

水冷媒による移動高温鋼板の冷却特性解明を目的とした
高分解能熱伝達評価手法の構築と検証基礎実験

建部 勝利

目次

1. はじめに	1
1.1. 鉄鋼業における TMCP 技術	1
1.2. 熱間圧延工程における制御冷却技術	2
1.3. ROT 冷却における水冷現象	4
1.4. 熱伝達評価手法に関する既存技術のレビュー	7
1.5. 本研究で提案する移動高温固体の高分解能熱伝達評価手法の概要	13
1.6. 本研究の目的と構成	15
参考文献	17
2. 移動高温薄鋼板へ衝突する単一鉛直下向き軸対称水噴流	25
2.1. 緒言	25
2.2. 実験装置	25
2.3. 実験方法	28
2.4. 解析方法	29
2.5. 結果と考察	31
2.5.1. 鋼板温度を変化させた際の影響	31
2.5.2. 鋼板移動速度の影響	34
2.5.3. 噴流速度の影響	37
2.5.4. 極大熱流束の予測式	39
2.6. 小括	39
参考文献	40
3. 移動高温薄鋼板へ衝突する 3 本上向き軸対称水噴流	41
3.1. 緒言	41
3.2. 実験装置	41
3.3. 結果と考察	43
3.4. 小括	51
参考文献	52

4. 移動高温厚鋼板へ衝突する傾斜水噴流の熱伝達特性.....	53
4.1. 緒言.....	53
4.2. 実験および解析.....	54
4.2.1. 実験装置および実験方法.....	54
4.2.2. 解析方法および解析モデル.....	56
4.3. 結果と考察.....	62
4.3.1. 流動特性.....	62
4.3.2. 熱伝達特性.....	66
4.4. 小括.....	70
参考文献.....	71
5. 移動厚鋼板へ衝突する液滴列の衝突変形挙動.....	72
5.1. 緒言.....	72
5.2. 実験.....	72
5.2.1. 実験装置.....	72
5.2.2. 可視化方法.....	74
5.2.3. 液滴衝突前後の物理パラメータの測定方法.....	75
5.2.4. 実験条件.....	77
5.3. 結果と考察.....	78
5.3.1. 移動高温固体面に垂直衝突する液滴列 ($\theta=0^\circ$).....	78
5.3.2. 移動高温固体面に傾斜衝突する液滴列 ($\theta=50^\circ$).....	80
5.3.3. 静止高温固体面に衝突する単一液滴のダイナミクスとの比較.....	83
5.3.4. 液滴同士の干渉/非干渉の理論条件.....	85
5.4. 小括.....	86
参考文献.....	87
6. 移動高温固体へ傾斜衝突する液滴列の流動特性および熱伝達特性.....	89
6.1. 緒言.....	89
6.2. 実験.....	89

6.2.1.	実験装置.....	89
6.2.2.	流動および温度の測定方法.....	92
6.3.	結果と考察.....	93
6.3.1.	移動高温固体へ傾斜衝突する液滴列の衝突変形反発挙動.....	93
6.3.2.	移動高温固体へ傾斜衝突する液滴列が形成する温度分布.....	94
6.3.3.	温度降下域のオーバーラップ条件と離散分布条件の発生メカニズム.....	96
6.3.4.	液滴列衝突部の熱伝達量の推定.....	104
6.4.	小括.....	109
	参考文献.....	111
7.	まとめと今後の展望.....	112
	謝辞.....	114
	公表論文.....	115

1. はじめに

1.1. 鉄鋼業における TMCP 技術

鋼材は、低コストに強度や靱性といったさまざまな機械的特性に特徴を持たせることができるため、エネルギー、製造業、輸送など様々な分野で非常に重要な材料である。日本の鉄鋼業における年間粗鋼生産量は約 1 億 ton であり、鉄鋼製品の中では薄板の生産量が最も多い。薄板は熱間圧延工程において、連続的に大量に生産される。

Fig.1.1 にその熱延工程の設備レイアウトを示す。主な設備として、搬送方向の上流から、加熱炉、粗圧延機、仕上圧延機、ランアウトテーブル(Run-Out Table)冷却装置、巻取り装置（コイラー）の順に配置されている。加熱炉にてスラブを 1200 °C程度に加熱した後に、これを抽出し、粗圧延機、仕上圧延機で製品形状の寸法、すなわち幅、厚みを所定の大きさに加工する。熱間圧延後にランアウトテーブル冷却装置にて冷却による熱処理、つまり金属組織の制御を行い、コイル状に巻き取り、製造が完了する。

近年、自動車の軽量化などの要請により、高強度、高靱性の鋼材需要が増大し、ハイテンと呼ばれる金属組織が細かいフェライト組織や従来は利用されていなかったベイナイト組織、それらの組織が混在した複合組織を有する鋼材が開発されている¹⁾。

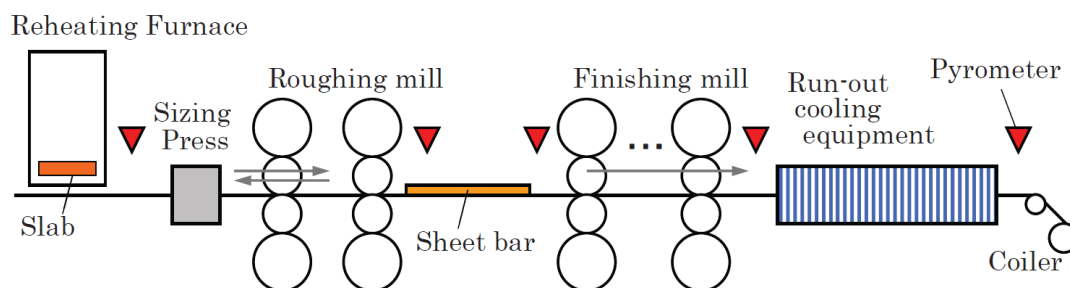


Fig.1.1. Example of hot strip mill layout.⁶⁸⁾

このような複雑な金属組織を持つ鋼材を製造するため、従来は合金化という手段を採用することにより対応していた。しかしながら、合金化は強度や靱性を増大させる効果はあるものの、溶接性の悪化と製造コスト増大の課題があった。そこで、合金に

頼らない製造方法として、熱間圧延工程の中で金属組織の相変態を制御する TMCP (Thermo-Mechanical-Control-Process) が開発された^{2,3)}。その技術では、大きく分けて制御圧延と制御冷却の2つのプロセスで金属組織を造り込む。まず、制御圧延プロセスで圧延温度や圧延時の圧下率を制御し、オーステナイト組織の成長をコントロールして所望の組織を生成する。次に、制御冷却プロセスで、材料の精密な温度管理によりオーステナイト組織からの相変態を制御する。金属組織は急冷時の冷却速度(単位時間当たりの温度降下量)と急冷を終了する温度(冷却停止温度)により変化するので、それらを適切に組み合わせることで、製品のマイクロ組織を制御している^{4,5)}。TMCP 鋼は造船、海洋構造物、建築物、橋梁、パイプライン、ペンストック、極低温タンク、自動車用鋼板など、様々な産業で使用されている³⁾。また、この TMCP 技術を従来から製造されている鋼材にも適用すれば、合金添加量を下げることができる。その結果、製造コストの低下と溶接性の向上を期待できる²⁾。本研究では、その制御冷却技術に焦点を当てる。

1.2. 熱間圧延工程における制御冷却技術

熱間圧延工程でのランアウトテーブルにおける冷却は ROT 冷却と呼ばれる。この ROT 冷却では、鋼材の冷却履歴を精密に制御することが技術上、重要である。Fig.1.2 に示すように冷却履歴が異なると相変態により得られる金属組織がフェライト、パーライト、ベイナイト、マルテンサイトなどに变化するからである。所望の金属組織をコイル状に巻き取られた際に全ての断面で均一に形成することが求められるため、製品の全長全幅で均一に冷却することも求められる。また、冷却は残留応力分布にも大きな影響を与え^{6,7)}、板の平坦度にも影響する。平坦度は、加工メーカにとって非常に重要な物理的指標であり、機械加工や溶接に悪影響を与える。したがって、ROT 冷却では、適切な温度管理による所望の金属組織生成と、適切な平坦度を有する鋼板の製造が求められる。そのためには、冷却現象を詳細に理解し、鋼材の冷却履歴を正確に予測することが重要である。

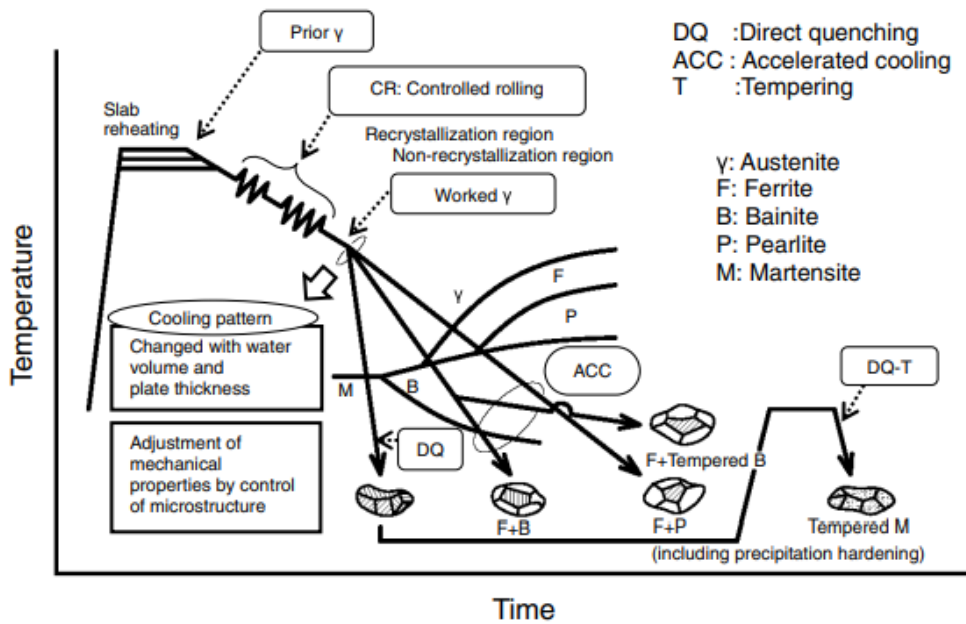


Fig.1.2. Concept of microstructure control by TMCP.³⁾

ROT 冷却では、移動する鋼材に対して水を衝突させて冷却することが多い。その水の衝突方法に関しては、Fig.1.3 に示すように、カーテン状の層流水を衝突させる方法（スリットラミナー, Planer jet）、柱状の層流水を多数衝突させる方法（パイプラミナー, Circular jet）、多数の水滴を衝突させる方法（スプレー, Spray jet）がある^{8,9)}。スリットラミナーは、長方形断面のノズル出口から水を噴射させ、鋼材に衝突させるもので、比較的幅方向に均一に冷却することが可能である。パイプラミナーは、円形のノズル出口から水を噴射させ、鋼材に衝突させるもので、所望の冷却能力と冷却均一性を得るために、複数の円形ノズルを適切に配置する。スプレーは、鋼材表面に円錐状、もしくは扇形状に水を噴霧し、広い面積の冷却を可能とする。こちらも、パイプラミナーと同様に複数のノズルを適切に配置することで、所望の冷却能力や冷却均一性を実現する。圧延後の冷却区間は 100～200 m 程度あり、そこでの冷却はエネルギー効率の観点から加圧が不要な層流のスリットラミナーやパイプラミナーがよく用いられる。ただし、スリットラミナーはノズル出口に異物が存在すると、均一な幅方向流

量分布を維持できない。そのため、ROT冷却の冷却設備はパイプラミナー群を使用することが多い¹⁰⁾。

近年、熱間圧延工程での仕上圧延機間にも冷却装置を設置し、圧延パス間で冷却することで、金属組織を微細化して優れた機械的特性を得る技術が開発されている¹¹⁾。そこは最終仕上圧延後に比べて冷却区間が短いため、鋼材を短時間に急速冷却することが求められる。この冷却では加圧水をジェットもしくはスプレーで噴射する手法が採用されている。したがって、これらの冷却技術の物理現象の理解も求められている。

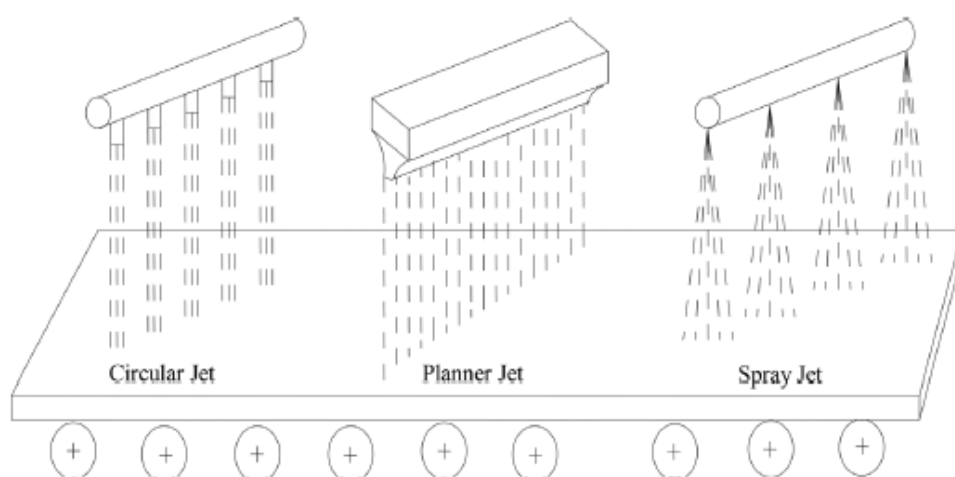


Fig.1.3. Categories of jet impingement cooling.⁹⁾

1.3. ROT冷却における水冷現象

ROT上での鋼材の温度は、鋼材面に衝突する水の沸騰温度よりもはるかに高い。そのため、ROT上での熱伝達は衝突水の沸騰熱伝達が支配的であり、水の蒸発潜熱と高い比熱容量により鋼材から大きな熱量を除去可能である。一般的に高温の固体が液体によって冷却される際の表面熱伝達の変化は沸騰曲線で表現される¹²⁾。

沸騰曲線は、液体によって高温固体が冷やされる間の表面熱流束(単位時間・単位断面積あたりの固体と冷媒の境界を通過する熱量)の変化を表したもので、固体表面の温度と熱流束の関係で表される。例えば Nukiyama¹²⁾は、大気圧下で飽和水を満たした大

大きな容器内に電気加熱の水平白金線を沈めた、いわゆるプール沸騰装置を用いて、表面熱流束を伝熱面過熱度 ΔT_{sat} （固体表面温度と飽和温度の差）の関数として測定し、Fig.1.4 のような沸騰曲線をはじめて明らかにした。ROT 冷却では、大量の冷却水が固体面上を流れる強制流動沸騰⁹⁾に分類されるが、プール沸騰と類似の曲線が得られるので、沸騰熱伝達の現象を理解する上でプール沸騰は有用である。プール沸騰では、大きく分けて单相熱伝達（自然対流熱伝達）、核沸騰、遷移沸騰、膜沸騰の4つの状態が発生し、核沸騰の開始(ONB; Onset of Nucleate Boiling)、限界熱流束(CHF; Critical Heat Flux)、最小熱流束(MHF; Minimum Heat Flux)が沸騰状態を特徴付ける重要な点である。

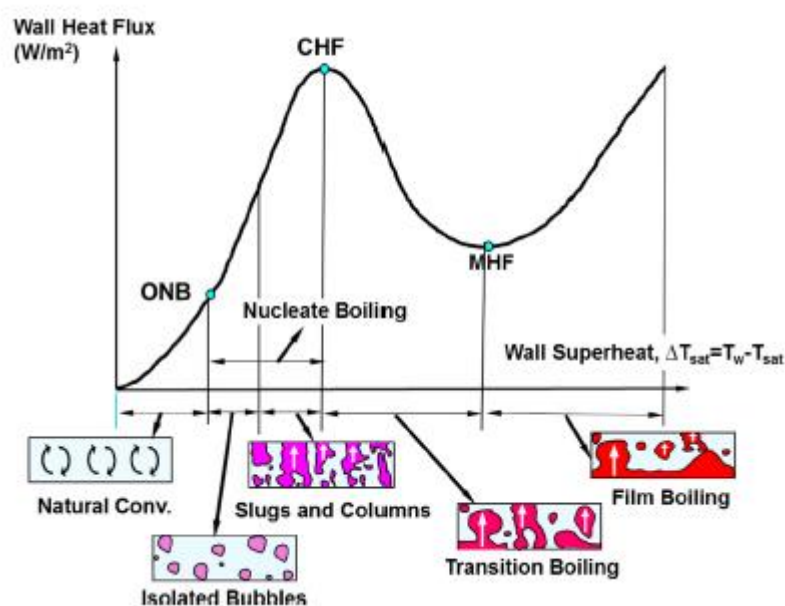


Fig.1.4. Typical pool boiling curve for water at one atmosphere.¹²⁾

ONB 点以下では自然対流による单相熱伝達状態で、蒸気泡が形成されず、沸騰は起こらない。ONB 点と CHF 点の間は核沸騰状態と呼ばれ、大きく分けて2つの領域が存在する。1つは、多数の孤立した気泡がランダムに垂直方向に放出される孤立気泡沸騰と呼ばれる低熱流束域で、2つ目は、気泡同士が合体して大きな気泡が形成される完全に発達した核沸騰と呼ばれる高熱流束域である。2つ目の方が1つ目よりも熱

伝達が良好である。

伝熱面過熱度が CHF 点以上になると、蒸発速度が大きいため表面は蒸気と液体が交互に覆うようになる。このような状態は、遷移沸騰と呼ばれる。蒸気の熱伝導率は、液体の熱伝導率よりも非常に小さいので、蒸気は断熱層として働き、表面からの熱移動が妨げられる。したがって、この領域では表面温度が上昇すると熱流束が低下し、表面全体が蒸気の膜で覆われてしまう。この段階では、液体は固体面に接触できず濡れなくなり、最小熱流束(MHF)に達する。これはライデンフロスト点とも呼ばれる。MHF 後、安定的な蒸気の膜が形成された状態を膜沸騰と呼ばれる状態に移行する。膜沸騰では、熱は蒸気膜内を熱伝導で液体まで輸送されるため、緩やかに熱流束は増加する。

冷媒の相変化が起こらない固体と流体の界面では、両者の温度差が大きくなるほど、熱移動量も増える。しかし、沸騰伝熱ではこの関係が成立しない遷移沸騰領域が存在し、そこでは非常に大きな熱流束変化が発生する。遷移沸騰領域の物理は未だ学術的に未解明である。

ROT 冷却で用いられている水噴流冷却（パイラミナー）やスプレー冷却においても、プール沸騰と同様の沸騰現象が発生している。とはいえ、表面熱流束は流体運動により大きく変化する。そこで、衝突水噴流や液滴衝突の沸騰熱伝達に関して古くから研究され、両者のレビュー論文が数多く報告されている^{13)–26)}。レビュー論文を読み解いて分かることは、既存の大部分の研究は静止固体に衝突する水噴流や液滴衝突に着目しているということである。衝突領域やその外縁での沸騰熱伝達特性に関して詳細に研究され、核沸騰や膜沸騰領域の冷媒流動と伝熱の物理が学術的に解き明かされている。それらの研究成果は ROT 冷却の精密な温度制御のために産業上も非常に有用である。しかしながら、実際の ROT 冷却では、鋼材は移動しながら冷却されるため、静止固体での冷却過程の伝熱データをそのまま適用することはできない。静止固体では急冷部が固定されるが、移動固体では急冷部が時間とともに移動するため、鋼材内部の温度分布が本質的に異なるからである。したがって、実際の ROT 冷却過程を数値

的に予測できるようにするためには、移動する高温固体での沸騰熱伝達特性を解明することが必要である。

ここで、熱伝達特性を解明するためには、衝突水噴流や衝突液滴の熱伝達量を精度よく評価する必要があるが、その方法としては大きく分けて2つある。まず、冷媒に関する方程式系と固体内部の熱伝導方程式を解析的に、もしくは数値計算で解く方法があるが、これは非常に難しい。この理由としては、非定常な3次元乱流のナビエ・ストークス方程式の解が不明なためである。また、近年のスーパーコンピュータを用いたとしても、高精度な数値計算は困難である。もう一つの方法としては、実験に基づく手法である。そこで、従来の実験に基づく熱伝達評価手法に関して次節でレビューし、移動高温固体での熱伝達評価に従来手法を適用する上での課題を整理した。

1.4. 熱伝達評価手法に関する既存技術のレビュー

冷却時の熱伝達量を評価するための典型的な実験方法の一つとして、鋼材内部に熱電対を挿入して内部温度を測る方法がある²⁷⁾⁻³¹⁾。熱電対は、耐熱性、耐久性、信頼性に優れているため、温度測定機器としてよく用いられる。この方法では、固体内部の厚み方向に挿入された1つ、または複数の熱電対の過渡的な温度変化を測定する。固体表面温度は、厚み方向の1次元熱伝導方程式と測定温度から数値計算または解析的な手法を用いて評価される。その計算過程で得られる熱流束から熱伝達係数が評価される。その測定方法の例として、Fig.1.5に、J. Lee³¹⁾の静止固体へのスプレー冷却実験における熱電対の挿入位置を示す。図中の番号付きの黒点が鋼材内部に挿入された9つの熱電対を示しており、それらの温度測定結果からスプレー冷却面の熱流束 q_{top} を推定した。この方法では、平均的な熱流束を得ることはできるが、詳細な冷却面の熱流束分布を得ることはできない。また、固体内部の熱伝導に関し、1次元方向のみに仮定することは非常に理想的であり、実際には成立せず、誤差が発生する。さらに、実際の熱間圧延工程を再現するために固体の移動を考慮すると、一次元の仮定はさらに困難である。

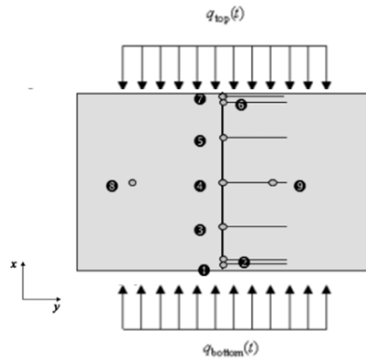


Fig.1.5. Position of the thermocouples in J. Lee's experiment. ³¹⁾

上記の問題を解決するため、固体表面に平行な方向の固体内部の温度を複数測定し、多次元の熱伝導方程式を解くことが行われる ³²⁾⁻⁵⁴⁾。この方法では、予測精度は測定点の数に大きく依存し、測定点が多いほど高精度な予測が可能となる。Fig.1.6 に Oliveira et al.⁵³⁾による静止固体への単一水噴流の冷却実験での熱電対の挿入位置を示す。この温度測定結果から、水噴流の衝突部とそこから離れた位置の局所の熱流束の時間変化を評価した。しかしながら、この方法にはいくつか欠点が存在する。1つの熱電対で1つの局所温度を測定できるため、衝突領域周辺の小さな領域に多くの熱電対を設置する必要がある。そのためには、多数の熱電対挿入用の孔を精度よく機械加工することが求められる。また、熱電対挿入用の孔は鋼板内部の熱伝導による温度分布を乱すので、孔同士の間隔を小さくすることにも限界があり、高い空間分解能を得られない。

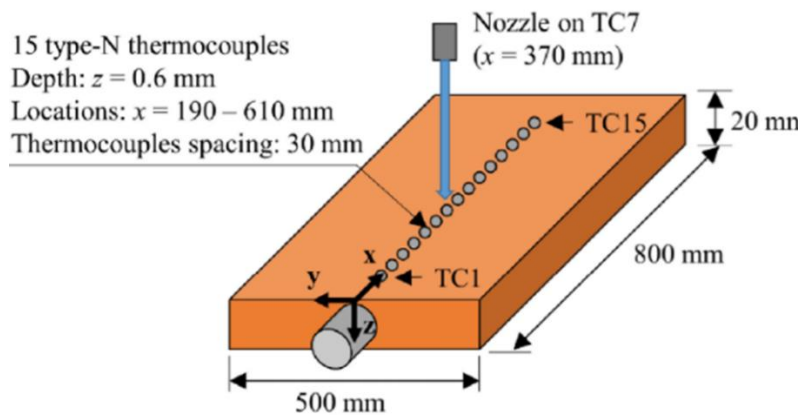


Fig.1.6. Position of the thermocouples in Oliveira et al.'s experiment. ⁵³⁾

本研究での対象である移動固体に対して、複数の熱電対による測定結果から多元系の熱伝導方程式を解くことで、熱伝達を評価した研究⁵⁵⁾⁻⁷⁵⁾を概説する。熱電対を用いた方法でも鋼材が移動すれば、細かな温度分布を測定できる。大きく分けて、回転する固体を用いる場合と水平方向に移動する平らな固体を用いる場合の2つがある。

Fig.1.7 に示すような回転する固体に水冷媒を衝突させる研究に関して述べる。

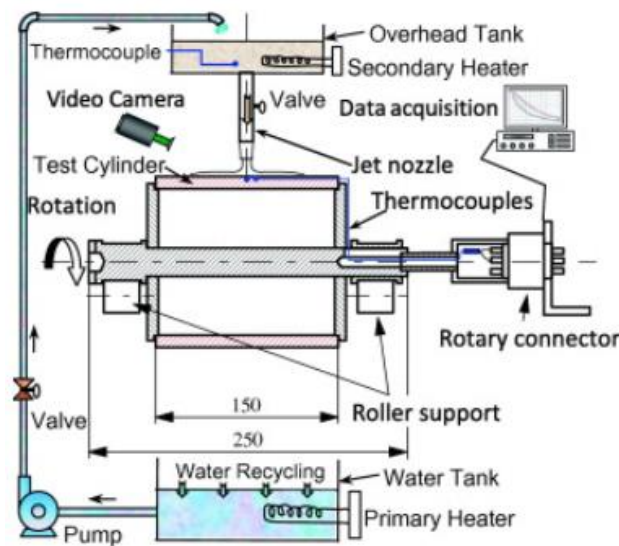


Fig.1.7. Schematic diagram of experimental setup in Mozumder et al.'s experiment.⁵⁸⁾

Gradeck et al.^{55),56)}および Devynck et al.⁵⁷⁾は、平面噴流を高温のニッケルの回転ドラムに衝突させる冷却実験で、回転ドラムの内部温度変化を熱電対で測定し、熱伝達特性を研究した。Mozumder et al.⁵⁸⁾および Tsuboyama et al.⁵⁹⁾は、高温の回転ドラムに軸対称噴流を衝突させる冷却実験で、回転ドラム内に挿入した熱電対で温度変化を軸方向に4か所測定し、熱伝達特性を研究した。Jahedi et al.⁶⁰⁾⁻⁶²⁾は、高温の回転ドラムに軸方向に並べた複数の軸対称水噴流を衝突させる冷却実験を行い、噴流の配列を変化させたときの内部温度変化を熱電対で測定し、沸騰熱伝達を研究した。Niitani and Mistutake⁶³⁾は、高温の回転ドラムにスプレーを衝突させる冷却実験で、回転ドラム内の温度変化を熱電対で測定し、逆解析で表面熱流束を推定し、回転が熱伝達特性に与える影響を研究した。

回転体を用いる実験は回転速度によって固体の速度と噴流速度の比を変更することができるので、実験装置が巨大にならず、扱いやすい。平板の場合には、固体速度が増加すると、水平方向にある程度の距離を設ける必要があり、実験装置が巨大化する。一方で、冷却面に曲率を有するため、実際の ROT のように平らな固体面に水噴流が衝突しないので、熱伝達特性が異なる可能性がある。

次に Fig.1.8 に示すような平らな移動高温固体に水冷媒を衝突させる研究に関して述べる。

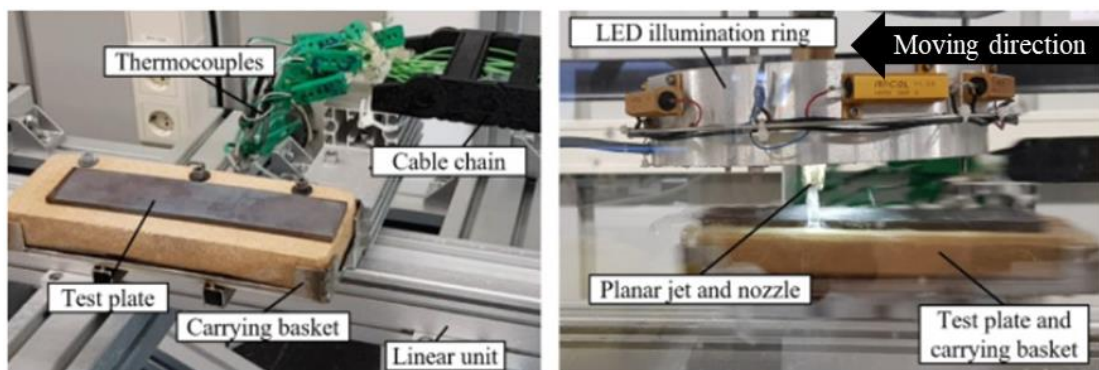


Fig.1.8. Plate installation in the linear unit in C. F. Gomez's experiment.⁷⁵⁾

Hatta and Osakabe⁶⁴⁾は、8 – 40 mm/s で移動する高温鋼板にスリットラミナーを衝突させた際の内部温度変化を測定し、移動による熱伝達特性変化を研究した。S. -J. Chen⁶⁵⁾は、240°C以下の比較的温度の低い鋼板に軸対称水噴流を衝突させた際の熱伝達特性に表面移動が与える影響を鋼材内部の温度測定により研究した。G. A. Franco et al.⁶⁶⁾はパイロットプラント規模の ROT 冷却装置を用いて、ノズル配置が熱伝達に与える影響を鋼材内部の温度測定により研究した。S. Vakili et al.⁶⁷⁾は幅方向に並べた複数の水噴流を、0.35 – 1.0 m/s で移動する鋼材に衝突させた際の鋼材内部温度変化を熱電対で測定し、移動速度が沸騰熱伝達に与える影響を研究した。Nakata⁶⁸⁾は、移動速度 0.5 – 1.5 m/s の鋼材に、軸対称水噴流群やスプレーを衝突させた際の鋼材内部温度変化を熱電対で測定する冷却実験を行った。J. M. Jha et al.⁶⁹⁾は、最大 0.8 m/s で水平方向に移動す

る約 900°C の高温固体に下向きの単一軸対称水噴流を衝突させた際の固体内部の温度変化を熱電対で測定し、冷却面での熱伝達特性を研究した。Barman et al.⁷⁰⁾は、軸対称水噴流群を移動高温固体へ衝突させる冷却実験を行い、固体面の移動速度が衝突領域の熱伝達に与える影響を研究した。A. H. Nobari⁷¹⁾および G. G. Guemo et al.⁷²⁾は、1.0 m/s で移動する高温固体に単一、もしくは幅方向に複数並べた下向き軸対称水噴流を衝突させ際の鋼材内部の温度変化を熱電対で測定し、沸騰熱伝達特性の取得と数値モデル化を行った。T. Fu et al.⁷³⁾は、実機ラインを用いて、1–40 m/min で移動する厚みが 160, 220, 300 mm の極厚鋼材を水冷した際の内部温度を測定し、冷却特性を研究した。Q. Xie et al.⁷⁴⁾は、鋼板の代わりに 0.14–0.84 m/s で単一軸対称水噴流を移動させ、鋼板内部に挿入した熱電対で温度測定を行った。上記までに示した研究での移動速度は 2 m/s 以下であり実際の ROT 冷却の移動速度である 2~22 m/s と比べると小さい。C. F. Gomez et al.⁷⁵⁾は、移動速度を 8 m/s まで大きくすることができる実験装置を用いた冷却実験を行い、よどみ領域における沸騰挙動の直接可視化と熱電対による鋼材内部の温度測定を実施した。

上述のような熱電対による温度測定では、高分解能で高精度に表面熱流束を予測することは困難である。まず、熱電対による測定に関しては、A. V. S. Oliveira⁵⁴⁾が、鋼材内部に挿入した熱電対の接地状態が悪いと、温度測定の応答遅延が発生し、高速応答の熱電対を用いた場合よりも大幅に熱流束を過小評価する可能性を指摘しており、高精度な逆解析解を得ること自体が難しい。加えて、移動平板上での水の沸騰流動は、Fig.1.9 の移動高温鋼板に衝突する水噴流の例が示すように、非常に短い区間で固液の接触状況や沸騰状態が変化するため、局所の冷却特性は大きく変化する。衝突液滴の場合、このような衝突領域周辺の沸騰状態の違いに加え、離散的に液滴が供給されるため、固体面上の流動状況が時間によって変化する非定常な現象になり、さらに複雑である。このような冷却特性の変化を熱電対による温度測定では捉えることは難しい。これは、冷却面から数 mm 内部の位置での温度を測定するため、固体内部の熱伝導で温度変化が鈍るためである。その温度変化からの逆解析結果はある範囲の平均的

な熱流束となってしまふ。これは、移動速度が大きいほど衝突部以外の熱流束が含まれるため、熱流束を過小評価すると考えられる。以上より、多くの研究者が移動速度の増大に伴い熱流束が低下すると報告しているが、逆解析の精度低下による可能性が示唆される。

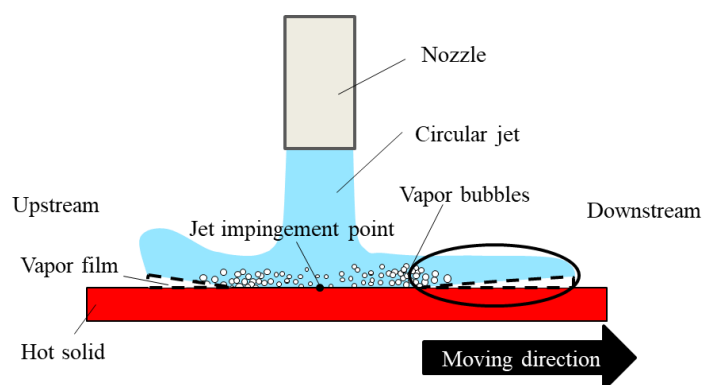


Fig.1.9. Schematic of single liquid jet impinging on a moving hot solid.

次に、実機規模の冷却装置を用いた実験では、放射温度計による表面温度測定によって冷却特性が研究される場合がある^{76),77)}。このような研究では、鋼材が冷却装置に進入する前と冷却装置通過後の乾き面の温度が測定されるため、冷却装置における細かな熱流束分布の把握はできず、平均的な冷却特性が得られる。したがって、Fig.1.9に示す局所の沸騰状態の冷却特性を議論するのは難しい。

以上のように、移動高温固体の水冷の熱伝達量を評価する方法として、従来の測定方法では正確な表面熱流束を得ることができない可能性が示唆されたが、これらの研究成果から得られている平均的な熱流束データは、実機のリアルタイムの冷却制御の伝熱計算に活用されている^{78),79)}。ただし、温度予測精度は鋼材表面温度の実機測定と予測結果の差が小さくなるような学習値をその熱流束に乗じて調整しているのが現状である。したがって、高精度な温度測定により、局所の熱伝達量分布を精緻に取得できれば、実機の冷却制御の精度向上に寄与できると考えられる。そこで、著者は従来の熱電対の測定から熱流束を推定する手法に比べて、より高分解能に熱伝達量を評価できる手法を考案したので、その手法の概要を1.5に示す。

1.5. 本研究で提案する移動高温固体の高分解能熱伝達評価手法の概要

高分解能に温度測定する技術としては、赤外線サーモグラフィが利用される。赤外線サーモグラフィは非接触の測定器であるため、高い空間分解能で固体表面の温度分布を得ることができる。逆に、固体内部の温度を測定することはできない。水分子は赤外線波長の範囲の電磁波を吸収するため、水で覆われた表面温度を正確に測定することも不可能である。また、赤外線サーモグラフィと物体表面の間に水蒸気や湯気が存在する場合には測定精度は低下する。したがって、温度は水で覆われた冷却面ではなく、水や水蒸気が存在しない乾き面しか測定できない。そのため、ガスジェット冷却の研究^{80) - 82)}では、冷却面の直接測定や非冷却面である板裏面の温度測定に赤外線サーモグラフィがよく利用される。その研究と同様に、移動高温固体の水冷においても、裏面の温度測定に適用可能だが、それを行った研究はほとんどない。Sharma and Sahu⁸³⁾は、移動高温固体への上向き水噴流衝突での伝熱挙動と濡れに関して、赤外線サーモグラフィによる裏面の非冷却面の温度測定により研究した。移動速度が 40 mm/s と比較的小さく、熱流束の見積り方法も簡易的なものだが、静止固体と比べてよどみ領域を除く位置の熱流束は大きくなることを示した。また移動方向の熱流束の勾配が静止固体に比べて減少し、比較的均一な熱流束になることを示した。

著者は、この乾き面の温度測定と数値解析手法を組み合わせた 2 つの熱伝達評価手法を本研究では提案する。

1 つ目は、冷却面裏側の温度測定に基づく方法を考案した。具体的には、Fig.1.10 に示すように、冷却面の反対側の温度を測定するために赤外線サーモグラフィを設置し、その面の温度分布を測定する。その測定した温度分布を境界条件に 3 次元の熱伝導方程式を解き、冷却面での熱流束を推定するというものである。その空間に固定された 3 次元直交座標系の熱伝導方程式は、

$$\rho_p c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V_s \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \lambda_p \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで、 t , T , V_s , ρ_p , c_p , λ_p は、それぞれ時間、局所温度、試験板の移動

速度，材料密度，比熱，熱伝導率を表し，座標 (x, y, z) はそれぞれ鋼板の移動方向，幅方向，厚さ方向を示す．ここで，移動鋼板に水噴流を衝突させた際に形成される流動分布は，ある長さ L_s で準定常状態になるという点を考慮することが本手法の特徴である．これにより，時間に関連する項を考慮しなくてよくなるため，式(1.1)は，

$$\rho_p c_p V_s \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda_p \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (1.2)$$

と，時間の項を無視でき，簡略化される．この準定常状態とみなせるという仮定の妥当性に関しては，近年 T. Hikata and H. Fujimoto⁸⁴⁾により理論的に確認されている．時間に関わる測定データが不要となるため，時間分解能が短い高性能なサーモグラフィーを必要とせず，一般的なサーモグラフィーでも適用可能である．ただし，板裏面に冷却面での温度変化情報が伝わる条件でしか適用できないため，薄い試験材に対する水噴流の熱伝達評価に限定される．

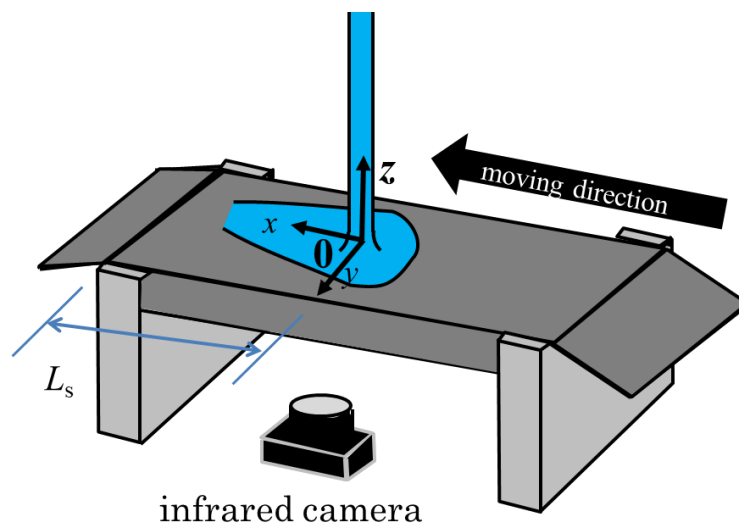


Fig.1.10. Outline of the proposed method.

