

化学反応を含む多成分・多相流数値解析手法の開発
－ 多相流数値解析手法の検討 －
(研究報告)

200年11月

核燃料サイクル開発機構
大洗工学センター

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49
核燃料サイクル開発機構
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:
Technical Cooperation Section,
Technology Management Division,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184,
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)
2000

化学反応を含む多成分・多相流数値解析手法の開発
—多相流数値解析手法の検討—
(研究報告)

高田 孝¹、山口 彰¹

要旨

ナトリウムを用いた蒸気発生器では、伝熱管内を流れる水が漏えいした場合、周囲のナトリウムと激しく反応する。このナトリウムー水反応による周囲伝熱管や機器へ及ぼす影響の把握は重要である。従来実験により本現象の評価が行われてきたが、伝熱管の配置や運転条件等の変更による影響をこれまでの実験結果から外挿することは難しく、またナトリウムを用いた実験は高コストとなる。従って、数値シミュレーションを用いた定量化が望まれる。

本報では、数値シミュレーションとして要求される化学反応を含む多成分・多相流数値解析手法を開発するために、従来知見の整理により以下に示す多相流数値計算手法を選定した。

流体モデル : 多流体モデル
圧力モデル : 一圧力モデル
数値解法 : HSMAC (Highly Simplified Marker And Cell) 法

また、選定手法の妥当性を評価するために、上記モデルを用いた2次元二相流解析手法を構築し、以下に示す検証解析を実施した。

2次元正方 cavity 流れ
2次元正方 cavity 内自然対流
圧力容器からの空気放出
ダム崩壊問題
Edwards pipe blow down 問題

上記検証解析を行った結果、いずれの解析結果に於いても対象とした事象をよく再現しており、上記モデルを用いた手法が多成分・多相流解析への妥当性を確認した。

¹大洗工学センター システム技術開発部 热流体技術開発グループ

Development of Multi Components and Multi Phase Numerical Method with Chemical Reaction
- Examination of Multi Phase Numerical Method -

Takata Takashi¹

Yamaguchi Akira¹

Abstract

In the steam generator using liquid sodium, Water intensely reacts with sodium when it leaked out from a heat tube. It is important to evaluate an influence of the sodium-water reaction to, such as, heat tubes surrounding a leakage and the generator. In the past, evaluations of this phenomenon have been carried out by experiments. However it is difficult to extrapolate an effect by configuration of a heat tube or change of operating condition, etc. and experiments using sodium need incredible cost. Then quantification by a numerical method is desirable.

To develop a multi component and multi phase numerical method with chemical reaction, fundamental models of a multi phase numerical method are selected with organizing previous works in this paper, as follows

Fluid model : multi fluid model

Pressure model : one pressure model

Solving method : HSMAC (Highly Simplified Maker And Cell) method

Two-dimensional two-phase flow analysis technique is developed to evaluate a validity of these models. And verification analyses are carried out shown in the following.

- Two-dimensional square cavity flow
- Two-dimensional natural convection in a square cavity
- Air blow down from a pressure vessel
- Dam break-down problem
- Edwards pipe blow down problem

In each verification analysis, good agreements are obtained and the validity of the models to a multi phase numerical method is confirmed.

¹ Thermalhydraulic Research Group, System Engineering Technology Division,
O-arai Engineering Center,

目 次

| | |
|-----------------------------------|----|
| 1. はじめに | 1 |
| 2. 数値解析手法の選定・構築 | 2 |
| 2.1 数値解析手法の選定 | 2 |
| 2.1.1 流体・圧力モデルの選定 | 2 |
| 2.1.2 界面追跡手法の検討 | 3 |
| 2.1.3 数値解法の選定 | 4 |
| 2.2 数値解析手法の構築 | 4 |
| 2.2.1 基礎方程式 | 4 |
| 2.2.2 基礎方程式の離散化 | 5 |
| 2.2.3 HSMAC 法の多相流への組み込み | 11 |
| 2.2.4 計算アルゴリズム | 12 |
| 2.2.5 境界条件 | 13 |
| 3. 検証解析による妥当性評価 | 17 |
| 3.1 2次元正方 cavity 流れ | 17 |
| 3.1.1 解析条件 | 17 |
| 3.1.2 解析結果及び考察 | 18 |
| 3.1.3 HSMAC 法に於ける収束性の改善について | 19 |
| 3.2 2次元正方 cavity 内自然対流 | 21 |
| 3.2.1 解析条件 | 21 |
| 3.2.2 解析結果及び考察 | 22 |
| 3.3 圧力容器からの空気放出 | 24 |
| 3.3.1 解析条件 | 24 |
| 3.3.2 解析結果及び考察 | 25 |
| 3.4 ダム崩壊 | 26 |
| 3.4.1 解析条件 | 26 |
| 3.4.2 解析結果及び考察 | 27 |
| 3.5 Edwards pipe blow down | 28 |
| 3.5.1 解析条件 | 28 |
| 3.5.2 解析結果及び考察 | 30 |
| 4. おわりに | 68 |
| 謝辞 | 69 |
| 参考文献 | 70 |

表・図・写真目次

【2章】

| | |
|-----------------------|----|
| 表 2.1-1 既有多相流コードの数値解法 | 14 |
| 図 2.1-1 検討事象と流体モデル | 15 |
| 図 2.1-2 実現象と圧力モデル | 15 |
| 図 2.2-1 計算アルゴリズム | 16 |

【3章】

| | |
|--|----|
| 表 3.2-1 解析結果($Ra=1\times 10^3$) | 34 |
| 表 3.2-2 他コードでの解析結果(Ref. (15), Ref. (16)、 $Ra=1\times 10^3$) | 34 |
| 表 3.2-3 グローバルバランス (Ra 数 1×10^3 , 非 Boussinesq 近似, 1 次風上, 運動量保存平均化) | 35 |
| 表 3.2-4 解析結果($Ra=1\times 10^4$) | 36 |
| 表 3.2-5 解析結果($Ra=1\times 10^6$) | 36 |
| 表 3.3-1 グローバルバランス (圧縮容器からの空気流出問題、ケース 1) | 37 |
| 表 3.5-1 グローバルバランス (Edwards pipe blow down 問題, 標準ケース, 長時間計算) | 38 |
| 図 3.1-1 2 次元正方 cavity の中央垂直面上の無次元 水平流速成分比較($Re=1000$) | 39 |
| 図 3.1-2 単相モデルとの比較計算 ($Re=1000$, Up-wind, 20×20 mesh, Void_Gas=1.0) | 39 |
| 図 3.1-3 単相での流速分布及び圧力分布 (Fluid=Liquid, $Re=1000$, $\Delta p=1.0\times 10^{-5}$ Pa) | 40 |
| 図 3.1-4 各相の流速分布($t=3000$ sec, $Re=1000$, 初期気相ボイド率=0.001) | 40 |
| 図 3.1-5 圧力及びボイド率分布 ($t=3000$ sec, $Re=1000$, 初期気相ボイド率=0.001, Δp (黒線)= 1.0×10^{-5} Pa) | 40 |
| 図 3.1-6 中心断面での無次元流速分布比較($Re=1000$) | 41 |
| 図 3.2-1 x 座標中心断面での x 方向無次元最大速度(Ra 数 1×10^3) | 42 |
| 図 3.2-2 z 座標中心断面での z 方向無次元最大速度(Ra 数 1×10^3) | 42 |
| 図 3.2-3 高温壁での最大 Nu 数(Ra 数 1×10^3) | 43 |
| 図 3.2-4 高温壁での最小 Nu 数(Ra 数 1×10^3) | 43 |
| 図 3.2-5 高温壁での平均 Nu 数(Ra 数 1×10^3) | 43 |
| 図 3.2-6 温度コンター (Ra 数= 1×10^3 、非 Boussinesq 近似、運動量保存平均化) | 44 |

| | |
|--|----|
| 図 3.2-7 溫度コンター (Ra 数=1×10 ⁴ 、非 Boussinesq 近似、運動量保存平均化) | 45 |
| 図 3.2-8 溫度コンター (Ra 数=1×10 ⁶ 、非 Boussinesq 近似、運動量保存平均化) | 46 |
| 図 3.3-1 解析結果と理論解との比較（ケース 1, 2：記号が解析結果） | 47 |
| 図 3.3-2 ブロー直後の圧力変動（ケース 2、Δp=500[Pa]） | 48 |
| 図 3.3-3 解析結果と理論解との比較（ケース 3-1, 2：記号が解析結果） | 49 |
| 図 3.4-1 水先端位置 | 50 |
| 図 3.4-2 各時刻に於ける液相ボイド率分布 | 51 |
| 図 3.5-1 Edwards pipe blow down 実験体系 | 52 |
| 図 3.5-2 各位置での圧力時刻歴変化（パラメータ：出口体系） | 53 |
| 図 3.5-3 水リーキ率解析結果（パラメータ：出口体系） | 54 |
| 図 3.5-4 各位置での圧力時刻歴変化（パラメータ：初期気相ボイド率） | 55 |
| 図 3.5-5 水リーキ率解析結果（パラメータ：初期気相ボイド率） | 56 |
| 図 3.5-6 各位置での圧力時刻歴変化（パラメータ：相間摩擦） | 57 |
| 図 3.5-7 水リーキ率解析結果（パラメータ：相間摩擦） | 58 |
| 図 3.5-8 各位置での圧力時刻歴変化 (パラメータ：蒸発・凝縮係数[λe, λc]) | 59 |
| 図 3.5-9 水リーキ率解析結果（パラメータ：蒸発・凝縮係数[λe, λc]） | 60 |
| 図 3.5-10 解析結果と実験結果との比較 (~500 msec, パラメータ：壁面摩擦) | 61 |
| 図 3.5-11 解析結果と実験結果との比較 (~500 msec, パラメータ：蒸発凝縮以外の相間熱輸送) | 63 |
| 図 3.5-12 解析結果と実験結果との比較 (~500 msec, パラメータ：カップリング部ボイド率) | 65 |

1. はじめに

高速炉の冷却材として使用されるナトリウムは、熱的及び核的特性に優れるがその一方化学的に活性であり、大気中で燃焼し、水と接触すると激しく反応する。発電技術としてのナトリウム冷却炉にとって、このようなナトリウムの反応性を抑止あるいは制御することがキーテクノロジーである。しかし、これらの現象や事象推移は機器システムの形状や運転状態、環境条件などの多くのパラメータの影響を受ける。これを実験的に定量化するには、ナトリウム中の測定や可視化が困難であり、実験は高コストになる。従って数値シミュレーションによる定量化が可能となればこれに期待されるところは大きい。

本研究では、対象事象をナトリウム冷却炉蒸気発生器内でのナトリウム冷却水漏えいにおける機器内でのナトリウムー水反応とし、化学反応を伴った多成分・多相伝熱流動現象の把握及び周囲伝熱管の健全性評価を、化学反応の機構論的モデル化を含め数値解析的に検討するツールの開発を主な目的としている。

本報は、数値シミュレーション手法の開発の一環として従来知見の整理による多相流数値解析手法の選定及び、解析手法の妥当性を評価した結果をまとめたものである。本報では第2章にて数値解析手法の選定及び構築を、第3章にて検証解析による妥当性評価について記している。

2. 数値解析手法の選定・構築

蒸気発生器（以下 SG とする）内のナトリウム冷却水漏えいにおける配管内でのナトリウム-水反応現象は、化学反応による組成の変化、反応熱による相変化等を伴った、非常に非線形性の強い多成分・多相の流れ場になることが予想される。本報では、多相流について従来行われている解析手法の調査をもとに、数値解析手法の選定及び構築を実施した。

2.1 数値解析手法の選定

多相流数値解析では、

- ① 流体・圧力モデル
- ② 界面追跡手法
- ③ 数値解法
- ④ 構成方程式

が主要な決定要素となる。この内、④構成方程式（含ナトリウム-水反応）については解析手法そのものには影響が無いために、上記①～③について従来知見の整理を実施した。

2.1.1 流体・圧力モデルの選定

(1) 流体モデルの選定

SG でのナトリウム-水反応では、固相($\text{Na}_2\text{O}, \text{Na}_2\text{O}_2$)、液相(水、ナトリウム、 NaOH)、気相(水蒸気、ナトリウム蒸気、水素)の三相が考えられる。多相流コード開発では、当面これら三相の内気液二相について考慮するものとし、固相は液相の一成分として取り扱うものとする。

一般に気液二相流での流体のモデル化では、何らかの形で各相を平均化した混合体モデルと、各相について独立にモデル化した多流体モデルの二つに分けられる。検討する現象と各モデルとは概ね図 2.1-1 のような関係がある。今回の解析・評価対象は、主に破断した伝熱管周辺(～数列単位)における気液の伝熱流動状況の把握や SG 全体流れ場への影響評価等であり、現象の大きさとしては図 2.1-1 での中間に相当するものと考えられる。従って用いる流体モデルとしては多流体モデルとする。

なお SG 全体流れ場への適応に関しては、計算時間の観点で今回の解析手法ではその評価が困難となる可能性がある。この場合、他コードとのカップリングも視野に入ることとなるが、その際のコード間のデータ交換を考慮すると今回の解析手法は Euler 座標系であることが望ましい。

(2) 圧力モデルの選定

実際の液体と気体では表面張力の関係で、同位置における圧力は必ずしも同一ではな

い。多相流の数値解析では図 2-1-2 に示すように、両相の圧力を同一と見なす一圧力モデルと実現象と同様に異なる圧力をとする二圧力モデルがあり、それぞれに長所・短所が存在する。一般に検討事象がミクロ（図 2.1-1 中では下方側）である場合、二圧力モデルを選定すべきであるが、今回の事象の範囲内では一圧力モデルが一般的である。従つて圧力モデルは一圧力モデルをベースとする。

以上、流体・圧力モデルをまとめると

| | | |
|-------|---|--------|
| 流体モデル | : | 多流体モデル |
| 圧力モデル | : | 一圧力モデル |

とする。

2.1.2 界面追跡手法の検討

流体モデルを多流体モデルとした場合には各相のボイド率が計算されるため、基本的に界面追跡手法は不要となる。しかしながら界面勾配が必要な物理量(表面張力など；二圧力モデルでは必要)も含めてモデル化する場合、界面追跡を行う必要があるが、多流体モデルに界面捕獲をカップリングした例は少ない。

そこで今回は具体的な選定は行わず、従来 Euler 座標系にて用いられている界面追跡手法について調査を実施した。既存解析手法で用いられている界面追跡手法は主に以下である。

● VOF(Volume of Fluid)法¹⁾

- ・ 流体占有率の移流を計算(Donor-Acceptor法)
- ・ 最近では、界面勾配の移流計算により高度化→MARS法²⁾

● Tangent 変換を用いた C-CUP(Combined Unified Procedure)法³⁾

- ・ 界面で連続なカラー関数（流体占有率と同様）
- 及びデジタイザ (Tangent変換) により界面捕獲

● Level Sets Method⁴⁾

- ・ Level Set Function, Distance Functionの導入による
界面のスムージング及び界面捕獲

いずれも流体の占有度を連続関数化したものであるが、VOF 法が保存性で優れている。また最近では、界面追跡手法とは異なるものの界面積濃度の移流・拡散方程式を多流体モデルに組み込んだ例⁵⁾もあり今後多相流解析手法の高度化に際しては、検討すべき課題であると考えられる。

2.1.3 数値解法の選定

従来多相流解析に用いられている Eular 座標系での数値解法及びナトリウム・水反応解析への適用性についてまとめたものを表 2.1-1 に示す。なお CIP (Cubic Interpolated Pseudo-particle) 法³⁾は移流項の数値解法としている。

ナトリウム・水反応は火薬等の反応に比べると比較的緩やかな現象ではあるが、 $\mu\text{sec} \sim \text{msec}$ オーダーでの評価が必要である。このため陰解法では長所が生かされなくなるため解法として不向きであると考えられる。また陽解法では計算自体が不安定になりやすい。従って解法としては半陰解法が適切であると考えられる。また移流項に関しては CIP 法も数値拡散低減の観点では有効であり、実際一部多相流解析に於いて用いられている。

従って数値解法としては、Eular 座標系を用いた半陰解法(MAC 系手法[SMAC⁶⁾, HSMAC⁷⁾等, IMF 法⁸⁾等)が有効であると判断される。この中で、HSMAC (Highly Simplified Marker And Cell) 法⁷⁾は基礎方程式を圧力に関する Poisson 方程式に変換することなく速度・圧力を同時修正(緩和)する方法であり、Poisson 方程式に関する行列解法を行わない分並列処理に有効であると考えられる。

このため、数値解法としては HSMAC 法をベースとして選択する。

以上多相流解析コードの数値解析手法をまとめると、

| | | |
|--------|---|-----------------------|
| 流体モデル | : | 多流体モデル |
| 圧力モデル | : | 一圧力モデル |
| 界面追跡手法 | : | 今後の検討課題 |
| 数値解法 | : | Eular 座標系を用いた HSMAC 法 |

とする。

2.2 数値解析手法の構築

2.1 章にて選定された HSMAC 法は従来单相非圧縮流の数値解法であり、多相流解析への応用例は少なく、気泡プルームの数値解析⁹⁾に用いられている程度である。そこで、化学反応場のない比較的単純な基礎方程式群を用い、HSMAC 法の多相流解析への妥当性を検討した。具体的な数値計算手法としては差分法を用い、Eular 座標系を用いたスタッガードメッシュ体系で構築した。以下に数値解析手法についてその詳細を示す。

2.2.1 基礎方程式

界面追跡手法及び多成分系及び化学反応を無視した二次元二流体一圧力モデルに於ける基礎方程式は以下となる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k) = \pm \Gamma_e \mp \Gamma_c \quad [\text{質量保存}] \quad (2-1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k \mathbf{u}_k) &= -\alpha_k \nabla p + \alpha_k \nabla \cdot \mathbf{t}_k + \alpha_k \mathbf{g} \quad [\text{運動量保存}] \\ &\pm \Gamma_e \mathbf{u}_l \mp \Gamma_c \mathbf{u}_g \mp F_{ph} - F_{wk} \end{aligned} \quad (2-2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k h_k) + \nabla \cdot (\alpha_k h_k \mathbf{u}_k) &= \alpha_k \frac{D}{Dt} p + \alpha_k \Phi_k + \alpha_k \nabla \cdot \lambda_k \nabla T_k \quad [\text{エネルギー保存}] \\ &\pm \Gamma_e (h_l + i_l) \mp \Gamma_c h_g \pm Q_{gl} \end{aligned} \quad (2-3)$$

$$p = \frac{\rho_g}{M} R T_g \quad [\text{状態方程式}] \quad (2-4)$$

$$\left(\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla \right)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho &: \text{密度} [kg/m^3], \alpha : \text{ボイド率} [-], \mathbf{u} : \text{流速成分} [m/s], \Gamma_e : \text{蒸発速度} [kg/m^3 sec] \\ \Gamma_c &: \text{凝縮速度} [kg/m^3 sec], p : \text{圧力} [Pa], T : \text{温度} [K], \mathbf{t} : \text{粘性応力テンソル} \\ F_{ph} &: \text{相間での交換運動量} [N/m^3], F_{wk} : \text{壁面摩擦} [N/m^3] \\ h &: \text{エンタルピ} [J/kg], \Phi : \text{散逸関数} [W/m^3], \lambda : \text{熱伝導度} [W/mK] \\ i &: \text{蒸発潜熱} [J/kg], Q_{gl} : \text{相間交換熱量} [W/m^3], M : \text{分子量} [kg/mol] \\ R &: \text{一般ガス定数} [J/molK] \\ \text{【添え字】} \\ k &= g, l \quad (\pm \mp, \text{複号同順}) \end{aligned} \right\}$$

2.2.2 基礎方程式の離散化

基礎方程式の離散化については主に気相($k=g$)を例に以下にその概要を示す。なお式中の上付添え字*, k,n はそれぞれ、予測子(値)、最新の既知値、時刻 n における値を、下付添え字 i,j はそれぞれ i 方向、 j 方向を示す。

(1) 質量保存式

圧縮性を考慮するために、(2-1)式を以下に変形する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{u}_g) &= \Gamma_e - \Gamma_c \\ \alpha_g \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_g \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{u}_g) &= \Gamma_e - \Gamma_c \end{aligned} \quad (2-5)$$

ここで移流項の速度成分については陰的(k 値)、その他については陽的に(n 値)離散化すると、 $k+1$ Iteration 時でのボイド率は以下となる。

$$\frac{\alpha_g^{k+1} - \alpha_g^n}{\Delta t} = \frac{1}{\rho_g^n} \left(-\alpha_g^n \frac{\partial \rho_g}{\partial t} \Big|_k - \nabla \cdot (\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^k) + \Gamma_e^n - \Gamma_c^n \right) \quad (2-6)$$

密度の時間依存項(右辺第1項)については、気相については状態方程式からの変形を、液相については密度の定義関数(圧力、温度の関数)より求める。すなわち、

$$\begin{aligned}\left.\frac{\partial \rho_g}{\partial t}\right|^k &= \left.\frac{\partial \rho_g}{\partial p}\right|^n \frac{p^k - p^n}{\Delta t} + \left.\frac{\partial \rho_g}{\partial M}\right|^n \frac{M^k - M^n}{\Delta t} + \left.\frac{\partial \rho_g}{\partial T_g}\right|^n \frac{T_g^k - T_g^n}{\Delta t} \\ \left.\frac{\partial \rho_g}{\partial p}\right|^n &= \frac{M^n}{RT_g^n}, \quad \left.\frac{\partial \rho_g}{\partial M}\right|^n = \frac{P^n}{RT_g^n}, \quad \left.\frac{\partial \rho_g}{\partial T_g}\right|^n = -\frac{\rho_g''}{T_g^n}\end{aligned}\quad (2-7)$$

$$\left.\frac{\partial \rho_l}{\partial t}\right|^k = \left.\frac{\partial \rho_l}{\partial p}\right|^n \frac{p^k - p^n}{\Delta t} + \left.\frac{\partial \rho_l}{\partial T_l}\right|^n \frac{T_l^k - T_l^n}{\Delta t} \quad (2-8)$$

移流項(右辺第2項)に関しては半陰解法であるため流速成分について陰的に取り扱うため以下となる。

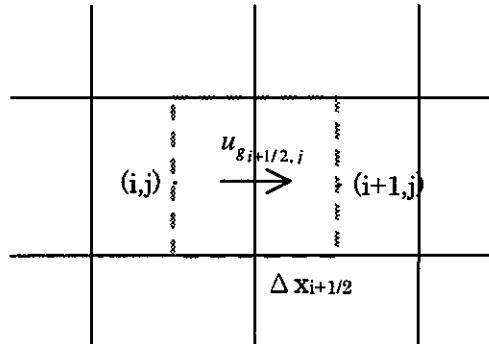
$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^k) &= \frac{\langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i+1/2,j}^n u_{g,i+1/2,j}^k - \langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i-1/2,j}^n u_{g,i-1/2,j}^k}{\Delta x_i} \\ &\quad + \frac{\langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i,j+1/2}^n v_{g,i,j+1/2}^k - \langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i,j-1/2}^n v_{g,i,j-1/2}^k}{\Delta y_j}\end{aligned}\quad (2-9)$$

ここでブラケット $\langle \rangle$ については、1次風上化もしくは2次中心差分を用い値を決定する。その他については定義点での値とする。

(2) 運動量保存式

運動量保存についてはスタッガードメッシュを採用しているため、右図に示すように定義位置が半メッシュずれた形となる。以下に気相、 i 方向に於ける運動量保存式の離散化について記す。

また半陰解法であるため、本来圧力に関して陰に組み込む必要があるが、HSMAC法を用いた場合、運動量保存式(2-2)は圧力を陽に組み込んだ予測子(値)として取り扱われる。圧力の陰的組み込みに関しては、2.2.3章(HSMAC法の多相流への組み込み)で説明する。



(i) 時間発展項の離散化

時間発展項については、スカラー量(密度、ボイド率)を陽的に展開する。従って、

$$\langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i+1/2,j}^n \frac{u_{g,i+1/2,j}^* - u_{g,i+1/2,j}^n}{\Delta t} \quad (2-10)$$

とする。多相流解析では運動量保存式のスカラー量はドナ・セル化が一般的であるが、3.2章にて記述するように問題によっては解の精度が低下するために、ドナ・セル化(=

1次風上化)もしくは中心差分化とするため、(2-9)式と同様にブラケットで記してある。

(ii) 移流項(Mconv)の離散化

移流項の離散化は i 方向を例に以下とする。

$$\nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{u}_g \mathbf{u}_g) = \frac{\rho_g \alpha_g \left|_{i+1,j} \langle u_g \rangle_{i+1,j}^n \{u_g\}_{i+1,j}^n - \rho_g \alpha_g \left|_{i,j} \langle u_g \rangle_{i,j}^n \{u_g\}_{i,j}^n \right. \right.}{\Delta x_{i+1/2}} \\ + \frac{\left. \left. + \langle \rho_g \alpha_g u_g \rangle_{i+1/2,j+1/2}^n \{v_g\}_{i+1/2,j+1/2}^n - \langle \rho_g \alpha_g u_g \rangle_{i+1/2,j-1/2}^n \{v_g\}_{i+1/2,j-1/2}^n \right. \right.}{\Delta y_j} \quad (2-11)$$

$$\{u_g\}_{i+1,j}^n = \frac{u_{g,i+3/2,j}^n + u_{g,i+1/2,j}^n}{2}$$

ここで $\{\}$ は(2-11)式に示すように平均値である。また $\langle \rangle_{i+1/2,j+1/2}^n$ 値については、

$\langle \rangle_{i+1/2,j+1}^n, \langle \rangle_{i+1/2,j}^n$ の値を用いた1次風上もしくは中心差分を意味する。

(iii) 圧力項(Mpress)の離散化

圧力項の離散化は予測子では陽的に組み込むため以下となる。

$$\alpha_g \nabla p = \langle \alpha_g \rangle_{i+1/2,j}^n \frac{p_{i+1,j}^n - p_{i,j}^n}{\Delta x_{i+1/2}} \quad (2-12)$$

(iv) 粘性項(Mdiff)の離散化

粘性テンソル(τ)は以下の式で定義される。

$$\tau_{gij} = \mu_g \left(\frac{\partial u_{g,j}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_{g,i}}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u}_g \right) \quad (2-13)$$

ここで δ_{ij} はクロネッカのデルタである。ここで右辺の速度の微分項のみ着目すると、

$$\tau'_{gij} = \frac{\partial u_{g,j}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_{g,i}}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u}_g \quad (2-14)$$

例えば i 方向の成分 τ'_{xx}, τ'_{xy} はそれぞれ $(i,j), (i+1/2, j+1/2)$ でのスカラー量として定義することができる。そこで粘性係数を微分系の外に展開した以下の式で粘性項を評価する。

$$\alpha_g \nabla \cdot \tau_g = \alpha_g \mu_g \nabla \cdot \tau_g \\ = \langle \alpha_g \mu_g \rangle_{i+1/2,j}^n \left(\frac{\tau_{g,xx} \Big|_{i+1,j}^n - \tau_{g,xx} \Big|_{i,j}^n}{\Delta x_{i+1/2}} + \frac{\tau_{g,xy} \Big|_{i+1/2,j+1/2}^n - \tau_{g,xy} \Big|_{i+1/2,j-1/2}^n}{\Delta y_j} \right) \quad (2-15)$$

(v) 相間摩擦、壁面摩擦項の離散化

相間摩擦及び壁面摩擦項に関しては、陰的取り扱いをすることが計算安定上好ましい。

従って、これらの項を流速成分と係数部とに分解し以下に示すように split 化する。

$$F_{ph}^* = f_{ph}^n (\mathbf{u}_g^* - \mathbf{u}_l^*), F_{wg}^* = f_{wg}^n \mathbf{u}_k^* \quad (2-16)$$

