

博士論文

内部混合型二流体噴射弁による
重質燃料の微粒化と燃焼に関する研究

(Research on spray atomization and combustion
of heavy fuel oil injected by internal mixing twin-fluid atomizer)

2019年9月

橋口 和明

目 次

第1章 緒 言

1.1 研究の背景

- 1.1.1 高度な石油精製プロセスによる重質燃料の劣質化
- 1.1.2 ボイラ燃焼における NOx・ばいじんの低減の両立ニーズ
- 1.1.3 重質燃料の燃焼の課題
- 1.1.4 ボイラ用二流体噴射弁に関する従来研究

1.2 研究の目的

- 1.2.1 燃料の微粒化による排気特性の改善
- 1.2.2 噴霧旋回流動の制御による保炎性の改善
- 1.2.3 論文の構成

第2章 二流体噴射弁の微粒化機構

2.1 はじめに

2.2 噴孔内の気液二相流動

- 2.2.1 可視化実験装置および実験条件
- 2.2.2 気液二相流動の形態

2.3 環状液膜流の気液二相流動

- 2.3.1 気液界面の変動
- 2.3.2 波の分裂と噴流の変動
- 2.3.3 気液界面不安定性の詳細解析

2.4 噴霧の影響因子

2.5 まとめ

第3章 内部混合型二流体噴射弁の制御因子

- 3.1 はじめに
- 3.2 内部混合型二流体噴射弁の噴霧実験装置
- 3.3 混合室内部の二相流の分類
- 3.4 混合室圧力と気液比が平均粒径に及ぼす影響
- 3.5 液体の粘性が粒径分布に及ぼす影響
- 3.6 まとめ

第4章 内部混合型多孔二流体噴射弁の改良

- 4.1 はじめに
- 4.2 微粒化メカニズムと設計上の着眼点
- 4.3 内部混合型多孔二流体噴射弁の気液衝突方式の改良
- 4.4 噴射弁内部の流動
 - 4.4.1 数値解析方法
 - 4.4.2 液体の分散
 - 4.4.3 気液衝突部の二相流動の変動
 - 4.4.4 噴孔部の気液流量の変動
 - 4.4.5 噴孔部の偏流の改善
- 4.5 微粒化特性
 - 4.5.1 多孔二流体噴射弁実験装置および方法
 - 4.5.2 均一な環状流による粒径の縮小
 - 4.5.3 噴流の高速変動
- 4.6 まとめ

第5章 実機スケールバーナの保炎性と排気特性の改善

- 5.1 はじめに
- 5.2 スワラの課題と改善の狙い
- 5.3 燃焼用空気と噴霧の数値解析
 - 5.3.1 スワラの再循環流
 - 5.3.2 噴霧液滴の飛跡
- 5.4 噴霧液滴の速度分布計測
 - 5.4.1 噴霧液滴群の分散範囲
 - 5.4.2 液滴の3次元速度
- 5.5 燃焼試験による検証
 - 5.5.1 噴霧旋回流動制御による保炎性の改善
 - 5.5.2 着火部の火炎温度変動
 - 5.5.3 燃料の微粒化と噴霧旋回流動制御による排気特性の改善
- 5.6 まとめ

第6章 結言

関連公表論文

謝辞

Nomenclature

d	exit orifice diameter	(mm)
Fr	Froude number of two phase flow	(-)
GLR	Gas to liquid mass ratio	(-)
\dot{m}	mass flow rate	(g/s)
Oh	Ohnezorge number	(-)
p	operating pressure	(MPa)
PDA	Phase Doppler Anemometry	
Q	volumetric flow rate	(m ³ /s)
F	volume fraction	(-)
f	wave frequency	(Hz)
q	momentum flux ratio	(-)
u	velocity	(m/s)
r	radial distance from spray axis	(mm)
R	swirler diameter	(mm)
Re	Reynolds number	(-)
S	swirl number	(-)
SMD	Sauter Mean Diameter	(μm)
We	Weber number of nozzle	(-)
x	axial distance from the exit orifice	(mm)
y	horizontal distance from the atomizer center	(mm)

Greek letters

λ	wave length	(m)
μ	viscosity	(mPa s)
ρ	density	(kg/m ³)
σ	surface tension	(N/m)

Subscripts

d	droplet
g	gas
l	liquid
rel	relative

第1章 緒言

1.1 研究の背景

1.1.1 高度な石油精製プロセスによる重質燃料の劣質化

世界のエネルギー消費は、石油、天然ガス、石炭の順に多く、これらが全体の8割以上を占める。この石油は、1970年代に一次消費エネルギーの8割近くを占めていたが、安価な石炭やCO₂排出に優れる天然ガスに置き換わり、現在でも消費量は年間4.4ギガトンと多い (Fuel Europe, 2018)。この石油は、油の火力発電が活況だった1970年にすでに可採年数が約30年と試算されていたが、米国シェールオイルに代表される新規油田の発見やそのための水圧破碎採掘技術の進歩による埋蔵量の増加だけでなく原油価格の上昇による消費の低下などのバランスにより、現在でも可採年数が約50年と伸びており、未だに発見されていない資源量も考慮すると今後も継続した消費が見込まれる。このように石炭よりもCO₂排出が少なく、天然ガスよりも供給の安定性に優れる石油は、依然として消費エネルギーの最も多くを占める。

主要な石油消費国として、北米、欧州、中国が挙げられ世界の約半分を占める。一方で、国内の消費は縮小傾向にあり石油業界は統合・再編を余儀なくされる (石油連盟, 2018)。欧州も石油の減産傾向であることから、今後は米国と中国の二カ国がこれからの石油需要を牽引していくことが予測される。石油製品の内訳としては、LPG、ナフサ、ジェット燃料、軽油の需要がこれまでの20年で急速に拡大し、引き続き堅調と予測される。一方で、自動車燃費の向上によりガソリンは飽和すると予測され、2020年のIMO 船用燃料規制の影響を受けて重油の需要も減少すると予測される。特に、ボトムである重油の減産対策

として、重油から軽質分を抽出する技術開発が進められている。

以上のように石油の堅調な需要が見込まれ、それに伴い原油からガソリンなどの製品の収率を上げるアップグレード設備の増設が相次いでいる。アップグレード設備の処理方式として、コーカー、流動接触分解、水素化脱硫などが多く使用され、設備コストが普及の妨げとなっていた。近年に安価な溶剤脱れき SDA (Solvent De-Asphalting) 装置が開発され、普及している。SDA は、図 1.1 の石油精製プロセスに示されるように、製品抽出後のボトム油で道路用アスファルトなどに用いられる減圧残油 VR (Vacuum Residue) からペンタンなどの溶剤を使って軽質留分を分離させガソリン基材の収率を上げる。このような石油製品の得率の向上は、石油の燃料利用だけでなく化学製品の製造にも有用である。しかし、SDA から副生される重質燃料 (ピッチ) は石油を深絞りしているために劣質化が進行し、その粘性は一般的な重油よりも高く、かつ硫黄分、窒素分、残留炭素分および重金属類の含有量も非常に多い。このことから、一般市場で流通させることは難しく、製油所内のボイラ用燃料利用に限られている。この重質燃料ボイラは、我が国が世界に先駆けて実用化に成功してきた (田中ら, 2011)。地球に優しいクリーンな燃焼の社会的要求に応えるために、さらなる低公害燃焼技術開発が必要である。

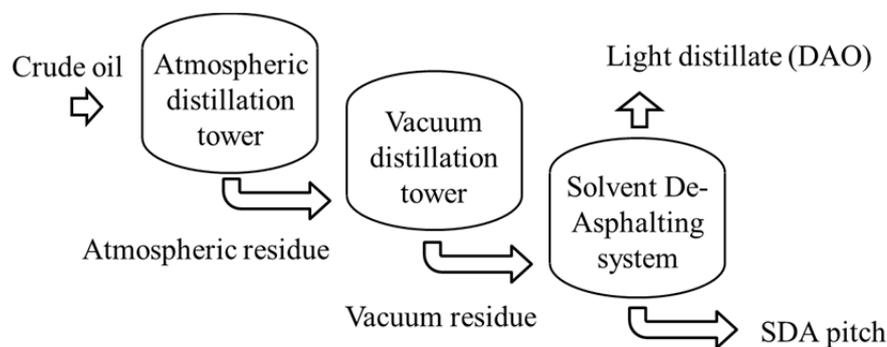


Fig.1.1 Flowchart of general oil refinery process including an SDA system

1.1.2 ボイラ燃焼における NO_x・ばいじんの低減の両立ニーズ

減圧残油から深絞りされた重質燃料は、粘性が一般重油よりも高いためハンドリングが容易ではなく、さらに大気環境へ影響する成分（窒素分、残留炭素分、硫黄分、重金属分）を一般重油よりも多く含む。このように劣質な重質燃料を低公害に燃焼させる最新のボイラプラントの構成を図 1.2 に示す。重質燃料は噴霧に適正な粘性に加熱しボイラで噴霧燃焼され、燃焼時に発生する窒素酸化物 NO_x は排煙脱硝設備で、ばいじんは電気集塵機で、硫黄酸化物 SO_x は排煙脱硫設備で各々が無害化され、煙突から大気へと排出されるが、これらの環境設備がボイラよりも大きくなり、プラント全体のコストを増大させる。このうち脱硫設備は燃料中の硫黄分が燃焼時に SO_x となり全量相当が排気に含有されるため大型にならざるをえないが、NO_x やばいじんを燃焼技術の向上により抑制して、脱硝設備や電気集塵機は小型化ができる。このためボイラ燃焼には NO_x とばいじんの低減の両立が求められる。以下にそれぞれの詳細を述べる。

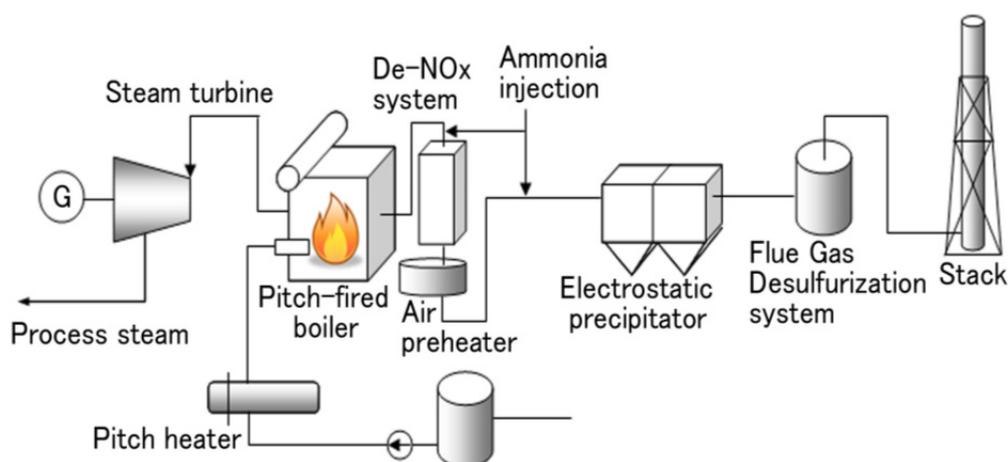


Fig.1.2 Major components of a typical SDA pitch-fired boiler plant

(1) NOx の低減ニーズ

ボイラで発生する NOx は、その発生機構により燃料中の窒素分から発生する Fuel NOx、空気中の N₂ と O₂ が高温場で反応して発生する Thermal NOx、燃焼時の炭化水素ラジカルによって発生する Prompt NOx の 3 種に大別される。まず Fuel NOx は、燃料中の N 分の 20~30 %が燃焼時に NOx に転換されることが要素試験でわかっており、重質燃料の窒素分は約 0.8 %含有し一般重油より数倍大きいので、燃焼時に発生する Fuel NOx は 200 ppm 程度と見込まれる。そして、Thermal NOx はボイラの高温場における滞留により増大するが、それらの火炎温度と滞留時間を考慮すると数十 ppm 程度と推定される。さいごに Prompt NOx は、後述する燃料中の残留炭素分と相関があり、100 ppm 程度と見込まれる。これらの総和が排気に含まれる。一方で、大気汚染防止の観点から施設ごとに総量排出規制が定められ、施設にもよるが数十 ppm 程度にまで排煙脱硝設備で処理され、アンモニアと触媒の働きにより無害な窒素と水蒸気に分解されるのが実態である。このような数百 ppm もの NOx を処理する排煙脱硝設備は、大型で設備コストが高いだけでなく処理に必要なアンモニアの消費による運用コストも高いため、ボイラ燃焼における NOx の低減が求められる。NOx は、酸素濃度と雰囲気温度の影響を強く受け、特に Thermal NOx と Prompt NOx は高温場で急激に増大する傾向がある。対策として、燃焼完結に必要な空気の一部をバーナから供給し、燃焼炉の途中で不足分を追加する二段燃焼により NOx を還元させるのが有効である。その際には、還元雰囲気温度が高くなるほど Fuel NOx の転換率が低下するため、局所の燃焼温度を制御することが重要である。

(2) ばいじんの低減ニーズ

燃焼過程の油は、時間の経過に伴って液滴径の二乗すなわち表面積に反比例

して液滴径を縮小するのが一般的であるが、重質燃料の場合は異なる。重質燃料の燃焼過程を図 1.3 に示す。噴霧された重質燃料は、その粒径を維持したまま揮発分が蒸発し、抜けた部分がポーラス状の固体の炭素質となってボイラ燃焼場を浮遊し燃え残る。これらはセノスファと呼ばれ、排気中のばいじん濃度のほとんどを占める。ばいじんは燃料中の残留炭素分に比例することがわかっており（坂井他，1986）、重質燃料は残留炭素分を約 40%含有し一般重油より数倍大きいいため、排気のばいじん濃度を増加させる。特に、粗い液滴は微細な液滴に比べてセノスファと空気との接触面積が相対的に小さく、ボイラの限られた滞留時間で燃焼を完結できない。一方で、微細な液滴が熱分解して気化したのちに析出されるスートや灰も排気にわずかに含まれるが、そのばいじん量は少ない。したがって、ばいじん濃度の低減には燃料の微粒化が有効であり特に粗い液滴を抑制するような粒径分布の制御が求められる。

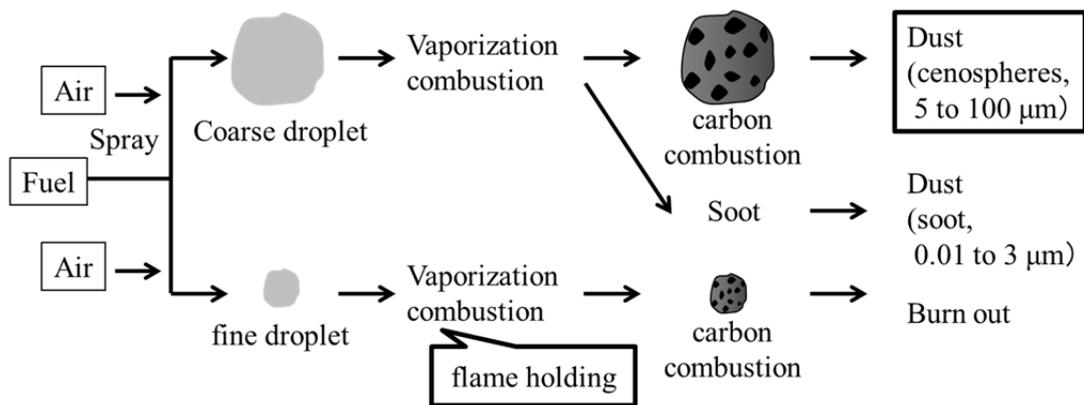


Fig.1.3 Combustion process of residual oil fuel

以上要するに、NO_x とばいじんはトレードオフの関係にあり、低減の両立はマクロにみれば困難であるが、上記の知見を踏まえ、還元域の温度を高めて NO_x 転換率を低下させつつ、噴霧の粗い液滴を抑制してばいじんを低下させるなどミクロな燃焼現象を最適化して、NO_x とばいじんの低減を両立できる。

1.1.3 重質燃料の燃焼の課題

高度化した石油精製プロセスから排出される劣質な重質燃料のボイラ燃焼時において、排気に含まれる NOx 濃度とばいじん濃度の低減の両立に向けた課題を以下に示す。

(1) 重質燃料の微粒化

重質燃料は常温では固化しており、高温の蒸気で加熱して噴霧適正粘性に調整されるため、このようなハンドリングエネルギーの増大はボイラ全体の効率を低下させる。一方で、低温のまま高粘性の状態では噴霧させると粗い油滴を生じボイラの滞留時間では燃焼を完結できず、排気のばいじん濃度が增大する。したがって、粗い液滴の生成を抑制する微粒化技術が課題である。重質燃料のように高粘性の液体には、一般的な圧力噴霧弁や渦巻き噴霧弁ではなく、二流体噴射弁が適している。この二流体噴射弁は油と蒸気または空気などのガスを噴射弁内部で混合させる内部混合型、噴射孔で混合させる中間混合型 (Gong et al., 2007) および噴射弁の外で衝突させる外部混合型があるが、なかでも内部混合型二流体噴射弁はその内部に設けられた混合室で二流体を激しく混合させるため、高粘性液体でも微細な噴霧が得られる。さらに、ボイラは 1 t/h を超える大量の燃料を燃焼用の空気と拡散させるために、多方向に噴射する必要がある。すなわち、大容量かつ多方向な内部混合型二流体噴射弁の微粒化が課題である。ただし、噴霧粒径が小さすぎると急激に燃焼して着火を不安定にさせるし、NOx も増大する。一方で粗い液滴は燃焼を完結することができず、ばいじんを増大させるので、その粒径分布を狭くすることも課題である。

(2) 重質燃料燃焼時の保炎

残留炭素分を含有する重質燃料は、その分だけ揮発分の量が少なくなり着火が不安定となりやすい。さらに、揮発分の沸点が高いので、一般重油よりも着火が遅れる。この対策として、バーナ単独のみならず火炉全体で着火を補う巡回燃焼式ボイラが用いられる。図 1.4 に重質燃料ボイラの構成を示す。四隅に配置されたバーナは空気と燃料を噴射し、隣接バーナの火炎から引火することで着火を安定させる（藤村ら、1999）。さらに、高速で噴射された火炎がボイラ全体を使ってリング状の巡回火炎を形成させる。この作用により、炉内全体を有効に使って燃料と空気を混合し、ばいじん濃度を低減できる。ただし、ボイラ全体の燃焼を安定させるには、個々のバーナの保炎が安定していることが前提となるため、重質燃料燃焼時の保炎が課題である。

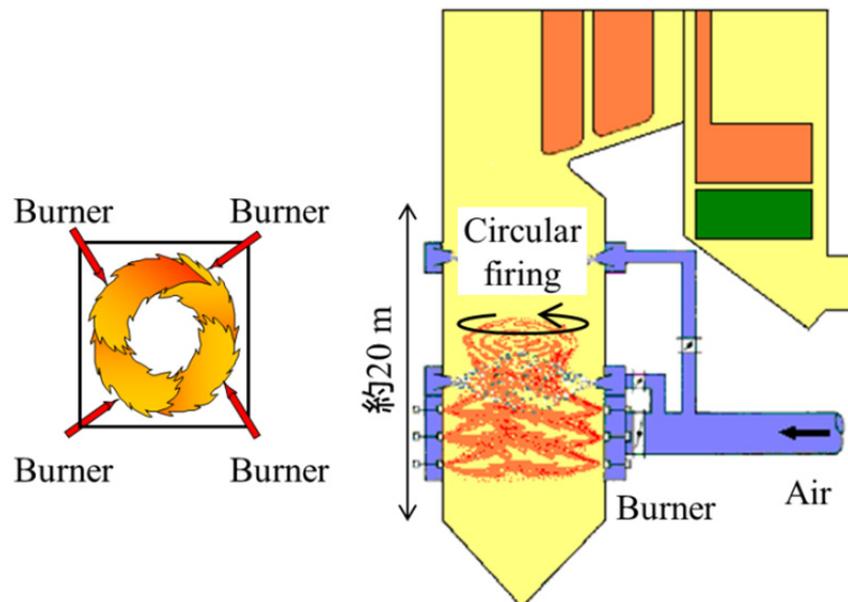


Fig.1.4 Overview of residual oil-fired boiler

(3) 硫酸腐食を抑制する低空気比燃焼

重質燃料は硫黄分を約 6%含有し一般重油より数倍高く、ボイラ伝熱管の高温腐食や低温腐食を引き起こす原因になるとともに、排ガス中の硫黄酸化物 SO_x を増大させる。硫黄分はその全量が燃焼場で酸化して亜硫酸ガス SO_2 となり下流の排煙脱硫装置で無公害化されるが、一部の SO_2 は炉内で硫酸ガス SO_3 に転換され、ボイラ下流で硫酸による低温腐食をひきおこす。 SO_3 は排気中の O_2 濃度に比例して増大する傾向がわかっており、燃焼空気量の低減により SO_2 から SO_3 への転換を抑制できる(橋本ら, 1998)。一方で、過度な燃焼空気の低減は、セノスファの燃焼を停止させてばいじん濃度を急増させる。すなわち、余剰な空気を余すことなくボイラ全体で消費させるような低空気比燃焼が課題である。その他、バナジウムなどの重金属による灰の付着も課題ではあるが、マグネシウムを添加するなどして灰の融点を制御できるので、燃焼面では問題とはならない。

以上のように、重質燃料のボイラ燃焼における NO_x とばいじんの低減の両立には、硫酸腐食を抑制する低空気比燃焼の制約のうえで、噴射弁の微粒化および保炎の 2 つの課題がある。このうち、ボイラ用二流体噴射弁については多くの従来研究がなされており、次項で詳しく述べる。

1.1.4 ボイラ用二流体噴射弁に関する従来研究

内部混合型二流体噴射弁は、一般的な油から CWM (Coal Water Mixture) のような高粘性流体まで広範囲の燃料に適している (佐藤ら, 1991). 内部混合型二流体噴射弁は、多くの研究者によって広範囲に研究されており、Gretzinger ら (1961) および Mullinger ら (1974) によって包括的にレビューされている。これまで半世紀以上にわたり、対称二相噴射弁 (Sargeant et al., 1982) や ϕ 噴射弁 (Park et al., 2013) などの設計改良がなされてきた。しかしながら、それらの内部挙動は混合室内の液体と気体の間の複雑な相互作用のためによく理解されていないというのが実情である。このような混合機構を解明するために、透明な樹脂製の噴射弁を用いた多くの可視化実験により内部流動の理解が進んだ。佐藤ら (1987) は環状の噴霧流が出口孔で形成されると述べた。金ら (1997) は、液体に対する気体の質量流量比が増大するにつれて、液柱のコアが環状流へと内部流動パターンが変化し粒径が減少すると述べた。Kufferath ら (1999) も液柱のコアの流動パターンが噴霧の分散と液滴径に強く影響することを示した。玉木ら (2004, 2005) は、微粒化用空気の旋回が高粘性液体を微細な噴霧に変化させると述べた。以上の研究は混合室の内壁に液体膜の存在を明らかにしており有用である。

近年には、Barras ら (2006) は旋回室を有する双流ノズルの新しい概念を開発した。Ferreira ら (2001, 2009) は、混合室の流動パターンをレーザ誘起蛍光法で可視化し、噴射弁内で液体と気体とを完全に混合して均一な気泡流をえることが重要であると述べた。Lal ら (2010) は、多数の外部孔から空気を混合させ、きわめて微小な液滴を発生させる消火用のミスト発生器を開発した。Huang ら (2008), Liu ら (2001, 2010), Mlkvik ら (2015) は、中間混合から内部混合さらには気泡噴霧など異なる噴霧方式を横並びにして、高粘性液体の噴出直後

の噴霧のリガメントを高速撮影して比較するとともに混合室内の流動パターンと相関づけた。一方で、Jedelsky ら (2008, 2009, 2015, 2016) は、混合方式が内部流動パターンに大きな影響を与えるが、可視化実験のみでは内部流動を詳細に把握することは困難であると述べている。ごく最近では、Milkvik ら (2016) は内部流動の数値解析にも着手し、Baker ら (1954) の流動様式図だけでは流動パターンを分類できないことを指摘した。

噴霧の影響因子についても盛んに研究されてきた。Chin と Ferreira (1994) や Kushari ら (2001, 2009) は噴孔径と空気孔の面積比が液滴径に影響すると述べている。Donbrowski ら (1963) は液膜の分裂には液体の粘性や表面張力よりも空気と液体の相対速度が強く影響すると述べている。Bornhoft ら (2018) は数値解析で気液比が小さい場合には、液体の粘性と表面張力が内部流動に大きく影響しないと述べている。Hewitt ら (1993) も、液体物性よりも気体速度に液滴径が強く影響すると述べている。Lund ら (1922, 1923), Sutherland ら (1997), Santangelo と Sojka (1995) は液体の粘性が二相流に与える影響が小さいことをノズル近傍の高速撮影で調べた。Karnawat と Kushari (2006, 2008) は運転条件と噴霧パターンを関連づけた。一方、噴霧の変動について、Matous ら (2018) は、ガスの急速な膨張に伴って噴霧が変化し 10 kHz を超える周波数が卓越すると述べている。このように、混合室内の気体と液体の混合は、高速かつ複雑な流れであるがために理解が十分とはいえない。以上の研究を Lefebvre ら (1988, 1989, 1996) はレビューし、二流体噴射弁の粒径に影響を及ぼす因子を包括的に整理した。各因子の影響を指数で整理した結果、微粒化用気体の速度や密度は液滴径に負の相関があり、空気により液体の界面が不安定となり微粒化を促進することを表している。それとは逆に、液体の表面張力、気体に対する液体の質量流量比および噴射孔径は液滴径と正の相関があり、これらは液体の復元

力を表す。すなわち、これらの比であるウェーバー数 We が液滴径に相関があることを噴霧の影響因子ごとに分けて整理している。しかしながら、それらの指数はバラつきが大きく、ノズルの設計に直接用いるのは困難である。さらに、多くの研究で記載されている内部混合方法は、液体または気体が単孔の同軸で、気体または液体を周囲から供給する一般的な方法である。これらの噴射弁は 1000 kg/h 未満の比較的小規模な噴射弁について議論しているが、本研究で取り扱う 2000~8000 kg/h の大型火力に適用するためには、噴孔だけでなく混合室に供給する液体やガスの孔も多孔にして、液体のコアを迅速に分解させる必要がある。また、多孔かつ広角に噴霧された重質燃料と空気とを混合して燃焼させるためには、噴霧の空間的な分散だけでなく噴霧の変動を把握して安定に燃焼させることも重要な問題である。

1.2 研究の目的

昨今の世界的な石油市場において重油需要は低落傾向にあり、重油を溶剤で脱れきした重質燃料をボイラ燃料とする需要がある。しかしながら、この重質燃料は窒素分や残留炭素分を多く含み、それらを実害化させる脱硝設備や集塵設備の強化など大掛かりな環境対策が強いられる。したがって、重質燃料ボイラ燃焼時において排気に含まれる NOx 濃度とばいじん濃度の低減を両立させることが重要である。これらを両立させるために、本研究では 2 つのアプローチで取り組む。まず、噴射弁内部の気液二相流動と微粒化の関係を数値解析と可視化実験を併用しながら制御因子を抽出するとともに気液衝突方式を改良して粗粒低減を図ることを目的とする。さらに、液滴飛跡の数値解析と燃焼実験により噴霧の旋回流動を制御して保炎性の改善を図る。以下にそれぞれを詳しく述べる。

1.2.1 燃料の微粒化による排気特性の改善

噴霧中の粗い液滴の存在が、ばい塵濃度上昇に強くかかわる。したがって、このばい塵は、液滴の微細化により格段に低減させることができる。高粘性液体の微粒化には、二流体噴射弁が広く使用されるが、噴射弁内部における気液の衝突、混合室内の二相流動、噴孔内の挙動などが複雑に絡みあっていて、それらの現象は十分に理解されていないというのが実状である。そこで、本研究では、数値解析と実験とを併用し、内部混合型噴射弁の混合室内及び噴孔の二相流動の役割を明らかにし、微粒化特性への影響を把握する。具体的には、液体に気体を衝突させる一次混合現象、混合室内の二相流動を各々段階的に可視化試験および数値解析して現象を理解するとともに、微粒化特性に及ぼす影響を考察する。さらに、実機サイズの内部混合型多孔二流体噴射弁を、気液衝突

部（一次混合部）を変えて 2 通りのモデルとして設計・試作する。この噴射弁に対し、実験により微粒化特性を測定し、内部混合型噴射弁における微粒化改善の方向性を調べる。

1.2.2 噴霧旋回流動の制御による保炎性の改善

保炎の良否は、NO_x 濃度とばいじん濃度の両方に強くかかわる。急激な着火は NO_x を発生させるが、一方で安定性が劣る場合には、燃焼過程で燃え残った炭素粒子が排気中のばいじん濃度を増大させるからである。これらの保炎を安定させるスワラは、空気を旋回させてバーナ後流の圧力を低下させ、そこに高温の燃焼ガスを引き寄せて重質燃料を加熱・蒸発・着火させる。この高温ガスの再循環流と重質燃料の着火がバランスして保炎が安定する。しかしながら、スワラを通過した空気の旋回流動や再循環流動に加え、多方向に噴霧される燃料液滴の流動などが複雑に絡み合い、現象や機能が明らかにされているとは言い難い。そこで本研究では、重質燃料バーナの保炎性能を改善するため、空気の再循環流動や噴霧液滴の旋回流動を数値解析するとともに、ステレオ PIV を用いた噴霧実験で液滴の速度分布を調べる。さらに、案内羽根の角度などの形状に工夫を施した新型スワラを試作して、再循環流の違いを調べる。最終的に、実機スケールの 10 MW 級の重質燃料燃焼試験により、保炎の安定性を二色法の高速度カメラで調べ、排気に含まれる NO_x 濃度とばいじん濃度の関係を調べる。

1.2.3 論文の構成

本論文の構成を図 1.5 に示す。

第 1 章では、本研究で取り扱う二流体噴射弁の微粒化とボイラ用のバーナ開発における課題および従来の主な研究について解説し、本研究の目的について述べる。

第 2 章では、気液衝突部の一次混合流動の把握と噴流の微粒化の要因について調べる。液流の側壁から気流を衝突させる要素的な二相流現象に着目し、アクリル製の二流体噴射弁にシートレーザを照射して、気液衝突部の液体の擾乱を高速で撮影するとともに数値解析を併用し、ノズル内に形成される環状流の液膜厚さや波の変動が噴出後の分裂に及ぼす影響を調べる。

第 3 章では、混合室のある内部混合型噴射弁を用いて内部の圧力や気液比が内部の二相流動状態に及ぼす影響を視覚的に調べるだけでなく、それらの流量様式の変化が噴流の軸流方向や半径方向の液滴サイズに及ぼす影響を評価し、それらに関連づける。さらに、グリセリンの添加により実機を想定した高粘性流体が噴霧に及ぼす影響を調べ、代表的なザウタ平均粒径だけでなく粒径分布に占める粗い液滴の割合を評価し、バーナ燃焼で重要な噴霧の品質を把握する。

第 4 章では、第 2 章および第 3 章で得られた環状噴霧流の液膜厚さが粗粒に及ぼす知見を踏まえて、実機スケールの多孔内部混合型二流体噴射弁の気液衝突方式に改良を施し、数値解析で薄膜化を検証するとともに実験で噴霧粒径の縮小効果を検証する。また、数値解析では μs オーダの時間刻みで非定常的に計算して気液の衝突部における擾乱を調べ、実験では高速度カメラで噴流のミー散乱の変動を調べ、それらに関連づける。

第 5 章では、第 4 章で改良した燃料の微粒化による排気特性の改善効果を検証するとともに、多方向に噴射される燃料液滴の流動を制御するために案内羽

根の角度などの形状に工夫を施してスワールを改良し、空気の再循環流動や噴霧液滴の旋回流動を数値解析する。そして、ステレオ PIV を用いた噴霧実験で液滴の速度分布を測定し従来型と比較する。さらに、10 MW 級の重質燃料燃焼試験により保炎性と排気特性の改善効果を実証する。

第 6 章では、各章の知見を総括して、研究の結論を示す。

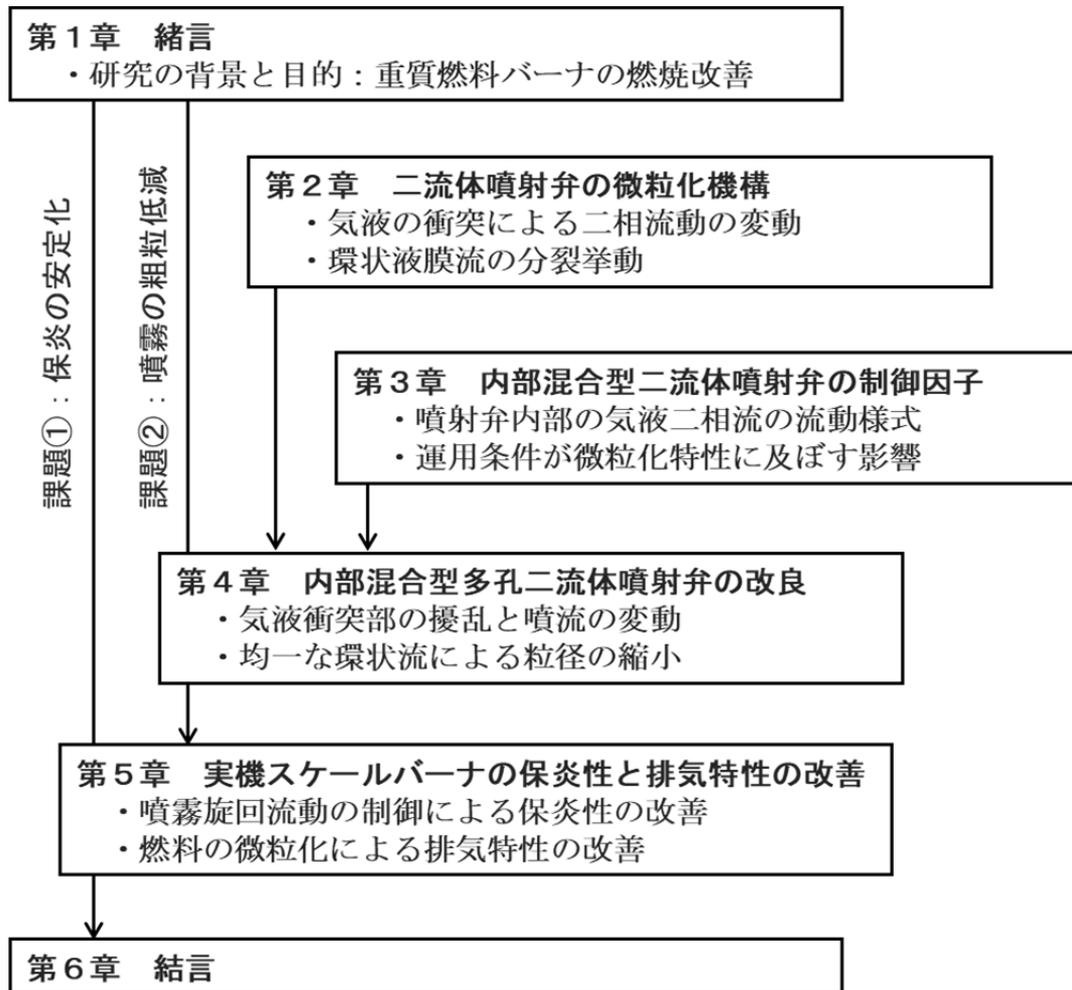


Fig.1.5 Configuration diagram of this thesis

第2章 二流体噴射弁の微粒化機構

2.1 はじめに

二流体噴射弁は、液体に高速の気体を衝突させて、液体を微粒化させる。このため比較的低い圧力で大容量の噴霧が得られるので、ボイラで使用される。特に内部混合型の二流体噴射弁は、流体と気体の混合を噴射弁内部の混合室で完結させるので、外部で混合させる外部混合型や噴孔で混合させる中間混合型よりも微細な液滴が得られる。したがって、混合室の内部の流動が重要である。混合室の内部では、液体が気体と衝突しその一部は噴霧流となるが、多くの液体はそれらの衝突だけでは微粒化されずに混合室の内壁に付着して液膜になり、噴孔に流入して環状流となる。いわゆる噴霧流と環状流が混在する環状噴霧流が混合室で形成される。しかしながら、気液の二相流動は過渡的かつ非平衡で複雑であり、特に液体が気体と衝突する初期の混合状態は、噴射弁性能で最も重要であるにもかかわらず、従来の研究では明らかにされていない。

そこで本章では、管内を直進する液体の側壁から気体を直交させる要素的な微粒化機構に着目し、噴孔内部の気液二相流動をアクリルモデルで可視化するとともに、その噴霧流動の変動と分裂過程を高速度ビデオカメラで撮影し、さらに数値解析により気液界面の微視的な流動を解析して、二流体噴射弁の内部流動が噴霧液滴に及ぼす影響を明らかにする。

2.2 噴孔内の気液二相流動

2.2.1 可視化実験装置および実験条件

二流体噴射弁の内部の気液二相流動を調べるために、内部を透過撮影できるアクリル製の二流体噴射弁を試作して観察する。試験装置の概略図を図 2.1 に示す。液体には水道水を、気体には圧縮空気を、各々の流量を面積式流量計（KOFLOC 製 RK1200, 精度 $\pm 2\%$ F.S.）で調整する。液体と気体の供給孔は共に $\phi 2.8 \text{ mm}$ であり、噴孔はそれらの断面積を合計した $d = \phi 4.0 \text{ mm}$ であるため、供給時の断面平均流速が混合後も維持されるように設計している。噴孔の長さは約 $3d$ (12.5 mm) とする。なお、供給される液体および気体の助走距離は孔径の約 10 倍であり、それらの流れは十分に発達した状態で混合部に供給される。

噴射弁の内部では、直進する液体の側壁から気体が直角に衝突し、その界面は三次元方向かつ高速に変動する。このように複雑な気液界面の挙動を解析するために、噴孔中央に厚さ約 1 mm のレーザ（日本レーザ製 DPGL-1W, 波長 532 nm ）を気体供給孔の反対側から照射し高速度ビデオカメラ（Nac 製 HX）に単焦点レンズ（Nikon 製 105 mm , F2.8）を組み込んで、噴射弁中央断面の気液界面を撮影する。さらに、噴射弁出口で噴流が分裂して飛散する様子を、シャドウグラフ法で撮影する。その場合は、背面から白色 LED 光源（Nac 製 LLBK1, 140 mW ）を連続的に照射する。高速度ビデオカメラの撮影条件は、撮影速度 $20,000 \text{ fps}$ 、露光時間 $100 \text{ }\mu\text{s}$ 、解像度 $768 \times 960 \text{ pixel}$ であり、得られた画像の解像度は 0.12 mm/pixel である。実験は大気圧環境下で、水と空気の流量を幅広い条件で変化させて噴射弁内部の気液二相流動を分類（川頭ら, 2018）し、具体的には水流量 $4 \sim 33 \text{ g/s}$ 、空気流量 $0.05 \sim 0.20 \text{ g/s}$ の範囲で、その中から特徴的な噴霧条件を抽出する。

