

PDF issue: 2025-07-04

# 気流に誘起される液膜微粒化機構の解明と噴霧粒径 モデルの構築

大島,逸平

<mark>(Degree)</mark> 博士(工学)

(Date of Degree) 2019-03-25

(Date of Publication) 2020-03-01

(Resource Type) doctoral thesis

(Report Number) 甲第7531号

(URL) https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1007531

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



## 博士論文

気流に誘起される液膜微粒化機構の解明 と噴霧粒径モデルの構築

## 平成 31 年 1 月

神戸大学大学院 海事科学研究科

大島 逸平

# 目次

第1章	序論	1
1.1.	背景	1
1.2.	液体の微粒化過程	2
1.3.	流体力学的不安定性の解説	4
1.3.	1. Kelvin-Helmholtz の不安定性	4
1.3.	2. Rayleigh-Taylor の不安定性	5
1.3.	3. Rayleigh の不安定性	5
1.4.	液体微粒化に関する従来研究	6
1.4.	1. 液柱の微粒化過程	7
1.4.	2. 液膜の微粒化過程	9
1.4.	2.1. 静止気体中に噴射される液膜の微粒化過程	9
1.4.	2.2. 気流中に噴射される液膜の微粒化過程	11
1.4.	3. 気流微粒化に関する従来の数値解析	13
1.5.	微粒化特性の評価項目と評価方法	14
1.6.	気流による液膜微粒化現象	16
1.7.	本研究の目的	19
1.8.	博士論文の構成	20
第2章	研究方法	22
2.1.	数值解析手法	22
2.1.	1. 基礎方程式	22
2.1.	2. 数值解法	23
2.1.	3. 移流方程式の解法	25
2.2.	実験装置と計測方法	27
2.2.	1. 実験装置	27
2.2.1	2. 可視化計測法	
2.2.	3. 噴霧粒径の光学計測法	
第3章	二次元数値解析による液膜流の初期変形過程の支配因子特定	
3.1.	緒言	
3.2.	計算体系および計算条件	
3.3.	結果と考察	
3.3.	1. リップの影響	
3.3.	2. 気流流速の影響	41
3.3.	3. 液膜流速の影響	43
3.3.4	4. 気液密度比の影響	45
3.3.	5. 気液粘性係数の影響	47

3.3.	6.	液膜の振動波長	49		
3.4.	結言	â	50		
第4章	糸	送方向振動機構と縦波長の予測	52		
4.1.	緒言	<u></u>	52		
4.2.	液胆	莫振動波長と液膜振動周波数の相関式の提案	53		
4.3.	実験装置および実験条件				
4.4.	結學	長と考察	58		
4.4.	1.	可視化	58		
4.4.	2.	液膜振動周波数 f <sub>Lon</sub> の計測結果	62		
4.4.	3.	液膜振動波長および振動周波数に関する相関式の妥当性検証	66		
4.5.	結言	<u></u>	69		
第5章	7	スパン方向振動機構と横波長の予測	70		
5.1.	緒言	â	70		
5.2.	実駒	検装置および実験条件	71		
5.3.	結判	長と考察	73		
5.3.	1.	可視化	73		
5.3.	2.	線形安定性解析による横波長予測モデルの提案	75		
5.3.	3.	横波長の計測結果	79		
5.3.	4.	横波長予測モデルの妥当性検証	80		
5.4.	結言		86		
第6章	Ęq	資霧粒径の機構論的予測モデルの構築	87		
6.1.	緒言		87		
6.2.	実駒	検装置および実験方法	87		
6.3.	微粒化機構				
6.4.	気流に誘起される液膜微粒化の噴霧粒径モデルの提案				
6.5.	解析結果および考察10				
6.6.	結言				
第7章	糸	吉論	113		
参考文献116					
研究業績一覧					
謝辞116					

# 第1章 序論

## 1.1. 背景

近年,地球温暖化問題をはじめ,エネルギー環境問題の深刻さが高まっている. そのため,航空機エンジンで用いられるガスタービンなど内燃機関の排出ガス 規制が一層強化されている.航空機から排出される物質のうち多くがCO<sub>2</sub>とH<sub>2</sub>O であり,これらは燃料の燃焼反応によって生成される主要生成成分である.また, HC, CO, NO<sub>x</sub>, SO<sub>x</sub>は排気ガス中に含まれる微量排出成分であり,これらの微量 ガスは,技術向上によって低減可能である.以上の微量ガスに加え,航空機の離 着陸時に排出される排煙などが ICAO (International Civil Aviation Organization)に よって規制対象となっている [1].

航空機の排ガスが地球大気環境に与える影響は無視することができない.特に NOx は離着陸時と航空機の巡航時では地球環境に与える影響が異なる.航空機は,高度 8~13 km の対流圏と成層圏の間で巡航する [2]. そのため,巡航時の総排ガス量のうち 20~40%が成層圏に,残りが対流圏に排出され,オゾン層を破壊する原因となる.一方,地上での NOx の排出は,住民の健康等に影響を与える上に,酸性雨の原因になる.いずれにしても NOx の削減が重要であることは言うまでもない.

1997年に京都議定書が採択され,主に先進国を対象として,2012年までに二酸化炭素,メタン等の六種類の温室効果ガスや温室効果の非常に高い物質であるあるフルオロカーボン類などの排出量を1990年の排出量より一定量削減することが義務付けられた.これは国別の規制の中で管理され,国際航空等,国をまたがった分野は規定対象から外れている.しかし,温室効果ガスの低減を目指す国際的な流れの中で例外は認められず,ICAOで燃料排出ガス規制について議論されている.ICAOのCAEP(Committee on Aviation Environmental Protection)が排出ガス (NO<sub>x</sub>, HC, CO)規制を定めており,年々厳しくなっている.CAEP/7基準やCAEP/8基準,CAEP/9基準では低NO<sub>x</sub>化が急速に求められており,現在では航空機の航行時に使用した燃料から発生した CO<sub>2</sub>排出量の報告を求めるCAEP/11 が検討されるなど,今後も排出ガスの規制強化は避けることができない.

このような状況でもなお,ガスタービンエンジンは,航空機用ジェットエンジンや舶用高速艇や発電などで広く用いられている.ガスタービンエンジンでは, 燃料消費の低減,二酸化炭素排出量の削減を目的として燃焼室内の高温高圧化が進んできた.高温高圧化による熱効率の向上が図られる一方で,NOx 排出量の増加が問題視されている.NOx 排出量削減は,火炎温度を抑えることが有用 であるとされており、それは局所的に高温な燃焼領域を作らないことが肝要で ある.これまで、RQL (Rich burn - Quick quench - Lean burn)や LPP (Lean Premixed Pre-vaporized Combustion)などの燃焼コンセプトが提案されている [3].これらの 燃焼方式では、NOx が生成されやすい化学量論比付近での燃焼をできるだけ避 けること、燃焼室全体で燃料と空気を良好に混合することがそれぞれ求められ る.一方、火炎の保炎や緊急時の着火性を考慮すると、燃料と空気の混合は、あ る程度不均一である方が好ましい [4,5].よって、均質で良好な噴霧を実現しつ つも、必要に応じて必要な場所に、ある一定程度の粗大な液滴を噴霧して燃焼す るためには、燃料噴射技術に技術革新が求められる.

航空機用のガスタービンは、圧縮した高圧の気流中に液体燃料を噴射し、微粒 化・混合・蒸発・燃焼させることで推力を得る.その燃料噴射弁は、構造がシン プルでかつ微粒化性能が高いことから、エアーブラストアトマイザーがしばし ば用いられる.うち、円環状エアーブラストアトマイザーでは、円環状の液膜を 噴射し、その液膜を挟み込むように気流を噴射する.このとき、液膜の内側及び 外側を通過する気流は時計回りないしは反時計回りに旋回がかかっており、設 計の自由度が高い.また、気流の流入角度など他にも多数の設計パラメータが存 在する.

燃料噴射弁は多数ある設計因子のうち、一箇所でも設計を変化させると、各々 の設計因子がもつ微粒化への影響が変化してしまい、微粒化特性を把握するこ とが難しい.そのため、多数の燃料噴射弁を試作し、実際に各微粒化特性を計測 することが求められている.また、近年ではジェット燃料の代わりとなる代替燃 料としてバイオ燃料の研究・開発をはじめ、実用化が進められている.ガスター ビンの燃料や作動条件が変わると、当然設計コンセプトも抜本的に変化するこ とが予想される.

今後,環境保護目的の規制に対応した新コンセプトの微粒化方式やエンジン を開発することを念頭に技術向上を目指すためには,現微粒化方式における微 粒化現象の理解を深め,そこで得た微粒化現象の理解のもとで,液体燃料の微粒 化制御技術を確立することが重要となる.ここで得られた微粒化制御技術に関 係する研究をたたき台として幅広い分野で議論が行われ,エンジン開発に技術 革新が起きることが期待される.

## 1.2. 液体の微粒化過程

微粒化とは、まとまった塊の状態である液体を分裂などさせることで、細かい 液滴群にして噴霧にすることをいう [6,7,8]. その応用範囲は広く、本論文で取 り扱うガスタービンの燃料噴射弁であるエアーブラストアトマイザーによる燃 料微粒化をはじめ、塗装や冷却向けスプレー・コーティング技術、スプリンクラ ーや農薬散布,液体金属 3D プリンティング用金属噴霧技術など幅広い分野で用いられる基盤技術である.

液体の微粒化では,以下に示す三種類の効果が期待されている.

(1) 液体の総表面積の増加

ある液滴が 1/N 倍の直径の均一な液滴群に微粒化すると、液滴数は N<sup>3</sup> 個, 総表面積は N 倍になり、面支配の物理現象(熱移動や化学反応など)が促進される.

(2) 液滴数の増加

ある液滴が 1/N 倍の直径の均一な液滴群に微粒化すると、液滴数は N<sup>3</sup> 個になり、分散の一様性や気液界面が存在することによる気液物性値の不連続性の効果が促進される.

(3) 液滴質量の減少 ある液滴が 1/N 倍の直径の均一な液滴群に微粒化すると,一個あたりの液滴 の質量は 1/N<sup>3</sup>になり、液滴と気体間の運動量交換などが促進される.

液体が微粒化することにより,気液界面での熱伝達が促進し,気液境界での蒸発が活発になり,空気の対流などにのって広い範囲に液滴が分散する,気液界面での運動量の交換が活発になるなどの効果が同時に見られる.

液体の微粒化過程の界面形状の変化を Fig. 1-1 に示す [7]. 液体は,変形を妨 げる作用をもつ粘性や表面張力が存在するため,液塊に衝撃などを加えたとし ても,突発的に微粒化することはない.液体の塊自身を突如小さな液滴にまで微 粒化することは困難であり,後述する Kelvin-Helmholtz (KH)の不安定性 [9, 10] などの気液界面における不安定性などによって,液塊を液膜または液柱に,さら に細い液糸にまで変化させ,最終的に液滴へと分裂させる必要がある.以上の性 質を持つ微粒化現象は,単純な現象をのぞき,非定常性が高いことからも未解明 な部分を多く持つ研究対象である.



Fig. 1-1 Atomization process of a liquid [7]

## 1.3. 流体力学的不安定性の解説

液体が微粒化する際に重要な役割を果たす流体力学的不安定性は、身の回り の流体から宇宙に至るまで、様々な現象にとって重要な役割を果たしており、燃 料噴射弁から噴射された液膜もまた動的に不安定である.液膜に影響を与える と考えられる不安定性のうち、Kelvin-Helmholtzの不安定性 [9, 10]、Rayleigh-Taylor 不安定性 [9, 11]、Rayleighの不安定性 [12, 13]について解説する.

### 1.3.1. Kelvin-Helmholtz の不安定性

Kelvin-Helmholtz (KH)の不安定性とは,密度が異なる複数の流体が界面に並行 に相対運動しているときに生じる不安定性である [9, 10]. 一般的な KH の不安 定性問題を VOF 法によって解析した結果を Fig. 1-2 に示す. 下層(赤色)の流体 は,上層の流体(青色)よりもわずかに重い. 密度が異なる二層にそれぞれ異なる 流速を与え,相対運動をさせると気液界面において Kelvin-Helmholtz 渦ができる ことが確認できる.

KH の不安定性の線形理論解析によると密度比が1に近く,波数が多く(波長が短く),気液の速度差が大きければ不安定性が強まり,微小な摂動は次式にしたがって急速に成長する.

$$\frac{d^2 X_i}{dt^2} = \left(\frac{\rho_L \rho_G}{(\rho_G + \rho_L)^2} k^2 (V_G - V_L)^2 - \frac{\sqrt{k^2 + l^2}^3 \sigma}{\rho_L + \rho_G}\right) X_i$$
(1-1)

ここで、 $X_i$ は界面の変位量、tは時刻、k、lはそれぞれ進行波と定常波の波数、  $\rho_G$ 、 $\rho_L$ は気液の密度、 $V_G$ 、 $V_L$ は気液の速度、 $\sigma$ は表面張力を示す. この現象は地球大気中から天体現象に至るまで,至る所で様々なスケールで 普遍的に存在し,幅広い領域で KH の不安定性の発達がみられる. KH の不安 定性問題の線形解析に始まり,KH の不安定性が生じるための必要条件,不安定 性によってできる渦の構造や成長率などが調べられている [9,14,15].また, KH の不安定性に関する数値解析も多数行われている [16,17].



Fig. 1-2 Numerical result of Kelvin-Helmholtz vortices

## 1.3.2. Rayleigh-Taylor の不安定性

Rayleigh-Taylor (RT)の不安定性は、物理的条件が異なる複数の流体が接触する 不連続面において、密度の大きい流体が、密度の小さい流体の上に位置している ときに発生する不安定性である [9, 11]. 密度比が異なる流体に加速度が加わる と、流体の界面がキノコ状に変形するのが特徴である.

RT 不安定性の線形理論解析によると,密度比が大きく,波数が多く(波長が短く),加速度gが大きいほど不安定性は強まり,微小な摂動は次式にしたがって成長する.

$$\frac{d^2 X_i}{dt^2} = \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_G + \rho_L} kg X_i \tag{1-2}$$

ここで,X<sub>i</sub>は界面の変位量,tは時刻,kは波数, ρ<sub>G</sub>, ρ<sub>L</sub>は気液の密度,gは加 速度を表す.

### 1.3.3. Rayleigh の不安定性

Rayleigh の不安定性 (Plateau-Rayleigh の不安定性)は, Fig. 1-3 に示すように, 液柱の表面にわずかなくびれが生じると, くびれ部が表面張力に誘起されてさらに収縮し, 遂には液柱が分裂して液滴へと変わる不安定性である. 液柱分裂に関与する変動波の最大の成長速度をもつ波長は式(1-3)であらわされる [12, 13].

$$\lambda_R \sim 4.49 \text{D} \tag{1-3}$$

ここで、λRは変動波の波長、Dは液注の直径である.



液体が微粒化する際にできた液糸は多くの場合,非粘性流体を対象とした Rayleigh の不安定性に従って,液糸が変形して分断すると考えられている.式 (1-3)の波長で液糸が分裂するのであれば,分裂して生成される液滴径 D<sub>D</sub> は式 (1-4)を経て式(1-5)であらわされる.

$$\frac{\pi}{6}D_D^3 = \pi \frac{D^2}{4}\lambda_R \tag{1-4}$$

$$D_D = 1.89D$$
 (1-5)

以上から、液糸から生成される液滴径は非粘性を仮定すれば液糸の径の 1.89 倍 となる.

## 1.4. 液体微粒化に関する従来研究

液体微粒化の研究は、大別すると、液膜と液柱に関して行われている.液膜の 研究では、静止気体中または並行気流中に燃料液膜を噴射することによる液膜 の崩壊の吟味がなされており、特に Kelvin-Helmholtz の不安定性と関連付けた研 究が多い [18, 19, 20].液柱に関する研究においては Kelvin-Helmholtz 不安定性 だけではなく、Rayleigh の不安定性について吟味されている [21, 22, 23, 24, 25]. 界面の微小な変動は液体の自由表面波として観察されるが、これが液体の変形 や分裂に影響を与える重要な要素となっていることが従来の研究で明らかにさ れており、液体噴流の界面挙動は分裂特性の解明に表面波の不安定性の吟味が 必要不可欠である [20].

微粒化における研究では,無次元数がしばしば用いられる.そのうち慣性力と 表面張力の比であるウェーバー数は液柱や液膜,液滴の不安定性解析にもよく 現れ,そのスケールが微粒化の形態を表す指標となっている.高ウェーバー数条件における噴流が不安定性などにより微粒化して,液糸や液滴ができると,微粒化後の液糸や液滴のウェーバー数は噴流のウェーバー数よりも小さくなる.特に液糸や液滴ができるとき,気体ウェーバー数が1のオーダになっている[22]. このように,ウェーバー数は噴流から液滴にいたるまで,様々な状態の微粒化を表すことができる.

微粒化に関する研究は、古くは理論解析や実験的なものが多かった.実験的な 研究は低ウェーバー数、高ウェーバー数問わず行われており、理論解析について は低ウェーバー数を対象とした理論解析が主であり、高ウェーバー数を対象と した理論解析は未だ難しい.近年では、コンピュータの高性能化もあり、多数の 二相流解析手法が提案され、数値解析による研究が行われている.しかし、マル チスケール現象である微粒化現象を捉えきるだけの精度や解像度を得ることが できず、適切な問題設定の下で数値解析の長所を活かした研究が求められてい る.

本節では、液柱の微粒化、液膜の微粒化過程をはじめ、微粒化を対象とした数値解析に関する従来研究について解説する.

### 1.4.1. 液柱の微粒化過程

円孔の噴射弁から液柱ジェットを大気中に噴射した研究は, Savart [26]の実験 報告に続き, Rayleigh [27]や Weber [28]らによって先駆的に行われた. Rayleigh [27]は実験的研究に加えて,周囲の気体を無視した非粘性液柱の不安定解析を先 駆的に行った. その後, Weber [28]は Rayleigh の不安定理論解析を粘性流体に対 応させた.

噴射弁から噴射された液体の流速と分裂長さを整理した研究報告が寄せられ, 最終的に 5 種類の分裂機構が報告された. Fig. 1-4 に示すように,液柱ジェット の分裂機構は,一般的によく知られている dripping regime, Rayleigh regime, first wind-induced regime, second wind-induced regime の 4 種類に加えて atomization regime などに分類されている [6].液柱ジェットのレイノルズ数 Re<sub>J</sub>とウェーバ 一数 We<sub>J</sub>は, それぞれ式(1-6), (1-7)で定義される.

$$Re_J = \frac{\rho_L V_L d}{\mu_L} \tag{1-6}$$

$$We_J = \frac{\rho_G V_L^2 d}{\sigma} \tag{1-7}$$

ここで、 $\rho_G$ 、 $\rho_L$ は気液の密度、 $V_L$ は液体の速度、 $\mu_G$ 、 $\mu_L$ は気液の粘性係数、d は噴射弁の噴孔、 $\sigma$ は表面張力である.

dripping regime は、液体の流速が非常に遅く、液柱として噴射される速度に達

するまで起きる現象であり,液滴が噴射弁から直接噴射される現象である. Rayleigh regime は,成長速度が最大の波数をもつ変動成分が液柱の分裂に最も影響を与え,液滴の径を液柱の直径から求めることができる.

また,流速が非常に速い条件で生じる atomization regime は Lefebvre [6]によっ て定義されたものであり,生成される液滴は噴孔より小さくなる.これは,流れ の発達と乱流によるものであると Feath ら [29]によって報告されている.

これらのレジームは、主に低ウェーバー数条件、高ウェーバー数条件に分けられて整理される.低ウェーバー数条件における研究は比較的扱い易いこともあり多数の報告 [6, 26, 27, 28, 30, 31]が存在する.一方、高ウェーバー数条件における研究 [29, 32, 33]は、噴射弁内でキャビテーション [34]が生じるなど特殊な状況となりやすく未だ多数の研究が続けられている.

液柱ジェットの研究の詳細は文献 [6,35,36]にまとめられている.



(d) Atomization regime (Re<sub>J</sub>=28000, We<sub>J</sub>=70) Fig. 1-4 Cylindrical jet behavior [37]

同軸噴射弁から噴射された液柱ジェットの初期変形過程から分裂後の液滴径 予測までを一貫して行った研究が行われており [25,38],気液界面における境界 層厚さが現象に対して支配的な不安定性に重要であると報告されている.また, 不安定性により界面に乱れが生じた後,RTの不安定性が引き金となり液糸がで きると報告された.

### 1.4.2. 液膜の微粒化過程

噴射され液膜状に広がった液体は,前述の不安定性や周囲気流からの干渉等 により不安定となり, Fig. 1-5 に示すように液膜がまず変動し,その後分裂し, 液糸,液滴へと微粒化する.以下,静止気体中における液膜微粒化,気流中にお ける液膜微粒化にわけて解説する.



Fig. 1-5 Atomization process of liquid sheet

### 1.4.2.1. 静止気体中に噴射される液膜の微粒化過程

静止気体中に液体および液膜を噴射した研究は数多く報告されている. Squire [39]は低雰囲気圧条件において,非対称波の振動する液膜の不安定性解析を行い, 可視化実験によってその妥当性の検証を行った.また,Hagerty and Shea [40]は対 称波と非対称波の双方の不安定性解析を行った. Fraser [41], Dombrowski [42]ら は,低雰囲気圧条件での液膜挙動の不安定性解析を行い,Squire [39]の解析をも とに液膜分裂後の液滴径を予測した.

大気圧条件下および低雰囲気圧条件下で、ファンスプレイノズルを用いた液 膜の分裂に関する実験によると、液膜分裂のモードは縁(rim)分裂、波分裂、穴 あき膜(perforated-sheet)分裂の三つがあり、これらは液膜厚さを代表長さとした ウェーバー数によって整理することができる [41, 43, 44].

縁分裂では Fig. 1-6 に示すように,液膜周辺の縁に働く表面張力によって液膜 の縁が液膜を引張り,その結果,端部での慣性力と表面張力が釣り合うころに, 噴流の分裂と同様な機構によって液糸を伴い分裂する.生成された液滴は元の 流れ方向に動こうとするため,液膜表面に沿うよう糸状に分かれ,一列の液滴群 に急遽分裂する.このモードでは,大きな液滴が発生しやすい特徴をもつ. 波分裂では,液体流量が増えることで,液柱の波状流に似た脈動が液膜に現れ ることがある.このとき,液膜の裏表での脈動の変位の位相は,液膜の裏表で等 しい場合(非対称波)と,液膜の裏表で位相がずれて液膜のセンターを軸に常に 反対の場合(対称波)の二種類の現象が観察される.対称波はちょうど液柱の変形 での Rayleigh 波を二次元化したような形状を示す.また,これらの脈動が液膜 の先端に到達する前に,液膜自体に発生した穿孔と波の振動によって,その振動 の半波長の長さの液膜の一部が分裂する場合があるとの報告がある.こうして 分裂した液膜の一部は,表面張力により収縮しながら,空気との相対的な運動に よって不規則な凹凸を作り,液糸を生成しながら分裂する.



Fig. 1-6 Typical breakup of liquid sheet from single hole nozzle (rim disintegration) [45]

Crapper ら [46]は、ファンスプレイノズルを用いた可視化実験を行い、高流速 条件および低流速条件で可視化した影絵を元に、従来研究の不安定性の結果を 評価した.液膜の流速によっては従来の不安定解析で得られる成長率と可視化 結果で得られた成長率が合わず、成長率は液膜の流速と噴射弁からの距離によ って決まることを示した.

このように、単純に見える現象のため、既に解明された研究課題だと考えられ ていたとしても、少し条件を変えただけで、従来の知見と合わないことが多く、 これが微粒化の難しい部分である.

### 1.4.2.2. 気流中に噴射される液膜の微粒化過程

気体の持つエネルギーを活用した微粒化方法のうち,エアーアシストアトマ イザーやエアーブラストアトマイザーは,構造がシンプルなうえに微粒化性能 が高いため,多くの噴射弁で用いられている.そのうち,エアーブラストアトマ イザーに関連した数多くの研究は,Dumouchelら [37]のレビューなどでまとめ られている.

松浦ら [4]は Fig. 1-7 に示す二重旋回円柱式気流噴射弁を用いて,旋回羽角, 気流流速が噴霧特性に与える影響を調べた. Zheng ら [47]はプレフェルミング 形式の噴射弁を用いて,雰囲気圧の変化が Sauter mean diameter (SMD)に与える 影響を調べた.また,Lefebvre [48]や Stapper [49]らによって,液膜が気流によっ て分断されるプロンプトアトマイゼーションと呼ばれる微粒化様態の存在が報 告された.このように実際の噴射弁を念頭にした研究が多々行われているもの の,微粒化現象を明らかした研究は見当たらないのが現状である.



Fig. 1-7 Schematic illustration of air-blast fuel injector [4]

噴射弁の設計に着目すると、一か所のみ設計を変更したとしても、空気流量や 気流パターン等の様々な要素が変化してしまうことが多く、個々の設計パラメ ータの影響を完全に切り離して理解することが困難である。そこで旋回などの 影響を排除して現象を理解するために、平面液膜式の燃料噴射弁を用いて行わ れる研究がいくつも報告されている。

可視化計測および光学計測による研究について解説する.気流中に平面液膜 噴流を噴射したときの分裂機構は、セル状に分裂する Cellular 分裂、流れ方向に 広がる靭帯状の分裂である Stretched streamwise 分裂, Torn sheet 分裂, Membrane 分裂に大別できる. Fig. 1-8 に主要な分裂の様態を示す. これら分裂様態は気液の運動量比によって整理できるとされている [49, 50].



Fig. 1-8 Breakup regimes of liquid sheet [49]

Mansour ら [51]は液膜の流速を 1~16 m/s まで変化させて液膜の振動周波数の 変化を調べた.低液膜流速では非対称波の分裂モードが主であったことに対し, ある程度液膜流速が速くなると非対称波に加えて対称波が重なって現れる.さ らに高液膜流速条件になると,対称波が非対称波よりも卓越することが報告さ れた.

気液並行液膜噴流の界面の様子を液膜の正面から見た静止画像を Fig. 1-9 に 示す [52]. (a)は液体の速度(=2.5m/s)が比較的小さい条件であり,(b)は速度 (=4m/s)が大きく乱流噴流となる条件である.(a),(b)いずれの場合も2次の微小 波が観察され,気流中の水平な液膜流が上下および左右方向に変形して,液糸の 列が形成されることを示している.(a),(b)の対比により明らかであるが,分裂 の様相は気体と液体との相対速度差に加え,液体噴流自身の乱れの発生によっ ても大きく異なる.