2つ目は，厚みのある固体への適用を想定した方法である．高温固体が水噴流により冷却される場合，水噴流が衝突する領域では高い抜熱量^{85) - 89)}を示すが，熱伝導率が低い蒸気膜で覆われる領域では抜熱量は小さい．産業上，噴流衝突領域周辺の抜熱量の測

定が重要である。そこで、著者は Fig.1.9 に楕円で示す噴流衝突部よりも下流の水膜を除去すれば、冷却された表面をサーモグラフィーで測定できると考えた。その水膜を除去しても上流側の水噴流衝突部周辺の流動特性や伝熱特性には影響しないため、全体の抜熱量に影響は与えない。この下流側の温度測定結果を再現する噴流衝突領域の熱流束を同定する伝熱解析を行うことで、水噴流衝突部周辺の抜熱量を推定可能となる。なお、この方法は、冷媒が高温面に衝突直後の温度を測定するため、スプレー液滴衝突のような固体面上の流動状況が変化する非定常な冷却現象の解析も可能である。本研究では、スプレー液滴と移動高温固体との過渡的な冷却特性の伝熱量評価に適用した。この手法は、冷却状況ままでの伝熱量評価をあきらめ、それに近い状況で測定しようとするものであるが、このようなアプローチを取った手法は著者が知る限り、提案されていない。

1.6. 本研究の目的と構成

鉄鋼業における ROT 冷却は、1.1 および 1.2 で述べたように製品である鋼材の機械的特性を決定する重要なプロセスである。その機械的特性は、冷却時の冷却履歴に影響される。これは、金属の相変態挙動が冷却時の温度履歴によって決まるためである。そのため、ROT 冷却では急冷と緩冷を使い分けて、所望の温度履歴を達成することが求められる。その温度履歴を達成するためには、冷却装置の冷却特性を詳細に理解し、数値モデル化して、鋼材の温度変化予測を行えるようにならなければならない。そのためには、上述したように、移動高温固体での熱伝達量を評価し、移動高温固体の水冷現象の解明に取り組む必要がある。しかしながら、1.3 および 1.4 で述べたように移動高温固体への水冷の現象解明は少なく、その現象解明のための熱伝達評価手法として既存の技術では困難であることが分かった。そこで、著者は 1.5 で示した熱伝達評価手法を 2 つ提案した。本論文では、その 2 つの熱伝達評価手法の妥当性を検証するために、基礎冷却実験に取り組んだ結果を報告する。

第 2 章では、冷却面裏側の温度測定に基づく方法の妥当性検証のため、移動する高温の薄鋼板に下向きの一軸対称水噴流を衝突させる冷却実験を、鋼板の移動速

度，初期温度，水噴流量を変化させて行った．また，冷却面の流動状況の可視化も同時に行い，提案する熱伝達評価手法で推定した冷却面の熱流束分布と流動が対応するかを確認した．また，得られた熱流束分布を用いて，変化させた各パラメータが熱伝達特性に与える影響についても考察した．

第3章では，移動する高温の薄鋼板に3本の上向き軸対称水噴流を衝突させる冷却実験を，各水噴流間の間隔と鋼板初期温度を変化させて行き，上向きでも提案する熱伝達評価手法を適用可能か検討した．こちらも第2章と同様に，流動の可視化を同時に行い，熱流束分布と流動が対応するか確認を行った．また，本研究で変化させた鋼板の初期温度，噴流間の間隔が流動および熱伝達特性に与える影響についても考察した．

第4章では，2つ目の手法である厚鋼板に対する水冷熱伝達評価手法の妥当性評価のため，移動する厚鋼板に傾斜水噴流を衝突させる冷却実験を，鋼板の移動速度および初期温度を変化させて行った．傾斜水噴流を用いた理由は，1.5で述べた水膜をエアワイピングのような手段を用いずに，乾き面を容易に形成できたためである．また，流動可視化も同時に行い，水噴流の接触範囲を測定した．3次元の伝熱解析の水噴流の接触範囲に測定結果を用い，その接触範囲の平均熱流束の大きさを変化させ，乾き面の測定温度分布を再現する熱流束を繰り返し計算により同定する手法を構築した．その結果と過去知見を比較し，妥当な沸騰熱伝達を示すか検証した．

第5章では，厚鋼板に対する水冷熱伝達評価手法を非定常現象であるスプレー液滴列衝突に応用できるかを確認するための予備検討として，移動高温固体と液滴列の衝突変形挙動に関する研究を行った．この研究では，直径と間隔が揃った液滴列を固体面に傾斜衝突させる流動可視化実験を行い，液滴同士が干渉することなく反発する条件を探索し，その条件式を構築した．また，この実験から移動高温固体への液滴衝突と静止固体への液滴衝突の差異を明らかにした．

第6章では，第5章で得られた結果を踏まえ，移動高温固体に液滴列が干渉せずに傾斜衝突するときの表面温度分布を測定し，熱伝達特性を研究した．液滴列の入射角

度(ベクトル)や鋼板移動速度が液滴列衝突により形成される表面温度分布に及ぼす影響を定量化し、それに関する簡易的な力学モデルを構築した。また、個々の液滴が固体面に接触している時間の平均的な抜熱量を推定し、過去知見との比較を行い、本論文で提案する手法の妥当性を検証した。

第7章は、本研究で得られた知見のまとめと、移動高温固体での水冷現象の解明を進めていく上での課題と今後の取り組みを記載した。

参考文献

- 1) M.Takahashi: *Journal of the Japan Society for Technology of Plasticity*, 58.673(2017),105 (in Japanese). <https://doi.org/10.9773/sosei.58.105>
- 2) S. Vervynckt, K.Verbeken, B. Lopez and J. J. Jonas: *Int. Material Reviews*, 57.4 (2012), 187. <https://doi.org/10.1179/1743280411Y.0000000013>
- 3) K. Nishioka and K. Ichikawa: *Science and Technology of Advanced Materials*, 13.2 (2012), 023001. <https://doi.org/10.1088/1468-6996/13/2/023001>
- 4) A.Çalik: *Int. J. Phys. Sci.*, 4(2009), 514. <https://doi.org/10.5897/IJPS.900018>
- 5) M.Olasolo, P.Uranga, J.M.Rodriguez-Ibabe and B.López: *Mater. Sci. Eng. A*, 528(2011), 2559. <https://doi.org/10.1016/j.msea.2010.11.078>
- 6) H. Ogai, M. Ito and R. Hirayama: *Nippon Steel Technical Report*, 379(2003), 43(in Japanese).
- 7) S. Yanagi, A. Yamaguchi, T. Okuno and M. Kobayashi: *Research and Development KOBE STEEL ENGINEERING REPORTS*, 61.2(2011), 69
- 8) S.-J. Chen and A. A. Tseng: *Int. J. Heat Fluid Flow*, 13 (1992), 358. [https://doi.org/10.1016/0142-727X\(92\)90006-U](https://doi.org/10.1016/0142-727X(92)90006-U)
- 9) C. Agrawal: *Steel Research Int.*, 90. 1 (2019), 1800285. <https://doi.org/10.1002/srin.201800285>
- 10) K.V. Jondhale, M.A. Wells, M. Militzer and V. Prodanovic: *Steel Research Int.*, 79(2008),

938. <https://doi.org/10.1002/srin.200806224>
- 11) Z. Wang, B. Wang, B. Wang, Y. Tian, T. Zhang, G. Yuan, Z. Liu and G. Wang : *ISIJ Int.*, 59(2019), 2131. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2019-041>
 - 12) Boiling : research and advances, Elsevier, Nederland, (2017), 2.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-08-101010-5.00001-4>
 - 13) D. H. Wolf, F. P. Incropera and R. Viskanta: *Advances in Heat Transf.*, 23(1993), 1.
[https://doi.org/10.1016/S0065-2717\(08\)70005-4](https://doi.org/10.1016/S0065-2717(08)70005-4)
 - 14) P. Mishra, S. Nayak, P. Pradhan and D. Ghosh: *Interfacial Phenom. Heat Transf.*, 3. 2 (2015),117. <https://doi.org/10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2014010574>
 - 15) L. Qiu, S. Dubey, F. H. Choo, and F. Duan: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 89(2015), 42.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.05.025>
 - 16) V. S. Devahdhanush and I. Mudawar: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 169(2021), 120893.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120893>
 - 17) G. Liang and I. Mudawar: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 115(2017), Part A, 1174.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.06.029>
 - 18) G. Liang and I. Mudawar: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 115(2017), Part A, 1206.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.06.022>
 - 19) M. Rein: *Fluid Dyn. Res.*, 12(1993), 61. [https://doi.org/10.1016/0169-5983\(93\)90106-K](https://doi.org/10.1016/0169-5983(93)90106-K)
 - 20) G. E. Cossali, M. Marengo and M. Santini: *At. Sprays*, 15(2005), 699.
<https://doi.org/10.1615/AtomizSpr.v15.i6.50>
 - 21) A. L. Yarin: *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 38(2006), 159.
<https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.38.050304.092144>
 - 22) J. Kim: *Int. J. Heat Fluid Flow*, 28(2007), 753.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.09.003>
 - 23) D. Quéré: *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 45(2013), 197. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-011212-140709>

- 24) G. Liang and I. Mudawar: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 106(2017), 103.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.10.031>
- 25) J. Breitenbach, I. V. Roisman and C. Tropea: *Exp. Fluids*, 59(2018), 55.
<https://doi.org/10.1007/s00348-018-2514-3>
- 26) J. D. Benthier, J. D. Pelaez-Restrepo, C. Stanley and G. Rosengarten: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 178(2021), 121587. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121587>
- 27) J. V. Beck: *Nuclear Engineering and Design*, 7(1968), 170. [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(68\)90058-7](https://doi.org/10.1016/0029-5493(68)90058-7)
- 28) J. V. Beck: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 13(1970), 703. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(70\)90044-X](https://doi.org/10.1016/0017-9310(70)90044-X)
- 29) M. Krishnan and D. G. R. Sharma: *Int. Comm. Heat Mass Transf.*, 23(1996), 203.
[https://doi.org/10.1016/0735-1933\(96\)00006-1](https://doi.org/10.1016/0735-1933(96)00006-1)
- 30) R. Dou, Z. Wen, G. Zhou, X. Liu and X. Feng: *Appl. Therm. Eng.*, 62(2014), 738.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2013.10.037>
- 31) J. Lee: *ISIJ Int.*, 49 (2009), 1920. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.49.1920>
- 32) M. Monde and Y. Katto: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 21(1978), 295.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(78\)90122-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(78)90122-9)
- 33) N. Hatta, J. Kokado and K. Hanasaki: *Trans. ISIJ.*, 23(1983), 555.
<https://doi.org/10.2355/isijinternational1966.23.555>
- 34) D. H. Wolf, F. P. Incropera and R. Viskanta: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 39(1996), 1395.
[https://doi.org/10.1016/0017-9310\(95\)00216-2](https://doi.org/10.1016/0017-9310(95)00216-2)
- 35) H. Robidou, H. Auracher, P. Gardin and M. Lebouché: *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 26 (2002), 123. [https://doi.org/10.1016/S0894-1777\(02\)00118-8](https://doi.org/10.1016/S0894-1777(02)00118-8)
- 36) M. Monde, H. Arima, W. Liu, Y. Mitsutake and J. A. Hammad: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 46(2003), 2135. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(02\)00510-0](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(02)00510-0)
- 37) A. K. Mozumder, M. Monde and P. L. Woodfield: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 48(2005),

5395. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.06.034>
- 38) A. K. Mozumder, M. Monde, P. L. Woodfield and M. A. Islam: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 49(2006), 2877. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.01.048>
- 39) A. K. Mozumder, M. A. Islam, P. L. Woodfield and M. Monde: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 49(2007), 1559. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.08.035>
- 40) N. Karwa, T. Gambaryan-Roisman, P. Stephan and C. Tropea: *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 35(2011), 1435. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2011.05.011>
- 41) H. Wang, W. Yu and Q. Cai: *J. Mater. Sci. Technol.*, 212(2012), 1825. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2012.04.008>
- 42) C. Agrawal, R. Kumer, A. Gupta and B. Chatterjee: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 55(2012), 4772. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.04.045>
- 43) F. Mohebbi and M. Sellier: *Int. J. Therm. Sci.*, 99(2016), 258. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2015.09.002>
- 44) B. Wang, D. Lin, Q. Xie, Z. Wang and G. Wang: *Appl. Therm. Eng.*, 100(2016), 902. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.02.054>
- 45) Z. Malinowski, A. Cebo-Rudnicka, B. Hadała, A. Szajding and T. Telejko: *Heat Mass Transfer*, 54(2018), 2195. <https://doi.org/10.1007/s00231-017-2195-0>
- 46) A. K. Sharma, M. Modak and S. K. Sahu: *Appl. Therm. Eng.*, 138(2018), 603. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2018.04.050>
- 47) B. Wang, D. Lin, B. Zhang, L. Xiong, Z. Wang and G. Wang: *ISIJ Int.*, 58 (2018), 132. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2017-154>
- 48) B. Wang, Z. Liu, B. Zhang, Z. Wang and G. Wang: *ISIJ Int.*, 60 (2019), 900. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2018-576>
- 49) D. Kashyap, V. Prodanovic and M. Militzer: *ISIJ Int.*, 60 (2020), 1743. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2019-691>
- 50) H. Leocadio and J. C. Passos: *Ironmaking & Steelmaking*, 48(2021), 819.

<https://doi.org/10.1080/03019233.2021.1872467>

- 51) C. F. Gomez, C. W. M. van der Geld, J. G. M. Kuerten, M. Bsibsi and B. P. M. van Esch :
Int. J. Heat Mass Transf., 164(2021), 120578.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120578>
- 52) X.-H. Tian, T.-L. Fu, Z. -D. Wang and G. -D. Wang: *J. Iron Steel Res. Int.* 28(2021), 1400.
<https://doi.org/10.1007/s42243-020-00553-3>
- 53) A. V. S. Oliveira, D. Maréchal, J. -L. Borean, V. Schick, J. Teixeira, S. Denis and M. Gradeck: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 184(2022), 121998.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121998>
- 54) A. V. S. Oliveira, A. Avrit and M. Gradeck: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 185(2022), 122398.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.122398>
- 55) M. Gradeck, A. Kouachi, M. Lebouché, F. Volle, D. Maillet and J. L. Borean: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 52(2009), 1094. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.09.015>
- 56) M. Gradeck, A. Kouachi, J. L. Borean, P. Gardin, D. and M. Lebouché: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 54(2011), 5527. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.07.038>
- 57) S. Devynck, M. Gradeck, J.P. Bellot, S. Denis, M. Varlez, and T. Benard: *Key Eng. Mater.*, 504–506 (2012), 1049. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/KEM.504-506.1049>
- 58) A. K. Mozumder, Y. Mitsutake and M. Monde: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 68(2014), 466.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.09.059>
- 59) S. Tsuboyama, T. Higashi, Y. Mistsutake, S. bin Illias, A. K. Mazumder, K. Tsubaki and M.Monde: *Procedia Engineering*, 105(2015), 787.
<https://doi.org/10.1016/j.proeng.2015.05.072>
- 60) M. Jahedi, F. Berntsson, J. Wren and B. Moshfegh: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 117(2018), 748. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.048>
- 61) M. Jahedi and B. Moshfegh: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 137(2019), 124.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.03.066>

- 62) M. Jahedi and B. Moshfegh: *J. Heat Transf.*, 143(2021), 4051835.
<https://doi.org/10.1115/1.4051835>
- 63) H. Niitani and Y. Mitsutake: *Tetsu-to-Hagané*, 108(2022), 1 (in Japanese).
<https://doi.org/10.2355/tetsutohagane.TETSU-2021-085>
- 64) N. Hatta and H. Osakabe: *ISIJ Int.*, 29(1989), 919.
<https://doi.org/10.2355/isijinternational.29.919>
- 65) S. -J. Chen, J. Kothari and A. A. Tseng: *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 4(1991), 343.
[https://doi.org/10.1016/0894-1777\(91\)90051-R](https://doi.org/10.1016/0894-1777(91)90051-R)
- 66) G. A. Franco, M. A. Wells and M. Militzer: *Can. Metall. Q.*, 48 (2009), 197.
<https://doi.org/10.1179/cm.2009.48.3.197>
- 67) S. Vakili and M. S. Gadala: *Heat Transfer Engineering*, 34(2013), 580.
<https://doi.org/10.1080/01457632.2013.730412>
- 68) N. Nakata: *Ph.D. thesis*, Yokohama National University, (2014).
- 69) J. M. Jha, S. V. Ravikumar, I. Sarkar, S. K. Pal and S. Chakraborty: *Exp. Heat Transf.*, 29(2016), 615. <https://doi.org/10.1080/08916152.2015.1046019>
- 70) S. Barman, N. Barman, A. Mukhopadhyay and S. Sen: *Heat Transfer Engineering*, 35(2014), 1363. <https://doi.org/10.1080/01457632.2013.877315>
- 71) A. H. Nobari: *Ph.D. thesis*, The University of British Columbia, (2014).
<https://doi.org/10.14288/1.0167525>
- 72) G. G. Guemo, A. H. Nobari, V. Prodanovic and M. Militzer: *ISIJ Int.*, 62(2022), 919.
<https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2021-457>
- 73) T. Fu, X. Deng and Z. Wang: *Science Progress*, 104(2021), 00368504211009330.
<https://doi.org/10.1177/00368504211009330>
- 74) Q. Xie, Y. Wang, X. Li, Z. Yang, J. Li, Z. Xie, X. Wang, J. Cai and Q. Xu: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 191(2022), 122765. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122765>
- 75) C. F. Gomez, C. W. M. van der Geld, J. G. M. Kuerten, M. Bsibsi, B. P. M. van Esch: *Int. J.*

- Heat Mass Transf.*, 163(2020), 120545.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120545>
- 76) Q. Xie, B. Wang, Z. Wang and G. Wang: *ISIJ Int.*, 56(2016), 2236.
<https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2015-509>
- 77) H. S. Lim and Y. T. Kang: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 128(2019), 526.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.09.024>
- 78) S. Nakagawa and H. Tachibana: *Trans. Soc. Instrum. Control Eng.*, 45 (2009), 233.
<https://doi.org/10.9746/sicetr.45.233>
- 79) H. Imanari and H. Inami: *IFAC Proceedings Volumes*, 45(2012), 187.
<https://doi.org/10.3182/20120910-3-JP-4023.00013>
- 80) M. Attalla and M. Salem: *Heat Mass Transf.*, 50(2014), 915.
<https://doi.org/10.1007/s00231-014-1303-7>
- 81) S. B. Ingole and K. K. Sundaram: *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 77(2016), 124.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.04.016>
- 82) L. Dhruw, H. B. Kothadia and A. Kumar R: *Int. J. Therm. Sci.*, 184(2023), 108027.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2022.108027>
- 83) A. K. Sharma and S. K. Sahu: *Appl. Therm. Eng.*, 159(2019), 113950.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.113950>
- 84) T. Hikata and H. Fujimoto: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 197(2022), 123364.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123364>
- 85) H. Fujimoto, K. Tatebe, Y. Shiramasa, T. Hama and H. Takuda: *ISIJ Int.*, 54(2014), 1338.
<https://doi.org/10.2355/isijinternational.54.1338>
- 86) H. Fujimoto, Y. Shiramasa, K. Morisawa, T. Hama and H. Takuda: *ISIJ Int.*, 55.9 (2015), 1994. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2015-124>
- 87) H. Fujimoto, N. Hayashi, J. Nakahara, K. Morisawa, T. Hama and H. Takuda: *ISIJ Int.*, 56.11(2016), 2016. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2016-295>

- 88) K. Morisawa, J. Nakahara, K. Nagata, H. Fujimoto, T. Hama and H. Takuda: *ISIJ Int.*, 58.1(2018), 140. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2017-383>
- 89) J. Nakahara, K. Tatebe, and H. Fujimoto: *ISIJ Int.*, 62(2022), 708. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2021-503>

2. 移動高温薄鋼板へ衝突する単一鉛直下向き軸対称水噴流²⁾

2.1. 緒言

本章では、1章で説明した移動薄鋼板の水冷却における伝熱評価手法を単一鉛直下向き軸対称水噴流冷却に適用した結果について述べる。伝熱評価手法の有効性を確認するとともに、その熱伝達特性を実験室規模の基礎実験により研究した。

実験では、冷媒として室温の蒸留水を使用した。軸対称水噴流は、直径 5.0 mm の円形パイプより噴射した。移動薄鋼板は、厚み 0.3 mm のステンレス鋼板を用いた。実験条件として、薄鋼板の初期温度、噴流速度、薄鋼板の移動速度を変化させた。

熱伝達特性は、移動鋼板上に供給される水噴流が形成する流れ場に依存するため、移動鋼板上の流動場の可視化と非冷却面の温度測定を同時に行った。具体的には、流動可視化はフラッシュ撮影、非冷却面の温度測定は赤外線サーモグラフィーで行った。そのサーモグラフィーで測定した温度分布を境界条件として、有限体積法により熱伝導方程式を解くことで、冷却面の温度分布および熱流束分布を評価した。その結果を用いて、薄鋼板の初期温度、噴流速度、薄鋼板の移動速度が流動特性および熱伝達特性に与える影響を研究した。

2.2. 実験装置

実験装置の概略図を Fig.2.1 に示す。装置は、(1)円形噴流を作るための水供給系統、(2)リニアモーターアクチュエータに取り付けられた移動試験材、(3)観察装置で構成される。

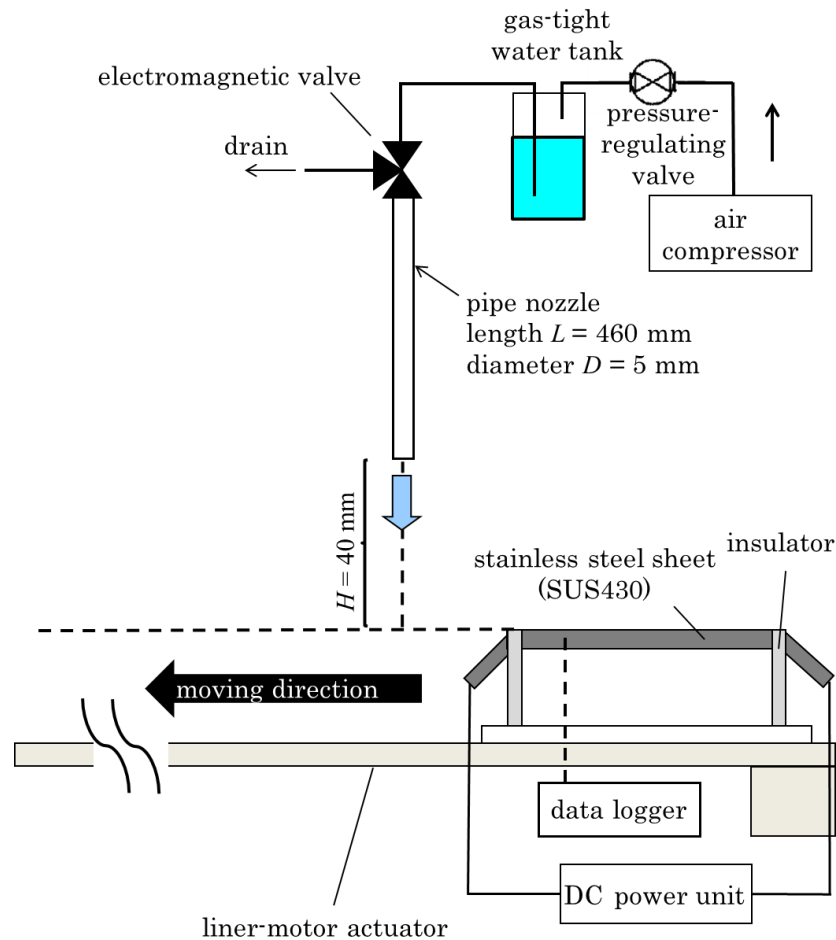


Fig.2.1. Schematic diagram of experimental apparatus.

水供給系統は、気密性の高い水槽、配管、電磁弁、配管下排水口、円形ノズルから構成される。冷媒は室温の蒸留水を使用した。水の温度 T_f は 13~18°C であった。水は空圧を利用して配管内を搬送される。電磁弁により、円形ノズルへの給水と排水を切り替えた。実験準備中はドレンから水を流出させ、実験中は円形ノズルに供給した。水の流量は、エアコンプレッサーと水槽の間に取り付けられた圧力調整弁で調整した。また、流量はサンプリング時間 (=60 秒) の吐出水量から直接測定した。円形ノズルの寸法は、直径 $D = 5.0$ mm、長さ $L = 460$ mm である。軸対称水噴流は円形ノズル下方より鉛直下方に断面平均流速 V_0 で噴射させた。この速度は、供給した体積流量を円形ノズルの断面積で除して求めた。本実験では、 $V_0 = 0.4, 0.8$, および 1.2 m/s とした。また、ノズ

ルー試験材間距離は 40 mm とした。

Fig.2.2 にステンレス鋼 (SUS430) の幅 60 mm, 長さ 220 mm, 厚さ 0.3 mm の移動鋼板の模式図を示す。長辺の両端に 5 mm の直角な折曲げ部を設けることで, 実験中に鋼板が冷却により変形することを抑制するとともに, 水が端部から流れ落ちやすいようにした。乾き面である裏面に関しては, 赤外線サーモグラフィで正確な温度が測定できるように放射率 0.94 で位置の黒体塗料を薄く塗布した。さらに, 赤外線サーモグラフィによる温度測定の校正のため, 素線径 0.3 mm の K 型熱電対をスポット溶接した。その鋼板を, 断熱材を介してリニアモーターアクチュエータに設置した。リニアモーターアクチュエータの速度上限が 1.5 m/s であることから, 本実験では移動速度 V_s を, 0.5, 1.0, および 1.5 m/s とした。

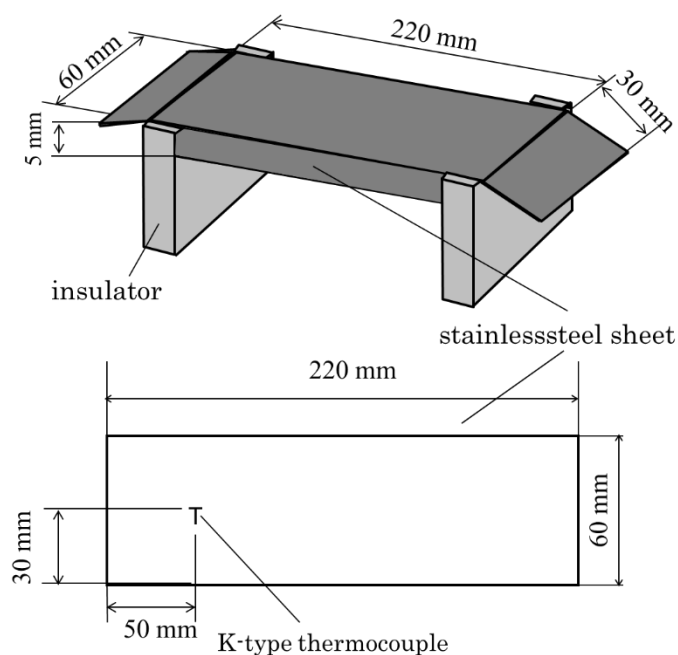


Fig.2.2. Dimensions of stainless steel test sheet.

Fig.2.3 に赤外線サーモグラフィと可視化装置の配置図を示す。試験材裏面の温度測定には, 解像度 320×240 ピクセル, 60 フレーム/秒で熱画像を撮影できる赤外線カメラを使用した。赤外線カメラは, 試験材から下方に約 300 mm 離れた位置に, 鉛直上向き

に設置した。測定温度は、板裏面に設置した熱電対の温度と比較することで校正し、測定誤差は $\pm 2^{\circ}\text{C}$ 以内であることを確認した。可視化装置に関しては、有効空間解像度 3888×2592 画素のデジタルカメラとストロボライトを対向して配置し、水膜流の沸騰流動を撮影できるようにした。ストロボライトは、発光時間が $2 \mu\text{s}$ 以下である。暗所にて、デジタルカメラを露光させることで、発光時のみの画像を得た。

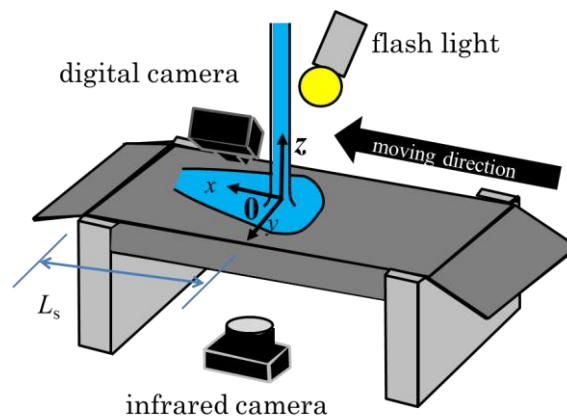


Fig.2.3. Schematic diagram of photography and thermography setup.

2.3. 実験方法

最大出力が 3 kW (300 A , 10 V) の直流電源装置を用いて、実験条件で設定する温度よりも約 20°C 高い温度までジュール加熱により鋼板を加熱した。その後、加熱をやめ、鋼板の温度を大気放冷により低下させて、所定の温度に達した際にリニアモーターアクチュエータを起動した。加速に必要な距離は事前に測定し、所定の速度で水噴流直下を通過できるようにした。

あらかじめ所定の水量で噴射させた水噴流直下に鋼板が侵入すると、水膜流が形成し、衝突点近傍では安定な水膜流が形成された。その形成に必要な距離に関しては、事前の予備検討により、Fig.2.3 に示す鋼板端部と噴流直下の距離 L_s が 75 mm 以上であれば、安定な流動が形成されることを確認した。

鋼板の温度測定は板裏面で行われる。冷却面での温度変化は鋼材内部の熱伝導により

板裏面に伝わるため時間遅れが発生する。この熱伝導による時間遅れに関しては、鋼板の熱拡散率 a と鋼板の厚み t_h から、 $t_h^2/a=0.015\text{ s}$ と簡易に見積もることができる。この熱伝導による時間遅れの間には板は移動するので、板表面での温度変化は移動速度 1.5 m/s では 22.5 mm 移動した位置の板裏面に現れる。したがって、流動安定までの時間と温度情報の時間遅れを合算し、板端部から約 110 mm 以上の温度分布を定常状態の温度分布とみなし、その領域の温度分布と可視化結果のみを用いることに留意した。

冷却面の局所の温度分布と熱流束の分布を推定するためには 2.4 で述べるように板裏面の温度分布を用いて熱伝導逆問題を数値的に解く必要がある。それを高精度に行うためには、非常に薄い鋼板であることが望ましい。一方で、鋼板が薄いと急激な温度変化による熱応力で鋼板が変形してしまう。その変形を可能な限り抑制しつつ、熱伝導逆問題を解くことができる厚みを試行錯誤的に探索し、本実験では 0.3 mm を選択した。本研究では、鋼板の初期温度を最大 250°C とし、本実験では、 $100, 150, 200, \text{ および } 250^\circ\text{C}$ のいずれかに設定した。

実験は、それぞれの条件で 10 回行った。推定した冷却面の熱流束の平均値 q_w とその誤差は標準偏差 σ を用い、

$$q_w = \frac{\sum_{n=1}^{10} q_{w,n}}{10}, \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^{10} (q_{w,n} - q_w)^2}{10}} \quad (2.1)$$

として計算した。ここに、 n は実験回数を示す。

2.4. 解析方法

水噴流が衝突する冷却面の温度分布は、非冷却面である板裏面の温度分布を用いて、

$$\rho_p c_p V_s \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda_p \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (2.2)$$

を Veder et al.¹⁾の手法に基づいて数値的に解くことで求めた。式(2.2)中における、 ρ_p, c_p, λ_p は SUS430 の材料物性であるが、本研究では一定とし、密度 $\rho_p = 7820\text{ kg/m}^3$ 、比熱 c_p は 461 J/kg/K 、熱伝導率 λ_p は 25.6 W/m/K とした。座標系に関しては、Fig. 2.4 に示すと

おりで、原点は噴流衝突点とした。解析領域に関しては、縦 75.4 mm、横 45.6 mm、厚さ 0.3 mm の直方体の計算領域を、 x, y, z 方向に $140 \times 90 \times 200$ の計算格子に分割した。式(2.2)の左辺は 3 次の風上差分で、右辺は 2 次の中心差分で離散化した。Fig.2.4 に、 $y = 0$ 断面での計算領域の模式図と境界条件を示す。 x 方向と y 方向の側面の境界では、温度勾配が 0 であると仮定し、

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{side_boundary} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{side_boundary} = 0 \quad (2.3)$$

とした。下面境界に関しては、周囲の流体との対流熱伝達を仮定し、

$$q_{bottom} = \alpha(T_{bottom} - T_{\infty}) \quad (2.4)$$

とした。ここで、 T_{bottom} と T_{∞} はそれぞれサーモグラフィーの測定温度と大気温度である。熱伝達係数 α に関しては、自然対流熱伝達を想定し、 $11.6 \text{ W/m}^2/\text{K}$ とした。赤外線サーモグラフィーの測定温度に関しては、画素ごとのノイズによって測定温度誤差があり、測定データをそのまま用いて逆解析を行うと計算が発散してしまうため、平滑化処理を行う必要があった。本研究では、スプライン関数を用いた最小二乗法による平滑化手法を採用した。

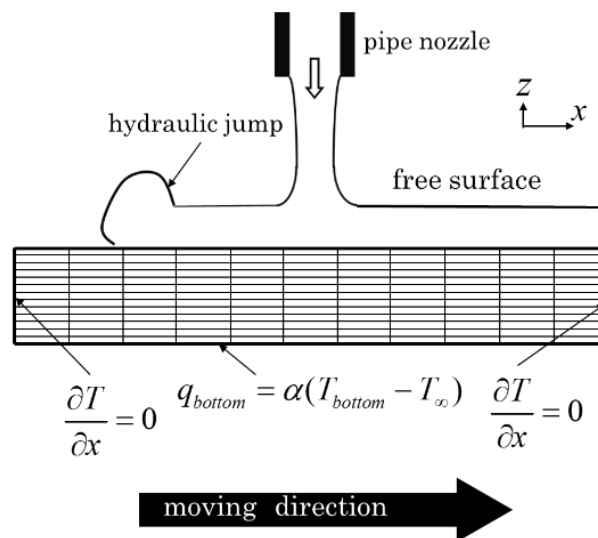


Fig.2.4. Schematic of computational domain.

2.5. 結果と考察

2.5.1. 鋼板温度を変化させた際の影響

Fig.2.5 に、 $V_0 = 0.4$ m/s の水噴流を、 $V_s = 1.0$ m/s の移動高温鋼板に衝突させた際の流動状況を示す。固体の初期温度を変化させた。Fig.2.5(a)の $T_s = 100^\circ\text{C}$ の場合、衝突点近傍に薄い液膜が形成された。薄い液膜の上流側は面積が小さく、下流側は拡大していることが分かる。また、上流側では弓形状の跳水が確認され、液膜の外縁部は厚い。その外側は水膜がなく、乾いている。Fig.2.5(b)–(d)は、 $T_s = 150^\circ\text{C}$ 、 200°C 、 250°C の結果であり、これらの条件では固体の初期温度が水の飽和温度よりも高いため、液体と固体の界面に沸騰気泡が確認された。また、Fig.2.5(d)では、赤丸で示した領域に乾きが定常的に見られた。これは、水膜と同じ大きさの沸騰気泡が形成し、破裂してできたものと考えられる。

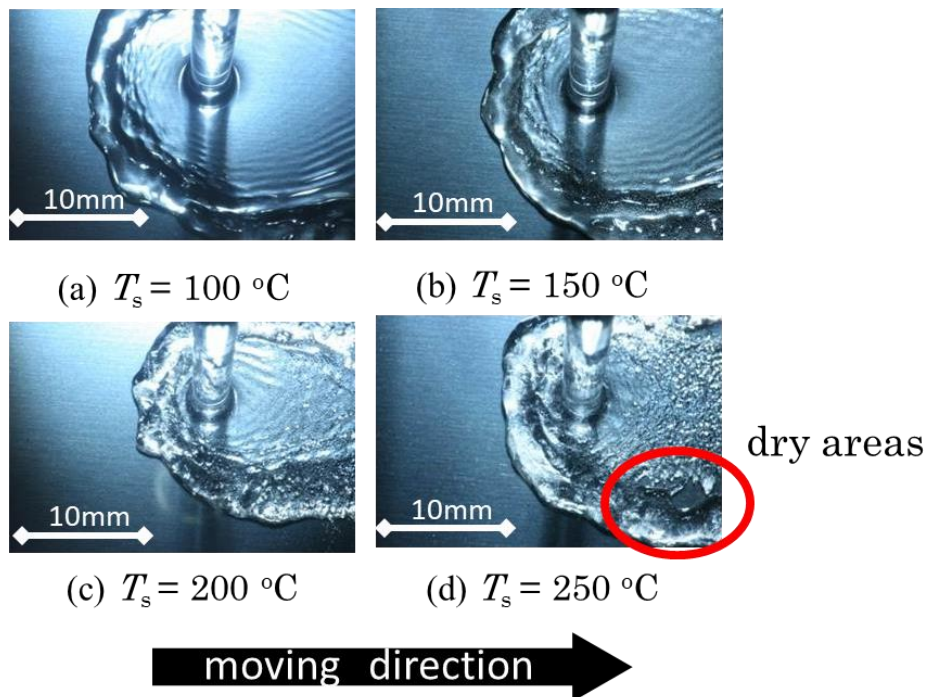


Fig.2.5. Effect of varying the initial sheet temperature on the flow structure under the conditions

$V_0 = 0.4$ m/s and $V_s = 1.0$ m/s: (a) $T_s = 100^\circ\text{C}$; (b) $T_s = 150^\circ\text{C}$; (c) $T_s = 200^\circ\text{C}$; and (d) $T_s = 250^\circ\text{C}$.

