

JAERI-Tech
2002-013



JP0250153



シビアアクシデントの伝熱流動現象における
素過程に関する研究

—粒子法を用いた蒸気爆発素過程の数値シミュレーション—
(原子力基礎研究 H10-027-5)
(委託研究)

2002年3月

越塚 誠一*・池田 博和*・劉 杰*・岡 芳明*

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。
入手の問合せは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費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 Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2002

編集兼発行 日本原子力研究所

シビアアクシデントの伝熱流動現象における素過程に関する研究
—粒子法を用いた蒸気爆発素過程の数値シミュレーション—
(原子力基礎研究 H10-027-5)
(委託研究)

日本原子力研究所東海研究所安全性試験研究センター原子炉安全工学部
東京大学大学院工学系研究科附属原子力工学研究施設
越塚 誠一*・池田 博和*・劉 杰*・岡 芳明*

(2002年1月18日受理)

原子炉のシビアアクシデントにおいて、高温の溶融炉心が低温の冷却水と接触すると蒸気爆発を生じる可能性がある。そこで、蒸気爆発素過程の解明のため、溶融液滴を包む蒸気膜の崩壊時を模擬し、溶融すずの単一液滴に周囲から水ジェットが衝突する体系で粒子法による3次元シミュレーションをおこなった。シミュレーション結果では、溶融物がフィラメント状に液滴から飛び出してくる様子が捉えられた。これはCiccarelli-FrostのX線高速写真と非常によく一致している。ただし、X線写真に見られるような急激な細粒化が生じるためには、液液接触時に自発核生成による高速沸騰が必要である。溶融炉心液滴の場合には、水ジェットが溶融液滴に接触する際に界面温度は溶融物の凝固点以下になるので、急激な細粒化は生じにくく、従って大規模な蒸気爆発も発生しにくいと考えられる。次に、蒸気爆発の圧力波伝播過程の1次元解析コードを開発した。熱的細粒化には液液接触時の自発核生成のモデルを採用した。本コードを用いて蒸気爆発における圧力波伝播の1次元テスト計算をおこない、従来のコードによる計算結果とよく一致した。

本研究は、日本原子力研究所の平成10～12年度「原子力基礎研究推進制度」の支援により実施した研究の成果である。

東海研究所：〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4

東京大学：〒319-1106 茨城県那珂郡東海村白方白根2-22

* 東京大学大学院工学系研究科附属原子力工学研究施設

Research on the Fundamental Process of Thermal-hydraulic Behaviors in Severe Accident
- Numerical Simulation of Fundamental Process of Vapor Explosion using Particle Method -
(JAERI's Nuclear Research Promotion Program, H10-027-5)
(Contract Research)

Seiichi KOSHIZUKA*, Hirokazu IKEDA*, Jie LIU* and Yoshiaki OKA*

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

Nuclear Engineering Research Laboratory
Graduate School of Engineering
The University of Tokyo
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 18, 2002)

A vapor explosion may happen when the hot liquid of the molten core contacts with the cold fluid of the coolant in severe accidents. Water jet impingement on a molten tin drop, which appears at collapse of a vapor film surrounding the hot drop, is analyzed in three dimensions using a particle method to investigate the fundamental processes in vapor explosions. As the result, the melt is extruded from the drop like filaments, which is the same behavior observed in the X-ray photographs obtained by Ciccarelli and Frost. Rapid boiling caused by spontaneous nucleation is necessary for strong fragmentation as shown in the X-ray photographs. In the case of the molten core, the interface temperature falls below the solidification temperature after direct contact with the water jets. Therefore, the rapid fragmentation is unlikely and a strong vapor explosion is unlikely as well. A one-dimensional

This Research was Supported by the JAERI's Nuclear Research Promoting Program (JANP) from 1998 to 2000.

* The University of Tokyo

code for propagation of pressure waves is developed. A spontaneous nucleation model is employed for thermal fragmentation. A one-dimensional test calculation of propagation of a pressure wave is carried out. The present result agrees with the past calculations in references.

Key words: Vapor Explosion, Severe Accident, Molten Core, Particle Method, Numerical Analysis, Spontaneous Nucleation, Fragmentation, Pressure Wave, Water Jet, Boiling

This is a blank page.

目 次

1. 序論	1
1.1 全体研究と本課題の内容	1
1.1.1 全体研究	1
1.1.2 本課題の内容	1
1.2 本報告書の構成	2
第1章参考文献	2
2. 蒸気爆発における溶融液滴の細粒化過程	3
2.1 序論	3
2.1.1 蒸気爆発の素過程	3
2.1.2 MPS法	3
2.1.3 本研究の目的	4
2.2 溶融物の細粒化過程に関する従来の研究	4
2.2.1 蒸気爆発と溶融物の細粒化	4
2.2.2 従来の伝播解析コードにおける細粒化モデル	5
2.3 MPS法コードの3次元化	8
2.3.1 支配方程式	8
2.3.2 空間微分モデル	9
2.3.3 計算アルゴリズム	12
2.3.4 コードの3次元化	12
2.3.5 重み関数の最適化	13
2.3.6 ダム崩壊問題の解析	15
2.4 まとめ	15
第2章参考文献	16
3. 溶融液滴細粒化過程の3次元シミュレーション	17
3.1 序論	17
3.2 溶融物液滴細粒化の3次元シミュレーション	17
3.2.1 初期条件の設定	17
3.2.2 3次元解析	18
3.3 まとめ	19
第3章参考文献	19
4. 蒸気爆発伝播過程の1次元解析コードの開発	20
4.1 序論	20
4.2 蒸気爆発伝播過程解析コード	20
4.2.1 支配方程式	20
4.2.2 構成方程式	21
4.2.3 状態方程式	25

4.2.4 計算手法	-----	25
4.3 蒸気爆発における圧力波伝播の数値解析	-----	25
4.4 まとめ	-----	25
第4章参考文献	-----	26
5. 結論	-----	27

Contents

1. Introduction	1
1.1 Research Plan in the Series and the Present Subject	1
1.1.1 Research Plan in the Series	1
1.1.2 Present Subject	1
1.2 Structure of This Report	2
References in Chapter 1	2
2. Fragmentation Process of Melt Drop in Vapor Explosion	3
2.1 Introduction	3
2.1.1 Fundamental Process in Vapor Explosion	3
2.1.2 MPS Method	3
2.1.3 Purposes	4
2.2 Past Studies on Fragmentation Process of Melt Drop	4
2.2.1 Vapor Explosion and Fragmentation of Melt	4
2.2.2 Fragmentation Models Used in the Existing Codes	5
2.3 Development of Three-dimensional MPS Code	8
2.3.1 Governing Equations	8
2.3.2 Models for Spatial Derivatives	9
2.3.3 Algorithm	12
2.3.4 Development of Three-dimensional Code	12
2.3.5 Optimization of Weight Function	13
2.3.6 Analysis of Dam Collapse	15
2.4 Summary	15
References in Chapter 2	16
3. Three-dimensional Simulation of Fragmentation Process of Melt Drop	17
3.1 Introduction	17
3.2 Three-dimensional Simulation of Fragmentation Process of Melt Drop	17
3.2.1 Initial Conditions	17
3.2.2 Three-dimensional Analysis	18
3.3 Summary	19
References in Chapter 3	19
4. Development of One-dimensional Code for Propagation Stage in Vapor Explosion	20
4.1 Introduction	20
4.2 Code for Propagation Stage in Vapor Explosion	20
4.2.1 Governing Equations	20
4.2.2 Constitutive Equations	21
4.2.3 Equation of State	25

4.2.4 Numerical Method	25
4.3 Numerical Analysis of Pressure Wave Propagation in Vapor Explosion	25
4.4 Summary	25
References in Chapter 4	26
5. Conclusions	27

1. 序 論

1. 1 全体研究と本課題の内容

1. 1. 1 全体研究

TM I やチェルノブイル事故以来シビアアクシデントの重要性が認識され、我が国においても原子力安全委員会の方針に基づきアクシデントマネージメントの整備が電力事業者において進められ、さらにシビアアクシデントを想定した格納容器設計の自主基準が民間で作成されつつある。その際、シビアアクシデント事象はシミュレーションコード解析の結果や大型実験結果を利用して評価されている。しかし、シビアアクシデント事象には極めて高温の溶融炉心と構造材や冷却材との相互作用などが関係しており、その基本的メカニズム、すなわち素過程の解明が必要とされ、大学の研究者に期待されている。

本研究は、シビアアクシデント事象の伝熱流動過程のうち現象が最も不確定で、大型シミュレーションコードの開発・解析者、大型実験研究者、そして、産業界からの要請の強い現象の素過程に焦点を絞り、大学研究者による基礎的実験及び詳細シミュレーション解析により現象の解明を行い事象評価に役立てることを目的とする。

シビアアクシデント事象評価上、基礎的研究が必要な伝熱流動現象の7つの素過程につき、原子力工学と機械工学の7名の研究者が分担して担当し、実験及び詳細解析コードにより研究を進める。7つの素過程を明らかにすることにより、シビアアクシデント事象としての溶融炉心の冷却と凝固、蒸気爆発、格納容器直接加熱、エアロゾルの挙動等の事象の解明に結びつける。

1. 1. 2 本課題の内容

この全体研究の中で本研究では、蒸気爆発素過程のシミュレーションをおこない、蒸気爆発発生のメカニズムの解明を試みる。特に、蒸気爆発時には溶融液滴の急激な細粒化が生じることが知られているので、その細粒化過程の3次元シミュレーションをおこなう。計算手法には粒子法の1つである MPS(Moving Particle Semi-implicit)法を用いる。粒子法は完全ラグランジアンの数値シミュレーション法で、計算格子を全く必要としないため、界面の大変形を容易に解析できる。MPS 法は越塚らが開発した粒子法^{1,1, 1,2)}で、非圧縮性流れを扱うことができる。従って、MPS 法は液滴の細粒化の解析に適している。

平成10年度は、溶融物の細粒化過程に関する従来の研究の調査と、MPS 法解析コードの3次元化をおこなった。細粒化過程については、これまで実験的研究がおこなわれてきており、実験データに基づいたモデルが提案されていた。越塚らはこれまでに2次元 MPS 法コードを用いて細粒化過程のシミュレーションをおこなっており、蒸気膜崩壊時に形成される水ジェットにより、溶融物がフィラメント状に飛び出していくことが示された^{1,3, 1,4)}。これは従来のモデルのうち、Ciccarelli-Frost のものと一致する。一方、Kim-Corradini モデルで想定されているような、水ジェットが溶融物中にもぐ込む現象はシミュレーションでは見られなかった。しかしながら、溶融物を矩形プールとして配置する2次元計算と、実際の液滴形状の3次元体系では、ふるまいが大きく異なることも考えられる。そこで、MPS 法コードを3次元化する。作成された3次元コードは、自由液面に関するベンチマーク問題であるダム崩壊問題に適用し、精度の検証をおこなった。

平成11年度は、開発された3次元 MPS 法コードを用い、溶融したすずの単一液滴の周囲の蒸気膜が崩壊することを模擬し、液滴の周囲から複数の水ジェットが衝突するシミュレーションをおこなった。計算結果を、Ciccarelli-Frost の実験における高速 X 線ラジオグラフィの写真と比較

するとともに、溶融液滴の細粒化メカニズムについて考察した。

平成12年度は、蒸気爆発の圧力波伝播過程の1次元解析コードを開発した。解析手法には有限体積法を用い、冷却水、蒸気、溶融液滴、細粒化物の4相を考慮する。細粒化機構としては、流体力学的細粒化と熱的細粒化を2種類を組み込んだ。熱的細粒化には、平成11年度までの研究で Ciccarelli- Frost モデルが適切であることが明らかになったため、これを用いることにした。本研究で開発したコードを用いて、蒸気爆発における圧力波伝播の1次元テスト計算をおこなった。この問題はこれまで CALDESAC コードと MC3D コードで計算された実績があり、これらと比較することにより、本コードの計算精度を検証した。

1. 2 本報告書の構成

第2章では平成10年度の研究成果である従来の研究の調査と3次元MPS法コードの開発について述べられている。第3章では平成11年度の研究成果である溶融液滴の細粒化過程の3次元シミュレーションについて示す。第4章では平成12年度の研究成果である蒸気爆発における圧力波伝播過程の1次元解析コードの開発について示す。

第1章参考文献

- 1.1) S. Koshizuka, H. Tamako and Y. Oka: Comput. Fluid Dynamics J. 4, 29-46 (1995).
- 1.2) S. Koshizuka and Y. Oka: Nucl. Sci. Eng. 123, 421-434 (1996).
- 1.3) 池田博和, 松浦文生, 越塚誠一, 岡芳明: 日本機械学会論文集(B) 64, 2431-2437 (1998).
- 1.4) S. Koshizuka, H. Ikeda and Y. Oka: Nucl. Eng. Des. 189, 423-433 (1999).

2. 蒸気爆発における溶融液滴の細粒化過程

2. 1 序論

2. 1. 1 蒸気爆発の素過程

高温の溶融物が低温の水中に落下すると蒸気爆発を生じることがある。原子炉のシビアアクシデント時に溶融炉心が水中に落下すると、この蒸気爆発が生じ、発生した衝撃波により格納容器が破損する可能性がある。しかしながら、蒸気爆発の素過程についてはまだ十分解明されておらず、原子炉のシビアアクシデントに関する様々な現象の中で、大きな不確定要素である。

蒸気爆発の素過程は以下のように考えられている (Fig. 2.1)。まず、水中に高温の溶融物が落下すると、溶融物は液滴に分裂し、それぞれが安定な蒸気膜に覆われ膜沸騰状態が維持される。この状態では溶融物から水への熱伝達は余り多くない。やがて溶融物液滴が冷却されると膜沸騰状態が不安定になる。この時、何らかの原因で溶融物が細粒化する。溶融物の細粒化は伝熱面積の急速な増加を意味するので、これに伴って急激な蒸気発生を生じる。急激な蒸気発生が初期の小さな圧力波を発生するが、これが引きがねとなって、他の溶融物液滴も細粒化され、圧力波が增幅され、機械的エネルギーが生じる。

なぜ溶融物が細粒化するのかについては、これまで様々な仮説が提唱されてきた^{2.1-2.3)}。しかしながら、現象が高速でしかも空間的にも微小であるために実験が難しく、明確な結論は得られていない。また液滴の細粒化過程の数値解析のためには界面の大変形のみならず液体の分裂・飛散が計算できなければならないが、これまでの差分法や有限要素法では空間を格子によって覆う必要があるため細粒化を解析することが極めて難しかった。

2. 1. 2 MPS 法

Moving Particle Semi-implicit (MPS) 法は、粒子の集まりで流体を表し、粒子間相互作用によって流体の運動を計算する方法である。具体的には、勾配や発散などの微分演算子に対応する粒子間相互作用モデルを用い、偏微分方程式で書かれている流れの支配方程式を粒子間相互作用に変換する。非圧縮条件に対しては、粒子数密度一定の条件から陰的な圧力のポアッソン方程式を導く。圧力項を陰的にその他の項を陽的に計算する半陰的な計算アルゴリズムとなっている。格子を全く必要としないため、流体が分裂・飛散する場合にも特に問題なく計算を進めることができる。さらに、粒子はそれぞれの持つ速度ベクトルに従って移動していくので、すなわち完全にラグランジアン的ないので、数値拡散の問題も生じない。

これまでの研究で MPS 法を蒸気爆発の素過程の解析に適用した^{2.4-2.8)}。溶融物を包んでいる蒸気膜が崩壊することを模擬して、水ジェットを溶融物に衝突させる計算を 2 次元体系で行った。水ジェットの衝突によって Kim-Corradini^{2.2)}が仮定していたような水ジェットが溶融物内に潜り込むというような現象は見られなかった。一方、2 本の水ジェットの間から溶融物がフィラメント状に飛び出すという現象が見られ、これは Ciccarelli-Frost のモデル^{2.3)}を支持するものである。これはジェットの側の流体の密度がプールの側の流体の密度より小さいためで、仮にジェット側の流体の密度を大きくすると潜り込みが見られるようになる。

さらに、沸騰の計算モデルを MPS コードに組み込んで計算した。通常の気液界面で相変化する非均質核生成による沸騰では、相変化の速度が小さいため結果に殆ど影響を与えたかった。一方、気液界面が無くても相変化が起きる均質核生成（あるいは自発核生成）を仮定すると、これは極めて短時間に沸騰が生じるため、フィラメントの上昇速度が著しく加速されることが分かった。実験では溶融物と水が接触したときの界面温度が自発核生成温度を越えると蒸気爆発しやすいと

報告されている。従って、Ciccarelli-Frost の細粒化モデルはこの実験事実をうまく説明できる。

しかしながら、これまでの計算は2次元の矩形体系だったので、細粒化率の定量的評価はできなかった。細粒化率は蒸気爆発によって発生する機械的エネルギーの評価に最も重要なもので、これを定量的に評価することができれば、蒸気爆発のリスクの不確定性が大きく低減できる。また、Ciccarelli-Frost は単一溶融物液滴が細粒化する瞬間のX線写真を撮影しているが、これは3次元的な現象であるので、比較のためには3次元計算が必要である。

2. 1. 3 本研究の目的

本研究では、これまで蒸気爆発における溶融物の細粒化過程の数値解析を行ってきた2次元MPSコードを、3次元に拡張する。そして、この3次元コードを用いて単一溶融物液滴の細粒化過程を計算し、細粒化率の定量的評価を行う。

第2章ではコードの3次元化、および溶融物の細粒化率に関する従来の研究の調査を行う。

2. 2 溶融物の細粒化過程に関する従来の研究

2. 2. 1 蒸気爆発と溶融物の細粒化

蒸気爆発はFig. 2.1に示したように、次に4つの過程がある^{2,9)}。

(1) 粗混合過程 (Premixing)

高温の溶融物が水中に落下すると、溶融物は液滴状に分散するが、それぞれが安定な蒸気膜に覆われた膜沸騰状態となる。伝熱量はあまり大きくない。

(2) トリガリング過程 (Triggering)

自発的あるいは外部からの圧力パルスなどによって、ある1つの溶融物液滴の膜沸騰が不安定になる。引き続いてその溶融物液滴の細粒化が生じる。細粒化は伝熱面積の増大を意味しているので、水への急速な伝熱が生じ、蒸気発生によって圧力波が発生する。

(3) 伝播過程 (Propagation)

トリガリング過程で生じた圧力波の伝播によって、周囲の溶融物液滴が次々と細粒化し、圧力波が増幅されながら広がっていく。

(4) 膨張過程 (Expansion)

伝播過程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発生する。

溶融物の細粒化は、上記のうち、トリガリング過程と伝播過程に関係する。トリガリング過程では、何らかの原因によってある1個の溶融物液滴が細粒化することが蒸気爆発の文字通りトリガーになる。従って、細粒化のメカニズムが解明されれば、どのような場合に蒸気爆発が生じ、どのような場合に生じないかの知見が得られよう。

伝播過程では圧力波の伝播に誘発されて次々に溶融物液滴が細粒化する。この過程についてはこれまでに各国で計算コードが開発されており、その中に溶融物の細粒化のモデルが組み込まれている。細粒化による急速な伝熱が圧力波の成長に関係する。そのため、細粒化モデルの精度を上げることが発生する機械的エネルギーの定量的評価の鍵である。

細粒化のメカニズムに関してはこれまでに数多くのモデルが提唱されている^{2,10)}。それらは大きく2種類に分類できる。第1は流体力学的細粒化モデルで、強い圧力波によって液滴と周囲の流体との間に速度差が生じることにより、境界層剥離あるいはテーラー不安定性等の作用で液滴が分裂、細粒化するというものである。伝播過程において圧力波が十分発達した後の細粒化はこの

モデルに従うものと考えられている。しかしながら、蒸気膜が存在すると流体力学的細粒化はおこりにくくなる。

第2は熱的細粒化モデルで、何らかの熱的な相互作用を仮定するものである。代表的な熱的細粒化モデルに Kim-Corradini^{2,2)}のモデルがある。Fig. 2.2 にその過程を示す。まず、粗混合過程で安定蒸気膜に覆われていた溶融物液滴がしだいに冷却されていくと蒸気膜が不安定になる。やがて蒸気膜が崩壊するが、その時に周囲の水のマイクロジェットが生じるとする。このマイクロジェットはキャビテーションにおける蒸気泡の崩壊の際に発生することが知られており、同様の現象が溶融物の周りの蒸気膜が崩壊する場合にも生じると考える。マイクロジェットは溶融物液滴に衝突し、内部に潜り込む。その後に潜り込んだ水が急速に蒸発すると、周辺部の溶融物を吹き飛ばし細粒化が生じる。

一方、Ciccarelli-Frost^{2,3)}はX線による高速度撮影により、溶融物が細粒化する瞬間の姿を捕えている (Fig. 2.3)。写真より液滴からフィラメント状に溶融物が飛び出してきていていることが分かる。Ciccarelli-Frost はこれを説明するモデルとして Fig. 2.4 を提案した。蒸気膜の崩壊は界面の不安定性によるので、水と蒸気の界面は波を打っている。そのため、非一様に溶融物と水とが液液接触を起こす。液液接觸している部分だけ急速な伝熱、引き続いて急速な蒸気発生が生じる。蒸気が発生した部分だけが高圧になり、非一様な力で液滴を押すことになる。そうすると、あたかも柔らかい物を握り締めた時のように、圧力のかからなかったところから溶融物が飛び出していく。この部分が周囲の水に飛び込むことにより細粒化が生じるとする。

これまでの MPS 法による 2 次元解析では、蒸気膜の崩壊を模擬して水のマイクロジェットを溶融物プールに衝突させた場合のシミュレーションを行った^{2,4-2,8)}。その結果は、Kim-Corradini モデルのようなジェットの潜り込みは見られず、ジェットの衝突によって溶融物表面にはクレーター状のくぼみができることがわかった。これは水の密度が溶融物の密度よりも小さいためであり、仮にジェット側の流体の密度の方がプール側の流体の密度よりも重ければジェットの潜り込みが生じる。また、2 本の水ジェットを同時に衝突させると、その中間から溶融物がフィラメント状に飛び出すという結果も得られた。これは Ciccarelli-Frost モデルを再現するものである。

