

JAERI-Data/Code  
95-016



水蒸気爆発解析コードJASMINEの開発

1995年11月

森山清史・山野憲洋・丸山 結・工藤 保  
永野勝尋\*・荒木和博\*・杉本 純

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

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。

入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒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 Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1995

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷機

水蒸気爆発解析コードJ A S M I N Eの開発

日本原子力研究所東海研究所原子炉安全工学部

森山 清史・山野 憲洋・丸山 結・工藤 保  
永野 勝尋\*・荒木 和博\*・杉本 純

(1995年10月2日受理)

原子炉のシビアアクシデント時に格納容器の健全性を脅かす可能性を持つと考えられている水蒸気爆発現象の全過程のシミュレーションを目的とした解析コードJ A S M I N E (JAeri Simulator for Multiphase I Nteraction and Explosion) を開発している。粗混合過程に関するモデルは(株)富士総合研究所が開発した混相流解析コードM I S T R A Lを基に、多相間の相互作用を表す構成式および流動様式モデル等を粗混合解析のために変更したものである。数値解法はM I S T R A Lコードのものを継承しており、半陰解法を用いている。また、安定性と収束性の向上のために行列解法としてB C G S T A B法を採用し、急峻な変化をもつ相分布も精度よく評価するためにT V Dスキームを採用している。試算として、固体粒子と水の混合についてのGilbertsonらの非加熱体系での実験、Angeliniらの加熱粒子を用いた実験(M A G I C O)の条件で解析を行い、実験結果および他の解析コードとの比較を行った。

Development of Steam Explosion Simulation Code JASMINE

Kiyofumi MORIYAMA, Norihiro YAMANO, Yu MARUYAMA, Tamotsu KUDO  
Katsuhiro NAGANO\*, Kazuhiro ARAKI\* and Jun SUGIMOTO

Department of Reactor Safety Research  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 2, 1995)

A steam explosion is considered as a phenomenon which possibly threatens the integrity of the containment vessel of a nuclear power plant in a severe accident condition. A numerical calculation code JASMINE (JAeri Simulator for Multiphase INteraction and Explosion) purposed to simulate the whole process of steam explosions has been developed. The premixing model is based on a multiphase flow simulation code MISTRAL by Fuji Research Institute Co. In JASMINE code, the constitutive equations and the flow regime map are modified for the simulation of premixing related phenomena. The numerical solution method of the original code is succeeded, i.e. the basic equations are discretized semi-implicitly, BCGSTAB method is used for the matrix solver to improve the stability and convergence, also TVD scheme is applied to capture a steep phase distribution accurately. Test calculations have been performed for the conditions correspond to the experiments by Gilbertson et al. and Angelini et al. in which mixing of solid particles and water were observed in iso-thermal condition and with boiling, respectively.

Keywords: Severe Accident, Steam Explosion, Premixing, Simulation Code, ALPHA, JASMINE, TVD Scheme

---

\* Fuji Research Institute Corporation

## 目 次

1.	はじめに .....	1
2.	JASMIN Eコード粗混合過程モデル .....	5
2.1	概 要 .....	5
2.2	水蒸気爆発粗混合過程の基礎式 .....	6
2.2.1	質量保存式 .....	6
2.2.2	運動量保存式 .....	6
2.2.3	エネルギー保存式 .....	8
2.2.4	界面積濃度輸送方程式 .....	9
2.2.5	補 足 .....	9
2.3	構成方程式 .....	11
2.3.1	流動様式 .....	11
2.3.2	界面積濃度 .....	11
2.3.3	界面摩擦 .....	13
2.3.4	仮想質量 .....	14
2.3.5	相変化速度 .....	14
2.3.6	界面熱伝達 .....	14
2.4	溶融物相のブレイクアップモデル .....	18
2.5	数値解法の概要 .....	19
3.	解析例 .....	20
3.1	Gilbertsonらの等温体系での実験 .....	20
3.1.1	解析体系および解析条件 .....	20
3.1.2	解析結果および検討 .....	20
3.2	加熱粒子を用いたMAG I C O実験 .....	24
3.2.1	解析体系および解析条件 .....	24
3.2.2	解析結果および検討 .....	24
4.	まとめ .....	47
	参考文献 .....	48

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Premixing Model in JASMINE Code .....	5
2.1 Outline .....	5
2.2 Fundamental Equations for Premixing of Steam Explosions .....	6
2.2.1 Mass Conservation .....	6
2.2.2 Momentum Conservation .....	6
2.2.3 Energy Conservation .....	8
2.2.4 Interface Area Concentration Conservation .....	9
2.2.5 Supplements .....	9
2.3 Constitutive Equations .....	11
2.3.1 Flow Regime .....	11
2.3.2 Interface Area Concentration .....	11
2.3.3 Interface Friction .....	13
2.3.4 Virtual Mass .....	14
2.3.5 Phase Change Rate .....	14
2.3.6 Heat Transfer .....	14
2.4 Breakup Model .....	18
2.5 Outline of the Numerical Solution .....	19
3. Example Calculations .....	20
3.1 Iso-thermal Experiment by Gilbertson et al. ....	20
3.1.1 System and Conditions .....	20
3.1.2 Results and Discussions .....	20
3.2 MAGICO Experiments with Hot Particles .....	24
3.2.1 System and Conditions .....	24
3.2.2 Results and Discussions .....	24
4. Summary .....	47
References .....	48

## 主な記号

$A_k$	単位体積あたりの $k$ 相の界面積
$d_k$	$k$ 相の平均粒径
$e_k$	$k$ 相の内部エネルギー
$g_x$	重力加速度の $x$ 成分
$H$	ヘビサイド関数
$h$	熱伝達率, エンタルピー
$h_{fg}$	蒸発潜熱
$K_{ki}$	$k$ 相への $i$ 相による摩擦係数
$M_{ik,x}$	$k$ 相にはたらく仮想質量項の $x$ 成分
$p$	圧力
$Re$	レイノルズ数
$Q_k$	$k$ 相への単位体積あたりの伝熱量
$Q_{ik}$	$i$ 相から $k$ 相への単位体積あたりの伝熱量
$T$	温度
$u=(u, v, w)$	速度
$We$	ウェーバー数
$x=(r, \theta, z)$	座標系

## ギリシャ文字

$\alpha$	水蒸気系のボイド率
$\alpha_k$	$k$ 相の体積率
$\gamma_v$	セル内で流体が占める体積率
$\gamma_x$	セル境界で流体が占める面積率
$\Gamma$	単位体積あたりの相変化率
$\Gamma_A$	界面積の発生項
$\zeta$	流動様式内挿関数
$\lambda$	熱伝導率
$\mu$	粘性係数
$\xi$	座標系の指定 ( $\xi=0, 1$ でデカルト座標, 円筒座標)
$\rho$	密度
$\sigma$	表面張力
$\tau$	応力テンソル
$\phi_{ik}$	$i$ 相と $k$ 相の相互作用に対する第 3 相の影響係数

## 添字

$l$	冷却材液体
$g$	冷却材蒸気
$m$	溶融物
$s$	飽和界面
$sat$	飽和
$r, \theta, z$	座標系

# 1. はじめに

軽水炉のシビアアクシデント時に格納容器の健全性を脅かす可能性をもつと考えられている現象の一つに水蒸気爆発がある。水蒸気爆発は、高温の溶融燃料が冷却材と混合するときに、急速な伝熱、蒸発、溶融物の細粒化とともに衝撃波を生じる現象である。軽水炉で炉心溶融が生じた後、溶融炉心が下部プレナムに溜まった冷却水中に落下する場合、あるいは、下部プレナムに溜まった溶融炉心が圧力容器を溶融貫通してキャビティに溜まった冷却水中に落下する場合などに水蒸気爆発を生じる可能性がある。したがって、いかなる条件で水蒸気爆発が発生し、あるいは抑制されるか、また、発生した場合に構造物等に対してどの程度の影響を及ぼすかということは、原子炉のシビアアクシデント時における安全性を評価する上で重要な問題のひとつである。

水蒸気爆発についての研究は WASH-1400[1] で圧力容器内での水蒸気爆発によるミサイルが格納容器破損の主要な要因 ( $\alpha$ モード破損) として認識されてから特に精力的に行われてきた。1970年代から数十 kg 程度の溶融物を用いた大規模な実験や、メカニスティックなモデルについての研究が行われ、その中で Board らの熱的デトネーションモデル [2] は現在に至るまで蒸気爆発の現象を理解する上で基本的な枠組みを与えている。すなわち、水蒸気爆発現象が以下の 4 つの素過程から成るということが、現在、この分野の研究者間での一般的な認識となっている。 [3]

- 膜沸騰の蒸気膜により溶融燃料と冷却材が隔てられた状態で両者が混合する粗混合段階 (図 1.1(1))
- 内的なあるいは外部からの擾乱による膜沸騰の不安定化によるトリガリング段階 (図 1.1(2))
- 急速な伝熱、水蒸気発生、溶融燃料の細粒化にともない衝撃波を生じ、そのような相互作用領域が粗混合領域内を伝播する伝播段階 (図 1.1(3))
- 相互作用の結果生じた高圧領域の膨張により機械的エネルギーが放出される膨張段階 (図 1.1(4))

以上のうち粗混合段階は 1 秒から規模によっては数秒という比較的長い時間スケールの現象であるのに対し、トリガリング以降の伝播・膨張段階はミリ秒という非常に高速な現象である。

原子炉の安全性に関連した水蒸気爆発研究では、 $\alpha$ モード破損の可能性を評価することに多くの努力が行われてきた。単純なエネルギーバランスを考えれば  $\alpha$ モード破損は蒸気爆発による機械的エネルギー発生に直接寄与する溶融物の割合に左右される。蒸気爆発による機械的エネルギー発生に寄与するためには伝播段階の非常に短い時間スケールでの伝熱・蒸発に関与する必要がある。粗混合段階の条件として、溶融物が適度な表面積をもつだけ分散していること、微粒化と伝熱に必要な時間溶融物と冷却水とを密着させておくことができる適当な拘束などが必要となる。大規模な溶融物と冷却水の混合が起こっても、多量の水蒸気発生によって粗混合領域内で冷却水の欠乏が生じたり、溶融物と冷却水との効果的な混合が妨げられたりすれば、溶融物の大部分は蒸気



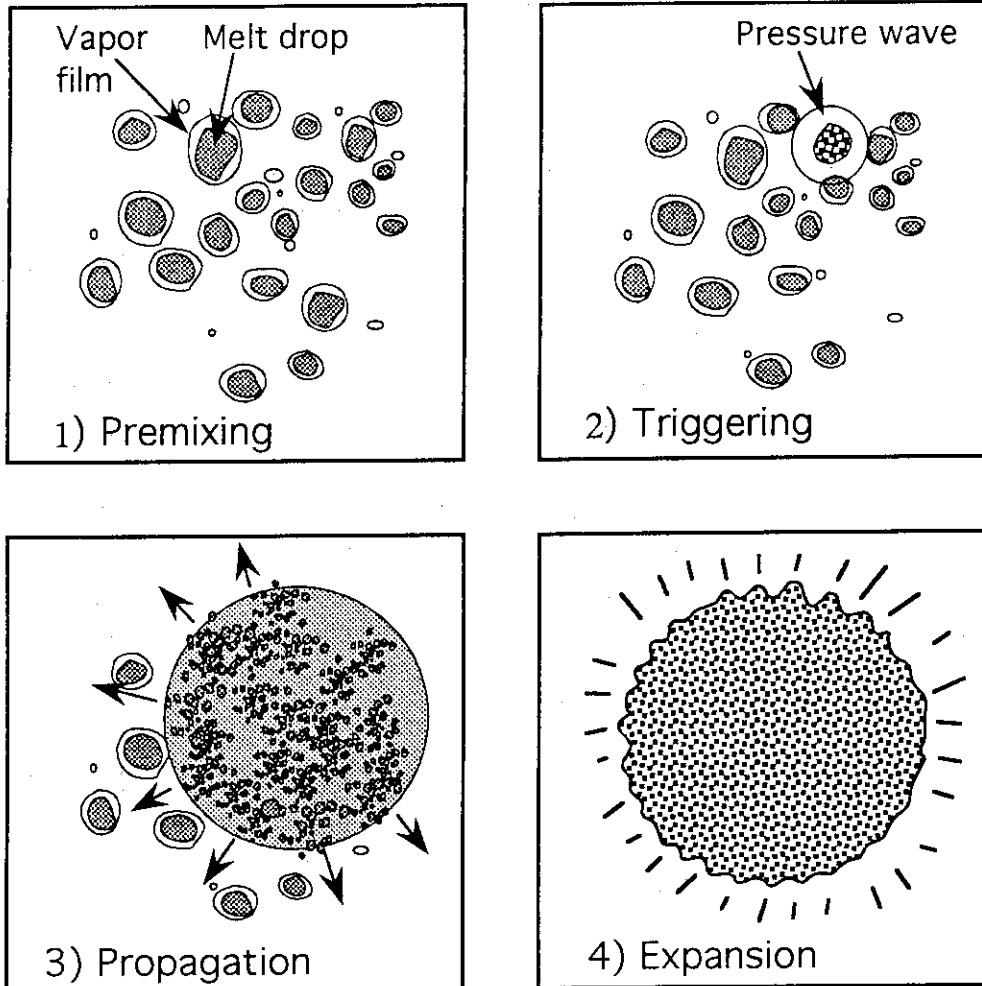


図1.1 水蒸気爆発における4段階の素過程

爆発によるエネルギー発生に関与することなく冷却されて大規模な機械的エネルギー発生は妨げられるであろう。

このように粗混合段階の現象をあきらかにすることは水蒸気爆発の影響評価に直接関する重要な意味をもつ。これまでに、加熱された固体粒子や溶融金属を用いた実験が行われ [4][5][6]、粗混合領域内の冷却水欠乏現象も観察された [7]。現在では、压力容器内の条件ではこのような粗混合領域内の冷却水欠乏現象により大規模な蒸気爆発は抑制され、 $\alpha$ モード破損の可能性は WASH-1400 で示された値よりはるかに小さいという考え方が一般的になっている [8]。しかし、実炉規模で水蒸気爆発に寄与する溶融物量の上限についての理論的根拠は十分とはいえず、定量的な予測値は 500kg [9] から 10t [10] まで研究者間で大きなばらつきがある。

冒頭に述べたように、水蒸気爆発は压力容器を溶融貫通した溶融炉心が冷却水の堆積した原子炉炉キャビティに落下する場合や、BWR Mark-II でペDESTALに堆積した溶融炉心がコンクリート床を侵食してサプレッションプールに落下する場合にも起こり得る。このような場合には多量の冷却水が存在する可能性がある。アクシデントマネジメント策としてキャビティが意図的に冷却水で満たされている場合などがそうである。このような压力容器外での水蒸気爆発の影響を評価するためにも、やはり水蒸気爆発において高速な伝熱と蒸気発生に寄与する溶融物の割合を評価することが必要であり、粗混合段階の現象を定量的に評価することは重要な問題である。

これまでに粗混合段階に着目した実験的、理論的研究は各国の研究機関で行われている [11]。溶融物ジェットの冷却水中での分散・混合を調べる実験は JRC イスプラ研究所 (イタリア) [12]、サンディア国立研究所 (米国) [13]、アルゴンヌ国立研究所 (米国) [14]、カールスルーエ研究センター (ドイツ) [15] および動力炉核燃料開発事業団 [16] で行われている。また、MAGICO [6]、BILLEAU [17]、MIXA [5] などの実験では、固体粒子や予め滴状に分散させた溶融物を用いて粗混合段階のシミュレーションコードの検証データを提供している。粗混合段階のシミュレーションコードとしては、CHYMES [4, 18]、IFCI [19]、IVA3 [20, 21]、MC3D [22]、PM-ALPHA [7, 6]、TEXAS [23, 24]、THERMAL-1 [25]、SIMMER-III [26]、CHAMP/VE [27] などが開発されている。これらのコードの概要を表 1.1 に示す。

原研ではシビアアクシデント時の格納容器の健全性を脅かす現象について明らかにし、アクシデントマネジメント策の有効性を評価するために 1990 年から ALPHA (Assessment of Loads and Performance of Containment in a Hypothetical Accident) 計画を実施しており、この中で溶融炉心冷却材相互作用についての実験を行ってきた [28]。溶融物落水蒸気爆発実験では模擬溶融炉心としてテルミット溶融物を用い、これを水槽中に落下させる実験を 20 ケース以上行って溶融物の質量、冷却水温度、雰囲気圧力、また、溶融物を格子状の分散板を用いて強制的に分散させ、粗混合状態を変化させた場合の影響などを調べた [29]。さらに、最近高周波誘導加熱装置を用いてステンレス等の金属を溶融し、ジェット状で水中に落下させて粗混合状態を観察する実験を開始している。

ALPHA 計画における実験的研究に加えて、1994 年から水蒸気爆発解析コード JASMINE (JAERI Simulator for Multiphase Interaction and Explosion) の開発を始めた。JASMINE コードの目標は蒸気爆発の全過程の解析を可能にし、実験による知見を実炉規模の大規模な体系の評価に生かす工学的な解析ツールとして開発することである。現在第 1 段階として粗混合過程のモデルを開発している。各機関で行われている粗混合実験の公開データの他、ALPHA 計画の溶融ステンレスを用いた新シリーズの実験データを用いて検証を進めることとしている。

JASMINE コードの粗混合モデルは (株) 富士総合研究所が開発した多次元混相流解析コード MISTRAL をベースに、粗混合過程を解析するために必要な構成式等の導入を行ったものである [30]。本報では、JASMINE の概要および、Gilbertson ら [31, 4] の水中における室温の固体粒子

表 1. 1 各研究機関で開発されている粗混合解析コード

Code	Organization	Dimension	Field	Breakup model	Formulation
TEXAS-III[23,24]	Univ.Wisc.	1	3	RT	E+L
PM-ALPHA[6,7]	UCSB	2	3	None	E
CHYMES[4,18]	AEA	2	3	RT	E
MC-3D[22]	CEA	3	3	RT	E
IVA-3[20,21]	FZK	3	3	RT	E
IFCI[19]	SNL	2	3	RT	E <sup>1</sup>
THIRMAL-1[25]	ANL	2	3	KH, BLS	E+L
SIMMER-III[26]	PNC	2	3	RT	E
CHAMP/VE[27]	Univ.Tikyo	3	4	?	E <sup>2</sup>

RT: Rayleigh-Taylor instability  
 KH: Kelvin-Helmholtz instability  
 BLS: Boundary layer stripping  
 E: Eulerian, L: Lagrangian

ジェットの実験、加熱粒子を水中に投入したMAGICO実験[7]の条件を用いた計算例を報告する。

## 2. JASMINE コード粗混合過程モデル

### 2.1 概要

本章では、JASMINE コードのベースである MISTRAL コードの解析モデルと、粗混合過程解析のために JASMINE コードにおいて付加・改良した物理モデルの概要について述べる。MISTRAL コードでは、3次元のデカルトもしくは円筒座標系での計算を可能とする。また、他の多くのコードと同様に、水・蒸気・溶融物の3成分を考え、それぞれについて別個の速度場を与える3相3速度場モデルを採用している。なお、溶融物を液相と固相に分ける、あるいは非凝縮ガスを加えるなど、より詳細な解析を行うためには4相あるいは5相にする必要が生じる可能性もあるが、現段階では最少限必要な3相モデルを採用している。

表 1.1 に示した既存の解析コードにおいて、基礎式を記述する座標系については、水・蒸気を Euler 系で考えるということは全てのコードで共通しているが、溶融物を Euler 系と Lagrange 系のいずれで考えるかはコードによって異なっている。TEXAS や THIRMAL-1 などでは溶融物を Lagrange 系で記述しているが、これらは主にジェットの状態での冷却水の二相流中に進入する溶融物相のモデリングを意図したコードであり、他の二相と溶融物の密度が極端に異なること、数値拡散などの Euler 系の弊害を回避することなどを考慮しているものと考えられる。しかし、Lagrange 系の記述では溶融物を連続相として扱いにくいなどの問題もある。JASMINE では、将来的に溶融物が堆積している（連続体として）ところに冷却水が注入されるような系も扱うことを考慮して、溶融物相も Euler 系で記述する方法を選択した。Euler 系で常に生じる問題点として、変数の空間分布に鋭いギャップが生じる衝撃波や相界面のシミュレーションにおいて、空間分布が数値拡散によって厳密解より鈍ることがある。MISTRAL コードでは、対流項の差分スキームのオプションとして TVD スキームを導入することにより、この問題に対処している。

さらに、粗混合過程のシミュレーションでは溶融物相が他の二相に比較して極端に高温であり、系全体の中で熱源としてはたらく。そして、その表面で生じる膜沸騰による伝熱量の評価が系全体の挙動を大きく左右する。したがって溶融物相の表面積を支配する形態に関する情報、すなわち液滴径や分裂・合体などを物理に基づいてモデル化する必要がある。このため、溶融物の表面積濃度（計算領域単位体積あたりに含まれる表面積）についての輸送方程式を解き、そのソース項を液滴の分裂モデルで与えるという方法を用いた。