水噴流上流側の濡れ領域は、鋼板の初期温度が高いほど小さくなる。つまり、液膜の外縁は水噴流衝突部に近づく。これは、沸騰気泡が固液界面に存在することで説明できる。水噴流上流側の外縁部では、鋼板と水が接触することで急激に加熱され、沸騰気泡が急激に発生し、それが鋼板の移動によって下流側に運ばれる。そのような沸騰気泡の運動により液膜流に抗力が作用する。鋼板温度の上昇とともに気泡の発生量が増加し、かつ大きさも拡大するため、その抗力は大きくなる。その抗力は、液膜流の広がる方向と逆方向に働くため、鋼板温度が高いほど水噴流衝突点に近づくことになる。また、その沸騰気泡は薄い液膜の広がりも抑制し、200°Cや 250°Cでの上流側の液膜領域は、100°Cよりも小さい。

Fig.2.6 は赤外線サーモグラフィーで撮影した非冷却面の温度分布である。実験条件は、Fig.2.5 と同様である。温度コンターのレンジは条件ごとに異なり、図中の黒点は、冷却面での噴流衝突点である。低温の領域が噴流直下よりも下流で確認される。その温度低下領域の幅は鋼板温度の増加とともに狭くなっていることが分かる。Fig.2.5 と Fig.2.6 を比較すると、温度低下領域と冷却面で水膜が存在している領域は似ている。しかし、噴流直下を通る位置に着目すると、温度が低下し始める位置と水膜の上流側外縁位置とは一致していない。これは、熱伝導によって冷却面での温度変化が下面に伝搬する際に遅れが生じ、その遅れの間板が移動するためである。

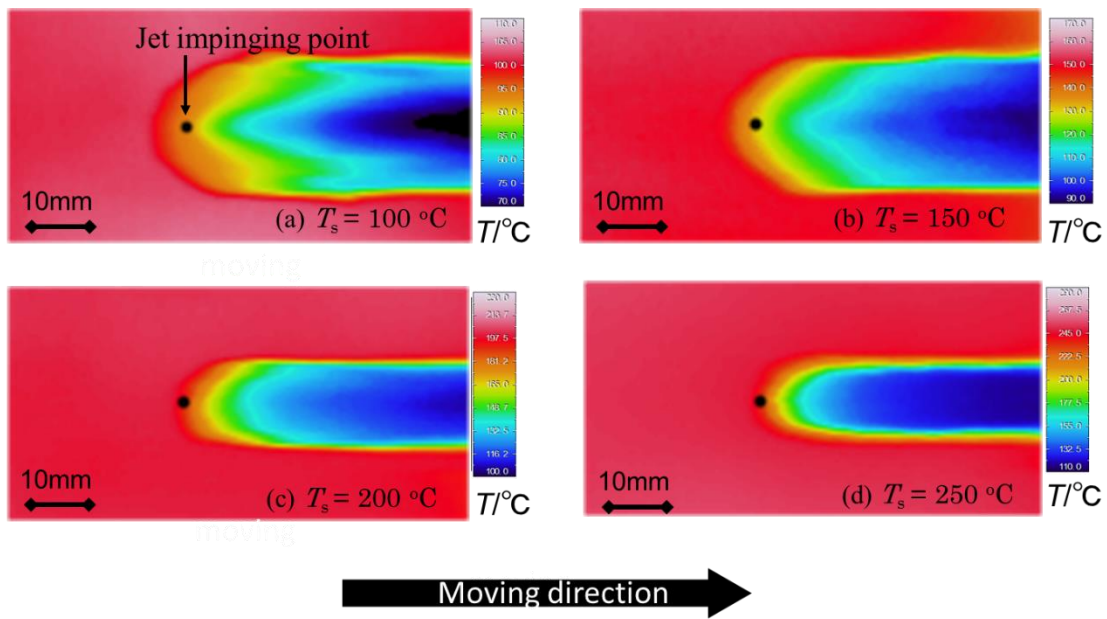


Fig.2.6. Effect of varying the initial sheet temperature on the thermal image of the underside, where $V_0 = 0.4\text{ m/s}$ and $V_s = 1.0\text{ m/s}$: (a) $T_s = 100\text{ }^\circ\text{C}$; (b) $T_s = 150\text{ }^\circ\text{C}$; (c) $T_s = 200\text{ }^\circ\text{C}$; and (d) $T_s = 250\text{ }^\circ\text{C}$.

Fig.2.7 は、 $y/D = 0$ 線上における局所の熱流束分布である。実験条件は、Fig.2.5 と Fig.2.6 と同様である。どの条件でも上流側の乾き領域では熱流束は非常に小さく、最初に液体と固体が接触する水膜の前縁部において急激に増加し、跳水位置で極大値を示す。鋼板温度の増加に伴い、跳水発生位置が水噴流衝突部に近づくため、熱流束の極大値を示す位置が下流側に移動した。熱流束の大きさは固体面の温度が増加するにつれて増加した。 $T_s = 150 - 250\text{ }^\circ\text{C}$ では発達した核沸騰により熱伝達が促進されるためである。 $T_s = 100\text{ }^\circ\text{C}$ では、水噴流衝突点近傍に第二の極大値が見られた。全条件において、下流域での熱流束は低下した。

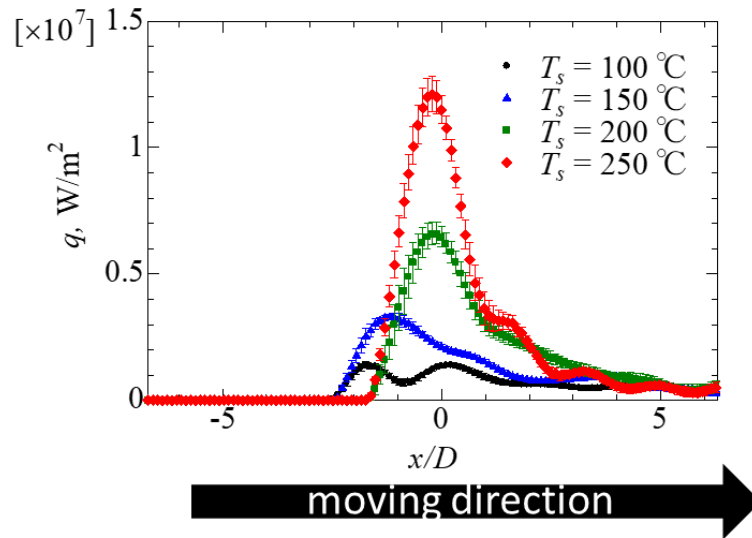


Fig.2.7. Effect of varying the initial sheet temperature on the local heat flux at the wet surface
for $V_0 = 0.4$ m/s, $V_s = 1.0$ m/s, and $T_s = 100, 150, 200,$ or 250 °C.

2.5.2. 鋼板移動速度の影響

Fig.2.8 は、 $V_0 = 0.8$ m/s の水噴流を、 $T_s = 200$ °Cの条件で、 $V_s = 0.5$ m/s と 1.5 m/s の移動高温鋼板に衝突させた際の流動状況を示す。鋼板移動速度が大きくなると、上流側の濡れ領域の面積が小さくなった。つまり、鋼板移動速度が大きくなると液膜の前縁が下流側に移動する。これは、水と沸騰気泡を伴う固体面との粘性摩擦応力が増大するためである。また、Fig.2.8 の黒四角で示した領域で、 $V_s = 1.5$ m/s では沸騰気泡が明確に確認された。一方で、 $V_s = 0.5$ m/s では確認できなかった。これは、鋼板移動速度が小さくなると固液の接触時間が増大することと、上流側の濡れ領域が拡大することにより、固体温度が低下したためと考えられる。

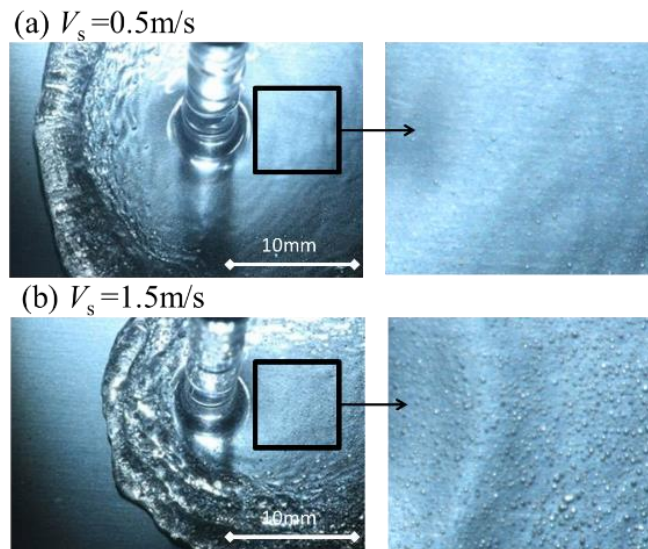


Fig.2.8. Effect of varying the sheet velocity on the flow structure for $V_0 = 0.8 \text{ m/s}$ and $T_s = 200 \text{ }^\circ\text{C}$: (a) $V_s = 0.5 \text{ m/s}$; and (b) $V_s = 1.5 \text{ m/s}$.

Fig.2.9 は, Fig.2.8 と同実験条件での非冷却面の温度分布である. 温度コンターのレンジは同様である. 鋼板移動速度が大きいほど, 低温領域の幅が小さくなり, 下流域の温度が高くなっている. 噴流衝突点を通る位置に着目すると, 上流側で温度低下し始める位置が下流側に移動した. この理由は 2 つある. 一つは, 鋼板移動速度が大きい方が, 上流側の液膜の外縁位置が噴流衝突点に近いからである. もう一つは, 冷却面での温度変化が裏面に伝わる遅れ時間によるものである. 遅れ時間中に鋼板が移動する距離は, 移動速度が大きい方が大きいためである.

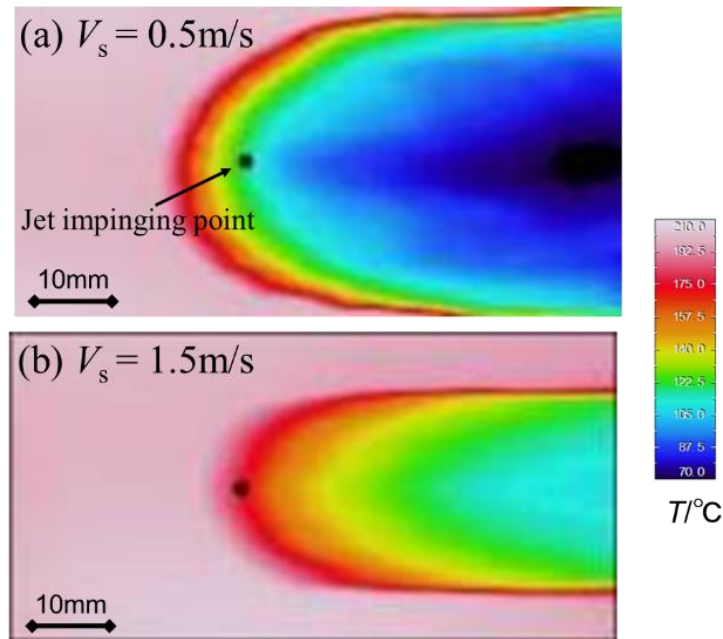


Fig.2.9. Effect of varying the sheet velocity on the thermal image of the underside for $V_0 = 0.8$ m/s and $T_s = 200$ °C: (a) $V_s = 0.5$ m/s; and (b) $V_s = 1.5$ m/s.

Fig.2.10(a)は、 $V_0 = 0.8$ m/s の水噴流を、 $T_s = 200$ °Cの条件で衝突させた場合に鋼板移動速度 V_s を変化させた際の $y/D = 0$ 線上における局所熱流束分布である。上流側の乾き領域では非常に熱流束が小さく、液膜の前縁部で急激に増加した後、極大値を示し、下流域で減少している。また、鋼板移動速度 V_s の増加に伴い、熱流束の大きさが増加するとともに、極大値を示す位置が下流に移動していることが分かる。Fig.2.10(b)は、 $V_0 = 0.8$ m/s の水噴流を、 $T_s = 100$ °Cの条件で衝突させた場合に鋼板移動速度 V_s を変化させた際の $y/D = 0$ 線上における局所熱流束分布である。Fig.2.10(b)と同様、熱流束の大きさが増加した。しかしながら、Fig.2.10(a)と異なり、2つの極大値を示すことが分かる。1つ目が跳水位置に対応し、2つ目が水噴流衝突部に対応する。このような結果は、跳水部と水噴流衝突部の距離が比較的大きく、これらの間に安定した薄い液膜流領域が形成する場合に得られると考えられる。

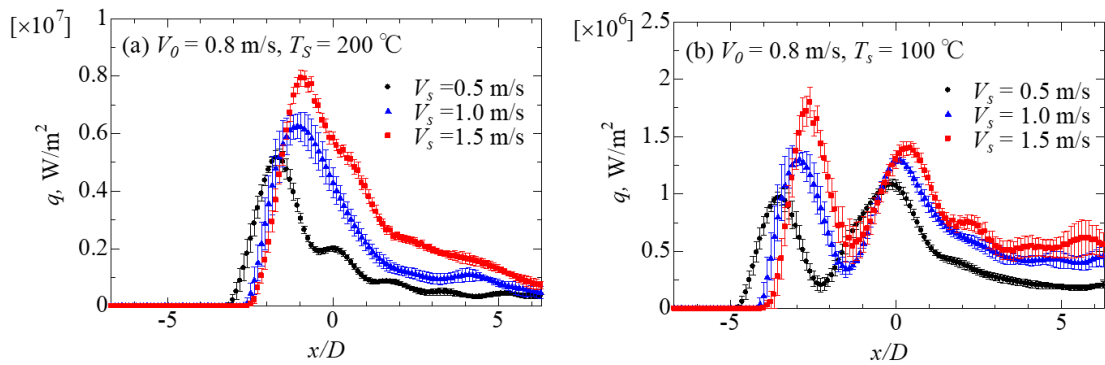


Fig.2.10. Effect of varying the sheet velocity on the distribution of the local heat flux in the x -direction for $y/D = 0$ for $V_0 = 0.8$ m/s at two different temperatures: (a) $T_s = 200^\circ\text{C}$; and (b) $T_s = 100^\circ\text{C}$.

2.5.3. 噴流速度の影響

Fig.2.11 は、鋼板移動速度 $V_s = 1.0$ m/s、鋼板温度 $T_s = 200^\circ\text{C}$ の条件で、噴流速度 V_0 が 0.4 m/s と 1.2 m/s とした際の流動状況を示す。噴流速度が大きいほど、噴流の衝突慣性が大きいため、液膜の濡れ領域が拡大した。したがって、Fig.2.12 に示すように温度降下領域も拡大し、かつ、低温領域の前縁部が上流側に移動した。

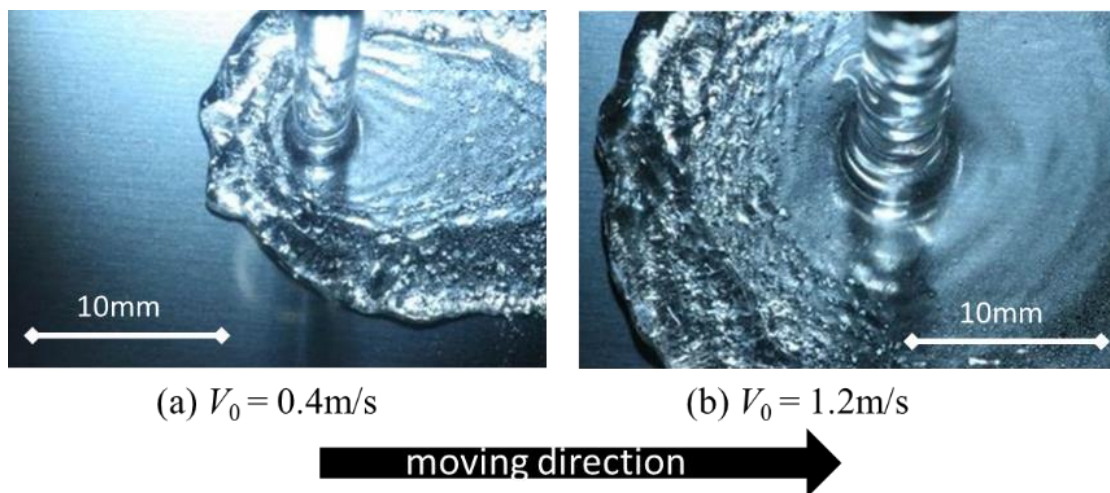


Fig.2.11. Effect of varying the mean jet velocity on the flow structure for $V_s = 1.0$ m/s and $T_s = 200^\circ\text{C}$: (a) $V_0 = 0.4$ m/s; and (b) $V_0 = 1.2$ m/s.

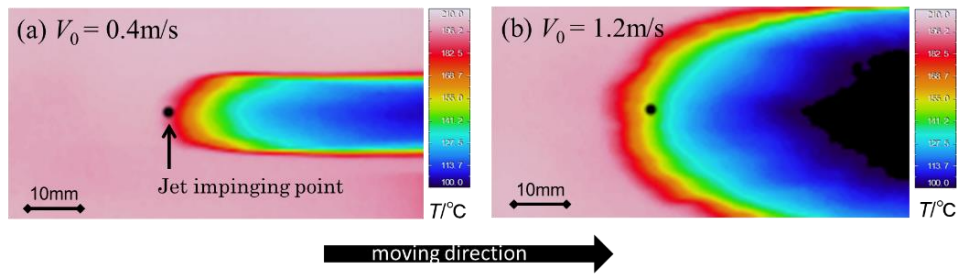


Fig.2.12. Effect of varying the mean jet velocity on the thermal image of the underside for $V_s = 1.0$ m/s and $T_s = 200$ °C: (a) $V_0 = 0.4$ m/s; and (b) $V_0 = 1.2$ m/s.

Fig.2.13(a)は、 $V_s = 1.0$ m/s, $T_s = 200$ °Cの条件で、平均噴流速度 V_0 を変化させた際の $y/D=0$ 線上における局所熱流束分布である。 V_0 が大きくなるにつれて、熱流束の極大値が上流側に移動していた。一方で、その極大値の大きさは噴流速度に依らずほぼ同等であった。Fig.2.13(b)は、 $V_s = 1.0$ m/s, $T_s = 100$ °Cの条件で、平均噴流速度 V_0 を変化させた際の $y/D=0$ 線上における局所熱流束分布である。どの条件においても、2つの極大値が確認された。一つ目の極大値の発生位置は噴流速度の増加に伴い上流側に移動したが、大きさはほぼ同等であった。この領域は、鋼板移動方向の見かけの液膜速度の大きさが非常に小さい跳水部の近くである。したがって、鋼板の移動速度が同様であることから、この領域での流動状態と熱伝達状態は類似していると考えられる。ゆえに、噴流速度に依らず、同様の大きさの熱流束となったと考えられる。

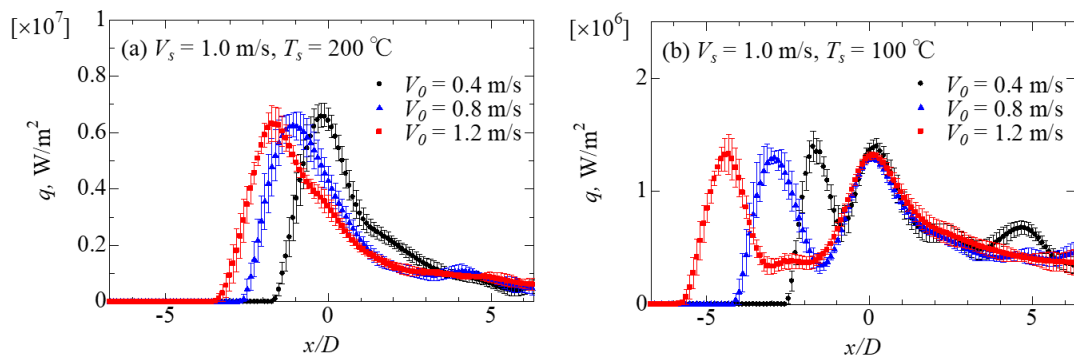


Fig.2.13. Effect of varying the mean jet velocity on the distribution of the local heat flux in the x -direction for $V_s = 1.0$ m/s (a) $T_s = 200$ °C; and (b) $T_s = 100$ °C.

2.5.4. 極大熱流束の予測式

本研究では，鋼板初期温度 T_s ，鋼板移動速度 V_s ，平均噴流速度 V_0 の3つのパラメータを変化させた場合の伝熱特性への影響について検討した．そして，これらのパラメータを関数として，濡れ領域前端付近の極大熱流束を予測するための相関式を作成し，

$$q_{w_peak} = 189(T_s - T_f)^{2.00} V_s^{0.47} V_0^{-0.09} \quad (2.5)$$

を得た．各係数は実験結果に対して，最小二乗法を用いて決定した．Fig.2.14 に実験結果と予測結果を比較した結果を示しているが，概ね一致していることが分かる．この式は試行錯誤で作成しており，理論的な背景はないが，どのパラメータが極大熱流束の大きさを支配しているか検討できる．式(2.5)より，鋼板初期温度 T_s と流体温度 T_f の差に最も依存し，鋼板移動速度 V_s もそれなりに影響する．しかしながら，噴流速度 V_0 は前節で述べたようにほとんど影響を与えない．

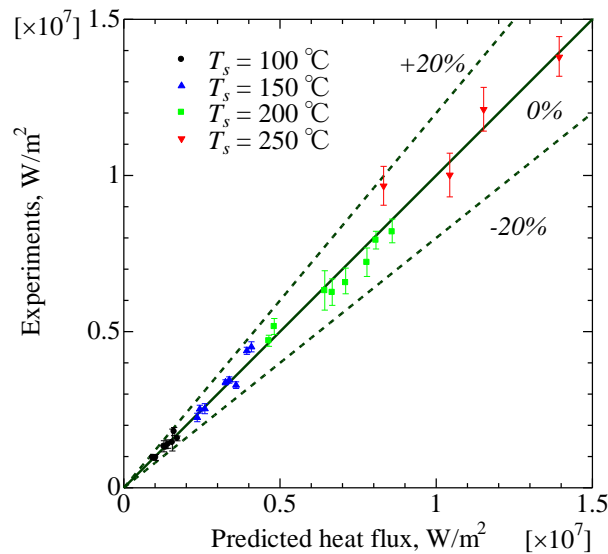


Fig.2.14. Comparison of proposed correlation with experimental results.

2.6. 小括

移動する高温固体面に衝突する鉛直下向き軸対称水噴流の流動特性と熱伝達特性を，赤外線サーモグラフィーを用いた熱伝達評価手法を適用し，鋼板初期温度，鋼板移動速

度, 平均噴流速度の影響を調査した結果, 以下の知見を得た.

- (1) フラッシュ撮影で冷却面における水膜の流動観察と赤外線サーモグラフィによる裏面の温度測定を組み合わせた測定を行った. この測定方法が, 熱伝達特性を把握するのに有効な方法であることを確認した.
- (2) 液膜の前縁位置は, 鋼板初期温度, 鋼板移動速度, 水噴流速度に依存して変化した.
- (3) $y/D=0$ での局所熱流束分布は, 乾き面では非常に小さく, 液膜の前縁付近で急激に増加し, 極大値を示す. 液膜前縁位置と噴流衝突点の距離が大きい場合に, 噴流衝突点近傍に第二の極大値が現れることが分かった. 下流域においては, 熱流束は低下した.
- (4) 理論的な背景はないが, 液膜前縁近傍の熱流束の極大値を予測する相関式を提案し, 概ね実験結果と一致することを示した.

参考文献

- 1) D. T. Vader, F. P. Incropera and R. Viskanta: *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 4 (1991)
[https://doi.org/10.1016/0894-1777\(91\)90016-K](https://doi.org/10.1016/0894-1777(91)90016-K)
- 2) H. Fujimoto, K. Tatebe, Y. Shiramasa, T. Hama and H. Takuda: *ISIJ Int.*, 54(2014), 1338.
<https://doi.org/10.2355/isijinternational.54.1338>

3. 移動高温薄鋼板へ衝突する3本上向き軸対称水噴流⁴⁾

3.1. 緒言

本論文で提案する高い空間分解能で水噴流衝突領域の熱流束分布を評価できる手法は、著者が所属する研究グループにおいて研究が進められてきた。具体的には、2章で説明した単一の鉛直下向き軸対称水噴流を衝突させる移動高温薄鋼板の初期温度を高温化した検討¹⁾、複数の下向き軸対称水噴流群を移動高温薄鋼板へ衝突させた際の熱伝達特性²⁾、単一の上向き軸対称噴流を移動高温薄鋼板へ衝突させた際の熱伝達特性³⁾を行い、提案する評価手法の有効性を確認してきた。本論文では、複数の上向き軸対称水噴流群を移動高温薄鋼板へ衝突させた際の熱伝達特性を研究した。

本研究では、1.5 m/s で移動するステンレス鋼板(SUS430)に、幅方向に3つ並べた上向きの軸対称水噴流を衝突させ、移動高温固体へ衝突する上向きの3つの水噴流の熱伝達特性を実験的に調査した。なお、水噴流に用いた蒸留水の温度は約17°Cとし、移動鋼板の初期温度は300~700°Cで変化させた。主な目的としては、中央の噴流が隣接する2つの噴流によって受ける流体力学的影響が熱伝達特性に与える影響を調査することである。そのために、ノズル同士の幅方向間隔を変化させた。さらに、鋼板温度を変化させた際の影響も調査し、単一の上向き軸対称水噴流の実験データ³⁾と比較し、単一と複数での違いを調査した。

3.2. 実験装置

実験装置の概略図を Fig.3.1 に示す。装置は、(1)3つの円形噴流を作るための水供給系統、(2)リニアモーターアクチュエータに取り付けられた移動試験材、(3)観察装置で構成される。実験装置、実験方法、データ処理方法は2章で示した下向き水噴流の研究と類似である。

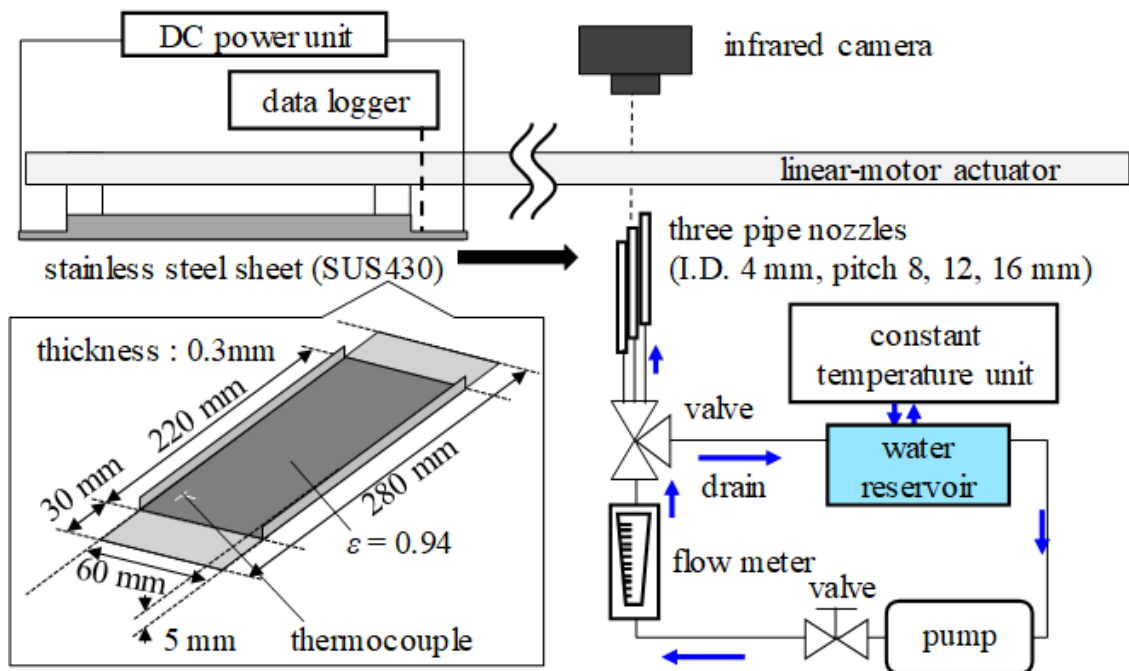


Fig.3.1. Schematic of experimental apparatus.

実験に用いた液体は 17°C の精製水である。内径 4 mm、長さ 500 mm の円形パイプノズルを移動鋼板の幅方向に 3 本並べ、その間隔を $d_n = 8, 12$ 、および 16 mm に設定した。また、各ノズルの入口には流れを乱流化するネットを挿入し、ノズル出口において十分に発達した管内乱流となるようにした。水の流量に関しては、サンプリング時間 (= 60 秒) の吐出水量から直接測定した。本研究では、水量 $Q = 960 \text{ ml/min/nozzle}$ と設定したので、ノズル出口での断面平均流速は 1.27 m/s であった。ノズルと移動固体面との距離は 12 mm としたので、重力影響を考慮した衝突時の平均流速は 1.19 m/s であった。

試験材はステンレス鋼板(SUS430)であり、寸法は幅 60 mm、長さ 220 mm、厚み 0.3 mm とした。長辺の両端に 5 mm の直角な折り曲げ部を設けることで、実験中に鋼板が冷却により変形することを抑制した。2 章と同様に断熱材を用いてリニアモーターアクチュエータに設置した。各冷却実験開始時に直流電源装置による直接通電加熱で所定の温度まで加熱し、リニアモーターアクチュエータで所定の速度で移動させた。試験材の初期温度は $T_s = 300 - 700^\circ\text{C}$ の間で変化させた。試験材の移動速度に関しては、1.5 m/s

で固定した。

正確な温度測定のため、非冷却面には放射率 0.94 の黒体塗料を塗布した。その面の温度分布は解像度 320×240 画素の熱画像を撮影できる赤外線カメラで測定した。その赤外線カメラは、移動する鋼板の上方約 300 mm 位置に設置した。したがって、1 画素の大きさは約 0.6 mm である。カメラの露光時間は 1/60 秒で、各冷却実験で 1 枚の熱画像を取得した。赤外線カメラの温度校正は、黒体塗料を塗布した面にスポット溶接した K 型熱電対で行った。

上向き水噴流衝突後の水流動を観察するため、有効解像度 4752×252 画素のデジタルカメラを使用した。図中には記載していないが、移動鋼板の斜め下に設置した。撮影方法として、2 章と同様にストロボライトを用いたフラッシュ撮影を行った。

冷却面の熱流束分布の推定は 2 章と同様の手法を適用したが、固体温度を広範囲で変化させたため、SUS430 の物性に関しては温度依存性を考慮した。これは、産業技術総合研究所 (AIST) が提供する熱物性データのネットワークデータベースシステムから得たものである。

3.3. 結果と考察

Fig.3.2 は、初期温度 $T_s = 300 - 700^\circ\text{C}$ 、ノズル間隔 $d_n = 8 \text{ mm}$ 、および 16 mm でフラッシュ撮影した水噴流の流動を可視化した結果である。 $d_n = 8 \text{ mm}$ 、 $T_s = 300^\circ\text{C}$ では、水噴流衝突時に激しい沸騰が発生し、抜熱量が大きいために熱応力による鋼板の変形が激しかったので結果を載せていない。また、デジタルカメラの位置の関係で、各図は 3 つのノズルのうち 1 つのノズルしか映っていない。水噴流の衝突点から放射状に広がる水膜が固体面に沿って形成され、固体面から重力の影響で落下した。水噴流同士の相互作用としては、Fig.3.3 に示す 2 つの水噴流間にそれぞれ 1 対の薄い垂直な水膜が確認された。 $T_s = 300^\circ\text{C}$ では、水膜内に多数の蒸気泡が存在するため光が散乱し、非常に白濁して見えた。固体面の温度上昇に伴って、液膜は透明になったことから、沸騰状態が核沸騰から膜沸騰へ移行していると考えられる。 $T_s = 700^\circ\text{C}$ では、固体面は高温のため赤色

になり，移動方向に3本の線状の暗部が確認された。

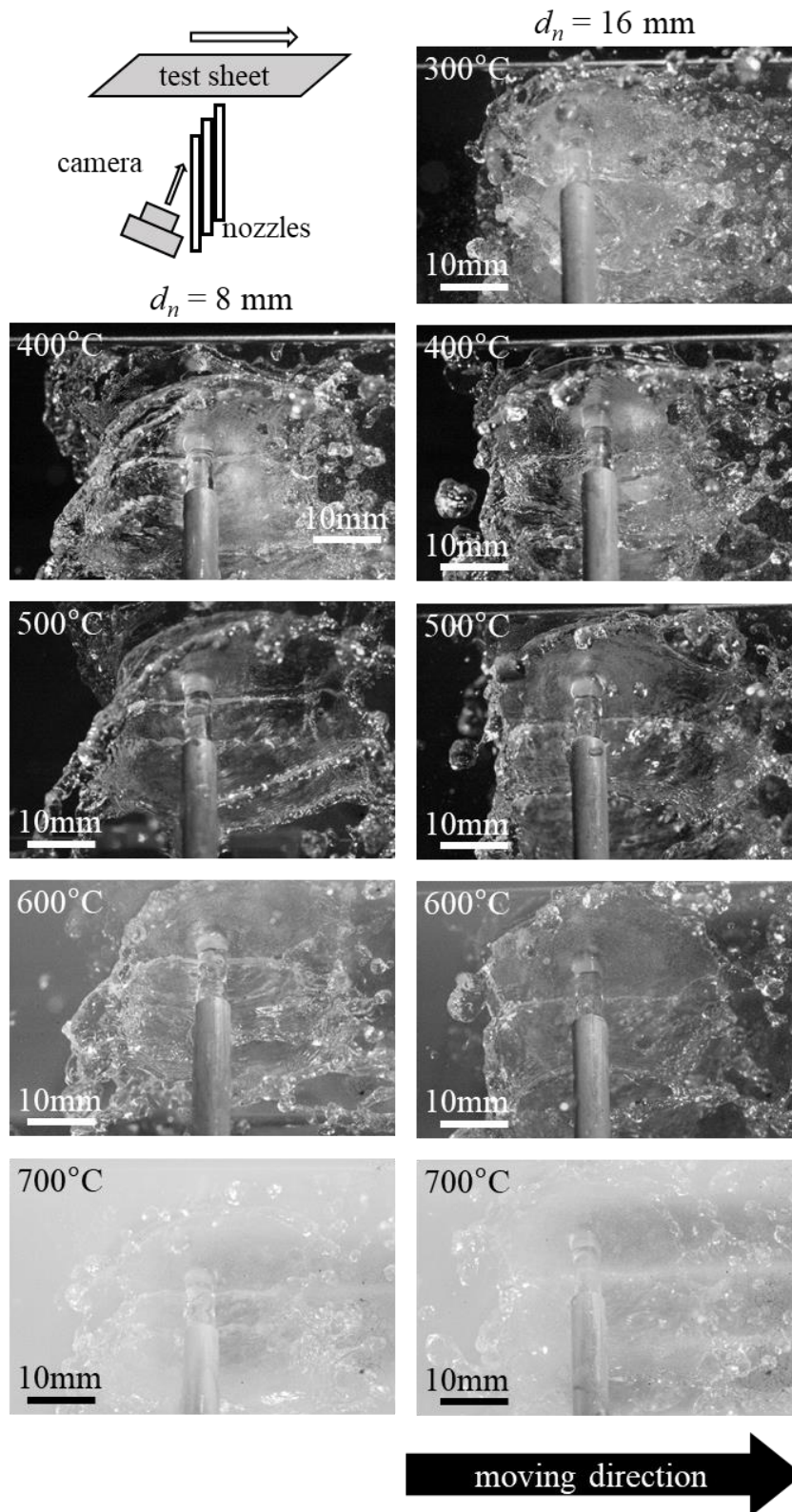


Fig.3.2. Water flow motion captured by flash-photography technique.

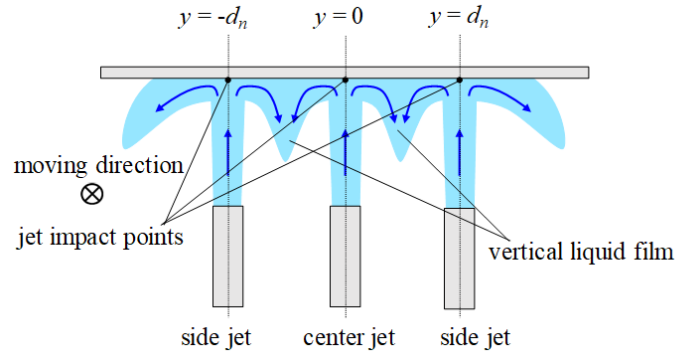


Fig.3.3. Schematic of flow motion of three-jet impingement.