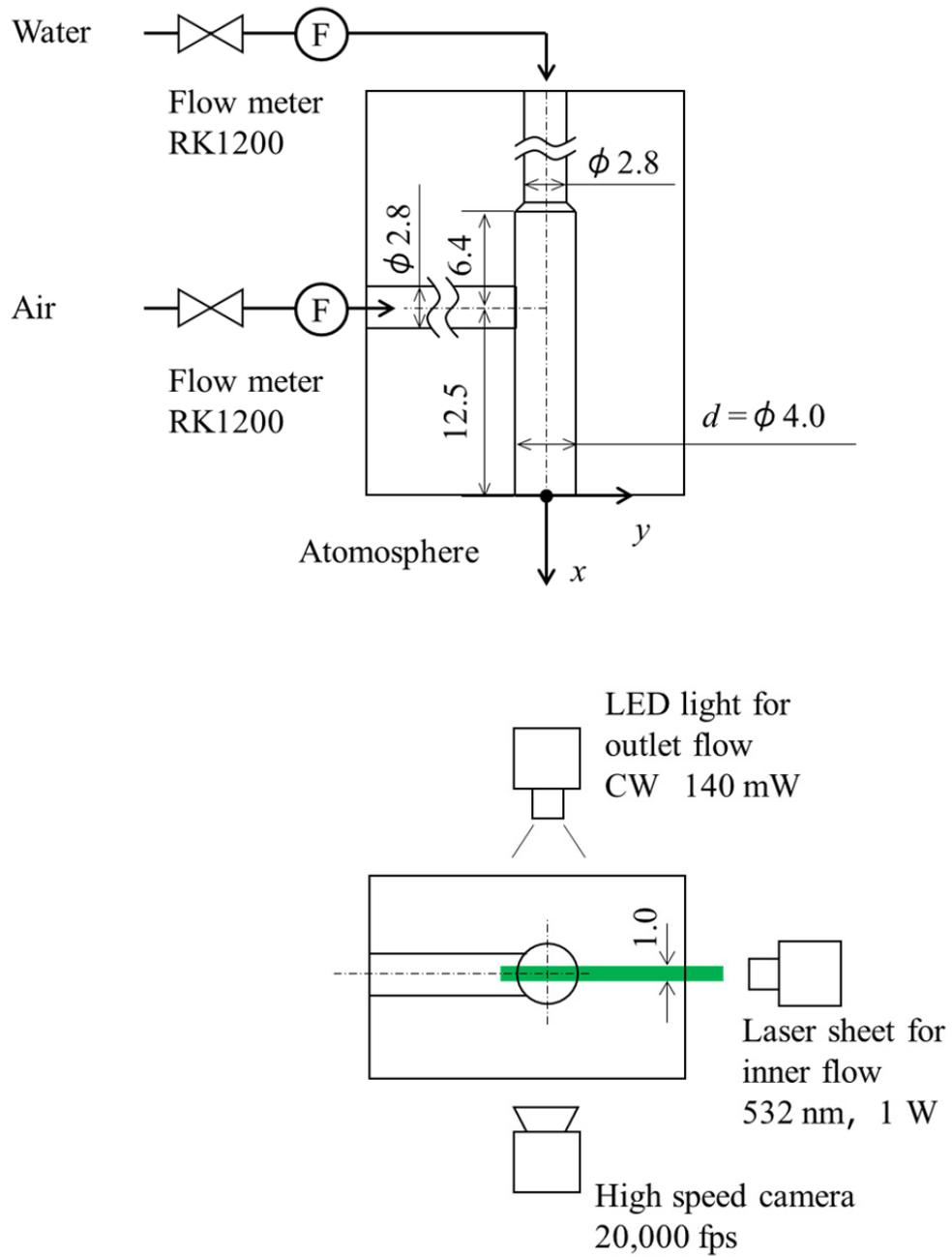


Fig 2.1 Schematics of spray test rig

2.2.2 気液二相流動の形態

二流体噴射弁の内部の流動状態が噴霧に及ぼす影響を調べるにあたり、液体と気体の流量を広範囲に変化させ、現象ごとに分類する。アクリル製二流体噴射弁内部の気液界面の撮影結果および観察結果に基づいた断面の液体の様相を図 2.2 に示す。水流量 2 種と空気流量 2 種を組み合わせた計 4 条件で、気液比 GLR を (a) 0.003 から (d) 0.020 まで増加させる。各々の流動状態の特徴を以下に述べる。

- (a) 液柱流：液体は供給時の直径を概ね維持した円筒状であり、噴孔に接触することなく噴出される。液体の速度は高く、その周囲を沿う気体の速度は低いため、それらの速度差により外表面には小さな凹凸を生じる。
- (b) 外表面に液滴を伴う液柱流：条件 (a) に対し空気流量を 2 倍に増大すると気液衝突部では液柱が凹み、扁平状の液柱の一部が噴孔の内壁に接触するだけでなく、液柱の外表面は激しく乱れて液滴を生じる。
- (c) 液膜流：気液比が 0.01 まで増大すると、気体が液柱を壁に押し付け、管内壁に環状の液膜流を形成する。液膜の内面は気体との接触により不安定となり波を生じ、それらの波は軸方向に複数みられる。空気流量が同等の条件 (a) と同様に液体は変形するだけで液滴の発生には至らない。
- (d) 内表面に液滴を伴う液膜流：条件 (c) に対し空気流量を 2 倍に増大すると、液膜は薄く波頭は大きくなり、波頭の先端から液滴が生じる。液滴の発生傾向は、空気が同流量の条件 (b) と共通しているが、その発生場所は環状液膜流の内表面であり (b) とは異なる。

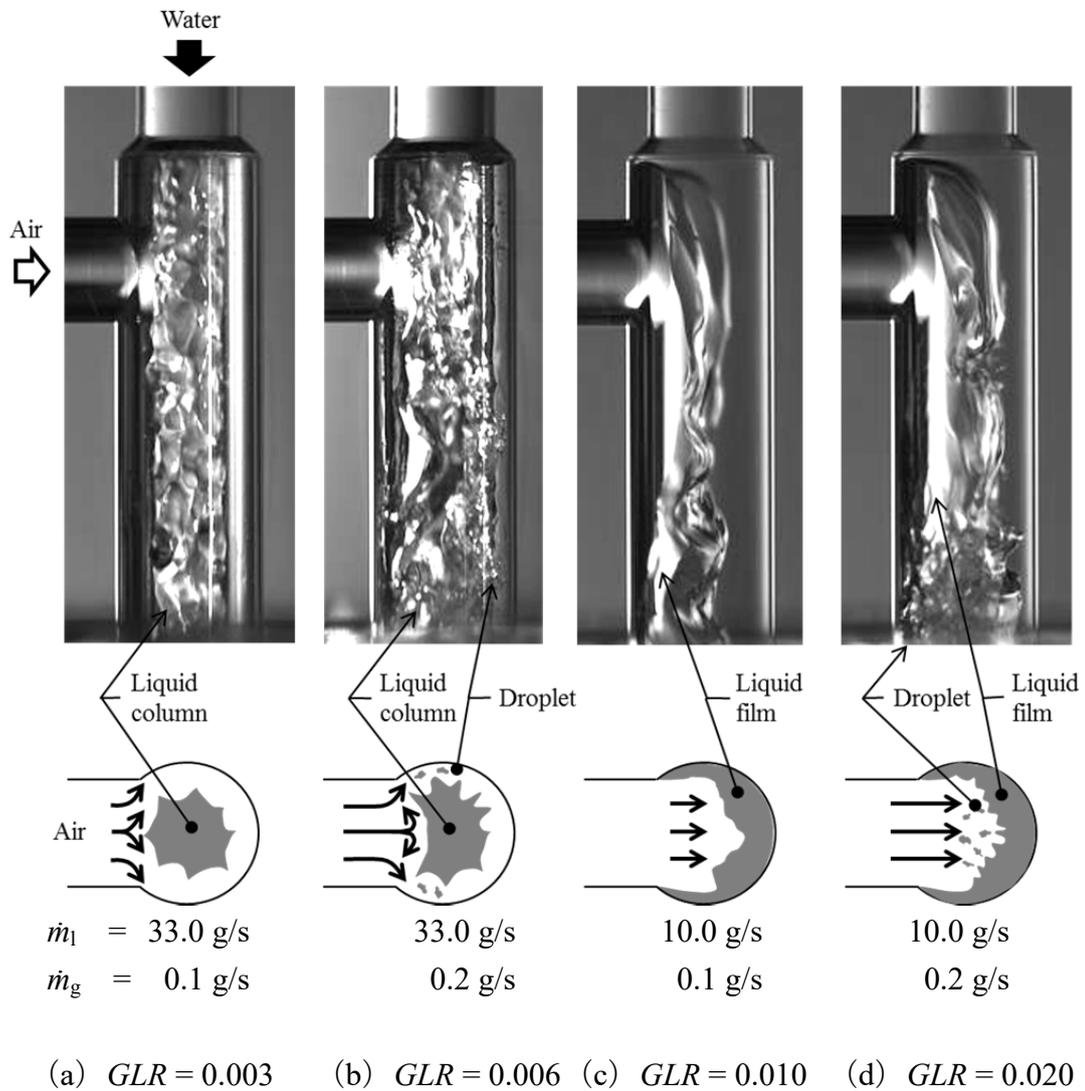


Fig 2.2 Flow regimes of twin-fluid primary mixing behaviors

上記 4 つの流動様式の境界を調べるために、液体と気体とをマトリクス状に変化させつつ、境界近傍では条件を密に変化させて流動様式を分類する。結果を図 2.3 に示す。(a) 液柱流は液体流量が大きく空気流量が小さい場合に現れ、空気流量の増大に伴い (b) 外表面に液滴を伴う液柱流に遷移する。水流量 $\dot{m}_l =$

10 g/s を下回ると, (c) 液膜流に一気に遷移する. 液膜流の状態では図に示すように気体の流量を約 3 倍まで大きくしても液膜流の状態は変わらない. なお, 液膜流の内面に生じる液滴の有無は映像による判別が困難なため境界線を図示していないが, 2.3.3 項の数値解析で現象を詳しく調べる.

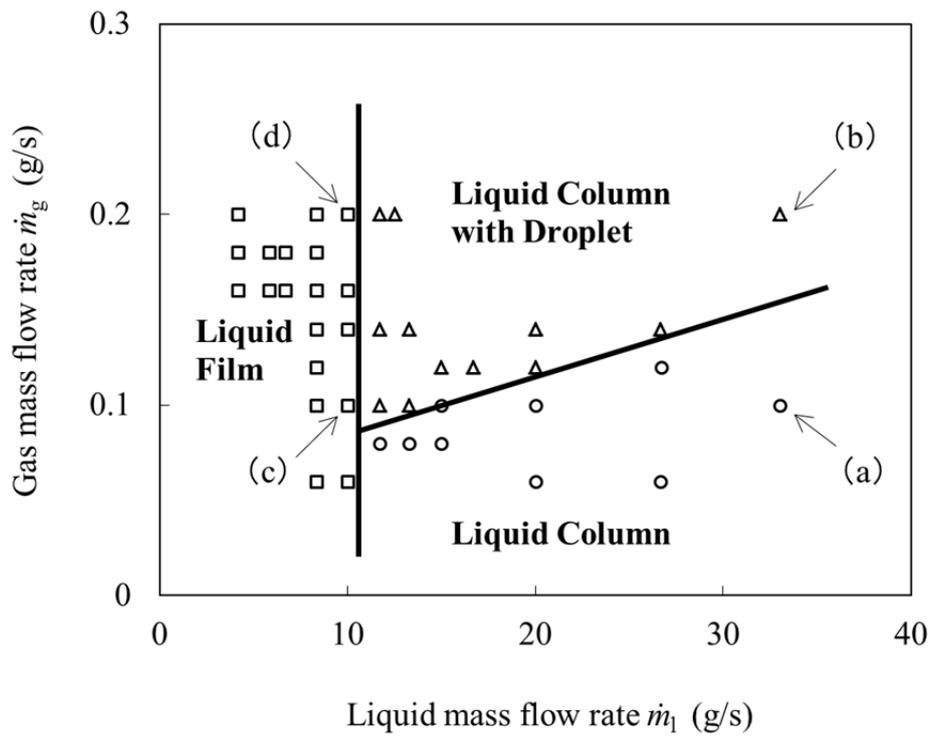


Fig 2.3 Experimental condition and flow regimes

実験で確認された液柱流から液膜流の遷移や液滴分裂の現象を、式 (1) に示す運動量流束比 q と式 (2) に示す噴孔ウェーバー数 We を用いて整理する。噴孔ウェーバー数 We は、高速の気体と低速の液体との相対速度により気液界面に生じる気流の慣性力と液体の表面張力との比を表す。各々の数式を以下に示す。

$$q = \frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l u_l^2} \quad (1)$$

$$We = \frac{\rho_g \cdot (u_g - u_l)^2 \cdot d}{\sigma} \quad (2)$$

ここで、 ρ_g : 空気の密度、 ρ_l : 水の密度、 u_g : 空気の速度、 u_l : 水の速度、 d : 噴孔径、 σ : 表面張力である。

q と We の関係を図 2.4 に示す。この整理は高速気流中に直交に噴射される液流の貫通高さの考え方 (Wu et al., 1997) を参考にしている。 q と We が共に小さい場合には、自由空間に噴射された液体のように液柱流となるが、 We が大きくなると液柱流の外表面から液滴が生じる。液滴の発生限界は We で整理され、液滴の振動分裂の場合の臨界値は 12 である (Lane et al., 1951)。本試験でも We が概ね同等であることから、高速な気流により液体の界面が不安定となり、やがて分裂に至ることを示唆している。一方、 q が大きくなると液柱流から液膜流へと遷移する。図に示すように気流の慣性力が液流の側面に及ぼす力のつりあいを考えた場合、気液衝突部における運動方程式は式 (3) に示される。

$$\rho_l \frac{\pi}{4} d_l^2 d_g \cdot \frac{du_{ly}}{dt} = \frac{1}{2} \rho_g u_g^2 \frac{\pi}{4} d_g^2 C_l \quad (3)$$

ここで、 d_g : 空気孔の直径、 d_l : 水孔の直径、 u_{ly} : 水の半径方向速度、 C_l : 水流の抵抗係数である。

(d) 液膜流の条件に気液界面の傾きが符号するとき、 $C_1 = 2$ である。Wu ら (1997) は、 q の影響により $C_1 = 1 \sim 4$ に変化し気流の力を受けやすくなると述べている。本実験でも同様に抵抗係数は円柱よりも大きいので、扁平状に変形した後に窪みを生じるなど複雑に変形して抗力を受けやすくなる。なお、本研究で用いた C_1 は、一様流における抗力係数と同じ概念とはいえ、直接用いることのできる流れ場ではないことを鑑み、記号を異ならせ、この状態に便宜的に適用する。

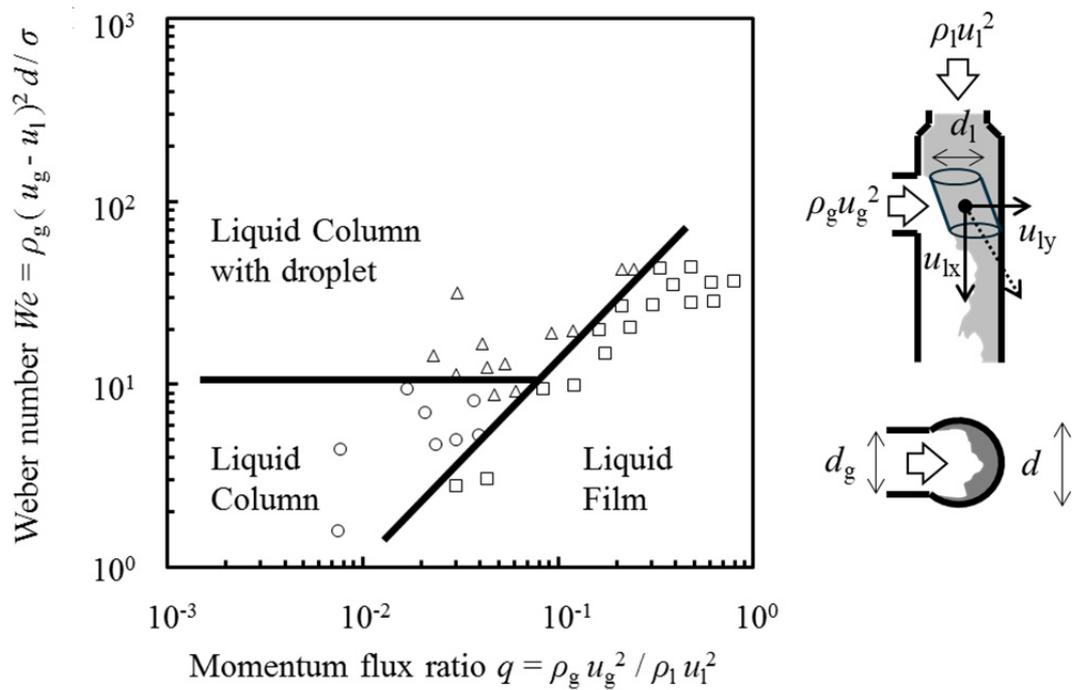


Fig 2.4 Breakup regimes for liquid breakup inside twin-fluid atomizer

2.3 環状液膜流の気液二相流動

2.3.1 気液界面の変動

2.2 節で述べた流動様式の中から，二流体噴射弁で重要な環状流の噴霧条件を抽出する．選定条件を表 2.1 に示す．水の流量を一定に保ち，空気の流量を変化させて，気液比 GLR を 0.01, 0.02 に変化させた．この 2 つの条件は 2.2 節で述べた噴孔ウェーバー数が臨界値を超える条件と超えない条件である．この場合の液流レイノルズ数は約 4000 の乱流であり，オーネズルゲ数は 10^3 で安定している．設備の制約から $GLR = 0.02$ を上限としているが，この条件は第 4 章で述べる実機条件に対し運動量流束比 q が概ね 1/3 である．

Table 2.1 Experimental condition

Case No.			a	b
Momentum flux ratio	q	(-)	0.08	0.4
Gas to Liquid mass ratio	GLR	(-)	0.01	0.02
Mass flow rate of liquid	\dot{m}_l	(g/s)	8	10
Mass flow rate of gas	\dot{m}_g	(g/s)	0.08	0.20
Inlet velocity of liquid	u_l	(m/s)	1.3	1.4
Inlet velocity of gas	u_g	(m/s)	10.8	27.1
Ohnesorge Number	Oh	(-)	0.002	0.002
Reynolds number of liquid	Re	(-)	3700	4400
Weber number of nozzle	We	(-)	10	44

気液の衝突流動の一例を図 2.5 に示す。この図は、噴孔の中央にシート光を照射して撮影した断面の画像を大津（1980）の手法で二値画像に変換し界面の判別を容易にしている。液体は気体と衝突した後に管壁に押し広げられ内壁全体を膜状に覆い、気体が噴孔の中央を流れ、液体が環状流となる。この傾向は両方の条件に共通している。この気液二相流動は、垂直管内のプロス流（Oshinowa and Charles, 1995）のようにもみえるが、気体の流入側の液膜が薄く、その反対側では厚くなり偏りがある点が異なる。液体の速度が一定の場合に供給孔と噴孔との面積比から算出される理論液膜厚さは 0.6 mm であるが、それよりも実験の液膜が厚くなる。このことは、壁との接触面積の増大に伴い、液体の粘性により速度が低下することを示唆している。

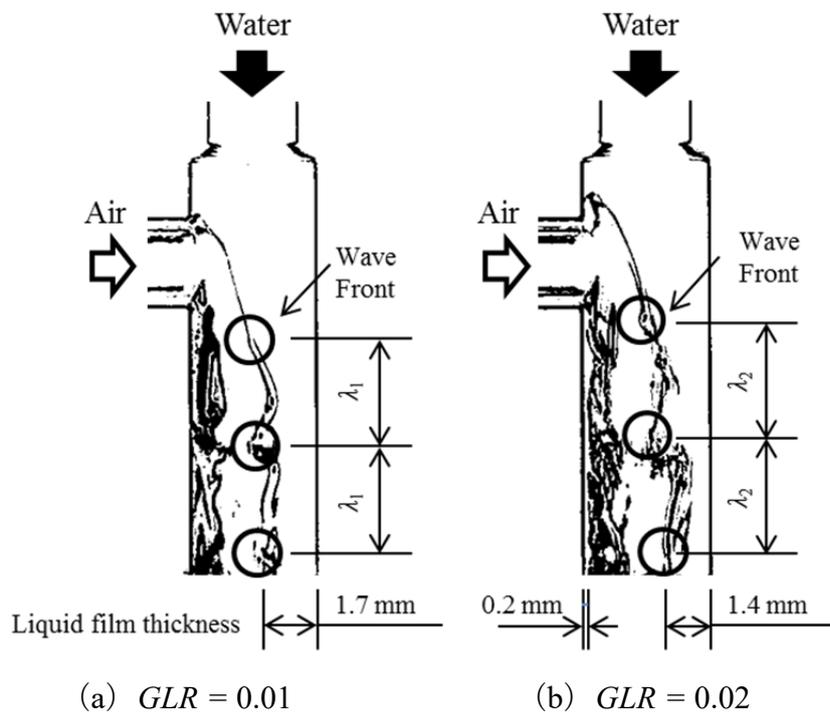
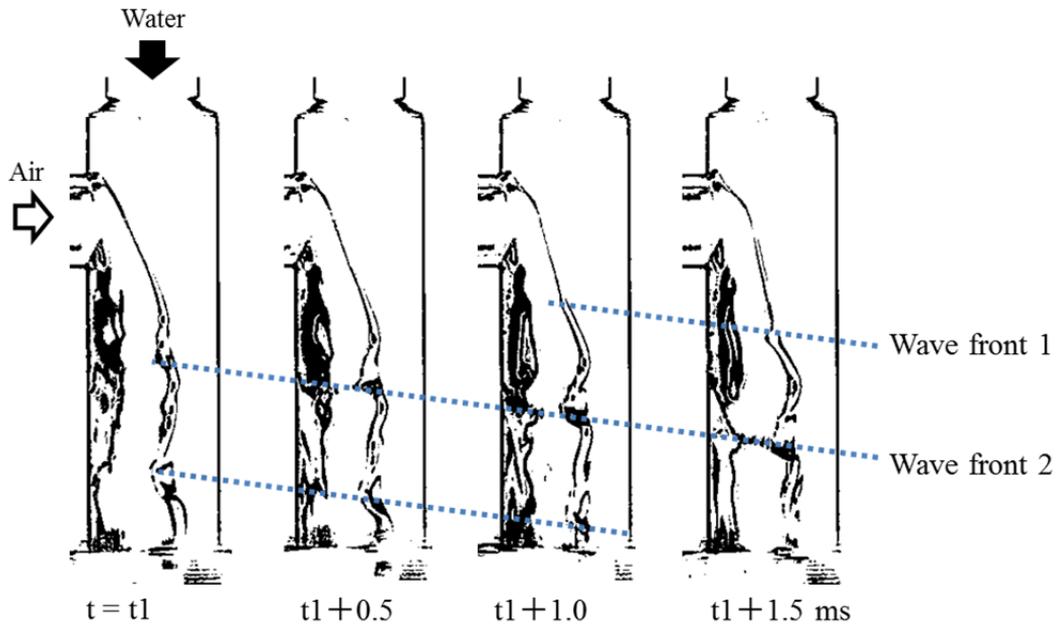


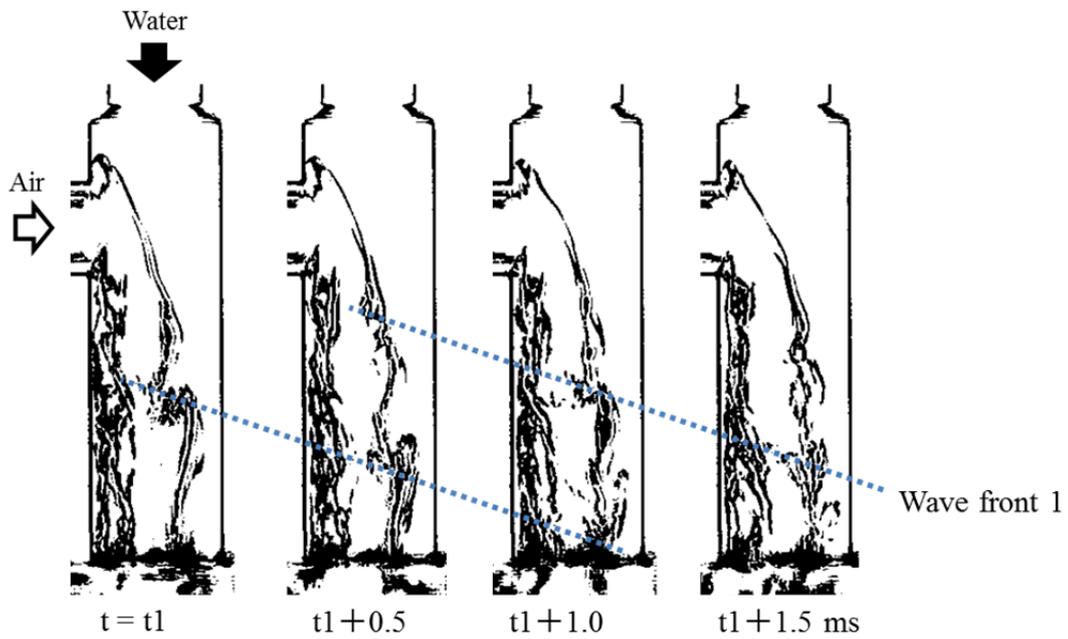
Fig 2.5 Comparison of the liquid flow behaviors between $GLR = 0.01$ and 0.02

一方で、 GLR を 0.01 から 0.02 に増大させると、この液膜は薄くなる。これらの流動は液体と気体との衝突部に起因し、高速な気体により液体が加速して液膜は薄くなる。このような環状流の特徴は、稲村ら（1985）の研究と符合するが、液膜の非対称性に新規性がある。また、このような液体と気体との混合流動について、Song ら（1996）は本章とは逆に直進する空気に側壁から液体を傾けて混合させ、Wu ら（1997）の直交噴流の考え方を拡張して運動量流束比で整理している。

気液の界面には波頭が生じ、軸方向に概ね等間隔で複数現れる。その波長 λ は噴孔径 d と概ね同等で、 GLR の増大に伴いわずかに大きくなる。 $GLR = 0.02$ の場合には、気体と液体の界面は激しく乱れ、波頭の先端には液滴が現れて、噴孔の中央には噴霧流を生じる。液滴が気体中に飛散するため、 $GLR = 0.02$ の液膜は $GLR = 0.01$ よりも薄くなる。波頭の時間経過を図 2.6 に示す。波頭は、時間の経過に伴って、初期には加速するが噴孔出口では概ね等速で移動する。この軸方向速度 u_1 は、(a) 2 m/s, (b) 4 m/s であり、空気流量すなわち運動量流束比に正の相関がある。このため、波頭の発生周波数 f は、(a) 500 Hz, (b) 1000 Hz で同様に倍増する。このように液膜の変動周波数が増大する傾向は、大島ら（2014, 2015, 2016, 2017）の並行する気流に挟まれた液膜流の実験的研究と符合する。一方で、大島らに比べ本実験の周波数は数倍大きいことから、並行気流よりも直交気流のほうが液体界面の変動により強く作用すると考えられる。



(a) $GLR = 0.01$



(b) $GLR = 0.02$

Fig 2.6 Comparison of the liquid flow fluctuation between $GLR = 0.01$ and 0.02

2.3.2 波の分裂と噴流の変動

噴射弁出口の噴流の状態を図 2.7 に示す. ここでは, 空気を供給しない条件も比較のために示す. $GLR = 0$ の条件では, 噴射弁の内部が液体で満たされ, 噴孔径と同等の液柱が噴出される. この液柱は下流に進むにつれて界面が半径方向に変形し, やがて軸方向の変形を引き起こし, その様相は数珠つなぎで線形的である. 液柱表面の波の振幅が大きくなると液柱は液滴へと分裂し, それらの波長は噴孔径の約 4 倍であり, 液滴の直径は噴孔径の約 1.5 倍である. いわゆる Rayleigh 不安定的であり, Reitz ら (1978) のウェーバー数とオーネズルゲ数を用いた流動様式の分類に符合している.

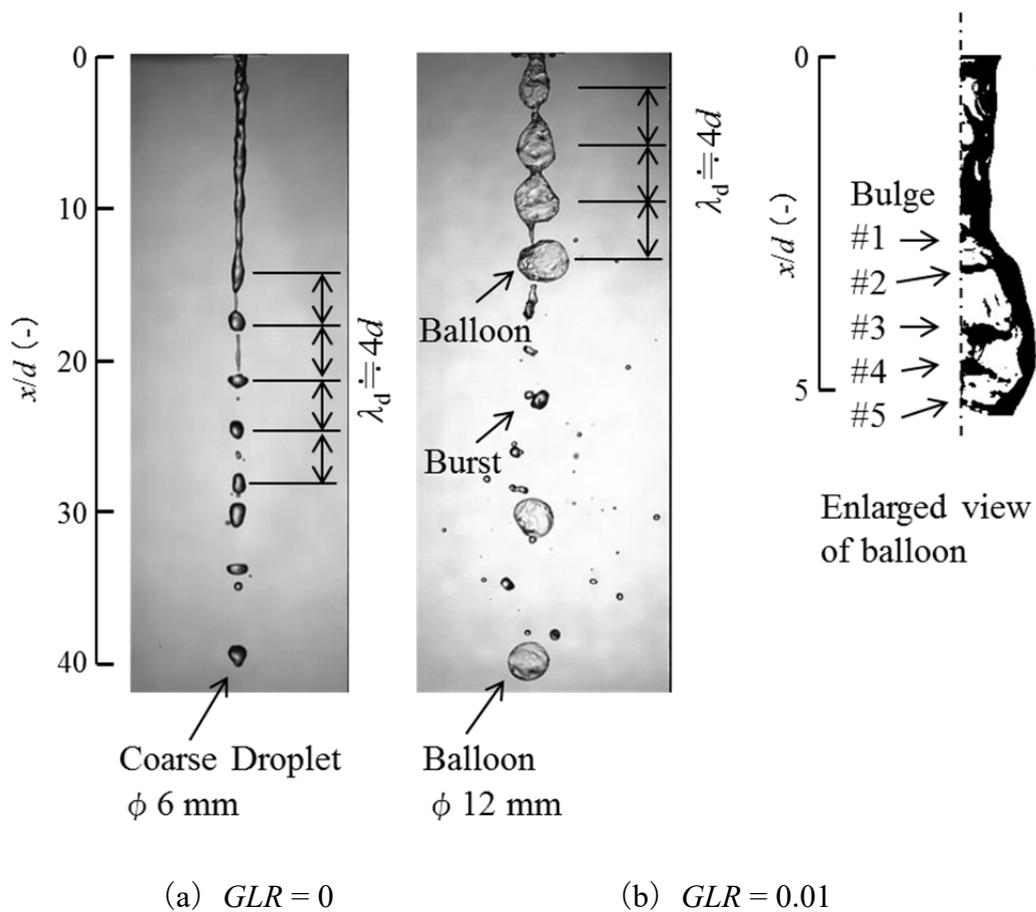


Fig.2.7 Comparison of the liquid jet images with $GLR = 0$ and 0.01

液体の流量を一定に保ちつつ空気を追加する $GLR = 0.01$ の条件でも, $GLR = 0$ と同様に数珠つなぎで線形的であり, 分裂前の波長は噴孔径の約 4 倍で Rayleigh 不安定的である. 一方で液球の直径は $GLR = 0$ の約 2 倍に, 体積は 8 倍に膨張する. この液球内部の空気と膜状の液体の体積比率は実験条件の GLR と一致し, 中空の液球状である. 噴孔近傍の中空液球の画像を二値化して詳細に分析すると, その表面には凹凸が見られる. これらの皺の数は一つの中空液球に約 5 個であり, 中空液球の発生周期 100 Hz を乗じるとその周期は 500 Hz となり, 2.3.1 項で述べた噴孔内部の波頭の周期と一致する. したがって, 中空液球の内面には気液の速度差により界面に生じた波があり, 外面すなわち中空液球の生成は Rayleigh 不安定的であり, 二つの現象が共存して中空液球は形成される. また, 一部の液球は時折発生する大きな波頭により液膜が薄くなり, 破裂に至る.

さらに空気流量の大きい $GLR = 0.02$ の噴霧外観を図 2.8 に示す. 噴出直後は環状の液膜であるがその液膜はただちに破裂して粗い液滴を生じ, 左右に非対称がある. これらの粗い液滴は図の右側に集中し, 2.2 節で述べた噴孔内部における厚い液膜の向きと方向が一致することから液膜由来と考えられる. 一方で, 微細な液滴は左右に偏りがなく, 粗い液滴よりも噴霧角が大きい.

