

令和2年度卒業論文

自由落下後の溶融ジェットの
冷却水中における微粒化に関する研究

原子炉工学研究室

二橋 響介

北海道大学 工学部 機械知能工学科

目次

1. 序論	1
1.1 背景	1
1.2 先行研究	1
1.2.1 溶融燃料-冷却材相互作用	1
1.2.2 TIZ 理論	2
1.2.3 ジェットブレイクアップ長さ	3
1.2.4 溶融ジェットの不安定性	7
1.3 研究目的	8
2. 実験方法	9
2.1 実験装置	9
2.2 実験手順	11
2.3 実験データの評価方法	11
2.3.1 ジェットブレイクアップ長さの算出	11
2.3.2 粒子径分布の取得	12
2.4 実験試料の選定	13
2.5 実験条件	13
3. 実験結果	15
3.1 ジェット挙動の観察	15
3.2 微粒化後の堆積の様子	20
3.3 ジェットブレイクアップ長さ	22
3.4 微粒化後の粒子径分布	25
4. 考察	27
4.1 ジェットブレイクアップ長さに関する考察	27
4.2 粒子径に関する考察	28
4.3 微粒化を引き起こす不安定性に関する考察	31
5. 結論	33
参考文献	34
付録	36

1 序論

1.1 背景

東日本大震災とそれによって引き起こされた津波により、福島第一原子力発電所は全電源を喪失し、炉心が溶融する事態となった。今後も原子力を利用するためには、過酷事故の発生防止や影響緩和を含めた安全性の向上が必要である。

溶融した炉心により圧力容器が損傷を受けると、溶融した炉心は圧力容器下部を貫通し格納容器の床面へ落下する。その際、圧力容器もしくは格納容器に冷却材が存在すると溶融炉心と冷却材の相互作用 (Fuel-Coolant Interaction, 以下「FCI」と称す。) が起こる。FCI が広範囲に拡大した場合、蒸気爆発を引き起こす可能性がある。

溶融炉心はジェットとして冷却材に侵入した後、冷やされる過程で微粒化することが知られている。ジェットの微粒化現象は、事故発生時の溶融炉心の冷却性を評価するうえで非常に重要な現象である。溶融炉心が微粒化せずに直接圧力容器下部へ到達した場合、圧力容器の損傷へと繋がる。また、圧力容器破損後に溶融炉心が格納容器へと落下し床面に到達すると、溶融炉心とコンクリートの相互作用(MCCI: Molten Core-Concrete Interaction)が発生し、格納容器の健全性を脅かす恐れがある。

溶融ジェットの微粒化に関してこれまでに多くの調査、研究が行われてきたが、複雑な現象であるため未だ不確定な要素が多い。そのため原子炉安全性の向上のため実験によるさらなる知見の拡充が必要不可欠である。

1.2 先行研究

ここでは、これまでの研究で明らかになった知見や、提唱されているモデルについて溶融燃料-冷却材相互作用 (FCI) と TIZ 理論 (後述)、ジェットブレイクアップ長さ (後述)、溶融ジェットの不安定性の 4 項目に分けて説明する。

1.2.1 溶融燃料-冷却材相互作用

溶融ジェットは冷却水侵入後に微粒化する過程で蒸気爆発を引き起こす可能性がある。これまでの研究では、FCI により蒸気爆発を引き起こす過程として以下の 4 段階を用いたモデルが提唱されている[1]。

- ①高温液と低温液が接触した際、高温液周りに低温液の膜沸騰による蒸気膜が発生し両者が隔たれた状態で混合する。(粗混合)
- ②自発的もしくは外部からの外乱により膜沸騰が不安定化する。(トリガリング)
- ③蒸気膜の破壊により高温液と低温液が直接接触することで、急速に熱伝達が進み、それに伴い急速な蒸気発生、高温液の微粒化が促され、粗混合領域全体へと反応が急速に広がる。(伝播)

④発生した連鎖的な圧力波により高圧領域の膨張が促進され、莫大な機械エネルギーが放出される。(膨張)

蒸気爆発が起こるためには、蒸気膜の破壊が連鎖的に粗混合全体へと拡大することが必要である。また、蒸気膜が破壊されたとしてもその圧力波が拡大せずに収束するものもある。この現象を拡大現象と呼び蒸気爆発と区別する。本実験では蒸気爆発は起こらなかったが、拡大現象は見られた。

1.2.2 TIZ 理論

本実験を行うにあたって、大規模な蒸気爆発の発生を避ける必要がある。ここでは蒸気爆発の発生条件に関する先行研究について述べる。

蒸気爆発の発生条件に関して Fauske ら[2]は、自発核生成モデルというモデルを提唱した。このモデルでは、高温液と低温液の界面温度が低温液の自発核生成温度以上であることが蒸気爆発を引き起こすための条件であるとしている。不純物の影響が小さいと考えられる時、自発核生成温度は均質核生成温度とほぼ等しくなる。このモデルに基づいて、蒸気爆発発生をしきい条件を決定したものが熱的相互作用領域 (Thermal Interaction Zone, 以下 TIZ と称す。) である。TIZ では蒸気爆発条件として、均質核生成温度と蒸気膜安定境界温度をしきい値として設定している。

均質核生成温度とは、液体同士の伝熱面のように気泡核が存在しない場合、低温液体側が飽和温度以上まで加熱されていき、自発的に核が生成され、瞬間的に激しく気泡が発生するときの温度であり、Lienhard の半理論式[3]を用いて以下の式によって導かれる。

$$T_{hn} = T_{sat} + \left(0.905 - \frac{T_{sat}}{T_{crit}} + 0.095 \left(\frac{T_{sat}}{T_{crit}} \right)^8 \right) T_{crit} \quad (1.1)$$

ここで、 T_{hn} は均質核生成温度、 T_{sat} は飽和温度、 T_{crit} は臨界温度を表す。

また、蒸気膜安定境界温度とは、古谷ら[4]が行った蒸気膜安定解析に基づいた蒸気膜の安定境界における低温液のサブクール度を表し、以下の式によって導かれる。

$$\Delta T_{sub} = \frac{T_{sat}(1 + 4\varepsilon\sigma_{SB}T_{sat}^3)}{h_{gl} - \frac{T_H}{T_{sat}R_g}} + \frac{\varepsilon\sigma_{SB}}{h}(T_H^4 - T_{sat}^4) \quad (1.2)$$

ここで、 ΔT_{sub} は蒸気膜安定境界温度、 T_{sat} は飽和温度、 T_H は高温液温度、 h は熱伝達率、 h_{gl} は蒸発熱、 R_g は気体定数、 ε は放射率、 σ_{SB} はステファンボルツマン定数を表す。

Figure1-1 に Matsumura ら [5] の蒸気爆発発生条件の実験結果を示す。溶融金属として錫、冷却材として水を用いている。図中で T_i は液液界面温度、 T_m は高温液体の融点、 T_{hn} は低温液体の均質核生成温度を表している。

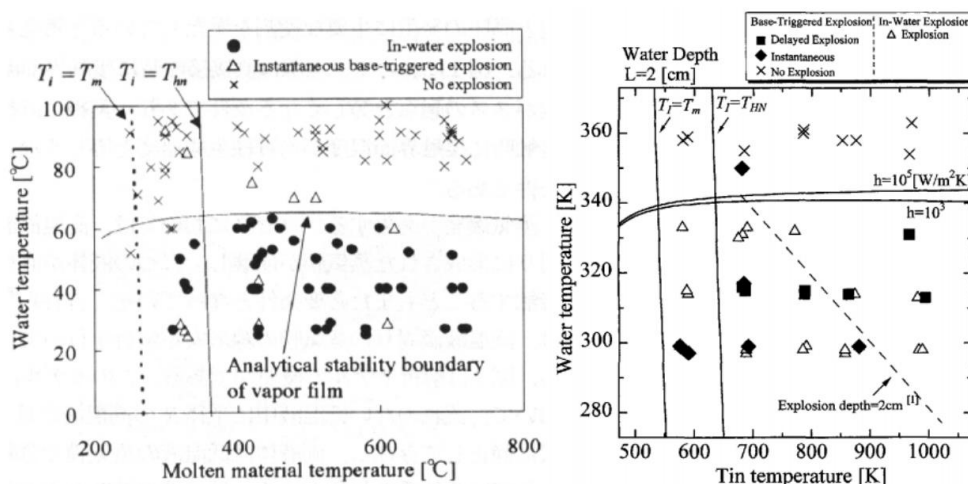


Figure1-1 Sn-H₂O の TIZ (左図：水深 10cm, 右図：水深 2cm) [5]

TIZ 内での実験条件では高い確率で蒸気爆発が起きていることが分かる。本実験では大規模な蒸気爆発を避けるため、TIZ を避けた条件を設定し安全を考慮して実験を行った。

1.2.3 ジェットブレイクアップ長さ

Table1-1 は溶融ジェットの微粒化に関する代表的な先行研究をまとめたものである。溶融燃料模擬物質としては主に金属、金属酸化物が用いられ、冷却材としては主に水、液体ナトリウム、液体窒素などが用いられてきた。また、ジェットの形態としては、冷却材中から噴出させるもの(Injection jet)と空気中から自由落下させるもの(Free fall jet)に分類できる。

微粒化現象を評価する上で、ジェットが冷却水に侵入してから崩壊し微粒化するまでの長さと微粒化した後の粒子径分布は重要な物理量である。前者の長さのことをジェットブレイクアップ長さと呼ぶ。ジェットブレイクアップ長さを予測する相関式は多数提案されており、その中でも Saito の式[6]と Epstein の式[7]はシビアアクシデント解析コードにも組み込まれており、実験結果との比較によく用いられている。本研究ではこれらの相関式に加え IKE の相関式[8]も比較対象として用いる。

Saito ら[6]は実験結果に基づき、熔融物の慣性力が周囲の浮力および蒸気流れの結果生じる力とバランスすると指摘し、半経験式として次式を提案している。

$$\frac{L_{brk}}{D_j} = 2.1 \left(\frac{\rho_j}{\rho_c} \right)^{\frac{1}{2}} Fr^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

$$Fr = \frac{v_j^{\frac{1}{2}}}{gD_j} \quad (1.4)$$

ここで、 L_{brk} はジェットブレイクアップ長さ、 D_j は熔融ジェットの直径、 ρ は密度、 Fr はFroude数、 v は速度、 g は重力加速度を表す。下付き文字 j と c はジェットと冷却材をそれぞれ表す。

Epstein ら[7]は先行研究のデータに基づいて、ジェット速度とジェットの微粒化速度が比例すると指摘し、半経験式として次式を提案している。

$$\frac{L_{brk}}{D_j} = \frac{1}{2E_0} \left(\frac{\rho_j}{\rho_c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.5)$$

ここで、 E_0 はエントレインメント係数と呼ばれ0.05~0.1の値が適用される。

Bürgerら[8]はドイツの研究所IKEでの実験データに基づいて、Saitoの式[6]を参考に界面不安定性の一種であるケルビン-ヘルムホルツ不安定性を考慮して次式を提案している。

$$\frac{L_{brk}}{D_j} = 2.1 \left(\frac{\rho_j}{\rho_c} \right)^{\frac{1}{3}} Fr^{\frac{1}{3}} \quad (1.6)$$

Saitoの式[6]とIKEの式[8]はブレイクアップ長さが Fr 数に依存するのに対し、Epsteinの式[7]は速度に依存しないという特徴を持つ。Figure1-2にジェットブレイクアップに関する先行研究のデータを示す。これまでたくさんの実験が行われてきたが、Saitoの式[6]とEpsteinの式[7]との差が顕著に表れる高 Fr 数条件での実験データはあまりない。本実験では Fr 数を40~100に設定し、実験データが限られている高 Fr 数条件での実験を行った。

先に述べたブレイクアップ長さを予測する3つの相関式は、すべてInjection jetを想定している。そのため、自由落下による影響（例えば、冷却水侵入時の空気の巻き込みなど）が式中に含まれていない。本実験では熔融炉心の格納容器への落下事故を想定し、自由落下による実験を行った。

Table1-1 FCI に関する先行実験

Facility/ Organization	Country	Melt/Coolant	Jet type	References
ANL	USA	Wood's metal/Water	Free fall jet	Spencer et al. (1986, 1994)
JET- I	JAPAN	Water/Nitrogen	Injection jet	Saito et al.(1988)
IKE	USA	Wood's metal/Water	Injection jet	Cho et al. (1991) Berg et al. (1994) Bürger et al. (1995)
BNL	Germany	Sn/Water	Injection jet	Gabor et al. (1992, 1994)
MELT- II	UK	Wood's metal/Water	Free fall jet	Hall and Fletcher (1995)
KTH	Sweden	Wood's metal/Water	Injection jet	Dinh et al. (1999) Haraldsson (2000)
JAERI	Japan	Zn,Sn,Cu/Water	Free fall jet	Sugiyama et al. (1999) Sugiyama and Yamada (2000) Sugiyama and Iguchi (2002)
KMU	Korea	Wood's metal/Water	Free fall jet	Bang et al. (2003)
UT	Japan	U-alloy78/Water	Free fall jet	Abe et al. (2004, 2005, 2006) Matsuo et al. (2008) Iwasawa et al. (2015a, 2015b)
KTH	Sweden	Sn, Woods' metal/Water	Injection jet	Manickam et al. (2014, 2017)
METRIC	Korea	Sn/Water	Free fall jet	Li et al. (2017)

- | | |
|--|---|
| ○ ANL (Wood' metal/Water) (Spencer et al., 1986) | ◇ COLDJET (Wood' metal/Water) (Bang and Kim, 2017) |
| ○ IKE (Wood' metal/Water) (Cho et al., 1991) from Berg et al. (1994) | + JET-I (Water/Freon, Nitrogen) (Saito et al., 1988) |
| ○ IKE (Wood' metal/Water) (Cho et al., 1991) from Bürger et al. (1995) | × MFSBS (Wood' metal/Freon) (Schneider et al., 1992) |
| △ JAERI (Sn/Water) (Sugiyama-Iguchi, 2002) | * MELT-II (Wood' metal/Water) (Kondo et al., 1995) |
| △ JAERI (Cu/Water) (Sugiyama-Iguchi, 2002) | ○ CCM (UO ₂ -ZrO ₂ -SS/Water) (Spencer et al., 1994) |
| ◇ UT (U-alloy78/Water) (Matsuo et al., 2008) | ○ PREMIX (Al ₂ O ₃ -Fe/Water) (Kaiser et al., 2001) |
| □ KTH (Wood' metal/Water) (Manickam et al., 2014; 2017) | △ FARO/TERMOS, FAT (UO ₂ -ZrO ₂ /Water) (Magallon et al., 2006) |
| □ KTH (Oxide/Water) (Manickam et al., 2014) | ◇ GPM (Al ₂ O ₃ -Fe/Water) (Moriyama et al., 2005) |
| ⊠ TIT (Wood' metal/Water) (Secareanu et al., 2016) | ◇ GPM (SS-C/Water) (Moriyama et al., 2005) |
| ⊠ MATE (Wood' metal/Water) (Jung et al., 2016) | ● FARO/TERMOS (UO ₂ /Na) (Magallon et al., 1992) |
| □ METRIC (Sn/Water) (Li et al., 2017) | ● FR (Al ₂ O ₃ /Na) (Matsuba et al., 2016) |

