



JP0050317

JAERI-Review

2000-002



次世代軽水炉開発を支える熱流動解析の現状と課題

2000年3月

原子炉熱流動解析コード高度化専門部会

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合せは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、
お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡
東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division,
Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-
gun, Ibarakiken 319-1195, Japan.

次世代軽水炉開発を支える熱流動解析の現状と課題

日本原子力研究所東海研究所
原子炉熱流動解析コード高度化専門部会

(2000年1月28日受理)

国内外で進められてきた受動的安全設備を有する次世代軽水炉熱流動解析について、その現状と課題を日本原子力研究所原子力コード委員会原子炉熱流動解析コード高度化専門部会で平成10年度まで約5年にわたり調査してきた。同専門部会での調査内容及び議論を踏まえ、平成9年度には提案された種々の炉型のプラント解析の現状と課題をまとめるとともに、摘出された課題の中で特に重要と考えられた多次元二相流解析の現状と課題をまとめてきた。本報告書では、平成9年度から10年度にかけて調査した内容をもとに、BWRでの核-熱結合解析、受動的安全系熱流動解析の現状と課題、並びに気液二相流解析の最新のトピックスをまとめた。ここでまとめた内容は種々の大型試験結果を含んだ軽水炉熱流動解析の最前線である。また、今後の原子炉熱流動解析コードの高度化をはかる上で一つの指針となることを期待する。

Status and Subjects of Thermal-Hydraulic Analysis for Next-Generation LWRs

Subcommittee on Improvement of Reactor Thermal-Hydraulic Analysis Codes

Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 28, 2000)

The status and subjects on thermal-hydraulic analysis for next-generation light water reactors (LWRs) with passive safety systems were surveyed through about 5 years until March 1999 by subcommittee on improvement of reactor thermal-hydraulic analysis codes under the nuclear code committee in Japan Atomic Energy Research Institute. Based on the survey results and discussion, the status and subjects on system analysis for various types of proposed reactor were summarized in 1998 and those on multidimensional two-phase flow analysis were also reviewed, since the multidimensional analysis was recognized as one of the most important subjects through the investigation on system analysis. In this report, the status and subjects for the following were summarized from the survey results and discussion in 1998 and 1999; (1) BWR neutronic/thermal-hydraulic coupled analysis, (2) Evaluation of passive safety system performance and (3) Gas-liquid two-phase flow analysis. The contents in this report are the forefront of thermal-hydraulic analysis for LWRs including test results from several large-scale facilities. We expect that the contents can offer a guideline to improve reactor thermal-hydraulic analysis codes in future.

Keywords: Passive Safety, LWR, Thermal-Hydraulics, Numerical Simulation, System Analysis, Neutronics, Multidimensional Effect, Two-Phase Flow, Stability Analysis

目 次

1. はじめに	1
2. BWR 核一熱結合解析	4
3. 受動的安全系熱流動解析の現状と課題	23
3.1 ROSA-V/LSTF 装置を用いた受動安全 PWR に関する実験及び解析	23
3.2 可燃性ガス再結合器	42
4. 気液二相流解析に関するトピックス	54
4.1 不安定流動現象とシミュレーション	54
4.2 二流体モデルの数学的性質に関する検討	77
4.3 解析モデルの多様化と複合化	94
5. おわりに	105
謝 辞	105

Contents

1. Introduction	1
2. BWR Neutronic/Thermal-hydraulic coupled Analysis	4
3. Status and Subjects of Passive Safety System Performance Analysis	23
3.1 Experiments and Analyses for Passive Safety PWR using ROSA-V/LSTF	23
3.2 Recombiner of Flammable Gas	42
4. Recent Topics related to Gas-Liquid Two-Phase Flow Analysis	54
4.1 Flow Instability Phenomena and Simulation	54
4.2 Investigation on Numerical Nature of Two-Fluid Model	77
4.3 Diversification and Conjugation of Analytical Models	94
5. Concluding Remarks	105
Acknowledgment	105

This is a blank page.

表リスト

- 表1-1 専門部会委員
 表2-1 代表的なBWR安定性解析コードシステム
 表4. 1-1 沸騰チャンネル系の不安定流動
 表4. 1-2 安定解析コード
 表4. 1-3 沸騰チャンネル系（上昇流）における密度波振動に及ぼす安定化要因と不安定化要因(Boure & Mihaila 1967による)
 表4. 2-1 各温度条件における計算条件

図リスト

- 図2-1 核-熱水力結合解析適用分野の時間スケール
 図2-2 様々な核-熱水力結合事象において考慮すべきモデル化範囲
 図2-3 近代ノード法における定式化（SIMULATE3の例）
 図2-4 2次元集合体核計算と3次元炉心熱水力計算のインターフェイス
 (CASMO3/SIMULATE3の例)
 図2-5 BWR出力振動に関する主要フィードバック機構
 図2-6 BWRにおける炉心不安定モードと領域不安定モード
 図2-7 制御棒落下事故の過渡事象の概要
 図2-8 制御棒落下事故設計解析手法の概要
 図2-9 TRAC-ENTRÉE 3次元プラント動特性解析システム
 図2-10 TRAC/BF1によるピーチボトム2号機プラントモデル
 図2-11 定常時および過渡時3次元出力分布の予測と実測の比較（試験点TT2）
 図3. 1-1 次世代炉用受動安全系
 図3. 1-2 ROSA-V/LSTF装置
 図3. 1-3 一次系及び二次系圧力の実験値とRELAP5計算値の比較
 図3. 1-4 ループ流量の実験値とRELAP5計算値の比較
 図3. 1-5 蒸気発生器伝熱管群における非一様流動
 図3. 1-6 ループ流量と一次系冷却材インベントリの関係に関する実験値とRELAP5計算値の比較
 図3. 1-7 自然循環実験70%インベントリにおける蒸気発生器二次側温度と飽和温度の比較
 図3. 1-8 伝熱管入口-出口間差圧と一様流動を仮定した時の流量で無次元化した伝熱管流量の関係に関するRELAP5計算値
 図3. 1-9 伝熱管内の蒸気発生量計算値
 図3. 1-10 自然循環流量実験値とSG-一次系を1流路及び2流路(本簡易手法)でモデル化したRELAP5計算値の比較
 図3. 2-1 可燃性ガス処理系

- 図3. 2-2 SIEMENS社製の触媒式可燃性ガス再結合器
図3. 2-3 NIS社製の触媒式可燃性ガス再結合器
図3. 2-4 SIEMENS社製の触媒式可燃性ガス再結合器(右図)と解析モデル
図3. 2-5 低水素濃度流入時の触媒プレート間ガスモル濃度
図3. 2-6 高水素濃度流入時の触媒プレート間ガスモル濃度
図3. 2-7 NIS社製触媒式再結合器の反応速度に関する理論モデルと試験結果の比較
図3. 2-8 Battelle Model Containment (BMC)
図3. 2-9 水素除去速度に理論式を用いた場合のBMC試験に関する解析結果と試験結果の比較
図3. 2-10 BIBLIS A PWR格納容器モデル (GASFLOW)
図3. 2-11 GASFLOW解析結果 (LOCA時格納容器内流動分布)
　(a)35秒後、(b)層状化10000秒、(c)均質化20000秒
図4. 1-1 負性抵抗特性に基づく不安定流動
図4. 1-2 圧力降下振動の記録例
図4. 1-3 圧力降下振動解析の流動モデル
図4. 1-4 沸騰チャンネル系 (内部系と外部系)
図4. 1-5 限界熱流束に及ぼす系の安定性の影響(Mishimaら1985による)
図4. 1-6 限界熱流束に及ぼす流動脈動周期と振幅の影響(Umekawaら1995による)
図4. 1-7 (a) 圧力降下振動の位相面挙動とカオス
図4. 1-7 (b) 圧力降下振動の位相面挙動とカオス
図4. 1-7 (c) 圧力降下振動の位相面挙動とカオス
図4. 1-8 並列沸騰チャンネル系と集中定数系近似モデル
図4. 1-9 沸騰チャンネル系の動的挙動のブロック線図 (図4. 1-4に対応)
図4. 1-10 分布定数系モデルによる線形解析結果と実験結果の比較
図4. 1-11 集中定数系モデルにおける速度、比体積、エンタルピの分布
図4. 1-12 集中定数系モデルに基づく時間領域非線形解析結果 (自然循環モデル)
図4. 1-13 集中定数系モデルによる安定限界と循環流量特性 (自然循環モデル、プロット点は実験結果)
図4. 2-1 二流体モデルの增幅係数
図4. 2-2 壁面せん断力WFと仮想質量力VMの影響 (相対速度0m/s、重力なし)
図4. 2-3 壁面せん断力WFと仮想質量力VMの影響 (相対速度0.2m/s、重力なし)
図4. 2-4 鉛直管内上昇気泡流に対する二流体モデルの增幅係数
図4. 3-1 Two Images of Interface Friction in Two-Fluid Model
図4. 3-2 CCFL in Two-Dimensional Channel (Ishida¹⁵⁾)
図4. 3-3 Bubble Coalescence (Minato³⁾)
図4. 3-4 Turbulence in Free-Surface Flow (Kunugi¹⁹⁾)
図4. 3-5 Interaction between Solid Ball and Bubbling Pool (Minato²⁰⁾)

1. はじめに

21世紀に予想される電力需要の急上昇や二酸化炭素排出削減に関連した環境問題に対処するため、原子力発電の更なる進展が望まれている。このような要望に対する一つの試みとして、受動的安全設備を有する次世代軽水炉の開発研究が進められてきた。炉型としては米国ウェスティングハウス（WH）社のAP600¹⁾、ゼネラルエレクトリック（GE）社のS BWR²⁾、ドイツシーメンス社のSWR1000³⁾等があげられ、我が国でもAP600やS BWRに関連した研究、それらの大出力化に関する研究、PWR電力5社と三菱重工による設計研究、BWR電力5社と原電、BWRメーカーによる設計研究、日本原子力研究所（原研）による設計研究などが実施されている^{4) 5) 6)}。

受動的安全設備では、ポンプなどの能動的機器の代替として、自然循環や自然対流を利用する受動的安全機器の導入が検討されている。受動的安全機器では、ポンプなどの能動的機器に比べて駆動力が小さいため多次元挙動が現れやすく、その成立性と信頼性を検証することが重要な課題となっている。また、システム各部での温度成層化や不凝縮性ガス混在下での凝縮、1次系と受動的安全機器や格納容器内熱流動との連成現象など既存の軽水炉の熱流動解析とは異なる新たな課題が想定され⁷⁾、既存の解析手法の拡張性と適用限界を把握する必要がある。

受動的安全設備を有する次世代軽水炉熱流動解析の現状と課題について、原研原子力コード委員会原子炉熱流動解析コード高度化専門部会では平成10年度まで約5年にわたり調査してきた。表1-1に同専門部会委員の名簿を記載する。同専門部会での調査内容及び議論を踏まえ、平成9年度には受動的安全設備を有するAP600やNP21（PWR電力5社と三菱重工により設計された新型炉）等のプラント解析の現状と課題、並びに受動的機器で問題となる多次元二相流解析の現状と課題をデータベースの整備状況も含めてまとめてきた⁸⁾。本報告書では、平成9年度から10年度にかけて調査した内容をもとに、BWRでの核-熱結合解析、受動的安全系熱流動解析の現状と課題、並びに気液二相流解析の最新のトピックスをまとめた。各章/節の執筆者は以下の方々にお願いした(敬称略)：

- 第1章；有富正憲（専門部会主査、東京工業大学）、大貫 晃（専門部会幹事、原研）
- 第2章；堀田亮年（東電ソフトウエア株）
- 第3章第1節；与能本泰介（原研）
- 第3章第2節；新井健司（東芝株）
- 第4章第1節；小澤 守（関西大学）
- 第4章第2節；大川富雄（大阪大学）
- 第4章第3節；湊 明彦（日立株）
- 第5章；第1章と同じ。

1章の参考文献

- 1) McIntyre, B. A. : "Basic Information on Design Features of the AP600," IAEA-TECDOC-861 (1996).
- 2) D.M. Glantz et al., Proc. Int. Topical Mtg. on Advanced Reactor Safety, 2, 618 (1994).
- 3) SIEMENS, Summary Description SWR1000 (1998).
- 4) Nishimoto, M. et al., Proc. of fourth Int. Conference on Nuclear Engineering (ICON-E-4), 3, 269 (1996).
- 5) 市村他, 原子力学会 1991 年秋の大会 C19 - C25 (1991).
- 6) Y. Murao et al. : "A Concept of Passive Safety Pressurized Water Reactor System with Inherent Matching Nature of Core Heat Generation and Heat Removal", J. Nucl. Sci. Technol., 32[9], 885 (1995).
- 7) D'Auria, F. et al., Nucl. Eng. & Design, 145, 241 (1993).
- 8) 原子炉熱流動解析コード高度化専門部会: "受動的安全設備を有する次世代軽水炉熱流動解析の現状と課題", JAERI-Review 98-006 (1998).

表 1 - 1 専門部会委員

敬称略(平成 11 年 1 月現在の所属)

氏名	所属
有富 正憲(1)	東京工業大学 原子炉工学研究所
松井 剛一	筑波大学 構造工学系
安達 公道	山形大学 工学部機械システム工学科
深野 徹	九州大学 工学部機械工学科
芹沢 昭示	京都大学 工学研究科原子核工学教室
三島嘉一郎	京都大学 原子炉実験所
小澤 守	関西大学 工学部機械システム工学科
二ノ方 寿	東京工業大学 原子炉工学研究所
小泉 安郎	工学院大学 機械工学科
大橋 弘忠	東京大学 工学部システム量子工学科
富山 明男	神戸大学 工学部生産機械工学科
松浦 敬三	原子燃料工業 ソフトエンジニアリング室
新井 健司	東芝 原子力技術研究所原子炉技術担当
西田 浩二	日立製作所 電力・電機開発本部原子力第1部
菊田 充孝	三菱重工業 制御安全技術部
笠原 文雄	原子力発電技術機構 原子力安全解析所
津田 潤	エネルギー総合工学研究所
久木田 豊	名古屋大学エネルギー理工学専攻
安濃田良成	原研 原子炉安全工学部
平野 雅司	原研 原子炉安全工学部
市川 博喜	原研 国際原子力総合技術センター
秋場 真人	原研 核融合工学部
小川 益郎	原研 核熱利用研究部
数土 幸夫	原研 企画室
新谷 文將	原研 エネルギーシステム研究部
秋本 肇	原研 エネルギーシステム研究部
大貫 晃(1)	原研 エネルギーシステム研究部

(1) 主査：有富正憲 幹事：大貫 晃

2. BWR核-熱結合解析

2.1 原子力プラント設計における核-熱結合解析

BWRのプラント設計において通常扱われる核-熱結合解析としては、図2-1に示すように炉心解析（炉心の燃焼解析）、核-熱水力安定性解析、制御棒落下事故そしてプラント過渡解析の4カテゴリが存在する。これらの内、炉心解析は長期間の準静的な燃焼として扱われ、制御棒落下事故は1秒以内の短時間で事象の主要な部分が終了してしまう。また核-熱水力安定性解析は、チャンネル内のボイドスイープ時間に支配された狭い周波数帯特性を有しており、一方プラント過渡解析については、炉心内の核-熱結合メカニズムのみならず、プラントコンポーネントや制御系による応答特性も加わり広範囲のタイムスケールに分布する。このような事象間のタイムスケールの相違により、主要な影響を及ぼす反応度フィードバックメカニズムも異なってくる。例えば核-熱水力安定性解析では、ボイドスイープによる卓越周波数帯で有意な影響を及ぼすのはボイドフィードバックであり、ドップラーフィードバックによる影響は相対的にかなり小さい。一方、保守的な制御棒落下事故で重要な評価項目である最大燃料エンタルピは、主としてドップラーフィードバックにより支配されており、ボイドフィードバックによる影響が顕著に現れる時点では既に炉心は最大出力点を過ぎており、その後に最大値を示す燃料エンタルピに対する影響度は小さいものと考えられる。

一方、各事象について関与する主要なメカニズムを考慮すれば、モデル化すべきプラント範囲を限定することが可能であり、これを概念的に図2-2に示す。例えば炉心解析や制御棒落下事故解析では、炉心内の核-熱結合のみ考慮することで十分な妥当性が得られ、炉心とプラント全体系との相互作用は炉心入口、出口における境界条件として考慮することができる。一方核-熱水力安定性解析では、少なくとも炉外再循環ループによる炉心圧力拘束の影響までを考慮に入れる必要がある。さらにプラント過渡解析については、一般的に圧力容器の外側の主要コンポーネントや制御系の動的な影響を考慮したプラントの広範囲に及ぶモデル化が必要となる。

核-熱結合メカニズムを厳密に扱う観点からは、これらの主要メカニズムの相違に関係無く、全ての可能なフィードバックメカニズムおよびプラントコンポーネントについて詳細な数値モデルをカップリングすることが理想的であるが、これまでに設計に用いられてきた解析モデルの多くは、計算機処理能力が現在よりも遙かに劣る時代から継承してきたものであり、以上のような事象毎の特徴を十分に考慮した上で複雑な事象の単純化および解析モデルの縮約を行い、保守的な評価体系を実現している。ここでは解析において扱う範囲が広範囲になるほど、例えば炉心核動特性を一点炉近似としたり熱水力的挙動を代表チャンネルで表したりと、個々の要素モデルについて簡素化を行ってきたのである。

一方で詳細な安全解析の議論では、このような解析モデルの縮約に伴い必然的に考慮せざるを得ない過度の保守性をより精緻な解析モデルの導入により緩和し、実現象をできるだけ忠実に再現した現実的なプラント挙動を評価したいという技術的課題が存在し、さらにこれにより得られ

る設計上のマージンを、より経済的なプラントの運用に活かしたいというニーズが存在することも事実である。これらは個々の解析技術の成熟と共に近年の計算機の小型化、処理能力の飛躍的進歩とともに実現可能なものとなった。以下では各分野について従来の設計手法を踏まえつつ、今後の解析手法展望も含んだ紹介を試みることとしたい。

2. 2 炉心解析

炉心解析という呼称は、一般的に炉心における核反応による燃料の燃焼を解析するものであり、熱的制限値等の炉心安全性指標を保ちつつ、炉心内の核分裂連鎖反応が安全に維持でき所定の出力を効率的に発生させるため、各サイクルの燃料装荷パターンや運転法を検討するために実施されるものである。炉心解析は2次元集合体核計算と3次元炉心核熱水力計算の2ステップに分けられ、前者では各集合体セグメント毎に後者の計算に用いる集合体平均の核定数を算出する。¹⁾

2次元集合体核計算では、バンドルの燃料ピン、チャンネル壁、制御ブレード、水ギャップ等の非均質性を考慮し、必要な核種の断面積がライブラリより読み込まれる。共鳴吸収については、自己遮蔽効果が格子形状に依存するため、形状を考慮した実効共鳴断面積が計算される。続いて集合体各部の中性子スペクトルが求められ、これを重みとして少数群定数が作成される。この小数群断面積に基づき集合体の2次元輸送計算を行い、3次元炉心計算に受け渡される集合体平均断面積が与えられる。3次元炉心計算においては、燃焼度やボイド割合等の様々な炉心条件変数に対する核定数が求められる。2次元集合体核計算では、これに応じて必要となる条件を包絡するように燃焼度、ボイド割合、燃料温度、冷却材温度、隣接制御棒有無等のパラメータを求め、炉心計算において内外挿により適切な定数が得られるように多次元テーブル化する。

核定数平均化の際に生じる中性子流境界条件の不整合により、特に非均質性の強い炉心において精度の低下を招くことになる。これに対処するために、ノード境界における均質化中性子束の不連続性を考慮に入れ、これを結合係数に掛かる不連続因子として定式化する。^{2) 3)} 単一集合体計算では、中性子束不連続因子は集合体表面中性子束と集合体平均中性子束の比として定義され、核定数と同様に各炉心条件下でテーブル化される。

一方、3次元炉心核熱水力計算の主要な部分は中性子拡散と熱水力の相互作用であり、数ヶ月に渡る準静的過程を燃焼度ステップに分割して解析している。BWRでは、炉心入口では単相として導かれた減速材が途中で沸騰し、炉心出口近傍では平均としてボイド割合70%程度の二相流に変化する。この区間の減速材密度の変化は急激であり、かつ各燃料バンドルがチャンネルにより仕切られた並行チャンネル炉心となっているため、各燃料の出力に応じてボイド割合=減速能力も3次元的に分布している。このことからBWRの炉心解析では、歴史的に当初より3次元核-熱結合を扱うことが求められてきており、FLARE⁴⁾や修正1群⁵⁾等の合理的な中性子拡散方程式解析手法が提案してきた。

近年の設計手法^{6) 7)}における進歩を見渡すと、まず近代ノード法の実用化により中性子拡散方程式における空間分解精度が飛躍的に向上したことが挙げられる。本手法の特徴は、図2-3にまとめるようにオリジナルの3次元拡散方程式をX方向に着目し、Y, Z方向について積分する

ことにより1次元化することである。このような1次元化はX, Y, Zの各方向について行い、これにより元来3次元であった問題を独立した1次元問題の組合せとして解くことができる。この際各方向の積分中性子束と横方向漏れ項を関数列で展開することによりノード内の詳細な分布を表す。そしてこの展開係数を中性子束および中性子流に関する一連の保存式に基づき求める。但し中性子束の連續性に関しては、2次元集合体核計算で導出した不連續因子を考慮することにより精度向上を実現している。この手法改良により、径方向に1バンドル1メッシュのモデル化であっても、実質的な空間分解精度は大幅に向上することになる。

もう一方の主要な解析モデルである熱水力モデルの目的は炉心内3次元ボイド分布を求めることがあるが、それと共に各チャンネルの流量配分、圧力損失、そしてバイパス流量が求められる。二相熱流動モデルは通常ドリフトフラックスモデルに基づいており、これまでに根本的な見直しは行われないままである。これは扱う事象が準静的であり、定常の炉心運転条件下で検証された低次モデルにより十分な性能が得られるためである。しかしながら、ボイド相関式（サブクール沸騰およびバルク沸騰）や二相摩擦乗数には厳密な熱流動定式化には馴染まないパラメータの任意性が存在し、想定し得る炉心運転範囲全域に渡り均等な精度でボイド割合、圧損を予測し得る相関式を同定することが主要な課題となっている。特にボイド相関式については、サブクール領域におけるボイド割合の予測精度の問題や、スペーサ等のバンドル中障害物の効果等も含めて、現状のモデルには改良の余地があると思われる。

炉心解析における核-熱フィードバックは、先に述べた2次元集合体核計算による集合体平均核定数（拡散定数およびマクロ断面積）を図2-4に示すように種々の独立変数の多次元テーブルとしてライブラリ化する際に、減速材密度および燃料温度に関する依存性として反映される。このようなマクロ断面積ベースのライブラリでは、燃焼履歴による効果を表すために減速材密度、燃料温度について履歴変数と瞬時変数の2種類を考え、それぞれに対する核定数への影響を2次元集合体核計算により評価し多次元テーブル化の際に反映する。炉心解析では燃焼ステップ毎に、各ノードの瞬時熱水力状態変数と共にこれらの履歴変数を燃焼度重みに基づき求め、これら核定数を多次元テーブルを引用することにより得ている。

以上の炉心解析手法は実用上確立したものであるが、現在詳細な研究レベルではさらなるモデル改良が試みられている。その一つは燃料棒単位の出力予測精度の向上であり、熱的制限値評価等に関連し重要である。集合体内の詳細な出力分布は、断面積の平均化や粗メッシュ3次元炉心核熱水力モデル化の過程でスムージングされる。これを改めて燃料棒単位の分布に展開する操作を「ピン出力の再構築」と呼ぶ。現在の手法では、2次元集合体核計算により得られた集合体内出力形状に、3次元炉心核熱水力計算による炉心全体の分布を組み合わせることにより各燃料棒の出力を求めている。しかし非均質性の強い炉心においては、单一集合体計算に基づき求めた集合体内出力形状は炉心中の境界条件を必ずしも正確に反映していないため、この手法により精度の低下を招く可能性がある。このことから全炉心解析に基づき核定数を求める試みが行われている。⁸⁾ さらに集合体計算では、バンドル内に一様にボイドが分布することを仮定しているが、実際にはボイドドリフト現象によりコーナーセルやサイドセルよりはセンターセルにボイドが集中する傾向が見られる。このようなバンドル内の詳細ボイド分布が核定数に及ぼす影響の評価

も今後の課題のひとつである。

2. 3 核-熱水力安定性解析

本事象は熱流動的要因と核的要因の相互作用により炉心出力が比較的低周期において振動するものであり、実炉において観測可能な長時間の動的事象として歴史的に興味を集めてきた。熱流動的要因としては、二相流の複雑さに起因して、チャギング、ガイセリング、密度波振動等種々の不安定メカニズムが存在する。S BWRのような自然循環炉では、起動時にこれらの複数の形態が順次現れることが知られている。⁹⁾ 一方商用規模のBWRでは密度波振動が主体となっており、これと核的要因が図2-5に示すようなフィードバックループを形成する。ここではボイド反応度による核的フィードバックおよびボイド量変動に伴う圧損と流量の相互作用が寄与する。

過去に実施された実炉における安定性試験では、図2-6 (a) に示すように炉心全体が同位相で振動する炉心不安定(Core-wide Instability)と共に、(b) に示すように炉心の半領域が互いに逆位相で振動する領域不安定(Regional Instability)が観測されている。炉心不安定振動は炉心全体の出力レベルが有意に変動するため、平均出力領域モニタ(APRM)等による検出が容易である。一方領域不安定振動に関しては、空間的対称性が高まるほど炉心全体の出力変動が小さく、APRM等により検出されにくいとの懸念が持たれた。しかし現実に発生する領域不安定振動では、種々の炉心条件の非対称性や核-熱水力相互作用の非線形性の影響により対称性が完全に保たれていることはなく、そして局部出力領域モニタ(LPRM)の炉心内配置は非対称的であることから、APRM出力が有意に変動するため検出が可能である。

炉心不安定と領域不安定のメカニズムの差異は、核-熱水力安定性解析を構築する上で重要である。図2-6 (a) に示すように、炉心全体が同一位相で振動する炉心不安定の場合には、炉心全流量が有意に変動するためチャンネル入口-出口間の圧力が変動し、さらに炉外再循環ループによる圧力拘束影響を受ける。すなわち核的メカニズムによる不安定要因がチャンネル内の運動量(圧力損失)拘束や炉外ループの拘束という熱水力的メカニズムに打ち勝った場合に出現するものである。一方図2-6 (b) に示す領域不安定の場合には、理想的な対称モードの場合には炉心全流量が変動せずに、炉外再循環ループの拘束も受けないことになる。この場合核的には未臨界であるため、主要な不安定要因はチャンネル内の運動量によるものであり、チャンネル入口-出口間の圧力が一定となるように流量が変動する。

このように領域不安定は、そのメカニズムに関する理解は十分なされているが、定量的な実証データに乏しいという問題点が指摘できる。実機プラントを用いた安定性試験は既に数多く存在し、領域不安定の観測例も報告されている。^{10) 11)} しかしほとんどの試験では、定量的データとしては炉心不安定モードの減幅比のみが検討対象とされ、領域不安定についてはその発生例のみが報告されているに過ぎない。これは実炉の出力振動状況下では、領域不安定に対応する高次中性子束モードは基本モードと重畠しており、高次モードに関する減幅比を分離抽出することが困難であったためである。しかし近年になって、炉雜音解析における高性能小型計算機の活用

技術が発展し、ARMA法に基づくリアルタイムシステム同定により信頼度の高いモード別減幅比導出が可能となった。¹²⁾ スエーデンのRinghals 1号機では、以上の技術を駆使した複数サイクルにわたる安定性測定試験が実施され、サイクル14から17までのデータがOEC/N/EAのBWR Stability Benchmarkプロジェクトのテーマとして取り上げられている。¹⁸⁾ 本試験では広い炉心条件下でのLPRM信号に基づき、これらをシステム同定することにより炉心不安定、領域不安定の双方について減幅比を求めていた。このように発振しない段階で領域不安定モードの減幅比を系統的に求めた事例は稀であり、その意味でRinghals 1号機における試験は、領域不安定モデルの定量的検証データとしてははじめてのまとめたものであると言える。

核-熱水力安定性についてはBWR開発の当初から盛んに研究が行われ、1960年代にはJonesによる周波数領域解析モデル¹³⁾が提案され、これが今日の設計モデルの基礎となっている。本手法は複雑な非線形の重ね合わせである不安定メカニズムを摂動法により線形化し、その安定度を求めるものである。一方これとは別に、事象を支配する核動特性、二相流熱流動特性、燃料熱伝導特性を直接時間領域で数値化する手法も存在し、安定性解析モデルは周波数領域モデルと時間領域モデルに大別できる。この他支配方程式をモード分解し、各モード間の相互作用を陽的に扱うことによりモード毎に独立の1点炉時間領域モデルに変換し、これを重ね合わせる折衷的手法も提案されている。¹⁴⁾

最近の周波数領域モデルは、領域不安定等の空間依存性を考慮できるように改良されているが¹⁵⁾、元来平衡状態を中心とした微小な摂動範囲における炉心状態変動を前提としているため、実炉で見られる種々の非線形性を的確に扱うには限界がある。中性子動特性そのものは非線形性を有しており、反応度添加についても正側と負側では感度が異なり、この傾向は出力が増加するほど顕著となる。さらに各種断面積や動特性パラメータも炉心状態量に関して非線形性を有しており、このような要因が熱水力的非線形性と相互作用を及ぼしあうことにより、系の挙動は徐々にリミットサイクルへ到達していく。このようなリミットサイクルは、発振後の新たな平衡状態を示しており、炉心健全性評価の観点からはどのようなプロセスを経てこの状態に到達するかを正確に知ることが望ましく、このような目的に対しては時間領域モデルが適用される。

表2-1には代表的な安定性解析コードを周波数領域および時間領域毎に分類している。現在わが国では、取替炉心を設計する際に炉心の安定性を評価しており、その総解析点数は各サイクル毎に数十点に及ぶ。このような設計作業では高い計算効率が求められるので周波数領域モデルが用いられる。周波数領域モデルにおける核動特性モデルは1点炉近似が主流であるが、軸方向1次元モデルに拡張したコードも存在し、さらには3次元モデルの導入も考えられている。このような核動特性モデルの詳細化は、核定数の空間縮約による不確定性を排除できるという意味で意義があるが、特定の中性子束モードの安定度を評価する観点からは1点炉近似モデルで十分な精度が得られる。燃料棒熱伝導については、代表燃料棒に対する径方向1次元モデルが適用される。チャンネル熱流動については、詳細な分布定数系モデルにより軸方向質量、エネルギー、運動量の保存を解いており、さらに单一チャンネルモデルを並列に束ね再循環ループと連動させた並行チャンネルモデルを形成している。時間領域モデルでは、従来核動特性は有限差分法で数値化し、チャンネル熱流動は4方程式ドリフトフラックスモデルにより定式化するのが主流であつ

た。しかし最近の計算機処理能力の進歩により、より精緻なモデル化を導入し予測精度を向上させる動きが盛んである。核動特性では先に炉心解析において紹介した有限差分法より空間精度において優れている近代ノード法を導入することはさほど目新しいことではなくなりつつある。さらにはチャンネル熱流動に関しても、平衡な4方程式モデルから非平衡性を扱える5方程式モデル、さらには6方程式モデルとモデル化のグレードが向上してきている。これらは必ずしも、従来モデルにより核-熱水力安定性解析を十分な精度で解析できないことを意味しているのではなく、2. 6において改めて述べるように、広範囲のプラント事象について適用可能な汎用プラントシミュレータの発展へとつながっている。

核-熱水力安定性は核動特性とチャンネル熱流動の2つの主要メカニズムに支配されており、解析モデルの検証もこのような観点から実施されるべきである。チャンネル熱流動に関しては炉外高温ループ試験により模擬することが可能であるが、核動特性に関しては今のところ単独に検証することは困難であり、実炉を用いた安定性測定試験において熱流動メカニズムとの相互作用の下で総合的に検証する。この際バランスの良い検証を行うには、これらメカニズム間の支配度を変化させるためにできるだけ広範囲の炉心条件下における実測データを取得することが望ましい。これまでに実機BWRの出力振動事例は実験を含めて存在している。その中には Peach Bottom 2号炉¹⁶⁾や Vermont Yankee 炉¹⁷⁾のようにどちらかというと炉心不安定が卓越する条件下でのデータと共に、CAORSO 炉¹⁰⁾や Ringhals 1号炉¹⁸⁾のように領域不安定が卓越する条件を含んだものが存在する。このような実炉に関する予測では、出力分布、ボイド反応度フィードバックの評価精度が重要であり、また再循環ループの流路形状、熱的条件が炉外高温ループより複雑であり、この点に関するモデル化も重要である。精度の良い予測を行うには、測定時の炉心条件の吟味もさることながら、燃料設計データ、炉心運転履歴、プラント構造等について情報を得た後、これらに基づき炉心の燃焼履歴を追い、測定時の炉心条件を再現する必要がある。制御棒配置の変遷や過渡時ゼノン燃焼分布と絡んで測定時の出力分布は常に微妙に変化しており、この点が予測精度に及ぼす影響も無視できない。

現在設計に用いられている周波数解析モデルは、このような複数の実炉試験データに基づいて予測精度を検証しており、さらに LaSalle 2号機¹⁹⁾等の事象発生を機として適宜手法の調整を実施しながら今日に至っている。今後も本手法はパラメータスタディ等により、広範囲の炉心条件下での安定度を短時間で把握するという目的のために、改良を加えられつつ設計における主要なツールとして適用されるであろう。一方時間領域モデルに関しては、安定な炉心状態から不安定な状態へと遷移する過程での高次中性子束モードの核的フィードバックへの寄与分析や、発振後の非線形挙動評価等の詳細検討に主として適用される。

2. 4 制御棒落下事故解析

原子炉に1ドル以上の反応度が加わり発生する過渡事象を制御棒落下事故と呼び、これによる出力上昇と燃料エンタルピ増大による原子炉安全性を評価することがここでの課題である。設計では反応度印加の原因として、保守的に価値の大きな制御棒の落下を想定する。本事象における

出力上昇速度は極めて速く、制御棒スクラムは炉心最大出力を抑制するのに有効ではない。これに対して原子炉固有の安全性としてのドップラーフィードバックとボイドフィードバックが有効に作用する。

制御棒落下事故時の出力、燃料エンタルピのトレンド例を図2-7に示す。1ドル以上の反応度が添加されると、核的には即発臨界状態となり出力は急激に増加する。これに伴い燃料温度が上昇しドップラー効果による負の反応度フィードバックにより出力が抑制される。反応度添加からこのプロセスが生じるのは通常約1秒以内である。その後燃料棒熱伝導を経て冷却材に熱が放出され、ボイド量の増加による負の反応度が加わり、出力はさらに抑制されると共に燃料エンタルピもより速く低下していく。制御棒落下事故では、中性子減速・ガンマ線吸収による冷却材直接加熱の効果も無視できず、これは時間遅れなく影響を及ぼすためにPrompt Moderator Heating(PMH)と呼ばれる。以上の各フィードバックの寄与は、そのタイムスケールに大きく依存すると共に、炉心の初期条件にも左右される。出力運転時には冷却材入口サブクール度は小さく、出力上昇時に比較的短時間でボイド量増加に至り、ボイドフィードバックがより有効に作用する。これに対してゼロ出力時にはサブクール度が大きく、燃料棒熱伝導によるボイドの発生が遅れるため、ボイドフィードバックは相対的には有効ではない。

制御棒落下事故に関する試験としてはこれまでにBORAX²⁰⁾、SERT²¹⁾等の原子炉動特性、破壊試験と共に、NSRR²²⁾やCABRI²³⁾のような燃料破壊試験が実施されてきた。前者の試験では、実炉における急激な制御棒落下後の炉心出力、燃料温度、炉心圧力の挙動を把握することを目的としており、後者の試験では燃料燃焼度、内外圧差、出力上昇速度等の諸条件をより精密に制御した条件下での燃料エンタルピ上昇や破損形態を実測することにより、燃料破損に至るしきい値を評価することを目的としている。高温での燃料破損に関しては、ペレット溶融だけでなく被覆管も高温となるため、金属-水反応による酸化・脆化が発生し、このような状況で溶融、蒸発した燃料が被覆管を破壊することにより圧力波が発生することが考えられている。また燃料の溶融には至らないまでも、膜沸騰のクエンチに伴う熱応力や、膨張燃料と脆化被覆管の相互作用による破損も生じることが予想され、これらの各形態について燃料エンタルピに基づくしきい値が設定されている。

現在の設計における制御棒落下事故解析では、仮想的に大きな価値を有する制御棒を想定し、図2-8に示すようにボイド反応度フィードバックを無視しドップラー反応度のみを出力抑制機構と考える保守的な解析が実施されている。一方で以上のような燃料破損に関する詳細な検討と併せて、解析モデル分野においてもより実現象に則した評価を行うべく、実際の燃料装荷パターンをベースに保守的な制御棒価値を作成し、3次元核-熱水力相互作用に基づく評価を行う試みがなされている。²⁴⁾これらの手法を確立するには、従来手法では保守性に包絡され十分に議論されなかったボイドフィードバック、入口サブクール、出力分布に関するより詳細な影響評価が求められる。また制御棒落下事故時の燃料棒発熱量の増加は急激であり、このような非平衡性の強い条件下での沸騰遷移、熱伝達事象については未だに汎用性のある解析モデルが確立しておらず、この点についての今後の研究成果についても期待される。²⁵⁾

2. 5 プラント過渡解析

プラント過渡解析は、設計において考慮すべき範囲が主蒸気供給系および主要制御系を含み、他の核-熱水力結合解析と比較して広範囲に渡っている。このため炉心核動特性に関しては1点炉近似、二相熱流動に関しては代表チャンネル、燃料棒熱伝達に関しては代表点により表す等の単純化がなされてきた。²⁶⁾ 設計において考慮すべきプラント過渡事象は10種類以上存在し、これらの多くでは、詳細な炉心3次元的熱水力相互作用はプラント全体の挙動にとって有意に影響を与えるものではなく、1点炉近似動特性モデルにより十分プラントの巨視的挙動を表すことができると考えられている。一方でポンプトリップ時の選択制御棒挿入による出力分布変化や、給水加熱喪失時の冷却材温度の炉心内への伝播等は、本来多次元的な事象であり、これを現在の空間縮約モデルにより扱うことは必然的に不確定性を伴う。また現在種々の過渡事象について等しく適用可能な反応度係数を設定しているが、出力分布が大幅に変化する条件下での反応度係数設定にも不確定性が入り込む余地がある。現在の評価手法は、これらの不確定性を解析モデルや種々の入力の保守性により包絡している。

核動特性モデルに関しては、軸方向一次元化という選択が存在する。これは米国やヨーロッパの許認可では既に実施されており、過渡時の軸方向出力分布を模擬できると言う点で一步進んだ手法である。また反応度フィードバックに関しても、反応度係数ではなく1次元化断面積という形式により出力分布との相互作用を陽に考慮できる。さらに本分野においても、評価手法の詳細化により保守性をより明確化することや、これに伴う設計の合理化が議論されており、3次元核-熱水力結合モデルによる最適評価に関する検討が進められている。²⁷⁾

わが国におけるプラント過渡解析は、プラント設計段階での一過性評価という性格が強いが、米国では設定点変更等に関連し、諸パラメータの影響をユーティリティ独自にその都度評価している。プラント過渡解析の評価結果に影響を及ぼす諸要素について、それらの不確定性が重要な意味を持つと認識され、それらの統計的扱いにつき考え方が整理されている。²⁸⁾ 設定点解析において考慮すべき諸要素としては、解析モデルのみならず安全保護系、運転上の制約、制御系に関する要求、プラント特性および性能上の要求、規制上の制限等がある。これらレスポンスサーフェイス法等の確率論的なアプローチに基づき総合的に評価する手法が検討されている。解析手法の詳細化、最適化と同時に、従来の決定論的な手法に代るこのような新たな考え方を導入することも意義がある。

米国NRCは、最適評価コードの適用手法としてCSAU(Code Scaling Applicability and Uncertainty)を開発している。²⁹⁾ 本手法では過渡事象の選定、影響因子の抽出、重要度分類についてオーソライズされた判断基準を確立すると共に、これらに基づき解析マトリクスを作成し一連のベース条件および感度解析を実施し、これらを統計的に評価することにより不確定性を定量化するものである。本手法はプラント過渡事象のみならず事故も含めたプラント事象への適用を想定したものであるが、扱う事象範囲および影響因子が多岐に及んでいる過渡事象において、評価の妥当性、保守性を定量的に議論する上で特に有効な手段と考えられる。