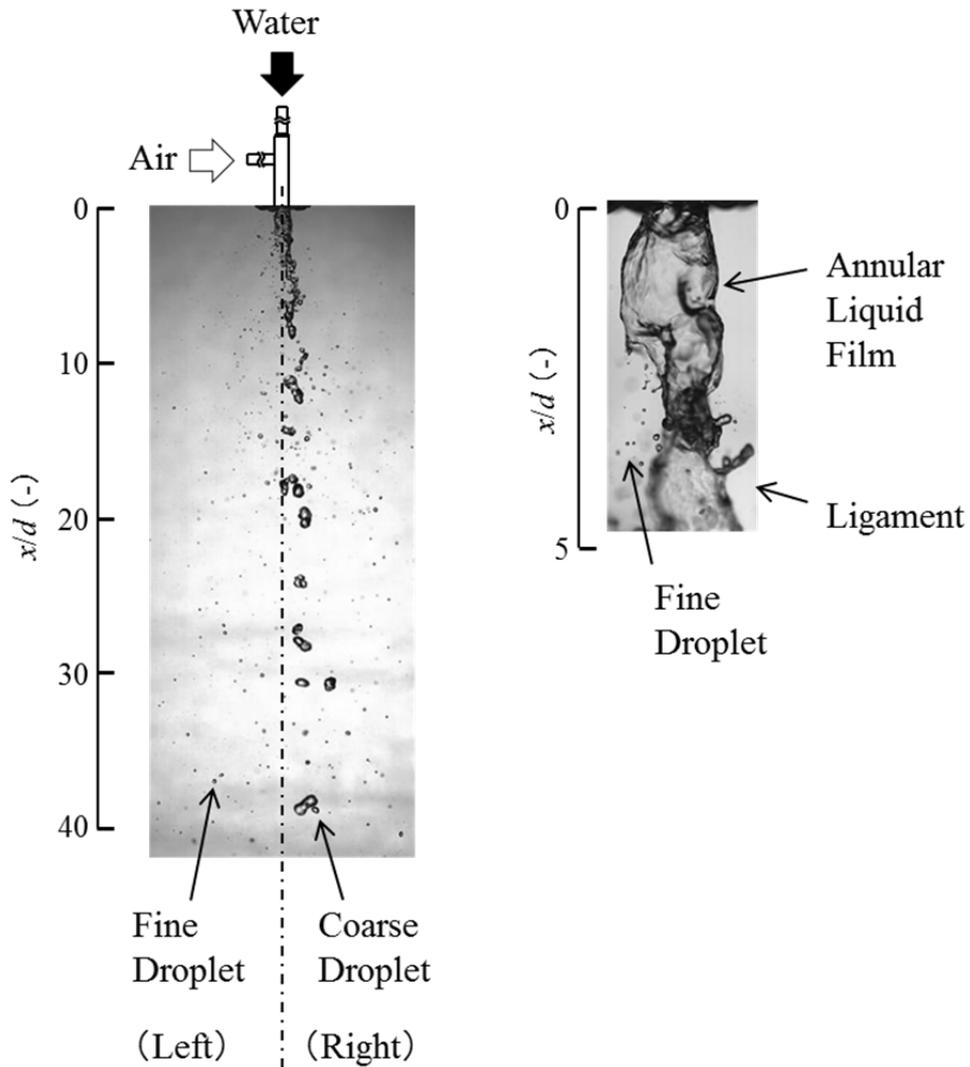


Fig.2.8 Spray images with $GLR = 0.02$

噴霧が十分に発達した下流領域 ($x/d = 10\sim 40$) の画像を用い、液滴ごとに面積から円相当径を算出して粒径分布を整理したものを図 2.9 に示す. (a) の個数分布は、 1.5 mm 以下の微細な液滴が多くを占めており、左右で概ね同等である. 一方で、 $3\sim 4\text{ mm}$ の粗い液滴は右側にだけ存在し液滴数は少ないものの、(b) の体積割合としては 90% 以上と大きい. この粗い液滴の直径は、図 2.2 の噴孔内部の液膜よりも数倍大きく、環状に押し広げられた厚い液膜が凝集したもの

と考えられる．噴孔内部の波頭 1 周期分の液体が単一の液滴を形成すると仮定すれば，その液滴径は 3.6 mm と推算され，粗い液滴の直径と概ね一致することからも裏付けられる．一方で，2.0 mm 以下の小液滴は左右に偏りが無く数多く現れることから，噴孔内で液膜の内面に全周にわたって確認された波頭の先端から分裂する液滴と考えられる．この微細な液滴の SMD は 0.85 mm であり，これを式 (2) の d に代入し，表 2.1 に示す気体と液体の速度，空気の密度および液体の表面張力を用いて算出される We は，2.2 節で述べた臨界ウェーバー数 (Lane et al., 1951) と符合する．実際に液滴が発生する波頭近傍の速度を用いれば，より高い精度でそれを予測できるが気液二相流の内部の速度を測定することは困難であるため，数値解析を用いて次節で言及する．なお，0.3 mm 以下の液滴は画像の解像度の都合により排除しているが，それらの体積の総和は小さいので体積分布への影響は小さい．

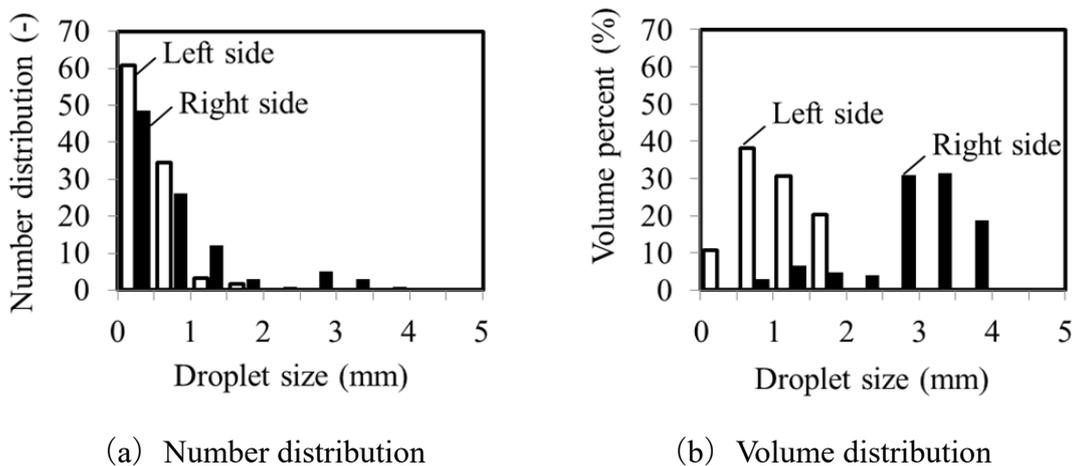


Fig.2.9 Comparison of droplet diameter distribution between left and right side with $GLR = 0.02$

2.3.3 気液界面不安定性の詳細解析

二流体噴射弁内部の観察実験によって明らかにされた環状液膜流の内面に形成される気液界面の乱れを数値解析で調べ、その現象理解を深めるとともに微粒化機構を検討する。解析には流体解析コード (ANSYS 社 FLUENT) を用い、界面捕捉手法の一つである VOF 法 (Volume of Fluid) を用いて、液体と気体との相互作用を解析する。VOF 法は各計算格子の液相の体積分率 F_1 を定義し、式 (4) の密度や式 (5) の粘性係数などの物性を体積分率 F_1 で重みづけして平均化する。支配方程式を以下に示す。

$$\rho = \rho_l F_1 + \rho_g (1 - F_1) \quad (4)$$

$$\mu = \mu_l F_1 + \mu_g (1 - F_1) \quad (5)$$

$$\frac{dF_1}{dt} + u \cdot \nabla F_1 = \frac{S_F}{\rho} \quad (6)$$

ここで、 ρ : 密度、 ρ_l : 液体密度、 ρ_g : 気体密度、 F_1 : 液相体積分率、 μ : 粘性係数、 μ_l : 液体粘性係数、 μ_g : 気体粘性係数、 u : 速度、 S_F : 生成項である。

解析モデルを図 2.10 に示す。数値解析の安定性に優れた六面体格子を使用し、噴孔内部を 80 分割して、それらの解像度は液の供給部で 35 μm 、噴孔部で 50 μm である。噴孔出口から遠ざかるにつれてメッシュを段階的に粗くし、総メッシュ数は 50 万とする。境界条件は、表 2.1 に示す $GLR = 0.02$ の条件を想定し、液体の質量流量を 0.01 kg/s に、気体の質量流量を 0.0002 kg/s に設定し、出口の境界条件は噴孔から十分に離れた位置を大気圧に設定する。解析は乱流モデルに LES (Large-Eddy Simulation) を用い、クーラン数が 1 を上回らないように時間刻み 1 μs で非定常に計算する。気体と液体を供給してから約 60 ms 経過後、すなわち 4 フローパスに相当する十分な定常状態で気液界面の挙動を評価する。なお、計算格子内の気液界面には形状再構成法を用い、隣接するセルの流体体

積率 F_1 を使用してセル内の界面傾斜を捕捉する．液体と気体の表面張力は 0.072 mN/m に，液体と壁面の接触角は 180 度に設定し，実験のように噴孔内壁が完全に濡れる条件とする．これらの表面張力や界面張力は連続体表面力 (Brackbill et al, 1992) の考えを用いており，運動量方程式に外力として追加される．

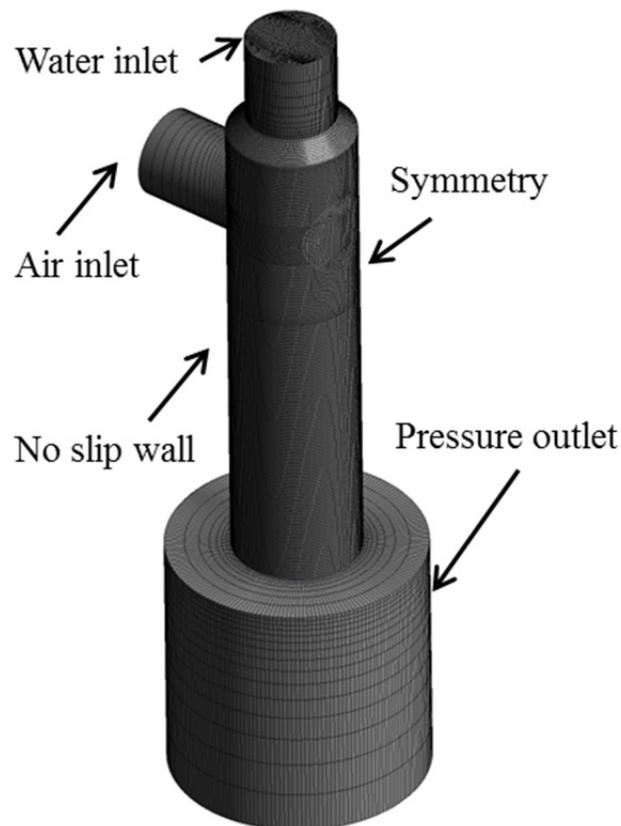
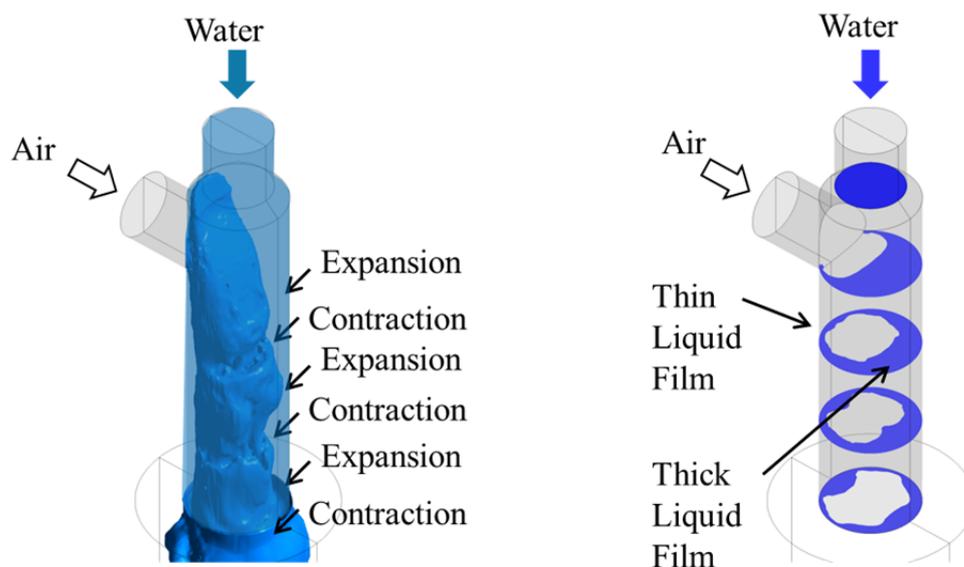


Fig.2.10 Simulation domain and boundary conditions of the internal mixing chamber

噴射弁内部の気液界面 ($F_1 = 0.5$) の三次元分布を図 2.11 (a) に，気液衝突部から下流 $1d$ 間隔の水平断面の液体分布を図 2.11 (b) に示す．直進する液体の中央を高速の気体が貫通する環状流を形成し，その流動様式は実験と符合している．気体は液体と直角に衝突する際に，液体を壁へと押し付け，その界面は

膨張と収縮を繰り返す、周期的である。図 2.11 (b) の断面に着目すると、気体と液体が衝突する断面 ($x/d = -3$) の気液界面は平滑であるが、それよりも下流 ($x/d = -2, -1, 0$) では周方向に複雑な凹凸を生じ、液膜は噴孔出口に向かうほど薄くなり、気体流入孔の反対側に厚い液膜が偏る。



(a) 3D liquid distribution (b) cross section of the liquid

Fig.2.11 3D liquid behavior in the mixing chamber

気液界面 ($F_1 = 0.5$) の垂直断面の分布を図 2.12 (a) に、気体流入面および液体流入面を起点とした流跡線を図 2.12 (b) に示す。なお、流跡線の色は速度を表し、黒い線は図 2.12 (a) の気液界面を表している。まず、波頭 1 の生成に着目すると、高速の気体は、液体を押し付けながらその方向を出口側に緩やかに転換し、気体と液体のベクトルが同じ向きになり、高速の気体と低速の液体との速度差が気液界面に不安定性を生じる。その波が増幅して波頭 1 を生じ、波頭 1 の直上にある高速の気体と波頭の後流にある気体の渦により、波頭は引き上げられる。また、波頭 1 は全周に現れるが、気体流入側の気体の速度は小さく波

高も小さい。次の波頭 2 は、波頭 1 の直後に発生した液流界面の微小変動が長い区間で成長するため波高はひととき大きくなり、ついには波頭先端に液滴が生じる。さらに、下流には波頭 3 が現れ、これらの波頭は、概ね等間隔である。波長は直径と同等であり、波の周期性や波長が実験と符合している。

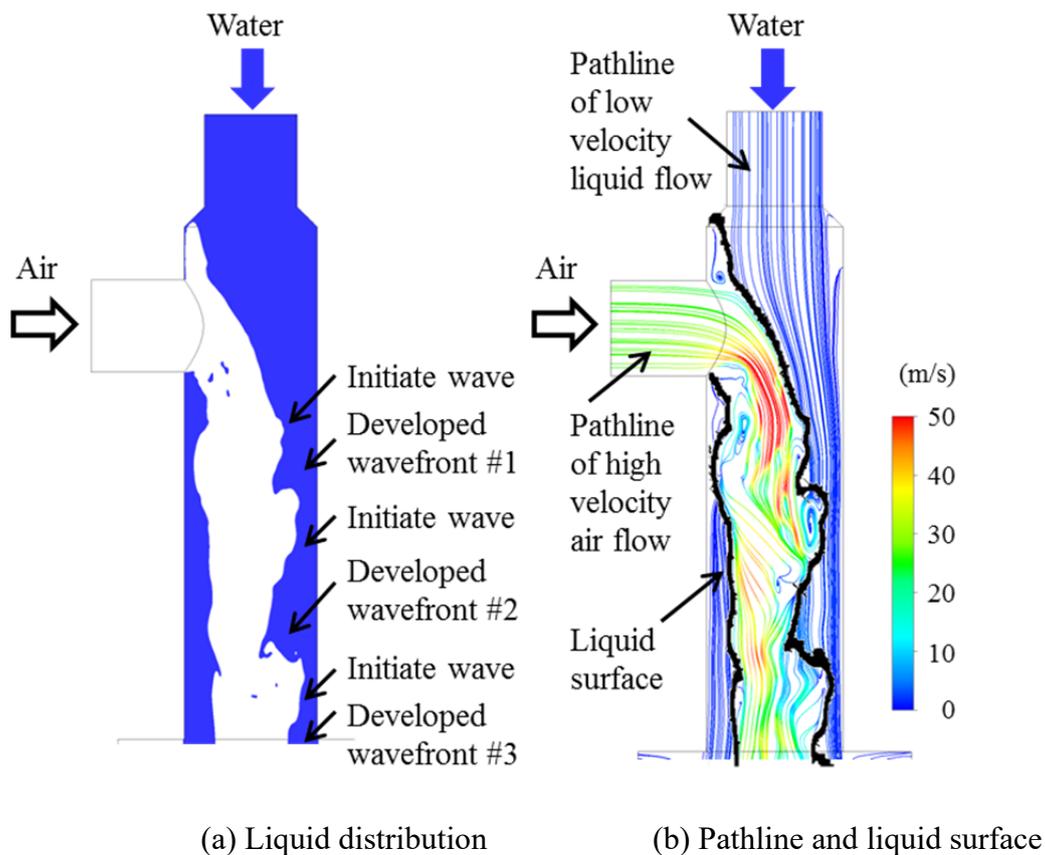


Fig.2.12 Liquid surface behavior at cross section of the mixing chamber

波頭 1 の断面の速度および各断面の液体速度の半径方向分布を図 2.13 に示す。波頭 1 の界面の左側には高速の気体が、右側には低速の液体があり、それらの速度差 u_{rel} は 45 m/s で表 2.1 に示す供給時の速度の差よりも約 2 倍大きい。この気体により液体の速度は、図 2.13 (b) に示すように下流に向かうほど加速する。液体供給孔 ($x/d = -4$) における最高速度は、気液衝突部 ($x/d = -3$) まで同じ速

度を保つが、気液衝突後には、高速の気体により液体が加速し、噴出孔出口 ($x/d = 0$) の速度は供給時の約 2 倍に大きくなる。

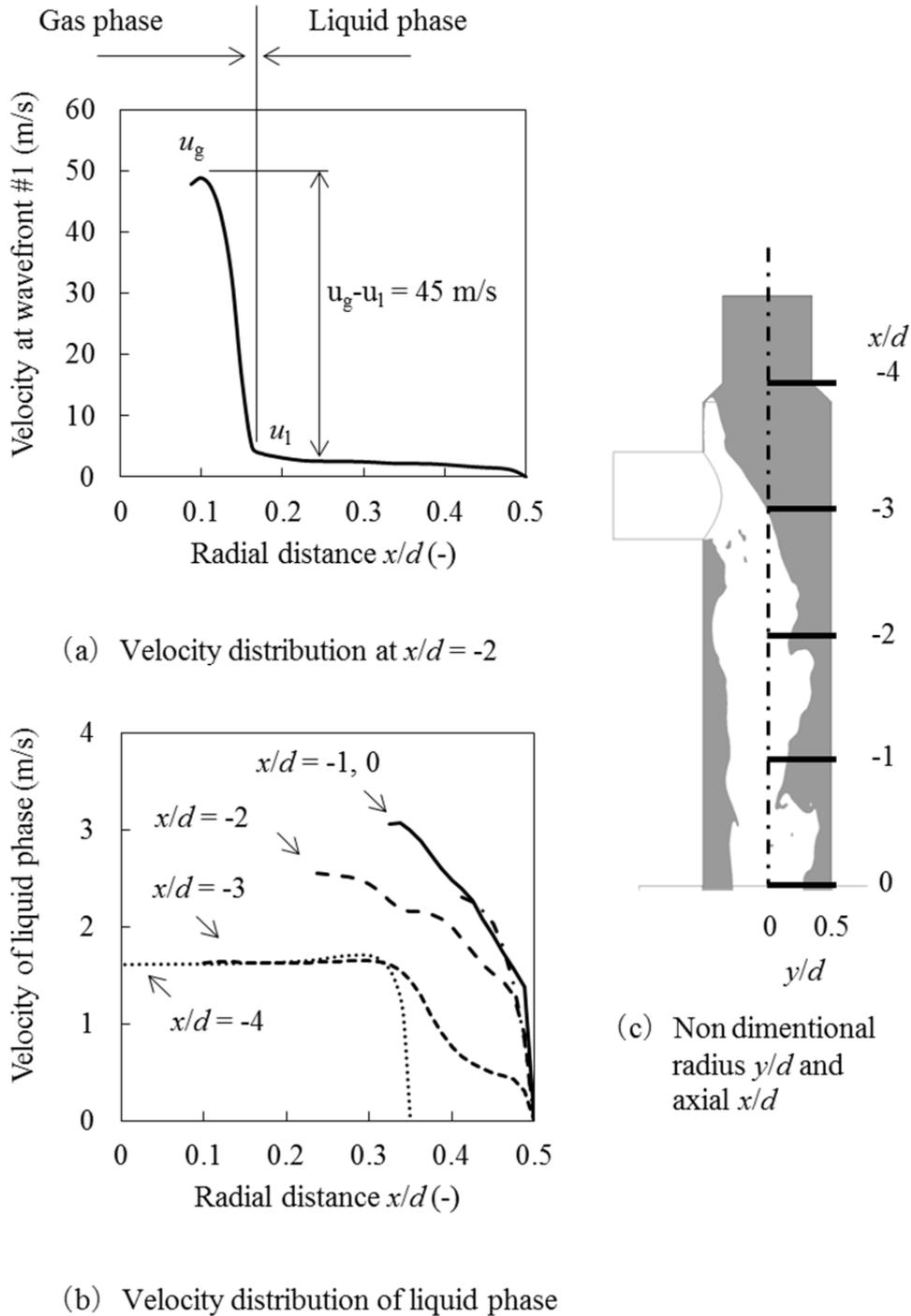
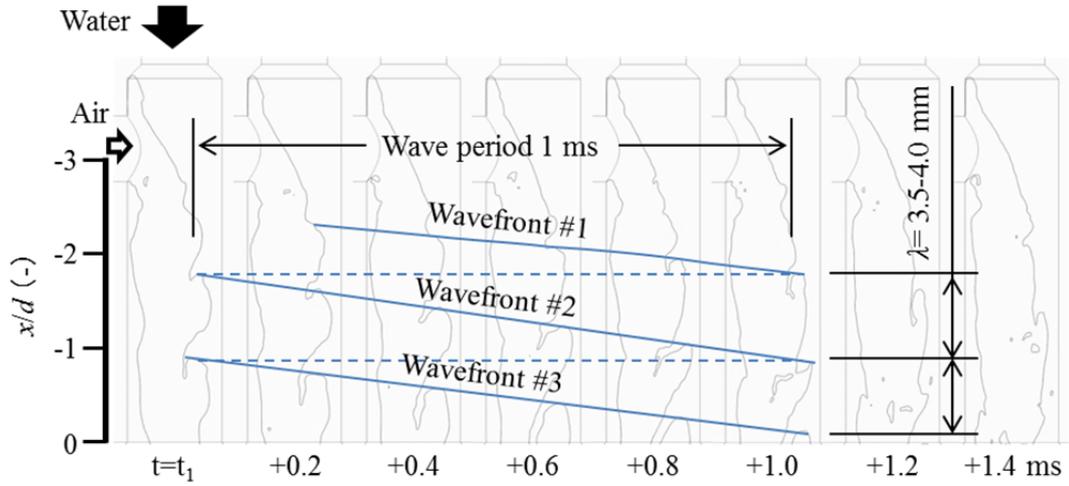


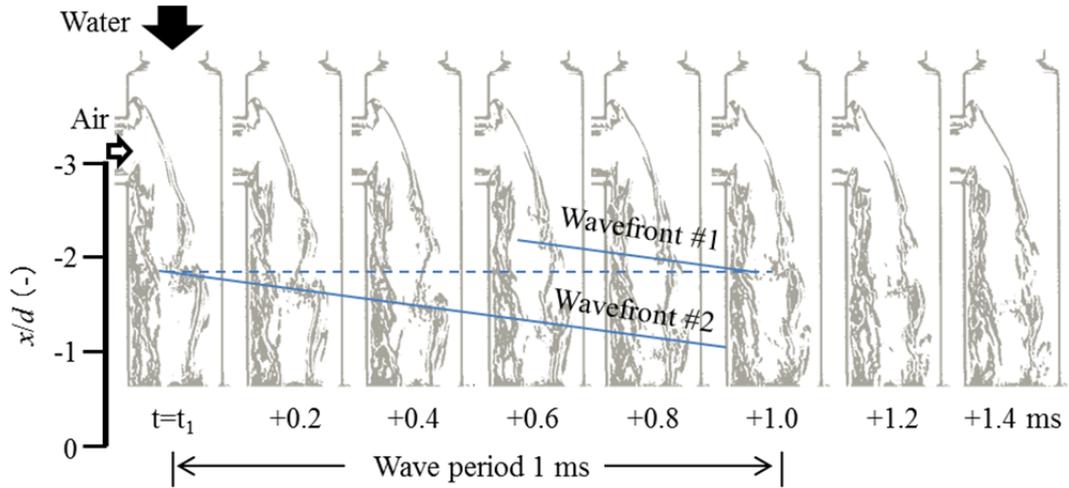
Fig.2.13 Velocity distribution of the liquid interface

噴射弁内部の気液界面の時間経過に関する数値解析と実験の比較結果を図 2.14 に示す。解析は 0.001 ms 間隔、実験は 0.05 ms 間隔でデータを取得しているが、図には時間間隔を合わせて、それぞれ (a), (b) に示す。実線は波頭の追跡線を、破線は同じ x/d の位置に現れた波頭同士を結んでいる。(a) 数値解析の波頭 1 に着目すると、ある時刻 ($t = t_1$) には正弦波的であるが、その 0.6 ms 後にはのこぎり波となり、0.8ms 後には波頭の先端が伸びて、1.4 ms 後には分裂して液滴が現れる。1.0 ms 経過後の波頭 1 と 0.0 ms 時の波頭 2 は同じ x/d の位置にあり、さらに 1.0 ms 経過後の波頭 2 と 0.0 ms 時の波頭 3 も同様であるため、これらの発生周期は 1 ms で、周波数 $f = 1000$ Hz である。この傾向は (b) 実験結果と一致しているが、実験のほうで気液界面から生じる液滴が微細であり、これらを解析する場合にはより高精細なメッシュが求められる。

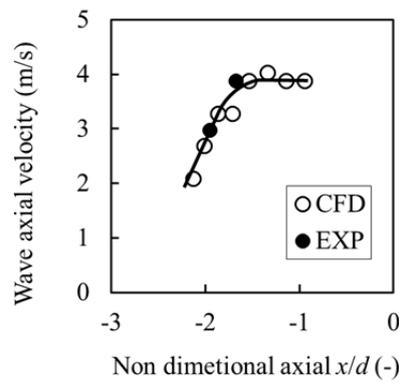
波頭の波長 λ は概ね 4 mm で周期は 1 ms であり、波頭の軸方向速度は概ね 4 m/s であるが、詳細に解析すると、図 2.14 (c) に示すように曲線である。すなわち、波頭は入口で発生したら急加速し、噴孔の中央から下流にかけて等速で移動する。数値解析と実験結果を比較するとその数値や傾向は符合しており、これは解析手法の確かさを表している。なお、数値解析の波頭速度は、波の下流側に生じる曲面の最上流座標を検出し、それらの 0.2 ms 間における移動距離から算出する。一方で、実験の画像は界面の検出が困難なため、0.4 ms 間の比較的長い移動距離を用いており、実験のプロット数は少ない。



(a) Simulation results of wavefront transient motion



(b) Experimental results of wavefront transient motion



(c) Comparison of calculated and experimental wave axial velocities

Fig.2.14 Transient interaction motion between liquid and gas

噴射弁中央断面側から見た気液界面の三次元分布を図 2.15 に示し, (a) と (b) は液相の体積分率 F_1 が異なる. (a) $F_1 = 0.5$ の気液等値面は, 一般的に気液界面として扱われ, 波頭 1 は全周に生じ, 波頭の先端には液糸が現れ, その直径は約 0.2 mm である. 波頭 2 には, 液糸だけではなく液滴も複数確認され, その液滴径は 0.1~0.4 mm である. この液滴径は 2.3 節で述べた実験の液滴数の主な直径と符号する. 中央断面の波頭の輪郭は (a) と (b) で概ね一致しており, 界面を精細に解析していることがわかる. 一方で, 液膜流の内面の微小な凹凸には若干の差異があり, $F_1 = 0.1$ は $F_1 = 0.5$ に比べて液滴の数が多い. この違いは, メッシュで解像できていない液体の存在を表し, 使用するメッシュの空間解像度 0.05 mm よりも小さい液滴の存在を示唆している. また, Jiang ら (2018) は, メッシュの解像度に加え, 気体の乱流強度にも界面の不安定性が影響すると述べており, より詳細な現象の解明にはメッシュの解像度向上が有効である.

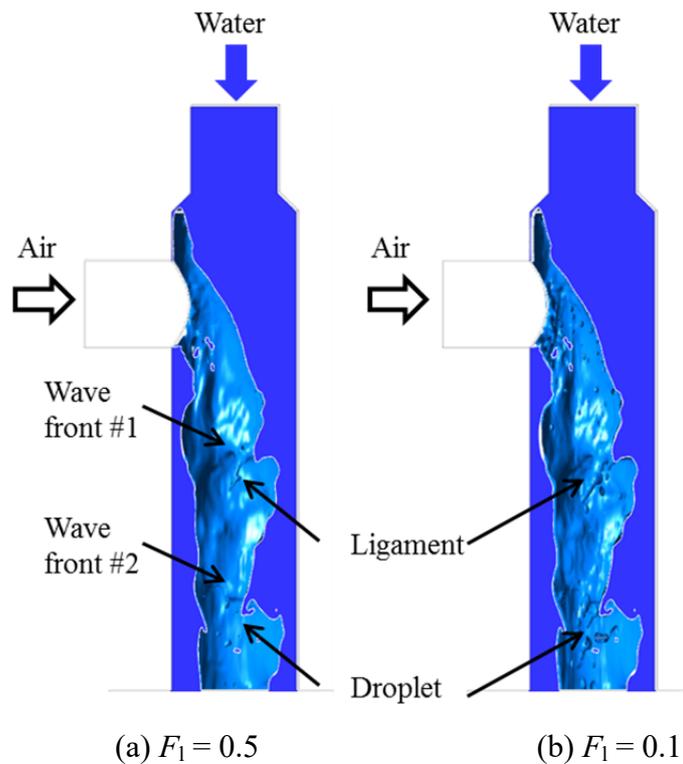


Fig 2.15 Comparison of liquid volume fraction

2.4 噴霧の影響因子

2.2 節で述べた実験結果と 2.3 節で述べた数値解析結果に基づいて二流体噴射の微粒化機構を検討した結果，図 2.16 に示す 2 種類の微粒化機構の複合が考えられる．まず，気液衝突部では液体と気体の運動量流束のバランスにより流動形態が分類され，運動量流束の増大に伴い液流は円筒状から液膜状へと変形し，噴孔内には環状流が形成される．この環状液膜の界面には，気体と液体に速度差があるため界面が不安定になり，波頭が生じる．さらに，一部の波頭の頂部からは液糸が分裂し，比較的微細な液滴を生じる．したがって，噴孔内には環状流と噴霧流が混在する．一方で，噴出された環状液膜流の外表面には Rayleigh 不安定的な長い波長の収縮があり，内表面には噴孔内で生じた波頭により皺が存在する．この液膜も同様に液糸状に分裂するが，厚い液膜が比較的粗い液滴を生じる．すなわち，噴孔の内部では環状噴霧流が形成され，管中央の噴霧流が微細な液滴を，噴出後の環状流の液膜が粗い液滴を生じ二峰性の粒径分布がえられる．特に，環状流の膜状分裂が液滴径に大きく影響する．

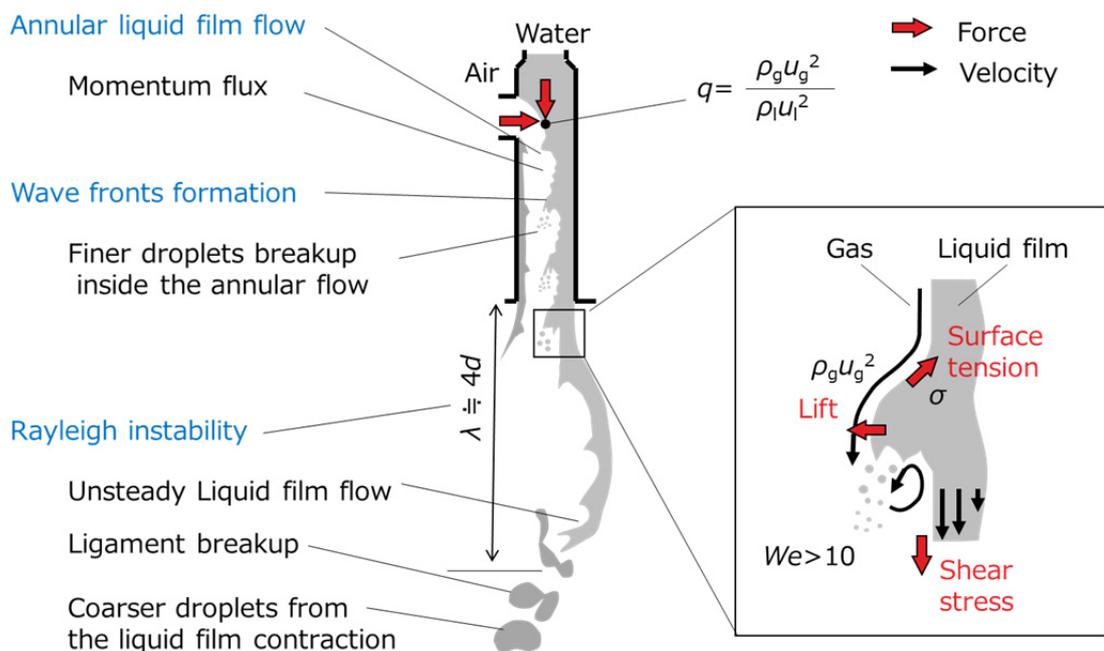


Fig.2.16 Atomization process of twin-fluid atomizer

2.5 まとめ

本章では，二流体噴射弁の微粒化機構を解明する目的で，噴孔内の気液二相流動を可視化実験により観察するとともに噴霧流動の変動と分裂過程を高速で撮影した．さらに，数値解析により気液界面の微視的な流動を解析し，可視化実験と数値解析とを突合せることで，噴孔内の流動様式の分類と，それらの内部流動状態が噴霧に及ぼす影響を調べた．結果は以下のように総括される．

- (1) 二流体噴射弁の噴孔内の流動形態は液柱流と液膜流に大別され，これらの遷移境界は運動量流束比 q と噴孔ウェーバー数 We に相関がある．
- (2) 気体と液体の速度差による界面の不安定性により波が現れ， $We > 10$ では微細な液滴が生じる．
- (3) 噴孔内では液体が気体と衝突して波打つように高速変形し，運動量流束比 q の増大に伴い波の発生周波数 f は増大する．
- (4) 気体を側壁から流入させる二流体噴射弁の環状液膜流には偏りがあり，厚い液膜の分裂により粗い液滴が生じる．一方で，液膜界面の波から生じる比較的微細な噴霧流が液膜流の内側に生じる．これらが混在して二峰性の粒径分布となる．

第3章 内部混合型二流体噴射弁の制御因子

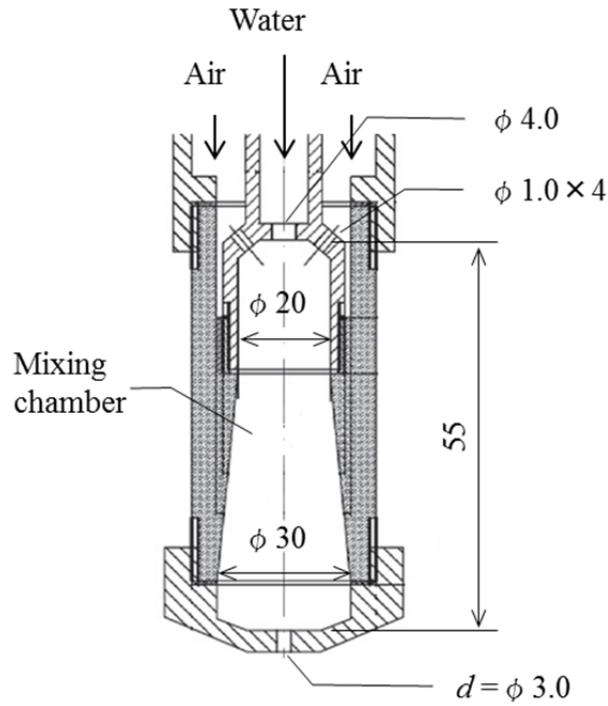
3.1 はじめに

第2章で検討した液体と気体との衝突による一次混合に加え，本章では，混合室のある内部混合型二流体噴射弁を用いて，混合室内部における圧力や気液比が気液の二相流動に及ぼす影響を視覚的に調べるだけでなく，それらの流量状態が噴流の分裂や衝突による合体に及ぼす影響を *PDA* で測定し，それらに関連づける．さらに，グリセリンの添加により実機を想定した高粘性の液体が噴霧に及ぼす影響を調べ，*SMD* だけでなく粒径分布に占める粗い液滴の割合を評価し，バーナ燃焼で重要な噴霧の品質を把握する．

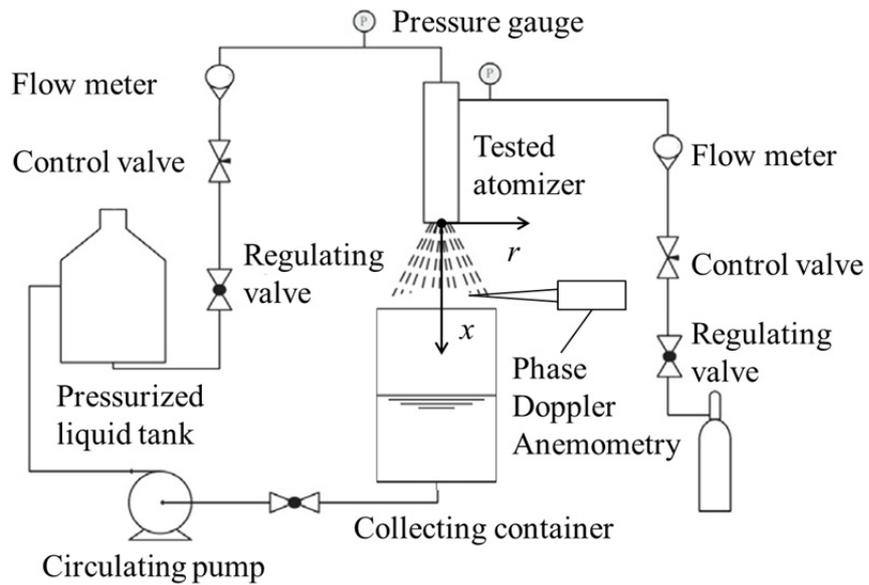
3.2 内部混合二流体噴射弁および噴霧試験装置

内部混合型二流体噴射弁の構造を図 3.1 (a) に示す．噴射弁内部の気液二相流動を観察するため，気体と液体の供給部，混合部および噴孔部のすべてをアクリルで製作する．中央に直径 4 mm の液体供給孔を，その周囲 4 方向に 1 mm の気体供給孔を 45 度傾斜させて配置している．混合状態を観察するために，混合室の長さは 55 mm とする．噴孔は液体供給孔に同軸で噴孔径 $d = \phi 3 \text{ mm}$ である．噴霧試験装置の系統を図 3.1 (b) に示す．液体はタンクで加圧され，液体と気体の各々の流量はニードル弁で調整する．噴射弁内部の気液二相流動は，高速度カメラ (COOK 社, PCO dimax) を用い，撮影速度 10,000 fps，解像度 2016×2016 画素で撮影する．液滴径および液滴速度は位相ドップラー法 (Dantec 社, Phase Doppler Anemometry) で測定し，その場合の液体の屈折率はアッペ屈折計 (カールツァイス社, G 型) の測定結果を用いた．レーザビーム間隔は 60 mm，焦点距離は 600 mm で，最大 250 μm の液滴が測定できるように調整する．測定

は、最大粒子数 1 万もしくは測定時間 30 秒のいずれかを上限とする。



(a) Schematic of the internal mixing twin fluid atomizer



(b) Schematic of the test rig.

Fig. 3.1 Experimental setup

試験条件を表 3.1 に示す。液体と気体の供給圧力は概ね同等で、この圧力 p を 0.1~0.5 MPa, 気液比 GLR を 0.02~0.20 に変化させた。なお、これらの圧力は混合室圧力との差が 10 kPa 程度と小さいことから、混合室内の圧力とみなせる。

Table 3.1 Experimental cases of atomizer

Case No.	Pressure p (MPa)	Gas to Liquid ratio GLR (-)	Liquid mass flow rate (kg/h)
1	0.1	0.02	125
2	0.1	0.05	83
3	0.1	0.10	55
4	0.1	0.20	41
5	0.3	0.02	240
6	0.3	0.05	153
7	0.3	0.10	95
8	0.3	0.20	71
9	0.5	0.05	205
10	0.5	0.10	138
11	0.5	0.20	100

液体の粘性はグリセリン水溶液の混合割合を変化させ、粘性を 1.3~120 mPas に調整する。水溶液の流量計は秤量して校正し、その精度は $\pm 3\%$ である。測定結果を表 3.2 に示す。液体の粘性はレオメータ (Anton paar 社, Physica MCR300) で、表面張力は Wihelmy 法 (Kruss 社, K12) で測定する。ともに不確かさは 2% 以下である。なお、表面張力は 61~74 mN/m で変化するが、噴霧液滴への影響は小さい (Buckner et al., 1991) (Sutherland et al., 1997) (Ejim et al., 2010)。

Table 3.2 Physical properties of liquids (at room temperature of 11°C)

Liquid	Viscosity μ (mPa s)	Surface tension σ (mN/m)	Density ρ (kg/m ³)
Water	1.3 ± 0.04	74.1 ± 0.01	998
Glycerin/water (62/38 wt%)	30 ± 0.2	61.3 ± 0.04	1148
Glycerin/water (79/21 wt%)	120 ± 2.7	66.3 ± 0.04	1196

3.3 混合室内部の二相流の分類

混合室内部の流動観察結果を図 3.2 に示す. (a) $p = 0.1$ MPa の条件では, $GLR = 0.02$ では液体が柱状のまま波打ちながら直進し噴孔周辺の壁に衝突するが, $GLR = 0.05$ では気流の増大により液流のコアが分裂し, $GLR = 0.10$ では混合室内壁に液体が衝突して厚い液膜が激しく波打ち, $GLR = 0.20$ では液膜が安定化する. (b) $p = 0.3$ MPa の条件では, (a) よりも小さい GLR で液流のコアが分裂し, 液膜はより薄くなる. $GLR = 0.10$ の条件で p を 0.1 MPa から 0.3 MPa へ増大させると, 環状流の液膜は薄くなり変動も小さくなる. 圧力の増大により気体の密度が大きくなり, GLR が同等であっても気流の運動量が大きくなり, 液体は分裂しやすくなることがわかる. (c) $p = 0.5$ MPa の条件では, 液流はさらに安定し, 液膜は薄くなる.

