

Title	軽水炉シビアアクシデント時の原子炉容器の健全性に関する伝熱流動現象の研究
Author(s)	岡野, 行光
Citation	大阪大学, 2004, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2473
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

軽水炉シビアアクシデント時の
原子炉容器の健全性に関する
伝熱流動現象の研究

2004年

岡野行光

目次

第 1 章 序論	1
第 2 章 従来研究の概要	5
2.1 TMI-2 事故の経緯	5
2.2 炉心の損傷状況	7
2.3 シビアアクシデント解析の現状と課題	8
2.4 ギャップ伝熱実験の現状と課題	8
2.5 模擬デブリ冷却実験と実験解析の現状と課題	9
第 3 章 ギャップ伝熱モデル	14
3.1 デブリ冷却モデル	14
3.2 熱平衡式	15
3.3 上部クラスト表面の熱流束	16
3.4 下部クラスト表面の熱流束	17
3.5 容器壁内表面の熱流束	17
3.6 流動様式と CCFL	18
3.7 結言	22
第 4 章 沸騰伝熱と平均熱流束	24
4.1 狭隘流路での伝熱実験データ	24
4.2 狭隘流路での沸騰曲線	25
4.3 狭隘流路での平均熱流束	29
4.4 沸騰熱流束と平均熱流束	34
4.5 結言	37
第 5 章 クエンチ実験	40
5.1 CCFL 定数	40
5.1.1 実験装置	40
5.1.2 実験方法と実験条件	42
5.1.3 伝熱面の熱流束	42
5.1.4 CCFL 定数	44
5.1.5 CCFL 定数の定式化	47

5.2	沸騰熱流束	48
5.2.1	実験装置	48
5.2.2	過熱度と熱流束の変化	50
5.2.3	沸騰熱流束	51
5.3	平均熱流束	53
5.4	結言	54
第6章	伝熱モデルの検証	57
6.1	伝熱モデルの概要	57
6.2	原子炉容器壁の温度分布とギャップ幅	59
6.3	ALPHA 実験の解析	59
6.3.1	計算条件	59
6.3.2	容器壁温度	61
6.3.3	狭隘流路への冷却水流入量の影響	64
6.3.4	沸騰熱伝達とギャップ幅の影響	65
6.3.5	IDC002 実験の計算	69
6.4	LAVA 実験の解析	71
6.4.1	計算条件	71
6.4.2	沸騰熱流束の影響	73
6.4.3	狭隘流路への冷却水流入量の影響	73
6.4.4	ギャップ幅の影響	74
6.5	結言	76
第7章	RELAP5/SCDAPSIM への適用	79
7.1	RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 の概要	79
7.2	温度分布計算式	81
7.3	局所熱流束と CCFL	82
7.4	既存相関式の適用	85
7.5	ALPHA 実験解析による検証	86
7.6	結言	88
第8章	MAAP への適用と TMI-2 解析	92
8.1	MAAP の伝熱モデル	92

8.2 熱流束計算式の改良	94
8.3 解析対象と解析条件	96
8.4 解析結果	99
8.5 結言	101
第9章 結論	104
9.1 総括的結論	104
9.2 今後の課題	107
謝辞	108
公表論文リスト	109

記号

A :	面積	$[\text{m}^2]$
C_K :	CCFL 定数	$[-]$
C_P :	比熱	$[\text{J}/\text{kg K}]$
D :	直径	$[\text{m}]$
D_h :	水力等価直径	$[\text{m}]$
f :	摩擦係数	$[-]$
f_{gap} :	クリープによる部分的損傷率	$[-]$
g :	重力加速度	$[\text{m}/\text{s}^2]$
H :	高さ	$[\text{m}]$
h :	熱伝達率	$[\text{W}/\text{m}^2 \text{K}]$
h_{fg} :	蒸発潜熱	$[\text{J}/\text{kg}]$
$h_{D,fs}$:	固化潜熱	$[\text{J}/\text{kg}]$
j :	見かけ速度	$[\text{m}/\text{s}]$
K^* :	Kutateladze の無次元速度	$[-]$
L :	長さ、または厚さ	$[\text{m}]$
L_L :	ラプラス定数	$[\text{m}]$
M :	質量	$[\text{kg}]$
Nu :	ヌセルト数	$[-]$
P :	圧力	$[\text{Pa}]$
Pr :	プラントル数	$[-]$
Q :	熱量	$[\text{W}]$
Q_{DH} :	崩壊熱	$[\text{W}]$
q :	熱流束	$[\text{W}/\text{m}^2]$
q_{min} :	極小熱流束	$[\text{W}/\text{m}^2]$
$q_{NB,H}$:	高過熱度における核沸騰熱流束	$[\text{W}/\text{m}^2]$
$q_{NB,L}$:	低過熱度における核沸騰熱流束	$[\text{W}/\text{m}^2]$
R :	半径	$[\text{m}]$
T :	温度	$[\text{K}]$

$T_{D,fs}$:	デブリの固化温度	[K]
t :	時間	[s]
X :	距離	[m]
α :	ボイド率	[-]
β :	線膨張率	[1/K]
ΔT_{sat} :	過熱度	[K]
δ :	ギャップ幅	[m]
ε :	放射率	[-]
ε_f :	クリープ破断時の歪	[-]
λ :	熱伝導率	[W/m K]
ρ :	密度	[kg/m ³]
σ :	表面張力	[N/m]
σ_r :	ボルツマン定数	[W/m ² K ⁴]
τ :	摩擦応力	[Pa]
ν :	動粘性	[m ² /s]

添 字

A, ave :	平均
B :	沸騰
C :	クラスト
CHF :	限界熱流束
CS :	ギャップの断面
D :	デブリ
FB :	膜沸騰
f :	液相
g :	気相 (蒸気)
gap :	ギャップ
H :	加熱
i :	境界
in :	内筒

<i>LC</i> :	下部クラスト
<i>NB</i> :	核沸騰
<i>out</i> :	外筒
<i>s</i> :	固相
<i>TB</i> :	遷移沸騰
<i>UC</i> :	上部クラスト
<i>V</i> :	容器
<i>W</i> :	壁面

略 語

ALPHA:	Assessment of Loads and Performance of a Containment in a Hypothetical Accident (事故時格納容器挙動実験)
BWR:	Boiling Water Reactor (沸騰水型原子炉)
IDCOR:	Industry Degraded Core Rulemaking (産業界損傷炉心規制作成)
EPRI:	Electric Power Research Institute (米国電力研究所)
FP:	Fission Products (核分裂生成物)
LAVA:	Lower-plenum Arrested Vessel Attack (容器損傷を防止する下部プレナム内挙動実験)
MAAP:	Modular Accident Analysis Program (モジュール型事故解析プログラム)
NRC:	Nuclear Regulatory Commission (原子力規制委員会)
PWR:	Pressurized Water Reactor (加圧水型原子炉)
RELAP:	Reactor Excursion and Leak Analysis Program (原子炉挙動・漏洩解析プログラム)
RV:	Reactor Vessel (原子炉容器)
SCDAPSIM:	Severe Core Damage Analysis Package Simulation (過酷炉心損傷解析プログラム)
TMI-2:	Three Mile Island Unit 2 (スリーマイル島原子炉 2号機)

第 1 章 序論

米国スリーマイル島原子炉 2 号機(TMI-2)の事故では、高温の炉心溶融物(デブリ)が原子炉容器(RV)の下部に落下し、RV 内壁が部分的に 1348~1373 K に達した後、10~100 K/min で冷却されたと評価されており⁽¹⁾、RV の健全性が維持された。ビデオ観察や解析結果から、デブリ固化層(クラスト)と RV との間に微小なギャップ(狭隘流路)が存在し、その狭隘流路に流入した冷却水で RV の冷却が促進されたと推定されている。RV の温度変化と健全性を評価するには、両側を高温面で囲まれた狭隘流路への冷却水の流入挙動、および高温のクラストに対面する RV 内面での伝熱特性を明らかにする必要がある。

軽水炉のシビアアクシデント解析^{(2),(3)}では、流路の上端と下端が開放された自然循環条件での実験に基づく Monde らのギャップ限界熱流束(CHF)相関式⁽⁴⁾が使用されており、下端が閉塞された RV 下部における伝熱への適用性については十分検討されていない。一方、下端が閉塞された狭隘流路での伝熱実験データが蓄積され^{(5)~(9)}、個々の実験に基づく CHF 相関式が提案されているが、これらの相関式を実機条件に適用すると CHF 計算値が1桁以上異なることが指摘されている⁽¹⁰⁾。また、RV 下部を縮小模擬した容器のプール水中に高温溶融物(模擬デブリ)を落下させた ALPHA 実験⁽¹¹⁾や LAVA 実験^{(12),(13)}、および数値解析^{(14),(15)}が行なわれているが、パラメータ計算としてプール沸騰熱伝達や Monde らのギャップ CHF 相関式⁽⁴⁾が使用されており、ギャップ伝熱モデルは確立されていない。

そこで、本研究においては、従来研究の実験データを包括して説明できる CHF 相関式を導出するとともに、シビアアクシデント解析に適用できるギャップ伝熱モデルを開発し、シビアアクシデント時の RV 健全性評価の信頼性向上を目的としている。

第 2 章では、シビアアクシデントの例として TMI-2 事故の概要を紹介し、RV の健全性評価に関連する従来研究の研究現状を総括し、従来の研究で不十分な点を具体的に示し、本研究の位置づけを明確にする。

第 3 章では、ギャップへの冷却水の流入状態と伝熱特性を考慮して、気液対向流制限(CCFL)と局所伝熱に基づく伝熱モデルについて述べる。また、伝熱モデルで重要な CCFL による冷却水流入量と伝熱量を計算し、伝熱量評価式を提案するとともに、ギャップ内の流動様式が伝熱量に及ぼす影響を評価する。

第 4 章では、第 3 章で検討した伝熱モデルを従来研究による実験データと比較評価し、

ギャップでの沸騰曲線と平均 CHF 相関式について検討する。

第 5 章では、高過熱度からの冷却実験(クエンチ実験)に基づいて、クエンチ前の伝熱面熱流束について検討するとともに、準定常加熱実験とクエンチ実験での CHF 特性を比較評価する。

第 6 章では、第 3 章で検討し第 4 章で具体化するとともに第 5 章のクエンチ実験で確認した伝熱モデルを過渡計算に適用するための計算式を導出し、ALPHA 実験⁽¹¹⁾と LAVA 実験^{(12), (13)}を対象とする簡易解析を行い、伝熱モデルの妥当性を検証する。

第 7 章では、開発した伝熱モデルをシビアアクシデントの最適評価プログラム SCDAP/RELAP5⁽¹⁶⁾に適用し、ALPHA 実験解析により本伝熱モデルの妥当性を確認する。

第 8 章では、開発した伝熱モデルをシビアアクシデント解析プログラム MAAP⁽²⁾(TMI-2 事故後、米国原子力産業界が IDCOR プログラムの一部として、仮想事故時のプラントの影響評価と可能なアクシデントマネジメントを検討するツールとして開発した)に適用し、TMI-2 事故解析を行い、TMI-2 事故評価で推定された RV 内壁温度の変化を再現できるか確認する。

第 9 章では、本研究によって得られた知見、成果を纏めるとともに、今後の研究課題について述べる。

第 1 章 参考文献

- (1) Wolf, J. R., Rempe, J. L., Stickler, L. A., Korth, G. E., Diercks, D. R., Neimark, L. A., Akers, D. W., Schuetz, B. K., Shearer, T. L., Chavez, S. A., Thinnes, G. L., Witt, R. J., Corradini, M. L. and Kos, J. A., TMI-2 Vessel Investigation Project Integration Report, NUREG/CR-6197, TMI V(93)EG10 EGG-2734 (1994).
- (2) Henry, R. E., Paik, C. Y. and Plys, M. G., MAAP4 – Modular Accident Analysis Program for LWR Power Plants, (1994), Fauske & Associates, Inc.
- (3) Ujita, H. and Hidaka, M., Model Verification of the Debris Coolability Analysis Module in the Severe Accident Analysis Code ‘SAMPSON’, Journal of Nuclear Science and Technology, 38-4 (2001), 229-241.
- (4) Monde, M., Kusuda, H. and Uehara, H., Critical Heat Flux during Natural Convective Boiling in Vertical Rectangular Channels Submerged in Saturated Liquid, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 104 (1982), 300-303.
- (5) Fujita, Y., Ohta, H., Uchida, S. and Nishikawa, K., Nucleate Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in Narrow Space between Rectangular Surfaces, Int. J. Heat Mass Transfer, 31-2 (1988), 229-239.
- (6) Chang, Y. and Yao, S. C., Critical Heat Flux of Narrow Vertical Annuli with Closed Bottoms, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 105 (1983), 192-195.
- (7) 小泉安郎・渡邊剛夫・大竹浩靖・安濃田良成, 垂直狭隘環状流路内対向気液二相流の限界熱流束, 第 36 回日本伝熱シンポジウム, (1999), D221.
- (8) Park, R. J., Lee, S. J., Kang, K. H., Kim, J. H., Kim, S. B., Kim, H. D. and Jeong, J. H., An Experimental Study on Critical Heat Flux in a Hemispherical Narrow Gap, Proc. SARJ-99, Workshop on Severe Accident Research, Japan, (1999-11).
- (9) Schmidt, H., Köhler, W., Herbst, O. and Krätzer, W., Experiments on Heat Removal in a Gap between Debris Crust and RV Wall, Proc. 1st European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting, (1998-6).
- (10) Rempe, J. L., Knudson, D. L. and Kohriyama, T., Heat Transfer between

- Relocated Materials and the RV Lower Head, Proc. 9th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (2001-4).
- (11) Maruyama, Y., Yamano, N., Moriyama, K., Park, H. S., Kudo, T., Yang, Y. and Sugimoto, J., Experimental Study on In-vessel Debris Coolability in ALPHA Program, Nuclear Engineering and Design, 187 (1999), 241-254.
- (12) Kim, J. H., Kang, K. H., Park, R. J., Kim, S. B. and Kim, H. D., Experimental Study on Inherent In-Vessel Cooling Mechanism during a Severe Accident, Proc. of 7th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (1999-4), ICONE-7085.
- (13) Kang, K. H., Park, R. J., Koo, K. M., Kim, S. B. and Kim, H. D., Experimental Study on the Improved In-Vessel Corium Retention Concepts for the Severe Accident Management, Proc. 10th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (2002-4), ICONE10-22476.
- (14) Maruyama, Y., Moriyama, K., Nakamura, H., Hashimoto, K. and Hirano, M., Modeling for Water Penetration into Narrow Gap in CAMP Code, JAERI-Conf 2000-015, (2000), 136-140.
- (15) Park, J. H., Kim, D. H., Kim, S. D., Kim, S. B. and Kim, H. D., Identification of Gap Cooling Phenomena from LAVA-4 Experiment Using MELCOR, Proc. JAERI-Conf 2000-015, (2000), 141-145.
- (16) The SCDAP/RELAP5 Development Team, SCDAP/RELAP5/MOD3.2 Code Manual, NUREG/CR-6150 Rev.1, INEL-96/0422, (1997-10), Idaho National Engineering and Environmental Laboratory.

第 2 章 従来研究の概要

本章において、先ず初めにシビアアクシデントの一例として TMI-2 事故の概要を紹介し、シビアアクシデント時の熔融炉心の冷却における RV 下部壁と高温のクラストの間に形成される狭隘流路の重要性を述べる。次にシビアアクシデントに係る解析ならびに関連研究の現状を概括し、従来研究で不十分な点を具体的に示し、本研究の位置づけを明確にする。

2.1 TMI-2 事故の経緯

1979 年 3 月 28 日、米国ペンシルベニア州に設置されている TMI-2 で小破断冷却材喪失事故が発生し、燃料被覆管が著しく酸化して炉心の一部が熔融し、燃料から放射性物質が大量放出されるという状況(シビアアクシデント)に至った^{(1),(2)}。TMI-2 は Babcock & Wilcox 社設計による電気出力 959MW の加圧水型原子炉(PWR)である。図 2.1 に TMI-2 の 1 次系概略図を示す。

事故の発端は計装用空気系への異物混入による脱塩塔出入口弁の閉止を契機に、主給水ポンプが停止し、ほぼ同時にタービンがトリップした。タービントリップの結果、1 次系の温度、圧力は上昇し、加圧器逃し弁が開いた(15.7MPa)。その後も圧力は上昇し(16.3MPa)、事故発生後約 8 秒で原子炉はスクラムした。このため、1 次系圧力は急速に低下し、加圧器逃し弁の閉止設定圧力まで低下したが、加圧器逃し弁が故障して開いたままになり、1 次冷却材の流出が続いた。即ち、小破断冷却材喪失事故の状態となった。

しかし、そのことに運転員が気づかず、加圧器逃し弁から 1 次冷却材の流出が続き、1 次系圧力はさらに低下した。1 次系圧力が非常用炉心冷却設備(ECCS)作動設定圧に達し、高圧注入ポンプが自動起動し、燃料取替用水タンク水を炉心に注水しはじめた。しかしながら、1 次系圧力低下に加え、蒸気発生器の除熱能力低下により、1 次冷却材が局所的に沸騰し、発生した蒸気泡が冷却材を加圧器に押し上げた。このため、加圧器水位は上昇し、見かけ上 1 次冷却材の量が増加したような挙動を示した。運転員はこの加圧器水位上昇を見て、加圧器満水による圧力制御不能状態を回避するため、高圧注入ポンプ 1 台を停止し、他の 1 台の流量を最低限まで絞り、更に 1 次冷却材抽出量を最大にした。

一方、2 次系では、主給水ポンプの停止により、3 台の補助給水ポンプが起動し、蒸気発生器 2 次側に給水しようとしたが、補助給水ポンプ出口弁が 2 個とも閉じられていたため、

給水されず、主給水ポンプ停止後約2分で蒸気発生器2次側水はほとんど蒸発してしまい、蒸気発生器の除熱能力は急速に低下した。8分後、運転員がこれに気づき、弁を開いて蒸気発生器の除熱能力は回復した。

1次冷却材の減少が継続し蒸気泡が増加したため、1次冷却材ポンプの振動が激しくなり、ポンプ破損を恐れた運転員は1次冷却材ポンプを手動停止した。ポンプが停止されると循環流が止まり蒸気と水が分離し、炉心の上部が蒸気中に露出し始めた。

事故発生2時間20分後、運転員は加圧器逃し弁が開いているのに気づき、元弁を閉止したが、高圧注入ポンプの流量は絞られたままであった。炉心の水は蒸発し、炉心の上部2/3程度が露出していたと考えられる。事故発生3時間20分後に高圧注入ポンプを起動し炉心に注水し、炉心は冠水した。事故発生13時間20分後に1次冷却材ポンプを約10秒間動かしてループに溜まっていた気泡を除去し、自然循環を確立した。事故発生15.5時間後に1次冷却材ポンプ1台を再起動し、蒸気発生器を通じての除熱に成功し、事故は制御可能な状態に収束した。

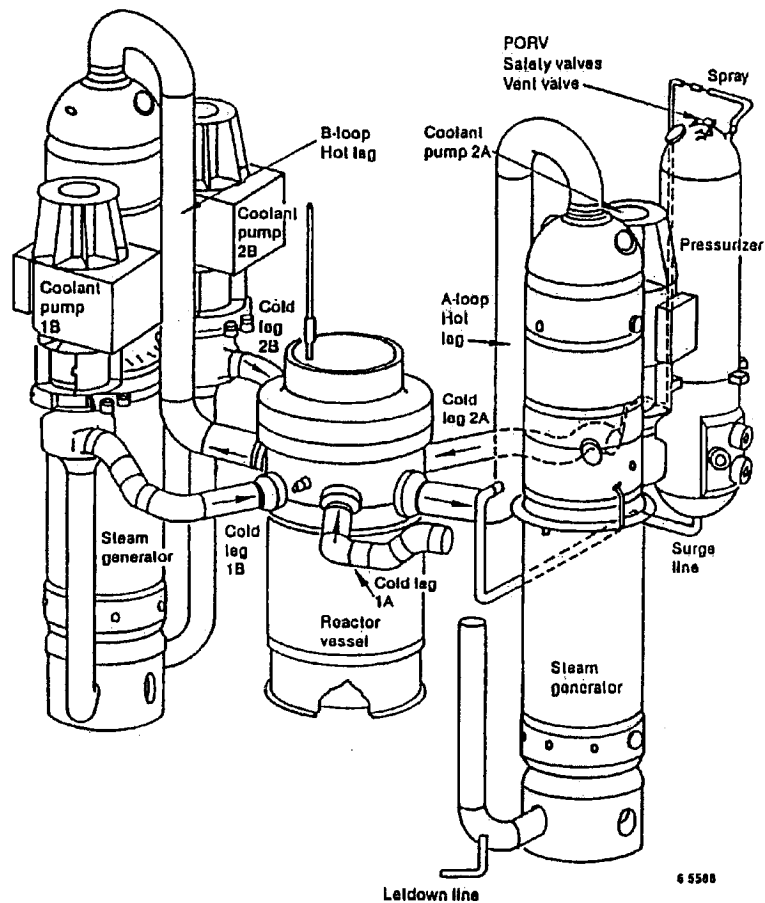


Fig. 2.1 Schematic of the TMI-2 primary system

2.2 炉心の損傷状況

図 2.2 に示すように、ルースデブリ層の上 1.5m の上部炉心部にキャビティーが存在し、ルースデブリ層の下にクラストに包まれた初期に熔融した領域が存在する。少なくとも炉心の 45%が熔融し、約 19,000kg の熔融物が下部プレナムに移行し、その大部分が RV 底部に堆積した。ノズル回りの容器のクラッド部に熱間き裂が確認されているが、母材には進展していない。RV 下部壁はホットスポットで 1348~1373K に達した。RV 下部壁に接触していたハードレイヤーは非常に硬いが容器下部壁への固着は見られなかった。主成分は(U, Zr)O₂である。

炉心中央部で熔融物は移動前に 2873K 以上の温度に達したと推測される。容器下部壁に到達したときの温度は不明であるが、熔融状態で下部壁に到達し、徐々に冷却されたと推測される。冷却速度は過渡温度中 10~100K/min と推定される。

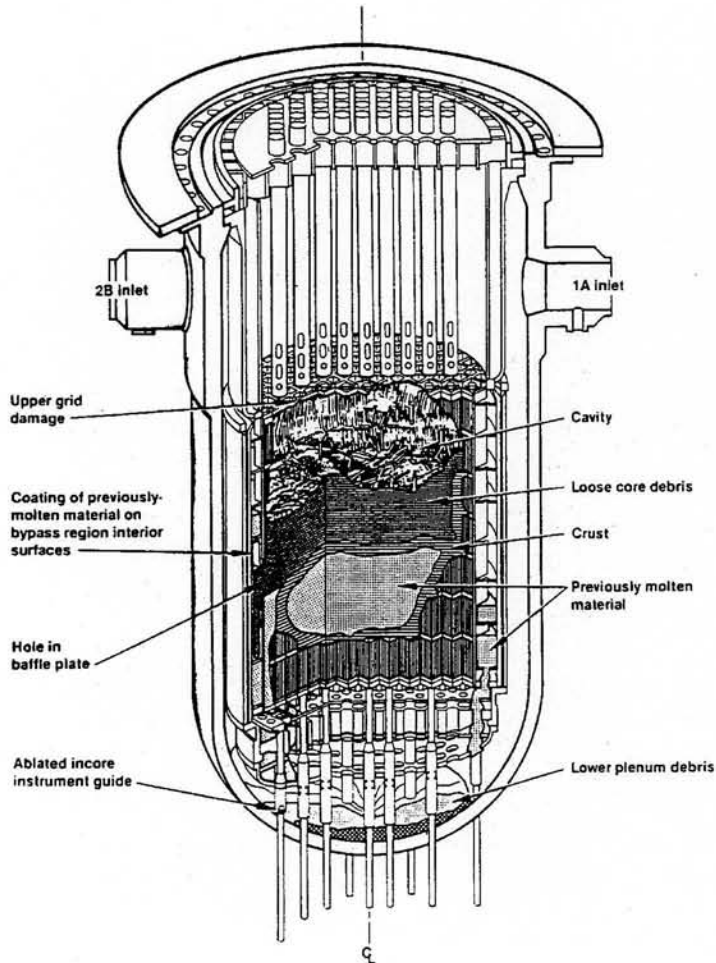


Fig. 2.2 TMI-2 reactor vessel end-state configuration

定量的に正確なメカニズムを把握するためには十分なデータがないが、冶金学的調査から得られる温度と冷却速度を得るためには、デブリ内のクーリングチャンネルとデブリとRV間のギャップでの冷却効果を考慮する必要がある。しかし、現在のシビアアクシデント解析ではこのような冷却を考慮していないことをTMI-2原子炉容器調査に関する報告書では述べている⁽¹⁾。

2.3 シビアアクシデント解析の現状と課題

シビアアクシデント解析には、SCDAP/RELAP5⁽³⁾、MELCOR⁽⁴⁾、MAAP⁽⁵⁾、SAMPSON⁽⁶⁾などのプログラムが使用されている。MAAPは主として米国、ならびに日本の原子力産業界で軽水炉シビアアクシデント時の熱流動や放射性物質挙動の計算に使用されているが、原子炉系だけでなく格納容器内の挙動も現実的な時間で計算することを目的としており、RV内部を大まかに領域分けしている。SCDAP/RELAP5、MELCOR、SAMPSONはシビアアクシデント時の詳細挙動の評価を目的としており、RV下部を細かく領域分けすることができ、実験解析への適用を含めてMAAPより汎用性がある。

SCDAP/RELAP5とMELCORは詳細挙動評価を目的としているが、RV下部でのクラストとRVとの間の狭隘流路の形成は想定されておらず、ギャップ冷却モデルは組み込まれていない。SAMPSONでは、デブリでの自然対流を含めてデブリとRVでの3次元温度場を計算できるが、ギャップ冷却にはMAAPと同様にMondeらのギャップCHF相関式⁽⁷⁾が使用されている。Mondeらの実験は流路の下端が開放された自然循環条件で行なわれており、下端が閉塞されたRV下部における伝熱への適用性については十分検討されていない。

したがって、軽水炉シビアアクシデント時のRV健全性評価の信頼性を向上するには、下端が閉塞されたRV下部での熱流動解析に適用できるギャップ伝熱モデルを開発する必要がある。

2.4 ギャップ伝熱実験の現状と課題

狭隘流路内の自然流動沸騰系でのCHFについては多くの研究が行われており、例えば門出らの実験^{(8)~(10)}がある。この実験では流路の下端が開放系であり、RV下部でのCHF計算に下端開放系での実験に基づくMondeらの評価式⁽⁷⁾が使用される場合がある。しかし、下端が閉塞されたRV下部における伝熱への適用性については十分検討されていない。下端閉塞系においても、垂直長方形流路⁽¹¹⁾、垂直二重円管^{(12),(13)}、半球状環状

流路⁽¹⁴⁾、TMI-2のRV下部の縮小模擬⁽¹⁵⁾でCHFが測定され、CCFLに基づくCHF評価式^{(11)・(12)}が提案されている。これらのCHF評価式では、WallisによるCCFL相関式⁽¹⁶⁾が使用されているが、代表長さに長方形流路の幅⁽¹¹⁾もしくは環状流路の平均直径⁽¹²⁾が使用されており、適用限界が不明確である。また、これらの下端閉塞系の狭隘流路での実験の多くは準定常の加熱条件でCHFが測定されており^{(11)~(15)}、伝熱面の過熱度が低く、高温のRVやデブリの冷却への適用性は明らかでない。一方、高過熱度からの冷却実験は少ない。大竹ら⁽¹⁷⁾はギャップ8mmの垂直長方形流路で落下液膜による過熱度200Kからの急冷(クエンチ)過程での熱流束を測定し、プール沸騰と顕著な相違がないことを示しているが、ギャップが広いためCCFLは発生していない。Henry and Hammersley⁽¹⁸⁾は垂直環状流路で過熱度600Kからのクエンチ実験を行っているが、熱流束変化は報告されていない。Koizumiら⁽¹⁹⁾は冷却材にR-113を用いたクエンチ実験を行い、クエンチ伝播方向、蒸気発生量と液流入量の関係、ならびに局所の最大熱流束を評価したが、水・蒸気系への適用性は明らかでなく、シビアアクシデント解析に用いる伝熱モデルについては検討されていない。また、Tanakaら⁽²⁰⁾は過熱度600~700Kからのクエンチ実験を行い、局所熱流束と沸騰曲線を評価したが、シビアアクシデント解析のように計算対象を領域分割して評価する場合の伝熱モデルについては検討されていない。

上述したように、狭隘流路での伝熱実験データが蓄積され、個々の実験に基づくCHF相関式が提案されているが、Rempeら⁽²¹⁾が指摘しているように、これらの相関式を実機条件に適用するとCHF計算値が1桁以上異なる。また、準定常加熱実験とクエンチ実験の相違と類似性は明らかにされていない。

したがって、従来データを包括して説明できるCHF相関式を導出するとともに、シビアアクシデント解析に適用できるキャップ伝熱モデルを開発する必要がある。

2.5 模擬デブリ冷却実験と実験解析の現状と課題

日本原子力研究所(JAERI)では、RV下部を直径0.5mに縮小模擬した圧力容器内のプール水中にテルミット反応で溶融したアルミナ(Al_2O_3)を落下させたALPHA実験⁽²²⁾、およびCAMPコードを用いた数値解析⁽²³⁾が行なわれた。この解析では、空気・水CCFL実験⁽²⁴⁾に基づく相関式が使用されており高温高圧の蒸気・水系への適用性が明らかでなく、プール沸騰熱伝達が使用されておりギャップへの適用性が明らかでないなどの課題がある。また、韓国原子力研究所(KAERI)では、ALPHA実験と同様に、直径0.5mの圧力容器

内のプール水中に溶融アルミナ(Al_2O_3)を落下させた LAVA 実験^{(25),(26)}、および MELCOR コードを用いた数値解析⁽²⁷⁾が行なわれた。しかし、MELCOR では粒子状デブリモデルが使用されており実験後の観察結果(多くの実験で粒子状デブリは全デブリ量の 2~14%で大部分が1塊のデブリ層)と異なる、ギャップ冷却に Monde らの CHF 相関式⁽⁷⁾が使用されているなどの課題がある。

第2章 参考文献

- (1) Wolf, J. R., Rempe, J. L., Stickler, L. A., Korth, G. E., Diercks, D. R., Neimark, L. A., Akers, D. W., Schuetz, B. K., Shearer, T. L., Chavez, S. A., Thinnis, G. L., Witt, R. J., Corradini, M. L. and Kos, J. A., TMI-2 Vessel Investigation Project Integration Report, NUREG/CR-6197, TMI V(93)EG10 EGG-2734 (1994).
- (2) 原子力安全委員会, 昭和56年度版原子力安全年報第1部, TMI事故への対応.
- (3) The SCDAP/RELAP5 Development Team, SCDAP/RELAP5/MOD3.2 Code Manual, NUREG/CR-6150 Rev.1, INEL-96/0422, (1997-10), Idaho National Engineering and Environmental Laboratory.
- (4) Summers, R. M., et al., MELCOR 1.8.0: A Computer Code for Nuclear Reactor Severe Accident Source Term and Risk Assessment Analysis, NUREG/CR-5531, SAND90-0364, (1991-1), Sandia National Laboratories.
- (5) Henry, R. E., Paik, C. Y. and Plys, M. G., MAAP4 – Modular Accident Analysis Program for LWR Power Plants, (1994), Fauske & Associates, Inc.
- (6) Ujita, H. and Hidaka, M., Model Verification of the Debris Coolability Analysis Module in the Severe Accident Analysis Code ‘SAMPSON’, Journal of Nuclear Science and Technology, 38-4 (2001), 229-241.
- (7) Monde, M., Kusuda, H. and Uehara, H., Critical Heat Flux during Natural Convective Boiling in Vertical Rectangular Channels Submerged in Saturated Liquid, Transactions of the ASME, 104 (1982), 300-303.
- (8) 門出政則・楠田久男・上原春男, 垂直流路内における自然流動沸騰の限界熱流束, 日本機械学会論文集, 47-423, B(1981-11), 2181-2185.
- (9) 門出政則・三原信一・山地清, 垂直円管内の自然流動沸騰系の限界熱流束, 日本機械学会論文集, 56-531, B(1990-11), 3413-3418.
- (10) 門出政則・光武雄一・久保真司, 垂直二重円管内の自然対流沸騰系の限界熱流束, 日本機械学会論文集, 60-571, B(1994-3), 940-945.
- (11) Fujita, Y., Ohta, H., Uchida, S. and Nishikawa, K., Nucleate Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in Narrow Space between Rectangular Surfaces, Int. J. Heat Mass Transfer, 31-2 (1988), 229-239.

- (12) Chang, Y. and Yao, S. C., Critical Heat Flux of Narrow Vertical Annuli with Closed Bottoms, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 105 (1983), 192-195.
- (13) 小泉安郎・渡邊剛夫・大竹浩靖・安濃田良成, 垂直狭隘環状流路内対向気液二相流の限界熱流束, 第36回日本伝熱シンポジウム, (1999), D221.
- (14) Park, R. J., Ha, K. S., Kim, S. B. and Kim, H. D., Experimental Study on Critical Power in a Hemispherical Narrow Gap, Nuclear Technology, 140 (2002), 266-278.
- (15) Schmidt, H., Köhler, W., Herbst, O. and Krätzer, W., Experiments on Heat Removal in a Gap between Debris Crust and RV Wall, Proc. 1st European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting, (1998-6).
- (16) Wallis, G. B., One-dimensional Two-phase Flow, (1969), McGraw-Hill.
- (17) 大竹浩靖・小泉安郎・高橋輝, 流下液膜による垂直高温厚肉面のリウエットイングに関する研究, 日本機械学会論文集, 64-624, B(1998-8), 2547-2555.
- (18) Henry, R. E. and Hammersley, R. J., Quenching of Metal Surfaces in a Narrow Annular Gap, Proc. 5th Int. Conf. on Simulation Methods in Nuclear Engineering, (1996).
- (19) Koizumi, Y., Ohtake, H., Tsukudo, M. and Sakamoto, N., Study on Rewetting of High-Temperature Vertical-Narrow Annular Flow Passages under Counter-Current Flow Condition, Proc. 11th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (2003-4), ICONE11-36226.
- (20) Tanaka, F., Juarsa, M., Mishima, K., Murase, M. and Nagae, T., Experimental Study on Transient Boiling Heat Transfer in an Annulus with a Narrow Gap, Proc. 11th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (2003-4), ICONE11-36177.
- (21) Rempe, J. L., Knudson, D. L. and Kohriyama, T., Heat Transfer between Relocated Materials and the RV Lower Head, Proc. 9th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (2001-4).
- (22) Maruyama, Y., Yamano, N., Moriyama, K., Park, H. S., Kudo, T., Yang, Y. and Sugimoto, J., Experimental Study on In-vessel Debris Coolability in ALPHA Program, Nuclear Engineering and Design, 187 (1999), 241-254.
- (23) Maruyama, Y., Moriyama, K., Nakamura, H., Hashimoto, K. and Hirano, M.,

Modeling for Water Penetration into Narrow Gap in CAMP Code, JAERI-Conf 2000-015, (2000), 136-140.

- (24) Koizumi, Y., Nishida, H., Ohtake, H. and Miyashita, T., Gravitational Water Penetration into Narrow-Gap Annular Flow Passages with Upward Gas Flow, Proc. 8th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, 1 (1997-9), 48-52.
- (25) Kim, J. H., Kang, K. H., Park, R. J., Kim, S. B. and Kim, H. D., Experimental Study on Inherent In-Vessel Cooling Mechanism during a Severe Accident, Proc. of 7th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (1999-4), ICONE-7085.
- (26) Kang, K. H., Park, R. J., Koo, K. M., Kim, S. B. and Kim, H. D., Experimental Study on the Improved In-Vessel Corium Retention Concepts for the Severe Accident Management, Proc. 10th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (2002-4), ICONE10-22476.
- (27) Park, J. H., Kim, D. H., Kim, S. D., Kim, S. B. and Kim, H. D., Identification of Gap Cooling Phenomena from LAVA-4 Experiment Using MELCOR, Proc. JAERI-Conf 2000-015, (2000), 141-145.

