



二次元気流噴射弁における非定常噴霧構造の画像解析

Image Analysis of Unsteady Spray Structure at Planar Airblast Atomizer

井上 拓哉,
(Takuya INOUE)
九州大学
(Kyushu Univ.)

井上 智博*,
(Chihiro INOUE)
九州大学
(Kyushu Univ.)

高和 潤弥,
(Junya KOUWA)
IHI
(IHI Corp.)

伊藤 光紀
(Mitsunori ITOH)
IHI
(IHI Corp.)

Airblast atomizers are widely utilized for jet engines to atomize a bulk of liquid fuel using accompanying high-speed gas streams. Optimizing spray mass flux distributions, providing spatial air-fuel ratio, is strongly demanded for a reduction of pollutants and an improvement of time-response performance. However, there are limited studies reporting quantitative spray mass flux distributions including spray unsteadiness, because of the measurement difficulty. In the present paper, we develop a new image analysis method to measure not only the time-averaged spray mass flux distributions but also unsteady ones, by analyzing sequential shadow images obtained using a high-speed camera. Combining previously proposed theoretical model as a calibration reference, validity of the present optical approach is demonstrated, which allows for discussing the unsteady spray structure. When the liquid injection velocity increases from 0.15 to 1.5 m/s under the gas velocity from 30 to 63 m/s, the time-variant spray fluctuation is suppressed due to the relatively larger inertia force of liquid. In contrast, at the gas injection velocity of 100 m/s, the spray fluctuation is enhanced due to the flapping of liquid sheet as the liquid injection velocity increases. Throughout the injection conditions, the fast gas stream tends to make the spray width narrow, leading to the standard deviation of time-variant spray width being a constant at Weber number of over 10.

Keywords: Atomization, Airblast atomizer, Spray mass flux distribution, Unsteady spray structure, Image analysis

1. 緒言

近年、航空機用ジェットエンジンには、環境適合性と信頼性、安全性の向上が強く求められる。環境適合性の観点では、エンジンから排出される大気汚染物質である NO_x (窒素酸化物)や、地球温暖化の原因となる CO_2 の排出量低減が極めて重要である⁽¹⁾。そこで、燃料消費率の改善はもちろん、低 NO_x 性に優れる希薄予混合方式や、RQL(Rich Burn, Quick Quench, Lean Burn)方式の開発が進められている⁽²⁾。このうち RQL 方式では、燃焼器上流で過濃燃焼を、下流で希薄燃焼を行うため、要求される空燃比が空間的に異なる⁽³⁾⁻⁽⁶⁾ことから、空燃比の分布に直結する燃料噴霧の質量流束の空間分布を適切に設計することが重要である^{(7),(8)}。信頼性や安全性の観点では、高空再着火⁽⁹⁾や離陸時の速やかな着火応答性が求められる。従って、時間平均的な噴霧に加えて、動的環境における噴霧特性を評価することも重要である。

航空機用エンジンには、作動条件が広く、 NO_x 排出量が少ないなどの理由で、環状の気流噴射弁(Airblast Atomizer)が採用されることが多い⁽¹⁰⁾。気流噴射弁は、低速液膜と高速気流との間の速度差に起因して発生するせん断応力を用いて微粒化を促進する。これまで、気流噴射弁における噴霧流束分布の計測手法として、非接触・点計測である光学計測と、接触型・面計測であるパタネータ計測の双方が用いられてきた。例えば Fan ら⁽¹¹⁾は、PIV(Particle Imaging Velocimetry)や PLIF(Planer Laser Induced Fluorescence)、影画像法を用いて、気液流量、温度、噴射弁形状が Prefilming 型の気流噴射弁の微粒化特性に与える影響を調査した。Urbán ら⁽¹²⁾は、PDA(Phase Doppler Anemometer)により気流噴射弁における液滴の速度と粒径を計測し、粒径分布がガンマ分布に従うことを報告した。このように、気体速度に制約がなく非接触計測が可能な光学

計測が広く採用されている。しかし、気流噴射弁の噴霧流束の評価について、Dullenkopf ら⁽¹³⁾は、光学計測とパタネータ計測で得られた結果を比較すると、光学計測は噴霧流束を過小評価する傾向があると報告している。そこで吉田ら⁽¹⁴⁾と Inoue ら⁽¹⁵⁾は、二次元気流噴射弁において、高速気流条件下でも噴霧流束分布を定量的に計測可能なパタネータを開発し、噴霧流束分布の支配的因子を同定した上で、時間平均した噴霧流束分布の予測モデルを構築することに成功した。しかしながら、パタネータ計測は原理的に時間平均した噴霧特性の評価に限られることから、非定常的に変化する噴霧流束分布に関する物理的知見の蓄積は十分ではない。

そこで本研究では、計測が容易な二次元気流噴射弁を対象として、高速度カメラを用いて取得した噴霧の時系列影画像を解析することで、時間平均および非定常的な噴霧流束分布を計測可能な、新しい画像解析手法を開発し、その妥当性を検証した。あわせて、気流微粒化噴霧の非定常的な流束と飛散領域に着目し、噴射条件による整理を行ったので報告する。

2. 実験装置および画像解析手法

2.1 可視化実験装置

図 1 に実験装置の概要図を示す。ブロワから高速の気体を噴射弁に供給する。低速の供試液体は、シリコンチューブを通じて噴射弁に圧送する。噴射弁出口中心を原点として、 x, y, z 軸を、それぞれ噴霧深さ方向、噴霧幅方向、噴霧下流方向と定義する。 x 軸上に光源および高速度カメラを配置した。光の照射領域内を通過する液膜および液滴を、影画像として撮影する。本研究では、 $y-z$ 平面(噴霧の幅方向および下流方向)を撮影した画像を解析する。したがって、画像解析から得られる噴霧流束分布は、視線方向である x 軸方向に積分した結果である。続いて、採用した Non-Prefilming 型の二次元気流噴射弁の形状を図 2 に、主要寸法を表 1 に示す。液噴射出口高さは $2H_l = 0.30 \text{ mm}$ であり、それを両側から挟む気流噴射出口高さは $H_g = 3.3 \text{ mm}$ である。噴射弁内部の気体流路を縮流

