right)^{0.8} \left(\frac{C_{p, g, film} \mu_{g, film}}{k_{g, film}} \right)^{1.23} \left(\frac{\rho_{g, sat}}{\rho_b} \right)^{0.68} \left(\frac{\rho_{g, sat}}{\rho_{l, sat}} \right)^{0.068}$$

$$\rho_b = \alpha_H \rho_{g, sat} + (1 - \alpha_H) \rho_{l, sat} \quad (2-129)$$

$$\alpha_H = \frac{x_H / \rho_{g, sat}}{\frac{x_H}{\rho_{g, sat}} + \frac{(1 - x_H)}{\rho_{l, sat}}}$$

$$x_H = \min(\max(x_e, 0), 1)$$

ここで、 ρ_b は飽和物性に基づく均質流バルク密度である。

(5) 蒸気単相熱伝達

ボイド率 >0.9999 の領域では蒸気単相の強制対流熱伝達とする。乱流条件の熱伝達は、Dittus-Boelter と Wong-Hochreiter 相関式 (Wong et al., 1981) の最大値をとる。

$$q''_{wl} = 0 \quad (2-130)$$

$$q''_{wg} = q''_G = h_G(T_W - T_g) \quad (2-131)$$

$$h_G = \max(h_{FCG,lam}, h_{FCG,turb}, h_{NCG}) \quad (2-132)$$

層流熱伝達：McAdams

$$h_{FCG,lam} = 10 \frac{k_l}{D_e} \quad (2-133)$$

乱流熱伝達：Dittus-Boelter 及び Wong-Hochreiter

$$h_{FCG,turb} = \max\left(0.023 \frac{k_g}{D_e} Re_g^{0.8} Pr_g^{0.4}, 0.0797 \frac{k_g}{D_h} Re_g^{0.6774} Pr_g^{1/3}\right) \quad (2-134)$$

$$Re_g = \frac{\rho_g u_g D_e}{\mu_g}$$

$$Pr_g = \frac{C_{p_g} \mu_g}{k_g}$$

自然対流：McAdams

$$h_{NCG} = 0.13 \frac{k_g}{L} (Gr_g Pr_g)^{1/3} \quad (2-135)$$

$$Gr_g = \frac{g \beta \rho_g^2 (T_W - T_g) L^3}{\mu_g^2}$$

$$\beta = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} = - \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial \rho}{\partial T}$$

2.2.3.9. 限界熱流束

限界熱流束（CHF）の予測は国内 PWR の燃料向けに開発された MG-S 相関式（Yodo et al., 2011; Takeda et al., 2017）を適用する。

$$q''_{CHF,U} = \frac{A}{1 + \exp(K(x_{loc} - C))} \quad (2-136)$$

$$q''_{CHF,NU} = \frac{q''_{CHF,U}}{F} \quad (2-137)$$

ここで、係数 A, K, C は圧力、質量速度、水力等価直径、加熱等価直径、支持格子間隔に基づく関数である。また、MG-S 相関式は一様発熱条件 $q''_{CHF,U}$ を予測する CHF 相関式であり、発熱分布の効果は式(2-138)の Tong の F ファクター（Tong et al., 1965）で与える。

$$\begin{aligned} F &= \frac{C}{q''_{loc}[1 - \exp(-CZ_{DNB})]} \int_0^{Z_{DNB}} q''(z) \exp[-C(z_{DNB} - z)] dz \\ &= \frac{1}{q''_{loc}} \frac{\int_0^{Z_{DNB}} w(z) q''(z) dz}{\int_0^{Z_{DNB}} w(z) dz} \end{aligned} \quad (2-138)$$

$$C = 0.15 \frac{(1 - x_{DNB})^{4.31}}{\left(\frac{G}{10^6}\right)^{0.478}}$$

$$w = \exp[-C(z_{DNB} - z)]$$

ここで、 z_{DNB} 、 z 及び x_{DNB} はそれぞれ沸騰開始点から DNB 発生点までの距離、沸騰開始点からの距離、DNB 発生点での局所クオリティである。

MG-S 相関式の適用範囲を Table 2-1 に示す。MG-S 相関式は実機燃料集合体を模擬した DNB 試験により開発された相関式であり、DNB 試験の実施範囲内の CHF を高精度（DNBR 制限値=1.17）で予測可能である。

2.2.3.10. 乱流混合

乱流混合はサブチャンネル間での流体の等質量交換として混合長モデルの次式で取り扱う。

$$S''_{Hm} = \alpha_m \rho_m u_{MIX} (h_{m,i} - h_{m,i+1}) \quad (2-139)$$

ここで、 u_{MIX} は乱流混合により交換される流体の拡散速度であり、PWR管群では経験的に実験結果より求められる乱流混合係数(乱流スタントン数) β_{MIX} を用いて次式で表される。

$$u_{MIX} = \beta_{MIX} \frac{G_{z,l}}{\rho_l} \quad (2-140)$$

さらに、 z 方向運動量についても、エネルギーと同様に次式による交換を与える。乱流混合によるチャンネル間の物理量の交換は、チャンネル境界部での物理量の分布に依存するため、エンタルピと流速の分布の違いを考慮するための係数として f_{mom} を与える。

$$S''_{Mm} = f_{mom} \alpha_m \rho_m u_{MIX} (w_{m,i} - w_{m,i+1}) \quad (2-141)$$

また、液相の乱流混合に伴うほう素の移動は次式で表される。

$$S''_{Bm} = \alpha_l \rho_l u_{MIX} (C_{b_i} - C_{b_{i+1}}) \quad (2-142)$$

2.2.3.11. ボイドドリフト

ボイドドリフト現象は、隣接する流路間で流れの非平衡がある多場合に、流れに直交する方向に気相の移動が生じる現象であり、特に管群試験等における流量配分の発達過程で、流速の高い内側流路に気相が水平方向に移動する現象として観測される。

Laheyのモデル(Lahey et al., 1971)では、ボイドドリフト現象による流路*i*から*i+1*への気相の輸送量を、発達して平衡状態になった場合のボイド率 $\alpha_{g,FD}$ の分布に関連付けて次式で表す。

$$S''_{DgVD} = -(\alpha_{g_i} - \alpha_{g_{i+1}})\rho_g u_{MIX(VD)} \quad (2-143)$$

ここで、 $u_{MIX(VD)}$ は拡散速度であり、乱流混合と同様の式で与えるものとする。

$$u_{MIX(VD)} = \beta_{VD} \frac{G_{zTP}}{\rho_{TP}} \quad (2-144)$$

気相の移動が同体積の液相と交換すると仮定すると、液相の輸送量は次式で与えられる。

$$S''_{DlVD} = (\alpha_{g_i} - \alpha_{g_{i+1}})\rho_l u_{MIX(VD)} \quad (2-145)$$

Lahey は、さらに十分に発達したボイド率分布は十分に発達した質量速度分布に比例すると仮定し、これを実際の質量速度分布で近似した。

$$(\alpha_i - \alpha_{i+1})_{FD} = \frac{G_{zTP,i} - G_{zTP,i+1}}{G_{zTP,i+1/2}} \alpha_{i+1/2} \quad (2-146)$$

2.2.3.12. 蒸気表

蒸気表は International Association for the Properties of Water and Steam (IAPWS) が整備した IF97 (IAPWS, 2007) を用いる。蒸気表の評価は、計算の都度、蒸気表を直接読み込む方法と、初期化時に蒸気表を表にして多次元線形補間を用いて物性値を推定する手法の 2 種類ある。MIDAC-T では、高速計算のために後者の計算効率の高い表形式 (Look-up Table) 方式を採用した。

2.2.4. 離散化及び数値解法

熱水力モデルの保存式は、有限体積法により X, Y, Z の直交座標上に離散化する。各保存式は、Figure 2-1 に示すように、燃料棒間のサブチャンネルを模擬した多孔質の直方体セルである有限体積に積分する。サブチャンネルの形状を表現するために、各コントロールボリュームの体積と表面積に対して、それぞれ気孔率 ε を定義した。

各保存式の離散化において、密度、エンタルピ、ボイド率などのスカラー量はコントロールボリュームの体積平均値として定義し、速度、質量速度などのベクトル量はコントロールボリューム上の6面それぞれの面積平均値として定義する。これらの定義により、離散化された方程式において、質量とエネルギーは正しく保存される。対流項を含むすべての項は新時刻の値を用いて離散化され（完全陰解法）、隣接するセル間の質量とエネルギーの輸送は、コントロールボリュームの表面における体積流量とドナーセルにおける平均密度またはエンタルピの積で表され、1次風上差分と同様に、質量とエネルギー輸送の数値安定性が図れる。

保存式を計算するために、単相流に対する SIMPLE 法 (Semi-implicit method for pressure linked equations) (Patankar, 1980) を二流体モデルに拡張した IPSA 法 (Inter-phase-slip algorithm) (Spalding, 1983) がよく用いられる。一方で、Non-LOCA 解析条件の過渡解析を効率的に行うためには、SIMPLE 法の修正ステップを複数回反復する PISO 法 (Pressure-implicit with splitting of operators) (ISSA, 1986) が効率的 (Yodo et al., 2017) である。MIDAC-T コードでは、SIMPLE 法をベースとする IPSA 法を主解法としているが、PWR の Non-LOCA 解析条件での解析を効率的に行うために PISO 法をベースとしたアルゴリズムも選択可能である。

熱水力モデルを用いて実機解析するためには、流体解析部を軸方向及び水平方向に分割する。MIDAC-T コードは核設計用の COSMO-K コードとの核熱結合計算が可能であり、Figure 2-2 に示すように、COSMO-K コードは MIDAC-T コードに3次元の出力分布を渡し、MIDAC-T コードは COSMO-K コードに3次元の冷却材密度、燃料実効温度、ほう素濃度を渡す。なお、Figure 2-3 に示すように、核熱結合時は炉内の1集合体を水平方向に2×2分割、軸方向は約10cmで分割して、同一ノードごとにデータを授受する。

2.2.5. 燃料棒モデル

MIDAC-T では、径方向の1次元非定常熱伝導方程式(2-147)をベースとして、熱流動解析の計算セル毎に燃料棒温度挙動を求め、冷却材への過渡時伝熱量を与えるとともに、燃料温度を評価する。

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} \left(r k \frac{\partial T}{\partial t} \right) + Q''' \quad (2-147)$$

ここで、 ρ 、 C_p 、 T 、 r 、 k 、 Q''' は燃料密度、熱容量、温度、径方向距離、熱伝導率、発熱量をそれぞれ示している。境界条件は次のように与えられる。

燃料ペレット中心

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (2-148)$$

燃料ペレット表面、被覆管内面

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{po} = -k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{ci} = H_{gap}(T_{po} - T_{ci}) \quad (2-149)$$

被覆管外面

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{co} = H_{surf}(T_{co} - T_f) \quad (2-150)$$

ここで、 po 、 ci 、 co はそれぞれペレット表面、被覆管内面、被覆管外面を表す。また、 H_{gap} 、 H_{surf} はそれぞれペレット - 被覆管ギャップ熱伝達率、表面熱伝達率である。

燃料棒モデルの構成モデルとして、ペレット・被覆管の熱物性値(熱伝導率、熱容量)、ペレット - 被覆管間ギャップの熱伝達率を与える。燃料棒モデルの構成式を Table 2-3 に示す。なお、ペレット - 被覆管間ギャップは過渡中のペレット膨張を模擬せずに固定したほうが、ペレット - 被覆管の熱伝達率が低く、燃料温度が高めに推移して保守的になる安全解析条件もある。そのような安全解析の評価を目的に、MIDAC-T では、固定モデル (Constant model) と実際に燃料ペレットの熱膨張を模擬するモデル (Thermal expansion model) の2種類の機能を有する。

燃料棒モデルの離散化は、Figure 2-4 に示すように、燃料ペレットと被覆管を半径方向に分割し、温度は分割されたリングの各境界 (r_i) で定義する。離散化された方程式

は、 $r_{i-1/2}$ から $r_{i+1/2}$ までのコントロールボリュームに式(2-147)を積分し、完全陰解法で時間積分を行うことにより得る。離散化された方程式は隣接する半径位置の3つの温度を含むため、三行帯行列で表される線形方程式系となる。この方程式系は Gauss-Seidel 法で容易に解くことができる。係数に含まれる物性値は温度の関数であるため、この方程式は温度に対して繰り返し解かれ、最新の温度に基づいて物性値が更新される。

2.3. 妥当性確認

2.3.1. NUPEC/PSBT 試験解析

熱流動設計及び Non-LOCA 解析において最も重要な二相流特性の精度を評価するため、NUPEC/PSBT (Japan Nuclear Energy Safety Organization, 2012; Avramova et al., 2013) の PWR 燃料集合体ボイド率データを用いてコードモデルの検証を実施した。NUPEC/PSBT では、非発熱管 (シンブルロッド) と軸方向出力分布がボイド率に与える影響を調べるため、Table 2-4 に示す燃料集合体を模擬した 5×5 管群試験体を用いてボイド率を測定した。Figure 2-5 に試験装置の概要を示す。ボイド率は 5×5 管群の中央のサブチャンネル内の平均ボイド率を、3か所の高さ位置でガンマ線により計測している。試験条件は、PWR の通常運転及び異常な過渡変化時の条件を模擬し、運転圧力は 4.9-16.6MPa、質量速度は $550-4150\text{kg/m}^2\text{s}$ 、入口温度は $140-345^\circ\text{C}$ である。

Figure 2-6、Figure 2-7 及び Figure 2-8 にそれぞれ test5、test6、test7 の予測結果の比較を示す。Figure 2-6 は test5 の全てのロッドが一様発熱の発熱管で構成された試験体系である。図中の○は均質流モデルで予測した 12MPa 以上の結果、×は EPRI のドリフトフラックス相関式で予測した 10MPa 以下の結果を示す。10MPa 以下の予測は若干高めにより予測する傾向が見られるものの、PWR の安全解析で用いられるボイド予測の不確かさ $\pm 10\%$ 以内 (三菱重工業, 2014; 2020) で適切に予測している。Figure 2-7 に示す test6 のケースは、出力分布として cos 分布を模擬した試験体系である。Figure 2-7 の結果は、12MPa 以上かつ 10MPa 以下の両予測とも $\pm 10\%$ 以内で適切に予測している。Figure 2-8 は、出力分布として cos 分布を採用し、 5×5 管群内に非発熱管を設置したケースである。この評価ケースでは、ボイド率 0.2 までの範囲では適切に予測しているものの、それより高ボイド率条件になると計測結果が予測結果より若干高めの結果が得られた。非発熱管を含む中央サブチャンネルに対して、その周囲にある高加熱流路からボイドが横流れした可能性が考えられる。このような横流れ効果は乱流混合やボイドドリフト現象として知られているが、本解析では乱流混合やボイドドリフトモデルに対して特別な調整をすることなく解析した。今後、このような非発熱管を含むサブチャンネルの高ボイド率条件での予測精度の向上のためにはモデルの高度化検討が必要と考えられる。一方

で、現行の予測結果はボイド率を±10%以内で予測しているため、PWR 向けの評価として特に制約の出るものではない。

Figure 2-9 に全ての試験ケースの予測結果を示す。全領域で概ね±10%以内でボイド率を予測している。Figure 2-10(a)–(c)に圧力、質量速度、入口温度に対する計測と予測のボイド率差を示す。予測結果は、圧力、質量速度、入口温度の冷却材条件に対して特定の傾向なく分布している。Figure 2-11(a)–(d)に test5、test6、test7、全データの計測と予測のボイド率差に対するヒストグラムを示す。それぞれ、正規分布に相似のヒストグラムが得られており、MIDAC-T コードは特定の傾向なく予測している。

OECD/NRC (Avramova et al., 2013) は、世界各国のサブチャンネル解析コードやシステムコードを用いて NUPEC/PSBT 試験を評価対象にした国際ベンチマーク解析を実施した。MIDAC-T コードの予測精度を評価するために、国際ベンチマーク解析に参加したサブチャンネル解析コードと MIDAC-T の予測精度を比較した。Figure 2-12 に test5、Figure 2-13 に test6、Figure 2-14 に test7 の各機関のサブチャンネル解析結果と MIDAC-T の解析結果における平均エラー ($\bar{\alpha} = \sum_{n=1}^N (\alpha_{pre}^n - \alpha_{PSBT}^n)/N$) 及び標準偏差 ($\sigma = \sqrt{\sum_{n=1}^N (\alpha^n - \bar{\alpha})^2/(N-1)}$) を示す。なお、二相流モデルとして MATRA と FLICA は均質流モデル、SUBCHANFLOW はスリップ比モデル、FLICA-OVAP と ASSERT-PV はドリフトフラックスモデル、F-COBRA-TF は二流体モデルを採用している。Figure 2-12～Figure 2-14 に示すように、test5～tes7 の下部・中部・上部の計測領域において MIDAC-T コードの予測値は各機関のサブチャンネル解析コードと比べて同等の平均エラー及び標準偏差で予測している。

以上の結果より、PWR 燃料集合体を模擬した管群ボイド率データに対して MIDAC-T コードのボイド率予測は妥当な結果を得たといえる。

2.3.2. ORNL/THTF 試験解析

THTF は ORNL (Acklam et al., 1982) にある大規模な熱水カーループである。Figure 2-15 に示すシステム構成は、小破断冷却材喪失事故 (Small Break-LOCA) で想定される熱水力環境に類似するように設計されている。Figure 2-16 に示すように、THTF の炉心バンドル試験部には、燃料集合体内の燃料棒に相当する 60 本の発熱ロッドと制御棒案内管を模擬した 4 本の非発熱ロッドが配置されている。なお、燃料棒と燃料棒の間隔は PWR の 17×17 燃料集合体と同一である。ORNL/THTF では、二相混合の水位と軸方向のボ

イド分布を計測するために Figure 2-17 に示す試験体高さ位置で計 9 か所の圧力差を計測した。

PWR の設計拡張事象時の安全解析で予想される極低流量での二相流の予測性能を確認するため、MIDAC-T を用いて Table 2-5 に示す試験 3.09.10DD の解析を実施した。圧力、質量速度、入口温度、線熱出力は、それぞれ 8.09MPa、19.82kg/m²s、453.4K、1.29kW/m である。なお、予測性能の比較検討のために、1次元解析コードである M-RELAP5 コード (Sakamoto et al., 2017) による解析も実施した。なお、極定流量の解析で安定的な収束計算を得るために、完全陰解法の MIDAC-T のタイムステップは $\Delta T=1.0$ 秒、半陰解法の M-RELAP5 のタイムステップは $\Delta T=0.05$ 秒で解析を実施した。

Figure 2-18 に示すように、MIDAC-T コードの軸方向ボイド率分布の予測値は、M-RELAP コードの予測値及び試験データとよく一致した結果が得られた。Figure 2-19 は、THTH 試験の計測ボイド率 (α_{THTF}) と予測ボイド率 (α_{pre}) の比較結果を示す。MIDAC-T による予測結果は 1 点を除き $\pm 10\%$ 以内で予測した。この 1 点は Figure 2-18 に示すように、若干の予測差でもボイド率の絶対値差が大きく異なる二相水位が生じる高さのデータ点である。これらの結果より、MIDAC-T コードは従来の設計解析コード (均質流モデル/ドリフトフラックスモデルコード) で想定されていたよりも幅広い二相流の条件に対しても適用可能であることを確認した。

2.4. 結論

炉心設計及び安全解析の拡張評価のために二流体モデルに基づくサブチャンネル解析コード MIDAC-T を開発した。本研究により次の結論を得た。

- (1) MIDAC-T の流れ場とエネルギー場を記述する基礎方程式は、気相と液相のそれぞれについて 3 次元の質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則で表した。また、3次元炉心動特性解析のために、炉心内のほう素分布を得るためのほう素保存式を解くのが特徴である。一般的な二流体モデルコードは半陰解法を採用しており、過渡解析において小さな時間ステップ幅を設定するには、クーラン数の制限により計算量が大きくなる課題がある。そのため、MIDAC-T は完全陰解法と非圧縮性流れ場をベースに開発し、プラント解析の効率化を図った。
- (2) 本解析コードの主要な解析対象である PWR 炉心管群体系の二相流予測に対する

検証のため、NUPEC/PSBT の試験データを用いて解析した。MIDAC-T の予測値は 4.9～16.6MPa の広範な圧力条件下で、試験データとよく一致した。

- (3) PWR 安全解析の拡張として予想される極低流量での二相流の予測を検証するために、ORNL/THTF 試験を対象に MIDAC-T で解析した。MIDAC-T による予測は、試験データ及び M-RELAP5 による結果と±10%の範囲でよく一致した。MIDAC-T コードは、PSBT のような定常解析や、THTF のような複雑な二相流現象を効率的に計算することが可能である。また、本解析コードは、同一モデルで PWR の幅広い条件に適用することが可能である。今後、MIDAC-T コードの信頼性向上のため、より低圧・低流量条件での 3 次元 2 相流を含む実験データの取得及び妥当性確認が必要である。

Table 2-1. Applicable range of MG-S correlation

Parameter	Range
Pressure	9.7 – 17.3 MPa
Local mass velocity	1200 – 4800 kg/m ² s
Local thermal equilibrium quality	-0.22 – 0.36
Grid spacing	0.33 – 0.81 m
Heated equivalent diameter	0.012 – 0.016 m

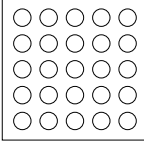
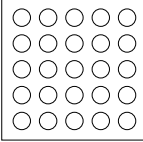
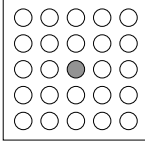
Table 2-2. Constitutive models for fluid thermal-hydraulic analysis

Phenomena	Constitutive model
Flow regime	RELAP5 model
Wall friction	Axial: McAdams and EPRI two-phase friction multiplier Radial: Idelchik's correlation
Interfacial friction	Axial: Pressure > 12.5MPa: Homogeneous Pressure < 10.0MPa: Chexal-Lellouche Intermediate region: Interpolation between 10 MPa and 12.5 MPa Radial: Homogeneous
Subcooled boiling	Detachment: Modified Saha-Zuber Generation: Lahey
Interfacial heat transfer	RELAP5 model
Wall surface heat transfer	Forced convection (Turbulent): Dittus-Boelter and Chen Nucleate boiling: Low pressure: Chen High pressure: Thom Transition boiling: Chen Film boiling: Bishop-Shandberg-Tong Superheated vapor: McAdams
CHF	MG-S correlation
Turbulent mixing	Turbulent Stanton number
Void drift	Lahey
Steam table	IAPWS-IF97

Table 2-3. Constitutive models for fuel rod analysis

Model	Constitutive correlation
Fuel model	Pellet and cladding: Mitsubishi fuel model (Murakami, 2017) Heat Transfer coefficient between pellet and cladding: - Constant model - Thermal expansion model

Table 2-4. PSBT test section geometry

Item	Data		
Assembly			
	B5	B6	B7
Heated rod outer diameter(mm)	9.50	9.50	9.50
Thimble rod outer diameter(mm)	-	-	9.50
Heated rods pitch (mm)	12.60	12.60	12.60
Axial heated length (mm)	3658	3658	3658
Flow channel inner width (mm)	64.9	64.9	64.9
Radial power shape	9 inside rods: 1.00 16 outside rods:0.85	9 inside rods: 1.00 16 outside rods:0.85	8 inside rods: 1.00 16 outside rods:0.85
Axial power shape	uniform	cosine	cosine
Number of MV spacers	7	7	7
Number of NMV spacers	2	2	2
Number of simple spacers	8	8	8
MV spacer location (mm)	471, 925, 1378, 1832, 2285, 2739, 3247		
NMV spacer location (mm)	2.5, 3755		
Simple spacer location (mm)	237, 698, 1151, 1605, 2059, 2512, 2993, 3501		

○ : Heated rod ● : Thimble rod MV: Mixing vane NMV: Non mixing vane
 Spacer location is the distance from the bottom of the heated length to the spacer's bottom face.

Table 2-5. ORNL/THTF test condition

Test	Pressure (MPa)	Mass velocity (kg/m ² s)	Inlet temperature (Subcooling) (K)	Linear heat power (kW/m)	Fractional heat loss
3.09.10DD	8.09	19.82	453.4 (115.5)	1.29	0.030

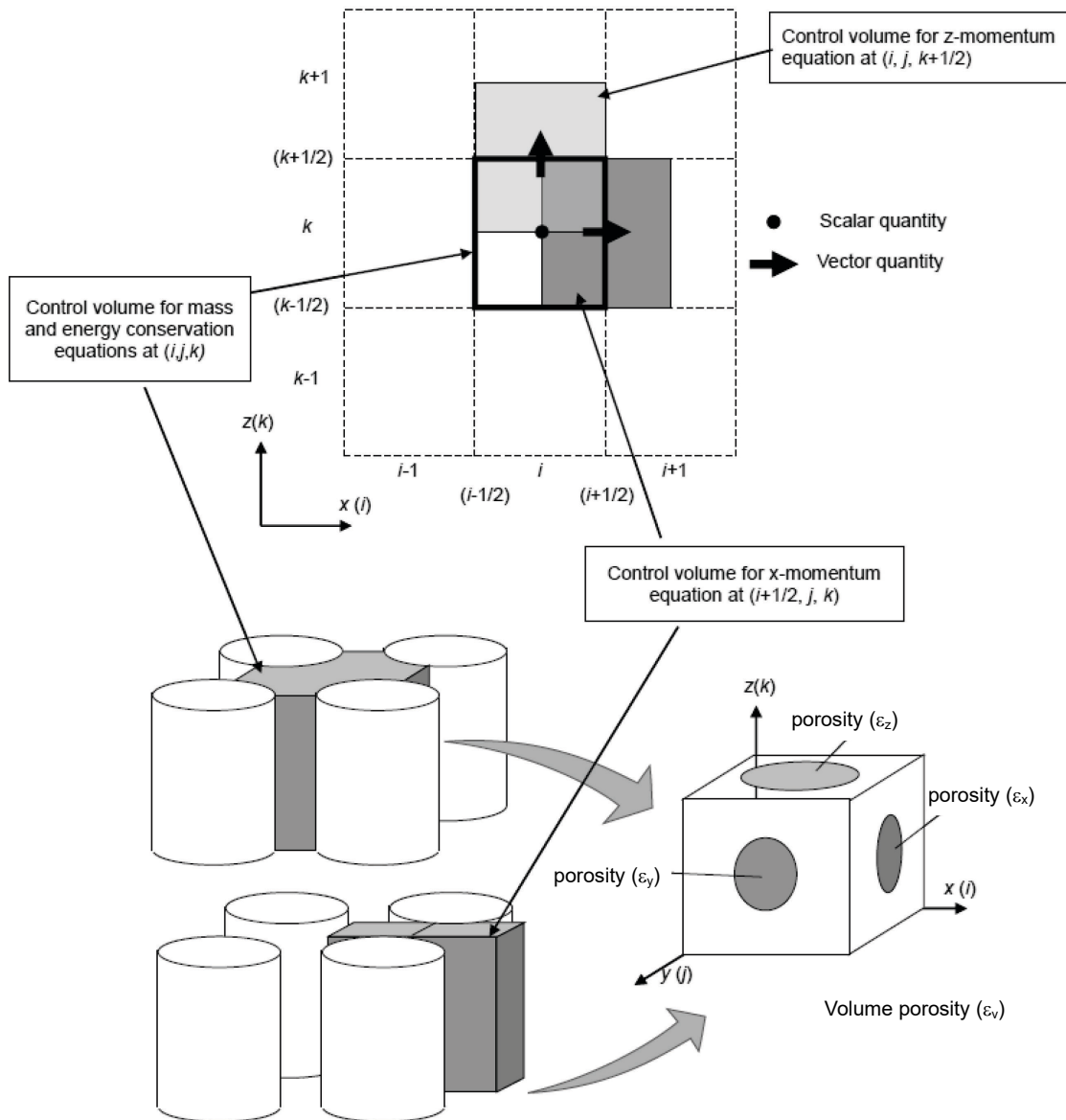


Figure 2-1. Control volumes for thermal-hydraulic analysis

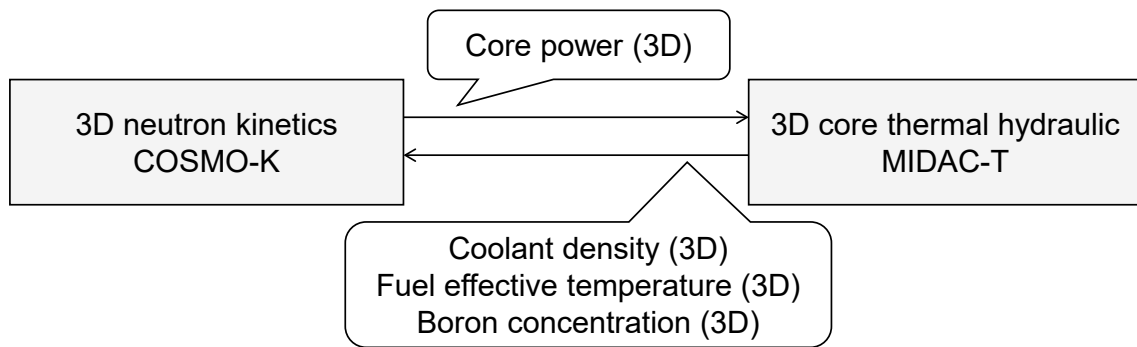
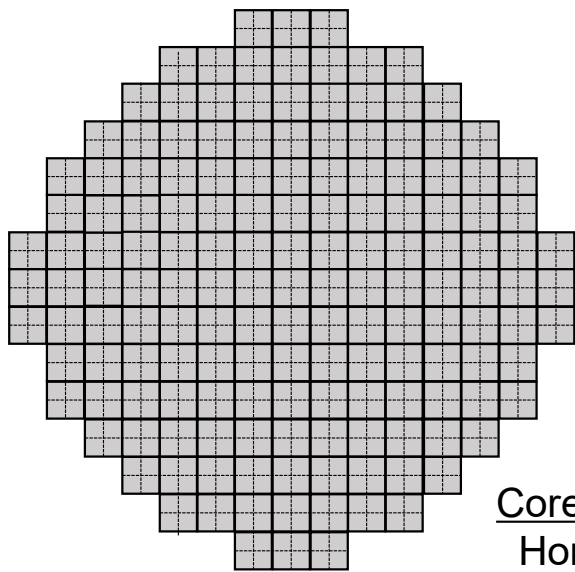


Figure 2-2. Neutronic and thermal-hydraulic coupling system



Core node

Horizontal: 2 x 2 in fuel assembly

Axial: About 10cm mesh

Figure 2-3. Core node for PWR 3-loop plant

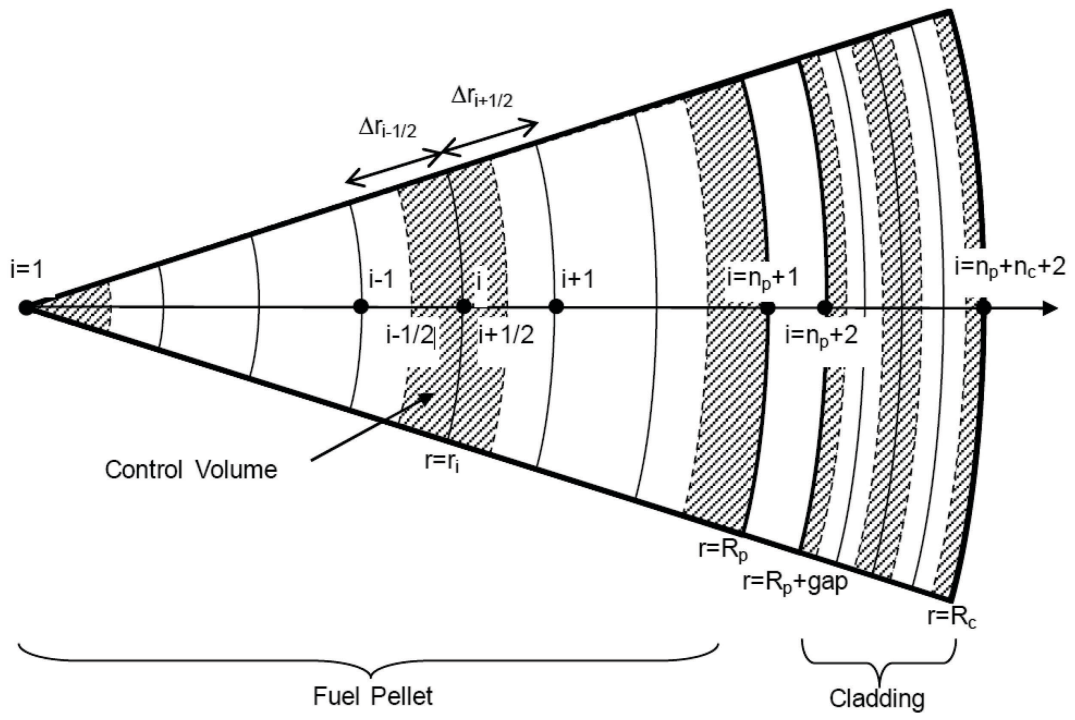


Figure 2-4. Control volumes for fuel rod analysis

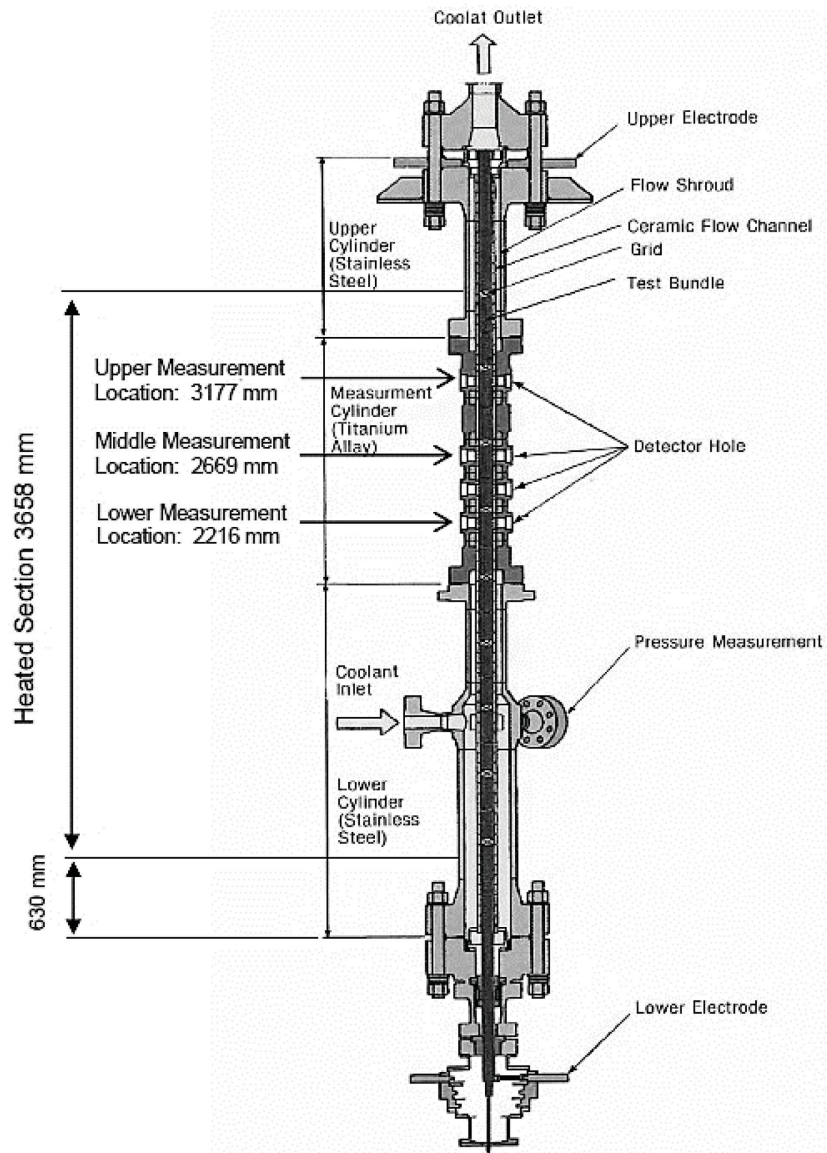


Figure 2-5. Test section for rod bundle void distribution measurement (Rubin et al., 2012)

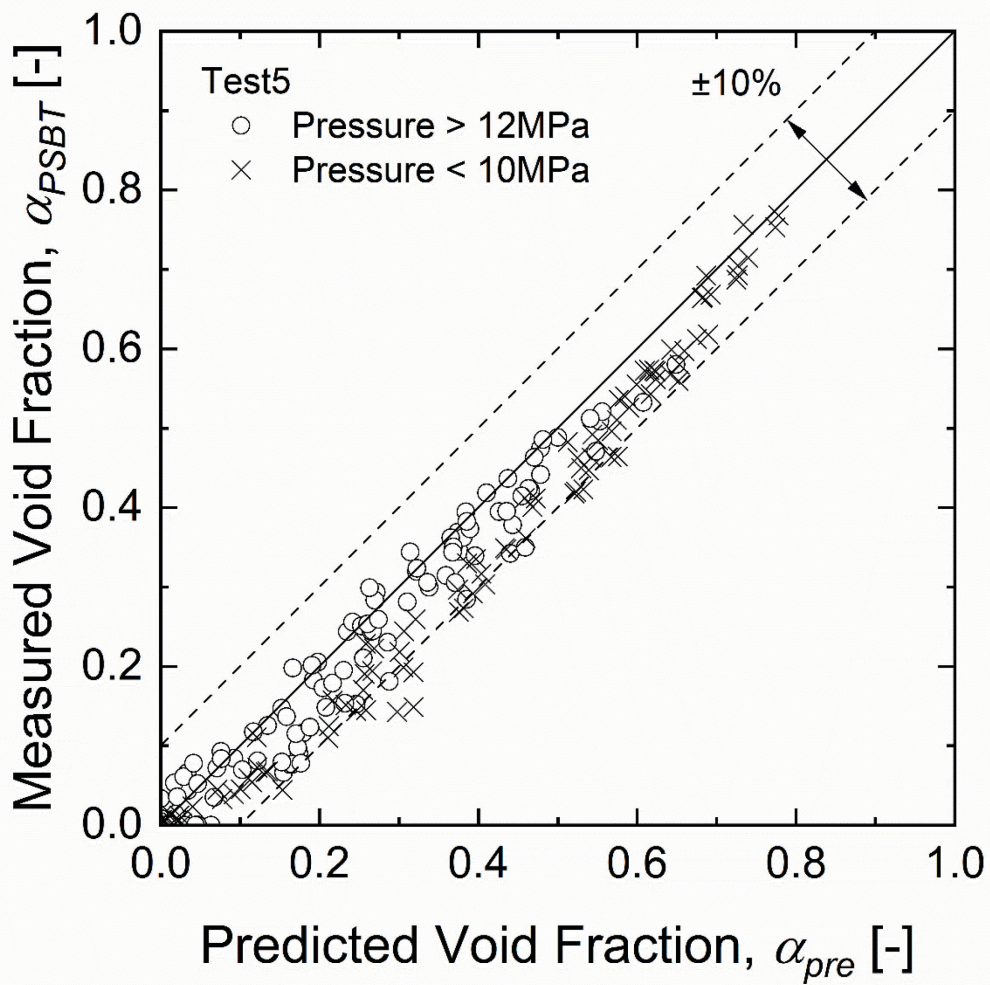


Figure 2-6. PSBT benchmark results with test 5 data

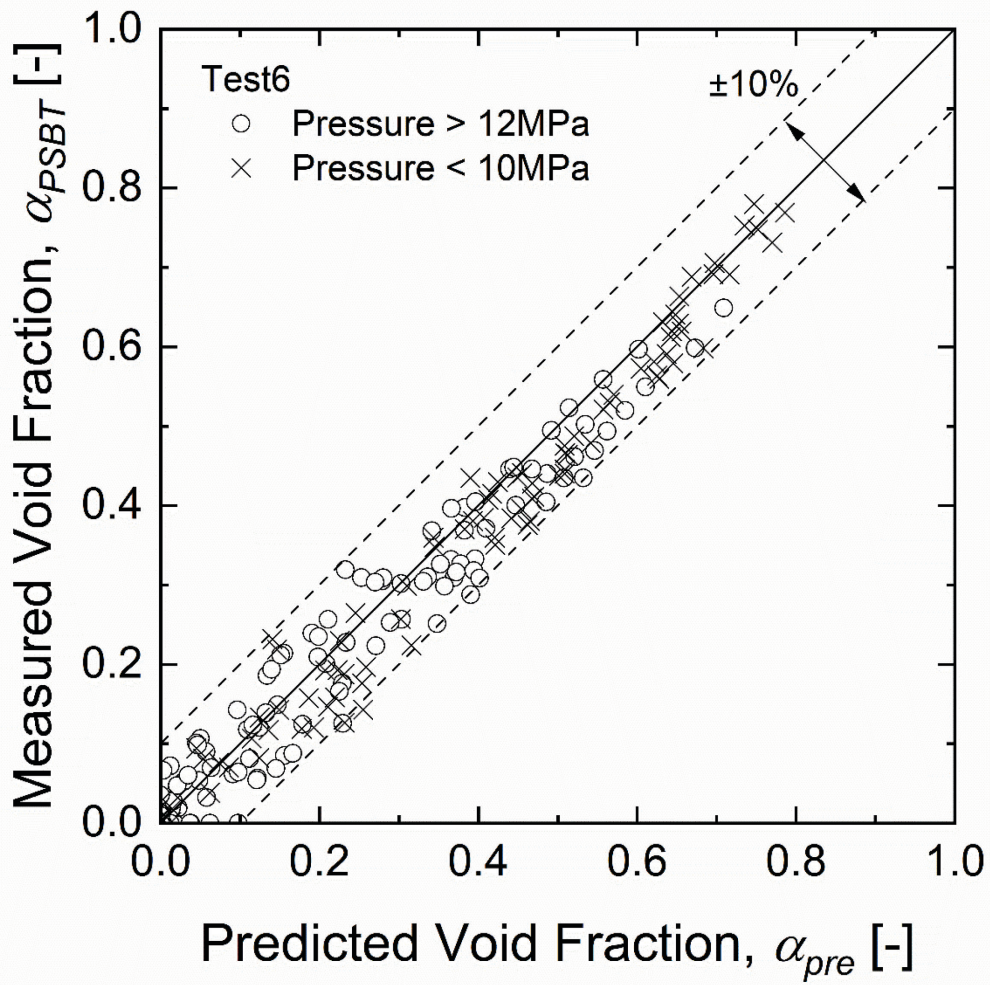


Figure 2-7. PSBT benchmark results with test 6 data

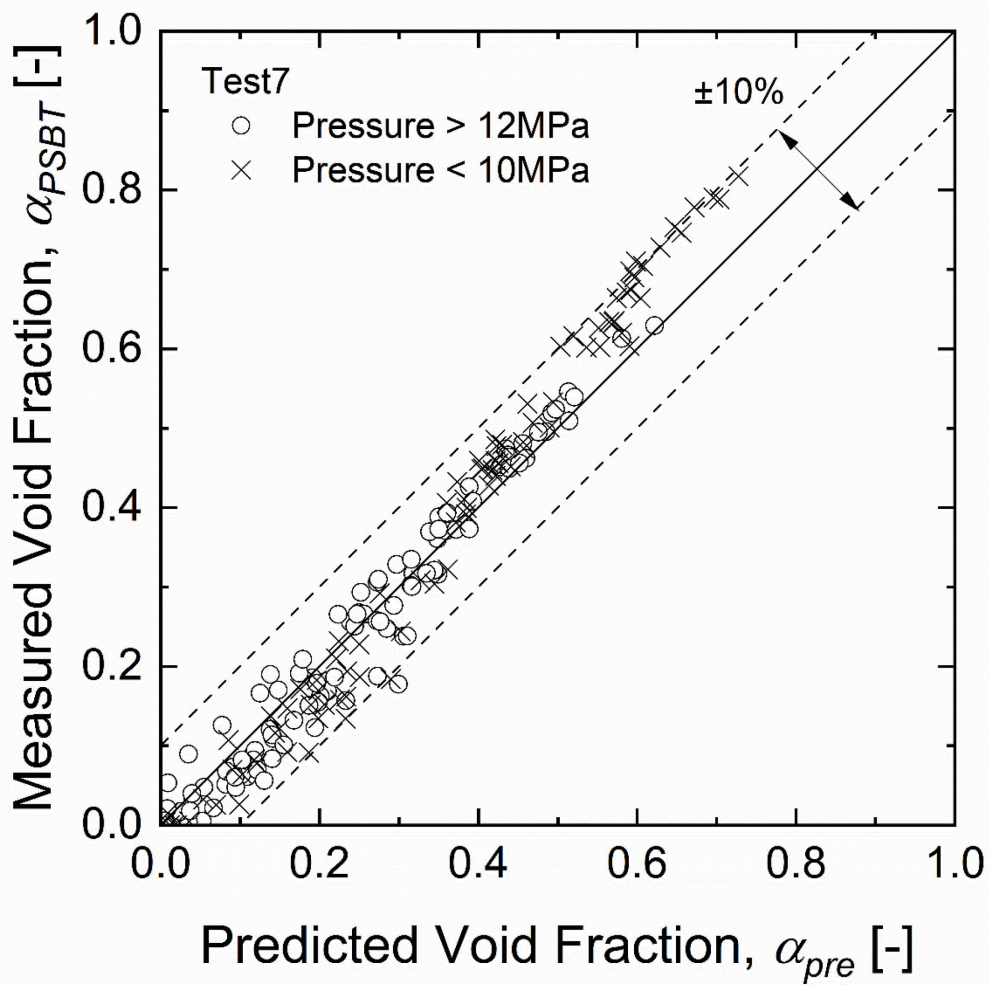


Figure 2-8. PSBT benchmark results with test 7 data

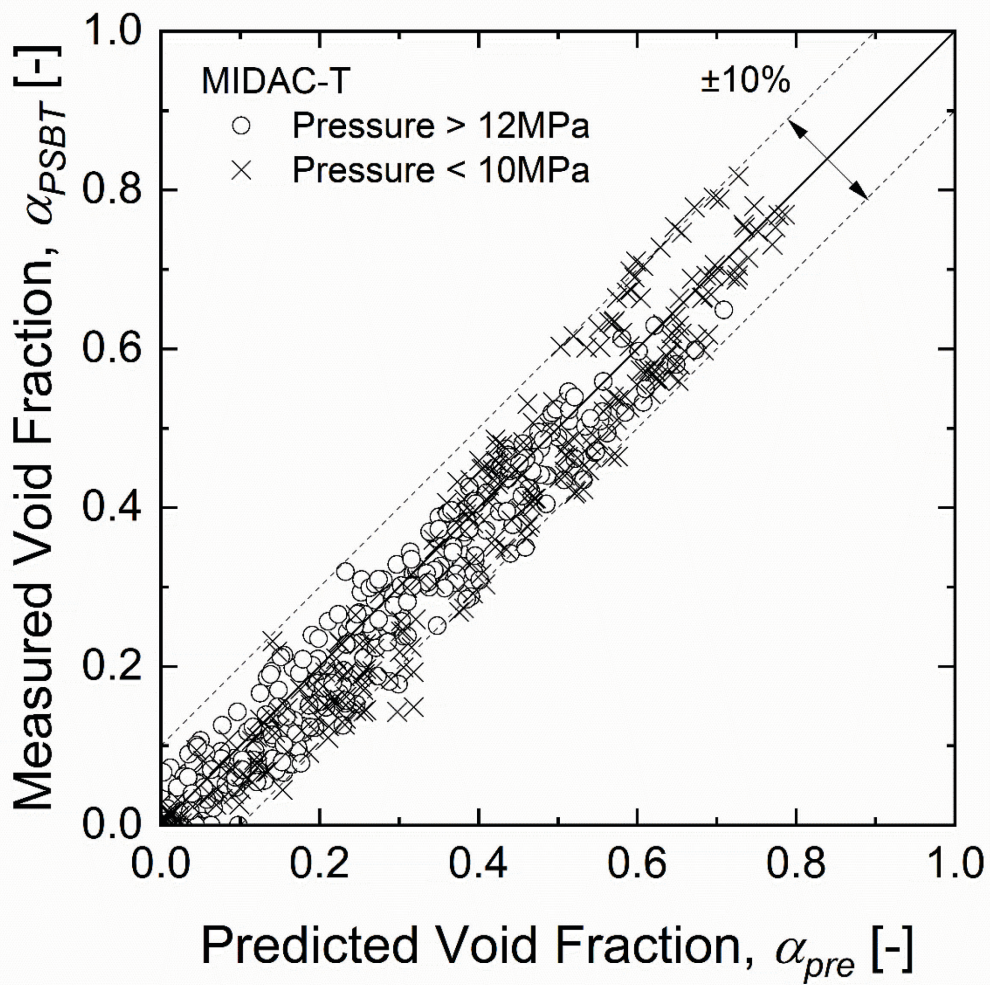
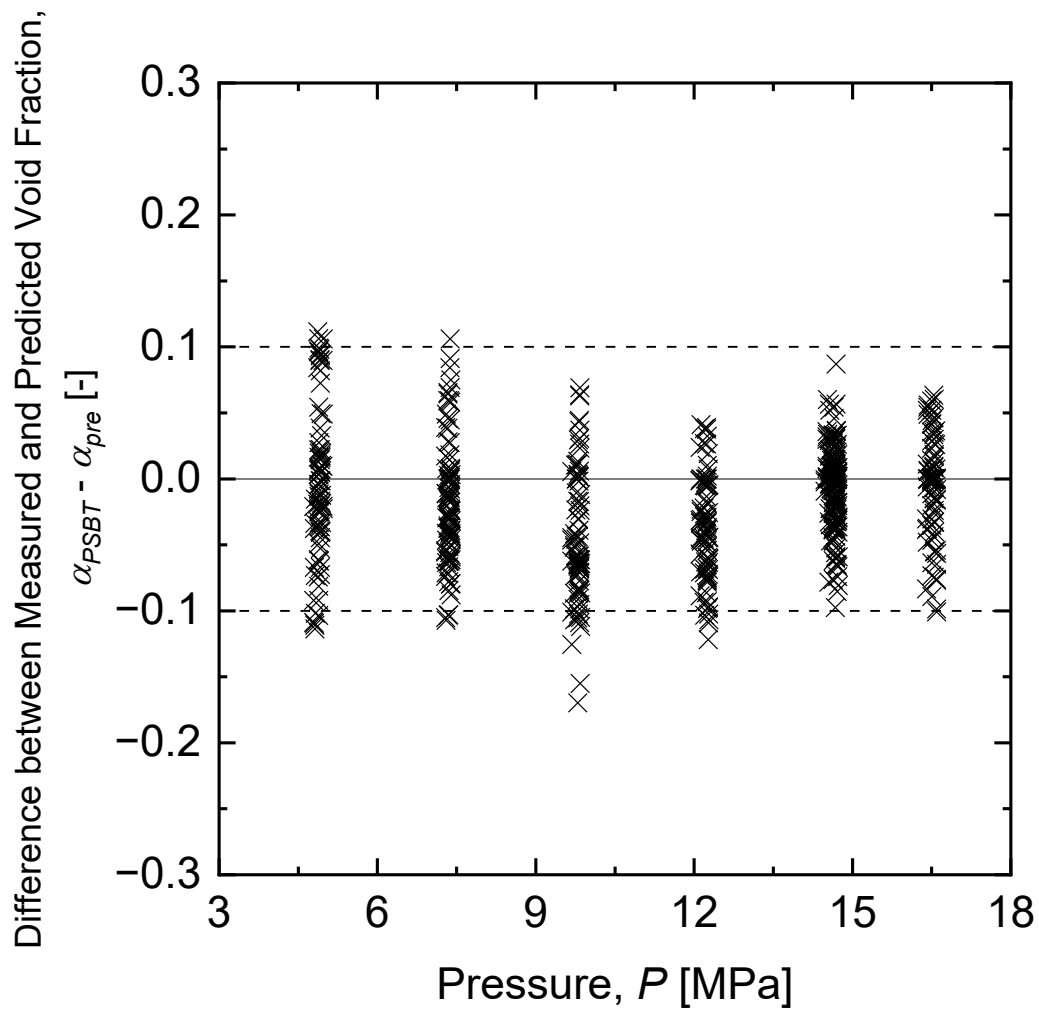
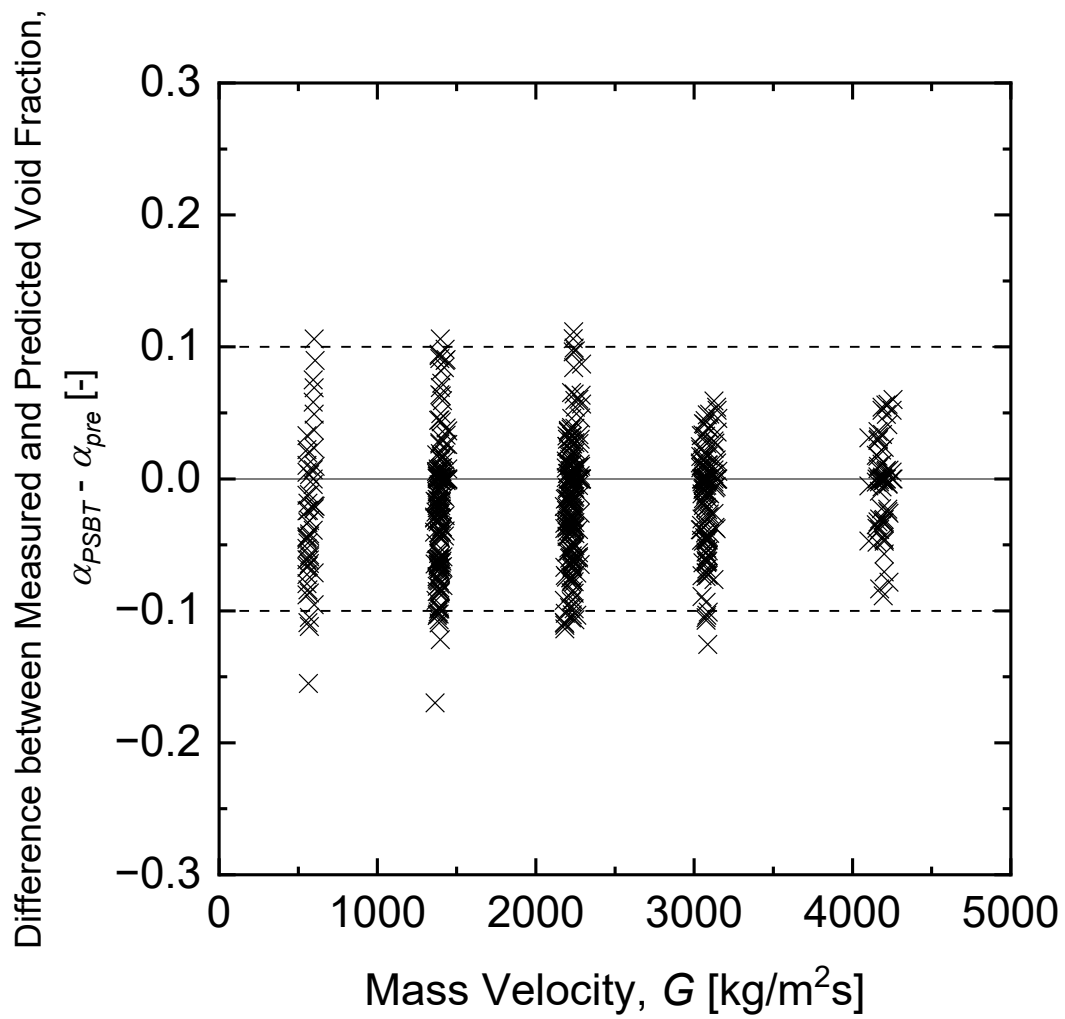