また、溶融物の单一液滴の自発的蒸気爆発の実験では、溶融物の温度と水の温度がある領域 (Thermal Interaction Zone, TIZ) にある場合にだけ蒸気爆発を生じることが知られている。特に、溶融物と水の界面温度が水の自発核生成温度 (575.2K) 以上であることが必要である。Fauske はこうした実験事実に基づいて、自発核生成が蒸気爆発の必要条件であることを述べている^{2,10)}。

自発核生成は、液体の過熱度が高くなると気泡核が無くとも急激な相変化を引き起こす現象である。そこで MPS コードに自発核生成による急速沸騰の計算モデルを加えて計算したところ、フィラメントの上昇速度が著しく加速された。これは TIZ が存在するという実験事実をうまく説明できる。

2. 2. 2 従来の伝播解析コードにおける細粒化モデル

(1) Fletcher のモデル

Fletcher は蒸気爆発による機械的エネルギーの発生量を予測するために、圧力波の伝播解析コード CULDESAC を開発した。そこでは、流体力学的細粒化モデルおよび熱的細粒化モデルが組み込まれている^{2,11)}。

流体力学的細粒化モデルとしては、境界層ストリッピングの機構を採用している。すなわち、

$$\frac{dm}{dt} = c_{frag} |V_m - V_w| \pi L_m^2 \sqrt{\rho_m \rho_e} \quad (2.1)$$

ここで、

m : 1個の液滴から細粒化された質量

$c_{frag} = 1/6$: 定数

V : 速度

L : 長さスケール (液滴の直径)

ρ : 密度

m : 溶融物

w : 水

e : 実効 (水 + 細粒化物)

これを細粒化質量 Γ_f に書き直すと、

$$\Gamma_f = \alpha_m c'_{frag} |V_m - V_w| \sqrt{\rho_m \rho_e} / L_m \quad (2.2)$$

となる。

$c'_{frag} = 1$: 定数

長さスケールの変化量 Γ_{frag} は次のようになる。

$$\Gamma_{frag} = \frac{1}{3} \Gamma_f L_m \quad (2.3)$$

熱的細粒化モデルとしては、蒸気膜崩壊に要する時間遅れの後に、ある細粒化時間で細粒化するというモデルになっている。

$$\Gamma_{frag} = \alpha_m \rho_m H(t^* - t_{lag}) / \tau_{frag} \quad (2.4)$$

ここで、

$H(t)$: ヘビサイド関数

$t_{lag} = 2 \times 10^{-3}$: 遅れ時間 [sec]

$\tau_{frag} = 10^{-4}$: 細粒化時間 [sec]

Fletcher はこの 2 つの細粒化モデルをそれぞれ用いて、蒸気爆発における圧力波の伝播過程の計算を行っている。どちらのモデルを使っても発達する圧力波のピーク値はほぼ同じである。ただ、熱的細粒化モデルを用いた場合には、圧力のピーク値が圧力波の先端よりもやや後流側に生じている。これは熱的細粒化モデルにおいて時間遅れを考慮しているためである。

この Fletcher の熱的細粒化モデルは 2 つの特性時間によって記述される簡単なもので、かつ、

用いられた特性時間の値に確かな根拠があるわけではない。細粒化モデルは発生する圧力ピーク値や機械的エネルギーに大きな影響があるので、これを精度良く予測することが重要である。

(2) Yuen-Theofanous のモデル

Theofanous らは蒸気爆発の伝播解析コード ESPROSE.Ⅲを開発した。その特徴は、溶融物近傍にマイクロインタラクションゾーンを設定し、バルクの水と区別することにより、発生蒸気量の計算精度を向上させていることである。そして、支配方程式を、溶融物 f 、冷却水 I 、マイクロインタラクションゾーン III 、デブリ db の4つに対して立てている。

冷却水からマイクロインタラクションゾーンへの質量移行速度 E は、

$$E = f_e F_r \frac{\rho_f}{\rho_f} \quad (2.5)$$

ここで、

f_e : entrainment factor

F_r : 細粒化率

である。細粒化率は溶融物の質量保存則では散逸項になり、デブリの質量保存則では生成項になる。細粒化率に対しては次の式を用いる。

$$F_r = \frac{\theta_f \rho_f}{t_f} \quad (2.6)$$

ただし、

θ : 体積存在率

t_f : 細粒化時間

細粒化時間の評価には、まず流体力学的細粒化モデルとして、ボンド数(Bo)を用いて次のように計算する。

$$t_f^* = \frac{|u_f - u| t_f}{D_f} \varepsilon^{-1/2} = \beta_f Bo^{-1/4} \quad (2.7)$$

$$Bo = \frac{3C_d \rho D_f |u_f - u|^2}{16\sigma} \quad (2.8)$$

$$\varepsilon = \frac{\rho_f}{\rho} \quad (2.9)$$

これに、熱的な効果を次式のようにして取り入れる。

$$t'_f = \frac{t_f}{\gamma_t} \quad (2.10)$$

ここで

γ_t : 热的効果を与える倍率

である。十分高い圧力波によって流体力学的な機構のみで細粒化すると見なせるときは、この倍率が 1.0 になる。

このモデルでは与えるべきパラメータが f_e , β_f , γ_t の 3 個存在する。そこで、溶融物としてすずを用いた蒸気爆発実験である SIGMA-2000 のシミュレーションによってこれらのパラメータの値が決められた。

$$\beta_f = 9 \quad (2.11)$$

$$f_e = 7 \quad (2.12)$$

$$\gamma_t = \begin{cases} 4.2 & P = 6.8 \text{ MPa} \\ 2 & P = 20.4 \text{ MPa} \end{cases} \quad (2.13)$$

ESPROSE.m ではマイクロインタラクションゾーンを設定することで、溶融物から水への急速伝熱が局所的に行われることを模擬できる。しかしながら、やはり実験との比較から調整しなければならないパラメータが 3 つもある。とりわけ、熱的効果を与える倍率については、2 あるいは 4.2 と、1 よりもはるかに大きな値である。これはすなわち、熱的細粒化機構の方が流体力学的細粒化機構よりも支配的であること意味している。また、圧力が高い場合には倍率が小さくなってしまっており、これは高い圧力では蒸気爆発を生じにくいという実験的な知見と整合する。しかしながら、圧力が 6.8MPa では 4.2 で、20.4MPa では 2 であるという具体的な数値に関して理論的な根拠があるわけではない。

2. 3 MPS 法コードの 3 次元化

2. 3. 1 支配方程式

連続の式、ナビエ・ストークス方程式を用いる。粒子法であるので、対流項は粒子を動かすことによって直接計算する。

・連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.14)$$

・ナビエ・ストークス方程式

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \nabla^2 \vec{u} + \vec{F} \quad (2.15)$$

ここで、

- ρ : 密度 [kg/m³]
- \vec{u} : 流速 [m/s]
- P : 圧力 [Pa]
- ν : 動粘性係数 [m²/s]
- \vec{F} : 外力 [N]

である。また、伝熱の計算も行うために熱伝導方程式も使用した。

・ 热伝導方程式

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{k}{Cp\rho} \nabla^2 T + \frac{Q}{Cp\rho} \quad (2.16)$$

ここで、

- T : 温度 [K]
- k : 热伝導率 [W/m/K]、
- Cp : 比熱 [J/kg/K]
- Q : 热源 [W/s]

である。

2. 3. 2 空間微分モデル

(1) 重み関数

各粒子は重み関数の与える重みで近傍の粒子とのみ相互作用する。重み関数は以下の式で与えられる。

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & (0 \leq r \leq r_e) \\ 0 & (r_e \leq r) \end{cases} \quad (2.17)$$

ここで、

- r_e : 重み関数の半径
- r : 粒子間距離

である。

Fig. 2.5 に重み関数の形状を示す。また、Fig. 2.6 に近傍の粒子との相互作用の概念図を示す。重み関数の半径 r_e を有限の値とすることで、計算に関係する粒子数が制限されるので、大規模な計算を行うときには計算時間を短縮することができる。ただし、あまりに重み関数の半径 r_e が小さいと計算は早いが、相互作用する粒子が少ないので計算精度が悪くなる。重み関数は計算精度および計算時間に大きく影響するので、これを最適にする必要がある。2次元計算においては、これまでの研究により、粒子数密度および勾配モデルでは $r_e = 2.1 l_0$ 、ラプラシアンモデルでは $r_e = 4.0 l_0$ が最適であるという結果を得ている^{2,13)}。ただし、 l_0 は粒子間距離である。本研

究では、3次元コードへの拡張を行うため、3次元計算における重み関数の幅 r_e の最適化を行う。

(2) 粒子数密度

ある粒子 i の位置における粒子数密度 n_i は、重み関数を用いて以下の式で定義される。

$$n_i = \sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (2.18)$$

ここで、添字 j は粒子 i の近傍にある粒子を意味する。

粒子 i の位置における物理量 $\langle f \rangle_i$ は、近傍の粒子の物理量 f_j に重み関数を掛けてから足しあわせ、粒子数密度で規格化することによって表すことができる。

$$\langle f \rangle_i = \frac{\sum_{j \neq i} f_j w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)}{n_i} \quad (2.19)$$

このようにして、重み関数を用いた平均化によって、粒子位置に限らず任意の位置における物理量を得ることができる。その際に、粒子数密度は重み平均の規格化に用いられる。式(2.19)のように、粒子位置でこの重み平均を取ると、一般的にはその粒子が保持している物理量と異なる値になる。

$$\langle f \rangle_i \neq f_i \quad (2.20)$$

単位体積中に含まれる粒子の数密度 $\langle N \rangle_i$ は、

$$\langle N \rangle_i = \frac{n_i}{\int_V w(r) dv} \quad (2.21)$$

と表せる。これより流体の密度 ρ は、

$$\rho_i = m \langle N \rangle_i = \frac{m n_i}{\int_V w(r) dv} \quad (2.22)$$

と書ける。ただし、 m は粒子 1 個の質量である。ここで、粒子 1 個の質量および重み関数の半径を一定にすれば、式(2.22)より流体の密度は粒子数密度に比例することになる。非圧縮条件より流体の密度が一定であるという条件が課せられるが、これは粒子数密度が一定であるという条件と考えてもよい。その一定値をここでは n^0 とする。

(3) 勾配モデル

物理量 ϕ の粒子 i から粒子 j への勾配は、粒子間差分によって、

$$\langle \nabla \phi \rangle_{ij} = \frac{\phi_j - \phi_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) \quad (2.23)$$

となる。これを重み関数の重みを掛けて足しあわせ、規格化することにより、粒子 i の位置における勾配の粒子計算モデルとする。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \right] \quad (2.24)$$

ただし、 d は空間の次元数である。概念図を Fig. 2.7 に示す。

(4) ラプラシアンモデル

ラプラシアン空間 2 階微分の演算子であり、物理的には拡散を意味している。そこで Fig. 2.8 にあるように、粒子 i が持つ物理量の一部を周囲の粒子へ重み関数の重みに従って分配する。式で表せば、

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{n^0 \lambda} \sum_{j \neq i} \left[(\phi_j - \phi_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \right] \quad (2.25)$$

となる。ここで、 λ は物理量分布の分散の増分を解析解と一致させるための係数で、

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} r^2 w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)}{\sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)} \quad (2.26)$$

である。

(5) 非圧縮条件

MPS 法は半陰的な数値解析法である。圧力項を陰的に、他を陽的に解くことにより数値安定性を向上させている。連続の式に圧縮性の項を入れることにより、圧縮性の効果も扱うことが可能である。ここでは、支配方程式から圧力のボアッソン方程式を導出し、非圧縮条件を満足させる方法について示す。

非圧縮条件として流体の密度一定の条件を用いる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.14)$$

2.3.2 の(2)に示したように、流体の密度と粒子数密度は比例するからこの式は粒子数密度が一定の条件とみなしてよい。その一定値を n^0 とする。今、粒子の位置、速度、圧力、粒子数密度をそ

それぞれ \vec{r}_i^* , \vec{u}_i^* , P_i^n , n_i^* とし、この状態で非圧縮条件が満たされていないとする。そこで粒子数密度を修正して一定値にすることを考える。

$$n^0 = n_i^* + n'_i \quad (2.27)$$

ここで、 n'_i は粒子数密度の修正値である。また流体の質量保存則より、

$$\frac{1}{n^0} \frac{\partial n'}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{u}' = 0 \quad (2.28)$$

と書ける。ここで、 \vec{u}'_i は流速の修正値である。さらにナビエ・ストークス方程式の陰的な圧力項から、

$$\frac{\partial \vec{u}'}{\partial t} = -\frac{\nabla P^{n+1}}{\rho} \quad (2.29)$$

が得られる。式(2.27)を式(2.28)に代入し、その結果を式(2.29)の発散を取ったものに代入すると、圧力のポアソン方程式、

$$\nabla^2 P^{n+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^* - n^0}{n^0} \quad (2.30)$$

が得られる。左辺のラプラシアンは、2.3.2 の(4)に示したラプラシアンモデルを適用して連立一次方程式に離散化できる。得られた圧力場をナビエ・ストークス方程式の圧力項に代入すると、非圧縮条件が満たされた新しい時刻 $n+1$ での流速と位置が得られる。

$$\vec{u}_i^{n+1} = \vec{u}_i^* + \vec{u}'_i \quad (2.31)$$

$$\vec{r}_i^{n+1} = \vec{r}_i^* + \vec{u}'_i \Delta t \quad (2.32)$$

2. 3. 3 計算アルゴリズム

MPS 法における計算アルゴリズムのフローチャートを Fig. 2.9 に示す。全体は半陰的解法で、まず圧力項以外の全ての項を陽的に解き、その後非圧縮条件により陰的に圧力場を計算し、その圧力を用いて圧力項を計算する。圧力のポアソン方程式を解くための行列解法には不完全コレスキーフィルタ付き共役勾配法 (ICCG 法, Incomplete Cholesky decomposition conjugate gradient) を用いている。圧力計算が終わると、温度と相変化の計算を行う。

2. 3. 4 コードの 3 次元化

粒子法の場合、流体の運動を粒子の相互作用に置き換えて表現するため、3 次元化は比較的容易に行える。基本的には、まず第 1 に、ベクトル変数にもう 1 次元空間分を加えることである。こうした変数には粒子の座標と速度がある。これら第 3 番目の次元の変数を追加する。第 2 に、粒子間距離の計算を行う時に第 3 番目の空間次元の寄与を加えることが必要である。差分法などでは、空間次元数を増やすと、支配方程式における粘性項や対流項の項の数が増えてしまうが、

MPS 法の粒子間相互作用モデルはベクトル演算に対して与えられているので項の数が増えることはない。

2.3.2 の(1)で述べたように、MPS 法では重み関数によって近傍の粒子を限定しその粒子と相互作用を行う。その範囲が狭いと相互作用する粒子が少ないので計算精度が悪くなる。逆に広いと計算精度は良くなるが、計算時間がかかるようになる。重み関数の半径 r_e が、計算精度と計算時間に効いてくる重要なパラメータであり、3 次元計算の場合について計算精度と計算時間のバランスが良い適切な重み関数の半径を知る必要がある。特に、近傍粒子の数は2次元では重み関数の2乗に比例して多くなるが、3次元では3乗に比例するようになり計算時間の増加が著しくなるので、重み関数の最適化はより重要になる。

2. 3. 5 重み関数の最適化

(1) ラプラシアンモデルにおける重み関数の半径

MPS 法において、近傍の粒子と重み関数に従って相互作用する際、粒子数密度と勾配モデルを計算するための半径と、ラプラシアンモデルのための半径の2種類を使い分けている。2次元計算では、2.3.2 の(1)で述べたとおり、粒子数密度および勾配モデルでは $r_e = 2.1 l_0$ 、ラプラシアンモデルでは $r_e = 4.0 l_0$ を用いている。ラプラシアンモデルの方が半径が大きく、従って用いられる近傍の粒子数も多いので、計算時間の観点からはこちらの半径の値が重要である。そこで、ここではラプラシアンモデルの重み関数の半径の最適化を行うことにする。

(2) テスト計算

重み関数の半径の最適化を行うために、3次元拡散のテスト問題を設定して、その誤差を評価することとした。ここでは熱の拡散計算を取り上げた。テスト計算の体系は、Fig. 2.10 に示す。一辺 15cm の立方体で中心に熱源がある。熱伝導方程式(2.16)から、定常状態なので時間微分の項は 0 になり、支配方程式は、

$$k \nabla^2 T + Q = 0 \quad (2.33)$$

というポアソン方程式になる。ここで Q は熱源で、ここでは 1.2W/cm^3 とする。この体系で定常温度分布を求め、重み関数の幅を変化させたときの誤差を評価する。

(3) 誤差評価

このポアソン方程式は解析的に解けない。そのためここでは、差分法を用いて導出した解を正解の代りに用いて誤差を評価する。

正解からの誤差 α は次の式で評価する。

$$\alpha = \frac{\sum_i |T_i - T_i^s|}{\sum_i T_i^s} \quad (2.34)$$

ここで、 T_i は MPS 法による値、 T_i^s は正解である。

正解の計算のため、式(2.33)を差分により離散化する。

$$\begin{aligned}
 k & \left(\frac{T_{i+1,j,k} - 2T_{i,j,k} + T_{i-1,j,k}}{\Delta x^2} + \frac{T_{i,j+1,k} - 2T_{i,j,k} + T_{i,j-1,k}}{\Delta y^2} \right. \\
 & \left. + \frac{T_{i,j,k+1} - 2T_{i,j,k} + T_{i,j,k-1}}{\Delta z^2} \right) + Q = 0
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

ここで、

$$\Delta x = \Delta y = \Delta z \tag{2.36}$$

とすると、式(2.35)は次のようになる。

$$0 = (T_{i+1,j,k} + T_{i-1,j,k} + T_{i,j+1,k} + T_{i,j-1,k} + T_{i,j,k+1} + T_{i,j,k-1} - 6T_{i,j,k}) + \frac{Q\Delta x^2}{k} \tag{2.37}$$

この解を反復計算により求めた。計算において、メッシュ数を一辺あたり 15 から 99 まで行った。メッシュが数多いほど、解は正確になる。しかし、この値が実際に解に近い値かどうかは、収束しているかどうかを確認する必要がある。99 メッシュの結果から導いた差分解の誤差を Fig. 2.11 に示す。図より、メッシュ数が多くなるに従って誤差が小さくなっていることが分かる。メッシュ数を 85 から 99 にしても 0.1% 程度しか変わらないため、数% の誤差を議論するのであれば、99 メッシュの計算結果を正解とみなしてもよい。この後、99 メッシュの結果を正解として用いる。この正解の中心部温度分布を Fig. 2.12 に示す。中央部で最大値 146°C を示す。

(4) 計算結果

計算は粒子間距離が 0.01m で一辺 15 個の粒子が並んだ体系で行った。粒子の位置を固定して計算した。格子状に並んでいる場合（以後、格子状配置）と、格子状配置から粒子間距離の 2 割を最大として距離と方向を乱数により決め粒子を移動し、不規則な配置（以後、不規則配置）にしたものとの 2 通りについて計算を行った。不規則配置の粒子位置を Fig. 2.13 に示す。これは、z=0 の平面での粒子位置である。不規則配置については、粒子間距離を 1/2、つまり 0.005m にしたものの（粒子数は 8 倍）についても同様に計算を行った。

計算結果を Fig. 2.14 に示す。図中の l_0 は粒子間距離である。格子状配置の場合、 r_e が大きくなるに従って誤差が大きくなっている。格子状配置の $r_e=1.2$ の点の計算結果は、相互作用する粒子が隣の粒子のみなので、差分法による計算と同じ結果となる。誤差は Fig. 2.15 の 15 メッシュの値と同じ値となっている。一方、不規則配置の場合には、 r_e の値が小さい時に誤差が大きくなっている。これは、相互作用する粒子数にばらつきができるためである。そして、 r_e が大きくなるに従い次第に誤差は小さくなっていき、最小になった後再び誤差は増大していく。誤差が最小になる重み関数の半径は、15x15x15 メッシュでは $r_e = 2.0 l_0$ 、30x30x30 では $r_e = 3.0 l_0$ となった。

1 タイムステップ当たりの計算時間を Fig. 2.15 に示す。相互作用に係る近傍粒子数を Fig. 2.16

に示す。計算時間は近傍粒子数に比例、つまり重み関数の半径の3乗に比例することが見て取れる。

計算精度については、不規則配置の方が実際の計算をよく模擬していると考えられる。そこで、重み関数の半径として、ほぼ誤差が最小になる値、 $r_e = 3.0 l_0$ を用いることにする。これまでの2次元計算では $r_e = 4.0 l_0$ であったから、これをそのまま3次元計算で用いるよりも計算時間を大幅に節約できることになる。

2. 3. 6 ダム崩壊問題の解析

これまでに、MPS 法を用いて2次元ダム崩壊問題の解析が行われ、実験や過去の他の方法による計算と比較された。そこで、MPS 法による3次元計算の検証として、ダム崩壊問題を3次元体系で解析した。計算体系を Fig. 2.17 に示す。粒子間距離を 0.03cm とし、全粒子数 4106 (うち水の粒子数 450) とした。

0.0s - 1.0s の計算結果を Fig. 2.18 に示す。粒子数がやや少ないと思われるが、初期のダム形状が崩壊し、一方の垂直壁に衝突し跳ね上がる様子が計算されている。

水の先端の位置の変化 Fig. 2.19 に示す。2次元の計算結果^{2,13)}とほぼ同じ結果が得られた。実験よりも計算の方が先端位置の移動が速いのは、実験では底面の濡れの問題から反発力が働いて先端位置が丸くなることが観察されており、そのために先端位置の移動速度が実験で遅くなっているためである。計算では濡れの効果は考慮されていないので実験よりも速くなる。他の計算手法、例えば VOF (Volume-of-Fluid) による計算でも、MPS とほぼ同じで、実験よりも先端位置の移動は速い。

ダム崩壊問題では、ダム形状の水にかかっている垂直方向下向きの重力が、非圧縮条件を介して横向きの力に変換されることで、先端位置が進んでいくことになる。従って、ダム崩壊問題で先端位置が正しく計算できているということは、非圧縮条件が正しく働いているということを意味している。

