



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

(Degree)

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.	数値解析手法	22
2.1.1.	基礎方程式	22
2.1.2.	数値解法	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
2.2.2.	可視化計測法	30
2.2.3.	噴霧粒径の光学計測法	30
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	33
3.1.	緒言	33
3.2.	計算体系および計算条件	34
3.3.	結果と考察	37
3.3.1.	リップの影響	37
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.	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	50
第4章	縦方向振動機構と縦波長の予測.....	52
4.1.	緒言	52
4.2.	液膜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.....	56
4.4.	結果と考察	58
4.4.1.	可視化	58
4.4.2.	液膜振動周波数 $f_{L, on}$ 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	69
第5章	スパン方向振動機構と横波長の予測.....	70
5.1.	緒言	70
5.2.	実験装置および実験条件.....	71
5.3.	結果と考察	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	噴霧粒径の機構論的予測モデルの構築.....	87
6.1.	緒言	87
6.2.	実験装置および実験方法.....	87
6.3.	微粒化機構	88
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.....	95
6.5.	解析結果および考察.....	101
6.6.	結言	112
第7章	結論	113
参考文献	116
研究業績一覧	115
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CO₂とH₂O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_x、SO_x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NO_x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NO_x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NO_x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_x、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_x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CO₂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船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压化が進んできた。高温高压化による熱効率の向上が図られる一方で、NO_x排出量の増加が問題視されている。NO_x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、NO_x 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、圧縮した高压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係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

一や農薬散布、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^3 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^3 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 $1/N^3$ 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、空気の対流などによ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。

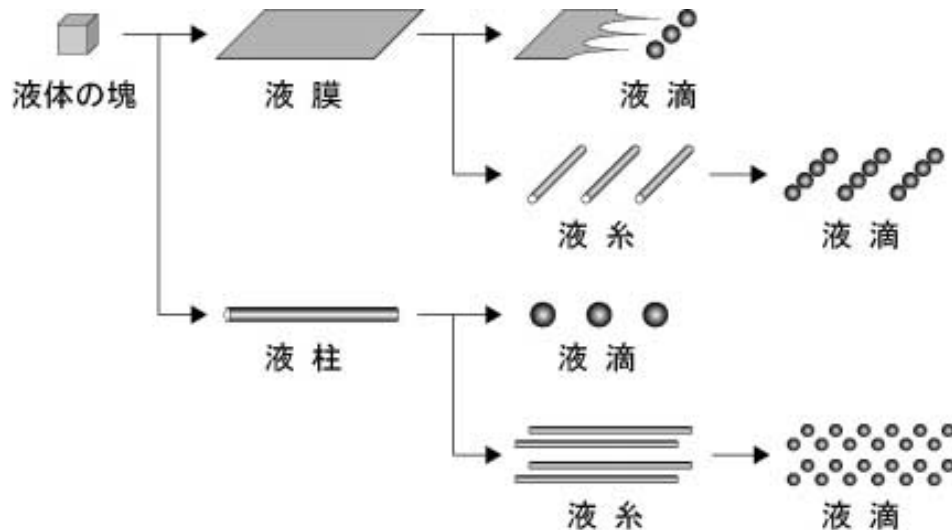


Fig. 1-1 Atomization process of a liquid [7]

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、身の周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。

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

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、 ρ_G , ρ_L は気液の密度、 V_G , V_L は気液の速度、 σ 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]。

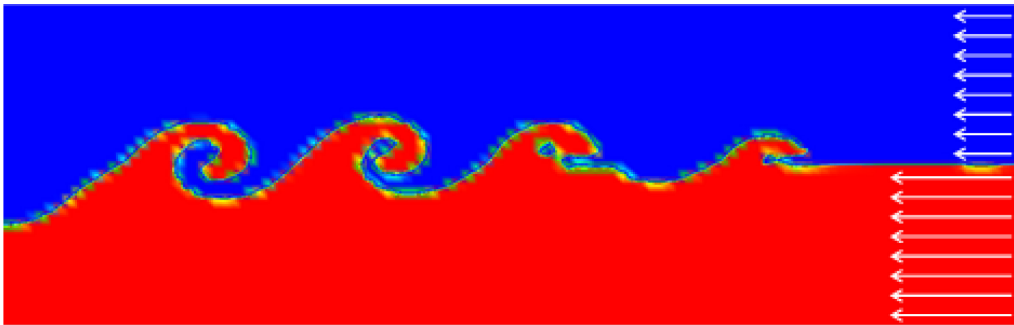


Fig. 1-2 Numerical result of Kelvin-Helmholtz vortices

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。

$$\frac{d^2 X_i}{dt^2} = \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_G + \rho_L} k g X_i \quad (1-2)$$

ここで、 X_i は界面の変位量、 t は時刻、 k は波数、 ρ_G 、 ρ_L 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]。

$$\lambda_R \sim 4.49D \quad (1-3)$$

ここで、 λ_R は変動波の波長、 D は液注の直径である。

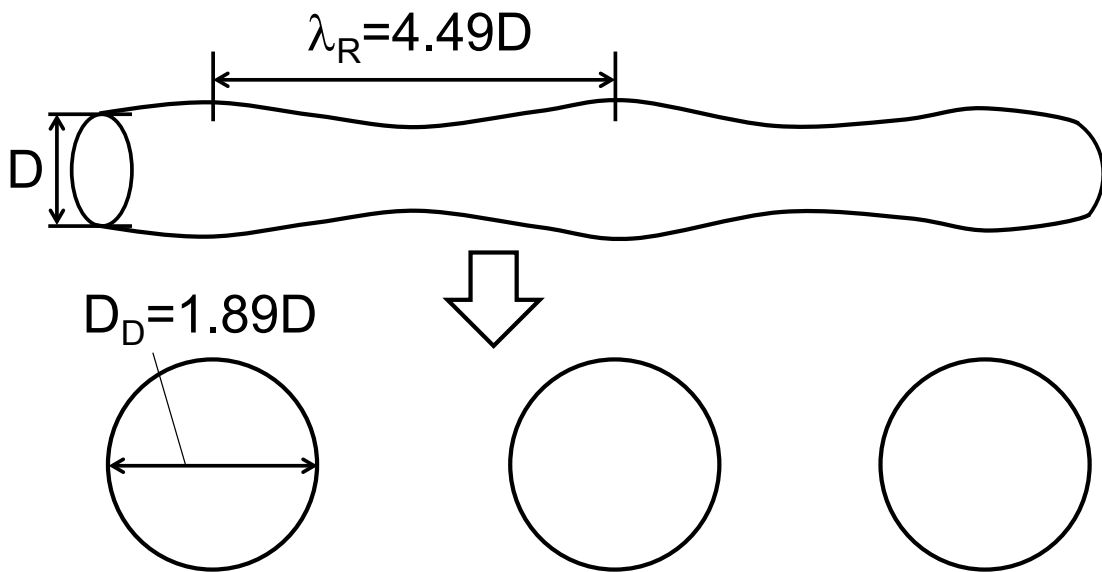


Fig. 1-3 Rayleigh instability theory

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_D は式 (1-4) を経て式 (1-5) であらわされる。

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

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

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のオーダーになっている [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_j とウェーバー数 We_j は、それぞれ式(1-6)、(1-7)で定義される。

$$Re_j = \frac{\rho_L V_L d}{\mu_L} \quad (1-6)$$

$$We_j = \frac{\rho_G V_L^2 d}{\sigma} \quad (1-7)$$

ここで、 ρ_G 、 ρ_L は気液の密度、 V_L は液体の速度、 μ_G 、 μ_L は気液の粘性係数、 d は噴射弁の噴孔、 σ 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。

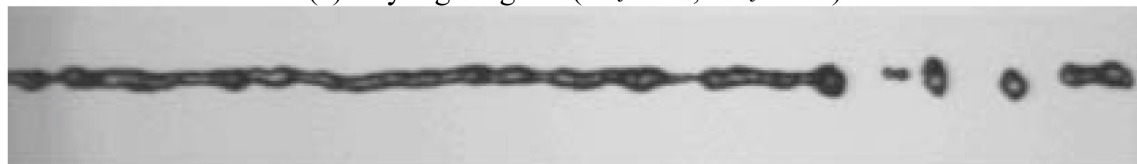
また、流速が非常に速い条件で生じる atomization regime は Lefebvre [6]によって定義されたものであり、生成される液滴は噴孔より小さくなる。これは、流れの発達と乱流によるものであると Feath ら [29]によって報告されている。

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。



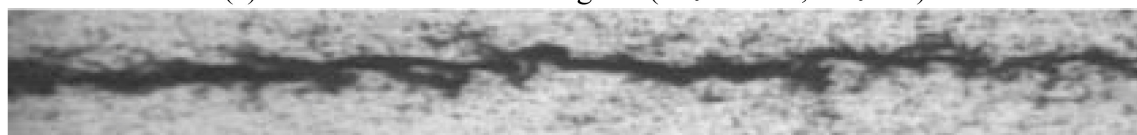
(a) Rayleigh regime ($Re_j=790$, $We_j=0.06$)



(b) First wind-induced regime ($Re_j=5500$, $We_j=2.7$)



(c) Second wind-induced regime ($Re_j=16500$, $We_j=24$)



(d) Atomization regime ($Re_j=28000$, $We_j=70$)

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こと報告された。

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。

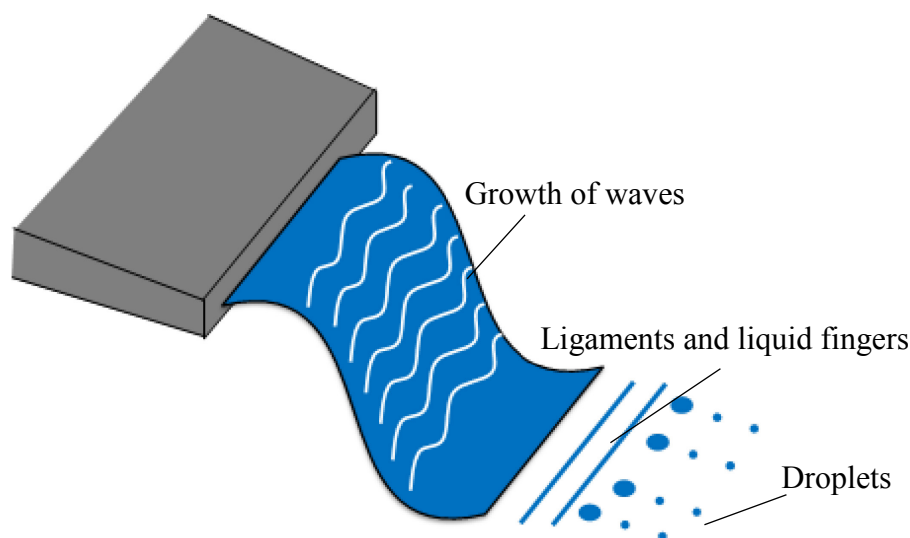


Fig. 1-5 Atomization process of liquid sheet

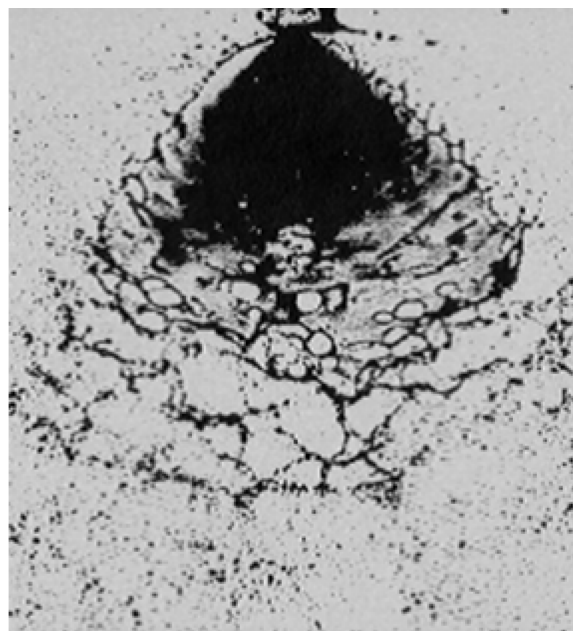
1.4.2.1. 静止気体中に噴射される液膜の微粒化過程

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स्प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ところに、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、エアアシストアトマイザーやエア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にした研究は見当たらないのが現状である。

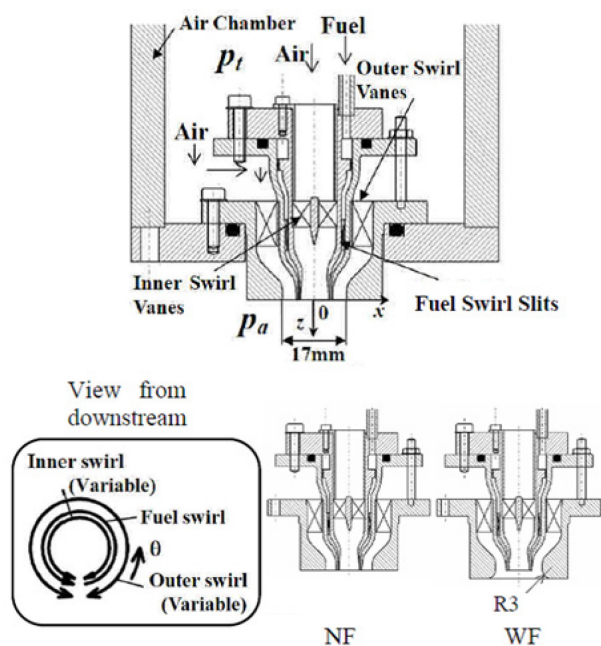


Fig. 1-7 Schematic illustration of air-blast fuel injector [4]

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

広がる靱帯状の分裂である 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].

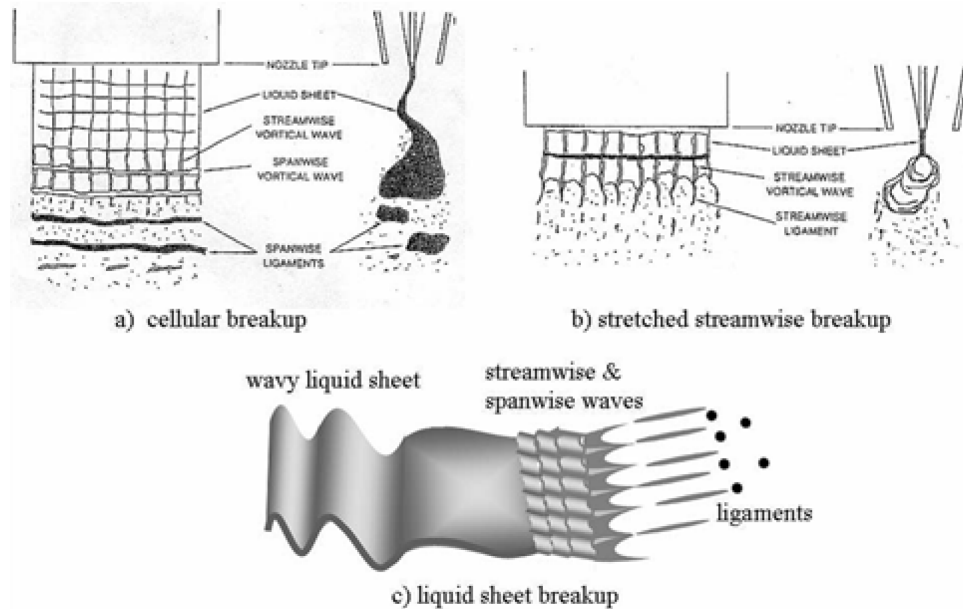


Fig. 1-8 Breakup regimes of liquid sheet [49]

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, 高雰囲気気圧条件下で雰囲気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。

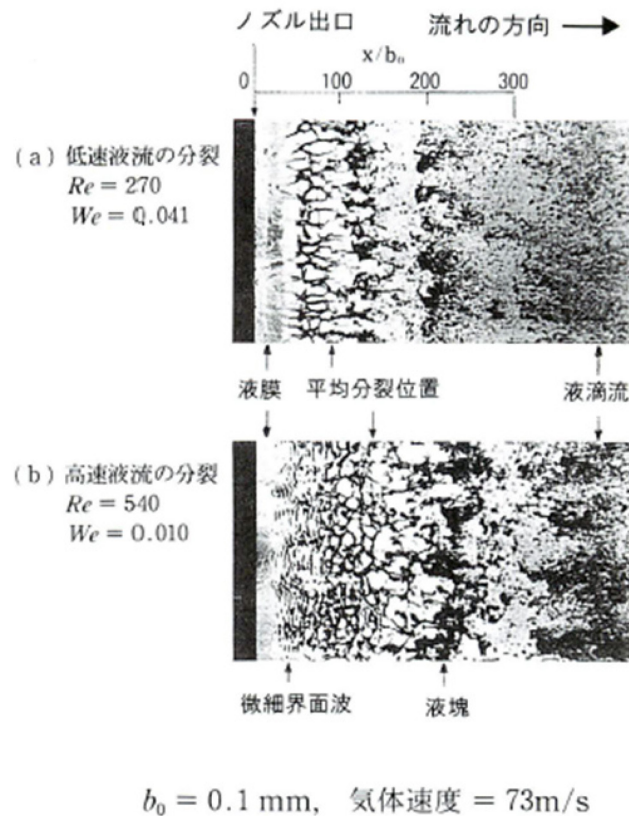


Fig. 1-9 High-speed photography of planar liquid film exposed to high speed air flow [52]

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。上記解析は比較的实现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き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。

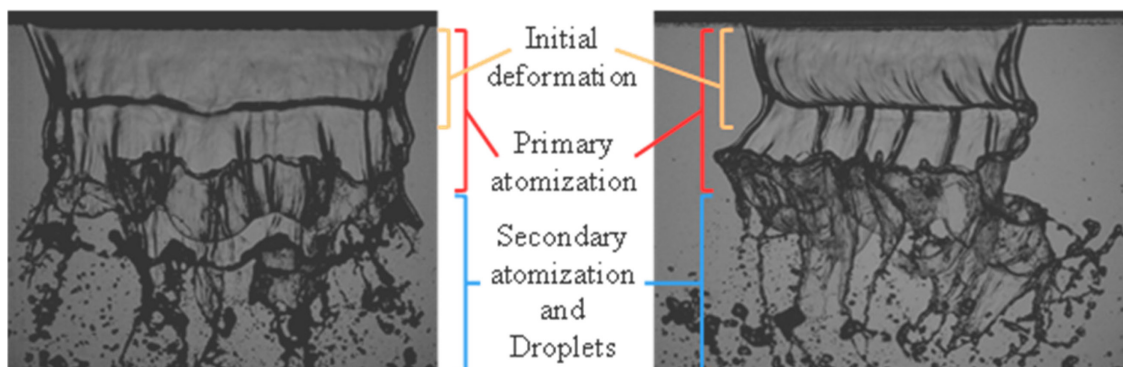


Fig. 1-10 Atomization process of a liquid sheet caused by airflows

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 f_{Lon} 、振動波長 λ_{Lon} 、スパン方向に振動してできる横波長 λ_{tra} 、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_{32}) 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_{10} や積曲線上での通過分が $x\%$ となる $D_{0,x}$ 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、エアアシストアトマイザーやエア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。

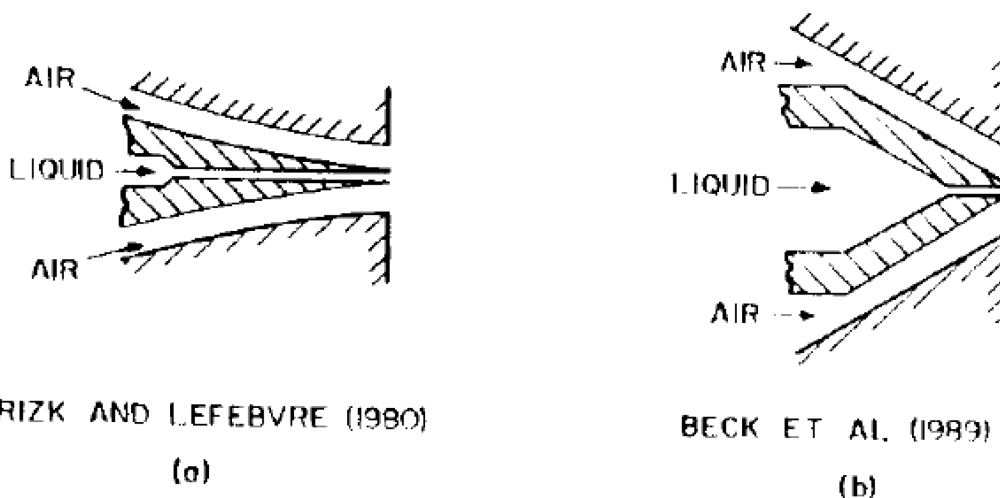


Fig. 1-11 Air blast atomizers manufactured by Lefebvre et al. [48]

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 $V_L=0.66$ m/s, 気流の流入速度 $V_G=23$ 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) の水膜正面図によると、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。

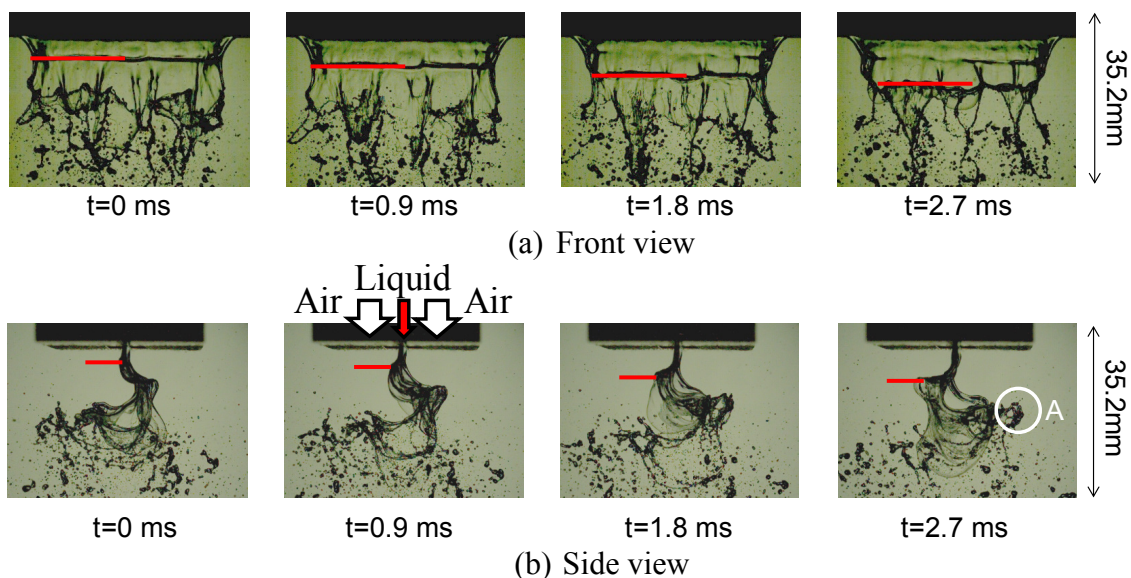


Fig. 1-12 High-speed images of water sheet
($V_L=0.66$ m/s, $V_G=22.6$ m/s, $P_a=0.1$ MPa, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm)

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 のようなり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。

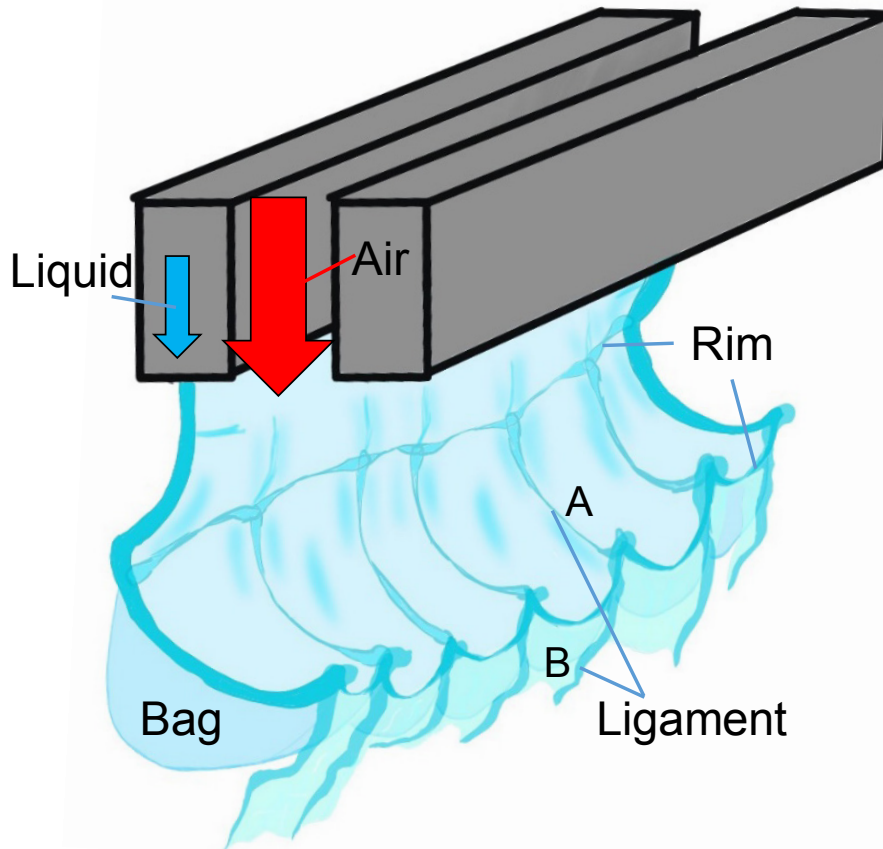


Fig. 1-13 Schematic of liquid sheet atomization process by air flow

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NO_x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спан方向波長 (横波長)に及ぼす影響を調べることで、спан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спан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спан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. 数値解析手法

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。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2-1)$$

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

ここで、 \mathbf{u} は速度、 ρ は密度、 t は時間、 P は圧力、 μ は粘度、 \mathbf{g} は重力加速度、 \mathbf{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。

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

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。

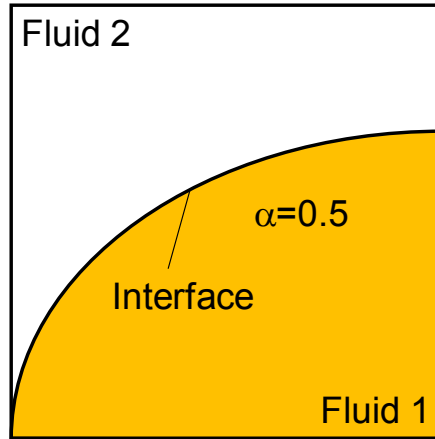


Fig. 2-1 A calculation cell with gas-liquid interface

2.1.2. 数値解法

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。

$$\rho^n \frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} = -\nabla p^{n+1} + \{-\rho(u \cdot \nabla)u + \nabla \cdot \mu[\nabla u + (\nabla u)^T] + \rho g + F_\sigma\}^n \quad (2-4)$$

ここで、上付添字 $n, n+1$ は時間ステップ、 Δt 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 ∇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。

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

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。

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

ここで、 δP 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.

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

SOLA 法では, SOR 法などの反復法を用いて式(2-7)を解き, p^{n+1} 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^{n+1} を求める.

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

ここで, ω 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.

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

ここで, Δx と Δy は x, y 方向の計算セル刻み幅である. C_e, C_w, C_n, C_s 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 δP^{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.