原稿受付：2021 年 8 月 4 日

* 責任著者：正会員、九州大学工学研究院航空宇宙工学部門
(〒819-0395 福岡県福岡市西区元岡 744)

E-mail: inoue.chihiro@aero.kyushu-u.ac.jp

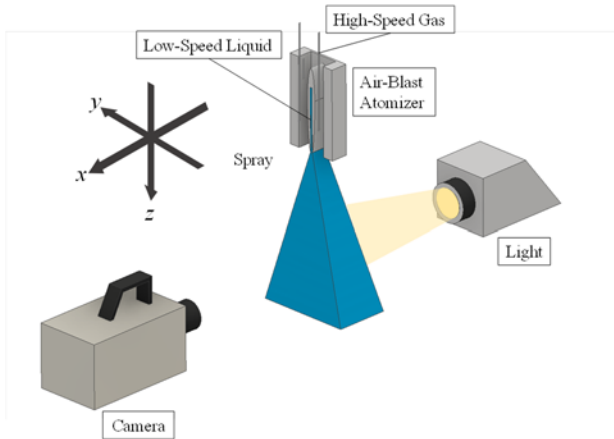


Fig. 1 Experimental setup ⁽¹⁴⁾

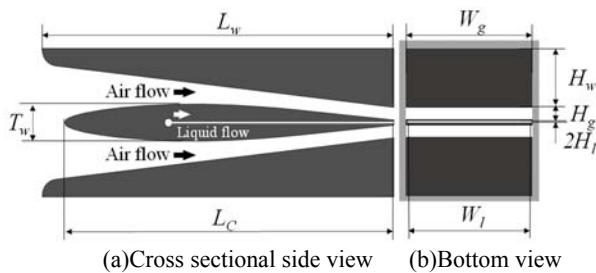


Fig. 2 Configurations of 2D non-prefilming airblast atomizer ⁽¹⁴⁾

Table 1 Atomizer geometry (unit in mm)

Gas exit height	H_g	3.3
Liquid exit height	$2H_l$	0.30
Wedge height	H_w	16
Chord length	L_c	89
Wedge length	L_w	92
Wing thickness	T_w	8.9
Gas exit width	W_g	40
Liquid exit width	W_l	38

Table 2 Properties of working fluids

	Density ρ [kg/m ³]	Surface tension coef. σ [mN/m]
Air	1.2	73
Water	998	

Table 3 Experimental parameters

Gas injection velocity	v_g	30 ~ 100 m/s
Liquid injection velocity	v_l	0.15 ~ 1.5 m/s
Analysis position	z	10 ~ 30 mm

Table 4 Filming conditions

Camera	Photron FASTCAM SA-5	
Measurement time	t	0.1 s
Frame rate		10,000 fps
Exposure time		2.3 ~ 33 μ s

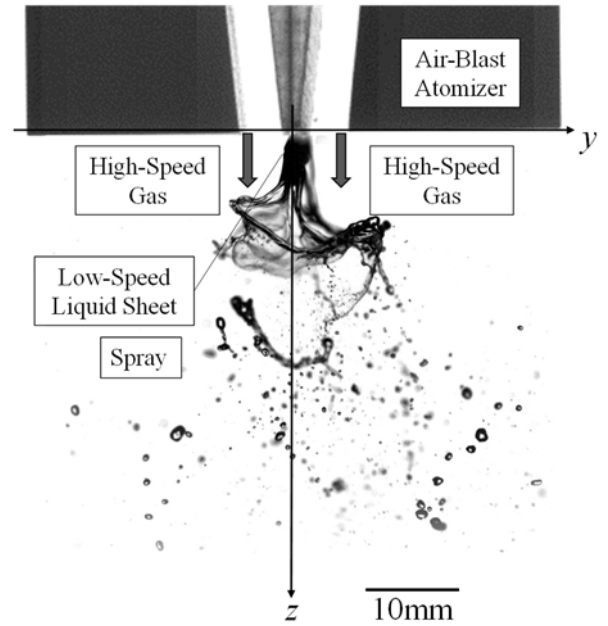


Fig. 3 Spray by airblast atomizer
(Center of the liquid nozzle exit allocates $y = 0$.)

にすることで剥離を防いでいる。

作動流体には高速気体として空気を、低速液体として水を用いた。作動流体の物性値を表 2 に、実験条件を表 3 に示す。気流速度は最大で $v_g = 100$ m/s である。各実験条件における体積平均粒径が $O(10^{-5})$ m で、 y 方向にほぼ一定であり、その結果、噴霧流束が通過粒子数に比例することを確認している⁽¹⁵⁾。高速度カメラ(Photron SA-5)を用いた撮影条件を、表 4 に掲げる。各噴射条件において、10,000fps で 1,000 枚の画像を、896pix×848pix のサイズで時系列に取得した。使用したレンズはNikkor MC 105mm(F2.8)である。被写界深度は約 6mm であり、噴射弁の奥行 40mm に比べて薄く、液滴径より十分大きい。