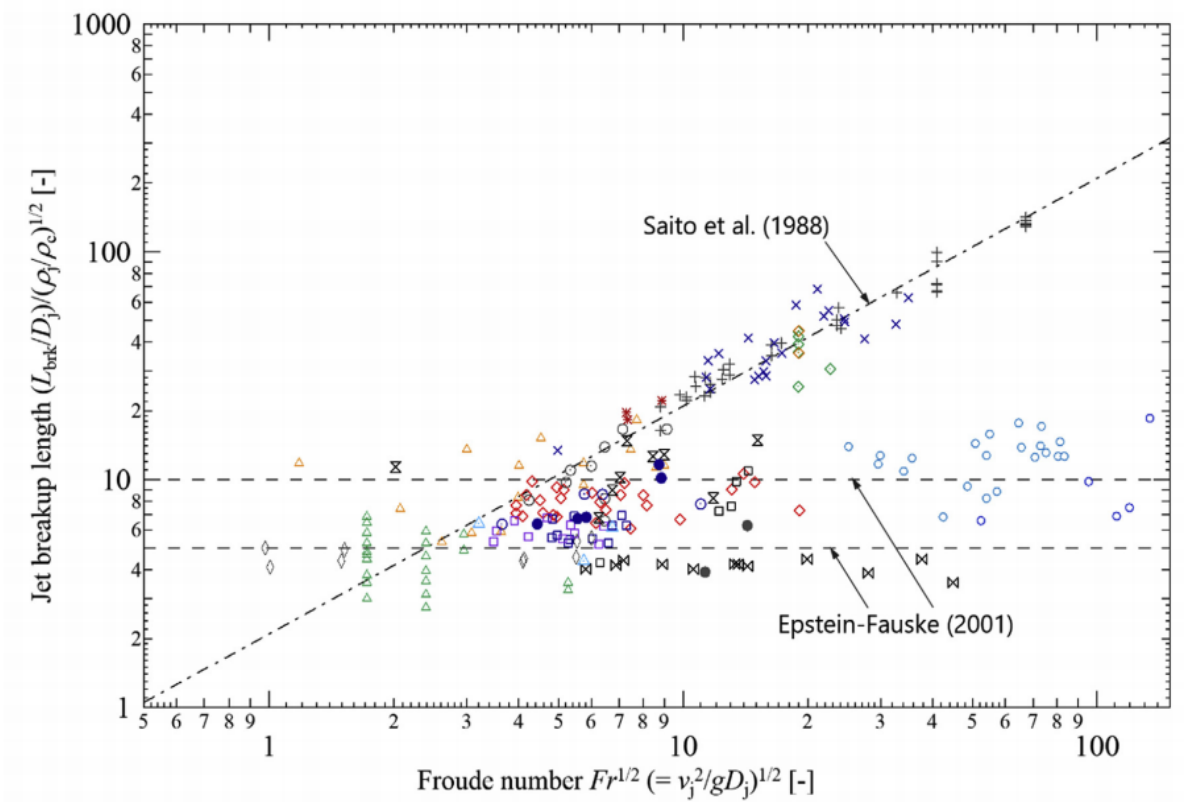


Figure1-2 ジェットブレイクアップ長さに関する先行研究[7]

1.2.4 溶融ジェット的不安定性

溶融ジェットは冷却水侵入後、ジェットと冷却水の界面における不安定性の影響を受け微粒化に至ると考えられている。ここでは、界面不安定性に関わる基礎的な理論について説明する。

(1)レイリー・テイラー(R-T)不安定理論[9]

R-T 不安定性は 2 流体の密度差に起因した界面不安定性で、阿部ら[10]によると溶融ジェット先端で観察される。異なる密度の流体が接触し、ある波長の擾乱が加わると、密度が大きい流体から小さい流体に力が働き擾乱が成長する。密度差による擾乱増幅力がそれを引き戻そうとする界面張力による擾乱減衰力より大きくなると界面は不安定となる。擾乱を引き起こす波長が大きいと界面張力による減衰力が小さくなる。そのため、界面はある長さ以上の波長に対して不安定となる。その時の波長を臨界波長と呼び次式で定義される。

$$\lambda_{R,C} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{(\rho_M - \rho_S)g}} \quad (1.7)$$

ここで π は円周率、 σ は界面張力、 ρ_M は高温液の密度、 ρ_S は低温液の密度、 g は重力加速度を表す。

(2)ケルビン・ヘルムホルツ(K-H)不安定理論[11]

K-H 不安定性は 2 流体の速度差に起因した界面不安定性で、阿部ら[10]によると溶融ジェット側面で観察される。先に述べたように 2 流体間に波長の擾乱が加わると、密度差による擾乱増幅力と界面張力による擾乱減衰力が働く。一方、2 流体間に相対速度がある場合は、それらに加え速度差に起因した重力波による擾乱増幅力が働く。この重力波による擾乱増幅力は 2 流体間の相対速度が大きくなると共に増大すると考えられている。そのため、R-T 不安定性とは異なり、相対速度に対して依存性をもつ。K-H 不安定理論における臨界波長は次式で定義される。

$$\lambda_{K,C} = \frac{2\pi\sigma(\rho_M + \rho_S)}{w^2\rho_M\rho_S} \quad (1.8)$$

ここで w は相対速度を表す。

(3) 臨界 Weber 数理論[8]

Weber 数(We 数)とは液滴の界面張力と慣性力の比を表す無次元数である。流れの中に液滴が存在する場合、界面張力よりも慣性力が支配的になるとジェットの内面は不安定となる。この時の We 数を臨界 We 数と呼び、次式で定義される。

$$We_{critical} = \frac{\rho_s w d_{critical}}{\sigma} \quad (1.9)$$

ここで $d_{critical}$ は臨界 We 数の流れにおけるジェット中の液滴の粒子径を表す。溶融ジェットの実験では一般的に $We_{critical}=18$ が用いられる。そのため、液滴の粒子径は次式で表される。

$$d_{critical} = \frac{18\sigma}{\rho_s w} \quad (1.10)$$

1.3 研究目的

本研究の目的は自由落下後の冷却水中におけるジェットの微粒化に着目した実験を行い、 Fr 数の高い領域で落下条件や熱的な条件が溶融ジェットの微粒化に及ぼす影響を評価することである。ジェットブレイクアップ長さや微粒化後の粒子径分布に関する実験データを取得し、各種相関式や先行研究との比較を行った。

2 実験方法

2.1 実験装置

本実験で用いた溶融金属実験装置の概略図を Figure2-1 に示す。装置上部は高周波加熱ユニットである。黒鉛坩堝下部には溶融金属の流出口があり、アルミナ棒でその流出口を塞いで金属試料を入れ、誘導コイルの誘導加熱により金属を溶融させた。加熱部はガラス管で被覆し、金属の酸化を防ぐため内部に不活性ガスを注入した。坩堝内の温度は熱電対により測定し、所定の温度へ達したらアルミナ棒を引き抜き溶融金属を実験装置下部の冷却ユニットへと落下させた。

冷却ユニットは、幅 30cm、奥行 30cm、高さ 60cm の水槽であり、底面にステンレス板を設置した。予め 90°C に加熱した水を底面から高さ 50cm まで注水した。水槽内に設置した熱電対を用いて、溶融金属落下時の冷却水の温度を実験ごとに測定した。

溶融金属の水の中への落下の様子を高速度カメラで撮影しジェットブレイクアップ長さを算出した。また、落下後ステンレス板へ堆積した粒子を取り出し、上部からカメラで撮影し画像処理ソフトを用いて粒子径分布を取得した。

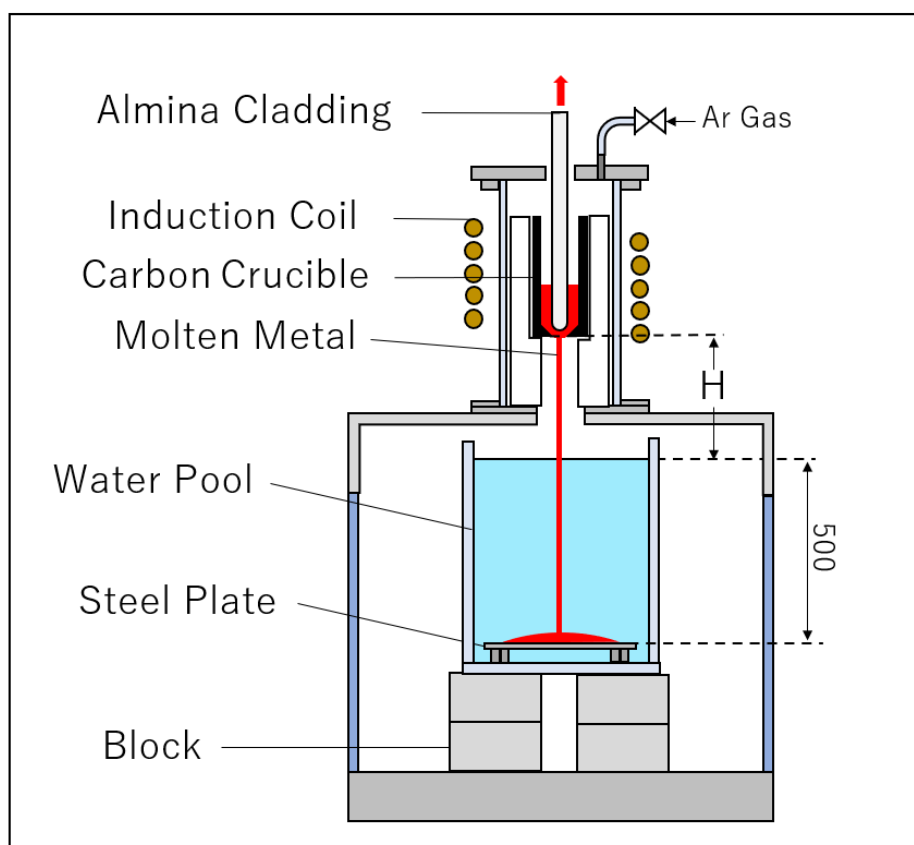


Figure2-1 実験装置概略図

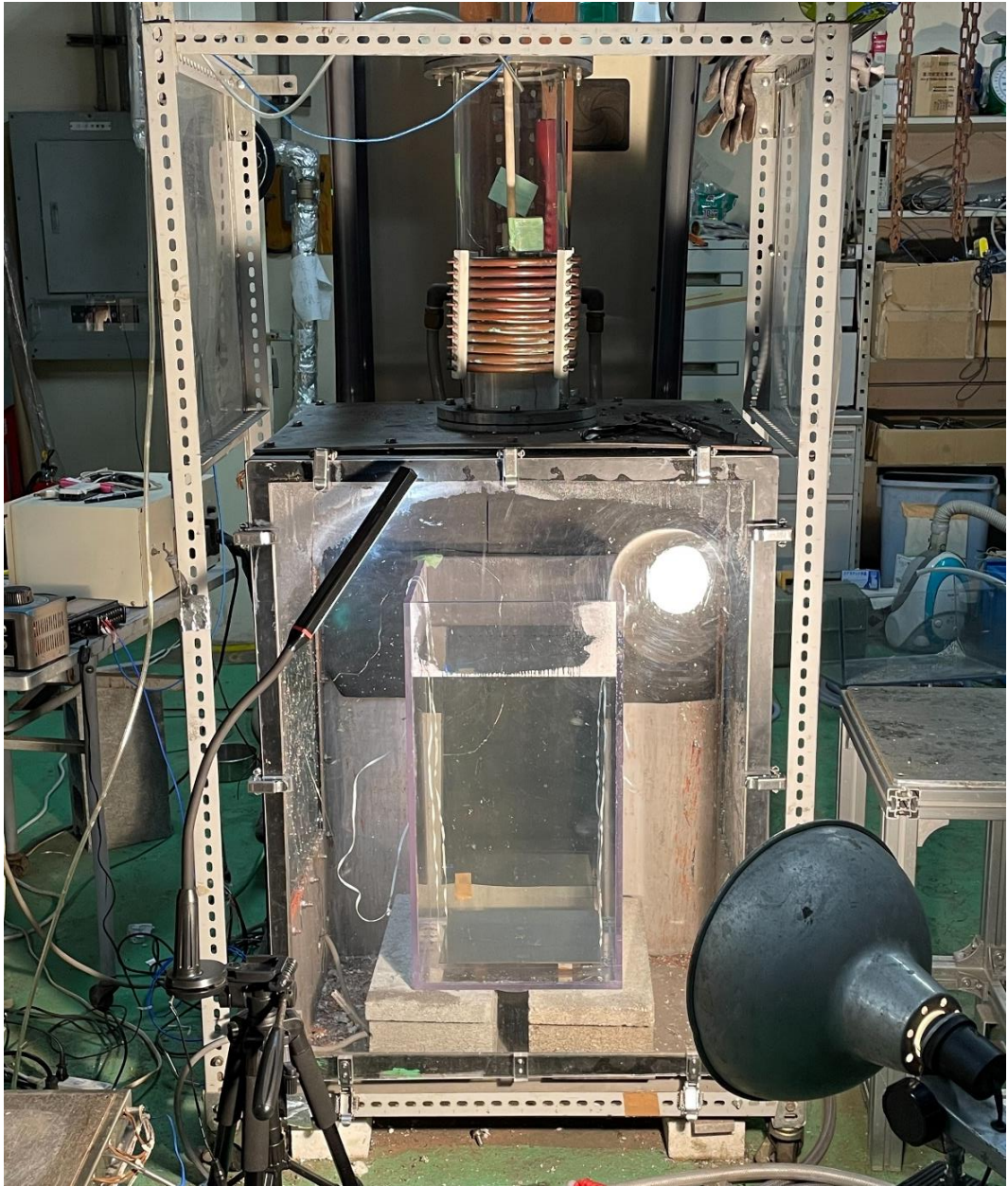


Figure2-2 実験装置外観

2.2 実験手順

本実験の実験手順を以下に示す。

1. 高周波電源のブレーカーを入れ、高周波電源装置内に圧力が 2~3MPa となるように冷却水を流した。
2. 装置下部に水槽を設置し高さを調節した。
3. 水槽底面にステンレス板を設置した。
4. 予め 90°C に加熱した水を水槽内に注水した。
5. 装置上部の誘導コイル内に設置した黒鉛坩堝にアルミナ棒を挿入しノズルを塞ぎ、計量した金属を投入した。
6. 加熱部側面をガラス管で被覆し、加熱部上部をフランジにより密閉した。
7. アルゴンガスを注入し加熱部をアルゴン雰囲気にした。
8. 高周波装置の電源を入れ、出力を調整して設定した温度まで金属を加熱した。
9. 坩堝内の温度と水槽内の水温を確認した後、加熱部のアルミナ棒を引き抜き、下部の水槽内に熔融金属を落下させた。
10. 坩堝内の金属がすべて落ちたのを確認し、高周波装置の電源を切った。
11. 水槽内からステンレス板を取り出し、落下後の堆積の様子の写真を撮影した。
12. ステンレス板を水槽底面に戻し、条件を変更し 5 以降の手順を行った。
13. 実験終了後、高周波電源の冷却水を停止し、ブレーカーを落とした。
14. 水槽内の水を排水した。

2.3 実験データの評価方法

2.3.1 ジェットブレイクアップ長さの算出

熔融ジェットが冷却水に侵入すると、冷却水の沸騰による気泡の発生や、生成した微粒化物等の影響でジェットの可視化が妨げられる。そのため、ジェットブレイクアップ長さを直接計測することは困難である。そこで、微粒化によりジェット先端速度が急激に終端速度に落ち着く点をジェットブレイクアップした瞬間と定義することでブレイクアップ長さを算出した。

熔融金属落下の様子を高速度カメラで撮影した映像を用いて、以下の手順でブレイクアップ長さを算出した。

1. 撮影した動画の 1 コマごとのジェット先端の位置変化を読み取った。
2. 位置変化から 1 コマごとの速度を算出した。
3. 速度が一定値となる点を読み取り、ブレイクアップ長さを算出した。

2.3.2 粒子径分布の取得

実験後、ステンレス板上の試料を上部から撮影した画像を用いて、以下の手順で粒子径分布を算出した。

1. 画像処理ソフト（AzPainter2）を用いて撮影した画像を Figure2-3 のように二値化した。
2. 基準線の長さを元にして、画像解析ソフト（A 像くん）を用いて粒子解析を行い、粒子の最大径、最小径の情報を得た。
3. 最大径と最小径の平均を粒子径とし、表計算ソフト（エクセル）を用いて粒子径分布を取得した。

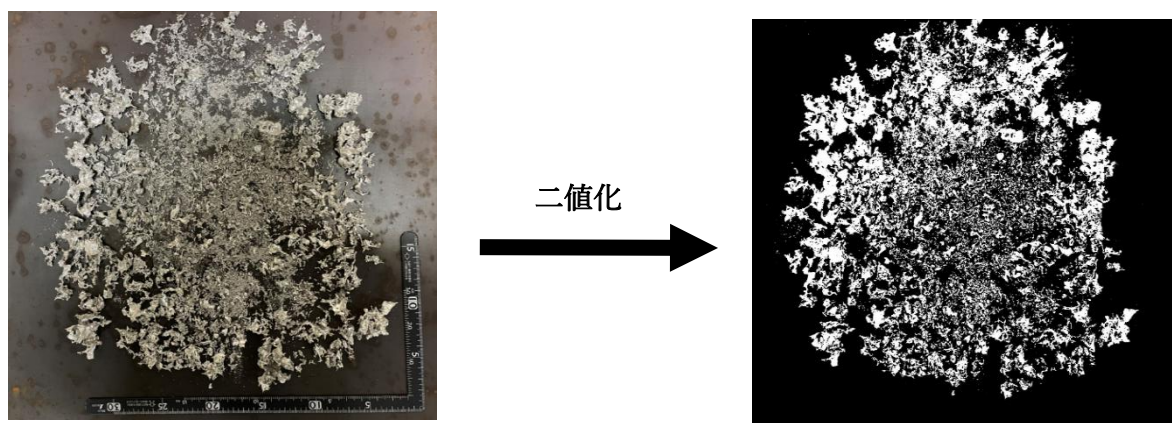


Figure2-3 画像二値化イメージ図

2.4 実験試料の選定

本研究では試料として、融点が低いため容易にかつ安全に実験できる錫を用いた。また冷却材に水を用いた。Table2-1 は錫と炉心溶融物の主成分である酸化ウラン UO_2 との物性値をまとめたものである。ここで表中の値は融点での物性値である。錫の物性は文献[12]を参考にし、溶融酸化ウランの密度 ρ_U の相関式として Breitung と Reil の式(2.1)[13]を、溶融酸化ウランの粘性係数 μ_U の相関式として Woodley の式(2.2)[14]を用いた。

$$\rho_U = 8.860 - 9.285 \times 10^{-4}(T - 3120) \quad (2.1)$$

$$\mu_U = 9.98 \times 10^{-4} \times e^{\frac{4620}{T}} \quad (2.2)$$

Table2-1 Sn と UO_2 の物性値の比較

	Density [g/cm ³]	Melting point [°C]	Thermal diffusivity [W/m K]	Surface tension [g/s ²]
UO_2	8.829	3153	2.00	
Sn	7.00	231	30	621

