

高圧環境におけるプレフィルミング型気流噴射弁の噴霧特性および噴霧形成過程

Atomization Process and Characteristics of Prefilming Airblast Atomizer in a High Pressure Environment

加藤 昂大, 鈴木 聡一郎, 工藤 琢, 加藤 壮一郎, 伊藤 光紀,
 (Kodai KATO) (Soichiro SUZUKI) (Taku KUDO) (Soichiro KATO) (Mitsunori ITOH)
 東北大学 東北大学 東北大学 株式会社 IHI 株式会社 IHI
 (Tohoku Univ.) (Tohoku Univ.) (Tohoku Univ.) (IHI Corporation) (IHI Corporation)

早川 晃弘, 小林 秀昭
 (Akihiro HAYAKAWA) (Hideaki KOBAYASHI)
 東北大学 東北大学
 (Tohoku Univ.) (Tohoku Univ.)

Atomization characteristics of a prefilming airblast atomizer were experimentally investigated at high pressure. Phase Doppler Particle Analyzer (PDPA), Particle Image Velocimetry (PIV) and high-speed imaging were used to clarify atomization process. The droplets diameters, i.e., arithmetic mean diameter, D_{mean} , peak diameter from the profile, D_{peak} , and Sauter Mean Diameter, SMD , were evaluated. These diameters depended on regions in the spray structure and the effects of ambient pressure on the diameters varied regionally. These results showed that an airflow structure affects droplet diameters and changes with increasing ambient pressure. In addition, a two-dimensional atomizer was made to study atomization process of the liquid sheet and droplet diameters were measured in the secondary atomization region. Atomization process of liquid sheet was different at atmospheric pressure and high pressure. Liquid sheet formed fine and short ligaments with increasing pressure. Based on these findings, the effect of ambient pressure on the equation to predict SMD was discussed.

Key words: Airblast Atomizer, High Pressure, Droplet Diameter, Atomization Process, Two-dimensional Atomizer

1. 結論

航空用ガスタービンエンジンでは、液体燃料を微粒化・蒸発・燃焼させる噴霧燃焼が用いられている。噴霧燃焼は、燃料噴射弁の微粒化性能に依存し、噴霧された液滴の粒径分布や空間分布により火炎構造や温度分布などの燃焼特性およびすすや NO_x 排出量などの燃焼性能が変化する。近年では、燃料資源の高騰や環境規制の強化といった社会的背景から、燃費の向上や燃焼排出物質の低減、さらには騒音の低減といったエンジン性能の向上が要求されている。そのため、燃焼性能を決定する燃料噴射弁の微粒化性能は高性能なエンジンを設計する上で非常に重要な技術要素である。特に、航空用ガスタービンエンジンでは運用条件が離陸時のような大推力を必要とする高温・高圧条件から、高空での失火・再着火時のような低温・低圧条件まで幅広い。このような幅広い運用域で微粒化性能を維持することができる優れた燃料噴射弁が求められている。

ガスタービン用燃料噴射弁の一つに気流噴射弁がある。気流噴射弁は液体燃料を高速の空気流で微粒化することから空気との混合性が良く、広い運用条件で微粒化性能を維持することができる。このため、産業用・航空用ガスタービンの燃料噴射弁として幅広く用いられている。しかしながら、その微粒化過程および微粒化特性は液体の粘性や表面張力といった物性値、さらには噴射弁の形状に影響されるため、単純な系を除いて解明

されていない。これらの影響を明らかにすることは、より高性能な噴射弁を開発する上で重要である。さらに、高圧化する傾向にあるガスタービン燃焼器において微粒化特性への雰囲気圧力の影響を解明することは、重要な課題であると言える。

Lefebvreらは、燃料液体の物性値やプレフィルミング型同軸気流噴射弁の形状が噴霧特性に与える影響について検討を行い、それらの影響を考慮したザウター平均粒径(SMD)の半実験式(式1)を提案した⁽¹⁾。

$$SMD = L_C \left[A' \left(\frac{\sigma}{\rho_L U_A^2 D_P} \right)^{0.5} + B' \left(\frac{\mu_L^2}{\sigma \rho_L D_P} \right)^{0.5} \right] \left(1 + \frac{1}{AFR} \right) \quad (1)$$

ここで、 L_C は噴射弁の代表寸法であり、液膜形成部直径 D_B 、空気流速 U_A 、液体密度 ρ_L 、空気密度 ρ_A 、液体の表面張力 σ 、粘性係数 μ_L 、質量空燃比(AFR , Mass Air Fuel Ratio)で構成される。形状パラメータ L_C および D_B 、空気流速 U_A 、 AFR さらに温度を一定とすると、 ρ_L 、 σ 、 μ_L は圧力に対して一定と考えることができ、 ρ_A のみが圧力に対する変数となり圧力指数は-0.5と考えることができる。また、Lefebvreらは同形状の気流噴射弁を用いて高圧下における噴霧特性の変化についても調査を行っており、高圧下では噴霧角が広がることや同軸気流噴射弁の半径方向に SMD の算術平均をとった \overline{SMD} が圧力指数-0.05で減少することも示しており⁽²⁾、式(1)から推測される圧力指数-0.5とは大きく異なる。これらのことから、雰囲気圧力の影響を的確に見積もる必要がある。さらに言えば、これら

は噴霧液滴の数密度が小さくなった噴射弁下流における評価であり、燃焼に強く影響すると考えられる噴射弁近傍における推算式へと修正する必要がある。

プレフィルミング型同軸気流噴射弁の微粒化過程は3次元かつ噴射弁内部で液膜を形成し、液膜を旋回空気流で挟み込むことで液体燃料を微粒化することから、液膜微粒化過程の観察が困難である。そのため、プレフィルミング型気流噴射弁の構造を模擬した二次元模擬噴射弁による液膜微粒化過程の研究が行われている⁹⁾。二次元模擬噴射弁ではスワールを含まないものの、液膜微粒化過程の解明はプレフィルミング型気流噴射弁の微粒化過程の解明に繋がり、噴霧特性の予測やシミュレーションの高度化にも繋がる。

