

並行気流による平面液膜流の微粒化過程 (液膜流の微粒化過程の可視化および機構論的噴霧粒径モデルの構築)

Atomization Process of a Planar Liquid Sheet by Co-current Air Flows (Visualization of Liquid Sheet Atomization and Development of Droplet Diameter Model)

大島 逸平*, 宋 明良
(Ippei OSHIMA) (Akira SOU)
海洋研究開発機構 神戸大学
(JAMSTEC) (Kobe Univ.)

There has been a high demand for clarifying the atomization process of a liquid sheet with co-current air flows to control accurately the characteristics of fuel spray in a combustor of gas turbine engines, which realizes the reduction in CO₂ and NO_x emissions. In this study, we conducted experimental and theoretical studies on air-blast atomizers. Firstly, we carried out a high-speed visualization of the atomization process of a planar liquid sheet with co-current air flows, such as the longitudinal and transversal oscillations of the liquid sheet and the formation and breakup of the bags and ligaments. We found that the bag rupture is caused mostly not by the stretch into a thin sheet but by the collision of a large drop onto the bag. After the bag rupture, tiny droplets and ligaments are formed, and the ligaments breakups into drops. From the observation, we developed a mechanistic model on the droplet diameter based on the breakup process of the bags and ligaments. We measured the diameters of the fine droplet diameter from the bags by PDPA (Phase Doppler Particle Analyzer) and those of large drops from the ligaments by image analysis. The predicted diameter of the droplet from the bags was confirmed to agree with measured one by PDPA, and the predicted diameter of the large drop from the ligaments was confirmed to agree with measured one by the image analysis, by which we confirmed the validity of the proposed model.

Keywords: Gas turbine, Air-blast atomizer, Visualization, Optical measurement, Break-up model

1. 緒言

近年、地球温暖化と環境問題の顕在化により、低CO₂且つ低NO_xのクリーンガスタービンエンジンの開発が求められている。この実現には燃料噴霧特性の高精度制御技術の確立が不可欠である。ガスタービンで広く用いられる気流微粒化式燃料液膜噴射弁の噴霧特性は、気液各相流速や幾何形状など多数の設計因子の複雑な相互作用によって決まる。

さまざまな気流微粒化式燃料液膜噴射弁を対象として、噴霧粒径モデルの提案が多数報告されている⁽¹⁾が、どの噴霧粒径モデルも実験結果を用いたパラメータフィッティングが必要である。すなわち、これら噴霧粒径モデルを適切に利用するためには、燃料噴射弁試作のもとで噴霧粒径計測が必須であり、その計測結果をもとにチューニングパラメータを設定してはじめて各種作動条件での噴霧特性の把握が可能となる。このため、燃料液膜の微粒化過程を解明し、不定な経験パラメータを要しない機構論的噴霧粒径モデルが確立できれば設計開発において有用である。

既存の噴霧粒径モデルでは、液膜の1次微粒化過程は考慮されていない⁽¹⁾。しかし、噴射された燃料液膜は、噴口で瞬時に微粒化するのではなく、まず周囲気流により振動・変形し、その後、液糸、液滴へと微粒化する。この複雑現象の素過程を明らかにし、微粒化機構に基づく噴霧粒径モデルが構築できれば、汎用性と精度の大幅向上が図れると考える。

円環状に噴射される燃料液膜の微粒化過程は複雑な4次元の挙動を呈し、その可視化実験をはじめ数値実験は容易ではない。そこで平面液膜式燃料噴射弁を用いた研究が多数行われている⁽¹⁾⁻⁽⁸⁾。平面液膜式燃料噴射弁より噴射された液膜の微粒化過程の可視化画像⁽²⁾を図1に示す。ここで、 V_L は液膜流速、 V_G は気流流速、 D_L は液膜厚さ、 D_{Lip} はリップ厚さである。図1(b)に示すように、液膜の初期変形過程では、気液の相対運動に起因するKelvin-Helmholtz (KH)の不安定性により液膜は前後に大きく周期的に振動する。液膜蛇行の節(リム)が図1(a)の正面画像では黒い縦波に見える。縦波は周期的に形成され、2列の縦波間の液膜にはスパン方向に横波が形成される。縦波の振動周波数 f_{Lom} (と噴射弁直下における波長 λ_{Lom})および横波の波長 λ_{tra} は最終的な噴霧特性に強く影響を及ぼすため、多くの研究が行われてきた⁽²⁾⁻⁽⁶⁾。

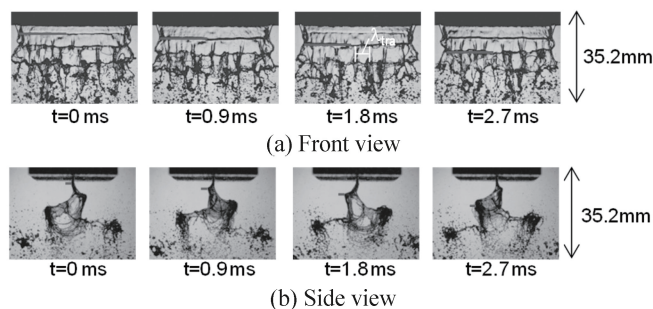


Fig. 1 Front and side views of water sheet ($V_L = 1.2$ m/s, $V_G = 30$ m/s, $D_L = 0.5$ mm, $D_{Lip} = 0.2$ mm, atmospheric pressure, Reproduced from Ref. (2))

原稿受付: 2020年4月7日

* 責任著者: 正会員, 海洋研究開発機構
(〒236-0001 神奈川県横浜市金沢区昭和町 3173 番 25)
E-mail: i.oshima@jamstec.go.jp

Lozano ら⁽³⁾は液膜厚さや気流厚さ等の噴射弁幾何形状因子が、Fernandez ら⁽⁴⁾は雰囲気圧力が、各々液膜の縦振動周波数に及ぼす

影響を調べ、各々が f_{Lon} の相関式を提案している。しかし、両相関式は噴射弁幾何形状因子と気液物性値の両者の影響を考慮していない。著者ら⁽⁶⁾は、噴射弁先端のリップ部の後流と後流における気液運動量交換に着目した f_{Lon} と λ_{Lon} の相関式を提案し、気液の物性値および燃料噴射弁幾何形状を変化させて系統的な可視化計測を行い、提案した相関式の妥当性検証を行った。

平面液膜の横振動波長 λ_{tra} に関しては、Fernandez ら⁽⁴⁾が計測実験を行い、気液運動量流束比とウェーバー数を用いて次元解析を行った。横波長形成は慣性力と表面張力の比に比例すると結論付けている。一方、著者ら⁽⁶⁾は、Rayleigh-Taylor (RT) の不安定性理論に基づく横波長モデルを提案し、気液の物性値および燃料噴射弁幾何形状因子を変化させて得た実験結果と一致する横波長の予測が可能であることを確認している。

これら縦波と横波で囲まれる領域の液膜が、高速気流を受けて袋状に伸長してバッグができる。バッグが破断すると、穿孔は広がり、バッグの上下左右の端部である縦波リムと横波リムに液体が集まり、リガメントができる。穿孔の端部から飛散する液滴は極微小であるが、リガメントの分裂により生成される液滴は大きく、両過程で生じる液滴径のオーダーは大きく異なる。したがって、両微粒化過程を解明し、各液滴の径を予測する理論モデルを構築できれば、噴霧特性の高精度予測につながる。

そこで本研究では、バッグとリガメントの形成・分裂過程を高速度撮影して、微粒化機構を明らかにする。さら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体系を構築する。最後に、バッグ穿孔端部から飛散する微小液滴の径を PDPA (Phase Doppler Particle Analyzer) 計測し、リガメント分裂により生成する大液滴の径を画像解析により計測し、提案モデルの両素過程による液滴の粒径予測性能を定量的に検証する。