以上の結果より、3次元 MPS コードが機能することが検証された。

2. 4 まとめ

蒸気爆発はその発生メカニズムや放出される機械的エネルギーの評価手法が確立されておらず、原子力プラントのシビアアクシデントに係る諸現象の中で不確実性が大きい。特に、水中に落下した高温の溶融物が何らかの原因で急速な細粒化を生じることが蒸気爆発の必要条件と考えられているが、そのメカニズムについてはこれまで明らかにされていない。そこで、蒸気爆発の素過程における溶融物の細粒化のメカニズムの解明、および細粒化の定量的評価を行うため、MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法を用いた数値シミュレーション技術を開発してきた。これまでの2次元 MPS コードを用いた研究で、溶融物の周囲の蒸気膜の崩壊を模擬して、水ジェットが溶融物プールに衝突する解析を行ったところ、Ciccarelli-Frost による細粒化メカニズムを支持する結果が得られた。そこで本研究ではこれまでの2次元 MPS コードを3次元化することにより、Ciccarelli-Frost によって撮影された溶融物液滴が細粒化する瞬間の X 線写真との比較、および、既存の蒸気爆発伝播解析コードにおける細粒化モデルとの定量的比較を行う。

第2章では、(1) 従来の蒸気爆発伝播解析コードにおける溶融物の細粒化モデルの調査、および、(2) MPS コードの3次元化、を示した。(1)では、Fletcher の開発した CULDESAC に用いられている流体力学的細粒化モデルおよび熱的細粒化モデルについてまとめた。さらに、Theofanous

らの開発した ESPROSE.m に用いられている細粒化モデルについてもまとめた。いずれのモデルでも、結果を調整できるパラメータ含まれており、こうしたパラメータを理論的に決めるようになつていいことが分かった。

(2)では、コードを3次元化するとともに、計算時間と精度に支配的な計算パラメータである、重み関数の半径について、3次元計算における最適な値を導いた。また、開発した3次元コードを用いてダム崩壊問題の計算を行い、従来の2次元計算および実験と一致した結果が得られた。

第2章参考文献

- 2.1) M. L. Corradini, B. J. Kim and M. D. Oh: Progress in Nucl. Energy 22, 1-117 (1988).
- 2.2) B. Kim and M. L. Corradini: Nucl. Sci. Eng. 98, 16-28 (1988).
- 2.3) G. Ciccarelli and D. L. Frost: Nucl. Eng. Des. 146, 109-132 (1994).
- 2.4) 池田博和, 松浦文生, 越塚誠一, 岡芳明: 日本機械学会論文集(B) 64, 2431-2437 (1998).
- 2.5) S. Koshizuka, H. Ikeda and Y. Oka: Proc. OECD/CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, May 19-21, 1997, Tokai, JAERI-Conf 98-009, p. 722-731.
- 2.6) S. Koshizuka, H. Ikeda and Y. Oka: Proc. Int. Seminar on Vapor Explosions and Explosive Eruptions (AMIGO), Sendai, May 22-25, 1997, p. 185-192.
- 2.7) S. Koshizuka, H. Ikeda and Y. Oka: Proc. Int. Meet. Advanced Reactors Safety (ARS'97), Orlando, June 1-5, 1997, p. 872-879.
- 2.8) H. Ikeda, S. Koshizuka and Y. Oka: Proc. 6th Int. Conf. Nucl. Eng. (ICONE-6), San Diego, May 10-15, 1998, ICONE-6233.
- 2.9) 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: JAERI-Data/Code 95-016 (1995).
- 2.10) H. K. Fauske: Nucl. Sci. Eng. 51, 95-101 (1973).
- 2.11) D. F. Fletcher: CSNI Specialists Mtg., 1993, p. 180-192.
- 2.12) X. Chen, W. W. Yuen and T. G. Theofanous: Proc. US/Japan Joint Seminar: A Multidisciplinary Int. Seminar on Intense Multiphase Interactions, 1995, p. 270-286.
- 2.13) S. Koshizuka and Y. Oka: Nucl. Sci. Eng. 123, 421-434 (1996).

3. 溶融液滴細粒化過程の3次元シミュレーション

3. 1 序論

蒸気爆発における溶融物細粒化は、爆発の際に発生する機械エネルギーを定量的に評価する上で重要である。なかでも溶融物の熱的な細粒化は、単一溶融物液滴の滴下実験など小規模の蒸気爆発において観察され、自発的大規模蒸気爆発のトリガーとしても指摘されているが、そのメカニズムについて提案されているいくつかのモデルの妥当性については明確ではない。

MPS法(Moving Particle Semi-implicit Method)は、粒子を用いた熱流動数値シミュレーション手法で、計算格子を用いないため、流体の分裂や細粒化にも適用することができる^{3.1)}。MPS法を用いたこれまでの研究から、熱的な細粒化メカニズムとしては Ciccarelli-Frost モデル^{3.2)}が妥当であり、Kim-Corradini モデル^{3.3)}に代表されるような冷却材ジェットの貫入は起きないことを示した^{3.4, 3.5)}。しかし、これは2次元計算の結果にもとづいており、Ciccarelli-Frost の実験で見られた溶融物液滴のフィラメントの3次元的な形態や生成過程についてはわまだかっていない。

よって、ここでは、前章で開発した3次元 MPS コードを用いて、溶融物液滴の熱的細粒化の3次元シミュレーションをおこない、Ciccarelli-Frost の実験で得られた結果と比較する。さらに、3次元的な細粒化の機構について検討する。

3. 2 溶融物液滴細粒化の3次元シミュレーション

3. 2. 1 初期条件の設定

(1) 計算条件

Ciccarelli-Frost の実験では、液滴から生成するフィラメントの高さの時間変化は Fig. 3.1 で表される。この図ではフィラメント生成速度は初期には 7.12m/s である。よってジェットを溶融物プールに衝突させる3次元体系の計算において、フィラメント生成速度が 7.12m/s となるような初期条件を求める。調べるパラメータは、ジェットの入射速度、ジェット太さ、ジェット長さ、ジェット間距離の4つとする。ジェット流体には水を、プール流体にはすずを用いる。計算体系を Fig. 3.2 に示す。ジェットは矩形のプール表面上部から4点に当てる。平均粒子間距離は 0.1mm とし、粘性と表面張力は無視した。

表 3.1 に示すように、12 ケースについて計算を行った。(1)-(3)についてはまず粗く振ってみて傾向を見る。(3)-(5)についてはジェット太さに対する挙動の変化、(3), (6), (7)についてはジェット間隔について調べる。(8), (9)はジェットの面積割合について、(10), (11)はジェット速度についての計算である。

(2) フィラメント高さの評価

計算結果の例として、(12)の条件における結果の粒子分布を Fig. 3.3 に示す。水ジェットが溶融物プールに衝突し、その衝撃によってプールの中心位置で溶融物が1次元的なフィラメントを形成しているのがわかる。(6), (10), (11)について、無次元化したフィラメント高さの時間変化を Fig. 3.4 に示す。無次元化したフィラメント高さ f' は $f' = f/I$ とする。 I はジェット間距離である。無次元時間 t' は $t' = t/T$ とする。ここで $T = I/v_j$ である。これらはジェット間距離 2.0mm, ジェット長さ 0.4mm, ジェット太さ 0.8mm で初期ジェット速度のみが異なっている。どの初期ジェット速度においてもほぼ同じ直線上に乗ることから、同じジェット配置においてジェット速度とフィラメント成長速度は比例関係にあることがわかった。

(3) ジェットの占有率に対するフィラメント高さの変化

次にプールの単位面積当たりのジェットの衝突断面積の比率(ジェット占有率)とフィラメント高さの関係を Fig. 3.5 に示す。ジェット占有率は d^2/D^2 で定義される。ここで d はジェットの等価直径、 D は対象となる領域の等価直径である。図はフィラメントが一本発生するために必要な面積での評価である。データは

(3), (4), (5), (8), (9)を用いた。これらは初期ジェット速度 50m/s, ジェット間距離 1.4mm, ジェット長さ 0.4mm, でジェット太さのみが異なっている。フィラメント高さ f' は無次元化して $f' = f/D$ から求める。時間 0.4 msec におけるデータを用いた。これは無次元時間 $t' = 12.7$ にあたる。上記と同様 $t' = t/T$ で $T = D/v_j$ である。この図から、ジェットの占有率が低い(<0.35)においてはほぼ比例関係にあるが、占有率が高くなると急激にフィラメントの成長が低下する。これはフィラメントの成長する場所が制限される(多量のジェットによりフィラメントの成長が阻害される)ためである。この図は無次元化してあるので、ジェット間距離とジェット長さの比が同じなら、同じ曲線上に乗ると考えられる。

(4) ジェットの初期条件の設定

上記の結果から実験結果と同じような結果を得るためにジェットの条件を考える。フィラメントの間隔は X 線写真では 2~3mm であることからジェット間距離は 2.0mm とする。ジェット間距離は 2.0mm では、(6) の結果からジェット太さ 0.8mm、ジェット長さ 0.4mm において実験と合わせるにはジェット速度が 100m/s 程度必要になる。2 次元計算では 50m/s 程度で実験と合うフィラメント速度が得られたため、3 次元では 70m/s として他のパラメータを決定することにした。ジェット間距離は 2.0mm、ジェット速度 70m/s の条件だと、無次元時間 $t' = 12.7$ を実時間に直すと $t = 0.41$ msec である。実験では $t = 0.41$ msec では $f = 2.5$ mm なので、 $f' = 2.5 / 2.257 = 1.1$ となるようなジェット占有率が必要である。Fig. 3.5 から $f' = 1.1$ となるジェット占有率は 0.23 であり、このときジェット太さは 0.959mm である。Fig. 3.5 におけるジェット間距離とジェット長さの比と合わせるために必要なジェット長さは 0.57mm である。これらの見積もりから、おおよそ適切なジェットの条件(12)はジェット間距離は 2.0mm、ジェット速度 70m/s、ジェット太さ 1.0mm、ジェット長さ 0.6mm であるとする。この条件で計算を行った結果を Fig. 3.6 に示す。フィラメントが途中で上下 2 つに分裂し、先端位置の判別が難しかったためその平均位置をプロットした。ほぼ実験と一致していると言える。

3. 2. 2 3 次元解析

以上の結果を踏まえて、(12)の条件において実際の体系で計算を行った。二十面体の 12 個の頂点に水ジェットを当てるようにした。この配置だと、フィラメントが 20 本出るため実験とほぼ同じ本数である。ただし、二十面体の各頂点に水ジェットを配置した場合、フィラメントは近傍の 3 点の水ジェットの中心で発生する。前節での計算は 4 点のジェットを用いていたため、(12)の条件を適用するためには 3 点での値に変換する必要がある。3 点の水ジェット配置において、(12)と等価なジェット条件は、ジェット速度 70m/s、ジェット太さ 1.4mm、ジェット長さ 0.6mm である。

計算結果を Fig. 3.7(左)に示す。時間間隔は 0.1 msec である。見やすいうように画像処理を行ったが、フィラメントがはっきりと認識できる。X 線透過図を Fig. 3.7(右)に示す。Ciccarelli-Frost の実験における X 線写真(Fig. 3.8)と形状が比較的一致しているのが分かる。液滴の運動エネルギーを見るとジェットによって 2.323×10^{-3} [J] のエネルギー増加があった。Ciccarelli-Frost は、0.5g の錫液滴(700°C)の蒸気膜の成長を計算し、液滴からの熱エネルギーの移動量を見積もった。彼らは、初期の蒸気膜崩壊による液-液接触で高圧の蒸気が生成することで 0.3J の熱エネルギーが移動すると報告している。このことから、初期の高圧蒸気の発生において、液滴の変形に費やされたエネルギーは全体の 0.776% である。すなわち、液滴の細粒化に必要な機械的エネルギーは、溶融物から水に伝熱される熱的エネルギーのうちごくわずかである。

この計算結果から、3 次元でのフィラメント生成の模式図を Fig. 3.9 に示す。液滴に非均一な衝撃が生じ、初期にはいくつかのクレーター状の穴ができる。その後、衝撃による内圧の上昇と、同心円状に拡大していくクレーターの縁どうしの衝突によって、衝撃が生じなかった部分でフィラメント状の突起物が生成する。フィラメントは近傍の 3 点の衝撃によって発生する。

本計算では水ジェットの衝突によって溶融物液滴のシミュレーションをおこなった。一方、実験では自発核生成による急速沸騰が細粒化を引き起こすことが知られている。これまでの2次元シミュレーションによる研究では、ジェットによる衝撃と自発核生成による急速沸騰による衝撃のどちらも、同じようにフィラメントを形成することが分かっている。従って、自発核生成による急速沸騰によっても、本計算結果と同様のフィラメントが形成されると考えられる。

3. 3 まとめ

蒸気爆発の素過程における溶融物液滴の熱力学的細粒化として、MPS法を用いて球状の溶融物に局所的に水ジェットを衝突させる3次元数値シミュレーションをおこない、Ciccarelli-Frostの実験のX線写真を良く再現した。これから3次元体系でも1次元的なフィラメントが形成されることがわかった。フィラメントの発生位置は、水ジェットの衝突する3点の中心である。

第3章参考文献

- 3.1) S. Koshizuka and Y. Oka: Nucl. Sci. Eng., 123, 421-434 (1996).
- 3.2) G. Ciccarelli and D. L. Frost: Nucl. Eng. Des., 146, 109 (1994).
- 3.3) B. Kim and M. L. Corradini, Nucl. Sci. Eng., 98, 16 (1988).
- 3.4) 池田博和, 松浦文生, 越塚誠一, 岡芳明: 日本機械学会論文集(B) 64, 2431- 2437(1998).
- 3.5) S. Koshizuka, H. Ikeda and Y. Oka: Nucl. Eng. Des., 189, 423-433 (1999).

4. 蒸気爆発伝播過程の1次元解析コードの開発

4. 1 序論

蒸気爆発は非常に急速な伝熱を伴う物理現象であり、高温液体と低温液体が接触する場合に生じる。急速な伝熱により低温液体の急激な沸騰が生じ、圧力が上昇し、周囲に伝播していく。蒸気爆発は4つの過程に分けられる^{4.1)}。すなわち、(1) ミキシング、(2) トリガリング、(3) プロパゲーション、(4) イクスパンジョン、である。プロパゲーション過程では、高温液体と低温液体が混合した領域に圧力波が通過することで急速な伝熱が引き起こされる。

プロパゲーション過程で急速な伝熱が生じるメカニズムは、高温液滴が細粒化することである。細粒化にはその駆動力により2種類存在すると言われている。すなわち、流体力学的細粒化と熱的細粒化である。細粒化のモデルもこれに合わせて2種類に分けられる。熱的細粒化モデルでは、圧力波の通過により高温液滴を取り囲む蒸気膜が不安定になり、低温液体が高温液滴と直接接触することによって細粒化が生じるとされる。流体力学的細粒化モデルでは、高温液滴と低温液体の相対速度差により、境界層で液滴が剥がされることで細粒化が生じるとされる。

越塚らは粒子法と呼ばれる新しい数値解析手法をこれまで開発してきた。計算格子が必要ないため、液体が分裂や合体を生じる場合にも適用できるという利点がある。これまでの研究で、蒸気爆発における高温液滴の細粒化を模擬した2次元解析を粒子法を用いておこない、高温液滴はフィラメント状に細粒化していくことが示された。その駆動力は低温液体ジェットの衝突あるいは自発核生成であり、特に自発核生成では極めて強い駆動力が発生することを明らかにした^{4.2)}。そこで、本章まで液滴の熱的細粒化の3次元数値シミュレーションをおこない、実験で得られているX線高速撮影画像と比較検討した。実験と計算でフィラメント形成による細粒化挙動はよく一致した。従って、熱的細粒化モデルとして、これまでの2次元解析から得られた結論が確かめられた。

原子炉のシビアアクシデント時には、溶融炉心が高温液体、冷却水が低温液体となり、蒸気爆発が生じるおそれがある。特に、圧力容器が破損し、溶融炉心が格納容器内の冷却水中に落下する場合には、蒸気爆発によって発生する機械エネルギーにより格納容器が破損することも考えられる。従って、蒸気爆発の発生機構の解明とともに、発生機械エネルギーを評価することも重要である。

そこで本章では、プロパゲーション過程における圧力波伝播の解析コードを開発し、これに高温液滴細粒化モデルを相関式として組み込み、蒸気爆発における機械的エネルギーを評価する。

4. 2 蒸気爆発伝播過程解析コード

蒸気爆発における圧力波伝播過程（プロパゲーション過程）の1次元解析コード(PROVER-I)を開発した。従来の解析コードとしては、ESPOSE-m^{4.3)}、JASMINE-pro^{4.4)}、MC3D^{4.5)}などがある。

4. 2. 1 支配方程式

次の4種類の流体を扱う。

冷却水	(I)
蒸気	(v)
溶融液滴	(d)
細粒化物	(f)

空間は1次元とし、それぞれの流体に対して質量、運動量、エネルギーの保存則を解く。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \alpha_k) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \alpha_k \rho_k V_k) = \Gamma_k \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \alpha_k V_k) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \rho_k \alpha_k V_k^2) &= -\rho_k \alpha_k g - \alpha_k \frac{\partial p}{\partial z} + \sum_{j \neq k} K_{kj} (V_j - V_k) \\ &+ M_{vm} + \Gamma_k V_{ikj} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_k \mu_{ak} \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(AV_k) \right) \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \alpha_k e_k) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \rho_k \alpha_k e_k V_k) = -p \left[\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z}(A \alpha_k V_k) \right] + \sum_{j \neq k} Q_{jk} + Q_{ik} + \Gamma_k h_k \quad (4.3)$$

それぞれの式で $k = l, v, d, f$ とする。冷却水と蒸気に対しては、仮想質量項として次の式を用いる。

$$M_{vm} = \beta \alpha_l \alpha_v (\alpha_v \rho_v + \alpha_l \rho_l) \frac{d}{dt} (V_v - V_l) \quad (4.4)$$

速度 V_{ikj} は、相変化の際に輸送される運動量を保存するために導入する。 Q_j は j から k への熱流束、 i は界面を意味し、飽和条件を仮定する。蒸発率は、

$$\Gamma_v = \frac{-Q_{il} - Q_{iv} - Q_{id} - Q_{if}}{H_{vs} - H_{ls}} \quad (4.5)$$

体積保存より、

$$\alpha_l + \alpha_v + \alpha_d + \alpha_f = 1 \quad (4.6)$$

となる。

4. 2. 2 構成方程式

(1) 流動様式

流動様式は、溶融液滴と細粒化物に対しては分散液滴流とする。臨界圧力未満では蒸気の体積率に依存する。

$$\alpha_{void} = \frac{\alpha_v}{\alpha_l + \alpha_v} \quad (4.7)$$

ここで $\alpha_{void} > 0.7$ ならば蒸気が連続相とし、 $\alpha_{void} < 0.3$ ならば冷却水が連続相であるとする。 α_{void} が上記の中間である場合には、流動様式は気泡流と液滴流の間を内挿する。

臨界圧力以上では、低温水（疑似的な水）と高温水（疑似的な蒸気）を分けて考える。流動様式は亜臨界の場合と同じとする。

(2) 細粒化モデル

細粒化モデルとして、流体力学的細粒化および熱的細粒化の両者を考える。

$$\Gamma_f = \Gamma_f^T + \Gamma_f^H \quad (4.8)$$

ここで熱的細粒化には Ciccarelli-Frost の実験結果^{4,6)}に基づいて次のように与える。これまでの研究代表者らの2次元および3次元の数値解析でも、熱的細粒化メカニズムとしての Ciccarelli-Frost のモデルが妥当であると結論されている^{4,2)}。ただ、水ジェットあるいは自発核生成といった細粒化の駆動力が、数値解析では定量的に模擬できなかったので、細粒化モデルとしては Ciccarelli-Frost の実験結果を用いることとした。

$$\Gamma_f = \alpha_d \rho_d \frac{1}{T_{frag} - (t - t_{lag})} H(t - t_{lag}) \quad (4.9)$$

ここで t_{lag} は遅れ時間、 T_{frag} は細粒化時間、 $H()$ はヘビサイド関数である。

流体力学的細粒化には境界層剥離モデルを用いる^{4,7)}。

$$\Gamma_f^H = C_{frag} \alpha_d |V_d - V_c| \sqrt{\rho_d \rho_c} / D_d \quad (4.10)$$

ここで添字 c は連続相を意味する。

(3) 分散相の径と界面面積

液滴径と気泡径の輸送方程式を使用する。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k D_k) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} (A \alpha_k \rho_k D_k V_k) = \Gamma_k D_k + S_k \quad (4.11)$$

ここで $k = l, v$ 。ソース項 S_k は

$$S_k = \alpha_k \rho_k \frac{D_k^e - D_k}{\tau_k} \quad (4.12)$$

平衡径 D_k^e は臨界ウエーバー数より求める。

$$We = \frac{\rho_c \Delta V_{kc}^2 D_k^e}{\sigma} = 12 \quad (4.13)$$

時定数 τ_k は Pilch-Erdman の無次元時間 t^* より計算する。

$$t^* = \tau_k \frac{\Delta V_{kc}}{D_k} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_k}} \quad (4.14)$$

無次元時間 t^* は 1.0 とする。

液滴径と気泡径の最小値をそれぞれ 1×10^{-5} m と 1×10^{-4} m とする。超臨界圧状態の径にこの最小値を用いる。

溶融液滴は球形であると仮定すると、その直径は次の輸送方程式を満たす。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_d \rho_d D_d) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} (A \alpha_d \rho_d D_d V_d) = -\Gamma_f D_d - \Gamma_{frag} \quad (4.15)$$

$$\Gamma_{frag} = \frac{1}{3} \Gamma_f D_d \quad (4.16)$$

細粒化物の直径は $100 \mu\text{m}$ で一定とする。

界面面積は径と次の関係にあるとする。

$$A_{ikc} = \frac{6\alpha_k}{D_k} \quad (4.17)$$

(4) 热伝達モデル

溶融液滴と細粒化物から周囲の低温液体への伝熱は、溶融物近傍の低温液体に限られるとする。すなわち、伝達された熱はバルクの温度上昇ではなく、界面での蒸気生成に使われる。