Figure 2-9. PSBT benchmark results with all test data



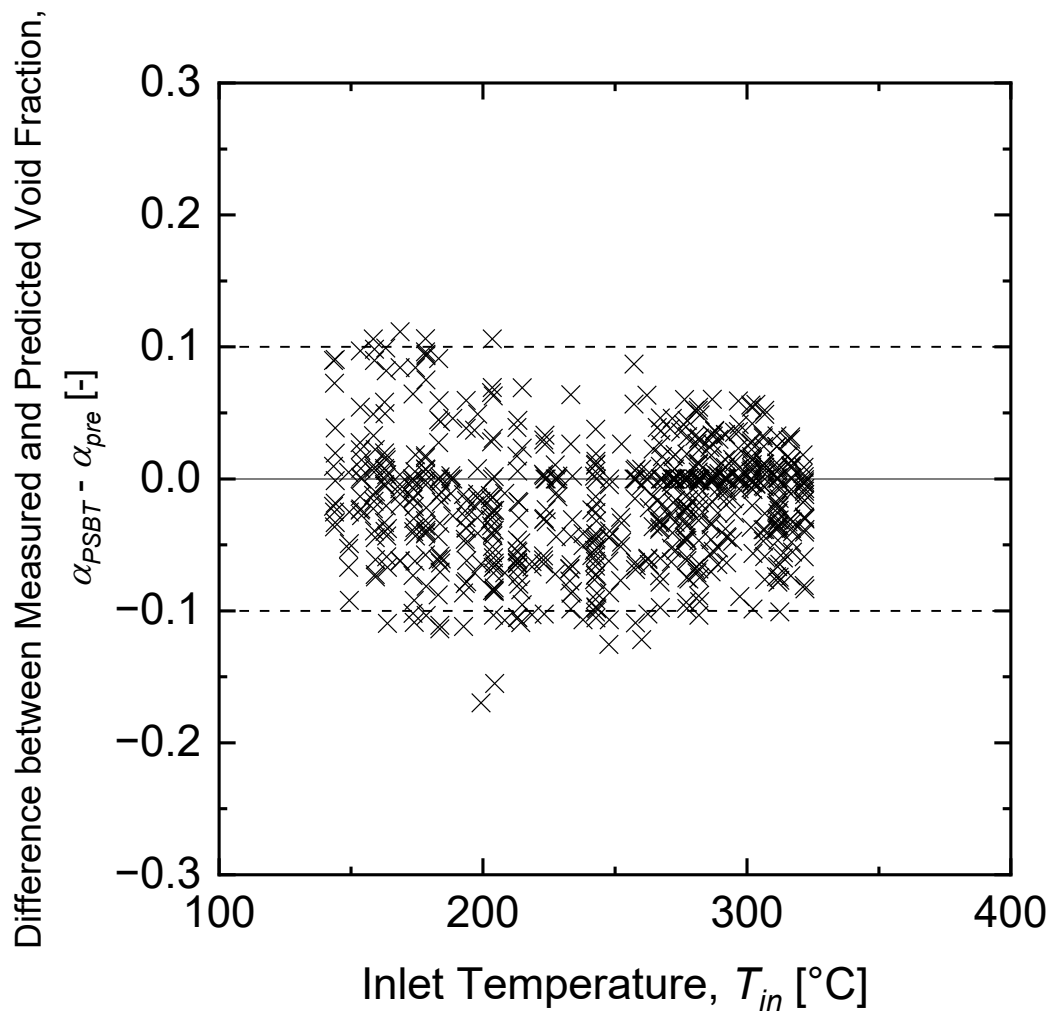
(a) pressure

Figure 2-10. Difference between measured void fraction and predicted void fraction: (a) pressure, (b) mass velocity, and (c) inlet temperature



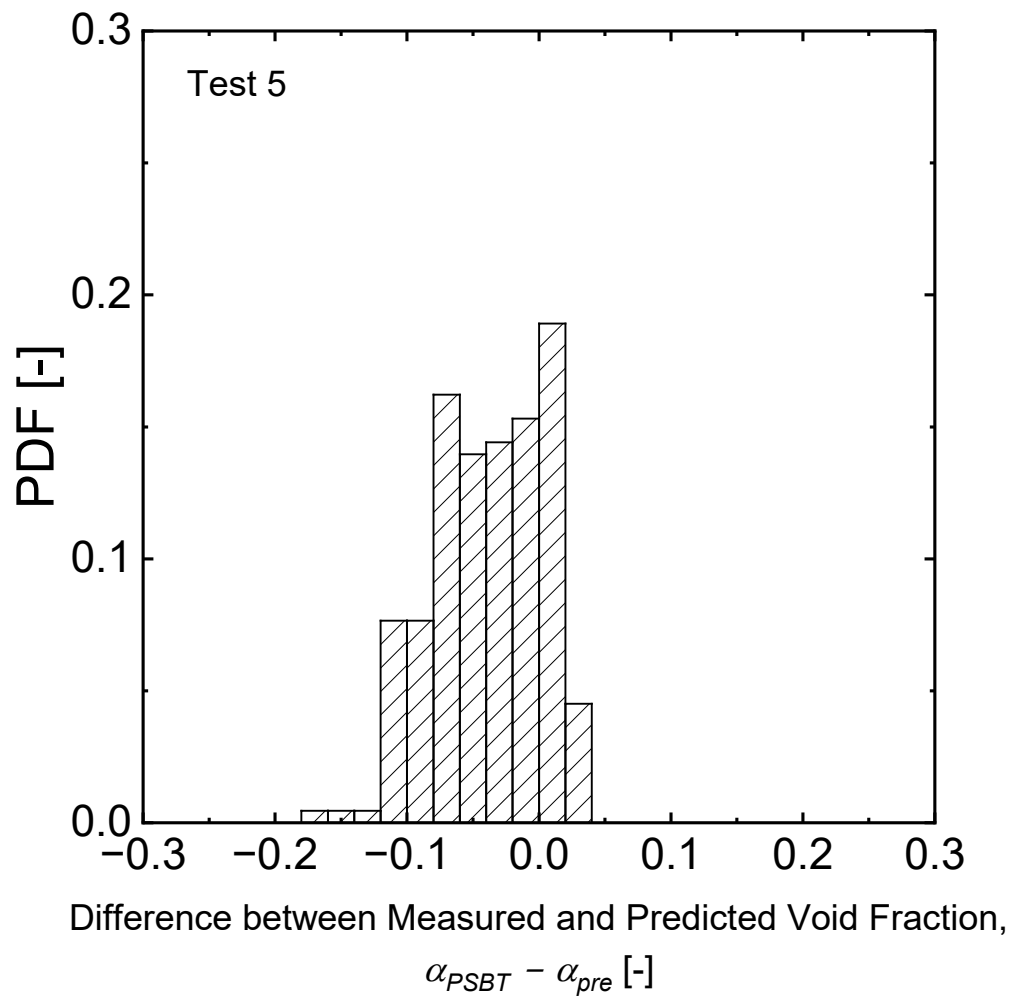
(b) mass velocity

Figure 2-10. Difference between measured void fraction and predicted void fraction: (a) pressure, (b) mass velocity, and (c) inlet temperature (continue)



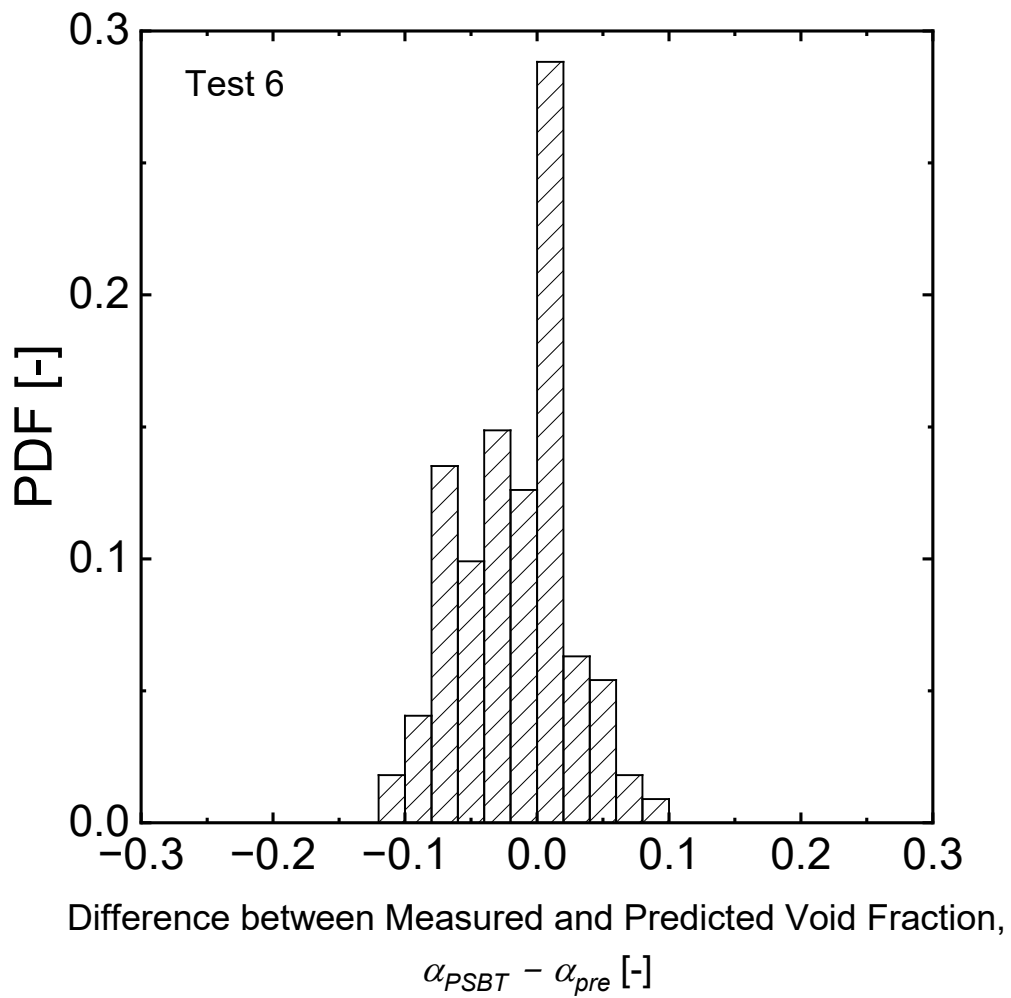
(c) inlet temperature

Figure 2-10. Difference between measured void fraction and predicted void fraction: (a) pressure, (b) mass velocity, and (c) inlet temperature (continue)



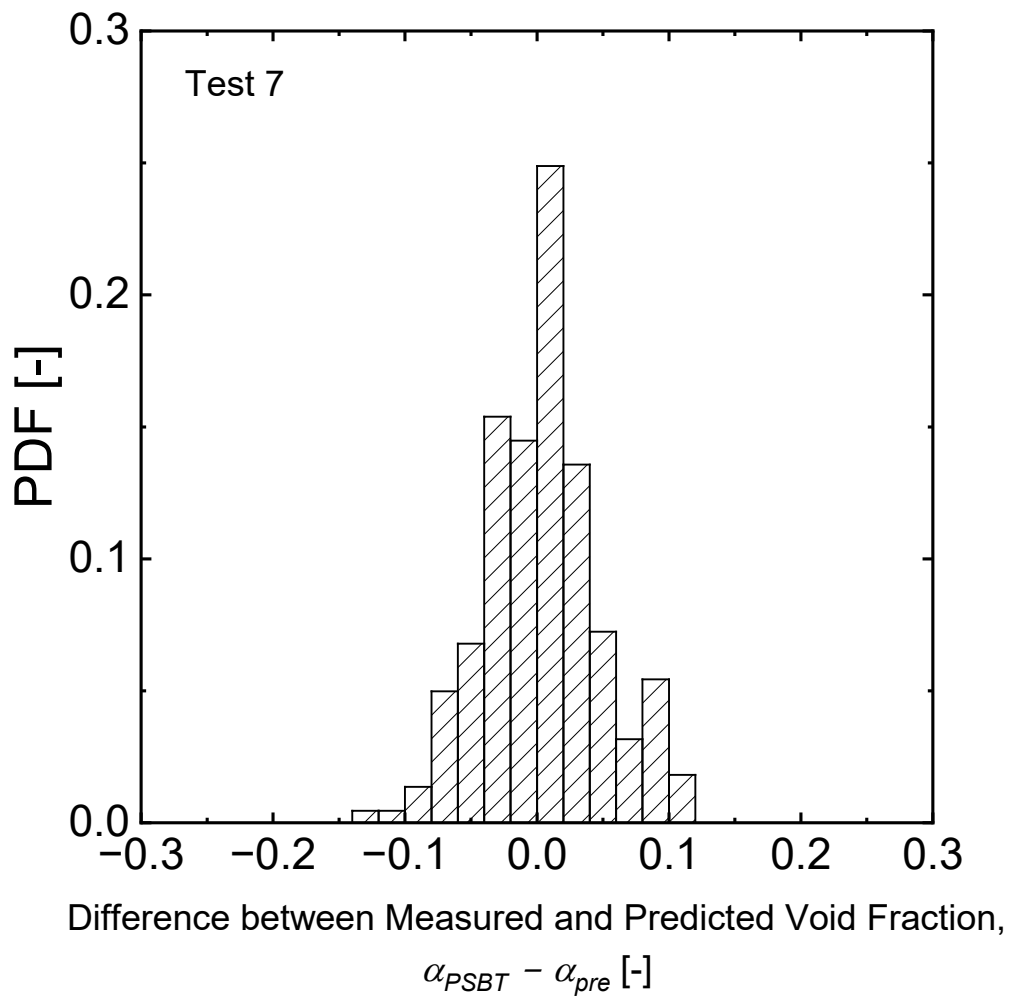
(a) test 5

Figure 2-11. Histogram of difference between measured void fraction and predicted void fraction: (a) test 5, (b) test 6, (c) test 7, and (d) all data



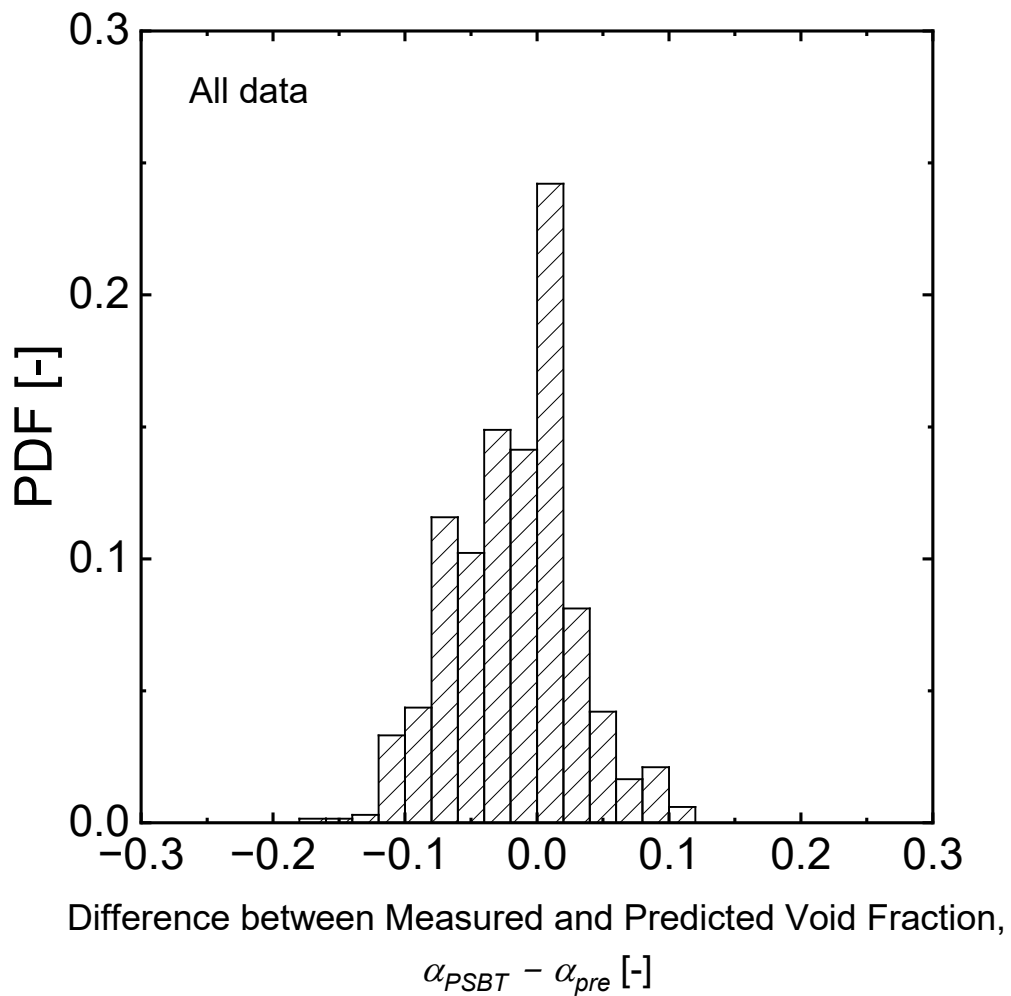
(b) test 6

Figure 2-11. Histogram of difference between measured void fraction and predicted void fraction: (a) test 5, (b) test 6, (c) test 7, and (d) all data (continue)



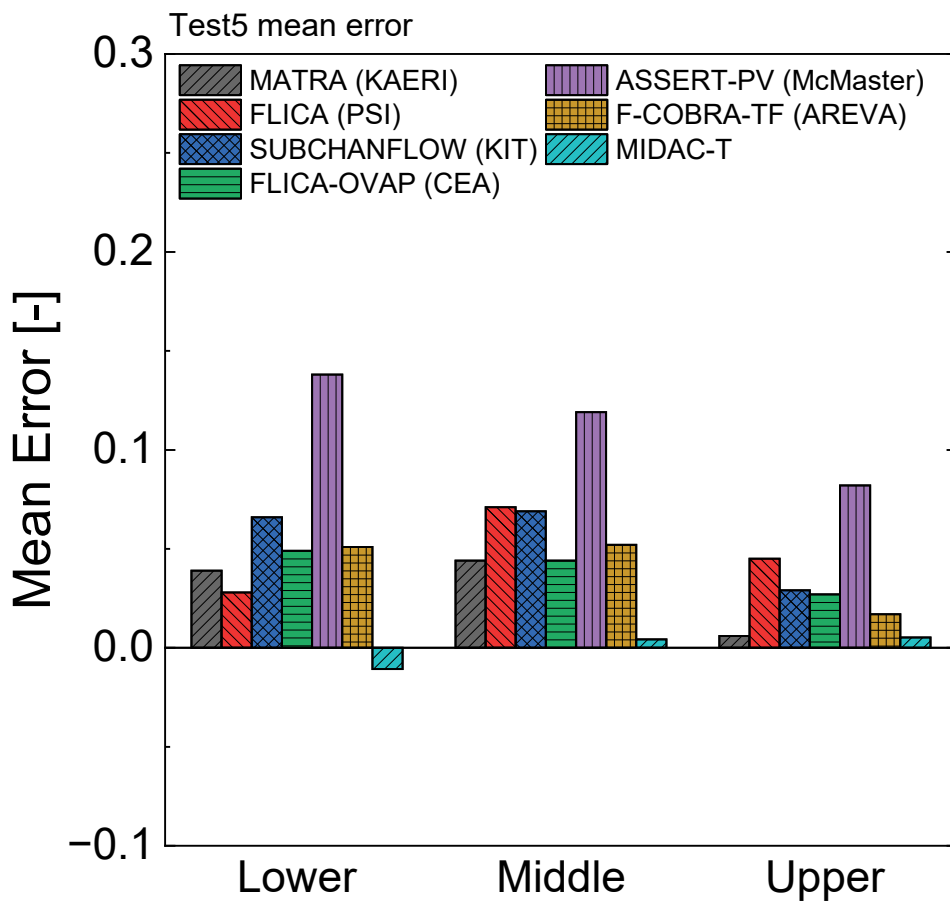
(c) test 7

Figure 2-11. Histogram of difference between measured void fraction and predicted void fraction ORNL(a) test 5, (b) test 6, (c) test 7, and (d) all data (continue)



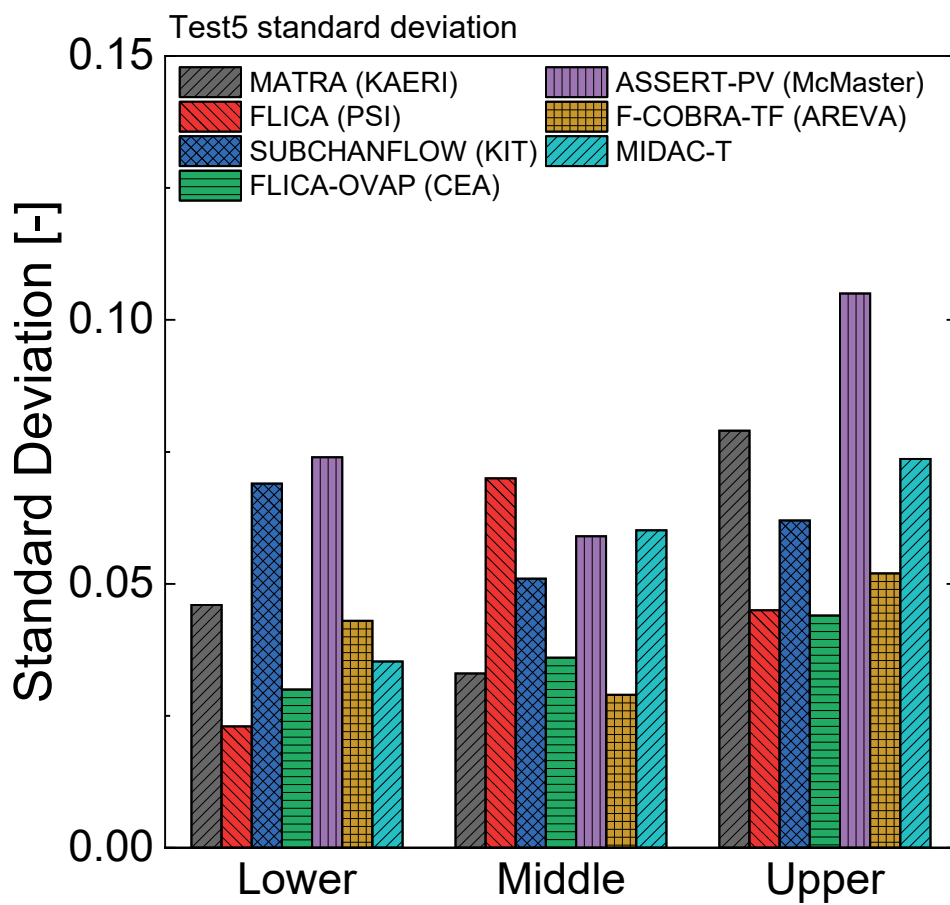
(d) all data

Figure 2-11. Histogram of difference between measured void fraction and predicted void fraction: (a) test 5, (b) test 6, (c) test 7, and (d) all data (continue)



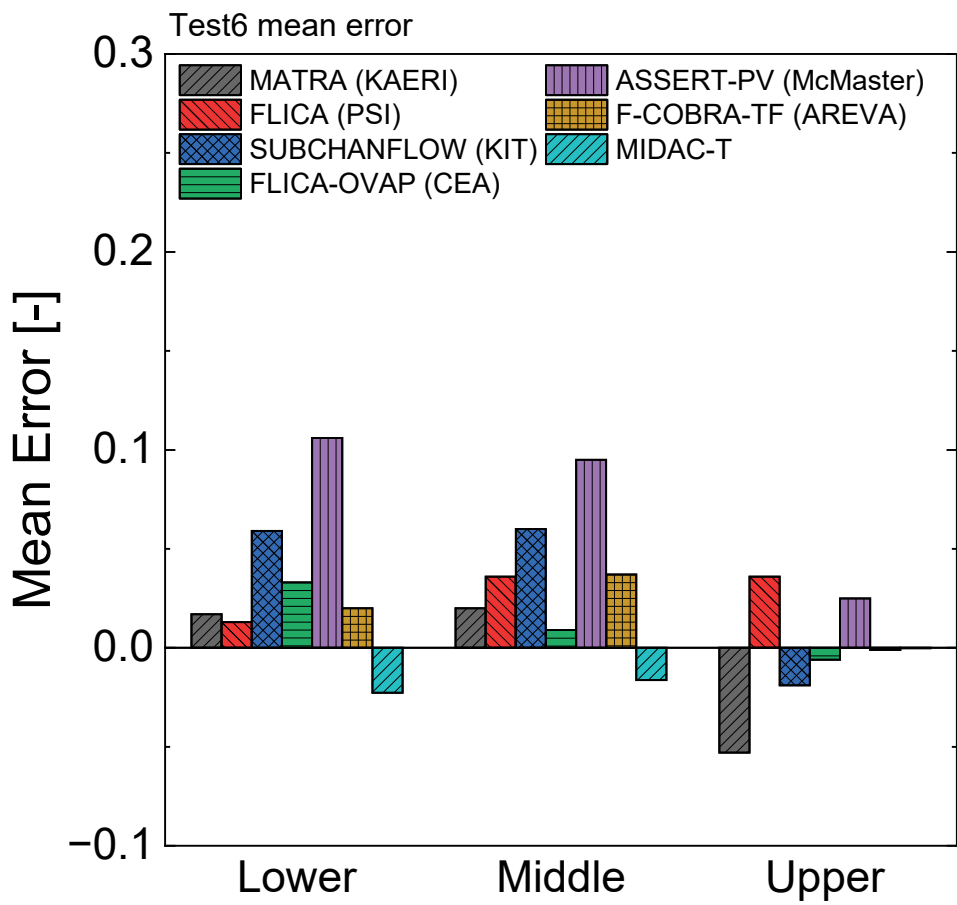
(a) mean error

Figure 2-12. Comparison with test5 prediction results in OECD/NRC PSBT benchmark: (a) mean error, (b) standard deviation



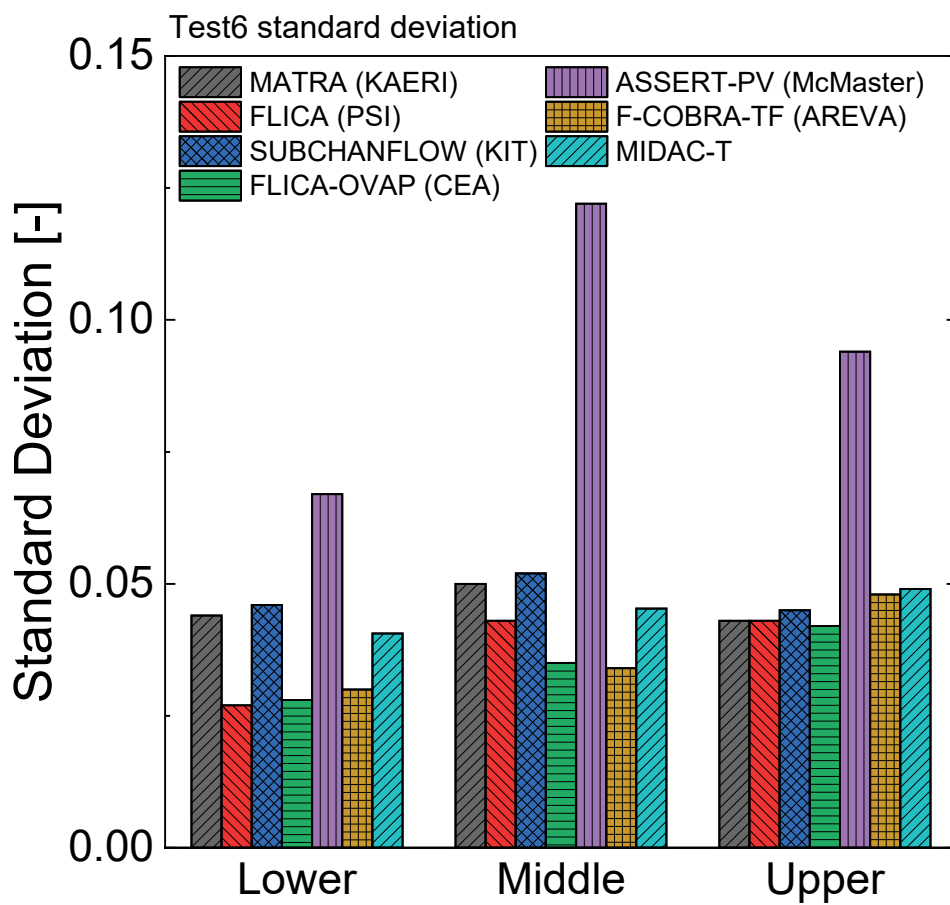
(b) standard deviation

Figure 2-12. Comparison with test5 prediction results in OECD/NRC PSBT benchmark: (a) mean error, (b) standard deviation (continue)



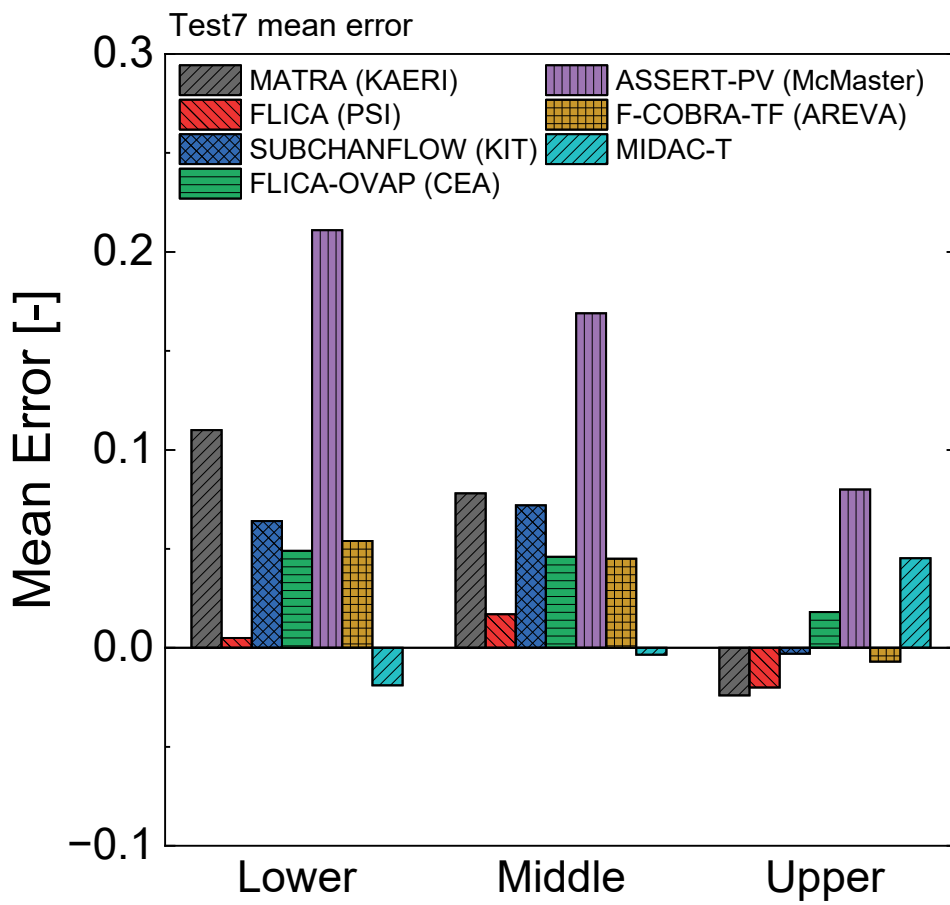
(a) mean error

Figure 2-13. Comparison with test6 prediction results in OECD/NRC PSBT benchmark: (a) mean error, (b) standard deviation



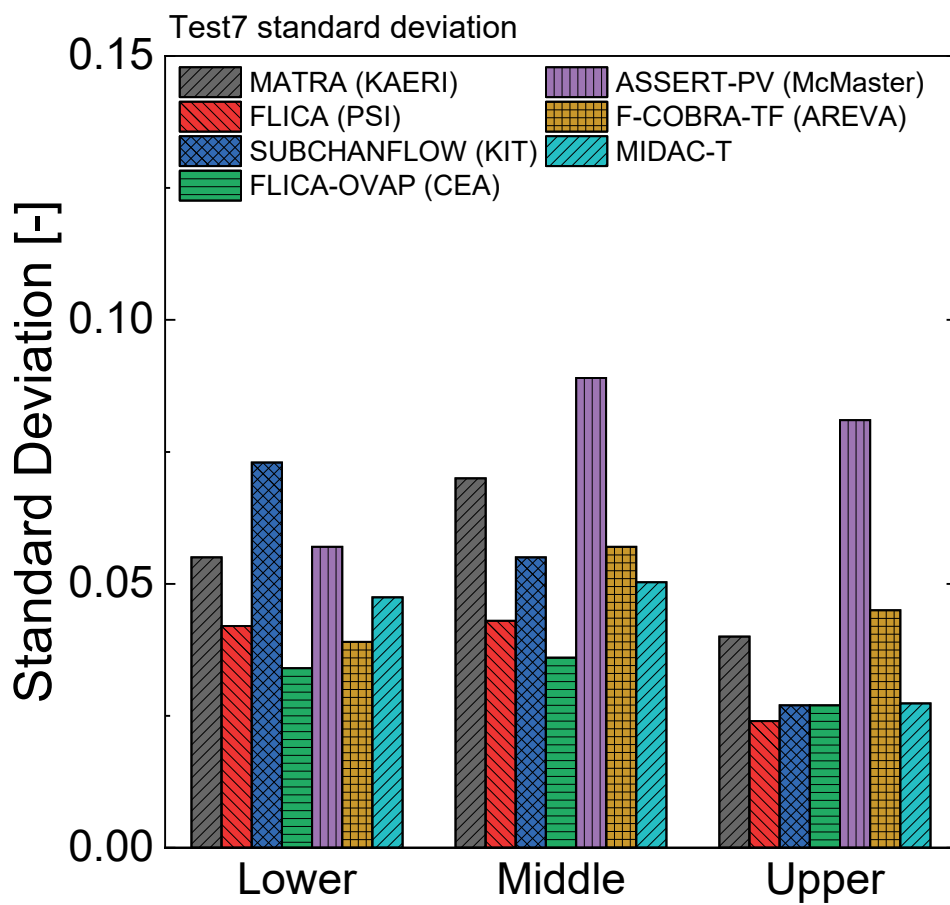
(b) standard deviation

Figure 2-13. Comparison with test6 prediction results in OECD/NRC PSBT benchmark: (a) mean error, (b) standard deviation (continue)



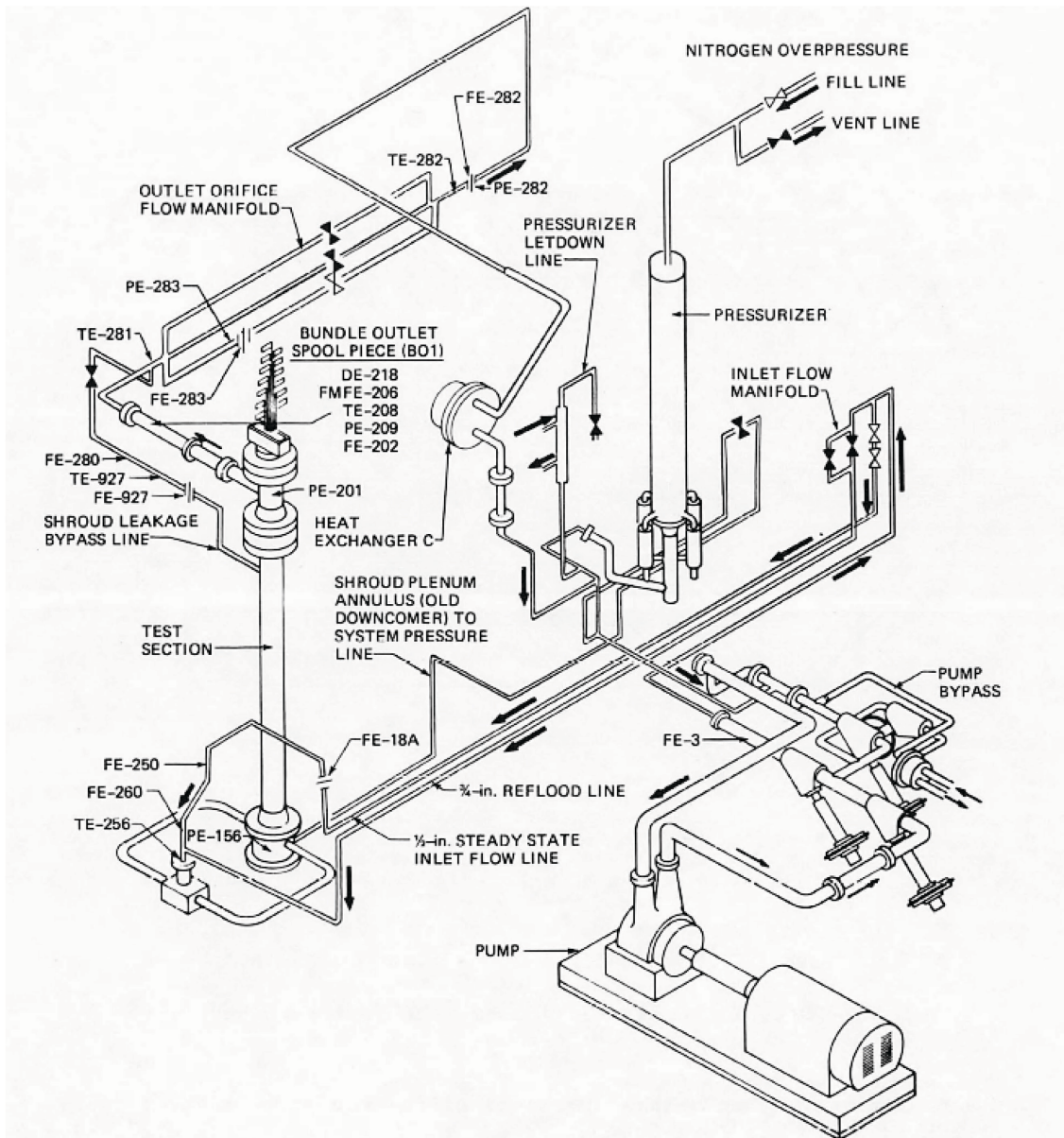
(a) mean error

Figure 2-14. Comparison with test7 prediction results in OECD/NRC PSBT benchmark: (a) mean error, (b) standard deviation



(b) standard deviation

Figure 2-14. Comparison with test7 prediction results in OECD/NRC PSBT benchmark: (a) mean error, (b) standard deviation (continue)



**Figure 2-15. THTF in small-break test configuration
(Anklam et al., 1982)**

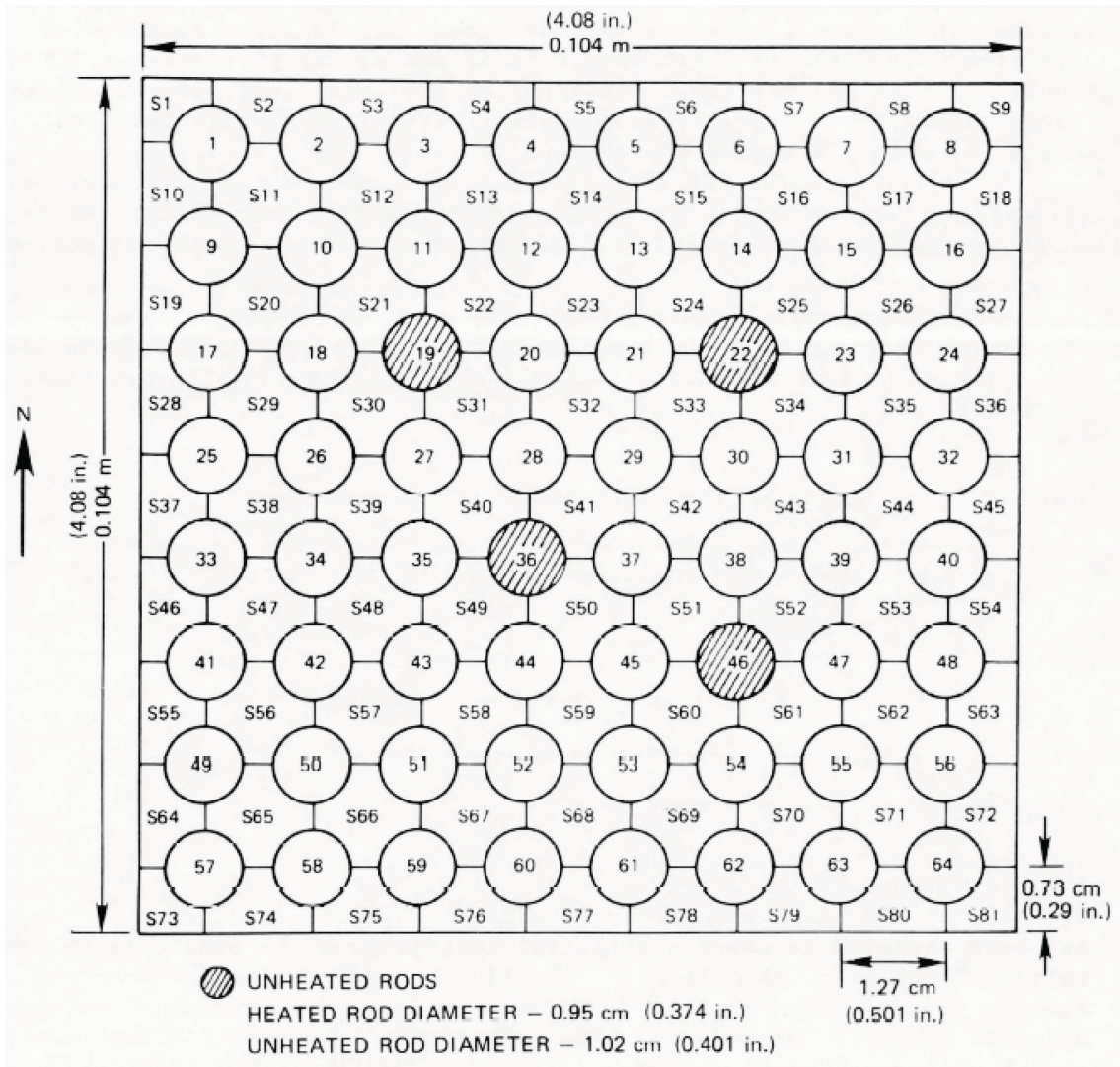


Figure 2-16. Cross section of THTF bundle 3
(Anklam et al., 1982)

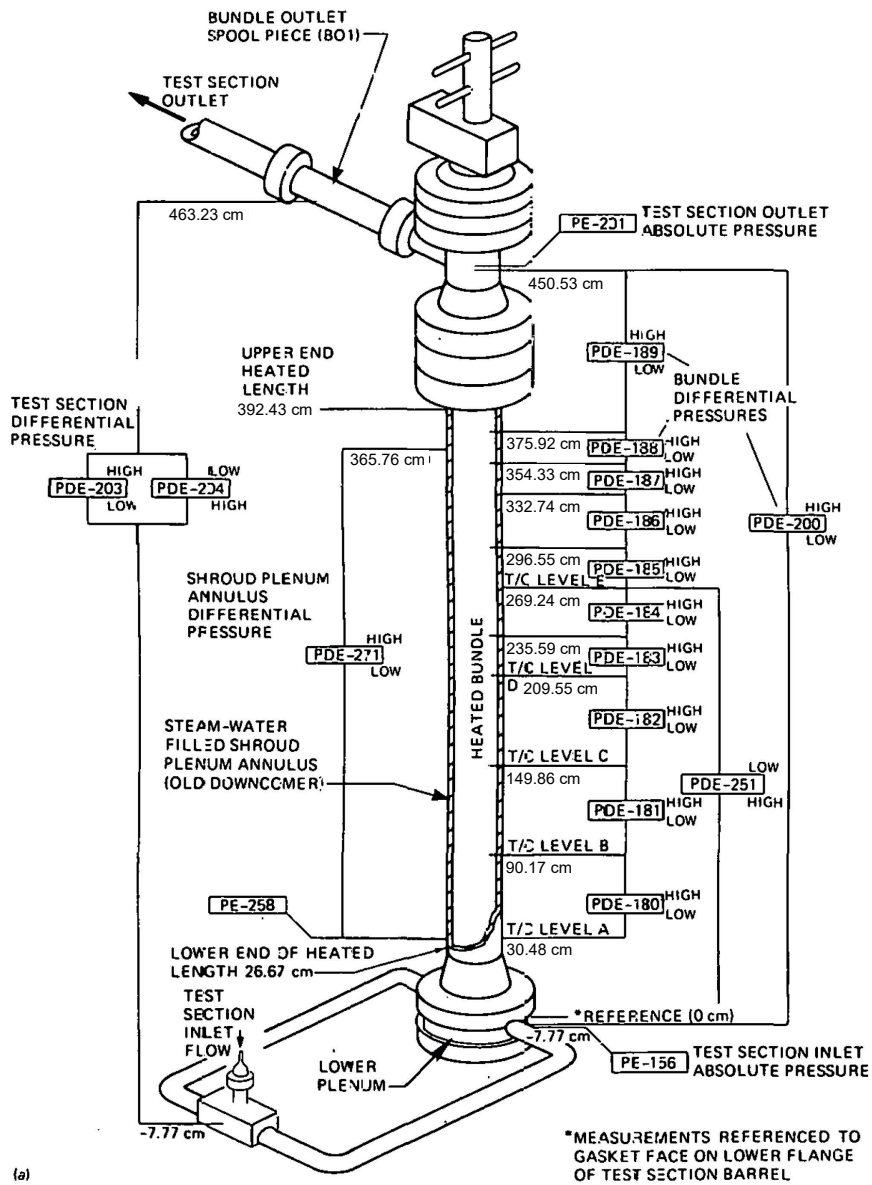


Figure 2-17. THTF in-bundle pressure instrumentation
(Anklam et al., 1982)

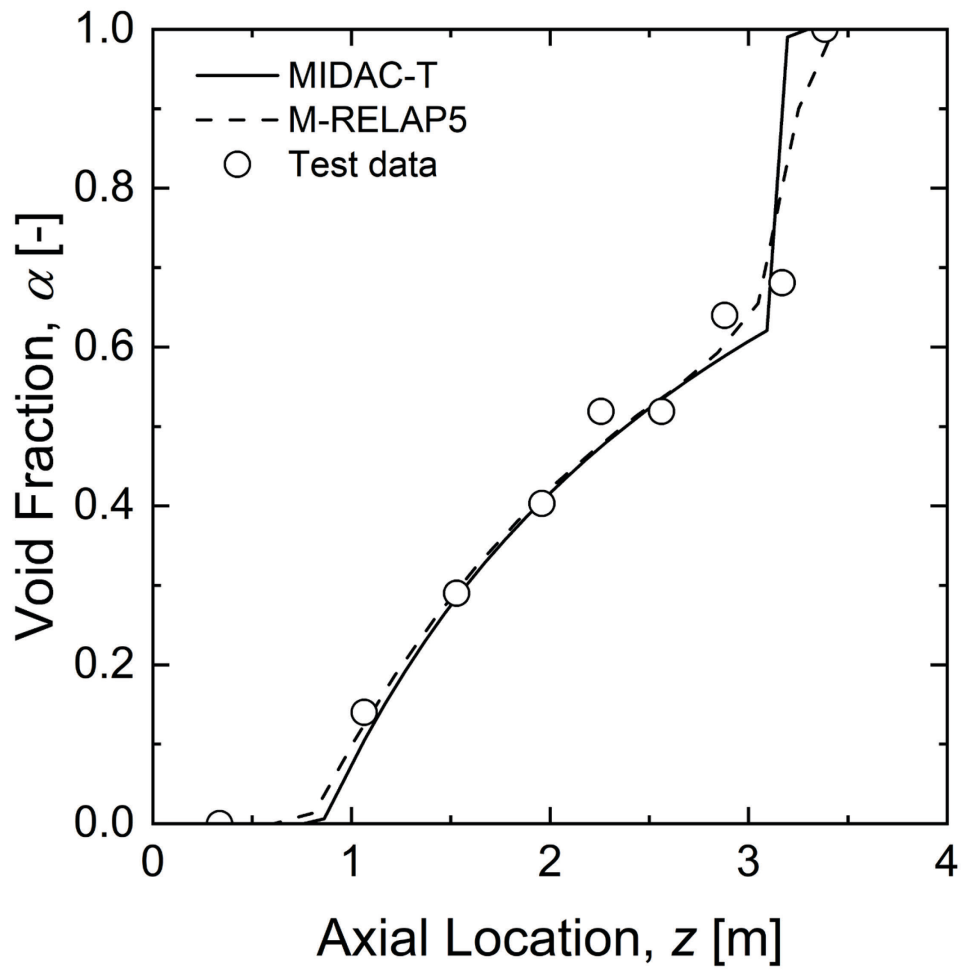


Figure 2-18. Void profile with MIDAC-T, M-RELAP5, and measured test data

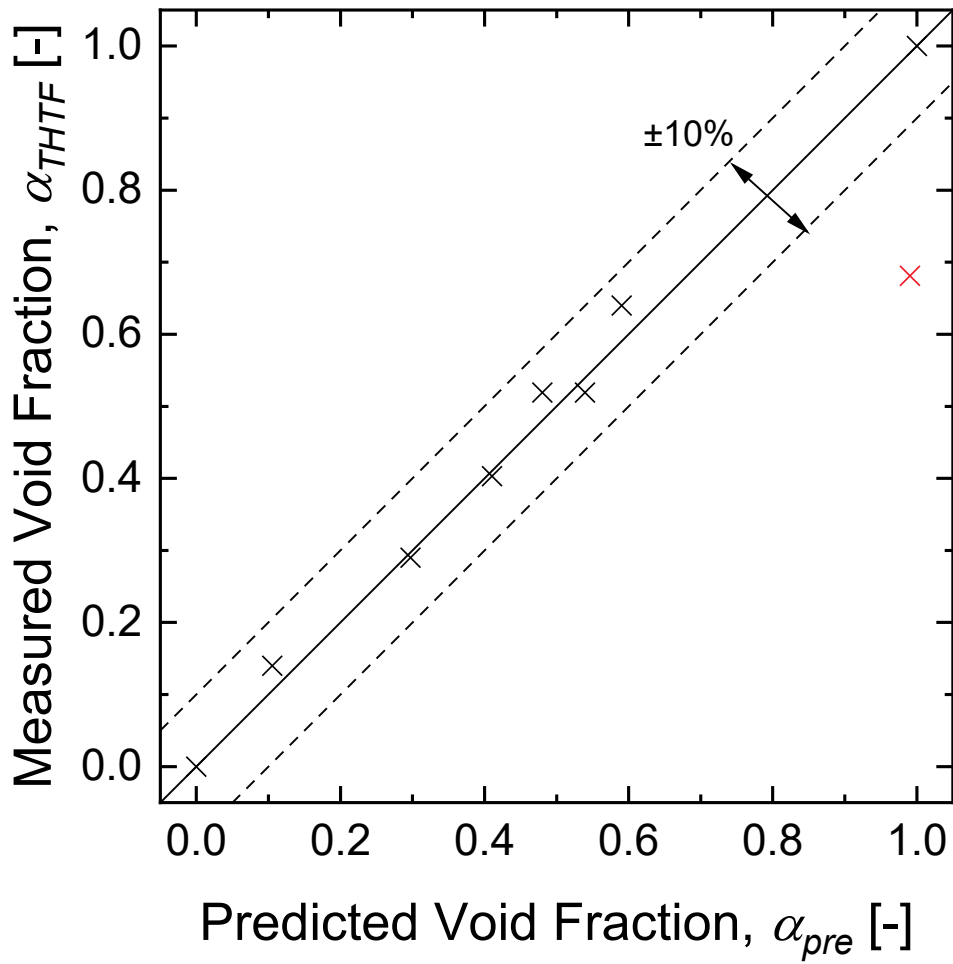


Figure 2-19. Comparison between measured void fraction and predicted void fraction by MIDAC-T

2 章の参考文献

Anklam, T. M., Miller, R. L., White, M.D., 1982. Experimental Investigations of Uncovered-Bundle Heat Transfer and Two-Phase Mixture Level Swell under High-Pressure Low Heat-Flux Conditions. NUREG/CR-2456, ORNL-5848.