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

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 (Cubic-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)。

$$\hat{n} = \frac{\nabla\alpha}{|\nabla\alpha|} \quad (2-11)$$

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。

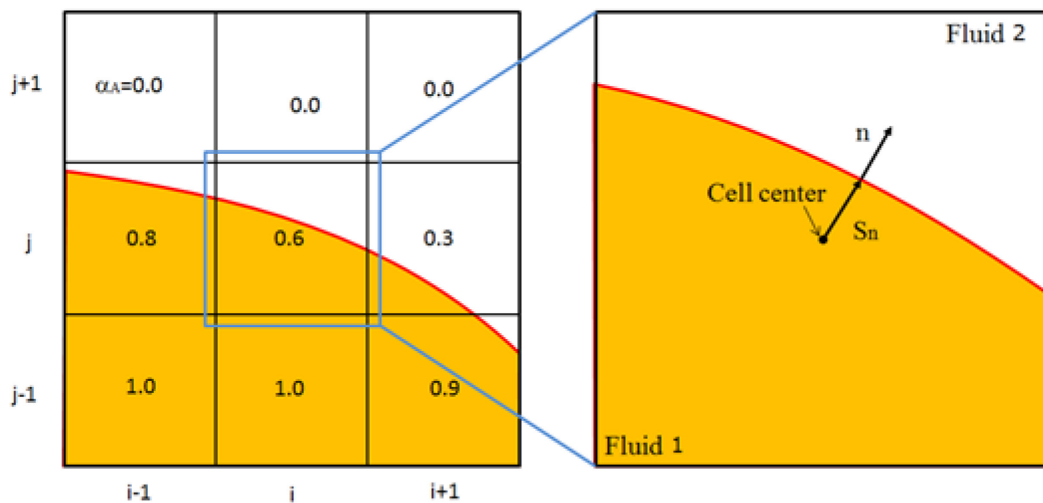


Fig. 2-2 NSS: (1) Calculation of normal vector

(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 Δt 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。

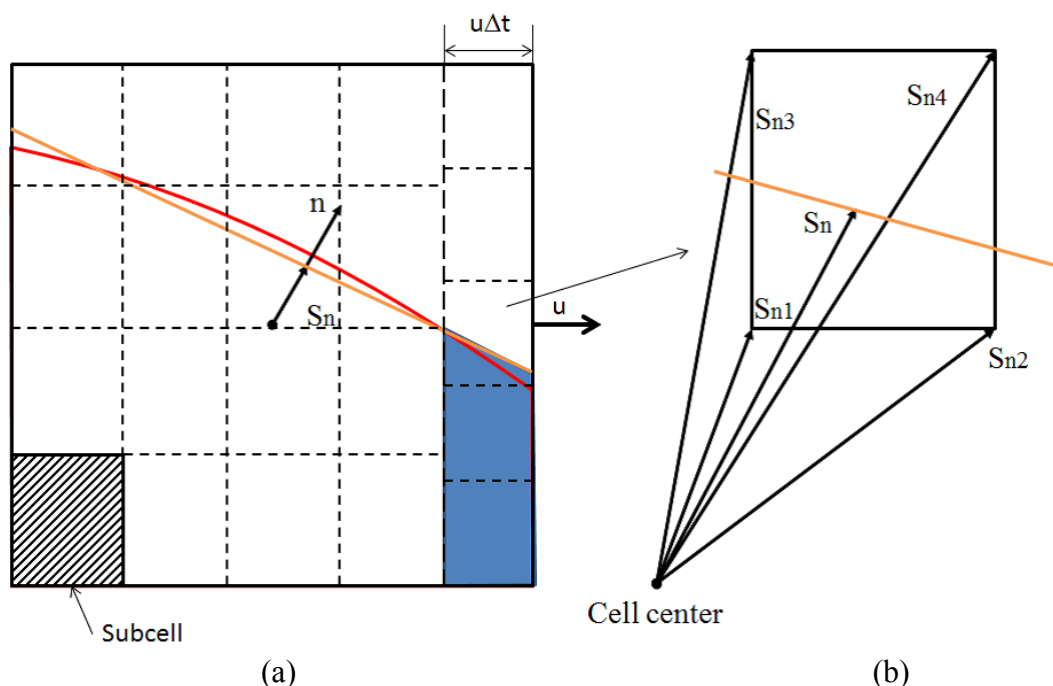


Fig. 2-3 NSS: (2-3) Formation of subcell and reconstruction of interface [74]

(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 S_n 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 S_{nk} ($k=1, 2, 3, 4$) を定める。添え字 k は S_{nk} と \hat{n} との内積 P_k が小さいものから順に定める。また、 S_n 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 α_{sub} を次式を用いて近似する。

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

ここで、

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

この距離ベクトル S_n を変化させ、副セル内の体積率 α_{sub} を求め、 α_{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 $\delta\alpha$ 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．

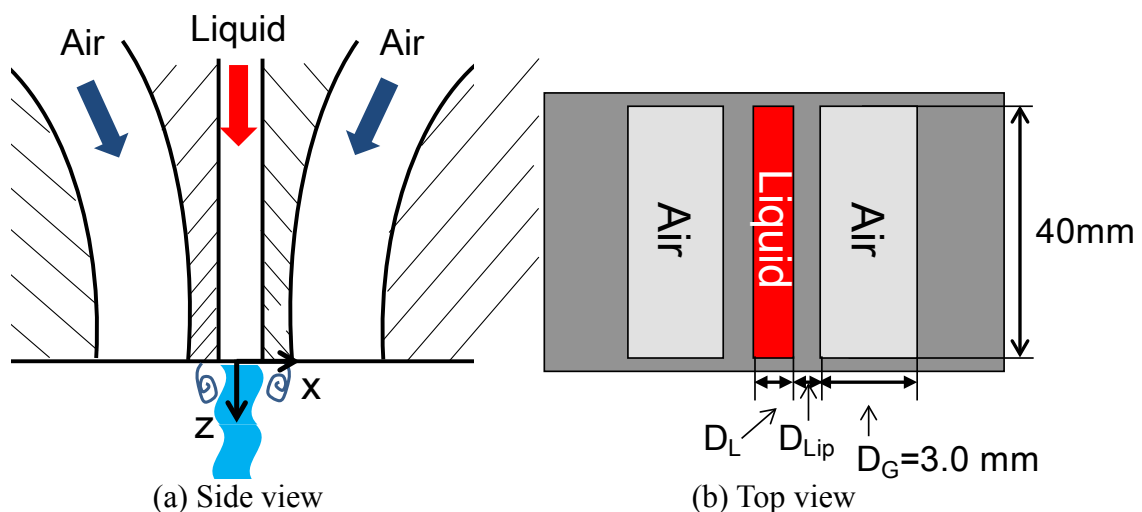


Fig. 2-4 Schematic of injector exit

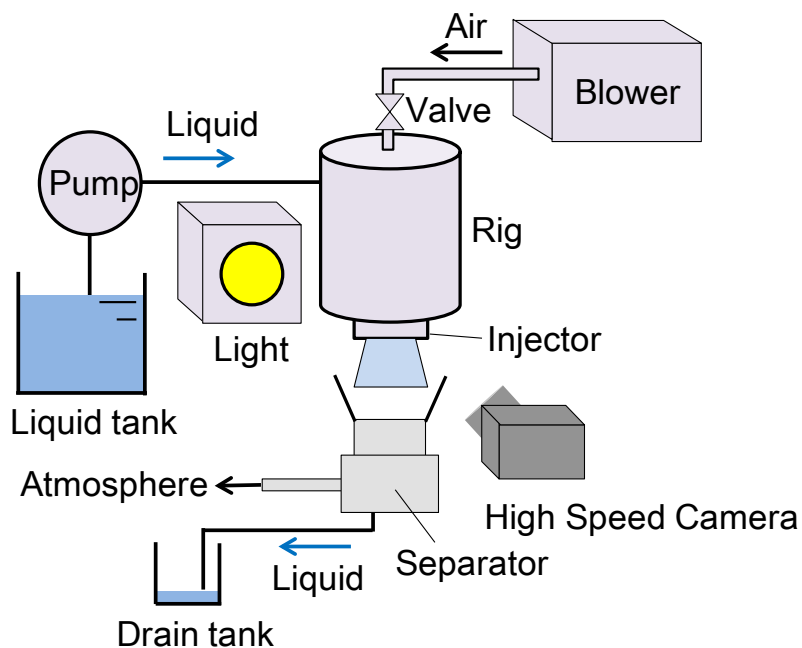


Fig. 2-5 Atmospheric pressure test rig

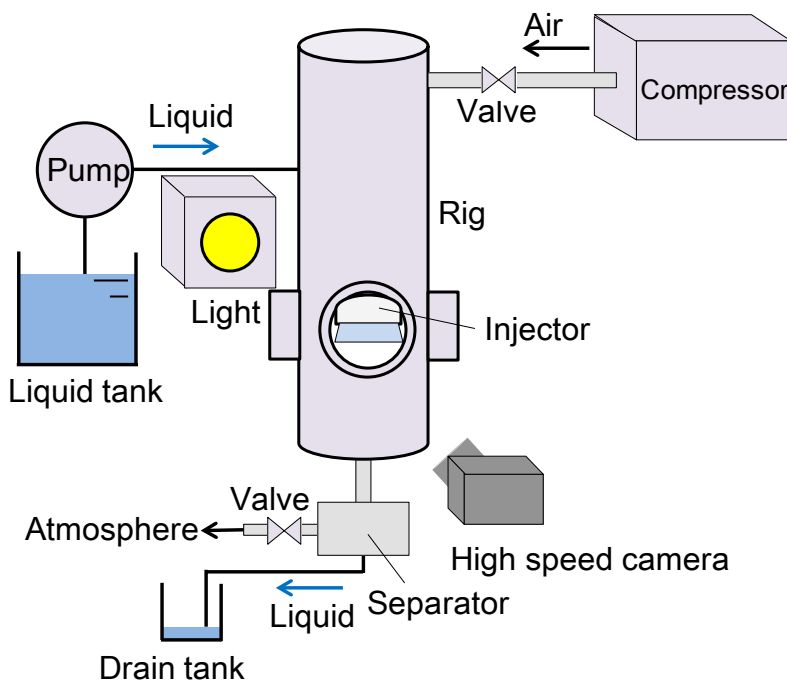


Fig. 2-6 High ambient pressure test rig

大気圧，高雰囲気気圧の両実験とも，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し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 1 MPa, 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。

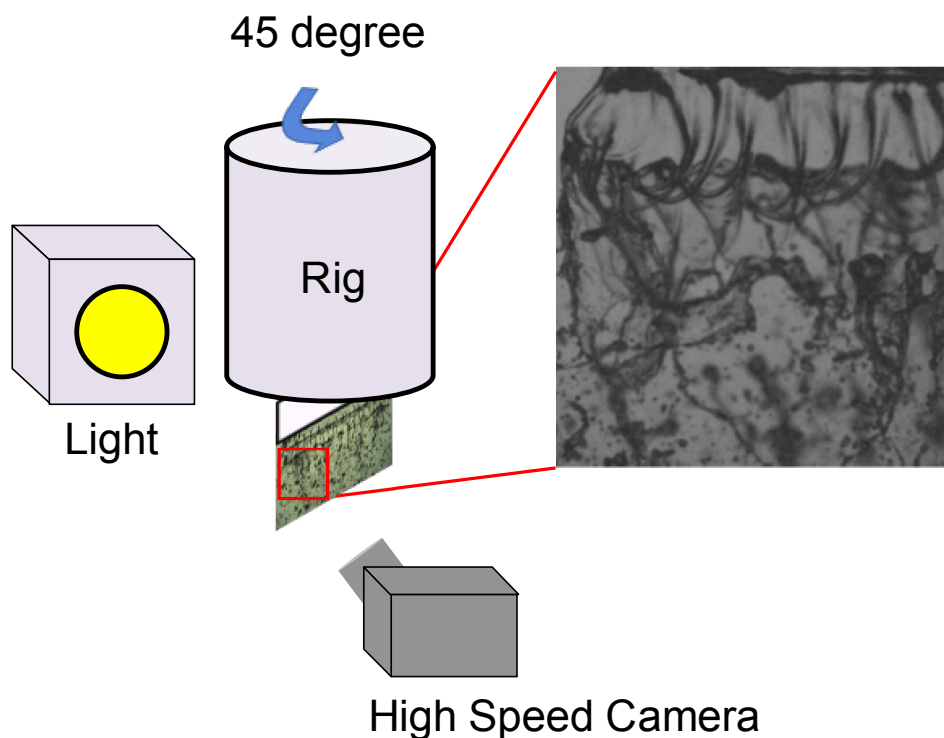


Fig. 2-7 Photographing technique of detailed high-speed images

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 $1.6 \mu\text{m} \sim 233.8 \mu\text{m}$ であるが、 $150 \mu\text{m}$ 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_{10} 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。

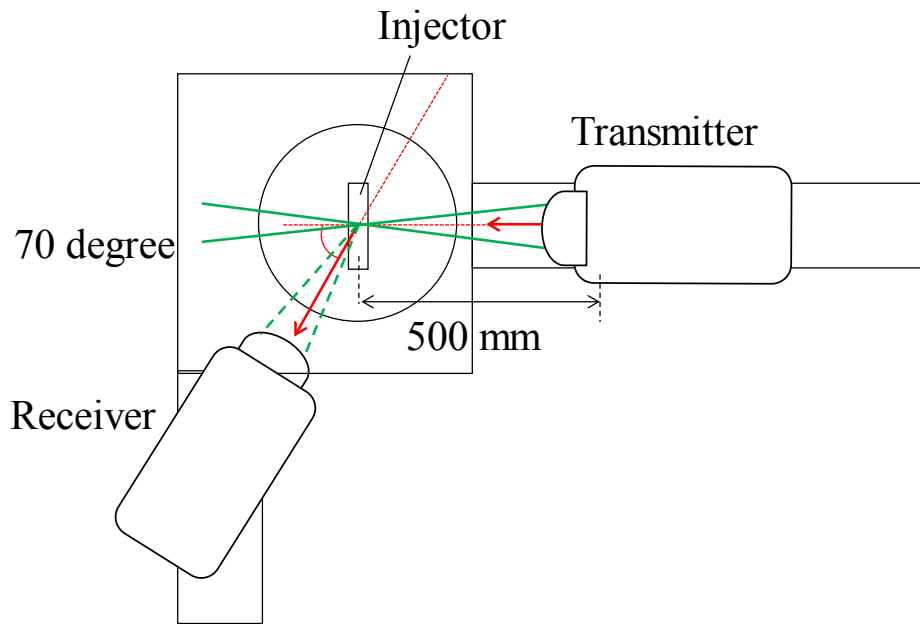


Fig. 2-8 Measurement system of PDPA

Table 2-1 Setting of transmitter and receiver 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 shift (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	

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。

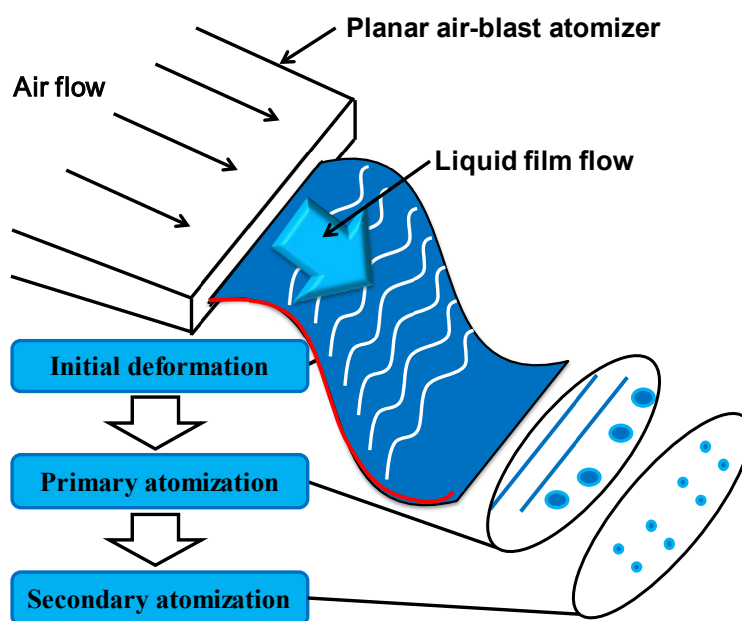


Fig. 3-1 Atomization process of a liquid sheet caused by airflows

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が難しい。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 λ_{Lon} 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

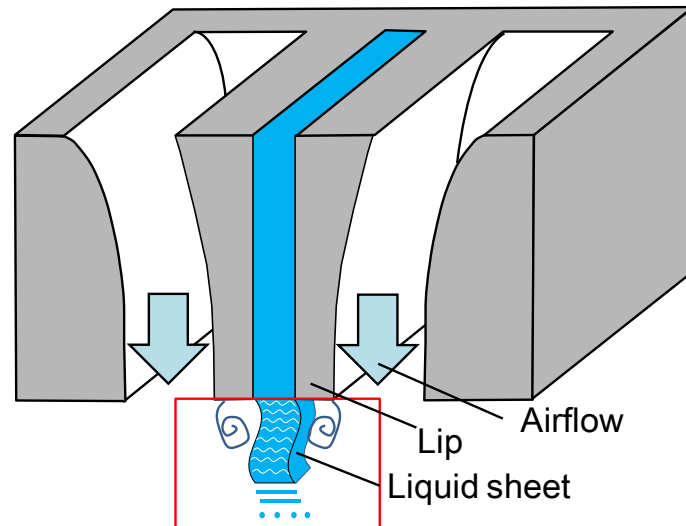


Fig. 3-2 Schematic of a planar air-blast atomizer

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_{Lip} 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 $D_L=0.5$ 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 $157 \times 182 = 28574$ 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_G 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_L 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 ρ_L と ρ_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 μ_L と μ_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_L を代表長さとした, 液相のレイノルズ数 Re_L , リップ厚さ D_{Lip} 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 Re_{Lip} はそれぞれ式(3-1), (3-2)で定義される.

$$Re_L = \frac{\rho_L V_L D_L}{\mu_L} \quad (3-1)$$

$$Re_{Lip} = \frac{\rho_G V_G D_{Lip}}{\mu_G} \quad (3-2)$$

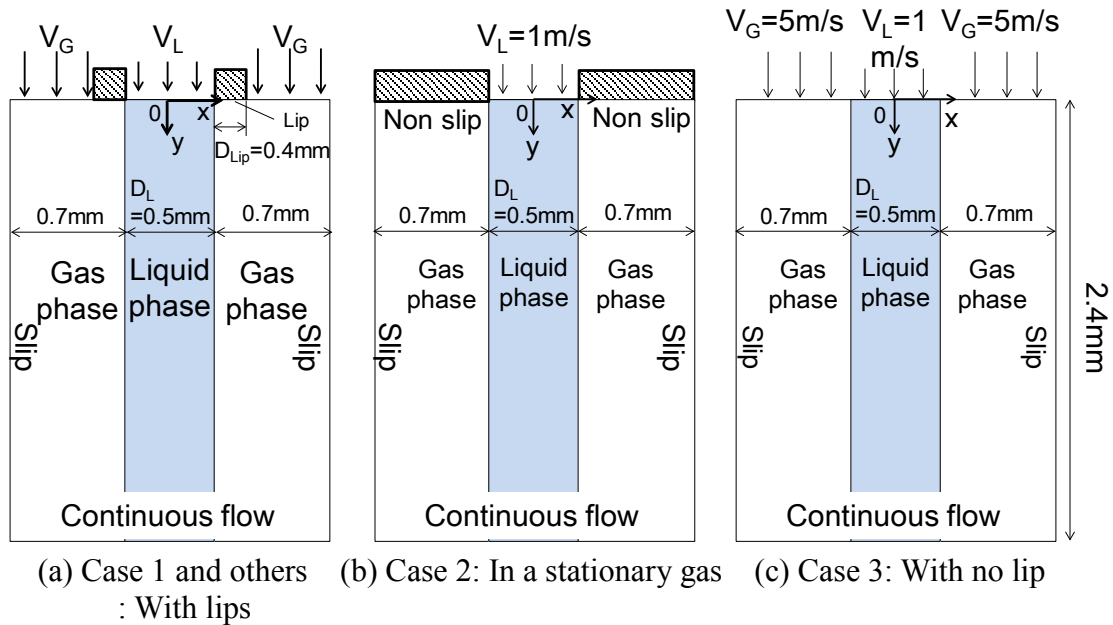


Fig. 3-3 2-D computational system

Table 3-1 Computational condition

Case	V_G [m/s]	V_L [m/s]	ρ_L [kg/m ³]	ρ_G [kg/m ³]	ρ_L / ρ_G	Re_L	D_{Lip}	Re_{Lip}	μ_L [Pa·s]	μ_G [Pa·s]
1	5						0.4	111	1.0×10^{-3}	1.82×10^{-5}
2	0	1	1000	1	1000	490				
3	5									
VG2	1	1	1000	1	1000	490	0.4	22	1.0×10^{-3}	1.82×10^{-5}
VG3	3	1	1000	1	1000		0.4	67		
VG4	8	1	1000	1	1000		0.4	178		
VL2	5	0.5	1000	1	1000	250	0.4	111	1.0×10^{-3}	1.82×10^{-5}
VL3	5	1.5	1000	1	1000	740	0.4	111		
R2	5	1	1000	0.5	2000	490	0.4	56	1.0×10^{-3}	1.82×10^{-5}
R3	5	1	500	1	500	250	0.4	111		
R4	5	1	500	2	250		0.4	222		
MG2	5	1	1000	1	1000	490	0.4	11	1.0×10^{-3}	1.82×10^{-4}
ML2	5	1	1000	1	1000	100	0.4	111	5.0×10^{-3}	1.82×10^{-5}

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、噴射口より $y = 1.2 \text{ mm}$ 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 Δx と振動する液膜界面変位の極値の絶対値 Δx_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。

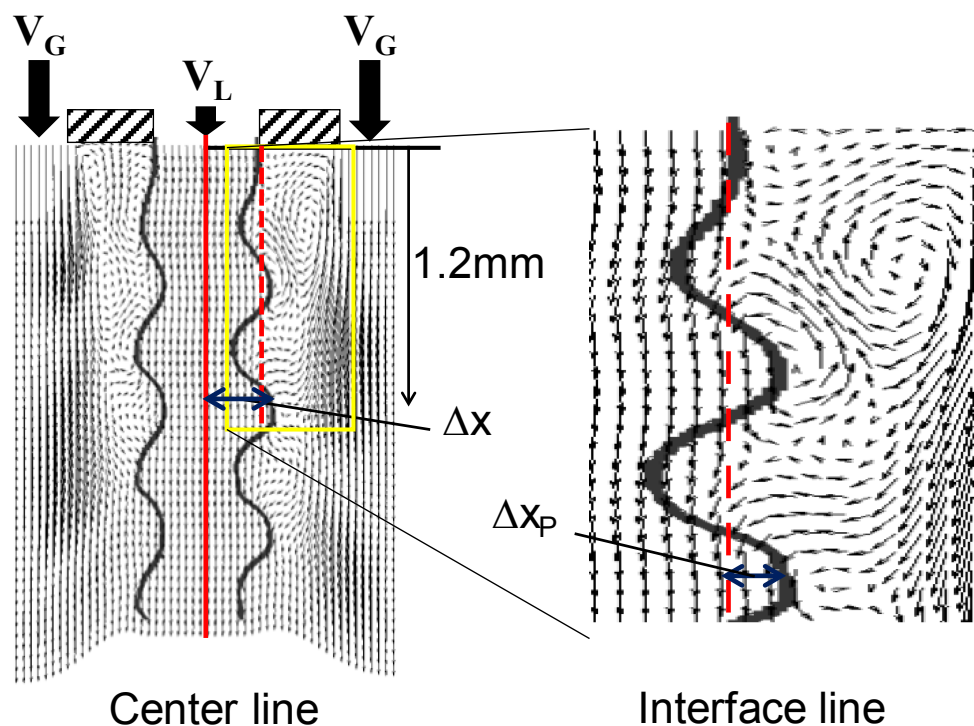


Fig. 3-4 Definition of Δx and Δx_p

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 ($Re_{Lip}=111$) ではリップ厚さ $D_{Lip} (=0.4\text{mm})$ 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.

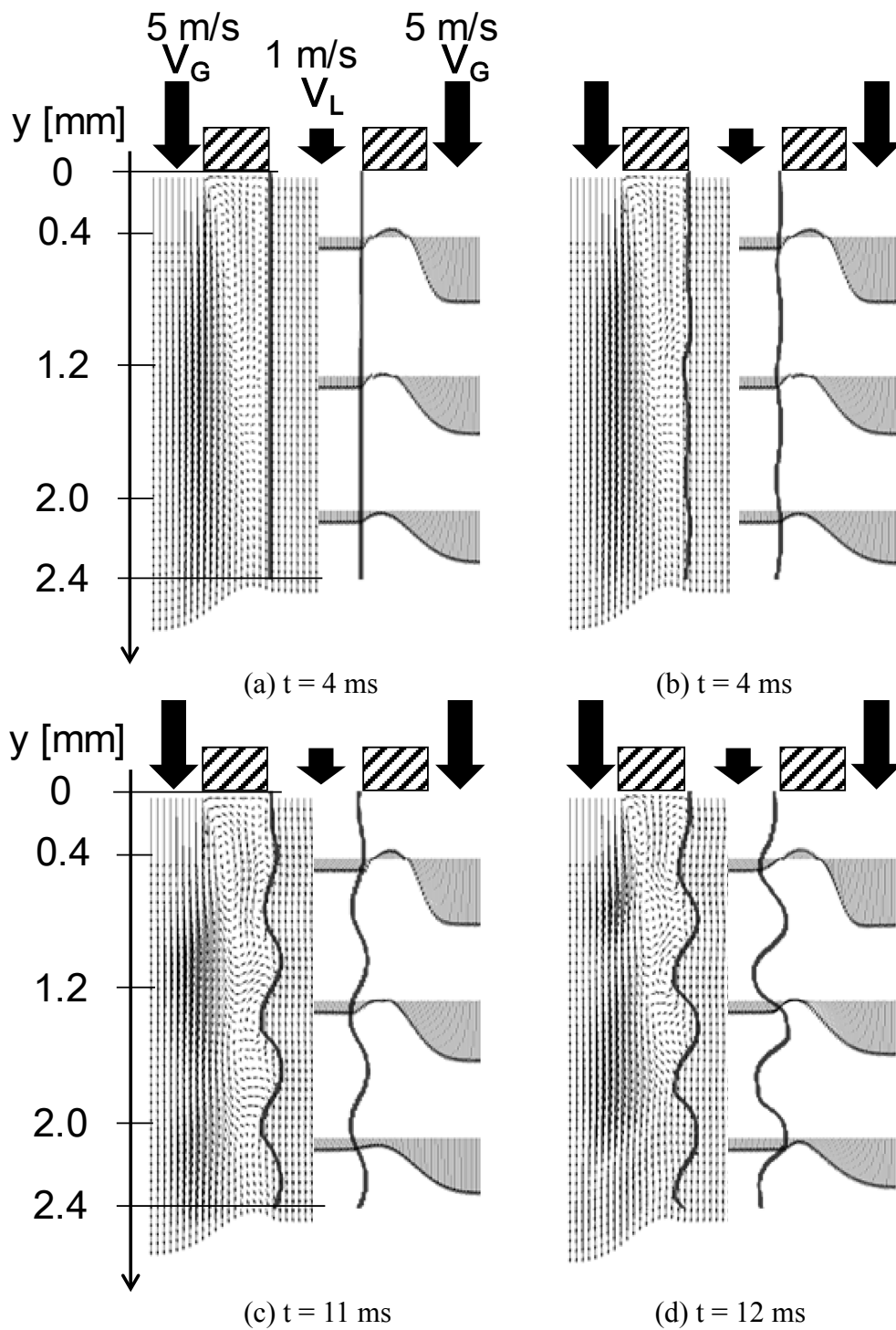


Fig. 3-5 Development of liquid film oscillation (Case 1)

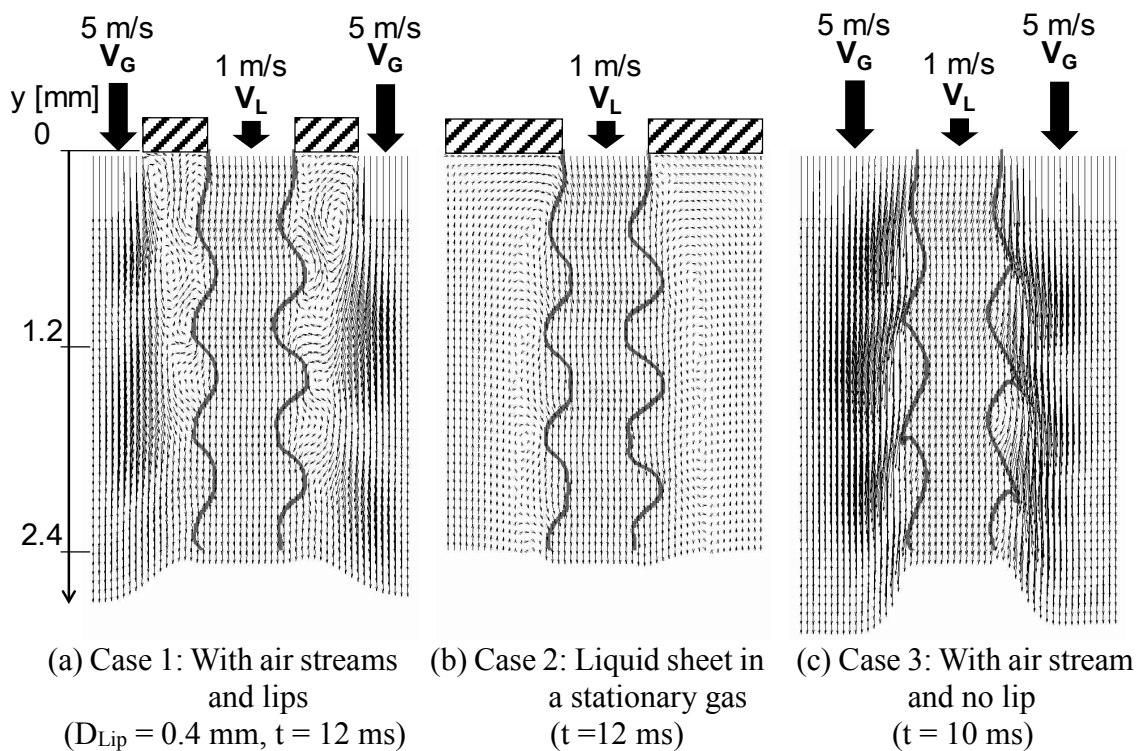


Fig. 3-6 Effects of a lip on liquid sheet behavior

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 Δx_p 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, 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.