2.5 実験条件

本実験では実験条件として落下高さ 3 種類、溶融温度 3 種類、ジェット流出口のノズル径 2 種類の計 18 条件を設定した。Table2-2 は実験条件をまとめたものである。ここで落下高さはジェット流出口から水面までの距離のことである。また、水温は実験の安全性を考慮して TIZ を避けた 65°C~90°C に設定した。ジェットは自由落下を仮定し、ジェットの水中侵入速度は次式から算出した。

$$V_{initial} = \sqrt{2gH} \quad (2.3)$$

ここで $V_{initial}$ はジェットの水中侵入速度、 g は重力加速度、 H は落下高さを表す。

Table2-2 実験条件

Melt	Sn
Dropped mass[kg]	350
Melt temperature[°C]	300, 400, 500
Superheat[°C]	69, 169, 269
Nozzle diameter[mm]	5.50, 9.12
Free fall height[m]	0.19, 0.34, 0.49
Jet velocity at water surface[m/s]	1.93, 2.58, 3.10
Water depth[m]	0.50
Water temperature[°C]	65~90

3 実験結果

3.1 ジェット挙動の観察

はじめにジェットの空気中での挙動について述べる。空気中でのジェットの形状としてジェットが途切れる分断ジェットと、途切れずに落下する連続ジェットの2種類が観察された。Figure3-1 はそれぞれのジェットの様子を示したものである。また Table3-1 は実験条件ごとのジェットの種類を示したものである。

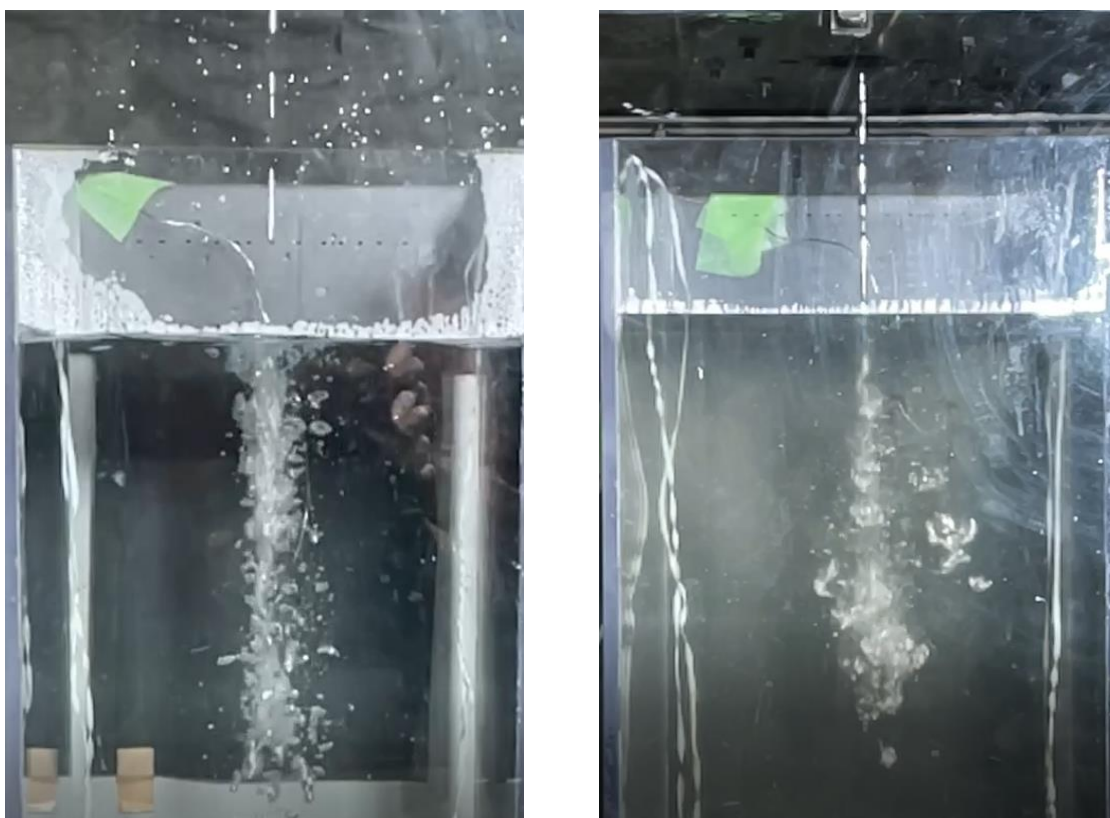


Figure3-1 空気中のジェットの様子（左: 分断ジェット、右: 連続ジェット）

Table3.1 実験条件ごとのジェットの種類

Exp. No.	Conditions			Jet type in air
	Fall height[m]	Nozzle diameter[mm]	Melt temperature[°C]	
1	0.19	5.50	300	divided jet
2	0.19	5.50	400	divided jet
3	0.19	5.50	500	divided jet
4	0.19	9.12	300	continuous jet
5	0.19	9.12	400	continuous jet
6	0.19	9.12	500	continuous jet
7	0.34	5.50	300	divided jet
8	0.34	5.50	400	divided jet
9	0.34	5.50	500	divided jet
10	0.34	9.12	300	divided jet
11	0.34	9.12	400	continuous jet
12	0.34	9.12	500	continuous jet
13	0.49	5.50	300	divided jet
14	0.49	5.50	400	divided jet
15	0.49	5.50	500	divided jet
16	0.49	9.12	300	divided jet
17	0.49	9.12	400	divided jet
18	0.49	9.12	500	divided jet

次に冷却水中でのジェットの微粒化の様子について述べる。溶融ジェットはすべての条件において微粒化に至った。また実験条件によっては、溶融ジェットが微粒化する過程で局所的に拡大現象が生じた様子が観察できた。Table3-2 は実験条件ごとの拡大現象の有無についてまとめたものである。表中で Base-trigger expansion は床面衝突時に発生した拡大現象を表す。ノズル径が大きいと拡大現象が起こりやすく、その規模も大きくなる傾向が見られた。

Table3-2 実験条件ごとの拡大現象の有無

Exp. No.	Conditions			Local expansion
	Fall height[m]	Nozzle diameter[mm]	Melt temperature[°C]	
1	0.19	5.50	300	—
2	0.19	5.50	400	Small expansion
3	0.19	5.50	500	Small expansion
4	0.19	9.12	300	Small expansion
5	0.19	9.12	400	Large expansion
6	0.19	9.12	500	Large expansion
7	0.34	5.50	300	—
8	0.34	5.50	400	Base-trigger expansion
9	0.34	5.50	500	Base-trigger expansion
10	0.34	9.12	300	—
11	0.34	9.12	400	Large expansion
12	0.34	9.12	500	Small expansion
13	0.49	5.50	300	—
14	0.49	5.50	400	—
15	0.49	5.50	500	—
16	0.49	9.12	300	Small expansion
17	0.49	9.12	400	Large expansion
18	0.49	9.12	500	Large expansion

拡大現象が起こった実験では、微粒化が顕著に観察された。Figure3-2 は拡大現象が起こらなかった実験 10(H=0.34m, d=9.12mm, T=300°C)でのジェットの微粒化の様子、Figure3-3 は拡大現象が起こった実験 5(H=0.19m, d=9.12mm, T=400°C)でのジェットの微粒化の様子を示したものである。拡大現象が起こらなかった実験では、ジェットは粉末化せず、ある程度の大きさを保ったまま固化したのに対し、拡大現象が起こった実験では、ジェットは急激に微粒化し、粒子は粉末状になった。

Figure3-3 の 0.024s、0.080s、0.156s において、赤枠で囲まれた部分ではジェットの大規模な拡大現象が生じた。0.024s での拡大現象について、より詳しく表したものを Figure3-4 に示す。0.012s から 0.016s の間に、ジェットの先端が急激に拡大している様子が見られた。この間に蒸気膜の破壊により急速に熱伝達が進み、圧力波が発生したと考えられる。さらに 0.020s になると、ジェットが激しく微粒化し、粉末状になっている様子が見られた。このように局所的に拡大現象が発生することによりジェットの微粒化が促進され、ジェットは粉末状になった。

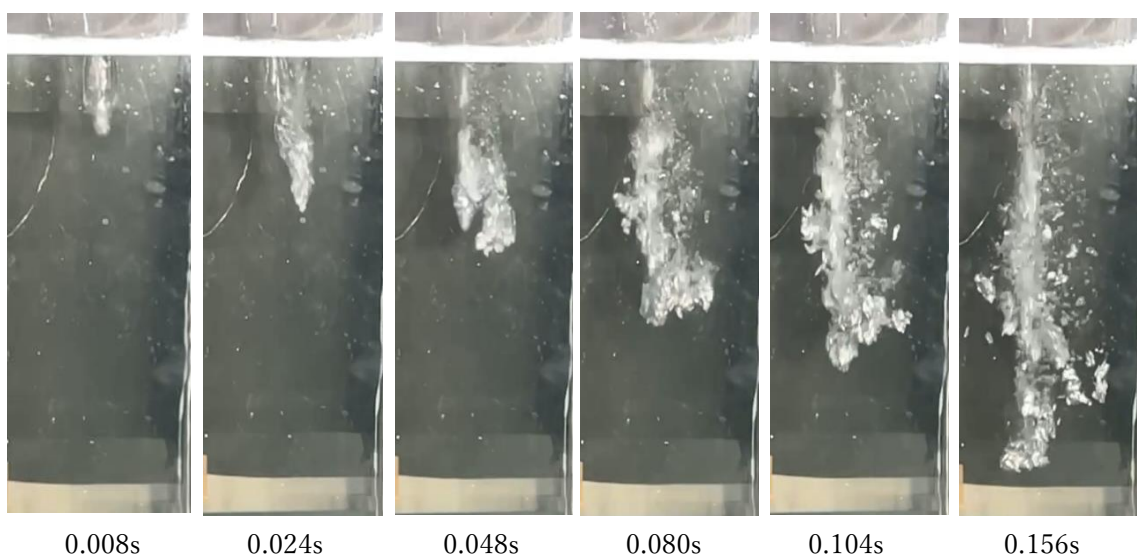


Figure3-2 ジェット微粒化の様子(H=0.34m, d=9.12mm, T=300°C)

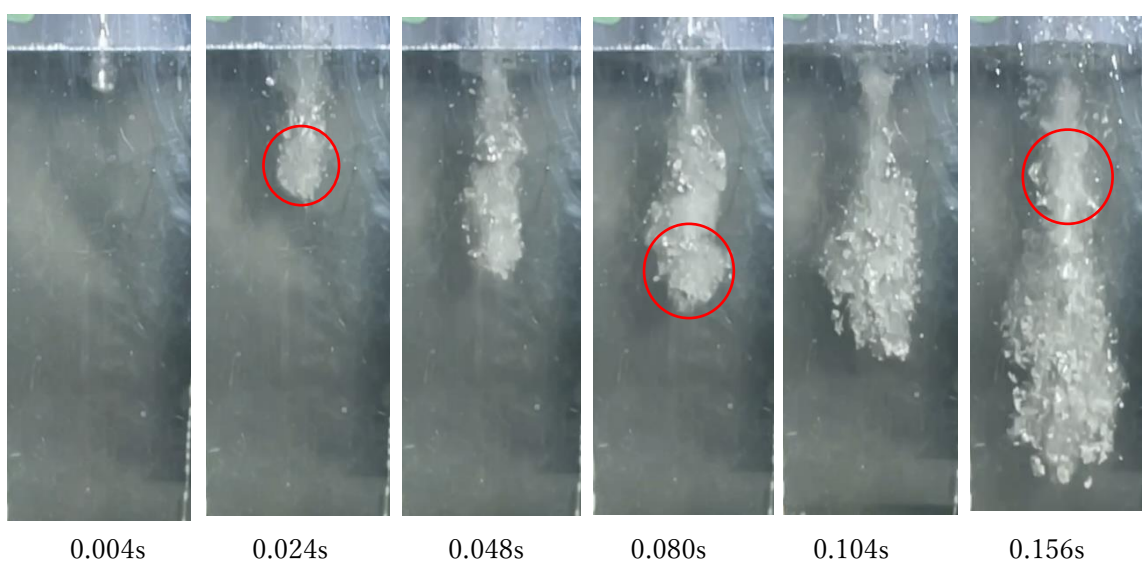


Figure3-3 ジェット微粒化の様子(H=0.19m, d=9.12mm, T=400°C)



0.008s



0.012s



0.016s



0.020s



0.024s



0.028s

Figure3-4 拡大現象の様子

3.2 微粒化後の堆積の様子

ここでは溶融ジェットの微粒化後の堆積の様子について、撮影した写真を用いて説明する。全ての実験における撮影データは付録1に掲載する。

Figure3-5 は $H=0.19\text{m}$ における微粒化後の堆積の様子と、拡大現象の有無を示したものである。拡大現象が起こらなかった条件では、粒子は礫状に堆積し大きさにばらつきは見られなかったのに対し、拡大現象が起こった条件では、粉末状に微粒化した粒子とある程度の大きさを保ったまま微粒化した粒子とが混在している様子が見られた。また拡大現象の規模が大きいほど粉末状の粒子がより多く見られた。ノズル径が大きいと拡大現象が起こりやすい傾向があるため、ノズル径が小さい条件と比べてより粉末状の粒子が多く堆積する様子が観察された。

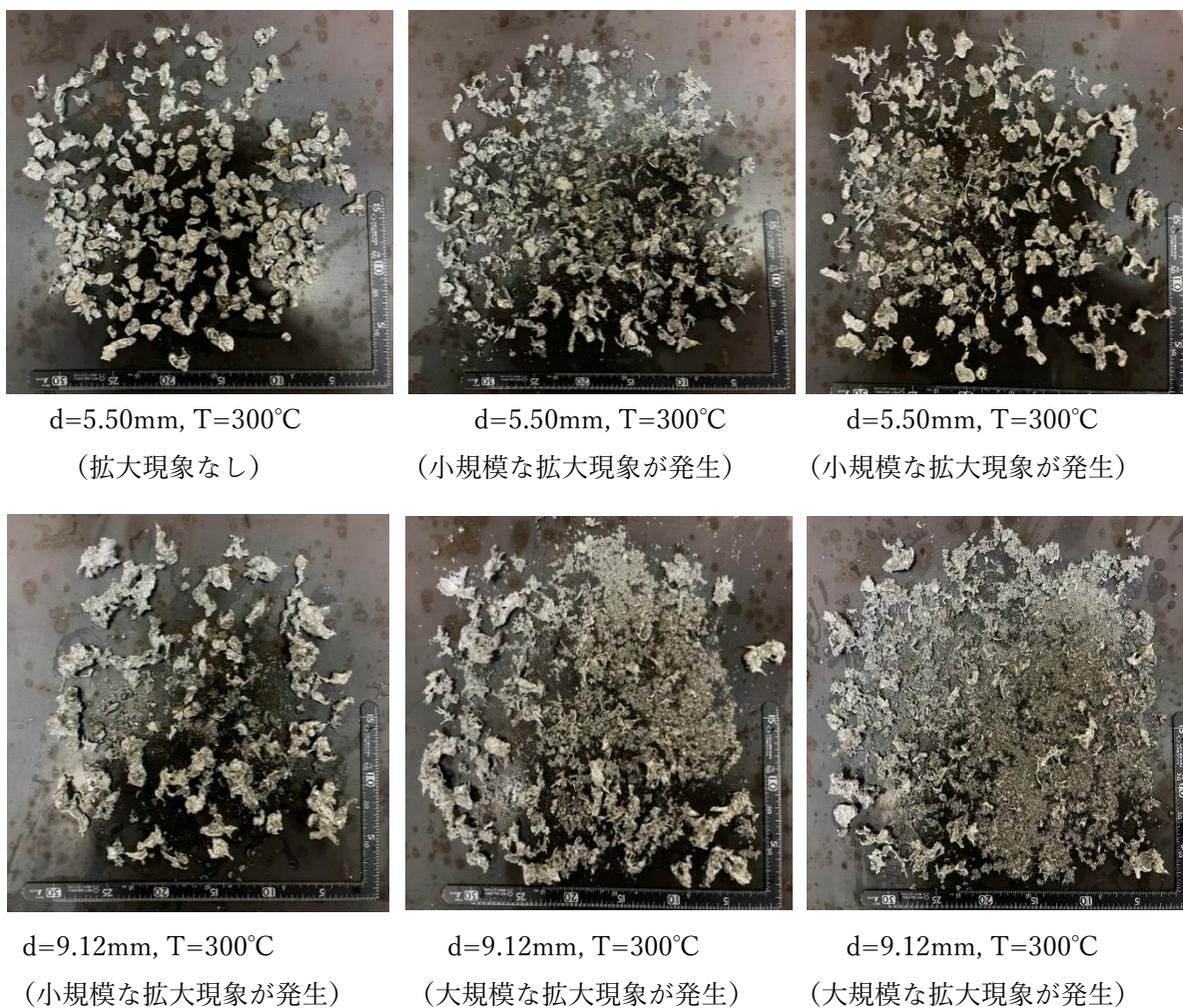


Figure3-5 $H=0.19\text{m}$ での堆積の様子

次に溶融金属の初期温度による違いを観察するために、実験 13(H=0.49m, d=5.50mm, T=300°C)、実験 14(H=0.49m, d=5.50mm, T=400°C)、実験 15(H=0.49m, d=5.50mm, T=500°C)を比較する。Figure3-6 はこれらの実験における堆積の様子を示したものである。