Stapper ら [49]は、気液の流速が液膜の分裂様態や液滴径にどのような影響を 与えるかの実験的観察を行った. Fernandez ら [50]は、高雰囲気圧条件下で雰囲 気圧が液膜の振動周波数に与える影響を調べた. Lozano ら [53]は、液膜の厚さ と気流流入口の厚さを変化させ、噴射弁の幾何形状が液膜の振動波長に与える 影響を調べた. 吉田ら [54]は、環状噴射弁ではなく平面液膜式噴射弁を用いる ことで、遠心力の影響を排除し、せん断強さが最終的な噴霧特性に与える影響を 調べた. さまざまな気流の旋回角度で実験を行うことで, SMD が変化すること を報告した.

このように、様々な研究が行われているものの、微粒化現象の物理機構は未だ 解明されていない.



 $b_0 = 0.1 \,\mathrm{mm}$ , 気体速度 = 73m/s

Fig. 1-9 High-speed photography of planar liquid film exposed to high speed air flow [52]

### 1.4.3. 気流微粒化に関する従来の数値解析

燃料噴射弁の微粒化技術,噴霧特性制御技術の向上のため,燃料噴射弁の最適 化や作動条件に対応した微粒化特性の把握が重要である.しかし,噴射弁近傍の 変形微粒化現象の実験的計測の困難さから,噴射弁近傍における微粒化特性の 知見が十分に蓄積されていない.特に液膜の初期変形は,気液相対速度に起因す る KH の不安定性によると考えられているが,気液の噴射口を隔てる壁(リップ) が存在することもあり,その詳細な支配因子は不明である.

近年,数値解析により液体燃料の変形微粒化過程を把握する試みがなされている.微粒化を対象とした数値解析は噴射弁近傍の液体挙動を計算する手法と微粒化後の噴霧を計算する手法に分けられる.液体挙動は界面追跡法などにより解かれることが多い.また,微粒化後の噴霧はLHF(Locally Homogeneous Flow)

モデルや SF (Separated Flow)モデルなどのラグランジュ法によって解かれること が一般的であった [7]. 近年では,実用性の向上から粒子法 [55]による二相流解 析が増えてきており,期待される解析手法の一つである.

界面追跡法は、セル平均液相体積率により界面を表現する VOF (Volume Of Fluid)法 [56]や、気液界面からの距離関数により界面を表現する Level Set 法 [57] などが代表的である. それぞれの手法に得手不得手があるため、これら手法の長所を組み合わせた手法の提案として、Level Set 法や VOF 法を組み合わせた自由表面流解法の開発 [58, 59]、界面追跡/粒子追跡ハイブッリッド解析手法の開発 [60]が行われている. それぞれの手法は、解析対象によって一長一短であり、解析対象に適した手法を適宜選択した上で数値解析を行い、適切な議論を行うことが重要である.

近年行われた微粒化に関する界面追跡法を用いた数値解析では、二液柱の衝突によって形成された液膜の微粒化を対象とした解析 [60]、同軸噴射弁による 液柱微粒化に関する数値解析 [61]、クロスフロー中に液体噴流を噴射した数値 解析 [62]をはじめ、平面液膜が気流により変形、微粒化する一次微粒化を対象 とした数値解析 [63]などが試みられている.上記解析は比較的実現象に近い初 期条件のもとで数値計算が行われているものの、どの研究でも微粒化現象の大 まかな再現ができるかどうかの議論を行っている段階であり、微粒化後の噴霧 まで完全に計算するに至っていない.

## 1.5. 微粒化特性の評価項目と評価方法

前節では、液体の微粒化に関する従来研究について解説した.本節では、液体の微粒化過程を把握するために重要な微粒化特性の評価項目について概説する.

燃料噴射弁から噴射されてできた噴霧を実際に利用する場合,実験により噴 霧の計測を行い,噴霧全体の特徴量や運動特性などを物理量として客観的に整 理する必要がある.実際の噴霧を観察すると,Fig.1-10に示すように,気流によ る平面液膜流の微粒化過程は一次微粒化と二次微粒化に大きく分けられる.



Fig. 1-10 Atomization process of a liquid sheet caused by airflows

そのうち, 噴射弁近傍における一次微粒化過程では, 液膜と周囲気体の相互作 用によって液膜が変形し (以下, 初期変形過程とする), 液糸, 液滴へと微粒化す る.また, 二次微粒化過程では, 一次微粒化によってできた液糸・液滴がより微 細な液滴へと分裂する.これらを定量的に評価するため, 微粒化現象を特徴付け たものを微粒化特性と呼び, 液膜の初期変形過程では振動周波数 fLon, 振動波長 λLon, スパン方向に振動してできる横波長λtra, 液膜振動が分断された時の分裂長 さなどが挙げられる. 微粒化後の噴霧特性としては, 噴霧角, 代表粒径, 粒度分 布, 数密度分布, 液滴飛行速度などが挙げられる.

一般的に液体微粒化の研究や実務の多くで求められる情報として、体積表面 積平均粒径 (SMD, D<sub>32</sub>)が挙げられる.SMD とは計測して得られた粒子群の体積 の総和と表面積の総和の比で表される.そのため、液滴の表面積が律速である燃 焼反応や化学反応によく用いられる.また、粒度分布が得られると、他の代表粒 径である長さ平均粒径 D<sub>10</sub>や積曲線上での通過分が x %となる D<sub>0.x</sub> などの%径に 変換することができ、これは微粒化を説明する上で非常に重要な特徴量である. なかでも、着火性能は小粒径、火炎長さは大粒径の液滴が支配することから、た とえば 5%径、95%径で議論することもある [64].

粒径計測のため,古くは機械的計測法が用いられていたが,近年では光学的計 測法が主流となっている.機械的計測法のうち,受止法は液浸法と痕跡法の二種 類に分類される [7]. これらの手法では,長時間の液滴採取は困難であり,精度 の維持が難しいものの,比較的安価に行うことができるため微粒化方式によっ ては十分に利用可能である.一方,光学的計測法を用いることで,飛行中の液滴 群を高い時空間解像度で計測することができる.うち主流な計測法としては,レ ーザードップラー流速計(LDV),位相ドップラー法(PDA),レーザー誘起蛍光法 (LIF)が挙げられる.これらの手法の測定原理を把握し,その特性に合った計測 を行うことで,生成された液滴の流速や粒径などを得ることができる.ただし, たとえば,大きい液滴が存在している場所で計測を行うため,大きい液滴をとら えるためのセッティングにしていると,小さい液滴が計測点を通った際の光の 反射・屈折・散乱が小さく,小さい液滴を捉えきることができないなど,計測を 行えば必ず正しい結果が得られるというものではなく,深い知識のもとで測定 結果を適切に評価することが肝要である.

こうして計測される粒径などの微粒化特性や噴霧特性は,最終的には実験に よらず予測できるようになることが理想である.そのため,線形の安定性解析に よりモデルを作成して粒径を予測する方法 [41],離散確率分布を用いて粒径を 予測する方法 [65], Maximum Entropy Formalism (MEF)という最大エントロピー と関連付けて粒径を予測する方法 [66],シンプルにエネルギー保存則により粒 径を予測する方法 [48],エネルギー保存則と微粒化効率を用いて粒径を予測す る方法 [67]など,様々な予測推算法が提案されている.

## 1.6. 気流による液膜微粒化現象

前節までに,液体微粒化に関する従来研究や,微粒化特性の評価項目や評価方 法を提示した.本節では、航空機エンジンで多く用いられる、高速な気流によっ て液膜を微粒化させる微粒化現象について述べる.

液膜を高速な気流によって微粒化させる噴射弁は、エアーアシストアトマイ ザーやエアーブラストアトマイザーとして知られており、産業において広く利 用されている.なかでも、気液を噴射弁内の混合室で混合する形式と、気液を噴 射してから燃焼室などで微粒化する形式が一般的である.他の微粒化形式に比 べて,これら気流を用いた微粒化方式は微粒化が良好である長所をもつ.

これまで、様々な方針で設計されたエアーブラストアトマイザーを用いた研 究が世界中で行われてきた. エアーブラストアトマイザーの設計例を Fig. 1-11 に示す [48]. 気流の流入方法に自由度があり, Fig. 1-11(a)のように, 液膜に水平 に気流を噴射する方式, Fig. 1-11(b)のように、液膜に対して、気流に流入角度を もたせて噴射する形式をはじめとして、様々な形式の燃料噴射弁が提案されて いる.しかし、各要素の設計が微粒化特性にどのような影響を与えるか、完全に 把握することはできていない.



RIZK AND LEFEBVRE (1980)

#### (a)



BECK ET AL (1989)

(Ь) Fig. 1-11 Air blast atomizers manufactured by Lefebvre et al. [48]

そこで、本研究を行うにあたり、エアーブラストアトマイザーを用いた液膜微 粒化が、そもそもどのような現象であるかを知るため、後章で示す可視化計測法 を用いて、大気圧条件下における水膜微粒化過程を可視化した. 液膜の流入速度 V<sub>L</sub>=0.66 m/s, 気流の流入速度 V<sub>G</sub>=23 m/s, 大気圧条件下における水膜微粒化過程 の正面図と側面図を Fig. 1-12 に示す. 図中の赤線は横波の位置を示している. Fig. 1-12(a) の水膜正面図よると、横波が順次形成され、下流方向に移る様子が わかる.これら横波と横波の間において、液膜がスパン方向にわたり振動し、ス

パン方向に周期的な不安定波長が形成される.この不安定性波長を,ここでは横 波長と呼ぶ.この横波長ができる過程で,液膜界面に皺ができ,これら皺と皺の 間で,液膜が袋状に伸張してバッグができる.さらに,このバッグが破れると, 皺部分に液体が集まり,リガメントができる.前もって行った可視化計測による と,液膜が気流に誘起されて生じる振動の周波数やその波長などは実験条件に よりそれぞれ変化し,その後できるバッグやリガメントの大きさに影響を与え る.従来研究によると,リガメントの大きさや直径は生成される粒径に影響を与 えることが知られている [12, 13, 44].したがって,液膜が振動変形する初期変 形過程を理解したうえで,これを良好に予測することができる理論モデルを構 築することができれば,最終的にバッグやリガメントから生成される液滴群の 特性の把握が可能になることがわかる.



 $(V_L=0.66 \text{ m/s}, V_G=22.6 \text{ m/s}, P_a=0.1 \text{ MPa}, D_L=0.5 \text{ mm}, D_{Lip}=0.2 \text{ mm})$ 

可視化によって得た平面液膜の微粒化現象の知見をもとに、平面液膜微粒化 現象について、Fig. 1-13の模式図を用いて解説する.ガスタービンエンジンでは 定常的に燃料を噴射し続ける必要があるため、燃料は小流量で低速である.一方、 気流は高速および大流量で供給される.噴射弁から噴射された液膜は並行に流 入された気流に誘起されて左右に振動をする.その後大きく振動した液膜が気 流の流入口下部まで到達すると、袋状に液膜が伸張するバッグがいくつも形成 される.また、そのバッグとバッグの間に A のようにしわができる.バッグが 小さい液滴を放出しながら分裂すると、やがて皺が合った部分に B のようなリ ガメントが形成される.その後リガメントは分裂して大きな液滴を放出する.

以上,本節での議論より,気流による液膜微粒化現象は,初期変形過程が微粒

化特性に影響を与えていることがわかる.最終的な微粒化特性を知るためには, 先行研究のように,噴霧粒径を単独で計測して予測モデルを構築するのではな く,液膜の初期変形過程から順を追って現象を明らかにして,液膜微粒化機構を 考慮した予測モデルを構築することが有効であると考えられる.そのため,初期 変形過程の構成物である液膜の振動周波数や各種波長を良好に予測できるモデ ルを構築することが重要である.



Fig. 1-13 Schematic of liquid sheet atomization process by air flow

## 1.7. 本研究の目的

ガスタービンエンジンでは、燃費低減、CO2 削減や NOx の排出量低減を両立 させるため、燃料噴射制御技術に技術革新が求められる.気流による液膜微粒化 に関連する研究がこれまで多数行われてきたが、実験によらない微粒化特性の 予測は未だ達成できていない.その原因は、最終的な噴霧粒径のみに着目した研 究によって微粒化特性を予測しようとしていたためであると考えられる.そこ で、本研究では、気流に誘起される平面液膜の微粒化過程における初期変形過程 を含む一次微粒化過程を明らかにすること、次に噴霧粒径の機構論的予測体系 を構築することを最終的な目的とする.

本研究目的を果たすため,幾つかのステップに分けて研究を遂行する.まず, 液膜の初期変形過程の支配因子を特定する.次に,その支配因子が初期変形過程 に与える影響を明らかにする.さらに,特定した支配因子が液膜の縦横の振動特 性に及ぼす影響を明らかにし,各々の振動波長の相関式を提案する.最後に,液 膜が一次微粒化にいたるまでの微粒化機構を明らかにし,噴霧粒径の機構論的 予測モデルを構築する.

各章の目的を以下に示す.

[第3章] 液膜の初期変形過程における支配因子の特定および支配因子が初期変 形過程に与える影響の把握:

平面液膜の一次微粒化過程のうち,初期変形過程を対象に数値解析を行い, 気液流速や気液物性値をはじめ,噴射弁の形状の諸因子が液膜の振動波長お よび振動変位の成長率に及ぼす影響を系統的に調べ,液膜の振動波長の相関 式を提案する.

[第4章] 液膜の縦振動特性の把握:

先行研究をもとに液膜の縦振動現象について議論を行い,振動波長と振動周 波数の相関式を提案する.次に,液膜の一次微粒化過程を対象に,気液流速, 気液密度,液体粘性係数,液膜厚さ,リップ厚さを変えた実験をそれぞれ行 い,諸因子が一次微粒化現象に与える影響を実験的に明らかにする.最後に, 提案した振動波長と振動周波数の相関式の妥当性の確認を行い,相関式の適 用範囲を明らかにする.

[第5章] 液膜の横振動特性の把握: 平面液膜の高速度可視化実験をもとに、液膜のスパン方向振動現象に影響を 及ぼす加速運動について議論し、横波長の予測モデルを線形安定性解析により提案する.さらに、平面液膜の可視化結果をもとに、気液流速、気液密度、 液体粘性係数,液膜厚さ,リップ厚さが液膜のスパン方向波長(横波長)に及 ぼす影響を調べることで,スパン方向振動に影響を与える支配因子を解明す る.最後に,横波長の予測結果と横波長の計測結果を比較することで,予測 モデルの妥当性を明らかにする.

[第6章] 気流に誘起された平面液膜流の微粒化機構を基にした噴霧粒径モ デルの構築:

気流に誘起された液膜流の初期変形過程と,液膜が一次微粒化する微粒化機構を明らかにする.次に,明らかにした微粒化機構をもとに,噴霧粒径の機構論的予測モデルを提案する.最後に,噴霧粒径の予測モデルを用いて液滴径を予測し,液滴径の計測結果と比較することで,予測モデルの妥当性を検証する.

## 1.8. 博士論文の構成

本論文では,まず液膜の初期変形過程における支配因子の特定を行う.次に, 気液の物性値や燃料噴射弁の幾何形状などの支配因子が初期変形過程に与える 影響を明らかにする.さらに,液膜の振動現象について深く議論して,液膜の振 動特性を定式化する.最後に,気流による燃料液膜流の微粒化過程の機構をもと に噴霧粒径の予測モデルを構築する.論文構成は序論から結論までの7章構成 としており,その詳細は以下のとおりである.

第1章では, 序論として研究の背景, 液体の微粒化, 従来研究および目的を示した.

第2章では、研究方法として数値解析および実験の実施方法について示す.

第3章では、液膜の初期変形過程における支配因子を明らかにするため、数値 解析を行う.液膜の初期変形過程対象とした二次元の数値解析をパラメトリッ クに行い、液膜の振動現象の支配因子を明らかにする.さらに解析結果を整理し、 振動現象の特徴量の一つである振動波長を定式化し、相関式を提案する.

第4章では、気液物性値および噴射弁形状が液膜の振動特性に及ぼす影響に関して、先行研究をもとに液膜の振動現象を考察し、一次微粒化まで適用する液膜の振動波長の定式化を行う.さらに、液膜微粒化の可視化実験を行い、可視化計測結果を定性的に評価することで液膜の一次微粒化現象の理解を深める.最後に、可視化計測結果を定量的に把握して定式化した振動波長の式を評価する.

第5章では、液膜の初期変形過程の可視化結果をもとに、液膜のスパン方向振動現象について議論し、線形安定性解析により横波長の予測モデルを新たに提案する.次に、平面液膜の微粒化過程の可視化計測結果をもとに、気液流速、気液密度、液体粘性係数、液膜厚さ、リップ厚さが液膜のスパン方向波長(横波長)に及ぼす影響を明らかにする.最後に、横波長の予測結果と横波長の計測結果を比較することで、予測モデルの妥当性を明らかにする.

第6章では、気流による燃料液膜流の微粒化機構のモデル化を行う.3章,4章, 5章で得られた液膜微粒化の基礎的知見に加えて、液膜が液糸・液滴に変化する 過程を拡大して高速度撮影して得た、実際の物理機構の知見を元に噴霧粒径の 予測モデルを新規に提示する.また、予測モデルを裏付けるため、これまで行っ た計測結果をもとに、予測モデルの妥当性検証を行う.

第7章では、結論として、これまでの章で得られた知見を総括し本論文をまとめる.

# 第2章 研究方法

本研究では,噴射弁近傍における微粒化現象を明らかにするため,数値解析お よび可視化・光学計測に加え,理論解析を行う.本章では数値解析手法と可視化・ 光学計測の全体説明を行う.なお,細かい解析条件や実験条件などは個別の章で 示し,理論解析の説明は当該章で示す.

### 2.1. 数值解析手法

本論文では、広い領域ではなく噴射弁近傍、つまり液膜の一次微粒化過程のうち初期変形過程を解析対象とした.そのため、液膜界面をシャープに表現し、かつ各相の体積率を保存する手法を選ぶ必要がある.そこで、この二つの特性を満たす PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation)型界面追跡法のうちサブセルを導入して界面再構築を行う NSS (Non-uniform Subcell Scheme) [68, 69]を用いて数値計算を行う.

### 2.1.1. 基礎方程式

瞬時局所において成立する,等温非圧縮性気液二相流の質量保存式と運動量 保存式は次のように表すことができる.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{2-1}$$

$$\rho\left(\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \nabla)\boldsymbol{u}\right) = -\nabla P + \mu\{\nabla \boldsymbol{u} + (\nabla \boldsymbol{u})^T\} + \rho g + \boldsymbol{F}$$
(2-2)

ここで、uは速度、pは密度、tは時間、Pは圧力、µは粘度、gは重力加速度、 Fは表面張力項、上付添字Tは転置行列を表す.

界面追跡法では,液相の体積率移流方程式を解くことにより界面を追跡する. まず, Fig. 2-1 に示すように,流体 1 (液相)と流体 2(気相)が界面を隔てて存在す る系を考える. セル内での流体の液相体積率をαと定義したとき,セル内が液体 で満たされている場合,αは 1 であり,セル内が気体で満たされている場合,α は 0 である. セル内に気液界面が存在するとき,αは 0 から 1 の間の数値とな る. 界面の時間変化は次の体積移流方程式を解くことにより求める.

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \boldsymbol{u}) = \boldsymbol{u} \cdot \nabla \alpha \tag{2-3}$$

式(2-3)の解法には NSS [68, 69]を用いる. NSS については後述する.



Fig. 2-1 A calculation cell with gas-liquid interface

### 2.1.2. 数值解法

計算格子は,格子点の配置によって構造格子と非構造格子に分類される.本研 究では,構造格子を採用し,変数の配置にはスタガード格子 [70]を用いた.速度 u,vはセル表面に,p,αはセルの中心に配置される.スタガード格子は上述の変 数の定義点をそれぞれ異なる配置にするため,運動方程式の離散化が面倒では あるが,圧力振動を抑制するなど計算安定性が高い.

連続の式と運動量保存式の解法には改良 SOLA (Improved solution algorithm) 法 [71]を用いた.以下に,改良 SOLA 法による連続の式と運動量保存式の解法を説 明する.

運動量保存式の時間についての離散化は次のように行う.

 $\rho^n \frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} = -\nabla p^{n+1} + \{-\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)u + \nabla \cdot \mu[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] + \rho g + F_\sigma\}^n$  (2-4) ここで、上付添字n、n + 1は時間ステップ、 $\Delta t$ は時間刻み幅を表す、上式におい て、時間ステップn + 1における圧力勾配項 $\nabla p^{n+1}$ は陰的に評価されており、直接 解くことはできない、そこで時刻nでの速度場 $u^n$ と圧力場 $p^n$ を陽的に評価し、次 式を与える.

$$\rho^n \frac{u^* - u^n}{\Delta t} = -\nabla p^n + \{-\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)u + \nabla \cdot \mu[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] + \rho g + F_\sigma\}^n$$
(2-5)

ここで、上式の $u^*$ は速度場 $u^n$ と圧力場 $p^n$ から予測される推定速度である。上式 は陽的に評価されており、推定速度 $u^*$ は直接計算が可能である。この二式の差を とり、式を整理すると、次の速度修正式が得られる。

$$u^{n+1} = u^* - \frac{\Delta t}{\rho^n} \nabla \delta \mathbf{P}$$
(2-6)

ここで、 $\delta P$ は圧力修正式 $\delta P = p^{n+1} - p^n$ である. SOLA 法では、速度修正式(2-6)を連続の式(2-1)に代入することで、次の圧力修正式を解くための方程式(2-7)を

得る.

$$\nabla \cdot \frac{\Delta t}{\rho^n} \nabla \delta \mathbf{P} = \nabla \cdot u^* \tag{2-7}$$

SOLA 法では, SOR 法などの反復法を用いて式(2-7)を解き, p<sup>n+1</sup>を求めるが, 改 良 SOLA 法では, これに優対角近似を施し, 次式により p<sup>n+1</sup>を求める.

$$\delta \mathbf{P}^{n+1} = -\frac{\omega D_{i,j}^*}{\beta_{i,j}} \tag{2-8}$$

ここで、 $\omega$ は加速係数であり、 $D_{i,j}$ \*は二次元の x-y 平面上の各セル番号(i,j)での速度の発散である.また、 $\beta_{i,j}$ は次式で表される.

$$\beta_{i,j} = \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \left( \frac{C_e}{\Delta x_{i+1/2,j} \rho_{i+1/2,j}^n} + \frac{C_w}{\Delta x_{i-1/2,j} \rho_{i-1/2,j}^n} \right) + \frac{\Delta t}{\Delta y_j} \left( \frac{C_n}{\Delta y_{i,j+1/2} \rho_{i,j+1/2}^n} + \frac{C_s}{\Delta y_{i,j-1/2} \rho_{i,j-1/2}^n} \right)$$
(2-9)

ここで, Δx とΔy は x, y 方向の計算セル刻み幅である. C<sub>e</sub>, C<sub>w</sub>, C<sub>n</sub>, C<sub>s</sub> はそれ ぞれ(i+1,j), (i-1,j), (i,j+1), (i,j-1)のセルに対応している. これらセルが境界セル である場合, 圧力の境界条件が連続条件であれば 0, それ以外では 1 に設定す る.

上記の方法で圧力  $P^{n+1}$ を解き,式(2-6)に $\delta P^{n+1}$ を代入することで速度修正を行う.最後に,以下の式を解き, $D_{i,j^n}$ があらかじめ設定した値よりも小さくなれば,収束したと判断する.

$$\delta \mathsf{P}^{n+1} = -\frac{\omega D_{i,j}^n}{\beta_{i,j}} \tag{2-10}$$

以上のように、反復法を解く際に境界条件を適切に考慮することで、収束性能を 向上させることができる [71].

運動量保存式の粘性項は、中心差分により離散化し、圧力勾配項も中心差分によって離散化する.また、移流項の解法には CIP (Cublic-Interpolated Propagation) 法 [72]を用いた. CIP 法では、移流方程式を満足するように解くことで、高精度な解を得ることができる.

### 2.1.3. 移流方程式の解法

Non-uniform subcell scheme (NSS) [69]を用いて,界面を含む計算セル内において,界面を傾斜平面として再構築し,再構築した傾斜平面を基に,隣接セルに対流輸送する体積率を決定する.以下に NSS による対流輸送量決定までの流れの概要を説明する.

#### (1) 界面法線ベクトルの算定

界面を含む計算セルを考える. 流体 2 から流体 1 を向く傾斜平面の傾きを決定するために,隣接セルの体積率から,界面の単位法線ベクトルを式(2-11)で求める(Fig. 2-2).

$$\hat{n} = \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \tag{2-11}$$

この式の離散化は,表面張力の評価に用いた CSF モデル [73]を基に行う.再構 築する界面の傾きは,この界面の法線ベクトルを基にする.



Fig. 2-2 NSS: (1) Calculation of normal vector

#### (2) サブセルの生成

計算セル内の液相体積率が  $0 < \alpha < 1$  の場合,気液界面がセル内に存在する.そこで,セル内の液相体積率を保存するように,近似傾斜平面を用いて気液界面を再構築する.まず,Fig. 2-3 のように,主セル表面で定義された速度ベクトル成分 u と時間幅 $\Delta t$ を用いて,隣のセルに輸送する流体体積量を算出する.移流領域とそれ以外の非移流領域をそれぞれサブセルに分割する.



Fig. 2-3 NSS: (2-3) Formation of subcell and reconstruction of interface [74]

#### (3) 界面の再構築

計算セル中心を始点とし,傾斜平面に直交し,界面上の点を終点とする距離ベクトル Sn を定義する. Fig. 2-3(a) 中のオレンジ色の直線が,図中での近似界面を表している.ここで,主セル中央から副セルの各頂点に,距離ベクトル Snk (k=1, 2, 3, 4) を定める. 添え字kは Snk と $\hat{n}$ との内積 Pk が小さいものから順に定める. また,Sn と $\hat{n}$ との内積をPとする.ここで,Fig. 2-3(b)に示す副セル内の体積率 $\alpha_{sub}$ を次式を用いて近似する.

$$\alpha_{sub} = \begin{cases} P & ; P \leq P_{12} \\ \frac{P_{34} - P}{P_{34} - P_{12}} & ; P_{12} < P < P_{34} \\ 0 & ; P_{34} \leq P \end{cases}$$
(2-12)

ここで,

$$P_{12} = \frac{P_1 + P_2}{2}, \ P_{34} = \frac{P_3 - P_4}{2}$$
 (2-13)

この距離ベクトル Sn を変化させ、副セル内の体積率α<sub>sub</sub>を求め、α<sub>sub</sub>の総和がα と一致するように、反復計算により決定する.反復計算にはブレント法 [75]を 用いた.