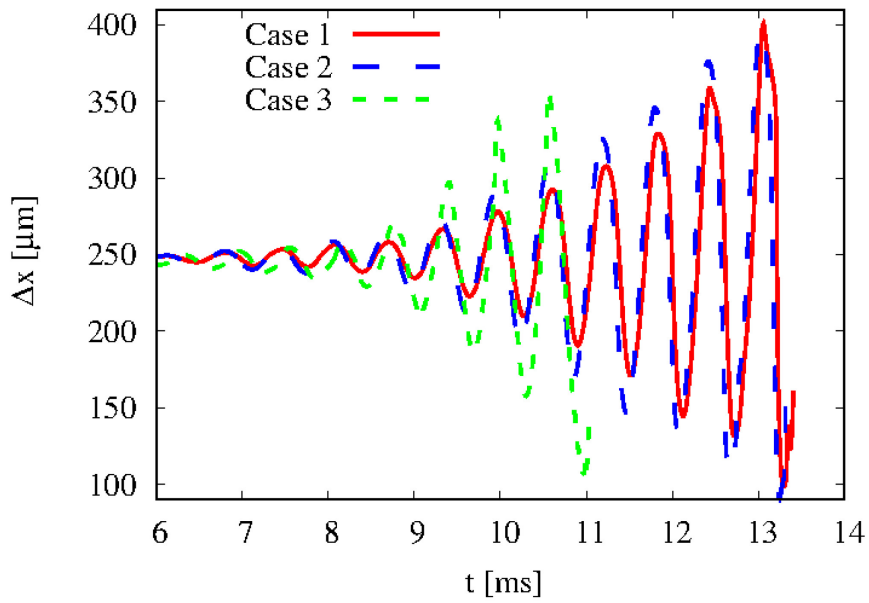


Fig. 3-7 Displacement of liquid sheet interface ($y = 1.2\text{mm}$)

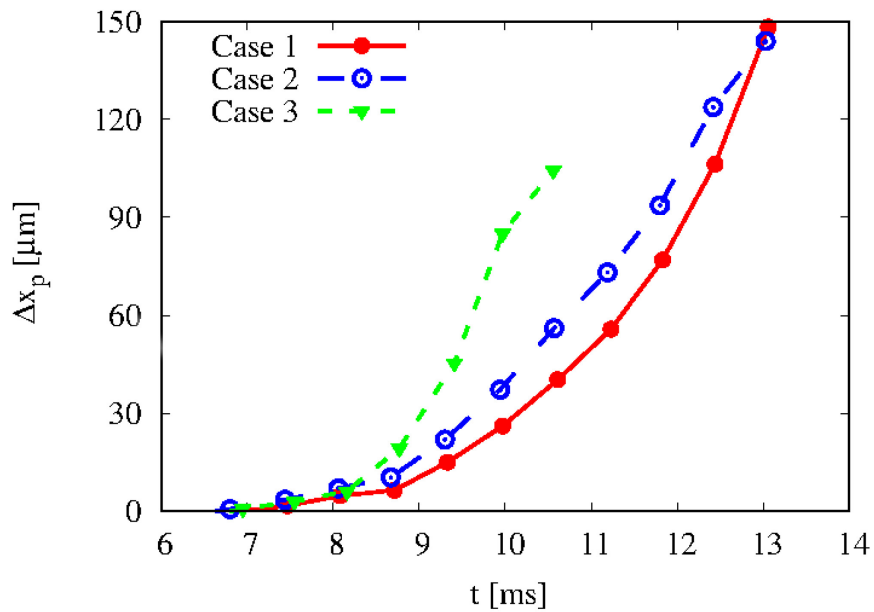


Fig. 3-8 Effect of inflow condition on interface deformation ($y = 1.2\text{ mm}$)

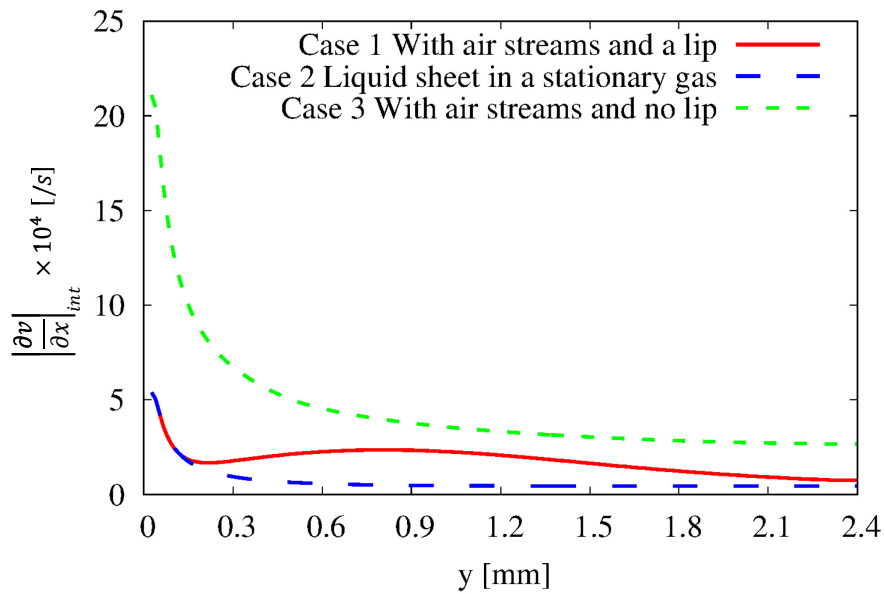


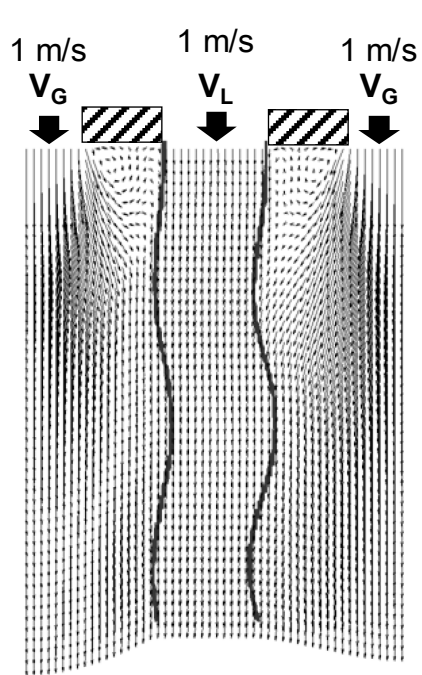
Fig. 3-9 Effect of inflow condition on the gas velocity gradient

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 $t = 12 \text{ ms}$ 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 λ_{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。

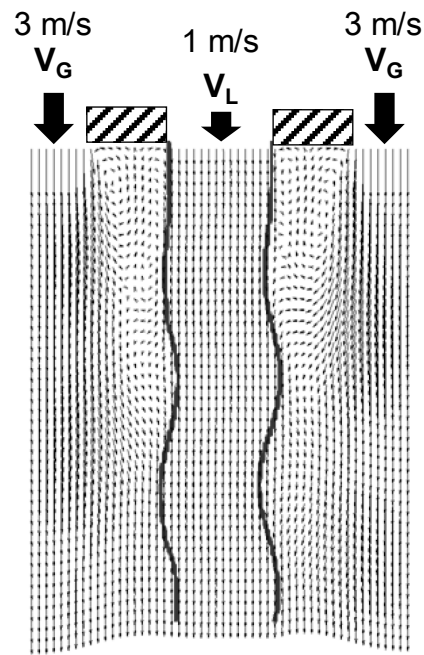
次に、 $y = 1.2 \text{ mm}$ における液膜界面の変位量のピーク値 Δx_p の時間変化を Fig. 3-11 に示す。どの条件でも時間経過に伴い Δx_p は成長していることがわかる。しかし、 V_G が大きく変化したとしても成長率に影響はなく、成長率は V_G に依存しない。

時刻 $t = 3 \text{ ms}$ 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 $y = 0.3 \sim 2.4 \text{ mm}$ 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 $y = 0 \sim 0.2 \text{ mm}$ 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。



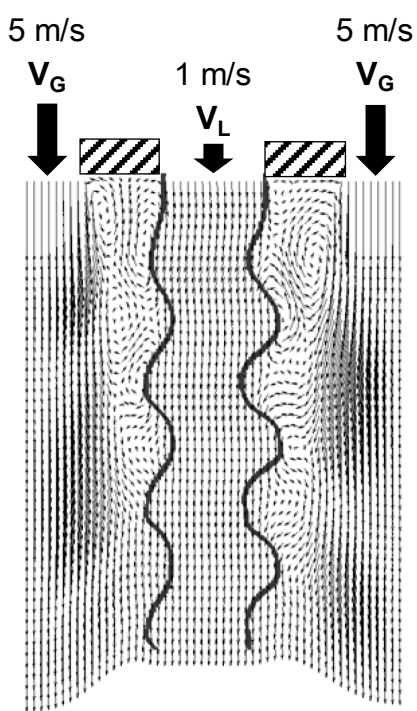
(a) Case VG2

$V_G = 1 \text{ m/s}$, $Re_{Lip} = 22$



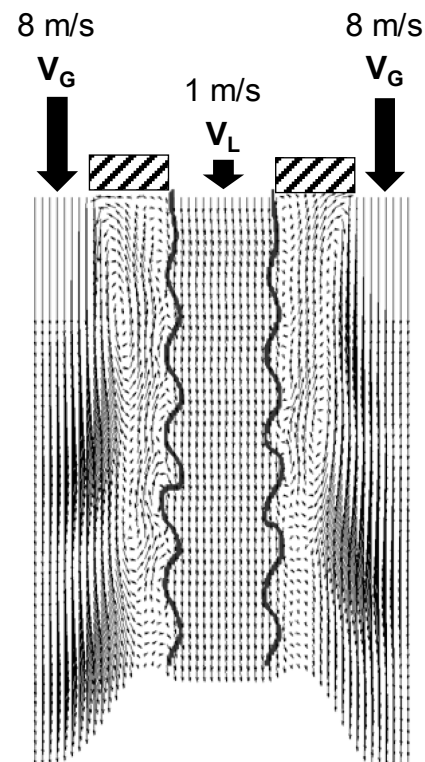
(b) Case VG3

$V_G = 3 \text{ m/s}$, $Re_{Lip} = 67$



(c) Case 1

$V_G = 5 \text{ m/s}$, $Re_{Lip} = 111$



(d) Case VG4

$V_G = 8 \text{ m/s}$, $Re_{Lip} = 178$

Fig. 3-10 Effect of gas velocity V_G on liquid film ($t = 12 \text{ ms}$)

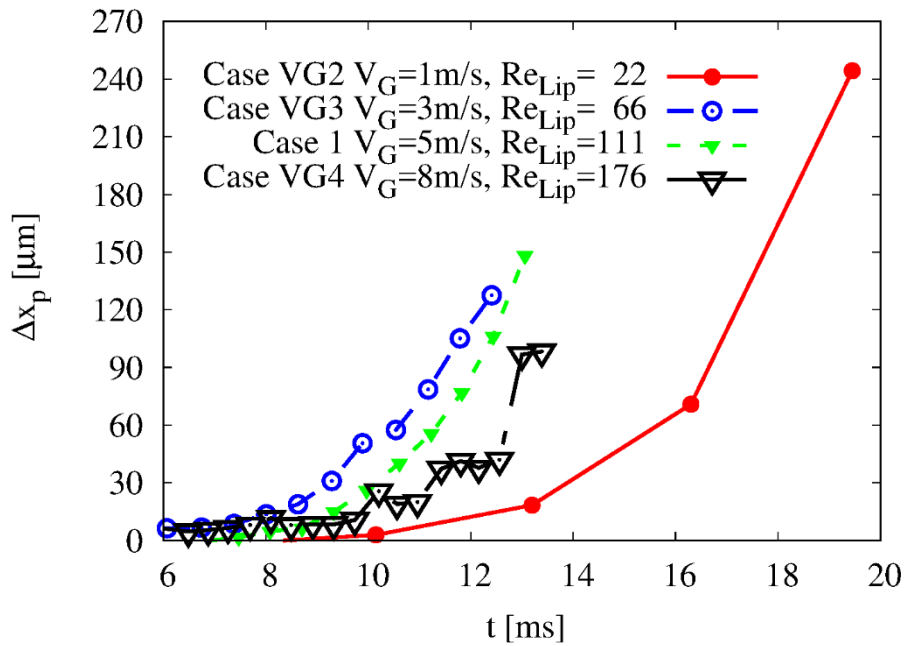


Fig. 3-11 Effect of gas velocity on interface deformation ($y = 1.2 \text{ mm}$)

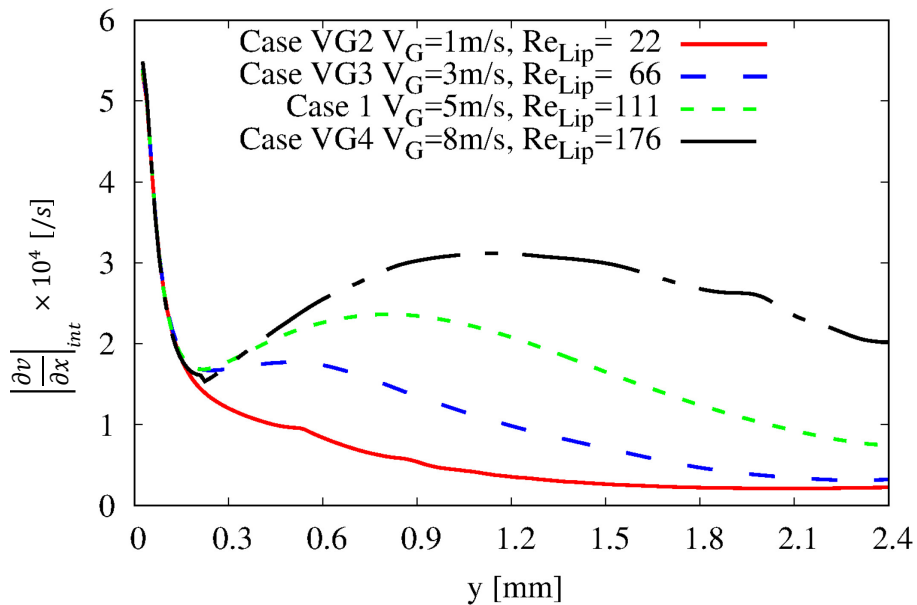
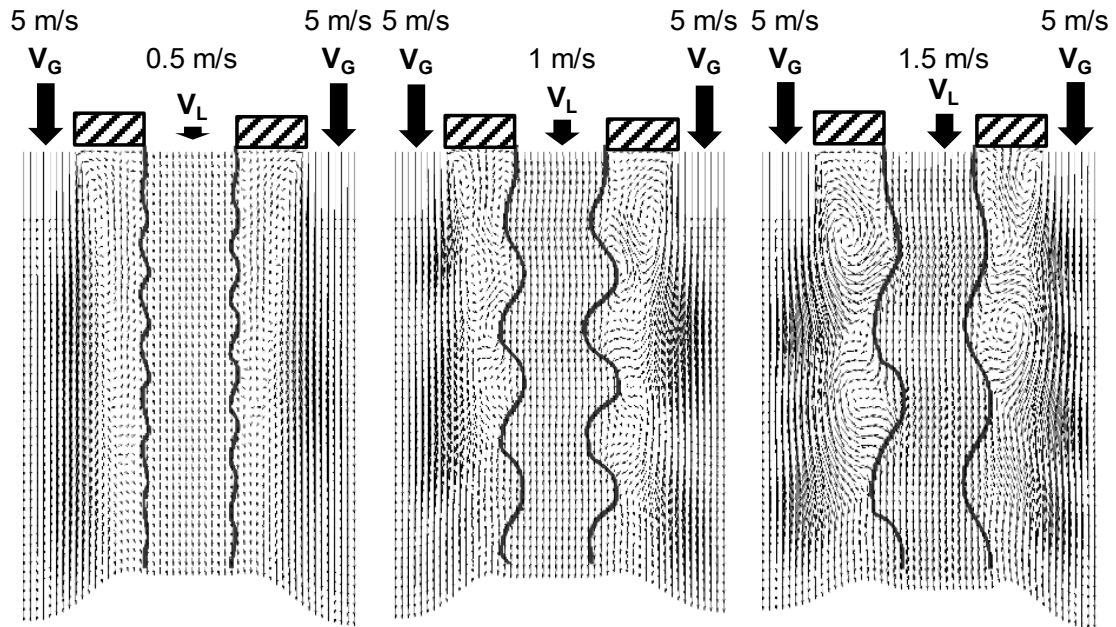


Fig. 3-12 Effect of gas velocity on gas velocity gradient at interface

3.3.3. 液膜流速の影響

液膜流入速度 V_L が異なる Case VL2 ($t=30 \text{ ms}$), 1($t=12 \text{ ms}$), VL3 ($t=8 \text{ ms}$)の液膜界面形状と速度分布を Fig. 3-13 に示す. 噴射口から $y=1.2 \text{ mm}$ 下流における, Δx_p 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 や $V_G - V_L$ ではなく、 V_L に依存することがわかる。



(a) Case VL2 $V_L = 0.5 \text{ m/s}$, $t = 30 \text{ ms}$ (b) Case 1 $V_L = 1.0 \text{ m/s}$, $t = 12 \text{ ms}$ (c) Case VL3 $V_L = 1.5 \text{ m/s}$, $t = 8 \text{ ms}$
Fig. 3-13 Effect of liquid velocity V_L on liquid sheet ($V_G = 5 \text{ m/s}$)

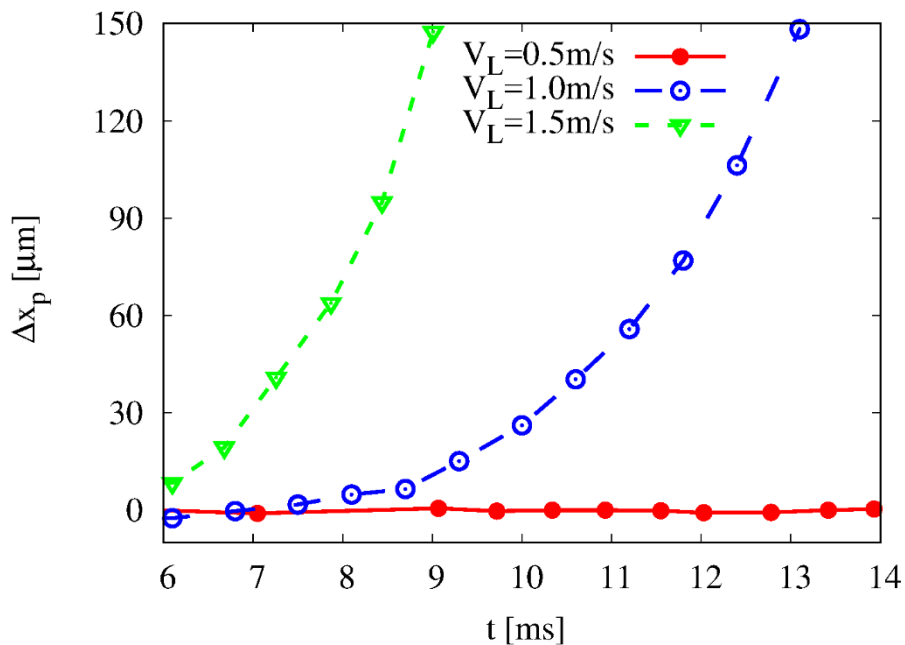


Fig. 3-14 Effect of liquid velocity V_L on interface deformation ($y = 1.2 \text{ mm}$)

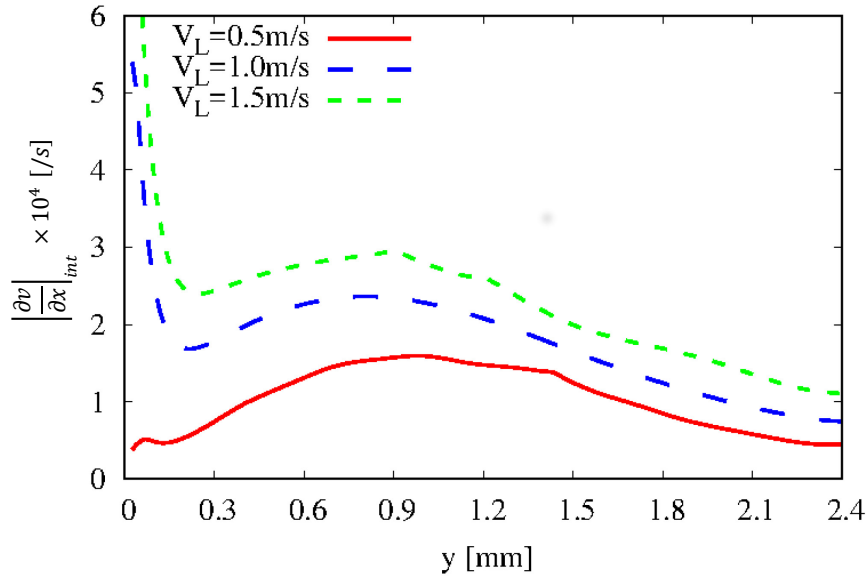


Fig. 3-15 Effect of liquid velocity V_L on gas velocity gradient at the interface

Case VL2, 1, VL3 の波長はそれぞれ 293, 612, 873 μm であり, Lozano と Barreas の実験結果 [53]と同様, V_L が大きいほど液膜振動波長 λ_{Lon} が長くなる. V_L 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_L 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_G ではなく V_L に依存するため, V_L 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 ρ_L / ρ_G が異なる Case R2, 1, R3, R4 を比較するため, 時刻 $t=12 \text{ ms}$ における液膜界面形状と速度分布を Fig. 3-16 に示す. $y=1.2 \text{ mm}$ での液膜右側界面変位の極値のピーク値 Δx_p を Fig. 3-17 に示す. KH の不安定性理論では, ρ_L / ρ_G が 1 に近く, λ_{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 ρ_L / ρ_G が 1 に近く小さいほど λ_{Lon} が短くなっている. また, ρ_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, ρ_L / ρ_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.

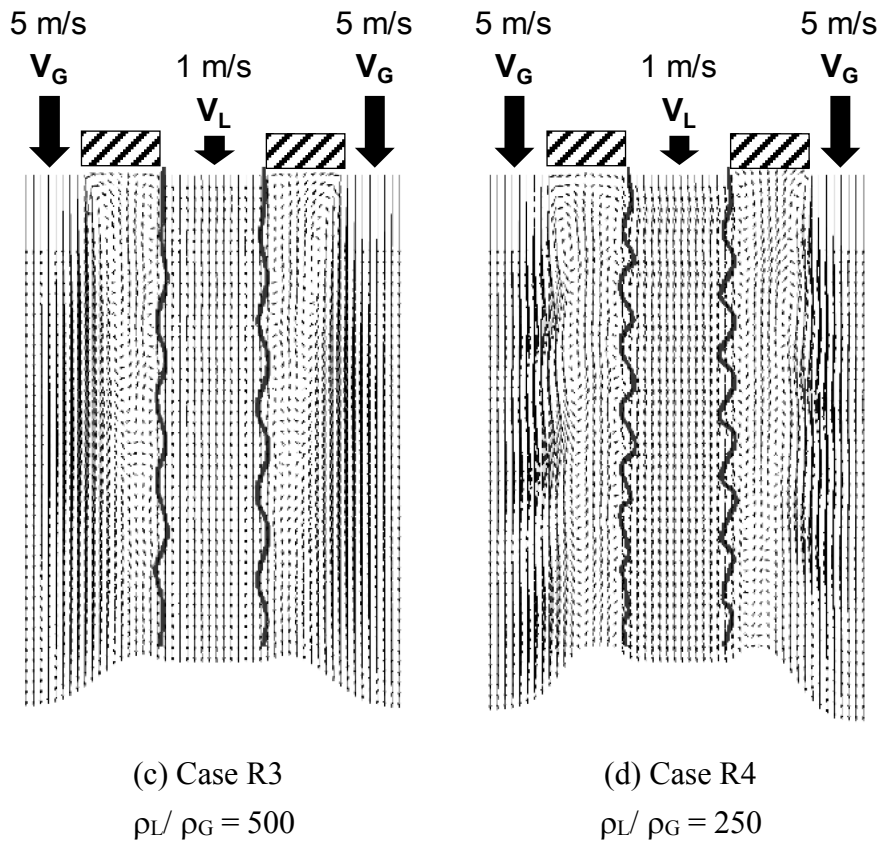
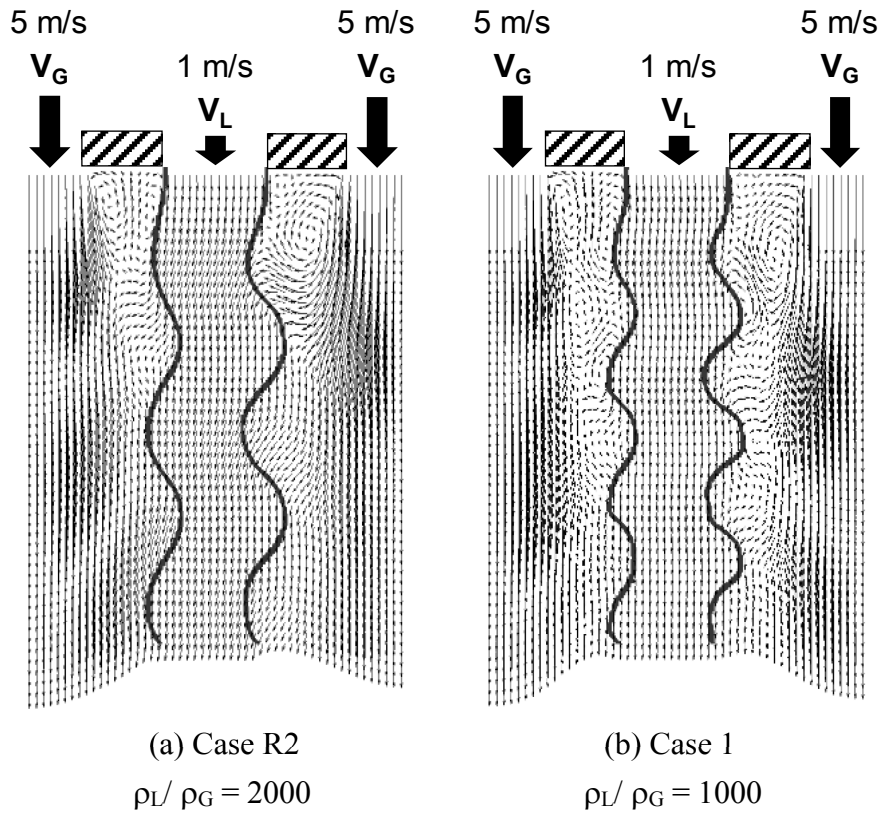


Fig. 3-16 Effect of density ratio on liquid film ($V_L=1$ m/s, $V_G=5$ m/s, $t=12$ ms)

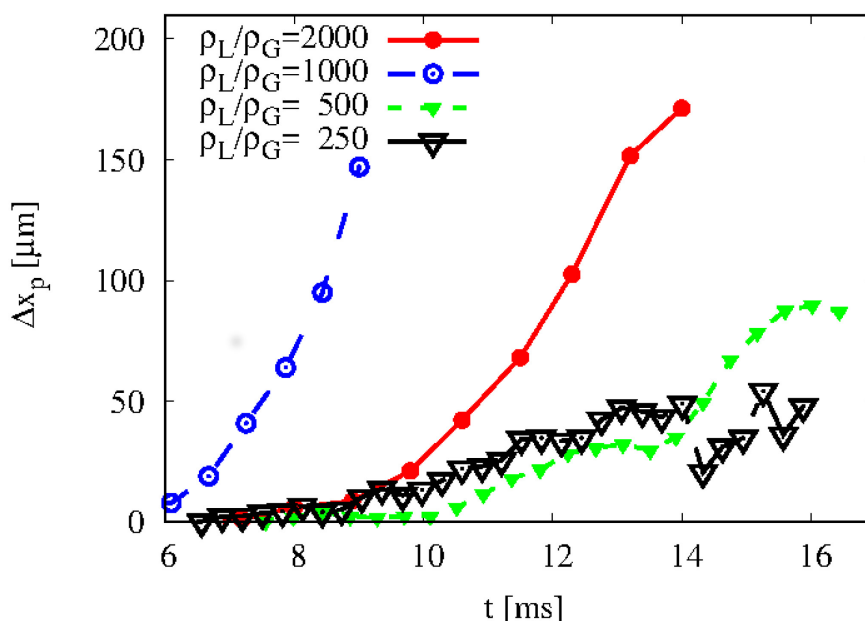


Fig. 3-17 Effect of density ratio ρ_L/ρ_G on interface deformation ($y=1.2$ mm)

3.3.5. 気液粘性係数の影響

気液各相の粘性係数 μ_G , μ_L 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 μ_G と液相粘性係数 μ_L が各々異なる Case MG2, ML2 の時刻 $t=12$ ms 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 μ_G が大きくリップレイノルズ数 Re_{Lip} が小さいと後流は短くなる。しかし、 λ_{Lon} 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。

$y=1.2$ mm での界面変位の極値の絶対値 Δx_p を 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_L 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。 μ_G が大きくなると Re_{Lip} は小さくなり、 μ_L が大きくなると Re_L は小さくなる。したがって、気液粘性係数が大きくなると、 λ_{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。