そこで本研究では、プレフィルミング型気流噴射弁の噴射弁近傍における噴霧粒径をPDPA(Phase Doppler Particle Analyzer)で計測し、その圧力依存性について検討を行う。さらに高速度バックライト撮影、PIV(Particle Imaging Velocimetry)計測から高圧下での噴霧構造の変化を観察し、噴霧特性への雰囲気圧力の影響を解明する。併せて、同時に気流噴射弁の構造を模擬した二次元模擬噴射弁を用いて液膜の基礎的な微粒化特性および高圧下での噴霧特性の変化を把握する。

2. 実験装置および実験方法

本研究では、安全性を考慮して噴射液は水を用いた。容器内圧力 $P_c = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ MPa, 微粒化用空気流速 U_A は 70 m/s, AFR (Mass Air Fuel Ratio)は 10 で一定とした。二次元模擬噴射弁を用いた実験においては、 $P_c = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ MPa, $U_A = 70$ m/s, スリット長さ当たりの液流量が気流噴射弁の $AFR = 10$ および 40 程度に相当する流量とした。

2.1 同軸気流噴射弁および二次元模擬噴射弁の構造

図1に代表的なプレフィルミング型気流噴射弁の模式図を示す⁹⁾。気流噴射弁は噴射液を液膜で放出し、液膜をインナーとアウトターの旋回空気流で挟み込む構造になっている。放出された液膜はノズル先端部に達する前にインナーの旋回空気流によって薄く引き伸ばされた後、アウトターの旋回空気流と液膜間での相対速度差に起因するせん断力によって液膜が微粒化される。空気流の旋回方向は、噴射弁を下から見てアウトター空気流が右方向、インナー空気流が左方向であり、スワール数は概ね 1.4 である。

図2に気流噴射弁の構造を模擬した二次元模擬噴射弁を示す。

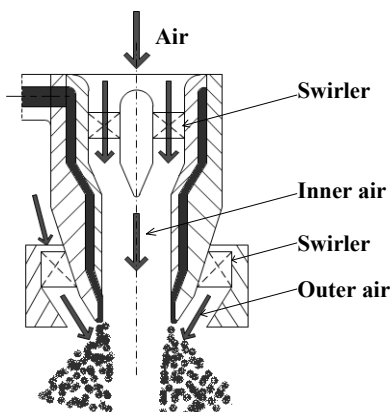


Fig.1 Schematic of typical prefilming airblast atomizer

二次元模擬噴射弁は、二つの並行空気流に挟まれた液膜の微粒化過程を観察するために気流噴射弁先端部を模擬した構造になっている。なお、旋回流の影響は考慮していない。

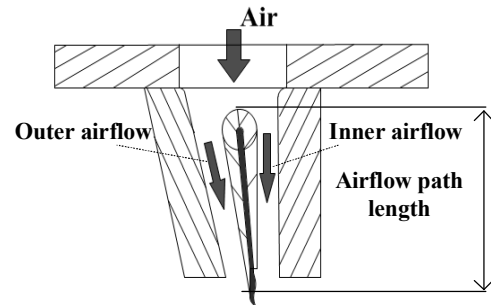


Fig.2 Schematic of the two-dimensional atomizer

2.2 PDPA 計測およびPIV 計測

液滴の粒径および一次元の流速はPDPAで計測した。PDPA計測には粒子流動分析装置(DANTEC, Particle Dynamics Analyzer)を用い、レーザー光源にはArgon-ionレーザーを用いた。図3にPDPAの全測定点を示す。座標は、噴射弁中心部を原点として鉛直下方向に z 軸、半径方向に r 軸とする。計測は、 $z = 5$ mm から 45 mm, $r = 0$ mm から 30 mm の間で行った。計測した液滴粒径分布から算術平均粒径 D_{mean} , 最も計測頻度が多い粒径 D_{peak} , ザウター平均粒径 SMD を算出し、粒径の評価をした。PDPA計測から得た液滴粒径分布、液滴流速分布から噴霧構造には4つの特徴的な領域があることが分かった。4つの領域はそれぞれ噴霧コーン内側のIC (Inner Cone)領域、噴霧コーンに沿うAC (Along the Cone)領域、コーン外側上部OC-1 (Outer Cone-1)領域、コーン外側下部OC-2 (Outer Cone-2)領域である。図4(a)から(d)に4つの領域の粒径分布および流速分布の特徴を示す。IC領域では、 z 軸方向への逆流が生じていることが特徴である。AC領域では、 z 軸方向への高い流速分布を持ち、OC-1領域、OC-2領域では、流速が概ね0であり滞留している一方で、幅広い粒径分布を持つことが特徴である。なお、測定点は詳細な計測を行い、4つの領域の特徴が表れる点とした。本稿ではこれらの領域における粒径に対する雰囲気圧力の影響について考察を行った。噴霧流の構造を把握するために噴霧した液滴をトレーサ粒子としてPIV計測を行った。PIV計測には流速計測システム(FLOWTECH RESEARCH, FtrPIV)を用い、レーザー光源にはダブルパルスNd-YAGレーザー(Continuum, Minilite PIV)を用いた。本研究