(vi) 速度予測子の更新

(2-10)-(2-16)式より、各計算セルにおける気液の速度予測子は以下となる。

【気相】

$$\left(\frac{\langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i+1/2,j}^n + \Gamma_{ci,j}^n + f_{ph,i,j}^n + f_{wg,i,j}^n}{\Delta t} \right) u_{g,i+1/2,j}^* - \left(\Gamma_{ci,j}^n + f_{ph,i,j}^n \right) u_{li+1/2,j}^* = \frac{\langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i+1/2,j}^n}{\Delta t} u_{g,i+1/2,j}^n - Mconv_{g,i,j}^n + Mpress_{g,i,j}^n + Mdiff_{g,i,j}^n + \langle \alpha_g g_x \rangle_{i+1/2,j}^n$$

【液相】

$$- \left(\Gamma_{ci,j}^n + f_{ph,i,j}^n \right) u_{g,i+1/2,j}^* + \left(\frac{\langle \rho_l \alpha_l \rangle_{i+1/2,j}^n + \Gamma_{ci,j}^n + f_{ph,i,j}^n + f_{wl,i,j}^n}{\Delta t} \right) u_{li+1/2,j}^* = \frac{\langle \rho_l \alpha_l \rangle_{i+1/2,j}^n}{\Delta t} u_{li+1/2,j}^n - Mconv_{l,i,j}^n + Mpress_{l,i,j}^n + Mdiff_{l,i,j}^n + \langle \alpha_l g_x \rangle_{i+1/2,j}^n$$

(2-17)式は未知数が2つ (u_g^*, u_l^*) の連立方程式となるため、解は一義的に求めることが可能である。ナトリウムー水系では液相が2種類 (Na,H₂O) となり速度予測子の計算は 3×3 の行列計算となるが、同様に予測子を求めることが可能である。

(3) エネルギ保存式

エネルギー保存についてはエンタルピを従属変数とし、圧縮性を考慮するため圧力による仕事項、粘性散逸による不可逆的エネルギー変化（散逸関数）項を含める。エネルギー保存式についても半陰解法を用いるため、基本的に移流項の流速成分及び圧力が陰的な取り扱いとなるが、これらについては最新の既知値 (k iteration 値) を用い評価する。

また(2-3)式中の Q_{ig} は気液間での全交換熱量から物質移動に伴う交換熱量を除したものである。一般に多相流に於ける物質交換量の定義としては、

- ・相間の物質移動量を直接モデル化するもの(SABENA コード¹⁰⁾等)
- ・相間の全交換熱量をモデル化し、全交換熱量が物質の移動に伴う転移熱量として物質移動量をモデル化するもの(THERMIT¹¹⁾等)

に大別される。物質移動量のモデル化が妥当な場合前者が用いられ、不明な場合後者が用いられる。その意味では後者の定式化の方がより普遍的であるが、この場合 $Q_{ig}=0$ となるだけなので、本コードでは Q_{ig} を定義したもの採用する。

以下に同様に気相($k=g$)を例とし、(2-3)式中の各項の離散化及びエンタルピ更新手法について示す。

(i) 時間発展項の離散化

(2-3)式での左辺第一項である時間発展項の離散化は

$$\frac{(\rho_g \alpha_g)^k h_{g,i,j}^{k+1} - (\rho_g \alpha_g)^n h_{g,i,j}^n}{\Delta t} \quad (2-18)$$

とする。なお $k=1$ では n 値を用いる。

(ii) 移流項(Q_{conv})の離散化

移流項 ((2-3)式左辺第二項) については以下とする。

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\alpha_g h_g \mathbf{u}_g) &= \frac{\langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i+1/2,j}^n u_{i+1/2,j}^k - \langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i-1/2,j}^n u_{i-1/2,j}^k}{\Delta x_i} \\ &\quad + \frac{\langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i,j+1/2}^n v_{i,j+1/2}^k - \langle \rho_g \alpha_g \rangle_{i,j-1/2}^n v_{i,j-1/2}^k}{\Delta y_j} \end{aligned} \quad (2-19)$$

ここでブラケット $\langle \rangle$ は運動量保存式と同様に、一次風上または中心差分により境界面でのスカラー量を評価する。

(iii) 圧力項(Q_{press})の離散化

圧力の仕事項については、(2-3)式右辺第一項に示すように全微分系であるため、まず保存系に変更した後に離散化を行う。すなわち、

$$\begin{aligned} \alpha_g \frac{Dp}{Dt} &= \alpha_g \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u}_g \nabla p \right) = \alpha_g \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_g p) - p \nabla \cdot \mathbf{u}_g \right) \\ &= \alpha_{g,i,j}^n \left\{ \frac{p_{i,j}^k - p_{i,j}^n}{\Delta t} + \frac{\langle p \rangle_{i+1/2,j}^k u_{i+1/2,j}^k - \langle p \rangle_{i-1/2,j}^k u_{i-1/2,j}^k}{\Delta x_i} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\langle p \rangle_{i,j+1/2}^k v_{i,j+1/2}^k - \langle p \rangle_{i,j-1/2}^k v_{i,j-1/2}^k}{\Delta y_j} \right. \\ &\quad \left. - p_{i,j}^k \left(\frac{u_{i+1/2,j}^k - u_{i-1/2,j}^k}{\Delta x_i} + \frac{v_{i,j+1/2}^k - v_{i,j-1/2}^k}{\Delta y_j} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2-20)$$

とする。

(iv) 拡散(熱伝導)項(Q_{cond})の離散化

拡散項 ((2-3)右辺第三項) については陽的に離散化する。

$$\begin{aligned} \alpha_g \nabla \cdot \lambda_g \nabla T_g &= \frac{\phi_{i+1/2,j}^n - \phi_{i-1/2,j}^n}{\Delta x_i} + \frac{\phi_{i,j+1/2}^n - \phi_{i,j-1/2}^n}{\Delta y_j} \\ \phi_{i+1/2,j}^n &= [\alpha_g \lambda]_{i+1/2,j}^n \frac{T_{g,i+1,j}^n - T_{g,i,j}^n}{\Delta x_{i+1/2}} \end{aligned} \quad (2-21)$$

ここで [] は調和平均値である。

(v) 粘性による不可逆変化項(Qshear)の離散化

粘性による運動エネルギーから熱エネルギーの不可逆変化は散逸関数(Φ)と呼ばれ、以下の式で表される。

$$\Phi = \nabla \cdot (\tau \cdot \mathbf{u}) - (\nabla \cdot \tau) \cdot \mathbf{u} \quad (2-22)$$

ここで τ は粘性応力テンソルであり、(2-13)式で表される。ここで粘性による不可逆変化項を陽的な取り扱いとし(2-13),(2-22)より、

$$\begin{aligned} (\alpha_g \Phi_g)^n_{i,j} &= (\alpha_g \mu_g)^n_{i,j} \left\{ 2(u_{g,x}^2 + v_{g,y}^2) + (u_{g,y} + v_{g,x})^2 - \frac{2}{3}(u_{g,x} + v_{g,y})^2 \right\}_{i,j}^n \\ u_{g,x} &= \frac{\partial u_g}{\partial x}, u_{g,y} = \frac{\partial u_g}{\partial y} \dots \end{aligned} \quad (2-23)$$

となり不可逆変化項は各セル中心でのスカラー量と定義される。 u_y, v_x は(2-23)に示すように各速度成分の空間微分であるが、 u_y を例に以下のように定義する。

$$\begin{aligned} u_{g,y} &= \frac{u_{g,i,j+1/2} - u_{g,i,j-1/2}}{\Delta y_j} \\ u_{g,i,j+1/2}^n &= 0.5 \times \left(\frac{\Delta y_{j+1} u_{g,i-1/2,j}^n + \Delta y_j u_{g,i-1/2,j+1}^n}{\Delta y_j + \Delta y_{j+1}} + \frac{\Delta y_{j+1} u_{g,i+1/2,j}^n + \Delta y_j u_{g,i+1/2,j+1}^n}{\Delta y_j + \Delta y_{j+1}} \right) \end{aligned} \quad (2-24)$$

(vi) エンタルビの更新

(i)～(v)以外の項については、物質移行に伴うエネルギー移行のエンタルビについては陰的に($k+1$ 値)に、その他は陽的(n 値)に取り扱うと、最終的に(2-3)は以下の式となる。

【気相】

$$\begin{aligned} \left(\frac{(\rho_g \alpha_g)^k_{i,j}}{\Delta t} + \Gamma_{ci,j}^n \right) h_{g,i,j}^{k+1} - \Gamma_{ei,j}^n h_{li,j}^{k+1} &= \frac{(\rho_g \alpha_g)^n_{i,j}}{\Delta t} h_{g,i,j}^n - Qconv_{g,i,j}^k - Qpres_{g,i,j}^k \\ &+ Qshear_{g,i,j}^n + Q_{ig,i,j}^n \end{aligned} \quad (2-25)$$

【液相】

$$\begin{aligned} -\Gamma_{ci,j}^n h_{g,i,j}^{k+1} + \left(\frac{(\rho_l \alpha_l)^k_{i,j}}{\Delta t} + \Gamma_{ei,j}^n \right) h_{li,j}^{k+1} &= \frac{(\rho_l \alpha_l)^n_{i,j}}{\Delta t} h_{li,j}^n - Qconv_{li,j}^k \\ &- Qpres_{li,j}^k + Qshear_{li,j}^n - Q_{ig,i,j}^n - (\Gamma_{ei,j}^n)_{i,j}^n \end{aligned}$$

上式は運動量保存式と同様に未知数 2 つの連立方程式であり、エンタルビの更新は一義的に行われる。

2.2.3 HSMAC 法の多相流への組み込み

HSMAC 法は基礎方程式を圧力に関するポアソン方程式に変形することなく、質量保存を満足させながら速度と圧力を同時に緩和(修正)する手法である。以下に、圧縮性を考慮した多相流への導入を示す。

多相流の場合、各ボイド率の総和は以下に示すように 1 となる。

$$\alpha_g + \alpha_l = 1 \quad (2-26)$$

ここで多相流の負の発散(-D)を松本等⁹⁾と同様に(2.5)式の時間微分と定義する。

$$D = -\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g + \alpha_l) = -\left(\frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_l}{\partial t}\right) = 0 \quad (2-27)$$

ある時刻(n)に於いて、収束後の発散値(Dⁿ⁺¹)と繰返し計算中の発散値(D^{*})との差は(2-6),(2-27)より、

$$\begin{aligned} D^{n+1} - D^* &= \frac{\alpha_g^n}{\rho_g^n} \left(\frac{\partial \rho_g}{\partial t} \Big|^{n+1} - \frac{\partial \rho_g}{\partial t} \Big|^* \right) + \frac{1}{\rho_g^n} (\nabla \cdot (\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^{n+1}) - \nabla \cdot (\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^*)) \\ &\quad + \frac{\alpha_l^n}{\rho_l^n} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} \Big|^{n+1} - \frac{\partial \rho_l}{\partial t} \Big|^* \right) + \frac{1}{\rho_l^n} (\nabla \cdot (\alpha_l^n \rho_l^n \mathbf{u}_l^{n+1}) - \nabla \cdot (\alpha_l^n \rho_l^n \mathbf{u}_l^*)) \\ &= -D^* \end{aligned} \quad (2-28)$$

$$(\because D^{n+1} = 0)$$

となる。

運動量保存式の半陰解法による離散化では、圧力項は陰に組み込む。HSMAC 法ではまず圧力を陽的に組み込んだ予測子(値)と、陰的に組み込んだ最終形(n+1)との差を考慮する。ここで(2-2)中の右辺で陰的に取り扱っている速度成分項を最終形でも予測子での取り扱い(n+1/2 値の取り扱い)とすると、両者の差は気相を例に以下となる。

$$\begin{aligned} \text{陽的: } \frac{\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^* - \alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^n}{\Delta t} &= -\nabla \cdot (\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^n) - \alpha_g^n \nabla \cdot p^n + \alpha_g^n \nabla \cdot \tau_g^n + \alpha_g^n \mathbf{g} \\ &\quad + \Gamma_e^n \mathbf{u}_l^* - \Gamma_c^{n+1} \mathbf{u}_g^* - f_{ph}^n (\mathbf{u}_g^* - \mathbf{u}_l^*) - f_{wg}^n \mathbf{u}_g^* \end{aligned} \quad (2-29)$$

$$\begin{aligned} \text{陰的: } \frac{\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^{n+1} - \alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^n}{\Delta t} &= -\nabla \cdot (\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^n) - \alpha_g^n \nabla \cdot p^{n+1} + \alpha_g^n \nabla \cdot \tau_g^n + \alpha_g^n \mathbf{g} \\ &\quad + \Gamma_e^n \mathbf{u}_l^* - \Gamma_c^{n+1} \mathbf{u}_g^* - f_{ph}^n (\mathbf{u}_g^* - \mathbf{u}_l^*) - f_{wg}^n \mathbf{u}_g^* \end{aligned} \quad (2-30)$$

(2-30) - (2-29)

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^{n+1} - \alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^*}{\Delta t} &= -\alpha_g^n \nabla \cdot \delta p \\ [\delta p = p^{n+1} - p^n] \end{aligned} \quad (2-31)$$

(2-31)の発散をとり、右辺のラプラシアンについて優対角化近似を行うと、

$$\nabla \cdot (\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^{n+1}) - \nabla \cdot (\alpha_g^n \rho_g^n \mathbf{u}_g^*) = \frac{2\alpha_g^n \Delta t}{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}} \delta p \quad (2-32)$$

となる（ただし、(2-32)は2次元の場合である）。また(2-27)における密度変化項は(2-7),(2-8)より、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} \Big|^{n+1} - \frac{\partial \rho_g}{\partial t} \Big|^* &= \frac{\partial \rho_g}{\partial p} \Big| \frac{\delta p}{\Delta t} + \frac{\partial \rho_g}{\partial M} \Big| \frac{\delta M}{\Delta t} + \frac{\partial \rho_g}{\partial T_g} \Big| \frac{\delta T_g}{\Delta t} \\ \frac{\partial \rho_l}{\partial t} \Big|^{n+1} - \frac{\partial \rho_l}{\partial t} \Big|^* &= \frac{\partial \rho_l}{\partial p} \Big| \frac{\delta p}{\Delta t} + \frac{\partial \rho_l}{\partial T_l} \Big| \frac{\delta T_l}{\Delta t} \end{aligned} \quad (2-33)$$

従って、(2-28)式は最終的に以下となる。

$$\begin{aligned} \delta p &= -\omega \frac{D^* + D_E^*}{\frac{2\Delta t}{\Delta x^2 + \Delta y^2} \left(\frac{\alpha_g^n + \alpha_l^n}{\rho_g^n + \rho_l^n} \right) + \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial \rho_g}{\partial p} \Big| \frac{\alpha_g^n}{\rho_g^n} + \frac{\partial \rho_l}{\partial p} \Big| \frac{\alpha_l^n}{\rho_l^n} \right)} \\ D_E^* &= \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial \rho_g}{\partial M} \Big| \frac{\delta M}{\Delta t} + \frac{\partial \rho_g}{\partial T_g} \Big| \frac{\delta T_g}{\Delta t} + \frac{\partial \rho_l}{\partial T_l} \Big| \frac{\delta T_l}{\Delta t} \right) \end{aligned} \quad (2-34)$$

ここで ω は緩和係数であり～1.7程度である。 D^* は(2-27)式より、

$$D^* = - \left(\frac{\alpha_g^* - \alpha_g^n}{\Delta t} + \frac{\alpha_l^* - \alpha_l^n}{\Delta t} \right) \quad (2-35)$$

となるため、圧力の修正値が求められる。また(2-31)より速度成分も同時に修正される。

2.2.4 計算アルゴリズム

図2.2.1に基本的な計算アルゴリズムを示す。なお図中の()は対応する式番号である。

まず陽解法的に速度の予測子を求める。次に予測子を用いボイド率を更新すると共に、温度場を更新する。なおエネルギー計算ではエンタルピが更新されるため、各相のガス温度については最新の圧力、密度、エンタルピをもとに逐次緩和法により更新する。その後新規ボイド率を基に収束条件を満たすまで圧力、速度の同時緩和を行う。

またこれら一連の計算では、気相または液相が存在していない場でも仮想的に流れ場を解いている。これは、 $n+1$ 値の流れ場は $n+1$ 値の圧力場の影響を受けるため、予測値で存在していない相の流れを0とするのは不適切であるためである（この場合流れ場は δp 値のみの影響となる）。このため、速度場が求まった後に、 $n+1$ 時刻のボイド率で仮想流れ場の消滅を行っている。

密度については最新の既知量を基に、新規ボイド率の計算終了後に更新する。すなわち、

$$\rho_g^{k+1} = \frac{p^k M^k}{R T_g^k} \quad (2-36)$$

$$\rho_i^{k+1} = \text{function}(p^k, T_i^k)$$

とする。

2.2.5 境界条件

一般に境界条件としては、

- ・流速一定条件
- ・境界セルでの質量流量一定条件
- ・圧力境界条件

があげられる。HSMAC 法を用いた多相流解析において境界セルでの質量流量一定条件を用いた場合、発散 (D,(2-35)) を満足させるための速度修正量が質量流量保存のため境界流量に全て変換され、結果としてボイド率が不变となる。これは未知数 2 (ボイド率、速度場) に対し出口での支配方程式が 1 つ (質量流量保存) であることに起因する。

このため多相流による出口境界は圧力境界条件とし、右図に示す形とした。すなわち、出口境界に於いても質量保存及び運動量保存の 2 式を満たすこととし、仮想メッシュでの流速 (図中 u_{b+1}) については質量流量一定条件を、出口境界に対し鉛直な面では Free slip 条件となるようにした。また境界条件である圧力値は仮想メッシュでの圧力としている。

この方式は、単相流解析で圧力一定境界条件を設けるためにダミーセルを構築するのと基本的に同様であり、解析手法的に問題ないものと考えられる。

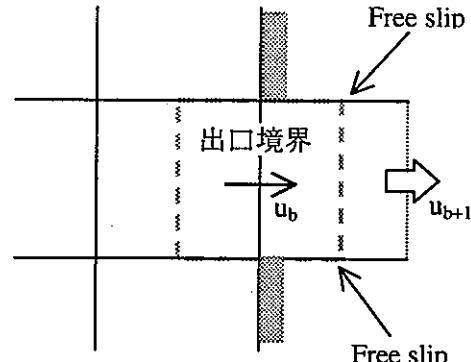


表 2.1-1 既存多相流コードの数値解法

| | 長所 | 短所 | 従来コード |
|----------|-------------------------------|--|--|
| ●陽解法 | ・離散化が容易 | ・クーラン条件(Δt) ・計算不安定 | RELAP3(NRC) |
| | 評価 : × | | |
| ●半陰解法 | ・計算安定 ・数値誤差の蓄積無 (MAC 法) | ・ Δt 制限 ・IMF 法は非保存系 (ICE 法の拡張) | SIMMER(IMF 法,JNC) |
| | 評価 : ○ | | |
| ●陰解法 | ・ Δt を大きくとれる | ・プログラムが複雑 ・過渡現象で解が なまりやすい | TRAC-PF1(ICE 法,NRC) IFIC(ICE 法,Sandia,.) PHOENICS(IPSA 法,英国 CHAM) CHAMPAGNE(IPSA 法,MHI) MINCS(Newton 法,原研) |
| | 評価 : × | | |
| ●C I P 法 | ・数値拡散が少ない | ・非保存系 ・ Δt 制限 | (矢部[東工大]他) |
| | 評価 : △ | | |

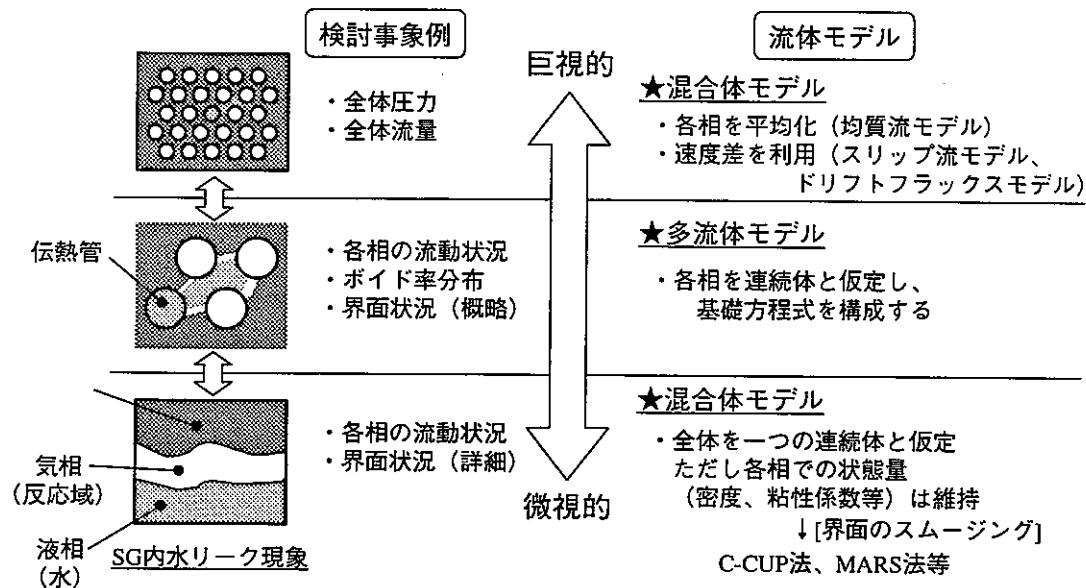


図 2.1-1 検討事象と流体モデル

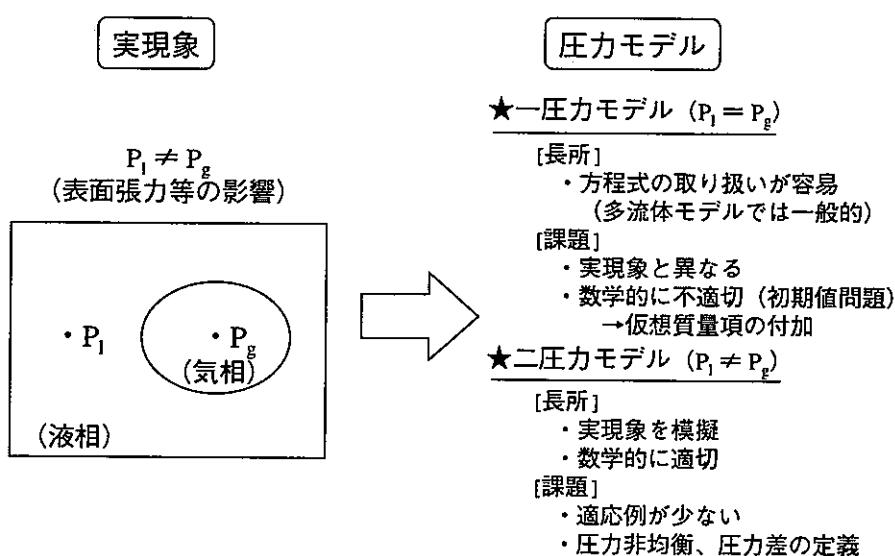


図 2.1-2 実現象と圧力モデル

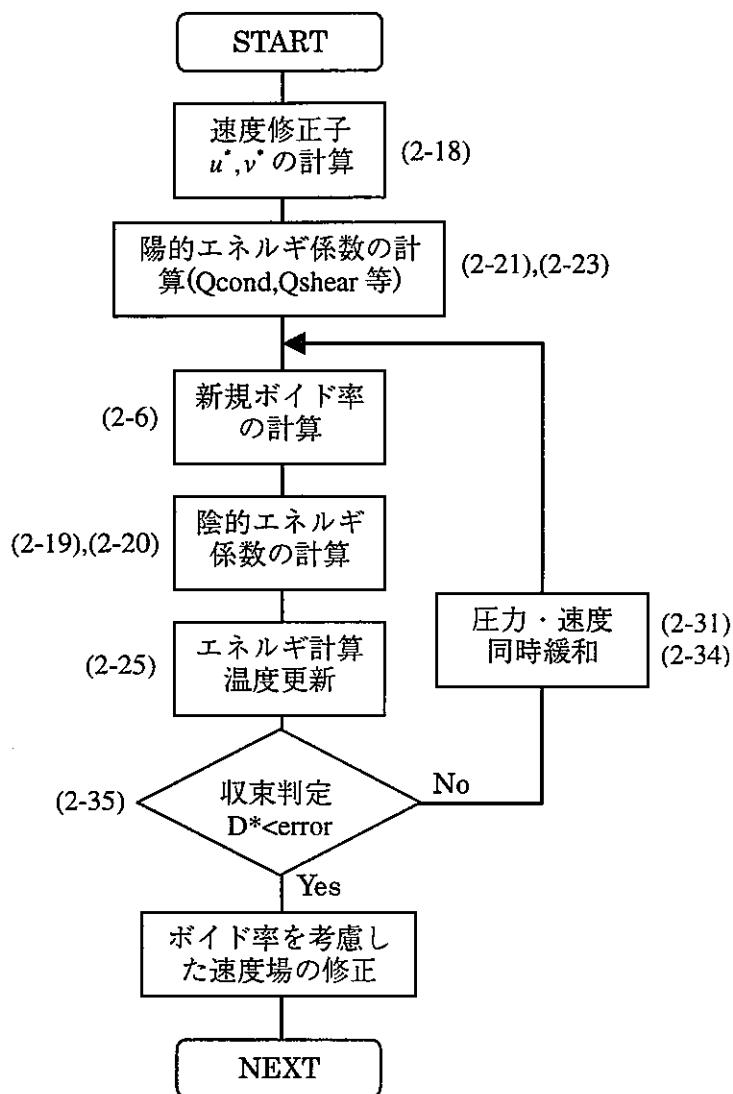


図 2.2-1 計算アルゴリズム

3. 検証解析による妥当性評価

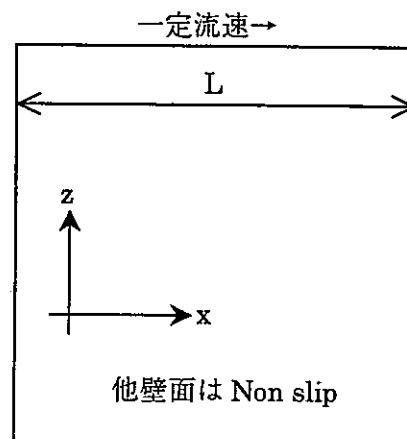
2章にて構築した多相流解析手法の妥当性を評価するために、以下に示す検証解析を実施した。

- ・ 2次元正方 cavity 流れ（単相での流動検証及び二相での収束性の検討）
- ・ 2次元正方 cavity 内自然対流（単相での伝熱・流動検証）
- ・ 圧力容器からの空気放出（単相での圧縮性検証）
- ・ ダム崩壊（二相での流動検証）
- ・ Edwards pipe blow down（二相での総合検証）

以下に各検証結果について記す。

3.1 2次元正方 cavity 流れ

2次元正方 cavity 流れは右に示すような形状で、上端の壁面が一定の速度で移動する時の正方形内部の流動である。解析ではレイノルズ数(Re)を 1000 で固定し、単相での検証についてはどちらかの相のボイド率を 0 とすること模擬している。なお比較の対象は AQUA-SF コード¹²⁾とし、基本的な流動場の検証を行った。また併せて二相での流動場解析を実施し、収束性の確認、結果の妥当性について検討を行った。