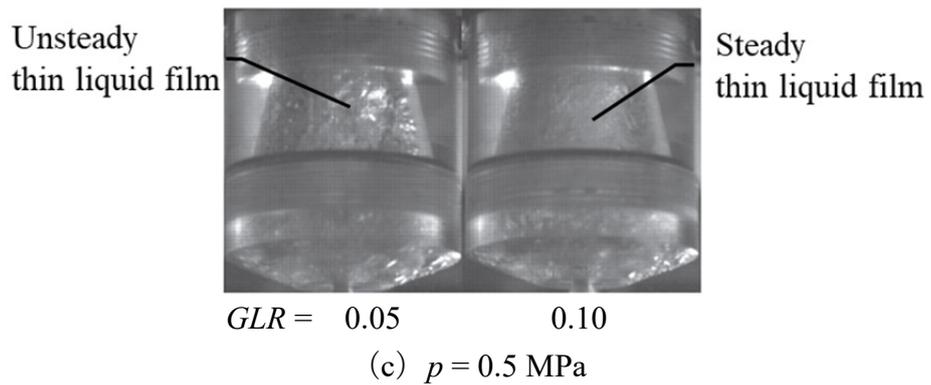
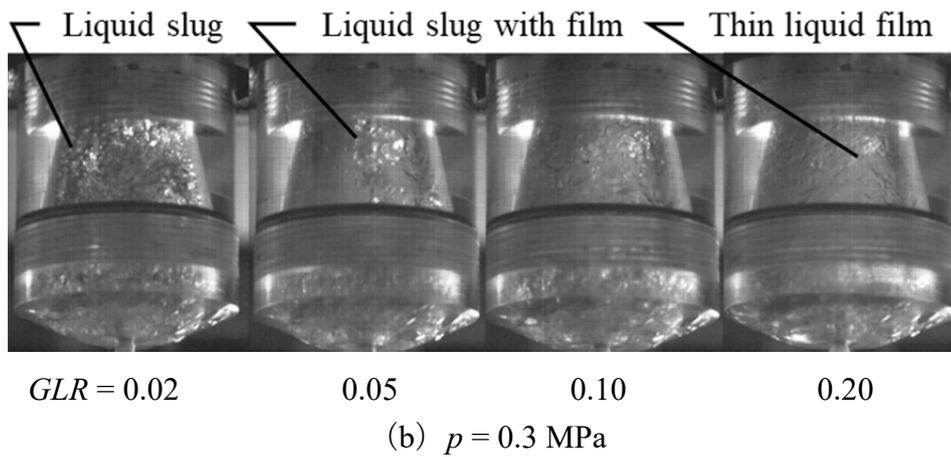
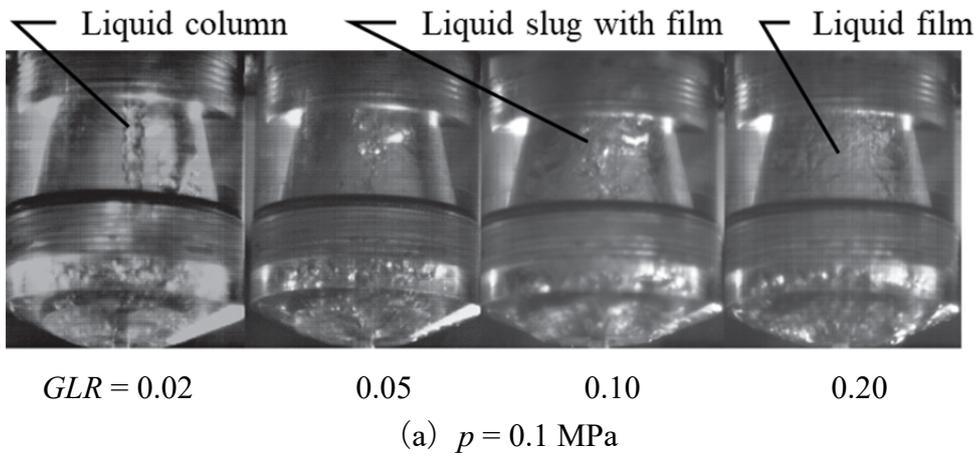


Fig. 3.2 Visualizations of two-phase flow in the internal mixing chamber at various GLR and p

図 3.3 は垂直下降気液二相流の流動様式 (Lefebvre and Chin, 1993) に本実験の $p = 0.3 \text{ MPa}$ の条件をプロットしたものであり, GLR の増大に伴って気泡スラグ流から環状液膜流へと変化する傾向は GLR が大きい場合には一致する. 一方で, GLR が小さい場合に生じる液柱コアの変動やスラグ流は現象が異なる. Nguyen と Rhodes (1998) は, 混合室の長さや直径が不足する場合に流動様式とは異なることを述べており, 本実験でも気体と液体の衝突が影響する過渡的な状態は, 十分に発達した流れとは厳密には一致しないことがわかる.

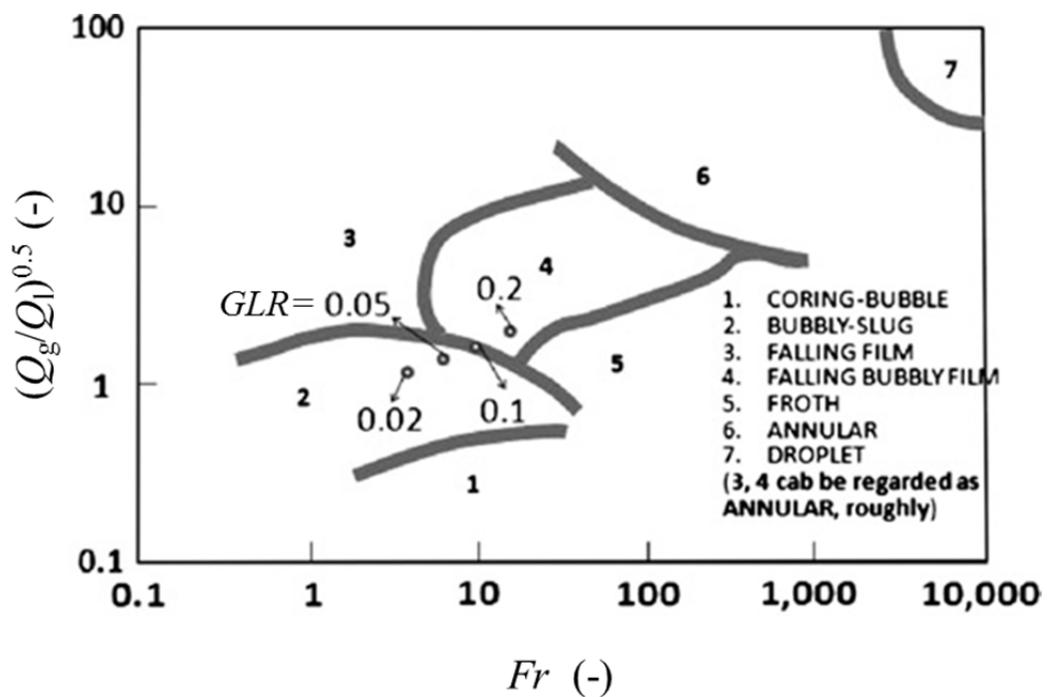
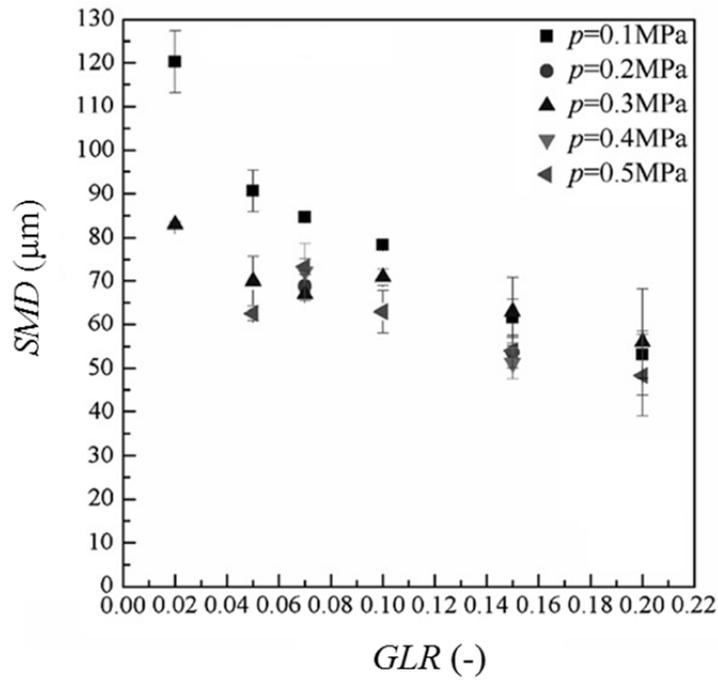


Fig.3.3 GLR conditions in this study plotted on empirical Oshinowo and Charles' map for vertical downward flow ($p = 0.3 \text{ MPa}$)

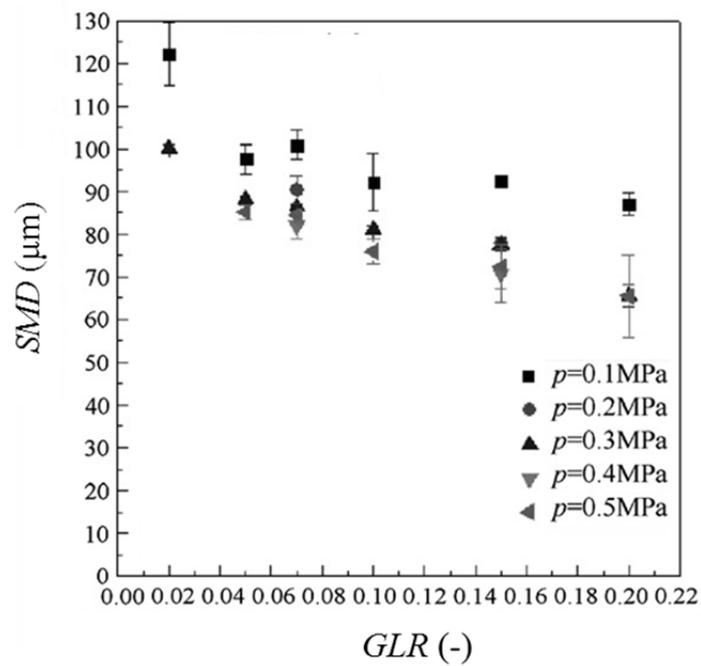
3.4 混合室圧力と気液比が平均粒径に及ぼす影響

GLR と SMD の関係を図 3.4 に示し、図 3.4 (a) は噴射直後の位置 ($x/d = 3.3$)、図 3.4 (b) は噴流が十分に発達した位置 ($x/d = 133$) である。 GLR や p の増大に伴い SMD が縮小する傾向は、佐藤ら (1991) など多くの研究と一致しているが、 $GLR = 0.02$ の場合に p が 0.1 MPa から 0.2 MPa に増大すると SMD が著しく縮小する傾向は特異性がある。これには、混合室内部の流動状態が影響し、3.3 節で述べたように、液流に対する気流の運動量流束比 q が小さく液体のコアが残ったまま噴孔に流入したと考えられる。また、 SMD は GLR に強く依存し、 p の影響は顕著ではなく、Sovani ら (2001) が述べているように p が大きいほど噴射エネルギーの高まりから微粒化が促進されるという一般的な法則に、この傾向は合致しない。このことから GLR の変化によって混合室内における空気と液体の混合が強く影響していると考えられる。

噴射直後よりも下流の SMD が増大する傾向は p や GLR に依存せずほとんどの条件でみられることから確率的なものであり、液滴の衝突における合体と考えられる。なお、Schmit と Sojka (1999) は、 $x/d > 300$ で液滴の分裂や結合が完結すると述べている。重質油は揮発性が低く遠い位置で着火するため、粗い液滴を発生させないように噴霧を分散させることが重要となる。そのため、著しい SMD の増大が確認された 0.1 MPa の条件は実用的ではない。また、 p と GLR がともに大きい条件では、軸方向位置が遠くなると SMD が増大する。このような条件は実用的なバーナでは最も運用される領域であり、このことから SMD の管理が重要であるといえる。



(a) $x/d = 3.3, r/d = 0$



(b) $x/d = 133, r/d = 0$

Fig.3.4 SMD change with p and GLR at various x/d

3.5 液体の粘性が粒径分布に及ぼす影響

噴射弁の軸方向における液滴径の変化を図 3.5 に示す。噴霧初期 ($x/d = 0 \sim 50$) に SMD が縮小するのは、噴出後に圧力を開放された微粒化用空気の膨張により気体が加速し、低速の液滴との速度差が大きくなることで、液滴径の分裂が進行するためである。一方、 $x/d > 50$ では液滴同士の衝突・合体により SMD は増大する。このようにして $x/d = 50$ で SMD が最小となり、低粘性 1.3~30 mPas の範囲では同様の傾向がみられる。この一般的な法則は、多くの研究者 (Sovani et al., 2001) (Whitlow and Lefebvre, 1993) (Jedelsky et al., 2015) (Chen et al., 1992, 1993) によって観察されており、 $x/d = 50$ の位置における SMD は二流体噴射弁の特性把握に重要である。

高粘性 120 mPas の条件では、特性が異なり SMD は増大し続ける。この現象は液滴が衝突した後に再分裂する過程において、 μ が大きくなると合体した液滴の内部の速度勾配が小さくなり、再分裂の抑制に作用することを示唆している。

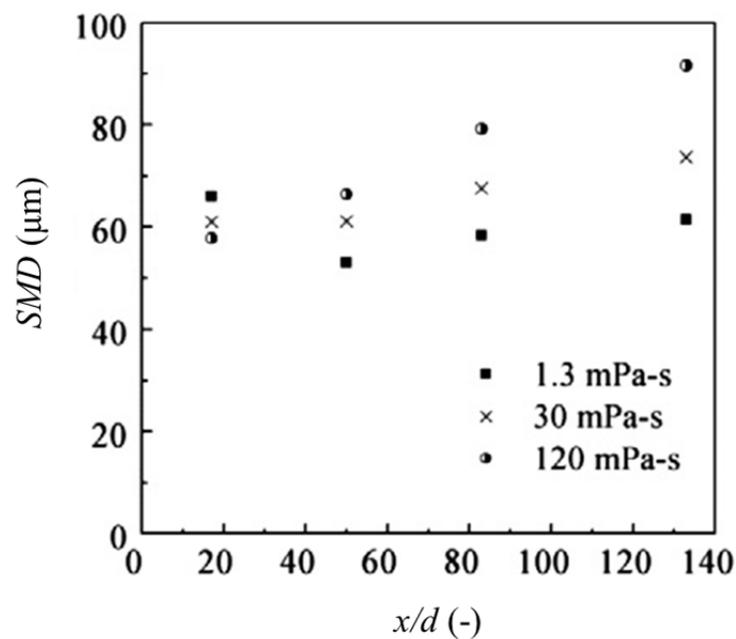
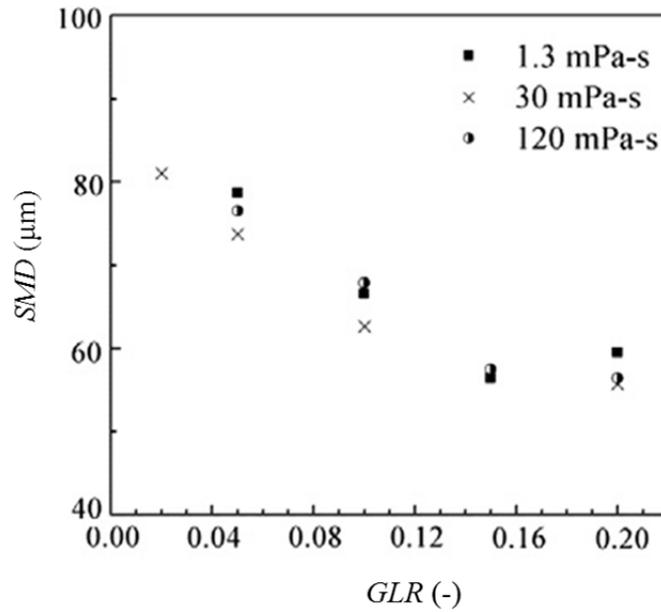
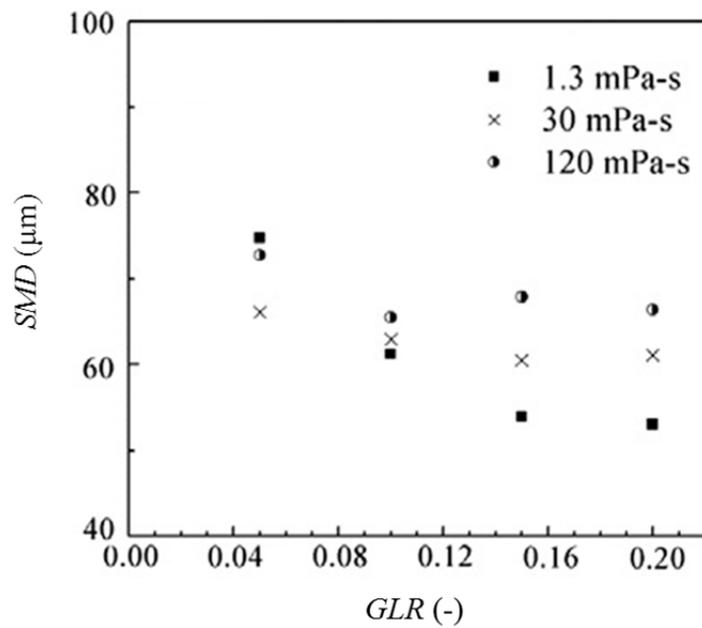


Fig.3.5 SMD versus x/d for different μ with $p = 0.5\text{MPa}$, $GLR = 0.2$

GLR および p と SMD の影響を図 3.6 に示す. なお, 比較に用いた SMD の軸方向距離は, 二次分裂が完了して SMD が極小となる $x/d = 50$ の位置で比較している.



(a) $p=0.1$ MPa



(b) $p=0.5$ MPa.

Fig.3.6 SMD versus GLR for different μ and p when $x/d=50$

$p = 0.1 \text{ MPa}$ の条件では, GLR の増大に伴い SMD が縮小し, 粘性 μ が 1.3 から 120 mPas の範囲で概ね同等である. 一方で, $p = 0.5 \text{ MPa}$, $GLR = 0.15$ と 0.20 の条件では, 粘性の増大に伴い SMD が約 27% 上昇する. この数値は測定の不確かさよりも明らかに大きい. 以上のように, 粘性が SMD に及ぼす影響は p と GLR によって傾向が異なる. Sojka ら (1991) は粘性が SMD にほとんど影響しないことを示し, Loebker ら (1997), Broniarz ら (2009), Sataphthy ら (1998) らは粘性によって SMD が増大することを示しており, このような矛盾を本章は明らかにしている.

重油燃焼では, 液滴径の二乗いわゆる表面積に比例して燃焼時間が長くなる. 粗い液滴はばいじん濃度を増大させるため, たとえ SMD が同じであっても, その中に粗い液滴が含まれるとばいじん濃度は高くなる. このため, 体積ベースの粒径分布の調査が重要である. ボイラで用いられる代表的な $p = 0.5 \text{ MPa}$ かつ $GLR = 0.10$ の条件で, 粘性が粒径分布に及ぼす影響を図 3.7 に示す. 噴射直後の

(a) $x/d = 17$ の位置では, 粘性にかかわらず二峰性の粒径分布である. この二峰性は二流体噴射弁の特徴であり, 第 2 章で述べたように気体と液体との混合状態が影響する. 具体的には, 混合室内で分裂が進行しないまま噴射された液体のコアは, 噴射時に二相流のチョーク流によって気体が膨張しても, 高速の気体によって分裂が進行せず, 粗い液滴が液滴分布の体積濃度の多くを占める. 一方で, 混合室内ですでに微細になっている液滴は高速の気体によってさらに微細な液滴を生じる. これらの混在が二峰性の粒径分布を生じさせる. この分布は $\mu = 1.3$ と 30 mPas は類似しているが, 120 mPas の場合には粗い液滴の占める割合が極めて大きい. 高粘性な液体の場合, 二流体噴射による一次分裂の効果が液体の内部まで影響を及ぼすことなく粗い液滴を生じさせると考えられる.

二次分裂が最も進行する $x/d = 50$ の位置では、 $\mu = 1.3$ と 30 mPas の低粘性液体は単峰性に近い分布となるが、 $\mu = 120$ mPas の高粘性液体は小液滴と粗液滴が同じ割合を占める。さらに、 $x/d = 133$ の位置では微細な液滴が合体することにより小液滴側の卓越はなくなり粗い液滴側が鋭く卓越する。特徴的であるのは、高粘性液体の最大液滴径が低粘性液体のそれより小さいことであり、これは高粘性液体の安定性の高さを示唆している。このように、 $\mu = 120$ mPas の粘性力が粗い液滴を生成することは合理的であり、内部混合型二流体噴射弁における一次分裂に粘性が強く影響を及ぼすことを示唆している。また、体積累計分布に着目すると、二次分裂が最も進行する $x/d = 50$ と噴霧が十分に発達した $x/d = 133$ では、 $\mu < 30$ mPas の低粘性液体は全く変化しておらず、典型的なロジンラムラ分布であるため、このような粘性領域では粘性が二次微粒化に影響しないことも示唆している。

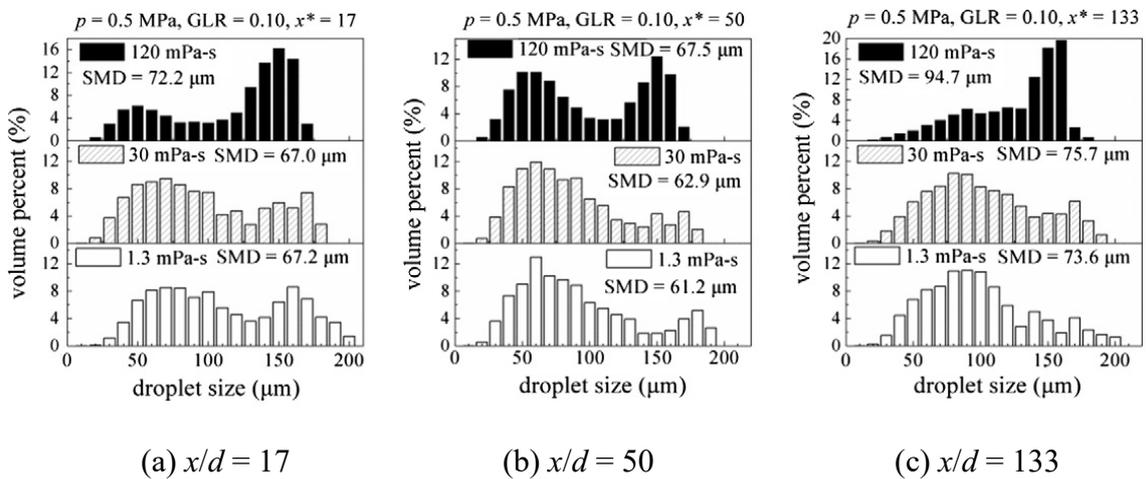


Fig. 3.7 Volume-based droplet size distribution for different viscosity ($p = 0.5$ MPa and $GLR = 0.10$)

3.6 まとめ

本章では、混合室内の二相流動を高速度カメラで観察し流動様式を調べるとともに、*PDA* で液滴径を測定し、これらに関連づけた結果、内部二相混合状態が噴霧特性に影響を及ぼす。さらに、実設計で用いられるような噴射圧力が高くかつ *GLR* の高い条件では、噴射される液滴径には粘性が強く影響を及ぼすことがわかった。結果は以下のように総括される。

- (1) 気液比 *GLR* および運動量流束比 q は流動様式への影響が大きく、*GLR* の増大に伴い、流動様式は液柱流からスラグ流、さらに環状流へと変化する。
- (2) 気液比 *GLR* および圧力 p (気体密度 ρ) の増大に伴い、液膜が薄くなり、*SMD* が縮小する。
- (3) 粒径分布は二峰性があり、液体の粘性 μ は粗い液滴の割合を増大させて *SMD* が増大する。

第4章 内部混合型多孔二流体噴射弁の改良

4.1 はじめに

第2章では、二流体噴射弁で重要となる気流と液流との衝突が気液の界面の変動に及ぼす影響を調べ、気体の速度に比例した高次の不安定波が起こることを示した。さらに、高速の気体により液面には波頭が現れ、気液の相対速度により微細な液滴を生じた。一方で多くの液体は噴孔の内壁に環状流を形成し、その厚い液膜が粗い液滴を生じた。このように内部の流動形態が分裂プロセスに影響することを明らかにした。第3章では、混合室を有する単一孔の亚克力製可視化噴射弁の内部流動を観察し、 GLR が増大すると、流動様式がスラグ流から環状噴霧流へと変化することを示した。混合室の気液比 GLR や圧力 p (気体密度 ρ_g) の増大により気体の運動量流束が増大することで液膜流は薄く変動が小さくなり、 SMD が縮小することがわかった。また、液体の粘性の増大に伴って粗い液滴の割合が増大し二峰性の粒径分布に影響した。

これらの知見を踏まえ、本章では実機スケールの内部混合型噴射弁における粗粒低減のため、数値解析と実験とを併用組み合わせながら、内部混合型多孔二流体噴射弁の混合室内及び噴孔の二相流動の役割を明らかにし、微粒化特性への影響を把握する。まず実用上の展開も考慮して、気液衝突部（一次混合部）を変えて2通りのモデルとして設計・試作する。このモデル噴射弁に対し、内部混合室及び噴孔の二相流動を数値解析し、現象を把握するとともに微粒化特性に及ぼす影響を考察する。さらに、実験により微粒化特性を測定し、内部混合型噴射弁における微粒化改善の方向性を示す。

一方で、二流体噴射弁の噴霧流には気体と液体との相互干渉による時間的・空間的な変動があり、それらが微粒化に及ぼす影響も課題となっている。そこ

で、噴霧流の変動にも着目し、噴射弁内部の高速かつ非定常な二相流動を数値解析するとともに、実際の噴霧の散乱光を高速度カメラで撮影し、混合室内部の気液二相流の変動と噴霧流の変動の関係を調べる。

4.2 微粒化メカニズムと設計上の着眼点

第2章で述べた気液の衝突混合、第3章で述べた流動様式の変遷、佐藤ら(1987, 1991)、金ら(1996)、玉木ら(2005)の可視化観察から、内部混合型二流体噴射弁の内部流動現象は図4.1のようであると推察される。すなわち、液体は気液衝突部(一次混合部)で気体と衝突し、液塊状となって浮遊しながら軸方向へ移動し、正面の内壁に衝突して押し広げられ噴孔へ流入する。一部の液塊は主流の周囲を循環し、周囲壁に衝突して液膜化するものもあれば、噴孔に直接流入するものもある。いわゆる、噴孔の外周側に環状の液膜流がある環状噴霧流が形成される。噴孔出口の圧力が大気圧であるのに対し噴孔入口の圧力は10気圧程度と高いため、噴孔では二相流のチョーク流れが形成される。したがって噴孔では、孔壁に添う比較的低流速の液膜が、断熱膨張によって音速に達する気流によって微粒化するため、液膜を薄くするのが噴霧を良好にするポイントと見なせる。また、高粘性油ではリガメントが長く伸びて分裂するが、液膜を薄くすることが肝要な点は変わらない。

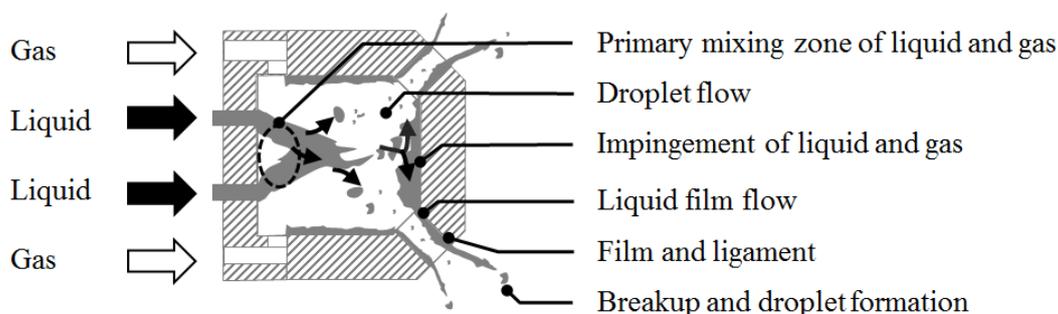
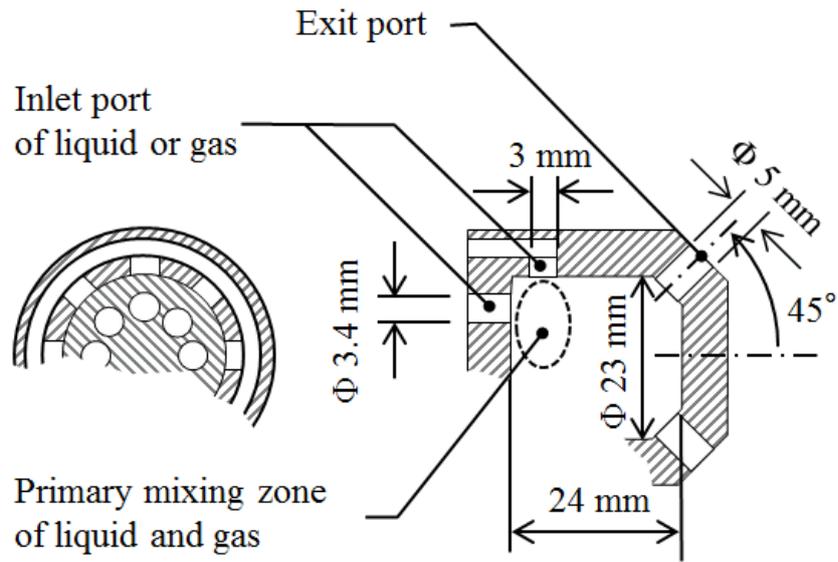


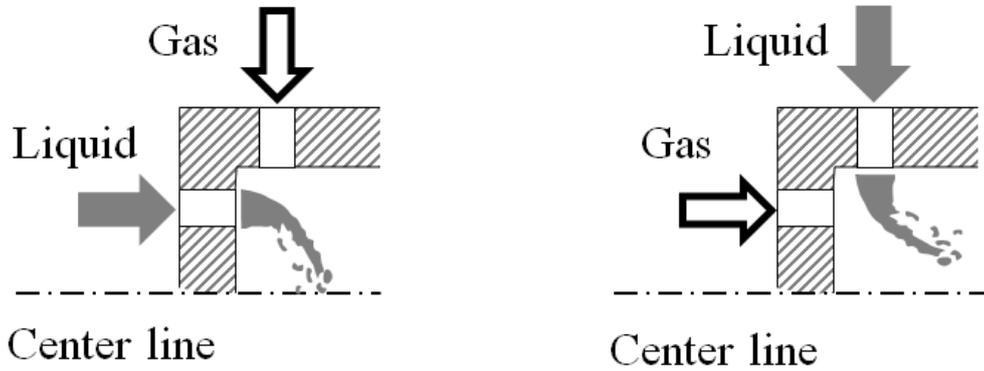
Fig.4.1 Simulation domain and boundary conditions of the internal mixing chamber

4.3 内部混合型多孔二流体噴射弁の気液衝突方式の改良

噴射弁設計においては、バーナの燃焼方式に応じて燃料液滴群を任意の位置に分散させて良好に燃焼させることが重要である。それらは噴孔の配置（孔角度および噴出方向）で決定づけられるため、広角に液滴を噴射する実機を想定した多孔の内部混合型二流体噴射弁を設計する。概略構造を図 4.2 に示す。中央に単一の液体流入孔を設けた構造が先行研究（Park et al., 2013）（Li et al., 2012, 2013）で多く提示されているが、本章では図中の（a）に示すように液体の流入孔と気体の流入孔が対になるように同心円状に等間隔に 8 方向に配置し、粗粒の元となる液体のコアを迅速に微粒化させる構造とする。さらに、混合室入口（一次混合部）で液体に気体を直角に衝突させて混合室内に分散させている。これらの気液の衝突のさせ方が微粒化特性に及ぼす影響を調べるため、各々の流入部分を交換できる構造とする。図中の（b）は、液体の流入孔を下流直進方向に向け、一方外周側に設けた気体の流入孔を気流が中心方向に噴出するように配置しており、内液外気式の一般的な構造である。この方式を、ここでは液ストレートフロー方式（LSF）と呼ぶ。図中の（c）は、液体と気体の各々の流入孔を入れ替えた配置としている。すなわち液体を外周側から中央側へ集めるように噴射し、そこへ中心側から気体を衝突させるものであって、液クロスフロー方式（LCF）と呼ぶことにする。各部の寸法は、燃焼させる場合の燃料と空気の混合に配慮して噴孔数と広がり角度を決定する。気体と液体の流入孔や噴孔の面積は、圧力損失の実績値に基づいている。具体的には、噴射弁軸方向の流入孔が約 $\phi 3.4$ mm の円筒形状であり、噴射弁周囲から軸中心に向かって供給される流路が約 3×3 mm の直方体形状であり、断面積は同一である。噴孔は混合室の前方角部 8 ヶ所に周方向に噴出角 45 度で配置し、孔径 $d = \phi 5$ mm とする。



(a) Overview of internal mixing atomizer



(b) Liquid straight flow (LSF) type

(c) Liquid cross flow (LCF) type

Fig.4.2 Schematics of internal mixing atomizer

4.4 噴射弁内部の流動

4.4.1 数値解析方法

解析には第2章と同様に流体解析コード（ANSYS 社 FLUENT）を用い、界面捕捉手法の一つである VOF 法（Volume of Fluid）を用いて、液体と気体との相互作用を解析する。図 4.3 に解析モデルを示す。3次元の 1/8 セクタモデルで周期境界とする。液体の流入孔、気体の流入孔および噴孔を各々1孔ずつ直線上に配置し、入口の境界条件は、液体の質量流量を 0.083 kg/s に、気体の質量流量を 0.010 kg/s ($GLR = 0.125$) に設定し、出口の境界条件は噴孔から十分に離れた位置を大気圧に設定する。混合室内のメッシュサイズは 0.2 mm に設定し、噴孔近傍のみ 0.1 mm に設定する。

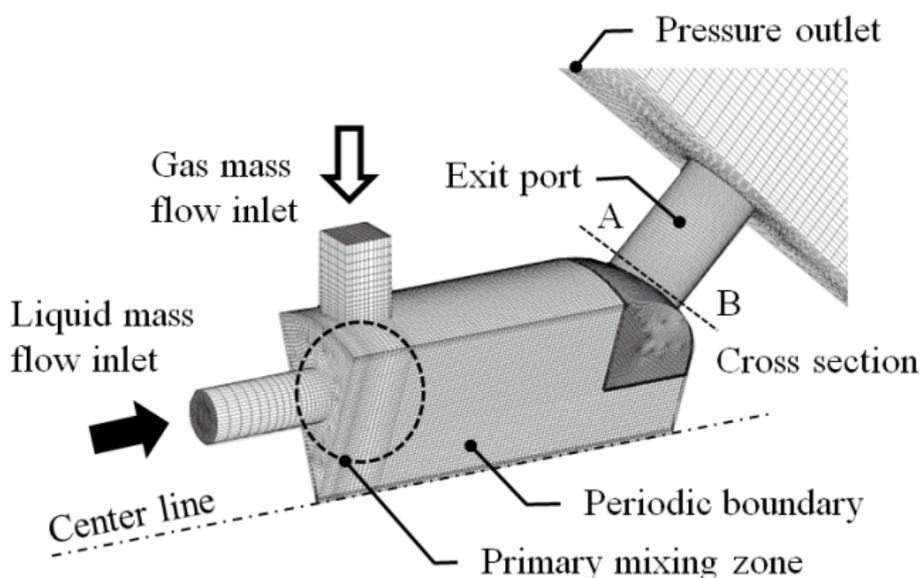


Fig.4.3 Simulation domain and boundary conditions of the internal mixing chamber

気体と液体を供給してから約 5 ms 後に内部混合室内の液保有量が飽和するため、その後 10 ms 間の変動を評価対象とする。計算格子内の気液界面は、形状

再構成法を用いて線形で補間すると共に、レベルセット法を併用する。壁面の接触角は 30 度に設定し、濡れ性を考慮する。これらの表面張力や界面張力は、Brackbill (1992) らの連続体表面力の考えを用いており、運動量方程式に外力として追加される。また、界面張力は壁近傍の界面の曲率から求めた。なお、乱流モデルにはレイノルズ平均モデルを用いたが、時間ステップ 1 μs で緻密に計算し、動的な現象を準静的なものとして取り扱った。内部混合室内の二相流動の変動は、各計算格子の等値面 ($F_L > 0.5$) で評価し、噴孔入口面の変動は、AB 面を通過する液体流量と気体流量を 10 μs ごとにとりだして評価する。ここで B は噴孔において内部混合室の中心方向の位置、一方 A は 180 度反対側すなわち内部混合室の内壁側を指している。解析に用いた流体は、水と空気とともに常温とする。なお、混合室の圧力を第 5 章の実験で測定し、それを元に気体の密度を算出して 10 kg/m^3 に設定する。

4.4.2 液体の分散

噴射弁内部の液体 ($F_L > 0.5$) の三次元分布及び流入孔と噴孔の中心を結ぶ断面を図 4.4 に示す。液体を中心軸方向に供給する LSF では、一次混合部で液体が気体との衝突によって押し広げられて、液柱状から扁平状となり、その周囲から液塊状に分裂する。液塊は、噴射弁中心軸側に集合しながら前進し、内部混合室の壁に正面衝突して押し広げられ壁に沿って噴孔へ流入する。噴孔の流入断面の気液界面は絶えず変動しており、それらを 3 ms 間で平均処理したものを示しているが、中心軸側に厚い液膜が形成されている。このような厚い液膜は噴孔から噴出し分裂する際に粗い液滴となりがちである。

一方で、液体を外周側から流入させる LCF では、一次混合部における気液の衝突により液塊となる点は LSF と共通しているものの、内部混合室中央部の液

溜りが少なく，噴孔の流入断面は均一な薄い液膜が形成されている．図中の速度ベクトルは，代表的なフローパターンを示している．空気流は液体流より少なくとも 10 倍速く，それらの運動量流束は同程度である．LSF は主流の周りに 2 つの渦を持ち，前壁近くの渦は中心軸の周りに淀んだ液体を巻き上げる．もう一つの渦は液滴を外壁に巻き込み，液膜を形成する．一方で LCF の気体は，噴孔の半径方向に拡散しながら，出口に向かって直進する．全体的な液の割合は LCF のほうが少なくみえるのは，内部混合室内の F_L が LSF では 0.18，LCF では 0.13 と少ないためである．供給条件の F_L が 0.09 であるので，その増加分は内部混合室内の液体の滞留を表し，LCF のほうが低く液膜が薄くなりやすい．以上の結果から，LCF のほうが微細な噴霧生成に有利であるとの予測ができる．