第 3 章 ギャップ伝熱モデル

シビアアクシデント解析には、SCDAP/RELAP5⁽¹⁾、MELCOR⁽²⁾、MAAP⁽³⁾、SAMPSON⁽⁴⁾などのプログラムが使用されている。SCDAP/RELAP5 と MELCOR は詳細挙動評価を目的としているが、RV 下部でのクラストと RV との間の狭隘流路の形成は想定されておらず、ギャップ冷却モデルは組み込まれていない。MAAP は原子炉系だけでなく格納容器内の挙動も現実的な時間で計算することを目的としており、RV 内部を大まかに領域分けし、デブリはデブリプール、下部クラスト、上部クラスト、金属層および粒子層に分けて 1 次元、2 次元の温度分布を計算する。SAMPSON では、デブリプールの自然対流も含め、デブリと RV 壁の 3 次元温度分布を計算できる。

MAAP、SAMPSON 両プログラムにおいて、ギャップ冷却には Monde ら⁽⁵⁾による限界熱流束(CHF)相関式が使用されているが、Monde らの実験は流路の上端と下端が開放された自然循環条件で行なわれており下端が閉塞された RV 下部における伝熱への適用性については十分検討されていない。また、両プログラムでは局所沸騰熱伝達は考慮されていない。したがって、軽水炉シビアアクシデント時の RV 健全性評価の信頼性を向上するには、下端が閉塞された RV 下部での熱流動解析に適用できるギャップ伝熱モデルを開発する必要がある。

本章では、主要な熱伝達メカニズムについて検討し、軽水炉のシビアアクシデント解析に適用する実用的な熱伝達モデルを導出する。

3.1 デブリ冷却モデル

本研究では、軽水炉のシビアアクシデント解析に適用するギャップ伝熱モデルの開発を目的としている。そこで、本章では、主要な伝熱メカニズムを明確にすることを目的として、デブリと RV 壁に対し、以下に示す単純なモデルを使用する(図 3.1 参照)。

- (1) デブリは 1 領域で取扱うが、熱抵抗を評価するため上部・下部クラストの厚さを計算する。クラスト表面の熱伝達は放射と沸騰を考慮する。また、下部クラストと RV 間では、蒸気の熱伝導を加味する。
- (2) RV 壁は 1 領域とし、RV 壁への伝熱量は下部クラストからの伝熱量とギャップに流入する冷却水の蒸発潜熱の差で評価する。ギャップ上端での冷却水の流入量は気液対向流制限(CCFL)に支配される。一方、RV 壁の冷却過程では、RV 壁内面における熱

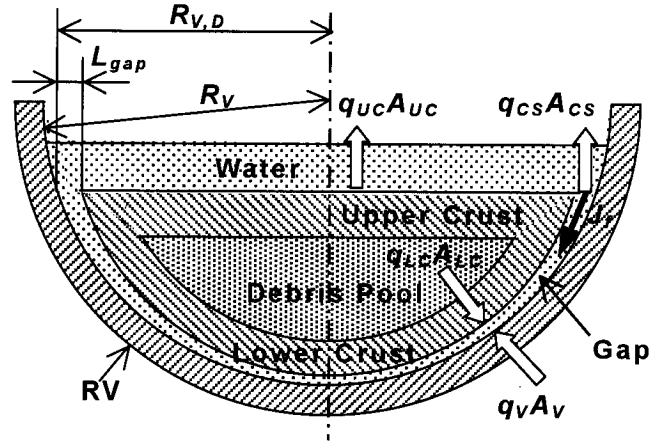


Fig. 3.1 Concept of debris cooling in RV lower head

流束は沸騰熱伝達によって制限される場合がある。その結果、RV壁内面の熱流束は、水の流入、或いは沸騰熱流束に影響される平均熱流束によって制限される。

3.2 熱平衡式

図 3.1 に示すように、デブリ冷却過程では、熱平衡は次式で示される。

$$C_{pD}M_D \left(\frac{dT_{D,A}}{dt} \right) = -q_{uc}A_{uc} - q_{lc}A_{lc} + Q_{DH} \quad (3.1)$$

ここで、 Q_{DH} は崩壊熱である。デブリの固化過程ではその平均温度 $T_{D,A}$ は固化温度 $T_{D,fs}$ で一定であり、クラスト厚は時間の関数である。

$$-\rho_D A_{uc} \left(\frac{dL_{uc}}{dt} \right) h_{D,fs} = -q_{uc}A_{uc} + \left(\frac{q_{uc}A_{uc}}{q_{uc}A_{uc} + q_{lc}A_{lc}} \right) Q_{DH} \quad (3.2)$$

$$-\rho_D A_{lc} \left(\frac{dL_{lc}}{dt} \right) h_{D,fs} = -q_{lc}A_{lc} + \left(\frac{q_{lc}A_{lc}}{q_{uc}A_{uc} + q_{lc}A_{lc}} \right) Q_{DH} \quad (3.3)$$

ここで、デブリから各クラストへの伝熱量はクラスト表面での伝熱量に比例すると仮定している。

RV 壁の熱平衡は次式で表せる。

$$C_{pV}M_V \left(\frac{dT_{V,A}}{dt} \right) = -q_V A_V = -\min \{ (q_{cs}A_{cs} - q_{lc}A_{lc}), q_{v,B}A_v \} \quad (3.4)$$

ここで、 $q_{cs}A_{cs}$ はギャップ上端における CCFL で制限される伝熱量であり、 $q_{lc}A_{lc}$ は下部

クラストからの伝熱量である。一般的に、クラスト外表面温度は RV 壁内面温度よりかなり高く、下部クラストからの熱は冷却水、或いは RV 壁に放出される。従って、RV 壁からの伝熱量はギャップ冷却と下部クラストからの伝熱量の差 $(q_{CS}A_{CS} - q_{LC}A_{LC})$ で制限される。式(3.4)は、CCFL で制限されるギャップ冷却が下部クラストからの伝熱量よりも低い $(q_{CS}A_{CS} < q_{LC}A_{LC})$ 場合、RV 壁平均温度 $T_{V,A}$ が増加することを示している。RV 壁の冷却過程では、その冷却も同様に沸騰伝熱 $(q_{V,B}A_V)$ によって制限されていると考えられる。

3.3 上部クラスト表面の熱流束

式(3.1)～(3.3)に示される上部クラストから RV 下部の飽和水への熱流束 q_{UC} は次式で与えられる。

$$q_{UC} = h_{UC}(T_{D,A} - T_f) \quad (3.5)$$

$$\frac{1}{h_{UC}} = \frac{L_{UC}}{2\lambda_c} + \frac{1}{h_{US}} \quad (3.6)$$

$$h_{US} = \sigma_r \frac{(\varepsilon_D T_{D,A}^4 - \varepsilon_f T_f^4)}{(T_{D,A} - T_f)} + h_{FB,UC} \quad (3.7)$$

ここで、式(3.6)の第1項は上部クラストの熱抵抗であり、第2項は式(3.7)で示されるように放射と沸騰からなる上部クラスト表面における熱抵抗である。式(3.7)の沸騰熱伝達に関しては、膜沸騰熱伝達を使用し、デブリ温度が低下し、RV 壁が完全に冷却された以降に適用される遷移沸騰や核沸騰相関式を用いていない。一般的に、プール膜沸騰熱伝達相関は次式で表せる。

$$h_{FB,K} = Nu_{FB} \left(\frac{\lambda_g}{L_K} \right) = C_{FB,K} \left[\text{Pr}_g \left\{ \frac{\rho_g (\rho_f - \rho_g) g L_K^3}{\eta_g^2} \right\} \left\{ \frac{h_{fg}}{Cp_g \Delta T_{sat}} + 0.5 \right\} \right]^{1/4} \left(\frac{\lambda_g}{L_K} \right)$$

$$(K=UC \text{ or } LC) \quad (3.8)$$

ここで、 Nu はヌセルト数であり、 ΔT_{sat} は加熱表面の過熱度である。式(3.8)において、水平面における Berenson⁽⁶⁾の定数と代表長さは以下のとおりである。

$$C_{FB,UC} = 0.425 \quad (3.9)$$

$$L_{UC} = L_L = \left\{ \frac{\sigma_f}{g(\rho_f - \rho_g)} \right\}^{1/2} \quad (3.10)$$

ここで、 L_L はラプラス定数である。

3.4 下部クラスト表面の熱流束

式(3.1)～(3.4)に含まれる下部クラストからギャップの飽和水とRV壁への熱流束 q_{LC} は次式で与えられる。

$$q_{LC} = h_{LC}(T_{D,A} - T_{V,A}) \quad (3.11)$$

$$\frac{1}{h_{LC}} = \frac{L_{LC}}{2\lambda_C} + \frac{1}{h_{gap}} + \frac{L_V}{2\lambda_V} \quad (3.12)$$

$$h_{gap} = \sigma_r \frac{(\varepsilon_D T_{D,A}^4 - \varepsilon_V T_{V,A}^4)}{(T_{D,A} - T_{V,A})} + h_{FB,LC} + \frac{\lambda_g}{L_{gap,A}} \quad (3.13)$$

ここで、式(3.12)の第1項は下部クラストの熱抵抗であり、第3項はRV壁の熱抵抗である。式(3.13)は式(3.7)と同形式であり、大きなギャップ幅の場合には無視できるギャップ内の蒸気の熱伝導を含む。式(3.8)で示されるプール膜沸騰熱伝達相関式は狭隘流路における膜沸騰にも使用し、垂直面における Bromley⁽⁷⁾の定数と代表長さは以下のとおりである。

$$C_{FB,LC} = 0.943, \quad L_{FB,LC} = H_D \quad (3.14)$$

ここに、 H_D はデブリ高さである。式(3.8)と式(3.14)はRV壁内面での膜沸騰にも使用する。

3.5 容器壁内表面の熱流束

式(3.4)で示されるように、RV壁内表面の熱流束は、ギャップ上端でのCCFLに依存する水の流入量、或いは内表面での沸騰熱流束で制限される。

$$q_V = \min \left\{ \frac{(q_{CS} A_{CS} - q_{LC} A_{LC})}{A_V}, q_{V,B} \right\} \quad (3.15)$$

$$q_{CS} A_{CS} = -\rho_f j_f h_{fg} A_{CS} = \rho_g j_g h_{fg} A_{CS} \quad (3.16)$$

$\rho_f j_f A_{CS}$ はギャップ上端からの冷却水の流入量である。RV壁内面の過熱度と熱流束の関係を概念的に図3.2に示す。RV壁の加熱過程ではギャップ面積は小さく、CCFLで制限さ

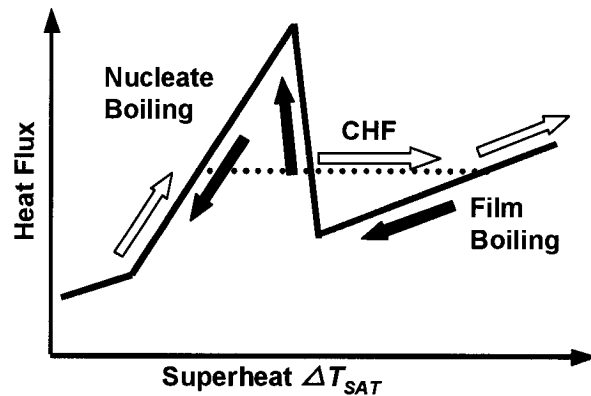


Fig. 3.2 Concept of heat flux vs. superheat

れる CHF は小さくなる。また、狭隘流路での CHF 発生時の過熱度は 20K 以下 (Chang and Yao⁽⁸⁾) である。そのため、核沸騰は加熱過程における RV 壁の温度計算に大きな影響を及ぼさない。RV 壁が加熱された後、RV 壁の熱膨張によりギャップ面積は増加する。ギャップ面積が増加して流入水量が増加すると、RV 壁は流入水により冷却され始める。沸騰遷移、或いはクエンチの発生後、局所熱流束が大きくなる。そして、総伝熱量は CCFL で制限され、クエンチ領域が限定される。この伝熱モデルでは、狭隘流路での沸騰曲線と CHF もしくは CCFL 特性の評価が重要になる。Maruyama ら⁽⁹⁾ はデブリ冷却模擬実験の計算で感度解析としてプール沸騰熱流束を使用している。しかしながら、プール沸騰熱流束を狭隘流路での沸騰熱流束に適用できるかどうか明確でない。狭隘流路での沸騰熱流束、CHF、および CCFL 特性については次章で検討する。

3.6 流動様式と CCFL

ギャップにおいて伝熱量が多く上昇蒸気流速が高くなると、気液界面に作用する摩擦力が大きくなり、液相の落下流速が制限され、いわゆる CCFL が生じる。実験データに基づく CCFL 特性については次章で検討する。ここでは、ギャップ内の流動様式と CCFL について予備検討を行う。

式 (3.16) における冷却水の流入量 $\rho_f j_f A_{CS}$ が CCFL で支配される場合、Wallis⁽¹⁰⁾ の相関式により蒸気流速 j_g と液流速 j_f の関係が与えられる。

$$(j_g^*)^{1/2} + (j_f^*)^{1/2} = C \quad (3.17)$$

$$j_k^* = \frac{j_k}{\{gL(\rho_f - \rho_g)/\rho_k\}^{1/2}} \quad (k=g \text{ or } f) \quad (3.18)$$

C は実験定数であり、 L は代表長さである。代表長さには水力等価直径が使用される場合が多いが、ラプラス定数 L_L を用いると式 (3.18) は Kutateladze⁽¹¹⁾ の無次元流速になり、式 (3.17) は次のようになる。

$$(K_g^*)^{1/2} + (K_f^*)^{1/2} = C_K \quad (3.19)$$

$$K_k^* = \frac{j_k}{\{gL_L(\rho_f - \rho_g)/\rho_k\}^{1/2}} = \frac{j_k}{\{g\sigma(\rho_f - \rho_g)/\rho_k^2\}^{1/4}} \quad (k=g \text{ or } f) \quad (3.20)$$

$$L_L = \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)} \right\}^{1/2} \quad (3.21)$$

CCFL 定数は一般に形状や寸法に依存するため、測定に基づいて実験定数として決定される。代表長さに水力等価直径を用いると気液の流速と流路断面での熱流束は水力等価直径に依存することになるが、代表長さにラプラス定数を用いると気液の流速と流路断面での熱流束は物性値のみの関数になる。

ここでは、分離流モデルを用いて CCFL 特性を計算し、流動様式が気液の流速と流路断面での熱流束に及ぼす影響について検討する。ギャップでの流動状態と上端での流動様式を模式的に図 3.3 に示す。ギャップは十分小さく ($\delta \ll w$) 環状流路を展開すれば矩形流路で近似できる。両面を高温に加熱した後に冷却水を供給するクエンチ実験の初期のように、(1) 両面が高温で濡れない場合、ギャップ上端では逆環状流 (a) になる。実機条件で、ギャップ形成時の RV 内面の温度が高く濡れない場合には同様に逆環状流 (a) になるが、高温のデブリがプール水中に落下する場合、RV 内面が冷却水と接触している上端付近はドライアウトしない可能性もある。デブリ表面のクラストと RV 壁の間にギャップが形成され、(2) RV 内面に沿って冷却水が流下すると、上端では層状分離流 (b) になる。クラスト上端が冷却され、(3) クラスト側にも冷却水が流下するようになると、環状流 (c) になる。両面加熱で両面の温度がほぼ等しい場合には液部分流入 (d) になる場合がある。片面加熱実験では層状分離流 (b) に、空気・水 CCFL 実験では環状流 (c) になる。このように壁面の加熱状態により、ギャップ内での流動状態と上端での流動様式が異なり、CCFL 特性と冷却水流入量が異なると考えられる。

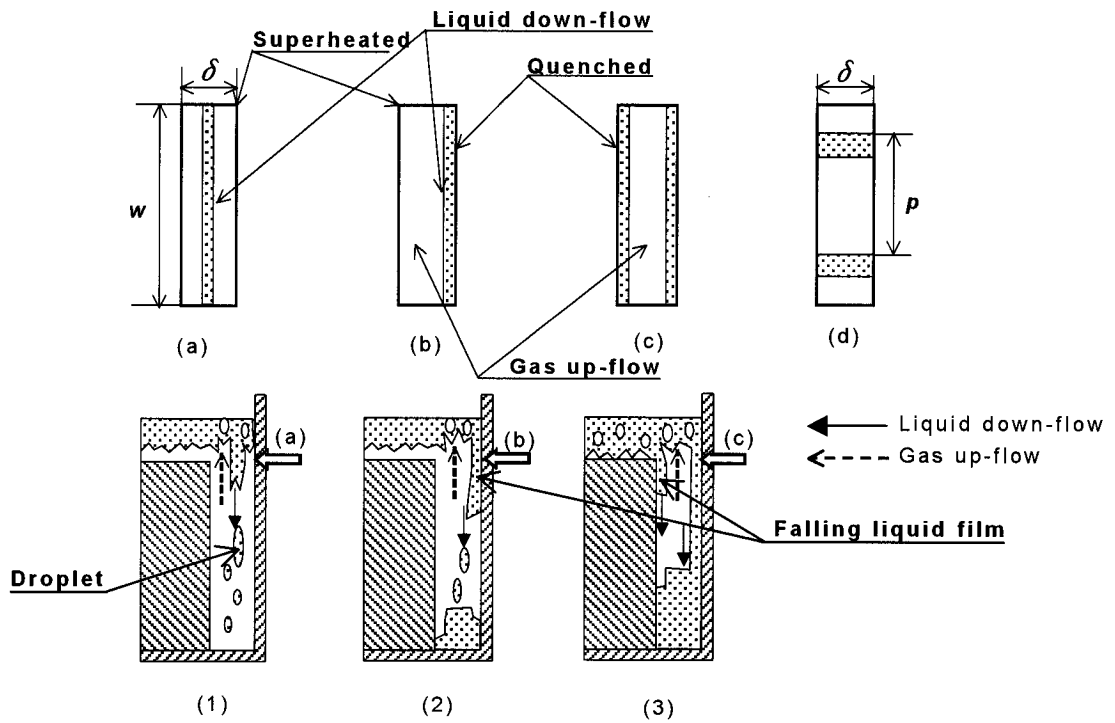


Fig. 3.3 Illustration of flow patterns in narrow gap

空気・水系では気液の流速は高さ方向で一定であるが、加熱・沸騰系ではギャップ上端で蒸気流量が最大となり流入水量が制限されるため、ギャップ上端における気液の流量バランスを計算する。気液の圧力勾配は互いに等しく、気相と気液混合相に対する運動方程式は次のようになる。

[気相]

$$-\left(\frac{dP}{dZ}\right) = \rho_g g + \frac{(\tau_{w,g} L_{w,g} + \tau_i L_i)}{\alpha A_{CS}} \quad (3.22)$$

[気液混合相]

$$-\left(\frac{dP}{dZ}\right) = \{\rho_g \alpha + \rho_f (1-\alpha)\} g + \frac{(\tau_{w,g} L_{w,g} - \tau_{w,f} L_{w,f})}{A_{CS}} \quad (3.23)$$

τ_w は壁面摩擦応力、 τ_i は気液界面摩擦応力、 L_w は壁面濡れ淵長さ、 L_i は気液界面長さ、 A は流路断面積である。各応力は次のように与えられる。

$$\tau_{w,g} = \left(\frac{f_w}{8}\right) \rho_g \left(\frac{j_g}{\alpha}\right)^2 \quad (3.24)$$

$$\tau_{w,f} = \left(\frac{f_w}{8} \right) \rho_f \left(\frac{j_f}{1-\alpha} \right)^2 \quad (3.25)$$

$$\tau_i = \left(\frac{f_i}{8} \right) \rho_g \left\{ \frac{j_g}{\alpha} - \frac{j_f}{1-\alpha} \right\}^2 \quad (3.26)$$

式(3.16)より、気液の流速は次の関係にある。

$$j_f = -(\rho_g / \rho_f) j_g \quad (3.27)$$

式(3.22)と(3.23)から圧力勾配を消去し、式(3.24)～(3.27)を用いて整理すると次のようになる。

$$\frac{8}{(j_g^*)^2} = \frac{f_w}{\alpha^3} \frac{L_{w,g} D_h}{A_{CS}} + \frac{f_w}{(1-\alpha)^3} \frac{\rho_g}{\rho_f} \frac{L_{w,f} D_h}{A_{CS}} + \frac{f_i}{\alpha^3 (1-\alpha)} \left\{ 1 + \frac{\rho_g}{\rho_f} \frac{\alpha}{1-\alpha} \right\}^2 \frac{L_i D_h}{A_{CS}} \quad (3.28)$$

流路断面積 A_{CS} と境界長さ L は、流動様式により異なり、 $\delta \ll w$ として両端の影響を無視すると表 3.1 のようになる。水力等価直径 D_h は $\delta \ll w$ より $D_h = 2\delta$ で近似できる。壁面摩擦係数 f_w には十分発達した乱流に対する式を使用し、気液界面摩擦係数 f_i には CCFL 発生条件に対する実験式⁽¹²⁾を使用する。

$$f_w = 0.02 \quad (3.29)$$

$$f_i = 0.00744 (D_h^*)^{0.7} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right) \frac{(1-\alpha)\alpha^{0.5}}{\{-\ln(1-\alpha^{1.45})\}} \quad (\alpha > 0.33) \quad (3.30)$$

$$D_h^* = D_h / L_L \quad (3.31)$$

式(3.28)と表 3.1 からボイド率 α と蒸気流速 j_g の関係を計算できる。これに最大流速条件 $\partial j_g / \partial \alpha = 0$ を使用すると気液対向流での気液流速が求まる。圧力 0.1MPa、 $\delta = 2\text{mm}$ 、図 3.3(d) で $p = 40\text{mm}$ として計算した蒸気流速、液流速、CCFL 定数 C_K を表 3.1 に示す。気液界面の面積が小さいほど液の流入量が多くなる。実験例が多い片面加熱での層状分離流 (b) の液流入量を基準にすると、各流動様式での液流入量は、両面に液膜が形成される環状流 (c) では約 0.7 倍、液部分流入 (d) では 3.2 倍 ($p/\delta = 20$) になる。逆環状流 (a) での液流入量の計算値は環状流 (c) より大きくなっているが、気液界面摩擦係数の相関式 (3.30) は環状流データに基づいており逆環状流には適用できないことによると考えられる。逆環状流 (a) のボイド率計算値は $\alpha = 0.995$ 、液膜厚さ $10\ \mu\text{m}$ であり、液膜が

Table 3.1 Flow area and interface length

Flow pattern	(a)	(b)	(c)	(d)
A_{CS}	$w \delta$	$w \delta$	$w \delta$	$p \delta$
$L_{w,g}$	$2w$	w	0	$2p \alpha$
$L_{w,f}$	0	w	$2w$	$2p(1 - \alpha)$
L_i	$2w$	w	$2w$	2δ
j_g [m/s]*	5.4***	6.3	4.4	20
$ j_f $ [mm/s]*	3.4***	4.0	2.7	13
(ratio)**	(0.86)	(1.0)	(0.71)	(3.2)
C_K (-)*	1.08***	1.15	0.97	2.05

* Calculated at pressure=0.1 MPa, $\delta=2$ mm and $p=40$ mm

** Relative value to flow pattern (b)

*** Unrealistic ($\alpha=0.995$, Liquid film thickness= 10μ m)

分裂して液の流入は微量になると想定される。次章において表 3.1 に示した計算結果と測定値を比較検討する。

3.7 結言

本章においては、デブリを 1 領域、RV 壁を 1 領域とした単純なモデルを用いてデブリと RV 壁の熱平衡式を導出した。デブリ外表面での伝熱は放射と沸騰を考慮し、RV 壁内面での伝熱量は下部クラストの放熱量と流入冷却水の蒸発潜熱との差で表した。下部クラストからの放熱量が流入冷却水の蒸発潜熱より大きい場合には RV 壁は加熱され、下部クラストからの放熱量が流入冷却水の蒸発潜熱より小さい場合には RV 壁は冷却される。冷却水の流入量はギャップ上端での CCFL により制限され、RV 壁の冷却過程ではギャップが広く冷却水流入量が多いと RV 壁内面での熱流束は沸騰伝熱に制限される場合がある。したがって、RV 壁の温度計算と健全性評価には、ギャップでの沸騰曲線と CCFL 特性の評価が重要であることを示した。

ギャップでの沸騰曲線と CCFL 特性は次章で検討するが、本章では分離流モデルを用いた気液の運動量式から CCFL 特性を計算し、ギャップ上端での流動様式が冷却水の流入量に大きく影響することを示した。

第 3 章 参考文献

- (1) The SCDAP/RELAP5 Development Team, SCDAP/RELAP5/MOD3.2 Code Manual, NUREG/CR-6150 Rev.1, INEL-96/0422, (1997-10), Idaho National Engineering and Environmental Laboratory.
- (2) Summers, R. M., et al., MELCOR 1.8.0: A Computer Code for Nuclear Reactor Severe Accident Source Term and Risk Assessment Analysis, NUREG/CR-5531, SAND90-0364, (1991-1), Sandia National Laboratories.
- (3) Henry, R. E., Paik, C. Y. and Plys, M. G., MAAP4 – Modular Accident Analysis Program for LWR Power Plants, (1994), Fauske & Associates, Inc.
- (4) Ujita, H. and Hidaka, M., Model Verification of the Debris Coolability Analysis Module in the Severe Accident Analysis Code ‘SAMPSON’, Journal of Nuclear Science and Technology, 38-4 (2001), 229-241.
- (5) Monde, M., Kusuda, H. and Uehara, H., Critical Heat Flux during Natural Convective Boiling in Vertical Rectangular Channels Submerged in Saturated Liquid, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 104 (1982), 300-303.
- (6) Berenson, P. J., Transactions of the ASME, Ser. C, 83-3, (1961), 351 (伝熱工学資料、第 4 版より).
- (7) Bromley, L. A., Chemical Eng. Proc., 45-5 (1950), 221 (伝熱工学資料、第 4 版より).
- (8) Chang, Y. and Yao, S. C., Critical Heat Flux of Narrow Vertical Annuli with Closed Bottoms, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 105 (1983), 192-195.
- (9) Maruyama, Y., Moriyama, K., Nakamura, H., Hashimoto, K. and Hirano, M., Modeling for Water Penetration into Narrow Gap in CAMP Code, JAERI-Conf 2000-015, (2000), 136-140.
- (10) Wallis, G. B., One-dimensional Two-phase Flow, (1969), McGraw-Hill.
- (11) Kutateladze, S. S., US AEC Rep., AEC-tr-3770, (1952) (伝熱工学資料、第 4 版より).
- (12) 村瀬道雄, BWR 冷却材喪失事故時の炉心内流動現象に関する研究, 京都大学学位論文, (1999).

第 4 章 沸騰伝熱と平均熱流束

第 3 章では、軽水炉のシビアアクシデント解析に適用する実用的なギャップ伝熱モデルの開発を目的として、デブリを 1 領域、RV 壁を 1 領域とした単純なモデルを用いてデブリと RV 壁の熱平衡式を導出した。この結果、RV 壁の温度計算と健全性評価には、ギャップでの沸騰曲線と CCFL による冷却水流入量の評価が重要であることを示した。また、予備検討として分離流モデルを用いた気液の運動量式から CCFL 特性を計算し、ギャップ上端での流動様式が冷却水の流入量に大きく影響することを示した。

本章では、第 3 章で導出したギャップ伝熱モデルと CCFL 計算に基づき、従来研究による実験データを用いてギャップでの沸騰熱流束の相関式と CCFL により制限される平均熱流束の相関式について検討する。

4.1 狭隘流路での伝熱実験データ

下端を閉塞した狭隘流路での準定常加熱実験の条件を表 4.1 に示す。流路形状には垂直環状流路、垂直長方形流路、半球状環状流路、TMI-2 の RV 下部の縮小模擬があり、圧力 0.1~14.97MPa、伝熱面積 0.0036~0.39m²、ギャップ 0.15~5.0mm と広い条件でのデータがある。いずれも限界熱流束 (CHF) の測定を目的としており、伝熱面の過熱度は低い、広い条件での測定値があることから、核沸騰熱流束の相関式と CHF もしくは平均熱流束の相関式の導出に使用する。

高過熱度からのクエンチ実験は表 4.2 に示すように少ない。Henry ら⁽⁸⁾はギャップ 2mm の垂直環状流路で過熱度 600K からクエンチ実験を行っているが、熱流束変化は報告されていない。Koizumi ら⁽⁹⁾は冷却材に R-113 を用いたクエンチ実験を行い、クエンチ伝播方向・蒸気発生量と液流入量の関係・最大熱流束を評価した。

本章では、表 4.1 の実験データを用いて準定常加熱過程での核沸騰熱流束について検討し、表 4.2 の実験データを用いて高過熱度からの冷却過程における膜沸騰・遷移沸騰・核沸騰について検討する。また、表 4.1 と表 4.2 の実験データを用いて CCFL により制限される平均熱流束について検討する。

Table 4.1 CHF test conditions

	Channel shape	Pressure (MPa)	Heated area (m ²)	Gap (mm)
Chang and Yao ⁽¹⁾	Annular	0.1, 0.1~0.4*	0.0061	0.32, 0.8, 2.58
Fujita et al. ⁽²⁾	Rectangular	0.1	0.0036	0.15, 0.6, 2.0, 5.0
Park et al. ⁽³⁾	Hemisphere	0.1~1.0	0.39	0.5, 1.0, 2.0, 5.0
Schmidt et al. ⁽⁴⁾	Mockup of TMI-2	1.0, 5.0, 10	0.24	1.0, 3.0, 5.0
Koizumi et al. ⁽⁵⁾	Annular	0.1*	0.025	0.5, 1.0, 2.0, 5.0
Tanaka et al. ⁽⁶⁾	Rectangular	0.1	0.0108	1.0
Chun et al. ⁽⁷⁾	Annular	0.52-14.97	0.055	4.93

(*: R113, Others: water)

Table 4.2 Quenching test conditions

	Channel shape	Pressure (MPa)	Heated area (m ²)	Gap (mm)
Henry et al. ⁽⁸⁾	Annular	0.1	0.079	2.0
Koizumi et al. ⁽⁹⁾	Annular	0.1*	0.028	0.5, 1.0, 2.0, 5.0

(*: R113, Another: water)

4.2 狭隘流路での沸騰曲線

表 4.1 に示すように下端閉塞系でのギャップ CHF 実験は多いが、その大部分で過熱度が明示されていない。Fujita ら⁽²⁾による垂直長方形流路での熱流束と、Chang ら⁽¹⁾による垂直環状流路 CHF を、Kutateladze によるプール核沸騰の評価式⁽¹⁰⁾と比較して図 4.1 に示す。Fujita らの実験では多くの測定点があるが、図 4.1 には測定値の傾向を示す。ギャップ 0.15mm を除き、ギャップが狭いほど低過熱度での熱流束が高く、プール核沸騰での熱流束より高くなっている。これは、流路面積が狭く流速や乱れの影響が大きいためと考えられる。ギャップ熱流束は、熱流束と過熱度の増加に伴ってプール核沸騰での熱流束に漸近し、CHF に至る。

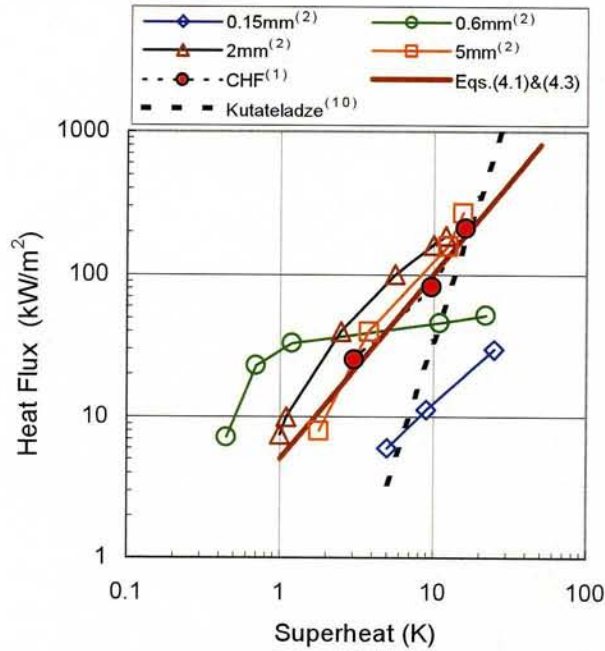


Fig. 4.1 Effect of superheat on heat flux

この領域での伝熱形態は核沸騰と考えられることから、Kutateladze によるプール核沸騰の評価式⁽¹⁰⁾と同じ式を使用し、係数と指数を測定値から決定した。

$$Nu_{NB} = \frac{q_{NB} L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = C \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} v_f} \right)^n \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^m \quad (4.1)$$

$$L_L = \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)} \right\}^{1/2} \quad (4.2)$$

係数 C と指数 n は Fujita ら⁽²⁾ による 0.1MPa での測定値から求め、指数 m は Schmidt ら⁽⁴⁾ による 10MPa での測定値から求めた。

$$Nu_{NB,L} = \frac{q_{NB,L} L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = 1.1 \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} v_f} \right)^{0.3} \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^{0.32} \quad (4.3)$$

式(4.3)で表される熱流束は、0.15mmを除くFujitaらによる測定値の下限值、Changら⁽¹⁾によるCHFとほぼ一致する。0.6mmで過熱度が高い範囲での熱流束は後述するようにCHFとほぼ一致する。ギャップ5mmではCHFに達しておらず、高熱流束条件でプール核沸騰熱流束と一致するか、プール核沸騰熱流束より低くなるかは不明である。

高過熱度からのクエンチ実験における伝熱面過熱度と熱流束の関係を図4.2に示す。大竹ら⁽¹¹⁾の実験は垂直長方形流路の片面加熱、ギャップ8mm、初期過熱度約200Kで

あり、落下液膜による急冷(クエンチ)過程での熱流束を測定しているが、ギャップ幅が広く CCFL は発生していない。Henry ら⁽⁸⁾の実験は垂直環状流路の両面加熱、ギャップ 2mm であり、初期過熱度約 600K からの冷却過程での温度変化を測定している。図 4.2 の熱流束は文献に記載の温度変化から算出したものであり、必ずしも正確でない。図中のプール核沸騰には Kutateladze の式⁽¹⁰⁾を、プール膜沸騰には Bromley の式⁽¹²⁾を使用した。ギャップ 8mm では、最大熱流束はプール沸騰での CHF より低いが、膜沸騰、遷移沸騰、ならびに核沸騰ともプール沸騰とほぼ一致している。ギャップ 2mm では、膜沸騰に対してはプール沸騰に対する Bromley の式を使用できる。ギャップ 2mm の遷移沸騰と核沸騰では、同一熱流束に対する過熱度がプール沸騰より大きい、類似した特性になっている。そこで、核沸騰に対する式(4.1)を適用し、係数 C と指数 n を実験データ⁽⁸⁾から求めた。

[核沸騰]

$$Nu_{NB,H} = \frac{q_{NB,H} L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = 2.2 \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} v_f} \right)^{-0.1} \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^{0.32} \quad (4.4)$$

[遷移沸騰]

$$Nu_{TB} = \frac{q_{TB} L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = 1.2 \times 10^{14} \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} v_f} \right)^{-5.5} \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^{0.32} \quad (4.5)$$

圧力依存性を示す指数 m については、高圧データがないため、低過熱度に対する式(4.3)の指数 $m=0.32$ を使用した。遷移沸騰では、核沸騰と膜沸騰が交互に発生する状態であると考えられ、伝熱面での固液接触割合⁽¹³⁾を考慮した評価式にするのが妥当であるが、熱流束の極大点と極小点に対する信頼性が不確かであることから、核沸騰と同じ形式を使用した。導出した局所熱流束の評価式と測定値の比較を図 4.3 に示す。膜沸騰熱流束は、冷却水が溜まる下部で最も高く、冷却水が流入する上部でもプール膜沸騰より高くなっているが、流路が狭いため流速や乱れが大きいことによると考えられる。一方、核沸騰と遷移沸騰では位置による顕著な相違はない。

低過熱度に対する評価式(4.3)と高過熱度に対する評価式(4.4)が不連続であるが、測定値が少なく、原因は不明確である。特に、式(4.4)の低過熱度範囲では温度変化率から熱流束を算出する際の誤差が大きく、実測に基づく精度の高い評価が必要である。

