

ナトリウム冷却高速炉における  
熔融炉心冷却性に関する研究

2013年 11月

松尾 英治



# ナトリウム冷却高速炉における 熔融炉心冷却性に関する研究

松尾 英治

システム情報工学研究科

筑波大学

2013年 11月





# 目次

1. 緒言	1
1.1. 研究の背景	1
1.2. ナトリウム冷却高速炉における炉心損傷事象の特徴と研究対象	1
1.3. 従来の研究	2
1.3.1. 蒸気爆発について	2
1.3.2. 溶融燃料ジェットの冷却材中におけるクエンチ挙動	3
1.3.3. デブリベッド冷却挙動	5
1.4. 本研究の目的および構成	6
1.4.1. 本研究の目的	6
1.4.2. 本論文の構成	6
2. 理論	12
2.1. ジェットブレイクアップに関する理論及び相関式	12
2.1.1. 界面不安定性理論	12
2.1.2. ジェットブレイクアップ長さの相関式	15
2.2. デブリベッド冷却に関する基礎モデル	18
3. 溶融金属射出実験	23
3.1. 目的	23
3.2. 実験の実機模擬性	23
3.3. 実験装置	23
3.4. 実験方法	24
3.5. 可視観測画像の処理方法	24
3.5.1. 界面抽出法	24
3.5.2. 界面位置追跡法	25
3.6. 実験結果	26
3.6.1. ジェットブレイクアップ挙動	26
3.6.2. ジェット界面挙動	27
3.6.3. 生成フラグメント	28
3.6.4. 実験結果のまとめ	28
3.7. まとめ	28

4. ジェット内部可視化実験	46
4.1. 目的	46
4.2. 実験条件の設定	46
4.3. 実験装置	46
4.4. 実験方法	47
4.5. PIVによる二次元速度場解析	47
4.6. 実験結果	48
4.6.1. ジェットブレイクアップ挙動	48
4.6.2. ジェット界面挙動	48
4.6.3. ジェット内部流動	48
4.7. ジェットブレイクアップメカニズムの検討	49
4.8. まとめ	49
5. 格子ボルツマン法 HCZ モデルを用いたジェットブレイクアップ挙動 解析	59
5.1. 目的	59
5.2. 格子ボルツマン法 HCZ モデル	59
5.3. 格子ボルツマン法 HCZ モデルのジェットブレイクアップ挙動への 適用性検証	59
5.4. ジェットブレイクアップシミュレーション解析	60
5.4.1. ジェットブレイクアップ長さの感度	60
5.4.2. 界面不安定化とジェットブレイクアップメカニズム	60
5.5. 実機におけるジェットブレイクアップ挙動の検討	61
5.6. まとめ	62
6. 溶融燃料ジェットのクエンチ挙動解析	69
6.1. 目的	69
6.2. 構築モデルの概要	69
6.3. 実機条件における感度解析	69
6.3.1. 解析条件	69
6.3.2. 解析結果	70
6.4. 実機における溶融燃料ジェットのクエンチ可能性	70
6.5. まとめ	71

7. デブリベッド冷却挙動解析	79
7.1. 目的	79
7.2. 基礎式	79
7.2.1. サブクール領域	79
7.2.2. 沸騰領域	80
7.3. 沸騰領域のモデル構築	80
7.4. 検証解析	82
7.5. 乱流及び重力の影響感度解析	83
7.6. まとめ	84
8. 結言	94

謝辞

参考文献

業績リスト

添付 A. 格子ボルツマン法 HCZ モデルの基礎方程式の導出

添付 B. 溶融燃料ジェットのカエン挙動解析モデル

## 図表リスト

### Tables

Table 3.1 Physical property of the simulant material and the actual materials.

Table 3.2 Comparison of test and actual condition.

Table 3.3 Experimental conditions and summary data for the molten metal injection test.

Table 4.1 Physical property of the simulant material and the actual materials.

Table 4.2 Comparison of test and actual condition.

Table 4.3 Experimental conditions and summary data for the internal flow visualization test.

Table 4.4 PIV analysis conditions.

Table 5.1 Condition and results of the experiment and the numerical simulation.

Table 5.2 Condition and results of sensitivity analysis.

Table 6.1 Sensitivity analysis condition about the generation fragment diameters.

Table 6.2 Sensitivity analysis condition about the heat transfer coefficient.

Table 6.3 Sensitivity analysis condition about the jet breakup length.

Table 7.1 Experimental conditions in the ACCR-D10 experiment.

Table 7.2 Sensitivity analysis conditions.

Table 7.3 Sensitivity analysis model.

### Figures

Fig. 1.1 IVR image for sodium-cooled fast reactor.

Fig. 1.2 Schematic diagram of TIZ.

Fig. 1.3 Interface condition between MOX fuel and Sodium.

Fig. 1.4 Previous study's results about the breakup length by Saito et al. and Epstein et al.

Fig. 1.5 Schematic diagram of thermal-hydraulics in debris-bed.

Fig. 1.6 Schematic diagram of evaluation model of molten material jet quenching in coolant.

Fig. 1.7 Structure of present study.

Fig. 2.1 Two-phase flow.

Fig. 2.2 Force balance of droplet in flow field.

Fig. 2.3 Interface wave between two-phase flows.

Fig. 2.4 Analysis example of time growth rate for Ualloy78 jet and water system.

Fig. 2.5 Flow balance of Saito's correlation.

Fig. 2.6 Flow balance of Epstein's correlation.

Fig. 2.7 Flow balance of cylindrical geometry jet.

Fig. 2.8 Image of jet breakup for Epstein's correlation.

Fig. 3.1 Interface condition.

Fig. 3.2 Experimental apparatus.

Fig. 3.3 Interface extraction method.

Fig. 3.4 Analysis example of jet front tracking method.

Fig. 3.5 Typical observation results of breakup behavior.

Fig. 3.6 Estimation of jet front location and velocity.

Fig. 3.7 Jet breakup behavior for 7 mm nozzle diameter.

Fig. 3.8 Jet breakup behavior for 10 mm nozzle diameter.

Fig. 3.9 Jet breakup behavior for 15 mm nozzle diameter.

Fig. 3.10 Jet breakup behavior for 20 mm nozzle diameter.

Fig. 3.11 Influence of nozzle diameter on jet breakup length.

Fig. 3.12 Influence of Froude number on jet breakup length.

Fig. 3.13 Jet breakup behavior including thermal interaction.

Fig. 3.14 Jet breakup behavior not including thermal interaction.

Fig. 3.15 Influence of thermal interaction on jet breakup length.

Fig. 3.16 Jet breakup behavior on jet side interface.

Fig. 3.17 Comparison of jet side behavior with K-H instability.

Fig. 3.18 Jet breakup behavior on jet front.

Fig. 3.19 Comparison of jet side behavior with R-T instability.

Fig. 3.20 Photographs of solidified fragments and distribution of fragment diameters.

- Fig. 3.21 Comparison between experiment results and existing theories.
- Fig. 4.1 Schematic diagram of the experimental apparatus.
- Fig. 4.2 Metaphysic of PIV.
- Fig. 4.3 Summary of PIV analysis system.
- Fig. 4.4 Visual observation of the jet breakup behavior in the present experiments.
- Fig. 4.5 Comparison of the jet breakup length of present experiments with the existing correlations.
- Fig. 4.6 Visual observation of the jet breakup behavior in detail.
- Fig. 4.7 Velocity vector obtained by PIV measurement in a jet.
- Fig. 5.1 Comparison of jet breakup behavior between experiment and numerical simulation.
- Fig. 5.2 Comparison of the jet front location between the experiment and the numerical simulation.
- Fig. 5.3 Influence of Froude number on jet breakup length under the condition that the jet interface is unstable ( $We =$  about 120~160).
- Fig. 5.4 Jet breakup behavior under the condition that the jet side interface is hard to unstable ( $We =$  about 15).
- Fig. 5.5 Relation between jet breakup behavior and flow velocity distribution about jet interface.
- Fig. 5.6 Comparison of the present experimental data with the previous experimental data for jet breakup length.
- Fig. 5.7 Influence of subcooling on the jet breakup length for Moriyama's experimental data.
- Fig. 6.1 Schematic diagram of evaluation model of molten material jet quenching in coolant.
- Fig. 6.2 Relation fragment diameter and jet velocity with critical Weber number.
- Fig. 6.3 Sensitivity analysis results about the generation fragment diameters.
- Fig. 6.4 Sensitivity analysis results about the heat transfer coefficient.
- Fig. 6.5 Sensitivity analysis results about the jet breakup length.
- Fig. 6.6 Relation between jet breakup length and  $E_0$  for jet initial diameter = 55mm under actual condition.
- Fig. 7.1 IVR image for sodium-cooled fast reactor.

- Fig. 7.2 Schematic diagram of thermal-hydraulics in debris-bed.
- Fig. 7.3 Nodalization schematic diagram of basic equation.
- Fig. 7.4 Ratio of vapor flow pressure loss to liquid and vapor flow pressure loss.
- Fig. 7.5 Schematic diagram of the ACRR-D10 experiment and instrumentation layout of thermocouples.
- Fig. 7.6 Comparison of event timing between analysis and ACRR-D10 experiment.
- Fig. 7.7 Comparison of debris-bed temperature distribution between analysis and ACRR-D10 experiment.
- Fig. 7.8 Liquid saturation distribution for analysis.
- Fig. 7.9 Differential temperature distribution from saturation temperature under  $s=1$  condition during boiling zone just before dryout time (18:45) for analysis.
- Fig. 7.10 Sensitivity analysis results for the debris-bed with 200  $\mu\text{m}$  particle (Case-1).
- Fig. 7.11 Sensitivity analysis results for the debris-bed with 500  $\mu\text{m}$  particle (Case-2).

## 記号表

### [NOMENCLATURE]

$Bo = \rho g D^2 / \sigma$	Bond number [-]
$C_d$	Drag coefficient for a drop [-]
$C_p$	Constant Pressure Heat Capacity [kJ/kg/K]
$C_\tau$	Drag coefficient for a jet surface [-]
$c$	Phase velocity [m/s]
$D$	Diameter [m]
$d_p$	Average Diameter of Debris Particles [m]
$d\ell$	Differential length [m]
$E_0$	Entrainment coefficient [-]
$Fr (= u^2 / gD)$	Froud number [-]
$\left( \frac{\Delta P}{\Delta l} \right)$	Drag force due to thermal and hydraulic interaction between jet and coolant [Pa/m]
$G(s)$	Leverett Function [-]
$g$	Gravitational acceleration [m/s <sup>2</sup> ]
$h$	Flow channel height [m]
$h_v$	Latent Heat of Vaporization [kJ/kg]
$im = \sqrt{-1}$	Imaginary
$K$	Permeability [m <sup>2</sup> ]
$K_l$	Relative Liquid Permeability [-]
$K_v$	Relative Vapor Permeability [-]
$K_i$	Interaction parameter [-]
$k$	Thermal Conductivity [W/m/K]
$L$	Length between Debris-bed Top and Maximum Debris-bed Temperature Location [m]
$L_{brk}$	Breakup length [m]
$m$	Disturbance wave number [1/m]



$Nu$	Nusselt Number [-]
$P$	Pressure [Pa]
$P_c$	Capillary Pressure [Pa]
$P_{sat}$	Saturated Pressure [Pa]
$P_0$	Saturated Pressure under $s=1$ Condition [Pa]
$Q$	Debris-Bed Power [W/m <sup>3</sup> ]
$r$	Radial [m]
$Ra$	Rayleigh Number [-]
$Re (=uD/\nu)$	Reynolds number [-]
$s$	Liquid Saturation [-]
$T$	Temperature [K]
$T_{sat}$	Saturation Temperature [K]
$t$	Time [s]
$u$	Velocity [m/s]
$V$	Superficial Velocity [m/s]
$v_{en}$	Entrainment velocity [m/s]
$We (= \rho u^2 D / \sigma)$	Weber number [-]
$x$	x-coordinate [m]
$y$	y-coordinate [m]
$z$	z-coordinate [m]
$\alpha_t$	Thermal Diffusivity [m <sup>2</sup> /s]
$\beta_t$	Thermal Expansion Coefficient [1/K]
$\gamma$	Growth rate [-]
$\varepsilon$	Debris-Bed Porosity [-]
$\eta$	Passability [m]
$\eta_l$	Relative Liquid Passability [-]
$\eta_v$	Relative Vapor Passability [-]
$\lambda$	Wave length [m]
$\lambda_0$	Capillary length [m]
$\mu$	Viscosity [Pa-s]
$\nu$	Dynamic viscosity [m <sup>2</sup> /s]

$\rho$	Density [kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Surface Tension [N/m]
$\varphi$	Wave profile [m]
$\chi$	Wave number [1/m]

[SUBSCRIPTS]

<i>A</i>	Fluid A
<i>B</i>	Fluid B
<i>c</i>	Coolant
<i>cr</i>	Critical
<i>DB</i>	Debris-Bed
<i>d</i>	Drop
<i>da</i>	Danger
<i>hn</i>	Homogeneous nucleation
<i>i</i>	Contact interface
<i>im</i>	Imaginary
<i>j</i>	Jet
<i>KH</i>	Kelvin-Helmholtz
<i>l</i>	Liquid
<i>m</i>	Melting
<i>min</i>	Minimum film boiling
<i>p</i>	Particle
<i>RT</i>	Rayleigh-Taylor
<i>r</i>	Real
<i>t</i>	Time
<i>v</i>	Vapor
<i>x</i>	Space
0	Initial
2	2-dimensions
3	3-dimensions

# 1. 緒言

## 1.1. 研究の背景

ナトリウム冷却高速炉は、発電しながら燃料を生成することができる画期的な原子炉であり、特に増殖比が1を超える場合には、発電により消費した燃料以上の燃料を生成するため、ナトリウム冷却高速炉によるプルトニウム利用が本格化すれば、将来的には天然ウランの対外依存度を大きく低減させ、資源的制約に関する問題を基本的に解決しうるものと考えられている。

しかし原子力といえば安全面での配慮を十分していかなければならないのはいうまでもなく、ナトリウム冷却高速炉においても例外ではない。原子力発電所では多数の事象を代表できるように想定された設計基準事象 (Design Basis Event :DBE) に基づいて、安全防護対策がとられている。しかし、いくら安全防護対策が行われても、人間の誤った行為や事故に対する複数の起因事象が同時に発生する、あるいは、ある起因事象に対してその機能が約束されている系統に設計で予想しない故障が発生するなどの可能性が存在し、DBEの範囲を超えて波及拡大する事故シーケンス、すなわちシビアアクシデントに発展する確率は十分低いながらもゼロにはならない。シビアアクシデントとは設計基準を大幅に超えて原子炉の炉心が重大な損傷を受ける事象であり、TMI (Three Mile Island) 事故を契機に各国でシビアアクシデントに関する研究が活発化した。日本においてもチェルノブイリ事故以降、特に関心がもたれ、原子力安全委員会は1992年5月にシビアアクシデントの発生防止と事故後の影響緩和を目指し、アクシデントマネジメント対策を原子炉設置者と行政庁に対し求めた。しかし、東日本大震災時に福島第一原子力発電所では、対策がうまく機能せず、1, 2, 3号機においてシビアアクシデントが発生しただけでなく、甚大な被害をもたらすこととなった。原子力発電所の活用を前提とした場合、シビアアクシデント対策はますます重要となるであろう。

## 1.2. ナトリウム冷却高速炉における炉心損傷事象の特徴と研究対象

ナトリウム冷却高速炉における炉心損傷事象(CDA : Core Disruptive Accident)の代表的なものとして、以下の2種がある。

- ・スクラム失敗事象(ATWS : Anticipated Transient Without Scram)
- ・崩壊熱除去機能喪失事象(LOHRS : Loss-of Heat Removal System)

ナトリウム冷却高速炉では、2重バウンダリを採用することにより、冷却材バウンダリの喪失時においても、炉心冷却に必要な冷却材液位を確実に確保することが可能であり、さ

らに動力源を必要としない自然循環冷却方式を採用することで、LOHRSに至ることは極めて少ない。また、LOHRSからCDAにいたるまでにはかなりの時間的余裕がある。

一方、ATWSでは、原子炉はスクラム不能という状況下におかれるため、原子炉の出力制御が困難になる。このため、事象が原子炉出力の高い状態で推移することが予想され、特に冷却材流量減少時のATWSでは、短時間で炉心燃料が溶融する可能性がある。このため、ナトリウム冷却高速炉では、ATWS後のCDAを想定することが望ましい。

次世代ナトリウム冷却高速炉では、ATWSからのCDAの炉内終息(IVR: In-Vessel Retention)を目標とした設計がなされている<sup>[1]</sup>。図1.1にナトリウム冷却高速炉におけるIVRのイメージを示す。CDAに伴い発生した溶融燃料は、機械的エネルギーの発生や、再臨界回避の観点から、炉心領域から排出されることとなる。この時、燃料領域は希ガス、揮発性核種及び蒸気化した冷却材等により圧力が高まる可能性があり、溶融燃料が冷却材中に排出される際には、ジェット状(～5m/s)になる可能性がある。溶融燃料が冷却材バウンダリに直接接触となれば、IVRが困難となる可能性があるため、「溶融燃料ジェットの冷却材中におけるクエンチ挙動」はCDAの事故後冷却(PAHR: Post Accident Heat Removal)において重要となる。また、溶融燃料ジェットが冷却材中にてクエンチした際に発生する燃料デブリは、最終的に、原子炉容器内に設置されたコアキャッチャーにベッド状に堆積することとなるが、崩壊熱により発熱するため、IVR達成のためには、このデブリベッドを長期間安定的に冷却する必要がある。長期安定冷却の観点から「デブリベッド冷却挙動」についても、PAHRにおいて重要となる。

以上の事を踏まえ、本研究の対象は「溶融燃料ジェットの冷却材中におけるクエンチ挙動」及び「デブリベッド冷却挙動」としている。

### 1.3. 従来の研究

#### 1.3.1. 蒸気爆発について<sup>[2]</sup>

ここでは、CDA時に特に危険視されている蒸気爆発について説明することとする。蒸気爆発現象は、粗混合(Pre-mixing)、トリガー(Trigger)、拡大伝播(Expansion and Propagation)過程を経ておこる。蒸気爆発発生のトリガー条件で重要なモデルとして、溶融燃料と冷却材の液-液界面での均一核生成モデル<sup>[3]</sup>がある。通常の固体伝熱面上の沸騰現象では伝熱面上のくぼみが沸騰核となって気泡が生成されるが、気泡核が存在しない場合、液体温度が飽和温度を超える温度になっても沸騰が発生しない。しかしながら、低温液体側が飽和温度以上のある温度以上に過熱されると自身の内部で急激に核が生成され、瞬間的に激しく気泡が発生することになる。その温度を均一核生成温度(Homogeneous nucleation

temperature) という。この温度は低沸点液体の物性によって決まり、その値は熱力学的な相の安定性により求められる。Fauske<sup>[4]</sup>は、この均一核生成理論をもとに、蒸気爆発の発生可能性を判定するためのモデルを「自発核生成モデル」として提唱している。自発核生成モデルとは、高温溶融物と冷却材の接触時において、界面温度が自発核生成温度以上となる条件を蒸気爆発発生のための温度閾値を与える温度閾値モデルである。図 1.2 は縦軸に低温液温度、横軸に高温液投入温度をとったときのグラフを示す。このグラフは蒸気爆発の発生の有無を整理するためによく用いられる。グラフ上の網掛けの部分は、実験的に蒸気爆発が発生しやすい温度領域であり、熱的相互作用領域 (Thermal Interaction Zone : TIZ) と呼ばれている。TIZ 上に自発核生成モデルの条件を示したものがグラフ中の実線並びに点線である。点線は接触界面温度が溶融金属の固化温度と等しくなるものを示したものであり、縦の実線は接触界面温度が均一核生成温度と等しくなるものを示したものである。そして斜めの実線は接触界面温度が Dir と Purohit<sup>[5]</sup>によって示された膜沸騰が安定して存在できる最小温度である最小膜沸騰温度と等しくなるものを示している。蒸気膜が崩壊され、両液が均一核生成温度以上で直接接触して瞬時に沸騰し、さらに高温融体の接触界面で固化温度以上である場合には、高温融体が微粒化へと進展しやすくなると考えられ、結果として TIZ では蒸気爆発が発生しやすいものと考えられる。

次に、実機条件において蒸気爆発が発生するかどうかを判断するために、図 1.3 に横軸を MOX 燃料、縦軸をナトリウム冷却材とし、実機で想定される条件を示すと共に、界面温度が均一核生成温度に等しくなる境界及びナトリウムの最小膜沸騰温度を示す。実機条件は、均一核生成温度より十分低く、蒸気爆発が発生する条件を外れていることが分かる。すなわちナトリウム冷却高速炉においては、蒸気爆発の発生条件が存在しないことを意味する。

### 1.3.2. 溶融燃料ジェットの冷却材中におけるクエンチ挙動

過去の研究では、溶融燃料ジェットの冷却材中におけるクエンチ過程において、蒸気爆発が発生するかどうかの調査が盛んに行われてきた。近藤ら<sup>[6]</sup>による研究では、模擬物質を用いた大規模実験を溶融金属と冷却材の温度条件を変えて、蒸気爆発がおこる範囲を特定した。しかし、1.3.1. 節で述べた通り実機条件は、均一核生成温度より十分低く、蒸気爆発が発生する条件を外れている。JRC の ISPRA 実験装置で行われた実験<sup>[7]</sup>でも、ウランとアルミナの混合物をナトリウムプールに最大 160kg 投入したが、蒸気爆発は確認されなかった。

溶融燃料ジェットの冷却材中でのクエンチは、蒸気爆発 (急激な熱伝達) を伴わなくて

も、熔融燃料ジェットがブレイクアップすることにより界面積が増大し、冷却が促進されることによって達成されると考えられる。そのため、熔融燃料ジェットがどのようなメカニズムでブレイクアップするかということに焦点を当てて従来の研究を調査すると、Kolev<sup>[8]</sup>は、粗混合領域の基礎的研究として、密度の違う二流体の分散・融合のメカニズムを明らかにする研究を行った。Bürger ら<sup>[9]</sup>は、炉条件に焦点を当てた膜沸騰状態でのジェットブレイクアップモデル IKEJET より多くの詳細なモデルを開発した。そして Kelvin-Helmholtz 不安定理論は実験データやこのモデルよりもブレイクアップを強く評価をすると述べている。Dinh ら<sup>[10]</sup>は、色々な模擬物質のペアを用いて、ジェット速度、密度比、粘性、比熱を変えてジェットブレイクアップの研究を体系的に行った。その結果ジェットブレイクアップには密度比が最も支配的要因であり、密度比が 2.4 を超える場合には、先端部でのブレイクアップは観察されないと報告し、また、粘性の影響はほとんど見られないことを明らかにした。Bang ら<sup>[11]</sup>や Abe ら<sup>[12]-[14]</sup>、Kizu ら<sup>[15]-[17]</sup>は、模擬物質を用いて蒸気膜を形成しない温度条件での実験を行い、フラグメントを回収して、その粒度分布を見る研究を行っている。

ジェットブレイクアップ長さに関する過去の研究を見ていくと、Epstein ら<sup>[18]</sup>は、ジェットブレイクアップ長さはジェット初期径及びジェットと周囲流体の密度差に依存するとしたが、ジェット速度には依存しないとした。一方、Saito ら<sup>[19]</sup>は、ジェットブレイクアップ長さは、ジェット初期径及びジェットと周囲流体の密度差だけでなく、Fr 数の関数として、ジェット速度にも依存するとした。図 1.4 は Saito ら及び Epstein らのジェットブレイクアップ長さに関する結果を示している。興味深いことに、Spencer ら<sup>[20]</sup>によって得られた実験結果は、Epstein ら及び Saito らによって提案されたジェットブレイクアップ長さと同じ傾向を持っている。しかしながら、Epstein ら及び Saito らのジェットブレイクアップは異なるメカニズムに基づき、両相関式には別の条件下で異なる傾向がある。Bürger ら<sup>[21]</sup>は、森山ら<sup>[22]</sup>及び Pohlner ら<sup>[23]</sup>による相関式を用いて、PREMIX<sup>[24]</sup>と FARO<sup>[25]</sup>の実験結果を比較した。そして、彼らは、ジェットブレイクアップ長さは、プロファイル効果に起因する相対速度の減少及びストリップングパラメータに影響されるとした。Magallon ら<sup>[26]</sup>は、～3000℃の UO<sub>2</sub> ジェット (10m/s) を 400℃のナトリウム冷却材中に射出する実験 (FARO/TERMOS) を実施した。この実験は比較的実機条件に近く、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式とよく一致し、堆積物が微粒化物として観測されていることから、微粒化によってジェットがブレイクアップしたのと考えられる。しかし、実験結果は射出径 50mm と 80mm の 2 ケースしかなく、再現性の有無や詳細な微粒化メカニズムなどがよく分かっていない。

以上のように、「熔融燃料ジェットの冷却材中におけるクエンチ挙動」に関する検討は

様々行われている。しかし、熔融燃料ジェットの冷却材中におけるブレイクアップ挙動は、未だ不明瞭な部分が多いのが現状である。

### 1.3.3. デブリベッド冷却挙動

図 1.5 は、ナトリウム冷却高速炉の CDA の際に想定されるデブリベッド内での流動の概念図である。中心部に沸騰領域があり、その上下にサブクール領域がある。沸騰領域流動は複雑であり、液は上下のサブクール領域から沸騰中心に向かって流れ込み、逆に蒸気は沸騰中心から上下サブクール領域へ噴出する。これは、小径粒子で構成されたデブリベッドでは図 1.5(b)に示すように気液間に強い毛管力が発生するため、液相部圧力は沸騰中心に向かって低くなり、気相部圧力は逆に高くなるからである。つまりナトリウム冷却高速炉のデブリベッド冷却モデルの構築では、沸騰領域での気液流動のモデル化が重要となる。

ナトリウム冷却高速炉向けのデブリベッドの冷却に関する実験及びモデル研究は過去において様々なされている。米国の Sandia 国立研究所では、ACRR 炉で  $UO_2$  デブリとナトリウムを用いて実験を行い、デブリベッド冷却モデルの検討を行った<sup>[27]-[36]</sup>。Mitchell らは、ACRR 炉で行われた D6 試験の結果をまとめ、さらに過去の試験結果及びモデルのレビューを行い、未沸騰領域における等価熱伝導率を提案した<sup>[30]</sup>。Lipinski は、沸騰領域におけるドライアウト熱流速を評価するための 1 次元モデル及び 1 次元モデルを提案した<sup>[37]</sup>。Nakamura と Lipinski は、ナトリウム冷却材中で生成する小径粒子のデブリベッドにおいては、Lipinski の 1 次元モデルのうち、乱流項と重力が無視できると考え、基礎式からそれらを削除することにより、沸騰を伴うデブリベッドの冷却挙動を 2 次元的に評価可能な DEBRIS-MD コードを提案した<sup>[38]</sup>。DEBRIS-MD と同様の仮定に基づく 1 次元モデルをプラントフローネットワークモデルと組合せた解析コード<sup>[39]</sup>も報告されている。Stubos らは、毛管力及び層流に加え、重力を考慮し、さらに沸騰領域における温度と飽和度の関係を、沸騰開始時とドライアウト時のデブリベッド温度と飽和度を適切に平準化した関数により結ぶことで表現し、沸騰領域の拡大とディスタージョウバンスの開始を予測可能なモデルを報告した<sup>[40]</sup>。その他、SIMMER-III コードによる ACRR-D10 試験解析<sup>[41]</sup>なども報告されている。

以上のように、デブリベッド冷却に関する検討は様々行われている。しかし、比較的大きな粒子径で形成されたデブリベッドに対して、実験結果に依存せずに対応できるモデルの構築には至っていない。

## 1.4. 本研究の目的および構成

### 1.4.1. 本研究の目的

ATWS 後の CDA における PAHR 評価は、評価モデルを用いて行われることとなるが、その構築が重要となる。

まず、「溶融燃料ジェットのコアキャッチャー中のクエンチ挙動」評価モデルについて述べる。図 1.6 に評価モデルの概要を示した。冷却材中に排出された溶融燃料ジェットは冷却材との相互作用によりブレイクアップし、フラグメントとなることによって表面積を増大させ、クエンチすると考えられる。このため、「溶融燃料ジェットのコアキャッチャー中のクエンチ挙動」評価モデルの構築のためにはジェットブレイクアップ挙動の把握が重要になると想定される。しかし、上述の通り、ジェットブレイクアップ挙動は未だ不明確な部分が多く、精度の良い予測には至っていない。本研究では、冷却材中に排出された溶融燃料ジェットのブレイクアップメカニズムについて、実験及び数値シミュレーションから検討を行い、「溶融燃料ジェットのコアキャッチャー中のクエンチ挙動」評価モデルの構築を行う。そして、実機条件において感度解析を実施することにより、実機において、ATWS からの CDA 時に於いて、溶融燃料ジェットが下部プレナム内においてクエンチ可能であるかどうかを検討する。

次に、「デブリベッド冷却挙動」評価モデルであるが、溶融燃料ジェットのクエンチ後にコアキャッチャーに堆積するデブリベッドは主に数百  $\mu\text{m}$  の粒子で形成されると言われているが、ロバスト性の観点から、主に想定される数百  $\mu\text{m}$  の粒子のみでなく、比較的大きな粒子で形成されたデブリベッドも含め、より広範囲なシナリオに対応するモデルの構築、検証が重要となる。そこで本研究では、沸騰領域において、層流、乱流、毛管力、重力を考慮し、さらに沸騰開始時とドライアウト時のデブリベッド温度と飽和度を事前に与える必要のないモデル、つまり、沸騰時のデブリベッド温度と飽和度の関係が、実験結果に依存しないモデルの構築を行う。そして構築したモデルは実機相当試験にて妥当性を検証する。さらに、そのモデルを用いて、デブリベッド粒子径を変化させ、その時のデブリベッド温度分布及び沸騰領域気液流動への乱流及び重力の影響を明らかにし、ロバスト性の観点から構築モデルの有用性を明らかにする。

### 1.4.2. 本論文の構成

本論文は以下の 8 章から構成される。研究構成についてまとめたものを図 1.7 に示す。

第 1 章では、ナトリウム冷却高速炉における CDA の特徴について記載し、ATWS からの CDA における PAHR の重要性と解明すべき課題について述べ、本研究の目的を記載した。



第 2 章では、本研究を実施する上で必要となる知見として、界面不安定性理論、ジェットブレイクアップ長さの相関式、デブリベッド冷却に関する基礎モデルについて記載する。

第 3 章では、模擬物質として、低融点金属 U-alloy78 を用いて、「熔融金属射出実験」を行い、実機における熔融燃料ジェットの冷却材中におけるブレイクアップ挙動を再現し、ジェットブレイクアップメカニズムの検討を行う。本実験は、伝熱を伴うものであり、熱的条件と、熔融物と冷却材の密度差を実機相当としている。

第 4 章では、模擬物質として、無色透明かつ、水よりも比重が高い Fluorinert™(FC3283) を用いて、「ジェット内部可視化実験」を行い、流体相互作用とジェット側面における界面不安定の関係を明らかにする。本実験は、ジェット界面挙動及びジェット内部流動の可視観測を詳細に行うために、沸騰の無い断熱状態で行う。

第 5 章では、格子ボルツマン法 HZ モデルをジェットブレイクアップ挙動に適用・検証し、感度解析を実施することにより実験では得ることが難しい知見を取得することで、流体相互作用によるジェットブレイクアップメカニズムを明らかにする。そして、既存研究のレビューを踏まえ、実機におけるジェットブレイクアップ挙動についてまとめる。

第 6 章では、第 5 章までの実験・数値シミュレーション及び既存研究の成果を基に、熔融燃料ジェットのクエンチ挙動評価モデルを構築し、実機条件において感度解析を実施することにより、実機における熔融燃料ジェットのクエンチ可能性を検討する。

第 7 章では、長期冷却の視点から、ジェットブレイクアップ後に生成した微粒子が堆積してできるデブリベッドの冷却性に視点を移し、デブリベッド冷却性評価モデルの構築を行う。構築するモデルはロバスト性の観点から、より広範囲なシナリオに対応するモデルとし、構築したモデルは実機相当試験により検証を行うと共に、感度解析を行うことで、ロバスト性の観点から構築したモデルの有用性を明らかにする。

第 8 章では、本研究で明らかになった知見についてまとめる。

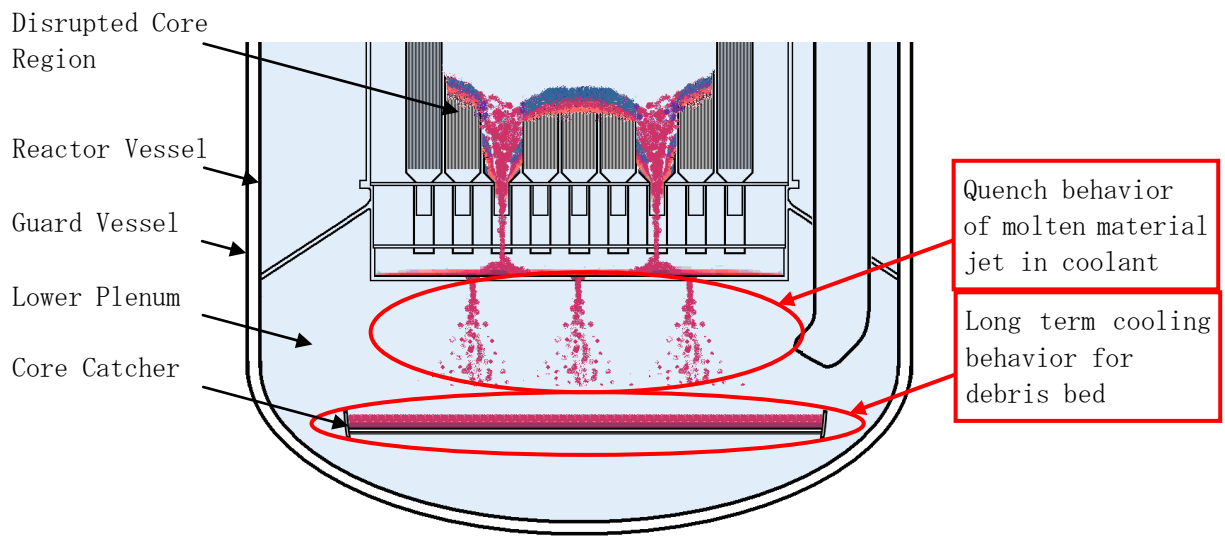


Fig. 1.1 IVR image for sodium-cooled fast reactor.

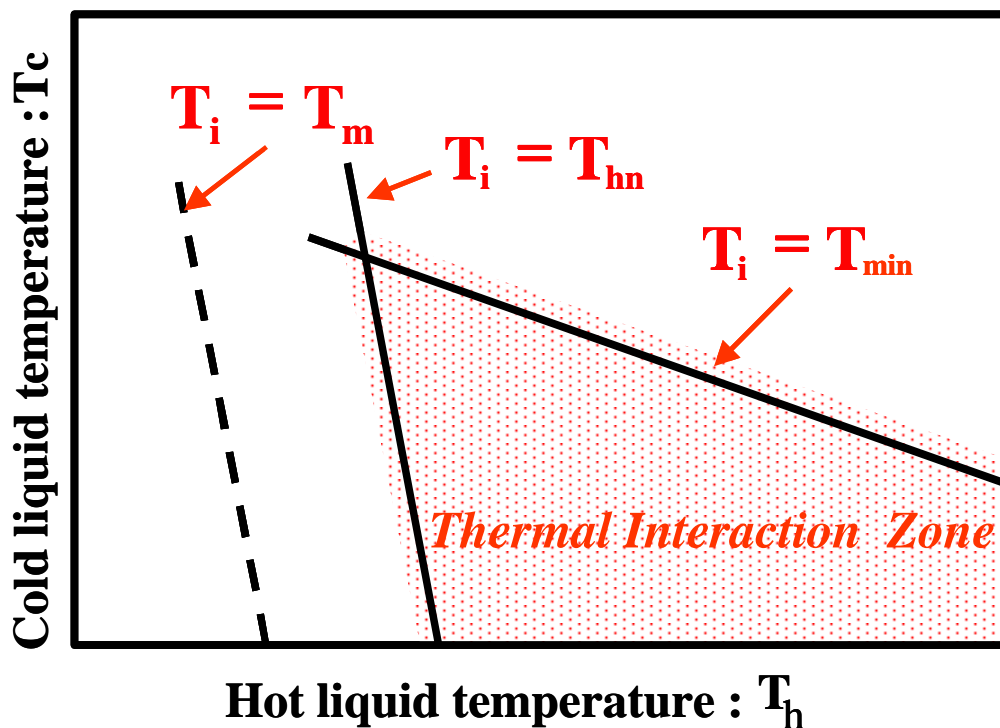


Fig. 1.2 Schematic diagram of TIZ.

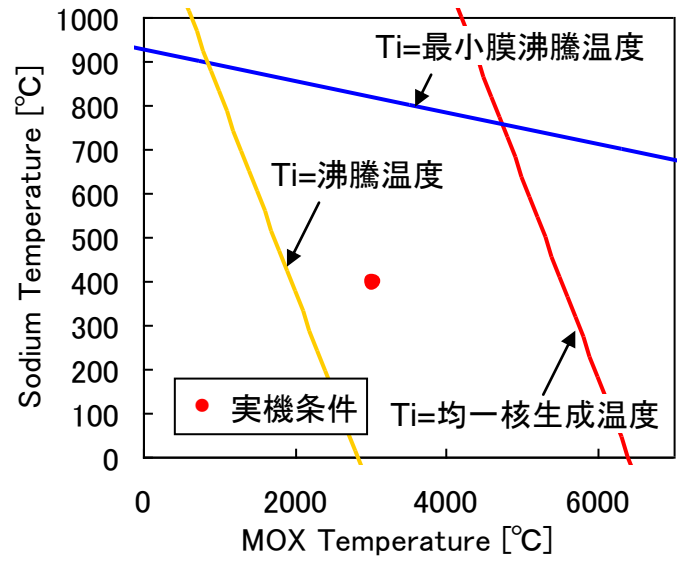
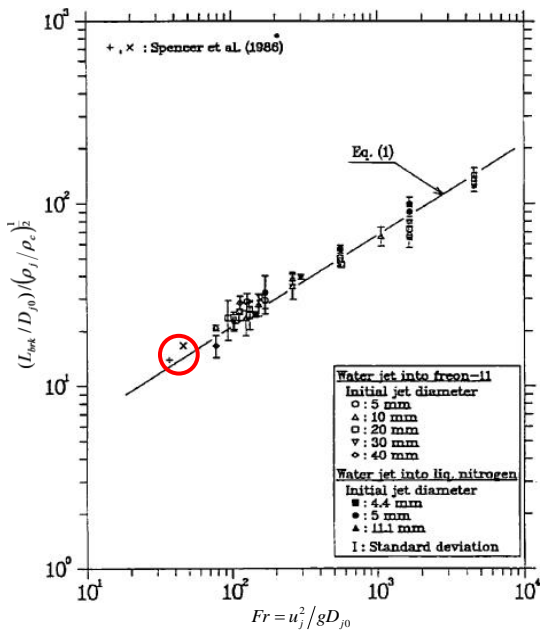
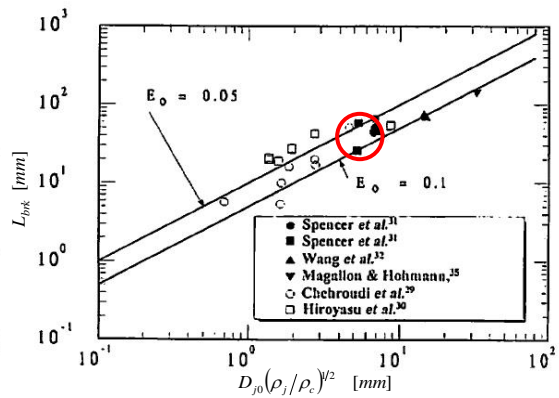


Fig. 1.3 Interface condition between MOX fuel and Sodium.

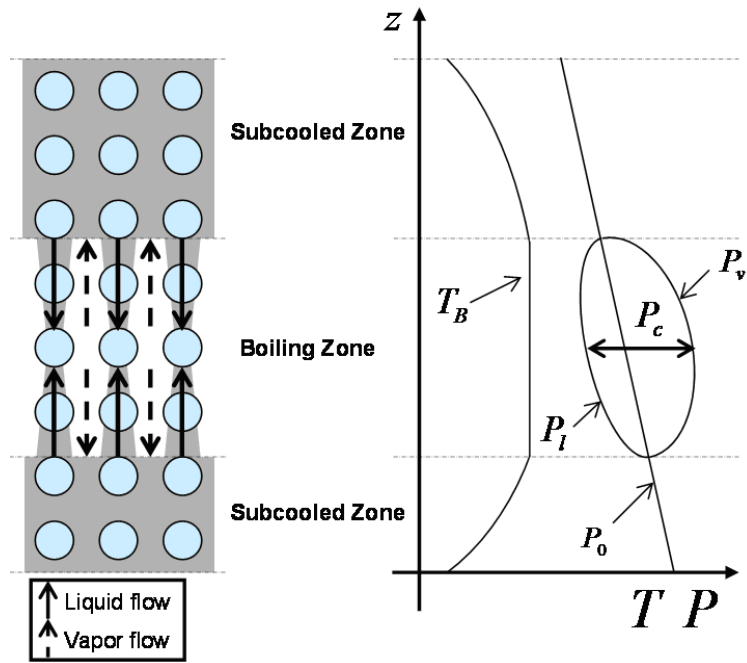


(a) Saito et al. [19]



(b) Epstein et al. [18]

Fig. 1.4 Previous study's results about the breakup length by Saito et al. and Epstein et al.



(a) Flow view (b) Temperature and Pressure distribution

Fig. 1.5 Schematic diagram of thermal-hydraulics in debris-bed.

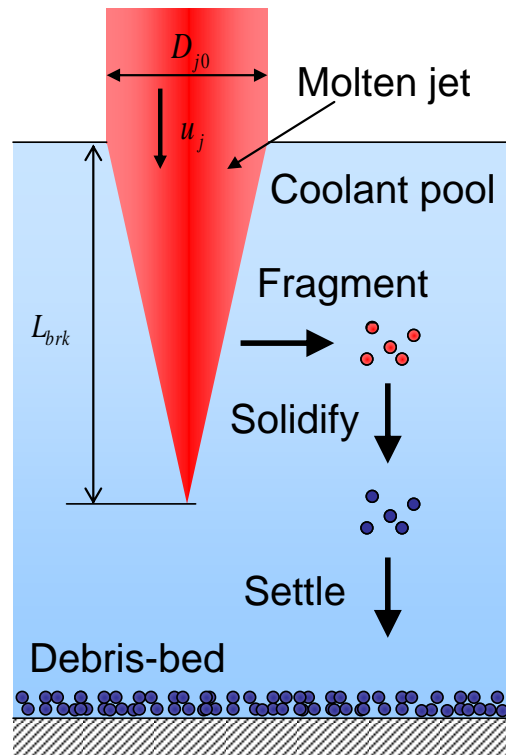


Fig. 1.6 Schematic diagram of evaluation model of molten material jet quenching in coolant.