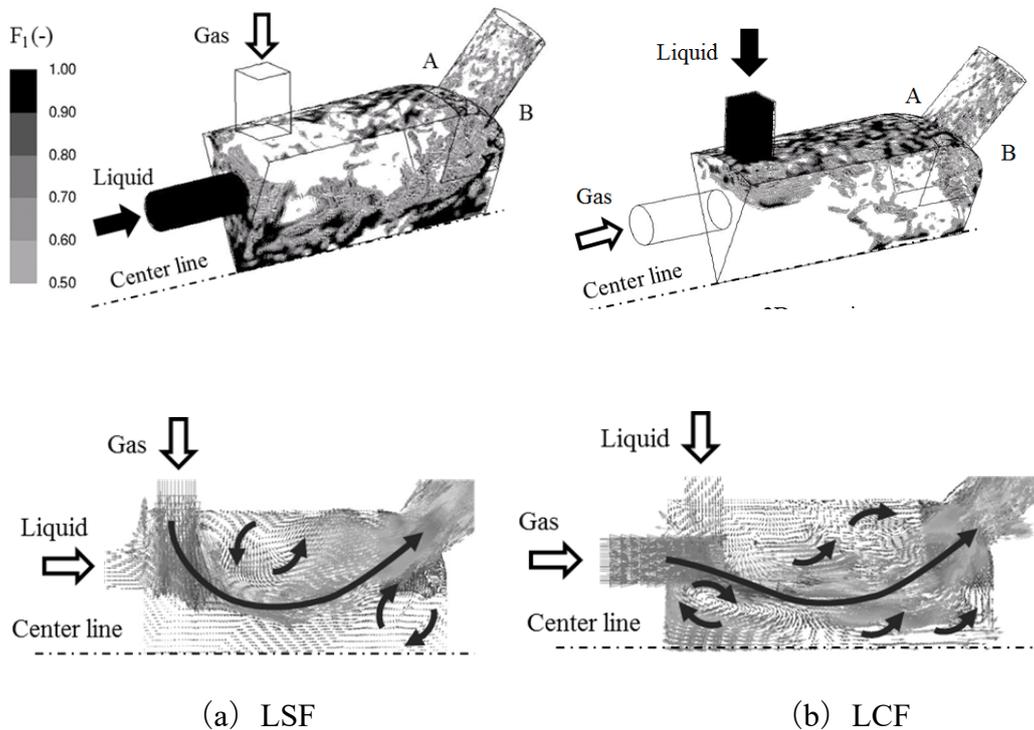


Fig.4.4 Liquid volume fraction in the mixing chamber and velocity arrows

4.4.3 気液衝突部の二相流動の変動

図 4.2 (a) に示す LSF タイプと図 4.2 (b) に示す LCF タイプの各々の二相流動解析結果の一例（内部混合室の断面）を図 4.5 に示す。図は 100 μs ごとの時間変化を表しており、(a) LSF タイプでは、内部混合室に流入した液体は、気体の横風を受けて押し広げられ、後からくる液体に押されて盛り上がるように変形する。この波頭のような変形には矢印とともに符合Ⓐを付け追跡している。Ⓑは次に現れる盛り上がり変形である。このような波頭あるいは‘コブ’のような盛り上がり変形は、内部混合室の中心軸方向へ動き、内部混合室先端正面の衝突域の液溜りに到る。この衝突域でも液体は激しく乱れている。図の点線はその波頭の時間経過による移流を示しているが、それらは概ね等速で軸方向へ移動し 1000~3000 Hz の周期で波が発生しているように見える。稲村ら（1983, 1985）によれば、二流体噴射弁を想定した気流による固体面上の液体の膜厚は、気体速度とともに変動周波数が単調増大し、約 200 Hz まで上昇する。大島ら（2014, 2015）によれば、平面液膜を高速の気体で微粒化すると、その変動周波数は気体速度に比例して約 1000 Hz まで増大し、液体速度に無関係である。さらに高雰囲気気圧力では、液体と気体との密度比が小さくなり、変動周波数が数倍大きくなる。このことは、高圧環境下における噴霧流の変動周波数が数千 Hz に大きくなる可能性を示している。これらは、稲村らによる固体面上の液膜変動の周波数よりはかなり大きく、一方で大島ら（2016）の二相流モデルにおける変動とオーダー的には近い。内部混合室中心側の噴孔入口エッジでは、噴孔まで移動したⒸが液塊となって引きちぎられるように変動し、噴孔内に流入している様子がわかる。一方 (b) LCF タイプでは、内部混合室の中心へ向かう液柱が気体の横風を受け帆型の薄膜となり、内部混合室の側内面へ追いやられる。これはⒹの変形から分かる。次いで生じたⒺの変形はⒹと同様に帆型となるも

のそのサイズが大きく内部混合室の側内面だけでなく正面にも液塊が飛び散る。最上コマの場合は、液体が気体の前方に壁となるため気体の圧力が高まり、液体を押しよけようとしている。それから $300 \mu\text{s}$ が経過した上から 4 コマ目の場合は、液体が気体の前方になく、圧力が開放されることで液流の貫通力が高まり、再び㊸の形成が始まる。すなわち、これらの液体と気体との運動量流束のバランスにより、変動を繰り返すと考えられる。この周期は LSF タイプと同様に $1000\sim 3000 \text{ Hz}$ である。また、LSF タイプのような液溜りは内部混合室の正面先端に見られない。内部混合室内の F_L は、流入させる液体流量と気体流量との比率が 0.09 であるのに対し、LSF タイプでは 0.18 と高くその増加分は内部混合室内の液体の滞留を表わす。一方で LCF タイプでは 0.13 と低く、液溜りが少ないことにより LSF タイプのような噴孔の液塊㊸は見られない。

すなわち、二流体噴射弁における液流の変動は気流の運動量流束に強く影響を受け、この傾向は第 2 章で述べた波頭の発生メカニズムと共通している。具体的には、 GLR の増大により気流の運動量流束が増大すると、高速な気流と低速な液流の界面に不安定性が生じ、発生した波は気流に押されて加速する。一方で波長は概ね同等であることから、発生周波数は増大する。この波の発生周波数と運動量流束比との関係を図 4.5 (c) に示す。ここで運動量流束比は次元を合わせるために 0.5 乗とする。運動量流束比が 1 より小さい第 2 章の要素試験と 1 より大きい本章の多孔の実機スケール試験には、概ね一次の正の相関がみられる。実機スケール条件の周波数にだけ、 1000 から 3000 Hz に変動がみられるのは、運動量流束比の増大により液膜の内面に気体が混入して複雑な流動を生じるとともに、多孔により相互干渉が生じ、複数の波が混在するためと考えられる。

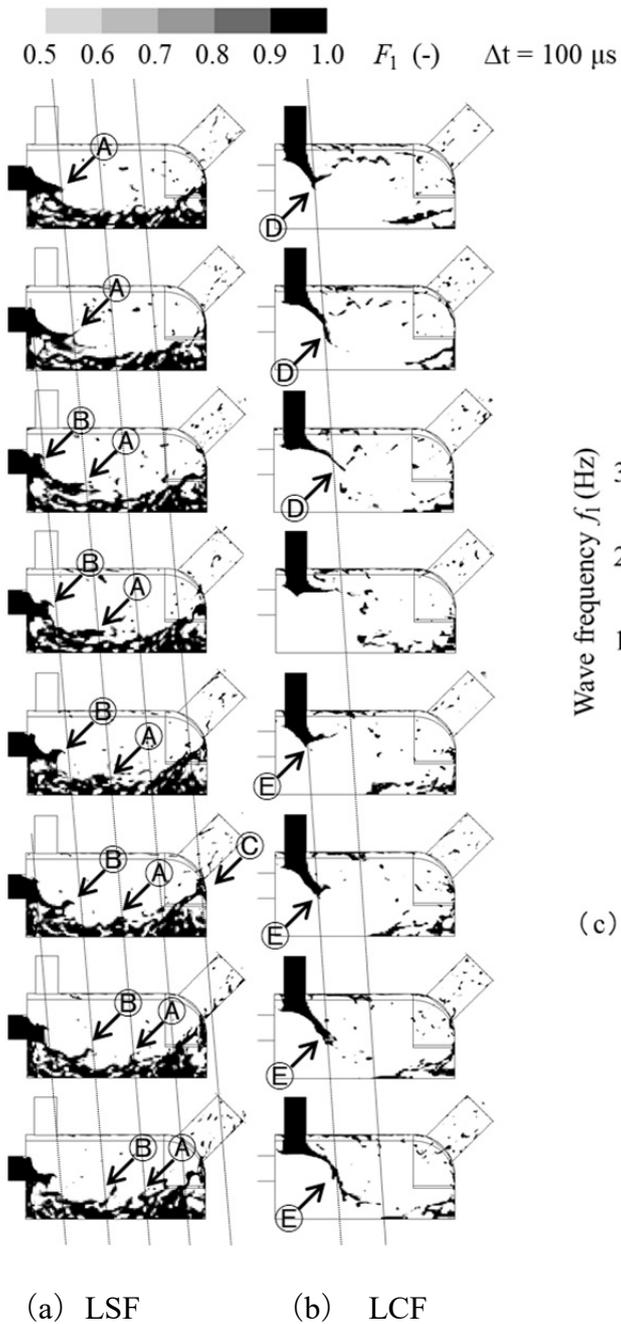
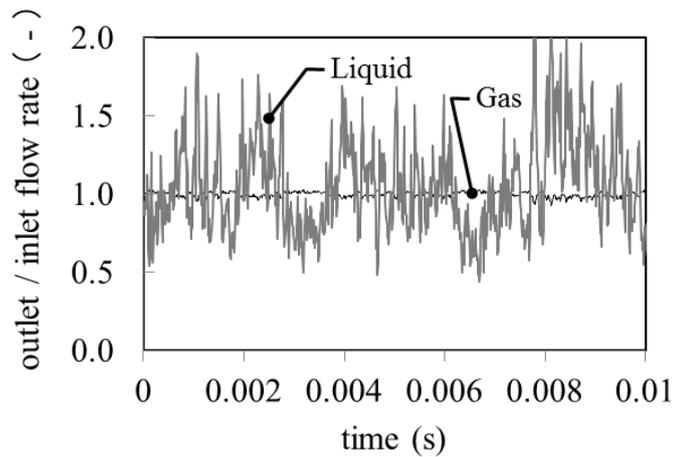


Fig.4.5 Liquid flow behaviors in the internal mixing chamber

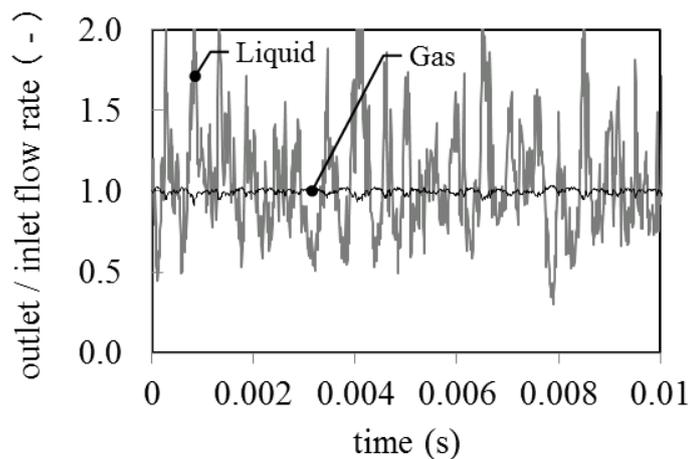
4.4.4 噴孔部の気液流量の変動

噴孔へ流入する液体および気体の変動を調べるため、それぞれの質量流量の時間的変動を図 4.6 に示す。各々の流量は供給量で無次元化している。液体と気

体の供給を開始してから概ね 5 ms 後に混合室内の液体滞積量が一定となった時点
 点を定常到達とみなし、それ以降の変化を示しているが、定常到達後も液量は
 変動していることがわかる。液体と気体の供給流量は一定で定常であるにも関
 わらず、噴孔では液体流量が大きく変動しており、その変動には周期性が見ら
 れる。一方で、気体流量の変動はかなり小さい。このことは、*GLR* も変動する
 ことを意味する。すなわち本章の内部混合型多孔二流体噴射弁では、周期的に
GLR が上昇・下降しており、*GLR* 下降時には瞬時に微粒化が悪化する現象が生
 じる可能性も、この結果は示唆しているといえる。



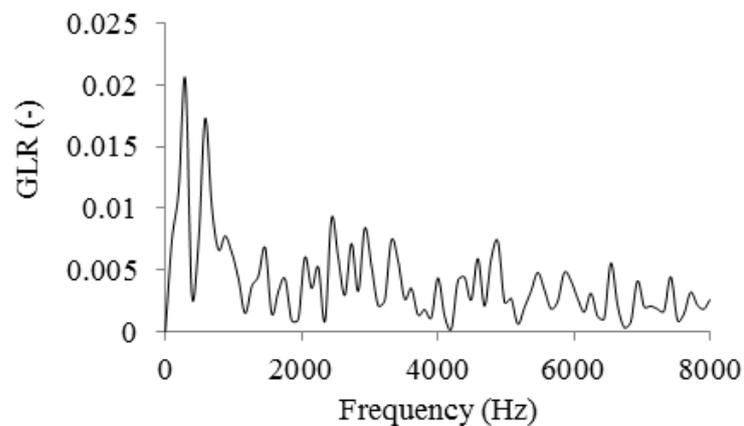
(a) LSF



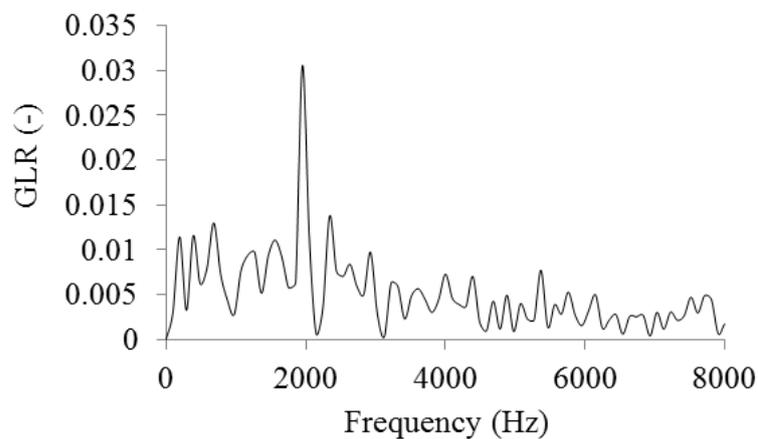
(b) LCF

Fig.4.6 Fluctuation of mass flow rate

液体流量を周波数解析した結果を図 4.7 に示す，パワースペクトルの最大値における周波数は，LSF タイプでは約 300 Hz であるが，2000~4000 Hz にも低い山が見られる．これに対し， LCF タイプは約 2000 Hz が卓越している． LCF タイプは気液衝突部の変動周期と噴孔 *GLR* の主周波数が一致しており，内部混合室の流動が噴孔に影響している．一方で， LSF タイプは気液衝突部で発生した高周数の波頭よりも，内部混合室の液溜り（図 4A）の低周波の液塊のひきちぎれ現象が支配的になったと考えられる．



(a) LSF



(b) LCF

Fig.4.7 Power spectrum of Gas to liquid ratio

4.4.5 噴孔部の偏流の改善

噴孔入口断面の気液等値面 ($F_L = 0.5$) を図 4.8 に示す。液体を中心軸方向に供給する LSF タイプでは、中心軸側に液体が多く存在する。これらは、4.4.2 項で述べた内部混合室における液体と気体との衝突に起因している。なお、噴孔の流入断面の気液界面は絶えず変動しており、それらを 1 ms の間に平均処理した結果を示している。このように偏った厚い液膜は噴孔から噴出し分裂する際に粗い液滴となりがちである。一方で、液体を半径方向から供給する LCF 方式では、噴孔の流入断面に液体が薄く広がっている。

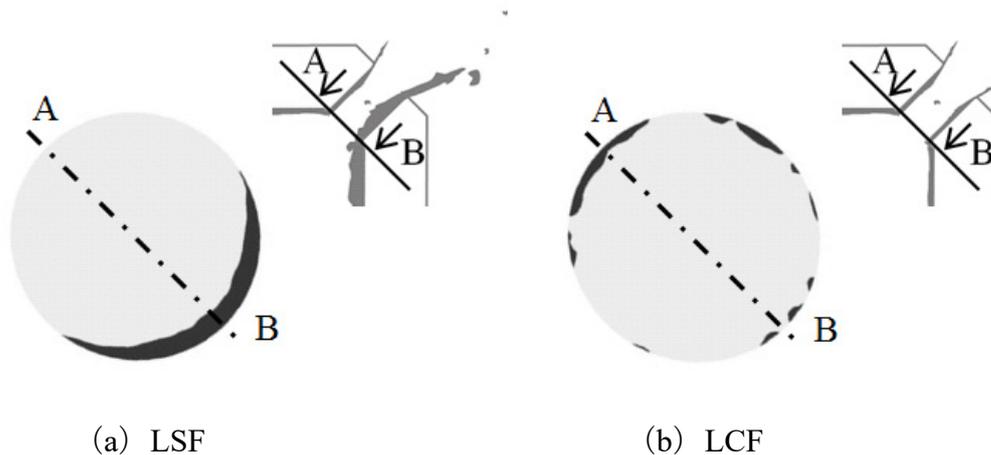


Fig.4.8 Volume fraction in the exit port cross section

噴孔入口断面における F_L の半径方向分布を図 4.9 に、軸方向速度の半径方向分布を図 4.10 に示す。噴孔の F_L は、噴孔中心側が低く噴孔外周側ですなわち壁面上で最大となり、この特徴は LSF 方式と LCF 方式で共通しており、環状噴霧流となっている。また、LSF 方式では、噴射弁外周 A 側の速度が高く、噴射弁中央 B 側の速度は噴孔内面に近づくほどに低下する。図 4.8 の厚い液膜は低速の B 側に偏っており、気体が多くを占める A 側は速度が高い。したがって、厚い液膜が低い速度で分裂することから、ここで粗い液滴が生じることが容易に推

察される。一方で、液体を周方向から供給する LCF 方式は、噴孔内の速度分布に
 対称性があり気体と液体との速度差が小さい。

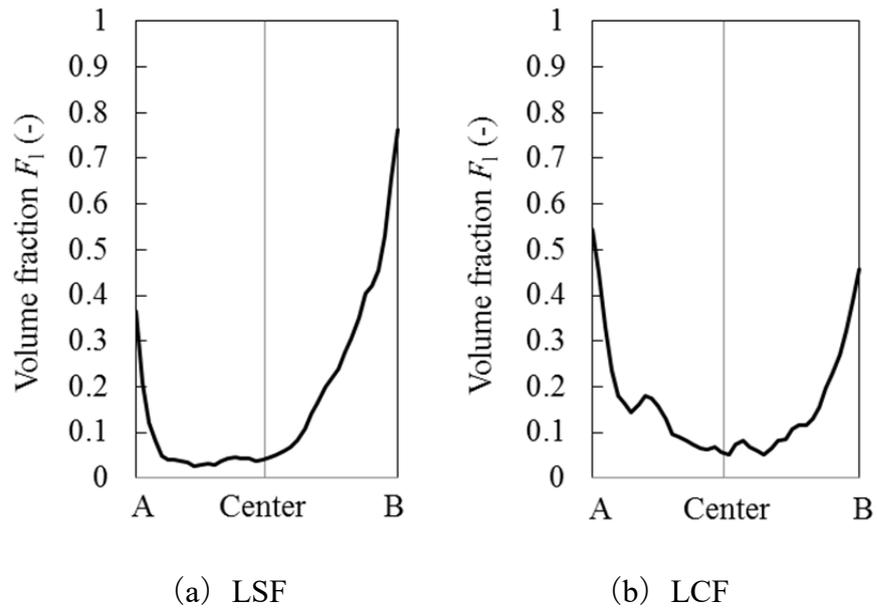


Fig.4.9 Volume fraction distribution of the exit port cross section

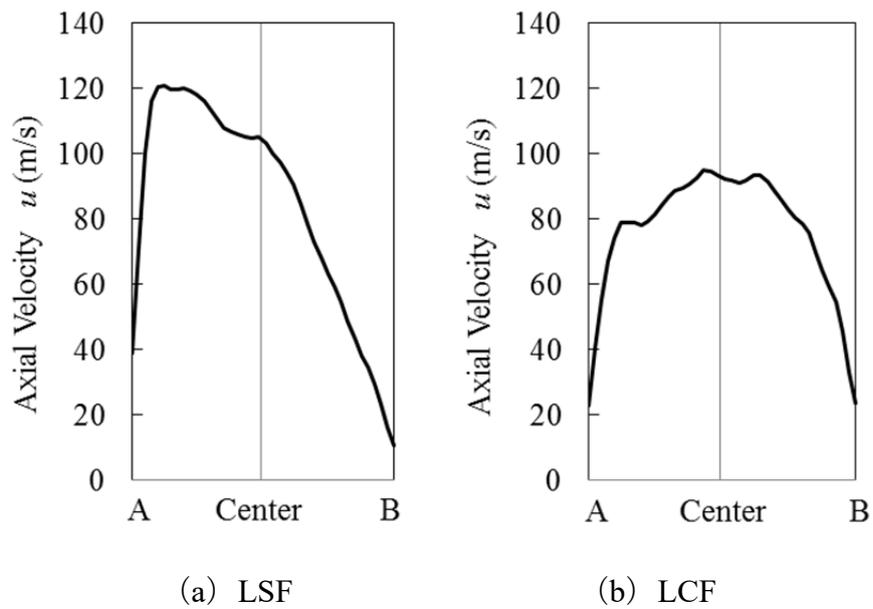


Fig.4.10 Axial velocity distribution of the exit port cross section

4.5 微粒化特性

4.5.1 多孔二流体噴射弁実験装置および方法

図 4.11 に噴霧実験装置の系統を示す。実験の液体には常温の水道水を、噴霧化媒体には圧縮空気を用いた。水はスクリーンプンプでタンクから圧送され、マスフローメーターで流量が 0.67 kg/s となるよう管理し、制御弁で調整する。実機規模の大流量となるため水を使用しているが、重質油のような高粘性流体では水よりも比較的大きな液滴が存在することを第 3 章で述べており、微粒化特性は水と油で相対的に傾向が一致するものとして取り扱った。空気はコンプレッサーで圧縮し、ドライヤーで除湿した後に蓄圧して、液体の質量に対し気体の質量流量が 0.12 となるように制御弁で調整する。結果として圧力は 0.7 MPa まで上昇する。横置き風洞内で安定した噴霧を形成した後に、フラッシュランプ（発光時間数 μs ）で照明した噴霧の散乱光画像を撮影する。また、風洞外から位相ドップラー液滴計測装置（Artium 社製 PDI-200MD）を用いて、液滴径および液滴速度を測定する。

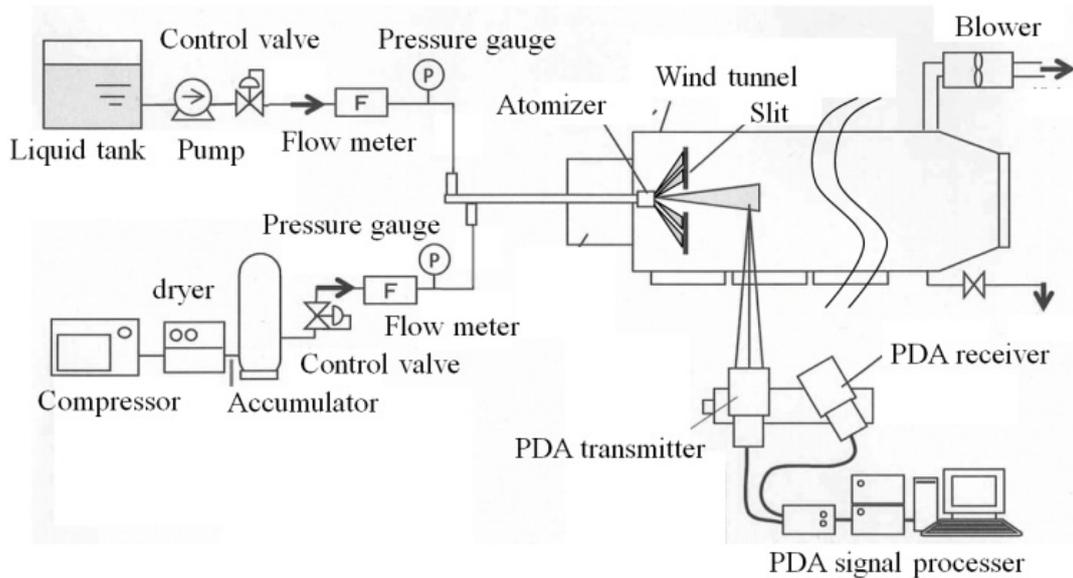


Fig.4.11 Schematics of spray test rig

図 4.12 に噴霧計測位置を示す。タンジェンシャルボイラにおける着火位置が噴射弁の下流およそ 500 mm であることから、噴射弁下流 500 mm ($x/d = 100$) で垂直方向に 5 mm ピッチで測定する。位相ドップラー液滴計測装置は、ビームエキスパンダーによるビーム径の拡大、ビーム間距離の拡大および焦点距離の拡大などの調整を施し、測定領域の長さを 1.2 mm に拡大し、最大液滴径約 $\phi 1$ mm の粗粒を測定可能とする。測定領域の拡大によって、計測レンジが 10~1500 μm と一般的な仕様よりも約 10 倍高くなり、本章で対象とする 20~350 μm の液滴計測に適していると考えられる。なお、岡本ら (1993) は液滴径がビーム径の半分以上となる場合の誤認を指摘しているが、この観点からも本章の設定ではビーム径の半分よりも十分に小さく、設定は適切とみなせる。

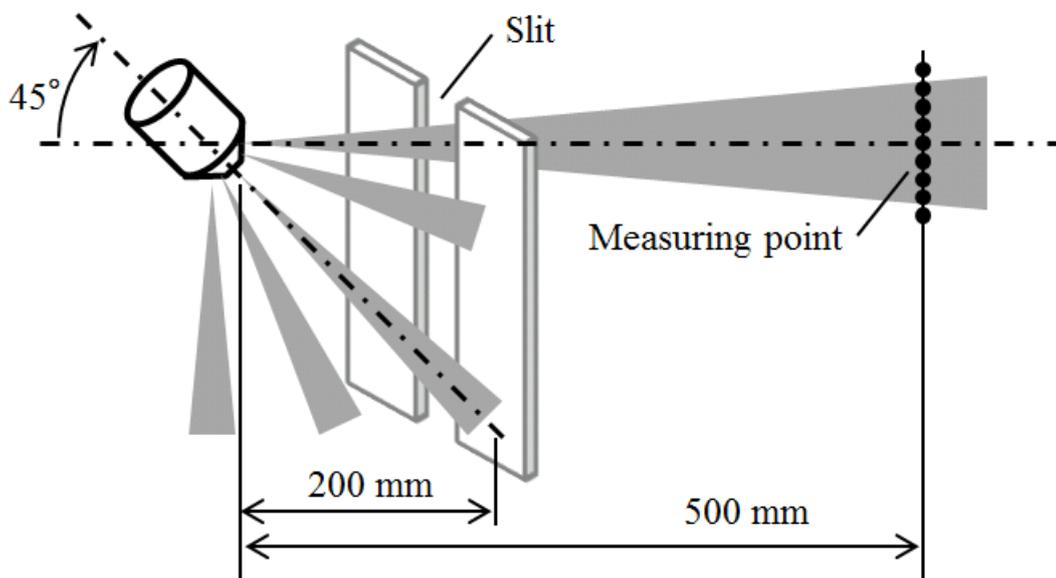


Fig.4.12 Measurement location of PDA

トランスミッターとレシーバとを 3 次元トラバーサに設置して移動させた。計測はサンプリング液滴数を 10000 個とし、4 回繰り返して平均値で評価する。それらの *SMD* のばらつきは、概ね $\pm 4\%$ 未満である。また、高液滴密度ではレーザが透過しづらいため、8 つの噴孔のうち計測対象以外の 7 つの噴孔から出る噴霧流を、ノズル下流 200 mm 位置に設置したスポンジ状のスリットにより回収する。スリット幅は、スリットに噴霧が衝突する影響を極力小さくするように何ケースかを測定した後に、最終的に 15 mm に決定する。結果として、バリレーション率は約 80 %であった。

圧力や気液比などの基本的運転条件が噴霧に及ぼす影響は第 3 章で述べており、本章では液流への気流の衝突が内部流動に及ぼす影響を調べるため、数値解析と同様に各々の流入部分を入れ替えて比較する。

前項 4.4.4 で述べたように液体流量の大きな変動が見られたわけだが、ここでは噴孔断面における液の偏りの大きい LSF 方式を例に取り上げ、噴孔から噴出直後の挙動に注目する。

4.5.2 均一な環状流による粒径の縮小

図 4.13 に 8 つの噴孔からの噴霧の撮影結果を示す。噴霧流は約 1 m と広範囲に広がるが、図はノズル近傍を拡大して示している。個々の噴霧流は、噴孔出口部で微粒化用気体の膨張によりふくらみ、その後に噴孔軸方向に直進している。隣り合う噴霧流同士が、衝突せずに独立しているため、単一噴霧流を計測で比較すれば噴射弁全体を評価できると考えられる。また、各噴孔からの噴霧流の周期的挙動は LSF と LCF で概ね一致しているようである。

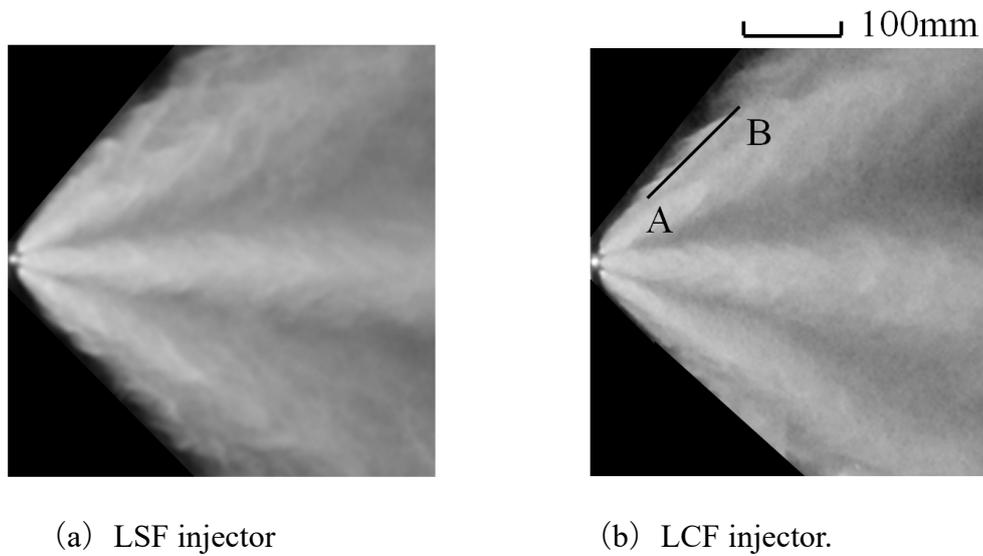


Fig. 4.13 Comparison of the spray images between LSF and LCF

噴霧流の画像には周期性がみられる．8つの噴流のうち図4.13のAB線に示す噴霧流の輝度分布を図4.14に示す．噴孔軸上の輝度は，周期的に高い部分があり，それらは噴霧流の濃い部分を表している．噴霧流の軸方向に3つの山が確認され，噴霧流の拡散に伴って輝度が減衰している．撮影画像の輝度（ミー散乱）は液滴径の二乗に比例する特性があるため，輝度の変動は液滴径の変動もしくは液体量の変動を表していると考えている．

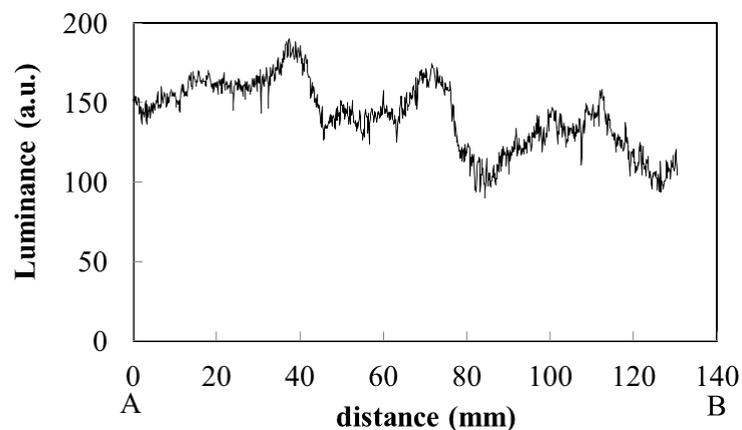


Fig.4.14 Luminance fluctuation occurred on spray

これらの周期的な濃淡は 4.4 節で述べた噴孔での液流量の変動が一つの要因と考えられるが、詳しくは 4.5.4 項で述べる。

図 4.13 の噴霧流の画像を見る限り、LSF と LCF の噴霧流の外観は同様であるが、微粒化特性には差異が現れる。図 4.15 (a) に垂直方向距離と液滴速度の関係を、(b) に垂直方向距離と *SMD* の関係を、(c) に液滴速度と *SMD* の関係を示す。図 4.15 (a) の液滴速度は垂直方向位置のマイナス側（噴射弁中央側）に極大点がシフトしており、これは隣接する噴霧間のコアンダ効果により噴霧同士が引き付けあうためと考えられる。液滴速度の最大値は LSF のほうが LCF より大きい。図 4.15 (b) の *SMD* は、垂直方向位置±60 mm の範囲では同等であるが、垂直方向位置-60 mm からマイナス側（噴射弁中央側）では LSF の *SMD* が大きくなる。これは、第 4.4.5 項で述べた噴孔内の液膜が厚い位置が噴射弁中央側にあるのと同じであり、液流の偏流の影響と考えられる。LSF は、液滴速度が高く *SMD* が大きい、LCF では、このような傾向が弱く、微粒化が促進されている。実際の大型ボイラの燃焼場においては、粗大液滴は、ばい塵濃度に強く関わるので、*SMD* を小さくできた効果は大きいと期待できる。

図 4.15 (c) は、上記の液滴速度と液滴径との関係をマップ化している。このように *SMD* の大きい噴射弁中央側と *SMD* の小さい外周側でコの字型に分かれる傾向は、多孔噴霧流によるコアンダ効果と考えられる。また、低流速の領域では両者は同等であるが、高流速部では LSF の *SMD* が大きくなる。これは、LSF の粗い液滴が LCF に比べて貫通力が高く、液滴速度が減衰しにくくなるため、LSF は LCF よりも高い速度を維持する。

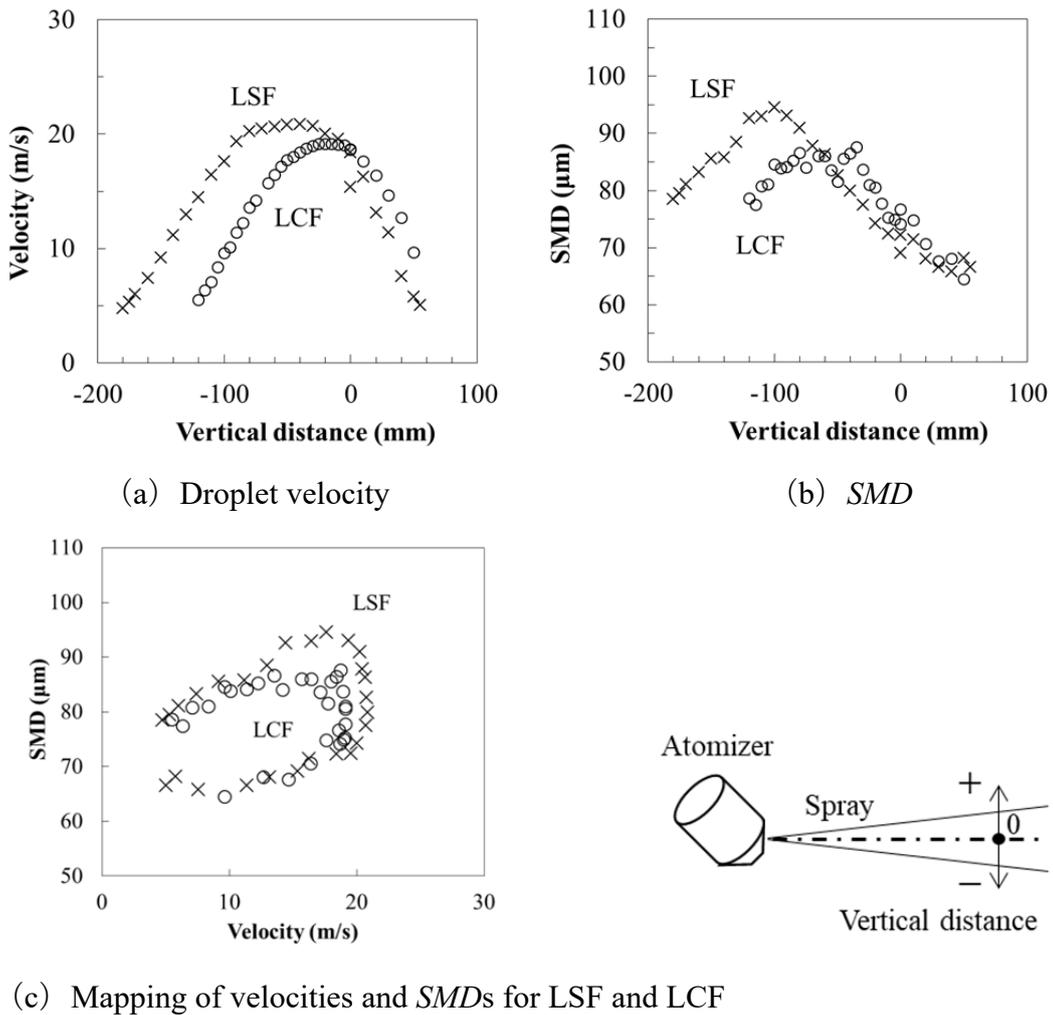
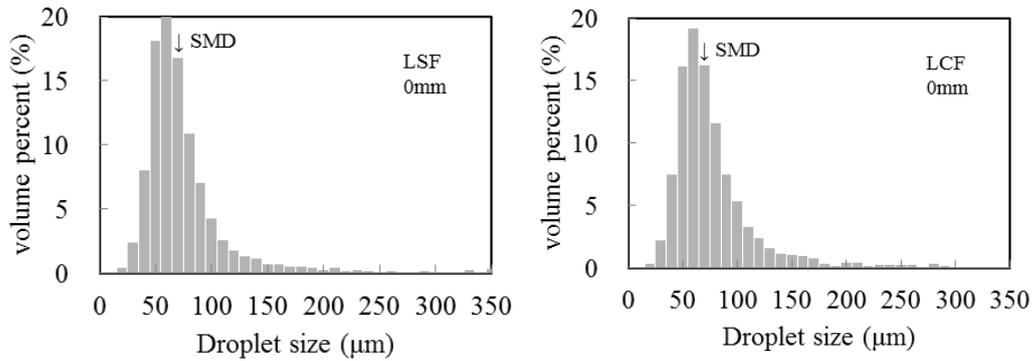