Fig.3.4 は、非冷却面の温度分布を測定した結果である。実験条件は、Fig.3.2 と同様である。図中の3つの黒点は冷却面で水噴流が衝突していると推定される位置である。各結果間の比較ができるように、温度のコンターレンジの最大値と最小値の差は175°Cで固定した。それぞれ水噴流の衝突点より移動方向下流側に沿って、3本の直線状の低温領域が形成された。水噴流衝突点よりも下流で温度低下が開始しているのは、冷却面での情報が固体内部の熱伝導によって非冷却面に伝わるまでに遅れが発生するが、その遅れ時間の間に試験材は移動するためである。また、それぞれの低温部の間には、比較的高温の領域が確認された。

$T_s = 300^\circ\text{C}$ では、激しい核沸騰を伴うため、水噴流衝突による温度低下が非常に大きくなった。初期温度を $T_s = 500^\circ\text{C}$ まで上昇させると、温度低下量は減少するが、 $T_s = 600^\circ\text{C}$ 、および 700°C では、 $T_s = 500^\circ\text{C}$ の場合よりも若干温度低下量が増加している。

$d_n = 8\text{ mm}$ では、中央の水噴流が形成する温度低下部に関して、隣接する2つの水噴流が形成する温度低下部よりも狭くなっているように見えた。これは、隣接する2つの水噴流が形成する水膜流によって、中央の水噴流が形成する水膜流が拘束されるためではないかと考えられる。この中央の水噴流の衝突によって形成される温度低下部の幅 C は、ほぼノズル間隔と等しいことが分かった。 $d_n = 12\text{ mm}$ の結果は載せていないが、 $d_n = 12\text{ mm}$ と $d_n = 16\text{ mm}$ でも同様の結果が得られた。

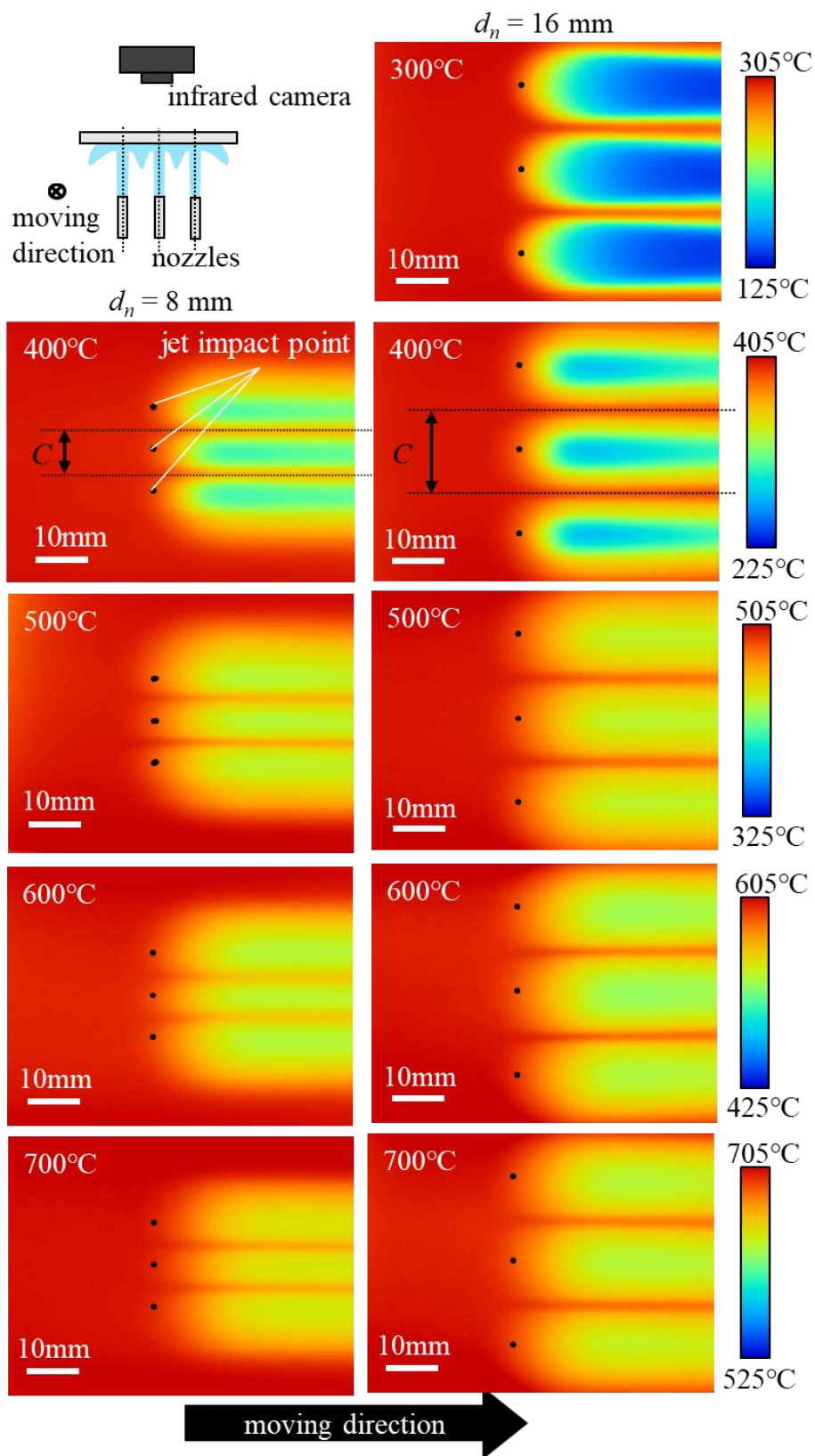


Fig.3.4. Measured temperature profile on reverse surface.

ノズル間隔 d_n を変化させた際の影響を幅方向の温度分布を比較することで検討した。Fig.3.5 は、 $T_s = 500^\circ\text{C}$ における水噴流衝突点から 30 mm 下流の温度測定結果である。なお、 $y = 0$ mm は中心の噴流の衝突点を固体の移動方向に通過する線である (Fig.3.3 参照)。温度分布から予想された通り、3 つの谷と 2 つの山が確認された。谷の部分は水噴流の衝突によって形成されたと考えられる。2 つの山の間の距離 C は、上述したようにノズル間隔 d_n とほぼ等しい。山と谷の温度差 ΔT_C は C が小さいほど小さくなり、これは他の初期温度でも同様であった。

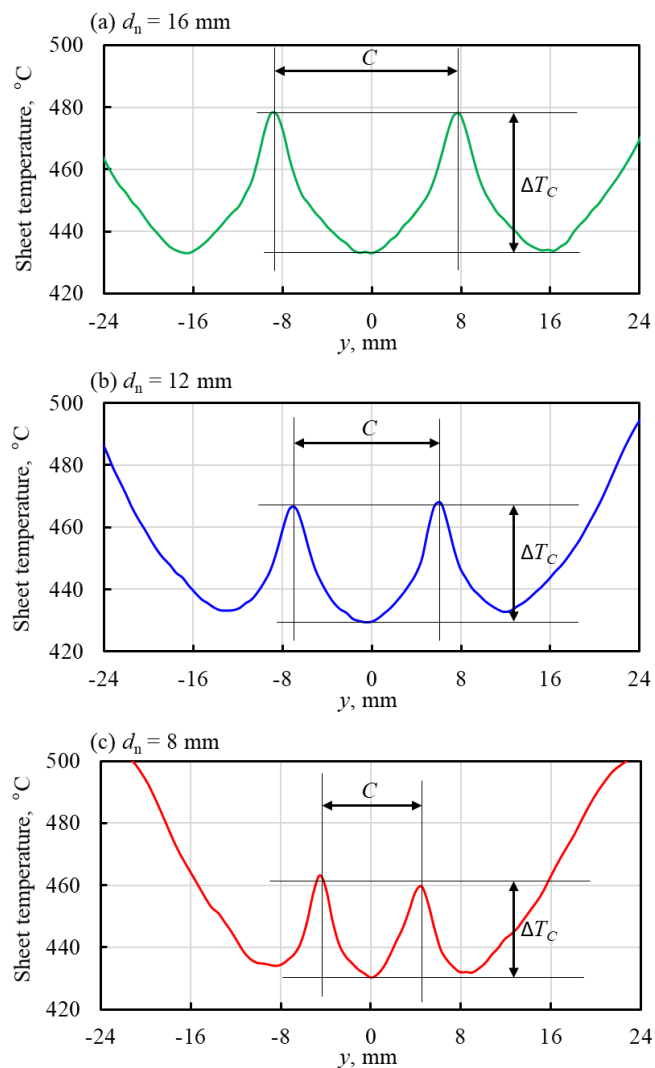


Fig.3.5. Measured temperature distribution 30 mm away from jet impact point in the width direction at $T_s = 500^\circ\text{C}$.

Fig.3.6 に冷却面の熱流束分布を示す。条件は、Fig.3.2 と Fig.3.4 と同様である。水噴流衝突部周辺に 3 つの高熱流束を示す領域があり、噴流衝突部のみで大きく抜熱され、他の領域ではそれほど抜熱されていないことが分かる。 $d_n = 16 \text{ mm}$ では 3 つの高熱流束領域の形状はほぼ同様である。一方、 $d_n = 8 \text{ mm}$ では中央の水噴流が形成する高熱流束領域の幅が他の 2 つの高熱流束領域よりも狭く、ノズル間隔が伝熱特性に影響を与えていることが分かった。

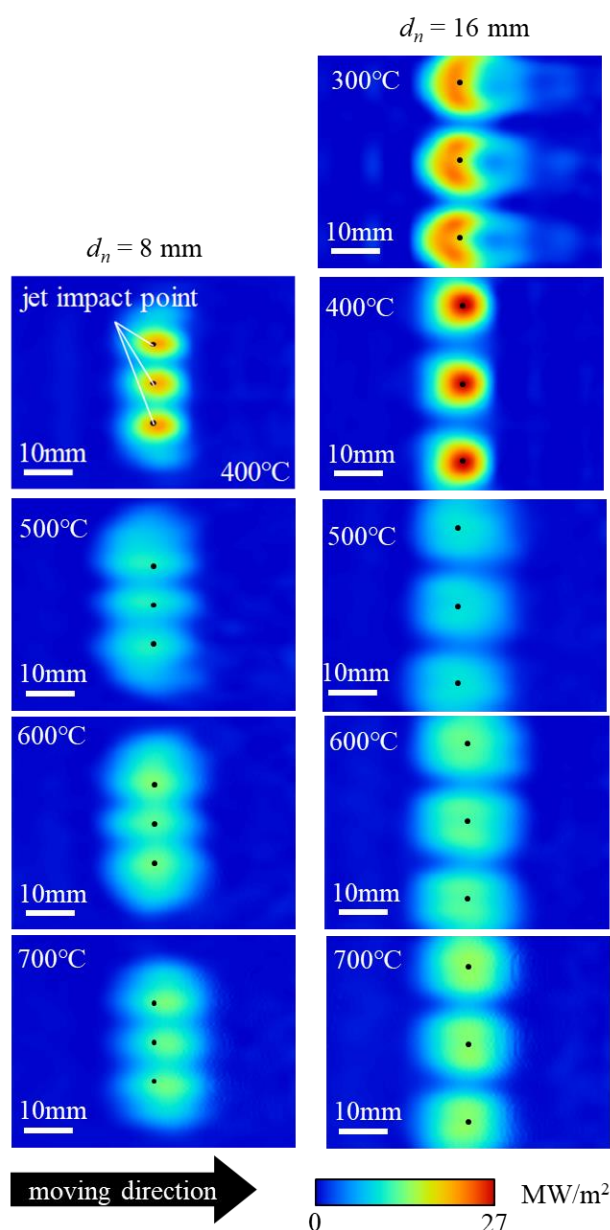


Fig.3.6. Heat flux distributions.

ノズル間隔が変化した場合の伝熱特性への影響を定量的に把握するため、中央の水噴流の衝突領域周辺の局所熱流束 q の積分として定義される全抜熱量 Q_c を

$$Q_c = \int_S q \, dS \quad (3.1)$$

で、算出した。ここで、 S は C の範囲で閾値 $q_{\text{threshold}}$ と同等もしくはそれ以上の範囲の面積である。なお、 $q_{\text{threshold}}$ は「高熱流束領域」を判定するためのものであるが、適切な値を決定する理論的なアプローチはない。さらに、 $q_{\text{threshold}}$ の選択により、 S が変化し全抜熱量 Q_c も変化する。すなわち、 $q_{\text{threshold}}$ が小さいと、全抜熱量 Q_c が大きくなり、逆も然りである。本研究では、 $q_{\text{threshold}} = 1 \times 10^5, 5 \times 10^5, \text{ および } 1 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ の 3 つの値で評価した。どの値でも同様の傾向が得られたので、 $q_{\text{threshold}} = 1 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ の結果を用いて熱伝達特性を考察する。

Fig.3.7 は、中央の水噴流の衝突領域の全抜熱量 Q_c を示したものである。測定された表面温度分布には実験上のばらつきが避けられないため、各条件で 10~20 回の実験を行った。そのため、プロットの大きさとエラーバーはそれぞれ算術平均と標準偏差を表している。なお、 $d_n = 8 \text{ mm}$ の際の $T_s = 300, \text{ および } 350^\circ\text{C}$ の結果は、鋼板の変形が発生して測定できなかったため、記載していない。 Q_c は固体面の温度によって変化し、すべてのノズル間隔において 450°C で最小になることが分かる。ノズル間隔を小さくすると、式(3.1)の積分領域 S が小さくなるので、 Q_c は小さくなった。また、ノズル間隔を大きくすると、式(3.1)の積分領域 S が大きくなるので、 Q_c は大きくなり、積分領域 S のばらつきも大きくなることで、エラーバーも拡大した。

これらの結果から、ノズル間隔が小さいと、水量当たりの冷却能力が低下することが示唆される。一方で、Fig.3.5 に示すようにノズル間隔が小さいほうが幅方向の温度ばらつきが小さく、均一な冷却が実現できると考えられる。このような傾向は、当研究グループの 3 本の下向きの軸対称水噴流の結果²⁾と一致している。このように、上向きと下向きの軸対称水噴流を用いる冷却設備を設計する上で、適切なノズル間隔の選択は非常に重要である。

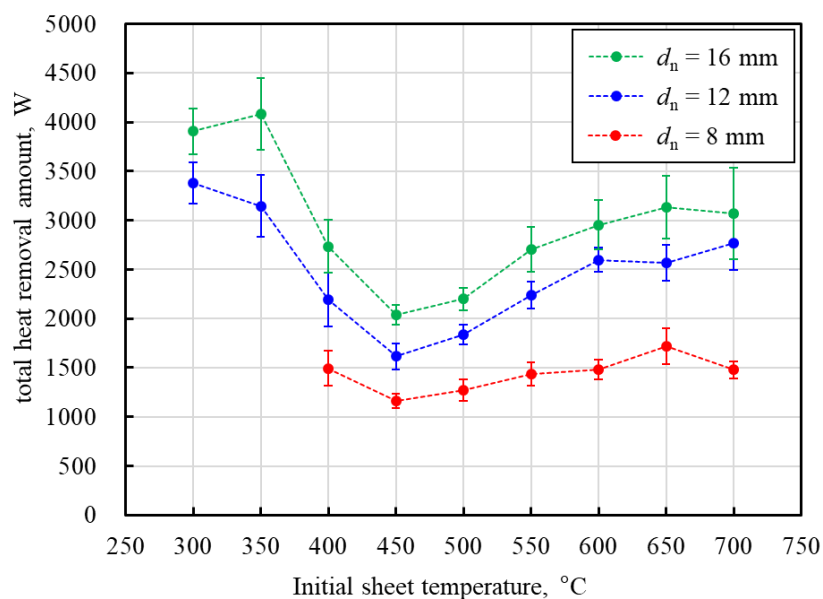


Fig.3.7. Total amount of heat removal in the center jet region under upward triple-jet impingement.

上記で述べた結果をより理解するため、解析領域内で最も高い熱流束の値を「最大熱流束」と呼ぶ指標で整理した。Fig.3.8は今回評価した3つのノズル間隔について、鋼板の初期温度と中央の水噴流衝突領域での最大熱流束の関係を示したものである。参考として、上向きの一軸対称水噴流の結果を追記している。なお、単一の水噴流に関しては、噴流が単体であることと、ノズル出口と固体面間の距離が10 mmであることを除いて他の条件はほぼ同様である。プロットは10~20回の実験結果の算術平均、エラーバーはその標準偏差である。単一の水噴流は、本研究でのノズル間隔が大きい条件と一致すると考えられる。

400°Cでは、4つの結果に有意な差があるとともに、各結果のエラーバーも大きくなったことから不安定な温度条件であると考えられる。しかしながら、全体的には最大熱流束は固体面温度の増加に伴い増大し、350°Cで最大値を示した後に減少して500°C付近で最小となり、その後再び増加するS字型の傾向を示した。最大熱流束を示す位置が噴流衝突点に近いことから、最大熱流束は水噴流衝突領域での支配的な沸騰状態に対応していると考えられる。一般的に、水噴流の沸騰形態としては、350°Cでは強い核沸騰、

500°C以上では膜沸騰，その間の温度域は遷移沸騰に分類され，データのばらつきが大きい．これらの傾向は，Fig.3.2 の流動観察と良く対応する．中央の水噴流の衝突領域では，流入する水噴流の運動量に大きく影響され，両側の噴流の影響はあまりない．このことから最大熱流束にはノズル間隔は影響しないと考えられる．また，単一の水噴流の結果は水噴流衝突部では複数の水噴流衝突でも利用できることも分かった．一方で，水噴流領域以外において，ノズル間隔により水膜の流れが拘束されることによって冷却特性が変化することが分かった．

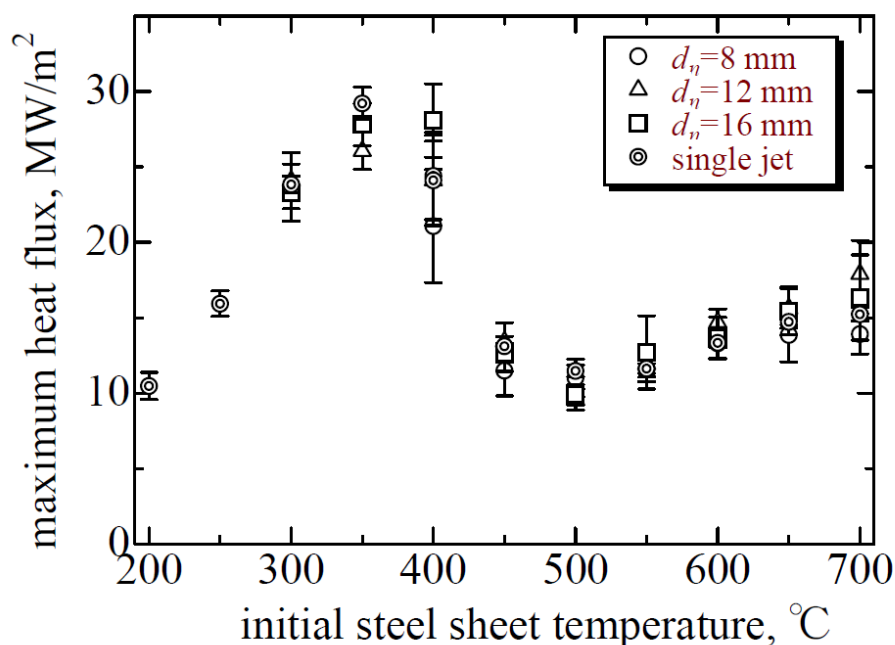


Fig.3.8. Maximum heat flux.

3.4. 小括

移動する高温鋼板に衝突する上向き 3 本の軸対称水噴流の熱伝達特性に関して，鋼板の初期温度と水噴流の幅方向間隔を変化させた実験的な検討を行った結果，以下の知見を得た．

- (1) 水噴流衝突点から 3 つの細長い低温領域が発生することを確認した．この低温領域の温度低下量は初期温度に依存した水の沸騰状態の変化に対応することが分かった．

た。また、噴流間隔が小さいと、中央の噴流衝突で形成される低温領域の幅が小さくなり、温度変化量も小さくなることが分かった。

- (2) 噴流衝突領域のみ熱流束が大きくなった。噴流間隔が小さい場合、中央の水噴流の衝突領域周辺の高熱流束領域の幅が狭くなった。また、局所の熱流束を積分した全抜熱量は、噴流間隔が小さいほど小さくなった。
- (3) 鋼板の初期温度が増加することに伴い、最大熱流束は増大し、最大となった後、減少し、再び増加した。3本の噴流と1本の噴流でほぼ同様の噴流衝突条件では、ほぼ同様の熱伝達特性を示した。

以上のように、非冷却面の温度測定に基づく熱伝達特性評価手法により、上向きと下向きの水噴流の熱伝達特性を評価する上で有効であることを確認したが、産業上重要なよどみ領域の熱伝達をより広範な範囲で検討するには、板変形や厚みの影響などの課題がある。そこで、それらの課題を解決する新たな評価手法に関して3.3で述べる。

参考文献

- 1) H. Fujimoto, Y. Shiramasa, K. Morisawa, T. Hama and H. Takuda: *ISIJ Int.*, **55.9** (2015), 1994. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2015-124>
- 2) H. Fujimoto, N. Hayashi, J. Nakahara, K. Morisawa, T. Hama and H. Takuda: *ISIJ Int.*, **56.11**(2016), 2016. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2016-295>
- 3) K. Morisawa, J. Nakahara, K. Nagata, H. Fujimoto, T. Hama and H. Takuda: *ISIJ Int.*, **58.1**(2018), 140. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2017-383>
- 4) J. Nakahara, K. Tatebe, and H. Fujimoto: *ISIJ Int.*, **62**(2022), 708. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2021-503>

4. 移動高温厚鋼板へ衝突する傾斜水噴流の熱伝達特性⁸⁾

4.1. 緒言

2章と3章で用いた伝熱量評価手法は、冷却面での温度変化の情報が反対面でも十分に反映される非常に薄い板への適用を想定しており、厚い鋼板には適用できない。そこで、1章で述べた厚鋼板を対象とした熱伝達評価手法の妥当性評価を基礎冷却実験により行った。その手法は、再掲となるが、Fig.4.1に楕円で示す噴流衝突部よりも下流の水膜を除去し、冷却された表面をサーモグラフィーで測定する。この温度測定結果を熱伝導方程式の逆解析に使用することで、水噴流衝突部周辺の抜熱量を推定することが提案手法の特徴である。

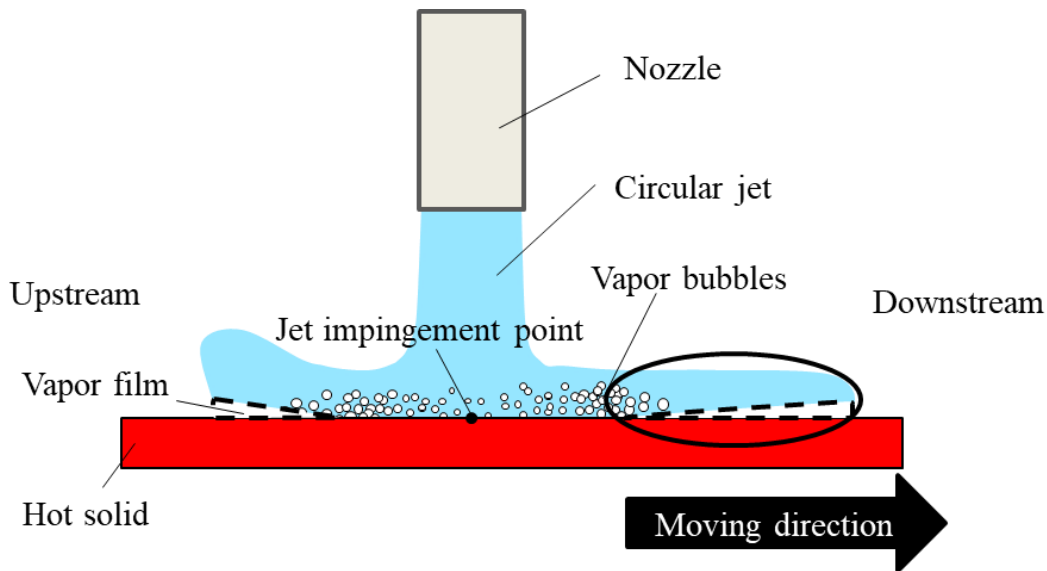


Fig.4.1. Schematic of single liquid jet impinging on a moving hot solid.

実験装置の詳細は 4.2 で説明するが、Fig.4.2(a)に示す本研究で検討した移動する高温固体への単一衝突水噴流冷却の模式図を用いて提案手法の検証実験の概要を述べる。ステンレス鋼製の直方体形状の固体を、液体の飽和温度よりも十分に高い温度 T_s まで加熱した後、これを所定の移動速度 V_s で x 方向に移動させた。その際、水噴流を垂直に衝突させず、移動方向に対して垂直な方向から斜めに衝突させた。このようにすることで、Fig.4.2(b)に示すように水噴流が跳ね返り、固体面上から離脱する条件が存在するため、

水噴流衝突後の水膜をエアワイピングなどで除去しなくても、乾き面を容易に得ることできる。その乾き面を赤外線サーモグラフィーで測定すれば、Fig.4.2(c)のように高解像度の冷却後の温度分布を測定可能となる。その温度分布から水噴流が衝突している領域の温度と抜熱量を推定する。その推定方法として、3次元数値解析モデルを構築した。この方法に関して、詳細に述べ、その妥当性を実験的に検証した結果を示す。

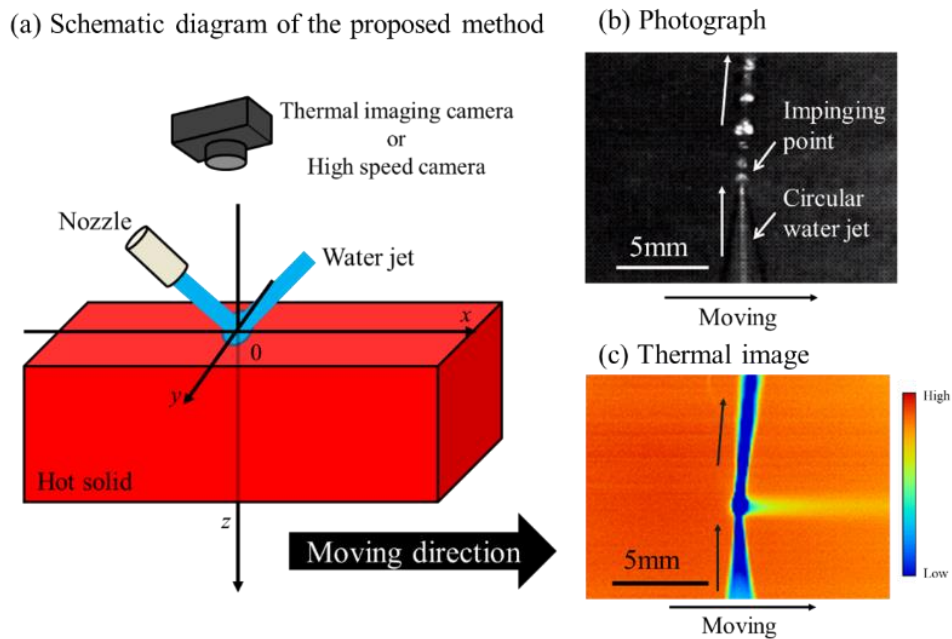


Fig 4.2. Outline of the proposed method.

4.2. 実験および解析

4.2.1. 実験装置および実験方法

Fig.4.3 に実験装置の模式図を示す。実験装置は、円形水噴流生成装置、リニアアクチュエータ上に設置された高温移動固体で構成される。表面温度分布を測定する際は赤外線サーモグラフィーカメラを設置し、固体面上での水の流れを観察するための高速度カメラを設置する。

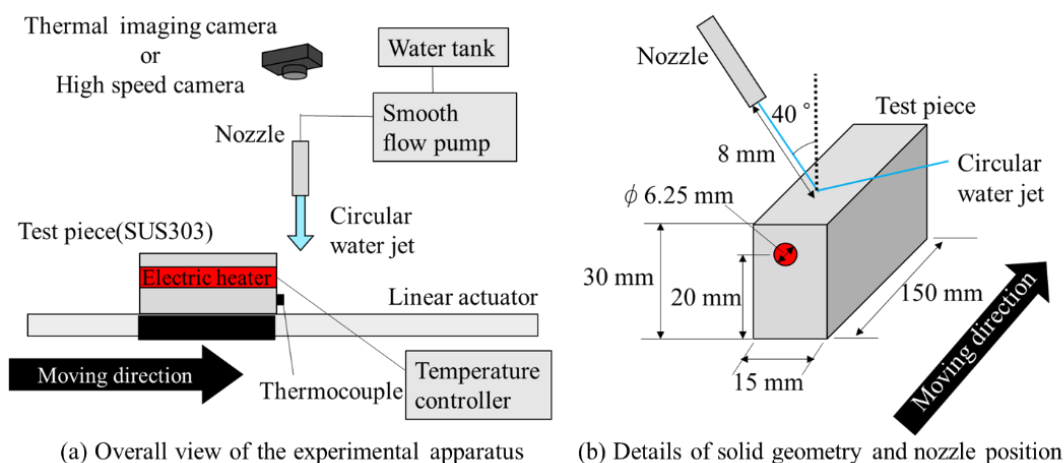


Fig 4.3. Schematic of experimental apparatus.

円形水噴流生成装置は、脈動の小さい定量ポンプ、ケミカルチューブ、内径 0.31 mm の円形ノズルから構成される。円形水噴流は、定量ポンプより輸送される純水を、ノズル先端からの延長線と固体面からの法線がなす角 40°で噴射して生成した。この噴射角度は、衝突後の水噴流が反発し、瞬時に固体面から離脱する条件を予備試験で探索して決定した。水の体積流量は、5 分間回収し、その質量を測定した。本実験では、10 ml/min とした。

高温固体は、カートリッジヒータを内蔵した加熱金属体 および温度コントローラで構成される。加熱金属体の形状は長さ 150 mm × 幅 15 mm × 高さ 30 mm の直方体で、材料は SUS303 である。その加熱金属体表面の算術平均粗さは、0.3 μm であった。加熱金属体の温度は、加熱金属体に埋め込んだフランジ付きカートリッジヒータを PID 制御コントローラおよび温度制御用熱電対（素線径 0.3 mm の K 型熱電対）で管理した。赤外線サーモグラフィカメラで正確な温度を測定するために、高放射率の AlTiN 膜を成膜した。その AlTiN 膜の放射率が不明なため、放射率 0.94 の黒体塗料を固体表面に部分的に塗布した。その AlTiN 膜と黒体塗料の領域の固体表面の温度を合わせ、AlTiN 膜の放射率を各初期温度で同定した。本研究では、温度範囲は 250 °C ~ 550 °C とし、放射率は 0.66 ~ 0.73 であった。550 °C 以下とした理由は、AlTiN 膜の耐酸化温度が 600 °C であるためである。

その加熱金属体は、リニアアクチュエータ上に設置される。加熱金属体は、初期状態においてはアクチュエータの端に静置されており、実験開始信号により静止状態から加速し、一定速度に保持されて試験区間を通過し、減速して停止する。本実験では、移動速度 0.5 m/s ~ 1.0 m/s とした。

試験区間における表面温度分布は、マクロレンズを装着した赤外線カメラ(フレームレート 40 Hz, 解像度 480×360 ピクセル)で撮影した。なお、フレームレートが 40 Hz であるため、本実験での最高速度の移動速度 1.0 m/s では 1/40 秒で 25 mm 移動する。したがって、得られる表面温度分布は時間平均化された温度である。今回使用した実験装置で温度が均一である領域は、試験材長手中央から±20 mm 程度であったため、その領域での測定結果のみを使用することに留意した。赤外線サーモグラフィの撮像素子は、有効波長 8.0~14 μm のマイクロボロメータである。1 画素が 52 μm に相当するため、非常に高い空間分解能で温度分布を得ることができた。また、水噴流の衝突状況の可視化を目的に、高速度カメラ(解像度 1600 × 1200 ピクセル, シャッタースピード 1/10000 秒, 500 fps)で撮影した。

なお、各実験は再現性を確認しながら、複数回行った。

4.2.2. 解析方法および解析モデル

固体内部の輸送方程式として、

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\vec{V} \rho h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + S_h \quad (4.1)$$

を用いた。ここで、 ρ は密度 [kg/m³], h は顕エンタルピー [J/kg/K], \vec{V} は固体の移動ベクトル[m/s], λ は熱伝導率 [W/m/K], T は温度[K], S_h は発熱量[W/m³]である。本研究では、固体は x 方向にのみ速度 V_s で移動し、かつ、発熱量はない。加えて、本実験では、移動方向上流側から一定の温度で固体が供給され、水噴流衝突部で冷却するという状況であり、準定常状態とみなすことができる。その結果、式(4.1)は、

$$\frac{\partial}{\partial x}(V_s \rho h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \quad (4.2)$$

となる。式(4.2)を汎用有限体積法ソフトウェア「ANSYS Fluent 2020 R1」¹⁾を用いて解いた。

計算領域は、Fig.4.4 に示すように直方体形状（長さ 30 mm × 幅 15 mm × 厚さ Z_s ）とした。

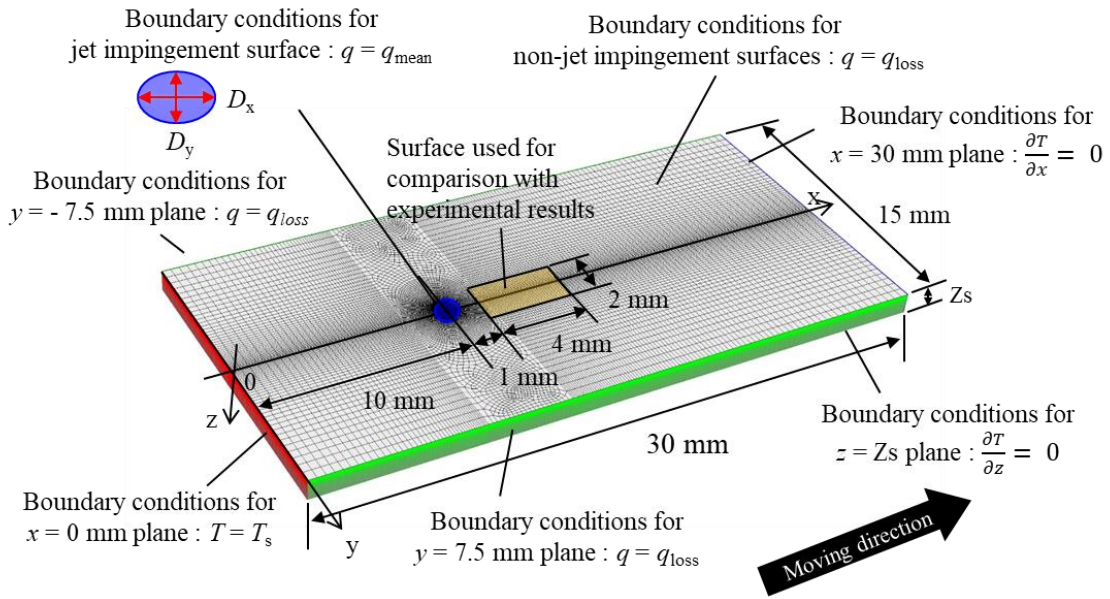


Fig 4.4. Schematic diagram of the three-dimensional model and boundary conditions.

噴流衝突点は $(x, y, z) = (10 \text{ mm}, 0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ の位置とした。長さに関しては、Fig.4.5(a)の $y = 0$ の線上の測定温度の実験結果例(移動速度 $V_s = 0.5 \text{ m/s}$ 、初期温度 $T_s = 450 \text{ }^\circ\text{C}$ 、水温 $T_l = 10.2 \text{ }^\circ\text{C}$)が示すように、噴流衝突点から 1 mm 程度で急激に温度上昇し、それ以降は緩やかに温度上昇していることと、実験装置の都合上で長手方向に温度が一定に保たれる範囲が 20 mm であったことから、上記のように設定した。なお、このような温度上昇を「復熱」と呼び、次のようなメカニズムで発生する。噴流衝突領域では、固体表面の温度は急激に低下するが、そこから離れた固体内部の温度は初期温度に保たれる。そのような状況では、熱伝導によって熱が低温部に運ばれる。その結果、温度が上昇する。高さ Z_s に関しては、後述する格子サイズの検討結果とともに示す。冷却面は $z = 0 \text{ mm}$ 面に対応し、 y 方向の境界面は固体側面に対応する。その他の面は仮想的なものである。本研究では、冷却面($z = 0 \text{ mm}$)における噴流衝突部は平均熱流束 q_{mean} の楕円形の

冷却領域を設定した。冷却領域以外では、熱損失 q_{loss} を与えた。 q_{loss} は、輻射及び自然対流と固体移動に伴う対流熱伝達であり、 q_{mean} に比べて、非常に小さな値である。楕円形の冷却領域の x 方向長さ D_x と y 方向長さ D_y の設定方法に関しては、次のようにした。 x 方向長さ D_x は Fig.4.5(a)に示すように、水噴流衝突中心と上流側の冷却開始位置間の距離の2倍とした。なお、Fig.4.5(a)は赤外線サーモグラフィカメラの出力温度そのままであるので、水噴流が存在する領域において水噴流の表面と水噴流直下の固体面からの放射エネルギーの相互作用の影響で、固体表面の温度ではない大きな温度降下部が観察される。ここで、その温度降下部において最も温度が低下している位置 ($x = 0.01 \text{ m}$) は、水の厚みが最も大きい位置、つまり噴流中心と考えられる。そこで、その位置を噴流衝突中心と定義した。一方、冷却開始位置は、やや主観的になるが、図中に示したようにその噴流中心より移動方向上流側における比較的溫度一定な領域から延ばした線と、溫度降下部を線形近似した線との交点とした。次に、 y 方向長さ D_y は後述する繰り返し計算の中で決定した。 $y = \pm 15 \text{ mm}$ 位置の面には、冷却面 ($z = 0 \text{ mm}$) における冷却領域以外と同様に q_{loss} を与えた。冷却面から z 方向に十分離れた境界面 ($z = Z_s$) と x 方向下流側の噴流衝突部から十分離れた境界面 ($x = 30 \text{ mm}$) に関しては、境界面に対して垂直方向の温度勾配が0と仮定し、

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (4.5)$$

とした。 x 方向上流側の境界面($x = 0 \text{ mm}$)に関しては、測定した水噴流衝突前の表面温度 T_s で一定とした。

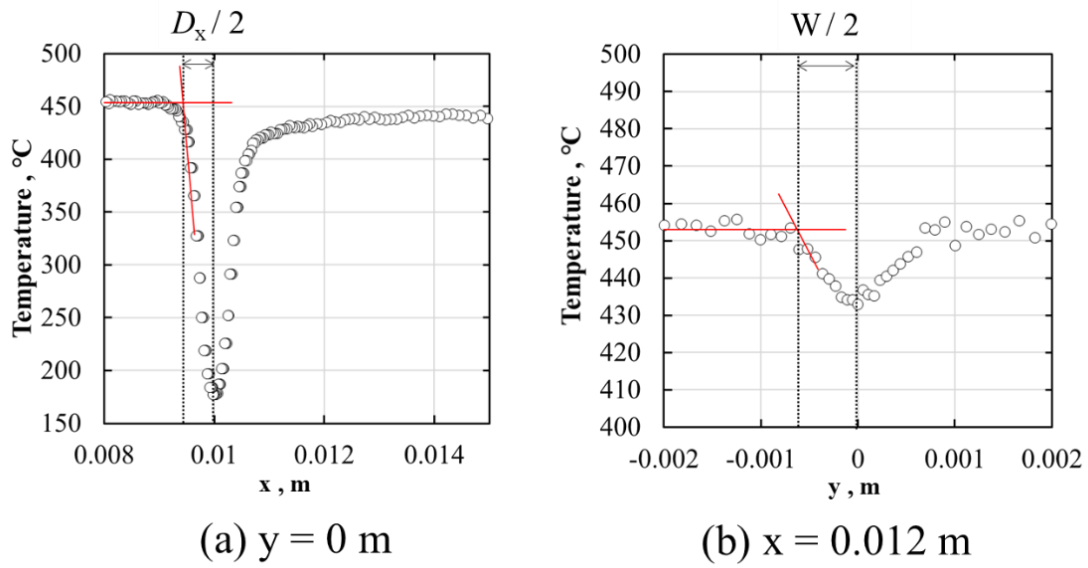


Fig 4.5. Length of cooling region in x-direction, D_x and width of temperature drop, W at $x = 0.012$ m.