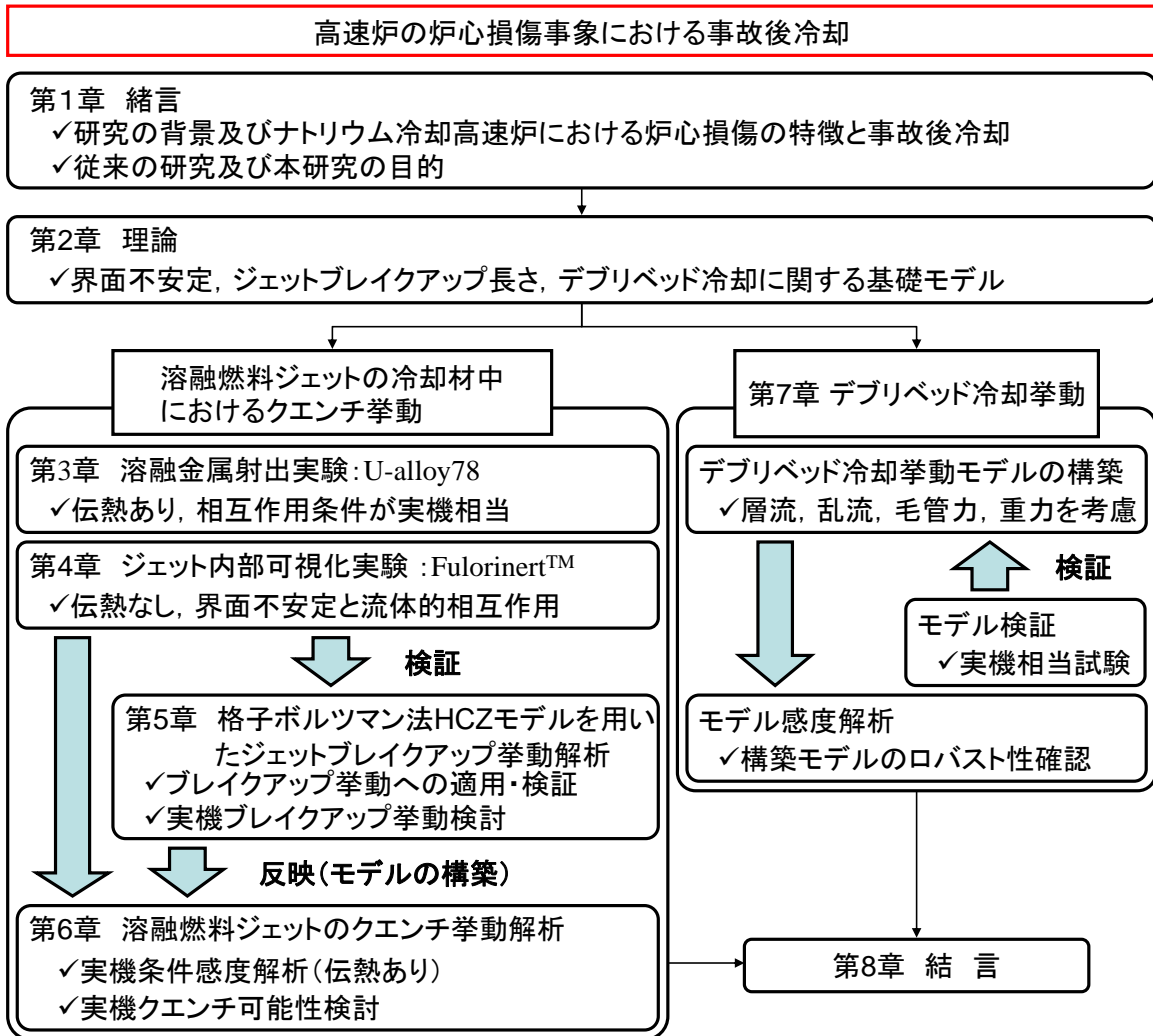


Fig. 1.7 Structure of present study.

## 2. 理論

### 2.1. ジェットブレイクアップに関する理論及び相関式

#### 2.1.1. 界面不安定性理論

本研究では、ジェットのブレイクアップ挙動は界面不安定から生ずると考えていることから、ここでは界面不安定性に関わる基礎的な理論について記載する。

##### (1) Rayleigh-Taylor 不安定理論<sup>[42]</sup>

今、図 2.1 のように、重力加速度が加わっている場で密度差により成層化している静止流体層 A, B ( $u_A = u_B = 0$ ) を考える。流体場の温度は一様であり、流体は非圧縮性流体であるとする。

この系について、界面 (xy 平面) の安定性を考える。この問題は、一流体体系において密度分布がある場合について Rayleigh<sup>[43]</sup>が、二流体系において表面張力が介在する場合について Taylor<sup>[44]</sup>がそれぞれ扱ったので、Rayleigh-Taylor 不安定と呼ばれている。

いま、この界面に波長の擾乱が加わる場合を考えてみる。この擾乱が図 2.1 の流体 B 側に凸となった部分を考えると、 $\rho_A < \rho_B$  の場合には、この部分をさらに押し上げようとする浮力に起因する擾乱増幅力と、平面状態に引き戻そうとする界面に起因する減衰力とが働く。増幅力が減衰力より大きくなると系は不安定となる。擾乱波長が長くなると、界面曲率と界面張力に関する減衰力は減少すると考えられるので、この界面はある長さ以上の波長の擾乱に対して不安定となる。実際に、この静止流体層における界面は、非粘性流体で  $\rho_A < \rho_B$  かつ  $h_A = h_B = \infty$  と近似できる場合には、以下の擾乱波長に対して不安定となる。すなわち、

$$\lambda > \lambda_{RT,cr,2} = 2\pi \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_B - \rho_A)} \right\}^{1/2} = 2\pi\lambda_0 \quad (2.1)$$

を満たす波長の二次元擾乱、あるいは

$$\lambda > \lambda_{RT,cr,3} = 2\pi \left\{ \frac{2\sigma}{g(\rho_B - \rho_A)} \right\}^{1/2} = 2^{3/2} \pi\lambda_0 \quad (2.2)$$

を満たす三次元擾乱に対して界面が不安定となる。 $\lambda_0$  は毛管長さ (capillary length) で

$$\lambda_0 = \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_B - \rho_A)} \right\}^{1/2} \quad (2.3)$$

である。式 (2.1) 式 (2.2) の  $\lambda_{RT,cr}$  を Rayleigh-Taylor 不安定における臨界波長 (critical

wavelength) と呼ぶ。臨界波長以上の波長を有する擾乱の中で最も成長速度の速い擾乱の波長を、危険波長 (most dangerous wavelength)  $\lambda_{RT,da}$  と呼ぶが、これは二次元、三次元擾乱ともに以下で表される。

$$\lambda_{RT,da} = 3^{1/2} \lambda_{RT,cr} \quad (2.4)$$

## (2) Kelvin-Helmholtz 不安定理論<sup>[42]</sup>

図 2.1 に示したように、界面に沿う方向に互いに異なる平均流速  $u_A$ ,  $u_B$  で流れる流体が形成する界面の安定性について述べる。この問題は、表面張力を無視した場合について Helmholtz<sup>[45]</sup> が論じ、表面張力を考慮した場合について Kelvin<sup>[46]</sup> が論じたので、Kelvin-Helmholtz 不安定と呼ばれている。

前項で述べたように、図 2.1 の系において  $\rho_A < \rho_B$  の場合には、静止流体層が形成する界面が擾乱により流体 B 側に向かって凸となった部分では、浮力に起因する擾乱増幅力 ( $\rho_A > \rho_B$  の場合には減衰力) と界面張力に起因する擾乱減衰力が働く。一方、流体層の間に相対速度がある場合には、この凸の部分では流体 A は (流路が縮小されることにより) 加速されるので、界面に静圧差が生じ、上述の擾乱増幅力と擾乱減衰力に加えて、さらにこの静圧差に起因する擾乱増幅力が働く。静圧差に起因するこの擾乱増幅力は、他の増幅力や減衰力とは独立に相対速度が大きくなるとともに増大すると考えるので Rayleigh-Taylor 不安定に関しては界面が安定である  $\rho_A > \rho_B$  の場合でも、相対速度が大きくなると界面は不安定となる。

$$\frac{\rho_A \rho_B}{\rho_A + \rho_B} (u_A - u_B)^2 > \frac{g(\rho_A - \rho_B)}{m} + \sigma m \quad (2.5)$$

ここで、 $m$  は擾乱波数である。この式は、 $u_A = u_B = 0$  かつ  $\rho_A < \rho_B$  である場合には、式 (2.1) と一致する。一方、 $\rho_A > \rho_B$  である場合には、上式の右辺がある  $m$  の値で最小値をとり、したがって相対速度が以下を満足すると界面が不安定となる。

$$|u_A - u_B| > \left\{ \frac{2(\rho_A + \rho_B)}{\rho_A \rho_B} \right\}^{1/2} \{g\sigma(\rho_A - \rho_B)\}^{1/4} \quad (2.6)$$

この式は、例えば界面波の発生条件を与える。また、重力加速度の影響が無視できる場合は、いかなる相対速度においても界面は次の波長の擾乱に対して不安定となる。

$$\lambda > \lambda_{KH,cr} = \frac{2\pi\sigma(\rho_A + \rho_B)}{\rho_A \rho_B} (u_A - u_B)^{-2} \quad (2.7)$$

## (3) 臨界 Weber 数理論

図 2.2 に示すように流れの中に液滴が存在するとき、流れの相対速度による表面張力の

つりあいは,

$$\sigma \times (\pi \times D_d) = C_D \times \frac{1}{2} \rho_B u_B^2 \times \frac{\pi D_d^2}{4} \quad (2.8)$$

$$\therefore \sigma = \frac{f}{8} \cdot \rho_B u_B^2 D_d \quad (2.9)$$

式 (2.8) より, 臨界 We 数は,

$$We_{cr} = \frac{\rho_B u_B^2 D_d}{\sigma} = \frac{8}{C_D} \quad (2.10)$$

もし Re 数が,  $500 < Re < 10^5$ , 摩擦係数  $C_D = 0.44$  であるとする, 乱流中の We 数は,  $We_{cr} = 18$  となり, 流れの中の最も平均的な液滴径は,

$$D_d = \frac{18 \cdot \sigma}{\rho_B u_B^2} \quad (2.11)$$

となる.

#### (4) K-H 不安定性における界面波形増幅率理論<sup>[47]</sup>

まず, 図 2.3 のような一様高さの水平流路を流れる成層流において, 流体 A, B の平均流路高さをそれぞれ  $h_A$ ,  $h_B$ , 密度を  $\rho_A$ ,  $\rho_B$ , 平均流速を  $u_A$ ,  $u_B$ , 表面張力を  $\sigma$ , 重力加速度を  $g$  とし, 流体境界を進行する波について考える.

自由界面の波形  $\varphi$  を, 指数関数を用いて次のようにあらわす.

$$\varphi = \varphi_0 e^{ik(x-ct)} \quad (2.12)$$

ここで,  $\chi$  は微小振幅波の波数,  $c$  は位相速度を表し, それぞれ複素数とする. 流体 A および流体 B の速度ポテンシャルをもとめて, 運動方程式に代入し, 自由界面における流体 A, B 側の圧力,

$$p_{A0} = -\rho_A [(u_A - c)^2 \chi \coth \chi h_A - g] \varphi_0 \sin \chi(x-ct) + \bar{p}_A \quad (2.13)$$

$$p_{B0} = -\rho_B [(u_B - c)^2 \chi \coth \chi h_B + g] \varphi_0 \sin \chi(x-ct) + \bar{p}_B \quad (2.14)$$

を導出できる. これを自由界面の圧力差が表面張力項とつり合うとする境界条件

$$p_{A0} - p_{B0} = -\sigma \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \quad (2.15)$$

に代入すると, 位相速度の波数依存性を表す分散関係

$$\rho_A (u_A - c)^2 \coth \chi h_A + \rho_B (u_B - c)^2 \coth \chi h_B = \sigma \chi + g(\rho_A - \rho_B) / \chi \quad (2.16)$$

が導かれる.

一方, 自由界面波の時間増幅率  $\gamma_t$  および空間増幅率  $\gamma_x$  は, 次のように定義される.



$$\gamma_i \equiv \operatorname{Re}\left(\frac{1}{\varphi} \frac{d\varphi}{dt}\right) = \operatorname{Re}(-im \cdot c \cdot k) = c_{im} \cdot k_r + k_{im} \cdot c_r \quad (2.17)$$

$$\gamma_x \equiv \operatorname{Re}\left(\frac{1}{\varphi} \frac{d\varphi}{dx}\right) = \operatorname{Re}(im \cdot k) = -k_{im} \quad (2.18)$$

これより、増幅率  $\gamma_i, \gamma_x$  はそれぞれ角周波数および波数の虚部となる。空間的な増幅を考慮しない場合 ( $-k_{im} = 0$ )、時間増幅率は、次のように表される。

$$\gamma_i = c_{im} \cdot k_r \quad (2.19)$$

時間増幅率  $\gamma_i$  は、波数  $k_r$  を与えて分散関数 (2.16) を解き、解  $(c_r, c_{im})$  から  $c_{im}$  を式 (2.17) に代入すれば得られる。

図 2.4 は U-alloy78-水系において水 :  $u_A = 0m/s$ , U-alloy78 :  $u_B = 2m/s$  とした場合の結果であり、時間増幅率は 1 つの極大を持つ。これが最不安定波である。  $u_A$  あるいは  $u_B$  を変化させて同様の解析を行い、極大を結ぶことで、すべり速度  $u_B - u_A$  に対する最不安定波数の曲線が得られる。なお、安定限界に対応する波数は、図中の中立安定点となる。

### 2.1.2. ジェットブレイクアップ長さの相関式

ここでは、既存のジェットブレイクアップ長さの相関式について記載する。

#### (1) Saito の相関式<sup>[19]</sup>

Saito らは実験的に以下の相関式を導いた。

$$\frac{L_{brk}}{D_{j0}} = 2.1 \left( \frac{\rho_j}{\rho_c} \right)^{0.5} Fr^{0.5} \quad (2.20)$$

基礎式としては、図 2.5 に示すように、運動エネルギーは密度差による浮力と蒸気流れが原因である抵抗力に起因するエネルギーにバランスすると仮定し、以下の関係式をおく。

$$\frac{1}{2} \rho_j u_j^2 = (\rho_c - \rho_j) g L_{brk} + \left( \frac{\Delta P}{\Delta l} \right) L \quad (2.21)$$

これを変形して、

$$\frac{L_{brk}}{D_{j0}} = \frac{1}{2} \frac{\rho_j}{(\rho_c - \rho_j)} \frac{u_j^2}{g D_{j0}} \frac{1}{1 - \left( \frac{\Delta P}{\Delta l} \right) / (\rho_j - \rho_c) g} \quad (2.22)$$

ここで以下のようにおくと、

$$Fr = u_j^2 / g D_{j0}, \quad K_i = \left( \frac{\Delta P}{\Delta l} \right) / (\rho_j - \rho_c) g \quad (2.23)$$

式(2.22)は以下のようになる.

$$\frac{L_{brk}}{D_{j0}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho_j}{(\rho_c - \rho_j)} \cdot Fr \cdot \frac{1}{1 - K_i} \quad (2.24)$$

Saito らの実験より  $K_i$  は式(2.25)となる.

$$K_i = 1 + \frac{1}{4.2} (\rho_j / \rho_c)^{0.5} (\rho_j / \rho_c - 1)^{-1} (We_j / Bo_j)^{0.5} \quad (2.25)$$

$$(Bo_j = \rho_j g D_j^2 / \sigma, \quad We_j = \rho_j v_j^2 D_j / \sigma)$$

## (2) Epstein の相関式<sup>[18]</sup>

Epstein らは、以下の様な理論式を導いた.

$$\frac{L_{brk}}{D_{d0}} = \frac{1}{2E_0} \left( \frac{\rho_d}{\rho_c} \right)^{0.5} \quad (2.26)$$

基礎式としては、図 2.6 の左図に示すように、液滴表面から剥ぎ取られる溶融物の運動エネルギーと周囲流体が持つ運動エネルギーは比例すると仮定して、

$$\frac{1}{2} \rho_d v_{em}^2 = E_0^2 \cdot \frac{1}{2} \rho_c (u_c - u_d)^2 \quad (2.27)$$

よって液滴半径の減少割合は以下のようになる.

$$\frac{dr_d}{dt} = -v_{em} = -E_0 \left( \frac{\rho_c}{\rho_d} \right)^{0.5} (u_c - u_d) \quad (2.28)$$

また、図 2.6 の右図に示すように、運動量の時間微分と液滴にかかる相対速度に起因する力が比例すると考えると、以下の関係式を導くことができる.

$$\frac{4}{3} \pi r_{d0}^3 \rho_d \frac{du_d}{dt} = \frac{C_D}{2} \pi r_{d0}^2 \rho_c (u_c - u_d)^2 \quad (2.29)$$

ここで、

$$\beta = \frac{3C_D \rho_c}{8r_{d0} \rho_d} \quad (2.30)$$

とおくと、

$$\frac{du_d}{dt} = \beta (u_c - u_d)^2 \quad (2.31)$$

ここで、初期条件に  $u=0, t=0$  を与えると、式(2.31)は以下のようになる.

$$u_c - u_d = \frac{u_c}{1 + u_c \beta t} \quad (2.32)$$

式(2.32)を式(2.28)に代入して、

$$\frac{dr_d}{dt} = -E_0 \left( \frac{\rho_c}{\rho_d} \right)^{0.5} \frac{u_c}{1 + u_c \beta t} \quad (2.33)$$

$t=0$ の時  $r_d = r_{d0}$ ,  $t = t_{brk}$ の時  $r_d = 0$  とおくと,

$$t_{brk} = \frac{1}{u_c \beta} \left\{ \exp \left[ \frac{r_{d0} \beta}{E_0} \left( \frac{\rho_c}{\rho_d} \right)^{0.5} \right] - 1 \right\} \quad (2.34)$$

$\rho_d / \rho_c \gg 1$ において,

$$\frac{L_{brk}}{D_{d0}} = \frac{t_{brk} u_c}{D_{d0}} = \frac{1}{2E_0} \left( \frac{\rho_d}{\rho_c} \right)^{0.5} \quad (2.35)$$

となる.

### (3) Epstein の相関式のジェットへの適用

基礎式としては, 図 2.7 の左図に示すように, 円柱表面から剥ぎ取られる溶融物の運動エネルギーと周囲流体が持つ運動エネルギーは比例すると仮定して,

$$\frac{1}{2} \rho_j v_{en}^2 = E_0^2 \cdot \frac{1}{2} \rho_c (u_c - u_j)^2 \quad (2.36)$$

よって円柱半径の減少割合は以下のようなになる.

$$\frac{dr}{dt} = -v_{en} = -E_0 \left( \frac{\rho_c}{\rho_j} \right)^{0.5} (u_c - u_j) \quad (2.37)$$

また, 図 2.7 の右図に示すように, 運動量の時間微分と円柱表面に掛かるせん断力がバランスすると考えると, 以下の関係式を導くことができる.

$$\frac{1}{4} \pi r_{d0}^2 d\ell \rho_j \frac{du_j}{dt} = C_\tau 2\pi r_{d0} d\ell \rho_c (u_c - u_j)^2 \quad (2.38)$$

ここで,

$$\beta = \frac{8C_\tau \rho_c}{r_{j0} \rho_j}$$

とおくと, 式 (2.38) は以下のようなになる.

$$\frac{du}{dt} = \beta (u_c - u_j)^2 \quad (2.39)$$

以降は 2.1.2. 節(2)と同様にして, 以下の様な式が得られる.

$$\frac{L_{brk}}{D_{j0}} = \frac{t_{brk} u_c}{D_{j0}} = \frac{1}{2E_0} \left( \frac{\rho_j}{\rho_c} \right)^{0.5} \quad (2.40)$$

よって, ジェットにおいても Epstein の式が適用できる可能性が示唆される. ジェット

ブレイクアップイメージは図 2.8 のようになる。

## 2.2. デブリベッド冷却に関する基礎モデル

ここでは、デブリベッド冷却に関する基礎モデルについて記載する。

### (1) 等価熱伝導率

対流のないデブリベッドの等価熱伝導率は Kampf-Karsten より、以下のように与えられている<sup>[48]</sup>。等価熱伝導率はナトリウムとデブリを単一物質であると考え、等価的に算出する熱伝導率のことである。

$$k_{DB} = k_l \left[ 1 - \left[ \frac{(1-\varepsilon)(1-k_p/k_l)}{k_p/k_l + (1-\varepsilon)^{1/3}(1-k_p/k_l)} \right] \right] \quad (2.41)$$

また、上部未沸騰領域での対流を考慮し、Mitchell らは、ベッド内の Ra 数及び Ra 数-Nu 数の関係を実験結果に基づき、下記のように算出した<sup>[30]</sup>。

$$Ra = \frac{k_l \rho_l g \beta_l K Q L^3}{2 k_{DB}^2 \alpha_l \mu_l} \quad (2.42)$$

$$Nu = \left( \frac{Ra}{0.76} \right)^{0.34} \quad (2.43)$$

### (2) 透過率

乱流・層流に関する透過率は、Ergun により、以下のように与えられている<sup>[49]</sup>。

$$\eta = \frac{d_p}{1.75} \cdot \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon} \quad (2.44)$$

$$K = \frac{d_p^2}{150} \cdot \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \quad (2.45)$$

### (3) 比透過率

気相及び液相に対する層流の比透過率は、Brooks と Corey により、以下のように与えられている<sup>[50]</sup>。

$$K_v = (1-s)^3 \quad (2.46)$$

$$K_l = s^3 \quad (2.47)$$

気相及び液相に対する乱流の比透過率は、Reed により、以下のように与えられている<sup>[51]</sup>。

$$\eta_v = (1-s)^5 \quad (2.48)$$

$$\eta_l = s^5 \quad (2.49)$$

### (4) 毛管力

毛管力は, Leverett により, 以下のように与えられている<sup>[52]</sup>.

$$P_c = \frac{\sqrt{150}\sigma(1-\varepsilon)G(s)}{\varepsilon d_p} \quad (2.50)$$

ここで,  $G(s)$  は, Leverett の関数として, 以下のように与えられている.

$$G(s) = \frac{(s^{-1} - 1)^{0.175}}{\sqrt{5}} \cos\theta \quad (2.51)$$

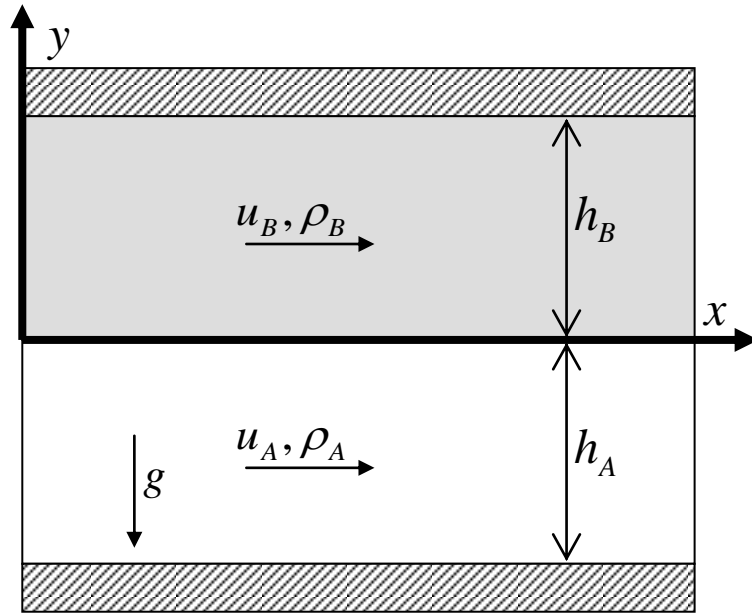


Fig. 2.1 Two-phase flow.

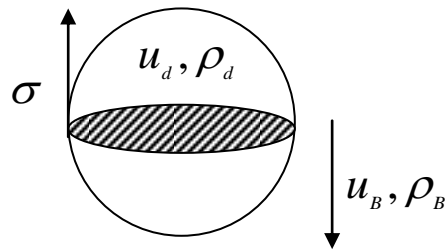


Fig. 2.2 Force balance of droplet in flow field.

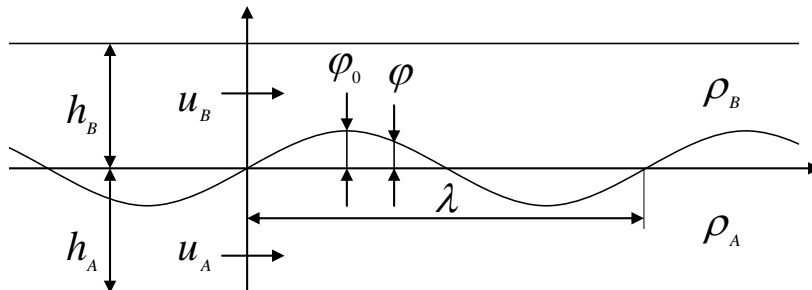


Fig. 2.3 Interface wave between two-phase flows.

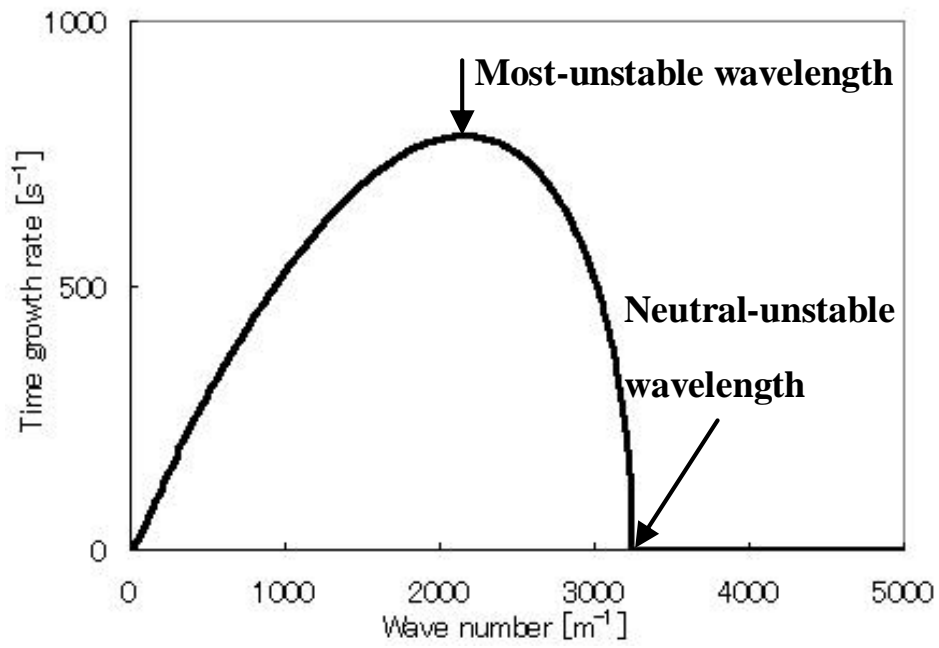


Fig. 2.4 Analysis example of time growth rate for Ualloy78 jet and water system.

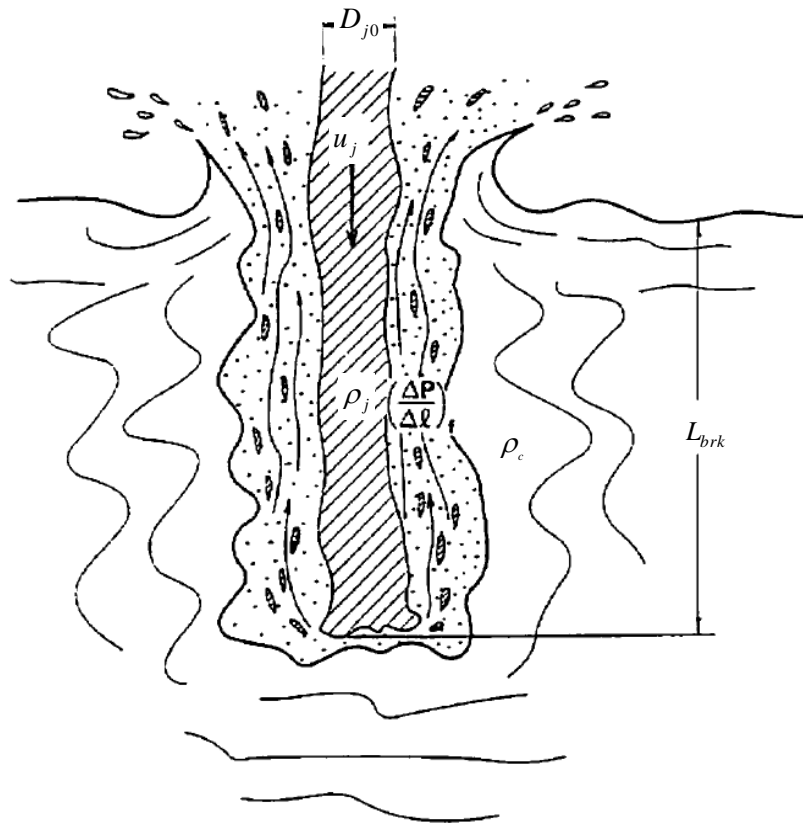


Fig. 2.5 Flow balance of Saito's correlation<sup>[19]</sup>.

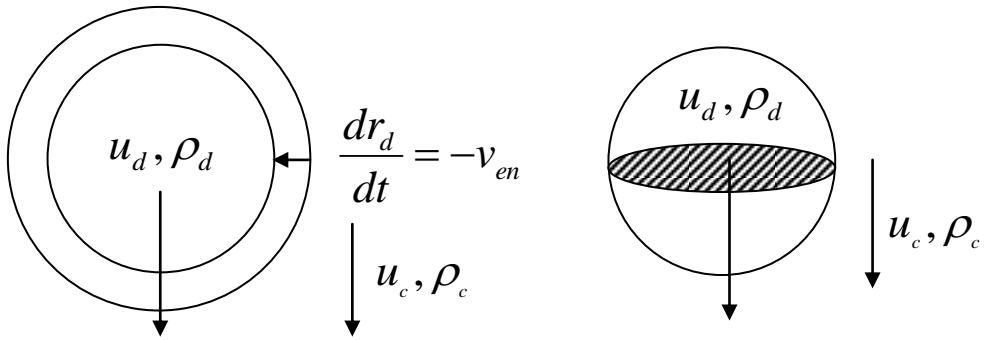


Fig. 2.6 Flow balance of Epstein's correlation.

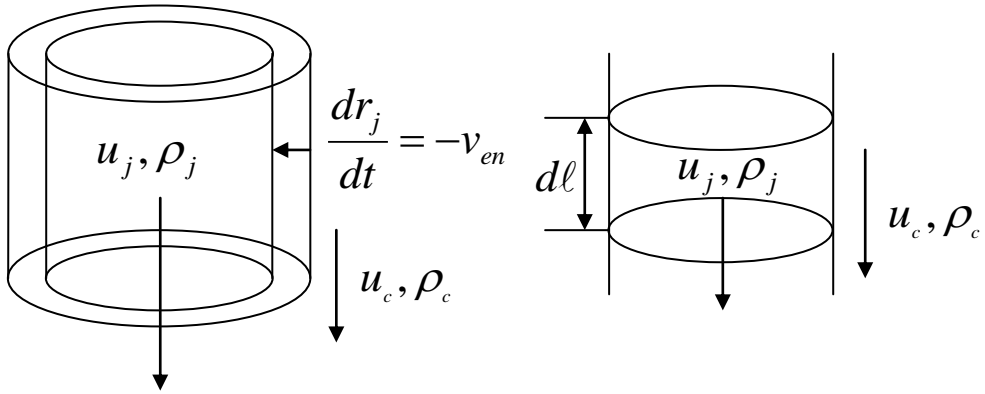


Fig. 2.7 Flow balance of cylindrical geometry jet.

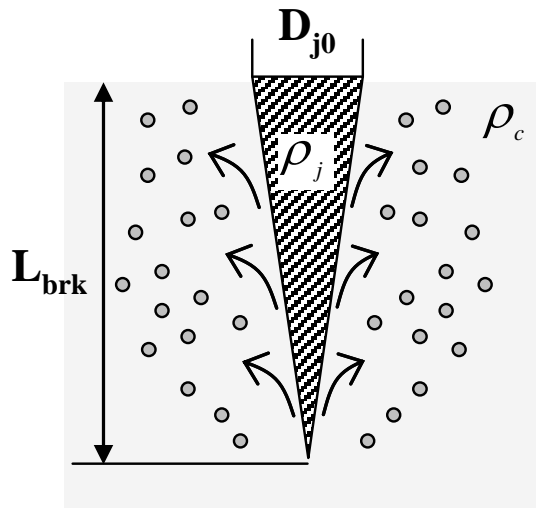


Fig. 2.8 Image of jet breakup for Epstein's correlation.



## 3. 溶融金属射出実験

### 3.1. 目的

第 1 章で述べた通り，ナトリウム冷却高速炉における「溶融燃料ジェット」の冷却材中におけるクエンチ挙動」評価モデルを構築するためには，溶融ジェット燃料の冷却材中におけるジェットブレイクアップ挙動を把握する必要がある．本章では模擬物質として，低融点金属 U-alloy78 を用いて，「溶融金属射出実験」を行い，実機における溶融燃料ジェットの冷却材中におけるブレイクアップメカニズムの検討を行う．

### 3.2. 実験の実機模擬性

本実験と実機での物性比較を表 3.1 に示す．既存研究においてジェットブレイクアップに最も影響を与えると考えられている溶融ジェットと冷却材の密度比は本実験と実機ではほぼ一致している．また，表面張力や動粘性も比較的近い値となっている．

実験条件と実機条件の比較を表 3.2 に示す．ジェットブレイクアップは，溶融燃料と冷却材の相互作用により発生し，相互作用は熱的なものと，流体的なものに大別できると考えられる．熱的な相互作用が本実験と実機において大きく異なった場合，蒸気等の影響により，流体的な相互作用も大きく異なる可能性がある．このため，本実験では実機同様に，均一核生成温度以下かつ安定膜沸騰温度以下において，実機の温度条件を包絡するように温度条件の選定を行った．そしてさらに，接触界面温度が未沸騰となる温度条件も選定することで，ジェットブレイクアップに対する熱的相互作用の影響を調査可能なようにしている（図 3.1）．次に，ノズル径やジェット速度の選定であるが，本論文では，2.1.2. 節において，ジェットブレイクアップ長さの相関式として，Saito 及び Epstein の相関式を記載している．Saito の相関式では，密度比に加え，Fr 数を重要無次元数としている．そこで本実験では，実機における Fr 数を包絡するように，ノズル径やジェット速度の選定を行っている．

### 3.3. 実験装置

図 3.2 に実験装置を示す．図 3.2 (a) は実験装置の概念図であり，図 3.2 (b) は実際の写真である．実験装置は大別すると，模擬物質を溶融させテスト部へ射出する「射出装置」，模擬物質がブレイクアップする「テスト部」，実験の可視観測を行う「計測系」からなる．

#### (1) 射出装置

射出装置内部は電気炉になっており，模擬物質を加熱溶融させ，所定の温度に保たせる

ことができる。加熱時には射出口はステンレス製のプラグによって塞がれており、プラグが DC ソレノイドによって上部に引き抜かれることで射出できる構造としている。また、窒素ガスを充填できる仕組みになっており、模擬物質を任意の速度で射出できる。射出径は 7mm, 10mm, 15mm, 20mm を用意した。

## (2) テスト部

テスト部は、幅 20cm, 高さ 1.5m の一枚ガラスを三面取り付けている。また、サイドにヒーターがあり、水温を調節できるようになっている。

## (3) 計測系

計測項目は可視観測であり、ハイスピードビデオカメラ、半透明のフィルムを通してのバックライト照明を用いて行う。半透明のフィルムを通してのバックライト照明とすることで、観測部分に均一かつ高輝度の照明を当てることが可能となる。

ハイスピードカメラは(株)フォトロン製 FAST CAM MAX, 照明は(株)フォトロン製メタルハライドライト HVC-SL を使用した。

### 3.4. 実験方法

まず水をテスト部水槽内に入れ、水温を所定の温度に調節する。次に模擬物質を射出装置に入れて加熱溶解させ、所定の温度とし、必要に応じて窒素充填し、プラグを DC ソレノイドによって電磁的に引き抜いて模擬物質をテスト部へ射出する。そして、テスト部内での模擬物質のブレイクアップ挙動をハイスピードビデオカメラにより可視観測する。実験終了後にはフラグメントを回収して、粒径分布等を計測する。

### 3.5. 可視観測画像の処理方法

#### 3.5.1. 界面抽出法

観測画像から溶融物部分の界面を抽出するための手法について述べる。図 3.3 は溶融物の輪郭の様子をハイスピードカメラによって観測した結果から抽出するプロセスを示している。以下にそのプロセスについて述べる。

#### (1) 背景除去

まず、界面抽出したい対象物を抽出する。そのためには、界面抽出対象の画像と背景のみの画像の 2 枚が必要となる。この 2 枚の輝度情報の差をとることで、対象物部分のみが強調された画像を得ることができる。

Adobe Photoshop 5.5 における操作としては、[イメージ]→[演算]→[描画モード]を差の絶対値として演算を実行することで背景が除去される。

## (2) 2 値化

背景除去によって強調された対象物の界面を明確にするために背景を白，対象物を黒として 2 値化する。

Adobe Photoshop 5.5 における操作としては，[イメージ]→[色調補正]→[2 階調化]を実行することで 2 値化処理が行われる。

## (3) 界面抽出

2 値化によって黒で塗りつぶされている部分が対象物であると考えられるため，塗りつぶされている部分の界面のみを抽出することで対象物の界面が得られる。

Adobe Photoshop 5.5 における操作としては，[選択範囲]→[色域指定]にてシャドウを選択して対象物(黒色部分)のみを選択する。そして[編集]→[消去]にて選択された黒色部分を一旦削除した後に，[編集]→[境界線を描く]を行うことで対象物の界面を描くことができる。

### 3.5.2. 界面位置追跡法

3.5.1. 節において画像からピクセル単位ではあるが溶融物などの対象物の界面を特定し，抽出できる手法について述べた。このように，観測画像に対して画像処理をおこなうことで対象物のみを抽出することができれば，比較的簡単に対象物の界面位置の時間変化を数値的に得ることが可能となる。界面位置の時間変化が定量的に評価できれば，速度の時間変化や界面位置の時間変化に対するスペクトル解析などさまざまな評価手法が適用できるものと考えられる。

画像解析手順として，まずは画像の各ピクセルにおける輝度データを 2 次元配列  $img[y][x]$  に格納する。例えば，8 ビット BMP ファイルの場合には，あらかじめ 2 値化処理を行っておくことにより， $img[y][x]$  には黒色を表す 0，白色をあらわす 255 の 2 つの値のみが格納されていることになる。この 2 次元配列  $img[y][x]$  を用いることで，さまざまな界面位置の追跡パターンを構築することが可能である。

以下に本解析プログラムにおいて作成した界面位置追跡パターンを示す。

- ① 最下部の界面位置を算出する。
- ② ある特定の y 座標軸上での最下部界面位置を算出する。
- ③ ある特定の x 座標軸上での最右部界面位置を算出する。
- ④ ある特定の x 座標軸上での最左部界面位置を算出する。
- ⑤ 垂直方向両端部の界面位置から最大直径を算出する。
- ⑥ 水平方向両端部の界面位置から最大直径を算出する。

⑦ 各 y 軸上における水平方向両端部の界面位置から直径を求め、円柱体積を算出する。

これら 7 つの界面位置追跡パターンの中で、①の手法の適用例を図 3.4 に示す。図 3.4 (a) の観測画像は溶融物が水中をブレイクアップしながら落下していく様子を示している。界面位置追跡法によって観測画像における溶融物先端位置を求め、時間に対してプロットした結果が図 3.4 (b) である。この結果より、溶融物の先端位置が空間的にも時間的にも詳細に定量評価が可能であることがわかる。

### 3.6. 実験結果

表 3.3 に詳細な実験条件と結果の概要を示す。そして、以下に本実験の結果について詳細に記載する。

#### 3.6.1. ジェットブレイクアップ挙動

図 3.5 は本実験で観測されたジェットブレイクアップ挙動の一例を示している。実験条件としては表 3.3 の No.26 である。ジェット側面において微粒化が発生し、ジェットの芯が下流に行くに従って減少している様子が確認できる。ジェットブレイクアップの傾向は、Epstein の相関式で考えられるメカニズムと傾向がよく一致しているように見える。次に、この結果に対し、前節で述べた画像解析を用いて、ジェット先端位置を評価したものが図 3.6 (a) である。図 3.6 (a) の結果を基に、ジェット先端速度を評価したものが図 3.6 (b) である。ジェット先端速度は (I) 上昇領域、(II) 急減少領域、(III) 低速領域に分類でき、(I) の領域ではジェット側面において微粒化が発生し、フラグメントが生成され、芯自体は微粒化とともに細くなった。この結果より、ジェットブレイクアップ長さは、(I) の領域が支配的であると言え、ジェットの芯の太さ、つまり射出径に依存する可能性が高いと考えられる。(II) の領域ではジェットに芯は存在せず、先端速度は急激に減少した。(III) の領域でのジェット先端速度はジェット先端で生成したフラグメントの径から算出した終端速度とほぼ一致した。(I) と (II) の境までをジェットブレイクアップ長さとして定義した。

上記を踏まえ、まず、ジェットブレイクアップ長さに対する射出径の感度を調べる。図 3.7, 3.8, 3.9, 3.10 はそれぞれ射出径 7, 10, 15, 20mm における可視観測結果を示している。実験条件としては、表 3.3 の No.2, 14, 21, 26 である。射出径が大きくなるにつれ、ジェットブレイクアップ長さが長くなっているように見える。そこで、縦軸をジェットブレイクアップ長さ、横軸を射出径とし、すべての実験結果を図 3.11 に記載した。射出径が 7, 10, 15, 20mm と増加するに連れて、ジェットブレイクアップ長さが明らかに長くなっている。次に、Fr 数の感度を調べる。図 3.12 はその結果である。横軸は Fr 数、縦軸はジェ

ットブレイクアップ長さの無次元数を示している。また、図中の実線は Saito の相関式、破線は Epstein の相関式を示している。ジェットブレイクアップ長さは Fr 数の影響が見られず、Epstein の相関式に従っている。

次に、熱的相互作用の感度を調べる。図 3.13 は接触界面温度が沸騰となる場合、図 3.14 は接触界面温度が未沸騰となる場合のジェットブレイクアップ挙動を示している。実験条件としては、それぞれ表 3.3 の No.21, 20 である。ジェットブレイクアップ挙動の変化はほとんど見られない。図 3.15 にジェットと冷却材の接触界面温度とジェットブレイクアップ長さの関係を示す。横軸はジェットと冷却材の接触界面温度、縦軸はジェットブレイクアップ長さの無次元数を示している。実機条件と同じ沸騰する領域において、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従っている。これは比較の実機条件に近い FARO/TEROMS の結果<sup>[26]</sup>と同様の傾向であることから、本実験の実機模擬性は結果からも高いと考えられる。さらに、沸騰が発生しない領域においても、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従っていることから、ジェットブレイクアップの主要因は流体的な相互作用である可能性が高い。

### 3.6.2. ジェット界面挙動

図 3.16 はジェット側面におけるブレイクアップ挙動を評価するために行った実験の観測結果である。実験条件は表 3.1 の No.20 である。ジェット上流部における界面において不安定が発生し、波立ちが起こっている。そしてそれらは下流に行くに従って成長し、成長しきった波立ちがフラグメントになる様子がはっきりと観測された。図 3.17 は Kelvin-Helmholtz 不安定性とジェット側面で発生した波を比較した結果である。ジェット側面における界面の波立ちの様子は、Kelvin-Helmholtz 不安定性と形が良く似ている。Kelvin-Helmholtz 不安定性は相対速度が存在する二流体間で発生する不安定性波長を評価した理論であることから、このジェット側面での波成ちは Kelvin-Helmholtz 不安定性によるものである可能性が非常に高い。

図 3.18 はジェット先端におけるブレイクアップ挙動を評価するために行った実験の観測結果である。実験条件は表 3.1 の No.26 である。0.00 秒において、ジェット先端の界面は平らであるが、時間の経過とともに波立ちが発生、成長し、0.08 秒ではジェットが分裂している様子が分かる。図 3.19 は Rayleigh-Taylor 不安定性とジェット先端で発生した波を比較した結果である。ジェット先端における界面の波成ちの様子は Rayleigh-Taylor 不安定性と形が良く似ている。また、ジェット先端が重力の影響を受けていることを考えると、ジェット先端における界面の波成ちは Rayleigh-Taylor 不安定性によるものである可能性

が高い。しかしながら、ジェット先端における界面の波立ちは後方に続くジェットに影響を与えている様子が見られず、先端の位置の軌跡も滑らかに推移している。つまり、ジェット先端におけるブレイクアップ挙動がジェット全体のブレイクアップに対して、あまり影響を与えないものと考えられる。

### 3.6.3. 生成フラグメント

実験から得られたフラグメントの一部を図 3.20 に示した。ジェット速度の増加とともに、質量メジアン径が小さくなっていることが分かる。そこで、図 3.21 に質量メジアン径とジェット速度との関係を示す。横軸はジェット速度、縦軸は質量メジアン径を示す。図中には比較として、2.1.1. 節で示した不安定性理論式もあわせて載せた。図より、フラグメントの質量メジアン径は臨界  $We$  数理論と Kelvin-Helmholtz の最不安定波長に沿う結果となった。

### 3.6.4. 実験結果のまとめ

ジェットブレイクアップ挙動の観測から、ジェットブレイクアップは、熱的相互作用はあまり重要でなく、流体的相互作用によるジェット側面での微粒化が支配的であり、そしてジェットブレイクアップ長さは比較的実機条件に近い FARO/TEROMS の結果と同様に Epstein の相関式に従うことが分かった。さらに、ジェット界面挙動の観測及び実験から得られたフラグメントの分析から、ジェット側面における界面不安定とジェット側面における微粒化が何らかの関係性があることが示唆された。

つまり、実機においても、ジェットブレイクアップの主要因は、流体的相互作用によるジェット側面での微粒化である可能性が高く、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従う可能性が示唆される。そして流体的相互作用とジェット側面における界面不安定には、何らかの関係性があることが示唆される。

## 3.7. まとめ

模擬物質とし、低融点金属 U-alloy78 を用いて、「溶融金属射出実験」を行い、実機における溶融燃料ジェットの冷却材中におけるジェットブレイクアップメカニズムの検討を行い、以下の知見を得た。

- (1) ジェットブレイクアップ挙動の観測結果から、ジェット側面において微粒化が発生し、ジェットがブレイクアップしていく様子が確認された。これは Epstein の相関式で考えられているジェットブレイクアップメカニズムとよく一致している。そしてジェッ

トブレイクアップ長さは比較的実機条件に近い FARO/TEROMS の結果と同様に Epstein の相関式に従った。このことから、本実験の実機模擬性は実験結果から見ても高いと考えられる。

- (2) 接触界面温度の沸騰の有無に関わらず、上記(1)の傾向に変化は無かったことから、ジェットブレイクアップの主要因は流体的な相互作用である可能性が高い。
- (3) ジェット界面の観測結果から、ジェット側面において、Kelvin-Helmholtz 不安定性が原因と考えられる界面不安定が確認され、Kelvin-Helmholtz 不安定性がジェットブレイクアップに関係する可能性が示唆された。
- (4) 実験後回収されたフラグメントの計測を行ったところ、質量メジアン径は臨界 We 数及び Kelvin-Helmholtz の最不安定波長に沿う結果となり、Kelvin-Helmholtz 不安定性がジェットブレイクアップに影響を与えている可能性が示唆された。
- (5) 上記(1)-(4)より、実機におけるジェットブレイクアップは、流体的相互作用によるジェット側面での微粒化が支配的であり、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従う可能性が示唆された。そして流体的相互作用とジェット側面における界面不安定には、何らかの関係性があることが示唆された。

Table 3.1 Physical property of the simulant material and the actual materials.