2.2 噴霧流束分布予測モデル ⁽¹⁵⁾

気流噴射弁から吐出された液膜は、図 3 に示すように両側面を流れる高速気体によって微粒化される。生成された液滴は y 方向に広がりながら z 方向下流に飛散する。 x - y 平面を通過する噴霧流束[kg/m²/s]を x 方向に積分して得られる、 y 方向単位長さあたりの流束 \dot{q} [kg/m/s]は、噴射弁直下位置 $y=0$ で最大値 \dot{q}_m [kg/m/s]をとる。同時に、液滴が y 方向に広がることで、噴射弁からの距離 $z(>0)$ の増加に伴い \dot{q}_m は減少する。そこで、 z を用いた無次元噴霧流束 \bar{q} を式(1)で定義する。ここで、 \dot{m}_l [kg/s]は噴射液体の総質量流量である。

$$\bar{q} = \frac{\dot{q}z}{\dot{m}_l} \quad (1)$$

噴霧流束分布の支配的因子として、無次元化した噴射条件 A を次式で与える。 A は、分裂直後の液滴と気流と運動量比の平方根に相当する。詳細は、文献(15)を参照頂きたい。

$$A^2 = \frac{\sqrt{\rho_l H_l \sigma v_l}}{\rho_g H_g v_g^2} \quad (2)$$

時間平均した噴霧流束分布が正規分布に従うと仮定すると、 $y = 0$ で実現される最大無次元噴霧流束 \bar{q}_m が式(3)で与えられる。

$$\bar{q}_m = \frac{0.14}{A} \quad (3)$$

\bar{q} を \bar{q}_m で規格化して、各 z 位置における y 方向の無次元噴霧流束分布を得る。式(4)の妥当性は文献(15)で検証されている。

$$\frac{\bar{q}}{\bar{q}_m} = \exp\left\{-\left(\frac{\Delta^{-1}y}{4z}\right)^2\right\} \quad (4)$$

2.3 画像解析の方法

x 方向に積分した y - z 平面における噴霧の瞬時影画像を図 4(a)に、時間平均した画像を図 4(b)に示す。これらの画像を解析して、瞬時または時間平均した y 方向の噴霧流束分布を算出する。いま、図 4 の各ピクセルにおいて、輝度値 i は 0(黒)から 255(白)までの整数値で与えられる。各 z 位置における噴霧流束分布を得るために、 z 一定断面で輝度値 i を取得する。その後、式(5)に従う修正局所輝度値 i_{rev} を計算する。ここで、 i_{max} は、 i の最大値である。

$$i_{rev} = i_{max} - i \quad (5)$$

すると、噴霧が存在しないピクセル($\bar{q} = 0$)が $i_{rev} = 0$ に相当し、 \bar{q} が最大のとき i_{rev} も最大となる。本解析では、データの空間的平滑化のために、自身と左右隣接 2 ピクセルの計 5 ピクセルの平均値として i_{rev} を算出する。こうして求めた i_{rev} を、式(6)に従って、各 z 位置における最大修正輝度値 $i_{rev,max}$ で規格化し、輝度比から無次元噴霧流束を得る。

$$\frac{\bar{q}}{\bar{q}_m} = \frac{i_{rev}}{i_{rev,max}} \quad (6)$$

式(4)と式(6)からそれぞれ独立に求められる無次元噴霧流束が等しければ、本画像解析を通じて噴霧流束を議論できる。そこで以下では、まず、時間平均した噴霧流束分布を式(6)から算出し、得られた結果を、式(4)と比較することで、本画像解析手法の妥当性を検証する。次に、非定常分布を算出する際には、時間平均した $i_{rev,max}$ を用いて、瞬時の i_{rev} を無次元化する。こうして得られた時系列の噴霧流束分布を時間平均した結果は、時間平均画像から求めた噴霧流束分布と一致する。

3. 解析結果および考察

以下では、はじめに本画像解析手法の妥当性を検討し、続いて非定常的な噴霧構造について議論する。

3.1 画像解析法の妥当性

噴射条件を $v_g = 63$ m/s, $v_l = 0.58$ m/s と固定した上で、表 5 に示す 3 つのケースで解析を行った。Case1, 2 で撮影範囲の影響を、Case2, 3 で露光時間の影響を検討する。各 Case で時間平均した噴霧画像を、図 5 に示す。図 5(a)は(b)(c)に比べて約 4 倍の範囲を撮影している。各画像に示す $z = 10, 30$ mm において、画像解析から求めた噴霧流束分布(Optical)と、式(4)から計算した予測モデル(Theory)の結果を比較して、図 6 に示す。ここでは、多数の実験結果で妥当性が検証された予測モデルの結果を正とする。図 6(a)に示す Case1 の結果のうち、 $z = 30$ mm の画像解析結果はばらつきが大きく、予測モデルの値と乖離している。原因は、遠方から噴霧を撮影したことで、特に z 方向下流において、明瞭な輝度の濃淡が得ることが難しいためである。一方、撮影範囲が等しく露光時間が異なる Case2 と Case3 では、図 6(b)(c)に示すように、画像解析結果と予測モデルの結果はおおむね一致する。特に、露光時間が短

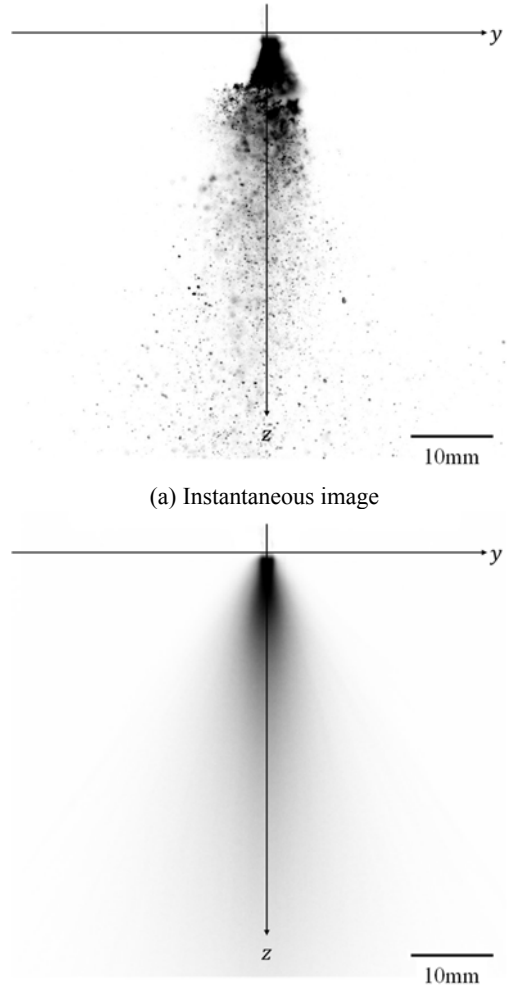


Fig. 4 Airblast spray in the y - z plane.