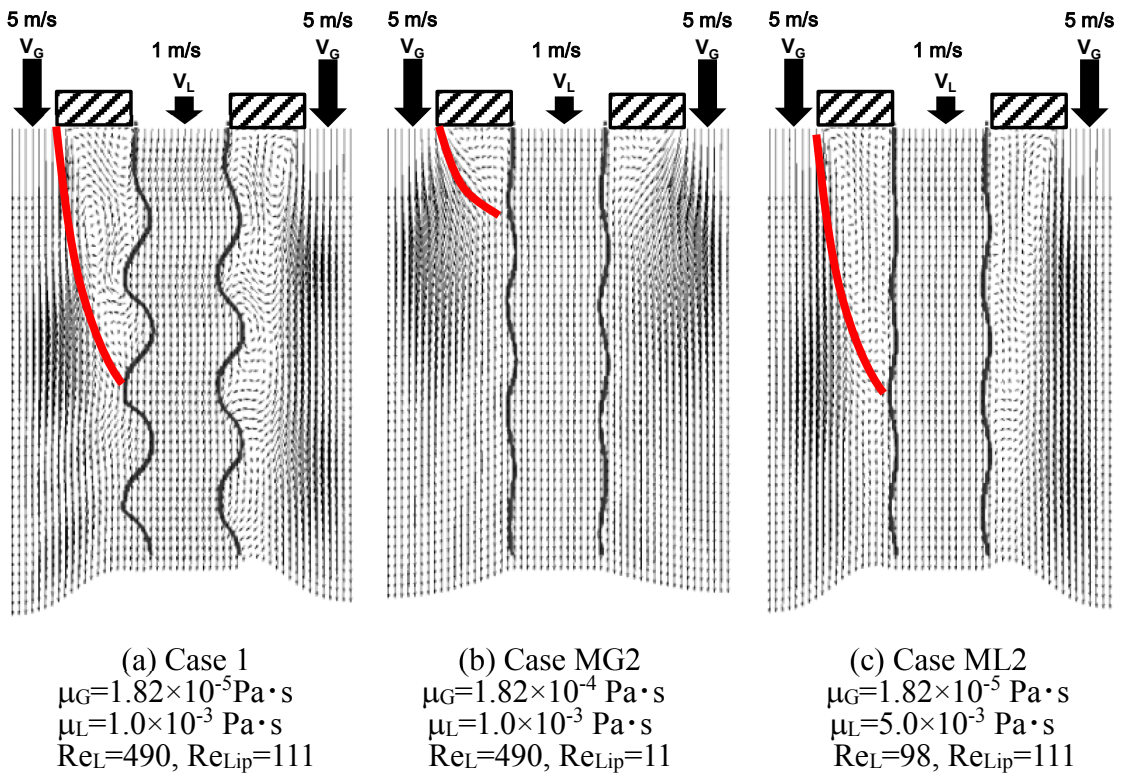


Fig. 3-18 Effects of μ_G and μ_L on liquid film ($t=12\text{ms}$)

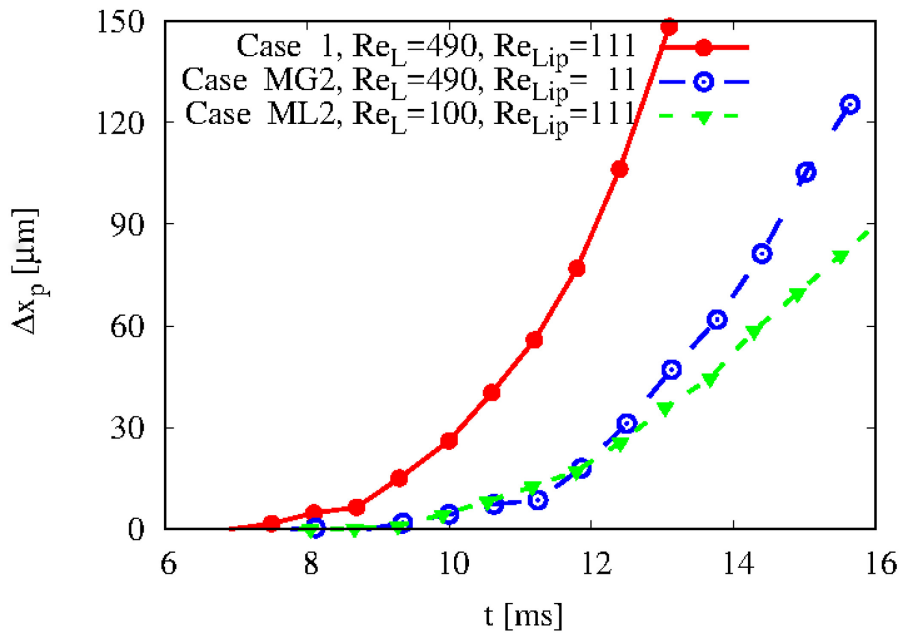


Fig. 3-19 Effects of μ_G and μ_L on deformation development ($y=1.2\text{mm}$)

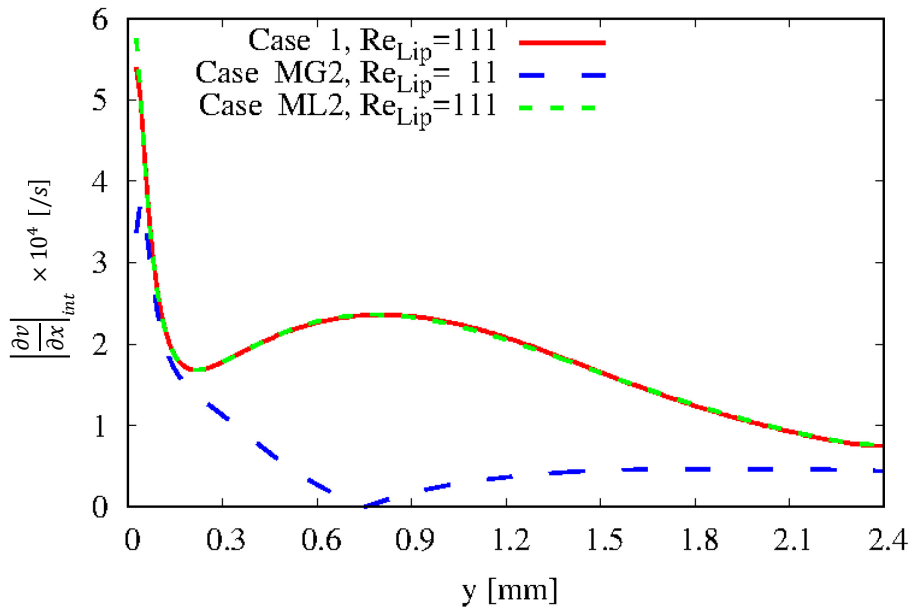


Fig. 3-20 Effects of μ_G and μ_L on gas velocity gradient at interface

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 λ_{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, $1/V_G$ が大きくなるにつれ, λ_{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. $V_G=1$ m/s のとき, 計算領域に対して λ_{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_L が大きくなるにつれて, λ_{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, λ_{Lon} が大きくなっていることがわかる. ここで, $\sqrt{\rho_L/\rho_G}$ と λ_{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 λ_{Lon} を整理した. Fig. 3-21 (d) からわかるように, $\sqrt{\rho_L V_L^2 / (\rho_G V_G^2)}$ が大きくなるにつれて, λ_{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 λ_{Lon} と比例関係にあることがわかった. したがって λ_{Lon} に関する以下の相関式を導くことができる.

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

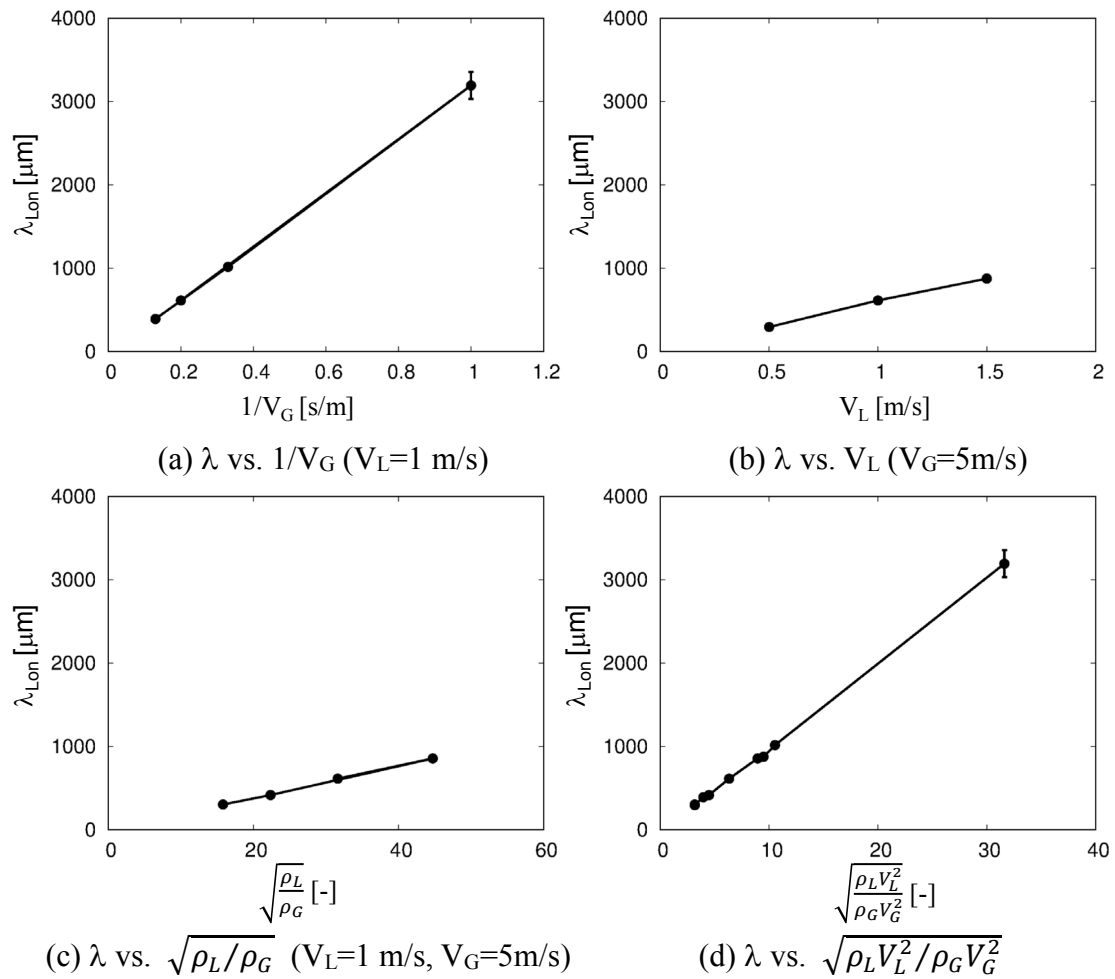


Fig. 3-21 Wavelength λ versus various factors

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_G 、 V_L 、 ρ_L 、 ρ_G 、 μ_L 、 μ_G 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_G, μ_L 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_{Lip} および Re_L 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 λ_{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 f_{Lon} 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_{Lon} や波長 λ_{Lon} 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_{Lon} や λ_{Lon} 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_{Lon} や λ_{Lon} 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_{Lon} と λ_{Lon} 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_L 、リップ厚さ D_{Lip} を変えた液膜微粒化の可視化実験、高雰囲気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_G 、 V_L 、気液密度 ρ_L 、 ρ_G 、液体粘性係数 μ_L 、液膜厚さ D_L 、リップ厚さ D_{Lip} 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_{Lon} と λ_{Lon} 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 λ_{Lon} の相関式 [25, 38, 39, 53]を Table 4-1 に示す. ここで, D_G は気流噴射口の厚み, σ は表面張力, δ_G 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.

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

また, MR は運動量比であり次式で表される.

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

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.

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

Author	Lozano et al. [53]	Marmottant et al. [38]	Squire [39]	Oshima et al.	Villermaux [25]
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	$0.5 < D_L < 1.9$ mm, $3.45 < D_G < 35$ mm	$V_G \gg V_L$, Large We, $D_{Lip} = 1.6$ mm	Low ambient pressures	$D_{Lip} = 0, 0.4$ mm, $D_L = 0.5$ mm	$\rho_L \gg \rho_G, V_G \gg V_L$
Wavelength	$\frac{\lambda_{Lon}}{\sqrt{D_L D_G}} = \frac{20.39}{\sqrt{MR}}$	$\frac{\lambda_{Lon}}{\delta_G} \cong \frac{2\pi}{1.5} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{1/2}$	$\lambda_{Lon} = \frac{4\pi\sigma}{\rho_G V_L^2}$	$\lambda_{Lon} \propto \frac{1}{\sqrt{MFR}}$	$\lambda_{Lon} = 3\pi \frac{\sigma}{\rho_G V_G^2}$

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_G を個別に考慮した λ_{Lon} 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_G と D_L を変えた液膜微粒化の実験を行い, 以下の λ_{Lon} に関する相関式を提案した.

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

式(4-2), (4-3)を整理すると次の式を導くことができる.

$$\frac{\lambda_{Lon}}{D_L} = \frac{20.39}{\sqrt{MFR}} \quad (4-4)$$

式(4-4)によると, MFR がキーパラメータであるとするれば, λ_{Lon} は D_G には依存せず D_L 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 λ_{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_{Lon} や λ_{Lon} に影響を与えそうな気液の境界層厚さ δ_G , δ_L およびリップ厚さ D_{Lip} などの形状因子があるにもかかわらず, D_L 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.

$$\lambda_{Lon} \propto \frac{1}{\sqrt{MFR}} \quad (4-5)$$

式(4-4)および式(4-5)より, MFR が λ_{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 λ_{Lon} の相関式を検討する.

まず, λ_{Lon} 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_{Lon} 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_{Lon} の無次元化を行う.

$$\frac{\lambda_{Lon}}{\delta} \propto \frac{1}{\sqrt{MFR}} \quad (4-6)$$

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_G 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_G はリップ厚さ D_{Lip} で与えられる.

液膜の境界層厚さ δ_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, δ_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, δ_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.

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

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 λ_{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 と 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、 δ_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 $\rho_G V_G D_G$ 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、 $\rho_G V_G D_{Lip}$ 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 MR_{Lip} を提案する。

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

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_{Lip} 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_{Lon} に関する新しい無次元の相関式を作成した。

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

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 λ_{Lon} を計測することは難しい。一方、振動周波数 f_{Lon} 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。

$$f_{Lon} = \frac{V_L}{\lambda_{Lon}} \quad (4-10)$$

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

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

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 f_{Lon} と液膜の振動波長 λ_{Lon} 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 μ s)とし、 V_G 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 μ s, 48 x 48 mm の領域を 512 x 512 pixel で撮影し、90 μ m/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 $T_L=283, 288, 323$ K における液相の物性値を Table 4-3 に示す。 D_L が 0.2, 0.5 mm, D_{Lip} が 0.2, 0.4 mm, D_G が 3.0 mm の噴射弁を用いた。 V_L は $0.7 < V_L < 3.8$ m/s, V_G は $15 < V_G < 75$ m/s の範囲で変化させた。

Table 4-2 Experimental condition

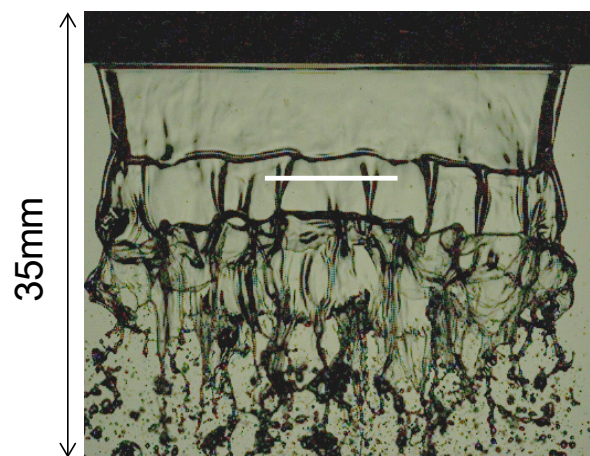
Parameter	Values	Parameter	Values
Lip thickness D_{Lip} [mm]	0.2, 0.4	Ambient pressure P_a [MPa]	0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4
Liquid sheet width D_L [mm]	0.2, 0.5	Gas velocity V_G [m/s]	$15 < V_G < 75$
Air channel width D_G [mm]	3.0	Liquid velocity V_L [m/s]	$0.7 < V_L < 3.8$
Liquid temperature T_L [K]	283, 288, 323		

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

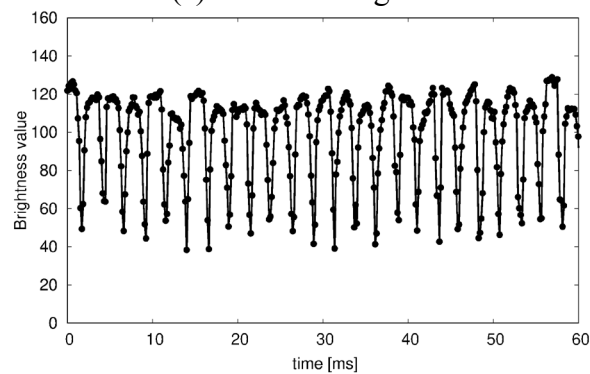
Liquid ($T_L=288$ K)					
Water			Kerosene		
Density	Viscosity	Surface tension	Density	Viscosity	Surface tension
ρ [kg/m ³]	μ [mPa·s]	σ [mN/m]	ρ [kg/m ³]	μ [mPa·s]	σ [mN/m]
999	1.1	74	784	1.3	28
Water					
$T_L=283$ K			$T_L=323$ K		
Density	Viscosity	Surface tension	Density	Viscosity	Surface tension
ρ [kg/m ³]	μ [mPa·s]	σ [mN/m]	ρ [kg/m ³]	μ [mPa·s]	σ [mN/m]
1000	1.3	74	988	0.5	68

気相密度 ρ_G の影響を調べるため、雰囲気気圧 P_a を 0.1~0.40 MPa の範囲で変化させた。液相の粘性係数 μ_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。

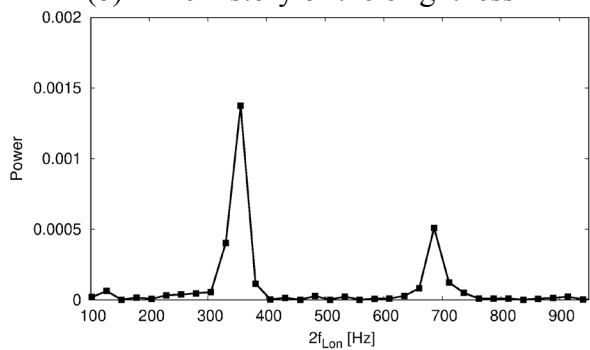
Fig. 4-1(a) 中の、周期的に横波が通過する白線上の平均輝度値の時系列データ (Fig. 4-1(b)) を FFT 解析し (Fig. 4-1(c)), 液膜の振動周波数 f_{Lon} を求めた。このときの最大周波数分解能は 25.4Hz とした。



(a) Measured region



(b) Time history of the brightness



(c) Power spectrum of the brightness

Fig. 4-1 A sample of FFT analysis to calculate oscillation frequency f_{Lon}

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．

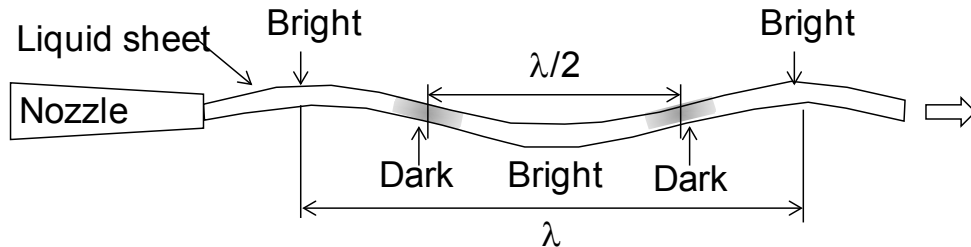


Fig. 4-2 Light-dark of liquid film

4.4. 結果と考察

4.4.1. 可視化

$V_L=0.7$ m/s, $V_G=23$ 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．

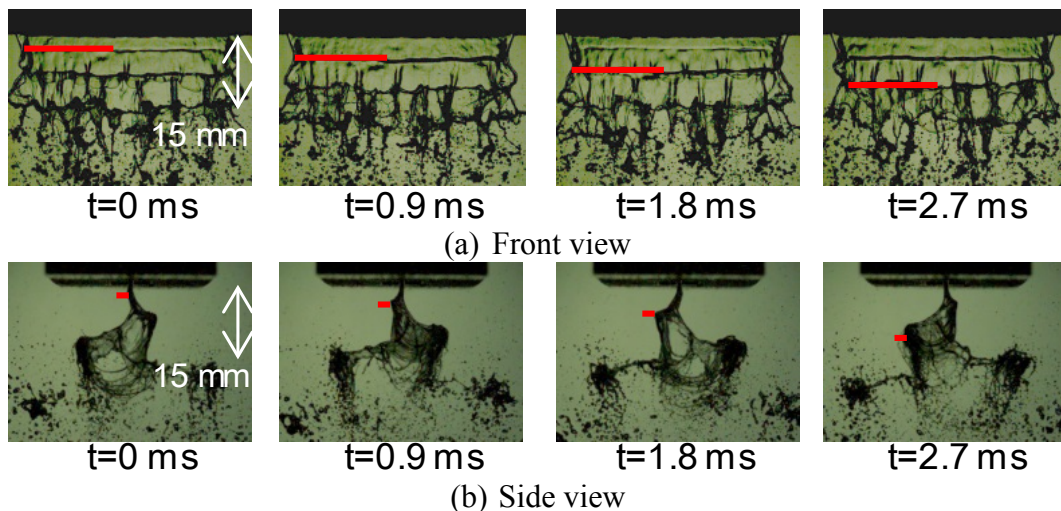


Fig. 4-3 High-speed images of water sheet

($V_L=1.2$ m/s, $V_G=30$ m/s, $P_a=0.1$ MPa, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm)

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_L 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_L ($V_L=0.75$ 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_G と V_L 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.

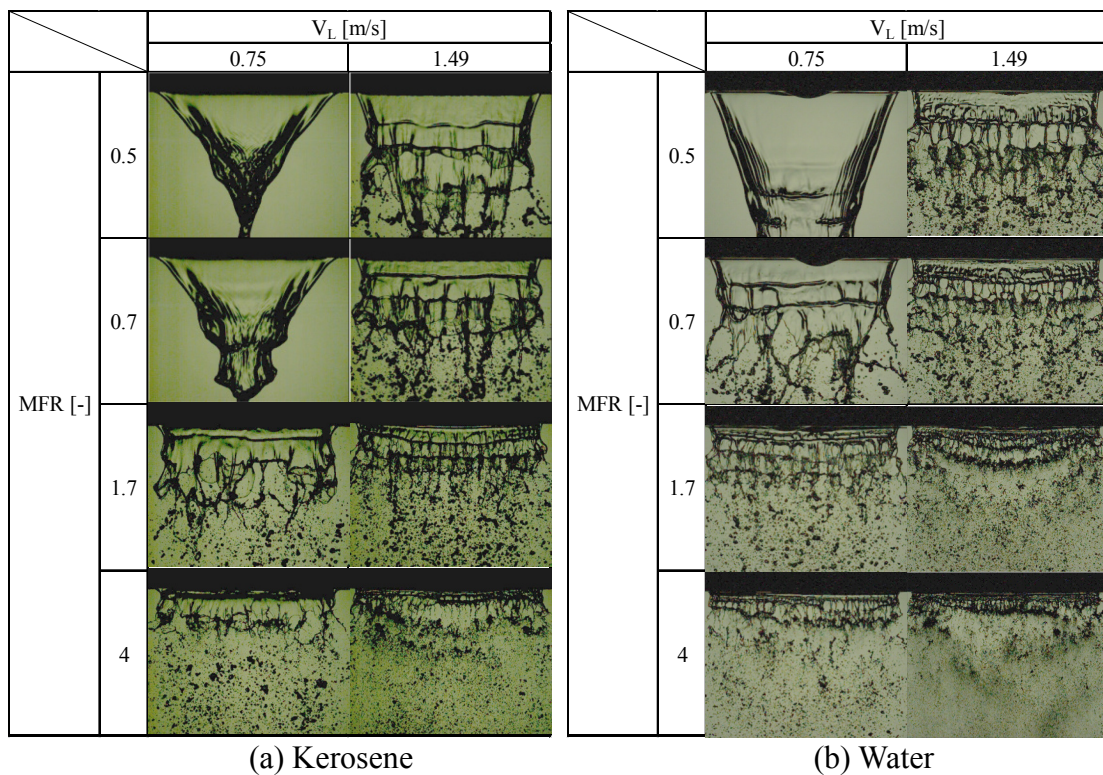


Fig. 4-4 Flow patterns of kerosene and water based on momentum flux ratio ($P_a=0.1$ MPa, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm)

気相密度 ρ_G が液膜の振動特性に与える影響を調べるために、雰囲気気圧 P_a を変化させて可視化実験を行った。 $P_a=0.15\sim 0.40$ 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 λ_{Lon} は V_G が大きくなるにつれて短くなり、 V_L が大きくなるにつれて長くなる。また、 V_G は V_L よりも十分に大きいため、高 V_G 条件では、 V_L が微粒化様態に与える影響は相対的に小さくなる。雰囲気気圧 P_a が大きいと、 ρ_G が大きくなり、気液密度比 ρ_L/ρ_G 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、 P_a すなわち ρ_G が大きいと、 V_G 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。

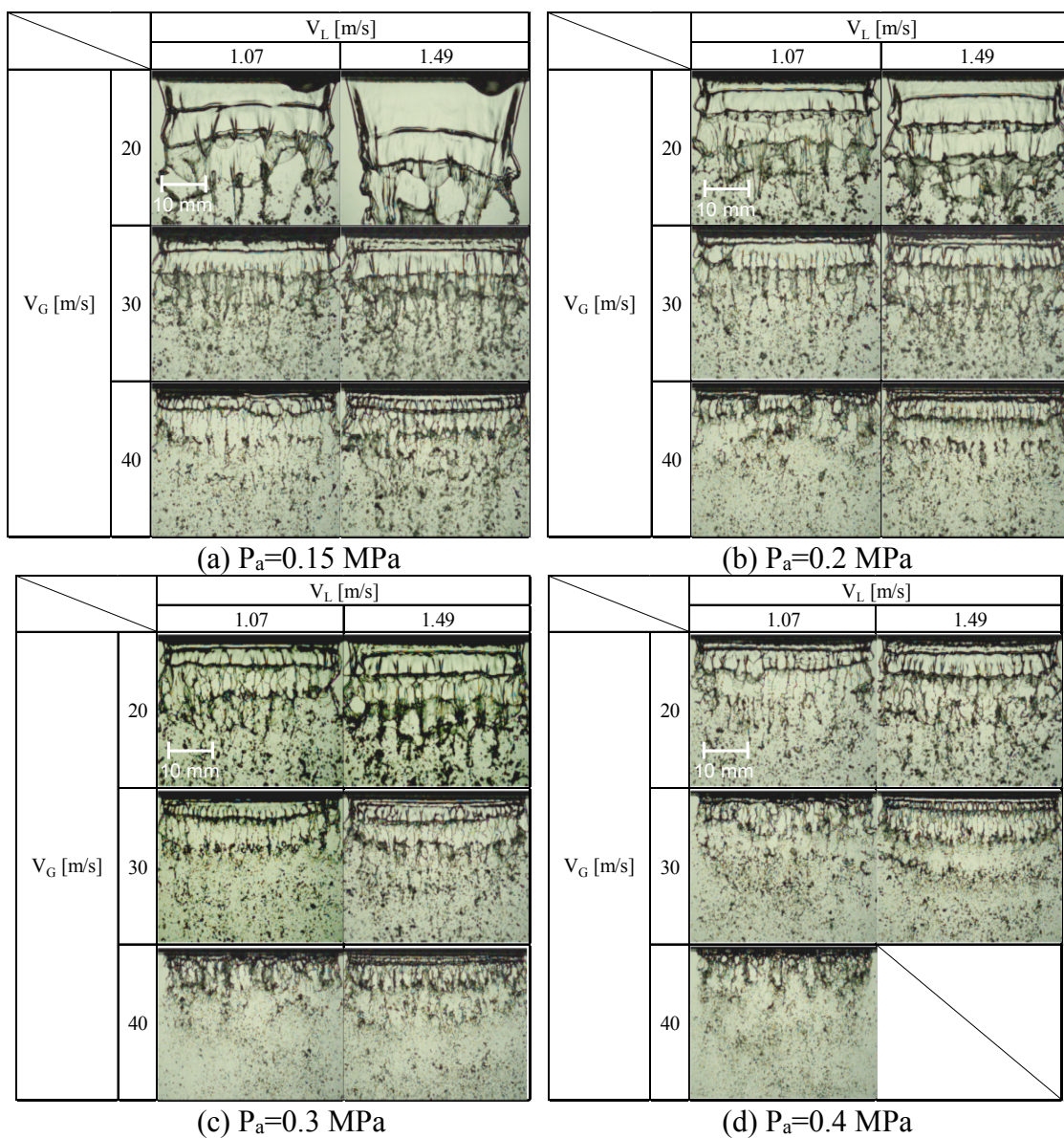
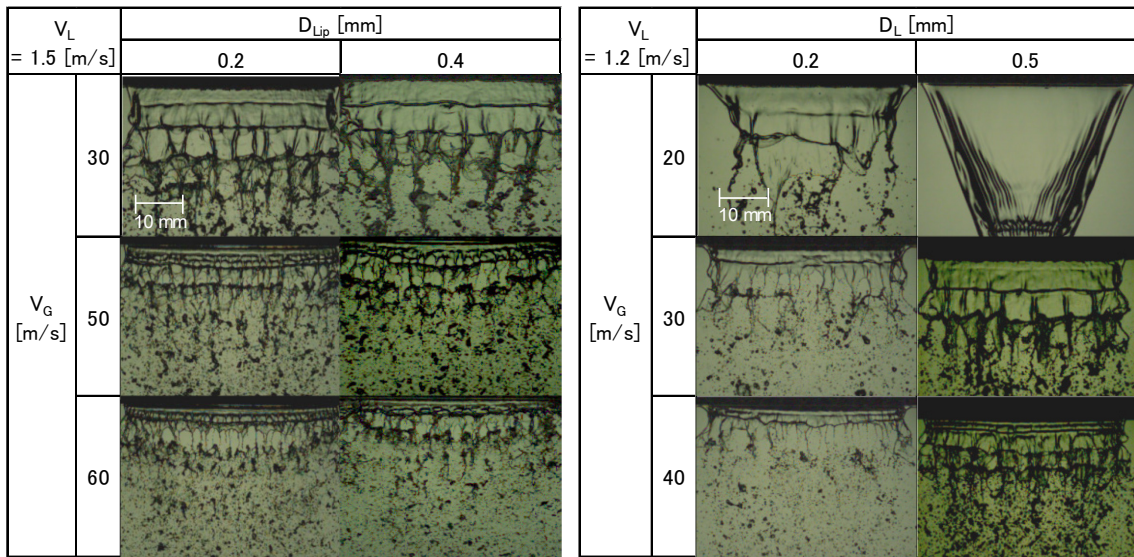