Avramova, M., Velazquez-Lozada, A., Rubin, A., 2013. Comparative Analysis of CTF and Trace Thermal-Hydraulic Codes Using OECD/NRC PSBT Benchmark Void Distribution Database. Science and Technology of Nuclear Installations volume 2013, Article ID 725687.

Avramova, M., Rubin, A., Utsuno, H., 2013. Overview and Discussion of the OECD/NRC Benchmark Based on NUPEC PWR Subchannel and Bundle Tests. Science and Technology of Nuclear Installations volume 2013, Article ID 946173.

Bishop, A. A., Sandberg, R. O., and Tong, L. S., 1965. Forced Convection Heat Transfer at High Pressure After the Critical Heat Flux, ASME-65-HT-31.

Chen, J. C., 1963. A Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow. *In ASME 63-HT-34.*

Chen, J. C., Sundaram, R. K., Ozkaynak, F. T., 1977. A Phenomenological Correlation for Post-CHF Heat Transfer, NUREG-0237.

Chexal, B., Merilo, M., Maulbetsch, J., Horowitz, J., Harrison, J., Westacott, J., Peterson, C., Kastner, W., 1997. Void Fraction Technology for Design and Analysis, EPRI TR-106326.

The RELAP5 Development Team, 1995. RELAP5/MOD3 Code Manual Code Structure, System Models, and Solution Methods, NUREG/CR-5535, INEL-95/0174, Vol.1.

International Association for the Properties of Water and Steam, 2007. Revised Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam (The revision only relates the extension of region 5 to 50 MPA).

Idelchik, I. E., 1994. Handbook of Hydraulic Resistance 3rd Edition, *CRC Press.*

Issa, R. I., 1986. Solution of the Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator-

Splitting. *Journal of Computational Physics*, 62(1); 40-65.

Japan Nuclear Energy Safety Organization, 2012. OECD/NEA Benchmark based on NUPEC PWR Subchannel and Bundle Tests (PSBT). JNES/SAE-TH08-0019.

Lahey, R. T. Jr., Shiralkar, B. S., Radcliffe, D. W., 1971. Mass Flux and Enthalpy Distribution in a Rod Bundle for Single-and Two-Phase Flow Conditions, *J. Heat Transfer*, 93(2); 197-206.

Lahey, R. T. Jr., Moody, F. J., 1977. The Thermal-Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor, American Nuclear Society.

McAdams, W. H., 1933. Heat Transmission. First. *McGraw-Hill Book Company*, New York.

Murakami, N., 2017. New MHI Safety Analysis Code Package for DBA (6) Updated Mitsubishi PWR fuel rod design code FINE4. *Proceedings of ICAPP 2017*; 17615.

Patankar, S. V., 1980. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. *Hemisphere Publishing Corporation*.

Reddy, D. G., Sreepada, S. R., Nahavandi A. N., 1982. Two-Phase Friction Multiplier Correlation for High-Pressure Steam-Water Flow, EPRI NP-2522.

Rubin, A., Schoedel, A., Avramova, M., Utsuno, H., Bajorek, S., Velazquez-Lozada, S., 2012. OECD/NRC Benchmark Based on NUPEC PWR Sub-channel and Bundle Tests (PSBT). *Nuclear Science*, NEA/NSC/DOC(2012)1.

Saha, P., Zuber, N., 1974. Point of Net Vapor Generation and Vapor Void fraction in Subcooled Boiling. *Proceedings of 5th International Heat Transfer Conference*; 151-157.

Sakamoto, H., Maruyama, M., Ogawa, J., 2017. New MHI Safety Analysis Code Package for DBA (4) Three-Dimensional Coupled Code SPARKLE-2 for PWR Non-LOCA. *Proceedings of ICAPP 2017*, 17602.

Salko, R., Avramova, M., Wysocki, A., Toptan A., Hu, J., Porter, N., Blyth, T., Dances, C., Gomez, A., Jernigan, C., Kelly, J., 2019. CTF Theory Manual. *Consortium for Advanced Simulation of LWRs*. CASL-U-2018-1715-000.

Spalding, D. B., 1983. Developments in the IPSA Procedure for Numerical Computation of Multiphase-Flow Phenomena with Interphase Slip. Unequal Temperatures, Etc. *Numerical*

Properties and Methodologies in Heat Transfer; 421-436.

Takeda, N., Yodo, T., 2017. New MHI safety analysis code package for DBA (3) thermal-hydraulic design code - MIDAC -. *Proceedings of the 2017 International Congress on Advances in Nuclear Power Plant*, 17613.

Thorn, J. R. S., Walker, W. M., Fallon, T. A., Reising, G. F. S., 1965. Boiling in Subcooled Water during Flow up Heated Tubes or Annuli. 2ndEd. *Proc. Int. Mech. Engrs.*; 180-226.

Tong, L. S., Currin, H. B., Larsen, P. S., Smith, O. B., 1965. Influence of Axially Non-Uniform Heat Flux on DNB, AICHE Preprint 17, *Eighth National Heat Transfer Conference*, Los Angeles.

Wong, S., Hochreiter, L. E., 1981. Analysis of the FLECHT-SEASET Unblocked Bundle Steam Cooling and Boiloff Tests. Tech. rep. NRC/EPRI/Westinghouse. EPRI-NP-1460.

Yamaji, K., Kirimura, K., Matsumoto, H., 2012. Development of a Nodal Kinetics Code System GALAXYCOSMO-K for PWR Transient Analysis. *Proceedings of the 20th International Conference on Nuclear Engineering*, ICONE20-POWER2012.

Yodo, T., Takeda, N., Iida, N., Kawachi M., 2017. Development of a Sub Channel Analysis Code MIDAC for Core Thermal Hydraulic Design and Safety Analysis in PWR Plants. *Proceedings of the 2017 25th International Conference on Nuclear Engineering*, ICONE25-6765.

Yodo, T., Sato, Y., Yumura, T., Makino, Y., Suemura, T., 2011. Development of the New Basic Correlation “MG-S” for CHF Prediction of the PWR Fuels. *NURETH-14*, 434.

三菱重工業, 2014. 三菱PWR 重大事故等対策の有効性評価に係るシビアアクシデント解析コードについて. MHI-NES-1064.

三菱重工業, 2020. 三菱PWR 設計基準事象へのSPARKLE-2コードの適用性について (解析モデル、検証・妥当性確認編) . MHI-NES-1072.

3章 DNB 型機構論モデルベース相関式の開発

3.1. 緒言

DNB 現象は、冷却水の状態により、サブクール沸騰領域や低クオリティ領域で発生する。サブクール沸騰状態では、通常、燃料棒の加熱面は微小な気泡群で覆われている。その後、加熱量が増加すると、気泡層の厚みが増加し、熱伝達率の低下が生じる。熱伝達低下により、燃料からの発生熱を適切に徐熱できなくなると、被覆管の過熱破損に繋がるため、PWR は通常運転及び異常な過渡変化時に DNB を起こさないように設計される。DNB 発生時の熱流束は CHF と呼ばれる。CHF の予測精度は、PWR の熱水力設計や安全解析において極めて重要である。

抜山(1934)は、大気圧の飽和プール沸騰下で白金線の電流による加熱実験を実施し、過熱度と熱流束の関係で表される沸騰過程の現象を明らかにした。その沸騰過程は沸騰曲線として知られている。その抜山の研究後、数多くの CHF の実験研究が行われ、CHF の予測手法も数多くのモデルが提案されている。CHF の予測手法は、主に「CHF 相関式」「機構論モデル」「CHF ルックアップテーブル (LUT)」の3種類に分類される。CHF 相関式は、圧力、質量速度、熱平衡クオリティなどの冷却材条件及び燃料集合体の幾何形状を入力して CHF を予測する式である。CHF 相関式は、DNB 試験データを用いて相関式の係数を直接フィッティングすることで開発されているため、基にした試験データの実験条件範囲では高精度で熱流束を予測することができる。国内では、PWR の CHF を評価するために、W-3 相関式 (Tong, 1967) と MIRC-1 相関式 (三菱重工業, 2006) が使用されている。W-3 相関式は、単管形状の試験データを用いて開発された相関式であり、初期の PWR の設計に使用された。また、W-3 相関式は安全解析にも使用されている。現在の PWR 設計では、W-3 相関式の代わりに MIRC-1 相関式を通常運転域に適用している。MIRC-1 相関式は PWR の運転範囲において高精度で CHF を予測できるように、管群データを用いて開発された。CHF 相関式の課題として、実験データベースによって適用範囲が限定されることが挙げられる。また、適用範囲外での CHF 予測は困難であることが確認されている (Pavel and Neil, 1996; Inasaka and Nariyai, 1996; Zhao et al., 2020)。

機構論モデルは、DNB の微視的な物理現象をモデル化した CHF 予測手法のことである。微視的な物理現象からモデリングしているため、原理的には、妥当性確認された実験データの範囲に適用性が限定されるものではない。一方、CHF を伴う沸騰現象は抜山の研究後 100 年近く経過しているものの、物理現象のメカニズムは完全には解明されて

いない。DNB は、気液二相流の複雑な沸騰現象により生じることに加え、流体中の気泡により伝熱面直上の微視的な沸騰現象が光学カメラ等により直接観察できないためである。そのため、限界熱流束の機構論モデルはそれぞれの研究者の仮定に基づき開発されている。初期における限界熱流束の予測モデルとしては Zuber (1959) によって提案されたプール沸騰水平加熱面における蒸気離脱に関する理論が知られている。Zuber の理論は、水平方向のテイラー不安定性と垂直方向のヘルムホルツ不安定性により限界熱流束が定まるとした理論である。Zuber は無限平板の沸騰面から発生する蒸気は、液相と気相の密度差により生じるテイラー不安定性により直径数 mm ほどの蒸気柱を形成することを提唱した。また、その蒸気柱の気液界面において、伝熱面からの蒸気の速度と伝熱面に供給される流体の垂直方向の相対速度がヘルムホルツ不安定性の臨界値を超えると蒸気柱が崩壊し、その崩壊時の熱流束を CHF として定義した。この Zuber が提唱した伝熱面上の安定的な蒸気柱は、その後発展した実験計測により、実際の沸騰現象下では存在しないことが確認されているものの、DNB は気液界面の不安定性現象の一種であるとした仮定は、その後の多くの機構論モデルに影響を与えた。

Weisman と Pei (1983) は、厚みのある気泡層が加熱面壁上に存在し、その気泡層のボイド率が臨界値に達したときに DNB が発生すると仮定した気泡密集モデルを提案した。実験によると、気泡層の臨界ボイド率は 82% と推定した。Weisman と Ying (1985) は、気泡密集モデルの DNB 予測と、軸方向熱流束が一様及び非一様な場合の管群試験データと比較した。一方で、伝熱面上の気泡は安定的な形では存在せず、沸騰面上には cm オーダーの大きな蒸気泡が発生と離脱を周期的に繰り返し、沸騰面上には断続的に液が供給される様子が観察されるようになる。そのため、蒸気泡下に存在する液膜の蒸発現象に着目したモデルが提案されるようになり、Katto や Haramura ら (甲藤と横谷, 1971, Haramura and Katto, 1983; 原村, 1998) は、DNB 状態でのマクロ液膜蒸発モデルを提案した。Haramura-Katto モデルは、大蒸気泡 (Vapor blanket) による加熱面上の液膜への液体供給制限を受け、加熱面上の液膜の全蒸発によって CHF が発生すると仮定する。このモデルは、プール沸騰だけでなく、強制対流沸騰にも適用することができる。

Lee と Mudawar (1988) はマクロ液膜蒸発モデルを発展させて液膜底層ドライアウトモデル (liquid sublayer dryout (LSD) モデル) を提案した。気泡が壁面を離脱した後、壁面に沿って流れる気泡の蓄積によって大蒸気泡が形成されると仮定する。CHF の発生は、大蒸気泡と加熱壁間の非常に薄い液膜底層の蒸発によって決定される。このモデルでは、液膜底層と大蒸気泡の界面でのヘルムホルツ不安定性を仮定する (Figure 3-1)。大蒸気泡下の液膜底層は、蒸発による液膜の蒸発量が主流から液膜に流入する流体を上回ったときに DNB が発生することを想定している。また、大蒸気泡速度は、大蒸気泡に働く浮力と抗力のバランスによって決定される。Lee と Mudawar の LSD モデルでは、

構成方程式の係数は調整されていないことが特徴である。Lin ら (1989) は、LSD モデルを PWR の低クオリティ条件用に改良し、管群形状に適用した。Katto (1990;1990;1992) は LSD モデルを改良し、0.1–20 MPa の広い圧力範囲の実験データを用いて、大蒸気泡速度相関式を提案した。その後、多くの改良型 LSD モデルが提案されている (Celata et al., 1994; Celata et al., 1999; Liu et al., 2000; Liu et al., 2012; Zhao et al., 2019)。

LSD モデルは、Figure 3-1 に示すように、伝熱面上の大蒸気泡を仮定して、その大蒸気泡下の液膜蒸発に必要な熱流束を CHF と定義するモデルである。多くの研究者により、本モデルの適用性が確認されており、サブクール沸騰流下の沸騰現象を概ね適切に表していると考えられる。しかし、LSD モデルによる CHF 予測のためには、多くの構成方程式による収束手順が必要になる。このような反復法による LSD モデルは、設計や安全解析に必要な計算速度を考えると、現行の計算機では原子炉の解析には適さない。さらに、LSD モデルが収束しない冷却材条件も存在するのも課題である。

Groeneveld ら (2007) は、広範な冷却材条件をカバーする 30,000 点以上の単一管データに基づき、Look up table (LUT) を開発した。この LUT では、圧力、質量速度、熱平衡クオリティの 3 つのパラメータのみを使用し、それぞれ 0.1–21.0 MPa、0–8000 kg/m²s、-0.5–1.0 の範囲に適用可能である。LUT は離散化された CHF データ集であり、3 つの CHF 予測手法の中で最も広い冷却材範囲に適用することが可能である。しかし、LUT は離散化された値を計算するために、内挿法が必要になる。LUT を使用する場合、内挿法によって異なる予測値になることが懸念される。また、過渡の安全解析に適用すると、不連続な CHF 予測値になる可能性がある。

CHF 相関式は、CHF を高精度に予測できるため、PWR の設計解析や安全解析に適用されている。前述したように、CHF 相関式は限られた実験データで開発されたものであり、その適用性を確認するためには実験データを用いて妥当性確認することが必要である。なお、CHF 相関式は、適用範囲外で CHF 特性が急激に変化する可能性があるため、検証されたデータベース範囲外では利用しないことが望ましい。この課題を解決するために、各実験データベースに依存する可能性のある従来の CHF 相関式に代わり、機構モデルに基づく CHF 相関式を提案する。提案する相関式は、LSD モデルである Katto 機構論モデル (Katto, 1992) と LUT データに基づき、従来の相関式より広い適用範囲に拡張する。

3.2. CHF データベース範囲

Groeneveld ら (2007) は、広範囲の冷却材条件をカバーする 30,000 点以上の単一管データに基づいて、直径 8mm 管用の LUT を開発した。そのため、Groeneveld らの LUT は広範囲の冷却材条件に適用可能である。提案する CHF 相関式の開発手順については、3.3 章にて詳細を説明するが、概略は次のとおりである。まず、Katto の機構論モデルを簡略化し、CHF の特性を示す相関式を開発する。さらに、この相関式の係数を LUT で調整する。この開発手順により本研究では新たな相関式を提案する。なお、サブクール沸騰条件で開発された Katto 機構論モデルは、理論上、環状流には適用できないため、Katto はボイド率の適用範囲を 70%に限定した。そのため、提案する相関式におけるボイド率の範囲も 70%に限定する。

相関式を開発するための LUT データ範囲を Table 3-1 に示す。圧力、質量速度、熱平衡クオリティ、CHF の範囲は、それぞれ 0.1 – 18.0MPa、500 – 8000kg/m²s、-0.5 – 0.05、1574 – 20708kW/m² である。圧力と質量速度の範囲は、PWR での通常運転範囲をカバーするように選定した。また、本研究での妥当性確認用データは、LSD モデルの特性上、サブクール領域に限定した熱平衡クオリティ範囲にした。

Figure 3-2(a)–(f)は、圧力、熱平衡クオリティ、液相温度、質量速度、ボイド率、CHF の全範囲におけるデータベースの統計量を示す。棒の高さは、棒の幅に対応するパラメータの範囲内のデータ点数を表す。ボイド率の図は、他の棒が見えるようにするために、軸を分割した。なお、LUT の総データ点数は 1547 点であるものの、上述したボイド率と冷却材温度の制限より、最終的に 930 点のデータで相関式を開発した。Figure 3-2(a)より、10MPa 以上のデータ点数が 10MPa 以下のデータ点数より多いことがわかる。Figure 3-2(b)は熱平衡クオリティの統計量、Figure 3-2(c)は液相温度の統計量を示しており、Figure 3-2(a)と同じ傾向を示す。熱平衡クオリティに対するデータ分布は、低クオリティ領域よりも高クオリティ領域に集中する (Figure 3-2(b))。LUT は、多くの試験データから開発されており、その補間精度を向上させるために、マイナスの温度条件を含む (Groeneveld et al., 2007)。そのため、以下の比較では、圧力と熱平衡クオリティから計算して、固相となる 0°C以下の液相温度データは除外した (Figure 3-2(c))。Figure 3-2(d)に示すように、質量速度の全範囲において、データ数がほぼ均等に分布した。Figure 3-2(e), (f)では、ほとんどのデータが 0.05 以下の低ボイド率に分布し、CHF 範囲は 20,000kW/m² より小さい。提案する相関式では、Table 3-1 に示す LUT データベースを採用した。

3.3. LSD モデルに基づく定式化

3.3.1. LSD モデルの概要

LSD モデルは、加熱面と主流間に大蒸気泡が存在し、その大蒸気泡が液膜底層を断熱すると仮定する。CHF は、その液膜底層を蒸発するのに必要な熱量であり、式(3-1)で CHF を推定することができる。

$$q_{CHF}L_b = \delta_{sub}\rho_l h_{fg}u_b \quad (3-1)$$

ここで、 L_b 、 δ_{sub} 、 u_b はそれぞれ大蒸気泡長さ、液膜底層厚さ、大蒸気泡速度である。液体密度 ρ_l と潜熱 h_{fg} はそれぞれ冷却材条件から一意的に決定される。既存の LSD モデルでは、Celata ら (1994; 1999) と Liu ら (2000) の LSD モデル以外は、式(3-1)の L_b 、 δ_{sub} 、 u_b の計算に経験定数が用いられている。代表的な LSD モデルの概要を Table 3-2 に示す。本研究では、Katto 機構論モデルがサブクール沸騰領域での LUT とよく一致することから (Zhao et al., 2019)、関連式を開発するために Katto 機構論モデルを採用した。

3.3.1.1. 大蒸気泡長さ

主流の流れ方向では、大蒸気泡長さ L_b は、大蒸気泡と液膜底層界面のヘルムホルツ臨界波長によって与えられる (Zuber, 1959)。 L_b は次式で与えられる。

$$L_b = \frac{2\pi\sigma(\rho_l + \rho_g)}{\rho_l\rho_g(u_b - u_l)^2} \cong \frac{2\pi\sigma(\rho_l + \rho_g)}{\rho_l\rho_g u_b^2} \quad (3-2)$$

3.3.1.2. 液膜底層厚さ

Katto (1992) はサブクール沸騰条件下でのヘルムホルツ不安定性に基づき、液膜底層厚さ δ_{sub} の式(3-3)を提案した。

$$\frac{\delta_{sub}\rho_g}{\sigma} / \left(\frac{\rho_g h_{fg}}{q_B} \right)^2 = 0.00536 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) \quad (3-3)$$

$$q_B = q_{CHF} - q_{FC} \quad (3-4)$$

ここで、 q_B は CHF (q_{CHF}) から単相強制対流熱流束 (q_{FC}) を差し引いた沸騰熱流束である。

3.3.1.3. 大蒸気泡速度

既存の多くの理論では、大蒸気泡速度 u_b は乱流中の局所混合物速度との関係式で評価する。Katto (1992) は、乱流境界層を仮定し、加熱壁からの距離 δ における u_b と局所混合物速度 u_δ の間の係数 K を定義した。均質流の乱流の場合、局所混合速度 u_δ は Karman の乱流速度分布によって推定でき、Katto は u_b を K の線形式として定義した。

$$u_b = K u_\delta \quad (3-5)$$

$$K = \begin{cases} \frac{242[1 + K_1(0.355 - \alpha)][1 + K_2(0.100 - \alpha)]}{[0.0197 + \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.733}][1 + 90.3 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{3.68}]} Re_m^{-0.8} & \text{if } \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right) > \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)_c \\ \frac{22.4[1 + K_3(0.355 - \alpha)]}{\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1.28}} Re_m^{-0.8} & \text{if } \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right) < \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)_c \end{cases} \quad (3-6)$$

$$K_1 = \begin{cases} 0 & \alpha > 0.355 \\ 3.76 & \alpha < 0.355 \end{cases} \quad K_2 = \begin{cases} 0 & \alpha > 0.1 \\ 2.62 & \alpha < 0.1 \end{cases} \quad K_3 = \begin{cases} 0 & \alpha > 0.355 \\ 1.33 & \alpha < 0.355 \end{cases}$$

ここで、 K は定数 K_1 、 K_2 、 K_3 、ボイド率 α 、密度比 ρ_g/ρ_l 、混合レイノルズ数 $Re_m(=GD/(\mu_g\alpha + \mu_l(1 - \alpha(1 + 2.5\alpha)))$)で定義される。 $(\rho_g/\rho_l)_c$ は、式(3-6)の 2 式の交点であり、パラメータ K はボイド率に応じて 0.00885 から 0.02164 の間の値を取る。式(3-6)は、3 つのボイド率領域に対応する速度係数 K の経験的相関式である。これらの経験的相関式は、水のサブクール沸騰の CHF データ 647 点を用いて開発された (Katto, 1992)。

LSD モデルは、加熱壁近傍の q_{CHF} を計算するために、想定した熱流束に基づく L_b 、 δ_{sub} 、 u_b を必要とする。そのため、CHF 予測の機構論モデルは、いくつかの構成方程式

を用いた収束手順が必要となる (Figure 3-3)。

3.3.2. LSD モデルの簡略式の開発

式(3-2)を仮定すると、大蒸気泡長さ L_b は次式で表される。

$$L_b \propto \frac{1}{u_b^2} \quad (3-7)$$

式(3-1)に式(3-7)を代入すると、式(3-8)が導かれる。

$$q_{CHF} = \frac{\delta_{sub} \rho_l h_{fg} u_b}{L_b} \propto \delta_{sub} \rho_l h_{fg} u_b^3 \quad (3-8)$$

式(3-8)から CHF を計算するために必要なパラメータは δ_{sub} 、 ρ_l 、 h_{fg} 、 u_b である。ここで、 ρ_l と h_{fg} は圧力によって一意に決まるが、 δ_{sub} と u_b は未知パラメータである。LSDの機構論モデルに基づく相関式を導出するために、これらの未知パラメータを以下の手順で求める。

- i) Katto 機構論モデルに基づく液膜底層相関式を開発する。
- ii) Katto 機構論モデルに基づく大蒸気泡速度相関式を開発する。
- iii) ステップ i と ii の相関式から、Katto 機構論モデルを再現できる相関式を導出する。
- iv) 機構論モデルに基づく相関式の信頼性向上のために LUT を用いてステップ iii の相関式の係数を補正する。

3.3.2.1. 液膜底層相関式の開発

Katto 機構論モデルを用いて CHF を計算するための反復手順を避けるために、液膜底層厚さを明示的な相関式で表現する必要がある。式(3-3)の沸騰熱流束 q_B は、式(3-4)に示すように、CHF である q_{CHF} から单相強制対流熱流束 q_{FC} を差し引くことで求まる。Katto

(1992) は、強制対流熱伝達率 h_{FC} と壁と液間温度差 $T_w - T_l$ について、それぞれ Dittus-Boelter 式と Shah 式を適用した。

$$q_B = q_{CHF} - h_{FC}(T_w - T_l) \quad (3-9)$$

$$Nu = \frac{h_{FC}D}{k_l} = 0.023Re_l^{0.8}Pr_l^{0.4} \quad (3-10)$$

$$T_w - T_l = \frac{(\Psi_0 - 1)(T_{sat} - T_l) + \left(\frac{q_{CHF}}{h_{FC}}\right)}{\Psi_0} \quad (3-11)$$

$$\Psi_0 = 230 \sqrt{\frac{q_{CHF}}{Gh_{fg}}} \quad (3-12)$$

液膜底層厚さと CHF の関係を導き出すため、式(3-3)を拡張した式(3-13)を提案する。

$$\frac{\frac{\delta_{sub}\rho_g}{\sigma}}{\left(\frac{\rho_g h_{fg}}{q_{CHF}}\right)^2} = 0.00536\xi \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \quad (3-13)$$

ここで、補正項 ξ は次式で与えられる。

$$\xi = \xi_1(Re_l)\xi_2(x_e)\xi_3(\rho_g/\rho_l) \quad (3-14)$$

式(3-14)に示すように、補正項 ξ は、レイノルズ数、熱平衡クオリティ、密度比の寄与分をそれぞれ補正した三つの関数 ξ_1 、 ξ_2 、 ξ_3 を仮定した。ここで、式(3-9)は沸騰に寄与する熱流束として限界熱流束から強制対流分の熱流束を差し引いた式である。強制対流は、主に冷却材に依存する現象であるため、冷却材の効果を代表する無次元数としてレイノルズ数（流速）、熱平衡クオリティ（液相温度）及び物性値（圧力）を仮定した。以下では、Katto 機構論モデルで CHF の予測が可能と仮定して、各項を最適化する。

3.3.2.1.1. レイノルズ数効果

Table 3-1 に示す冷却材条件下で、レイノルズ数が液膜底層厚さ ξ_1 に及ぼす影響を評価した。その結果、式(3-15)に示すように液相レイノルズ数の単純な関数として表すことができる。補正項の液相レイノルズ数に対する変化を Figure 3-4 に示す。補正項はレイノルズ数に対して非常に明確な依存性を示し、この傾向を式(3-15)で表す。

$$\xi_1 = 0.103Re_l^{0.244} \quad (3-15)$$

3.3.2.1.2. 熱平衡クオリティ効果

既存の CHF 相関式では、CHF はボイリング数 $Bo(= q_{CHF}/Gh_{fg})$ とウェーバー数 $We(= G^2D/\rho_l\sigma)$ で表現される式が提案されている。Figure 3-5 は、Katto 機構論モデルによる Bo の計算値と、熱平衡クオリティを変化させた時の We の変化を示す図である。本図に示すように、Katto 機構論モデルの予測値 Bo_{Katto} は、低 We 領域ではほぼ一定値を保ち、 $We > 1000$ では We とともに減少した。この遷移点は、環状流におけるドライアウト現象が低 We 領域で発生していることを示唆しており、DNB 機構とは異なる現象の可能性もある。Zhang ら (2006) は、高 We 領域での Bo は We に対する log-log プロットで線形に表現でき、低 We 領域では Bo が線形にならないことを示した。Zhang らは、 We と Bo の変曲点は DNB とドライアウト現象の間の遷移領域であることを示唆した。Figure 3-5 に示すように、Zhang らの研究と同様に、DNB からドライアウト現象への遷移が起こっていると考えられる。本研究では、この遷移 We を 1000 と仮定した。

LSD モデルはサブクール沸騰領域での DNB の機構論モデルであるため、ドライアウト領域には理論的に適用できない。しかし、 $We < 1000$ のドライアウト領域のデータを含めて機構論モデルベース相関式を開発したのは、以下の 2 つの理由からである。第一に、従来の CHF 相関式は、DNB とドライアウトを明確に分離しておらず、熱平衡クオリティに対して連続的に接続する。第二に、 $We < 1000$ のデータは少数であり、相対的に予測誤差が大きくなる可能性があるものの、広範囲の冷却材条件をカバーするために必要なデータである。したがって、 $We = 1000$ を閾値として、補正項 $\xi_2 = \xi/\xi_1$ を開発した。

この遷移点を考慮するためには、 We に依存する熱平衡クオリティをパラメータに追加することを提案し、式(3-13)の補正項 ξ_2 に対する熱平衡クオリティの影響として式

(3-16)を導入した。Figure 3-6 は、熱平衡クオリティに対する ξ_2 を示したものであり、Katto 機構論モデルの CHF データ範囲は、圧力 0.1~18 MPa、質量速度 500~8000 kg/m²s、熱平衡クオリティは-0.5~-0.05 の範囲である。本図中の相関項 ξ_2 は、 We の閾値を考慮した平均値、最大値、最小値を示す。本図が示すように、 ξ_2 には 2 つの式が示唆される。ドライアウト現象が起こる可能性のある低 We 領域では、熱平衡クオリティの増加とともに ξ_2 が減少するが、DNB 現象が起こる可能性のある $We \geq 1000$ では、低 We 領域に比べ熱平衡クオリティの依存性が大きくなる。そこで、 ξ_2 の We 依存性を以下の 2 つの式で表す。

$$\xi_2 = \xi/\xi_1 = \begin{cases} 0.765(1-x_e)^{1.23} & We < 1000 \\ 0.655(1-x_e)^{2.29} & We \geq 1000 \end{cases} \quad (3-16)$$

3.3.2.1.3. 密度比効果

式(3-13)の密度比の影響を確認するため、相関項 ξ_3 を仮定して冷却材条件の依存性を分析した。Figure 3-7 は、密度比の補正項 ξ_3 への依存性を示す。次の密度比の式から、相関項 ξ_3 が得られた。

$$\xi_3 = \frac{\xi}{\xi_1 \xi_2} = 0.725 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-0.114} \quad (3-17)$$

最後に、Katto の機構論モデルに基づく簡略化された液膜底層厚さ相関式を次式で与える。

$$\frac{\delta_{sub} \rho_g}{\sigma} / \left(\frac{\rho_g h_{fg}}{q_{CHF}} \right)^2 = 0.00536 \xi \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) \quad (3-18)$$

$$\xi = \xi_1 \xi_2 \xi_3 = \begin{cases} 0.0571 Re_l^{0.244} (1-x_e)^{1.23} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-0.114} & We < 1000 \\ 0.0489 Re_l^{0.244} (1-x_e)^{2.29} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-0.114} & We \geq 1000 \end{cases} \quad (3-19)$$

Figure 3-8 に示すように、式(3-18)は、広範囲の冷却条件下の液膜底層厚さに対して、標準偏差が 11.5%になり、Katto 機構論モデルの予測値とよく一致した。

3.3.2.2. 大蒸気泡速度相関式の開発

3.3.1.3 節に示すように、大蒸気泡速度は、Katto 機構論モデルにおける单相乱流の普遍的な速度分布を仮定した式(3-5)を用いて算出することができ、大蒸気泡速度は局所混合速度 u_δ とパラメータ K から推定できる。ただし、 K は密度比、混合レイノルズ数、ボイド率などの関数であり、式(3-6)を用いて計算する。したがって、大蒸気泡速度は収束計算により求まる。本研究では、大蒸気泡速度の陽的な相関式を導出する。その陽的な相関式を導くために、次式に示す無次元大蒸気泡速度を導入した。

$$u_b^* = \frac{\mu_l u_b}{\sigma} \quad (3-20)$$

ここで、 μ_l 、 u_b 、 σ はそれぞれ液相粘度、大蒸気泡速度、表面張力である。気液二相流の粘性は、多くの研究者が様々な定義を提唱している。青木ら(1965)は、実験データとの比較から、Bankoff(1960)やLevy(1963)などの既往研究結果に基づいて、液相粘度を用いて二相流のレイノルズ数を推定することを提案した。そのため、本研究では、液相レイノルズ数を用いて無次元大蒸気泡速度の推定を行った。Figure 3-9は、0.1MPa から 12.0MPa までの各圧力における液相レイノルズ数 Re_l と無次元大蒸気泡速度 u_b^* の関係を示す。

Figure 3-9 に示すように、無次元大蒸気泡速度は、圧力の増加とともに徐々に一定の値に近づき、液相レイノルズ数に比例して増加する。Katto 機構論モデルに基づく大蒸気泡速度は、壁面近傍の局所混合速度 u_δ に対するスリップ率 K として定義される。圧力が高くなると、スリップ比は減少して均質流に近づく。したがって、高压条件下では大蒸気泡速度は圧力依存性が小さくなる。液相レイノルズ数の傾きは、本図に示すように、すべての圧力範囲で $Re_l^{0.2}$ と表される。したがって、無次元大蒸気泡速度と $Re_l^{0.2}$ の相関式を次式で与える。

$$u_b^* = \zeta Re_l^{0.2} \quad (3-21)$$

ここで、 ζ は密度比や圧力の影響を表す係数である。Figure 3-10 は、密度比と係数 ζ の関係を示す。

ζ は密度比が小さい領域 $\rho_g/\rho_l < 10^{-2}$ で指数関数的に減少し、密度比が大きい領域 $\rho_g/\rho_l > 10^{-2}$ でわずかに増加する。なお、大蒸気泡速度は密度比が大きくなっても最小値をとることはないが、大蒸気泡速度は液体粘度と表面張力によって無次元化されてい

るため、密度比が大きい領域では液体粘度が増加し、無次元大蒸気泡速度は最小値をとる。無次元大蒸気泡速度は、密度比と液相レイノルズ数を用いて次式で表す。

$$u_b^* = \frac{\mu_l u_b}{\sigma} = 0.001 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-0.81} \left(0.13 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{2.15} Re_l^{0.2} \quad (3-22)$$

Katto 機構論モデルの式(3-6)は、均質流仮定に基づいたボイド率を含む。しかし、式(3-22)は二相流モデルにより変動するボイド率を含まない実用に適した関数形である。

Figure 3-11 に、同一冷却材条件下での式(3-22)による大蒸気泡速度 $u_{b,pre}$ の予測値と、Katto 機構論モデルによる予測値 $u_{b,Katto}$ を比較した結果を示す。Figure 3-11 に示すように、式(3-22)はボイド率効果を考慮しないが、広いサブクール沸騰条件下で Katto 機構論モデルの大蒸気泡速度を標準偏差 10.8%で予測可能である。

3.3.2.3. Katto 機構論モデルに基づく相関式の導出

LSD モデルに基づく CHF は、式(3-1)の L_b 、 δ_{sub} 、 ρ_l 、 h_{fg} 、 u_b で定義される。Katto 機構論モデルに基づく δ_{sub} と u_b の相関式は、それぞれ式(3-18)と式(3-22)として導出した。Katto 機構論モデルに基づく簡略化 CHF 相関式は、式(3-1)の L_b 、 δ_{sub} 、 u_b に上述の導出式を代入した次式で与えられる。

$$Bo = \frac{q_{CHF}}{G h_{fg}} = 0.0000346 \phi \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-0.048} \left(0.13 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{2.15} \frac{La^{0.64}}{We^{0.36}} \quad (3-23)$$

$$\phi = \begin{cases} 1.05(1 - x_e)^{0.41} & We < 1000 \\ (1 - x_e)^{0.763} & We \geq 1000 \end{cases} \quad (3-24)$$

液膜底層厚さ（式(3-18)）、大蒸気泡速度（式(3-22)）の相関式中のレイノルズ数は、液相レイノルズ数で表現される。しかし、既存のボイリング数の相関式では、ウェーバー数が用いられることが多い。そこで、液相レイノルズ数の代わりにラプラス数 $La(= \rho_l D \sigma / \mu_l^2)$ を用いてウェーバー数を含む無次元数として整理する。式(3-23)は加熱壁上の局所的なパラメータのみからなる相関式である。式(3-23)を用いた CHF の評価手順を Figure 3-12 に示す。簡略化 CHF 相関式は、Figure 3-3 の LSD モデルのような収束手順を用いずに、広範囲の CHF を予測することができる。Figure 3-13 は、式(3-23)とオリジ

ナルの Katto 機構論モデルを比較した図で、式(3-23)は CHF 予測に関して Katto 機構論モデルの CHF 予測とよく一致し、標準偏差は 12.0%であった。

3.3.2.4. LUT による機構論モデルベース相関式の開発

上述したように、CHF の相関式(3-23)は、Katto 機構論モデルに基づいて導出されたものであり、式(3-23)はボイリング数、ウェーバー数、ラプラス数などの無次元数で表現される。この関数形は、オリジナルの Katto 機構論モデルの背後にある物理的な背景を表している可能性はあるが、各パラメータは、Katto 機構論モデルが適用可能な範囲のみ最適化されている。したがって、このような明示的な関数を、より広い冷却材条件に適用するためには、十分な冷却材範囲を持つ体系的なデータベースに基づいて各パラメータを補正する必要がある。本研究では、多くの研究者 (Ferrouk, 2017; Jiao et al., 2017; He and Lee, 2018; Song, et al., 2020) が妥当性を検証した Groeneveld の LUT を用いて式(3-23)の係数補正を試みた。

式(3-23)に基づき、補正項 ξ' を追加した式(3-25)を提案する。

$$Bo = \frac{q_{CHF}}{Gh_{fg}} = 0.0000346\xi'\phi\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{-0.048}\left(0.13 + \frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{2.15}\frac{La^{0.64}}{We^{0.36}} \quad (3-25)$$

予備解析の結果、ラプラス数やウェーバー数の影響に対する補正は必要なく、係数項は次式のように仮定する。

$$\xi' = \xi'_1(x_e)\xi'_2(\rho_g/\rho_l) \quad (3-26)$$

Figure 3-14(a)は熱平衡クオリティの依存性と式(3-27)の ξ'_1 で表される関係を示す。

$$\xi'_1 = \begin{cases} 1.07(1-x_e)^{0.65} & We < 1000 \\ 0.779(1-x_e)^{1.63} & We \geq 1000 \end{cases} \quad (3-27)$$

Figure 3-14(b)に示すように、グラフは密度比に沿って減少する。相関項 ξ'_2 は次式のように表される。

$$\xi'_2 = \frac{\xi'}{\xi'_1} = 0.866 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-0.029} \quad (3-28)$$

最後に、LUT データを用いた機構論モデルに基づく相関式として式(3-29)を導出した。

$$Bo = \frac{q_{CHF}}{Gh_{fg}} = 0.000025 \phi_l \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-0.077} \left(0.13 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{2.15} \frac{La^{0.64}}{We^{0.36}} \quad (3-29)$$

ここで、 ϕ_l は熱平衡クオリティの補正項を表し、次式で与えられる。

$$\phi_l = \begin{cases} 1.44(1 - x_e)^{1.06} & We < 1000 \\ (1 - x_e)^{2.39} & We \geq 1000 \end{cases} \quad (3-30)$$

3.4. 機構論モデルに基づく相関式の評価

3.4.1. LUT との比較

機構論モデルに基づく相関式(3-29)は、第 3.3.2.3 節で Katto 機構論モデルから導出された式(3-23)を基に開発し、その式の係数は LUT を用いて 3.3.2.4 節で補正した。開発した式(3-29)の冷却材条件への依存性や予測性能は本節で分析する。

式(3-29)の予測精度は、参照データとして使用した LUT データに基づき評価した。Figure 3-15 は、機構論モデルに基づく相関式による CHF 予測値と LUT との比較を示し、予測値は LUT の CHF と 0~20MW/m² の範囲において±20%以内でよく一致した。本研究では、CHF 比を $R/P (= q_{LUT}/q_{pre})$ と定義して、LUT と予測 CHF の比とした。本図に示す比較から、 R/P 値の平均値は 1.00 であり、全 930 点の標準偏差は 9.8%であった。

Figure 3-16 (a) – (c)は、それぞれ圧力 0.1~18 MPa、質量速度 500~8000 kg/m²s、熱平衡クオリティ-0.5~-0.05 における R/P 値の変動を示す。 R/P 値は 18MPa 付近で±20%を超える大きな変動を示すが、冷却材領域全体では R/P 値に対する特定の圧力依存性は見られなかった (Figure 3-16(a))。Figure 3-16(b) – (e)に示すように、 R/P 値は±20%の範囲に収まり、質量速度、熱平衡クオリティ、ウェーバー数、ラプラス数について特定の傾向を持たずに、提案した相関式によって CHF を予測できることが示された。ただし、

Figure 3-16(d)に示されるように、ドライアウト現象が支配的と思われる $We < 1000$ では、 R/P 値のばらつきが小さくなる。Katto 機構論モデルで考慮されている LSD モデルは、大蒸気泡下での液膜底層の蒸発現象を仮定しており、環状流域でのドライアウト現象には適用できない。しかしながら、提案した相関式は、現在の冷却材条件下で、より低いウェーバー数領域での CHF を大きな誤差なく予測することができる。この遷移点については、今後の研究で明らかにする必要がある。

式(3-29)は、ボイド率のパラメータを明示的に含めずに開発した。Figure 3-16(f)はボイド率に対する R/P 値の変化を示す。Katto 機構論モデルに基づき開発した相関式の適用範囲はボイド率 70%以下に限定される。この図の R/P 値は、ボイド率の全範囲で均等に分布しており、 $R/P = 1.0$ を中心に特定の傾向なく、すなわち 10^{-4} から 0.7 までのボイド率範囲において $\pm 20\%$ 以内で R/P 値が分布する結果を得た。Table 3-3 に各ボイド率範囲における R/P 値の平均値と標準偏差を示す。平均値はボイド率範囲に関わらずほぼ一定の 1.0 を示し、標準偏差はほぼ 10%より小さい結果を得た。

最後に、Figure 3-16(g)に、算出された標準正規分布による R/P 値の確率密度関数 (PDF: probability density function) を示す。 R/P 値の PDF は、標準正規分布で表すことができる。その結果、圧力範囲 0.1~18 MPa、質量速度範囲 500~8000 kg/m²s、熱平衡クオリティ範囲-0.5~-0.05 のサブクール沸騰領域において、機構論モデルベース相関式(3-29)は高精度で CHF 予測が可能である。PWR の設計解析と安全解析では、CHF 相関式の予測性能を 95%確率と 95%信頼度で評価する。これを 95/95 基準に基づく DNBR 制限値と呼ぶ (内閣府原子力安全委員会, 2000)。95/95 基準に基づく DNB 比 (DNBR) の制限値は、Owen の K ファクター (F_K) (Odeh and Owen, 1980) を用いて算出する。Table 3-4 の Owen の K ファクターは、文献の表から内挿で算出した。Table 3-4 に平均値、標準偏差、DNBR 制限値 ($DNBR_{limit} = 1/(\mu(R/P) - F_K\sigma(R/P))$)および Owen の K ファクターを示す。930 点のデータに対して Owen の K ファクターは 1.730 であり、 $DNBR_{limit}$ は 1.20 であった。

3.4.2. 既存 CHF 予測手法との比較

3.1 節で述べたように、サブクール沸騰条件下の様々な CHF 予測法が多くの研究者によって提案されている。その中で、代表的な CHF 予測手法である W-3 相関式 (Tong, 1967)、Katto 機構論モデル (Katto, 1992)、Liu 機構論モデル (Liu, et al., 2000)、LUT (Groeneveld et al., 2007) と機構論モデルベース相関式(3-29)を比較した。Table 3-5 に示

すように、各モデルで適用範囲は異なる。そこで、まず、機構論モデルベース相関式(3-29)を含む CHF 予測モデルと LUT を同一冷却材範囲で比較した (Figure 3-17(a)–(c))。

Figure 3-17(a)は、W-3 相関式と LUT の比較である。W-3 相関式は、発熱長を変数を含む相関式である。流れの未発達期間で生じる DNB は、発達域と比べて CHF 現象が変化することが知られている。このような未発達領域の効果を最小にするため、十分発熱長が長い $L/D = 125$ ($L = 1.00 \text{ m}$, $D = 0.008 \text{ m}$) として CHF を評価した。また、W-3 相関式による CHF 計算は入口条件も必要になるため、LUT の局所冷却条件から $L/D = 125$ を仮定して入口冷却条件 ($h_{in} = x_e h_{fg} + h_{sat} - 4(q_{CHF}/G)(L/D)$) を計算した。○印は、予測された CHF が W-3 相関式の適用範囲内にあることを示し、△印は、その適用範囲外であることを示す。この比較から、W-3 相関式は適用範囲内では LUT よりわずかに大きい CHF を $\pm 20\%$ 以内で予測した。しかし、適用範囲外の CHF 予測値は LUT よりかなり大きく、最大誤差は -65% であった。W-3 相関式は限定された冷却材条件に基づいて開発されたため、W-3 相関式を適用範囲外領域に適用した場合、予測値が LUT と異なる結果になったと考えられる。適用範囲内外の予測値を含めると、W-3 相関式による R/P 値の標準偏差は 13.1% であり、後述する他の予測モデルと比較して R/P 値のばらつきは小さい。

Figure 3-17(b)は、Katto 機構論モデルと LUT の比較結果である。Katto 機構論モデルは、DNB 時の二相流現象を複数の構成式で与える評価方法であり、相関式よりも適用範囲が広い一方で、多くの構成式を使うため不確かさが大きくなる傾向がある。Katto 機構論モデルは LUT と比較して、 10 MW/m^2 以下付近で予測値のばらつきが大きく、 R/P 値の標準偏差は 17.4% であった。Figure 3-17(c)は、Liu 機構論モデルと LUT を比較した結果である。Liu 機構論モデルには発熱長の項を含むため、W-3 相関式と同様に $L/D = 125$ ($L = 1.00 \text{ m}$, $D = 0.008 \text{ m}$) を仮定した。そのため、入口の冷却材条件は、LUT の局所冷却水条件から $L/D = 125$ で計算した。Liu 機構論モデルでは、質量速度範囲が $1000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ 以下では収束できない点が複数存在する。そのため、Liu 機構論モデルで収束できる点に限定して評価した。Figure 3-17(c)に示すように、Liu 機構論モデルの CHF 予測値は LUT に比べ 20% 低く評価する傾向にあり、最大誤差は $+118\%$ であった。また、 R/P 値の標準偏差は 16.4% であった。なお、Liu 機構論モデルは高熱流束データに基づいて開発されたため、低熱流束の条件では予測に適さず、その領域では収束しないケースも存在する。