Table 5 Parameters for Cases 1-3

	View area [mm ²]	Spatial resolution [μm/pix]	Exposure time [μs]
Case1	120×110	130	25
Case2	60×55	65	33
Case3	60×55	65	2.3

い Case3 では、噴霧の軌跡をより鮮明に捉えることができるため、 $y/z = 0.3 \sim 0.7$ においても Case2 よりも予測モデルと良く一致する。定量的に比較するために、 $|y/z| \leq 1$ における予測モデルと画像解析結果の誤差 ε を次式に従って計算した結果を、表 6 にまとめる。ここで y 方向のピクセル数 N とする。

$$\varepsilon = \frac{\sum \left| \left(\frac{\bar{q}}{\bar{q}_m} \right)_{\text{Theory}} - \left(\frac{\bar{q}}{\bar{q}_m} \right)_{\text{Optical}} \right|}{N} \quad (7)$$

ε が小さい Case 3 の条件が最適であることを確認できる。

本可視化実験は、全液滴形状を鮮明に可視化する空間解像度を有さないものの、画角内の全面素にわたって、噴霧流束に寄与する大液滴の濃淡を計測する。従って、撮影条件を適切に設定し、明瞭な噴霧の濃淡を取得することで、本画像解析によって、無次元化した噴霧流束分布を正しく算出することが分かった。以上より、構築した画像解析手法の妥当性を確認した。以後の可視化結果は、Case3 の条件にて実施した。

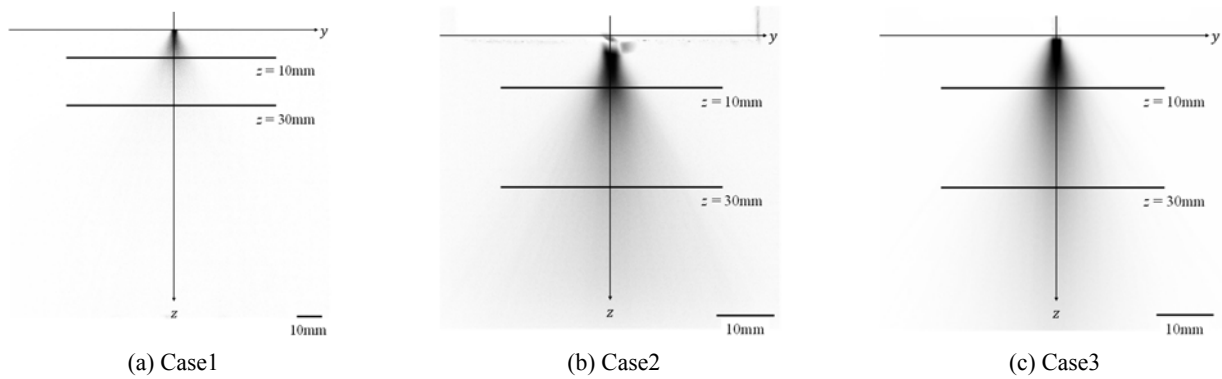


Fig. 5 Time-averaged spray images in the y-z plane.

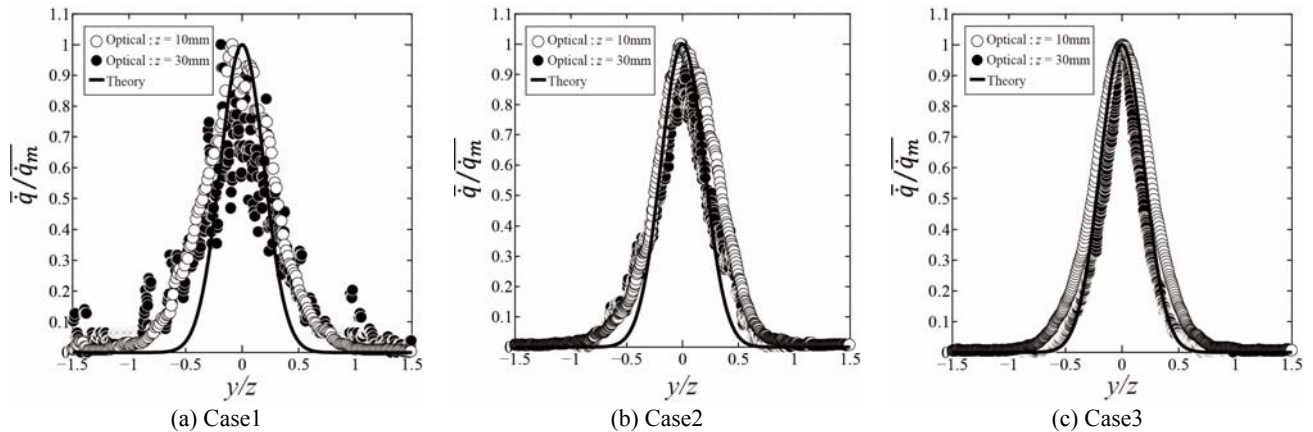


Fig. 6 Comparison of spray flux distributions along the y-direction obtained by the image analysis and prediction model.