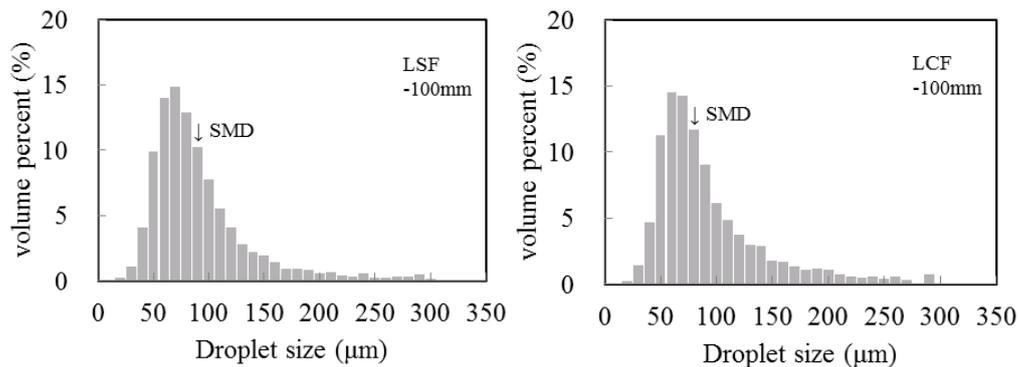
Fig.4.15 Comparison of droplet velocity and Sauter mean diameter with $x/d = 100$

噴流軸上となる垂直方向 0 mm 位置および垂直方向-100 mm 位置での LSF と LCF の粒度分布を図 4.16 に示す. 液滴速度や *SMD* が同等な噴流軸上の(a)LSF と(b)LCF を比較すると傾向は一致しているが, 300 μm 以上の粗粒は LSF だけに確認される. 一方, 垂直方向-100 mm 位置での (a) LSF と (b) LCF を比較すると, 体積分布が最大値となる液滴径は, LSF の 70 μm に対し LCF は 60 μm と小さく *SMD* も LCF が小さい. このように噴流軸上で粗粒がなくなり, 噴流軸から

それた部分で微粒側が増えていることは、LCF の噴孔において液膜が薄く一様に広がった影響と考えられる。



(a) LSF with vertical distance 0 mm (b) LCF with vertical distance 0 mm



(c) LSF with vertical distance -100 mm (d) LCF with vertical distance -100 mm

Fig.4.16 Comparison of volume-based droplet size distribution between LSF and LCF

4.5.3 噴霧の高速変動

図 4.17 に噴射弁のフラッシュ撮影結果の一例を示す。右側は、多孔型噴射弁から噴射した噴霧の全体像、左の画面は噴孔のごく近傍における噴霧の様相で

ある．噴出後の噴霧流の発達を観察するため，図に示すように最下部の噴霧流を拡大して噴孔出口から 30 mm の領域を高速撮影する．白色 LED 光源（Visual Instrument 製，VIC 1×18LED Array）を正面から連続点灯させ，高速度カメラ（Photoron 製，Fastcam-APX RS）に望遠レンズ（Nikon 社製 AF-S NIKKOR 80~400 mm）を取り付けて撮影する．撮影速度は毎秒 30,000 コマで，露光時間も同一とし，画像解像度 256×256 pixel，モノクロ 10 bit の条件とする．噴霧の背後には暗幕を設け，フラッシュにより噴霧流を光らせることで噴霧流の動きを画像輝度の変化としてとらえた．

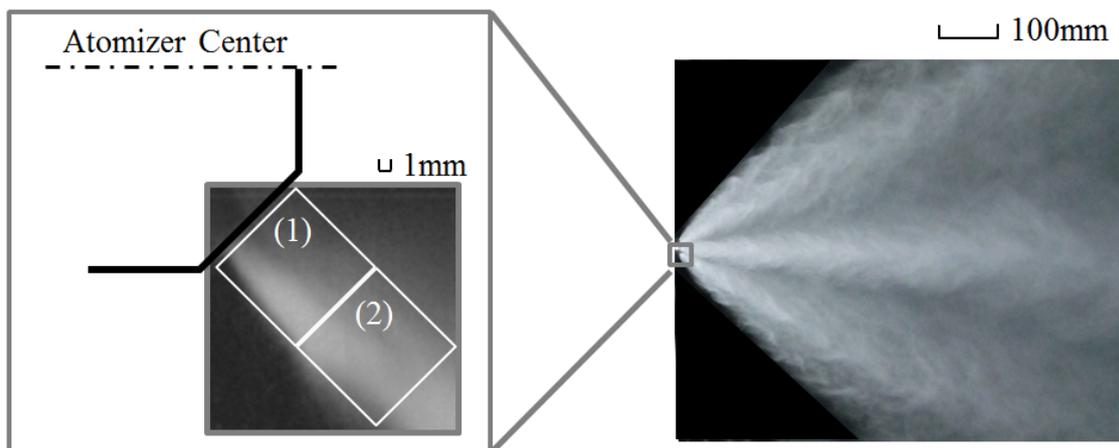


Fig.4.17 Measurement location of spray fluctuation in LSF injector

図 4.18 に高速度カメラ撮影結果の一例を示す．噴射弁から噴出後の噴霧流には，噴孔軸方向に濃淡があり，反射光で映し出された噴霧流には，高輝度の塊が吹き出しているように見える．しかもそれらの噴出は変動し周期性がある．撮影画像を処理し，図の線は噴霧の輪郭を点は比較的濃い噴霧（輝度 180 以上）を示している．輪郭は，画像を大津（1980）の手法（全体輝度の 50 %）で二値化したのち，ソーベル（2014）の手法（隣り合う画素の輝度勾配）で輪郭を検

出する。噴霧流は、濃い噴霧の発生に伴い膨張し、時間の経過によって移流し、拡散するにつれて収縮している。

$\Delta T=33\mu\text{s}$

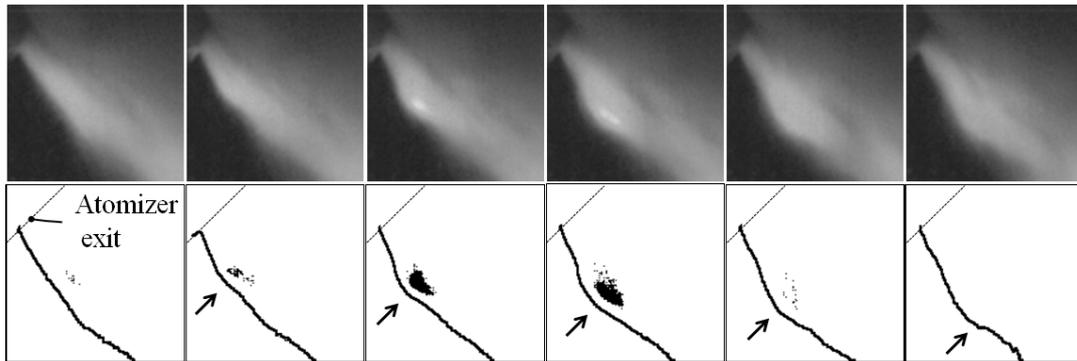
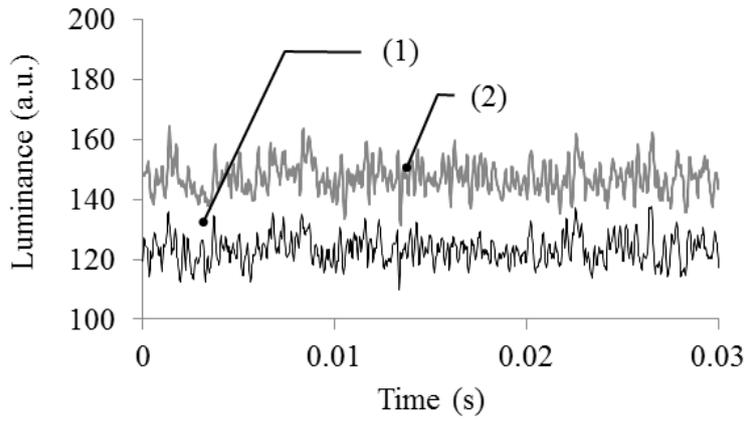
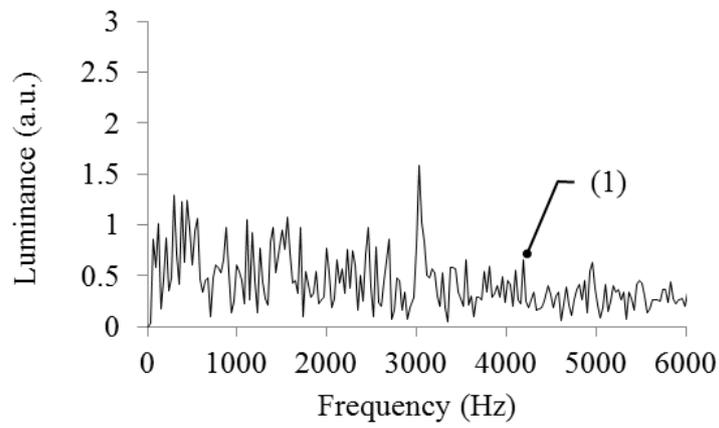


Fig.4.18 Spray fluctuation images and boundary line

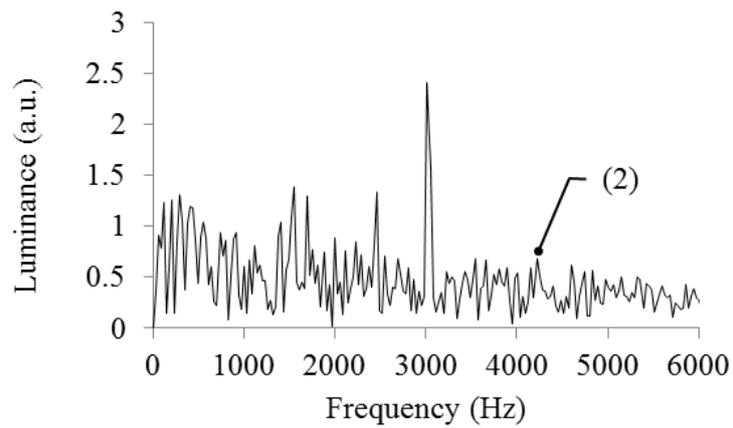
撮影画像の輝度値の時間変化を図 4.19 に示す。四角で囲んだ解析領域の 1 辺は噴孔直径の 2 倍とする。輝度値は高速で変動しており、噴孔から噴出直後の噴霧流が高い周波数で変動していることがわかる。(1) 噴出直後に比べて (2) 下流部のほうが輝度が高いのは、噴霧流の拡散を表している。2 つの領域の輝度を周波数解析したものを図 13 に示す。FFT 解析には 1024 枚の画像を用いた。(1) 噴出直後では 500 Hz 以下と 3000 Hz に主周波数がみられる。500 Hz 以下の主周波数帯は、3.2.2 項で述べた噴孔における液体流量が周期的に増大する現象がこのような噴霧流の高輝度部の高速変動となって生じたものと考えられる。内部混合室内の高速変動が結果的に噴孔出口近傍すなわち噴出直後の噴霧流における変動として生じている可能性が高い。一方で、3000 Hz の主周波数は (1) 噴出直後から下流部にかけて噴霧流の発達に伴い卓越する。これは、噴孔でチョーク流れとなった二相流の加速によるものと考えられ、大島ら (2016) の実験と周波数のオーダーが一致する。



(a) Temporal variations in luminance signals



(b) Frequency spectrum of luminance signal at (1) near exit port



(c) Frequency spectrum of luminance signal at (2) far from exit port

Fig.4.19 Periodically fluctuating spray luminance of LSF injector

4.6 まとめ

内部混合型多孔二流体噴射弁において、混合室内の気液衝突部の方式が異なる 2 ケースを数値解析し、気体と液体の衝突方式の違いが内部混合室内の流動形態に及ぼす影響を明らかにした。さらに、それらの流動形態は噴孔にまで関与し、噴孔内における液流の偏りが微粒化特性に強くかかわるという見通しを得た。これは透明な噴射弁モデルで観察してもなかなかわからない知見であった。さらに実際の噴霧特性を測定し噴孔における気液二相流動との関係について検討した。得られた結論は以下のとおりである。

- (1) 液体を混合室中心軸に沿って供給し、混合室周囲から微粒化用気体を衝突させる液ストレートフロー方式 (LSF) は、噴孔入口において偏った厚い液膜が存在する。
- (2) 液体を混合室の外周側から中心軸側へ集めるように送り、微粒化用気体を混合室中心軸に沿って供給する液クロスフロー方式 (LCF) では、噴孔入口で一様に薄く広がる液膜が生じる。
- (3) LCF のほうが、噴射弁中心側のザウタ平均粒径が小さく液滴速度も小さい。特に $300\ \mu\text{m}$ を超える粗い粒は見られない。以上から、噴孔入口の液膜に偏りが少なく、噴孔において液膜が一様に薄いほうが微粒化促進に有利といえる。
- (4) 内部混合室内部では液体が気体と衝突して波打つように高速変形し、その周期は $1000\sim 3000\ \text{Hz}$ 程度であり、運動量流束比 q の 0.5 乗に概ね比例する。

(5) 噴孔入口においても液体流量が高速で変動する。一方、気体流量の変動は小さい。それらに伴い、気液比も高速に変動し、その周期は kHz オーダーである。

(6) 噴射弁から噴出直後の噴霧流を反射光で高速撮影すると、高輝度部が周期的に生じる。この周期的な変動は高速で、噴孔内の変動に符合している。

第5章 実機スケールバーナの保炎性と排気特性の改善

5.1 はじめに

本章では，重質燃料バーナの保炎性と排気特性を改善させるため，第4章で開発した二流体噴射弁に加え，案内羽根の角度などの形状に工夫を施した新型スワラの開発について述べる．案内羽根の曲げ角度が一定な従来型の Bent plate swirler に対し，その角度が内縁側から外縁側にかけて大きくなる新型の Wing-curved swirler は，より多くの高温のガスをバーナに再循環させて，燃えにくい重質燃料の着火を安定させることを狙いとしている．空気の再循環流動や噴霧液滴の旋回流動を数値解析するとともに，ステレオ PIV を用いた噴霧実験で液滴の速度分布を測定し従来型と比較する．さらに，10 MW 級の重質燃料燃焼試験により，保炎性と排気特性を調べる．

5.2 スワラの課題と改善の狙い

重質燃料は着火が不安定となるだけでなく，その燃焼過程で燃え残った炭素粒子が排気中のばいじん濃度を増加させる（田中他，2011）．ばいじん濃度の低減に適した旋回燃焼式ボイラは，四隅に配置されたバーナから高速の空気と燃料を噴射し，ボイラ全体を使って火炎を旋回させる（藤村他，1999）．一方で，ボイラ全体の燃焼を安定させるには，個々のバーナの保炎が重要である．保炎の方法として，ディフューザなどの障害物の背面に空気をよどませたり（吉井他，1992），スワラなどの案内羽根で空気を旋回させるのが有効である（川口他，1982）．スワラを通過した空気は旋回してバーナ後流の圧力を低下させ，そこに高温のガスを引き寄せて油を加熱・蒸発・着火させる．この高温のガスの再循

環流と燃料油の着火がバランスして安定した保炎が得られる。さらに、燃料を多方向かつ広角に噴射して気流に拡散させて、着火は安定化される（永井他，1972）。すなわち、スワラに要求される機能は、燃焼した高温のガスの一部をバーナ側へと再循環させて燃料を着火・保炎させる機能と、着火した燃料液滴と空気とを混合して燃焼を完結させ排気中のばいじん濃度を低減させる機能の 2 つである。特に、着火性が劣る重質燃料を保炎するには、高温のガスの再循環領域がバーナ軸上で広範囲にわたる必要がある（橋口他，2017）。このように複雑な空気と噴霧液滴の流動を解明するために、数値解析による燃焼特性評価がなされている（Zhu，2013）。しかし、スワラを通過した空気の旋回流動や再循環流動に加え、多方向に噴霧した燃料液滴の飛跡などが複雑に絡み合い、現象や機能が明らかにされているとは言い難い（玉木他，2013）。また、着火位置がバーナに近づきすぎると、高温に熱せられたバーナに燃料液滴の一部が付着して固化するので、それは抑制すべきである。

図 5.1 に重質燃料バーナを示す。バーナは、内部混合型で多孔の二流体噴射弁から燃料を噴射し、その周囲からスワラによる旋回空気を、さらに外周から直進する空気を供給する同心円構造である。外周側の直進する空気が強い軸流を生じさせ、ボイラの旋回燃焼が得られる。スワラには、通過した空気を旋回させ、下流の高温のガスをバーナへと再循環し、燃料液滴を着火させる保炎機能が要求される。特に揮発性の劣る重質燃料を安定して着火させるために、再循環領域は広範囲に及ぶ必要がある。一方で、重質燃料の燃焼過程では、固体の炭素粒子がばいじんとして燃え残るので、燃料と空気との混合を促進して完全燃焼させる機能もスワラには求められる。燃料は複数の噴孔から広角に噴射された後に、スワラの旋回流によって旋回しながら燃焼するので、その旋回流が減衰することなく下流まで持続することが望ましい。このような持続性の高

い旋回流は、必然的に強い再循環流も生じさせることができる。これまでのスワラは、初期の旋回力は高いものの垂直方向へ直ちに拡散し、その周囲を直進する空気と混合するので、旋回力を持続させることは困難であった（橋口他，2016）。

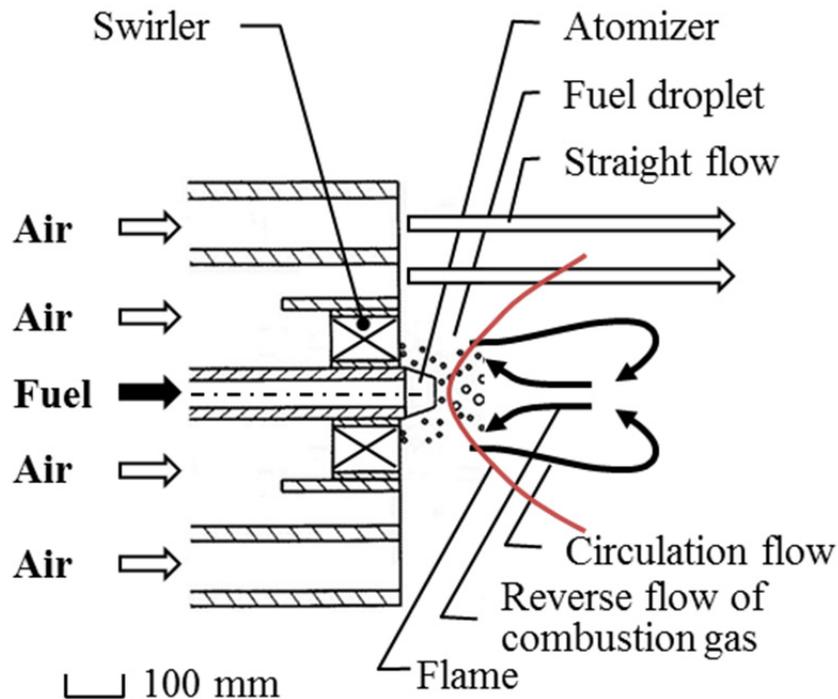


Fig.5.1 Illustration of residual oil-fired burner

本章では、案内羽根の形状が異なる 2 種類のスワラ（Bent plate swirler, Wing-curved swirler）を用いる。スワラの特徴を図 5.2 に示す。スワラを通過した空気は、放射状に複数設けられた案内羽根により時計回りに旋回される。案内羽根の枚数は、羽根同士が近づき過ぎぬことを勘案して決めており、両方とも 10 枚である。案内羽根の曲げ角度は、従来型の Bent plate swirler が一定であるのに対し、新型の Wing-curved swirler は、内縁側から外縁側にかけて曲げ角度を大きく変化させている。(b) Bent plate swirler の場合は、軸流速度に対する旋

回速度の比が内縁側で 2.0 また外縁側では 1.5 であるのに対し，(c) Wing-curved swirler の場合は，内縁側で 1.1 また外縁側では 2.0 に異ならせている．この違いにより，図 5.2 に矢印で示した空気の流れが羽根面上で恰も下流にかけて開いているように表現される．このようにして，(c) Wing-curved swirler は，内部混合型で多孔の二流体噴射弁により噴射された液滴の向きと速度に，羽根の内縁側と外縁側で違いを与えるようにしている．さらに，後縁に近づくほど薄く，数度で緩やかに傾斜しており，空気のはく離が少ないので逆火を抑制できる（荒川他，2017）．

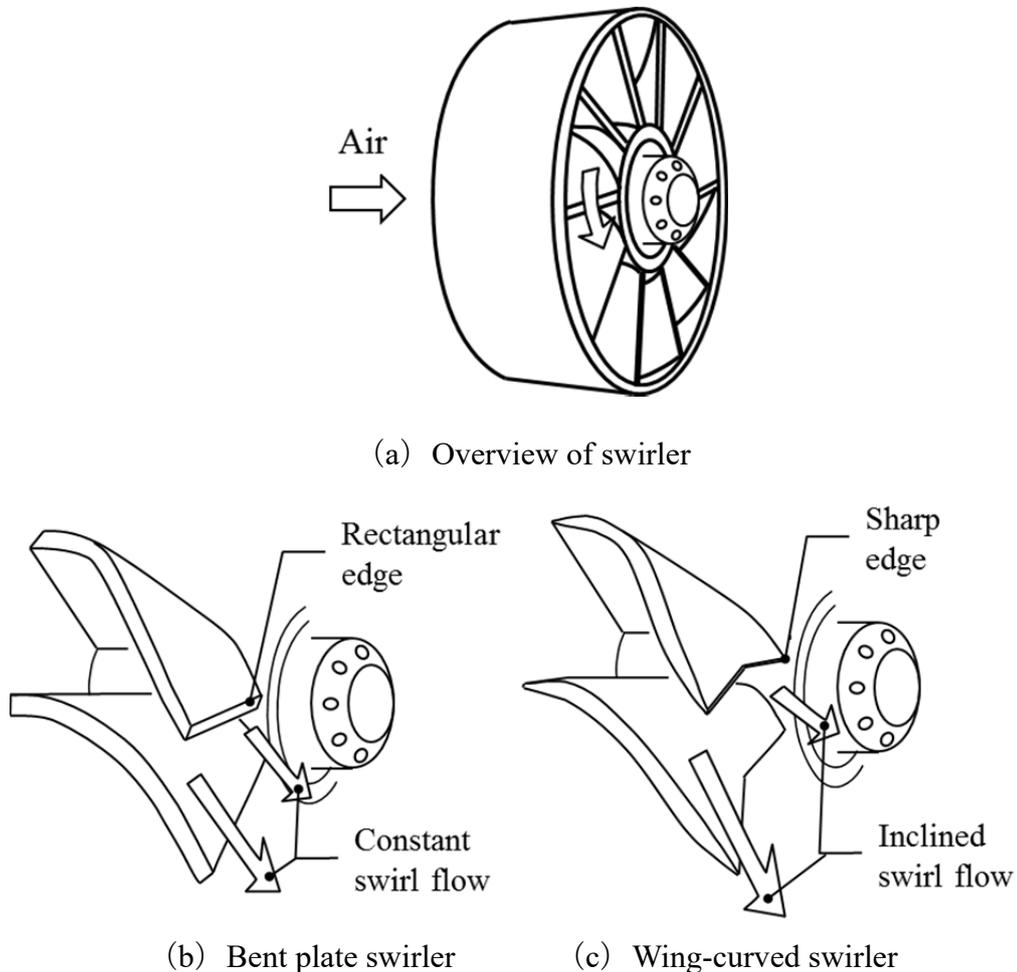


Fig.5.2 Schematics of swirlers

5.3 燃焼用空気と噴霧の数値解析

スワラによる気体の旋回流や再循環流に加え，噴霧液滴の流動を評価するために，熱流体解析ソフト（ANSYS 社 Fluent）を用いて 3 次元の定常流解析で評価する．図 5.3 に解析領域を示す．図 5.3 の左（線による図）はスワラよりも上流の計算領域を，図 5.3 の右側（グレースケール画像）はスワラよりも下流の計算領域を示している．スワラおよびその周囲の燃焼用の空気をスワラ出口面を基準として上流 $5R$ の境界から流入させ，バーナ下流は半径方向 $20R$ ，軸方向 $20R$ の広い円筒形の解析領域とすることで，スワラによる旋回流や再循環流が周囲からの影響を受けないようにする．境界条件は入口に質量流量を出口に圧力を設定し，メッシュはスワラ近傍を細かく，スワラから遠ざかるほど軸方向および半径方向に段階的に粗くして総メッシュ数は約 1 千万とする．

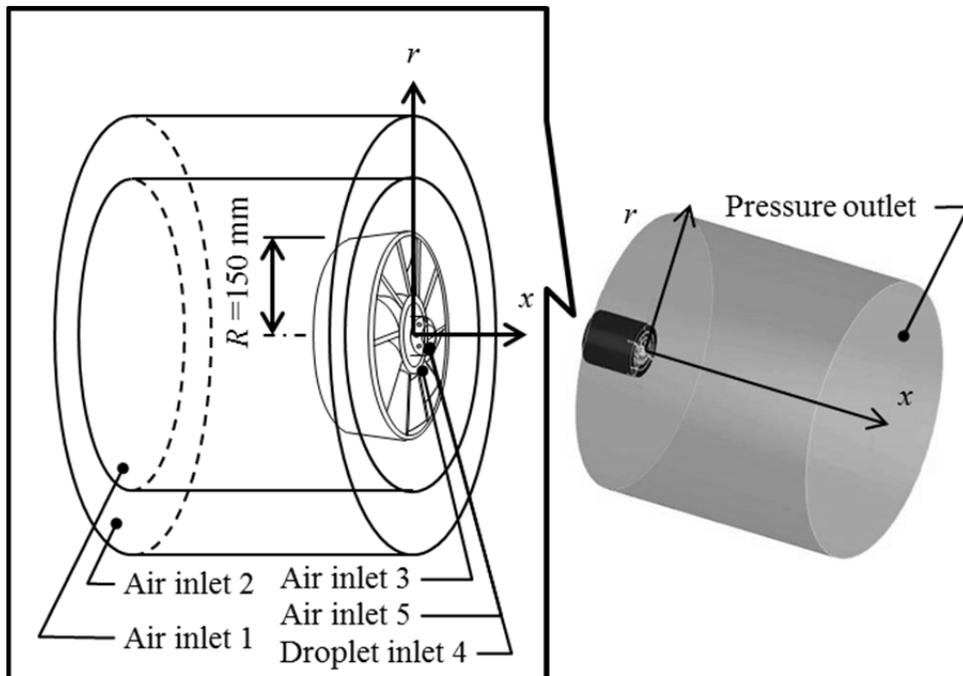


Fig.5.3 Schematic of simulation domain

バーナ内部の円管流のレイノルズ数は運転条件にもよるが少なくとも数万の乱流であり，その空気の一部がバーナ中央部のスワラを通過して下流に再循環流を生じさせる．Saario ら（2005）は，乱流モデルに標準 $k-\epsilon$ を用いた場合，旋回流を十分に予測できないと述べており，本解析では乱流モデルに旋回非等方性を考慮可能な RANS（Realizable $k-\epsilon$ ）を用いた．解析条件を表 5.1 に示す．まず Air inlet 1,2,3 を流入させ，スワラの旋回流や再循環流の影響を調べた．次に，Droplet inlet 4 の液滴を中央の噴射弁から中心軸 x に対し 45 度で 8 方向に噴射させ噴霧の流動特性を調べた（橋口他，2017）．噴射条件は別の噴霧試験で得られた粒径分布（橋口他，2018）を用いてラグランジュ法（ランダムウォーク理論）で追跡する．その場合の噴霧用空気は Air inlet 4 で流入させ，液滴と気体との相互作用を考慮する．なお，隣り合う噴霧流は衝突することなく飛散するので，液滴の合体は考慮していない．

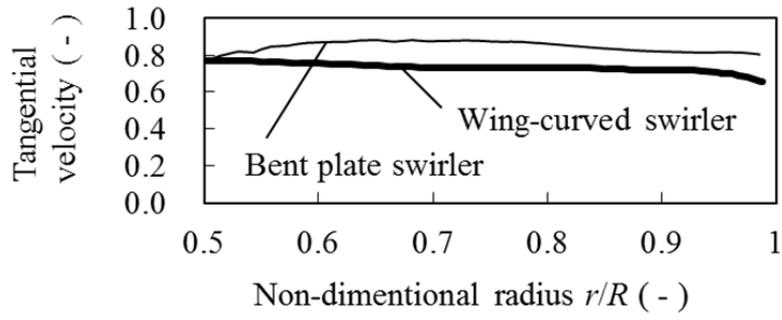
Table 5.1 Analysis condition

Boundary condition	Value
Air inlet 1	3.40 kg/s
Air inlet 2	5.30 kg/s
Air inlet 3	0.03 kg/s
Droplet inlet 4	0.083 kg/s
Air inlet 5	0.01 kg/s
Pressure outlet	0.1 MPa
Gas density	1.3 kg/m ³
Droplet density	998 kg/m ³

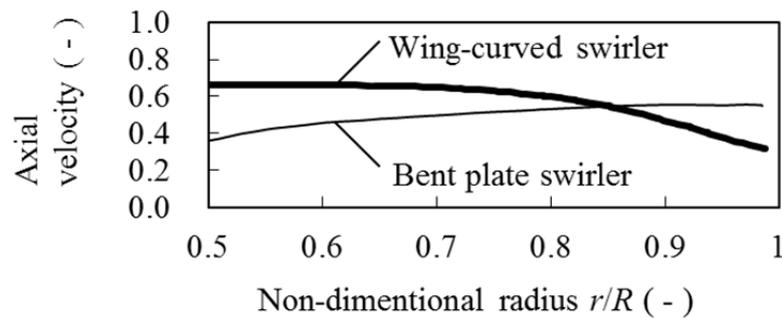
5.3.1 スワラの再循環流

図 5.4 は、スワラ出口面 ($x/R = 0$) における羽根と羽根との中間の空気の (a) 接線速度、(b) 軸流速度および (c) 半径方向速度の半径方向分布を示し、速度は、供給される空気流量とスワラの断面積により決定される平均的な軸流速度 60 m/s で正規化している。両スワラの旋回速度は同等であるが、Bent plate swirler の軸流速度が内周側から外周側にかけて増大するのに対し、Wing-curved swirler のそれは傾向が逆である。このため、流出角（軸流速度に対する旋回速度の比）は Wing-curved swirler のほうが外周側で大きくなる。さらに、Wing-curved swirler の半径方向速度はほとんど無く、Bent plate swirler のようにバーナから遠ざかるにつれて旋回流が外周側へ拡散することなく旋回力が維持される。

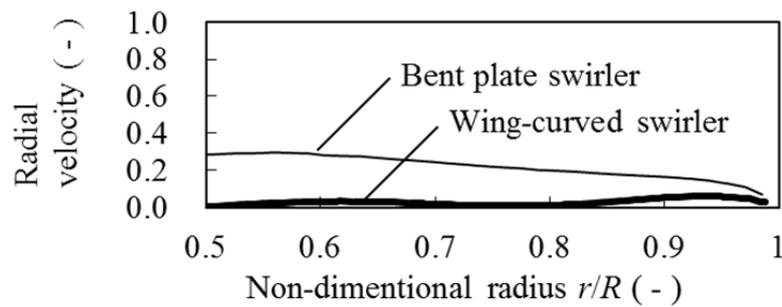
図 5.5 はバーナ下流の軸流速度分布を示している。速度は、供給される空気流量とスワラの断面積により決定される平均的な軸流速度 60 m/s で無次元している。軸流速度は、スワラより外側 ($r/R > 1$) の領域では平均速度であるが、スワラ ($r/R = 0.5 \sim 1.0$) の領域では低下し、バーナ軸上では逆流が見られる。軸流速度が負になっている領域では、スワラを通過した空気が旋回してバーナ下流に負圧の領域を生じ、下流の空気はバーナの方へ再循環している。バーナ軸上におけるその領域は、Bent plate swirler より Wing-curved swirler のほうが広範囲である。なお、バーナ付近の軸上で順流が見られるのは、噴射弁の周囲から供給したページ空気 (Air inlet 3) であるが、Wing-curved swirler のほうがこの領域が狭くなっていることから再循環流が強まっているのがわかる。



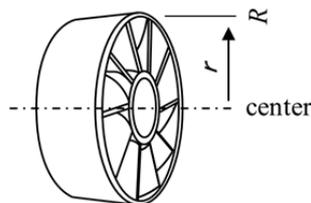
(a) Tangential velocity radial distribution



(b) Axial velocity radial distribution



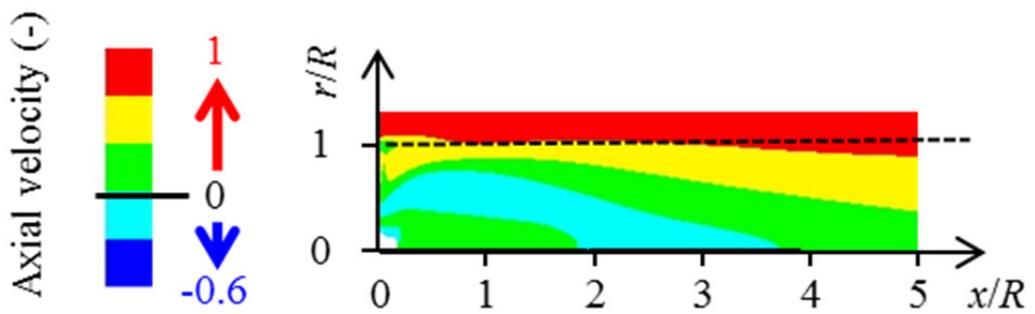
(c) Radial velocity radial distribution



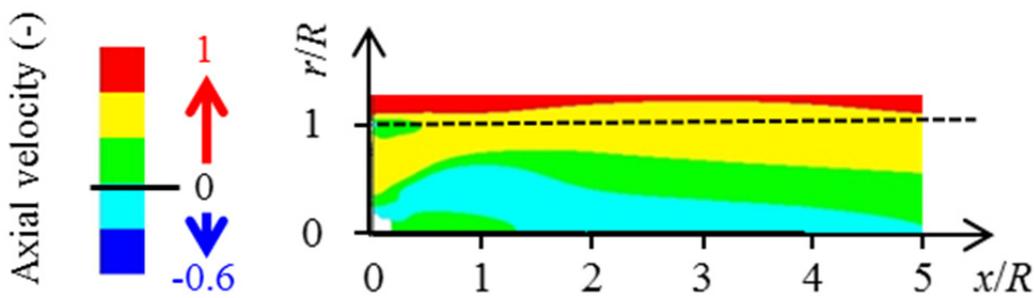
(d) Non dimensional radius r/R

Fig.5.4 Velocity distribution of two types of swirlers at $x/R = 0$

このような再循環流の領域の拡大は、燃焼時にも多くの高温のガスを再循環させる (Farag et al., 1984). したがって、突発的な燃焼変動により着火位置が遠ざかった場合にも、火炎を吹き飛ばさずに着火位置を元の位置に戻し、火炎を安定させることができる. この再循環流は Wing-curved swirler の場合は噴射弁近傍まで廻り着火を安定させると考えられるが、Bent plate swirler の場合は $r/R = 0.5$ 程度のスワラ内縁に廻っており、燃焼時には燃料液滴の逆火が懸念される.