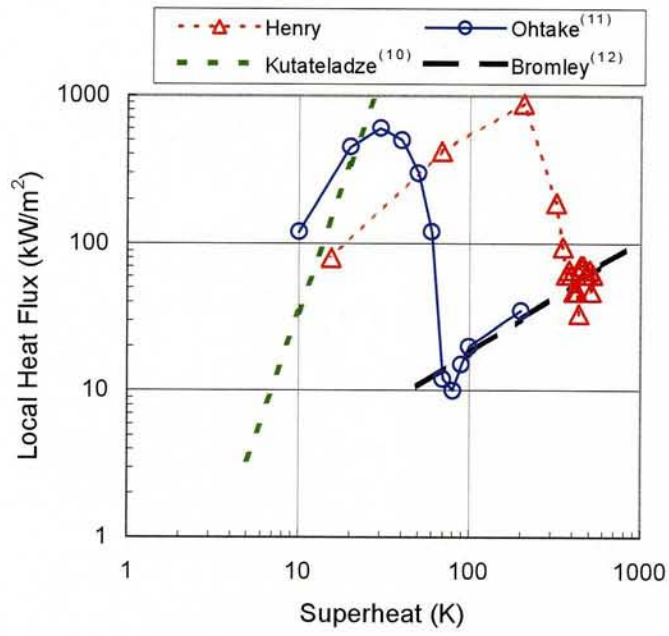


Fig. 4.2 Local heat flux at high superheat

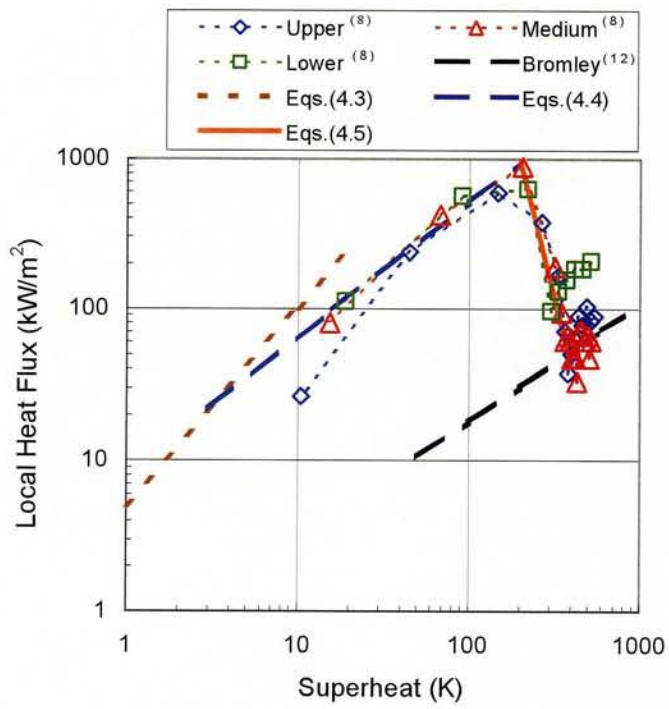


Fig. 4.3 Comparison of correlations with data

4.3 狭隘流路での平均熱流束

高温のデブリが RV 下部に残存するプール水中に落下すると、プール水と RV 壁への伝熱によりデブリ表面にクラストが形成される。クラストの放熱に伴う熱収縮、RV 壁の加熱に伴う熱膨張によりギャップが拡大すると、冷却水の流入によりクラストと RV 壁の冷却が促進される。この時の冷却水流入量と RV 内面での伝熱特性は RV 壁の温度変化と健全性に影響する。

狭隘流路を形成する伝熱面での熱流束の相関式は 2 種類に大別される。Monde ら⁽¹⁴⁾ は垂直長方形流路の上下を開放した自然循環条件での準定常加熱実験から CHF 相関式を導出した。

$$\frac{q_{CHF}}{\rho_g h_{fg} \left\{ g \sigma (\rho_f - \rho_g) / \rho_g^2 \right\}^{1/4}} = \frac{a}{1+F} \quad (4.6)$$

$$a = 0.16, \quad F = 6.7 \times 10^{-4} (\rho_f / \rho_g)^{0.6} (H / \delta) \quad (4.7)$$

H は伝熱面高さ、 δ はギャップである。Park ら⁽³⁾ は直径 0.5m の半球状環状流路を用いて圧力 0.1~1MPa での水実験から次式を導出した。

$$a = 0.1042, \quad F = 0.1375 (\rho_g / \rho_f)^{0.21} (D / \delta) \quad (4.8)$$

D は直径である。式 (4.7) は垂直流路に限定され、式 (4.8) は半球状環状流路に限定されるため伝熱面積 A_H と上端の流路面積 A_{CS} を用いて書き換えると次のようになる。

$$a = 0.16, \quad F = 6.7 \times 10^{-4} (\rho_f / \rho_g)^{0.6} (A_H / A_{CS}) \quad (4.7')$$

$$a = 0.1042, \quad F = 0.275 (\rho_g / \rho_f)^{0.21} (A_H / A_{CS}) \quad (4.8')$$

CCFL 相関式 (3.17) と気液の質量保存式およびエネルギー保存式から水の流入制限による伝熱面での平均熱流束は次のように表せる。

$$\frac{q_{CCFL}}{\rho_g h_{fg} \left\{ g \sigma (\rho_f - \rho_g) / \rho_g^2 \right\}^{1/4}} = \left\{ \frac{C(L^*)^{1/4}}{1 + (\rho_g / \rho_f)^{1/4}} \right\}^2 \frac{A_{CS}}{A_H} \quad (4.9)$$

$$L^* = \frac{L}{L_L} = \frac{L}{\left\{ \sigma / g (\rho_f - \rho_g) \right\}^{1/2}} \quad (4.10)$$

C は Wallis による CCFL 相関式⁽¹⁵⁾の実験定数、 L は代表長さ、 L_L はラプラス定数である。Chang ら⁽¹⁾ は垂直二重円管を用いた沸騰実験を行い代表長さに環状流路の平均直径 ($D=26 \sim 28$ mm) を用いて C を求めており、Fujita ら⁽²⁾ は長方形流路での沸騰実験を行い

代表長さに長方形流路の幅 ($D=30\text{mm}$) を用いて C を求めているが、いずれも RV サイズには適用できない。渡邊ら⁽¹⁶⁾ および Koizumi ら⁽⁹⁾ は冷却材に R-113 を用いたクエンチ実験を行い、ギャップ 2mm 以下では代表長さに水力等価直径を用いて $C=0.95\sim 1.1$ で表せるとしている。

CCFL 相関式の代表長さに水力等価直径を用い、準定常加熱実験 (表 4.1) による CHF 測定値と式 (4.9) から CCFL 定数 C_W を求めた結果を図 4.4 に示す。横軸はラプラス定数 L_L で無次元化した水力等価直径 ($D_h^* = D_h/L_L$) である。この結果では、冷却材に R-113 を用いた小泉ら⁽⁵⁾ の実験は $C_W=1.0$ で近似できるが、その他の実験では CCFL 定数が一定値にならない。

CCFL 相関式の代表長さにラプラス定数を用いた場合の CCFL 定数 C_K を図 4.5 に示す。実験条件は流路形状が異なる他、圧力 $0.1\sim 10\text{MPa}$ 、ギャップ $0.32\sim 5\text{mm}$ 、伝熱面積 $0.0036\sim 0.39\text{m}^2$ と広い条件を含むが、図から明らかなように $C_K=1.0\sim 1.5$ と $C_K=2.1$ の2つのグループに分かれる。いずれも片面加熱であり、流動状態は一般に図 3.3 (b) の層状分離流になり、分離流モデルによる計算値 $C_K=1.15$ (表 3.1) とほぼ一致する。一方、Tanaka ら⁽⁶⁾ の実験では幅 40mm の矩形流路の両端に 5mm の非加熱部があり、両端の非加熱部を液が落下する液部分流入 (d) になり、CCFL 定数は計算値 $C_K=2.05$ (表 3.1) とよ

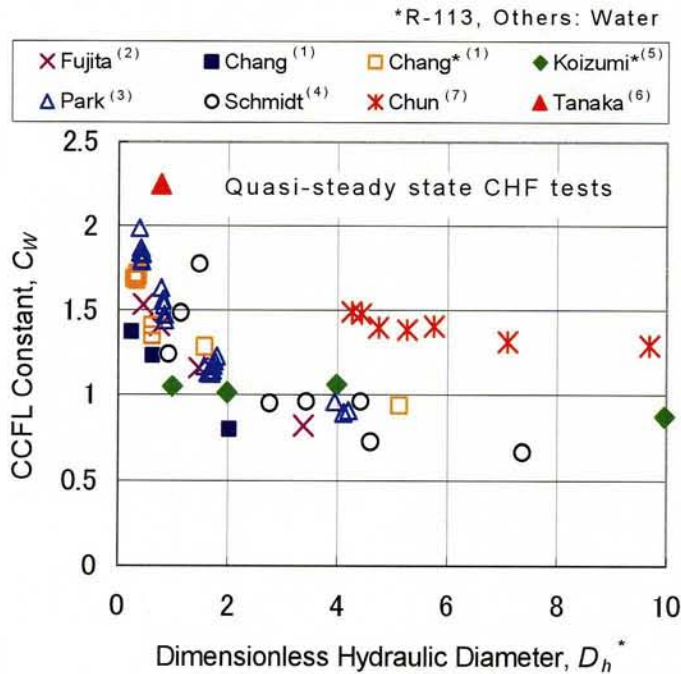


Fig. 4.4 CCFL constant using hydraulic diameter in CCFL correlation

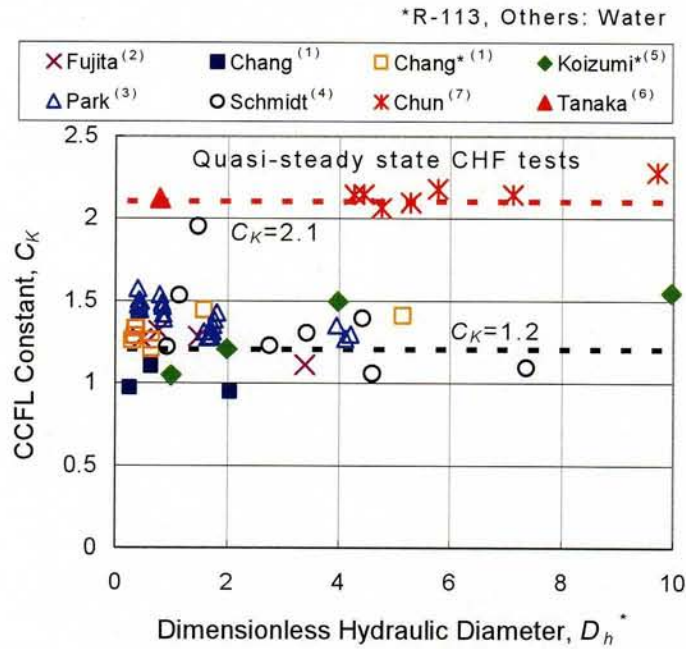


Fig. 4.5 CCFL constant using Laplace constant in CCFL correlation

く一致する (Tanakaらは代表長さに $p=40\text{mm}$ を使用し $C=1.0$ としている)。Chunら⁽⁷⁾の実験でも CCFL 定数が大きい、その理由は明確でない。Chunら⁽⁷⁾と Tanakaら⁽⁶⁾の実験を除いて、CCFL 定数は $C_K=1.0\sim 1.5$ であり、水と R-113 で顕著な相違はなく、実験条件の相違の影響が大きい。直径 0.5m の半球状環状流路での Parkら⁽³⁾の実験では伝熱面の大部分に過熱領域が拡大した時に CHF と判定しているため他の実験より CCFL 定数が大きい。TMI-2 の形状を縮小模擬した直径 0.55m での Schmidtら⁽⁴⁾の実験は高圧条件 ($\sim 10\text{MPa}$) であり、測定値のばらつきが大きい。

以上の結果から、CCFL 相関式 (3.17) の代表長さにラプラス定数を用いて CCFL 定数 C_K を決定した。この場合、CCFL 相関式は式 (3.19) で表され、平均熱流束は式 (4.9) より次式で表せる。

$$\frac{q_{CCFL}}{\rho_g h_{fg} \{g\sigma(\rho_f - \rho_g)/\rho_g^2\}^{1/4}} = \left\{ \frac{C_K}{1 + (\rho_g/\rho_f)^{1/4}} \right\}^2 \frac{A_{CS}}{A_H} \quad (4.11)$$

$$C_K = C(L^*)^{1/4} = 1.2 \quad (\text{層状分離流}) \quad (4.12)$$

$$= 2.1 \quad (\text{液部分流入}) \quad (4.13)$$

式 (4.11) ~ (4.13) による平均熱流束の計算値は、各種の流路形状 (垂直環状流路、垂

直長方形流路、半球状環状流路、TMI-2 の RV 底部の縮小模擬)、圧力 (0.1~10MPa)、ギャップ (0.32~5mm)、伝熱面積 (0.0036~0.39m²) の広い条件に対し、図 4.6 に示すように測定値とよく一致する。前述したように Park ら⁽³⁾の実験では伝熱面の大部分に過熱領域が拡大した時に CHF と判定しているため他の実験より測定値が高く、式 (4.11)~(4.13) は Park らの実験に対しては過小評価する。

式 (4.11)~(4.13) と表 4.2 のクエンチ実験との比較を図 4.7 に示す。Henry ら⁽⁸⁾の実験は二重円管で構成される試験部を恒温槽で過熱度 600K に加熱した後に飽和水を供給して環状流路の両面を冷却したものである。文献では熱電対の位置が明確でないが、表 3.1 の流動様式 (d) の CCFL 定数 $C_K=2.05$ とよく一致すること、および両面の過熱度が等しいことから、図 3.3 の液部分流入 (d) であると考えられる。Koizumi ら⁽⁹⁾による R-113 でのクエンチ実験は片面加熱であり層状分離流になっている。CCFL 定数は、図 4.5 に示した準定常加熱実験 $C_K=1.0\sim 1.5$ の範囲内であるが、CCFL 関連式の代表長さ L に水力等価直径 D_h を使用し、CCFL 定数を $C_W=1.0$ とした方がよく一致している。この傾向は同一形状での小泉ら⁽⁵⁾の準定常加熱実験でも同様であり、他の実験との相違の原因は明確でない。いずれにしても、高過熱度からのクエンチ実験は少なく、測定値と実験相関式の信頼性を向上するにはクエンチ実験を実施する必要がある。

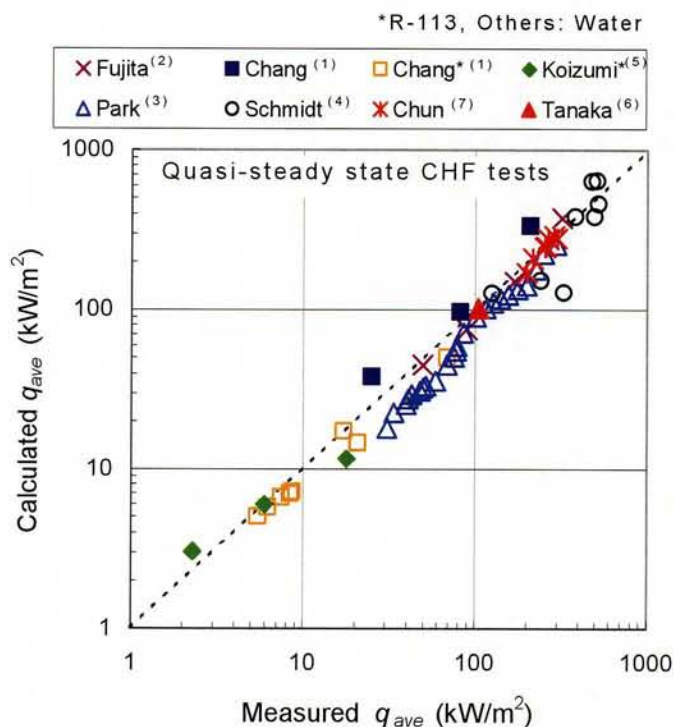


Fig. 4.6 Comparison of calculated average heat fluxes with measured values

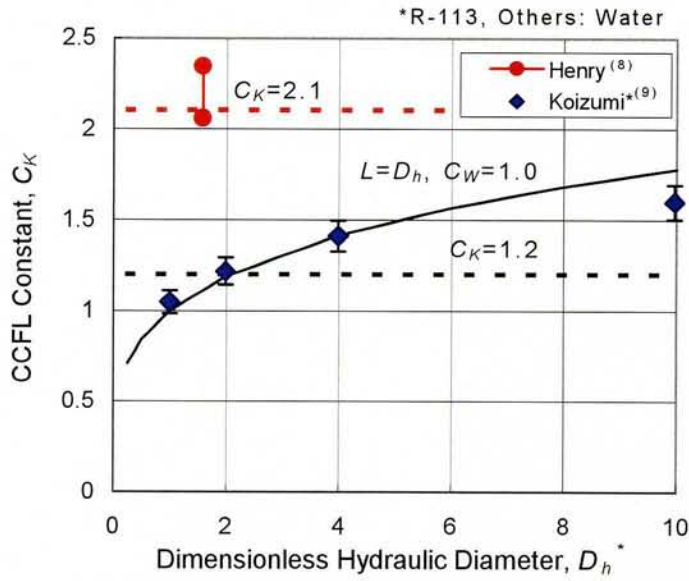


Fig. 4.7 CCFL constant in quenching tests

実機のシビアアクシデントでは高圧事象も想定されており、CCFL に制限される平均熱束の圧力依存性も重要である。圧力の影響として、Chun ら⁽⁷⁾による CHF 測定値と各種相関式との比較を図 4.8 に示す。Chun らの実験は内径 19.4mm の円管に外径 9.54mm・発熱長 1842mm のヒータを挿入したものである。相関式 (4.6) による計算では式 (4.7') と (4.8') を使用した。Monde ら⁽¹⁴⁾の相関式 (4.6) と (4.7') は気液密度比が異なる流体を用いた大気圧条件の実験から導出されたものであり、高温・高圧の水系には適用できない。Park ら⁽³⁾による相関式 (4.6) と (4.8') は圧力依存性を妥当に評価しているが測定値の約 1/3 になっている。この結果は、Park らの相関式は片面加熱実験から導出されたものであり、流動様式は層状分離流と予想され(本研究では $C_K=1.2$)、液部分流入(本研究では $C_K=2.1$)には適用できないことを示している。Koizumi ら⁽⁹⁾が推奨する CCFL 相関式の代表長さに水力等価直径を用い CCFL 定数を $C_W=1.0$ にすると、圧力依存性が測定値と若干異なる。一方、本研究で導出した相関式 (4.11) と (4.13) による計算値は圧力依存性を含めて測定値とよく一致している。したがって、下端を閉塞した狭隘流路を構成する伝熱面での平均熱流束は CCFL による冷却水の流入量で制限され、CCFL 相関式の代表長さにラプラス定数を用いて評価するのが妥当であり、CCFL 定数 C_K は表 3.1 および式 (4.12) と (4.13) に示したように流動様式により異なる。

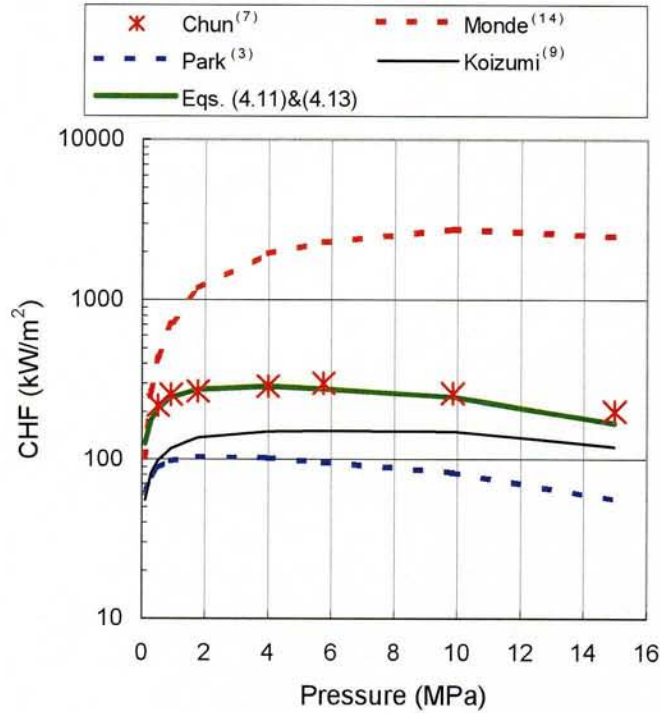


Fig. 4.8 Effect of pressure on CHF

4.4 沸騰熱流束と平均熱流束

シビアアクシデント解析プログラム SCDAP/RELAP5⁽¹⁷⁾では、デブリとRV壁を多数の要素に分割して計算できる。ギャップ冷却モデルは組み込まれていないが、RELAP5でCCFLによる冷却水の流入量を計算し、加熱面の熱流束をSCDAPの境界条件として与えることができる。したがって、CCFLと沸騰熱流束の相関式を組み込めばよい。一方、MAAP⁽¹⁸⁾にはギャップ冷却モデルが組み込まれているが、デブリとRV壁の分割数が少なく、加熱面の熱流束の相関式を与えるようになっている。したがって、沸騰熱流束とCCFLによる平均熱流束の関係を定式化する必要がある。そこで、ここでは、局所の沸騰熱流束とCCFLによる平均熱流束の関係について検討する。

Henryら⁽⁸⁾による平均熱流束の測定値と沸騰熱流束を図4.9に示す。ギャップは2mmであり、平均熱流束は温度測定値の時間変化から求めた局所熱流束を単純平均したものであり、過熱度も単純平均値である。本研究による伝熱モデルと相関式を用いると、加熱過程では過熱度の増加に伴い低過熱度での核沸騰の式(4.3)に従って平均熱流束が増加し、CCFLによる平均熱流束の相関式(4.11)と(4.13)で求まる100kW/m²強に達すると冷却水の供給不足で膜沸騰に遷移する。冷却過程では、平均熱流束はBromleyのプー

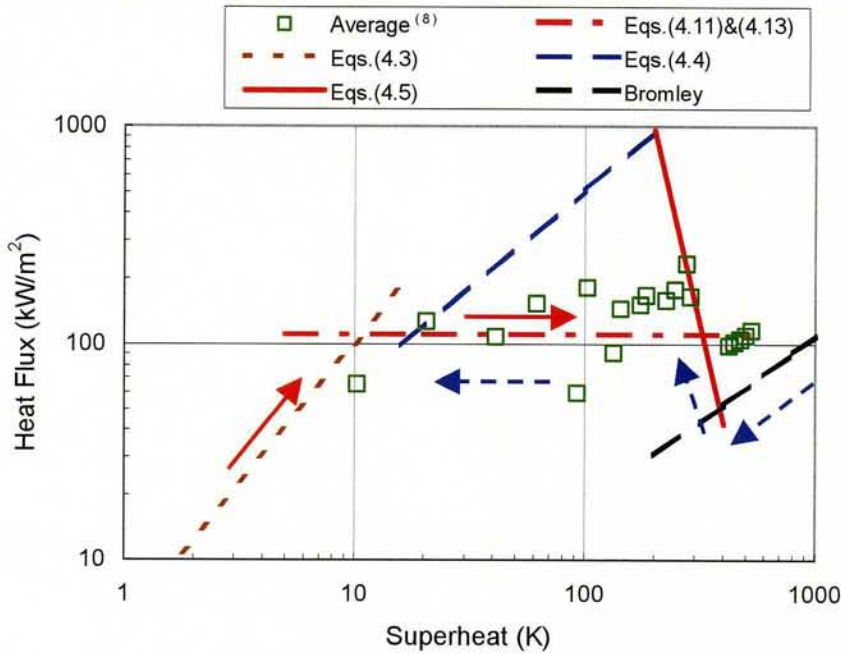


Fig. 4.9 Average heat flux and local boiling heat flux

ル膜沸騰熱流束に従って減少すると近似する。平均熱流束の測定値は Bromley のプール膜沸騰熱流束より大きい、ギャップが狭く乱れの増加や攪乱効果によると考えられる。遷移沸騰の相関式 (4.5) と核沸騰の相関式 (4.4) は局所熱流束の測定値から求めたものであるが、平均熱流束の計算に適用し、CCFL による平均熱流束の相関式 (4.11) ~ (4.13) で制限する。

$$q_{ave} = \min(q_B, q_{CCFL}) \quad (4.14)$$

Koizumi ら⁽¹⁹⁾による R-113 を用いたクエンチ実験と相関式の比較を図 4.10 に示す。実験は垂直環状流路の外表面加熱、加熱面は銅、流路外径 40mm もしくは 41mm、加熱長さ 204mm、実験圧力 0.1MPa であり、図 4.10 に示す熱流束測定位置は加熱上端から 95mm である。片面加熱であり流動様式は層状分離流と考えられるため、CCFL で制限される平均熱流束の計算には式 (4.11) と (4.12) を適用した。ギャップ 2mm と 5mm の膜沸騰熱流束には Bromley の式を適用できる。ギャップ 1mm と 0.5mm では液の流入制限で熱流束はプール膜沸騰より低くなっている。図 4.7 に示した Koizumi ら⁽⁹⁾による R-113 を用いたクエンチ実験と式 (4.12) による $C_K=1.2$ の比較から平均熱流束の計算値は、ギャップ 0.5mm では過大評価し、ギャップ 2mm と 5mm では過小評価している可能性がある。ギャップ 2mm 以下の平均熱流束は、膜沸騰熱流束・遷移沸騰熱流束以下であり、液の流入制限で決まる

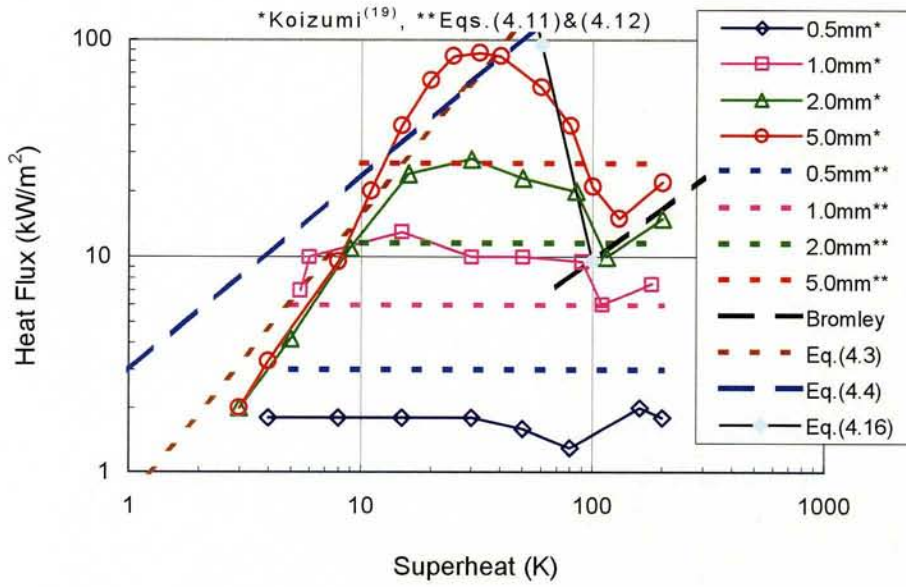


Fig. 4.10 Quenching tests using R-113

ことになる。核沸騰領域では低過熱度に対する式(4.3)が熱流束測定値と比較的よく一致している。そこで、核沸騰熱流束を低過熱度の式(4.3)と高過熱度の式(4.4)の最小値で与える。

$$Nu_{NB} = \frac{q_{NB} L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = \min \left\{ 1.1 \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} \nu_f} \right)^{0.3} \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^{0.32}, 2.2 \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} \nu_f} \right)^{-0.1} \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^{0.32} \right\} \quad (4.15)$$

上式を用いると、図4.1と図4.3の比較から明らかなように加熱過程での熱流束を過小評価することになるが、低過熱度の範囲でありシビアアクシデント解析への影響は無視できる程度である。式(4.5)による遷移沸騰熱流束は測定値より桁違いに大きく(図4.10の表示範囲外)、再検討が必要である。そこで、Berenson⁽²⁰⁾による極小熱流束 q_{min} と式(4.5)の過熱度依存性から遷移沸騰の熱流束 q_{TB} を求めると次のようになる。

$$q_{TB} = (\Delta T_{TB} / \Delta T_{sat})^{4.5} q_{min} \quad (4.16)$$

$$q_{min} = C_{min} \rho_g h_{fg} \left(\frac{g\sigma}{\rho_f - \rho_g} \right)^{1/4}, \quad C_{min} = 0.09 \quad (4.17)$$

ΔT_{TB} は膜沸騰で極小熱流束になる過熱度である。上式を用いると遷移沸騰熱流束の測定値と比較的よく一致する。遷移沸騰熱流束は水系では式(4.5)、R-113では式(4.16)と

(4.17)で表せたが、これらの式による熱流束計算値は相互に大きく異なり、いずれの式がより妥当であるかクエンチ実験により確認する必要がある。

4.5 結言

本章においては、第3章で導出したギャップ伝熱モデルとCCFL計算に基づき、従来研究による実験データを用いてギャップでの沸騰熱流束の相関式とCCFLにより制限される平均熱流束の相関式を導出し、以下の結果を得た。

- (1) 加熱過程の低過熱度では、狹隘流路を形成する伝熱面での核沸騰熱流束はプール核沸騰熱流束より高く、過熱度の増加に伴いプール核沸騰熱流束に漸近し、CCFLによる冷却水流入量の制限で膜沸騰に遷移する。冷却過程における膜沸騰伝熱はBromleyのプール膜沸騰相関式で近似できる。過熱度が低下すると、遷移沸騰・核沸騰に変化するが、核沸騰熱流束の過熱度依存性はプール核沸騰より小さく、高過熱度での核沸騰熱流束はプール核沸騰熱流束より小さい。以上のことを踏まえ、狹隘流路での低過熱度での核沸騰熱伝達率、高過熱度での核沸騰熱伝達率、遷移沸騰熱伝達率の相関式を導出した。
- (2) 上端と下端を開放した自然循環条件での実験に基づくMondeらのCHF相関式は圧力依存性を過大評価するため、高温高圧の水・蒸気系には適用できない。WallisのCCFL相関式の代表長さにラプラス数を用いて冷却水流入量と平均熱流束を計算すると、CHFの圧力依存性を正しく評価できる。CCFL定数は流動様式に依存し、層状分離流では $C_K=1.2$ 、液部分流入では $C_K=2.1$ を用いると、各種の流路形状(垂直環状流路、垂直長方形流路、半球状環状流路、TMI-2のRV底部の縮小模擬)、圧力(0.1~15MPa)、ギャップ(0.32~5mm)、伝熱面積(0.0036~0.39m²)の広い条件に対し、CHF測定値とよく一致する。

第 4 章 参考文献

- (1) Chang, Y. and Yao, S. C., Critical Heat Flux of Narrow Vertical Annuli with Closed Bottoms, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 105 (1983), 192-195.
- (2) Fujita, Y., Ohta, H., Uchida, S. and Nishikawa, K., Nucleate Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in Narrow Space between Rectangular Surfaces, Int. J. Heat Mass Transfer, 31-2 (1988), 229-239.
- (3) Park, R. J., Ha, K. S., Kim, S. B. and Kim, H. D., Experimental Study on Critical Power in a Hemispherical Narrow Gap, Nuclear Technology, 140 (2002), 266-278.
- (4) Schmidt, H., Köhler, W., Herbst, O. and Krätzer, W., Experiments on Heat Removal in a Gap between Debris Crust and RV Wall, Proc. 1st European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting, (1998-6).
- (5) 小泉安郎・渡邊剛夫・大竹浩靖・安濃田良成, 垂直狭隘環状流路内対向気液二相流の限界熱流束, 第 36 回日本伝熱シンポジウム, (1999), D221.
- (6) Tanaka, F., Mishima, K., Kohriyama, T. and Okano, Y., Orientation Effects on Critical Heat Flux due to Flooding in Thin Rectangular Channel, Journal of Nuclear Science and Technology, 39-7 (2002-7), 736-742.
- (7) Chun, S. Y., Moon, S. K., Hong, S. D., Yang, S. K. and Chung, M. K., Critical Heat Flux in a Uniformly Heated Vertical Annulus at Zero Inlet Flow under Various Pressures, Proc. 4th JSME-KSME Thermal Engineering Conference, 1 (2000-10), E114 457-462.
- (8) Henry, R. E. and Hammersley, R. J., Quenching of Metal Surfaces in a Narrow Annular Gap, Proc. 5th Int. Conf. on Simulation Methods in Nuclear Engineering, (1996).
- (9) Koizumi, Y., Ohtake, H., Tsukudo, M. and Sakamoto, N., Study on Rewetting of High-Temperature Vertical-Narrow Annular Flow Passages under Counter-Current Flow Condition, Proc. 11th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (2003-4), ICONE11-36226.
- (10) Kutateladze, S. S., US AEC Rep., AEC-tr-3770, (1952) (伝熱工学資料、第 4 版よ

- り).
- (11) 大竹浩靖・小泉安郎・高橋輝, 流下液膜による垂直高温厚肉面のリウエッティングに関する研究, 日本機械学会論文集, 64-624, B(1998-8), 2547-2555.
- (12) Bromley, L. A., *Chemical Eng. Proc.*, 45-5 (1950), 221 (伝熱工学資料、第4版より).
- (13) 大竹浩靖・白石岳・小泉安郎, 遷移沸騰熱伝達に関する整理式の構築, 日本原子力学会「2000年秋の大会」, (2000-9), E1 242.
- (14) Monde, M., Kusuda, H. and Uehara, H., Critical Heat Flux during Natural Convective Boiling in Vertical Rectangular Channels Submerged in Saturated Liquid, *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer*, 104 (1982), 300-303.
- (15) Wallis, G. B., *One-dimensional Two-phase Flow*, (1969), McGraw-Hill.
- (16) 渡邊剛夫・小泉安郎・大竹浩靖, 垂直狭あい環状流路内対向気液二相流の限界熱流束, 日本機械学会論文集, 68-675, B(2002-11), 3152-3160.
- (17) The SCDAP/RELAP5 Development Team, SCDAP/RELAP5/MOD3.2 Code Manual, NUREG/CR-6150 Rev.1, INEL-96/0422, (1997-10), Idaho National Engineering and Environmental Laboratory.
- (18) Henry, R. E., Paik, C. Y. and Plys, M. G., MAAP4 – Modular Accident Analysis Program for LWR Power Plants, (1994), Fauske & Associates, Inc.
- (19) Koizumi, Y., Ohtake, H., Sakamoto, N., Gravitational Liquid Penetration into Vertical-Narrow-Annular Passage of High Temperature Wall, *Proc. 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*, G00216, (2003-10).
- (20) Berenson, P. J., *Transactions of the ASME, Ser. C*, 83-3, (1961), 351 (伝熱工学資料、第4版より).