本解析モデルでは、実験で得られた噴流衝突後の温度分布と一致するための楕円形冷却領域における平均熱流束 q_{mean} を求める。本研究では、Fig.4.4 中に記載の $4 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ の範囲において次のような操作を行った。まず、 q_{mean} を仮の値で固定し、Fig.4.5(b) に示す $x = 0.012 \text{ m}$ 位置の幅方向温度分布の温度降下幅 W を再現する y 方向長さ D_y を繰り返し計算により探索し、同定する。ここで、 $x = 0.012 \text{ m}$ 位置での温度降下幅 W を選択した理由は、次の通りである。復熱を呈する長さが実験条件によって変化するため、評価位置を変化させることが考えられるが、本研究では、計算時間の短縮、煩雑さの解消を目的に、評価位置を固定することにした。その上で適切な評価位置としては、復熱過程の幅方向の温度分布が明瞭に現れる、水噴流の衝突点に可能な限り近い位置が好ましい。実験結果を分析したところ、 $x = 0.012 \text{ m}$ 未満の位置では、一部の条件で幅方向温度分布に飛散した水の存在による温度降下が見られることがあったため、幅方向の温度変化が比較的安定して得られた $x = 0.012 \text{ m}$ 位置の温度分布を用いて、 y 方向長さ D_y を同定することにした。その後、 x 軸上の温度に関して、最小二乗関数

$$\Delta T_{error} = \sqrt{\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (T_{surface,prediction} - T_{surface,experiment})^2} \quad (4.6)$$

を計算し、これが最小となる平均熱流束 q_{mean} を、繰り返し計算を行うことで探索した。ここで、添え字の **prediction** と **experiment** はモデルと実験で得られた値を示し、 m は式(4.6)を計算するための測定点の数である。

ここで、事前検討として、まず、 $z=Z_s$ の位置、および冷却面近傍の格子の大きさを決定する計算を行った。計算条件としては、初期温度を $550\text{ }^\circ\text{C}$ の鋼材を移動速度 0.5 m/s で冷却する場合を想定した。その際の楕円形の冷却領域に関しては、多くの実験で D_x は 1.3 mm 前後であったため、 $D_x=1.3\text{ mm}$ と設定した。 D_y に関しては、静止系への斜め衝突では、幾何学的に $D_x < D_y$ となるが、ほとんどの実験条件で $x=0.012\text{ m}$ 位置での幅方向温度分布を再現するには $D_x > D_y$ とする必要があったことから $D_y = 1.0\text{ mm}$ と設定して検討した。これは、4.3.1.の流動特性で述べるが、移動系では板との粘性摩擦により伝熱に寄与する接触領域が板の移動方向に延びるためと考えられる。また、得られる熱流束の大きさが定かではなかったため、その代わりに最も厳しい条件として、物性が異なる2つの半無限固体の1次元非定常接触熱伝導問題の厳密解²⁾を用いて表面温度一定とした。具体的には、温度および熱物性値の異なる半無限固体1,2が時間 $t=0\text{ s}$ で接触した場合の界面温度

$$T_b = \frac{T_{init,1}\sqrt{\rho_1 c_1 \lambda_1} + T_{init,2}\sqrt{\rho_2 c_2 \lambda_2}}{\sqrt{\rho_1 c_1 \lambda_1} + \sqrt{\rho_2 c_2 \lambda_2}} \quad (4.7)$$

で一定であるとした。ここで、 T_b は界面温度[$^\circ\text{C}$]、 T_{init} は接触前の初期温度[$^\circ\text{C}$]、 ρ は密度[kg/m^3]、 c は比熱[J/kg/K]、 λ は熱伝導率[W/m/K]であり、添え字1,2は物質の種類を表し、本論文では前者を水、後者を SUS303 とした。水の物性は大気圧下の $20\text{ }^\circ\text{C}$ の値として、 $\rho_1=998.2\text{ kg/m}^3$ 、 $c_1=4187.4\text{ J/kg/K}$ 、 $\lambda_1=0.598\text{ W/m/K}$ 、SUS303の物性は、伝熱工学資料³⁾より成分系の近い SUS304の物性を用いた。これは、数値解析にも使用した。

固体の厚み Z_s に関しては、一次元の非定常熱伝導の厳密解より温度変化が 0.1% 生じる深さで決定される温度浸透深さ

$$\delta = 3.6\sqrt{\alpha\Delta t} \quad (4.8)$$

を、移動速度 0.5 m/s、解析範囲である噴流衝突部から 20 mm を通過した条件で計算すると、約 1.5 mm となるため、それ以上の深さが必要となる。しかしながら、計算負荷の観点からは可能な限り小さいほうが好ましい。そこで、格子サイズを決めるために Fig.4.6 に示すように固体の厚み Z_s と冷却面近傍の第一格子高さ dz を変化させた計算を行った。Fig.4.6 (a)では、冷却面近傍の第一格子高さ dz を 0.01 mm として、固体の厚み Z_s を 2.0 mm から小さくした。水噴流衝突前の領域 1 では、初期温度とほぼ同様の値で一定である。噴流衝突部である領域 2 では、固液界面温度で一定となる。水噴流衝突後の領域 3 では、温度が上昇し、初期温度に近づいている。 $Z_s = 0.3 \text{ mm} \sim 1.0 \text{ mm}$ まで増加させると復熱後の温度が増加した。一方、 $Z_s = 1.0 \text{ mm}, 2.0 \text{ mm}$ では、復熱後の温度は変化しなかった。この結果から、温度浸透深さより小さい $Z_s = 1.0 \text{ mm}$ でも、温度浸透深さよりも大きい $Z_s = 2.0 \text{ mm}$ とほぼ同様の結果になったため、本研究では $Z_s = 1.0 \text{ mm}$ とした。次に、Fig.4.6 (b)に上記で決定した $Z_s = 1.0 \text{ mm}$ で冷却面近傍の第一格子高さ $dz = 0.04 \text{ mm}$ から 0.0001 mm まで変化させた計算結果を示す。その結果、 $dz = 0.04 \text{ mm} \sim 0.0004 \text{ mm}$ まで小さくすると、温度分布は変化したが、 $dz = 0.0004 \text{ mm}, 0.0001 \text{ mm}$ の結果はほぼ同様の温度分布となった。そこで、本研究では $dz = 0.0004 \text{ mm}$ とした。この条件における総格子数は 709,164 となった。

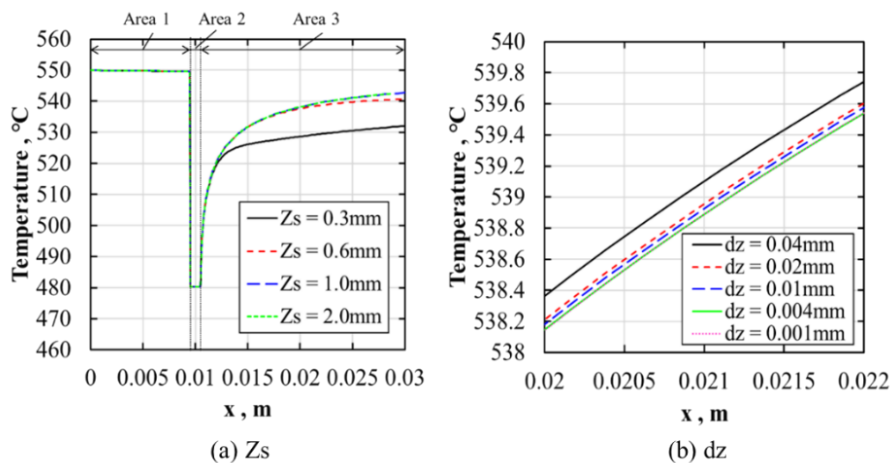


Fig 4.6. Numerical results for varying the thickness Z_s of the analysis domain and for varying the spatial tick dz in the thickness direction.

次に、提案する手法で平均熱流束 q_{mean} 、および y 方向長さ D_y を推定できるか検証した。具体的には、上記の計算モデルにおいて、境界条件を平均熱流束 $q_{\text{mean}} = 10 \text{ MW/m}^2$ に変更した条件で順計算し、その計算結果に対して提案する手法を適用した。その結果を Fig.4.7 に示す。計算結果は順解析の結果を良好に再現し、得られた平均熱流束 q_{mean} と y 方向長さ D_y はそれぞれ、 9.99 MW/m^2 (誤差約 0.1 %), 1.006 mm (誤差約 0.6 %) であった。以上より、本手法で平均熱流束 q_{mean} 、および y 方向長さ D_y を良好に推定できることを確認できた。

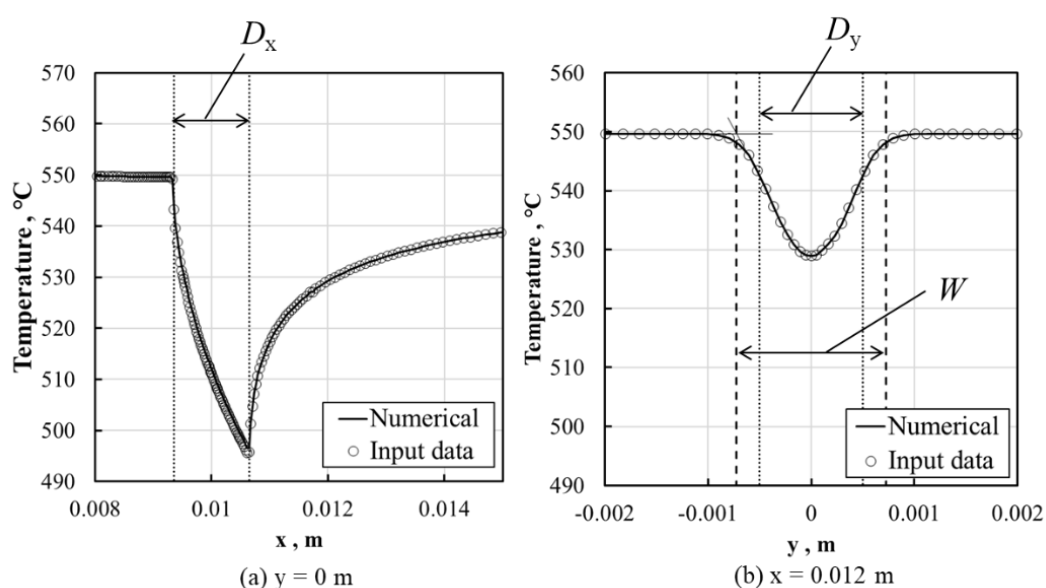


Fig 4.7. Validation results on the prediction accuracy of the proposed method.

4.3. 結果と考察

4.3.1. 流動特性

Fig.4.8 は、移動速度 $V_s = 0.5 \text{ m/s}$ で移動する高温固体へ水温 $T_l = 13.4 \text{ }^\circ\text{C}$ の水噴流を衝突させた際に初期温度 T_s を変化させた場合の結果である。図中に、噴流の流動方向は矢印で示している。どの温度条件でも、水噴流は高温固体面に衝突し、楕円形の濡れ領域を形成後、収縮して反発し、固体面から離脱した。Fig.4.8 (a) ~ (f)より、初期温度が高い条件では水噴流はあまり移動方向に傾かず、固体面から離脱したが、初期温度 T_s の低下に伴い、離脱する際の水噴流の移動方向への傾きが大きくなった。さらに Fig.4.8 (a)

の初期温度 $T_s = 300^\circ\text{C}$ の条件では、水噴流衝突後に激しい沸騰現象が発生し、微細な液滴の飛散が生じた。また、移動方向に薄い水膜が形成された。このような結果は、他の移動速度でも同様であった。Fig.4.8 (d),(g),(h)より、移動する初期温度 $T_s = 450^\circ\text{C}$ の高温固体へ水噴流を衝突させた際、移動速度 V_s の増加に伴い、水噴流が固体面から反発して離脱する際の移動方向への傾きが大きくなった。

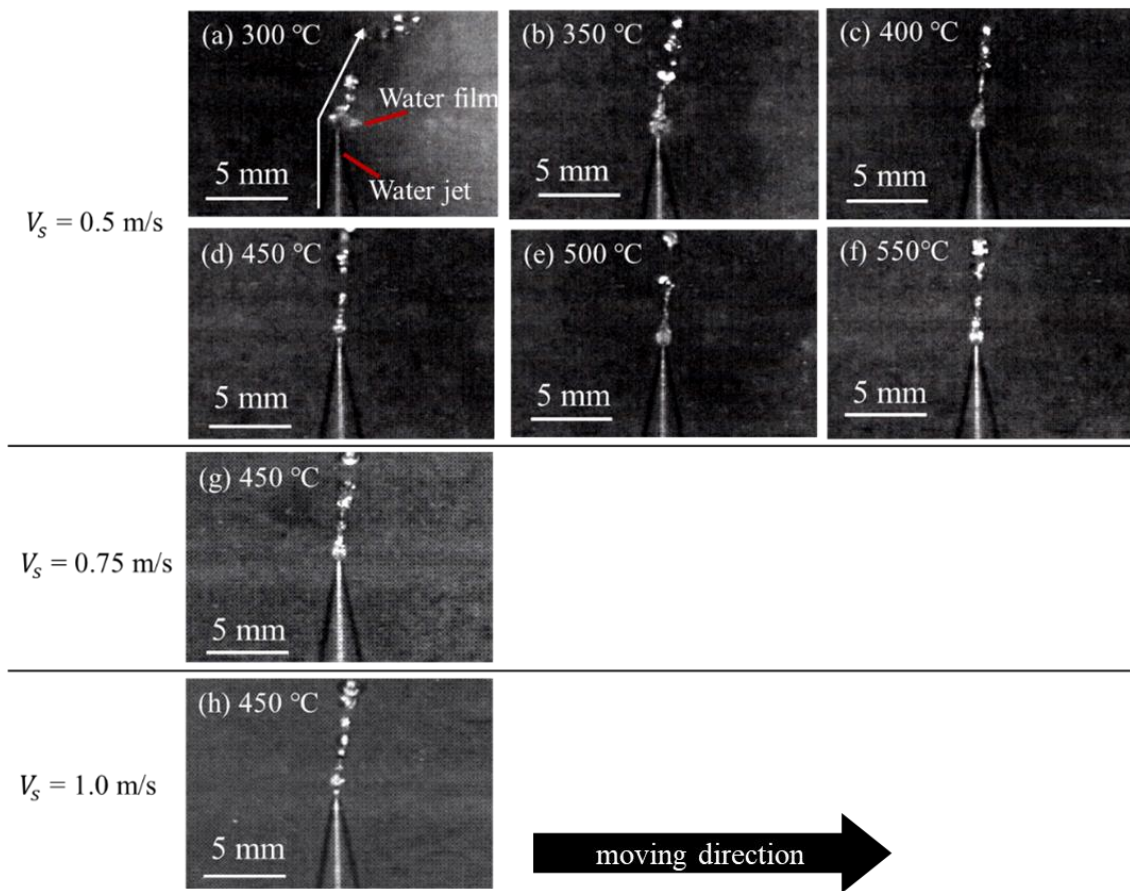


Fig 4.8. Flow characteristics at varying initial solid temperatures and moving velocities.

初期温度 T_s や移動速度 V_s によって、水噴流衝突後の流動に違いが表れたため、反発して離脱する際の角度である反発角 α を、各条件で測定した結果を Fig.4.9 に示す。反発角 α の定義は図中に示すとおりである。なお、測定値は1つの動画から10フレーム選択して測定した値の平均値であり、エラーバーは標準偏差である。

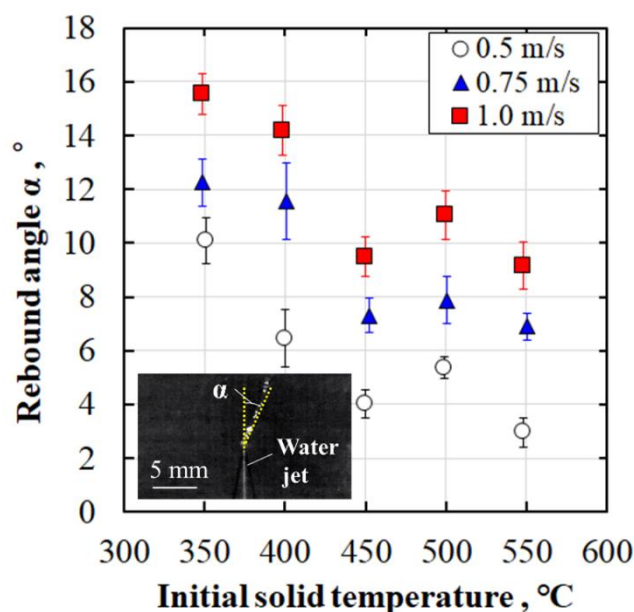


Fig 4.9. Flow characteristics at varying initial solid temperatures and moving velocities.

初期温度 $T_s = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ では、水噴流の衝突時に激しい沸騰が発生し、反発挙動が不安定になり、うまく測定できなかった。この反発する際の噴流の傾斜が発生する要因としては、水噴流衝突時の固体移動方向の力積 I_x によるものと推定される。この力積 I_x は、移動する固体と流体間の速度差に伴う摩擦抵抗 D_f と水噴流と固体の接触時間 Δt の積であるため、

$$I_x = D_f \Delta t \quad (4.9)$$

と表現される。ここで、この力積 I_x と反発角 α の間に比例関係が成立すると仮定する。例えば、鋼材表面温度が水の過熱限界温度である約 300°C より十分高く、噴流衝突領域で安定した蒸気膜が形成されていると考えられる初期温度 $T_s = 450 \text{ }^\circ\text{C}$ 以上では、Fig.4.9より移動速度 $V_s = 1.0 \text{ m/s}$ の反発角度 α は移動速度 $V_s = 0.5 \text{ m/s}$ の反発角度 α の概ね2倍である。一方、本実験範囲では、噴流の移動方向の接触幅は大きく変化しなかったため、移動速度 $V_s = 1.0 \text{ m/s}$ の接触時間 Δt は、移動速度 $V_s = 0.5 \text{ m/s}$ の概ね0.5倍である。したがって、摩擦抵抗 D_f の大きさは約4倍となる。その他の温度でもほぼ同様の関係が成立した。ここで、一般的な固体面移動方向の摩擦抵抗 D_f の大きさは、

$$D_f = \frac{1}{2} C_f \rho V^2 S \quad (4.10)$$

と表される．ここで， C_f は摩擦抗力係数， V は固体移動方向の流体と固体の相対速度差の固体移動方向の成分， S は見かけの接触面積である．したがって，本実験結果は，式(4.10)と同様の関係が成立しており，水噴流が衝突領域で受ける力は移動速度の2乗に概ね比例することが分かった．

次に，反発角度 α は固体表面温度が大きいほど小さくなる．これは，水噴流衝突部における接触状況の変化によると推定される．今回，水の飽和温度以上の固体面温度で実験しているため，沸騰が発生する．初期温度 $T_s = 350^\circ\text{C}$ 以上では，蒸気膜が形成すると推定される条件である．しかしながら，実際は水噴流が高温固体に接触直後に高温固体から水噴流へ熱が移動し，水噴流の固液界面が温度増加して蒸気が生成する．したがって，蒸気が発生するまでの微小な時間は，固液が接触していると推定される．それに関して，例えば Mikic and Rohsenow⁵⁾ は，プール沸騰における蒸気泡の発生時間 t_w として，

$$t_w = \frac{1}{4\alpha_l} \left\{ \frac{r_c}{\text{erfc}^{-1} \left[\frac{T_{sat} - T_l}{T_s - T_l} + \frac{2\sigma T_{sat} (v' - v'')}{(T_s - T_l) h_{lv} r_c} \right]} \right\} \quad (4.11)$$

を提案している．ここで， α_l は液体の温度伝導率， r_c はキャビティ径， v' と v'' はそれぞれ気液の比体積， σ は表面張力， h_{lv} は蒸発潜熱， T_{sat} は飽和温度である．式(4.11)と本論文での流動形態は異なるものの， $\alpha_l = 5.16 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ ， $v' = 0.00104 \text{ m}^3/\text{kg}$ ， $v'' = 1.673 \text{ m}^3/\text{kg}$ ， $h_{lv} = 2257 \text{ kJ/kg}$ ， $\sigma = 0.05878 \text{ N/m}$ ， $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ の大気圧の水で，キャビティ径が $r_c = 2 \text{ }\mu\text{m}$ と仮定して，固体面温度の違いによる時間差を推算した．その結果，初期温度 $T_s = 350^\circ\text{C}$ では $t_w = 3.69 \text{ }\mu\text{s}$ ，初期温度 $T_s = 550^\circ\text{C}$ では $t_w = 2.27 \text{ }\mu\text{s}$ となった．キャビティ径の大きさを変化させても，高温ほど t_w が小さい傾向は変わらない．したがって，高温ほど短時間で蒸気泡が発生することが分かる．ゆえに，高温ほど蒸気膜が形成されるまでの時間が短くなり，見かけの接触面積 S の低下に伴う摩擦抵抗 D_f が低下することで，反発角度 α が低下したと考えられる．

流動観察の結果から、本実験によって水噴流衝突部で移動速度 V_s や初期温度 T_s によって、固液の接触状況が変化しており、それが熱伝達特性にも影響することが示唆される。その影響を定量的に評価した結果を 4.3.2. で述べる。

4.3.2. 熱伝達特性

Fig.4.10 は、移動速度 $V_s = 0.5 \text{ m/s}$ で移動する高温固体へ水温 $T_l = 10.2 \text{ }^\circ\text{C}$ の水噴流を衝突角度 40° で衝突させた際における表面温度分布の測定結果である。温度降下量を把握するため、温度表示幅は $100 \text{ }^\circ\text{C}$ で統一した。なお、移動速度 $V_s = 0.75 \text{ m/s}$ 、および 1.0 m/s でも同様の温度分布が測定された。ここで、熱画像下部から上部に向かって形成されている低温部が水噴流である。Fig.4.8 の流動観察同様に、衝突後の水噴流は移動方向に傾斜して離脱していることが分かる。水噴流の上流側で円錐形の分布となっているのは、噴流衝突部に焦点を設定しているためである。まず、Fig.4.10 (a) ~ (f)の初期温度 T_s を変化させた結果より、初期温度 T_s が大きいほど、流動観察同様、反発角が小さくなった。また、噴流衝突点から移動方向(x 方向)下流に形成される低温部に着目すると、初期温度 T_s が大きいほど温度降下量が小さく、温度降下範囲が狭くなった。一方、Fig.4.10 (d),(g),(h)の初期温度 $T_s = 450^\circ\text{C}$ で移動速度 V_s を変化させた結果より、移動速度 V_s が大きいほど、流動観察同様に反発角が小さくなり、温度降下量は小さく、温度降下範囲は狭くなった。このように、移動速度 V_s や初期温度 T_s によって、熱伝達特性が変化する結果が得られた。ここで、 $T_s = 300^\circ\text{C}$ 以下は熱画像右上の領域での温度が全体的に低い結果が得られた。これは、4.3.1.で述べたように激しい沸騰が発生し、微細な水滴が発生したことで、放射エネルギーが減衰したためと考えられる。したがって、 $T_s = 300^\circ\text{C}$ 以下における衝突点から下流の温度測定は蒸気の影響により正確な温度か不明なため、解析は行わなかった。

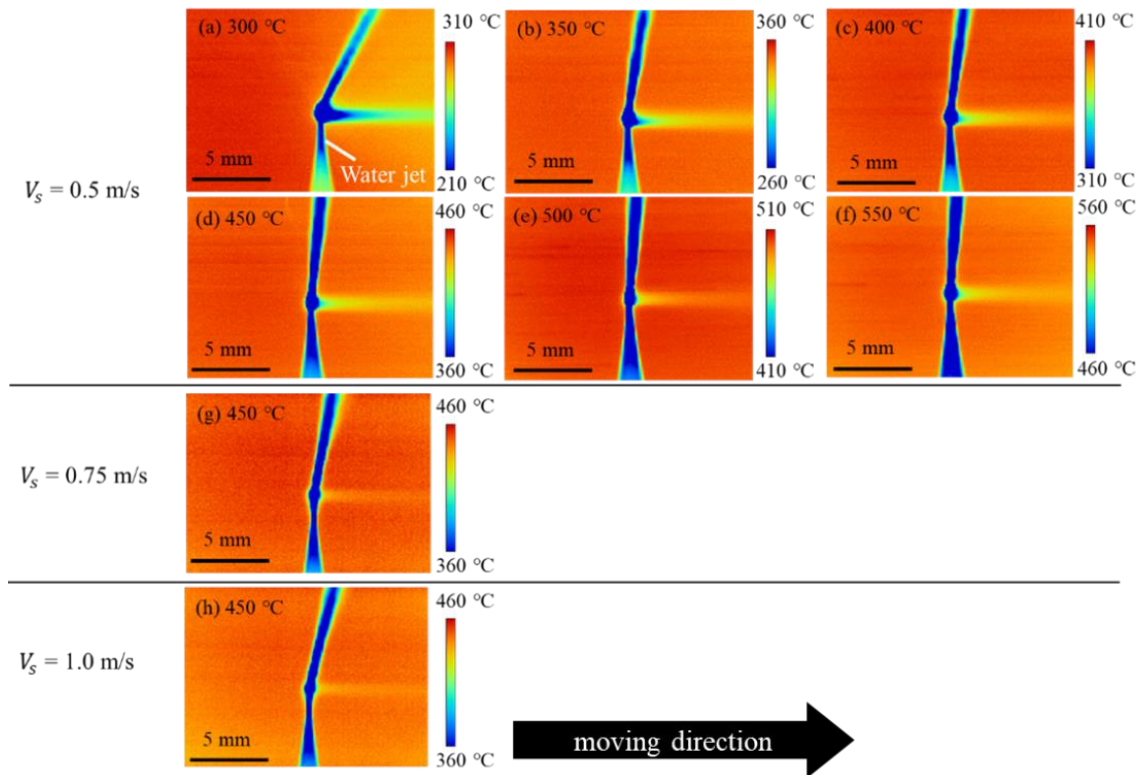


Fig 4.10. Surface temperature distribution at varying initial solid temperatures and moving velocities.

Fig.4.11 に、提案する解析手法を適用した結果の一例とし、移動速度 $V_s = 0.5 \text{ m/s}$ 、初期温度 $T_s = 450^\circ\text{C}$ 、水温 $T_l = 10.2^\circ\text{C}$ における結果を示す。この実験結果では、噴流衝突部の平均熱流束を 8.0 MW/m^2 、 $D_x = 1.3 \text{ mm}$ 、 $D_y = 0.93 \text{ mm}$ とすることで、(a)噴流直下を通過する長手方向温度分布、(b)噴流衝突中心から 1 mm 下流位置の幅方向温度分布、(c)噴流衝突中心から 4 mm 下流位置の幅方向温度分布を良好に再現できていることが分かる。その他の実験条件でも解析を行ったところ、同様の結果が得られ、式(4.6)から得られる誤差温度の全条件の平均は約 1.18°C で、その誤差の標準偏差は約 0.25°C であった。

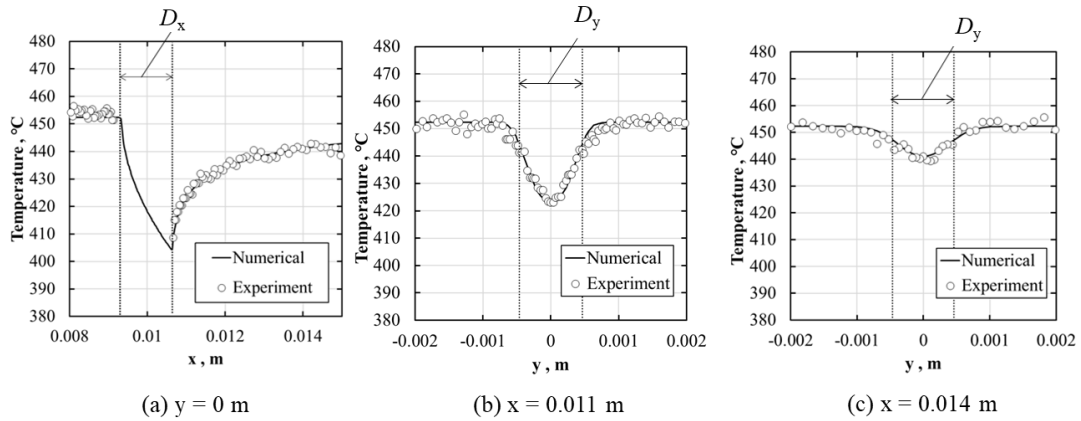


Fig 4.11. Comparison of experimental and numerical results.

$$(V_s = 0.5 \text{ m/s}, T_s = 450^\circ\text{C}, T_l = 10.2^\circ\text{C})$$

Fig.4.12 に移動速度を $V_s = 0.5 \text{ m/s} \sim 1.0 \text{ m/s}$ の間で変化させた際の平均熱流束と噴流衝突部内の平均温度の関係を示す。水温は $T_l = 10.2^\circ\text{C}$ である。縦軸は、各実験結果を数値解析して得られた平均熱流束の平均値であり、エラーバーは標準偏差を表す。横軸は、各実験結果を数値解析して得られた噴流衝突部内の最大温度と最低温度の中間値を平均処理したものである。この値の標準偏差は最大約 5°C と小さかったので、図示していない。図中には、本実験は移動体への水噴流衝突であり、固体面近傍の流れ構造が異なるが、得られた平均熱流束の大きさの妥当性を検討するため、Liu and Wang が提案した静止した固体への垂直衝突水噴流のよどみ点膜沸騰熱伝達の半理論式⁶⁾

$$Nu = \frac{q_w d}{\Delta T_{sat} \lambda_l} \approx 2 Re_l^{1/2} Pr_l^{1/6} ((\lambda_v / \lambda_l) (\Delta T_{sub} / \Delta T_{sat}))^2 \quad (4.12)$$

と、Webb and Ma が提案した静止した固体への傾斜衝突水噴流の衝突点の単相流熱伝達の実験式⁷⁾

$$Nu_{d,max} = C Re_d^m Pr_l^n \quad (4.13)$$

を記した。ここで、 q_w はよどみ点における熱流束、 d は噴流径、 λ_v および λ_l は水の気相と液相の熱伝導率、 ΔT_{sub} は過冷度、 ΔT_{sat} は過熱度、 Re_l は水噴流のレイノルズ数、 Pr_l は水噴流のプラントル数である。なお、式(4.13)の C, m, n は、Webb and Ma による検討で

の傾斜角度の定義が固体面と噴流がなす角度となっているため、本研究での傾斜角度 40° の場合、Webb and Ma による検討での 50° に対応する。そこで、その論文中で提示されている $C=0.333, m=0.605, n=1/3$ を用いた。また、式(4.12)を計算する際、 Re_l の代表速度は、本論文では傾斜して衝突させているため、鋼材に垂直な方向の速度成分とした。 Re_d の代表速度は、噴流出口の断面平均流速とした。どの移動速度においても、噴流衝突部内温度が 400°C 以上ではほぼ一定の熱流束を示し、膜沸騰と思われる平均熱流束が得られた。大きさとしては、式(4.12)と式(4.13)の中間の値が得られ、定量的に妥当な結果が得られた。次に、噴流衝突部内温度が 400°C 以下では、単相熱伝達の熱流束に漸近するように熱流束が増加した。これは、膜沸騰から核沸騰へ移行する遷移沸騰状態と考えられる。このように、本解析手法によって、移動系においても水噴流衝突部で膜沸騰から遷移沸騰へ移行する現象を捉えることができ、移動系の噴流衝突部の熱伝達特性を評価できる可能性を示すことができた。

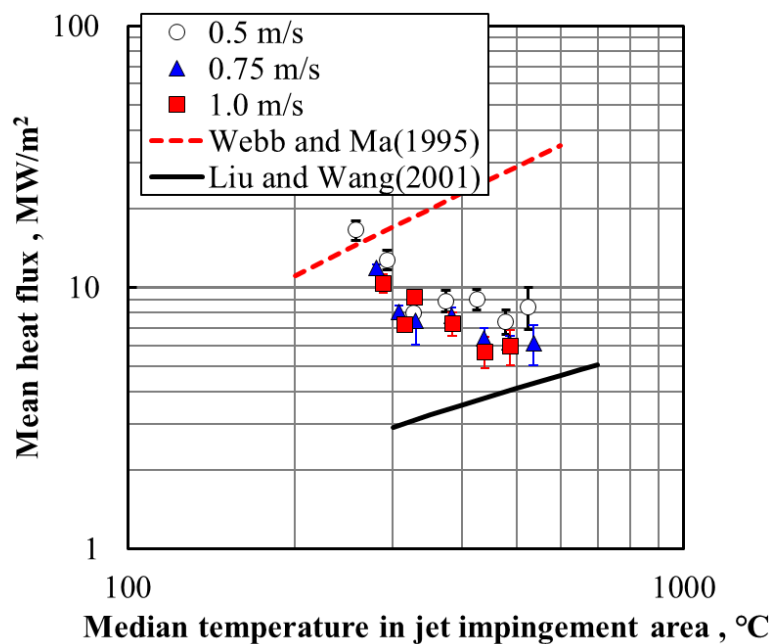


Fig 4.12. Comparison of experimental and numerical results.