3.1.1 解析条件

解析体系を以下に示す。

| | |
|---|--|
| メッシュサイズ : | 20×20 ($\Delta x = \Delta y = 0.025\text{m}$) |
| 壁移動速度 : | 0.002m/s (液相のみ、二相解析時) 0.2 m/s (気相のみ) |
| 重力加速度 : | 0.0 (無重力場) |
| 物性値 (一定としている) | |
| [気相] 密度 : 1.0 (kg/m^3 , 常圧) | |
| 粘性係数 : | 1.0×10^{-5} (Pa.s) |
| 初期ボイド率 : | 0.001 (二相解析時、一様) |
| [液相] 密度 : 1000 (kg/m^3 , 常圧) | |
| 粘性係数 : | 1.0×10^{-3} (Pa.s) |
| 初期ボイド率 : | 0.999 (二相解析時、一様) |

【計算条件】

| | |
|--------------|-----------|
| Δt : | 0.1 (sec) |
| 壁面境界 : | Non-slip |

収束条件 : 5.0×10^{-8} ($D^* \times \Delta t$)

計算時間 : 3000 (sec、単相解析での定常時刻を基準)

また、二相解析時には相間摩擦に関する構成方程式が必要となるため、以下に示す TRAC-PF1/MOD1 で使用されている気泡流の相間摩擦¹³⁾を仮定した。

$$f_{ph} = \frac{1}{8} \rho_l a_0 C_D V (u_l - u_g) \quad (3-1)$$

$$a_0 = 3 \frac{\alpha_s}{d_g}$$

$$C_D = \begin{cases} 240 & (\text{Re} \leq 0.1031) \\ \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.15 \text{Re}^{0.687}) & (0.1031 < \text{Re} < 989) \\ 0.44 & (\text{Re} \geq 989) \end{cases} \quad (3-2)$$

$$\text{Re} = d_g V \rho_l / \mu_c$$

$$\mu_c = \frac{\mu_l}{\alpha_l}$$

(ここで、 a_0 :界面積濃度[1/m]、 d_g :気泡直径($=1.0 \times 10^{-3}$ m))

3.1.2 解析結果及び考察

(1) 単相での検証

図3.1-1は気相単相における中央垂直面($x=0.5$)での x 方向流速分布を壁面流速で無次元化したものであり、左側がAQUA-SFによる解析結果、右図が本手法による解析結果である。メッシュ構成と差分精度をパラメータとしている。図に示すように解析結果は概ね妥当であると考えられる。なお液相単相でも同様の解析結果が得られることも確認している。

図3.1-2は単相非圧縮で用いられているHSMAC法による解析と本手法とを比較したものである。図に示すように両者の差は見られず、本手法で他相のボイド率を0として単相解析と同様となることが確認された。

(2) 二相での検証

二相に於ける検証解析では、解析の途中で収束の悪化が見られた。これについては次章(3.1.3章)で述べることとし、ここでは解析結果にのみ記述する。

図3.1-3に単相での速度分布及び圧力分布を、図3.1-4に二相流での各相の速度分布を、図3.1-5に3000sec後のボイド率分布及び圧力分布を、図3.1-6に中心断面で無次元流速分布を示す。

気相では、図3.1-4に示すようにボイド率が極端に低くなる図中右上で液相と異なる流速場となっているが、それ以外では図3.1-6に示すようにほぼ液相と同様な流速となっている。また圧力分布については図3.1-3,5に示すように単相と二相ではそれほど有意な差

は見られていない。

気相ボイド率分布については図 3.1-5 に示すように液相の流れ場によって生じた圧力差によって気相が移動しており、渦中心付近と図中左上の低圧部で気相ボイド率が上昇している。また圧力分布とボイド率分布では渦中心部で若干異なっており(図 3.1-5)、液相の流れ場の影響を受けたものと考えられる。また 30000Step 後の質量欠損は 5.7×10^{-8} であり保存性に問題はない。

いずれにしても、物理的には妥当な結果(圧力の影響を受け、低圧部に気相が集中している)であると考えられる。

3.1.3 HSMAC 法に於ける収束性の改善について

本手法を用いた二相流解析では、一部収束性の悪化もしくは発散傾向が見られた。そこで、以下に示す発散の抑制及び収束の加速について検討を実施した。

(1) 発散の抑制

(i) 緩和係数の局所変動

本計算手法で発散が見られる条件は、検査セル内に気相が存在せず、周りのセルから気相が流入する場合であった。これは、

- ・圧力変化に対する速度修正値が密度に反比例すること ((2-31) or (2-34))
 - ・圧力修正値は n 値のボイド率もとに計算されること ((2-31) or (2-34))
- のためである。

もともと、 $n+1$ 値の圧力場を求めることが熱流動計算では要求されているだけなので、圧力修正値で用いている緩和係数(ω)は計算領域内で一定である必要はない。従って上記のような現象が見られるセルでは緩和係数を変更するようにプログラミングを行った。

$$D^{k+1} \times D^k < 0 \text{ .AND. } |D^{k+1}| / |D^k| > 1.0 \rightarrow \omega_{cell} = \omega_{cell} / 10$$

(ただし ω の範囲は 0.001~1 程度である。これは気液の密度比までという仮定である) 上記手法により発散は抑制されるようになったものの、Iteration 回数に関しては、場合により逆に増える形となっている。

(ii) Cut off 値の選択

多流体モデルの場合、検査体積内は平均化される。このため、特に気相のボイド率が小さい場合、必要な運動量の修正のために、非常識な流速となり発散の原因となる。もともと収束判定条件以下のボイド率は解析的に意味を持たないため、本計算手法では収束判定値以下のボイド率はカットするようにしている。

(2) 収束の加速

(i) 発散(D)の定義

発散の定義である(2-35)は各タイムステップで厳密に保存された場合、基本的には以下

となる。

$$D^* = -\left(\frac{\alpha_g^* - \alpha_g^n}{\Delta t} + \frac{\alpha_l^* - \alpha_l^n}{\Delta t} \right) = -\frac{1}{\Delta t} (\alpha_g^* + \alpha_l^* - 1) \quad (3-3)$$

$$\because \alpha_g^n + \alpha_l^n = 1 \quad (D^n = 0)$$

HSMAC 法による多相流解析⁹⁾では(3-3)を基に発散の計算がされているが、この手法では MAC 法に特有のサイクル誤差自己調整¹⁴⁾が有効ではなくなる。

(3-3)ではなく(2-35)の離散化通りに解析を行った場合、収束性は加速される(約 5 倍向上)結果が得られた。誤差に関しては(3-3)に比べ悪化するもののその影響は少ないと考えられる。

(ii) 圧力、速度場の逐次修正

従来の圧力、速度場の修正は k 値の速度場を用い実施しているが、これを逐次修正された速度場を用いることで、緩和係数が約 2 まで加速することが可能である。ただし、閉じた体系で実施した場合では問題により発散することが確認されており、今後検討が必要である。

(iii) 緩和係数の局所変更

(1)(i)と同様の発想であり、収束性が遅いセルでの緩和係数を加速する。従ってプログラム上では、

$$D^{k+1} \times D^k > 0 \text{ AND } |D^{k+1}| / |D^k| > 0.8 \rightarrow \omega_{cell} = \omega_{cell} \times 1.5$$

(ただし ω の範囲は 0.001~1 程度である。これは気液の密度比までという仮定である)としている。上記(i),(ii)に比べると加速性はそれほど良くないが、安定である。

現状では、得られた結果より(1)と(2)(i),(ii)の手法を用い収束性の向上を図っている。今後の課題としては、一般的な行列解法との比較を行う必要があると考えられる。

以上 2 次元正方 cavity 流れの検証解析を行い、伝熱のない流れ場での単相流解析において本手法の妥当性が確認された。また本手法の多相流への適用に関して基本的に問題が無い見通しが得られたものの、収束性の更なる向上については今後の課題であると考えられる。

3.2 2次元正方形 cavity 内自然対流

本体系は右図に示すように、正方形形状で両側壁が温度一定境界、天井床面が断熱境界条件である。また速度境界としては全ての壁に於いて non-slip 条件となっている。解析は気相のみとし、レイリー数(Ra)をパラメータ($Ra=10^3 \sim 10^6$)としている。比較の対象としては、「熱流動数値解析高度化」特別委員会で行われた各コードでの検証結果¹⁵⁾及び、G. de Vahl Davisによるベンチマーク計算¹⁶⁾とした。本検証では、非圧縮性気体による伝熱流動解析の妥当性について検討した。

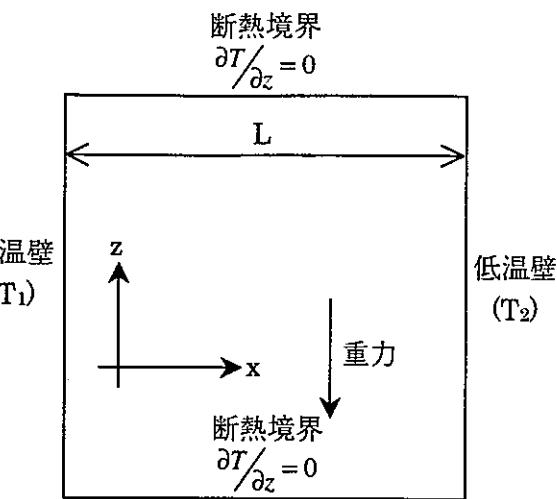
3.2.1 解析条件

解析は気相のみとし、 Ra 数、Boussinesq 近似の有無、運動量保存則の離散化の変更をパラメータとしている。 Ra 数の算出については、300K(26.85°C)での組込物性値(空気相当)を用いている。また Boussinesq 近似の場合には物性値は一定とし、温度変化から生じる密度変化を浮力項として付加している。以下に 300K での各物性値及び、解析ケースを示す。

【物性値】

| | | |
|----------------|---|--|
| 密度(ρ) | : | 1.177 [kg/m ³] |
| 動粘性係数(ν) | : | 1.572×10^{-5} [m ² /s] |
| 温度伝導率(a) | : | 2.212×10^{-5} [m ² /s] |
| Pr 数 | : | 0.711 |

【解析ケース】



| Ra 数 | 解析格子, Δt (sec) | ΔT (°C) [=T ₁ -T ₂] | L(m) | 差分法 | Boussinesq 近似 | 運動方程式 | 備考 |
|-----------------|--|---|------|-------|------------------|--------|------|
| 1×10^3 | 20×20 1.0×10^{-3} | 1.3301 | 0.02 | 1 次風上 | ○ | ドナ・セル化 | 標準問題 |
| | | | | 2 次中心 | ○ | ドナ・セル化 | |
| | | | | 1 次風上 | ○ | 平均化 | |
| | | | | 2 次中心 | ○ | 平均化 | |
| | | | | 1 次風上 | × | 平均化 | |
| | | | | 2 次中心 | × | 平均化 | |
| 1×10^4 | 40×40 2.5×10^{-4} | 1.6627 | 0.04 | 1 次風上 | ○ | 平均化 | |
| | | | | 2 次中心 | ○ | 平均化 | |
| | | | | 1 次風上 | × | 平均化 | |
| | | | | 2 次中心 | × | 平均化 | |
| 1×10^6 | 40×40 2.5×10^{-4} | 10.641 | 0.10 | 1 次風上 | ○ | 平均化 | |
| | | | | 2 次中心 | ○ | 平均化 | |
| | | | | 1 次風上 | × | 平均化 | |
| | | | | 2 次中心 | × | 平均化 | |

また収束判定は以下とし、

$$\begin{aligned} \text{inner iteration} &: D^* = -\sum_k \frac{\Delta \alpha'^k}{\Delta t} < \frac{eps1}{\Delta t} \quad , \quad eps1 = 1.0 \times 10^{-8} \\ \text{outer iteration} &: \frac{|\Delta u'^{\max}|}{|U_{\max}|}, \frac{|\Delta v'^{\max}|}{|V_{\max}|} < eps2 \quad , \quad eps2 = 1.0 \times 10^{-7} \end{aligned}$$

最大計算時間は実時間で 50sec(Ra 数 1×10^3 :50000step、その他は 200000step)とした。

3.2.2 解析結果及び考察

基本的な比較検討は、Ra 数 1×10^3 (標準問題)で行い。Ra 数 $1 \times 10^4, 1 \times 10^6$ は参考とする。また解析結果は主に x,y 各方向中心断面での無次元最大速度、及び高温壁側での Nu 数で評価している。各無次元数の定義を以下に示す。

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \frac{uL}{a}, \bar{v} = \frac{vL}{a} \\ Nu &= \frac{\Delta \bar{T}}{\Delta \bar{x}}, \bar{T} = \frac{T - T_2}{\Delta T}, \bar{x} = \frac{x}{L} \end{aligned} \tag{3-4}$$

なお各無次元数は Ref(15)及び本解析では、計算結果そのものの値としており、Ref(16)では補間後の値である。また一部結果については、最大計算時間時に於いて収束が見られないものがあったが、最大速度、Nu 数の変動が十分小さく結果に影響はない判断した。

(1) Ra 数 1×10^3 (標準問題)

まず、Boussinesq 近似を用いた解析を実施した。解析結果を表 3.2-1(最初の 2 列, Ref.(16)除く) に、また参考のために表 3.2-2 に他コードでの解析結果抜粋¹⁵⁾を示す。解析結果は他のコードに比べ流速が若干低めであり、また Boussinesq 近似を用いていたにもかかわらず、対称性も若干損なわれていた。この原因を調査した結果、運動量保存式での離散化が影響を及ぼしていることが確認された。

初期の解析では、運動量保存式での用いられている半メッシュずれた位置でのスカラ量についてドナセル化を用いていた。これは一般に多流体モデルの場合、半メッシュずれた位置でのスカラ量についてはドナ・セル差分を適用し、流速による風上化が数値計算的に安定である¹⁷⁾ことが言っていたためである。しかしながら今回の解析では、Boussinesq 近似による浮力項についてもドナ・セル化を用いていたために、上記のような計算結果の相違を生じていた。なお、上記の相違は密度変化のみを課した場合にも確認されている。

そこで、ドナ・セル差分ではなく算術平均(中心差分)を用い半メッシュずれた定義点での各値で評価するように変更した。解析結果を表 3.2-1 の 3,4 列目(Ref.(16)除く)に示す。表 3.2-1 及び表 3.2-2 との比較により、本コードはほぼ妥当な結果であると判断できる。

次に、Boussinesq 近似ではなく実際に密度変化を伴った条件で解析を実施した。解析結果を表 3.2-1 の最後の 2 列に示す。また本解析結果については図 3.2-1～5 に表 3.2-2についてグラフ化したものを、図 3.2-6 に Gde Vahl Davis によるベンチマーク計算結果¹⁶⁾との温度コンター比較を示す。なお、解析結果の無次元化に関しては 300K での温度伝導率を用いている。

表 3.2-1 に示すように Boussinesq 近似との相違はほとんどない。また図 3.2-1～5 及び図 3.2-6 に示すように既存コード及びベンチマーク計算結果との差はなく、本手法の妥当性に問題は無いものと思われる。

【保存性について】

表 3.2-3 にグローバルバランスの一例を示す。本ケースでは 5000step 每にグローバルバランスを出力させているが、いずれの出力に於いても同程度であった。

質量保存については、表 3.2-3 に示すように誤差(DRDT)は $10^{-18}[\text{kg}/\text{s}/\text{m}]$ のオーダであった。本解析体での総質量は約 $4.7 \times 10^4[\text{kg}/\text{m}]$ である。このケースの場合 50sec の解析(50000step)であるため、質量欠損のオーダは $10^{-16}[\text{kg}/\text{m}]$ となり保存性には問題ない。ただし、各ボイド率については各ステップ当たり 1×10^{-8} であるため、計算終了後に於いて 10^{-6} オーダの誤差を生じていた。

エネルギー保存に関しては、全体の誤差で $5.44 \times 10^{-15}[\text{W}/\text{m}]$ であった。この時刻に於ける高温壁からの入熱が約 $2.0 \times 10^2[\text{W}/\text{m}]$ であるのでエネルギー的にも問題ないものと考えられる（グローバルバランス出力では境界での熱伝導移行量(QBCNDG)は全ての境界で summation されるため、本解析の場合ほとんど相殺される）。また、比較的弱い自然対流であるため圧力によるエネルギー寄与分(QPSUMG)はほとんどないが、粘性による散逸項(QSHSUMG)は $1.03 \times 10^{-5}[\text{W}/\text{m}]$ と、入熱の約 0.05% という結果であった。

(2) その他の Ra 数

比較参考として、Ra 数 1×10^4 , 1×10^6 の解析結果を表 3.2-4,5 及び図 3.2-7,8 に示す。

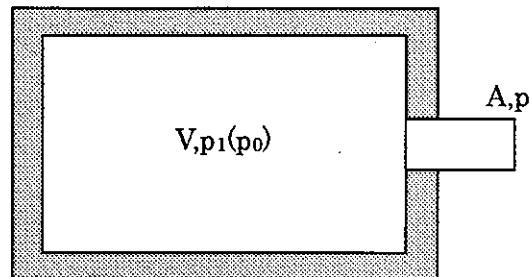
Ra 数 1×10^4 については概ねベンチマーク結果と無次元数値及び温度コンター図は一致したものの、Ra 数 1×10^6 については表 3.2-5 に示すように特に Nu 数に於いてベンチマーク計算との相違が見られた。しかしながら 40×40 mesh と比較的 mesh が粗いこと、また図 3.2-8 に示すように傾向に相違が見られないことから問題ないものと考えられる。

以上 2 次元正方 cavity 内自然対流の検証解析を行った結果、運動量保存式の離散化に関し各物性値の半メッシュずれた位置での定義を算術平均とすることにより、非圧縮性伝熱流動解析に於いて本手法が妥当であることを確認した。またボイド率の保存に関しては若干有意な誤差が見られるものの、質量保存、エネルギー保存に関して問題が無いことを確認した。多相流の数値計算では計算安定性は重要である。今回の離散化の選択は必ずしも数値計算の安定性に寄与するものでは無いため、運動量保存式における離散化の取り扱いは任

意に選択すべきであると思われる。

3.3 圧力容器からの空気放出

本体系は右図に示すように壁面断熱境界で体積(V), 初期圧力(P_0)で満たされた容器から、ノズル面積(A), 背圧(p_2)の体系へのブロー現象を模擬したものであり、理論解¹⁸⁾を比較の対象とした。本検証では、単相に於ける圧縮性を考慮した伝熱流動解析の妥当性を評価している。

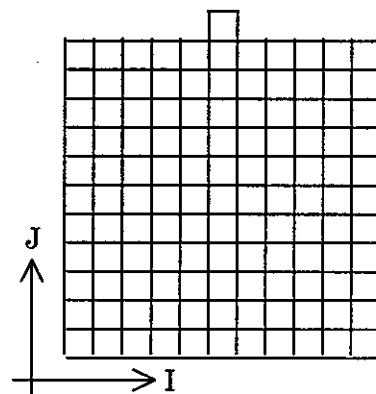


3.3.1 解析条件

右図に解析メッシュ概念を示す。上部突出部がノズルを模擬している。単相での解析であるため境界条件としては境界隣接セル(突出部)圧力一定で質量保存が成り立つように流速を定義している。

初期条件としては、容器内を空気と仮定し初期温度を300°C, 1気圧(1.0135×10^5 [Pa])とし、メッシュ数(1メッシュ 0.1[m]で固定)を変更することで容積と出口断面積との比(V/A)を変更する。また空気を想定した場合($\gamma=1.4$)臨界流圧比は約0.53となるため、背圧比としては0.54, 0.10の2種類とした。計算条件について $\Delta t=1.0 \times 10^{-5}$ [sec]、内部iteration収束判定は以下とし、概ね背圧になる程度まで解析を実施した。

$$\text{inner iteration} : D^* = -\sum_k \frac{\Delta \alpha'_k}{\Delta t} < \frac{eps1}{\Delta t}, \quad eps1 = 5.0 \times 10^{-9}$$



なお本解析では、3.2.1章で見られたような運動量保存則での離散化の相違による解析結果への影響は見られなかったため、いずれのケースに於いてもドナ・セル差分を用いている。また比較的圧縮性が強いため中心差分では解が発散してしまったために、その他の離散化についてはいずれも1次風上としている。以下に解析ケースを示す。

| ケース | メッシュ構成 | V/A (除ノズル部) | 背圧[Pa] (背圧比[-]) | 平均比熱比 (解析結果) | 備考 |
|-----|-----------|----------------|-------------------------------|-----------------|-------------------|
| 1 | 11×11(+1) | 12.1 | 5.45×10^4 (0.54) | 1.383 | |
| 2 | 21×21(+1) | 44.1 | 5.45×10^4 (0.54) | 1.383 | |
| 3-1 | 11×11(+1) | 12.1 | 1.013×10^4 (0.10) | 1.390 | |
| 3-2 | 11×11(+4) | 12.1 | 1.013×10^4 (0.10) | 1.390 | ノズル部をJ方 向に4分割化 |

【理論解】

等エントロピー変化及び容器内部を均一圧力と仮定すると、時刻(t)と内部容器圧(p₁)との関係は以下の理論解¹⁸⁾となる。

$$\text{if } \frac{p_2}{p_1} \geq r$$

$$t = \frac{V/A}{\sqrt{2\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\right)\left(\frac{p_0}{p_1}\right)}} \int_{\frac{p_1}{p_0}}^1 \frac{d\eta}{\sqrt{\left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{2}{\gamma}} \eta^{\gamma-1} - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{1+\gamma}{\gamma}}}} \quad (3-5)$$

$$\text{if } \frac{p_2}{p_1} < r$$

$$t = \frac{V/A}{\sqrt{\gamma\left(\frac{p_0}{p_1}\right)\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{r+1}{r-1}}}} \left(\frac{2}{\gamma-1} \right) \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{1-\gamma}{2}} - 1 \right] \quad (3-6)$$

$$\left. \begin{array}{l} \gamma: \text{比熱比}, r: \text{臨界流圧比} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{r-1}}, \eta: \text{容器内密度変化率} = \frac{p_1}{p_0} \end{array} \right)$$

容器内温度は時刻 t (添え字;1) での圧力、密度及び状態方程式（理想気体近似）より求まる。また、初期圧力比が臨界流圧比よりも小さい場合、容器内圧力と背圧との比が臨界流圧比になるまでは (3-6) を用い、それ以降は (3-5) を用いることで容器内圧力及び温度の時間推移を計算する。なお理論解で用いる比熱比については、解析結果での平均値を用いた。

3.3.2 解析結果及び考察

(1) ケース 1, 2 (臨界流圧比以上)

図 3.3-1 にそれぞれのケースでの容器平均圧力、温度及び単位面積当たりの排出量と理論解との比較を示す。図に示すように、平均圧力及び平均温度については若干排出終了付近で相違が見られるものの、概ね理論解と一致している。なおそれぞれの理論解との誤差については、いずれのケースにおいても平均圧力では約 3 % 以内、平均温度については約 2 % 以内の精度であった。

単位面積当たりの排出量については、概ね理論解と一致するものの、いずれのケースにおいても周期的な変動が解析では見られている。それぞれの周期についてはケース 1 では 0.005 [sec]、ケース 2 では 0.01 [sec] である。この周期は容器を往復する圧力波の周期とほぼ一致しており (300°C での音速は約 450 [m/s]、容器往復距離はそれぞれ 2.4, 4.2 [m])、ノズル付近で発生した圧力波の伝播の影響と考えられる。図 3.3-2 にケース 2 での排出開

始直後からの圧力分布の変動を示す。図に示すように1次風上であるため若干圧力波が鈍っているものの、ノズル部から発生した圧力波が約0.01[sec]でノズル付近に戻ってきていることが確認できる。

【保存性について】

表3.3-1にケース1でのグローバルバランスの一例を示す。表に示すようにグローバルバランスについては問題ない。

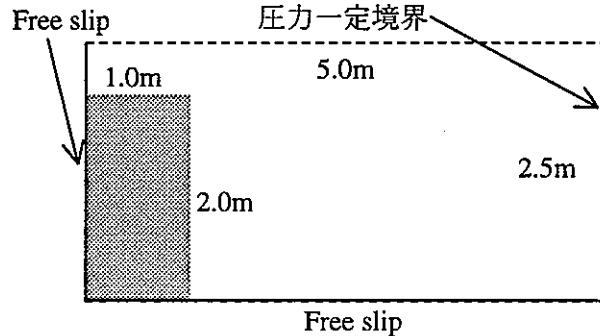
(2) ケース3-1,2(臨界流圧比以下)

同様に解析結果を図3.3-3に示す。臨界流圧比以下では流速が音速で一定となり、それ以上の流量とはならないが、急激な圧力差を生じる境界付近での解像度が粗い場合、ケース3-1に示すように、過排出となっている。通常解析では臨界流を模擬するために圧力勾配が急峻な部位での解像度を上げるのが一般的な手法であり、ケース3-2ではノズル部(上部突出メッシュ)を4分割とした。この結果、理論解とほぼ一致しており急激な圧力差を生じる流れに於いても本コードが妥当な解析結果を与えることが確認できた。

以上、単相に於ける圧縮性伝熱流動解析に対して本手法が妥当であることが確認できた。また基本的に臨界流モデルを持たずセルフチョーキングにより臨界流を模擬するためには、急激な圧力差を生じる領域のメッシュ依存性が大きいことも併せて確認された。

3.4 ダム崩壊

本解析は右図に示すように、 $5.0\text{m} \times 2.5\text{m}$ の空間に初期に高さ2m幅1mの水柱を仮定し、時刻0から水柱が徐々に崩れていく様子を解析するものである。本問題は「原子炉における熱流動解析技術の高度化(II) 1991」でのベンチマーク問題¹⁹⁾であり、実験結果及びVOF法で解析された結果と比較を行う。本検証では、伝熱の無い二相流の流動状況についての評価を行うものである。



3.4.1 解析条件

解析は、水に接する境界面をFree slipとしその他の境界については、圧力一定(=常圧)境界条件としている。またベンチマーク問題として相間Interactionを除くことを要求されている。以下に主要な解析条件及び計算条件を示す。

・解析条件

メッシュサイズ : 20×10 ($\Delta x = \Delta y = 0.25\text{m}$)

重力加速度 : -9.8 (m/s^2)

主要物性値

[気相] 密度 1.0 (kg/m^3 , 一定)

粘性係数 1.0×10^{-5} (Pa.s)

[液相] 密度 1000 (kg/m^3 , 一定)

粘性係数 1.0×10^{-3} (Pa.s)

・計算条件

Δt : 1.0×10^{-3} (sec)

壁面境界: Free-slip

収束条件: 1.0×10^{-4} ($D^* \times \Delta t$)

計算時間: 0.7 (sec)

本解析では相関 Interaction を除しているため、収束条件を厳しくした場合に気相速度場が発散してしまうため上記収束条件とした。またベンチマーク実施されている解析時間に合わせるかたちで、計算時間を設定している。

3.4.2 解析結果及び考察

図 3.4-1 に水先端位置の解析結果と実験、SOLA-VOF 法並びに MINI-TRAC コードでの結果を、図 3.4-2 に本手法での各時刻に於ける液相ボイド率分布を示す。なお、本解析での水先端位置の決定は、右図に示すように液相先端でのボイド率をその手前のボイド率で除した形で求めている。



図 3.4-1 に示すように初期ではほぼ実験結果及び SOLA-VOF 法とほぼ同様であるが、解析後半では若干先端位置を低めに評価している。これは多流体モデルを用いたことにより、明確な界面により気相と液相が分離していないため、図 3.4-2 に示すように全体的に数値拡散が大きくなつたためと考えられるが、ほぼ妥当な範囲であると考えられる（なお MINI-TRAC では図 3.4-1 中△が今回の解析に相当）。