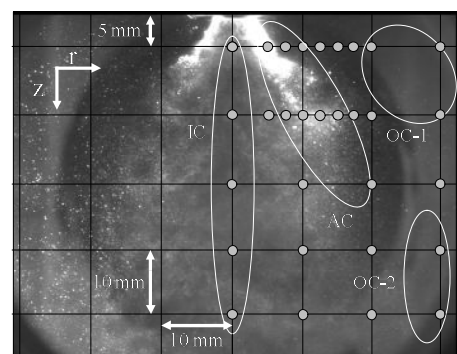


Fig. 3 An image of spray structure and measurement points of PDPA

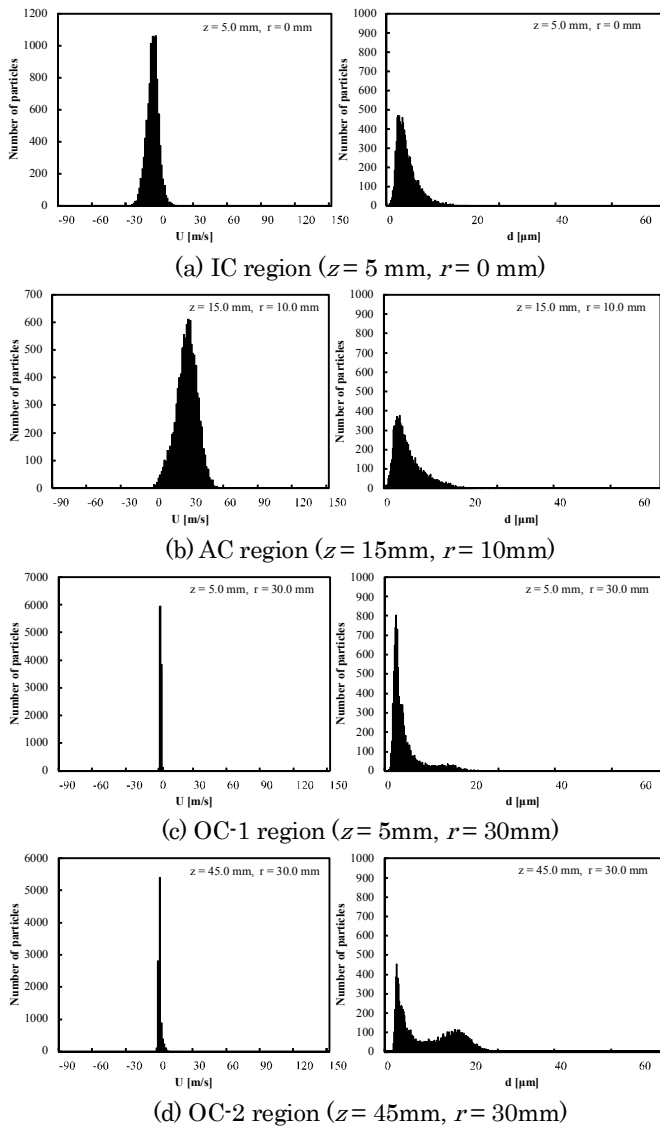


Fig. 4 Typical distributions of droplets velocity and diameter

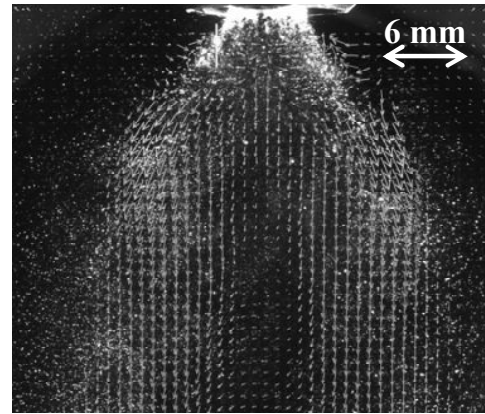
では、旋回流の影響が生じないようにパルス間隔を 10 μ s に設定した。これは、空気流速が 70 m/s、レーザーシート厚さが 1 mm であることから、旋回流がレーザーシートを通過する時間は 14 μ s であり、旋回流に対して十分短い時間間隔である。撮影範囲[横, 縦]は 66 mm \times 51 mm, CCD カメラ画素数は 1300 pixel \times 1000 pixel であり、画像解像度は 51 μ m/pixel である。レーザーシートは噴射弁の中心($r=0$)を通るように照射した。

3. 実験結果および考察

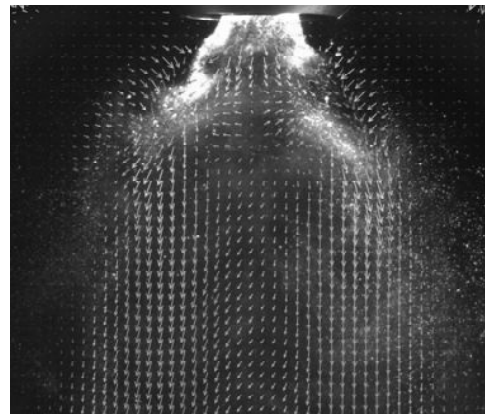
3.1 同軸気流噴射弁

3.1.1 噴霧構造への雰囲気圧力の影響

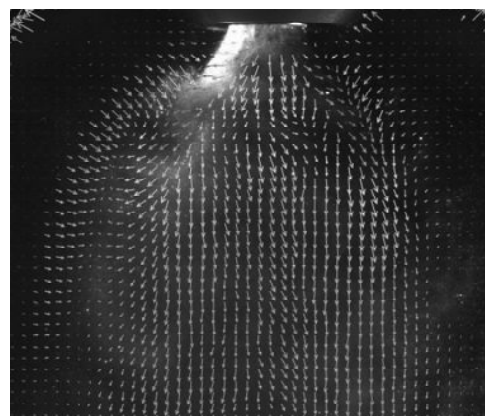
図 5 (a)から(d)に $P_C = 0.1 \sim 0.7$ MPa, $U_A = 70$ m/s, $AFR = 10$ における z 軸- r 軸平面上での PIV 画像を示す。全ての画像において噴霧された液滴は、噴霧コーン上で最も流速が高くなった。 $P_C = 0.1$ MPa では、噴霧された液滴が z 軸方向へ流れていくが、 $P_C = 0.3$ MPa では噴射弁に近い噴霧コーン上で最大流速となり、最大流速付近で噴霧コーン内の液滴が噴霧流に巻き込まれている。また、高圧になるほど、噴霧コーン外側の領域が