2. 6 より汎用性の高い核-熱結合解析システム

これまでに設計各分野で適用されるBWR核-熱結合解析モデルについて概観してきたが、これらについては現在も解析モデルの高度化が鋭意行われている。特に制御棒落下事故については、これまでの巨視的なアプローチから空間依存性をより忠実に模擬した手法への転換が検討されつつあり³⁰⁾、さらに燃料ピン単位の挙動までもできるだけ厳密に扱おうという試み³¹⁾が存在する。一方でこのように事象毎に異なる解析モデルを適用するのではなく、物理現象の中心となる核動特性と二相熱流動、そして各種プラントコンポーネント挙動に着目し、これらを忠実に数値モデル化し一体化することにより、境界条件により主要なメカニズムを分断することなく各事象を整合性のある手法により解析するという方向性がある。このような試みは、近年の数値解析技術の成熟と共にハードウェア、ソフトウェア両面での計算機性能の向上により一段と現実的となりつつあり、既に幾つかの解析システムが提案されている。このような3次元プラント解析システム開発の動機としては、より合理的なシミュレーションによりプラント運用の柔軟性、経済性を高めようというニーズの他、ベストエスティメート解析モデルを確立することにより安全性に関する議論をより厳密にし、従来の決定論的評価から確率論的アプローチへと発展するというエンジニアリング的課題が挙げられる。その一方で、2. 1節に述べたように、核-熱水力安定性、制御棒落下事故、プラント過渡では、主要なフィードバックメカニズム、二相流動のタイムスケール等が大幅に異なり、これらを統一的に扱うには核動特性については高い空間およびエネルギー分解精度、二相熱流動特性については非平衡流への対応が求められ、さらに安定かつ高効率の数値解析スキームを導入する必要がある。既存の解析システムを見ると、元来プラントシミュレータであったものに、新たに3次元核動特性モデルをカップリングするという発想のものが成功を収めているようである。このようなアプローチは、プラントコンポーネントモデル化に関する過去の経験を活用できると共に、モデル化の範囲を炉心からプラント全体へと拡張する際のスケーラビリティが容易という点が利点である。主要な3次元プラント解析システムにおける核動特性と二相熱流動モデルの組合せとしては、FDM(1.5) + 6Eqs(TRAC-G)²⁷⁾、FDM(2) + 4Eqs(RAMONA-IIId)³²⁾、NLM(2) + 5Eqs(RETRAN-3D)³³⁾、RMM(2) + TRAC/BF1/PF1(TRAC_NEM)³⁴⁾が挙げられる。ここでFDMは有限差分法、NLMはNon-linear Iterationノーダル法、RMMはResponse Matrixノーダル法を表し、カッコ内の数値は中性子エネルギー群数を表す。またnEqsは二相熱流動における保存式の個数を表している。以上を総合すると、核動特性の面では近代ノード法の適用が標準的となりつつあり、二相熱流動の面では5方程式以上の非平衡モデルが導入されつつあると言える。

図2-9には、例としてTSIで開発した3次元プラント解析システムであるTRAC/BF1-ENTRÉEの構成を示している。本システムではNLMとRMMの双方が適用可能なENTRÉEと6方程式2流体モデルに基づくプラントシミュレータTRAC/BF1との組合せにより、広範囲なプラント事象を統一的に取り扱うことを考えている。ENTRÉEのモデル化においては、近代ノード法に基づく空間精度向上の他、不連続因子や多次元断面積テーブルライブラリの導入により、過渡時の実機炉心挙動を炉心解析相当の精度にて解析することが可能となっている。

ENTRÉE では、炉心の核特性を決める瞬時の熱水力変数(減速材密度、燃料温度)評価を TRAC/BF1 の CHAN コンポーネントに受け持たせている。一方 ENTRÉE からは 3 次元熱出力分布が TRAC/BF1 に与えられ、CHAN コンポーネントの熱源項の評価に反映される。両コードのデータのやり取りは、MPI (Message Passing Interface)³⁵⁾ や PVM (Parallel Virtual Machine)³⁶⁾ と言った並列計算プロトコルに基づき実現され、各時間ステップにおいて両コードが独立したプロセスとして並列に動作する。

図 2-10 には、本システムを用いたピーチボトム 2 号機プラントモデル例を示す。本モデルでは、圧力容器を VESSEL、気水分離機、蒸気乾燥機を SEPD、再循環ポンプを PUMP、ジェットポンプを JETP のように TRAC/BF1 特有のコンポーネントモデルにより表し、主蒸気ライン上に逃し安全弁、タービン主蒸気止め弁、タービンバイパス弁を配している。また炉心核-熱水力相互作用は、核動特性に関しては ENTRÉE により全バンドルを個別にモデル化すると共に、熱水力特性に関しては TRAC/BF1 の CHAN コンポーネントを 50 個配置して表している。TRAC/BF1 の 6 方程式モデルによる計算機負荷は大きく、現時点での計算機性能では炉心を少数 CHAN に縮約することが必要である。図 2-11 (a) および (b) には本モデルを用いたタービントリップ試験¹⁶⁾ のシミュレーションの結果得られた初期定常時およびピーク時 3 次元出力分布を実測結果と比較している。このように過渡時の 3 次元出力の予測性能は定常時に比べて若干劣るもの、ほぼ実用的な精度にてプラントモデルとカップリングした状況下にて炉心の 3 次元核-熱水力相互作用を解析することが可能である。

今後の開発の方向性としては、各々の分野の知見を織り交ぜて個々のモデルの高度化を実施していくと共に、並列化技術を積極的に導入することにより、より大規模な解析を実用的な解析時間内で実施できるようにシステムのチューニングを行うことが考えられる。特に炉心部にできるだけ多数の熱水力メッシュを割り当てることは、制御棒落下事故や領域不安定事象のように、空間依存性の強い問題では重要である。

2 章の参考文献

- 1) BWR 定常炉心解析手法について、TCMO-96001(1996)
- 2) Koebke, K. : A New Approach to Homogenization and Group Condensation, IAEA Technical Committee Meeting on Homogenization Methods in Reactor Physics, IAEA-TECDOC-231(1978)
- 3) Smith, K.S. : Assembly Homogenization Techniques of Light Water Reactor Analysis, Prog. Nucl. Energy, 17, 303(1986)
- 4) Delp, D. L. et al. : FLARE-A Three Dimensional Boiling Water Reactor Simulator, GEAP-4598, General Electric Company(1964)
- 5) Steady-State Nuclear Methods, NEDO-30130-A(1985)
- 6) Laurence, R. D. : Progress in Nodal Method for the Solution of the Neutron Diffusion and Transport Equations, Prog. Nucl. Energy, 17, 3(1986)
- 7) Smith, K.S., : QPANDA:An Advanced Nodal Method for LWR Analysis, Trans. Am. Nucl. Soc., 50, 532(1985)

- 8) Kosaka, S. and Saji, E. : The Characteristics Transport Calculation for a Multi-Assembly System using Neutron Path Linking Technique, to be presented to MC99(1999)
- 9) Aritomi, M. et al, : Fundamental Study of Thermo-Hydraulics during Start-Up in Natural Circulation Boiling Water Reactors, (I), Thermo-Hydraulic Instabilities, Journal of Nuclear Science and Technology, 29[7], 631(1992)
- 10) Gialdi, E. et al, : Proc. Int. Conf. SMORN-IV, France(1984)
- 11) Brandes, L.P. et al. : Practical Experience with Instability Measurement in German BWR's and Related Consequences, Proc. Int. Workshop on Boiling Water Reactor Stability, Holtsville, New York, 87(1990)
- 12) Van Der Hagen, T. et al. : Methods for the Determination of the In-Phase and Out-of-Phase Stability Characteristics of a BWR, Nucl. Tech. 107, 193(1994)
- 13) Jones, A. B. : Hydrodynamic Stability of a Boiling Channel, KAPL 2170(1996)
- 14) Munoz-Cobo, J. L. et al. : Non linear Analysis of Out of Phase Oscillations in Boiling Water Reactors, Ann. Nucl. Energy, 23(16), 1301(1996)
- 15) Hasimoto,K. : Linear Modal Analysis of Out-of-Phase Instability in Boiling Water Reactor Cores, Ann. Nucl. Energy, 20(12), 787(1993)
- 16) Carmichael, L.A. et al. : Transient and Stability Tests at Peach Bottom Atomic Power Station Unit 2 at End of Cycle 2, EPRI NP-564(1978)
- 17) Sandoz, S. A. : Trans. ANS, 45, 754(1983)
- 18) Lefvert, T. : OECD/NEA Ringhals 1 Stability Benchmark, Physor96 3, J109(1996)
- 19) USNRC NRC Information Notice No. 88-39: Lassalle Unit 2 Loss of Recirculation Pumps with Power Oscillation Event, (1988)
- 20) Luo, Z. P. et al, : Boiling Water Reactor Dynamics Identification by the Dynamic Data System Methodology, Nucl. Sci. Eng., 94(1), 12(1986)
- 21) Dugone, J. : SPERT III Reactor Facility: E-Core Revision, IDO-17036, U.S. Atomic Energy Commission, (1965)
- 22) Nakamura, T. et al. : Experimental Data Report for Test TS-1. Reactivity Initiated Accident Test in NSRR with Pre-irradiated BWR Fuel Rod, JAERI-M 91-217 (1992)
- 23) Kayser, G. et al. : The Reactivity Risk in Fast Reactors and The Related International Experimental Programs CABRI and SCARABEE, Prog. Nucl. Energy, 32(3/4), 631(1997)
- 24) Uematsu, H. et al. : Development of A Three-Dimensional Transient Code for Reactivity-Initiated Events of Boiling Water Reactors-Models and Code Verifications, Nucl. Tech., 88, 87(1989)
- 25) Shimegi, N. et al. : Modeling for Void Reactivity Effect by Subcooled Boiling Under Reactivity Initiated Accident Condition of BWR, J. Nucl. Sci. Technol, 24(3), 203(1987)
- 26) 沸騰水型原子力発電所プラント動特性解析手法について、TLR-012 (1988)
- 27) Takeuchi, Y. et al., : TRACG-Transient Analysis Core-Three-Dimensional Kinetics Model Implementation and Applicability for Space-Dependent Analysis, Nucl. Technol., 105, 162(1994)

- 2 8) The Reactor Analysis Support Package(RASP) Vol.6: BWR Set-Point Methodology, EPRI NP-4498(1987)
- 2 9) Boyack et al. : Quantifying Reactor Safety Margins: Application of Code Scaling Applicability, and Uncertainty Evaluation Methodology to a Large-Break, Loss-of-Coolant Accident, NUREG/CR-5249(1989)
- 3 0) Izutsu, S. et al. : Development of a Three-Dimensional Transient Code for Reactivity-Initiated Events of Boiling Water Reactors-Two Rod Drop Accident Analyses, Nucl. Technol., 89, 92(1989)
- 3 1) Avvakumov, A. et al. : 3 D Pin-by-Pin Modeling of Rod Ejection RIA in VVER-1000, Report No.90-12/1-33-97, Nuclear Safety Institute of Russian Research Centre(Kurchatov Institute)(1997)
- 3 2) Wulff, W. et al. : A Description and Assessment of RAMONA-3d MOD.0 CYCLE4: A Computer Code with Three-Dimensional Neutron Kinetics for BWR System Transients, NUREG/CR-366(1984)
- 3 3) Gose, G.C. et al. : The RETRAN-3D Code: PWR Multi-Dimensional Neutron Kinetic Applications, Eighth International RETRAN Meeting, Denver(1995)
- 3 4) Bandini, B.R., et al., : Verification of A Three-Dimensional Nodal Transient Neutronics Routine for the TRAC-PF1/MOD3 Thermal-Hydraulic System Analysis Code, Nucl. Tech., Vol.123, pp1-20(1998)
- 3 5) MPI : A Message-PassingInterface Standard, Message Passing Interface Forum(1995)
- 3 6) Geist, A., Beguelin, A. Dongarra, J. et al.: PVM3 User's Guide and Reference Manual, ORNL/TM-12187(1994)

表2-1 代表的なBWR安定性解析コードシステム

モデルモデュール	モデルオプション	周波数領域コード					STEIFFPK 1.0.1
		LAPUR/TSI	NUFREQ	FABLE	ODYSY	軸方向1次元	
核動特性	次元	1点	1点	1点	1	1	1
	エネルギー群数	1	1	-	-	-	-
燃料棒熱伝導	空間離散化手法	-	-	-	-	-	-
	次元	径方向1次元	径方向1次元	径方向1次元	径方向1次元	径方向1次元	径方向1次元
チャンネル熱流動	次元	軸方向1次元	軸方向1次元	軸方向1次元	軸方向1次元	軸方向1次元	ドリフト フラックス
	2相流モデル	ドリフト フラックス	ドリフト フラックス	ドリフト フラックス	ドリフト フラックス	ドリフト フラックス	ドリフト フラックス
並行チャンネル効果	有り	有り	有り	有り	有り	有り	有り
再循環ループ	-	有り	有り	有り	有り	有り	有り
開発組織	-	ORNUTSI	RPI	GE	GE/東芝/日立	Siemens/NFTI	

モデルモデュール	モデルオプション	時間領域コード					TRAC/NEM
		PREMIA	SIMULATE3K	RAMONA3B	RETRAN3D		
核動特性	次元	3次元	3次元	3次元	修正1群	3次元	3次元
	エネルギー群数	2	2	2		2	2
燃科棒熱伝導	空間離散化手法	ノード法	ノード法	差分法	ノード法	ノード法	ノード法
	次元	径方向1次元	径方向1次元	径方向1次元	径方向1次元	径方向1次元	径方向1次元
チャンネル熱流動	次元	軸方向1次元	軸方向1次元	軸方向1次元	軸方向1次元	軸方向1次元	軸方向1次元
	2相流モデル	4方程式 ドリフト フラックス	4方程式 ドリフト フラックス	5方程式 非平衡	5方程式 非平衡	6方程式 非平衡 2流体	6方程式 非平衡 2流体
並行チャンネル効果	有り	有り	有り	有り	有り	有り	有り
開発組織	-	TSI	Studsvik	SCANDPOWER	EPRI	Penn. State Univ.	

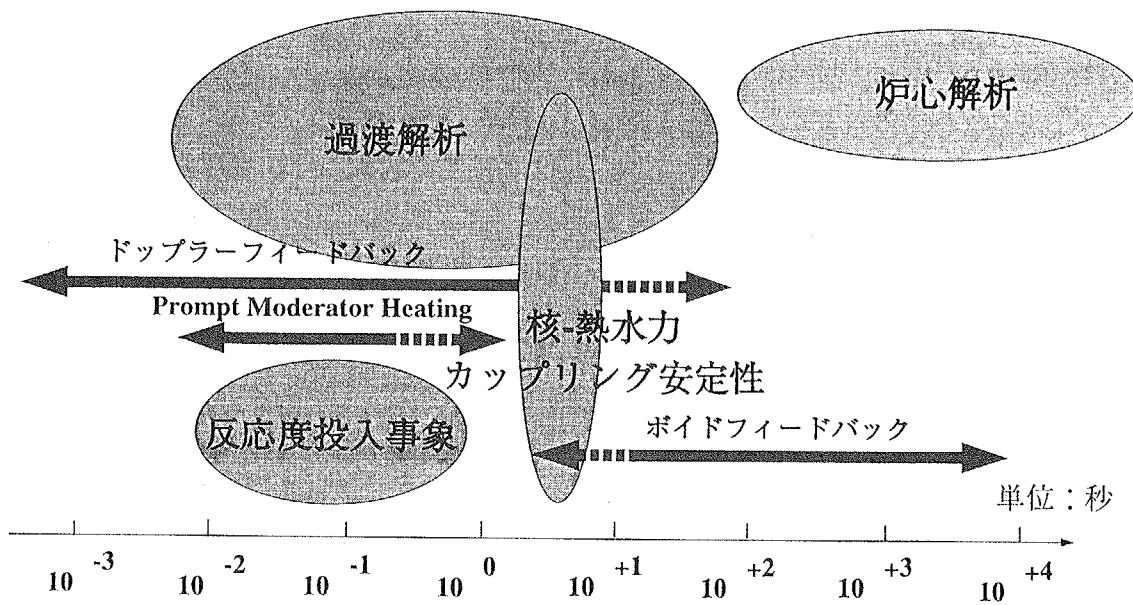


図 2-1 核-熱水力結合解析適用分野の時間スケール

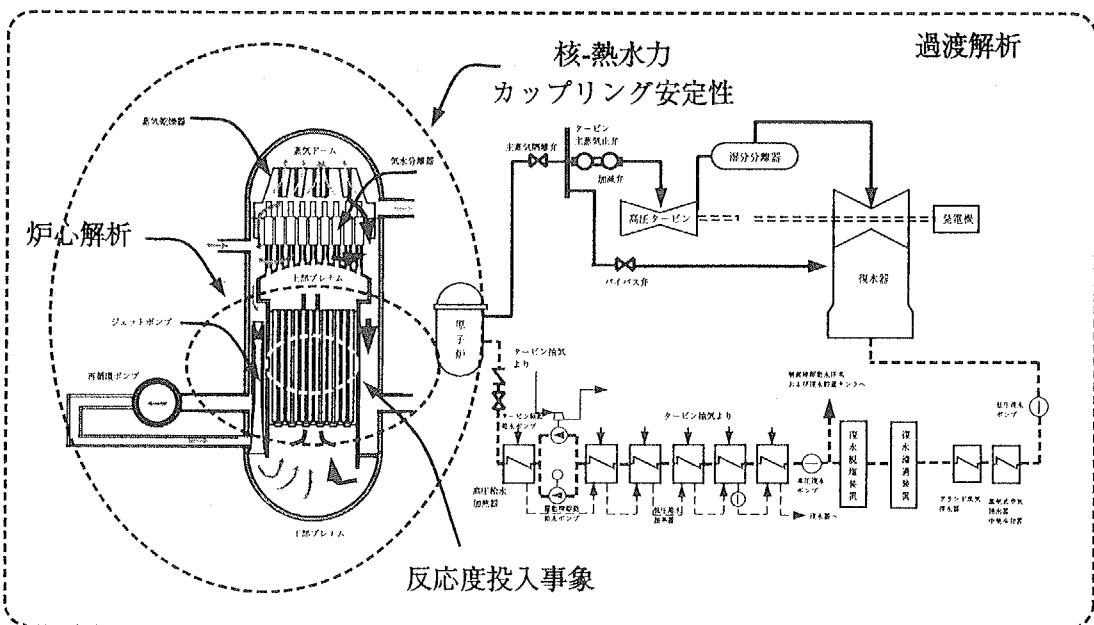


図 2-2 様々な核-熱水力結合事象において考慮すべきモデル化範囲

3次元2群拡散方程式

$$-\nabla D_g \nabla \Phi_g(r) + \Sigma_{tg} \Phi_g(r) = \sum_{g'=1}^2 \left[\left(\frac{\chi_g}{k_{eff}} \nu \Sigma_{fg'} + \Sigma_{gg'} \right) \Phi_g(r) \right]$$

Y、Z方向に積分（ノードmに関する積分1次元拡散方程式）

$$-\bar{D}_g^m \frac{d}{dx} \Phi_g^m(x) + \bar{\Sigma}_{tg} \Phi_g^m(x) - \sum_{g'=1}^2 \left[\left(\frac{\chi_g}{k_{eff}} \nu \bar{\Sigma}_{fg'}^m + \bar{\Sigma}_{gg'}^m \right) \Phi_g^m(x) \right] = -L_g^m(x)$$

Shape Function

$$\begin{aligned} u_1 &= u \\ u_2 &= 3u^2 - 1/4 \\ u_3 &= u^3 - u/4 \\ u_4 &= u^4 - 3u^2/10 + 1/80 \end{aligned}$$

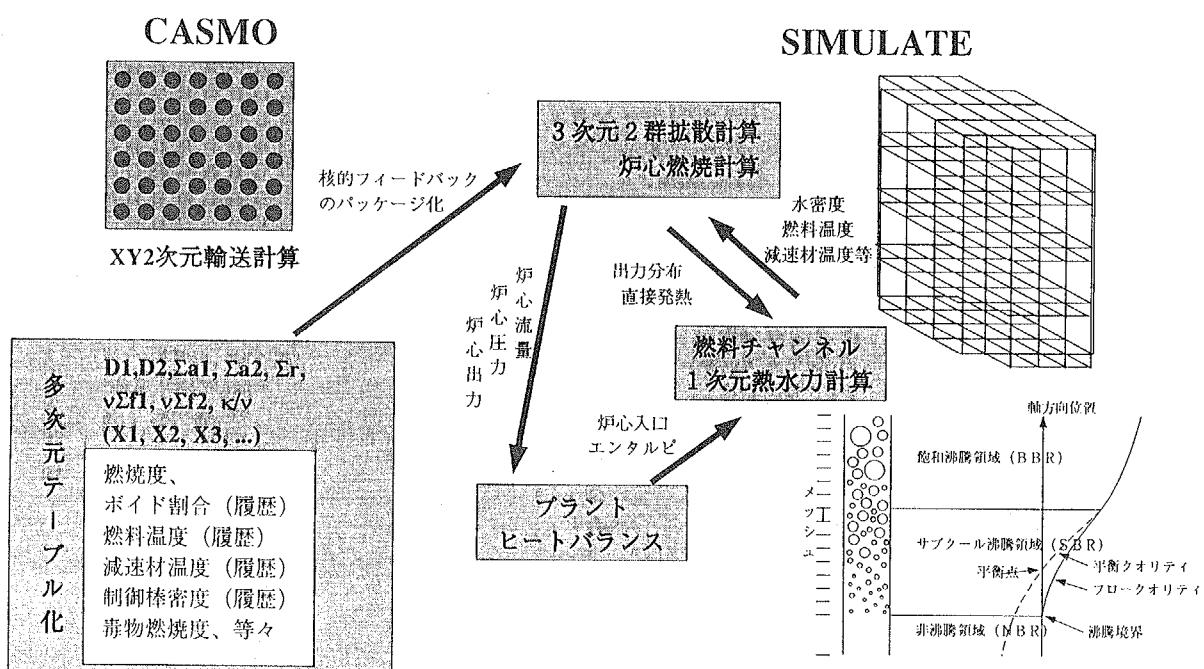
transverse integrated flux

$$\Phi_g^m(x) = \bar{\Phi}_g^m + \sum_{i=1}^4 \phi_g^{im} u^i$$

transverse leakage term

$$L_g^m(x) = \bar{L}_g^m + \sum_{i=1}^2 l_g^{im} u^i$$

図2-3 近代ノード法における定式化 (SIMULATE3の例)

図2-4 2次元集合体核計算と3次元炉心熱水力計算のインターフェイス
(CASMO3/SIMULATE3の例)

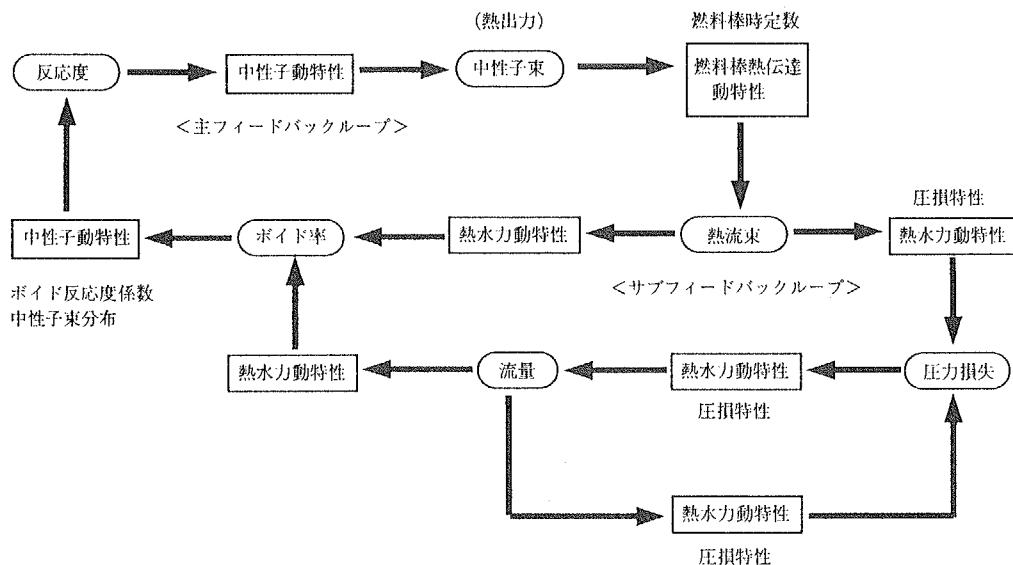


図 2-5 BWR 出力振動に関する主要フィードバック機構

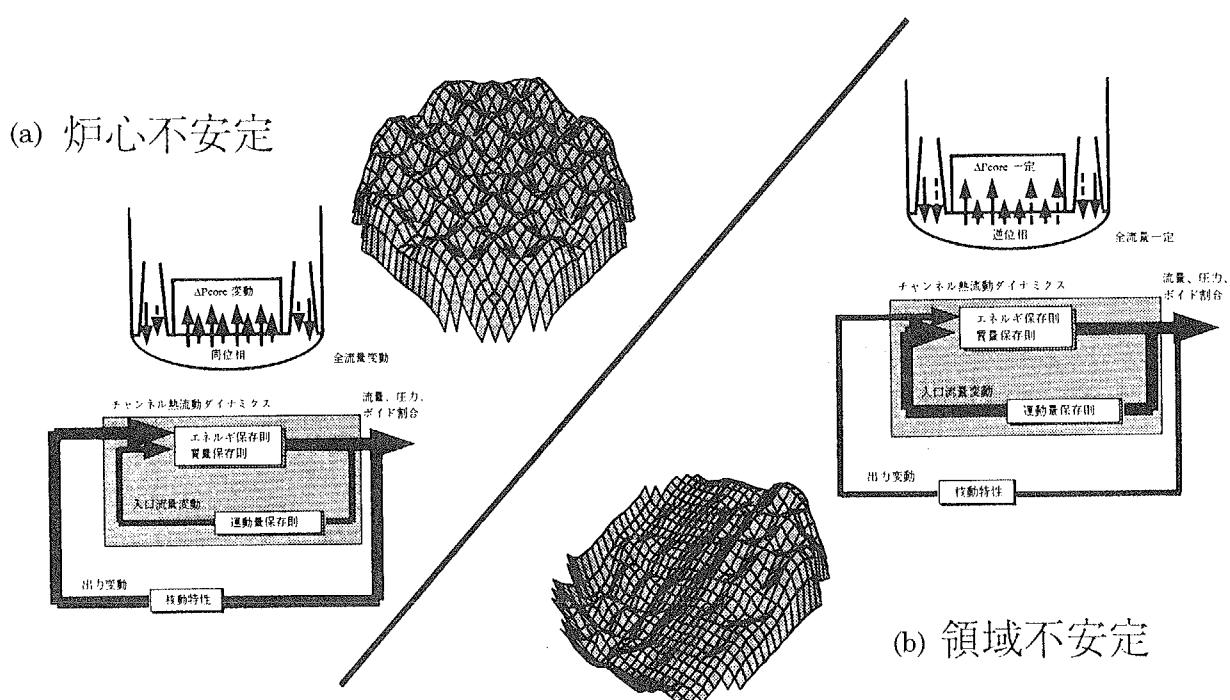


図 2-6 BWR における炉心不安定モードと領域不安定モード

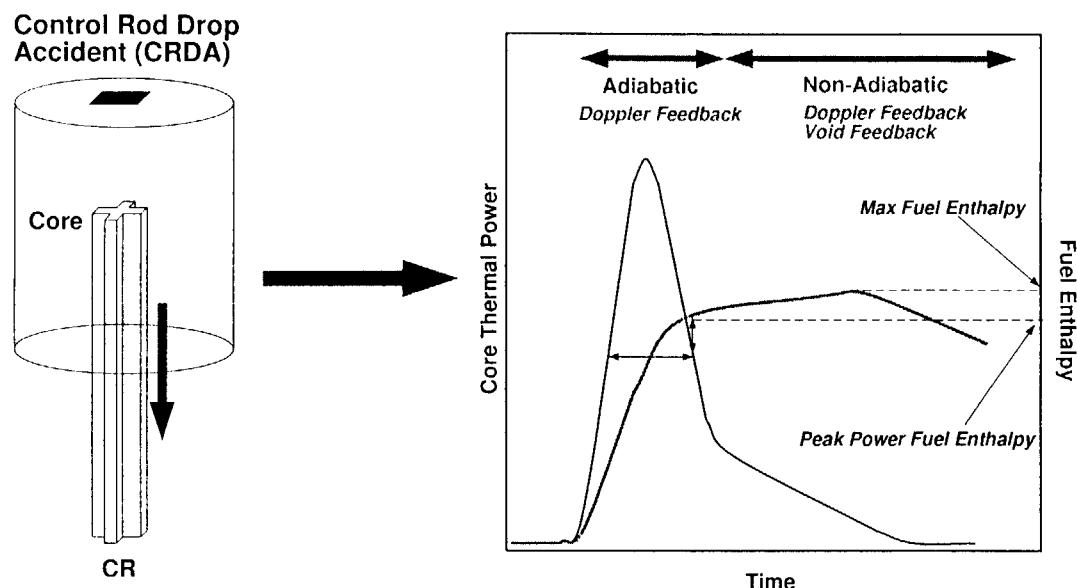


図 2－7 制御棒落下事故の過渡事象の概要

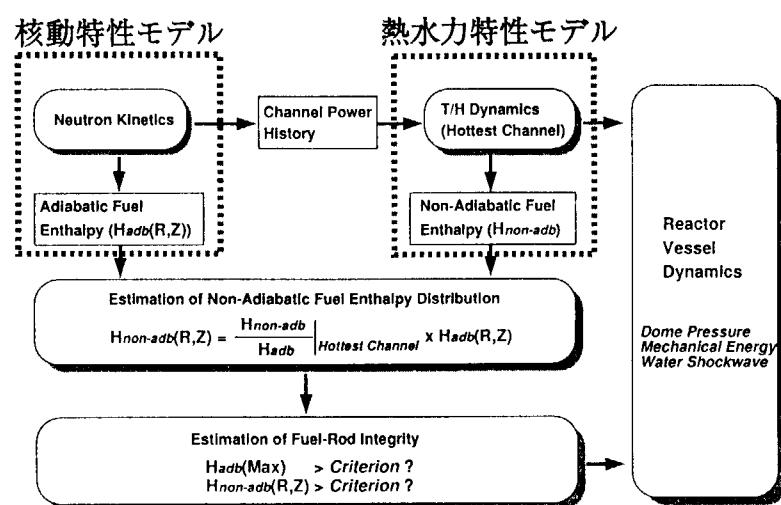


図 2－8 制御棒落下事故設計解析手法の概要

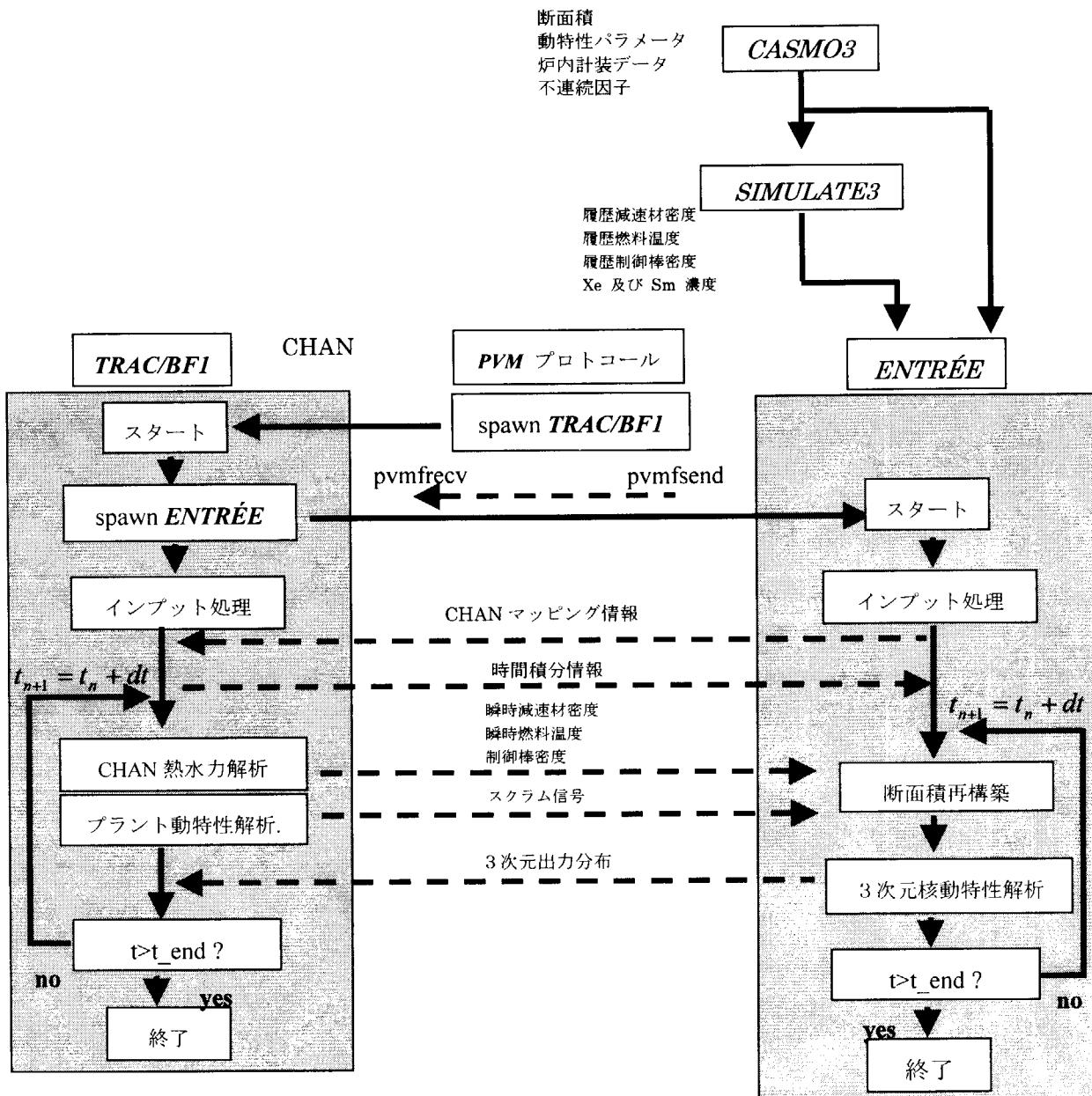


図 2-9 TRAC-ENTRÉE 3 次元プラント動特性解析システム

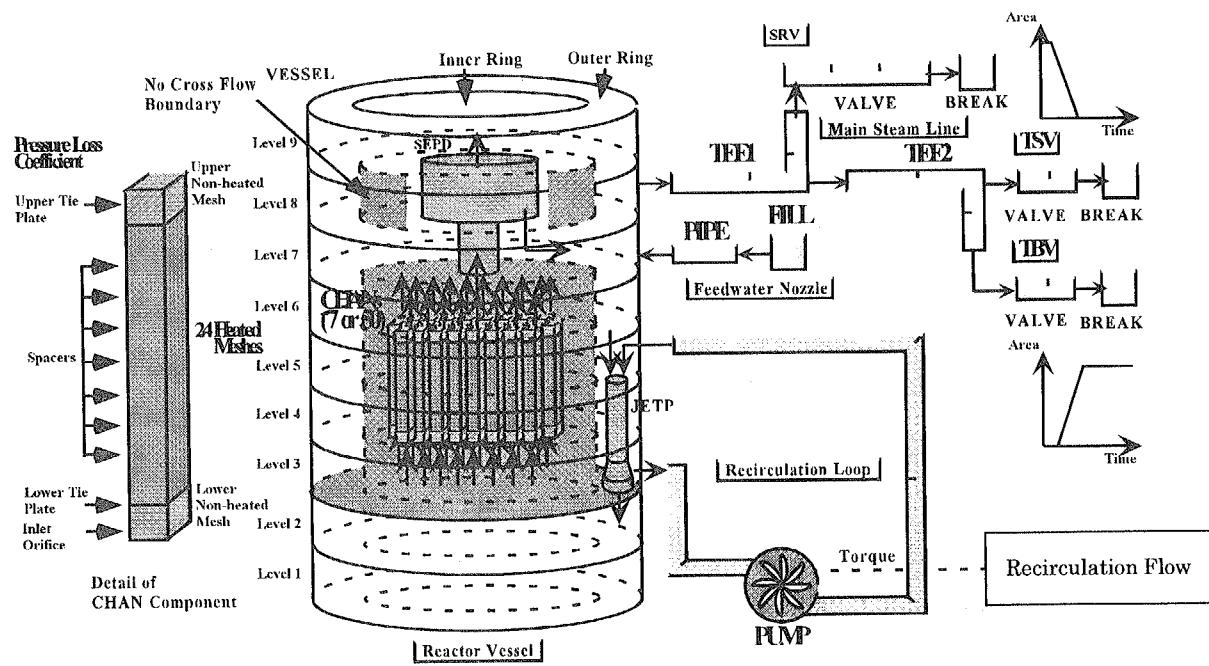


図2-10 TRAC/BF1によるピーチボトム2号機プラントモデル

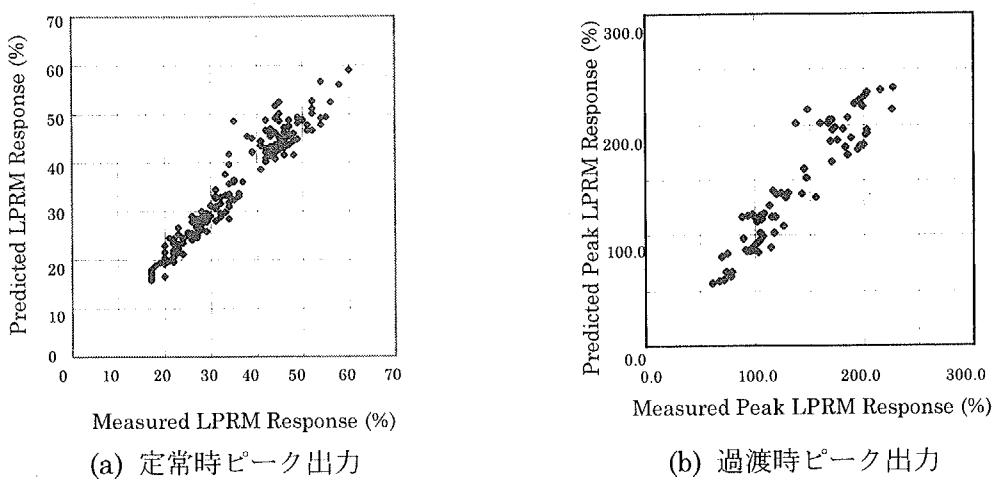


図2-11 定常時および過渡時3次元出力分布の予測と実測の比較（試験点 TT2）

3. 受動的安全系熱流動解析の現状と課題

3. 1 ROSA-V/LSTF装置を用いた受動安全PWRに関する実験及び解析

本節では、ROSA-V/LSTF装置を用いて行っているPWR用受動安全系に関する研究計画について初めに紹介し、次に、この計画でこれまで得られている実験結果の概要と、現行解析コード（RELAP5/MOD3）の予測性能の不十分な点や今後解明すべき現象について説明する。

3. 1. 1 受動安全系を用いたPWR安全系の高度化に関する研究計画

近年、信頼性が高いという受動安全系の特徴を生かし、システムの簡素化、経済性の向上、リスクの低減などを狙いとした新型受動安全原子炉の検討が進められている。そのような炉概念にはウエスチングハウス社のAP600¹⁾、三菱重工のNP-21²⁾、原研のJPSR³⁾、ロシアのVVER640⁴⁾等がある。これらの炉では、事故発生時の高温高圧状態から低圧での安定した長期冷却状態へ受動安全系等を用いて自動的に移行できるよう設計されており、この点が、特に、一次系減圧や長期冷却等に関し、運転員の対応操作（アクシデントマネジメント）に強く依存する現行炉と比べた大きな特徴である。AP600のリスク評価⁵⁾では、炉心損傷確率が、米国現行炉と比べ、1から2オーダー低下することが示されているが、受動的安全機器等を用いて一次系減圧機能、安全注入機能、長期冷却機能に関する信頼性を高めることによりリスクが大きく低下する可能性があることを示す例と言える。

このような受動安全機器等で構成される安全系を適切に設計し、構築するためには、その性能を種々の事故シナリオで評価する必要がある。しかし、当然ではあるが、既存炉にない新たな機器で生じる現象や現行炉では問題とならなかった条件下における現象に関して、現行解析コードの予測精度は評価されていない。例えば、現行炉においては長期冷却は圧力1MPa以下で作動できるポンプを用いて行われるので、低圧での一次系ループ自然循環冷却に関する知見はほとんど存在しない。又、ポンプ注入による安全システムではその駆動力の大きさ故に、一次系熱水力挙動の詳細に関係なく、一次系圧力にのみ依存して安全注入を行えるのに対し、受動安全系では、一般に駆動力が弱いため、一次系内で生じる熱水力的な干渉効果（システム効果）により、その性能が発揮されない場合も生じる。こういったシステム効果の解明は受動安全系の安全評価のために極めて重要である。

これらを背景とし、原研では、ROSA/LSTF装置を用いて新型炉用安全系に関する研究計画を進めている⁶⁾。図3. 1-1に、安全系に要求される機能とそれを実現するために文献等で提案されている受動安全系を示す。現行炉の熱水力関連の安全系と同様に、受動安全系には、一次系減圧機能、高圧及び減圧時の炉心冠水維持機能、低圧長期冷却時の崩壊熱除去機能、低圧での冠水維持機能が要求される。これらの要求される機能に対し、下記のような種々のシステム