2. 実験装置および実験方法

本研究で用いた平面液膜式燃料噴射弁⁽⁷⁾の模式図を図 2 に示す。本実験では、液膜厚さ D_L が 0.5 mm、気流厚さ D_G が 3.0 mm、リップ厚さ D_{Lip} が 0.2 mm である燃料噴射弁を用いた。また、可視化計測実験装置の概略図を図 3 に示す。加圧タンクに溜めた作動液体（本報では純水のみ）をコンプレッサ（アネスト岩田製、F55-10）による圧縮空気ですり送り、噴射弁から液膜状に室温大気圧の雰囲気へ噴射した。液体流量はニードルバルブにより調節し、コリオリ流量計（KEYENCE 製、FD-SS20A）を用いて計測した。高速気流は、小型ブロワ（日立製、VB-030-E3）を用い、インバータ回転数制御により流量を調整して、液膜前後面に平行に噴射した。空気流量は水柱マンメータを用いて計測した。

バッグの微粒化過程の可視化実験は液膜流速 V_L が 0.7, 1.0 m/s、気流流速 V_G が 20 ~ 35 m/s において行い、リガメント分裂後の液滴径の可視化実験は V_L が 0.66, 1.0, 1.5 m/s、 V_G が 30~70 m/s の範囲で気液流速を変化させて行った。

バッグ分裂およびリガメント形成・分裂過程を高速度拡大撮影するため、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）、光源にはハロゲンランプ（シグマ光機製、SHLA-150）を使用し、透過光撮影した。本撮影では、約 15.6 x 15.6 mm 領域を 512 x 512 pixel の画素で撮影し、空間解像度を 30 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ とした。撮影速度は 8102 fps とし、露光時間を 2~10 μs の範囲で変化させた。

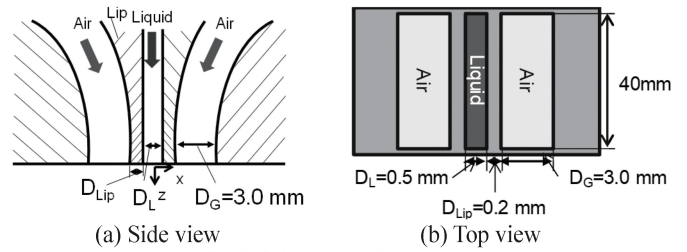


Fig. 2 Schematic of injector tip

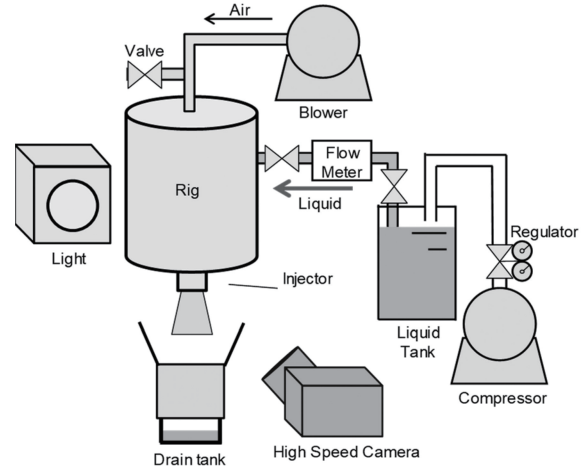


Fig. 3 Schematic of experimental set-up

バッグ分裂後の微小液滴の粒径と速度は、PDI (Phase Doppler Interferometer) システム（Artium 製、PDI-200 MD）を用いて光学計測した。送光系と受光系間の角度は 70 度とした。送光系の焦点距離は 500 mm とし、アパーチャーは 100 μm とした。本実験条件では、リガメント分裂によって生成される大液滴は非球形で、その粒径は 150 μm 以上であったため、光学計測は 150 μm 以下の粒径のみを対象とした。各計測点において計測サンプル数は 20,000 個とした。バースト信号の波形は随時オシロスコープで確認した。

リガメントの直径およびリガメント分裂により生成される大液滴径は可視化画像に画像処理を施して得た。リガメントの直径は均一でないため、各流速条件において多数のリガメントを抽出し、各リガメントについて多数の断面で直径を計測し、平均値を求めた。大液滴については、各流速条件において 6 枚の画像を抽出し、各画像に映るリガメント分裂により生成された約 20 個の非球形大液滴、計 120 個を対象に、その投影面積円相当径を求めた。このとき、撮影速度は 6504~8000 fps の範囲で変化させ、露光時間は 10 μs に固定した。可視化画像は、48 x 48 mm の領域を 512 x 512 pixel で撮影し、空間解像度を 90 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ とした。

3. バッグ微粒化過程の可視化実験結果

バッグの微粒化過程の高速度拡大可視化実験結果を示す。バッグの破断は、バッグがマイクロオーダーまで引き伸ばされた状態で気流の乱れなどがトリガーとなって穿孔が生じる可能性も考えられる。図 4 に $V_L = 0.7 \text{ m/s}$ 、 $V_G = 21 \text{ m/s}$ におけるバッグ破断過程の高速度画像の一例を示す。図 4 (a), (b) に示すように、バッグに多数の液滴が衝突している様子を確認できる。バッグの伸張が不十分で、厚い液膜に液滴が小さな相対速度で衝

突しても穿孔は生成されないことが確認できた。一方、図 4(c)に示すように、ほとんどのバッグ穿孔は、バッグがある程度以上に膨らんだ後にバッグの下流を浮遊する液滴や液塊にバッグが衝突することで生じることが明らかになった。

バッグに液滴が衝突して穿孔が生成され、穿孔が広がる様子を拡大した高速度画像群を図 5 に示す。

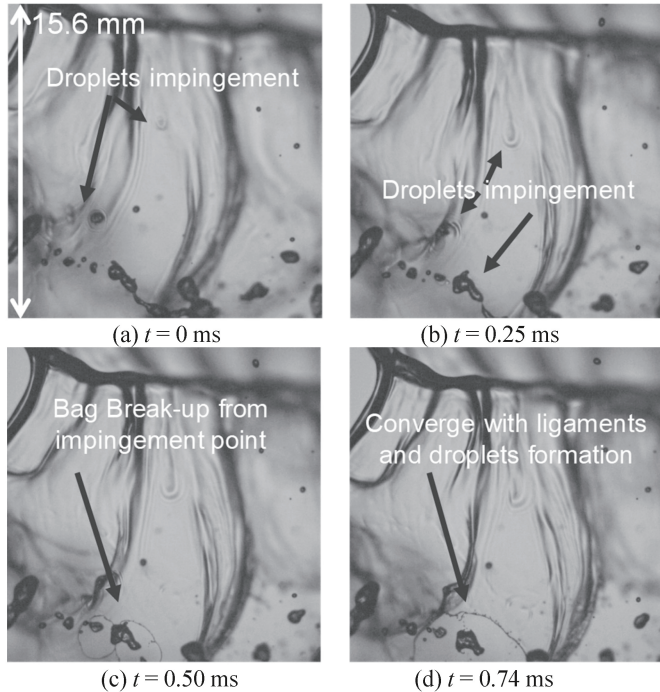


Fig. 4 Bag break-up process by drop impact on the bag sheet ($V_L = 0.7$ m/s, $V_G = 21$ m/s)