Table 6 Discrepancy of ε at $|y/z| \leq 1$ in Cases 1-3

	$z = 10 \text{ mm}$	$z = 30 \text{ mm}$
Case1	0.15	0.17
Case2	0.12	0.091
Case3	0.092	0.040

3.2 非定常噴霧構造の評価

本画像解析手法の妥当性が確認されたことを受けて、気液噴射速度 v_g , v_l や解析位置 z をパラメータとして変化させたときの非定常的な噴霧流束分布について検討する。

3.2.1 気液流速が噴霧構造に与える影響

図7に、 $v_l = 0.88 \text{ m/s}$ として、 $v_g = 30 \sim 100 \text{ m/s}$ の範囲で変化させた場合に、瞬時の噴霧を可視化した結果を示す。気流速度の増加とともに運動量が大きくなり、飛散する液滴が小さくなる。画像解析を用いて算出した $z = 10 \text{ mm}$ と $z = 30 \text{ mm}$ を通過する、無次元噴霧流束分布の時系列結果を、図8と図9にそれぞれ示す。横軸は計測開始を時刻 $t = 0 \text{ s}$ とした時間とし、縦軸は z で無次元化した y 方向位置とする。図中の色が噴霧流束の大きさを表し、黄色が噴霧流束の多い領域を、青色が噴霧流束の少ない領域を意味する。各噴射条件で $z = 10 \text{ mm}$ と 30 mm の結果を比較すると、噴射弁からの距離が遠くなるにつれて、噴霧が y 方向に広がることで、噴霧流束が大きい黄色の領域が減少し、噴霧流束の空間分布が y 方向に平滑化されることを確認できる。気流速度が遅い場合 ($v_g = 30 \text{ m/s}$)、下流の $z = 30 \text{ mm}$ において(図9(a))、噴霧流束が大きい領域が噴霧中心 ($y/z = 0$) だけでなく、噴霧の両端部にも広がる。これは、分裂前の液糸が左右にフラッピングすることで、 y 方向への液滴飛散が顕著となり、噴霧の両端部にも粗大な液滴が飛散するためである(図7(a))。一方で、気流速度が速い場合

($v_g = 63, 100 \text{ m/s}$) は、気流の運動量増加に伴い、図7(b)(c)で確認できるように、液滴の y 方向への飛散が抑制され、 z 方向に液滴が直線的に飛散する。その結果、噴霧の y 方向振幅が減少し、噴霧流束が大きい領域が中心 ($y/z = 0$) に集中する。気流速度の増加とともに噴霧の幅が狭くなる傾向は、過去のパターナータによる実験結果と整合する⁽¹⁵⁾。

気流速度が遅い図8(a)と図9(a)において、噴霧中心 ($y/z = 0$) は噴霧の両端に比べて、噴霧流束の時間変化が小さい。これは、噴射弁直下 ($y/z = 0$) を飛散する液滴は高速気流の影響を顕著に受け、飛散速度が速く、液滴が連続的に供給されるためである。噴射弁から同時に吐出された液体のうち、噴霧中心を構成する液滴は速やかに $z = 30 \text{ mm}$ に至るのに対して、噴霧両端の液滴は遅れて到達する結果、時間方向に弓なりの噴霧流束分布を構成する。一方で、気流速度が速い図8と図9の(b)(c)の場合は、噴霧の大部分が噴射弁直下 ($y/z = 0$) に飛散することから、噴霧の両端部との速度差は小さくなる。同時に、図9(a)で観察された、弓なりの噴霧流束分布は確認されない。

次に、 $v_g = 63 \text{ m/s}$ に固定し、 $v_l = 0.15 \sim 1.5 \text{ m/s}$ で変化させた場合の噴霧の瞬時可視化画像を図10に示す。 v_l の増加とともに噴霧流束が増加し、液糸が伸長することを確認できる。また、画像解析を用いて算出した $z = 10 \text{ mm}$ における無次元噴霧流束分布の時間変動を、図11に示す。 $v_l = 0.15 \text{ m/s}$ のときは、噴霧が間欠的に飛来する。対して、 v_l の増加とともに噴霧流束が増加し、噴霧が連続的に供給されることで、 y 方向に変動する噴霧幅の周期が短くなる。

3.2.2 噴霧重心位置の変動

噴霧構造の非定常性を定量的に評価するために、噴霧の y 方向の重心を距離 z で無次元化した、無次元重心位置 Y を次式で定義する。

$$Y = \frac{\sum(y/z \cdot \bar{q})}{\sum \bar{q}} \quad (8)$$

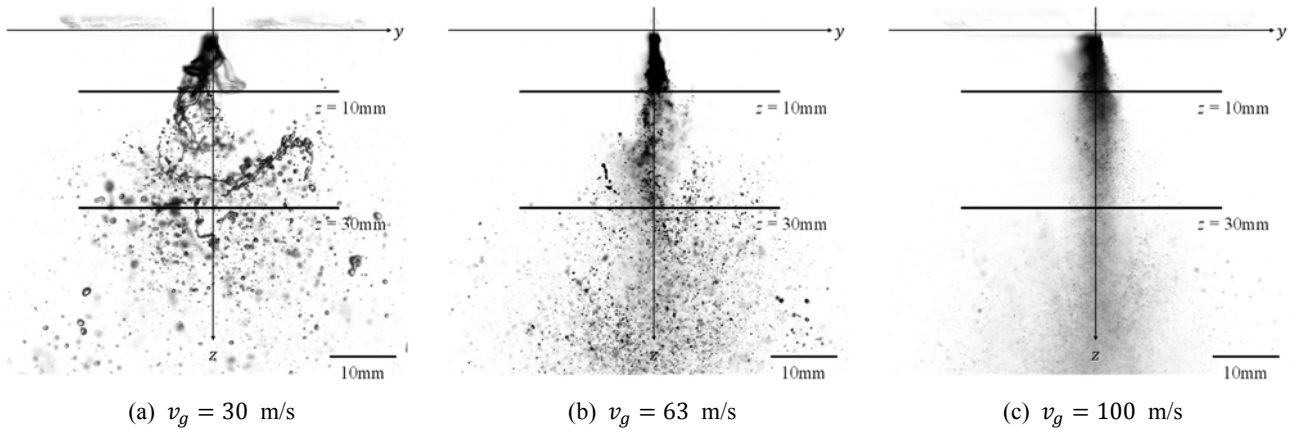


Fig. 7 Instantaneous visualization images at $v_l = 0.88$ m/s.