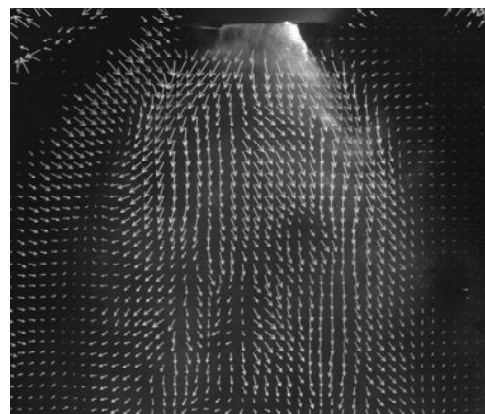
(a) $P_C = 0.1$ MPa



(b) $P_C = 0.3$ MPa



(c) $P_C = 0.5$ MPa



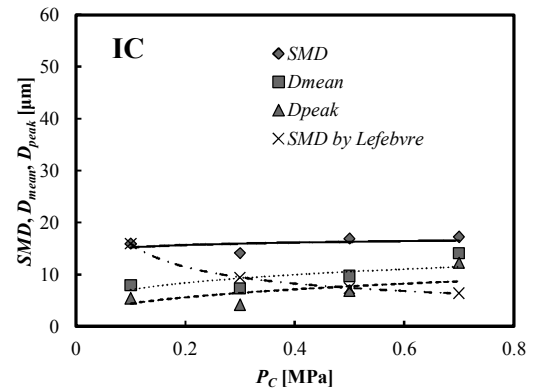
(d) $P_C = 0.7$ MPa

Fig. 5 PIV images

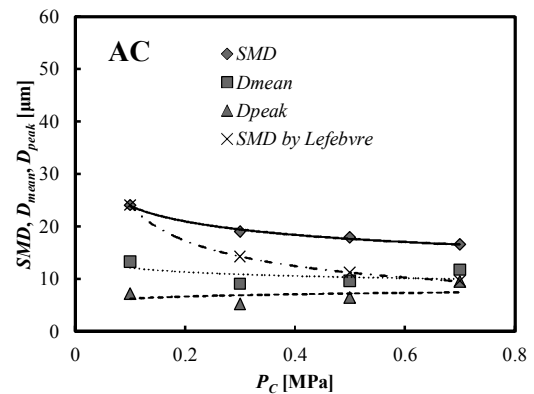
ら高い速度を持つ噴霧流に液滴の巻き込みが顕著に表れている。これは、高圧下では、動粘度が小さくなるため、速度が高い領域に対して速度が低い領域の気流の巻き込みが生じやすくなる。そのため、液滴が高い速度を持つ噴霧流に巻き込まれたと考えられる。しかし、噴霧コーン内部では、液滴の巻き込みは見られず z 軸方向へ液滴が流れていく。これは、高圧下では液流量が増大し、数密度が高くなるため、噴霧された液滴の二次散乱光によって噴霧コーン内部の液滴を十分に捉えることができなかつたためと推測される。Chrigui らも噴霧コーン上で巻き込みによって渦生成が盛んになることや、高速度撮影画像から噴霧コーン内部で液滴がスワール流に追従していることを示している⁽⁴⁾。このことから、高圧下では噴霧コーン内部において、スワール流による液滴の強い巻き込みが生じていると推測される。

3.1.2 噴霧粒径の圧力依存性および空間分布

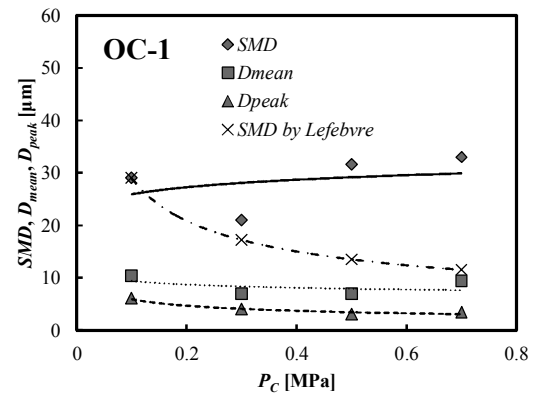
図 6 (a)から(d)に 4 領域それぞれにおける噴霧粒径および Lefebvre が提案した SMD 推算式(式 1)から推算される SMD の圧力に対する変化を示す。噴霧コーン内側にある IC 領域では全ての代表粒径は雰囲気圧力が上昇するにつれて増大傾向にある。一方で、噴霧コーンに沿った AC 領域では噴霧粒径の変化は、 SMD は雰囲気圧力に対して減少傾向にあるが D_{mean} , D_{peak} は概ね一定である。噴霧コーン外側に位置する OC-1, OC-2 領域では、 SMD は増大傾向にあり、 D_{mean} , D_{peak} は減少傾向にある。また、それぞれの領域において噴霧粒径の圧力依存性が異なっており、AC 領域を除いたすべての領域で Lefebvre が提案した推算式とは異なる傾向を示している。これは、各領域で生じる現象が異なることに原因がある。IC 領域では、スワール流によって z 軸方向への逆流が生じることや PIV 計測からも分かるように高圧下では噴霧流への巻き込みが生じる。そのため、微粒化した液滴が衝突・合体する頻度が高くなり高圧下ほど粒径が大きくなっているものと推測される。このように IC 領域では雰囲気圧力の影響は流れの構造に表れ、噴霧粒径を変化させていると考えられる。AC 領域では、液滴の流速が最も高くなっていることから、空気流速のせん断が最も生じている領域と考えられる。本研究では、空気流速を一定として実験を行っていることから、高圧になるほど気流が持つ運動量が大きくなる。次節で述べるが、二次元模擬噴射弁を用いた実験において気流が持つ運動量が高いほど微粒化が促進されることが明らかになった。このことから、AC 領域では気流の運動量が大きくなるとともに気流が持つせん断力が強くなり噴霧粒径が減少したと推測される。OC-1, OC-2 領域では、 D_{mean} や D_{peak} が圧力が高くなるにつれて減少しているが SMD のみ増大している。これは、噴霧中に含まれる大粒径の液滴数が増加しているためである。本稿には示していないが、高速度カメラにてバックライト撮影をした際に、液膜の形成が不安定になり、周方向に回転する非定常性が観測された。この液膜形成の不安定から噴霧にムラが生じスワール流によって噴霧コーン外側に放出された大きな液滴を OC-1 や OC-2 領域で計測し、 SMD が増大したと考えられる。また、空気流速一定、 AFR 一定で実験を行っているため、雰囲気圧力が高くなるにつれて液流量が多くなる。その結果、空間に存在する液滴の数密度が高くなり液滴同士の衝突・合体が増えたことや形成される液膜の厚さが厚くなったことによって粒径が増大したとも考えられる。