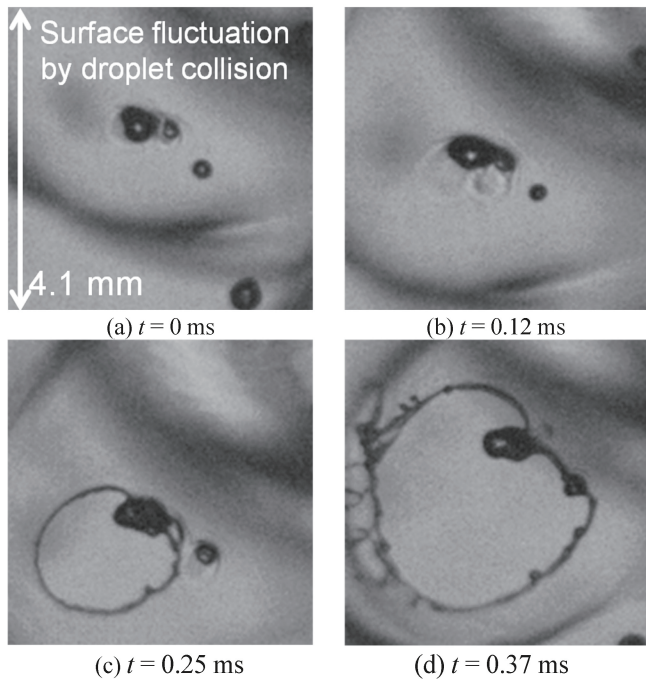


Fig. 5 Deformation process of the thin sheet in the bag by the droplet collision ($V_L = 0.7$ m/s, $V_G = 21$ m/s)

バッグに液滴が衝突して穿孔が生成され、穿孔が広がる様子を拡大した高速度画像群を図 5 に示す。薄くなった薄膜に液滴が衝突した時刻 $t = 0$ ms としており、波紋が広がった直後の t

$= 0.12 \sim 0.25$ ms の間に液膜は破断し、極短時間で穿孔が広がる様子を確認できる。また、図 5(d) からわかるように、高速移動する穿孔の端部には多数の極細リガメントが形成され、これが分裂し、微小液滴を多数放出しながら、KH 不安定性による縦波のリムと RT 不安定性による横波の節に向かって、表面張力により液膜は収縮する。

以上、膨大な高速度拡大可視化実験により、平面液膜式燃料噴射弁で生じるバッグ破断過程とその原因が明らかになった。

バッグの破断端は表面張力波により縦波のリムと横波の節へほぼ一定速度で移動し、液膜は収縮して穿孔は拡大する。穿孔拡大速度 V_{con} に及ぼす V_G と V_L の影響を明らかにするため、バッグ液膜と撮像面がほぼ平行と思われる高速度画像を抽出し、黒く映る穿孔端の位置を画像解析により捕獲追跡することで、 V_L と V_G が異なる 4 条件において各々 30 サンプルの V_{con} の計測値を求めた。なお、液膜と撮像面の傾斜により最大で約 30% の誤差が考えられる。被写界深度と画角は小さいため、奥行方向の誤差は小さい。 V_G が大きいと、縦波の波長が短く、且つ気液相対速度が大きいため、バッグは大きく伸長する前に破断する。このため、画像中に多数のバッグとリガメントが重なり、穿孔端の視認性が悪くなる。また、 V_L が大きいと、画像中に数多くの液塊が映り、視認性が下がる。このため、本報では V_L が 1 m/s 以下、 V_G が 35 m/s 以下の条件のみを解析した。

V_{con} の計測結果を図 6 に示す。エラーバーは標準偏差を表す。ばらつきは非常に大きい、全ての条件で V_{con} の平均値は約 5 m/s であった。なお、 V_G が大きいと、バッグの膨張速度が速く、短時間でバッグが薄くなるため、バッグ破裂時の液膜が薄い可能性が高く、強い表面張力によって V_{con} が大きくなる可能性がある。本結果でも若干その傾向は見られるが、誤差やばらつきを考えると断定はできない。実験サンプル数は不十分であるが、 V_{con} の平均値はほぼ一定であった。そこで、本報では穿孔拡大速度 V_{con} は簡潔に次のように一定値とする。

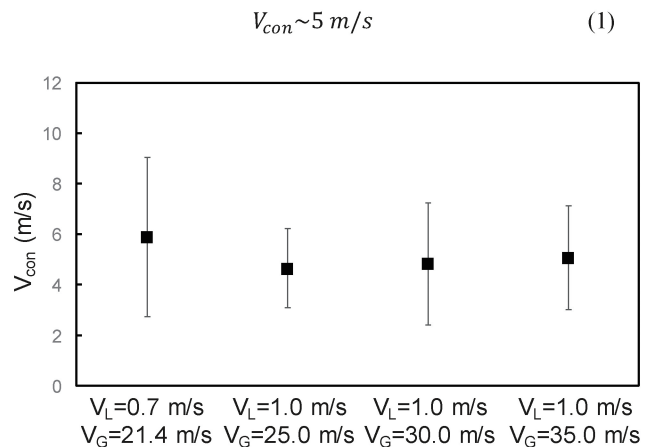


Fig. 6 Measured contraction velocity of rims after bag rupture

$V_L = 1$ m/s, $V_G = 25$ m/s におけるバッグ穿孔形成後のリガメント形成過程の高速度画像を図 7 に示す。各時刻における上段と下段の図は同一の画像をもとにしており、上段に示した原画像に対して、下段の図中には、スパン方向に並ぶバッグ間の節(横波)を白色で、バッグ穿孔端を太い黒線で各々示している。図 7 (a) に示す定常噴射中の撮影開始時刻 $t = 0$ ms の図中に、バッグ間の節と形成直後のバッグ穿孔端が確認できる。その後、穿孔は広がり、その過程で微小液滴として飛散しなかった液体が

節に集まりリガメントとなる (図 7 (b)-(d)). なお, 穿孔端から放出される多数の微小液滴はこの空間解像度ではほとんど見えない. バッグは次々形成され破断し, その後リガメントとなり分裂する. このため多数の液滴群が浮遊している. バッグの穿孔は, 膜厚が最も薄く, かつ浮遊液滴や液塊との衝突が生じやすいバッグ底面近くを中心に, バッグの様々な場所で行われる.

$V_L=1\text{ m/s}$, $V_G=25\text{ m/s}$ におけるリガメントの分裂過程の一例を図 8 に示す. 図中に矢印で示したリガメントは, Rayleigh の不安定性によって分裂し, 多数の大液滴列になる.

以上, バッグとリガメントの微粒化機構を解明できた. 次にこの観察結果をもとに, 噴霧粒径モデルを構築する.