溶融温度の違いによる粒子の大きさに関しては違いが見られなかったが、粒子の形状は大きく異なった。溶融温度が低いと粒子は糸状に連なるように堆積したのに対し、溶融温度が高いと粒子は丸みを帯びるような形で堆積した。

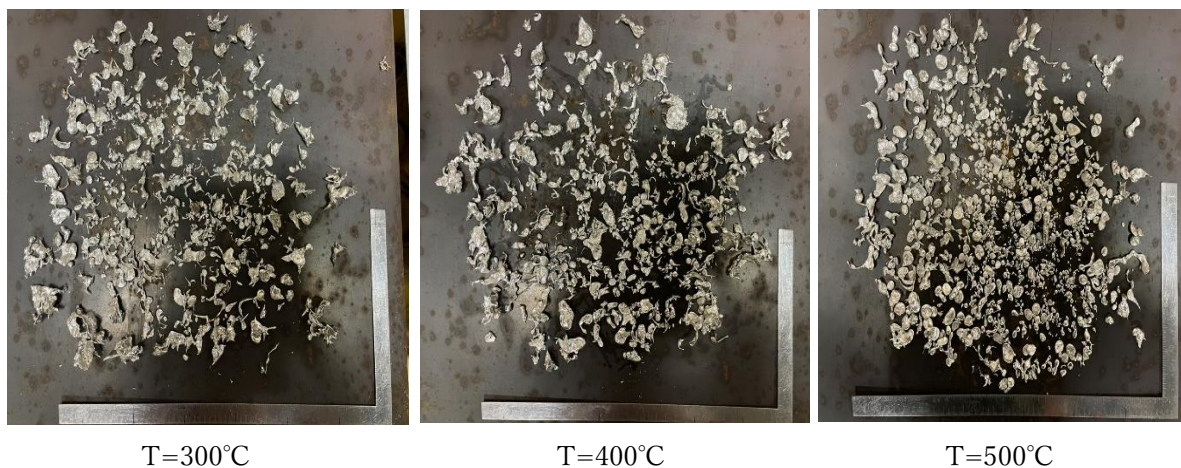


Figure3-6 溶融温度の違いによる堆積の様子と比較

最後にこれまでに述べた堆積の様子に当てはまらなかったものを2つ説明する。Figure3-7 は実験 8(H=0.34m, d=5.50mm, T=400°C)と実験 9(H=0.34m, d=5.50mm, T=500°C)での堆積の様子を示したものである。この2つの実験では微粒化した後、床面衝突後に再度一つの塊となつて堆積した。この現象に関する考察は 4.2 節で詳しく説明する。

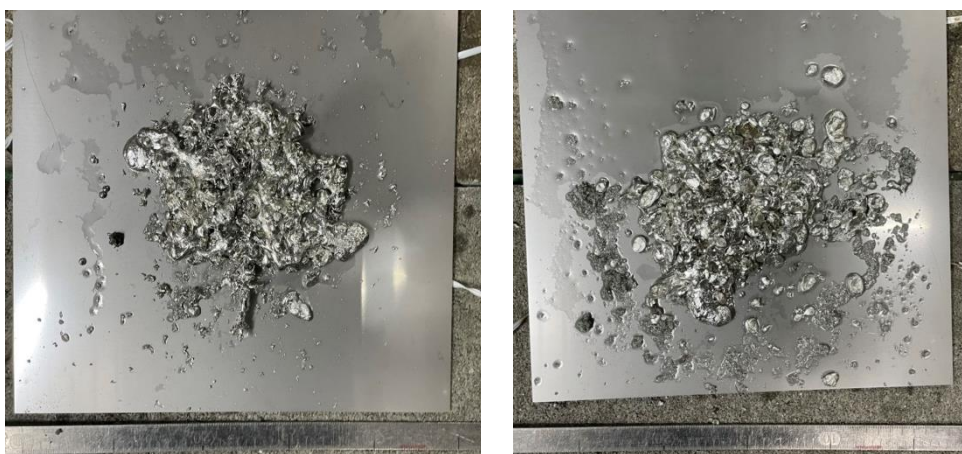


Figure3-7 微粒化後に再度塊となった様子

3.3 ジェットブレイクアップ長さ

ここではジェットブレイクアップ長さに関する結果を説明する。全ての実験における結果は付録 2 に掲載しており、ここでは代表的な結果を示す。Figure3-8 は高速度カメラの映像から、ジェット先端の位置変化と速度変化をプロットしたものである。グラフ横軸はジェットが冷却水に到達した瞬間を 0s としたときの経過時間である。また、破線は微粒化したと考えられる点でのジェット先端速度と時間を表す。床面到達直前のジェット先端の位置変化から終端速度を算出し、位置ごとに得られる速度と終端速度が交わる点で微粒化に至ったとした。ここで、終端速度到達後の速度のばらつきを考慮して、終端速度に 10%の幅をもたせて判定を行った。

溶融ジェットは冷却水侵入後、水の抵抗を受け速度が低下した。その後微粒化に至ると、水との接触面積が急激に増加するため水の抵抗力が急激に増加することで終端速度に到達した。終端速度は実験条件に関わらず 0.5m/s 付近の値となった。また冷却水侵入後に終端速度に至るまでの時間は 0.05s~0.1s の範囲に収まり、実験条件の違いによる差は見られなかった。

Figure3-8 の赤枠で囲った部分は拡大現象が生じた位置を表す。拡大現象が生じた場合、速度に大きなピークが生じた。また、分断ジェットでは拡大現象が発生していない条件でもいくつか小さいピークが見られた。これは後続の分断ジェットが冷却水に侵入した際に、その衝撃がジェット先端に伝わったためと考えられる。

Table3-3 はブレイクアップ長さについてまとめたものである。ただし、実験 5 (H=0.19m, d=9.12mm, T=400°C)、実験 6 (H=0.19m, d=9.12mm, T=400°C)、実験 17 (H=0.49m, d=9.12mm, T=400°C)に関しては、激しい拡大現象が生じたため、ブレイクアップ長さを測定することができなかった。落下高さ及びノズル径が大きいほどブレイクアップ長さは大きくなる傾向が見られたが、溶融温度による差はあまり見られなかった。また拡大現象の有無による違いもあまり見られなかった。局所的に拡大現象が生じたとしても微粒化するのはジェットの一部であり、ジェットの芯は消滅せずに落下し続けるため、ブレイクアップ長さにはあまり影響を与えないと考えられる。ブレイクアップ長さに関する無次元数の整理と、先行研究との比較に関しては **4.1 節** で詳しく説明する。

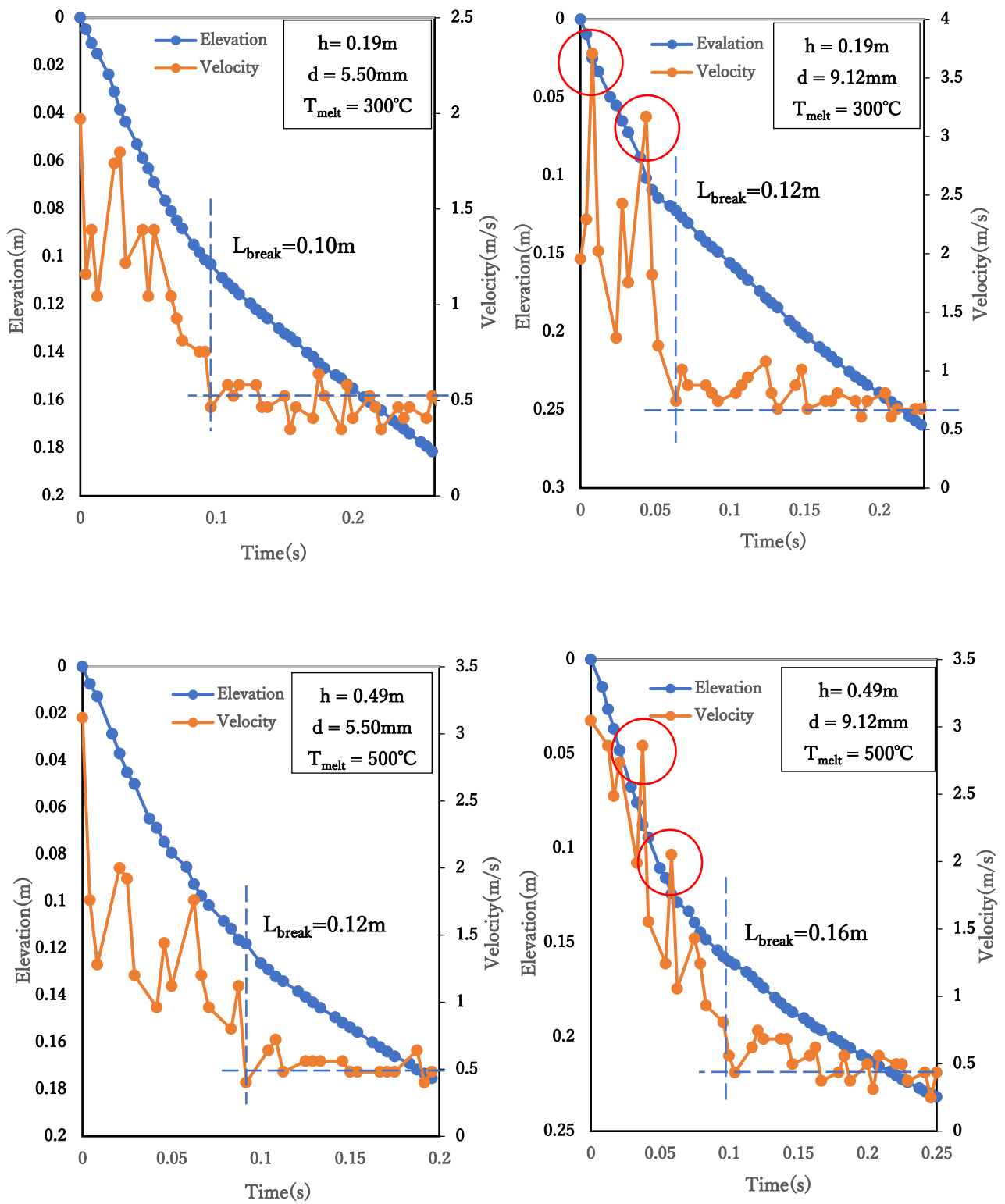


Figure3-8 ジェット先端の位置変化と速度

Table3-3 ブレイクアップ長さ

Exp. No.	Conditions			Breakup length(m)
	Fall height[m]	Nozzle diameter[mm]	Melt temperature[°C]	
1	0.19	5.50	300	0.10
2	0.19	5.50	400	0.082
3	0.19	5.50	500	0.096
4	0.19	9.12	300	0.12
5	0.19	9.12	400	
6	0.19	9.12	500	
7	0.34	5.50	300	0.13
8	0.34	5.50	400	0.11
9	0.34	5.50	500	0.096
10	0.34	9.12	300	0.10
11	0.34	9.12	400	0.16
12	0.34	9.12	500	0.12
13	0.49	5.50	300	0.13
14	0.49	5.50	400	0.12
15	0.49	5.50	500	0.12
16	0.49	9.12	300	0.14
17	0.49	9.12	400	
18	0.49	9.12	500	0.16

3.4 微粒化後の粒子径分布

微粒化後の粒子径分布を得るために、横軸に粒子径、縦軸に面積割合をとったヒストグラムを作成した。全ての実験結果は付録3に掲載する。

H=0.19mにおける3条件でのヒストグラムをFigure3-9に示す。拡大現象が生じなかった実験1 (H=0.19m, d=5.50mm, T=300°C) では、粒子径ごとで面積割合にあまり変化がなかったのに対し、拡大現象が生じた実験2 (H=0.19m, d=5.50mm, T=400°C) と実験6 (H=0.19m, d=9.12mm, T=500°C) では、粉末状に微粒化した粒子の影響により粒子径が小さいほど面積割合が大きい結果となった。さらに拡大現象の規模が大きいほどより多くの粒子が粉末状となるため、その割合も大きくなった。また拡大現象が生じた条件でも、面積の大きいものがいくつか見られた。これは、拡大現象による圧力伝播の影響を受けずに微粒化したものと考えられ、Figure3-5のような堆積の様子からも観察できた。他の実験でも同様の傾向が見られ、熔融温度による違いは見られなかった。

堆積の様子や粒子径分布の結果から、微粒化後の粒子径に関しては拡大現象の影響を強く受けることが分かった。拡大現象の起こりやすさはノズル径の違いにより変化するため、ノズル径による影響が大きいと考えられる。また、熔融温度による影響はほとんど見られなかった。拡大現象と粒子径に関する考察については4.2節で詳しく述べる。

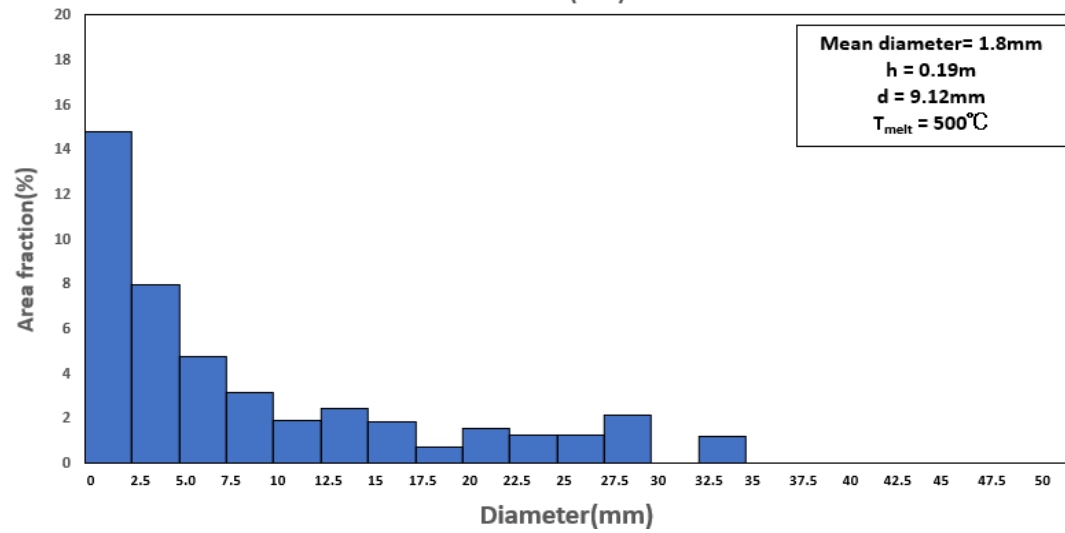
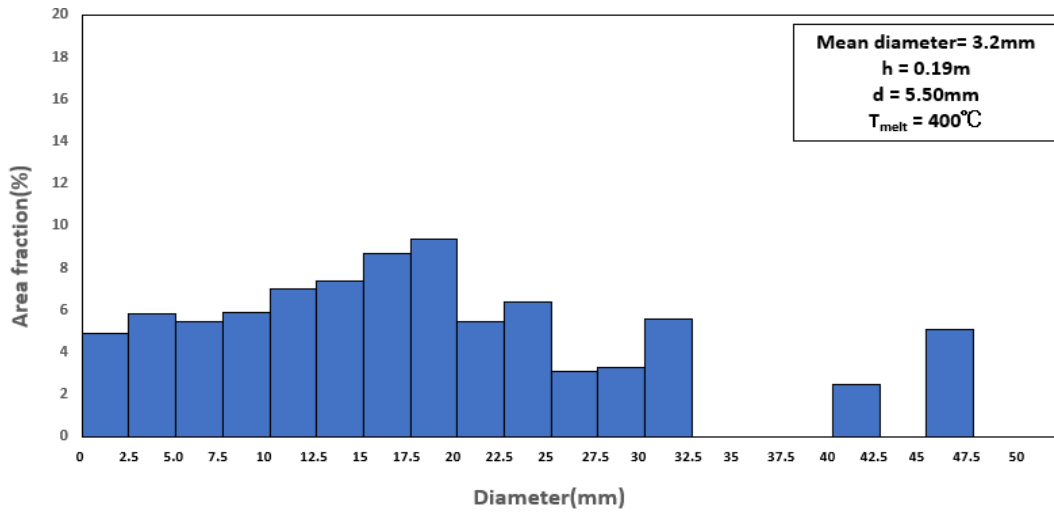
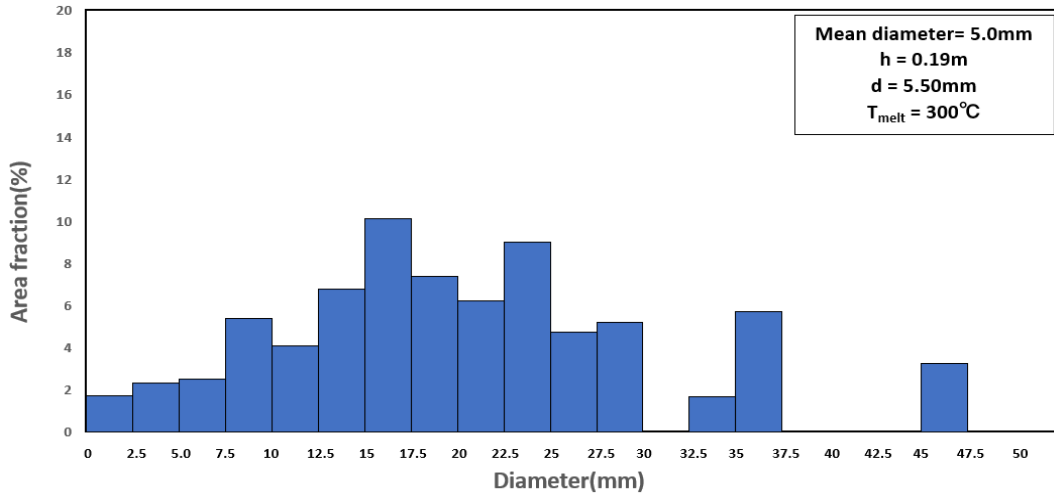