が提案されている。

一次系減圧のためのシステムは、蒸気を直接放出する蒸気放出型減圧系、及び、蒸気発生器などの熱交換器を用いた冷却型減圧系の二種類に原理的に分類される。蒸気放出型減圧系は、BWRやAP600で使用されており、急速な減圧が可能であり、又、その放出挙動及びその影響は従来広く検討が行われてきた破断流と同様であることから予測しやすいという長所がある。一方、冷却型減圧系は、減圧のために冷却材を放出する必要がないことから、炉心冠水を維持する点で有利であり、このため、三菱が提案しているNP-21などで採用されているが、減圧速度が急激な場合の一次系減圧効果や低圧(1MPa以下)での現象、例えば、炉心と熱交換器間の自然循環熱伝達を精度良く評価する手法は確立されていない。

減圧時の高圧での冠水維持のためには、炉心補給水タンク(CMT)や現行炉にも設置されている蓄圧注入系及びそれを改良した高機能蓄圧注入系などの採用が提案されている。蓄圧注入系は、大破断LOCA時の急速な安全注入のために適していることから提案されているすべての炉概念で採用されている。欠点としては、駆動用の窒素ガスが一次系に流入した場合、熱交換器に蓄積し伝熱阻害が生じることが考えられ、実際、ROSA-AP600実験においてそのような影響が示されている⁷⁾。そこで、原研では、蓄圧注入系に替わる安全注入系として、熱水の減圧沸騰を駆動力として安全注入を行う減圧沸騰型安全注入系(FDIS)を提案している⁶⁾。FDISは熱交換器への窒素ガスの蓄積による伝熱阻害が生じ無いため、冷却型減圧系との組合せ使用に適している。これまでの検討では、小破断LOCA時の高圧での冠水維持機能のみならず大破断LOCA時に要求される急速な冷却水注入機能も満足する結果が得られている。

減圧系により一次系圧力が格納容器圧力近傍にまで低下した後の炉心冠水維持機能に関しては、格納容器内の大容量水プールからの重力注入が提案されている。長期冷却時の受動的な安全注入系としては原理的にはほぼこれに限定されるが、設計の際には、適切な水容量、水面高さ、格納容器外の水源の利用等の検討が重要である。さらに、AP600やNP-21では重力注入系水源プールが空になった時点で一次系が水没するように設計されており、この場合には破断口から一次系への水の逆流挙動の検討などが重要である。

低圧での長期冷却時の崩壊熱除去に関しては、格納容器外壁の冷却や熱交換器を用いた静的格納容器冷却系(SBWRのPCCS、BWR1000のbuilding condensor等)、及び、蒸気発生器二次側冷却等が提案されている^{8) 9)}。格納容器冷却系では不凝縮ガス存在下での熱伝達効果、一次系と格納容器の相互干渉効果、蒸気発生器二次側冷却では低圧での自然循環、蒸気発生器での熱伝達、不凝縮性ガスの移行、伝熱劣化、ガス排出手法、溶存ガスの熱交換器への蓄積、等が検討課題として重要になる。

以上より、機能や原理ごとに分類すると、提案されている受動安全系にはそれほど多くの種類は無いと言える。又、格納容器に蒸気を放出する蒸気放出型減圧系を採用する場合には、長期崩壊熱除去系としては格納容器冷却系(壁冷却系ないしは熱交換器を用いた静的格納容器冷却系)を使用し、冷却型減圧系を採用する場合には、同じ冷却系を用いて長期崩壊熱除去を行うことが、当然の現実的な組合せとなるため、各安全系の組合せかたもおのずと制限がある。したがって、次世代炉設計の詳細が確定するのを待たなくとも、現行炉をベースとしたような次世代炉であれ

ば、安全機器の組合せや境界条件に関する条件を絞り込むことができ、受動安全機器単一の特性のみならずシステム相互干渉効果等に関して、現実的な実験回数の範囲で総合実験を行い検討することができる。

本計画では、受動安全系を用いた合理的な安全性確保・向上手法を広く検討するために、LSTF装置による総合実験、個別効果装置による基礎実験、さらに、挙動解析手法の開発、整備を行う。これにより安全評価手法の高度化、安全系の最適化に寄与することを目的とする。

3. 1. 2 実験装置

LSTF装置は、現行4ループ型PWRを体積比1/48、高さ比1/1で模擬した熱水力実験装置である¹⁰⁾。炉心は約1000本のヒーターロッドで模擬され最大電気出力は10MWである。図3.1-2に示すようにLSTFは4ループを2ループで模擬しており、それぞれのループには、蒸気発生器、循環ポンプ、ホットレグ及びコールドレグがある。蒸気発生器には、141本の伝熱管（平均高さ約10m）があり、そのうち6本については、差圧と温度の計装がなされている。

現在LSTFを用いて、重力注入系（GDIS）、従来型の蓄圧注入系（AIS）、減圧沸騰型注入系（FDIS）の3種類の安全注入系についての検討が可能である。GDISは常温大気圧の水を保有するタンクと注入配管で構成されている。注入配管は逆止弁を介して、タンク底部と一次系（コールドレグ又はダウンカマ）を接続している。これにより、一次系圧力が大気圧とタンク水頭の和より低くなると自動的に冷却材の注入が行われる。LSTFには、現行のAISを模擬するシステムが2系統あり、そのうちのひとつのタンクは、設計圧力が11.7MPaで加熱用ヒーターを内蔵している。この高圧用タンクを利用し、先述のFDISを模擬することができる。

蒸気放出型減圧系は、遠隔操作弁と流量制限オリフィスで模擬する。加圧器頂部に3系統、両ループの主蒸気配管に2系統、それぞれ独立して作動可能な蒸気放出型減圧系を接続することができる。

3. 1. 3 小破断LOCA実験結果のまとめ

これまで、次世代安全系に関し、主に、ROSA/AP600計画においてAP600炉の挙動の検討と、蒸気発生器（SG）二次側自動減圧系（SADS）と重力注入系（GDIS）を組み合わせて使用する安全系の特性を検討している^{6) 7) 11) 12)}。AP600の減圧系では、主として蒸気放出型が用いられているのに対し、SADSは、冷却型減圧系のひとつで、SG二次側を除熱源とし自然循環冷却することにより減圧する手法である。冷却型減圧系とGDISの組合せ使用は三菱NP-21で採用されている方式であるが、NP-21では横型SGを採用しているのに対し、本計画の実験では縦型SGを使用している。冷却型減圧系は冷却材の喪失を伴わない優れた特性を有する反面、その有効性を検討するために自然循環冷却特性の把握が重要になる。

ここでは、これまで4回行った破断実験のうち、ひとつの実験結果と現行解析コードRELA P5による解析結果についてまとめる^{6) 11) 12)}。

(1) 実験条件と実験結果

破断条件として、破断場所はコールドレグ、口径は16mmとした。この口径はLSTF参考炉の4.4インチ破断に対応する。安全系として、SADS、GDIS、FDISを使用した。SADSの条件はNP-21の2段階減圧をおおまかに模擬した。この減圧手法は、一次系圧力をトリップ信号とし、段階的に減圧用の弁を開けるもので、流量制限オリフィスの大きさは、第2段階のほうが第1段階より大きい。FDIS用タンク保有水温度は、543K（飽和圧力5.5MPa）とした。GDISタンクの水位はレグ配管高さ12.5mで実験中一定となるように制御した。SGへの給水は、最大流量を参考炉の補助給水を模擬する流量とし、水位が一定（10.3m）となるように制御した。

実験時の全体挙動を計測された圧力応答を使って説明する（図3. 1-3参照）。実験は破断弁を開けることにより、時刻ゼロに開始した。破断直後に一次系圧力は急激に減少し、これにより圧力低等のトリップ信号が発生し、スクラム、ポンプコーストダウン、SG二次側の隔離、第一段階SADS（SADS-1）作動等が生じた。一次系圧力が二次系圧力近くにまで減圧した後、減圧速度は低下したが、第2段階のSADS（SADS-2）の作動により、急激な減圧を再開し、時刻331秒にFDISが作動を開始した。これにより、一次系インベントリが急増し二相自然循環が再開した（図3. 1-4参照）。減圧の継続により破断後3435秒に一次系圧力は約2気圧にまで低下しGDISが作動した。その後、GDIS流量と破断流量が釣り合い、炉心がほぼ単相状態となり、崩壊熱が自然循環により安定にSG二次側に伝達される長期冷却状態となった。実験中、炉心は常に冷却水に覆れ、炉心冷却は保たれた。SG二次側気液混合物水位は、蒸気放出のために破断後1200秒に伝熱管高さの約40%まで低下したが、5500秒以降初期設定水位に復帰した。

この実験では一次系の減圧及び低圧での長期冷却に関し、SGが重要な役割を果たしたが、一次系内で二相自然循環が生じる時にSG伝熱管群で特徴的な非一様流動が観測された。この非一様流動は、図3. 1-5に示されるように伝熱管内の流動が、入口から二相流が流入し凝縮により水単相となり流出する流動挙動と、気相連続領域と液相連続領域が上下に分離した二相成層流挙動に分けられることに特徴づけられる。ここでは、前者の挙動が生じる伝熱管を流動管と呼び、後者の挙動が生じる伝熱管を停滞管と呼ぶことにする。

全体的に見れば一次系から二次系に伝熱が生じる、即ち、平均的な一次系温度が二次系温度より高い条件において、停滞管が存在したことは、この実験で見られたもっとも特徴的な点のひとつである。その原因として二つの理由が考えられる。ひとつは、二次系蒸気放出による二次側水位の低下である（図3. 1-5参照）。伝熱管が蒸気中に露出すると伝熱量が低下するため、蒸気が伝熱管頂部付近に比較的安定に存在できることになり、停滞管で見られた挙動が可能になる。一方、二次側水位が初期水位に回復した長期冷却状態でも、停滞管が観測された。高圧条件では、このような場合、蒸気が凝縮するので、伝熱管内に安定に水位が存在することはできない。従来の高圧の自然循環実験においてもこのような挙動は観測されていない^{1,3)}。この理由については、後で自然循環実験のところで検討する。

非一様流動の重要性は、停滯管内部の温度が同じ高さの二次側流体温度とほぼ等しく、停滯管が一次系からの二次系への伝熱にほとんど寄与していないことから理解できる。即ち、非一様流動は、実効的に SG 伝熱面積を減少させる効果がある。

(2) RELAP 5/MOD 3 コードによる解析

RELAP 5/MOD 3 コードを用いて小破断 LOCA 実験を解析した¹⁴⁾。この解析では、LSTF を 235 ボリューム、204 伝熱構造体でモデル化した。SG 一次側は、一流路で模擬し、非一様流動を考慮しないことの影響を検討した。

図 3. 1-3 に示すように、SADS-2 が約 5MPa で作動するまでの圧力挙動は、コードにより良く予測された。しかし、その後の減圧率は大きく過大評価された。この過大な減圧のために GDIS の作動時刻は実験と比べて約 1500 秒早くなかった。SG 二次側圧力及び二次側水位は良く予測されたので、一次側減圧率が過大評価されたのは、伝熱量が過大評価されたことによる。伝熱量の過大評価には、先述の非一様効果を考慮しないことからくる実効的伝熱面積の過大評価のみならず熱伝達率の過大評価の可能性も考えられる。RELAP 5においては、凝縮熱伝達に関して Nusselt 式を用いており、これは凝縮を伴う二相並行流状態での伝熱には適用できない。今後、改良を加える必要があるところである。

非一様効果を考慮しないため、伝熱量を過大評価するという問題は、減圧のみならず、一定圧力での長期冷却時の自然循環流動にも大きな影響を与えていた。図 3. 1-4 に示すように、自然循環流量は実験値と比べ大きく振動している。これにより、実験では炉心は約 4500 秒以降ほぼ単相の水で冷却されたが、このような挙動は計算されなかった。

3. 1. 4 自然循環実験

(1) 実験条件と結果

この実験では、炉心出力を 0.94MW (LSTF 参照炉の定格出力の 1.3% に相当)、SG 二次側圧力を 0.14MPa に一定に保ち、一次冷却材インベントリを段階的に減らし、各冷却材インベントリにおいて、定常（もしくは周期）的な自然循環挙動を観測した。

図 3. 1-6 は各インベントリにおける一次系ループ自然循環流量をプロットしたものである。流量はインベントリの低下とともに、単相循環から二相循環への移行により、いったん増大し、90% で極大値をとり、以後、減少している。この傾向は、高圧で行われた同様な自然循環実験と同じである¹³⁾。蒸気が伝熱管内面で凝縮し、伝熱管入口側から落下した凝縮水がホットレグを通り炉心側に逆流するリフラックス凝縮モードは約 40% 以下のインベントリで観測された。

小破断 LOCA 実験で観測された非一様流動と同様な流動が 70 から 91% のインベントリで観測された。この時、両ループの SG で、それぞれ、6 本づつある計装付き伝熱管のうち、5 本が停滯管で一本が流动管であった。

停滯管内で水位が一定となる原因是、SG 二次側温度の実験値から理解することができる。図 3. 1-7 に示すように、SG 二次側温度は上部と底部でもっとも低く、約 3m 高さ付近で最大

となっている。上部において、高さの増大とともに温度が下降しているのは、水頭の減少により圧力が低下し飽和温度が低下することによっている。一方、下部で温度が低くなっているのは、SG二次側再循環のために、頂部の流体がダウンカマを通り底部に流入することによっている（図3. 1-5参照）。この温度分布より、停滯管内で水位が一定に保たれたのは、頂部付近での凝縮による蒸気質量の減少と、温度の高い中央部での蒸気発生がバランスしたことによると推測される。

（2） 解析

1) RELAP5を用いた伝熱管解析

非一様流動のメカニズムを検討するために、RELAP5コードを用いて、流動管及び停滯管の挙動をそれぞれ解析した。この解析では、ひとつの伝熱管のみ32の計算セルで模擬し、二次側流体温度条件として実験値を与えた。流動管の解析では、入口流量、クオリティと出口圧力を与え、停滯管の解析では、入口及び出口における圧力とクオリティを与えた。

流動管に関する解析結果を図3. 1-8に示す。この図では、伝熱管出入口差圧を無次元化した入口流量の関数として示している。無次元化には一様流れを仮定する場合の流量を用いている。したがって、例えば無次元流量の1と4は、流動管の割合がそれぞれ100%と25%に対応している。各計算点につけられたエラーバーは、計算値の振動の程度を示す標準偏差である。

図3. 1-8に示されるように、無次元流量が1の場合、出口からの逆流が生じるなど流動は極めて振動的であった。これは、蒸気流に比べて凝縮量が大きいため、圧力が変動したためである。この振動挙動は、図3. 1-4に示す小破断LOCA実験解析で非一様効果を考慮しない場合の解析結果と同様である。すなわち、この計算結果は、非一様流量効果を考慮しない場合、実験で見られたような安定な低圧自然循環挙動を計算できることに対応している。

流量を1から増大すると、出入口間差圧は減少、即ち、流動特性曲線上で勾配が負になる。これは、流量の増大とともに伝熱管入口側のボイド率が増大することに対応している。この差圧は流動抵抗に相当するものであるから、流量の増大とともに抵抗が減少することになる。このような場合、流動逸散型の不安定流動が生じることが知られている。無次元流量が4から8の範囲では流動が安定であったが、10においては流入した蒸気の一部は凝縮せず流出した。蒸気が流出する場合には、実際の現象では定常を保てなくなるので、不安定になる。

次に、停滯管の解析結果について述べる。SG入口プレナムは、その等価直径と長さの比が1/3程度であり十分な気液混合はなされない。したがって、伝熱管入口の流動条件（クオリティ等）は一様でないと考えられる。ここでは、入口クオリティが0.0の場合と炉心出口クオリティ0.018の場合の2ケースを解析した（図3. 1-9参照）。解析結果は、どちらの場合でも伝熱管中央部での蒸気発生量と頂部での凝縮量がバランスし、水位が一定となる二相成層状態が生じることを示している。

流動管解析より、実際の現象では、流動管内の流れが安定でかつすべての蒸気が凝縮し、その流量と差圧の関係が、SG一次側を除くループの流量と差圧の関係を同時に満足するように、流動管の割合が決まるということが考えられる。この時、停滯管解析に示されたように、他の伝熱

管においては安定な二相成層状態が生じることが考えられる。

2) 非一様効果を考慮した簡易解析手法

以上の検討より、低圧自然循環挙動を解析するためには非一様効果を考慮する必要があるのは明白である。図3. 1-6では、低圧自然循環実験における循環流量の実験値とSG伝熱管群を一流路で模擬した解析と比較している。各データ点におけるエラーバーは振動の程度を示すための標準偏差である。比較結果は、平均値は実験値と同様であるものの、計算された流動は実験値と比べて極めて振動的であった。流動管と停滞管を模擬するために単に2流路を模擬した解析では、両流路で同様な振動が生じ、安定な流動挙動は計算されなかった。

そこで、SG1次側を2流路で模擬し、停滞管模擬流路の抵抗係数を極めて大きい値(10^5 程度)とし振動を抑制することにした。この方法は人工的ではあるが、いったん流れが停滞してしまえば、抵抗係数は流れが存在する時にのみ意味を持つので、大きな抵抗係数を与えた影響は表れなくなると考えられる。流動管の割合は、厳密には、図3. 1-8に示す流動管の流動特性曲線と一次系ループのSGを除く部分の流動特性曲線を計算し、両者が満足する点から求めるべきであるが、一次系圧力もパラメータにする必要があり計算量が膨大になること、及び、前述のようにRELAP5の凝縮熱伝達モデルは、現時点では適切でないので詳細な解析の意味が無いこと等の理由により、たんに、計算パラメータとして解析する。

小破断LOCA解析と同様にLSTF全体を模擬し二次側圧力と炉心出力の実験値を境界条件として用い、インベントリが70%の場合の自然循環挙動をRELAP5を用いて解析した。流動管の割合は感度計算から25%とした。図3. 1-10では、SG一次側を一流路で模擬した場合及び本簡易手法を用いた場合のRELAP5計算結果を実験値と比較している。図は本簡易手法により、振動が格段に抑制されることを示している。

3. 1. 5 まとめ

原研では、次世代炉用受動安全機器における物理現象の理解を深め、同時に挙動予測手法を整備・開発することを目的とし、ROSA/LSTF装置を用いた研究計画を進めている。本節では、重力注入系(GDIS)とSG二次側減圧系(SADS)の組合せ使用の効果を調べるために行った小破断LOCA実験と低圧自然循環についてまとめた。実験結果の工学的解析及びRELAP5解析より以下の結論が得られた。

- (1) 小破断LOCA実験では、蒸気放出型の自動減圧系を使用することなく、一次側圧力は、SADSのみでGDIS作動圧力(0.2MPa)にまで減圧された。その後、重力注入流量と破断流量がバランスし、炉心崩壊熱が自然循環によりSG二次側に伝達される安定な長期炉心冷却状態が達成された。この結果は、SADSとGDISの組合せ使用の有効性を示している。
- (2) 両実験における二相自然循環状態においてSG伝熱管群で非一様流動が見られた。この非一様流動は、流れが停滞する停滞管と流れが存在する流動管が同時に存在することで特徴づけられる。流動管では、二相流が流入し管内で凝縮し水単相が流出する流動が観

測され、停滯管では、管内入口及び出口側に液連続相と蒸気連続層が水位で分離した二相成層が観測された。一次系から二次系への伝熱は主として流動管においてなされたので、この効果は、SGの伝熱面積を実効的に減少させるものである。

- (3) 非一様効果を考慮せずSG一次系を一流路で模擬したRELAP5解析では、小破断LOCA実験における減圧率を過大評価し、二つの実験で見られた低圧での安定した二相自然循環流動を過度に振動的に計算した。これらは、非一様効果を考慮することの必要性を示すものである。
- (4) RELAP5を用いた流動管の流動特性曲線の解析より、伝熱管群中の流動管の割合は、伝熱管で流れが安定かつ蒸気が完全凝縮する条件と、一次系ループのSG以外の部分における流動特性から決まるというメカニズムを明らかにした。
- (5) 停滯管において、炉心発生熱がSG二次側に伝熱される状況即ち一次側温度が平均的にみて二次側温度より高い状況下で、水位が安定に存在することができたのは、中央部で最大、頂部と底部で最小となる二次側温度の影響を受け、頂部での凝縮量に見合うだけの蒸発が中央部で生じることによる。このメカニズムを、SG伝熱管のみをモデル化したRELAP5解析により、確認した。
- (6) 非一様効果を考慮し解析するためのRELAP5を用いた簡易解析手法を提案した。この手法では、SG一次側を二流路で模擬し、停滯管を模擬する流路には極めて大きい(10^5)抵抗係数を与え、流動を抑制した。この解析の有効性示す一例を定常自然循環実験データと比較することにより示した。
- (7) 上記簡易解析手法はあくまで暫定的なもので、将来的にはSG伝熱管の非一様効果を解析できる手法の開発が必要である。

3. 1節の記号

- ADS : Automatic Depressurization System 自動減圧系
- AIS : Accumulator Injection System 蓄圧注入系
- FDIS : Flashing-Driven Injection System 減圧沸騰型注入系
- GDIS : Gravity-Driven Injection System 重力注入系
- LOCA : Loss-Of-Coolant Accident 冷却材喪失事故
- SADS : Secondary ADS 二次側自動減圧系
- SADS-1 or 2 : 第1または2段階SADS

3. 1 節の参考文献

- 1) Tower, S. N., Schulz, T. L. and Vijuk, R. P., "Passive and simplified system features for the advanced Westinghouse 600 MWe PWR", Nucl. Eng. Des. **109** (1988) 147-154.
- 2) Matsuoka, T. et al., "Safety features of the simplified Mitsubishi pressurized reactor", Nuclear Safety, **33** (1992) 196-208.
- 3) Murao, Y., Araya, F. and Iwamura, T., "A concept of JAERI passive safety light water reactor system (JPSR)", Proc. of the 7th Int. Mtg. on Nucl. Reac. Thermal-Hydraulics NURETH-7, NUREG/CP-0142-Vol.2 (1995) 1169-1195.
- 4) International Atomic Energy Agency, Review of design approaches of advanced pressurized LWRs, IAEA-TECDOC-861, Vienna (1996).
- 5) U.S. Nuclear Regulatory Commission, Final safety evaluation report related to certification of the AP600 standard design, NUREG-1512, Vol.1~3, (1998).
- 6) Yonomoto, T., "Thermal-hydraulic research on passive safety systems for next-generation PWRs using ROSA/LSTF," Proc. of 26th Water Reactor Safety Information Meeting, NUREG/CP-0166 Vol.3, (1999) 31-52.
- 7) Kukita, Y., Yonomoto, T., Nakamura, H., "Major outcomes from the ROSA/AP600 testing program," Proc. of 10th Pacific Basin Nuclear Conf., Kobe, Japan, **1** (1996) 317-324.
- 8) Rao, A. S., Sawyer, C. D., and McCandless, R. J., "Simplified Boiling Water Reactor Design," Proc of ICONE-1, (1991) 259-300.
- 9) Hicken, E. F. et al., "Effectiveness of passive systems tested in the NOKO facility," to be published in IAEA-TECDOC for technical committee meeting on experimental tests and qualification of analytical methods to address thermal hydraulic phenomena in advanced water cooled reactors.
- 10) ROSA-IV Group, "ROSA-IV Large Scale Test Facility (LSTF) System Description for Second simulated fuel assembly", JAERI-M90-176 (1990).
- 11) Yonomoto, T., Kondo, M. and Kukita, Y., "PWR small break loss-of-coolant-accident experiment at ROSA-V/LSTF with a combination of secondary-side depressurization and gravity-driven safety injection", Nucl. Sci. Tech., **34** (1997) 571-581.
- 12) Yonomoto, T., Ohtsu I., and Anoda, Y., "Thermal-hydraulic characteristics of a next-generation reactor relying on steam generator secondary side cooling for primary depressurization and long-term passive core cooling", Nuclear Engineering and Design, **185**, (1998) 83-96.
- 13) Kukita, Y., Nakamura, H. and Tasaka, K., "Nonuniform steam generator U-tube flow distribution during natural circulation tests in ROSA-IV Large scale test facility", Nucl. Sci. Eng., **99** (1988) 289-298.
- 14) RELAP5 Development Team, "RELAP5/MOD3 code manual," NUREG/CR-5535, INEL-95/0174, **1~4** (1995).