溶融物の温度が膜沸騰限界温度 T_{fb} 以上の場合には膜沸騰を仮定し、伝熱としては輻射のみを考える。それ以外の場合は、輻射と対流を考慮する。

$$Q_{mc} = A_{imc} h_{rc} (T_m^4 - T_c^4) + A_{imc} h_{mc} (T_m - T_c) \quad (4.18)$$

$$h_{rc} = \sigma_b \frac{\varepsilon_m \varepsilon_c}{\varepsilon_m + \varepsilon_c - \varepsilon_m \varepsilon_c}$$

$$h_{mc} = Nu \frac{\lambda_c}{D_m}$$

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{1/2} Pr_c^{1/3}$$

$$Re = \frac{\rho_c |V_m - V_c| D_m}{\mu_c}, \quad Pr_c = \frac{C_p c \mu_c}{\lambda_c}$$

ここで m は溶融液滴 d または細粒化物 f が代入される。

冷却水と気液界面との伝熱は、

$$Q_{il} = A_{ilc} h_{il} (T_{sat} - T_l) \quad (4.19)$$

とする。ここで気泡流では h_{il} が対流熱伝達率であり、液滴流では h_{il} が熱伝導係数である。

蒸気と気液界面との伝熱は、

$$Q_{iv} = A_{ivc} h_{iv} (T_{sat} - T_v) \quad (4.20)$$

とする。ここで気泡流では h_{iv} が気泡内部での熱伝導係数であり、液滴流では h_{iv} が対流熱伝達率である。

液滴の温度が膜沸騰温度よりも高ければ膜沸騰が生じているものとする。液滴と気液界面との伝熱として、輻射と対流を考慮する。それ以外の場合は輻射を考える。

$$Q_{id} = A_{idc} h_{ri} (T_l^4 - T_d^4) + A_{idc} h_{di} (T_{sat} - T_d) \quad (4.21)$$

熱伝達係数 h_{di} には Epstein-Hauser の相関式を用いる^{4.9)}。

細粒化物と気液界面の間の伝熱 Q_{if} についても、液滴と気液界面との伝熱 Q_{id} と同じ式を用いる。ただし、細粒化物からの伝熱は急速であり、近似として一定値 $h_{fi} = 5 \times 10^5 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ を用いる。

(5) 運動量交換モデル

界面摩擦係数 K_{mn} を次のように表す。

$$K_{dc} = \frac{1}{8} A_{idc} C_D \rho_c |V_c - V_d| \quad (4.22)$$

相 d と相 c の間の摩擦係数 C_D には Ishii の値を用いる^{4.10)}。ここで、 d は分散相を、 c は連続相を意味する。

$$C_D = 0.45 \left\{ \frac{1 + 17.67[f(\alpha_d)]^{5/7}}{18.67f(\alpha_d)} \right\}^2 \quad (4.23)$$

$$f(\alpha_d) = \sqrt{1 - \alpha_d} \left(1 - \frac{\alpha_d}{0.62} \right)^{1.55}$$

4. 2. 3 状態方程式

溶融物の液相と固相における比熱は一定とする。凝固潜熱は考慮する。溶融物は非圧縮性流体と見なす。

冷却水と蒸気は、非平衡状態（過熱水と過冷却蒸気）を考慮できる必要がある。そこで IAPWS (International Association for the Properties of Water and Steam) の蒸気表を用いた。IAPWS では非平衡状態の物性も扱うことができる^{4.11)}。

超臨界圧では 2 種類の流体、すなわち疑似的な水と疑似的な蒸気、を考える。流動様式は亜臨界圧の場合と同じ扱いとする。疑似的な飽和状態を計算する必要があるので、亜臨界圧から Fig. 4.1 のように外挿する。疑似的な飽和水と飽和蒸気の温度差を 10K に保つことにより疑似的な潜熱を模擬する (Fig. 4.2)。

4. 2. 4 計算手法

偏微分方程式は、スタガード格子上で差分法により離散化する。対流項はドナーセル法を用いる。アルゴリズムは半陰解法とする。まず、速度、密度、温度を陽的に計算し、次に圧力を反復法により陰的に計算する。

4. 3 蒸気爆発における圧力波伝播の数値解析

蒸気爆発における圧力波伝播の問題として、Fletcher による CALDESAC コード^{4.7)}と、Brayer-Berthoud による MC3D コード^{4.5)}による 1 次元計算と同じものを取り上げる。この問題では、1m の長さの閉じた管内に、初期条件として水、蒸気、溶融液滴を混合させる。200 セルに分割し、左側の 4 セルはトリガリング領域とする。熱伝達係数 h_f には Fletcher の用いた $10^5 \text{W/m}^2/\text{K}$ を採用する。粘性係数は人工的に 10 とする。初期条件を Table 4.1 にまとめる。

PROVER-I による計算で得られた圧力分布を Fig. 4.3 に示す。MC3D と CULDESAC の結果を Fig. 4.4 に示す。PROVER-I の方が圧力波の伝播速度がわずかに速いが、波形や最高圧力など全体としては MC3D や CULDESAC の結果とよく一致している。Fig. 4.5 に細粒化速度の分布を示す。圧力波の通過直後に大きなピークが生じていることがわかる。また、細粒化速度がいったんゼロになった後に、ゆっくりではあるが再び細粒化が生じている。2.5 msec における各相の速度分布を Fig. 4.6 に示す。溶融液滴の慣性により、圧力波通過直後には連続相との間に大きな速度差が生じており、これが細粒化速度の大きなピークの理由である。また、速度差は左側でいったんゼロになった後、今度は逆向きの速度差が生じている。これが再び細粒化を引き起こす原因である。

4. 4 まとめ

蒸気爆発の圧力波伝播過程の 1 次元数値解析コード PROVER-I を開発した。本コードでは、冷却

水、蒸気、溶融液滴、細粒化物の4種類の流体の支配方程式を解く。溶融液滴の細粒化機構として、流体力学的細粒化と熱的細粒化を組み込んだ。

PROVER-I を用いて蒸気爆発における1次元圧力波伝播の数値解析をおこなった。従来の CALDESAC コードや MC3D コードの結果と比較したところ、圧力波の伝播速度はやや速いものの、圧力波の波形や最高圧力など全般的には良く一致した。

第4章参考文献

- 4.1) M. L. Corradini, B. J. Kim and M. D. Oh: Progress in Nuclear Energy 22, 1-117 (1988).
- 4.2) S. Koshizuka, H. Ikeda and Y. Oka: Nuclear Engineering and Design 189, 423-433 (1999).
- 4.3) X. Chen, W. W. Yuen, and T. G. Theofanous: The International Seminar on "Intense Multiphase Interactions", June 9-13, 1995, Santa Barbara.
- 4.4) Y. Yang, K. Moriyama, et al.: Proceedings of the Workshop on Severe Accident Research, Nov. 8-11, 1999, Tokyo, Japan.
- 4.5) C. Brayer and G. Berthoud: Proceedings of the OECD/CSNI Specialists Meeting on Fuel-Coolant Interactions, May 19-21, 1997, Tokai-mura, Japan.
- 4.6) G. Ciccarelli, D. L. Frost: Nuclear Engineering and Design 146, 109-132 (1994).
- 4.7) D. F. Fletcher: CSNI Specialist Meeting, p.180-192, 1993.
- 4.8) M. Pilch, C. A. Erdman: Int. J. Multiphase Flow 13, 741-757 (1987).
- 4.9) G. Epstein and G. M. Hauser: International Journal of Heat and Mass Transfer 23, 179-189 (1980).
- 4.10) M. Ishii, K. Mishima: Nuclear Engineering and Design 82, 107-126 (1984).
- 4.11) IAPWS Release on "The IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use", Fredericia, Denmark, September 1996.

5. 結 論

本研究では蒸気爆発の素過程について数値シミュレーションを用いて研究した。まず、蒸気爆発の際に生じる溶融液滴の細粒化現象について従来の研究を調査した。次に非圧縮性流れの数値シミュレーションが可能な粒子法である MPS 法による 3 次元コードを作成した。このコードを用いて溶融すずの単一液滴の細粒化の数値シミュレーションをおこなったところ、溶融液滴のふるまいは Ciccarelli-Frost による X 線写真と良く一致し、現象がうまく捉えられていると考えられる。シミュレーション結果から液滴細粒化のメカニズムを考察すると、水ジェットの衝撃力あるいは自発核生成による急速沸騰の衝撃力が、溶融液滴に非均一に加わるため、衝撃力の弱い場所から溶融物がフィラメント状に飛び出してくる。溶融炉心の場合には、液液接触による界面温度が急速に凝固点以下に低下するので、急速な細粒化は生じにくく、従って大規模な蒸気爆発も生じにくい。

さらに、蒸気爆発の圧力波伝播過程の 1 次元数値解析コードを開発した。熱的細粒化として、これまでの研究結果を踏まえ、自発核生成による細粒化モデルを組み込んだ。蒸気爆発における圧力波伝播の 1 次元テスト計算をおこなったところ、本コードによる結果は従来のコードである CULDESAC や MC3D の結果と良く一致し、コードの妥当性が検証された。

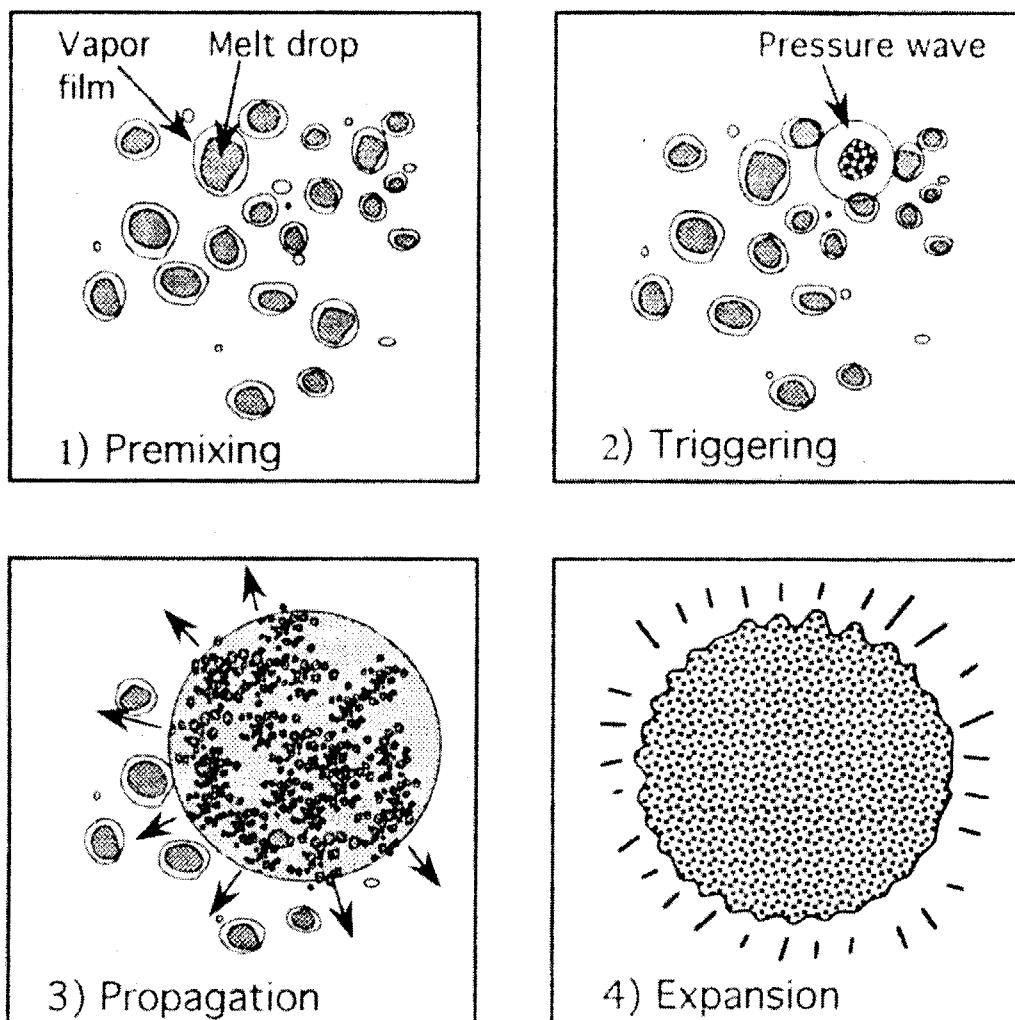


Fig.2.1 Fundamental processes in a vapor explosion^{2,9)}

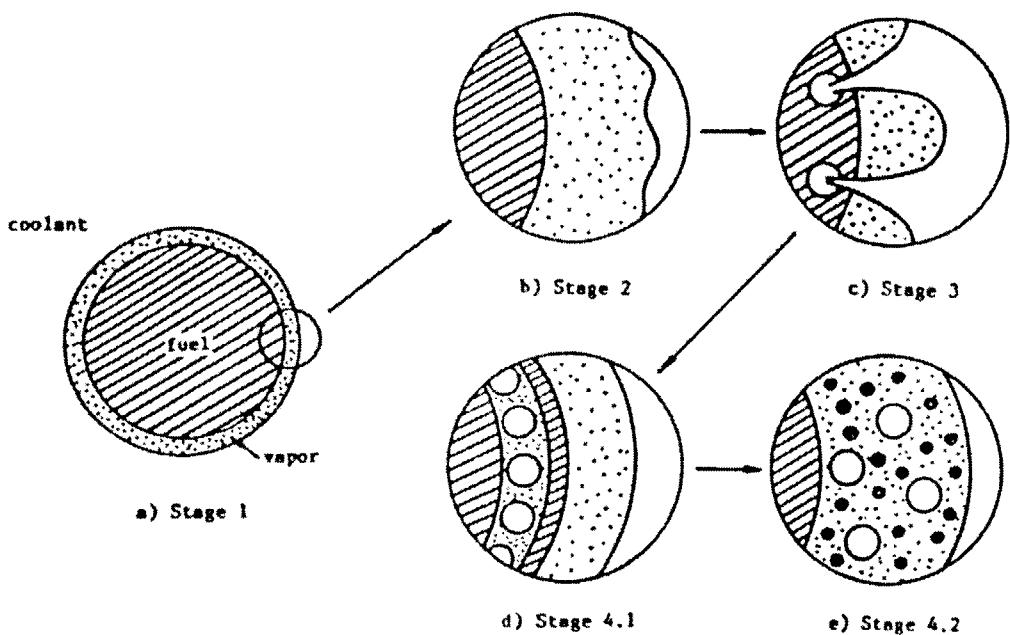


Fig.2.2 Fragmentation model by Kim and Corradini^{2,2)}

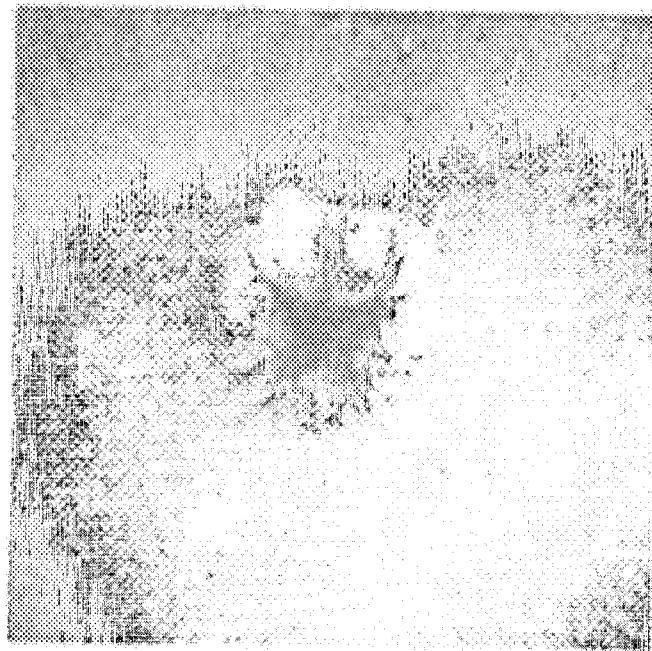


Fig.2.3 X-ray photograph at fragmentation of a melt drop by Ciccarelli and Frost^{2,3)}