圧力、質量速度、熱平衡クオリティなどの冷却条件を変化させ、各 CHF 予測手法と LUT の対応するデータを比較した。Figure 3-18(a)–(c)は、それぞれ圧力、質量速度、熱平衡クオリティによる CHF の変化を示す。これらの図において、○は LUT、実線は機

機構論モデルベース相関式、短破線は W-3 相関式、破線は Katto 機構論モデル、点線は Liu 機構論モデルを示す。Figure 3-18(a)は、 $G=4000\text{kg/m}^2\text{s}$ 、 $x_e=-0.1$ 、 $L/D=125$ の予測 CHF に対する圧力の影響を示しており、その減少傾向は 3~18MPa まで 4 つの予測モデル間で明確な差は見られない。しかし、Liu 機構論モデルによる予測値は、冷却材条件において 4 つの予測モデルの中で最も低い値を示した。この傾向は、Figure 3-17(c)でも確認できる。Table 3-5 に示すように、Liu 機構論モデルは他のモデルより高い質量速度と高い CHF 条件から導出されているため、LUT との CHF の不一致は、他のモデルとは異なる冷却材条件での開発に起因している可能性がある。この結果より、Liu 機構論モデルは、高質量速度条件での CHF を保守的に評価するといえる。W-3 相関式は、その適用範囲の最大圧力に相当する 16MPa までの圧力値において、LUT よりもわずかに大きな値を示した。しかし、16MPa を超えると、W-3 相関式と他のモデル間の差が大きくなる。Katto 機構論モデルと機構論モデルベース相関式は LUT とよく一致したが、機構論モデルベース相関式は LUT に基づいて最適化されているため、より低い圧力範囲でもよく一致する結果を得た。

Figure 3-18(b)は、予測 CHF に対する質量速度の影響を示す。1500kg/m²s 以下の条件では、質量流束の増加とともに LUT データが減少しており、これは DNB とドライアウトの間の遷移点に相当する。このような低質量速度領域における CHF の減少傾向は、機構論モデルベース相関式と Katto 機構論モデルにより、実際の現象がそれらの機構論の仮定と異なる可能性はあるものの、CHF を予測可能であることがわかった。しかし、Katto 機構論モデルの予測した CHF は、低質量速度領域で極小値を有しており、CHF 予測における LSD モデルの限界を示すものであった。一方、Liu 機構論モデルは、このような低質量流速の条件下では収束しない結果を得た。Liu 機構論モデルはパラメータを調整せずに開発されたため、適用範囲外の計算でこのような不整合が発生した可能性がある。また、Liu 機構論モデルは高質量流速領域で CHF が減少する傾向を示したが、他の予測モデルは増加する傾向を示した。Liu 機構論モデルが高質量速度領域で他のモデルと不一致を示す理由は明らかでなく、今後の研究で明らかにする必要がある。W-3 相関式は、その適用範囲外である極端に低い質量速度条件下で CHF を過大評価した。W-3 相関式と Katto 機構論モデルの予測値は LUT の予測値より若干大きい値を示した。機構論モデルベース相関式は、LUT と最もよく一致した。

Figure 3-18(c)は、全てのモデルの予測 CHF が熱平衡クオリティに対して減少傾向を示しており、機構論モデルベース相関式による予測値は、参照した LUT データとよく一致した。Katto と Liu の機構論モデルによる予測値は、熱平衡クオリティに対して同様の傾向を示すことが多く、LUT と比較して比較的保守的に見積もられている。特に、ほとんどの CHF 実験データが 8mm より小さい管径で得られた-0.5 から-0.3 の狭い熱平

熱平衡クオリティ範囲では、2つのモデルによる CHF の予測値は著しく小さい。したがって、LUT のターゲットである 8mm 管のこのような低熱平衡クオリティ領域にモデルを適用することは困難である可能性がある。機構論モデルベース相関式と W-3 相関式の比較では、熱平衡クオリティ範囲である-0.1~-0.05 において良好な一致を示した。しかし、W-3 相関式は、明らかに適用範囲外である低熱平衡クオリティ領域において CHF を過大評価する傾向にあった。それらの結果に対して、機構論モデルベース相関式は、W-3 相関式よりも広い範囲の熱平衡クオリティにおいて CHF を予測する結果を得た。

これらの結果から、機構論モデルベース相関式は、Katto 機構論モデル、Liu 機構論モデル、W-3 相関式と比較して、サブクール条件下での広い冷却材範囲の CHF を適切に予測できることが示された。

3.5. 結論

本研究では、CHF 予測手法の一つである LSD モデルに基づく Katto 機構論モデル及び LUT データを用いて CHF 予測向け相関式を提案した。開発した機構論モデルベース相関式は従来の CHF 予測モデルよりも簡便で広い適用範囲を提供し、従来の機構論モデルのような収束計算は不要な相関式である。この相関式は PWR の設計解析と安全解析における実用的な要求を満足する可能性がある。本研究の結果、次のような結論を得た。

- (1) Katto 機構論モデルに基づき簡略化した CHF 相関式を導き、明示的な関数形式を導出した。この相関式は、ボイリング数、ウェーバー数、密度比、ラプラス数の無次元数を持つ汎関数形式である。簡略化 CHF 相関式は Katto 機構論モデルとよ一致を示し、標準偏差は 12%であった。
- (2) 機構論モデルベース相関式(3-29)は、LUT データを用いて簡略化 CHF 相関式を補正したもので、20MW/m² まで±20%以内で CHF 値を予測することができた。機構論モデルベース相関式の LUT と予測 CHF の $R/P (= q_{LUT}/q_{pre})$ として定義される CHF 比の平均値は 1.00 で、全 930 データ点の標準偏差は 9.8%であった。相関式の適用範囲は、圧力 0.1~18 MPa、質量速度 500~8000 kg/m²s、熱平衡クオリティ-0.5~-0.05 であり、95/95基準に基づく DNBR 制限値は 1.20 である。
- (3) 機構論モデルベース相関式、W-3 相関式、Katto 機構論モデル、Liu 機構論モデル、

LUT と比較した。また、パラメータを変化させた場合の予測性能を評価した。その結果、W-3 相関式の予測値は、適用範囲内では LUT よりわずかに大きく、CHF を $\pm 20\%$ 以内で予測した。適用範囲外では LUT より大きな値が予測された。主に高熱流束の実験データベースに基づき開発された Liu 機構論モデルは、本研究の冷却材条件では LUT より約 20% 低く予測し、収束しない冷却材条件では LUT と不一致の結果を示した。

- (4) 今後、管直径 8mm の LUT から導かれた機構論モデルベース相関式は、より広範囲の管径を持つ実験データベースを用いて相関式の適用性及び補正を検討する必要がある。さらに、機構論モデルベース相関式は、想定される物理現象とは異なる高クオリティ領域や低ウェーバー数領域 ($We < 1000$ など) にも適用できるように、冷却材条件を拡張したデータベースでその適用範囲の妥当性を確認する必要がある。

Table 3-1. LUT database for developing a mechanistic model-based correlation

Reference	Number of data points	P [MPa]	G [kg/m ² s]	x_e [-]	q_{LUT} [kW/m ²]
Groeneveld (2007)	930	0.1 – 18.0	500 – 8000	-0.5 to -0.05	1574 – 20,708

Table 3-2. Parameters in LSD models

Authors	u_b	δ_{sub}	L_b	Application range
Lee and Mudawar (1988)	Force balance in an axial direction (buoyancy force and drag force) and Karman velocity distribution	Force balance in a radial direction (evaporation momentum and lateral lift force)	The critical wavelength of Helmholtz instability	Subcooled boiling condition of PWR
Katto (1992)	$u_b = Ku_\delta$ (local mixture velocity, u_δ ; velocity coefficient, K)	The liquid sublayer thickness in pool boiling	The critical wavelength of Helmholtz instability	Subcooled boiling $P < 20.0$ MPa
Celata et al. (1994)	Force balance in an axial direction (buoyancy force and drag force) and Karman velocity distribution	Superheated layer thickness–Vapor blanket thickness	The critical wavelength of Helmholtz instability	Subcooled boiling $\Delta T_{in} \geq 25$ K, $P \leq 8.4$ MPa
Celata et al. (1999)	Superheated layer thickness increase to bubble departure diameter	Not assume a δ_{sub}	Equal to the bubble diameter at the wall detachment	Subcooled boiling $\Delta T_{in} \geq 25$ K, $P \leq 8.4$ MPa
Liu et al. (2000)	Force balance in an axial direction (buoyancy force and drag force) and Karman velocity distribution	Equal Helmholtz critical wavelength at the upper and bottom interface of the vapor blanket	The critical wavelength of Helmholtz instability	Subcooled and Saturated boiling
Liu et al. (2012)	Force balance in an axial direction (buoyancy force and drag force) and Karman velocity distribution	Force balance in a radial direction (evaporation momentum, lateral lift force, and wall lubrication force)	The critical wavelength of Helmholtz instability	Subcooled and Saturated boiling

(Zhao et al., 2019)

Table 3-3. CHF prediction accuracy in each void-fraction range of 0–0.7

Void fraction, α [-]	Number of data points	Mean value, $\mu(R/P)$ [-]	Standard deviation, $\sigma(R/P)$ [%]
$0 < \alpha \leq 0.05$	510	1.03	10.1
$0.05 < \alpha \leq 0.1$	89	0.98	7.7
$0.1 < \alpha \leq 0.2$	94	0.94	7.4
$0.2 < \alpha \leq 0.3$	99	0.95	6.8
$0.3 < \alpha \leq 0.5$	73	0.97	9.4
$0.5 < \alpha \leq 0.7$	65	0.99	9.2
Total	930	1.00	9.8

Table 3-4. The departure from nucleate boiling ratio (DNBR) limit of the mechanistic model-based correlation

Item	Value
Number of data points n [-]	930
Mean value $\mu(R/P)$ [-]	1.00
Standard deviation $\sigma(R/P)$ [%]	9.8
Owen's K factor F_K [-]	1.730
DNBR limit $DNBR_{limit}$ [-]	1.20

Table 3-5. Applicable range of CHF prediction models and calculated standard deviation compared with LUT

Parameter	Katto mechanistic model (1992)	Liu mechanistic model (2000)	W-3 correlation (1967)	Mechanistic model-based correlation (Eq.(3-29)]	LUT (2007)
P , MPa	0.1 – 19.6	0.1 – 19.25	6.9 – 15.9	0.1 – 18.0	0.1 – 21
G , kg/m ² s	350 – 40,600	900 – 90,000	1400 – 6800	500 – 8000	0 – 8000
x_e , -	-	-	-0.15 to 0.15	-0.5 to -0.05	-0.5 to 1.0
$T_{sat} - T_l$, K	0 – 117.5	-	-	-	-
T_{in} , °C	-	0.3 – 354.0	-	-	-
h_{in} , kJ/kg	-	-	≥930	-	-
L/D , -	-	2.5 – 365	-	-	-
L , m	-	-	0.25 – 3.66	-	-
D , m	0.003 – 0.011	0.0003 – 0.038	0.005 – 0.018	0.008	0.008
$\sigma(R/P)$, %	17.4	16.4	13.1	9.8	-

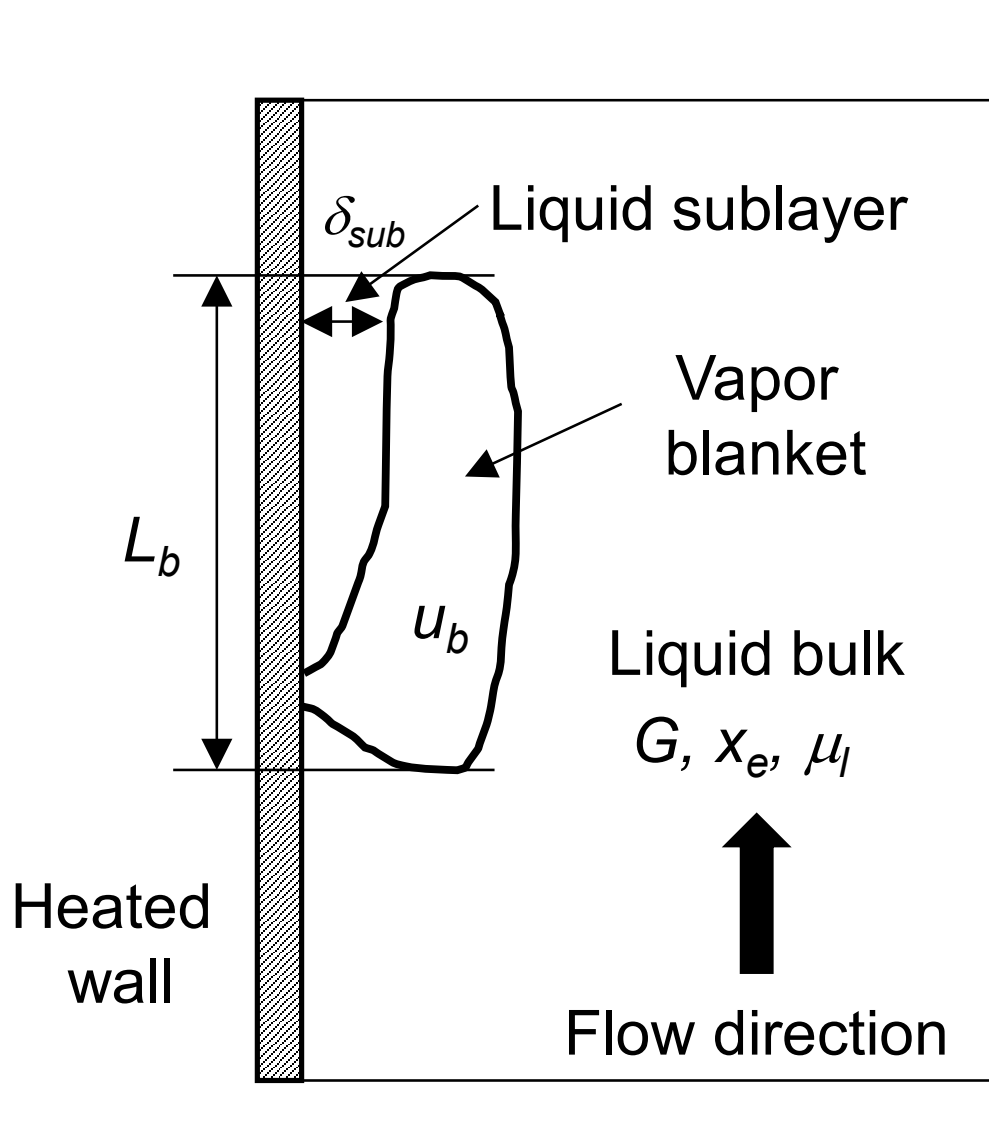
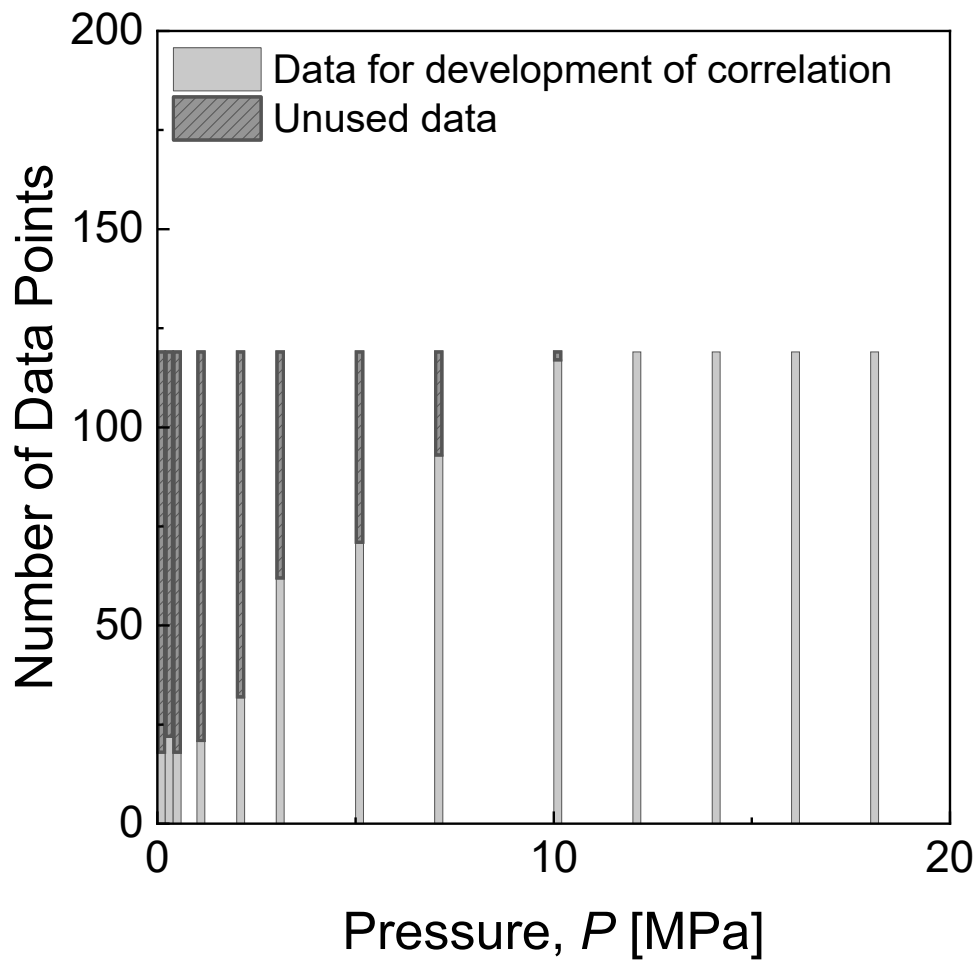
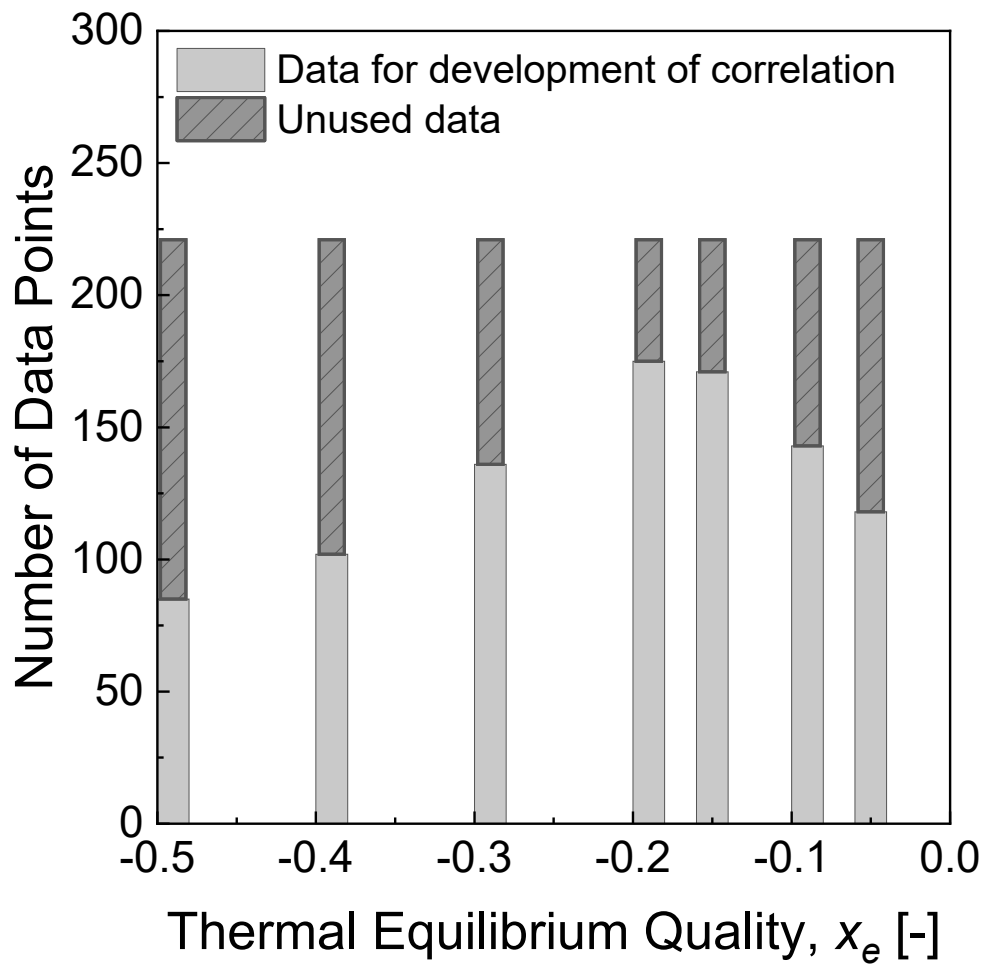


Figure 3-1. Liquid and vapor phenomenon based on liquid sublayer dryout model near a wall under subcooled boiling conditions



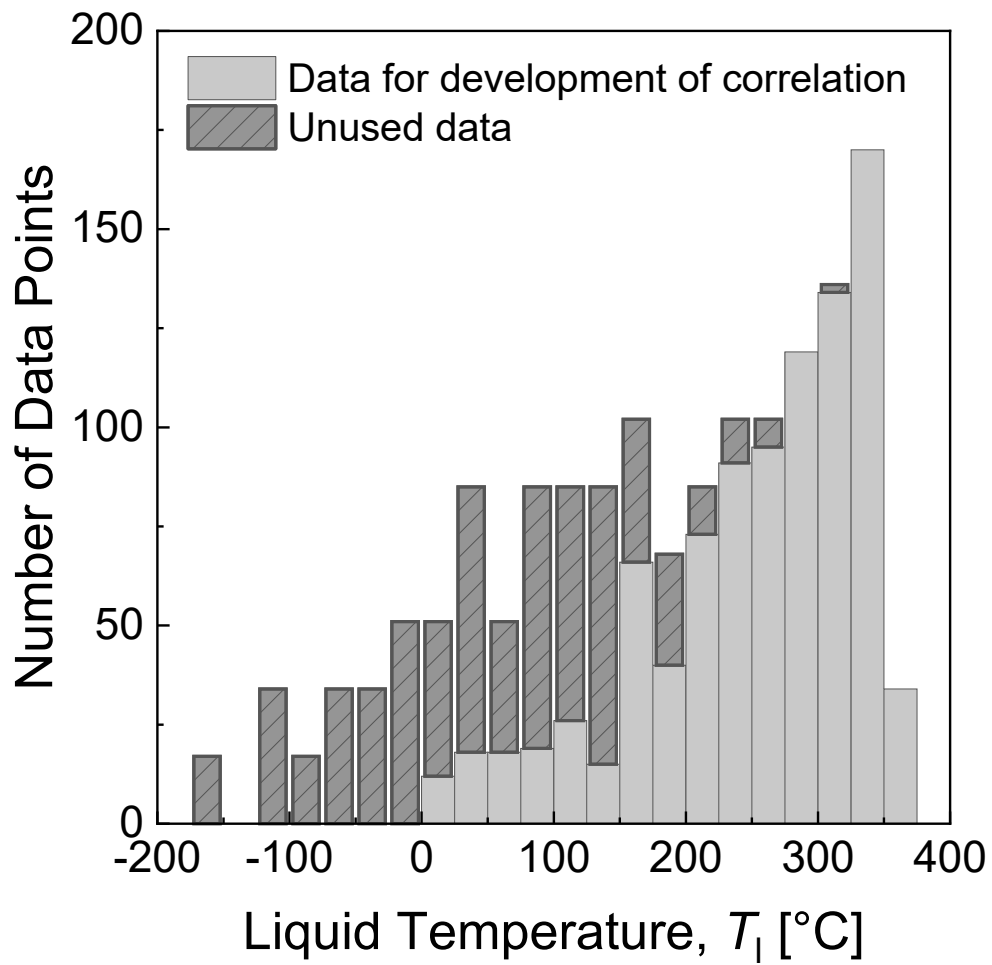
(a) pressure

Figure 3-2. Distribution of parameters in critical heat flux (CHF) database: (a) pressure, (b) thermal equilibrium quality, (c) liquid temperature, (d) mass velocity, (e) void fraction, and (f) CHF



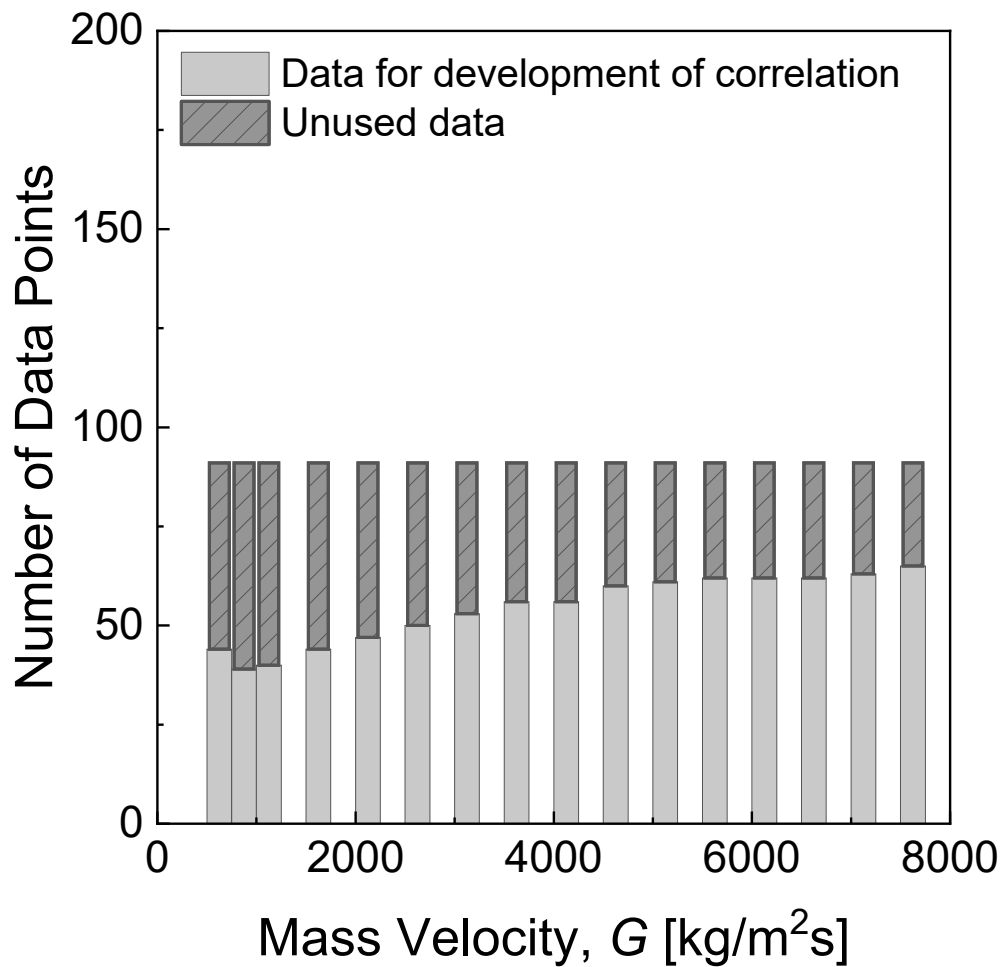
(b) thermal equilibrium quality

Figure 3-2. Distribution of parameters in critical heat flux (CHF) database: (a) pressure, (b) thermal equilibrium quality, (c) liquid temperature, (d) mass velocity, (e) void fraction, and (f) CHF (continue)



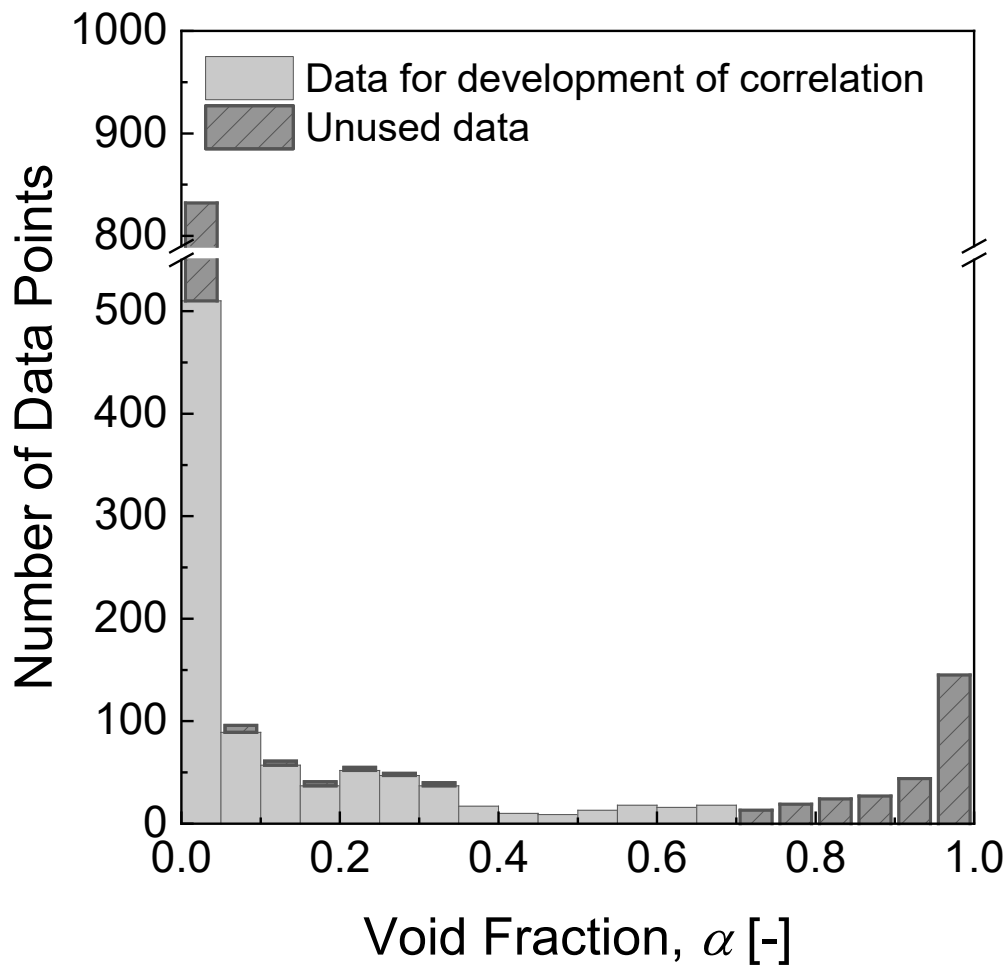
(c) liquid temperature

Figure 3-2. Distribution of parameters in critical heat flux (CHF) database: (a) pressure, (b) thermal equilibrium quality, (c) liquid temperature, (d) mass velocity, (e) void fraction, and (f) CHF (continue)



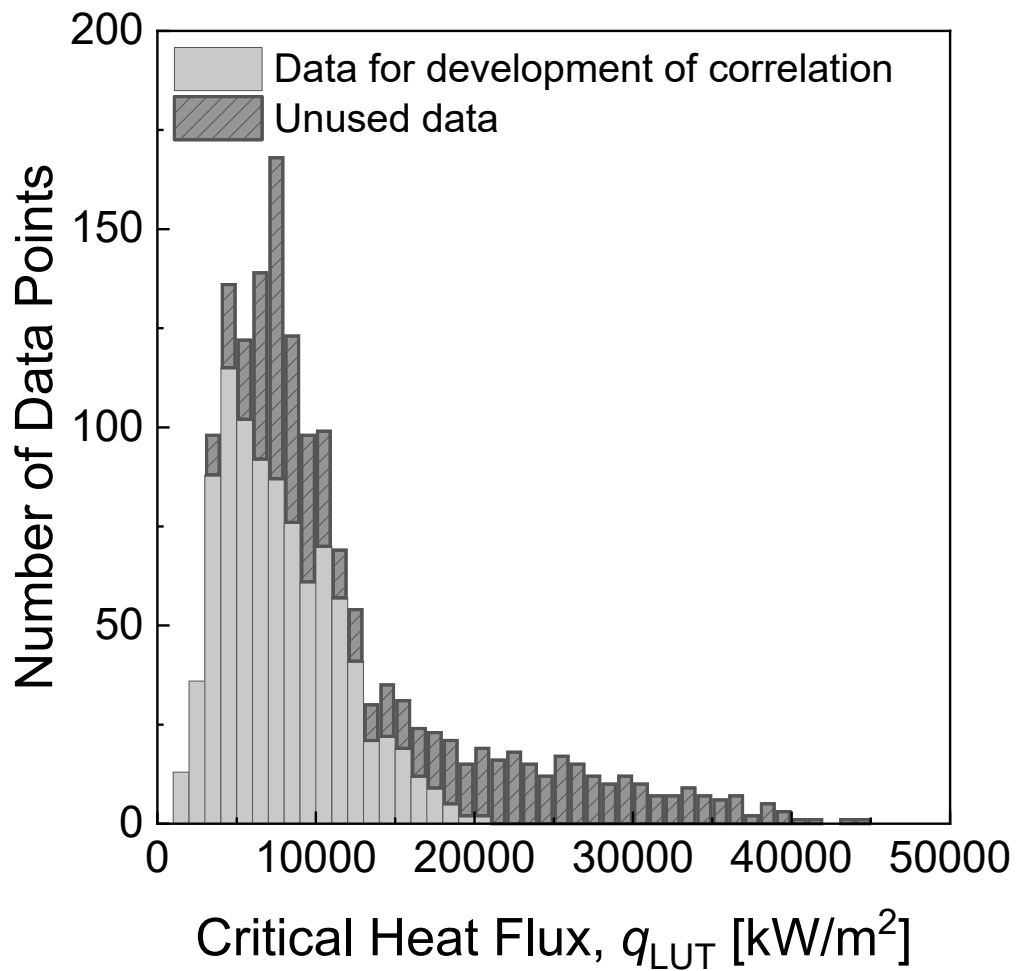
(d) mass velocity

Figure 3-2. Distribution of parameters in critical heat flux (CHF) database: (a) pressure, (b) thermal equilibrium quality, (c) liquid temperature, (d) mass velocity, (e) void fraction, and (f) CHF (continue)



(e) void fraction

Figure 3-2. Distribution of parameters in critical heat flux (CHF) database: (a) pressure, (b) thermal equilibrium quality, (c) liquid temperature, (d) mass velocity, (e) void fraction, and (f) CHF (continue)



(f) CHF

Figure 3-2. Distribution of parameters in critical heat flux (CHF) database: (a) pressure, (b) thermal equilibrium quality, (c) liquid temperature, (d) mass velocity, (e) void fraction, and (f) CHF (continue)

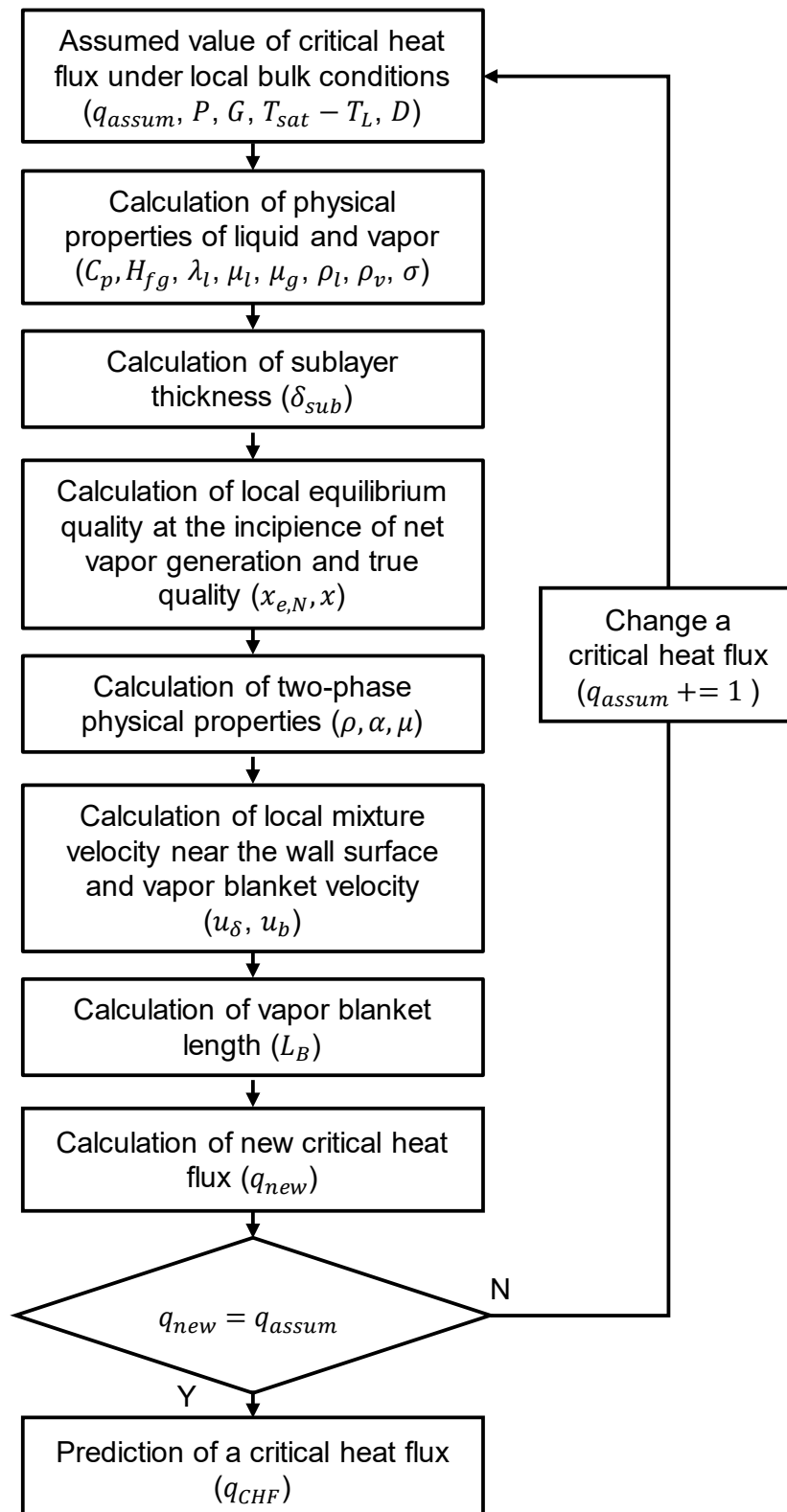


Figure 3-3. Procedure of the LSD model for CHF predictions based on the Katto mechanistic model

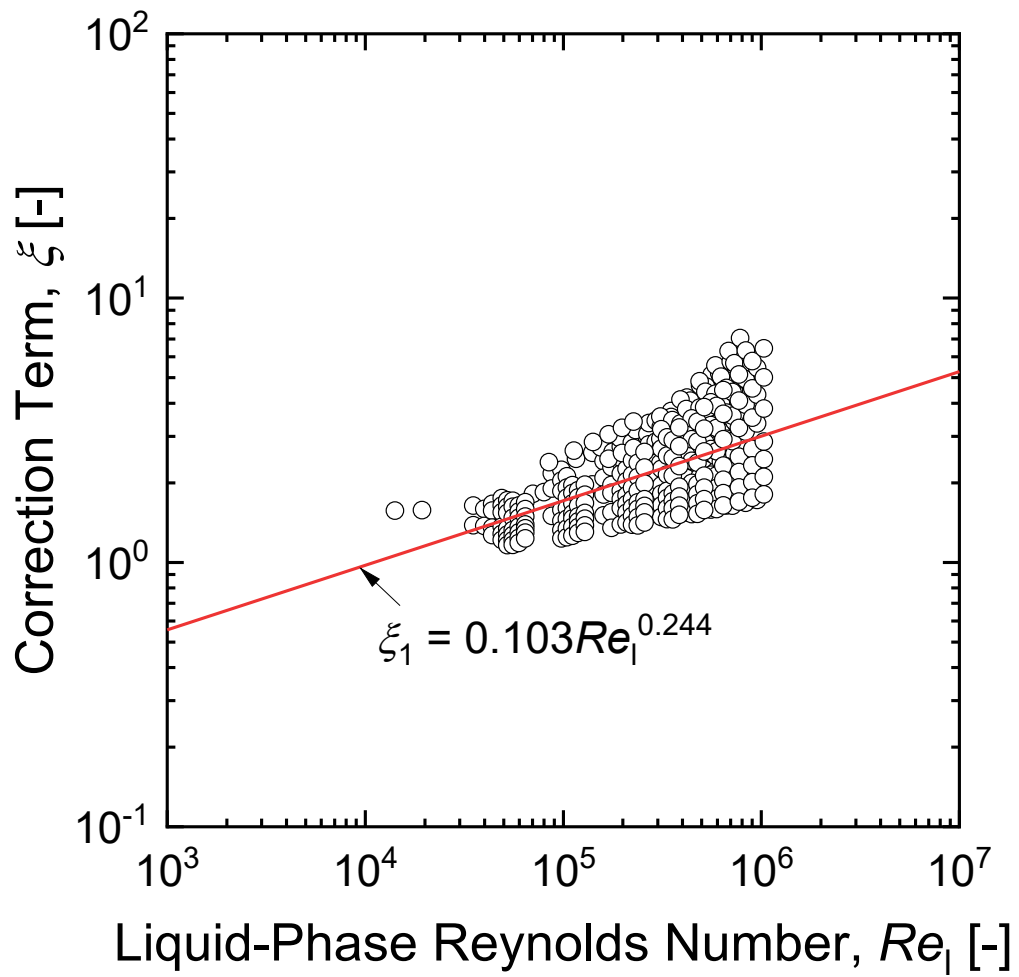


Figure 3-4. Correction term of liquid-phase Reynolds number for sublayer thickness correlation based on the Katto mechanistic model

Boiling Number of Katto Mechanistic Model,

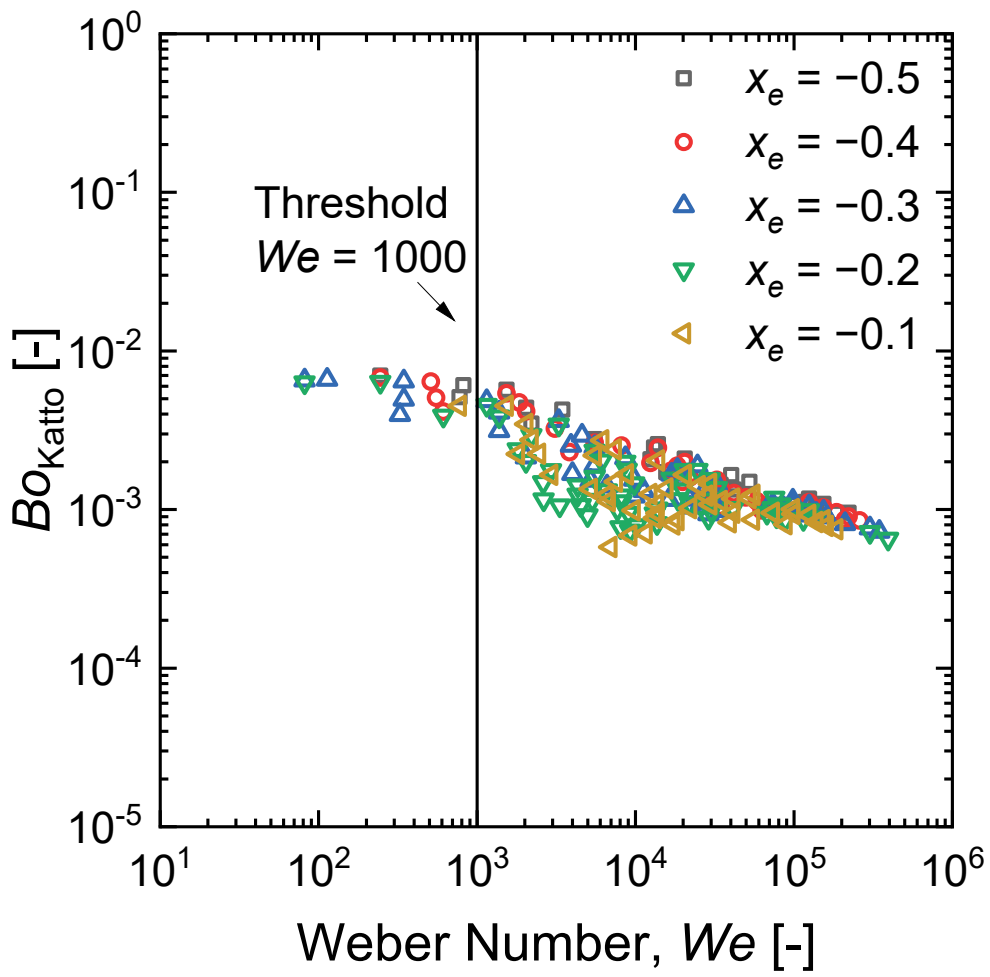


Figure 3-5. Transition point from DNB to dryout phenomenon at $We = 1000$

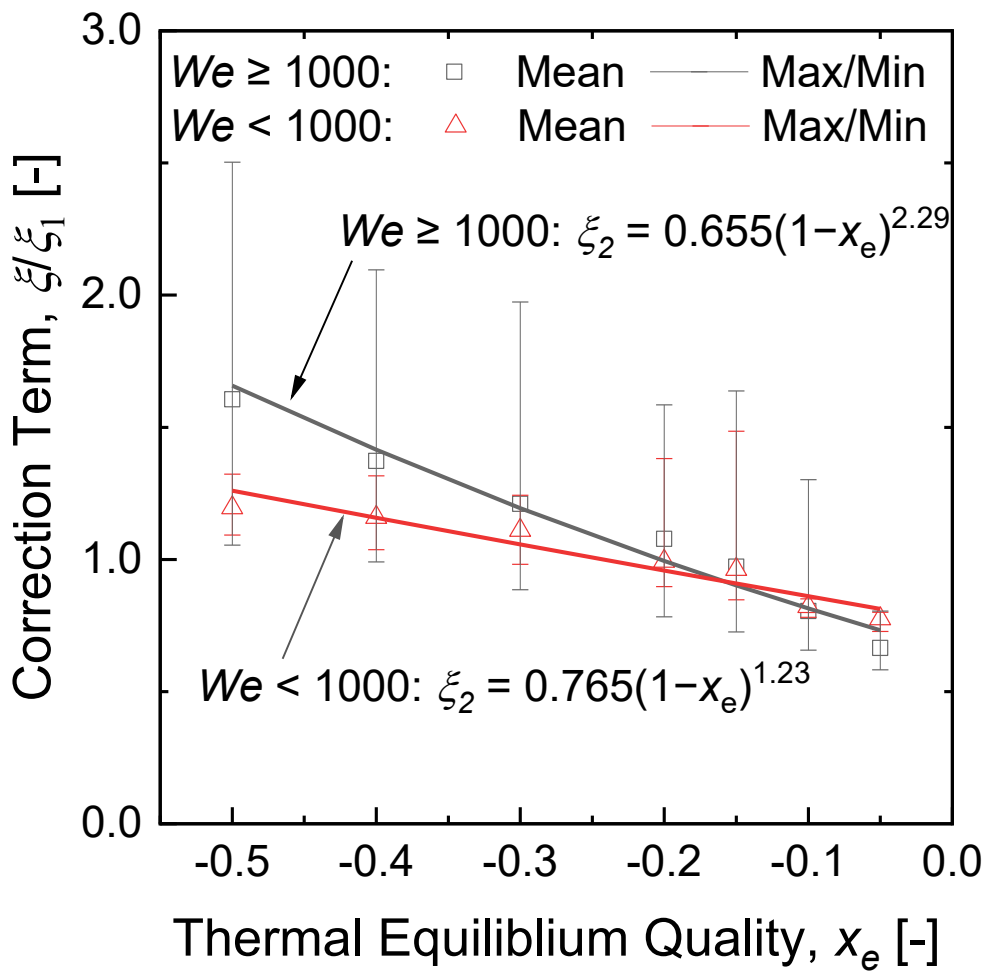


Figure 3-6. Correction term of thermal equilibrium quality for the sublayer thickness correlation based on the Katto mechanistic model

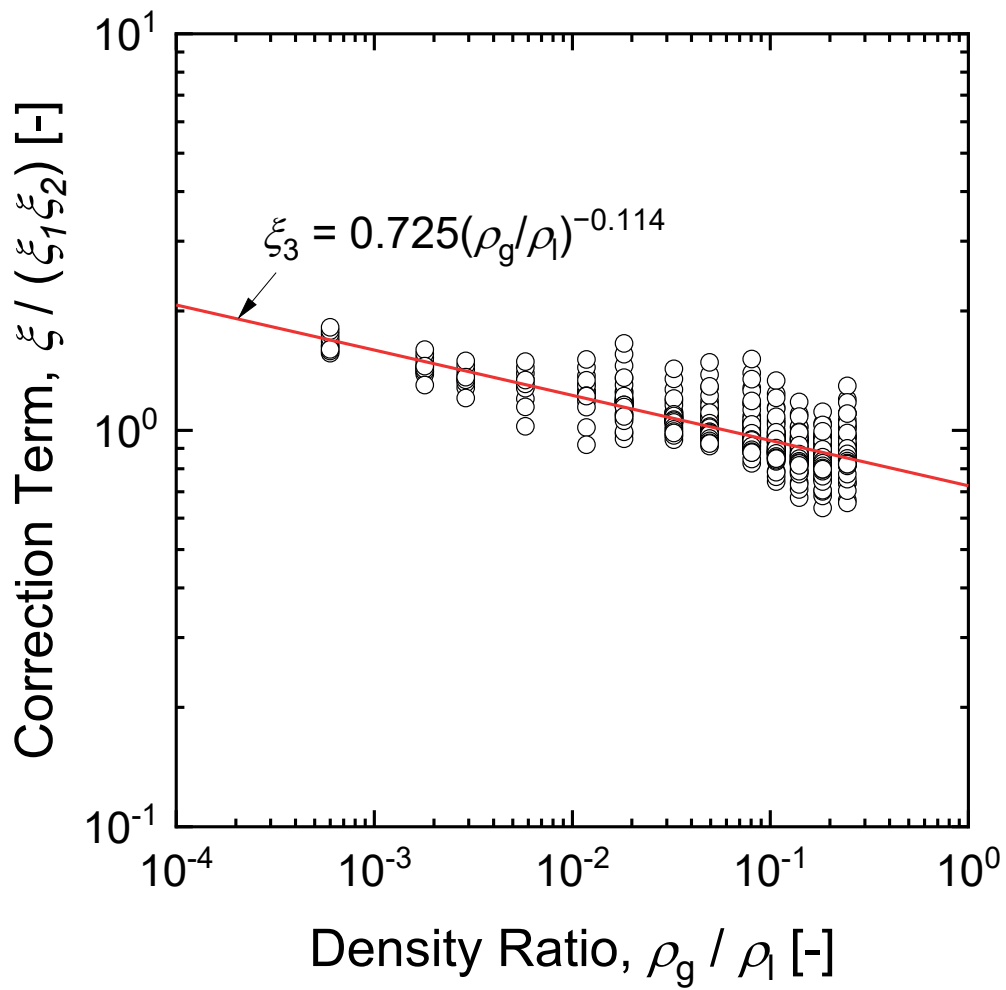


Figure 3-7. Correction term for a density ratio of the liquid sublayer thickness correlation based on the Katto mechanistic model