	Test	Actual
Injection material	U-alloy78	MOX
Density (kg/m <sup>3</sup> )	8183 (300°C)	8646 (3300°C)
Surface tension (N/m)	1.104 (300°C)	0.494 (UO <sub>2</sub> )
Viscosity coefficient (mPa · s)	2.0 (180°C)	4.0 (3300°C)
Dynamic viscosity (mm <sup>2</sup> /s)	0.24	0.50 (3300°C)
Coolant material	Water	Sodium
Density (kg/m <sup>3</sup> )	981 (65°C)	859 (395°C)

Table 3.2 Comparison of test and actual condition.

	Test	Actual
Injection material temperature (°C)	100-300	3000
Coolant temperature (°C)	50-70	400
Nozzle diameter (mm)	7-20	55
Jet Velocity (m/s)	1.4-5.6	~5.0
$Fr^{1/2} (=u_{j0}^2/gD_{j0})^{1/2}$	3.8-19.1	~6.8

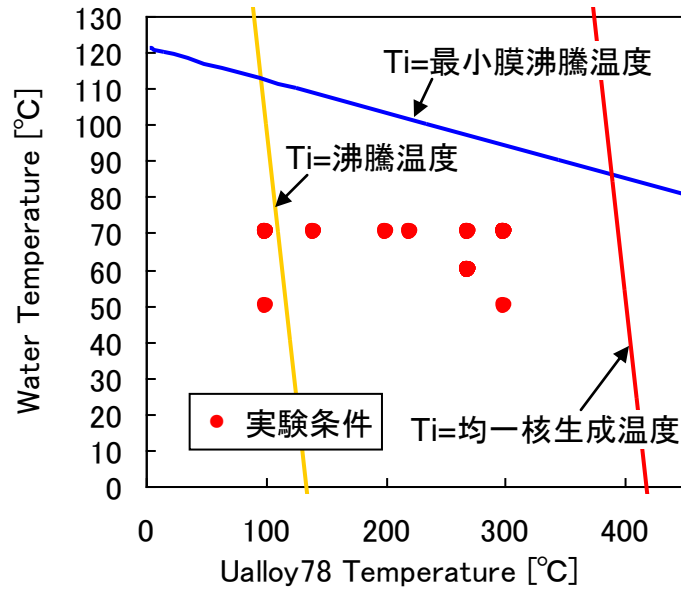


Table 3.3 Experimental conditions and summary data for the molten metal injection test.

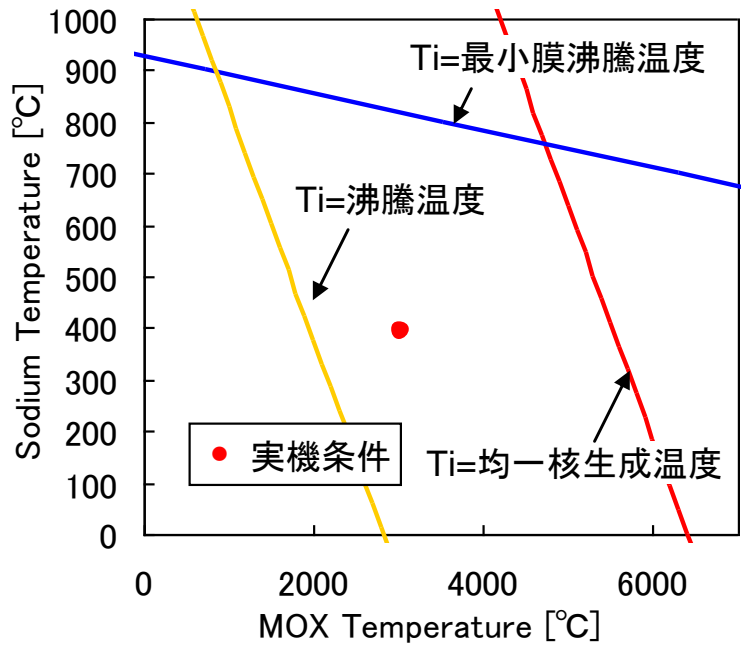
No.	U-alloy 78 Jet			Water	Jet-Water initial contact temp. (°C)	Jet-Water contact velocity (m/s)	Jet breakup length (mm)	Fragment median diameter (mm)
	Nozzle diameter (mm)	Temp. (°C)	Mass (g)	Temp. (°C)				
1	7	100	100	70	92.5	1.81	N/A <sup>a</sup>	5.50
2	7	300	100	70	242.3	2.10	171	4.54
3	7	200	100	70	167.4	1.89	193	5.21
4	7	200	100	70	167.4	3.43	181	1.37
5	7	300	100	70	242.3	5.00	146	0.53
6	7	300	100	50	237.3	1.85	171	6.46
7	7	100	100	70	92.5	3.67	212	1.53
8	7	300	100	70	242.3	3.90	195	1.16
9	7	100	100	50	87.5	1.71	N/A <sup>a</sup>	8.44
10	7	300	100	70	242.3	3.2	N/A <sup>b</sup>	1.66
11	7	300	100	70	242.3	4.2	N/A <sup>b</sup>	0.94
12	7	300	100	70	242.3	3.9	N/A <sup>b</sup>	0.76
13	7	300	100	70	242.3	5.6	N/A <sup>b</sup>	0.66
14	10	220	200	70	182.4	1.55	264	5.10
15	10	140	200	70	122.5	1.55	196	5.07
16	10	100	200	70	92.5	1.35	281	6.74
17	10	270	200	70	219.9	1.61	258	4.76
18	10	270	200	60	217.4	3.08	191	2.88
19	10	270	200	60	217.4	2.34	174	3.89
20	15	100	300	70	92.5	1.57	296	5.56
21	15	270	300	70	219.9	1.73	348	5.23
22	15	270	300	60	217.4	2.31	375	4.04
23	15	270	300	60	217.4	3.13	330	3.15
24	20	220	400	70	182.4	1.85	490	5.27
25	20	140	400	70	122.5	1.75	407	5.20
26	20	270	400	70	219.9	1.75	440	5.40
27	20	270	400	70	219.9	2.24	473	4.29
28	20	270	400	60	217.4	2.79	455	3.41
29	20	270	400	60	217.4	2.88	412	3.42
30	20	270	400	60	217.4	2.73	368	3.68
31	20	270	400	60	217.4	2.15	399	4.36
32	20	270	400	60	217.4	2.03	409	4.55

N/A<sup>a</sup> : Measurement data is not useful.

N/A<sup>b</sup> : Measurement is not performed.

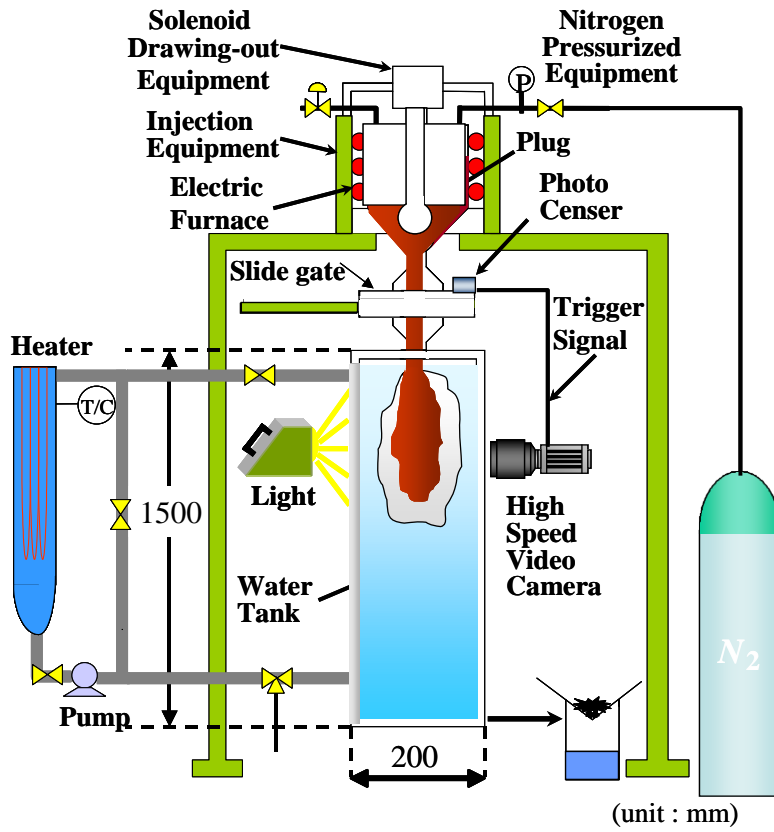


(a) Test condition (U-alloy78-water)



(b) Actual condition (MOX-sodium)

Fig. 3.1 Interface condition.



(a) Schematic diagram



(b) Photograph

Fig. 3.2 Experimental apparatus.

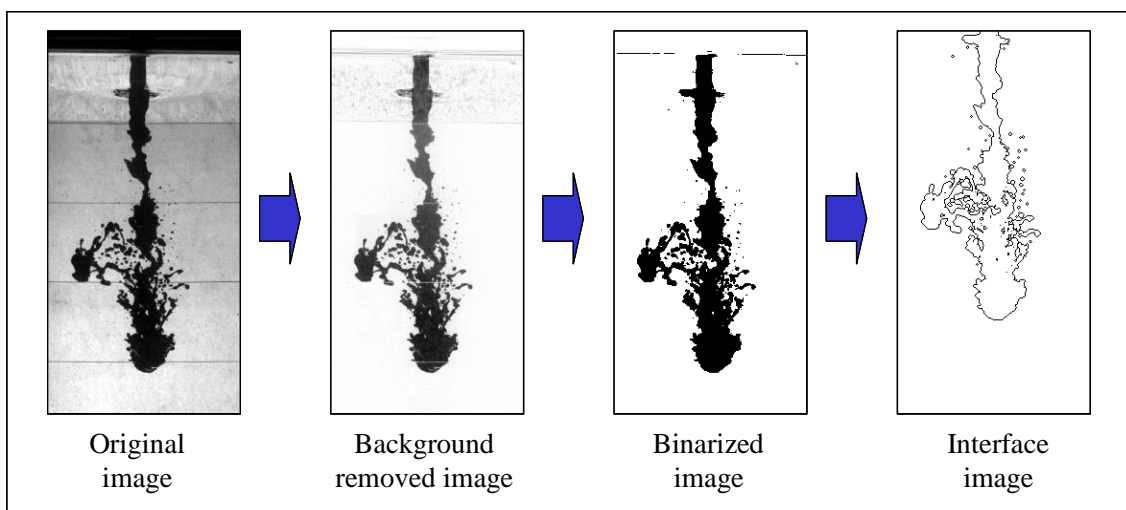
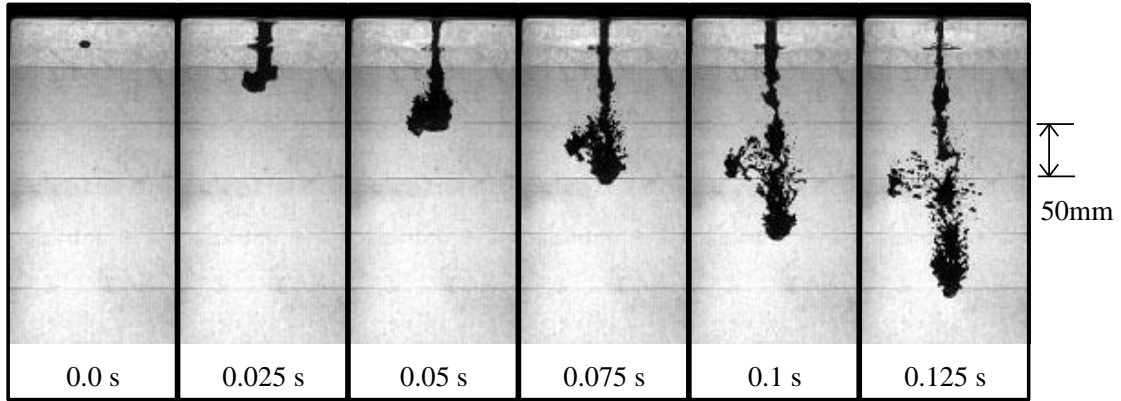
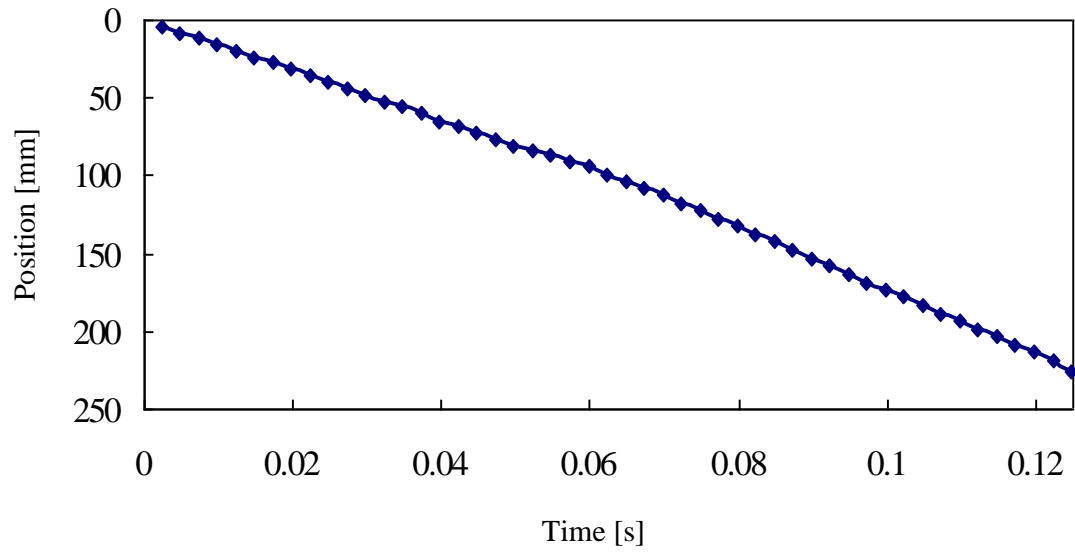


Fig. 3.3 Interface extraction method.



(a) Jet breakup behavior



(b) Jet front location on the jet breakup

Fig. 3.4 Analysis example of jet front tracking method.

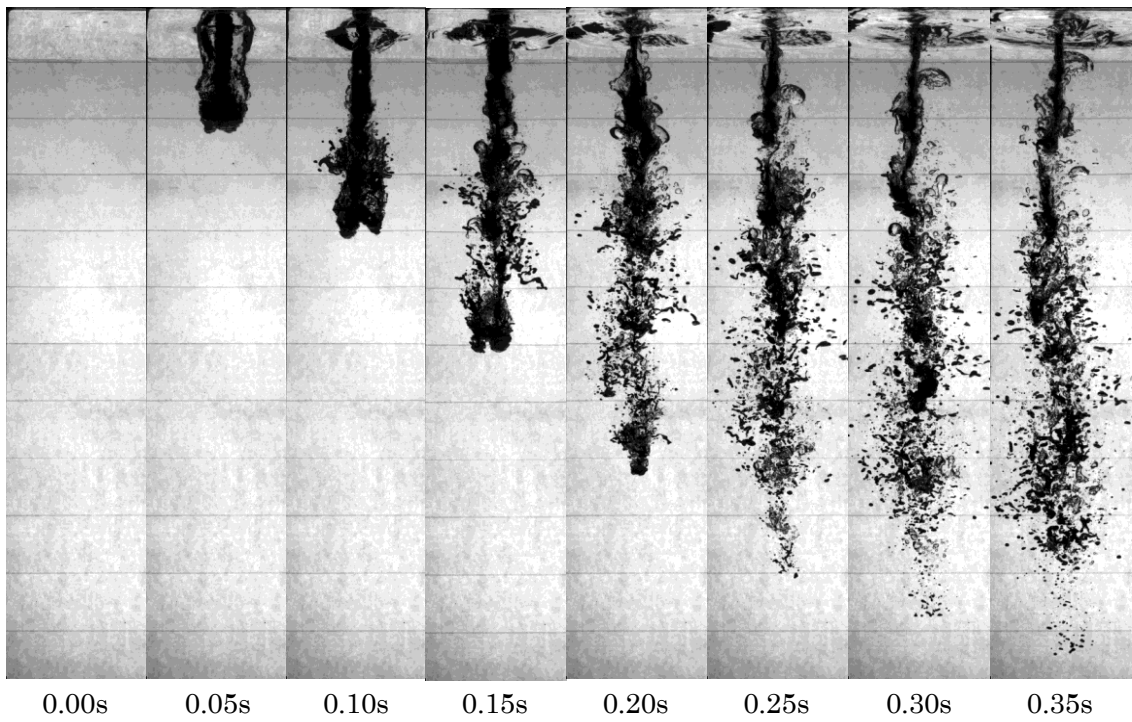
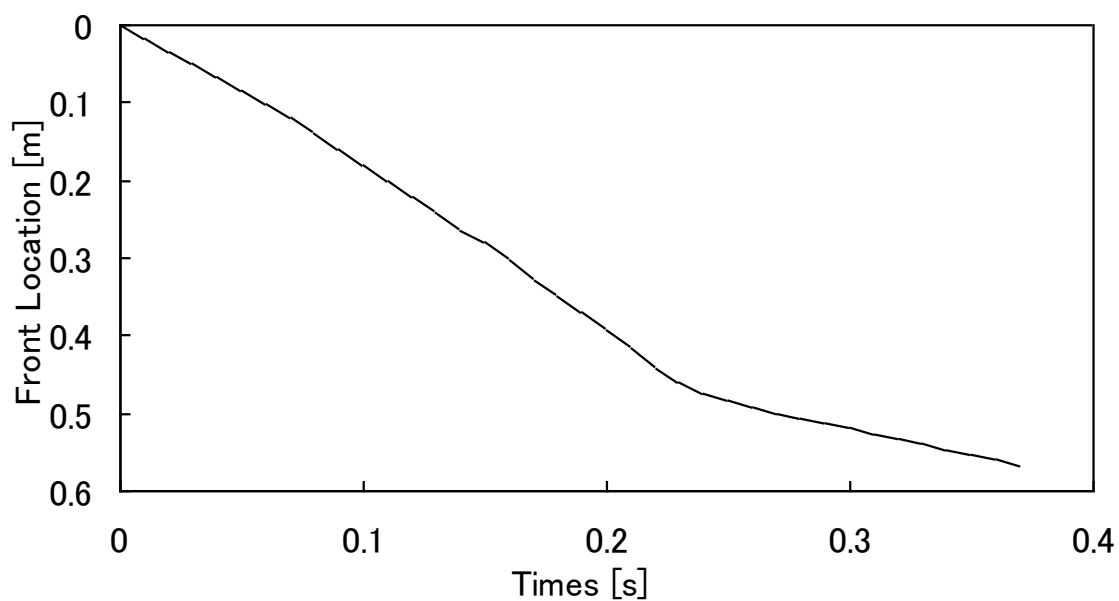
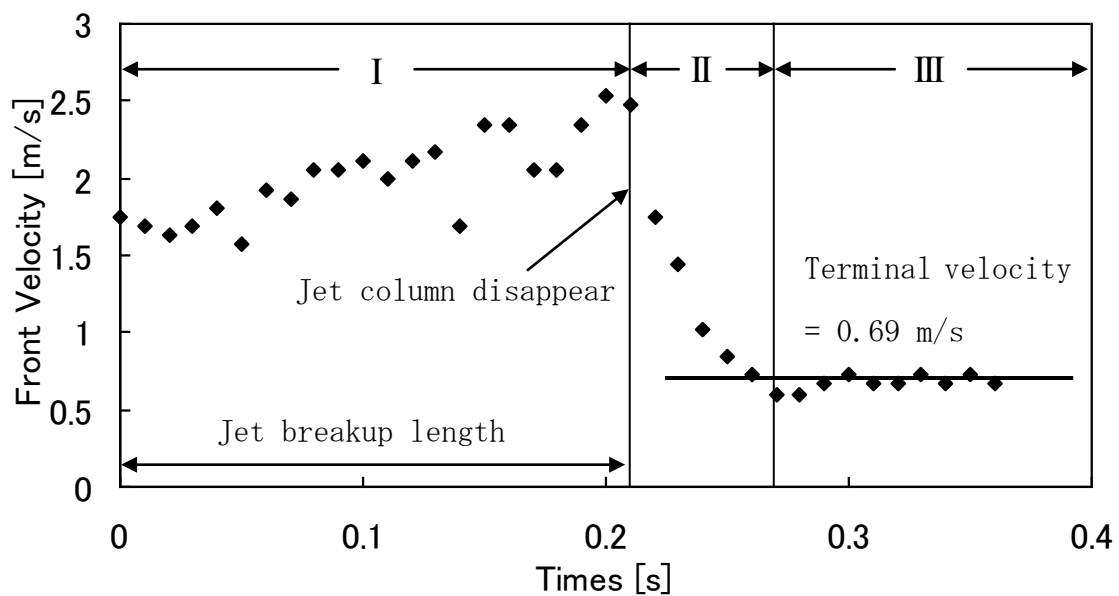


Fig. 3.5 Typical observation results of breakup behavior.



(a) Location of jet front



(b) Velocity of jet front

Fig. 3.6 Estimation of jet front location and velocity.

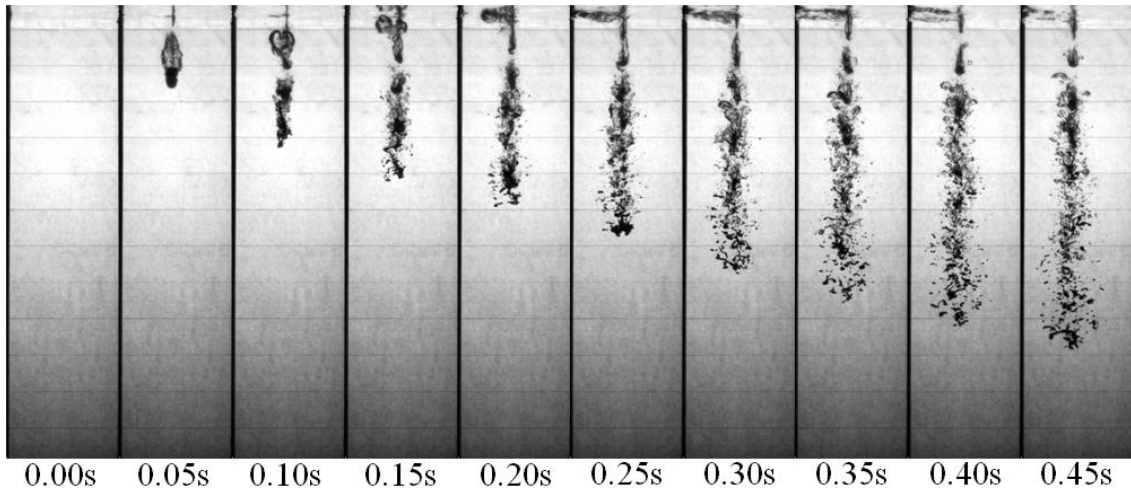


Fig. 3.7 Jet breakup behavior for 7 mm nozzle diameter.

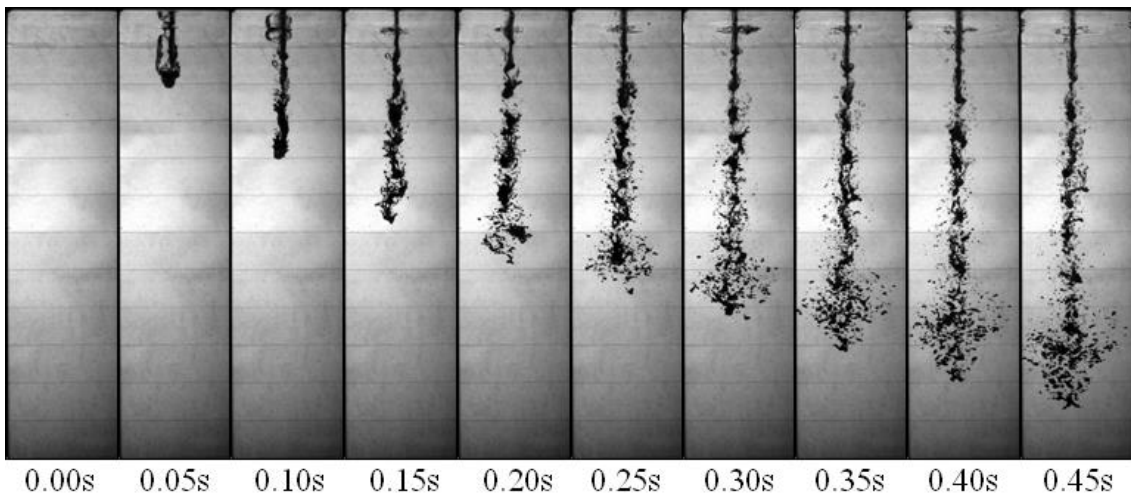


Fig. 3.8 Jet breakup behavior for 10 mm nozzle diameter.

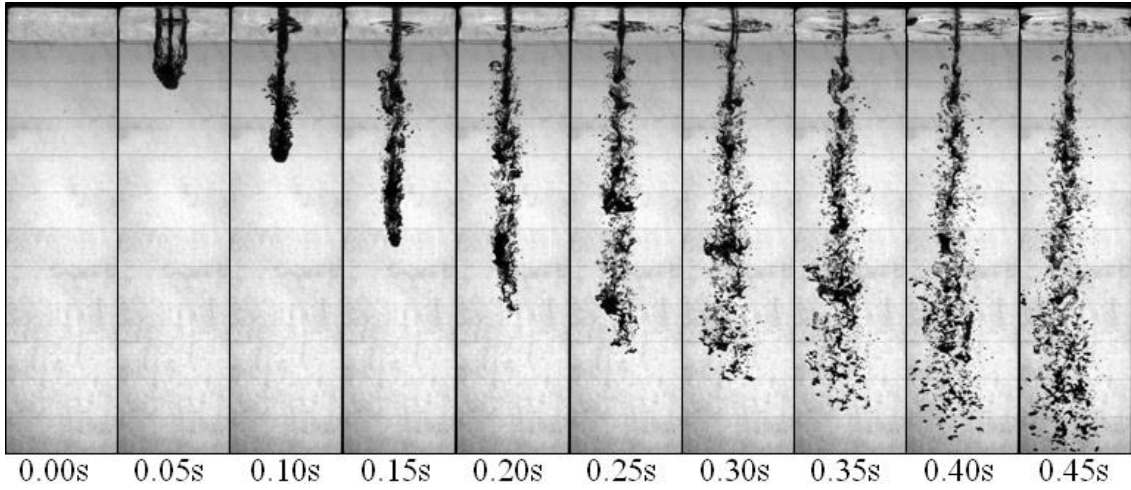


Fig. 3.9 Jet breakup behavior for 15 mm nozzle diameter.

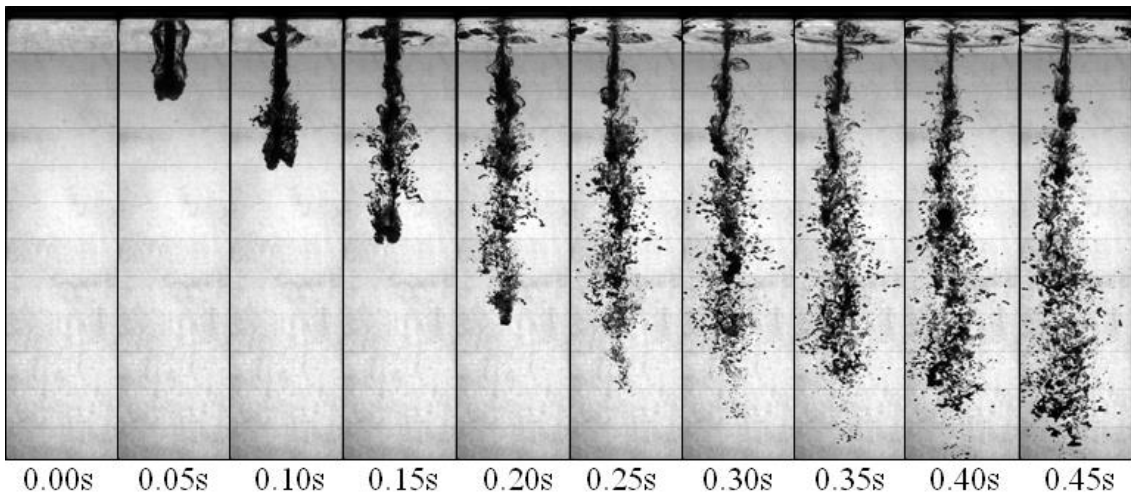


Fig. 3.10 Jet breakup behavior for 20 mm nozzle diameter.



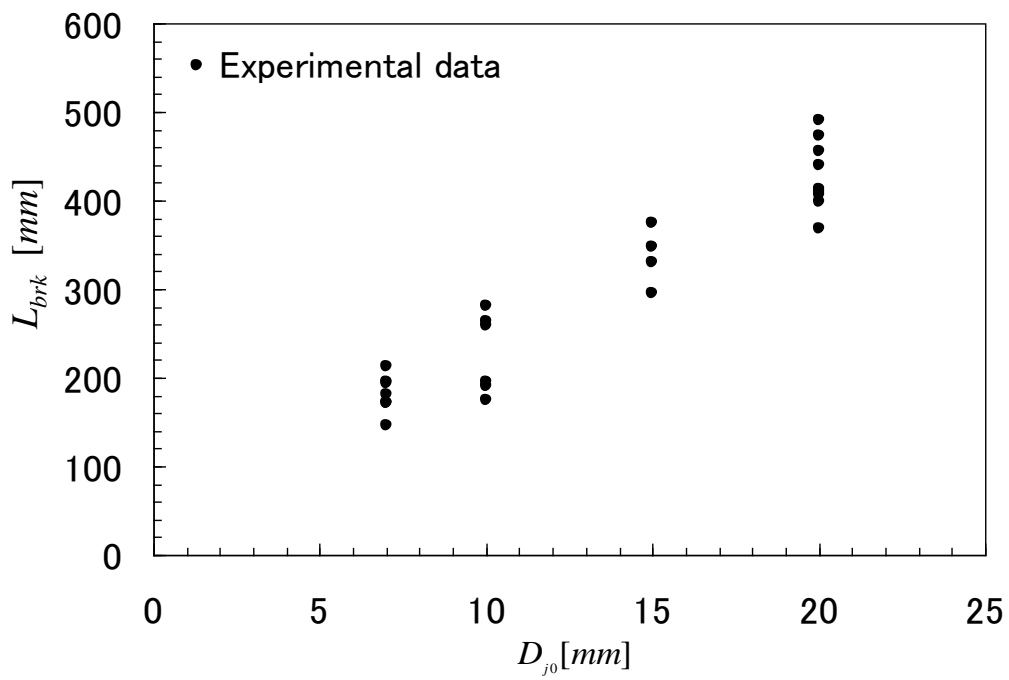


Fig. 3.11 Influence of nozzle diameter on jet breakup length.

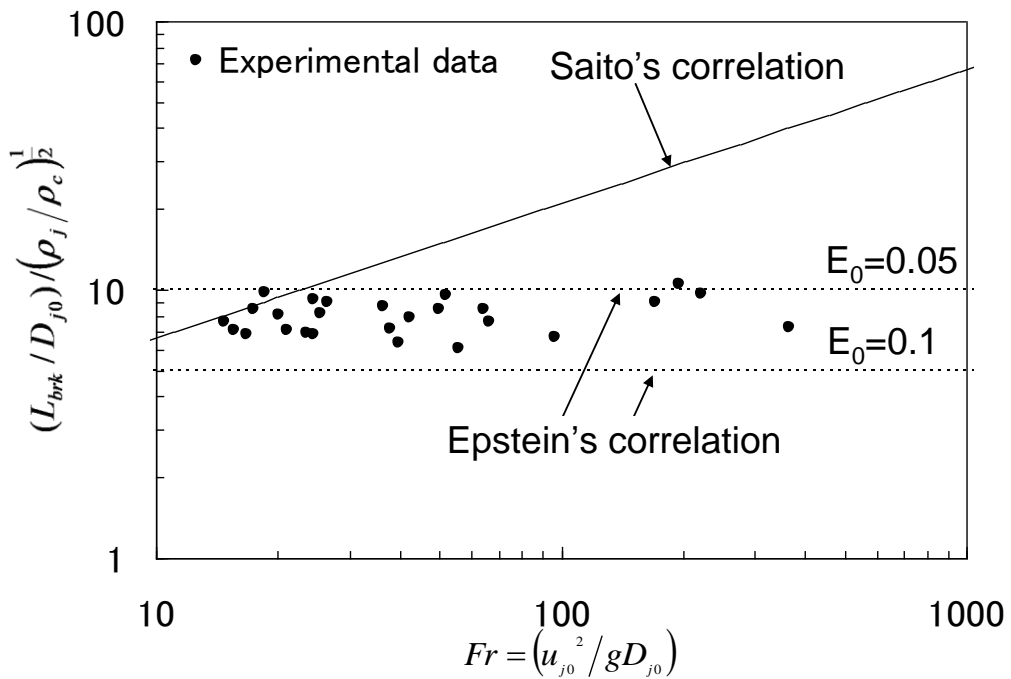


Fig. 3.12 Influence of Froude number on jet breakup length.

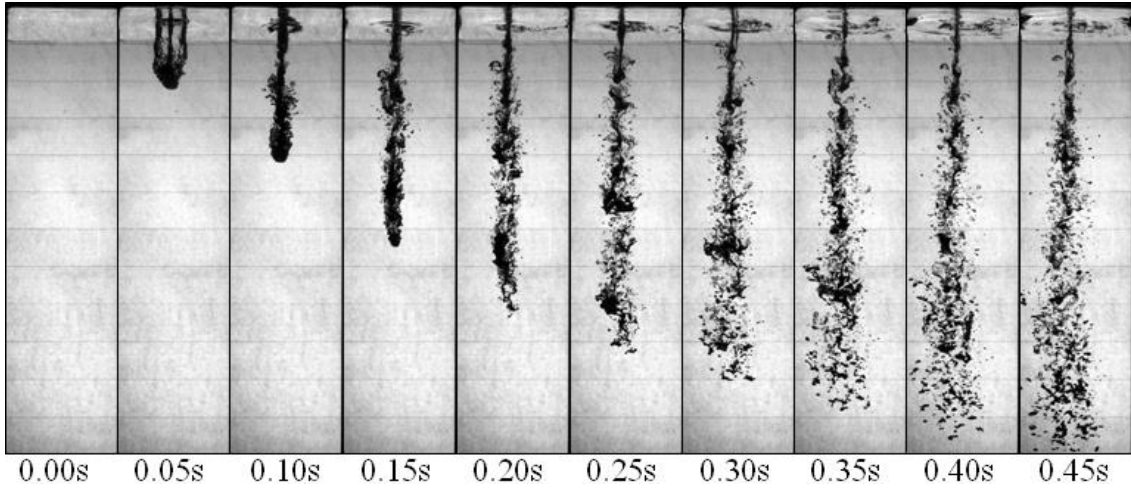


Fig. 3.13 Jet breakup behavior including thermal interaction.

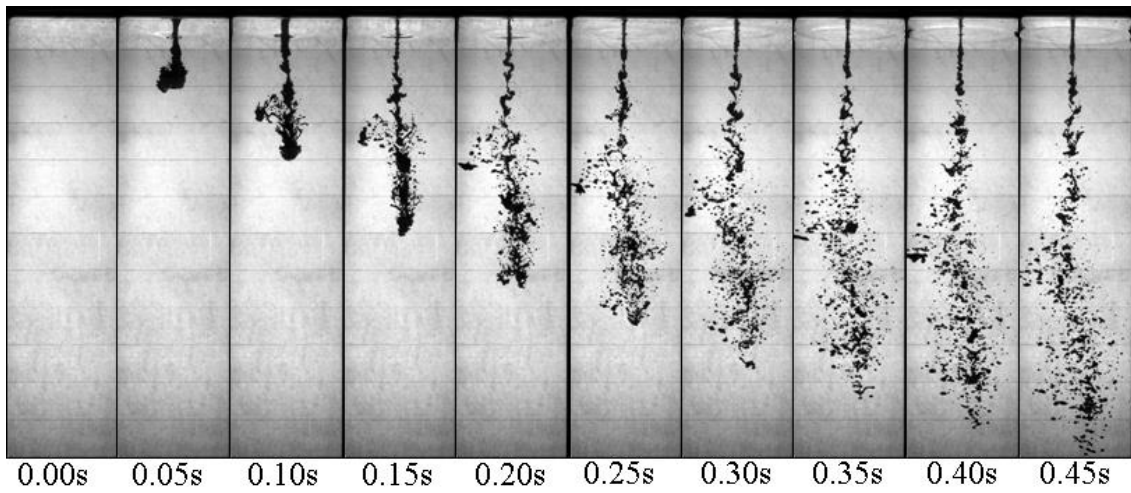


Fig. 3.14 Jet breakup behavior not including thermal interaction.

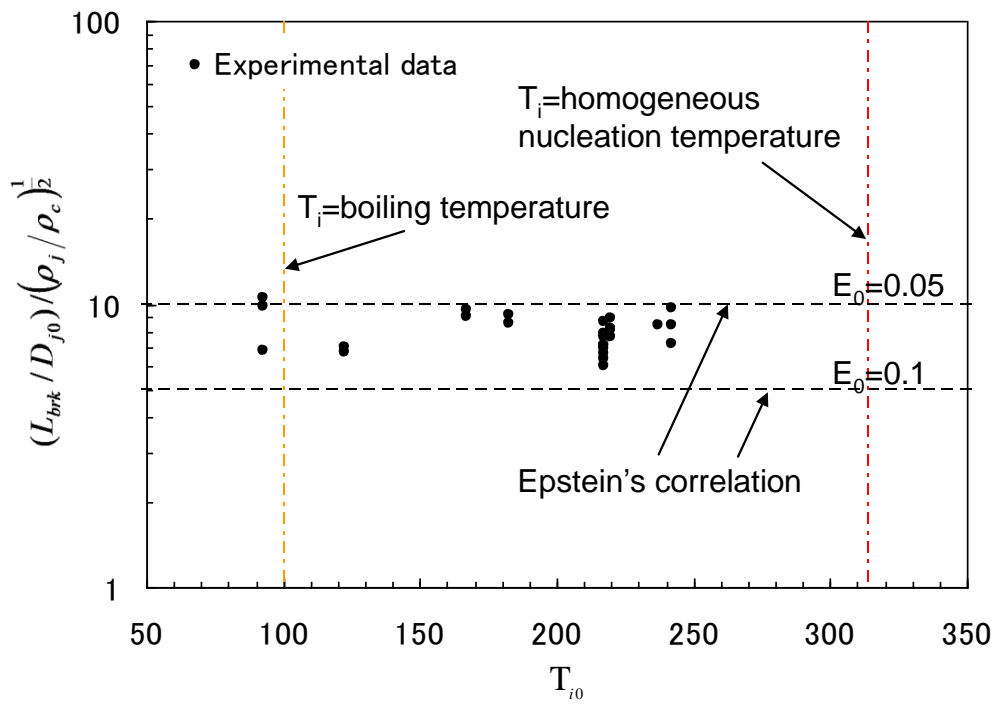


Fig. 3.15 Influence of thermal interaction on jet breakup length.

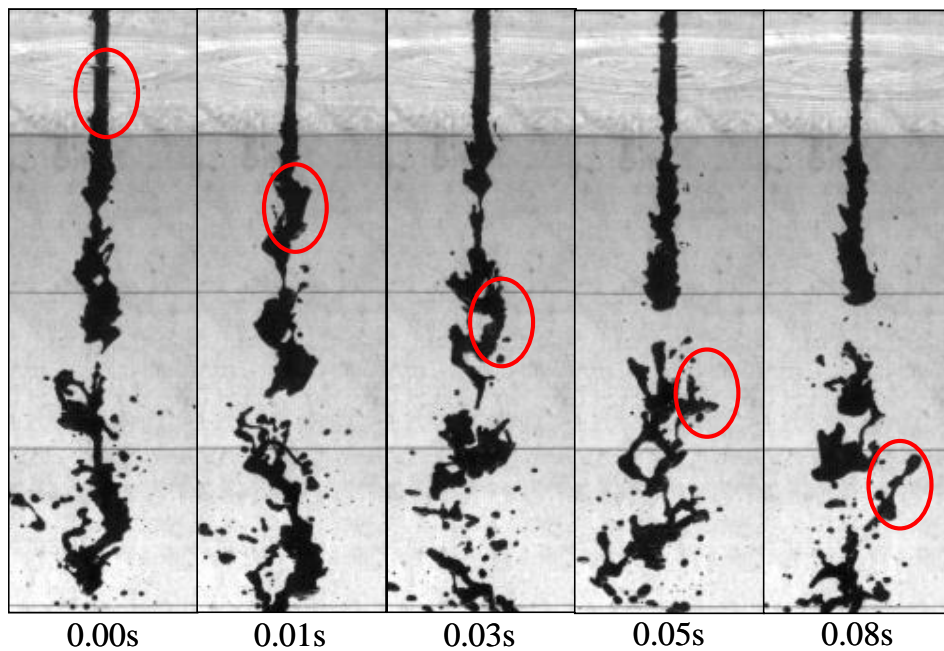


Fig. 3.16 Jet breakup behavior on jet side interface.