#### (4) 体積率輸送量の算定

液相体積率αの隣接セルへの輸送量δαを算出する.対流輸送量は移流領域内の 体積率の総和であり,界面の再構築を行った時点で決定する. Fig. 2-3 (a) におい て,対流輸送量は水色の領域にあたる.

以上が NSS での体積移流方程式の解法である. NSS では界面を含む主セルを 計算するときのみにサブセルを設定し,主セルでの体積率と対流輸送量が求ま るとメモリーを解放することができるので記憶容量の増大が少ない.また,界面 の再構築と同時に対流輸送量が決定するため,体積の保存性が保証されるとい う利点を持つ.

## 2.2. 実験装置と計測方法

### 2.2.1. 実験装置

並行気流式平面液膜噴射弁 [54]の模式図を Fig. 2-4 に示す.本噴射弁を大気圧 リグまたは高圧噴霧試験装置に取り付けることで実験を行った.通常は大気圧 リグを用いて実験を行い,高雰囲気圧下における実験のみ高圧噴霧試験装置 (文 献 [76]参照)を用いた.また,大気圧リグを用いた実験のうち,液膜の挙動を詳 細に撮影するための実験 (液膜詳細撮影)のみ,例外として,異なる構成で実験 を行った.大気圧リグ実験装置の概略図を Fig. 2-5 に示す.また,高圧噴霧試験 装置を Fig. 2-6 に示す.大気圧リグを用いた実験のうち,実験条件などは後章で 示す.





大気圧,高雰囲気圧の両実験とも、タンクに溜めた作動液体(ケロシン、純水) を、ポンプ(富士テクノ工業製,HYSA-20)により燃料噴射弁から空気中へ噴射し た.液相流量は回転数制御系(三菱電機製,GM-S)によって制御した.噴射された 流体はセパレータにより液と気に分け、液体はドレインタンクに集められ、気体 は排気筒から大気中に放出した.一方、液膜の挙動を詳細に撮影するための実験 (液膜詳細撮影)では、コンプレッサ(アネスト岩田製,F55-10)で圧縮した空気によ り,加圧タンクに溜めた作動液体(純水)を圧送することで,液膜を噴射した.流 量はニードルバルブによって調整し,コリオリ流量計(KEYENCE 製, FD-SS20A) を用いて計測した.

大気圧実験では、ブロワ(川崎重工製、GR91)から空気が送られ、大気圧リグ 上部の配管を通って噴射装置に供給され、大気中に噴射する.空気の流量は調節 用のバルブによって調節した.また、液膜詳細撮影では、空気送風用の小型ブロ ワ(日立製、VB-030-E3)をインバータで回転数制御させることで空気流量を調整 し、気流を噴射した.これら両実験では、水柱マノメータを用いて空気流量を計 測した.噴射装置上流全圧は配管の最下部の静圧孔から計測し、噴射弁下流静圧 を大気圧として計測した.

高雰囲気圧実験では、連続ラム燃焼試験用空気圧縮機(最大吐出圧力1MPa, 最大空気流量2.75 kg/s)から空気が供給される.供給される空気は、微粒化用の 主流空気と補助空気の二系統に分けられる.主流空気は燃料噴射弁から微粒化 用として噴射され、補助空気は観測窓への噴霧付着防止を主な目的として噴射 される.ただし、補助空気の流量は液膜の微粒化に影響を与えない範囲を確かめ て設定した.微粒化に用いられた空気流量は、電動式流量調整弁後方の渦流量計、 圧力計、温度計を用いて求めた.

液膜の振動周波数や波長などを計測する際, Fig. 2-5 に示すように, 液膜を正面から撮影することが有効である.しかし, 液膜界面の詳細な挙動や立体的な挙動を知る上では, Fig. 2-7 に示すように, 光学系に対して液膜を斜めに傾けて撮影を行うことが有効である.よって, 液膜詳細撮影では, 噴射弁を 45 度回転させて取り付け, 光学系に対して液膜を斜めに傾けて撮影を行った.



Fig. 2-7 Photographing technique of detailed high-speed images

### 2.2.2. 可視化計測法

液膜の変形挙動および分裂挙動を可視化するために高速度撮影を行った.特に
断りがない限り高速度カメラ (Vision Research 製, Phantom v7.3), 望遠レンズ
(Nikon 製, Nikon 80-200 mm f/2.8 AF-D NIKKOR ED), 接写リング (Nikon 製, PK-13 27.5 mm), 光源にはメタルハライドランプ (協和製, MID-25FC)を使用し, 平 面液膜流を透過光撮影した. ただし, 液膜詳細撮影では, 高速度カメラ (Vision Research 製, Phantom v211), 望遠レンズ (Nikon 製, Nikon 200 mm f/4D), 接写リング (Nikon 製, PN-11 105 mm), 光源はハロゲンランプ (シグマ光機製, SHLA-150)を使用し, 平面液膜流を透過光撮影した.

### 2.2.3. 噴霧粒径の光学計測法

液膜が微粒化後の噴霧粒径およびその流れ場の情報を得るために, 位相ドップ ラー法 [77, 78, 79] (PDA: Phase Doppler Anemometry)を用いて噴霧粒径と速度場 を計測した.本研究では, PDI (Phase Doppler Interferometer)システム (Artium 製, PDI-300 MD)を使用した.

位相ドップラー法とはレーザードップラー法 [79, 80]を拡張した方法であり, 噴霧計測では多く用いられる手法である.装置は送光系と受光系からなってい る.送光系には、レーザービームを照射する光学系が搭載されており、受光系に は一般的に3つの検出器が搭載されている.送光系から2本ないしは4本のレ ーザービームを交差させ、測定部を作ると、そこに干渉縞(フリンジ)が形成され る.その測定部を液滴が通過すると、散乱光の強度が変化する.そこで、散乱光 を受光系の検出器でとらえると、ドップラー信号を得ることができ、その変動周 波数を用いて液滴の流速を求めることができる.このとき、各検出器が捕らえた ドップラー信号の周波数は同じであるが、位相にズレが生じている.この位相の ズレと球形粒子の粒径は比例関係をもっており、その位相のズレを検出するこ とにより粒径を求めることができる.

Fig. 2-8 に本研究で行った PDPA (Phase Doppler Particle Analyzer) 計測の配置の 概要を示す.送光系と受光系の設置角度は信号強度が強く回折成分を抑えるこ とができる 30 度と,水平偏向を用いた際に水や燃料などの液滴に対してブリュ ースタ角の関係を満たし,反射光の影響を抑えることができる 70 度がよく用い られる [81].本研究では反射光の影響を抑えるため 70 度とした.送光系レンズ から測定対象の距離が 500mm でビームが交差するレンズを使用した.アパーチ ャー含む PDPA の設定を Table 2-1 に示す.計測可能液滴径は 1.6 µm ~ 233.8 µm であるが,150 µm 以上の液滴はほとんど計測されないうえ,非球形である可能 性が高いため排除して計測を行った.比較的大きい液滴の計測数は短時間およ び計測数が少ない場合かなり少なくなってしまうことから,計測値から算出し た D<sub>10</sub> や SMD に影響が出ない程度の計測個数を確保するため,各実験条件につ き 2 万個を確保することとした.また,検出機で観測されたバースト信号の波 形をオシロスコープで観測しながら実験を行った.



Fig. 2-8 Measurement system of PDPA

Transmitter					
	Channel 1 (Green laser)	Channel 2 (Blue laser)			
Wavelength (nm)	532	473			
Focus length (mm)	500	500			
Beam separation	60.16	60.00			
Beam diameter (mm)	1.20	1.30			
Frequency shit (MHz)	40	45			
Fringe spacing (µm)	4.4	3.9			
Beam waist (µm)	282.2	231.6			
Receiver					
Front focus length (mm)	500				
Selected aperture (µm)	100				
Collection angle (degree)	70.0				
Slope	0.5225				
Scattering mode	Refraction mode				
AB detector Separation (mm)	22.66				
AC Detector Separation (mm)	58.11				
BC Detector Separation (mm)	35.55				

### Table 2-1 Setting of transmitter and receiver of PDPA
# 第3章 二次元数値解析による液膜流の 初期変形過程の支配因子特定

## 3.1. 緒言

燃料噴射弁から噴射された液膜は、気流との複雑な相互作用によって変形、微 粒化する.その変形微粒化は気液の密度ρ、流速 V、粘性係数μ、噴射弁の各種幾 何形状をはじめ気液の運動量や運動エネルギーに大きく影響を受けることが知 られている.

噴射弁直下における液膜の微粒化過程を Fig. 3-1 に示す.液膜は初期変形を経 て、一次微粒化し、最終的に二次微粒化に至る.これは、初期変形過程が一次微 粒化過程に、一次微粒化過程が二次微粒化過程に大きな影響を与えることを意 味する.したがって、一次・二次微粒化を単独で予測するのではなく、初期変形 過程を考慮したうえで 一次・二次微粒化を予測することが微粒化制御技術の向 上に有用である.しかし、その詳細な微粒化機構は、混相流かつマルチスケール 現象であるため依然未解明の部分が多く、液膜の初期変形過程の理解も十分に 進んでいない.



Fig. 3-1 Atomization process of a liquid sheet caused by airflows

実験的先行研究では、液膜や気流の流入口の厚さを変化させた研究が行われ、 液膜振動波長の相関式が提示された [53].しかし、その実験は、大気圧条件下で 単一の液体を用いて行われており、気液の物性値の影響について調べられてい ない.また、実験的研究では、噴射弁直下における詳細な流れ場などの情報を知 ることは難しい.そこで、近年では、数値解析による研究が注目されている.

液膜挙動を数値解析した研究例は,古くは VOF 法のうち Donor-Acceptor (DA) 法 [82]を用いた解析 [83]をはじめ,近年では低マッハ数向けの圧縮性拡散界面 モデルを用いた数値解析 [63], Level-Set 法 [84]を用いた解析例 [85]が報告され ているが,どの数値解析結果も実験結果と大きく異なっており,微粒化現象の大 まかな再現ができる可能性の示唆および数値解析手法の適用性の議論を行って いる段階である.

初期変形過程では,液膜は二次元的に変動し,その後スパン方向にわたり三次 元的な挙動を呈す.そこで,気液の三次元的な挙動を調べる前に,二次元的な液 膜挙動に着目する.一般的に,初期変形過程では,気液の相対速度に起因する単 純な KH 不安定性によって液膜が振動していると考えられている.しかし,実機 では気液の噴射口を隔てる壁(リップ)が存在することもあり,液膜の振動現象は そもそも KH 不安定性に支配される現象なのか,また現象を決定付ける支配因 子が何かは明らかになっていない.

そこで本章では、広い領域ではなく噴射弁近傍、つまり液膜の一次微粒化過程 のうち初期変形過程を対象に、リップが存在する条件下で数値解析を行い、KH 不安定性の支配因子である気液相対速度と気液密度比および、気液各相粘性係 数などの諸因子が液膜の振動波長λLon および振動変位の成長率などに及ぼす影 響を系統的に調べることで、液膜の初期変形過程に重要な支配因子を明らかに する.

## 3.2. 計算体系および計算条件

液膜式気流微粒化噴射弁の模式図を Fig. 3-2 に示す.液膜のスパン方向断面内 の挙動に注目し, VOF 法を用いて 2 次元数値解析を行った.数値解析手法の詳 細は 2 章 2.1 節で述べたとおりである.本研究では,リップが液膜の振動にどの ような影響を与えるか調べるために,以下の 3 種類の計算体系を用いた.

Case 1: リップ厚さを考慮した気流下での液膜挙動

Case 2: 静止気流中の液膜挙動

Case 3: リップ厚さを無視した気流下での液膜挙動



Fig. 3-2 Schematic of a planar air-blast atomizer

計算体系および初期条件を Fig. 3-3 に示す. Case 1 では, Fig. 3-3 (a)に示すように, リップの厚さを考慮して解析を行った. このときのリップ厚さ D<sub>Lip</sub> は 0.4 mm である. Case 2 では, Fig. 3-3 (b)に示すように静止気体中に液膜を噴射した. 最後の Case 3 では, Fig. 3-3 (c)に示すように気液の流入口の間を隔てるリップの厚さを零とし, KH 不安定性による液膜挙動を解析した.

液相は上部境界の中央部 (幅  $D_L=0.5 \text{ mm}$ )から下流方向へ流速  $V_L$  で一様流入 させ, リップ (その表面はすべりなし壁)を隔て, 液相の左右両面に気流を流速  $V_G$ で一様流入させた. 左右の境界はすべり壁, 下部境界は連続流出条件とした. どの条件も計算領域は幅 1.9 mm, 長さ 2.4 mm とし, 総計算セルは 157×182 = 28574 セルとした.

計算条件を Table 3-1 に示す.まず,液膜と気流を隔てるリップと気流が液膜の振動現象に与える影響を調べるため, Case 1, 2, 3 の三種類の計算結果を比較する.次に,気流流速 V<sub>G</sub>が液膜の振動現象に与える影響を調べるため, Case 1, VG2, VG3, VG4 の四種類の計算結果を比較する.さらに,液膜流速 V<sub>L</sub>が液膜の振動現象に与える影響を調べるため, Case 1, VL2, VL3 の三種類の計算結果を比較する.加えて,気液密度 $\rho_L$ と $\rho_G$ が液膜の振動現象に与える影響を調べるため, Case 1, R2, R3, R4 の四種類の計算結果を比較する.最後に,気液の粘性係数 $\mu_L$ と $\mu_G$ が液膜の振動現象に与える影響を調べるため, Case 1, MG2, ML2 の計算結果の比較を行う.ここで,液膜厚さ D<sub>L</sub>を代表長さとした,液相のレイノルズ数 ReL,リップ厚さ D<sub>Lip</sub>を代表長さとした,リップ下部における後流のレイノルズ数 ReLip はそれぞれ式(3-1), (3-2)で定義される.

$$\operatorname{Re}_{L} = \frac{\rho_{L} V_{L} D_{L}}{\mu_{L}}$$
(3-1)

$$\operatorname{Re}_{Lip} = \frac{\rho_G V_G D_{Lip}}{\mu_G}$$
(3-2)  

$$\bigvee_{G} \bigvee_{L} \bigvee_{G} \bigvee_{L} \bigvee_{G} \bigvee_{Lip} (3-2)$$

$$\bigvee_{L} = 1 m/s \qquad \bigvee_{L} = 1 m/s \qquad \bigvee_{G} = 5 m/s \bigvee_{L} = 1 \bigvee_{G} = 5 m/s \qquad \bigvee_{L} = 1 \bigvee_{H} = 1 \bigvee_{$$

Fig. 3-3 2-D computational system

Case	$V_G$ [m/s]	$V_L$ [m/s]	$ ho_L$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$ ho_G$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$ ho_L/ ho_G$	Re <sub>L</sub>	$D_{\text{Lip}}$	$Re_{Lip}$	$\mu_L$ [Pa·s]	µ <sub>G</sub> [Pa∙s]
1	5						0.4	111		
2	0	1	1000	1	1000	490			1.0×10 <sup>-3</sup>	1.82×10 <sup>-5</sup>
3	5									
VG2	1	1	1000	1	1000		0.4	22		
VG3	3	1	1000	1	1000	490	0.4	67	1.0×10 <sup>-3</sup>	1.82×10 <sup>-5</sup>
VG4	8	1	1000	1	1000		0.4	178		
VL2	5	0.5	1000	1	1000	250	0.4	111	$1.0 \times 10^{-3}$	$1.92 \times 10^{-5}$
VL3	5	1.5	1000	1	1000	740	0.4	111	1.0^10	1.62×10
R2	5	1	1000	0.5	2000	490	0.4	56		
R3	5	1	500	1	500	250	0.4	111	1.0×10-3	1.82×10 <sup>-5</sup>
R4	5	1	500	2	250	230	0.4	222		
MG2	5	1	1000	1	1000	490	0.4	11	1.0×10-3	1.82×10 <sup>-4</sup>
ML2	5	1	1000	1	1000	100	0.4	111	5.0×10 <sup>-3</sup>	1.82×10 <sup>-5</sup>

 Table 3-1 Computational condition

各条件での液膜振動の成長率を比較するため, Fig. 3-4 に示すように, 噴射 ロより y=1.2 mm 下流での液膜噴射領域の中央から右側界面までの距離である 変位 $\Delta x$  と振動する液膜界面変位の極値の絶対値 $\Delta x_p$ をそれぞれ計測した. ここ で, 図中の矢印は速度ベクトルを示しており, 黒の太線は液膜界面を示してい る.



## 3.3. 結果と考察

#### 3.3.1. リップの影響

Case 1 における液膜振動の成長過程と速度分布を Fig. 3-5 に示す. ここでは, 液膜界面形状 (黒の太線)と周囲の速度分布 (速度ベクトル)を示している. この うち,図の右半分は噴射弁からの距離 y=0.4, 1.2, 2.0 mm の断面での速度分布を 示している.リップの後流は時間とともに成長し,Case 1 (Re<sub>Lip</sub>=111)ではリップ 厚さ D<sub>Lip</sub> (=0.4mm)の約 5 倍の長さで定着した.液膜は規則的な蛇行運動を呈し つつ,液膜の振幅は徐々に成長した.微小な振幅の発生がもとで,非対称な振動 が成長するこの現象は,気液各相が界面に並行して相対運動を行うことで生じ る KH の不安定性であると考えられる.

Case 1,2,3 における,液膜の界面形状と周囲の速度分布を Fig. 3-6 に示す.入口の境界条件が異なるどの条件でも液膜は非対称の蛇行波となることが確認できた. Case 1 と Case 3 を比較すると、リップがない純粋な KH 不安定性問題に近い Case 3 では、気流により液膜の屈曲部が引っ張られている. リップがない条件では後流が生じないため、気液界面での相対速度は大きくなり、液膜界面に強いせん断が生じることがわかる.







噴射口から y=1.2 mm 下流での液膜噴射領域の中央から右側界面までの距離 Δx の時間変化を Fig. 3-7 に示す.液膜の微小振動は時間経過とともに急速に成 長している.次に,振動する液膜界面変位のピーク値Δxp の時間変化を Fig. 3-8 に示す.各計算条件における液膜振幅の成長率を見ると, Case1 と Case2 の成長 率が同程度である一方,リップがない条件である Case 3 の成長率が顕著に大き い.

液膜右側界面における気相速度の水平(x)方向勾配を Fig. 3-9 に示す. Case 1 と Case 2 における気相速度勾配を比較すると,噴射弁出口付近である y < 0.15 mm では明確に差が見られず, Fig. 3-6 における Case1 と Case2 の液膜界面は双方類 似した形状をしている.一方で, Case 3 における気相速度勾配はその他のケース と比べて顕著に大きくなっていることからも, KH 不安定性が促進していること がわかる.

以上から,液膜の振動現象は液膜界面での気相速度勾配が非常に重要な役割 を果たしていることがわかる.また,リップが存在する場合,気液の流入速度の 差が重要である KH の不安定性とは矛盾する.したがって,気流による燃料液膜 流の微粒化過程では,単純な KH の不安定性問題で考えることができる現象で はなく,リップを考慮する必要があることが明らかになった.



Fig. 3-7 Displacement of liquid sheet interface (y = 1.2mm)



Fig. 3-8 Effect of inflow condition on interface deformation (y = 1.2 mm)



Fig. 3-9 Effect of inflow condition on the gas velocity gradient

#### 3.3.2. 気流流速の影響

気流流速  $V_G$  が液膜の振動現象に与える影響を調べるため、時刻 t = 12 ms に おける、 $V_G$  が異なる条件である Case VG2, VG3, 1, VG4 の液膜界面形状と周囲の 速度分布を Fig. 3-10 に示す.  $V_G$  が大きいほど  $Re_{Lip}$  が大きくなり、その結果後 流が長く、気相速度の影響は大きくなる.また、液膜の振動波長 $\lambda_{Lon}$  は気流流速  $V_G$  が大きくなるほど短くなっていることがわかった.

次に、y = 1.2 mm における液膜界面の変位量のピーク値 $\Delta x_p$ の時間変化を Fig. 3-11 に示す. どの条件でも時間経過に伴い $\Delta x_p$ は成長していることがわかる. し かし、 $V_G$ が大きく変化したとしても成長率に影響はなく、成長率は  $V_G$ に依存 しない.

時刻 t=3ms における液膜右側界面での気相速度の水平方向勾配を Fig. 3-12 に 示す. 噴射弁からの距離 y = 0.3 ~ 2.4 mm では,気相速度勾配は  $V_G$ が大きくな るにつれて大きくなっている.しかしながら,リップ直下 y = 0 ~ 0.2mm では, 気相速度勾配は全ての条件で概ね等しくなり,その結果,液膜振動の成長率は  $V_G$ に依存しないことがわかった.





Fig. 3-11 Effect of gas velocity on interface deformation (y = 1.2 mm)



Fig. 3-12 Effect of gas velocity on gas velocity gradient at interface

#### 3.3.3. 液膜流速の影響

液膜流入速度 V<sub>L</sub>が異なる Case VL2 (t=30 ms), 1(t=12 ms), VL3 (t=8 ms)の液膜 界面形状と速度分布を Fig. 3-13 に示す. 噴射口から y=1.2 mm 下流における, Δx<sub>p</sub>の時間変化を Fig. 3-14 に示す. 右側液膜界面での気相速度水平方向勾配を Fig. 3-15 に示す. それぞれ Fig. 3-9, Fig. 3-12, Fig. 3-15 中の気相速度勾配をみる

と、リップ下部の後流により、気液界面における気相速度勾配は  $V_G \approx V_G - V_L$ ではなく、 $V_L$ に依存することがわかる.



Fig. 3-14 Effect of liquid velocity V<sub>L</sub> on interface deformation (y=1.2 mm)



Fig. 3-15 Effect of liquid velocity VL on gas velocity gradient at the interface

Case VL2, 1, VL3 の波長はそれぞれ 293, 612, 873µm であり, Lozano と Barreas の実験結果 [53]と同様, V<sub>L</sub>が大きいほど液膜振動波長 $\lambda_{Lon}$ が長くなる. V<sub>L</sub>が大 きくなるほど, 気液界面での気相速度勾配は大きくなり, 液膜振動の成長率もま た大きくなる. これは, Fig. 3-5 における各断面での速度分布からも明らかであ り, リップがあると, 気相速度勾配は V<sub>L</sub>に依存して決まることがわかる. した がって, 後流が存在するとき, 気液界面の気相速度勾配は V<sub>G</sub> ではなく V<sub>L</sub>に依存するため, V<sub>L</sub>が液膜の初期変動を促進することが明らかとなった.

#### 3.3.4. 気液密度比の影響

気液密度比 $\rho_L / \rho_G$  が異なる Case R2, 1, R3, R4 を比較するため,時刻 t=12 ms における液膜界面形状と速度分布を Fig. 3-16 に示す. y=1.2 mm での液膜右側界 面変位の極値のピーク値 $\Delta x_p$  を Fig. 3-17 に示す. KH の不安定性理論では, $\rho_L / \rho_G$ が1に近く, $\lambda_{Lon}$ が短いほど不安定が増すことが知られている.数値実験の結果 は $\rho_L / \rho_G$ が1に近く小さいほど $\lambda_{Lon}$ が短くなっている.また, $\rho_L$ が同じ値である Case R2, 1 と Case R3, R4 をそれぞれ比較すると、 $\rho_L / \rho_G$ が小さくなるほど液膜振 動の成長率が大きくなっている.



Fig. 3-16 Effect of density ratio on liquid film (V<sub>L</sub>=1 m/s, V<sub>G</sub>=5 m/s, t=12 ms)



Fig. 3-17 Effect of density ratio ρ<sub>L</sub>/ρ<sub>G</sub> on interface deformation (y=1.2 mm)

#### 3.3.5. 気液粘性係数の影響

気液各相の粘性係数μG, μL が液膜の振動現象に与える影響を調べるために, 基準 Case 1 に対して気相粘性係数μG と液相粘性係数μL が各々異なる Case MG2, ML2 の時刻 t=12ms における液膜形状と速度分布を, Case 1 と合わせて Fig. 3-18 に示す. 図中の赤線は後流の外形部分を示している.気相粘性係数μG が大きく リップレイノルズ数 ReLip が小さいと後流は短くなる.しかし,λLon はどの条件 もほとんど 0.6 mm となっており,気液粘性の影響は小さい.

y=1.2mm での界面変位の極値の絶対値 $\Delta x_p \epsilon$  Fig. 3-19 に,液膜右側界面での 気相速度水平方向勾配を Fig. 3-20 に示す. どの条件でも、V<sub>L</sub>が同じであるため 噴射口直下(0<y<0.2 mm)の気相速度勾配はほぼ等しい. Case MG2 や ML2 の成 長率は Case 1 と比べて明らかに小さい.  $\mu_G$ が大きくなると Re<sub>Lip</sub>は小さくなり、  $\mu_L$ が大きくなると Re<sub>L</sub>は小さくなる. したがって、気液粘性係数が大きくなる と、 $\lambda_{Lon}$ に与える影響は小さいが、粘性によるダンピング効果を受け、液膜変形 が抑制され、成長率は小さくなることがわかった.