Figure3-9 粒子径ごとの面積割合

4 考察

4.1 ジェットブレイクアップ長さに関する考察

ここではジェットブレイクアップ長さについて先行研究との比較、考察を行う。3.3節で述べたように、ブレイクアップ長さは落下高さ及びノズル径との正の相関がみられた。ここでこれらの影響を無次元化して考えるために、ブレイクアップ長さをノズル径で除した値と、慣性力と重力の比を表す Fr 数との関係を調べた。Figure4-1 はこれらの関係について、Saito の式[6]、IKE の式[8]、Epstein の式[7]と本研究で得られた実験データを比較したものである。結果として、実験データは Epstein の式[7]の範囲に収まりつつ、IKE の式[8]のような Fr 数依存性が見られた。つまり、ジェットの速度が大きいほどブレイクアップ長さが長くなる傾向が見られた。IKE の式[8]は K-H 不安定性を考慮した式であるため、ジェットが微粒化に至った原因として K-H 不安定性の影響が考えられる。微粒化と不安定性に関する考察は 4.2 節で詳しく述べる。

実験データは IKE の式[8]に非常に近い値となったが、全体として IKE の式[8]を下回るような結果となった。Saito の式[6]や IKE の式[8]など多くの相関式は Injection jet を用いた実験体系によって得られたものである。今回のように Free fall jet を用いた体系では、空気中のジェットのふるまいやジェットの分断、冷却水侵入時の衝突の影響、空気の巻き込みなど、様々な要素がジェットの微粒化に影響を及ぼすと考えられる。しかし、Free fall jet を用いた先行研究である Gobor ら[15]や阿部ら[10]の実験データには、IKE の相関式[8]を下回る傾向が見られない。そのため、ジェットの種類の違いのみでは、IKE の相関式[8]を実験データが下回った理由を説明できないと考えられる。

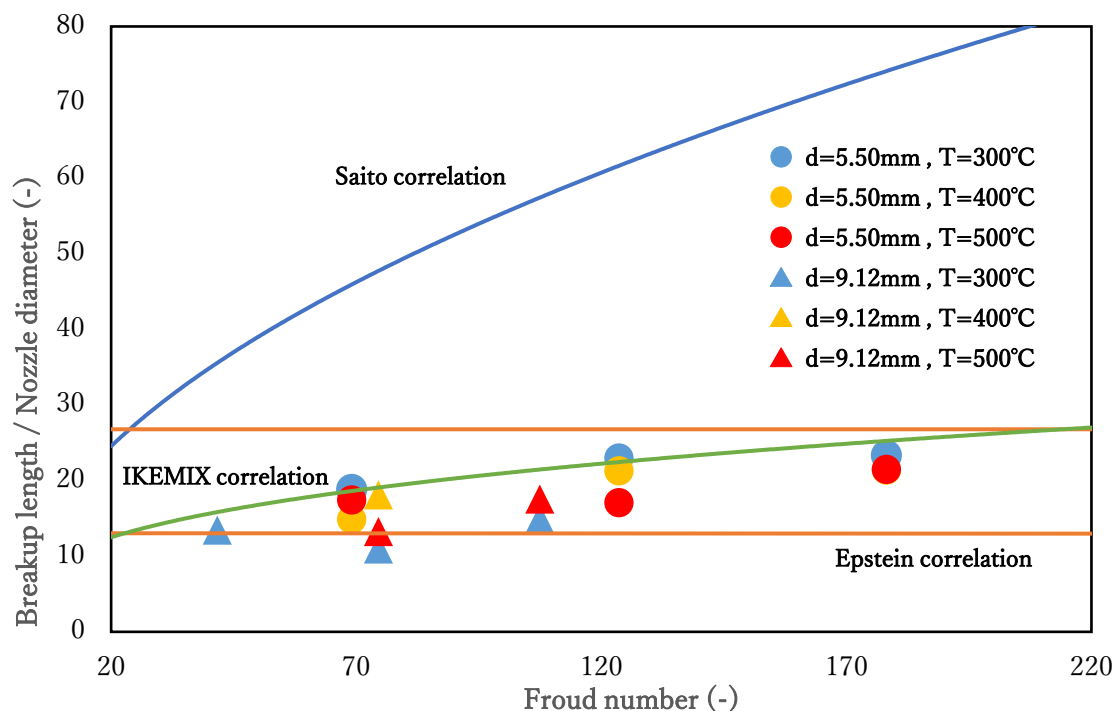


Figure4-1 ブレイクアップ長さに関する先行研究との比較

4.2 粒子径に関する考察

ここでは微粒化後の粒子径に関して拡大現象との関係を詳しく述べる。Figure4-2 は TIZ と本実験における拡大現象が発生した条件との比較を示す。溶融温度が高く冷却水温度が低いような TIZ に近い条件では大規模な拡大現象が観察された。また、溶融温度が高く冷却水温度も高い2つの実験では、ジェットが床面に到達した直後に拡大現象が起こった。溶融温度が高いと溶融ジェットが固化するまでに時間がかかる。また冷却水温度が高いとジェットが冷やされにくくなる。そのためどちらの温度も高い条件では、ジェットが微粒化に至った後も固化されずに蒸気膜を保ったまま床面に到達し、床面との衝突により蒸気膜が破壊されたことにより拡大現象が生じたと考えられる。また、ジェットは固化されずに液体のまま床面に到達するため、床面到達後に冷やされる過程で固化する。そのため、これらの実験では 3.2 節で述べたような、微粒化後に再度塊となって堆積した様子が見られた。

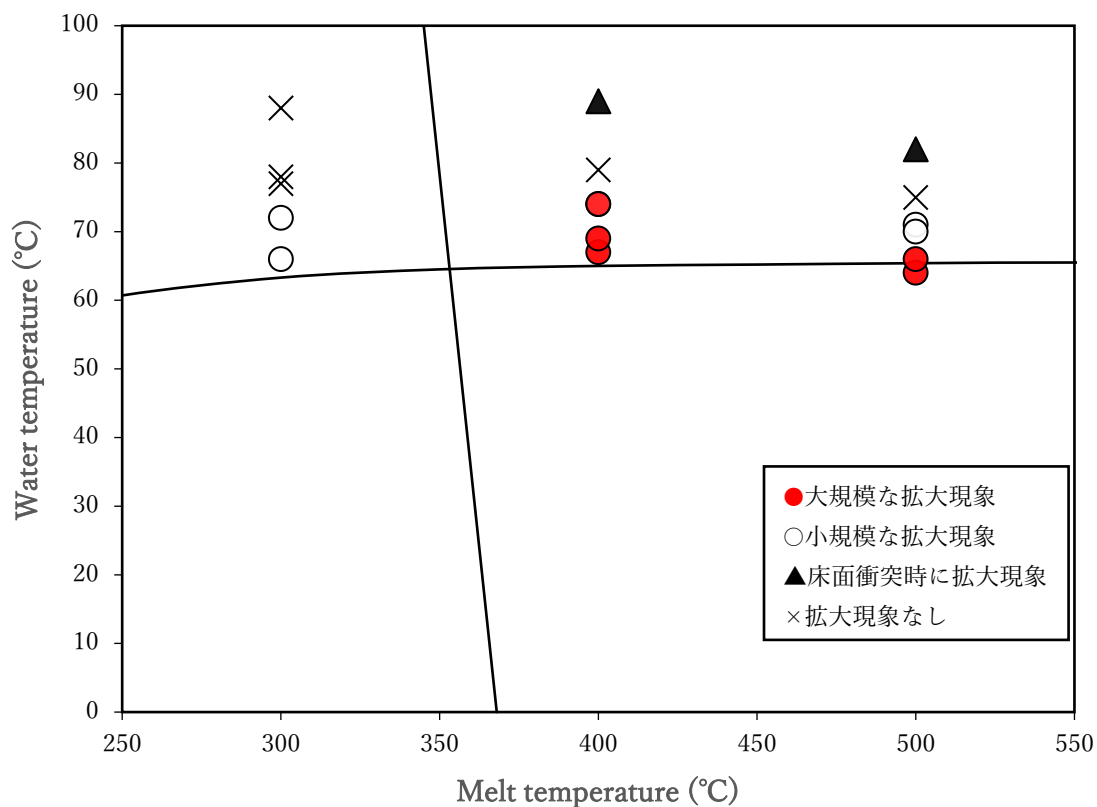


Figure4-2 TIZ と拡大現象の発生条件

次に拡大現象と平均粒子径との関係について述べる。Figure4-3 は平均粒子径と熔融温度の関係を、Figure4-4 は平均粒子径とノズル径との関係をそれぞれ表す。拡大現象が生じると、ジェットは粉末状に微粒化したため、拡大現象が起こった条件では起こらなかった条件に比べて平均粒子径が小さくなった。また拡大現象の規模が大きいと、粉末化する粒子の割合が大きくなるため、平均粒子径はより小さい値となった。

Li ら[16]は金属の熔融温度と平均粒子径との間に負の相関があると指摘しているが、本実験では平均粒子径は拡大現象の有無とその規模に強く依存しており、熔融温度との相関は見られなかった。しかし熔融温度が高い場合、微粒化後も床面到達前に熔融物が完全には固化しない条件が見られた。

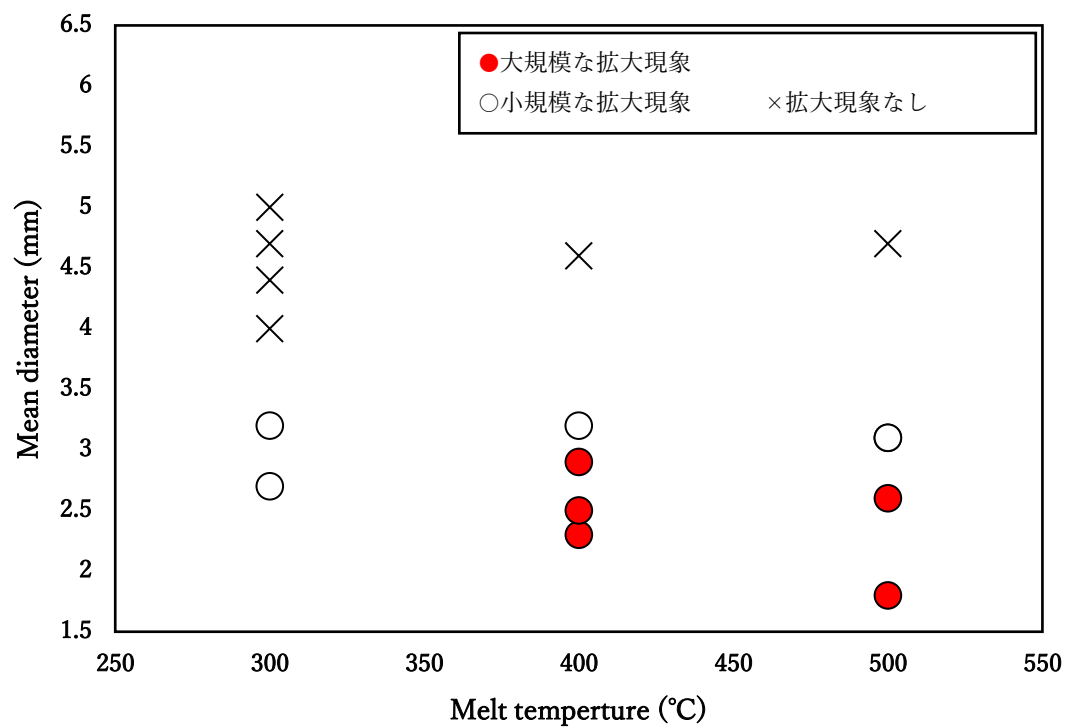


Figure4-3 溶融温度と平均粒子径の関係

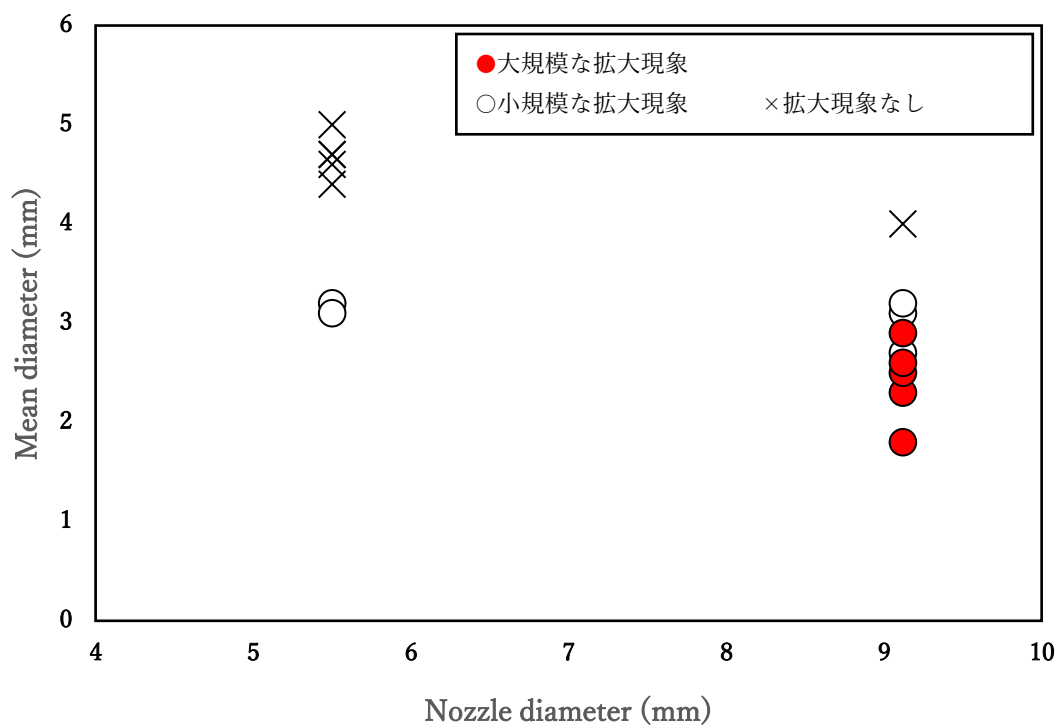


Figure4-4 ノズル径と平均粒子径の関係

4.3 微粒化を引き起こす不安定性に関する考察

高速度カメラの映像から、拡大現象が複数回生じたとしても、それらの拡大現象は決まった位置で起こっていることが分かった。また3つの実験については、落下中に2か所で拡大現象が観察されたが、実験条件によらず2か所ともほとんど同じ位置で拡大現象が起こっていた。拡大現象の発生はジェットが不安定化したことを表すため、溶融ジェットは減速過程である決まった速度に到達した際になんらかの不安定性の影響を受けたと考えられる。