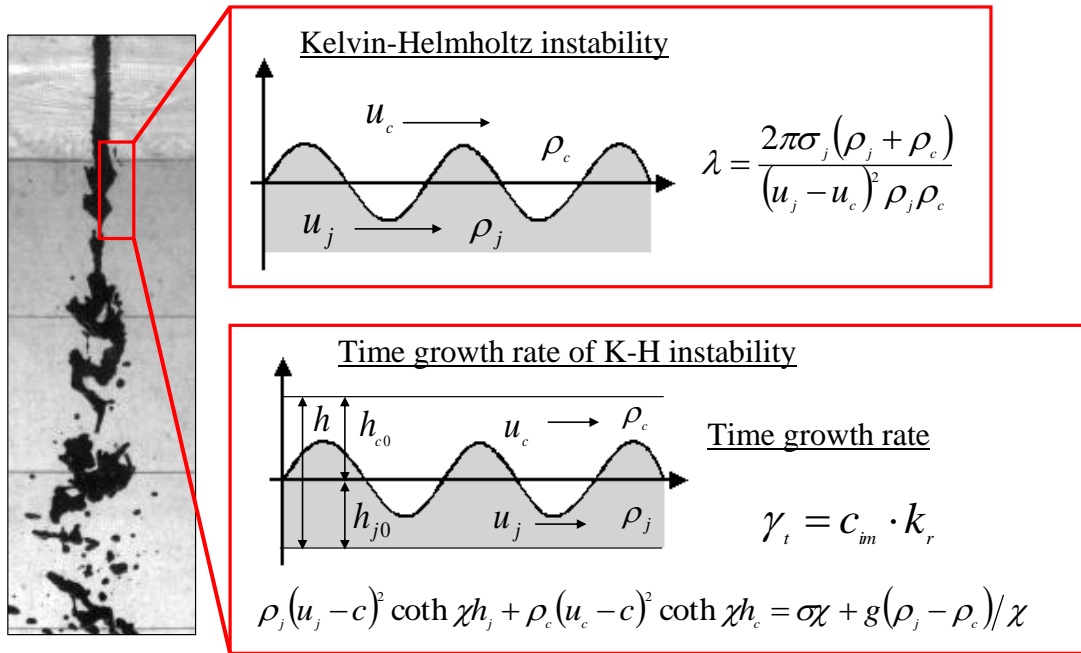


Fig. 3.17 Comparison of jet side behavior with K-H instability.

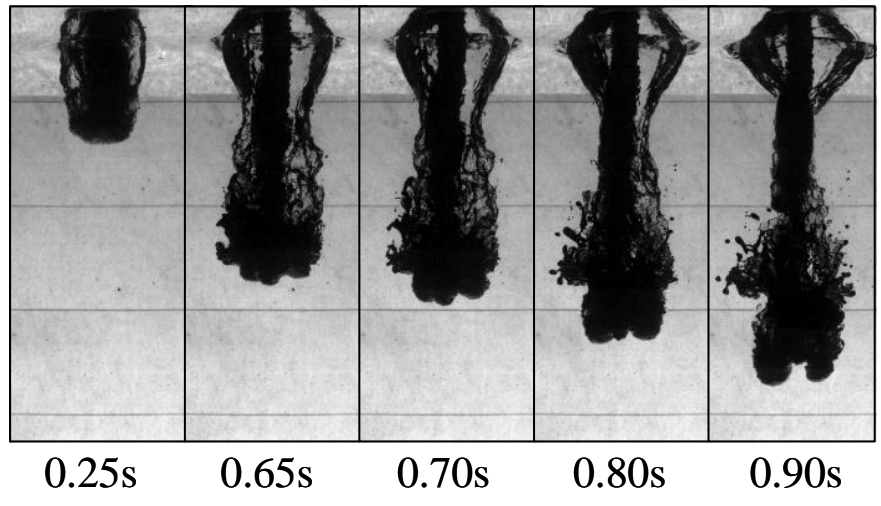


Fig. 3.18 Jet breakup behavior on jet front.

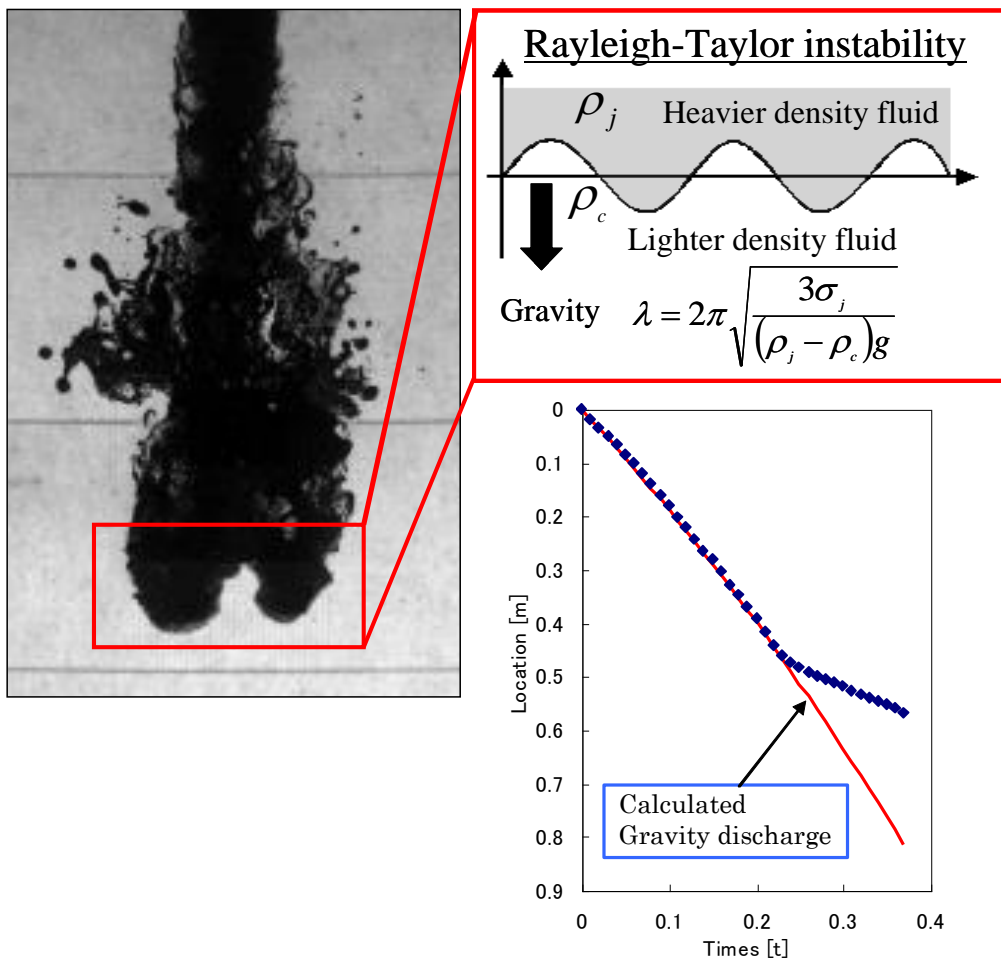


Fig. 3.19 Comparison of jet side behavior with R-T instability.

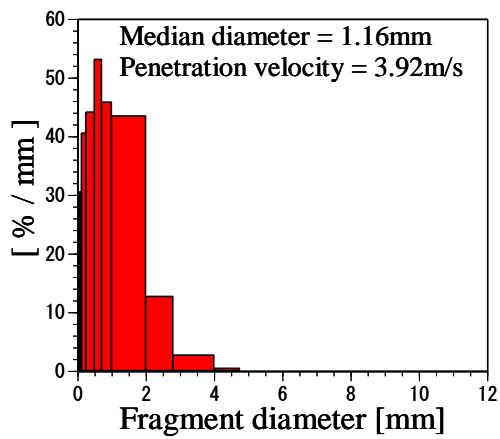
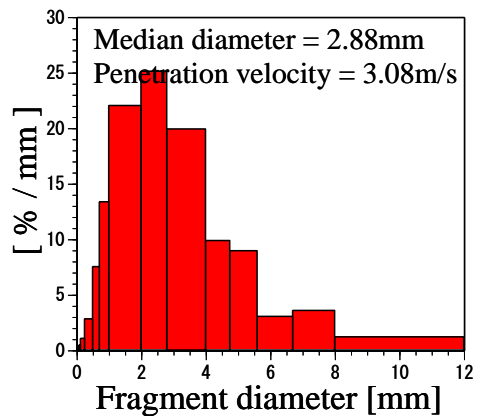
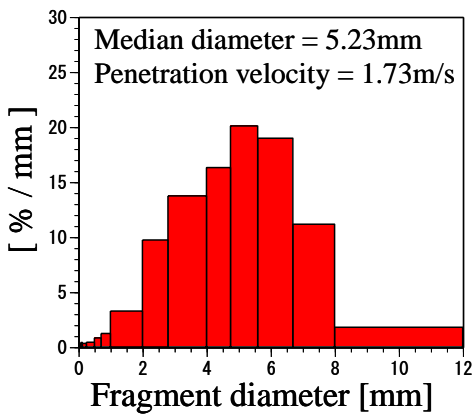


Fig. 3.20 Photographs of solidified fragments and distribution of fragment diameters.

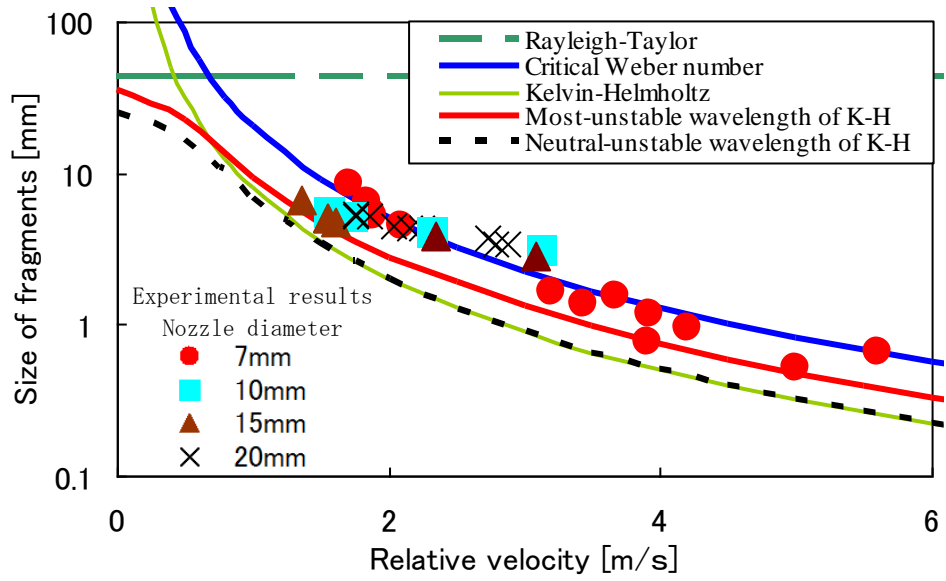


Fig. 3.21 Comparison between experiment results and existing theories.

## 4. ジェット内部可視化実験

### 4.1. 目的

第 3 章の結論から、実機におけるジェットブレイクアップは、流体的相互作用によるジェット側面での微粒化が支配的であり、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従う可能性が示唆された。しかし、なぜ流体的相互作用が発生するのかは分かっていない。そして流体的相互作用とジェット側面における界面不安定には、何らかの関係性があることが示唆された。

そこで本章では、流体的相互作用とジェット側面における界面不安定の関係を明らかにすることを目的とし、「ジェット内部可視化実験」を行う。模擬物質には、無色透明かつ、水よりも比重が高い Fluorinert™(FC3283)を用いる。Fluorinert™(FC3283)は無色透明であることから、ジェットの界面挙動のみならず、ジェット内部流動を評価することが可能である。

### 4.2. 実験条件の設定

本実験と実機の物性値の比較を表 4.1 に示す。実験条件と実機条件の比較を表 4.2 に示す。第 3 章の結果から、実機におけるジェットブレイクアップメカニズムでは、熱的相互作用はあまり重要でなく、流体的相互作用が支配的である可能性が示唆され、さらに流体的な相互作用には、ジェット側面における界面不安定が関係している可能性が示唆されている。このことから、本実験はジェット界面及びジェット内部流動の詳細な可視観測が可能な様に、沸騰無しの断熱状態で実験を行うこととした。また、模擬溶解燃料ジェットと模擬冷却材の密度比は、実機と大きく異なっているが、ジェットブレイクアップ長さが Epstein の相関式に従うと考えると、密度比は無次元化されるので問題とならない。そして、実験条件における We 数は 309–2242 となっており、臨界 We 数が 18 であることを考えると、十分に界面は不安定化するため、実験条件としては目的に合うと考えられる。

### 4.3. 実験装置

図 4.1 に実験装置の概念図を示す。実験装置は大別すると、模擬物質をテスト部へ射出する「射出装置」、模擬物質がブレイクアップする「テスト部」、実験の可視観測を行う「計測系」からなる。

#### (1) 射出装置

射出口はステンレス製のプラグによって塞がれており、射出径は 10mm, 15mm, 20mm を用



意した。

## (2) テスト部

テスト部は、幅 40cm、奥行き 20cm、高さ 36cm のガラス製水槽である。

## (3) 計測系

計測項目は可視観測であり、ハイスピードビデオカメラ、半透明のフィルムを通してのバックライト照明、及びトレーサー粒子とシートレーザーを用いて行う。半透明のフィルムを通してのバックライト照明とすることで、観測部分に均一かつ高輝度の照明を当てることが可能となる。

ハイスピードカメラは(株)フォトロン製 FAST CAM MAX、照明は(株)フォトロン製メタルハライドライト HVC-SL を使用した。

## 4.4. 実験方法

まず水をテスト部水槽内に入れ、次にトレーサー粒子を入れた模擬物質を射出装置に入れる。そして、バックライト及びシートレーザーの電源を入れる。その後、プラグを DC ソレノイドによって電磁的に引き抜いて模擬物質をテスト部へ射出し、テスト部内での模擬物質のブレイクアップ挙動を可視観測する。

## 4.5. PIV による二次元速度場解析

PIV とは粒子画像流速測定法と呼ばれる流速計測技術の一つである。この方法は、可視化技術にデジタル画像処理技術を加えることで、ある流れ場の多点の速度情報を抽出でき、流れの定性的把握と定量測定が同時に可能である。

ここで相互相関 PIV の原理について説明する。流れ場内で運動するトレーサー粒子は、それぞれの粒子がばらばらに動いているのではなく、速度場に沿って動いている。また、一般的にトレーサー粒子の直径や間隔は速度場の勾配に比べて小さい。このような条件では隣り合うトレーサー粒子は似たような動きをすることから、短い時間間隔では粒子の分布パターンは大きく変化しないと考えられる。例えば、図 4.2 に示すような短い時間間隔で撮影された 2 枚の粒子画像があるとする。まず、第 1 画像の着目粒子の周りに四角く囲んだ領域を相関領域と呼ぶ。この領域の粒子分布パターンを使って第 2 画像における着目粒子の移動位置を探す。第 2 画像において粒子分布パターンが似たものを、相関係数を用いて探し、相関係数が最も高くなる位置が着目粒子の移動先であると決定し、速度ベクトルを算出する。

図 4.3 に、本解析で用いた PIV 解析システムの概要を示す。ハイスピードカメラより得

られた 2 枚の時間的に連続した一組のデジタル画像を、PIV 解析ソフトウェア「Koncerto」を用いて解析する。このことにより、連続した 2 枚の画像データから速度場情報を得ることができる。

#### 4.6. 実験結果

表 4.3 に詳細な実験条件と結果の概要を示す。そして、以下に本実験の結果について詳細に記載する。

##### 4.6.1. ジェットブレイクアップ挙動

図 4.4 は本実験で観測されたジェットブレイクアップ挙動の一例を示している。ジェット側面において微粒化が発生し、ジェットの芯が下流に行くに従って減少している様子が確認できる。ジェットブレイクアップの傾向は、Epstein の相関式で考えられるメカニズムと傾向がよく一致しているように見える。

図 4.5 は本実験で得られたジェットブレイクアップ長さを既存の相関式と比較した結果である。横軸が Fr 数、縦軸がジェットブレイクアップ長さの無次元数を示している。図中の実線は Saito の相関式、破線は Epstein の相関式を示している。図より、ジェットブレイクアップ長さは、Saito 及び Epstein の両相関式に従っている。

##### 4.6.2. ジェット界面挙動

図 4.6 はジェットブレイクアップ挙動を詳細に観測した一例である。ジェット上流部における界面において不安定が発生し、波立ちが起こっている。そしてそれらは下流に行くに従って成長し、成長しきった波立ちがフラグメントになる様子をはっきりと観測された。このジェット界面での波成ちは、「熔融金属射出実験」同様に Kelvin-Helmholtz 不安定性によるものである可能性が非常に高いと考えられる。

##### 4.6.3. ジェット内部流動

図 4.7 は PIV 解析により、ジェット内部流動を観測した結果である。PIV 解析に用いた第 1 画像、第 2 画像はそれぞれ、図 4.7 (a), (b) であり、PIV 解析の結果は図 4.7(c) に示してある。PIV 解析の条件は表 4.4 に示してある。ジェット界面、特に界面に波成ちが発生している部分において、速度が減少している。つまり、界面が不安定化することにより、ジェット界面付近のエネルギーが周囲流体へ移行していることが分かる。

#### 4.7. ジェットブレイクアップメカニズムの検討

実験結果から、ジェット界面に不安定が生ずると、ジェット界面付近のエネルギーが周囲流体へ移行すると共にジェット界面において微粒化が発生していることがわかった。そして、ジェットブレイクアップ挙動の観測結果から、ジェットの芯は微粒化により減少していき、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従うことが確認された。

ここで、Epstein の相関式におけるジェットブレイクアップメカニズムについて考察する。2.1.2. 節(3)「Epstein の相関式のジェットへの適用」に記載した通り、ジェットにおける Epstein の相関式の基礎式は、「ジェットから剥ぎ取られる溶融物の運動エネルギーと周囲流体の運動エネルギーに剥ぎ取り係数  $E_0$  の 2 乗を掛けた値との釣り合い」及び「ジェット運動量の時間微分とジェットにかかるせん断力の釣り合い」である。つまり、ジェットブレイクアップ要因に熱的相互作用は含まれず、せん断起因の流体的相互作用のみが支配因子となっており、すなわち、せん断起因のエネルギー移行の発生が、基礎式からみた Epstein の相関式の成立条件である。次に、どのような条件にて、せん断起因の流体的相互作用が強まるのかを基礎式から考える。ジェットにかかるせん断力の強さは、抵抗係数と界面積で決まることから、界面積が増加する場合、つまり界面が不安定化する場合に流体的相互作用が強まると考えられる。よって Epstein の相関式の成立条件は、ジェット界面が不安定化することであると考えられる。本実験のジェットブレイクアップメカニズムは、ジェット界面に生じた不安定がきっかけとなり、ジェット界面付近のエネルギーが周囲流体へ移行すると共にジェット界面において微粒化が発生し、微粒化によってジェットの芯が減少していくことであった。これは Epstein の相関式におけるジェットブレイクアップメカニズムとまさに一致しているものと考えられる。よって、本実験のジェットブレイクアップ長さが Epstein の相関式に従うことは必然であるものと考えられる。

以上をまとめると、ジェット界面が不安定化する場合、ジェットブレイクアップの主要因は流体的相互作用となり、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従うと考えられる。

#### 4.8. まとめ

流体的相互作用とジェット側面における界面不安定の関係を明らかにすることを目的に、「ジェット内部可視化実験」を行い、以下の知見を得た。

- (1) ジェットブレイクアップ挙動の観測結果から、ジェット側面において微粒化が発生し、ジェットがブレイクアップしていく様子が確認された。これは Epstein の相関式で考えられているジェットブレイクアップメカニズムとよく一致している。そしてジェッ

トブレイクアップ長さは、Saito 及び Epstein の両相関式に従った。

- (2) ジェット界面挙動を観測したところ、上流部のジェット側面において界面不安定が発生し、波立ちが起こる様子がはっきりと観測された。そしてその波立ちは下流に行くに従って成長し、成長しきったところでフラグメントとなる様子がはっきりと観測された。このジェット界面での波立ちは、「溶融金属射出実験」同様に Kelvin-Helmholtz 不安定性によるものである可能性が非常に高いと考えられる。
- (3) PIV 解析により、ジェット内部の流れを評価したところ、界面が不安定化することにより、ジェット界面付近のエネルギーが周囲流体へ移行していることが分かった。
- (4) 上記(1)-(3)及び Epstein の相関式の基礎式からの考察より、ジェット界面が不安定化する場合、ジェットブレイクアップの主要因は流体的相互作用となり、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従うと考えられる。

Table 4.1 Physical property of the simulant material and the actual materials.

	Test	Actual
Injection material	Fluorinert™ (FC-3283)	MOX
Density (kg/m <sup>3</sup> )	1830 (25°C)	8646 (3000°C)
Surface tension (N/m)	0.016 (25°C)	0.494 (UO <sub>2</sub> )
Dynamic viscosity (mm <sup>2</sup> /s)	0.82 (25°C)	0.50 (3000°C)
Coolant material	Water	Sodium
Density (kg/m <sup>3</sup> )	997 (25°C)	859 (395°C)

Table 4.2 Comparison of test and actual condition.

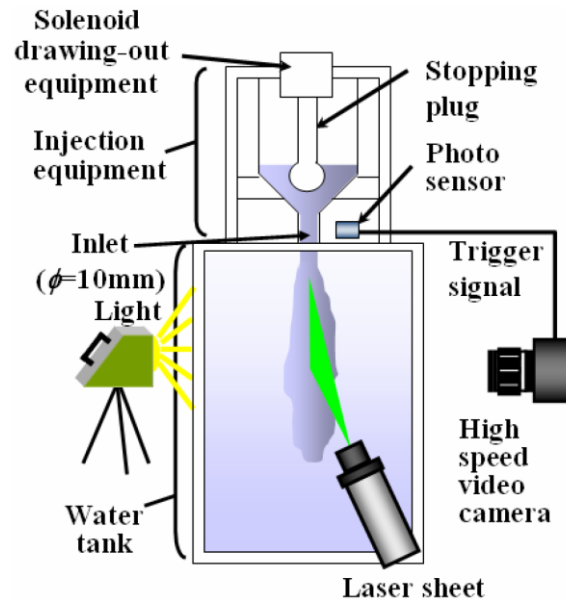
	Test	Actual
Injection material temperature (°C)	10-20	3000
Coolant temperature (°C)	室温	400
Nozzle diameter (mm)	室温	55
Jet Velocity (m/s)	0.5-1.2	~5.0
We ( $=u_{j0}^2/gD_{j0}$ ) <sup>1/2</sup>	309-2242	~24065

Table 4.3 Experimental conditions and summary data for the internal flow visualization test.

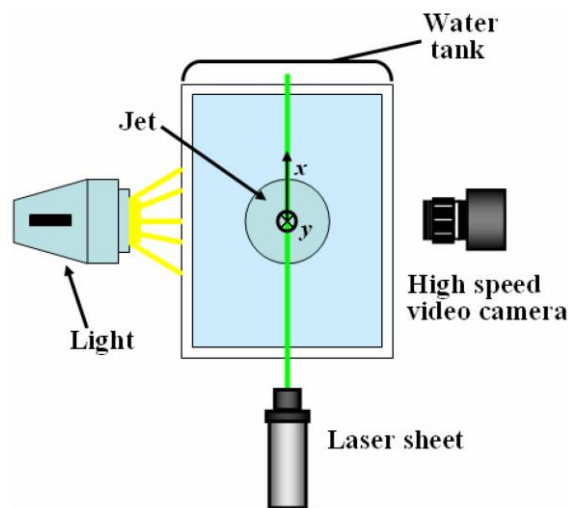
No.	U-alloy 78 Jet		Water	Jet-Water contact Velocity (m/s)	Jet Breakup Length (mm)
	Nozzle diameter (mm)	Temperature (°C)	Temperature (°C)		
1	10	Room Temp.	Room Temp.	1.23	91
2	10	Room Temp.	Room Temp.	0.88	68
3	10	Room Temp.	Room Temp.	1.01	90
4	10	Room Temp.	Room Temp.	1.01	84
5	10	Room Temp.	Room Temp.	0.52	87
6	10	Room Temp.	Room Temp.	0.63	69
7	10	Room Temp.	Room Temp.	0.69	101
8	10	Room Temp.	Room Temp.	0.92	89
9	10	Room Temp.	Room Temp.	0.92	91
10	10	Room Temp.	Room Temp.	0.63	63
11	15	Room Temp.	Room Temp.	0.87	142
12	15	Room Temp.	Room Temp.	0.87	116
13	15	Room Temp.	Room Temp.	0.93	117
14	15	Room Temp.	Room Temp.	0.99	150
15	15	Room Temp.	Room Temp.	0.93	108
16	20	Room Temp.	Room Temp.	0.99	156
17	20	Room Temp.	Room Temp.	0.87	178

Table 4.4 PIV analysis conditions.

Wind Size	Horizontal	24 pixel
	Vertical	24 pixel
Step Size	Horizontal	6 pixel
	Vertical	6 pixel
Image Size	Horizontal	512 pixel
	Vertical	1024 pixel
Differential Time	250 $\mu$ s	
Jet Initial Size	10 mm (274pixel)	



(a) Side view



(b) Top View

Fig. 4.1 Schematic diagram of the experimental apparatus.

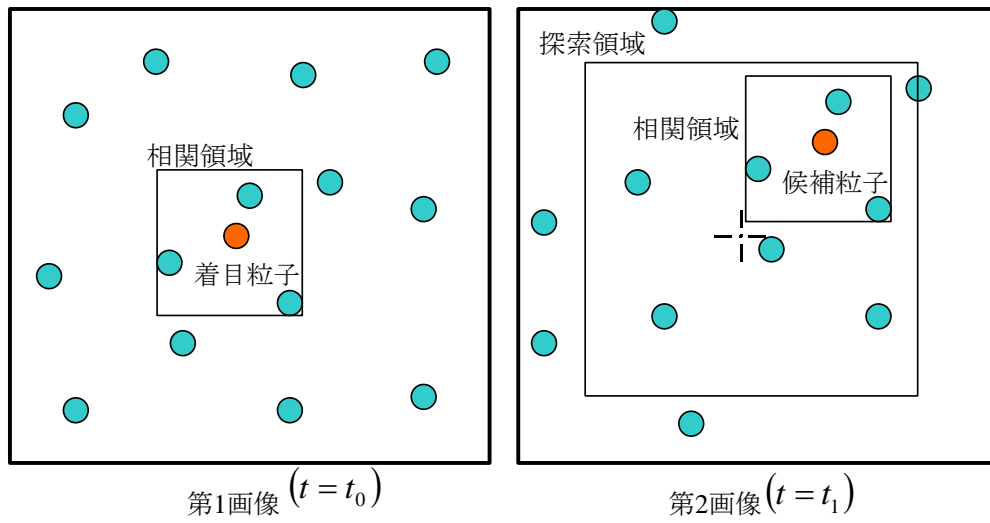


Fig. 4.2 Metaphysic of PIV.

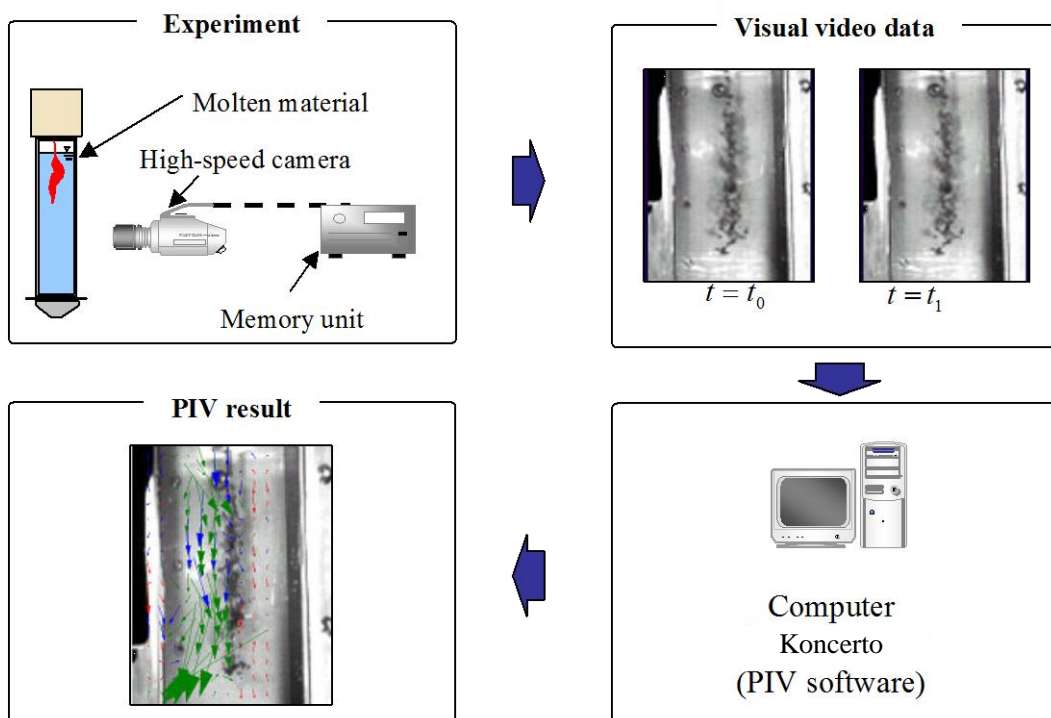


Fig. 4.3 Summary of PIV analysis system.



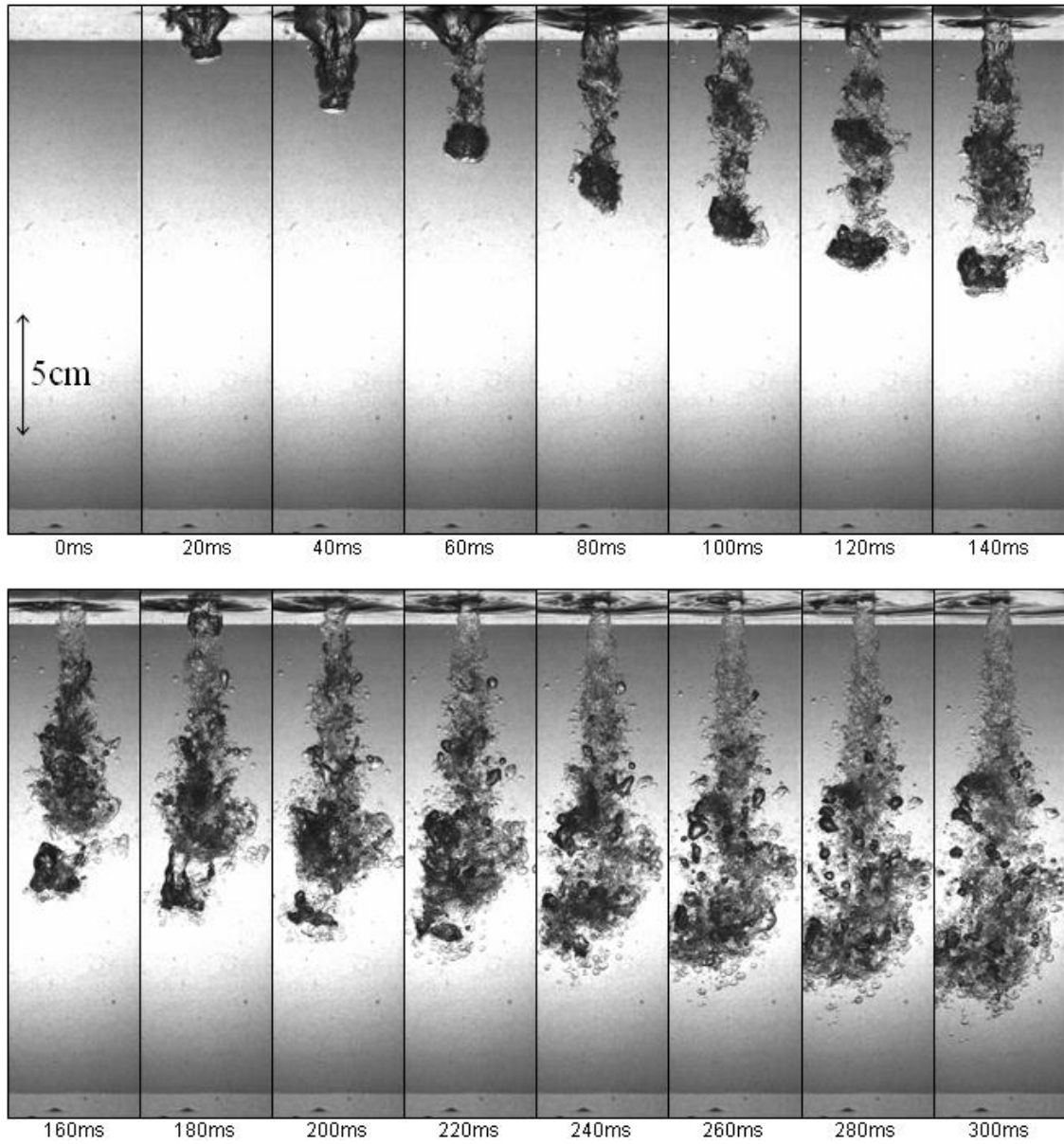


Fig. 4.4 Visual observation of the jet breakup behavior in the present experiments.

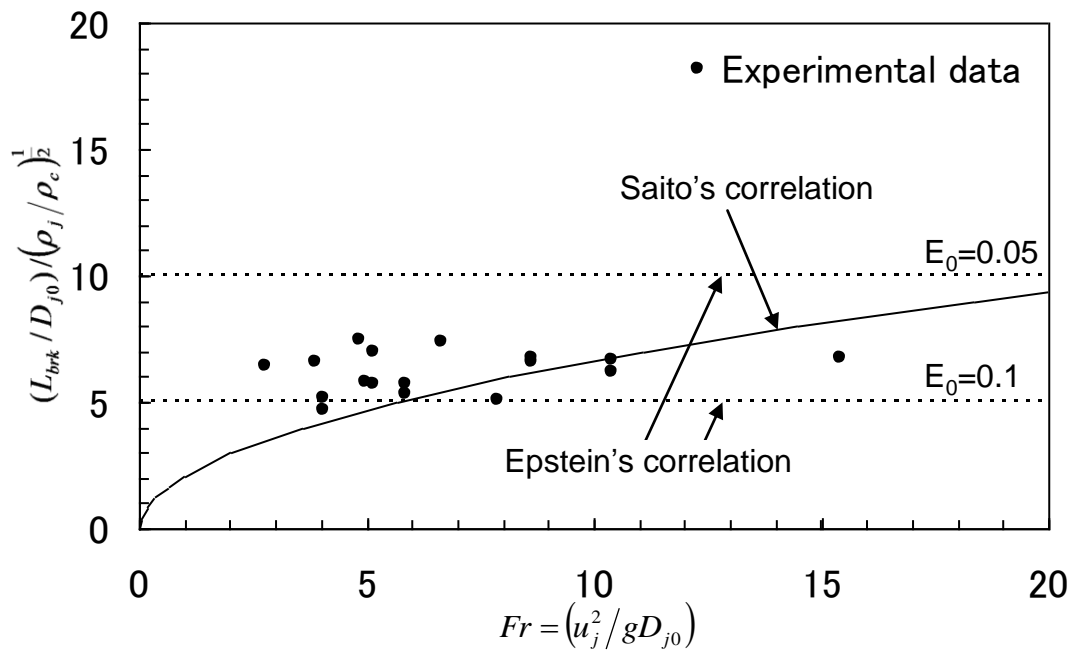


Fig. 4.5 Comparison of the jet breakup length of present experiments with the existing correlations.

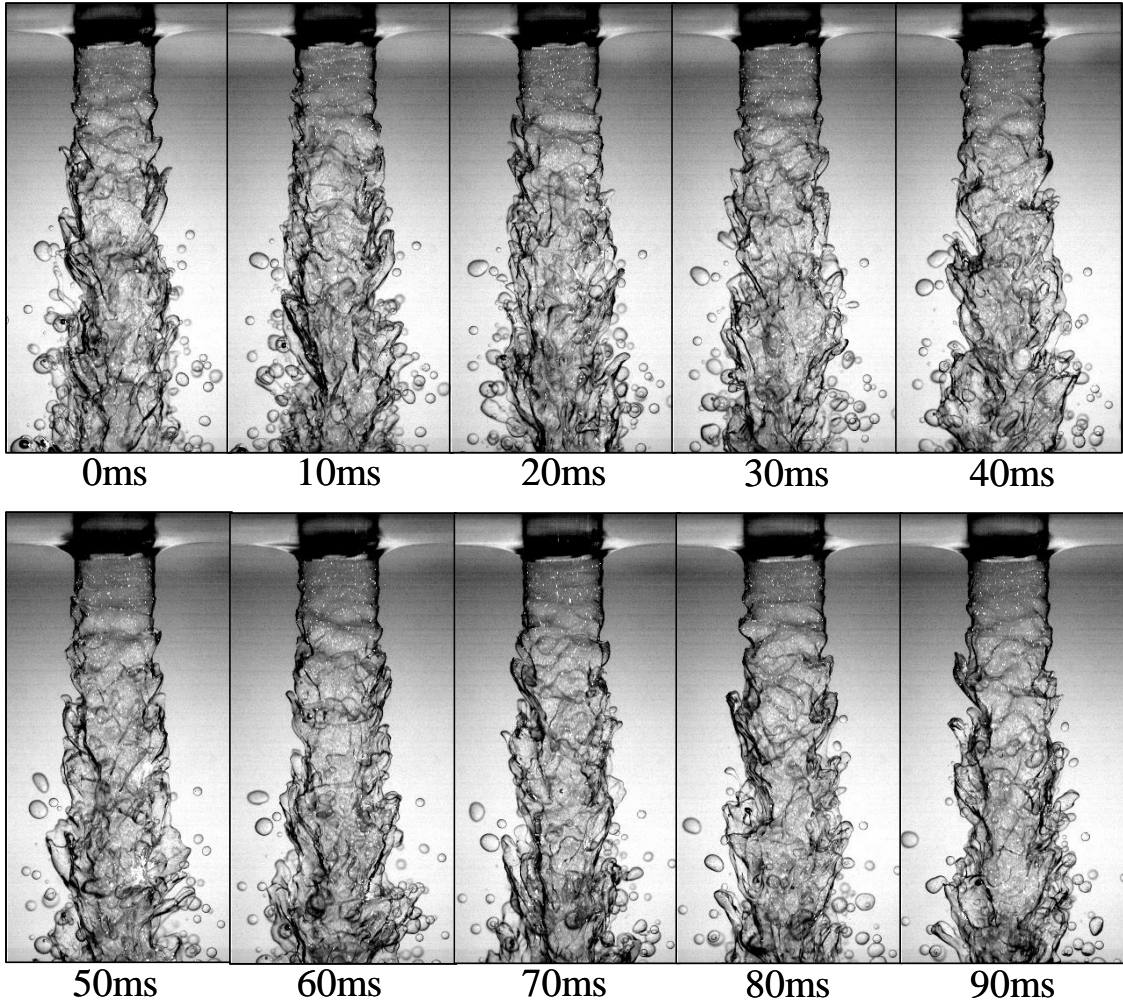
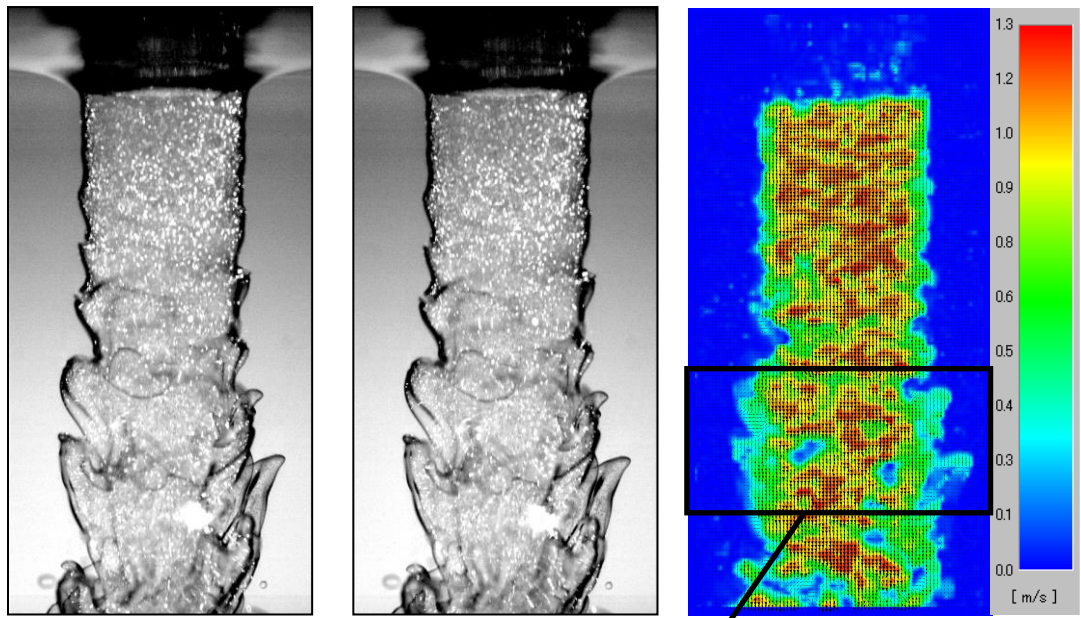


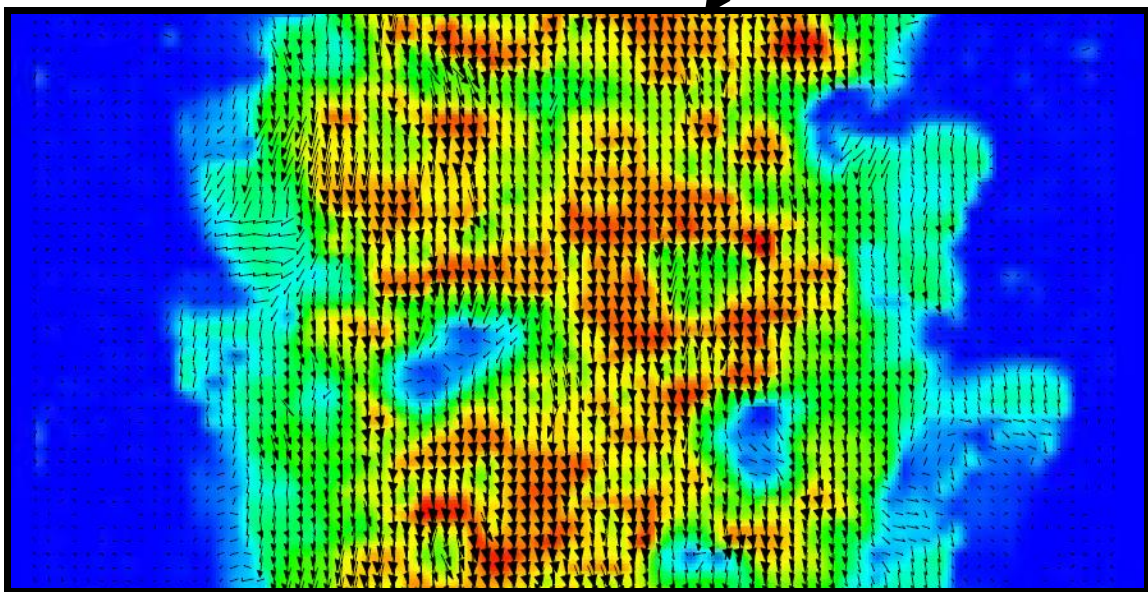
Fig. 4.6 Visual observation of the jet breakup behavior in detail.



(a) First image

(b) Second image

(c) PIV result



10mm

Fig. 4.7 Velocity vector obtained by PIV measurement in a jet.