Fig. 3-19 Effects of  $\mu_G$  and  $\mu_L$  on deformation development (y=1.2mm)



Fig. 3-20 Effects of  $\mu_G$  and  $\mu_L$  on gas velocity gradient at interface

## 3.3.6. 液膜の振動波長

これまで調べてきた支配因子と液膜の振動波長 $\lambda_{\text{Lon}}$ の関係を Fig. 3-21 (a)-(d)に示す. ここで,エラーバーは標準偏差を示している. Fig. 3-21 (a) によると, 1/VG が大きくなるにつれ, $\lambda_{\text{Lon}}$ は比例的に大きくなっており,両者の相関係数は 1.00 である. VG=1 m/s のとき,計算領域に対して $\lambda_{\text{Lon}}$ が非常に大きく,計算が若干不安定になっており,波長はわずかにばらついている. それ以外の条件では,ばらつきは非常に小さい. また, Fig. 3-21 (b) によると, V<sub>L</sub>が大きくなるにつれて, $\lambda_{\text{Lon}}$ が大きくなっている. この両者の相関係数は 1.00 である. Fig. 3-21 (c) によると,気液密度比の平方根 $\sqrt{\rho_L/\rho_G}$ が大きくなるにつれて, $\lambda_{\text{Lon}}$ が大きくなるにつれて,ここで, $\sqrt{\rho_L/\rho_G}$ と $\lambda_{\text{Lon}}$ の相関係数は 1.00 である. よって,これらを合わせた運動量フラックス比である $\sqrt{\rho_L V_L^2/(\rho_G V_G^2)}$ で $\lambda_{\text{Lon}}$ を整理した. Fig. 3-21 (d) からもわかるように, $\sqrt{\rho_L V_L^2/(\rho_G V_G^2)}$ が大きくなるにつれて, $\lambda_{\text{Lon}}$ が比例的に大きくなっており,両者の相関係数は 1.00 である.以上より, $\sqrt{\rho_L V_L^2/(\rho_G V_G^2)}$ は $\lambda_{\text{Lon}}$ と比例関係にあることがわかった.したがって $\lambda_{\text{Lon}}$ に関する以下の相関式を導くことができる.

$$\lambda_{Lon} \propto \sqrt{\frac{\rho_L V_L^2}{\rho_G V_G^2}}$$
(3-3)



## 3.4. 結言

噴射弁近傍における初期変形過程を対象に、リップ厚さを考慮して数値解析 を行い、V<sub>G</sub>、V<sub>L</sub>、ρ<sub>L</sub>、ρ<sub>G</sub>、μ<sub>L</sub>、μ<sub>G</sub>などの諸因子が液膜の振動波長および振動変 位の成長率などに及ぼす影響を系統的に調べることで、以下の結論を得た.

(1) 本研究で用いた PLIC 型 VOF 法に基づく数値解法は,気流に誘起される液膜流の振動特性を良好に解析することができる.

(2) 気液各相を隔てるリップの後流が、気液界面における気相速度勾配を低減するため、リップをもつ液膜振動は緩やかに成長する.

(3) 液膜の初期変形過程に対しては、気液の流入速度差ではなく気液界面での気相速度勾配が支配的である.

(4) リップが存在すると、気液界面の気相速度勾配は  $V_G$  ではなく  $V_L$ に依存する ため、 $V_L$ が液膜の初期変形過程に対して支配的である.

(5) 気液の粘性係数µ<sub>G</sub>, µ<sub>L</sub>は液膜振動の成長を抑制する効果をもつため、リップ レイノルズ数 Re<sub>Lip</sub>および Re<sub>L</sub>が小さいと、液膜初期変形での成長率は抑制され る.

(6) 液膜の振動波長 $\lambda_{\text{Lon}}$ は気液の運動量フラックス比の平方根 $\sqrt{\rho_L V_L^2 / (\rho_G V_G^2)}$ に 比例する.

## 第4章 縦方向振動機構と縦波長の予測

## 4.1. 緒言

ガスタービンにおいて、燃焼器内での液体燃料の噴霧特性の把握が重要であ ることは言うまでもない.しかし、ガスタービンで用いられる燃料噴射弁から噴 射された液膜は瞬時に微粒化するうえ、液膜の微粒化現象はマルチスケール現 象であるため、その微粒化特性は明らかにされていない.

それゆえ,平面液膜式の燃料噴射弁を用いて,液膜の変形過程および微粒化過程が調べられている [6,20,49,52,53,54,85,86]. 前章では,液膜の初期変形過程においてリップを考慮することが重要であることを新規に提示した.たとえば、リップを分厚くすると,噴霧特性が悪化する可能性がある一方,リップ厚さを薄くしすぎると,リップの強度が低下し,エンジンの動作中に燃料噴射弁が壊れる可能性が懸念される.

近年行われた研究では、液膜厚さや気流厚さが液膜振動周波数 fLon に与える影響を調べ、噴射弁の幾何形状を考慮せずに SMD などを整理できると提示した研究 [86]や、噴射弁の幾何形状を考慮しない KH の不安定性理論を用いて液膜微粒化の分裂モデルと粒径予測モデルを提案した研究 [87]などが報告されている. これら近年の研究においても、噴射弁の幾何形状や気液の物性値の影響が微粒化特性の予測で無視されている.

微粒化特性を予測するうえで、一次微粒化現象のうち液膜進行方向の振動周 波数 f<sub>Lon</sub> や波長λ<sub>Lon</sub> などが必要であることから、気液物性値や噴射弁の幾何形状 が f<sub>Lon</sub>やλ<sub>Lon</sub>に及ぼす影響について個別に調べられた研究が報告されている [25, 38, 39, 53, 88, 89]. しかし、気液物性値や噴射弁幾何形状の影響を全て考慮した f<sub>Lon</sub>やλ<sub>Lon</sub>の相関式はない.

そこで、本章では、気流による液体微粒化に関する先行研究をもとに液膜の振 動現象について議論して、気液物性値やリップ厚さなどの噴射弁の幾何形状を 考慮した f<sub>Lon</sub> とλ<sub>Lon</sub> の相関式を提案する.さらに、平面液膜式気流微粒化噴射弁 を用いて、常温大気圧条件下におけるケロシンまたは水の液膜微粒化の可視化 実験、常温大気圧条件下での噴射口先端の液膜厚さ D<sub>L</sub>、リップ厚さ D<sub>Lip</sub> を変え た液膜微粒化の可視化実験、高雰囲気圧下における気体密度を変えた液膜微粒 化の可視化実験を行うことで、気液流速 V<sub>G</sub>、V<sub>L</sub>、気液密度ρ<sub>L</sub>、ρ<sub>G</sub>、液体粘性係 数μ<sub>L</sub>、液膜厚さ D<sub>L</sub>、リップ厚さ D<sub>Lip</sub> が液膜の初期変形過程および一次微粒化現 象に与える影響を調べる.さらに、f<sub>Lon</sub> とλ<sub>Lon</sub> の相関式と本章で得た実験結果を 比較することで、これら相関式の妥当性を検討する.

## 4.2. 液膜振動波長と液膜振動周波数の相関式の

## 提案

先行研究で提案された液体の振動波長λLonの相関式 [25, 38, 39, 53]を Table 4-1 に示す.ここで、D<sub>G</sub>は気流噴射口の厚み、σは表面張力、δ<sub>G</sub>は気相境界層厚さ、 k は波数である.表中の MFR は運動量フラックス比であり、次式で表される.

$$MFR = \frac{\rho_G V_G^2}{\rho_L V_L^2}$$
(4-1)

また、MR は運動量比であり次式で表される.

$$MR = \frac{\rho_G V_G^{\ 2} D_G}{\rho_L V_L^{\ 2} D_L}$$
(4-2)

これら相関式は、様々な実験条件や噴射弁形状のもとで理論解析、実験および 数値解析のいずれかによって得られたものである.また、それぞれ対象とした現 象も異なっており、せん断層や境界層に着目したもの、低ウェーバー数、高ウェ ーバー数流れを対象としたものがあり、どのような条件であっても使用可能な 汎用的な式はない.

Author	Lozano et al. [53]	Marmottant et al.	Squire	Oshima et al.	Villermaux
		[50]	[37]		[23]
Characteristics	Air-blasted planar liquid sheet	Liquid jets in a coaxial air stream	Thin liquid in a stationary gas	2D liquid sheet with air flows	Liquid jets in a coaxial air stream
Condition	0.5 <d<sub>L&lt;1.9 mm, 3.45<d<sub>G&lt;35 mm</d<sub></d<sub>	V <sub>G</sub> >>V <sub>L</sub> , Large We, D <sub>Lip</sub> =1.6 mm	Low ambient pressures	D <sub>Lip</sub> =0, 0.4 mm, D <sub>L</sub> =0.5mm	$\rho_L \!\!>\!\!\!> \!\!\rho_G, V_G \!\!>\!\!\!> \!\!V_L$
Wavelength	$\frac{\lambda_{Lon}}{\sqrt{D_L D_G}} = \frac{20.39}{\sqrt{MR}}$	$\frac{\lambda_{Lon}}{\delta_G} \cong \frac{2\pi}{1.5} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{1/2}$	$\lambda_{Lon} = \frac{4\pi\sigma}{\rho_G V_L^2}$	$\lambda_{Lon} \propto \frac{1}{\sqrt{MFR}}$	$\lambda_{Lon} = 3\pi \frac{\sigma}{\rho_G V_G^2}$

Table 4-1 Correlations on  $\lambda_{Lon}$  of the liquid [25, 38, 39, 53]

高レイノルズ数条件において,粘性がせん断による不安定性に与える影響が小 さいことは一般的に知られている.しかし,低レイノルズ数条件では,粘性拡散 により速度場が形成される時間とせん断による不安定性の成長時間の比が小さ くなるため,不安定性に対する粘性の効果は効きやすくなる [88].

同軸噴射弁に関する研究では,表面張力σや気液界面での気相境界層厚さδ<sub>G</sub>を 個別に考慮したλ<sub>Lon</sub>に関する相関式が提案されている [25,38].

液膜を対象とした非粘性の線形解析で求められた Squire [39]の相関式でも表面張力が考慮されているが、高ウェーバー数条件もしくは厚い境界層厚さを有する条件では表面張力は考慮されていない [53, 38]. Lozano ら [53]は D<sub>G</sub> と D<sub>L</sub> を変えた液膜微粒化の実験を行い、以下のλ<sub>Lon</sub>に関する相関式を提案した.

$$\frac{\lambda_{Lon}}{\sqrt{D_L D_G}} = \frac{20.39}{\sqrt{MR}} \tag{4-3}$$

式(4-2), (4-3)を整理すると次の式を導くことができる.

$$\frac{\lambda_{Lon}}{D_L} = \frac{20.39}{\sqrt{MFR}} \tag{4-4}$$

式(4-4)によると、MFR がキーパラメータであるとすれば、 $\lambda_{Lon}$ は D<sub>G</sub>には依存 せず D<sub>L</sub>のみに強く影響を受けることがわかる.この先行研究では、大気圧条件 下において、水を液相とした実験が行われており、気液両相の物性値が $\lambda_{Lon}$ に与 える影響は調べられていない.また、形状因子のうち、f<sub>Lon</sub>や $\lambda_{Lon}$ に影響を与え そうな気液の境界層厚さ $\delta_{G}$ 、 $\delta_{L}$ およびリップ厚さ D<sub>Lip</sub> などの形状因子があるに もかかわらず、D<sub>L</sub>のみが支配因子となる理由が不明である.

前章では、気液各相の速度  $V_G$ ,  $V_L$ および気液各相の物性値である $\rho_L$ ,  $\rho_G$ ,  $\mu_L$ ,  $\mu_G$ をパラメトリックに変化させた数値実験によって、 $D_L$ と  $D_{Lip}$ を固定した条件下で以下の相関式を提案した.

$$\lambda_{Lon} \propto \frac{1}{\sqrt{MFR}} \tag{4-5}$$

式(4-4)および式(4-5)より, MFR が $\lambda_{Lon}$ に対して支配的なパラメータであることは明らかである.したがって,式(4-5)をもとに $\lambda_{Lon}$ の相関式を検討する.

まず, λ<sub>Lon</sub>の無次元化を行う.数ある形状因子のうち,どの形状因子を用いて 無次元化するかが問題である.液柱微粒化現象を対象とした先行研究では,気液 界面での境界層厚さδを用いてλ<sub>Lon</sub>を無次元化している [25,38].そこで,気液界 面での境界層厚さδを用いてλ<sub>Lon</sub>の無次元化を行う.

$$\frac{\lambda_{Lon}}{\delta} \propto \frac{1}{\sqrt{MFR}} \tag{4-6}$$

前章において, リップ下部にできる後流が, 液膜界面での気相速度勾配を小さ くすることを明らかにした. さらに, V<sub>G</sub>が大きい条件では気相レイノルズ数が 大きくなるため, 気流流入口のリップ側の境界層厚さは非常に小さくなる.よっ て, 気相の境界層厚さδ<sub>G</sub>はリップ厚さ D<sub>Lip</sub>で与えられる.

液膜の境界層厚さ $\delta_L$ の発達は長い時間が必要である. Marmottant ら [38]による粘性拡散に要する時間の計算によると、リップをもつ液膜微粒化においても、 $\delta_L$ が発達するために必要な時間は、液膜の初期変形に要する時間よりも 10 倍程度長くなり、 $\delta_L$ は無視することができる. 以上より、式(4-6)は次式で表される.

$$\frac{\lambda_{Lon}}{\delta} \sim \frac{\lambda_{Lon}}{D_{Lip}} \propto \frac{1}{\sqrt{MFR}}$$
(4-7)

次に、気液界面で交換される運動量を考慮するため、運動量の長さスケールについて検討する. Lozano ら [53]は、噴射弁から供給された気流と液膜流の総運動量により $\lambda_{Lon}$ を整理できると考え、気液運動量の代表長さをそれぞれ  $D_G \ge D_L$ にした. しかし、厚さ  $D_G$ の気相運動量がすべて交換されるわけではないため、式(4-4)のように  $D_L$ のみ考慮した式になった.

同軸噴射弁において、液柱などの分厚い液体を噴射すると、界面変形の初期変 形過程では、液体の界面近辺のみが変形するため、気流の運動量と交換する液相 の運動量の長さスケールは $D_L$ ではなく、 $\delta_L$ になると考えられる.しかし、薄い 液膜は、界面近傍のみが変形するのではなく、液膜全体が振動するため、液膜の 運動量は明らかに $\rho_L V_L D_L$ となる.

先行研究では、液膜と運動量交換する気流の運動量がp<sub>G</sub>V<sub>G</sub>D<sub>G</sub>とみなしていた [53].しかし、気液の境界層領域でのみ運動量が交換される.ゆえに、リップ下 部の領域において、運動量が交換されると考え、p<sub>G</sub>V<sub>G</sub>D<sub>Lip</sub>を気流側の運動量とし て用いるべきと考えられる.

以上の検討をもとに、本研究では次のリップ運動量比 MRLipを提案する.

$$MR_{Lip} = \frac{\rho_G V_G^2 D_{Lip}}{\rho_L V_L^2 D_L}$$
(4-8)

MR では、 $D_G$ が気相運動量の長さスケールであったが、 $MR_{Lip}$ では境界層厚さで ある  $D_{Lip}$ が長さスケールである.

気液界面での運動量交換に関する上述の検討のもと、気液の運動量交換に関する支配無次元数は MFR ではなく、MR<sub>Lip</sub> であると結論づける.そこで、式(4-7)の運動量フラックス比を式(4-8)の運動量比と入れ替えることで、λ<sub>Lon</sub>に関する新しい無次元の相関式を作成した.

$$\frac{\lambda_{Lon}}{D_{Lip}} = \frac{c}{\sqrt{MR_{Lip}}} \tag{4-9}$$

ここで, c は定数である.

液膜の気流微粒化は、極短距離間で微粒化することから、画像処理によって直 接λLon を計測することは難しい.一方、振動周波数 fLon の計測であれば、局所で 可能である.また、液膜の初期変形は噴射弁近傍でおきるため、液膜の下流方向 への加速を考慮する必要はなく、次の式が適用できる.

$$f_{Lon} = \frac{V_L}{\lambda_{Lon}} \tag{4-10}$$

式(4-10)に式(4-9)を代入することで、液膜の振動周波数 fLon は次式で表すことができる.

$$f_{Lon} = \frac{c' V_G}{\sqrt{\rho_L / \rho_G} \sqrt{D_L D_{Lip}}}$$
(4-11)

ここで, c'は定数である.

以上の議論より、気流による液膜微粒化における、液膜の振動周波数 fLon と液膜の振動波長λLon の相関式を各々式(4-11)と式(4-9)の通り提案した.これら相関式の妥当性検証は後節で行う.

## 4.3. 実験装置および実験条件

実験装置および可視化計測方法は,第2章2.2節で解説した通りである.並行 気流式平面液膜噴射弁 [54]を大気圧リグまたは高圧噴霧試験装置 [76]に取り付 け実験を行った.通常は大気圧リグを用いて実験を行い,高雰囲気圧下における 実験のみ高圧噴霧装置を用いた.高速度カメラを用いた透過光撮影により,平面 液膜流を可視化した.撮影速度は基本を 6504 fps (サンプリング周期は 154 µs)と し, V<sub>G</sub>が速い条件では,8000 fps まで撮影速度をあげて撮影を行った.露光時 間は 10 µs,48 x 48 mm の領域を 512 x 512 pixel で撮影し,90 µm/pixel の空間解 像度で撮影した.

液体物性値の影響を調べるため、物性値の異なるケロシンと純水を液相として用いた.純水の物性値はデータベース [47]を、ケロシンの物性値はZheng らの論文 [90]を参照した.実験条件を Table 4-2 に、液体温度 T<sub>L</sub>=283,288,323 K における液相の物性値を Table 4-3 に示す. D<sub>L</sub> が 0.2,0.5 mm, D<sub>Lip</sub> が 0.2, 0.4 mm, D<sub>G</sub> が 3.0 mm の噴射弁を用いた. V<sub>L</sub> は 0.7 < V<sub>L</sub> < 3.8 m/s, V<sub>G</sub> は 15 < V<sub>G</sub> < 75 m/s の範囲で変化させた.

	I		
Parameter	Values	Parameter	Values
Lip thickness D <sub>Lip</sub> [mm]	0.2, 0.4	Ambient pressure P <sub>a</sub> [MPa]	0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4
Liquid sheet width $D_L$ [mm]	0.2, 0.5	Gas velocity $V_G [m/s]$	$15 < V_G < 75$
Air channel width D <sub>G</sub> [mm]	3.0	Liquid velocity $V_L \left[ m/s \right]$	$0.7 < V_L < 3.8$
Liquid temperature T <sub>L</sub> [K]	283, 288, 323		

**Table 4-2 Experimental condition** 

Liquid (T <sub>L</sub> =288 K)								
	Water			Kerosene				
Density	Viscosity	Surface tension	Density	Viscosity	Surface tension			
$\rho  [kg/m^3]$	µ [mPa∙s]	$\sigma$ [mN/m]	ρ [kg/m <sup>3</sup> ]	µ [mPa∙s]	$\sigma$ [mN/m]			
999	1.1	74	784	1.3	28			
Water								
_	$T_L=283$	K		T <sub>L</sub> =323 K				
Density	Viscosity	Surface tension	Density	Viscosity	Surface tension			
ρ [kg/m <sup>3</sup> ]	µ [mPa∙s]	σ [mN/m]	ρ [kg/m³]	µ [mPa∙s]	$\sigma$ [mN/m]			
1000	1.3	74	988	0.5	68			

#### Table 4-3 Fluid properties of liquids [47, 90]

気相密度 $p_G$ の影響を調べるため、雰囲気圧  $P_a$ を 0.1~0.40 MPa の範囲で変化させた. 液相の粘性係数 $\mu$ Lの影響を抽出して調べるため、純水の温度  $T_L$ を 283K から 323K まで変化させた. 純水の加熱と温度調整はサーモスタット付パイプヒーター (加島製, WPS-110, 最高 1000W)を用いて行った. タンク内の水温とノズルから噴射された直後の水温を計測し、両者の差は最大 2.0 K であることを確認した. 室温は 293 K, 純水またはケロシンの標準温度  $T_L$ は 288±5 K である.

Fig. 4-1(a) 中の, 周期的に横波が通過する白線上の平均輝度値の時系列データ (Fig. 4-1(b)) を FFT 解析し (Fig. 4-1(c)), 液膜の振動周波数 fLon を求めた. この ときの最大周波数分解能は 25.4Hz とした.



Fig. 4-1 A sample of FFT analysis to calculate oscillation frequency fLon

本例では、356 Hz と 686 Hz の周波数が存在する. そのうち 356 Hz が卓越して おり、もう一方は高調波であるため除外する. Fig. 4-2 からもわかるように、こ の計測法では、取得される周波数は半波長  $1/2\lambda_{Lon}$ に対応するため、周波数は  $2f_{Lon}$ となる. そこで、本例での  $f_{Lon}$ は 178 Hz となる.



Fig. 4-2 Light-dark of liquid film

## 4.4. 結果と考察

#### 4.4.1. 可視化

V<sub>L</sub>=0.7 m/s, V<sub>G</sub>=23 m/s, 大気圧条件下における水膜微粒化過程の正面図と側 面図を Figs.4-3 (a), (b)にそれぞれ示す. ただし, 正面図と側面図はそれぞれ独立 して撮影したものである.



正面図と側面図における図中赤線は、横波を示している.正面図によると、横 波が周期的に形成され、横波と横波の間に縦波が形成されることがわかる.側面 図によると、液膜は噴射弁直下では滑らかな界面を有しており、時間経過に伴っ て KH の不安定性により大きく振動することがわかる.大きく振動した液膜は, 空気流路直下で気流に曝され,RT の不安定性 [91,92]に誘起されてバッグがで きる.この条件では,噴射弁から 15 mm 下流ではすでにバッグの分裂がはじま っていることが確認できる.Fernandez ら [50]は,微粒化様式を MFR で整理で きると結論付けており,MFR が 0.5 以下の条件では Cellular Break-up [49]が生じ ると報告した.そこで,MFR を用いて液膜画像を整理した,純水とケロシンの 微粒化過程の正面図を Fig.4-4 に示す.MFR が一定であっても V<sub>L</sub>や液体の種類 が異なると液膜の微粒化様式や振動波長は明らかに異なる.MFR が 0.5 以上 (MFR=0.7 など)であっても特に低 V<sub>L</sub>(V<sub>L</sub>=0.75 m/s)では明らかに Cellular Break-up が生じており,MFR だけでは微粒化様式を整理できないことがわかる.そこで これ以降は,V<sub>G</sub>と V<sub>L</sub>を用いて微粒化様式を整理し,どの因子が液膜の微粒化過 程に影響を与えるか系統的に調べた.



Fig. 4-4 Flow patterns of kerosene and water based on momentum flux ratio (P<sub>a</sub>=0.1 MPa, D<sub>L</sub>=0.5 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm)

気相密度pgが液膜の振動特性に与える影響を調べるために、雰囲気圧力 Paを 変化させて可視化実験を行った. Pa=0.15~0.40 MPa における水膜の正面図を Fig. 4-5 に示す.液膜の振動波長 $\lambda_{Lon}$ は Vgが大きくなるにつれて短くなり、VLが大 きくなるにつれて長くなる.また、Vgは VLよりも十分に大きいため、高 Vg条 件では、VLが微粒化様態に与える影響は相対的に小さくなる.雰囲気圧 Paが大 きいと、pgが大きくなり、気液密度比pL/pgが小さくなるため、KHの不安定性 が増長される.可視化画像からも、Pa すなわちpg が大きいと、Vg が小さくて も液膜が細かく振動して、短距離間で微粒化する傾向を示している.



Fig. 4-5 Effect of ambient pressure P<sub>a</sub> on flow pattern of water sheet (D<sub>L</sub>=0.5 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm)

噴射弁形状が液膜の微粒化過程に与える影響を調べるために、噴射弁の噴射 口先端の液膜厚さ  $D_L$ , リップ厚さ  $D_{Lip}$ を変えた可視化実験を行った.大気圧 条件下で  $D_{Lip}$ が 0.2, 0.4 mm,  $D_L$ が 0.2, 0.5 mm における水膜微粒化過程の正面 図を Fig. 4-6 に示す.  $D_{Lip}$ が 0.2 mm および 0.4 mm における $\lambda_{Lon}$ を比較すると,  $D_{Lip}=0.4$  mm での $\lambda_{Lon}$ のほうがわずかに長い.  $D_L$ が 0.2 mm および 0.5 mm での 水膜微粒化の正面画像 (Fig. 4-6 (b))を比較すると、同 V<sub>G</sub> であれば  $D_L=0.2$  mm 条件での微粒化が促進していることがわかる. これは、液体のもつ運動量が 2/5 に減少するためであると考えられる.



(a) Effect of  $D_{Lip}$  ( $D_L=0.5 \text{ mm}$ ) (b) Effect of  $D_L$  ( $D_{Lip}=0.2 \text{ mm}$ ) Fig. 4-6 Effects of  $D_L$  and  $D_{Lip}$  on flow pattern of water sheet ( $P_a=0.1 \text{ MPa}$ )

前章の数値実験により、液膜のレイノルズ数が数百程度の条件では、気流に誘起されて振動する液膜挙動に気液の粘性が影響を与えないことを示した.しかし、幅広い気液の実験条件において、同様の傾向を示すかどうかは確認されていない.そこで、液膜の振動特性を考えるにあたり、液体の粘性係数 $\mu$ L,つまり $\delta$ Lの影響を本当に無視することができるかを明らかにするため、水温を変えた可視化実験を行った.水温 T<sub>L</sub>=283,323 K での液膜微粒化過程の正面図を Fig.4-7 に示す.



Fig. 4-7 Effect of T<sub>L</sub> on flow patterns of water sheet (P<sub>a</sub>=0.1 MPa, D<sub>L</sub>=0.5 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm)

Table 4-3 に示すように、水温 T<sub>L</sub>の変化が表面張力 $\sigma$ に及ぼす影響は小さいが、 液相粘性係数 $\mu_L$ に及ぼす影響は大きい. T<sub>L</sub>が 283 K から 323 K に増加すると、  $\mu_L$ は 1.3 x 10<sup>-3</sup> Pa·s から 5.5 x 10<sup>-4</sup> Pa·s に減少する. Fig. 4-7 の V<sub>G</sub>=20 m/s (上段), V<sub>G</sub>=34 m/s (下段)ともに T<sub>L</sub>が 40 K 変化してもその影響は顕著には見られない. よって、 $\mu_L$ が 2 倍以上異なっていても、微粒化様態には影響が見られないこと が確認できた.

#### 4.4.2. 液膜振動周波数 f<sub>Lon</sub>の計測結果

液相密度 $\rho_L$ が大きく異なるケロシンと純水の高速度画像を画像処理し,各条件の液膜進行方向の振動周波数 fLon を求めた.気流流速 VG と fLon の関係を Fig. 4-8 に示す.ケロシン,水ともに VG が大きくなるにつれて fLon はほぼ比例して 大きくなっている. $\rho_L$ が小さいケロシンの fLon は VG によらず純水の fLon よりも 高い.また, VL が変化しても fLon が変化しないことから, fLon は VL に依存しな いことがわかる.つまり,同じ液体の物性値であれば,液相速度 VL に関係なく, fLon が決まる.以上より,気液物性値である $\rho_L$ は fLon に明らかな影響を及ぼすこ とが確認できた.