また本解析では収束判定条件が緩いため、700step 後での質量欠損は -1.8×10^{-3} と比較的大きな値となっている。

以上ダム崩壊の検証解析を実施した結果、多流体モデルを用いたことによる数値拡散が若干見られるものの、概ね実験結果及び SOLA-VOF 法による解析結果と一致しており、基本的な多相流流動に於いて本手法が妥当であることが確認された。

3.5 Edwards pipe blow down

多相流コードの総合検証として、Edwards pipe blow down²⁰⁾の検証解析を実施した。これは、図 3.5-1 に示すような内径 73.2mm、長さ 4.1m の水平断熱円管に 6.9MPa, 515K の高温高圧水を注入し、一端を瞬時に破断したときの二相流の挙動を実験的に追跡したものであり、多相流解析コードのベンチマーク問題としても有名²¹⁾である。主な評価項目は、比較的短い時間（～十数 msec）での圧力挙動、及び比較的長い時間（～600msec）での圧力挙動、気相ボイド率挙動、温度挙動である。

3.5.1 解析条件

解析では、従来行われているベンチマークと同様に、初期圧力及び水温をそれぞれ 6.99MPa, 502K とし、パイプ部を 1 次元で 41 分割 ($\Delta x=0.1\text{m}$) としている。流出側については臨界流となるため 3.3 章で論じたように排出側のメッシュの影響が大きくなることが予想される。そこで流出側に関してはメッシュ構造をパラメータとした感度解析を実施する。

また本解析では、2.2.1 章で記した基礎方程式だけでは完結せず、界面積濃度、相間摩擦係数、蒸発、凝縮及び壁面摩擦係数の各構成方程式が必要となる。ここでは主に SABENA コード¹⁰⁾で用いられている構成方程式を用いた。以下に各構成方程式を示す。

【界面積濃度 [a]】

$$a = \begin{cases} \alpha_g^{\frac{2}{3}} (4\pi N/3)^{\frac{1}{3}} & \alpha_g \leq 0.5 \\ (1-\alpha_g)^{\frac{2}{3}} (4\pi N/3)^{\frac{1}{3}} & \alpha_g > 0.5 \end{cases} \quad (\text{Nigmatulin model}) \quad (3-7)$$

(N: 単位面積当たりの液滴数 (=1 × 10⁷))

【相間摩擦係数 [f_{ph}]】

$$f_{ph} = \frac{4.31}{2D_h} \rho_g |u_g - u_l| \left\{ (1-\alpha_g) [1 + 75(1-\alpha_g)] \right\}^{0.95} \quad (\text{Autruffe model}) \quad (3-8)$$

(D_h: 代表寸法)

【蒸発・凝縮速度】

$$\Gamma_E = \begin{cases} \lambda_E a \rho_l \alpha_g R_g^{\frac{1}{2}} (1-\alpha_g) (T_l - T_s) / \sqrt{T_s} & T_l \geq T_s \\ 0 & T_l < T_s \end{cases} \quad (\text{高橋等 } 22) \quad (3-9)$$

$$\Gamma_C = \begin{cases} 0 & T_g > T_s \\ \lambda_C a \rho_g (1-\alpha_g) R_g^{\frac{1}{2}} \alpha_g (T_g - T_s) / \sqrt{T_s} & T_g \leq T_s \end{cases}$$

($\lambda_{E,C}$: 蒸発・凝縮係数(パラメータ)、R_g: 水蒸気のガス定数、T_s: 飽和温度)

$$T_s = 117.8(10^{-5} \times p)^{0.223} + 255.2$$

【壁面摩擦係数(f_w)】

$$f_{wg} = \frac{C}{D_h} \bar{f} \left[\frac{\{(1-\chi)/(1-\alpha_g)\}^{1.8}}{|u_t|} \right] \frac{G^2}{2\rho_t} \quad (\text{Martinelli-Nelson model}) \quad (3-10)$$

$$f_{wl} = \frac{1-C}{D_h} \bar{f} \left[\frac{\{(1-\chi)/(1-\alpha_g)\}^{1.8}}{|u_t|} \right] \frac{G^2}{2\rho_t}$$

(C:接觸係数, \bar{f} :摩擦係数, χ :クオリティ, G:全質量流量)

接觸係数は TRAC-PF1/MOD1¹³⁾で用いられているものを、摩擦係数については以下の式とした。

$$C = \begin{cases} 0 & \alpha_g < 0.9 \\ (10\alpha_g - 9)^2(21 - 20\alpha_g) & \alpha_g \geq 0.9 \end{cases}$$

$$\bar{f} = \begin{cases} 64/Re & Re < 1084 \\ 5.5 \times 10^{-3} \left[1 + (2.0 \times 10^4 \times \varepsilon + 1.0 \times 10^6 / Re)^{1/3} \right] & Re \geq 1084 \end{cases} \quad (3-11)$$

$$\varepsilon = 1.0 \times 10^{-3}$$

本解析では、幾つかの入力値があるためそれらをパラメータとした感度解析も併せて実施している。以下に主な解析条件及びパラメータについて示す。

【解析条件】

| | |
|------------|---|
| パイプ部メッシュ : | 41×1 ($\Delta x=0.1m, \Delta y=4.21 \times 10^{-3}m$ [=等価直径]) |
| 初期温度 : | 502 [K] |
| 初期圧力 : | 6.99×10^6 [Pa] |
| 最外部境界圧力 : | 1.01×10^5 [Pa] (常圧) |

【パラメータ】 (*: 標準ケース)

・漏えい初期 (~15msec)

パイプ流出口以降メッシュ体系

: $1 \times 1, 6 \times 1, 6 \times 7*$

初期気相ボイド率 : 0.0001, 0.001*, 0.01

相間摩擦 : 無(free slip), 有(interaction)*, 均質流近似(non slip)

蒸発・凝縮係数[(3-9)参考]

: 0.01, 0.10*, 0.25

・長時間解析(~500msec)

壁面摩擦 : 無*, 有

蒸発・凝縮以外の相間熱輸送[Q_{ig}, (2-3)参考]: 無, 有* (相間熱伝達係数=10000[W/m²K])

【計算条件】

| | |
|--------------------------|--------------------------------|
| タイムステップ : | 1.0×10^{-5} [sec] |
| 計算時間 : | $15 \times 10^{-3}, 0.5$ [sec] |
| D* × Δt (iteration 収束条件) | |
| : | 1.0×10^{-8} |

注) パラメータ感度解析の際には着目しているパラメータ以外は標準ケース(*)を使用している。また壁面摩擦、相間熱輸送に関しては漏えい初期では影響が見られないため、長時間計算でのパラメータとした

3.5.2 解析結果及び考察

(1) 漏えい初期 (~15msec)

漏えい初期に於ける評価項目はパイプ各位置（最奥部 GS7, 中央部 GS5, 破断付近 GS1、図 3.5-1 参考）での圧力挙動、及び初期に於ける水リーケ率である。以下に各パラメータ感度解析結果について記す。

(i) パイプ流出口以降メッシュ体系の依存性

図 3.5-2 に圧力挙動の解析結果と実験結果との比較を、図 3.5-3 に水リーケ率の解析結果を示す。なお図 3.5-2 中の点線(HUBBLE-BUBBLE)は実験者²⁰⁾が実施した解析結果である。

図 3.5-2 に示すように出口を 1×1 で構成した場合は、他のケースと比べて若干圧力挙動が鈍る傾向であった。これは図 3.5-3 に示すように、漏えい極初期での水リーケ率がメッシュが粗いために鈍ったためと考えられる。逆に 4 msec 以降では粗いために水リーケ率を他のケースよりも高めに評価している。

有心膨張波の伝播計算モデルを用いた初期水リーケ率の推定では、本実験の場合約 45kg/s 程度という知見からすると、1×1 分割では全体的に水リーケ率を高めに（臨界流量を高めに）評価していると考えられる。その一方で、1 次元で細分割した場合と 2 次元分割では圧力挙動に関しては有意な差が見られないものの、2 次元分割の方がより推定値に近づく結果となっている。

また出口を 2 次元 (6×7) としたケース（図 3.5-2,3 中の△）が標準ケースであるが、標準的なパラメータを用いた本ケースは実験結果を良く再現していることが確認できる。

(ii) 初期気相ボイド率の依存性

初期気相ボイド率は、蒸発・凝縮速度の評価式(3-9)において両相のボイド率の積で表現されているために、必ず有限の値が必要となる。その依存性について評価を実施した。同様に図 3.5-4,5 に解析結果と実験結果との比較を示す。

各位置での圧力履歴については、初期ボイド率が大きくなるにつれてアンダーシュ

ート等の変動が少なくなり、また奥側への伝播が遅れかつその勾配が緩やかとなる結果である。圧力変動が減少する理由は、初期ボイド率が少ない程蒸発量が少なく評価するために非平衡状態が大きくなるためである。また伝播速度が遅れ、その勾配が緩やかとなる原因は気相ボイド率が高くなるに連れて混合相の平均音速が遅くなるためである。水リーク率についても変動に関して同様の現象が見られている。なお初期気相ボイド率 0.01 において GS5,GS7 に於ける圧力が破断開始直後から減少しているが、これは初期条件 (502K,6.99MPa) では気相が凝縮する条件であるため、解析開始直後に気相ボイド率が減少し圧力が減少したためである。

(iii) 相間摩擦の依存性

相間摩擦の影響については、無(相間摩擦が 0, free slip), 有((3-8)ベース, interaction) 及び均質流近似(相間摩擦大→(3-8)×10⁶, non-slip)による解析結果の相違について検討した。解析結果を図 3.5-6,7 に示す。

圧力の時刻歴変化ではほとんど違いが見られなかったものの、水リーク率は各ケースで異なっている。相間摩擦が無いケースで若干水リーク率が減少しているが(図 3.5-7 □) これは気相側の流出流速が早いために相間摩擦が無い分、液相の流出が抑制されているためである。また相間摩擦を非常に大きくした場合も大きく水リーク率が減少しているが、これは気相の流出速度が液相との摩擦により他のケースと異なり急激に減少したためである。

(iv) 蒸発・凝縮係数の依存性

蒸発・凝縮係数は入力値で必要となるためその依存性について感度解析を実施した。

解析結果を図 3.5-8,9 に示す。

図 3.5-8 に示すように蒸発・凝縮係数は圧力変動に大きな影響を及ぼす結果となっている。これは、気相初期ボイド率(ii)と同様に蒸発・凝縮過程の非平衡状態に影響を及ぼすためである。蒸発・凝縮係数が小さい場合、非平衡状態が大きくなるため各位置に於けるアンダーシュートが顕著になっている。また本解析で比較した $\lambda_{e,c}=0.10, 0.25$ ではそれほど顕著な差は見られていない(水リーク率に関しても同様、図 3.5-9 参考)。本解析条件では、このあたりの係数値で概ね平衡状態に近づくものと考えられる。

以上漏えい初期(～15msec)での検証解析を実施した結果、基本的に標準ケースでの実験結果の再現性は確認された。

(2) 長時間解析(～500msec)

長時間での解析に於ける評価項目は、漏えい初期に評価した各位値での圧力挙動に加え、中心付近(GS5)での気相ボイド率挙動及び温度挙動である。以下に各解析結果について示す。なお各解析で標準ケースとしているのは全てのパラメータ(3.5.1 章参考)を標準ケースにした解析結果である。

(i) 壁面摩擦の依存性

壁面摩擦の有無については、解析結果の妥当性確認よりもむしろ安定的な計算が可能かどうかについて検討している。図 3.5-10 に解析結果及び実験結果との比較を示す。

まず標準ケースについてであるが、各位置での圧力挙動に加え、気相ボイド率、温度履歴に関しても概ね実験結果を再現している。ただし温度に関しては若干低めの傾向であった。表 3.5-1 にこのケースでの 0.2sec 時でのグローバルバランスを示す。質量・エネルギーとも全く問題ない結果であった。表 3.5-1 に示す様にエネルギー交換のほとんどが相間移動（表中 QPHSG）に伴うものであった。また気相に関しては、減圧に伴う負のエネルギー（表中 QPSUMG）が比較的大きい結果であった。なお表 3.5-1 下端での平均値は多次元に分割された出口領域も含まれているため、表に示すような低い値となっている。

次に壁面摩擦を付加したケースであるが、数値安定上問題なく計算されることが確認できた。また壁面摩擦を付加した場合、漏えい後半で若干圧力が高めに評価されその結果、温度がより実験に近づく結果となっている。

(ii) 蒸発・凝縮以外の相間熱輸送の依存性

解析結果及び実験結果との比較を図 3.5-11 に示す。図に示すように漏えい初期での気相ボイド率及び気相温度履歴以外では、両者はほぼ同様な結果であった。気相温度については、蒸発・凝縮以外の熱輸送を断じたためにより低温側へシフトしている。特に漏えい初期では急激な減圧を生じるためにその影響が顕著に現れている。この結果、漏えい初期では気相が凝縮され若干はあるが気相ボイド率が減少したものと考えられる。

(3) 初期気相ボイド率実験結果に対する考察

図 3.5-10 or 11 に示すように、実験では漏えい開始から気相ボイド率が上昇している。また図 3.5-2 等に示すように、特に GS1 の位置に於いて実験では比較的なだらかな圧力減少でありかつアンダーシュートが見られていない。

これまでのパラメータ感度解析から得られた結果から、GS1 では音速が遅く、かつ蒸発・凝縮が平衡状態に近いことが予想される。この場合、具体的なパラメータとしては初期気相ボイド率及び蒸発・凝縮係数が挙げられるが、他の計測点 (GS5,GS7) では比較的実験結果と一致しており、より実験結果に近づけるためにはこれらのパラメータが空間分布を持つことが望ましいと思われる。しかしながら蒸発・凝縮係数が空間分布を持つ物理的根拠は不明であるため、初期気相ボイド率に関して検討を実施した。

図 3.5-1 に示すように実験装置は一体もののパイプではなく GS1,GS5 に位置で Graylock カップリングを設けた形となっている。この部分では内部構造が複雑化されており、初期に気泡が蓄積されやすいと考えられる。そこで GS1,GS5 での初期気相ボイド率を 0.05 (従来 0.001) とした解析を実施した。解析結果を図 3.5-12 に示す。

漏えい初期 (~15msec) については、GS1 で若干アンダーシュートが抑制されその勾配も緩やかとなり実験結果に近づく形となっている。またその一方 GS7 では、圧力伝播

が途中2箇所で伝播速度が鈍ることにより若干遅れ気味となっている。

長時間計算(～500msec)では、圧力、温度に関する傾向は標準ケースと同様であるが、気相ボイド率に関しては実験と同様に初期にボイド率が急激に増加しより妥当な結果になることが確認された。

以上 Edwards pipe blow の検証解析を実施した結果、本解析手法は概ね実験結果を再現しており、本手法の多相流解析への適用の妥当性が確認された。また、各入力パラメータの感度解析を実施した結果、それぞれのパラメータが圧力、水リーク率、気相ボイド率等に及ぼす影響が把握された。

3章で行った圧縮性を含む单相、多相での熱流動解析を実施した結果、収束性の向上に改善の余地があるものの基本的に HSMAC を用いた本解析手法の妥当性が確認された。

表 3.2-1 解析結果($\text{Ra}=1 \times 10^3$)

| Item | Ref. (16) | Boussinesq近似 運動量保存ドナセル化 | | Boussinesq近似 運動量保存平均化 | | 非Boussinesq近似 運動量保存平均化 | |
|------------------------|-----------|----------------------------|-----------------|--------------------------|-----------------|---------------------------|-----------------|
| | | 1次風上 | 中心差分 | 1次風上 | 中心差分 | 1次風上 | 中心差分 |
| U_{\max} (error) | 3.649 | 3.470 -4.90% | 3.575 -2.02% | 3.556 -2.55% | 3.672 0.64% | 3.556 -2.54% | 3.672 0.64% |
| Z | 0.813 | 0.825 | 0.825 | 0.825 | 0.825 | 0.825 | 0.825 |
| W_{\max} (error) | 3.697 | 3.547 -4.06% | 3.661 -0.97% | 3.607 -2.43% | 3.729 0.87% | 3.606 -2.47% | 3.728 0.83% |
| X | 0.178 | 0.175 | 0.175 | 0.175 | 0.175 | 0.175 | 0.175 |
| Nu_{\max} (error) | 1.505 | 1.529 1.61% | 1.517 0.81% | 1.538 2.21% | 1.529 1.61% | 1.535 2.01% | 1.526 1.41% |
| Z | 0.092 | 0.075 | 0.075 | 0.075 | 0.075 | 0.075 | 0.075 |
| Nu_{\min} (error) | 0.692 | 0.726 4.95% | 0.687 -0.70% | 0.723 4.52% | 0.684 -1.13% | 0.723 4.52% | 0.684 -1.13% |
| Z | 1.000 | 0.975 | 0.975 | 0.975 | 0.975 | 0.975 | 0.975 |
| Nu_{ave} (error) | 1.117 | 1.139 1.93% | 1.119 0.17% | 1.143 2.31% | 1.123 0.57% | 1.141 2.12% | 1.121 0.37% |

表 3.2-2 他コードでの解析結果(Ref.(15), Ref.(16)、 $\text{Ra}=1 \times 10^3$)

| Item | Ref. (16) | A2 | A3 | B1 | C1 | D1 | D3 | E1 | E2 | F1 |
|-------------|-----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|
| U_{\max} | 3.649 | 3.690 | 3.671 | 3.585 | 3.671 | 3.637 | 3.639 | 3.627 | 3.561 | 3.576 |
| Z | 0.813 | 0.825 | 0.825 | 0.825 | 0.825 | 0.800 | 0.800 | 0.825 | 0.825 | 0.825 |
| W_{\max} | 3.697 | 3.742 | 3.729 | 3.623 | 3.728 | 3.664 | 3.663 | 3.683 | 3.611 | 3.625 |
| X | 0.178 | 0.175 | 0.175 | 0.175 | 0.175 | 0.200 | 0.200 | 0.175 | 0.175 | 0.175 |
| Nu_{\max} | 1.505 | 1.510 | 1.528 | 1.536 | 1.528 | 1.506 | 1.511 | 1.511 | 1.538 | 1.520 |
| Z | 0.092 | 0.075 | 0.075 | 0.075 | 0.075 | 0.100 | 0.100 | 0.075 | 0.075 | 0.0755 |
| Nu_{\min} | 0.692 | 0.691 | 0.685 | 0.718 | 0.684 | 0.690 | 0.689 | 0.690 | 0.723 | 0.692 |
| Z | 1.000 | 0.975 | 0.975 | 0.975 | 0.975 | 1.000 | 1.000 | 0.975 | 0.975 | 0.975 |
| Nu_{ave} | 1.117 | 1.118 | 1.123 | 1.128 | 1.123 | 1.117 | 1.118 | 1.118 | 1.143 | 1.120 |

表 3.2-3 グローバルバランス

(Ra 数 1×10^3 , 非 Boussinesq 近似, 1 次風上, 運動量保存平均化)

GLOBAL BALANCE AT TIME = 5.00000E+01 SEC

++++++ GAS +++++++

THE SUMMATION OF DR/DT AT INNER CELL. (DRDT) -> 1.33227E-18 (KG/S/M)
NET CONVECTION FROM BOUNDARY. (GBCNVG) -> 0.00000E+00

(DRDT) - (GBCNVG) → 1.33227E-18

| | | | |
|---------------------------------------|-----------|-----------------|-------|
| THE SUMMATION OF DE/DT AT INNER CELL. | (DEDT) | -> -1.68875E-11 | (W/M) |
| NET CONVECTION FROM BOUNDARY. | (QBCNVC) | -> 0.00000E+00 | |
| NET CONDUCTION FROM BOUNDARY. | (QBCNDG) | -> -1.03424E-05 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO PRESSURE WORK. | (QPSUMG) | -> -6.37836E-13 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO SHEAR STRESS. | (QSHSUMG) | -> 1.03424E-05 | |

$$(DEDT) - (QBCNKG) - (QBCNDG) - (QPSUMG) - (QSHEUMG) \rightarrow 5.44200E-15$$

+++++ LIQ(H₂O) +++++

THE SUMMATION OF DR/DT AT INNER CELL. (DRDT) -> 0.00000E+00 (KG/S/M)
 NET CONVECTION FROM BOUNDARY. (GBCNVH) -> 0.00000E+00

(DRDT) - (GCNVH) \rightarrow 0.00000E+00

| | | | | |
|---------------------------------------|-----------|----|-------------|-------|
| THE SUMMATION OF DE/DT AT INNER CELL. | (DEDT) | -> | 0.00000E+00 | (W/M) |
| NET CONVECTION FROM BOUNDARY. | (QBCNVH) | -> | 0.00000E+00 | |
| NET CONDUCTION FROM BOUNDARY. | (QBCNDH) | -> | 0.00000E+00 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO PRESSURE WORK. | (QPSUMH) | -> | 0.00000E+00 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO SHEAR STRESS. | (QSHSUMH) | -> | 0.00000E+00 | |

(DEDT) - (QBCNVH) - (QBCNDH) - (QPSUMH) - (QSHSUMH) → 0.00000E+00

AVERAGE VALUES OF INNER CELLS -- PRESSURE (Pa) -> 1.01350E+05
GAS TEMPERATURE (deg.) -> 2.68499E+01
H2O TEMPERATURE (deg.) -> 2.68499E+01

.....

表 3.2-4 解析結果($Ra=1 \times 10^4$)

| Item | Ref. (16) | Boussinesq近似 運動量保存平均化 | | 非Boussinesq近似 運動量保存平均化 | |
|----------------------------|-----------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|
| | | 1次風上 | 中心差分 | 1次風上 | 中心差分 |
| U_{max} (error) Z | 16.178 0.823 | 16.072 -0.66% 0.8125 | 16.143 -0.22% 0.8125 | 16.047 -0.81% 0.8125 | 16.145 -0.20% 0.8125 |
| W_{max} (error) X | 19.617 0.119 | 19.288 -1.68% 0.1125 | 19.637 0.10% 0.1125 | 19.255 -1.85% 0.1125 | 19.620 0.02% 0.1125 |
| Nu_{max} (error) Z | 3.528 0.143 | 3.621 2.63% 0.1375 | 3.582 1.53% 0.1375 | 3.606 2.22% 0.1375 | 3.573 1.26% 0.1375 |
| Nu_{min} (error) Z | 0.586 1.000 | 0.628 7.15% 0.9875 | 0.585 -0.24% 0.9875 | 0.623 6.33% 0.9875 | 0.585 -0.24% 0.9875 |
| Nu_{ave} (error) | 2.238 | 2.270 1.43% | 2.259 0.95% | 2.261 1.04% | 2.252 0.65% |

表 3.2-5 解析結果($Ra=1 \times 10^6$)

| Item | Ref. (16) | Boussinesq近似 運動量保存平均化 | | 非Boussinesq近似 運動量保存平均化 | |
|----------------------------|------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|
| | | 1次風上 | 中心差分 | 1次風上 | 中心差分 |
| U_{max} (error) Z | 64.63 0.850 | 70.86 9.64% 0.8625 | 66.01 2.14% 0.8625 | 71.50 10.62% 0.8625 | 66.48 2.86% 0.8625 |
| W_{max} (error) X | 219.36 0.0379 | 223.83 2.04% 0.0375 | 223.73 1.99% 0.0375 | 224.24 2.23% 0.0375 | 224.25 2.23% 0.0375 |
| Nu_{max} (error) Z | 17.925 0.038 | 20.597 14.90% 0.0375 | 20.489 14.30% 0.0375 | 20.501 14.37% 0.0375 | 20.373 13.66% 0.0375 |
| Nu_{min} (error) Z | 0.989 1.000 | 1.382 39.72% 0.9875 | 0.938 -5.13% 0.9875 | 1.365 37.97% 0.9875 | 0.935 -5.43% 0.9875 |
| Nu_{ave} (error) | 8.817 | 9.684 9.84% | 9.425 6.90% | 9.564 8.48% | 9.304 5.53% |

表 3.3-1 グローバルバランス（圧縮容器からの空気流出問題、ケース 1）

GLOBAL BALANCE AT TIME = 2.00000E-03 SEC

++++++ GAS +++++++

THE SUMMATION OF DR/DT AT INNER CELL. (DRDT) -> -1.75538E+01 (KG/S/M)
 NET CONVECTION FROM BOUNDARY. (GBCNVG) -> -1.75538E+01

(DRDT) - (GBCNVG) \Rightarrow 2.24246E-09

| | | | |
|---------------------------------------|-----------|-----------------|-------|
| THE SUMMATION OF DE/DT AT INNER CELL. | (DEDT) | -> -9.19207E+06 | (W/M) |
| NET CONVECTION FROM BOUNDARY. | (QBCNVC) | -> -3.94002E+06 | |
| NET CONDUCTION FROM BOUNDARY. | (QBCNDG) | -> 0.00000E+00 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO PRESSURE WORK. | (QPSUMG) | -> -5.26398E+06 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO SHEAR STRESS. | (QSHSUMG) | -> 1.19359E+04 | |

$$(DEDT) - (QBCNKG) - (QBCNDG) - (QPSUMG) - (QSHSUMG) \rightarrow 4.80668E-08$$

++++++ LIQ(H₂O) ++++++

THE SUMMATION OF DR/DT AT INNER CELL. (DRDT) -> 0.00000E+00 (KG/S/M)
 NET CONVECTION FROM BOUNDARY. (GBCNVH) -> 0.00000E+00

$$(DRDT) = (GCNVH) \Rightarrow 0.00000E+00$$

| | | | | |
|---------------------------------------|-----------|----|-------------|-------|
| THE SUMMATION OF DE/DT AT INNER CELL. | (DEDT) | -> | 0.00000E+00 | (W/M) |
| NET CONVECTION FROM BOUNDARY. | (QBCNVH) | -> | 0.00000E+00 | |
| NET CONDUCTION FROM BOUNDARY. | (QBCNDH) | -> | 0.00000E+00 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO PRESSURE WORK. | (QPSUMH) | -> | 0.00000E+00 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO SHEAR STRESS. | (QSHSUMH) | -> | 0.00000E+00 | |

$$(DEDT) - (QBCNVH) - (QBCNDH) - (QPSUMH) - (QSHSUMH) \Rightarrow 0.00000E+00$$

AVERAGE VALUES OF INNER CELLS -- PRESSURE(Pa) -> 9.58718E+04
GAS TEMPERATURE(deg.) -> 2.91586E+02
H2O TEMPERATURE(deg.) -> 2.91586E+02

表 3.5-1 グローバルバランス
(Edward pipe blow down 問題, 標準ケース, 長時間計算)