第 5 章 クエンチ実験

シビアアクシデント時の RV 壁とクラストの間に形成される狭隘流路での沸騰熱流束の相関式については、低過熱度での核沸騰熱伝達率、高過熱度での核沸騰熱伝達率、遷移沸騰熱伝達率の相関式を導出したが、実験データが少なく、相関式の精度を向上するにはクエンチ実験を行う必要がある。また、CCFL により制限される平均熱流束と CCFL 定数は流動様式に依存するが、主として準定常加熱実験による CHF 測定値を用いて CCFL 定数を決定しており、高過熱度からのクエンチ実験は少ない。したがって、導出した平均熱流束の相関式を高過熱度の実機条件に適用するには、クエンチ実験により精度の向上を図ることが望ましい。

本章では、クエンチ実験により、シビアアクシデント時のデブリの冠水前における高過熱度状態、ならびに冠水期間での伝熱面熱流束を求め、準定常加熱実験とクエンチ実験での CCFL 定数の比較評価を行う。また、クエンチ実験に基づいて沸騰熱流束について検討を行う。

5.1 CCFL 定数

5.1.1 実験装置

クエンチ実験装置系統図と試験部⁽¹⁾を図 5.1、5.2 に示す。片面加熱実験では、SUS303 (快削ステンレス) 円筒 (外径 80mm、内径 40、または 41mm) の内部に耐熱ガラス管 (外径 20、30、36、38、または 40mm) を挿入し、環状狭隘流路を形成する。ギャップは 0.5、1、2、5、10mm の 5 種類である。伝熱面は SUS303 円筒の外周に巻かれたシースヒータにより加熱する。SUS303 円筒の外部から内表面 2mm の位置まであけられた内径 1.2mm の穴に外径 1mm の CA 熱電対を取り付け、試験部温度を測定する。また、内管をガラス管から SUS303 円筒に変更し、外管、内管ともに加熱した両面加熱実験では、外管の外径は 45mm であり、CA 熱電対で内管温度も測定した。

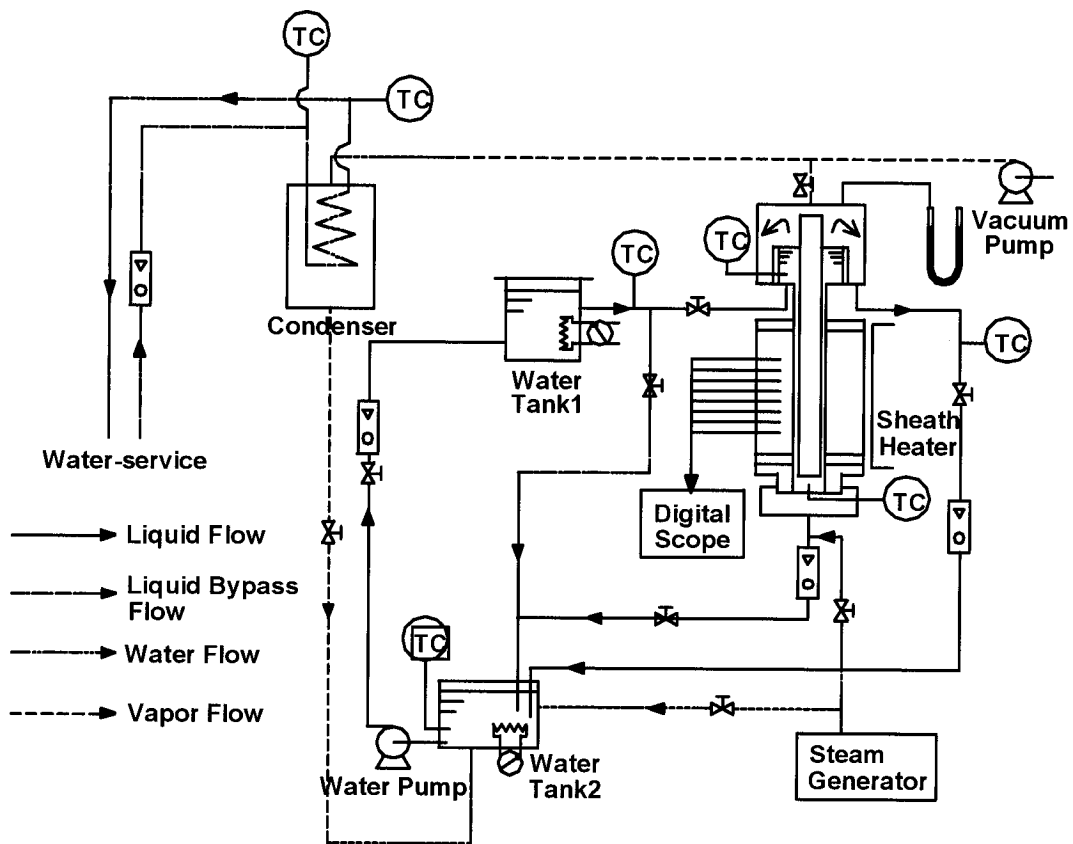


Fig. 5.1 Test loop

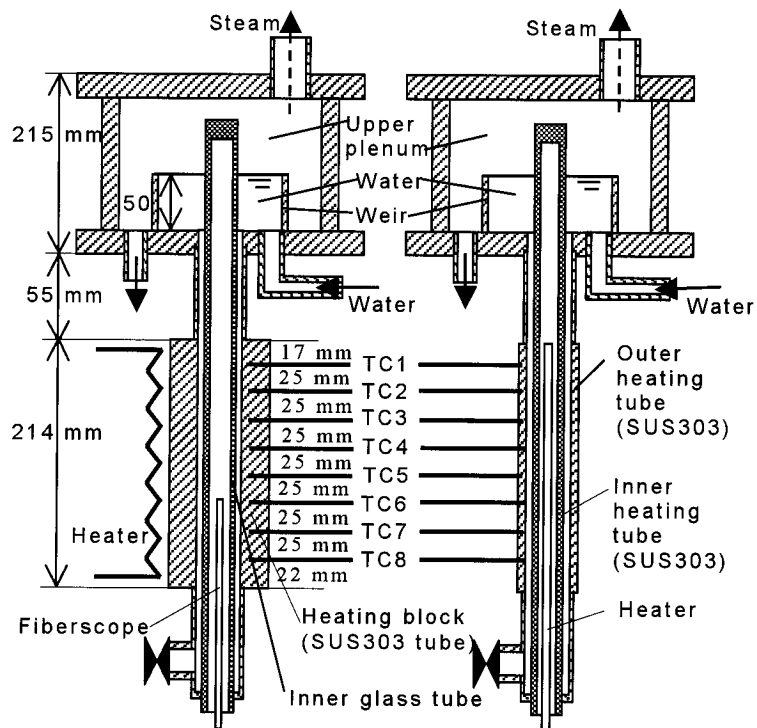


Fig. 5.2 Details of test sections

5.1.2 実験方法と実験条件

実験では、内部に Ar ガスを充填させた後、伝熱面を高温度(過熱度 300~400K)まで加熱し、飽和水(サブクール 1~2K)を上部プレナムに導く。上部プレナムには高さ 50mm の堰が設けられており、一定高さの液位が形成される。次に、飽和水は試験部流路に流下する。この時の壁面温度をサンプリング周期 10Hz(両面加熱実験では 100Hz)で収録する。試験部熱電対の出力をもとに、1次元半径方向非定常熱伝導の逆問題を解き、伝熱面温度と熱流束を求める。実験時の上部プレナム圧力は 0.1MPa である。表 5.1 に実験条件を示す。

Table 5.1 Quenching test conditions

Channel shape	Pressure (MPa)	Heated area (m ²)	Gap (mm)	Superheat (K)
Annular	0.1	0.027~0.053	0.5, 1, 2, 5, 10	300~400

5.1.3 伝熱面の熱流束

外管加熱、ギャップ 2mm、初期過熱度が約 300K における熱流束(周方向 0 度)の時間変化を図 5.3 に示す。図中に Bromley⁽²⁾によるプール膜沸騰熱流束(係数 0.62、代表長さ伝熱面平均高さ $H/2$ を使用)を示す。また、高さ方向 8 点の平均熱流束の時間変化を図 5.4 に示す。100~400 秒では膜沸騰により熱流束が制限されている。約 400 秒で下端の熱電対 TC8 で遷移沸騰から核沸騰に移行し、平均熱流束が急増している。以後、下方から上方に順次クエンチが進行している。各熱電対位置で最大熱流束に達した時に平均熱流束が極大になっているが、点で測定しているためであり、伝熱面での平均熱流束はほぼ一定と考えられる。周方向 180 度では各熱電対位置で最大熱流束に達した時間が周方向 0 度より約 17 秒遅れているが、クエンチ進行速度が 0.37mm/s と低いためクエンチ高さの差は約 6mm であり、周方向の相違は小さい。核沸騰熱流束は膜沸騰熱流束より 1 桁以上大きい、400~800 秒での平均熱流束は膜沸騰の 2~3 倍であることから、伝熱量は CCFL で制限される流入水の潜熱に等しくなっていると考えられる。

外管・内管加熱、ギャップ 2mm、初期過熱度が約 300K における熱流束の時間変化を図 5.5 に示す。外管では熱流束の変動が大きいため 5 秒毎の平均値を示す(その他は 1 秒毎の平均値)。外管の TC1・TC8 は測定できなかった。熱電対を内管内面に押付けて温度を測定したため、内管熱流束の評価精度はよくない。外管と内管を合わせた全熱容量は外面加熱実験の外管熱容量の 1/4.7 であり、外管加熱(図 5.3)より早くクエンチしている。

初期温度は外管と内管でほぼ等しいが、熱容量が小さい外管でクエンチ終了後に内管がクエンチした。外管では上部 TC2 から中央部 TC5 に向かってクエンチし、上部から下方へのクエンチより遅れて下部 TC7 から中央部 TC6 に向かってクエンチした。内管では下部 TC8 から上方に向かって順次クエンチした。冷却水は外管をクエンチしながら流下し、一部は下端に落下し、冠水により下部から上方へのクエンチが同時に進行したと考えられる。外管・内管ともクエンチ開始前には蒸気の層流熱伝達による熱流束とほぼ一致した。内管では、外管がクエンチしている期間に蒸気の層流熱伝達から膜沸騰熱流束に漸近している。クエンチ開始前の熱伝達は、流路に十分な冷却水が存在しない場合には蒸気の層流熱伝達、十分な冷却水が存在する冠水過程ではプール膜沸騰伝熱として扱える。

加熱部上端での流動様式は、外管加熱では対面に落下液膜が形成されていることから、ボトム・アップ・クエンチでは層状分離流(図 3.3 (b))、トップ・ダウン・クエンチでは両面に落下液膜を伴う環状流(図 3.3 (c))になる。外管・内管加熱では、外管のクエンチ時には対面(内管)は濡れていないことから層状分離流(図 3.3 (b))になり、内管のクエンチ時には対面(外管)に落下液膜が形成されていることから、トップ・ダウン・クエンチでは環状流(図 3.3 (c))、ボトム・アップ・クエンチでは層状分離流(図 3.3 (b))になる。一方、ギャップ上端では、図 5.2 に示したように、加熱部の上方に非加熱部があるため、クエンチ状態によらず環状流(図 3.3 (c))になる。

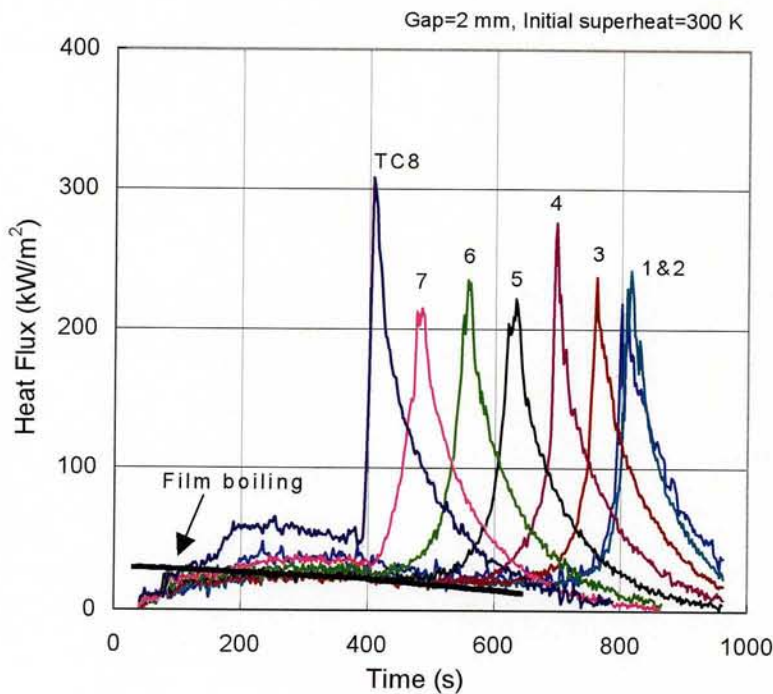


Fig. 5.3 Heat flux at 0 deg. in case of outer tube heating

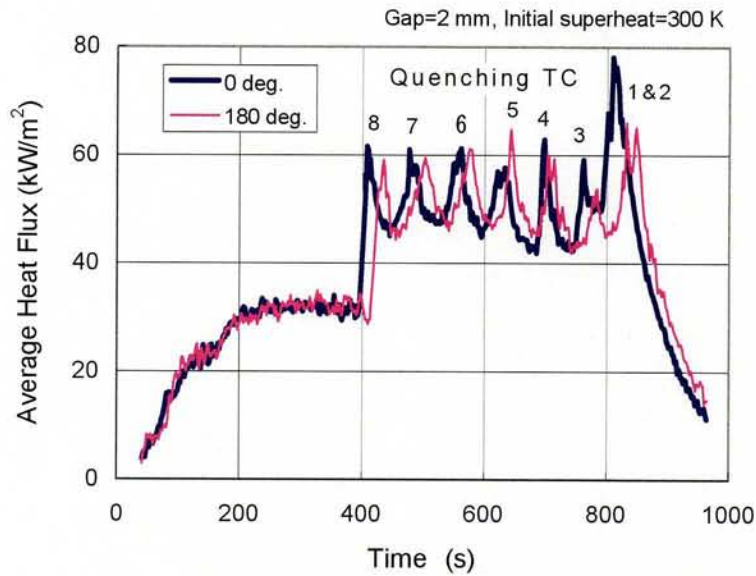


Fig. 5.4 Average heat flux in case of outer tube heating

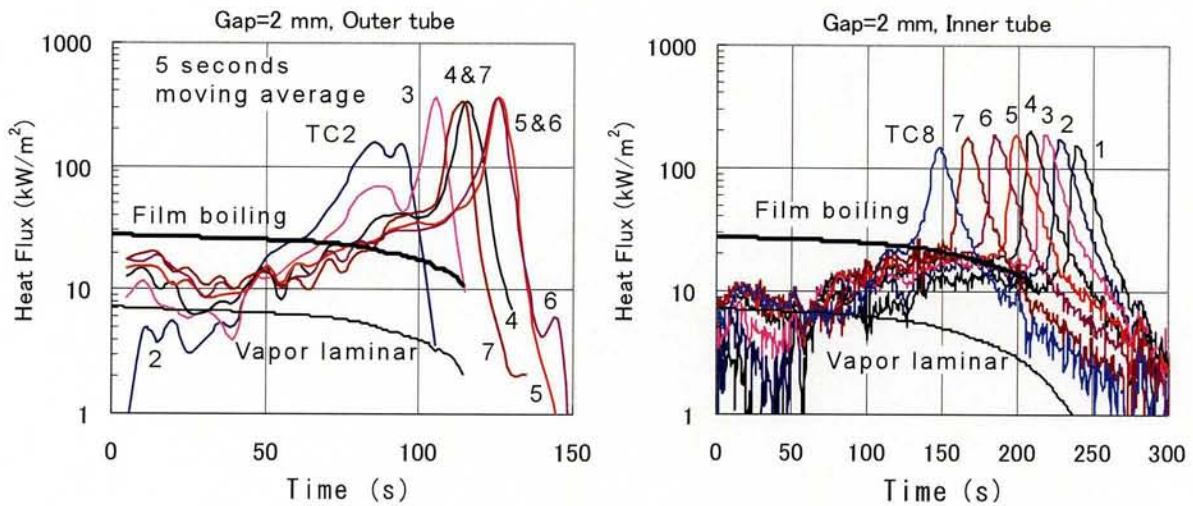


Fig. 5.5 Heat flux in case of outer and inner tube heating

5.1.4 CCFL 定数

伝熱量が CCFL で制限される流入水の潜熱に等しい場合、流路上端での蒸気流速は次式で計算できる。

$$j_g = \frac{q_{ave,out} A_{H,out} + q_{ave,in} A_{H,in}}{\rho_g h_{fg} A_{CS}} \quad (5.1)$$

$$j_f = \frac{\rho_g}{\rho_f} j_g \quad (5.2)$$

式(5.1)と(5.2)で求めた気液の流速を無次元化して CCFL 相関式に代入すれば CCFL 定数が求まる。

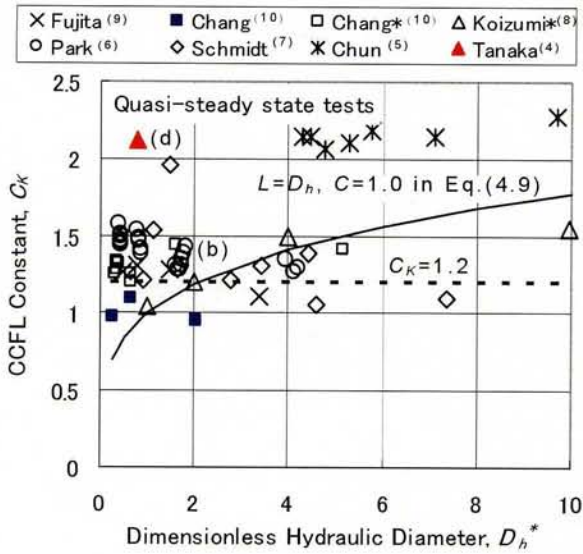
$$K_k^* = j_k / \left\{ g \sigma (\rho_f - \rho_g) / \rho_k^2 \right\}^{1/4} \quad (k=g, f) \quad (5.3)$$

$$\left(K_g^* \right)^{1/2} + \left(K_f^* \right)^{1/2} = C_k \quad (5.4)$$

無次元流速は Kutateladze⁽³⁾の式(5.3)であり、式(5.4)は Wallis による CCFL 相関式の代表長さにラプラス定数を用いたものになっている。

式(5.1)～(5.4)と局所熱流束の測定値から CCFL 定数を求めるには伝熱面平均熱流束を評価する必要がある。そこで、周方向の熱流束分布は一様と近似し、任意の極大熱流束検出時から次の極大熱流束検出時までのクエンチ進行速度は一定と仮定して、熱流束の時間変化を高さ方向分布に置き換えて伝熱面平均熱流束を計算した。具体的には図 5.3 における極大熱流束から次の極大熱流束までの各測定点での熱流束を時間平均し、8点での時間平均値を加算平均して伝熱面平均熱流束とし、式(5.1)～(5.4)を用いて CCFL 定数を計算すると、 $C_K=0.92 \sim 1.02$ になる。クエンチ期間中の CCFL 定数の平均値は $C_K=0.96$ であり、表 3.1 に示した環状流(図 3.3(c))に対する計算値 $C_K=0.97$ とよく一致した。式(5.2)では流路での水量変化を無視したが、クエンチ進行速度 0.37 mm/s で水位上昇するとして液流速を計算しても、CCFL 定数 C_K への影響は約 0.01 と小さい。

片面加熱での CCFL 定数を図 5.6 に示す。図中の CCFL 定数 C_K は伝熱面平均熱流束と式(5.1)～(5.4)を用いて求めた。実験条件は流路形状が異なる他、圧力(0.1～10MPa)、ギャップ(0.32～5mm)、伝熱面積(0.0036～0.39m²)と広い条件を含む。片面加熱では一般に図 3.3(b)の層状分離流になるが、Tanaka ら⁽⁴⁾の実験では幅 40mm の矩形流路の両端に 5mm の非加熱部があり、両端の非加熱部を液が落下する液部分流入(d)になり、CCFL 定数が大きくなっている(Tanaka らは代表長さに $p=40 \text{ mm}$ を使用し $C=1.0$ としている)。図 4.8 に示した Chun ら⁽⁵⁾の実験でも CCFL 定数が大きい、その理由は明確でない。Chun ら⁽⁵⁾と Tanaka ら⁽⁴⁾の実験を除いて、CCFL 定数は $C_K=1.0 \sim 1.5$ であり、水と R-113、準定常加熱実験とクエンチ実験で顕著な相違はなく、実験条件の相違の影響が大きい。直径 0.5m の半球状環状流路での Park ら⁽⁶⁾の実験では伝熱面の大部分に過熱領域が拡大した時に CHF と判定しているため他の実験より CCFL 定数が大きい。TMI-2 の形状を縮小模擬した直径 0.55m での Schmidt ら⁽⁷⁾の実験は高圧条件(～10MPa)であり、測定値のばらつきが大きい。



*R-113, Others: Water,
(b)~(d): Flow patterns in Fig. 3.3

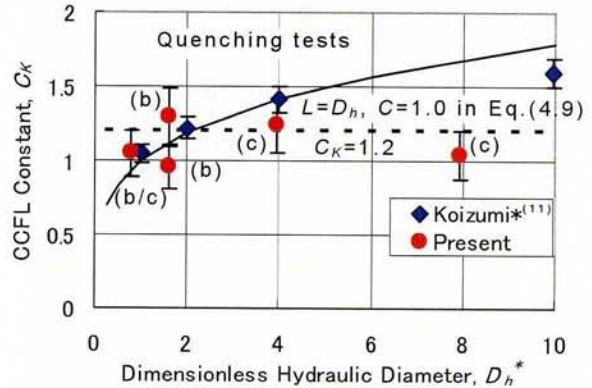


Fig. 5.6 CCFL constant with one-side heated wall

本実験による CCFL 定数は初期過熱度 300~400K での測定値であり、冠水期間中の平均値を示す。クエンチの推移から加熱部上端での流動様式は図 3.3 の層状分離流 (b) か環状流 (c) と推定されるが、非加熱部を含むギャップ上端では環状流 (c) になる。CCFL 定数の平均値は $C_K=1.1$ であり、準定常加熱実験に基づく式 (4.12) の $C_K=1.2$ と顕著な差はなく、表 3.1 の環状流 (c) に対する計算値 $C_K=0.97$ より大きい。これは、環状流 (c) では流下液膜が図 3.3 に示すような層状流にはならず、気液の分布に偏りが生じることによると考えられる。

式 (4.9) の導出で用いる CCFL 相関式の代表長さに水力等価直径を、CCFL 定数に $C=1.0$ を使用すると、 C_K は図中の実線のようになり、 $D_h^* \leq 4$ の範囲では Koizumi ら^{(8),(11)} による R-113 での測定値とよく一致し、本実験とも比較的良好に一致している。

両面加熱での CCFL 定数を図 5.7 に示す。Henry ら⁽¹²⁾ の実験は二重円管で構成される試験部を恒温槽で過熱度 600K に加熱した後に飽和水を供給して環状流路の両面を冷却したものである。文献では熱電対の位置が明確でないが、表 3.1 の流動様式 (d) と CCFL 定数がほぼ等しいこと、および両面の過熱度が等しいことから図 3.3 の液部分流入 (d) と考えられる。本実験でも両面の初期過熱度はほぼ等しいが、外管の熱容量が小さく温度低下が早いことから加熱部上端では主として層状分離流 (b) になると推定され、非加熱部を含むギャップ上端では環状流 (c) になる。ギャップ 0.5、1.0mm での CCFL 定数の計算期間では、内管上部 TC1 がクエンチしていることから加熱部上端で環状流 (c) と推定した。また、

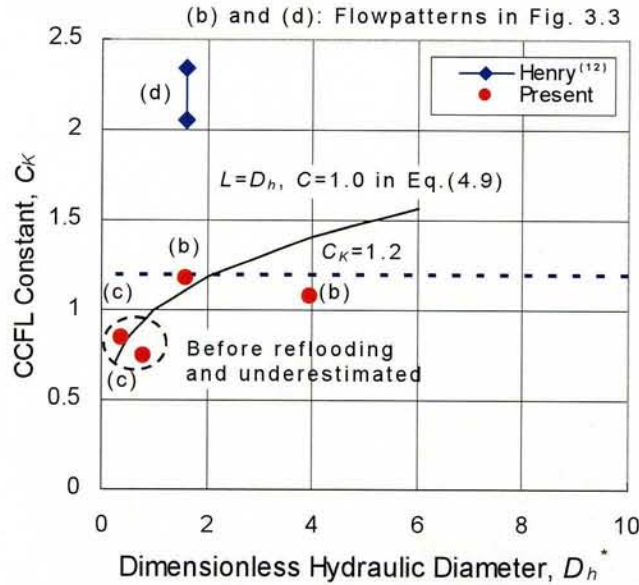


Fig. 5.7 CCFL constant with both-side heated walls

下端の熱電対 TC8 はクエンチしておらず、測定区間が冠水前であり CCFL 定数を過小評価している可能性がある。

5.1.5 CCFL 定数の定式化

伝熱面の過熱度が高い場合には、伝熱面近傍の冷却水量により蒸気層流伝熱からブール膜沸騰伝熱まで変化する(図 5.5)。

熱流束が大きくなるクエンチ期間では冷却水の流入量と総伝熱量は CCFL で制限される。したがって、RV 壁やクラストの表面熱流束の計算に CHF 相関式 (4.6) を使用するのはいふ当でない。準定常を仮定すると、CCFL 相関式に基づく総伝熱量は次式で表せる。

$$\frac{q_{ave,out} A_{H,out} + q_{ave,in} A_{H,in}}{\rho_g h_{fg} \left\{ g \sigma (\rho_f - \rho_g) / \rho_g^2 \right\}^{1/4}} = \left\{ \frac{C (L^*)^{1/4}}{1 + (\rho_g / \rho_f)^{1/4}} \right\}^2 A_{CS} \quad (5.5)$$

本実験による CCFL 定数は、図 5.8 に示すように次式で表せる。

$$C_K = C (L^*)^{1/4} = (1 \pm 0.15) \min \left\{ (D_h^*)^{1/4}, 1.15 \right\} \quad (5.6)$$

上式は、 $D_h^* \leq 1.75$ では CCFL 相関式の代表長さに水力等価直径を用い CCFL 定数 $C=1.0$ 、 $D_h^* \geq 1.75$ ではラプラス定数を用い $C_K=1.15$ 、ばらつきの範囲 $\pm 15\%$ であることを示す。

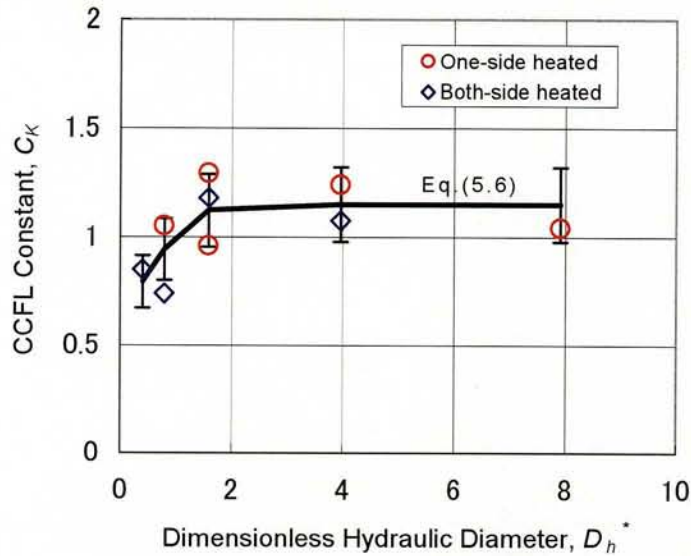


Fig. 5.8 CCFL constant by present experiments

本実験ではギャップ上端の両面が高過熱度で濡れない条件、逆環状流(図 3.3(a))での CCFL 定数は評価できなかった。また、両面加熱で水力等価直径が小さい範囲では、発生する蒸気流量を測定するなど、測定精度を向上することが望ましい。

式(5.5)において、両面が同時にクエンチする場合には各面での平均熱流束を特定できないが、過熱度が低い RV 壁が先にクエンチすると推定されるため、実用上は問題ないと考える。RV 壁がクエンチ期間中におけるクラスト表面の熱流束は、図 5.5 に示したように、冠水前には蒸気層流伝熱、冠水期間には伝熱面近くの冷却水量が増加してプール膜沸騰伝熱で近似できる。したがって、式(5.5)において各面での平均熱流束を評価できる。なお、伝熱面平均熱流束の相関式(4.9)は、両面で熱流束が異なることを考慮し、総伝熱量の評価式に変換すれば式(5.5)になる。CHF 相関式(4.6)も同様に総伝熱量の評価式に変換すればよい。

5.2 沸騰熱流束

5.2.1 実験装置

実験装置⁽¹³⁾を図 5.9 に示す。試験部は外径 24mm の内管(SUS304)と外管(石英ガラス)で構成され、環状流路のギャップは外管の内径を変更して 0.5、1.0、2.0、3.0、4.0、7.0mm に設定する。赤外線加熱器で石英ガラス製の外管を通して内管の厚肉部(内径 10mm、高さ 300mm)を最高 1073K(過熱度 700K)まで加熱する。試験部流路の上端に

栓をして上部プレナムに水を満たし、外部の加熱器で飽和温度まで加熱する。内管の温度が定常に達した後に赤外線加熱を停止し、試験部流路上端を閉止していた栓を開いて飽和水を供給し、内管の冷却過程を熱電対 TC1~TC7 によりサンプリング周期 100Hz で測定する。TC1 は加熱部上端から 20mm の位置、TC1~TC6 の間隔は 40mm である。TC1~TC6 は熱電対の先端が内管の外面に一致するように設置されており、TC7 は内管の上面に設置されている。環状流路の下部 110mm は非加熱領域になっている。温度測定値を境界条件にして半径方向 1 次元の非定常熱伝導方程式を解いて内管外面での熱流束を計算する。実験時の上部プレナム圧力は 0.1MPa である。表 5.2 に実験条件を示す。外管加熱の場合には、外管を石英ガラスから SUS304 に変更し、内管は外管からの放射により加熱する。外管加熱での環状流路のギャップは 1、2、4mm である。

Table 5.2 Quenching test conditions

Channel shape	Pressure (MPa)	Heated area (m ²)	Gap (mm)	Superheat (K)
Annular	0.1	0.023~0.053	0.5, 1, 2, 3, 4, 7	400~700

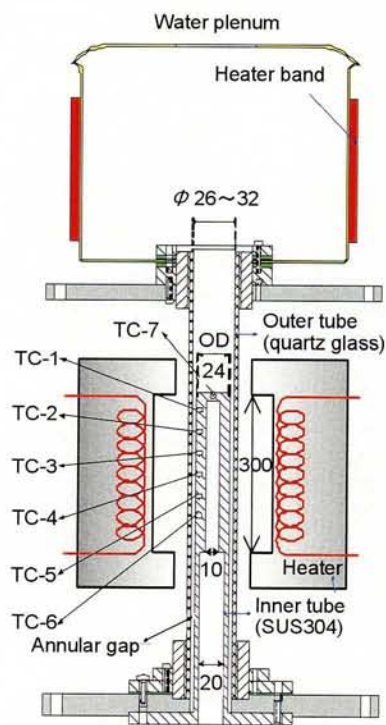


Fig. 5.9 Test apparatus

5.2.2 過熱度と熱流束の変化

外管に石英ガラスを用いたギャップ 3mm、初期過熱度約 700K での過熱度の時間変化を図 5.10 に、熱流束の時間変化を図 5.11 に示す。図 5.5 に示したクエンチ実験と同様に、飽和水供給後 40 秒間は蒸気単相の層流熱伝達になっており、冷却水の流入により冠水する 100 秒以降はプール膜沸騰熱伝達になっている。下部熱電対 TC6 から上部熱電対 TC1 まで順次クエンチし、熱流束が急激に増加している。

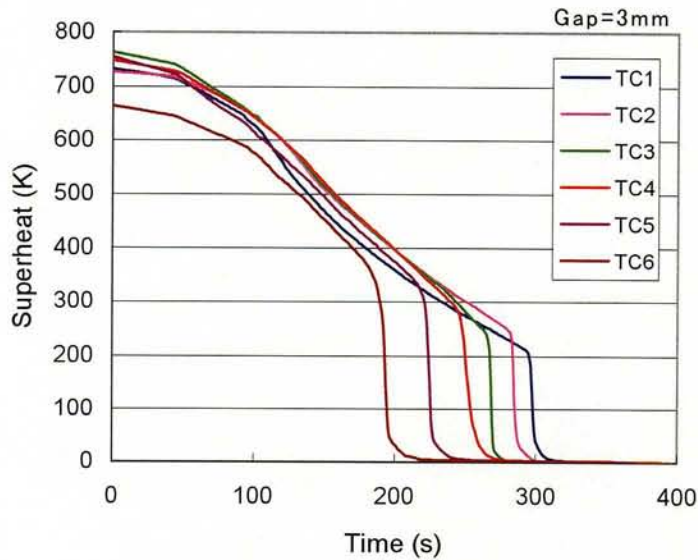


Fig. 5.10 Superheat on outer surface of inner tube

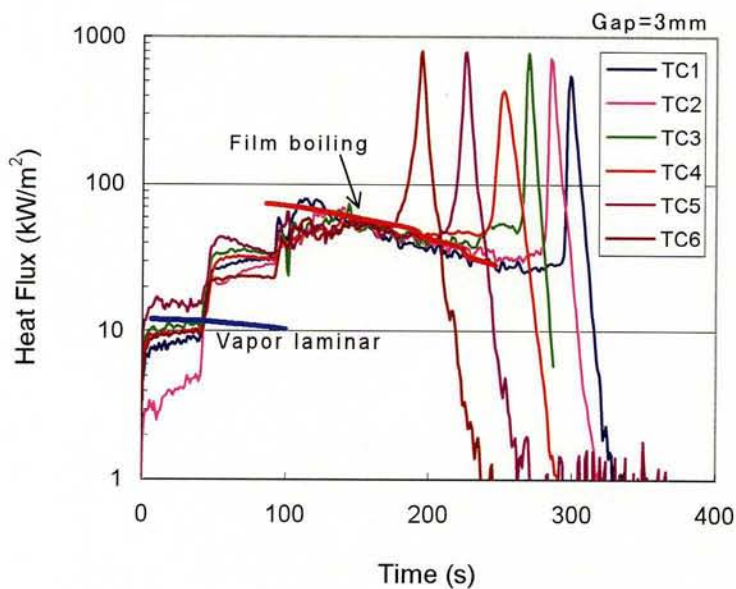


Fig. 5.11 Heat flux on outer surface of inner tube

5.2.3 沸騰熱流束

図 5.10 の過熱度と図 5.11 の熱流束の関係を図 5.12 に示す。高過熱度では Bromley⁽²⁾ によるプール膜沸騰伝熱として扱える。核沸騰領域の高過熱度では式 (4.15) とほぼ一致するが、低過熱度では式 (4.15) と Kutateladze⁽³⁾ によるプール核沸騰との間でばらついている。遷移沸騰領域では TC6 と TC5 は式 (4.5) とほぼ一致しているが、TC4～TC1 は式 (4.5) より過熱度が低下している。これは、図 5.10 の過熱度変化から推定されるように、クエンチが遅くなると予冷却により過熱度が低下することによると考えられる。図 4.10 に示した Koizumi ら⁽¹¹⁾ による R-113 でのクエンチ実験との比較では、Berenson⁽¹⁴⁾ による極小熱流束 q_{min} と式 (4.5) の過熱度依存性から遷移沸騰の熱流束 q_{TB} を求め、式 (4.16) と (4.17) で表した。本実験に Berenson による極小熱流束 (係数 $C_{min}=0.09$) を適用すると遷移沸騰熱流束を過小評価するため、式 (4.16) の極小熱流束 q_{min} に Zuber⁽¹⁵⁾ による係数 $C_{min}=0.131$ を使用した。

$$q_{TB} = (\Delta T_{TB} / \Delta T_{sat})^{4.5} q_{min} \quad (4.16)$$

$$q_{min} = C_{min} \rho_g h_{fg} \left(\frac{g\sigma}{\rho_f - \rho_g} \right)^{1/4}, \quad C_{min}=0.131 \quad (5.7)$$

ΔT_{TB} は膜沸騰で極小熱流束になる過熱度である。ギャップ 3mm では遷移沸騰領域の過

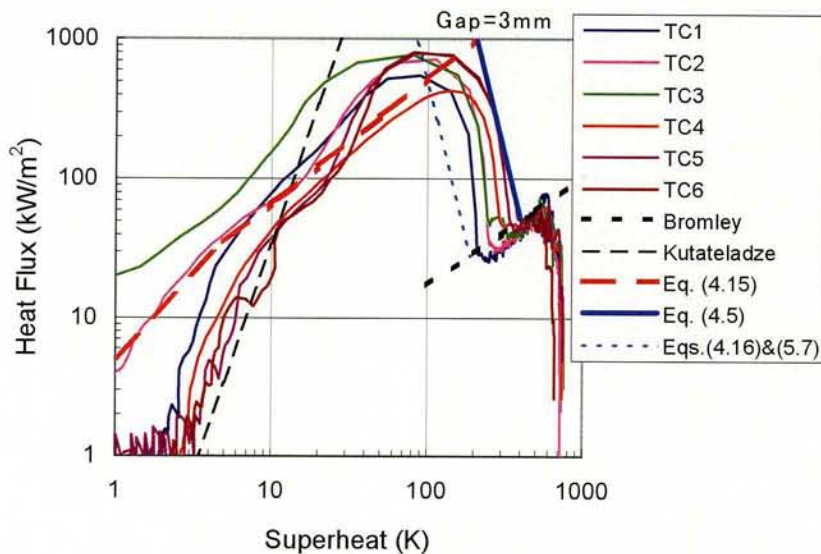


Fig. 5.12 Boiling heat fluxes

熱度は式(4.16)と(5.7)より高くなっている。式(4.5)を式(4.16)の形に変更すると極小熱流束 q_{min} の係数は $C_{min}=0.23$ になる。

$$q_{min} = C_{min} \rho_g h_{fg} \left(\frac{g\sigma}{\rho_f - \rho_g} \right)^{1/4}, \quad C_{min}=0.23 \quad (5.8)$$