(Pa=0.1 MPa, DL=0.5 mm, DLip=0.2 mm)

水膜微粒化過程の側面図を Fig. 4-9 に示す.気流によって波の速度が加速されている場合、 $V_G >> V_L$ のため、縦波長の長さは  $V_L$ の影響を受けないが、 $V_L$ が大きくなると縦波長が長くなっている.よって、波の速度は気流によってさほど加速されず  $V_L$ と比較的近いことがわかる.気液の相互作用は  $V_G$ が大きくなることにより促進する.



Fig. 4-9 Side views of water sheet to show the effect of  $V_L$  on  $\lambda_{Lon}$  (P<sub>a</sub>=0.1 MPa, D<sub>L</sub>=0.5 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm)

Squire [39]や Park ら [89]は非粘性流体の線形安定性解析により, λ<sub>Lon</sub> に関する 次の相関式を示した.

$$\lambda_{Lon} \approx \frac{4\pi\sigma}{\rho_G (V_G - V_L)^2} \tag{4-12}$$

Villermaux [88]や Marmottant [38]らは高ウェーバー数条件を対象とし、境界層 厚さを考慮したうえで、同軸噴射弁から噴射される液柱の $\lambda_{Lon}$ に関する次の相関 式を理論的に導出した.

$$\lambda_{Lon} \sim \frac{5.6}{1.5} \frac{2\pi}{\rho_G} \sqrt{\frac{\rho_L \mu_G D_G}{V_G}} \tag{4-13}$$

式(4-12)によると、 $\lambda_{Lon}$ は( $V_G$ - $V_L$ )<sup>2</sup>に反比例する. $V_G$ >> $V_L$ であるため、 $\lambda_{Lon}$ は  $V_G^2$ に比例するはずである.しかし、Fig. 4-8 の f<sub>Lon</sub>は  $V_G^2$ ではなく、 $V_G$ に比例 している.また、式(4-9)によると、リップ下部に形成される後流の影響によって、 $\lambda_{Lon}$ は  $V_G^2$ ではなく  $V_G$ に反比例している.

式(4-13)では、 $D_L や D_{Lip}$ などの噴射弁幾何形状の影響が $\lambda_{Lon}$ に考慮されておらず、 $\lambda_{Lon} の V_L$ 依存性が考慮されていない一方で、 $D_G や \mu_G が \lambda_{Lon}$ に及ぼす影響は考慮されている.同軸噴射弁から噴射される液柱の径が 1 mm のオーダであるの

に対して, エアーブラストアトマイザーで使用される液膜厚さは 100 µm のオー ダである.このように,本研究で提案した相関式(4-9)と先行研究で提案されてい る相関式(4-13)は,扱う液体のスケールが大きく異なるため,両相関式の傾向が 大きく異なっていると考えられる.

各雰囲気圧  $P_a$ における  $V_G$  と  $f_{Lon}$ の関係を Fig. 4-10 に示す.  $P_a$ が大きいと  $f_{Lon}$  は大きい. これは、 $P_a$ が高いと $\rho_G$ が大きくなり、気流が液膜に与える影響が相対的に大きくなるためである.また、この結果は式(4-11)と同じ傾向を示している.



Fig. 4-10 Effect of gas density pG on fLon (DL=0.5 mm, DLip=0.2 mm, water)

 $D_L \ge D_{Lip}$ が液膜の振動周波数に与える影響を調べるため、異なる  $D_L$ 、 $D_{Lip}$ における  $V_G \ge f_{Lon}$ の関係を Fig. 4-11 に示す.  $D_L$ が小さいと、 $f_{Lon}$ が大きいことがわかる. これは Lozano ら [53]の結果とも一致する. また、 $D_{Lip}$ が小さくなると、 $f_{Lon}$ は大きくなることがわかる.



Fig. 4-11 Effects of D<sub>Lip</sub> and D<sub>L</sub> on f<sub>Lon</sub> (P<sub>a</sub>=0.1 MPa, water)

2 種類の水温 T<sub>L</sub>=283, 323 K における f<sub>Lon</sub> と V<sub>G</sub>の関係を Fig. 4-12 に示す.水 温が 283 K から 323 K まで変化すると、 $\sigma$ はほぼ一定のまま、 $\mu$ L が  $1.3x10^{-3}$  から 5.5x10<sup>-4</sup> Pa·s まで大きく変化するにも関わらず、 $\mu$ L の変化が f<sub>Lon</sub> に及ぼす影響 を確認できないほど小さい.以上より、本研究対象では、 $\mu$ L の変化が f<sub>Lon</sub> や微粒 化過程に与える影響は無視できることが明らかになった.



Fig. 4-12 Effect of T<sub>L</sub> on f<sub>Lon</sub> (P<sub>a</sub>=0.1 MPa, D<sub>L</sub>=0.5 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm, water)

### 4.4.3. 液膜振動波長および振動周波数に関する相関式の妥

#### 当性検証

これまでの計測結果を用いて,液膜の振動波長 $\lambda_{Lon}$ および振動周波数 fLon に関して,本章で新しく提案した相関式の妥当性を検証する.最小二乗法を用いて, 計測結果と相関式のフィッティングを行うことで,両相関式の比例係数 c と c' を求めた.これまで計測した全計測結果を元に,V<sub>G</sub> と $\sqrt{\rho_L/\rho_C}\sqrt{D_L D_{Lip} f_{Lon}}$ の関係 を Fig. 4-13 に示す.噴射弁の幾何形状および気液の物性値のうち,本研究で抽 出した主要な支配因子の影響をすべて考慮した液膜の振動周波数 fLon の相関式 (4-11)は, c'を 0.095 とすると,漸近的標準誤差は 1.2%,相関係数は 0.96 であり, 測定値とよく一致した.よって,最終的な fLon の相関式は式(4-14)で表すことが できると結論付けた.

$$\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}}\sqrt{D_L D_{Lip}} \mathbf{f}_{Lon} = 0.095 V_G \tag{4-14}$$



Fig. 4-13 Normalization of frequency with all experimental data

次に、 $\lambda_{Lon}$ の相関式の評価を行う. Lozano らの相関式(4-3)を用いて $\lambda_{Lon}$ を高精 度に予測できるかを調べるため、 $\sqrt{MR} \geq \lambda_{Lon} / \sqrt{D_L D_G}$ の関係を Fig. 4-14 に示す. 相関式(4-3)は、 $\lambda_{Lon}$ を過大評価しているうえ、噴射弁の幾何形状のうち  $D_L$ が変 わると、Lozano らの相関式で液膜微粒化の $\lambda_{Lon}$ を予測することができないこと が確認できた.

最後に、本章で提案した $\lambda_{Lon}$ に関する相関式(4-9)の妥当性を調べるため、本実験で得られた $\lambda_{Lon}/D_{Lip}$ と1/ $\sqrt{MR_{Lip}}$ の関係をFig.4-15に示す.c=14.3としたときの漸近的標準誤差は1.7%、相関係数は0.92である、測定値と相関式は非常によく一致しており、相関式の妥当性を確認することができた、したがって、気液の物性値および噴射弁の幾何形状のうち、支配的な因子をすべて考慮した無次元波長の相関式(4-15)の妥当性を確認することができた。

$$\frac{\lambda_{Lon}}{D_{Lip}} = \frac{14.3}{\sqrt{MR_{Lip}}} \tag{4-15}$$



Fig. 4-14 Comparison of our experimental result and Lozano's correlation



Fig. 4-15 Non-dimensionless wavelength  $\lambda_{Lon}$  /  $D_{Lip}$  with lip momentum ratio MR<sub>Lip</sub>
## 4.5. 結言

本章では、気流による液体微粒化に関する先行研究をもとに、液膜の振動特性 に関して議論し、fLonおよびλLonの相関式を提案した.さらに、平面液膜式気流 微粒化噴射弁を用いて可視化実験を行い、VG、VL、ρL、ρG、μL、DL、DLipが液膜 の初期変形過程および一次微粒化現象に及ぼす影響を調べ、以下の結論を得た.

- (1) 気流による液膜の微粒化様式は,先行研究で提示された MFR のみで分類す ることができない複雑な現象である.
- (2) 本実験の範囲では、液相粘性係数μL が液膜の振動周波数 fLon や振動波長λLon に及ぼす影響は小さく、μLの影響を無視することができる.
- (3) 気相の境界層厚さを D<sub>Lip</sub> とみなすことで、リップ厚さを代表長さとしたリッ プ運動量比 MR<sub>Lip</sub> を新たに提案し、この無次元数が液膜振動特性の主な支配 因子であることを示した..
- (4) 気液物性値および噴射弁の幾何形状の主要な支配因子を抽出して $\lambda_{Lon}$ の無次 元相関式  $\frac{\lambda_{Lon}}{D_{Lip}} = \frac{14.3}{\sqrt{MR_{Lip}}}$ および  $f_{Lon}$ の相関式  $f_{Lon} = \frac{0.095V_G}{\sqrt{\rho_L/\rho_G}\sqrt{D_LD_{Lip}}}$ を提案し,実験結果との比較によって,これらの相関式が妥当であることを確認した.

# 第5章 スパン方向振動機構と横波長の 予測

### 5.1. 緒言

噴射弁より噴射される液体燃料のスパン方向振動が噴霧特性に与える影響は 大きい [38, 93, 94]. そのため,これまで様々な噴射弁を対象に,スパン方向振 動によって発生する横波長の計測やその予測モデルの提案がなされている.プ レフィルミング型の噴射弁を用いた研究では,線形安定性解析による横波長の 予測結果と可視化計測による横波長の計測結果の比較が行われた [93,94].この 線形解析に基づくモデルは,Kelvin-Helmholtz (KH)の不安定性に誘起されてでき る液膜の波頭に気流が衝突し,液膜の波頭が受ける抗力により生じる加速運動 に起因する Rayleigh-Taylor (RT)の不安定性によって横波長が形成されるという, 可視化計測実験による知見をもとに構築された [93, 95, 96].同軸噴射弁を用い た研究でも,横波長の計測およびその予測モデルの提案が行われている.噴射弁 から噴射された液柱の表面は,せん断による不安定性により長手方向に起伏し, その過程で生じる液柱半径方向への加速運動に誘起された RT の不安定性によ って,液柱の周方向に横波長ができることが理論解析と可視化計測により報告 された.

以上のように,様々な噴射弁を対象として,横波長の計測と予測が行われており,その多くが RT の不安定性によるものであると報告されているが,横波長形成に効果的な液膜の加速運動は噴射弁によってそれぞれ異なっている.平面液膜式気流微粒化噴射弁を用いた研究では, Fernandez ら [50]が横波長の計測を行い,表面張力,MFR と We 数を用いたフィッティングに基づく横波長の相関式を提案したが,スパン方向の振動機構は依然明らかになっていない.

そこで本章では、まず液膜の詳細高速度撮影を行うことで、どの加速運動が横 波長形成に強く影響を与えるかを明らかにする.次に、スパン方向の振動機構に ついて考察し、横波長 λ<sub>tra</sub>の予測モデルを提案する.最後に、大気圧条件および 高雰囲気圧条件下における平面液膜流の微粒化過程の可視化実験を行い、気液 密度ρ<sub>G</sub>、ρ<sub>L</sub>、表面張力σ、気液流速 V<sub>G</sub>、V<sub>L</sub>、液膜厚さ D<sub>L</sub>、リップ厚さ D<sub>Lip</sub>が液 膜の横波長λ<sub>tra</sub>に与える影響を系統的に調べ、提案する横波長予測モデルの検証 を行う.

## 5.2. 実験装置および実験条件

実験装置および可視化計測方法は第2章の2.2節で解説した通りである. 平面 液膜式燃料噴射弁を大気圧リグまたは高圧噴霧試験装置に取り付けて実験を行 った. 前章と同様,通常は大気圧リグを用いて実験を行い,高雰囲気圧下におけ る実験のみ高圧噴霧装置を用いた. どの条件においても透過光撮影を行った. 横 波長を計測するために行った実験では,48 x 48 mmの撮影領域を512 x 512 pixel で撮影し,90 µm/pixel の空間解像度とした. 液膜の挙動を詳細に可視化するた めに行った実験では,Fig. 2-7 のように光学系に対して液膜を斜め45 度に傾け ることで,立体的に液膜挙動を捉え,15.6 x 15.6 mmの撮影領域を512 x 512 pixel で撮影した. このときの空間解像度と撮影速度はそれぞれ 30 µm/pixel, 6504~8102 fpsとした.

実験条件を Table 5-1 に示す.物性値の異なる純水とケロシンを液相として用いた.噴射弁の液膜厚さ  $D_L$ は 0.2, 0.5 mm, リップ厚さ  $D_{Lip}$ は 0.2, 0.4 mm を用いた.気流厚さ  $D_G$ は 3.0 mm である. $V_G$ は 15 <  $V_G$  < 75 m/s,  $V_L$ は 0.7 <  $V_L$  < 3.8 m/s の範囲で変化させた.雰囲気圧  $P_a$ を 0.1~0.4 MPa の範囲で変化させた.室温は 293K,純水またはケロシンの温度を 288±5 K とした.

Parameter	Values	Parameter	Values
Lip thickness D <sub>Lip</sub> [mm]	0.2, 0.4	Ambient pressure P <sub>a</sub> [MPa]	0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4
Liquid sheet width $D_L$ [mm]	0.2, 0.5	Gas velocity $V_G [m/s]$	$15 < V_G < 75$
Air channel width D <sub>G</sub> [mm]	3.0	Liquid velocity V <sub>L</sub> [m/s]	$0.7 < V_L < 3.8$
Liquid temperature T <sub>L</sub> [K]	288		

**Table 5-1 Experimental condition** 

大気圧条件における, ケロシン, V<sub>L</sub>=1.09m/s, V<sub>G</sub>=19.8m/s, D<sub>L</sub>=0.5 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm の可視化結果を例として, 横波長の定義および解析方法について解説する. Fig. 5-1 に示すように, 可視化した 1 列目と 2 列目の横波間にできた皺と皺の間 隔一つ一つが横波長であり, これら波長を整理する. 撮影した画像群より, 詳細 に横波長があらわれている画像をランダムに選択する. Fig. 5-2 に示すように, 一列目と二列目の横波間に引いた赤色直線上の輝度値を取得する. 赤色直線上 左端を原点としたとき, その原点から直線上の各点までの距離を横軸に, 赤色直線上の輝度値を縦軸として Fig. 5-3 に示す. Figs. 5-2, 3 より, 画像上の皺の中心 とグラフ中の輝度値の跳ね返りが一致していることがわかる. これら皺と皺間 の距離をそれぞれ計測し, その平均値を横波長とした. 本画像では合計 5 つの 波を計測し, その平均値が 4.6 mm となった. 計測結果のばらつきを適切に扱う ため、ランダムに選んだ画像から同様の計測を10回程度行い、その平均値を横 波長とする.



Transversal wavelength  $\lambda_{tra}$ Fig. 5-1 Definition of transversal wavelength  $\lambda_{tra}$ 



Fig. 5-2 Acquisition of luminosity value on a straight line (for  $\lambda_{tra})$ 



Fig. 5-3 Luminosity value on the straight line (for  $\lambda_{tra})$ 

# 5.3. 結果と考察

#### 5.3.1. 可視化

液膜に不安定波が形成されるスパン方向振動機構は,液膜の加速運動に起因 する RT の不安定性によるものであると考えられる.そこで,気流を伴う液膜に 働く加速運動について検討する. VL=1.0 m/s, VG= 30 m/s, DL=0.5 mm, DLip=0.2 mm,大気圧条件下における水膜微粒化過程を拡大撮影して得た詳細連続画像を Fig. 5-4 に示す.赤線 A 部は液膜が屈曲して光が透過しない状態にあり,この屈 曲した液膜部分が気流に曝されることで,袋状のバッグになりついには分裂す る. 一方,黄丸 B 内で確認できる皺はバッグの付け根部分にあり,バッグが分 裂すると,この皺に沿ってリガメントができる.液膜が蛇行変形をはじめた直後 ですでに(Figs. 5-4 (a), (b)),うっすらとした皺を図中の B 部で視認することがで き,時間が経過するにつれ,皺がくっきりとして見えてくる.このように,バッ グの形成前,つまり気流が液膜に衝突する際に生じる加速運動が卓越する前に, KH の不安定性による加速運動に誘起されて横波長が形成することがわかる.

次に、KHの不安定性以外の加速運動による液膜スパン方向の振動機構を調べる. 液膜にバッグが形成されるとき、液膜は気流より受けた抗力によって加速運動する. D<sub>L</sub>が 0.5 mm から 0.2 mm に小さくなると、その加速運動の加速度が 2.5 倍と顕著に大きくなる. そこで、D<sub>L</sub>が小さい条件である V<sub>L</sub>=1.65 m/s, V<sub>G</sub>= 20 m/s, D<sub>L</sub>=0.2 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm, 大気圧条件下における水膜微粒化過程の連続画像を Fig. 5-5 に示す. 液膜は KH の不安定性によって大きく振動し、その際にできた 皺と皺の間でバッグができている. Fig. 5-5 の赤丸の下流では、バッグの伸長に 合わせて皺ができているが、Fig. 5-5 (a) の赤丸内では皺を確認することはでき ない. しかし、時間の経過につれて、気流に曝された液膜部にできた皺は、上流 まで伸び赤丸内でも確認することができる. このように、KH の不安定性の加 速運動によってできた皺と皺の間のみでバッグができるだけではなく、それら 皺間の距離が長い場合、気流が液膜に衝突する際に生じる加速運動に起因して、バッグの形成段階で新たな皺ができ、より小さなバッグができることで、一つの バッグが二つのバッグになることがあることがわかった.

以上より,液膜微粒化では,KHの不安定性および抗力による加速運動の二種類の加速運動が主としてスパン方向振動特性に強く影響を与えることが可視化よりわかった.そこで,本章ではKHの不安定性および液膜が気流により受ける抗力により生じた加速運動に起因するRTの不安定性理論に基づいてλ<sub>tra</sub>に関する相関式を提案する.



(e) t = 0.99 ms (f) t = 1.23 msFig. 5-4 Liquid film deformation near the tip of injector



(c) t = 0.615 ms (d) t = 0.922 msFig. 5-5 Effect of aerodynamic force caused by the impact of air flow on transversal wave formation
(atmospheric pressure, V<sub>L</sub>=1.65 m/s, V<sub>G</sub>= 20 m/s, D<sub>L</sub>=0.2 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm)

#### 5.3.2. 線形安定性解析による横波長予測モデルの提案

前節での可視化より,噴射弁から噴射された液膜は,気流に誘起されて KH の 不安定性により液膜が振動し,横波長がこの加速運動によって形成される.その 横波長が長い場合,気流が屈曲した液膜に衝突した際に生じる抗力による加速 運動によって新たに横波長が形成されることが確認された.そこで,これら加速 度に起因する RT の不安定性理論によって横波長が決まるとして,線形安定性解 析により横波長の予測モデルを構築する.

気流による燃料液膜流の初期変形過程を Fig. 5-6 に模式的に示す.初期変形過程において重要な因子であるλLon, λtra, KH の不安定性による加速度 aKH, 抗力に

より生じる加速度 aDrag の対応をそれぞれ示している. 噴射弁から噴射された液 膜は,周囲の気流との相互作用により 2 次元的に振動する. 前章における研究 により,液膜の縦波長を予測できるため,液膜振動の波数 k は次式によって求 めることができる.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_{Lon}}$$
(5-1)

Fig. 5-6 Behavior of liquid sheet oscillation

二次元液膜を噴射して生じる液膜振動の非対称波における線形安定性解析 [39]をもとに、流速  $V_L$ 、厚さ  $D_L$ 、液相密度 $\rho_L$ の二次元液膜流の上下に流速  $V_G$ 、 気相密度 $\rho_G$ の並行気流が噴射されている条件において、線形安定性解析を行う と、液膜振幅の成長率 $\omega_i$  KH は次式で表すことができる.

$$\omega_{i\_KH} = \frac{k\sqrt{\frac{\coth(kD_L)\rho_G}{\rho_L}}}{1 + \frac{\coth(kD_L)\rho_G}{\rho_L}} \sqrt{(V_G - V_L)^2 - \frac{\sigma k}{\rho_G} \left(1 + \frac{\coth(kD_L)\rho_G}{\rho_L}\right)}$$
(5-2)

液膜の変位量がリップ厚さ D<sub>Lip</sub> 程度となるとき,液膜は気流によって急加速 する.よって,このときの加速度 a<sub>KH</sub> は次式により与えられる.

$$a_{KH} = \omega_{i\_KH}^2 D_{Lip}$$

$$=\frac{k^2 \left(\frac{\coth(kD_L) \rho_G}{\rho_L}\right)}{\left(1+\frac{\coth(kD_L) \rho_G}{\rho_L}\right)^2} \left\{ (V_G - V_L)^2 - \frac{\sigma k}{\rho_G} \left(1+\frac{\coth(kD_L) \rho_G}{\rho_L}\right) \right\} D_{Lip}$$
(5-3)

ここで, σは表面張力である.

液膜振動の変位がリップ厚さを超え、ある程度大きくなると、気流が液膜に衝突するため、液膜はバッグを作りながら下流方向にも加速運動する.このとき液膜が気流から受けた抗力によって生じる加速度 aDrag は、液膜に働く抗力と液膜の質量の比により次式で表される [97,98].

$$a_{Drag} = \frac{1}{2} \frac{C_d}{D_L} \frac{\rho_G}{\rho_L} (V_G - V_L)^2$$
(5-4)

ここで、 $C_d$ は抗力係数である.先行研究 [99]によると、高レイノルズ数条件の とき、液滴微粒化実験により得られた  $C_d$ は 1.5 から 2.9 の範囲内でばらつきを もつ.同軸噴射弁を用いて研究を行った Varga ら [98]は、液柱の波頭に気流が衝 突する体系において、それら  $C_d$ の平均をとって  $C_d=2$  としたところ、加速度の 予測結果と計測結果が良好に一致した.そこで、本解析でも同様に  $C_d=2$  とした.

実際のガスタービンでは、燃料液膜は高圧条件下で噴射される.そこで、雰囲 気圧  $P_a$ が二種類の加速度  $a_{KH}$ ,  $a_{Drag}$ に及ぼす影響を調べるため、 $D_{Lip}=0.2$  mm,  $D_L=0.5$  mm,  $P_a=0.1, 0.4$  MPa での KH の不安定性による加速度  $a_{KH}$  と抗力による 加速度  $a_{Drag}$  をそれぞれ Fig. 5-7 に示す.  $P_a=0.1, 0.4$  MPa の両条件ともに、 $V_G$ が 小さい条件では  $a_{Drag}$ が  $a_{KH}$  よりも大きく、 $V_G$ が大きい条件では  $a_{KH}$ が  $a_{Drag}$  より も大きくなる.  $P_a$ が 0.1 MPa から 0.4 MPa に大きくなると、より低  $V_G$ 条件で  $a_{KH}$ は  $a_{Drag}$  よりも大きくなることがわかる. 以上より、本体系での液膜微粒化では、 高  $V_G$ では KH 不安定性の影響が非常に強くあらわれ、低  $V_G$ では抗力による加 速運動による影響と KH 不安定性の影響が拮抗することがわかる. また、実機条 件は高  $P_a$ 、高  $V_G$ であるため、KH の不安定性による影響が抗力による影響より も強いことがわかった.



Fig. 5-7 Comparison between acceleration by Kelvin-Helmholtz instability and that by aerodynamic force (atmospheric pressure, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm, water)

RT の不安定性理論に基づく最大不安定波長λ<sub>RT</sub> とその成長率ω<sub>i\_RT</sub> はρ<sub>L</sub>>>p<sub>G</sub> の ときそれぞれ式(5-5), (5-6)で与えられる [9].

$$\lambda_{RT} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{\rho_L a}}$$
(5-5)

$$\omega_{i\_RT} = \left(\frac{2}{3\sqrt{3}}\right)^{1/2} \left(\frac{\rho_L a^3}{\sigma}\right)^{1/4} \tag{5-6}$$

ここで, a は加速度である.

С

KHの不安定性による加速運動が主のとき,横波長は式(5-3),(5-5)より次式で 表される.

$$\lambda_{KH} = \frac{2\pi}{\omega_{i\_KH}} \sqrt{\frac{3\sigma}{\rho_L D_{Lip}}}$$
(5-7)

気流により液膜に働く抗力による加速運動が主にはたらくとき、横波長は式 (5-4), (5-5)から次式で表される.

$$\lambda_{Drag} = \frac{2\pi}{V_G - V_L} \sqrt{\frac{6\sigma D_L}{\rho_G C_d}}$$
(5-8)

横波長は、これら二種類の加速運動に誘起されてできた波長λ<sub>KH</sub> とλ<sub>Drag</sub> の間の 長さになると考えられる.液膜の変形過程の可視化によると、気流に誘起されて 複数の皺ができ、その皺間の距離が抗力による加速運動によってできる波長よ りも十分に長い場合、その皺間に新たな皺が一つできる.したがって、液膜の一 次微粒化過程の可視化結果をもとに、以下の条件で場合分けをすることで横波 長を予測する、液膜のスパン方向振動機構論に基づく横波長の予測モデルを提 案する.

$$\lambda_{tra} = c\lambda_{KH}$$

$$= \begin{cases} 0.5 & : if \quad \lambda_{KH} > 2\lambda_{Drag} \\ 1 & : otherwise \end{cases}$$
(5-9)

#### 5.3.3. 横波長の計測結果

液相密度 $\rho_L$ と表面張力 $\sigma$ が大きく異なるケロシンと純水の高速度画像を画像 処理し、各条件のスパン方向の波長である横波長 $\lambda_{tra}$ を求めた。横波長 $\lambda_{tra}$ と $V_G$ の関係を Fig. 5-8 に示す。横軸が $V_G$ 、縦軸が $\lambda_{tra}$ である。ケロシン、水ともに  $V_G$ が大きくなるにつれて、 $\lambda_{tra}$ が小さくなり、約1mm へ漸近する。また、両者の比較より、水の $\lambda_{tra}$ よりケロシンの $\lambda_{tra}$ が短く、 $\lambda_{tra}$ は液体の物性に左右されることがわかる。



Fig. 5-8 Effect of  $\rho_L$  and  $\sigma$  on transversal wavelength  $\lambda_{tra}$  (atmospheric pressure,  $D_L=0.5$  mm,  $D_{Lip}=0.2$  mm)

気相密度 $p_G$ が $\lambda_{tra}$ に与える影響を調べるために,雰囲気圧  $P_a$ を 0.10 MPa から 0.40 MPa まで段階的に変化させて可視化実験を行い,画像処理により $\lambda_{tra}$ を求めた.各雰囲気圧  $P_a$ における横波長 $\lambda_{tra}$ と  $V_G$ の関係を Fig. 5-9 に示す.  $P_a$  すなわ ち $\rho_G$ が大きいほど $\lambda_{tra}$ が短くなり,気体の密度の影響も考慮する必要があること がわかった.