GLOBAL BALANCE AT TIME = 2.00000E-01 SEC

++++++ GAS ++++++

| | | | | |
|---------------------------------------|----------|----|--------------|----------|
| THE SUMMATION OF DR/DT AT INNER CELL. | (DRDT) | -> | 3.12145E-02 | (KG/S/M) |
| NET CONVECTION FROM BOUNDARY. | (GBCNVG) | -> | -9.00452E+00 | |
| PHASE CHANGED FROM LIQUID. | (GPHSG) | -> | 9.03573E+00 | |

| | | | |
|-----------------------------|----|-------------|--|
| (DRDT) - (GBCNVG) - (GPHSG) | -> | 2.74802E-12 | |
|-----------------------------|----|-------------|--|

| | | | | |
|---------------------------------------|-----------|----|--------------|-------|
| THE SUMMATION OF DE/DT AT INNER CELL. | (DEDT) | -> | 3.36619E+05 | (W/M) |
| NET CONVECTION FROM BOUNDARY. | (QBCNVG) | -> | -1.02582E+06 | |
| NET CONDUCTION FROM BOUNDARY. | (QBCNDG) | -> | 0.00000E+00 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO PHASE CHANGE | (QPHSG) | -> | 2.19396E+06 | |
| ENERGY TRANSFER BETWEEN PHASES | (QPHST) | -> | -8.55841E+04 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO PRESSURE WORK. | (QPSUMG) | -> | -8.26378E+05 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO SHEAR STRESS. | (QSHSUMG) | -> | 8.04374E+04 | |

| | | | |
|--|----|-------------|--|
| (DEDT) - (QBCNVG) - (QBCNDG) - (QPHSG) - (QPHST) | -> | 2.06463E-06 | |
| - (QPSUMG) - (QSHSUMG) | | | |

++++++ LIQ(H₂O) +++++

| | | | | |
|---------------------------------------|----------|----|--------------|----------|
| THE SUMMATION OF DR/DT AT INNER CELL. | (DRDT) | -> | -4.65541E+01 | (KG/S/M) |
| NET CONVECTION FROM BOUNDARY. | (GBCNVH) | -> | -3.75183E+01 | |
| PHASE CHANGED FROM GAS. | (-GPHSG) | -> | -9.03573E+00 | |

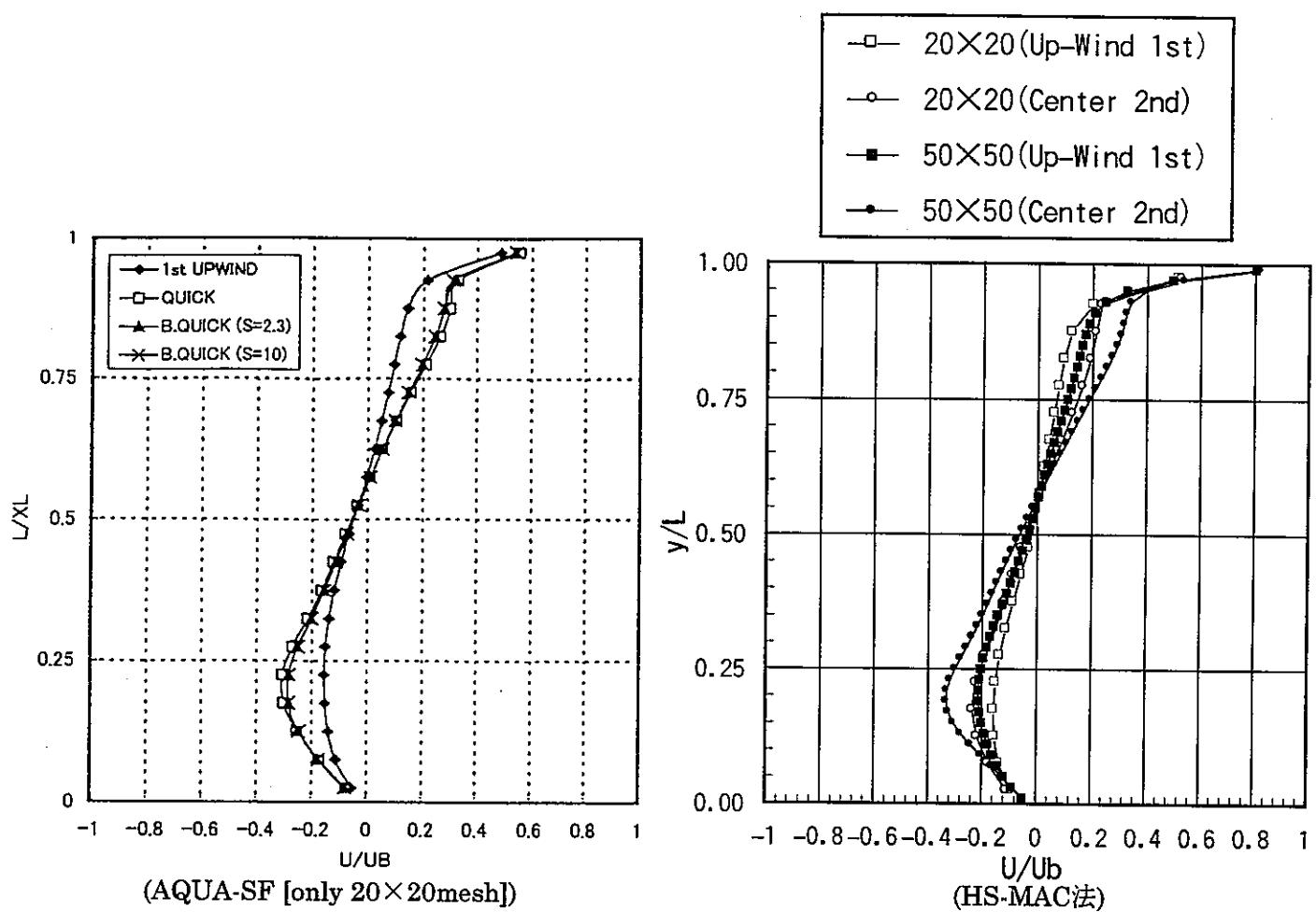
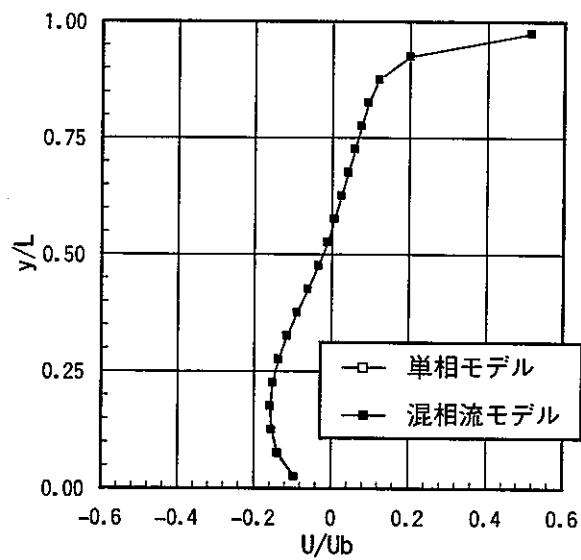
| | | | |
|-----------------------------|----|--------------|--|
| (DRDT) - (GCNVH) - (-GPHSG) | -> | -2.13198E-11 | |
|-----------------------------|----|--------------|--|

| | | | | |
|---------------------------------------|-----------|----|--------------|-------|
| THE SUMMATION OF DE/DT AT INNER CELL. | (DEDT) | -> | 7.99744E+07 | (W/M) |
| NET CONVECTION FROM BOUNDARY. | (QBCNVH) | -> | 8.21483E+07 | |
| NET CONDUCTION FROM BOUNDARY. | (QBCNDH) | -> | 0.00000E+00 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO PHASE CHANGE | (-QPHSG) | -> | -2.19396E+06 | |
| ENERGY TRANSFER BETWEEN PHASES | (-QPHST) | -> | 8.55841E+04 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO PRESSURE WORK. | (QPSUMH) | -> | -6.58284E+04 | |
| ENERGY SOURCE DUE TO SHEAR STRESS. | (QSHSUMH) | -> | 2.50174E+02 | |

| | | | |
|--|----|--------------|--|
| (DEDT) - (QBCNVH) - (QBCNDH) - (-QPHSG) - (-QPHST) | -> | -6.23301E-05 | |
| - (QPSUMH) - (QSHSUMH) | | | |

| | | | |
|---|----|-------------|--|
| AVERAGE VALUES OF INNER CELLS -- PRESSURE(Pa) | -> | 1.18054E+05 | |
| GAS TEMPERATURE(deg.) | -> | 9.76569E+01 | |
| H ₂ O TEMPERATURE(deg.) | -> | 1.62901E+02 | |

GLOBAL BALANCE AT TIME = 2.00000E-01 SEC

図 3.1-1 2 次元正方形 cavity の中央垂直面上の無次元水平流速成分比較($Re=1000$)図 3.1-2 単相モデルとの比較計算($Re=1000$, Up-wind, 20×20 mesh, Void_Gas=1.0)

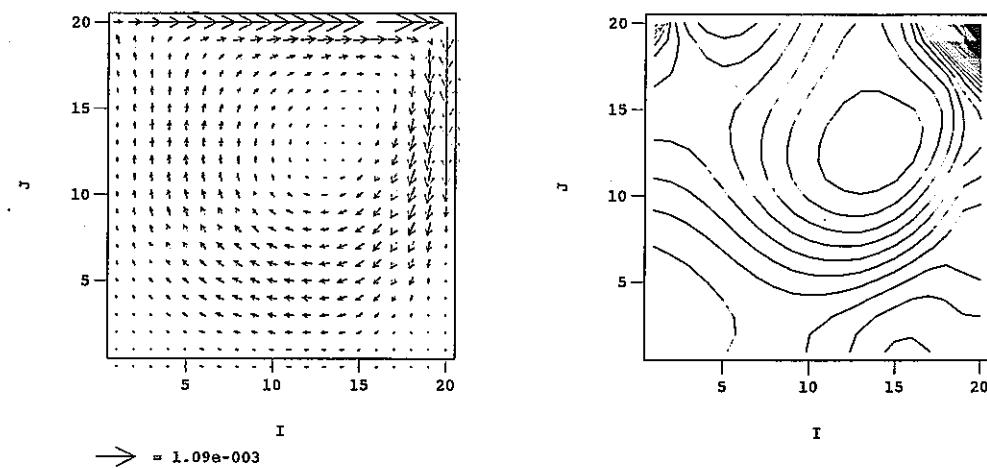


図 3.1-3 単相での流速分布及び圧力分布(Fluid=Liquid,Re=1000, $\Delta p=1.0 \times 10^{-5}$ Pa)

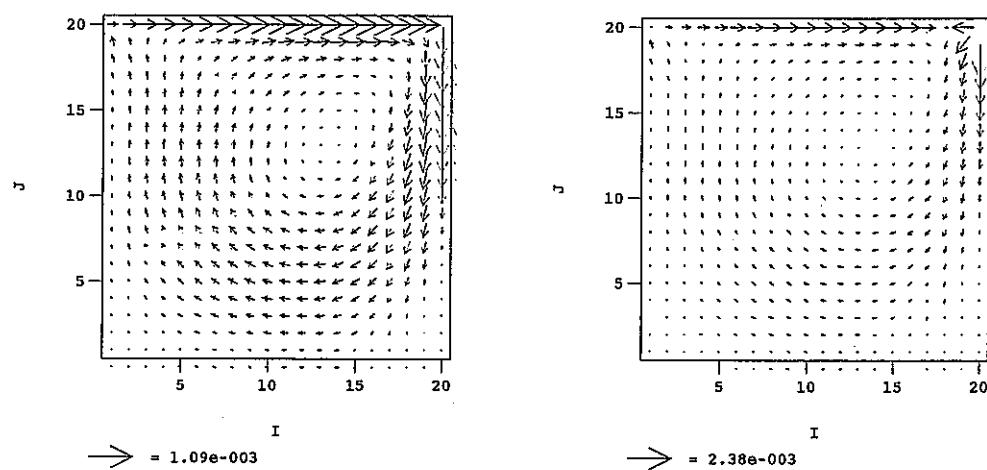


図 3.1-4 各相の流速分布($t=3000$ sec,Re=1000,初期気相ボイド率=0.001)

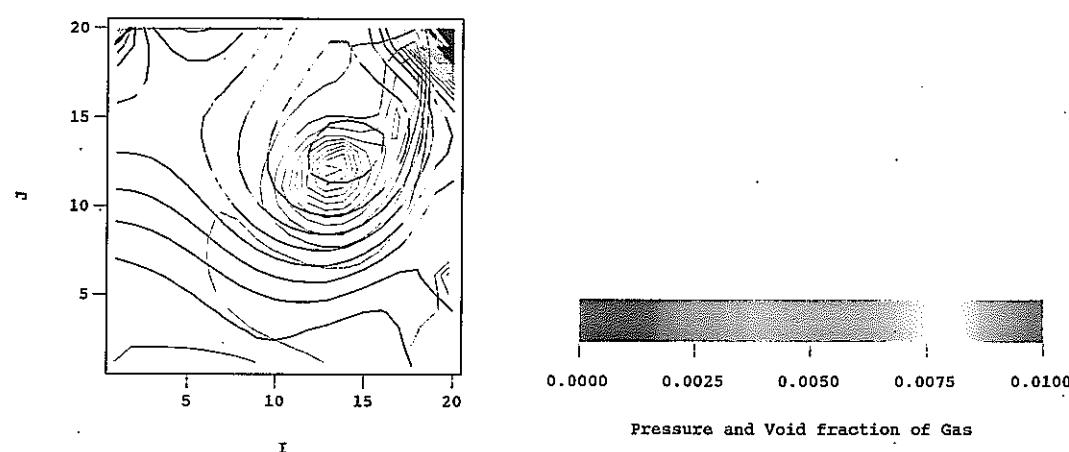


図 3.1-5 圧力及びボイド率分布
($t=3000$ sec,Re=1000,初期気相ボイド率=0.001, Δp (黒線)= 1.0×10^{-5} Pa)

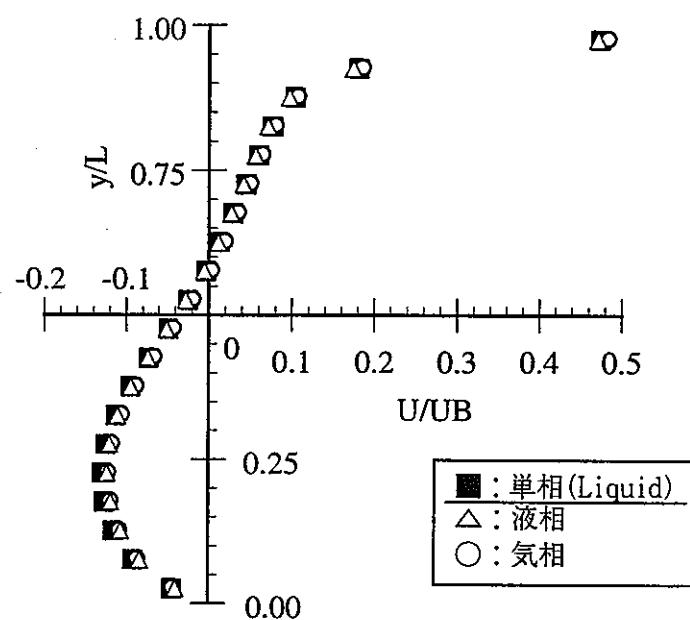
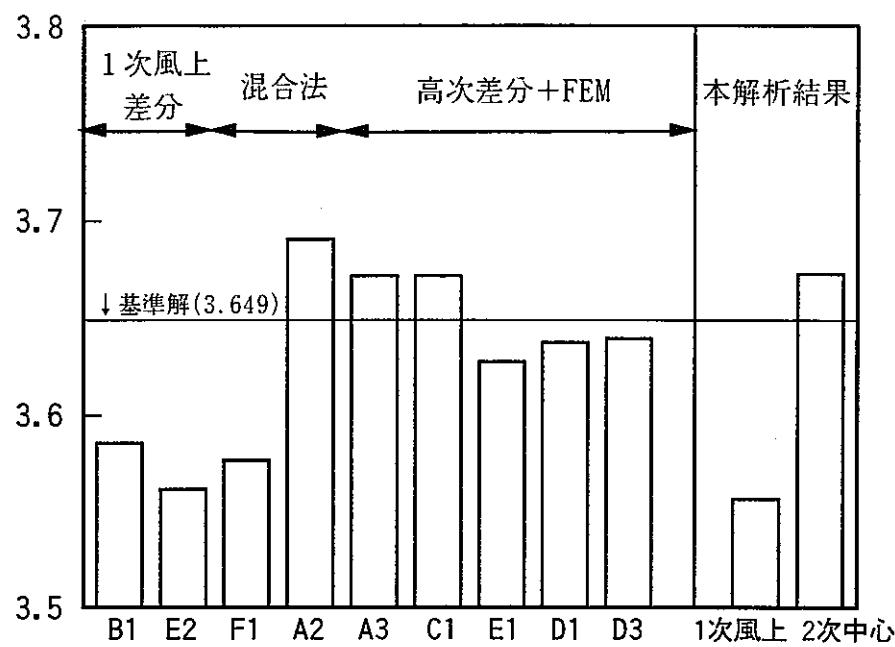
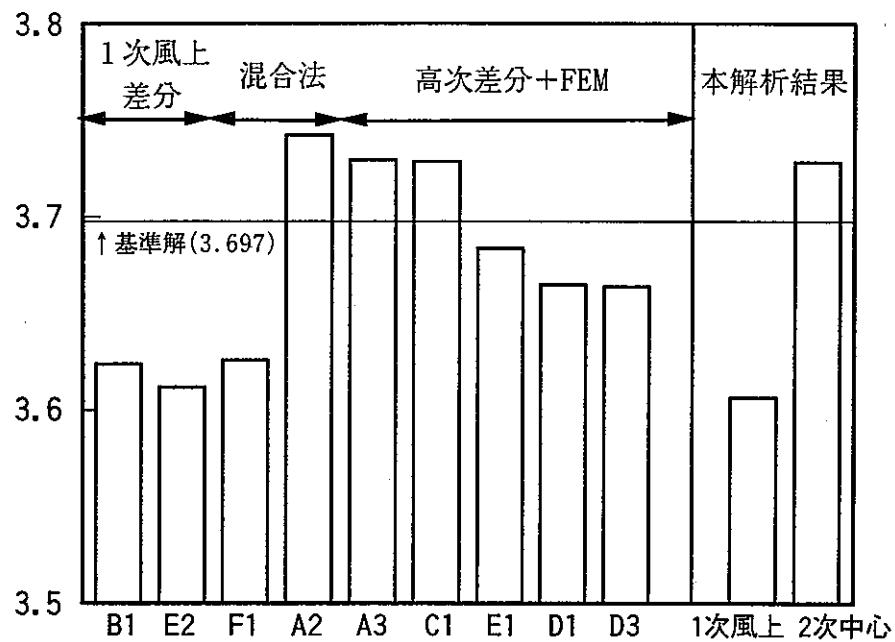
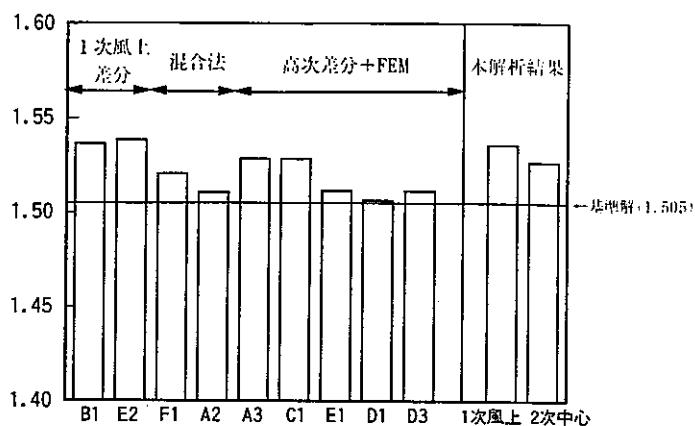
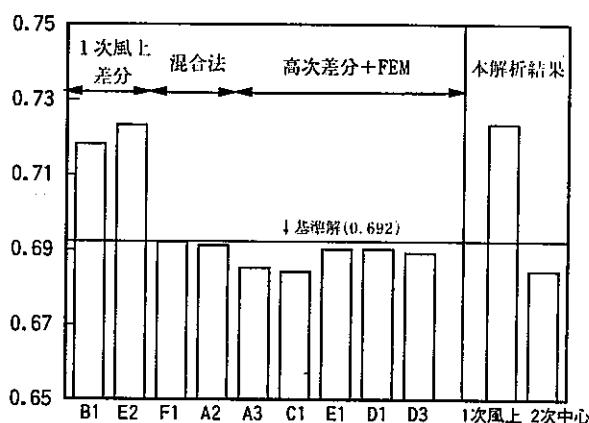
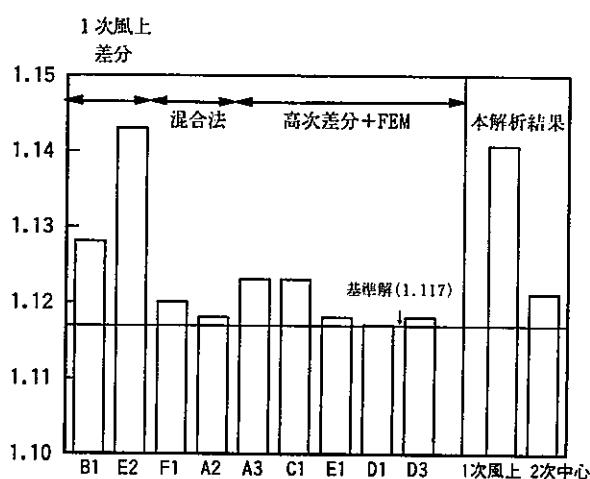
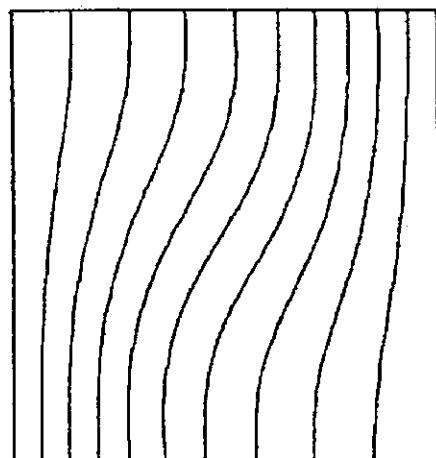


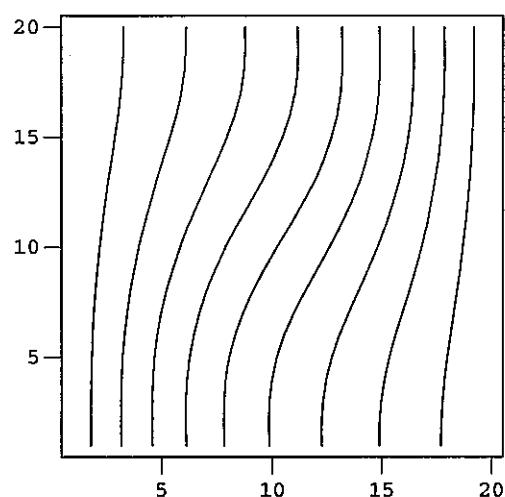
図 3.1-6 中心断面での無次元流速分布比較($Re=1000$)

図 3.2-1 x 座標中心断面での x 方向無次元最大速度(Ra 数 1×10^3)図 3.2-2 z 座標中心断面での z 方向無次元最大速度(Ra 数 1×10^3)

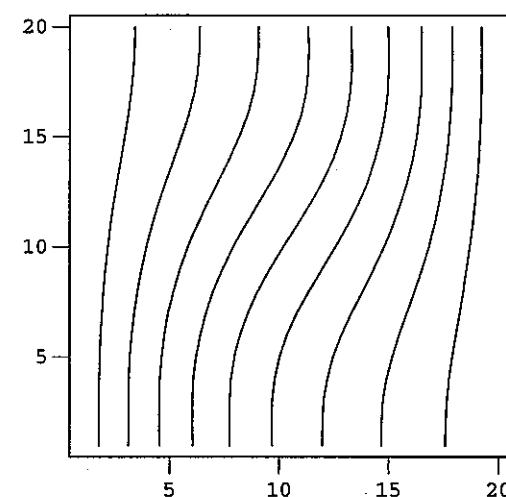
図 3.2-3 高温壁での最大 Nu 数(Ra 数 1×10^3)図 3.2-4 高温壁での最小 Nu 数(Ra 数 1×10^3)図 3.2-5 高温壁での平均 Nu 数(Ra 数 1×10^3)



(Ref. (16))

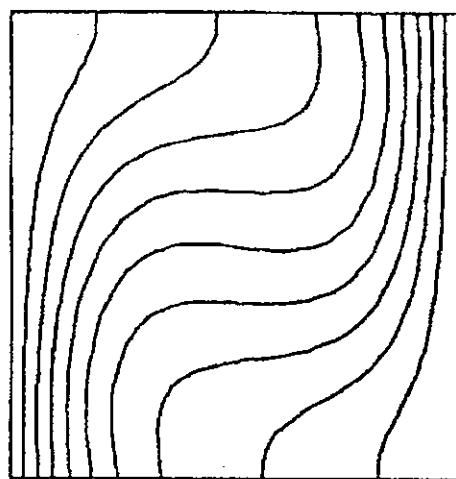


(1次風上)

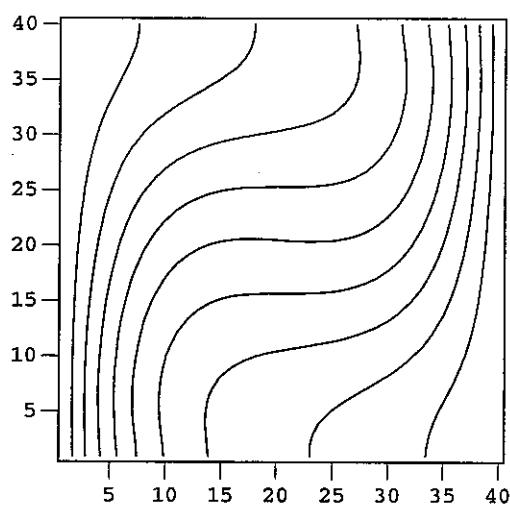


(中心差分)

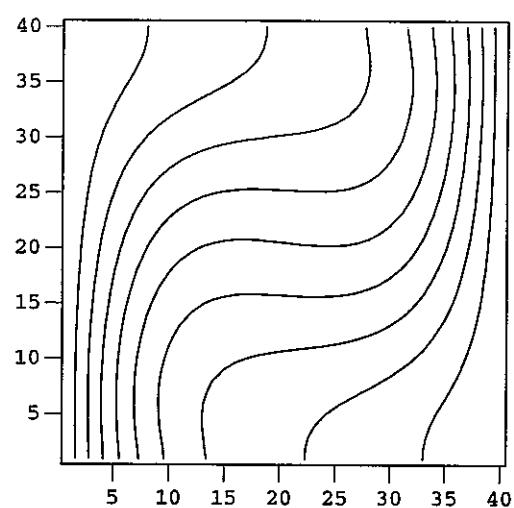
図 3.2-6 溫度コンター ($\text{Ra} \text{ 数}=1\times 10^3$ 、非 Boussinesq 近似、運動量保存平均化)



(Ref. (16))

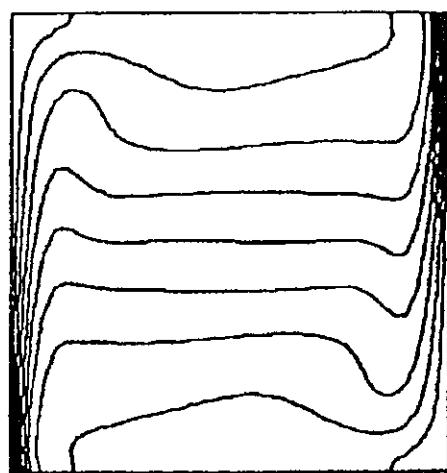


(1次風上)



(中心差分)

図 3.2-7 溫度コンター (Ra 数= 1×10^4 、非 Boussinesq 近似、運動量保存平均化)



(Ref. (16))