ここではジェットの微粒化を引き起こす不安定性に関して、R-T不安定性、K-H不安定性、臨界We数による不安定性との比較を行い、本実験におけるジェットの微粒化の要因について考察する。ジェットは冷却水侵入後に減速する過程で、蒸気膜が不安定になり崩壊することで微粒化に至る。不安定性は高温液と低温液の界面で振動として発生するため、微粒化後の粒子は、その不安定性を発生させる振動の波長に対応した粒子径をもつと考えられる。これを考慮して、Figure4-5に拡大現象が生じた条件において、縦軸に実験データから得られた平均粒子径及び各種不安定性における波長を、横軸にジェットの冷却水中における相対速度をとったグラフを示す。ここで、実験データは拡大現象が生じた位置におけるジェットの相対速度を横軸に取りプロットした。また、Figure4-6に拡大現象が生じなかった実験において、冷却水侵入速度及び終端速度を横軸に取りプロットしたグラフを示す。

拡大現象が生じた点はK-H不安定性と臨界We数による不安定性の2つに分かれた。そのため拡大現象の発生は、K-H不安定性と臨界We数による不安定性の影響を受けたと考えられる。ジェットは減速する過程でまず臨界We数の影響を受ける。その際、ジェットが不安定化に至ったものもあれば、その影響を受けずにその後のK-H不安定性の影響を受けて不安定化に至ったものもあった。また先に述べた3条件はこのどちらの影響も受けていたことが分かった。K-H不安定性と臨界We数による不安定性のどちらの影響を受けるかは実験ごとにばらついており、実験パラメータとの相関は見られなかった。

また、拡大現象が生じなかった条件においても、終端速度ごとにプロットした点はK-H不安定性に近い値となった。そのため、減速過程でK-H不安定性の影響を受け微粒化に至った結果、終端速度となったと考えられる。

4.1節で述べたようにIKEの式[8]はK-H不安定性を考慮した式である。そのため、K-H不安定性の影響を強く受けた本実験結果と非常に近い値となったと考えられる。K-H不安定性はジェットの側面に発生する振動として現れるため、蒸気膜の破壊による拡大現象はジェットの側面で発生し、それが伝播したと考えられる。

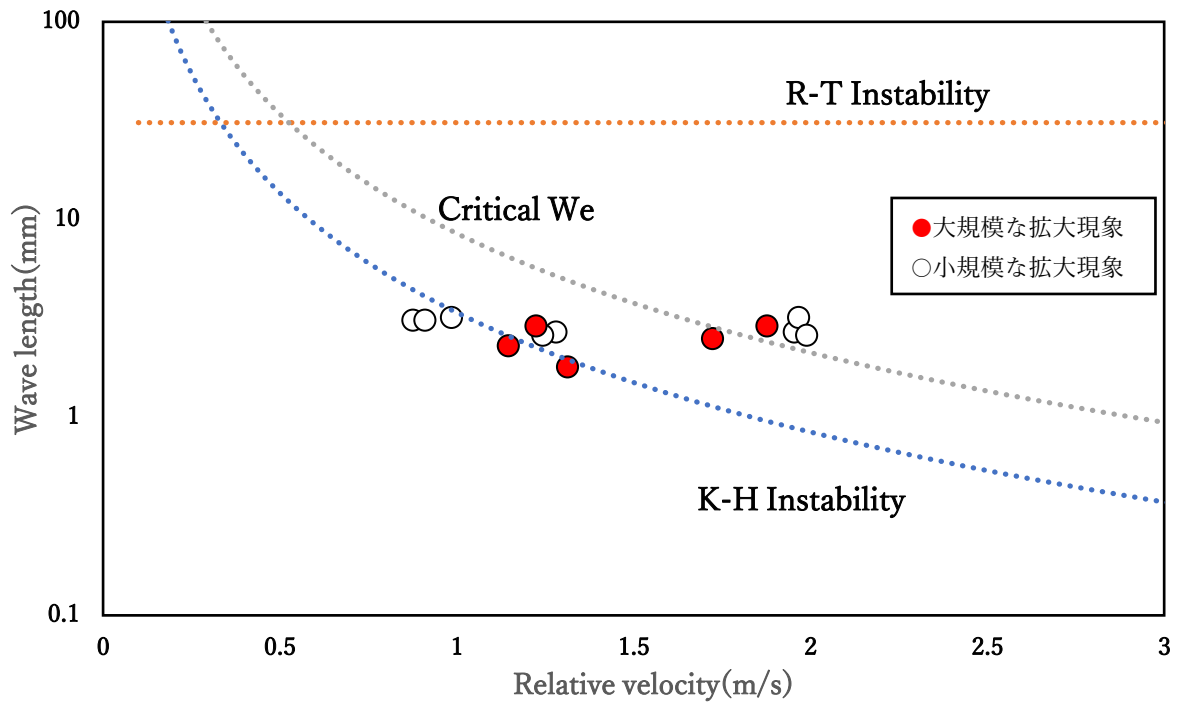


Figure4-5 拡大現象が生じた位置における不安定性

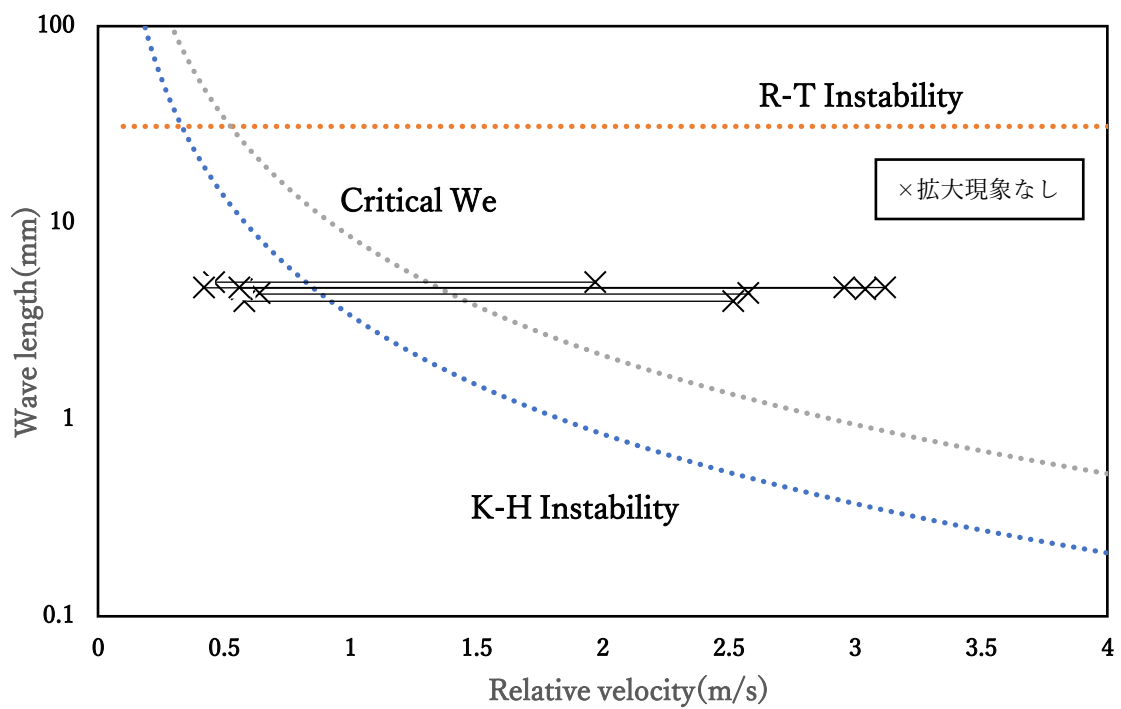


Figure4-6 拡大現象が生じなかった条件における不安定性

5 結論

本研究では溶融ジェットの微粒化に着目し、先行研究における実験データが不足している高 Fr 数条件を含んだ溶融錫の冷却水落下実験を実施した。また、実験ごとに撮影した映像を用いて、ジェットブレイクアップ長さ及び微粒化後の粒子径分布に関するデータを取得し先行研究との比較、評価を行った。

本研究で得られた知見を以下にまとめる。

- ジェットの局所で蒸気膜の破壊による圧力波の発生（拡大現象）が見られた。ノズル径が大きいほど拡大現象の規模が大きくなる傾向が見られ、それに伴いジェットの微粒化がより顕著に見られた。
- 落下高さ及びノズル径が大きいほどブレイクアップ長さが長くなる傾向が見られたが、溶融金属の初期温度及び拡大現象の有無によるブレイクアップ長さへの影響は見られなかった。
- 本実験で得られたジェットブレイクアップ長さは、Epstein の式の範囲に収まり、IKE の式のような Fr 数依存性が見られた。
- 拡大現象が生じた実験では、拡大現象により粉末状になった粒子と拡大現象の影響を受けずにある程度の大きさを保ったまま微粒化した粒子が混在して堆積した。ノズル径が大きいほど微粒化後の平均粒子径が小さくなる傾向が見られたが、溶融金属の初期温度による依存性は見られなかった。
- 溶融金属の初期温度及び冷却水温度が高いほど安定な蒸気膜が形成され、拡大現象が生じにくくなる傾向が見られた。拡大現象が生じなかった場合には金属の平均粒子径が大きくなることが確認された。
- 拡大現象が生じたタイミングは、K-H 不安定性と臨界 We 数との間に関連性が見られた。冷却水の落下中に生じた拡大現象は K-H 不安定理論及び臨界 We 数理論で説明される蒸気膜の崩壊に起因していると考えられる。

参考文献

- [1]A. J. Briggs, "Steam Explosions and Reactor Safety", CSNI Report No. 74, (1982) 7.
- [2]J. H. Lienhard, "Correlation for the Limiting liquid Superheat", Chem. Eng. Sci, 31, (1976) 847-849.
- [3]M. Furuya, K Matsumura, I. Kinoshita, "A Linear Stability Analysis of a Vapor Film in Terms of the Triggering of Vapor Explosions", Journal of Nuclear Science and Technology3, 9-10, (2002) 1026-1032.
- [4]H. K. Fauske, "The Role of Energetic Mixed-Oxide-Fuel-Sodium Thermal Interactions in Liquid Metal Fast Breed Reactor Safety", 3rd Specialist Meeting on Sodium Fuel Interaction in Fast Reactors, (1976) 33.
- [5]K. Matsumura et al., "Experimental Study on Base-triggered Explosions in Moltentin/Water Systems", Vol. 36, No. 9, (1999) 767-774.
- [6]M. Saito, K. Sato, S. Imahori, "Experimental study on penetration behaviors of water jet into Freon-11 and liquid nitrogen", ANL Proceedings: National Heat Transfer Conference, (1988) 173-183.
- [7]M. Epstein, H. K. Fauske, "Applications of the turbulent entrainment assumption to immiscible gas-liquid and liquid-liquid systems", Chem. Eng. Res. Des. 79, (2001) 453-462.
- [8]M. Burger, S.H. Cho, E.v. Berg, A. "Schatz, Breakup of melt jets as pre-condition for premixing: Modeling and experimental verification", Nuclear Engineering and Design 155 (1995) 215-251.
- [9]M. L. Corradini, B. J. Kim, and M. D. Oh, "Vapor explosions in light water reactors: a review of theory and modeling," Progress in Nuclear Energy, Vol. 22, No. 1, (1988) 1-117.
- [10]Y. Abe, T. Kizu, T. Arai, H. Nariai, K. Chitose, and K. Koyama, "Study on thermal-hydraulic behavior during molten material and coolant interaction," Nuclear Engineering and Design, Vol. 230, No. 1-3, (2004) 277-291.
- [11]J. W. Miles, "On the generation of surface waves by shear flows. III. Kelvin-Helmholtz instability", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 6, No. 4, (1959) 583-598.
- [12]分散型熱物性データベース, 産業技術総合研究所,
https://tpds.db.aist.go.jp/prop_mat_summary_j.html
- [13]J. Fink, "Thermophysical properties of uranium dioxide", J. Nucl. Mater., Vol. 279, No. 1, (2000) 1-18.
- [14]R.E.Woodley, "The Viscosity of Molten Uranium Dioxide", J. Nucl. Mater., Vol. 50, No.3, (1974) 103-106.

[15] J.D. Gabor, R.T. Purviance, J.C. Cassulo, B.W. Spencer, "Molten aluminum alloy fuel fragmentation experiments", Nuclear Engineering and Design 146 (1994) 195-206.

[16] Yankai Li, Zefeng Wang, Meng Lin, Mingjun Zhong, Yueshan Zhou, and Yanhua Yang, "Experimental Studies on Breakup and Fragmentation Behavior of Molten Tin and Coolant Interaction", Science and Technology of Nuclear Installations (2017).

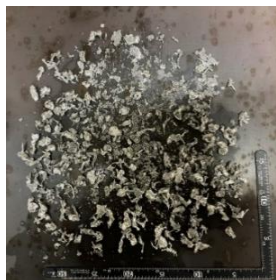
付録

1.微粒化後の堆積の様子

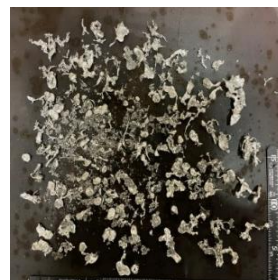
(1)H=0.19m



(d=5.50mm, T=300°C)



(d=5.50mm, T=400°C)



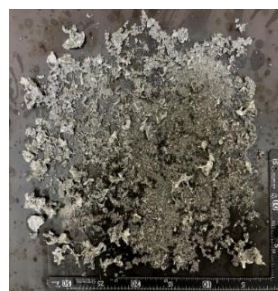
(d=5.50mm, T=500°C)



(d=9.12mm, T=300°C)



(d=9.12mm, T=400°C)

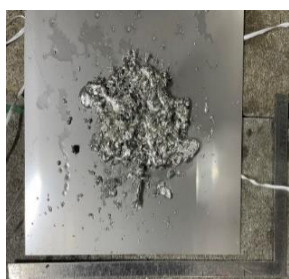


(d=9.12mm, T=500°C)

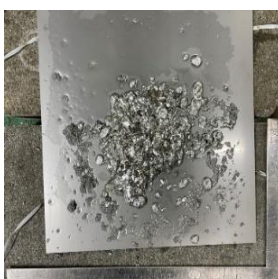
(2)H=0.34m



(d=5.50mm, T=300°C)



(d=5.50mm, T=400°C)



(d=5.50mm, T=500°C)



(d=9.12mm, T=300°C)



(d=9.12mm, T=400°C)



(d=9.12mm, T=500°C)

(3)H=0.49m



(d=5.50mm, T=300°C)



(d=5.50mm, T=400°C)



(d=5.50mm, T=500°C)



(d=9.12mm, T=300°C)