Fig. 4-5 Effect of ambient pressure P_a on flow pattern of water sheet ($D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm)

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 λ_{Lon} を比較すると、 $D_{Lip}=0.4$ mm での λ_{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_G 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} ($D_L=0.5$ mm) (b) Effect of D_L ($D_{Lip}=0.2$ mm)
Fig. 4-6 Effects of D_L and D_{Lip} on flow pattern of water sheet ($P_a=0.1$ 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 μ_L 、つまり δ_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 $T_L=283, 323$ K での液膜微粒化過程の正面図を Fig. 4-7 に示す。

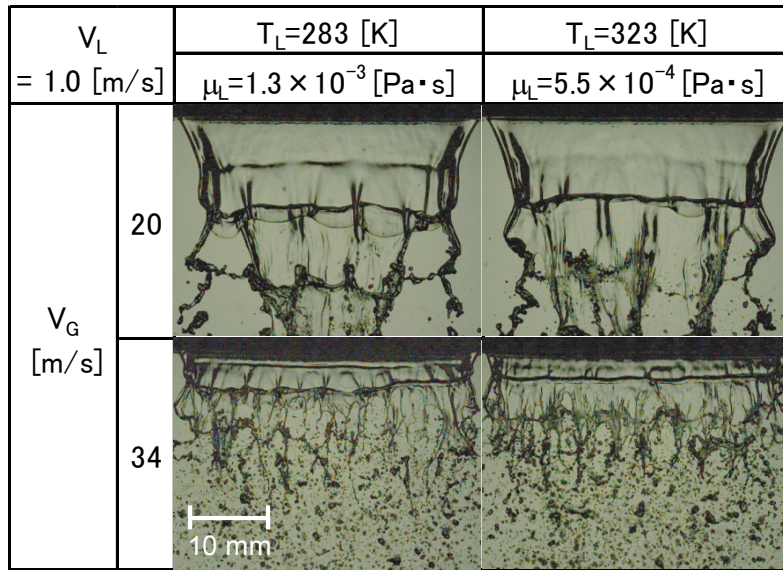


Fig. 4-7 Effect of T_L on flow patterns of water sheet
($P_a=0.1$ MPa, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm)

Table 4-3 に示すように、水温 T_L の変化が表面張力 σ に及ぼす影響は小さいが、液相粘性係数 μ_L に及ぼす影響は大きい。 T_L が 283 K から 323 K に増加すると、 μ_L は 1.3×10^{-3} Pa·s から 5.5×10^{-4} Pa·s に減少する。 Fig. 4-7 の $V_G=20$ m/s (上段)、 $V_G=34$ m/s (下段) とともに T_L 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、 μ_L が 2 倍以上異なっても、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_{Lon} の計測結果

液相密度 ρ_L が大きく異なるケロシンと純水の高速画像を画像処理し、各条件の液膜進行方向の振動周波数 f_{Lon} を求めた。 気流流速 V_G と f_{Lon} の関係を Fig. 4-8 に示す。 ケロシン、水ともに V_G が大きくなるにつれて f_{Lon} はほぼ比例して大きくなっている。 ρ_L が小さいケロシンの f_{Lon} は V_G によらず純水の f_{Lon} よりも高い。 また、 V_L が変化しても f_{Lon} が変化しないことから、 f_{Lon} は V_L 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 V_L に関係なく、 f_{Lon} が決まる。 以上より、気液物性値である ρ_L は f_{Lon} に明らかな影響を及ぼすことが確認できた。

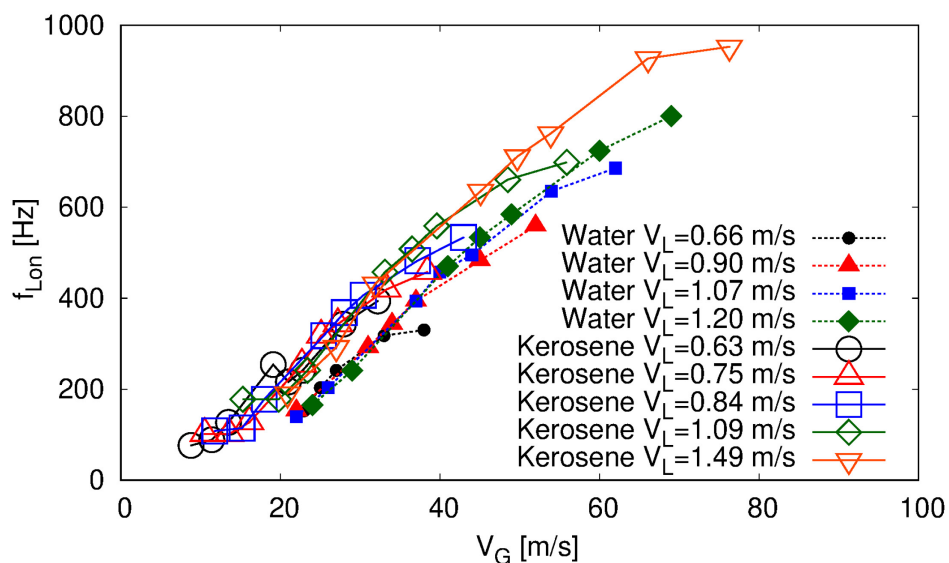


Fig. 4-8 Effect of ρ_L on longitudinal wavelength λ_{Lon}
($P_a=0.1$ MPa, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm)

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, $V_G \gg V_L$ 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.

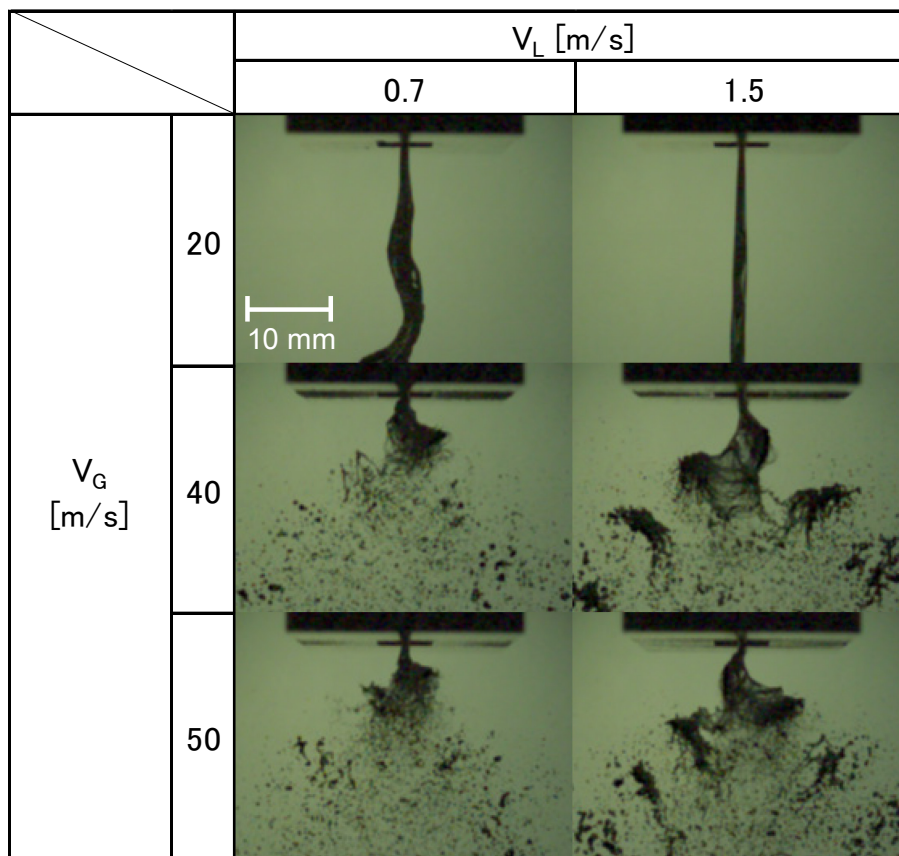


Fig. 4-9 Side views of water sheet to show the effect of V_L on λ_{Lon}
($P_a=0.1$ MPa, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm)

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

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

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 λ_{Lon} に関する次の相関式を理論的に導出した.

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

式(4-12)によると, λ_{Lon} は $(V_G - V_L)^2$ に反比例する. $V_G \gg V_L$ であるため, λ_{Lon} は V_G^2 に比例するはずである. しかし, Fig. 4-8 の f_{Lon} 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, λ_{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 λ_{Lon} に考慮されておらず, λ_{Lon} の V_L 依存性が考慮されていない一方で, D_G や μ_G が λ_{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のオーダーであるの

に対して、エアブラストアトマイザーで使用される液膜厚さは $100\ \mu\text{m}$ のオーダーである。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 ρ_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。

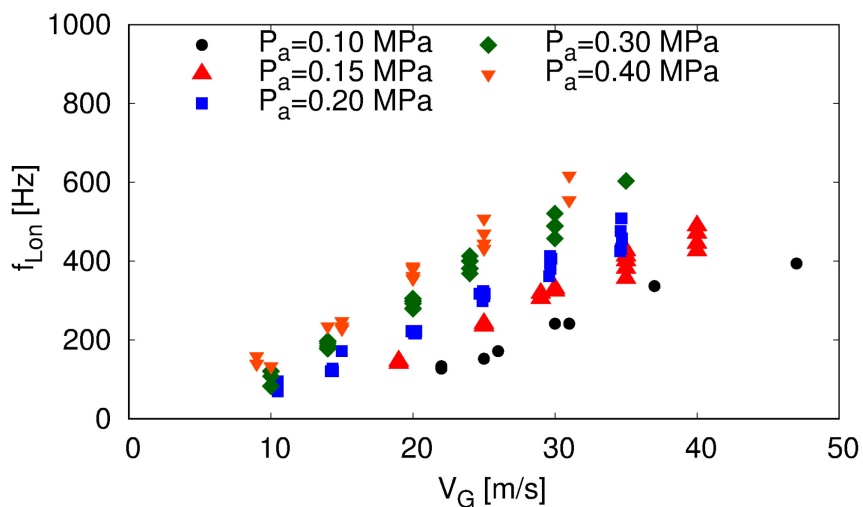


Fig. 4-10 Effect of gas density ρ_G on f_{Lon} ($D_L=0.5\ \text{mm}$, $D_{Lip}=0.2\ \text{mm}$, water)

D_L と 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 と 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} は大きくなるのがわかる。

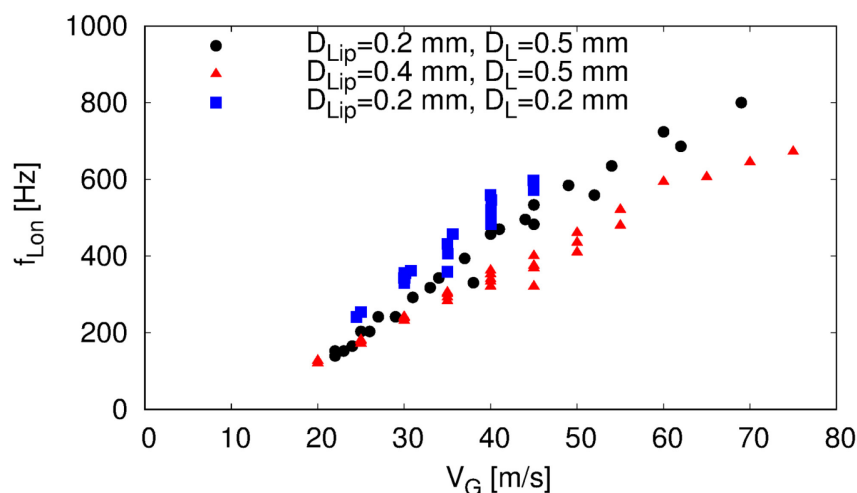


Fig. 4-11 Effects of D_{Lip} and D_L on f_{Lon} ($P_a=0.1\ \text{MPa}$, water)

2種類の水温 $T_L=283, 323$ K における f_{Lon} と V_G の関係を Fig. 4-12 に示す. 水温度が 283 K から 323 K まで変化すると, σ はほぼ一定のまま, μ_L が 1.3×10^{-3} から 5.5×10^{-4} Pa·s まで大きく変化するにも関わらず, μ_L の変化が f_{Lon} 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, μ_L の変化が f_{Lon} 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.

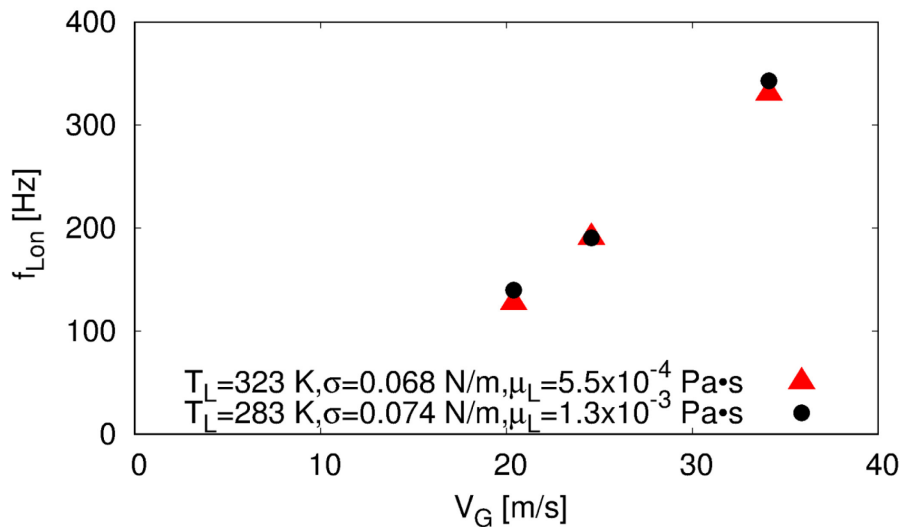


Fig. 4-12 Effect of T_L on f_{Lon} ($P_a=0.1$ MPa, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm, water)

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 λ_{Lon} および振動周波数 f_{Lon} 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_G と $\sqrt{\rho_L/\rho_G} \sqrt{D_L D_{Lip}} f_{Lon}$ 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 f_{Lon} 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 f_{Lon} の相関式は式(4-14)で表すことができる結論付けた.

$$\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \sqrt{D_L D_{Lip}} f_{Lon} = 0.095 V_G \quad (4-14)$$

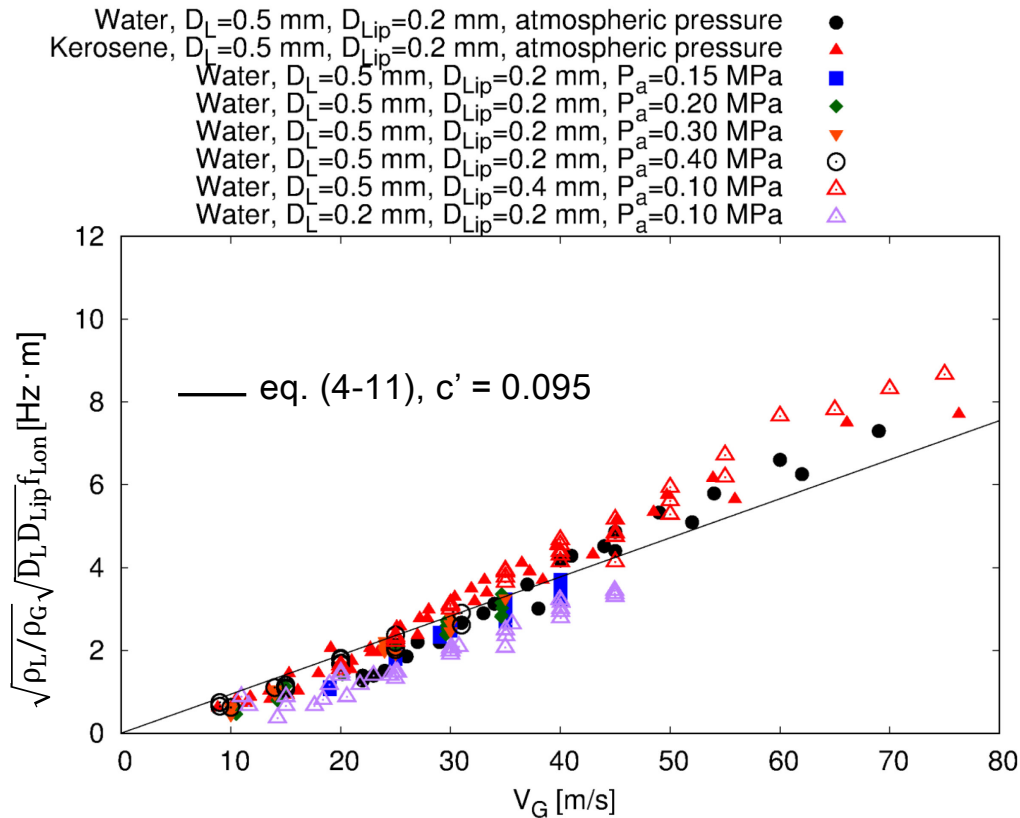


Fig. 4-13 Normalization of frequency with all experimental data

次に、 λ_{Lon} の相関式の評価を行う。Lozano らの相関式(4-3)を用いて λ_{Lon} を高精度に予測できるかを調べるため、 \sqrt{MR} と $\lambda_{Lon}/\sqrt{D_L D_G}$ の関係を Fig. 4-14 に示す。相関式(4-3)は、 λ_{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 λ_{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 λ_{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 λ_{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。

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

- Water, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm, atmospheric pressure
- ▲ Kerosene, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm, atmospheric pressure
- Water, $D_L=0.2$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm, atmospheric pressure
- △ Water, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.4$ mm, atmospheric pressure
- Water, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm, $P_a=0.40$ MPa

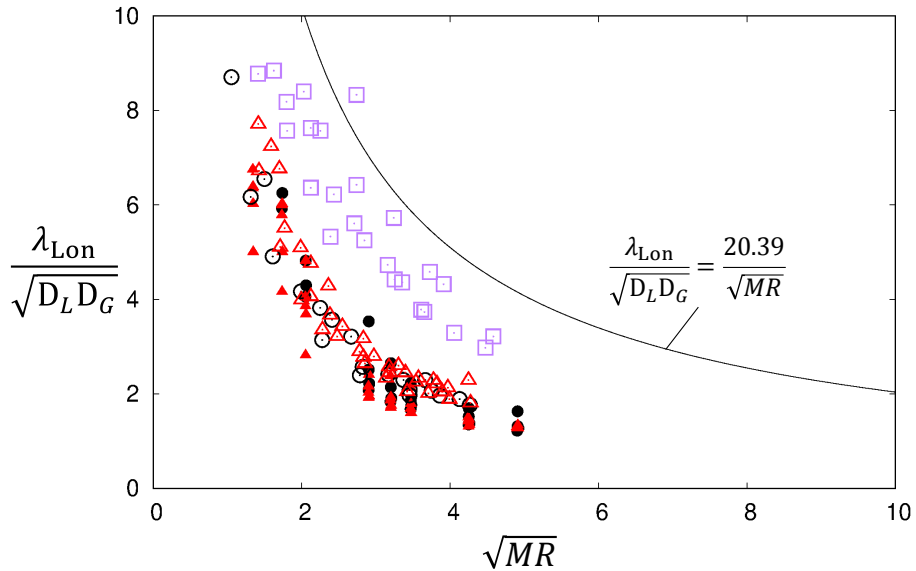


Fig. 4-14 Comparison of our experimental result and Lozano's correlation

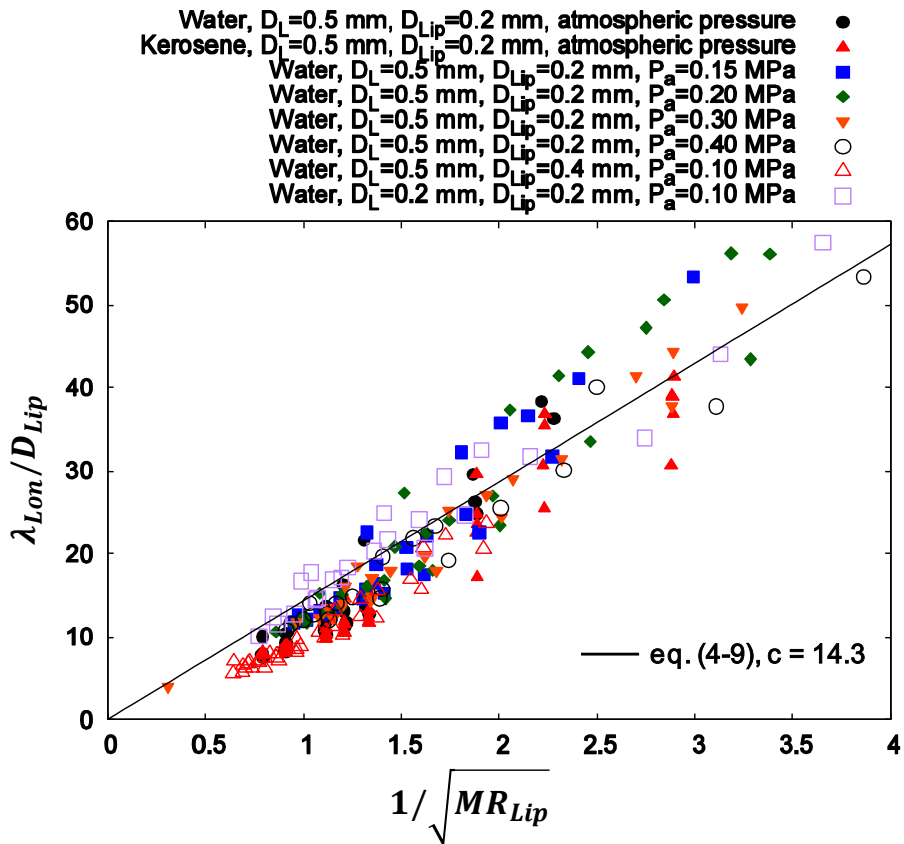


Fig. 4-15 Non-dimensional wavelength λ_{Lon}/D_{Lip} with lip momentum ratio MR_{Lip}

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、 f_{Lon} および λ_{Lon} 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、 $V_G, V_L, \rho_L, \rho_G, \mu_L, D_L, D_{Lip}$ 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 μ_L が液膜の振動周波数 f_{Lon} や振動波長 λ_{Lon} に及ぼす影響は小さく、 μ_L 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_{Lip} 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_{Lip} 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 λ_{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 $f_{Lon} = \frac{0.095V_G}{\sqrt{\rho_L/\rho_G}\sqrt{D_L D_{Lip}}}$ 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_{tra} の予測モデルを提案する. 最後に、大気圧条件および高霧困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_G , ρ_L , 表面張力 σ , 気液流速 V_G , V_L , 液膜厚さ D_L , リップ厚さ D_{Lip} が液膜の横波長 λ_{tra} 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 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 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 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, 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。

Table 5-1 Experimental condition

Parameter	Values	Parameter	Values
Lip thickness D_{Lip} [mm]	0.2, 0.4	Ambient pressure P_a [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_G [mm]	3.0	Liquid velocity V_L [m/s]	$0.7 < V_L < 3.8$
Liquid temperature T_L [K]	288		

大気圧条件における、ケロシン、 $V_L=1.09\text{m/s}$, $V_G=19.8\text{m/s}$, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ 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。

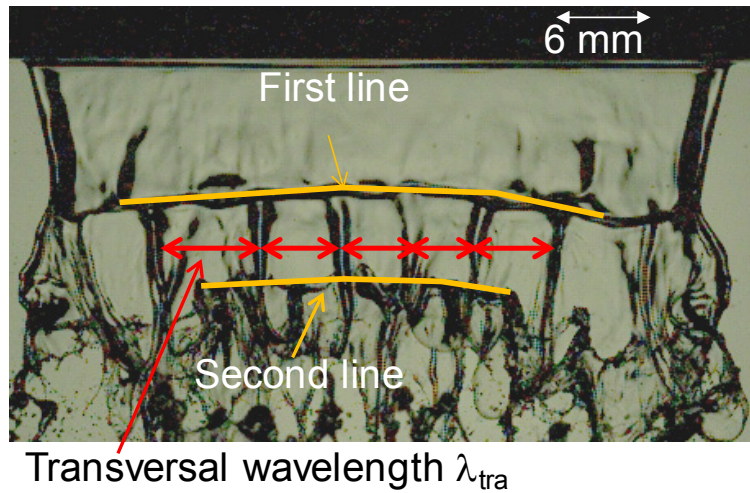


Fig. 5-1 Definition of transversal wavelength λ_{tra}

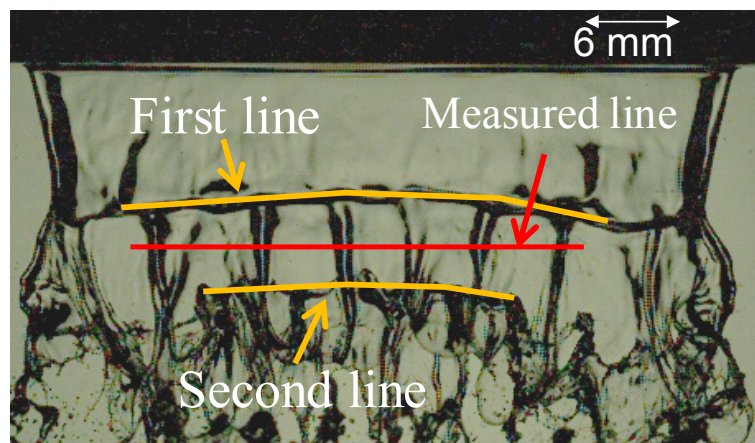


Fig. 5-2 Acquisition of luminosity value on a straight line (for λ_{tra})

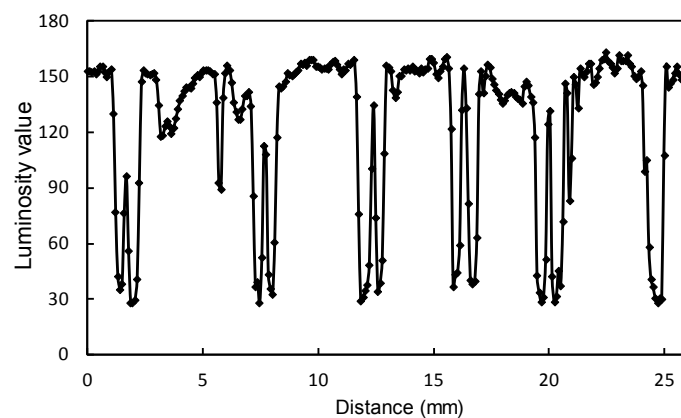


Fig. 5-3 Luminosity value on the straight line (for λ_{tra})

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。 $V_L=1.0$ m/s, $V_G=30$ m/s, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ 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_L 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_L が小さい条件である $V_L=1.65$ m/s, $V_G=20$ m/s, $D_L=0.2$ mm, $D_{Lip}=0.2$ 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_{tra} に関する相関式を提案する。