 $D_L \ge D_{Lip}$ が $\lambda_{tra}$ に与える影響を調べるため、異なる  $D_L$ 、 $D_{Lip}$ における  $V_G \ge \lambda_{tra}$ の関係を Fig. 5-10 に示す. どの条件でも、 $V_G$ が大きくなるにつれて $\lambda_{tra}$ が小さくなり、1.2 mm に漸近することがわかる.  $D_{Lip}$ が変化しても $\lambda_{tra}$ にそれほど影響がない一方、 $D_L$ が小さくなると $\lambda_{tra}$ も小さくなっており、横波長の予測に液膜厚さ  $D_L$ も考慮する必要があることがわかった.



(atmospheric pressure)

#### 5.3.4. 横波長予測モデルの妥当性検証

横波長予測モデルの妥当性を調べるため、基本実験条件である  $D_L=0.5$  mm,  $D_{Lip}=0.2$  mm,大気圧条件下における水膜の横波長の計測結果および予測結果を Fig. 5-11 に示す. $V_L$ が異なる三条件を示している.本条件では、KHの不安定性 による横波長の予測結果 $\lambda_{KH}$ が計測結果とよく一致している.一方、抗力による 加速運動による横波長の予測結果 $\lambda_{Drag}$ は、高 $V_G$ 条件では計測結果と近い値を示 している一方で、低 $V_G$ 条件では計測結果よりも小さい値となっている.式(5-9) より求めた $\lambda_{tra}$ の予測値と横波長の計測値を比較すると、 $V_L=0.66$ m/sの条件で低 VGから高 VGまで適切に予測できている一方,その他の VL条件では VG <30 m/s で計測値より低く見積もってしまっている. Fig. 4-9 に示す水膜微粒化の側面図 からわかるように、VLが小さく、ないしは VGが大きくなるにつれ、短距離で微 粒化する.液膜が気流により引き伸ばされバッグができるとき、縦波長方向に液 膜が伸ばされるため、低 VG条件では、気流の噴射口厚さ DG に対してバッグが 大きくなり、結果として噴射弁から供給される空気流量が十分ではなく、抗力に よる加速度  $a_{Drag}$  が予測よりも小さくなっており、横波長の計測値が $\lambda_{KH}$  に近く なっていると考えられる.



Fig. 5-11 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths (atmospheric pressure, D<sub>L</sub>=0.5 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm, water)

 $D_L$ が小さい条件での横波長予測モデルの妥当性を調べるため、 $D_L=0.2$  mm、  $D_{Lip}=0.2$  mm、大気圧条件下における水膜の横波長の計測結果および予測結果を Fig. 5-12 に示す.  $V_L=1.2$  m/と  $V_L=3.8$  m/s における $\lambda_{KH}$  両者の値は大きく異なっ ており、 $V_L$ が $\lambda_{KH}$ に及ぼす影響が大きいことがわかる. 一方、 $V_L$ が大きく変化 しても $\lambda_{Drag}$ の大きさは変わらず、 $V_L$ が $\lambda_{Drag}$ に及ぼす影響は小さいことがわかる. 横波長の予測値 $\lambda_{tra}$ を見ると、抗力による加速運動によって新たな皺ができ、横 波長が短くなるという現象を、提案した予測モデルで十分に予測できている. し かし、低  $V_G$ 条件では、横波長の計測結果が $\lambda_{KH}$ 上にあり、 $\lambda_{tra}$ を過小評価する条 件もあった. 低  $V_G$ 条件では、縦波長 $\lambda_{Lon}$ は長く、形成されるバッグは大きくな り、バッグの大きさに対して、噴射弁から供給される空気流量が十分ではないと 懸念される. そのため先のケースと同様に、実際の  $a_{Drag}$ が予測値よりも小さく なっており、結果 $\lambda_{tra}$ が $\lambda_{KH}$ に近くなる条件が発生したと考えられる.



Fig. 5-12 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths (atmospheric pressure, D<sub>L</sub>=0.2 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm, water)

5.3.2 節で提案した横波長予測モデルを用いて,液相の物性値が異なる条件に おける $\lambda_{tra}$ を予測できるかを調べるため, $D_L=0.5 \text{ mm}$ , $D_{Lip}=0.2 \text{ mm}$ ,大気圧条件 下において,ケロシンを噴射して得た横波長の計測結果および予測結果を Fig. 5-13 に示す.低 V<sub>G</sub>条件における $\lambda_{tra}$ の計測結果は,抗力による加速運動の影響 を受けている条件が多く,何点かは $\lambda_{tra}$ を過小評価しているが,本予測モデルで 傾向を一定程度予測できている.高V<sub>G</sub>条件では, $\lambda_{tra}$ の計測結果は $\lambda_{KH}$ 上にあり, 本予測モデルによって,横波長を概ね良い精度で予測できている.



Fig. 5-13 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths (atmospheric pressure, D<sub>L</sub>=0.5 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm, kerosene)

リップ厚さが異なる条件においても横波長予測モデルが有効であるかを調べるため、 $D_L=0.5 \text{ mm}, D_{Lip}=0.4 \text{ mm}, 大気圧条件における水膜の横波長計測結果と予測結果を Fig. 5-14 に示す. どの横波長の計測結果も<math>\lambda_{KH}$ とよく一致している.  $V_L=1.49 \text{ m/s}, V_G=25 \text{ m/s}$ の条件を除き、式(5-9)による予測結果は計測結果とよく一致しており、リップ厚さが異なる条件においても本章で提案した横波長予測モデルが適用可能であることがわかる.



Fig. 5-14 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths (atmospheric pressure, D<sub>L</sub>=0.5 mm, D<sub>Lip</sub>=0.4 mm, water)

雰囲気圧が異なる条件においても横波長予測モデルが有効であるかを調べる ため、 $D_L=0.5 \text{ mm}, D_{Lip}=0.2 \text{ mm}, P_a=0.4 \text{ MPa}$ における横波長の計測結果および予 測結果を Fig. 5-15 に示す. どの  $V_L$ 条件においても、横波長の計測結果は $\lambda_{Drag}$ に 近い値を示しており、KH の不安定性の加速運動よりも抗力による加速運動がよ り強い影響をもっていることがわかる.高雰囲気圧条件における実験は、高圧チ ャンバー内に噴射弁を取り付け行ったため、大気圧実験に比べて気流の逃げ場 がないことから、大気圧条件下での実験結果に比べて高雰囲気圧条件下での実 験結果の方が抗力による加速運動の影響を強く受けていると考えられる. 横波 長の計測結果と予測結果を比較すると、低  $V_G$ 条件において多少のずれはあるも のの比較的良く一致している. 以上より、高雰囲気圧条件においても、横波長形 成の基本的な物理機構は大気圧条件と同様であり、ある程度の精度で横波長は 予測可能であることがわかった.

最後に、これまでの計測結果を用いて、横波長 $\lambda_{tra}$ の予測モデルの妥当性を検証する.これまで計測した全計測結果を元に、横波長 $\lambda_{tra}$ の計測結果と予測結果の関係を Fig. 5-16 に示す.また、 $\lambda_{KH} \ge \lambda_{Drag}$ の予測結果を合わせて示している.

λ<sub>KH</sub>は計測結果よりも大きく,λ<sub>Drag</sub>は計測結果よりも小さくなる傾向をもつ.横 波長の計測結果は、予測結果λ<sub>tra</sub>の±50%の範囲内にほとんど収まっている.横波 長の計測結果と予測結果の相関係数は 0.76 であり、噴射弁の幾何形状や気液の 物性値の双方を考慮した横波長の予測モデルでほどよく予測できている.



Fig. 5-15 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths (P<sub>a</sub>=0.4 MPa, D<sub>L</sub>=0.5 mm, D<sub>Lip</sub>=0.2 mm, water)



Fig. 5-16 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths for all experimental data

以上より,横波長は KH の不安定性による加速運動と液膜に働く抗力による 加速運動に基づく RT の不安定性理論によって横波長が形成されるという基本 的物理機構が妥当であることがわかった.さらに,そのメカニズムを基づいて提 案した横波長の予測モデルが妥当であることを確認することができた.これま で,他噴射弁で行われた従来の研究では,横波長の予測で修正係数を用いて予測 結果を修正する必要があった.しかし,本章で提案した横波長の予測モデルでは 修正係数などを用いず良好な予測をすることが可能となった.

ただし、 $V_G$ が小さい条件、つまり $\lambda_{tra}$ が大きい条件では予測精度が低下する傾向をもつ.これは噴射弁から供給される空気流量が少ないことに起因していると考えられる.本研究では、先行研究を参考にして $C_d$ を2とした.しかし、噴射弁から供給される空気流量をはじめ液膜の形状や気流のレイノルズ数、噴射環境によって $C_d$ の値は変化する.また、本論文では、KHの不安定性により複数の皺ができ、その皺間の距離、ここでは $\lambda_{KH}$ が $\lambda_{drag}$ よりも2倍長い場合、その皺間に新たな皺が一つできるとした.しかし実際には、皺が増える条件は $\lambda_{KH}$ のちょうど2倍ではなく、多少のばらつきを持つ.以上より、より精度よく横波長を予測する上では、 $C_d$ の取扱い方法の改良および皺が増える条件を明確にすることが求められる.

# 5.4. 結言

本章では、液膜初期変形過程の詳細撮影を行い、その可視化をもとに液膜に働く加速運動について議論して、入traの予測モデルの提案をした.次に、平面液膜流の微粒化過程の可視化計測結果をもとに、気液密度pg、pL、表面張力g、気液流速 VG、VL、液膜厚さ DL、リップ厚さ DLipが液膜の横波長入tra に与える影響を系統的に調べた.最後に、横波長の予測モデルの検証を行い、以下の結論を得た.

(1) Kelvin-Helmholtz (KH)の不安定性による加速運動に起因する Rayleigh-Taylor (RT)の不安定性により液膜に皺ができ,横波長が形成される.

(2) KH と RT の不安定性によりできた皺と皺の間に気流が衝突し, バッグができる.

(3) バッグの形成過程において, KH の不安定性によって形成された横波長が長い場合に, 液膜が気流により受ける抗力により生じる加速運動に起因した RT の 不安定性により, 新たな皺ができ, 横波長が短くなることがある.

(4) KH の不安定性による加速運動と液膜が気流により受ける抗力による加速運動に起因する RT の不安定性理論に基づき,修正係数などを用いない横波長λ<sub>tra</sub>の 予測モデルを提案し,その妥当性を確認した.

(5) 以上より,液膜微粒化では,KHの不安定性による加速運動と液膜が気流により受ける抗力による加速運動の二種類の加速運動が,液膜のスパン方向振動特性を支配する.

# 第6章 噴霧粒径の機構論的予測モデル の構築

### 6.1. 緒言

近年,低 NO<sub>x</sub>,低 CO<sub>2</sub>を実現するクリーンガスタービンエンジンの実現が求 められており,液体燃料噴霧の微粒化制御技術の確立が急務である.ガスタービ ンなどで広く用いられる気流微粒化式燃料噴射弁は設計因子を多数もっている. そのうち一つの設計因子を変化させると,他の複数の設計因子との相互作用に より噴霧の微粒化特性が複雑に変化するため,全ての設計因子の最適化は容易 ではない.そのため,現状では,多数の燃料噴射弁を試作し,その微粒化特性を 評価し,試行錯誤している.

通常,円環状に噴射される燃料液膜の3次元的で複雑な微粒化過程の可視化 は容易でないため,現象理解を目的とする平面液膜式燃料噴射弁が用いられて いる.平面液膜式燃料噴射弁より噴射された液膜は,気流に誘起されて初期変形 する.その後,変形した液膜は,気流によって引き伸ばされバッグとなる.バッ グが破裂することで,液糸や液滴へと一次微粒化し,遂には二次微粒化する.と ころが,従来研究では,このような液膜の初期変形過程を考慮せず,最終的な噴 霧粒径のみを計測評価する試みが一般的である[49,100].ゆえに,現象の発端 である液膜の初期変形過程から順に,一次微粒化,二次微粒化の素過程を理解し て微粒化現象をモデル化することで噴霧粒径を予測することが,機構論的微粒 化制御技術確立への第一歩になると考えられる.

本研究では、液膜が気流により変形する初期変形過程とその液膜が一次微粒 化する微粒化機構を詳細に調べ、液膜が分裂して液糸、液滴にいたるその微粒化 機構を明らかにする.加えて、明らかにした微粒化機構をもとに、噴霧粒径の機 構論的予測体系を構築する.最後に、液滴径の計測結果と構築した予測体系を用 いて予測した液滴径を比較し、予測体系の妥当性を検証する.

## 6.2. 実験装置および実験方法

Fig. 2-7 に示すように、液膜の噴射方向を軸として噴射弁を 45 度回転させる ことで、液膜挙動を立体的に捉えた.実験装置および実験方法は 2.2 節で述べた とおりである.ここでは、液膜厚さ  $D_L=0.5 \text{ mm}$  およびリップ厚さ  $D_{Lip}=0.2 \text{ mm}$ の平面液膜式気流噴射弁を大気圧リグに取り付け、液相に純水を用いて、大気圧 条件下で実験を行い、高速度撮影を行った.本撮影では、約 15.6 x 15.6 mm の領 域を 512 x 512 pixel の画素で透過光撮影し,空間解像度は 30 μm/pixel とした. 撮影速度は 8102 fps, 露光時間は 2~10 μs とした.

以下に示す二種類の方法を用いて,(i) バッグ分裂によってできる液滴群の粒 径,(ii)リガメントの分裂によってできる液滴群の粒径の計測を行った.(i)では, Table 2-1 に示したセッティングのもと,PDPA を行った.(ii)では,第4章で得た リガメントの形成分裂過程の高速度画像をもとに,液滴群の粒径を画像処理に より算出した.1 本のリガメントの分裂によってできる主液滴の個数は少ない. 一方,画像中には二次分裂して空中を浮遊する微小液滴が多数見られる.そこで, 1 枚の画像につき,粒径が大きい液滴のみを 20 個抽出して計測した.合計 6 枚 の画像で同様の処理を行い,リガメントから分裂してできる液滴を 120 個取得 し,その粒径を算出した.ただし,リガメントから放出される粗大液滴のほぼ全 てが非球形であるため,撮影した液滴の投影面積円相当径を液滴径とした.

本章での可視化画像をもとに、画像処理によってリガメントの直径を算出した.リガメントの直径は一定ではないため、1本のリガメントにつき、複数ヶ所において直径を計測し、その平均値を求めた.いくつかのリガメントで同様の処理を行い、それらの平均値をリガメントの直径とした.

#### 6.3. 微粒化機構

バッグの形成過程を調べる. 液膜流速  $V_L$ =1.0 m/s, 気流流速  $V_G$ =30 m/s, 大気 圧条件下における水膜微粒化過程の詳細連続画像を Fig. 6-1 に示す. 上下両図は 同一の画像であり,上図に各時刻における原画像を示した. 下図中には,バッグ の輪郭を赤線で,横波の位置を白線で示した. 時間刻み幅が 1/8102 s と小さいた め,各時刻での横波の位置変化は小さい. 一方,バッグの外形を見ると,バッグ が伸張する速度は横波の速度よりも極端に速い. 第 5 章によると,二種類の加 速運動に基づく Rayleigh-Taylor (RT)の不安定性により,初期変形後の液膜は液 膜のスパン方向にわたり振動する. このとき,RT の不安定性は,液膜両面では なく片面に働くため,液膜が薄くなる部分と厚くなる部分ができる. そのため, 液膜の厚くなった部分が皺となり,一方の液膜の薄くなった部分が気流に引き 延ばされ,バッグができると考えられる.



(e) t=0.49 ms Fig. 6-1 Formation process of a bag

次に、バッグの分裂過程について考察する. 一般的にイメージされるバッグ分 裂は、バッグが極限まで引き伸ばされた状態で破裂するものである.しかし、本 可視化実験の結果,多くの場合,バッグの液膜が極限まで伸びきる前に分裂する ことがわかった.そこで,極限まで液膜が引き伸ばされてバッグが分裂する場合 とそうでない場合の二種類の分裂パターンについて、可視化結果をもとに考察 する.

まず,バッグが大きく伸びて破裂する場合のバッグ分裂過程を示す.大気圧条 件下における, V<sub>L</sub>=1 m/s, V<sub>G</sub>=30 m/s で撮影したバッグの分裂過程の詳細連続画 像の一例を Fig. 6-2 に示す. 各時刻における上下の両図は同一の画像に基づいて いる.原画像を上図に示し、下図にバッグの輪郭を赤線で示した.バッグは時間 経過にともない下流方向に膨らみ,バッグが5mm以上下流方向へ伸びたところ で界面にしわが生じ、その直後にその付近に赤線で示した穿孔が生じ、バッグが 破裂している. バッグが大きく膨らんでいる状態の画像 Fig. 6-2 (d)から次の時刻 の画像 Fig. 6-2 (e)の間で,バッグに穿孔が生じ,短時間で穿孔が広がっている, つまり穿孔の液膜端は短時間で収縮している.



(a) t=0 ms

(b) t=0.49 ms (c) t=0.99 ms

Fig. 6-2 Typical bag break-up process

(d) t=1.48 ms (e) t=1.98 ms

次に、本研究で新たに発見された、バッグ部の液膜が伸びきる前にバッグが分 裂するバッグ分裂過程を示す. 大気圧条件下における V<sub>L</sub>=0.7 m/s, V<sub>G</sub>= 21 m/s で 撮影したバッグの分裂過程の詳細連続画像の一例を Fig. 6-3 に示す. Fig. 6-3 (b), (c)のように、バッグの成長段階において、バッグ下流を浮遊する液滴や液塊と 液膜が衝突する様子が確認できた. もちろん伸張していない, 薄くなる前の水膜 と液滴が小さな相対速度で衝突するだけでは水膜は分裂しない.しかし,ある程 度薄くなった状態,もしくは界面が乱された状態の薄膜と液滴等が衝突すると, Fig. 6-3 (d)のように衝突地点に穿孔ができる. その後, 穿孔の端部(リム)は, 非 常に小さい液滴を多数放出しながら,KH の不安定性によりできた縦波と RT の

不安定性によりできた横波の節に向かって収縮していく.この水膜の収縮は,表 面張力によってもたらされる波動現象であると考えられる.以上の観察により, ガスタービンで生じるバッグ分裂は,一般的に想像される,バッグが伸びきって 分裂するバッグ分裂ではなく,空間に飛翔している液滴等がバッグに衝突する などして,液膜が極限まで引き延ばされず分裂するパターンが支配的であるこ とがわかった.



Fig. 6-3 Bag break up process by droplets collision

バッグ穿孔後のリガメントの形成過程を解明するため、V<sub>L</sub>=1 m/s, V<sub>G</sub>=25 m/s, 大気圧条件下で撮影した連続画像の一例を Fig. 6-4 に示す.各時刻における上下 図は同一の画像である.上図の原画像に対し、下図では、スパン方向振動によっ てできる皺部を青色で、液膜の破断後にできるリムを赤色でそれぞれ示してい る.t=0 ms のとき、バッグの穿孔端のリムとリガメント形成前の皺が確認でき る.時間経過につれ、穿孔が広がっており、その過程で液滴化しなかった液体が 集まりリガメントができている.バッグは次々とできては分裂し、その都度リガ メントが形成される.そのため、バッグやリガメントより生じた液滴群は空間に 多数浮遊している.特に、バッグの破裂は、浮遊液滴や液塊が衝突しやすいバッ グの底面近くで穿孔が生じやすいことがわかった.





リガメントの分裂過程を解明するため、V<sub>L</sub>=1 m/s、V<sub>G</sub>=25 m/s、大気圧条件下 における連続画像の一例を Fig. 6-5 に示す. Fig. 6-5 (a)中の赤い矢印で示したリ ガメントは、リガメントの形成過程と並行して分裂し、多数の液滴列になってい る. このリガメントの分裂は Rayleigh の不安定性によるものであると考えられ る.



Fig. 6-5 Break up process of ligaments

以上,気流による液膜流の微粒化過程の素過程のうち,バッグとリガメントの 形成・分裂過程について述べた.可視化画像では,微粒化する液膜の立体形状や その空間配置がわかりにくい.そこで,気流に誘起された液膜微粒化過程の模式 図 (Fig. 1-13)に沿って,本研究で明らかになった素過程の解説を補足する.バッ グは噴射弁のスパン方向に沿って交互に形成されており,放出される液滴は噴 射弁直下中央付近に飛びやすくなる.リガメントAは皺の状態であり,この状 態では液滴が放出されることはない.バッグ分裂後,皺状のリガメントAはリ ガメントBとなり液滴を放出する.リガメントはバッグより下流に位置してお り,つまりバッグはリガメントAとBの間に伸びる.結果,バッグが伸びると, リガメント分裂後の液滴にあたって分裂しやすくなる.

バッグが破裂して穿孔ができたとき、バッグの破断端 (リム)は表面張力波に より一定の速度で移動し、穿孔が拡大する.4種類 $V_L \ge V_G$ の条件下における穿 孔の拡大速度 $V_{con}$ の計測値をFig.6-6に示す.可能な限り、リムがレンズと平行 に収縮していると思われる画像を選び、画像処理によってその速度を算出した. 同様の処理を各条件につき 30回行い、得られた速度の平均値を $V_{con}$ とした.た だし、バッグは曲率を持つため、最大 20~30%の誤差を含む可能性がある.ここ で、エラーバーは標準偏差を示している.  $V_G$ が大きいと、一つ一つのバッグの 大きさが小さくなり、その結果バッグの数が増え、画像上でリガメントとバッグ が重なり合って写ることが多くなり視認性が悪くなる.また、 $V_L$ が大きい場合、 液体流量が増え、同様に視認性が悪くなり、解析が困難となる.本解析の範囲で は、 $V_L=1$  m/s、 $V_G=35$  m/s よりも流速を速くすると、視認性が悪くなり、バッグ の破裂部分を確認できなくなった. Fig. 6-6 によると、どの条件でも  $V_{con}$  は 5 m/s 付近を中心にしてバラつきをもっており、概ね 5 m/s であることがわかる.ただ し、 $V_G$ が大きくなるにつれて、バッグの膨張速度が速くなるため、バッグが分 裂しやすい臨界厚さになるまでの時間も短くなる.そのため、低  $V_G$ に比べて高  $V_G$ では、破裂時の液膜厚さが薄くなる可能性が高くなると考えられる.バッグ 破裂時の液膜が薄いと、表面張力は強く働くため、 $V_{con}$ が上昇する可能性がある が、本結果ではその傾向は見られなかった.



以上より、本研究で計測できた V<sub>con</sub> はばらつきをもつが、その平均値はどの 条件もほぼ一定であった.そこで以降では、穿孔の拡大速度 V<sub>con</sub> は簡潔に次の ように与えることとする.

 Vcon~5 m/s
 (6-1)

 以上の液膜微粒化メカニズムをもとに,噴霧粒径予測モデルを構築する.

# 6.4. 気流に誘起される液膜微粒化の噴霧粒径モ

### デルの提案

第3章では、気液の物性値や燃料噴射弁の幾何形状などの諸因子が液膜の初 期変形過程に及ぼす影響について数値実験の結果をもとに明らかにした.第4章 では、気液の物性値や燃料噴射弁の幾何形状などの諸因子が、液膜の初期変形過 程と一次微粒化過程に及ぼす影響について議論し、液膜の縦振動機構を明らか にした.第5章では、それら諸因子が液膜の初期変形過程後のスパン方向振動 に及ぼす影響について議論し、液膜のスパン方向振動特性を明らかにした.前節 では、液膜のスパン方向振動に伴い形成される、バッグとリガメントの形成およ び分裂過程について明らかにした.

気流に誘起される液膜微粒化の噴霧粒径モデルを提案するにあたり,気流に 誘起される液膜流の微粒化過程の一連の流れを説明する.Fig.6-7に微粒化モデ ルの概念図を示す.まず,燃料噴射弁より液膜と気流が噴射される.液膜は気流 に誘起されて KH の不安定性により振動する.その後,KH の不安定性と気流に より液膜が受けた抗力による加速運動に誘起された RT の不安定性により,液膜 がスパン方向に振動することで横波ができる.その縦・横波長区間内の液膜が気 流をうけて伸長してバッグとなる.バッグがある程度伸張して,液滴または液塊 と衝突すると,バッグに穿孔が生じ,リムができる.リムは表面張力波により小 さな液滴を放出しつつリガメント(縦波)や横波方向に移動する.バッグの分裂後, リムの移動によりリガメントができ,リガメントが Rayleigh の不安定性によっ て分裂して大きな液滴が形成される.



Fig. 6-7 Break-up model of a liquid sheet induced air-flow

上述の微粒化過程の素過程を,以下の手順で各々予測し,最終的な噴霧粒径を 予測する.