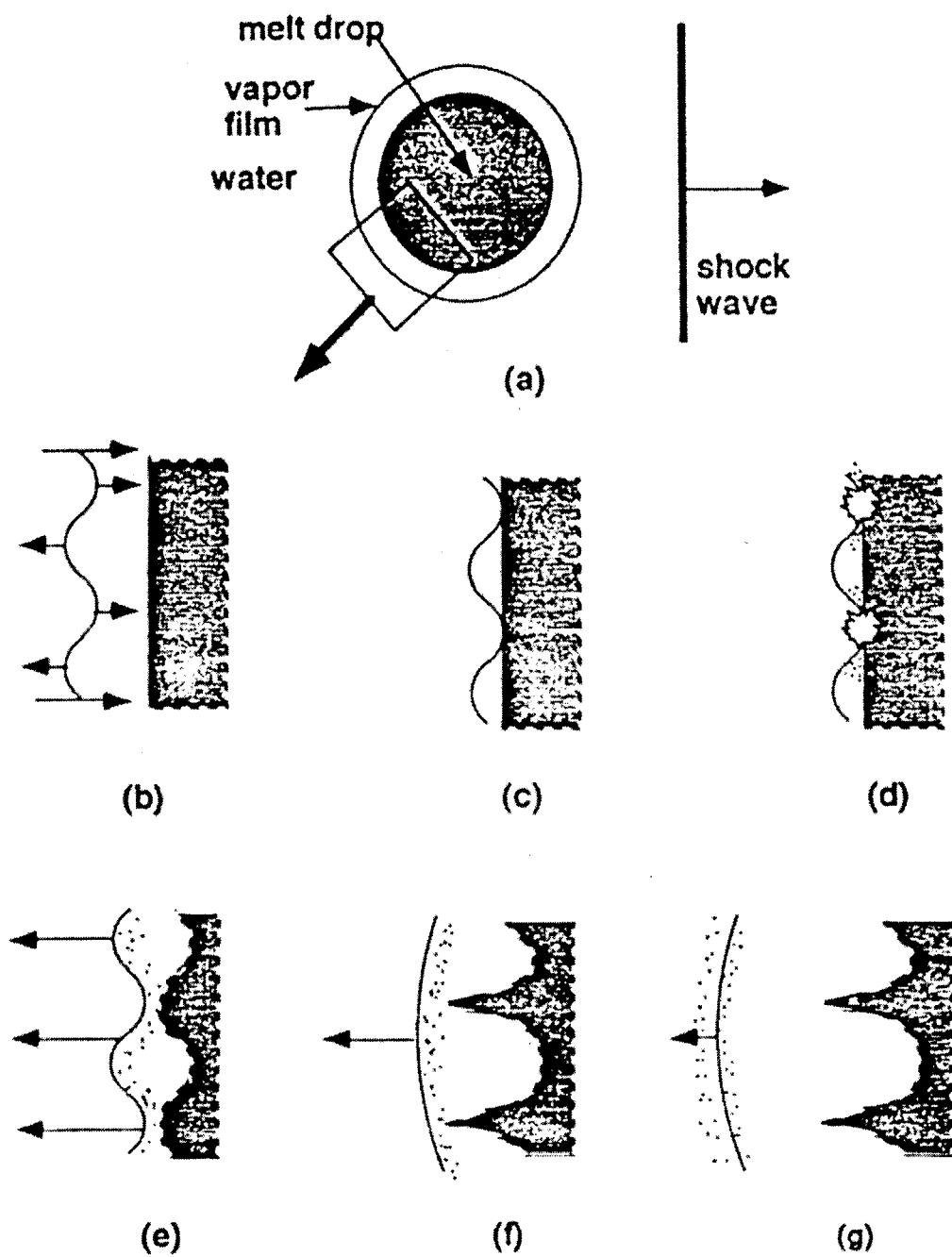


Fig.2.4 Fragmentation model by Ciccarelli and Frost^{2,3)}

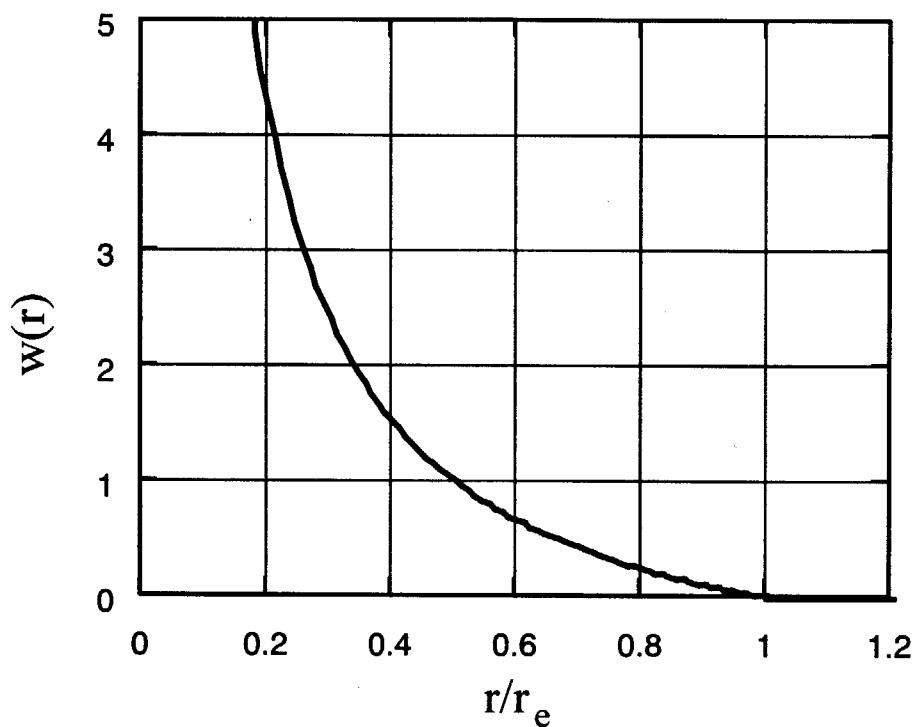


Fig.2.5 Weight function

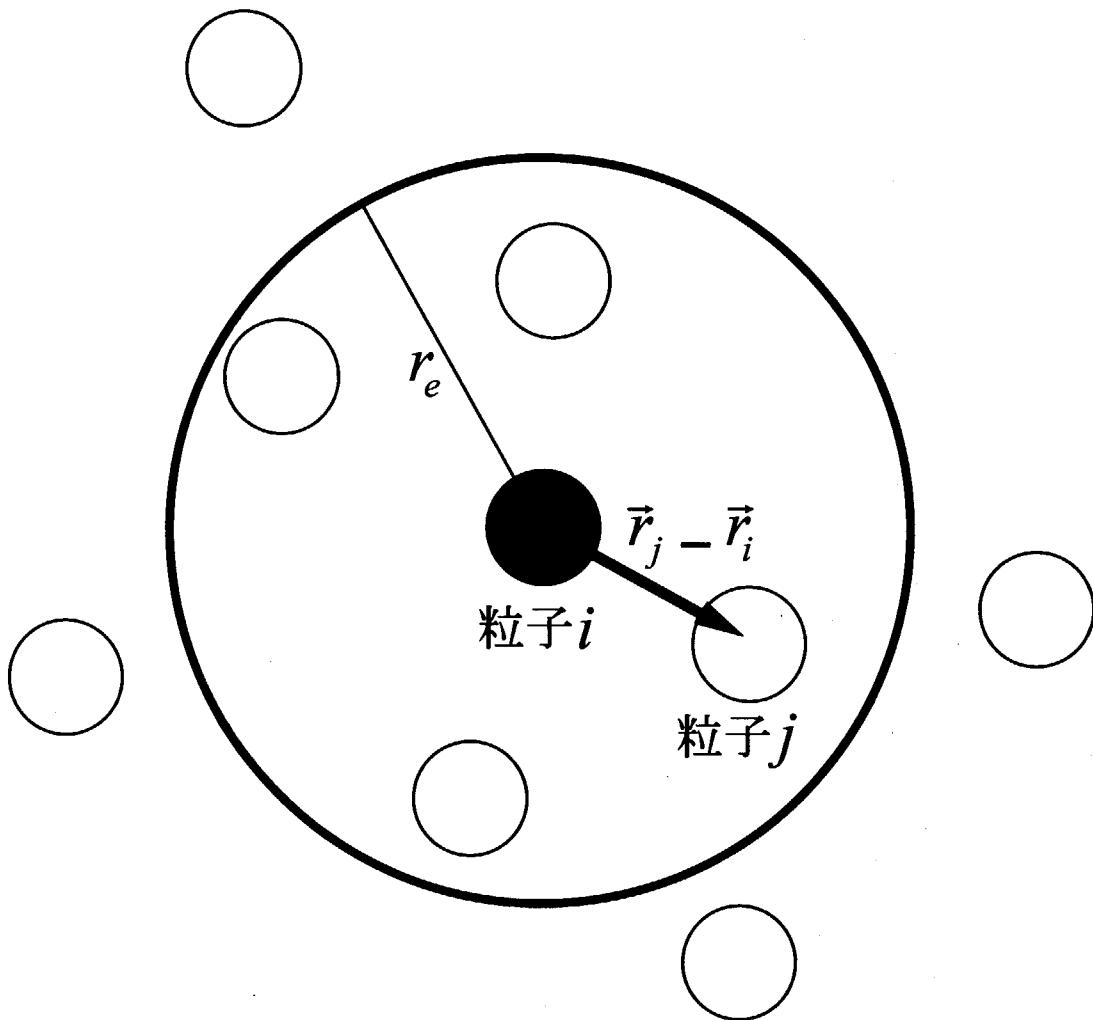


Fig.2.6 Interaction with neighboring particles

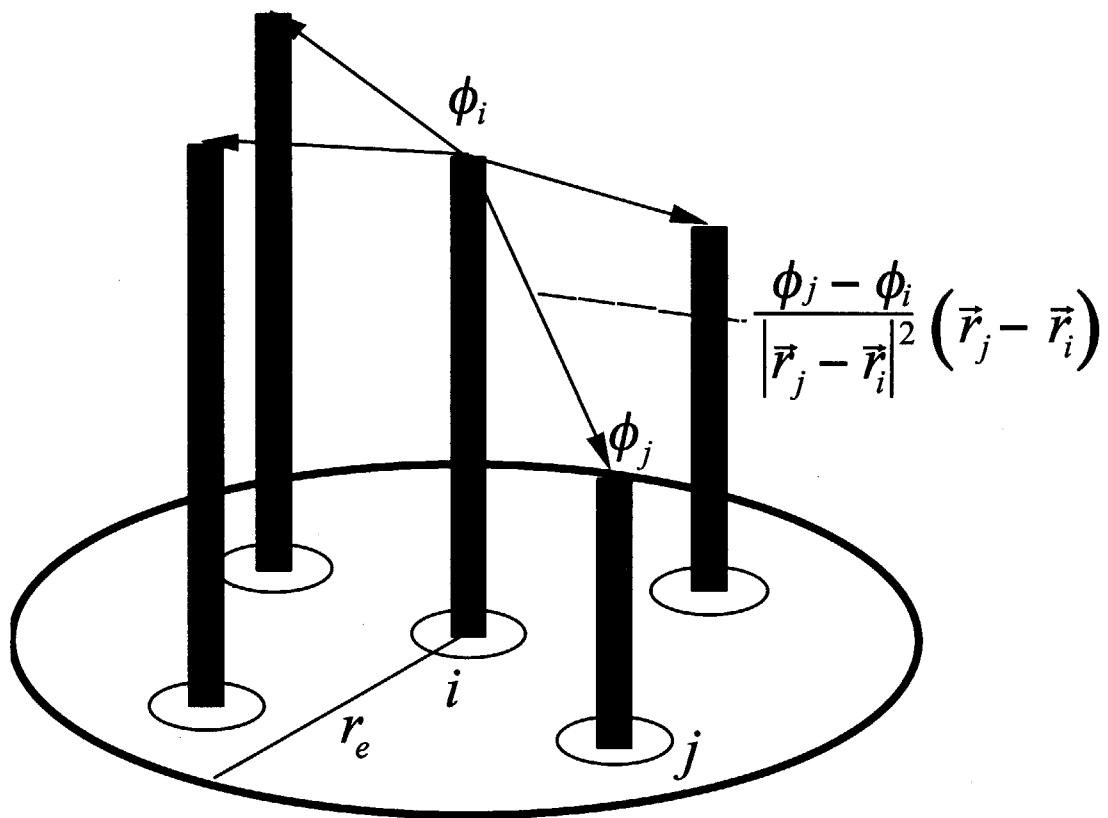


Fig.2.7 Concept of gradient model in MPS method

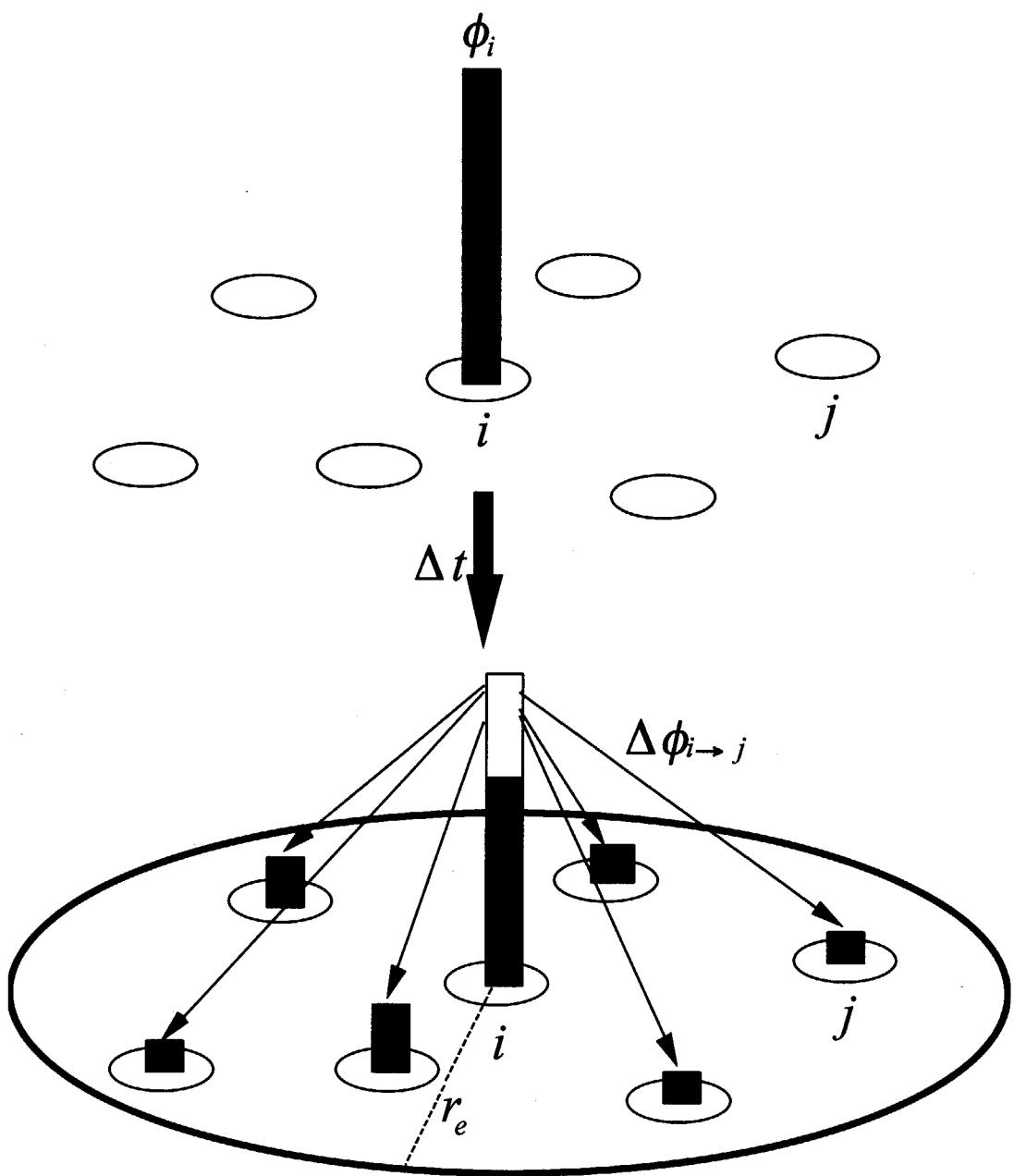


Fig.2.8 Concept of Laplacian model in MPS method

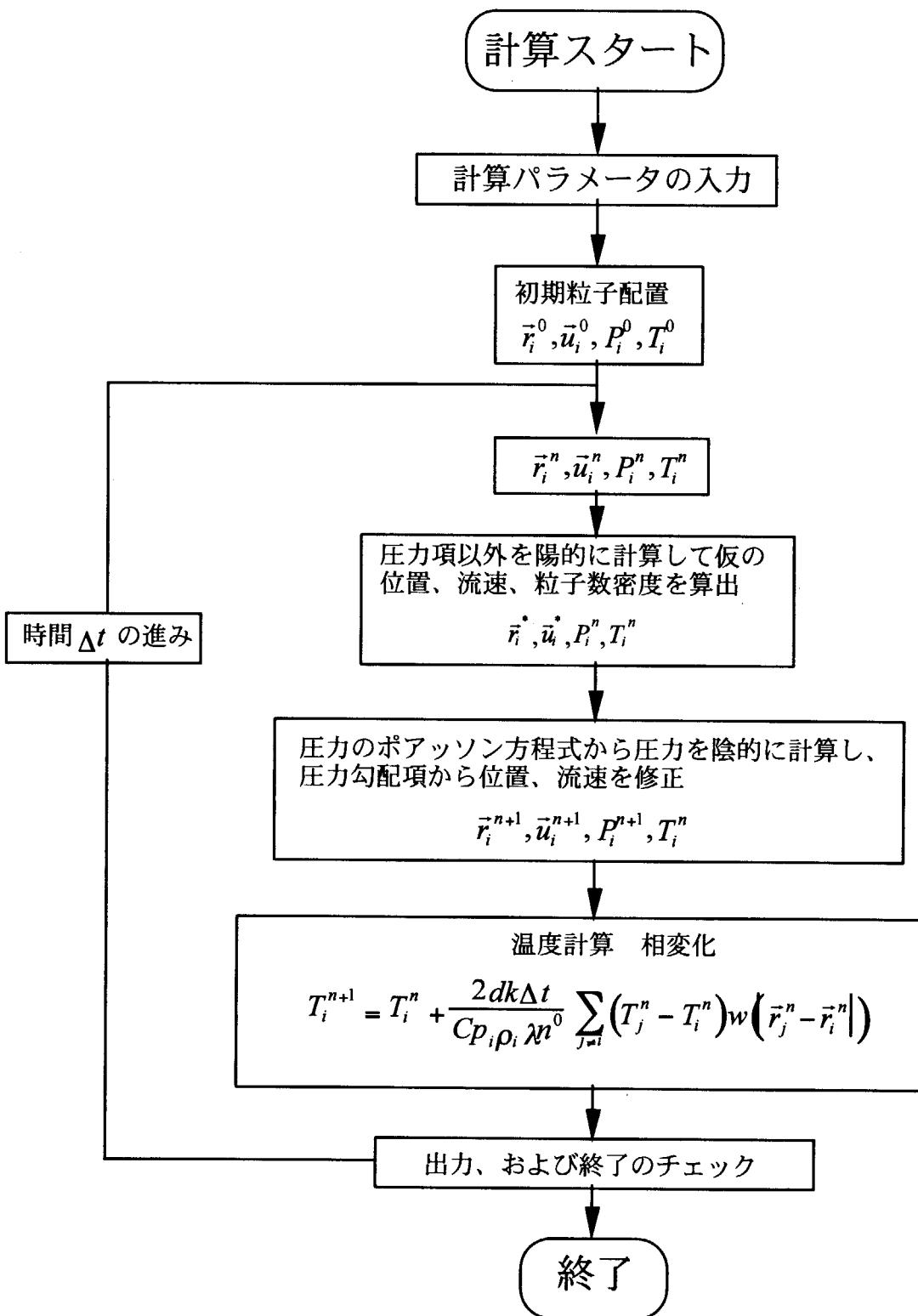


Fig.2.9 Calculation algorithm

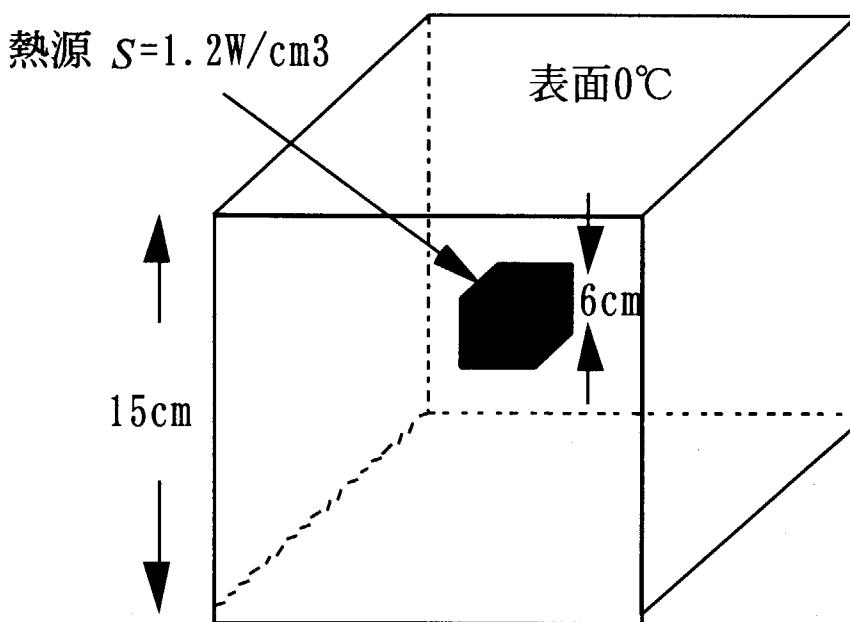


Fig.2.10 Geometry of test calculation

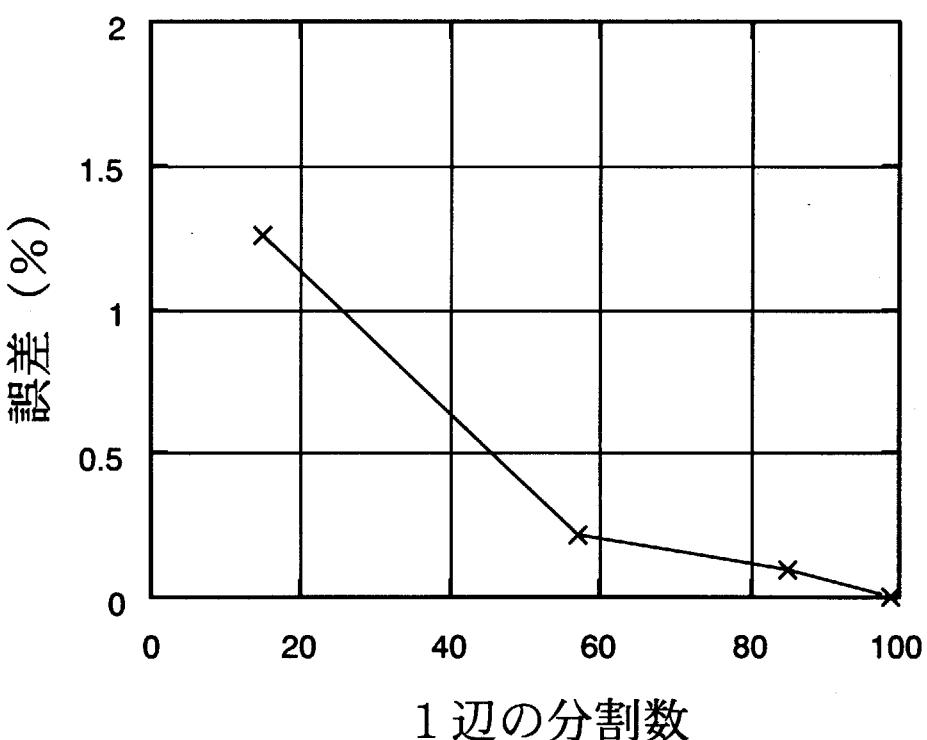


Fig.2.11 Convergence of error using finite difference method
(exact solution is approximated on 99x99x99 grid)

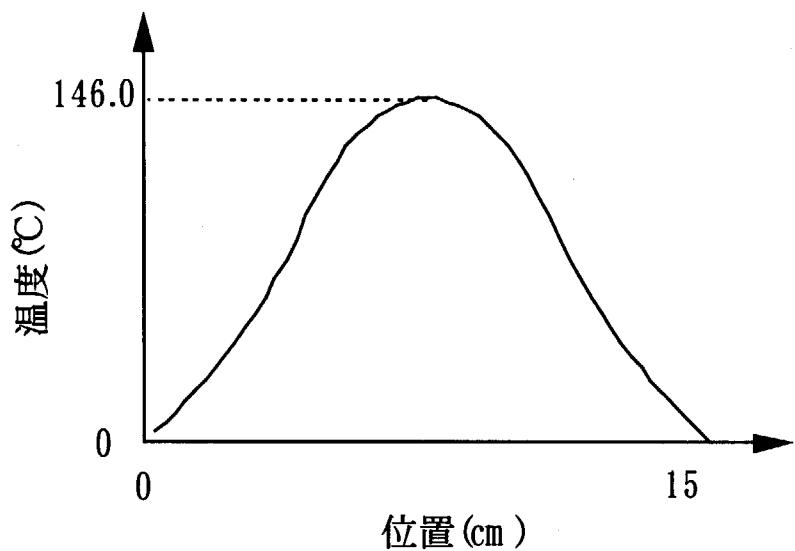


Fig.2.12 Temperature distribution

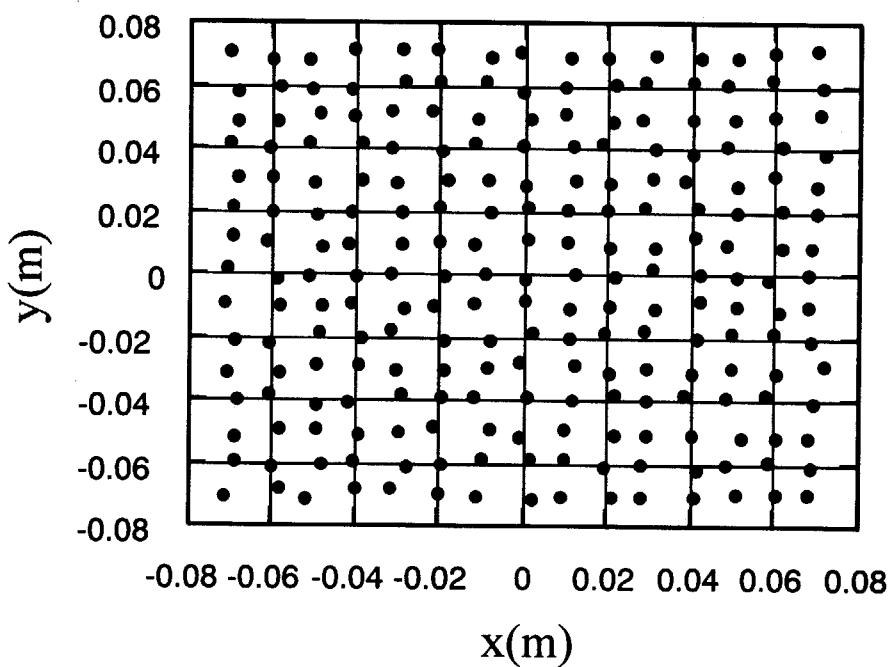


Fig.2.13 Non-uniform configuration of particles ($z=0$ plane)