4.4. 小括

移動高温固体へ衝突する水噴流の衝突領域の熱伝達特性をより詳細に把握することを目的に、新たな熱伝達特性評価手法を考案した。その手法を移動高温固体の幅方向に傾斜衝突する水噴流の冷却実験に適用し、移動系のよどみ領域の熱伝達特性の評価手法として有用か検討した。その結果、以下の知見が得られた。

移動する高温固体に幅方向に水噴流を傾斜衝突させると、衝突後に水噴流は移動方向に傾斜して反発し、離脱した。その反発した水噴流の移動方向の傾きである反発角 α を測定した結果、移動速度の増加によって、反発角度は増加した。これは、移動固体と水噴流間の粘性摩擦抵抗によると考えられ、固液接触状況がそれほど変わらないと想定される初期温度が高い条件の反発角度の測定結果から移動速度の2乗に比例し、一般的な粘性摩擦抵抗と同様であることが分かった。次に、初期温度の増加に伴って、反発角 α は低下した。これは、鋼材表面の初期温度と水噴流の初期温度の差が大きいほど、蒸気泡発生までの時間が短くなり、早期に蒸気膜が形成し、見かけの接触面積が低下するためと推定した。

本実験に提案する熱伝達評価手法を適用した結果、水噴流衝突後の復熱過程の温度分布を良好に再現することができ、噴流衝突部内の平均熱流束を得られることを確認した。そして、その熱伝達評価手法を用いて得られた噴流衝突部内の平均熱流束と表面温度の関係を整理した結果、噴流衝突部内温度が 400°C 以上では、どの移動速度でもほぼ一定の熱流束を示し、膜沸騰と思われる結果が得られた。その大きさは、静止固体でのよどみ点での膜沸騰での熱流束と単相熱伝達の熱流束の中間値となり、定量的にも妥当な結果が得られた。次に、噴流衝突部内温度が 400°C 以下では、単相熱伝達の熱流束に漸近するように増加し、膜沸騰から核沸騰へ遷移する現象を捉えることもできた。

以上のように、移動する高温固体へ衝突する水噴流の噴流衝突部の熱伝達特性を調査する評価手法の有用性を確認することができた。

参考文献

- 1) ANSYS Inc: Ansys Fluent 2020 R1 Theory Guide, ANSYS Inc, Canonsburg, PA, (2020), 814.
- 2) E. R. G. Eckert and R. M. Drake: Analysis of Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill, New York, (1972), 158.
- 3) JSME data book: heat transfer, 5th ed., Maruzen, Tokyo, (2009), 287 (in Japanese).
- 4) J. H. Lienhard: *Chem. Eng. Sci.*, 31(1976), 847. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(76\)80063-2](https://doi.org/10.1016/0009-2509(76)80063-2)
- 5) V. P. Carey: Liquid-vapor phase change phenomena, 3rd ed., CRC Press, (2020), 231. <https://doi.org/10.1201/9780429082221>
- 6) Z. -H. Liu and J. Wang: *Int. J. Heat Mass Transf.*, 44(2001), 2475. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(00\)00281-7](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00281-7)
- 7) B. W. Webb and C. -F. Ma: *Advances in Heat Transfer*, 26(1995), 105. [https://doi.org/10.1016/S0065-2717\(08\)70296-X](https://doi.org/10.1016/S0065-2717(08)70296-X)
- 8) K. Tatebe, Y. Shioiri, S. Fujita and H. Fujimoto: *Tetsu-to-Hagané*, 108(2022), 823 (in Japanese). <https://doi.org/10.2355/tetsutohagane.TETSU-2022-051>

5. 移動厚鋼板へ衝突する液滴列の衝突変形挙動⁹⁾

5.1. 緒言

4章で述べた厚鋼板での衝突領域の熱伝達評価手法は、スプレー冷却を理想化した液滴列衝突による非定常な伝熱問題にも応用できる可能性がある。それには、移動する高温固体へ液滴列を衝突させた際の固液接触挙動などの情報が必要になる。しかし、そのような研究例はなく、知見もない。そこで、移動する高温固体面に直径と間隔が一様な水液滴列が傾斜衝突する際の物理現象を可視化により観察できる実験装置を構築し、固体面温度や移動速度、衝突角度などの緒因子が液滴列変形挙動に及ぼす影響を研究した。

本研究では、移動する 500°C, 550°C, および 600°C に加熱した長方形形状のステンレス鋼(SUS303)の固体に、液温が約 20°C, 液滴径が 0.64 mm, 衝突速度が 2.2 m/s, 液滴間隔が 1.91 mm の液滴列を垂直衝突、もしくは傾斜衝突させ、固体面上での液滴の衝突変形挙動をフラッシュ撮影により調査した。主な目的としては、固液間に安定した蒸気膜が形成される温度条件の移動固体に液滴列を衝突させた際に液滴同士の干渉が発生せずに、液滴が反発して離脱する傾斜角度を探索することと、その傾斜角度での液滴の衝突変形挙動と静止高温固体へ垂直衝突する液滴の衝突変形挙動と違いを明らかにし、移動固体との相互作用を明らかにすることである。また、その検討から液滴同士の干渉が発生しない条件に関しても検討した。

5.2. 実験

5.2.1. 実験装置

Fig.5.1 は開発した実験装置の概要である。装置は液滴列生成装置、移動高温固体、光学測定機器、初期表面温度測定用の放射温度計から構成される。

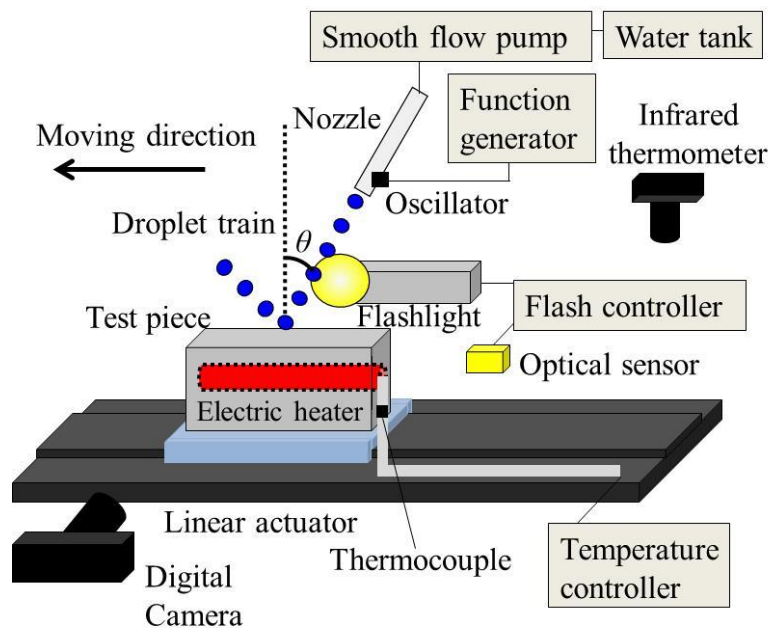


Fig.5.1. Schematic of experimental apparatus.

液滴列生成装置は、脈動の小さい定量ポンプ、ケミカルチューブ、シリンジ針（内径 0.31 mm）から構成される。液滴列は、定量ポンプにより輸送される常温（約 20℃）の精製水を、スピーカコイルを接着したシリンジ針から噴出させることで作成した。その際、スピーカコイルをシグナルジェネレータによる信号周期で振動させることで、ほぼ一定の直径、速度および間隔の液滴列を得た^{1,2)}。液滴列が固体面に傾斜衝突する際の角度 θ [°] は、Fig.5.1 に示すようにシリンジ針先端からの延長線と固体面からの法線がなす角とした。なお、シリンジ針から噴出される液滴列がその延長線上を飛行することを確認しており、重力による軌道変化はなかった。精製水の流量 Q は $1.67 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}$ であった。

高温固体は、カートリッジヒータを内蔵した加熱金属体 および温度コントローラで構成される。加熱金属体の形状は長さ 76 mm × 幅 15 mm × 高さ 30 mm の直方体で、材料は SUS303 である。加熱金属体に埋め込んだフランジ付きカートリッジヒータは、最大 800℃まで加熱可能である。加熱金属体の温度は、PID 制御コントローラおよび温度制御用熱電対（素線径 0.3 mm の K 型熱電対）で管理し、ヒータの電力線および熱

電対はケーブルキャリアを利用して搬送した。加熱金属体の表面温度は、黒体塗料（放射率 0.94）を塗布した領域（液滴衝突点通過部以外）を量子型放射温度計で測定した。

その加熱金属体は、リニアアクチュエータ上に設置される。加熱金属体は、初期状態においてはアクチュエータの端に静置されており、実験開始信号により静止状態から加速し、一定速度に保持されて試験区間（液滴衝突点近傍）を通過し、減速して停止する。本実験装置での最高速度は、リニアアクチュエータの装置仕様の制約により 1.5 m/s とした。

5.2.2. 可視化方法

試験区間において移動高温固体面への液滴列の衝突変形挙動を観察するため、マクロレンズを装着したデジタルカメラ（解像度 4752×3168 ピクセル）とキセノンフラッシュを用いたバックライト法を採用した。光電センサにより、移動体が試験区間に侵入したことを検知し、フラッシュライトを起動する信号を発生させた。フラッシュライトの発光時間は 6 μ s である。実験は暗所で行い、デジタルカメラのシャッターを各実験で開き続けることで、フラッシュライトの発光時間のみ液滴列の衝突変形挙動を撮影可能となる。したがって、各実験において、Fig.5.2 のような静止画像を 1 枚のみ撮影する。この静止画像を同一条件下で少なくとも 30 枚撮影し、液滴列の衝突現象の再現性を確認しつつ、その物理現象を研究した。

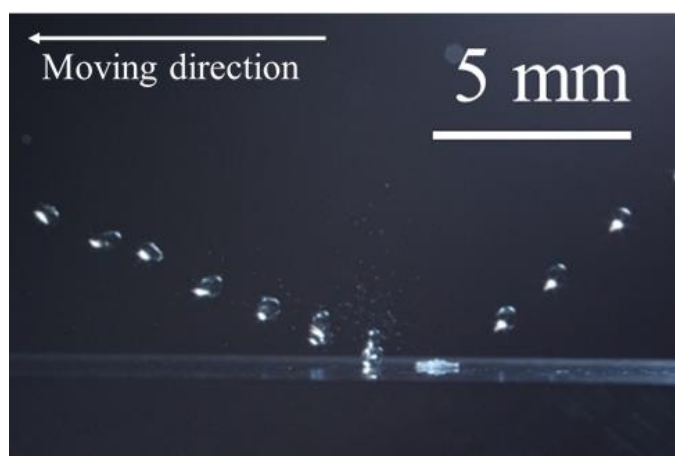


Fig.5.2. Example of visualized image.

5.2.3. 液滴衝突前後の物理パラメータの測定方法

液滴を移動固体面に傾斜衝突させた際の測定結果例を Fig.5.3 に示す. 液滴は, 画像右手より高温固体面に傾斜角度 θ で衝突し, 高温固体面上を滑りながら, 形状を球形から円盤状に変化させた. その後, 円盤状に薄く広がった液滴は, 本実験条件では微小な液滴に分裂することなく, 表面張力により収縮して再び球形に戻る過程で高温固体面上から反発し, 画像左手に向かって離脱した. なお, 衝突前後の液滴の形状はほぼ軸対称であった. その一連の液滴の 衝突変形挙動における様々なパラメータ (液滴列の衝突前 直径 D_i , 衝突前後の水平液滴間距離 L_{Hi} , L'_{Hi} , 固体面上で変形中の液滴の拡がり径 d とその液滴の衝突点からの距離 X) を静止画より直接測定した. なお, 30 枚以上の測定結果の標準偏差はエラーバーとして表現した.

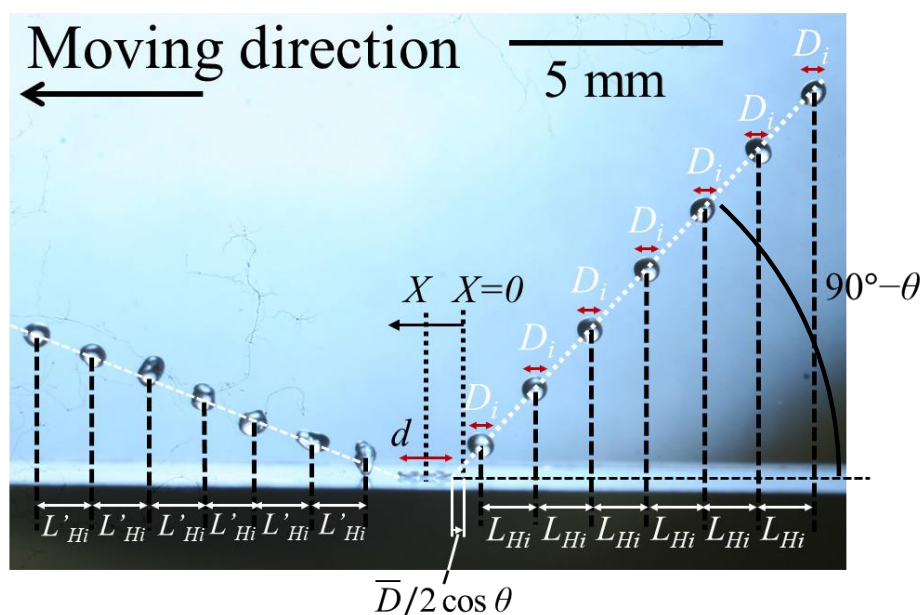


Fig.5.3. Measurement method of several parameters (D_i , d , L_{Hi} , L'_{Hi}) and definition of collision point, X .

液滴列の衝突前直径 D_i , 衝突前後の水平液滴間距離 L_{Hi} , L'_{Hi} は, 静止画 1 枚から複数取得できるため,

$$\bar{D} = \left(\frac{1}{k} \sum_{i=1}^k D_i^3 \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.1)$$

$$\bar{L}_H = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k L_{Hi} \quad (5.2)$$

$$\bar{L}'_H = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k L'_{Hi} \quad (5.3)$$

と平均値を算出した．ここで， k は静止画 1 枚から測定できるパラメータの個数である．さらに，衝突前の水平液滴間距離 \bar{L}_H は，

$$\bar{L} = \bar{L}_H / \sin \theta \quad (5.4)$$

と液滴の飛翔方向における距離 \bar{L} に変換した．なお，垂直衝突時には，垂直方向の液滴間の距離を直接測定し，式(5.2)と同じ処理を行った．なお，30 枚以上の測定結果の標準偏差はエラーバーとして表現した．

固体面上で変形中の液滴の衝突点からの距離 X は，液滴列中心を通る直線と固体面の交点から移動方向の上流に $\bar{D}/2\cos\theta$ 水平移動させた点と定義した原点から下流側の固体面上で変形している液滴の中心までの距離とした．

個々の液滴の速度 V_i は，静止画から直接計測はできない．そこで，直接計測できる液滴直径 \bar{D} と液滴間距離 \bar{L} から求める方法を考案した．液滴間距離 \bar{L} の間において，速度 \bar{V} で移動する液滴が 1 個存在するため，単位時間当たりにある位置を通過する液滴の数は \bar{V}/\bar{L} であり，その液滴体積量は，

$$Q' = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{\bar{D}}{2} \right)^3 \frac{\bar{V}}{\bar{L}} \quad (5.5)$$

である．これが，実測した水流量 Q に等しいため，平均液滴速度 \bar{V} は，

$$\bar{V} = \frac{6Q\bar{L}}{\pi\bar{D}^3} \quad (5.6)$$

となる．シリンジノズルから噴出する水の体積流量 Q [m³/s] を，ノズル断面積 A [m²] で除して求めたノズル出口断面積平均速度 V_M [m/s] と式(5.6)で求めた平均液滴速度 \bar{V}

を比較した結果, $V_M = 2.2$ [m/s], $\bar{V} = 2.3$ [m/s] (標準偏差 0.48 m/s) となり, 両者はほぼ一致したため, 本研究ではノズル出口断面積平均速度 V_M を平均液滴速度 \bar{V} とみなすことにした. これは, 式(5.1), (5.4)に含まれる測定値の変動が含まれてしまうためである.

5.2.4. 実験条件

実験条件一覧を Table 5.1 に示す. 本論文では, 安定した蒸気膜が生成すると予想される温度よりも十分高温の条件として, 500°Cから 600°Cの範囲で, 傾斜角度 θ と移動速度 V_s を変化させた実験を行った.

Table 5.1. Experimental conditions.

Fluid			
Test fluid	Water (about 20°C)		
Volumetric flow rate Q , m ³ /s	1.67 × 10 ⁻⁷		
Pre-impact diameter \bar{D} , mm	0.64		
Pre-inter-droplet space \bar{L} , mm	1.91		
Droplet impact velocity \bar{V} , m/s	2.2		
Tilt angle θ , °	0 - 50		
Solid			
Initial solid temperature T_s , °C	500	550	600
Moving velocity V_s , m/s	0.5	1.0	1.5

ここで, 500 °C以上とした理由は, ROT 冷却では膜沸騰段階から遷移沸騰段階の鋼材温度で冷却されることが多いため, まずこの温度域を対象にした. その沸騰段階を簡易に見積もる方法として, 水の大気圧下における過熱限界温度を用いる方法がある. その温度は, 約 300°C³⁾ であり, 固液界面の温度がその温度以上であれば, 蒸気膜が形成されると予想できる. しかしながら, その温度を直接測定することは困難である. そのた

め，単一液滴の研究では2つの半無限固体の1次元非定常接触熱伝導問題の厳密解⁴⁾を衝突時の界面温度の推算値として使用することが多い．温度および熱物性値の異なる半無限固体1,2が時間 $t = 0$ sで接触した場合の界面温度は，

$$T_s = \frac{T_{\text{init},1}\sqrt{\rho_1 c_1 \lambda_1} + T_{\text{init},2}\sqrt{\rho_2 c_2 \lambda_2}}{\sqrt{\rho_1 c_1 \lambda_1} + \sqrt{\rho_2 c_2 \lambda_2}} \quad (5.7)$$

と表される．ここで， T_b は界面温度[°C]， T_{init} は接触前の初期温度[°C]， ρ は密度[kg/m³]， c は比熱[J/kg/K]， λ は熱伝導率[W/m/K]であり，添え字1,2は物質の種類を表す．式(5.7)は冷媒の流動現象や相変化による熱輸送は考慮されていないため，粗い推算値を求めるものに過ぎないが，界面温度と液体の過熱限界温度の大小関係から蒸気膜の形成有無を推定するには有用であり，単一液滴衝突では，この予測方法が実験と良好に一致する．液滴列衝突の場合にも成立するとは限らないものの，本研究でも同様の考えを導入した．例えば，20°Cの水が，約500°CのSUS303と瞬時に接触した場合，式(5.7)の界面温度は約420°Cであり，大気圧下の水の過熱限界温度(約300°C)よりも十分高く，安定した蒸気膜の形成が予想できる温度である．また，本研究では固体表面上の同一位置を液滴が複数回衝突する可能性があるため，水の過熱限界温度よりも十分高い界面温度と予想される500°C以上が適当と考えた．

5.3. 結果と考察

5.3.1. 移動高温固体面に垂直衝突する液滴列 ($\theta=0^\circ$)

移動する高温固体面に垂直に液滴列が衝突する場合の流動可視化を行った．その結果をFig.5.4に示す．実験条件として流体側は $(Q, \bar{D}, \bar{V}, \bar{L}, \theta) = (1.67 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}, 0.64 \text{ mm}, 2.2 \text{ m/s}, 1.91 \text{ mm}, 0^\circ)$ であり，固体側は表面温度を500°Cと600°C，移動速度を0.5 m/s, 1.0 m/s, および1.5 m/sと変化させた．固体面温度，および移動速度によらず，衝突点において，液滴が合体，肥大化し，大きな液塊が形成され，その液塊が移動方向下流に移動した．本実験において，連続する2つの液滴間の時間間隔は， $\bar{L}/\bar{V} = 0.86$ [ms]であり，その時間間隔中に液塊が完全に固体面に接着して移動する距離 $V_s \bar{L}/\bar{V}$ は，0.5

m/s で 0.43 mm, 1.0 m/s で 0.86 mm, 1.5 m/s で 1.3 mm となる. 0.5 m/s の際は, 明らかに衝突前の液滴直径 $\bar{D} = 0.64$ [mm] よりも小さな値であるため, 液滴が合体し続け, 大きな液塊が形成されたと考えられる. 一方で, 1.0 m/s と 1.5 m/s では, 衝突前の液滴直径 \bar{D} よりも移動距離が大きいにもかかわらず, 液滴の合体が発生している. ただし, 0.5 m/s の結果に比べれば液塊の大きさは縮小しており, 固体面の移動が関与していることがわかる. これに関して, 固体表面に接触する流体 (空気, 蒸気, 水など) に作用する粘性による壁摩擦で説明できると考えた. 壁面上で粘性摩擦応力 τ は, ニュートン流体では,

$$\tau = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\text{wall}} \quad (5.8)$$

と表される. ここで, μ , u , y はそれぞれ, 流体の粘度, 固体面の接線方向速度成分, 固体面に垂直な座標成分である. 本実験では, 液滴と固体面間に蒸気膜が形成されるため, 大気圧下の約 20°C の水の粘度が $1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ に対し, 飽和温度の蒸気の粘度が $1.2 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ と非常に小さい. したがって, 粘性壁摩擦の影響が小さいため, 液滴は衝突点に滞留し続け, 液滴は肥大化してしまう. 一方で, 固体面の移動速度が大きいと, 式 (5.8) 中の速度勾配が大きくなるため, 摩擦応力が増大する. ゆえに, 移動速度の大きな条件では液滴が下流側に比較的けん引されやすくなるため, 液滴同士の合体が抑制され, 液塊の大きさが小さくなったと推定される. いずれにしろ, 本結果から蒸気膜が形成される高温固体面に垂直に液滴列を衝突させた場合, 本実験範囲では固体面が移動していても液滴同士の干渉は避けられないことが分かった. そこで, 液滴同士の合体が起こらない条件を試行錯誤的に探索した結果, $\theta = 50^\circ$ で液滴同士の合体が発生しなかったため, その条件での可視化結果を 5.3.2 に示す.

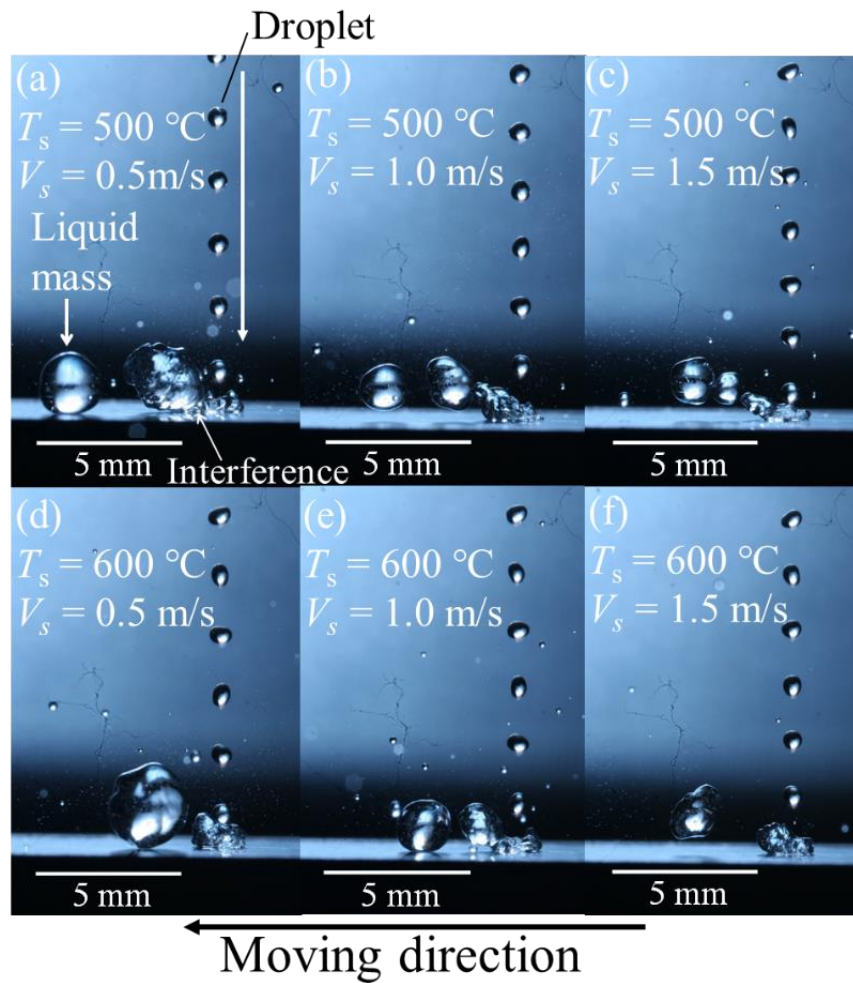


Fig.5.4. Experimental results for normal collision of droplet train

($Q = 1.67 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}$, $T_s = 500^\circ\text{C}$ or 600°C , $V_s = 0.5$ to 1.5 m/s , $\bar{D} = 0.64 \text{ mm}$, $\bar{L} = 1.91 \text{ mm}$, $\bar{V} = 2.2 \text{ m/s}$, $\theta = 0^\circ$).

5.3.2. 移動高温固体面に傾斜衝突する液滴列 ($\theta = 50^\circ$)

液滴列を傾斜衝突させた際の可視化結果を Fig.5.5 に示す。実験条件として流体側は ($Q, \bar{D}, \bar{V}, \bar{L}, \theta$) = ($1.67 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}$, 0.64 mm , 2.2 m/s , 1.91 mm , 50°) であり、固体側は表面温度を 500°C , 550°C , および 600°C , 移動速度を 0.5 m/s , 1.0 m/s , および 1.5 m/s と変化させた。本実験条件の範囲では、固体面温度および移動速度によらず、液滴は 5.2.3 で述べた衝突変形挙動を示した。

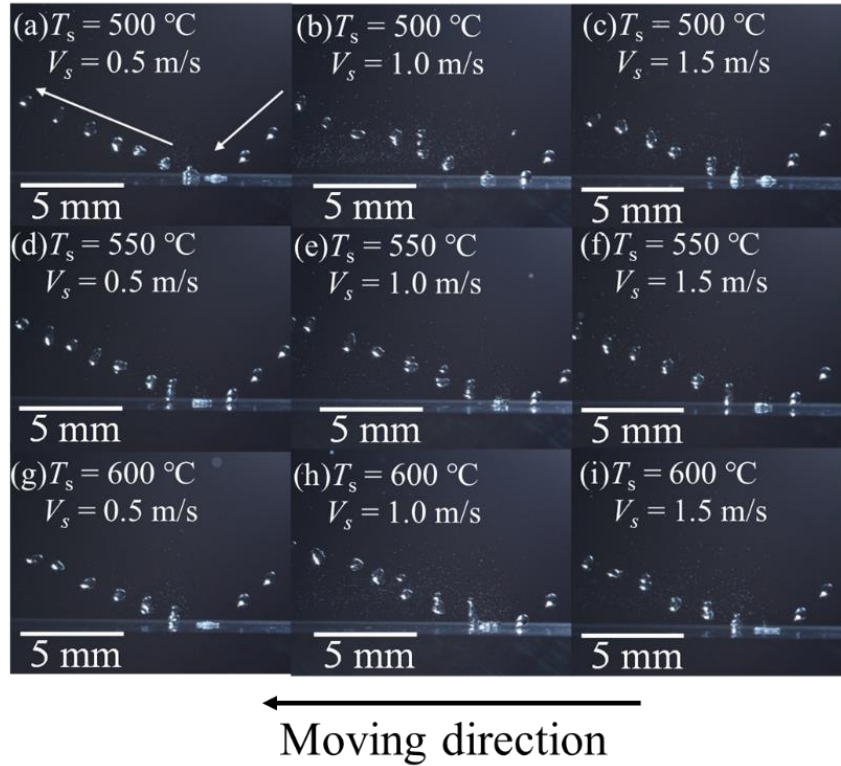


Fig.5.5. Experimental results for oblique collision of droplet train

$$(Q = 1.67 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}, T_s = 500 \text{ }^\circ\text{C to } 600 \text{ }^\circ\text{C}, V_s = 0.5 \text{ to } 1.5 \text{ m/s}, \bar{D} = 0.64 \text{ mm}, \\ \bar{L} = 1.91 \text{ mm}, \bar{V} = 2.2 \text{ m/s}, \theta = 50^\circ).$$

5.3.1 で述べたように液滴と固体面の間に粘性摩擦が少なからず発生すると考えられる。その影響を調査するため、移動速度が大きな 1.5 m/s と移動速度が小さな 0.5 m/s における衝突前後の液滴間距離を測定した。その結果を Fig.5.6 に示す。ここで、 $\bar{L}'_H/\bar{L}_H > 1$ となっている点に関しては、衝突後の液滴の変形による測定ばらつきのためである。移動速度 1.5 m/s では、衝突前後で液滴間の距離に有意な変化はなかった。これは、水平方向の液滴の運動が衝突前後でほとんど変化していないことを意味し、液滴に作用する粘性摩擦が小さいと考えられる。一方で、移動速度 0.5 m/s では、明らかに衝突後の液滴間水平距離が縮小した。これは、衝突後の液滴の水平速度成分が、粘性摩擦の影響により、衝突前の液滴の水平速度成分よりも小さくなったためと考えられる。垂直衝突では固体面速度が大きいほど、粘性摩擦が大きくなると考えたが、それに矛盾する。そ

ここで、著者らは液滴と固体面の相対速度

$$V_{\text{slip}} = \bar{V} \sin \theta - V_s \quad (5.9)$$

が重要ではないかと考えた。式 (5.9) より移動速度が 1.5 m/s の際は、相対速度 $V_{\text{slip}} = 0.2$ [m/s]、移動速度が 0.5 m/s の場合は、 $V_{\text{slip}} = 1.2$ [m/s] となる。したがって、傾斜衝突においては、式 (5.8) に示す粘性摩擦応力における速度勾配を相対速度で考えれば説明できる。つまり、相対速度が大きい場合、液滴に固体面の移動方向と逆向きに働く力が增大するため、水平方向の運動量の減衰が発生したと考えられる。このように、液滴同士の干渉が発生せずに移動高温固体面に傾斜衝突する場合、液滴と固体面の相対速度に起因する粘性摩擦応力が加わることが分かったが、これが液滴の衝突、反発のダイナミクスに与える効果は不明である。そこで、5.3.3 で過去の静止固体面を用いた他研究者による実験の知見と定量的に比較することで、液滴の衝突ダイナミクスに固体面の移動が与える効果の明確化を試みた。

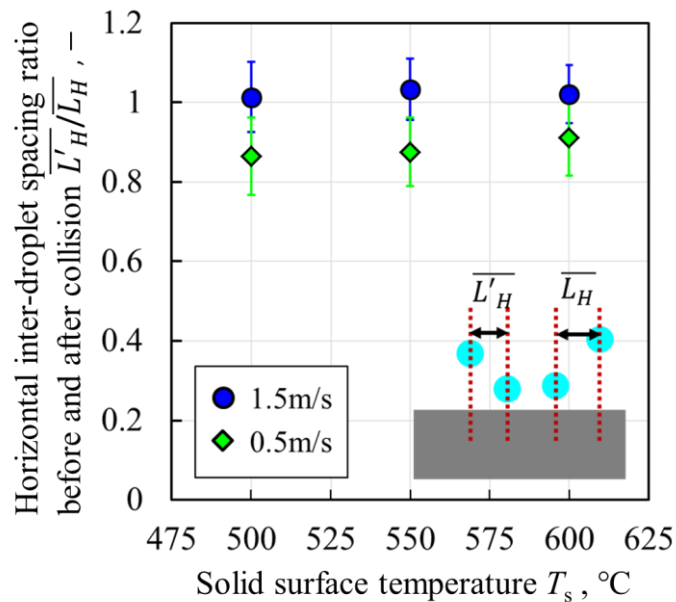


Fig.5.6. Horizontal inter-droplet spacing ratio before and after collision for oblique collision of droplet train.

5.3.3. 静止高温固体面に衝突する単一液滴のダイナミクスとの比較

高温の静止固体面への単一液滴衝突に関する実験研究が多数行われており、液滴と固体面の間に蒸気膜が生成する高温条件では、液滴の最大拡がり径と液滴の衝突から跳ね上がりまでの滞在時間を We 数で推定する実験式が報告されている⁵⁾⁻⁸⁾。その実験式の一覧を Table 5.2 に示す。なお、Fujimoto ら²⁾により、傾斜衝突でも固体面に垂直な成分の速度 $V\cos\theta$ を代表速度に用いれば適用できることが報告されているため、本実験の傾斜衝突に適用可能と考えた。

Table 5.2. Prediction formulae of maximum spreading diameter, d_{\max} , of droplet and resident time of droplet, τ_r .

Authors	formulae
Hatta et al. ⁵⁾	$\frac{d_{\max}}{D} = 0.093We^{0.74} + 1$ $\tau_r = 1.25We^{0.37}$
Ueda et al. ⁶⁾	$\frac{d_{\max}}{D} = 0.87\sqrt{\frac{We}{6}} + 2$ $\tau_r = \frac{\pi}{4}\sqrt{We}$
Akao et al. ⁷⁾	$\frac{d_{\max}}{D} = 0.613We^{0.39}$
Araki and Moriyama ⁸⁾	$\frac{d_{\max}}{D} = \sqrt{(2 - \phi_1)\phi_1 + \frac{\phi_1^2(3 - \phi_1)}{3\phi_2}}$ $\left(\phi_1 = \frac{2.6 + 0.84We^{0.56} - \sqrt{0.71We^{1.12} - 2.4We^{0.56} + 6.8}}{2} \right)$ $\left(\phi_2 = \frac{1.4 - 0.84We^{0.56} + \sqrt{0.71We^{1.12} - 2.4We^{0.56} + 6.8}}{2} \right)$

Fig.5.7 に種々の条件における拡がり径の変化を示す。 $X = 0$ においては、液滴の拡がり径は衝突前の液滴径とほぼ同等である。 X の増加に伴い、拡がり径は拡大し、 $X \doteq 1$ [mm] で最大値として約 1.3mm となり、その後減少した。そして、 $X \doteq 3$ [mm] において、液滴は固体面上から離脱した。

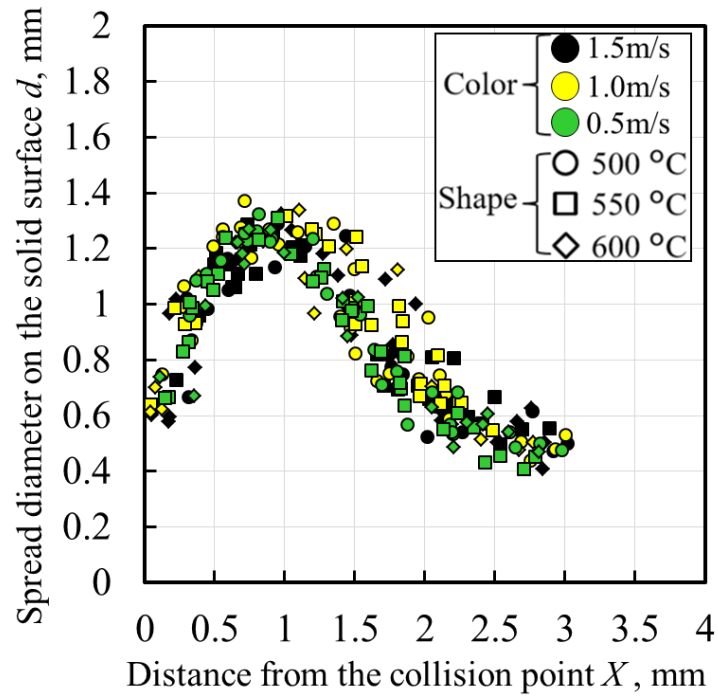


Fig.5.7. Spread diameter of the droplet on the solid surface after collision at the distance, X , from the collision point.

ここで、液滴が衝突前の水平方向速度成分 $\bar{V} \sin \theta$ ($\doteq 1.7 \text{ m/s}$) の一定速度で固体面上をすべり移動していると仮定した場合、液滴が衝突して離脱するまでの時間（滞留時間） t_r は、約 1.7 ms となる。したがって、無次元滞留時間 τ_r は、

$$\tau_r = \frac{t_r (\bar{V} \cos \theta)}{\bar{D}} \quad (5.10)$$

から求めることができる。本実験で得られた最大液滴拡がり径 d_{\max} と無次元滞留時間 τ_r を Table 5.2 に示す各実験式による推定結果と比較した結果を Table 5.3 に示す。なお、本実験における We 数は、約 18 である。実験結果と推定結果は良好に一致した。したがって、固体面温度が大きく、液滴の合体がない条件においては、静止高温固体面へ衝突する単一液滴のダイナミクスとほぼ同等とみなしてもよく、固体面の移動は液滴の水平移動量を粘性摩擦応力により減少させるのみであるといえる。

Table 5.3. Comparison of present results and formulae obtained by the experiments using single droplet collisions at static hot solid.

Maximum spreading diameter, d_{\max}/\bar{D} , at $We=18$		
formulae	Hatta et al. ⁵⁾	1.78
	Ueda et al. ⁶⁾	1.95
	Akao et al. ⁷⁾	1.89
	Araki and Moriyama ⁸⁾	1.98
results	$V_s = 1.5$ m/s	1.94 (0.13)
	$V_s = 1.0$ m/s	2.01 (0.13)
	$V_s = 0.5$ m/s	1.94 (0.13)
Residence time, τ_r , at $We=18$		
formulae	Hatta et al. ⁵⁾	3.64
	Ueda et al. ⁶⁾	3.30
results	$V_s = 1.5$ m/s	3.71 (0.25)
	$V_s = 1.0$ m/s	3.69 (0.25)
	$V_s = 0.5$ m/s	3.66 (0.24)

Values in parentheses indicate standard deviation

5.3.4. 液滴同士の干渉/ 非干渉の理論条件

5.3.3 で得られた知見を利用し、液滴同士の干渉が発生する条件を理論的に求めた。簡単のため、液滴と固体面間に安定した蒸気膜が形成される条件、かつ、液滴の水平速度成分と固体面の移動速度が近く、相対速度影響が小さな条件を考慮した。まず、2つの連続する液滴が固体面に衝突する時間サイクルは、 \bar{L}/\bar{V} である。次に、液滴は固体面上を変形しながら、一定速度 $\bar{V}\sin\theta$ で座標系 X を移動するため、時間サイクル間に移動する液滴の距離は $\bar{L}\sin\theta$ である。衝突点で液滴と液滴の干渉が起こらないようにするためには、衝突後の液滴が最大に広がった際の半径 $d_{\max}/2$ と衝突前の液滴の半径 $\bar{D}/2$ を合わせた距離と時間サイクル間の液滴間距離 \bar{L} との間に、

$$\frac{1}{2}d_{\max} + \frac{1}{2}\bar{D} < \bar{L}\sin\theta \quad (5.11)$$

が成立する必要がある。そこで、液滴同士が干渉しない条件では、 d_{\max} に単一液滴衝突における最大拡がり径の実験式を適用できることから、Table 5.3 より比較的良好に一

致した Ueda ら⁶⁾ の式を用いることで、式 (5.11) は、

$$0.87 \sqrt{\frac{\rho(\bar{V} \cos \theta)^2 \bar{D}}{6\sigma} + 2} + 1 < \frac{2\bar{L} \sin \theta}{\bar{D}} \quad (5.12)$$

となる．本理論の妥当性検証のため、傾斜角度を臨界角度近傍で変化させた実験を行った．具体的には、固体側は表面温度を 600°C、移動速度を 1.5 m/s とし、流体側は $(Q, \bar{D}, \bar{V}, \bar{L}) = (1.67 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}, 0.64 \text{ mm}, 2.2 \text{ m/s}, 1.91 \text{ mm})$ で密度 $\rho = 1.0 \times 10^3 \text{ [kg/m}^3]$ 、表面張力 $\sigma = 0.0728 \text{ [N/m]}$ とした場合における臨界角度 $\theta_c = 34 \text{ [}^\circ]$ の条件で傾斜角度を 32°, 35°とした場合である．その実験結果を Fig.5.8 に示す．臨界角度よりも小さい場合は液滴の干渉が発生したが、臨界角度よりも大きな場合は液滴の干渉は発生しなかった．本理論式に相対速度の影響や固体面温度の影響を加えることにより、より広範囲の実験条件で液滴同士の干渉、非干渉を予測することができると期待される．

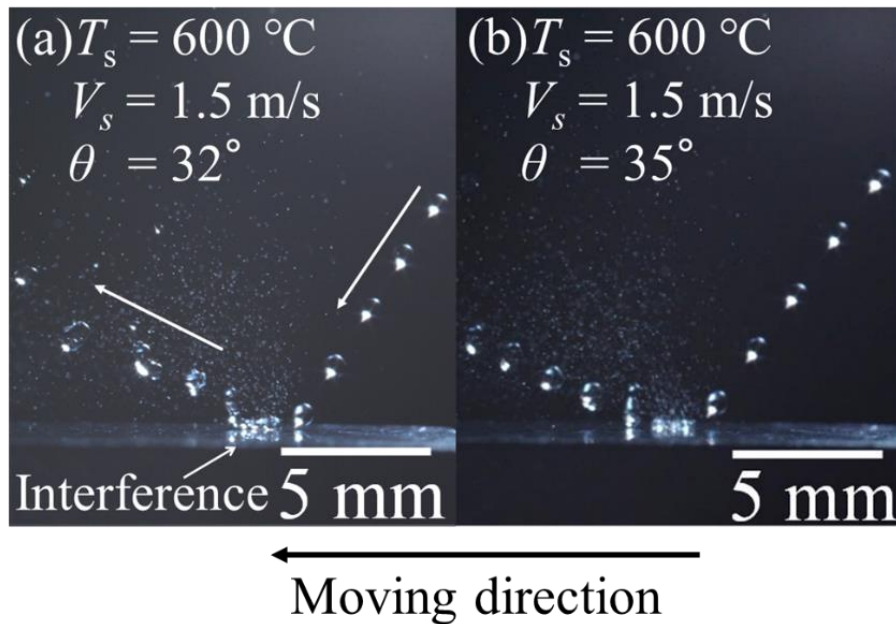


Fig.5.8. Results of comparison with/without inter-droplet interaction.