- 縦波長λLon を予測
- ② 横波長λ<sub>tra</sub>を予測
- ③ 1個のバッグ形成に用いられる液体体積を予測
- ④ バッグ分裂により液滴群になる割合とリガメントになる割合を予測
- ⑤ バッグ分裂で生成される液滴径を予測
- ⑥ リガメント分裂で生成される液滴径を予測

液膜振動波長λLonは第4章で提案した次式を用いて算出する.

$$\lambda_{Lon} = \frac{14.3D_{Lip}}{\sqrt{MR_{Lip}}} \tag{6-2}$$

ここで、MRLip は本研究で提案したリップ運動量比であり、次式で定義した.

$$MR_{Lip} = \frac{\rho_G V_G^2 D_{Lip}}{\rho_L V_L^2 D_L}$$
(6-3)

横波長λ<sub>tra</sub>は第5章で提案した次式を用いて予測する.

$$\lambda_{tra} = c\lambda_{KH}$$

$$c = \begin{cases} 0.5 &: if \quad \lambda_{KH} > 2\lambda_{Drag} \\ 1 &: otherwise \end{cases}$$
(6-4)

ここで、λ<sub>KH</sub> とλ<sub>Drag</sub> は各々式(6-5)および(6-6)で求めることができる.

$$\lambda_{KH} = \frac{2\pi}{\omega_{i\_KH}} \sqrt{\frac{3\sigma}{\rho_L D_{Lip}}}$$
(6-5)

$$\lambda_{Drag} = \frac{2\pi}{V_G - V_L} \sqrt{\frac{6\sigma D_L}{\rho_G C_d}}$$
(6-6)

ここで、 $C_d$ は抗力係数であり、 $C_d=2$ とした.また、 $\omega_{i_{KH}}$ は次式により求めることができる.

$$\omega_{i\_KH} = \frac{k\sqrt{\frac{\coth(kD_L)\rho_G}{\rho_L}}}{1 + \frac{\coth(kD_L)\rho_G}{\rho_L}} \sqrt{(V_G - V_L)^2 - \frac{\sigma k}{\rho_G} \left(1 + \frac{\coth(kD_L)\rho_G}{\rho_L}\right)}$$
(6-7)

1個のバッグ形成に用いられる液体体積の予測を行う.バッグは縦波長のうち 半波長と横波長間の区間で形成される.これら区間内にできるバッグ一つあた りの液体体積 v は次式により求められる.

$$v = \frac{\lambda_{Lon}}{2} \lambda_{tra} D_L \tag{6-8}$$

次に、バッグ分裂により液滴群になる割合とリガメントになる割合を予測する.液膜に穿孔が生じ、バッグが分裂すると、リムが液滴を放出しながらバッグ は収縮し、バッグの端部にリガメントが形成される.このとき、バッグ分裂によ って放出される液滴群の体積を正確に予測することは困難である.本研究では、 液滴のバッグ分裂に関する Chou ら [101]の先行研究をもとに、この割合を求め た.液滴がバッグ分裂すると、液滴群にならず残った液体はリング状の液塊にな り、リング状に残った液体部はオーネゾルゲ数によらず、元のバッグ体積の 56% 程度の体積となることが示されている.よって、バッグ分裂後の液滴群体積を vB、リガメントの体積を vLi とすると、vB と vLi は式(6-9)、(6-10)で各々求めるこ とができる.

$$v_B = 0.44v \tag{6-9}$$

$$v_{Li} = 0.56v$$
 (6-10)

次に,バッグ分裂で放出される液滴群の平均粒径を予測するにあたり,まずバ ッグ分裂時の液膜の厚さを見積もる.液膜が収縮してリムができ,移動する液膜 断面の様子を Fig. 6-8 に模式的に示す.



Fig. 6-8 Contraction process of a rim by capillary wave

バッグに穿孔が生じると、その破断面は表面張力により丸まりリムができる. このとき、破断時の液膜厚さを 2r とすると、Taylor-Culick velocity の式 [102]より、その収縮速度  $V_{con}$ は一定の速度となり、次式で求めることできる.

$$V_{con} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L r}} \tag{6-11}$$

また、収縮速度 Vcon が一定になるまでの時間(過渡期間)transのオーダは次式で表すことができる.

$$t_{\rm trans} \sim O\left(\sqrt{\frac{\rho_L r^3}{\sigma}}\right)$$
 (6-12)

バッグに穿孔が生じてできた破断面では, Fig. 6-8 に示すように,表面張力に より破断後の液膜端部が丸まることでリムができる.その後,表面変形の波長毎 にくびれができ,この波長λ<sub>cap</sub>は次式で与えられる [102].

$$\lambda_{cap} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \mathbf{r} \tag{6-13}$$

バッグに穿孔が生じると、リムの収縮速度が一定になるまでの極短時間リムが加速運動する.このときのリムの加速度 aRim は Vcon と ttrans を用いて次の通りとなる.

$$a_{Rim} = \frac{V_{con}}{t_{\rm trans}} \tag{6-14}$$

液膜がバッグ分裂によって微粒化するとき,分裂時のバッグはおおよそ半楕円 体の形状をしている.可視化によると、バッグが分裂するとき、バッグは下流方 向に $\lambda_{Lon}$ の 2~3 倍程度伸長している.液膜が破裂した後、リムは初期加速度  $a_{Rim}$ の急加速期間を除き、向心加速運動する.向心加速度  $a_{Cent}$ のオーダを把握する ため、バッグが半径  $2\lambda_{Lon}$ の半球であると仮定し、液膜破断後のリム移動時の向 心加速度  $a_{Cent}$ を求める.その向心加速度  $a_{Cent}$ は次の式で表すことができる [103].

$$a_{Cent} = \frac{V_{con}^2}{2\lambda_{Lon}}$$
(6-15)

ここで、 $V_{con}$ は1 m/s のオーダ、 $\lambda_{Lon}$ は10<sup>-3</sup> m のオーダであることから、 $a_{cent}$ は 10<sup>4</sup> m/s<sup>2</sup> のオーダとなる.よって、 $a_{Cent} << a_{Rim}$  であることから、バッグの液膜破断直後では向心加速度を無視することができる.したがって、Fig. 6-9 に示すように、この加速運動に起因する RT の不安定性によりリムのスパン方向に波動が生じるのであれば、その波長 $\lambda_{Rim}$ は次式で求められる.

$$\lambda_{Rim} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{\rho_L a_{Rim}}} \tag{6-16}$$

以上より、リムの移動方向の波長であるAcap およびスパン方向の波長である

λ<sub>Rim</sub>がそれぞれ求められる.

これらリムの移動方向の振動によりできたくびれとスパン方向の振動により できたくびれで液膜が分断されて、1個の液滴が生成されるのであれば、次の式 により液滴一個あたりの体積 Vdrop\_ba を求めることができる.

$$V_{drop\_ba} = 2r\lambda_{Rim}\lambda_{cap} = 8\pi^2 r^2 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L a_{Rim}}}$$
(6-17)

この V<sub>drop\_ba</sub> に対応する球体積相当径を D<sub>Bag</sub> とすると, D<sub>Bag</sub> は次式で求められる.

$$D_{Bag} = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi} V_{drop\_ba}} = \sqrt[3]{\frac{12}{\pi} r \lambda_{Rim} \lambda_{cap}} = 2\sqrt[3]{\frac{6}{\pi} r^2 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L a_{Rim}}}}$$
(6-18)



Fig. 6-9 Spanwise formation of a rim by RT instability

次に, リガメントの分裂で生成される液滴群の液滴径を予測する.本研究によると, このリガメントの分裂は周囲気流の影響を強く受けないため,本論文では Rayleigh または Weber の理論 [44]を用いて液滴径を算出する. リガメントは, リガメントの原型である皺に液体が集まることでできている. この皺はバッグ とバッグの間にできるため, バッグほどではないが, 皺は気流により引き延ばさ れる.本可視化によると, 液膜振動の縦波長はλLon の 2~4 倍引き伸ばされていた ため, 皺の長さを3λLon とした.また, KH の不安定性でできる縦波部分にも液体 が集まり, 皺とつながることから, リガメントは縦波部分と横波部分がつながっ たものであるとみなし、最終的なリガメントの長さを3λLon+λtra とした. リガメ ントを一様な直径の円柱と見立てた場合、リガメントの半径 R はリガメントの 体積 vLiを用いて次式であらわすことができる.

$$R = \sqrt{\frac{v_{Li}}{\pi(3\lambda_{Lon} + \lambda_{tra})}}$$
(6-19)

さらに, リガメント分裂に基づき生成される液滴径 D<sub>Li</sub> は, この R を用いて Weber 理論により求める.

$$D_{Li} = 3.76R(1+30h)^{1/6} \tag{6-20}$$

ここで、Ohはオーネゾルゲ数であり、次式で定義される.

$$0h = \frac{\mu_L}{\sqrt{2\rho_L \sigma R}} \tag{6-21}$$

以上より、リガメント分裂に基づき生成される平均液滴径 D<sub>Li</sub>を求めることができる.

予測手順①~⑥を組み合わせた,最終的な噴霧粒径予測モデルのフローチャートを Fig. 6-10 に示す.以上の順に計算することで,バッグおよびリガメントから生成される平均液滴径をそれぞれ予測することができる.



Fig. 6-10 Flow chart of break-up model of a liquid sheet induced by air flow

## 6.5. 解析結果および考察

前節で、気流に誘起される液膜微粒化の噴霧粒径モデルの構成および粒径の 計算手順を示した.本節では解析例を示し、モデルの妥当性の検証および解析結 果の考察を行う.本節で用いた検証用実験データには、大気圧条件 ( $P_a=0.1 \text{ MPa}$ ),  $D_L = 0.5 \text{ mm}, D_{Lip} = 0.2 \text{ mm}, 液相を純水とした実験結果を用いた.$ 

最初に、一体のバッグ形成に用いられる液体体積 v を予測する.  $\lambda_{Lon} \geq \lambda_{tra}$ は 各々式(6-2)および式(6-4)を用いて求めた.  $V_L$ =0.66, 1.0, 1.5 m/s におけるバッグ の体積 v と V<sub>G</sub>の関係を Fig. 6-11 に示す. バッグの体積は、どの V<sub>L</sub>条件でも V<sub>G</sub> が上昇するにつれて反比例的に減少する. また、どの V<sub>G</sub>条件でも、V<sub>L</sub>が小さく なるにつれて v が小さくなる.



次に,式(6-9)および式(6-10)からそれぞれバッグ分裂後の体積  $v_B$ とリガメントの体積  $v_{Li}$ を求める.  $V_L$ =0.66, 1.0, 1.5 m/s における  $v_B$ ,  $v_{Li}$ と  $V_G$ の関係を Fig. 6-12 に示す. どの  $V_L$ 条件でも,  $v_B$ と  $v_{Li}$ は  $V_G$ が大きくなるにつれて小さくなる傾向をもつ.



次に、リガメントの体積 v<sub>Li</sub>からリガメントの半径 R を求める. R と V<sub>G</sub>の関係を Fig. 6-13 に示す.予測結果に加えて計測結果を示しており、計測結果のエラーバーは標準偏差を示している.予測結果によると、どの V<sub>L</sub>条件においても、V<sub>G</sub>が大きくなるにつれて R が小さくなる傾向がある. Fig. 6-5 からわかるように、リガメントの先端は細く、リガメントの根元は太い. リガメントの根元はい びつな形状をしており、その計測は困難である. そのため、リガメント径の計測はリガメントの根元をのぞいて行っており、リガメントの計測値は実際のリガメント径よりもわずかに小さくなると考えられる. 予測結果と計測結果を比較すると、計測値は予測値より全体的に小さいが、オーダは良好に評価できている.また、予測値は計測値の標準偏差の範囲内に概ね収まっていおり、全体的によい一致を示している.



リガメント分裂に基づいて生成される平均液滴径 D<sub>Li</sub>を求める. D<sub>Li</sub>と V<sub>G</sub>の 関係を Fig. 6-14 に示す. V<sub>L</sub>=0.66, 1.0, 1.5 m/s における D<sub>Li</sub>の予測結果と画像処理 で得た計測結果である平均粒径 D<sub>10</sub>を合わせて示した.エラーバーは標準偏差を 示している.各 V<sub>L</sub>条件において,予測結果と計測結果はともに,V<sub>G</sub>が大きくな るにつれ液滴径が小さくなる傾向をもつ.V<sub>G</sub>が大きくなるにつれて,縦・横波 長が小さくなるため,バッグの大きさも小さくなる.その結果,リガメントの径 も小さくなるため,リガメントから生成される液滴径も小さくなっており,予測 結果は実際の現象を良く表現できている.V<sub>L</sub>=1.5 m/s における計測結果は,予測 結果よりも比較的大きいが,少なくともオーダを捉えられる.V<sub>L</sub>=0.66, 1.0 m/s の 予測結果は,実験結果よりもわずかに小さくなっているが,比較的よく予測でき ている.

リガメントが分裂する際に、大きな液塊が生成されると、その液塊が二次分裂 し、微小液滴ができる.特に粗大な液滴は、すぐに二次微粒化してしまうため、 空間中に二次微粒化前後の液滴が混ざりやすい.よって、気流微粒化を対象とし て、リガメント分裂によって生成される液滴群の計測結果と予測結果をより平 易に比較するためには、二次微粒化も考慮した検討をする必要がある.Fig.6-14 より、リガメントから生成される液滴は数百µm から数 mm 程度の大きさである ことがわかる.よって、非球形になりやすい大きな液滴群が多数存在するため、 一部の微小なサテライト液滴をのぞき、PDPA などの光学計測では正しく計測で きない.



Fig. 6-14 Prediction of droplets diameter of a ligament

最後に、バッグ分裂で生成された液滴径の予測モデルの妥当性を確認する.まず、バッグの液膜厚さ2rとリムの加速度 a<sub>Rim</sub>を求める.式(6-1)を式(6-11)に代入することで、バッグの液膜厚さ2rを算出する.

$$2r = \frac{2\sigma}{\rho_L V_{con}^2} \sim \frac{2 \times 0.072}{998 \times 5^2} \sim 6 \ \mu \text{m}$$
(6-22)

液膜の収縮速度が 2 m/s, 8m/s のときのバッグ部の液膜厚さを各々2 $r_{max}$ , 2 $r_{min}$ とすると、2 $r_{min} \sim 2 \mu m$ , 2 $r_{max} \sim 36 \mu m$  である. 2 $r_{max}$ が 2rの3分の1程度の厚さである一方、2 $r_{min}$ は 2rより 6 倍程度厚く、バッグ分裂時におけるバッグの液膜厚さは、バッグの伸び方で大きく変化する.

バッグの液膜厚さ2rが6µmであるとき,過渡期間t<sub>trans</sub>は式(6-12)より求めた.

$$t_{\rm trans} \sim 0.6 \ \mu s$$
 (6-23)

バッグ分裂時の液膜厚さは噴射時の液膜厚さに対して非常に薄い. そこで, バ ッグ分裂時の液膜厚さが 1 µm のオーダになりえるかを考察する.本研究で用い る噴射弁では, バッグ形成前の液膜厚さは 100 µm のオーダであり, 液膜界面の 表面積がバッグ形成前後で 100 倍程度になればよい.本可視化実験によると, バッグ形成時において, 液膜振動の縦波長はλLon の 2~4 倍引き伸ばされる.ま た, バッグは下流方向にλLon の 2~3 倍程度伸長する. バッグの形状を半楕円体で あるとすると, バッグ形成後の半楕円体の表面積はバッグ形成前の液膜界面の 表面積に対して 100 倍程度大きくなる. したがって, 100 µm オーダの液膜厚さ がバッグの分裂時には 1 µm のオーダとなり, 液膜厚さの推算は妥当であると言
える.

リムの加速度 a<sub>Rim</sub> は,式(6-1)と式(6-23)で得た V<sub>con</sub> と t<sub>trans</sub> を用いて,式(6-14) より求めた.

$$a_{Rim} = \frac{V_{con}}{t_{\rm trans}} \sim \frac{5}{6 \times 10^{-7}} \sim 8 \times 10^6 \ m/s^2 \tag{6-24}$$

バッグから生成された平均液滴径 D<sub>Bag</sub>は,式(6-18)に式(6-22),(6-24)を代入して求めた.

$$D_{Bag} = 2 \sqrt[3]{6\pi r^2 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L a_{Rim}}}} = 2 \sqrt[3]{6\pi (3 \times 10^{-6})^2 \sqrt{\frac{0.072}{998 \times 8 \times 10^6}}} \sim 16 \ \mu m \quad (6-25)$$

V<sub>con</sub>の計測値の標準偏差を考慮して、V<sub>con</sub>=2 m/s, 8m/s のときの D<sub>Bag</sub>を求めると、各々D<sub>Bag</sub>~8 μm、97 μm となる.

一般的な噴射弁で噴霧を計測すると、VGが大きいほどザウター平均粒径 (SMD)は小さくなることが知られている.一方、クロスフロー中で、バッグ分裂 のみから生成された液滴径を計測した研究によると、その液滴群のSMDはウェ ーバー数に依存せず概ね一定であった [104].よって、液膜微粒化においても、 バッグ分裂によって生成される液滴群の平均粒径は、ほぼ一定になり、二次微粒 化の効果を勘案すると、ゆるやかに液滴径が減少することが推測できる.

 $V_L$ =0.66 m/s,  $V_G$ =70 m/s および  $V_L$ =1.0 m/s,  $V_G$ =40 m/s における水膜微粒化過程 の側面撮影画像を PDPA の計測位置とともに Fig. 6-15 に示す. 噴射弁から 15 mm 下流の位置で噴射弁中央の点を x=0 mm とし, 噴射弁と水平の方向に 1mm ずつ 7 点で PDPA 計測を行った. また, 噴射弁から 30 mm 下流の位置においても, x=0 mm から 1mm ずつ 13 点で計測を行った.  $V_L$ =0.4 m/s,  $V_G$ =70 m/s および  $V_L$ =0.4 m/s,  $V_G$ =40 m/s における, 噴射弁から 15 mm 下流での粒度分布をそれぞれ Fig. 6-16 と Fig. 6-17 に示す.







Fig. 6-16 Droplets size distribution at  $V_L$ =0.40 m/s,  $V_G$ =70 m/s, x =0, 3, 6 mm



Fig. 6-17 Droplets size distribution at VL=0.4 m/s, VG=40 m/s, x =0, 3, 6 mm

Fig. 6-16 (a)と Fig. 6-17 (a)によると、 $V_G$ が大きく異なるにも関わらず、分布の 最頻値を示すモード径はともに 3-6 µm と非常に小さな値を示している.  $V_G$ が大 きい条件では、粒度分布は急峻であるが、 $V_G$ が小さい条件では緩やかである. Fig. 6-6、Fig. 6-13 や Fig. 6-14 からもわかるように、バッグ分裂する際の液膜厚 さやリガメントの径 2R および  $D_{Li}$ はばらつきが大きく、最終的に得られる液滴 群の粒度分布がブロードになることは容易に理解できる. また、 $V_G$ が大きい条 件に着目すると、バッグ分裂で生成された液滴やリガメント分裂で生成された 液滴が気流により二次分裂し、より小さい液滴の検出数が増えたのではないか と考えられる. PDPA による液滴径の計測結果とモデルによる液滴径の予測結果を比較する. V<sub>L</sub>=0.4, 1.0 m/s, V<sub>G</sub>=40, 50, 70, 80 m/s における平均液滴径 D<sub>10</sub>の x 軸方向分布を Fig. 6-18 示す. V<sub>L</sub>=0.4 m/s における D<sub>10</sub>の分布によると, V<sub>G</sub>が大きくなるにつ れて各 x 座標での D<sub>10</sub>が少しずつ小さくなっているが, V<sub>G</sub>=70, 80 m/s 条件では, D<sub>10</sub> は各座標でほぼ同じ値を示している. V<sub>L</sub>=1.0 m/s においても, これら傾向は 同じである. どの V<sub>L</sub>条件でも,中心軸の外側にいくにつれて,大きい粒径の計 測割合が大きくなるため, D<sub>10</sub>がわずかに大きくなる. 各条件での D<sub>10</sub>の計測結 果は 10~20  $\mu$ m の範囲にあることがわかった.



Fig. 6-18 Mean droplet diameter in x direction

x=0 mm で計測した噴射弁から 15 mm 下流,平均径  $D_{10}$  と  $D_{Bag}$  の予測結果を Fig. 6-19 に示す.計測結果  $D_{10}$  は、 $V_G$ が大きくなるにつれて緩やかに小さくなっているものの、全体的に 15  $\mu$ m 程度である.バッグから生成された平均液滴 径  $D_{Bag}$  の予測結果の 16  $\mu$ m とも近く、よい一致を示しており、本章で提案した 予測モデルの妥当性が確認できた.ただし、 $V_G$ が大きくなるにつれて、平均粒 径が小さくなる傾向を予測モデルでも捉えるためには、バッグ分裂時の液膜厚 さのより詳細の厚さやバッグ内の液膜厚さの分布を把握する必要がある.



of bag break-up

最後に、バッグ、リガメントからそれぞれ生成される平均液滴径の予測結果を Fig. 6-20 に示す.大気圧条件下において、液相に水を用いた実験結果を用いて検 証を行い、バッグ、リガメントの双方から生成されるオーダが異なる平均粒径を 予測可能にした.

以上より,本章で提案した噴霧粒径の機構論的予測モデルにより,各種実験条件におけるバッグおよびリガメントから生成される液滴群の平均粒径をそれぞれ予測することができる見通しを得た.今後,より幅広い実験条件に適応した予測モデルを開発するため,バッグ分裂のメカニズムをより詳細に明らかにすることが求められる.また,バッグ分裂から得られる液滴群,リガメント分裂から得られる液滴群の粒度分布をそれぞれ得ることにより,液膜微粒化全体の平均

粒径を予測できるようになれば、本予測モデルの利用範囲がより広がる.



Fig. 6-20 Mean droplet diameter by bag break-up and ligament break-up

### 6.6. 結言

本章では、液膜が気流に誘起されて変形する初期変形過程、液膜が一次微粒化 する微粒化機構のうち、バッグとリガメントの形成・分裂過程に着目し、そのメ カニズムについて明らかにした.加えて、液膜の初期変形過程および一次微粒化 過程における知見をもとに、噴霧粒径の機構論的予測体系を構築し、その妥当性 を検証することで以下の結論を得た.

- (1) バッグは、バッグが伸びきって分裂するよりも、空間中を飛翔する液滴やリガメントなどに衝突することで分裂する.
- (2) リガメントの形成は、バッグの分裂直後に生じ、リガメントの分裂は、リガ メントの形成過程と並行して起きる. リガメントは Rayleigh の不安定性によ り分裂する.
- (3) 大気圧条件下の水膜の場合,バッグ分裂後の液体の収縮速度は概ね5 m/s となり,バッグ分裂時の液膜厚さは約6 µm である.
- (4) 表面張力波と RT の不安定性理論をもとに、バッグ分裂によって生成される 液滴群の平均粒径予測モデルを構築した.大気圧条件下の水膜微粒化におい て、バッグが破断直後に穿孔のリムより生じる微小液滴の平均粒径 D<sub>Bag</sub> は概 ね 16 µm と推算され、その値は計測結果とよく一致する.
- (5) リガメント分裂によって生成される液滴群の平均粒径の予測モデルを構築 した.その予測値は計測値よりも若干大きいが,気流流速 VGの上昇ととも に減少する傾向を表現できており,概ねよく予測できる.

# 第7章 結論

本研究では,航空機,船舶,発電などで用いられるガスタービンの噴霧燃焼制 御に有用な燃料液膜の初期変形過程および液膜の振動特性や微粒化機構を明ら かにし,噴霧粒径の機構論的予測体系の構築を行うことを目的とした.本目的を 達成するために,『液膜の初期変形過程における支配因子の特定および支配因子 が初期変形過程に与える影響の把握』,『液膜の縦振動特性の把握』,『液膜の横振 動特性の把握』,『気流に誘起された平面液膜流の微粒化機構を基にした噴霧粒 径モデルの構築』の4点に着目して研究を行った.

第3章では,液膜の初期変形過程における支配因子の特定および気液物性値 である気液流速 V<sub>G</sub>, V<sub>L</sub>,気液密度ρ<sub>G</sub>,ρ<sub>L</sub>,気液粘性係数μ<sub>G</sub>,μ<sub>L</sub>や噴射弁幾何形 状などの各支配因子が初期変形過程に与える影響の把握を目的として,噴射弁 近傍における初期変形過程の数値解析を行い,各支配因子が液膜の振動波長お よび振動変位の成長率などに及ぼす影響を系統的に調べ,以下の結論を得た.

- (1) 本研究で用いた PLIC 型 VOF 法に基づく数値解法は、気流に誘起される液 膜流の振動特性を良好に解析することができる.
- (2) 気液各相を隔てるリップの後流が、気液界面における気相速度勾配を低減す るため、リップをもつ液膜振動は緩やかに成長する.
- (3) 液膜の初期変形過程に対しては、気液の流入速度差ではなく気液界面での気 相速度勾配が支配的である.
- (4) リップが存在すると、気液界面の気相速度勾配は V<sub>G</sub> ではなく V<sub>L</sub> に依存するため、V<sub>L</sub>が液膜の初期変形過程に対して支配的である.
- (5) 気液の粘性係数µ<sub>G</sub>, µ<sub>L</sub> は液膜振動の成長を抑制する効果をもつため、リップ レイノルズ数 Re<sub>Lip</sub> および Re<sub>L</sub> が小さいと、液膜初期変形での成長率は抑制 される.
- (6) 液膜の振動波長 $\lambda_{Lon}$  は気液の運動量フラックス比の平方根 $\sqrt{\rho_L V_L^2 / (\rho_G V_G^2)}$ に比例する.

第4章では、液膜の縦振動特性の汎用相関式構築、定式化を目的として、先行 研究をもとに液膜の振動現象を考察し、振動波長λ<sub>Lon</sub>の相関式を構築した.その うえで、気液物性値 V<sub>G</sub>, V<sub>L</sub>, ρ<sub>L</sub>, ρ<sub>G</sub>, μ<sub>L</sub>および噴射弁の幾何形状として液膜厚さ D<sub>L</sub>とリップ厚さ D<sub>Lip</sub>が気流による燃料液膜流の液膜振動特性に与える影響を明 らかにするため、平面液膜式気流微粒化過程の可視化計測を行い、両者を比較検 討することで以下の結論を得た.

- (1) 気流による液膜の微粒化様式は,先行研究で提示された MFR のみで分類す ることができない複雑な現象である.
- (2) 本実験の範囲では、液相粘性係数μL が液膜の振動周波数 fLon や振動波長λLon に及ぼす影響は小さく、μL の影響を無視することができる.
- (3) 気相の境界層厚さを D<sub>Lip</sub> とみなすことで、リップ厚さを代表長さとしたリッ プ運動量比 MR<sub>Lip</sub> を新たに提案し、この無次元数が液膜振動特性の主な支配 因子であることを示した.
- (4) 気液物性値および噴射弁の幾何形状の主要な支配因子を抽出して $\lambda_{Lon}$ の無次 元相関式  $\frac{\lambda_{Lon}}{D_{Lip}} = \frac{14.3}{\sqrt{MR_{Lip}}}$ および  $f_{Lon}$ の相関式  $f_{Lon} = \frac{0.095V_G}{\sqrt{\rho_L/\rho_G}\sqrt{D_LD_{Lip}}}$ を提案し,実験結果との比較によって,これらの相関式が妥当であることを確認した.

第5章では、液膜の横振動特性の定式化を目的として、液膜微粒化の可視化 実験と液膜の加速運動に着目した線形安定性解析を行い、横波長λ<sub>tra</sub>の予測モデ ルを提案した.そのうえで、平面液膜式気流微粒化過程の可視化計測を行い、以 下の結論を得た.