図 5.13 にギャップの影響を示す。図 5.13 には温度測定点 6 箇所での平均的な挙動を示す。ギャップ 2mm 以上での熱流束は、プール膜沸騰の式と核沸騰の式(4.15)で近似でき、ギャップ 7mm ではプール核沸騰の式に近づいている。ギャップ 0.5mm での熱流束は一般的に相関式による計算値より低くなっており、ギャップ 1mm での熱流束は膜沸騰領域と極大熱流束が相関式による計算値より低い。これらは冷却水の流入制限によると考えられる。以上をまとめると、沸騰熱流束 q_B は次式で近似できる。

$$q_B = \min \{ q_{NB}, \max (q_{TB}, q_{FB}) \} \quad (5.9)$$

核沸騰熱流束 q_{NB} には式(4.15)、膜沸騰流束 q_{FB} には Bromley の式、遷移沸騰熱流束 q_{TB} には式(4.16)を使用し、式(4.16)の極小熱流束 q_{min} には次式を使用する。

$$q_{min} = C_{min} \rho_g h_{fg} \left(\frac{g\sigma}{\rho_f - \rho_g} \right)^{1/4} \quad (5.10)$$

$$C_{min}=0.131 \sim 0.23 \quad (5.11)$$

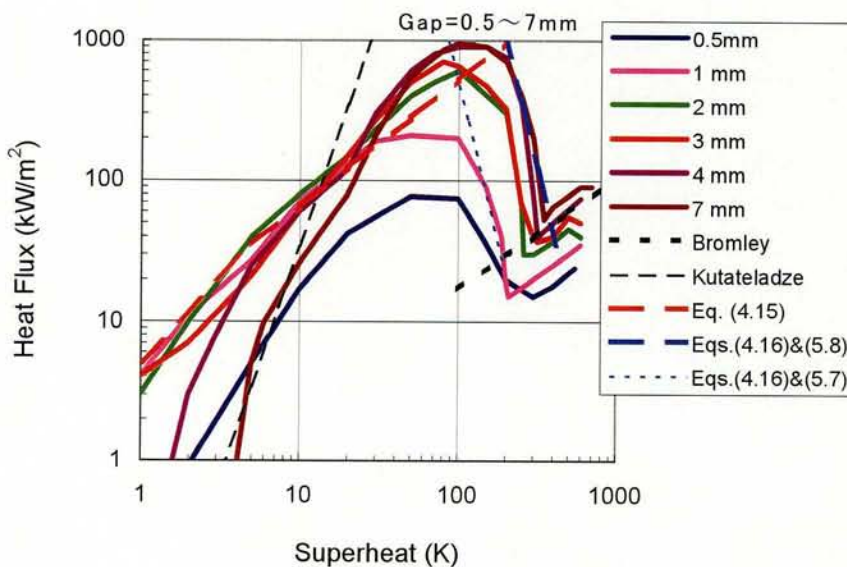


Fig. 5.13 Boiling heat fluxes

$C_{min}=0.131$ は水平板に対する係数であり、鉛直狭隘流路では下方からの蒸气流による攪乱で熱伝達が促進されて係数が大きくなると考えられる。ここでは、測定値に対するフィット式として係数を求めた。伝熱面近傍での気液二相流挙動と伝熱メカニズムの解明は今後の課題である。

5.3 平均熱流束

式 (5.9) は局所での沸騰熱流束である。軽水炉のシビアアクシデント解析ではクラストと RV 壁を複数の領域に区分して各領域での平均熱伝達率もしくは平均熱流束を与える必要がある。そこで、本研究では、平均熱流束 q_{ave} は局所沸騰熱流束 q_B か CCFL による冷却水流入量で制限されると近似した。

$$q_{ave} = \min(q_B, q_{CCFL}) \quad (4.14)$$

q_{CCFL} は流入冷却水の蒸発潜熱を伝熱面積で除した平均熱流束であり、式 (5.5) と (5.6) の平均熱流束 q_{ave} で計算する。図 5.13 に示した局所熱流束測定値と式 (4.14) による平均熱流束計算値の比較を図 5.14 に示す。図 5.14 によれば、ギャップ 3mm 以下では低過熱度の領域を除いて平均熱流束は冷却水流入量で制限され膜沸騰熱伝達の制限を受けていない。ギャップ 4mm 以上では平均熱流束が膜沸騰熱伝達の制限を受けているが、ギャップ 4mm では膜沸騰の影響は小さい。したがって、極小熱流束 q_{min} の式 (5.10) の係数に $C_{min}=0.23$ を用いても実用上の問題はないと考えられる。

$$C_{min}=0.23 \quad (5.12)$$

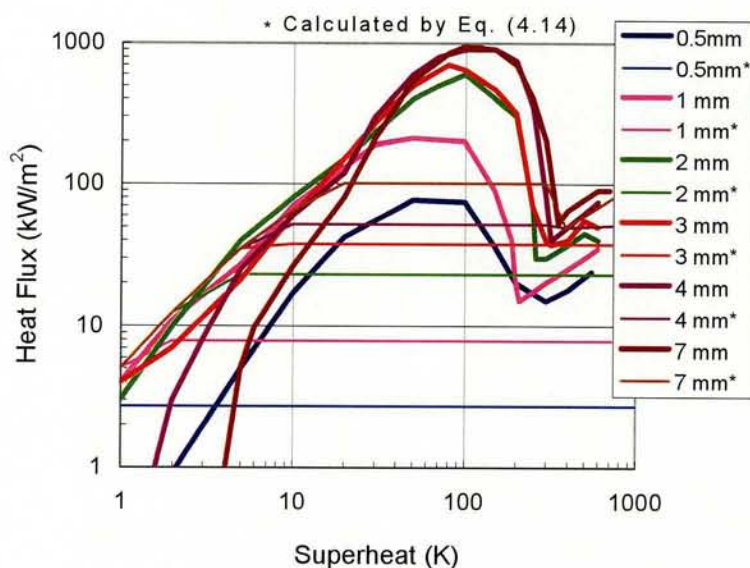


Fig. 5.14 Comparison of local heat fluxes and average heat fluxes

5.4 結言

下端が閉塞された狭隘流路での伝熱流動現象を対象として、第3章で伝熱モデルを導出し、第4章で従来研究の実験データを用いて沸騰熱流束の相関式とCCFLによる平均熱流束の相関式を導出した。しかし、従来研究では高温からのクエンチ実験が少ないことから、本章では垂直環状流路でのクエンチ実験を行い、第3章と第4章で導出した相関式を検証し、以下の結論を得た。

- (1) 伝熱面熱流束は、高過熱度で冠水前には蒸気層流伝熱、冠水期間で伝熱面近くに十分な冷却水が存在する場合にはプール膜沸騰伝熱で近似できる。
- (2) クエンチ期間では、流路両面の加熱条件が流路上端での流動様式に影響し、流動様式が液の流入量(CCFL特性)と伝熱面平均熱流束に影響する。流動様式が同一であれば、非定常クエンチ実験と準定常加熱実験とでCCFL定数に顕著な相違はない。
- (3) 本実験では片面加熱と両面加熱でCCFL定数に顕著な相違はなく、無次元水力等価直径 $D_h^* \leq 1.75$ ではCCFL相関式の代表長さに水力等価直径を用いCCFL定数 $C=1.0$ 、 $D_h^* \geq 1.75$ では代表長さにラプラス定数を用い $C_K=1.15$ 、ばらつきの範囲 $\pm 15\%$ になった。
- (4) 平均熱流束は、場所による熱流束の相違が小さい低過熱度領域と膜沸騰領域を除いてCCFLによる冷却水流入量で制限されるため、局所沸騰熱流束の相関式を平均熱流束の計算に適用しても実用上の問題はない。

第 5 章 参考文献

- (1) 小泉安郎・新井学・大竹浩靖・村瀬道雄・長江尚史・綾野輝芳, 垂直高温狭隘環状流路対向流リウエットニングの研究(流体に水を用いた場合), 第 40 回日本伝熱シンポジウム, (2003), D132.
- (2) Bromley, L. A., *Chemical Eng. Proc.*, 45-5 (1950), 221 (伝熱工学資料、第 4 版より).
- (3) Kutateladze, S. S., *US AEC Rep.*, AEC-tr-3770, (1952) (伝熱工学資料、第 4 版より).
- (4) Tanaka, F., Mishima, K., Kohriyama, T. and Okano, Y., Orientation Effects on Critical Heat Flux due to Flooding in Thin Rectangular Channel, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 39-7 (2002-7), 736-742.
- (5) Chun, S. Y., Moon, S. K., Hong, S. D., Yang, S. K. and Chung, M. K., Critical Heat Flux in a Uniformly Heated Vertical Annulus at Zero Inlet Flow under Various Pressures, *Proc. 4th JSME-KSME Thermal Engineering Conference*, 1 (2000-10), E114 457-462.
- (6) Park, R. J., Ha, K. S., Kim, S. B. and Kim, H. D., Experimental Study on Critical Power in a Hemispherical Narrow Gap, *Nuclear Technology*, 140 (2002), 266-278.
- (7) Schmidt, H., Köhler, W., Herbst, O. and Krätzer, W., Experiments on Heat Removal in a Gap between Debris Crust and RV Wall, *Proc. 1st European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting*, (1998-6).
- (8) 小泉安郎・渡邊剛夫・大竹浩靖・安濃田良成, 垂直狭隘環状流路内対向気液二相流の限界熱流束, 第 36 回日本伝熱シンポジウム, (1999), D221.
- (9) Fujita, Y., Ohta, H., Uchida, S. and Nishikawa, K., Nucleate Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in Narrow Space between Rectangular Surfaces, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31-2 (1988), 229-239.
- (10) Chang, Y. and Yao, S. C., Critical Heat Flux of Narrow Vertical Annuli with Closed Bottoms, *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer*, 105 (1983), 192-195.
- (11) Koizumi, Y., Ohtake, H., Tsukudo, M. and Sakamoto, N., Study on Rewetting of

High-Temperature Vertical-Narrow Annular Flow Passages under Counter-Current Flow Condition, Proc. 11th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (2003-4), ICONE11-36226.

- (12) Henry, R. E. and Hammersley, R. J., Quenching of Metal Surfaces in a Narrow Annular Gap, Proc. 5th Int. Conf. on Simulation Methods in Nuclear Engineering, (1996).
- (13) Tanaka, F., Juarsa, M., Mishima, K., Murase, M. and Nagae, T., Experimental Study on Transient Boiling Heat Transfer in an Annulus with a Narrow Gap, Proc. 11th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (2003-4), ICONE11-36177.
- (14) Berenson, P. J., Transactions of the ASME, Ser. C, 83-3 (1961), 351 (伝熱工学資料、第 4 版より).
- (15) Zuber, N., Transactions of the ASME, Ser. C, 80-4 (1958), 711. (伝熱工学資料、第 4 版より).

第 6 章 伝熱モデルの検証

第 3 章では、デブリを 1 領域、RV 壁を 1 領域とした単純なモデルを用いてデブリと RV 壁の熱平衡式を導出し、RV 壁の温度計算と健全性評価にはギャップでの沸騰伝熱と CCFL 特性が重要であることを示した。第 4 章では、従来研究による実験データを用いてギャップでの局所沸騰熱流束の相関式と CCFL で制限される平均熱流束の相関式を導出し、高過熱度の実機条件に適用するには高過熱度からのクエンチ実験で妥当性を確認する必要があることを指摘した。第 5 章では、高過熱度からのクエンチ実験を行い、局所沸騰熱流束の相関式と CCFL 相関式の妥当性を確認するとともに、一部の相関式を改良した。

本章では、RV 底部を縮小模擬した高圧の水中にテルミット反応で熔融したアルミナ (Al_2O_3) を落下させた ALPHA 実験⁽¹⁾と LAVA 実験^{(2),(3)}の解析を行い、第 3 章～第 5 章で導出した伝熱モデルと相関式の高圧条件に対する適用性と RV 下部の水中にデブリが落下した際の適用性の検証を行う。

6.1 伝熱モデルの概要

ここでは、第 3 章～第 5 章で導出した伝熱モデルと相関式について概説する。主要な伝熱メカニズムを明確にすることを目的として、デブリと RV 壁に対し、以下の単純なモデルを使用している。

- (1) デブリは 1 領域で取扱うが、熱抵抗を評価するため上部クラストと下部クラストの厚さを計算する。クラスト表面の熱伝達は放射と沸騰を考慮する。また、下部クラストと RV 間では、蒸気の熱伝導を加味する。
- (2) RV 壁は 1 領域とし、RV 壁への伝熱量は下部クラストからの伝熱量とギャップに流入する冷却水の蒸発潜熱の差で評価する。ギャップ上端での冷却水の流入量は CCFL に支配される。一方、RV 壁の冷却過程では、RV 壁内面における熱流束は沸騰熱伝達によって制限される場合がある。その結果、RV 壁内面の熱流束は、水の流入、或いは沸騰熱流束に影響される平均熱流束によって制限される。

デブリ冷却過程では、熱平衡は次式で示される。

$$Cp_D M_D \left(\frac{dT_{D,A}}{dt} \right) = -q_{UC} A_{UC} - q_{LC} A_{LC} + Q_{DH} \quad (3.1)$$

ここで、 Q_{DH} は崩壊熱である。RV 壁の熱平衡は次式で表せる。

$$Cp_V M_V \left(\frac{dT_{V,A}}{dt} \right) = -q_V A_V = -\min \left\{ (q_{CS} A_{CS} - q_{LC} A_{LC}), q_{V,B} A_V \right\} \quad (3.4)$$

ここで、 $q_{CS} A_{CS}$ はギャップ上端における CCFL で制限される伝熱量であり、 $q_{LC} A_{LC}$ は下部クラストからの伝熱量である。RV 壁からの伝熱量はギャップ冷却と下部クラストからの伝熱量の差 ($q_{CS} A_{CS} - q_{LC} A_{LC}$) で制限される。また、RV 壁の冷却過程では、沸騰伝熱 ($q_{V,B} A_V$) によって制限される場合がある。

クラスト上面の熱流束 q_{UC} は放射とプール膜沸騰を考慮して式 (3.5) ~ (3.10) で計算し、下部クラスト表面の熱流束 q_{LC} は放射・プール膜沸騰・ギャップでの蒸気の熱伝導を考慮して式 (3.11) ~ (3.14) で計算する。CCFL で制限されるギャップ上端での熱流束 q_{CS} は式 (4.11) より次式で計算する。

$$q_{CS} = \left\{ \frac{C_K}{1 + (\rho_g / \rho_f)^{1/4}} \right\}^2 \rho_g h_{fg} \left\{ \frac{g \sigma (\rho_f - \rho_g)}{\rho_g^2} \right\}^{1/4} \quad (6.1)$$

$$C_K = 1.2 \quad (\text{層状分離流}) \quad \text{または} \quad (4.12)$$

$$= 2.1 \quad (\text{液部分流入}) \quad (4.13)$$

$$C_K = (1 \pm 0.15) \min \left\{ (D_h^*)^{1/4}, 1.15 \right\} \quad (5.6)$$

C_K は CCFL 相関式 (5.4) の実験定数であり、流動様式や実験条件により異なる。式 (5.6) は第 5 章のクエンチ実験で求めたものである。式 (4.12) と (4.13) を含め特定形状での実験データから求めたものであり、クラスト上端の形状が複雑な実機条件への適用性は明らかでない。そこで、本章においては、ALPHA 実験と LAVA 実験の解析により実機条件に適用できる CCFL 定数について検討する。RV 壁内面での沸騰熱流束 $q_{V,B}$ には式 (5.9) より次式を使用する。

$$q_{V,B} = \min \left\{ q_{NB}, \max (q_{TB}, q_{FB}) \right\} \quad (6.2)$$

膜沸騰流束 q_{FB} には Bromley のプール膜沸騰の式 (3.8) と (3.14) を、核沸騰熱流束 q_{NB} には式 (4.15) を、遷移沸騰熱流束 q_{NB} には式 (4.16) と (5.10)、ならびに (5.11) を使用する。

$$Nu_{NB} = \frac{q_{NB} L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = \min \left\{ 1.1 \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} \nu_f} \right)^{0.3} \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^{0.32}, 2.2 \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} \nu_f} \right)^{-0.1} \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^{0.32} \right\} \quad (4.15)$$

$$q_{TB} = (\Delta T_{TB} / \Delta T_{sat})^{4.5} q_{min} \quad (4.16)$$

$$q_{min} = C_{min} \rho_g h_{fg} \left(\frac{g\sigma}{\rho_f - \rho_g} \right)^{1/4} \quad (5.10)$$

$$C_{min} = 0.131 \sim 0.23 \quad (5.11)$$

$C_{min} = 0.131$ は水平板に対する係数であり、鉛直狭隘流路では下方からの蒸気流による攪乱で熱伝達が促進されて係数が大きくなると考えられる。

6.2 原子炉容器壁の温度分布とギャップ幅

式(3.4)では容器壁の平均温度を計算するが、実験では容器壁外面の温度が測定されており、計算値と測定値を比較するには容器壁の温度分布を計算する必要がある。そこで、容器壁内で線形熱流束分布を仮定 ($q(X) = q_V(1 - X/L_V)$) して温度分布を計算する。

$$T_V(X) - T_{V,A} = \left(\frac{q_V L_V}{2\lambda_V} \right) \left\{ \left(\frac{X}{L_V} \right)^2 - 2 \left(\frac{X}{L_V} \right) + \frac{3}{4} \right\} \quad (6.3)$$

ここで、 X は内表面からの距離である。

式(3.4)におけるギャップ断面積を計算するため、ギャップ幅の計算が必要となる。そのため、ギャップ幅は容器壁の熱膨張とデブリの熱収縮を考慮して算出する。

$$L_{gap,1} = L_{gap,0} + \beta_V (T_{V,A} - T_{V,0}) R_{V,D} \quad (6.4)$$

$$L_{gap,2} = L_{gap,1} + \beta_D (T_{D,fs} - T_{D,A}) R_{D,D} \quad (6.5)$$

ここで、 $L_{gap,0}$ は初期のギャップ幅で $R_{V,D}$ はデブリ上部における容器内半径である(図 3.1 参照)。式(6.4)と(6.5)では容器のクリープは考慮していない。

6.3 ALPHA 実験の解析

6.3.1 計算条件

伝熱モデルを検証するため、日本原子力研究所で行われた ALPHA 実験⁽¹⁾ に対し、温度計算を実施した。実験条件を表 6.1 に示す。

テルミット反応直後にデブリ温度は約 2700K になるが、容器下部のデブリ温度は明らかでない。そのため、計算では 2327K の固化温度におけるテルミット溶融を初期条件とした。実験では崩壊熱を模擬しておらず、式(3.1)～(3.3)では $Q_{DH} = 0$ を使用した。式(3.7)と(3.13)では、アルミナの放射率は表面温度に依存し、 ϵ_D は 0.5～0.7 であるが、計算では

$\varepsilon_D=0.6$ を使用した。予備計算でデブリの放射率と容器温度の影響を評価したが、クラストの熱抵抗がクラスト表面における熱抵抗よりはるかに大きいため、クラスト形成後はその影響は小さかった。例えば、 $\varepsilon_D=0.6$ と1.0における容器のピーク温度差は約15Kである。CCFL 相関式の定数に関しては、ギャップの水が沸騰した後、図 3.3 (d) に示すように容器下部の水がギャップに部分的に流入し始める可能性があるため、ベースとして式 (4.13) を使用した。式 (6.4) では計算上零分母を避けるため、初期ギャップ幅として $L_{gap,0}=1 \times 10^{-6} \text{m}$ を使用した。

IDC001 の主要な計算条件を表 6.2 に示す。CCFL で制限されるギャップ上端での熱流束の影響はケース-C1、C2 で評価した。ケース-C1 では式 (4.12) の定数 $C_K=1.2$ を用いたが、これは式 (4.13) の $C_K=2.1$ から得られる熱流束の約 33% に相当する。ケース-C2 では Monde ら⁽⁴⁾のCHF相関式を用いた。Monde らのCHF相関式は、大気圧では式 (6.1) と (4.13) とほぼ同じ熱流束を与えるが、高圧では式 (6.1) と (4.13) より高い熱流束を与える。ケース-1 では容器内表面での沸騰熱伝達に対し、式 (3.8) と (3.14) で表される Bromley のプール膜沸騰相関式を用いた。ケース-2~4 では核沸騰熱流束の式 (4.15) を用いた。ケース-3、4 ではギャップ幅の影響を評価した。

Table 6.1 ALPHA test conditions⁽¹⁾

Test No.	IDC001	IDC002
Vessel inner radius	0.25m	
Vessel outer radius(Wall thickness)	0.271m(0.021m)	
Debris (Al_2O_3) mass	30kg	50kg
Debris depth	0.113m*	0.151m*
Debris upper radius	0.209m*	0.230m*
Initial water depth	0.3m	0.3m
Initial water temperature	445K	450K
Ambient pressure	1.3MPa	1.3MPa

* Calculated from debris mass and density

Table 6.2 Calculation conditions for IDC001

Case	$q_{C,A}$	Boiling	Gap size
C1	Eq. (4.12); $C_K=1.2$	Eqs. (3.8) and (3.14)	Eq. (6.4)
C2	Monde ⁽⁴⁾		
1	Eq. (4.13); $C_K=2.1$		
2	Eq. (4.15)	Eq. (4.15)	Eq. (6.5)
3			
4			See Fig. 6.7

$q_{C,A}$: Average critical heat flux

6.3.2 容器壁温度

ALPHA 実験⁽¹⁾での容器外表面温度を図 6.1 に示す。TV3 は容器下部の中心であり、他 (TV2,TV4,TV6) は垂直軸 30 度位置である。ここでは図 6.1 に示した測定温度の平均値と計算温度を比較した。

図 6.2~6.4 にケース-1 の計算結果を示す。図 6.2 はデブリ温度の計算値と測定値の比較である。計算値は測定値の傾向とよく一致している。しかし、600~1100 秒の間、計算

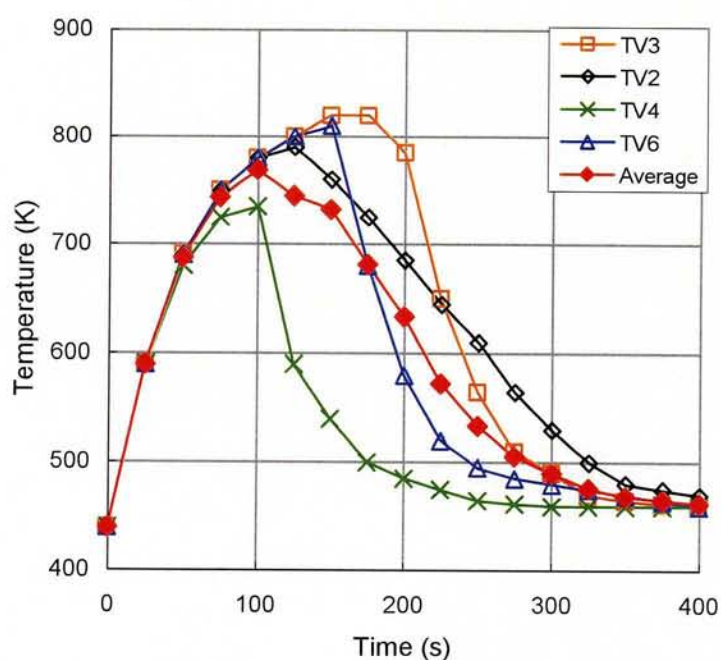


Fig. 6.1 Outer surface temperature of vessel wall at IDC001⁽¹⁾

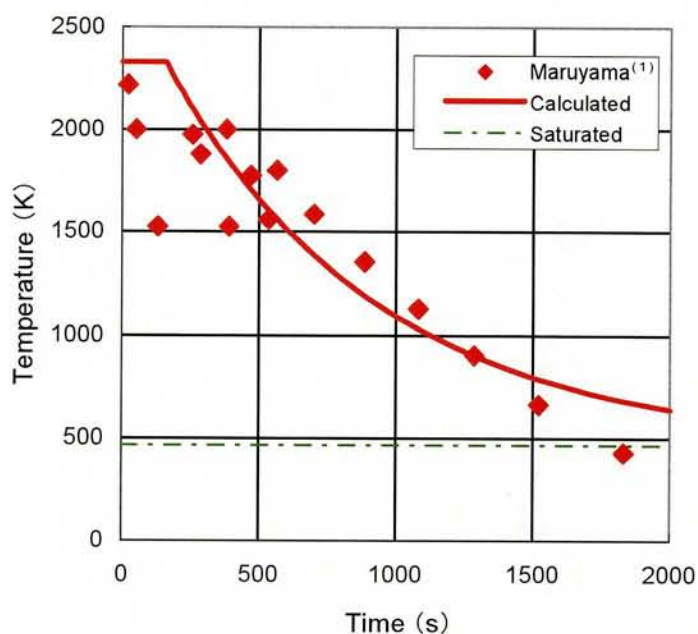


Fig. 6.2 Debris temperature in Case-1 for IDC001

値は測定値を僅かばかり下まわっているが、これは初期デブリ温度と蓄積エネルギーの過小評価によるものと考えられる。一方、1500 秒以降は計算値が測定値を上まわっているが、これは、計算で膜沸騰熱伝達率を使用し、沸騰遷移を考慮していないためである。

図 6.3 は容器壁温度を示す。計算では、式 (3.4) に基づいて平均温度を求め、容器の外表面温度は式 (6.3) を使用して求めた。データ点は図 6.1 に示す 4 点の平均である。外表面計算温度は加熱過程中的測定値とよく一致し、ピーク温度の測定値と計算値の差は 16K で、測定過熱度 304K の 5% である。しかし、冷却過程中的外表面計算温度は過大評価している。平均温度と外表面温度は過渡的に非常に接近しているが、内表面温度は平均温度ならびに外表面温度に比べかなり高く、特に、ギャップの熱抵抗が小さい加熱過程の初期において著しい。

図 6.4 に計算で求めた伝熱量を示す。クラストからの伝熱量はクラスト厚の増加に伴い、急激に低下している。ギャップ冷却能力は容器の熱膨張に伴うギャップ幅の増加により大きくなっている(図 6.7 参照)。下部クラストからの加熱とギャップ冷却の差による容器加熱量は 100 秒で零になり、図 6.3 に示すように容器温度はピークに達する。冷却過程中的容器温度の計算値は測定値より高めであるが、これはギャップ幅の計算値が測定値 1~2mm より小さいことによると考えられる。ケース-1 では、容器の冷却率は 180 秒まではギャップ上端

の CCFL に制限されるが、その後容器内面での膜沸騰熱流束に支配され、ギャップ幅の影響を受けていない。そこで、ケース-2~4 で沸騰熱流束とギャップ幅の容器温度への影響について検討する。

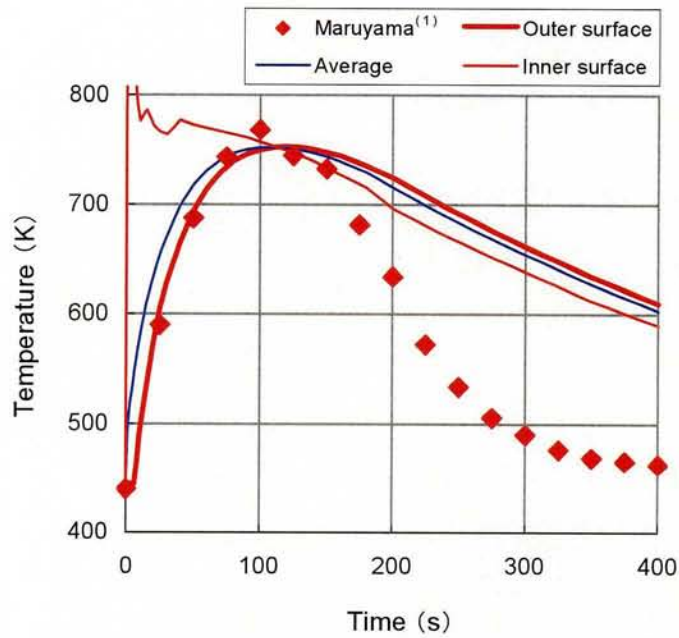


Fig. 6.3 Vessel wall temperature in Case-1 for IDC001

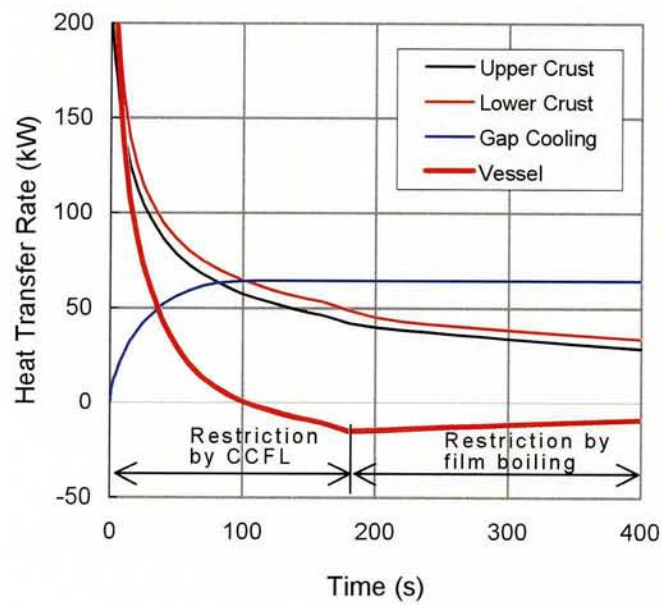


Fig. 6.4 Calculated heat transfer rate in Case-1 for IDC001

6.3.3 狭隘流路への冷却水流入量の影響

図 6.5、6.6 は CCFL で制限されるギャップ上端での熱流束(冷却水流入量)がデブリ温度と容器壁外面温度に及ぼす影響を示している。冷却水流入量の計算値は CCFL 定数 $C_k=1.2$ 、 $C_k=2.1$ 、Monde らの式の順に多い。図 6.5 に示すように冷却水流入量が多いほど、容器壁温度が低くなるため下部クラストと容器壁間の低放射伝熱により、デブリ温度の計算値は低くなるが、その影響は小さい。一方、容器外面温度への冷却水流入量の影響は図 6.6 に示すように顕著である。この計算のベースケースであるケース-1 では加熱過程の計算値とピーク温度は測定値とよく一致している。 $C_k=1.2$ による冷却水流入量は $C_k=2.1$ による冷却水流入量の 33%に過ぎず、ピーク温度での過熱度 496K はケース-1 の 288K よりはるかに高くなる。Monde ら⁽⁴⁾の CHF 相関式は、図 4.8 に示したように大気圧条件では $C_k=2.1$ と同程度の CHF (CCFL で制限されるギャップ上端での冷却水流入量と熱流束)を与えるが、高圧条件では熱流束を過大評価し、1.3MPa ではケース-1 ($C_k=2.1$) の 180%となる。そのため、ピーク温度における過熱度は 125K でケース-1 の 288K よりかなり低い。IDC001 では $C_k=2.0$ を用いると、測定値 304K と同じピーク過熱度となる。図 6.6 は CHF 相関式(もしくは CCFL 相関式)が RV 壁の温度と健全性に大きな影響を及ぼすことを示している。

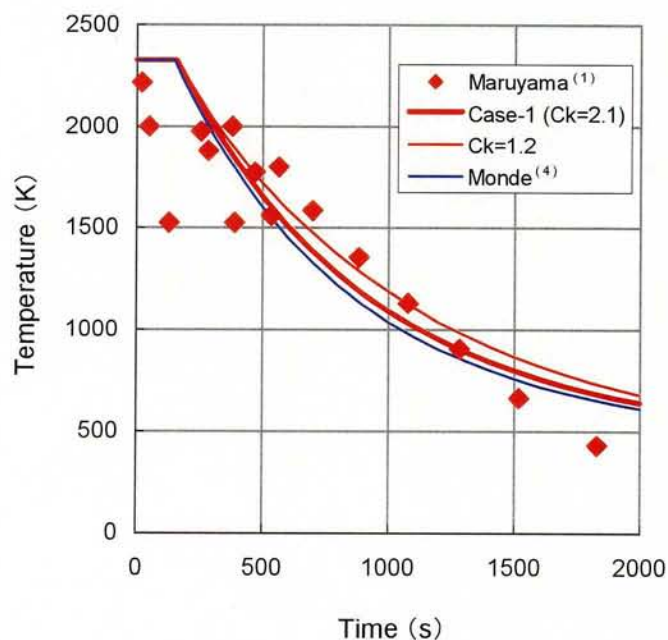


Fig. 6.5 Effect of average CHF on debris temperature for IDC001

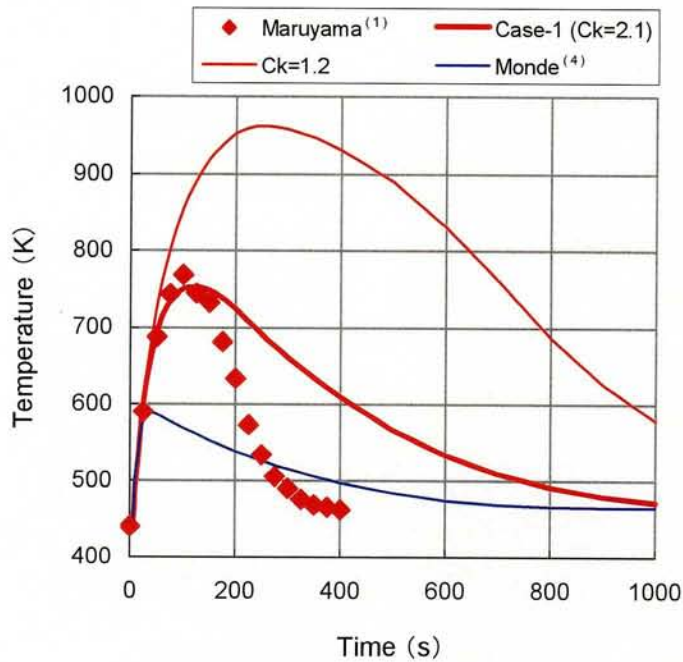


Fig. 6.6 Effect of average CHF on outer surface temperature of vessel wall for IDC001

6.3.4 沸騰熱伝達とギャップ幅の影響

図 6.7 に計算で求めたギャップ幅の変化を示す。ケース-1 とケース-2 では容器の熱膨張に基づく式 (6.4) を用い、ギャップ幅のピーク値はクリープを模擬するため一定とした。式 (6.4) にクラストの熱収縮を加味したケース-3 では式 (6.5) を用いた。ケース-4 では、ギャップ幅を 90 秒でケース-1 のピーク値とし、300 秒で Maruyama ら⁽¹⁾ の実験から得られたギャップ幅 1~2mm の平均である 1.5mm とし、その間は線形補間した。

沸騰熱流束と CCFL で制限される冷却水流入量の関係の評価するため、図 6.8 にケース-1~4 の計算で求めた容器壁温度の比較を示す。式 (3.8) と式 (3.14) で表せるプール膜沸騰熱伝達の相関式を使用したケース-1 では、図 6.4 に示すように、容器壁の冷却率は 180 秒以降、膜沸騰熱流束で制限されている。一方、式 (4.15) で表される核沸騰熱伝達の相関式を使用したケース-2 では、容器壁の冷却率は式 (6.1) と式 (4.13) で表される流入冷却水の蒸発潜熱で制限される。容器壁の加熱中の温度ならびにピーク温度はケース-1 とケース-2 は同じであり、このことは容器壁の熱膨張によるギャップ幅と CCFL による冷却水流入量が加熱中ならびにピークでの容器壁温度を決定していることを示している。それ故、ギャップ幅モデルと CHF 相関式 (もしくは CCFL 相関式) が RV の健全性評価に重要である。

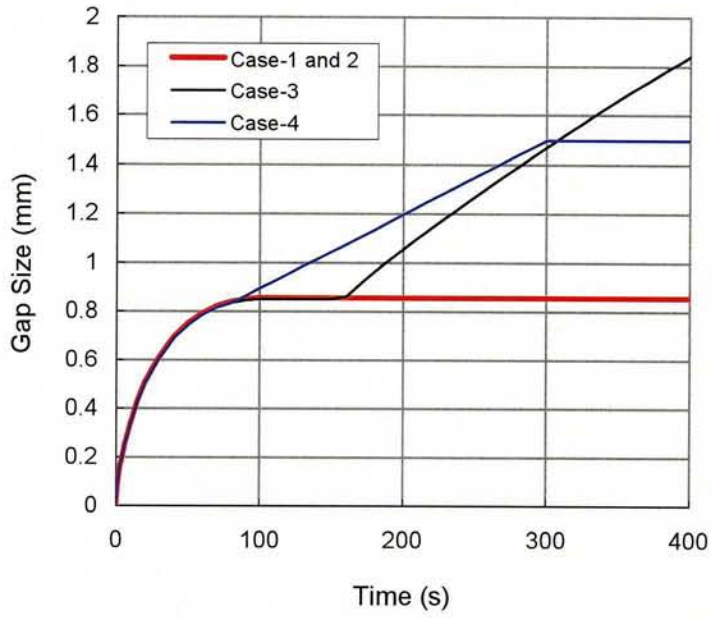


Fig. 6.7 Gap size calculated for IDC001

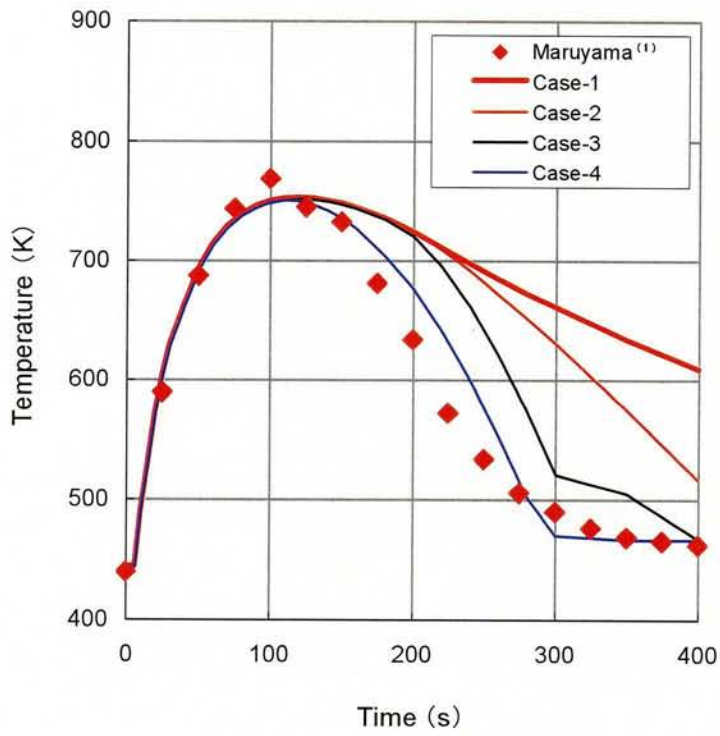


Fig. 6.8 Effects of boiling heat transfer and gap size on outer surface temperature of vessel wall for IDC001