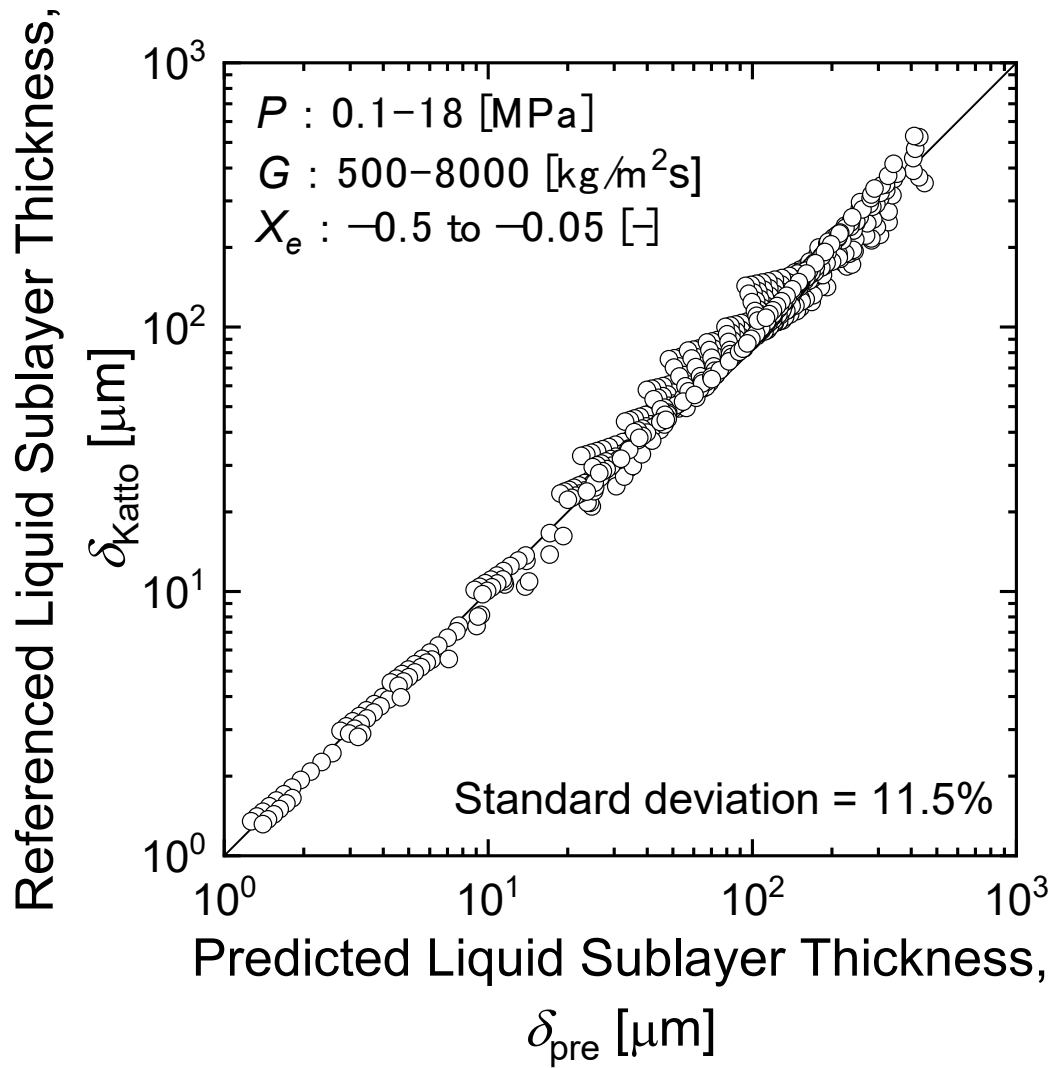


Figure 3-8. Comparison between referenced and predicted liquid sublayer thicknesses

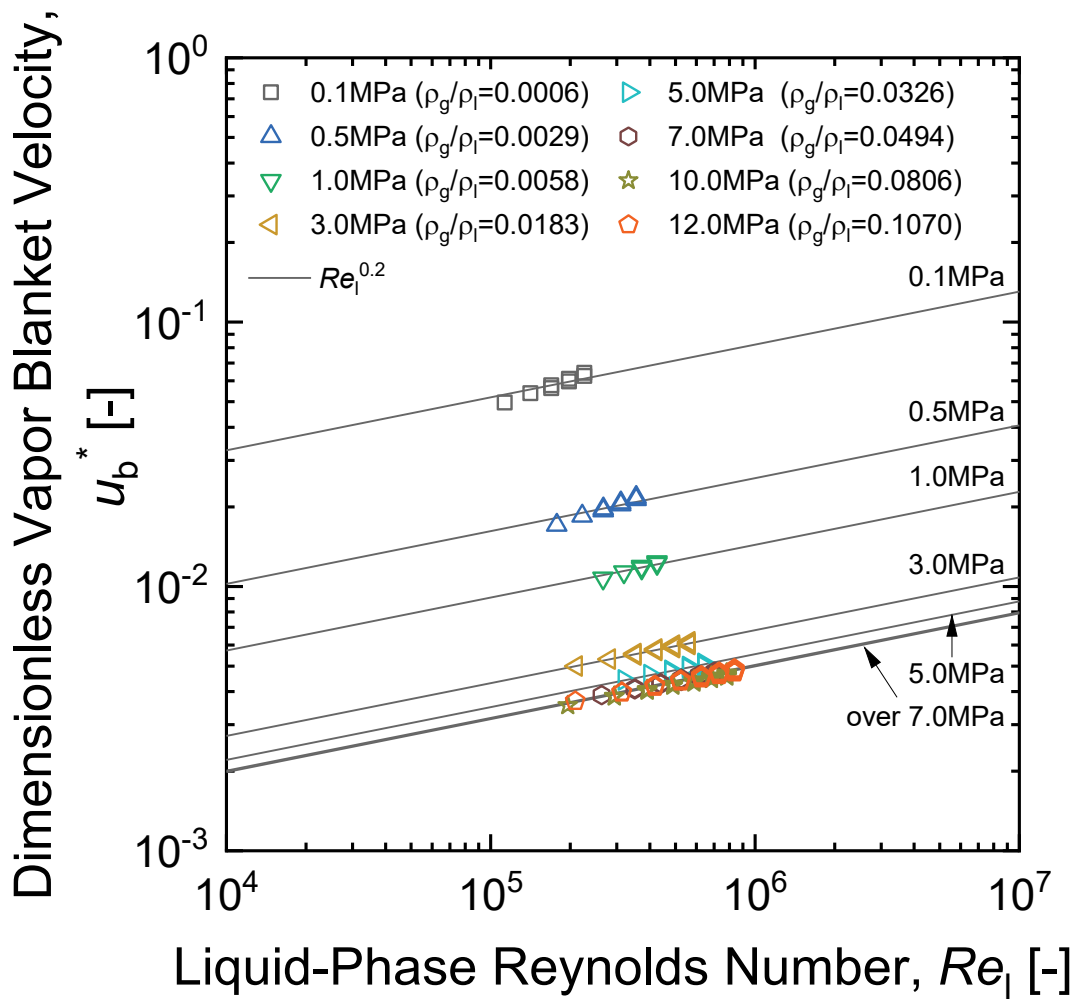


Figure 3-9. Dimensionless vapor blanket velocity with liquid-phase Reynolds number from 0.1 to 12.0MPa

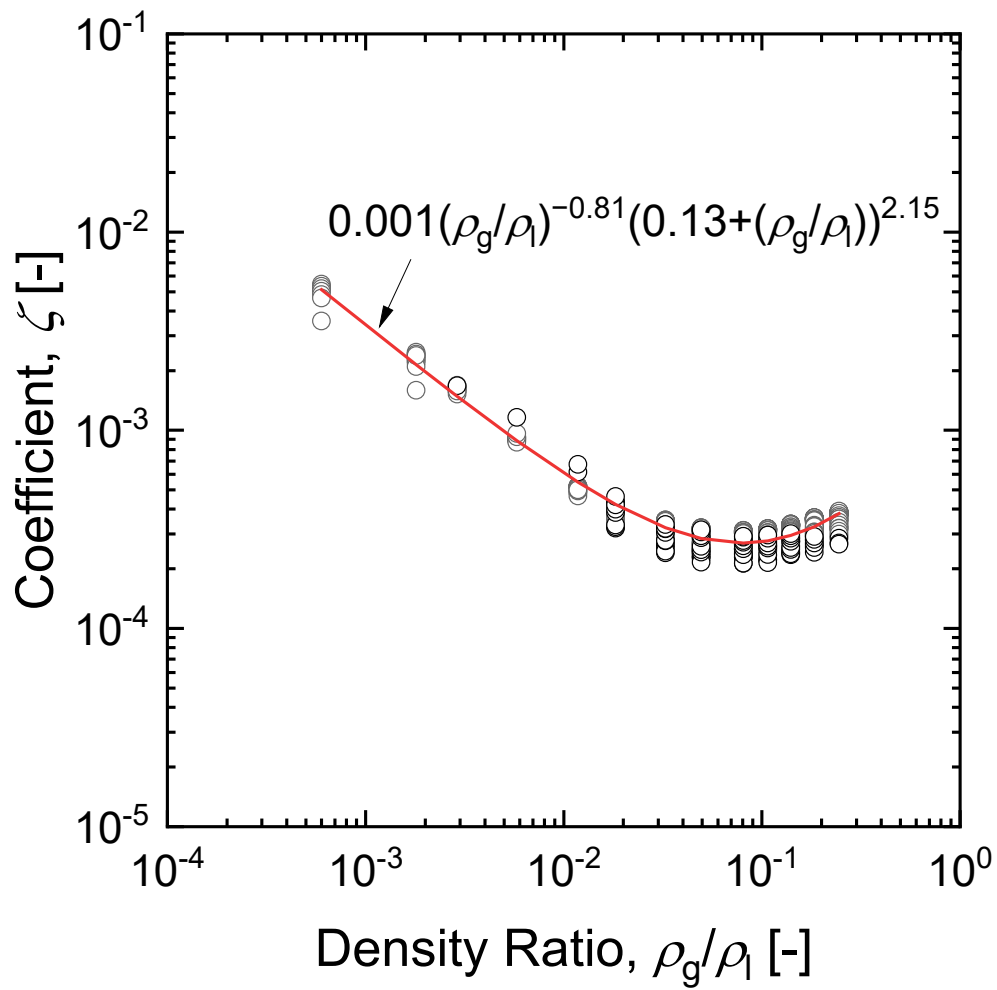


Figure 3-10. Coefficient ζ against density ratio for dimensionless vapor blanket velocity

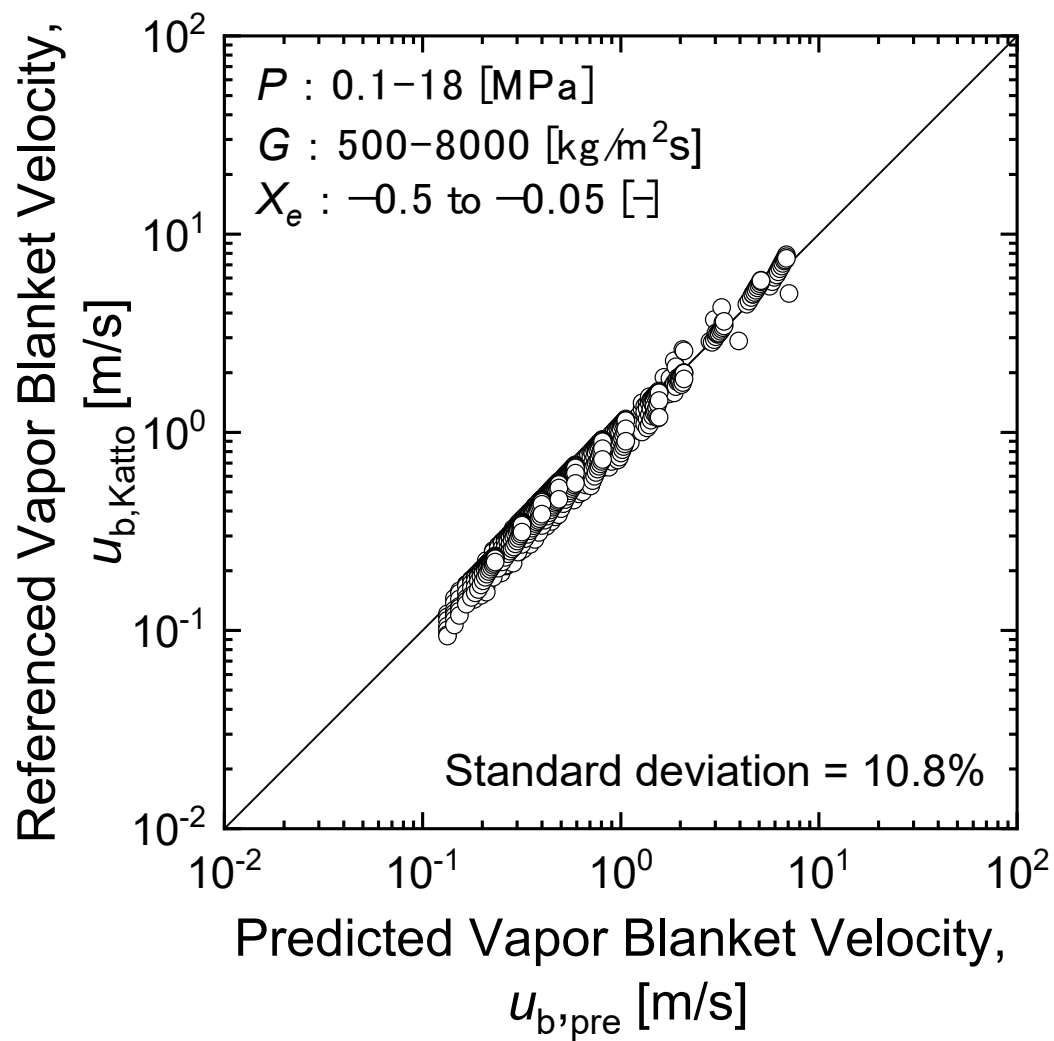


Figure 3-11. Comparisons between the referenced and predicted vapor blanket velocities

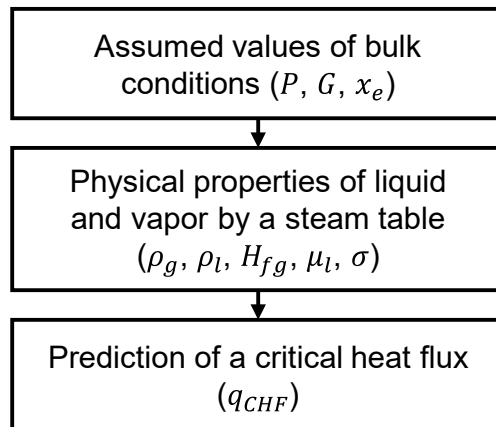


Figure 3-12. CHF prediction procedure using the simplified CHF correlation

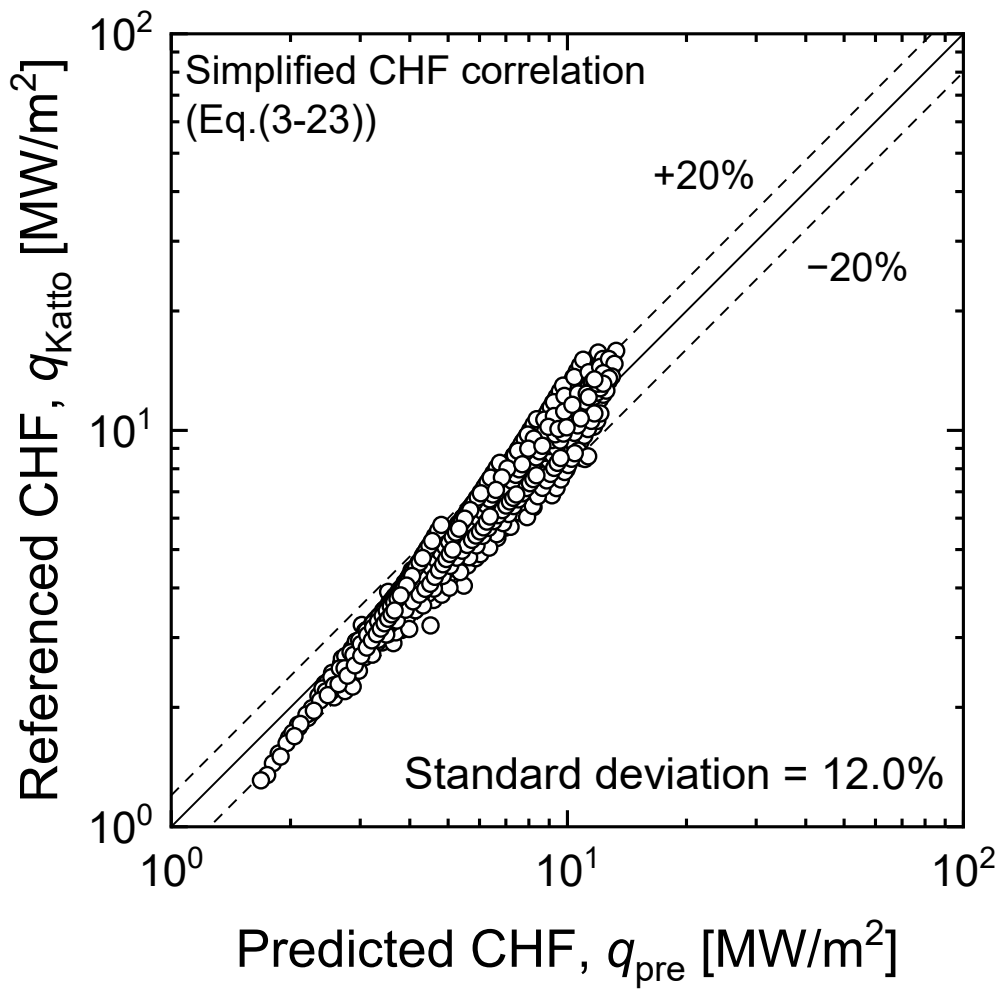
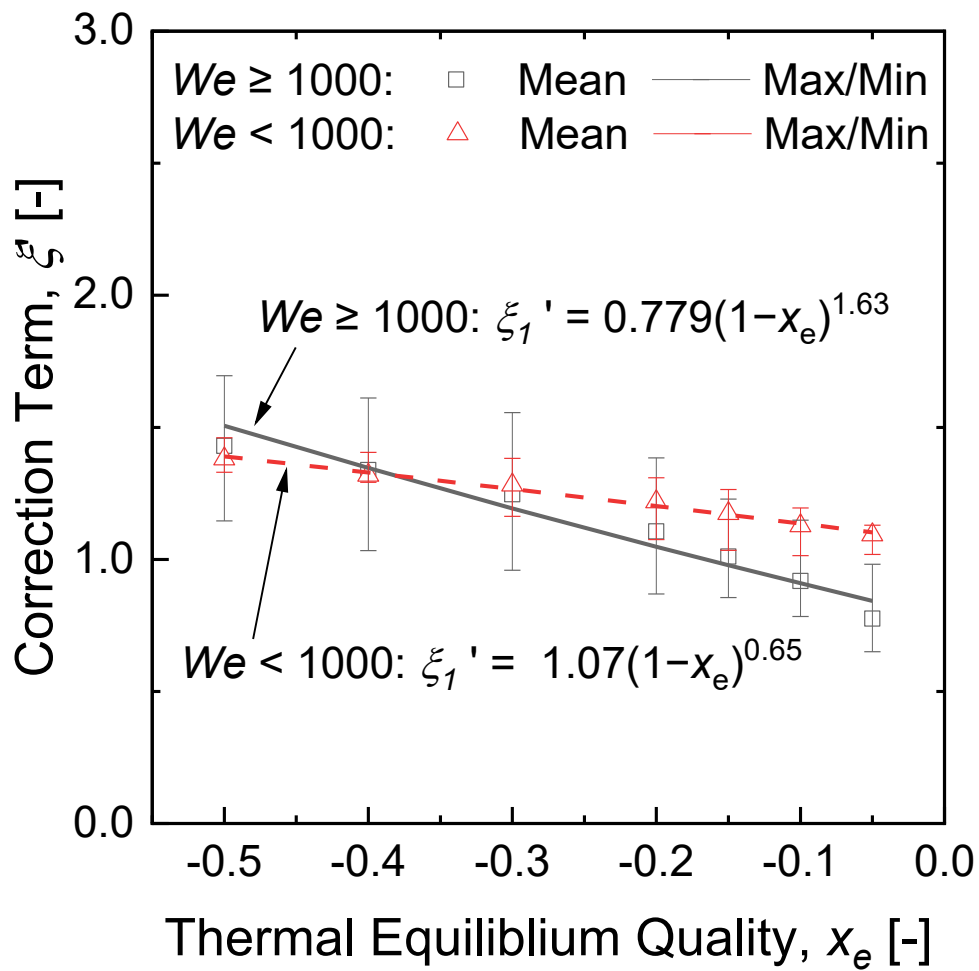
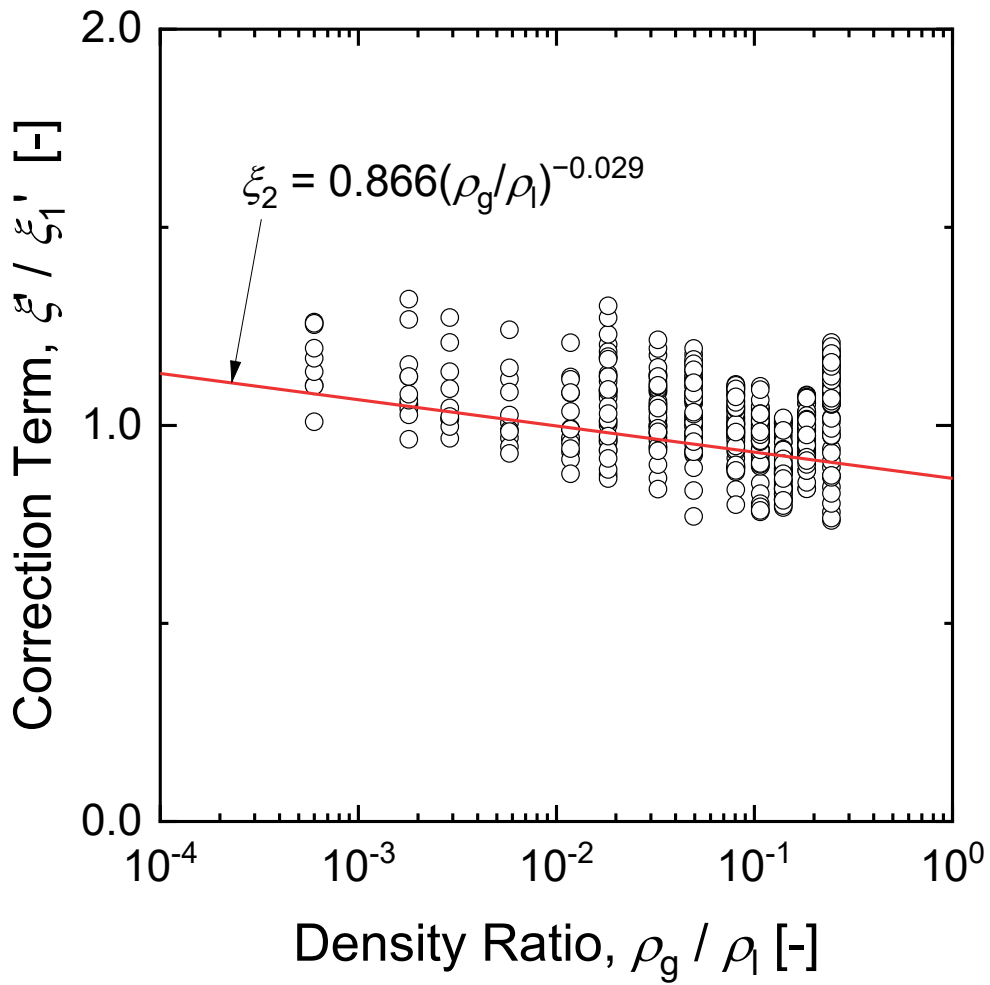


Figure 3-13. Prediction of a simplified CHF correlation compared with that of the Katto mechanistic model



(a) thermal equilibrium quality

Figure 3-14. Correction term for a mechanistic model-based correlation based on LUT data: (a) thermal equilibrium quality and (b) density ratio



(b) density ratio

Figure 3-14. Correction term for a mechanistic model-based correlation based on LUT data: (a) thermal equilibrium quality and (b) density ratio (continue)

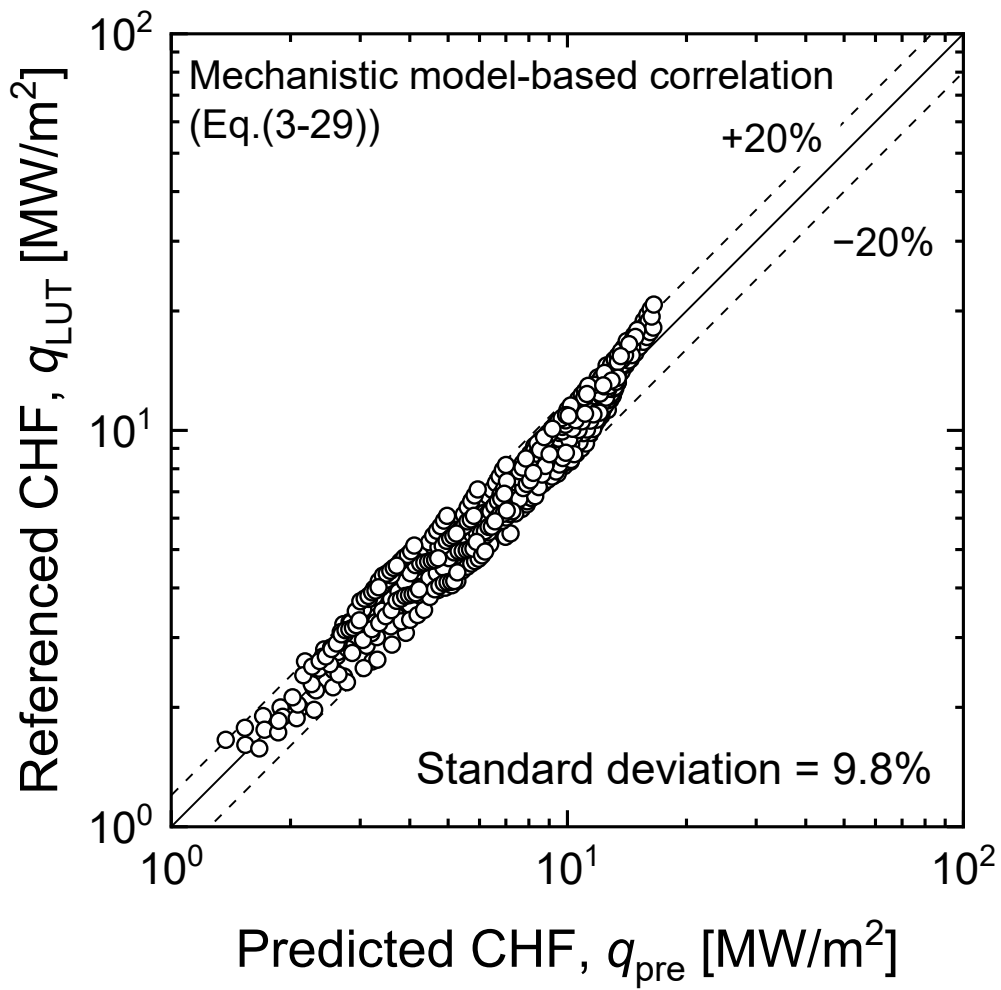
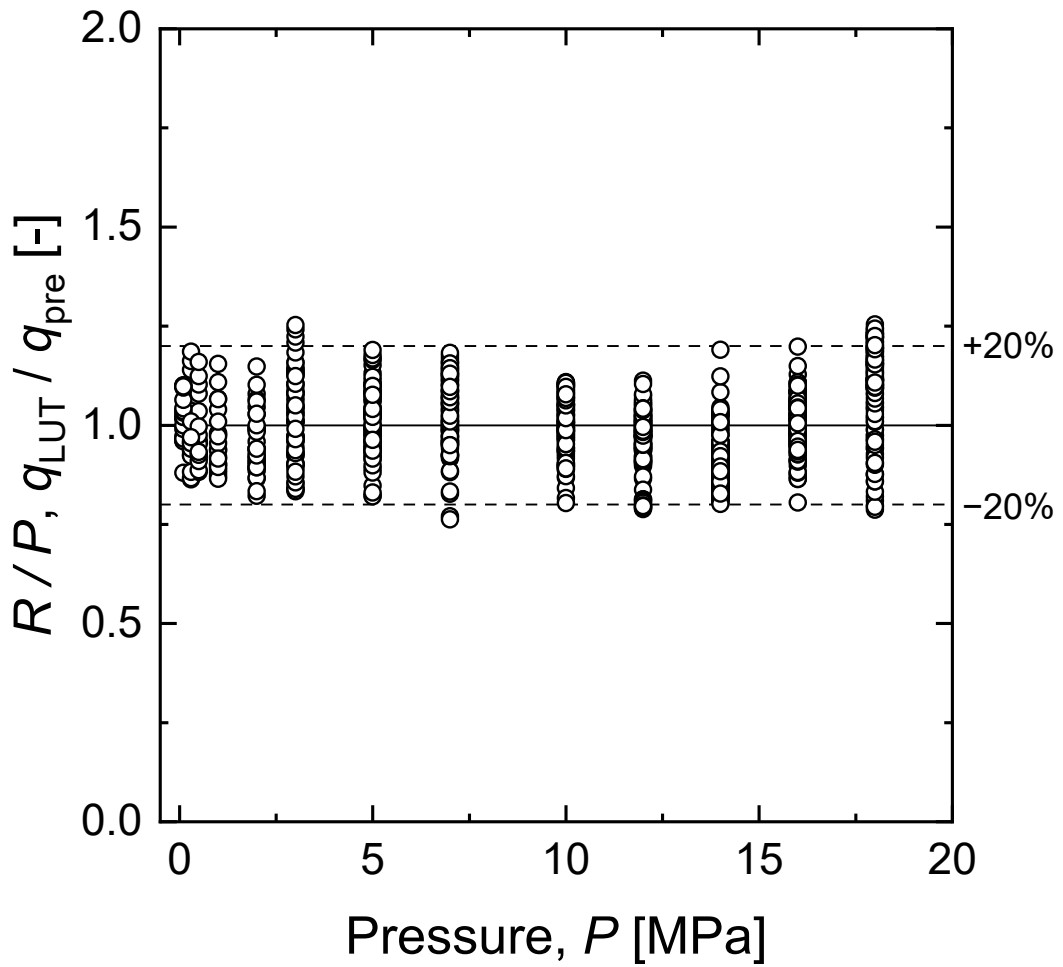
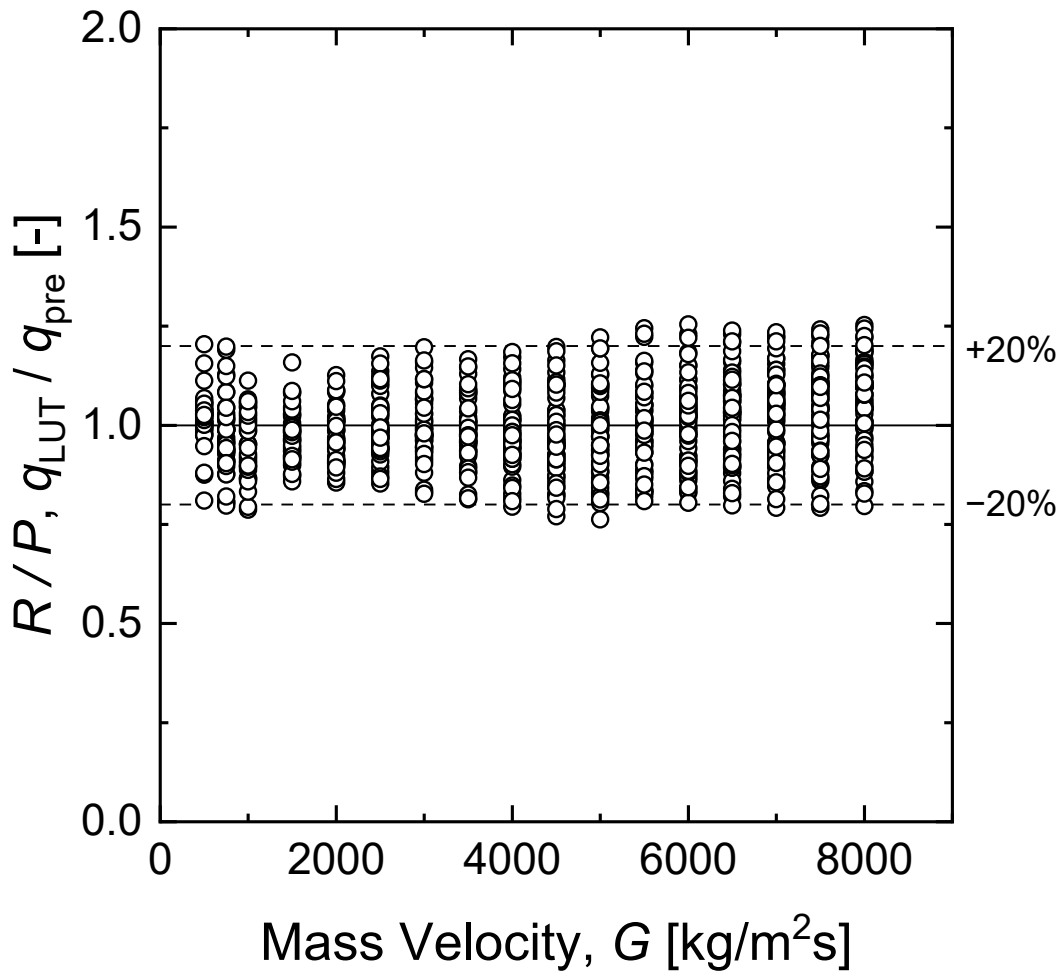


Figure 3-15. Prediction of a mechanistic model-based correlation compared with that of the LUT



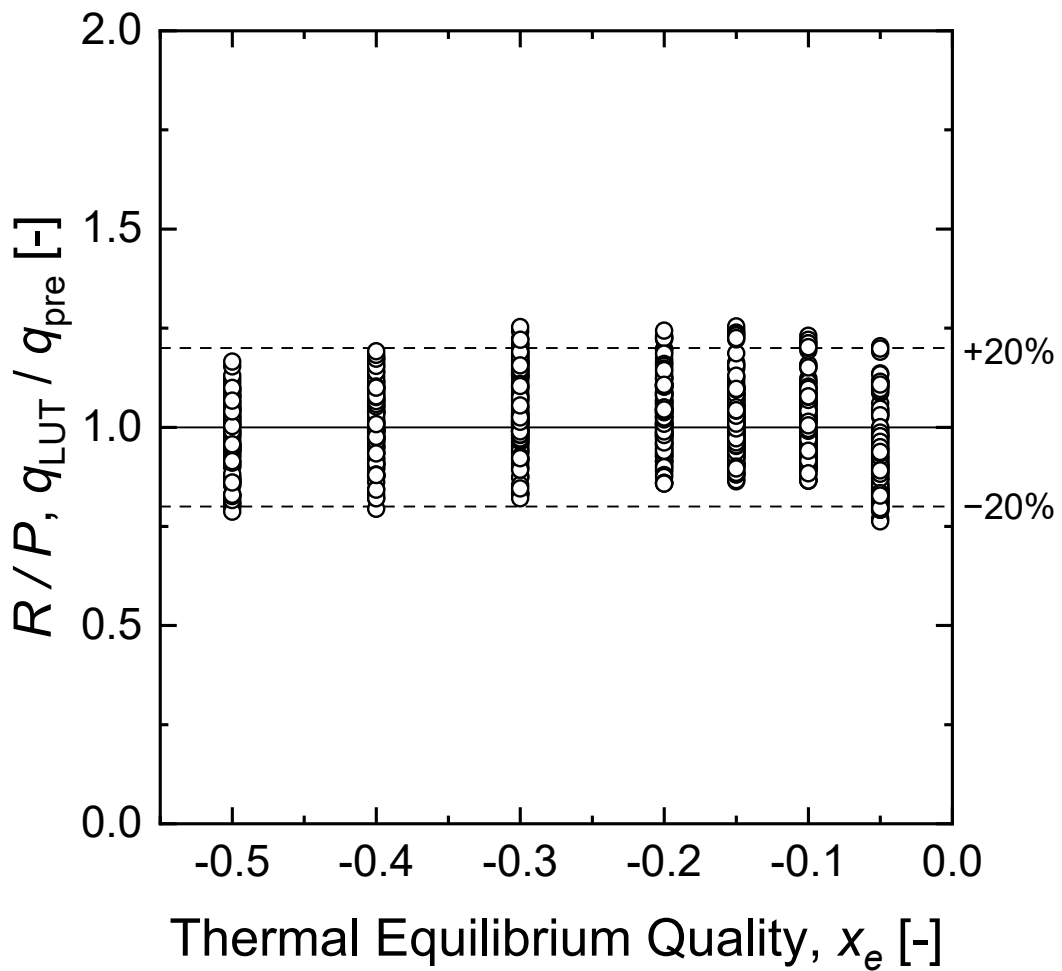
(a) pressure

Figure 3-16. The ratio of predicted CHF to referenced CHF under subcooled boiling conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) Weber number, (e) Laplace number, (f) void fraction, and (g) histogram of the R/P



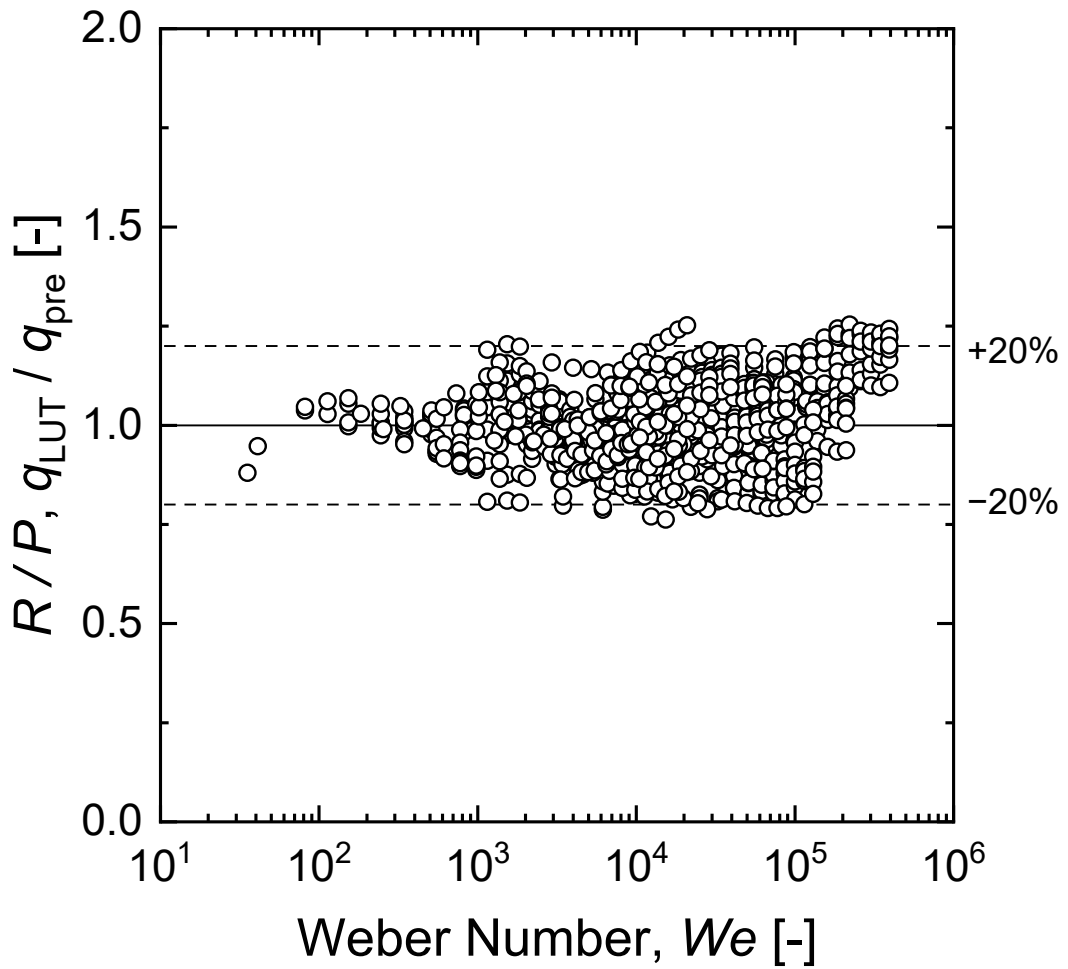
(b) mass velocity

Figure 3-16. The ratio of predicted CHF to referenced CHF under subcooled boiling conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) Weber number, (e) Laplace number, (f) void fraction, and (g) histogram of the R/P (continue)



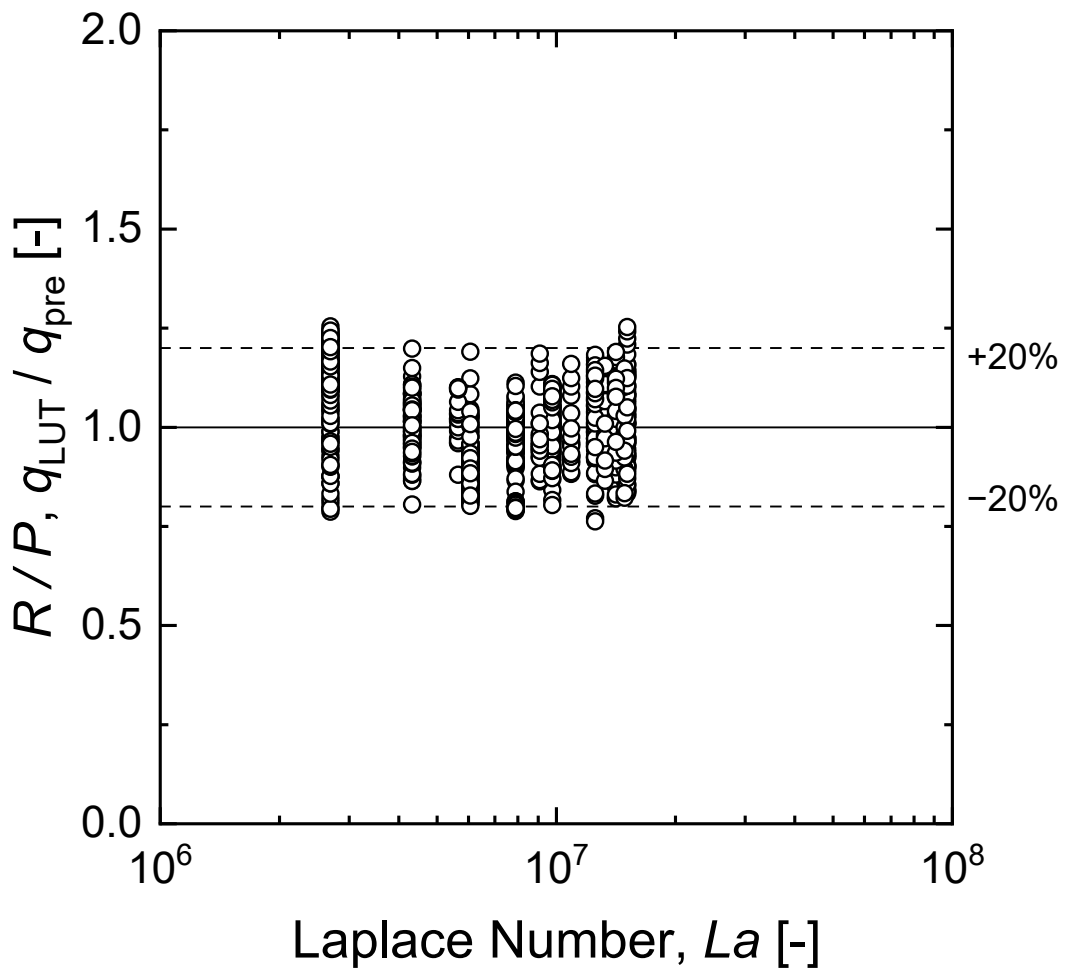
(c) thermal equilibrium quality

Figure 3-16. The ratio of predicted CHF to referenced CHF under subcooled boiling conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) Weber number, (e) Laplace number, (f) void fraction, and (g) histogram of the R/P (continue)



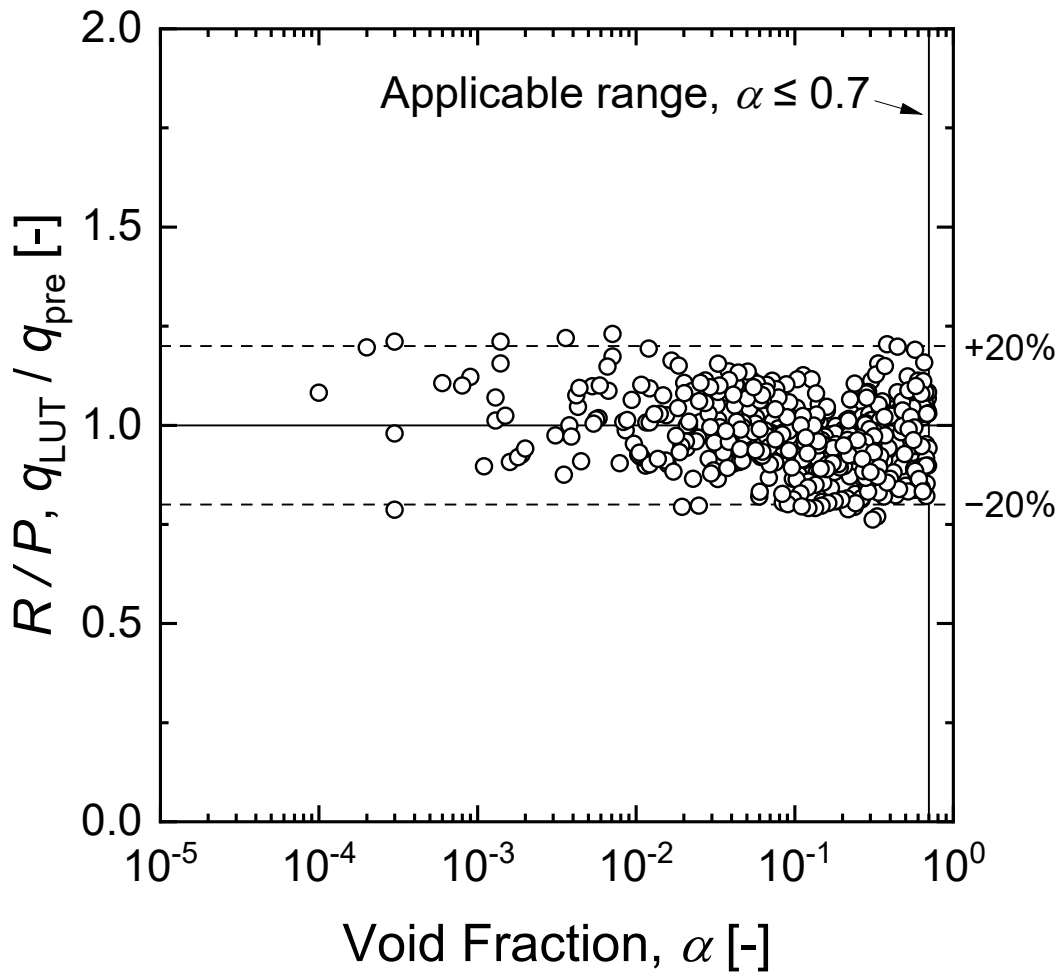
(d) Weber number

Figure 3-16. The ratio of predicted CHF to referenced CHF under subcooled boiling conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) Weber number, (e) Laplace number, (f) void fraction, and (g) histogram of the R/P (continue)



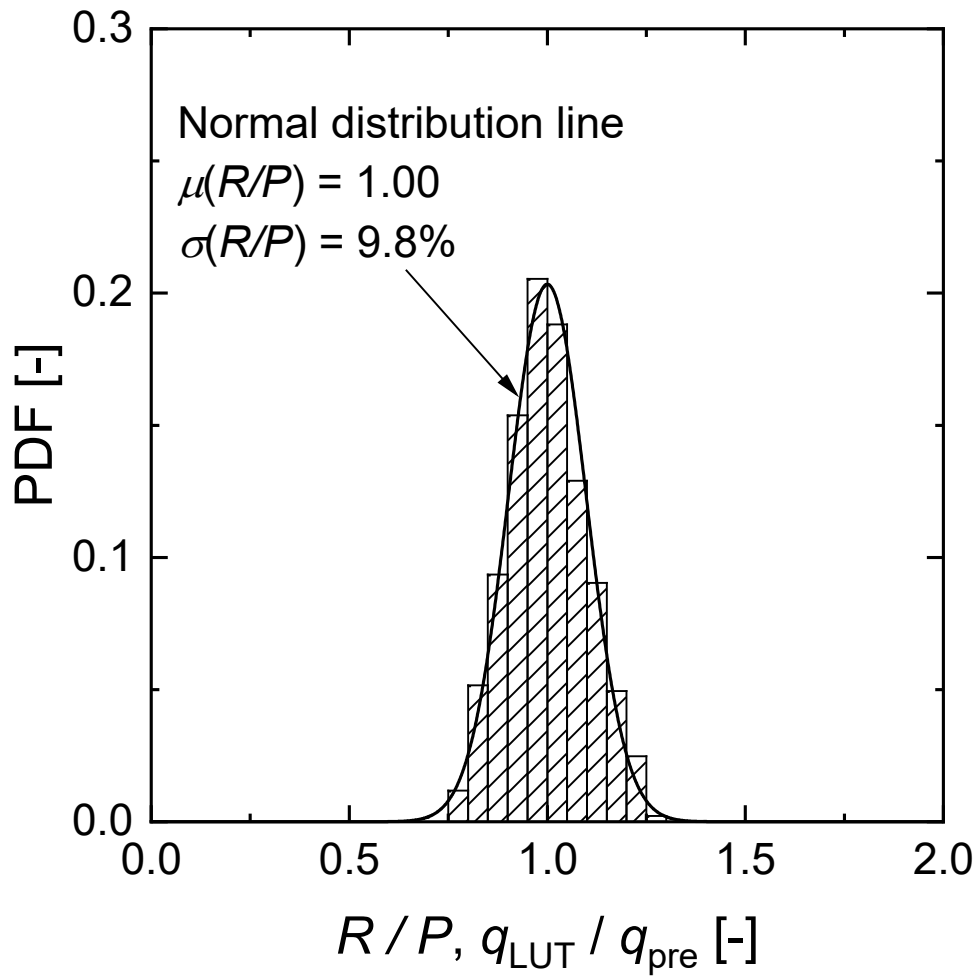
(e) Laplace number

Figure 3-16. The ratio of predicted CHF to referenced CHF under subcooled boiling conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) Weber number, (e) Laplace number, (f) void fraction, and (g) histogram of the R/P (continue)