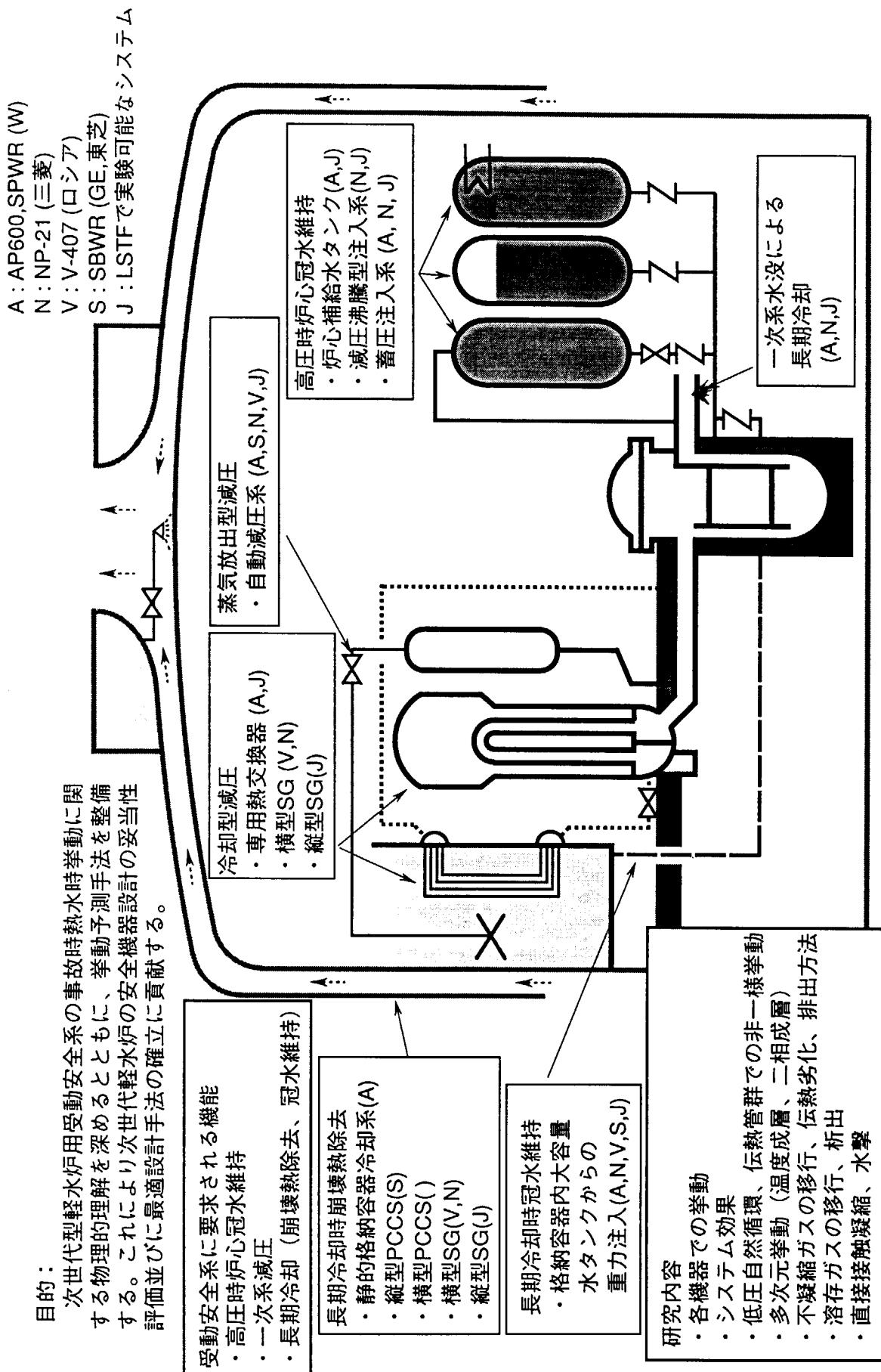


図3.1-1 次世代炉用受動安全系

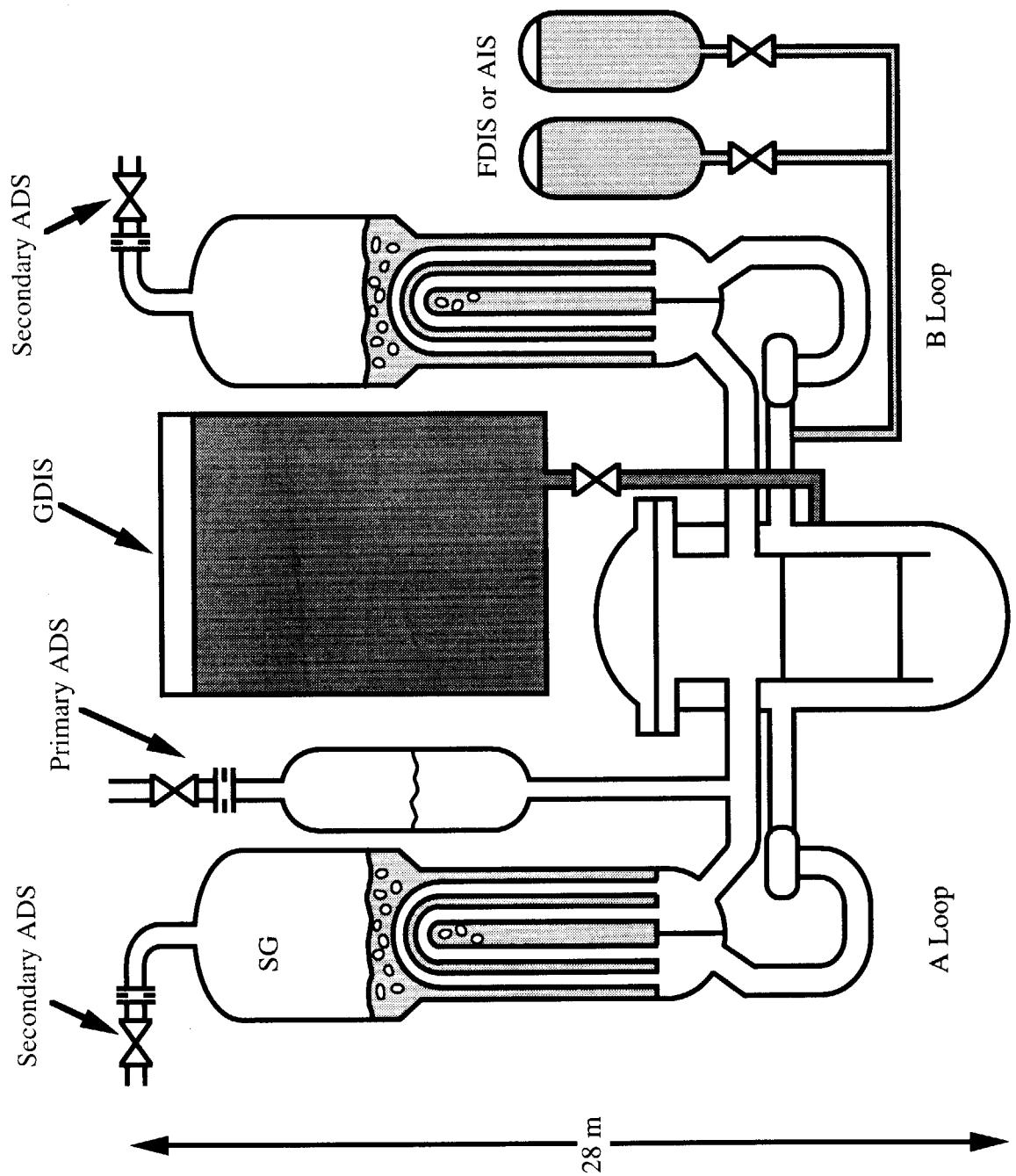


図3.1-2 ROSA-V/LSTF装置

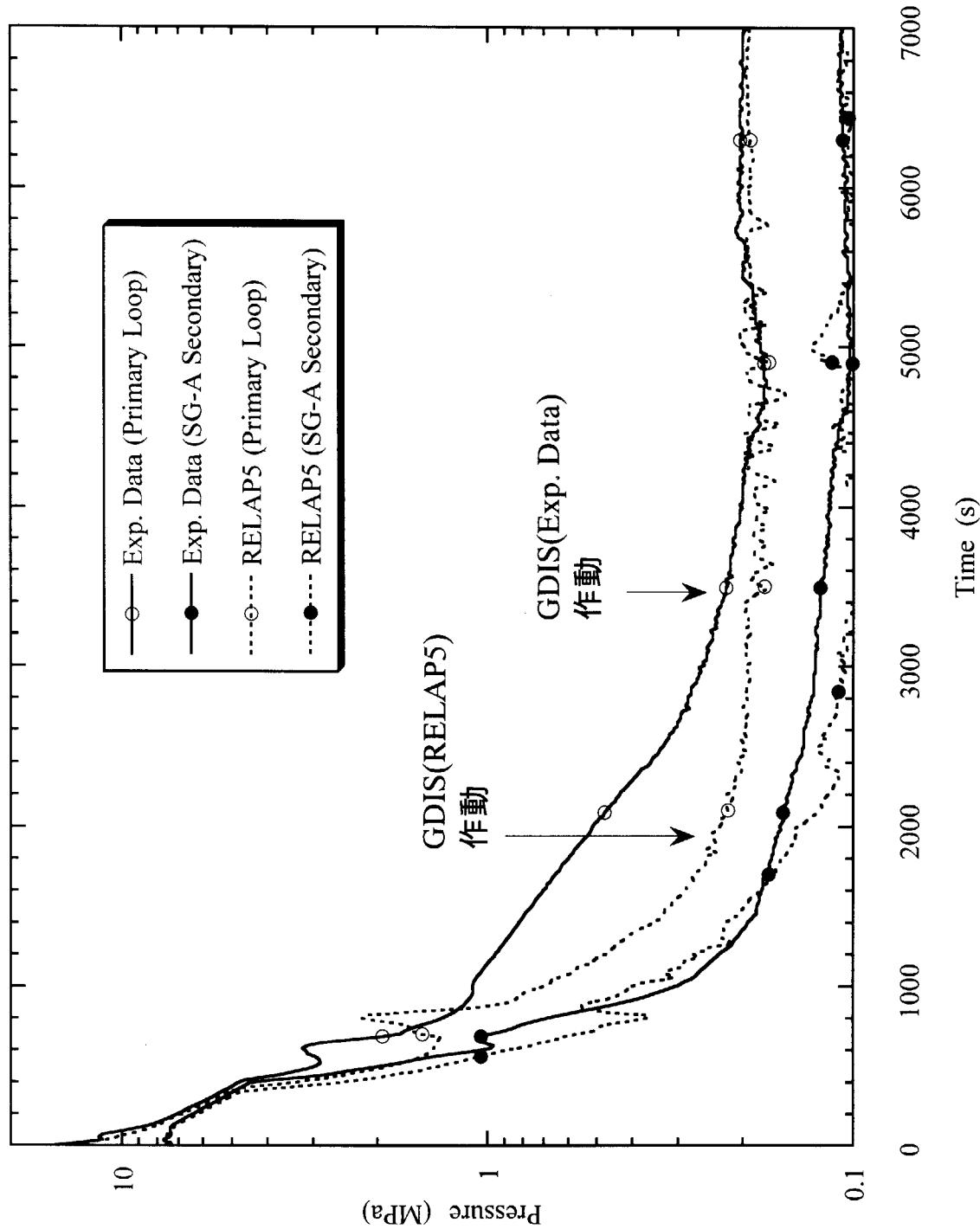


図3.1-3 一次系及び二次系圧力の実験値とRELAP5計算値の比較

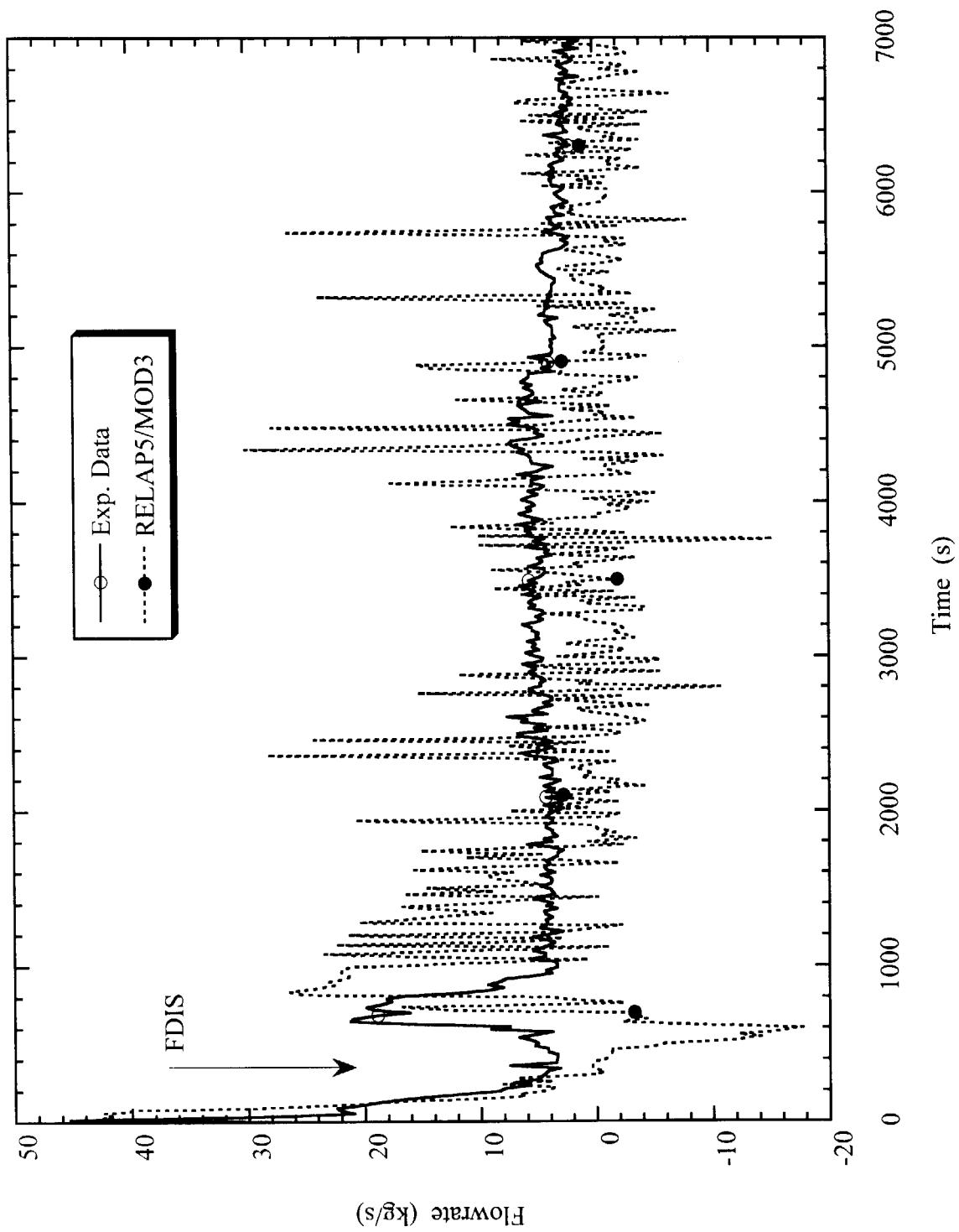


図3.1-4 ループ流量の実験値とRELAP5計算値の比較

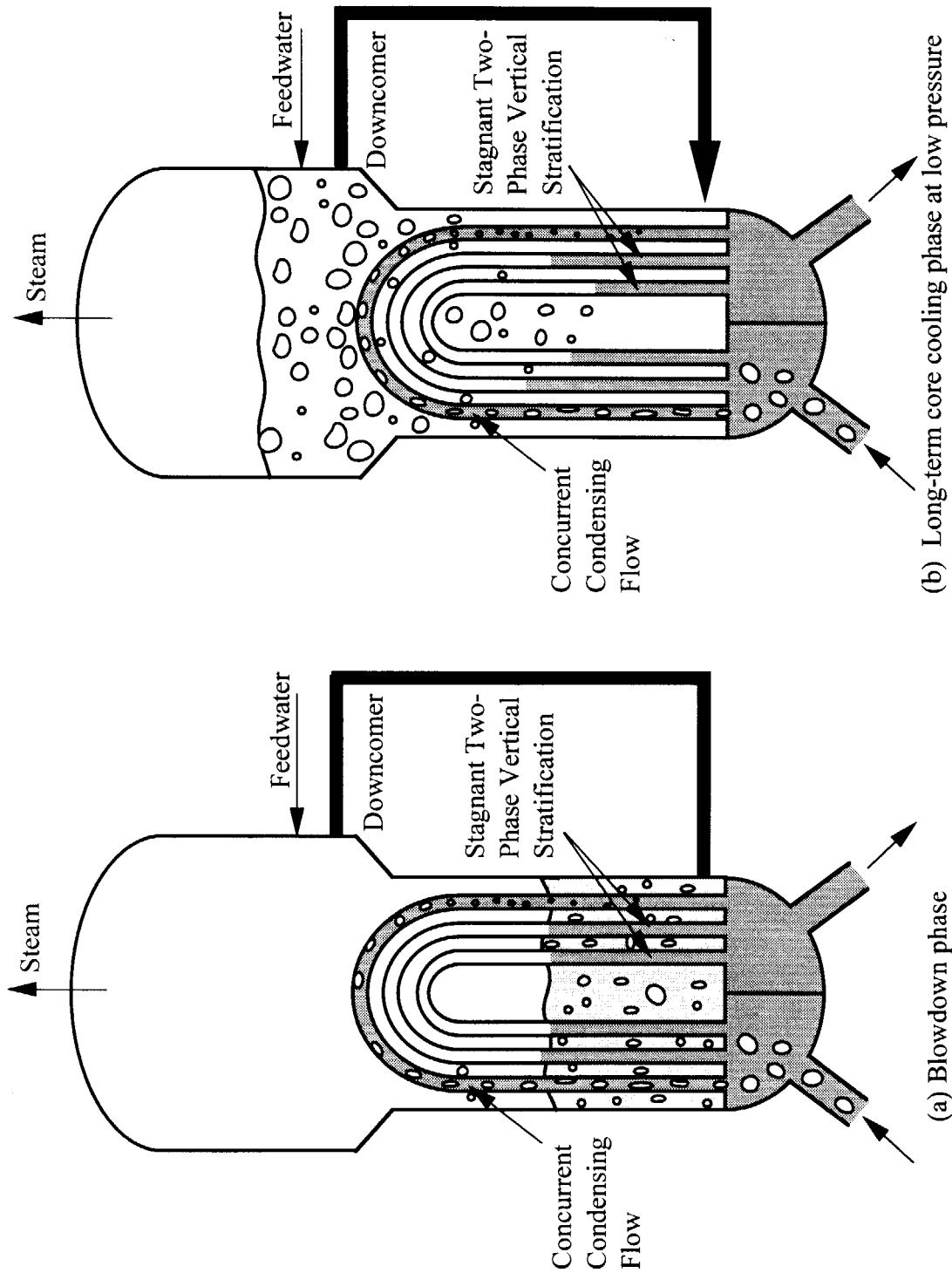


図3.1-5 蒸気発生器伝熱管群における非一様流動

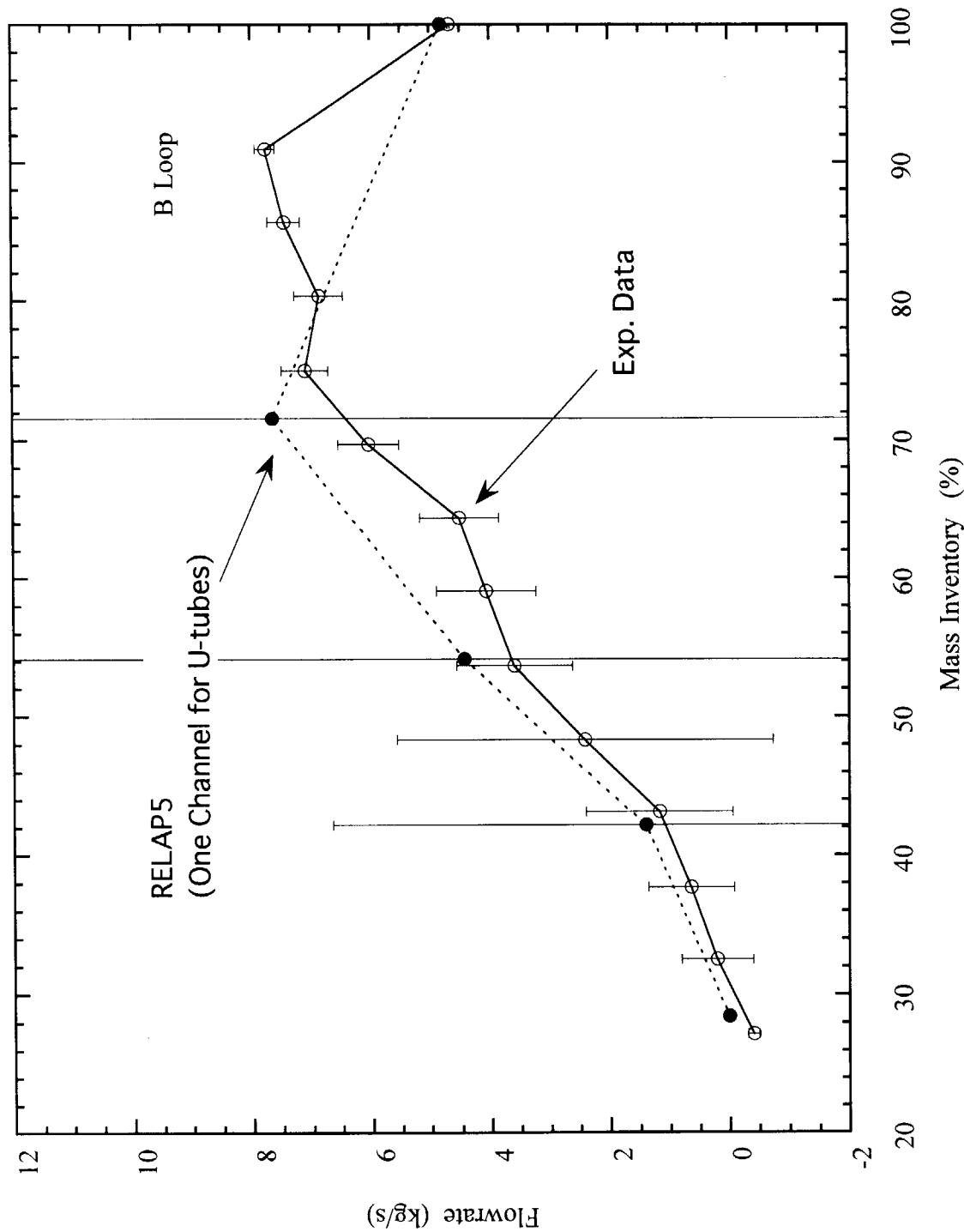


図3.1-6 ループ流量と一次系冷却材インベントリの関係に関する実験値とRELAP5計算値の比較

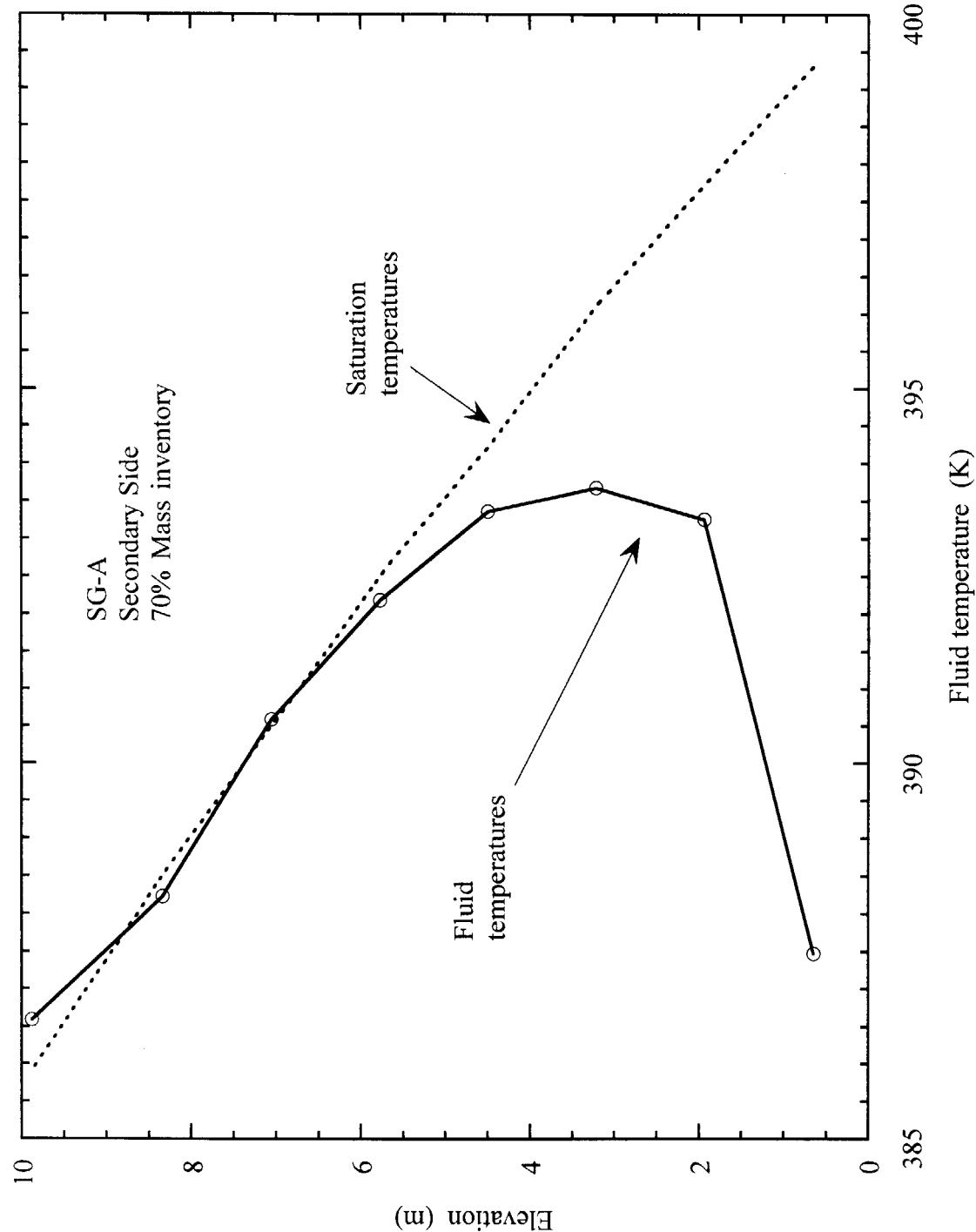


図3.1-7 自然循環実験70%インベントリにおける蒸気発生器二次側温度と飽和温度の比較

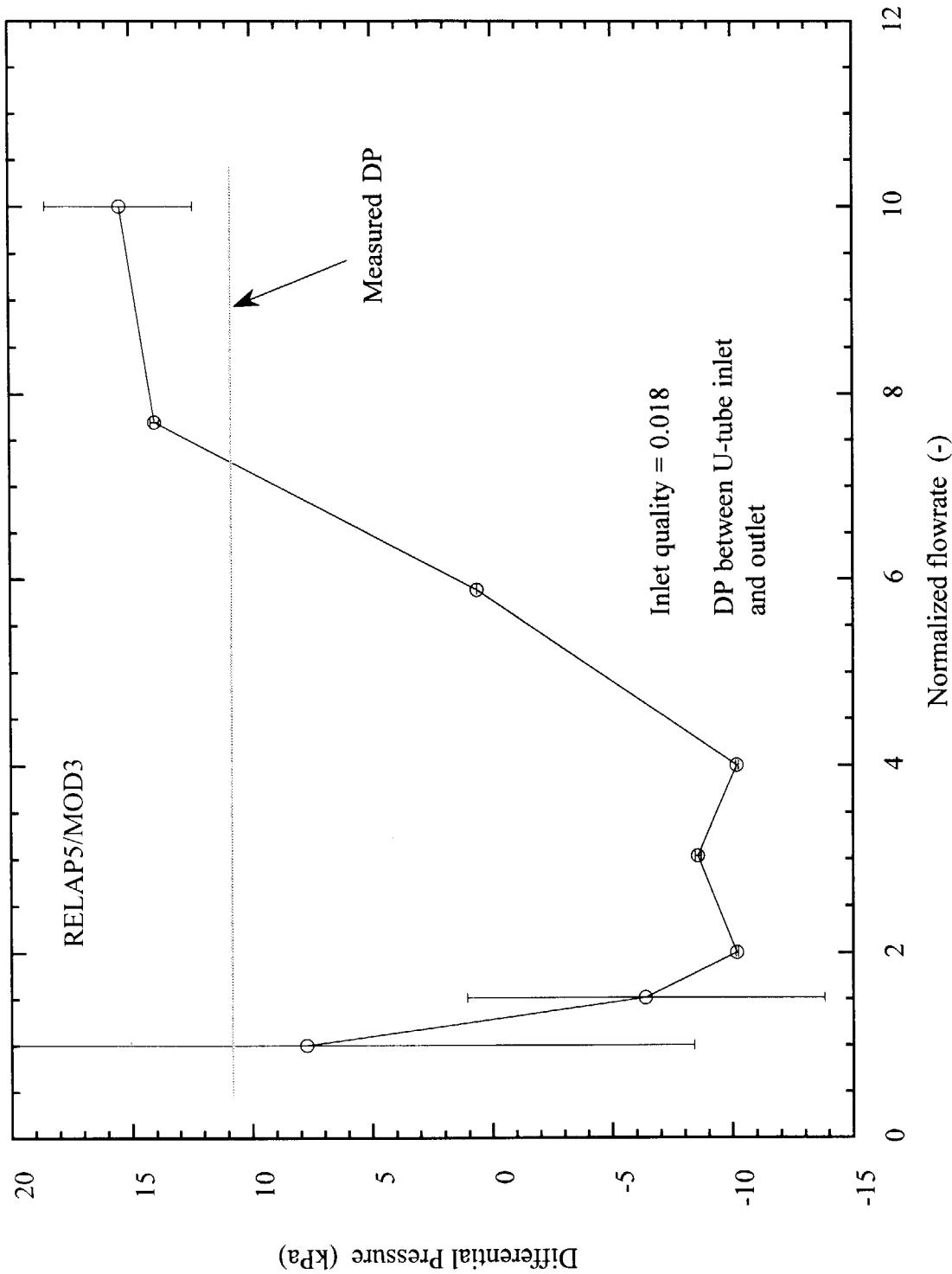


図3.1-8 伝熱管入口-出口間差圧と一樣流動を仮定した時の流量で無次元化した伝熱管流量の関係に関するRELAP5計算値

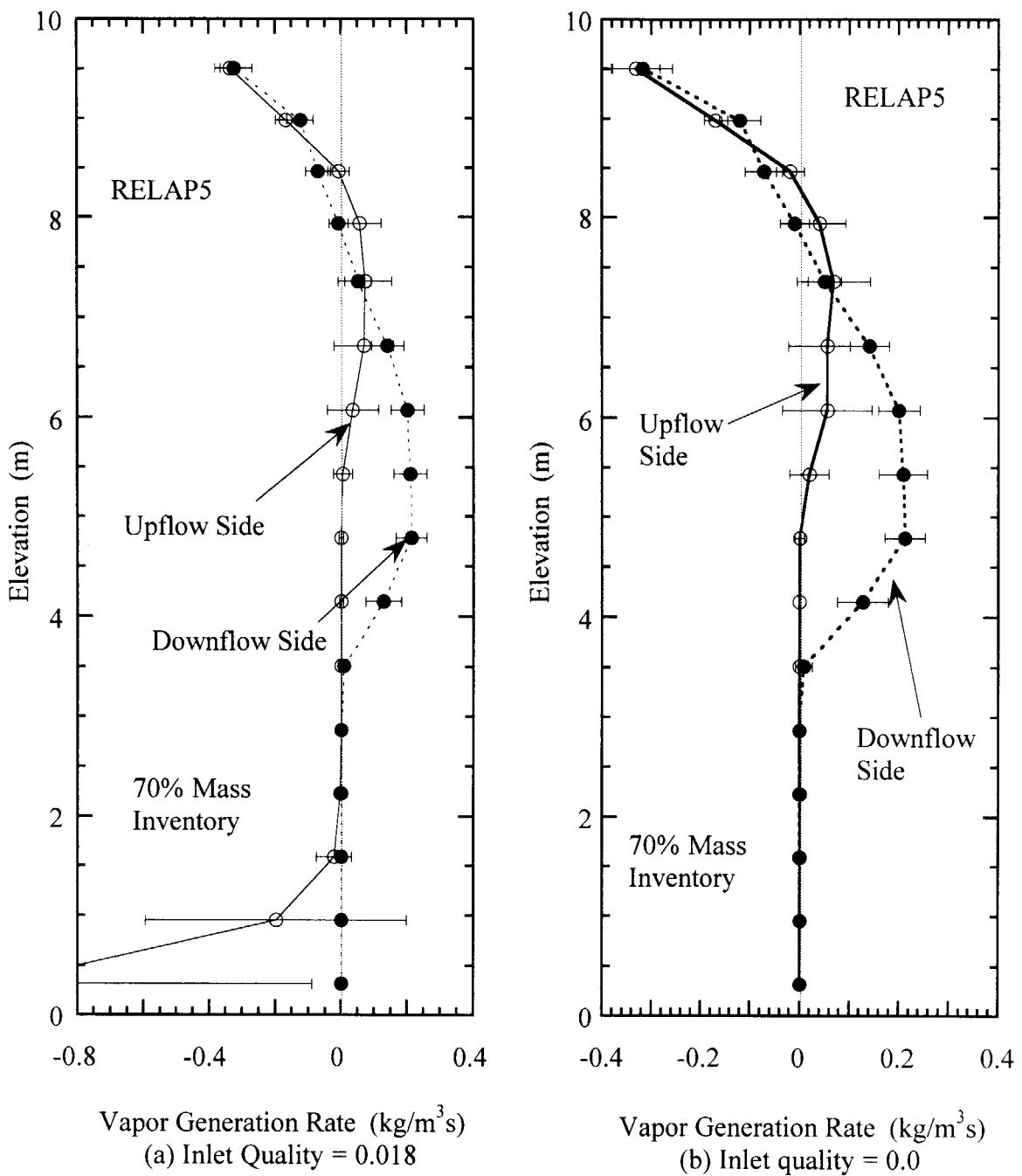


図3.1-9 伝熱管内の蒸気発生量計算値

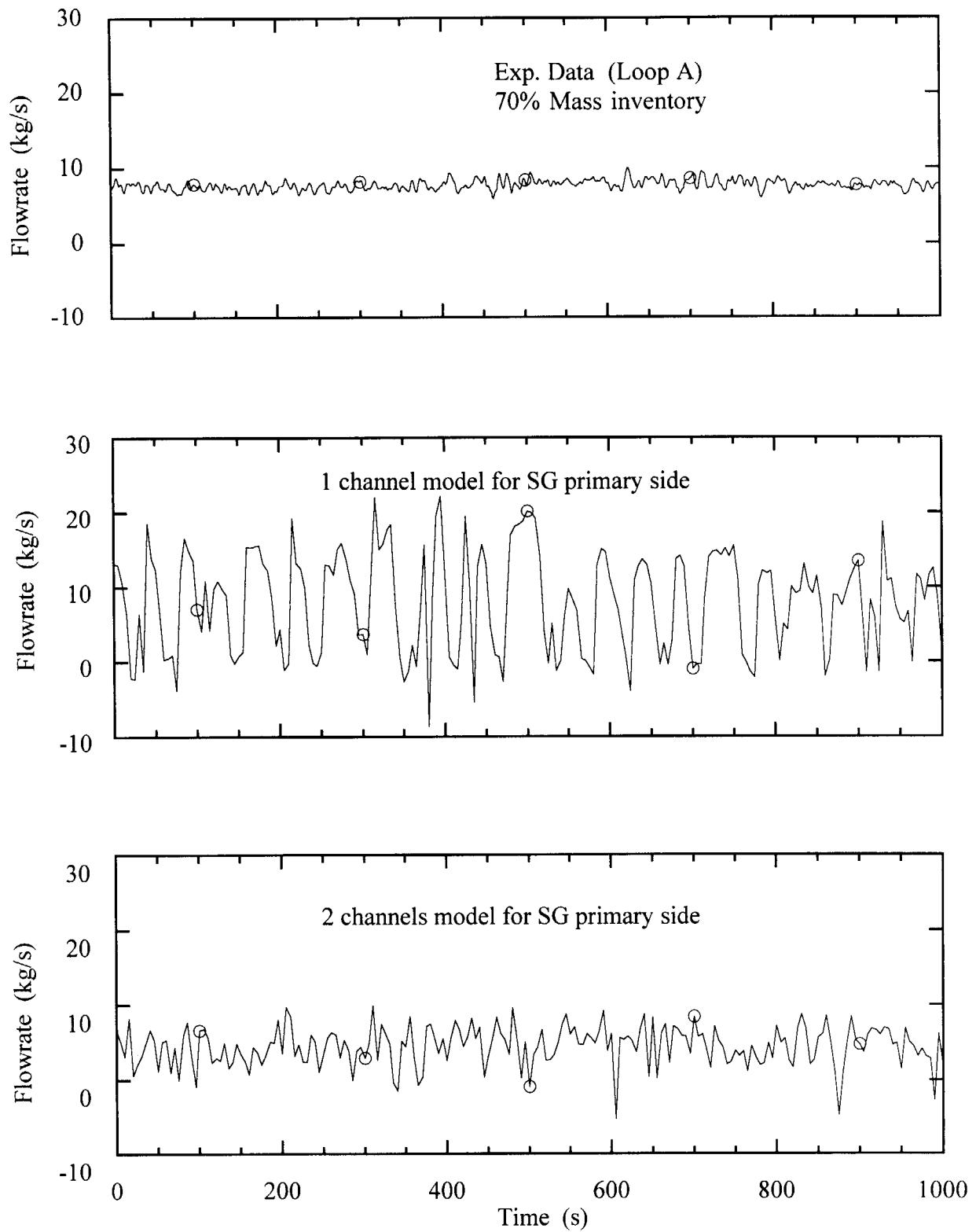


図3.1-10 自然循環流量実験値とSG一次系を1流路及び2流路（本簡易手法）でモデル化したRELAP5計算値の比較

3. 2 可燃性ガス再結合器

可燃性ガス濃度制御系は事故時に金属－水反応あるいは水の放射線分解により発生する水素および酸素ガスの燃焼反応を防止するための設備である。現行のBWRでは図3. 2-1に示すように格納容器のドライウェル(DW)部分から雰囲気ガスをプロワにより吸気し、これを加熱器で加熱した後、再結合器で酸素と水素を再結合させる。再結合により生じた水蒸気は冷却器で冷却した後、サプレッションチャンバ(SC)に放出する。

近年、可燃性ガスの再結合器として触媒を用いたシステムが検討されている。現行の再結合システムがプロアーを使用して可燃性ガスを取り込み、加熱によって水素と酸素を結合させるのに対し、触媒式システムでは室温で触媒反応によりこれらのガスを結合させ、その発熱反応によって自然循環流を発生させる。したがって、触媒式再結合器は動的機器を必要としない。更に、低コスト、メンテナンスの容易さ、設置の自由度などの点において、メリットが有る。

事故時の可燃性ガスの処理方策として、ドイツでは原子炉安全委員会(RSK)が触媒式再結合器をPWRに対して設置することを勧告しており、フランスにおいてもPWRプラントへの設置が検討されている。また、米国においても将来炉への設置が検討されている一方、現行プラントの可燃性ガス処理系を触媒式可燃性ガス再結合器に交換するための検討も行われている。

触媒式可燃性ガス再結合器の開発はドイツ、カナダなどで行われているが、ドイツで開発されたものとしてSIEMENS社、NIS社で開発されたものを図3. 2-2および図3. 2-3に示す。¹⁾⁻³⁾ SIEMENS社製の触媒はSUS板をPtでコーティングしたものであり、これが複数枚ケースの中に収められており、ケースの上下部はガスの自然循環が起きるように開放されている。一方、NIS社製の触媒はアルミニナペレットをPdでコーティングしたものであり、これが同様にガスの自然循環が発生するようにケースの中に収められている。

本報告では、触媒式可燃性ガス再結合器に関わる熱流動解析の現状を解析事例を基に報告する。

3. 2. 1 触媒表面での化学反応及び熱流動解析⁴⁾

CFDコードを用いて触媒表面での化学反応及び熱流動を明らかにすることを目的とした解析が行われている。独、GRSではCFDコードであるCFXを用いて、SIEMENS社製の触媒式再結合器について触媒プレート間での流動及び触媒表面での化学反応を詳細評価している。

汎用の流体解析コードであるCFX4.1コードを用いて、触媒表面上での再結合反応はアレニウス型の反応速度モデルを用いるとともに、再結合反応に伴う反応熱による触媒プレートの温度上昇、触媒プレートとガス流体との伝熱および触媒プレート間の流体挙動を評価するモデルを作成している。このモデルを用いて図3. 2-4に示すSIEMENS社製の再結合器について評価を行っている。この再結合器は0.15m高さ、0.116m幅、0.0005m厚さの触媒プレート16枚から構成されており、容器高さは1.6mである。解析モデルでは、このうち容器壁面近傍の3枚のプレート部分を取り出して2次元形状としてモデル化しており、4800の流体セルを用いている。

計算結果を図3. 2-5および図3. 2-6に示す。入口の水素ガス濃度が2.93%、蒸気濃度が30%の場合（図3. 2-5）および水素ガス濃度が8%、蒸気濃度が60%の場合（図3. 2-6）の触媒プレートのガス流れ方向の水素ガス（左図）および酸素ガス（右図）のモル濃度を示している。触媒プレートに沿って濃度境界層の形成が計算されている。低水素濃度（2.93%）の場合には酸素濃度の減少は少なく、プレート間の全ての位置で酸素方の状況となっている。一方、高水素濃度（8%）の場合には酸素もほとんどが消費されていることが分かる。また、容器壁面近傍の流路ではプレートに沿ったガス濃度の減少速度が中央の流路に比べて小さくなっている。

3. 2. 2 触媒再結合器の性能評価理論モデル⁵⁾

触媒再結合器の水素除去性能を評価する理論モデルの構築と試験解析に基づくモデル検証が行われている（東芝）。

水素除去速度を与える実験式としては、例えば、N I S社製の触媒式再結合器については以下の式が得られている。¹⁾

$$D = 1.134 (C_{H_2})^{1.307} \frac{P}{R T}$$

D : 水素除去速度

C_{H_2} : 水素濃度

P : 圧力

R : 気体定数

T : 温度

この種の実験式は試験パラメータの範囲では適用性が確認されているが、試験条件外では適用性が不明である。このことから、境界層内のガス拡散、触媒内のガス拡散及び触媒活性点での化学反応を考慮した汎用性の有る物理モデルの開発を行っている。

このモデルは、触媒表面上に反応物質（即ち可燃性ガス）の濃度境界層の存在を仮定し、濃度境界層内の反応物質拡散による触媒表面へのマスフラックスと多孔質触媒物質細孔内の反応物質拡散による触媒活性点へのマスフラックスと触媒活性点における触媒反応による反応物質消費のマスフラックスから触媒による反応物質除去速度を求めるというものである。また、触媒反応によって発生した熱は触媒温度を上昇させ、触媒から流体へ対流熱伝達と輻射熱伝達により熱が移動するモデルになっている。

この理論モデルの検証として、理論モデルによって計算したN I S社製触媒式再結合器の水素除去速度と実験式による除去速度の比較を図3. 2-7に示す。理論モデルにより計算した水素除去速度は実験式で与えられる水素除去速度とほぼ同等の値となり、境界層拡散モデルの妥当性を示している。

更に、実機適用を目的として、この理論モデルとCFDコードを組み合わせて、容器内に設置された触媒式再結合器の性能及び容器内の流動評価を行う解析手法を開発し、この解析手法の検証として独バッテル研究所で実施された容器内触媒式再結合器試験の解析を行っている。この試験はBMC（Battelle Model Containment）と呼ばれる容器内にN I S社製の再結合器を設置して、

その性能を調べたものである。BMC試験容器を図3. 2-8に示す。BMCは体積640m³のPWRを模擬した大型試験容器であり、内部は複数のルームに分かれている。解析対象とされた試験では、BMC内部の5つのコンパートメントを流路で連結して290m³として使用している。テストでは、触媒式FCS(PAR 88)を上段コンパートメント(R5)に設置し、水素供給はそれと対角の下段コンパートメント(R8)から行っている。水素は12m³/hrの速度で約30分間供給される。容器内雰囲気の初期状態は、1気圧・80°Cの飽和水蒸気雰囲気である。

この試験の解析結果と試験結果との比較(容器平均の水素ガス濃度)を図3. 2-9に示す。解析では上記の理論モデルを汎用の流体解析コードSTAR-CDに組み込み、解析モデルを作成している。解析によって得られた水素ガス濃度は試験結果と比較して、わずかに低い値を示すものの、ほぼ試験結果を再現しており、解析モデルの妥当性が示された。

3. 2. 3 PWR体系での格納容器内流動解析⁶⁾

独FZKおよび米LANLにおいて開発された3次元流体コードGASFLOWを用いたBMC試験解析および実機事故時の格納容器内気流解析の例が報告されている。GASFLOWコードは多成分ガスについての圧縮性3次元Navier-Stokes方程式のソルバーであり、格納容器内の可燃性ガス燃焼などを模擬するための化学反応のモデルも含んでいる。

触媒式再結合器解析のための解析モデルの検証を目的としてBMC試験の解析が行われており、また、実機解析への適用性を示すために、独のBIBLIS Aプラント(PWR)でのLOCA時格納容器内流動解析が行われている。

PWR格納容器解析では118000メッシュで実機体系を模擬している(図3. 2-10)。PWR格納容器は複数のコンパートメントから構成されており、図の左側が格納容器内の外側のコンパートメント、右側が内側コンパートメントを示している。解析では内側コンパートメントの下部(高さ7m)で配管破断を仮定している。破断配管からは事故後35秒間に12.5kgの水素ガスと20Tonの蒸気放出、それに引き続いて放射線分解により発生した水素が徐々に放出されて6時間後に15kgの水素ガスが蓄積されることを仮定している。

図3. 2-11に格納容器内でのガスの流動状況の計算結果を示す。初期の放出期間(A)では破断配管から上向きの流れが形成されており、これが主に蒸気発生器(SG)タワーの開口部を通して内側コンパートメントから外側コンパートメントに流出している。10000秒時点(B)では外側コンパートメント内では格納容器の壁面での冷却により壁面に沿った下降流と、中央付近での上昇流から成る循環が形成されている。破断配管の有るコンパートメントのサンプルから高温の蒸気が発生し、これが外側コンパートメントに流出している。この状態では外側コンパートメント上部に高温のガスが蓄積し、層状化していることが分かる。更に時間が経過して(C)、格納容器壁面での冷却が進むと、外側コンパートメントのガス温度が低下し、格納容器壁面に沿った下降流によって外側コンパートメントのガスが内側コンパートメントに流入し、全体にガス温度が均質化する方向に現象が推移する。このように事故時のPWR格納容器内での蒸気と水素ガスの分布及び流れの挙動がGASFLOWコードで解析できることが示された。また、これら

の解析モデルを使用することにより触媒式可燃性ガス再結合器の事故時の性能を評価する手法の整備が行われている。

ここで示したように、触媒式可燃性ガス再結合器の開発に付随した解析については、解析モデルの開発とあわせて、CFDコードを用いて可燃性ガスと蒸気の熱流動及び化学反応をあわせて解析することが試みられている。また、解析のスケールとしても、触媒近傍の詳細な流動、化学反応から、システムとしての定常的なガス処理性能と流動の予測、さらには事故時の格納容器内の流動とあわせた再結合器の性能評価までがスコープに入れられている。

3. 2 節の参考文献

- 1) Rudolph Sher, John D. Trotter, and David E. Leaver, "Passive Autocatalytic Recombiners for Mitigating Containment Hydrogen Concentrations Following Design Basis Accidents in Nuclear Power Plants", The Fifth International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety(NUTHOS-5), April, 1997
- 2) E. Schmidt, und W. Beckmann , Forsch. Ingenieurwes., 1-11 (1930), 391.
- 3) F.Fineschi, M.Bazzichi, and M. Carcassi, " A Study on the Hydrogen Recombination Rates of Catalytic Recombiners and Deliberate Ignition", The Third International Conference on Containment Design and Operation, Oct, 1994
- 4) M. Heitsch, "A Two-Dimensional Model of Internal Catalytic Recombiner Behavior", ICONE-6:6422, 1998
- 5) M. Tahara, H. Oikawa and K. Arai,"A 3-Dimensional Fluid Dynamic Analysis for a Passive Catalytic Recombiner", ICONE-7, 1999
- 6) P. Royl, "Simulation of Hydrogen Transport with Mitigation using the 3D Field Code GASFLOW", ARS'97, 1997

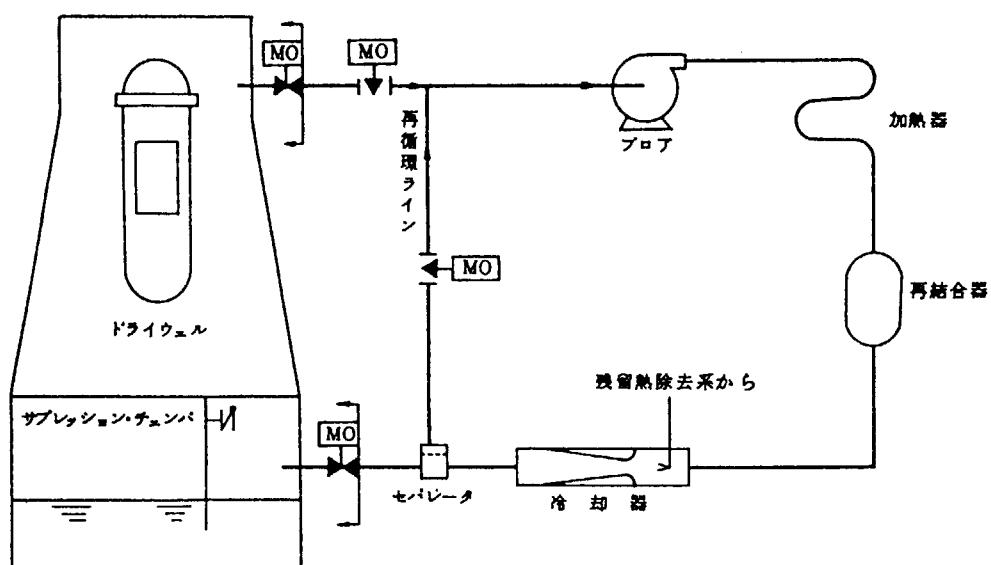


図 3.2-1 可燃性ガス処理系

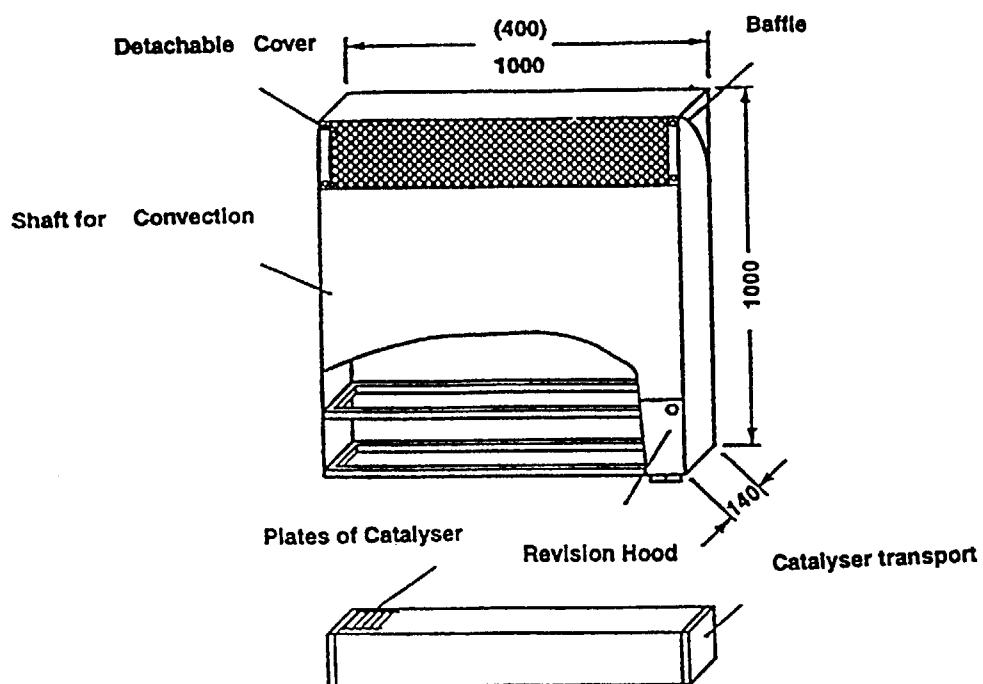


図 3.2-2 SIEMENS 社製の触媒式可燃性ガス再結合器

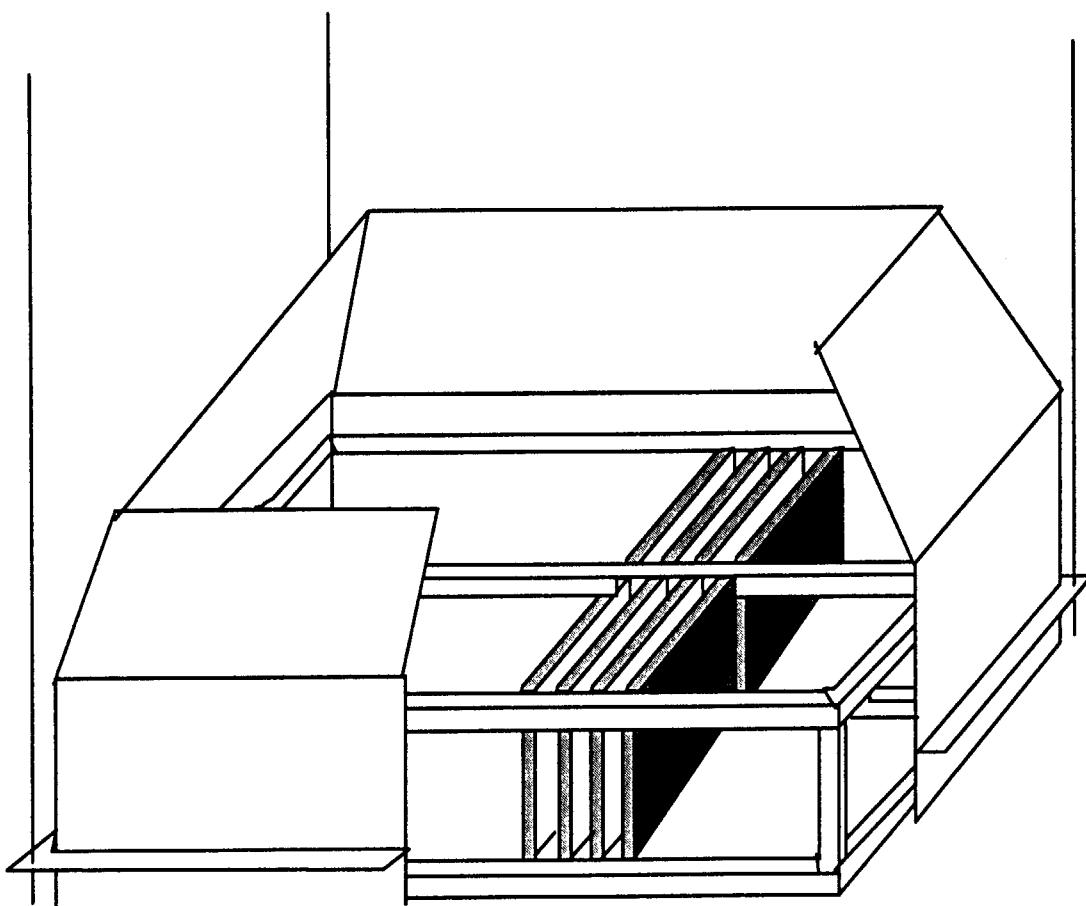


図 3.2-3 NIS 社製の触媒式可燃性ガス再結合器

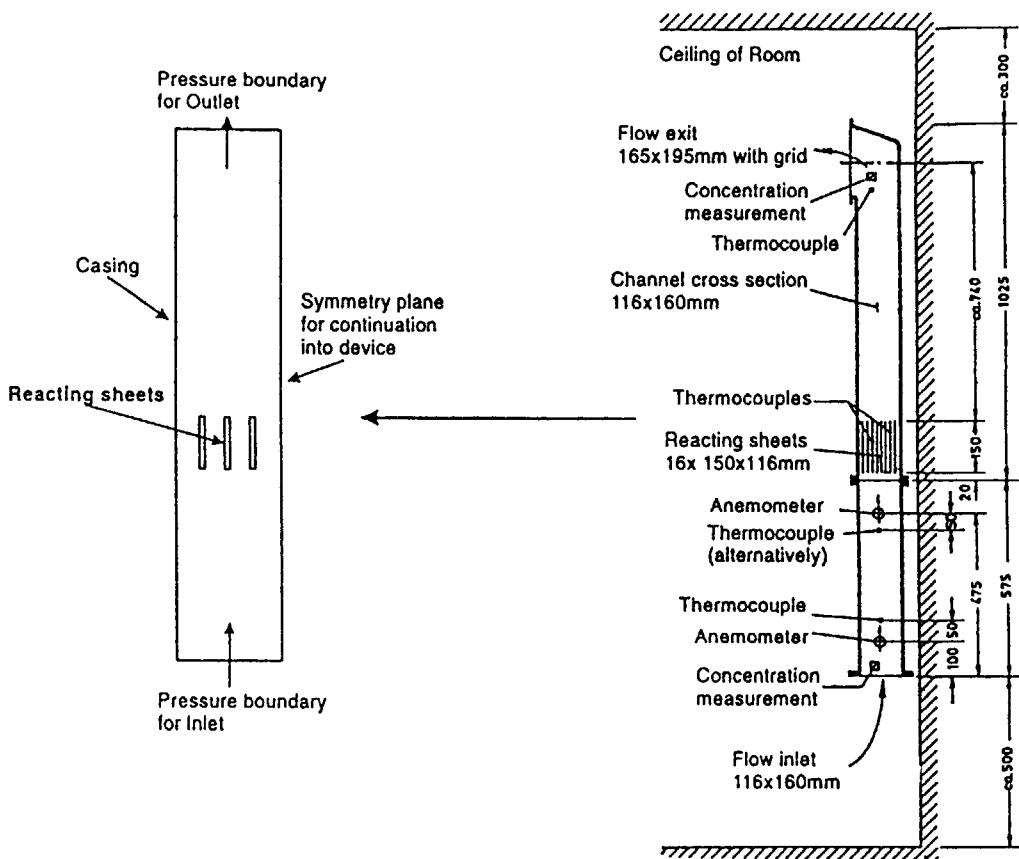


図 3.2-4 SIEMENS 社製の触媒式可燃性ガス再結合器(右図)と解析モデル

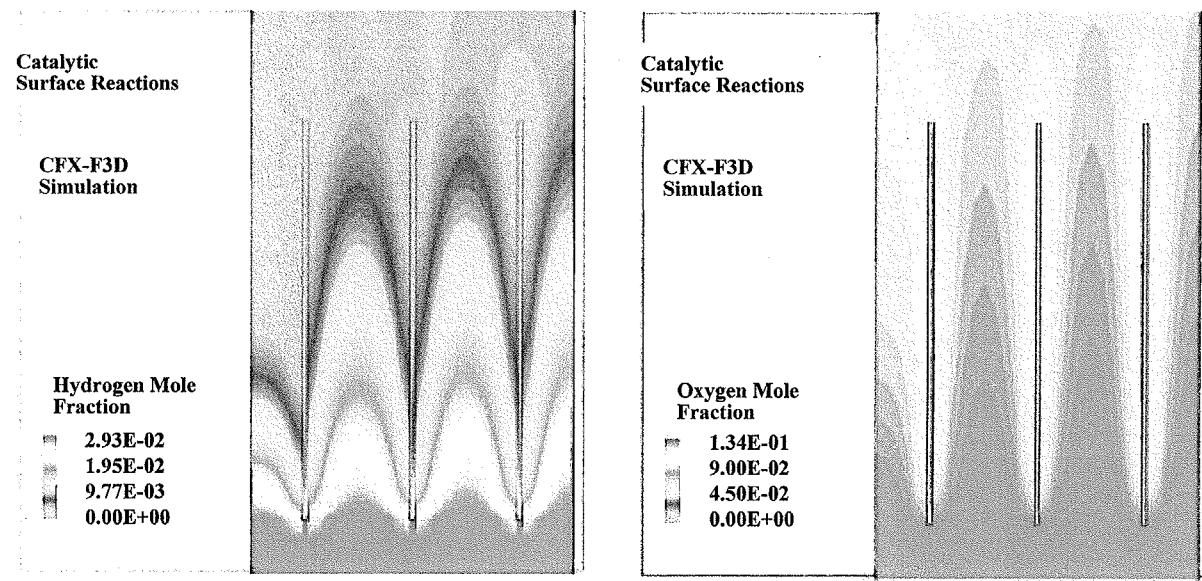


図3. 2-5 低水素濃度流入時の触媒プレート間ガスモル濃度

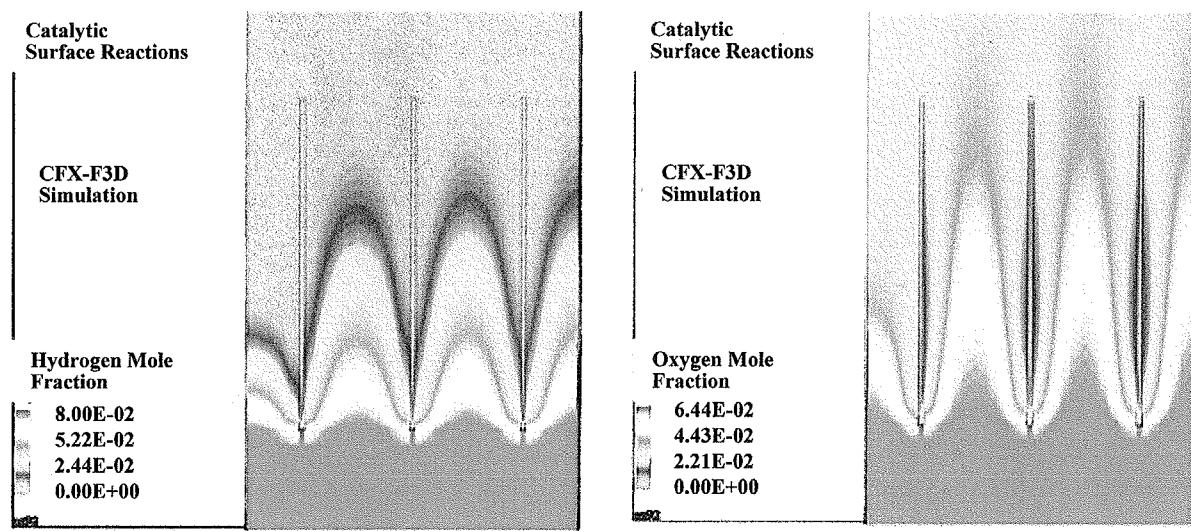


図3. 2-6 高水素濃度流入時の触媒プレート間ガスモル濃度

This is a blank page.