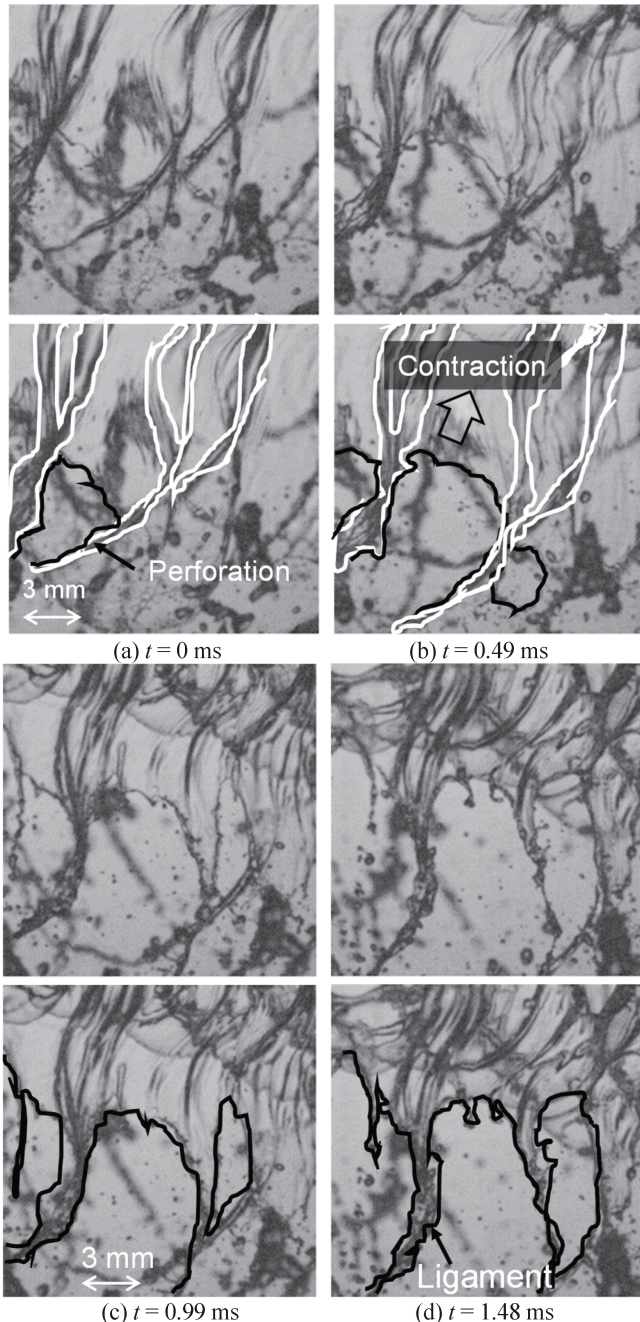


Fig. 7 Formation process of ligaments ($V_L=1\text{ m/s}$, $V_G=25\text{ m/s}$)

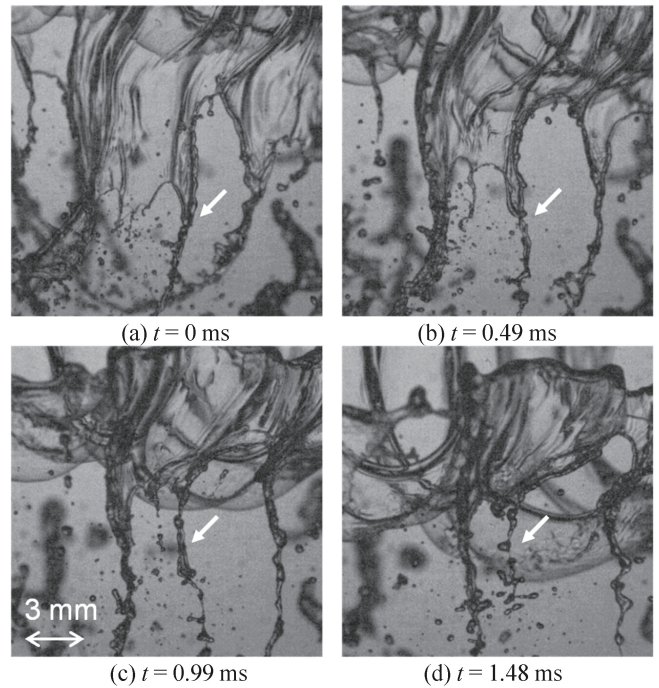


Fig. 8 Break-up process of ligaments ($V_L=1\text{ m/s}$, $V_G=25\text{ m/s}$)

4. 液膜流の噴霧粒径モデル

本研究で提案する噴霧粒径モデルの概念図を図 9 に示す. 噴射された液膜は KH の不安定性により縦振動して縦波ができる. その後, RT の不安定性により液膜がスパン方向に横振動する. その縦・横波長区間内の液膜が気流により伸長してバッグとなる. バッグが浮遊液滴または液塊と衝突して, バッグに穿孔が生じる. 穿孔端では表面張力波により微小液滴を飛散させつつ, 液膜は収縮する. 微小液滴にならなかった液体は, 縦波リムや横波の節に集まりリガメントとなる. リガメントは Rayleigh の不安定性によって分裂して大液滴となる.

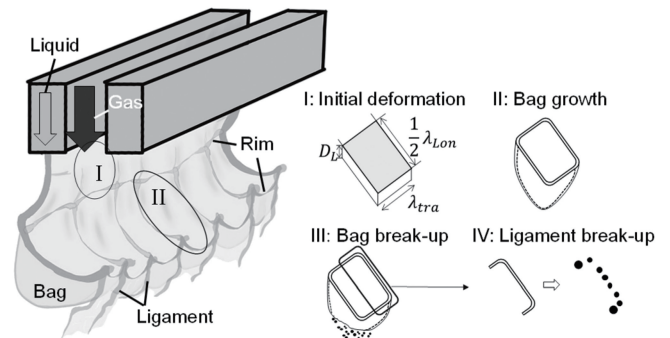


Fig. 9 Break-up model of a liquid sheet with co-current air-flows

本モデルでは, 上述の微粒化過程の素過程を, 以下の①~⑥の手順で順に予測し, 大小液滴群の各平均粒径を予測する.

- ① 縦波長 λ_{Lon} の予測
- ② 横波長 λ_{tra} の予測
- ③ 1 個のバッグ形成に用いられる液体体積の予測
- ④ バッグから微小液滴およびリガメントになる各割合の予測
- ⑤ リガメント分裂により生成される大液滴の径予測
- ⑥ バッグ液膜から生成される微小液滴の径予測

① 縦波長 λ_{Lon} の予測

液膜の縦振動の波長 λ_{Lon} は次式を用いて算出する⁽⁵⁾.

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

ここで、 MR_{Lip} は著者らが提案したリップ運動量比であり、次式で定義される。

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

ここで、 ρ_L は液体密度、 ρ_G は気体密度である。

② 横波長 λ_{tra} の予測

スパン方向振動の横波長 λ_{tra} は二種類の加速運動によって決まる。 λ_{tra} は、最初に相対速度を有する気流に誘起されて液膜が加速運動して決まる波長 λ_{KH} と、その後液膜が気流から受ける抗力によって生じる加速運動によって決まる波長 λ_{Drag} の間の長さになる。そこで、横波長 λ_{tra} を次式で表す⁽⁶⁾。

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

ここで、係数 c は次式(5)により求める。

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

ここで、 λ_{KH} と λ_{Drag} は各々式(6),(7)で求める。

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

$$\lambda_{Drag} = \frac{2\pi}{V_G - V_L} \sqrt{\frac{6\sigma D_L}{\rho_G C_d}} \quad (7)$$

ここで、 σ は表面張力、 C_d は抗力係数であり、Vargaら⁽⁹⁾の研究に基づき $C_d=2$ とした。また、 $\omega_{i_{KH}}$ は次式により求める⁽¹⁰⁾。

$$\omega_{i_{KH}} = \frac{k \sqrt{\frac{\coth(kD_L)\rho_G}{\rho_L}}}{1 + \frac{\coth(kD_L)\rho_G}{\rho_L}} \sqrt{(V_G - V_L)^2 - \frac{\sigma k}{\rho_G} \left(1 + \frac{\coth(kD_L)\rho_G}{\rho_L}\right)} \quad (8)$$