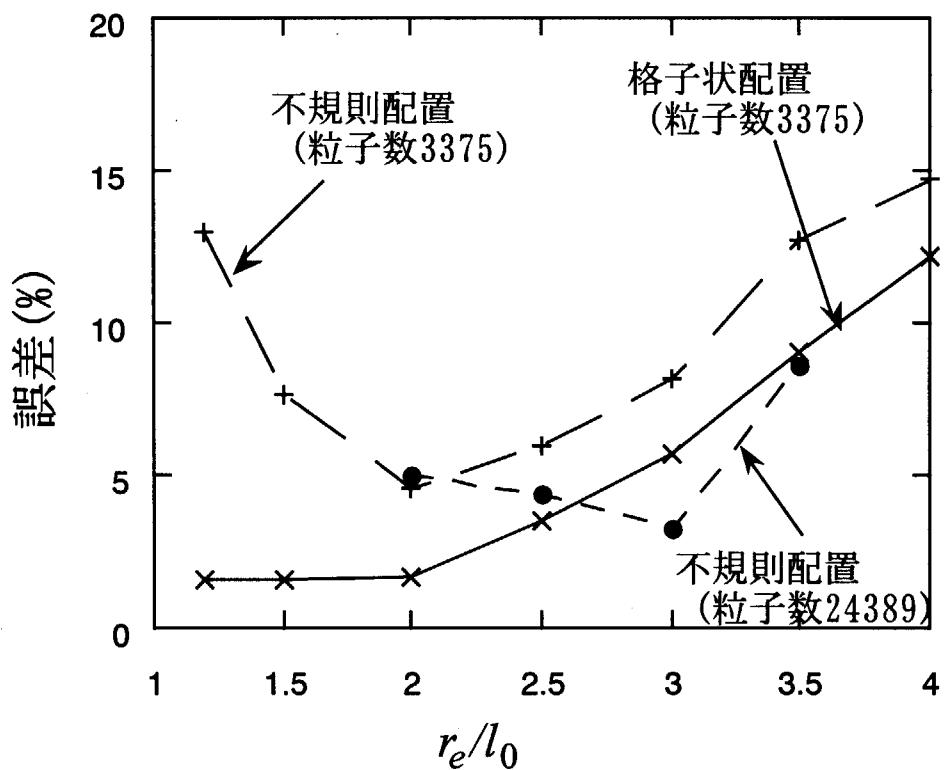


Fig.2.14 Error of three-dimensional MPS method

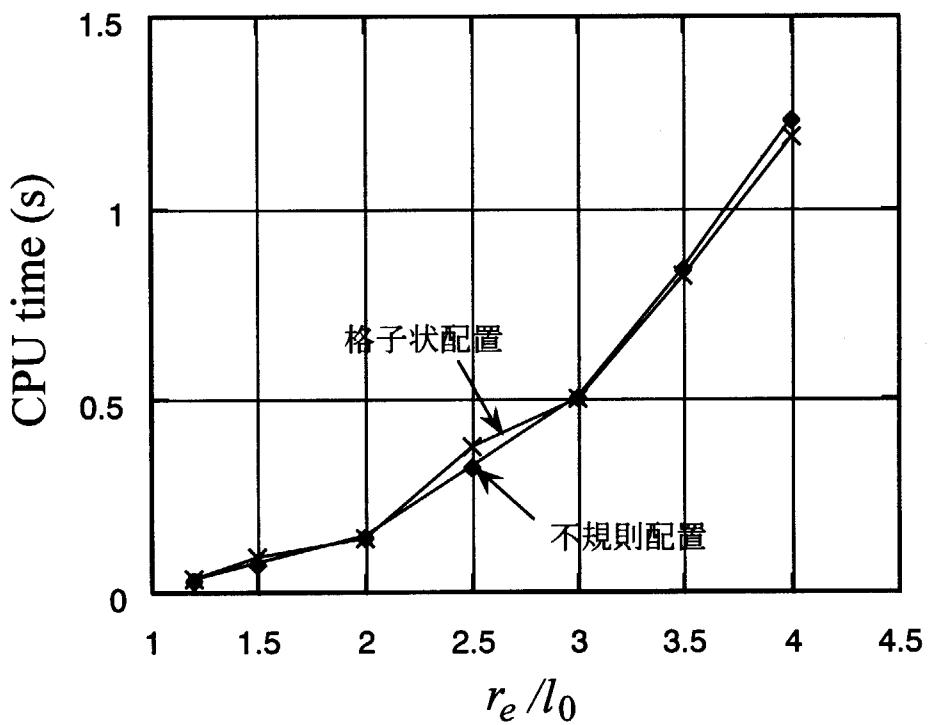


Fig.2.15 Calculation time of one time step

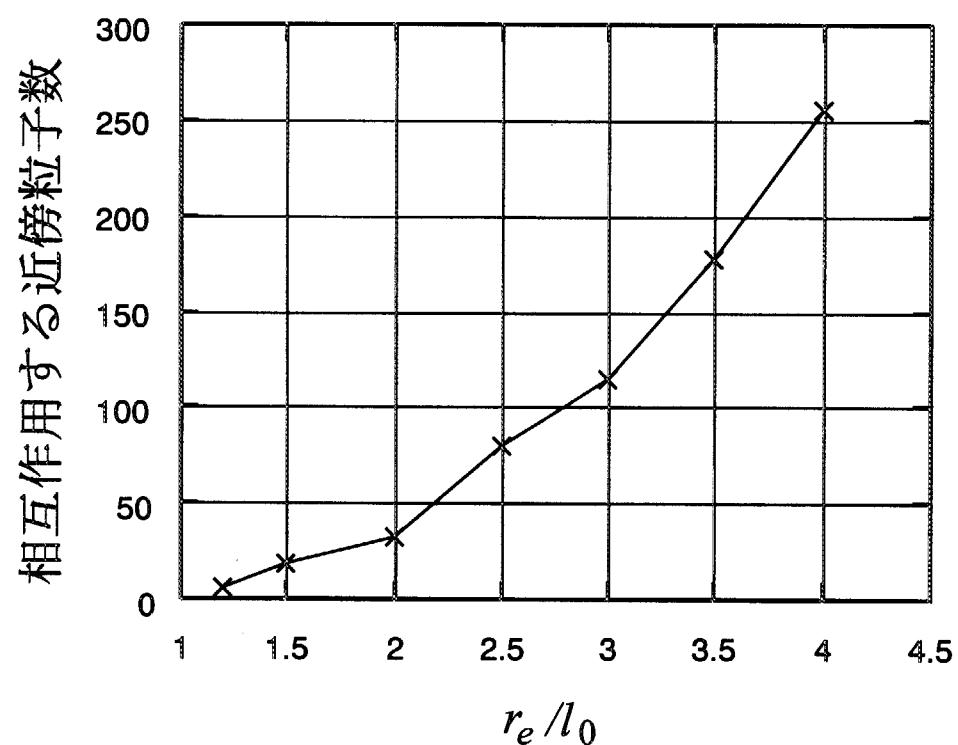


Fig.2.16 Relation between the radius of weight function and the number of neighboring particles

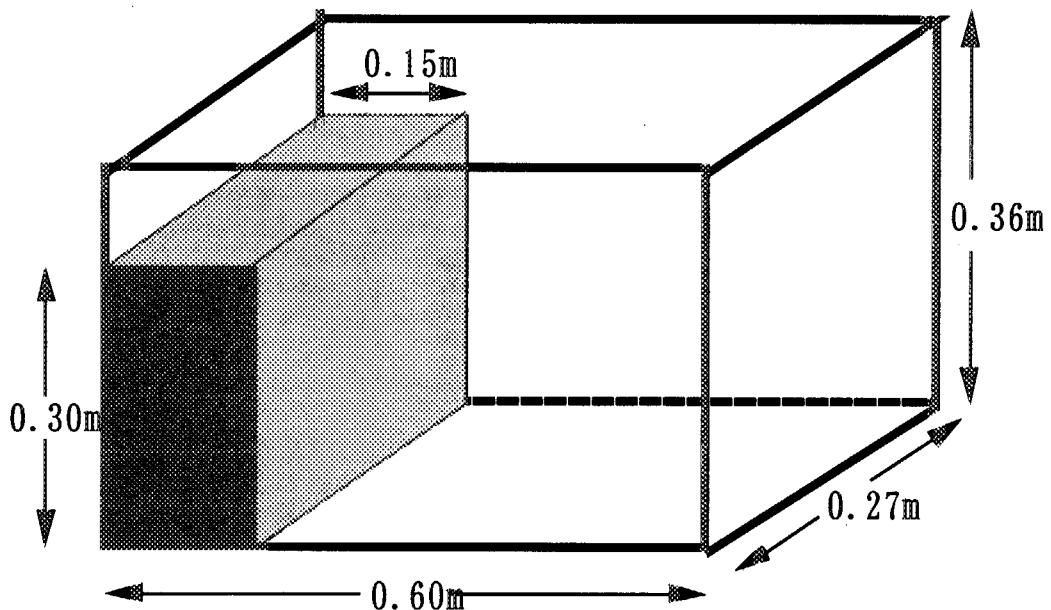
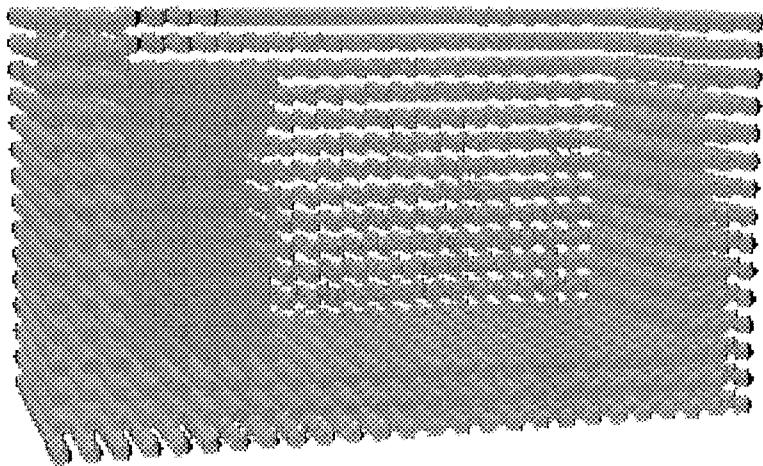
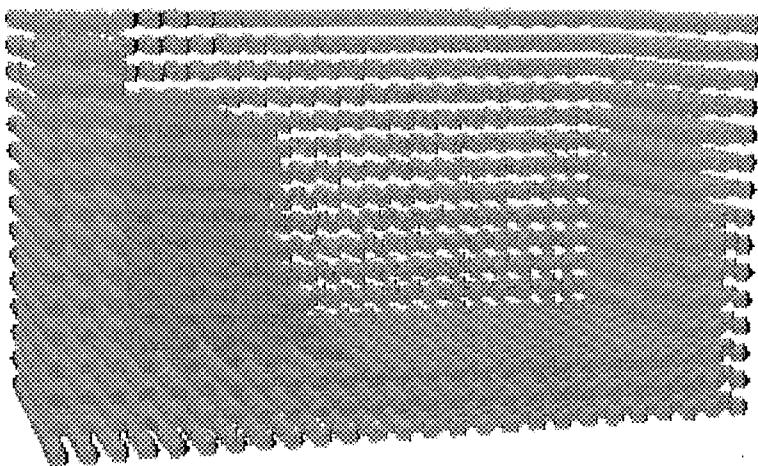


Fig.2.17 Calculation geometry of three-dimensional dam collapse problem

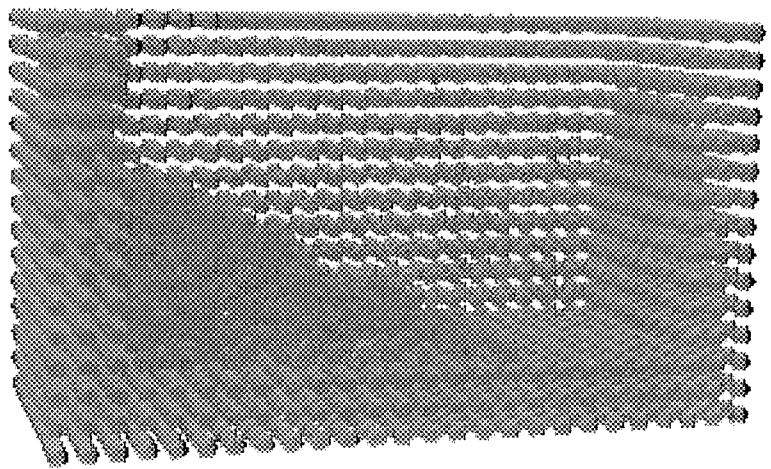


0.0sec

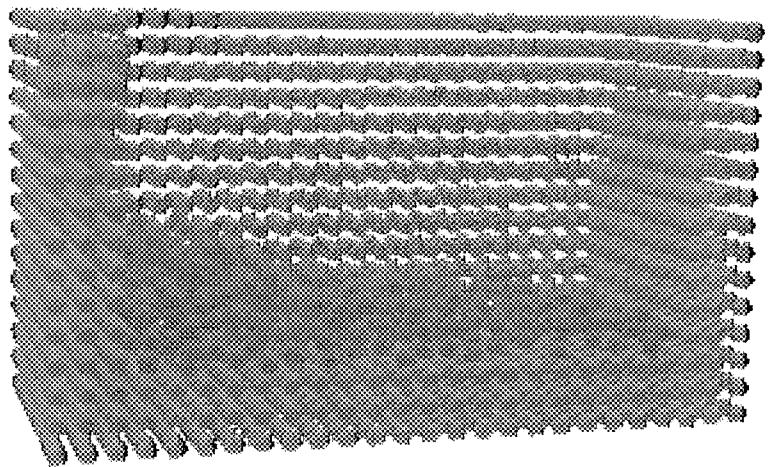


0.1sec

Fig.2.18 Calculation result of three-dimensional dam collapse

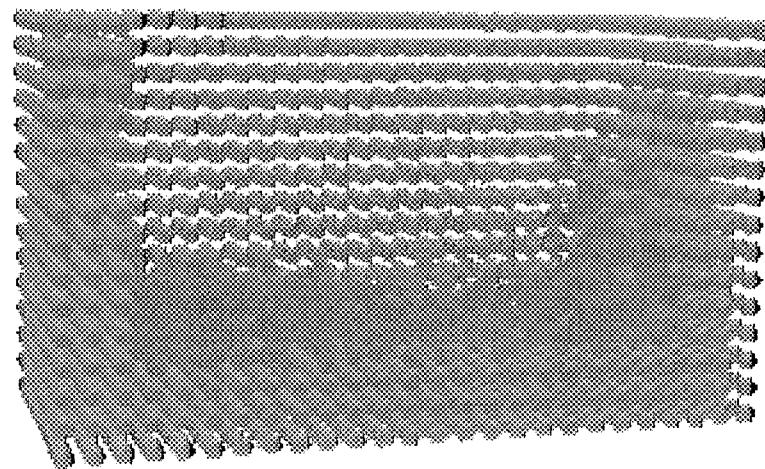


0.2sec

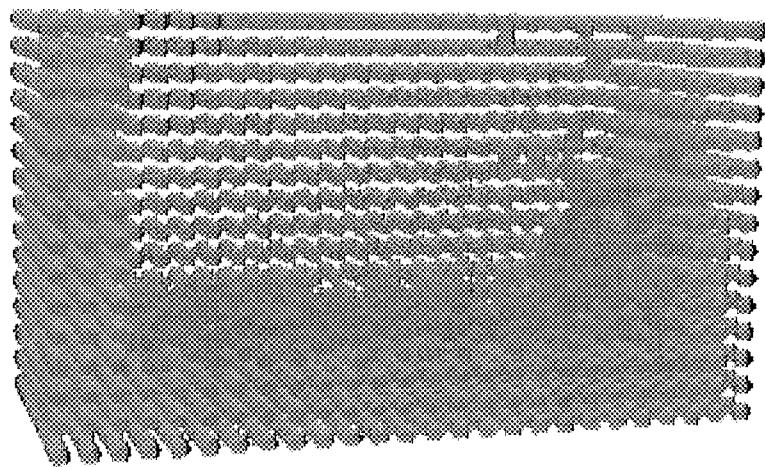


0.3sec

Fig.2.18 Calculation result of three-dimensional dam collapse (continued)

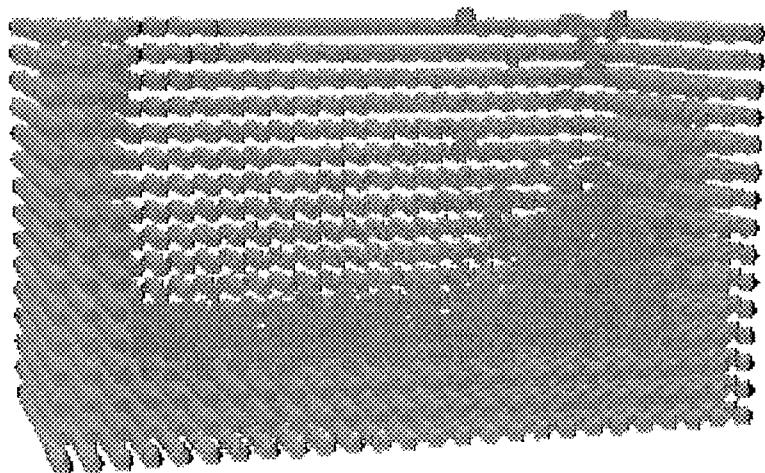


0.4sec

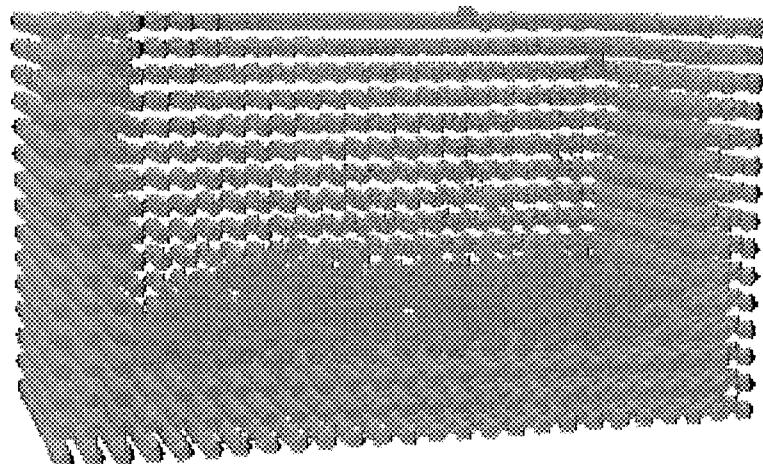


0.5sec

Fig.2.18 Calculation result of three-dimensional dam collapse (continued)



0.6sec



1.0sec

Fig.2.18 Calculation result of three-dimensional dam collapse (continued)

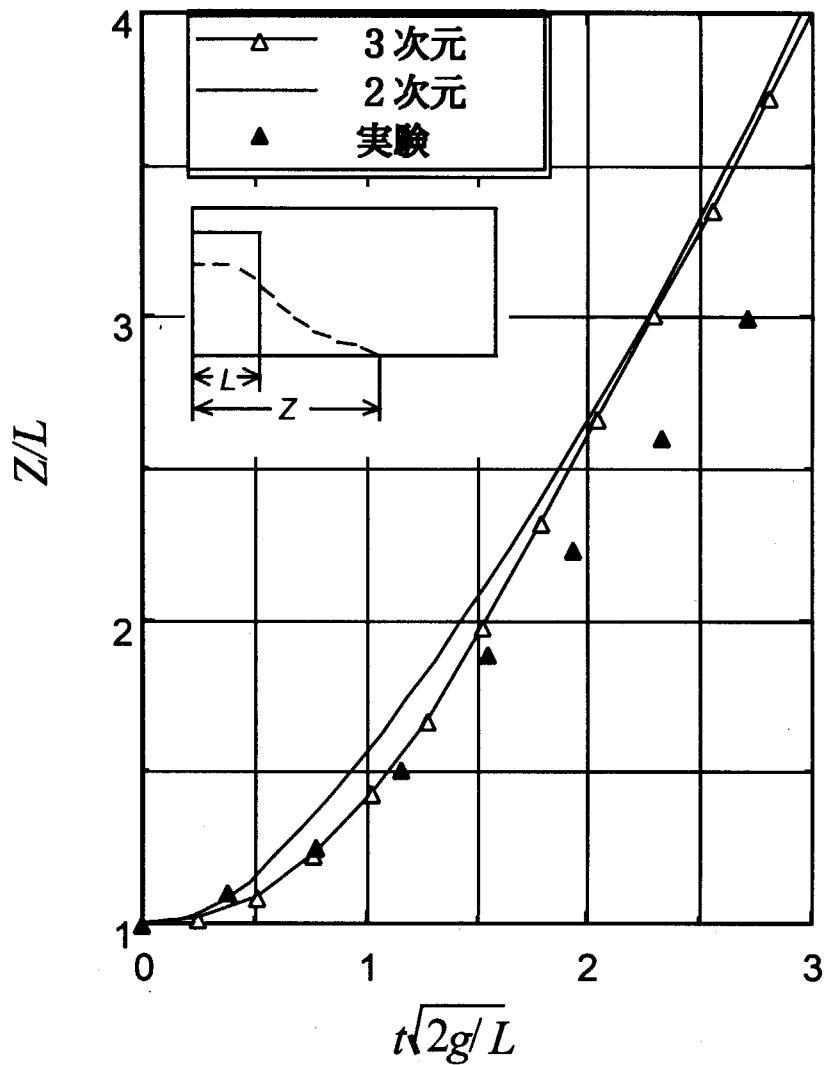


Fig.2.19 Comparison of leading edge

Table 3.1
Calculation conditions

ID	ジェット速度 (m/s)	ジェット間距離 (mm)	ジェット長さ(mm)	ジェット太さ(mm)
(1)	50	1.4	1.6	0.2
(2)	50	1.4	0.8	0.4
(3)	50	1.4	0.4	0.8
(4)	50	1.4	0.4	0.6
(5)	50	1.4	0.4	0.4
(6)	50	2.0	0.4	0.8
(7)	50	3.0	0.4	0.8
(8)	50	1.4	0.4	1.0
(9)	50	1.4	0.4	0.2
(10)	70	2.0	0.4	0.8
(11)	10	2.0	0.4	0.8
(12)	70	2.0	0.6	1.0