## 5. 格子ボルツマン法 HCZ モデルを用いたジェットブレイクアップ挙動解析

### 5.1. 目的

第 4 章までの結果から、ジェット界面が不安定化する場合、ジェットブレイクアップの主要因が流体的相互作用となり、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従うと考えられる。しかし、実験では計測技術に限界や実験そのものが難しい領域等があるため、ジェットブレイクアップメカニズムの更なる調査は難しい。そこで本章では、格子ボルツマン法 HCZ モデル<sup>[53][54]</sup>をジェットブレイクアップ挙動に適用・検証し、感度解析を実施することにより実験では得ることが難しい知見を取得することで、流体的相互作用によるジェットブレイクアップメカニズムを明らかにする。そして、既存研究のレビューを踏まえ、実機におけるジェットブレイクアップ挙動についてまとめる。なお感度解析では、Saito の相関式での重要無次元数である Fr 数及び界面不安定に影響を与えられ We 数をパラメータとする。

### 5.2. 格子ボルツマン法 HCZ モデル

二流体間の界面を追跡する代表的な数値計算法としては、VOF (Volume of Fluid) 法<sup>[55]</sup>や Level Set 法<sup>[56]</sup>などがあげられる。しかし、このような手法では、界面形状を識別するための関数を導入する必要がある。また、界面の移動に伴いその形状を再設定する必要もあるため、複雑な界面形状変化の再現が困難である。

一方、二相流体格子ボルツマン法では、相互作用する粒子の分布関数によって流体を表すため、界面形状を相分離計算により決定することができる。特に、密な気体を表すボルツマン方程式 (Enskog 方程式) の離散化に基づく HCZ モデルは、一成分二相流体格子ボルツマン法の他のモデルに比べ仮定が少なく数学的に厳密である。さらに、このモデルは、海老原らによって、Kelvin-Helmholtz 不安定性の再現<sup>[57]</sup>、界面成長に関する流動様式線図の再現<sup>[58]</sup>、液滴発生シミュレーション<sup>[59]</sup>等への適用性が検証されている。これらのことから、ジェットブレイクアップ現象への適用性は有望と考えられる。

### 5.3. 格子ボルツマン法 HCZ モデルのジェットブレイクアップ挙動への適用性検証

格子ボルツマン法 HCZ モデルのジェットブレイクアップ挙動への適用性検証は実験結果との比較により行う。検証に使用する実験は、第 4 章の「ジェット内部可視化実験」であ

り、実験条件としては表 4.3 の No.5 となる。

実験及びシミュレーションにおけるジェットブレイクアップ挙動及びジェット先端位置の比較をそれぞれ図 5.1, 5.2 に、その時の実験とシミュレーションの条件及びジェットブレイクアップ長さの比較を表 5.1 に示す。シミュレーションは実験に比べ Re 数が 1 桁低いが、Fr 数、We 数はオーダーで等しい。シミュレーションのジェットブレイクアップ挙動及びジェット先端位置の変化、ジェットブレイクアップ長さは実験を良く再現しており、これらの結果は、格子ボルツマン法 HCZ モデルがジェットブレイクアップ現象へ適用可能であることを示していると考えられる。これにより、ジェットブレイクアップ現象の定量的な評価が可能となった。なお、Re 数の差異についてであるが、シミュレーション及び実験の We 数は十分に大きく、図 5.1 の通り、ジェット界面は十分に不安定化している。そしてこの不安定化をきっかけに流体的相互作用によるジェットブレイクアップが発生していると考えられ、このことから、結果として Re 数の差異による感度が見られなかったと思われる。

#### 5.4. ジェットブレイクアップシミュレーション解析

表 5.2 にシミュレーションの条件及びジェットブレイクアップ長さの結果を示す。臨界 We 数が 18 であることを考えると、c01~c06 は界面が不安定化する条件であり、c07 は界面が不安定化し難い条件である。

##### 5.4.1. ジェットブレイクアップ長さの感度

図 5.3 は、界面が不安定化する条件（表 5.2 の c01~c06）において、Fr 数をパラメータとし、ジェットブレイクアップ長さの感度を調べた結果であり、横軸は Fr 数、縦軸はジェットブレイクアップ長さの無次元数を示している。ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従う結果となった。一方で、図 5.4 は、界面が不安定化し難い条件（表 5.2 の c07）におけるジェットブレイクアップ挙動とジェット先端位置を示したものである。c07 は計算体系の範囲内でジェットブレイクアップせず、冷却材中を浸入していく結果となり、ジェットブレイクアップ長さは明らかに Epstein の相関式より長くなった。

##### 5.4.2. 界面不安定化とジェットブレイクアップメカニズム

図 5.5(a) 及び(b) は、ジェットブレイクアップ挙動とジェット界面付近の速度分布の関係を示している。解析ケースはそれぞれ表 5.2 の c01 及び c06 である。図 5.5(a) 及び(b) の左図は密度分布を示してあり、右図は速度分布及びジェット界面を示している。また、右図



中のジェット界面は、左図の密度 1.5 と対応している。図 5.5(a) 及び(b) 共に、冷却材中に浸入後、すみやかにジェット側面において界面不安定に伴う波立ちが生じている。さらに波立ちが発生している付近では、ジェット周囲流体も速度分布が生じており、Fr 数の大小に関わらず、ジェット界面付近のエネルギーが周囲流体へ移行しているが明らかである。そして、図 5.5(a) 及び(b) 共に、エネルギーの移行と共に界面付近で微粒化が発生し、ジェットの芯が細くなっている様子が確認できる。なお、図 5.5(a) のジェット先端付近が(b) に比べ流速が速まっているが、これは(a) の Fr 数が(b) に比べ小さいことから、重力の影響によりジェット速度がより速まりやすいためであると考えられ、ジェットの芯の減少には大きな影響を与えていない。

上記より、ジェット界面が不安定化する場合は、Fr 数によらずジェットブレイクアップメカニズムは、Epstein の相関式に従うことが分かった。

### 5.5. 実機におけるジェットブレイクアップ挙動の検討

5.4. 節より、界面が不安定化する場合、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従うこと、そして逆に界面が不安定になり難い場合には、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式よりも長くなるのが数値解析的に明らかになった。図 5.6 は、本研究と既存研究<sup>[6][19][24][25][26][60][61]</sup>で得られたジェットブレイクアップ長さの結果をまとめたものであり、縦軸はジェットブレイクアップ長さの無次元数、横軸は Fr 数を示している。大部分の実験及びシミュレーション結果が Epstein の相関式に従うが、Saito ら、MELT2 及び Moriyama らの実験結果は Epstein の相関式より長い傾向を示した。これら 3 実験が Epstein の相関式より長くなる理由は本研究の知見から推察すると、界面が不安定化し難い何らかの原因があるものと考えられる。図 5.7 は、Moriyama らの実験結果を、横軸にサブクール度とし、整理し直したものである。Moriyama らの実験データは、全体として Epstein の相関式より長い。Moriyama らの実験は  $ZrO_2-Al_2O_3$  (49:51wt%) や USU304+C (5.5wt%) を約 2000K に熱し、水中に落下させた実験であり、溶融ジェットと冷却材の間には、かなり大規模な蒸気相が発生しているものと考えられ、この蒸気相が緩衝材のような役目を果たし、ジェット側面における界面不安定化が妨げられたものと推測される。さらに図 5.7 を詳しく見ると、サブクール度が小さいほどジェットブレイクアップ長さが長くなる傾向が読み取れる。これはサブクール度が小さいほど蒸気相はより大規模になると考えられるため、よりジェット側面での界面不安定化が妨げられたものと考えられる。

一方実機では、第 3 章の図 3.1(b) で示した通り、熱的条件は、均一核生成温度以下かつ安定膜沸騰温度以下であり、また第 3 章の結論から、そのような条件化では熱的相互作用

の影響は支配的でない。さらに第4章の表4.2に示す通り、 $We$ 数は $\sim 24065$ と非常に大きく、界面は不安定化し易いものと想定される。そして、比較の実機条件に近いFARO/TERMOSの実験において、ジェットブレイクアップ長さはEpsteinの相関式に従っている。このことから実機においてもジェットブレイクアップ長さはEpsteinの相関式に従う可能性が高いと判断される。

## 5.6. まとめ

本章では、格子ボルツマン法HCZモデルをジェットブレイクアップ挙動に適用・検証し、実験では得ることが難しい知見を取得すると共に、既存研究のレビューを踏まえ、実機におけるジェットブレイクアップ挙動の検討を行った。そして以下の知見を得た。

- (1) シミュレーションのジェットブレイクアップ挙動及びジェット先端位置の変化、ジェットブレイクアップ長さは実験結果を良く再現しており、格子ボルツマン法HCZモデルのジェットブレイクアップ現象への適用性が検証され、ジェットブレイクアップ現象の定量的な評価が可能となった。
- (2) 界面が不安定化する条件において、 $Fr$ 数をパラメータとし、ジェットブレイクアップ長さの感度を調べた結果、ジェットブレイクアップ長さはEpsteinの相関式に従う結果となった。
- (3) 一方、界面が不安定化し難い条件ではジェットは計算体系内でブレイクアップせず、ジェットブレイクアップ長さはEpsteinの相関式より長くなった。
- (4) ジェットブレイクアップ挙動とジェット界面付近の速度分布の関係から、ジェット界面が不安定化する場合、 $Fr$ 数に依存することなく、ジェットブレイクアップの主要因は流体的相互作用であることを確認した。
- (5) 上記(1)-(4)より、ジェット界面が不安定化する場合、ジェットブレイクアップの主要因は流体的相互作用となり、 $Fr$ 数に依存することなく、ジェットブレイクアップ長さはEpsteinの相関式に従うことを確認した。
- (6) 既存の実験結果の多くがEpsteinの相関式に従う一方で、ジェット界面の不安定化が妨げられる条件の実験では、ジェットブレイクアップ長さは、Epsteinの相関式より長くなる傾向が示唆された。
- (7) 実機条件では、界面が不安定化し易いものと想定されることから、ジェットブレイクアップ長さはEpsteinの相関式に従う可能性が高いと判断される。



Table 5.1 Condition and results of the experiment and the numerical simulation.

	Experiment	Numerical simulation
$Fr^{1/2}(=u_{j0}^2/gD_{j0})^{1/2}$	1.66	1.98
$Re(=u_{j0}D_{j0}/\nu_j)$	6341	744
$We(=u_{j0}^2\rho_jD_{j0}/\sigma_j)$	309	162
$(L_{brk}/D_{j0})/(\rho_j/\rho_c)^{1/2}$	7.68	9.12

Table 5.2 Condition and results of sensitivity analysis.

	c01	c02	c03	c04	c05	c06	c07
$Fr^{1/2}(=u_{j0}^2/gD_{j0})^{1/2}$	1.98	3.96	5.50	5.55	8.54	54.00	4.69
$Re(=u_{j0}D_{j0}/\nu_j)$	744	672	660	666	648	648	744
$We(=u_{j0}^2\rho_jD_{j0}/\sigma_j)$	162	133	128	130	117	123	15
$(L_{brk}/D_{j0})/(\rho_j/\rho_c)^{1/2}$	9.12	10.25	10.36	12.41	9.30	12.59	N/A

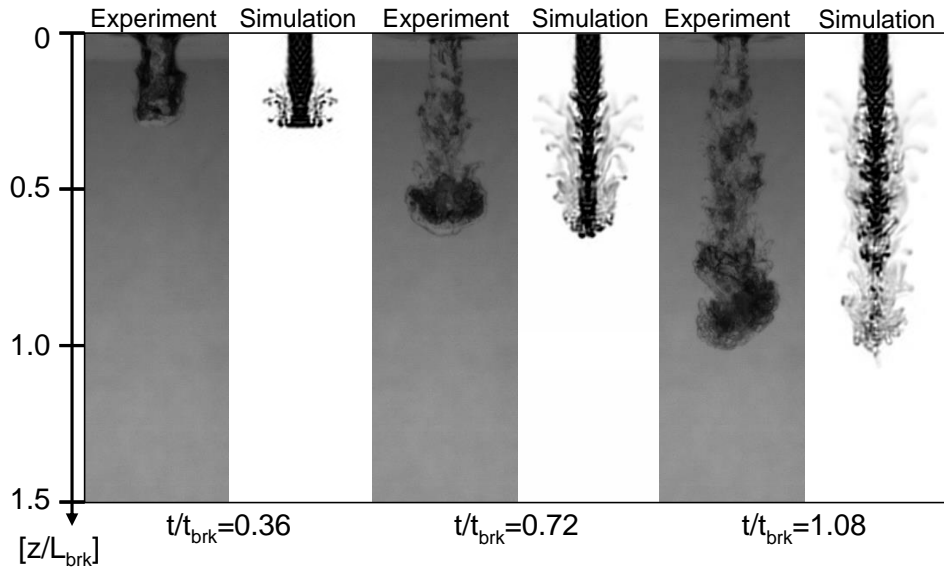


Fig. 5.1 Comparison of jet breakup behavior between experiment and numerical simulation.

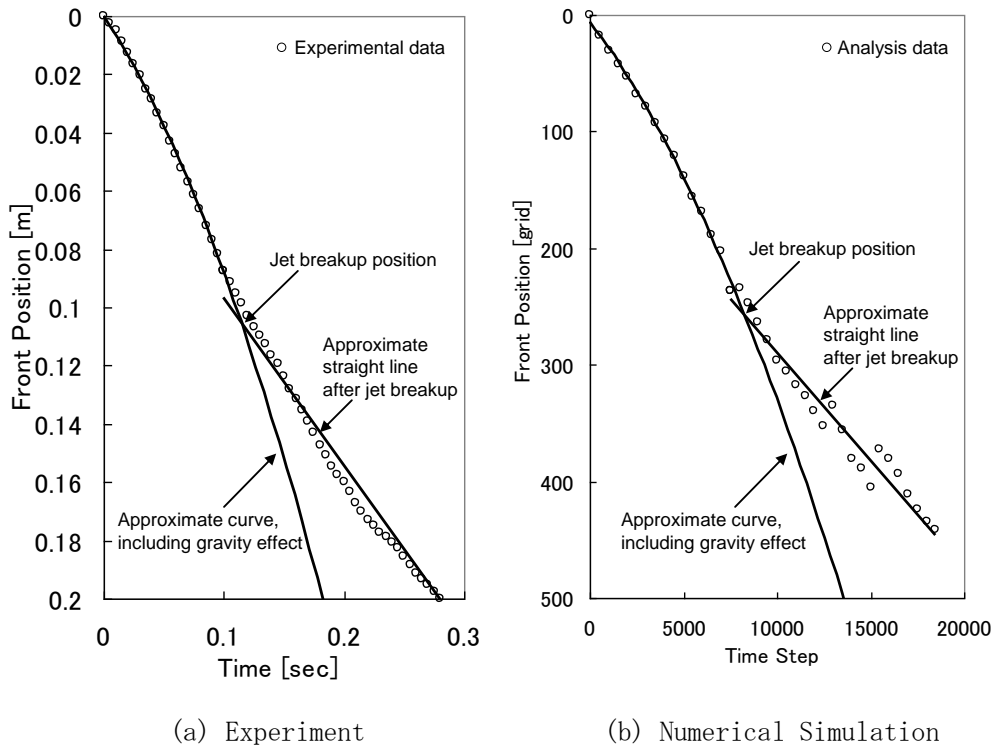


Fig. 5.2 Comparison of the jet front location between the experiment and the numerical simulation.

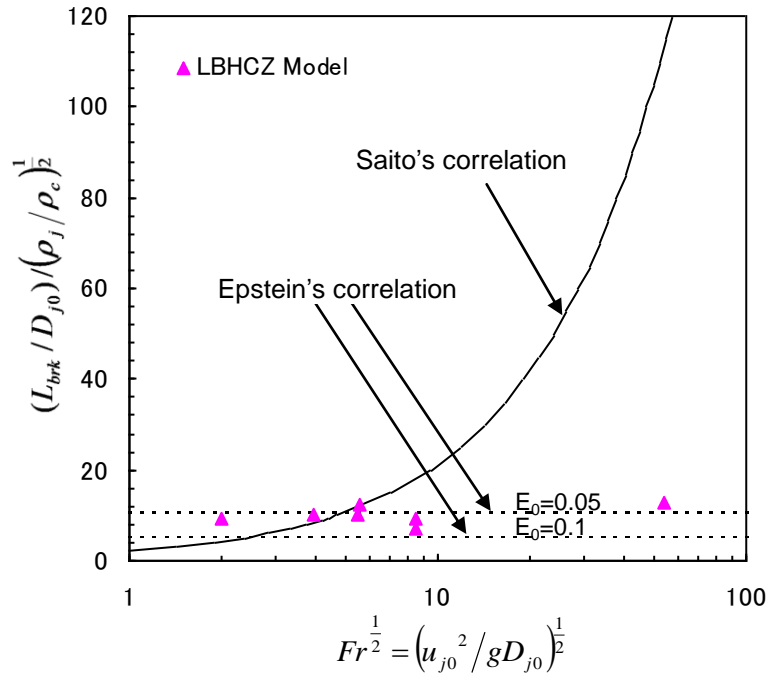


Fig. 5.3 Influence of Froude number on jet breakup length under the condition that the jet interface is unstable ( $We =$  about  $120 \sim 160$ ).

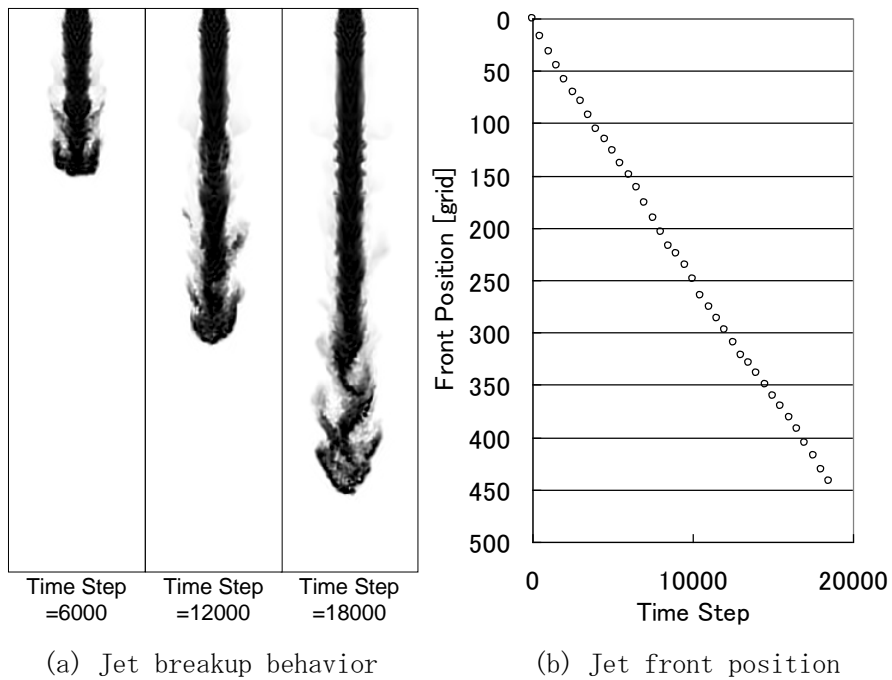


Fig. 5.4 Jet breakup behavior under the condition that the jet side interface is hard to unstable ( $We =$  about  $15$ ).

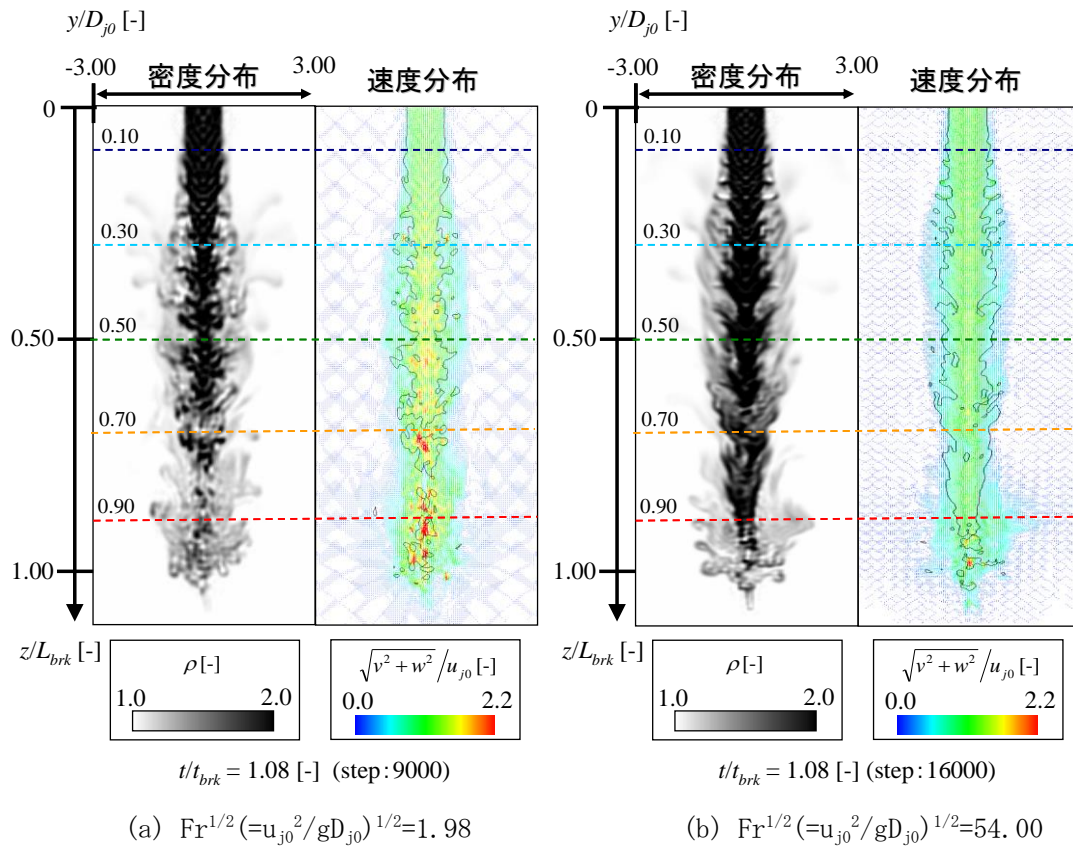


Fig. 5.5 Relation between jet breakup behavior and flow velocity distribution about jet interface.

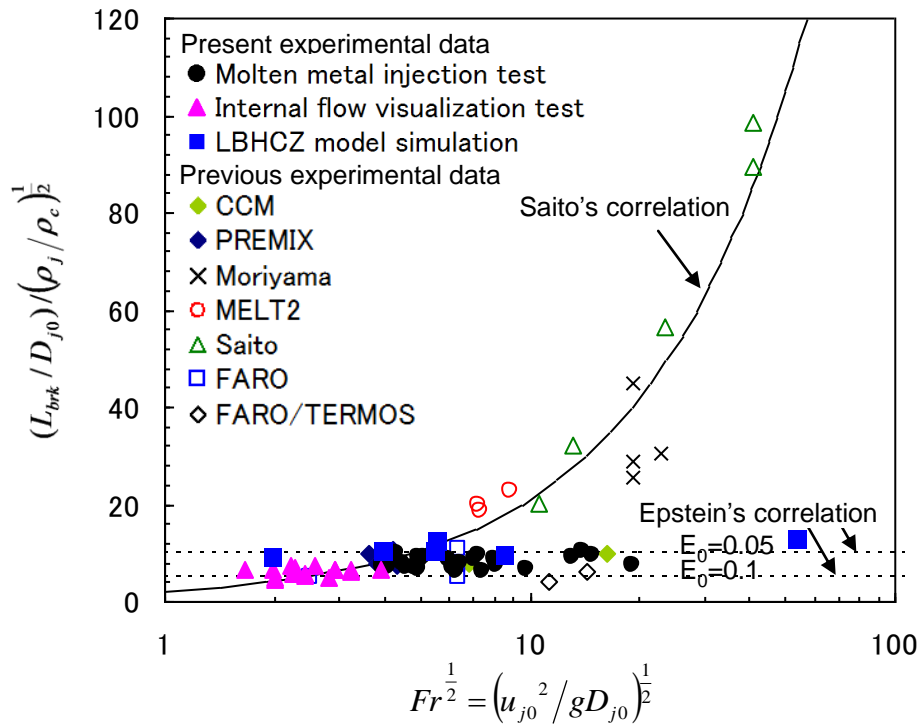


Fig. 5.6 Comparison of the present experimental data with the previous experimental data for jet breakup length.

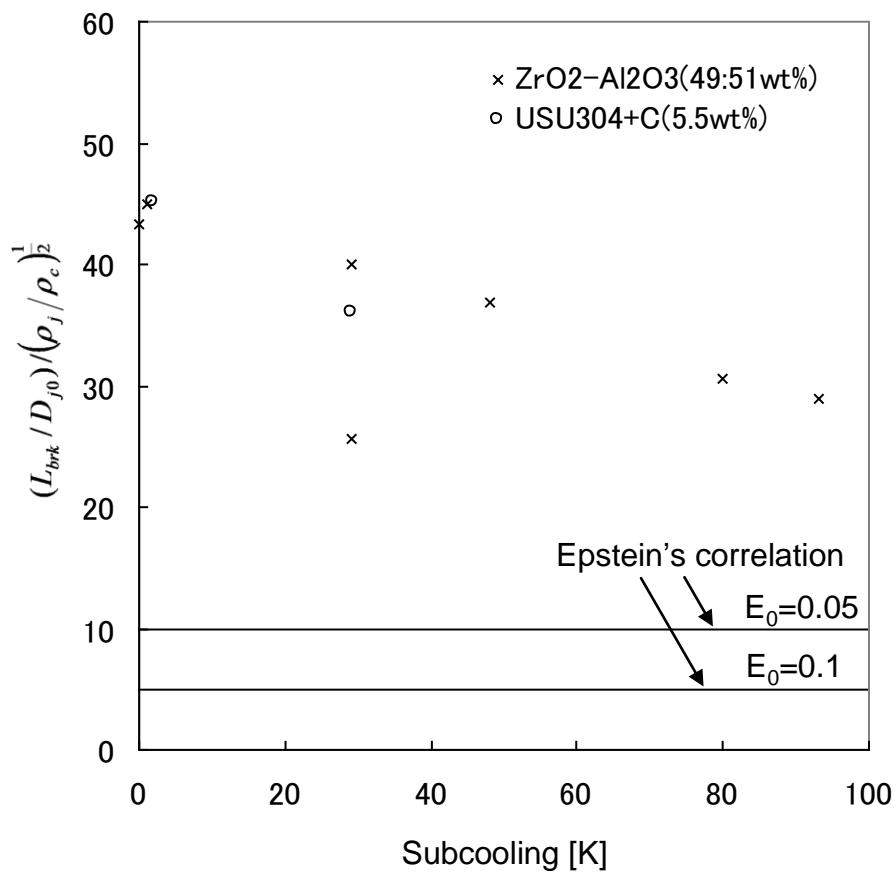


Fig. 5.7 Influence of subcooling on the jet breakup length for Moriyama's experimental data.

## 6. 溶融燃料ジェットのカエンチ挙動解析

### 6.1. 目的

本章では、第 5 章までの実験・数値シミュレーション及び既存研究の成果を基に、溶融燃料ジェットのカエンチ挙動評価モデルを構築し、実機条件において感度解析を実施することにより、実機における溶融燃料ジェットのカエンチ可能性を検討する。

### 6.2. 構築モデルの概要

本研究で構築した溶融燃料ジェットのカエンチ挙動解析モデルの概要について説明する。構築に際しては、日本原子力研究所で開発している FCI 粗混合過程解析コード JASMINE-pre<sup>[62][63][64]</sup>を参考にした。モデルの概要図を図 6.1 に、モデル概要を以下に示す。詳細は添付 B を参照のこと。

- ①溶融ジェット直径は水深に対して線形的に減少する。
- ②ジェット表面から発生した粒子は仮定された直径を持ち、発生した直後から終端速度で沈降する。
- ③粒子の冷却速度を沸騰およびふく射伝熱を考慮して求め、固化に要する時間を求める。ふく射熱伝達係数を Stefan-Boltzmann の式<sup>[65]</sup>を用いて求め、沸騰熱伝達係数は Liu-Theofanous の式<sup>[66]</sup>を用い、両者を Bromley の方法<sup>[67]</sup>に基づいて合成する。
- ④ジェットが水面に到達してから、ジェット径が水中でなくなる長さ（ジェットブレイクアップ長さ）に達するまでの初期非定常過程では、ジェットの形状（深さと直径の関係）は定常状態と等しく、先端位置がジェット速度にしたがって進行する。（ジェットの形状は円錐台となる）。
- ⑤ある深さのジェット表面から発生する粒子は冷却されながら沈降し、そのうちプールの底に到達していないものが計算領域内に存在する。

### 6.3. 実機条件における感度解析

構築したモデルを用いて、実機条件にて「生成フラグメント径」「フラグメント冷却に関する熱伝達係数」「ジェットブレイクアップ長さ」の感度解析を実施する。

#### 6.3.1. 解析条件

解析条件を表 6.1, 6.2, 6.3 に示す。ベースとなるジェットブレイクアップ長さは、第 5 章までの結果を踏まえ、Epstein の相関式で算出することとした。ベースとなる生成フラグ

メント径は臨界 We 数理論により算出した。第 3 章の結果では、生成フラグメントの質量メジアン径は、臨界 We 数理論と Kelvin-Helmholtz の最不安定波長に沿う形となっていたが、安全性を考慮し、より径の大きな臨界 We 数理論を用いることにした。なお、ベースとなる生成フラグメント径とジェット速度の関係は図 6.2 の通りである。

### 6.3.2. 解析結果

解析結果を図 6.3, 6.4, 6.5 に示す。図 6.3 より、「生成フラグメント径」の感度解析では、ミキシング領域において、フラグメント径が大きいほど熔融燃料の割合がやや多くなっているが、堆積物への影響はほとんど見られず、生成フラグメント径の違いによる感度は小さい結果となった。図 6.4 より、「フラグメント冷却に関する熱伝達係数」の感度解析では、ミキシング領域において、熱伝達係数を 0.1 倍とした場合に熔融燃料の割合がやや多くなったが、堆積物への影響はほとんど見られず、フラグメント熱伝達の感度は小さい結果となった。一方、図 6.5 より、「ジェットブレイクアップ長さ」の感度解析では、ミキシング領域だけでなく、堆積物にも大きな影響が見られ、ジェットブレイクアップ長さの感度は大きい結果となった。

### 6.4. 実機における熔融燃料ジェットのクエンチ可能性

6.3.2. 節より、実機における熔融燃料ジェットのクエンチ可能性に対しては、ジェットブレイクアップ長さが最も重要なパラメータであることが分かった。また、第 5 章までの検討から、実機ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従う可能性が高いと判断されている。図 6.6 は実機条件(射出径 55mm)において、Epstein の相関式に基づくジェットブレイクアップ長さを評価した結果である。縦軸はジェットブレイクアップ長さ、横軸は剥ぎ取り係数  $E_0$  を示している。

$E_0^2$  は周囲流体の運動エネルギーが、ジェットの微粒化エネルギーにどれだけ変換されたかの割合を表す。すなわち、 $E_0$  が大きければ、ブレイクアップ長さは短くなり、 $E_0$  が小さいとブレイクアップ長さは長くなる。そして、基礎式から考察すると、ジェットにかかるせん断力の強さは、抵抗係数と接触面積で決まることから、接触面積が増加する場合、つまり界面が不安定化する場合に  $E_0$  は大きくなると考えられる。Epstein らによる  $E_0$  の推奨値は、0.05-0.1 であり、これは、エネルギー変換率からすると 0.25%-0.1%程度に過ぎない。

5.5. 節で述べた通り、実機では We 数は~24065 (第 4 章の表 4.2) と非常に大きく、界面は不安定化し易いものと想定され、熱的にも激しい蒸気膜が生成されるようなことは考えにくい (第 3 章の図 3.1)。つまり、実機では、ジェットと冷却材の接触面積は増大しやす



く、流体的相互作用がジェットブレイクアップの支配因子となり、 $E_0$ の値は比較的大きいものと考えられる。そして仮に $E_0$ の値がEpsteinの推奨値の下限である0.05であったとしても、図6.6よりジェットブレイクアップ長さは2m以下となる。すなわち炉心領域底からコアキャッチャまでの距離を3m程度確保することで、十分にクエンチできることが示唆される。

## 6.5. まとめ

第5章までの実験・数値シミュレーション及び既存研究の成果を基に、溶融燃料ジェットのクエンチ挙動解析モデルを構築し、実機条件において感度解析を実施し、実機設計において注目すべき現象を明らかにすると共に、実機における溶融燃料ジェットのクエンチ可能性について検討し、以下の知見を得た。

- (1) 溶融燃料ジェットの冷却材中におけるクエンチ挙動に対し、「生成フラグメント径」「フラグメント冷却に関する熱伝達係数」の感度はほとんど見られない。
- (2) 溶融燃料ジェットの冷却材中におけるクエンチ挙動に対し、「ジェットブレイクアップ長さ」の感度は大きい。
- (3) 実機における溶融燃料ジェットのクエンチ可能性検討の結果、炉心領域底からコアキャッチャまでの距離を3m程度確保することで、十分にクエンチできることが示唆された。

Table 6.1 Sensitivity analysis condition about the generation fragment diameters.

MOX 燃料温度	3300K		
ナトリウム温度	668K		
ジェット径	55mm		
プール深さ	1.0m		
ジェット速度	5.0m/s		
生成フラグメント径	193 $\mu$ m	386 $\mu$ m	772 $\mu$ m
熱伝達係数への乗数	1.0		
ジェットブレイクアップ長さ	1.16m		

Table 6.2 Sensitivity analysis condition about the heat transfer coefficient.

MOX 燃料温度	3300K		
ナトリウム温度	668K		
ジェット径	55mm		
プール深さ	1.0m		
ジェット速度	5.0m/s		
生成フラグメント径	386 $\mu$ m		
熱伝達係数への乗数	0.1	1.0	10.0
ジェットブレイクアップ長さ	1.16m		

Table 6.3 Sensitivity analysis condition about the jet breakup length.

MOX 燃料温度	3300K		
ナトリウム温度	668K		
ジェット径	55mm		
プール深さ	1.0m		
ジェット速度	5.0m/s		
生成フラグメント径	386 $\mu$ m		
熱伝達係数への乗数	1.0		
ジェットブレイクアップ長さ	0.582m	1.16m	2.33m

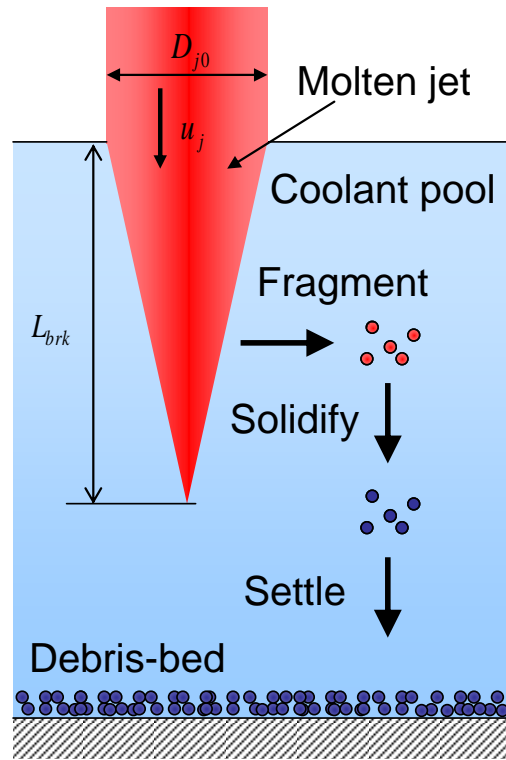


Fig. 6.1 Schematic diagram of evaluation model of molten material jet quenching in coolant.

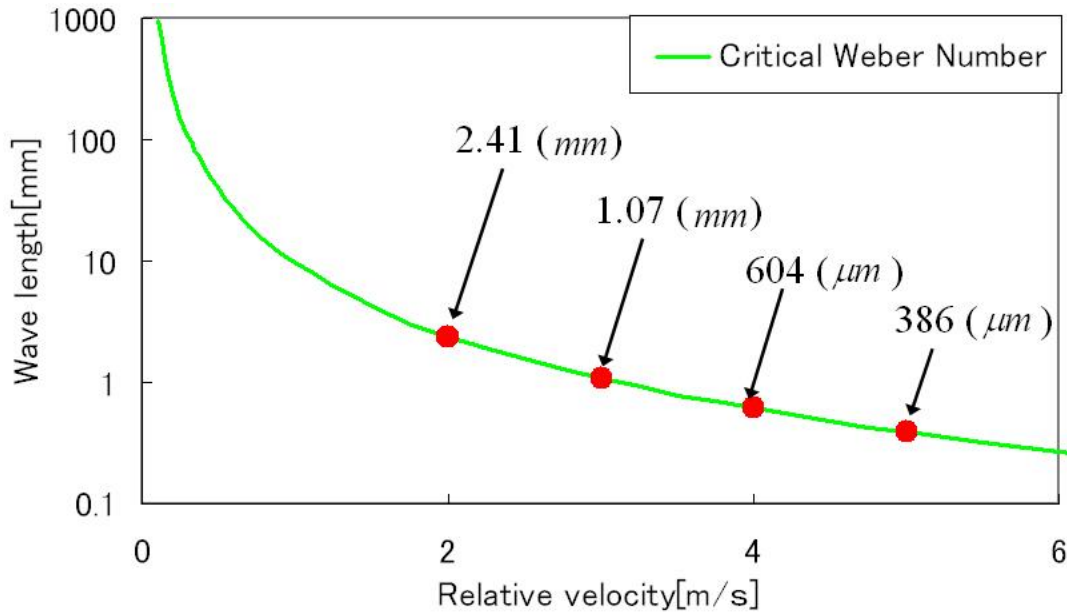
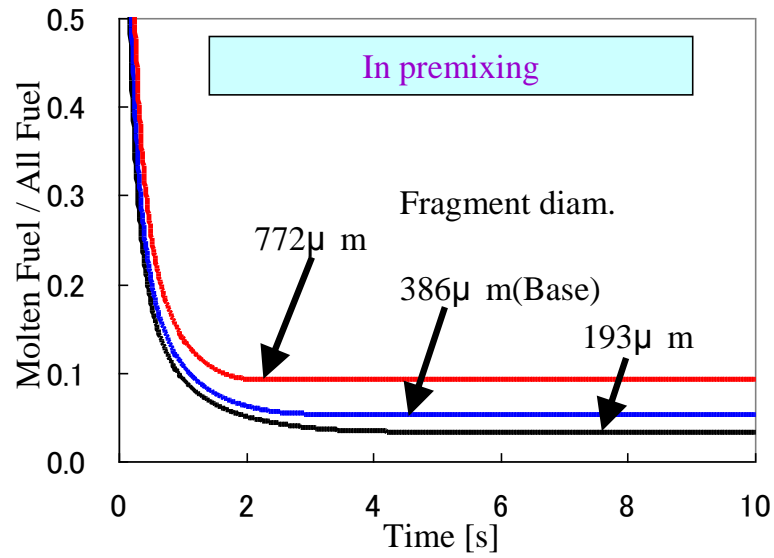
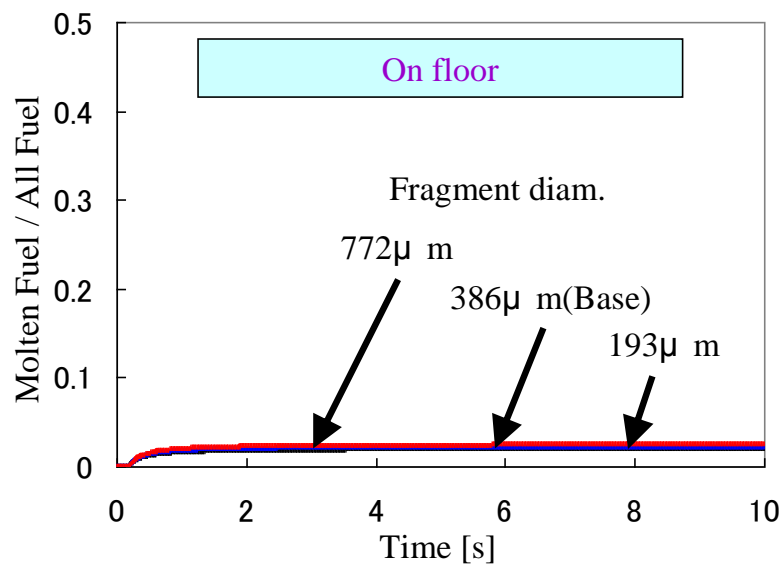


Fig. 6.2 Relation fragment diameter and jet velocity with critical Weber number.

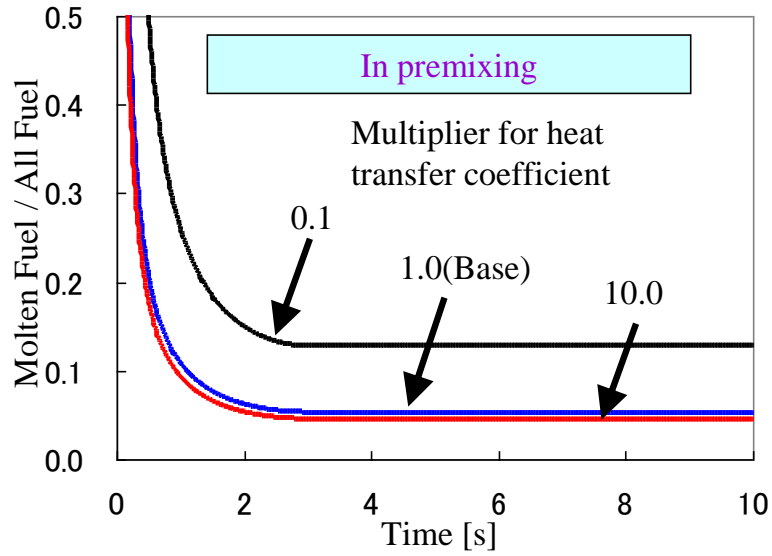


(a) Melt ration in premixing

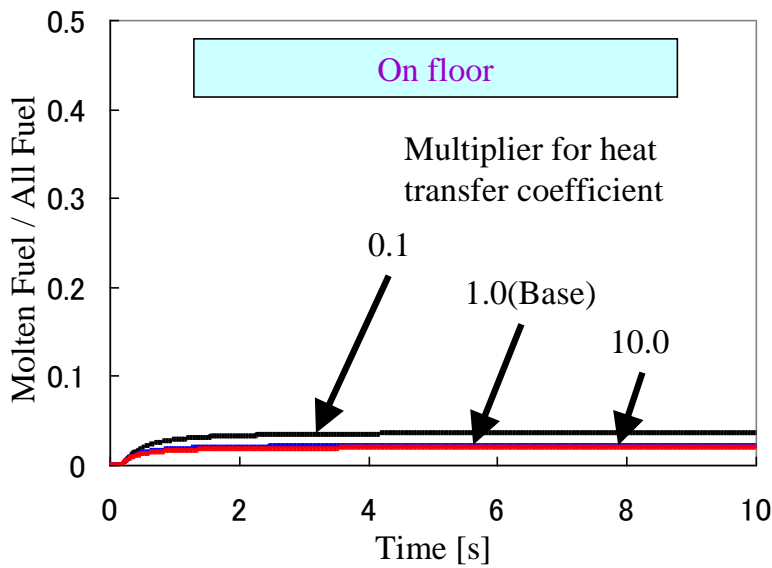


(b) Arrival ration in molten state on floor

Fig. 6.3 Sensitivity analysis results about the generation fragment diameters.