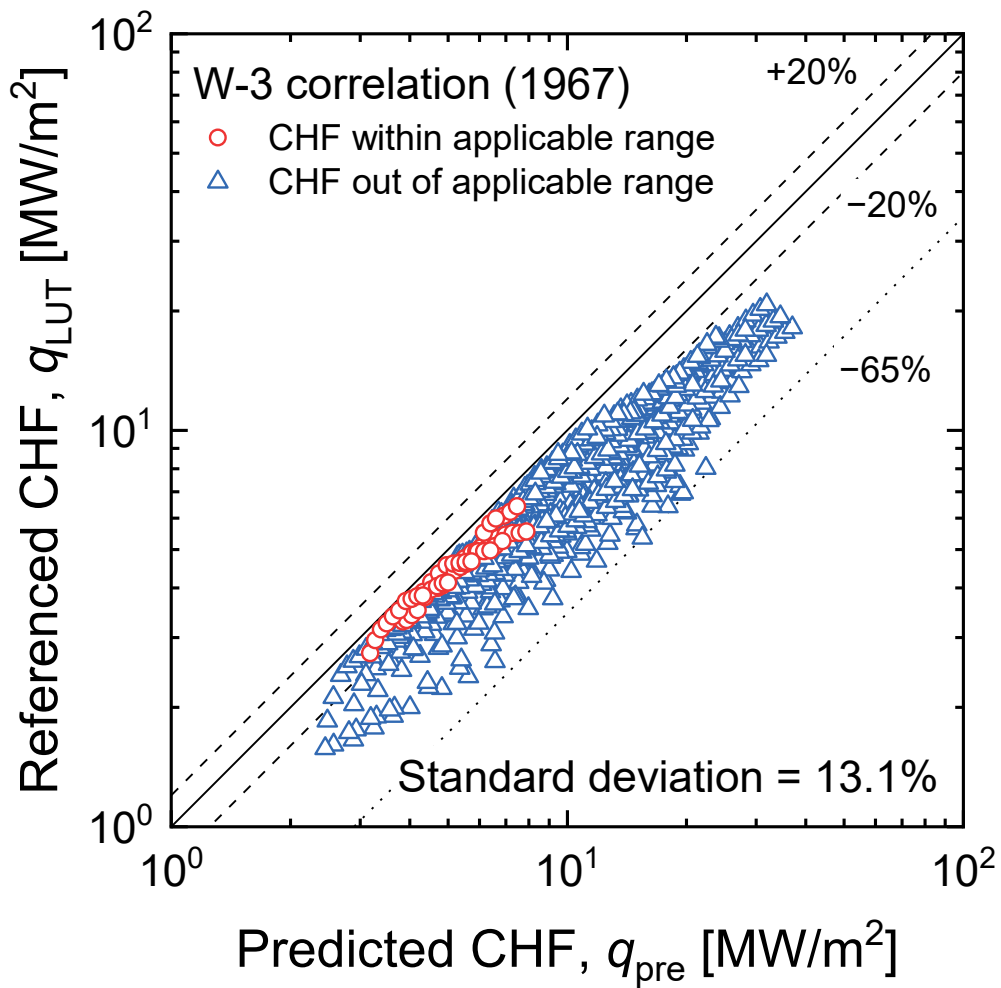
(f) void fraction

Figure 3-16. The ratio of predicted CHF to referenced CHF under subcooled boiling conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) Weber number, (e) Laplace number, (f) void fraction, and (g) histogram of the R/P (continue)



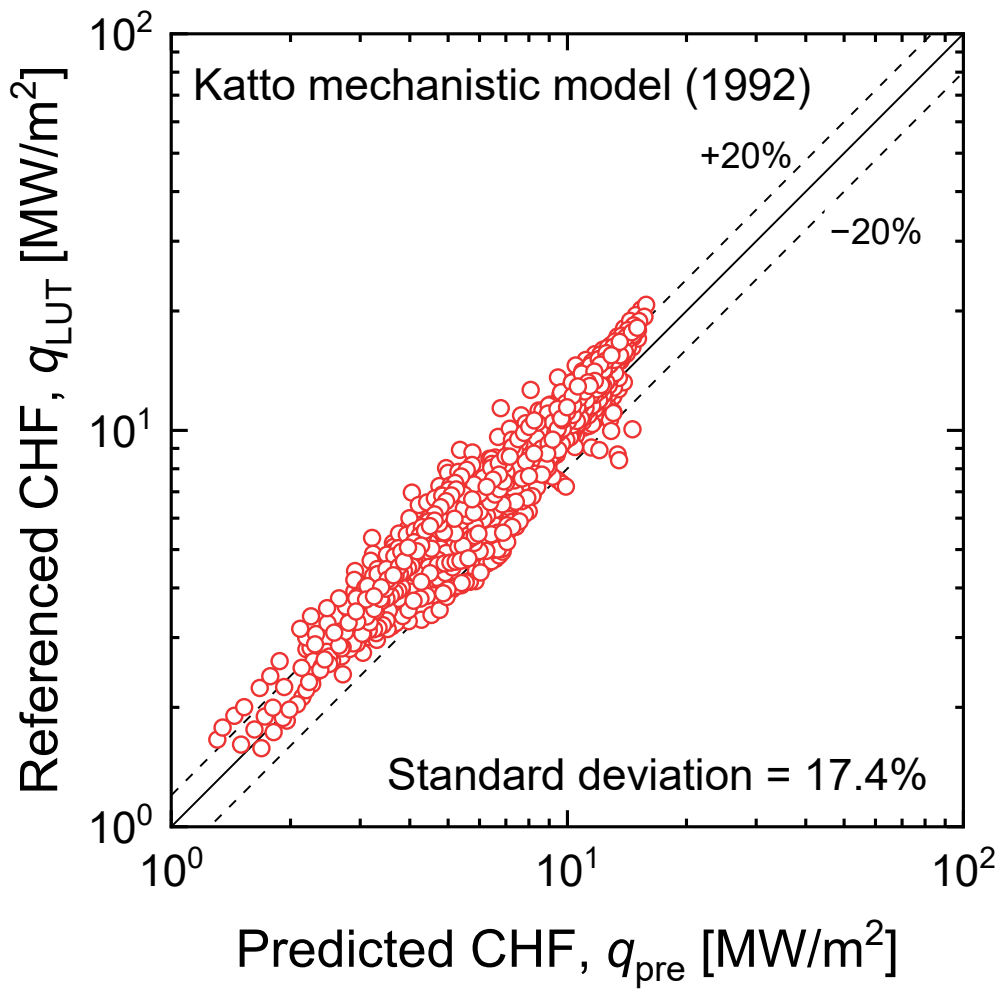
(g) histogram of the R-values

Figure 3-16. The ratio of predicted CHF to referenced CHF under subcooled boiling conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) Weber number, (e) Laplace number, (f) void fraction, and (g) histogram of the R/P (continue)



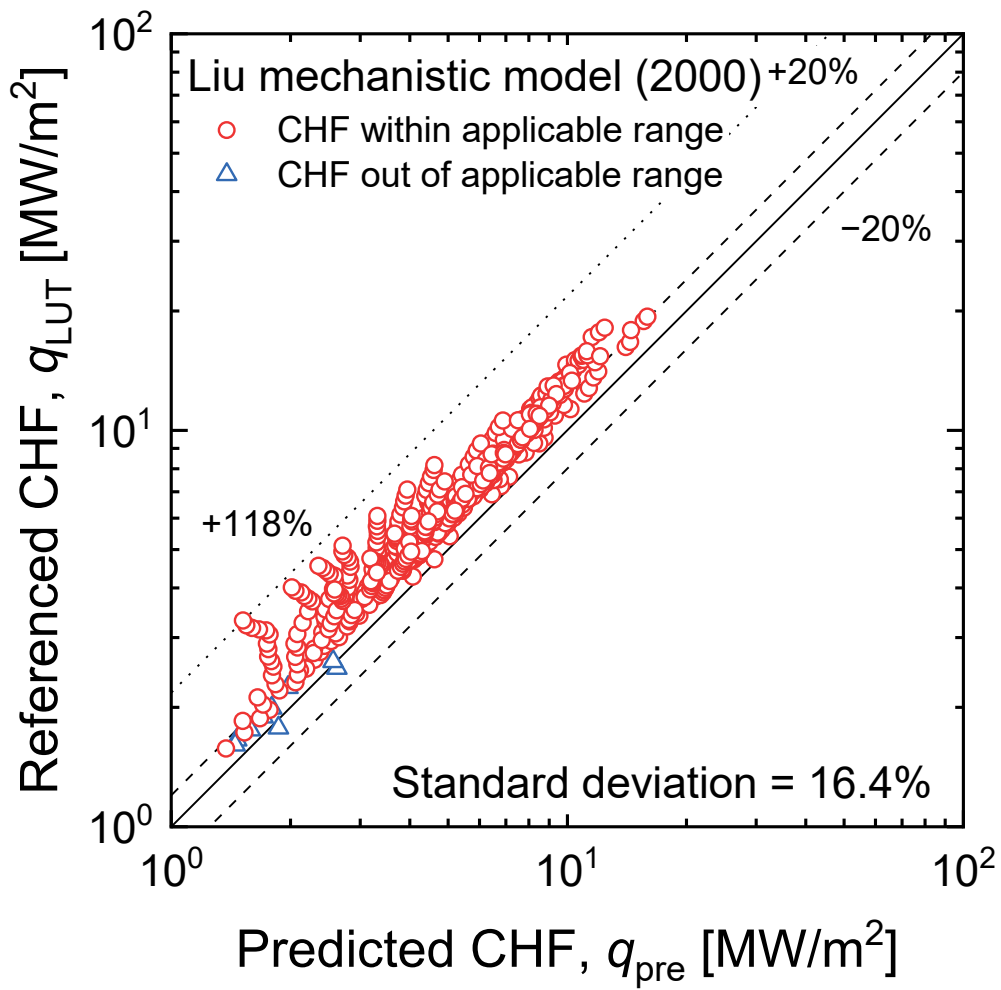
(a) W-3 correlation

Figure 3-17. The CHF prediction results compared with LUT: (a) W-3 correlation, (b) Katto mechanistic model, and (c) Liu mechanistic model



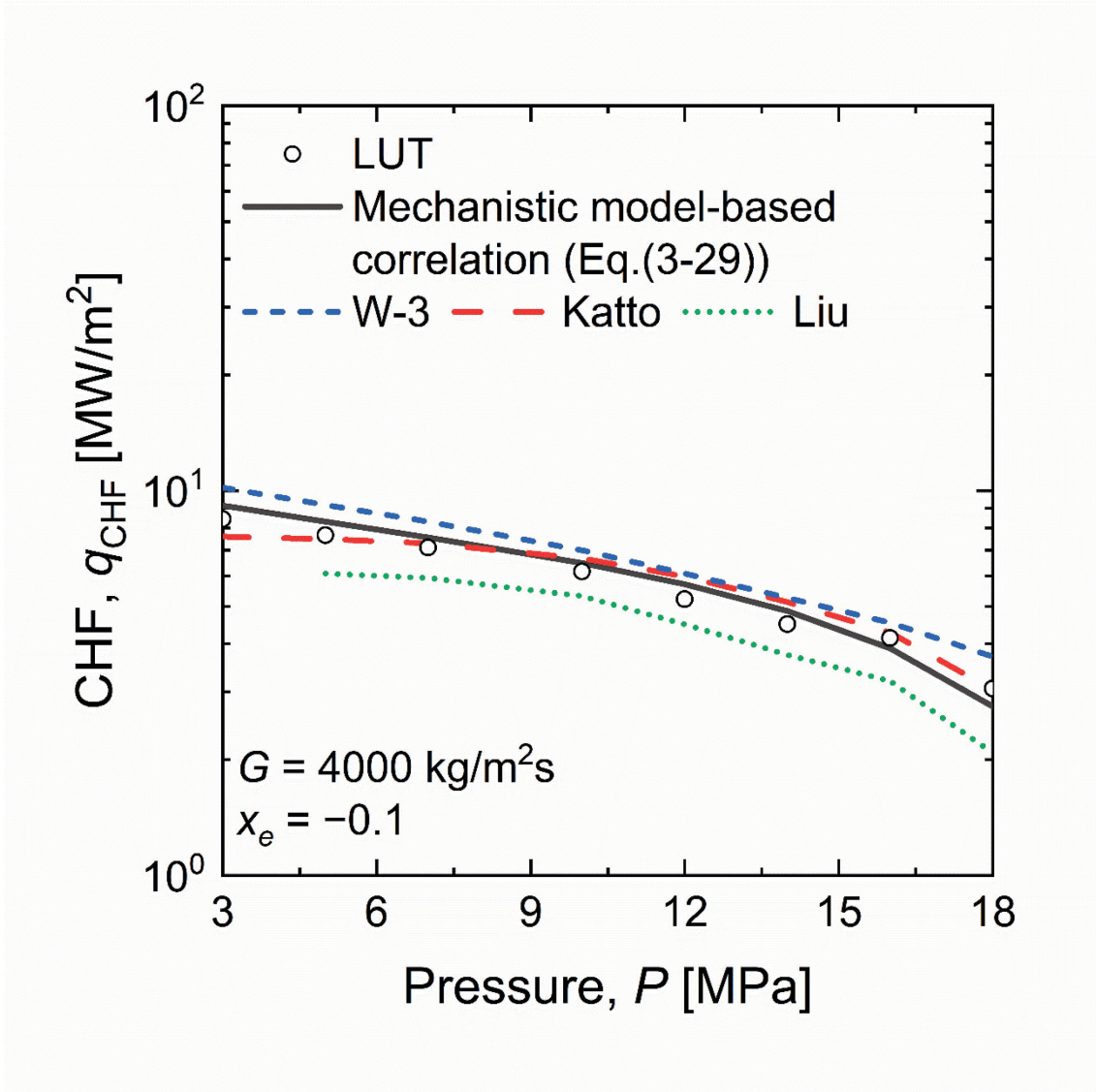
(b) Katto mechanistic model

Figure 3-17. The CHF prediction results compared with LUT: (a) W-3 correlation, (b) Katto mechanistic model, and (c) Liu mechanistic model (continue)



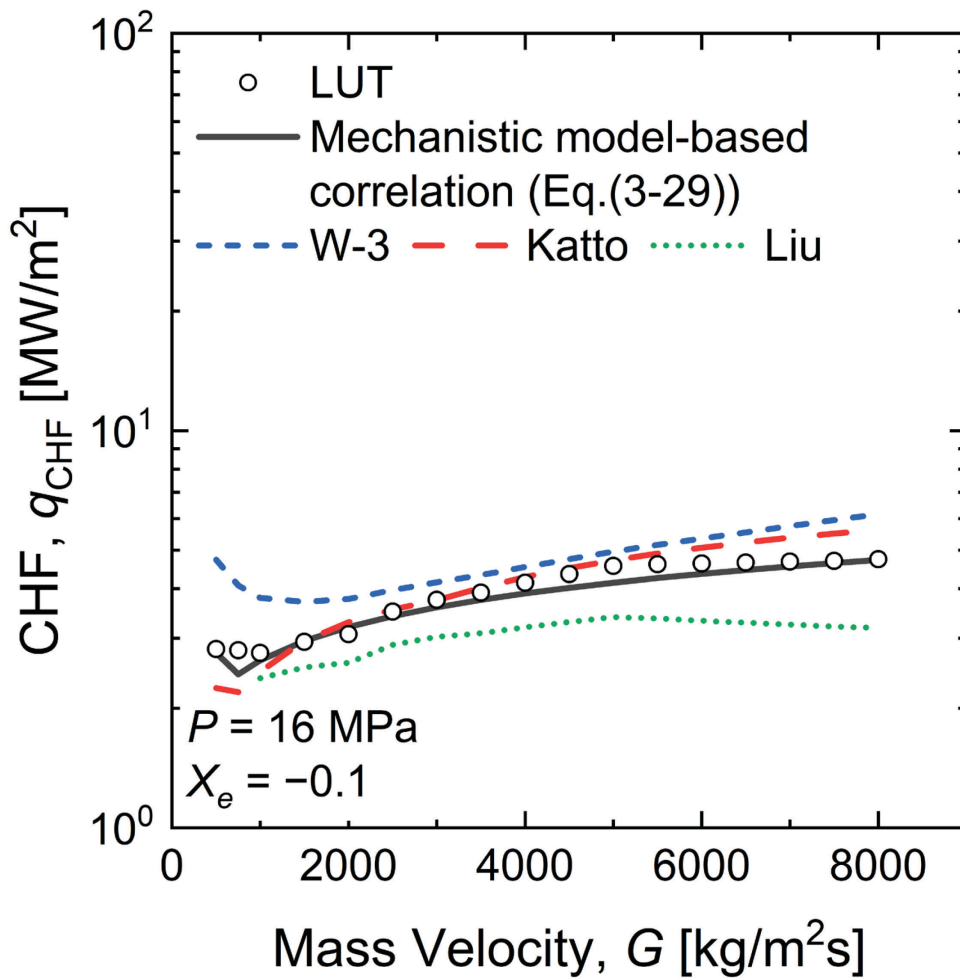
(c) Liu mechanistic model

Figure 3-17. The CHF prediction results compared with LUT: (a) W-3 correlation, (b) Katto mechanistic model, and (c) Liu mechanistic model (continue)



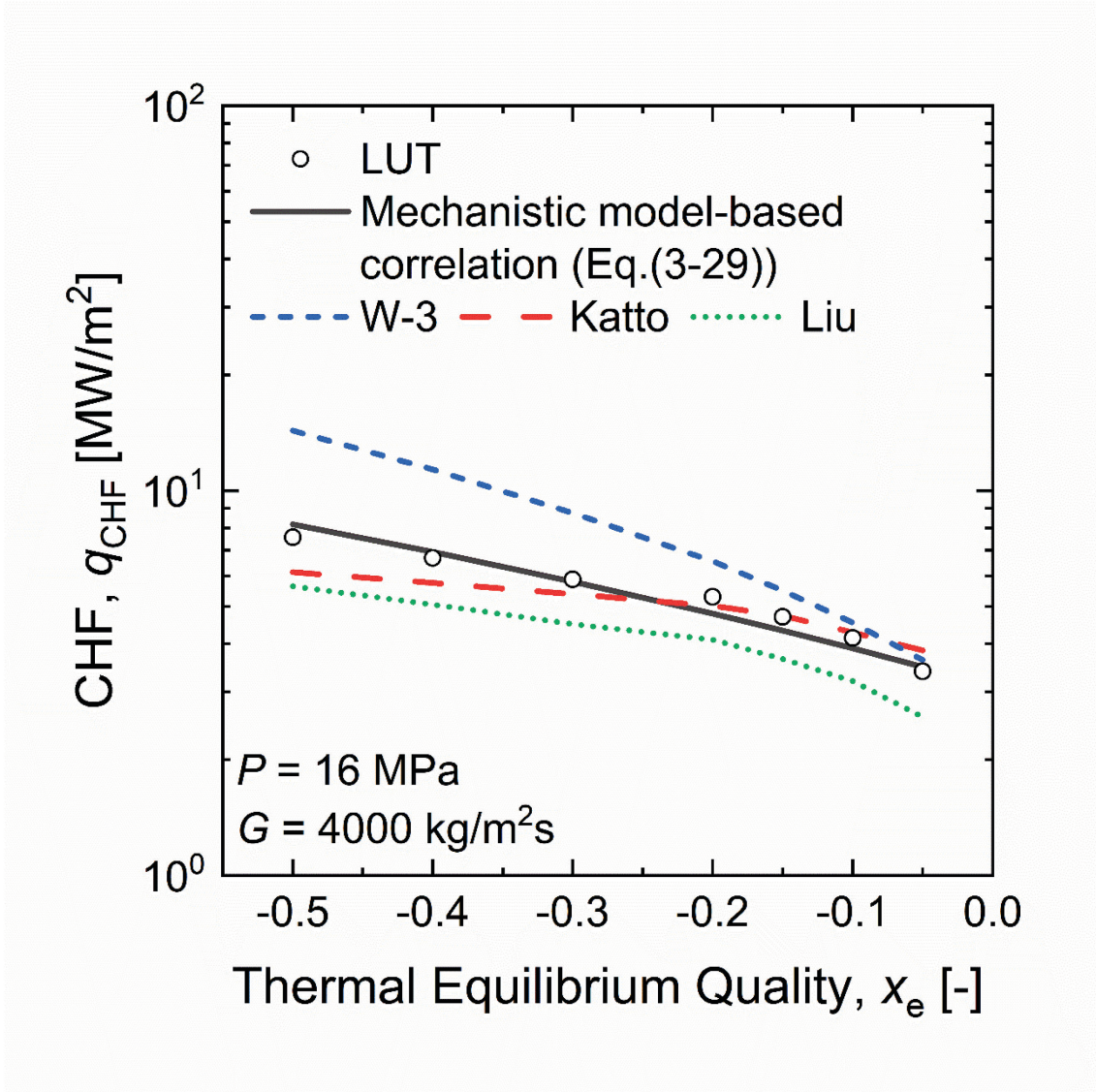
(a) pressure

Figure 3-18. CHF comparisons against coolant conditions (pressure, mass velocity, and thermal equilibrium quality) among the W-3 correlation, Katto mechanistic model, Liu mechanistic model, mechanistic model-based correlation, and LUT



(b) mass velocity

Figure 3-18. CHF comparisons against coolant conditions (pressure, mass velocity, and thermal equilibrium quality) among the W-3 correlation, Katto mechanistic model, Liu mechanistic model, mechanistic model-based correlation, and LUT



(c) thermal equilibrium quality

Figure 3-18. CHF comparisons against coolant conditions (pressure, mass velocity, and thermal equilibrium quality) among the W-3 correlation, Katto mechanistic model, Liu mechanistic model, mechanistic model-based correlation, and LUT

3 章の参考文献

Bankoff, S. G., 1960. A variable density single-fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water flow. *Journal of Heat Transfer*, 82(4); 265-272.

Celata, G. P., Cumo, M., Katto, Y., Mariani, A., 1999. Prediction of the critical heat flux in water subcooled flow boiling using a new mechanistic approach. *International Journal of Heat Mass Transfer*. 42; 1457-1466.

Celata, G. P., Cumo, M., Mariani, A., Simoncini, M., Zummo, G., 1994. Rationalization of existing mechanistic models for the prediction of water subcooled flow boiling critical heat flux. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 37(1); 347-360.

Ferrouk, M., 2017. Assessment of RELAP5 CHF prediction methods against experimental tube data. *Progress in Nuclear Energy*, 100; 344-354.

Groeneveld, C. D., Shan, Q. J., Vasic, Z. A., Leung, H. K. L., Durmayaz, A., Yang, J., Cheng, C. S., 2007. Tanase A. The 2006 CHF look-up table. *Nuclear Engineering and Design*, 237; 1909-1922.

Haramura, Y., Katto, Y., 1983. A new hydrodynamic model of critical heat flux. applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 26(3); 389-399.

He, M., Lee, Y., 2018. Application of machine learning for prediction of critical heat flux: Support vector machine for data-driven CHF look-up table construction based on sparsely distributed training data points. *Nuclear Engineering and Design*, 338; 189-198.

Inasaka, F., Nariai, H., 1996. Evaluation of subcooled critical heat flux correlations for tubes with and without internal twisted tapes. *Nuclear Engineering and Design*, 163; 225-239.

Jiao, B., Yang, D., Gan, Z., 2017. An empirical correlation for the entrainment fraction at the onset of annular flow based on 2006 CHF look-up table. *Nuclear Engineering and Design*, 317; 69-80.

Katto, Y., 1990. A physical approach to critical heat flux of subcooled flow boiling in round tubes. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 33; 611-620.

- Katto, Y., 1990. Prediction of critical heat flux of subcooled flow boiling in round tubes. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 33; 1921-1928.
- Katto, Y., 1992. A prediction model of subcooled water flow boiling CHF for pressure in the range 0.1-20MPa. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 35(5); 1115-1123.
- Lee, C. H., Mudawar, I., 1988. A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk flow conditions. *International Journal of Multiphase Flow*, 4(6); 711-718.
- Levy, S., 1963. Prediction of two-phase pressure drop and density distribution from mixing length theory. *Journal of Heat Transfer*, 85(2); 137-150.
- Lin, W. S., Pei, B. S., Lee, C. H., Mudawar, I., 1989. A theoretical critical heat flux model for rod bundles under pressurized water reactor conditions. *Nuclear Technology*, 85; 213-226.
- Liu, W. X., Tian, W. X., Wu, Y. W., Su, G. H., Qiu, S. Z., Yan, X., Huang, Y. P., Du, D. X., 2012. An improved mechanistic critical heat flux model and its application to motion conditions. *Progress in Nuclear Energy*, 61; 88-101.
- Liu, W., Nariai, H., Inasaka, F., 2000. Prediction of critical heat flux for subcooled flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 43; 3371-3390.
- Nukiyama, S., 1934. The Maximum and Minimum Values of the Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure. *Journal of the Society of Mechanical Engineers*, 37(206); 367-374.
- Odeh, R. E., Owen, D. B., 1980. Tables for normal tolerance limits, sampling plans, and screening. *New York: Marcel Dekker, Inc.*
- Pavel, H., Neil, E.T., 1996. Consideration of critical heat flux margin prediction by subcooled or low quality critical heat flux correlations. *Nuclear Engineering and Design*, 163; 215-223.
- Song, H. J., Lee, J., Chang, H. S., Jeong, H. Y., 2020. Correction factor development for the 2006 Groeneveld CHF look-up table for rectangular channels under low pressure. *Nuclear Engineering and Design*, 370; 110869.

Tong, L.S., 1967. Prediction of departure from nucleate boiling for an axially non-uniform heat flux distribution. *Journal of Nuclear Energy*, 21; 241-248.

Weisman, J., Pei, B. S., 1983. Prediction of critical heat flux in flow boiling at low qualities. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 26(10); 1463-1477.

Weisman, J., Ying, S. H., 1985. A theoretically based critical heat flux prediction for rod bundles at PWR conditions. *Nuclear Engineering and Design*, 85; 239-250.

Zhang, W., 2006. Correlation of critical heat flux for flow boiling of water in mini-channels. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 49; 1058-1072.

Zhao, D., Duarte, J. P., Liu, W., Corradini, M. L., Wang, J., Bi, J., 2019. DNB type critical heat flux prediction in rod bundles with simplified grid spacer based on Liquid Sublayer Dryout model. *Nuclear Engineering and Design*, 351; 94-105.

Zhao, M., Duan, M., Lv, Y., 2020. A new safety margin evaluation method: quality margin method. *Proceedings of the 2020 International Conference on Nuclear Engineering*, ICONE2020-16031.

Zuber, N., 1959. Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer (thesis). AECU-4439.

青木 成文, 高橋 忠男, 井上 晃, 1965. 管内二相流の圧力損失に関する基礎的研究. 日本機械学会論文集, 31(224); 588-593.

甲藤 好郎, 横谷 定雄, 1971. プール沸騰におけるバーンアウトおよび沸騰遷移の機構. 日本機械学会論文集, 37(295); 535-545.

内閣府原子力安全委員会, 2000. 発電用加圧水型原子炉の炉心熱設計評価指針, 原子力安全委員会指針集 改定 10 版.

原村 嘉彦, 1998. マクロ液膜乾燥を原因とする限界熱流束モデルへの統計的手法の導入. 日本機械学会論文集 B 編, 64(622); 1839-1844.

三菱重工業, 2006. 三菱 DNB 相関式 (MIRC-1) について. MAPI-1075 改 4.

4章 ドライアウト型機構論モデルベース相関式の開発

4.1. 緒言

CHFは軽水炉にとって最も重要な熱的基準の一つである。サブクール沸騰条件では、CHFによりDNBが発生すると、局所的な蒸気層が形成されて伝熱能力が極端に低下する。DNBは、一般に熱流束が大きく、サブクール領域のような熱平衡クオリティが低い場合に発生する。一方、飽和沸騰領域では、気泡流、スラグ流、チャーン流、そして最終的に環状流へと流動様式が変化する。環状流では、流体の蒸発などにより流れ方向に沿って液膜厚さが減少し、その後、液膜が消失し、加熱壁の温度が急激に上昇する。このような沸騰遷移は液膜ドライアウトまたは単にドライアウトと呼ばれる (Tong, 1997)。軽水炉の熱水力設計や安全解析において、ドライアウト型のCHFの予測精度は重要である。

CHFの予測手法は、主にCHF相関式、CHFのLook up Table (LUT)、機構論モデルに分類される。CHF相関式は、圧力・質量速度・熱平衡クオリティ・燃料集合体形状などの冷却材条件を相関式に代入することでCHFを算出するものである。CHF相関式は、軽水炉の燃料集合体形状を模擬した試験データを用いて開発され、データから直接フィッティングで開発されるため、精度良くCHFを予測することができる。しかし、その適用範囲は相関式の開発に使用された試験データ範囲に依存する。Groeneveldら(2007)は、様々な冷却材条件を網羅する30,000点以上の単一管データベースに基づき、CHFのLUTを開発した。このLUTは、圧力・質量速度・熱平衡クオリティの3つのパラメータのみを使用し、それぞれ0.1 - 21.0 MPa、0 - 8000 kg/m²s、-0.5 - 1.0の範囲に適用可能である。LUTは離散化されたCHFデータ表であり、3つのCHF予測手法の中で最も広い冷却材範囲に適用することが可能である。しかし、LUTの離散化された値を設計解析や安全解析に適用するために補間方法が必要であり、補間方法によって予測値が異なる場合がある。

機構論モデルとは、物理現象のメカニズムをモデル化したCHFの予測手法である。支配的な物理現象が当初の仮定と異なる場合、その有効性は利用可能な実験データの範囲に限定されない可能性がある手法である。CHFを予測するために、様々な機構論のドライアウトモデルが提案されている(Gui et al., 2020(a))が、多くのドライアウトモデルはWhalleyら(1974)の研究を緒として発展させたものである。Whalleyらは、加熱面上の液膜中の液流速がゼロになると、その箇所でドライアウトが発生すると仮定して環状液膜ドライアウト (AFD: annular film dryout) モデルを提案した。AFDモデルでは、主

に Figure 4-1 に示す 3 つの液滴・液膜現象が考慮されている。その液滴・液膜現象は、環状流領域に沿って気相流から液膜への液滴付着 (deposition)、液膜からの液滴発生 (entrainment)、蒸発 (evaporation) である。液滴付着、液滴発生及び蒸発に伴い、液膜は軸方向に沿って減少し、最終的に加熱面上の液膜は消失する。その液膜が消失する点が液膜ドライアウト点である。また、液膜ドライアウト発生時の熱流束を CHF として定義する。AFD モデルを用いて CHF を求めるためには、液滴が発生する環状流開始点から液膜ドライアウト点まで積分する必要がある。そのため、環状流開始点における初期液膜質量速度の情報が必要であり、初期液膜質量速度は環状流開始点におけるクオリティとエントレイメント率により表される。液滴現象や環状流開始点に関する式は、理論的な考察に基づき多くの実験相関式が提案されている。

Hewitt と Govan(1990)は、AFD モデルを熱平衡かつ断熱流における、液膜からの液滴発生量であるエントレイメント流量の計算に適用した。その結果、AFD モデルは、他の理論モデルに比べて、より正確なエントレイメント流量の予測が可能との結論を得た。Okawa ら(2004)は、断熱環状流における平衡エントレイメント率の実験データから、エントレイメントによる質量移動を推定するために AFD モデルを修正した。そのモデルによる予測結果は、流動沸騰における広範な CHF データと比較され、均一加熱および軸方向非均一加熱円管および鋭角のない非円形状の流路における CHF について、合理的に良い一致が得られた。Chandraker ら(2011)は、AFD モデルと BWR 条件下での CHF データを比較した。Ahmad ら(2013)は、AFD モデルを用いた汎用現象論的コードを開発し、2 つの実験データベースと LUT を用いてその妥当性確認を行った。その汎用現象論的コードの予測値と実験値は適切に一致し、現象論的モデルが CHF 予測に使えることを示唆した。Jiao ら(2017)は、LUT を用いて AFD モデルの環状流開始時のエントレイメント率に関する相関式を提案した。その結果、Jiao らの相関式による予測誤差は±30%以内であった。

AFDモデルの支配方程式は微分方程式であるため、対応する熱流束を求めるには積分計算が必要である。積分計算は計算コストが高いため、炉心内に数万本の燃料棒を有する軽水炉の設計や安全解析にAFDモデルを適用する場合、従来のCHF相関式と比べると100倍以上計算コストが高くなる。軽水炉の設計や安全解析では、炉心の最も厳しい箇所を予測する必要があるため、現在の計算機環境では、AFDモデルで評価できるのは炉心の一部のみである。そのため、現在の軽水炉の設計や安全解析には高精度かつ計算コストの低いCHF相関式を用いて評価される。しかし、従来のPWRに利用されているW-3相関式 (Tong, 1967) などのCHF相関式には適用性の課題がある。W-3相関式のクオリティ適用範囲は0.15以下に制限される。3章にサブクール沸騰条件におけるDNB型機構モデルに基づくCHF相関式を提案した (Yodo et al., 2022)。本章では、DNB型CHF相関式と

同様に、従来のモデルに代えて、環状流条件下でのドライアウト型CHFに対してAFDモデルに基づく相関式を提案するものである。なお、提案するCHF相関式は、計算コストの低減のため、数値積分計算を必要としない陽的な相関式である。

4.2. AFD モデル

環状流のドライアウト現象に対する解析的アプローチでは、「液膜厚さ」「主流気相内の液滴流と液膜の交換」という2つの本質的な側面が存在する。したがって、AFDモデルにおける液膜の連続式は、次式のように表される (Gui et al., 2020(a))。

$$\frac{dG_{lf}}{dz} = \frac{4}{D}(m_d - m_e - m_v) \quad (4-1)$$

ここで、 m_d 、 m_e 、 m_v はそれぞれ気相流から液膜への液滴付着率、液膜からの液滴発生率、液膜蒸発率を表し、 z は軸方向位置、 D は管直径、 G_{lf} は液膜の質量速度を表す。 m_v は式(4-2)で定義され、 q は熱流束、 h_{fg} は流体の蒸発潜熱である。

$$m_v = \frac{q}{h_{fg}} \quad (4-2)$$

式(4-1)を環状流領域の軸方向に数値積分することで、 G_{lf} がゼロになったときのドライアウト点を予測することができる。本研究では、既存のAFDモデルの一つとして、LUTデータ (Groenveld et al., 2007) と比較して開発されたJiaoモデル (Jiao et al., 2017) を参照した。次節以降、このモデルについて紹介する。

4.2.1. 環状流長さ

Mishima と Ishii (1984) は、垂直上昇流におけるチャーン流から環状流への遷移条件として、クオリティ x_0 で表した式(4-3)を導出した。このモデルは、流動のメカニズムを考慮して開発されたものである。

$$\frac{Gx_o}{\rho_g} = \left\{ \frac{\sigma g(\rho_l - \rho_g)}{\rho_g^2} \right\}^{0.25} \left\{ \frac{\rho_l \sigma}{\mu_l^2} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right\}^{0.1} \quad (4-3)$$

ここで、 G 、 σ 、 g 、 ρ_l 、 ρ_g 、 μ_l はそれぞれ質量速度、表面張力、重力加速度、液相密度、気相密度、液体粘性を表す。局所のクオリティは、環状流領域において軸方向に沿った線形分布を仮定する。その仮定のもと、環状流領域の長さは式(4-4)のように定義できる。

$$L_{ann} = \frac{(x_{out} - x_o) Dh_{fg} G}{4q_{CHF}} \quad (4-4)$$

ここで、 x_{out} と q_{CHF} は、それぞれ、LUT データによって推定された管出口の熱平衡クオリティと CHF を表している。

Bennett ら (1967) は、CHF と熱平衡クオリティ曲線が Figure 4-2 に示すように 4 つの異なる領域になることを示した。CHF は環状流領域において領域 I~III で発生する。領域 III は、液膜からの液滴伝達が CHF 発生の主要メカニズムである。しかし、領域 I は、液滴を含んだ蒸气流からの堆積によって補充される薄い液膜によって特徴づけられる。ゾーン II は、ゾーン I と III の間の遷移点である。この遷移点は限界クオリティと呼ばれる (Groenvelde et al., 2007)。限界クオリティの経験的相関式 (Chen, 1995) は、液膜消失の結果に基づいて、以下のように表される。

$$x_{lim} = 0.3 + 0.7 \exp(-45n) \quad (4-5)$$

$$n = \left(\frac{G\mu_l}{\sigma\rho_l} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/3} \quad (4-6)$$

Jiao モデルのクオリティ適用範囲は、管出口の限界クオリティより小さい領域 IV、III、II に限定される。

4.2.2. 液滴付着率

液滴付着率 m_d は、液滴の物質移動に基づき、次式のように定義される。

$$m_d = k_d C \quad (4-7)$$

ここで、 k_d と C は液滴伝達係数と気相主流内の液滴濃度である。液滴伝達係数は式(4-8) (Govan et al., 1988) により推定され、液滴濃度は式(4-9)により近似的に定義される。

$$k_d = \begin{cases} 0.18 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_g D}} & \frac{C}{\rho_g} < 0.3 \\ 0.083 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_g D}} \left(\frac{C}{\rho_g}\right)^{-0.65} & \frac{C}{\rho_g} > 0.3 \end{cases} \quad (4-8)$$

$$C \approx \rho_l \frac{E j_l / j_g}{1 + E j_l / j_g} \quad (4-9)$$

式(4-9)において、 E は平衡状態でのエントレインメント率であり、既存の相関式 (Cioncolini and Thome, 2012) で推定する。ここで、 E と ρ_c はそれぞれ陰的な関係であるため反復計算により算出する。

$$E = (1 + 279.6 We_c^{-0.8395})^{-2.209} \quad (4-10)$$

$$We_c = \frac{\rho_c D j_g^2}{\sigma} \quad (4-11)$$

$$\rho_c = \frac{x + E(1-x)}{\frac{x}{\rho_g} + \frac{E(1-x)}{\rho_l}} \quad (4-12)$$

4.2.3. 液滴発生率

液滴発生は、界面せん断力 (m_{es}) と沸騰 (m_{eb}) の2つの異なる現象で生じると仮定する。

$$m_e = m_{es} + m_{eb} \quad (4-13)$$

Ueda と Isayama (1981) は、界面に作用するせん断力が無視できるほど小さい垂直加熱管内での実験から、沸騰による液滴発生率について式(4-14)の経験的相関式を導出した。

$$m_{eb} = 477 \left(\frac{q}{h_{fg}} \right)^{2.5} \left(\frac{\delta_{lf}}{\sigma \rho_g} \right)^{0.75} \quad (4-14)$$

ここで、 q 、 h_{fg} 、 δ_{lf} はそれぞれ熱流束、蒸発潜熱、液膜厚さである。液膜厚さは、von Karman の分布が液膜中で成立すると仮定して推定する。Jiao ら (2017) は、経験的相関式(4-15) - (4-21)の収束計算により液膜厚さを求めた。

$$u^+ = \begin{cases} y^+ & 0 < y^+ \leq 5 \\ 5 \ln(y^+) - 3.05 & 5 < y^+ \leq 30 \\ 2.5 \ln(y^+) + 5.5 & 30 > y^+ \end{cases} \quad (4-15)$$

$$y^+ = \frac{y U_\tau \rho_l}{\mu_l} \quad u^+ = \frac{u}{U_\tau} \quad (4-16)$$

$$U_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad \tau_w = \frac{f u_{lf}^2 \rho_l}{8} \quad u_{lf} = \frac{G}{\rho_l} \left(\frac{1-x}{1-\alpha} \right) \quad (4-17)$$

環状流の摩擦係数 f とボイド率 α は、Blasius の相関式(4-18)と Zuber-Findlay 式(4-19)により推定される。

$$f = 0.3164 Re^{-0.25} \quad (4-18)$$

$$\alpha = \frac{x/\rho_g}{n_1 \left(\frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \frac{1.18}{G} \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{0.25}} \quad (4-19)$$

$$n_1 = 1 + 0.2(1-x) \left(\frac{g D \rho_l^2}{G^2} \right)^{0.25}$$

液膜厚さは、式(4-20)と式(4-21)の反復計算により決定する。ここで、 δ_{lf}^+ 、 δ_{lf} はそれぞれ式(4-16)の y^+ 、 y と同じである。

$$u_{lf,mean}^+ = \frac{1}{\delta_{lf}^+} \int_0^{\delta_{lf}^+} u^+ dy^+ \quad (4-20)$$

$$u_{lf,mean} = \frac{AG_{lf}}{A_{lf}\rho_l} \quad (4-21)$$

$$A_{lf} = \frac{\pi[D^2 - (D - 2\delta_{lf})^2]}{4}, \quad A = \frac{\pi D^2}{4}$$

Govan ら(1988)は、界面せん断力による液滴発生率として次式を導出した。

$$m_{es} = 5.75 \times 10^{-5} G_g \left[(G_{lf} - G_{lfcr})^2 \frac{D\rho_l}{\sigma\rho_g^2} \right]^{0.316} \quad (4-22)$$

$$G_{lfcr} = \frac{\mu_l}{D} \exp \left[5.8504 + 0.4249 \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \right] \quad (4-23)$$

ここで、 G_{lfcr} と G_g はそれぞれ液膜の限界質量速度、気相の質量速度を示す。 G_{lfcr} が限界質量速度より小さいとき、界面せん断力に対する液滴発生率 m_{es} は0になる。

4.2.4. 環状流開始点のエントレインメント率

AFD モデルに沿ったドライアウトを計算するために、環状流開始時の質量速度 $G_{lf,o}$ を以下のように定義する。

$$G_{lf,o} = G(1 - x_o)(1 - E_o) \quad (4-24)$$

ここで、 x_o と E_o は環状流開始時のクオリティとエントレインメント率であり、 x_o は式(4-3)により求める。Jiao ら (2017) は、LUT データに基づいて初期エントレインメント率を計算する式(4-25)を提案した。ここで、加熱棒の出口条件における気相主流ウェーバー数 We_{gc} 及び Re_{jl} は、式(4-26)及び式(4-27)で定義される。

$$E_o = \tanh (0.016We_{gc}^{-0.304}Re_{jl}^{0.508}) \quad (4-25)$$

$$We_{gc} = \frac{\rho_g j_g^2 D}{\sigma} \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g} \right)^{1/3} \quad (4-26)$$

$$Re_{jl} = \frac{\rho_l j_l D}{\mu_l} \quad (4-27)$$

4.3. 機構論ベース相関式の開発

4.3.1. AFD モデルによる相関式の導出

AFD モデルでは、環状流領域に沿った液滴付着率、液滴発生率、液膜蒸発率のバランス式(4-1)を計算することで、加熱面上の液膜がゼロになるドライアウト点を予測することが可能である。本研究では、式(4-1)と構成式をもとに、機構論モデルに基づく相関式を提案する。

まず、式(4-1)に式(4-13)を代入することで式(4-28)を得る。

$$\frac{dG_{lf}}{dz} = \frac{4}{D} (m_d - (m_{es} + m_{eb}) - m_v) \quad (4-28)$$

断熱条件下では、液滴流量は入口から下流までほぼ変化しないことが知られている (Hewitt, 1970)。これらの実験結果から、Okawa ら (2004) は次式のように、軸方向での界面せん断による液滴発生率と液滴付着率は一致する仮定を提案した。

$$m_{es} \approx m_d \quad (4-29)$$

この仮定は断熱条件下での平衡状態に対して導かれているため、加熱棒上の沸騰条件では有効でない可能性がある。しかし、いくつかの AFD モデルの研究 (Adamsson and Corre, 2011; Song et al., 2020; Gui et al., 2020) では、この Okawa の仮定を環状流の CHF 予測に適用し、予測 CHF は沸騰条件下での実験データと合理的に一致することを示した。本研究では、式(4-29)の仮定を本 CHF モデルに適用した。したがって、式(4-28)と式(4-29)から式(4-30)を導くことができる。

$$\frac{dG_{lf}}{dz} = \frac{4}{D}(-m_{eb} - m_v) \quad (4-30)$$

ここで、 m_{eb} と m_v は式(4-14)と式(4-2)で与える。

式(4-29)は、Okawa ら(2004)が提案したように、界面せん断力の液滴発生率と液滴付着率が釣り合っていることを仮定している。しかし、Jiao ら(2017)が開発した AFD モデルでは、式(4-29)の仮定を適用していないため、この仮定の適用性を確認する必要がある。ここで、式(4-31)中の η は、式(4-30)と式(4-28)の比として定義する

$$\eta = \frac{-m_{eb} - m_v}{m_d - (m_{es} + m_{eb}) - m_v} \quad (4-31)$$

Table 4-1 に示す条件で比率 η を計算し、式(4-29)の適用性を試算した。式(4-31)の AFD モデルによる η の算出には、Okawa ら(2003)の計算手順を適用し、本解析では一様熱流束下での環状流領域を 50 分割とした

Figure 4-3 は、Jiao ら (2017) の AFD モデルから得られた環状流領域の発生時の比率 η のヒストグラム結果である。Figure 4-3 に示すように、 η の確率密度関数 (PDF) は 1.0 付近に分布しており、最大 η は 1.09 である。この結果から、液膜質量速度の主要因は m_{eb} と m_v であり、 m_d と m_{es} の差は妥当な推定誤差で無視できる。したがって、Jiao ら(2017)の AFD モデルに式(4-29)の仮定を適用しても差し支えない。

$G_{lf,o}$ がゼロになったとき、AFD モデルによりドライアウト点を算出することができる。式(4-32)は、一様の熱流束分布を仮定して式(4-30)を環状流始点から管出口まで軸方向に積分することにより得る。

$$G_{lf,o} = \frac{4}{D} \left(\int_0^{L_{ann}} m_{eb} dz + \int_0^{L_{ann}} m_v dz \right) \quad (4-32)$$

ここで、 m_v は熱流束が一様と仮定することで軸方向位置に依存しない。しかし、 m_{eb} は、式(4-14)に示すように、液膜厚さに依存するため、軸方向に沿って減少する。式(4-32)に式(4-2)、式(4-4)、式(4-14)、式(4-24)を代入すると式(4-33)を導くことができる。

$$\begin{aligned}
G(1-x_o)(1-E_o) &= \frac{4}{D} \left(\int_0^{L_{ann}} m_{eb} dz + m_v \int_0^{L_{ann}} dz \right) \\
&= \frac{4}{D} \left\{ 477 \left(\frac{q_{CHF}}{h_{fg}} \right)^{2.5} \left(\frac{1}{\sigma \rho_g} \right)^{0.75} \int_0^{L_{ann}} \delta_{lf}^{0.75} dz \right. \\
&\quad \left. + \left(\frac{q_{CHF}}{h_{fg}} \right) \frac{(x_{out} - x_o) D h_{fg} G}{4 q_{CHF}} \right\} \tag{4-33}
\end{aligned}$$

式(4-34)は、式(4-33)を $4G^{2.5}/D$ で除算し、熱流束をボイリング数 Bo に置き換えると、以下のように求められる。

$$\frac{(1-x_o)(1-E_o)D}{4G^{1.5}} = 477Bo^{2.5} \left(\frac{1}{\sigma \rho_g} \right)^{0.75} \int_0^{L_{ann}} \delta_{lf}^{0.75} dz + \frac{(x_{out} - x_o)D}{4G^{1.5}} \tag{4-34}$$

ここで、液膜厚さの積算無次元値 ψ を、式(4-34)から以下のように定義する。

$$\psi = \frac{G^{1.5} \int_0^{L_{ann}} \delta_{lf}^{0.75} dz}{D(\sigma \rho_g)^{0.75}} = \frac{1}{1908Bo^{2.5}} \{(1-x_o)(1-E_o) - (x_{out} - x_o)\} \tag{4-35}$$

式(4-35)を変形することで、AFD モデルに基づく CHF 相関式が式(4-36)で得られる。

$$Bo = 0.0487 \left\{ \frac{(1-x_{out} - E_o(1-x_o))}{\psi} \right\}^{0.4} \tag{4-36}$$

4.3.2. 無次元相関式 ψ の開発

式(4-36)には、液膜厚さの積算値として ψ で示す無次元数が含まれている。この無次元数 ψ は、次元解析から液相速度、気相速度、圧力（または密度比）の関数であることが望ましい。従って、 ψ は3つの補正項からなると仮定する。 ψ_1 、 ψ_2 、 ψ_3 はそれぞれ液相レイノルズ数、気相主流ウェーバー数、密度比の関数に相当する。

$$\psi = \psi_1(Re_{jl})\psi_2(We_{gc})\psi_3(\rho_g/\rho_l) \tag{4-37}$$

以下では、Jiao ら(2017)の AFD モデルから CHF が計算できると仮定して、各項を最適化

する。 ψ の推定は4.3.1節の η の計算と同じ方法で行う。

4.3.2.1. 液相レイノルズ数項

Table 4-1に示す冷却条件下で、液相レイノルズ数が ψ に及ぼす影響を推定した。Figure 4-4(a) – (c)に、液相レイノルズ数増加に伴う ψ の変化を示す。これらの図に示すように、気相主流ウェーバー数および密度比が一定の場合、 ψ は $Re_{jl}^{0.58}$ に比例する。したがって、補正項 ψ_1 も $Re_{jl}^{0.58}$ に比例する。

$$\psi_1 \propto Re_{jl}^{0.58} \quad (4-38)$$

4.3.2.2. 気相主流ウェーバー数項

液膜厚さの積算値 ψ に対する気相主流ウェーバー数の影響も、単純な関数形式で定義した。補正項の気相主流ウェーバー数による変化をFigure 4-5(a) – (c)に示す。その結果、単純な気相主流ウェーバー数の関数として式(4-39)で表すことができる。

$$\psi_2 \propto We_{gc}^{1.28} \quad (4-39)$$

4.3.2.3. 密度比項

Figure 4-6(a) – (b)に示すように、液相レイノルズ数、気相主流ウェーバー数が一定の場合、 ψ は密度比の1.64乗に比例する。したがって、補正項 ψ_3 も $\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1.64}$ に比例する。

$$\psi_3 \propto \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1.64} \quad (4-40)$$

4.3.2.4. 無次元数 ψ の相関式

以上の3つの補正項から、無次元数 ψ の相関式は、 ψ_1 、 ψ_2 、 ψ_3 の積となる。 ψ の係数は $\psi_1\psi_2\psi_3$ に対して最小二乗法で求めた。Figure 4-7に示すように、その係数は0.0061である。最後に、無次元数 ψ に対する相関式を次式のように提案する。

$$\psi = 0.0061Re_{jl}^{0.58}We_{gc}^{1.28}\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1.64} \quad (4-41)$$