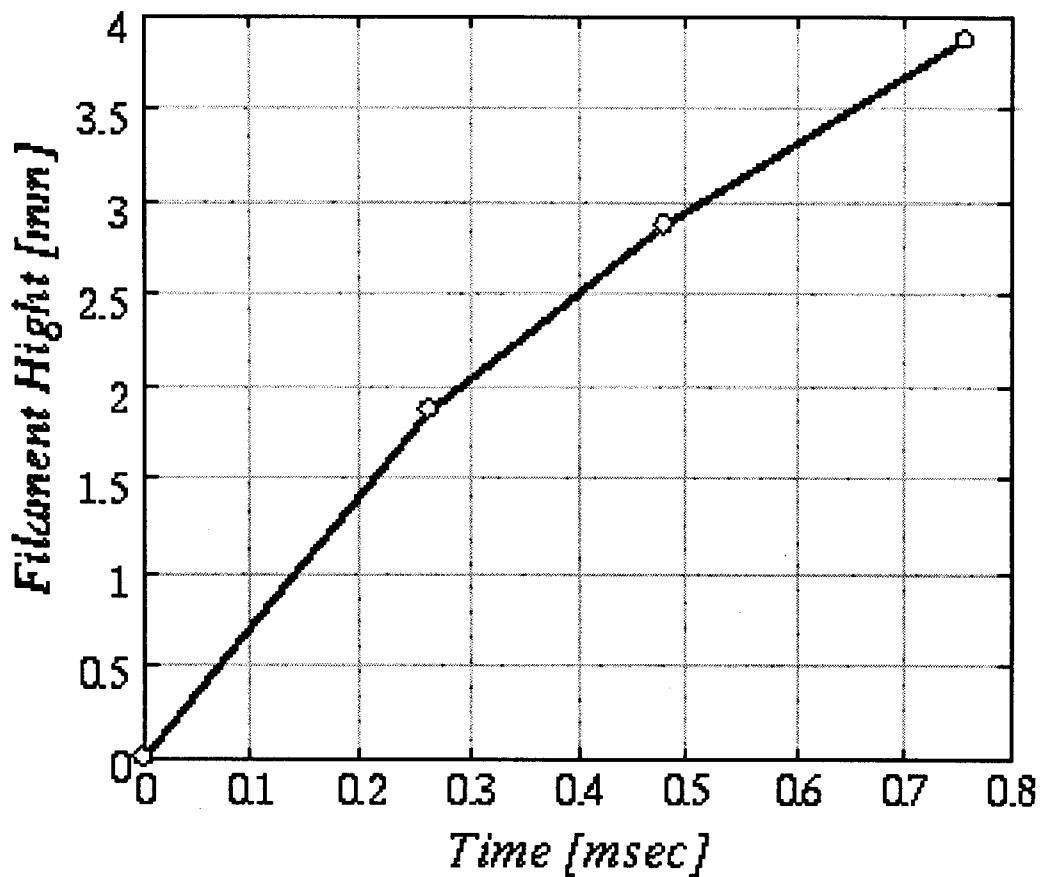


Fig.3.1 Time history of filament height in X-ray photographs by Ciccarelli and Frost

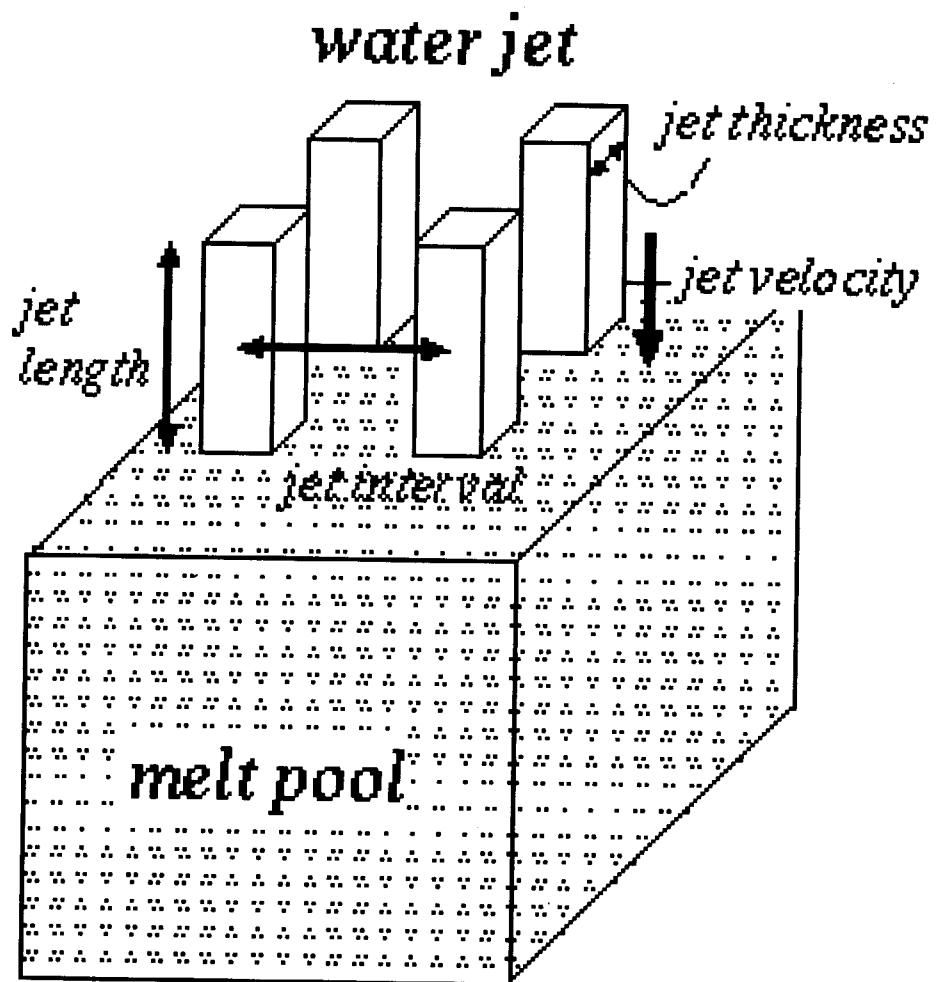


Fig.3.2 Calculation geometry

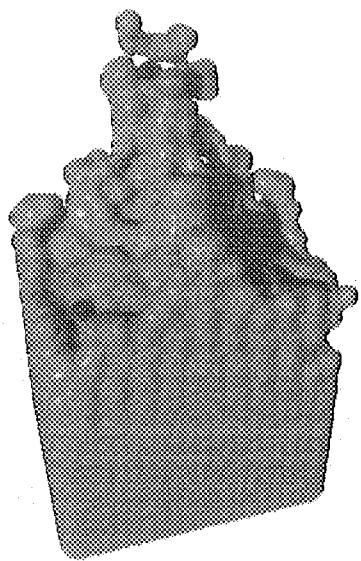
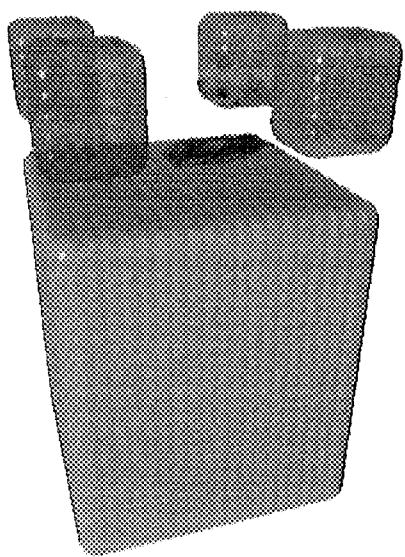


Fig.3.3 Calculation result of case (12), 0msec, 0.28msec

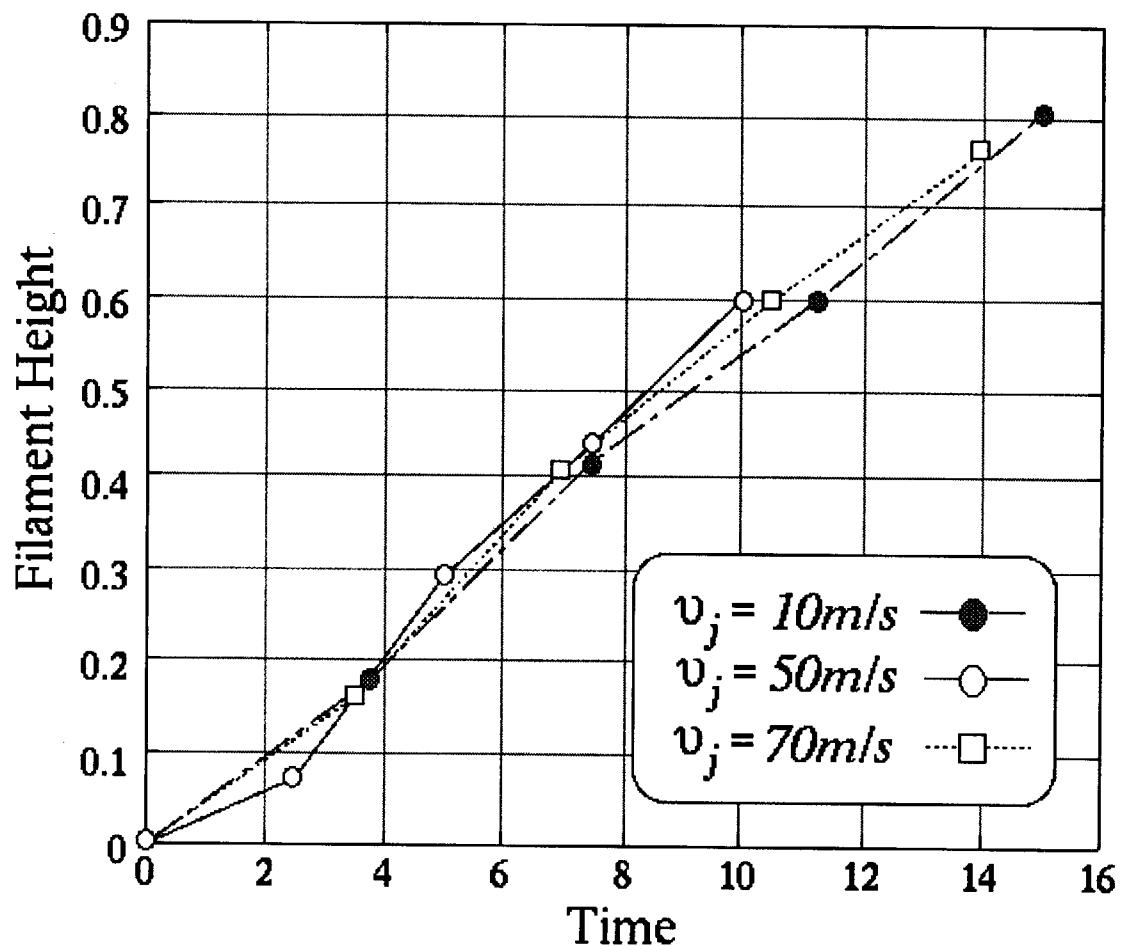


Fig.3.4 Time history of calculated filament height

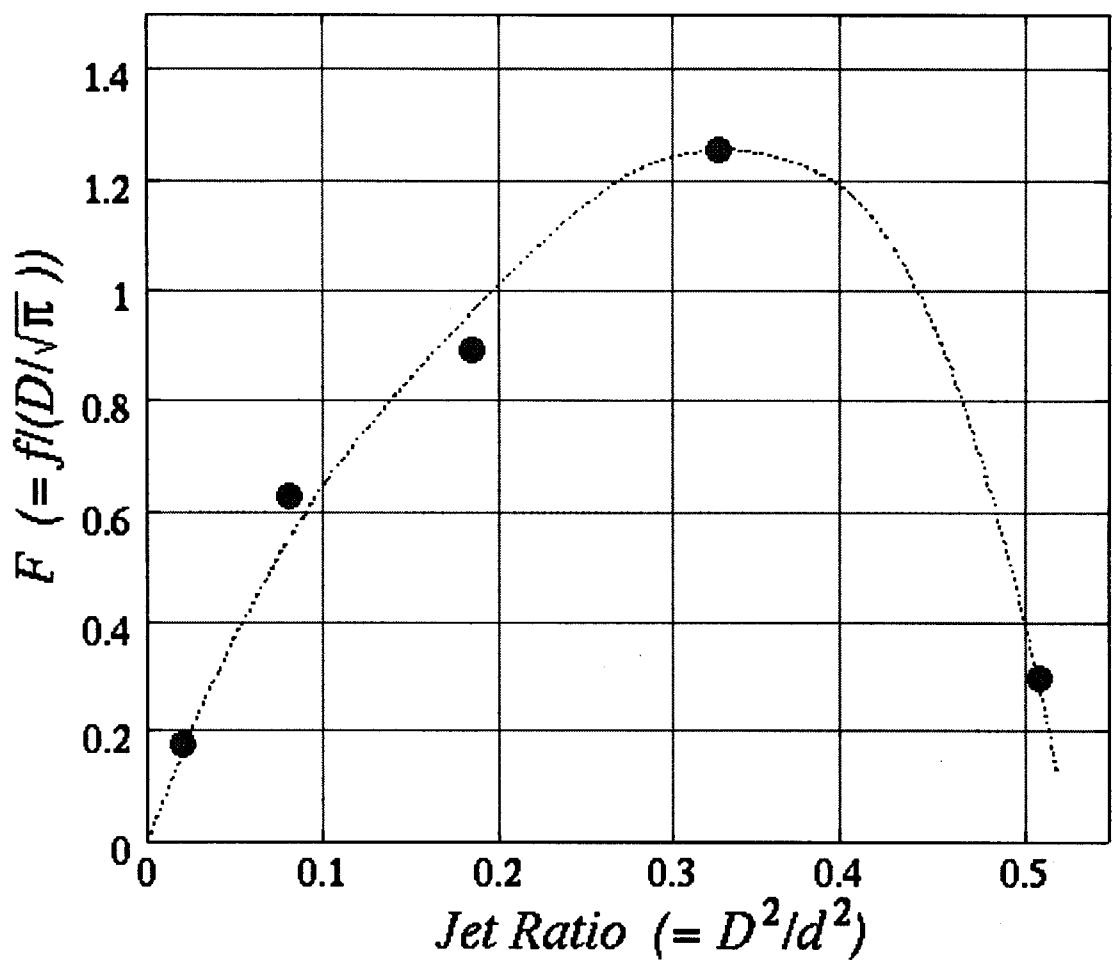


Fig.3.5 Relation between jet cross section ratio and filament height

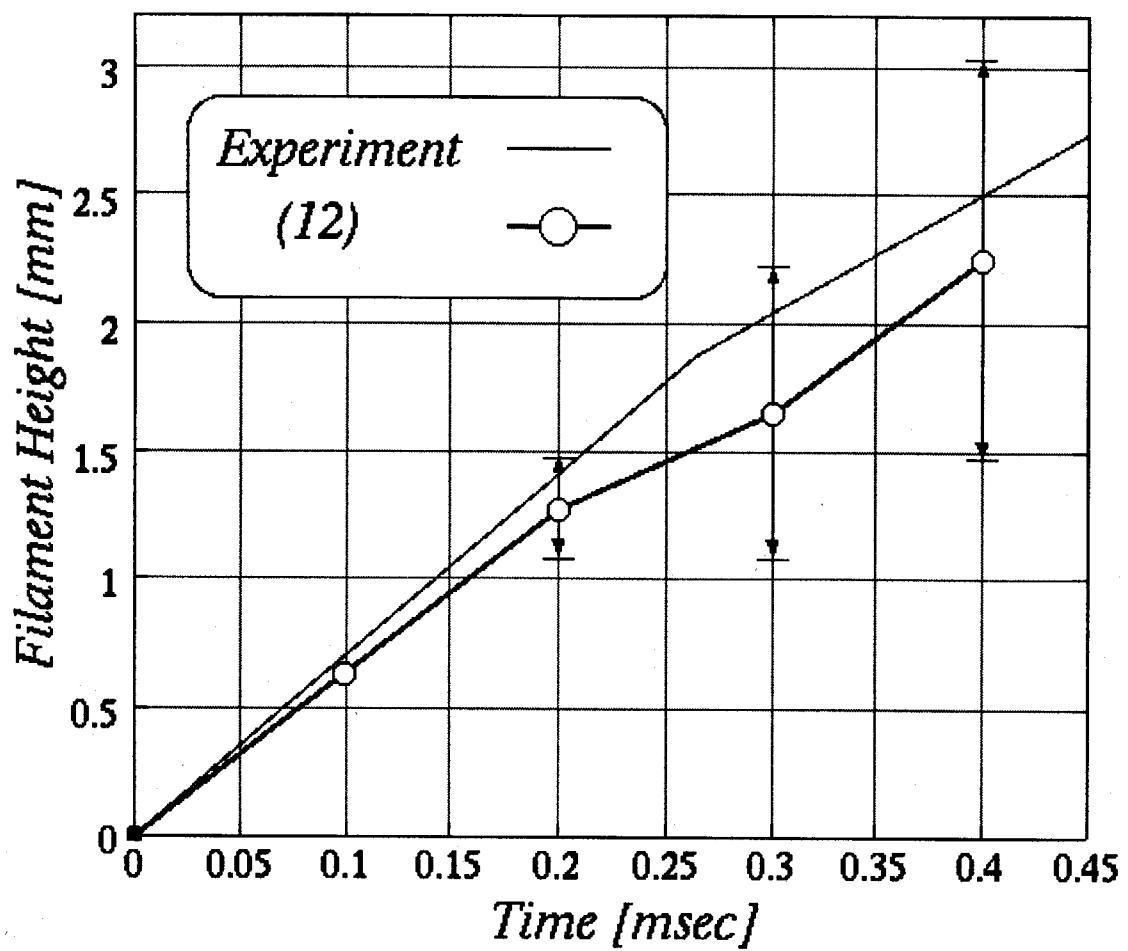


Fig.3.6 Time history of filament height in case (12)

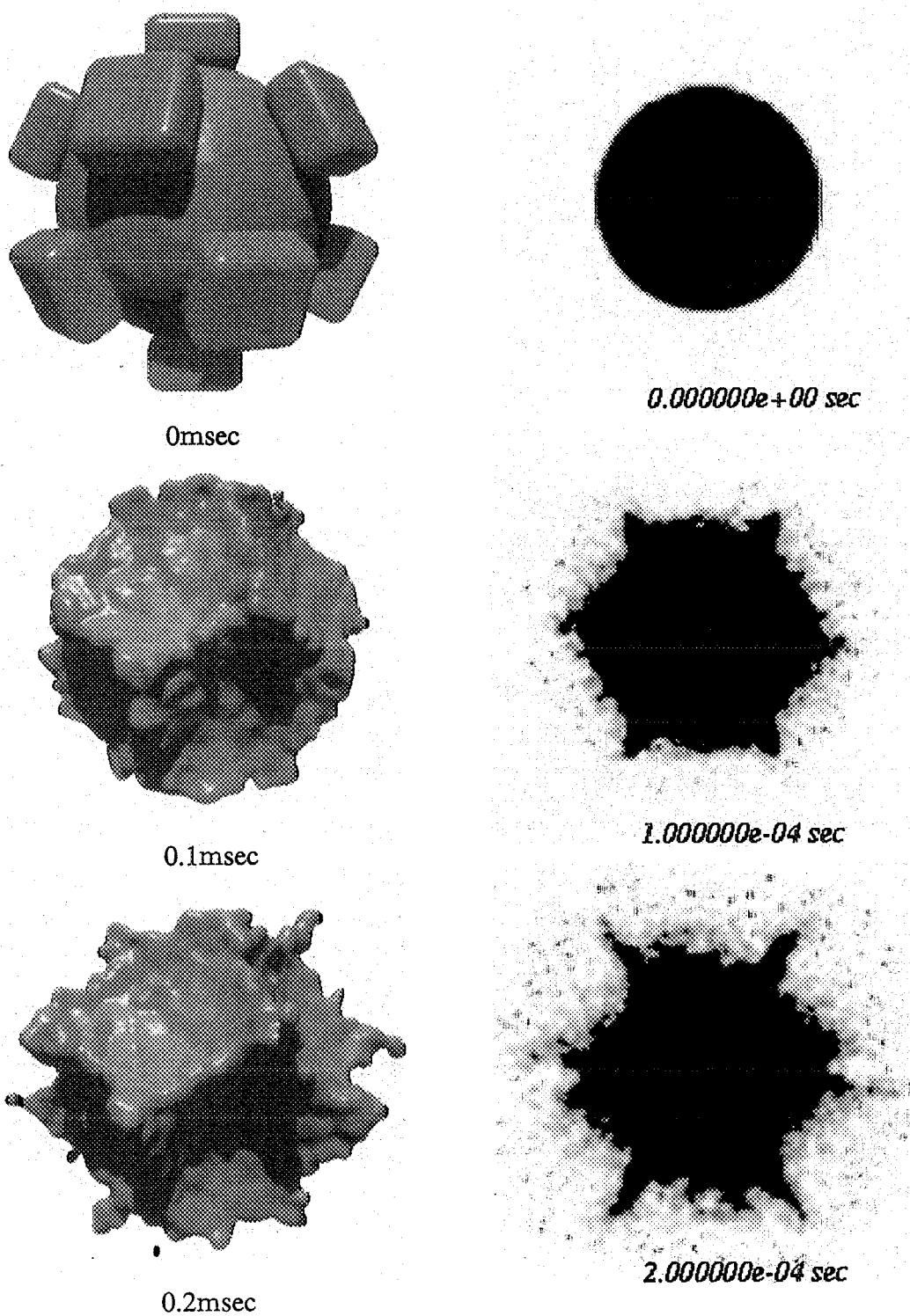


Fig.3.7 Particle position in calculation result (left), X-ray image estimated from calculation result (right)