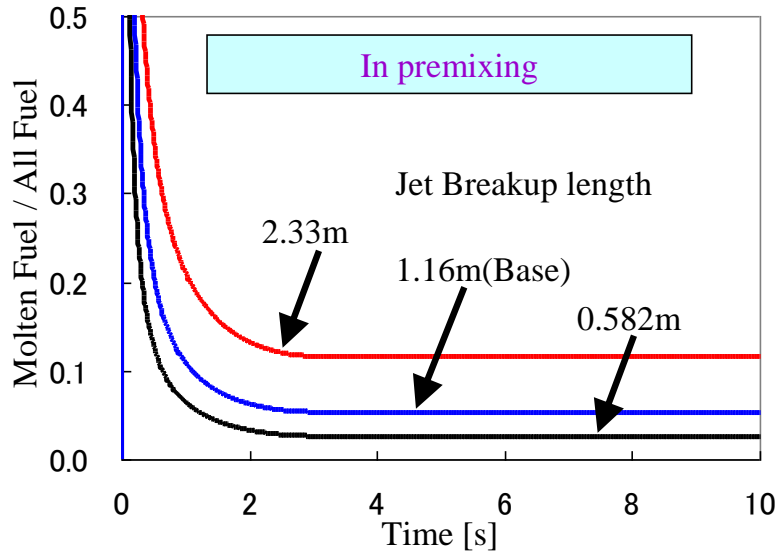


(a) Melt ration in premixing

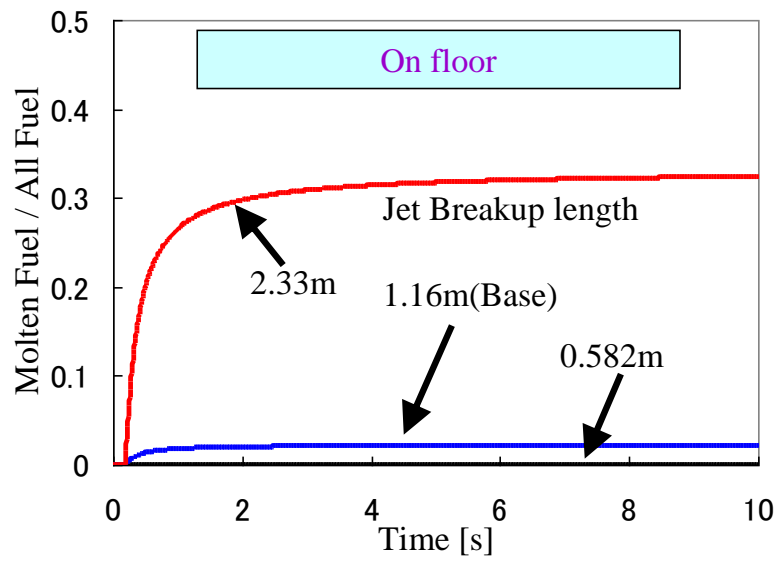


(b) Arrival ration in molten state on floor

Fig. 6.4 Sensitivity analysis results about the heat transfer coefficient.



(a) Melt ration in premixing



(b) Arrival ration in molten state on floor

Fig. 6.5 Sensitivity analysis results about the jet breakup length.

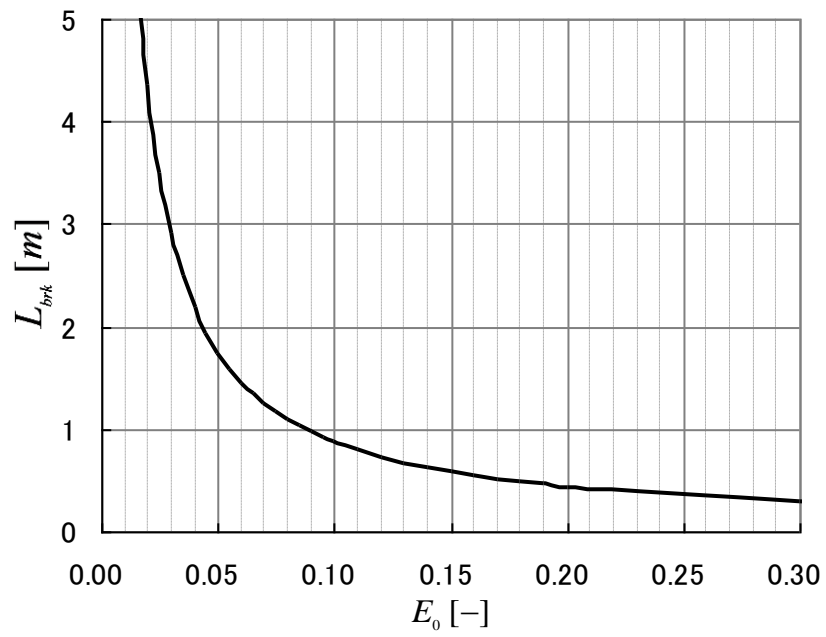


Fig. 6.6 Relation between jet breakup length and  $E_0$  for jet initial diameter = 55mm under actual condition.



## 7. デブリベッド冷却挙動解析

### 7.1. 目的

第6章までは、「溶融燃料ジェットのカエンチ挙動」について述べてきた。図7.1に次世代ナトリウム高速炉における炉停止失敗事象(ATWS)後の炉心損傷事象(CDA)の炉内終息(IVR)イメージを記載する。第1章で述べたように、CDAの事故後冷却(PAHR)においては、「溶融燃料ジェットのカエンチ挙動」及び「デブリベッド冷却挙動」が重要となる。つまり、溶融ジェットのカエンチに成功したとしても、コアキャッチャに堆積するデブリベッドを長期間安定的に冷却することに成功しなければ、PAHRの達成とはならない。本章では、「デブリベッド冷却挙動」を対象とし、ロバスト性の高い新たな評価モデルの構築を行う。そして構築したモデルを用いて、感度解析を行い、ロバスト性の観点から構築モデルの有用性を明らかにする。

図7.2にナトリウム冷却高速炉のCDAの際に想定されるデブリベッド内での流動の概念図を示す。中心部に沸騰領域があり、その上下にサブクール領域がある。沸騰領域流動は複雑であり、液は上下のサブクール領域から沸騰中心に向かって流れ込み、逆に蒸気は沸騰中心から上下サブクール領域へ噴出する。このため、より広範囲なシナリオに対応するためには、沸騰領域において、層流、乱流、毛管力、重力を考慮し、沸騰時のデブリベッド温度と飽和度の関係が、実験結果に依存しないモデルとすることが求められる。

### 7.2. 基礎式

サブクール領域では等価熱伝導率とエネルギー保存則によりベッド内の温度分布を算出する。一方、沸騰領域ではエネルギー保存則に加え、運動量保存則及び質量保存則を解く事により、蒸気による熱移行も考慮する。基礎式のノードの考え方は図7.3に示す。

#### 7.2.1. サブクール領域

等価熱伝導率によりエネルギー保存則を定義すると下記となる。なお、等価熱伝導率はナトリウムとデブリを単一物質であると考え、等価的に算出する伝導率のことである。詳細は2.2.節(1)に記載してある。

$$\rho_{DB} C_{p_{DB}} \frac{dT_{DB}}{dt} = Q + Nu \cdot k_{DB} \frac{d^2 T_{DB}}{dz^2} \quad (7.1)$$

### 7.2.2. 沸騰領域

等価熱伝導率及び気液移流を考慮し、見かけ流速を用いてエネルギー保存則を定義すると下記となる。

$$\rho_{DB} C p_{DB} \frac{dT_{DB}}{dt} = Q + s \cdot k_{DB} \frac{d^2 T_{DB}}{dz^2} - \rho_v C p_v T_{DB} \frac{dV_v}{dz} - \rho_l C p_l T_{DB} \frac{dV_l}{dz} \quad (7.2)$$

式 (7.2) の右辺第二項の  $s$  は飽和度であり、デブリベッドの空孔部における液相の割合を示す。空孔部がすべて液相で満たされている状態が ( $s=1$ )、気相で満たされている状態が ( $s=0$ ) となる。

液相・気相に対して、乱流、層流、重力を考慮し、見かけ流速を用いて運動量保存則を定義すると下記となる。

$$\frac{\rho_l}{\varepsilon s} \frac{dV_l}{dt} = - \left( \frac{\rho_l}{\eta \eta_l} |V_l| + \frac{\mu_l}{KK_l} \right) V_l - \frac{dP_l}{dz} + \rho_l g \quad (7.3)$$

$$\frac{\rho_v}{\varepsilon(1-s)} \frac{dV_v}{dt} = - \left( \frac{\rho_v}{\eta \eta_v} |V_v| + \frac{\mu_v}{KK_v} \right) V_v - \frac{dP_v}{dz} + \rho_v g \quad (7.4)$$

ここで、気液の圧力差は毛管力として下記のように定義される。

$$P_c = P_v - P_l \quad (7.5)$$

また、沸騰領域における蒸気は飽和状態にあるとすると、以下の関係式が成り立つ。

$$P_v = P_0 + \frac{dP_{sat}}{dT} \Big|_{T=T_{sat}(P_0)} (T_v - T_{sat}(P_0)) \quad (7.6)$$

ここで、熱平衡の仮定 ( $T_v = T_{DB}$ ) から、

$$P_v = P_0 + \frac{dP_{sat}}{dT} \Big|_{T=T_{sat}(P_0)} (T_{DB} - T_{sat}(P_0)) \quad (7.7)$$

となる。

質量保存則は見かけ流速を用いて下記のように定義される。

$$\varepsilon(\rho_l - \rho_v) \frac{ds}{dt} = -\rho_v \frac{dV_v}{dz} - \rho_l \frac{dV_l}{dz} \quad (7.8)$$

### 7.3. 沸騰領域のモデル構築

7.2.2. 節で記載した基礎式から、沸騰領域におけるモデルを構築する。

式 (7.2) 及び式 (7.8) より

$$\rho_{DB} C p_{DB} \frac{dT_{DB}}{dt} = Q + s \cdot k_{DB} \frac{d^2 T_{DB}}{dz^2} - \rho_v h_v \frac{dV_v}{dz} + C p_l T_{DB} \varepsilon(\rho_l - \rho_v) \frac{ds}{dt} \quad (7.9)$$

式 (7.3), 式 (7.4) 及び式 (7.5) より

$$\begin{aligned} \frac{\rho_v}{\varepsilon(1-s)} \frac{dV_v}{dt} - \frac{\rho_l}{\varepsilon s} \frac{dV_l}{dt} = & - \left( \frac{\rho_v}{\eta\eta_v} |V_v| + \frac{\mu_v}{KK_v} \right) V_v \\ & + \left( \frac{\rho_l}{\eta\eta_l} |V_l| + \frac{\mu_l}{KK_l} \right) V_l - \frac{dP_c}{dz} + (\rho_v - \rho_l)g \end{aligned} \quad (7.10)$$

ここで, ベッド温度と毛管力の関係について検討する. 毛管力は式 (7.5) で表されるが, ここでは以下のように近似することとした.

$$P_c \cong P_v - P_0 \quad (7.11)$$

すると,

$$P_c = \frac{dP_{sat}}{dT} \Big|_{T=T_{sat}(P_0)} (T_{DB} - T_{sat}(P_0)) \quad (7.12)$$

となり, 温度と飽和度の実験結果に依存することなく導くことが可能となる.

沸騰状態では, 常に  $P_0 > P_l$  であることを考えると, 式 (7.11) により, 毛管力は実現象より過少に評価され, 気液流動が弱まると想定されることから, 沸騰領域におけるベッド温度を過大側に評価することとなる. そのため, これがどの程度の影響があるのか検証する必要がある. そこで, 式 (7.12) を用いる場合と, そうでない場合とで, 運動量保存則がどのように変わるかを比較することとした.

式 (7.12) を式 (7.10) に代入すると,

$$\begin{aligned} \frac{\rho_v}{\varepsilon(1-s)} \frac{dV_v}{dt} - \frac{\rho_l}{\varepsilon s} \frac{dV_l}{dt} = & - \left( \frac{\rho_v}{\eta\eta_v} |V_v| V_v - \frac{\rho_l}{\eta\eta_l} |V_l| V_l \right) - \left( \frac{\mu_v}{KK_v} V_v - \frac{\mu_l}{KK_l} V_l \right) \\ & - \frac{dP_{sat}}{dT} \Big|_{T=T_{sat}(P_0)} \frac{d(T_{DB} - T_{sat}(P_0))}{dz} + (\rho_v - \rho_l)g \end{aligned} \quad (7.13)$$

となる. 一方, 式 (7.12) を用いない場合では, 式 (7.7) を式 (7.4) に代入すると

$$\frac{\rho_v}{\varepsilon(1-s)} \frac{dV_v}{dt} = - \frac{\rho_v}{\eta\eta_v} |V_v| V_v - \frac{\mu_v}{KK_v} V_v - \frac{dP_{sat}}{dT} \Big|_{T=T_{sat}(P_0)} \frac{d(T_{DB} - T_{sat}(P_0))}{dz} + (\rho_v - \rho_l)g \quad (7.14)$$

となる. 式 (7.13) 及び式 (7.14) の比較により, その差異は, 流動損失の乱流成分及び層流成分に現れることが分かる. そこで, 式 (7.13) 及び式 (7.14) の乱流及び層流成分における流動損失の比較を行うこととする. 図 7.4 がその結果であり, 式 (7.13) 及び式 (7.14) の流動損失の乱流成分と層流成分の比を示している. 図 7.4 から, 式 (7.13) では, 低飽和度領域での流動が, 流動抵抗の増加により, 式 (7.14) と比較して弱まることが分かる. つまり, 式 (7.11) の影響が現れるのは, 低飽和度領域となる. しかし, 低飽和度領域は, 沸騰中心付近であるため, 見かけ流速は遅い. よって, 式 (7.11) の影響は定性

的には限定的であると想定される．式 (7.11) の妥当性は，実機相当の試験を用いて 7.4. 節で検証する．

次に，飽和度  $s$  の時間変化は式 (7.12) より，以下のように表すことができる．

$$\frac{ds}{dt} = \frac{ds}{dP_c} \frac{dP_{sat}}{dT} \Big|_{T=T_{sat}(P_0)} \frac{dT_{DB}}{dt} \quad (7.15)$$

沸騰状態であることを考えると

$$dT_{DB}/dt \cong 0 \quad (7.16)$$

であり，また，式 (7.15) の係数は小さいので，

$$ds/dt \cong 0 \quad (7.17)$$

となる．このことより，式 (7.8) 及び式 (7.9) はそれぞれ，以下のようになる．

$$\rho_v V_v + \rho_l V_l = 0 \quad (7.18)$$

$$\rho_{DB} C_p \frac{dT_{DB}}{dt} = Q + s \cdot k_{DB} \frac{d^2 T_{DB}}{dz^2} - \rho_v h_v \frac{dV_v}{dz} \quad (7.19)$$

ここで，式 (7.12) 及び式 (7.18) を式 (7.10) に適用すると，

$$\left( \frac{1}{\varepsilon(1-s)s} \right) \rho_v \frac{dV_v}{dt} = - \left( \frac{\mu_v}{K_v} + \frac{\mu_l \rho_v}{K_l \rho_l} \right) \frac{V_v}{K} - \left( \frac{1}{\eta_v} + \frac{1}{\eta_l} \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \frac{\rho_v}{\eta} |V_v| V_v + (\rho_v - \rho_l) g - \frac{dP_{sat}}{dT} \Big|_{T=T_{sat}(P_0)} \frac{dT_{DB} - dT_{sat}(P_0)}{dz} \quad (7.20)$$

式 (7.19) 及び式 (7.20) を解くことにより，沸騰領域におけるベッド温度を予測することが可能となる．

#### 7.4. 検証解析

構築モデルの妥当性を検証するために，米国 Sandia 国立研究所の原子炉 ACRR にて行われた D10 試験<sup>[33]</sup>を用いて試験検証解析を行った．D10 試験はナトリウム冷却高速炉のデブリベッド冷却を模擬した試験であり，テスト部は，原子炉 ACRR の炉心内に設置してある．デブリベッドには  $UO_2$  燃料が用いられ，核加熱が可能となっており，冷却材には実機同様にナトリウムが用いられている．試験はデブリベッドの過渡挙動を調査するために，試験中に出力を変化させ，さらに下面冷却を行っている．表 7.1 に D10 試験の実験条件をまとめた．テスト部内の概念図及び温度計測位置を図 7.5 に示す．今回の試験検証解析の対象は，図 7.6 に示すように，出力を徐々に上げていき，未沸騰状態から沸騰状態，そしてドライアウトに至るまでの試験 (BR1, BR2, BR3, IPD1) としている．図 7.6 にはベッド出力以外に，試験及び解析結果の沸騰開始及びドライアウトの時刻を記載している．図 7.6 に示す結果

より、ドライアウト時刻の解析結果は試験より若干早い結果となったものの、ほぼ同程度の時刻を与えており、デブリベッド発熱密度も試験と解析で等しい。図 7.7 は、解析で得られた温度分布と試験結果の比較を示している。解析結果は、沸騰開始からドライアウト近傍までのベッド温度分布を精度良く再現した。図 7.8 は、解析結果の飽和度分布を示している。発熱密度の上昇と共に沸騰領域が拡大し、飽和度が低下していく様子を解析により表すことができた。なお、本モデルの検討対象はベッド内挙動であることから、解析では、ベッド上面及び下面に境界条件として熱流束を与え、ベッド上面及び下面付近の温度が試験結果を再現するようにしている。

ここで、式 (7.11) の妥当性を検証する。7.4 節の検討から、式 (7.11) がベッド温度分布の予測精度へ与える影響は定性的には限定的であると想定された。ここでは、定量的に影響を評価する。図 7.9 はドライアウト直前(18 時 45 分)の沸騰領域におけるベッド温度上昇の幅 ( $s=1$  の飽和温度基準) を示している。ドライアウト直前の低飽和度領域であっても、気液流動に伴うベッド温度上昇は、気相流動に起因する上昇が支配的となっており、式 (7.11) がベッド温度分布の予測精度へ与える影響はドライアウト直前の低飽和度領域でも最大で数°C 程度であった。このことから、構築モデルの実機相当条件での妥当性が確認された。

## 7.5. 乱流及び重力の影響感度解析

構築モデルを用いて、デブリベッド粒子径を変化させ、乱流及び重力の影響を感度解析により評価する。解析条件を表 7.2 に示す。デブリベッド粒子径は、200  $\mu\text{m}$  (Case-1)、500  $\mu\text{m}$  (Case-2) を想定する。表 7.3 は、解析モデルを示している。式 (7.20) において、右辺の第 1 項は層流に伴う圧力損失の項、第 2 項は乱流に伴う圧力損失の項、第 3 項は重力項、第 4 項は毛管力項である。Model-1 は層流に伴う圧力損失の項、毛管力項を考慮し、乱流に伴う圧力損失の項、重力項は無視している。Model-2 は層流に伴う圧力損失の項、乱流に伴う圧力損失の項、毛管力項を考慮し、重力項は無視している。Model-3 は層流に伴う圧力損失の項、乱流に伴う圧力損失の項、重力項、毛管力項のすべてを考慮している。

Case-1 (200  $\mu\text{m}$ ) の解析結果を図 7.10 に示す。粒径 200  $\mu\text{m}$  のベッドでは、Model-1 と Model-2 の結果が重なっている。Model-1 と Model-2 の差は乱流項の有無の差であることから、乱流項の影響がほとんどないことがわかる。Model-3 の結果と Model-2 の結果は若干異なり、Model-3 の温度及び圧力の分布は Model-2 よりも若干鉛直上向き方向に移動している。Model-2 と Model-3 の違いは重力項の有無であり、Model-3 では重力が考慮されているため、浮力により蒸気が鉛直向きに移動しやすくなっている。このことにより Model-3 の結果と

Model-2 の結果に差異が生まれたと考えられる。

Case-2 (500  $\mu\text{m}$ ) の解析結果を図 7.11 に示す。粒径 500  $\mu\text{m}$  のベッドでは、粒径 200  $\mu\text{m}$  のベッド同様に Model-1 と Model-2 の結果が重なり、乱流の影響は見られなかった。一方、Model-3 の結果と Model-2 の結果を比較すると、結果は大きく異なった。Model-3 の温度及び圧力の分布は Model-2 よりも鉛直上向き方向に大きく移動している。このことから、粒径 500  $\mu\text{m}$  のベッドでは、重力の影響が粒径 200  $\mu\text{m}$  のベッドより強いことが分かる。これは、粒子径が大きくなると毛管力は小さくなることから、重力の影響が相対的に強くなったためであると考えられる。

上記モデル感度解析より、比較的大きな粒子径で形成されたデブリベッドでは、重力の影響は無視できず、本研究で構築したモデルの有用性が明らかになった。

## 7.6. まとめ

ナトリウム冷却高速炉向けにロバスト性の高いデブリベッド冷却挙動解析モデルの構築を行い、以下の知見を得た。

- (1) ロバスト性を高めるために、構築モデルでは、基礎式において、層流、乱流、毛管力、重力を考慮した。また、毛管力の定義に近似式を用いることで、ベッド温度と飽和度の関係を実験結果に依存せずに導いた。
- (2) 米国 Sandia 国立研究所の ACRR 炉にて行われた D10 試験を用いて試験検証解析を行ったところ、沸騰開始からドライアウト近傍までのベッド温度分布を精度良く再現した。ドライアウト時刻の解析結果は、試験より若干早い結果となったものの、ほぼ同程度の時刻を与え、デブリベッド発熱密度も試験と解析で等しくなり、構築モデルの実機相当条件での妥当性を確認した。
- (3) 構築したモデルを用いて、感度解析を行ったところ、比較的大きな粒子径で形成されたデブリベッドでは、重力の影響は無視できず、本研究で構築したモデルの有用性が明らかになった。

Table 7.1 Experimental conditions in the ACCR-D10 experiment.

Items	Data
Diameter of debris-bed [mm]	102
Height of debris-bed [mm]	160
Mass of debris-bed [g]	8143
Total Volume of debris-bed [cm <sup>3</sup> ]	1280
Porosity of debris-bed [%]	38
Average diameter of debris particles [mm]	0.173

Table 7.2 Sensitivity analysis conditions.

Items	Case-1	Case-2
Height of debris-bed [mm]	160	160
Porosity of debris-bed [%]	38	38
Average diameter of debris particles [ $\mu\text{m}$ ]	200	500
Debris-bed power [MW/m <sup>3</sup> ]	0.8	1.5
Initial debris-bed temperature [K]	973	973
Coolant temperature [K]	973	973
Top heat transfer coefficient [W/(m <sup>2</sup> K)]	$1.0 \times 10^6$	$1.0 \times 10^6$
Bottom heat transfer coefficient [W/(m <sup>2</sup> K)]	400	400

Table 7.3 Sensitivity analysis model.

Items	Model-1	Model-2	Model-3
Laminar	INCLUDE	INCLUDE	INCLUDE
Turbulent	IGNORE	INCLUDE	INCLUDE
Gravitational force	IGNORE	IGNORE	INCLUDE
Capillary force	INCLUDE	INCLUDE	INCLUDE



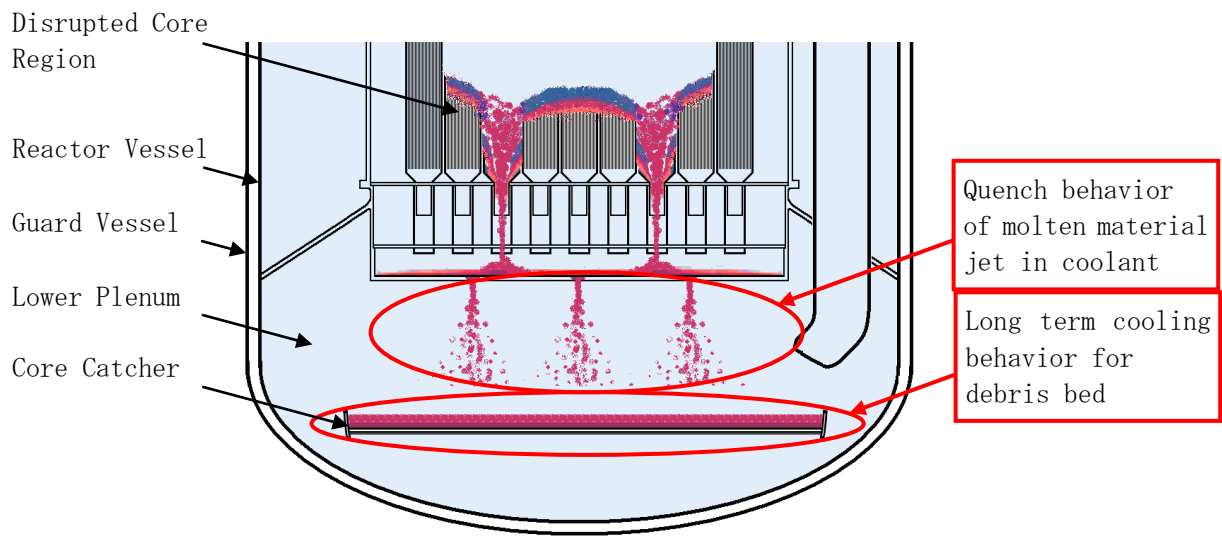
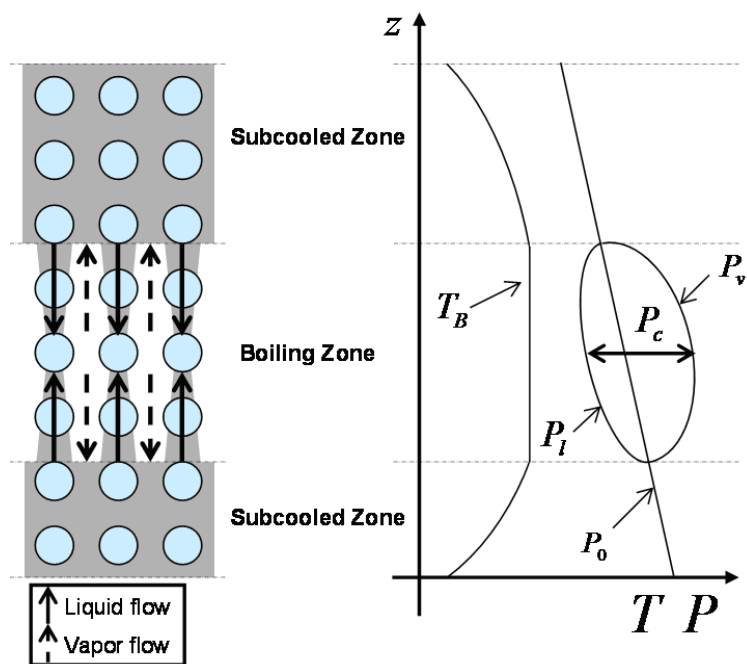


Fig. 7.1 IVR image for sodium-cooled fast reactor.



(a) Flow view (b) Temperature and Pressure distribution

Fig. 7.2 Schematic diagram of thermal-hydraulics in debris-bed.

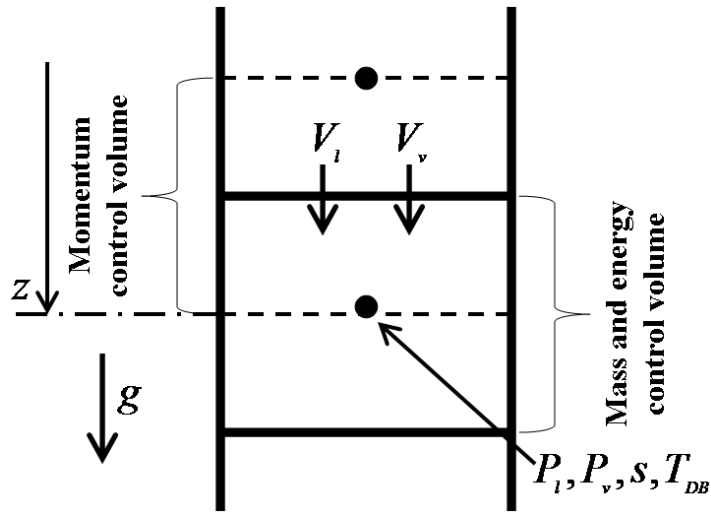


Fig. 7.3 Nodalization schematic diagram of basic equation.

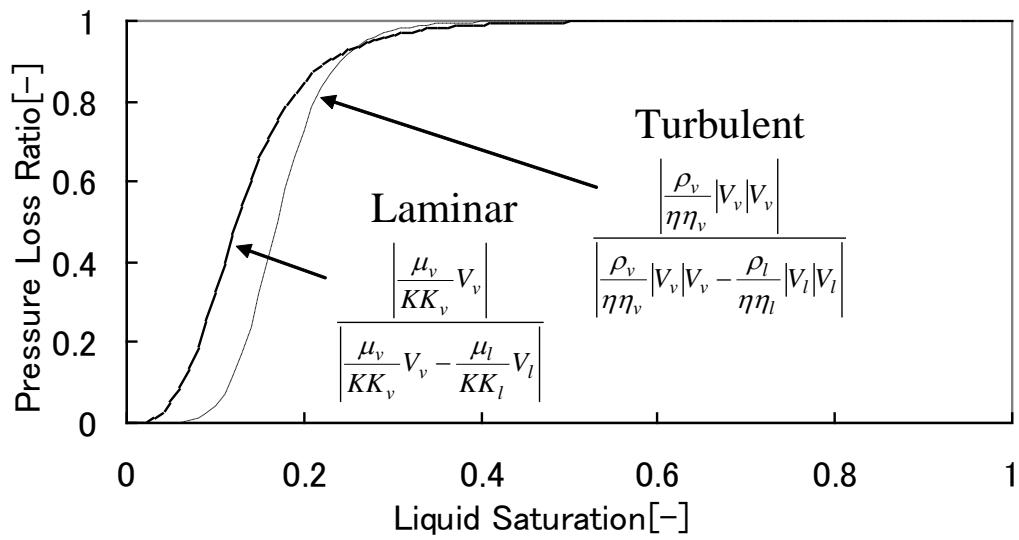


Fig. 7.4 Ratio of vapor flow pressure loss to liquid and vapor flow pressure loss.

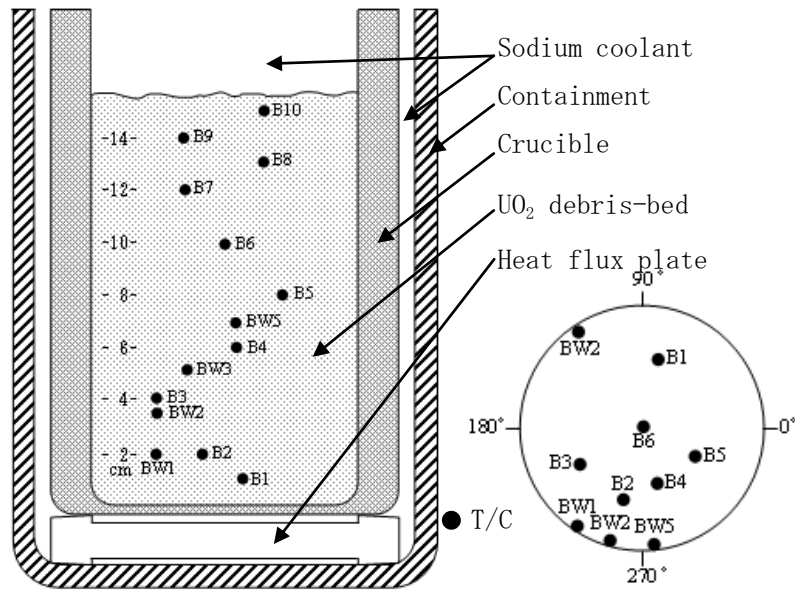


Fig. 7.5 Schematic diagram of the ACRR-D10 experiment and instrumentation layout of thermocouples<sup>[33]</sup>.

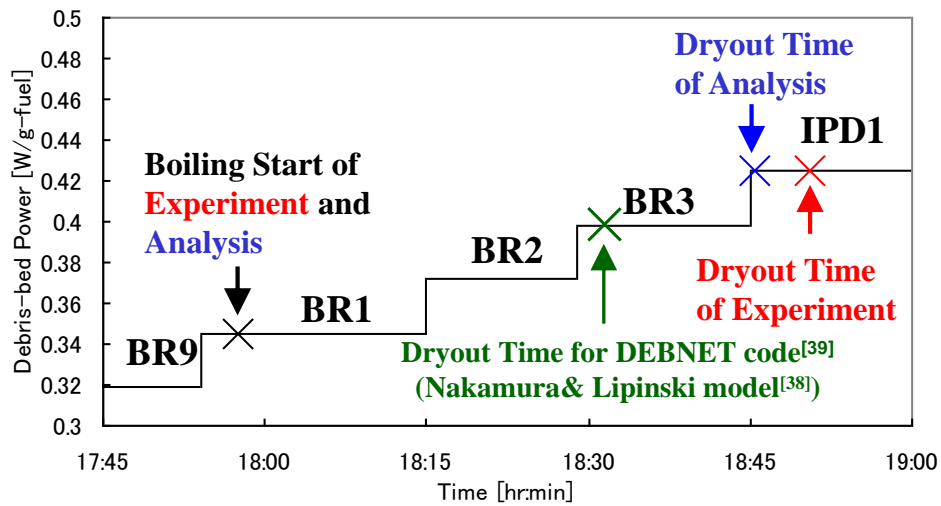


Fig. 7.6 Comparison of event timing between analysis and ACRR-D10 experiment.

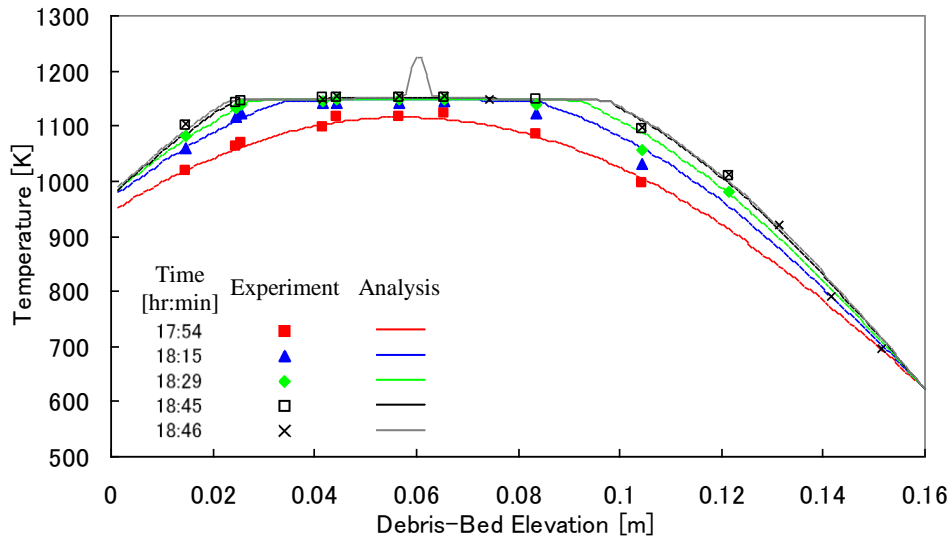


Fig. 7.7 Comparison of debris-bed temperature distribution between analysis and ACRR-D10 experiment.

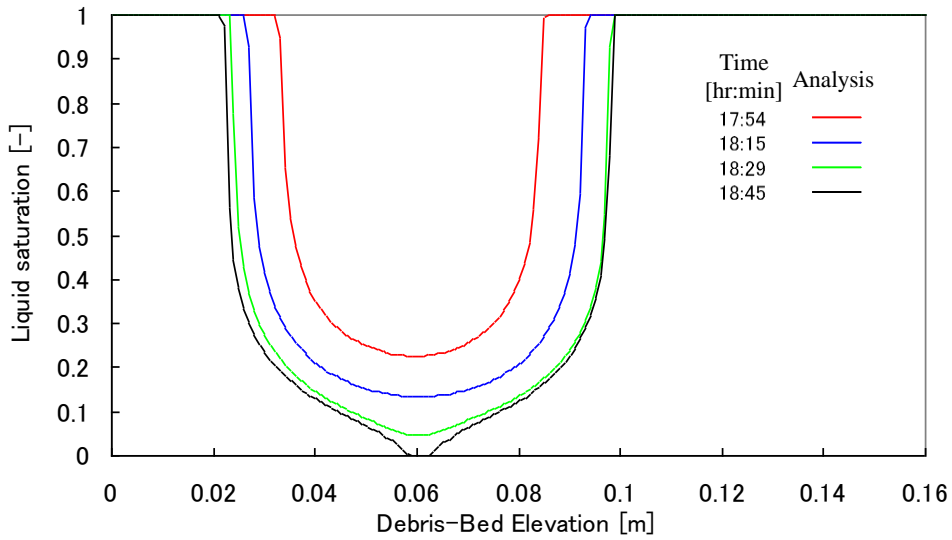


Fig. 7.8 Liquid saturation distribution for analysis.

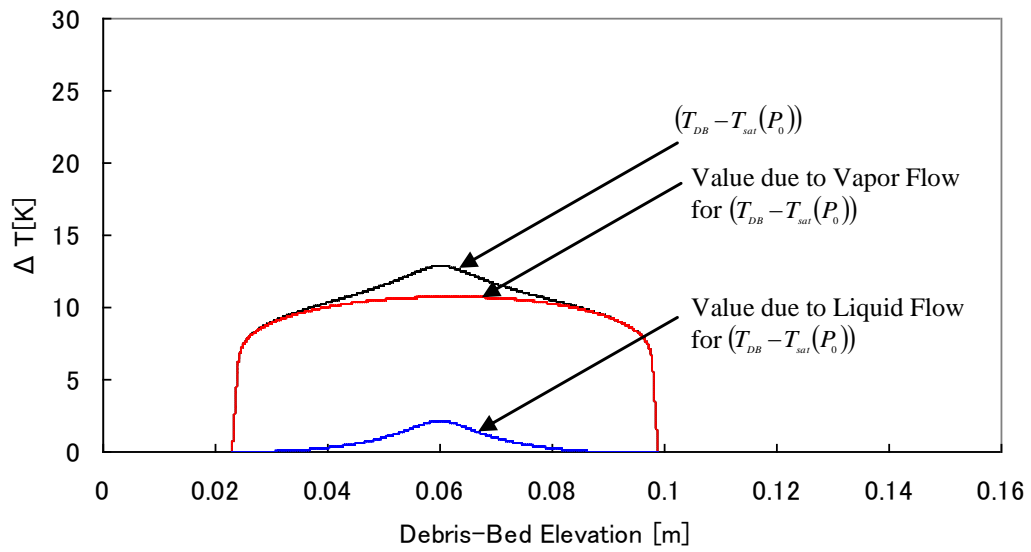
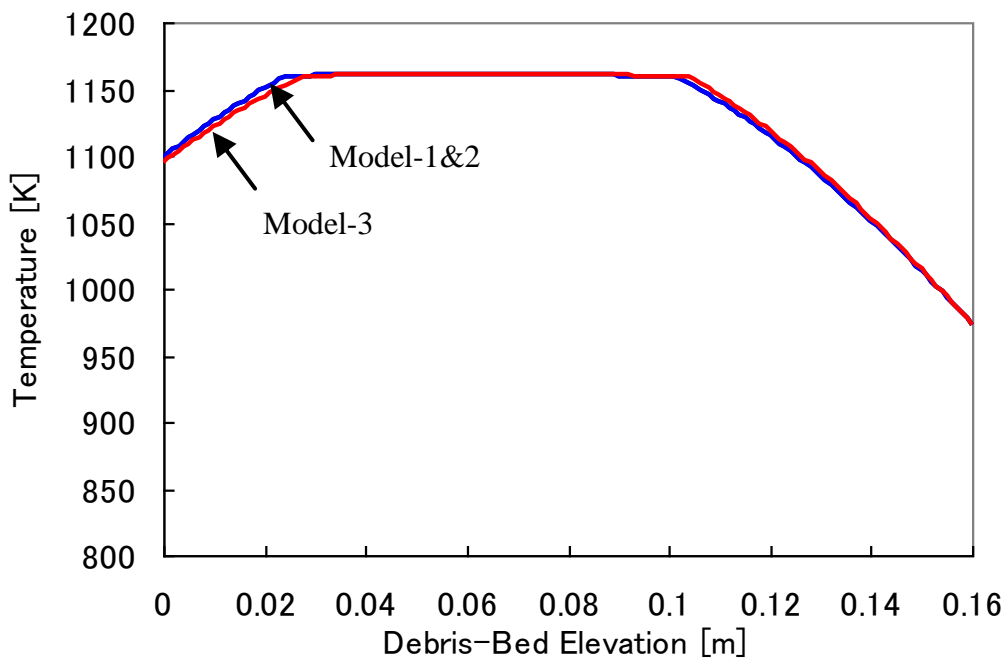
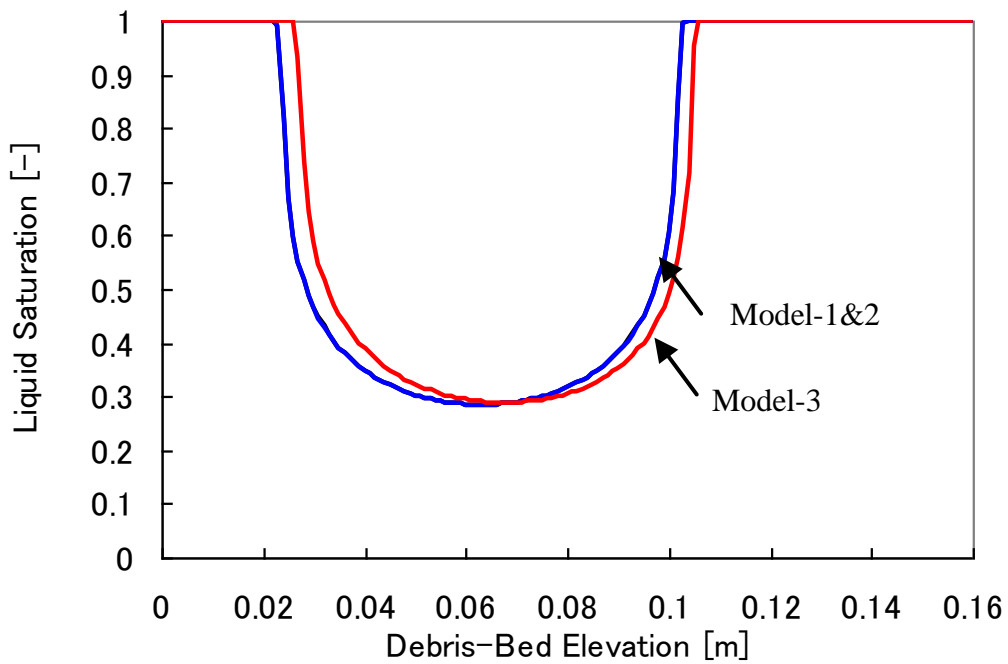


Fig. 7.9 Differential temperature distribution from saturation temperature under  $s=1$  condition during boiling zone just before dryout time (18:45) for analysis.

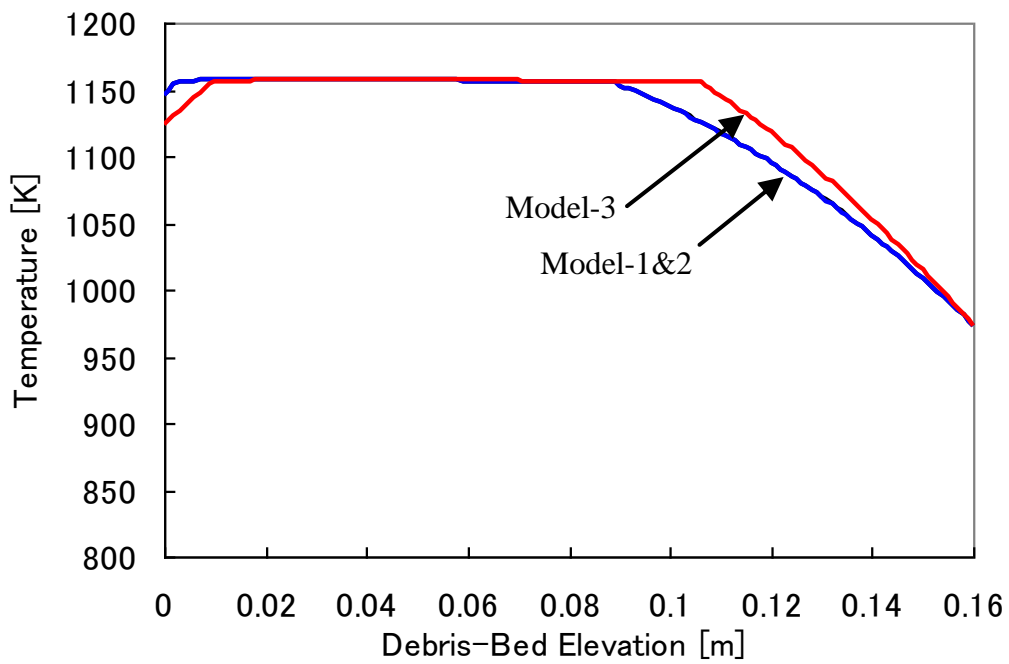


(a) Temperature distribution

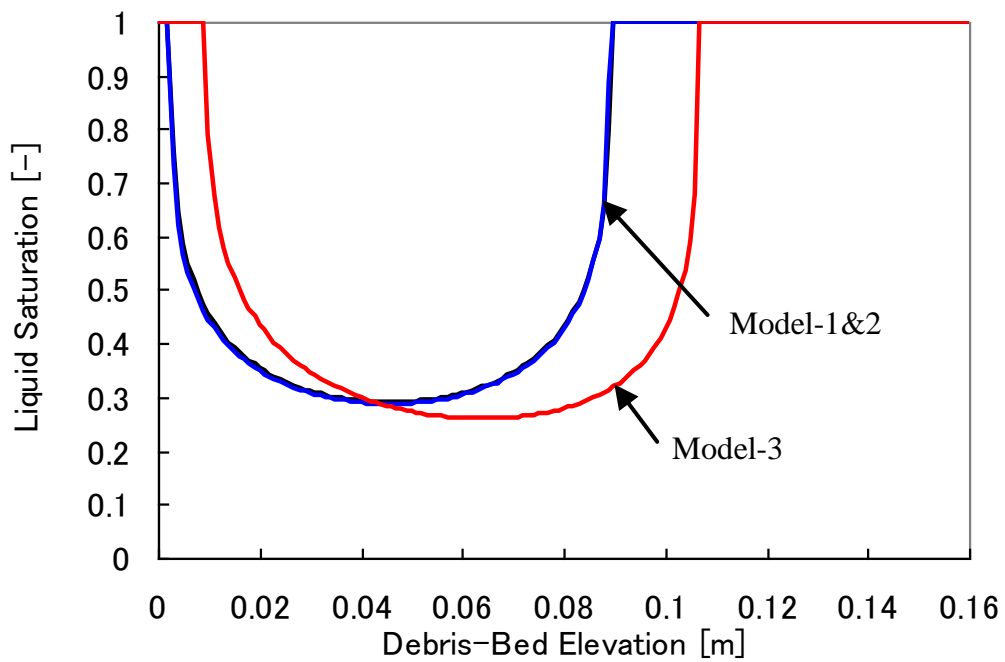


(b) Liquid saturation distribution

Fig. 7.10 Sensitivity analysis results for the debris-bed with 200  $\mu\text{m}$  particle (Case-1).