液滴分裂のメカニズムとしては、Rayleigh-Talor 不安定や Kelvin-Helmholtz 不安定、Boundary Layer Stripping など、流体力学的要因によるメカニズムがいくつか考えられているが、THIRMAL-1 を除くとほとんどのコードでは、Rayleigh-Talor 不安定が支配的であるとしてブレイクアップを扱っている。JASMINE でも Pilch[32] による Rayleigh-Talor 不安定に基づくブレイクアップモデルを取り入れている。しかしながら、これらの Rayleigh-Talor 不安定に基づくブレイクアップモデルは、基本的に液滴のブレイクアップ実験のデータに基づいているため、溶融物ジェットの先端での挙動への適用性については十分保証されているとはいえず、検討を要する。

## 2.2 水蒸気爆発粗混合過程の基礎式

3相3速度場モデルでは、水・蒸気・溶融物の各相に対して質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式をたて、これらを解くことにより、それぞれの相の熱流動を模擬する。ただし、CHYMESでは水と蒸気に飽和を仮定し、エネルギー式は溶融物についてのみ解いている。JASMINEコードの基礎式は基になっているMISTRALコードのものをそのまま継承している。すなわち、各方程式をEuler系で記述しており、扱っている項は一般的なものである。また多相流に特有な各相の相関項として、界面摩擦項や熱伝達項（相変化項）がある。MISTRALと他のコードを比較した場合、構成式以外で異なっている点として、運動量保存式における粘性項、およびエネルギー保存式における熱伝導項がある。他のコードでは、水蒸気爆発粗混合過程で扱うような体系ではこれらの項の影響は小さいとして省略されている場合が多い。

以下に、各保存式を完全な形で示す。

$\xi = 1$ とした場合に円筒座標系を、 $\xi = 0, r = x, \theta = y$ とした場合にデカルト座標系を表す。また、 $\gamma_v, \gamma_r, \gamma_\theta, \gamma_z$ を、それぞれセル内における流体の体積占有率、セル境界面透過率（ $r, \theta, z$ 方向）とし、ポーラスメディア内の流れやセル中に構造物が分布する場合にも対応できる表現を用いている。

### 2.2.1 質量保存式

#### (1) 水

$$\gamma_v \frac{\partial(\alpha_l \rho_l)}{\partial t} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_l \rho_l u_l)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_l \rho_l v_l)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_l \rho_l w_l)}{\partial z} = -\gamma_v \Gamma_{lg} \quad (2.1)$$

#### (2) 蒸気

$$\gamma_v \frac{\partial(\alpha_g \rho_g)}{\partial t} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_g \rho_g u_g)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_g \rho_g v_g)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_g \rho_g w_g)}{\partial z} = \gamma_v \Gamma_{lg} \quad (2.2)$$

#### (3) 溶融物

$$\gamma_v \frac{\partial(\alpha_m \rho_m)}{\partial t} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_m \rho_m u_m)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_m \rho_m v_m)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_m \rho_m w_m)}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

### 2.2.2 運動量保存式

#### (1) 水

- $r$ 成分

$$\begin{aligned} & \gamma_v \alpha_l \rho_l \frac{\partial u_l}{\partial t} + \gamma_r \alpha_l \rho_l u_l \frac{\partial u_l}{\partial r} + \frac{\gamma_\theta \alpha_l \rho_l v_l}{r^\xi} \frac{\partial u_l}{\partial \theta} + \gamma_z \alpha_l \rho_l w_l \frac{\partial u_l}{\partial z} \\ & - \gamma_v \frac{\xi \alpha_l \rho_l v_l^2}{r} \\ & = -\gamma_v \alpha_l \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_l \tau_{l,rr})}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_l \tau_{l,r\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_l \tau_{l,rz})}{\partial z} \\ & - \gamma_v \frac{\xi \alpha_l \tau_{l,\theta\theta}}{r} + \gamma_v \alpha_l \rho_l g_r + \gamma_v K_{lg}(u_g - u_l) + \gamma_v K_{lm}(u_m - u_l) \\ & + \gamma_v M_{ig,r} - \gamma_v \Gamma_g \{H(\Gamma_g)u_l + H(-\Gamma_g)u_g\} + \gamma_v \Gamma_g u_l \end{aligned} \quad (2.4)$$

•  $\theta$ 成分

$$\begin{aligned}
& \gamma_v \alpha_l \rho_l \frac{\partial v_l}{\partial t} + \gamma_r \alpha_l \rho_l u_l \frac{\partial v_l}{\partial r} + \frac{\gamma_\theta \alpha_l \rho_l v_l}{r^\xi} \frac{\partial v_l}{\partial \theta} + \gamma_z \alpha_l \rho_l w_l \frac{\partial v_l}{\partial z} \\
& + \gamma_v \frac{\xi \alpha_l \rho_l u_l v_l}{r} \\
& = -\gamma_v \frac{\alpha_l}{r^\xi} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{r^{2\xi}} \frac{\partial(\gamma_r r^{2\xi} \alpha_l \tau_{l,\theta r})}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_l \tau_{l,\theta\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_l \tau_{l,\theta z})}{\partial z} \\
& + \gamma_v \alpha_l \rho_l g_\theta + \gamma_v K_{lg}(v_g - v_l) + \gamma_v K_{lm}(v_m - v_l) \\
& + \gamma_v M_{ig,\theta} - \gamma_v \Gamma_g \{H(\Gamma_g)v_l + H(-\Gamma_g)v_g\} + \gamma_v \Gamma_g v_l
\end{aligned} \tag{2.5}$$

•  $z$ 成分

$$\begin{aligned}
& \gamma_v \alpha_l \rho_l \frac{\partial w_l}{\partial t} + \gamma_r \alpha_l \rho_l u_l \frac{\partial w_l}{\partial r} + \frac{\gamma_\theta \alpha_l \rho_l v_l}{r^\xi} \frac{\partial w_l}{\partial \theta} + \gamma_z \alpha_l \rho_l w_l \frac{\partial w_l}{\partial z} \\
& = -\gamma_v \alpha_l \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_l \tau_{l,zr})}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_l \tau_{l,z\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_l \tau_{l,zz})}{\partial z} \\
& + \gamma_v \alpha_l \rho_l g_z + \gamma_v K_{lg}(w_g - w_l) + \gamma_v K_{lm}(w_m - w_l) \\
& + \gamma_v M_{ig,z} - \gamma_v \Gamma_g \{H(\Gamma_g)w_l + H(-\Gamma_g)w_g\} + \gamma_v \Gamma_g w_l
\end{aligned} \tag{2.6}$$

## (2) 蒸気

•  $r$ 成分

$$\begin{aligned}
& \gamma_v \alpha_g \rho_g \frac{\partial u_g}{\partial t} + \gamma_r \alpha_g \rho_g u_g \frac{\partial u_g}{\partial r} + \frac{\gamma_\theta \alpha_g \rho_g v_g}{r^\xi} \frac{\partial u_g}{\partial \theta} + \gamma_z \alpha_g \rho_g w_g \frac{\partial u_g}{\partial z} \\
& - \gamma_v \frac{\xi \alpha_g \rho_g v_g^2}{r} \\
& = -\gamma_v \alpha_g \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_g \tau_{g,rr})}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_g \tau_{g,r\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_g \tau_{g,rz})}{\partial z} \\
& - \gamma_v \frac{\xi \alpha_g \tau_{g,\theta\theta}}{r} + \gamma_v \alpha_g \rho_g g_r + \gamma_v K_{lg}(u_l - u_g) + \gamma_v K_{gm}(u_m - u_g) \\
& - \gamma_v M_{ig,r} + \gamma_v \Gamma_g \{H(\Gamma_g)u_l + H(-\Gamma_g)u_g\} - \gamma_v \Gamma_g u_g
\end{aligned} \tag{2.7}$$

•  $\theta$ 成分

$$\begin{aligned}
& \gamma_v \alpha_g \rho_g \frac{\partial v_g}{\partial t} + \gamma_r \alpha_g \rho_g u_g \frac{\partial v_g}{\partial r} + \frac{\gamma_\theta \alpha_g \rho_g v_g}{r^\xi} \frac{\partial v_g}{\partial \theta} + \gamma_z \alpha_g \rho_g w_g \frac{\partial v_g}{\partial z} \\
& + \gamma_v \frac{\xi \alpha_g \rho_g u_g v_g}{r} \\
& = -\gamma_v \frac{\alpha_g}{r^\xi} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{r^{2\xi}} \frac{\partial(\gamma_r r^{2\xi} \alpha_g \tau_{g,\theta r})}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_g \tau_{g,\theta\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_g \tau_{g,\theta z})}{\partial z} \\
& + \gamma_v \alpha_g \rho_g g_\theta + \gamma_v K_{gl}(v_l - v_g) + \gamma_v K_{gm}(v_m - v_g) \\
& - \gamma_v M_{ig,\theta} + \gamma_v \Gamma_g \{H(\Gamma_g)v_l + H(-\Gamma_g)v_g\} - \gamma_v \Gamma_g v_g
\end{aligned} \tag{2.8}$$

•  $z$ 成分

$$\gamma_v \alpha_g \rho_g \frac{\partial w_g}{\partial t} + \gamma_r \alpha_g \rho_g u_g \frac{\partial w_g}{\partial r} + \frac{\gamma_\theta \alpha_g \rho_g v_g}{r^\xi} \frac{\partial w_g}{\partial \theta} + \gamma_z \alpha_g \rho_g w_g \frac{\partial w_g}{\partial z}$$

$$\begin{aligned}
&= -\gamma_v \alpha_g \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_g \tau_{g,zr})}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_g \tau_{g,z\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_g \tau_{g,zz})}{\partial z} \\
&+ \gamma_v \alpha_g \rho_g g_z + \gamma_v K_{gl}(w_l - w_g) + \gamma_v K_{gm}(w_m - w_g) \\
&- \gamma_v M_{ig,z} + \gamma_v \Gamma_g \{H(\Gamma_g)w_l + H(-\Gamma_g)w_g\} - \gamma_v \Gamma_g w_g
\end{aligned} \tag{2.9}$$

## (3) 溶融物

## • r成分

$$\begin{aligned}
&\gamma_v \alpha_m \rho_m \frac{\partial u_m}{\partial t} + \gamma_r \alpha_m \rho_m u_m \frac{\partial u_m}{\partial r} + \frac{\gamma_\theta \alpha_m \rho_m v_m}{r^\xi} \frac{\partial u_m}{\partial \theta} \\
&+ \gamma_z \alpha_m \rho_m w_m \frac{\partial u_m}{\partial z} - \gamma_v \frac{\xi \alpha_m \rho_m v_m^2}{r} \\
&= -\gamma_v \alpha_m \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_m \tau_{m,rr})}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_m \tau_{m,r\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_m \tau_{m,rz})}{\partial z} \\
&- \gamma_v \frac{\xi \alpha_m \tau_{m,\theta\theta}}{r} \\
&+ \gamma_v \alpha_m \rho_m g_r + \gamma_v K_{lm}(u_l - u_m) + \gamma_v K_{gm}(u_g - u_m)
\end{aligned} \tag{2.10}$$

## • θ成分

$$\begin{aligned}
&\gamma_v \alpha_m \rho_m \frac{\partial v_m}{\partial t} + \gamma_r \alpha_m \rho_m u_m \frac{\partial v_m}{\partial r} + \frac{\gamma_\theta \alpha_m \rho_m v_m}{r^\xi} \frac{\partial v_m}{\partial \theta} \\
&+ \gamma_z \alpha_m \rho_m w_m \frac{\partial v_m}{\partial z} + \gamma_v \frac{\xi \alpha_m \rho_m u_m v_m}{r} \\
&= -\gamma_v \frac{\alpha_m}{r^\xi} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{r^{2\xi}} \frac{\partial(\gamma_r r^{2\xi} \alpha_m \tau_{m,\theta r})}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_m \tau_{m,\theta\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_m \tau_{m,\theta z})}{\partial z} \\
&+ \gamma_v \alpha_m \rho_m g_\theta + \gamma_v K_{lm}(v_l - v_m) + \gamma_v K_{gm}(v_g - v_m)
\end{aligned} \tag{2.11}$$

## • z成分

$$\begin{aligned}
&\gamma_v \alpha_m \rho_m \frac{\partial w_m}{\partial t} + \gamma_r \alpha_m \rho_m u_m \frac{\partial w_m}{\partial r} + \frac{\gamma_\theta \alpha_m \rho_m v_m}{r^\xi} \frac{\partial w_m}{\partial \theta} \\
&+ \gamma_z \alpha_m \rho_m w_m \frac{\partial w_m}{\partial z} \\
&= -\gamma_v \alpha_m \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_m \tau_{m,zr})}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_m \tau_{m,z\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_m \tau_{m,zz})}{\partial z} \\
&+ \gamma_v \alpha_m \rho_m g_z + \gamma_v K_{lm}(w_l - w_m) + \gamma_v K_{gm}(w_g - w_m)
\end{aligned} \tag{2.12}$$

## 2.2.3 エネルギー保存式

## (1) 水

$$\begin{aligned}
&\gamma_v \frac{\partial(\alpha_l \rho_l e_l)}{\partial t} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_l \rho_l e_l u_l)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_l \rho_l e_l v_l)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_l \rho_l e_l w_l)}{\partial z} \\
&= -p \left\{ \gamma_v \frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_l u_l)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_l v_l)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_l w_l)}{\partial z} \right\} \\
&+ \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial}{\partial r} \left( \gamma_r r^\xi \alpha_l \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^{2\xi}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \gamma_\theta \alpha_l \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \gamma_z \alpha_l \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial z} \right) \\
&+ \gamma_v Q_l - \gamma_v \Gamma_l g_{sat,l}
\end{aligned} \tag{2.13}$$

## (2) 蒸気

$$\begin{aligned}
& \gamma_v \frac{\partial(\alpha_g \rho_g e_g)}{\partial t} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_g \rho_g e_g u_g)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_g \rho_g e_g v_g)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_g \rho_g e_g w_g)}{\partial z} \\
= & -p \left\{ \gamma_v \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_g u_g)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_g v_g)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_g w_g)}{\partial z} \right\} \\
& + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial}{\partial r} \left( \gamma_r r^\xi \alpha_g \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^{2\xi}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \gamma_\theta \alpha_g \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \gamma_z \alpha_g \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial z} \right) \\
& - \gamma_v Q_g + \gamma_v \Gamma_{lg} h_{sat,g} \tag{2.14}
\end{aligned}$$

## (3) 溶融物

$$\begin{aligned}
& \gamma_v \frac{\partial(\alpha_m \rho_m e_m)}{\partial t} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_m \rho_m e_m u_m)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_m \rho_m e_m v_m)}{\partial \theta} \\
& + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_m \rho_m e_m w_m)}{\partial z} \\
= & -p \left\{ \gamma_v \frac{\partial \alpha_m}{\partial t} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi \alpha_m u_m)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta \alpha_m v_m)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z \alpha_m w_m)}{\partial z} \right\} \\
& + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial}{\partial r} \left( \gamma_r r^\xi \alpha_m \lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^{2\xi}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \gamma_\theta \alpha_m \lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \gamma_z \alpha_m \lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial z} \right) \\
& + \gamma_v Q_m \tag{2.15}
\end{aligned}$$

## 2.2.4 界面積濃度輸送方程式

蒸気爆発の粗混合過程では、溶融物相が他の二相に比べて極端に高温であり、その表面での伝熱量は系全体の挙動に大きく影響すると考えられる。したがって溶融物の表面積を精度良く評価する必要があり、このため界面積濃度に関する輸送方程式を用いる。

$$\gamma_v \frac{\partial A_m}{\partial t} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_r r^\xi A_m u_m)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(\gamma_\theta A_m v_m)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\gamma_z A_m w_m)}{\partial z} = \gamma_v \Gamma_A \tag{2.16}$$

この式で右辺のソース項は、次節で述べるように液滴の分裂および液滴表面でのエントレインメントを考慮した構成式で与える。

## 2.2.5 補足

## (1) せん断応力

$q = l, g, m$  に対して、

$$\begin{aligned}
\tau_{q,rr} &= 2\mu_q \frac{\partial u_q}{\partial r} + \nu_q \nabla \cdot \vec{V}_q \\
\tau_{q,\theta\theta} &= 2\mu_q \left( \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial v_q}{\partial \theta} + \frac{\xi u_q}{r} \right) + \nu_q \nabla \cdot \vec{V}_q \\
\tau_{q,zz} &= 2\mu_q \frac{\partial w_q}{\partial z} + \nu_q \nabla \cdot \vec{V}_q \\
\tau_{q,r\theta} = \tau_{q,\theta r} &= \mu_q \left( \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial u_q}{\partial \theta} + \frac{\partial v_q}{\partial r} - \frac{\xi v_q}{r} \right) \\
\tau_{q,\theta z} = \tau_{q,z\theta} &= \mu_q \left( \frac{\partial v_q}{\partial z} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial w_q}{\partial \theta} \right) \\
\tau_{q,zr} = \tau_{q,rz} &= \mu_q \left( \frac{\partial w_q}{\partial r} + \frac{\partial u_q}{\partial z} \right)
\end{aligned}$$

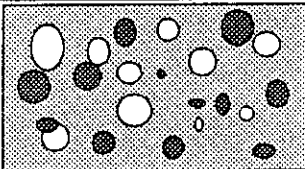
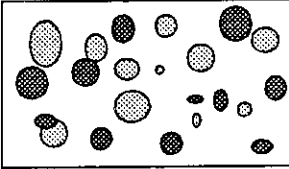
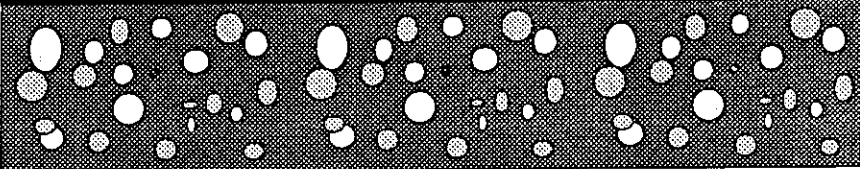





ただし,

$$\nabla \cdot \vec{V}_q = \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial(r^\xi u_q)}{\partial r} + \frac{1}{r^\xi} \frac{\partial v_q}{\partial \theta} + \frac{\partial w_q}{\partial z}$$

(2) 体積率に関する式

$$\alpha_l + \alpha_g + \alpha_m = 1$$

	1: $0 < \alpha < 0.3$	2: $0.3 < \alpha < 0.7$	3: $0.7 < \alpha < 1$
A: $0 < \alpha_m < 0.3$		← Transition →	
	Cont.: vapor Disp.: liquid, melt		Cont.: vapor Disp.: liquid, melt
B: $0.3 < \alpha_m < 0.7$	↑ Transition ↓	↑ Transition ↓	↑ Transition ↓
C: $0.7 < \alpha_m < 1$			
	Cont.: melt    Disp.: liquid, vapor		

 : Melt     : Liquid Coolant     : Coolant Vapor

$$\alpha = \frac{\alpha_g}{\alpha_g + \alpha_l} : \text{Void fraction in coolant phases}$$

図2.1 JASMIN CODE 流動様式モデルの概要

## 2.3 構成方程式

以下に、JASMINE に組み込んだ構成方程式を示す。

### 2.3.1 流動様式

流動様式は、界面積、界面摩擦係数、および熱伝達係数を定めるために用いる。流動様式を、水-蒸気二相中のボイド率と溶融物の体積率を用いて分けるという点ではいずれのコードも共通している。また、水-蒸気二相に関する流動様式は二相流のように細かく分類せず、気泡流、チャーン流、液滴流と分けるのが一般的である。JASMINE でも、以下のように分類している。(図 2.1 参照)

- 冷却材中のボイド率  $\alpha$  による水・蒸気二相の分布形態区分
  - 1:  $0.0 \leq \alpha \leq 0.3$  気泡流
  - 2:  $0.3 < \alpha \leq 0.7$  遷移領域 (チャーン流)
  - 3:  $0.7 < \alpha \leq 1.0$  液滴流
- 溶融物体積率  $\alpha_m$  による溶融物と冷却材の分布形態区分
  - A:  $0.0 \leq \alpha_m \leq 0.3$  溶融物が粒子状に分散
  - B:  $0.3 < \alpha_m \leq 0.7$  遷移領域 (溶融物の多孔質媒体)
  - C:  $0.7 < \alpha_m \leq 1.0$  溶融物中に冷却材が分散