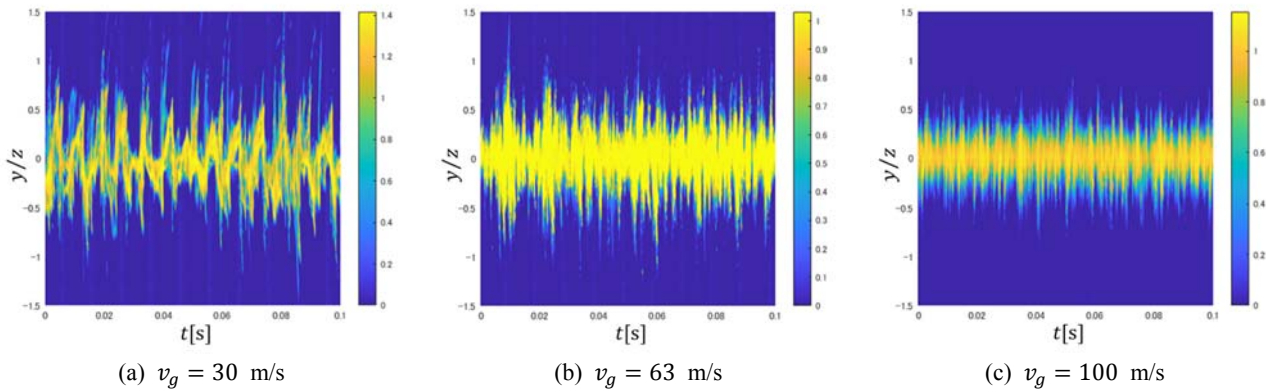


Fig. 8 Unsteady dimensionless spray flux distributions at $z = 10$ mm ($v_l = 0.88$ m/s).

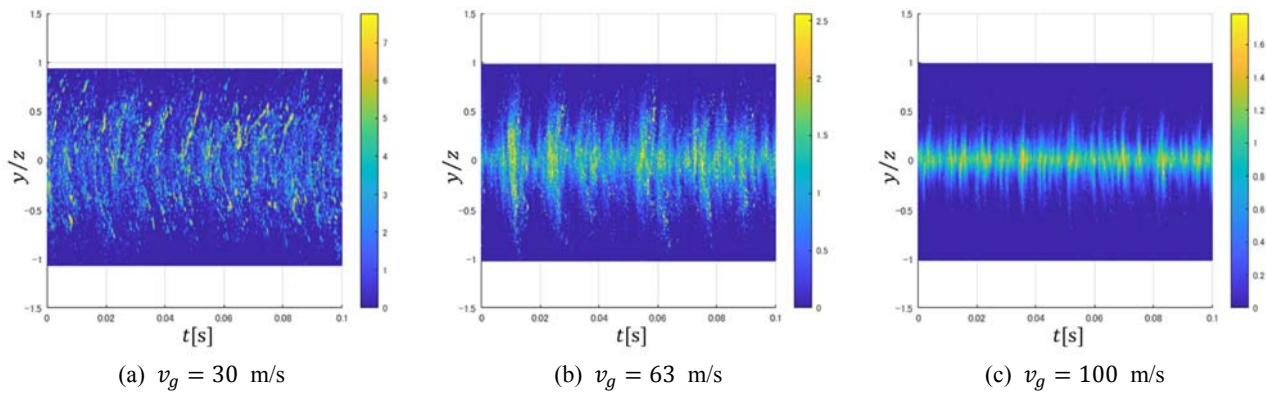


Fig. 9 Unsteady dimensionless spray flux distributions at $z = 30$ mm ($v_l = 0.88$ m/s).

$z = 30$ mm における、時間方向の Y の標準偏差と、 A の関係を図 12 に示す。 v_l は $0.15 \sim 1.5$ m/s の範囲で変化させた。ここで、 Y の標準偏差が大きいと、噴霧重心位置の時間変動振幅が大きいことを意味する。全体的な傾向として、気流が速くなると、噴霧重心の変動が小さくなる。これは、運動量の大きな気流が、噴霧を両側から抑えることで、 $y = 0$ 付近に噴霧が集中する結果であり⁽¹⁵⁾、図 7 および図 9 と一貫する。しかし、気流速度によって、液噴射速度が噴霧重心変動に与える感度が異なる。気流が遅い場合 ($v_g = 30 \sim 63$ m/s) は、 v_l の増加に伴い、噴霧重心の時間変動が抑制される。これは、 v_l の増加によって液滴の慣性力が空気力に打ち勝ち、噴霧の直進性が増すためである。特に、液滴の運動量が相対的に増加する $A > 0.1$ において、右肩下がりの傾向となり、噴霧の変動量が小さくなるのが伺える。気流速度が増加し、 $v_g = 75 \sim 90$ m/s の範囲では、 v_l が変化しても、噴霧重心の時間

変動はほぼ一定である。さらに気流が速くなると ($v_g = 100$ m/s)、 v_l の増加とともに、噴霧重心の時間変動が増す。このとき、 v_l が増すと、液膜が噴射されてから分裂するまでに要する時間 $(\rho_l H_l^3 / \sigma)^{0.5}$ の間に液膜が長く伸長するため⁽¹⁵⁾、液膜のフラッピングが顕在化し、噴霧が y 方向に大きく変化する。すなわち、液噴射速度の増加が噴霧流束分布の非定常性に与える影響は、噴霧が広がりやすい低気流速度では液滴運動量増加による噴霧の非定常性の抑制、噴霧が狭くなる高気流速度では液膜伸長とフラッピングによる非定常性の促進になる。