(a) Temperature distribution



(b) Liquid saturation distribution

Fig. 7.11 Sensitivity analysis results for the debris-bed with 500  $\mu\text{m}$  particle (Case-2).

## 8. 結言

本論文では、ナトリウム冷却高速炉におけるスクラム失敗事象 (ATWS) からの炉心損傷事象 (CDA) を対象に、「溶融燃料ジェットの冷却材中におけるクエンチ挙動」及び「デブリベッド冷却挙動」に関する研究を行った。以下に結言を記載する。

第 1 章では、ナトリウム冷却高速炉における CDA の特徴について記載し、ATWS からの CDA における事故後冷却 (PAHR) の重要性と解明すべき課題について述べ、本研究の目的を記載した。

第 2 章では、本研究を実施する上で必要となる知見として、界面不安定性理論、ジェットブレイクアップ長さの相関式、デブリベッド冷却に関する基礎モデルについて記載した。

第 3 章では、模擬物質として、低融点金属 U-alloy78 を用いて、「溶融金属射出実験」を行った。ジェットブレイクアップ挙動の観測、ジェット界面の観測、実験後回収されたフラグメントの分析から、実機におけるジェットブレイクアップは、流体的相互作用によるジェット側面での微粒化が支配的であり、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従う可能性が示唆された。そして流体的相互作用とジェット側面における界面不安定化には、何らかの関係性があることが示唆された。

第 4 章では、模擬物質として、無色透明かつ、水よりも比重が高い Fluorinert™ (FC3283) を用いて、「ジェット内部可視化実験」を行った。ジェットブレイクアップ挙動、ジェット界面挙動及び PIV 解析によるジェット内部流動の観測、及び Epstein の相関式の基礎式の考察から、ジェット界面が不安定化する場合、ジェットブレイクアップの主要因は流体的相互作用となり、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従うと考えられた。

第 5 章では、格子ボルツマン法 HCZ モデルをジェットブレイクアップ挙動に適用・検証し、ジェットブレイクアップ挙動の感度解析を行ったところ、ジェット界面が不安定化する場合、Fr 数に依存することなくジェットブレイクアップの主要因は流体的相互作用となり、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従うことが明らかとなった。そして既存研究のレビューを行ったところ、多くの既存実験が Epstein の相関式に従う一方で、ジェット界面の不安定化が妨げられる条件では、ジェットブレイクアップシミュレーション同様に、ジェットブレイクアップ長さが Epstein の相関式より長くなることが示唆された。さらに実機条件での検討を行ったところ、実機条件では界面が不安定化し易いものと想定されることから、ジェットブレイクアップ長さは Epstein の相関式に従う可能性が高いと判断された。

第 6 章では、第 5 章までの実験・数値シミュレーション及び既存研究の成果を基に、溶



融燃料ジェットのカエンチ挙動評価モデルを構築し、実機条件において感度解析を実施し、実機における溶融燃料ジェットのカエンチ可能性を検討した。感度解析の結果から、クエンチ挙動に対し、「ジェットブレイクアップ長さ」の感度は大きいことが分かった。そして実機におけるクエンチ可能性の検討の結果から、炉心領域底からコアキャッチャまでの距離を 3m 程度確保することで、十分にクエンチできることが示唆された。

第 7 章では、長期冷却の視点から、ジェットブレイクアップ後に生成した微粒子が堆積してできるデブリベッドの冷却性に視点を移し、ロバスト性の高いデブリベッド冷却挙動解析のモデルの構築を行った。そして構築したモデルは米国 Sandia 国立研究所の ACRR 炉にて行われた D10 試験を用いて試験検証解析を行い、モデルの妥当性が示した。さらに構築したモデルを用いて、感度解析を行ったところ、比較的大きな粒子径で形成されたデブリベッドでは、重力の影響は無視できず、ロバスト性の観点から構築したモデルの有用性が明らかになった。

本研究論文により得られた結論は、ナトリウム冷却高速炉における安全設計に資するものである。

## 謝辞

本研究を遂行するにあたり，指導教官である筑波大学大学院 システム情報工学研究科 構造エネルギー工学専攻 阿部 豊 教授には，ご指導，ご鞭撻を賜り心から感謝の意を表します．また本論文を提出するにあたり副査をお引き受けくださいました 成合 英樹 名誉教授，内山 洋司 教授，文字 秀明 教授，金子 暁子 講師に深く御礼申し上げます．

筑波大学大学院博士課程への入学に際してご配慮いただきました，三菱重工業株式会社 原子炉安全技術部 梅澤 成光 技監，三宅 修平 部長，菊田 充孝 主席技師，山田 英朋 主席技師，池田 秀晃 課長，納田 降博 主任，三菱 FBR システムズ株式会社 河北 充司 人材育成室長に深く感謝申し上げます．そして，社会人としての業務と学生としての博士課程の両立によって，日々の業務に対してご迷惑をおかけしたにも関わらず，ご支援，ご協力頂きました三菱重工業株式会社 原子炉安全技術部 倉本 秀和 チーム統括，三菱 FBR システムズ株式会社 炉心・安全設計部 島川 佳郎 次長，山田 由美 グループ長に感謝の意を表します．

本論文における格子ボルツマン法 HCZ モデルを用いたジェットブレイクアップ挙動解析を行うにあたって，格子ボルツマン法について親切丁寧にご教授下さった日本原子力研究開発機構 海老原 健一様に心より感謝いたします．また，熔融燃料ジェットのクエンチ挙動検討評価モデルの構築に当たり，親切丁寧に助言して下さった元日本原子力研究開発機構 森山 清史様，日本原子力研究開発機構 丸山 結様に心より感謝いたします．

本論文をまとめるにあたり，常日頃から研究に関する議論をさせていただきました 三菱 FBR システムズ株式会社 炉心・安全設計部 小山 和也 マネージング・エキスパート，筑波大学 システム情報工学研究科 構造エネルギー工学専攻 阿部・金子研究室 岩澤譲さん，齋藤 晋平さんに心から感謝いたします．

皆様のおかげで筑波大学大学院博士後期課程が有意義で充実したものになりました．本当に心より感謝申し上げます．

最後に，私をここまで育ててくれた両親，そして私を支えてくれた妻，義理の両親に心から感謝いたします．

## 参考文献

- [1] I. Sato, Y. Tobita, K. Konishi, K. Kamiyama, J. Toyooka, R. Nakai, S. Kubo, S. Kotake, K. Koyama, Y. Vassiliev, A. Vurim, V. Zuev and A. Kolodeshnikov, “Safety Strategy of JSFR Eliminating Severe Recriticality Events and Establishing In-Vessel Retention in the Core Disruptive Accident”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 48, No. 4 (2011), pp.556-566.
- [2] 阿部豊, 軽水炉の過渡事故時における熱流動現象に関する研究動向, 混相流, 17 巻, 2 号, 2003.
- [3] J. H. Lienhard, “Correlation for the limiting liquid superheat”, *Chem. Eng. Sci.*, 31 (1976), pp.847-849.
- [4] H. K. Fasuke, “On the Mechanism of Uranium Dioxide-Sodium explosive Interactions”, *Nuclear Science and Engineering*, 51 (1973), pp.95-101.
- [5] V. K. Dhir and G. P. Purohit, “Subcooled film-boiling heat transfer from spheres”, *Nuclear Engineering and Design*, 47 (1978), pp.49-66.
- [6] S. Kondo, K. Konishi, M. Isozaki, S. Imahori, A. Furutani and D.J. Brear, “Experimental study on simulant molten jet-coolant interactions”, *Nuclear Engineering and Design*, 155 (1995), 73-84.
- [7] H. Schins, “Boiling and Fragmentation Behavior During Fuel- Sodium interaction”, *Nuclear Engineering and Design*, 91 (1986), 221-235.
- [8] N. I. Kolev, “Fragmentation and coalescence dynamics in multiphase flows”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6 (1992), pp.211-251.
- [9] M. Bürger, S.H. Cho, E.v. Berg, and A. Schatz, “Breakup of melt jets as pre-condition for premixing: Modeling and experimental verification”, *Nuclear Engineering and Design*, 155 (1995), pp.215-251.
- [10] T.N. Dinh, V.A. Bui, R.R. Nourgaliev, J.A. Green, B.R. Sehgal, “Experimental and analytical studies of melt jet-coolant interactions: a synthesis”, *Nuclear Engineering and Design*, 189 (1999), pp.299-327.
- [11] K. H. Bang, J. M. Kim and D. H. Kim, 2002, “Experimental Study of Melt Jet Breakup in Water”, 3rd Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS3), Kyeongju, Korea.
- [12] Y.Abe, T.Kizu, T. Arai, H. Nariai, K. Chitose and K. Koyama, 2003, “Study on

- Thermal-hydraulic Behavior during Molten Material and Coolant Interaction” ,  
Proc. 11th Int. Conf. Nucl. Eng. (ICONE-11), Tokyo, Japan.
- [13] Y. Abe, T. Kizu, T. Arai, H. Nariai, K. Chitose and K. Koyama, 2003, “Study on the Quench Behavior of Molten Fuel Material Jet into Coolant. International” ,  
Proc. Conference on Nuclear Thermal Hydraulics (NUTHOS-6), Nara, Japan.
- [14] Y. Abe, T. Kizu, T. Arai, H. Nariai, K. Chitose and K. Koyama, “Study on Thermal-hydraulic Behavior during Molten Material and Coolant Interaction” ,  
Nucl. Eng. Des., 230 (2004), pp.277-291
- [15] T. Kizu, Y. Abe, H. Nariai, K. Chitose and K. Koyama, 2002, “Study on the Interaction of Molten Material” , Proc. 10th Int. Conf. Nucl. Eng. (ICONE-10),  
Arlington, Virginia.
- [16] T. Kizu, Y. Abe, H. Nariai, K. Chitose and K. Koyama, 2002, “Study on The Interaction of Molten Material And Coolant” , Proc. 3rd Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safty (NTHAS3), Kyeongju, Korea.
- [17] T. Kizu, Y. Abe, T. Arai, H. Nariai, K. Chitose and K. Koyama, 2003, “Study on the Visual Observation of Molten Material and a Coolant” , Proc. 11th Int. Conf. Nucl. Eng. (ICONE-11), Tokyo, Japan.
- [18] M. Epstein and H. K. Fauske, “Applications of the Turbulent Entrainment Assumption to Immiscible Gas-Liquid and Liquid-Liquid Systems” , IchemE, Vol. 79 Part A (2001), pp.453-462.
- [19] M. Saito, K. Sato and S. Imahori, 1988, “Experimental Study on Penetration Behaviors of Water Jet into Freon-11 and Liquid Nitrogen” , ANS Proceedings: National Heat Transfer Conf., Vol. 3, pp.173-183.
- [20] B. W. Spencer, J. D. Gabor and J. C. Cassulo, 1986, “Effect of Boiling Rsgime on Melt Stream Breakup in Water” , Proc. 4th Miami Int’l Symp. Multi-Phase Transport and Particulate Phenomena, Miami Beach, USA.
- [21] M. Bürger, “Particulate debris formation by breakup of melt jets: Main objectives and solution perspectives” , Nucl. Eng. Des., 236 (2006), pp.1991-1997.
- [22] K. Moriyama, H. Nakamura, Y. Maruyama, “Analitical tool development for coarse break-up of a molten jet in a deep water pool” , Nucl. Eng. Des., 236 (2006), pp.2010-2025.

- [23] G. Pohlner, Z. Vujic, M. Bürger, and G. Lohnert, “Simulation of melt jet breakup and debris bed formation in water pools with IKEJET/IKEMIX” , Nucl. Eng. Des. , 236 (2006), pp.2026-2048.
- [24] A. Kaiser, W. Schütz, and H. Will, 2001, “PREMIX: Experiments PM12-PM18 to investigate the mixing of a hot melt with water” , Technical Report FZKA 6380, Forschungszentrum Karlsruhe.
- [25] D. Magallon, “Characteristics of corium debris bed generated in large-scale fuel-coolant interaction experiments” , Nucl. Eng. Des., Vol. 236 (2006), pp.1998-2009.
- [26] D. Magallon, H. Hohmann and H. Schins, “Pouring of 100-kg-scale molten UO<sub>2</sub> into sodium, Nuclear technology” , Vol. 98 (1992), pp.79-90.
- [27] J. B. Rivard, “Debris Bed Studies and Experiments at Sandia Laboratories” , NUREG/CR-0263, SAND78-0299, R7(1978), Sandia National Laboratory.
- [28] J. B. Rivard, “Postaccident Heat Removal: Debris-bed Experiments D-2 and D-3” , NUREG/CR-0421, SAND78-1238, R7(1978), Sandia National Laboratory.
- [29] J. E. Gronager, M. Schwarz and R. J. Lipinski, “PAHR Debris Bed Experiment D-4” , NUREG/CR-1809, SAND80-2146, R7(1981), Sandia National Laboratory.
- [30] G. W. Mitchell, R. J. Lipinski and M. L. Schwarz, “Heat Removal From a Stratified UO<sub>2</sub>-Sodium Particle Bed” , NUREG/CR-2412, SAND81-1622 R7(1982), Sandia National Laboratory.
- [31] G. W. Mitchell, C. A. Ottinger and R. J. Lipinski, “The D7 Debris Bed Experiment” , NUREG/CR-3198, SAND82-0062, R7(1983), Sandia National Laboratory.
- [32] C. A. Ottinger, R. J. Lipinski and J. E. Kelly, “The D9 Experiment: Heat Removal From Stratified UO<sub>2</sub> Debris” , NUREG/CR-2951, SAND84-1838, R7(1985), Sandia National Laboratory.
- [33] G. W. Mitchell, C. A. Ottinger and H. Meister, “The D10 Experiment: Coolability of UO<sub>2</sub> Debris in Sodium With Downward Heat Removal” , NUREG/CR-4055, SAND84-1144, R7(1984), Sandia National Laboratory.
- [34] J. T. Hitchcock and J. E. Kelly, “The DC-1 and DC-2 Debris Coolability and Melt Dynamics Experiments” , NUREG/CR-4060, SAND84-1367, R7(1985), Sandia National Laboratory.

- [35] C. A. Ottinger, G. W. Mitchell, A. W. Reed and H. Meister, “Coolability of Stratified  $UO_2$  Debris in Sodium With Downward Heat Removal: The D13 Experiment” , NUREG/CR-4719, SAND86-1043, R7(1987), Sandia National Laboratory.
- [36] R. J. Lipinski, “A Model for Boiling and Dryout in Particle Beds” , NUREG/CR-2646, SAND82-0765, R7(1982), Sandia National Laboratory.
- [37] R. J. Lipinski, “A Coolability model for Postaccident Nuclear Reactor Debris” , Nuclear technology, Vol. 65, No. 1 (1984), pp.53-66.
- [38] H. Nakamura and R. J. Lipinski, 1985, “A Method to Calculate Boiling and Dryout in Debris Bed Using a Heat Conduction Code” , Proceeding of International Topical Meeting on Fast Reactor Safety, Knoxville, Tennessee, U.S.A. .
- [39] K. Koyama, Y. Yamada, S. Hayakawa M. Watanabe, O. Watanabe, 2009, “Development of Severe Accident Evaluation Technology (Level 2 PSA) for Sodium-Cooled Fast Reactors (4) Identification of Dominant Factors in Core Material Relocation and Heat Removal Phases” , Proc. 2004 International Congress on the Advances in Nuclear Power Plants (ICAP’09), Tokyo, Japan.
- [40] A. K. Stubos and J. -M. Buchlin, “Analysis and Numerical Simulation of the Thermohydraulic Behavior of a Heat Dissipating Debris Bed During Power Transients” , Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 36, No.5 (1993), pp.1391-1401.
- [41] H. Yamano and Y. Tobita, “Experimental Analyses by SIMMER-III on Debris-Bed Coolability and Metallic Fuel Freezing Behavior” , J. Power and Energy Systems, vol. 5, No.1 (2011).
- [42] 日本機械学会編, 新編伝熱工学の進展, 第1巻, 1995.
- [43] L. Reyleigh, Scientific Papers, ii, Cambridge, pp.200-207, 1900.
- [44] G. I. Taylor, 1950, “The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes” , Proc. R. Soc. London Ser. A 201, 192-196.
- [45] H. Helmholtz, “On Discontinuous Movements of Fluids” , Philosophical Magazine Series 4, Vol. 36 (1868), pp.337-346.
- [46] L. Kelvin, Mathematical and Physical Papers (Cambridge, U. P., Cambridge 1910), Vol. IV, pp. 69-85.
- [47] 植田辰洋, 気液二相流, 養賢堂, 1981.
- [48] H. Kampf and G. Karsten, “Effects of Different Types of Void Volumes on the

- Radial Temperature Distribution of Fuel Pins”, Nuclear Application and Technology, Vol. 9 (1970), pp.288-300.
- [49] S. Ergun, “Fluid Flow through Packed Columns”, Chemical Engineering Progress, Vol.48, No. 2 (1952), pp.89-94.
- [50] R. H. Brooks and A. T. Corey, “Properties of Porous Media Affecting Fluid Flow”, Journal of the Irrigation and Drainage Division, in Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Vol. 92, No.2 (1966), pp.61-88.
- [51] A. W. Reed, “The Effect of Channeling on the Dryout of Heated Particulate Beds Immersed in a Liquid Pool”, PhD Thesis (1982), Massachusetts Institute of Technology, Cambridge.
- [52] M. C. Leverett, Humble Oil and Refining Co., “Capillary Behavior in Porous Solids”, Published in Petroleum Transactions, AIME, Vol. 142 (1941), pp.152-169.
- [53] X. He, X. Shan, and G. D. Doolen, “Discrete Boltzmann equation model for nonideal gases”, Phys. Rev. E, 57(1998), R13-R16.
- [54] X. He, S. Chen and R. Zhang, “A Lattice Boltzmann Scheme for Incompressible Multiphase Flow and Its Application in Simulation of Rayleigh-Taylor Instability”, J. Comp. Phys. 152 (1999), pp.642-663.
- [55] C. V. Hirt and B. D. Nichols, “Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries”, J. Comput. Phys., 39 (1981), pp.201-225.
- [56] M. Sussman, P. Smereka and S. Osher, “A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow”, J. Comput. Phys., 114 (1994), pp.146-159.
- [57] K. Ebihara and T. Watanabe, “Lattice Boltzmann Simulation of the Interfacial Growth of the Horizontal Stratified Two-Phase Flow”, J. Mod. Phys. B, 17 (2003), pp.113-117.
- [58] 海老原健一, 渡辺正, 「格子ボルツマン法による短形断面流路における水平層状二相流の界面成長に対する流路幅の影響の評価」, 日本機械学会論文集 B 編, 70, 694 号 (2004), pp.1393-1399.
- [59] 海老原健一, 渡辺正, 「格子ボルツマン法による水平層状二相流における液滴発生のシミュレーション」, 日本流体力学会誌「ながれ」, 23 (2004), pp.253-261.
- [60] K. Moriyama, Y. Maruyama, T. Usami and H. Nakamura, “Coarse Break-up of a Stream

of Oxide and Steel Melt in a Water Pool” , JAERI-Research 2005-017 (2005), Japan Atomic Energy Research Institute.

- [61] B. W. Spencer, K. Wang, C. A. Blomquist, L. M. McUmbur and J. P. Schneider, “Fragmentation and quench behavior of corium melt streams in water” , Technical Report NUREG/CR-6133, ANL-93/32 (1994), Argonne National Laboratory.
- [62] K. Moriyama, Y. Maruyama and H. Nakamura, “Simple Evaluation of the Molten Fuel Amount in a Premixing Region of Fuel-Coolant Interaction” , Journal of Nuclear Science and Technology, Vol.39, No.1 (2002), pp53-58.
- [63] 森山清史, 丸山結, 中村秀夫, 橋本和一郎, 加茂英樹, 大貫晃, 秋元肇, 2000, 「溶融炉心/冷却材相互作用の解析コードの開発」, 日本機械学会第7回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集, pp. 451-456.
- [64] 森山清史, 丸山結, 中村秀夫, 2001, 「格納容器内水蒸気爆発における粗混合溶融炉心量の簡易評価法」, 日本原子力学会, 2001年春の年会予稿集.
- [65] R. B. Bart, W. E. Stewart and E. N. Lightfoot, Transport Phenomena, Chapter 14, John Wiley and Sons, 1960.
- [66] C. Liu and T. G. Theofanous, Film Boiling on Spheres in Single and Two-phase Flows. Part I : Experimental Studies, ANS Proceedings of National Heat Transfer Conference, Portland, U. S. , 34-47, 1995.
- [67] L. A. Bromley, “Heat transfer in stable film boiling” , Chem. Eng. Prog. Ser. , 46 (1950), pp.221-227.



## 業績リスト

### ・学術雑誌論文

- [1] Y. Abe, E. Matsuo, T. Arai, H. Nariai, K. Chitose, K. Koyama and K. Itoh, “Fragmentation Behavior during Molten Material and Coolant Interactions”, Nuclear Engineering and Design, Vol. 236, pp.1668-1681, 2006.
- [2] E. Matsuo, Y. Abe, K. Chitose, K. Koyama and K. Itoh, “Study on Jet Breakup Behavior at Core Disruptive Accident for Fast Breeder Reactor”, Nuclear Engineering and Design, Vol. 238, pp1996-2004, 2008.
- [3] 松尾 英治, 阿部 豊, 小山 和也, 山田 由美, 渡辺 素子, 「ナトリウム冷却高速炉におけるデブリベッド冷却モデルの検討」, 日本機械学会論文集 (B 編), 79 巻 798 号 pp214-226, 2013.

### ・国際会議論文 (査読あり)

- [1] Y. Abe, E. Matsuo, T. Arai, H. Nariai, K. Chitose, K. Koyama and K. Itoh, “Fragmentation Behavior during Molten Material and Coolant Interaction”, Proceedings of 13th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-13), ICONE13-50530, pp.1-7, (CD-ROM), 2005.
- [2] E. Matsuo, Y. Abe, T. Arai, H. Nariai, K. Chitose, K. Koyama and K. Itoh, “Study on Fragmentation Behavior of Molten Material in Coolant”, Proceedings of 13th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-13), ICONE13-50526, pp.1-8, (CD-ROM), 2005.
- [3] Y. Abe, E. Matsuo, H. Nariai, K. Chitose, K. Koyama and K. Itoh, “Study on Breakup Behavior of Molten Material Jet in Coolant”, Technical Meeting on Severe Accident and Accident Management, Toranomom Pastoral, Minato-ku, Tokyo, Japan, March 14-16, 2006.
- [4] E. Matsuo, Y. Abe, H. Nariai, K. Chitose, K. Koyama and K. Itoh, “Study on Jet Breakup Behavior at Core Disruptive Accident for Fast Breeder Reactor”, Proceedings of 14th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-14), ICONE14-89234, pp.1-9, (CD-ROM), 2006.

- [5] Y. Abe, E. Matsuo, H. Nariai, K. Chitose, K. Koyama and K. Itoh, “Effect of Fragmentation Behavior on Jet Breakup of Molten Material in Coolant” , Proceedings of 5th Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS5), NTHAS5-K012, pp.1-9, (CD-ROM), 2006.
- [6] Y. Abe, E. Matsuo, H. Nariai, K. Chitose, K. Koyama and K. Itoh, “Study on Breakup Behavior on Molten Material Jet Surface in Coolant” , Proceedings of 15th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-15), ICONE15-10182, pp.1-7, (CD-ROM), 2007.
- [7] Y. Uchiyama, Y. Abe, A. Fujiwara, H. Nariai, E. Matsuo, K. Chitose, K. Koyama and K. Itoh, “Visual Observation of Fragmentation Behavior on Molten Material Jet Surface in Coolant” , Proceedings of 16th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-16), ICONE16-48359, pp.1-10, (CD-ROM), 2008.
- [8] Y. Uchiyama, Y. Abe, A. Fujiwara, H. Nariai, M. Yamagishi, E. Matsuo, K. Koyama and K. Itoh, “Visualization Study on Fragmentation Behavior of Jet Surface in Pool” , Proceedings of 6th Korea-Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS6), N6P1050, pp.1-8, (CD-ROM), 2008.
- [9] Y. Uchiyama, Y. Abe, A. Kaneko, H. Nariai, M. Yamagishi, E. Matsuo, K. Koyama and K. Itoh, “Experimental Study on Influence of Interfacial Behavior on Jet Surface Fragmentation” , Proceedings of 17th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-17), ICONE17-75307, pp.1-10, (CD-ROM), 2009.
- [10] Y. Uchiyama, Y. Abe, A. Kaneko, H. Nariai, M. Yamagishi, E. Matsuo, K. Koyama and K. Itoh, “Experimental Study on Shear Stress and Fragmentation of Jet Surface during Jet Breakup Behavior” , Proceedings of 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13), N13P1359, pp.1-12, (CD-ROM), 2009.
- [11] T. Kuroda, Y. Abe, A. Kaneko, H. Nariai, M. Yamagishi, K. Koyama and E. Matsuo, “Experimental Study in Influence of Flow Structure on Jet Surface Fragmentation” , 19th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-19), ICONE19-43407, 2011.5.
- [12] T. Kuroda, Y. Abe, A. Kaneko, Y. Iwasawa, H. Nariai, H. Sakaba, K. Koyama and E. Matsuo, “Estimation of fragmentation on jet breakup in coolant” , 20th International conference on Nuclear Engineering (ICONE-20),

ICONE20POWER2012-54399 , 2012. 7-8.

- [13] Y. Iwasawa, Y. Abe, A. Kaneko, T. Kuroda, E. Matsuo, H. Nariai, K. Koyama, H. Sakaba and K. ITOH, “Jet Breakup Behavior with Surface Solidification” , 20th International conference on Nuclear Engineering (ICONE-20), ICONE20-POWER2012-54412 , 2012. 7-8.
- [14] Y. Iwasawa, Y. Abe, A. Kaneko, T. Kuroda, E. Matsuo, K. Ebihara, H. Sakaba, K. Koyama, K. ITOH and H. Nariai, “Effect of Surface Solidification on Fragmentation and Breakup Behavior of Molten Material Jet in Coolant” , The Eighth Japan-Korea Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS8), N8P1042, 2012. 12.
- [15] T. Kuroda, Y. Abe, A. Kaneko, Y. Iwasawa, H. Nariai, H. Sakaba, K. Koyama, E. Matsuo and K. Ebihara, “Combined Measurement of PIV and LIF for Fragmentation Behavior on Jet Breakup” , The Eighth Japan-Korea Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety (NTHAS8), N8P1061, 2012. 12.
- [16] Y. Iwasawa, Y. Abe, A. Kaneko, T. Kuroda, E. Matsuo, K. Ebihara, H. Sakaba, K. Koyama, K. Itoh, and H. Nariai, “Influence of Fragmentation on Jet Breakup Behavior” , Proceedings of 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-15), NURETH15-440, 2013. 5.
- [17] Y. Iwasawa, Y. Abe, A. Kaneko, T. Kuroda, E. Matsuo, K. Ebihara, H. Sakaba, K. Koyama, K. Itoh, and H. Nariai, “Influence of the Fragmentation Behavior on Molten Material Jet in Coolant” , 21th International conference on Nuclear Engineering (ICONE-21), ICONE21-15633, 2013. 7-8.

・参考論文（査読無し）

- [1] 松尾英治, 阿部豊, 新井崇洋, 成合英樹, 千歳敬子, 小山和也, 伊藤和宏, 「高温溶融物ジェットの冷却材中におけるクエンチ現象に関する研究」, 日本機械学会関東学生会第 44 回学生員卒業研究発表講演会講演前刷集, 116, pp. 31-32, 2005. 3.
- [2] 松尾英治, 阿部豊, 成合英樹, 新井崇洋, 千歳敬子, 小山和也, 伊藤和宏 「高温溶融物ジェットの冷却材中における微粒化ならびにクエンチ挙動に関する研究」, 日本原子力学会 2005 年春の年会講演要旨集, Vol. II, H9, pp. 437, 2005. 3.
- [3] 松尾英治, 阿部豊, 成合英樹, 千歳敬子, 小山和也, 伊藤和宏 「高速増殖炉の過酷事

- 故における溶融炉心冷却性に関する研究」, 第 10 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集, OS8-07, pp.139-142, 2005. 6.
- [4] 松尾英治, 阿部豊, 成合英樹, 千歳敬子, 小山和也, 伊藤和宏, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究;ブレイクアップ挙動に関する研究」, 日本原子力学会 2005 年秋の大会予稿集, G29, (CD-ROM), 2005. 9.
- [5] 松尾英治, 阿部豊, 千歳敬子, 小山和也, 成合英樹, 伊藤和宏, 「高温溶融物ジェットの冷却材中におけるクエンチ現象に関する研究」, 日本機械学会関東支部第 12 期総会講演会講演論文集, 20316, pp.171-172, 2006-3.
- [6] 松尾英治, 阿部豊, 成合英樹, 千歳敬子, 小山和也, 伊藤和宏, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究 ; ジェットブレイクアップ長さの評価」, 日本原子力学会 2006 年春の年会要旨集 L35, (CD-ROM), 2006. 3.
- [7] 松尾英治, 阿部豊, 成合英樹, 千歳敬子, 小山和也, 伊藤和宏, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究;冷却性評価」, 日本原子力学会 2006 年秋の大会予稿集 N53, (CD-ROM), 2006. 9.
- [8] 阿部豊, 松尾英治, 藤原暁子, 成合英樹, 千歳敬子, 小山和也, 伊藤和宏, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究 ; 溶融ジェット界面の分散微粒化挙動の可視化観測」, 日本原子力学会 2007 年秋の大会予稿集 K42, (CD-ROM), 2007. 9.
- [9] 内山雄太, 藤原暁子, 阿部豊, 松尾英治, 「液中ジェットの界面挙動の可視化観測」, 日本機械学会関東学生会第 47 回学生員卒業研究発表講演会講演前刷集, 608, pp.209-210, 2008. 3.
- [10] 内山雄太, 阿部豊, 藤原暁子, 成合英樹, 松尾英治, 千歳敬子, 小山和也, 伊藤和宏, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究 ; 液中ジェットの界面挙動」, 日本原子力学会 2008 年春の年会予稿集 M30, (CD-ROM), 2008. 3.
- [11] 内山雄太, 阿部豊, 藤原暁子, 成合英樹, 松尾英治, 千歳敬子, 小山和也, 伊藤和宏, 「液中ジェットの界面挙動可視化観測」, 第 13 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集, F216, pp.513-516, 2008. 6.
- [12] 内山雄太, 阿部豊, 藤原暁子, 成合英樹, 山岸誠, 松尾英治, 小山和也, 伊藤和宏, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究 ; ジェットブレイクアップ時の界面せん断応力評価」, 日本原子力学会 2008 年秋の大会予稿集 E45, CD-ROM, 2008. 9.
- [13] 内山雄太, 阿部豊, 金子暁子, 成合英樹, 山岸誠, 松尾英治, 小山和也, 伊藤和宏, 「噴流内部流動と周囲流動構造の PIV 計測」, 日本機械学会関東支部第 15 期総会講演会講演論文集, 10509, pp.111-112, 2009. 3.

- [14] 内山雄太, 阿部豊, 金子暁子, 成合英樹, 山岸誠, 松尾英治, 小山和也, 伊藤和宏, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究; 噴流速度場が界面微粒化挙動に及ぼす影響」, 日本原子力学会 2009 年春の年会予稿集 J17, (CD-ROM), 2009. 3.
- [15] 内山雄太, 阿部豊, 金子暁子, 成合英樹, 山岸誠, 松尾英治, 小山和也, 伊藤和宏, 「液中ジェット界面における内部流動と周囲流動との相互作用」, 第 14 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集, E205, pp. 431-434, 2009. 6.
- [16] 内山雄太, 阿部豊, 金子暁子, 成合英樹, 山岸誠, 松尾英治, 小山和也, 伊藤和宏, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究; ジェットブレイクアップ過程における分散・微粒化挙動」, 日本原子力学会 2009 年秋の大会予稿集 C43, (CD-ROM), 2009. 9.
- [17] 黒田泰平, 阿部豊, 金子暁子, 成合英樹, 山岸誠, 小山和也, 松尾英治, 「液中ジェットの微粒化挙動に及ぼす界面流動構造の影響」, 日本機械学会関東学生会第 50 回学生員卒業研究発表講演会, 814, pp. 303-304, 2011. 3.
- [18] 黒田泰平, 阿部豊, 金子暁子, 成合英樹, 松尾英治, 山岸誠, 小山和也, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究; (14) 液中ジェットの微粒化挙動と周囲流動場の相互作用」, 日本原子力学会 2011 年秋の大会予稿集 P57, (CD-ROM), 2011. 9.
- [19] 黒田泰平, 阿部豊, 金子暁子, 岩澤譲, 成合英樹, 松尾英治, 坂場弘, 小山和也, 「液中ジェットの微粒化挙動と界面流動の相互作用」, 日本機械学会 関東支部第 18 期総会講演会, 1920, pp. 585-586, 2012. 3.
- [20] 岩澤譲, 阿部豊, 金子暁子, 黒田泰平, 松尾英治, 成合英樹, 坂場弘, 小山和也, 「FBR の炉心溶融事故時における炉心溶融物の冷却挙動」, 日本機械学会関東学生会第 51 回学生員卒業研究発表講演会, 1502, pp. 551-552, 2012. 3.
- [21] 黒田泰平, 阿部豊, 金子暁子, 岩澤譲, 成合英樹, 松尾英治, 坂場弘, 小山和也, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究(15)液中ジェットの微粒化挙動評価」, 日本原子力学会 2012 年 春の大会 予稿集, B01, (CD-ROM), 2012. 3.
- [22] 岩澤譲, 阿部豊, 金子暁子, 黒田泰平, 松尾英治, 成合英樹, 坂場弘, 小山和也, 伊藤和宏, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究 (16) 界面固化を伴う分散および微粒化挙動」, 日本原子力学会 2012 年 春の大会 予稿集, B02, (CD-ROM), 2012. 3.
- [23] 岩澤譲, 阿部豊, 金子暁子, 黒田泰平, 松尾英治, 海老原健一, 坂場弘, 小山和也, 伊藤和宏, 成合英樹, 「冷却材中における溶融物ジェットの崩壊微粒化挙動に及ぼす界面固化の影響」, 第 49 回日本伝熱シンポジウム 講演論文集 Vol. III, I341, pp. 735-736, 2012. 5.

- [24] 松尾英治, 阿部豊, 小山和也, 渡辺素子, 「ナトリウム冷却高速炉におけるデブリデッド冷却モデルの検討」, 第 17 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集, No.12-11, C224, pp.329-332, 2012.6.
- [25] 黒田泰平, 阿部豊, 金子暁子, 岩澤譲, 成合英樹, 松尾英治, 坂場弘, 小山和也, 海老原健一, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究(17)PIV と LIF を用いた微粒化挙動の可視観測」, 日本原子力学会 2012 年 秋の大会 予稿集, L54(CD-ROM), 2012.9.
- [26] 岩澤譲, 阿部豊, 金子暁子, 黒田泰平, 松尾英治, 海老原健一, 坂場弘, 小山和也, 伊藤和宏, 成合英樹, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究 (18) 界面固化を伴う溶融物の分散・微粒化挙動評価」, 日本原子力学会 2012 年 秋の大会 予稿集, L55, (CD-ROM), 2012.9.
- [27] 松尾英治, 渡邊素子, 山田由美, 小山和也, 島川佳郎, 佐藤充, 神島吉郎, 横井忍, 山野秀将, 鈴木徹, 飛田吉春, 「JSFR の PLOHS 時の事象推移の検討(1)PLOHS 時におけるプラント応答過程の解析」, 日本原子力学会 2012 年 秋の大会 予稿集, M05, (CD-ROM), 2012.9.
- [28] 岩澤譲, 阿部豊, 金子暁子, 黒田泰平, 松尾英治, 坂場弘, 小山和也, 伊藤和宏, 海老原健一, 成合英樹, 「溶融物のジェットブレイクアップ挙動に及ぼす微粒化の影響」, 日本機械学会 関東支部第 19 期総会講演会, 20812, pp.419-420, 2013.3.
- [29] 黒田泰平, 阿部豊, 金子暁子, 岩澤譲, 成合英樹, 松尾英治, 坂場弘, 小山和也, 海老原健一, 「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究; (19) 液中ジェットのブレイクアップに及ぼす微粒化挙動の影響」, 日本原子力学会 2013 年春の大会 予稿集, N08, (CD-ROM), 2013.3.
- [30] 岩澤譲, 阿部豊, 金子暁子, 黒田泰平, 松尾英治, 海老原健一, 坂場弘, 小山和也, 伊藤和宏, 成合英樹「高速増殖炉の炉心溶融事故後冷却挙動の研究; (20) 溶融物ジェットの微粒化挙動評価」, 日本原子力学会 2013 年春の大会 予稿集, N09(CD-ROM), 2013.3.
- [31] 松尾英治, 阿部豊, 岩澤譲, 海老原健一, 金子暁子, 坂場弘, 小山和也, 「格子ボルツマン法 HCZ モデルによるジェットブレイクアップ挙動評価(1)ブレイクアップ長さの評価」, 第 18 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集, C113, pp.75-76, 2013.6.
- [32] 岩澤譲, 阿部豊, 松尾英治, 海老原健一, 金子暁子, 坂場弘, 小山和也, 「格子ボルツマン法 HCZ モデルによるジェットブレイクアップ挙動評価(2)ジェットブレイクア

ップに及ぼす周囲流動場の影響」, 第 18 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論  
文集, C113, pp. 77-78, 2013. 6.