### 2.3.2 界面積濃度

二相流においても一般性のある構成式は確立していないのが現状である。そのため、水、蒸気の界面積としては、チャーン流以外は Weber 数から代表径を求め、それに適当な平均気泡(液滴)径分布を加味し、球の表面積の式をもとにして界面積を決めるといった方法が用いられている。例えば、 $i$  相が球形粒子の分散相のとき、粒子径、体積率、界面積の間に成り立つ関係は以下の式で表される。

$$A_i = \frac{6\alpha_i}{d_i} \quad (2.17)$$

また、溶融物については多くのコードでブレイクアップによる生成項を加えた界面積の輸送方程式を解くことによって定められている。また、その他の相についても界面積の輸送方程式を用いているコードもある (CHYMES, SIMMER-III など)。

JASMINE では、表 2.1 のように A, B の流動様式の溶融物については、界面積濃度の輸送方程式から界面積を求め、その他の分散相の界面積については、Weber 数から求まる代表径に球形もしくは円筒形 ( $A_2$ ,  $B_2$  の  $A_g$ ,  $A_l$ ) を仮定して求めている。

なお、A, B の溶融物を除いて、代表径は具体的には以下の式および条件から決定される。

- 連続相の特性長さ  
計算領域の特性長さとする。

- A1, B1, A3, B3 の  $d_g, d_l$

$$\frac{\rho_j(\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i)^2 d_i}{\sigma_l} = We_{cr} = \begin{cases} 8 & (i, j) = (g, l) \\ 12 & (i, j) = (l, g) \end{cases} \quad (2.18)$$

- A2, B2 の  $d_g, d_l$

$$d_g = d_l = 4 \sqrt{\frac{\sigma_l}{g \Delta \rho_{gl}}} \quad (2.19)$$

- C の  $d_g, d_l$

$$\frac{\rho_m(\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_i)^2 d_i}{\sigma_m} = We_{cr} = 8 \quad (2.20)$$

- なお, We 数から特性長さを求める場合, 以下の制限を加える。

$$|\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i| \geq 1.0$$

$$1.0 \times 10^{-4} \leq d_g \leq \text{計算領域の特性長さ}$$

$$1.0 \times 10^{-5} \leq d_l \leq 5.0 \times 10^{-3}$$

表 2.1 流動様式に基づく界面積濃度の定義

	1	2	3
A	$A_g = \frac{6\alpha_g}{d_g}$ $A_m = \frac{6\alpha_m}{d_m}$	$A_g = \frac{4\alpha_g}{d_g}$ $A_l = \frac{4\alpha_l}{d_l}$ $A_m = \frac{6\alpha_m}{d_m}$	$A_l = \frac{6\alpha_l}{d_l}$ $A_m = \frac{6\alpha_m}{d_m}$
B	$A_l = A_g + A_m$ $d_g$ : We 数より $A_m$ : 界面積輸送方程式より	$d_g = d_l = 4 \sqrt{\frac{\sigma_l}{g \Delta \rho_{gl}}}$ $A_m$ : 界面積輸送方程式より	$A_g = A_l + A_m$ $d_l$ : We 数より $A_m$ : 界面積輸送方程式より
C		$A_g = \frac{6\alpha_g}{d_g}$ $A_l = \frac{6\alpha_l}{d_l}$ $A_m = A_g + A_l$ $d_g, d_l$ : We 数より	

### 2.3.3 界面摩擦

分散流に関しては球状障害物の抵抗力を考え、界面摩擦係数を

$$K_{ij} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{d_i} C_D \rho_j |\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i| \quad (2.21)$$

と表すというのは、ほとんどのコードで共通している。各コード間で大きな相違が見られるのは、抵抗係数  $C_D$  の与え方およびチャーン流に対する界面摩擦係数の与え方である。 $C_D$  は基本的に実験データに適合するように決められている。

実際に扱う体系は3相以上であるため、第3相の存在によって(2.21)式は補正されるべきである。この点に関してPM-ALPHAでは分散相の表面積が、連続相と第3相とでその体積率に応じて等比配分されるとしており、式(2.21)に補正係数

$$\phi_{ij} = \frac{\alpha_j}{\alpha_j + \alpha_k} \quad (2.22)$$

を掛けている。JASMINEでもこの考え方を採用する。

JASMINEでは、ポーラス流に対しては、SissonとPits[33]の層流と乱流の2種類の効果をカップリングさせた式を、分散流に対しては、IshiiとZuber[34]の分散流に関する式をもとにして、以下のような界面摩擦係数を与えている。

- ポーラス流の場合 (B1~3) の溶融物-水, 蒸気間

$$K_{im} = K_{im}^{laminar} + K_{im}^{turbulent} \quad (2.23)$$

$$K_{im}^{laminar} = \begin{cases} 150 \frac{\alpha_i \alpha_m^2}{(1-\alpha_m)^3} \frac{\mu_i}{d_m^2} & \dot{Re}_i \leq 1000 \\ 0 & \dot{Re}_i > 1000 \end{cases} \quad (2.24)$$

$$K_{im}^{turbulent} = \begin{cases} 0 & \dot{Re}_i \leq 10 \\ 1.75 \frac{\alpha_i^2 \alpha_m}{(1-\alpha_m)^3} \frac{\rho_i |\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_i|}{d_m} & \dot{Re}_i > 10 \end{cases} \quad (2.25)$$

$$\dot{Re}_i = \frac{\alpha_i \alpha_m \rho_i d_m |\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_i|}{\mu_i} \quad (2.26)$$

- その他の場合 (分散流およびチャーン流)

$$K_{ij} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{d_i} \phi_{ij} C_D \rho_j |\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i| \quad (2.27)$$

- チャーン流の場合 (水-蒸気間) の抵抗係数

$$C_D = \frac{8}{3} (1 - \alpha)^2 \quad (2.28)$$

- 分散流の場合の抵抗係数

$$C_D = \frac{2}{3} d_i \left\{ \frac{g \Delta \rho_{ij}}{\sigma} \right\}^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{1 + 17.67 f_{ij}^{\frac{6}{7}}}{18.67 f_{ij}} \right\}^2 \quad (2.29)$$

ただし、

$$f_{ij} = \left( \frac{\alpha_j}{\alpha_i + \alpha_j} \right)^\eta \quad (2.30)$$

$$\eta = \begin{cases} 3 & (i, j) = (g, l), (g, m) \\ \frac{9}{4} & (i, j) = (l, m), (m, l) \\ \frac{3}{2} & (i, j) = (l, g), (m, g) \\ 1 & \text{(分散相が固体)} \end{cases} \quad (2.31)$$

### 2.3.4 仮想質量

多相流のコードでは、蒸気の体積率が大きいときのみ、蒸気-水の相対速度の変化に対して蒸気泡が水を加速するのに要する力として加えられている例がある。主なコードでは、IFCI, PM-ALPHA, MC3D では仮想質量を考えているが、CHYMES では考えられていない。

JASMINE では気泡についてのみ仮想質量項を考慮し、以下のような式を用いる。

$$M_{ig} = -\frac{1}{2}\alpha_g \frac{1+2\alpha_g}{1-\alpha_g} \rho_i \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_g) \quad (2.32)$$

ただし、水と溶融物をまとめて連続相 ( $i$ ) とし、分散相である蒸気 ( $g$ ) との作用によって得る運動量は体積率に比例した形で分配している。

### 2.3.5 相変化速度

相変化量については、直接構成式を使用する方法 (RELAP5/MOD1, THERMIT) と、界面におけるエネルギー保存を考え、熱伝達率に関する構成式を用いて求める方法 (TRAC-PF1/MOD1, TRAC-BD1/MOD1) の二種類がある。前者は、取り扱いが比較的簡単であるが、様々な体系への適用性はよりメカニスティックな表現を用いている後者の方が高く、主なコードのいずれもが後者の扱いを選択している。

JASMINE では、水-蒸気系の界面 (飽和を仮定) についてエネルギー収支を考え、相変化量を定めている。飽和界面における熱収支は以下ようになる。

$$Q_{ms} - Q_{sl} - Q_{sg} = \Gamma_{lg} (h_{sat,g} - h_{sat,l}) \quad (2.33)$$

### 2.3.6 界面熱伝達

水蒸気爆発解析の特徴として、膜沸騰界面での熱伝達があり、その効果は重要である。JASMINE では、図 2.2 に示すように、溶融物から水-蒸気飽和界面への膜沸騰および輻射伝熱、分散相の界面 (蒸気膜の表面も含む) からそれをとりまく連続相への対流伝熱、分散相内部からその表面への熱伝導という 3 種類の熱伝達モードを考慮している。

#### (1) 溶融物から水-蒸気飽和界面への伝熱

膜沸騰熱伝達と輻射熱伝達を考え、

$$Q_{ms}^{fb} = A_m \phi_{ml} h_{fb} (T_m - T_s) \quad (2.34)$$

$$Q_{ms}^{rad} = A_m h_{rad} h_{fb} (T_m - T_s) \quad (2.35)$$

とする。膜沸騰熱伝達率は、Dhir と Purohit[35] により、次の式で与える。

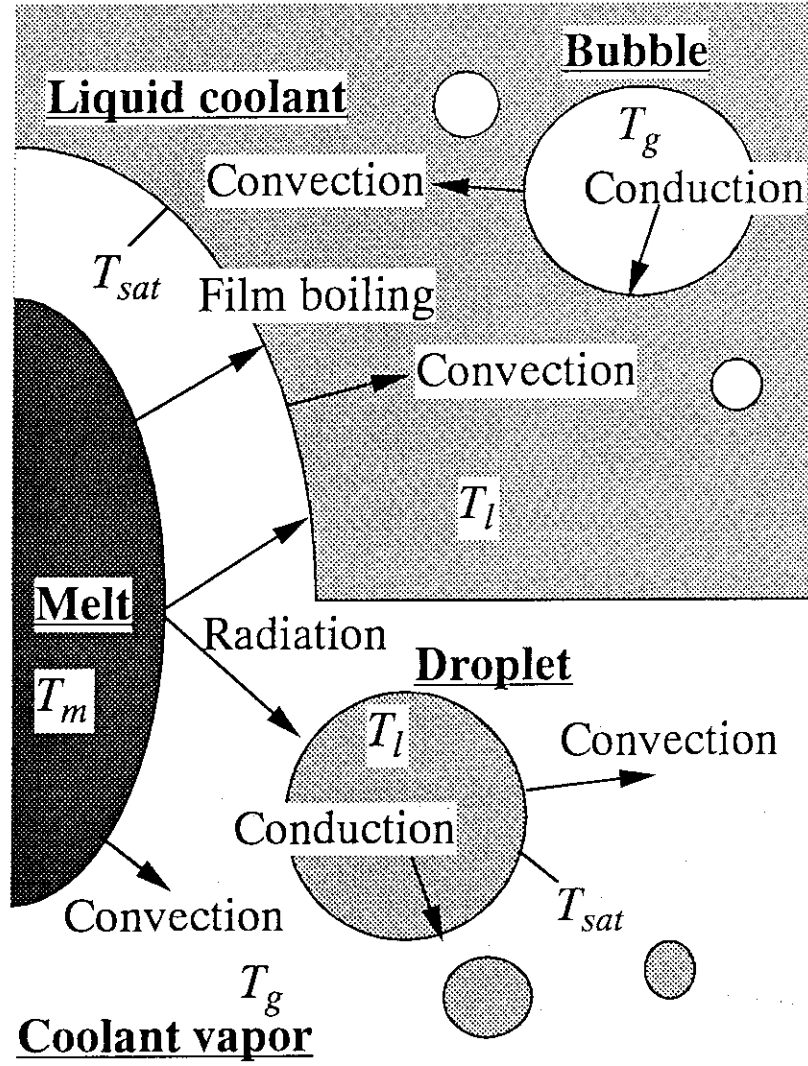


図2.2 JASMINEコードの伝熱モデル

$$h_{fb} = h_{fb,0} + \max(h_{fb,nc}, h_{fb,fc}) \quad (2.36)$$

$$h_{fb,0} = 0.8 \left\{ \frac{g \rho_g \Delta \rho_{lg} \Delta h_{fg} \lambda_g^3}{\mu_g d_m (T_m - T_s)} \right\}^{1/4} \quad (2.37)$$

$$h_{fb,nc} = 0.9 \left\{ \frac{g \rho_l^2 c_{p,l} \beta_l (T_s - T_l) \lambda_l^3}{\mu_l d_m} \right\}^{1/4} \left( \frac{T_s - T_l}{T_m - T_s} \right) \quad (2.38)$$

$$h_{fb,fc} = 0.8 \left( \frac{\rho_l \lambda_g^2 |V_{rel}|}{\mu_l d_m} \right)^{1/2} \left\{ 1 + \frac{\lambda_l (T_s - T_l)}{\lambda_g (T_m - T_s)} \right\} \quad (2.39)$$

輻射熱伝達率は、 $E = 0.7$ として、

$$h_{rad} = E \sigma_{SB} \frac{T_m^4 - T_s^4}{T_m - T_s} \quad (2.40)$$

と与える。ただし $\sigma_{SB}$ は Stefan-Boltzmann 定数  $5.6705 \times 10^{-8} \text{W/m}^2 \text{K}^4$ である。

## (2) 熔融物から連続蒸気相への対流伝熱

$$Q_{mg}^{cnu} = A_m \phi_{mg} h_{cnu,mg} (T_m - T_g) \quad (2.41)$$

ここで、 $h_{cnu,mg}$ は強制対流熱伝達率であり次の式で表される。

$$h_{cnu,mg} = \frac{\lambda_g}{d_m} \left\{ 2 + 0.6 \left( \frac{\rho_g d_m |\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_g|}{\mu_g} \right)^{1/2} Pr_g^{1/3} \right\} \quad (2.42)$$

## (3) 気泡界面から連続水相への対流伝熱

$$Q_{sl,b}^{cnu} = A_g \phi_{gl} h_{cnu,sl}^b (T_s - T_l) \quad (2.43)$$

$h_{cnu,sl}^b$ は強制対流熱伝達率であり次の式で表される。

$$h_{cnu,sl}^b = \frac{\lambda_l}{d_g} \left\{ 2 + 0.6 \left( \frac{\rho_l d_g |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_l|}{\mu_l} \right)^{1/2} Pr_l^{1/3} \right\} \quad (2.44)$$

## (4) 膜沸騰蒸気膜表面から連続水相への対流伝熱

$$Q_{sl,f}^{cnu} = A_m \phi_{ml} h_{cnu,sl}^f (T_s - T_l) \quad (2.45)$$

$h_{cnu,sl}^f$ は強制対流熱伝達率であり次の式で表される。

$$h_{cnu,sl}^f = \frac{\lambda_l}{d_m} \left\{ 2 + 0.6 \left( \frac{\rho_l d_m |\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_l|}{\mu_l} \right)^{1/2} Pr_l^{1/3} \right\} \quad (2.46)$$

(5) 液滴表面から連続蒸気相への対流伝熱

$$Q_{sg}^{cnu} = A_l \phi_{lg} h_{cnu,sg} (T_s - T_g) \quad (2.47)$$

$h_{cnu,sg}$  は強制対流熱伝達率であり次の式で表される。

$$h_{cnu,sg} = \frac{\lambda_g}{d_l} \left\{ 2 + 0.6 \left( \frac{\rho_g d_l |\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_g|}{\mu_g} \right)^{1/2} Pr_g^{1/3} \right\} \quad (2.48)$$

(6) 気泡内部から気泡表面への伝熱  
熱伝導を考える。

$$Q_{gs}^{cnd} = A_g \phi_{gl} h_{cnd,gs} (T_g - T_s) \quad (2.49)$$

$$h_{cnd,gs} = \frac{2\lambda_g}{d_g} \quad (2.50)$$

(7) 液滴内部から液滴表面への伝熱  
同様に熱伝導を考慮して

$$Q_{ls}^{cnd} = A_l \phi_{lg} h_{cnd,ls} (T_l - T_s) \quad (2.51)$$

$$h_{cnd,ls} = \frac{2\lambda_l}{d_l} \quad (2.52)$$

各相への熱入力項をまとめると以下のようなになる。

$$Q_g = Q_{sg}^{cnu} \{1 - \zeta(\alpha)\} - Q_{gs}^{cnd} \zeta(\alpha) \quad (2.53)$$

$$Q_l = (Q_{sl,b}^{cnu} + Q_{sl,f}^{cnu}) \zeta(\alpha) - Q_{ls}^{cnd} \{1 - \zeta(\alpha)\} \quad (2.54)$$

$$Q_m = -Q_{ms}^{fb} \zeta(\alpha) - Q_{ms}^{rad} - Q_{mg}^{cnd} \{1 - \zeta(\alpha)\} \quad (2.55)$$

関数 $\zeta(\alpha)$ は流動様式の遷移にともなう伝熱モードの変化を考慮するための関数で、以下のように与える。

$$\zeta(\alpha) = \begin{cases} 1 & (\alpha \leq 0.3) \\ 0.5 \sin \left\{ \frac{\pi}{0.4} (\alpha - 0.1) \right\} + 0.5 & (0.3 < \alpha \leq 0.7) \\ 0 & (0.7 < \alpha) \end{cases} \quad (2.56)$$



## 2.4 溶融物相のブレイクアップモデル

界面積濃度輸送方程式 (2.16) の右辺のソース項を、以下のような溶融物液滴のブレイクアップモデルによって与える。これは IFCI コード [19] において用いられているものと基本的に同じモデルであり、Pilch のモデル [32] に基づいている。界面積濃度増加のメカニズムとして、液滴表面に生じる波の Rayleigh-Taylor 不安定により、液滴が 3 から 5 個の小滴に分裂するプライマリ・ブレイクアップと、より短波長の不安定波により細かい液滴が表面から分離する界面エントレインメントの 2 種類のモードを考えている。

プライマリ・ブレイクアップによる界面積濃度の発生項は、

$$\Gamma_P = -\frac{A_m^2}{6\alpha_m} \left\{ -\frac{1 - N^{-\frac{1}{3}}}{T^+} |\mathbf{u}_c - \mathbf{u}_m| \epsilon^{0.5} \right\} \quad (2.57)$$

と表され、無次元時間を  $T^+ = 1 \sim 1.25$ 、フラグメントの数を  $N = 3 \sim 5$  としている。ただし、

$$\epsilon = \frac{\rho_c}{\rho_m}$$

である。なお、ここで用いている添字の  $c$  は液滴のまわりを流れる流体を指す。

界面エントレインメントについては、

$$\Gamma_S = \frac{A_m^2}{6\alpha_m} \left\{ C_0 C_D^{0.75} W e^{0.25} |\mathbf{u}_c - \mathbf{u}_m| \epsilon^{0.5} \right\} \quad (2.58)$$

と表され、 $C_{SE} = 0.089$  としている。以上の 2 つのモデルから導かれた式はともに相対速度と密度比の 0.5 乗に比例する形になっており、次式にまとめられる。

$$\Gamma_A = \frac{A_m^2}{6\alpha_m} \left\{ (C_P + C_{SE} C_D^{0.75} W e^{0.25}) |\mathbf{u}_c - \mathbf{u}_m| \epsilon^{0.5} \right\} \quad (2.59)$$

ただし、 $C_P = 0.25 \sim 0.42$  はプライマリ・ブレイクアップの係数である。

以上のモデルは、液滴の分裂による界面積濃度の増加を与えるが、溶融物の体積率が大きくなった場合には液滴の衝突・合体による界面積濃度の負のソース項を考慮する必要がある。また、溶融物が凝固しないで体積率が 0.7 よりも大きくなったときにはモデル上溶融物は連続相に遷移するが、この際の界面積濃度の扱いでも負のソース項が必要である。さらに、溶融物が凝固した後に容器の底に堆積するような場合には、ある凝固物の体積率があるしきい値以上にならないように仮想的なポテンシャル等を導入する必要がある。これらの溶融物の体積率が大きくなる条件で必要になるモデルについては現在検討中である。

## 2.5 数値解法の概要

JASMINE コードの数値解法は MISTRAL コードのものをそのまま継承しており、以下にその概要を簡単に説明する。時間積分法としては半陰解法を採用している。半陰解法は、気液二相流解析では最も多く用いられており、粗混合過程のように各々の現象の時定数が大きく異なっているような場合には最も効率の良い解法となる。半陰解法では、対流項など現象の時定数の大きな項を陽的に扱い、圧力の伝播や相関の相互作用等に関係する時定数の小さな項を陰的に扱う。すなわち、運動量保存式においては対流項、粘性項および重力項等を、質量保存式においては対流項を、エネルギー保存式においては対流項、熱伝導項を陽的に扱っている。したがって、たいいていの場合時間刻み幅は Courant 条件によって規定されることになる。

半陰解法を用いた場合、運動量保存式を整理することにより速度を圧力のみ関数として表すことができるため、質量保存式とエネルギー保存式から速度を消去できる。したがって、速度を消去することにより、二相の体積率、各相の温度および圧力を未知数とする非線形の連立方程式が得られる。この連立方程式は、 $6 \times 6$  のマトリックスを1つのブロックとするブロック7重対角行列となっているが、各ブロックが、圧力によってのみ結び付いていることを考えると、各セルについて他の未知数を圧力で表すことができれば圧力に関するスカラー7重対角行列に帰結することができる。もちろん、この連立方程式は圧力に関して非線形であるため直接他の未知数を消去することはできないが、このような場合は Newton-Raphson 法を用いることにより各セルでの非線形連立方程式から補正量に関する線形連立方程式を得ることができる。したがって、解くべきは、圧力補正量に関するスカラー7重対角行列ということになり、補正を繰り返すことにより正しい解を得ることができる。Newton-Raphson 法は、逐次反復法に比べると、反復1回当たりの計算時間は大きくなるが、収束性という点でかなり優位にたっているため、収束までの計算時間は他の解法よりも早いといえる。