4.3.3. CHF 相関式

AFDモデルに基づくCHF相関式は式(4-36)で定義され、 ψ は式(4-41)の液相レイノルズ数、気相主流ウェーバー数、密度比を用いた無次元数で導出された。したがって、機構論モデルに基づくCHF相関式は、式(4-36)に式(4-41)を代入することで、式(4-42)として導出される。

$$Bo = 0.375Re_{jl}^{-0.232}We_{gc}^{-0.512}\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{-0.656}(1 - x_{out} - E_0(1 - x_o))^{0.4} \quad (4-42)$$

ここで、 E_0 と x_o はそれぞれ式(4-25)と式(4-3)で定義され、 x_{out} は管出口の熱平衡クオリティを示す。

4.4. 機構論モデルベース相関式の検証

Jiaoら(2017)の機構論モデルから得られた式(4-36)を基に、4.3節で機構論モデルベース相関式(4-42)を開発した。Figure 4-8は、式(4-42)の機構論モデルベース相関式とJiaoらの機構論モデルによるボイリング数の予測値を比較した図である。式(4-42)は、Jiaoらの機構論モデルの予測値と良い一致を示す。ここで、 $R/P (= Bo_{Jiao}/Bo_{pre})$ としてボイリング数比を定義する。Figure 4-9(a)–(c)は、それぞれ圧力1~16MPa、質量速度500~3000kg/m²s、熱平衡クオリティ0.05~0.7条件での R/P 変化を示す。本図に示すように、式(4-42)は環状流領域の圧力、質量速度、熱平衡クオリティには依存せず予測可能である。また、式(4-42)には環状流領域の長さ項を含まないので、AFDモデルのような

数値積分計算を省略することができる。Figure 4-9(d)に示すように、無次元数 L_{ann}/D が十分に長ければ、 R/P は環状流領域の長さにはほぼ依存しない。しかし、 L_{ann}/D が小さい場合には大きなばらつきが確認された。Figure 4-9(e)に R/P 値の PDF と標準正規分布を示す。 R/P 値の PDF は、概ね標準正規分布で表すことができ、 R/P 値の平均値は 1.07、標準偏差 16.9%の予測結果を得た。

L_{ann}/D が小さい場合、流動様式が環状流に遷移する前に CHF に至り、本モデルで考慮しているドライアウト現象とは異なる可能性がある (Okawa, 2004)。そのため、Okawa ら (2004) の AFD モデルで環状流の遷移予測に適用している式(4-43)の Wallis の式(1969)を用いてデータ選別を実施した。なお、データの選別は、ドライアウト点のクオリティが Wallis 式で予測される環状流開始点のクオリティより低い場合、環状流開始点までに CHF に至った条件の可能性が高いと判断した。

$$x_o = \frac{0.6 + (0.4 \sqrt{gD(\rho_l - \rho_g)\rho_l/G})}{0.6 + \sqrt{\rho_l/\rho_g}} \quad (4-43)$$

Figure 4-10 及び Figure 4-11 にデータ除外後の全 344 点の式(4-42)の予測値及びボイリング数比をそれぞれ図示する。Figure 4-10 より、Figure 4-8 と比較して、Wallis 式による環状流開始点前のデータを除外すると予測のばらつきが小さくなることを示している。また、Figure 4-11(b)に示すように、その予測の標準偏差は Figure 4-9(e)の 16.9%から 11.7%まで改善された。この結果より、スラグ流-環状流の遷移点は構成モデルに依存しており、そのモデルの差により L_{ann}/D が小さい領域の予測精度は影響するといえる。実際に環状流開始点前に CHF に至っていた場合は、AFD モデルで想定しているドライアウト現象とは異なる可能性が高い。そのため、この領域の現象を解明するためには、 L_{ann}/D が小さい領域のドライアウト現象について試験データを取得し、環状流開始点の構成式改良含めて、その領域に適用可能な AFD モデルを開発する必要がある。

今後、式(4-42)は、等価直径項の検討、短い環状流領域での予測精度向上、他の AFD モデルとの比較、環状流領域の CHF データによる妥当性確認を検討する必要がある。しかしながら、上述の結果は、式(4-42)が反復計算無しで AFD モデルと同等の予測が可能であることを示す結果である。

4.5. 結論

AFD モデルに基づく Jiao 機構論モデルに基づき、機構論モデルベース相関式を提案した。本研究により次の結論を得た。

- (1) 機構論モデルに基づくドライアウト型 CHF の実用的な相関式を導くために、AFD モデルの支配方程式に対して、軸方向での界面せん断による液滴発生率と液滴付着率が一致すると仮定し、その仮定のもと AFD モデルの支配方程式を解析的な積分を行い、CHF に対する相関式を導出した。導出した相関式には、積分液膜厚さが含まれているが、Jiao らの機構論モデルの予測値との比較から、液相レイノルズ数、気相主流ウェーバー数、密度比の無次元数の関数として導いた。
- (2) 上述の無次元数の関数を用いて、AFD モデルに基づく機構論モデルベース相関式の無次元式が得られた。式(4-42)は、計算コストに影響を与える数値積分を必要としない相関式である。相関式は、圧力 0.1~16MPa、質量速度 500~3000kg/m²s、熱平衡クオリティ 0.05~0.7 の環状流領域における CHF 予測が可能である。なお、全 402 点のデータについて、機構論モデルの予測値と相関式の予測値の比の平均値は 1.07、標準偏差は 16.9%であった。また、 L_{ann}/D が小さい領域のデータ選別を実施した場合、標準偏差は 11.7%まで改善された。
- (3) 式(4-42)で確認された管径の適用範囲は単一管の 0.008m であり、相関式の適用範囲が限定されている。そのため、他の管径や実機を模擬した管群試験を対象とした水力等価直径・加熱等価直径範囲の CHF データを用いて相関式の適用性を検討する必要がある。なお、LUT では、等価直径の効果として $(De/8.0)^{-0.5}$ の補正項で表されているが、本補正項は機構論的な式ではなく実験データの経験に基づく補正項である。式(4-42)の Re_{jl} と We_{gc} にはそれぞれ直径項を含んでおり、式(4-42)は $D^{-0.744}$ の感度を有する。今後、複数の等価直径の CHF データ分析により、等価直径の感度及び他のパラメータの影響について検討して、等価直径に関するモデル化が望ましい。また、 L_{ann}/D が小さい領域で適切な予測が可能ないように検討することが望ましく、そのような領域の妥当性確認のために、 L_{ann}/D が小さい領域の CHF データを用いて検討することが望ましい。軽水炉の設計や安全解析では、一様の熱流束分布に基づく LUT をベースに開発した式(4-42)に、Tong の F ファクター (Tong, 1967) のような非一様の熱流束分布の影響を補正する手法を適用する必要がある。

Table 4-1. LUT database for developing a mechanistic model-based correlation based on the AFD model

Reference	Number of data points	P [MPa]	G [kg/m ² s]	x_{out} [-]	D [m]	q_{LUT} [kW/m ²]
Groeneveld (2007)	402	1.0 – 16.0	500 – 3000	0.05 – 0.7	0.008	598 – 6095

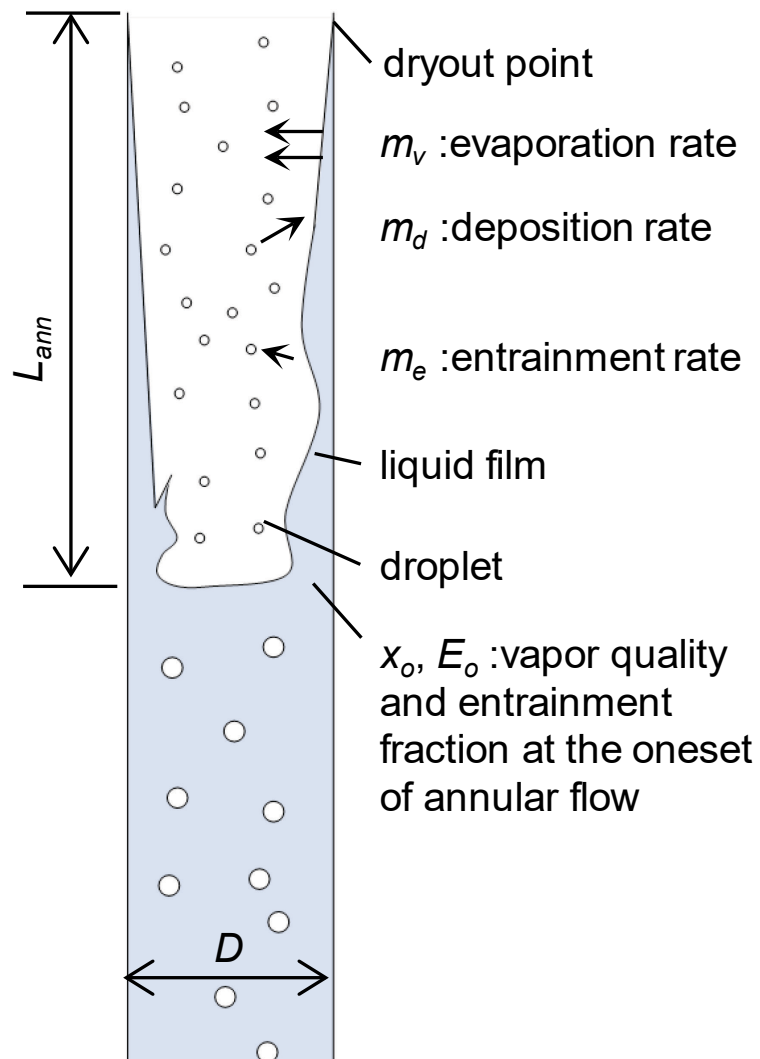


Figure 4-1. Schematic of annular film dryout model

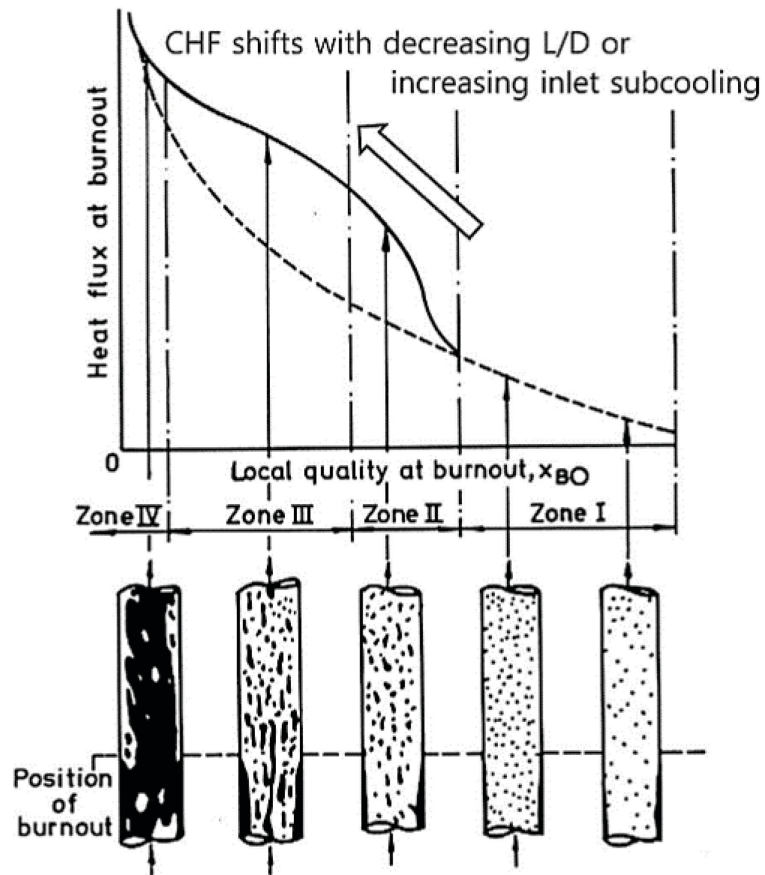


Figure 4-2. The curve of critical heat flux as a function of exit quality for uniformly heated tubes under fixed conditions of pressure, diameter, and mass velocity (Bennett, et al., 1967)

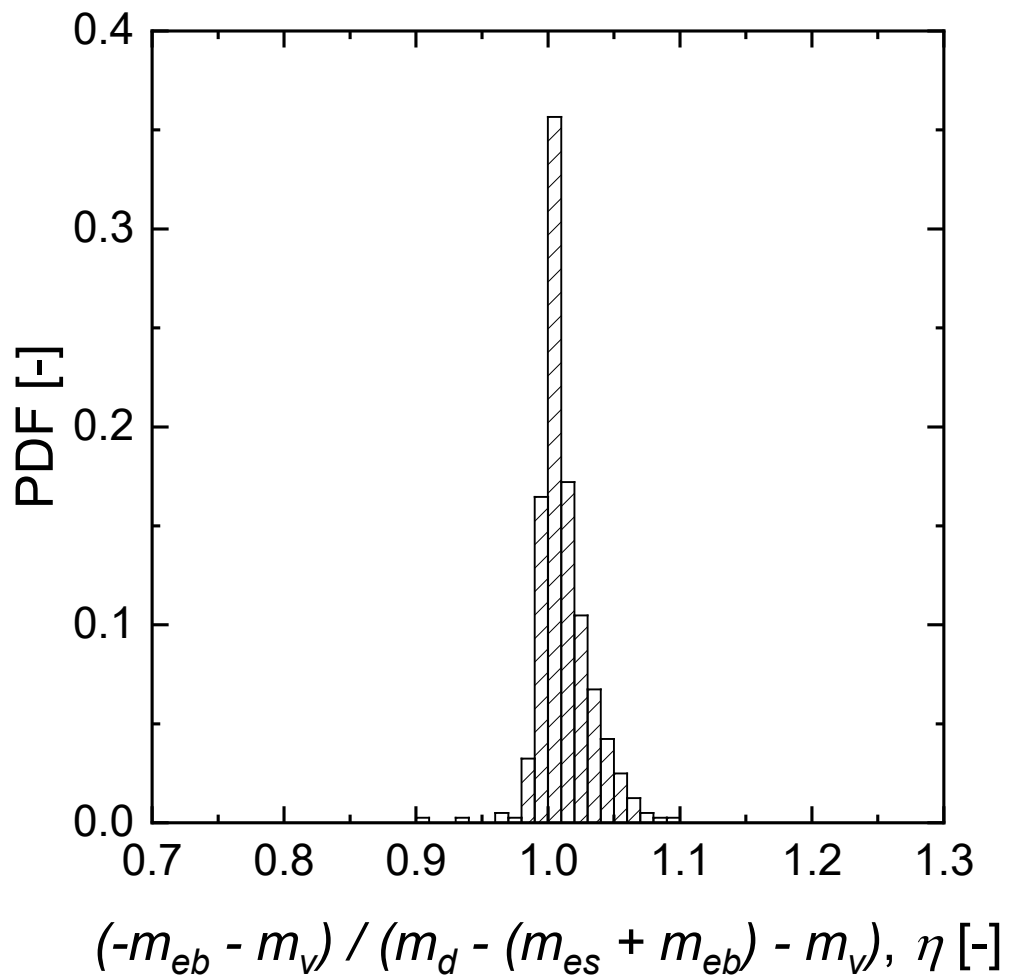
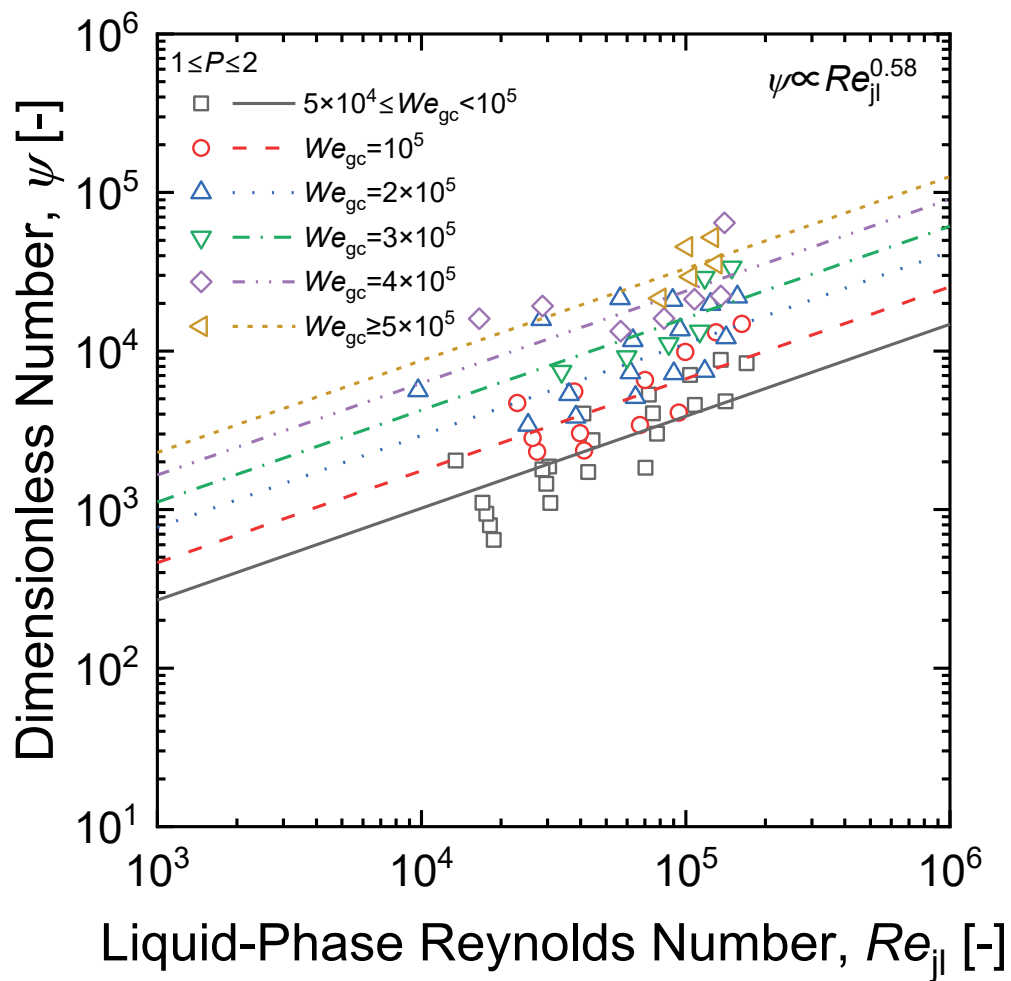
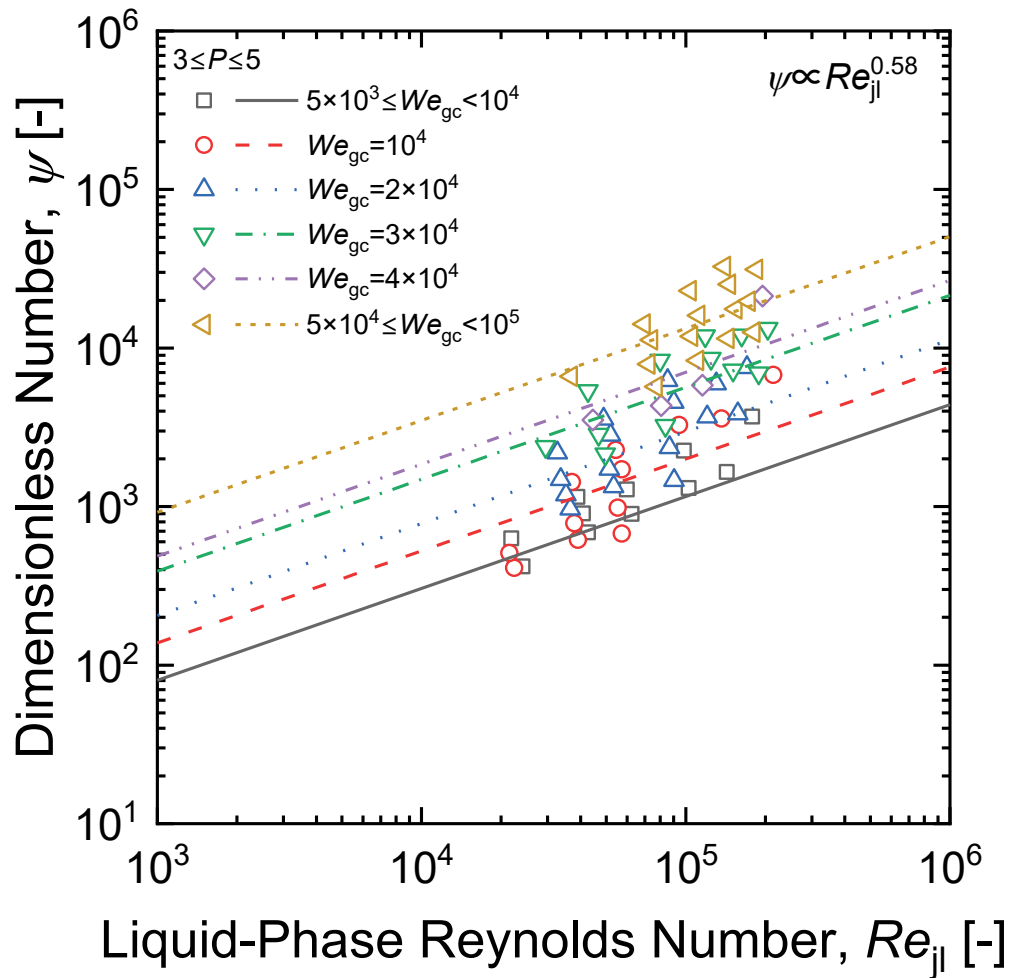


Figure 4-3. PDF for the ratio η in Equation (4-31)



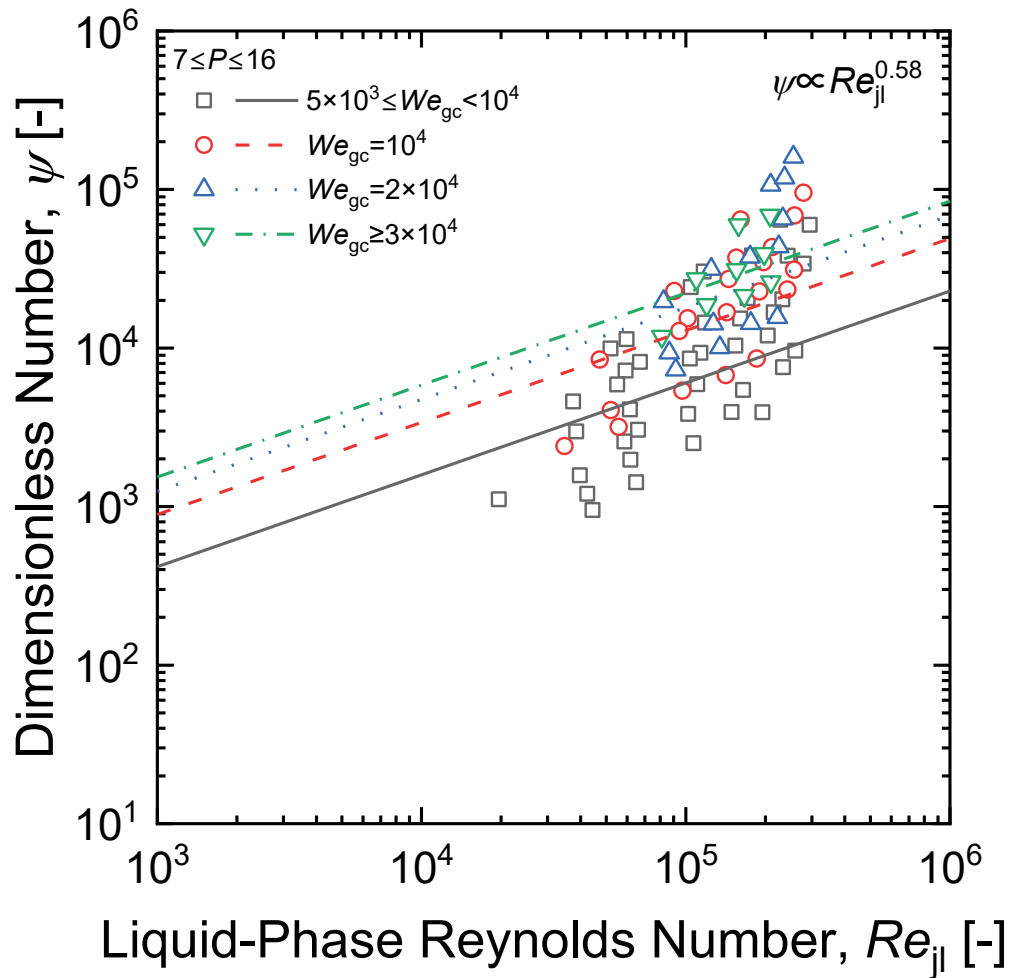
(a) pressure ranges from 1MPa to 2MPa

Figure 4-4. Correction term of liquid-phase Reynolds number for ψ based on the Jiao mechanistic model: (a) pressure ranges from 1MPa to 2MPa, (b) pressure ranges from 3MPa to 5MPa, and (c) pressure ranges from 7MPa to 16MPa



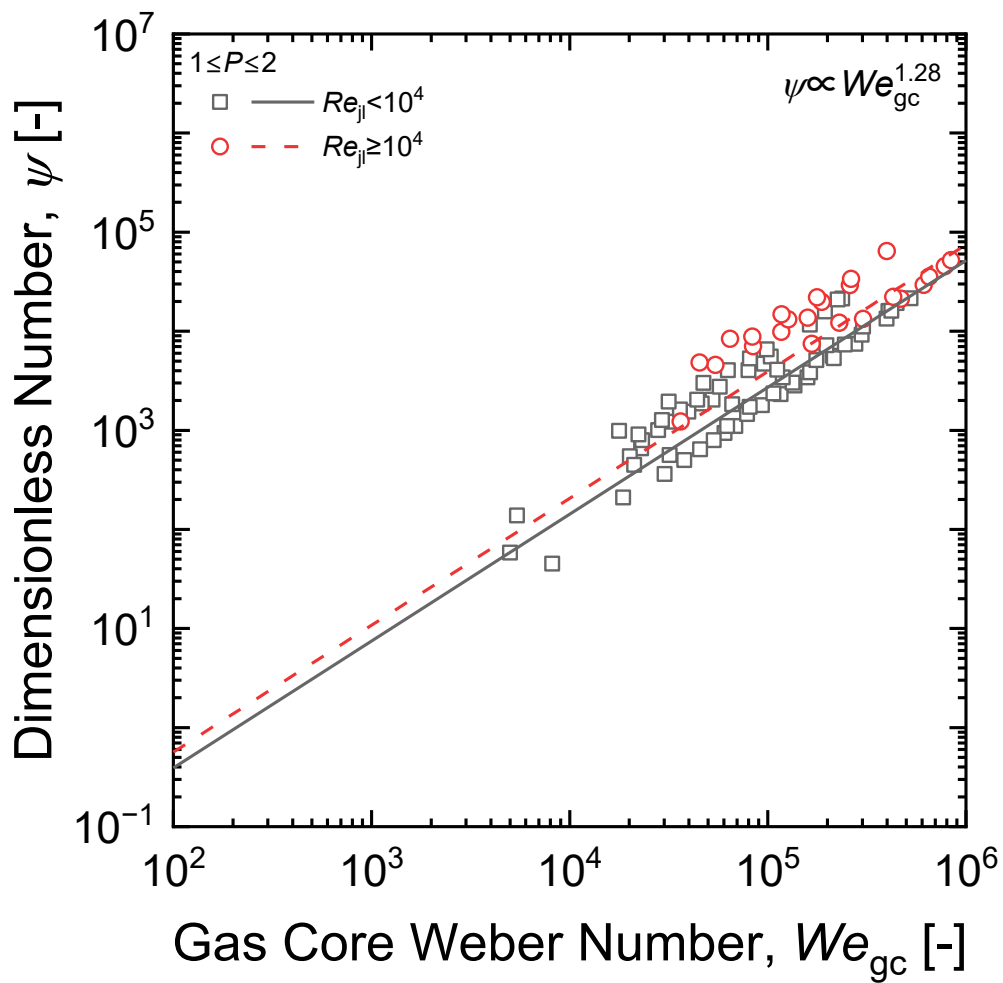
(b) pressure ranges from 3MPa to 5MPa

Figure 4-4. Correction term of liquid-phase Reynolds number for ψ based on the Jiao mechanistic model: (a) pressure ranges from 1MPa to 2MPa, (b) pressure ranges from 3MPa to 5MPa, and (c) pressure ranges from 7MPa to 16MPa (continue)



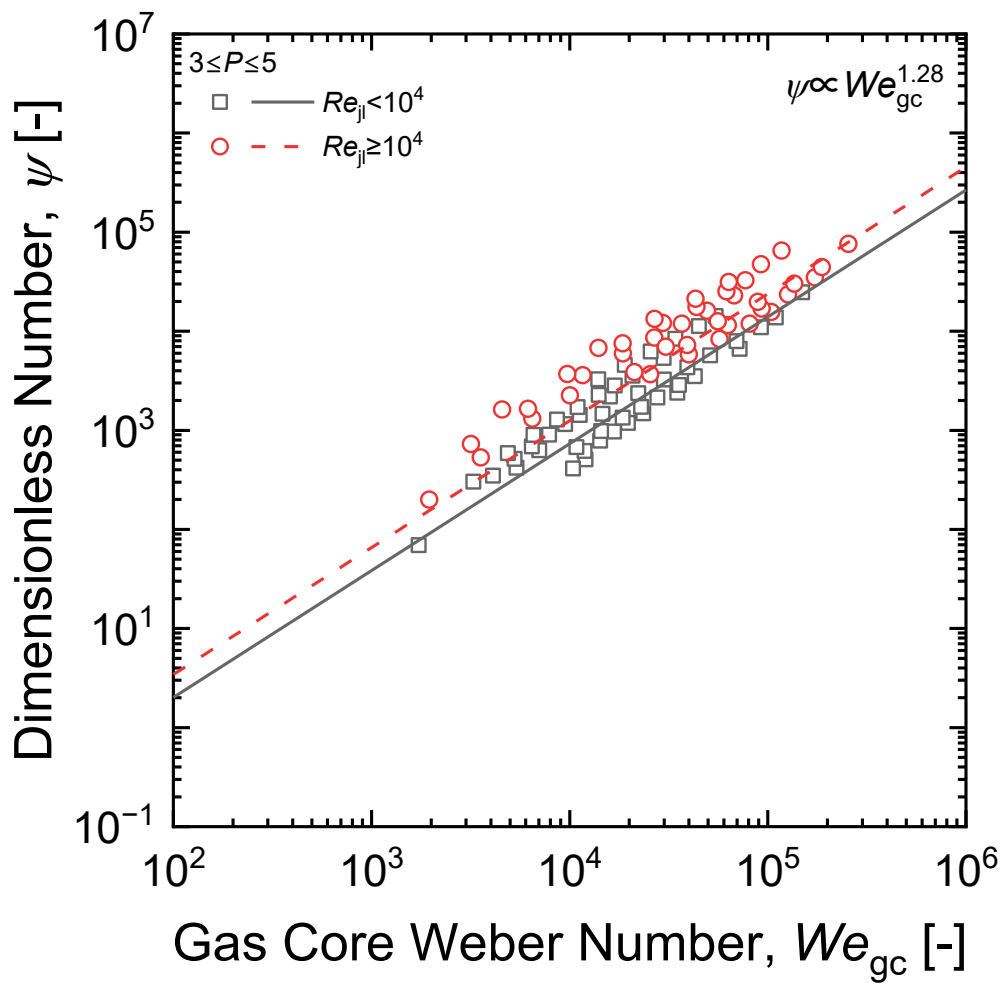
(c) pressure ranges from 7MPa to 16MPa

Figure 4-4. Correction term of liquid-phase Reynolds number for ψ based on the Jiao mechanistic model: (a) pressure ranges from 1MPa to 2MPa, (b) pressure ranges from 3MPa to 5MPa, and (c) pressure ranges from 7MPa to 16MPa (continue)



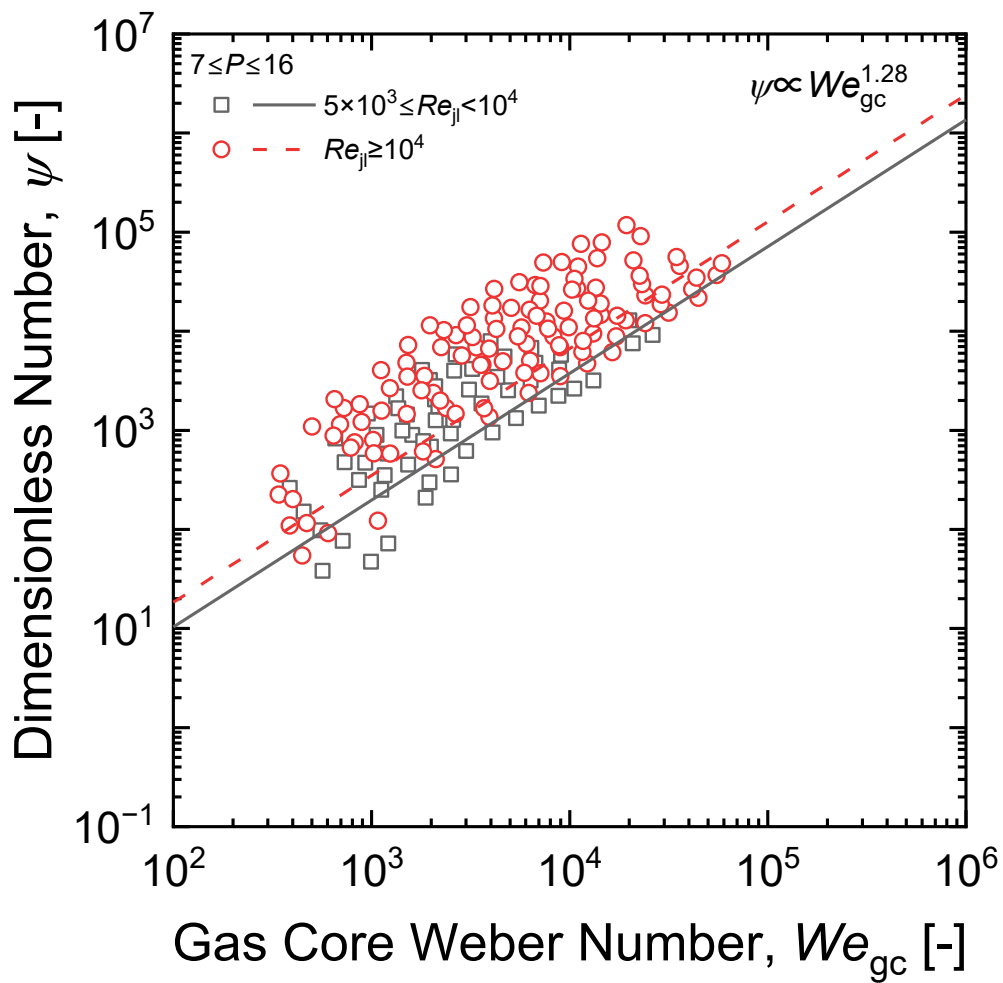
(a) pressure ranges from 1MPa to 2MPa

Figure 4-5. Correction term of gas core Weber number for ψ : (a) pressure ranges from 1MPa to 2MPa, (b) pressure ranges from 3MPa to 5MPa, and (c) pressure ranges from 7MPa to 16MPa



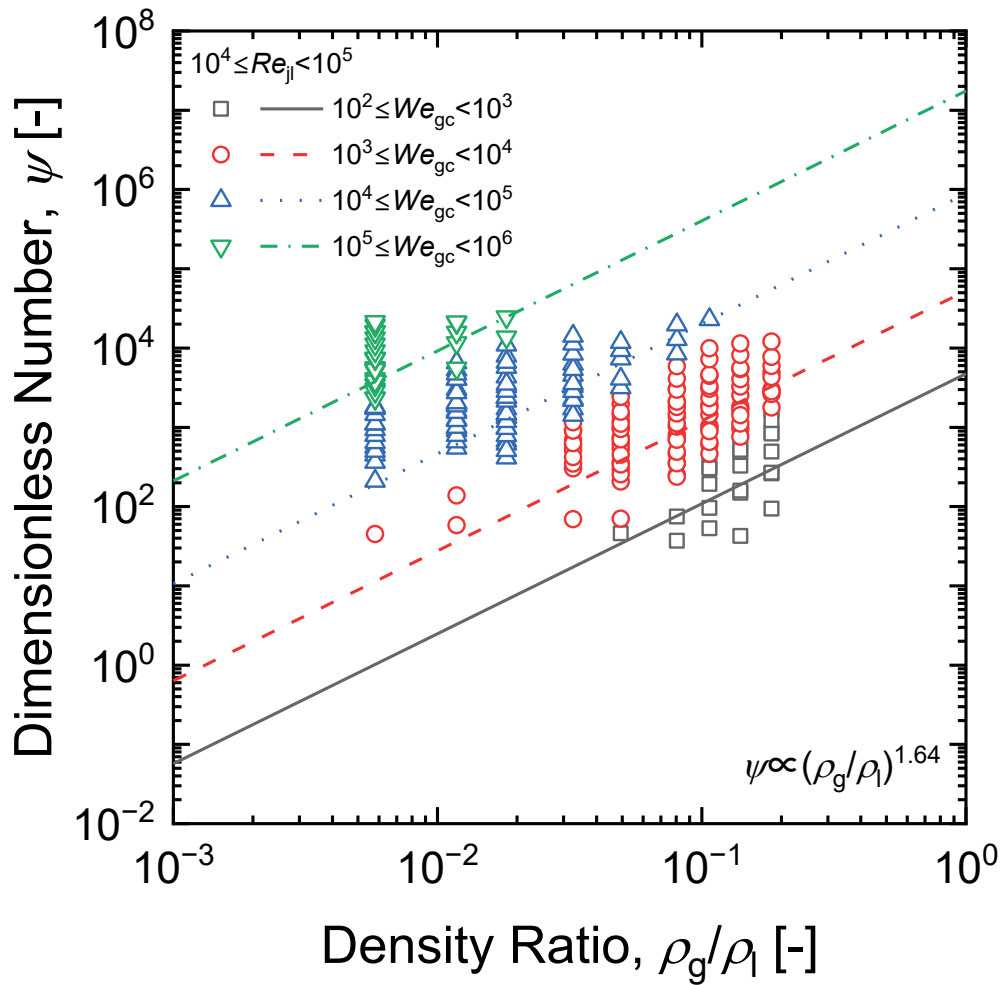
(b) pressure ranges from 3MPa to 5MPa

Figure 4-5. Correction term of gas core Weber number for ψ : (a) pressure ranges from 1MPa to 2MPa, (b) pressure ranges from 3MPa to 5MPa, and (c) pressure ranges from 7MPa to 16MPa (continue)



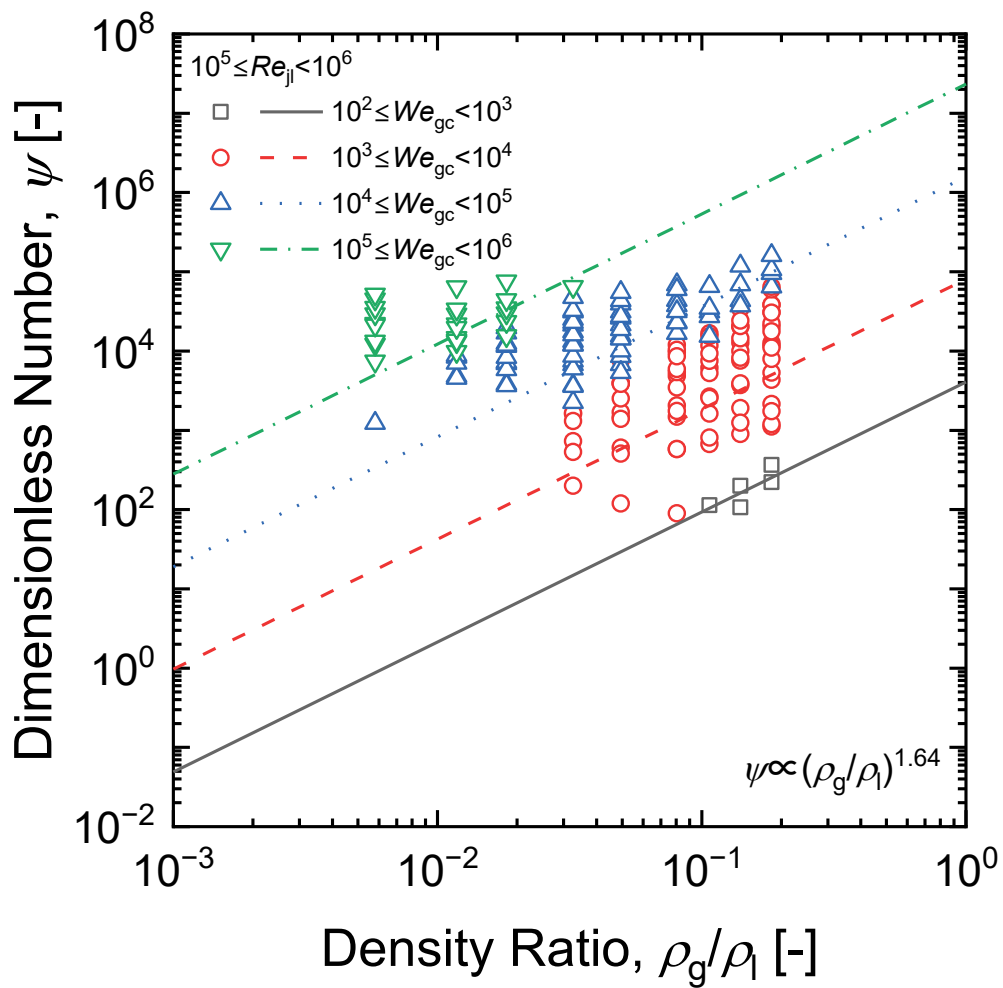
(c) pressure ranges from 7MPa to 16MPa

Figure 4-5. Correction term of gas core Weber number for ψ : (a) pressure ranges from 1MPa to 2MPa, (b) pressure ranges from 3MPa to 5MPa, and (c) pressure ranges from 7MPa to 16MPa (continue)



(a) liquid-phase Reynolds number from 10^4 to 10^5

Figure 4-6. Correction term of density ratio for ψ : (a) liquid-phase Reynolds number from 10^4 to 10^5 and (b) liquid-phase Reynolds number from 10^5 to 10^6



(b) liquid-phase Reynolds number from 10^5 to 10^6

Figure 4-6. Correction term of density ratio for ψ : (a) liquid-phase Reynolds number from 10^4 to 10^5 and (b) liquid-phase Reynolds number from 10^5 to 10^6

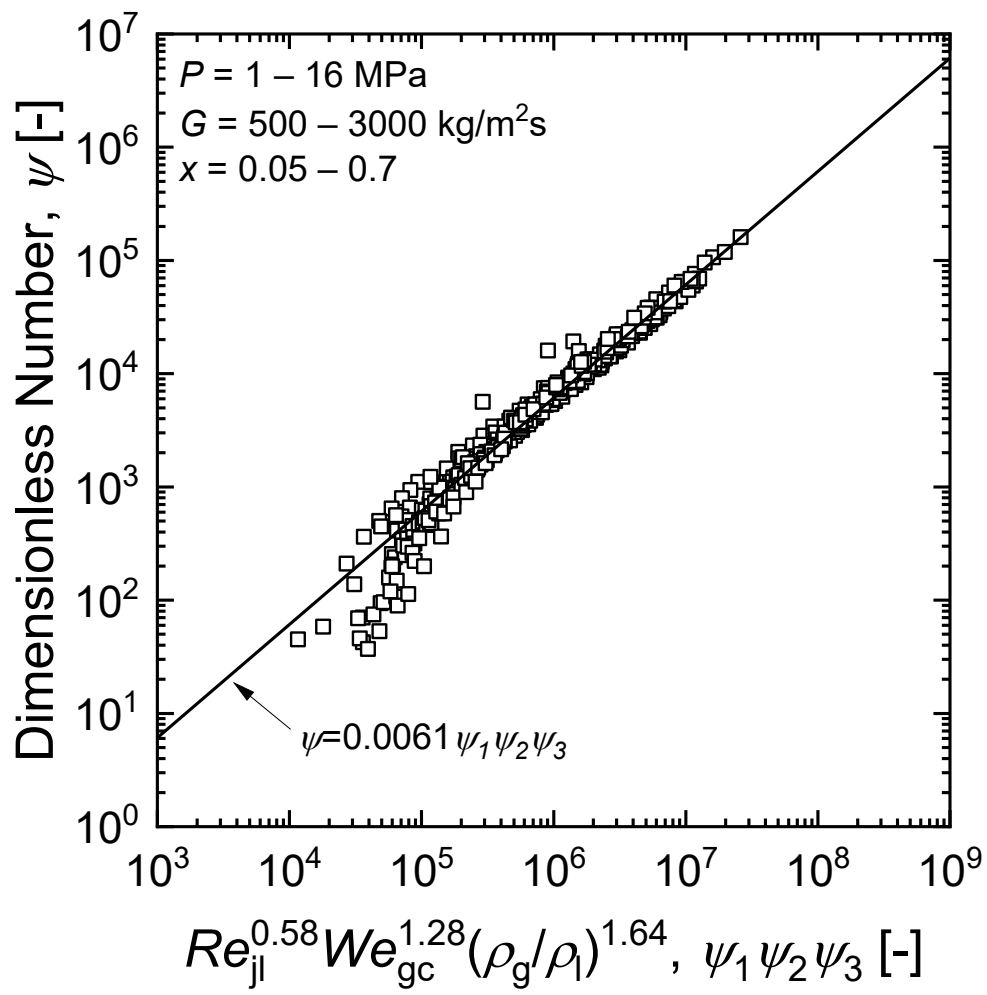


Figure 4-7. Coefficient of the correlation for dimensionless number ψ

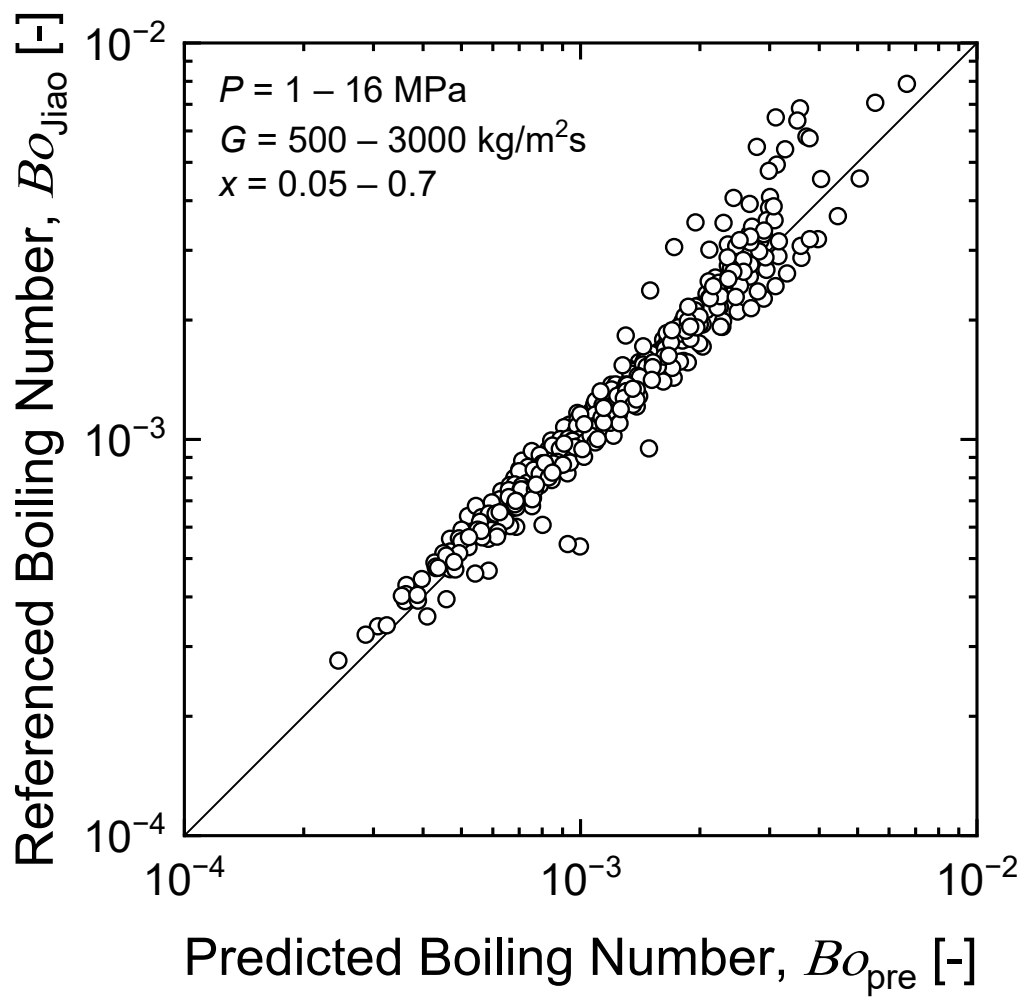
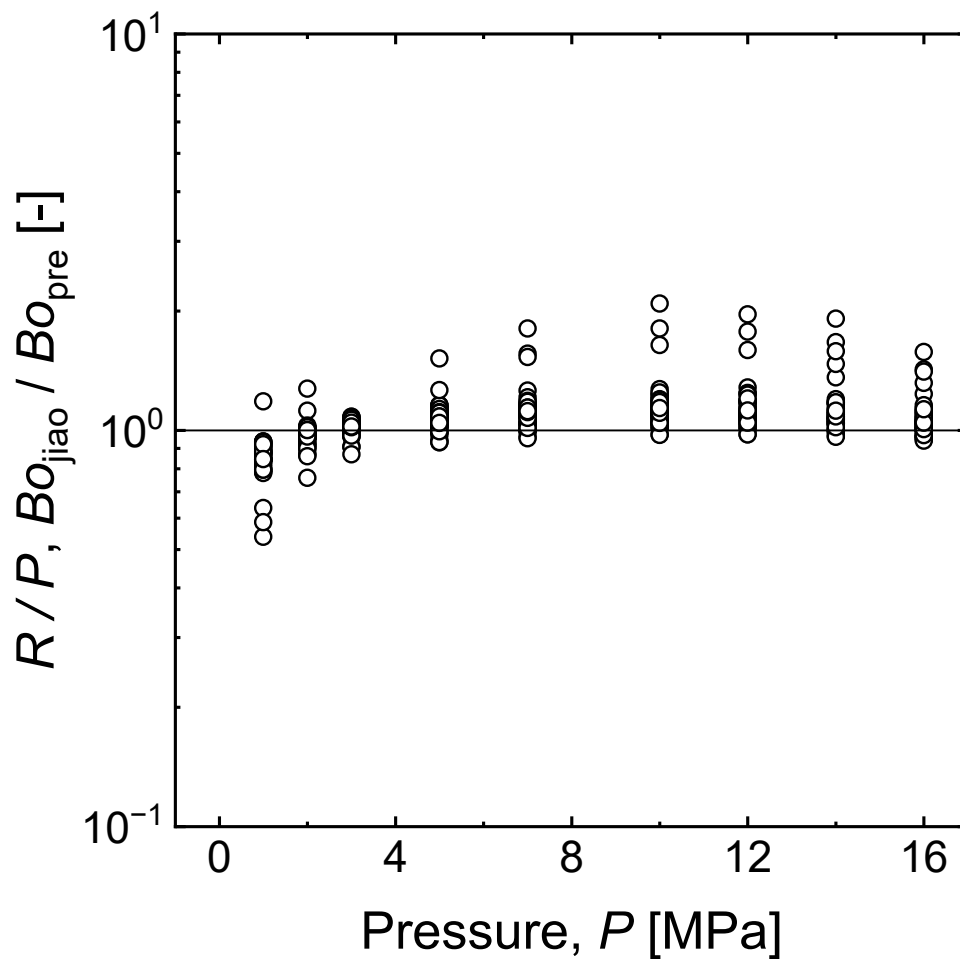
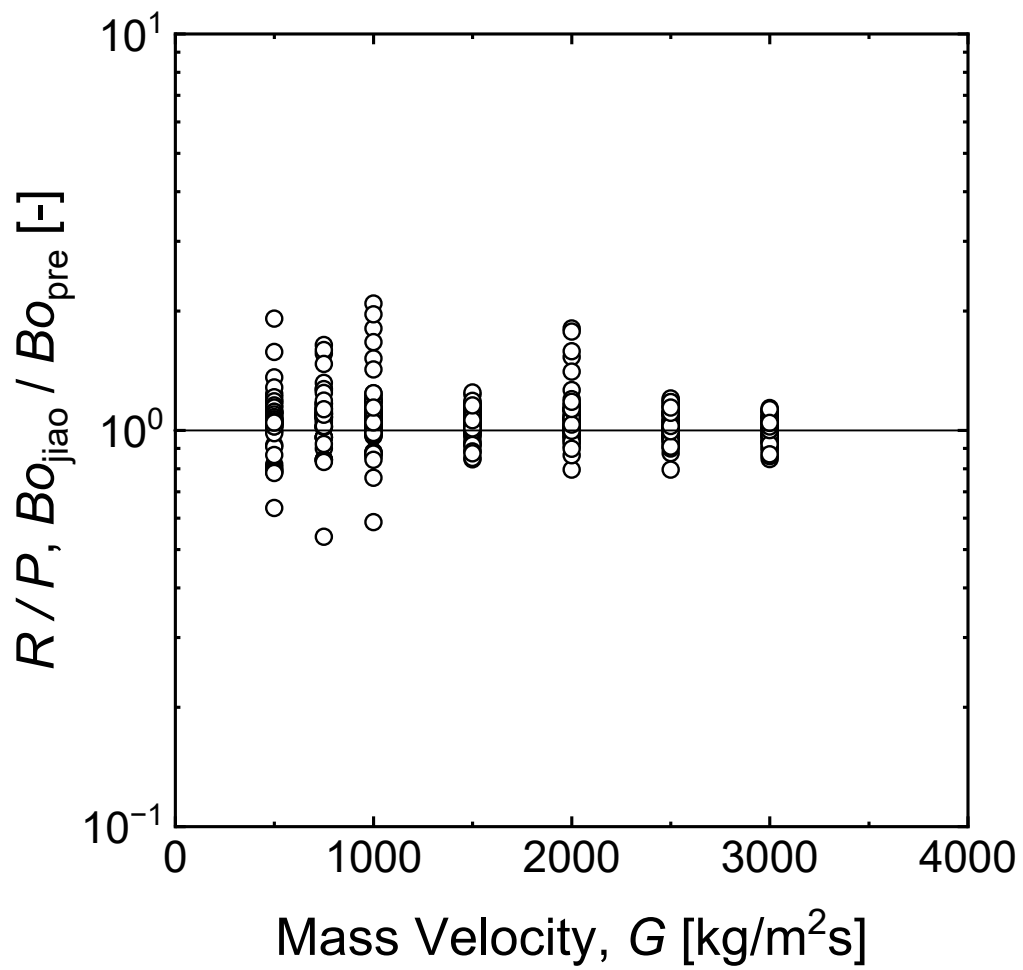