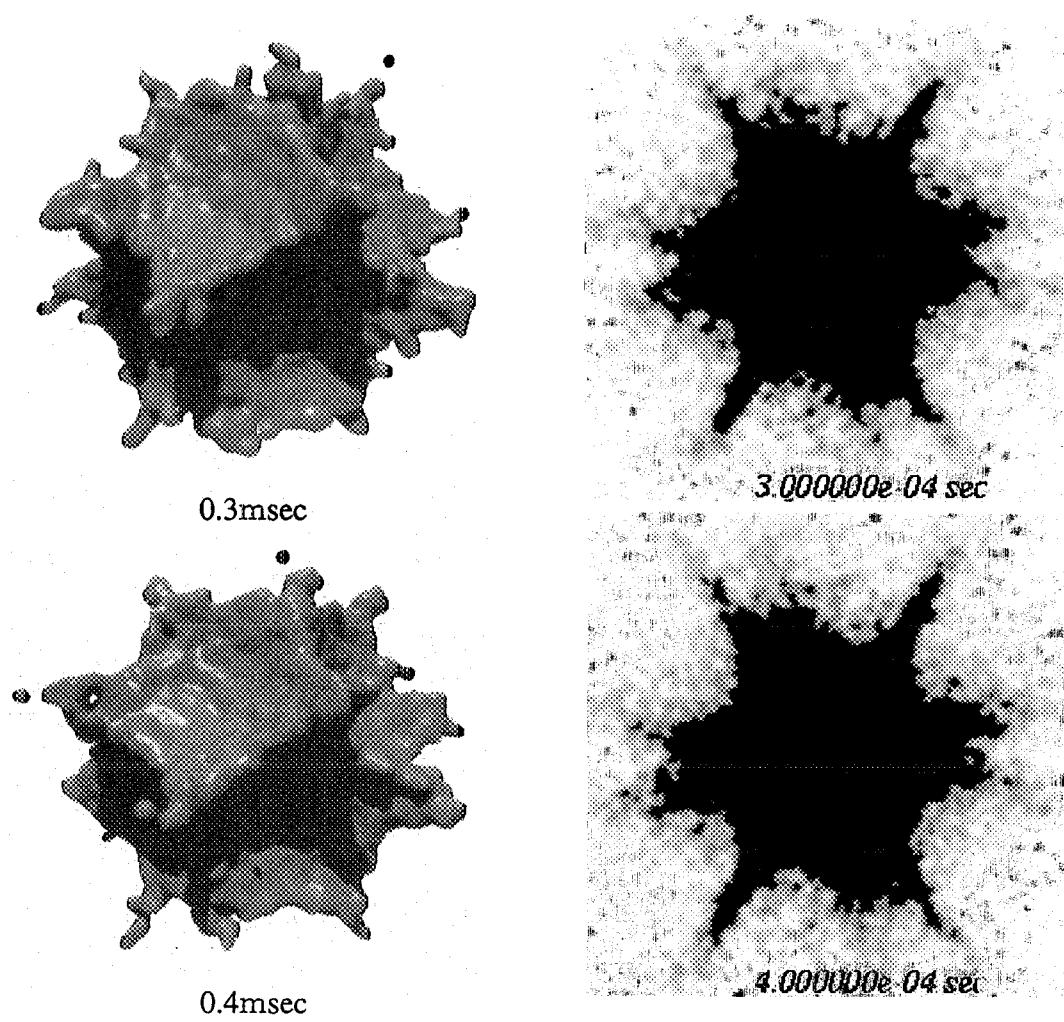


Fig.3.7 Particle position in calculation result (left), X-ray image estimated from calculation result (right) (continued)

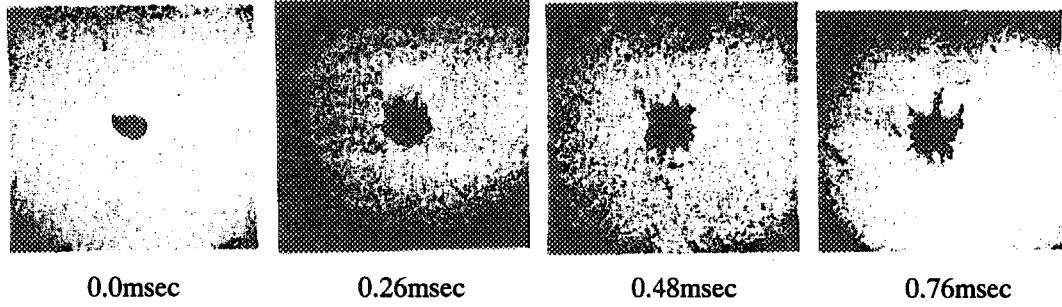


Fig.3.8 X-ray photographs at fragmentation of a molten tin drop by Ciccarelli and Frost

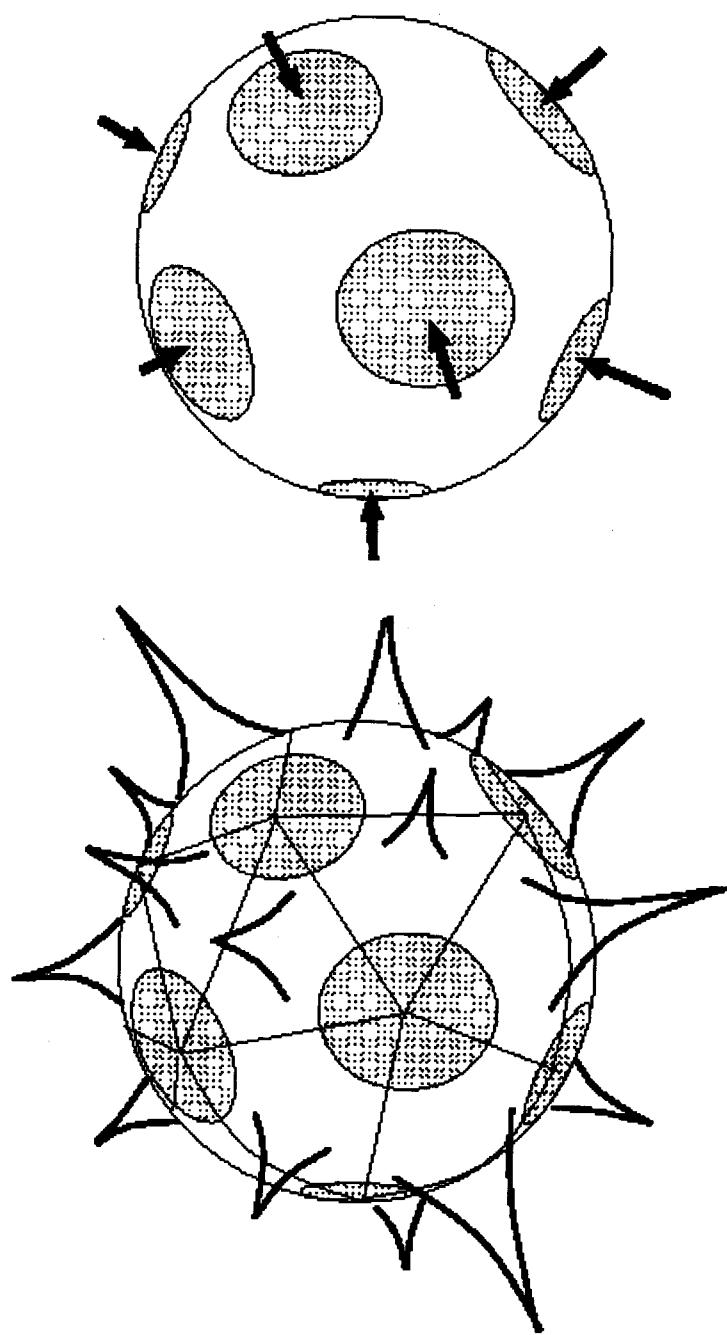


Fig.3.9 Mechanism of filament formation

Table 4.1 Initial condition of one-dimensional problem of pressure wave propagation in vapor explosion

	Triggered zone	Tube
α_l	0.4	
α_v	0.5	
α_d	0.01	0.1
α_f	0.09	~ 0.0
T_l [K]	350	
T_v [K]	374	
T_d [K]	3400	
D_d [m]	0.005	
P [MPa]	0.1	

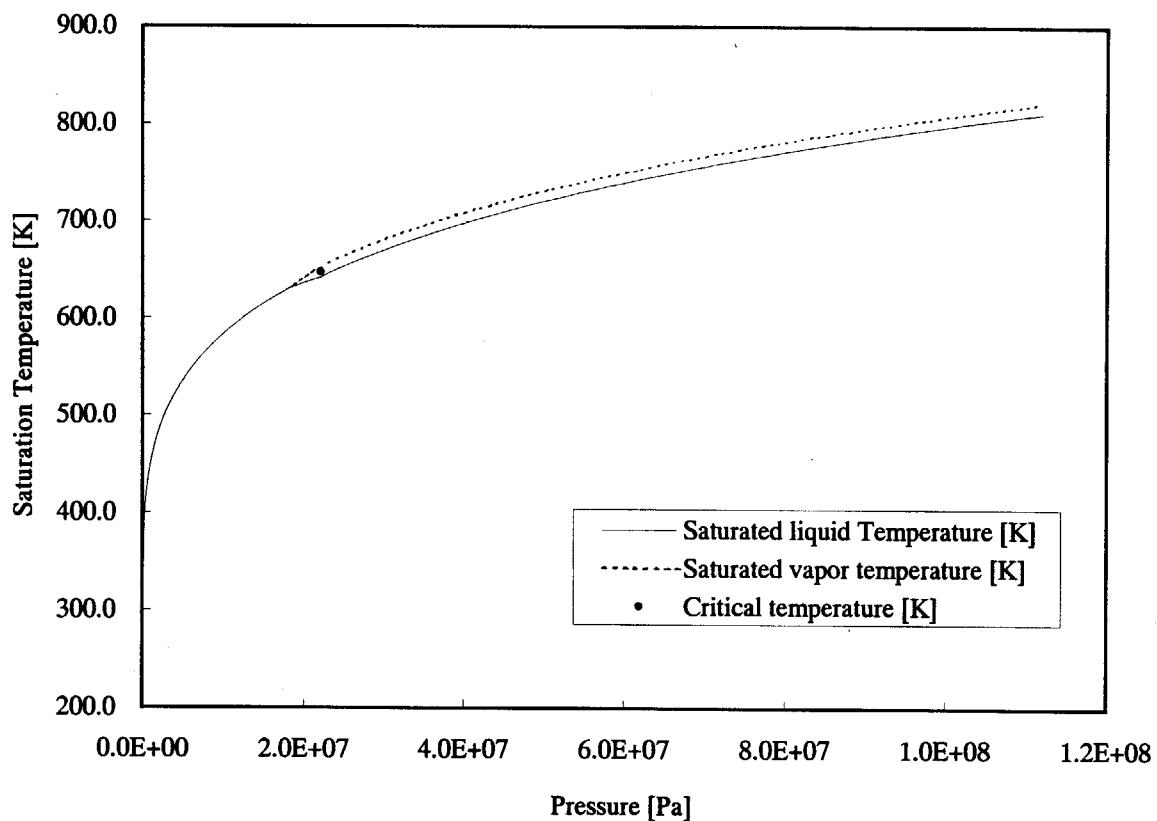


Fig.4.1 Saturation temperature

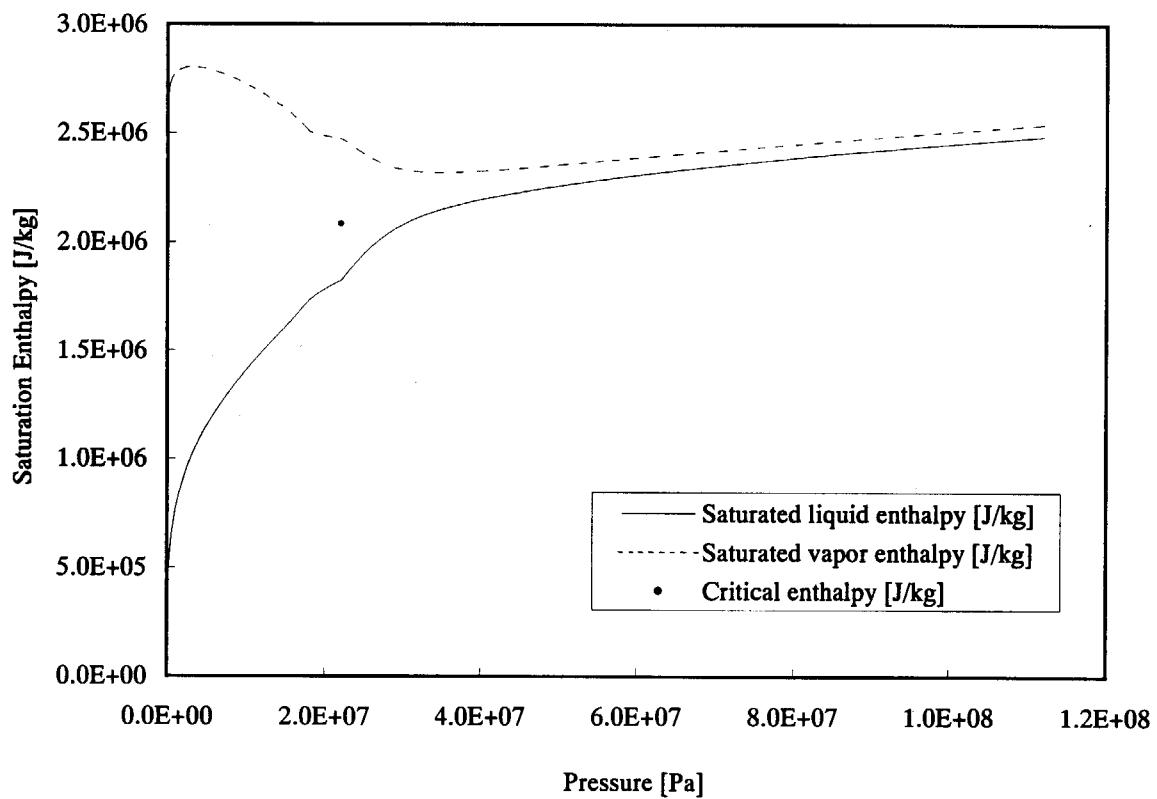


Fig.4.2 Saturation enthalpy

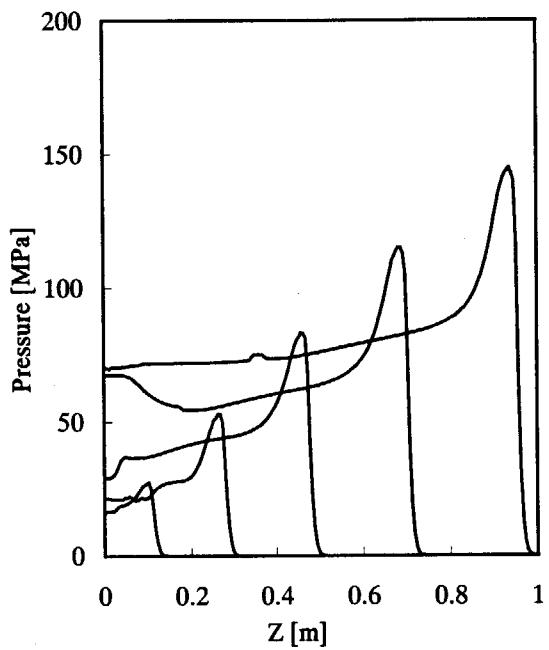


Fig.4.3 Pressure profile calculated by PROVER-I (each 0.5ms)

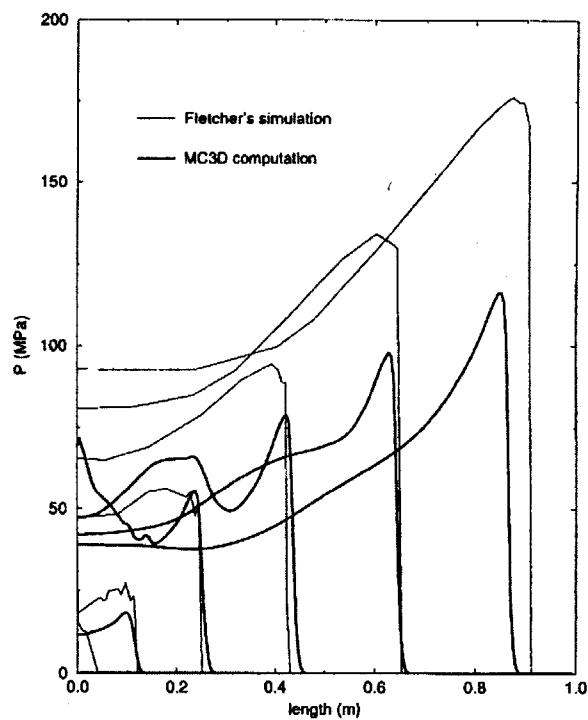


Fig.4.4 Pressure profile calculated by MC3D and CULDESAC (each 0.5ms)

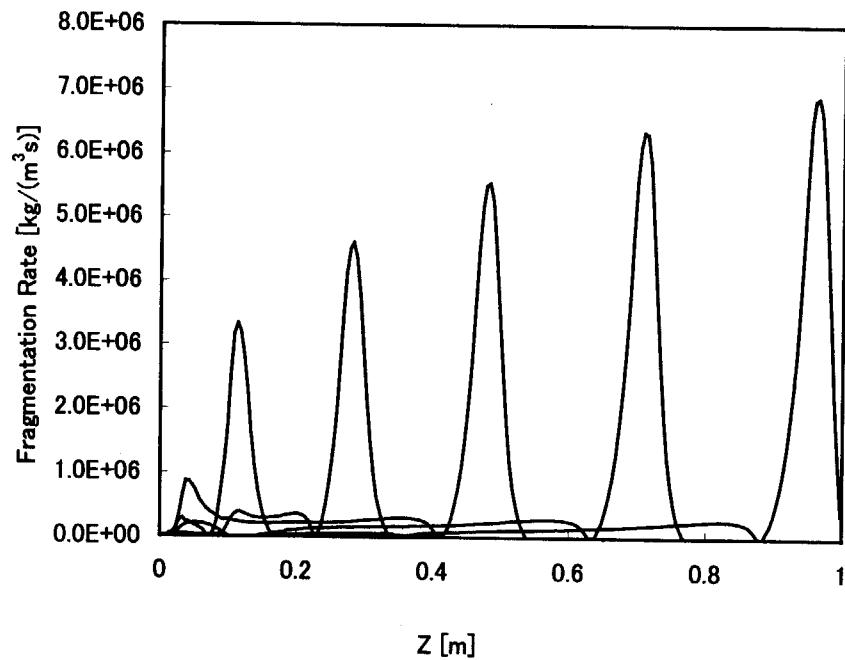


Fig.4.5 Profile of fragmentation rate

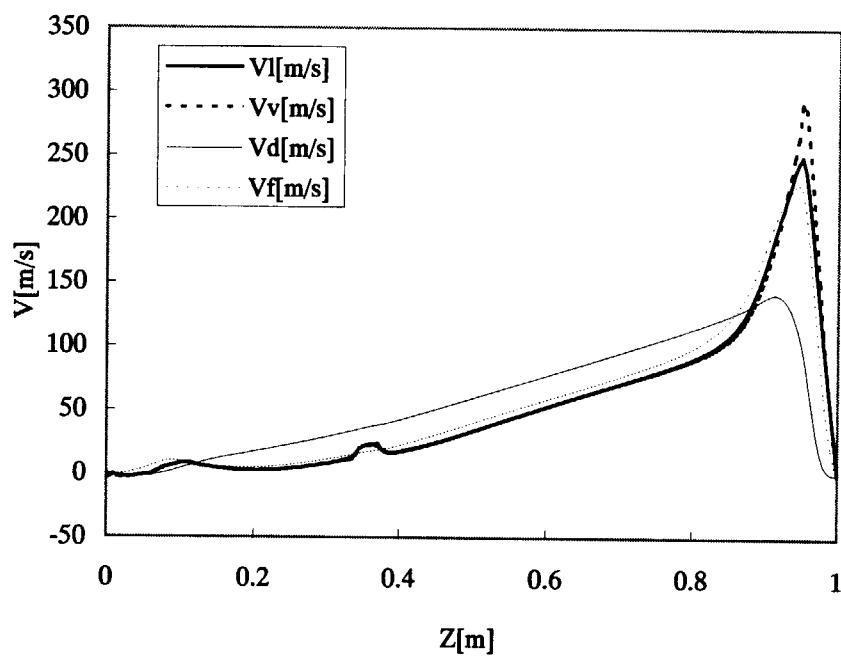


Fig.4.6 Flow velocity distributions of phases at 2.5ms by PROVER-I

国際単位系(SI)と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

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

表3 固有の名称をもつSI組立単位

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

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	$^{\circ}, ', ''$
リットル	L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

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

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

表5 SI接頭語

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

(注)

- 表1～5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- ECC関係理事会指令ではbar、barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

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

$$\text{粘度 } 1 \text{ Pa} \cdot \text{s} (\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2) = 10 \text{ P(ボアズ)} (\text{g}/(\text{cm} \cdot \text{s}))$$

$$\text{動粘度 } 1 \text{ m}^2/\text{s} = 10^4 \text{ St(ストークス)} (\text{cm}^2/\text{s})$$

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

エネルギー・仕事・熱量	J($=10^7$ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV	1 cal = 4.18605J (計量法) = 4.184J (熱化学) = 4.1855J (15°C) = 4.1868J (国際蒸気表)
	1	0.101972	2.77778×10^{-7}	0.238889	9.47813 $\times 10^{-4}$	0.737562	6.24150×10^{18}	
	9.80665	1	2.72407×10^{-6}	2.34270	9.29487×10^{-3}	7.23301	6.12082×10^{19}	
	3.6×10^6	3.67098×10^5	1	8.59999×10^5	3412.13	2.65522×10^6	2.24694×10^{25}	
	4.18605	0.426858	1.16279×10^{-6}	1	3.96759×10^{-3}	3.08747	2.61272×10^{19}	仕事率 1 PS(仮馬力)
	1055.06	107.586	2.93072×10^{-4}	252.042	1	778.172	6.58515×10^{21}	$= 75 \text{ kgf} \cdot \text{m/s}$
	1.35582	0.138255	3.76616×10^{-7}	0.323890	1.28506×10^{-3}	1	8.46233×10^{18}	$= 735.499 \text{ W}$
	1.60218×10^{-18}	1.63377×10^{-20}	4.45050×10^{-26}	3.82743×10^{-20}	1.51857×10^{-22}	1.18171×10^{-19}	1	

放射能	Bq	Ci	吸収線量	Gy	rad
	1	2.70270×10^{-11}		1	100
	3.7×10^{10}	1	0.01	1	

照射線量	C/kg	R	線量当量	Sv	rem
	1	3876		1	100
	2.58×10^{-4}	1		0.01	1

(86年12月26日現在)

ハルタ・アク・ハントの伝熱流動現象における素過程に関する研究 一粒子法を用いた蒸気爆発素過程の数値シミュレーション（原子力基礎研究 H10-O-N2-A-5）（委託研究）



古紙配合率100%
白度70%再生紙を使用しています