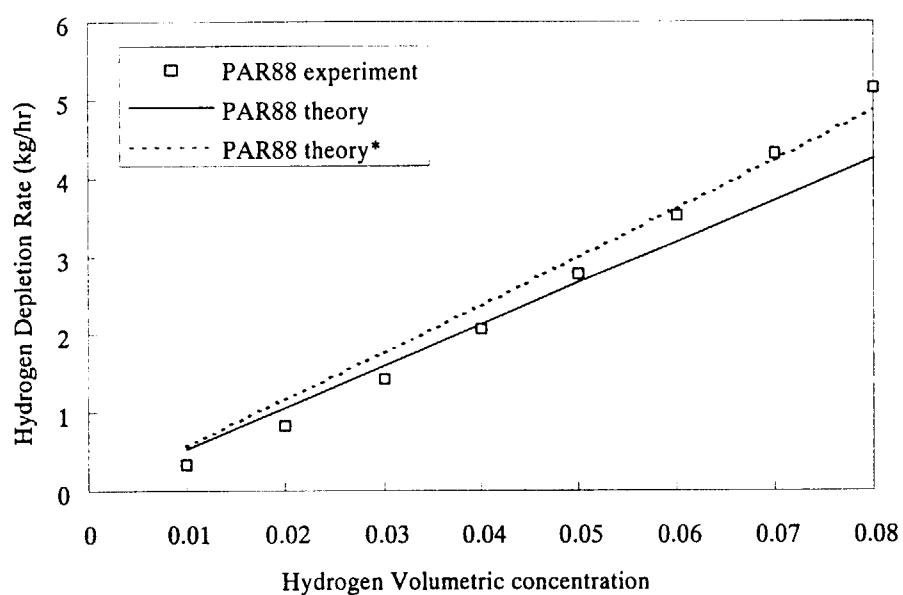


図 3.2-7 NIS 社製触媒式再結合器の反応速度に関する理論モデルと試験結果の比較

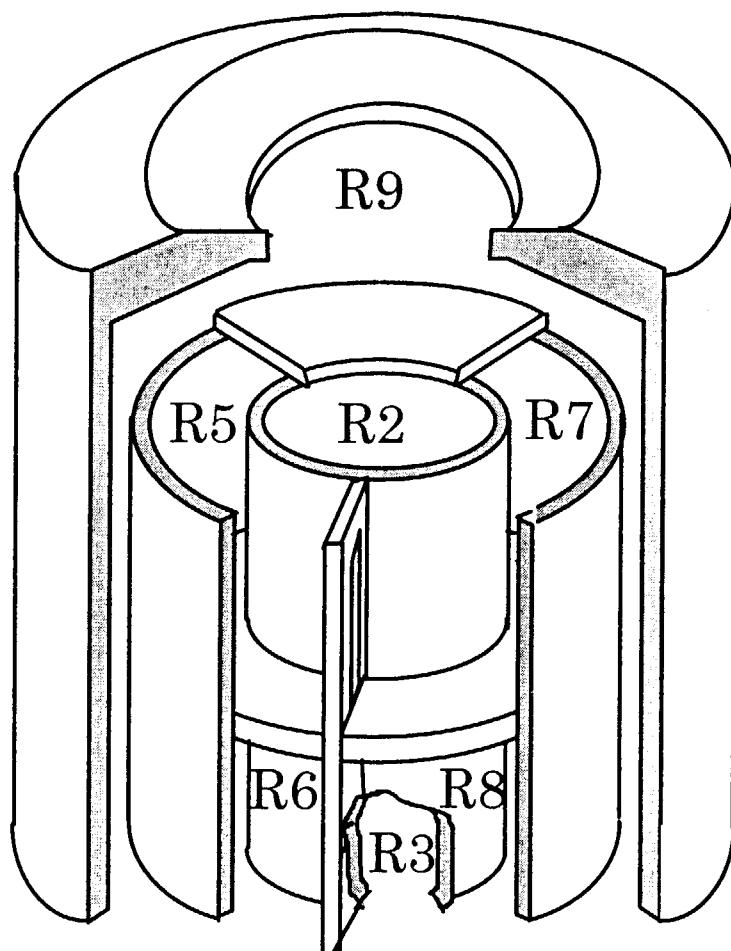


図 3.2-8 Battelle Model Containment (BMC)

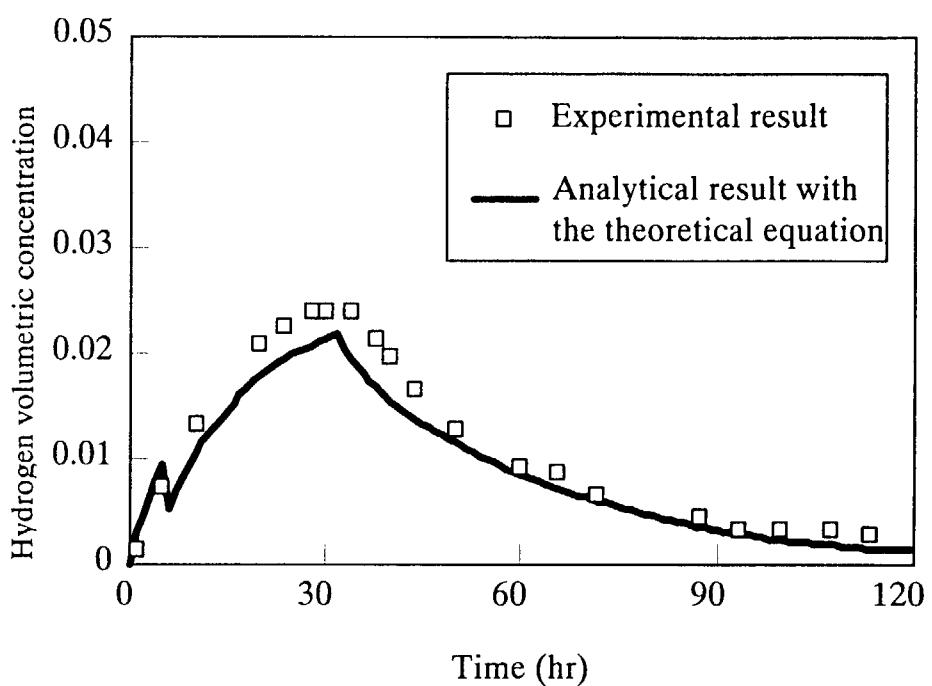


図 3.2-9 水素除去速度に理論式を用いた場合の BMC 試験に関する解析結果と試験結果の比較

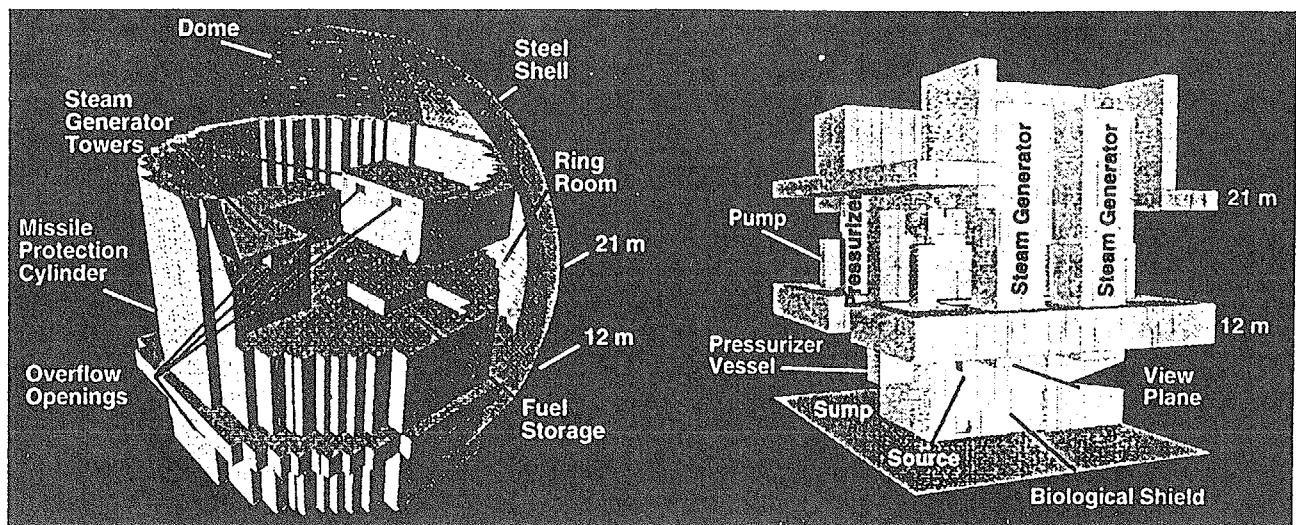


図 3.2-10 BIBLIS A PWR 格納容器モル (GASFLOW)

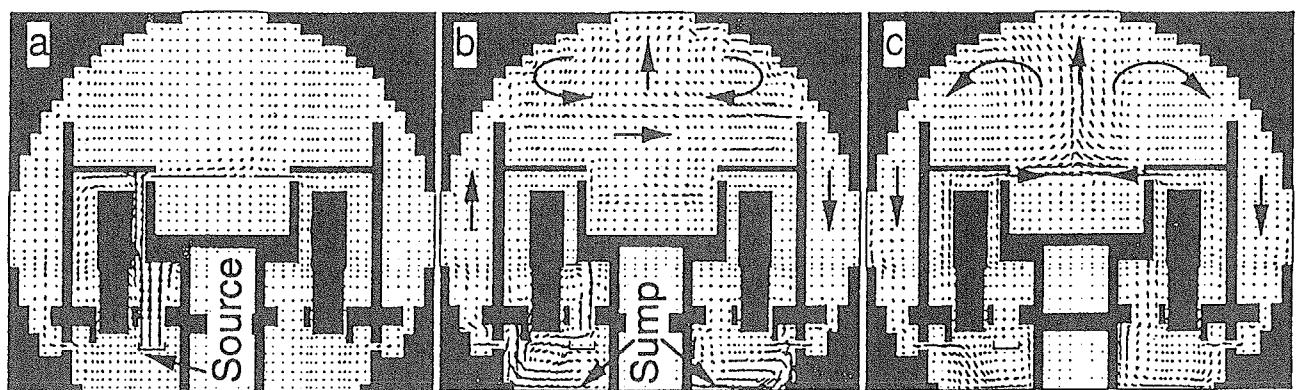


図 3.2-11 GASFLOW 解析結果 (LOCA 時格納容器内流動分布)

(a)35 秒後、(b)層状化 10000 秒、(c)均質化 20000 秒

4. 気液二相流解析に関するトピックス

4. 1 不安定流動現象とシミュレーション

4. 1. 1 はじめに

不安定流動とは文字通り不安定な流動で、安定ではないことであるが、では安定とは何か。数学的な立場からは流量が周期的に大きく変動していてもある一定のアトラクターの上を回っているかぎりにおいては安定であるともいえるが、エンジニアリングの立場からはそのような振動は不都合である。ここでは後者の立場をとるが、以下に不安定流動について述べる前に定義をしておかないと理解がかえって困難になるだろう。

不安定流動とは気液二相流あるいはより限定して沸騰二相流においては、単純に、沸騰チャンネルでの質量流量、特に入口の質量流量が沸騰チャンネル内での流体の滞留時間（通過時間、運動時間という言い方もある）もしくはそれ以上の周期で大きく変動する現象か、もしくは時間平均質量流量が大きく変わってしまう現象とする。気液二相流中のスラグ流などはその基本的な性質として脈動性を持っているが、上記の定義にすれば不安定流動からは排除される。そのような大規模な流れの変動は沸騰チャンネルのみがある系では起こり得ず、何らかの外部（沸騰チャンネルから見た）の系が必要で、それによって沸騰チャンネル内の流動に自由度が与えられ、また外部の系はエネルギーと質量の蓄積・放出を担う、アクチュエータの役割を果たすことになる。

ここではまず不安定流動の基本的なメカニズムについて説明し、機構による分類を行い、不安定流動によるさまざまな問題を定義する。その後、解析、シミュレーションについて述べる。ここでの記述は最近、著者が分担執筆者の一人としてまとめた書籍¹⁾をベースとしている。

4. 1. 2 不安定流動の機構

古典的な機械振動的振動を元にして考えてみる。いま、ばねと粘性減衰が作用する系の運動の方程式は

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = 0 \quad (1)$$

と表される。ここで x は変位、 m は質量、 c は粘性減衰係数、 k はばね定数である。

いま $c \geq 2\sqrt{mk}$ とすると系は無周期運動で運動は時間とともに指數関数的に減少する。一方、 $c < 2\sqrt{mk}$ の場合には運動は振動を伴いながら減衰していく。今もし負減衰が作用するような系を考えると、系の運動方程式は

$$m\ddot{x} - c\dot{x} + kx = 0 \quad (2)$$

となり、一般解は

$$x = \exp\left(\frac{c}{2m}t\right)(A \cos qt + B \sin qt) \quad (3)$$

の形で与えられ、振動を伴いながら振幅は成長していく、いわゆる自励振動をすることになる。さらに復元力が働く場合を考えると、式(1)は

$$m\ddot{x} + cx = 0 \quad (4)$$

となり、時間について積分することにより、

$$m\dot{x} + cx = A \quad (5)$$

つまり

$$x = B \exp\left(-\frac{c}{m}t\right) + A\left(\frac{m}{c}\right) \quad (6)$$

の形の一般解を持つ。ここで A、B は積分定数である。正減衰のときは指数関数的に減少するが、負減衰の場合には逆に指数関数的に発散することになる。

さて以下における議論は質点系や剛体の運動ではなく、流体運動であり、支配方程式はニュートンの運動法則ではなく、Navier-Stokes 式である。しかしながら不安定流動現象を、現象論的に理解するには上記のようなばね-粘性減衰系との対応関係に注目すると理解しやすい。その意味から、不安定流動が発生するのはそれが振動的であるか発散的であるかは問わずに、単純に負減衰が働く系ということにする。

さてポンプや出入口ヘッダー（プレナム）などのような外部系と沸騰チャンネルからなる系を考えることにする。沸騰チャンネルでの流動特性は式(1)でいうところの慣性質量や粘性減衰項を与える、外的な系は復元力を与える。ポンプなどのように、大きな復元力（直感的にはアキュムレータなどの圧縮性容量）がない系で、かつ沸騰チャンネルの動的応答が速い系は式(4)のような 1 次系とみなされ、そのような系で負減衰が作用すれば流れは発散することになる。一方、同じような系で大きな復元力が存在すれば、当然自励振動が発生する。後に説明するが、沸騰チャンネルの動的応答時間が長く、入口での変動の位相と出口での位相に大きく差が生じるような系では、その位相差、つまり時間遅れによってたとえ沸騰チャンネルの抵抗特性が正（流量に対して圧力降下が増加する）であっても、結果的に等価粘性減衰が負となる場合が存在する。このような場合にも自励振動が発生する。抵抗特性が負（流量に対して圧力降下が低下する）の際にはそれが直接負減衰となる自励振動と、応答の時間遅れの結果としての等価粘性減衰が負となる振動のいずれも発生する可能性があるが、一般的にはより低次の振動が支配的となる。

4. 1. 3 不安定流動の分類

沸騰チャンネルにおいて発生する不安定流動を上記のカテゴリーに従って分類すると、表 4. 1-1 のようになる。但し上記のカテゴリーはばね-粘性減衰系と沸騰チャンネル系の力学的なアナロジーに基づいて行ったものであり、熱的非平衡に基づくものは含まれていない。従って表 4. 1-1 ではそのようなものも含んでいる。熱的非平衡に基づく不安定流動もモデリングによっては、上記いずれかとのアナロジーも成立するかもしれない。

さて不安定流動を大別すると、負性抵抗特性に基づく不安定流動(Negative resistance instability)、時間遅れフィードバックに基づく不安定流動(Time-delayed feedback instability)、熱的非平衡に基づ

く不安定流動(Thermal non-equilibrium instability)に分類される。第1の負性抵抗特性によるものは、外部の系の応答速度に比べて内部の系の応答速度が速く、流れの遅れの効果が系の動的挙動にあまり影響しない、つまり負減衰が負性抵抗のみに起因する場合で、流れ逸走(Flow excursion)(Ledinegg 不安定ともいう)と圧力降下振動(Pressure drop instability)を含む。第2のカテゴリーは流れの伝播遅れが相対的に大きく、これが負減衰の原因となる密度波振動(Density wave oscillation)を含む。最後の第3のカテゴリーは熱的な非平衡の緩和時間による遅れが原因となつたガイセリング(Geysering)、チャギング(Chugging)などを含む。不安定流動の最初の体系的な分類は Boure, Bergles & Tong²⁾ によるもので、彼らの分類では流動様式遷移不安定、音波振動、BWR不安定なども含まれている。いずれもまだ十分解明もされていないし、また実用上それほど重要なものもある。例えば流動様式不安定は流動様式による圧力損失特性の差異に基づくと説明されているが、振動の形態を取る限りにおいていずれかの場所に蓄積容量が存在するかもしくは時間遅れフィードバックが存在するはずで、その意味からは圧力降下振動もしくは密度波振動に含められる可能性がある (Sawai ら³⁾ の研究を参照のこと)。

以下それぞれ、簡単に現象論的な説明を加えておく。

- * 流れ逸走：図4. 1-1に示すように流量の増加とともに圧力降下が減少する負性抵抗特性を有する場合に、外部系としてのポンプによって付加されるポンプ特性と複数の交点、すなわち作動点を持つ場合、負性抵抗上の作動点では流れ逸走が発生し、正勾配の作動点まで流量が大きく変化してしまう。先の機械振動モデルでは1次系の不安定に対応する。
- * 圧力降下振動：外部系としてアキュムレータなどのような圧縮性容量、つまりは質量と圧力の形態での運動量の蓄積容量を有し、かつ内部系が負性抵抗特性を有するとき、静的には作動点が負性抵抗特性上にあれば、大振幅、長周期の図4. 1-2に示すようなリミットサイクル振動が発生し、圧縮性容量が大きい場合には振動は弛緩振動的になる。このような系の流動モデルを図4. 1-3に示す。これについては簡単な解析モデルについて説明する。力学モデルでは負性抵抗特性が直接に負減衰効果を与える場合に対応する。
- * 密度波振動：運動学的密度波(Kinematic wave)もしくはボイド波の伝播遅れと外部系によって与えられる圧力降下→流量のフィードバックによって負減衰となる。脈動周期は滞留時間と同じオーダーで、圧力降下特性の正勾配で出現する。図4. 1-2の高周波の脈動は過渡的に密度波振動が発生したものである。圧力降下振動と周期が大きく異なる点に着目されたい。沸騰チャンネル系では頻繁に認められ、最も一般的な不安定流動といえる。密度波振動が発生する系は図4. 1-4に示すようなものがある。(a₁) は出入口プレナムの間に多数の並列管が存在する一般的な熱交換器、ボイラ、SGなどを代表している。チャンネル数が多いため、各チャンネルでの流量の変動があってもプレナム差圧はほとんど一定に保たれる。(a₂) は1本の沸騰チャンネルに並列して大口径のバイパス(非加熱であるかもしくは沸騰が起こらない程度の弱い加熱がある)からなる系で、大バイパスは流速が小さく、圧力降下はほとんど重力による成分で決定される。したがって大バイパスでの液体の流動方向は問題にならない。大バイパスを降水管とすれば自然循環回路となる。この場合もチャンネル両端の差圧は一定である。(b) は

ポンプと沸騰チャンネルからなる系で、差圧はポンプ特性を通じて流量変動としてフィードバックされる。(c)は圧力降下振動が発生するのと同じ系で、上流側の圧縮性容量が圧力降下→流量変動のフィードバック効果を与える。

*ガイセリング：イエローストーン公園の間欠泉が有名である。核生成が不充分で液体が過熱し、その後、突沸して液体を急速に吹き上げる。上部に外部系として液体の蓄積容量があれば、突沸ののちの圧力低下とともに外部系から液体が逆流、再充填される。このような過程を繰り返すのがガイセリングで、特に液体が沸騰チャンネルを下降して、管内に蒸気をトラップするような場合には、蒸気の急激な凝縮によって大きな圧力パルスが発生し、安全性の点で問題になりうる。チャギングは液体と蒸気の直接接触などの場合に凝縮のダイナミックスによって引き起こされるものである。本著ではこれら熱的原因の不安定流動については、これ以上説明しない。問題をシミュレーションに関連するものに限定して、以下圧力降下振動、密度波振動についてより詳細に検討する。

4. 1. 4 不安定流動によって引き起こされる諸問題

第1の例は限界熱流束に関するものである。限界熱流束は液体の供給方法によって大きく低下する場合がある。図4. 1-5に示す Mishima ら⁴⁾による結果をみると、液供給が高揚程のポンプによって行われ、沸騰チャンネルの圧力変動のいかんに関わらず一定値に保たれる場合（つまり Stiff な系）には、限界熱流束は質量流量とともに増加し、クオリティ 1 の線に近い状態であるが、流量の増加とともにクオリティ 1 の線から外れ、ほぼ一定値になる。この状態はプール沸騰 CHF とほぼ一致する。一方、バイパスなどが存在して流量変動に自由度があると、図中 Soft と表示してある場合から明らかなように、ドラスティックに低下することがわかる。

図4. 1-6 は沸騰チャンネルにおいて脈動が発生すると、環状流域の液膜ドライアウトが脈動のない定常状態からどの程度低下するかを実験的に調べた結果である。ドライアウト熱流束が流量の相対振幅に対してプロットされていて、脈動周期によって低下の特性は異なるものの、いずれの場合にも顕著に低下することが見て取れる。相対振幅が 1 以上の状態では大きく逆流することを意味し、現実に不安定流動が大きく発達した場合には起こりうる。全体的な傾向としては相対振幅の増加とともに大きく減少し、ある程度以上の相対振幅の範囲ではほぼ一定の値に収束するようである。周期が長くなると低下の度合いは大きくなる。これらの結果は沸騰チャンネル壁の熱容量が小さい場合であって、かなり厚肉のチャンネルをもちいた場合にはここに示したほどにはドライアウト熱流束は低下しない。

以上、2 例からも明らかなように、不安定流動が発生すると、壁面の冷却が少なくとも半周期の間は極めて悪化し、十分に冷却されないことになる。結果として不安定流動が発生すると、限界熱流束は低下するといえる。また分類の項においても述べるようなガイセリングやチャギングが発生するときには、場合によっては気泡の崩壊時に大きな圧力パルスが発生すること、さらには不安定流動発生に伴って、装置そのものの機械的振動を誘起する場合が存在する。

4. 1. 5 解析上の問題

不安定流動に関する解析は大別して2種類ある。まず第1は現象理解のための解析であり、第2は予測のための解析である。前者はかなり大胆な仮定を置くものの、支配パラメータの同定や設計のための大規模な指針を与えるものである。後者は線形解析によるか非線形解析によるかは別として詳細な流れの機構や沸騰チャンネルの加熱条件などが組入れられ、一般的にはコンピュータコードの形態をとる。いずれにしても、不安定流動が外部の系も含めた巨視的な現象であると定義していることからも、流れの場としては1次元、つまり沸騰チャンネルの流れの方向に場の方程式を積分することで解析が可能となる。さらにまた対象とする脈動が滞留時間に比べて同じオーダーなら沸騰チャンネルでの流れの動特性を基本的分布定数系として組込まなければならない。一方、周期が滞留時間に対してかなり長い場合には沸騰チャンネルでの流れの細部の挙動は問題ではなく、集中定数系と扱って問題は生じない。

4. 1. 6 圧力降下振動の解析

先に示した図4. 1-2に基づいて圧力降下振動の簡単な解析について述べる。系は集中定数系として扱える沸騰チャンネルと圧縮性容量からなるとする。

質量と運動量保存の関係は式(7)-(9)で与えられる。但し圧縮性容量との連絡管路の抵抗は小さいとして無視している。

$$u_{in0}A_c\rho_l = u_aA_c\rho_l + u_{in}A_c\rho_l \quad (=constant) \quad (7)$$

$$p_{in} - p_{ex} = d/dt \int_0^L \rho u dz + \Delta p(u_{in}) \quad (8)$$

$$p_{in} - p_a = d/dt \int_0^{L_a} \rho_l u_a dz \quad (9)$$

圧縮性容積 V_a は気体で、等温変化をすると仮定すると、容量への液体の流入速度 u_a と圧力 p_a の関係は次式で与えられる。

$$u_a = (V_a/A_c p_a) dp_a/dt = C_a dp_a/dt \quad (10)$$

さらに、沸騰チャンネルの圧力降下は集中定数系近似して、入口流速 u_{in} の関数とし、また圧縮性容量への連絡管路および沸騰チャンネルの慣性質量 M_a 、 M 、およびパラメータ C_a は時間的に一定であると仮定する。このとき系の挙動は次式で表される。

$$(M+M_a) d^2(\delta u_{in})/dt^2 + [d(\Delta p)/du_{in}] d(\delta u_{in})/dt + (1/C_a) \delta u_{in} = 0 \quad (11)$$

ここで $\delta u_{in} = u_{in} - u_{in0}$ であり、定常値からの偏差とする。この式からも明らかのように減衰項には圧力降下特性の勾配が直接該当する。すべての係数が正の場合には系は静的にも動的にも安定であり、第2項が負の場合、つまり平衡作動点 u_{in0} が圧力降下の負勾配域にあるときには、負減衰となり、流れは自励振動的になり、振幅は時間とともに増大する。図4. 1-2に示したような一定振幅の自励振動を求めるためには、非線形効果を解析に組入れなければならない。例えば次式のように近似すると

$$d(\Delta p)/du_{in} = \xi (u_{in} - u_{max}) (u_{in} - u_{min}) \quad (12)$$

系の挙動は van der Pol 型の非線形方程式を導くことができる。

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} - \varsigma(1-2\beta)y - y^2 \frac{dy}{d\tau} + y = 0 \quad (13)$$

ここで

$$y = (u_{in} - u_{in0}) / [(u_{in0} - u_{max})(u_{min} - u_{in0})]^{0.5}, \quad \tau = t / [C_a(M+M_a)]^{0.5},$$

$$\varsigma = [C_a/(M+M_a)]^{0.5} \xi (u_{in0} - u_{max})(u_{min} - u_{in0}), \text{ and}$$

$$\beta = [u_{in0} - (u_{max} + u_{min})/2] / [(u_{in0} - u_{max})(u_{min} - u_{in0})]^{0.5}$$

パラメータ ξ は正の定数、流速 u_{max} と u_{min} は圧力降下特性が極大値、極小値をとる流速である。これによってリミットサイクル振動を求めることができ、圧力降下振動の近似解が得られる。さらにこの式に従えば振動周期 τ は無次元パラメータ ς に近似的に比例する。つまり

$$T \propto [-d(\Delta p)/du_{in0}] V_a / (A_c p_a) \quad (14)$$

実際の周期 T は圧縮性容積 V_a に比例することになり、実験結果と一致する。

このようなモデリングの別の例として、簡単に結果だけを挙げておく。内径 1-2mm 程度の細管内に空気-水二相流を流した場合に、上記と同様の負性抵抗特性を示す。この系の空気供給側に 2 個の圧縮性容量を連結し、かつ一方の容量と空気供給管路の間に大きな抵抗を設けると、それぞれの圧縮性容量は空気供給管路における圧力変動に対して異なる動的応答特性を示すようになる。この抵抗をチューニングすることによって、さまざまな振動モードが現れるのを数値シミュレーションによって調べた結果を図 4. 1-7 に示している。図中の $y(t)$ は空気流速の無次元値であり、 k_r は抵抗を表す無次元パラメータである。抵抗が大きい $k_r=1$ の場合(a)はリターンマップは単一の軌道を描き、一定周期、振幅のリミットサイクル振動を示している。抵抗を小さくしていくと、位相面軌道はトーラス状となり(b)、最後にはカオス的挙動を示す(c)。定量的には問題があるものの、実験結果でも同様な挙動が得られており、簡単ではあるが本質的な機構を組入れておけば、現象をかなりうまく表現でき、支配パラメータの導出も可能となる。保存式をいきなり数値的に解くよりも、まず解析もしくは準解析的なシミュレーションを行うことの重要性を忘れてはならない。

4. 1. 7 密度波振動の解析

密度波振動の基本的な機構について簡単なモデルを用いて説明しておく。図 4. 1-8 (a) は多数の並列チャンネルからなる沸騰系の一部を示している。先に述べたように、密度波振動の解析では流体の管内における滞留時間に相当する密度、つまりボイド率の伝播遅れを考慮する必要がある。従って解析に際しては分布定数系としてのモデルを用いることが必要となる。沸騰チャレンネルは入口出口のプレナム、入口、出口の流動抵抗、サブクール部、沸騰部からなり、そこでの流動のダイナミクスを求めなければならない。しかし基本的な密度波振動の機構を理解するためには相変化そのものを分布定数系で表す必要がなく、要はボイド伝播の遅れが組込まれればよい。そこでサブクール部は入口抵抗で近似し、沸騰部は集中定数系とする。沸騰部の圧力降下は出口抵抗で代表させるが、ボイド伝播の遅れを沸騰部と出口抵抗の間のライザー部に持たせる。このような簡略化モデル（図 4. 1-8 (b)）に従って、密度波振動の基本的機構について説明する。

サブクール部の圧力降下は集中定数系近似で以下のように表される。

$$\Delta p_1 = M_1 \frac{du_{in}}{dt} + K_{in} \rho_l u_{in}^2 \quad (15)$$

ここで M_1 はサブクール部の慣性質量、 u_{in} は入口流速である。ライザー部では慣性質量が小さいとすると

$$\Delta p_2 = K_{ex} \rho_{ex} u_{ex}^2 \quad (16)$$

沸騰部を出て行く二相流の密度は均質流を仮定すると

$$1/\rho_B = 1/\rho_l + (h_B - h_l)/h_{lg} (1/\rho_g - 1/\rho_l) \quad (17)$$

さらに質量保存の関係 $\rho_l u_{in} = \rho_B u_B$ を用いると、流速 u_B は次式で与えられる。したがって

$$u_B = u_{in} \{ 1 + (\rho_{lg}/h_{lg} \rho_g) (Q_B/A_c \rho_l u_{in} - \Delta h_{sub}) \} \quad (18)$$

ここで Q_B は熱入力、 Δh_{sub} はサブクールエンタルピである。密度の変動 $\delta\rho_B$ がライザー部を通過して出口抵抗に達するまでに $t_2 (=z_{20}/u_{B0})$ の時間が必要で、従って出口の密度変動 $\delta\rho_{ex}$ はむだ時間要素 $U(t - t_2)$ を用いて $\delta\rho_{ex} = \delta\rho_B U(t - t_2)$ と与えられる。なおライザー部の速度はクオリティがある程度大きいとボイド率にほとんど差がなく、速度は一様、 $\delta u_B = \delta u_{ex}$ と仮定して問題ない。

バイパスによって沸騰チャンネルには一定差圧の境界条件が付与されている。

$$\delta(\Delta p_1) + \delta(\Delta p_2) = 0 \quad (19)$$

むだ時間要素を一次の Pade 近似によって一次遅れで近似し、これら方程式を整理すると、最終的に系の挙動を表す 2 階の線形微分方程式（ラプラス変換形）が得られる。

$$M_1 S^2 + \{M_1/t_2 + 2\rho_l u_{in0} [K_{in} - K_{ex}(N_{sub} - 1)]\} S + \{2[K_{in} - K_{ex}(N_{sub} - 1)] + K_{ex} N_{pch}\} \rho_l u_{in0}/t_2 = 0 \quad (20)$$

ここで $N_{pch} = \rho_{lg} Q_B / (A_c h_{lg} \rho_g \rho_l u_{in0})$ 、 $N_{sub} = \rho_{lg} \Delta h_{sub} / (h_{lg} \rho_g)$ である。

この式は機械振動系と同様な式であり、第 2 項の係数が負、すなわち負減衰の場合には自励振動が発生することになる。つまりボイドの伝播遅れの存在によって負減衰状態になりうる。これが密度波振動の基本的機構である。また $N_{sub} > 1$ の場合に出口抵抗 K_{ex} が大きくなると、系は負減衰、つまり不安定化の方向に向かい、逆に入口抵抗 K_{in} の増加は安定化に向かう。

4. 1. 8 密度波振動の分布定数系解析の基本方針と圧力の境界条件

線形解析ではまずサブクール部、二相部の質量保存式とエネルギー式を微小変動のもとに線形化し、ラプラス変換することによって解いて、それぞれの領域における入口での流量変動に対する流速、エンタルピ、ボイド率などの変動を求め、運動量の保存式に代入して、流量変動に対する圧力降下の伝達関数を周波数領域（ラプラス変換形）で求める。ついでサブクール部と二相部を質量、エネルギーの保存式（あるいはライプニッツルール、一般化されたレイノルズの輸送定理）に基づく接続条件を用いて連結し、沸騰チャンネル入口流量変動に対する各部の圧力降下の伝達関数を求める。例えば伝達関数はサブクール部に対しては $R_1(S) (= \Delta p_1^*/u_{in}^*)$ 、二相部に対しては $R_2(S) (= \Delta p_2^*/u_{in}^*)$ となる。これらと外部の系から付与されるフィードバックの機構も含めて、全体の動的挙動が求められる。外部のフィードバック機構は流量の変動に対する全体の圧力降下 Δp_i^* の伝達関数の形で与えられる。並列チャンネル系では図 4. 1-9 (a) のように簡単な形

であり、図4. 1-4 (b) のポンプ・沸騰チャンネル系では $\Delta p_t^* = C_p u_{in}^*$ (C_p はポンプ特性) で与えられ、ブロック線図は図4. 1-9 (b) のように構成できる。図4. 1-4 (c) のように圧縮性容量があれば、図4. 1-9 (c) に示すように、フィードバックループに積分要素を持つことになる。

4. 1. 9 分布定数系に基づく密度波振動の線形解析

解析の基本方針については前節で述べたのでここでは図4. 1-8 (a) に基づいた解析の概略について説明する。

サブクール部の質量とエネルギーの保存式

$$\partial(\rho_l u_1)/\partial z = 0 \quad (21)$$

$$\partial(\rho_l h)/\partial t + \partial(\rho_l u_1 h)/\partial z = q_v \quad (22)$$

を用いて流速変動とエンタルピ変動を周波数領域で求めると式(23)のようになる。

$$u_1^* = u_{in}^*, \quad h_1^* = -\{[1 - \exp(-t_1 S)]/S\}(q_v/\rho_l u_{10})u_{in}^* \quad (23)$$

ここで $t_1 (=z_{10}/u_{10})$ はサブクール部の滞留時間である。

二相部の基礎式は

$$\partial / \partial t [\rho_l (1 - \varepsilon) + \rho_g \varepsilon] + \partial / \partial z [\rho_l (1 - \varepsilon) u_l + \rho_g u_g] = 0 \quad (24)$$

$$\partial / \partial t [\rho_l (1 - \varepsilon) h_l + \rho_g \varepsilon h_g] + \partial / \partial z [\rho_l (1 - \varepsilon) u_l h_l + \rho_g \varepsilon u_g h_g] = q_v \quad (25)$$

ここで ε はボイド率、 u_l と u_g は液相と気相の速度、 h_l と h_g は飽和液、蒸気のエンタルピである。

二相流モデルとしてドリフトフラックスモデルを用いると、容積流束、液相速度、気相速度、ボイド率、質量速度、クオリティの各変動は以下の式で与えられることになる。

$$J^* = J_{in}^*, \quad u_g^* = C_0 J^*, \quad u_l^* = [J^*(1 - C_0 \varepsilon_0) + \varepsilon^* (u_{l0} - u_{g0})]/(1 - \varepsilon_0) \quad (26)$$

$$(u_{g0} \varepsilon^*) S + d/dt_2 [u_{g0} \varepsilon^*] = -C_0 J^* (d \varepsilon_0 / dt_2) \quad (27)$$

$$u_{g0} \varepsilon^* = u_{gin0} \exp(-St_2) \varepsilon_{in}^* - (\rho_l C_0 q_0 / \rho_{lg}) [\exp(-C_0 q_0 t_2) - \exp(-St_2)] J_{in}^* / (S - C_0 q_0) \quad (27)$$

$$m_l^* = [S \exp(-C_0 q_0 t_2) - C_0 q_0 \exp(-St_2)] \rho_l J_{in}^* / (S - C_0 q_0) - \exp(-St_2) u_{gin0} \rho_{lg} \varepsilon_{in}^* \quad (28)$$

$$x^* = (\rho_g \rho_l / \rho_{lg}) [1 - \exp(-C_0 q_0 t_2)] J_{in}^* + \rho_g \{u_{gin0} \exp(-St_2) \varepsilon_{in}^* - (\rho_l C_0 q_0 / \rho_{lg}) [\exp(-C_0 q_0 t_2) - \exp(-St_2)] J_{in}^* / (S - C_0 q_0)\} - [\rho_l \rho_g u_{gin0} / (m_{l0} C_0 \rho_{lg})] \{\rho_l S [1 - \exp(-C_0 q_0 t_2)] J_{in}^* / (S - C_0 q_0) - [\rho_{lg} u_{gin0} \varepsilon_{in}^* + \rho_l C_0 q_0 J_{in}^* / (S - C_0 q_0)] [\exp(C_0 q_0 t_2 - St_2) - \exp(-St_2)]\} \quad (29)$$