Figure 4-8. Comparison between referenced and predicted Boiling numbers



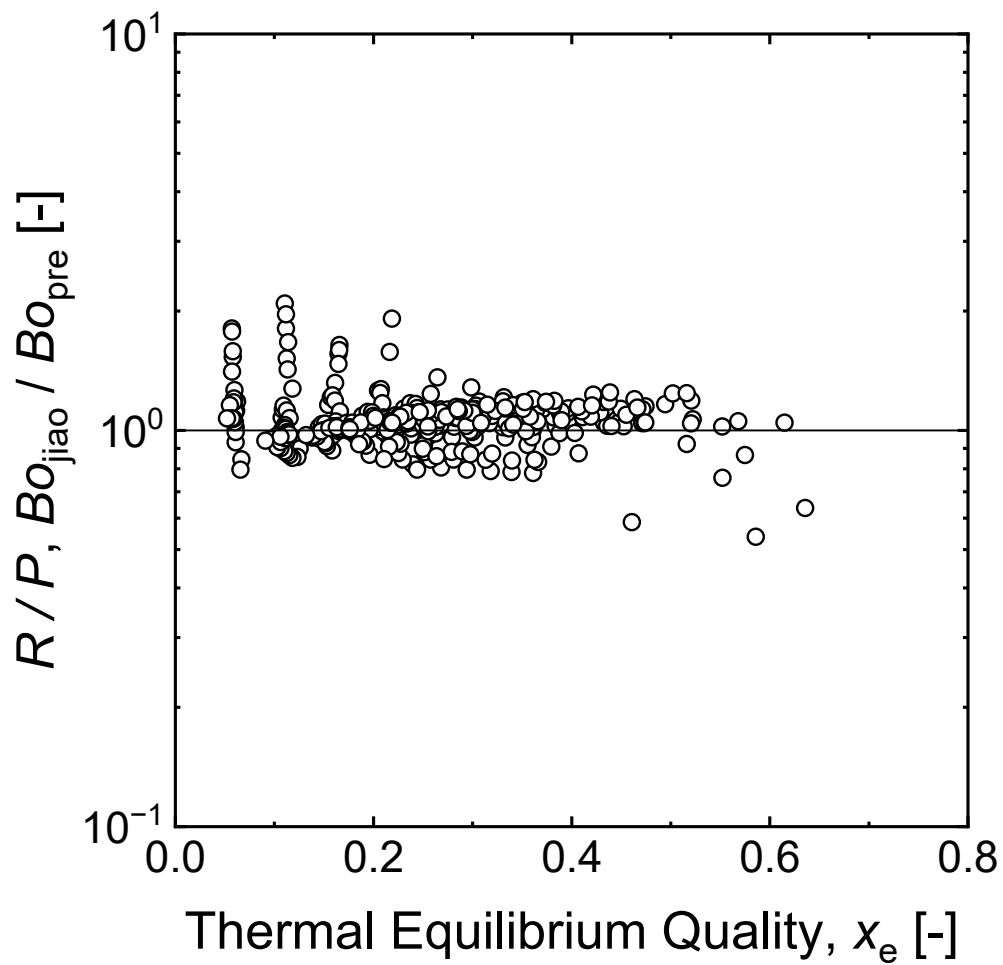
(a) pressure

Figure 4-9. Ratio of referenced Boiling numbers to predicted Boiling numbers under annular conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) dimensionless annular length, and (e) histogram of the R/P



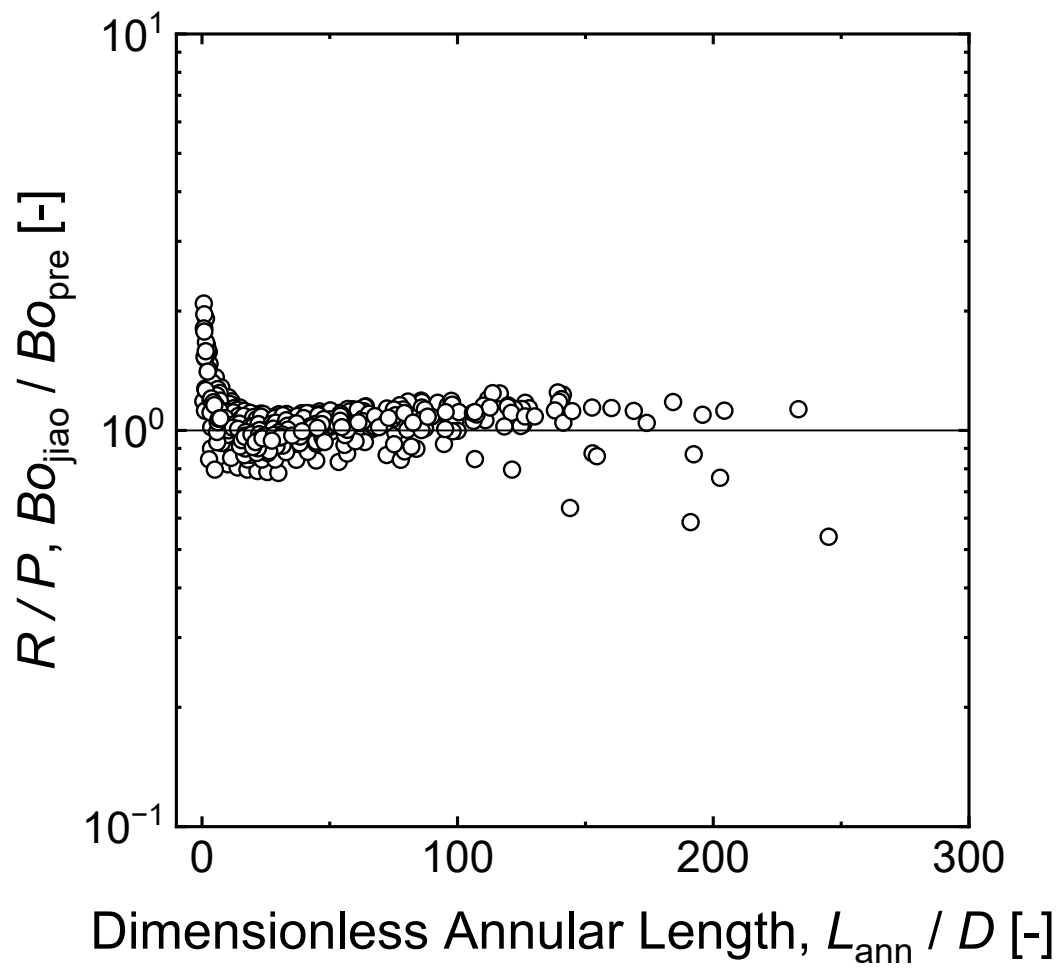
(b) mass velocity

Figure 4-9. Ratio of referenced Boiling numbers to predicted Boiling numbers under annular conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) dimensionless annular length, and (e) histogram of the R/P (continue)



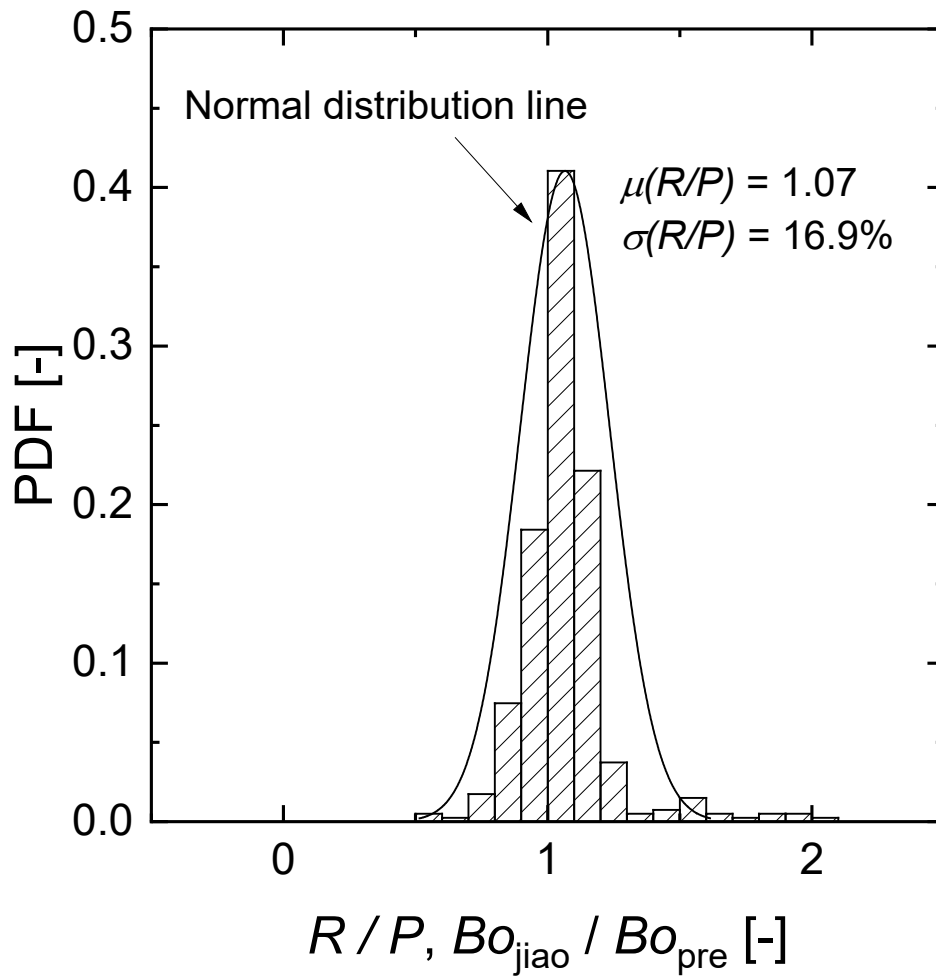
(c) thermal equilibrium quality

Figure 4-9. Ratio of referenced Boiling numbers to predicted Boiling numbers under annular conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) dimensionless annular length, and (e) histogram of the R/P (continue)



(d) dimensionless annular length

Figure 4-9. Ratio of referenced Boiling numbers to predicted Boiling numbers under annular conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) dimensionless annular length, and (e) histogram of the R/P (continue)



(e) histogram of the R/P

Figure 4-9. Ratio of referenced Boiling numbers to predicted Boiling numbers under annular conditions: (a) pressure, (b) mass velocity, (c) thermal equilibrium quality, (d) dimensionless annular length, and (e) histogram of the R/P (continue)

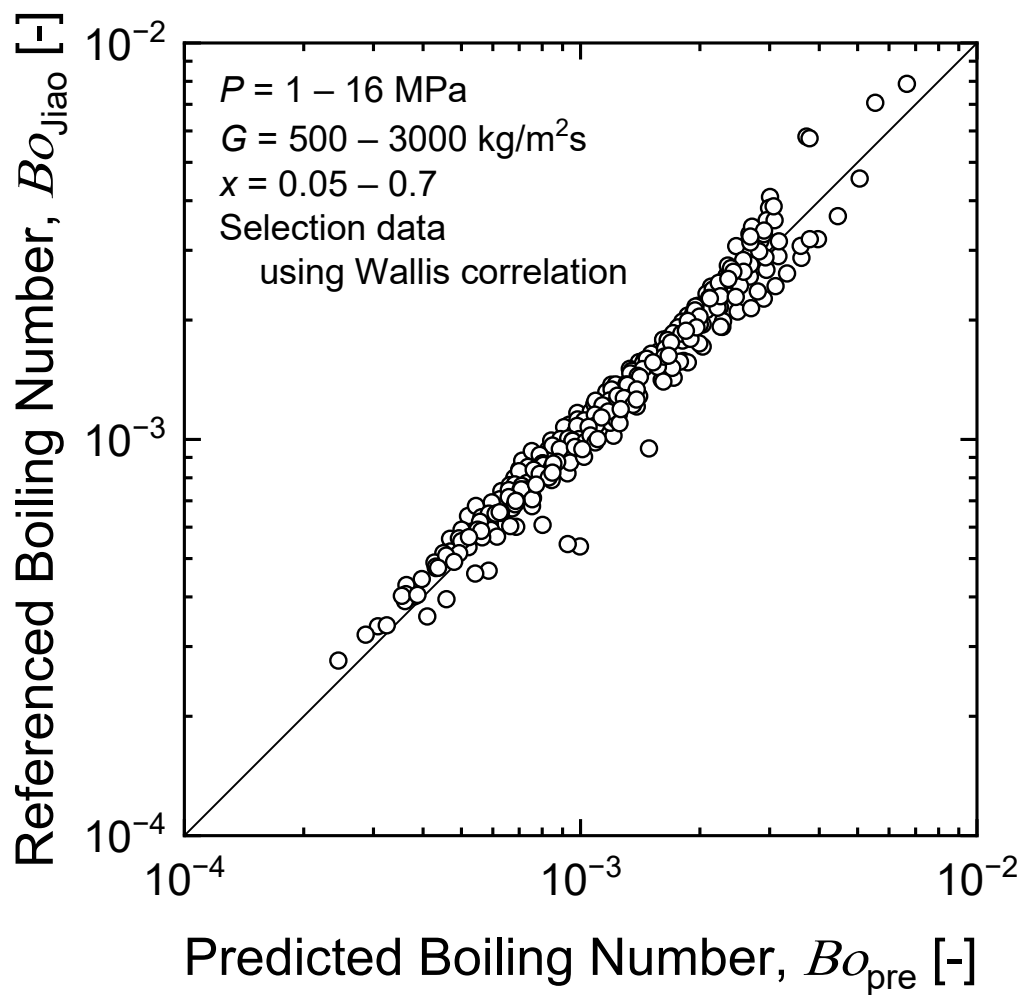
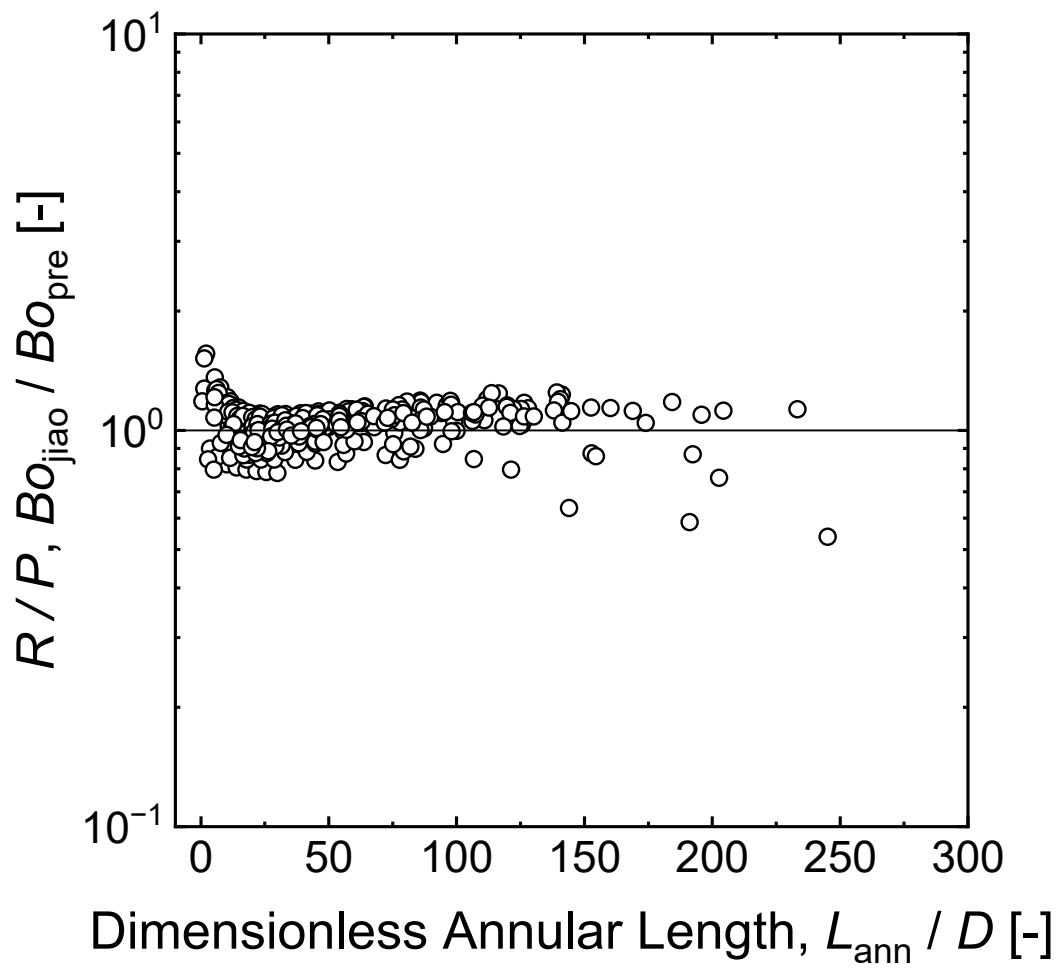
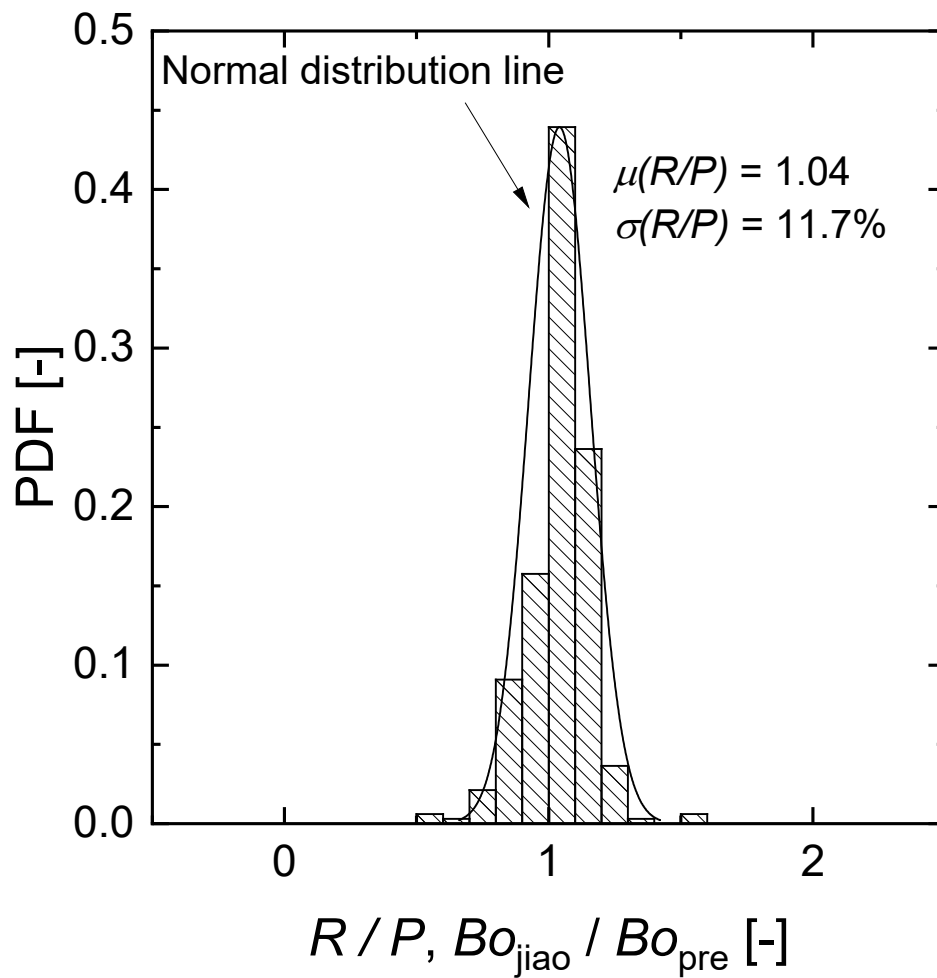


Figure 4-10. Comparison between referenced and predicted Boiling numbers in selection data using Wallis correlation



(a) dimensionless annular length

Figure 4-11. Ratio of referenced Boiling numbers to predicted Boiling numbers in selection data using Wallis correlation: (a) dimensionless annular length and (b) histogram of the R/P



(b) histogram of the R/P

Figure 4-11. Ratio of referenced Boiling numbers to predicted Boiling numbers in selection data using Wallis correlation: (a) dimensionless annular length and (b) histogram of the R/P

4 章の参考文献

Adamsson, C., Corre, L. J., 2011. Modeling and validation of a mechanistic tool (MEFISTO) for the prediction of critical power in BWR fuel assemblies. *Nuclear Engineering and Design*, 241; 2843-2858.

Ahmad, M., Chandraker, D. K., Hewitt, G. F., Vijayan, P. K., Walker, S. P., 2013. Phenomenological modeling of critical heat flux: The GRAMP code and its validation. *Nuclear Engineering and Design*, 254; 280-290.

Bennett, A. W., Hewitt, G. F., Kearsley, H. A., Keeys, R. K. F., Pulling, D. J., 1967. Studies of burnout in boiling heat transfer. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 45; 319-339.

Chandraker, D. K., Vijayan, P. K., Sinha, R. K., Aritomi, M., 2011. Phenomenological prediction of CHF under boiling water reactor (BWR) conditions. *Progress in Nuclear Energy*. 53(7); 874-880.

Chen, X. J., 1995. Gas-Liquid Two-Phase Flow and Heat Transfer Foundation (Chinese). *Science Press Beijing*, 45; 155.

Cioncolini, A., Thome, J. R., 2012. Entrained liquid fraction prediction in adiabatic and evaporating annular two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, 243; 200-213.

Groeneveld, D. C., Shan, J. Q., Vasic, A. Z., Leung, L. K. H., Durmayaz, A., Yang, J., Cheng, S. C., Tanase, A., 2007. The 2006 CHF look-up table. *Nuclear Engineering and Design*, 237(15-17); 1909-1922.

Gui, M., Wenxi, T., Wu, D., Chen, R., Su, G. H., Qiu S., 2020(a). Review of the AFD-type CHF mechanistic model and its application to rod bundle. *Progress in Nuclear Energy*, 119; 103168.

Gui, M., Tian, W., Wu, D., Chen, R., Su, G. H., Qiu, S., 2020(b). Development of a three-field mechanistic model for dryout prediction in annular flow, *Annals of Nuclear Energy*. 135; 106978.

Govan, A. H., Hewitt, G. F., Owen, D. G., Bott, T. R., 1988. An improved CHF modeling code. *In: Proceeding of the 2nd UK National Heat Transfer Conference*; 33–48.

Hewitt, G. F., Hall-Taylor, N. S., 1970. *Annular Two-phase Flow*, Pergamon, New York; Chapter 8.

Hewitt, G. F., Govan, A. H., 1990. Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 33(2); 229-242.

Jiao, B., Yang, D., Gan, Z., 2017. An empirical correlation for the entrainment fraction at the onset of annular flow based on 2006 CHF look-up table. *Nuclear Engineering and Design*. 317; 69-80.

Mishima, K., Ishii, M., 1984. Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27[5]; 723-737.

Okawa, T., Kotani, A., Kataoka, I., Naito, M., 2003. Prediction of critical heat flux in annular flow using a film flow model. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 40(6); 388-396.

Okawa, T., Kotani, A., Kataoka, I., Naito, M., 2004. Prediction of the critical heat flux in annular regime in various vertical channels. *Nuclear Engineering and Design*, 229(2-3); 223-236.

Song, G., Liang, Y., Sun, R., Zhang, D., Deng, J., Su, G. H., Wenxi, T., Qiu, S., 2020. A critical heat flux model for unilateral heating rectangular narrow channel, *Annals of Nuclear Energy*. 142; 107419.

Tong, L.S., 1967. Prediction of departure from nucleate boiling for an axially non-uniform heat flux distribution. *Journal of Nuclear Energy*, 21; 241-248.

Tong, L. S., Tang, Y. S., 1997. *Boiling heat transfer and two-phase flow*, second edition. *Taylor & Francis*; 303-316.

Ueda, T., Isayama, Y., 1981. Critical heat-flux and exit film flow-rate in a flow boiling system. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24[7]; 1267-1276.

Wallis, G.B., 1969. *One-Dimensional Two-Phase Flow*. McGraw-Hill, New York.

Whalley, P. B., Hutchinson, P., Hewitt, G. F., 1974. Calculation of critical heat flux in forced convection boiling. *International heat transfer conference*; Tokyo, Japan; 290-294.

Yodo, T., Odaira, N., Ito, K., Ito, D., Saito, Y., 2022. Development of a critical heat flux correlation based on a mechanistic model under subcooled flow boiling conditions. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 2022:1-18; DOI: 10.1080/00223131.2022.2091054.

5章 結論

5.1. 本研究による成果の統括

2050年カーボンニュートラルに向けて、S+3E (Safety + Energy Security / Economic Efficiency / Environment) のバランスを取りながら原子力を含めたあらゆる選択肢を追求していくことが我が国にとって重要な課題である。その選択肢の一つとして、軽水炉ベースの炉型の早期実用化が議論されており、それらの新しい軽水炉の開発のためにも、軽水炉の熱水力設計評価技術を高度化することは重要である。軽水炉プラントの熱水力設計や安全解析で用いられている従来のサブチャンネル解析コードや CHF 相関式は既存の軽水炉向けのデータに基づいて開発されており、今後さらなる安全性を確認するためには広い範囲に適用可能な評価ツールが必要になる。そのため、本研究では、広範囲に適用可能な二流体モデルを用いたサブチャンネル解析コードと機構論モデルを応用した CHF 相関式を新規開発した。Figure 5-1 及び Figure 5-2 にサブチャンネル解析コード MIDAC-T と機構論モデルベース相関式の適用範囲をそれぞれ示す。サブチャンネル解析コード及び相関式ともに既存技術の冷却材範囲を超える領域に適用可能である。本研究成果を次の通り統括する。

炉心解析用二流体サブチャンネル解析コード

炉心設計及び安全解析の拡張評価のために二流体モデルに基づくサブチャンネル解析コード MIDAC-T を開発した。本研究により次の成果を得た。

- (1) 非圧縮性二流体モデルに基づく MIDAC-T は、流れ場とエネルギー場を記述する基礎方程式として気相と液相のそれぞれについて 3次元の質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則で表した。また、3次元炉心動特性解析のために、炉心内のほう素分布を得るためのほう素保存式を解くのが特徴である。一般的な二流体モデルコードは半陰解法を採用しており、過渡解析において小さな時間ステップ幅を設定するには、クーラン数の制限により計算量が大きくなる課題がある。そのため、MIDAC-T は完全陰解法と非圧縮性流れ場をベースに開発し、プラント解析の効率化を図った。熱流動部の構成モデルは、流動様式、壁面摩擦、界面摩擦、サブクール沸騰、界面熱伝達、壁面熱伝達、CHF、乱流混合、ボイドドリフト及び蒸気表で構成される。また、燃料温度部は非定常 1次元熱伝導方程式をベースとしたモデルを

採用した。

- (2) 本解析コードの主要な解析対象である PWR 炉心管群体系の二相流予測に対する検証のため、NUPEC/PSBT の試験データを用いて解析した。MIDAC-T の予測値は、4.9~16.6MPa の広範な圧力条件下で、試験データとよく一致した。
- (3) PWR 安全解析の拡張として予想される極低流量での二相流の予測を検証するために、ORNL/THTF 試験を対象に MIDAC-T で解析した。MIDAC-T による予測は、試験データ及び M-RELAP5 による結果と±10%の範囲でよく一致した。MIDAC-T コードは、PSBT のような定常解析や、THTF のような複雑な二相流現象を効率的に計算することが可能である。また、本解析コードは、同一モデルで PWR の幅広い条件に適用することが可能である。

DNB 型機構論モデルベース相関式

本研究では、CHF 予測手法の一つである LSD モデルに基づく Katto 機構論モデル及び LUT データを用いて CHF 予測向け相関式を提案した。開発した機構論モデルベース相関式は従来の CHF 予測モデルよりも簡便で広い適用範囲を提供し、従来の機構論モデルのような収束計算は不要な相関式である。この相関式は PWR の設計解析と安全解析における実用的な要求を満足する可能性がある。本研究の結果、次のような成果を得た。

- (1) Katto 機構論モデルに基づき、ボイリング数、ウェーバー数、密度比、ラプラス数の無次元数を持つ簡略化した CHF 相関式を導いた。簡略化 CHF 相関式は Katto 機構論モデルとよい一致を示し、標準偏差は 12%であった。
- (2) 機構論モデルベース相関式は、LUT データを用いて簡略化 CHF 相関式を補正したもので、20MW/m² まで±20%以内で CHF 値を予測することができた。機構論モデルベース相関式の LUT と予測 CHF の $R/P (= q_{LUT}/q_{pre})$ として定義される CHF 比の平均値は 1.00 で、全 930 データ点の標準偏差は 9.8%であった。相関式の適用範囲は、圧力 0.1~18 MPa、質量速度 500~8000 kg/m²s、熱平衡クオリティ -0.5~-0.05 であり、95/95%基準に基づく DNBR 制限値は 1.20 である。
- (3) 機構論モデルベース相関式、W-3 相関式、Katto 機構論モデル、Liu 機構論モデル、

LUT と比較した。また、パラメータを変化させた場合の予測性能を評価した。その結果、W-3 相関式の予測値は、適用範囲内では LUT よりわずかに大きく、CHF を $\pm 20\%$ 以内で予測した。適用範囲外では LUT より大きな値が予測された。主に高熱流束の実験データベースに基づき開発された Liu 機構論モデルは、本研究の冷却材条件では LUT より約 20% 低く予測し、収束しない冷却材条件では LUT と不一致の結果を示した。

ドライアウト型機構論モデルベース相関式

AFD モデルに基づく Jiao 機構論モデルに基づき、機構論モデルベース相関式を提案した。本研究により次の成果を得た。

- (1) 機構論モデルに基づくドライアウト型 CHF の実用的な相関式を導くために、AFD モデルの支配方程式に対して、軸方向での界面せん断による液滴発生率と液滴付着率が一致すると仮定し、その仮定のもと AFD モデルの支配方程式に対して解析的な積分を行い、CHF に対する相関式を導出した。導出した相関式には、積分液膜厚さが含まれているが、Jiao らの機構論モデルの予測値との比較から、液相レイノルズ数、気相主流ウェーバー数、密度比の無次元数の関数として導いた。
- (2) 得られた積分液膜厚さを先に求めていた CHF 相関式に代入して、AFD モデルに基づく CHF 相関式を得た。提案する相関式では、数値積分を必要とせず、機構論において仮定された物理現象を表現することが可能となった。相関式は、圧力 0.1～16 MPa、質量速度 500～3000 kg/m²s、熱平衡クオリティ 0.05～0.7 の環状流領域に適用可能である。全 402 点の CHF 予測に適用した結果、AFD モデルと相関式の予測値の比は、平均値 1.07、標準偏差 16.9% で CHF 予測が可能である。また、 L_{ann}/D が小さい領域のデータ選別を実施した場合、標準偏差は 11.7% まで改善された。

5.2. 今後の研究課題と展望

本研究では広範囲に適用可能な二流体モデルサブチャンネル解析コードと CHF 予測のための機構論モデルベース相関式を提案した。二流体モデルサブチャンネル解析コード MIDAC-T は、NUPEC/PSBT 試験データと ORNL/THTF 試験データにより適用性を確認

した。今後、MIDAC-Tコードの信頼性向上のため、より低圧・低流量条件の3次元2相流を含む実験データの取得及び妥当性確認が必要である。DNB型機構論モデルベース相関式は、管直径8mmのLUTデータから導出した。今後、より広範囲の管径を持つ実験データベースを用いて相関式の適用性及び補正を検討する必要がある。さらに、DNB型機構論モデルベース相関式は、想定される物理現象とは異なる高クオリティ領域や低ウェーバー数領域 ($We < 1000$ など) にも適用できるように、冷却材条件を拡張したデータベースでその適用範囲を確認する必要がある。ドライアウト型機構論モデルベース相関式も、DNB型相関式と同様に管直径8mmのLUTをベースにした。そのため、他の管径や実機を模擬した管群試験を対象とした水力等価直径・加熱等価直径範囲のCHFデータを用いて相関式の適用性を検討する必要がある。また、 L_{ann}/D が小さい領域の妥当性確認のために、 L_{ann}/D が小さい領域のCHFデータを用いて検討することが望ましい。

上記の研究課題はあるものの、本研究により広範囲に適用可能なサブチャンネル解析コードと広範囲のCHF予測に適用可能な機構論モデルベース相関式の基礎モデルを開発した。開発技術は、従来のサブチャンネル解析コードとCHF相関式の適用範囲を含みつつさらに拡張された範囲へ適用可能なモデルであり、設計想定事象を超えるような条件への適用や将来の軽水炉の基盤技術としての応用が期待される。

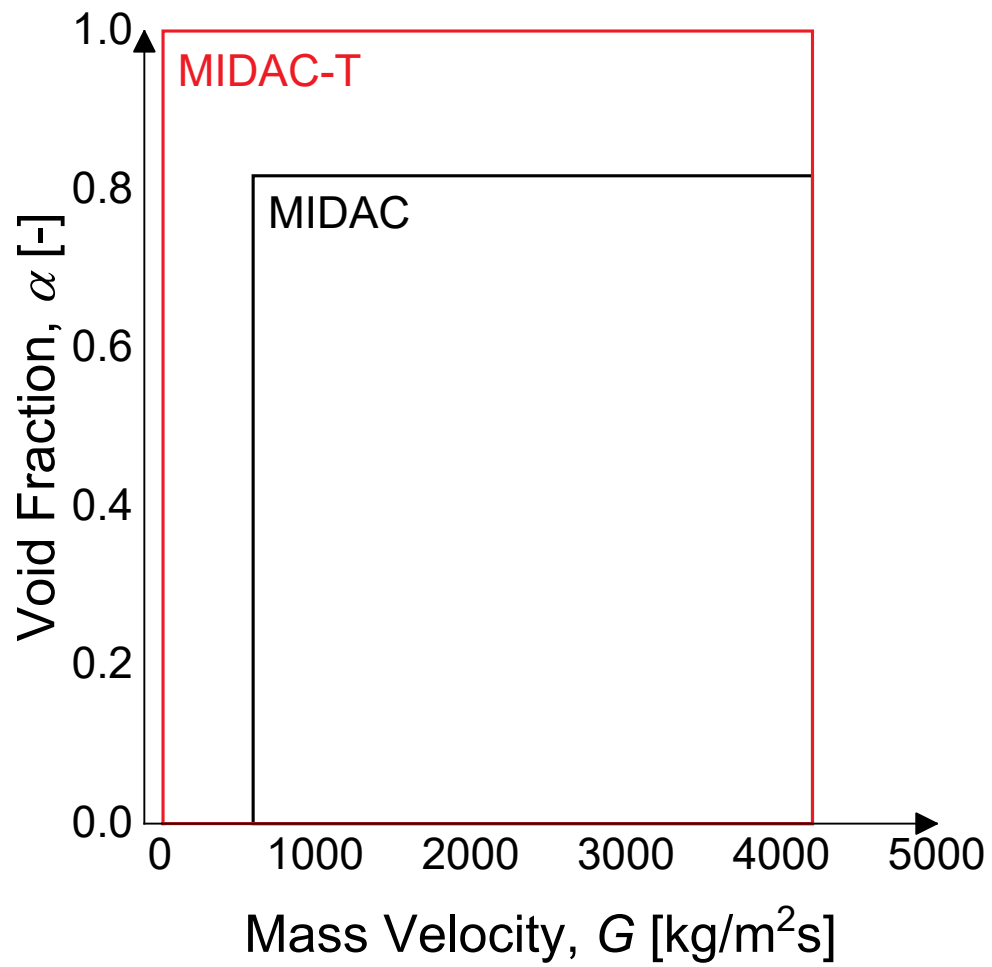


Figure 5-1. Comparison between the preliminary validation range of MIDAC and one of MIDAC-T

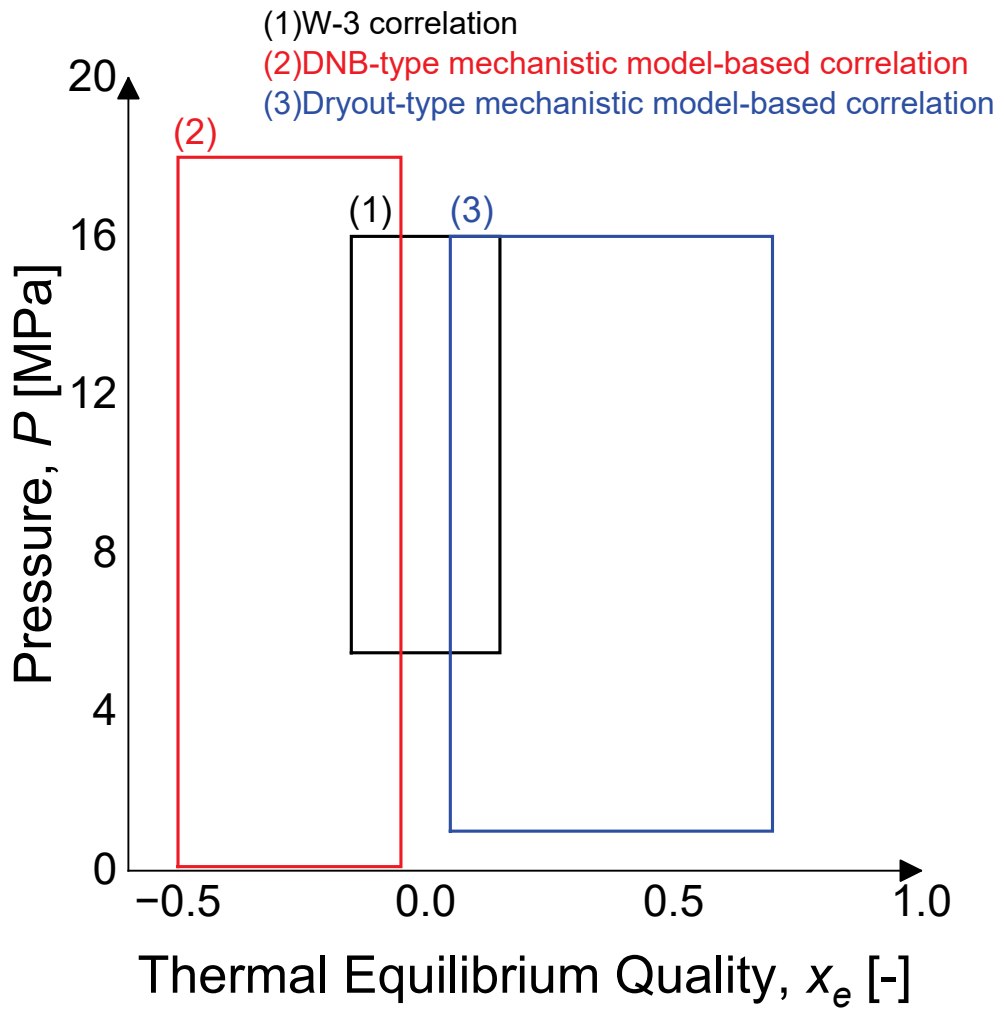


Figure 5-2. Comparison between the applicable range of W-3 correlation and one of mechanistic model-based correlations

出版物一覧

Journals

- (1) Yodo, T., Development of a subchannel analysis code based on the two-fluid model and fully implicit method for core analysis. *Journal of Nuclear Science and Technology*, [in preparation].
- (2) Yodo, T., Odaira, N., Ito, K., Ito, D., Saito Y., 2022. Development of a critical heat flux correlation based on a mechanistic model under subcooled flow boiling conditions. *Journal of Nuclear Science and Technology*, <https://doi.org/10.1080/00223131.2022.2091054>.
- (3) Yodo, T., Odaira, N., Ito, D., Ito, K., Saito Y., 2023. Development of a critical heat flux correlation based on an annular film dryout mechanistic model under the annular flow conditions. *Journal of Nuclear Science and Technology*, <https://doi.org/10.1080/00223131.2023.2177761>.
- (4) Yodo, T., Odaira, N., Ito, D., Ito, K., Saito Y., Evaluation of a mechanistic-based correlation for critical heat flux under subcooled and bulk boiling conditions in a single tube test. *Journal of Nuclear Science and Technology*, [in preparation].

1 章 :

Published reports

- (1) 日本原子力学会未来像検討ワーキンググループ, 2022. 原子力の魅力を高めるための課題とその解決のための提言. 2022 年 3 月.

Proceedings for international conferences

- (1) Yodo, T., Sato, Y., Yumura, T., Makino, Y., Suemura, T., 2011. Development of the new basic correlation “MG-S” for CHF prediction of the PWR fuels, *Proceedings of the 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics (NURETH-14)*, 434.
- (2) Yumura, T., Yodo, T., Makino, Y., Suemura, T., 2011. Development of CHF Correlation “MG-NV” for Low Pressure and Low Velocity Conditions Applied to PWR Safety Analysis, *Proceedings of the 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics (NURETH-14)*, 558.
- (3) Yodo, T., Takeda, N., Iida, N., Kawachi M., 2017. Development of a Sub Channel Analysis Code MIDAC for Core Thermal Hydraulic Design and Safety Analysis in PWR Plants. *Proceedings of the 2017 25th International Conference on Nuclear Engineering*, ICONE25-6765.
- (4) Takeda, N., Yodo, T., 2017. New MHI safety analysis code package for DBA (3) thermal-hydraulic design code - MIDAC -. *Proceedings of the 2017 International Congress on Advances in Nuclear Power Plant*, 17613.

Proceedings for internal conferences

- (1) 淀 忠勝, 飯田 奈保子, 河内 素子, 末村 高幸, 2014. PWR プラントの ATWS 評価への SPARKLE-2 コードの適用 (3)炉心熱流動解析コード「MIDAC」の概要. 日本原子力学会 2014 年春の年会. L21.
- (2) 淀 忠勝, 湯村 尚典, 末村 高幸, 2014. 3次元核熱結合コード SPARKLE-2 の設計基準事象への適用 (3)低圧用新 DNB 相関式 MG-NV について. 日本原子力学会 2014 年秋の大会. K32.

2 章 :

Journals

- (1) Yodo, T., Development of a subchannel analysis code based on the two-fluid model and fully implicit method for core analysis. *Journal of Nuclear Science and Technology*, [in preparation].

Proceedings for international conferences

- (1) Yodo, T., Sakuma, W., Katayama, M., Suemura, T., 2022. Development of a Sub Channel Analysis Code “MIDAC-T” based on Two-fluid Model and Fully Implicit Method for Three-dimensional Core Analysis in PWR Plants. *Proceedings of the 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS 13)*, N13P171.

Proceedings for internal conferences

- (1) 淀 忠勝, 池辺 厚慈, 片山 正晶, 河内 素子, 末村 高幸, 2018. PWR 安全解析用 3 次元 2 流体炉心熱流動解析コード”MIDAC-T”の開発 (その 1 : 開発方針) . 日本原子力学会 2018 年春の年会. 3J10.

3 章 :

Journals

- (1) Yodo, T., Odaira, N., Ito, K., Ito, D., Saito Y., 2022. Development of a critical heat flux correlation based on a mechanistic model under subcooled flow boiling conditions. *Journal of Nuclear Science and Technology*, <https://doi.org/10.1080/00223131.2022.2091054>.

Article

- (1) 日本原子力学会「原子炉における機構論的限界熱流束評価技術」研究専門委員会 (執筆者: 淀忠勝, et al.) , 2021. 【解説】 原子炉における機構論的限界熱流束評価技術の確立に向けて Part1 : 軽水炉燃料における現在の限界熱流束予測手法と課題. 日本原子力学会誌 ATOMO Σ, 63 巻 12 号: 815-819.

Published reports

- (1) 日本原子力学会「原子炉における機構論的限界熱流束評価技術」研究専門委員会報告書, 2023 年 【予定】

Proceedings for internal conferences

- (1) 淀 忠勝, 伊藤 大介, 伊藤 啓, 齊藤 泰司, 2019. 機構論的モデルを応用したサブクール沸騰条件における限界熱流束予測手法の開発, 日本伝熱学会第 56 回日本伝熱シンポジウム, 136.
- (2) 淀 忠勝, 2019. 原子炉における限界熱流束評価の現状とこれから 軽水炉設計における CHF 評価手法の現状 (1)CHF 関連式, 日本原子力学会 2019 年秋の大会, 2FPL02.

4 章 :

Journals

- (1) Yodo, T., Odaira, N., Ito, D., Ito, K., Saito Y., 2023. Development of a critical heat flux correlation based on an annular film dryout mechanistic model under the annular flow conditions. *Journal of Nuclear Science and Technology*, <https://doi.org/10.1080/00223131.2023.2177761>.
- (2) Yodo, T., Odaira, N., Ito, D., Ito, K., Saito Y., Evaluation of a mechanistic-based correlation for critical heat flux under subcooled and bulk boiling conditions in a single tube test. *Journal of Nuclear Science and Technology*, [in preparation].

Proceedings for international conferences

- (1) Yodo, T., Odaira, N., Ito, D., Ito, K., Saito Y., 2022. A Mechanistic Model-based Correlation for Critical Heat Flux based on Dryout Model under Annular Flow Conditions. *Proceedings of the 12th Japan-Korea Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety*, N12E1116.

謝辞

学位論文を纏めるにあたり、京都大学 複合原子力科学研究所 齊藤 泰司教授には、ご多忙な中、貴重なご意見、ご指導をいただきました。本学位論文は、社会人として働きつつ、京都大学大学院の学生として進めた研究活動を纏めたものです。その研究過程において、齊藤 泰司教授には、より良い研究成果が出るように常に有益なご助言を多くいただきました。今後もこの社会人博士課程の経験を糧に日々精進していきます。謹んで深甚の謝意を表します。

本学位論文の審査に際して、京都大学 複合原子力科学研究所 三澤 毅教授、京都大学大学院 工学研究科 原子核工学専攻 横峯 健彦教授には、数多くの有益な御助言をいただきました。感謝の意を表します。

京都大学 複合原子力科学研究所 伊藤 啓准教授、伊藤 大介助教、大平 直也助教には、研究内容の議論に加え、論文の構成や表現方法などについて、懇切丁寧なご指導をいただきました。心から感謝申し上げます。

本学位論文は、三菱重工業株式会社 原子力セグメント 炉心・安全技術部で実施した研究開発の一部を含みます。本開発は三菱重工業株式会社及び MHI NS エンジニアリング株式会社の関係者による長年の努力の賜物により完遂しました。この場を借りて心より御礼申し上げます。

なお、本学位論文は Taylor & Francis Group (<http://www.tandfonline.com>) から出版済みの論文¹を基に執筆しました。著作権に関して許諾頂き感謝申し上げます。

本学位論文を纏めることができたのは、社会人博士課程の学生として進学することを前向きに受け入れてくれて、筆者の研究活動に対して生活面で全面的にサポート頂いた家族のおかげです。感謝の念に堪えません。衷心より拝謝申し上げます。

最後に、本学位論文を執筆するにあたり協力してくださった全ての方に厚く御礼申し上げます。

¹ Yodo, T., Odaira, N., Ito, K., Ito, D., Saito Y., Development of a critical heat flux correlation based on a mechanistic model under subcooled flow boiling conditions. *Journal of Nuclear Science and Technology*, <https://doi.org/10.1080/00223131.2022.2091054>, ©2022.

Yodo, T., Odaira, N., Ito, D., Ito, K., Saito Y., Development of a critical heat flux correlation based on an annular film dryout mechanistic model under the annular flow conditions. *Journal of Nuclear Science and Technology*, <https://doi.org/10.1080/00223131.2023.2177761>, ©2023.