続いて、図 12 の結果を式(9)で定義するウェーバー数で整理して、図 13 に示す。

$$We = \frac{\rho_g v_g^2 H_l}{\sigma} \tag{9}$$

We 数の増加とともに、噴霧重心の時間変動振幅が小さくなり、

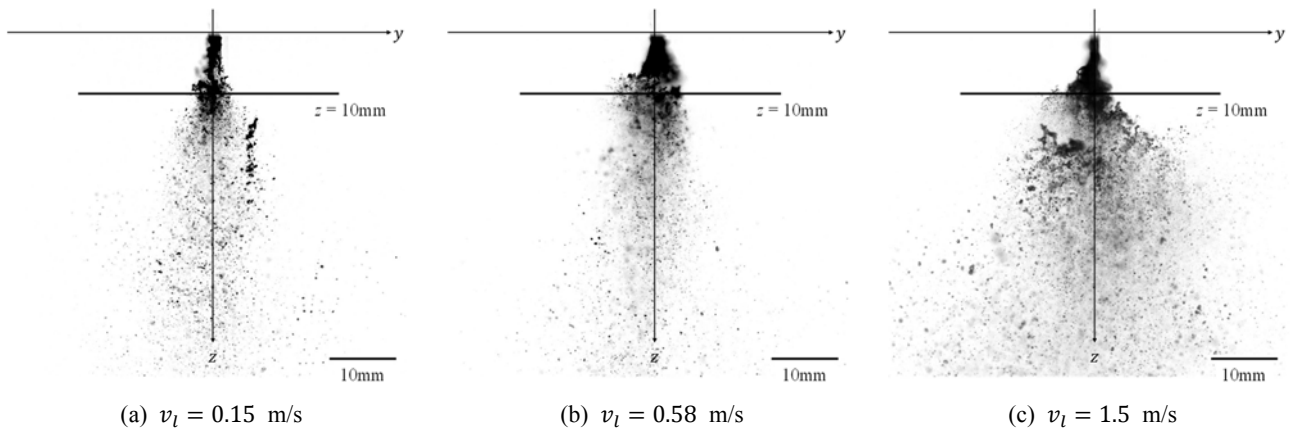


Fig. 10 Instantaneous visualization images at $v_g = 63$ m/s.

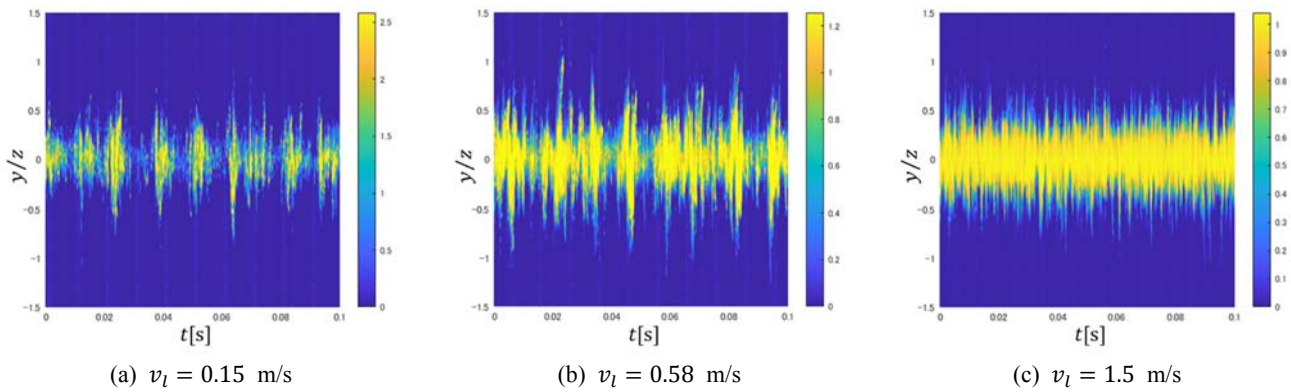


Fig. 11 Unsteady dimensionless spray flux distributions at $z = 10$ mm ($v_g = 63$ m/s).

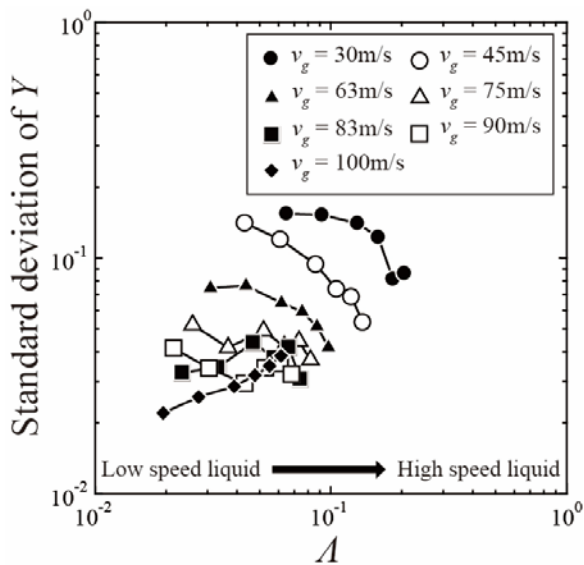


Fig. 12 Relationship between standard deviation of Y and dimensionless injection parameter A .

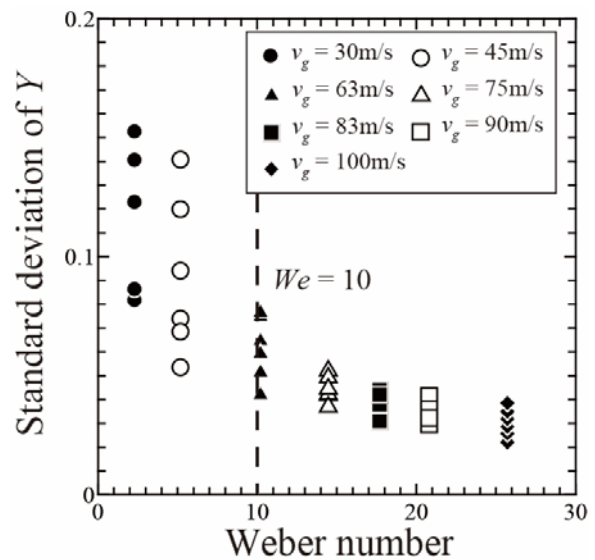


Fig. 13 Relationship between standard deviation of Y and Weber number.