ここで C_0 は分布定数、 V_{gJ} はドリフト速度、 $q_0 = \rho_{lg} q_v / (\rho_l \rho_g h_{lg})$ 、気相速度、ボイド率の定常状態での値 u_{g0} と ε_0 は

$$u_{g0} = C_0 J_{in0} + V_{gJ} + C_0 q_0 z_2 = u_{gin0} + C_0 q_0 z_2, \quad \varepsilon_0 = [\rho_l / (C_0 \rho_{lg})] [1 - \exp(-C_0 q_0 t_2)], \quad t_2 = [1 / (C_0 q_0)] \log(u_{g0} / u_{gin0}) \quad (30)$$

これらの式をサブクール部、二相部の運動量保存式

$$\Delta p_{gr1}^* = \rho_l g z_1^* \quad (31)$$

$$\Delta p_{a1}^* = St_1 \rho_l u_{10} u_{in}^* \quad (32)$$

$$\Delta p_{f1}^* = (\lambda/d) \rho_l u_{10} z_{10} u_{in}^* + (\lambda/2d) \rho_l (u_{10})^2 z_1^* \quad (33)$$

$$\Delta p_{Kin}^* = 2K_{in} \rho_l u_{10} u_{in}^* \quad (34)$$

$$\Delta p_{gr2}^* = -g \rho_{lg} \int_0^{t_2} \varepsilon^* u_{g0} dt_2 - g \rho_l z_1^* \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \Delta p_{a2}^* = & [m_{l0} u_l^* + m_l^* u_{l0} + m_{g0} u_g^* + m_g^* u_{g0}]_0^{z_2} \\ & - z_1^* [d/dz(m_{l0} u_{l0} + m_{g0} u_{g0})]_{z=0} + S \int_0^{t_2} m_t^* u_{g0} dt_2 \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \Delta p_{f2}^* = & -\lambda/(2d)(\Phi_0^2)(m_{l0})^2 z_1^*/\rho_l \\ & + \lambda/(2d \rho_l) \int_0^{t_2} [(m_{l0})^2 (\Phi^2)^* + 2m_{l0}(\Phi_0^2)m_t^*] u_{g0} dt_2 \end{aligned} \quad (37)$$

$$\Delta p_{Kex}^* = K_{ex}(m_{l0})^2 (\Phi_{ex}^2)^*/\rho_l + 2K_{ex}(\Phi_{ex0}^2)m_{l0}m_t^*/\rho_l \quad (38)$$

に代入し、サブクール部と二相部の境界（沸騰境界）での接続条件を用いて連結すれば、系全体の圧力降下

$$\begin{aligned} \Delta p_t^* = & R_1 u_{in}^* + R_2 u_{in}^* \\ = & (R_{gr1} + R_{a1} + R_{f1} + R_{Kin}) u_{in}^* + (R_{gr2} + R_{a2} + R_{f2} + R_{Kex}) u_{in}^* \end{aligned} \quad (39)$$

が求められる。

ここで求められた伝達関数を図4. 1-9 (a) の形のフィードバック系に描けば、ナイキストの方法などによって周波数領域で容易に系の安定性が判別できる。結果の一例を図4. 1-10に示す。

ここで示した線形解析は1960年代から70年代にかけてもっとも一般的な手法であり、多くの実用的なコードが開発された。そのうちの代表的なものを表4. 1-2に示す。表には次節で述べる時間領域における解析も示されている。このような線形解析は擾乱が発散するか、収束するかという閾値を求めるものであり、脈動がどの程度の振幅で定常的になるかの議論はできない。しかし系が安定に作動しなければならないという要求には十分こたえるものであり、最終的な計算はコンピュータによるとしても、パラメータの安定性に及ぼす影響など把握するのには十分なものといえよう。コンピュータの能力が当時と比べて飛躍的に高くなった最近では、このような解析に対して抵抗もしくは躊躇するきらいもあるが、現象の理解にはまだまだ有望で、捨てがない。また表4. 1-3は各種因子の安定性に及ぼす影響を評価した結果の一例である。現象把握や安定化手法の開発において有用と思う。

4. 1. 10 動的挙動の数値シミュレーション

時間領域解析は場の保存式と構成関係を差分法などで直接的に解く方法と、沸騰チャンネルをいくつかの要素に分割し、その領域での速度、比体積（ボイド率）、エンタルピの分布を仮定して、解析的に積分して全体挙動を求める集中定数系解析の2種類に大別される。前者は表4. 1-2では少々古いがHYDNAコードが代表的であり、後者の例はLaheyらの解析が代表的である。HYDNAコードではスリップ流モデルが使われ、後者では均質流モデルもしくはせいぜいスリップ流モデルに基づいている。最近とくに進歩が著しい二流体モデルや多流体モデルを用いての解析も可能である（宋、蔽下⁵⁾）が、構成式の多さや、不安定流動が流れの細部構造よりももっと

スケールの大きなシステムのダイナミックスであることを考えると、現象を把握しないうちから詳細な数値シミュレーションを行うのはあまり薦められない。

ここでは集中定数系モデルについて簡単に説明しておこう。集中定数系モデルでは上に述べたようにパラメータの分布を仮定するわけで、例えば沸騰チャンネルを線形解析におけるのと同様にサブクール部と二相部に分割するとすれば、図4. 1-11に示すような分布を仮定することになる。速度分布、比体積分布が仮定されると、運動量保存式が容易に積分でき、圧力降下のダイナミクスが解析的に求められることになる。さらにこれらと各領域の接続にライプニッツルールを用いれば、系のダイナミクスを表す非線型の常微分方程式が求められる。これをルンゲ-クッタ法などで計算すれば図4. 1-12に示すように脈動をトレースすることができ、且つ又、安定領域をサーチすることも可能（図4. 1-13参照）となる。非線形解析が可能であることから、Lahey ら⁶⁾のように不安定流動におけるカオス特性を求める 것도できる。しかも準解析的であることから、外部の系を組込むことも簡単で、例えば先に示した流動脈動時のドライアウト熱流束の低下をかなり精度よく予測することもできる（図4. 1-6中の曲線とプロットデータの関係参照）。

4. 1. 1.1 おわりに

不安定流動の数値シミュレーションに関わる基本的な問題について論議した。対象とした装置で不安定流動が発生したら、まず実験的に現象の把握に努め、現象論的に基本的な振動の機構を推理し、その機構を組込んだ簡単な線形解析を行い、支配パラメータの導出に重点をおく必要がある。その後、集中定数系モデルを用いた時間領域における非線形解析を行い、システム全体に不安定流動がどの程度のオーダーの影響を与えるのかを調べればよい。さらに進んで不安定流動が発生することによって例えばボイド率変動がどのように伝播し、どこで CHF が起こるか、また管の壁温がどの程度の変動を示すのかといった流れの詳細を求める際には、二流体モデルを含む多流体モデルを用いてシミュレーションするのが非常に保守的ではあるが、基本的な戦略である。

なお、本節で引用した著者の研究内容は文献7) - 9)に詳しい。また少々古いが不安定流動の実験や解析についてのアセスメントとして文献10)が役に立つ。

4. 1 節の参考文献

- 1) Ishigai, S. ed. 1999: Steam Power Engineering, Chapter 5, Cambridge University Press, N.Y.
- 2) Bouré, J.A., Bergles, A.E. and Tong, L.S., 1971: Review of Two-Phase Flow Instability, ASME paper, 71-HT-42.
- 3) Sawai, T., Kaji, M., Nakanishi, S. and Yamauchi, S. 1999: Stability and Non-Linear Dynamics in Natural Circulation Loop at Low Pressure Condition, Proc. 2nd Int. Symp. on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, Vol.1, pp.585-592.
- 4) Mishima, K., Nishihara, H. and Michiyoshi, I. 1985: Boiling Burnout and Flow Instabilities for Water Flowing in a Round Tube under Atmospheric Pressure, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.28,

- pp.1115-1129.
- 5) 宋明良, 藪下幸久, 1998 : サブチャンネル解析コードによるガイセリングの数値シミュレーション, 日本機会学会第 11 回計算力学講演会講演論文集, No.98-2, pp.389-390.
 - 6) Lahey,Jr.,R.T., Clause, A. and DiMarco,P., 1989: Chaos and Non-Linear Dynamics of Density-Wave Instabilities in a Boiling Channel, AIChE Symp. Ser., 85-269, pp.256-261.
 - 7) Ozawa, M. et al., 1979a: Flow Instabilities in Boiling Channels, Part 1 Pressure Drop Oscillation, Bulletin of the JSME, 22-170, pp.1113-1118.
 - 8) Umekawa, H., Ozawa, M. and Miyazaki, A. 1995: CHF in a Boiling Channel under Oscillatory Flow Condition, Advances in Multiphase Flow, eds. Serizawa, A., Fukano, T. and Batailli, J., Elsevier Sci. B. V., Amsterdam, pp.497-506.
 - 9) Ozawa, M. and Umekawa, H., 1996: Non-Linear Flow Oscillation in Two-Phase Flow System, Proc. the Japan-U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics, Fukuoka, pp.273-278.
 - 10) Lahey,Jr.,R.T. and Drew,D.A., 1980: An Assessment of the Literature Related to LWR Instability Modes, NUREG/CR-1414.

表4. 1 – 2 中の文献を以下に示す :

Curran, H.B. et al., 1961: HYDNA-Digital Computer Program for Hydrodynamic Transients in a Pressure Tube Reactor or a Closed Channel Core, CVNA-77, Westinghouse Electric Co.

Davis, A.L. and Potter,R., 1967: Hydraulic Stability: An Analysis of the Causes of Unstable Flow in Parallel Channels, Proc. Symp. on Two Phase Flow Dynamics, Eindhoven, Vol. 2, Session 9, pp.1225-1266.

Efferding, L.E., 1968: DYNAM, A Digital Computer Program for Study of the Dynamic Stability of Once-Through Boiling Flow with Steam Superheat, GAMD-8656, Gulf General Atomic.

Jones,A.B., 1961: Hydrodynamic Stability of a Boiling Channel, KAPL-2170, KAPL-2208(1961), KAPL-2290(1963), KAPL-3070(1964).

Lahey,Jr., R.T. and Yadigaroglu,G., 1973: NUFREQ, A Computer Program to Investigate Thermo-Hydrodynamic Stability, NEDO-13344, G.E.

Lahey,Jr.,R.T. ed., 1992: Boiling Heat Transfer, Elsevier Sci. Pub. B.v., Amsterdam.

Nakanishi,S. et al., 1978: Analytical Investigation of Density Wave Oscillation, Technology Report Osaka University, 28-1421, pp.243-251.

Takenaka, N., Lahey, Jr., R.T. and Podowski, M.Z., 1991: The Analysis of Chaotic Density-Wave Oscillations, Trans. ANS, Vol.63, pp.197-198.

Takitani, K. and Sakano, K., 1979: Density Wave Instability in Once-Through Boiling Flow System (III)-Distributed Parameter Model, J. Nucl. Sci. & Tech. 16, pp.16-29.

表4. 1-1 沸騰チャネル系の不安定流動

Category	Pattern	Mechanism	Feature
Negative resistance instability	Flow excursion or Ledinegg instability	Negative damping in 1st-order system	Transitional, significant flow maldistribution appears in parallel-channel system
	Pressure drop oscillation	Dynamic interaction between flow excursion and accumulation mechanism of mass and momentum	Relaxation oscillation with large amplitude and long period
Time-delayed feedback instability	Density wave oscillation	Propagation delay of void wave (kinematic wave) and feedback effect provide negative damping	Oscillation, period comparable with residence time, appears in positive resistance region of pressure drop vs. flow rate
Thermal non-equilibrium instability	Geysering Chugging	Insufficient nucleation sites bring about large superheat followed by violent boiling or condensation	Relaxation oscillation if liquid refilling mechanism exists

表4. 1-2 安定解析コード

Code or Authors	Heat flux	Heater dynamics	Subcooled boiling	Two-phase model	Superheated region	Nuclear feedback
Linearized and frequency domain						
LOOP code ^{1*} (Davis & Potter, 1967)	uniform	not included	not considered	homogeneous model	included	not considered
NUFREQ code (Lahey & Yadigalolu, 1974)	arbitrary in S.R., uniform in B.R.	considered in S.R. but not in B.R.	not considered	homogeneous model	not included	included
Saha(1974)	uniform	constant heat input	considered	drift-flux model	not included	not considered
Nakanishi et al. ^{2*} (1978)	uniform	considered in S.R. but not in B.R.	not considered	drift-flux model, homogeneous if superheated region exist	included	not considered
STABLE (Jones, 1961)	arbitrary	considered	considered	slip flow model	not included	not considered
DYNAM code ^{3*} (Efferding, 1968)	arbitrary	considered	considered	slip flow model	included	not considered
Non-linear and time domain						
HYDNA code (Curnin et al. 1961)	arbitrary	considered	considered	slip flow model	included	not considered
DEW code (Takitani & Sakano, 1979)	uniform or heat exchanger mode	considered	not considered	slip flow model	included	not considered
Lahey et al. ^{4*} (1989, 1991 ^{5*} , 1992)	constant in space but changeable in time	considered or not considered	not considered	homogeneous model	not included	not considered or considered in BWR model

1*: Typical linearized stability analysis, 2*: Detailed discussion is found in this handbook,

3*: Applicable to SG in FBR, various extended versions exist,

4*: Lumped-parameter analysis with several nodes, dynamics is expressed by ordinary differential equations, applied to discussion on non-linear dynamics including chaos.

5*: Takenaka,N., Lahey,Jr.R.T. and Podowski,M.Z. , 1991: Trans.ANS, Vol.63, pp.197-198, which is based on Numerical Study on Non-Linear Two-Phase Flow Dynamics with Neutron Feedback and Fuel Heat Transfer in a Natural Circulation Loop and Parallel Channels , Takanaka, N., Internal Report of Dept. Nuclear Eng. & Eng. Physics, Rensselaer Polytechnic Institute, 1990.

表4. 1-3 沸騰チャンネル系（上昇流）における密度波振動に及ぼす安定化要因と不安定化要因(Boure & Mihaila 1967による)

Section of the channel Terms	External loop upstream	Heated channel		Downstream	Whole channel
		Subcooled region	Boiling region		
Gravity	no influence	Damping factor	Driving factors		Driving or damping
Inertia	influence only on the frequency		Generally driving factors	Driving factors	Driving
Friction	Always damping factors		Driving or damping factors		Damping or driving
Total	Always damping	Generally damping	Generally driving factors, possibly damping		

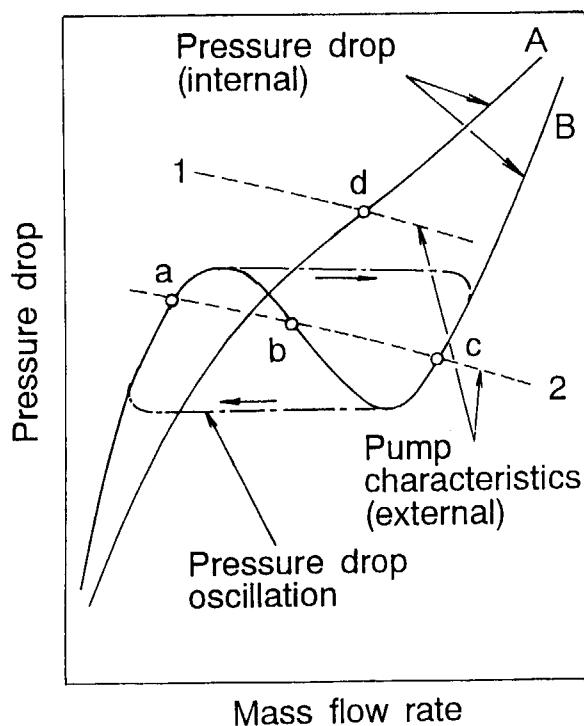


図4. 1-1 負性抵抗特性に基づく不安定流動

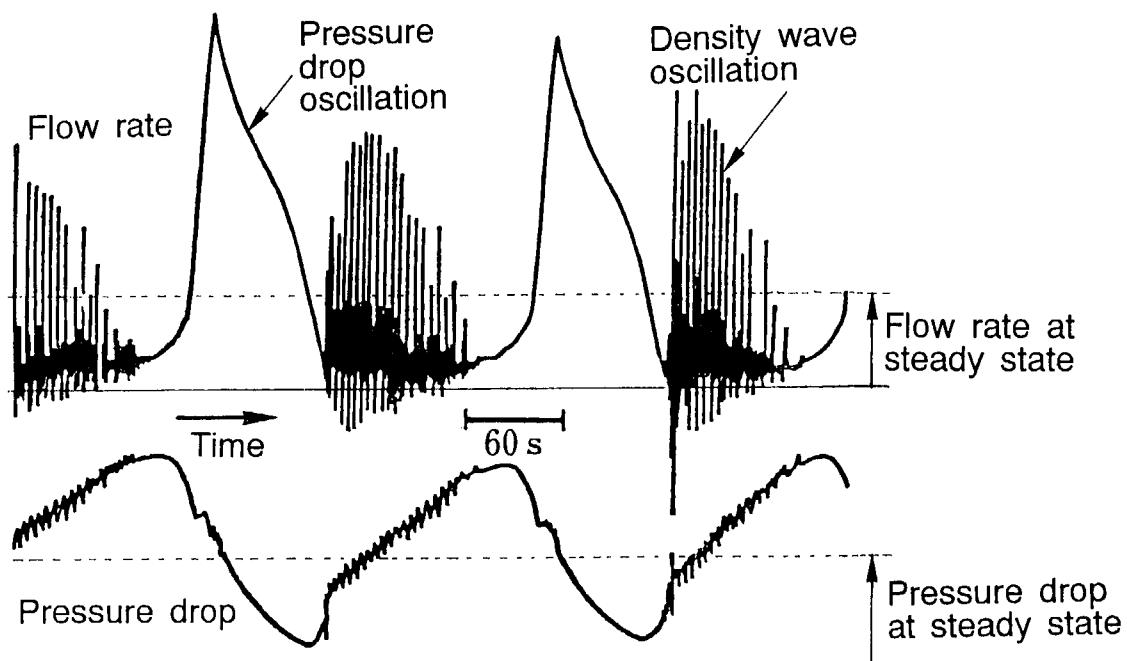


図4. 1-2 圧力降下振動の記録例

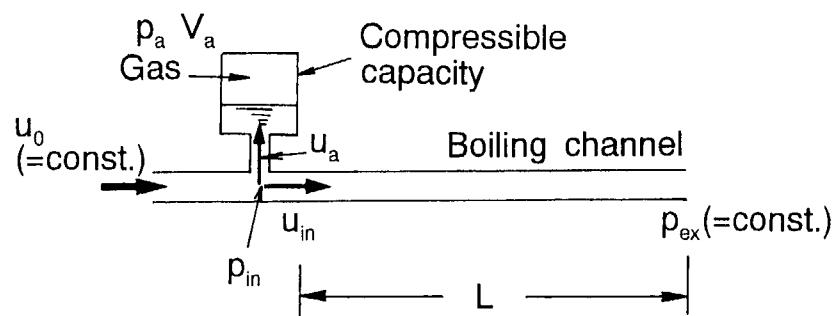


図4. 1-3 圧力低下振動解析の流動モデル

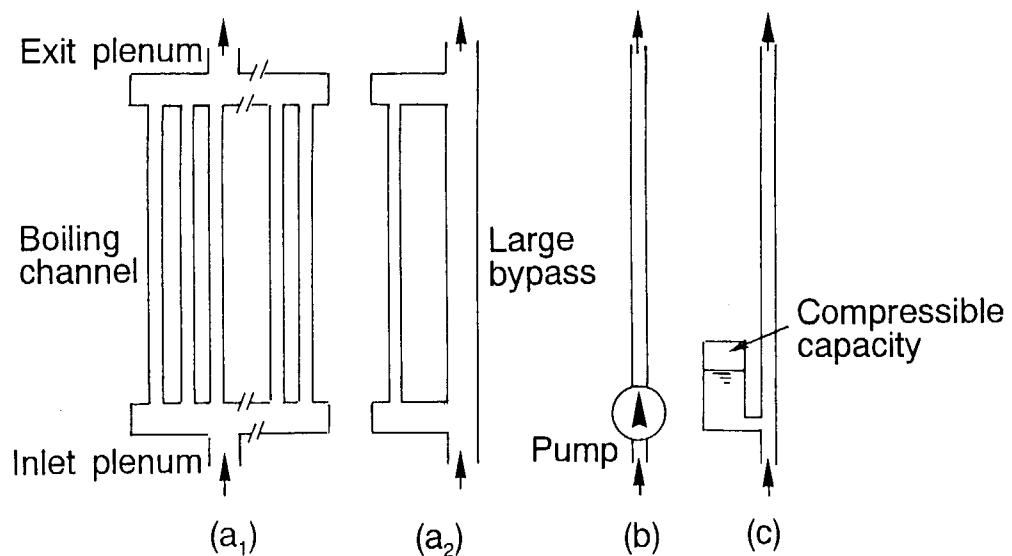


図4. 1-4 沸騰チャンネル系（内部系と外部系）

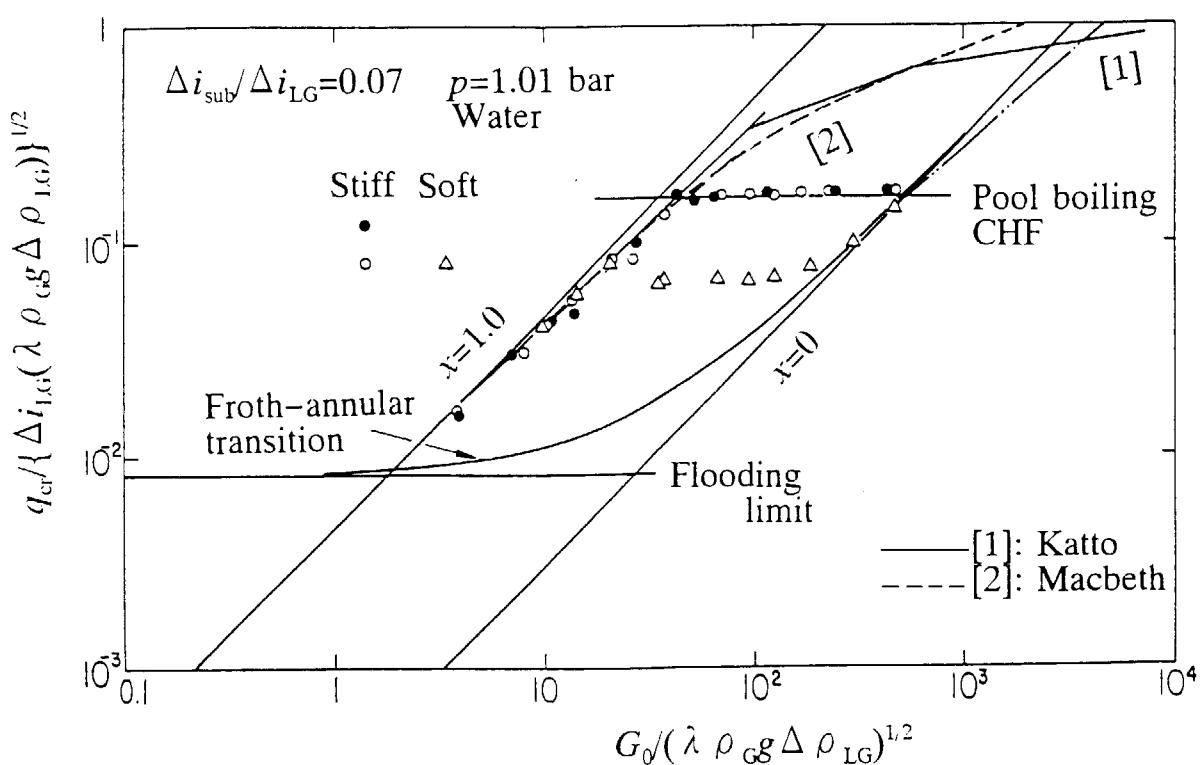


図4. 1-5 限界熱流束に及ぼす系の安定性の影響(Mishima ら 1985による)

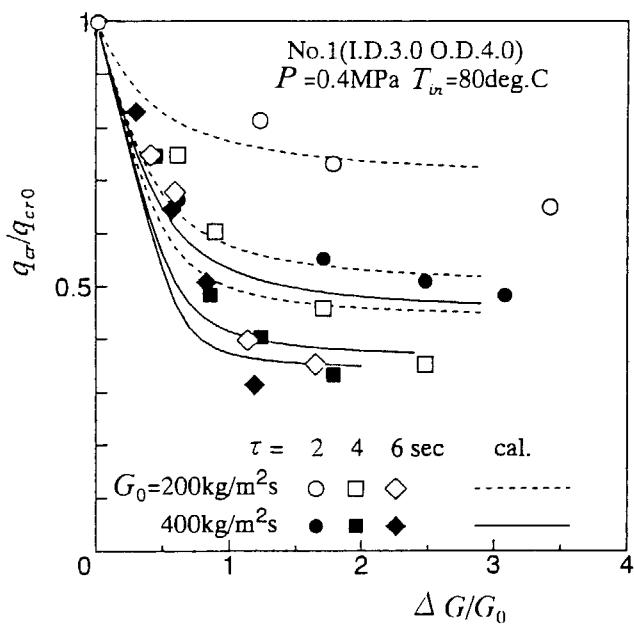


図4. 1-6 限界熱流束に及ぼす流動脈動周期と振幅の影響(Umekawa ら 1995による)

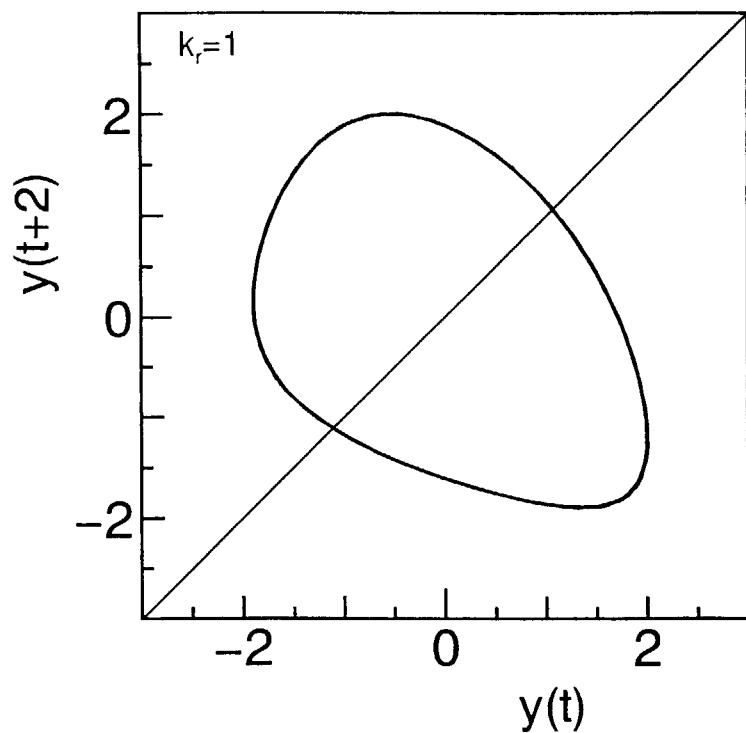


図4. 1-7 (a) 圧力降下振動の位相面挙動とカオス

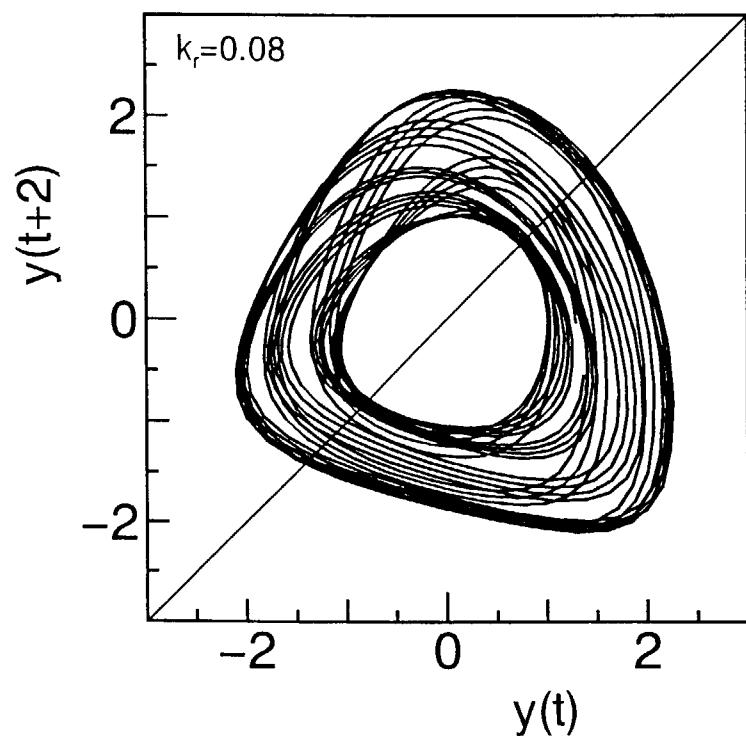


図4. 1-7 (b) 圧力降下振動の位相面挙動とカオス

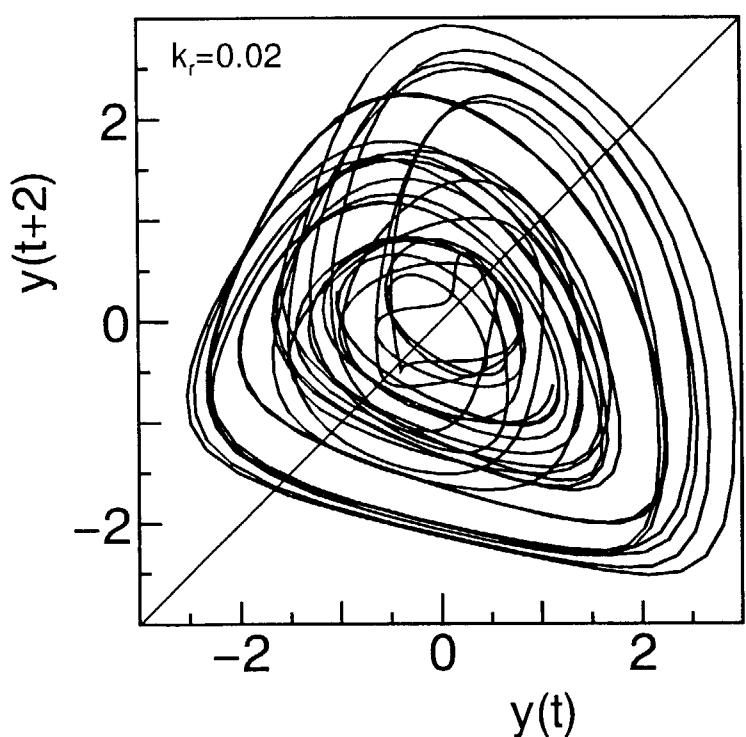


図4. 1-7 (c) 圧力降下振動の位相面挙動とカオス

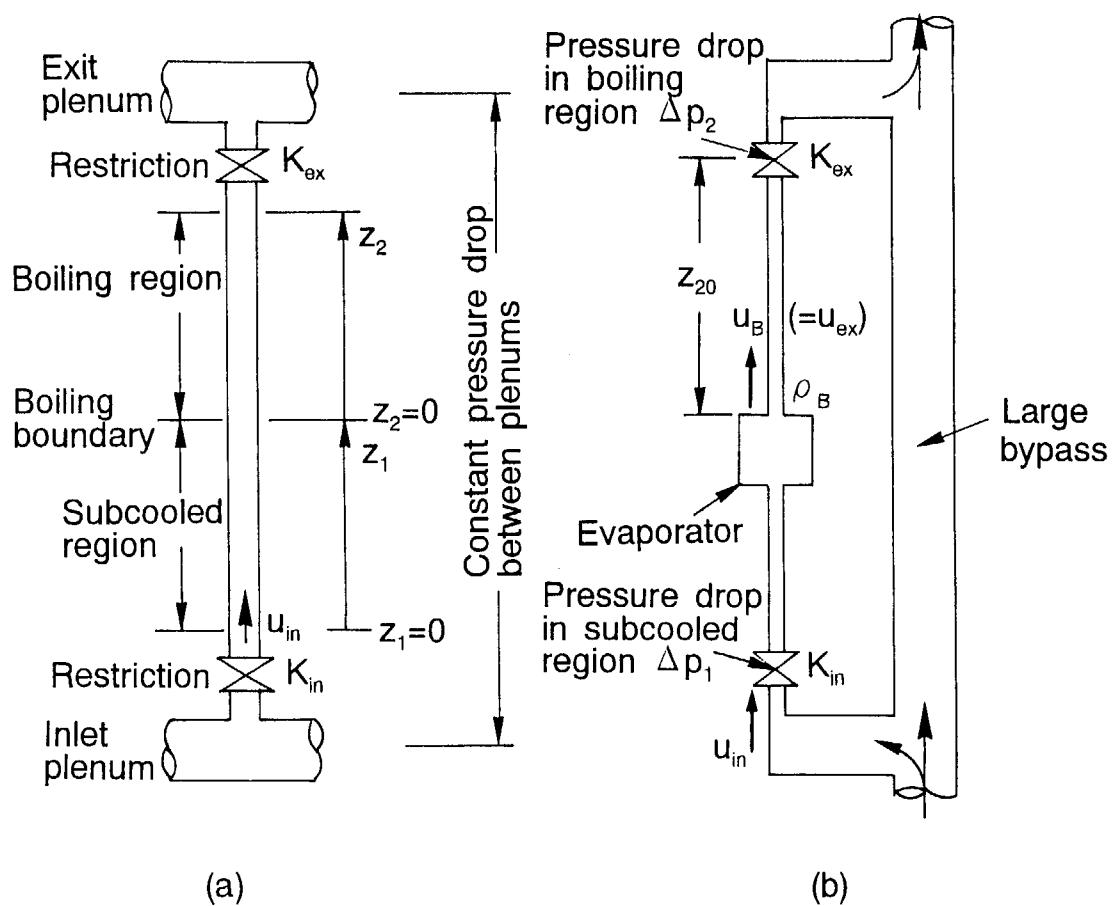


図4. 1-8 並列沸騰チャンネル系と集中定数系近似モデル

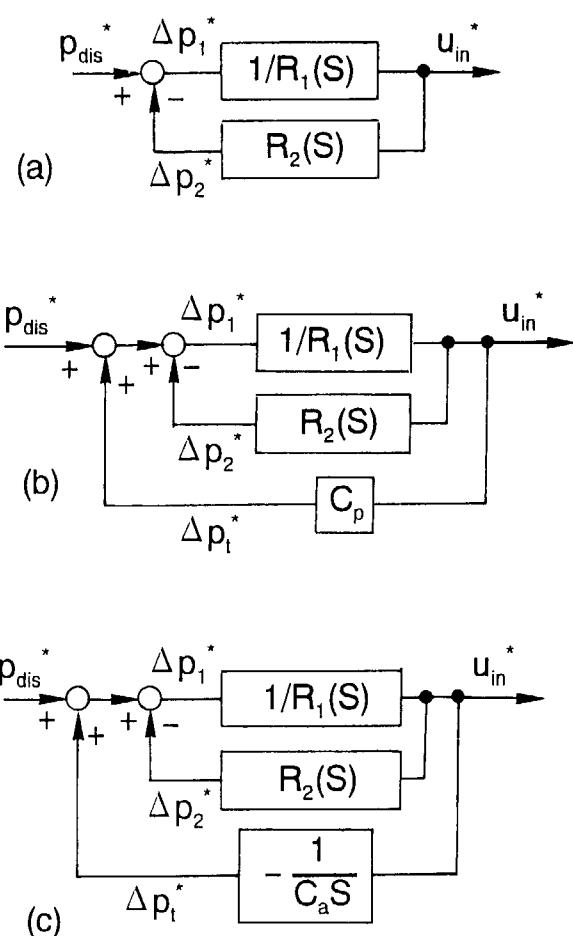


図4. 1-9 沸騰チャンネル系の動的挙動のブロック線図（図4. 1-4に対応）

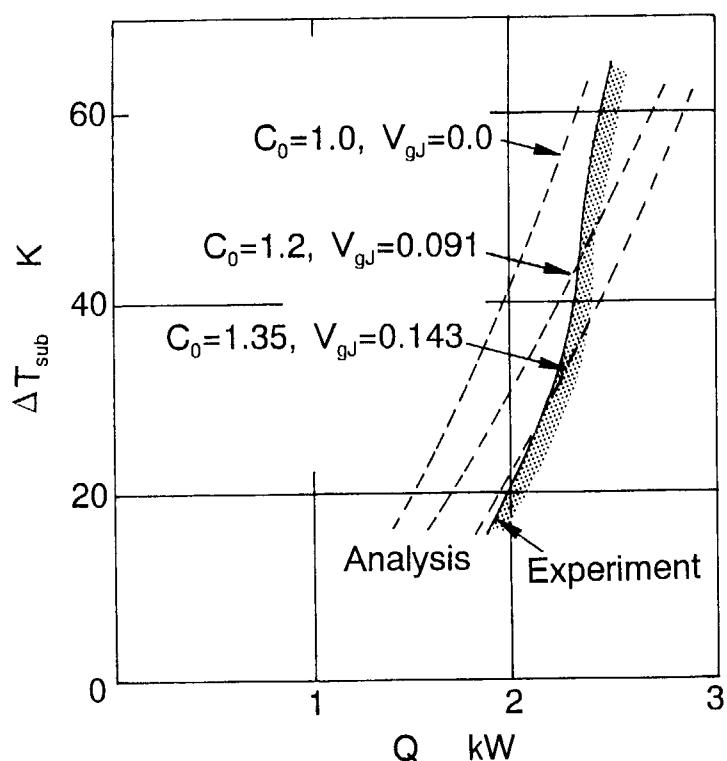


図4. 1-10 分布定数系モデルによる線形解析結果と実験結果の比較

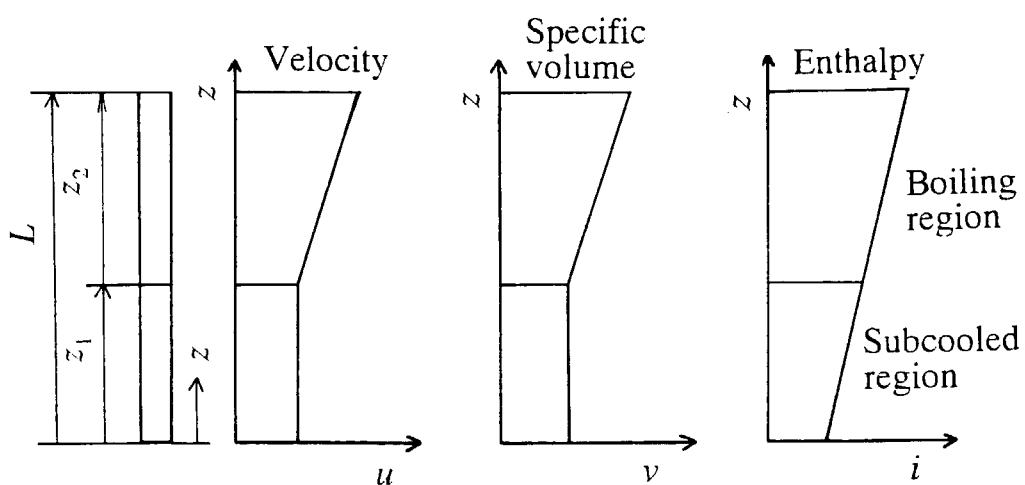


図4. 1-11 集中定数系モデルにおける速度、比体積、エンタルピの分布

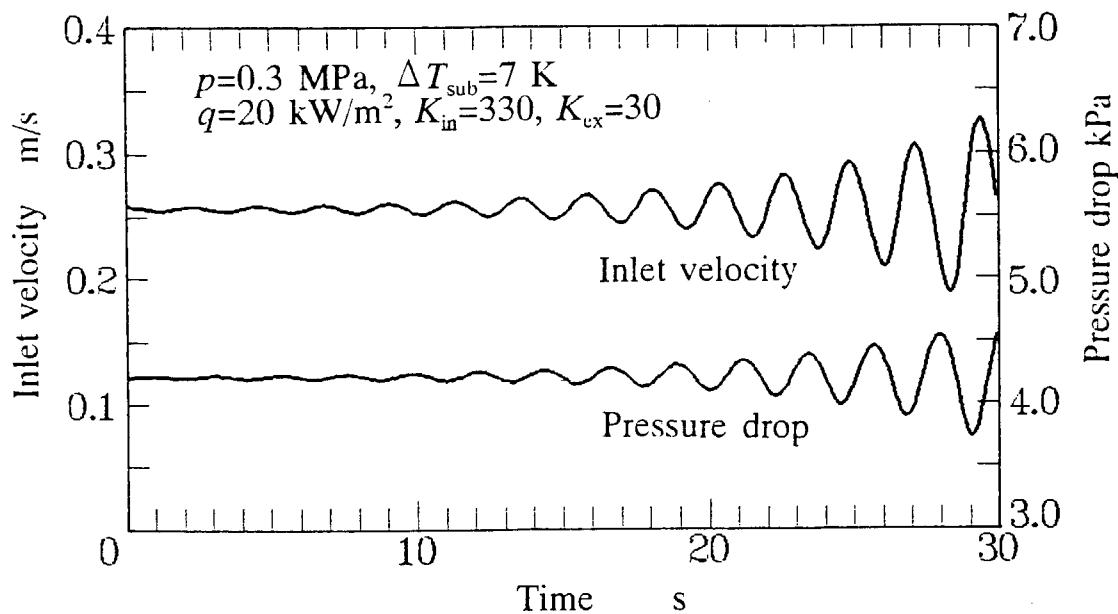


図4. 1-12 集中定数系モデルに基づく時間領域非線形解析結果（自然循環モデル）

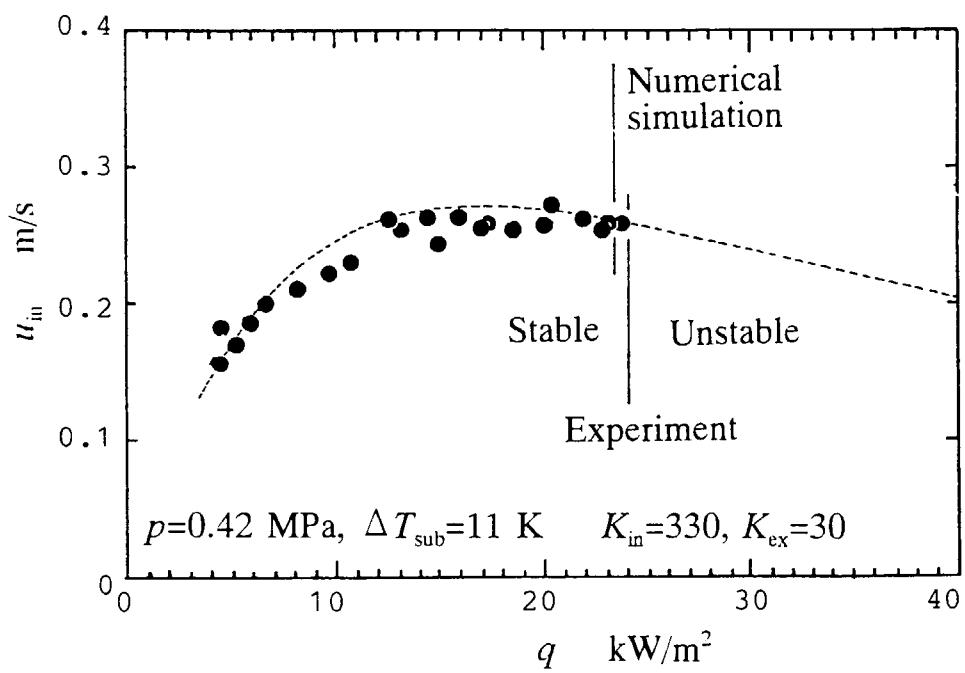


図4. 1-13 集中定数系モデルによる安定限界と循環流量特性（自然循環モデル、プロット点は実験結果）

4. 2 二流体モデルの数学的性質に関する検討

4. 2. 1 はじめに

原子炉安全解析等における二相流解析で広く用いられている二流体モデルの基礎式は、初期値問題として数学的に不適切であることはよく知られている^{1) - 5)}。初期値問題が数学的に不適切であるということは、初期値に含まれている変動成分のうち、ある波数に対応する変動成分が瞬時に限界なく成長してしまうことを意味している⁶⁾。これは我々の経験とは明らかに異なる現象であるので、不適切な初期値問題からは物理的に有意な解は得られないと考えられる。しかしながら、現実には二流体モデルを用いた数値計算により物理的に妥当で実験データともよく一致する解が数多く得られている。このような矛盾が生じる原因は、二流体モデルを用いた二相流解析の多くでは、比較的大きい空間格子を使用することにより高波数の変動成分を除去するとともに、数値拡散等の効果により有限波数域における差分式の增幅率を減少させることによって、数学的に不適切な基礎式から数値的に安定な差分式を導いているためと理解できる。しかしながら二流体モデルでは、基礎式の不適切性に起因して、計算格子のサイズを小さくしすぎてはいけない、あるいは振動的な解が得られた場合にそれが物理的なものか基礎式の不適切性に起因するものかの判断が困難であるといった問題を内在している。これらの問題を解決することを目的として、二流体モデルの基礎式を数学的に適切な形に再編成するための努力も行われている^{7) - 10)}。しかしながら、何れのモデルも十分な汎用性を有していないため、現時点では数学的に不適切な基礎式を用いて解析を行わざるを得ない場合も多い。