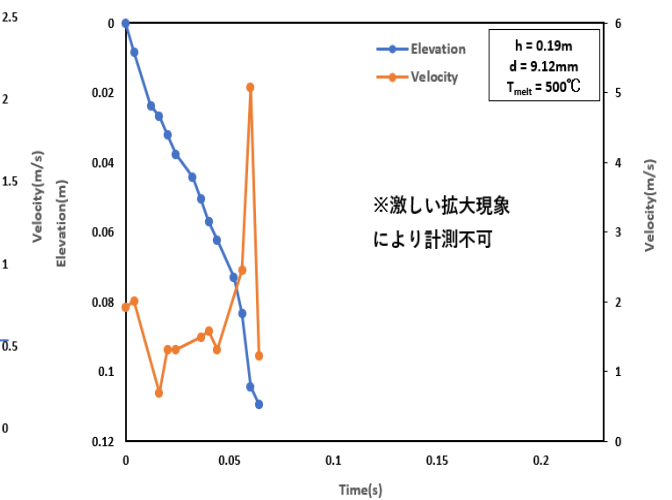
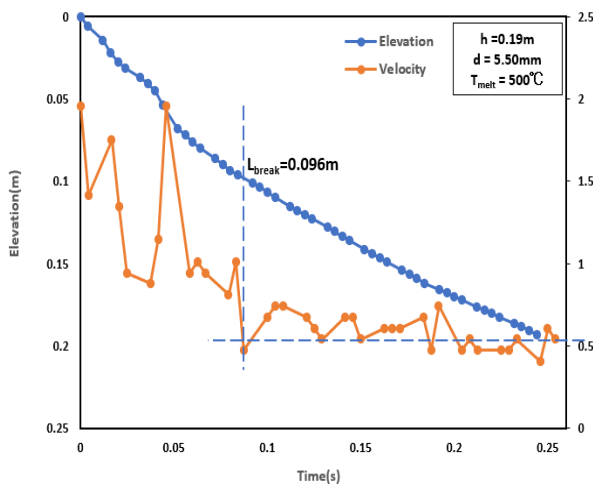
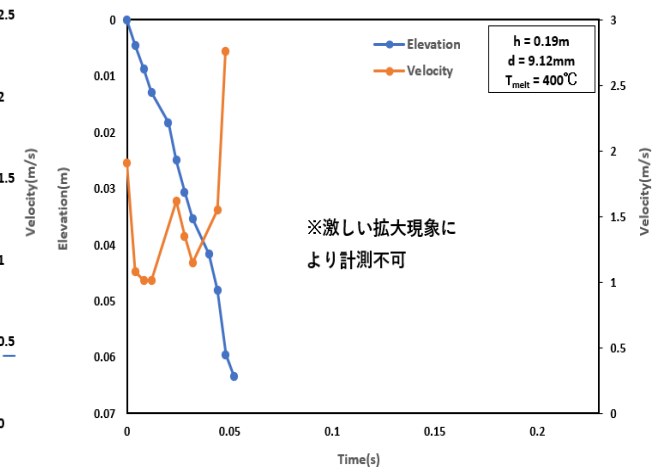
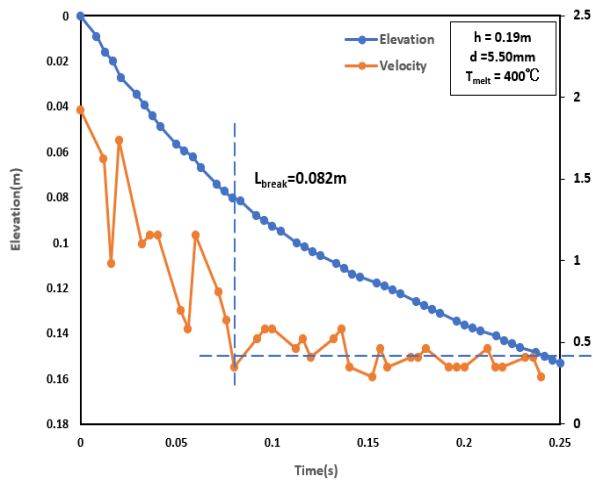
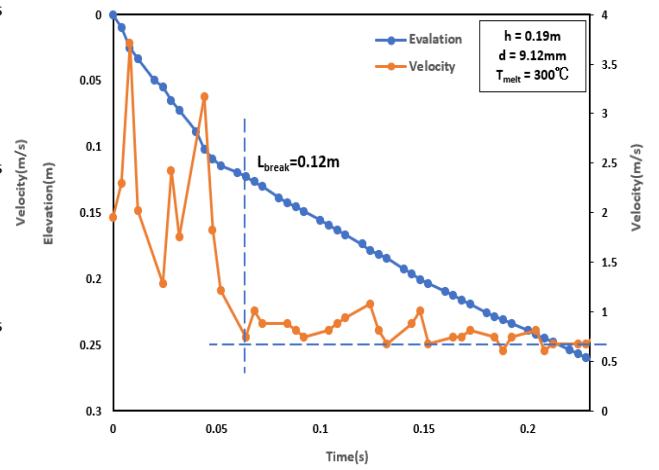
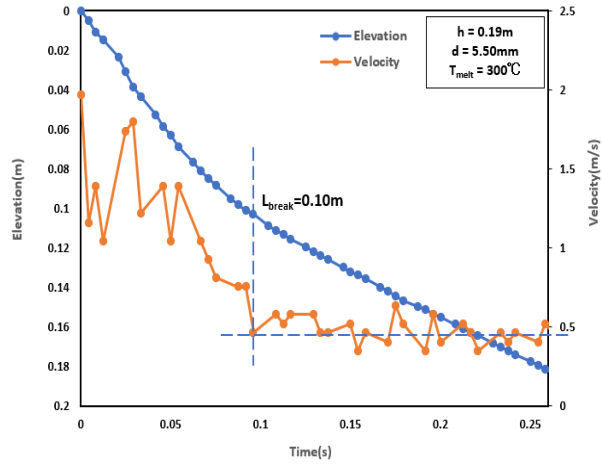
(d=9.12mm, T=400°C)



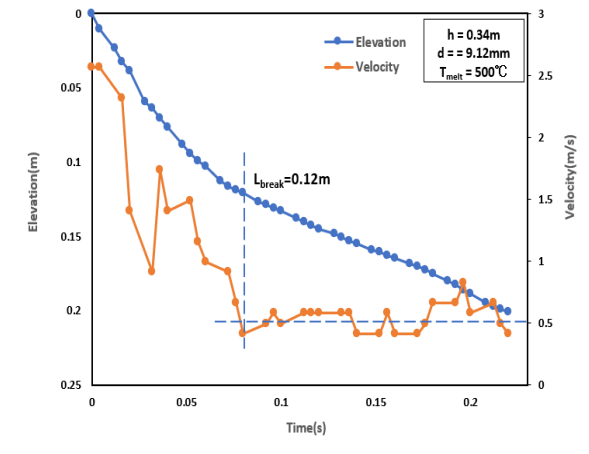
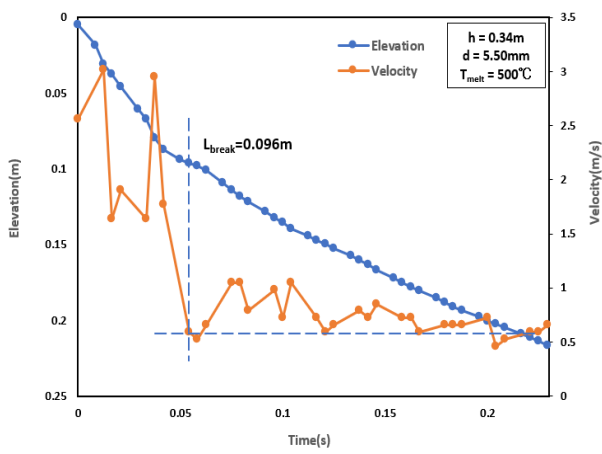
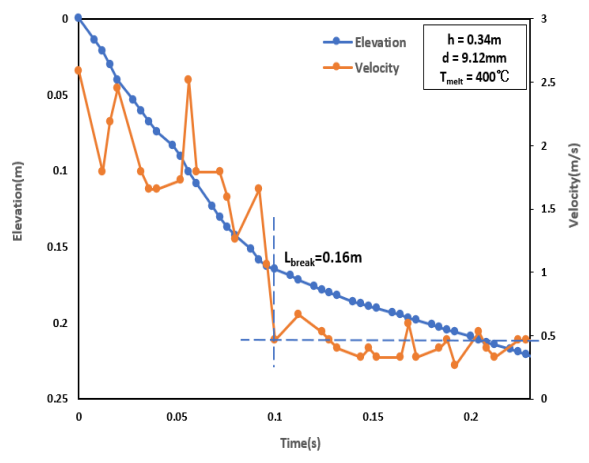
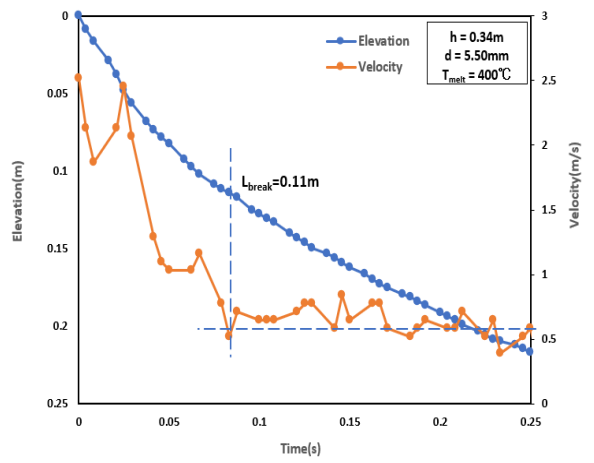
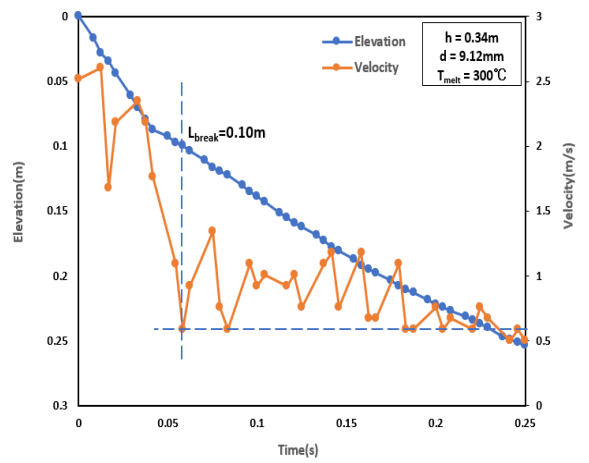
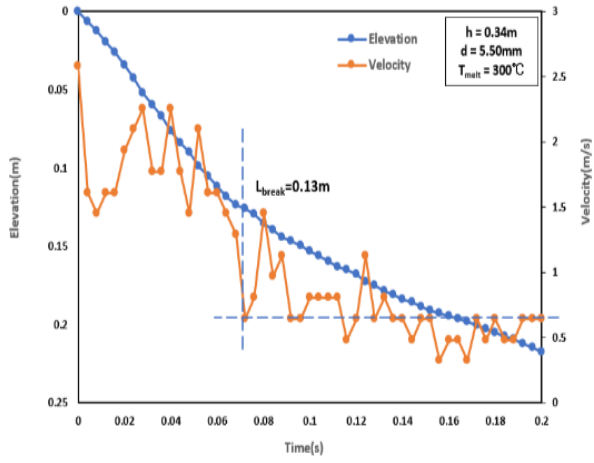
(d=9.12mm, T=500°C)

2.ジェット先端の位置変化と速度変化

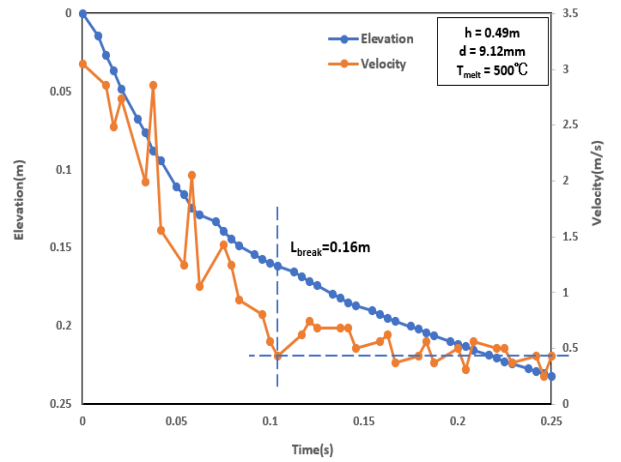
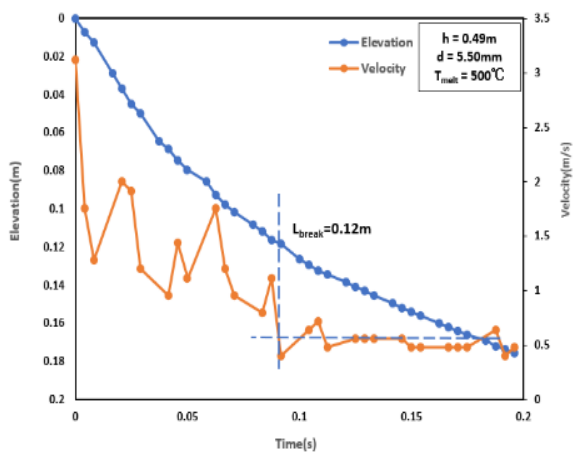
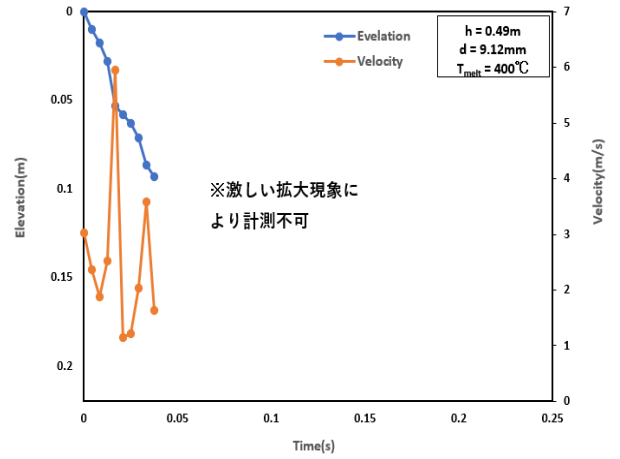
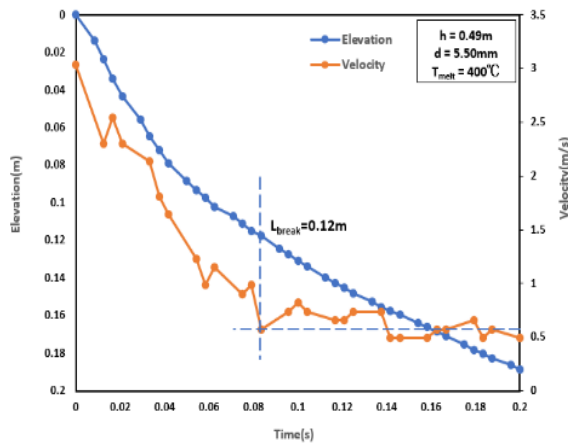
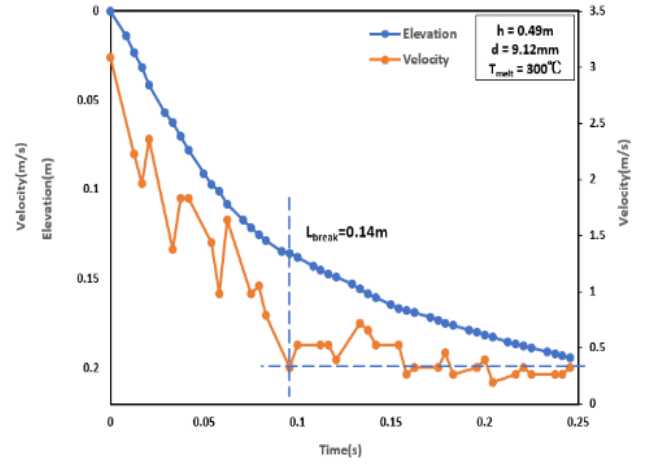
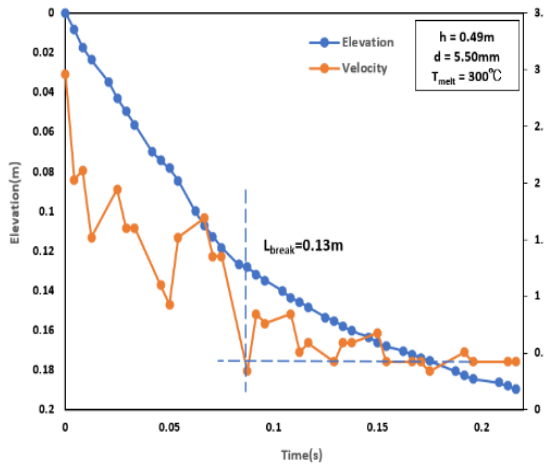
(1)H=0.19m