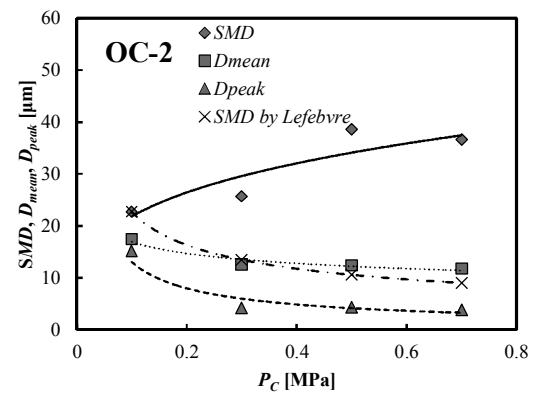
(a) IC region



(b) AC region



(c) OC-1 region



(d) OC-2 region

Fig. 6 Pressure dependence of the droplet diameters

3.2 二次元模擬噴射弁

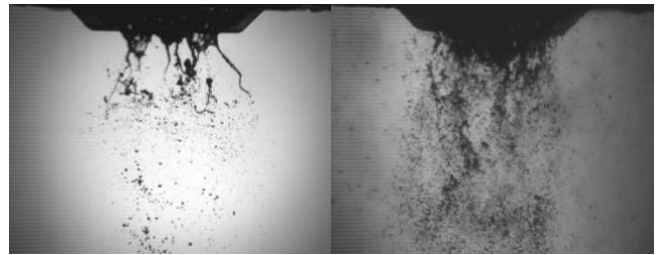
3.2.1 微粒化過程への雰囲気圧力の影響変化

液膜の詳細な微粒化過程を観察するために二次元模擬噴射弁を製作し実験を行った。図 7(a), (b)に $P_C=0.1, 0.7$ MPa, $U_A=70$ m/s, $AFR=10$ 相当での二次元模擬噴射弁を長手方向液膜に対して垂直方向から観察した高速バックライト画像を示す。 $P_C=0.1$ MPa では、液膜がノズルスリットの比較的限られた領域から放出され、長い液糸、大きな液滴へと分裂する一次微粒化過程が見られる。雰囲気圧力の高い $P_C=0.7$ MPa では、液膜がスリット全体に広がり微細になった液糸が放出され、スリット近傍ですぐに小さな液滴へと分裂している。雰囲気圧力が高い条件では、液膜から大きな液滴へと分裂する一次微粒化過程を観察することができないが、スリット先端部から大きな液滴が小さな液滴へと分裂していく二次微粒化過程を観察することができる。 AFR が一定の条件では、雰囲気圧力が高くなるにつれて空気密度が高くなり液流量が増大する。そのため、 AFR 一定条件では雰囲気圧力の影響を詳細に把握することができない。そこで、空気流速および液流量を一定にして雰囲気圧力を変化させた実験を行った。図 8 に $P_C=0.1, 0.7$ MPa, $U_A=70$ m/s, 液流量 $Q_W=76$ ml/min における高速バックライト画像をそれぞれ示す。 AFR 一定条件と同様に雰囲気圧力が高くなるにつれて、スリットから一様に液膜が放出されなくなり、スリット先端部から二次微粒化が始まっている。これは、雰囲気圧力の増大に伴い空気密度が高くなったことによって、空気流が持つ運動量が高くなったことや空気流路に生じた速度境界層が薄くなったことに起因する現象の変化と考えられる。Bhayaraju らはウェーバー数が高い条件において気流によって形成された液膜上の波が気流によって引きちぎられることを示している⁶⁾。このことから気流の速度境界層の変化によって液膜微粒化過程が変化すると言える。

図 8 (b)の雰囲気圧力が高い条件においては、液糸がスリット中心部に集中して放出されている。これは、気相と液相間での速度境界層が薄く、液膜出口から気流の強いせん断を受けることやスリット中心部で最も気流の流速が高いこと、ならびに空気密度が高いことに起因してスリット中心部と端部での静圧差が大きく液膜出口から形成された液膜が中心部に集中し、スリット中心部から液糸が放出されていると推測される。二次元模擬噴射弁を用いた液膜微粒化の研究では、一次微粒化過程と空気流と液流の運動量比で分類することができることが知られており、高圧下においても同様に運動量比で分類可能であるとされている⁶⁾⁽⁷⁾。Lozano らの液膜微粒化における空気流の可視化実験では、ノズル下流で境界層の剥離や渦の放出を確認しており、それらによって生じる流れの圧力場や再循環領域が液膜に対して垂直方向への液膜振動を促進させる要因となることを示している⁸⁾。これらのことから雰囲気圧力の上昇に伴う空気流の運動量や速度境界層の変化、流れ場の変化は微粒化に大きな影響を与える重要な因子であると言える。

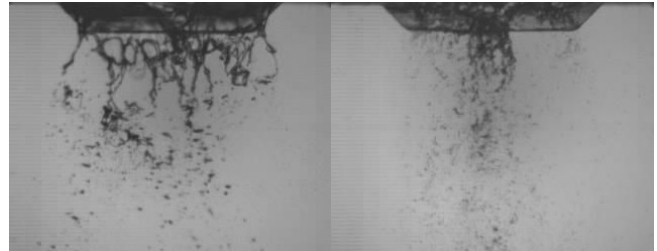
3.2.2 PDPA 計測結果

二次元模擬噴射弁で微粒化、噴霧された液滴をスリット先端を原点として鉛直下方向(Z 軸方向)に計測を行った。二次元模擬噴射弁では、スリット先端部から液糸が放出され液滴へ