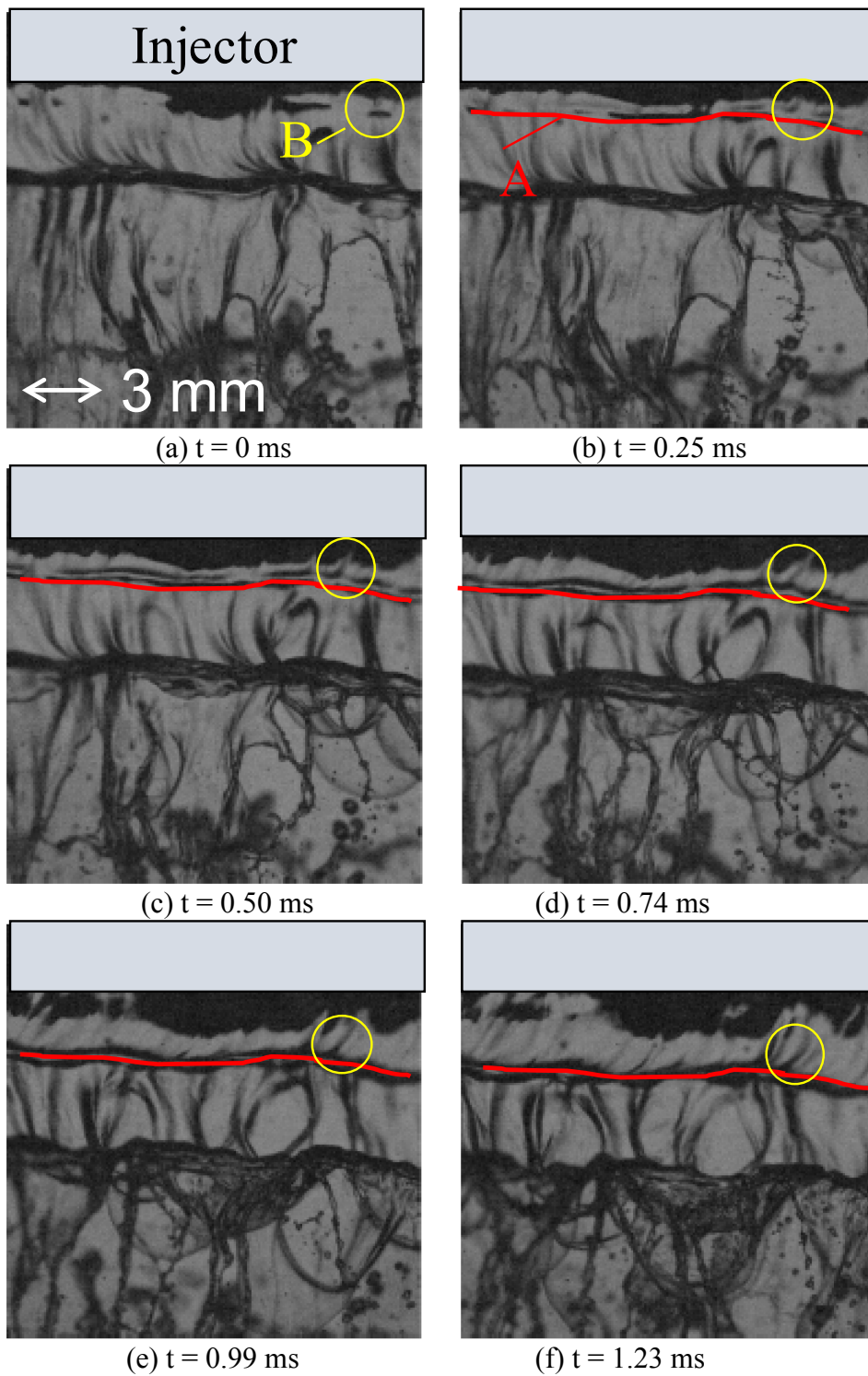


Fig. 5-4 Liquid film deformation near the tip of injector

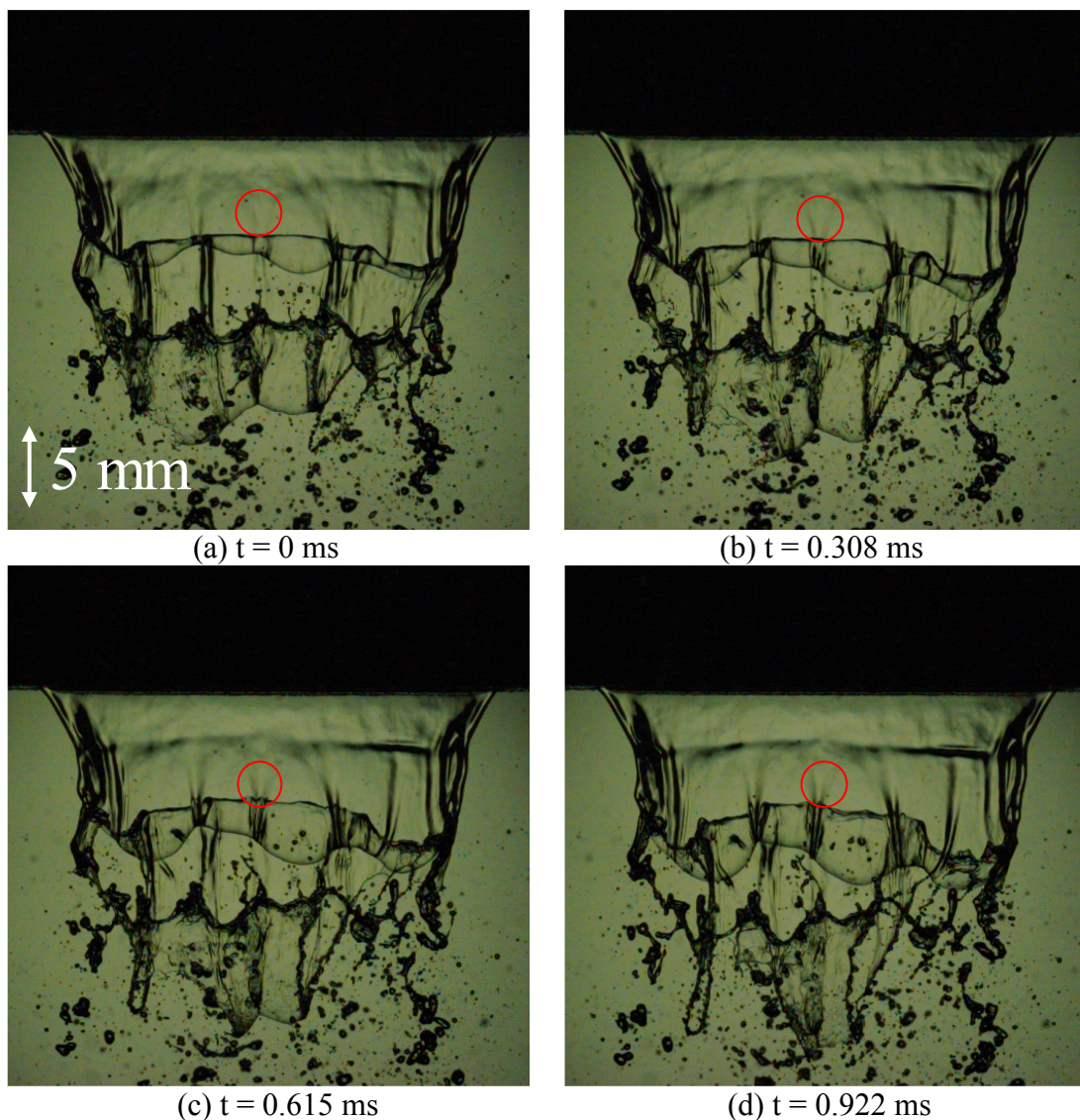


Fig. 5-5 Effect of aerodynamic force caused by the impact of air flow on transversal wave formation

(atmospheric pressure, $V_L=1.65$ m/s, $V_G=20$ m/s, $D_L=0.2$ mm, $D_{Lip}=0.2$ 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 λ_{Lon} , λ_{tra} , KH の不安定性による加速度 a_{KH} , 抗力に

より生じる加速度 a_{Drag} 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。

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

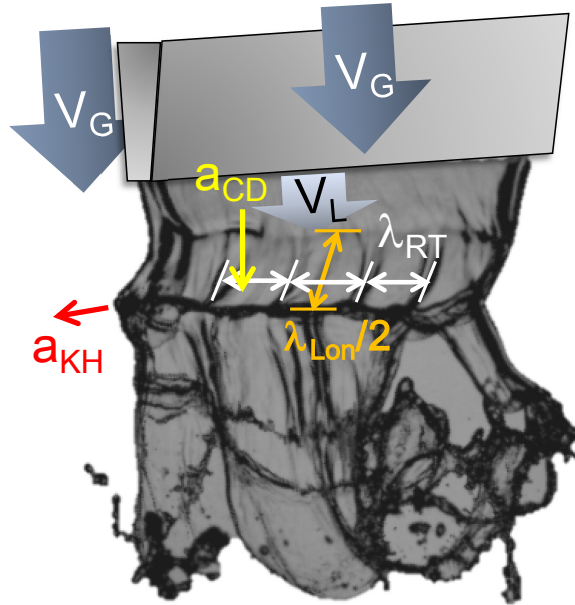


Fig. 5-6 Behavior of liquid sheet oscillation

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 ρ_L の二次元液膜流の上下に流速 V_G 、気相密度 ρ_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 ω_{i_KH} は次式で表すことができる。

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

液膜の変位量がリップ厚さ D_{Lip} 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_{KH} は次式により与えられる。

$$\begin{aligned} a_{\text{KH}} &= \omega_{i_KH}^2 D_{\text{Lip}} \\ &= \frac{k^2 \left(\frac{\coth(kD_L) \rho_G}{\rho_L}\right)}{\left(1 + \frac{\coth(kD_L) \rho_G}{\rho_L}\right)^2} \left\{ (V_G - V_L)^2 - \frac{\sigma k}{\rho_G} \left(1 + \frac{\coth(kD_L) \rho_G}{\rho_L}\right) \right\} D_{\text{Lip}} \end{aligned} \quad (5-3)$$

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 a_{Drag} 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].

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

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 の範囲内ではばらつきをもつ。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、燃料液膜は高压条件下で噴射される。そこで、雰囲気気圧 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、 $D_{\text{Lip}}=0.2$ 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} よりも大きくなるのがわかる。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。

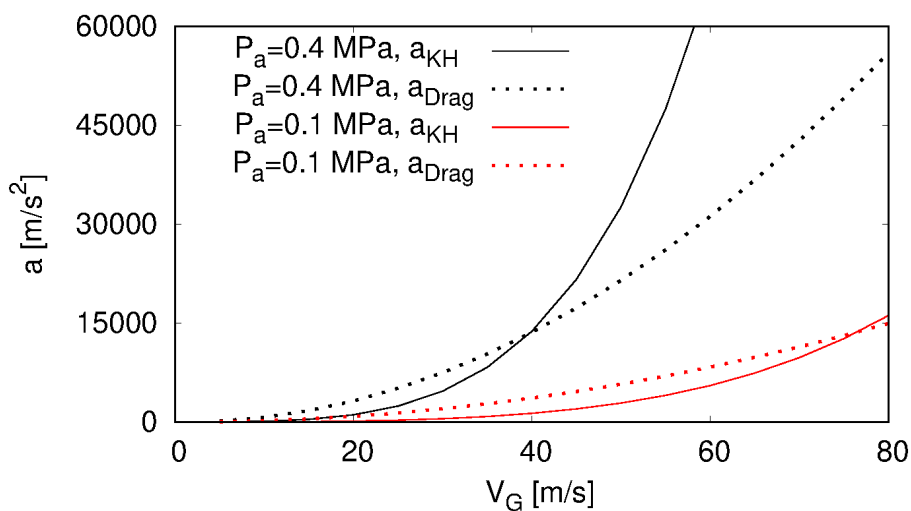


Fig. 5-7 Comparison between acceleration by Kelvin-Helmholtz instability and that by aerodynamic force (atmospheric pressure, $D_{\text{Lip}}=0.2$ mm, water)

RTの不安定性理論に基づく最大不安定波長 λ_{RT} とその成長率 ω_{i_RT} は $\rho_L \gg \rho_G$ のときそれぞれ式(5-5), (5-6)で与えられる [9].

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

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

ここで, a は加速度である.

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.

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

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.

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

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_{KH} と λ_{Drag} 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спан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.

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

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

5.3.3. 横波長の計測結果

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

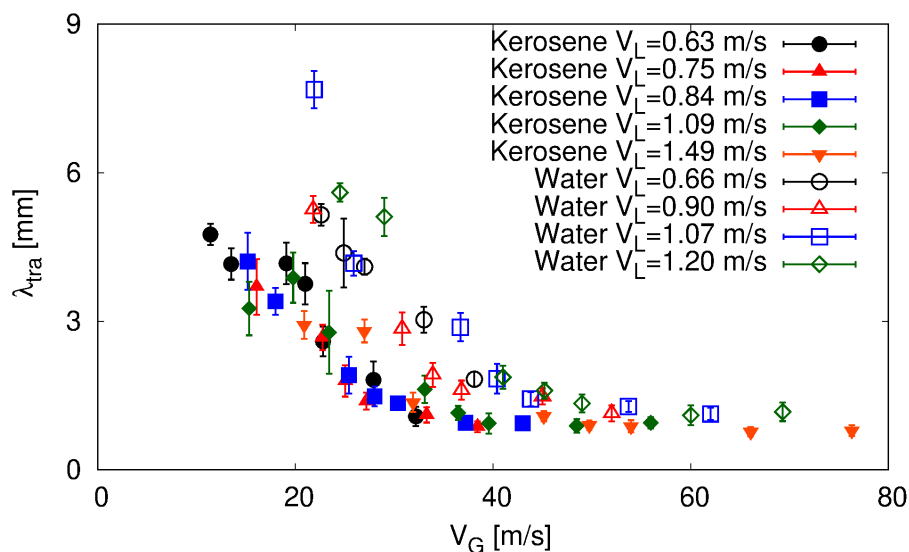


Fig. 5-8 Effect of ρ_L and σ on transversal wavelength λ_{tra} (atmospheric pressure, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm)

気相密度 ρ_G が λ_{tra} に与える影響を調べるために、雰囲気気圧 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 λ_{tra} を求めた。各雰囲気気圧 P_a における横波長 λ_{tra} と V_G の関係をFig. 5-9に示す。 P_a すなわち ρ_G が大きいかほど λ_{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 と D_{Lip} が λ_{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 と λ_{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 λ_{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 λ_{tra} にそれほど影響がない一方、 D_L が小さくなると λ_{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。

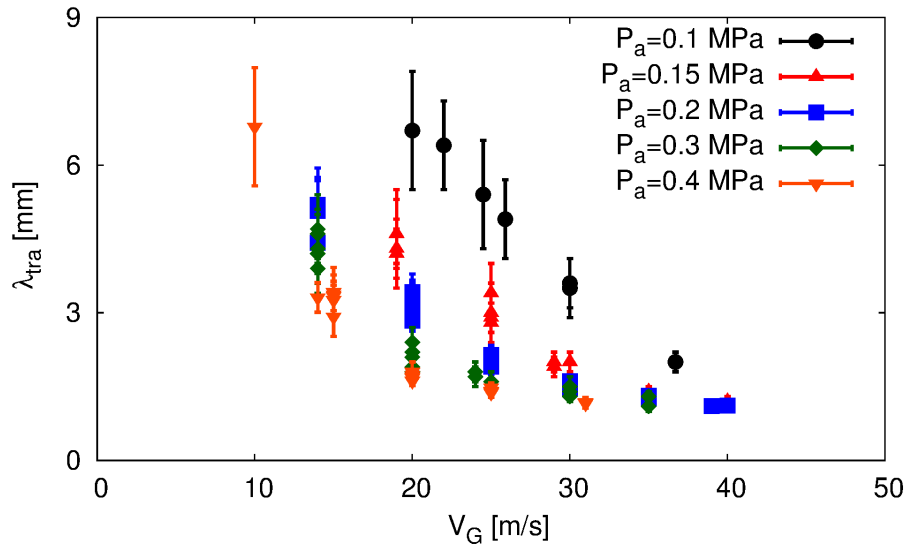


Fig. 5-9 Effect of P_a on transversal wavelength λ_{tra}
($D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm)

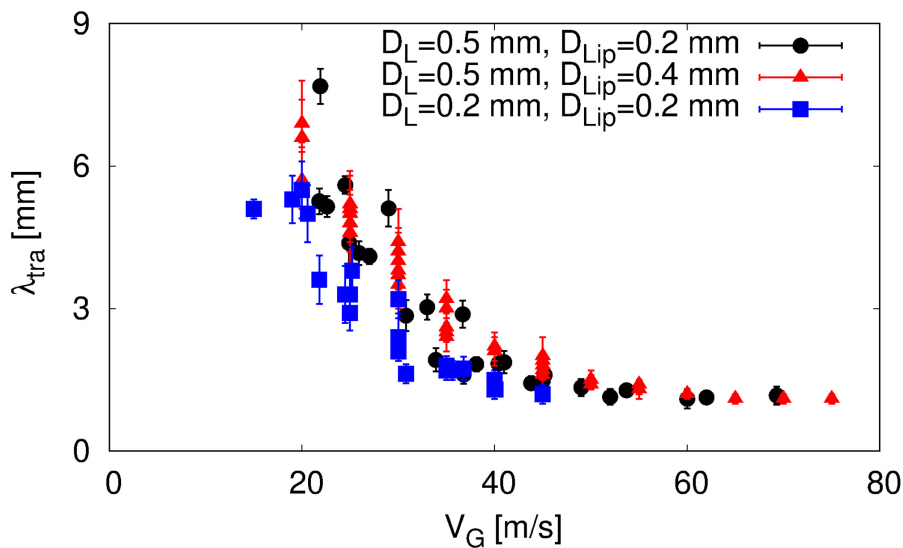


Fig. 5-10 Effect of D_{Lip} and D_L on transversal wavelength λ_{tra}
(atmospheric pressure)

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 λ_{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 λ_{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 λ_{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

V_G から高 V_G まで適切に予測できている一方、その他の V_L 条件では $V_G < 30$ 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、 V_L が小さく、ないしは V_G 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 V_G 条件では、気流の噴射口厚さ D_G 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 λ_{KH} に近くなっていると考えられる.

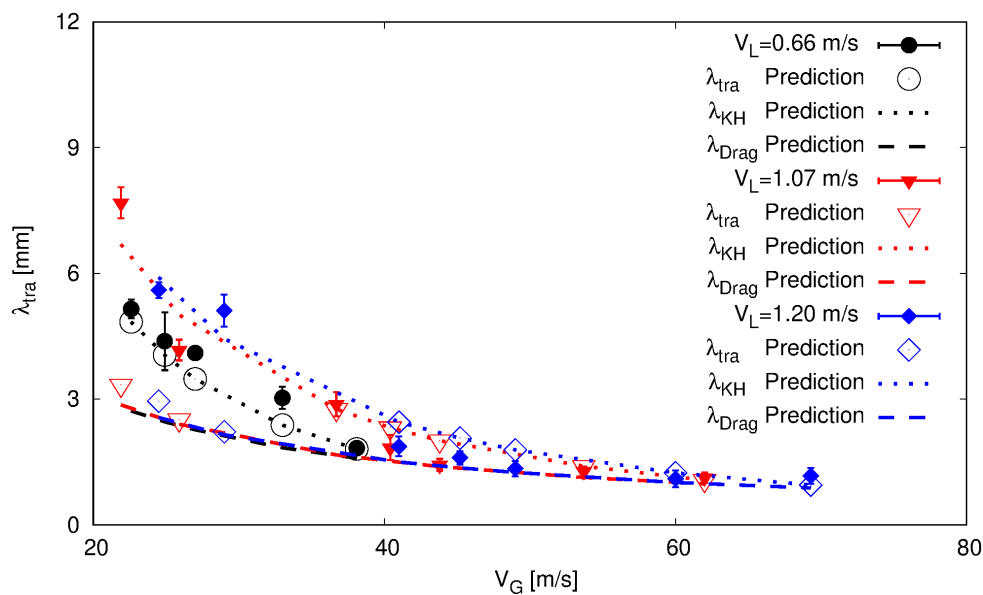


Fig. 5-11 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths (atmospheric pressure, $D_L=0.5$ mm, $D_{\text{Lip}}=0.2$ mm, water)

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, $D_{\text{Lip}}=0.2$ 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/sと $V_L=3.8$ m/sにおける λ_{KH} 両者の値は大きく異なっており、 V_L が λ_{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 λ_{Drag} の大きさは変わらず、 V_L が λ_{Drag} に及ぼす影響は小さいことがわかる. 横波長の予測値 λ_{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 λ_{KH} 上にあり、 λ_{tra} を過小評価する条件もあった. 低 V_G 条件では、縦波長 λ_{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 λ_{tra} が λ_{KH} に近くなる条件が発生したと考えられる.

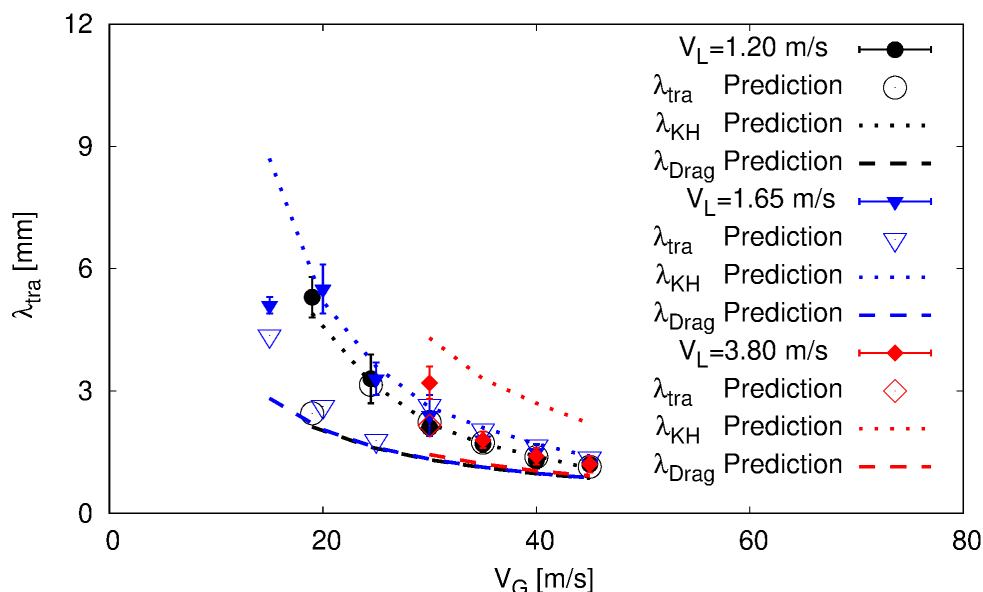


Fig. 5-12 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths (atmospheric pressure, $D_L=0.2$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm, water)

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 λ_{tra} を予測できるかを調べるため、 $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ 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_G 条件における λ_{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 λ_{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_G 条件では、 λ_{tra} の計測結果は λ_{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.

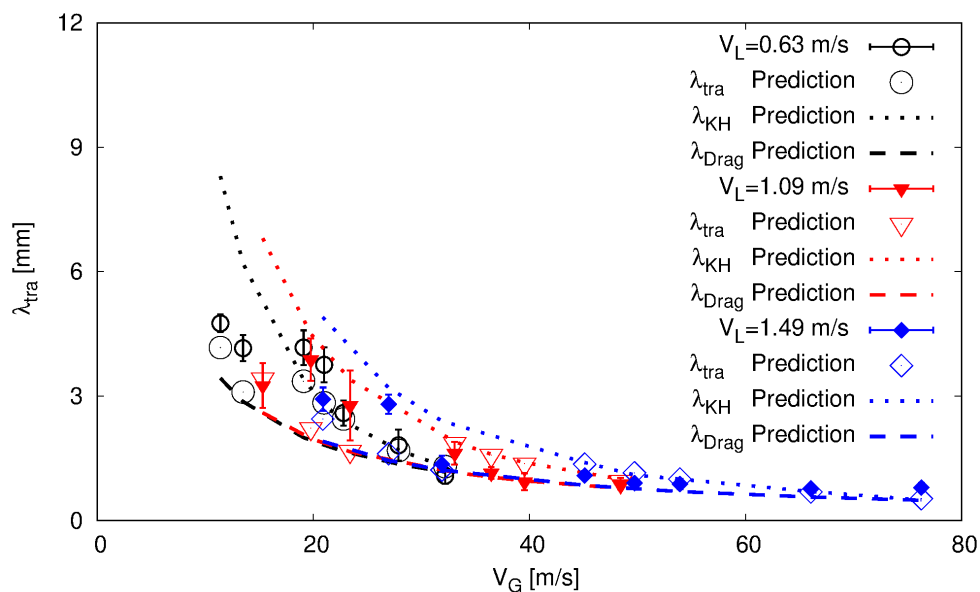


Fig. 5-13 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths (atmospheric pressure, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm, kerosene)

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、 $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.4$ 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 λ_{KH} とよく一致している。 $V_L=1.49$ m/s, $V_G=25$ 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。

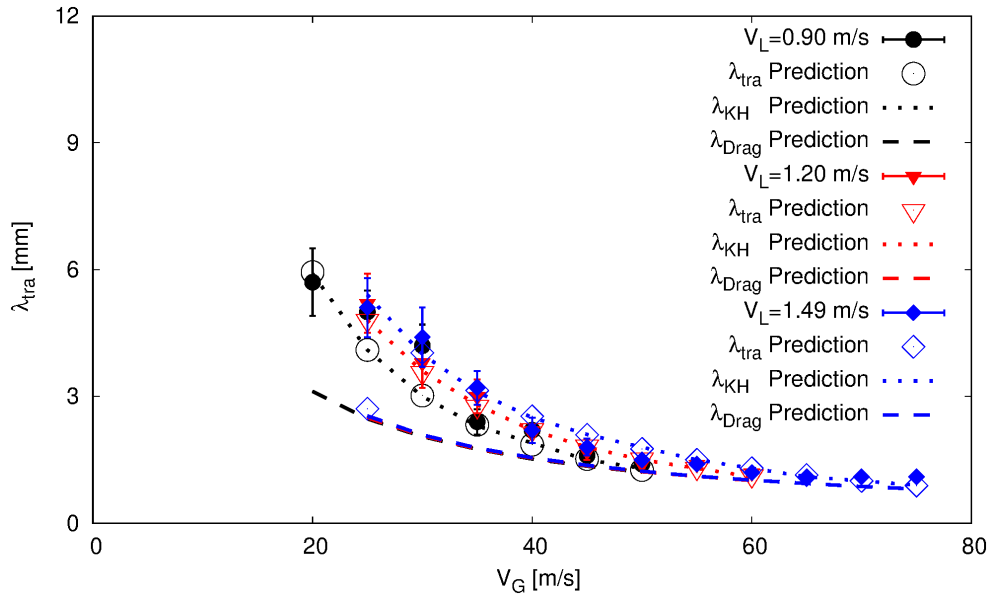


Fig. 5-14 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths (atmospheric pressure, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.4$ mm, water)

高気圧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、 $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm, $P_a=0.4$ 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 λ_{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を行ったため、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 λ_{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 λ_{tra} の計測結果と予測結果の関係を Fig. 5-16 に示す。また、 λ_{KH} と λ_{Drag} の予測結果を合わせて示している。

λ_{KH} は計測結果よりも大きく、 λ_{Drag} 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_{tra} の $\pm 50\%$ 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。

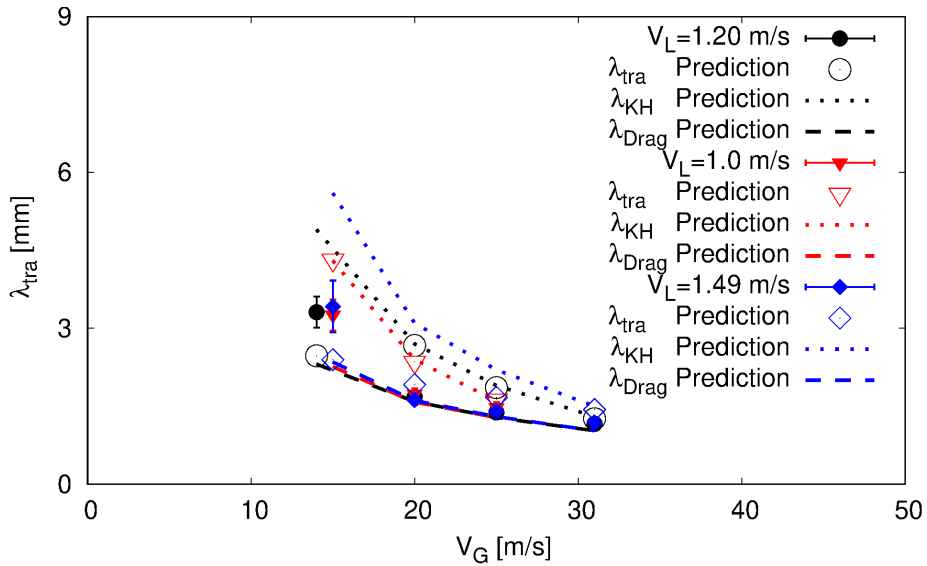


Fig. 5-15 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths ($P_a=0.4$ MPa, $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ mm, water)

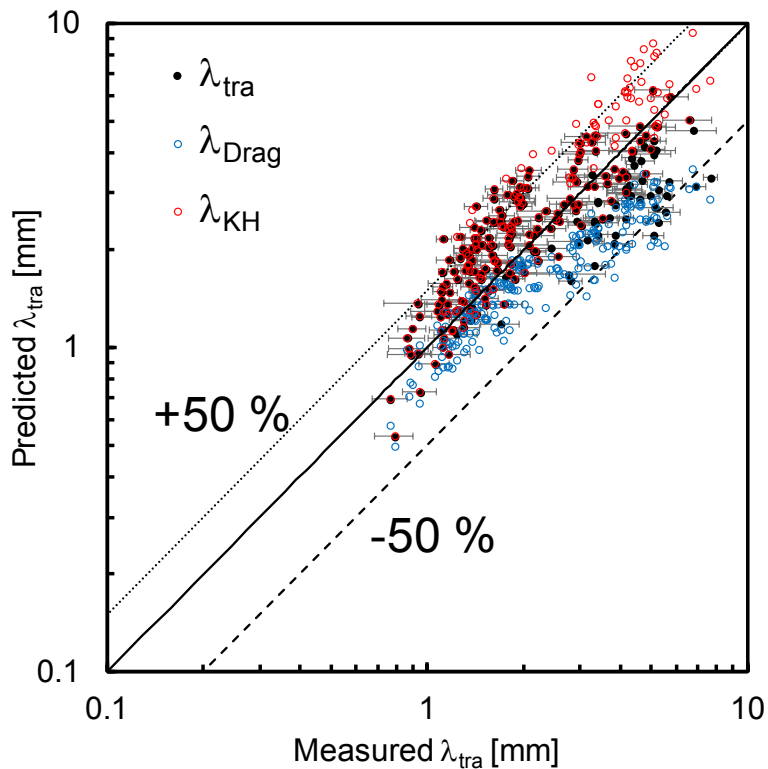


Fig. 5-16 Comparison of measured and predicted transversal wavelengths for all experimental data