また、圧力補正量に関する方程式の解法には、BCGSTAB 法 [36] (Bi Conjugate Gradient Stable Method) を用いる。BCGSTAB 法は従来の解法に比べて収束性、安定性に優れた解法である。また BCGSTAB 法の収束をさらに早めるために、前処理として修正不完全 LU 分解を行う。

Euler 系で流体を記述する場合の弊害としてしばしば問題になるのは数値拡散である。数値拡散は本来基礎方程式に含まれていない拡散項が、対流項の離散化による打ち切り誤差のために生じる現象で、通常用いられる1次の風上差分では場合によって無視できない誤差をもたらす。すなわち、衝撃波を生じるような流れや、物性値が大きく異なる媒質が計算領域内に混在する場合など、変数が空間的に鋭い変化を示すような場合に、数値拡散によって分布が鈍り、誤差が大きくなる。水蒸気爆発の粗混合段階では、溶融物相が連続的なジェット、あるいは体積率の高い粒子の集合体として水中に進入し、沸騰をとめないながら次第に分裂して水中を広がって行くが、このとき溶融物の存在領域の外縁では相分布が急峻な変化を呈し、数値拡散によって実際には溶融物が存在しない領域まで溶融物相が輸送されてしまう。溶融物相の挙動は系全体の蒸発量などに大きな影響をもたらすため、このような数値拡散による誤差は回避できれば望ましい。

衝撃波をとまなう圧縮性流体解析で数値拡散を防ぐために開発された対流項差分スキームとして、TVD (Total Variation Diminishing) スキーム [37] がある。これは不連続面をシャープに捕らえ、さらに通常の高次差分スキームでは問題となる不連続面前後での解の振動を抑え、安定に計算できるという特徴を持っている。JASMINE でもこれを導入した。TVD スキームにはいくつかの種類があるが、半陰解法に組み込むことが可能な MUSCL スキーム [38] を用いる。

## 3. 解析例

本章では JASMINE による解析例として、Gilbertson らによる室温の固体粒子ジェットを水中に落下させた実験と加熱した固体粒子の集合体を水中に落下させた MAGICO 実験 [7] の条件で行った計算結果を示す。なお、JASMINE 開発の進行状況は、現段階ではデバッグ作業中であり、本章の試解析では、文献 [7] をもとにして PM-ALPHA コードの構成方程式を組み込んで計算を行っている。

### 3.1 Gilbertson らの等温体系での実験

Gilbertson ら [31] は高さ 1m, 幅 0.5m, 厚さ 8mm の 2 次元的な形状の水槽に直径 6mm の鉄およびアルミニウム粒子を数本の列状で落下させ、水中での混合を高速度ビデオを用いて観測した。図 3.2 の写真は Hall ら [4] からの抜粋である。鉄粒子を用いた場合、ジェットの先端では顕著なプリューム構造が生じ、そのすぐ後ろではジェットがやや細くくびれ、さらに後方ではジェットの幅は入り口とほとんど等しく広がりは生じていない。一方、アルミニウム粒子の場合は先端のプリューム構造はさらに顕著になり、後方のジェットに正弦波状の構造が生じている。この差異は密度の違いによるものと考えられる。

#### 3.1.1 解析体系および解析条件

この実験では流れに対する粘性の影響は小さいと考えられるため、実験に用いられた薄い水槽内の流れで厚さ方向の変化は無視できる。そこで解析では実験体系を図 3.1 のような 2 次元デカルト座標上の高さ 100cm, 幅 25cm の計算領域でモデル化する。水槽の形状から中心線を軸に対称を仮定し、右側のみを解析する。解析条件は表 3.1 に示す通りである。初期条件で水槽は静止した水で満たされている。粒子は上端の幅 5cm の部分から下向きに 1.7m/s の初速度で進入する。流入境界における粒子体積率は直径 6mm の粒子が厚さ 8mm (水槽の厚さ)、幅 5cm の断面に 5 列で進入し、各列は粒子が隙間なく連なっているものと仮定して計算した値である。壁の境界条件は、壁に平行な方向のせん断力を 0 としたスリップ境界である。このケースでは等温なので熱的な条件は関係しないが、コードの中では温度も扱われているので熱的な条件として断熱条件を設定した。

#### 3.1.2 解析結果および検討

解析結果を Hall と Fretcher [4] が引用した実験結果と比較して図 3.2 に示す。鉄粒子、アルミニウム粒子の各ケースについて、対流項の差分スキームに 1 次風上差分を用いた計算 (図中 DONOR)、TVD スキームを用いた計算 (図中 TVD) の結果から、固体粒子の体積率分布を等高線で表したものである。実験で見られているジェットの先端での顕著なプリューム構造、そのすぐ後ろでの

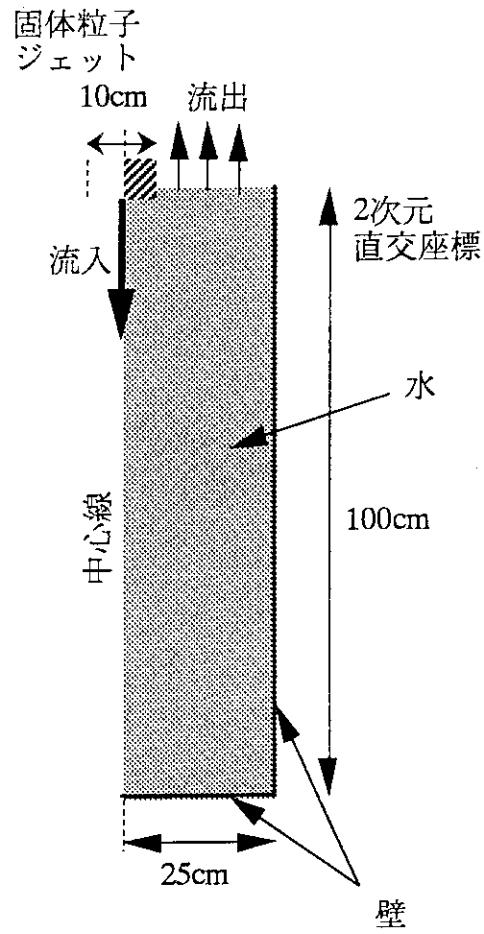


図3.1 Gilbertsonの実験の解析体系

表 3.1 Gilbertsonの実験の解析条件

		鉄粒子	アルミニウム粒子
解析領域 (2次元デカルト)	幅 高さ	25cm (10メッシュ) 100cm (40メッシュ)	
初期条件	体積率 流速 圧力	全て水 静止 上端を0.1Mpaとした静水圧	
粒子流入境界	境界の幅 流速 粒子体積率	5cm 粒子のみ下向きに1.7m/s 0.236	
流出境界		上端の流入境界を除く部分, $p=0.1\text{Mpa}$ とする	
壁面		スリップ, 断熱	
粒子	粒径 密度	6mm $7900\text{kg/m}^3$	6mm $2700\text{kg/m}^3$

ジェットのかびれ、後方での均一なジェット幅という特徴は非常に良く再現されている。HallとFletcher[4]では写真のスケールが明示されていないので粒子ジェットの進入距離の絶対値の比較はできないが、鉄粒子の場合について、 $t=0.13\text{s}$ のジェット進入距離を1とした相対値を比較すると $t=0.39\text{s}$ ,  $t=0.78\text{s}$ におけるジェット進入距離は写真からは2.8, 6.2, TVDスキームを用いた解析結果からは2.9, 6.3と非常に良く一致した。通常の1次風上差分を用いた計算では、数値拡散のためジェットの進展がやや速くなっている。

一方、アルミニウム粒子の場合、ジェットの進展はTVDスキーム、1次風上差分の両方で実験結果より速くなっている。また、実験で見られたようなジェットの非対称なうねりが、解析で現れるかどうかを調べるために、ジェットの流入位置をわずかに非対称にし、対称を仮定しないで全領域について計算を行うケースについても解析を行ったが、やはり非対称なジェットの乱れは現れなかった。このようなジェットの非対称な構造は実験における初期条件の乱れ（弁の開閉、水槽内のわずかな流れなど）や、粒子同士の干渉によるものかもしれない。アルミニウムのように周囲の流体との密度比が小さい場合はこのような擾乱が粒子の運動に顕著な影響を及ぼすだろう。JASMINEコードで溶融物相の粒子の運動に関して考慮しているのは、流体中の球にはたらく摩擦力の相関式[34]のみであり、粒子群の中での粒子間のマイクロな相互作用は考慮されていない。いろいろな物性の粒子について実験と解析の比較を行い、現在のモデルで表すことのできない顕著な効果がある場合は、さらに詳しい物理を考慮したモデルを開発する必要があるだろう。

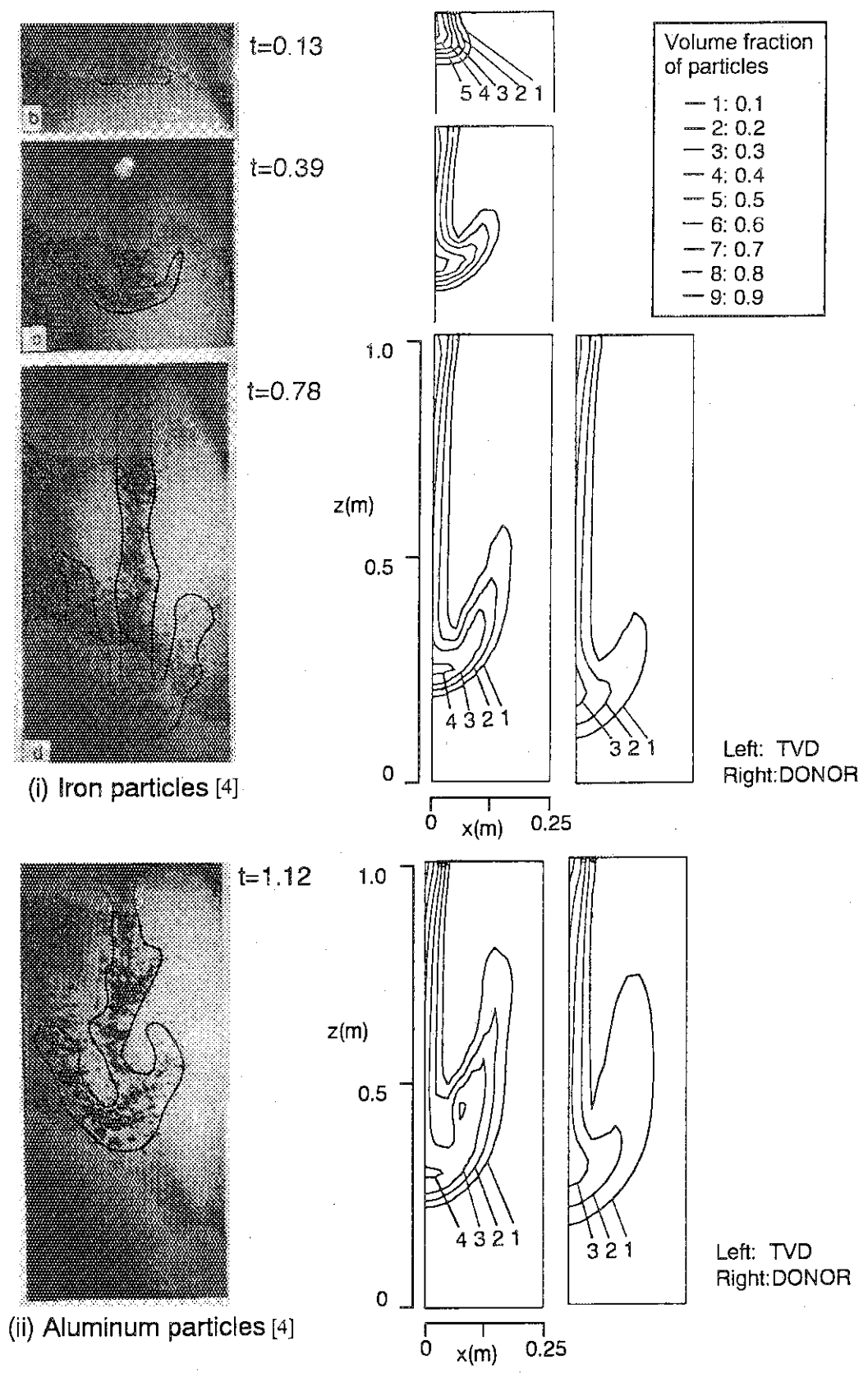


図3.2 Gilbertsonの実験結果とJASMINNEによる解析の比較

## 3.2 加熱粒子を用いた MAGICO 実験

MAGICO 実験 [7] では、ミリメートルサイズの加熱した鉄球の集まりを常圧下で飽和水中に落とすことによって、短い時間スケールでの粗混合状態の推移を調べている。今回の解析では、#702 と #905 の2つのケースの実験について解析を行っている。計算結果を、同じように MAGICO 実験の解析を行った PM-ALPHA コード [7, 6] による結果と比較した。

### 3.2.1 解析体系および解析条件

解析は2次元円筒座標系で行った。解析体系の概念図を図3.3に示す。容器中央の20cm径の穴から加熱された鉄が流入し、蒸気中を自由落下したのち水中に進入する。このとき、鉄の流入や蒸気の発生などにより、余分な蒸気は円筒外周上部から排出される。解析領域の大きさは、40cm径、高さ方向は#702では40cm、#905では65cmである。高さ方向のスケールの差は水位の差であり、蒸気領域の高さはいずれのケースも15cmである。

なお、実際の実験では、落下前の高温鉄球集合体は直方体状になっているが、今回の解析では計算の都合上円筒形に近似している。また、実験では大気に対して完全に開かれた状態であるが、今回の解析では蒸気がそれほど加圧を受けない程度に系が開かれていれば良いとして、円筒周辺上部にのみ流出境界を設けている。

鉄の粒径は固定であり、#702では2.4mm、#905では1.5mmである。流入速度は0.72m/sで、噴霧状に容器中に落下してくるが、そのときの体積率は、#702で1.87%、#905で2.5%と小さめである。また、温度はいずれも800°Cで、鉄の物性は一定値（密度7620kg/m<sup>3</sup>、比熱1030J/kg/K）を用いている。今回の解析では、鉄は十分小さな粒径の固体であり、ブレークアップは計算していない。また、高温の鉄粒子が流入する前の容器内の状態は、蒸気を大気圧として水は静水圧分布をとっている。このときの、温度は水・蒸気とも飽和温度である。圧力固定（0.1MPa）の流出境界を、外周部に設けることによって容器内の蒸気の圧力が常に大気圧程度になるようにした。

なお、時間刻み幅として0.001秒を用いたが、資料[7]の結果を見る限りではPM-ALPHAコードでも同程度あるいは更に小さな時間刻み幅を用いているようである。

表3.2に、両方のケースについての解析条件をまとめて示す。

### 3.2.2 解析結果および検討

解析結果を図3.8から図3.23に示す。また、図3.4から3.7はPM-ALPHAコードによる解析結果のうち蒸気と水の体積流束であり、上段左上から順に、時刻0.12, 0.17, 0.22, 0.27, 0.32, 0.37, 0.42, 0.47, 0.52, 0.57, 0.62, 0.67, 0.72, 0.77, 0.82, 0.87秒後を表している。JASMINEによる結果では、図3.8から図3.15に相当する。また、図3.16から図3.23では、蒸気の体積率分布の履歴をJASMINEによる計算結果（下段）とPM-ALPHAコードによる計算結果（上段）とを上下に並べて表示している。

なお、文献[7]では、時刻を鉄粒子群と水面が衝突したときからの経過時刻でしか表示していないが、今回はその衝突時刻を、初速0.72m/sで15cm自由落下するのに要する時間、すなわち0.116秒としている。

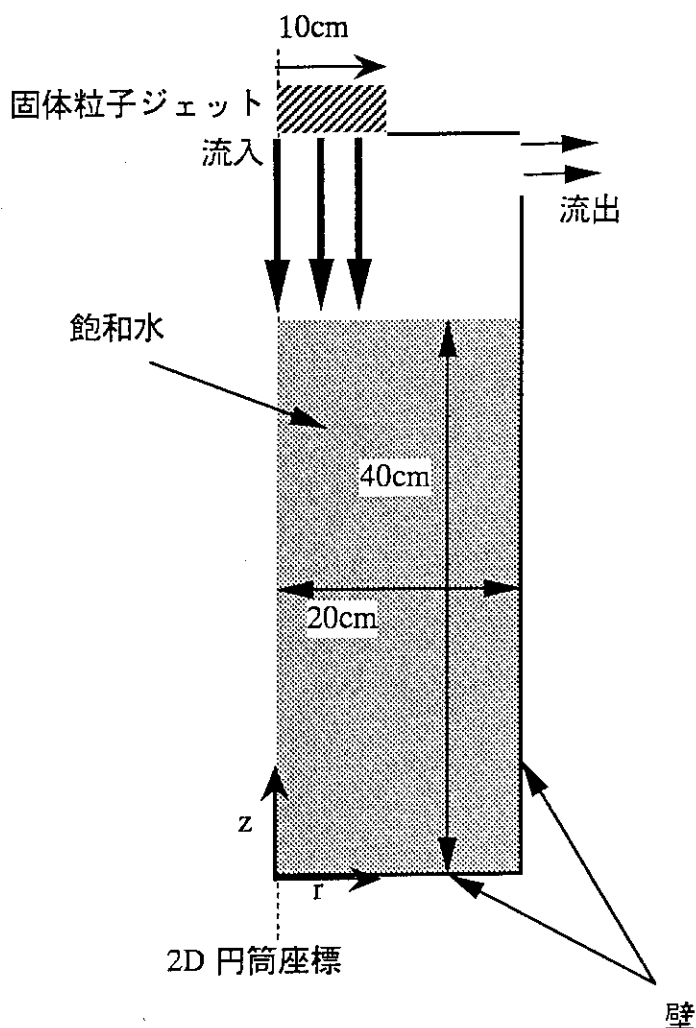


図3.3 MAGICO実験の体系

蒸気の体積率分布を見ると、始めのうちはかなり一致しているといえるだろう。しかしながら、JASMINE の解析結果の方が、蒸気体積率が下方に広がるのが早く、これは水中での鉄球の落下速度が、JASMINE の方が大きいと認められる。その原因としては、以下に挙げるようなものが考えられる。

- JASMINE の方が、界面摩擦力を小さく見積もっている。
- JASMINE では、計算を安定化し、また存在しない相の流速を上流側の流速に合わせるために、運動量保存式の対流の離散化の際に対角部分だけを陰に計算するという手法を用いているが、その結果流動に関する時間進行が実際よりずれてきている。

いずれの効果が影響しているのか、今のところ不明であるが、今後解明する必要がある。



表3.2 MAGICO実験の解析条件

項目	#702	#905
解析領域		
半径	20cm(10等分割)	20cm(10等分割)
高さ	40cm(16等分割)	65cm(26等分割)
水深	25cm(10等分割)	40cm(20等分割)
初期条件		
体積率	水面より低いところはすべて水. 他は, すべて蒸気.	
流速	静止状態	
圧力	最上部を 0.1 MPa とする静水圧分布	
温度	飽和温度	
流入境界		
境界の半径	10 cm (5メッシュ)	
流速	鉄: 下向きに, 0.72 m/s. 水・蒸気は, 0.0 m/s.	
温度	1073 K	
鉄の体積率	1.87 %	2.5 %
流出境界	自由流出 (圧力 0.1 MPa)	
壁面	スリップ, 断熱.	
鉄球		
粒径	2.4 mm	1.5 mm
密度	7620 kg/m <sup>3</sup>	
比熱	1030 J/kg/K	
対流項の差分スキーム	ドナーセル法	
時間刻み幅	0.001 秒	