二流体モデルのように、数学的な意味で特殊な基礎式を用いて解析をする場合には、解析上特に重要となる有限の波数域において、基礎式の增幅係数がどのように振舞うかを理解しておく必要があろう。しかしながら、二流体モデルの数学的性質に関する既存の研究では、微分項を含んでいない項(生成項)を無視した簡易解析により、適切性の必要条件のみを検討する場合が多い。このため、有限波数域における增幅係数は生成項にも大きく影響されるにもかかわらず、生成項の影響も含めて二流体モデルの数学的性質を厳密に評価することは為されていない。そこで本節では、生成項の影響も含めて二流体モデルの数学的性質を詳細に調べた結果について述べる^{11) - 12)}。

4. 2. 2 支配方程式

検討対象とする一次元・一圧力二流体モデルの支配方程式を整理しておく。等温・非加熱で相変化のない系を対象とし、エネルギー保存式は検討から除外する。各相に作用する外力には、重力、界面せん断力、壁面せん断力、および仮想質量力を考慮する。この場合、二流体モデルの質量保存式は以下で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_K \rho_K) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_K \rho_K u_K) = 0 \quad (1)$$

ここで、 t は時刻、 z は位置、 α は体積率、 ρ は密度、 u は速度、添字の K は G (気相) または L (液相) を表す。上式を展開すれば次式を得る。

$$\rho_K \frac{\partial \alpha_K}{\partial t} + \alpha_K \frac{\partial \rho_K}{\partial t} + \rho_K u_K \frac{\partial \alpha_K}{\partial z} + \alpha_K u_K \frac{\partial \rho_K}{\partial z} + \alpha_K \rho_K \frac{\partial u_K}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

運動量保存式は以下で与えられる。

$$\alpha_K \rho_K \frac{\partial u_K}{\partial t} + \alpha_K \rho_K u_K \frac{\partial u_K}{\partial z} + \alpha_K \frac{\partial P}{\partial z} + M_{DK} + M_{WK} + M_{VK} = \alpha_K \rho_K g \quad (3)$$

ここで、 P は圧力、 g は重力加速度、 M_D は界面せん断力、 M_W は壁面せん断力、 M_V は仮想質量力である。次に、基礎式(2), (3)を数学的に閉じた形にするために必要となる構成式を示す。まず、気相と液相の体積率の関係式および状態方程式は以下で与える。

$$\alpha_G + \alpha_L = 1 \quad (4)$$

$$\rho_K = (P/c_K^2) + \rho_{K0} \quad (5)$$

ここで、音速 c は一定値とする。 ρ_{K0} は定数である。 M_D , M_W , M_V の評価には以下に示す標準的な構成式を用いる。

$$M_{DG} = -M_{DL} = \frac{1}{8} C_D a_i \rho_D (u_G - u_L)^2 \quad (6)$$

$$M_{WK} = \frac{f_K}{2D_{WK}} \rho_K u_K^2 \quad (7)$$

$$M_{VG} = -M_{VL} = C_V \alpha_G \rho_L \left(\frac{\partial u_G}{\partial t} + u_G \frac{\partial u_G}{\partial z} - \frac{\partial u_L}{\partial t} - u_L \frac{\partial u_L}{\partial z} \right) \quad (8)$$

ここで、 C_D は抵抗係数、 a_i は界面積濃度、 ρ_D は ρ_G または ρ_L 、 f は壁面摩擦係数、 D_W は流路の等価直径、 C_V は仮想質量係数である。これらの諸量に対しては流動様式に応じて適当な相関式を与える必要がある。

式(4)-(8)を用いれば、二流体モデルの基礎式(2), (3)は行列形式で以下のように整理できる。

$$\bar{\bar}{A}(\vec{\phi}) \frac{\partial \vec{\phi}}{\partial t} + \bar{\bar}{B}(\vec{\phi}) \frac{\partial \vec{\phi}}{\partial z} + \vec{M}(\vec{\phi}) = 0 \quad (9)$$

$$\vec{\phi} = (\alpha_G, P, u_G, u_L)^T \quad (10)$$

行列 $\bar{\bar}{A}$, $\bar{\bar}{B}$ およびベクトル \vec{M} の要素は、各々以下のようにある。

$$\bar{\bar}{A} = \begin{bmatrix} \rho_G & \alpha_G/c_G^2 & 0 & 0 \\ -\rho_L & \alpha_L/c_L^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_G \rho_V & -\Phi_V \\ 0 & 0 & -\Phi_V & \alpha_V \rho_L \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$\bar{\bar}{B} = \begin{bmatrix} \rho_G u_G & \alpha_G u_G/c_G^2 & \alpha_G \rho_G & 0 \\ -\rho_L u_L & \alpha_L u_L/c_L^2 & 0 & \alpha_L \rho_L \\ 0 & \alpha_G & \alpha_G \rho_V u_G & -\Phi_V u_L \\ 0 & \alpha_L & -\Phi_V u_G & \alpha_V \rho_L u_L \end{bmatrix} \quad (12)$$

$$\vec{M} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\alpha_G \rho_G g + M_{DG} + M_{WG} \\ -\alpha_L \rho_L g + M_{DL} + M_{WL} \end{bmatrix} \quad (13)$$

上式中の ρ_V , α_V , Φ_V は各々以下で与えられる。

$$\rho_V = \rho_G + C_V \rho_L \quad (14)$$

$$\alpha_V = \alpha_L + C_V \alpha_G \quad (15)$$

$$\Phi_V = C_V \alpha_G \rho_L \quad (16)$$

以上が、本節で数学的性質の検討対象とする二流体モデルの支配方程式である。

4. 2. 3 支配方程式の線形化と適切性の判定手法

式(9)に示した二流体モデルの支配方程式は非線形連立偏微分方程式を構成しているが、現状で

は非線形方程式の適切性を直接検討するための数学的手法は開発されていない。そこで、本節では式(9)を線形化した上でその数学的性質を調べることにする。このため、まず従属変数により構成されるベクトル $\tilde{\phi}$ を次式に示すように定常成分 $\tilde{\phi}$ と変動成分 $\delta\phi$ に分離する。

$$\tilde{\phi} = \tilde{\phi} + \delta\phi \quad (17)$$

なお、 $\tilde{\phi}$ は時間的な定常成分であり、空間的な定常成分ではない。したがって、支配方程式の形が同一であったとしても $\tilde{\phi}$ は一定値とはならず、空間的に多様な分布を持つこととなる。式(17)を式(9)に代入するとともに、定常値からの変動は微小であるものとして $\delta\phi$ に関する二次以上の項を無視すれば、以下に示す変動成分 $\delta\phi$ を従属変数とした線形化二流体モデルが得られる。

$$\tilde{A} \frac{\partial(\delta\phi)}{\partial t} + \tilde{B} \frac{\partial(\delta\phi)}{\partial z} + \tilde{C} \delta\phi = 0 \quad (18)$$

$$\tilde{A} = \begin{bmatrix} \tilde{\rho}_G & \tilde{\alpha}_G / c_G^2 & 0 & 0 \\ -\tilde{\rho}_L & \tilde{\alpha}_L / c_L^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_V & -\tilde{\Phi}_V \\ 0 & 0 & -\tilde{\Phi}_V & \tilde{\alpha}_V \tilde{\rho}_L \end{bmatrix} \quad (19)$$

$$\tilde{B} = \begin{bmatrix} \tilde{\rho}_G \tilde{u}_G & \tilde{\alpha}_G \tilde{u}_G / c_G^2 & \tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_G & 0 \\ -\tilde{\rho}_L \tilde{u}_L & \tilde{\alpha}_L \tilde{u}_L / c_L^2 & 0 & \tilde{\alpha}_L \tilde{\rho}_L \\ 0 & \tilde{\alpha}_G & \tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_V \tilde{u}_G & -\tilde{\Phi}_V \tilde{u}_L \\ 0 & \tilde{\alpha}_L & -\tilde{\Phi}_V \tilde{u}_G & \tilde{\alpha}_V \tilde{\rho}_L \tilde{u}_L \end{bmatrix} \quad (20)$$

$$\tilde{C} \delta\phi = \left[\frac{\partial \bar{B}}{\partial \phi} \delta\phi \right] \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{M}}{\partial \phi} \delta\phi = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} \end{bmatrix} \delta\phi \quad (21)$$

式(21)より、行列 \tilde{C} は定常成分の空間微分および重力等の生成項に関する項から構成されることがわかる。

増幅行列 $G \equiv \tilde{A}^{-1}(k\tilde{B} - i\tilde{C})$ の固有値 λ は、以下に示す特性方程式から求められる。

$$|\tilde{A}\lambda - k\tilde{B} + i\tilde{C}| = 0 \quad (22)$$

行列 \tilde{C} の要素を求めるために必要となる $\tilde{\phi}$ の空間微分は、 $\partial\tilde{\phi}/\partial t = 0$ であることを用いれば式(9)より次式を用いて解析的に求める。

$$\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial z} = -\bar{\bar{B}}(\tilde{\phi})^{-1} \ddot{M}(\tilde{\phi}) \quad (23)$$

上式を式(21)に代入して得られる行列 \tilde{C} の要素は、付録に整理しておく。

4. 2. 4 相対速度および重力の影響

以上に示した手法に基づく解析の一例として、界面せん断力、壁面せん断力、仮想質量力および $\tilde{\phi}$ の空間微分の影響を無視した場合の増幅係数 $\lambda_{c,k}$ を解析的に評価する。本条件でさらに流れ方向に重力が作用しないものとし、気液両相とも非圧縮性の極限をとれば、 $\lambda_{c,k}$ は次式で与えられる。

$$\lambda_{c,k} = k \frac{\sqrt{\tilde{\alpha}_G \tilde{\alpha}_L \tilde{\rho}_G \tilde{\rho}_L}}{\tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_L + \tilde{\alpha}_L \tilde{\rho}_G} (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L) \quad (24)$$

したがって、 $\tilde{u}_G = \tilde{u}_L$ であれば λ_{cM} は任意の k に対して 0 となるため式(18)は数学的に適切となる。一方、 $\tilde{u}_G \neq \tilde{u}_L$ の場合には $\lambda_{c,k}$ は k に比例して増加する。このため $\lambda_{c,k}$ は $k \rightarrow \infty$ で上に有界でなくなるので、式(18)は数学的に不適切となる。これは従来から指摘されている相対速度 $\tilde{u}_R = \tilde{u}_G - \tilde{u}_L$ に起因する不適切であり、その程度は \tilde{u}_R とともに顕著になる。また、 \tilde{u}_R の係数は $\tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_L = \tilde{\alpha}_L \tilde{\rho}_G$ で極大となる。気液二相流解析では多くの場合 $\tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_L \gg \tilde{\alpha}_L \tilde{\rho}_G$ が成立するため、本条件では二流体モデルの不適切の程度は $\tilde{\rho}_G$ の増加に伴って顕著になる。

次に $\tilde{u}_R = 0$ の条件で流れ方向に重力が作用するものとし、さらに $\tilde{\phi}$ の空間微分の影響を無視すると、 $\lambda_{c,k}$ は次式により与えられる。

$$\lambda_{c,k} = \sqrt{k|g|/2} \quad (25)$$

上式より、重力が作用する場合には $\lambda_{c,k}$ は \sqrt{k} に比例して増加することがわかる。したがって、 $\tilde{u}_R = 0$ であっても $\lambda_{c,k}$ は $k \rightarrow \infty$ で上に有界でなくなるため、式(18)は数学的に不適切となる。本来ならば重力が作用する場合には $\tilde{\phi}$ の空間微分の影響を無視できないため、本検討は厳密なものではない。しかし、本解析により二流体モデルの数学的適切性は生成項によっても変化する可能性があることが確認できた。

界面せん断力、壁面せん断力、仮想質量力を無視し、 \tilde{u}_R と g をパラメータとして $\lambda_{c,k}$ を k の関数として求めた結果を図 4. 2-1 に示す。本解析では $\tilde{\phi}$ の空間微分を考慮し、370, 490, 560 K の 3 種類の温度条件における飽和水・蒸気二相流を検討対象とした。各温度における飽和圧力等の条件は表 4. 2-1 に示す通りである。なお増幅行列 G の固有値は解析的に解けないため、倍精度の複素 QR 法により数値的に求めた。

本図より、まず $\tilde{u}_R = 0\text{m/s}$ かつ $g = 0\text{m/s}^2$ の場合には温度・圧力条件と無関係に $\lambda_{c,k}$ はすべての k に対して 0 であり、式(18)は数学的に適切であることがわかる。次に $\tilde{u}_R = 0.2\text{m/s}$ とした場合には $\lambda_{c,k}$ は k に比例して増加しており、不適切であることがわかる。この場合、気相密度が増加するために不適切の程度は圧力の増加とともに顕著になることも確認できる。

次に $g = -9.8\text{m/s}^2$ とすると、 $\lambda_{c,k}$ は k とともに単調増加し、 $k > 1000\text{m}^{-1}$ でほぼ一定となる。したがって $\tilde{\phi}$ の空間微分を考慮した場合には、幸運にも重力の影響により式(18)は数学的に不適切にならない。しかし、 $g = -9.8\text{m/s}^2$ とした場合には $k < 10^5\text{m}^{-1}$ の低波数領域における $\lambda_{c,k}$ が 1~2 万程度にまで大きく増加している。この結果、 $\tilde{u}_R = 0.2\text{m/s}$ 、 $g = -9.8\text{m/s}^2$ とした場合の $\lambda_{c,k}$ の値はきわめて高波数の領域では主に相対速度に依存して決定されるが、 $k < 10^5\text{m}^{-1}$ の低波数の領域では主に重力に依存して決定されることがわかる。一方、二流体モデルに基づく数値計算では 0.1 m 程度よりも小さい空間刻み幅が用いられることが多い。この結果 100 m^{-1} 程度以上の高波数の変動は自然に除去されるので、二流体モデルに基づく解の数値的安定性を考える場合には主に $k < 100\text{m}^{-1}$ 程度の低い波数に対する $\lambda_{c,k}$ が重要となる。したがって重力項は二流体モデルに基づく数値計算の安定性に大きく影響すると考えられるため、安定かつ高精度で広い流動条件に適用可能な二流体モデルの数値解法の開発という目的のためには、重力の影響も考慮して二流体モデルの数学的性質を明らかにする必要があることがわかる。

4. 2. 5 その他の項の影響

紙面の節約のため、以下では界面せん断力、壁面せん断力、仮想質量力を各々 DR, WF, VM と略称する。前節における考察により二流体モデルの数学的性質は重力に大きく影響されることが示されたので、流れ方向に重力が作用する場合としない場合について、DR, WF, VM が式(18)の数学的性質に及ぼす影響を検討する。二流体モデルの数値的安定性は DR により大きく変化することが知られているので、DR が大きい場合と小さい場合として DR, WF, VM の評価には気泡流および層状流に対する構成式を用いる。ただし、流れ方向に重力が作用する場合には層状流は形成されないので、気泡流に対する構成式のみを検討対象とする。気泡流の場合、 C_D, f, C_V に用いる定数値は次式から計算する。

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad (26)$$

$$Re_p = \frac{\tilde{u}_R d}{v_L} \quad (27)$$

$$f_G = 0 \quad (28)$$

$$f_L = 0.3164 Re_L^{-0.25} \quad (29)$$

$$Re_L = \frac{\tilde{u}_L D}{\nu_L} \quad (30)$$

$$C_V = 0.5 \quad (31)$$

ここで、 d は気泡の等価直径で 2 mm、 D は円管の直径で 3 cm とする。なお、 ν は動粘性係数を表す。層状流の場合には以下に示す諸式を用いる。

$$C_D = 0.3164 Re_R^{-0.25} \quad (32)$$

$$Re_R = \frac{\tilde{u}_R D_G}{\nu_G} \quad (33)$$

$$f_K = 0.3164 Re_K^{-0.25} \quad (34)$$

$$Re_K = \frac{\tilde{u}_K D_K}{\nu_K} \quad (35)$$

$$D_G = \frac{2\alpha_G H}{1 + \alpha_G} \quad (36)$$

$$D_L = \frac{4\alpha_L H}{1 + 2\alpha_L} \quad (37)$$

解析では $\tilde{\alpha}_G = 0.1$ 、 $\tilde{u}_L = 1.0 \text{ m/s}$ とし、3 種類の温度条件(370, 490, 560 K)における飽和水・蒸気系を検討対象とした。ただし、各項の影響は温度条件により大きく変化しなかったので、以下では 490 K の温度条件で得られた結果のみを示す。

$\tilde{u}_R = 0 \text{ m/s}$ かつ $g = 0 \text{ m/s}^2$ の条件で、気泡流および層状流の構成式を用いた場合に WF, VM が $\lambda_{c,k}$ に及ぼす影響を調べた結果を各々図 4. 2 - 2 (a), (b) に示す。なお $\tilde{u}_R = 0 \text{ m/s}$ の条件では DR は 0 となるため、DR は検討から除外している。本図より、WF を考慮しない場合には $\lambda_{c,k}$ はすべての k に対して 0 であり式(18)は数学的に適切であるが、WF を考慮した場合にはどちらの流動様式の場合にも $\lambda_{c,k}$ が全波数域で増加し、特に高波数域で不適切の兆候を見せることがわかる。したがって、この場合にも式(18)の数学的性質は生成項により大きく変化している。また気泡流では、VM を考慮すると WF の影響により増加した $\lambda_{c,k}$ が全波数域で減少している。したがって、この場合には VM は数値的安定化に効果があるものと期待できる。

次に、 $\tilde{u}_R = 0.2 \text{ m/s}$ としたときの同様の解析結果を図 4. 2 - 3 (a), (b) に示す。この場合には DR, WF, VM と無関係に式(18)は不適切となっているが、気泡流の場合には DR を考慮する

と低波数域の $\lambda_{c,k}$ が大きく増加している。したがって、一般に DR は数値的安定化の効果があると考えられているが、逆に不安定化の原因となる場合もあることがわかる。ただし、DR を考慮した場合には \tilde{u}_R が速やかに 0 に収束するため、この影響が顕著に現れることは少ないと予想される。層状流の場合には DR が小さいため、 $\lambda_{c,k}$ は DR によりほとんど変化していない。また、WF はどちらの流動様式の場合にも $\lambda_{c,k}$ にはほとんど影響していない。また気泡流の場合、VM を考慮すると DR の影響で増加した低波数域の $\lambda_{c,k}$ が減少しており、この場合にも VM は数値的安定化の効果があるものと予想される。しかし、高波数域では VM を考慮することにより逆に $\lambda_{c,k}$ が増加しており、VM が必ずしも $\lambda_{c,k}$ を減少させるものではないことがわかる。なお、この傾向は圧力が低いときにより顕著であった。

$g = -9.8 \text{ m/s}^2$ として気泡流の構成式を用い、 $\tilde{u}_R = 0, 0.2, 0.3 \text{ m/s}$ としたときの $\lambda_{c,k}$ を図 4. 2-4 (a) – (c) に示す。なお、本条件で DR を考慮した場合の終端速度 u_T は 0.29 m/s 程度となる。まず $\tilde{u}_R = 0 \text{ m/s}$ とした場合には、VM を考慮すると $\lambda_{c,k}$ が大きく減少することがわかる。次に $\tilde{u}_R = 0.2 \text{ m/s}$ とした場合には、 $\lambda_{c,k}$ は DR により低波数域で減少し、VM によりさらに減少している。ただし高波数域の $\lambda_{c,k}$ は、流れ方向に重力が作用しない場合と同様に、VM を考慮することにより逆にやや増加している。最後に $\tilde{u}_R = 0.3 \text{ m/s}$ ($\tilde{u}_R \approx u_T$)とした場合には、DR を考慮すると $\lambda_{c,k}$ は低波域で大きく減少しており、さらに VM を考慮しても $\lambda_{c,k}$ はほとんど変化しないことがわかる。一方垂直上昇気泡流では、DR の効果により \tilde{u}_R は速やかに u_T に収束する。したがって、DR を考慮すれば計算領域の大部分で $\tilde{u}_R \approx u_T$ が成立するので、本流動条件では DR を考慮することにより計算領域の大部分で低波数域の $\lambda_{c,k}$ が低く抑えられる。さらに VM を考慮すれば、 $\tilde{u}_R \approx u_T$ が成立しない領域においても低波数域における $\lambda_{c,k}$ の増加を抑えられる。したがって、VM は DR による安定化を補完する働きを持つと言える。なお \tilde{u}_R の値に関わらず、WF は $\lambda_{c,k}$ にほとんど影響を及ぼしていない。

4. 2. 6 おわりに

二流体モデルは、工業プラント等で生じる二相流の挙動を予測するために広く用いられている。しかしながら、二流体モデルの支配方程式は初期値問題として数学的に不適切であるため、計算格子のサイズを小さくしすぎると計算は数値的に不安定になる、数値計算の結果振動的な解が得られた場合にそれが物理的なものか支配方程式の数学的性質に起因するものか判断しにくいなどの問題が生じている。これらの問題を解決するための極端な回答の一つは、二相流解析には二流体モデルを使用しないとするものである。しかしながら、二流体モデルは計算精度と計算効率のバランスという観点から見て優れたモデルであることも事実であり、特に原子炉安全解析のような実プラントで生じる二相流の解析において、二流体モデルは今後も広く使用され続けるものと予想される。そこで本節では、二流体モデルの支配方程式を数学的に適切な形に再編成するための一助として、等温・非加熱で相変化がない場合の一次元・一圧力二流体モデルの数学的性質を生成項および仮想質量力の影響も含めて厳密に調べた結果について述べた。今後これらの考察結果も踏まえて、二流体モデルの数学的性質を向上させるための努力が重要と考えられる。

4. 2 節の参考文献

- 1) Lyczkowski, R. W., Gidaspow, D. G., Solbrig, C. W., Hughes, E. D., Characteristics and stability analyses of transient one-dimensional two-phase flow equations and their finite difference approximations, Nucl. Sci. Eng., Vol. 66, 378-396 (1978).
- 2) H. B. Stewart, Stability of two-phase flow calculation using two-fluid models, J. Compt. Phys., Vol. 33, 259-270 (1979).
- 3) V. H. Ransom, J. A. Trapp, Applied mathematical methods in nuclear thermal hydraulics, EGG-M-26682 (1983)
- 4) 日本原子力学会熱流動部会編, 気液二相流の数値解析, 朝倉, 132 (1993).
- 5) 高橋, 棚町, 差分法, 培風館, 98 (1991).
- 6) 山口, 野木: 数値解析の基礎, 共立, 9 (1969).
- 7) V. H. Ransom and D. L. Hicks, Hyperbolic two-pressure models for two-phase flow, J. Compt. Phys. 53, 124-142 (1984).
- 8) R. T. Lahey et al., The effects of virtual mass on the numerical stability of accelerating two-phase flows, Int. J. Multiphase Flow, 6, 281-294 (1980).
- 9) 片岡, 富山, 二流体モデルに基づく気液二相分散流の基礎方程式とその数学的性質, 混相流, Vol. 7, No. 2, 132-141 (1993).
- 10) Kataoka, I., Nakayama, A., Matsumoto, T., Kawashima, A., On the well-posedness of the basic equations of two-phase flow based on two-fluid model, Proc. 1st Korea-Japan Symp. on Nucl. Thermal Hydraulics and Safety, 124-130 (1998).
- 11) 大川, 富山, 生成項および仮想質量力が二流体モデルの数学的性質に及ぼす影響（第1報, 重力項の影響）, 機論B, Vol. 64, No. 624, 2472-2477 (1998).
- 12) 大川, 富山, 生成項および仮想質量力が二流体モデルの数学的性質に及ぼす影響（第2報, 数学的性質の評価）, 機論B, Vol. 65, No. 629, 86-91 (1999).

4. 2 節の付録 行列 \tilde{C} の要素

式(21)における行列 \tilde{C} の要素は以下で与えられる。

$$c_{11} = \tilde{u}_G \frac{\partial \tilde{\rho}_G}{\partial z} + \tilde{\rho}_G \frac{\partial \tilde{u}_G}{\partial z} \quad (38)$$

$$c_{12} = \frac{1}{c_G^2} \left(\tilde{u}_G \frac{\partial \tilde{\alpha}_G}{\partial z} + \tilde{\alpha}_G \frac{\partial \tilde{u}_G}{\partial z} \right) \quad (39)$$

$$c_{13} = \tilde{\rho}_G \frac{\partial \tilde{\alpha}_G}{\partial z} + \tilde{\alpha}_G \frac{\partial \tilde{\rho}_G}{\partial z} \quad (40)$$

$$c_{14} = 0 \quad (41)$$

$$c_{21} = -\tilde{u}_L \frac{\partial \tilde{\rho}_L}{\partial z} - \tilde{\rho}_L \frac{\partial \tilde{u}_L}{\partial z} \quad (42)$$

$$c_{22} = \frac{1}{c_L^2} \left(\tilde{u}_L \frac{\partial \tilde{\alpha}_L}{\partial z} + \tilde{\alpha}_L \frac{\partial \tilde{u}_L}{\partial z} \right) \quad (43)$$

$$c_{23} = 0 \quad (44)$$

$$c_{24} = \tilde{\rho}_L \frac{\partial \tilde{\alpha}_L}{\partial z} + \tilde{\alpha}_L \frac{\partial \tilde{\rho}_L}{\partial z} \quad (45)$$

$$c_{31} = \frac{\partial \tilde{P}}{\partial z} + (\tilde{\rho}_G + C_V \tilde{\rho}_L) \tilde{u}_G \frac{\partial \tilde{\rho}_G}{\partial z} - C_V \tilde{\rho}_L \tilde{u}_L \frac{\partial \tilde{\rho}_L}{\partial z} - \tilde{\rho}_G g + FD_{31} + FW_{31} \quad (46)$$

$$c_{32} = \tilde{\alpha}_G \tilde{u}_G \left(\frac{1}{c_G^2} + \frac{C_V}{c_L^2} \right) \frac{\partial \tilde{u}_G}{\partial z} - \frac{C_V}{c_L^2} \tilde{\alpha}_G \tilde{u}_L \frac{\partial \tilde{u}_L}{\partial z} - \frac{\tilde{\alpha}_G}{c_G^2} g + FD_{32} + FW_{32} \quad (47)$$

$$c_{33} = \tilde{\alpha}_G (\tilde{\rho}_G + C_V \tilde{\rho}_L) \frac{\partial \tilde{u}_G}{\partial z} + FD_{33} + FW_{33} \quad (48)$$

$$c_{34} = -C_V \tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_L \frac{\partial \tilde{u}_L}{\partial z} + FD_{34} + FW_{34} \quad (49)$$

$$c_{41} = -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial z} - C_V \tilde{\rho}_L \tilde{u}_G \frac{\partial \tilde{\rho}_G}{\partial z} - \tilde{\rho}_L \tilde{u}_L (1 - C_V) \frac{\partial \tilde{\rho}_L}{\partial z} + \tilde{\rho}_L g + FD_{41} + FW_{41} \quad (50)$$

$$c_{42} = -\frac{C_V}{c_L^2} \tilde{\alpha}_G \tilde{u}_G \frac{\partial \tilde{u}_G}{\partial z} + \frac{\tilde{u}_L}{c_L^2} (\tilde{\alpha}_L + C_V \tilde{\alpha}_G) \frac{\partial \tilde{u}_L}{\partial z} - \frac{\tilde{\alpha}_L}{c_L^2} g + FD_{42} + FW_{42} \quad (51)$$

$$c_{43} = -C_V \tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_L \frac{\partial \tilde{u}_G}{\partial z} + FD_{43} + FW_{43} \quad (52)$$

$$c_{44} = \tilde{\rho}_L (\tilde{\alpha}_L + C_V \tilde{\alpha}_G) \frac{\partial \tilde{u}_L}{\partial z} + FD_{44} + FW_{44} \quad (53)$$

上式中の FD_{ij}, FW_{ij} の値は用いる構成式により異なる。まず、円管内気泡流の場合には以下で与えられる。

$$FD_{31} = K_{DB} \tilde{\rho}_L (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L)^2 \quad (54)$$

$$FD_{32} = K_{DB} \tilde{\alpha}_G (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L)^2 / c_L^2 \quad (55)$$

$$FD_{33} = 2K_{DB} \tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_L (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L) \quad (56)$$

$$FD_{34} = -2K_{DB} \tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_L (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L) \quad (57)$$

$$FD_{41} = -K_{DB} \tilde{\rho}_L (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L)^2 \quad (58)$$

$$FD_{42} = -K_{DB} \tilde{\alpha}_G (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L)^2 / c_L^2 \quad (59)$$

$$FD_{43} = -2K_{DB} \tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_L (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L) \quad (60)$$

$$FD_{44} = 2K_{DB} \tilde{\alpha}_G \tilde{\rho}_L (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L) \quad (61)$$

$$FW_{31} = 0 \quad (62)$$

$$FW_{32} = K_{WGB} \tilde{u}_G^2 / c_G^2 \quad (63)$$

$$FW_{33} = 2K_{WGB} \tilde{\rho}_G \tilde{u}_G \quad (64)$$

$$FW_{34} = 0 \quad (65)$$

$$FW_{41} = 0 \quad (66)$$

$$FW_{42} = K_{WLB} \tilde{u}_L^2 / c_L^2 \quad (67)$$

$$FW_{43} = 0 \quad (68)$$

$$FW_{44} = 2K_{WLB} \tilde{\rho}_L \tilde{u}_L \quad (69)$$

ここで、 $K_{DB} = 0.75C_D / d$, $K_{WKB} = f_K / 2D_{WK}$ である。矩形管内層状流の場合には以下で与えられる。

$$FD_{31} = 0 \quad (70)$$

$$FD_{32} = K_{DS} (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L)^2 / c_G^2 \quad (71)$$

$$FD_{33} = 2K_{DS} \tilde{\rho}_G (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L) \quad (72)$$

$$FD_{34} = -2K_{DS} \tilde{\rho}_G (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L) \quad (73)$$

$$FD_{41} = 0 \quad (74)$$

$$FD_{42} = -K_{DS} (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L)^2 / c_G^2 \quad (75)$$

$$FD_{43} = -2K_{DS} \tilde{\rho}_G (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L) \quad (76)$$

$$FD_{44} = 2K_{DS} \tilde{\rho}_G (\tilde{u}_G - \tilde{u}_L) \quad (77)$$

$$FW_{31} = 2K_{WGS} \tilde{\rho}_G \tilde{u}_G^2 \quad (78)$$

$$FW_{32} = K_{WGS} (1 + 2\tilde{\alpha}_G) \tilde{u}_G^2 / c_G^2 \quad (79)$$

$$FW_{33} = 2K_{WGS} (1 + 2\tilde{\alpha}_G) \tilde{\rho}_G \tilde{u}_G \quad (80)$$

$$FW_{34} = 0 \quad (81)$$

$$FW_{41} = -2K_{WLS} \tilde{\rho}_L \tilde{u}_L^2 \quad (82)$$

$$FW_{42} = K_{WLS} (1 + 2\tilde{\alpha}_L) \tilde{u}_L^2 / c_L^2 \quad (83)$$

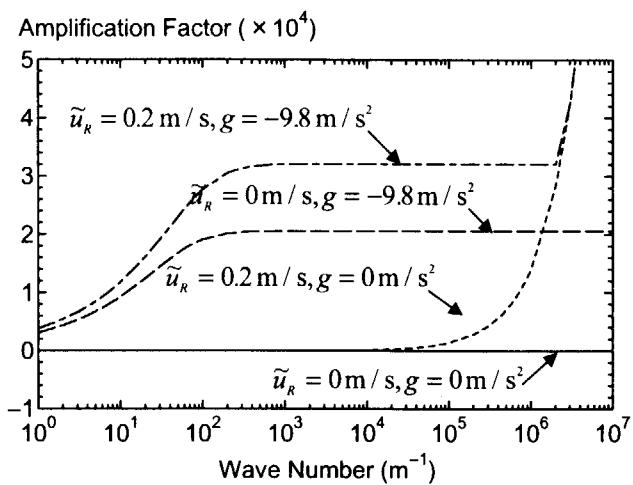
$$FW_{43} = 0 \quad (84)$$

$$FW_{44} = 2K_{WLS} (1 + 2\tilde{\alpha}_L) \tilde{\rho}_L \tilde{u}_L \quad (85)$$

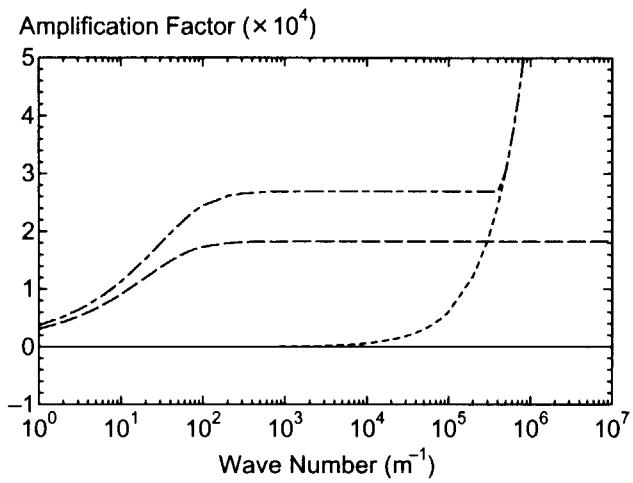
ここで、 $K_{DS} = 0.125C_D / H$ 、 $K_{WGS} = 0.125f_K / H$ である。

表4. 2-1 各温度条件における計算条件

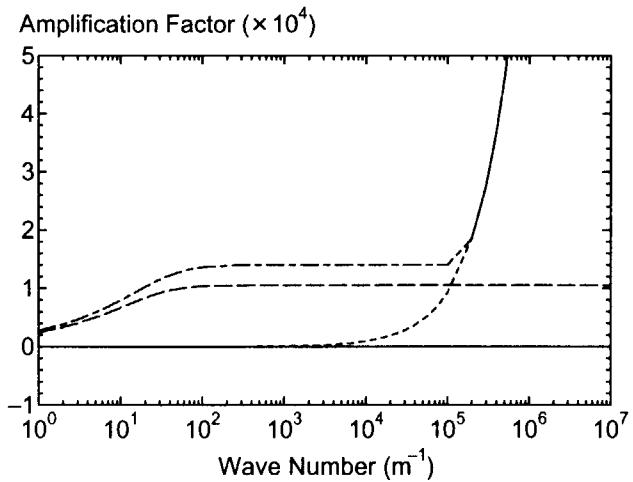
	370 K	490 K	560 K
\tilde{P} (MPa)	0.090452	2.1811	7.1030
$\tilde{\rho}_G$ (kg/m ³)	0.5375	10.938	37.134
$\tilde{\rho}_L$ (kg/m ³)	960.37	844.41	738.18
c_G (m/s)	471.8	506.3	490.5
c_L (m/s)	1523.2	1258.1	974.2
$\tilde{\alpha}_G$ (-)	0.1		
\tilde{u}_G (m/s)	1		
\tilde{u}_R (m/s)	0 or 0.2		
g (m/s ²)	0 or -9.8		