- Kelvin-Helmholtz (KH)の不安定性による加速運動に起因する Rayleigh-Taylor (RT)の不安定性により液膜に皺ができ、横波長が形成される.
- (2) KH と RT の不安定性によりできた皺と皺の間に気流が衝突し, バッグがで きる.
- (3) バッグの形成過程において,KHの不安定性によって形成された横波長が長い場合に,液膜が気流により受ける抗力により生じる加速運動に起因した RTの不安定性により,新たな皺ができ,横波長が短くなることがある.
- (4) KHの不安定性による加速運動と液膜が気流により受ける抗力による加速運動に起因する RTの不安定性理論に基づき、修正係数などを用いない横波長 λ<sub>tra</sub>の予測モデルを提案し、その妥当性を確認した.
- (5) 以上より,液膜微粒化では,KHの不安定性による加速運動と液膜が気流に より受ける抗力による加速運動の二種類の加速運動が,液膜のスパン方向振 動特性を支配する.

第6章では、気流に誘起される燃料液膜流の微粒化過程のモデル化による機構 論的噴霧粒径予測モデルの構築を目的として、バッグとリガメントの形成およ び分裂過程の可視化を行い、そのメカニズムを調べた.そのうえで、液膜の微粒 化機構に基づく噴霧粒径の予測体系を構築し、以下の結論を得た.

- (1) バッグは、バッグが伸びきって分裂するよりも、空間中を飛翔する液滴やリガメントなどに衝突することで分裂する.
- (2) リガメントの形成は、バッグの分裂直後に生じ、リガメントの分裂は、リガ メントの形成過程と並行して起きる. リガメントは Rayleigh の不安定性によ り分裂する.
- (3) 大気圧条件下の水膜の場合,バッグ分裂後の液体の収縮速度は概ね 5 m/s となり,バッグ分裂時の液膜厚さは約 6 µm である.
- (4) 表面張力波と RT の不安定性理論をもとに、バッグ分裂によって生成される 液滴群の平均粒径予測モデルを構築した.大気圧条件下の水膜微粒化におい て、バッグが破断直後に穿孔のリムより生じる微小液滴の平均粒径 D<sub>Bag</sub> は概 ね 16 µm と推算され、その値は計測結果とよく一致する.
- (5) リガメント分裂によって生成される液滴群の平均粒径の予測モデルを構築 した.その予測値は計測値よりも若干大きいが,気流流速 VGの上昇ととも に減少する傾向を表現できており,概ねよく予測できる.

以上,本研究では従来液体微粒化研究において考慮されていなかった燃料噴 射弁の幾何形状に着目し,リップ厚さが初期変形過程の支配因子であることを 明らかにした.加えて,気液物性値や噴射弁幾何形状が液膜の初期変形過程およ び微粒化過程に及ぼす影響を明らかにし,最終的に微粒化過程のメカニズムを もとに噴霧粒径を予測する手法を構築できた.今後,本研究の成果がガスタービ ンの燃料噴射弁の開発において重要な役割を果たすことが期待できる.

# 参考文献

- [1] 一般社団法人日本航空機開発協会, "VI. 航空を取り巻く環境," 2018.
- [2] J. E. Penner, D. Lister and D. J. Griggs, Aviation and the Global Atmosphere: A Special Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press, 1999.
- [3] 山本武, "航空機用ジェットエンジンの排気 国際排出基準と燃焼器技術の動向," *日本マリンエンジニアリング学会誌*, vol. 47, no. 6, pp. 58-63, 2012.
- [4] 松浦一哲, "航空エンジン用気流微粒化式燃料噴射弁の噴霧特性~設計パラメータ・作動条件の影響~," *微粒化*, vol. 18, no. 61, pp. 12-24, 2009.
- [5] S. R. Turns, An Introduction to Combustion: Concepts and Applications, McGraw-Hill, 1996.
- [6] A. H. Lefebvre, Atomization and Sprays, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1989.
- [7] 日本液体微粒化学会編,アトマイゼーション・テクノロジー,森北出版,2001.
- [8] L. Bayvel and Z. Orzechowski, Liquid Atomization, Taylor and Francis, Washington, DC, 1993.
- [9] S. Chandrasekhar, Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Clarendon Press, Oxford, 1961.
- [10] G. F. Hewitt, N. S. Hall-Taylor, Annular two-phase flow, Pergamon Press, Oxford, 1970.
- [11] H.J.KULL, "Theory of the Raylegh Taylor Instability," *Physics Reports*, vol. 206, no. 5, pp. 197-325, 1991.
- [12] J. A. F. Plateau, Statique experimentale et theorique des liquides soumis aux seules forces moleculaires, Gauthiers-Villars, Paris, 1873.
- [13] Lord Rayleigh, "On the instability of jets," *Proceedings of the London mathematical society*, pp. 4-12, 1878.
- [14] J. W. Miles, "On the Stability of Heterogeneous Shear Flows," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 10, pp. 496-508, 1961.
- [15] L. N. Howard, "Note on a paper of John W. Miles," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 10, pp. 509-512, 1961.
- [16] R. Scardovelli and S. Zaleski, "Direct Numerical Simulation of Free Surface and Interfacial Flows," *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 31, pp. 567-603, 1999.
- [17] D. Fuster, A. Bagu, T. Boeck, L. Le Moyne, A. Leboissetier, S. Popinet, P. Ray, T. R. Scardovelli and S. Zaleski, "Simulation of Primary Atomization with an Octree Adaptive Mesh Refinement and VOF Method," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 35, no. 6, pp. 550-565, 2009.
- [18] 新井隆景,橋本弘之,"並行気流中における円筒状液体噴流界面のら旋状不安定変動,"

日本機械学會論文集. B 編, vol. 51, no. 465, pp. 1624-1630, 1985.

- [19] 鈴木孝司, "並行気流中での円筒状液噴流の不安定変動と分裂について:ケルビン・ ヘルムホルツの線形不安定性理論を中心に," *微粒化*, vol. 19, no. 68, pp. 123-130, 2010.
- [20] 新井隆景,橋本弘之,"液膜噴流の気液界面の挙動(並行気流中に噴出する液膜の不安定)," 日本機械学会論文集(B編), vol. 51, no. 463, pp. 856-865, 1985.
- [21] 梅村章, 若嶋勇一郎, "微小重力場での近臨界表面波ジェットの不安定性(第2報:理論 的考察)," *日本機械学会論文集(B 編)*, vol. 68, no. 667, pp. 892-898, 2002.
- [22] 新城淳史,梅村章,"液体噴流微粒化過程の詳細数値解析," *ながれ*, vol. 29, no. 2, pp. 91-96, 2010.
- [23] 梅村章, "噴射液の自己不安定化機構の理論的研究: 第4報: ノズル出口での継続的 な不安定波生成," *日本航空宇宙学会論文集*, vol. 56, no. 656, pp. 433-441, 2008.
- [24] 新城淳史,松山新吾,溝渕泰寛,小川哲,梅村章,"液糸からの液滴分裂における伝播 性表面張力波の作用の解明に関する数値解析," 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, pp. 1-20, 2008.
- [25] E. Villermaux, "Mixing and Spray Formation in Coaxial Jets," *Journal of Propulsion and Power*, vol. 14, no. 5, pp. 807-817, 1998.
- [26] F. Savart, "Memoire sur la constitution des veines liquides lancees par des orifices circulaires en mince paroi," *Annales de Chimie et de Physique*, vol. 53, pp. 337-386, 1833.
- [27] L. Rayleigh, "On the Stability of Jets," *Proceedings of the London Mathematical Society*, vol. 10, pp. 4-13, 1878.
- [28] C. Weber, "Zum zerfall eines flussigkeitsstrahles," Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, vol. 11, no. 2, pp. 136-141, 1931.
- [29] G. M. Faeth, L. P. Hsiang and P. K. Wu, "Structure and Breakup Properties of Sprays," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 21, pp. 99-127, 1995.
- [30] S. P. Lin and R. D. Reitz, "Drop and Spray Formation from a Liquid Jet," *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 30, pp. 85-105, 1998.
- [31] A. M. Sterling and C. A. Sleicher, "The Instability of Capillary Jets," Journal of Fluid Mechanics, vol. 68, no. 3, pp. 477-495, 1975.
- [32] K.A. Sallam, Z. Dai and G.M. Faeth, "Drop Formation at the Surface of Plane Turbulent Liquid Jets in Still Gases," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 25, no. 6-7, pp. 1161-1180, 1999.
- [33] H. Hiroyasu, "Spray Breakup Mechanism from the Hole-Type," *Atomization and Sprays*, vol. 10, p. 511–527, 2000.
- [34] M. S. Plesset, "The Dynamics of Cavitation Bubbles," Journal of Applied Mechanics, vol. 16,

no. 3, p. 277-282, 1949.

- [35] J. Eggers, "Nonlinear Dynamics and Breakup of Free-Surface Flows," *Reviews of Modern Physics*, vol. 69, no. 3, pp. 865-930, 1997.
- [36] N. A. M. M. J. McCarthy, "Review of Stability of Liquid Jets and the Influence of Nozzle Design," *The Chemical Engineering Journal*, vol. 7, pp. 1-20, 1974.
- [37] C. Dumouchel, "On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams," *Experiments in Fluids*, vol. 45, no. 3, pp. 371-422, 2008.
- [38] P. Marmottant and E. Villermaux, "On spray formation," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 498, pp. 73-111, 2004.
- [39] H. B. Squire, "Investigation of the Instability of a Moving Liquid Film," *British Journal of Applied Physics*, vol. 4, pp. 167-169, 1953.
- [40] H. H. Hagerty and J. F. Shea, "A Study of the Stability of Plane Fluid," *Journal of Applied Mechanics*, vol. 22, pp. 509-514, 1955.
- [41] R. P. Fraser, P. Eisenklam, N. Dombrowski and D. Hasson, "Drop formation from rapidly moving liquid sheets," *AIChE Journal*, vol. 8, no. 5, pp. 672-680, 1962.
- [42] N. Dombrowski and P. C. Hooper, "The Effect of Ambient Density on Drop Formation in Sprays," *Chemical Engineering Science*, vol. 17, pp. 291-305, 1962.
- [43] N. Dombrowski and R.P. Fraser, "A Photographic Investigation into the Disintegration of Liquid Sheets," *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, vol. 247, no. 924, pp. 101-130, 1954.
- [44] N. Dombrowski and W.R. Johns, "The Aerodynamic Instability and Disintegration of Viscous Liquid Sheets," *Chemical Engineering Science*, vol. 18, no. 3, pp. 201-214, 1963.
- [45] U. C. Bhayaraju, "Analysis of Liquid Sheet Breakup and Characterisation of Plane Prefilming and Nonprefilming Airblast Atomisers," *Ph.D. Thesis, Darmstadt*, 2007.
- [46] G. D. Crapper, N. Dombrowski, W. P. Jepson and G. A. D. Pyott, "A Note of the Growth of Kelvin–Helmholtz Waves on Thin Liquid Sheets," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 57, pp. 671-672, 1973.
- [47] Q. P. Zheng, A. K. Jasuja and A. H. Lefebvre, "Structure of Airblast Spray Under High Ambient Pressure Conditions," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 119, no. 3, pp. 512-518, 1997.
- [48] A. H. Lefebvre, "Energy Considerations in Twin-Fluid Atomization," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 114, pp. 89-96, 1992.
- [49] B. E. Stapper, W. A. Sowa and G. S. Samuelsen, "An Experimental Study of the Effects of Liquid Properties on the Breakup of a Two-Dimensional Liquid Sheet," *Journal of Engineering*

for Gas Turbines and Power, vol. 114, no. 1, pp. 39-45, 1992.

- [50] V.G. Fernandez, P. Berthoumie and G. Lavergne, "Liquid Sheet Disintegration at High Pressure: An experimental approach," *Comptes Rendus Mécanique*, vol. 337, p. 481–491, 2009.
- [51] A. Mansour and N. Chigier, "Dynamic Behavior of Liquid Sheets," *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, vol. 3, pp. 2971-2980, 1991.
- [52] 橋本弘之, 鈴木孝司, "平面液膜噴流界面における微細しま状波の実験観察," 日本機 *械学会論文集(B 編)*, vol. 56, no. 523, pp. 712-718, 1990.
- [53] A. Lozano, F. Barreas, C. Siegler and D. Löw, "The effects of sheet thickness on the oscillation of an air-blasted liquid sheet," *Experiments in Fluids*, vol. 39, no. 1, pp. 127-139, 2005.
- [54] K. Yoshida, K. Ide, S. Takahashi, K. Matsuura, J. Iino, Y. Kurosawa, S. Hayashi and Y. Ohta, "Airblast Spray Characteristics of Planar Liquid Films in Longitudinal Gas-Phase Shear Layers at Various Ambient Pressure Conditions," in *Proceeding of ICLASS 2012*, 2012.
- [55] S. Koshizuka and Y. Oka, "Moving-Particle Semi-Implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 123, no. 3, pp. 421-434, 2017.
- [56] C. W. Hirt and B. D. Nichols, "Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries," *Journal of Computational Physics*, vol. 39, no. 1, pp. 201-225, 1981.
- [57] S. Osher and J. A. Sethian, "Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations," *Journal of Computational Physics*, vol. 79, no. 1, pp. 12-49, 1988.
- [58] T. Menard, S. Tanguy and A. Berlemont, "oupling level set/VOF/ghost fluid methods: Validation and application to 3D simulation of the primary break-up of a liquid jet," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 33, no. 5, pp. 510-524, 2007.
- [59] 姫野武洋, 渡辺紀徳, "低重力環境における熱流体管理に関する研究: 第2報,界面張 力に駆動される流れの観察と数値解析," 日本機械学会論文集 B 編, vol. 69, no. 687, pp. 2400-2407, 2003.
- [60] 井上智博, 渡辺紀徳, 姫野武洋, 鵜沢聖治, 宮下陽輔, "液膜微粒化の噴霧特性計測と 界面追跡/粒子追跡ハイブリッド数値解析," ガスタービン定期講演会講演論文集, vol. 39, pp. 31-36, 2011.
- [61] W. Mayer and G. Kruelle, "Rocket Engine Coaxial Injector Liquid/Gas Interface Flow Phenomena," *Journal of Propulsion and Power*, vol. 11, no. 3, pp. 513-518, 1995.
- [62] M. Herrmann, "Detailed Numerical Simulations of the Primary Atomization of a Turbulent Liquid Jet in Crossflow," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 132, no. 6, 2010.

- [63] P. Villedieu, G. Blanchard and D. Zuzio, "Numerical Simulation of Primary Atomization of a Sheared Liquid Sheet. Part 2: Comparison with Experimental Results," in *Proceeding of 25th. ILASS–Europe*, 2013.
- [64] 松浦一哲, 微粒化特性の測定方法と評価方法(1), (2), 第 6 回微粒化セミナー, 日本液 体微粒化学会, 日本エネルギー学会, 2010.
- [65] S. D. Sovani, P. E. Sojka and Y. R. Sivathanu, "Prediction of Drop Size Distributions From First Principles: The Influence of Fluctuations in Relative Velocity and Liquid Physical Properties," *Atomization and Sprays*, vol. 9, no. 2, pp. 133-152, 1999.
- [66] R. W. Sellens and T.A. Brzustowski, "A prediction of drop-size distribution in a spray from first principles," *Atomization Spray Technology*, vol. 1, pp. 89-102, 1985.
- [67] 井上智博, 渡辺紀徳, 姫野武洋, 越光男, "エネルギー保存則に基づく噴霧粒径推算 法," *日本機械学会論文集 (B 編)*, vol. 78, no. 788, pp. 144-155, 2011.
- [68] 宋明良,林公祐, 冨山明男, "界面を含む流れの体積追跡法(界面再構築法の改良)," *日本機械学会論文集(B 編)*, vol. 70, no. 698, pp. 2538-2544, 2004.
- [69] K. Hayashi, A. Sou and A. Tomiyama, "A Volume Tracking Method Based On Non-Uniform Subcells And Continuum Surface Force Model Using a Local Level Set Function," *Computational Fluid Dynamics Journal*, vol. 15, no. 2, pp. 225-232, 2006.
- [70] F. H. Harlow and J. E. Welch, "Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface," *Physics of Fluids*, vol. 8, no. 12, pp. 2182-2189, 1965.
- [71] 冨山明男, 平野雅司, "SOLA 法の改良," *日本機械学会論文集 B 編*, vol. 58, no. 511, pp. 2171-2176, 1992.
- [72] T. Yabe, F. Xiao and T. Utsumi, "The constrained interpolation profile method for multiphase analysis," *Journal of Computational Physics*, vol. 169, no. 2, pp. 556-593, 2001.
- [73] J. U. Brackbill, D. B. Kothe and C. Zemach, "A Continuum Method for Modeling Surface Tension," *Journal of Computational Physics*, vol. 100, no. 2, pp. 335-354, 1992.
- [74] 林公祐, "界面追跡法に基づく二相流数値予測手法に関する研究," 神戸大学大学院, 学位論文, 2007.
- [75] R. P. Brent, "Algorithms for Minimization without Derivatives," *Prentice Hall*, 1973.
- [76] 松浦一哲,黒澤要治,山田秀志,林茂, "航空エンジン用燃料噴射弁評価のための高 圧噴霧試験装置の開発," JAXA-RM-06-010, 2007.
- [77] F. Durst and M. Zare, "Laser Doppler measurements in two-phase flows," *Proceedings of the LDA-Symposium*, pp. 403-429, 1976.
- [78] W. D. Bachalo and M. J. Houser, "Phase/Doppler Spray Analyzer For Simultaneous

Measurements of Drop Size and Velocity Distributions," *Optical Engineering*, vol. 23, no. 5, pp. 583-590, 1984.

- [79] H.-E. Albrecht, N. Damaschke, M. Borys and C. Tropea, Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques, Springer, 2003.
- [80] F. Durst, A. Melling and J. H. Whitelaw, "Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry," *Academic Press*, 1976.
- [81] 松浦一哲, "測定方法 (レーザ回折法, 位相ドップラ法, 干渉画像法の原理)," 日本 エネルギー学会, 日本液体微粒化学会, 第11 回微粒化セミナー, 2015.
- [82] J. D. Ramshaw and J. A. Trapp, "A Numerical Technique for Low-Speed Homogeneous Two-Phase Flow with Sharp Interfaces," *Journal of Computational Physics*, vol. 21, pp. 438-453, 1976.
- [83] E. LÓPEZ-PAGÉS and N. Fueyo, "Very-Near-Field Dynamics in the Injection of Two-Dimensional Gas Jets and Thin Liquid Sheets Between Two Parallel High-Speed Gas Streams," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 515, pp. 1-31, 2004.
- [84] M. Sussman, P. Smereka and S. Osher, "A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-phase Flow," *Journal of Computational Physics*, vol. 114, pp. 146-159, 1994.
- [85] N. Odier, G. Balarac, C. Corre and V. Moureau, "Numerical Study of a Flapping Liquid Sheet Sheared by a High-Speed Stream," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 77, pp. 196-208, 2015.
- [86] B. Dejean, P. Berthoumieu and P. Gajan, "Experimental Study on the Influence of Liquid and Air Boundary Conditions on a Planar Air-blasted Liquid Sheet, Part I: Liquid and Air Thicknesses," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 79, pp. 202-213, 2016.
- [87] Q. Li-zi, Y. Ran and Y. Li-jun, "Theoretical Breakup Model in the Planar Liquid Sheets Exposed to High-Speed Gas and Droplet Size Prediction," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 98, pp. 158-167, 2018.
- [88] E. Villermaux, "On the Role of Viscosity in Shear Instabilities," *Physics of Fluids*, vol. 10, no. 2, pp. 368-373, 1998.
- [89] J. Park , K. Y. Huh, X. Li and M. Renksizbulut , "Experimental Investigation on Cellular Breakup of a Planar Liquid Sheet from an Air-Blast Nozzle," *Physics of Fluids*, vol. 16, no. 3, p. 625–632, 2014.
- [90] The National Institute of Advanced Industrial Science and Technology in Japan, "Network Database System for Thermophysical Property Data," [Online]. Available: https://tpds.db. aist.go.jp/index \_ en.html. [Accessed 11 July 2018].

- [91] Lord Rayleigh, "Investigation of the Character of the Equilibrium of an Incompressible Heavy Fluid of Variable Density," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 14, pp. 170-177, 1883.
- [92] G. I. Taylor, "The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Plane.I," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 201, pp. 192-196, 1950.
- [93] T. Inamura, M. Shirota, M. Tsushima, M. Kato, S. Hamajima and A. Sato, "Spray Characteristics of Prefilming Type of Airblast Atomizer," in *Proceeding of ICLASS 2012*, 2012.
- [94] S. Gepperth, D. Guildenbecher, R. Koch and H.-J. Bauer, "Pre-filming Primary Atomization: Experiments and Modeling," 23th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 2010.
- [95] F. B. Rayana, A. Cartellier and E. Hopfinger, "Assisted Atomization of a Liquid Layer:Investigation of The Parameters Affecting The Mean Drop Size Prediction," in *Proceeding of ICLASS 2006*, 2006.
- [96] M. Boukra, A. Cartellier, E. Ducasse, P. Gajan, M. Lalo, T. Noel and A. Strzelecki, "Use of Faraday Instabilities to Enhance Fuel Pulverisation in Air-blast Atomisers," *Comptes Rendus Mécanique*, vol. 337, p. 492–503, 2009.
- [97] M. Hong, "Atomisation Et Mélange Dans Les Jets Coaxiaux Liquide-Gaz," *Ph.D. thesis, Grenoble Institute of Technology*, 2003.
- [98] C. M. Varga, J. C. Lasheras and E. J. Hopfinger, "Initial Breakup of a Small-Diameter Liquid Jet by a High-Speed Gas Stream," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 497, pp. 405-434, 2003.
- [99] M.Pilch and C.A.Erdman, "Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop," *International Journal of Multiphase Flow,* vol. 13, no. 6, pp. 741-757, 1987.
- [100] A. H. LEFEBVRE, "Airblast Atomization," *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 6, pp. 233-261, 1980.
- [101] W.-H. Chou and G.M. Faeth, "Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 24, pp. 889-912, 1998.
- [102] 梅村章, "噴射液の自己不安定化機構の理論的研究 第1報: 噴射液の不安定化に関連 する表面張力波," *日本航空宇宙学会論文集*, vol. 55, no. 640, pp. 216-223, 2007.
- [103] H. Lhuissier and E. Villermaux, "Bursting Bubble Aerosols," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 696, pp. 5-44, 2012.
- [104] C.-L. Ng, R. Sankarakrishnan and K.A. Sallam, "Bag breakup of nonturbulent liquid jets in crossflow," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 34, p. 241–259, 2008.

# 研究業績一覧

### <u>学術論文</u>

- Ippei Oshima, Akira Sou: Numerical Simulation of Liquid Sheet Deformation Caused by Air Flow, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan Volume 16, Issue 4, Page 319-327, 2018.
- (2) Ippei Oshima, Akira Sou: Longitudinal Oscillation of a Liquid Sheet by Parallel Air Flows, International Journal of Multiphase Flow, Volume 110, Page 179-188, 2019.

### <u>国際学会</u>

- Ippei Oshima, Akira Sou, Kazuaki Matsuura: Numerical and Experimental Study on Liquid Sheet Deformation by Air Flow, Proc. 13th. International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Tainan, Taiwan, 2015.
- (2) Ippei Oshima, Akira Sou, Kazuaki Matsuura: Longitudinal Wavelength of Oscillating Liquid Sheet with Air Flow, Proc. AIAA Science and Technology Forum and Exposition 2017, Grapevine, USA, 2017.
- (3) Ryota Kawabata, Ippei Oshima, Shingo Nishiyama, Akira Sou, Kazuaki Matsuura, Breakup Length of Planar Liquid Sheet with Cocurrent Air Flow, Proc. 19th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Asia, Jeju, Korea, 2017.

### <u>総説論文</u>

 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, 微粒化, 第26巻, 第89号, 64-70, 2017.

#### 国内学会

- 大島逸平, 宋明良, 燃料液膜流の変形過程に関する数値シミュレーション, 第22回微 粒化シンポジウム, 2013.
- (2) 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, 第23回微粒化シンポジウム, 2014.
- (3) 大島逸平,川畑諒太,宋明良,松浦一哲,平面液膜式気流微粒化過程の可視化実験, 第24回微粒化シンポジウム,2015.
- (4) 大島逸平,川畑諒太,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の微粒化過程に及ぼす影響,第25回微粒化シンポジウム,2016.
- (5) 川畑諒太,大島逸平,西山真悟,宋明良,松浦一哲,並行気流による平面液膜の分裂 過程,第25回微粒化シンポジウム,2016.

## 謝 辞

本学位論文の作成にあたり,丁寧かつ熱心なご指導をして頂きました神戸大学海事科学 研究科の宋明良教授に心より感謝致します.宋明良教授には,本研究を行う機会を与えて頂 いたことに加え,学会発表,論文の執筆,卒業論文作成,修士論文作成,博士論文作成に渡 り様々な場面でご指導ご鞭撻を受け賜りました.心より感謝致します.

本論文の副査をしていただき、本論文の構成に関して的確な御助言をいただき、丁寧なご 指導をいただきました神戸大学海事科学研究科の段智久教授ならびに西尾茂教授に厚くお 礼申し上げます.

本研究を行う切っ掛けを与えてくださり、また日頃長時間にも及ぶディスカッションに 付き合ってくださった独立行政法人宇宙航空研究開発機構 (JAXA)の松浦一哲研究員に心 より感謝いたします. JAXA の技術研修員生として受け入れて頂き、普段大学では到底でき ないような実験を行う機会をいただきました.また、実験の準備、片づけに加え、連日連夜 に及ぶ実験にご協力頂きました独立行政法人宇宙航空研究開発機構の黒澤研究員、山田研 究員をはじめ、法政大学出身の江口君、大出君、上坂君、本研究室出身の西田君、川畑君、 西山君、大石君、今井君に深く感謝いたします.

本研究を行う中で、日本液体微粒化学会の液膜式気流微粒化研究委員会では、大変多くの 勉強をさせていただきました.委員会および委員の皆様に深く感謝いたします.

本研究室に配属したころに始めた界面捕獲法を用いた初期のテーマをはじめ、様々なテ ーマに取り組むうえで切磋琢磨する機会をいただいた ITM チーム出身の皆に感謝いたしま す.また、液膜微粒化に関するテーマをともに遂行した同チームの皆に感謝いたします.

加えて、日頃から研究室でお世話になりました諸先輩方や同期をはじめ、後輩の皆さんに は研究生活をはじめ私生活に至るまでお世話になりました.ここに深く感謝致します.

最後に、日頃からお世話になっている友人をはじめ、非常に長い期間私を支えてくださっ た家族に心から感謝致します.本当にありがとうございました.