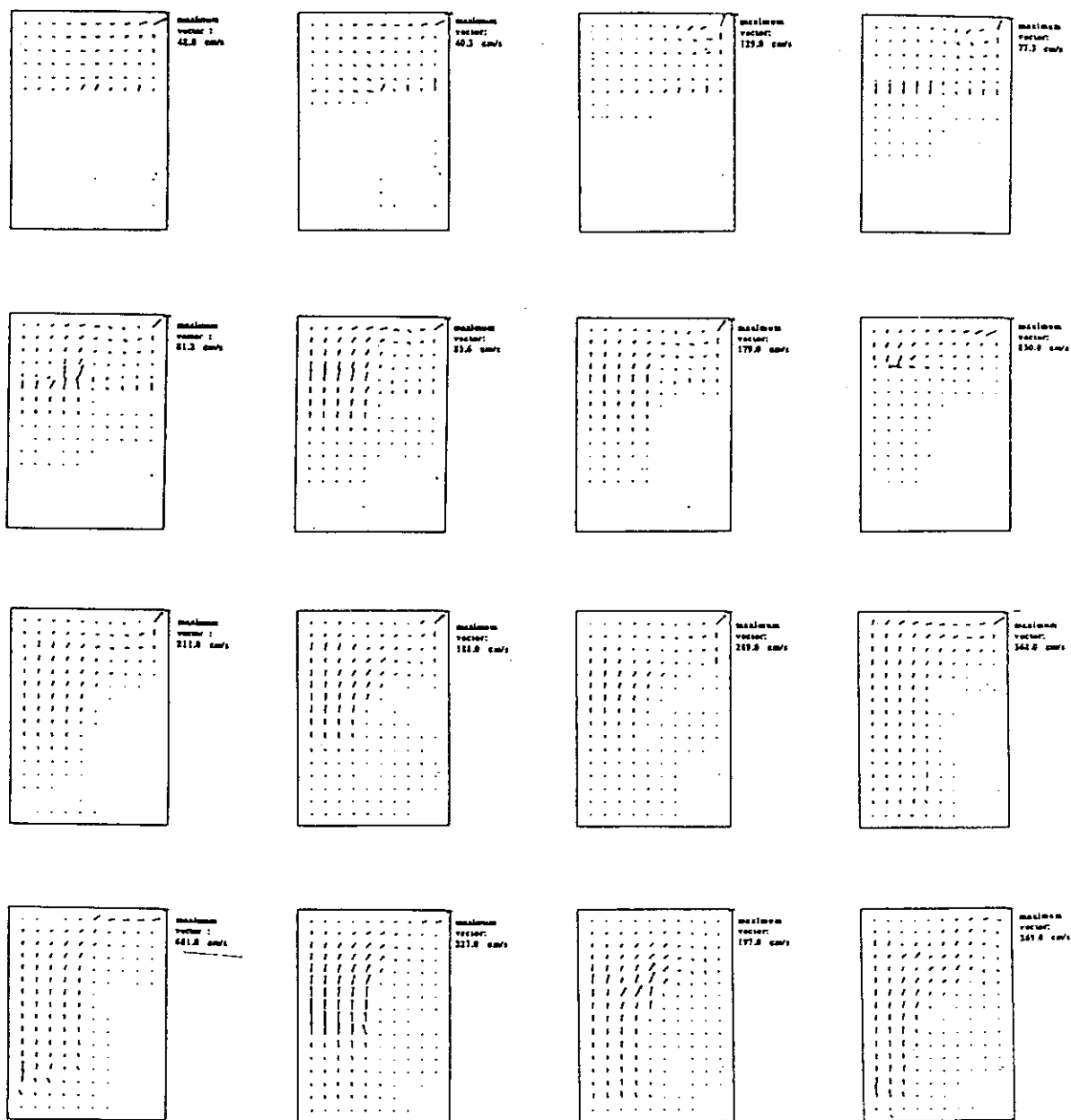


図3.4 PM-ALPHAによる解析結果：蒸気の体積流束#702<sup>[7]</sup>

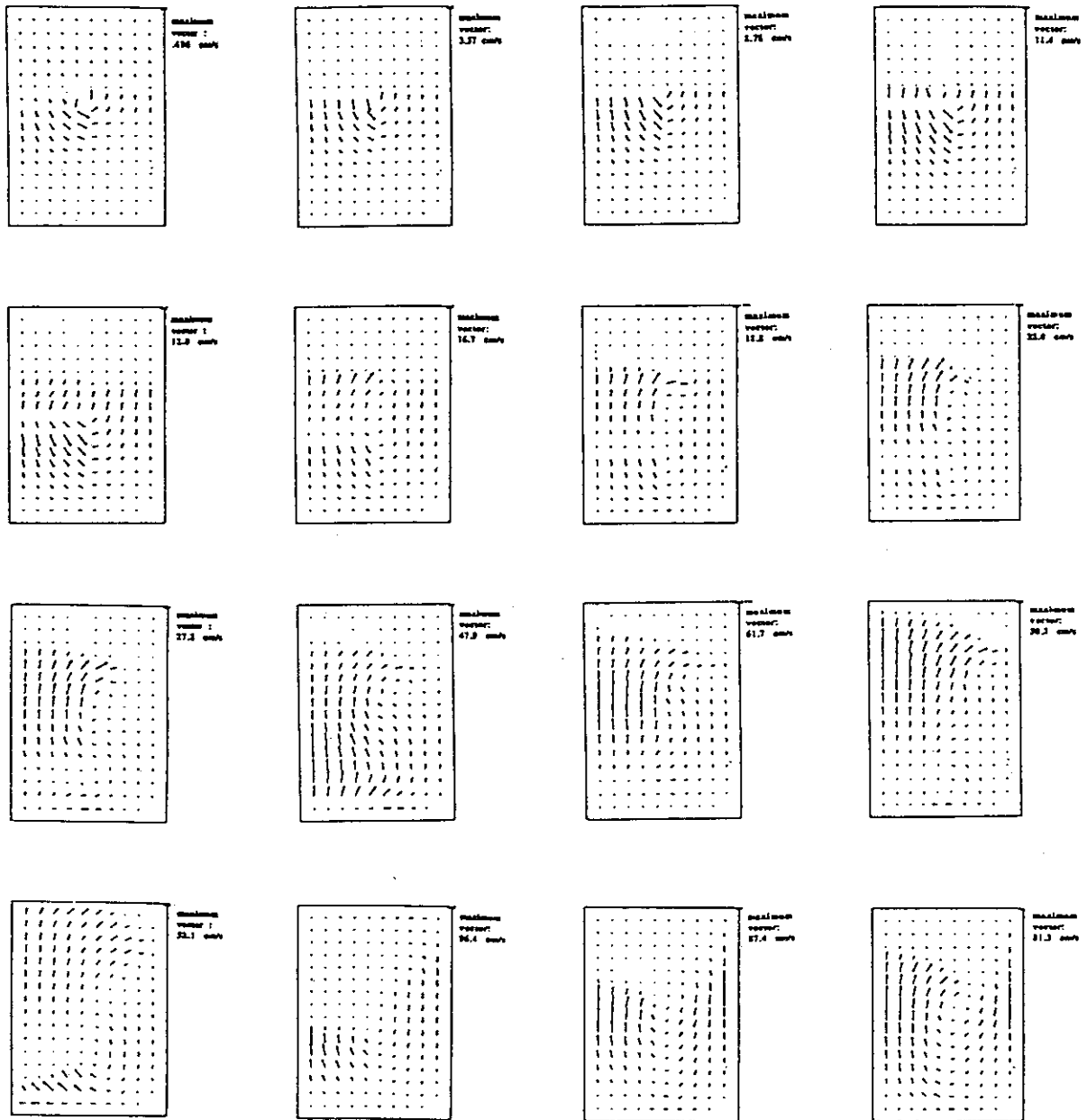


図3.5 PM-ALPHAによる解析結果：水の体積流束#702<sup>[7]</sup>

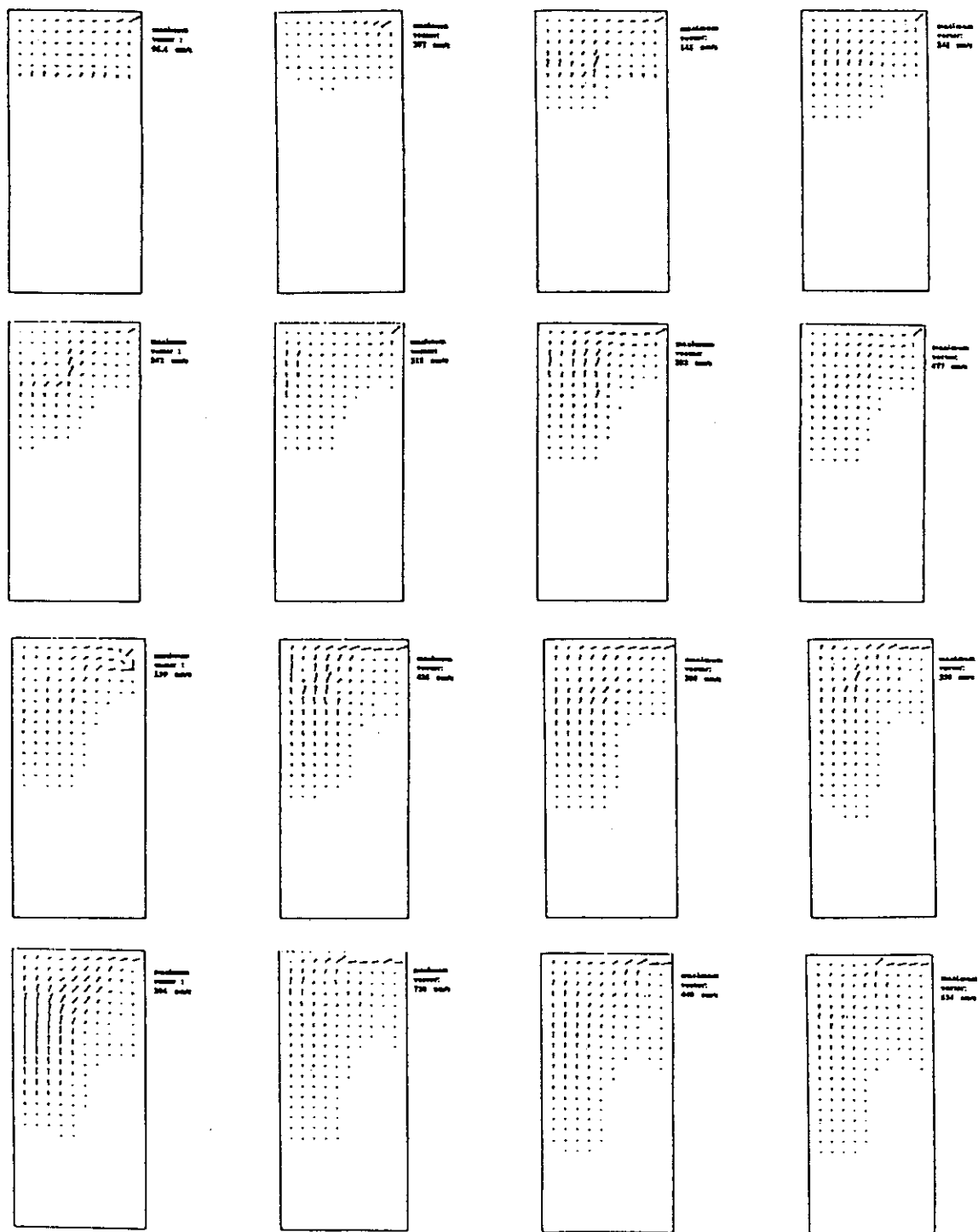


図3.6 PM-ALPHAによる解析結果：蒸気の体積流束#905<sup>[7]</sup>

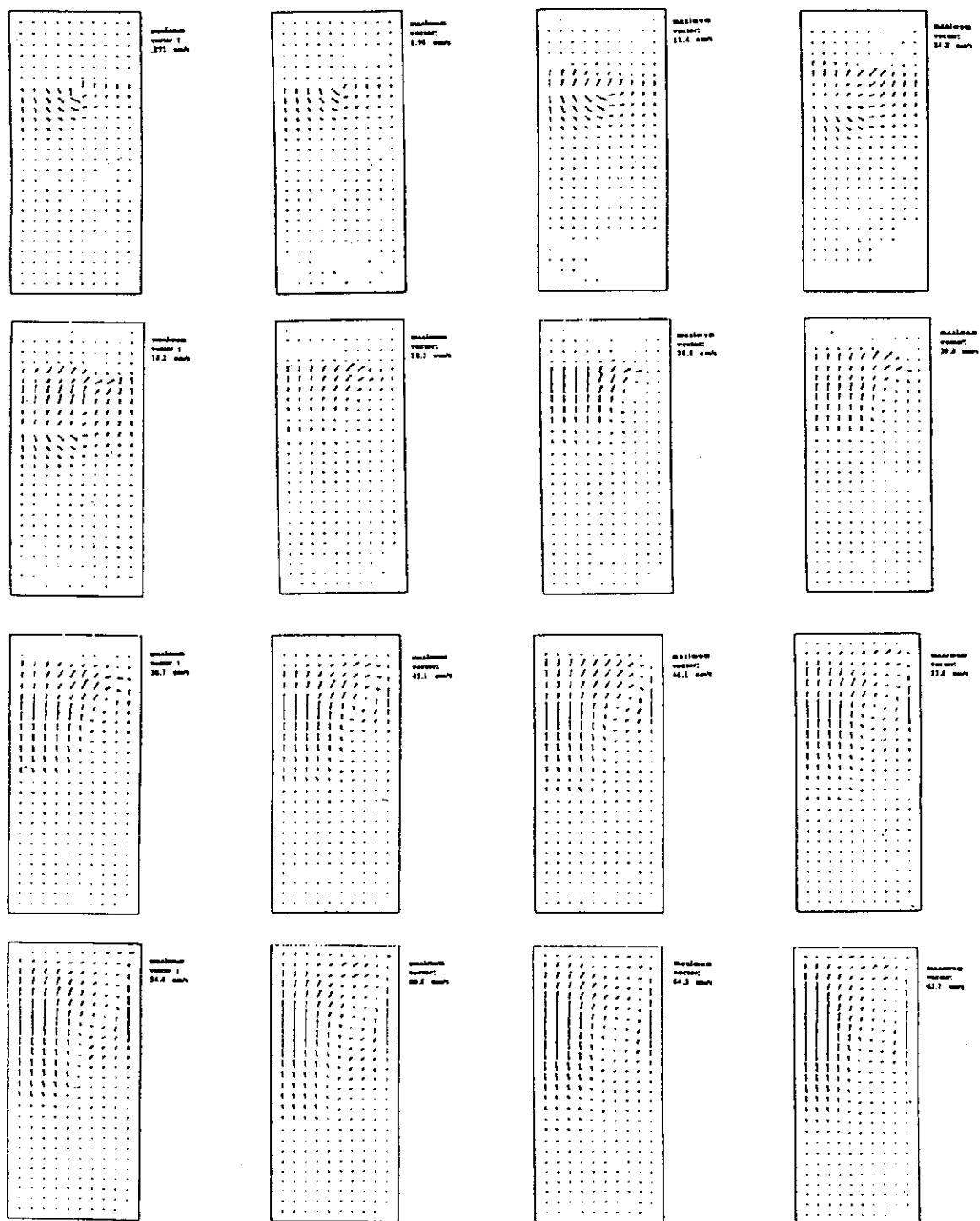


図3.7 PM-ALPHAによる解析結果：水の体積流束#905<sup>[7]</sup>

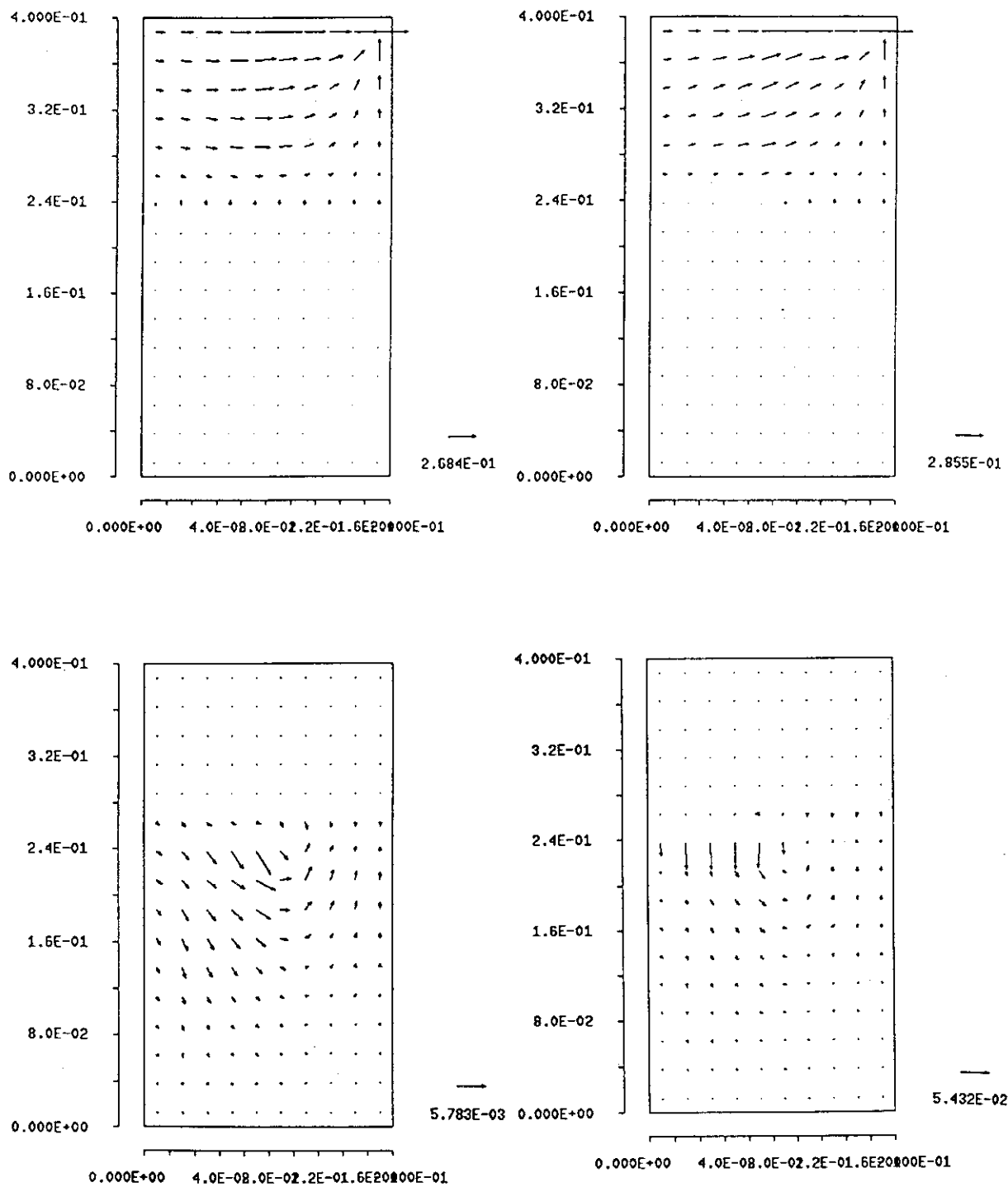


図3.8 時刻0.12, 0.17秒における蒸気(上段)および水(下段)の体積流束#702

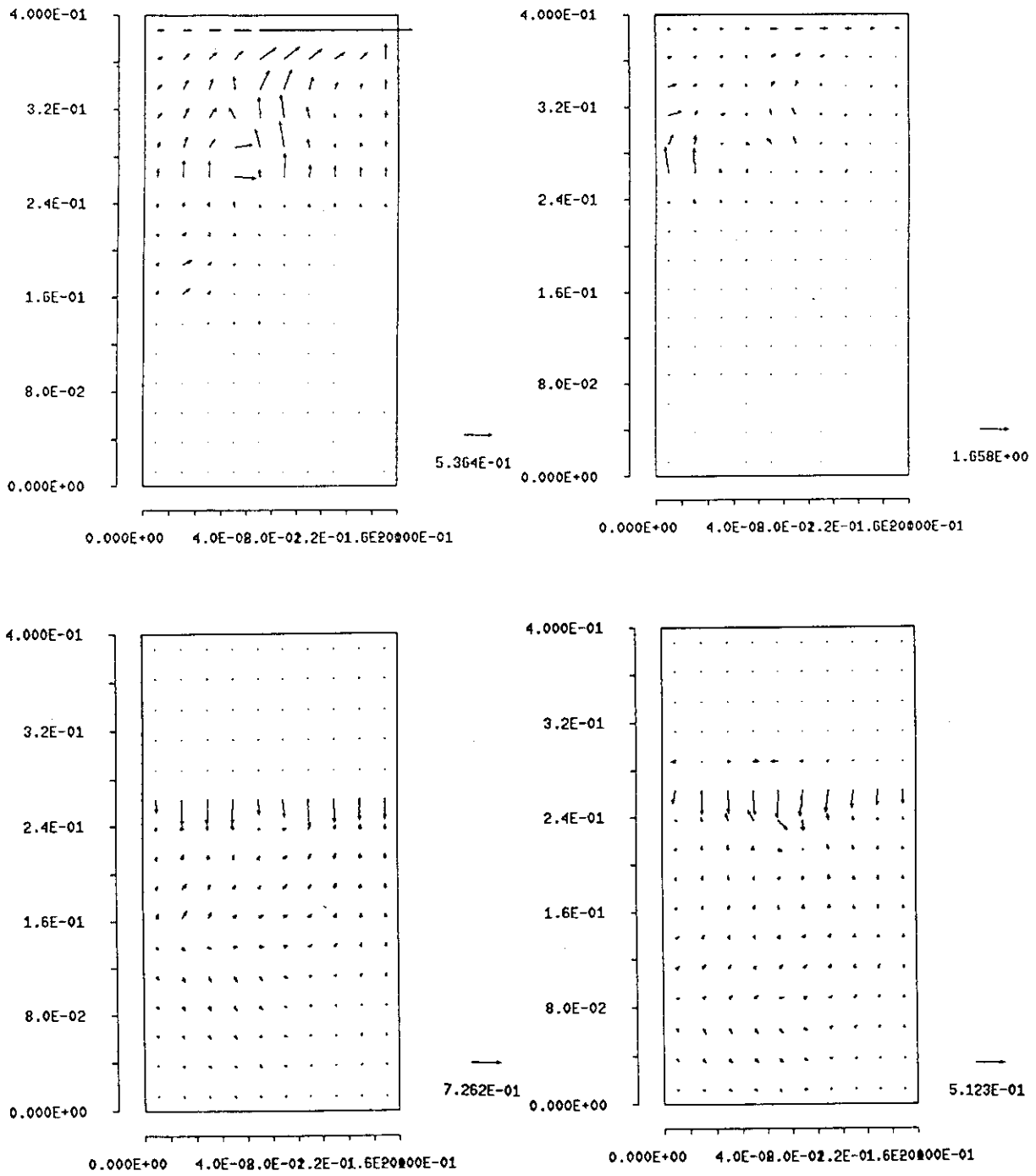


図3.9 時刻0.32, 0.37秒における蒸気(上段)および水(下段)の体積流束#702

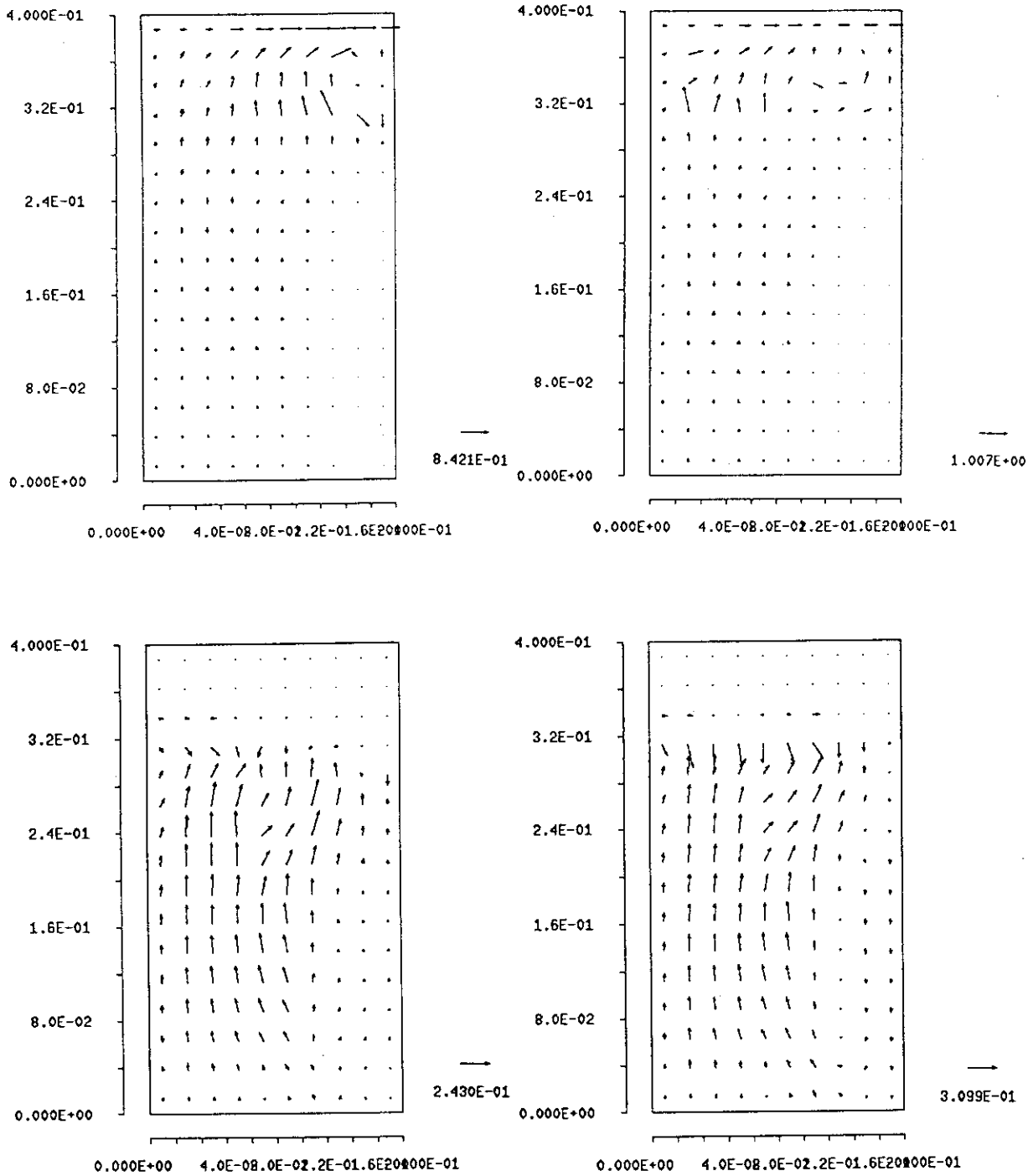