(a) Bent plate swirler



(b) Wing-curved swirler

Fig.5.5 Axial velocity distribution of air flow

図 5.6 にスワラ直径の範囲 ($r/R < 1$) におけるスワール数 S を、軸方向に対する変化として示す。旋回の強さを表すスワール数 S は (7) 式で示され、これは角運動量と軸方向運動量との比である。

$$S = \frac{\int_0^R \omega r \cdot \rho u \cdot 2\pi r dr}{R \int_0^R u \cdot \rho u \cdot 2\pi r dr} \quad (7)$$

ここで、 r は半径方向距離、 ω は角速度、 u は軸流速度、 ρ は密度、 R はスワラ半径である。Bent plate swirler のスワール数 S は、バーナ直下流では 2 程度と高いが、バーナを離れると勢いよく減少し、遠ざかるにつれても単調に減少し続ける。これらはスワラより外側 ($r/R > 1$) の領域を軸方向に直進する空気流によって乱され旋回が減衰するためと考えられる。一方で、Wing-curved swirler は減衰が幾分緩やかである。これは、Bent plate swirler に比べて $r/R = 1$ 近くの強い軸流域が小さく、軸流の影響を受けにくいと推定される。ここで、図 5.4 (c) の結果に戻ってみれば、Wing-curved swirler は半径方向外側へ向かう勢いが小さいことがわかる。そのため、 $r/R = 1$ 近傍あるいは $r/R > 1$ 域の軸方向流との干渉も免れるという見方もできるであろう。このようにして、Wing-curved swirler は、バーナから遠ざかっても旋回成分が拮がらずに高い旋回力を維持できる。

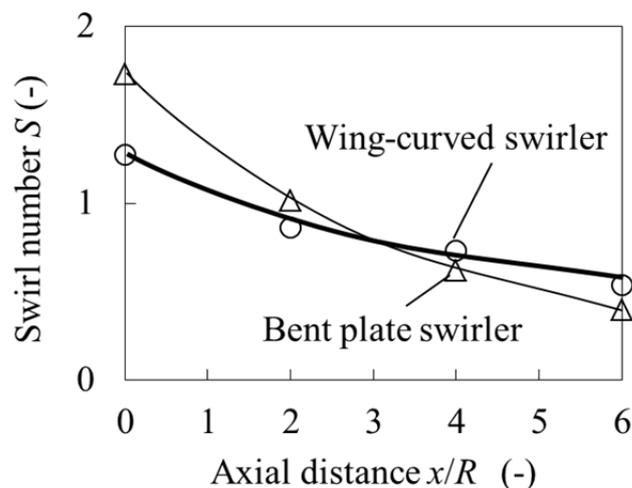


Fig.5.6 Swirl numbers for both swirlers

5.3.2 噴霧液滴の飛跡

液滴飛跡の数値解析結果の一例を図 5.7 に示す。液滴噴射条件には、第 4 章で述べた LCF 二流体噴射弁の実験結果を用いている。バーナ中央 ($x=0, r=0$) から中心軸 x に対し 45 度で噴射された液滴はスワラの旋回流によって緩やかに飛跡を曲げ、やがて x 方向に直進する。噴霧の半径方向の拡がりはスワラ径 R よりも大きい。図中の青色の矢印はスワラの旋回流に伴伴される粗い液滴を、赤色の矢印はスワラの再循環流に伴伴される微細な液滴を示し、飛跡はこれらの 2 つに大別される。液滴は噴射初期にはチョーク流でありバーナ気流に比べ慣性力が大きいため半径方向へ拡がるが、液滴速度の低下に伴い気流に伴伴され、約 $50 \mu\text{m}$ 以下の微細な液滴は 5.3.1 項で述べたスワラ再循環流によりバーナへと逆流する。すなわち、液滴の飛跡は、液滴速度、液滴径などの液滴の慣性力に加え、微粒化媒体である気体の流動にも依存する。

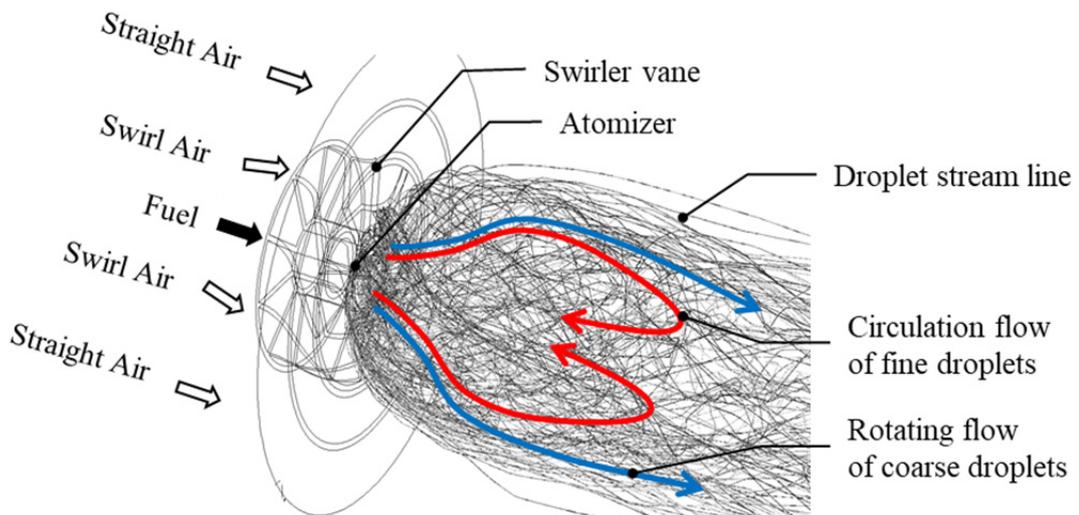
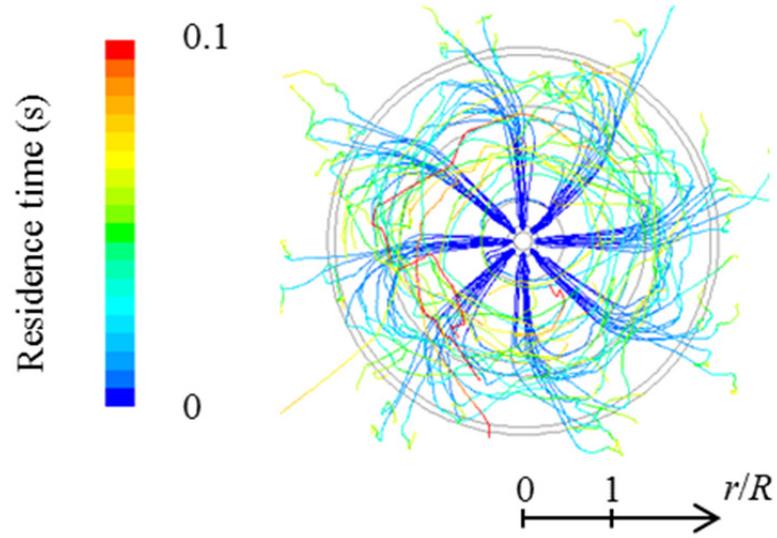
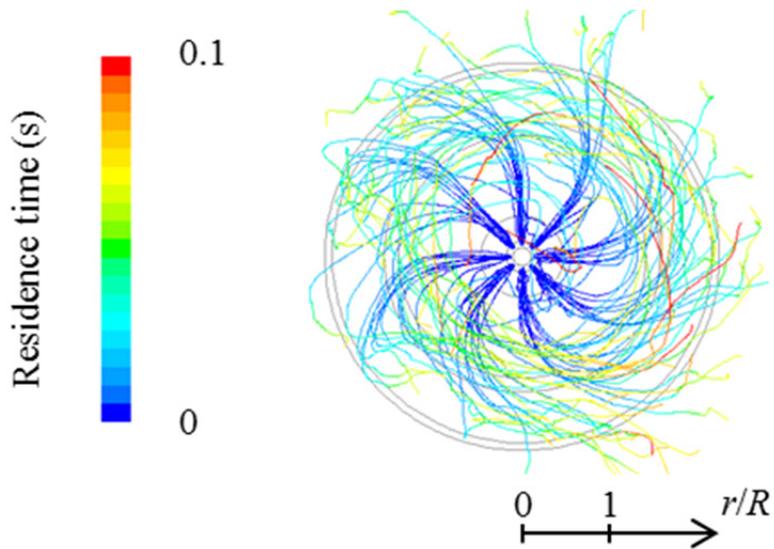


Fig.5.7 Trajectory lines of fuel spray droplets

下流から見た液滴の飛跡解析結果を図 5.8 に示す。滞留時間は、噴射された液滴が計算領域外に出る時間であり、飛跡線の色は噴射後の滞留時間を表している。8 方向に噴射された液滴は、スワラの旋回流に伴って旋回する。



(a) Bent plate swirler



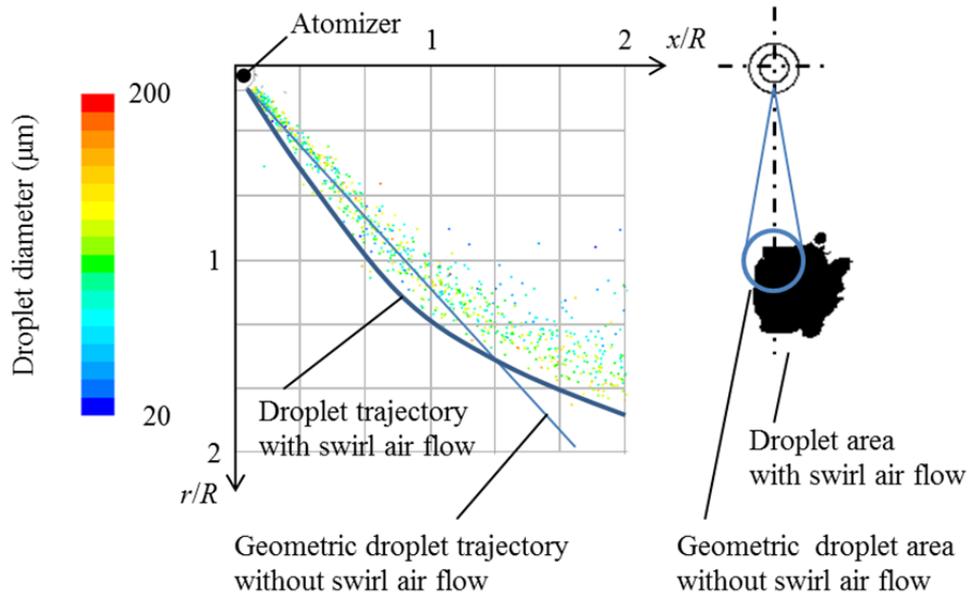
(b) Wing-curved swirler

Fig.5.8 Droplet trajectory with diameter 20~200 μm

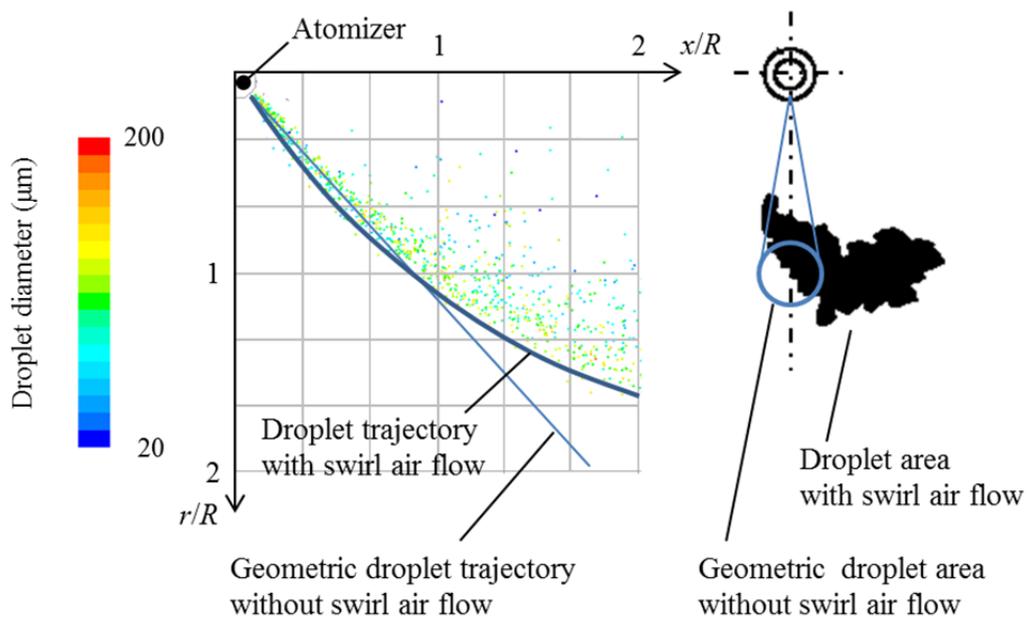
噴射直後の液滴は高速で、気体との運動量比が千倍以上も高いので、気流の影響をほとんど受けることなく直進する。そのような噴射直後の傾向は、両スワラともに共通している。一方で、時間の経過に伴って液滴の速度が低下してくると、気流の影響を受けるようになり、Wing-curved swirler は Bent plate swirler よりも早期に旋回を始め、その開始位置は Wing-curved swirler のスワール数が最も大きくなる $r/R = 0.9 \sim 1.0$ であり、その後も旋回を持続し飛跡が長くなる。

8 方向へ噴出する液滴のうち下向きに噴射された液滴の分散を比較した結果を図 5.9 に示す。噴射された液滴のうちバーナ中心軸から最も遠い液滴を囲む範囲を液滴の分散範囲とする。バーナ中心軸から約 45 度下向きに噴射された液滴は、図の左から右へ流れる気体によって緩やかに湾曲する。Wing-curved swirler の液滴の分散範囲は、Bent plate swirler のそれよりも軸方向へ強く湾曲し、特に $50 \mu\text{m}$ 以下の細かい液滴は、粗い液滴よりも中心軸近くまで飛散する。これは図 5.4 (b) に示す Wing-curved swirler の高い軸流速度が液滴へ作用し、その噴霧流が全体的に軸方向へ押されるだけでなく、貫通力の低い小さな液滴は中心軸近くまで飛散するためである。燃焼時には、中心軸近くに高温のガスが再循環されるので、このような小さな液滴は早期に着火する。再循環流が半径方向で最大となる軸方向 $x/R = 1.0$ 断面の、下流からみた液滴の分散範囲を各図の横に示す。静止場に噴霧した場合の液滴の分散範囲が丸印であるのに対し気流のある場合を比較すると、Bent plate swirler の液滴の分散範囲は約 3 倍に広がり、噴流の中心は旋回方向へわずかに移動している。一方で Wing-curved swirler は、分散範囲が約 10 倍と高く、旋回方向に加え、半径方向の中心側へ分散している。スワラの旋回に加え、半径方向が中心軸側にも移動したのは、図 5.4 (b) に示す高い軸流速度の効果である。さらに Wing-curved swirler の軸流速度に対する旋回速度の比は、半径方向 $r/R = 0.8 \sim 1.0$ の外周側で高いので、液滴の速度が低下した

$x/R = 1.0$ の位置で強い旋回力を受け、旋回方向へ飛散する。Wing-curved swirler の燃焼時には、バーナ軸中心へ飛散した小径の燃料が早期に着火するだけでなく、広範囲に分散した液滴が空気と混合して燃焼し、ばいじんの低減に効果がある。



(a) Bent plate swirler



(b) Wing-curved swirler

Fig.5.9 Droplet trajectory and spatial distribution

10 μm 以下の微細な液滴の飛跡を図 5.10 に示す。噴射の向きは、両スワラともにバーナ軸から仰角 45 度で 8 方向であるが、Bent plate swirler の飛跡の一部はそれよりも広角である。このような液滴は、図 5.5 (a) に示す逆流領域が $x/R = 0$ の面においてスワラ近傍まで拡大しているために起こる現象であり、火炎を引き寄せてスワラを損傷させるリスクがある。一方で Wing-curved swirler の液滴はスワラから離れており、そのような懸念がなく、液滴は Bent plate swirler よりも急激に旋回するため、飛跡が長くなり空気との混合を強める。

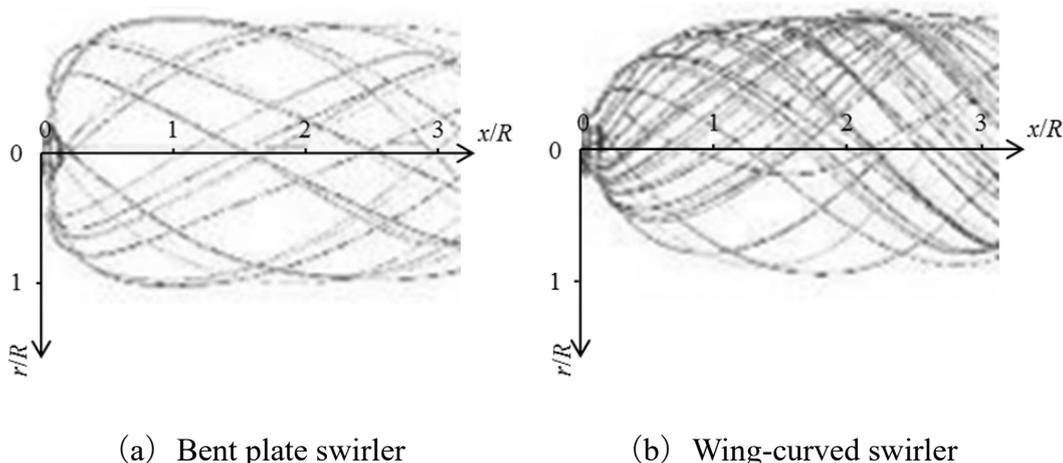


Fig.5.10 Droplet streamlines with diameter 1-10 μm

5.4 噴霧液滴の速度分布計測

実験装置と三次元 PIV 計測システムの系統および配置を図 5.11 に示す。液体には常温の水道水を、微粒化用媒体およびバーナ用気体には空気を用いる。微粒化用空気をコンプレッサで加圧して供給し、水をスクリーumpでタンクから圧送して噴霧を形成した後に、バーナ用空気をブロワで供給して、噴霧の旋回流動を形成する。各々の流量は第 3 章で述べた数値解析と条件が同じにな

るように、制御弁で調整する。液滴速度の測定には、三次元 PIV (Particle Image Velocimetry, LA Vision 社, Flow-master 3D-PIV) を用い、パルス間隔 $6 \mu\text{s}$ のダブルパルスレーザを下側から照射して、噴霧を左右から挟み込むように 2 台の高速度ビデオカメラで撮影し、軸流方向、半径方向、旋回方向の速度を測定する。撮影範囲は一辺 300 mm の正方形領域であり、 0.4 秒 ごとに 30 回測定し、その平均値を用いた。試験に先立ち、スワラを取り外した旋回のない状態で空気にもスモークを混入させて空気の軸流速度を測定し、熱線風速計との誤差が 0.1% 以内であることを確認する。次に、連続光をカメラ側から照射し、噴霧の外観を水平方向から撮影する。最後に、液滴の三次元速度分布を測定する。

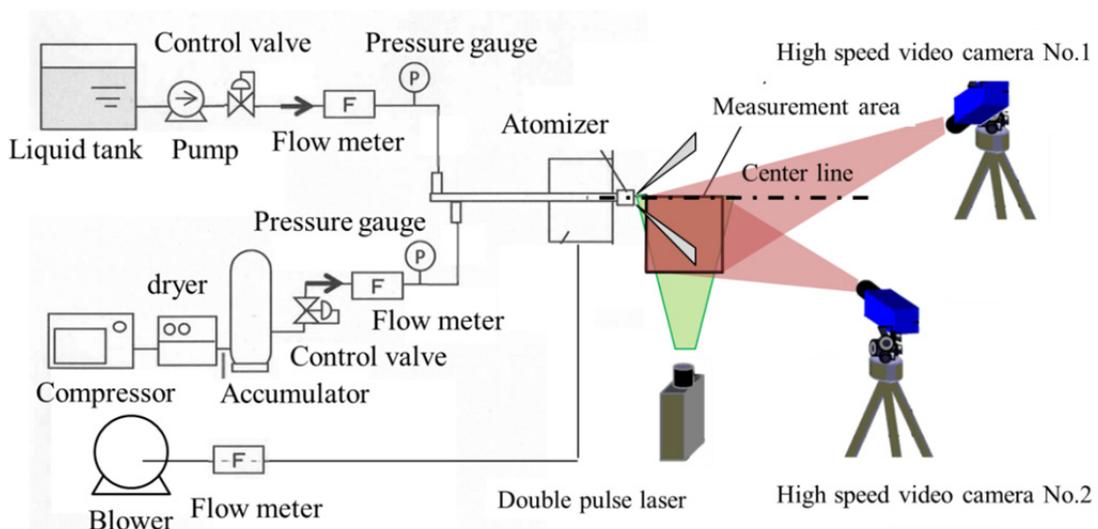
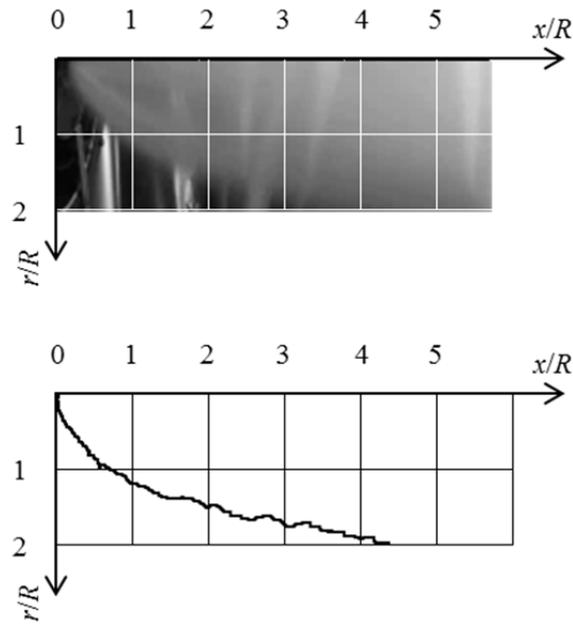


Fig.5.11 3-dimentional PIV arrangement

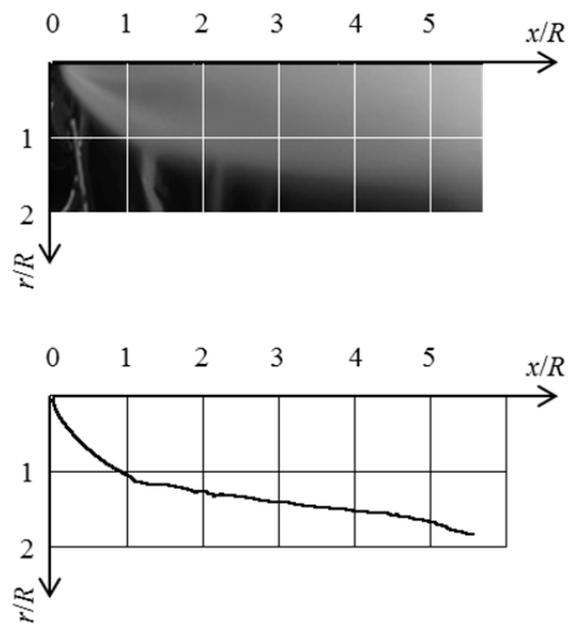
5.4.1 噴霧液滴群の分散範囲

噴霧外観および輪郭を図 5.12 に示す。上側の図は連続光により撮影した写真を、下側の図はそれを基に二値化した輪郭を示している。下向き 45 度に噴射された液滴は、スワラ空気により旋回するとともに軸方向へ飛散する。Wing-curved swirler のほうが噴霧の拡がり小さい傾向は、5.3.2 節で論じた CFD の結果と符

合し，Wing-curved swirler の高い軸流速度が液滴へ作用し，噴霧流が軸方向へ移流するためである．



(a) Bent plate swirler

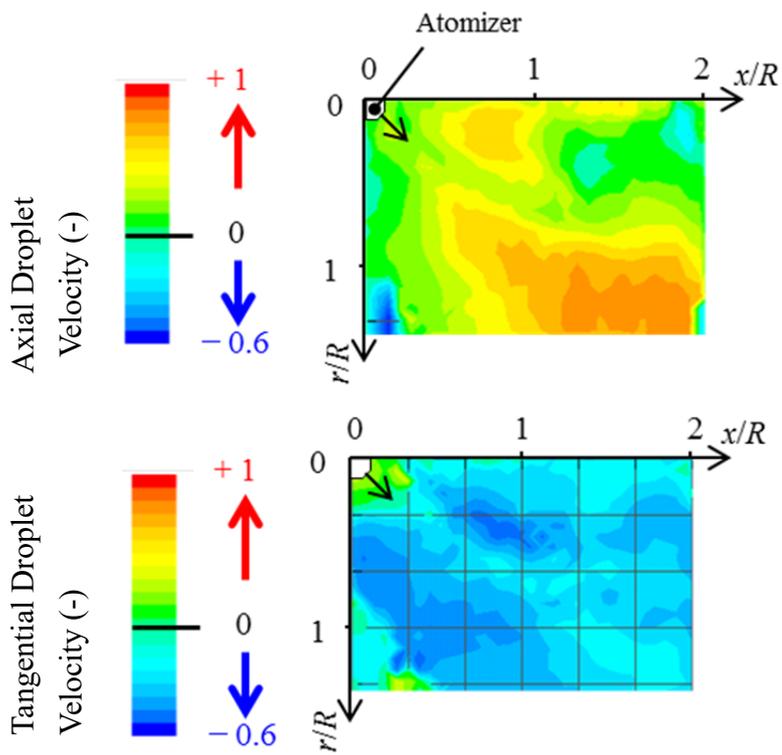


(b) Wing-curved swirler

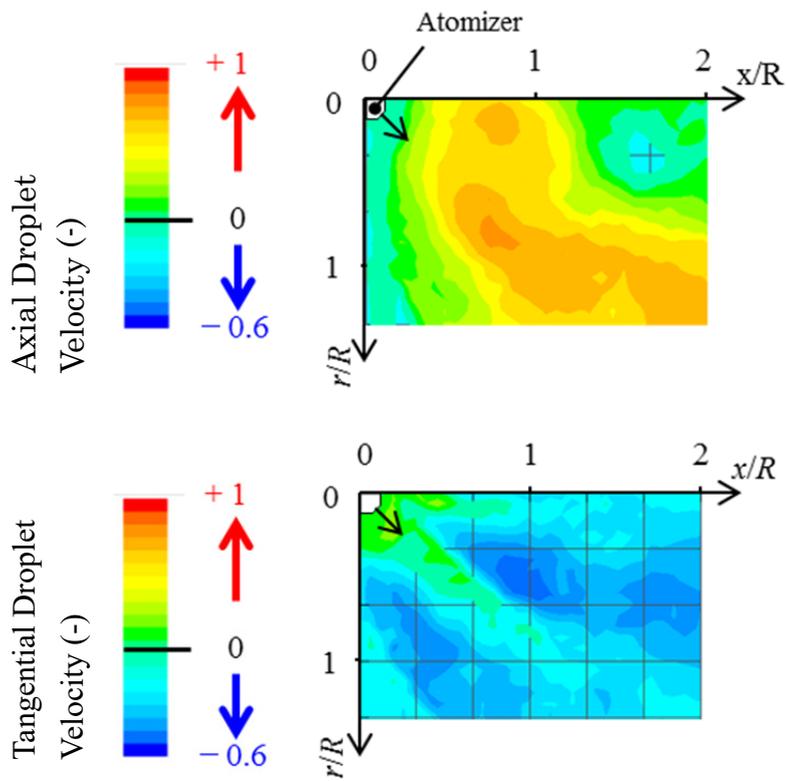
Fig.5.12 Spray images between swirlers of Bent plate and Wing-curved

5.4.2 液滴の3次元速度

噴射弁から下向き 45 度に噴射した噴霧流における液滴の軸流速度および旋回速度の測定結果を図 5.13 に示す。まず軸流速度を比較すると、(a) Bent plate swirler においては $r/R > 1$ に極大的となる広い領域が認められるが、(b) Wing-curved swirler は、 $r/R = 1$ より少し内側に小さな極大域が見えるに過ぎない。本計測においては、中心軸近くでは液滴の存在のため逆流速度を精度よく測定できなかった嫌いがあることは否めないが、極大を示す軸流域の大小については、5.3.1 節で示した気流解析結果と傾向は類似していると考えられる。一方、旋回速度を比べてみると、(b) Wing-curved swirler は $x/R \approx 1$ 近傍かつ $r/R < 1$ に強く旋回する領域が存在するのが特徴的である。



(a) Bent plate swirler



(b) Wing-curved swirler

Fig.5.13 Droplet velocity between swirlers of Bent plate and Wing-curved

5.5 燃焼試験による検証

10 MW 級の燃焼試験炉を用いて、開発した二流体噴射弁およびスワラによる着火の安定性および排気特性を調べた。燃焼試験設備の系統を図 5.14 に示す。燃焼炉は直径が約 4.4 m の円筒形状をなし、その周囲は水冷されている (高島他, 2008)。噴射弁とスワラは第 5.3 節および第 5.4 節で述べたものと同じ構造であり、噴射条件も同じであるが噴射媒体は異なる。重質燃料は水に比べて粘性が高く表面張力が低いが、特に粘性が高くなると粗粒の割合が増大し粒径分布が二峰性になることが分かっている (Li et al., 2013)。そこで本章では保安性に着目し、第 3 章で述べた噴霧の微粒子に大きく影響を及ぼさない範囲で燃料の粘性や噴射弁の気液比を調整する。具体的には、燃料は JIS K 2207 のストレートアスファルトをタンクで予熱し、バーナ直前で動粘性が約 $20 \text{ mm}^2/\text{s}$ になるまで加熱した後、蒸気により二流体噴射弁で噴霧される (橋口他, 2018)。燃焼用空気は排気により熱交換して約 $300 \text{ }^\circ\text{C}$ に加熱し、バーナおよびバーナから約 8 m 離れた位置の 2 箇所から供給し、総空気比 1.05 となるように流量を調整した後、誘引通風機で炉内を大気圧に保持する。

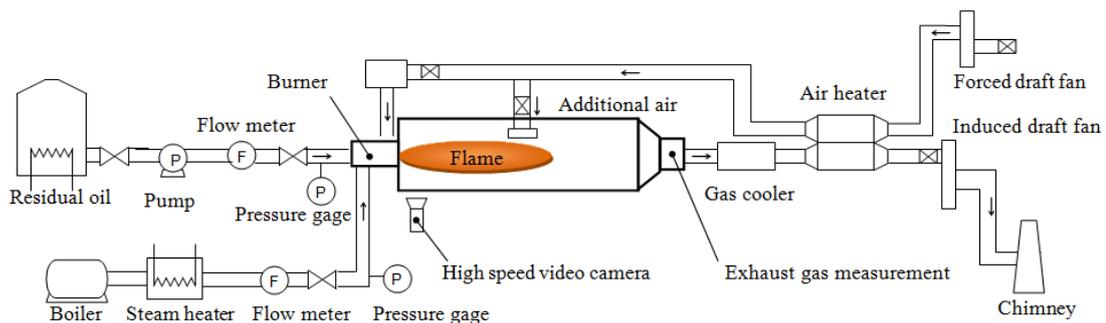
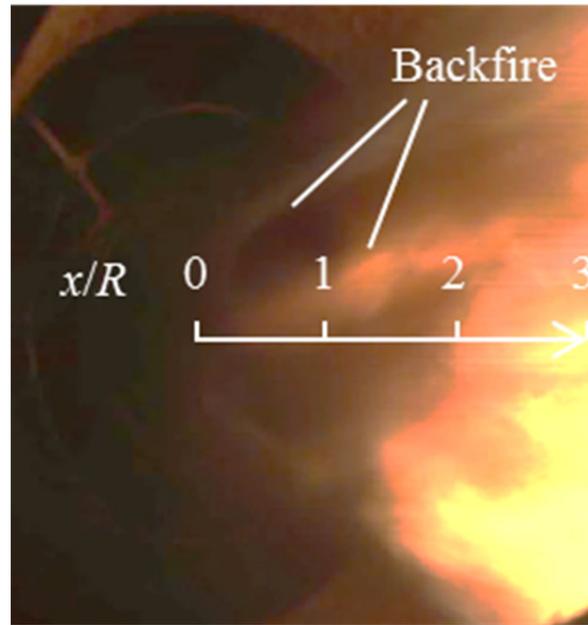


Fig.5.14 Schematic of single burner test furnace

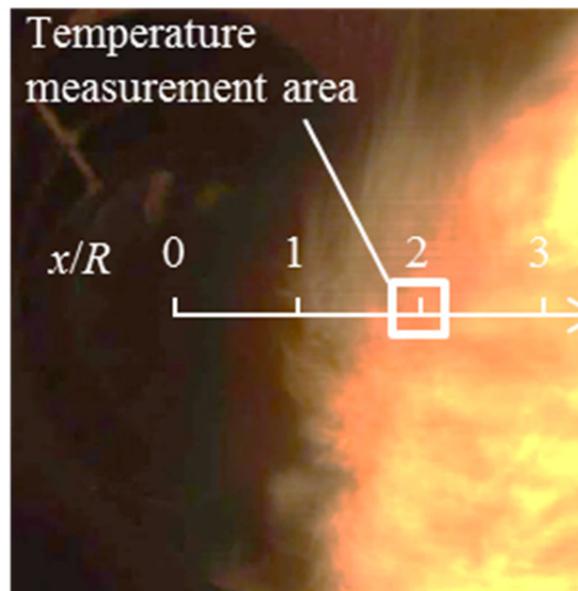
保炎性は、バーナ近傍の火炎を高速度ビデオカメラ (Phantom) で撮影して着火位置を測定するとともに、二色式熱画像計測システム (ノビテック社, Thermera) で火炎温度を測定する。排気性能は、約 15 m 下流の炉の出口で JIS Z 8808 に基づいたばいじん濃度の測定と NO_x 濃度の測定により評価する。

5.5.1 噴霧旋回流動制御による保炎性の改善

スワラによる火炎基部の着火状況の違いを図 5.15 に示す。着火位置は、バーナ後流の軸方向距離における火炎温度が、炭素粒子の燃焼温度である 900 °C を上回る位置で評価する (Howard et al., 1967)。Wing-curved swirler の着火位置は軸方向距離 $x/R = 1\sim 2$ であり、Bent plate swirler の軸方向距離 $x/R = 2\sim 3$ よりも近い。これらの着火位置は、5.3 節で述べた非燃焼時の再循環流の位置と概ね符合している。Farag ら (1984) の実験的研究により、燃焼時には非燃焼時に比べて逆流速度が大きくなり、逆流領域が若干拡大することが明らかになっており、燃焼時と非燃焼時で逆流の軸方向距離に及ぼす影響は 10 %程度と小さいことから、非燃焼でも燃焼と概ね同等に評価される。また、Bent plate swirler は、一部の火炎がバーナ近くまで逆流しているが、Wing-curved swirler にそれが見られないのは、案内羽根の後縁が薄く空気のはく離が少ないことも作用したと考えられる。



(a) Bent plate swirler

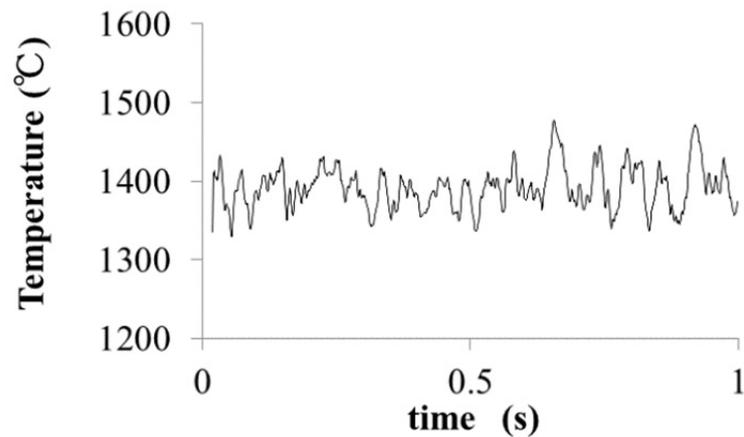


(b) Wing-curved swirler

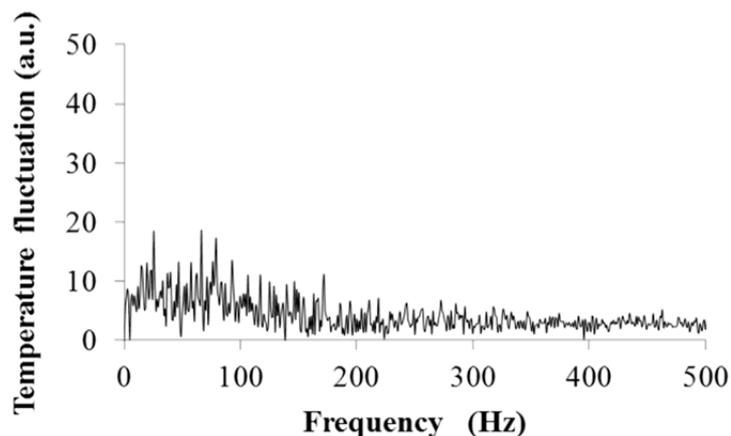
Fig.5.15 Ignition behavior

5.5.2 着火部の火炎温度変動

図 5.15 (b) に示す Wing-curved swirler を用いた場合の火炎において、四角で囲んだ領域の火炎温度を二色温度法により求めた。時間による火炎温度の変化とそのフーリエ変換結果を図 5.16 に示す。火炎は 1400 ± 100 °C の範囲で安定し、その周波数特性はブロードで卓越した周波数帯域がなく、安定している。なお、Bent plate swirler の火炎に対しては、本測定は実施していない。しかし、火炎のばたつきが確認されたことから温度変動は大きく、それ故に卓越成分もあるであろうことは容易に推察される。



(a) Temperature fluctuation



(b) Fourier transfer analysis result

Fig.5.16 Temperature fluctuation of ignition area

5.5.3 燃料の微粒化と噴霧旋回流動制御による排気特性の改善

排気中の NO_x 濃度およびばいじん濃度の測定結果を図 5.17 に示す。それぞれの濃度は、標準的な操作条件における濃度でいずれも無次元化している。噴射弁の違いを図 5.17 (a) に比較すると、従来型 LSF を規準とした場合、LCF はばいじん濃度が約 30 %低減し、NO_x には有意差は認められなかった。4.5 節で述べたように、粗い液滴の燃え残りがばいじん濃度に影響するため、噴霧に含まれる粗い液滴の割合が LSF よりも減少する LCF は、ばいじん濃度が低下したものと考えられる。一方、微細な液滴割合は LSF と LCF が同等であるため、NO_x も同等となる。従来型 Bent plate swirler 使用時に、ばいじん濃度が最小となった条件をここでは規準とする。Bent plate swirler のバーナ空気流量や追加空気流量を変化させると、NO_x 濃度は低減し、ばいじん濃度は増大して、一般的な相反関係がみられる。Wing-curved swirler を用いた場合、Bent plate swirler と比較してばいじん濃度が約 30 %低減し、一方、NO_x には有意差は認められなかった。Wing-curved swirler を用いれば、第 5.3 節で述べたように、スワラによる旋回流が火炎の内部の還元領域で燃料粒子と混合したことで、NO_x が増大することなくばいじん濃度だけが低減する効果が生じたものと考えられる。