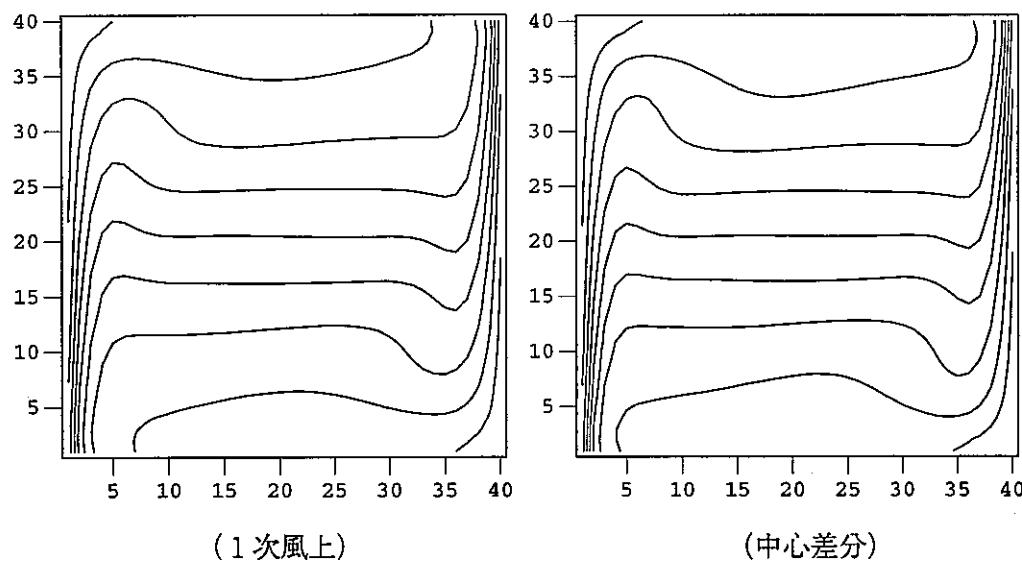


図 3.2-8 溫度コンター ($\text{Ra} \text{ 数}=1\times 10^6$ 、非 Boussinesq 近似、運動量保存平均化)

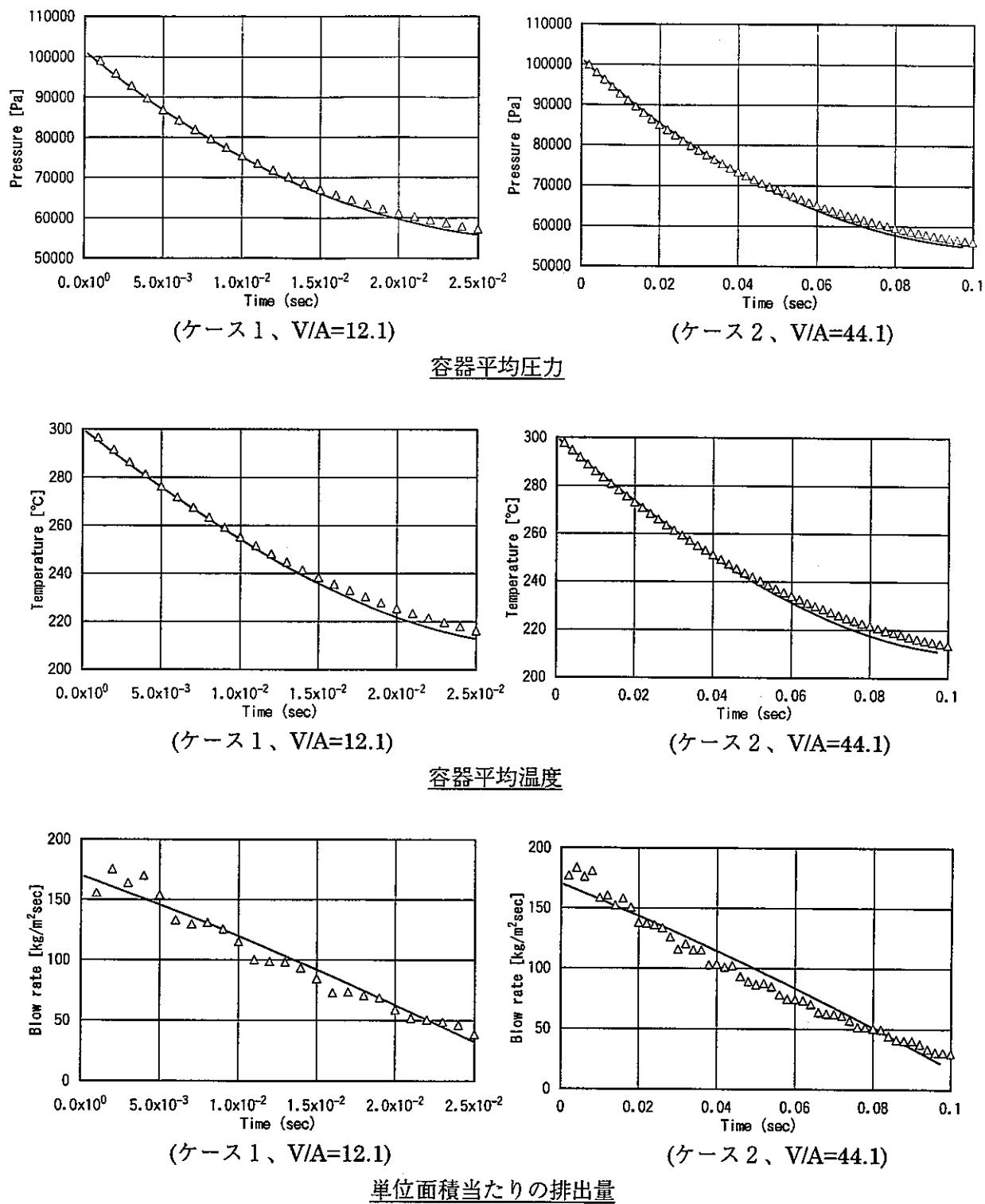


図 3.3-1 解析結果と理論解との比較 (ケース 1, 2 : 記号が解析結果)

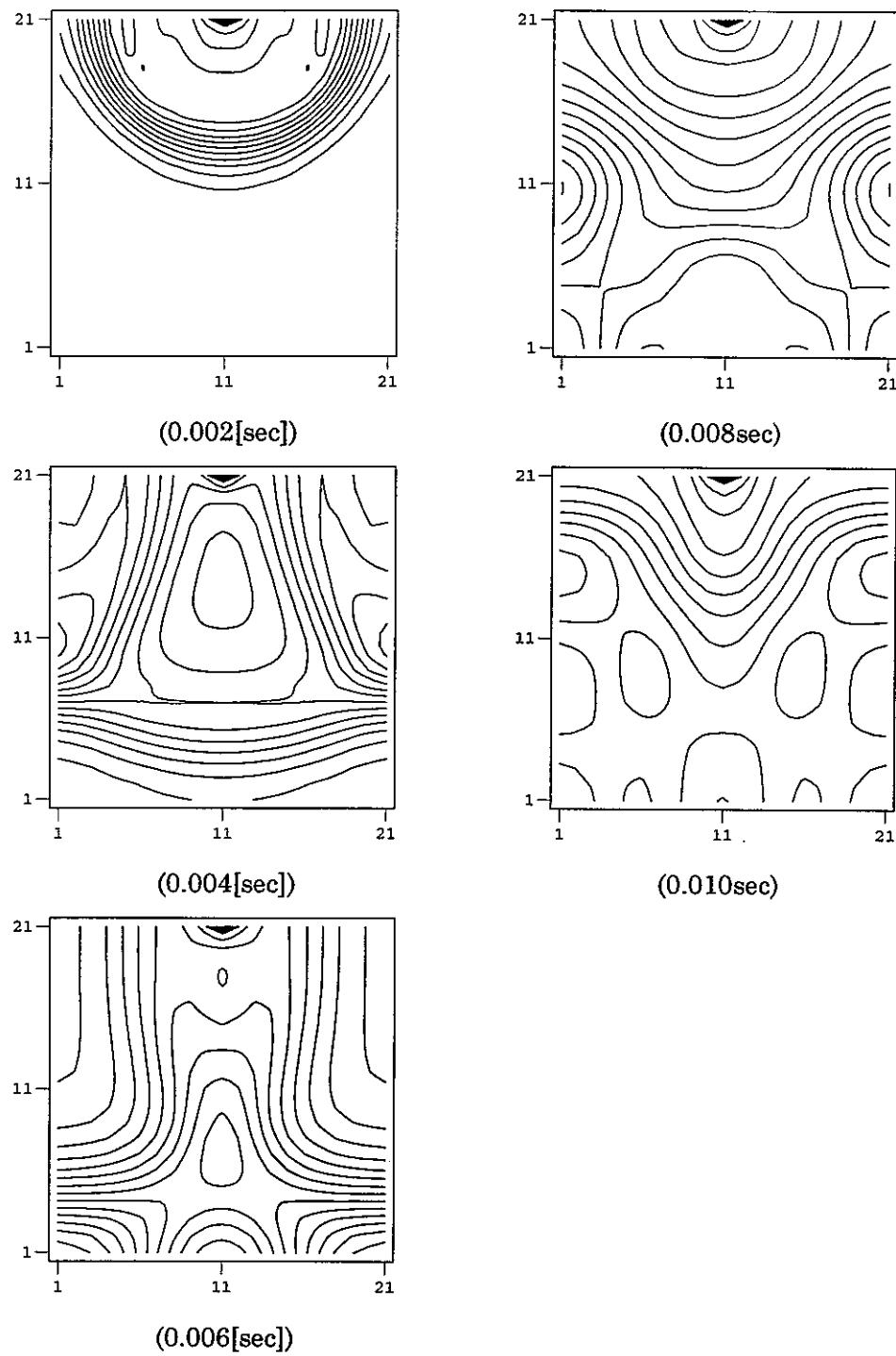


図 3.3-2 プロー直後の圧力変動 (ケース 2、 $\Delta p=500[\text{Pa}]$)

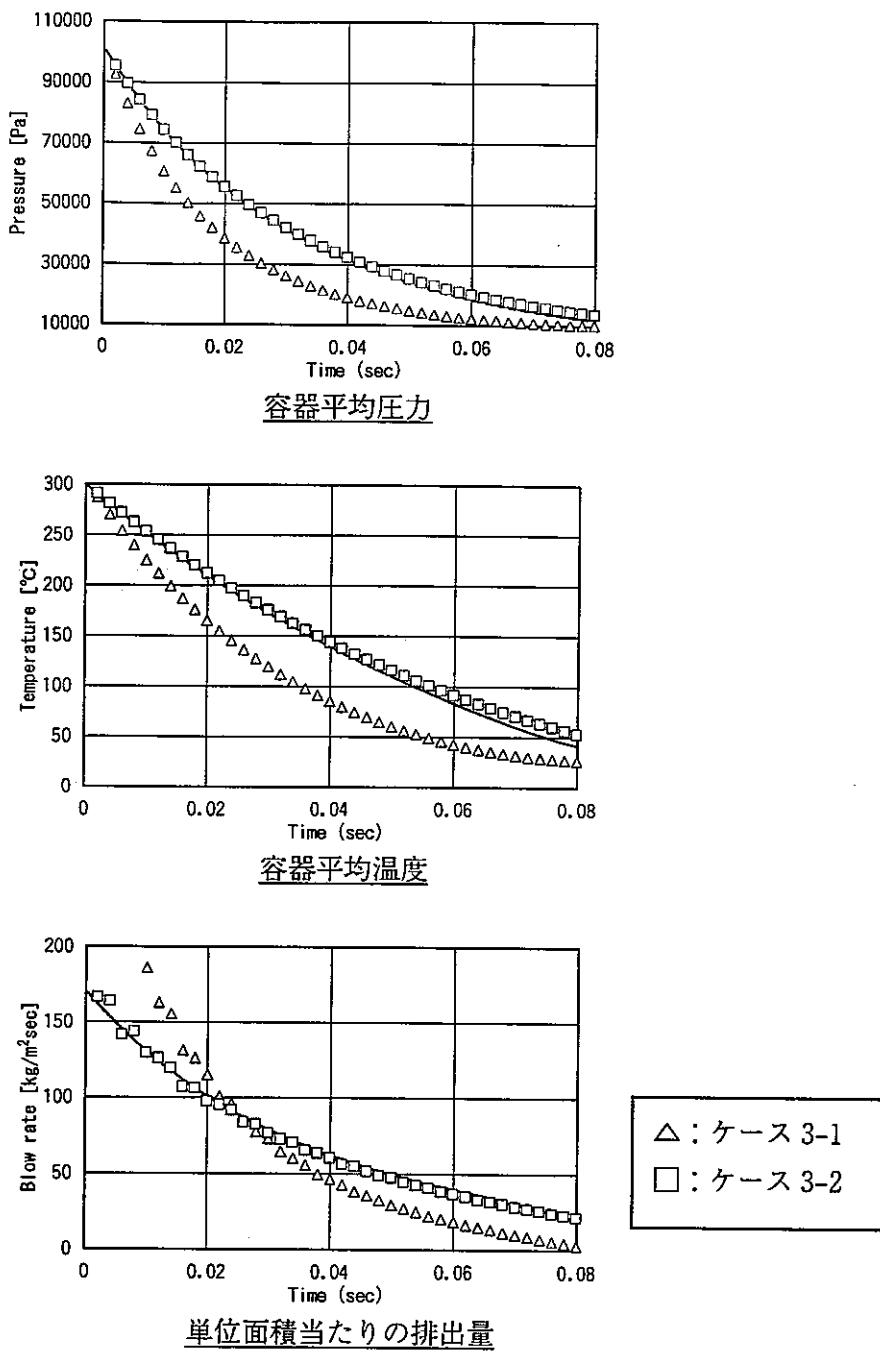


図 3.3-3 解析結果と理論解との比較 (ケース 3-1,2 : 記号が解析結果)

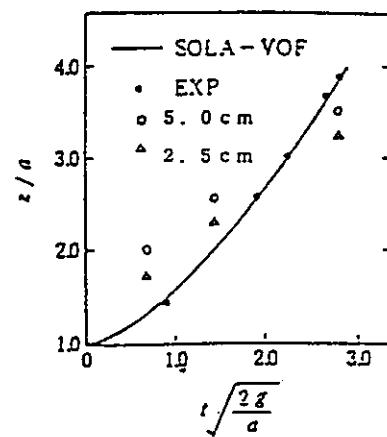
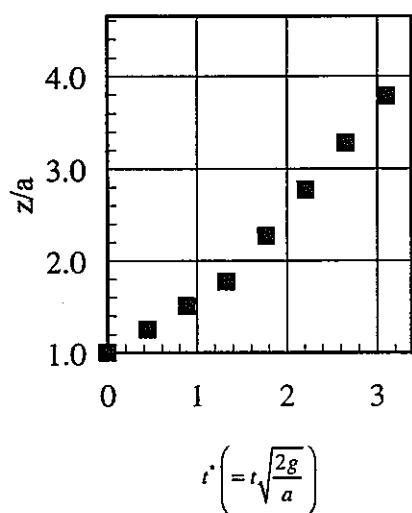


図 3.4-1 水先端位置

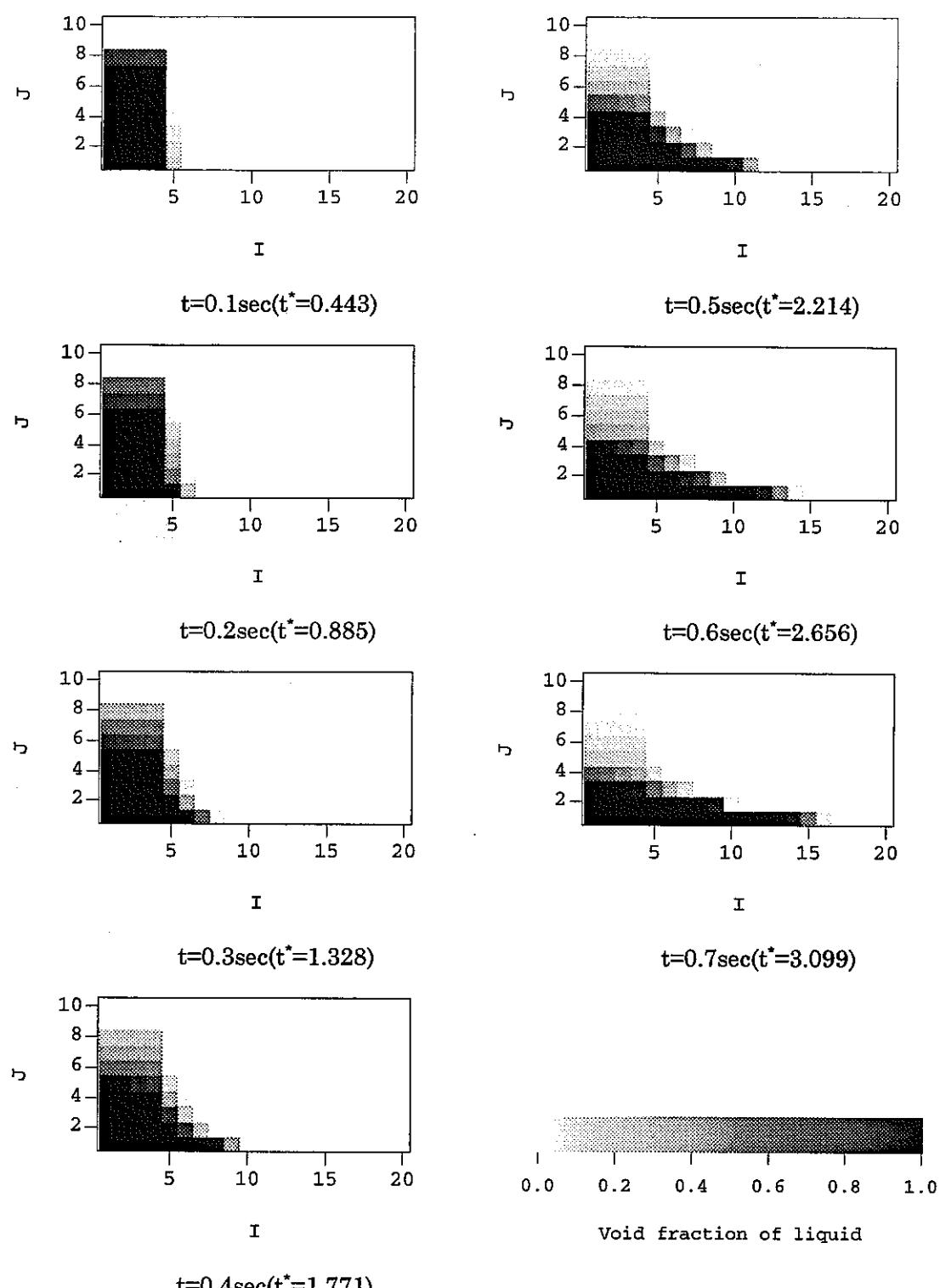


図 3.4-2 各時刻に於ける液相ボイド率分布

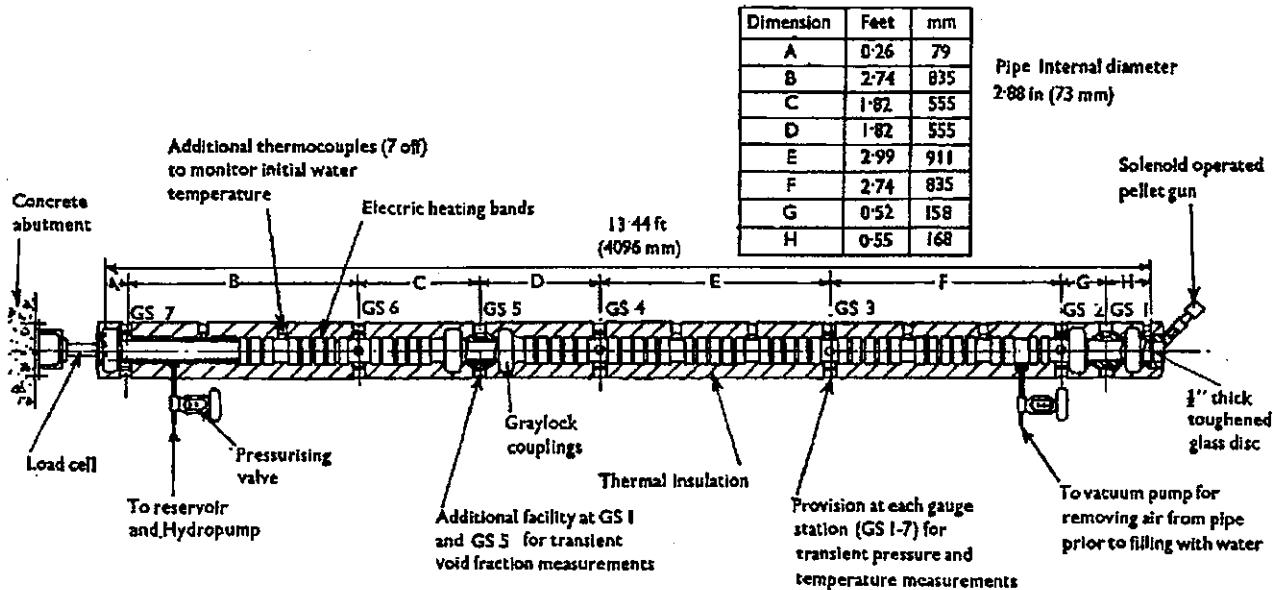


図 3.5-1 Edwards pipe blow down 実験体系

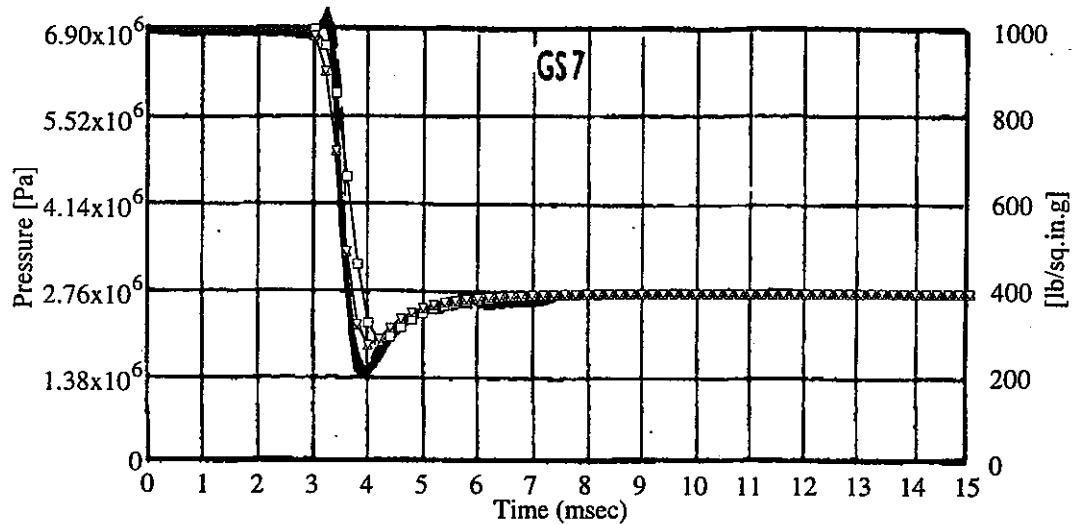
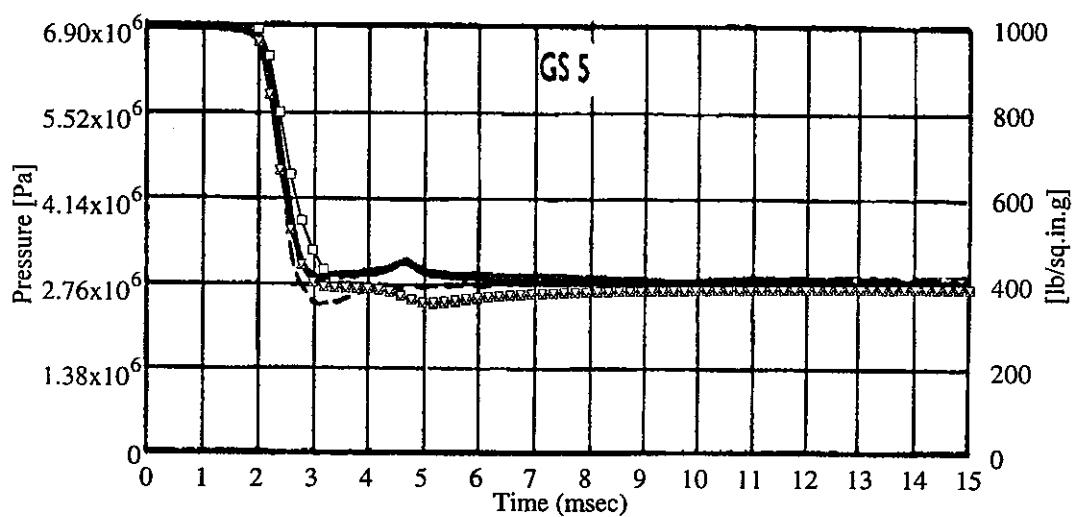
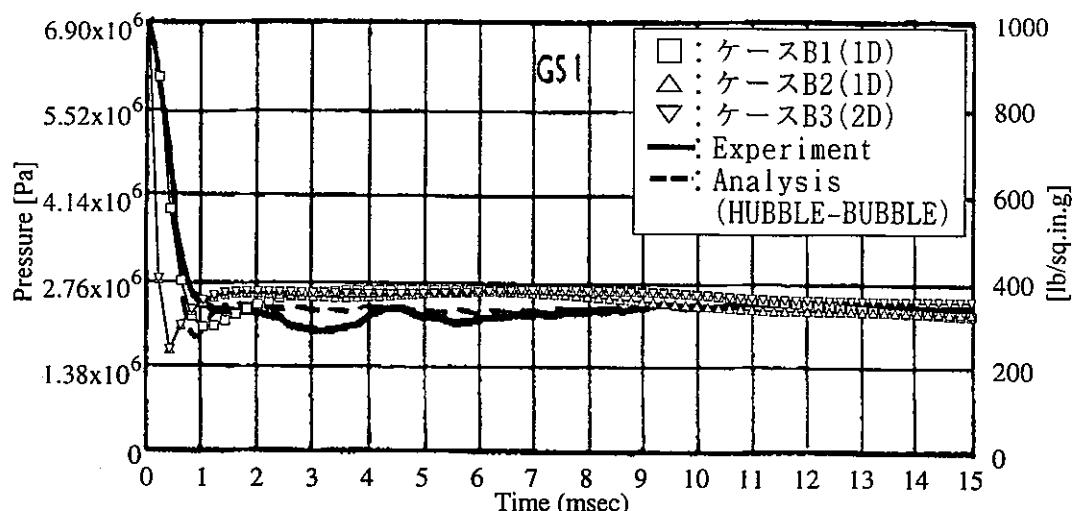


図3.5-2 各位置での圧力時刻歴変化(パラメータ: 出口体系)