図3.10 時刻0.52, 0.57秒における蒸気（上段）および水（下段）の体積流束#702



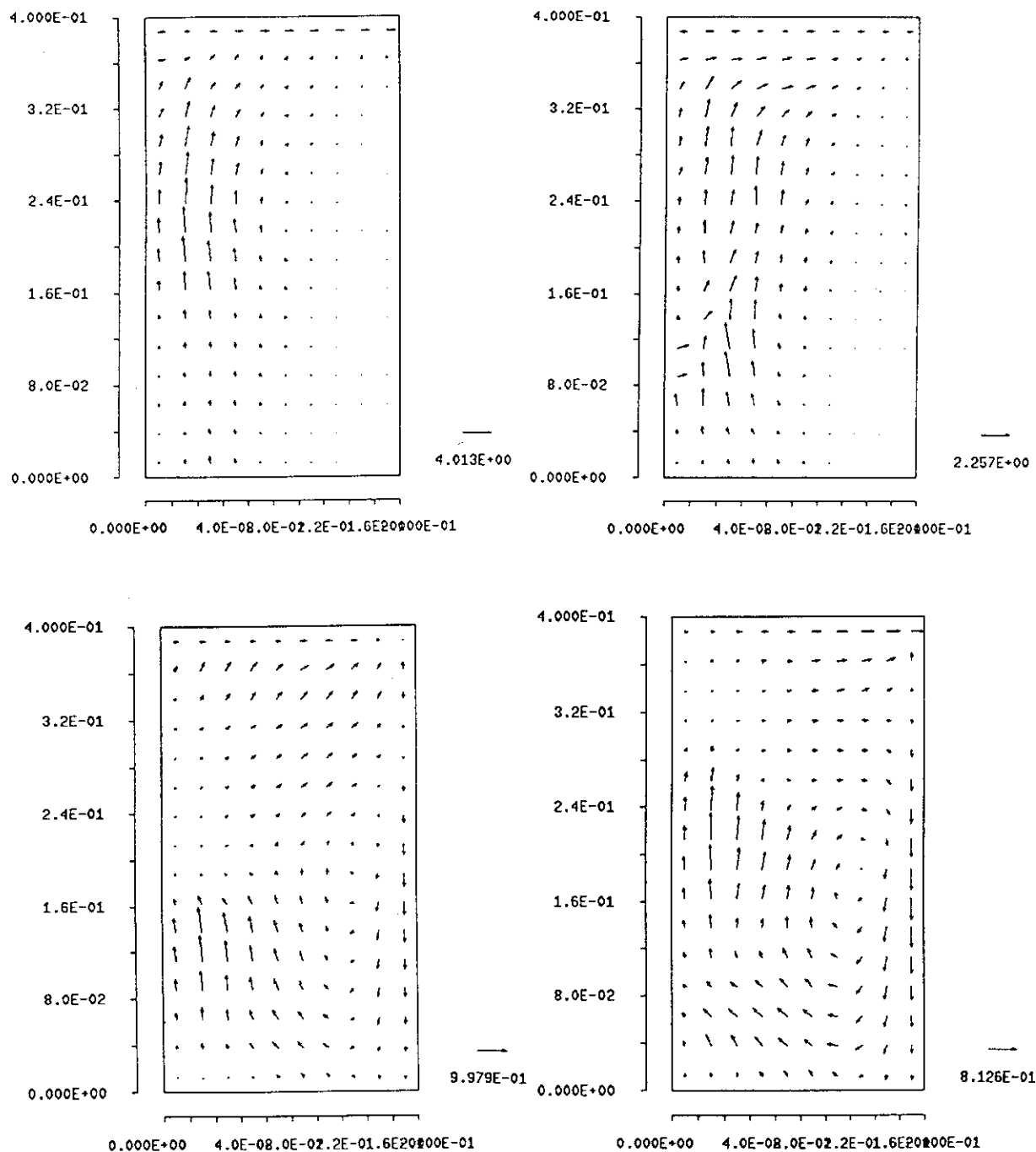


図3.11 時刻0.82, 0.87秒における蒸気（上段）および水（下段）の体積流束#702

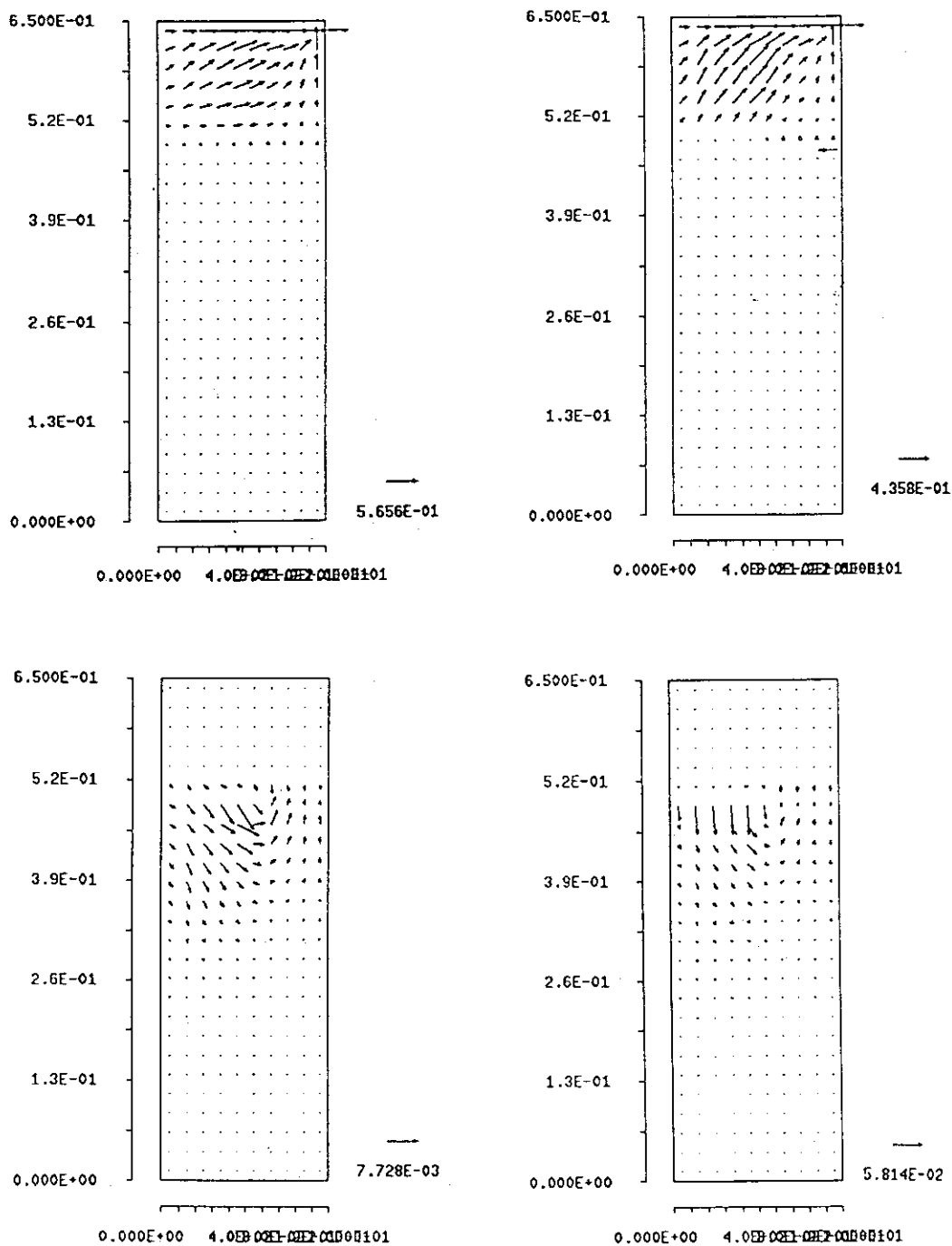


図3.12 時刻0.12, 0.17秒における蒸気（上段）および水（下段）の体積流束#905

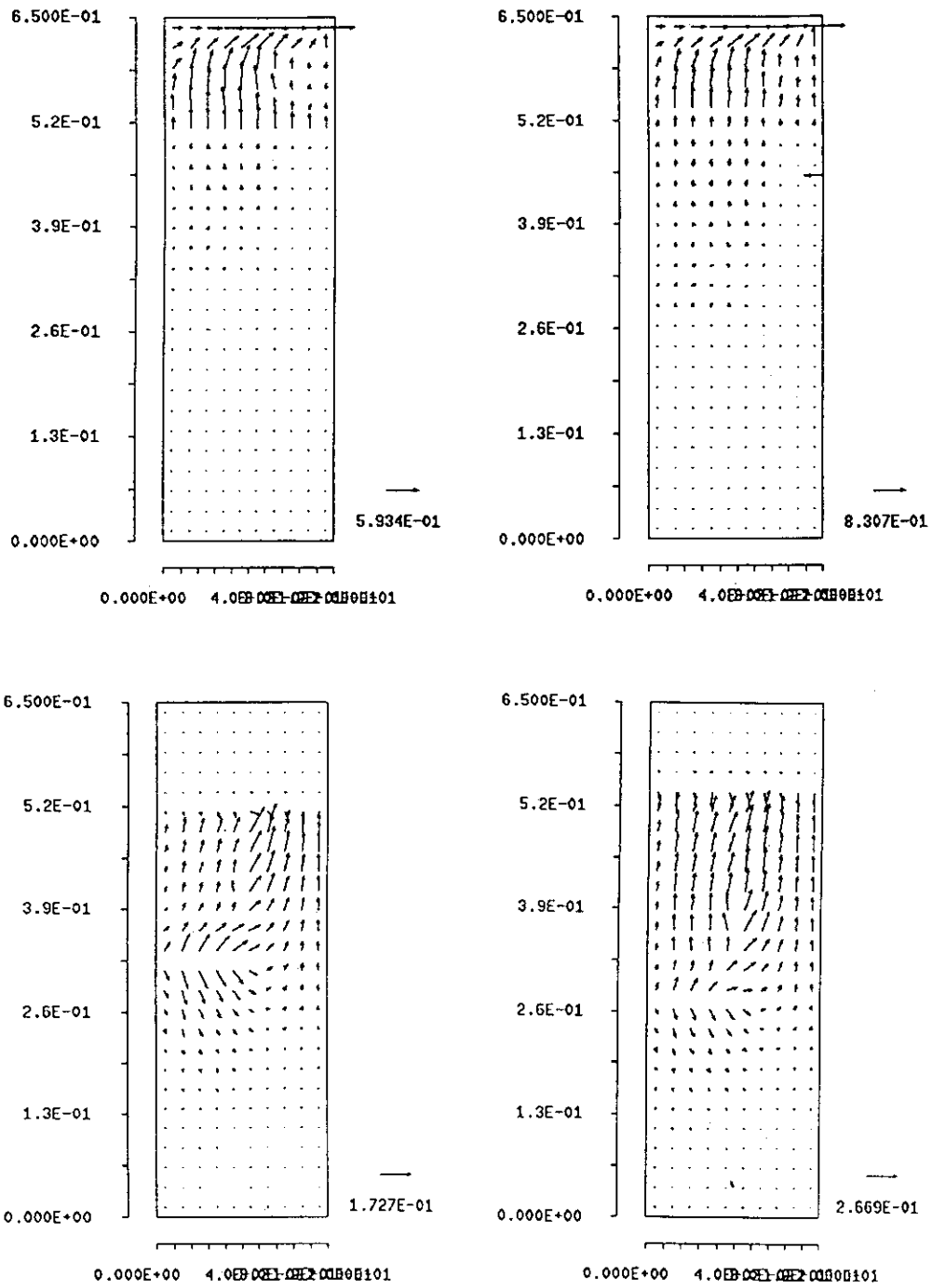


図3.13 時刻0.32, 0.37秒における蒸気(上段)および水(下段)の体積流束#905

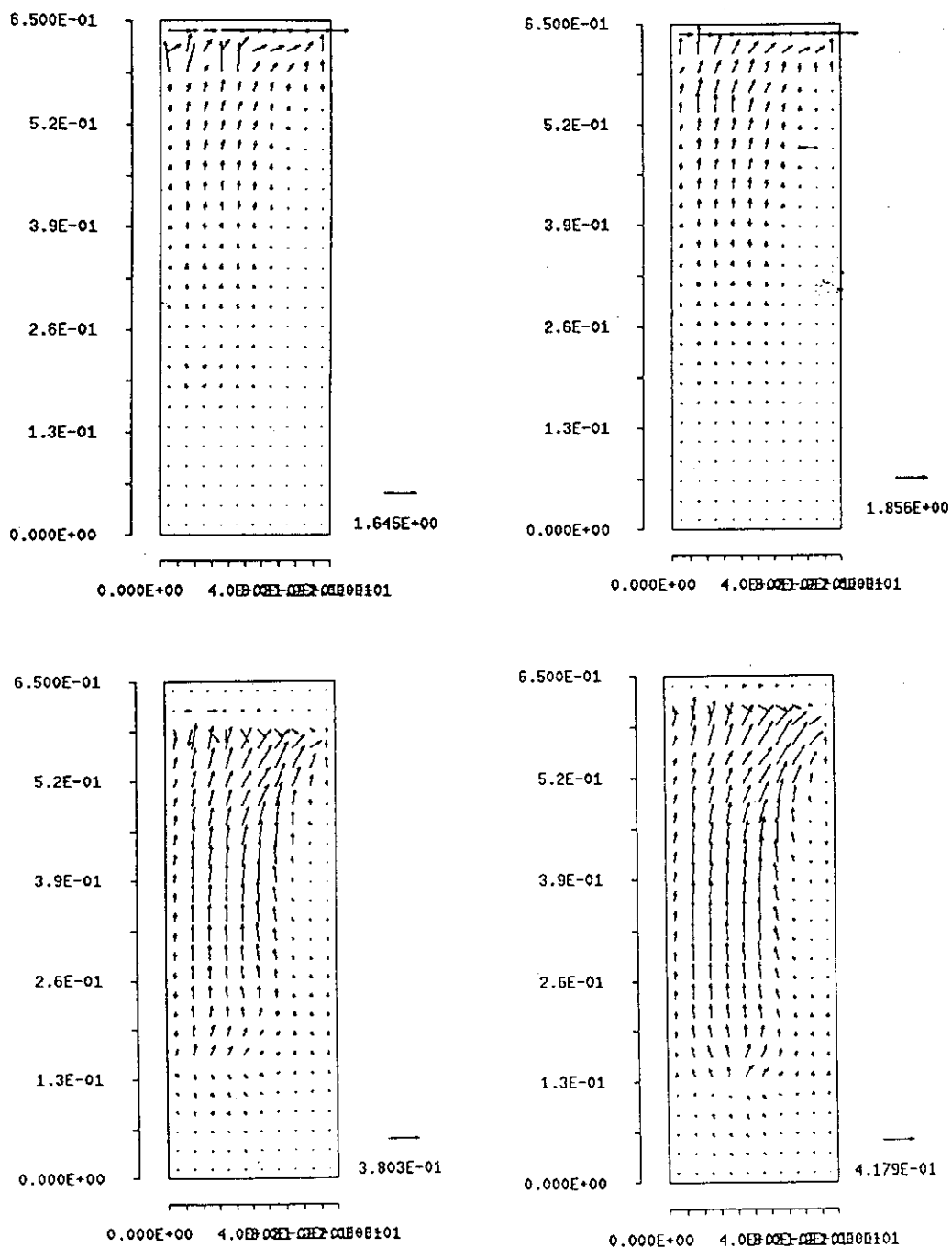


図3.14 時刻0.52, 0.57秒における蒸気（上段）および水（下段）の体積流束 #905

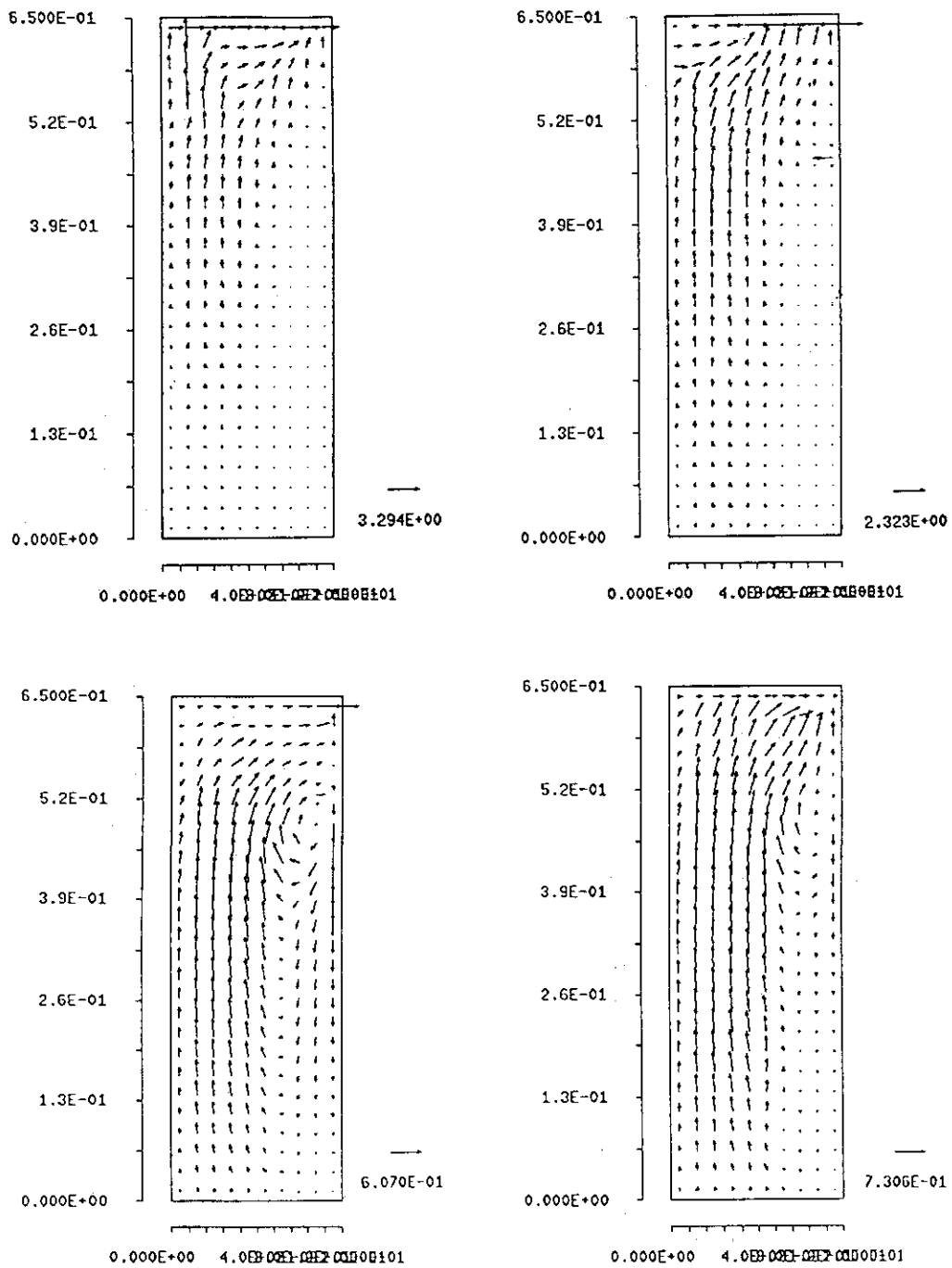


図3.15 時刻0.82, 0.87秒における蒸気(上段)および水(下段)の体積流束#905

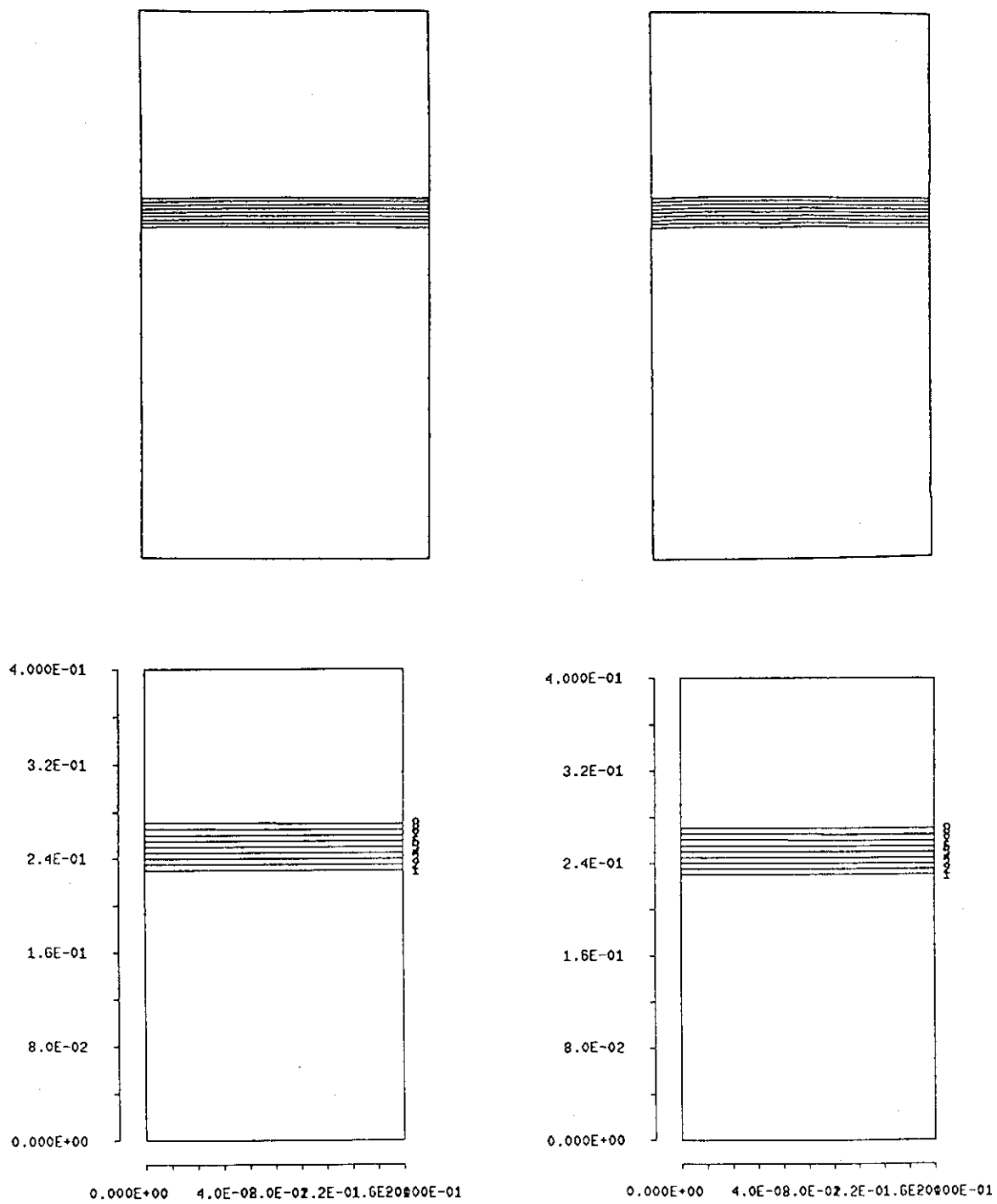


図 3.16 時刻0.12, 0.17秒における蒸気の体積率 # 702