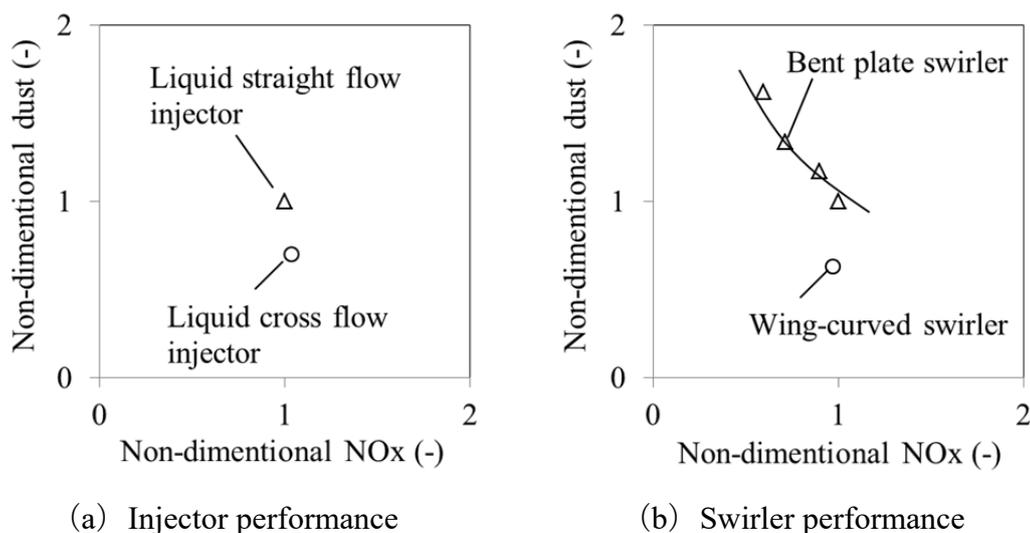


Fig.5.17 Relationship between NO_x and dust concentrations from flue gas

5.6 まとめ

重質燃料バーナの保炎性と排気特性を改善させるため、気液衝突方式を改良した二流体噴射弁を開発し、さらに案内羽根の角度などの形状に工夫を施した新型スワラを開発した。空気の再循環流動や噴霧液滴の旋回流動を数値解析するとともに、ステレオ PIV を用いた噴霧実験で液滴の速度分布を測定し従来型と比較した。さらに、10 MW 級の重質燃料燃焼試験により、*LCF* の排気特性と *Wing-curved swirler* の保炎性と排気性能に改善効果があることを実証した。得られた結果は以下のように統括される。

- (1) 排気に含まれるばいじん濃度は、*LCF* を用いるバーナで燃焼させたほうが *LSF* よりも低くなる。
- (2) 案内羽根の曲げ角度を一定とした *Bent plate swirler* は、それを通過した空気は遠心力で外周側へと拡がり、スワール数の減衰が大きい。一方、新しく開発した *Wing-curved swirler* は、案内羽根の曲げ角度が中央側から外周側にかけて深くなる構成としているが、スワール数も外周側にかけて高くなり、スワール数の軸方向における減衰が *Bent plate swirler* よりも少ない。
- (3) スワラの後流に生じる再循環流は、スワールが持続する *Wing-curved swirler* のほうが *Bent plate swirler* よりも広範囲に及ぶ。
- (4) スワラの中央から広角に噴霧した液滴は、*Wing-curved swirler* のほうが *Bent plate swirler* よりも強く旋回し、飛跡が長くなる。

- (5) 両スワラを装着したバーナで重質燃料を燃焼させて比較すると，開発した Wing-curved swirler スワラのほうが，Bent plate swirler よりも着火位置が近くなりばたつきも見られず，保炎性が改善する．
- (6) 排気に含まれるばいじん濃度は，Wing-curved swirler スワラを用いるバーナで燃焼させたほうが Bent plate swirler よりも低くなる．

第 6 章 結言

CO₂ 問題で石炭が矢面に立つ最近の情勢下でも、石油の堅調な需要は今後も見込まれている。それに伴い原油から製品の収率を上げるアップグレード設備の増設が相次いでおり、特に溶剤脱れき SDA (Solvent De-Asphalting) が開発され、近年に普及が進んできた。この SDA から副生される重質燃料 (ピッチ) は石油を深絞りしているため、粘性が一般的な重油よりも高く、かつ硫黄分、窒素分、残留炭素分および重金属類の含有量も非常に多いため、一般市場で流通させることは難しく、製油所内のボイラ用燃料利用に限られている。

この重質燃料ボイラは、我が国が世界に先駆けて実用化に成功してきたが、地球に優しいクリーンな燃焼が要求されていることから、さらなる低公害燃焼技術開発が求められている。重質燃料をボイラ燃料とする社会的需要に応えるために、重質燃料に含まれる窒素分や残留炭素分などのボイラ燃焼時において排気に含まれる NO_x 濃度とばいじん濃度の低減を両立させることが重要である。

これらの課題に対し、本研究では 2 つのアプローチで取り組んだ。まず、微粒化に優れる内部混合型二流体噴射弁の噴射弁内部の気液二相流動と微粒化の関係を数値解析と可視化実験を併用しながら解明し、気液衝突方式を改良して粗粒の低減を図った。一方、噴霧された液滴の飛跡を数値解析し、それらの旋回流動を新しく開発したスワラにより制御して保炎性を改善した。最後に 10 MW 級の重質燃料燃焼試験により保炎性能と排気特性の改善効果の同時達成を実証した。以下に各章ごとに各々のテーマに対する成果を纏め、本研究を総括する。

第1章では、本研究で取り扱う内部混合型二流体噴射弁の微粒化について、ボイラ用のバーナ開発における課題および従来の主要な研究を概説し、課題を抽出するとともに本研究の目的を明確にした。

第2章では、噴射弁内部における気液の衝突流動メカニズムと噴流の分裂挙動の要因に着目し、直進する液流に側壁から気流を噴孔内で衝突させる要素的な可視化実験により噴射弁内に形成される環状流の液膜厚さや波の変動が噴出後の分裂に及ぼす影響を調べた。その結果、気液衝突部では液体と気体の運動量流束のバランスにより流動形態が異なり、ガスの運動量流束が増大するにつれて、液流は円筒状から液膜状へと変化して噴孔内に環状流を生じた。その液膜の内面には気体と液体との相対速度にもとづく波頭を生じ、その波には周期的変動がみられ、液流に対する気流の運動量流束比が増大するにつれて液膜表面が乱れて変形し、空気とのせん断により液糸状に分裂した。噴出された環状液膜流の外表面は Rayleigh 不安定的な長い波長の収縮があり、厚い液膜の分裂による粗い液滴と波の先端から分裂する微細な液滴との混在により二峰性の粒径分布を生じた。本章の成果は、内部混合型二流体噴射弁における微粒化法の足掛かりと開発の方向性を明瞭に示したことにある。

第3章では、混合室の先端に単一の噴孔が開く内部混合型噴射弁を透明なアクリルモデルで試作し、混合室内の圧力や気液比といった運用条件が噴射弁内部の二相流動状態に及ぼす影響を視覚的に調べた。液体と気体の流量の組み合わせ変化が噴流の液滴サイズに及ぼす影響を *PDA* で測定し、噴射条件と微粒化特性を関連づけた。その結果、*GLR* は流動様式へ及ぼす影響が大きく、*GLR* の増大に伴い、流動様式はスラグ流から環状スラグ流さらには環状流へと変化する。環状流の液膜が薄い場合に液滴は小さくなることがわかった。また、混合室内の圧力は気流の密度を高めて液膜を薄く安定させ、液滴をさらに縮小させ

た。一方で、圧力が *SMD* に大きく影響しない条件も存在した。実機の高粘性油を想定し、グリセリン添加の供試溶液を用いて、高粘性状態が噴霧に及ぼす影響を調べ、代表的な *SMD* だけでなく粒径分布に占める粗い液滴の割合を評価した。その結果、高粘性液体は、*SMD* が変化しなくとも粒径分布は大きく変化し、粗い液滴を含む二峰性の粒径分布を生じることから、*SMD* のみでは高粘性液体の噴霧品質は評価が不十分であることを示した。

第 4 章では、新型内部混合噴射弁の開発について述べた。第 2 章および第 3 章で得られた環状噴霧流の液膜厚さが粗粒に及ぼす知見を踏まえて、気液衝突方式に改良を施した実機スケールの多孔内部混合型噴射弁を試作した。数値解析で気液の過渡的混合挙動を推察するとともに、実験で噴霧粒径の縮小効果を検証する。その結果、気液衝突部の流動形態は噴孔にまで関与し、噴孔内における液流の偏りが微粒化特性に強くかかわるという確信を得た。これは透明な噴射弁モデルで観察してもなかなかわからない知見であった。具体的には、液体を混合室中心軸に沿って供給し、混合室周囲から微粒化用気体を衝突させる液ストレートフロー方式 (LSF) は、噴孔入口において偏った厚い液膜が存在した。これに対し、液体を混合室の外周側から中心軸側へ集めるように送り、微粒化用気体を混合室中心軸に沿って供給する液クロスフロー方式 (LCF) では、噴孔入口で一様に薄く広がる液膜が生じた。LCF のほうが、噴射弁中心側の *SMD* が小さく液滴速度も小さいことから、噴孔入口の液膜に偏りが少なく、液膜が一様に薄いほうが微粒化促進に有利なことがわかった。さらに、数値解析では μs オーダの時間刻みで非定常的に計算して混合室内部の気液の衝突部における擾乱を調べ、液体が気体と衝突して波打つように高速変形し、その周期は 1000~3000 Hz 程度であった。実験では高速度カメラで噴出直後の噴霧流を反射

光で高速撮影し、高輝度部の周期的な変動もやはり高速で、噴孔内の変動周波数特性に符合した。

第5章では、バーナ要素開発の成果を纏めている。第4章で開発した噴射弁をバーナに組み込み、そこから多方向に噴霧される燃料液滴の流動を制御するために、重質燃料バーナの案内羽根の角度などの形状に工夫を施して旋回特性を改善し新しいスワラを開発した。空気の再循環流動を数値解析した結果、新しいスワラ (Wing-curved swirler) は、案内羽根の曲げ角度が中央側から外周側にかけて深くなる構成としているが、案内羽根の曲げ角度を一定とした従来のスワラ (Bent plate swirler) よりもスワール数の軸方向における減衰が少ない。さらに、スワラの後流に生じる再循環流も広範囲に及ぶことがわかった。スワラの中央から広角に噴霧した液滴は、Wing-curved swirler のほうが Bent plate swirler よりも強く旋回し、飛跡が長くなった。最終的に、10 MW 級の大型燃焼試験炉において重質燃料燃焼試験で噴射弁およびスワラを比較した。開発した Wing-curved swirler のほうが、Bent plate swirler よりも着火位置が近くなりばたつきも見られず保炎性が大幅に改善した。排気に含まれるばいじん濃度は、LCF 二流体噴射弁のほうが LSF 二流体噴射弁よりも低く、Wing-curved swirler を用いるバーナで燃焼させたほうが Bent plate swirler よりも低くなる。以上から、保炎性能と排気性能の改善効果を実証することができた。

以上のように、本研究ではこれまで不明瞭であった内部混合型二流体噴射弁の混合室内及び噴孔の二相流動の役割を明らかにし、微粒化特性への影響を把握した。これらの基礎的知見を踏まえたうえで、実機スケールの大容量の内部混合型多孔二流体噴射弁を試作し、気液衝突部に改良を施して微粒化の改善を示した。さらに、案内羽根の角度などの形状に工夫を施した新型スワラを試作して再循環流の違いを調べ、実機スケールの 10 MW 級の重質燃料燃焼試験によ

り，保炎性能と排気特性の改善効果を実証した．今後も，石油の堅調な需要が見込まれ，それに伴い副生される重質燃料はさらに深絞りが進行し，これまで以上に粘性が高く，かつ硫黄分，窒素分，残留炭素分が高くなることが予想される．特に，極端な粘性の増大は重質燃料を単純な液体とみなして良いかという根源的な課題もある．これらを将来的な研究及び開発の課題としたい．

文 献

- 荒川宜彬, 橋口和明, 武野計二, 湯浅厚志, 城島考洋, 小河秀太, 澤昇吾, ボイラ
用燃焼バーナ, 特許第 6104459 号 (2017).
- 稲村隆夫, 永井伸樹: 気流による環状液膜の微粒化に関する研究, 機械学会論
文集 B 編, Vol.51, No.461 (1985), pp.222~231.
- 稲村隆夫, 永井伸樹: 気流による固体面上の液体の分裂第一報平板上を流れる
液体の分裂過程, 機械学会論文集 B 編, Vol.49, No.439 (1983), pp.609~620.
- 大島逸平, 宋明良: 気流による液膜流変形過程に及ぼす諸因子の影響, 微粒化
シンポジウム講演論文集, Vol.23 (2014), pp.137~142.
- 大島逸平, 宋明良: 平面液膜式気流微粒化過程の可視化実験, Vol.24 (2015),
pp.17~23.
- 大島逸平, 川端諒太, 西山真悟, 宋明良, 松浦一哲: 気液物性値とノズル形状
が並行気流による平面液膜流れの微粒化過程に及ぼす影響, 日本液体微粒化
学会, 第 25 回微粒化シンポジウム講演論文集, (2016), pp.14~17.
- 大島逸平, 宋明良: 気液物性値および噴射弁形状が気流による平面液膜の微粒
化過程に及ぼす影響, Vol.26 (2017), 64~70.
- 大津展之: 判別および最小 2 乗規準に基づく自動しきい値選定法, 電子情報通
信学会論文誌, Vol.J63-D, No.4, pp.349~356.
- 岡本達幸, 高城敏美: ガウシアンビームを用いる位相ドップラー法における粒
径誤認に関する検討, 日本機械学会論文集, Vol.59, No.558 (1993), pp.639~644.
- 川頭大毅, 邢文静, 橋口和明, 佐藤一教, 西田 恵哉, 二流体噴射弁の内部流動
と噴霧の挙動, 微粒化シンポジウム講演論文集, Vol.27 (2018), B-121.

川口修, 佐藤豪, 山田敏彦, 江波戸智, 循環気流中に噴射された噴霧の燃焼の研究(第1報), 日本機械学会論文集 B 編, Vol.48, No.428(1982), pp.792~800.

金相進, 西田恵哉, 廣安博之, 近藤真也: 内部混合型二流体噴射弁による液体の微粒化特性 II 混合室出口噴口の影響, 日本エネルギー学会誌, Vol.76, No.4 (1997), pp.305~312.

今日の石油産業 2018, 石油連盟, <http://www.paj.gr.jp/statis/data/>

坂井正康, 徳田君代, 小倉次利, 中谷速水, 荒木了一, 加藤正己, 重質油のばいじん発生に関する基礎研究, 三菱重工技報, Vol.23, No.5 (1986), pp.63~69.

佐藤一教, 沖浦邦夫, 正路一紀, 秋山巖, 船崎富士夫: 二流体噴射弁の最適微粒化条件に関する一考察, 日本機械学会論文集, Vol.54, No.506 (1983), pp.2935~2940.

佐藤一教, 沖浦邦夫, 馬場彰, 正路一紀, 秋山巖: 高粘性石炭・水スラリの微粒化特性に関する研究 第2報微粒化機構, 日本機械学会論文集, Vol.86-1152A (1987), pp.2995~3002.

佐藤一教, 沖浦邦夫, 正路一紀, 高橋芳孝: 内部混合式噴射弁における CWM の微粒化特性, 燃料協会誌, Vol.70 (1991), pp.1067~1074.

高島竜平, 藤村皓太郎, 今田潤司, 高崎構二, 田島博士, 船用油ガス混合燃焼バーナへの DME 適用性評価, 日本マリンエンジニアリング学会誌, Vol.43, No.1 (2008), pp.135~140.

田中铁也, 高橋英二, 藤井宏, 國領繁光, 小出敬雄, SDA ピッチ (石油重質燃料物) 焚きボイラの計画と運転実績, 三菱重工技報, Vol.48, No.3 (2011), pp.34~40.

玉木伸茂, 清水正則, 廣安博之: 内部混合形二流体噴射弁による高粘性液体噴流の微粒化, 日本機械学会論文集, Vol.71, No.712 (2005), pp.3017~3024.

- 玉木伸茂, 明神泰史, エアーブラスト式噴射弁の構造と微粒化用空気の供給方式が噴霧特性に及ぼす影響, 日本機会学会論文集 B 編, Vol.79, No.807 (2013), pp.2510~2523.
- 橋口和明, 岡元章泰, 濱屋秀行: バーナチップ及び燃焼バーナ並びにボイラ, (2016), 特許第 5972847 号.
- 橋口和明, 岡元章泰, 濱屋秀行: バーナチップ及び燃焼バーナ並びにボイラ, (2017), 特許第 6100154 号.
- 橋口和明, 山根史也, 藤井宏: 重質油焚ボイラ用内部混合型多孔二流体噴射弁の開発 (第 1 報 噴射弁内部流動と微粒化特性), 微粒化シンポジウム講演論文集, 25(2016), 82~87
- 橋口和明, 山根史也, 藤井宏, 佐藤一教, 西田恵哉, 重質油焚ボイラ用内部混合型多孔二流体アトマイザの開発 (第 2 報アトマイザ内二相流と噴霧流の高速変動), 微粒化シンポジウム講演論文集, vol.26 (2017), pp.98~104.
- 橋口和明, 山根史也, 荒川宜彬, 藤井宏, 佐藤一教, 西田恵哉, 噴霧流動制御による重質油バーナの保炎性と燃焼効率の改善, 第 56 回燃焼シンポジウム (2018), D315.
- 橋口和明, 山根史也, 藤井宏, 佐藤一教, 西田恵哉, 重質油焚ボイラ用内部混合型多孔二流体噴射弁の開発 (第 1 報 噴射弁内部流動と微粒化特性), 微粒化, Vol.27, No.90 (2018), pp.11~17.
- 橋口和明, 山根史也, 今田潤司, 藤村皓太郎, 藤井宏, 小河秀太, 環境性能に優れた重質油焚バーナの開発, 三菱重工技報, Vol.53, No.4 (2016), pp.143~147.
- 橋本 彰・一ノ瀬利光・藤村皓太郎・金子祥三・菱田正志・荒川善久, 粗悪油燃料超低過剰空気燃焼技術の開発, 三菱重工技報, Vol.35, No.1 (1998), pp.30~33.

藤村皓太郎, 松本拓俊, 荒川善久, 藤井宏, 溝口孝, VR だきボイラの計画と運転実績, 三菱重工技報, Vol.36, No.2 (1999), pp.96~99.

吉井泰雄, 稲田徹, 小豆畑茂, 榎本達三, 小林研志, 高杉人之, 沖浦邦夫, コンパクトボイラにおける低NO_x 燃焼技術の実証, 日本エネルギー学会誌, Vol.72, No.1(1992), pp.39~47.

References

Baker, O., Design of pipelines for simultaneous flow of oil and gas, Oil & Gas J., Vol. 53 (1954), pp.185~190.

Barreras, F., Lozano, A., Barroso, J., and Lincheta, E., Experimental Characterization of Industrial Twin-Fluid Atomizers, Atomization Sprays, Vol.16 (2006), pp.127~145.
DOI: 10.1615/AtomizSpr.v16.i2.10

Bornhoft B., K .Lin, J. Edwards: Numerical Investigation of Surface Tension Effects in Aerated-Liquid Injectors, ICLASS2018, 311

Brackbill, J.U., Kothe, D.B., and Zemach, C., A Continuum Method for Modeling Surface Tension, J. Comput. Phys., Vol.100, No.2 (1992), pp.335~354. DOI: 10.1016/0021-9991(92)90240-Y

Broniarz-Press L, Ochowiak M, Rozanski J, Woziwodzki S. The atomization of water-oil emulsions. Exp Therm Fluid Sci., Vol.33, No.6 (2009), pp.955~962.

Buckner HN, Sojka PE. Effervescent atomization of high-viscosity fluids. Part 1: Newtonian liquids. Atomization Spray, Vol.1, No.3 (1991), pp.239~252.

Chen SK. Influence of ambient air pressure on effervescent atomizer. Ph.D. thesis. Purdue University, (1992).

- Chen SK, Lefebvre AH, Rollbuhler J. Influence of ambient air pressure on effervescent atomization. *J Propul Power*, Vol.9, No.1, pp.10~15.
- Chin JS, Lefebvre AH. A design procedure for effervescent atomizers. *J. Eng. Gas. Turb. Power*. Vol.117, No.2 (1995), pp.266~271.
- Dombrowski N, Johns WR. The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets. *Chem. Eng. Sci.* Vol.18, No.3 (1963), p.203.
- Ejim CE, Rahman MA, Amirfazli A, Fleck BA. Effects of liquid viscosity and surface tension on atomization in two-phase, gas/liquid fluid coker nozzles. *Fuel*, Vol.89 (2010), pp.1872~1882.
- Ferreira G, Barreras F, Lozano A, Garcia JA, Lincheta E. Effect of the inner twophase flow on the performance of an industrial twin-fluid nozzle with an internal mixing chamber. *Atomization Spray*, Vol.19, No.9, pp.873~884.
- Ferreira ME, Teixeira JCF, Bates CJ, Bowen PJ. Detailed investigation of the influence of fluid viscosity on the performance characteristics of plain-orifice effervescent atomizers. *Atomization Spray*, Vol.11, No.2 (2001), pp.107~124.
- Ferreira, M.E., Teixeira, J.C.F., Bates, C.J., and Bowen, P.J., Detailed Investigation of the Influence of Fluid Viscosity on the Performance Characteristics of Plain-Orifice Effervescent Atomizers, *Atomization Sprays*, Vol. 11, No. 2 (2001), pp. 106~123. DOI:10.1615/AtomizSpr.v11.i2.10
- Ferreira, G., García, J.A., Barreras, F., Lozano, A., and Lincheta, E., Design Optimization of Twin-Fluid Atomizers with an Internal Mixing Chamber for Heavy Fuel Oils, *Fuel Process. Technol.*, Vol.90, No.2 (2009), pp.270~278. DOI: 10.1016/j.fuproc.2008.09.013

Farag, T.M., Arai M., Shimizu M. and Hiroyasu, H., Flow measurement in a swirl combustor in two cases with and without combustion, *Bulletin of the JSME*, Vol.27, No.225 (1984), pp.521~528.

FuelsEurope Statistical Report 2018, FuelsEurope,

<https://www.fuelseurope.eu/publication/statistical-report-2018/>

Gretzinger, J. and Marshall, W.R. Jr., Characteristics of Pneumatic Atomization, *J. Am. Inst. Chem. Eng.*, Vol.7, No.2 (1961), pp.312~318. DOI: 10.1002/aic.690070229

Hashiguchi, K., Okamoto, A., and Hamaya, H., Burner tip, Combustion Burner and Boiler, US Patent 20160223192, filed Oct 2, 2014, and issued Aug 4, 2016.

Hashiguchi, K., Yamane, F., Imada, J., Fujimura, K., Fujii, H., and Ogawa, H., Development of Environmentally-Friendly Heavy Oil Fired Burner, *Mitsubishi Heavy Industries Tech. Rev.*, Vol.53, No.4 (2016), pp.114~118.

Hashiguchi, K., Yamane, F., Fujii, H., Sato, K. and Nishida, K., Development of internal mixing twin fluid atomizer with multi exit port for heavy oil fired boilers, *International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Vol.14 (2018), pp.138~145.

Hashiguchi, K., Yamane, F., Fujii, H., Sato K. and Nishida, K., Development of Internal-Mixing Twin-Fluid Atomizer with Multiple Exit Port for Heavy Oil-Fired Boilers, *Atomization and Sprays*, In press, (2019), DOI: 10.1615/AtomizSpr.2019029456

Hewitt, A.J., Droplet Size Spectra Produced by Air-Assisted Atomizers, *J. Aerosol Science*, Vol 24 (1993), pp 155~162. DOI: 10.1016/0021-8502(93)90055-E

- Howard, J. B. and Essenhigh, R. H., Pyrolysis of coal particles in pulverized fuel flames, *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, Vol.6, No.1 (1967), pp.74~84.
- Huang X, Wang X, Liao G. Visualization of two phase flow inside an effervescent atomizer. *J. Visualization*, Vol.11, No.4 (2008), pp.299~308.
- Jedelsky J, Jicha M. Unsteadiness in effervescent sprays: a new evaluation method and the influence of operational conditions. *Atomization Sprays*, Vol.18, No.1 (2008), pp.49~83.
- Jedelsky J, Jicha M, Slama J, Otahal J. Development of an effervescent atomizer for industrial burners. *Energy Fuel*, Vol.23 (2009), pp.6121~6130.
- Jedelsky, J. and Jicha, M., Spray Characteristics and Liquid Distribution of Multi-Hole Effervescent Atomizers for Industrial Burners, *Appl. Therm. Eng.*, Vol. 96 (2015), pp.286~296. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2015.11.079
- Jiang, D.S. Zaleski, G. Tryggvason, Y. Ling: Effect of Inlet Gas Turbulence on Airblast Atomization, ICLASS2018-396
- Ju SC, Li XW. Experimental study on internal mixing sonic flow air assist atomizer for heavy oils. In: *International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition*, Brussels, Belg, ASME (1990), p.T6.
- Karnawat J, Kushari A. Controlled atomization using a twin-fluid swirl atomizer. *Exp. Fluids*, Vol.41, No.4 (2006), pp.649~663.
- Karnawat J, Kushari A. Spray evolution in a twin-fluid swirl atomizer. *Atomization Sprays*, Vol.18, No.5 (2008), pp.449~470.

- Kim S, Kondo S, Nishida K, Hiroyasu H. Effects of mixing chamber geometry and flow on spray characteristics from an internal mixing twin-fluid atomizer. *Int. J. Fluid Mech. Res.*, Vol.24 (1997), pp.76~87.
- Kufferath, A., Wende, B., and Leuckel, W., Influence of Liquid Flow Conditions on Spray Characteristics of Internal-Mixing Twin-Fluid Atomizers, *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol.20, no.5 (1999), pp.513~519. DOI: 10.1016/S0142-727X(99)00040-5
- Kushari A, Neumeier Y, Israeli O, Lubarsky E, Zinn BT. Internally mixed liquid injector for active control of atomization process. *J. Propul. Power*, Vol.4, No.17 (2001), pp.878~82.
- Kushari A. Effect of injector geometry on the performance of an internally mixed liquid atomizer. *Fuel Process Technol.*, Vol.91, No.11 (2010), pp.1650~1654.
- Lal, S., Kushari, A., Gupta, M., Kapoor, J.C., and Maji, S., Experimental Study of an Air-Assisted Mist Generator, *Experimental Therm. Fluid Sci.*, vol. 34, no. 8 (2010), pp.1029~1035. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2010.03.006
- Lane, W.R.: Shatter of Drops in Streams of Air, *Ind. Eng. Chem.*, Vol.43, no.6 (1951), pp.1312-1317, DOI: 10.1021/ie50498a022
- Lefebvre A, Wang X, Martin C. Spray characteristics of aerated-liquid pressure atomizers. *AIAA J Prop Power*, Vol.4, No.4 (1988), pp.293~298.
- Lefebvre AH. *Atomization and Sprays*. New York: Hemisphere Publishing Corporation of Taylor & Francis; 1989.
- Lefebvre AH, Chin JS. Flow patterns in internal-mixing, twin-fluid atomizers. *Atomization Sprays*, Vol.3, No.4 (1993), pp.463~475.
- Lefebvre AH. Some recent developments in twin-fluid atomization. Part Syst Char, Vol.13, No.3 (1996), pp.205~216.

- Li, Z., Wu, Y., Cai, C., Zhang, H., Gong, Y., Takeno, K., Hashiguchi, and K., Lu, J.,
Mixing and Atomization Characteristics in an Internal-Mixing Twin-Fluid Atomizer,
Fuel, Vol. 97 (2012), pp.306~314. DOI: 10.1016/j.fuel.2012.03.006
- Li, Z., Wu, Y., Yang, H., Cai, C., Zhang, H., Hashiguchi, K., Takeno, K., and Lu, J.,
Effect of Liquid Viscosity on Atomization in an Internal-Mixing Twin-Fluid
Atomizer, Fuel, Vol.103 (2013), pp.486~494. DOI: 10.1016/j.fuel.2012.06.097
- Liu XJ, Zhang WR, Park TJ. Modelling coal gasification in an entrained flow gasifier.
Combust. Theor. Model. Vol.5, No.4 (2001), pp.595–608.
- Liu M, Duan YF, Zhang TN. Evaluation of effervescent atomizer internal design on the
spray unsteadiness using a phase/doppler particle analyzer. Exp. Therm. Fluid Sci,
Vol.34, No.6, pp.657~665.
- Loebker D, Empie HJ. High mass flowrate effervescent spraying of a high viscosity
Newtonian liquid. In: Proceedings of the 10th annual conference on liquid
atomization and spray systems, Ottawa, Canada, (1997).
- Lund MT, Sojka PE. Effervescent atomization at low mass flow-rates. Part 2: The
structure of the spray. In: Proceedings of the 5th annual conference on liquid
atomization and spray systems, San Ramon, CA, (1992), pp.233~237.
- Lund MT, Sojka PE, Lefebvre AH, Gosselin PG. Effervescent atomization at low mass
flow rates. Part I: The influence of surface tension. Atomization Spray, Vol.3, No.1
(1993), pp.77~89.
- Matous, Z., Kozák, J., Malý, M., Weiß, L., Rudolf, P., Jedelský, J., and Jícha, M., An
Experimental Analysis of the Spraying Processes in Improved Design of
Effervescent Atomizer, Int. J. Multiphase Flow, Vol.103 (2018), pp.1~15. DOI:
10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.01.012

- Mkvik, M., Smolár, M., and Olšiak, R., Numerical Investigation of the of the Twin-Fluid Atomizers Internal Flows, Proc. of the AIP Conf., Vol.1768 (2016). DOI: 10.1063/1.4963057
- Mlkvik, M., Stahle, P., Schuchmann, H.P., Gaukel, Jedelsky, J., and Jicha, M., Twin-Fluid Atomization of Viscous Liquids: The Effect of Atomizer Construction on Breakup Process, Spray Stability and Droplet Size, Int. J. Multiphase Flows, vol. 77 (2015), pp.19~31. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.06.010
- Mullinger, P.J. and Chigier, N.A., The Design and Performance of Internal Mixing Multi-Jet Twin-Fluid Atomizers, J. Inst. Fuel, vol. 47 (1974), pp.251~261.
- Nguyen DA, Rhodes MJ. Producing fine drops of water by twin-fluid atomisation. Powder Technol., Vol.99, No.3 (1998), pp.285~292.
- Oshima, I., Sou, A., and Matsuura, K., Numerical and Experimental Study on Liquid Sheet Deformation by Air Flow, Proc. of the 13th Int. Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, (2015).
- Oshima, I., Sou, A., Kawabata, R., and Matsuura, K., Longitudinal Wavelength of Oscillating Liquid Sheet with Air Flow, Proc. of the 55th AIAA Aerospace Science Meeting, Grapevine, Texas, (2017). DOI: 10.2514/6.2017-1464
- Panchagnula MV, Sojka PE. Spatial droplet velocity and size profiles in effervescent atomizer-produced sprays. Fuel, Vol.78 (1999), pp.729~741.
- Park, H., Ku, K., Lee, C., and Hong, J., An Experimental Study on the Atomization Characteristics of the Twin-Fluid Atomizer for the Heavy Fuel Oil Boiler, Conf. of ILASS-ASIA 22 (2013), pp.9~12.
- Reitz, R.D., Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet, Ph.D. thesis, Princeton University, Princeton, NJ, (1978).

- Sargeant, M., Blast Atomizer Developments in the Central Electricity Generating Board, Proc. of the 2nd International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Madison, Wis., (1982), pp.131~135.
- Saario A, Rebola A, Coelho P, Costa M, Oksanen A. Heavy fuel oil combustion in a cylindrical laboratory furnace. Measurements and modeling. Fuel, Vol.84 (2005), pp.359~369.
- Santangelo PJ, Sojka PE. A holographic investigation of the near-nozzle structure of an effervescent atomizer-produced spray. Atomization Spray, Vol.5, No.2 (1995), pp.137~155.
- Sataphthy MR, Sovani SD, Sojka PE, Gore JP, Eckerle WA. The effect of ambient density on the performance of an effervescent atomizer operating in the MPa injection pressure range. In: Proceedings of the technical meeting of the central states section of the combustion institute, Pittsburgh, PA, (1998), pp.76~80.
- Schmidt UT, Sojka PE. Air-assist pressure-swirl atomization. Atomization Sprays, Vol.9, No.2 (1999), pp.173~192.
- Song, S.H. and Lee, S.Y., Study of Atomization Mechanism of Gas/Liquid Mixtures Flowing through Y-Jet Atomizers, Atomization Sprays, vol. 6 (1996), pp. 193~209.
- Sovani SD, Chou E, Sojka PE, Gore JP. High pressure effervescent atomization: effect of ambient pressure on spray angle. Fuel, Vol.80 (2001), pp.427~435.
- Sovani SD, Sojka PE, Lefebvre AH. Effervescent atomization. Prog. Energy Combust, Vol.27, No.4 (2001), pp.483~521.
- Sobel, I. and Feldman, G., A 3×3 Isotropic Gradient Operator for Image Processing, Pattern Classification and Scene Analysis, (1973), pp.271~272.

- Sutherland JJ, Sojka PE, Plesniak MW. Ligament-controlled effervescent atomization. *Atomization Spray*, Vol.7, No.4 (1997), pp.383~406.
- Sutherland JJ, Sojka PE, Plesniak MW. Entrainment by ligament-controlled effervescent atomizer-produced sprays. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.23, No.2 (1997), pp.865~884.
- Tamaki, N., Shimizu, M., and Hiroyasu, H., Atomization of High Viscous Liquid Jet by Internal Mixing Twin-Fluid Atomizer, ILASS Europe, (2004), pp.412~417.
- Tanaka, T., Takahashi, E., Fujii, H., Kokuryo, S., and Koide, T., Technical Considerations and Operation Results for SDA Pitch (Residual Oil) Fired Boilers, Mitsubishi Heavy Industries Tech. Rev., vol. 48, no. 3 (2011).
- Whitlow JD, Lefebvre AH. Effervescent atomizer operation and spray characteristics. *Atomization Sprays*, Vol.3, No.1 (1993), pp.137~156.
- Zhu, S., Venneker, B., Roekaerts, D., Pozarlik, A. and Meer, T.V., Numerical investigation towards a HiTAC condition in a 9MW heavy fuel-oil boiler, 6th European Combustion Meeting (2013).
- Wu, P.K., Kirkendall, A., and Fuller, R.P., Breakup Processes of Liquid Jets in Subsonic Crossflows, *JOURNAL OF PROPULSION AND POWER*, Vol. 13, No. 1 (1997).

関連公表論文

学術論文（査読有）

- (1) 橋口和明, 山根史也, 藤井宏, 佐藤一教, 西田恵哉, 重質油焚ボイラ用内部混合型多孔二流体アトマイザの開発 (第1報 アトマイザ内部流動と微粒化特性), 微粒化, vol.27, no.90 (2018), pp.11-17.
- (2) Li, Z., Wu, Y., Cai, C., Zhang, H., Gong, Y., Takeno, K., Hashiguchi, K., and Lu, J., Mixing and Atomization Characteristics in an Internal-Mixing Twin-Fluid Atomizer, *Fuel*, vol.97 (2012), pp.306-314. DOI: 10.1016/j.fuel.2012.03.006
- (3) Li, Z., Wu, Y., Yang, H., Cai, C., Zhang, H., Hashiguchi, K., Takeno, K., and Lu, J., Effect of Liquid Viscosity on Atomization in an Internal-Mixing Twin-Fluid Atomizer, *Fuel*, vol.103 (2013), pp.486-494. DOI: 10.1016/j.fuel.2012.06.097
- (4) 橋口和明, 山根史也, 荒川宜彬, 藤井宏, 佐藤一教, 西田恵哉, 重質燃料油焼きバーナの噴霧旋回流動制御による保炎性の改善, 日本機械学会論文集, vol.85, no.873 (2019). DOI: 10.1299/transjsme.18-00504
- (5) Hashiguchi, K., Yamane, F., Fujii, H., Sato, K. and Nishida, K., Development of Internal-Mixing Twin-Fluid Atomizer with Multiple Exit Port for Heavy Oil-Fired Boilers, *Atomization and Sprays*, In press, (2019), DOI: 10.1615/AtomizSpr.2019029456

国際学会講演論文

- (6) Hashiguchi, K., Yamane, F., Fujii, H., Sato, K. and Nishida, K., Development of internal mixing twin fluid atomizer with multi exit port for heavy oil fired boilers, International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, vol.14 (2018), p.138-145.

国内学会講演論文

- (7) 橋口和明, 山根史也, 藤井宏, 重質油焚ボイラ用内部混合型多孔二流体アトマイザの開発 (第1報アトマイザ内部流動と微粒化特性), 微粒化シンポジウム講演論文集, vol.25 (2016), pp.82-87.
- (8) 橋口和明, 山根史也, 藤井宏, 佐藤一教, 西田恵哉, 重質油焚ボイラ用内部混合型多孔二流体アトマイザの開発 (第2報アトマイザ内二相流と噴霧流の高速変動), 微粒化シンポジウム講演論文集, vol.26 (2017), pp.98-104.
- (9) 橋口和明, 山根史也, 荒川宜彬, 藤井宏, 佐藤一教, 西田恵哉, 噴霧流動制御による重質油バーナの保炎性と燃焼効率の改善, 第56回燃焼シンポジウム講演論文集, vol.56 (2018), D315.
- (10) 川頭大毅, 邢文静, 橋口和明, 佐藤一教, 西田 恵哉, 二流体噴射弁の内部流動と噴霧の挙動, 微粒化シンポジウム講演論文集, vol.27 (2019), B-121.

謝辞

本研究は、広島大学、三菱日立パワーシステムズ株式会社および三菱重工業株式会社において段階的に実施されたものであり、研究成果の発表の許可と論文執筆の機会を与えていただいたことを記し、ここに謝意を表します。

本研究の遂行にあたり、懇切丁寧なご教授・ご指導を賜った広島大学大学院工学研究科機械システム工学専攻教授 西田恵哉博士に、深甚な感謝の意を表します。そして、本論文をまとめるにあたり、有益なご助言を賜った広島大学大学院工学研究科機械システム工学専攻教授 遠藤琢磨博士、同教授 三好明博士ならびに同准教授 尾形陽一博士に厚く謝意を申し述べます。

実験の実施に際しご尽力をいただいた本学大学院生 川頭大毅さん（現 本田技研工業株式会社）、邢文静さん、柏原百合菜さん、海外講演に際しご協力いただいた金載憲さんほか流体工学研究室の関係各位に感謝致します。

講演論文の基本から学術論文への展開さらには英語論文の査読対応まで終始ご懇篤なる御指導を賜った佐藤さんをはじめ、貴重なご助言を賜った山内さん、菱田さん、小阪さん、藤井さんほか三菱日立パワーシステムズ株式会社の皆様に深甚な万謝をささげる次第であります。

本論文をまとめる機縁を与えてくれた武野さん（現 豊田工業大学）、激励を賜った山田さん、田頭さん、藤村さん、岡崎さんほか諸先輩方ならびに山根さん、荒川さんほか三菱重工業株式会社の皆様に衷心より感謝の意を表します。

本研究を通じて提携を賜った清華大学 吳玉新 准教授、李さん（現 昆明理工大学）に感謝致します。

また、本研究に関して、ご支援をいただいた多くの方々に心よりお礼申し上げます。

最後に，研究に没頭できるように私と家族を支えてくれた妻と長年にわたり私を見守ってくれた両親に感謝の意を表します．