(a) $P_C=0.1$ MPa (b) $P_C=0.7$ MPa

Fig. 7 High-speed back light images ($U_A=70$ m/s, $AFR=10$)



(a) $P_C=0.1$ MPa (b) $P_C=0.7$ MPa

Fig. 8 High-speed back light images ($U_A=70$ m/s, $Q_W=76$ ml/min)

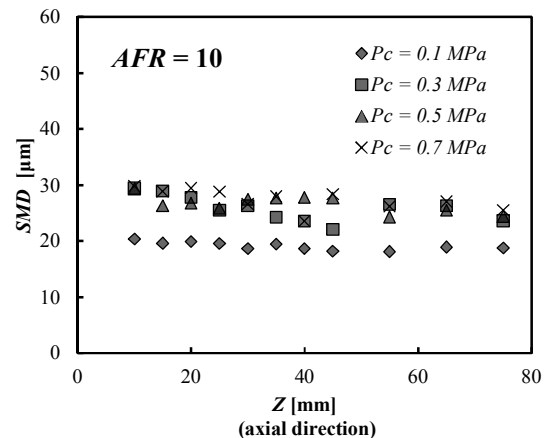


Fig. 9 Axial distributions of SMD ($U_A=70$ m/s, $AFR=10$)

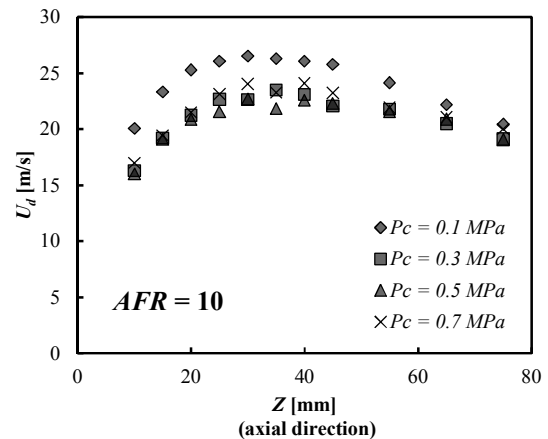


Fig. 10 Axial distribution of U_d ($U_A=70$ m/s, $AFR=10$)

と分裂していく。そのため、スリット近傍においては球形でない液滴が多く含まれ、計測の確かさが疑われる。このことから、計測は液糸が液滴へと分裂した二次微粒化領域で行った。計測位置は $z = 10 \text{ mm}$ から $z = 75 \text{ mm}$ である。図9に $U_A = 70 \text{ m/s}$, $AFR = 10$ 相当における軸方向計測位置での SMD の変化を示す。図10には軸方向計測位置での液滴速度 U_d の変化を示す。大気圧下 ($P_c = 0.1 \text{ MPa}$) の場合、 SMD は $z = 10 \text{ mm}$ から $z = 75 \text{ mm}$ まで $20 \mu\text{m}$ 程度の大きさであり、変化がみられない。雰囲気圧力が高くなった $P_c = 0.3 \text{ MPa}$ から $P_c = 0.7 \text{ MPa}$ では大気圧下と比較して SMD が大きくなり、軸方向へ進むにつれて緩やかに減少している。軸方向への液滴流速の変化を見てみると、大気圧下での液滴流速が最も早く $z = 30 \text{ mm}$ 付近で流速ピーク値をとっている。雰囲気圧力が高くなった場合では、液滴流速は大気圧より低くなっているが $z = 35 \text{ mm}$ 付近で流速ピーク値をとり、大気圧の場合と概ね同じ位置である。これは、大気圧下では液滴粒径が小さく、気流によって液滴が加速されやすいため、圧力が高い条件と比較して流速が高くなっていると考えられる。図11に SMD , D_{peak} , D_{mean} の圧力に対する変化を示す。なお、これらの粒径は、軸方向位置に対する SMD および液滴流速の変化から $z = 30 \text{ mm}$ 以降の測定点において平均をとったものである。全ての代表粒径は雰囲気圧力に対して増大する傾向にある。雰囲気圧力が高くなった場合、空気流が持つ運動量が大きくなり噴霧粒径は減少すると推測されるが、 SMD だけでなく D_{peak} , D_{mean} ともに増大していることから、全体的に噴霧を構成する液滴粒径が大きくなっていると考えられる。これは、おそらく空気流速一定、 AFR 一定として実験を行っているため高圧下で液流量が増大し、気流と液流間での相対速度が減少したこと、空間に存在する液滴数密度が高く液滴同士の衝突・合体が頻繁に起こり全体の噴霧粒径が増大したためと推測される。また、液流量の増大は液膜厚さを厚くする。そのため、粒径が増大したとも推測される。そこで、さらに液流量を一定として噴霧粒径の計測を行い、代表粒径を算出した。図12に $U_A = 70 \text{ m/s}$, 液流量 $Q_W = 76 \text{ ml/min}$ とした場合の代表粒径の圧力依存性を示す。 AFR が一定の場合と同様に全ての代表粒径が増大する傾向にある。この場合、液膜厚さや気流と液流間での相対速度差が変化せず、空間に存在する液滴数密度が小さく液滴同士による衝突・合体は起こりにくいと推測される。そのため、単純に噴霧粒径が減少すると考えられる。図13に二次元模擬噴射弁を長手方向から見た場合の模式図を示す。二次元模擬噴射弁を長手方向から観察したところ、 $P_c = 0.1 \text{ MPa}$ では、スリット先端部から長い液糸や大きな液滴が長手方向に対して垂直な方向に大きく拡がって放出され、小粒径の液滴へと分裂し噴霧されている。一方で、 $P_c = 0.7 \text{ MPa}$ では、スリット先端部から小粒径の液滴が放出され、二つの空気流に挟まれた狭い領域に液滴が密集して下流へと放出されている。そのため、高圧下では液滴間での衝突・合体が頻繁に起こり、液滴の粒径が増大したと推測される。