5.4. 小括

スプレー冷却の熱伝達特性を解明するための基礎検討として、移動する高温固体面へ液滴列が傾斜衝突する際の相互作用を明確化することを目的に、本報では固体面と液滴

間に蒸気膜が安定形成される温度以上の移動する高温固体面に水液滴列を垂直および傾斜衝突させた可視化実験を行い，以下の知見を得た．

- (1) 垂直衝突 ($\theta = 0^\circ$) では，本実験範囲では液滴同士の干渉（合体）を避けることはできなかった．ただし，移動速度の増加に伴い，合体により形成される液塊の大きさが減少した．これは，固体面－蒸気間の粘性壁摩擦が増大するためと推定した．
- (2) 傾斜衝突 ($\theta = 50^\circ$) では，液滴同士の干渉が発生せず，液滴列の個々の液滴が独立して固体面に衝突して離脱した．移動速度が 0.5 m/s の方が 1.5 m/s と比べて，液滴の衝突前後における液滴間水平距離は減少した．これに関し，液滴と固体面の相対速度に着目し，移動速度 0.5 m/s の方が，相対速度が大きくなり，粘性壁摩擦による水平方向の運動量減衰が発生したためと考えた．
- (3) 静止高温固体面へ衝突する液滴の衝突ダイナミクスとの差異を明確にするため，最大拡がり径と固体面上での滞留時間を，他の研究者が提案する実験式による推定結果と比較した．その結果，本実験結果と推定結果は良好に一致し，蒸気膜が形成される固体面温度で，液滴同士の干渉が発生しない場合，移動高温固体面へ傾斜衝突する液滴のダイナミクスは静止高温固体面へ垂直衝突する単一液滴のダイナミクスと同等とみなしてよいということが分かった．
- (4) 蒸気膜が形成される温度条件下で液滴同士が干渉しない状況下では，静止高温固体面へ垂直衝突する単一液滴のダイナミクスと同等であるという知見を利用し，相対速度の影響が小さく，蒸気膜が形成される温度条件で適用可能な傾斜衝突する液滴同士の干渉発生に関する理論的な条件式を構築した．その条件式から得られる臨界傾斜角前後で検証し，条件式の妥当性を示した．

参考文献

- 1) G. Liang and I. Mudawar: *Int. J. Heat Mass Transf.*, **106** (2017), 103.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.10.031>
- 2) H. Fujimoto, S. Yoshimoto, K. Takahashi, T. Hama and H. Takuda: *Exp. Therm. Fluid*

- Sci.*, 81 (2017), 136. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.10.009>
- 3) J. H. Lienhard: *Chem. Eng. Sci.*, 31 (1976), 847. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(76\)80063-2](https://doi.org/10.1016/0009-2509(76)80063-2)
 - 4) E. R. G. Eckert and R. M. Drake: *Analysis of Heat and Mass Transfer*, McGraw-Hill, New York, (1972), 158.
 - 5) N. Hatta, H. Fujimoto, K. Kinoshita and H. Takuda: *J. Fluids Eng.*, 119 (1997), 692. <https://doi.org/10.1115/1.2819300>
 - 6) T. Ueda, T. Enomoto and M. Kanetsuki: *Bull. JSME*, 22 (1979), 724. <https://doi.org/10.1299/jsme1958.22.724>
 - 7) F. Akao, K. Araki, S. Mori and A. Moriyama: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, 20 (1980), 737. <https://doi.org/10.2355/isijinternational1966.20.737>
 - 8) K. Araki and A. Moriyama: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, 21 (1981), 583. <https://doi.org/10.2355/isijinternational1966.21.583>
 - 9) K. Tatebe, Y. Shioiri, S. Fujita and H. Fujimoto: *Tetsu-to-Hagané*, 107(2021), 128 (in Japanese). <https://doi.org/10.2355/tetsutohagane.TETSU-2020-091> and *ISIJ Int.*, 62(2022), 542. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2021-427>

6. 移動高温固体へ傾斜衝突する液滴列の流動特性および熱伝達特性⁷⁾

6.1. 緒言

第5章より、液滴列が固体面に垂直衝突すると、液滴同士の合体が発生し、固体面に滞留するが、水噴流同様に傾斜衝突させれば固体面から離散的に離脱する条件があることが分かった。本章では、液滴列の固体面への入射方向ベクトルをさらに変化させた実験を行い、離散的に離脱する条件を探索した。その結果を踏まえ、提案した熱伝達評価手法を、スプレー冷却を理想化した非定常な冷却問題に適用できる可能性を検討した。

本研究では、移動する500°Cに加熱した長方形形状のステンレス鋼(SUS303)の固体に、液温が約20°C、液滴径が0.69 mm、衝突速度が2.2 m/s、液滴間の間隔が2.23 mmの液滴列を傾斜角度50°で衝突させ、流動可視化と表面温度測定の同時測定により、流動特性および熱伝達特性を調査した。その際、液滴列の噴射方向の固体面に水平な方向の成分と固体の移動方向がなすねじり角 φ を変化し、液滴列の固体面への入射方向ベクトルを変化させた。提案した厚鋼板での衝突領域の熱伝達評価手法を適用し、固体の移動速度や液滴列の入射方向ベクトルが冷却特性に与える影響を調査するとともに、液滴列衝突による熱伝達量の定量化を試みた。

6.2. 実験

6.2.1. 実験装置

Fig.6.1 に実験装置の模式図を示す。実験装置は、液滴列生成装置、リニアアクチュエータ上に設置された高温移動固体、流動および温度の測定装置で構成される。

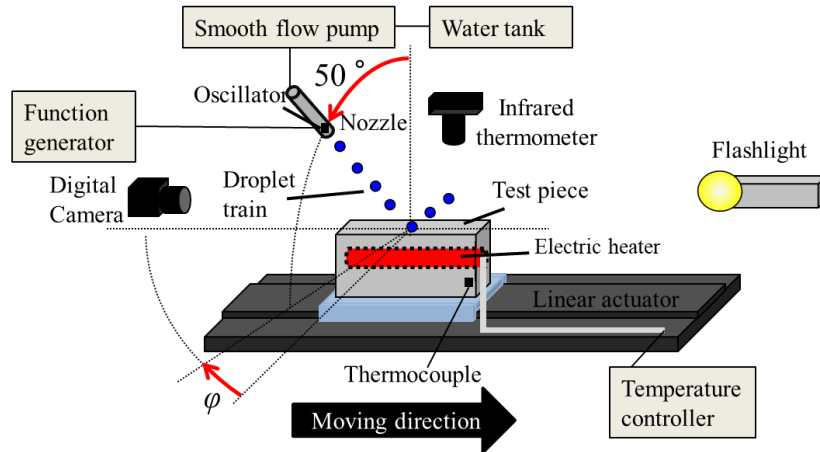


Fig.6.1. Schematic of experimental apparatus.

液滴列生成装置は第5章と同様に、脈動の小さい定量ポンプから送られる体積流量 $Q = 10 \text{ mL/min}$ の精製水を、内径 0.31 mm のスピーカコイルが接着されたシリンジ針からシグナルジェネレータによる信号周期で振動させながら噴射させることで作成した。液滴列の噴射方向に関して、第5章ではシリンジ針先端からの延長線と固体面からの法線がなす衝突角 50° で、固体の移動方向にのみ噴射していたが、今回はねじりを加えた。具体的には、液滴列の噴射方向の固体面に水平な方向の成分と固体の幅方向がなすねじり角 ϕ [°]で噴射した。これにより、液滴列衝突後に本論文で提案する厚鋼板での衝突領域の熱伝達評価手法が適用可能な乾き面を作成できるとともに、第5章では検討できていなかった液滴の固体の幅方向の速度成分の影響を調査可能となった。作成した液滴列の平均液滴速度 \bar{V} 、平均液滴径 \bar{D} 、平均液滴間距離 \bar{L} 、液滴列の衝突間隔 t_d を次のように求めた。平均液滴速度 \bar{V} は、シリンジ針先端から吐出される水量を、シリンジ針の吐出部の断面積で除した値とほぼ一致し、平均液滴速度 \bar{V} 、平均液滴径 \bar{D} 、平均液滴間距離 \bar{L} の間には

$$\bar{V} = \frac{6Q\bar{L}}{\pi\bar{D}^3} \quad (6.1)$$

が成り立つことが分かっている。平均液滴速度 \bar{V} は体積流量から約 2.2 m/s であるため、平均液滴径 \bar{D} 、平均液滴間距離 \bar{L} のどちらかが分かれば、もう片方が一意に決まる。6.2.2で説明する撮影方法では、平均液滴径 \bar{D} 、平均液滴間距離 \bar{L} どちらも測定可能であるが、

平均液滴径 \bar{D} は、個々の液滴の形状変動や液滴の自由界面がぼやけることによる測定誤差が大きい。そこで、液滴間距離を測定し、平均液滴間距離 \bar{L} を求めることにした。これは、水をシリンジ針より吐出して液滴に分裂させた際に、液滴列の液滴間距離が等間隔になるように工夫しており、液滴間距離のばらつきは小さいと考えられるためである。具体的には、ねじり角 φ によって、液滴列が変化しないことを確認し、6.2.2 で詳細に述べるバックライト法によるねじり角 $\varphi = 0^\circ$ の撮影結果を直接測定し、それらの結果の平均値を求めた。その結果、平均液滴間距離 \bar{L} は約 2.23 mm で、標準偏差は約 0.03 mm であった。したがって、その際の平均液滴径 \bar{D} は式(6.1)より 0.69 mm であった。なお、衝突間隔 t_d は \bar{L}/\bar{V} で求められ、約 1 ms であった。また、代表速度に液滴の鉛直方向平均速度 $\bar{V} \cos 50^\circ$ 、代表長さに平均液滴径 \bar{D} 、表面張力 $\sigma = 0.0728$ N/m、密度 $\rho = 1000$ kg/m³を用いたウェーバー数 $We = \rho \bar{D} (\bar{V} \cos 50^\circ)^2 / \sigma$ は約 19 であった。

高温固体は、カートリッジヒータを内蔵した加熱金属体 および温度コントローラで構成される。加熱金属体の形状は長さ 150 mm × 幅 15 mm × 高さ 30 mm の直方体で、材料は SUS303 である。その加熱金属体表面は、高放射率の AlTiN 層が成膜されており、その表面の算術平均粗さは、0.3 μm で母材の固体とほぼ同等で、成膜厚さは約 2 ~ 3 μm であった。熱物性に関しては、本試験材の直接測定は困難であった。しかしながら、窒化チタン系のコーティングの 300 K における熱拡散率は約 3.3 mm²/s¹⁾で、同温度で SUS303 と物性の近い SUS304 は 4.07 mm²/s²⁾であることから、ほぼ同等であると考えられる。加熱金属体の温度は、加熱金属体に埋め込んだフランジ付きカートリッジヒータを PID 制御コントローラおよび温度制御用熱電対（素線径 0.3 mm の K 型熱電対）で管理した。本論文では、安定した蒸気膜が生成すると予想される温度よりも十分高温の条件として、500°C とした。第 4 章の水噴流の測定で用いた赤外線サーモグラフィでは、測定分解能は 52 μm と非常に小さいことが特徴だが、積分時間が約 10 ms と液滴列の衝突間隔 t_d よりも大きく、離散的な温度降下部を測定できない。そこで、積分時間が非常に小さい赤外線サーモグラフィを使用した。その赤外線サーモグラフィの詳細は、6.2.2 で述べる。AlTiN 膜の放射率に関しては、放射率 0.94 の黒体塗料を固体表面に部分的に塗布し、実

験ごとに同定した。

加熱金属体は、リニアアクチュエータ上に設置される。加熱金属体は、初期状態においてはアクチュエータの端に静置されており、実験開始信号により静止状態から加速し、一定速度に保持されて試験区間を通過し、減速して停止する。本実験では、移動速度 V_s は $0.25 \text{ m/s} \sim 1.5 \text{ m/s}$ の範囲で変化させた。

6.2.2. 流動および温度の測定方法

測定装置は、流動観察用の高速度カメラ、表面温度測定用のサーモグラフィ、ストロボ光源、各種装置の制御装置で構成される。高速度カメラとストロボ光源(キセノンフラッシュ)は、加熱金属体と同一線上に配置した。サーモグラフィは液滴列衝突点の上方に設置した。撮影方法は次の通りである。まず、発光時間が $2 \mu\text{s}$ 以下のストロボを高速度カメラから出力された同期信号により動作させた。その際、シャッター速度を開放、絞り値を 2.8 に設定し、暗所にて撮影することで、Fig.6.2 に示すようなストロボ発光時のみ液滴が露光した画像が得られる。また、液滴列はわずかな条件変化で不安定になるため、高速度カメラの同期信号をサーモグラフィにも入力し、ストロボ発光後に温度測定を開始するようにし、液滴列の衝突条件を試行ごとに確認しながら Fig.6.3 に示す表面温度分布を得られるようにした。なお、ストロボ発光の有無によって、温度測定結果に影響を及ぼさないことはいくつかの予備実験で確認している。

高速度カメラとサーモグラフィの性能は次の通りである。まず、高速度カメラに関しては、フレームレートは 60 fps 、画素数は 2560×2048 ピクセルである。高速度カメラと液滴列衝突点間の距離が約 450 mm で、視野が $69.4 \text{ mm} \times 52.1 \text{ mm}$ なので、1 ピクセルは約 $30 \mu\text{m}$ である。これに関しては、液滴列衝突点に、長さが既知の球を置き、暗所にて撮影して、長さ と ピクセル数の関係を測定し、その大きさであることを確認した。次に、サーモグラフィに関しては、検出器が測定波長 $0.9 \sim 1.7 \mu\text{m}$ の量子型センサーで、そのセンサーの積分時間は約 $100 \mu\text{s}$ と液滴列の衝突間隔 t_d よりも小さい。空間分解能は、 $0.4 \text{ mrad} \pm 5 \%$ 、画素数は、 320×240 ピクセルであり、サーモグラフィの

レンズ先端から加熱金属体表面間の距離は約 500 mm であるため、1 ピクセルは約 0.2 mm である。これに関しては、Fig.6.3 に示す熱画像の加熱金属体の幅とピクセル数の関係を測定し、その大きさであることを確認した。温度測定精度に関しては、指示温度の $\pm 4\%$ 以内である。フレームレートに関しては、高速度カメラとの同期撮影のため、60 fps に設定した。

6.3. 結果と考察

6.3.1. 移動高温固体へ傾斜衝突する液滴列の衝突変形反発挙動

Fig.6.2 に各ねじり角 φ における可視化結果を示す。移動速度 V_s を 1.5 m/s で、ねじり角 φ を $-30^\circ \sim 60^\circ$ の範囲で変化させた。液滴列の水温 T_l は約 25°C であった。なお、ねじり角 $\varphi = 0^\circ$ 以外の条件で、液滴間距離が異なるように見える点に関しては、本実験はねじり角 $\varphi = 0^\circ$ に垂直な方向から可視化しているためである。それに伴い、ねじり角 $\varphi = 0^\circ$ 以外の条件で液滴形状がぼやけているが、これは焦点を衝突点に合わせているためである。液滴は画像左手より高温固体面に衝突し、高温固体面上で形状を球形から円盤状に変化させながら滑った。その後、円盤状に薄く広がった液滴は、表面張力により収縮して再び球形に戻る過程で高温固体面上から反発し、画像右手に向かって離脱した。また、衝突点において、液滴列は干渉せず、個々の液滴が独立に衝突、変形、反発していることが分かる。これは、第 5 章のねじり角 $\varphi = 90^\circ$ の結果と同様であり、ねじり角によって衝突反発挙動に大きな違いはなかった。

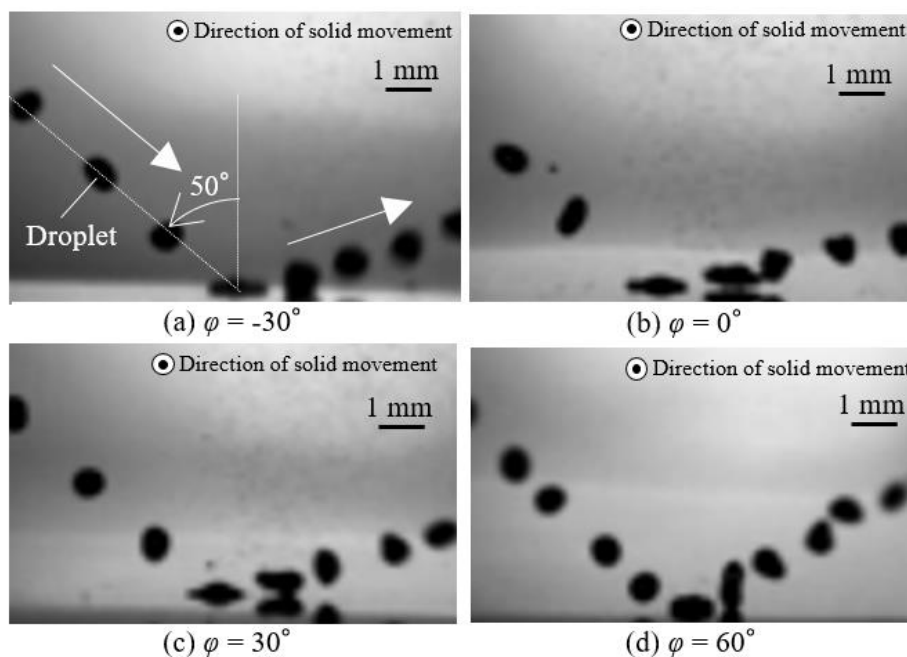


Fig.6.2. Flow visualization results for varying torsional angle, φ , at $V_s = 1.5$ m/s: (a) $\varphi = -30^\circ$, (b) $\varphi = 0^\circ$, (c) $\varphi = 30^\circ$, (d) $\varphi = 60^\circ$.

6.3.2. 移動高温固体へ傾斜衝突する液滴列が形成する温度分布

Fig.6.3 は、移動する高温固体へ液滴列を衝突させた際における表面温度分布である。移動速度 V_s を $0.25 \sim 1.5$ m/s の範囲で、ねじり角 φ を $-30^\circ \sim 60^\circ$ の範囲で変化させた。液滴列の水温 T_l は約 25°C であった。温度降下量を視覚的に把握するため、温度表示幅は 50°C で統一した。表面温度分布において、下部から上部に向かって形成されている離散的な低温部が液滴列である。また、固体面中央に形成された大きく温度降下している領域が、液滴が衝突している領域であり、それより下流側に伸び、徐々に温度上昇している領域が、液滴列によって冷却された領域が固体面の移動で運ばれながら周囲からの熱供給で復熱している領域である。

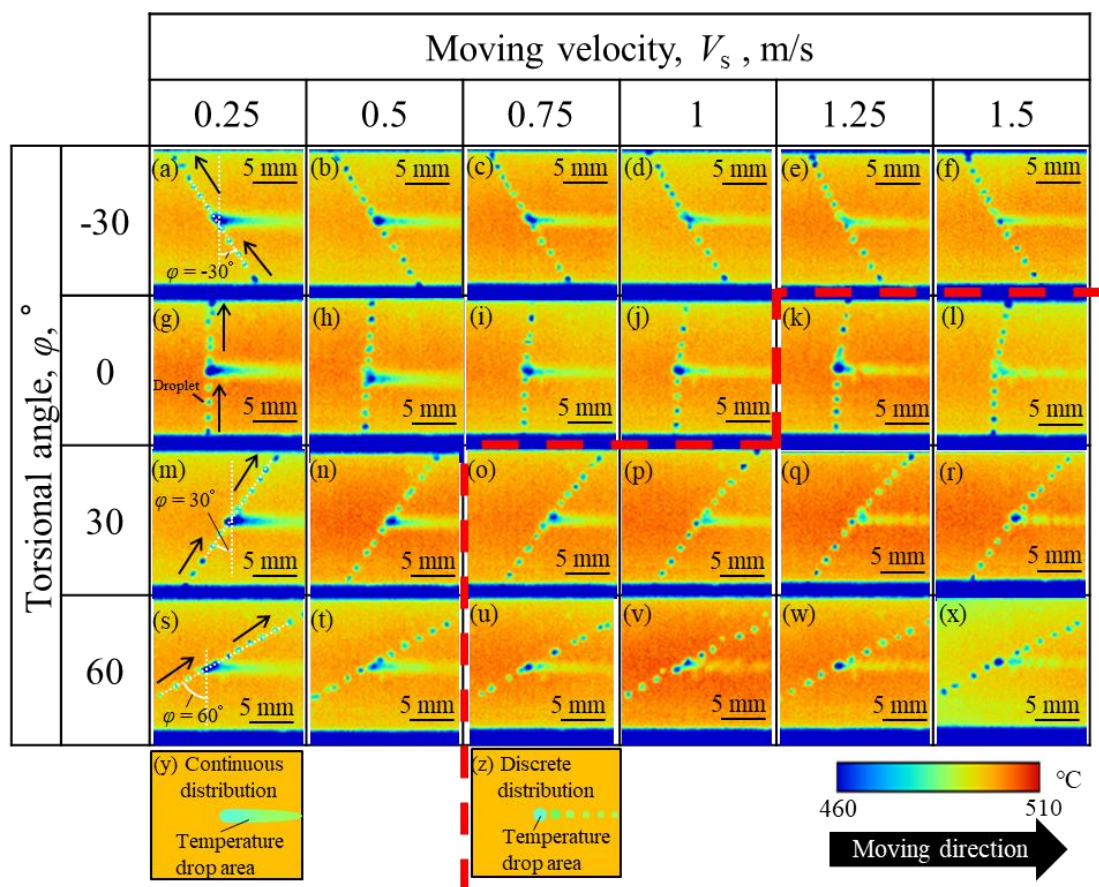


Fig.6.3. Surface temperature measurement results with varying torsional angle, φ , and moving velocity, V_s .

まず、液滴列の衝突前後の液滴の飛翔方向に着目すると、固体の移動方向にそれほど変化することなく、ほぼ直線的に飛翔していることが分かる。したがって、固液界面が膜沸騰状態と考えられる温度条件においては、固液間の粘性摩擦が小さく、液滴はほぼ固体面上を滑っていると考えられる。これは、第5章の結果と同様であり、液滴と固体間に蒸気膜が存在し、その蒸気の粘度が水の粘度に比べて非常に小さいことによって、蒸気と固体間に働く粘性摩擦応力が小さいためである。この温度分布の結果からも、可視化結果と同様に、第5章と同様の衝突反発挙動を示していることが分かる。したがって、粘性摩擦応力がほぼ働かないと仮定して提案した第5章で示した液滴同士の干渉の発生条件は、ねじり角を付けた条件でも成立すると考えられる。

次に、Fig.6.3 の温度分布を主観的であるが、2 つの特徴で場合分けをした。1 つ目は、Fig.6.3(a)や Fig.6.3(t)のような Fig.6.3(y)の模式図が示す液滴衝突後に固体の移動方向に連続して緩やかに変化する温度低下部が形成されるものである。液滴は離散的に供給されているので、個々の液滴が冷却した領域が重なったために生じたと考えられる。2 つ目は、Fig.6.3(k)や Fig.6.3(x)のような Fig.6.3(z)の模式図が示す液滴衝突後に固体の移動方向に高温部と低温部がまだらに存在する離散的な温度分布が形成されるものである。これは、個々の液滴によって冷却された領域が独立し、重ならなかったために生じたと考えられる。以上のようにより、液滴列の衝突、反発挙動はねじり角や移動速度によらず同等にもかかわらず、得られた表面温度分布に違いが生じた。本論文では、便宜的に前者のような温度分布が得られる条件をオーバーラップ条件、後者のような温度分布が得られる条件を離散分布条件と呼ぶこととし、その発生メカニズムに関して 6.3.3 で考察した。

6.3.3. 温度降下域のオーバーラップ条件と離散分布条件の発生メカニズム

オーバーラップ条件と離散分布条件の違いは、液滴列の衝突間隔と固体の移動の相互作用によるものと考えられる。すなわち、連続する 2 液滴の衝突を考えた際、1 つ目の液滴が形成した温度降下域に、2 つ目の液滴が形成する温度降下域が重なるかどうかで決まると考えられる。そこで、液滴の移動、液滴の衝突変形挙動、および固体の移動を考慮した簡易な力学モデルで、ある固体面の幅方向位置での連続する 2 液滴の接触位置を推定するモデルを構築し、オーバーラップ条件と離散分布条件の発生メカニズムを考察した。

まず、固体面上に液滴が衝突開始した位置を原点とした x - y 平面において、任意の時刻 t における液滴の位置と接触範囲を予測するモデルを構築した。そのモデルのイメージを Fig.6.4 に示す。

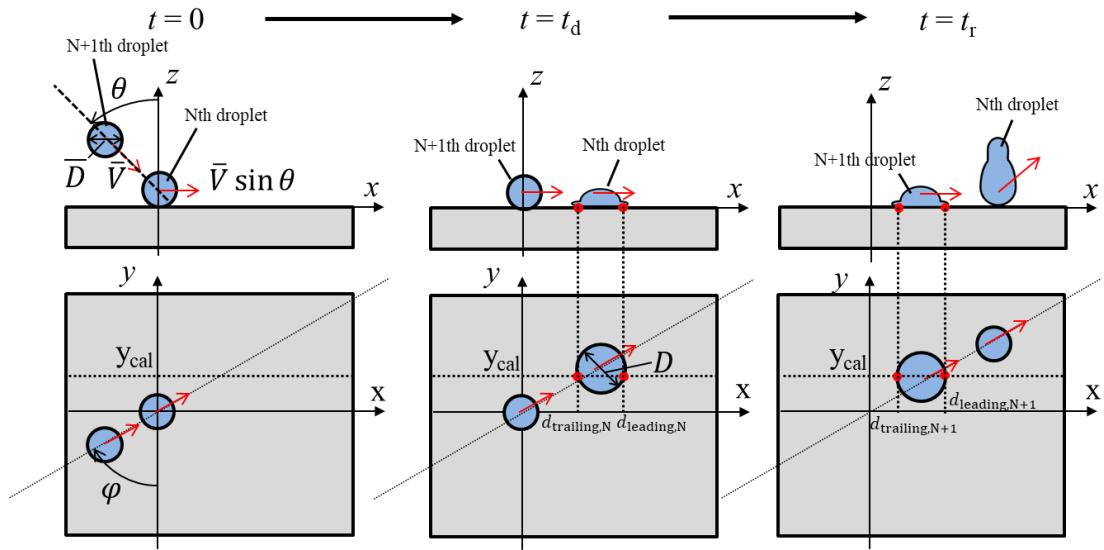


Fig.6.4. Simplified dynamics model.

N 個目の液滴が固体面に衝突し、その液滴が固体面上から離脱するまでの時間 t_r までを考える。傾斜角 θ 、ねじり角 φ で傾斜して衝突した液滴列は液滴の衝突速度の固体面に水平な方向の成分 $\bar{V} \sin \theta$ で変形しながら滑っていると考えられる。これは、6.3.1 および 6.3.2 より固液界面が膜沸騰状態である温度条件では、液滴は移動固体との粘性摩擦をほとんど受けずに固体面上から離脱しているためである。その固体面上における液滴の変形は軸対称変形であることが第 5 章から分かっている。したがって、ある時刻 t での液滴の中心位置と固体との接触線は、

$$(x - \bar{V} \sin \theta \sin \varphi t)^2 + (y - \bar{V} \sin \theta \cos \varphi t)^2 = D(t)^2/4 \quad (6.2)$$

となる。ここで、液滴の接触範囲の時間変化である $D(t)$ に関し、本実験から測定することができないため、静止固体への単一液滴衝突の変形挙動の他の研究者の実験結果から与えることにした。具体的には、固体面温度が 500°C と同等で、液滴径および固体面に鉛直な方向の液滴衝突速度が本実験と同等の Hatta et al. の実験結果³⁾ であれば、本実験における液滴の拡がり径の時間変化はほぼ同様と考え、Hatta et al. の実験結果を

$$\frac{D(t)}{\bar{D}} = K_1 + \frac{(1 + \exp(-K_3 * K_5)) \left(-K_1 - \frac{K_2 - K_1}{1 + \exp(K_4 * K_6)} \right)}{1 + \exp\left(K_3 \left(\frac{\bar{V} \cos \theta t}{\bar{D}} - K_5 \right)\right)} + \frac{(K_2 - K_1)}{1 + \exp\left(K_4 \left(K_6 - \frac{\bar{V} \cos \theta t}{\bar{D}} \right)\right)} \quad (6.3)$$

で近似した．式(6.3)は，液滴の拡がり径の時間変化の実験結果が，衝突直後が0で，その後急激に拡大し，最大値に達した後，ある大きさに漸近するように減少するという Hatta et al. の実験結果の特徴を表現している．ここで，Hatta et al.の実験では垂直衝突なので， $\theta = 0^\circ$ である．式(6.3)の各係数を，最大拡がり径 D_{max} と初期の液滴径 \bar{D} の比とウェーバー数 We を用いて回帰した結果， $K_1 = D_{max}/\bar{D}$ ， $K_2 = 0.81$ ， $K_3 = 39We^{-0.7}$ ， $K_4 = 3.6$ ， $K_5 = -4.8$ ， $K_6 = 0.56We^{0.45}$ となった．なお， D_{max}/\bar{D} に関しては，Hatta et al.が提案した実験式³⁾

$$\frac{D_{max}}{\bar{D}} = 0.093We^{0.74} + 1 \quad (6.4)$$

を用いることで，Fig.6.5(a) – (c)に示すように Hatta et al.の実験結果を概ね再現できた．なお，本論文と比較的近い条件としては，Fig.6.5(b)の $We = 20.1$ の結果である．ここで，Hatta et al.の実験では，液滴の拡がり径が最大となった後は，固体と液滴の接触位置ではなく，液滴の最大径を測定しているため，液滴が離脱する際に0となっていない．実際は，離脱する際に液滴と固体は点接触であるため，拡がり径は0である．そこで，本論文では最大液滴径に到達した後は，液滴が離脱する時間で0となるように一次関数で近似した．なお，液滴が衝突してから離脱するまでの時間 t_r に関しては，Hatta et al.の実験式³⁾

$$\frac{t_r}{\bar{D}/\bar{V} \cos \theta} = 1.25We^{0.37} \quad (6.5)$$

を用いた．その結果，本論文での液滴径の時間変化は，Fig.6.5(d)となる．液滴径の測定での課題で述べたように界面のぼやけの影響で固液の接触位置の判定が難しい点や衝突してから正確な時間が不明である点から正確な測定は困難であるが，大まかに拡がり径を比較するために測定した．その結果， D/\bar{D} は約 1.94，標準偏差は 0.077 であり，Fig.6.5(d)による最大拡がり径と同等で大きな相違はないことを確認した．

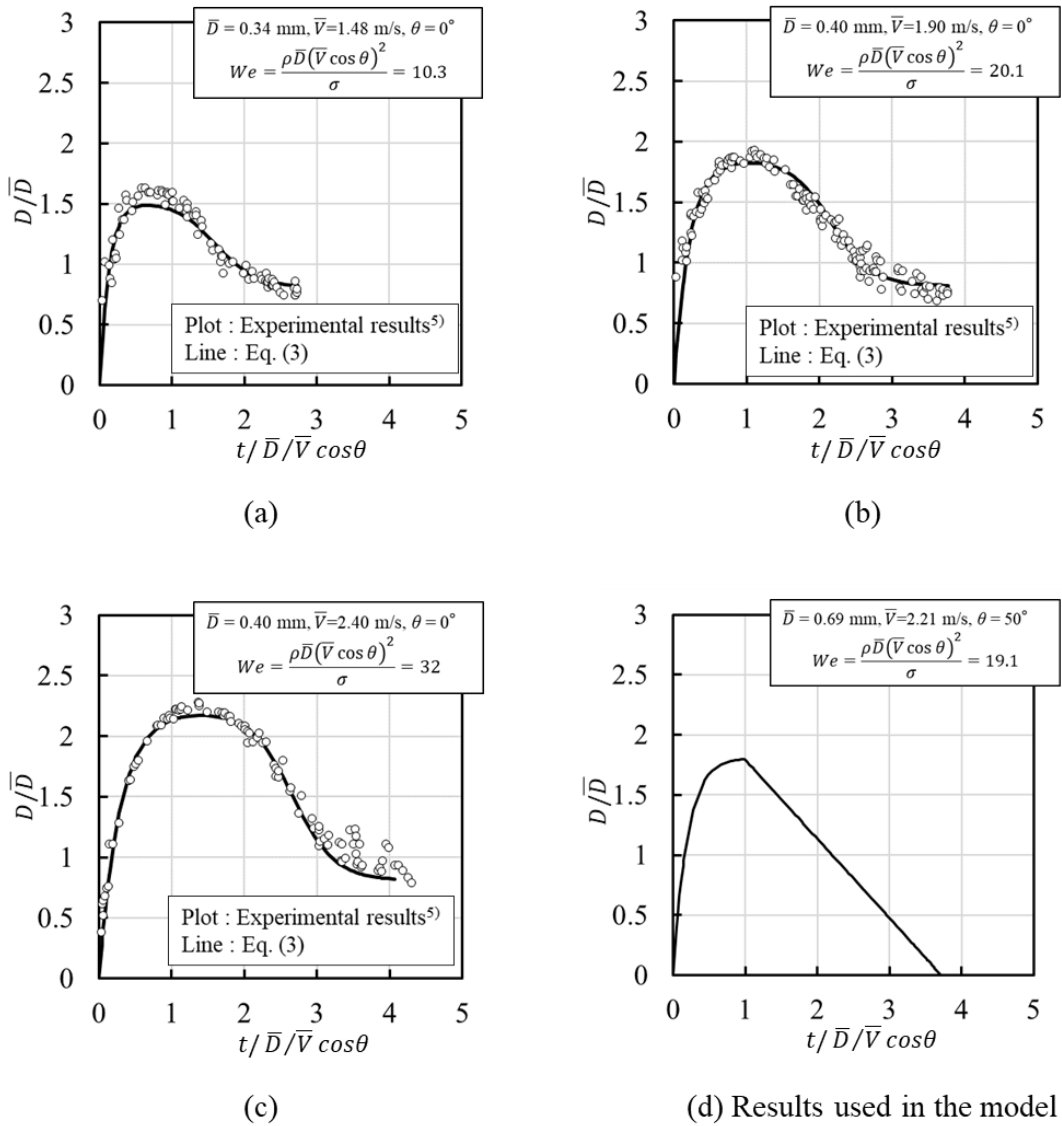


Fig.6.5. Approximate results for time variation of droplet contact area : (a) $We = 10.3$,
 (b) $We = 20.1$, (c) $We = 32$, (d) Results used in the model.