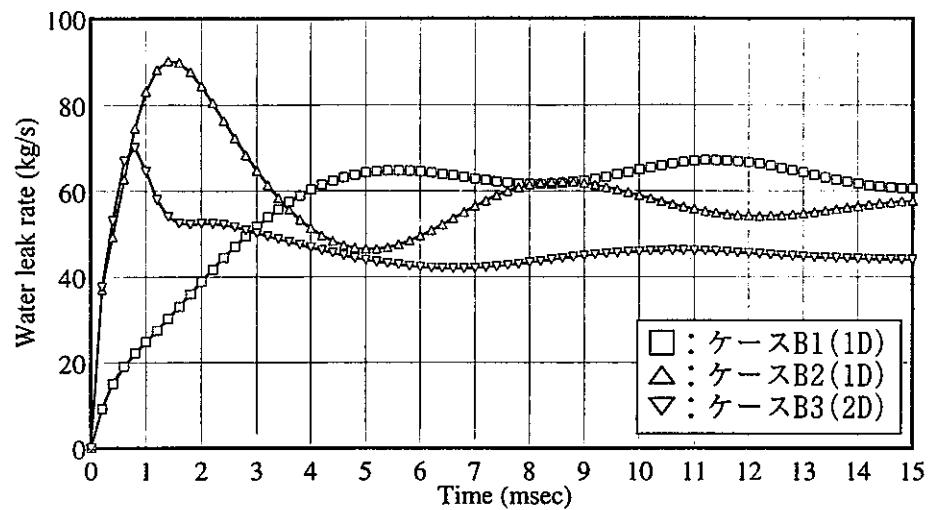


図3.5-3 水リーク率解析結果(パラメータ:出口体系)

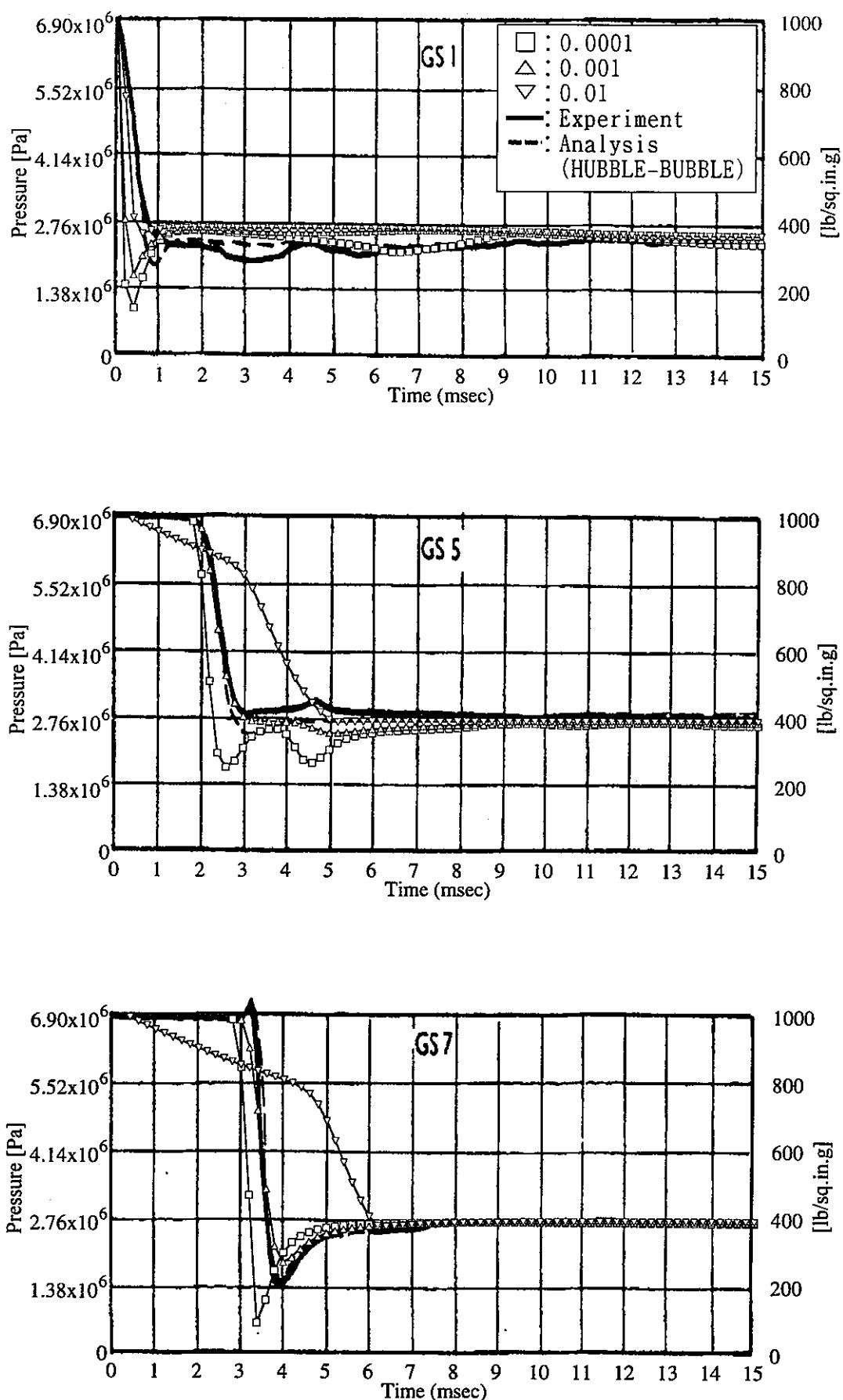


図3.5-4 各位置での圧力時刻歴変化(パラメータ: 初期気相ボイド率)

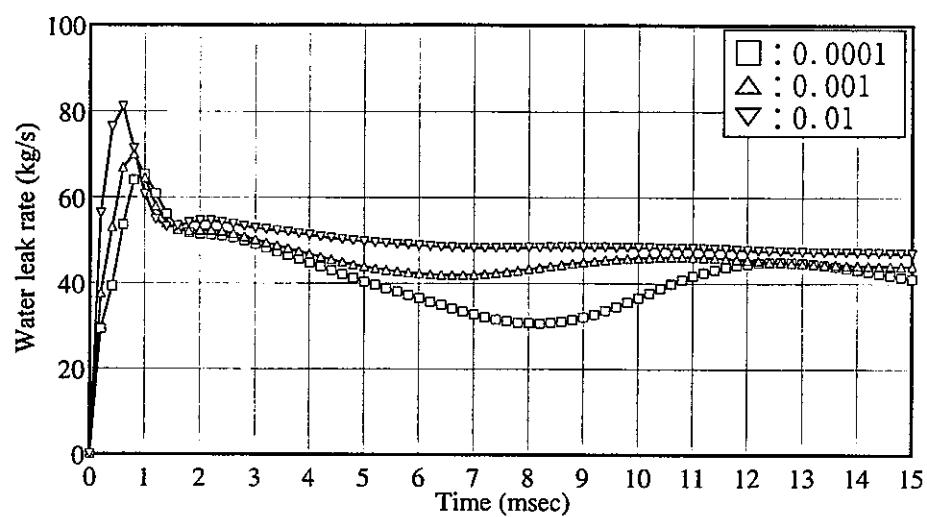


図3.5-5 水リーク率解析結果(パラメータ: 初期気相ボイド率)

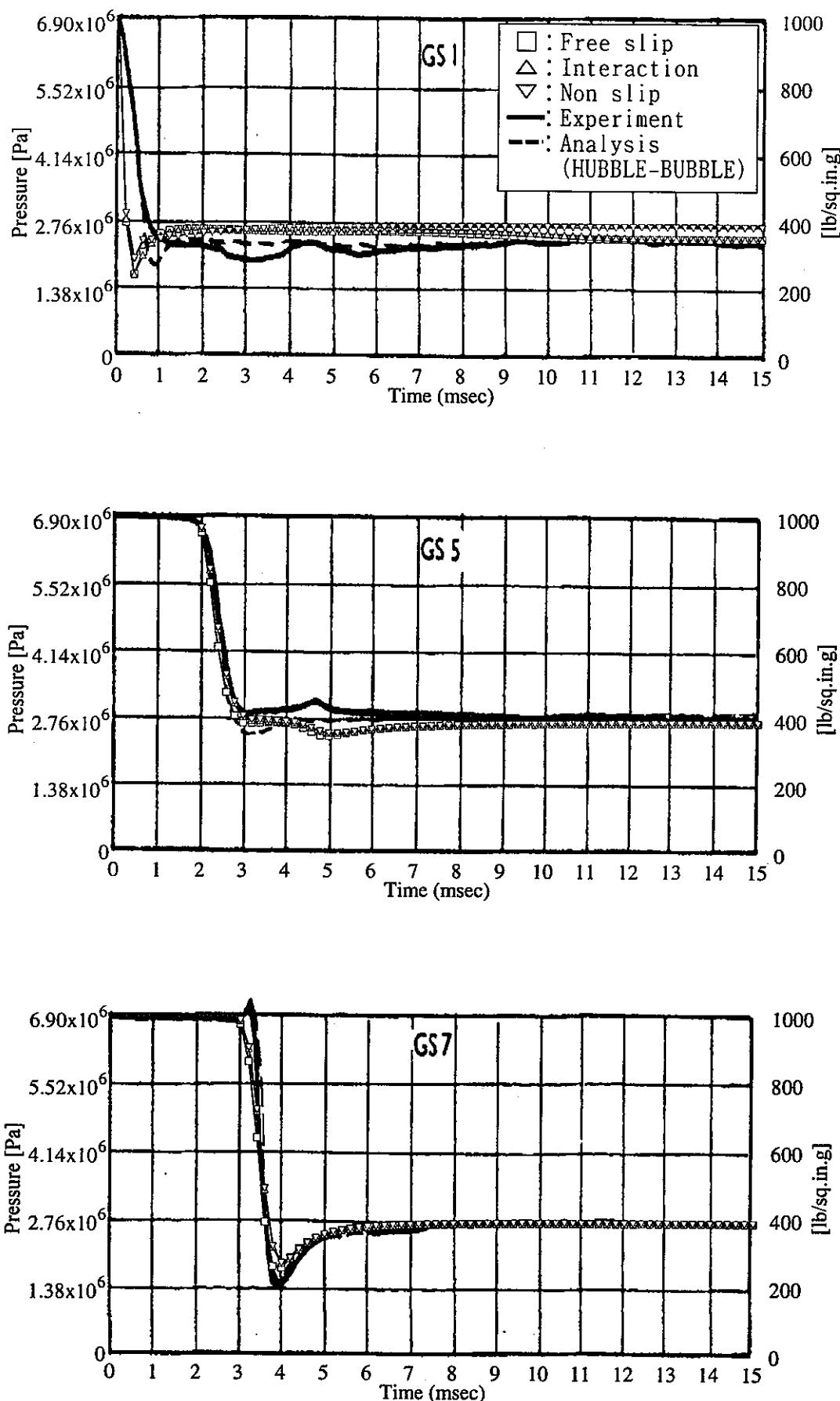


図3.5-6 各位置での圧力時刻歴変化(パラメータ: 相間摩擦)

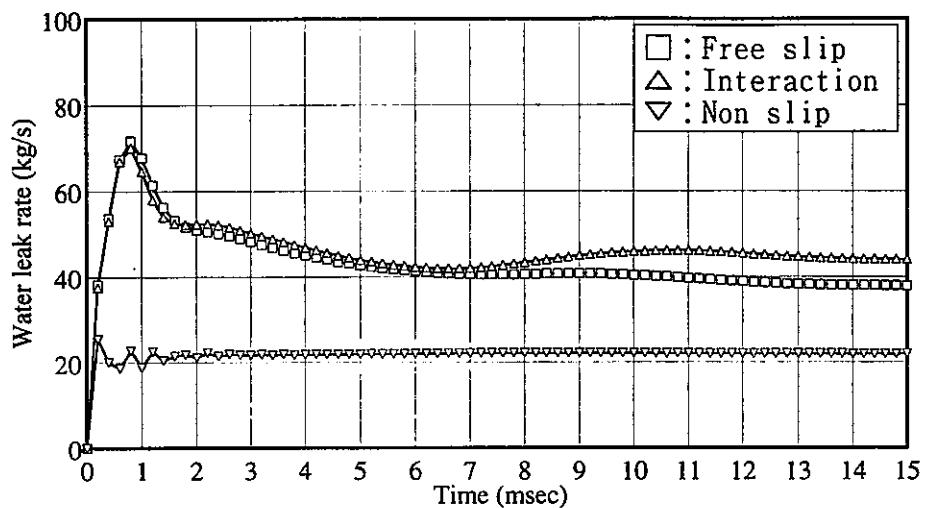
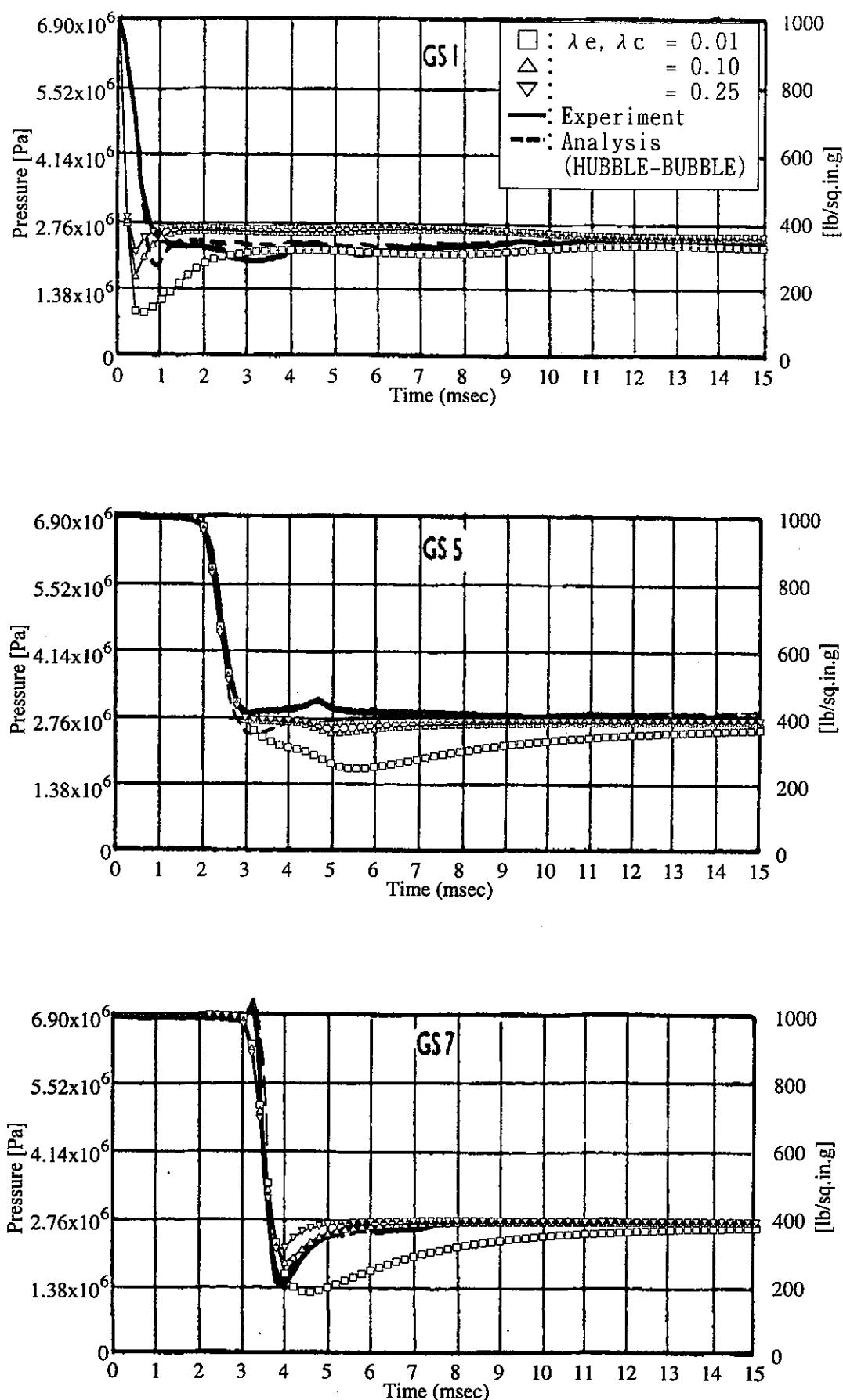


図3.5-7 水リーク率解析結果(パラメータ: 相間摩擦)

図3.5-8 各位置での圧力時刻歴変化(パラメータ: 蒸発・凝縮係数[λ_e, λ_c])

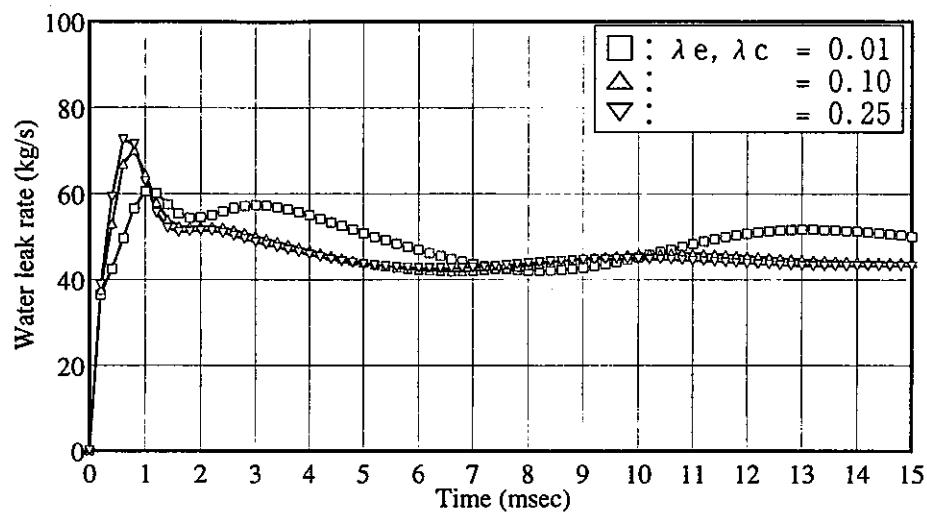
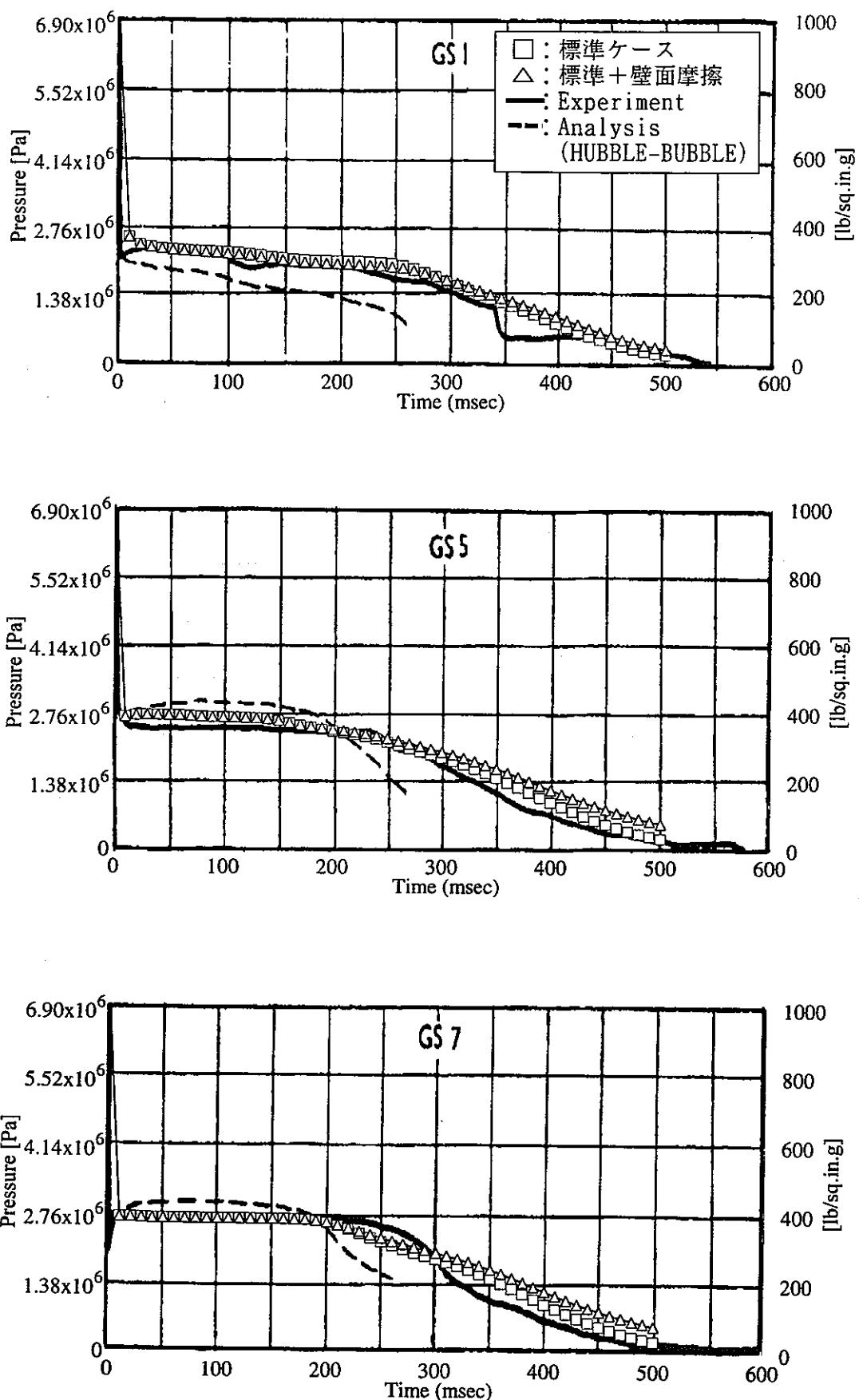
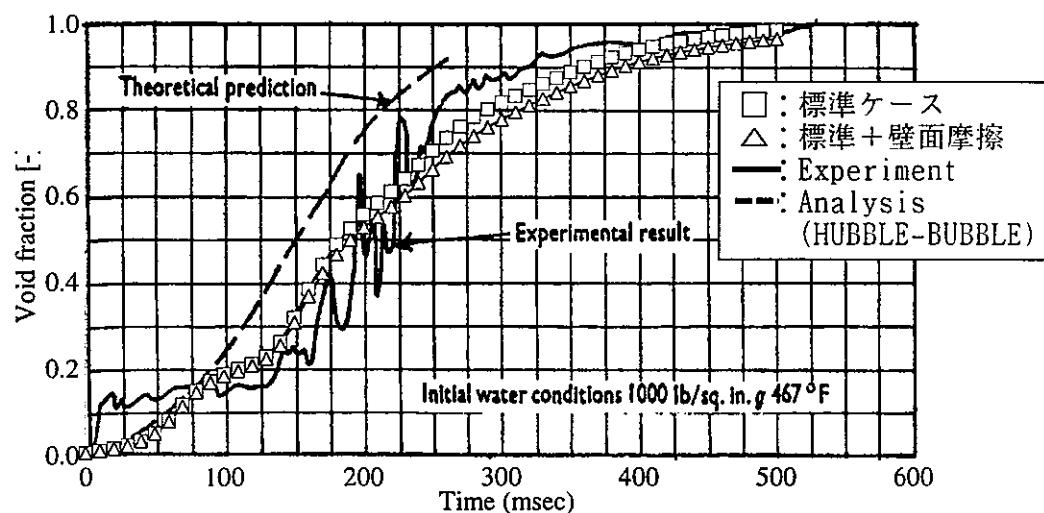


図3.5-9 水リーク率解析結果(パラメータ: 蒸発・凝縮係数[λ_e, λ_c])

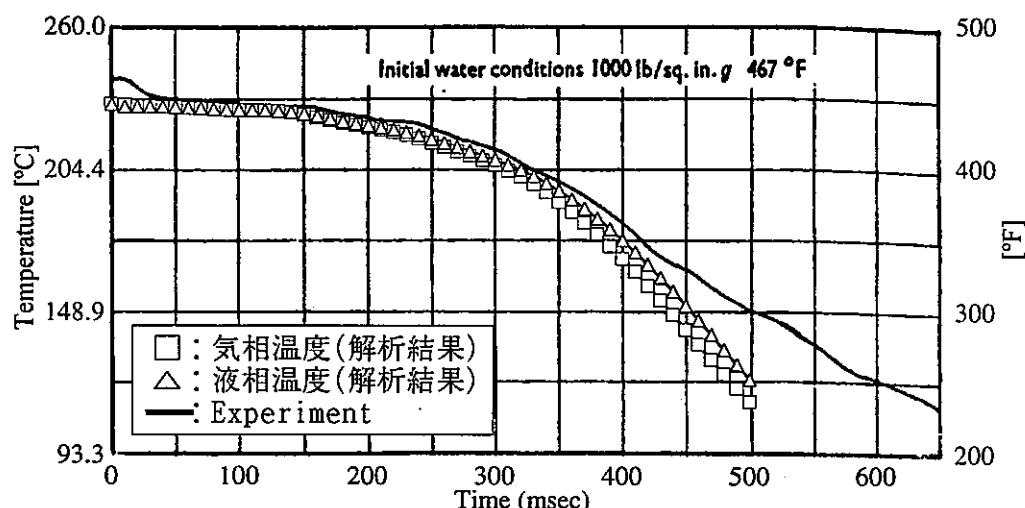


各位置での圧力時刻歴変化

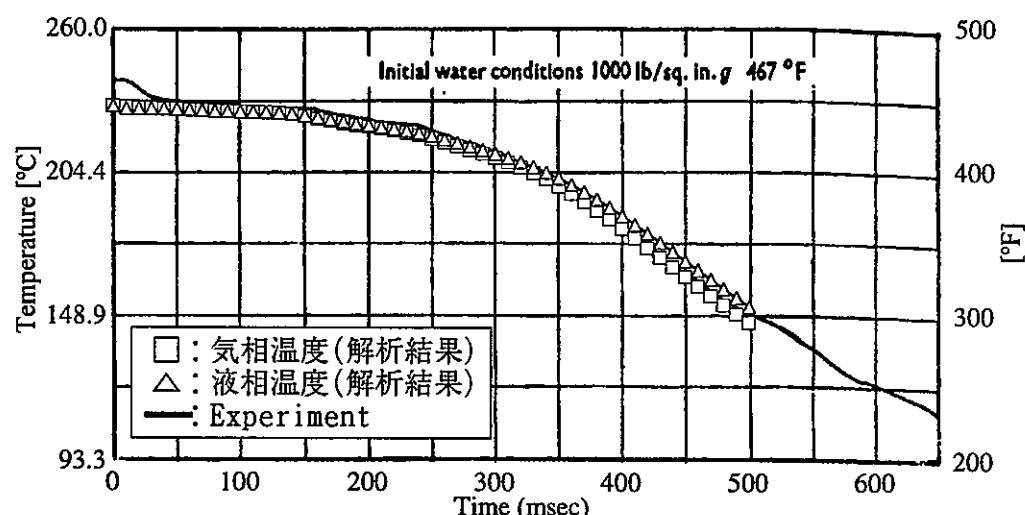
図3.5-10 解析結果と実験結果との比較 (~500msec, パラメータ: 壁面摩擦) (1/2)