3.3 SMD 推算式に関する考察

気流噴射弁のような高速気流を用いて微粒化を行う場合 SMD 推算式は一般に空力効果(ウェーバー数 We から成る)と粘性項(オーネゾルゲ数 Oh から成る)の2つの項で構成される⁽¹⁾。以下に、式(1)の空力効果、粘性効果をそれぞれ We および Oh で示す。

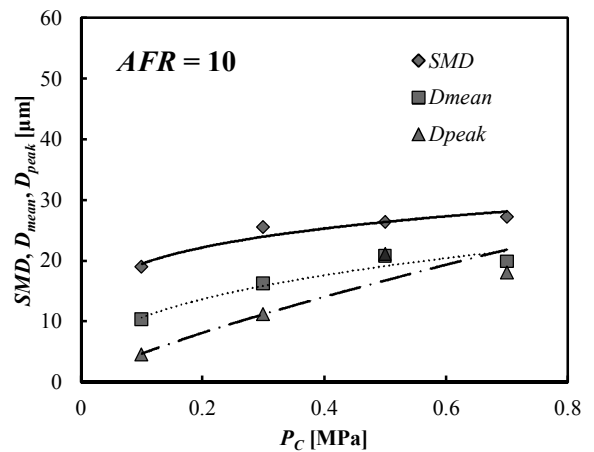


Fig. 11 Pressure dependence of the droplet diameters ($U_A = 70 \text{ m/s}$, $AFR = 10$)

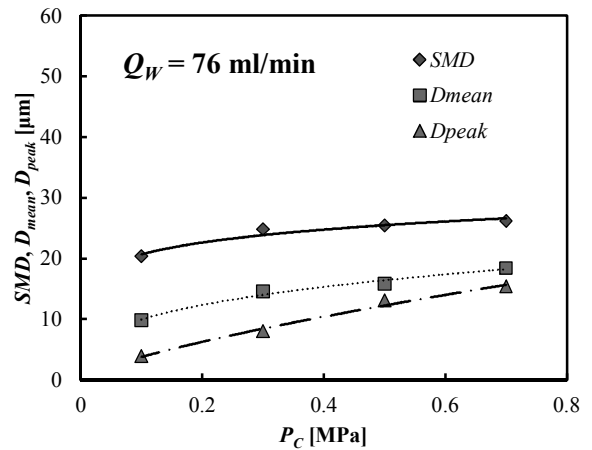
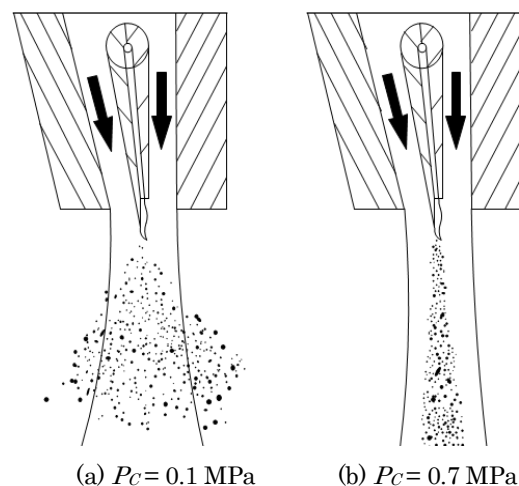


Fig. 12 Pressure dependence of the droplet diameters ($U_A = 70 \text{ m/s}$, $Q_W = 76 \text{ ml/min}$)



(a) $P_c = 0.1 \text{ MPa}$ (b) $P_c = 0.7 \text{ MPa}$

Fig. 13 Schematics of the droplets formation

$$SMD = L_c \left[A'(We)^m + B'(Oh)^n \right] \left(1 + \frac{1}{AFR} \right) \quad (2)$$

ここに、 m および n は指数である。本実験では、空気流速、 AFR 一定であるため、式(1)から導かれる SMD への雰囲気圧力の効果は、

$$SMD \propto P_c^{-0.5} \quad (3)$$

である。しかし、式(1)は気流の影響を受けず、完全に微粒化が完了した領域において計測した粒径を用いたものであるためか、AC 領域を除いて圧力指数が正の傾向にある。鮎田らの気流噴射弁が形成する燃焼場の OH ラジカル自発光強度分布を示した画像においては、OH ラジカルの発光が噴霧コーン上よりも少し上流側で確認されている⁹⁾。このことから、AC 領域のみに着目すると、その領域での圧力指数は-0.19 である。Lefebvre らは供給する液体として水やケロシンといった低粘性の液体を用いる場合、式(1)の第二項である粘性効果の影響は小さく、式(1)の第一項である空力効果が支配的であることを示している¹⁾。そのため、圧力指数は空気流による液膜のせん断と密接に関係していると考えられる。二次元噴射弁の微粒化過程においても、雰囲気圧力が高くなるほど、境界層厚さが薄くなることや運動量が大きくなることに起因して微細な液糸、液滴がスリット先端部で生じていると考えられ、圧力によって空気流のせん断構造が変化することが推測される。また、気流噴射弁の PIV 計測では噴霧コーン沿いにあるせん断層付近で気流の巻き込みが生じていることや噴霧コーン内部では渦生成が盛んに行われていることが考えられる。これらのことから、粒径を予測するには、ウェーバー数で表現される空力効果やオーネゾルゲ数で表現される粘性効果だけでなく、速度境界層や空気流の巻き込みなどといった、せん断層の構造の変化や乱流構造の圧力依存性を考慮することのできる無次元数を含める必要がある。さらに、圧力指数の修正には、噴霧構造の圧力依存性や気流への粒子の追従性を考慮に入れて行わなければならないであろう。

4. 結論

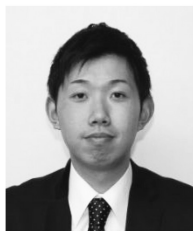
本研究では、PDPA 計測法、PIV 計測法、高速度バックライト撮影画像を用いて気流噴射弁の噴霧特性および噴霧形成過程への雰囲気圧力の影響を実験的に明らかにした。得られた結果を以下に示す。