ここで、 k は波数であり、次式により求められる。

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_{Lon}} \quad (9)$$

③ 1個のバッグに用いられる液体体積の予測

各バッグは、縦波長の半波長と横波長の区間内で形成されるため、バッグ1つの平均液体体積 v は次式により求められる。

$$v = \frac{\lambda_{Lon}}{2} \lambda_{tra} D_L \quad (10)$$

④ バッグから微小液滴およびリガメントになる各割合の予測

バッグに穿孔が生じると、穿孔端から微小液滴を放出しながらバッグは収縮し、バッグの節の位置にリガメントが形成される。バッグ破断により放出される微小液滴の総体積を計測するのは困難である。本報では、バッグ分裂に関するChouら⁽¹¹⁾の先行研究にしたがって、バッグ穿孔端から放出される微小液滴になる体積 v_B は全バッグ体積 v の44%、リガメントになる体積 v_{Li} は56%としてシンプルに試算した。

$$v_B = 0.44v \quad (11)$$

$$v_{Li} = 0.56v \quad (12)$$

⑤ リガメント分裂により生成される大液滴の径予測

リガメントの分裂で生じる大液滴の径はRayleighまたはWeberの理論を用いて算定できる。穿孔形成位置に依存するが、1本のリガメントは隣り合うバッグとバッグのうち微小液滴とならなかった液体が集まり形成される。バッグとバッグ間の節はバッグ伸長過程で気流により引き伸ばされる。様々な流動条件におけるバッグ伸長過程の可視化画像より、この節の長さは縦波長 λ_{Lon} の約2-4倍に引き伸ばされていた。そこで、リガメント分裂時の最終的な節の長さを $3\lambda_{Lon}$ とした。バッグ破断後の液体は、液膜縦振動で形成される縦波リムにも集まる。そこで、分裂時のリガメントの全長は両者の長さの和($3\lambda_{Lon} + \lambda_{tra}$)とした。シンプルにリガメントを一樣な直径の円柱とすると、リガメントの半径 R は、リガメントの体積 v_{Li} より、次式で求める。

$$R = \sqrt{\frac{v_{Li}}{\pi(3\lambda_{Lon} + \lambda_{tra})}} \quad (13)$$

よって、リガメントの分裂によって生成される液滴の径 D_{Li} は、Weber理論により次式で求められる⁽¹²⁾。

$$D_{Li} = 3.76R(1 + 30h)^{1/6} \quad (14)$$

ここで、 Oh はオーネズルゲ数であり、次式で定義される。

$$Oh = \frac{\mu_L}{\sqrt{2\rho_L\sigma R}} \quad (15)$$

ここで、 μ_L は液体の粘性係数である。

⑥ バッグ液膜から生成される微小液滴の径予測

まずバッグ分裂時の液膜厚さを見積もる。穿孔端が表面張力によって移動する液膜断面の模式図を図10に示す。液膜厚さを $2r$ とすると、Taylor-Culick velocityの式⁽¹³⁾より、穿孔端移動速度 V_{con} は次式で表され、バッグ分裂時の液膜厚さと物性値のみによって定まる一定値となる。

$$V_{con} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L r}} \quad (16)$$

速度 V_{con} が一定値になるまでの遅れ時間 t_{trans} は次式の通り.

$$t_{trans} \sim O\left(\sqrt{\frac{\rho_L r^3}{\sigma}}\right) \quad (17)$$

図 10 に示すように、バッグの穿孔端は表面張力によって円柱状になり、やがて波長 λ_{cap} のくびれができる⁽¹⁴⁾.

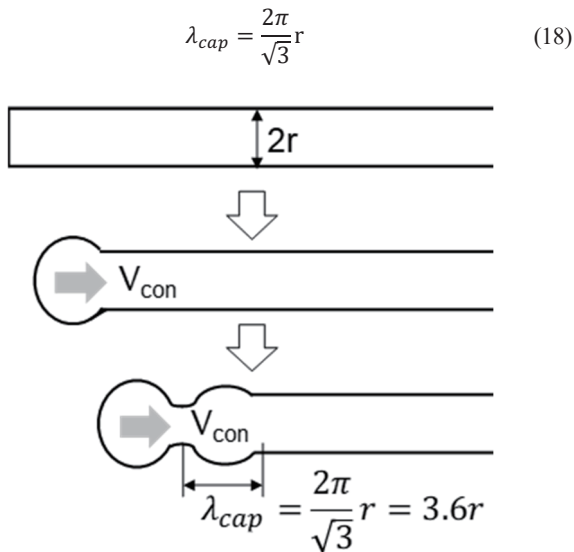


Fig. 10 Contraction of a ruptured bag by capillary wave

穿孔形成直後に、穿孔端の移動速度が零から一定値 V_{con} になるまでの極短時間では、穿孔端が加速運動する。この加速度 a_{Rim} は V_{con} と t_{trans} を用いて次式で求められる。

$$a_{Rim} = \frac{V_{con}}{t_{trans}} \quad (19)$$

穿孔形成時のバッグはおおよそ半球形状と近似できる。可視化画像よると、穿孔形成時のバッグは、下流方向に λ_{Lon} の 2~3 倍程度伸長していた。図 5 に示すように、バッグに生じた穿孔は時間経過とともに広がっていく。穿孔端を基準にバッグをカットして二次元的にみたとき、その穿孔端は加速度 a_{Rim} の初期急加速期間を除き、向心加速運動すると考える。

$$a_{Cent} = \frac{V_{con}^2}{2\lambda_{Lon}} \quad (20)$$

ここで、 V_{con} は 1 m/s のオーダー、 λ_{Lon} は 10^{-3} m のオーダーなので、 a_{cent} は 10^4 m/s^2 のオーダーとなる。よって、 $a_{Cent} \ll a_{Rim}$ であるため、バッグ穿孔形成直後では向心加速度は無視できる。したがって、図 11 に示すように、円柱状穿孔端のспан方向には、 a_{Rim} の加

速運動に起因する RT の不安定性により波が生じ、その波長 λ_{Rim} は $\rho_L \gg \rho_G$ のとき次式で求められる⁽¹⁵⁾.

$$\lambda_{Rim} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{\rho_L a_{Rim}}} \quad (21)$$

以上より、穿孔端の移動方向の波長 λ_{cap} およびспан方向の波長 λ_{Rim} が各々求められる。

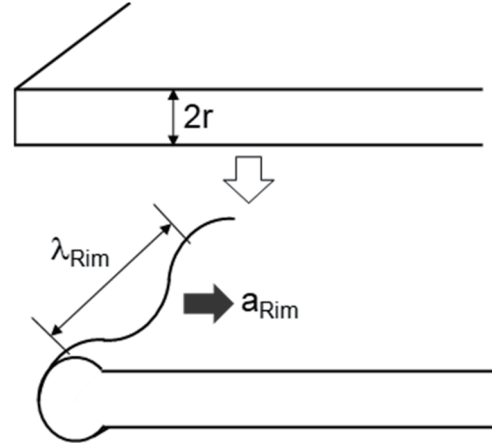


Fig. 11 Spanwise oscillation of the ruptured edge by RT instability

このように穿孔端付近に現れるくびれと、穿孔端のспан方向振動により、微小液滴が生成される。よって、次式により微小液滴 1 個当たりの体積 V_{drop_ba} を求められる。

$$V_{drop_ba} = 2r\lambda_{Rim}\lambda_{cap} = 8\pi^2 r^2 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L a_{Rim}}} \quad (22)$$

体積 V_{drop_ba} を有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。

$$D_{Bag} = \left[\frac{6}{\pi} V_{drop_ba}\right]^{\frac{1}{3}} = \left[\frac{12}{\pi} r\lambda_{Rim}\lambda_{cap}\right]^{\frac{1}{3}} = 2 \left[6\pi r^2 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L a_{Rim}}}\right]^{\frac{1}{3}} \quad (23)$$

上記の予測手順①~⑥より構成される機構論的噴霧粒径予測モデルのフローチャートを図 12 に示す。本モデルを用いると、チューニングパラメータなしで、気液流速、雰囲気圧、気液両相物性値、噴射弁出口の幾何形状因子などの影響を包含して、バッグおよびリガメント各々から生成される液滴の粒径分布と数密度を高精度に予測できると期待できる。ただし、本報では微粒化時のバッグ厚さ及びリガメント径の平均値を用いた。粒度分布を考える上ではその不均一性を考慮する必要があり、本モデルの各素過程に関するサブモデルの高度化については今後の課題である。