(a) Temperature = 370 K, Pressure = 0.09 MPa



(b) Temperature = 490 K, Pressure = 2.18 MPa



(c) Temperature = 560 K, Pressure = 7.10 MPa

図 4 . 2 - 1 二流体モデルの増幅係数

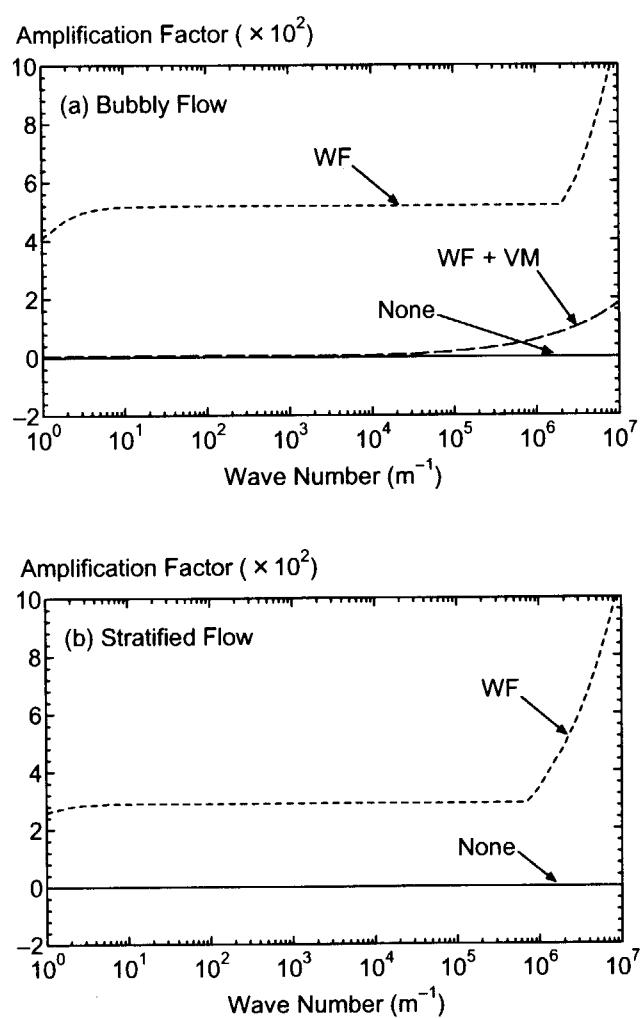


図 4. 2-2 壁面せん断力 WF と仮想質量力 VM の影響 (相対速度 0 m/s、重力なし)

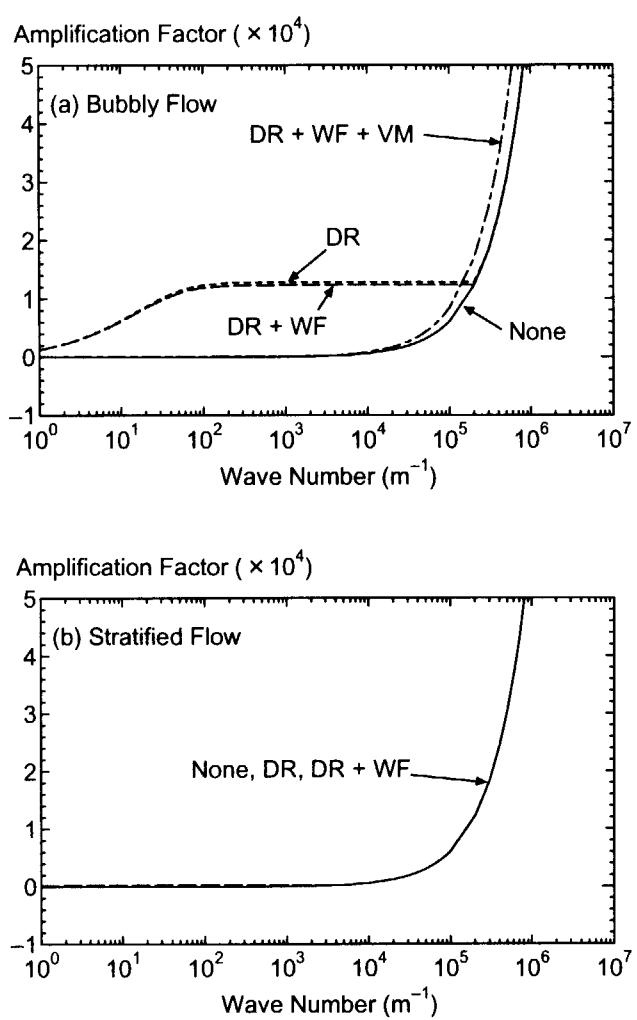


図4. 2-3 壁面せん断力 WF と仮想質量力 VM の影響 (相対速度 0.2 m/s、重力なし)

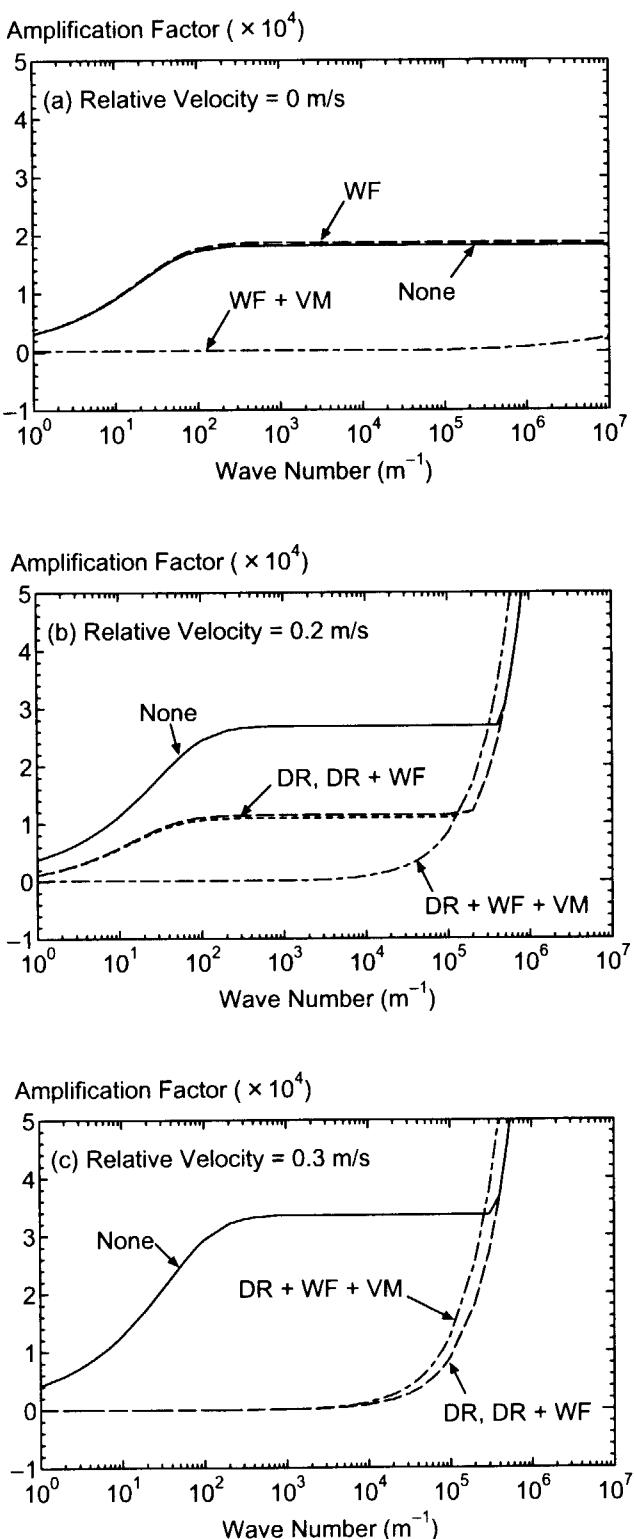


図4. 2-4 鉛直管内上昇気泡流に対する二流体モデルの増幅係数

4. 3 解析モデルの多様化と複合化

4. 3. 1 はじめに

気液二相流(以下、二相流と略称する)は、界面の存在によって間欠的挙動と非均質分布を持つ時間的・空間的に変化の大きい流動現象であり、これらを考慮することなく二相流を正確に理解し精度良く予測することはできない¹⁾。従来はこれらを直接取り扱うことができなかつたため、二流体モデルに代表されるように平均化操作により時間的・空間的に連続的な解を求めていた。二流体モデルにおける平均化操作の範囲は必ずしも明らかではないが、連続的な解を得るために時間的には間欠的な周期より大きく、空間的には界面構造の代表スケール(気泡径など)より大きく考える必要があり、タイムステップや計算セル幅と直接むすびつけることはできない。このような平均化操作により、計算が困難な間欠的挙動と非均質分布を消去し、主に界面挙動に起因するこれらの効果を構成方程式として半経験的に導入してきた。

実用的な設計に多く使われている一次元解析では、流路断面の平均化は必須であり多次元構造を持つ界面の取り扱いは不可能であった。最近、計算機と計算技術の進歩により二相流の多次元解析が多く行われるようになったが、単に一次元解析の延長ではなく必然的に多次元の界面構造を取り込む質的に異なる解析になることを意識しなければならない。計算精度が高い場合は、時間的・空間的に計算できる範囲はタイムステップ・計算セルと同じと考えるべきであり、タイムステップ幅以上の間欠的挙動と計算セル幅以上の界面構造が計算できる。今後の二相流解析は、タイムステップ幅と計算セル幅の解像度の許す限り、間欠的挙動と非均質分布を直接計算する技術を目指さなければならない。二相流にあらわれる密度や圧力勾配や速度勾配の不連続を、精度良く(特に気液密度比大のとき)安定に計算するには高度な計算技術が必要である。従来の種々の解析モデルの特徴とこれらの新しい展開について紹介し、最後に計算技術の進展について概説する。

4. 3. 2 解析モデルの現状

二相流の流動現象はボイド率・気液密度差・管内径と傾き・流速等に依存して極めて多様な流動様式(flow pattern)を持つため、解析対象と目的に応じて種々の解析モデル(二流体モデル・界面モデル・噴霧モデル・気泡群追跡モデル)が開発されてきた。ここで、これらの解析モデルの現状を説明する。

二流体モデルは各計算メッシュにおける気体と液体の平均速度・温度を計算する手法であり、気液界面を扱わず、気液の比率のみボイド率で表わす。過去20年の間二相流解析において主流となってきた手法であり、一次元解析に限れば膨大な解析例の蓄積がある。二相流動では界面を通した気液間の相互作用(界面摩擦・界面伝熱)が支配的であるが、界面を扱わないので実験データや理論により導出した関係式を必要とし、その関係式が解析精度に影響する。一次元解析用の関係式が多く提案されており、これらは多次元解析にも適用できる。しかし、最近普及しつつ

ある多次元解析では気液間の揚力等のさらに多くの関係式を新たに必要としている。

界面モデルは、気体領域と液体領域に分けてそれぞれの領域で Navier-Stokes 方程式を計算する手法である。従来実績のある高精度界面挙動解析手法は、VOF法^{2) - 4)}、マーカ法⁵⁾、粒子法^{6) 7)}、CIP(Cubic Interpolated Pseudo-particle)法⁸⁾、密度関数法⁹⁾、標位関数(Level Set Function)法¹⁰⁾、格子ボルツマン法¹¹⁾等である。

界面構造の複雑な形態や間欠的現象を直接計算するのは一般に大規模な計算になる。従って、計算量の制約から局所的かつ短時間の現象の解析に限られる。機器やプラント特性の巨視的な特性評価は、計算時間を節約できるよう界面構造を無視できる二流体モデル計算に委ねなければならず、実用面では界面モデルは関係式の検討など補助的な役割になる。

噴霧モデルは気体連続相の乱流とその中の分散相である液滴の運動を連続的又は個別に追跡する手法である。流路での液滴の体積比率が殆ど無視できるので、液滴の抗力を考慮すれば気体の単相流解析技術が殆どそのまま適用できる。通常は液膜を伴うため、液膜モデルも同時に取り扱うのが望ましい。液滴間の衝突は殆ど無視でき、液滴密度が気体密度よりかなり大きいので乱流渦の液滴運動への影響も小さいので、気体と液体の計算を分離することが可能であり比較的容易に実行できる。ただし、液滴の液膜への衝突は計算できるが、液膜の乱れによる液滴発生は評価式を与える必要がある。燃料集合体の限界熱流束およびBWRドライヤの液滴除去効率の評価に用いられる¹²⁾。

気泡群追跡モデルは液連続相とその中の気泡群の運動を連続的又は個別に追跡する手法である¹³⁾。噴霧モデルと異なり、分散相である気泡間の衝突を無視できないことが多い。この場合、気泡間の相互作用を考慮した衝突の頻度と、気泡体積の相違による気泡形状の変化も考慮しなければならない。一般に気泡の体積が流路に占める比率は無視できないので、二流体モデルの場合と同様に気液の運動を連立して解く必要がある。

噴霧モデルと気泡群追跡モデルは適用できる流動様式を限定して計算の簡略化に成功しているが、実用的な面では幅広い流動様式を統一的に取り扱うことができない制約がある。

4. 3. 3 解析モデルの新しい展開

気液二相流に限らず、最近の混相流関係の計算技術の進歩は著しい。これは、計算機の高性能化、高精度かつ数値安定な解析技術の進歩、限界熱流束に関する液膜モデルのような機構論的評価モデルの詳細化、X線や中性子線による多次元流れ構造の測定技術向上などが背景にある。上記したように、これまでに既に多様な解析モデルが開発されてきたが、複雑かつ多様な二相流の解析には唯一つの解析モデルに集約することができず、これらの多様な解析モデルは引き続き重要であり、実用的な応用にはそれぞれの特徴を生かした複合化も必要である。従来の解析モデルも高機能化し、適用範囲を広げて新しい結果を導出しつつある。現在の新しい展開のトピックスを紹介する。

(1) 二流体モデルの界面解析への適用

二流体モデルの基礎式（6方程式）を吟味するとVOF（Volume of Fluid）法（気液比保存則を含め4方程式）を包含し、さらに高度な機能を持つと考えることができる。従って二流体モデルも界面解析に適用できる。VOF法との相違はもちろん存在する。VOF法では同じ計算セルの気液は同じ速度とされるが、二流体モデルでは相間摩擦を設定して相間速度差を考えることができる。界面付近で気相は大きい速度勾配を持つことが多く、二流体モデルのほうが柔軟に対応できる。

二流体を界面解析に適用した場合、計算セルより大きい構造の界面は直接計算し、小さい構造の界面(微視的な気泡・液滴・界面波など)は従来通り平均化して二流体モデルで扱う幅広い対応が可能である。ただし、ボイド率の分布が界面を表すのか微小気泡の個数分布を表すのか判断がむずかしく、表面張力の計算の導入がむずかしい。また、界面形態の輸送についてはVOF法の豊富なknow-howの蓄積には及ばない。

二流体モデルを界面解析に適用した場合、一次元解析で用いていた相関式を使うことができない。一次元解析あるいは、多次元解析でも界面を扱わない場合の相間摩擦は図4. 3-1 (a)に示すように一つの計算セルに多数の気泡があり、その平均の抵抗力を扱う。界面を扱う計算では同図 (b)に示すように、一気泡の一部の界面のせん断力を扱う。後者では、界面での速度境界層により相間摩擦が決まるので、微視的な速度勾配を計算あるいはモデル化する必要がある。

Kolevは長年多流体モデルによる界面解析に取り組み、豊富な解析例が報告されている¹⁴⁾。圧力波や熱非平衡、微細化など微視的なモデルと含めて主にシビアアクシデント時の熱流動を中心に幅広く適用されている。石田ら¹⁵⁾はCCFL(Counter Current Flow Limiting)の直接解析に適用し、図4. 3-2に示すように流路内の下降水流中を上昇する気泡やスラグを計算している。また、湊ら¹⁶⁾や寺坂¹⁷⁾による気水分離器の旋回流で生じる液膜の解析も行われている。

(2) VOF法の高精度化と自由界面付近の乱流大規模計算

オリジナルのVOF法は界面輸送精度が不足するため、単一気泡の計算に多くの計算メッシュが必要でありまた計算セルに影響されやすかった。また、数値不安定のため気液の密度比に制約があり、実現象との比較は相似則に頼ることが多かった。多くの改良が試みられたが、Youngs¹⁸⁾による計算セル毎に界面勾配を設定する手法が最も成功している。この手法により比較的少數の計算セルで複雑な界面を正確に表現することが可能になり、表面張力の計算精度も向上した。数値安定化については、研究者によって異なる手法が用いられているが大気圧の空気-水二相流に相当する1000倍の相違までは殆ど問題がないようになった。界面解析は、既に述べたように多くの計算法が提案されているが、VOF法は精度と計算量のバランスから見て最も実用的な計算法である。湊ら³⁾は計算セルのわずか6倍の径の気泡を扱い、図4. 3-3のように合体過程を40タイムステップで計算した。この効率の高さを生かして、Zaleskiら⁴⁾は界面せん断による微細液滴の飛散、功刀ら¹⁹⁾は図4. 3-4に示す自由液面を持つチャンネルの乱流大規模計算に適用した。

(3) 粒子法と二相流解析の複合による二相流中の異種流体と固体運動の解析

粒子法は流体のみならず固体まで表現でき、また数値拡散や安定性についても優れた性質を持つ計算法であるが、近傍にある全ての粒子間の相互作用を計算しなければならないため計算時間が多く必要な問題がある。また差分法や有限体積法では計算セルは内部の分布について考慮することが可能であるが、粒子法では粒子サイズ以下の構造について考慮することは難しい。辻らの固気二相流の解析では、水中の気泡やスラグに近い計算結果が得られているが、それらは粒子径と比べて非常に大きいスケールの構造であり、気液二相流でみられる微視的な液滴・気泡の計算との直接の比較は適当ではない。限られた個数の粒子による界面の解析は、粒子サイズが固定されているため滑らかな界面が表現しにくく、表面張力の計算に誤差があるなど問題が多い。ただし、界面の乱れが大きくかつ表面張力効果が小さい問題には非常に適している⁶⁾。

二相流解析は既に二流体モデルやVOF法を用いた高度な解析が可能になりつつあり、粒子法は主に計算時間の点で制約が多いので一般にメリットが少ない。しかし、二流体モデルやVOF法と異なる方法で界面を表すことができるメリットを活かし、局所的に特別な挙動を示す界面に適用すれば粒子数も少なくて済み計算の負担は少ない。考えられる応用は、二相流中の局的な異種流体の計算及び固体運動の計算である。

ここで紹介する計算は、マーカ法と粒子法の中間の方法であり、流体計算で得た速度分布に基づいて粒子を移動するが粒子間の相互作用による運動も重ねて考慮する。異種流体又は固体運動を粒子群で模擬し、固体を扱う場合は粒子間の相互配置を固定して固体形状を保存している。流路に異種流体又は固体と同じ密度の流体がある場合の速度場に基づき、固体形状を反映した速度に従って粒子群を移動し、固体の場合は固体の形状を保つ相互作用によって新たな粒子速度が生じ、それをさらに流体場に戻すことによって流体と固体運動の相互作用を計算することができる。

図4. 3-5は水プール中に空気を流入して二相流を形成し、上部から落下する円形の固体との相互作用の解析結果である²⁰⁾。固体密度はエアリフトポンプ中のマンガン団塊を想定した坂口らの試験で用いられている固体密度に近い数値(2800 kg/m³)とした。VOF法を用いているので気泡及び液面が計算されているが、二次元系であるので、観察されている気泡の形態に近いとは言えないが、界面と固体の相互作用を定性的によく表わしている。固体は水の上昇運動で持ち上げられ、気泡中で急速に落下する挙動が計算されている。

4. 3. 4 計算技術の進展

界面付近の不連続分布を分布形態を保存したまま精度良く輸送を計算する方法は、粒子法のようなLagrange的な手法とCIP法がある。界面の場合はジャンプ幅が分かっている(ボイド率で0と1の間)ので、VOF法のような専用の手法があり密度関数法や標位関数法のようにこれを利用して界面を再構築する方法がある。また、CIP法もtan関数を用いて界面の不連続を保つことがある。標位関数法とCIP法は等ボイド率面が正確に得られるので表面張力の計算には都

合が良い。VOF法も界面勾配の微分を用いた高精度の表面張力計算が可能になった。

不連続分布の高精度輸送計算を保ったまま数値安定性を確保するのはむずかしい。特に、気液の密度比が大きいときは、各相に働く力のバランスが崩れやすく数値不安定が生じることが多い。数値安定化のためには、軽い気相に過大な加速度が生じないよう注意する必要があり、密度に依存した圧力勾配の配分や付加質量を考慮した気液速度の連立計算が有効である。また、数値振動の対策も非常に重要である。CIP法は三次関数で近似した分布を平行移動する巧妙な方法で数値振動を抑制している。また、TVD法は輸送計算で生じた数値振動に応じて次のタイムステップの数値拡散を調整する。湊ら⁵⁾はタイムステップ毎に数値振動を予備計算で求め、数値振動抑制に必要な数値拡散を導入して再度計算し安定な結果を得ている。

複雑な界面を扱うためには膨大な数の計算セルを用いた三次元かつ長時間の計算が必要になる。二相流は顕著な密度分布があるため圧力マトリックスが必ずしも対角優位でなく反復計算の収束が良くない。また、タイムステップ間に密度分布が大きく変化し、それに伴って圧力分布も変化するため前タイムステップの圧力分布は必ずしも新タイムステップの圧力計算の初期条件として適切ではない。従って、マトリックス計算の収束の高速化はもちろん、前タイムステップの圧力分布の一部または全部を一旦クリアするProjection法²¹⁾の方が効率的である場合が多い。計算を効率化しても実用的な大規模計算では計算量が相當に大量にならざるを得ない。既に50万～150万の計算セルを用いた二相流計算が実施されているが、二相流解析技術の確立には並列計算等の応用により大規模計算例を豊富に蓄積していく必要がある。

4. 3. 5 おわりに

二相流解析技術の進歩は、数値流体力学の分野での自由界面解析・混相流解析の隆盛とあいまって、完成度の高い単相流解析の水準に迫っている。原子炉冷却系のような巨大なシステムを別にすれば、一般に経験式を最小限にした直接計算に依存するようになると考えられる。気泡や液膜波等の界面構造を計算メッシュの範囲で直接追跡できる見通しが得られつつあり、気液二相流の数値解析技術は本格的な実用化の入口に到達したと言える。

実験的研究(Experimental Study)は大きな柱であるが、二相流の測定は界面反射による可視化的障害や振動的性質により困難が大きい。もう一つの柱として、測定を補って二相流動の機構を解明できる有効な手段である数値的研究(Numerical Study)を確立する必要がある。先ず第一歩として、臨界二相流、CCFL、プール沸騰等のよく性質が知られている現象を解析により二相流の直接計算に実用的な予測能力があることを示す必要がある。同時にX線や中性子線によるラジオグラフィ計測と積極的に連携して界面構造の解析技術を検証しなければならない。これらの研究により、平均化操作による時間的・空間的連続性を前提にしていた二相流研究の最前線は大きく変わるものと予想される。

4. 3 節の参考文献

- 1) 西川: 卷頭言, 混相流学会誌, Vol.3, No.3 (1989)
- 2) 功刀: “自由界面を含む多相流の直接数値解析法,” 機論B, **63**, 609, pp. 1576-1584 (1997)
- 3) 湊,他: ”気泡合体挙動の三次元数値解析,” 原子力学会 ’99 春の年会, H24 (1999)
- 4) Zaleski, S., et al.: “Efficient Numerical Method for Atomization Studies”, ISAC’97 High Performance Computing on Multiphase Flows embedded in JSME Centennial Grand Congress, pp. 35-39 (1997)
- 5) Minato, A., et al.: “A Numerical Method for Three Dimensional Gas-Liquid Interface Behavior Using Interacting Markers”, ISAC’97 High Performance Computing on Multiphase Flows embedded in JSME Centennial Grand Congress, pp.45-48 (1997)
- 6) 越塚,他: ”粒子法による流体-構造相互作用の数値解析,” 原子力学会 ’96 春の年会, C38(1996)
- 7) 白川,他: “粒子法によるチャンネル流動様式の研究,” 原子力学会 ’99 春の年会, H34 (1999)
- 8) 矢部: ”固体・液体・気体の統一解法を目指す CIP 法”,ながれ (日本流体力学会誌), **15**, 367(1996)
- 9) Miyata, H., et al.: “A Finite-Difference Simulation Method for Strongly Interacting Two-Layer Flow,” J. Soc. of Nav. Archit. Jpn, **163**, 1-16 (1988)
- 10) Banerjee, S., Beux, F.: “Numerical Simulation of Three-Dimensional Two-Phase Flows by Means of a Level Set Method,” ECCOMAS ‘96, John Wiley & Sons, Ltd., pp. 1-7 (1996)
- 11) 高田,他: ”格子ボルツマン法による気泡運動の数値解析,” 混相流シンポ’99, D17 (1999)
- 12) Nakao, T., et al.: “Development of Simplified Wave-type Vane in BWR Steam Dryer and Assessment of Vane Droplet Removal Characteristics,” J. Nucl. Sci. Technol., **36**, 5, p.424-432 (1999)
- 13) Tomiyama, A., et al.: “Spatial Evolution of Developing Air-Water Bubble Flow in a Vertical Pipe,” 2nd Int. Conf. Two-Phase Flow Experimentation and Modelling, pp.1027-1034 (1999)
- 14) Kolev, I.: “Verification of IVA5 Computer Code for Melt Water Interaction Analysis,” Int. Conf. Nucl. Engng., ICONE-7507 (1999)
- 15) 石田,他: ”二流体モデルを用いた二相流解析コードによるCCFL現象シミュレーション手法の開発,” 混相流シンポ’99, B20 (1999)
- 16) 湊,他: ”二流体モデルによる気液二相旋回流の解析”, 第31回伝熱シンポ講演論文集,C114 (1993)
- 17) 寺坂: “BWRセパレータの流動解析,” 原子力学会 ’99 春の年会, H21 (1999)
- 18) Youngs, D. L.: “Time Dependent Multi-Material Flow with Large Fluid Distortion,” in Morton, K. W., Baines, M. J. (eds), *Numerical Methods for Fluid Dynamics*, Academic Press, New York, pp. 273-285 (1982)
- 19) Kunugi, T., et al.: “Direct Numerical Simulation on Wave Formation and Breaking of Turbulent Free-Surface Flow,” 2nd Int. Conf. Two-Phase Flow Experimentation and Modelling, pp.819-826 (1999)

- 2 0) Minato, A, et al.: "Numerical Method for Interaction between Gas-Liquid Two-Phase Flow and Solid Motion," 2nd Int. Conf. Two-Phase Flow Experimentation and Modelling, pp.1537-1543 (1999)
- 2 1) Almgren, A. S., et al.: "A Conservative Adaptive Projection Method for the Variable Density Incompressible Navier-Stokes Equations," J. Comput. Phys., **142**, pp. 1-46 (1998)

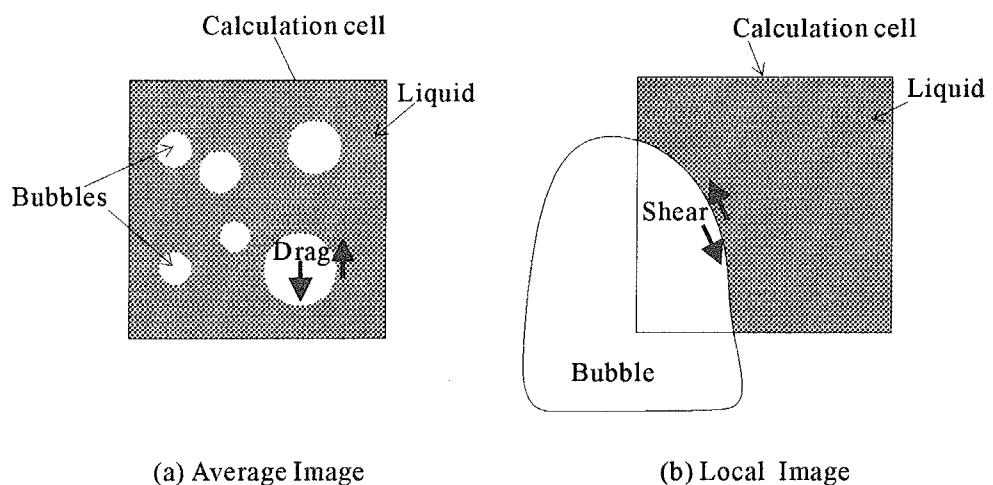


図4. 3-1 Two Images of Interface Friction in Two-Fluid Model

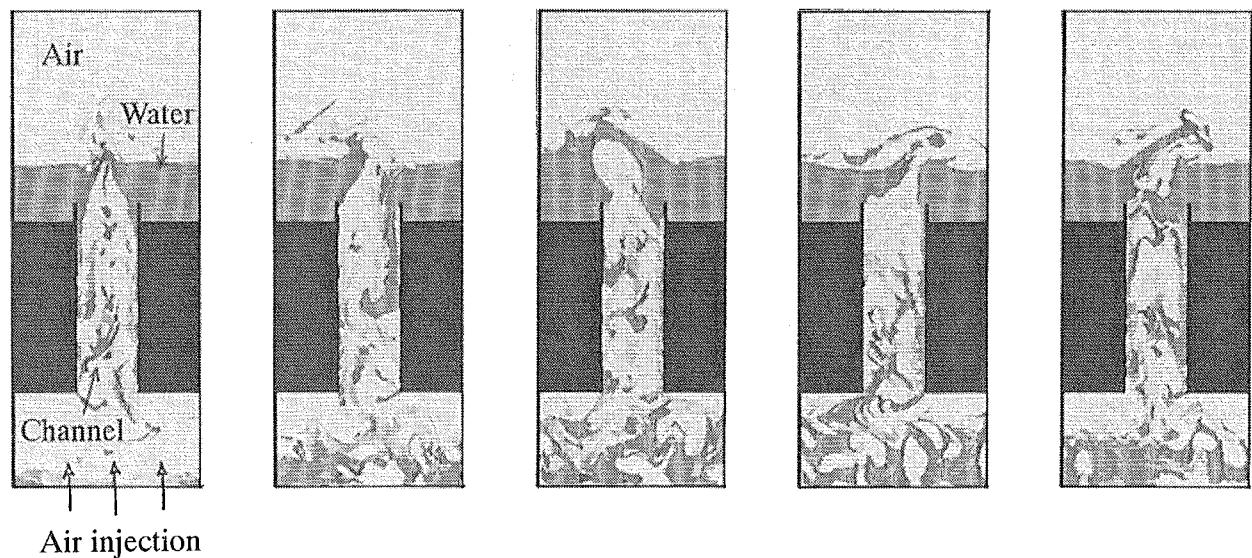


図4. 3-2 CCFL in Two-Dimensional Channel (Ishida¹⁵⁾)

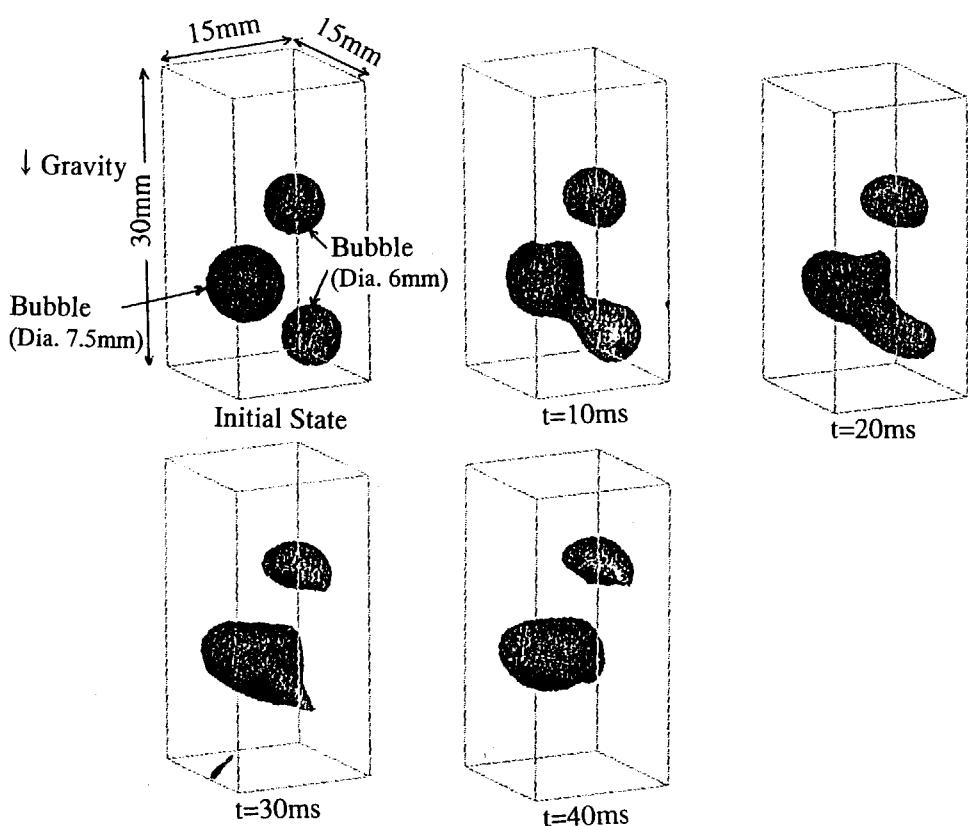
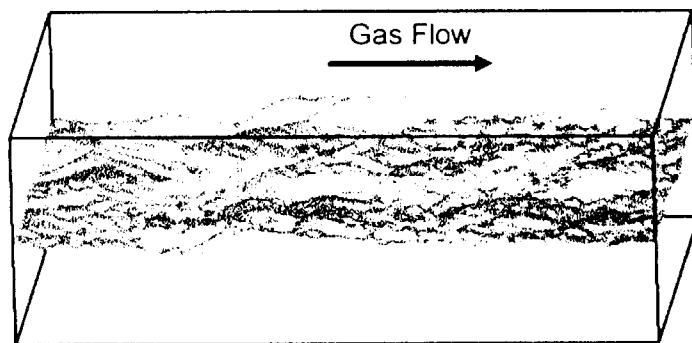
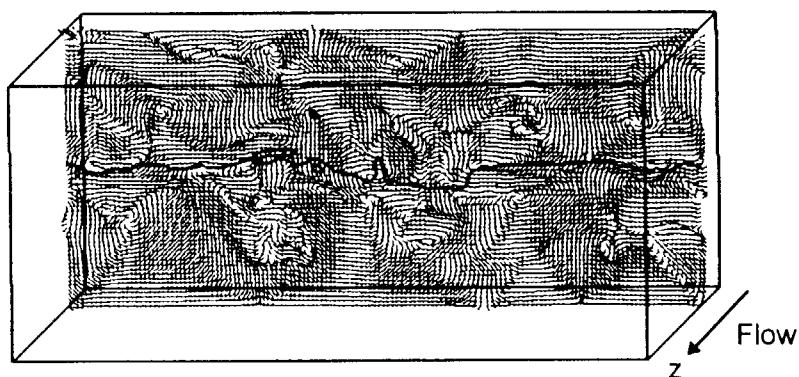


図4. 3-3 Bubble Coalescence (Minato³⁾)



(a) A Snap-shot of the Instantaneous Free-Surface Behavior
at $t=18.15$ sec



(b) Expanded Cross-section View of the Secondary Flow
in the x-y Plane at $z=9.125$ m

図4. 3-4 Turbulence in Free-Surface Flow (Kunugi¹⁹)

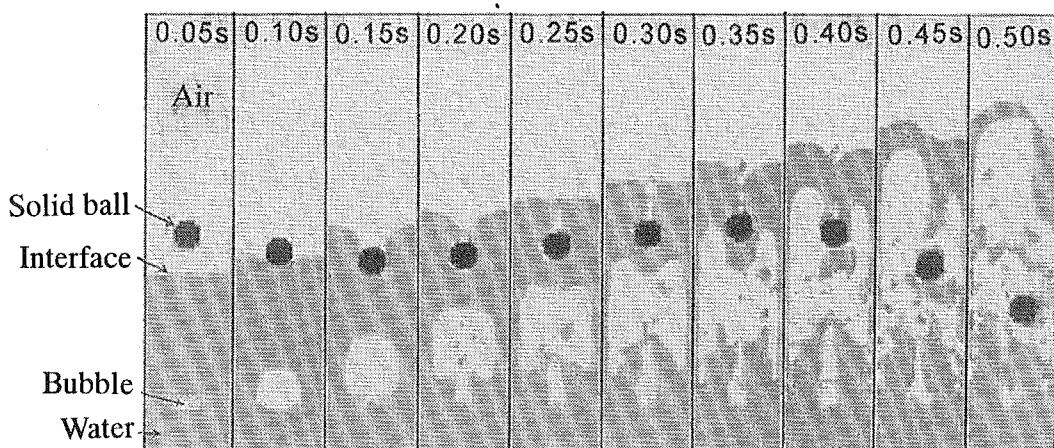


図4. 3-5 Interaction between Solid Ball and Bubbling Pool (Minato²⁰)

5. おわりに

原研原子力コード委員会原子炉熱流動解析コード高度化専門部会では、次世代軽水炉の熱流動解析の現状と課題を平成10年度まで約5年にわたり調査してきた。同専門部会での調査内容及び議論を踏まえ、平成9年度には受動的安全設備を有するAP600やNP21等のプラント解析の現状と課題をまとめるとともに、駆動力が弱く多次元挙動が現れやすい受動的機器で問題となる多次元二相流解析の現状と課題をデータベースの整備状況も含めてまとめてきた。本報告書では、平成9年度から10年度にかけて調査した内容をもとに、BWRでの核-熱結合解析(第2章)、受動的安全系熱流動解析の現状と課題(第3章)、並びに気液二相流解析の最新のトピックス(第4章)をまとめた。

核-熱結合解析では、炉心内のボイド率の予測にサブクール沸騰やスペーサの効果を含め、バンドル内の分布をピン毎に評価するといったより詳細な予測モデルの必要性が示されるとともに、プラント全体の解析にも3次元性を考慮した解析が今後求められるとしており、詳細かつ大規模な解析が今後の課題であるとされた。受動的安全系での熱流動解析では、世界最大級のLSTF実験によりPWRの蒸気発生器を余熱除去用熱交換器として活用した場合の自然循環特性が解析され、既存のRELAP5コードでは蒸気発生器細管内での非一様流動を予測できない課題がクローズアップされた。また、格納容器内の水素や酸素ガスを除去する可燃性ガス再結合器の解析では、触媒反応をモデル化した大規模計算で性能評価が可能であることが示された。気液二相流解析のトピックスでは、まず、不安定流動現象の分類から解析手法の概要及び各手法を選択する際の指針がまとめられた。そこでは詳細な数値シミュレーションに早急に入るのではなく、現象の支配因子を取り込んだモデル解析や線形解析をまず行い、現象の本質をつかむことの重要性が指摘された。次に、二流体モデルから界面追跡法や粒子法といった気液二相流解析の最前線を含め、二流体モデルの数学的性質、各解析手法の現状と今後の展望が示された。時間/空間平均モデルによる多次元解析は実用の域に達しつつあること、今後のCPUパワーの増大を考え、数値振動の抑制法を取り入れた並列大規模計算の蓄積が今後の課題とされた。

熱流動解析は今後ますます詳細で大規模な3次元解析が主流になっていくものと考えられる。大規模計算自体は解析手法の展望で述べられたように数値振動の抑制法並びに並列計算手法の導入により可能と考えられるが、精度の検証をいかに図るかが課題となろう。界面追跡法等のミクロ解析を平均モデルの妥当性検討に活用することも考えられるが、実炉体系の実用レイノルズ数範囲に使うにはまだ距離がある。検証用データの取得も含め、詳細で大規模な3次元解析を真に実用的なものとする戦略が求められている。

謝 辞

本報告書は、原研原子力コード委員会原子炉熱流動解析コード高度化専門部会での議論を通じてその骨格が形成された。同専門部会の各委員の方々に感謝いたします。

This is a blank page.

国際単位系(SI)と換算表

表 1 SI 基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光强度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表 3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	N·m
功率、放射束	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	A·s
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラード	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束密度	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表 2 SIと併用される単位

名 称	記 号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ′, ″
リットル	L, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

$$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ u} = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

表 5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

1. 表 1—5 は「国際単位系」第5版、国際度量衡局 1985年刊行による。ただし、1 eV および 1 u の値は CODATA の 1986 年推奨値によった。

2. 表 4 には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。

3. bar は、JIS では流体の圧力を表わす場合に限り表 2 のカテゴリーに分類されている。

4. EC 閣僚理事会指令では bar, barn および「血圧の単位」mmHg を表 2 のカテゴリーに入れている。

換 算 表

力	N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
1	0.101972	0.224809	
9.80665	1	2.20462	
4.44822	0.453592	1	

粘度 1 Pa·s(N·s/m²) = 10 P(ボアズ)(g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s = 10⁶ St(ストークス)(cm²/s)

圧力	MPa(=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
力	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 ³	145.038
0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233	
0.101325	1.03323	1	760	14.6959	
1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²	
6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1	

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft · lbf	eV	1 cal = 4.18605 J(計量法) = 4.184 J(熱化学) = 4.1855 J(15 °C) = 4.1868 J(国際蒸気表)
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸	
9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹		
3.6 × 10 ⁶	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵		
4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹		
1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹		
1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸		
1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1		

放射能	Bq	Ci	吸収線量	Gy	rad
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹		1	100
	3.7 × 10 ¹⁰	1	0.01	1	

照 射 線 量	C/kg	R	線 量 當 量	Sv	rem
	1	3876		1	100
	2.58 × 10 ⁻⁴	1		0.01	1

次世代軽水炉開発を支える熱流動解析の現状と課題

（著者）佐々木 勝也
（所属）東京電力リサーチ開発センター
（連絡先）E-mail: sasaki@tprc.tepco.jp

（著者）佐々木 勝也
（所属）東京電力リサーチ開発センター
（連絡先）E-mail: sasaki@tprc.tepco.jp

（著者）佐々木 勝也
（所属）東京電力リサーチ開発センター
（連絡先）E-mail: sasaki@tprc.tepco.jp

（著者）佐々木 勝也
（所属）東京電力リサーチ開発センター
（連絡先）E-mail: sasaki@tprc.tepco.jp