- (1) 高圧下では、同軸気流噴射弁の噴霧コーン沿いで液滴の強い巻き込みや噴霧コーン内部でスワール流による渦生成が盛んに生じている。
- (2) 同軸気流噴射弁の噴霧コーン内側の IC 領域では噴霧粒径は流れの構造に依存しており、雰囲気圧力が上昇するとともに流れの構造が変化し、噴霧粒径が変化する。
- (3) 同軸気流噴射弁の噴霧コーン沿いの AC 領域では雰囲気圧力が高くなるとともに空気流の運動量が大きくなるため、空気流が持つせん断力が強くなり噴霧粒径が減少する。
- (4) 二次元模擬噴射弁の実験結果から、空気流の運動量や境界層は微粒化に大きな影響を与え、雰囲気圧力の変化によって微粒化のせん断構造を変化させる。

- (5) 二次元模擬噴射弁において高圧下かつ液流量一定の条件下では、気流が持つ運動量が大きく液滴が分散しにいため液滴の衝突・合体が促進される可能性があり、その結果、噴霧粒径は雰囲気圧力が上昇するにつれて増大する。
- (6) 既存の SMD 推算式の修正には、空気流のせん断構造や乱流構造の圧力依存性を考慮できる無次元数を含める必要がある。さらに領域ごとの圧力依存性を考慮して、圧力指数を決定する必要があることが分かった。

文献

- (1) Lefebvre, H.: Airblast Atomization, Prog. Energy Combust. Sci., 6 (1980), 233-261.
- (2) Zheng, Q. P., Jasuja, A.K., Lefebvre, A. H.: Structure of Airblast Sprays Under High Ambient Pressure Conditions, J. Eng. Power, 119 (1997), 512-518
- (3) Gepperth, S., Guildenbecher, D., Koch, R., Bauer, H.-J.: Pre-filming Primary Atomization: Experiments and Modeling, ILASS Europe, Brno (2010).
- (4) Chrigui, M., Roisman, I. V., Batarseh, F. Z., Sadiki, A., Tropea, C.: Spray Generated by an Airblast Atomizer Under Elevated Ambient pressures, J. Propuls. Power, 26 (2009), 1170-1183.
- (5) Bhayaraju, U., Hassa, C.: Surface Wave Propagation and Breakup in Planar Liquid Sheets of Prefilming Airblast Atomizers, ICLASS, Japan (2006).
- (6) Fernandez, V. G., Berthoumie, P., Lavergne, G.: Liquid Sheet Disintegration at High Pressure: An Experimental Approach, C. R. Mecanique, 337 (2009), 481-491.
- (7) Bhayaraju, U., Hassa, C.: Planar Liquid Sheet Breakup of Prefilming and Nonprefilming Atomizers at elevated pressures, Atomization and Sprays, 19 (2009), 1147-1169.
- (8) Lozano, A., Barreras, B.: Experimental study of the gas flow in an air-blasted liquid sheet, Experiments in Fluids, 31 (2001), 367-376.
- (9) 鮎田篤, 須田充, 山口健太, 松浦一哲, 林茂, 山本勝弘: 二重旋回気流微粒化燃料噴射弁の火炎特性に関する研究, 第 36 回ガスタービン定期講演会講演論文集, (2008), 187-192.



加藤 昂大
東北大学大学院工学研究科 航空宇宙
工学専攻 博士後期課程 1年
〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平
2-1-1
電話: 022-217-5273
FAX: 022-217-5323
Mail:kodai.kato@flame.ifs.tohoku.ac.
jp

略歴: 2014年 東北大学大学院航空宇宙工学専攻博士前期
課程修了, 修士(工学).



伊藤 光紀
株式会社 IHI 基盤技術研究所
〒235-8501 横浜市磯子区新中原町 1
電話: 045-759-2868
FAX: 045-759-2208
Mail:mitsunori_itou@ihi.co.jp

略歴: 2009年 北海道大学大学院工学
研究科博士後期課程修了, 博士(工学),
主として航空機および宇宙機を対象とした燃焼および微粒
化の研究に従事



鈴木 聡一郎
東北大学大学院工学研究科 航空宇宙
工学専攻 博士前期課程 2年
〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平
2-1-1
電話: 022-217-5273
FAX: 022-217-5323
Mail:s.suzuki@flame.ifs.tohoku.ac.jp

略歴: 2013年 同志社大学理工学部エネルギー機械工学科
卒業.



早川 晃弘
東北大学 流体科学研究所 助教
〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平
2-1-1
電話: 022-217-5273
FAX: 022-217-5323
Mail:hayakawa@flame.ifs.tohoku.ac.j
p

略歴: 2013年九州大学大学院工学府機械工学専攻博士後期
課程修了. 博士(工学). 主として高圧環境下における乱流
燃焼に関する研究に従事.



工藤 琢
東北大学流体科学研究所
技術職員
〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平
2-1-1
電話: 022-217-5273
Fax: 022-217-5323
Mail:kudo@tech.ifs.tohoku.ac.jp

略歴: 2006年 東北大学工学部応用物理学科卒業, 同年東
北大学流体科学研究所に入所. 主に燃焼現象の計測, 液体
燃料の微粒化に関する研究に従事.



小林 秀昭
東北大学 流体科学研究所 教授
〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平
2-1-1
電話: 022-217-5273
FAX: 022-217-5323
Mail:kobayashi@ifs.tohoku.ac.jp

略歴: 1983年東北大学大学院工学研究
科博士課程前期 2年の課程修了, 工学博士, 主として燃焼
工学, 高圧乱流燃焼, 超音速燃焼, 新燃焼技術の研究に従
事.



加藤 壮一郎
株式会社 IHI 基盤技術研究所 熱・流
体研究部 燃焼グループ 主査
〒235-8501 横浜市磯子区新中原町 1
電話: 045-759-2867
FAX: 045-759-2208
Mail:souichirou_katou@ihi.co.jp

略歴: 2007年 東北大学大学院航空宇
宙工学専攻博士後期課程科目終了退学, 博士(工学), 主とし
てガスタービンなどの気液燃焼器の研究開発に従事.