容器壁の熱膨張とクラストの熱収縮に基づいて計算されたギャップ幅を用いたケース-3では、容器壁温度の計算値は冷却過程の測定値に近づいている。ギャップ幅変化を仮定したケース-4(図 6.7 参照)では、容器壁温度の計算値は測定値とよく一致する。ケース-3とケース-4では、核沸騰熱流束が膜沸騰熱流束や冷却水流入量による平均熱流束よりはるかに大きいため、冷却率はCCFLによる冷却水流入量で制限されている。ケース-3とケース-4の結果は、沸騰熱流束がプール膜沸騰熱流束よりかなり大きい場合、容器壁の冷却はギャップ幅とギャップ上端での熱流束に依存していることを示している。それ故、冷却過程での熱伝達モデルを改良するためには、狭隘流路における沸騰遷移条件を明らかにする必要がある。

第 6.3 節で述べた下部クラスト表面の放射率が容器壁温度に及ぼす影響を図 6.9 に示す。アルミナの放射率は表面温度により 0.5~0.7 であるが、表 6.2 に示した計算条件では放射率 0.6(ケース-1)とした。クラストの熱抵抗が支配的であるため放射率を 1.0(ケース-R1)にしても容器壁の最高温度への影響は 15K と比較的小さい。放射率を 0.5(ケース-R2)にすると容器壁の最高温度への影響は 7K と小さいが、放射率をさらに小さくするとクラストから容器壁への伝熱量の減少が大きくなり容器壁温度への影響が大きくなる。

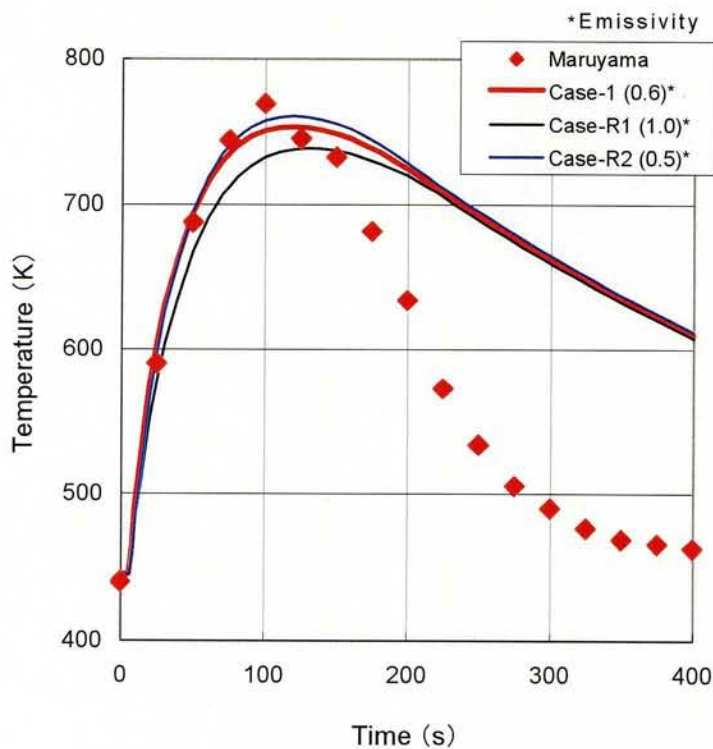


Fig. 6.9 Effects of crust emissivity on vessel wall temperature

本計算での主な不確定性は容器下部に堆積したデブリの初期温度とギャップ幅である。テルミット反応直後のデブリ温度は約 2700K であるが、プール水中を落下する間の冷却を考慮して固化温度 2327K のデブリを初期条件として計算した。図 6.10 は容器下部壁に面した固化デブリの表面を示す。この写真に示すように、実験後のデブリは1塊であり微粒化されていないことから、初期に熔融状態であったと推定され、固化温度より高温であった可能性がある。ギャップ幅に関しては、概算によれば、容器温度がそれほど高温でないため熱クリープは無視できる。式(6.5)に示すようにデブリ平均温度を用いてクラストの熱収縮を計算しているため、クラストの熱収縮によるギャップ増加を過小評価していると思われる。一方、デブリが完全に冷却された時の熱収缩量とギャップ幅の計算値は3.6mm であるが、実験終了後の超音波測定によるギャップ幅は 1~2mm であり、計算ではギャップ幅を過大評価している可能性がある。計算では滑らかな表面を仮定し、ギャップ幅は周方向に均一と仮定したが、実験では図 6.10 のように凹凸とクラックが観察される。クラックの発生がギャップ幅を狭める一方、表面の凹凸が流体の流路を維持していると考えられる。図 6.6 に示したように CCFL 定数 $C_k=2.1$ を用いると容器壁ピーク温度の計算値は測定値とよく一致したが、実験後の観察結果を反映してデブリ初期温度を高くし、ギャップ幅を小さくすると容器温度の計算値は高くなる。したがって、CCFL 定数 $C_k=2.1$ は保守的である可能性がある。

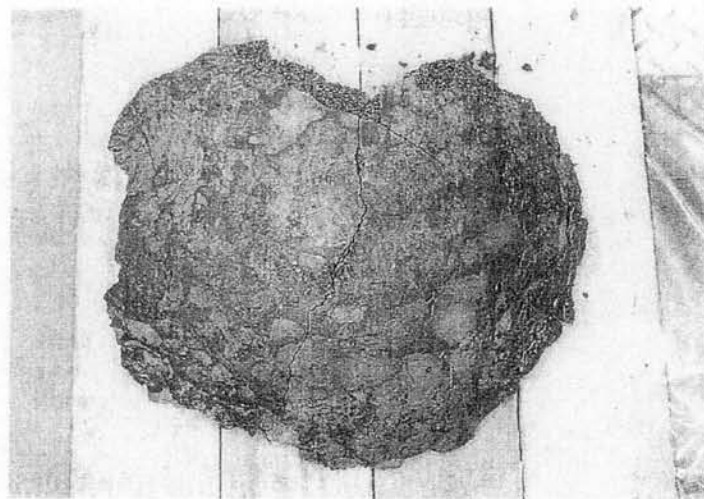


Fig. 6.10 Bottom surface of solidified aluminum oxide layer facing to lower head experimental vessel wall (IDC001)⁽¹⁾

式(5.10)と(5.11)において $C_{min}=0.131$ を用いて圧力 1.3MPa における極小熱流束点での過熱度を計算すると 1050K になる。図 6.1 に示した IDC001 実験での容器壁温度は 820K 以下であり、十分な冷却水の供給があれば核沸騰に遷移することになり、核沸騰熱流束の相関式を用いると容器壁の冷却率の計算結果が測定値とよく一致することと合致する。しかし、IDC001 実験では容器壁の最高温度が低く、膜沸騰から核沸騰への遷移条件を確認するには至らなかった。

6.3.5 IDC002 実験の計算

表 6.1 に示す実験条件と表 6.2 に示す IDC001 に対するケース-1 の計算条件を用いて IDC002 実験⁽¹⁾の計算(ケース-5)を行った。図 6.11 と図 6.12 にデブリ温度と容器外面温度の変化を示す。

ケース-5 では、デブリ温度の計算値は測定値よりかなり高いが、容器壁温度の計算値は加熱過程の測定値とよく一致し、ピーク温度の計算値と測定値の差は 26K で過熱度 332K の 8%である。IDC002 実験に対しては、 $C_k=1.95$ を用いると測定によるピーク過熱度 332K と同じ計算結果が得られる。冷却過程では図 6.3 に示した IDC001 実験に対するケース-1 と同様に、容器壁温度の計算値は測定値よりかなり高い。これはプール膜沸騰熱伝達の相関式を用いているためであり、核沸騰熱伝達の相関式を用いると計算値は測定値に近づく。

図 6.11 に示すように、デブリ温度の計算値が測定値よりかなり高いことから、デブリ温度の計算値が測定値と一致するように、上部クラスト表面での熱流束、下部クラスト表面での熱流束、および CCFL によるギャップ上端での蒸発熱流束を 1.5 倍して計算した(1.5 倍熱流束)。デブリに生じるクラックにより、1.5 倍の熱流束は起りうると推定される。デブリに生じるクラックは伝熱面積、および水の流入と蒸気上昇流の流路面積を増加させる。更に、クラストの上端部の曲率は、表 4.1 と表 4.2 に示した CHF 実験でしばしば使用される鋭角の場合の CCFL に比べ、CCFL を緩和する。しかし、1.5 倍の熱流束を用いた場合、デブリ温度の計算値は測定値に近づくが、容器壁の温度上昇の計算値が測定値より早くなる。それ故、実験では熱電対近傍のデブリがクラックや他の理由により冷却され、デブリ温度を低く検出した可能性がある。

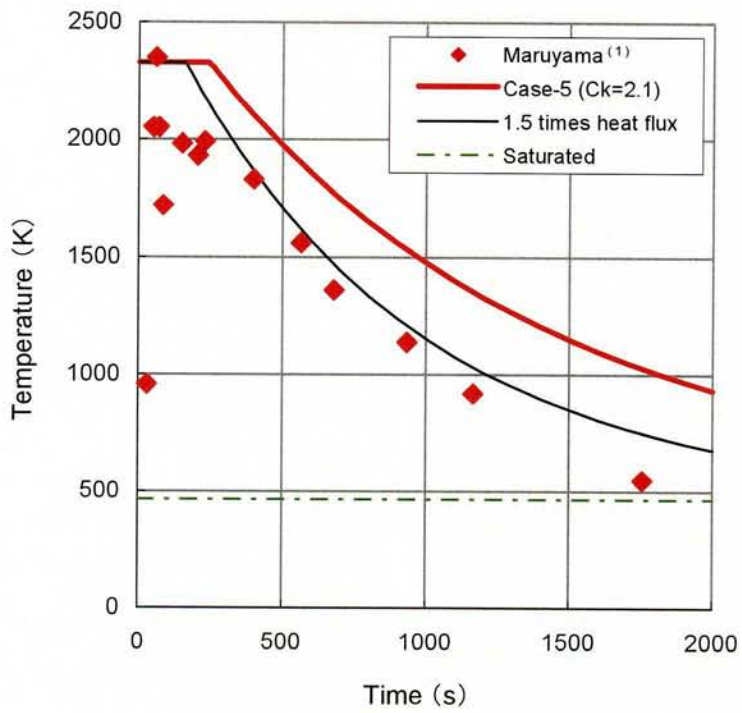


Fig. 6.11 Debris temperature in IDC002

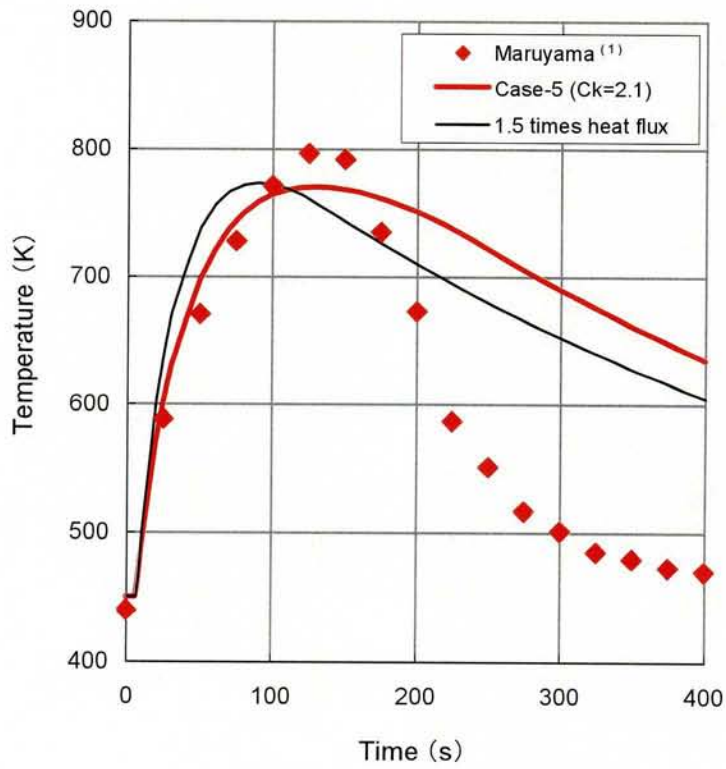


Fig. 6.12 Outer surface temperature of vessel wall in IDC002

IDC002 では、デブリ質量が IDC001 の約 1.7 倍である。しかし、両者の測定されたデブリ温度の差は、図 6.2 と図 6.11 から分かるようにそれほど大きくない。この種の実験では、図 6.10 (IDC001) に示したように、クラックの形成やデブリ表面の凹凸などの不確かさがある。計算では、容器下部に落下直後のデブリ温度やクラスト表面の形状などの初期条件に不確かさがある。このような不確かさを考慮すれば、図 6.3 と図 6.12 に示したように、容器壁の温度上昇過程とピーク温度の計算結果は測定値とよく一致している。

6.4 LAVA 実験の解析

6.4.1 計算条件

伝熱モデルの妥当性を評価するために韓国原子力研究所で実施された LAVA-9 実験⁽³⁾ の解析を行った。実験条件を表 6.3 に、容器壁の温度測定位置を図 6.13 に示す。容器壁温度は外面 (T1~T13) と外面から 13mm (T1_D~T13_D) で測定されている。テルミット反応直後のデブリ温度は約 2700K であるが、プール水内を落下中に冷却される。容器底部に移行後のデブリ温度は不明であるため、計算では落下中の冷却を考慮してデブリ固化温度 2327K のデブリを初期条件とする。式 (3.7) と (3.13) におけるデブリ (Al_2O_3) の放射率は温度により $\epsilon = 0.5 \sim 0.7$ であることから、 $\epsilon = 0.6$ を用いる。初期ギャップ幅は、式 (6.4) で計算上零分母を避けるため、十分小さい $L_{gap,0} = 1 \times 10^{-6} \text{ m}$ を使用した。

Table 6.3 Test conditions of LAVA-9⁽³⁾

Vessel inner radius	0.25m
Vessel outer radius (Wall thickness)	0.275m (0.025m)
Debris (Al_2O_3) mass	30kg
Debris depth	0.113m*
Debris upper radius	0.209m*
Initial water depth (Mass)	0.5m (70kg)
Initial water subcooling	24K
Ambient pressure	1.7MPa

* Calculated from mass and density

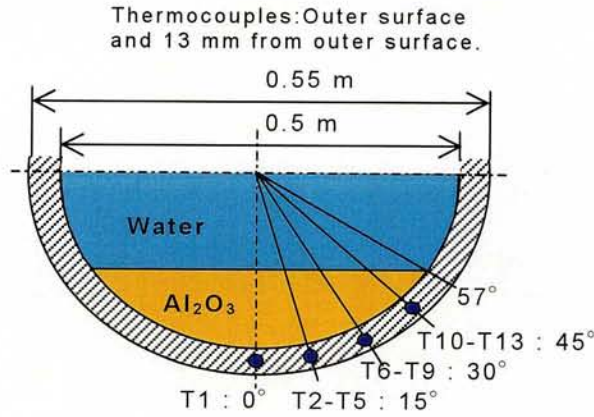


Fig. 6.13 Thermocouple locations⁽³⁾

主な計算パラメータを表 6.4 に示す。シリーズ-1 では、膜沸騰熱流束の相関式 (3.8) と (3.14)、ならびに核沸騰熱流束の相関式 (4.15) について検討する。シリーズ-2 ではギャップ上端での流入水量を計算する CHF 相関式と CCFL 相関式の影響を評価する。シリーズ-1 とシリーズ-2 では、式 (6.5) での熱収縮の計算にデブリ平均温度を用いる。シリーズ-3 では熱収縮の計算に下部クラスト平均温度を使用し、シリーズ-2 との比較から熱収縮とギャップ幅の影響について検討する。シリーズ-4 では、式 (6.5) によるギャップ幅の計算を一定倍して、周方向のギャップ分布について検討する。

Table 6.4 Calculation conditions

Series	Case	Water penetration	Boiling heat flux	Gap size: Eq. (6.5)
1	a b	Eqs. (4.11) & (4.13) : $C_K=2.1$	Eq. (3.8) & (3.14) : Film Eq. (4.15) : Nucleate	Average debris temperature
2	b c d e	Eqs. (4.11) & (4.13) : $C_K=2.1$ Eqs. (4.11) & (4.12) : $C_K=1.2$ Monde ⁽⁴⁾ Park ⁽⁵⁾	Eq. (4.15) : Nucleate	Average debris temperature
3	f g h	Eqs. (4.11) & (4.13) : $C_K=2.1$ Eqs. (4.11) & (4.12) : $C_K=1.2$ Eqs. (4.11) & $C_K=1.6$	Eq. (4.15) : Nucleate	Average crust temperature
4	f i j	Eqs. (4.11) & (4.13) : $C_K=2.1$	Eq. (4.15) : Nucleate	Average crust temperature $0.6 \times \text{Eq. (6.5)}$ $2 \times \text{Eq. (6.5)}$

6.4.2 沸騰熱流束の影響

シリーズ-1 の容器温度計算値を測定値と比較して図 6.14 に示す。図には垂直軸から 15° で外面から 13mm 位置 (T2_D, T3_D, T5_D: 図 6.13 参照) での測定値⁽³⁾と、これらの平均値 T_{ave} を示す。容器壁の加熱過程では、式 (3.4) を用いて下部クラストからの放熱量と流入水の蒸発潜熱との差として容器壁への伝熱量を計算するが、容器温度上昇率の計算値は測定値とよく一致し、伝熱モデルが妥当であることを示している。ピーク温度の測定値は周方向位置により大きく異なっている。計算では平均挙動を評価するが、ピーク温度の計算値は最大ピーク温度 T5_D とよく一致している。この結果は、計算は流入水量を過小評価し、容器温度を過大評価することを示している。

膜沸騰の相関式 (3.8) と (3.14) を用いた計算では 300 秒以降、容器壁の冷却率は膜沸騰熱流束で制限されており、計算は冷却率を過小評価している。一方、核沸騰の相関式 (4.15) を用いた計算では冷却率の計算値は CCFL による流入水量で制限されている。この計算では冷却開始が測定値より遅くなっているが冷却率は測定値とよく一致しており、核沸騰の相関式 (4.15) を用いるのが妥当であることを示している。したがって、以後の計算では核沸騰の相関式 (4.15) を使用する。

6.4.3 狭隘流路への冷却水流入量の影響

ギャップ上端での流入水量を計算する CHF 相関式もしくは CCFL 相関式の影響を図

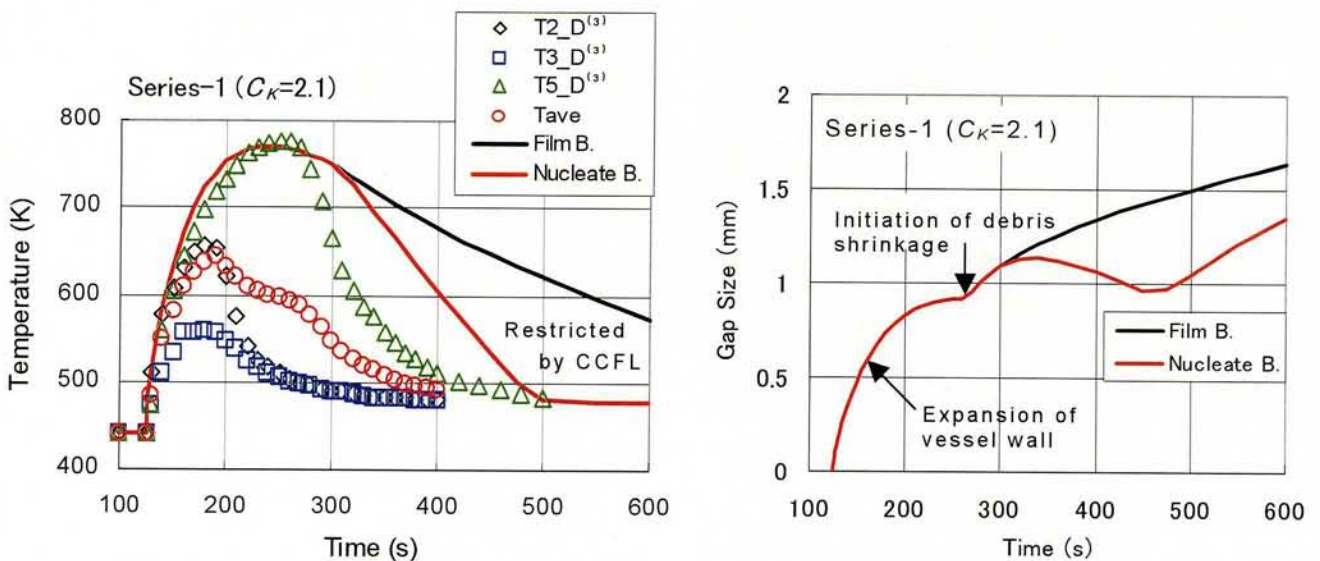


Fig. 6.14 Effect of boiling heat transfer

6.15 に示す。Monde らの CHF 相関式⁽⁴⁾は図 4.8 に示したように高压での CHF を過大評価するため、容器温度を過小評価している。一方、Park らの CHF 相関式⁽⁵⁾は図 4.8 に示したように CHF の圧力依存性を妥当に評価するが、容器温度を過大評価している。CCFL 定数を $C_K=1.2$ とした式 (4.11) と (4.12) を用いた容器温度の計算値は、Park らの CHF 相関式を用いた計算結果とほぼ同じになっている。CCFL 定数を $C_K=2.1$ とした式 (4.11) と (4.13) を用いた容器温度の計算値は、最高温度を示す測定値 T5_D とよく一致し、最も適切な計算結果になっている。しかし、計算では平均的な挙動を評価しており、平均温度 T_{ave} に対しては $C_K=2.1$ による計算値は過大評価している。この一要因として、ギャップ幅の計算式 (6.5) においてデブリ平均温度を用いて熱収縮を計算しているため、収缩量とギャップ幅を過小評価していることが考えられる。

6.4.4 ギャップ幅の影響

図 6.15 に示したシリーズ-2 ではデブリ平均温度を用いて熱収縮を計算しているため収缩量とギャップ幅を過小評価している可能性があることから、図 6.16 に示すシリーズ-3 の計算では式 (6.5) の熱収縮計算にクラスト平均温度を使用した。デブリ平均温度を用いると約 260 秒以後に熱収縮が始まるのに対し、クラスト平均温度を用いるとクラスト形成直後から熱収縮が始まり特に初期のギャップ幅が大きくなる。したがって、流入水量が増加して容器温度の計算値が低下する。しかし、この場合でも CCFL 定数 $C_K=1.2$ を用いた計算では容

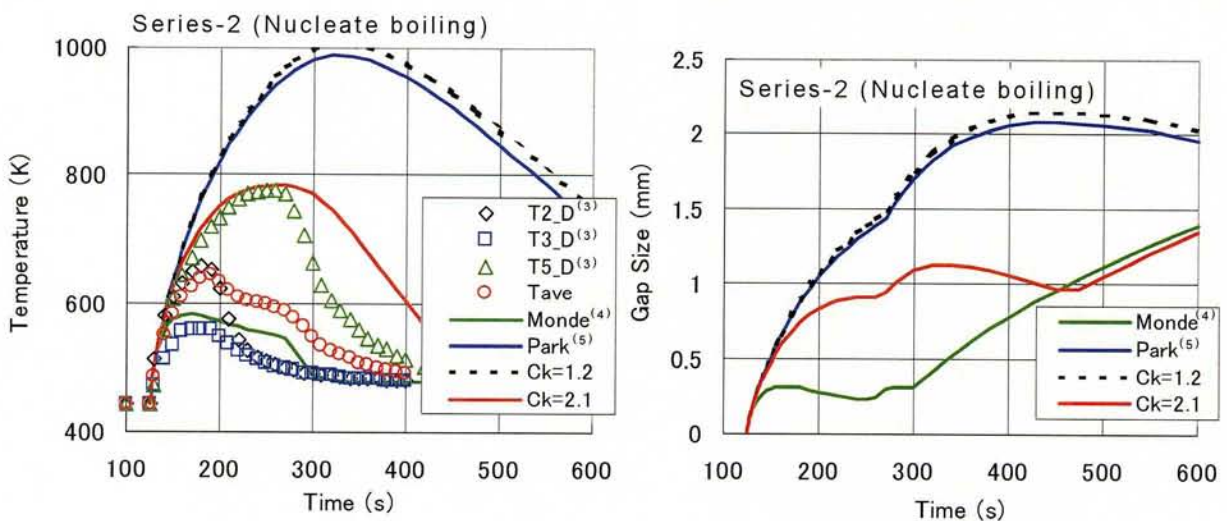


Fig. 6.15 Effect of water penetration

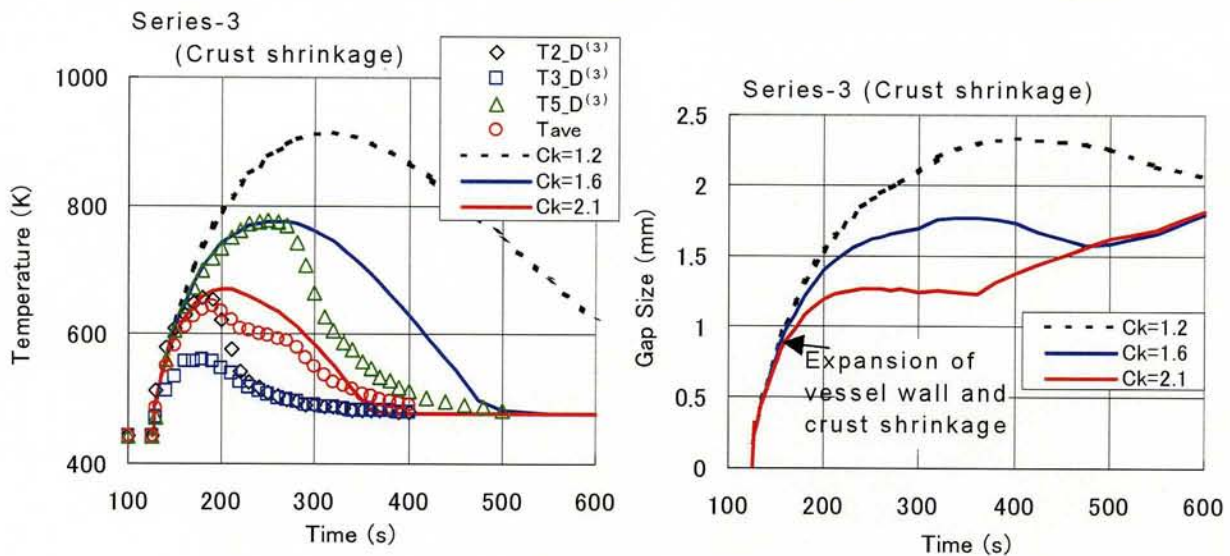


Fig. 6.16 Effect of crust shrinkage and gap size

器温度を過大評価している。一方、CCFL 定数 $C_K=2.1$ を用いた計算結果は平均温度 T_{ave} とよく一致している。したがって、本計算のように平均的な挙動を評価する場合には、クラスト平均温度を用いて熱収縮とギャップ幅を計算し、CCFL 定数 $C_K=2.1$ を用いてギャップへの流入水量を計算するのが適切である。図 6.16 では CCFL 定数をパラメータとしたが、周方向での容器温度 ($T2_D$, $T3_D$, $T5_D$) の相違を評価するにはギャップの周方向分布を考慮する必要がある。

ギャップの周方向分布の影響を評価するには 2 次元もしくは 3 次元解析が必要になるため、ここでは式 (6.5) を一定倍してギャップ幅を変更し、容器温度への影響について検討する。図 6.17 に示すように、0.6 倍にすると最高温度 $T5_D$ とよく一致し、2 倍すると最低温度 $T3_D$ とよく一致した。容器温度の計算値が高くなると熱膨張によりギャップ幅が増加するため、ギャップ幅の変化は 0.6 倍、2 倍にはなっていない。図 6.17 に示した周方向での相違を計算するには、多次元で計算するか、もしくは高温領域・低温領域モデルを開発する必要がある。簡易的には本計算のようにパラメータ変更で概略評価することができる。

式 (4.11) ~ (4.13) において、従来研究における実験の多くで CCFL 定数が層状分離流の $C_K=1.2$ であるのに対し、LAVA-9 実験では液部分流入の $C_K=2.1$ を用いて計算すると測定値とよく一致した。この原因として、図 6.17 に示したように周方向のギャップの不均一性が液の部分的な流入を促進した可能性がある。

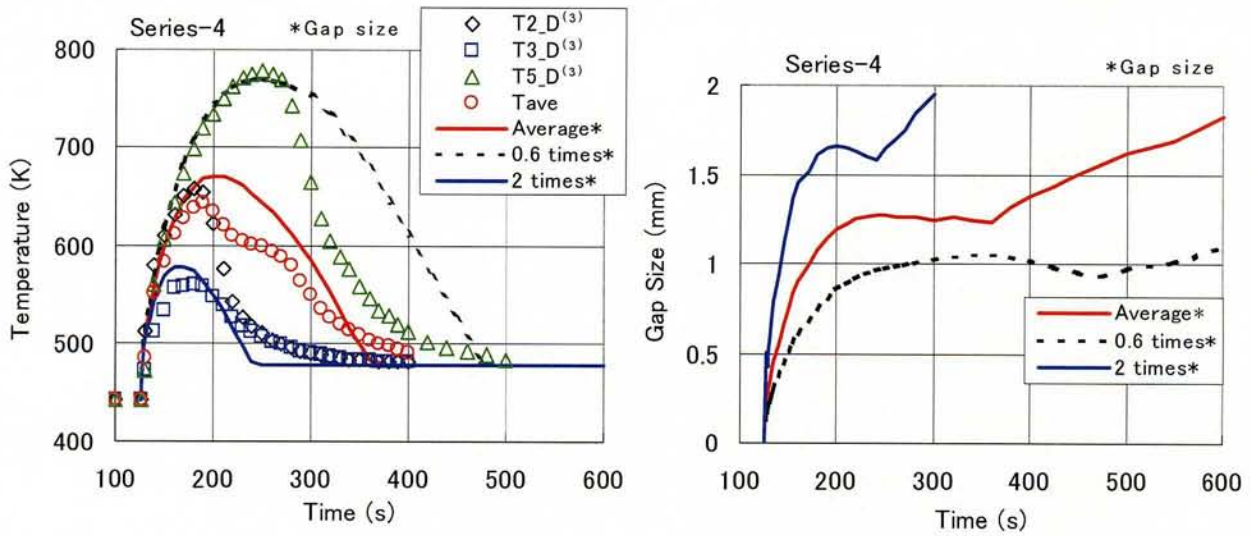


Fig. 6.17 Effect of gap size

本計算での主な不確定性は、ALPHA 実験の解析と同様に、容器下部に堆積したデブリの初期温度とギャップ幅である。テルミット反応直後のデブリ温度は約 2700K であるが、プール水中を落下する間の冷却を考慮して固化温度 2327K のデブリを初期条件として計算した。固化潜熱が大きいこと、実験後のデブリは 1 塊であり微粒化されていないことから、初期に熔融状態であったと推定され、固化温度より高温であった可能性がある。デブリが完全に冷却された時の熱収縮量とギャップ幅は 3.6mm であるが、LAVA-10 実験終了後の超音波測定によるギャップ幅は 1~3mm であり、計算ではギャップ幅を過大評価している可能性がある。デブリ初期温度を高くし、ギャップ幅を小さくすると容器温度計算値は高くなる。したがって、本計算で用いた伝熱モデル (CCFL 定数 $C_K=2.1$) は保守的である可能性がある。

6.5 結言

本章においては、日本原子力研究所で行われた ALPHA 実験と韓国原子力研究所で行われた LAVA 実験に対し、第 3 章～第 5 章で開発した伝熱モデルと相関式を用いてデブリと容器壁の温度トレンドを計算し、以下の結論を得た。

- (1) クラスト形成後の表面熱流束はクラストの熱抵抗で制限され、放射伝熱の放射率は熱流束に大きな影響を及ぼさない。
- (2) 容器の加熱過程では、容器温度の計算値は測定値とよく一致する。容器壁のピーク

温度の計算値と測定値の差は 16～26K で、容器壁の過熱度測定値の 5～8%程度であり、熱伝達モデルの妥当性が確認された。

- (3) 容器の冷却過程では、膜沸騰熱流束より核沸騰熱流束を使用する方が適切であること、核沸騰熱流束を使用すれば容器温度の低下率は CCFL による流入水量で制限されるため核沸騰熱流束は容器温度の低下率には直接影響しないことを確認した。ALPHA 実験および LAVA 実験における容器内面での熱流束はプール膜沸騰熱流束よりはるかに高く、導出した沸騰遷移式と整合するが、これらの実験における容器壁温度が沸騰遷移温度の計算値より低いため遷移条件の妥当性を確認するには至らなかった。
- (4) 本実験解析の範囲では、伝熱量は、沸騰熱流束で制限されることはなく、冷却水流入量(ギャップ幅と CCFL)により制限される。

第 6 章 参考文献

- (1) Maruyama, Y., Yamano, N., Moriyama, K., Park, H. S., Kudo, T., Yang, Y. and Sugimoto, J., Experimental Study on In-vessel Debris Coolability in ALPHA Program, Nuclear Engineering and Design, 187 (1999), 241-254.
- (2) Kim, J. H., Kang, K. H., Park, R. J., Kim, S. B. and Kim, H. D., Experimental Study on Inherent In-Vessel Cooling Mechanism during a Severe Accident, Proc. of 7th Int. Conf. on Nuclear Engineering, (1999-4), ICONE-7085.
- (3) Kang, K. H., Park, R. J., Kim, J. T., Kim, S. B. and Kim, H. D., Evaluations of the Coolability through the Inherent In-Vessel Gap Cooling in the LAVA Experiments, Proc. 10th International Conference on Nuclear Engineering, (2002-4), ICONE10-22230.
- (4) Monde, M., Kusuda, H. and Uehara, H., Critical Heat Flux during Natural Convective Boiling in Vertical Rectangular Channels Submerged in Saturated Liquid, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 104 (1982), 300-303.
- (5) Park, R. J., Ha, K. S., Kim, S. B. and Kim, H. D., Experimental Study on Critical Power in a Hemispherical Narrow Gap, Nuclear Technology, 140 (2002), 266-278.