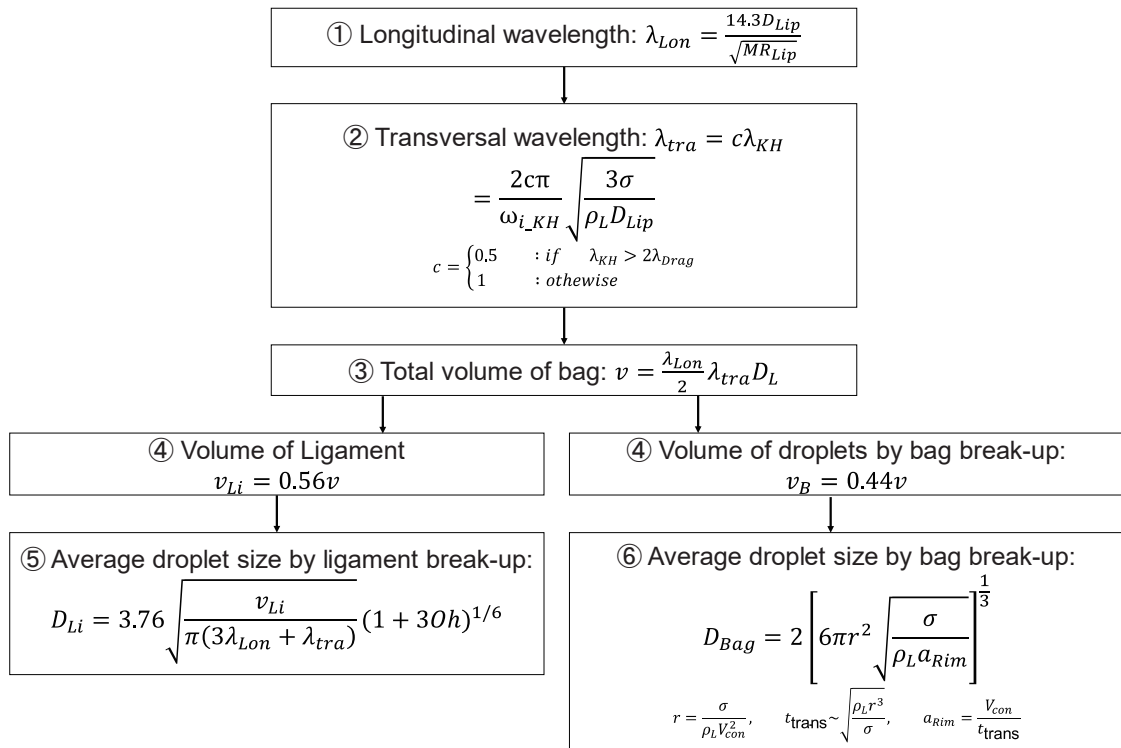


Fig. 12 Flow chart of the proposed atomization model of liquid sheet atomization

5. モデル特性の考察および噴霧粒径予測性能の検証

噴霧粒径モデルの予測性能を定量的に検証するため、大気圧条件、 $D_L=0.5\text{ mm}$, $D_{Lip}=0.2\text{ mm}$, 液相を純水とし、様々な V_G と V_L の条件において行った本実験結果と、モデルによる予測結果を総合的に比較検討する。

最初に、手順③により1つのバッグに用いられる液体の体積 v を予測する。縦横波長 λ_{Lon} と λ_{tra} は各々式(2)および式(4)を用いて求めており、その妥当性は既報(2),(5),(6)で報告済みである。様々な V_G と V_L の条件におけるバッグ1つの体積 v の予測値を図13に示す。バッグ体積 v は、 V_G の増加または V_L の減少とともに減少する。この傾向は多数の正面画像から推察される傾向と一致する。

次に、手順④に従って、式(11)および式(12)から各々バッグ穿孔端から生成される微小液滴の総体積 v_B とリガメントの体積 v_{Li} を求める。モデルによる予測値を図14に示す。 V_G の増加または V_L の減少とともに、 v_B と v_{Li} は減少する傾向をもつ。

次に、手順⑤に従ってリガメント体積 v_{Li} をもとに、リガメントの平均半径 R を求める。リガメント半径 R の予測値と計測値を図15に示す。計測結果のエラーバーは標準偏差を示している。実験データ数は十分でなく、リガメント径の不均一性、バッグ伸長と穿孔位置の不確定性などにより実験値のばらつきは大きい。が、 V_G の増加または V_L の減少とともにリガメント半径 R が減少する傾向は実験結果と予測結果ともに一致しており、且つ定量的にも両者の値は良好に一致している。なお、リガメント半径の計測時に、隣り合う両リガメントの接続部にある大きな液塊を除いているため、 R の計測値は過小評価している可能性が高い。

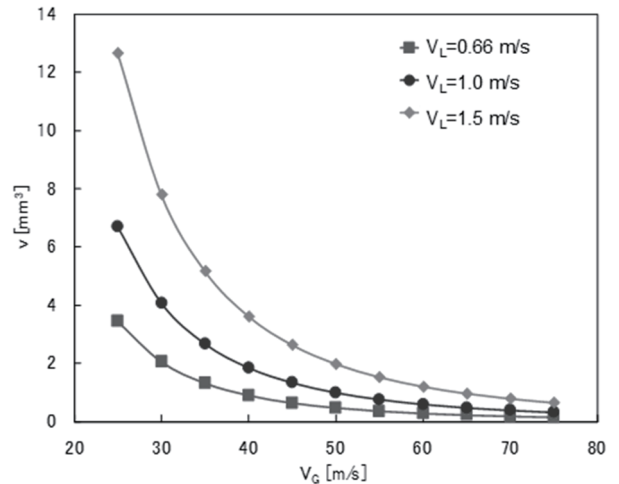


Fig. 13 Predicted volume of a segment of a bag

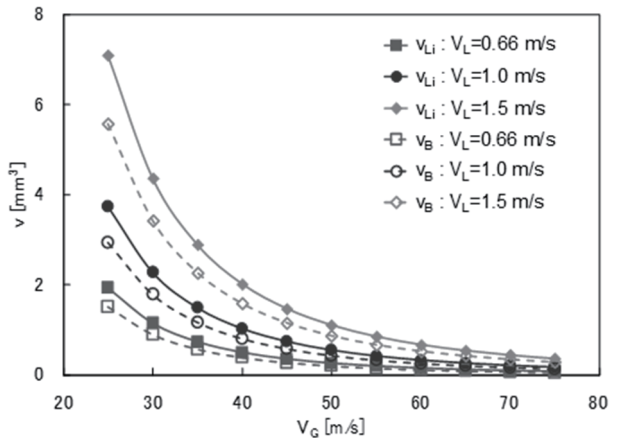


Fig. 14 Predictions of bag volume v_B and ligament volume v_{Li}

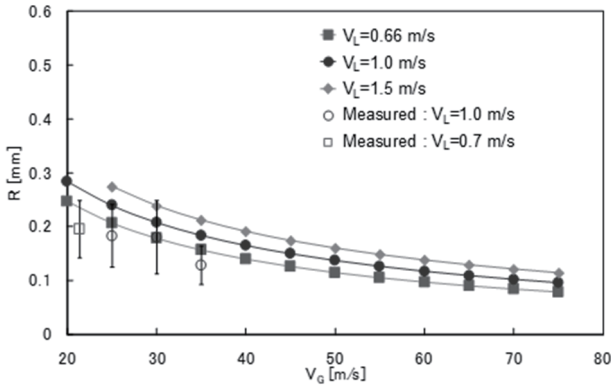


Fig. 15 Predicted and measured radii of ligaments

リガメント分裂によって生成される大液滴の粒径 D_{Li} の予測値 (色塗り記号)と実験値 (D_{10} , 中抜き記号)を図 16 に示す. 実験値は画像処理で得た平均粒径 D_{10} を示す. エラーバーは標準偏差を示す. 液滴径の計測値にばらつきが大きいため, 単純な比較はできないが, モデル予測結果と実験計測結果はともに, V_G の増加または V_L の減少とともに, リガメント由来の大液滴径が減少する傾向で一致している. V_L が大きい条件では縦リム由来の液滴径が顕著に大きいため, $V_L=1.5$ m/s の実験値は予測値よりやや大きい, 全体的には良好な予測が実現できている.