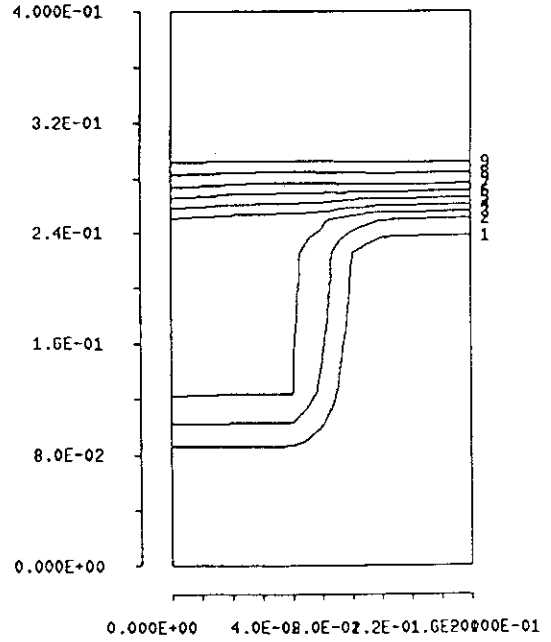
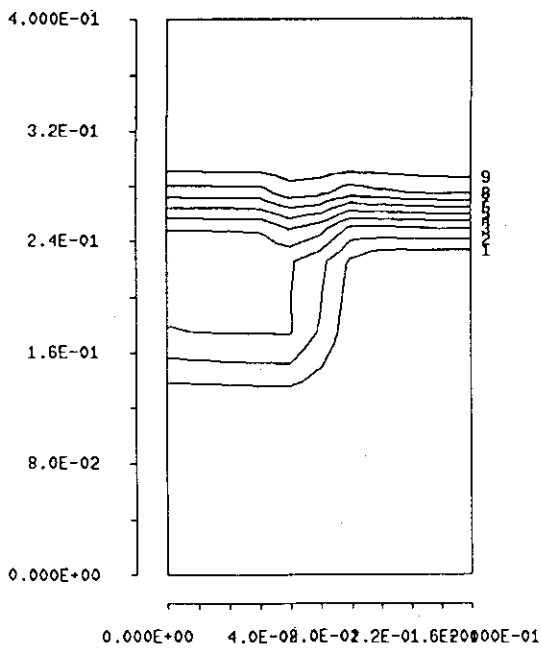
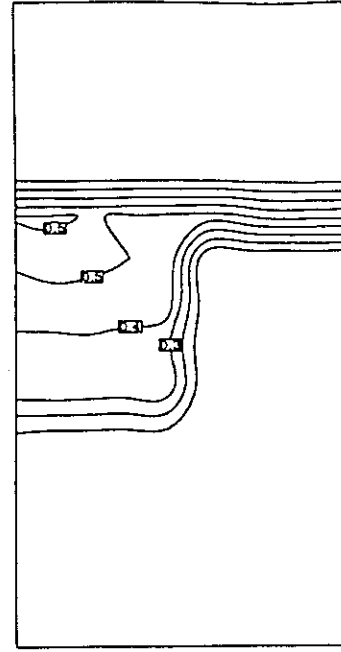
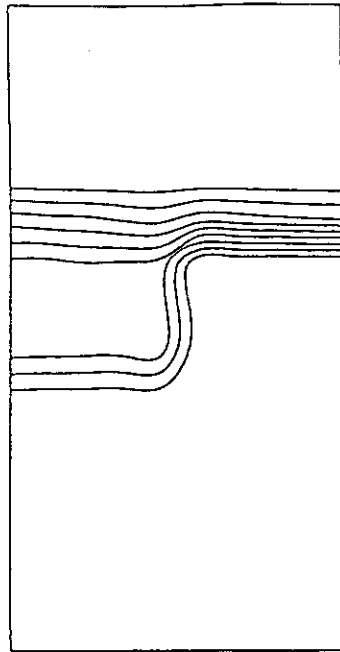


図3.17 時刻0.32, 0.37秒における蒸気の体積率 #702

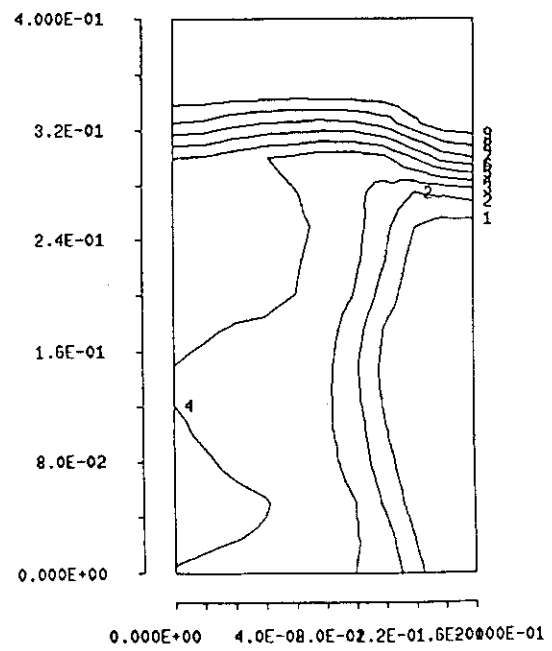
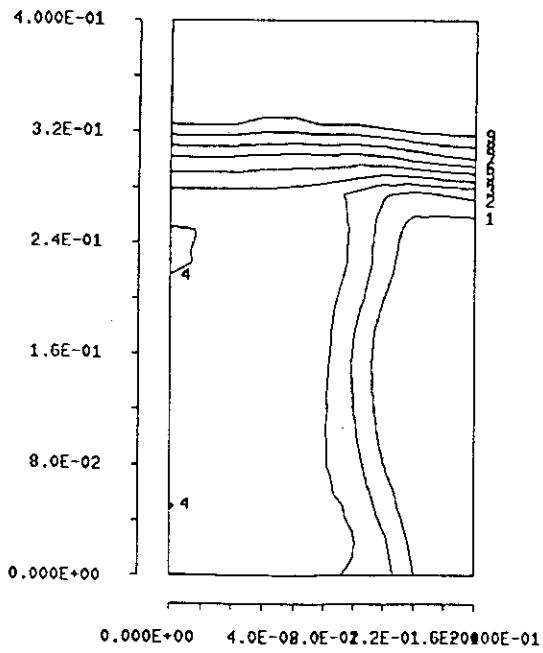
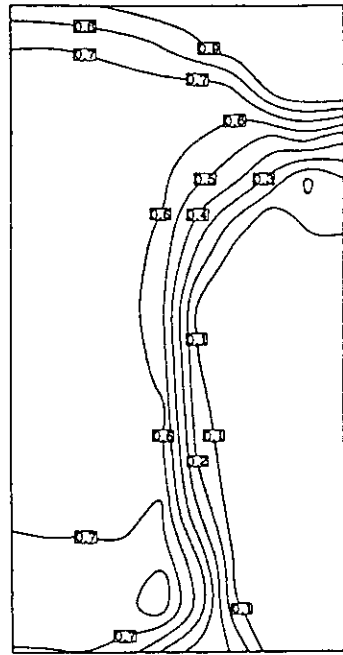
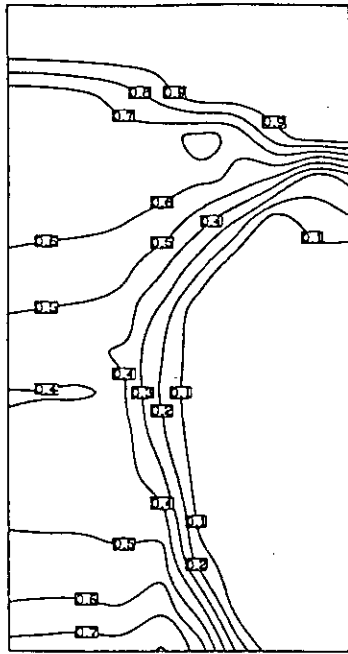


図3.18 時刻0.52, 0.57秒における蒸気の体積率 #702



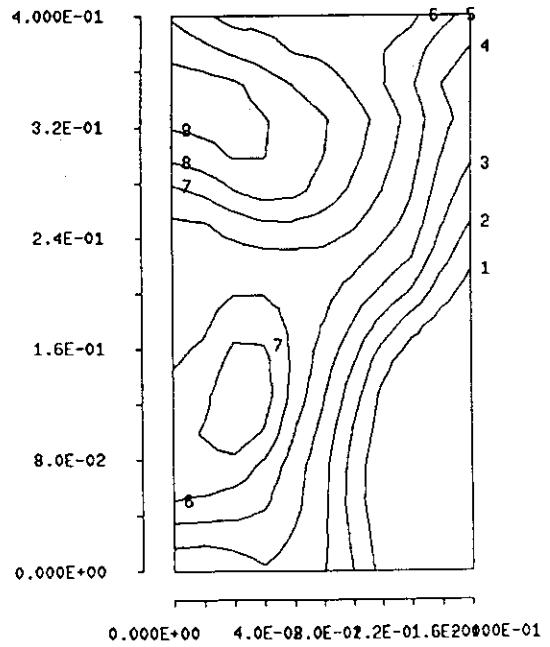
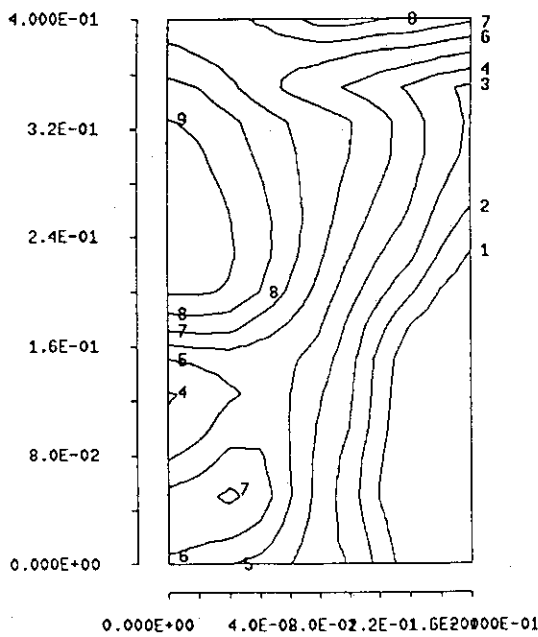
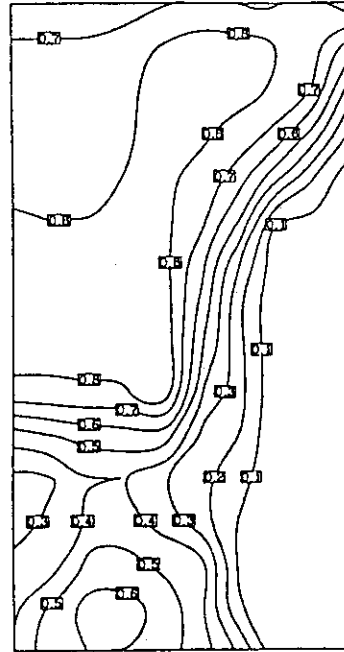
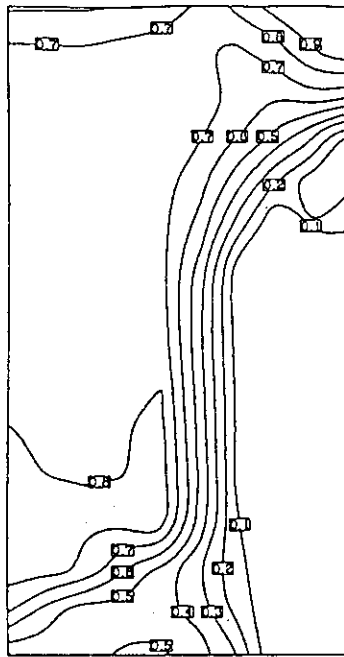