第 7 章 RELAP5/SCDAPSIM への適用

ここでは、開発した伝熱モデルを米国原子力規制委員会(US NRC)で開発された詳細機構論的コード RELAP5/SCDAPSIM に適用し、ALPHA 実験⁽¹⁾の解析を行い、伝熱モデルの妥当性の検証を行う。

7.1 RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 の概要

ここで使用する解析コード RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 は、US NRC の出資で開発された SCDAP/RELAP5/MOD3.2⁽²⁾をベースにして、国際協力プログラム SDTP (SCDAP Development and Training Program)により改良されたものである。過渡的な熱水力挙動を RELAP5 で計算し、得られた圧力や冷却材の状態から温度や熱伝達率などを計算し、これらを境界条件として SCDAPSIM で炉心の崩壊・溶融過程やデブリの挙動を計算し、炉心崩壊熱や化学反応熱の冷却材への伝熱量を RELAP5 に入力してシビアアクシデント時の詳細な挙動を計算する。RELAP5、SCDAPSIM とともに、各種の構造や物性値に柔軟に対応できるようになっており、軽水炉のシビアアクシデント解析だけでなく、各種の模擬実験の解析にも適用できる。

RV 底部での要素分割を図 7.1 に、デブリと RV 壁の間の狭隘流路(ギャップ)での境界条件を図 7.2 に示す。図 7.1 の左側は RELAP5 の計算体系であり、ノード・アンド・ジャンクションで液相と気相の挙動を計算する。図 7.2 に示すように、デブリや RV 壁からの熱流束を境界条件として、ギャップ内での蒸気発生量、CCFL を含む気相と液相の流入出量、ボイド率や液相の存在量などを計算する。図 7.1 の右側は SCDAPSIM の計算体系であり、RELAP5 の計算で得られる冷却材の状態から境界条件を設定してデブリと RV 壁の温度変化を計算する。

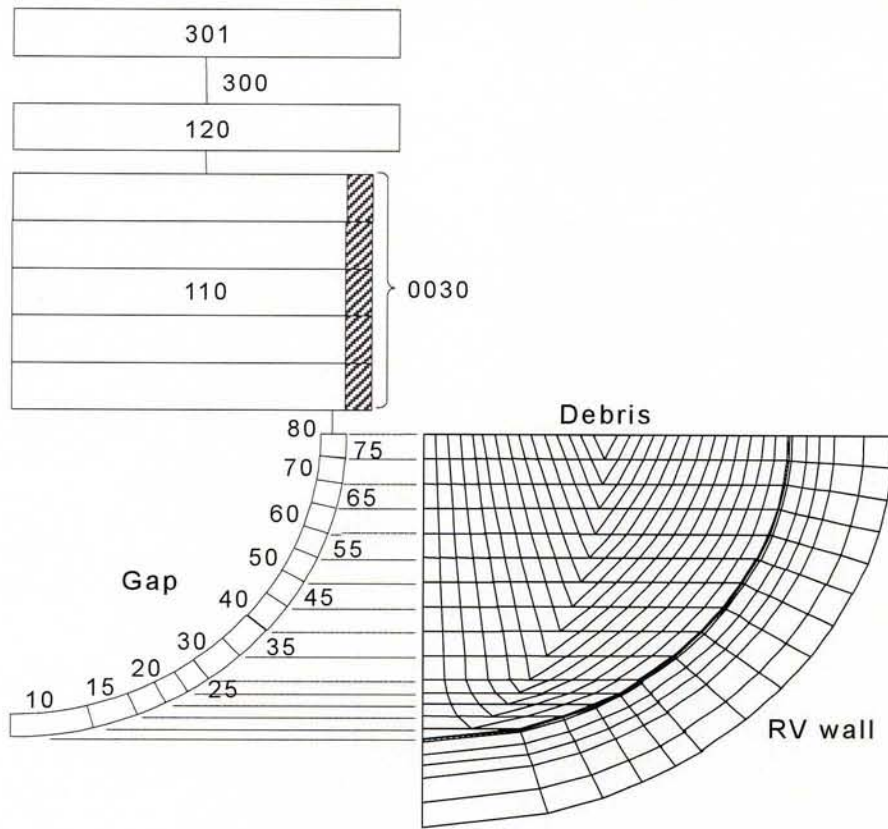


Fig. 7.1 RV lower head nodalization

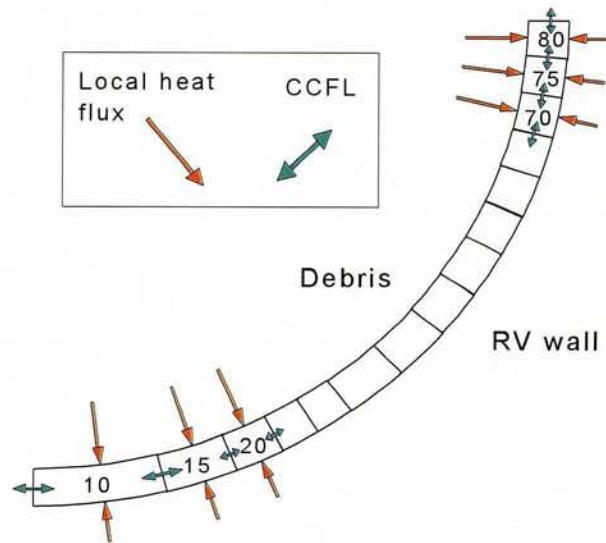


Fig. 7.2 Concept of gap in RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2

7.2 温度分布計算式

RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードは 2 次元有限要素の定常・非定常熱伝導計算を含み、線形・非線形境界条件の下で非等方性の熱物性のある面或いは軸対象の熱伝達問題を取扱える。

次式に示す 2 次元非定常熱伝導方程式を計算する。

$$(\rho C_p) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + Q \quad (7.1)$$

ここで、

$$(\rho C_p) = Po (\rho C_p)_f + (1 - Po) (\rho C_p)_s \quad (7.2)$$

$$\lambda = Po \lambda_f + (1 - Po) \lambda_s \quad (7.3)$$

Q は崩壊熱や化学反応などによる発熱量である。 Po は空隙率であり、空隙は液相（溶融デブリ）で満たされているとし、固体部分は固化デブリ（クラスト）である。デブリと容器壁ノードは同じ座標系であるが、異なる識別番号にする。デブリノードはデブリをモデル化した有限要素であり、容器ノードは容器壁をモデル化した有限要素である。デブリと容器壁の両者を含む熱伝導によって温度分布が計算される限り、デブリと容器壁の境界面は直接接触している必要があるため、ゼロ要素でモデル化する。即ち、体積が零でデブリと容器壁の境界面が重なっている要素である。ゼロ要素を介しての伝熱は次式で計算される。

$$q_i = h_{gap} (T_D - T_V) \quad (7.4)$$

$$h_{gap} = h_{rad} + \lambda_{gap} / \delta \quad (7.5)$$

ここで、放射熱伝達とギャップにおける水蒸気の熱伝導を考慮している。式 (7.4) で求められる熱流束は容器壁に面しているデブリとデブリに面している容器壁表面の境界条件として適用される。

式 (7.4) ではギャップ中の冷却水への熱流束 ($q_{D,B} + q_{V,B}$) が考慮されていないので、式 (7.4) の q_i を式 (7.6) で置き換える。

$$q_i = h_{gap} (T_D - T_V) - \min \left\{ (q_{D,B} + q_{V,B}), \frac{M_f h_{fg}}{A_H \Delta t} \right\} \quad (7.6)$$

式 (7.6) では、デブリから容器壁への熱流束 q_i はデブリからの放熱 $h_{gap} (T_D - T_V)$ とデブリと容器壁からギャップ中の冷却水への熱流束 ($q_{D,B} + q_{V,B}$) の差に等しいと仮定している。また、冷却水への熱流束はギャップ中の冷却水量 M_f の潜熱によって制限される。式 (7.6) を用

いることにより熱伝導の式(7.1)を用いてデブリから容器壁への伝熱を妥当に計算できるが、式(7.6)は容器壁に面しているデブリ表面にも適用されるためデブリからの放熱を過小評価することになる。これはギャップ冷却がモデル化されていないためであり、計算アルゴリズムの改良が望まれる。

式(7.6)を計算するには、デブリ表面と容器壁表面から冷却水への局所熱流束の相関式と、冷却水量を計算する際の CCFL 相関式を与える必要がある。

7.3 局所熱流束と CCFL

局所熱流束の計算には沸騰熱流束の相関式を使用する。膜沸騰には Bromley⁽³⁾によるプール膜沸騰の式を適用する。

$$Nu = \frac{q_{FB}}{\Delta T_{sat}} \frac{H}{\lambda_g} = C_{FB} \left\{ \frac{g \rho_g (\rho_f - \rho_g) H^3}{\eta_g^2} \text{Pr}_g \left(\frac{h_{fg}}{Cp_g \Delta T_{sat}} + 0.5 \right) \right\}^{1/4} \quad (3.8)$$

$$C_{FB} = 0.943 \quad (3.14)$$

遷移沸騰と核沸騰には Kutateladze⁽⁴⁾によるプール核沸騰の形式を使用する。

$$Nu = \frac{q_B}{\Delta T_{sat}} \frac{L}{\lambda_f} = C \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} \nu_f} \right)^n \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^m \quad (4.1)$$

係数 C 、指数 n と m には第 4 章で導出した表 7.1 に示す値を使用した。第 5 章で述べたクエンチ実験と平行して RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードによる計算を実施したため、表 7.1 の係数と指数にはクエンチ実験の結果は反映されていないが、ALPHA 実験の解析にはほとんど影響しない。

局所沸騰熱流束と過熱度の関係を図 7.3 に示す。核沸騰熱流束の式(4.15)では低過熱度の式と高過熱度の式の最小値を使用しているのに対し、表 7.1 では過熱度 $\Delta T_{sat} \leq 16\text{K}$ で低過熱度の式を使用し $\Delta T_{sat} > 16\text{K}$ で高過熱度の式を使用しているが、図 7.3 に示すように、これらの相違はほとんどない。沸騰遷移熱流束については、式(4.1)と表 7.1 による計算値は式(4.16)と(5.10)、ならびに(5.11)の $C_{min}=0.23$ に相当し、 $C_{min}=0.131$ と大きく異なる。しかし、ALPHA 実験 IDC001⁽¹⁾での容器最高温度は図 6.1 に示したように 823K(過熱度 358K)であり、 $\Delta T_{sat} < 358\text{K}$ ではいずれの沸騰遷移条件を用いても核沸騰領域になる。なお、デブリから冷却水への沸騰熱流束については、解析範囲ではデブリ温度が高く、いずれの沸騰遷移条件を用いても膜沸騰になる。

Table 7.1 Numerical constant C , exponent numbers n and m in Eq. (4.1)

Superheat	(low) $\Delta T_{SAT} \leq 16K$	(high) $\Delta T_{SAT} > 16K$	
Boiling regime	Nucleate	Nucleate	Transition*
C	1.1	2.2	1.2×10^{14}
n	0.3	-0.1	-5.5
m	0.32	0.32	0.32
Data base	C and n from data of Fujita et al. ⁽⁵⁾ at 0.1 MPa m from data of Schmidt et al. ⁽⁶⁾ at 10 MPa	C and n from data of Henry et al. ⁽⁷⁾ Due to lack of data for m at both high superheat and high pressure, the value in the low superheat condition is applied. Additional experiments are required for some improvement.	

* Recent experiments by Koizumi et al.⁽⁸⁾ showed that the correlation for the transition boiling overestimates heat flux.

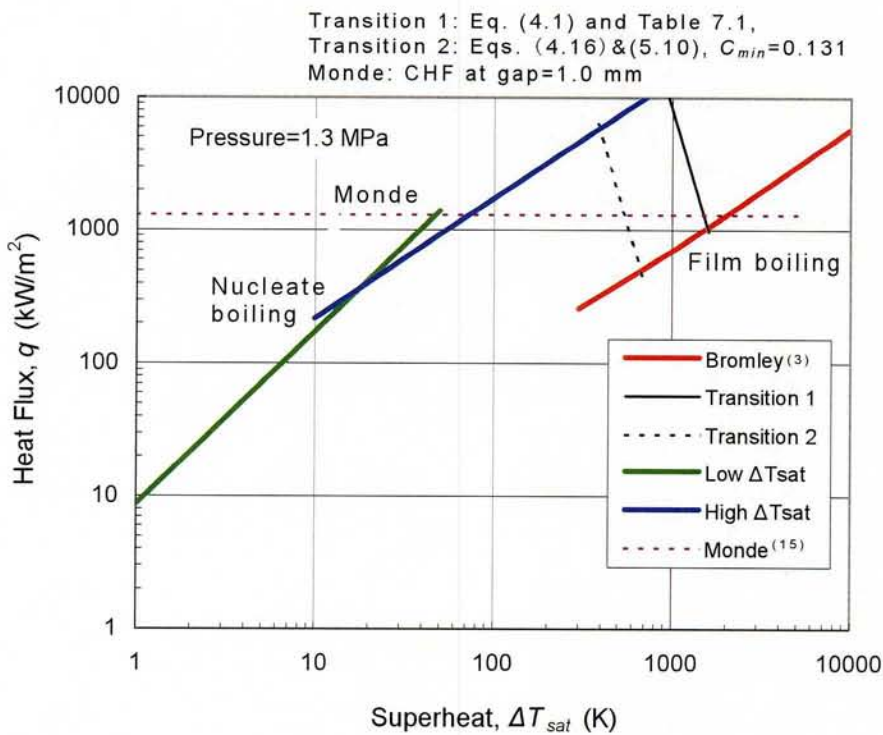


Fig. 7.3 Local boiling heat flux

RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードでは Bankoff ら⁽⁹⁾による CCFL の一般式が組み込まれており⁽¹⁰⁾、図 7.2 に示したギャップの各ジャンクションに適用される。Bankoff らの CCFL 相関式では、代表長さが水力等価直径とラプラス定数の指数関数になっており、指数の選択により、Wallis 型⁽¹¹⁾、Kutateladze 型⁽⁴⁾、或いはその混合型になる。ここでは、第 4.3 節での検討に基づいて Kutateladze 型の相関式を用いた。

$$(K_g)^{1/2} + (K_f)^{1/2} = C_K \quad (3.19)$$

実験定数 C_K には、式(4.12)と(4.13)を使用するが、CCFL 相関式を図 7.2 に示した各ジャンクションに適用することから、Tanaka ら⁽¹²⁾による傾斜角の影響を適用した。

$$C_K = 1.2(\sin\theta)^{1/4} \quad \text{for} \quad \Delta T_{SAT} \leq 16 \text{ K} \quad (7.7)$$

$$C_K = 2.1(\sin\theta)^{1/4} \quad \text{for} \quad 16 \text{ K} < \Delta T_{SAT} \quad (7.8)$$

RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードではギャップは一定値を入力する。ギャップを 1.0mm とし式 (3.19) と (7.7)、ならびに (7.8) を用いて計算したギャップ上端での限界伝熱量 (モデル-2) を、第 6 章における ALPHA 実験解析ケース-4 (ギャップ: 図 6.7、容器壁温度: 図 6.8) の場合 (モデル-1) と比較して図 7.4 に示す。モデル-2 では、モデル-1 と比較して、限界伝熱量を 100 秒以前は過大評価、100 秒以降は過小評価する。

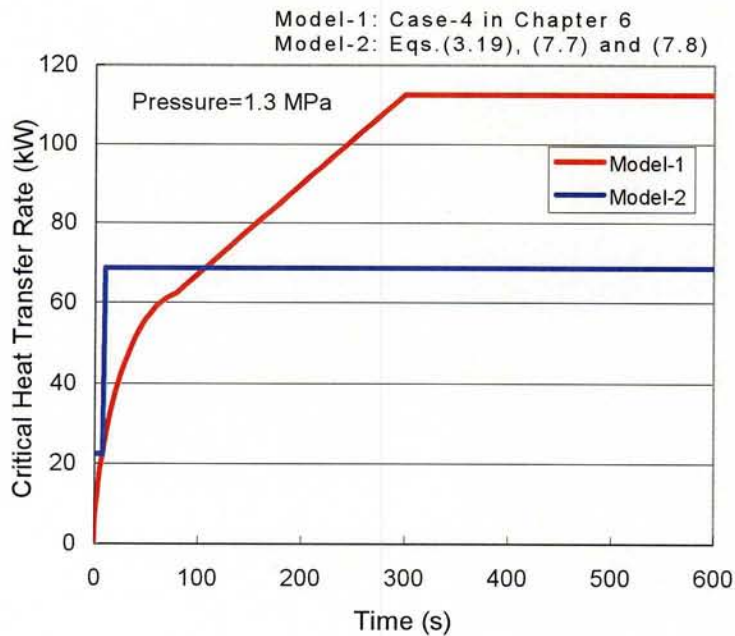


Fig. 7.4 Critical heat transfer rate at the top of the gap

7.4 既存相関式の適用

これまでのシビアアクシデント解析^{(13),(14)}では、デブリ表面からギャップ内の冷却水への熱流束計算に準定常加熱実験に基づく CHF 相関式が使用されており、狭隘流路での CHF 実験が限定されていたことから上下を開放した自然循環条件での実験に基づく Monde ら⁽¹⁵⁾の CHF 相関式が広く使用されている。

$$q_{H,C} = \frac{0.16}{1 + 6.7 \times 10^{-4} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.6} \left(\frac{H}{\delta} \right)} \rho_g h_{fg} \left\{ \frac{\sigma g (\rho_f - \rho_g)}{\rho_g^2} \right\}^{1/4} \quad (7.9)$$

H は伝熱面の高さ、 δ はギャップ幅である。ギャップ CHF 相関式がギャップ冷却挙動に及ぼす影響を調べるため、冷却水への局所熱流束計算用として式(7.9)を RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードに取込んだ。Monde らの式は CHF 相関式であり過熱度によらず一定値になり、高過熱度では膜沸騰熱流束より低くなる(図 7.3 参照)。これは非合理的であるため、Monde らの式が膜沸騰熱流束より低くなる範囲ではプール膜沸騰の式(3.8)と(3.14)を用いて冷却水への局所熱流束を計算する。

CCFL 相関式には式(7.9)を変形して使用する。Kutateladze 型 CCFL 相関式(3.19)に基づく式(4.11)による平均熱流束と式(7.9)による限界熱流束が等しいと置いて導出される次式より CCFL 定数を求める。

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{C_K}{1 + (\rho_g/\rho_f)^{1/4}} \right\}^2 \rho_g h_{fg} \left\{ \frac{g \sigma (\rho_f - \rho_g)}{\rho_g^2} \right\}^{1/4} \frac{A_{CS}}{A_H} \\ = \frac{0.16}{1 + 6.7 \times 10^{-4} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.6} \left(\frac{H}{\delta} \right)} \rho_g h_{fg} \left\{ \frac{g \sigma (\rho_f - \rho_g)}{\rho_g^2} \right\}^{1/4} \end{aligned} \quad (7.10)$$

Monde らの実験では、伝熱面高さギャップ幅の比(H/δ)は伝熱面積と流路断面積の比に等しい。

$$\frac{H}{\delta} = \frac{A_H}{A_{CS}} \quad (7.11)$$

次式を用いて式(7.10)を簡略化する。

$$6.7 \times 10^{-4} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.6} \left(\frac{H}{\delta} \right) \gg 1 \quad (7.12)$$

式(7.12)を高圧条件で使用すると誤差が大きくなるため注意が必要である。式(7.10)～

(7.12)より次の CCFL 定数が求まる。

$$C_k = 15.5 \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{0.3} \left(1 + \sqrt[4]{\frac{\rho_g}{\rho_f}} \right) \quad (7.13)$$

既存相関式による CCFL 計算では、式 (7.7) と (7.8) を式 (7.13) に変更する。Monde らの相関式は、図 4.8 に示したように高圧条件では CHF を過大評価する。したがって、Monde らの式を CCFL 相関式に適用すると、冷却水流入量を過大評価する。

7.5 ALPHA 実験解析による検証

RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 に組込んだ新たに開発した狭隘流路での伝熱モデルを検証するため、日本原子力研究所で行われた ALPHA 実験⁽¹⁾ (容器内デブリ冷却実験) の解析を行った。この実験では、熔融アルミナが実験容器下部の 0.3m 深さの水中に注がれた。実験中、実験容器を内蔵する格納容器は 1.3MPa に加圧されており、ほぼ飽和状態の水が使用された。アルミと酸化鉄によるテルミット反応で加熱、熔融されたアルミナが直径約 0.5m のステンレス鋼で内張りした炭素鋼容器に注がれた。IDC001 テストでは、約 30kg の熔融アルミナが初期温度 445K の水中に投入された。

RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードによる ALPHA 実験解析では、図 7.1 に示すように要素分割した。デブリ上面から冷却水への熱流束の計算には、RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードに組み込まれている放射伝熱と Berenson のプール膜沸騰⁽¹⁶⁾を使用した。試験容器の外表面は保温材が設置されているため断熱条件とした。実験終了後の超音波法によるギャップ測定値⁽¹⁾は 1.0~2.0mm であったが、実験中のギャップ幅は不明であるため、本解析では 1.0mm と仮定した。この場合、図 7.4 に示したように、ギャップ上端での冷却水流入量(限界伝熱量)を 100 秒以前は過大評価し 100 秒以降は過小評価することになるが、ほぼ平均値になる。

ALPHA 実験 IDC001 では、図 6.1 に示したように、最高温度は下部容器中心軸上の TV3 温度計で計測された。IDC001 における熱電対 TV3 による測定値と計算値の比較を図 7.5 に示す。RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードの制約からギャップを 1.0mm で一定としているため、図 7.4 に示したように、ギャップへの冷却水流入量と限界伝熱量を 100 秒までは過大評価し、100 秒以降は過小評価する。このため、計算による容器壁温度の上昇は測定値より遅れている。しかし、本伝熱モデルによる最高温度の計算値は 841K であり、測定値 823K と良い一致を示す。一方、Monde らの相関式を使用した既存モデルでは約

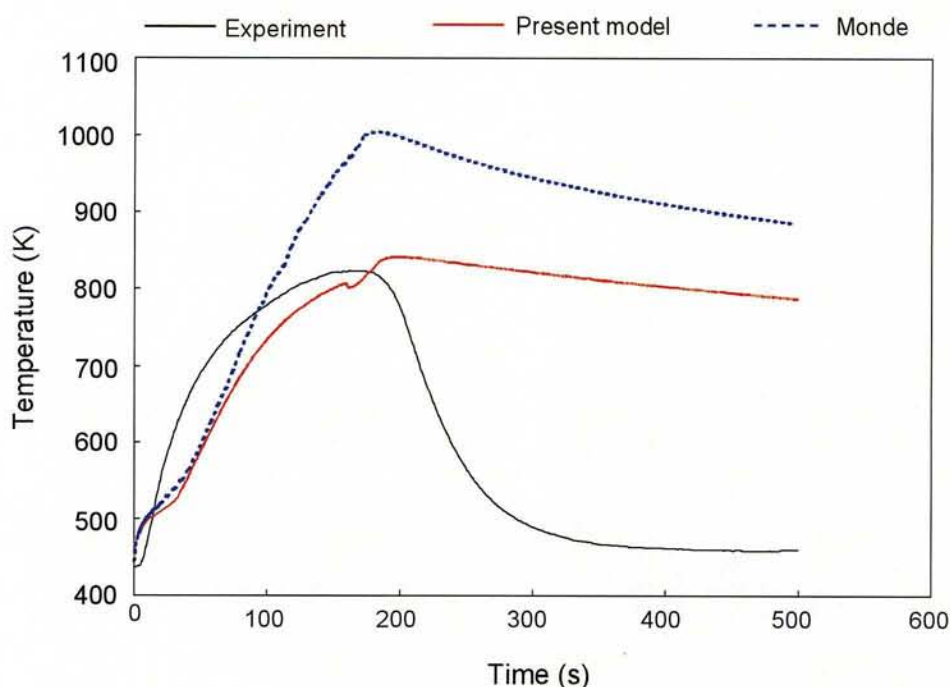


Fig. 7.5 ALPHA/IDC001 RV wall temperature

1000K という高めの計算結果を与える。Mondeらの相関式を用いると、ギャップ上端での冷却水流入量と限界伝熱量を過大評価するにもかかわらず容器壁温度が高くなっている。これは、容器底部では沸騰熱流束の影響が大きく、図 7.3 に示したように核沸騰領域の熱流束を過小評価することによると考えられる。既存モデルでは伝熱面平均の限界熱流束しか取り扱われていないのに対し、本伝熱モデルでは CCFL によるギャップへの冷却水流入制限と局所沸騰熱流束を考慮しており、測定値とよく一致する容器壁の最高温度を計算できる。しかし、ピーク温度に達した後の冷却過程では容器壁温度低下の計算値は実験データよりかなり小さい。RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードでは熱伝導方程式 (7.1) を解くため、デブリと容器壁の境界面での熱流束を適切な式 (7.6) で計算すれば容器壁の加熱過程を計算できるが、ギャップ内冷却水への伝熱による容器壁の冷却は計算できない。容器壁の冷却過程では、デブリへの伝熱とデブリ上面からプール水への放熱のみが計算されるため、温度低下率は極めて小さい。デブリ表面での熱流束と容器壁内面での熱流束を個別に与えるなど、計算アルゴリズムの改良が必要である。

本伝熱モデルを用いた RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードでのデブリ温度の計算値を測定値と比較して図 7.6 に示す。デブリ温度の計算値と測定値はデブリ中心での値を示す。

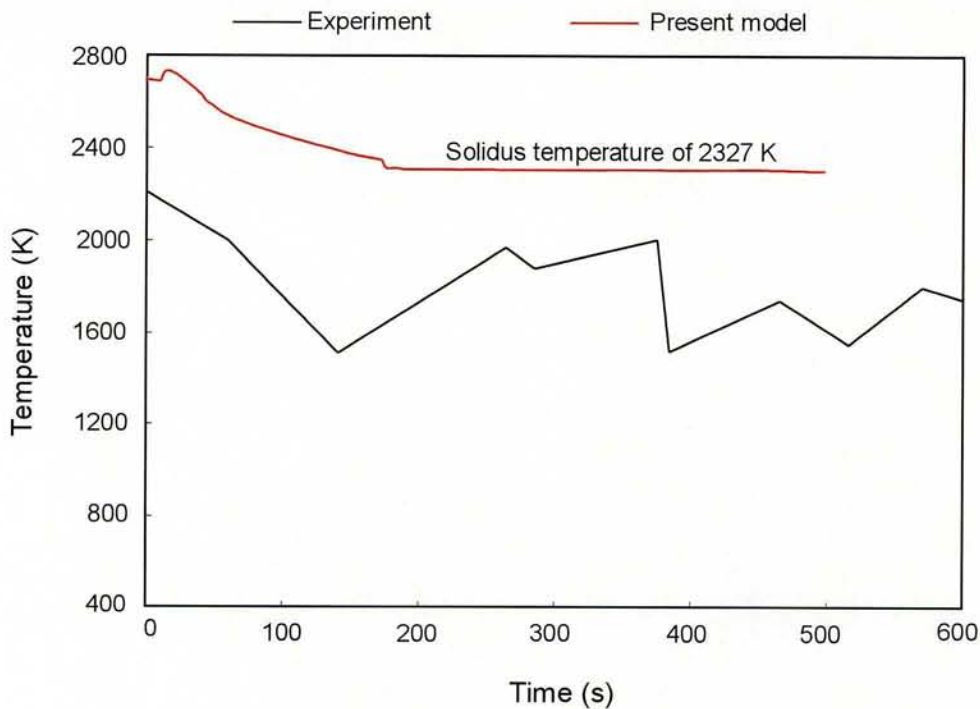


Fig. 7.6 ALPHA/IDC001 debris temperature

計算ではテルミット反応直後の温度 2700K を初期値にしているが、測定値より約 500K 高い。実験後の固化デブリは一個の塊であることが確認されており、容器底部に落下した時には溶融していたと考えられるにもかかわらず、初期の測定値が固化温度 2327K より低いのは非合理的である。図 6.2 に示したようにデブリ温度測定値は 600 秒以降の 1500K 以下では合理的な温度低下になっているが、1500K 以上の高温では正しく検出されていないものと考えられる。

この種の実験では、高温に対する測定精度の他に、デブリが容器底部の冷却水中を落下する際の放熱量、デブリの固化により形成されるギャップの形状と不均一性など、多くの不確定要因があることから、計算値と測定値の比較評価には注意が必要である。

7.6 結言

第 3 章と第 4 章で開発した伝熱モデルを機構論的シビアアクシデント解析コード RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 に組み込み、日本原子力研究所で実施された ALPHA 実験の解析を行った。本伝熱モデルでは、局所沸騰熱流束をデブリ外表面と RV 壁内表面に適用し、ギャップの各ジャンクションに CCFL 相関式を適用して冷却水の流入量を評価した。

容器壁のピーク温度の計算値は 841K であり、測定値 823K とよく一致し、本伝熱モデル

は狭隘流路におけるデブリ冷却と容器壁加熱の挙動解析に有効である。

本研究で開発したギャップ伝熱モデルは、RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードに組み込まれ、国際協力プログラム SDTP (SCDAP Development and Training Program)への参加機関に提供されている。

第7章 参考資料

- (1) Maruyama, Y., Yamano, N., Moriyama, K., Park, H. S., Kudo, T., Yang, Y. and Sugimoto, J., Experimental Study on In-vessel Debris Coolability in ALPHA Program, Nuclear Engineering and Design, 187 (1999), 241-254.
- (2) The SCDAP/RELAP5 Development Team, SCDAP/RELAP5/MOD3.2 Code Manual, NUREG/CR-6150 Rev.1, INEL-96/0422, (1997-10), Idaho National Engineering and Environmental Laboratory.
- (3) Bromley, L. A., Heat Transfer in Stable Film Boiling, Chemical Engineering Progress, 46-5 (1950), 221-227.
- (4) Kutateladze, S. S., US AEC Rep., AEC-tr-3770, (1952) (伝熱工学資料、第4版より).
- (5) Fujita, Y., Ohta, H., Uchida, S. and Nishikawa, K., Nucleate Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in Narrow Space between Rectangular Surfaces, Int. J. Heat Mass Transfer, 31-2 (1988), 229-239.
- (6) Schmidt, H., Köhler, W., Herbst, O. and Krätzer, W., Experiments on Heat Removal in a Gap between Debris Crust and RV Wall, Proc. 1st European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting, (1998-6).
- (7) Henry, R. E. and Hammersley, R. J., Quenching of Metal Surfaces in a Narrow Annular Gap, Proc. 5th Int. Conf. on Simulation Methods in Nuclear Engineering, (1996).
- (8) 小泉安郎・新井学・大竹浩靖・村瀬道雄・長江尚史, 狭隘環状流路内対向流リウエッティングの研究(流体に水を用いた場合), 日本原子力学会「2002年秋の大会」, (2002-9), L37.
- (9) Bankoff, S. G., Tankin, R. S., Yuen, M. C. and Hsieh, C. L., Countercurrent Flow of Air/Water and Steam/Water through a Horizontal Perforated Plate, Int. J. Heat Mass Transfer, 24-8 (1981), 1381-1395.
- (10) Riemke, R. A., Countercurrent Flow Limitation Model for RELAP5/MOD3, Nuclear Technology, 93 (1991), 166-173.
- (11) Wallis, G. B., One-dimensional Two-phase Flow, (1969), McGraw-Hill.

- (12) Tanaka, F., Mishima, K., Kohriyama, T. and Okano, Y., Orientation Effects on Critical Heat Flux due to Flooding in Thin Rectangular Channel, Journal of Nuclear Science and Technology, 39-7 (2002-7), 736-742.
- (13) Henry, R. E., Paik, C. Y. and Plys, M. G., MAAP4 – Modular Accident Analysis Program for LWR Power Plants, (1994), Fauske & Associates, Inc.
- (14) Ujita, H. and Hidaka, M., Model Verification of the Debris Coolability Analysis Module in the Severe Accident Analysis Code ‘SAMPSON’, Journal of Nuclear Science and Technology, 38-4 (2001), 229-241.
- (15) Monde, M., Kusuda, H. and Uehara, H., Critical Heat Flux during Natural Convective Boiling in Vertical Rectangular Channels Submerged in Saturated Liquid, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 104 (1982), 300-303.
- (16) Berenson, P. J., Transactions of the ASME, Ser. C, 83-3, (1961), 351 (伝熱工学資料、第4版より).

第 8 章 MAAP への適用と TMI-2 解析

ここでは、開発した伝熱モデルを米国電力研究所(EPRI)の元に開発された MAAP コード⁽¹⁾に適用し、TMI-2 事故解析を行い、TMI-2 事故評価⁽²⁾で推定された RV 内壁温度の再現を行う。

8.1 MAAP の伝熱モデル

MAAP コード⁽¹⁾は、軽水炉 (PWR、BWR) のシビアアクシデント解析を目的に開発されたものであり、シビアアクシデント時の原子炉容器・1 次系・格納容器での熱流体挙動と核分裂生成物 (FP) の移行を計算する。複雑な構造や系統を対象として制御系を含めたプラント挙動を比較的短い時間で計算することを目的としていることから、適用対象と計算領域の区分を特定している。したがって、適用対象の汎用性は低く ALPHA 実験⁽³⁾などの解析には適していない。

MAAP コードでは、図 8.1 に示すように、RV 底部でのデブリを下部クラスト・デブリプール・上部クラスト・金属層・粒子層に分割し、相互での伝熱、構造物への伝熱、冷却材への伝熱を考慮している。RV 壁では高さ方向と厚さ方向の 2 次元熱伝導と熱応力、ならびに熱クリープを計算し、RV 壁に対面する下部クラストは複数の領域に分割して計算するが、デブリプール、上部クラスト、金属層、粒子層は質点系として扱う。上部・下部クラストとデブリプール間の伝熱はプールの自然対流伝熱で計算する。上部クラストと金属層は接触伝熱、金属層から冷却材へは放射と沸騰伝熱が考慮されているが、上方に粒子層が存在する場合には金属層と冷却材の接触割合を用いて熱流束を計算する。下部クラストでは、デブリプ

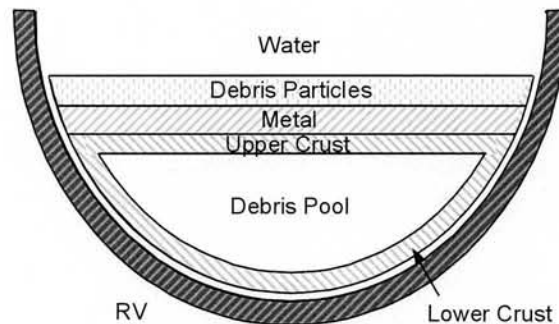


Fig. 8.1 Debris bed arrangement in lower plenum

ール側の自然対流伝熱と外表面からの放熱を境界条件として、崩壊熱による体積発熱があるため 2 次関数の温度分布を仮定してクラスト内の温度分布を計算する。下部クラストから RV 壁への伝熱量は、下部クラストからの放熱量とギャップ内の冷却水への伝熱量の差として計算する。

TMI-2 事故において、炉心溶融物は下部プレナムに落下し、RV 壁を直径約 1m の範囲に亘って 1373K にした⁽²⁾。この温度に到達後、RV 壁は 10~100K/min で冷却されている。この冷却のメカニズムの一つとして、高温に達したときに RV 壁が僅かにクリープしたことが考えられる。この冷却過程を表すモデルは以下の通りである。

MAAP コードにはクリープ破断モデルが組み込まれており、内圧と熱応力による各時間における RV 材料の累積クリープ損傷率を計算する。そこで、クリープ歪が累積損傷率に比例すると仮定して RV 壁と炉心デブリ間のギャップ δ_{gap} を計算する。

$$\delta_{gap} = R_V \varepsilon_f f_{gap} + \delta_{gap,0} \quad (8.1)$$

ここに、 R_V は RV 容器の半径、 ε_f はクリープ破断時の歪、 f_{gap} はクリープによる部分的損傷率、 $\delta_{gap,0}$ は初期ギャップである。

ギャップが形成されると、水が流入し、ギャップでの沸騰により熱が除去される。Monde ら⁽⁴⁾ は狭隘流路における限界熱流束を実験で求めている。ギャップ水に対する最大熱流束 q_H は次式で与えられている。

$$q_H = C \rho_g h_{fg} \left\{ \frac{\sigma g (\rho_f - \rho_g)}{\rho_g^2} \right\}^{1/4} \quad (8.2)$$

ここに、 ρ_f と ρ_g は飽和水と飽和蒸気の密度、 h_{fg} は蒸発潜熱、 g は重力加速度、 σ は水の表面張力である。定数 C は次式で与えられる。

$$C = \frac{0.16}{1 + 6.7 \times 10^{-4} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.6} \left(\frac{\ell}{\delta} \right)} \quad (8.3)$$

ここで、 δ はギャップ幅、 ℓ はギャップ長である。ギャップ水への限界伝熱量は次式で計算する。

$$Q_H = q_H A_H \quad (8.4)$$

A_H は伝熱面積である。下部クラストからの放熱量 Q_{LC} と式 (8.1) ~ (8.4) で計算されるギャッ

プ水への伝熱量 Q_H との差が RV 壁に伝熱される。

$$Q_V = Q_{LC} - Q_H \quad (8.5)$$

下部クラストからの放熱量がギャップ水への伝熱量より大きい場合には RV 壁は加熱される。RV 壁温度が高くなってクリープ歪が大きくなり、ギャップ幅が拡大してギャップ水への伝熱量が下部クラストからの放熱量より大きくなると RV 壁は冷却される。Monde らによる限界熱流束の相関式 (8.2) と (8.3) は上端と下端が開放された自然循環条件での実験に基づいており、下端が閉塞されたデブリ冷却に適用するのは妥当でない。また、大気圧で流体の種類を変更することにより気液密度比の影響を評価したものであり、図 4.8 に示したように高圧の蒸気・水系には適用できない。さらに、沸騰熱流束については考慮されていない。

8.2 熱流束計算式の改良

MAAP コードのギャップ伝熱モデルでは、デブリ冷却への適用は妥当でない Monde らによる限界熱流束の相関式 (8.2) と (8.3) が使用されており、沸騰熱流束が考慮されていないことから、これらの伝熱モデルを改良した。