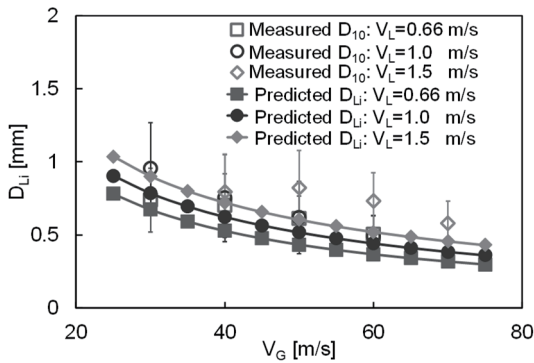


Fig. 16 Predicted and measured droplet diameters from ligaments

最後に, 手順⑥にしたがってバッグ穿孔端から生成される微小液滴の粒径予測モデルの妥当性を検証する. 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(1)で定めた $V_{con}=5$ m/s と式(16)より, バッグ破断後の液膜厚さ $2r$ は次のように算定できる.

$$2r = \frac{2\sigma}{\rho_L V_{con}^2} \sim \frac{2 \times 0.072}{998 \times 5^2} \sim 6 \mu\text{m} \quad (24)$$

液膜厚さ $2r$ に及ぼす V_{con} のばらつきの影響に関する感度解析を行う. 例えば $V_{con}=2, 8$ m/s における液膜厚さを各々 $2r_{max}$, $2r_{min}$ とすると, $2r_{min} \sim 2 \mu\text{m}$, $2r_{max} \sim 36 \mu\text{m}$ となる. $2r_{min}$ が $2r (=6 \mu\text{m})$ の約 1/3 倍, $2r_{max}$ は $2r$ の約 6 倍となり, 液膜厚さ $2r$ は大きな誤差を有する可能性を示唆している.

バッグ液膜厚さ $2r$ が $6 \mu\text{m}$ であるときの遅れ時間 t_{trans} は式(17)より次のように求められる.

$$t_{trans} \sim 0.6 \mu\text{s} \quad (25)$$

バッグ破断後の液膜厚さ $6 \mu\text{m}$ は, 噴出時の液膜厚さ $D_L=0.5$

mm に対して約 2 桁薄い. 破断時の液膜厚さが $1 \mu\text{m}$ のオーダーになり得るかを考察する. 体積保存より, 液膜厚さが約 1/100 倍になると, バッグ表面積は約 100 倍に増加すべきである. 本可視化画像によると, バッグ破断時のバッグの主流方向距離は当初距離 λ_{Lon} の約 2~4 倍, また前後方向にも大きく引き伸ばされていた. バッグ形状を回転楕円体の半分と仮定すると, その表面積は 100 倍程度大きい可能性が十分にあり, 式(24)の液膜厚さの推算値は妥当と言える.

リムの加速度 a_{Rim} は, 式(1)と式(25)で得た V_{con} と t_{trans} を用いて, 式(19)より次のように求まる.

$$a_{Rim} = \frac{V_{con}}{t_{trans}} \sim \frac{5}{6 \times 10^{-7}} \sim 8 \times 10^6 \text{ m/s}^2 \quad (26)$$

バッグの穿孔端から生成される微小液滴の粒径 D_{Bag} は, 式(23)に式(24), 式(26)の算出値を代入して次の通り求まる.

$$D_{Bag} = 2 \left[6\pi r^2 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L a_{Rim}}} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (27)$$

$$= 2 \left[6\pi (3 \times 10^{-6})^2 \sqrt{\frac{0.072}{998 \times 8 \times 10^6}} \right]^{\frac{1}{3}} \sim 16 \mu\text{m}$$

V_{con} の計測値の偏差を考慮して, $V_{con}=2, 8$ m/s における D_{Bag} の予測値を求めると, 各々 $D_{Bag} \sim 8 \mu\text{m}$, $97 \mu\text{m}$ となり, バッグ厚さの不均一性が強いことがわかる. 最終的な噴霧特性の予測観点においてはバッグ厚さの不均一性を考慮したうえで平均粒径および粒度分布を予測することが不可欠である.

一般的な自由噴霧の粒径を計測すると, V_G の増加とともにザウター平均粒径 (SMD)は小さくなる. 一方, クロスフロー中で, バッグ分裂のみから生成された微小液滴の粒径を計測すると, SMD はウェーバー数に依存せず概ね一定であったという報告がある⁽¹⁶⁾. よって, 本液膜微粒化過程でも, バッグ穿孔端において生成される微小液滴の平均粒径は, V_G に大きくは依存せずほぼ一定の $16 \mu\text{m}$ 程度になる可能性はある.

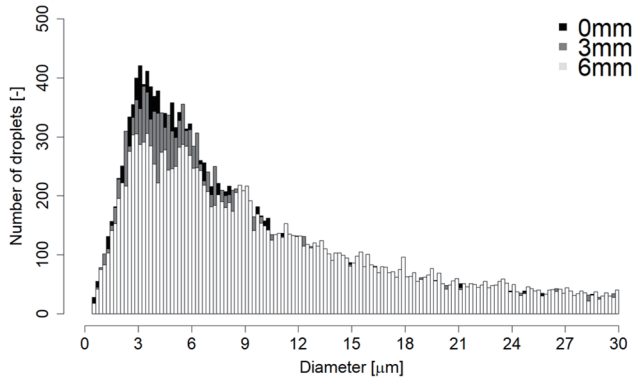
微小液滴の粒径予測性能の妥当性を検討するため, PDPA 計測結果と比較する. $V_L=0.4$ m/s, $V_G=70$ m/s において, 噴射弁から 15 mm 下流の水平断面内で, スパン方向の中心線上において, 噴口直下から水平方向距離 $x=0, 3, 6$ mm の 3 点で得た噴霧粒径分布を図 17 に示す. バッグ破断後の液膜厚さやリガメント径のばらつきが大きいため, リガメント由来の微小液滴の粒径分布の光学計測結果が広範囲にばらつくことは容易に理解できる. 図 17(a)より, 噴霧のモード径は $3\sim 6 \mu\text{m}$ と非常に小さい.

微小液滴径の計測結果と本提案モデルによる予測結果を比較する. 光学計測により得られた噴霧の平均粒径 D_{10} と D_{Bag} の予測値を図 18 に示す. V_G が 40 m/s から 80 m/s へ増加すると, 計測値 D_{10} は $16\sim 17 \mu\text{m}$ から $13\sim 15 \mu\text{m}$ へ減少している. しかし, その値は約 $15 \pm 2 \mu\text{m}$ の範囲に収まっており, 本モデルによる予測値 $D_{Bag} \sim 16 \mu\text{m}$ と良好に一致している.