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、そのメカニズムに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 λ_{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 λ_{KH} が λ_{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 λ_{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、 λ_{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 ρ_G , ρ_L , 表面張力 σ , 気液流速 V_G , V_L , 液膜厚さ D_L , リップ厚さ D_{Lip} が液膜の横波長 λ_{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もある。
- (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_{tra} 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_x、低 CO₂ 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グとなる。バ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 $15.6 \times 15.6 \text{ mm}$ 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 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 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 $V_L=1.0\text{ m/s}$, 気流流速 $V_G=30\text{ m/s}$, 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 $1/8102\text{ s}$ 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спан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。

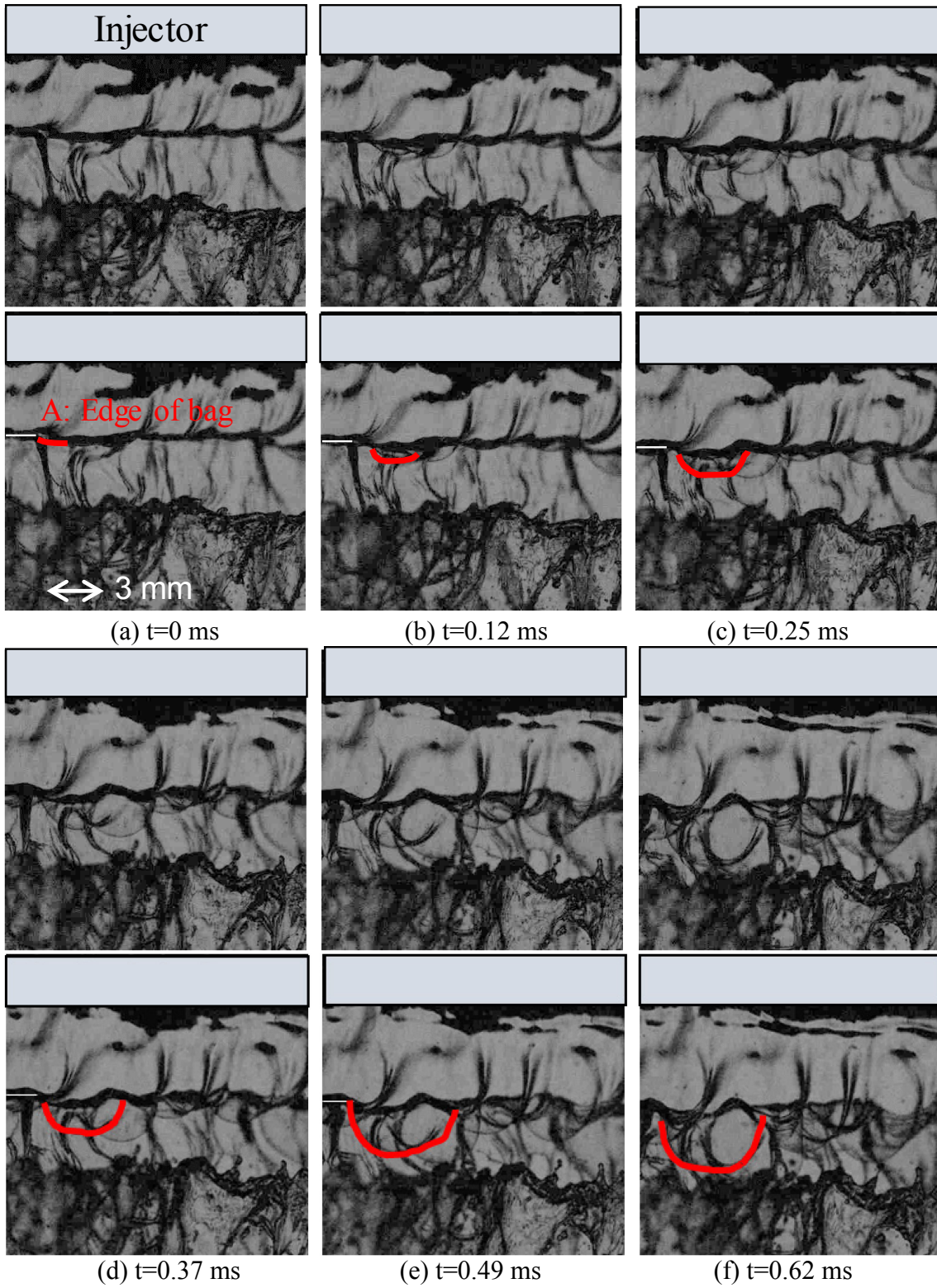


Fig. 6-1 Formation process of a bag

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、 $V_L=1\text{ m/s}$ 、 $V_G=30\text{ m/s}$ 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．バッグは時間経過とともに下流方向に膨らみ、バッグが 5 mm 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．

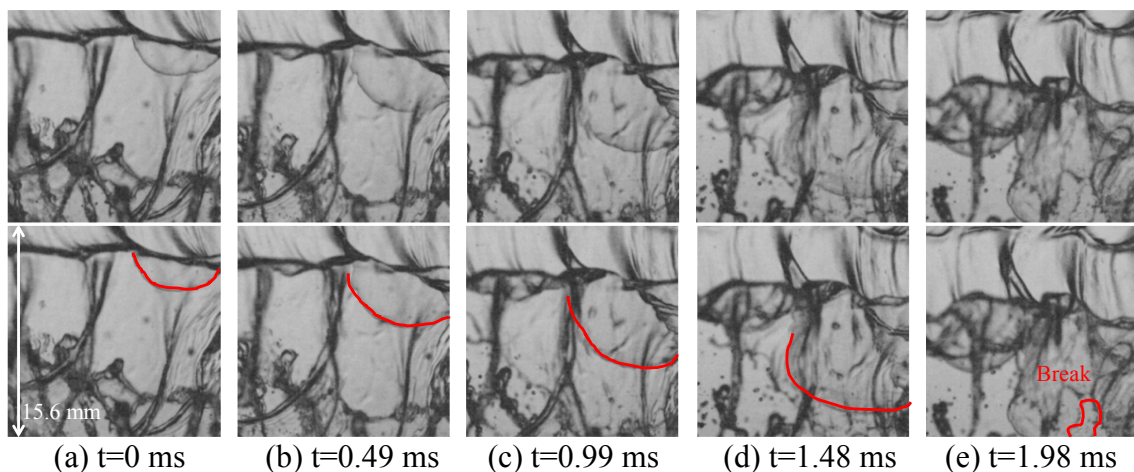


Fig. 6-2 Typical bag break-up process

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 $V_L=0.7\text{ m/s}$ 、 $V_G=21\text{ m/s}$ 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．

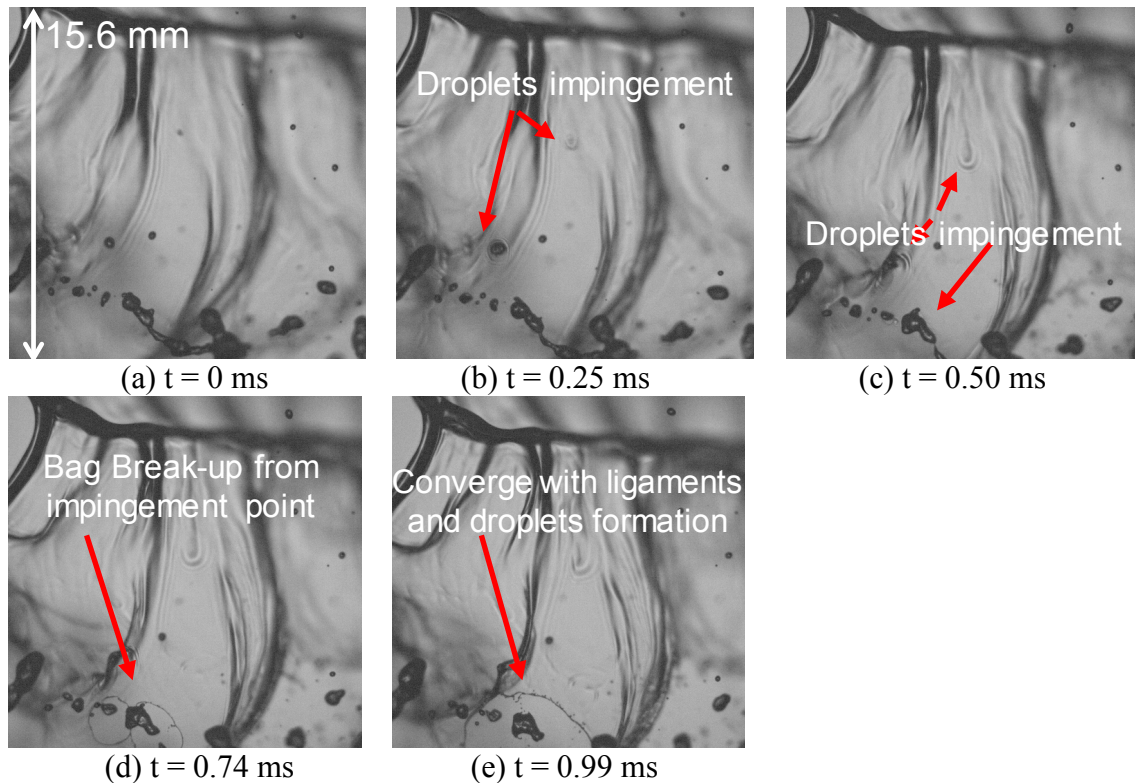


Fig. 6-3 Bag break up process by droplets collision

バッグ穿孔後のリガメントの形成過程を解明するため， $V_L=1$ m/s, $V_G=25$ 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く．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．

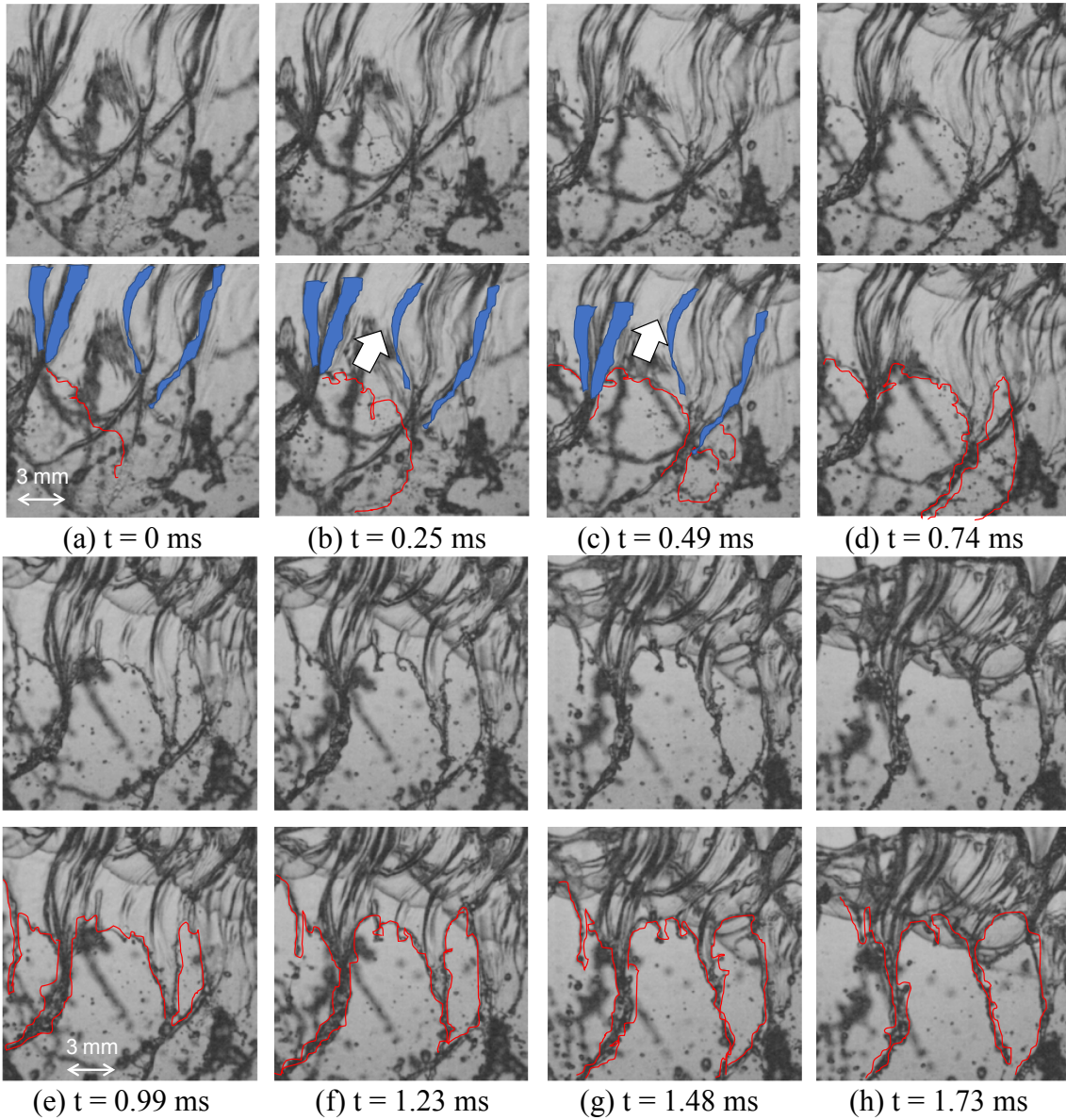


Fig. 6-4 Formation process of ligaments

リガメントの分裂過程を解明するため、 $V_L=1\text{ m/s}$ 、 $V_G=25\text{ m/s}$ 、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。

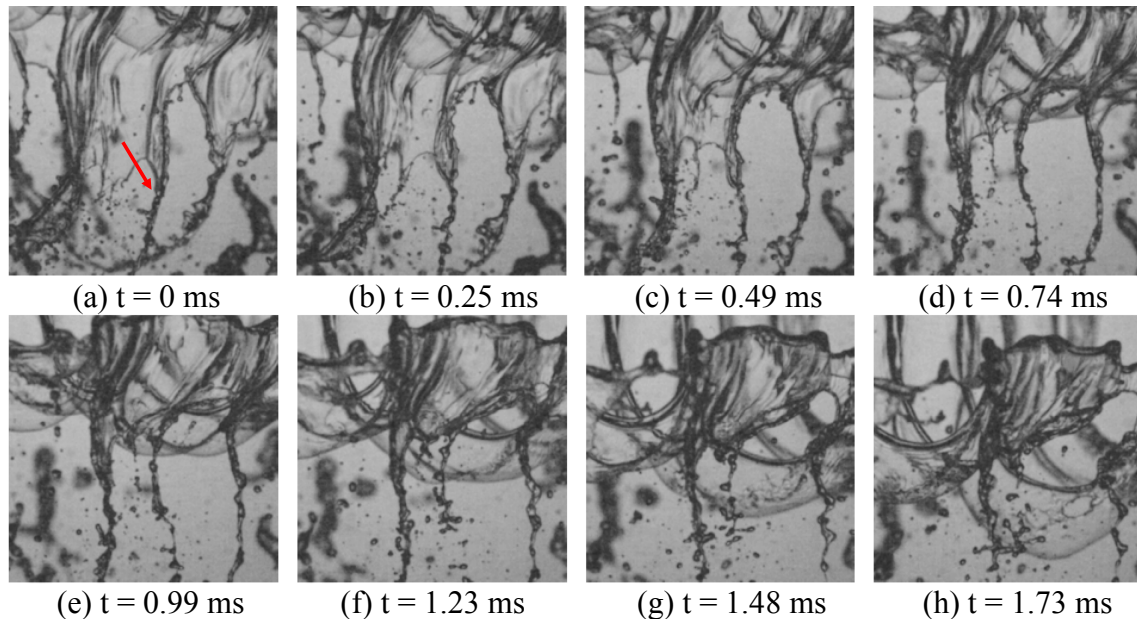


Fig. 6-5 Break up process of ligaments

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 と 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、 $V_L=1\text{ m/s}$ 、 $V_G=35\text{ m/s}$ 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。

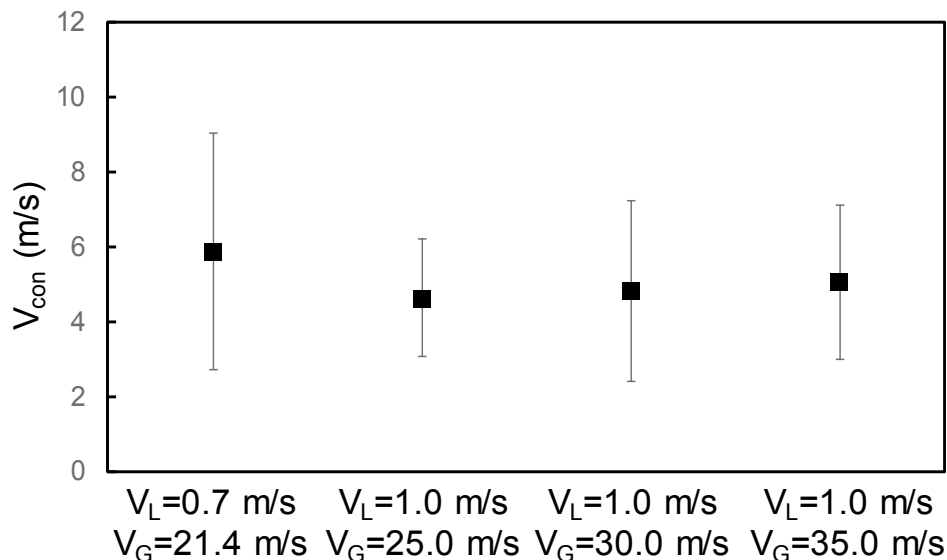


Fig. 6-6 Contraction velocity of rims under bag break up

以上より、本研究で計測できた V_{con} 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_{con} は簡潔に次のように与えることとする。

$$V_{con} \sim 5\text{ m/s} \quad (6-1)$$

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。

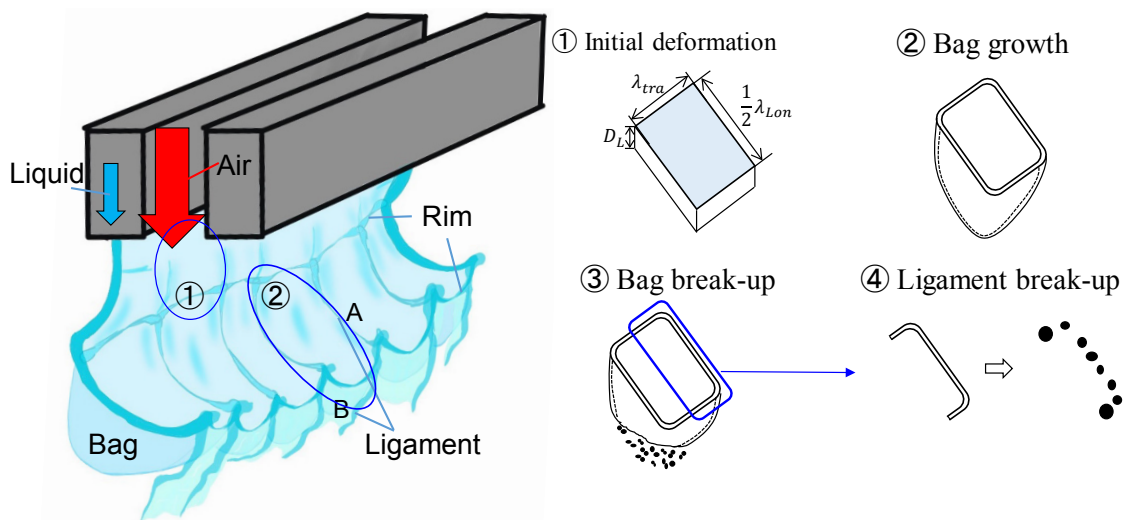


Fig. 6-7 Break-up model of a liquid sheet induced air-flow

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。

- ① 縦波長 λ_{Lon} を予測
- ② 横波長 λ_{tra} 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 λ_{Lon} は第4章で提案した次式を用いて算出する。

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

ここで、 MR_{Lip} 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。

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

横波長 λ_{tra} は第5章で提案した次式を用いて予測する。

$$\lambda_{tra} = c\lambda_{KH} \quad (6-4)$$

$$c = \begin{cases} 0.5 & : \text{if } \lambda_{KH} > 2\lambda_{Drag} \\ 1 & : \text{otherwise} \end{cases}$$

ここで、 λ_{KH} と λ_{Drag} は各々式(6-5)および(6-6)で求めることができる。

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

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

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。

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

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。

$$v = \frac{\lambda_{Lon}}{2} \lambda_{tra} D_L \quad (6-8)$$

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 v_B 、リガメントの体積を v_{Li} とすると、 v_B と v_{Li} は式(6-9)、(6-10)で各々求めることができる。

$$v_B = 0.44v \quad (6-9)$$

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

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。

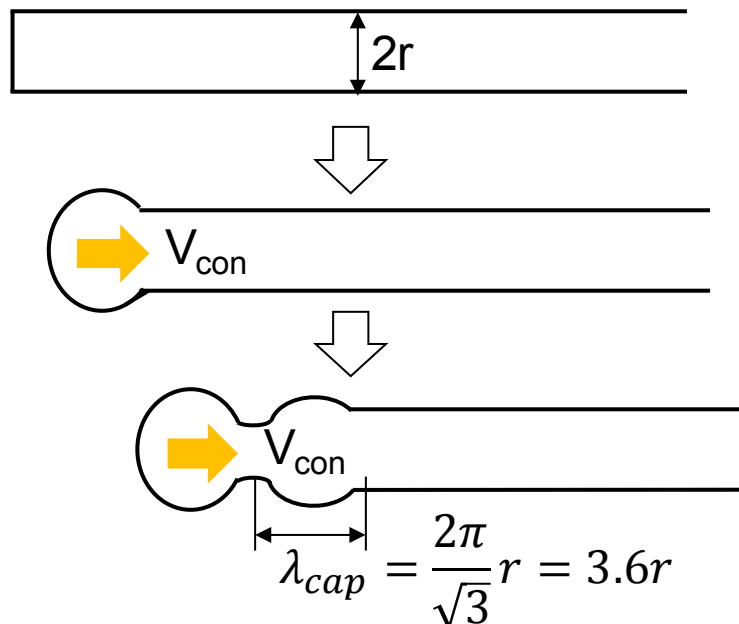


Fig. 6-8 Contraction process of a rim by capillary wave

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、次式で求めることができる。

$$V_{con} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L r}} \quad (6-11)$$

また、収縮速度 V_{con} が一定になるまでの時間(過渡期間) t_{trans} のオーダーは次式で表すことができる。

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

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_{cap} は次式で与えられる [102].

$$\lambda_{cap} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}}r \quad (6-13)$$

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 a_{Rim} は V_{con} と t_{trans} を用いて次の通りとなる。

$$a_{Rim} = \frac{V_{con}}{t_{trans}} \quad (6-14)$$

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 λ_{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} のオーダーを把握するため、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].

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

ここで、 V_{con} は 1 m/s のオーダー、 λ_{Lon} は 10^{-3} m のオーダーであることから、 a_{cent} は 10^4 m/s² のオーダーとなる。よって、 $a_{Cent} \ll a_{Rim}$ 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 λ_{Rim} は次式で求められる。

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

以上より、リムの移動方向の波長である λ_{cap} およびスパン方向の波長である

λ_{Rim} 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 V_{drop_ba} を求めることができる。

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

この V_{drop_ba} に対応する球体積相当径を D_{Bag} とすると、 D_{Bag} は次式で求められる。

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

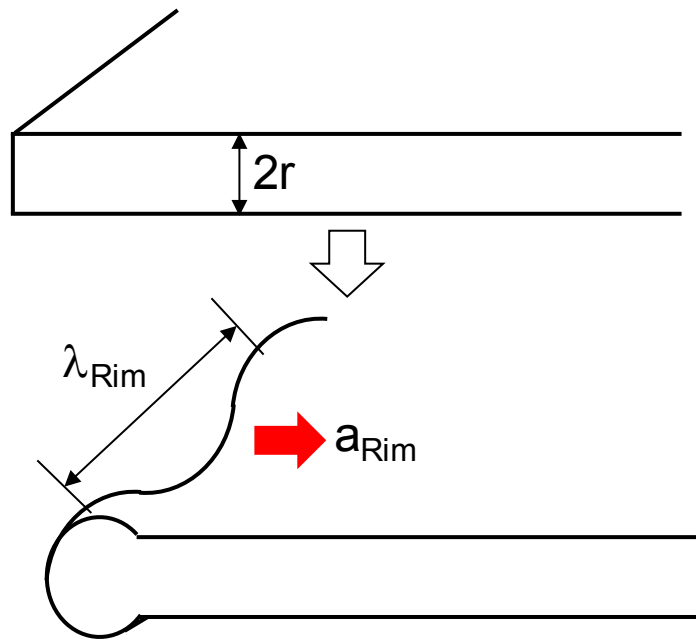


Fig. 6-9 Spanwise formation of a rim by RT instability

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でできるため、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 λ_{Lon} の 2~4 倍引き伸ばされていたため、皺の長さを $3\lambda_{Lon}$ 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 $3\lambda_{Lon} + \lambda_{tra}$ 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 v_{Li} を用いて次式であらわすことができる。

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

さらに、リガメント分裂に基づき生成される液滴径 D_{Li} は、この R を用いて Weber 理論により求める。

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

ここで、 Oh はオーネズルゲ数であり、次式で定義される。

$$Oh = \frac{\mu_L}{\sqrt{2\rho_L\sigma R}} \quad (6-21)$$

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_{Li} 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。

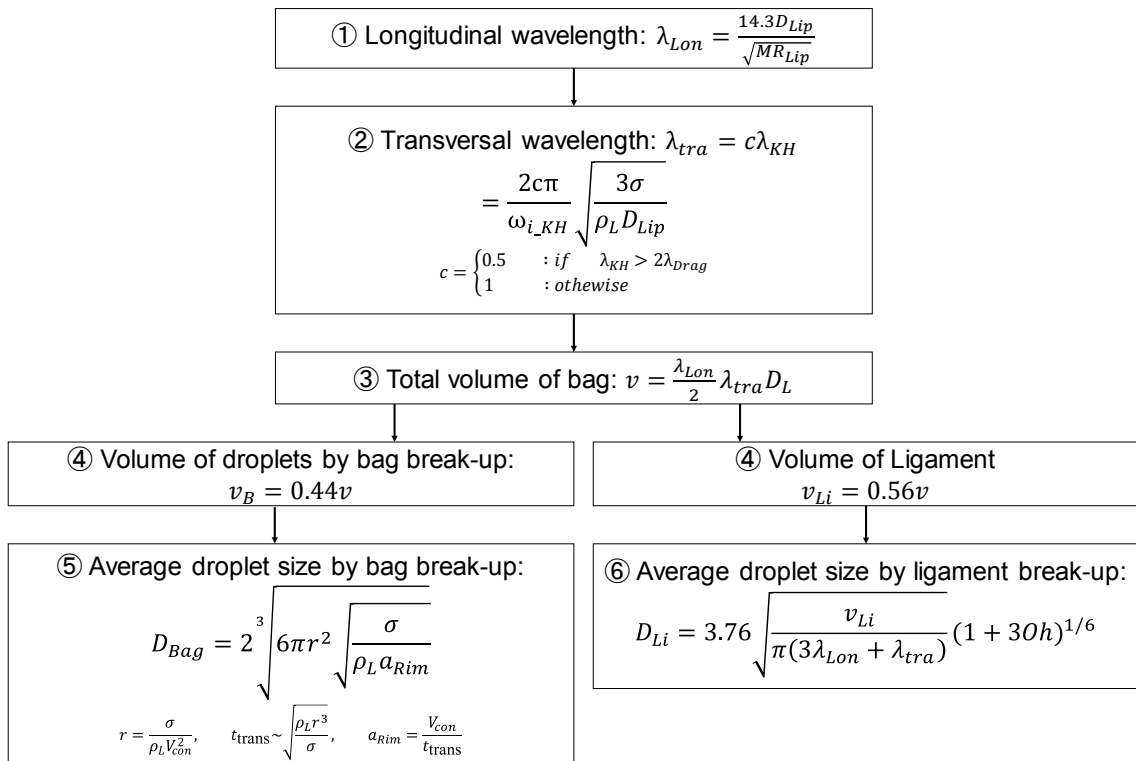


Fig. 6-10 Flow chart of break-up model of a liquid sheet induced by air flow

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 ($P_a=0.1$ MPa), $D_L=0.5$ mm, $D_{Lip}=0.2$ 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。 λ_{Lon} と λ_{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_G の関係を Fig. 6-11 に示す。バッグの体積は、どの V_L 条件でも V_G が上昇するにつれて反比例的に減少する。また、どの V_G 条件でも、 V_L が小さくなるにつれて v が小さくなる。