GS5に於ける気相ボイド率時刻歴変化

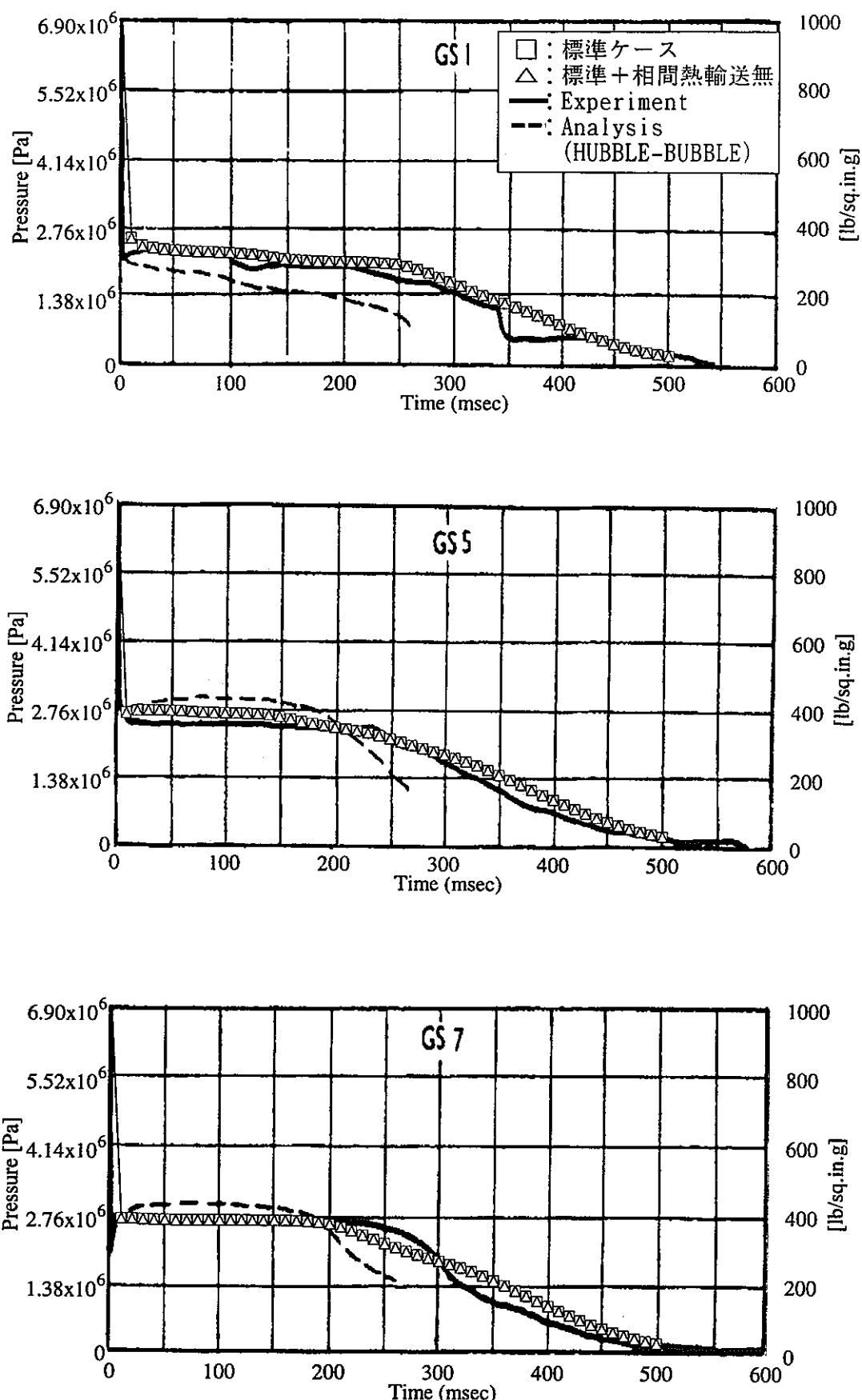


GS5に於ける温度時刻歴変化（標準ケース）



GS5に於ける温度時刻歴変化（標準+管内摩擦）

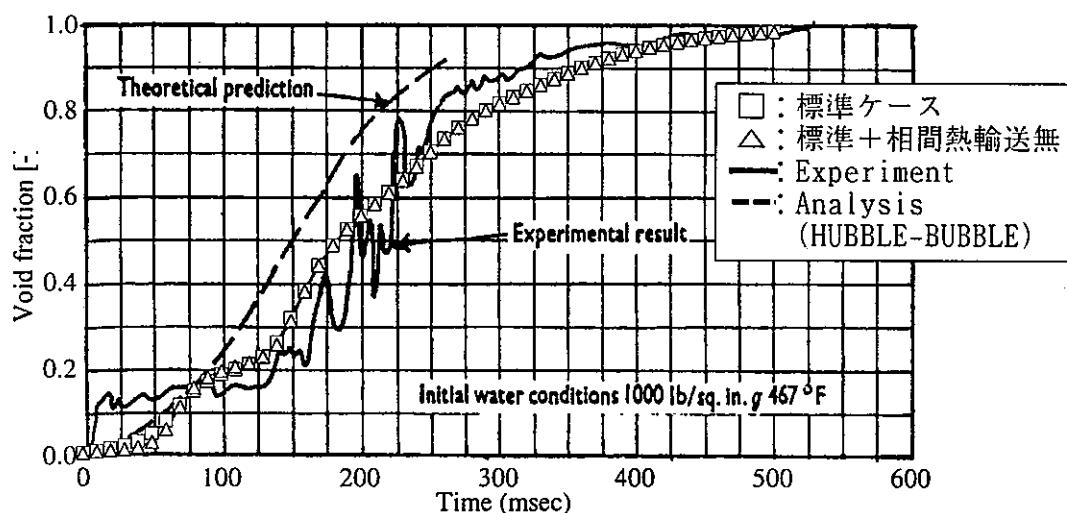
図3.5-10 解析結果と実験結果との比較 (~500msec, パラメータ：壁面摩擦) (2/2)



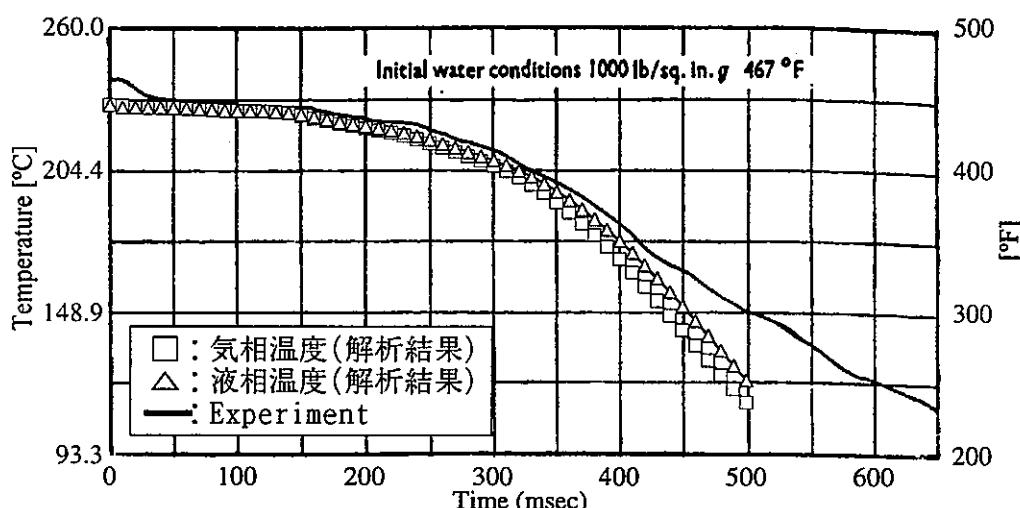
各位置での圧力時刻歴変化

図3.5-11 解析結果と実験結果との比較
(~500 msec, パラメータ: 蒸発凝縮以外の相間熱輸送)

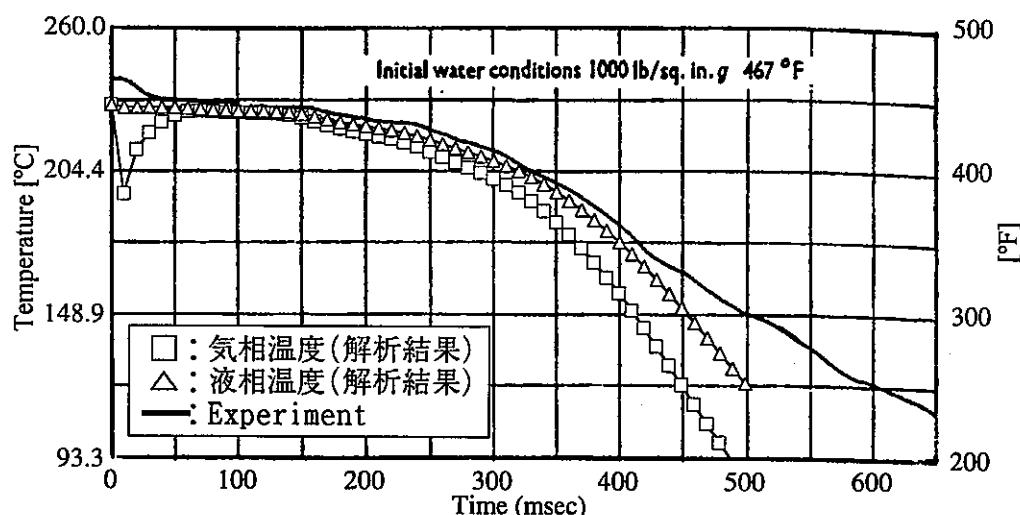
(1/2)



GS5に於ける気相ボイド率時刻歴変化



GS5に於ける温度時刻歴変化（標準ケース）

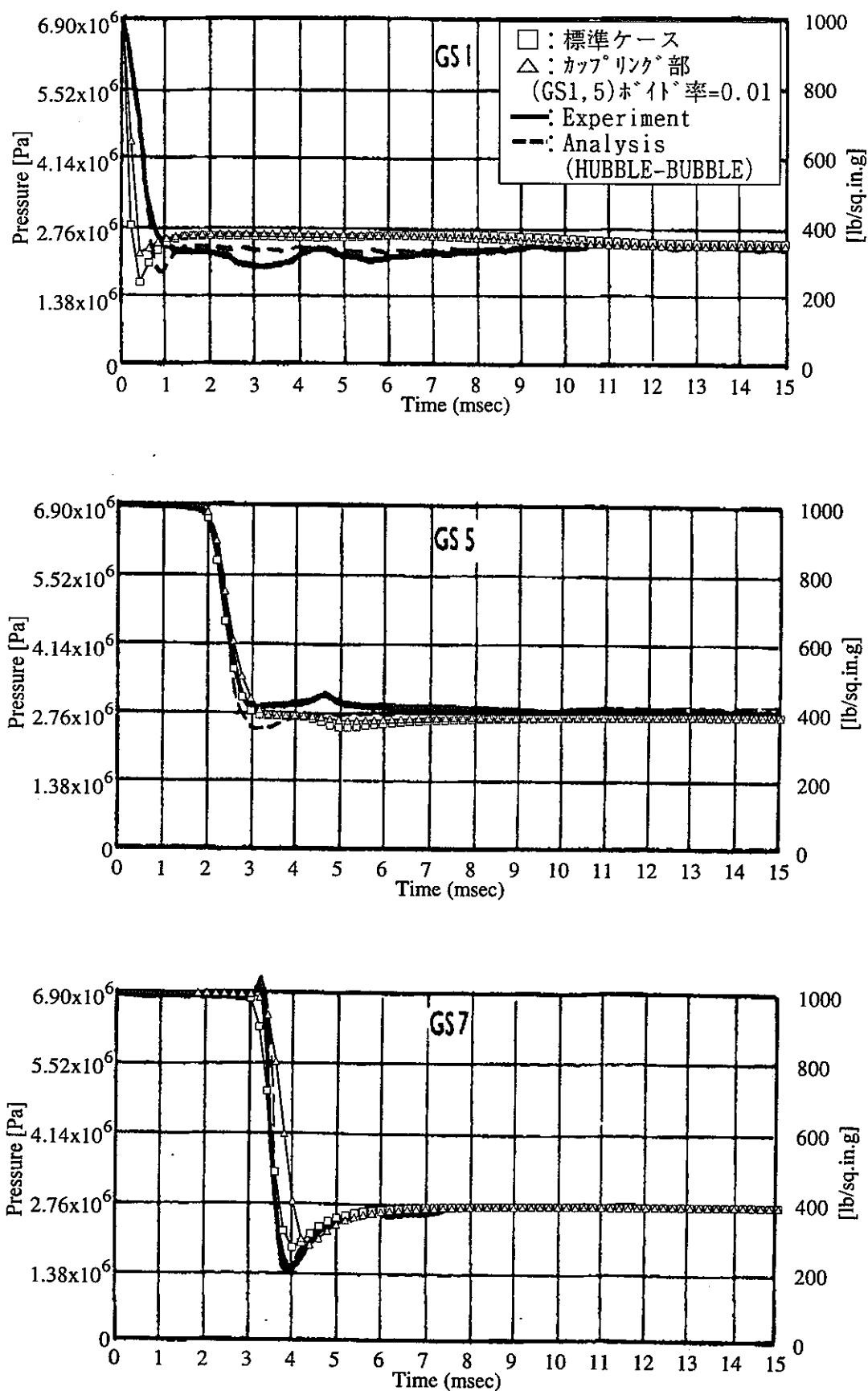


GS5に於ける温度時刻歴変化（標準+相間熱輸送無）

図3.5-11 解析結果と実験結果との比較

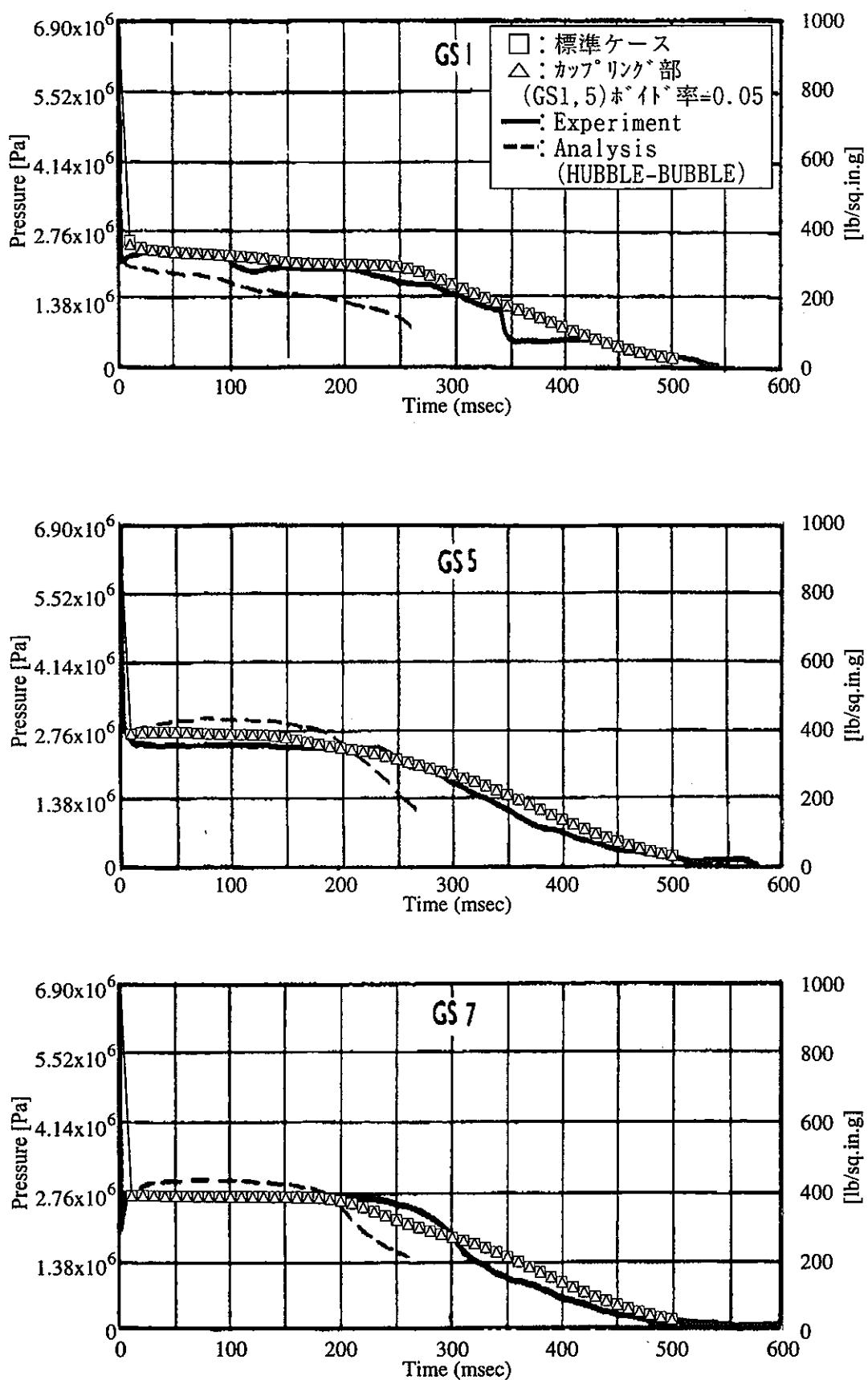
(2/2)

(~500msec, パラメータ：蒸発凝縮以外の相間熱輸送)



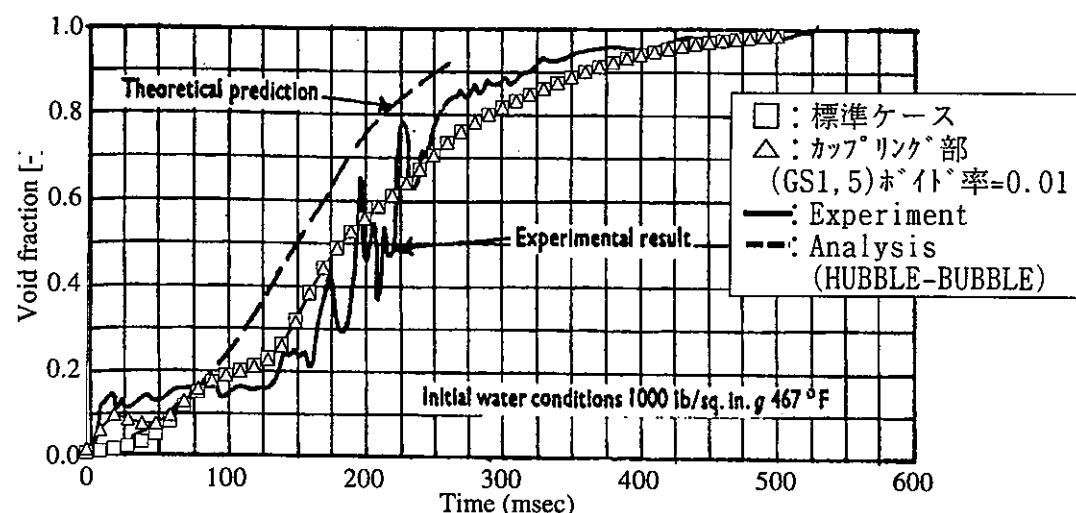
各位置での圧力時刻歴変化（プローブ初期）

図3.5-12 解析結果と実験結果との比較 (~500msec, パラメータ: カップリンク部ボイド率) (1/3)

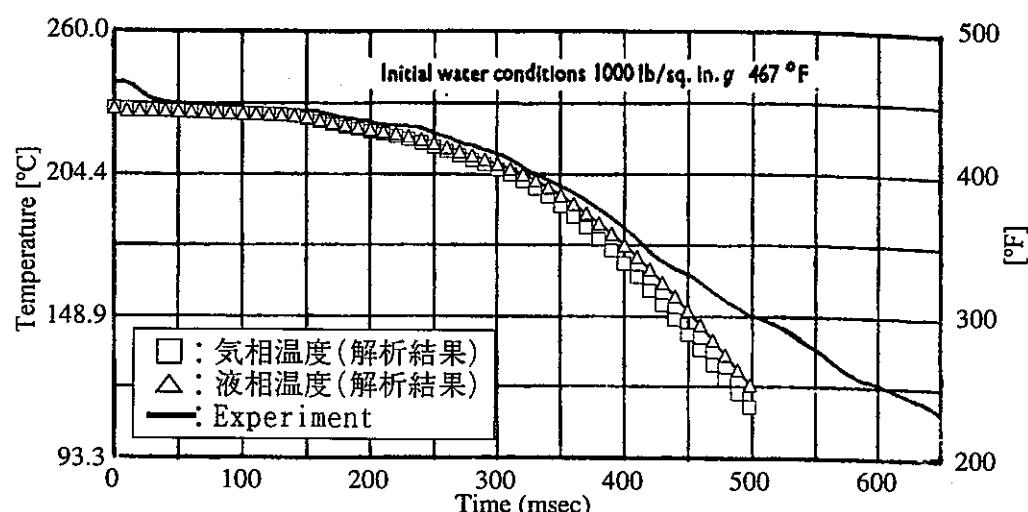


各位置での圧力時刻歴変化

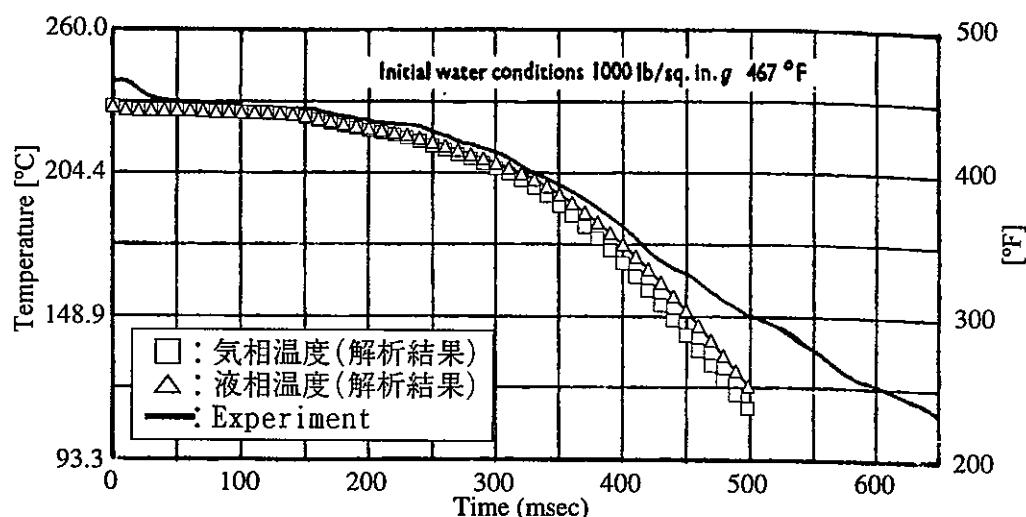
図3.5-12 解析結果と実験結果との比較 (~500msec, パラメータ：カップリング部ポイド率) (2/3)



GS5に於ける気相ボイド率時刻歴変化



GS5に於ける温度時刻歴変化（標準ケース）



GS5に於ける温度時刻歴変化（カップリング部ボイド率=0.05）

図3.5-12 解析結果と実験結果との比較 (~500msec, パラメータ：カップリング部ボイド率) (3/3)

4. おわりに

ナトリウム冷却炉蒸気発生器内で、ナトリウム冷却水が漏えいした際に発生するナトリウム-水反応を伴った多成分・多相伝熱流動現象の把握、及び周囲伝熱管の健全性評価を化学反応の機構論的モデル化を含め数値解析的に検討するツールの開発を目的として、以下に示す多相流解析手法の検討を実施した。

第2章では、既存の多成分・多相流解析コードの知見を整理し本目的に適した以下のモデルを選定した。

| | | |
|-------|---|--|
| 流体モデル | : | 多流体モデル |
| 圧力モデル | : | 一圧力モデル |
| 数値解法 | : | HSMAC (<u>H</u> ighly <u>S</u> implified <u>M</u> arker <u>A</u> nd <u>C</u> ell) 法 |

また、選定したモデルを用い化学反応の無い比較的単純な系での2次元二相流解析手法を構築した。

第3章では第2章で構築した解析手法を用い、以下に示す検証解析を実施することで開発した手法の妥当性を評価した。

- 2次元正方 cavity 流れ（単相での流動検証及び二相での収束性の検討）
- 2次元正方 cavity 内自然対流（単相での伝熱・流動検証）
- 圧力容器からの空気放出（単相での圧縮性検証）
- ダム崩壊（二相での流動検証）
- Edwards pipe blow down（二相での総合検証）

上記検証解析を行った結果、いずれの解析結果に於いても対象とした事象をよく再現しており、上記モデルを用いた手法が多成分・多相流解析の適用に問題ないことを確認した。

今後、上記モデルに化学反応モデルを含めた数値解析手法の開発を実施すると共に、計算速度の向上、多相流数値解析に必要な構成方程式のモデル化を実施する予定である。

謝 辞

本研究を行うにあたり、東京工業大学原子炉工学研究所 二ノ方 壽 教授、並びに九州大学大学院工学研究科 守田 幸路 助教授に多相流数値解析に関する適切な御助言を頂いた。また、株式会社富士総合研究所 計算科学技術研究センター 松原 聖様はじめセンター員の方々に多相流に関する文献収集について御助力を頂いた。ここに謹んで謝意を表す。

参考文献

- 1) B.D.Nichols, et al., "Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries.", Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-8355, 1980.
- 2) 功刀資彰 "自由界面を含む多相流の直接数値解析法", 日本機会学会論文集 B 編, 63, 609, p.1576-1584, 1997
- 3) Yabe,T., Shock Waves, 1, p.187, 1991
- 4) Osher,S. and Sethian, J.A., J. Comput. Phys., 79, p.12, 1988
- 5) Lopez de Bertodano, et al., "Phase Distribution in Bubbly Flow in Vertical Ducts.", Int. J. Multiphase Flow, 20-5, p.805, 1994
- 6) Amsden, A.A. and Harlow, F.H., "The SMAC Method - A Numerical Technique for Calculating; Incompressible Fluid Flows", LA-4370, 1970
- 7) Hirt, C.W. et al., "SOLA - A Numerical Solution Algorithm for Transient Fluid Flows", LA-5852, 1975
- 8) Francis H. Harlow and Anthony A. Amsden, "Numerical Calculation of Multiphase Fluid Flow", J. of Comput. Phys., 17, p.19-52, 1975
- 9) 松本洋一郎, 村井祐一, "自由表面を有する容器内の気泡プルームの数値解析", 日本機会学会論文集 B 編, 61, 588, p.2818-2825, 1995
- 10) H.Ninokata and T.Okano, "SABENA: An Advanced subchannel code for sodium boiling analysis", Proc. 3rd Int. Mtg. on Reactor Thermal Hydraulics, 16.K, Newport, Oct 1985
- 11) ERPI report, "THERMIT: A Computer Program for Three-Dimensional Thermal-Hydraulic Analysis of Light-Water-Reactor Cores", NP-2032, 1981
- 12) 高田孝, 山口彰, "多次元ナトリウム燃焼解析コードAQUSA-SFの開発と検証", サイクル機構報告書, JNC TN9400 2000-065, 2000
- 13) Liles, D., et al., "TRAC-PF1/MOD1: An Advanced Best-Estimate Computer Program for Pressurized Water Reactor Analysis", NUREG/CR-3858, LA-10157-MS, 1986
- 14) Hirt, C.W. and Harlow, F.H., J. Comput. Phys., 2, p.114, 1967
- 15) 日本原子力学会 "原子炉における熱流動数値解析技術の高度化", 1990
- 16) Gde Vahl Davis, "Natural convection of Air in a square cavity:a bench mark numerical solution", Int. J. for Numerical Methods in Fluids, vol.3 p249-264, 1983
- 17) 保原充, 大宮司久明他, "数値流体力学 基礎と応用", 東京大学出版会, 1992

- 18) R.Byron Bird et al, "Transport Phenomena", Wiley Internal Edition, p480-481, 1960
- 19) 日本原子力学会 “原子炉における熱流動数値解析技術の高度化(II)”, 1991
- 20) A.R.Edwards and T.P.O'Brien "Studies of phenomena connected with the depressurization of water reactors", J. Brit. Nucl. Energy Soc., Vol.9, 1970
- 21) 例えば, R.W.Garner, "Comparative Analyses of Standard Problem-Standard Problem 1", Interim Report I-212-74-5.1, ANC, Oct 1973
- 22) 高橋 亮一, 富山 明男 ”二相流の数値解法に関する一考察”, 日本原子力学会誌 Vol.26, No.11, 1984