・受賞／表彰

[1] 日本原子力学会熱流動部会優秀講演賞受賞（平成 18 年 3 月）





## 添付 A. 格子ボルツマン法 HCZ モデルの基礎方程式の導出

ここでは、文献[A. 1]に基づき、一成分二相流体格子ボルツマン法 HCZ モデルの基礎方程式の導出について述べる。

### (A. 1) 離散化されたボルツマン方程式の導出

HCZ モデルは、一つの粒子分布関数に対する一成分二相のボルツマン方程式、

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{\xi} \cdot \nabla f = -\frac{f - f^{eq}}{\lambda} + \frac{(\vec{\xi} - \vec{u}) \cdot (\vec{F} + \vec{G})}{\rho RT} f^{eq}, \quad (\text{A. 1})$$

の離散化によって得られる、ここで、 $f$  は粒子分布関数、 $\vec{\xi}$  は微視的速度、 $R$  はガス定数、 $T$  は温度、 $\vec{u}$  は巨視的な流速、 $\rho$  は密度、 $\vec{G}$  は重力、 $\vec{F}$  は有効粒子間相互作用力である。また、 $\lambda$  はボルツマン方程式の衝突項を BGK モデルに書き換えたときの緩和時間定数である。平衡粒子分布関数は、Maxwell-Boltzmann 分布

$$f^{eq} = \frac{\rho}{(2\pi RT)^{D/2}} \exp\left[-\frac{(\vec{\xi} - \vec{u})^2}{2RT}\right], \quad (\text{A. 2})$$

であたえられる。ここで  $D$  は次元である。この方程式は、以下で示す排体積効果についての相互作用項を含めて、密な気体に対するボルツマン方程式 (Enskog 方程式) から導出される。密度、速度、温度は、粒子分布関数を用いて、

$$\rho = \int f d\vec{\xi}, \quad \rho \vec{u} = \int \vec{\xi} f d\vec{\xi}, \quad \frac{D}{2} \rho RT = \int \frac{(\vec{\xi} - \vec{u})^2}{2} f d\vec{\xi}, \quad (\text{A. 3})$$

と計算される。以下において温度は一定であるとする。有効粒子間相互作用力は、

$$\vec{F} = \rho \nabla (2a\rho + \kappa \nabla^2 \rho) - b\rho^2 RT \chi \nabla \ln(\rho^2 \chi), \quad (\text{A. 4})$$

と書かれ、第一項は引力を、第二項は斥力（排体積効果による力）を表している。それぞれの項に含まれる係数は、それぞれの効果を変化させるパラメータである。特に、 $\chi$  は粒子密度が増加した場合に、粒子の衝突確率を増加させる効果を表しており、

$$\chi(\rho) = 1 + \frac{5}{8} b\rho + 0.2969(b\rho)^2 + 0.1103(b\rho)^3 + \dots, \quad (\text{A. 5})$$

と展開形で与えられる。また有効粒子間相互作用力は、

$$\begin{aligned}\bar{F} &= -\nabla(b\rho^2 RT\chi - a\rho^2) + \kappa\rho\nabla\nabla^2\rho \\ &= \nabla\psi + \bar{F}_s,\end{aligned}\tag{A.6}$$

と、粒子間ポテンシャル $\psi$ ，界面張力に関する $\bar{F}_s$ によって書き換えることも出来る。

以上のボルツマン方程式に対して、Chapman-Enskog 展開及び低 Mach 数展開を適用し、巨視的な流体力学方程式である、連続の式と Navier-Stokes 方程式を導くと、

$$\begin{aligned}\frac{\partial\rho}{\partial t} &= -\nabla\cdot\rho\bar{u} \\ \rho\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial t} + (\bar{u}\cdot\nabla)\bar{u}\right) &= -\nabla p - \nabla\cdot\Pi + \bar{F}_s + \bar{G} \\ p &= \rho RT + \psi = \rho RT(1 + b\rho\chi) - a\rho^2, \\ \Pi &= \rho\nu(\bar{u}\nabla + \nabla\bar{u}), \\ \nu &= \lambda RT,\end{aligned}\tag{A.7}$$

となる。ここで、 $\nu$ は動粘性係数である。これから、ボルツマン方程式(A.1)に従う粒子の集合は、流体力学方程式(A.7)によって支配される流体を表していることとなる。

ここで、ボルツマン方程式(A.1)から格子ボルツマン方程式を導出することが可能であるが、相互作用項に含まれる $\nabla\psi$ の項は、界面付近において非常に大きくなり、数値誤差が増大することとなる。これを回避するために、粒子密度分布関数 $f$ を

$$g = fRT + \psi\Gamma(0),\tag{A.8}$$

$$\Gamma(\bar{u}) = \frac{1}{\rho} f^{eq} = \frac{1}{(2\pi RT)^{D/2}} \exp\left[-\frac{(\bar{\xi} - \bar{u})^2}{2RT}\right],\tag{A.9}$$

と修正し、さらに非圧縮性の条件、

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \bar{u}\cdot\nabla\rho = 0,\tag{A.10}$$

を課すことによって、修正された粒子分布関数 $g$ に対するボルツマン方程式、

$$\begin{aligned}\frac{\partial g}{\partial t} + \bar{\xi}\cdot\nabla g &= -\frac{1}{\lambda}(g - g^{eq}) \\ &+ (\bar{\xi} - \bar{u})\cdot\left[\Gamma(\bar{u})(F_s + \bar{G}) - (\Gamma(\bar{u}) - \Gamma(0))\nabla\psi\right],\end{aligned}\tag{A.11}$$

が得られる。この方程式において、 $\nabla\psi$ に、低 Mach 数の場合に比較的小さな値となる

$(\Gamma(\bar{u}) - \Gamma(0))$ が掛かっているため、境界付近における $\nabla\psi$ の増加を抑えることとなる。また修正された粒子分布関数 $g$ から得られる巨視的な物理量は、

$$p = \int g d\bar{\xi}, \quad \rho RT\bar{u} = \int \bar{\xi} g d\bar{\xi}, \quad (\text{A. 12})$$

である。これらから、粒子分布関数の修正により、界面付近の数値誤差の増大を、離散化前の方程式の段階で抑えることができたが、新たな粒子分布関数からの密度を単独で計算すること出来なくなったことになる。しかし、非圧縮性を仮定したことから、界面付近以外の各相では密度が一定であることを考慮すると、密度は高密度相の密度または低密度相の密度のどちらかになる。そこで、元の粒子分布関数 $f$ は、数値誤差が大きくなるものの、それを判断するために用いることができると考えられる。よってボルツマン方程式(A. 1)において、界面を鋭く保つ相互作用項のみを残した方程式、

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{\xi} \cdot \nabla f = -\frac{f - f^{eq}}{\lambda} - \frac{(\bar{\xi} - \bar{u}) \cdot \nabla \psi(\phi)}{RT} \Gamma(\bar{u}), \quad (\text{A. 13})$$

を密度の判定にもちいる指数関数 $\phi$ に対する分布関数が従う式とし、指数関数 $\phi$ は、

$$\phi = \int f d\bar{\xi}, \quad (\text{A. 14})$$

と計算される巨視的物理量によって定義する。そして、各相の密度は、

$$\rho(\phi) = \rho_l + \frac{\rho_h - \rho_l}{\phi_h - \phi_l} (\phi - \phi_l), \quad (\text{A. 15})$$

と、あらかじめ分かっている高密度相及び低密度相の密度 $\rho_h, \rho_l$ と指数関数の最大値及び最小値 $\phi_h, \phi_l$ によって計算される。また、同様に動粘性係数を

$$\nu(\phi) = \nu_l + \frac{\nu_h - \nu_l}{\phi_h - \phi_l} (\phi - \phi_l), \quad (\text{A. 16})$$

と各相で与えることが可能である。

## B.2 空間の離散化

本節及び次節において，前節で導出された2つの分布関数に対するボルツマン方程式 (A.11) 及び (A.13) を，文献<sup>[A.2][A.3]</sup>の方法に従って離散化し，格子ボルツマン方程式を導出する．まず，微視的速度の離散化を行う．これによって必然的に空間の離散化が行われる．ボルツマン方程式から流体力学方程式を導出する際，低 Mach 数の仮定を置いたことから，式 (A.9) を巨視的速度で展開し，その2次の項までとる．

$$\Gamma(\vec{u}) = \frac{1}{(2\pi RT)^{D/2}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2RT}\right) \times \left[ 1 + \frac{\vec{\xi} \cdot \vec{u}}{RT} + \frac{(\vec{\xi} \cdot \vec{u})^2}{2(RT)^2} - \frac{u^2}{2RT} \right]. \quad (\text{A.17})$$

これから，分布関数  $f$  や  $g$ ，つまり  $\Gamma$  を用いて計算される巨視的物理量は，まとめて，

$$I = \int \varphi(\vec{\xi}) \Gamma(\vec{\xi}) d\vec{\xi} = \int \Phi(\vec{\xi}) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2RT}\right) d\vec{\xi}, \quad (\text{A.18})$$

の形で書くことができる．ここで， $\varphi(\vec{\xi})$  は  $\vec{\xi}$  について最高2次であるので， $\Phi(\vec{\xi})$  は  $\vec{\xi}$  の高々4次の多項式である．そこで，Gauss-Hermite の積分公式，

$$\int_{-\infty}^{\infty} \zeta(s) \exp(-s^2) ds = \sum_{i=1}^n \bar{\omega}_i \zeta(s_i) + 0 \left( \frac{d^{2n} \zeta}{ds^{2n}} \right),$$

$$\bar{\omega}_i = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Pi(x) e^{-x^2}}{(x-x_k) \Pi'(x_k)} dx, \quad (\text{A.19})$$

$$\Pi(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2},$$

の  $n=3$  の場合，つまり，

$$\int_{-\infty}^{\infty} \zeta(s) \exp(-s^2) ds = \frac{\sqrt{\pi}}{6} \zeta(-\sqrt{3/2}) + \frac{2\sqrt{\pi}}{3} \zeta(0) + \frac{\sqrt{\pi}}{6} \zeta(\sqrt{3/2}), \quad (\text{A.20})$$

を用いることにより， $I$  を誤差項なしに離散的に表すことができる．よって，公式 (A.20) を3次元 ( $D=3$ ) の  $I$  に適用し，代数計算を行うと，

$$\int \varphi(\xi_x, \xi_y, \xi_z) \Gamma d\xi_x d\xi_y d\xi_z = \sum_{\alpha=0}^{26} \varphi(\xi_{\alpha x}, \xi_{\alpha y}, \xi_{\alpha z}) \Gamma_{\alpha}(\vec{u}),$$

$$\Gamma_{\alpha}(\vec{u}) = \omega_{\alpha} \left[ 1 + \frac{\vec{\xi}_{\alpha} \cdot \vec{u}}{RT} + \frac{(\vec{\xi}_{\alpha} \cdot \vec{u})^2}{2(RT)^2} - \frac{u^2}{2RT} \right],$$
(A. 21)

と離散化することができる。ここで、係数 $\omega_{\alpha}$ 、離散化された微視的速度 $\vec{\xi}_{\alpha}$ は、それぞれ、表 A. 1、表 A. 2 に示す。表 A. 1 における $c$ は $\sqrt{3RT}$ である。この離散化によって得られるモデルは、三次元 27 速度モデル(D3Q27) (図 A. 1)である。巨視的物理量は、それぞれ、

$$\begin{aligned} \phi &= \sum_{\alpha} f_{\alpha}^{eq}, \\ p &= \sum_{\alpha} g_{\alpha}^{eq}, \\ \rho RT \vec{u} &= \sum_{\alpha} \vec{\xi}_{\alpha} g_{\alpha}^{eq}, \\ f_{\alpha}^{eq} &= \rho \Gamma_{\alpha}(\vec{u}) \\ g_{\alpha}^{eq} &= \rho RT \Gamma_{\alpha}(\vec{u}) - \psi \Gamma_{\alpha}(0), \end{aligned}$$
(A. 22)

と計算することができる。この $f_{\alpha}^{eq}$ 、 $g_{\alpha}^{eq}$ を平衡分布関数とした格子ボルツマン方程式から、離散化された分布関数 $f_{\alpha}$ 、 $g_{\alpha}$ が計算される。

### B. 3 時間の離散化

次に時間についての離散化を行う。得られる格子ボルツマン方程式を陽的に保つために、以下の変数を導入する。

$$\begin{aligned} \bar{f}_{\alpha} &= f_{\alpha} - \delta_t \frac{(\vec{\xi}_{\alpha} - \vec{u}) \cdot \nabla \psi(\phi)}{2RT} f_{\alpha}^{eq}, \\ \bar{g}_{\alpha} &= g_{\alpha} - \delta_t \frac{1}{2} (\vec{\xi}_{\alpha} - \vec{u}) \\ &\quad \cdot (\Gamma_{\alpha}(\vec{u})(\vec{F}_s + \vec{G}) - (\Gamma_{\alpha}(\vec{u}) - \Gamma_{\alpha}(0)) \nabla \psi(\rho)). \end{aligned}$$
(A. 23)

ここで、 $\delta_t$ を時間に関する微少量（以下、時間離散化定数をする。）とする。これらの新たな関数 $\bar{f}_{\alpha}$ 、 $\bar{g}_{\alpha}$ に対して、二次精度で時間を離散化すると、それぞれ、

$$\begin{aligned}
\bar{f}_\alpha(\bar{r} + \bar{\xi}_\alpha \delta_i, t + \delta_i) - \bar{f}_\alpha(\bar{r}, t) = & \\
& - \frac{1}{\tau + 1/2} (f_\alpha - f_\alpha^{eq}) - \delta_i \frac{\tau}{\tau + 1/2} \frac{(\bar{\xi}_\alpha - \bar{u}) \cdot \nabla \psi(\phi)}{RT} f_\alpha^{eq}, \\
\bar{g}_\alpha(\bar{r} + \bar{\xi}_\alpha \delta_i, t + \delta_i) - \bar{g}_\alpha(\bar{r}, t) = & \tag{A.24} \\
& - \frac{1}{\tau + 1/2} (g_\alpha - g_\alpha^{eq}) + \delta_i \frac{\tau}{\tau + 1/2} (\bar{\xi}_\alpha - \bar{u}) \\
& \cdot (\Gamma_\alpha(\bar{u})(\bar{F}_s + \bar{G}) - (\Gamma_\alpha(\bar{u}) - \Gamma_\alpha(0)) \nabla \psi(\rho)),
\end{aligned}$$

の時間発展方程式を得る．この式の導出過程において， $\tau = \lambda / \delta_i$  とし，

$\frac{1}{\tau} - \frac{1}{2\tau^2} = \frac{1}{\tau + 1/2} + O(\delta_i^3)$  を用い， $O(\delta_i^3)$  を無視した．また巨視的物理量は， $\bar{f}$ ,  $\bar{g}$  を用いて，

$$\begin{aligned}
\phi &= \sum_\alpha \bar{f}_\alpha, \\
p &= \sum_\alpha \bar{g}_\alpha - \delta_i \frac{1}{2} \cdot \nabla \psi(\rho), \\
\rho RT \bar{u} &= \sum_\alpha \bar{\xi}_\alpha \bar{g}_\alpha - \delta_i \frac{RT}{2} (\bar{F}_s + \bar{G}),
\end{aligned} \tag{A.25}$$

と計算される．以上が HCZ モデルの基礎方程式である．

#### A.4 粒子間ポテンシャルと状態方程式

以上において導出された基礎方程式に含まれる粒子間ポテンシャル  $\psi$  は，未決定の定数を含み，またその関数形も未定であるので，実際に計算シミュレーションを行うためには，それらを決定する必要がある．粒子間ポテンシャルは，式(A.6)において，

$$\psi(\rho) = b\rho^2 RT \chi(\rho) - a\rho^2, \tag{A.26}$$

と与えられており，式(A.7)では

$$p = \rho RT + \psi(\rho), \tag{A.27}$$

と，粒子間相互作用がない場合の圧力  $p = \rho RT$  の補正項として表れ，この式は状態方程式に対応している．式(A.5)において， $\chi$  は  $\rho$  に関する級数であるが，すべての項は得られていない．また，文献<sup>[A.4]</sup>によると， $\chi$  の第二項 ( $\rho$  の項) までは解析的に導かれており，第三項 ( $\rho^2$  の項) 以降は数値解析によって得られている．そこで，一般に，相分離は，粒子間の引力と排体積力との兼ね合いによっておこり，それは，巨視的には，状態方程式の

関数形に現れることから，ここでは，逆に，状態方程式を与えることにより，粒子間ポテンシャルの関数形を決める．相分離を起こす場合の状態方程式としては，一般に van der Waals の状態方程式が知られているが，それを補正する形でいくつかの状態方程式も提案されており，ここでは，文献<sup>[A.5]</sup>に従い，Carnahan-Starling の式<sup>[A.6]</sup>，

$$p(\rho) = \rho RT \frac{1 + (b\rho/4) + (b\rho/4)^2 - (b\rho/4)^3}{(1 - (b\rho/4)^3)} - a\rho^2, \quad (\text{A. 28})$$

を用いる．この式を用いた理由としては，この式を  $b\rho$  で展開し，式(A.27)の  $\chi$  の部分を比較した場合，第二項まで一致することによると考えられる．一方，van der Waals の状態方程式  $p = \frac{\rho RT}{1 - b\rho} - a\rho^2$  の場合は，第一項までしか一致しない．未定定数  $a$ ， $b$  については，状態方程式が， $dp/dV < 0$  となる不安定領域を含むようにするために， $a = bc^2 = b(3RT)$ ， $b = 4$  と選んでいる．また， $\psi$  は， $\phi$  の関数として，基礎方程式に含まれているので，数値計算において利用する状態方程式は，

$$p(\rho) = \rho RT \frac{1 + (\phi) + (\phi)^2 - (\phi)^3}{(1 - (\phi)^3)} - 12RT\phi^2, \quad (\text{A. 29})$$

となり，この式に対する図 A.2 における Maxwell の等面積則から  $\phi_l = 0.02381$ ， $\phi_h = 0.2508$  が得られる．さらに，基礎方程式に現れる  $\psi(\phi)$  は，この状態方程式から

$$\psi(\phi) = \rho RT \left( \frac{1 + \phi + \phi^2 - \phi^3}{(1 - \phi)^3} - 1 \right) - 12RT\phi^2, \quad (\text{A. 30})$$

となる．また運動量を変化させる  $\psi(\rho)$  は， $\psi(\rho) = p - \rho(\phi)RT$  から計算される値を用いる．

[参考文献]

- [A. 1] X. He, S. Chen and R. Zhang, "A Lattice Boltzmann Scheme for Incompressible Multiphase Flow and Its Application in Simulation of Rayleigh-Taylor Instability", J. Comp. Phys. 152 (1999), pp.642-663.
- [A. 2] X. He and L.-S. Luo, A priori derivation of the lattice Boltzmann equation, Phys. Rev. E, 55, pp. R6333-R6336. (1997)
- [A. 3] X. He, S. Chen and G. D. Doolen, A Novel Thermal Model for the Lattice Boltzmann Method in Incompressible Limit., J. Comput. Phys., 146, pp. 282-300 (1998).
- [A. 4] S. Chapman and T. G. Cowling, "THE MATHEMATICAL THEORY OF UNIFORM GASES", CAMBRIDGE AT THE UNIVERSITY PRESS, (1970).
- [A. 5] X. He, R. Zhang, S. Chen, G.D. Doolen, On the three-dimensional Rayleigh-Taylor instability., Phys. Fluids, 11, pp. 1143-1152 (1999)
- [A. 6] N. F. Carnahan and K. E. Starling, Equation of State for Nonattracting Rigid Spheres., J. Chem. Phys., 51, pp.635-636(1969).



Table A.1 Descritized microscopic velocity  $\vec{\xi}_\alpha$

$\alpha$	$\vec{\xi}_\alpha$	$\alpha$	$\vec{\xi}_\alpha$	$\alpha$	$\vec{\xi}_\alpha$
0	(0, 0, 0)	7	(c, c, 0)	19	(c, c, c)
1	(c, 0, 0)	8	(-c, -c, 0)	20	(-c, -c, -c)
2	(-c, 0, 0)	9	(c, -c, 0)	21	(c, c, -c)
3	(0, c, 0)	10	(-c, c, 0)	22	(-c, -c, c)
4	(0, -c, 0)	11	(c, 0, c)	23	(c, -c, c)
5	(0, 0, c)	12	(-c, 0, -c)	24	(-c, c, -c)
6	(0, 0, -c)	13	(c, 0, -c)	25	(c, -c, -c)
		14	(-c, 0, c)	26	(-c, c, c)
		15	(0, c, c)		
		16	(0, -c, -c)		
		17	(0, c, -c)		
		18	(0, -c, c)		

Table A.2 Coefficients  $\omega_\alpha$

$\alpha$	0	1, ..., 6	7, ..., 18	19, ..., 26
$\omega_\alpha$	$\frac{8}{27}$	$\frac{2}{27}$	$\frac{1}{54}$	$\frac{1}{216}$

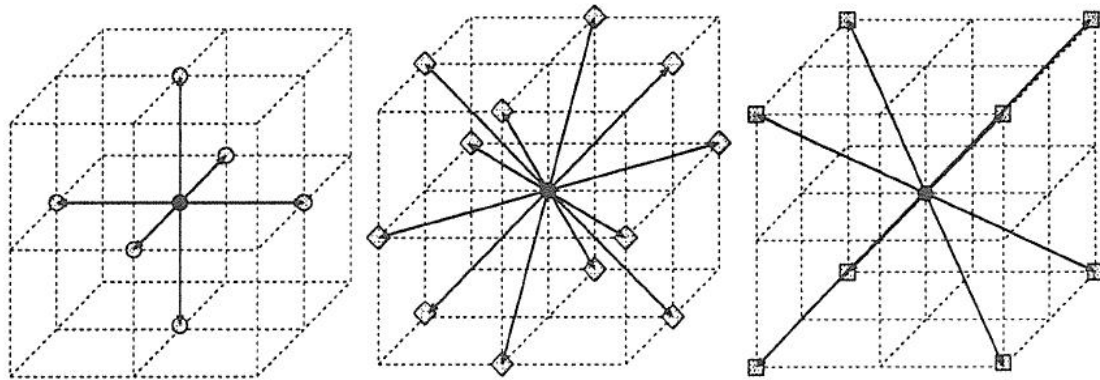


Fig. A.1 Three dimensional 27 velocities lattice: The microscopic particle velocity is shown by three groups with different speed.

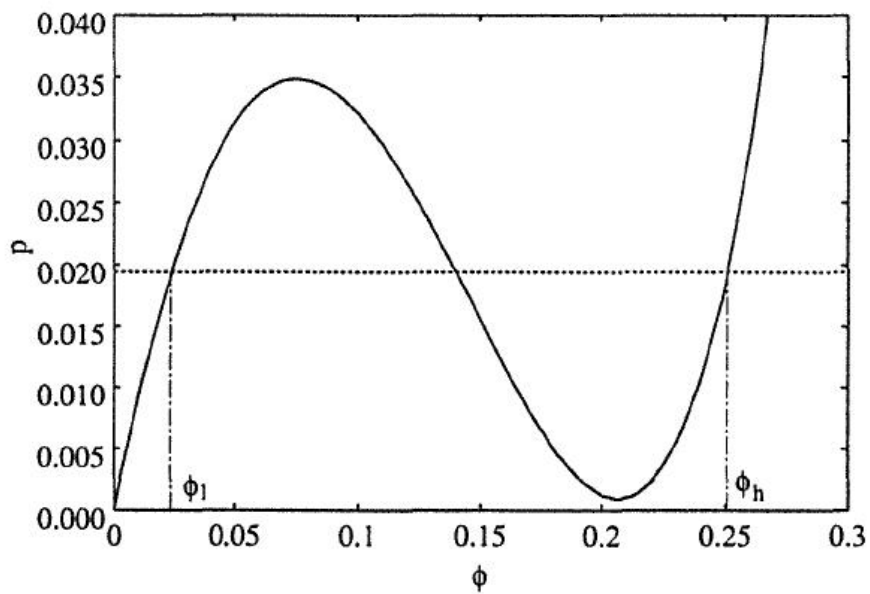


Fig. A.2 Equation of state used in the simulation code of the HCZ model: The Maxwell' s equal-area rule is represented by the horizontal dashed line. The  $\phi_l$  and  $\phi_h$  are shown by the vertical dash-dotted line.

## 添付 B. 溶融燃料ジェットのカエンチ挙動解析モデル

ここでは、溶融燃料ジェットのカエンチ挙動解析モデルについて説明する。構築に際しては、日本原子力研究所で開発している FCI 粗混合過程解析コード JASMINE-pre<sup>[B. 1][B. 2][B. 3]</sup>を参考にし、構築した。モデルの概念を図 B.1 に示す。本モデルは以下の考え方に基づいている。

- ①溶融ジェット直径は水深に対して線形的に減少する。
- ②ジェット表面から発生した粒子は仮定された直径を持ち、発生した直後から終端速度で沈降する。
- ③粒子の冷却速度を沸騰およびふく射伝熱を考慮して求め、固化に要する時間を求める。ふく射熱伝達係数を Stefan-Boltzmann の式<sup>[B. 4]</sup>を用いて求め、沸騰熱伝達係数は Liu-Theofanous の式<sup>[B. 5]</sup>を用い、両者を Bromley の方法<sup>[B. 6]</sup>に基づいて合成する。
- ④ジェットが水面に到達してから、ジェット径が水中でなくなる長さ（ジェットブレイクアップ長さ）に達するまでの初期非定常過程では、ジェットの形状（深さと直径の関係）は定常状態と等しく、先端位置がジェット速度にしたがって進行する。（ジェットの形状は円錐台となる）。
- ⑤ある深さのジェット表面から発生する粒子は冷却されながら沈降し、そのうちプールの底に到達していないものが計算領域内に存在する。

### B.1. ジェットのプロフィールと粒子発生質量流速

ジェット直径が深さに対して線形に減少するという仮定より、

$$\frac{dD_j}{dz} = \text{const.} = -\frac{D_j}{L_{brk}} \quad (\text{B. 1})$$

ここで、

$L_{brk}$  : ジェット侵入深さ

$D_{ji}$  : 水面でのジェット直径

$D_j$  : 深さ  $z$  におけるジェット直径

$V_j$  : ジェット速度(一定)

$z \sim z+dz$  におけるジェットの質量保存則より,

$$-\frac{1}{2} \cdot \frac{dD_j}{dz} V_j = \frac{m_e}{\rho_m} \quad (\text{B. 2})$$

より, 粒子の質量流速  $m_e$  について,

$$m_e = \frac{1}{2} \rho_m \frac{D_{ji} V_j}{L_{brk}} = 0.238 (\rho_m \rho_l g D_{ji})^{0.5} \quad (\text{B. 3})$$

ここで,

$\rho_l$  : 水の密度

$\rho_m$  : 冷却材の平均密度

また, ジェット先端が深さ  $L_{brk}$  に到達した後のジェットのある深さ  $z$  における直径  $D_j$  について, 以下の式が得られる.

$$D_j(z) = D_{ji} \left( 1 - \frac{z}{L_{brk}} \right) \quad (\text{B. 4})$$

位置  $z$  におけるジェットの微小スライス  $dz$  の側面積  $dA_s$  は以下の式となる.

$$dA_s = \pi D_j dz = \pi D_{ji} \left( 1 - \frac{z}{L_{brk}} \right) dz \quad (\text{B. 5})$$

## B. 2. 計算領域中に存在する粒子量

微小スライスの側面から微小時間  $dt$  の間に発生する粒子の質量は,

$$m_e dA_s dt = \frac{\pi}{2} \rho_m \frac{D_{ji}^2 V_j}{L_{brk}} \left( 1 - \frac{z}{L_{brk}} \right) dz dt \quad (\text{B. 6})$$

この微量の粒子が発生し, 粗混合領域に存在するための時間的制限について考える.

(1) ジェット表面の生成時刻

ジェット先端が位置  $z$  に到達する以前は、その位置における粒子発生はなく粒子発生はその時刻以降で生じる。その概念図を図 B. 2 に示す。位置  $z$  で粒子発生が始まる時刻は、

$$t_{gen}(z) = \frac{z}{V_j} \quad (\text{B. 7})$$

ただし、時刻 0 はジェット先端が水面に到達した時刻とする。

(2) 粒子の沈降

粒子が沈降すると、やがてプール底に到達することにより粗混合領域から取り除かれる。その概念図を図 B. 3 に示す。位置  $z$  で発生した粒子が底まで沈降するのに要する時間は、

$$\tau_{set}(z) = \frac{H - z}{V_s} \quad (\text{B. 8})$$

ここで、 $H$  は水プール深さであり、 $V_s$  は粒子の終端沈降速度で、以下のように求められる。

$$c_f \frac{1}{2} \rho_c V_s^2 \frac{\pi}{4} D_p^2 = \frac{\pi}{6} D_p^3 (\rho_p - \rho_c) g \quad (\text{B. 9})$$

よって、

$$V_s = \sqrt{\frac{4}{3c_f}} \sqrt{\frac{(\rho_p - \rho_c)}{\rho_c} D_p g} \quad (\text{B. 10})$$

また、逆に終端沈降速度から直径を得る式、

$$D_p = \frac{3c_f}{4} \frac{\rho_c V_s^2}{(\rho_p - \rho_c) g} \quad (\text{B. 11})$$

ここで、

$D_p$  : 粒子直径

$\rho_p$  : 粒子密度

が得られる。 $\text{Re}_p$  が  $10^3 \sim 10^5$  の範囲では、抵抗係数  $c_f$  は 0.44 となる。これを用いると粒子の終端沈降速度は以下の式で表される。

$$V_s = 1.74 \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_c}{\rho_c} D_p g} \quad (\text{B. 12})$$

### (3) 粒子の固化

ジェットから離脱した粒子の中で、冷却されて固化したものは蒸気爆発に関与しなくなる。ここでは、粒子の膜沸騰及びふく射熱伝達を考慮して粒子が固化する時間を算出する。粒子の固化の概念図を図 B. 4 に示す。

沸騰熱伝達係数  $h_b$  は Liu-theofanaous の式<sup>[B. 5]</sup>を用いた。

$$h_b = 0.0235 \frac{\lambda_g}{r_p} \text{Re}^{0.75} \frac{\mu_l}{\mu_g} \left( \frac{KR^4}{S_p} \right)^{0.25} (1-\alpha)^{0.25} \quad (\text{B. 13})$$

$$K = \frac{\rho_l}{\rho_g}$$

$$R = \left( \frac{\mu_g \rho_g}{\mu_l \rho_l} \right)^{0.5}$$

また、粒子の熱抵抗、及び内部流動を考慮するために、以下のように置く。

粒子内熱抵抗を  $Rf$  とし、内部流動を考慮するために、 $Rf$  を定数  $C$  で割り、 $R1$  とする。

(ただし、定数  $C$  はデフォルトでは  $C=1$  (内部流動無し) と置く。)

$$Rf = D_p / \lambda_p \quad (\text{B. 14})$$

$$R1 = Rf / C \quad (\text{B. 15})$$

ここで、

$\lambda_p$  : フラグメント熱伝導率

沸騰熱伝達係数  $h_b$  の逆数を  $R2$  と置く。

$$R2 = 1/h_b \quad (\text{B. 16})$$

粒子中心温度と周囲の流体温度の間の熱伝達係数を次のように計算する。

$$H = 1/(R1 + R2) \quad (\text{B. 17})$$

ふく射熱伝達係数は Stefan-Boltzmann の式<sup>[B. 4]</sup>より、 $T_m^4 \gg T_l^4$  を考慮して、

$$h_{rad} = \epsilon \sigma_{SB} T_m^3 \quad (\text{B. 18})$$

ふく射熱伝達係数の合成は、Bromley の方法<sup>[B. 6]</sup>より、

$$h = h_{\beta} \left( \frac{h_{\beta}}{h} \right)^{1/3} + h_{rad} \quad (\text{B. 19})$$

を線形化した以下の式により行う。

$$h = \begin{cases} h_{\beta} + 0.750h_{rad} & (h_{rad}/h_{\beta} \leq 0.872) \\ 0.837h_{\beta} + 0.937h_{rad} & (0.872 < h_{rad}/h_{\beta} \leq 4.73) \\ 0.610h_{\beta} + 0.985h_{rad} & (4.73 < h_{rad}/h_{\beta} \leq 40.7) \\ h_{rad} & (40.7 < h_{rad}/h_{\beta}) \end{cases} \quad (\text{B. 20})$$

粒子の温度降下率は、内部エネルギー保存

$$h(T_p - T_l)\pi D_p^2 dt = \frac{\pi}{6} D_p^3 \rho_p c_{pp} dT_p \quad (\text{B. 21})$$

より、以下の式で表される。

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{6h(T_p - T_l)}{D_p \rho_p c_{pp}} \quad (\text{B. 22})$$

温度降下に伴って熱伝達率は変化し、したがって温度降下率も変化する。融点までの温度降下に要する時間を求めるためには、上式を時間積分して粒子温度が融点に達する時刻を求めればよい。

粒子初期温度が融点(>2000K)より数100K程度高い条件では、初期温度から融点まで降下する間の温度降下率は一定と近似して差し支えない。その際、熱伝達係数及び粒子表面熱流速に含まれている粒子温度として、初期温度と融点の平均値を用いることが可能である。

$$T'_p = \frac{T_{pi} + T_{melt}}{2} \quad (\text{B. 23})$$

これによって、融点までの温度降下に要する時間は、以下の式で表される。

$$\tau_1 = \frac{T_{pi} - T_{melt}}{dT_p/dt} = \frac{D_p \rho_p c_{pp} (T_{pi} - T_{melt})}{6h'(T'_p - T_l)} \quad (\text{B. 24})$$

ここで、

$T_{pi}$  : 粒子初期温度

$h'$  : 平均粒子温度で評価した熱伝達係数

粒子の初期温度が融点に近い場合は、顕熱に比較して融解潜熱が無視できない。厳密には粒子の表面から内側へ固液境界が進行していく過程があり、粒子全体が固化するまでに表面温度は融点以下まで降下する。これを厳密に考慮するのは複雑である。しかし、まったく潜熱を考慮しないと粒子の固化時間を過小評価し、熔融している粒子の量を過小評価することになり、危険側への誤差が増大してしまう。

そこで、粗い方法ではあるが、潜熱の考慮として粒子全体の潜熱が温度 $T_{melt}$ の熱源から放出される時間を加えることにする。これにより与えられる時間は、厳密に粒子全体が固化するまでの時間より短くなるはずである。融解潜熱の放出に要する時間を以下のように与える。

$$\tau_2 = \frac{L(\pi/6)D_p^3\rho_p}{h(T_{melt}-T_l)\pi D_p^2} = \frac{LD_p\rho_p}{6h(T_{melt}-T_l)} \quad (\text{B. 25})$$

ここで、

$L$  : 融解潜熱

$h$  : 熱伝達係数

熱伝達係数 $h$ は以下のように与える。

$$h = \frac{L}{(T_{melt}-T_{solid})} \quad (\text{B. 26})$$

以上の顕熱及び潜熱分の除熱時間を加えて、粒子の固化時間は以下ようになる。

$$\begin{aligned} \tau_{sol} &= \tau_1 + \tau_2 \\ &= \frac{D_p\rho_p c_{pp}(T_m - T_{melt})}{6h'(T'_p - T_l)} + \frac{LD_p\rho_p}{6h_m(T_{melt} - T_l)} \end{aligned} \quad (\text{B. 27})$$

ある位置 $z$ から発生する粒子のうち、時刻 $t$ において粗混合領域内に存在し、かつ熔融状態にあるものの質量は、以上の3つの要因から与えられる時間的制限の中で、もっとも短い期間内だけさかのぼって、発生量を積分したものとなる。ただし、時刻 $t$ においてその位置までジェットが到達していないときの質量は0とする。ジェットが到達している場



合は,

$$\begin{aligned}
 dM_{pm} &= \int_{t_{lim\ m}}^t m_e dA_s dt \\
 &= \int_{t_{lim\ m}}^t \frac{\pi}{2} \rho_m \frac{D_{ji}^2 V_J}{L_{brk}} \left(1 - \frac{z}{L_{brk}}\right) dz dt
 \end{aligned} \tag{B. 28}$$

$t_{lim\ m}$  は  $t_{gen}$ ,  $t - \tau_{set}$ ,  $t - \tau_{sol}$  の中での最大値とする.

この  $t$  に関する積分は,  $D_j$  及び  $D_{ji}$  が時間により変化する場合, 厳密には数値積分する必要があるが, 近似として時刻  $t$  及び  $t_{lim\ m}$  における値の平均に  $t - t_{lim\ m}$  を乗じる方法を用いると,

$$dM_{pm} = \frac{\pi}{2} \rho_m \overline{\frac{D_{ji}^2 V_J}{L_{brk}} \left(1 - \frac{z}{L_{brk}}\right)} \max(t - t_{lim\ m}, 0) dz \tag{B. 29}$$

となる.

時刻  $t$  において粗混合領域に存在する粒子のうち, 熔融状態のもの全質量は, そのときに存在するジェット表面全体について  $dM_{pm}$  を積分することにより得られる.

$$M_{pm} = \int_0^{L_J} dM_{pm} \tag{B. 30}$$

これを  $z$  について数値積分して求める.

粗混合領域内にあるすべての粒子の質量は, 固化時間の制限をはずせば同様にして得られる.

### B. 3. 物性データ

モデル内における MOX, ナトリウムの物性データを表 B. 1, 表 B. 2<sup>[B. 7][B. 8][B. 9]</sup> にそれぞれ示す.

[参考文献]

- [B. 1] K. Moriyama, Y. Maruyama et al., Simple Evaluation of the Molten Fuel Amount in a Premixing Region of Fuel-Coolant Interaction, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol.39, No. 1, pp53-58, January2002
- [B. 2] 森山, 他, 「溶融炉心/冷却材相互作用の解析コードの開発」, 日本機械学会第7回動力・エネルギー技術シンポジウム論文集, pp. 451-456, 2000
- [B. 3] 森山, 丸山, 中村, 「格納容器内水蒸気爆発における粗混合溶融炉心量の簡易評価法」, 日本原子力学会, 2001年春の年会予稿集, 2001
- [B. 4] R. B. Bart, W. E. Stewart and E. N. Lightfoot, Transport Phenomena, Chapter 14, John Wiley and Sons, 1960
- [B. 5] C. Liu and T. G. Theofanous, Film Boiling on Spheres in Single and Two-phase Flows. Part I : Experimental Studies, ANS Proceedings of National Heat Transfer Conference, Portland, U.S., 34-47, 1995
- [B. 6] L. A. Bromley. Chem. Eng. Prog., 46:221,1950.
- [B. 7] G. H. Golden, J. V. Taker, Thermophysical Properties of Sodium, Argonne National Laboratory-7323, Chemistry (TID-4500) ANC Reserch and Development Report, 1967
- [B. 8] T. C. Chawala et al., Thermophysical Properties of Mixed Oxide Fuel and Stainless Steel Type 316 for use in Transition Phase Analysis, Nuclear Engineering and Design, 67, 57-74, 1981
- [B. 9] K. Morita, E. A. Fisher et al., Thermodynamic properties and equations of state for fast reactor safety analysis Part II: Properties of fast reactor materials, Nuclear Engineering and Design, 183, 193-211, 1998

Table B.1 Physical properties of MOX

	名称	単位	式, 又は数値
$\rho_p$	MOX 密度	kg/m <sup>3</sup>	$\frac{11.08 \times 10^3}{1 + 9.3 \times 10^{-5}(T - 273)}$
$\mu_p$	MOX 粘性係数	Pa · s	$0.988 \times 10^{-3} \exp(4620/T)$ (U02)
$\lambda_p$	MOX 熱伝導率	W/m · K	11.0 (U02)
$c_{pp}$	MOX 定圧比熱	J/kg · K	503.295
$h_f$	MOX 融解潜熱	J/kg	$2.85 \times 10^5$ (APWR 燃料)
$T_m$	MOX 融点	K	3063
$\sigma$	MOX 表面張力	N/m	$= 0.494 - 0.19 \times 10^{-3}(T - 3120)$

Table B.2 Physical properties of sodium

	名称	単位	式, 又は数値
$\rho_l$	Na 液体密度	$kg/m^3$	$927 - 0.238 \times [T - 373]$
$\rho_g$	Na 蒸気密度	$kg/m^3$	$5.372 \times 10^{-1}$
$\mu_l$	Na 液体粘性係数	$Pa \cdot s$	$\left[ 10^{\left( 0.5108 + \frac{220.65}{T} - 0.4925 \log_{10} T \right)} \right] \times 10^{-3}$
$\mu_g$	Na 蒸気粘性係数	$Pa \cdot s$	$4.134 \times 10^{-4} \left[ \begin{array}{l} 0.019 + 0.1375 \times 10^{-4} \times (9/5 \times (T - 273) + 32) \\ + 0.1709 \times 10^{-9} \times (9/5 \times (T - 273) + 32)^2 \end{array} \right]$
$\lambda_l$	Na 液体熱伝導率	$W/m \cdot K$	$1.74 \times \left[ \begin{array}{l} 54.306 - 1.878 \times 10^{-2} \times (9/5 \times (T - 273) + 32) \\ + 2.0914 \times 10^{-6} \times (9/5 \times (T - 273) + 32)^2 \end{array} \right]$
$\lambda_g$	Na 蒸気熱伝導率	$W/m \cdot K$	$1.74 \times \left[ \begin{array}{l} 0.1639 \times 10^{-2} + 0.3977 \times 10^{-4} \times (9/5 \times (T - 273) + 32) \\ - 0.9697 \times 10^{-8} \times (9/5 \times (T - 273) + 32)^2 \end{array} \right]$
$c_{pl}$	Na 液体定圧比熱	$J/kg \cdot K$	$41868 \times (0.389352 - 1.10599 \times 10^{-4} T + 3.41178 \times 10^{-8} T^2)$
$c_{pg}$	Na 蒸気定圧比熱	$J/kg \cdot K$	$1.38 \times 10^{-3}$
$h_{fg}$	Na 蒸発潜熱	$J/kg$	$4.9 \times 10^6 (1 - T/T_c)^{0.38} \quad T_c = 2509.46 \text{ K}$
$T_l$	Na 液体温度	$K$	$4.134 \times 10^{-4} \times \left[ \begin{array}{l} 0.019 + 0.1375 \times 10^{-4} \times (9/5 \times (T - 273) + 32) \\ + 0.1709 \times 10^{-9} \times (9/5 \times (T - 273) + 32)^2 \end{array} \right]$
$T_{sat}$	Na 液体飽和温度	$K$	$1.74 \times \left[ \begin{array}{l} 54.306 - 1.878 \times 10^{-2} \times (9/5 \times (T - 273) + 32) \\ + 2.0914 \times 10^{-6} \times (9/5 \times (T - 273) + 32)^2 \end{array} \right]$
$\sigma$	Na 液体表面張力	$N/m$	$1.74 \times \left[ \begin{array}{l} 0.1639 \times 10^{-2} + 0.3977 \times 10^{-4} \times (9/5 \times (T - 273) + 32) \\ - 0.9697 \times 10^{-8} \times (9/5 \times (T - 273) + 32)^2 \end{array} \right]$

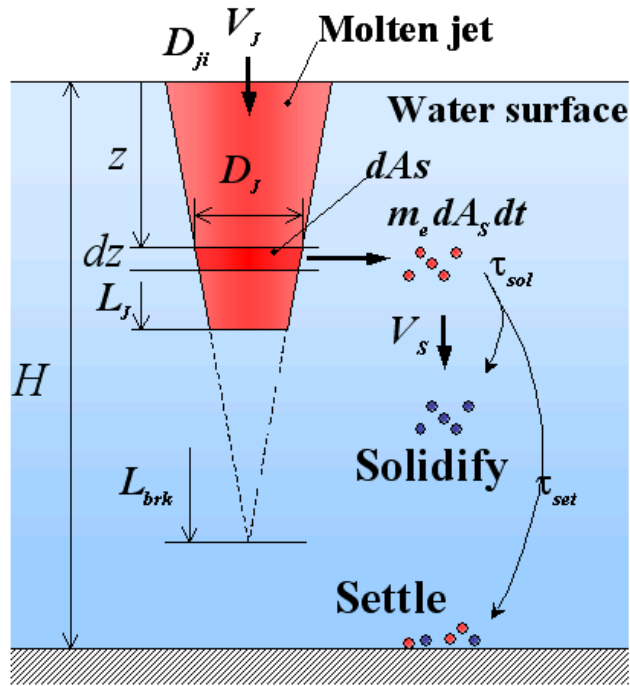


Fig. B.1 Concept of heat transfer model of molten material quench behavior

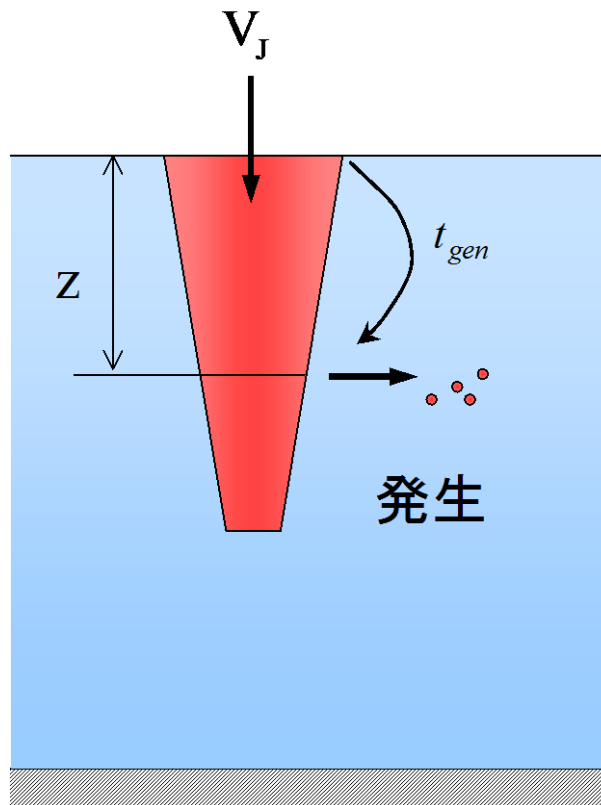


Fig. B.2 Fragment generating behavior

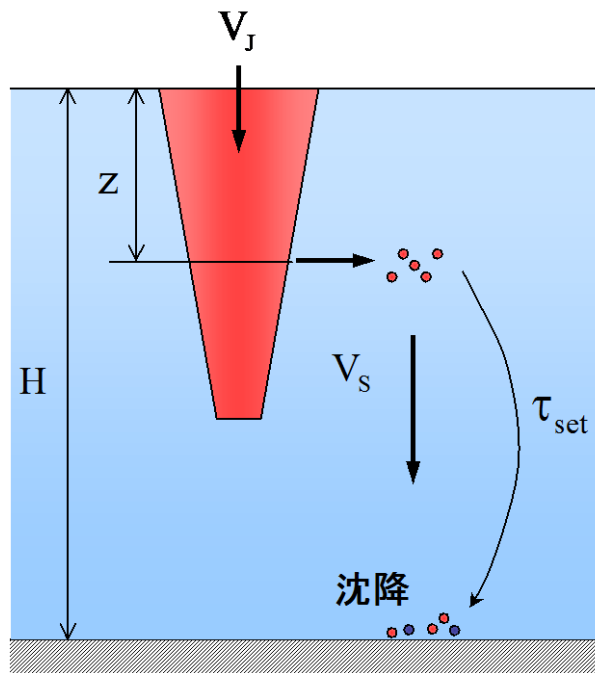


Fig. B.3 Fragment falling behavior

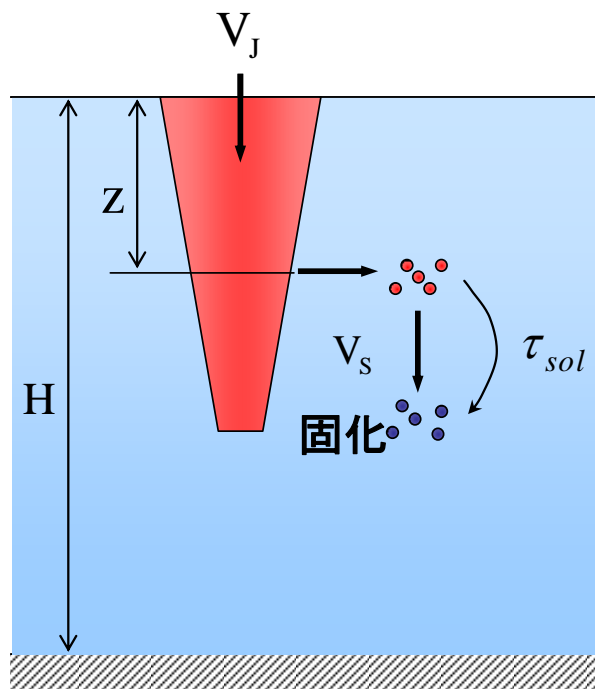


Fig. B.4 Fragment solidifying behavior