図3.19 時刻0.82, 0.87秒における蒸気の体積率#702

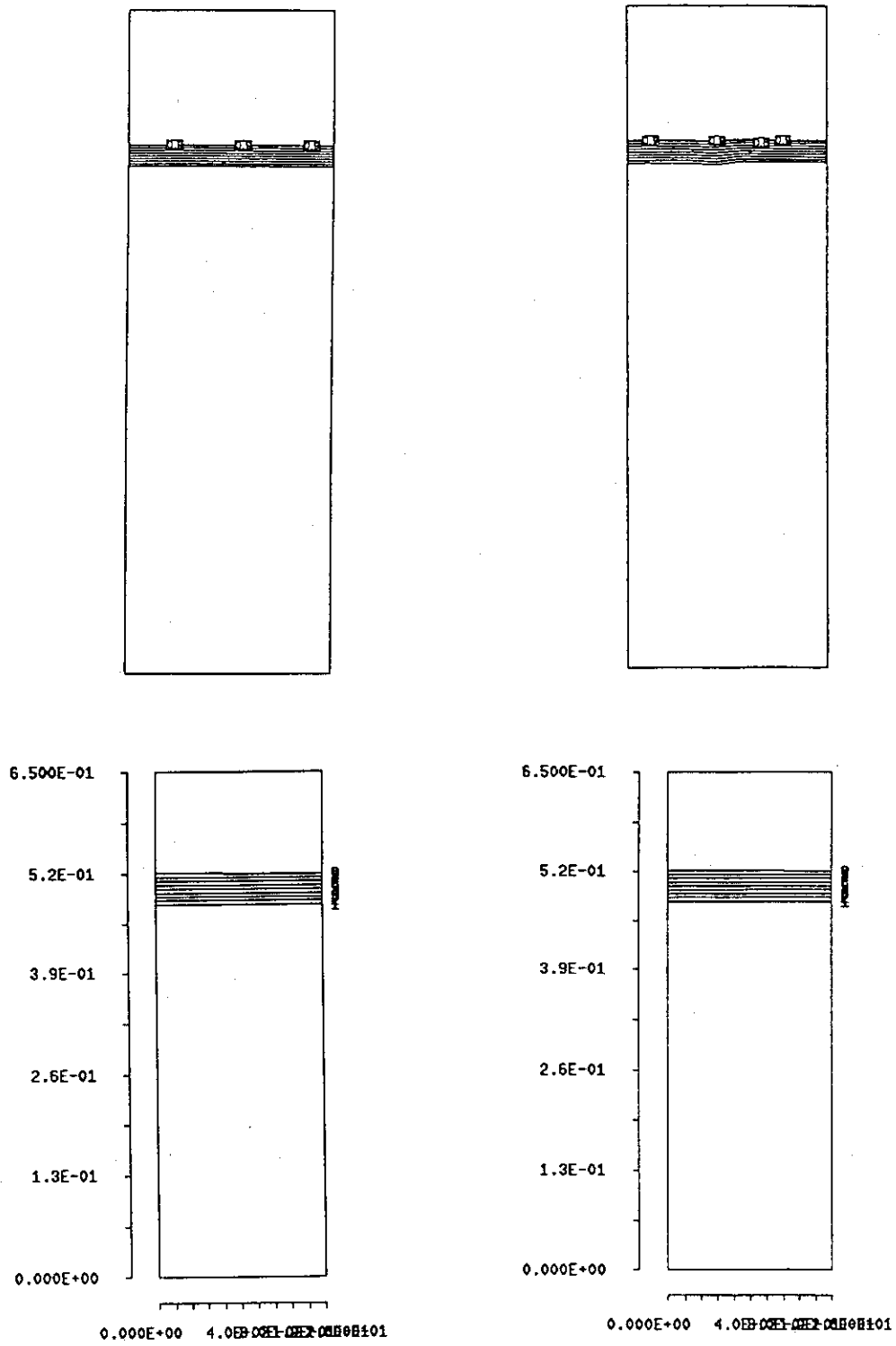


図3.20 時刻0.12, 0.17秒における蒸気の体積率#905

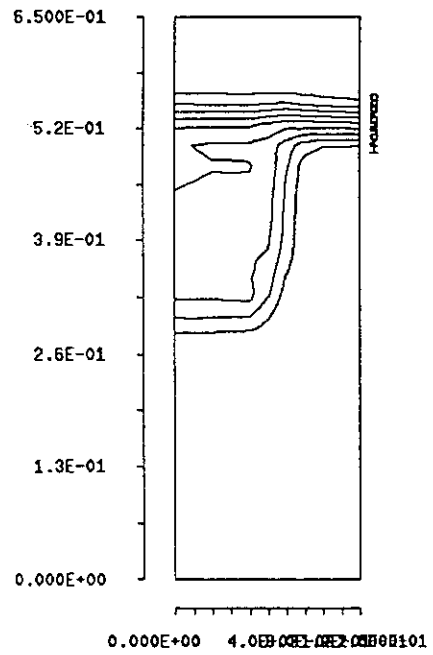
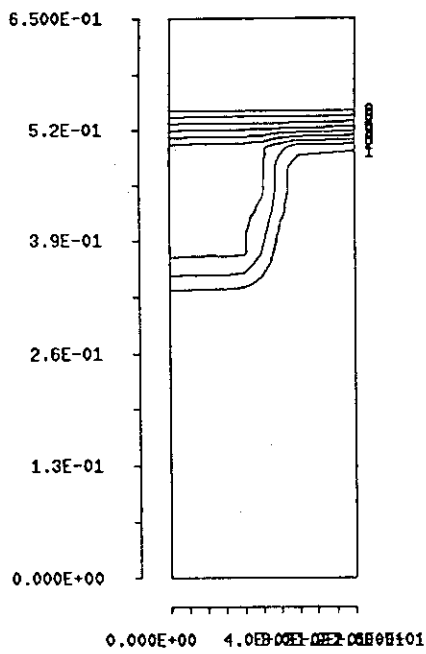
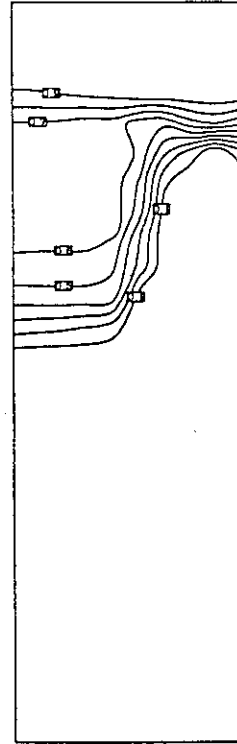
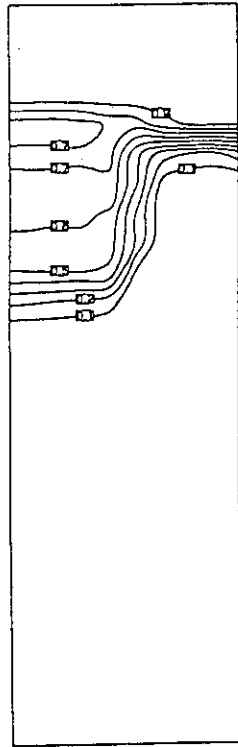


図3.21 時刻0.32, 0.37秒における蒸気の体積率 #905

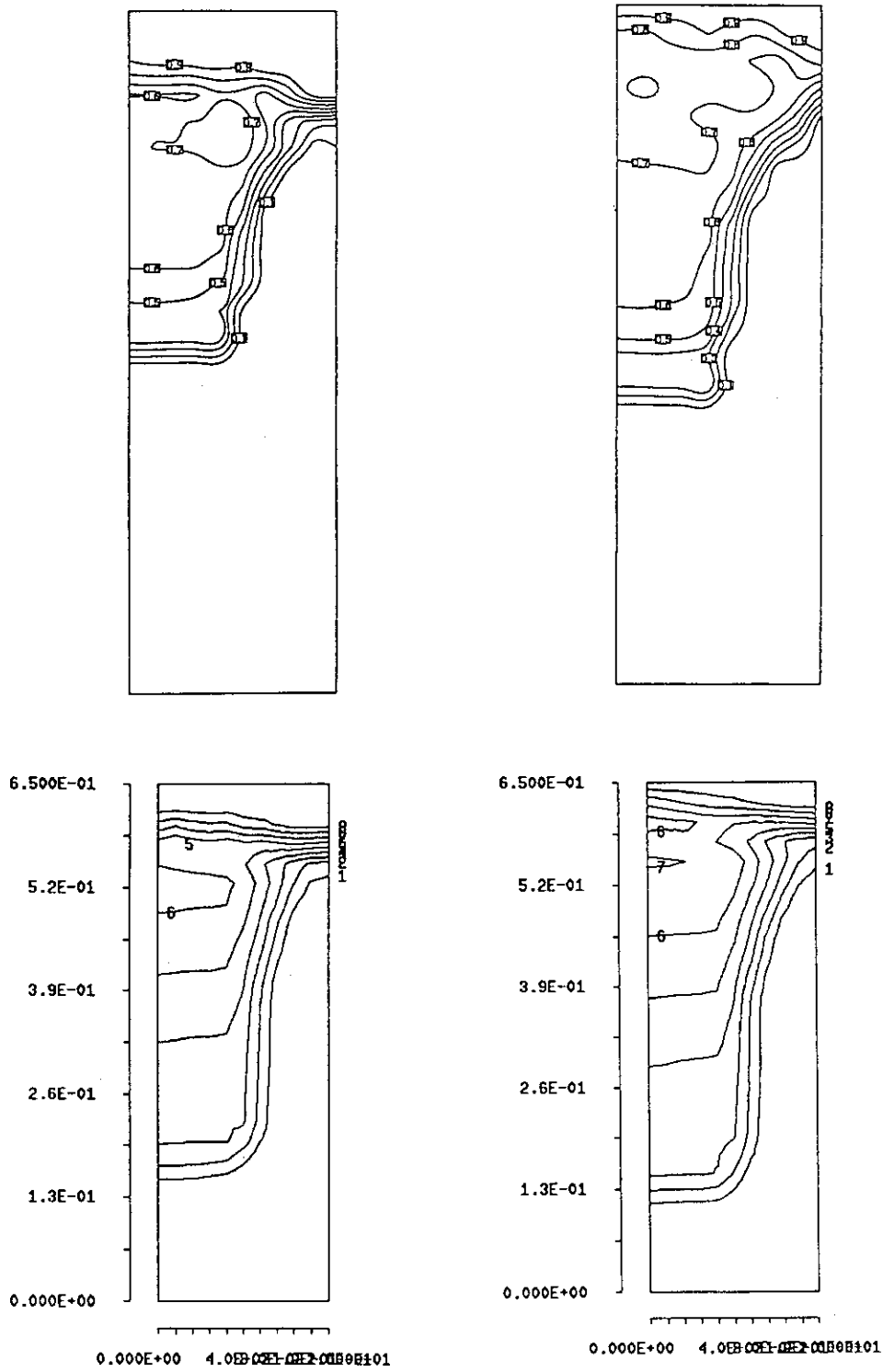


図 3.22 時刻0.52, 0.57秒における蒸気の体積率 #905

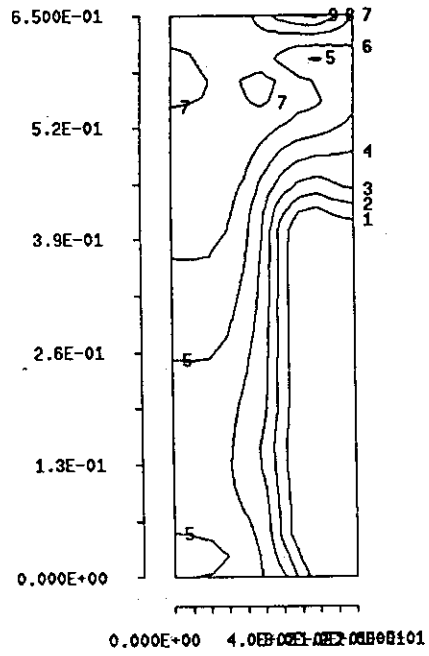
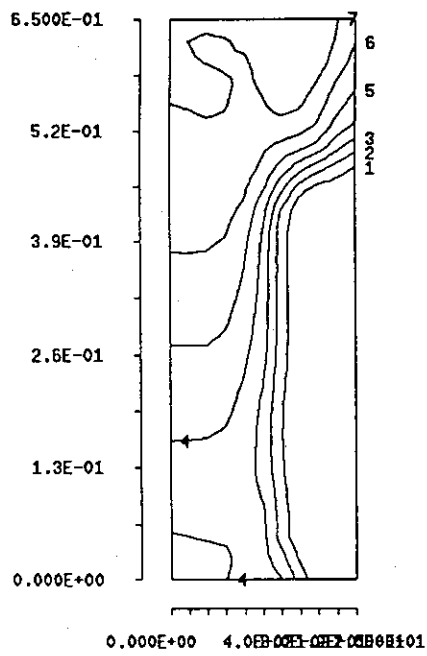
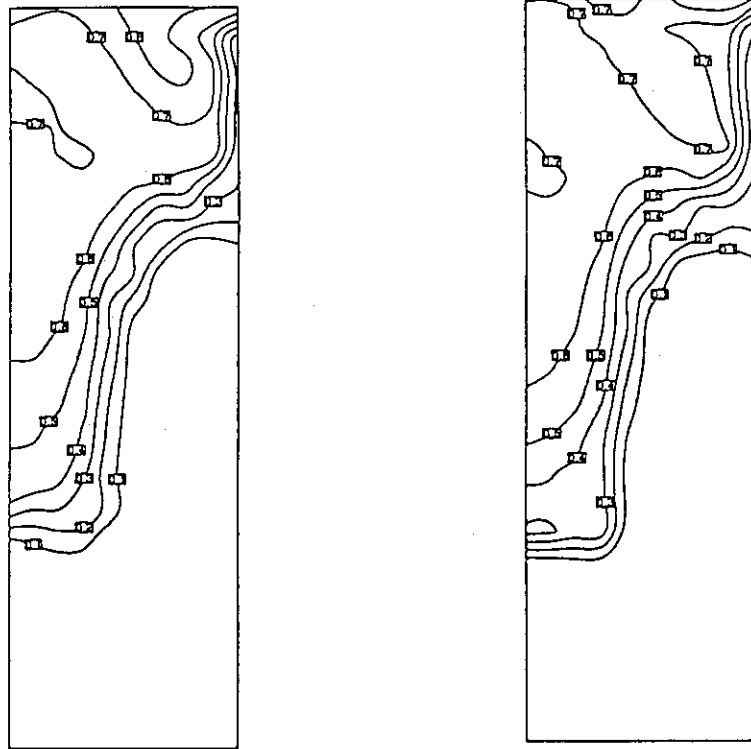


図3.23 時刻0.82, 0.87秒における蒸気の体積率#905

## 4. まとめ

本報では、水蒸気爆発解析コードJASMINEの概要、および試計算の結果を報告した。JASMINEは(株)富士総合研究所が開発した混相流解析コードMISTRALをもとにして開発している水蒸気爆発解析コードである。試計算の段階では、PM-ALPHA[7]で用いられているものとほぼ同じ構成式を組み込み、固体粒子を用いた体系で計算を行った。計算結果は定性的にはPM-ALPHAコードと同様で妥当なものであるが、定量的には溶融物相の沈降速度などに差が現れた。原因として水-蒸気間の界面積評価の違いにより界面摩擦力に差が生じた、あるいは存在しない相の速度の取り扱いなど数値計算上の問題などが考えられる。

今後、サブクール条件での計算を安定化するための対策を行い、また溶融物相のブレイクアップを考慮した試計算を進めるとともに、ALPHA計画[29]の溶融物粗混合実験のデータに基づき、コードの検証、構成式や流動様式など解析モデルの改良を進めることにしている。

## 参 考 文 献

- [1] U.S. NRC. Reactor safety study, WASH-1400, 1974.
- [2] S. J. Board, R. W. Hall, and R. S. Hall. Detonation of fuel coolant explosions. *Nature*, Vol. 254, pp. 319-321, 1975.
- [3] A.J. Briggs. Steam explosions and reactor safety. CSNI Report 74, 1982.
- [4] R. W. Hall and D. F. Fletcher. Validation of CHYMES: Simulant studies. In *Proc. of the CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions*, pp. 70-88, March 1993.
- [5] M. K. Denham, A. P. Taylor, and D. F. Fletcher. Experiments on the mixing of molten uranium dioxide with water and initial comparisons with CHYMES code calculations. In *Proc. NURETH-5 Vol. VI*, pp. 1667-1675, 1992.
- [6] S. Angelini, E. Takara, W. Yuen, and T. G. Theofanous. Multiphase transients in the premixing of steam explosions. In *Proc. NURETH-5 Vol. II*, pp. 471-478, 1992.
- [7] S. Angelini, W. W. Yuen, and T. G. Theofanous. Premixing-related behavior of steam explosions. In *Proc. of the CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions*, pp. 99-133, Mar 1993.
- [8] Steam Explosion Review Group. A review of the current understanding of the potential for containment failure arising from in-vessel steam explosions. NUREG 1116, 1985.
- [9] R. E. Henry and H. K. Fauske. Core melt progression and the attainment of permanently coolable state. In *Proc. Reactor Safety Aspects of Fuel Behavior, Vol. 2*, pp. 481-495, August 1981.
- [10] M. L. Corradini and G. A. Moses. Limits to fuel/coolant mixing. *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 90, pp. 19-27, 1985.
- [11] 森山, 山野, 丸山, 工藤, 杉本. 蒸気爆発に関する実験的研究の概要. JAERI-Review 94-010, Dec 1994.
- [12] D. Magallon and H. Hohmann. High pressure melt quenching test in FARO. *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 155, pp. 253-270, 1995.
- [13] B. W. Marshall and M. Barmann. An experimental study of isothermal and boiling liquid jets. In *Proc. 4th Water Reactor Safety Information Mtg.*, pp. 293-317, 1986.

- [14] J. D. Gabor et al. Molten aluminum alloy fuel fragmentation experiments. In *Proc. NURETH-5*, p. 898, 1992.
- [15] H. Jacobs. private communications, 1994.
- [16] S. Kondo et al. Experimental study on simulated molten jet-coolant interactions. *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 155, pp. 73-84, 1995.
- [17] G. Berthoud et al. Corium-water interaction studies in france. In *Proc. ICHMT International Seminar on Heat and Mass Transfer in Severe Reactor Accidents, Cesme, Turkey, May 1988*.
- [18] D. F. Fletcher and M. K. Denham. validation of the CHYMES mixing model. In *Proc. of the CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions*, pp. 89-98, March 1993.
- [19] F. J. Davis and M. F. Young. Integrated fuel-coolant interaction ( ifci6.0 ) code, user's manual. NUREG/CR 6211, 1994.
- [20] H. Jacobs. Analysis of large-scale melt-water mixing events. In *Proc. of the CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions*, pp. 14-26, March 1993.
- [21] I. Nikolay and N. I. Kolev. IVA3: A transient 3d three-phase, three component flow analyzer. In *Proc. the International Topical Meeting on Safety of Thermal Reactors*, pp. 171-180, 1991.
- [22] G. Berthoud and M. Valette. Calculations of the premixing phase of an fci with trio mc code. In *Proc. of the CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions*, pp. 27-36, March 1993.
- [23] C. C. Chu and M. L. Corradini. One-dimensional transient fluid model for fuel/coolant interaction analysis. *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 101, pp. 48-71, 1989.
- [24] J. Tang and M. L. Corradini. Modeling of the complete process of one-dimensional vapor explosions. In *Proc. of the CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions*, pp. 204-217, Mar 1993.
- [25] J. J. Sienicki, C. C. Chu, and B. W. Spencer. Ex-vessel melt-coolant interactions in deep water pool: Studies and accident management for Swedish BWRs. In *Proc. of the CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions*, pp. 37-53, March 1993.
- [26] S. Kondo, K. Konishi, K. Morita, et al. Fuel-coolant interaction studies at PNC relevant to fast reactor safety. In *Proc. of the International Seminar on The Physics of Vapor Explosions, Tomakomai, 1993*, pp. 96-109.
- [27] Y. Yang et al. A two-dimensional numerical simulation of the fragmentation propagation in the vapor explosion. In *Proc. 3rd JSME/ASME Joint Int. Conf. on Nuclear Engineering, Kyoto, Japan, Apr 1995*.



- [28] K. Soda et al. Recent development and results from severe accident research in Japan. In *Proc. 19th Water Reactor Safety Information Mtg., Bethesda, MD (NUREG/CP-0119)*, pp. 221-234, 1991.
- [29] J. Sugimoto et al. Steam explosion experiment in the ALPHA program -phenomena and estimation of energy conversion ratio-. JAERI-M 92-235, 1992.
- [30] N. Yamano, K. Moriyama, Y. Maruyama, T. Kudo, and J. Sugimoto. Study of premixing phase of steam explosion in ALPHA program. In *Proc. Multidisciplinary International Seminar on Intense Multiphase Interactions, Santa Barbara, June 1995*. to be published.
- [31] M. A. Gilbertson, D. F. Fretcher, R. W. Hall, and D. B. R. Kenning. Isothermal coarse mixing experiment and cfd modeling. In *Proc. UK Heat Transfer Conference*, 1992.
- [32] M. Pilch and C. A. Erdman. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *Multiphase Flow*, Vol. 13, No. 6, pp. 741-757, 1987.
- [33] L. E. Sissom and D. R. Pitts. *Elements of transport phenomena*. MacGraw-hill, Inc., 1972.
- [34] M. Ishii and N. Zuber. Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particle flows. *AIChE J.*, Vol. 5, p. 843, 1979.
- [35] V. K. Dhir and G. P. Purohit. Subcooled film-boiling heat transfer from spheres. *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 47, pp. 49-66, 1978.
- [36] H. A. van der Vorst. A fast and smoothly converging variant of bi-cg for the solution of nonsymmetric linear systems. *Science Computer*, Vol. 13, , 1992.
- [37] C. Hirsh. *Numerical computation of internal and external flows Vol. 2, Computational methods for invicid and viscous flows*. John Wiley and Sons., 1990.
- [38] B. van Leer. *J. Computational Physics*, Vol. 32, p. 101, 1979.