(2) $H=0.34\text{m}$

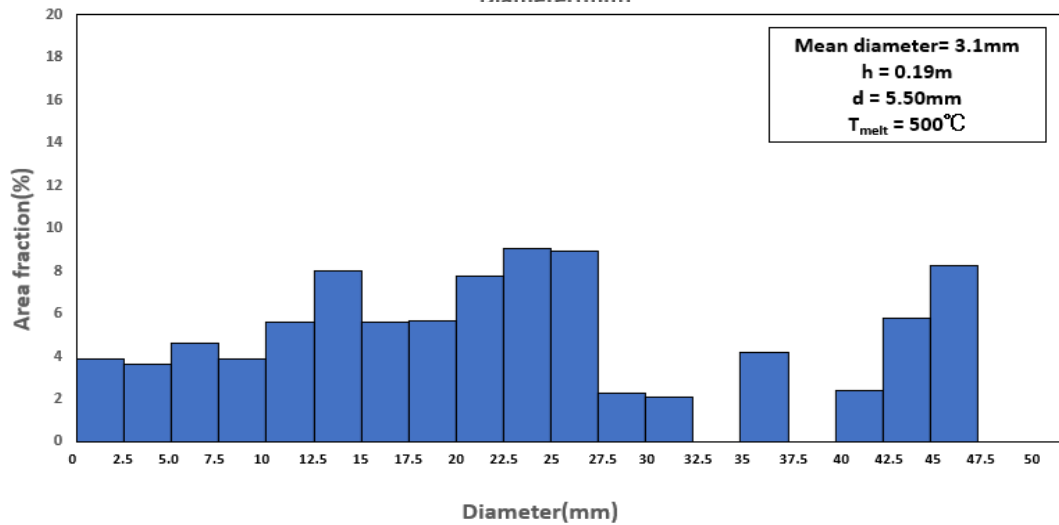
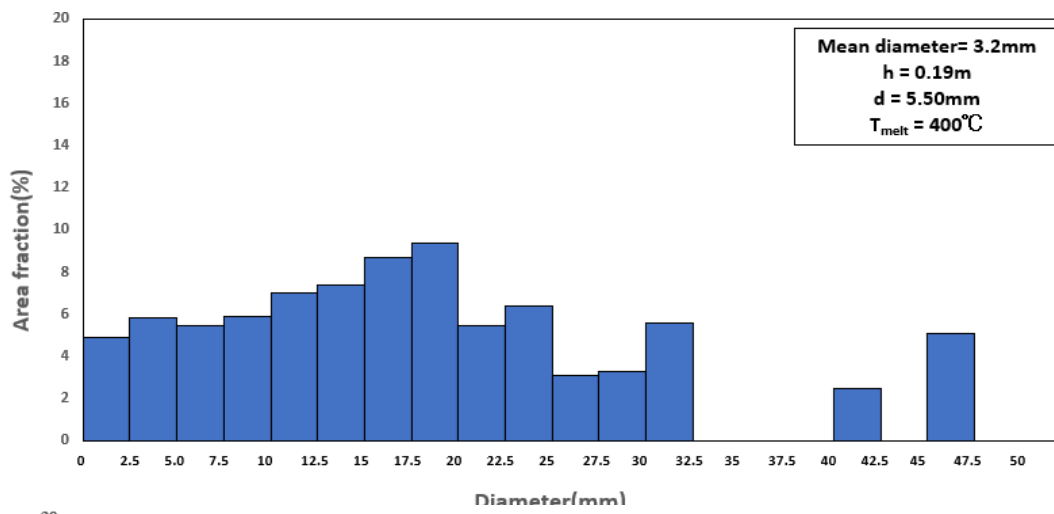
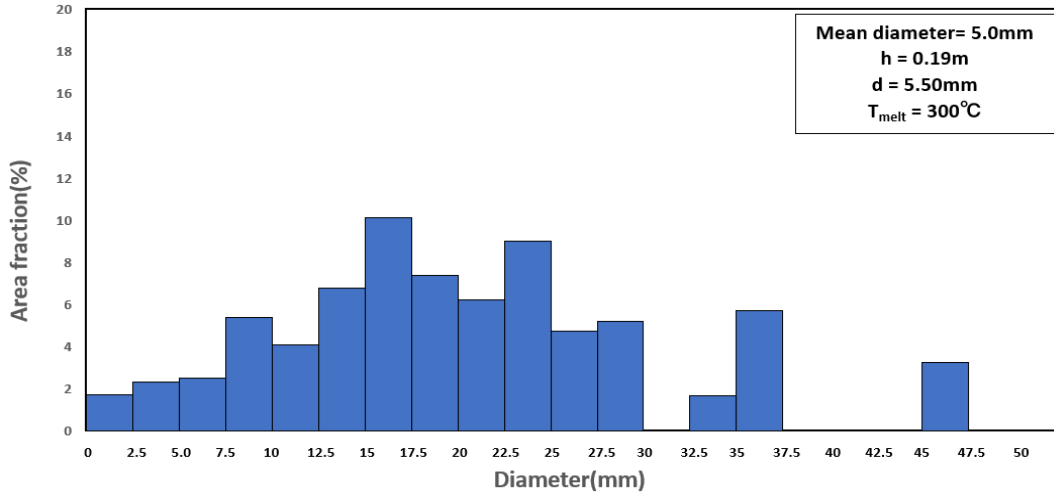


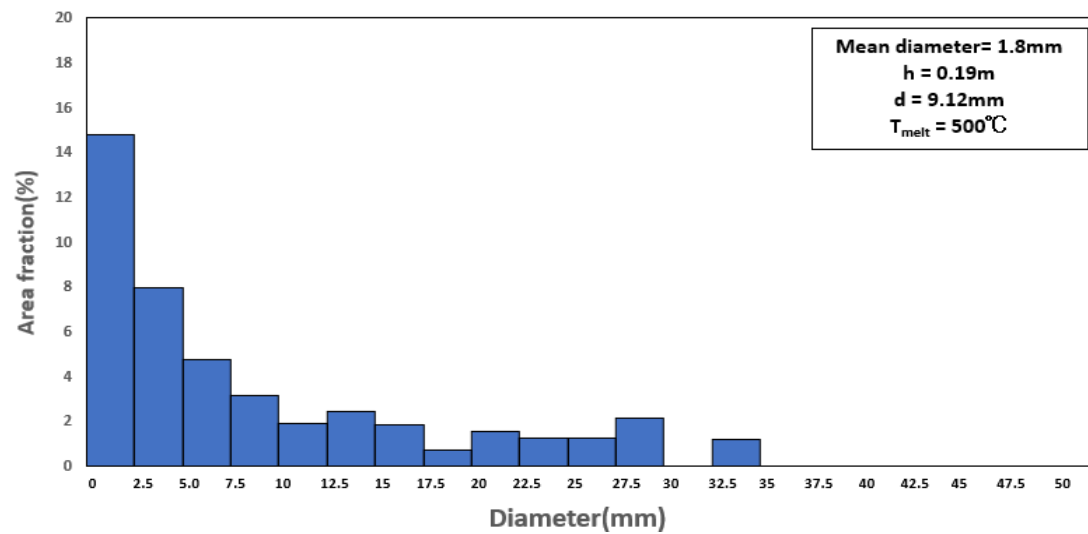
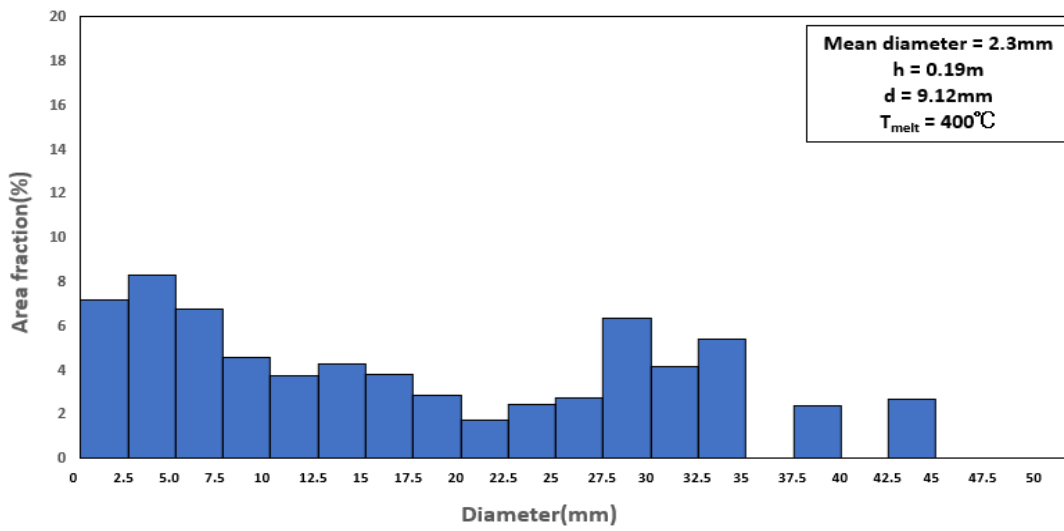
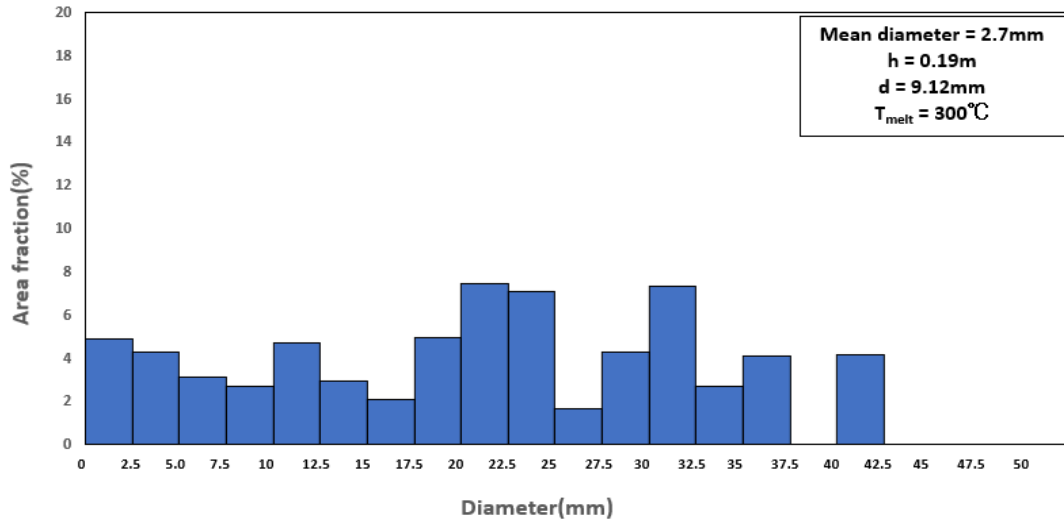
(3) $H=0.49\text{m}$



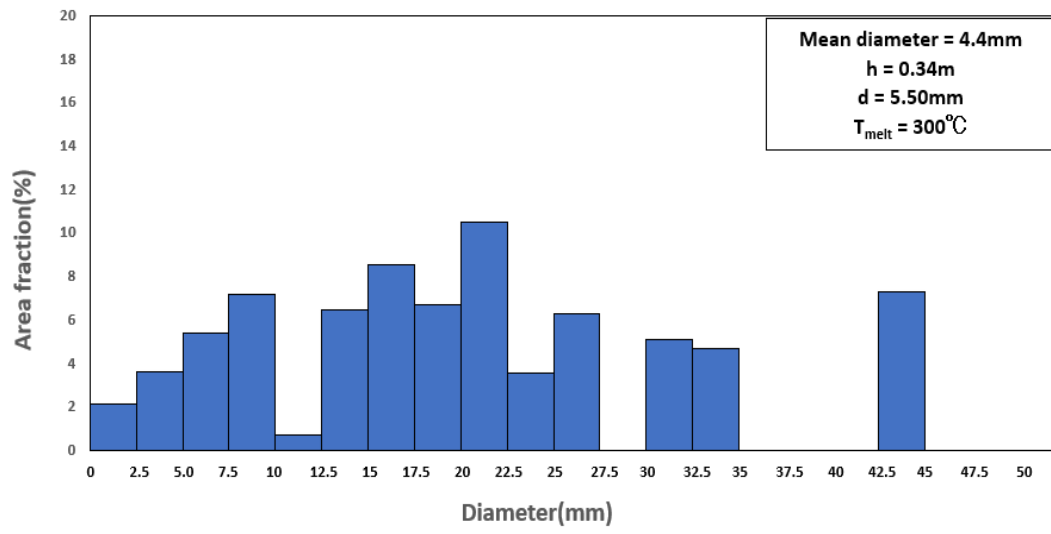
3. 粒子径分布

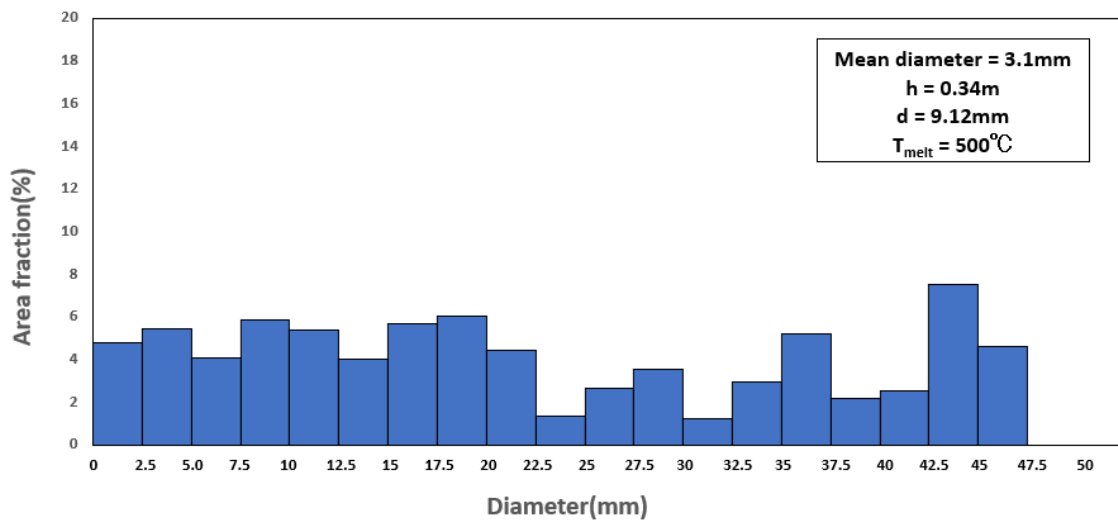
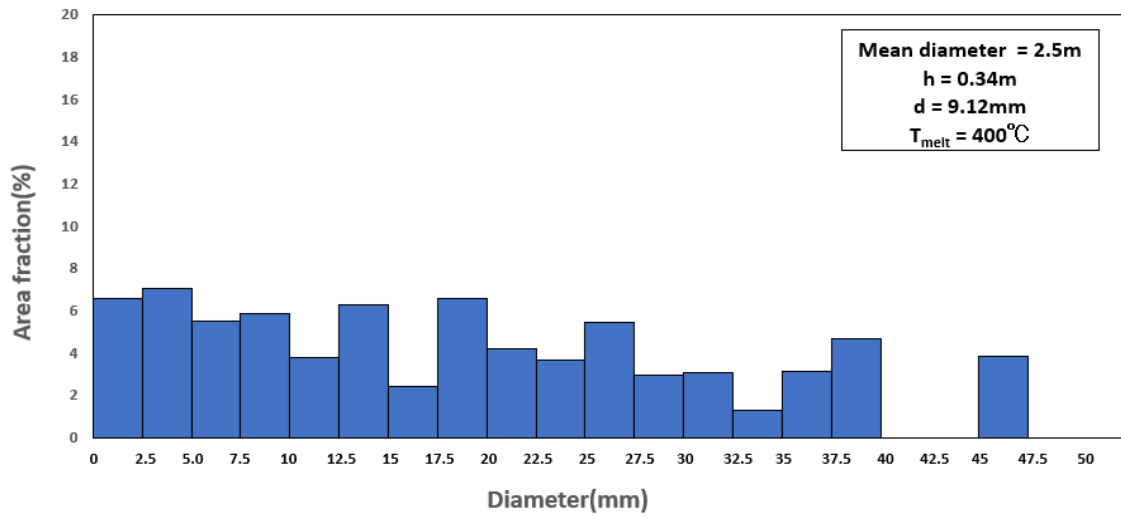
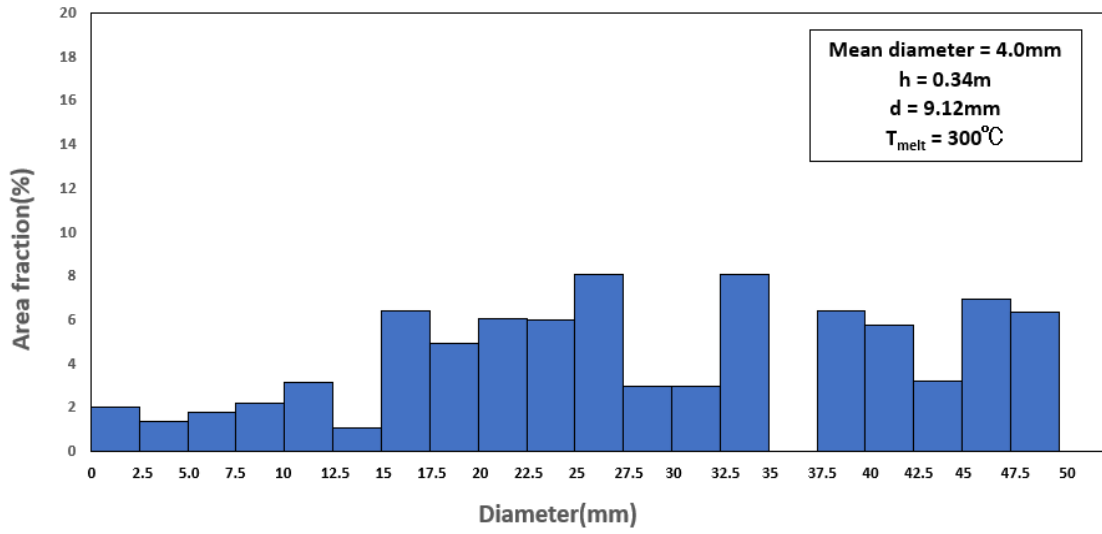
(1) $H=0.19m$





(2) $H=0.34m$





(3) $H=0.49m$