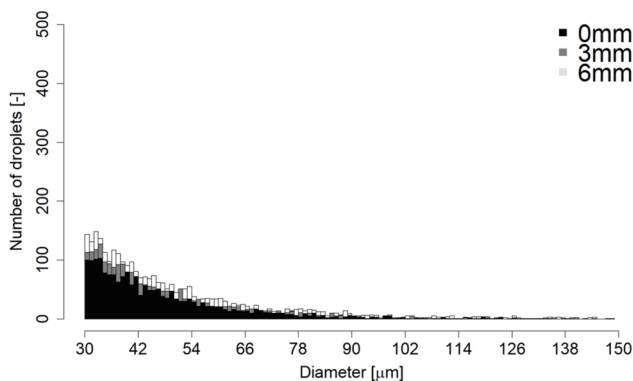
よって, 現状の実験サンプル数は十分とは言えないが, 本研究で提案した機構論的噴霧粒径予測モデルの枠組みは妥当である見通しが得られた.

最後に、バッグ穿孔端およびリガメントから各々生成される液滴の粒径予測結果を図 19 にまとめて示す。バッグ穿孔端からの微小液滴とリガメント由来の大液滴は粒径に大きな差異があり、本研究で提案した機構論的アプローチが不可欠であることがわかる。

以上、本報で提案した噴霧粒径の機構論的予測モデルにより、バッグやリガメントの各素過程により生成される噴霧の粒径を予測できる見通しを得た。



(a) Diameter range = 0 - 30 μm



(b) Diameter range = 30 - 150 μm

Fig. 17 Measured droplet size distribution by PDPA ($V_L=0.40$ m/s, $V_G=70$ m/s, and $x = 0, 3, 6$ mm)

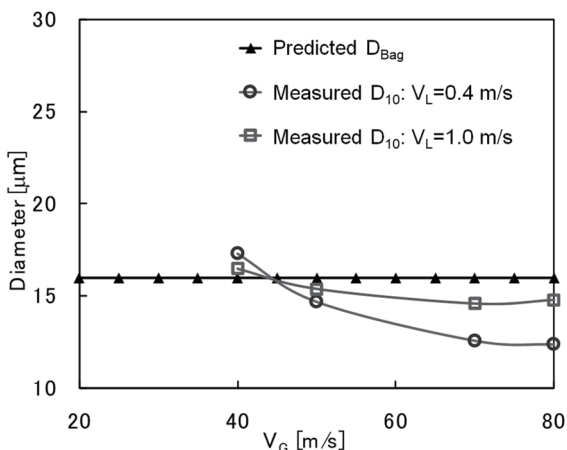


Fig. 18 Measured and predicted droplets diameters from bags

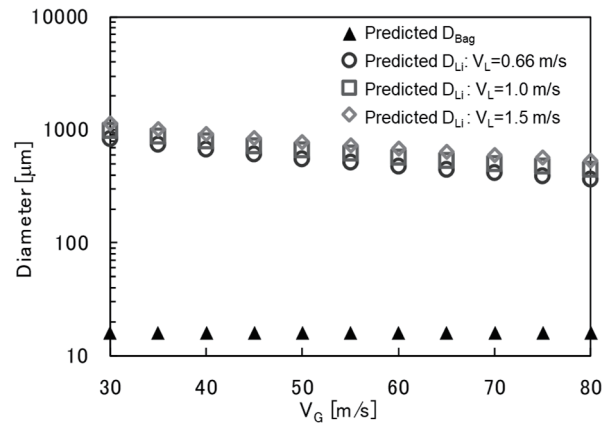


Fig. 19 Predicted diameters of droplets from bags and ligaments

6. 結論

液膜式気流微粒化現象を対象とし、平面液膜の初期振動変形過程とその後のバッグ形成破断およびリガメント形成分裂過程の各素過程に着目した高速度可視化実験を行い、各素過程を解明した上で各々の特性を機構論的モデルで予測する新しいアプローチの噴霧粒径予測モデルを構築した。その妥当性検証のため、微小噴霧粒径の PDPA 計測実験と、高速度画像の画像解析による大液滴粒径の計測を行い、予測結果と計測結果の比較検討を行った。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 液膜微粒化現象の素過程に基づく機構論的噴霧粒径モデルを初めて構築した。実験サンプル数は十分ではなかったが、可視化・光学実験によりその枠組みの妥当性を検証した。
- (2) バッグ破断は、空中を飛翔、滞留する液滴や液塊などに大きく膨張した液膜バッグが衝突することで生じることが多い。
- (3) バッグ破断後には、リガメントが形成され、やがてリガメントは分裂して大液滴列に分裂する。
- (3) 大気圧条件下の水膜で行った本実験条件の範囲では、バッグ破断後の穿孔端移動速度（液膜収縮速度）は約 5 m/s、バッグ破断時および直後の液膜厚さは約 6 μm、穿孔端より生じる微小液滴の粒径 D_{Bag} は約 16 μm と推算された。

文献

- (1) Lefebvre, A. H.: Airblast Atomization, Prog. Energy Combust. Sci, 6 (1980), 233-261.
- (2) Oshima, I., Sou, A., Kawabata, R., Matsuura, K.: Longitudinal Wavelength of Oscillating Liquid Sheet with Air Flow, Proc. 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 2017-1464 (2017).
- (3) Lozano, A., Barreas, F., Siegler, C., Low, D.: The Effects of Sheet Thickness on the Oscillation of an Air-blasted Liquid Sheet, Exp. in Fluids, 39 (2005), 127-139.
- (4) Fernandez, V. G., Berthoumie, P., Lavergne, G.: Liquid Sheet Disintegration at High Pressure: An Experimental Approach, C. R. Mecanique, 337 (2009), 481-491.
- (5) Oshima, I., Sou, A.: Longitudinal Oscillation of a Liquid Sheet by Parallel Air Flows, Int. J. Multiphase Flow, 110 (2019), 179-188.
- (6) 大島逸平: 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, 博士論文(2019), 神戸大学大学院.

- (7) Yoshida, K., Ide, K., Takahashi, S., Matsuura, K., Iino, J., Kurosawa, Y., Hayashi, S., Ohta, Y.: Airblast Spray Characteristics of Planar Liquid Films in Longitudinal Gas-phase Shear Layers at Various Ambient Pressure Conditions, Proc. 12th. ICLASS 2012 (2012).
- (8) Stapper, B. E., Sowa W. A., Samuelsen G. S.: An Experimental Study of the Effects of Liquid Properties on the Breakup of a Two-Dimensional Liquid Sheet, J. Eng. Gas Turbines Power, 114 (1992), 39-45.
- (9) Varga, C. M., Lasheras, J. C., Hopfinger, E. J.: Initial Breakup of a Small-Diameter Liquid Jet by a High-Speed Gas Stream, J. Fluid Mech., 497 (2003), 405-434.
- (10) Squire, H. B.: Investigation of the Instability of a Moving Liquid Film, Br. J. Appl. Phys., 4 (1953), 167-169.
- (11) Chou, W.-H., Faeth, G.M.: Temporal Properties of Secondary Drop Breakup in the Bag Breakup Regime, Int. J. Multiphase Flow, 24 (1998), 889-912.
- (12) Weber, C.: Zum zerfall eines flüssigkeitsstrahles, Z. Angew. Math. Mech., 11 (1931), 136-141.
- (13) McEntee, W.R., Mysels, K.J.: The Bursting of Soap Films. I. An Experimental Study, J. Phys. Chem. 73 (1969), 3018-3028.
- (14) 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, 55-640(2007), 216-223.
- (15) Chandrasekhar, S.: Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Clarendon Press, Oxford (1961).
- (16) Ng, C.-L., Sankarakrishnan, R., Sallam, K.A.: Bag breakup of nonturbulent liquid jets in crossflow, Int. J. Multiphase Flow, 34 (2008), 241-259.