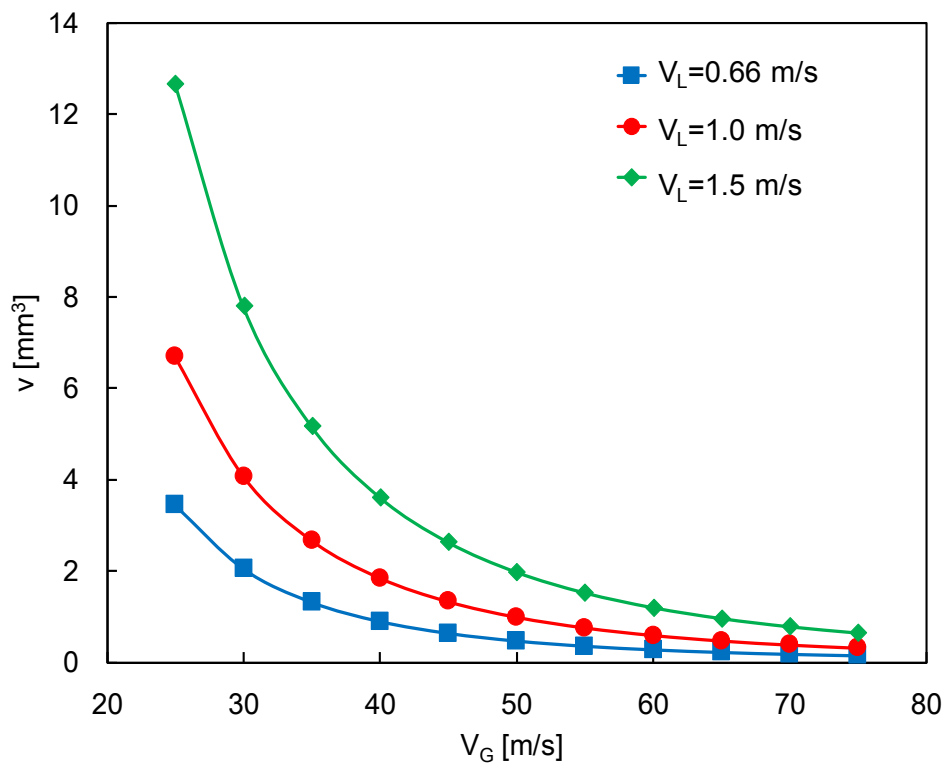


Fig. 6-11 Prediction of the volume of a bag

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。

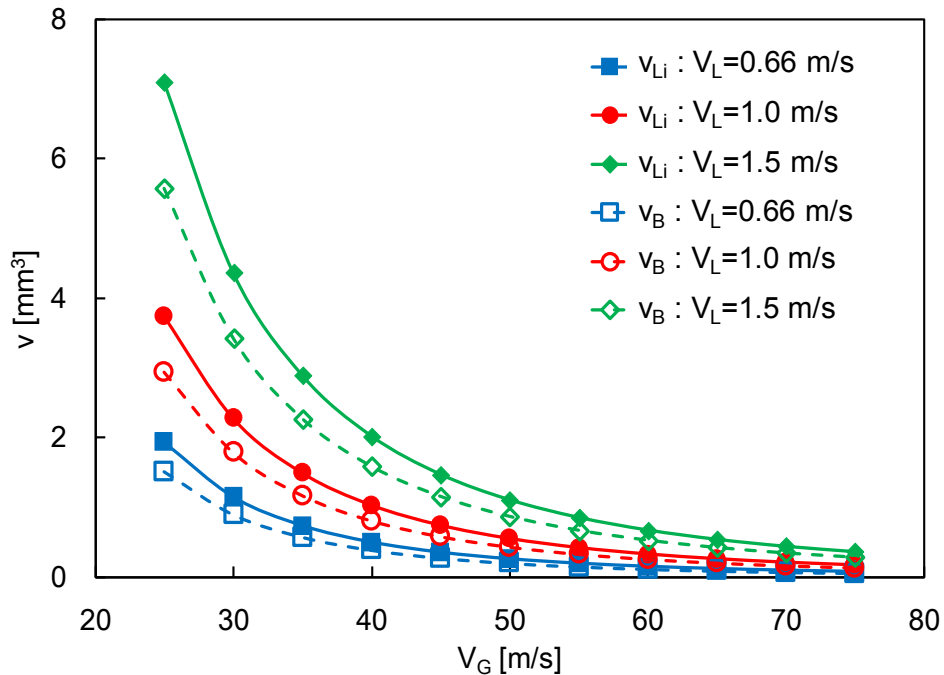


Fig. 6-12 Predictions of bag volume v_B and ligament volume v_{Li}

次に、リガメントの体積 v_{Li} からリガメントの半径 R を求める。 R と V_G 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_L 条件においても、 V_G 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、全体的により一致を示している。

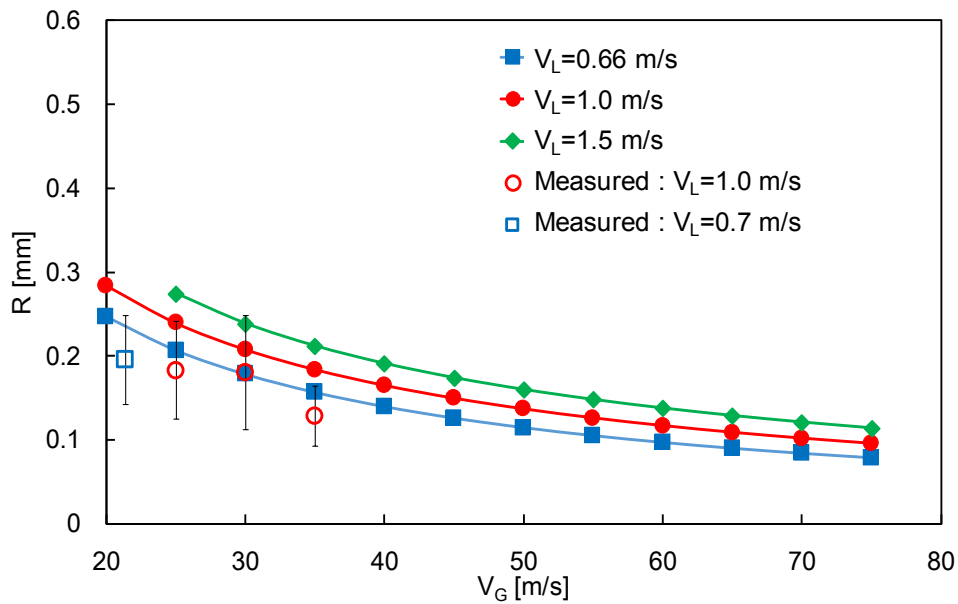


Fig. 6-13 Prediction of the diameter of ligaments

リガメント分裂に基づいて生成される平均液滴径 D_{Li} を求める。 D_{Li} と V_G の関係を Fig. 6-14 に示す。 $V_L=0.66, 1.0, 1.5$ m/s における D_{Li} 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_{10} 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_L 条件において、予測結果と計測結果はともに、 V_G が大きくなるにつれ液滴径が小さくなる傾向をもつ。 V_G 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。 $V_L=1.5$ 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。 $V_L=0.66, 1.0$ 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、比較的良好に予測できている。

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。

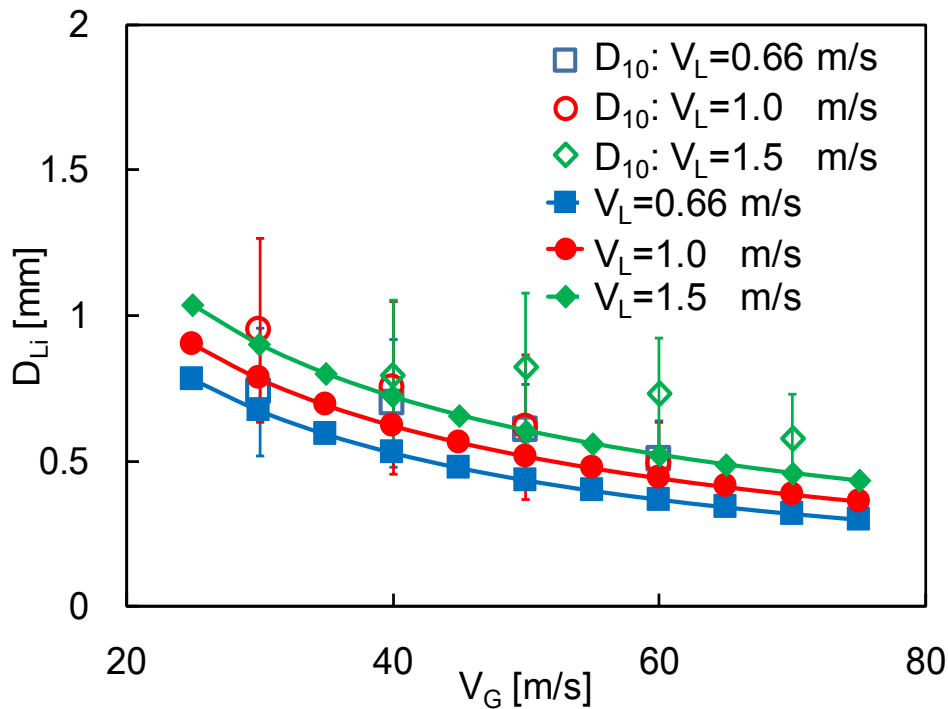


Fig. 6-14 Prediction of droplets diameter of a ligament

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_{Rim} 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。

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

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 $2r_{\text{max}}$, $2r_{\text{min}}$ とすると, $2r_{\text{min}} \sim 2 \mu\text{m}$, $2r_{\text{max}} \sim 36 \mu\text{m}$ である。 $2r_{\text{max}}$ が $2r$ の 3 分の 1 程度の厚さである一方, $2r_{\text{min}}$ 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 $6 \mu\text{m}$ であるとき, 過渡期間 t_{trans} は式(6-12)より求めた。

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

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 $1 \mu\text{m}$ のオーダー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 $100 \mu\text{m}$ のオーダーであり、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 λ_{Lon} の 2~4 倍引き伸ばされる。また、バッグは下流方向に λ_{Lon} 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、 $100 \mu\text{m}$ オーダーの液膜厚さがバッグの分裂時には $1 \mu\text{m}$ のオーダーとなり、液膜厚さの推算は妥当であると言

える。

リムの加速度 a_{Rim} は、式(6-1)と式(6-23)で得た V_{con} と t_{trans} を用いて、式(6-14)より求めた。

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

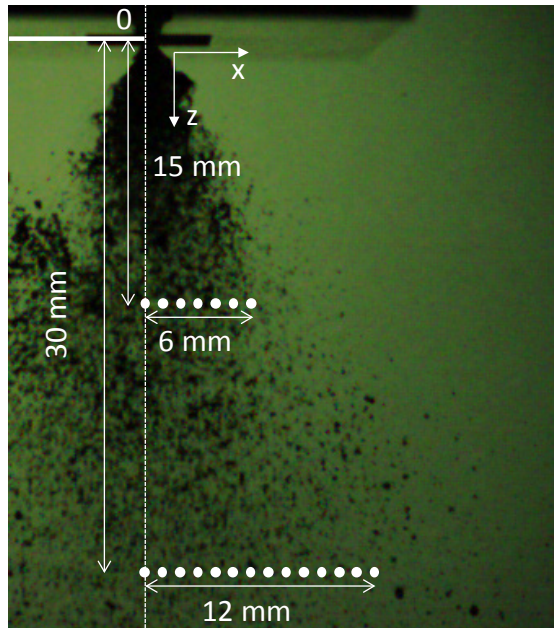
バッグから生成された平均液滴径 D_{Bag} は、式(6-18)に式(6-22), (6-24)を代入して求めた。

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

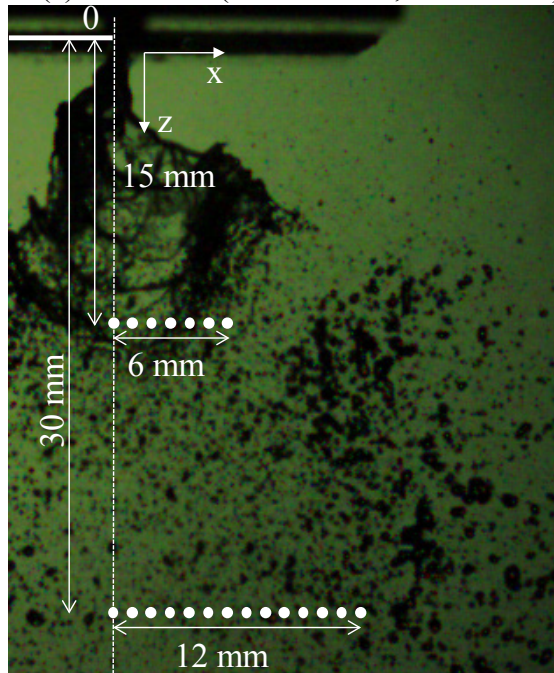
V_{con} の計測値の標準偏差を考慮して、 $V_{con}=2 \text{ m/s}$, 8 m/s のときの D_{Bag} を求めると、各々 $D_{Bag} \sim 8 \text{ } \mu\text{m}$, $97 \text{ } \mu\text{m}$ となる。

一般的な噴射弁で噴霧を計測すると、 V_G 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。

$V_L=0.66 \text{ m/s}$, $V_G=70 \text{ m/s}$ および $V_L=1.0 \text{ m/s}$, $V_G=40 \text{ m/s}$ 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 $x=0 \text{ mm}$ 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、 $x=0 \text{ mm}$ から 1mm ずつ 13 点で計測を行った。 $V_L=0.4 \text{ m/s}$, $V_G=70 \text{ m/s}$ および $V_L=0.4 \text{ m/s}$, $V_G=40 \text{ m/s}$ 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。

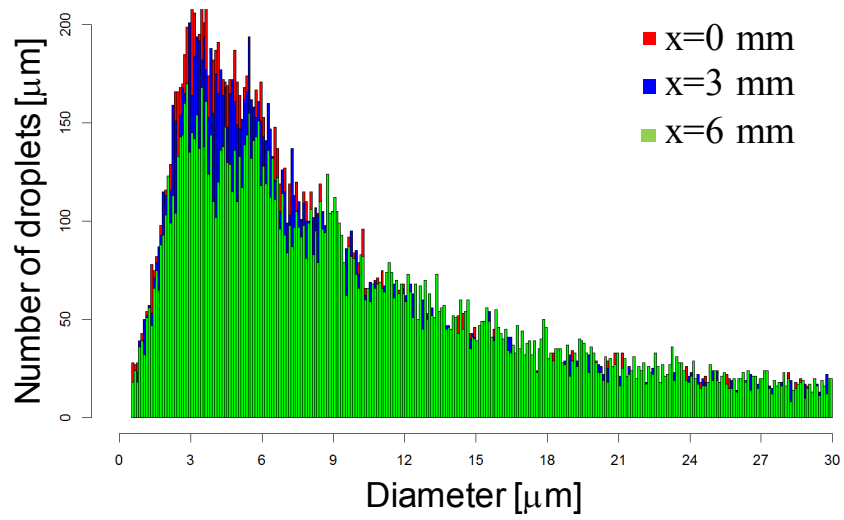


(a) Side view ($V_L=0.66$ m/s, $V_G=70$ m/s)

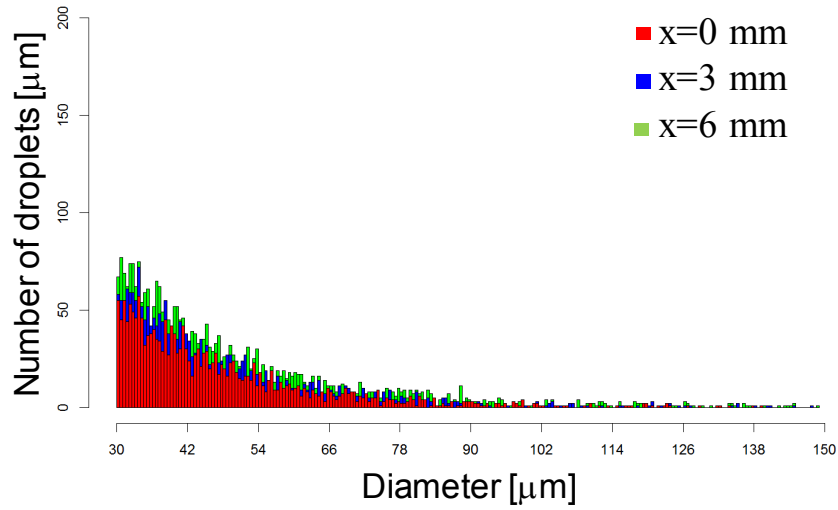


(b) Side view ($V_L=1.0$ m/s, $V_G=40$ m/s)

Fig. 6-15 Measurement point and droplets sizes

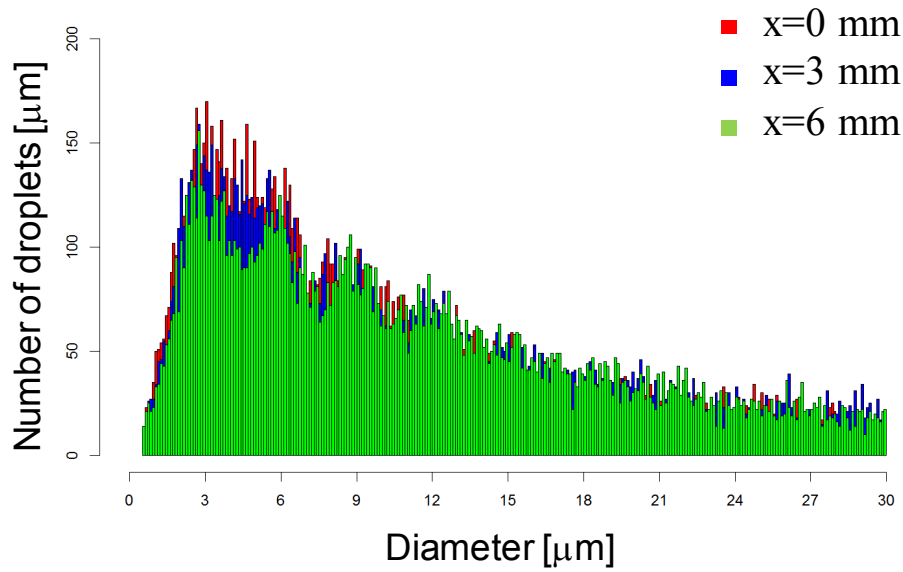


(a) Diameter (0-30 μm)

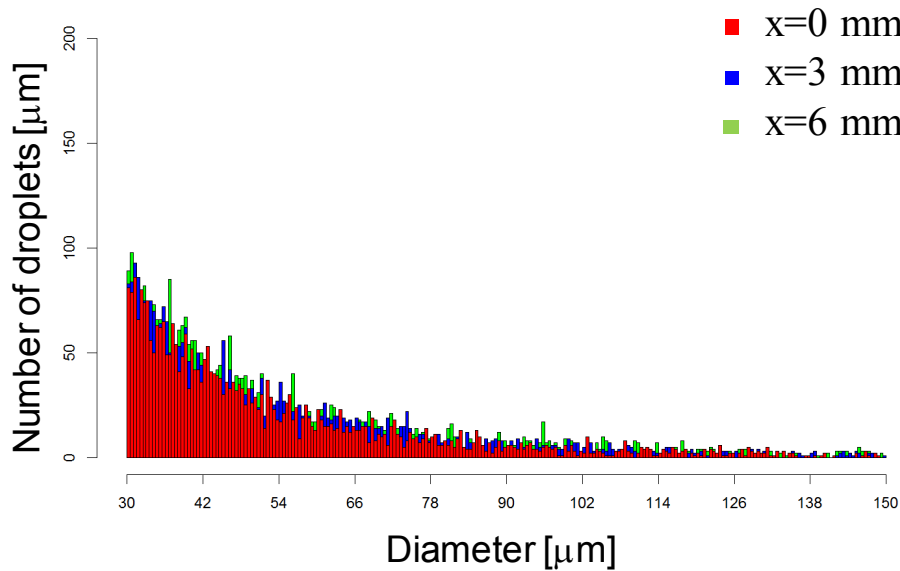


(b) Diameter (30-150 μm)

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



(a) Diameter (0-30 μm)

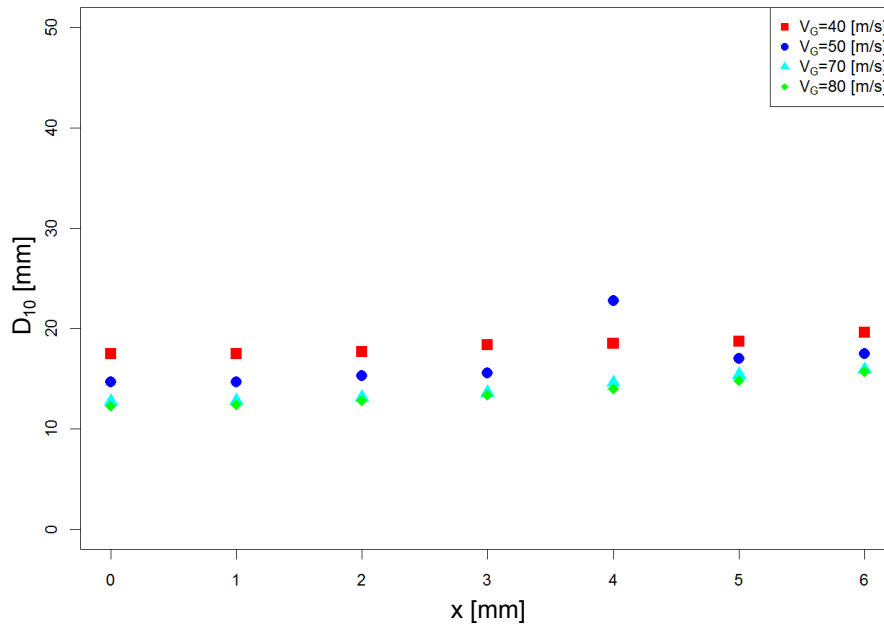


(b) Diameter (30-150 μm)

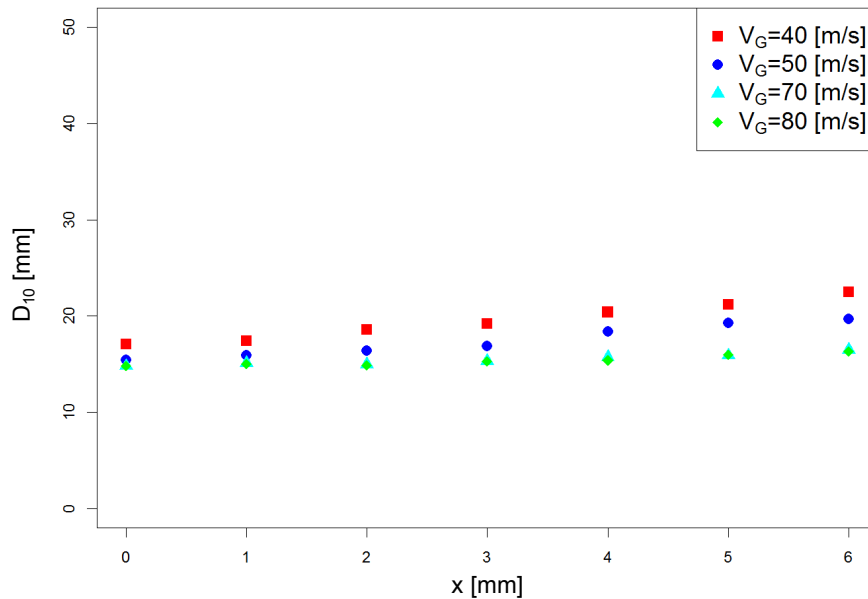
Fig. 6-17 Droplets size distribution at $V_L=0.4$ m/s, $V_G=40$ m/s, $x=0, 3, 6$ mm

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 $3\text{-}6\ \mu\text{m}$ 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。 $V_L=0.4, 1.0$ m/s, $V_G=40, 50, 70, 80$ m/s における平均液滴径 D_{10} の x 軸方向分布を Fig. 6-18 示す。 $V_L=0.4$ m/s における D_{10} の分布によると、 V_G が大きくなるにつれて各 x 座標での D_{10} が少しずつ小さくなっているが、 $V_G=70, 80$ m/s 条件では、 D_{10} は各座標でほぼ同じ値を示している。 $V_L=1.0$ m/s においても、これら傾向は同じである。どの V_L 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_{10} がわずかに大きくなる。各条件での D_{10} の計測結果は $10\sim 20$ μm の範囲にあることがわかった。



(a) $V_L=0.4$ m/s



(b) $V_L=1.0$ m/s

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 $15 \mu\text{m}$ 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 $16 \mu\text{m}$ 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.

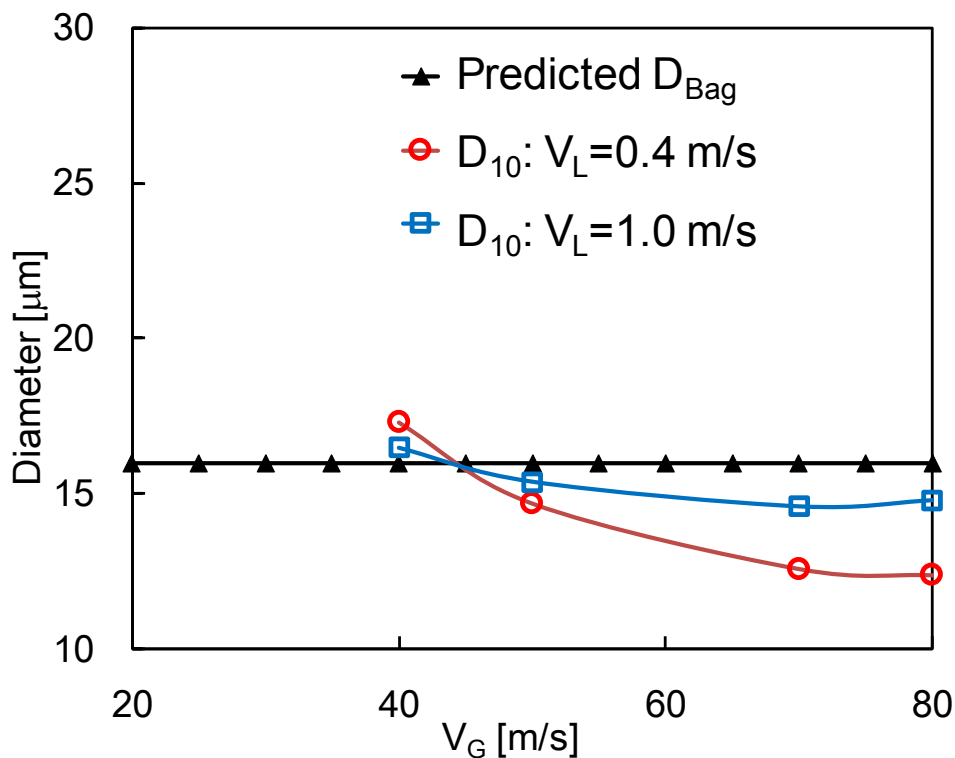


Fig. 6-19 Comparison of measured and predicted droplets diameter of bag break-up

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。

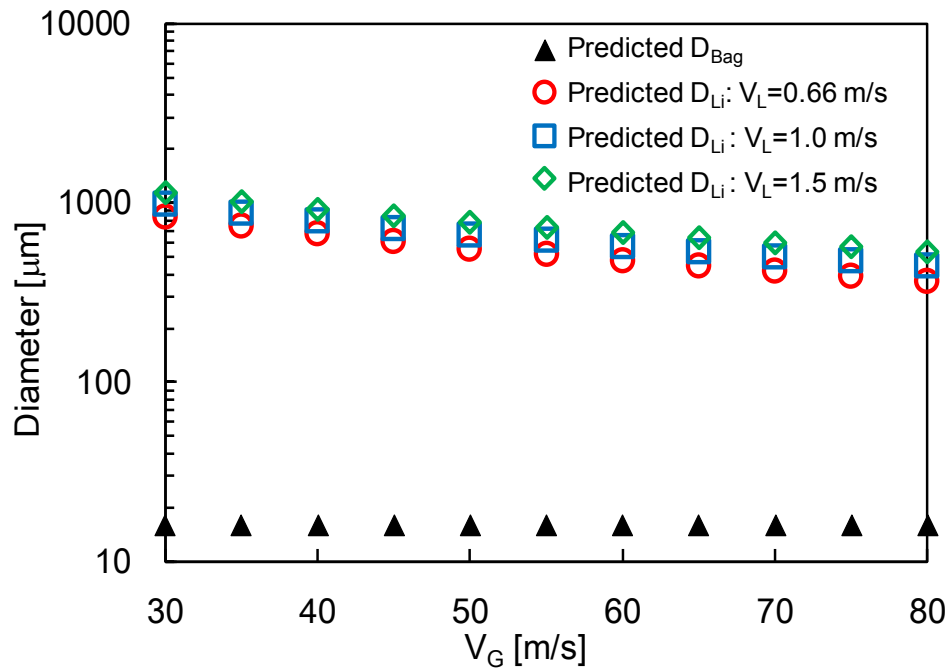


Fig. 6-20 Mean droplet diameter by bag break-up and ligament break-up

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_{Bag} 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のが、気流流速 V_G 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_G , V_L , 気液密度 ρ_G , ρ_L , 気液粘性係数 μ_G , μ_L 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_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_G , μ_L 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_{Lip} および Re_L 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 λ_{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_{Lon} の相関式を構築した。そのうえで、気液物性値 V_G , V_L , ρ_L , ρ_G , μ_L および噴射弁の幾何形状として液膜厚さ D_L とリップ厚さ D_{Lip} 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 μ_L が液膜の振動周波数 f_{Lon} や振動波長 λ_{Lon} に及ぼす影響は小さく、 μ_L 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_{Lip} 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_{Lip} 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 λ_{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 $f_{Lon} = \frac{0.095V_G}{\sqrt{\rho_L/\rho_G}\sqrt{D_L D_{Lip}}}$ 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_{tra} 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。

- (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_{tra} 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спан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_{Bag} 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ですが、気流流速 V_G 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 Rayleigh 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,"

日本機械学会論文集. 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, "Coupling 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. Kruehle, "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, 富山明男, "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] 富山明男, 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

学術論文

- (1) 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.

国際学会

- (1) 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.

総説論文

- (1) 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

- (1) 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、本論文の構成に関する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。