ギャップ水への最大熱流束は CCFL による平均熱流束を使用する。

$$q_H = C_e \rho_g h_{fg} \left\{ \frac{g \sigma (\rho_f - \rho_g)}{\rho_g^2} \right\}^{1/4} \frac{A_{cs}}{A_H} \quad (8.6)$$

$$C_e = \left\{ \frac{C_K (\sin \theta)^{1/4}}{1 + (\rho_g / \rho_f)^{1/4}} \right\}^2 \quad (8.7)$$

$$C_K = 2.1 \quad (8.8)$$

$$\frac{A_{cs}}{A_H} = \frac{\delta \sin \theta}{R_V (1 - \cos \theta)} \quad (8.9)$$

C_K は Kutateladze 型 CCFL 相関式の定数、 θ は図 8.2 に示すようにデブリ上面外周端と鉛直線との角度である。 A_{cs} はギャップ上端での流路面積、 A_H は伝熱面積である。複数の領域に分割して計算する場合には、式 (8.6) ~ (8.9) を各領域における上端での容器半径とギャップ流路面積および伝熱面積を用いて計算する。式 (8.6) ~ (8.9) はギャップ水への限界伝熱量であり、下部クラストからギャップ水への熱流束 $q_{LC,B}$ と RV 壁からギャップ水への熱流束 $q_{V,B}$ は沸騰様式によっては沸騰熱流束により制限される。沸騰熱流束は沸騰様式ごとに計算する。

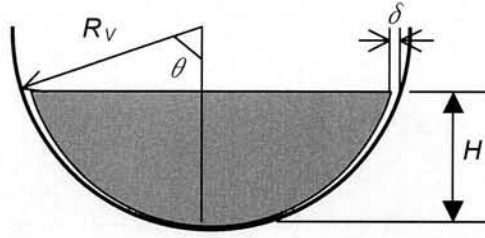


Fig. 8.2 Configuration of gap cooling model

[膜沸騰] Bromley⁽⁵⁾による次式(プール膜沸騰)を使用する。

$$\frac{q_{FB}H}{\lambda_g \Delta T_{sat}} = 0.943 \left[\frac{g \rho_g (\rho_f - \rho_g) H^3}{\eta_g^2} \text{Pr}_g \left(\frac{h_{fg}}{Cp_g \Delta T_{sat}} + 0.5 \right) \right]^{1/4} \quad (8.10)$$

[遷移沸騰] Kutateladze⁽⁶⁾のプール核沸騰の式で係数と指数を変更する。

$$\frac{q_{TB}L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = C \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} \nu_f} \right)^m \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^n \quad (8.11)$$

$$C = 1.2 \times 10^{14}, \quad m = -5.5, \quad n = 0.32 \quad (8.12)$$

$$L_L = \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)} \right\}^{1/2} \quad (8.13)$$

[核沸騰] 式(8.11)と(8.12)で係数と指数を変更する。

$$\frac{q_{NB}L_L}{\lambda_f \Delta T_{sat}} = C \left(\frac{\lambda_f \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg} \nu_f} \right)^m \left(\frac{PL_L}{\sigma} \right)^n \quad (8.14)$$

$$C = 2.2, \quad m = -0.1, \quad n = 0.32 \quad (8.15)$$

各沸騰様式の境界は熱流束の最大・最小で計算する。

$$q_B = \max \{ \min (q_{NB}, q_{TB}), q_{FB} \} \quad (8.16)$$

下部クラストからギャップ水への沸騰伝熱量 $q_{LC,BA_{LC}}$ と RV 壁からギャップ水への沸騰伝熱量 q_{V,BA_V} の和が限界伝熱量 q_{HAH} より大きい場合には式(8.5)により RV 壁の伝熱計算を行い、和が限界伝熱量より小さい場合には沸騰伝熱量を用いて RV 壁の伝熱計算を行う。

8.3 解析対象と解析条件

改良を加えた狭隘流路伝熱モデルの検証のため、TMI-2 事故解析を行うが解析対象となる TMI-2 プラントの主な仕様^{(2),(7)}を表 8.1 に示す。

TMI-2 号機は Babcock & Wilcox 社製の加圧水型軽水炉で、炉心は 177 体の燃料集合体で構成され、ウラン量は 82 トンである。原子炉 1 次冷却系は原子炉容器と 2 台の縦型貫流蒸気発生器と 4 台の冷却材ポンプ、加圧器、ならびに主冷却材配管からなり、2772MWt の熱出力を出す。

TMI-2 事故時のプラント運転データ⁽²⁾を図 8.3～8.5 に示す。事故は、蒸気発生器への給水量低下が発端となり、1 次冷却材の膨張、1 次系圧力の上昇、そして、圧力が 15.7MPa に達すると、加圧器逃がし弁開、圧力が 16.3MPa に達すると原子炉の自動停止へと進展した。自動停止後、加圧器逃がし弁の閉動作失敗により、小破断冷却材喪失事故 (SB-LOCA) の状況となり、1 次系圧力は低下し続けた。しかしながら、1 次冷却材ポンプが全台停止する 100 分までは炉心は冠水状態であった。最初の炉心露出は 114 分から 120 分の頃と推定される。140 分頃に運転員が冷却材流出と放射性物質の放出を抑制するために加圧器逃し弁元弁を閉止した。150 分から 174 分の間に炉心が崩壊し、174 分までに炉心中央部の流路が完全閉塞されたと推定される。174 分に 2B 冷却材ポンプを約 19 分間起動し、1 次冷却材圧力の回復が行われた。また、200 分から 17 分間、高圧注水系が運転された。224 分から 226 分の間に炉心崩壊物が下部プレナムに移行した。320 分から 480 分の間、加圧器逃し弁元弁の開閉が行なわれた。15.5 時間後に A ループ冷却材ポンプ 1 台の連続運転が可能となり、原子炉からの熱除去が確立し、事故が収束した。

Table 8.1 TMI-2 design data

Reactor type / Design heat output	PWR / 2772MWt
Reactor size (height/diameter/thickness)	12.4m / 4.3m / 214mm
Core size (height/diameter)	3.66m / 3.27m
Loading fuel weight	82ton-U
Fuel assemblies in core	177
Vessel coolant temperature (inlet/outlet)	565K / 593K
Core operating pressure	15MPa

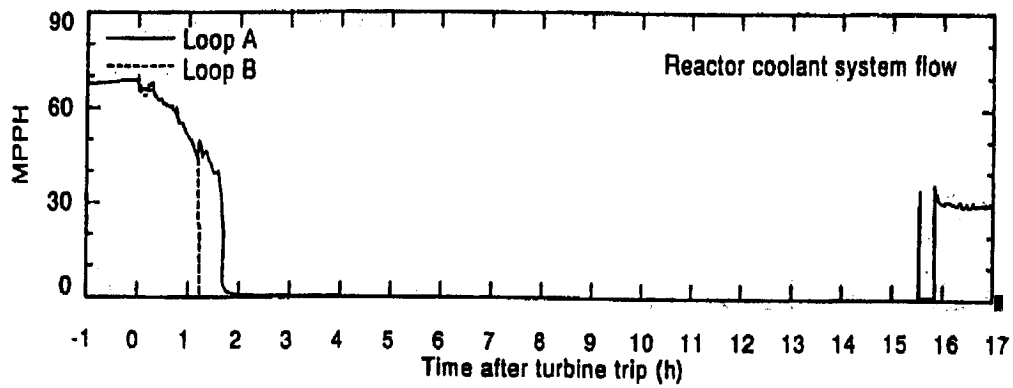


Fig. 8.3 Reactor coolant system flow during the accident⁽²⁾

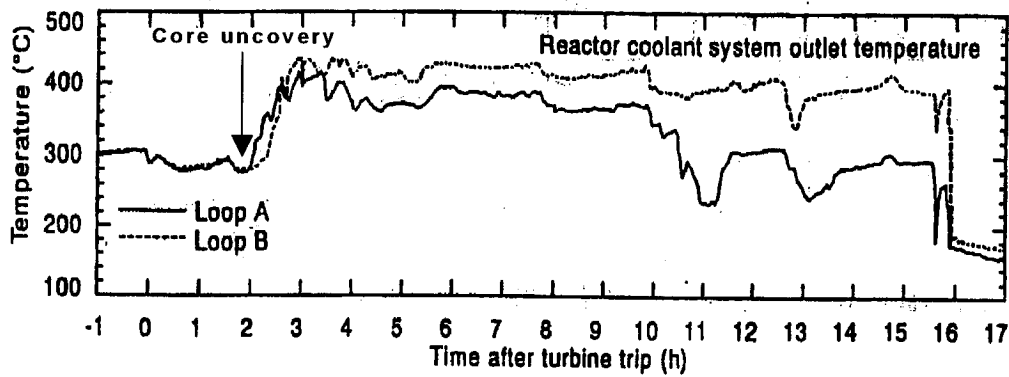


Fig. 8.4 Reactor coolant system outlet temperature during the accident⁽²⁾

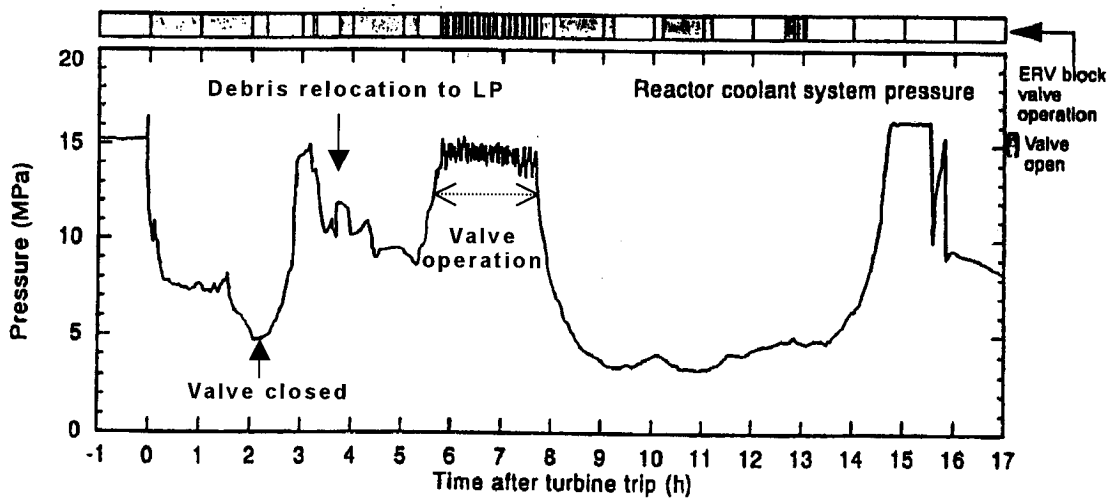


Fig. 8.5 Reactor coolant system pressure⁽²⁾

容器下部材のサンプル分析から推定された温度分布⁽²⁾を図 8.6 に示す。採取試料の硬度測定から、試料 E-6、E-8、F-10、G-8 は最高温度が 1103K を越えたことが示された。また、マイクロ組織観察で母材と肉盛溶接境界における羽毛状炭化物組織の消失、オーステナイト粒の成長、セメンタイトの欠乏した微小フェライト粒の消失、ならびに肉盛溶接部における δ フェライトの球状化が確認された。そして、熱履歴に係る標準試験材との比較から試料 E-6 と E-8 は約 30 分間 1348~1373K に維持され、試料 F-10 と G8 は約 30 分間 1313~1333K に維持されたと推定された。

MAAP コード⁽¹⁾による TMI-2 事故解析では、原子炉容器内の挙動に着目し、標準データを使用してマニュアルに記載されている解析結果と比較して今回の解析の妥当性を確認した。標準データでは TMI-2 プラントの RV・炉内構造・炉心の仕様が入力されている。容器下部壁は高さ方向に 5 分割、半径方向に 5 分割し、2 次元の非定常熱伝導計算を行う。炉心溶融物は、上方より粒子層・金属層・酸化物領域に分割され、酸化物領域は中央のデブリプール・上部クラスト・下部クラストに区分される。下部クラストは容器下部のノード分割に対応するように複数のノードに分割して計算される。粒子層の割合、金属層の量の計算には標準データを使用する。

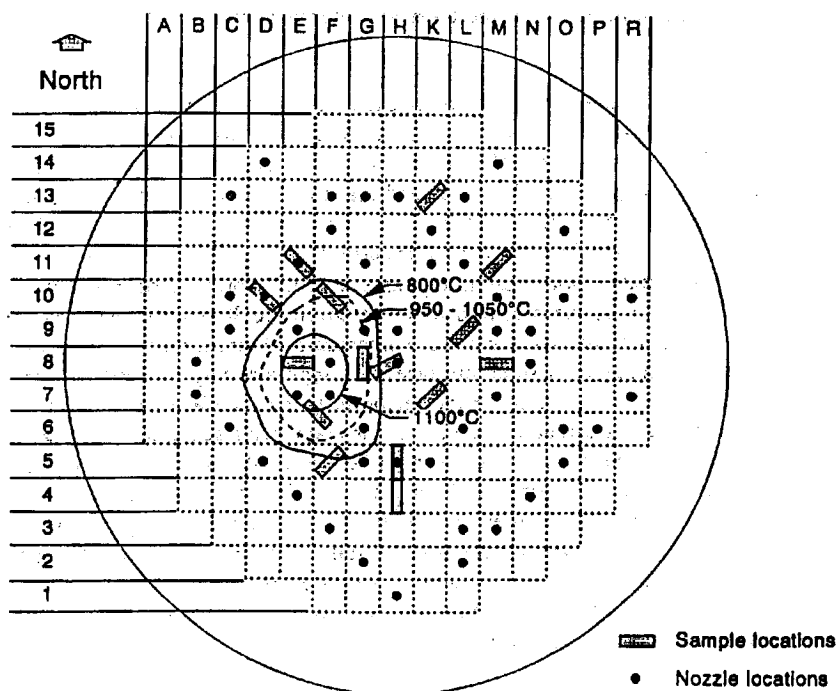


Fig. 8.6 Thermal contour map of peak temperature⁽²⁾

解析では、定格運転状態を確立した後に、蒸気発生器への給水流量を減少させ、1次系圧力の上昇、圧力が15.7MPaに達すると加圧器逃がし弁開、圧力が16.3MPaに達すると原子炉の自動停止を計算する。原子炉の自動停止後72分にBループの1次冷却材ポンプを停止し、100分にAループの1次冷却材ポンプを停止する。140分に加圧器逃がし弁元弁を閉止する。給水流量の減少、加圧器逃がし弁開の設定値、原子炉自動停止圧力、1次冷却材ポンプ停止、加圧器逃がし弁元弁閉止、1次冷却材ポンプの再起動、高圧注水系の運転は入力条件である。

8.4 解析結果

MAAPコードによるTMI-2事故解析の結果を図8.7～8.9に示す。原子炉停止から①冷却材ポンプ停止、②炉心露出、③加圧器逃がし弁元弁の閉止までの1次系圧力の変化は測定値(図8.4)とよく一致している。③加圧器逃がし弁元弁の閉止により1次系圧力が上昇している。TMI-2事故では174分から約19分間の2B冷却材ポンプの運転や200分から17分間の高圧注水系の運転により1次冷却材圧力が低下したが、MAAP解析では圧力上昇率が緩和されているものの圧力上昇が継続されている。炉心や炉内構造物から冷却材へので伝熱量と蒸気発生量・発生水素による伝熱劣化と蒸気発生器での除熱量などが1次冷却材圧力に影響するため、圧力変化の相違の原因を特定することは困難である。TMI-2事故では炉心崩壊物の下部プレナム移行による圧力上昇は約2MPaであるが、MAAP解析では約4MPa上昇して加圧器逃がし弁が作動して高圧状態で維持されている。したがって、TMI-2事故での加圧器逃がし弁元弁の開閉操作による高圧維持より約2時間早く高圧状態になっている。これは高温の炉心崩壊物が下部プレナムに移行する際に多量の蒸気を発生して1次冷却材圧力が急上昇したことによる。Mondeの式を用いた従来モデルと本研究による伝熱モデルとで1次冷却材圧力変化の相違はない。

容器下部への炉心溶融物落下量の計算値は図8.8に示すように約 $20 \times 10^3 \text{ kg}$ であり、TMI-2事故での推定値約 $19 \times 10^3 \text{ kg}$ とよく一致している。炉心溶融物が容器下部に落下すると、デブリからの伝熱により容器下部壁の温度が図8.9に示すように急上昇する。図8.9には容器下部壁温度の計算値が最も高い底部を示す。容器下部壁の温度上昇過程と最高温度はデブリから容器下部壁への伝熱量に支配されるため、従来モデルと本伝熱モデルとで顕著な相違はなく、TMI-2事故評価における原子炉容器下部壁のホットスポットでの推定最高温度1373Kに対し、5領域ノード分割したノード平均温度の計算値は約

1223Kとなり、概ね一致した。容器下部壁の冷却過程においては、本伝熱モデルでは局所沸騰伝熱を適用していることから熱流束が高く、温度低下率が従来モデルより大きくなっている。容器下部壁の温度低下率の計算値は従来モデルで32K/min、本伝熱モデルで88K/minであり、いずれも TMI-2 事故での推定値 10~100K/min の範囲内である。したがって、従来モデルでは自然循環条件での限界熱流束の実験式を使用しているのに対し、本研究では準定常加熱実験だけでなく最近のクエンチ実験による知見を反映しており、物理モデルとしてはより妥当であると考えられる。

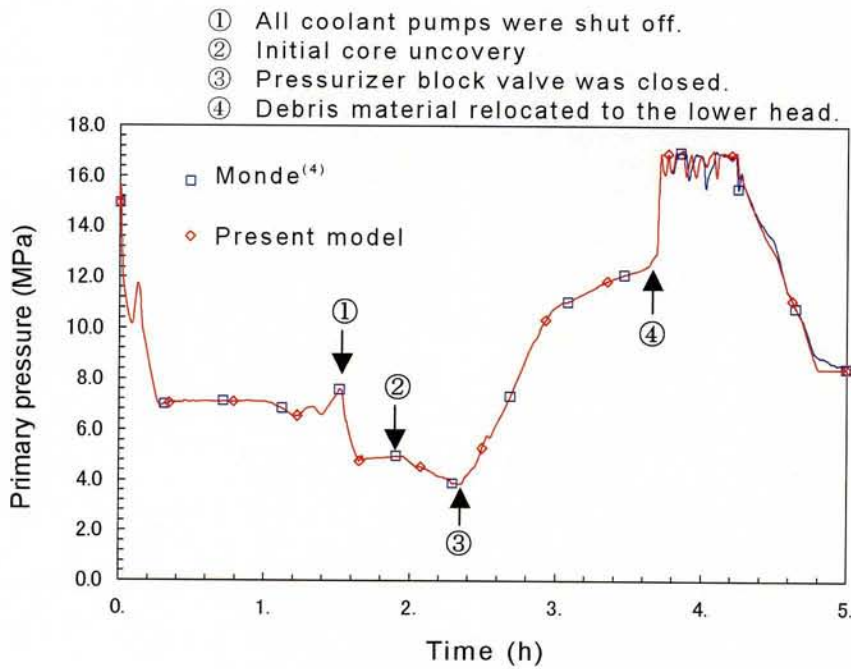


Fig. 8.7 Reactor coolant system pressure by MAAP

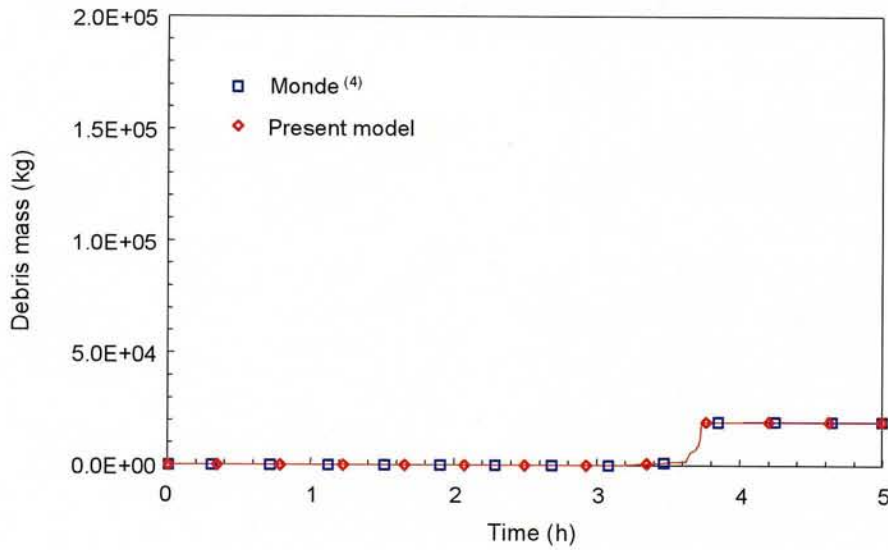


Fig. 8.8 Debris mass in the lower head by MAAP

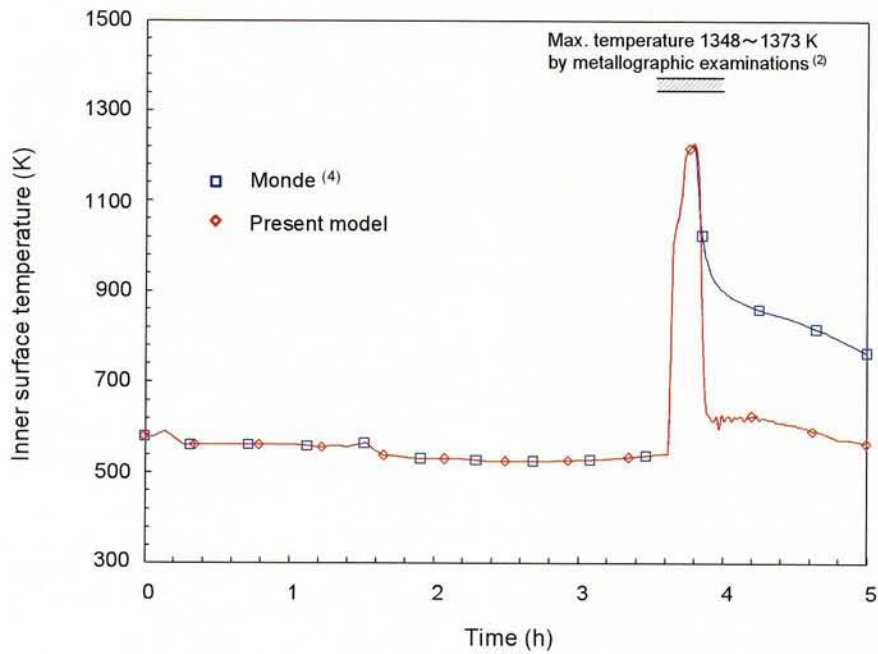


Fig. 8.9 RV Wall temperature by MAAP

8.5 結言

これまでに開発した伝熱モデルをシビアアクシデント解析コード MAAP に適用して TMI-2 事故解析を行い、TMI-2 事故評価で推定された RV 内壁温度の再現性について検討した。改良した伝熱モデルでは、下部クラストと容器下部壁との間のギャップに侵入する冷却水の蒸発潜熱による限界伝熱量の計算式に CCFL 相関式を適用し、計算ノードごとの局所

熱流束に沸騰熱流束の相関式を適用した。

従来モデルと本伝熱モデルとで1次冷却材圧力変化、および炉心溶融物の容器下部への移行量の相違はない。容器下部壁の温度上昇過程と最高温度はデブリから容器下部壁への伝熱量に支配されるため、TMI-2事故解析では従来モデルと本伝熱モデルとで顕著な相違はなく、TMI-2事故評価における原子炉容器下部壁のホットスポットでの推定最高温度1373Kに対し、5領域ノード分割したノード平均温度の計算値は約1223Kとなり、概ね一致した。

容器下部壁の冷却過程においては、本伝熱モデルでは局所沸騰伝熱を適用していることから熱流束が高く、温度低下率は従来モデルの32K/minに比して、88K/minと大きくなるが、いずれもTMI-2事故での推定値10~100K/minの範囲内であった。

第 8 章 参考資料

- (1) Henry, R. E., Paik, C. Y. and Plys, M. G., MAAP4 – Modular Accident Analysis Program for LWR Power Plants, (1994), Fauske & Associates, Inc.
- (2) Wolf, J. R., Rempe, J. L., Stickler, L. A., Korth, G. E., Diercks, D. R., Neimark, L. A., Akers, D. W., Schuetz, B. K., Shearer, T. L., Chavez, S. A., Thinnis, G. L., Witt, R. J., Corradini, M. L. and Kos, J. A., TMI-2 Vessel Investigation Project Integration Report, NUREG/CR-6197, TMI V(93)EG10 EGG-2734 (1994).
- (3) Maruyama, Y., Yamano, N., Moriyama, K., Park, H. S., Kudo, T., Yang, Y. and Sugimoto, J., Experimental Study on In-vessel Debris Coolability in ALPHA Program, Nuclear Engineering and Design, 187 (1999), 241-254.
- (4) Monde, M., Kusuda, H. and Uehara, H., Critical Heat Flux during Natural Convective Boiling in Vertical Rectangular Channels Submerged in Saturated Liquid, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 104 (1982), 300-303.
- (5) Bromley, L. A., Heat Transfer in Stable Film Boiling, Chemical Engineering Progress, 46-5 (1950), 221-227.
- (6) Kutateladze, S. S., US AEC Rep., AEC-tr-3770, (1952) (伝熱工学資料、第 4 版より).
- (7) 藤井晴雄・森島淳好, 詳細原子力発電プラントデータブック 1994 年版, 日本原子力情報センター.

第 9 章 結論

本研究では、TMI-2 事故で RV 壁の健全性が維持されたことを契機として注目されるようになった炉心溶融物(デブリ)と RV 壁との間のギャップへの冷却水流入と冷却効果を対象として、気液対向流によるギャップへの冷却水流入制限(CCFL)と狭隘流路での沸騰曲線から構成される伝熱モデルを開発し、従来研究による実験データを用いて CCFL 相関式と沸騰熱流束相関式を導出した。従来データが少ない高過熱度条件についてはクエンチ実験を行い、CCFL 相関式と沸騰熱流束相関式の信頼性を向上し、従来研究によるプール水中への模擬デブリ落下実験データを用いて開発した伝熱モデルを検証し、妥当性を確認した。この伝熱モデルをシビアアクシデント解析コード RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 および MAAP に組み込み、実験解析と TMI-2 事故解析により伝熱モデルの妥当性と有効性を確認した。

以下に、本研究において得られた知見を総括し、今後の課題と展開について展望する。

9.1 総括的結論

TMI-2 事故に見られるように、炉心溶融時に形成されるデブリと RV 壁との間のギャップにおける伝熱モデルを開発するため、先ず初めに「ギャップ伝熱モデル」を提案した。即ち、デブリを 1 領域、RV 壁を 1 領域とした単純なモデルを用いてデブリと RV 壁の熱平衡式を導出し、デブリ外表面での伝熱は放射と沸騰を考慮し、RV 壁内面での伝熱量は下部クラスト(デブリ固化層)の放熱量と流入冷却水の蒸発潜熱との差で表した。

下部クラストからの放熱量が流入冷却水の蒸発潜熱より大きい場合には RV 壁は加熱され、下部クラストからの放熱量が流入冷却水の蒸発潜熱より小さい場合には RV 壁は冷却される。冷却水の流入量はギャップ上端での CCFL により制限され、RV 壁の冷却過程ではギャップが広く冷却水流入量が多いと RV 壁内面での熱流束は沸騰伝熱に制限される。

このモデルにより、ギャップでの沸騰曲線と CCFL 特性評価がギャップ冷却に大きな影響を及ぼすことを示した。また、分離流モデルを用いた気液の運動量式から CCFL 特性を計算し、ギャップ上端での流動様式が冷却水の流入量に大きく影響することを明らかにした。

次に、従来研究による実験データと本研究で実施した下端が閉塞された垂直環状流路でのクエンチ実験を用いて、上述のギャップ伝熱モデルと CCFL 計算に基づき、ギャップで

の沸騰熱流束の相関式と CCFL により制限される平均熱流束の相関式の導出と検証を行った。

加熱過程の低過熱度では、狭隘流路を形成する伝熱面での核沸騰熱流束はプール核沸騰熱流束より高く、過熱度の増加に伴いプール核沸騰熱流束に漸近し、CCFL による冷却水流入量の制限で膜沸騰に遷移することを示した。

冷却過程における膜沸騰伝熱は Bromley のプール膜沸騰相関式で近似できること、過熱度が低下すると遷移沸騰・核沸騰に変化するが、核沸騰熱流束の過熱度依存性はプール核沸騰より小さく、高過熱度での核沸騰熱流束はプール核沸騰熱流束より小さいことを明らかにした。

伝熱面熱流束は、高過熱度で冠水前には蒸気層流伝熱、冠水期間で伝熱面近くに十分な冷却水が存在する場合にはプール膜沸騰伝熱で近似でき、導出した核沸騰熱流束の相関式は妥当であることを確認した。冷却過程では、流路両面の加熱条件が流路上端での流動様式に影響し、流動様式が液の流入量 (CCFL 特性) と伝熱面平均熱流束に影響すること、流動様式が同一であれば非定常クエンチ実験と準定常加熱実験とで CCFL 定数に顕著な相違はないこと、片面加熱と両面加熱で CCFL 定数に顕著な相違はないことを明らかにした。

上端と下端を開放した自然循環条件での実験に基づく Monde らの CHF 相関式は圧力依存性を過大評価するため高温高圧の水・蒸気系には適用できないこと、Wallis の CCFL 相関式の代表長さにラプラス定数を用いて冷却水流入量と平均熱流束を計算すると CHF の圧力依存性を正しく評価できることを明らかにした。CCFL 定数は流動様式に依存し、層状分離流では $C_K=1.2$ 、液部分流入では $C_K=2.1$ を用いると、各種の流路形状 (垂直環状流路、垂直長方形流路、半球状環状流路、TMI-2 の RV 底部の縮小模擬)、圧力 (0.1~15MPa)、ギャップ (0.32~5mm)、伝熱面積 (0.0036~0.39m²) の広い条件に対し、CHF 測定値とよく一致することを明らかにした。

平均熱流束は、場所による熱流束の相違が小さい低過熱度領域と膜沸騰領域を除いて CCFL による冷却水流入量で制限されるため、局所沸騰熱流束の相関式を平均熱流束の計算に適用しても実用上の問題はないことを示した。

更に、中規模の高温・高圧条件への伝熱モデルの適用性を評価するため、RV 底部を縮小模擬した容器の高圧水中にテルミット反応で熔融したアルミナ (Al₂O₃) を落下させた

ALPHA 実験と LAVA 実験を対象にデブリと容器壁の温度トレンドを評価した。

クラスト形成後の表面熱流束はクラストの熱抵抗で制限され、放射伝熱の放射率は熱流束に大きな影響を及ぼさないことを示した。容器の加熱過程では容器温度の計算値は測定値とよく一致し、容器壁のピーク温度の計算値と測定値の差は 16~26K で、容器壁の過熱度測定値の 5~8%程度であり、高温・高圧条件に対する熱伝達モデルの妥当性を確認した。なお、容器の冷却過程では、主としてギャップ幅の過小評価により容器壁の冷却率を過小評価したが、本実験解析の範囲では、伝熱量は沸騰熱流束で制限されることはなく、冷却水流入量(ギャップ幅と CCFL)により制限された。

次に、開発した伝熱モデルを米国原子力規制委員会で開発されたシビアアクシデント解析コード RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 に組み込み、日本原子力研究所で実施された ALPHA 実験の解析を行い、伝熱モデルの検証を行った。

容器壁のピーク温度の計算値は 841K であり、測定値 823K とよく一致し、本伝熱モデルは狭隘流路におけるデブリ冷却と容器壁加熱の挙動解析に有効であることを確認した。本研究で開発したギャップ伝熱モデルは、RELAP5/SCDAPSIM/MOD3.2 コードに組み込まれ、国際協力プログラム SDTP (SCDAP Development and Training Program) への参加機関に提供されている。

最後に、開発した伝熱モデルをシビアアクシデント解析コード MAAP に適用して TMI-2 事故解析を行い、TMI-2 事故評価で推定された RV 内壁温度の再現性について評価した。改良した伝熱モデルでは、下部クラストと容器下部壁との間のギャップに流入する冷却水の蒸発潜熱による限界伝熱量の計算式に CCFL 相関式を適用し、計算ノードごとの局所熱流束に沸騰熱流束の相関式を適用した。

従来モデルと本伝熱モデルとで 1 次冷却材圧力変化、および炉心溶融物の容器下部への移行量の相違はなく、容器下部壁の温度上昇過程と最高温度はデブリから容器下部壁への伝熱量に支配されるため、TMI-2 事故解析では従来モデルと本伝熱モデルとで顕著な相違はなかった。容器下部壁の冷却過程においては、本伝熱モデルでは局所沸騰伝熱を適用していることから熱流束が高く、温度低下率が従来モデルより大きくなった。容器下部壁の温度低下率の計算値は従来モデルで 32K/min、本伝熱モデルで 88K/min

であり、いずれも TMI-2 事故での推定値 $10\sim 100\text{K}/\text{min}$ の範囲内であった。

9.2 今後の課題

開発した伝熱モデルの高温・高圧条件への適用性評価に使用した ALPHA 実験および LAVA 実験では、容器内面での熱流束はプール膜沸騰熱流束よりはるかに高く、導出した沸騰遷移式と整合するが、ALPHA 実験および LAVA 実験における容器壁温度が沸騰遷移温度の計算値より低いため遷移条件の妥当性を確認するには至らなかった。したがって、高温・高圧実験により沸騰遷移条件を確認することが望ましい。

謝辞

本論文を纏めるにあたり、大阪大学大学院工学研究科機械物理工学専攻 片岡勲教授には終始親切なるご指導とご助言を賜りました。ここに心より感謝いたします。

また、第 5 章で述べたクエンチ実験は、工学院大学および京都大学との共同研究として実施したものであり、小泉安郎工学院大学教授、三島嘉一郎京都大学教授ほか、関係者の方々に深く感謝いたします。

本件究は、(株)原子力安全システム研究所にて行ったもので、本件究の遂行に際して、懇切なるご助言、ご協力を頂きました、(株)原子力安全システム研究所技術システム研究所 木村逸郎所長、村瀬道雄客員研究員に深く感謝いたします。

なお、本研究の遂行に際して、実験および計算等に多大な協力を頂いた(株)原子力安全システム研究所技術システム研究所 長江尚史研究員に感謝の意を表します。

公表論文リスト

参考論文

- (1) Murase, M., Kohriyama, T., Kawabe, Y., Yoshida, Y. and Okano, Y., Heat Transfer Models in Narrow Gap, Proceedings of 9th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-9), (2001-4), No. 385.
- (2) 岡野行光・郡山民男・川邊康晴・吉田至孝・村瀬道雄, 下端を閉塞した狭隘流路における沸騰伝熱と気液対向流挙動, 日本機械学会論文集, 68-666, B(2002), 504-510.
- (3) Murase, M., Kohriyama, T., Yoshida, Y. and Okano, Y., Evaluation of Debris Cooling Models in RV Lower Head Based on Analysis for JAERI-ALPHA Tests, Proceedings of 10th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-10), (2002-4), No. 22098.
- (4) Okano, Y., Kohriyama, T., Yoshida, Y. and Murase, M., Modeling of Debris Cooling with Annular Gap in the Lower RV and Verification Based on ALPHA Experiments, Nuclear Engineering and Design, 223 (2003), 145-158,.
- (5) Kohriyama, T., Murase, M., Nagae, T., Okano, Y. and Ezzidi, A., Validation of Heat Transfer Models in Narrow Gap for RELAP/SCDAPSIM/MOD3.2, Nuclear Technology (to be published).
- (6) 岡野行光・長江尚史・村瀬道雄・小泉安郎・大竹浩靖・新井学, 下端を閉塞した狭隘流路での気液対向流と伝熱特性, 日本機械学会論文集(B編)投稿中
- (7) Murase, M., Nagae, T. and Okano, Y., Modeling and Validation of Debris Cooling with Annular Gap in the RV Lower Head, Proceedings of 6th International Conference on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety (NUTHOS-6), (2004-10), No. 0047 (to be published).

副論文

- (1) Tanaka, F., Mishima, K., Kohriyama, T. and Okano, Y., Orientation Effects on Critical Heat Flux due to Flooding in Thin Rectangular Channel, Journal of Nuclear Science and Technology, 39-7 (2002), 736-742.
- (2) Zhang, J., Tanaka, F., Juarsa, M., Mishima, K., Nagae, T. and Okano, Y., Study on Heat Transfer Characteristics during Rewetting of a Hot Vertical Narrow Channel, Proceedings of the 6th International Conference on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety (NUTHOS-6), (2004-10) (to be published).
- (3) Koizumi, Y., Otake, H., Okabayashi, Y., Nagae, T. and Okano, Y., Quenching of Hot Wall of Vertical-Narrow-Annular Passages by Water Falling Down Counter-currently, Proceedings of The 6th International Conference on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety (NUTHOS-6), (2004-10) (to be published).