$We > 10$ では一定値に漸近する．従って，気流の運動量が液体の表面張力に比べて卓越すると，噴霧の時間変動が小さくなり，定常的な噴霧流束に近づくことが分かった．線形解析の範囲では，気液が平行に流れる場合， We 数の増加とともに液膜の振幅が増大し，噴霧の非定常性が増す．しかし，実際の気流微粒化では，気液はもはや平行流ではない．気流の運動量が大きい高 We 数条件下では，気流の直進性が増すことで噴霧が狭くなり，非定常性が抑制される効果が卓越する．

4. 結言

本研究では，二次元気流噴射を対象に，噴霧構造の非定常性を評価することを目的として，高速度カメラを用いた影画像法による噴霧の可視化実験を実施し，取得した噴霧の時系列可視画像に対して，独自に構築した画像解析法を適用した．本研究で得られた結論を以下に示す．

- (1) 時間平均および非定常的な軸方向噴霧流束の分布を算出する画像解析手法を開発し，その妥当性を検証した．その結果，画像解析から取得した輝度比の分布が，最大

流束で規格化した噴霧流束の分布と一致することが分かった。

- (2) 噴射時の気体運動量と液体の表面張力の比として定義したウェーバー数が $We \leq 10$ の場合、気流が噴霧の広がり幅を狭める効果が弱く、噴霧幅が広がりやすい。その結果、噴霧幅方向の重心位置の時間変動振幅が非定常的に大きく変化する。液噴射速度が増加すると、液滴の直進性が増し、噴霧重心の変動が減少する。
- (3) 高気体流速の条件下($We > 10$)では、噴霧流束の非定常性が抑制される。液噴射速度が速いと連続液膜が長くなることで、液膜のフラッピングが顕著になり、噴霧重心の変動が促進される。
- (4) 気液を並行流と扱えない気流微粒化では、気流速度の増加は瞬時および時間平均した噴霧幅を狭くし、噴霧幅の時間変動振幅を抑制する。

本画像解析手法は、作動流体によらず適用できると期待され、今後、灯油($\rho = 800\text{kg/m}^3$, $\sigma = 28\text{mN/m}$)やHFE($\rho = 1430\text{kg/m}^3$, $\sigma = 14\text{mN/m}$)を作動流体とした場合の実験を対象に、解析を実施予定である。

Data Availability : 本画像解析手法の妥当性を追証するために、適切な申し出があれば、実験結果を提供可能である。

参考文献

- (1) 茂木宣昭, 山田秀志, 山村聡史, 荒木幹也, 中村壽雄, 志賀聖一: 壁面衝突型ジェットエンジン用燃料噴射弁の微粒化特性と燃焼特性に及ぼすノズル形状の影響, 微粒化, 19-66(2010), 53-59.
- (2) Prakash, A. : Prediction of NOx Emissions for an RQL Aero-engine Combustor using a Stirred Reactor Modelling Approach, American Institute of Aeronautics and Astronautics(2015).
- (3) Kramer, S. : NASA N+2 Advanced Low NOx Combustor Technology, NASA/CR-2020-220488(2020).
- (4) 森合秀樹, 三宅慶明: 航空エンジンと噴霧燃焼技術, 日本燃焼学会誌, 50-153(2008), 225-234.
- (5) Guellouh, N., Szamosi, Z., Simenfalvi, Z. : Combustors with Low Emission Levels for Aero Gas Turbine Engines, International Journal of Engineering and Management Sciences, 4-1(2019), 503-514.
- (6) Liu, Y., Sun, X., Sethi, V., Nalianda, D., Li, Y., Wang, L. : Review of modern low emissions combustion technologies for aero gas turbine engines,” Process in Aerospace Sciences, Vol. 94(2017), 12-45.
- (7) 京徳信夫, 鈴木達也, 中馬弘勝, 劉京爽, 徳岡直静: 着火性に及ぼす噴霧特性の影響, 微粒化, 第2報: 蒸気燃料濃度の影響, 5-4(1996), 170-177.
- (8) 森合秀樹, 中江友美, 三宅慶明, 稲田満: 環境適応型小型航空機エンジン用燃焼器の研究開発, 三菱重工技報, 45-4(2008), 10-16.
- (9) 三上真人, 佐野成太, SAPUTRO, H., 渡利英貴, 瀬尾健彦: 低圧における液滴間燃え広がりへの微小重力実験, Int. J. Microgravity Sci. Appl., 31-4(2014), 172-178.
- (10) 佐藤幸徳: ジェットエンジン用燃料噴射弁の最近の技術動向, 日本航空宇宙学会誌, 34-393(1986), 519-530.
- (11) Fan, X., Liu, C., Wang, K., Wang, Y., Xu, G. : Experimental Investigations of Flow Field and Atomization Field Characteristics of Pre-Filming Air-Blast Atomizers, Energies, 12(2019), 2800.
- (12) Urbán, A., Zaremba, M., Malý, M., Józsa, V., Jedelský, J. : Droplet dynamics and size characterization of high-velocity airblast atomization, International Journal of Multiphase Flow, 95(2017), 1-11.
- (13) Dullenkopf, K., Willmann, M., Wittig, S., Schöne, F., Stieglmeier, M., Tropea, C., Mundo, C. : Comparative Mass Flux Measurements in Sprays using a Patternator and the Phase-Doppler Technique, Particle&Particle Systems Characterization, 15(1998), 81-89.
- (14) 吉田博愛, 井上智博, 高和潤弥, 伊藤光紀: 二次元気流噴射弁における噴霧流束分布の計測と予測, 微粒化, 29-96(2020), 101-105.
- (15) Inoue, C., Yoshida, H., Kouwa, J., Iwaki, Y., Itoh, M. : Measurement and Modeling of Planar Airblast Spray Flux Distributions, International Journal of Multiphase Flow, 137(2021), 103580.