次に、固体面の移動による影響を考えるが、本実験での固体の移動は x 軸方向のみなので、固体面上のある幅方向位置 y_{cal} における液滴の接触範囲の時間変化が予測できれば、温度降下領域のオーバーラップ条件と離散分布条件を見出すことができると考えられる。位置 y_{cal} における液滴の接触範囲の x 座標位置の後方位置を $d_{trailing}(t)$ 、前方位置を $d_{leading}(t)$ とすると、式(6.2)より

$$d_{trailing}(t) = \bar{V} \sin \theta \sin \varphi t - \sqrt{\frac{D(t)^2}{4} - (y_{cal} - \bar{V} \sin \theta \cos \varphi t)^2} \quad (6.6)$$

$$d_{leading}(t) = \bar{V} \sin \theta \sin \varphi t + \sqrt{\frac{D(t)^2}{4} - (y_{cal} - \bar{V} \sin \theta \cos \varphi t)^2} \quad (6.7)$$

となり，式(6.3)–(6.5)を適用することで求めることができる．さらに，液滴列は衝突間隔 t_d で連続的に衝突するため，1 個目の液滴が衝突した時刻を $t=0$ s とした際の N 個目の液滴の接触位置は，

$$d_{trailing,N}(t) = \bar{V} \sin \theta \sin \varphi (t - (N - 1)t_d) - \sqrt{\frac{D(t)^2}{4} - (y_{cal} - \bar{V} \sin \theta \cos \varphi (t - (N - 1)t_d))^2} \quad (6.8)$$

$$d_{leading,N}(t) = \bar{V} \sin \theta \sin \varphi (t - (N - 1)t_d) + \sqrt{\frac{D(t)^2}{4} - (y_{cal} - \bar{V} \sin \theta \cos \varphi (t - (N - 1)t_d))^2} \quad (6.9)$$

となる．ただし，これは静止した固体面での液滴の接触範囲である．温度降下域を推定するには，過去に液滴が接触した位置が固体の移動に伴い移動する影響も考慮しなければならない．そこで，ある時刻 t における N 回目に衝突した液滴の温度降下域の後方位置 $x_{trailing,N}(t)$ と前方位置 $x_{leading,N}(t)$ を次のように考えた．まず，後方位置 $x_{trailing,N}(t)$ は液滴の接触範囲の後方位置 $d_{trailing,N}(t)$ と微小時間 Δt 秒前の温度降下域の後方位置が固体の移動に伴い移動した位置の小さいほうであるため，

$$x_{trailing,N}(t) = \text{Min} \left\{ \begin{array}{l} x_{trailing,N}(t - \Delta t) + V_s \Delta t \\ d_{trailing,N}(t) \end{array} \right. \quad (6.10)$$

となる．一方，前方位置 $x_{leading,N}(t)$ は液滴の接触範囲の前方位置 $d_{leading,N}(t)$ と Δt 秒前の温度降下域の前方位置が移動した位置の大きいほうであるため，

$$x_{leading,N}(t) = \text{Max} \left\{ \begin{array}{l} x_{leading,N}(t - \Delta t) + V_s \Delta t \\ d_{leading,N}(t) \end{array} \right. \quad (6.11)$$

となる．オーバーラップするか離散的になるかは N 個目の液滴が形成する温度降下域

の後方位置 $x_{trailing,N}(t)$ と $N + 1$ 個目の液滴が形成する温度降下域の前方位置 $x_{leading,N+1}(t)$ の大小関係で決まる。すなわち、時刻 t によらず $x_{trailing,N}(t) > x_{leading,N+1}(t)$ であれば、温度降下範囲が重ならず、常に離散的な温度分布が得られる離散分布条件となると考えられる。

本論文では、液滴径が最大に広がる位置で最も温度降下範囲が大きくなると考え、Fig.6.5 (d)より $\frac{\bar{V}\cos\theta t}{D} = 1$ となる時刻での Fig.6.4 に示す位置 $y_{cal} = \frac{\bar{V}\sin\theta \sin\phi D}{\bar{V}\cos\theta}$ で推定した。Fig.6.6 に示す連続する 2 液滴の温度降下範囲の時間変化を計算した結果より、連続する 2 液滴の温度降下範囲の重なるの有無を考察した。縦軸は、式(6.10)もしくは式(6.11)から計算される上記の位置 y_{cal} における各液滴の後方位置 $x_{trailing}$ と前方位置 $x_{leading}$ で、横軸は N 個目の液滴が衝突した時間からの経過時間である。また、 $dt = t_r/1000$ とした。なお、これ以上細分化しても計算結果は変わらないことを確認している。Fig.6.6(a) のねじり角 $\phi = 30^\circ$ 、移動速度 $V_s = 1.5$ m/s の結果が示すように温度降下領域が一切重ならず、常に離散的となる離散分布条件、Fig.6.6(b)のねじり角 $\phi = 0^\circ$ 、移動速度 $V_s = 1.5$ m/s の結果が示すように、 $N+1$ 個目の液滴が衝突した時刻ではオーバーラップしていないが、液滴の移動と拡がりによってオーバーラップする条件（以降、部分オーバーラップ条件と呼称）、Fig.6.6(c) のねじり角 $\phi = -30^\circ$ 、移動速度 $V_s = 0.5$ m/s の結果が示すように、 $N+1$ 個目の液滴が衝突した時刻でオーバーラップする条件（以降、常時オーバーラップ条件と呼称）が存在することが分かった。離散分布条件を○、部分オーバーラップ条件を△、常時オーバーラップ条件を×として、整理した結果を Table 6.1 に示す。移動速度が大きいほど離散分布になり、ねじり角が小さいほどオーバーラップしやすいことが分かる。

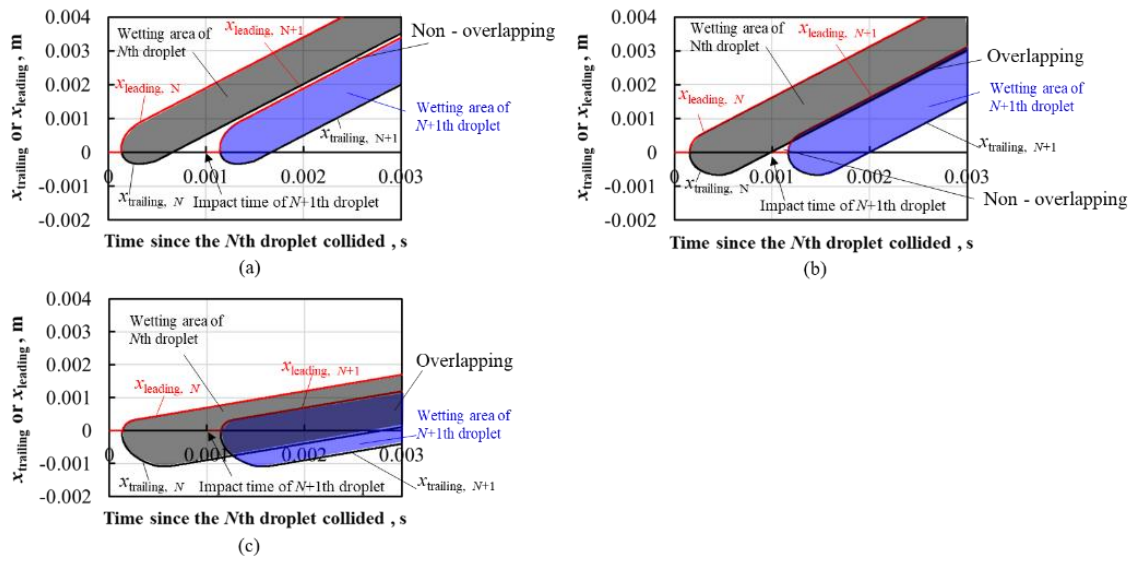


Fig.6.6. Prediction results using the model : (a) Example calculation for discrete distribution conditions $\varphi = 30^\circ$, $V_s = 1.5$ m/s, (b) Example calculation for partially overlapping conditions $\varphi = 0^\circ$, $V_s = 1.5$ m/s, (c) Example calculation for always overlapping conditions $\varphi = -30^\circ$, $V_s = 0.5$ m/s.

Table 6.1. Estimation results of interfering/non-interfering temperature distributions.

		Moving velocity , m/s					
		0.25	0.5	0.75	1	1.25	1.5
φ	-30°	×	×	×	×	×	×
	0°	×	×	×	×	△	△
	30°	×	△	△	△	△	○
	60°	×	△	△	△	△	○

× : always overlapping, △ : partially overlapping,
○ : discrete distribution

離散分布条件では急峻な凹凸の温度分布が液滴衝突後に形成されると予想される。

Fig.6.7(a) のねじり角 $\varphi = 30^\circ$, 移動速度 $V_s = 1.5$ m/s の図中に示す幅方向位置での長手

の温度分布より、最も低い温度を示した位置($x = 0$ m)より移動方向下流に温度分布の凹凸が確認できる。さらに、凸部の温度が初期温度に近いことが分かる。この結果から液滴によって冷却されなかった時間があることが示唆され、予測と概ね一致していると考えられる。一方、常時オーバーラップ条件に関しては、Fig.6.7(c) のねじり角 $\varphi = -30^\circ$ 、移動速度 $V_s = 0.5$ m/s の長手の温度分布より、常に離散的になる条件で見られた凹凸が確認できず、衝突後はゆるやかに連続的に温度増加している。これは、常に液滴が形成する温度降下域が重なっていると考えられ、予測と概ね一致していると考えられる。最後に、部分オーバーラップ条件に関しては、離散分布条件と常時オーバーラップ条件の重ね合わせの温度分布が得られると推定される。液滴列の間隔などの微小な変化で、常時オーバーラップ条件に近い結果や離散分布に近い結果が得られ、予測と一致する実験結果を得ることは難しいと考えられるが、Fig.6.7(b) のねじり角 $\varphi = 0^\circ$ 、移動速度 $V_s = 1.5$ m/s の長手の温度分布より、離散分布条件に比べると起伏が緩やかな凹凸が確認でき、概ね傾向は捉えられていると考えられる。

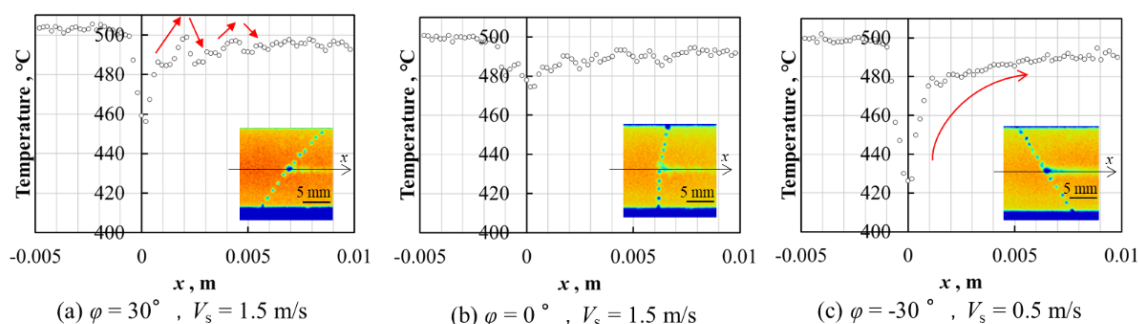


Fig.6.7. Longitudinal temperature distribution : (a) $\varphi = 30^\circ$, $V_s = 1.5$ m/s, (b) $\varphi = 0^\circ$, $V_s = 1.5$ m/s. (c) $\varphi = -30^\circ$, $V_s = 0.5$ m/s.

上述のように、液滴列は独立して衝突、反発しているにもかかわらず、温度分布がオーバーラップする条件と離散的になる条件を簡易な力学モデルで説明することができた。しかしながら、オーバーラップする条件と離散的になる条件で液滴の抜熱量に違いがあるかは不明である。そこで、その伝熱特性に関して、6.3.4で考察する。

6.3.4. 液滴列衝突部の熱伝達量の推定

まず、液滴が存在する範囲を固体のある1点が通過する時間と温度降下量を整理した。その通過時間に関しては次のように求めた。

ある幅位置 y_{cal} 上の1点 N 個目の液滴が存在する範囲を通過し始める時間に関して、固体の移動が x 軸の正方向であることから、液滴の接触範囲の後方位置が最も小さいときと考えた。その時刻と位置を t_{ini} , x_{ini} とすると、

$$x_{ini} = \text{Min}(d_{trailing,N}) = \bar{V} \sin \theta \sin \varphi t_{ini} - \sqrt{\frac{D(t)^2}{4} - (y_{cal} - \bar{V} \sin \theta \cos \varphi t_{ini})^2} \quad (6.12)$$

である。次に、濡れが最も大きくなる位置は、液滴の接触範囲の前方位置が最も大きいときと考えられ、その時間と位置を t_{end} , x_{end} とすると、

$$x_{end} = \text{Max}(d_{leading,N}) = \bar{V} \sin \theta \sin \varphi t_{end} + \sqrt{\frac{D(t)^2}{4} - (y_{cal} - \bar{V} \sin \theta \cos \varphi t_{end})^2} \quad (6.13)$$

である。したがって、ある幅位置 y_{cal} における固体面のある1点の位置 x_s の時間変化は、

$$x_s = V_s(t - t_{ini}) + x_{ini} \quad (6.14)$$

である。式(6.14)より、固体面のある1点が最大位置 $x_s = x_{end}$ に達する時刻 $t_{s,max}$ は、

$$t_{s,max} = t_{ini} + \frac{x_{end} - x_{ini}}{V_s} \quad (6.15)$$

となる。Fig.6.8 に計算例として、移動速度 $V_s = 0.25$ m/s, ねじり角 $\varphi = 60^\circ$ の結果を示す。曲線が式(6.8), (6.9)から計算される各液滴の接触範囲の前方位置と後方位置であり、直線が式(6.14)で計算される固体面のある1点の位置の時間変化である。

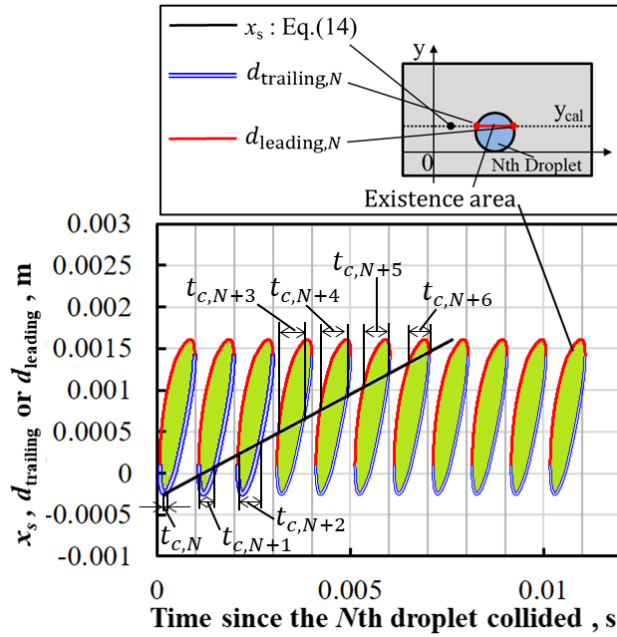


Fig.6.8. Example of calculating the trajectory of a point on a solid surface and the contact position of a droplet ($\varphi = 60^\circ$, $V_s = 0.25$ m/s).

液滴が存在する範囲を通過した時間は、固体のある 1 点が移動に伴い個々の液滴内を通過する時間を合計したものであるため、Fig.6.8 中に示す個々の液滴の曲線と直線の交点間の曲線内部の時間 $t_{c,i}$ を足し合わせたものが、固体面のある 1 点が移動に伴って液滴が存在する範囲を通過した総通過時間 $t_{c,total}$ である。したがって、最大接触回数を NC とすると、総通過時間 $t_{c,total}$ は、

$$t_{c,total} = \sum_{i=N}^{NC} t_{c,i} \quad (6.16)$$

となる。

本実験条件範囲における総通過時間 $t_{c,total}$ を計算した結果を Fig.6.9 に示す。移動速度の増加に伴い、反比例的に総通過時間 $t_{c,total}$ は減少する。ねじり角 φ によって、総通過時間 $t_{c,total}$ は変化し、ねじり角 φ が大きいほど総通過時間 $t_{c,total}$ はやや大きくなる。これは、固体の移動方向の速度成分が大きい方が、固体との相対速度が小さく、液滴が存在する範囲を通過するのに時間を要するためである。

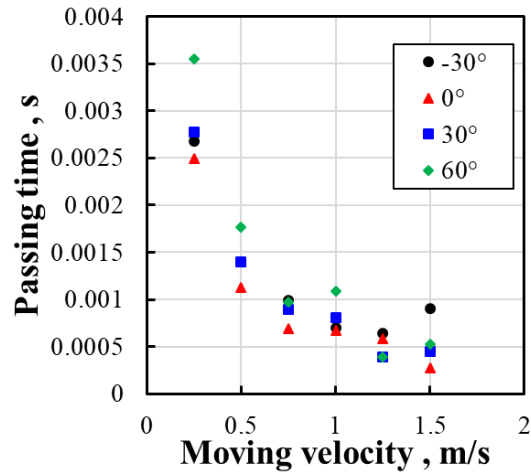


Fig.6.9. Relationship between passing time and moving velocity of solid with varying torsional angles.

この総通過時間 $t_{c,total}$ と Fig.6.7 の長手方向の温度分布における $x = -0.005$ m から $x = -0.002$ m を平均した初期温度と、原点から約 5 ms 後の温度との差で定義した温度降下量との関係を Fig.6.10 に示す。総通過時間 $t_{c,total}$ の増加に伴い、温度降下量は増加し、概ね線形に増加している。このことから、本実験条件では、個々の液滴が固体面上に滞在している間の時間に抜熱する量はほぼ一定であると予想される。

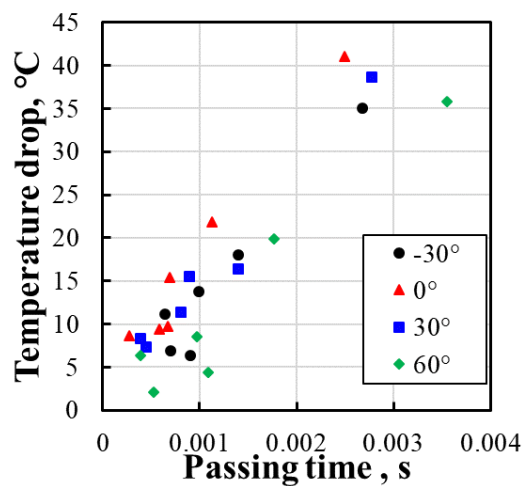


Fig.6.10. Relationship between passing time and temperature drop with varying torsional angles.

液滴の抜熱量を伝熱解析により推算した。手順としては、まず個々の液滴の温度降下量が実験で得られていると考えられる常に離散的な温度分布が条件で液滴接触領域の平均熱流束を求め、その平均熱流束を用いて、他の条件の温度分布を数値計算で再現できるか調査した。まず、第4章の水噴流の衝突領域熱伝達評価技術の解析モデルから z 方向の格子分割は変えずに、 xy 方向の格子分割に関して液滴衝突部周辺を密にした Fig.6.11 に示す伝熱モデルにおいて、 $(x, y, z) = (9 \text{ mm}, 0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ 位置を液滴列の衝突中心として、液滴を移動させながら、式(6.3)を用いて接触範囲を変形させ、その液滴の接触範囲の平均熱流束を試行錯誤的に変更し、離散衝突条件での実験結果と概ね一致する平均熱流束を同定した。なお、実験結果との比較を行う際、数値解析と実験結果における温度降下開始位置が概ね一致するように、実験結果の座標を調整した。

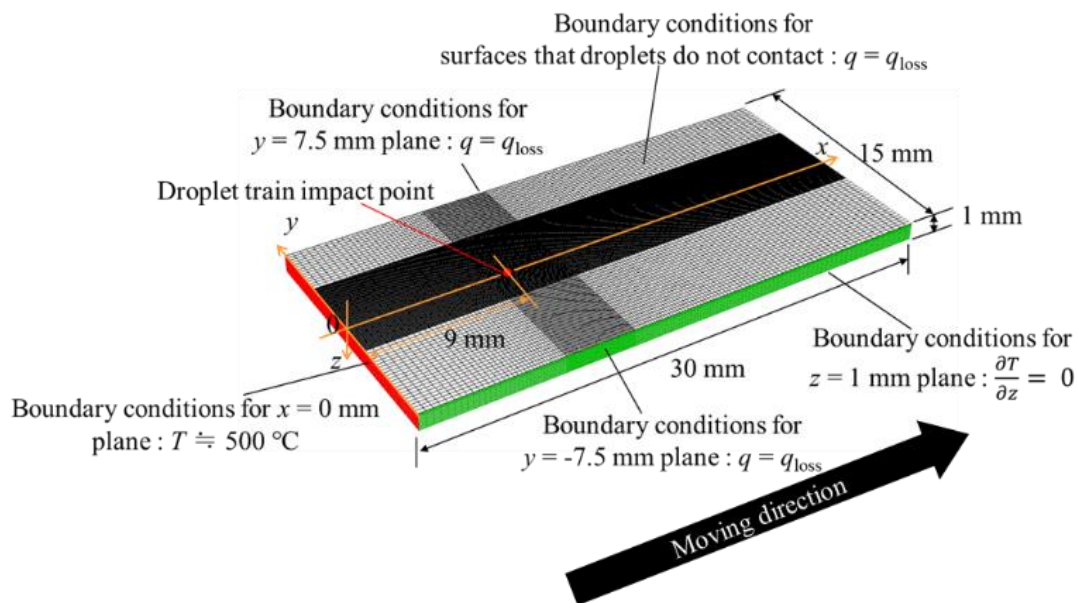


Fig.6.11. Schematic of the three-dimensional model and boundary conditions.

離散分布条件であるねじり角が 60° 、移動速度が 1.5 m/s の条件を計算した結果、平均熱流束を 12.5 MW/m^2 とすることで、Fig.6.12(a)に示すように $x = 0.0013 \text{ m}$ 位置の幅方向の温度分布が概ね一致した。その幅方向の温度分布で最も温度低下している位置として、 $y = 0.0007 \text{ m}$ 位置の長手方向の温度分布を比較した結果、Fig.6.12(b)に示すように凹凸の

温度分布を再現した。測定温度は、液滴の表面温度と固体面温度が混在している可能性があること、温度測定の時間と解析の時間が完全には一致しないこと、および測定機器の誤差などの影響で、完全には一致していないものの、同定した熱流束で概ね実験結果を再現できた。熱流束の大きさに関して、静止高温固体への単一液滴の衝突実験で測定した種々の報告から比較的本実験条件に近い報告と比較した。Gradeck et al.⁴⁾は液滴の拡がりや伝熱面温度を読み取って報告されている結果から熱流束を試算した結果、 $24 - 30 \text{ MW/m}^2$ 、G. Castanet et al.⁵⁾は液滴が接触している時間内の約 $500 \text{ }^\circ\text{C}$ での最大熱流束が $15 - 20 \text{ MW/m}^2$ 、H. Lee et al.⁶⁾は液滴温度が $40 \text{ }^\circ\text{C}$ とやや高いが液滴衝突時の平均熱流束が 4 MW/m^2 報告していることから、今回同定した平均熱流束の大きさの程度は概ね妥当と考えられる。しかしながら、熱流束の予測精度向上のためには、より高精度な赤外線サーモグラフィを使用するとともに、液滴列の衝突点をより正確に把握するため、より高分解能のものを使用することが必要と考えられる。最後に、その同定した平均熱流束を用いて、常時オーバーラップ条件を代表して、ねじり角が -30° 、移動速度 0.25 m/s の条件を、部分オーバーラップ条件を代表して、ねじり角が 60° 、移動速度 1.0 m/s の条件を数値解析した。Fig.6.12(c), (d)に示すように概ね実験結果を再現した。このことから、本実験のように液滴が独立して衝突、反発する条件では、個々の液滴が固体面上に存在する時間に奪う熱量はほぼ一定であり、液滴列の抜熱は個々の液滴の抜熱量の積算であるといえる。

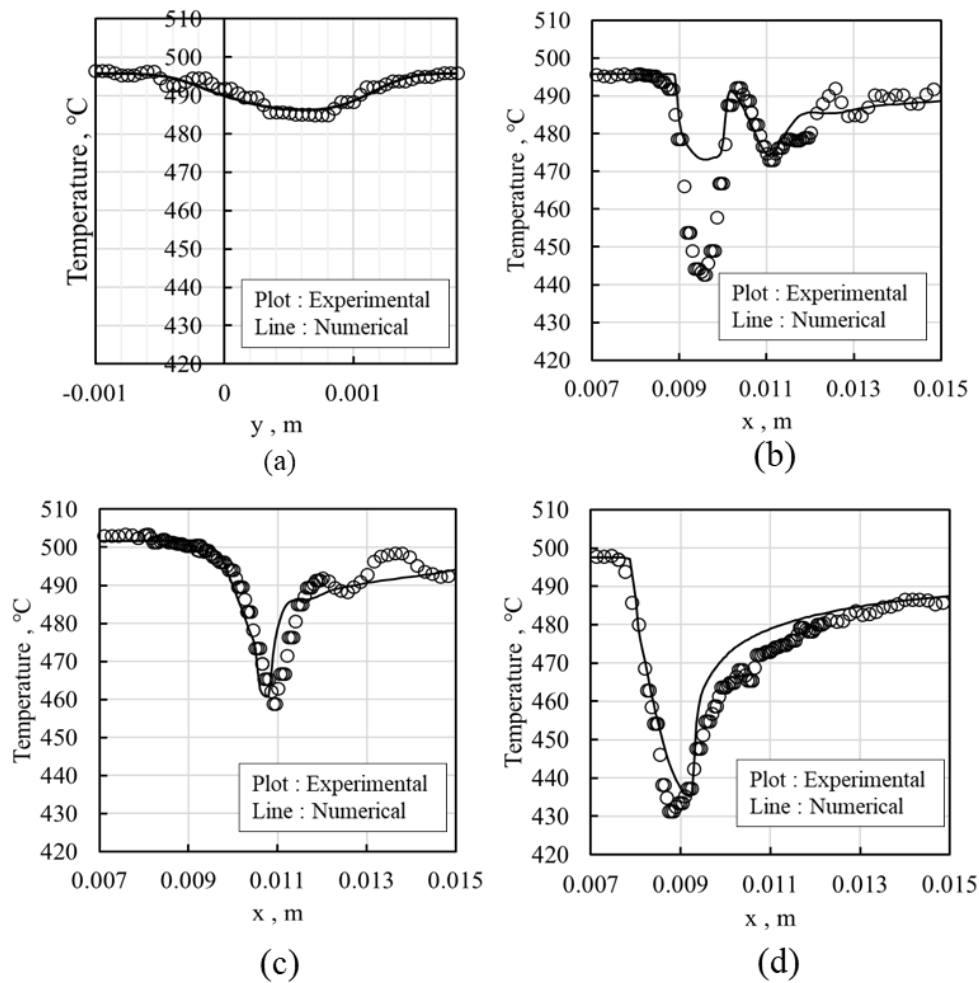


Fig.6.12. Comparison of experimental and numerical results : (a) $\phi = 60^\circ$, $V_s = 1.5$ m/s at $x = 0.013$ m, (b) $\phi = 60^\circ$, $V_s = 1.5$ m/s at $y = 0.0007$ m, (c) $\phi = 60^\circ$, $V_s = 1.0$ m/s at $y = 0.0007$ m, (d) $\phi = -30^\circ$, $V_s = 0.25$ m/s at $y = 0.0007$ m.

6.4. 小括

スプレー冷却の熱伝達特性を解明するための基礎検討として、高速度カメラによる可視化と赤外線サーモグラフィによる表面温度測定を同時に行える実験装置を構築し、固体表面と液滴間に蒸気膜が安定形成される温度の条件下で、移動する高温鋼材に水液滴列を傾斜衝突させる実験において、固体の移動速度や液滴列の入射方向ベクトルを変化させるためのねじり角を変化させた結果、以下の知見を得た。

- (1) 流動可視化実験より、液滴列はどのねじり角においても液滴同士の干渉は発生せず、個々の液滴の衝突、変形、反発の挙動は、第5章のねじり角 $\varphi = 90^\circ$ の実験結果とほぼ同様であった。また、液滴列の衝突挙動を上方から確認できる表面温度測定の結果から、液滴列は衝突前後で噴射方向がほぼ変わらず、液滴と固体間の粘性摩擦応力が小さいことが分かった。これらのことから、液滴列が固体の幅方向の速度成分を有していても、第5章で提案した液滴同士の干渉発生条件式は適用できると考えられる。
- (2) 液滴同士の干渉が発生しない条件でも表面温度測定から、温度降下領域がオーバーラップする条件と離散的になる条件が存在することが分かった。そのオーバーラップは、液滴列の移動、固体面上での変形挙動、固体の移動による温度降下領域の移動を考慮した簡易な力学モデルを用いて予測した連続した2液滴が形成する温度降下領域の位置が重なることで説明できることを示した。
- (3) 次に、固体面上のある1点が移動した際に液滴が存在する領域を通過する時間を、構築した力学モデルで推定し、その時間と温度降下量の関係进行调查した結果、ほぼ線形関係を示した。このことから、温度降下領域のオーバーラップの発生有無によらず、個々の液滴の抜熱量はほぼ一定であり、本実験範囲では液滴列による抜熱は個々の液滴の抜熱量の積算であるといえる。
- (4) 離散的な温度分布が得られた条件に関して、3次元伝熱解析を実施し、液滴の接触範囲の平均熱流束を試行錯誤的に求めた結果、他の研究者が報告している結果とほぼ同様の大きさである約 12.5 MW/m^2 と計算された。その平均熱流束を用いて、オーバーラップ条件の数値解析を行った結果、概ね実験結果を再現し、事前の予測通り、液滴列の抜熱は個々の液滴の抜熱量の積算であることを確認した。この検討より、開発したよどみ領域の熱伝達評価手法を液滴列衝突にも応用できる可能性を示した。ただし、その平均熱流束の精度に関しては課題があり、より高精度、かつ高分解能の赤外線サーモグラフィによる測定が必要である。

参考文献

- 1) Y. Yamashita, T. Yagi and T. Baba : *Jpn. J. Appl. Phys.* 50(2011), 11RH03.
<https://doi.org/10.1143/JJAP.50.11RH03>
- 2) JSME Data Book: Heat Transfer, 5th ed., Maruzen, Tokyo, (2009), 287 (in Japanese).
- 3) N. Hatta, H. Fujimoto, K. Kinoshita and H. Takuda: *J. Fluids Eng.*, **119**(1997), 692.
<https://doi.org/10.1115/1.2819300>
- 4) M. Gradeck, N. Seiler, P. Ruyer and D. Maillat: *Int. J. Heat Mass Transf.*, **47**(2013), 14.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2012.10.023>
- 5) G. Castanet, O. Caballina, W. Chaze, R. Collignon and F. Lemoine: *Int. J. Heat Mass Transf.*, **160** (2020), 120126. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120126>
- 6) H. Lee, D. E. Kim, J. Park and H. Kim: *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **132**(2022), 110571.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2021.110571>
- 7) K. Tatebe, S. Fujita and H. Fujimoto: *Tetsu-to-Hagané*, 109(2023) (in Japanese).
<https://doi.org/10.2355/tetsutohagane.TETSU-2022-131>

7. まとめと今後の展望

著者は鉄鋼業における ROT 冷却などで見られる移動する高温固体の水冷現象を解明し、温度予測モデルを構築することに取り組んでいる。本研究では、その取り組みに必要な、移動する高温固体に衝突する水噴流や液滴列の熱伝達評価手法に関して、大きく分けて2つを行った。非冷却面の温度測定に基づく熱伝達評価手法の確立と冷却面の直接温度測定に基づく熱伝達評価手法の確立である。

非冷却面の温度測定に基づく熱伝達評価手法に関しては、下向き軸対称水噴流および上向き軸対称水噴流群の熱伝達特性を従来の測定技術と比べてより高分解能で把握できることを確認し、有効な評価手法であることを示した。これらの研究から得られた熱伝達特性に関する知見としては、水噴流冷却において、最大熱流束が現れるのは噴流衝突部のよどみ領域周辺に限られることが分かった。また、初期鋼板温度によって、沸騰挙動が変化することは過去知見と同様であったが、高熱流束を示す領域の範囲が変化することも明らかにした。複数噴流の場合、間隔が小さい場合、高熱流束の範囲が狭くなり、抜熱量は低下したが、均一性は高いことを示した。本手法の課題としては、板厚が可能な限り薄くなければならないが、冷却中の板変形抑制にはある程度の厚みが必要であり、産業上重要なよどみ領域の熱伝達をより広範な範囲で検討するには本手法には限界があることが分かった。

冷却面の直接温度測定に基づく熱伝達評価手法は、水噴流冷却ではよどみ領域周辺でのみ大きな熱流束が得られるということを利用したもので、鋼材の厚みに依らず解析が可能である。具体的には、サーモグラフィーでは測定できないと思われた冷却面の温度測定を、よどみ領域以外の水が存在する領域を除去し、その領域の温度測定結果から固液接触部の熱伝達量を予測することを特徴とする。この方法の検証として、傾斜水噴流の熱伝達特性を研究した結果、概ね過去知見や非冷却面の温度測定に基づく熱伝達評価手法とほぼ同等の大きさの熱流束を推定することを確認し、本手法の有効性を確認した。

次に、その新たな熱伝達評価手法を非定常冷却問題である液滴列衝突へ応用できるか確認した。具体的には、個々の液滴が固体面上で独立して変形し、離脱する条件下で検

証した。その結果、使用したサーモグラフィーの性能がやや低かったが、液滴列の離散衝突でも適用できる可能性を示した。また、この検証研究の中で、液滴が独立して衝突、変形、離脱する条件でも、固体の移動速度によって、冷却される領域は独立にならないという新たな知見を明らかにし、鋼材温度が十分高く、膜沸騰状態であれば、個々の液滴による抜熱量による合算であることを明らかにした。

今後は、水噴流冷却に関しては水噴流の供給条件（流量、ノズル径など）、鋼材の移動速度などを変化させた際の影響をより細かく研究していくことで、移動高温固体での熱伝達特性を解明し、熱伝達モデルを構築することが求められる。液滴列衝突に関しては、計測精度と空間分解能が向上した赤外線サーモグラフィーを導入することで、より精度の良い熱流束の推定を可能にするとともに、衝突間隔の小さい液滴列にも対応できるようにする必要がある。

謝辞

本研究をまとめるにあたり、研究内容に対する的確かつ丁寧なご教授を賜りました京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー応用科学専攻資源エネルギー学講座、藤本仁教授に深く感謝の意を表します。藤本教授には、著者が京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー応用科学専攻資源エネルギープロセス学講座(修士課程)に在籍中にも、3年に渡って熱流体に関するご指導をいただいております。著者が新日鐵住金株式会社(現：日本製鉄株式会社)に入社し、数年たった後に再び貴重なお時間をいただき、ご指導を賜りましたことは、著者の人生におきまして非常にありがたく、幸せなことであります。

本論文を審査するにあたり、浜 孝之 教授、白井 康之 教授、楠田 啓 准教授には、貴重なご意見とご助言をいただき、心より感謝いたします。

本研究を遂行する上で、日本製鉄株式会社のプロセス技術部の方々には、貴重なお時間をいただき感謝しています。中でも、関屋 政洋 部長、芹澤 良洋 氏には種々の助言とご指導いただきました。

そして、本研究の実験を支えていただいた、白砂 大和 氏、武下 大成 氏、塩入 悠太 氏、藤田 俊輔 氏、中原 純也 氏に深く感謝いたします。本研究を遂行し、まとめるまでにはここに挙げた方以外にも数多くの方々のご支援とご協力があったことをここに感謝いたします。最後に、研究生活を支えてくれた家族、特に妻と両親に心から感謝いたします。

公表論文

本論文を構成する査読付き公表論文

第2章

H. Fujimoto, K. Tatebe, Y. Shiramasa, T. Hama and H. Takuda: “Heat Transfer Characteristics of a Circular Water Jet Impinging on a Moving Hot Solid”, *ISIJ Int.*, 54(2014), 1338.

<https://doi.org/10.2355/isijinternational.54.1338>

第3章

J. Nakahara, K. Tatebe, and H. Fujimoto: “Heat Transfer via Laminar Jet Flow from Upward-facing Triple-pipe System onto Hot Moving Thin Steel Sheet”, *ISIJ Int.*, 62(2022), 708.

<https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2021-503>

第4章

K. Tatebe, Y. Shioiri, S. Fujita and H. Fujimoto: “Development of a Method for Evaluating Heat Transfer Characteristics of a Circular Water Jet Impinging on a Moving Flat Plate”, *Tetsu-to-Hagané*, 108(2022), 823 (in Japanese).

<https://doi.org/10.2355/tetsutohagane.TETSU-2022-051>

第5章

K. Tatebe, Y. Shioiri, S. Fujita and H. Fujimoto: “Development of Flow Visualization Measurement Method of Droplet Train Obliquely Impinging on Moving Hot Solid”, *Tetsu-to-Hagané*, 107(2021), 128 (in Japanese).

<https://doi.org/10.2355/tetsutohagane.TETSU-2020-091>

および *ISIJ Int.*, 62(2022), 542.

<https://doi.org/10.2355/isijinternational.ISIJINT-2021-427>

第6章

K. Tatebe, S. Fujita and H. Fujimoto:” Flow visualization and heat transfer characteristics of droplet train obliquely impinging on a moving hot solid”, *Tetsu-to-Hagané*, 109(2023) (in Japanese). <https://doi.org/10.2355/tetsutohagane.TETSU-2022-131>

査読付き国際会議論文

1. Katsutoshi TATEBE, Yuta SHIOIRI, Hitoshi FUJIMOTO, Yoshihiro SERIZAWA
“Development of evaluation method of heat transfer characteristics for water jet cooling to moving hot solid”
Second Asian Conference on Thermal Sciences, Online, 30411, October 05, 2021(Oral)
2. Katsutoshi TATEBE, Hiroaki TAKESHITA, Yoshihiro SERIZAWA, Hitoshi FUJIMOTO
“Development of evaluation method of heat transfer characteristics for water jet cooling to moving hot solid”
Second Asian Conference on Thermal Sciences, Online, 30412, October 05, 2021(Oral)

国内学会講演論文

1. 建部勝利, 李泰行, 加藤良承, 藤本仁, 浜孝之, 宅田裕彦
移動平板上の水膜流へ衝突する複数棒状水噴流の流動特性
材料とプロセス(CD-ROM), 25(2012), pp.1047.
2. 加藤良承, 建部勝利, 白砂大和, 藤本仁, 浜孝之, 宅田裕彦
移動固体平板へ衝突する単一棒状水噴流の熱伝達特性
材料とプロセス(CD-ROM), 26(2013), pp.279.
3. 建部勝利
空冷熱処理プロセスの数値解析モデルの開発
材料とプロセス(CD-ROM), 29(2016), pp.255.
4. 武下大成, 藤本仁, 浜孝之, 宅田裕彦, 建部勝利

移動高温固体面に対する液滴列衝突挙動

材料とプロセス(CD-ROM), 32 (2019), pp.213

5. 建部勝利, 塩入悠太, 藤本仁

移動高温固体へ衝突する円形水噴流の熱伝達特性評価手法の開発

材料とプロセス(CD-ROM), 33(2020), pp.210.

6. 建部勝利, 塩入悠太, 藤本仁

移動高温固体へ傾斜衝突する円形水噴流の熱伝達特性

材料とプロセス(CD-ROM), 34(2021), pp.141.

7. 建部勝利, 藤田俊輔, 藤本仁

移動高温固体に傾斜衝突する円形水噴流の沸騰流動と熱伝達特性

材料とプロセス(CD-ROM), 35(2022), pp.193.

8. 建部勝利, 藤田俊輔, 藤本仁

移動高温固体に傾斜衝突する液滴列の沸騰流動と熱伝達特性

材料とプロセス(CD-ROM), 36(2023), (2023年3月8日～10日 講演予定).