

高速気流中における液体噴流の微粒化特性*

(第2報, 噴射液体の局所質量流量, 液滴径の変化と軌跡の計算)

小 田 哲 也^{*1}, 廣 安 博 之^{*2}
新 井 雅 隆^{*3}, 西 田 恵 哉^{*2}

Characteristics of Liquid Jet Atomization Across a High-Speed Airstream (2nd Report, Calculation of Spatial Distribution of Liquid, Variation of Drop Diameter and Drop Trajectory)

Tetsuya ODA, Hiroyuki HIROYASU,
Masataka ARAI and Keiya NISHIDA

To elucidate the atomization process of a liquid jet across a high-speed airstream, the spatial distribution of liquid, drop diameter and drop trajectory were calculated. In this model, a liquid column is not incorporated. Drops ejected from the injector have the same velocity V_i but different drop diameters, which are defined by the volume distribution of drop size. The ejected drop is broken up by the airstream. Calculated spatial distribution of liquid agrees well with measured spatial distribution of liquid. The trend of the calculated drop diameters agreed well with the trend of the measured Sauter mean diameter. The drop diameter decreases rapidly, near the injector especially along the outer line of the spray.

Key Words: Atomization, Fuel Injection, Jet Engine, Liquid Jet, Cross Airstream, Spray, Drop Size, Drop Breakup, Drop Trajectory

1. 緒 言

ターボジェットエンジンなどに取付けられるアフタバーナやラムジェットエンジンの燃焼器では気流に対して側方に位置するインゼクタ噴孔から液体燃料が噴射され、噴霧となる。このような噴霧中の燃料の局所質量流量やザウタ平均粒径におよぼす気流速度や燃料の噴射速度の影響を調べることは、その後の燃焼特性を考察するうえで重要である。著者らは第1報⁽¹⁾で、液体の噴射速度や気流速度と液体の分散状況や噴霧のザウタ平均粒径との関係や実験式について報告した。

本報告では噴射液体の分散状況すなわち局所質量流量と、液滴径を簡単な計算により求めた。本計算モデルではインゼクタ噴孔において液体に噴孔断面平均の噴射速度と特定の粒度分布を持つ液滴群を与えた。液滴の軌跡は運動方程式から求めた。また、これらの液滴の気流による分裂を考慮して液滴直径を計算した。噴霧の幅方向の広がり第1報で示した噴霧幅方向の液体の局所質量分布の実験式から求めた。

2. 主 な 記 号

C_1, C_2, C_3 : 液滴の分裂に関するパラメータ

D_0 : インゼクタ出口における液滴径

D_{0j} : インゼクタ出口における j 番目の大きさの液滴径

D_{nj} : 噴射後の任意の時刻(計算ステップ) n における液滴径

D_{32} : ザウタ平均粒径

d_{inj} : インゼクタの噴孔径

$F(We)$: 液滴の分裂に関する修正係数

M : インゼクタにおける噴射液体の質量流量

ΔM_j : 直径 D_{0j} の液滴が単位時間当たりに噴射される質量

$m_i(x, y, z)$: 液体の局所質量流量

t_n : 時間

T_{nj} : 直径 D_{0j} の液滴が D_{nj} になるまでの無次元時間

V_{nj} : 直径 D_{nj} の液滴の速度

V_a : 気流速度

V_i : 液体の噴孔断面平均噴射速度

v_0 : インゼクタにおける噴射液体の体積流量

v : 液体の体積

* 平成2年8月24日 第17回液体の微粒化に関する講演会において講演, 原稿受付 平成4年1月27日。

^{*1} 正員, 広島大学大学院 (〒724 東広島市鏡山 1-4-1)。

^{*2} 正員, 広島大学工学部。

^{*3} 正員, 群馬大学工学部 (〒376 桐生市天神町 1-5-1)。

$We_{n,j}$: 直径 $D_{n,j}$ の液滴のウェーバ数

x : 気流方向の座標

y : 噴霧幅方向の座標

y_w : 噴霧幅の 1/2

$y_{1/2}$: $m_i(x, y, z)$ が $m_i(x, 0, z)$ の 1/2 となる位置

z : 液体の噴射方向 (高さ方向) の座標

$z_{n,j}$: 直径 $D_{n,j}$ の液滴の z 座標

z_{\max} : $m_i(x, y, z)$ が最大となる z 座標

Γ : ガンマ関数

ϕ : 自由度

ρ_a : 空気密度

ρ_l : 液体密度

σ : 液体と空気の界面に働く表面張力

添字

n : n 番目の計算 (時間) ステップ

j : インゼクタにおける液滴径の区分

3. 計算モデル

3.1 噴霧モデル概略 図1に第1報⁽¹⁾の実験から得られた、噴霧形状の概略を示す。インゼクタから垂直に噴射された液体は、まず液柱を形成し、この液柱から液滴が形成されていくと考えられる。しかし、液柱のモデル化は非常に困難であるため、ここでは一応図2のようにモデル化した。すなわちインゼクタ噴孔において特定の粒度分布 (体積分布) を持つ液滴群を与えた。これらの液滴群は、(1)インゼクタにおける液滴径 $D_{0,j}$ の最大値がインゼクタ径の $900\mu\text{m}$ 以下、(2)液滴の初期速度はインゼクタの軸方向に、液体の噴孔断面平均速度 V_i であるとした。さらに(3)液滴は気流を受けて分裂、(4)液滴は常に球形、(5)気流は液滴の影響を受けないとした。液滴の軌跡は運動方程式から求めた。液滴の抗力係数は、Lappel ら⁽²⁾の剛体球についての抗力係数の実験式から求めた。インゼクタにおける初期液滴径 $D_{0,j}$ の液滴は、インゼクタからの噴射後の無次元時間 $T_{n,j}$ において気流方向

に流されながら高さ $z_{n,j}$ まで到達し、この液滴径は分裂により $D_{n,j}$ まで減少する。一方、高さ $(z_{n,j} - \Delta z_{n,j}/2)$ から $(z_{n,j} + \Delta z_{n,j}/2)$ の区間を通過する質量流量は ΔM_j であり、 ΔM_j は液滴の粒度分布 (体積分布) とインゼクタにおける液体の質量流量により決定される。

3.2 液滴の分裂モデル 図3に液滴の分裂過程概略を示す。階段状の実線は Rayleigh-Taylor の不安定振動による液滴の分裂モデル⁽³⁾を仮定したときの液滴径の時間変化である。液滴の表面における波の振幅が大きくなると液滴が分裂するため断続的に液滴径が減少し、液滴のウェーバ数が臨界ウェーバ数 $We_c = 10$ 以下になると分裂が終了する。時間ステップごとの液滴径を求めるため、破線で示される次の液滴径変化

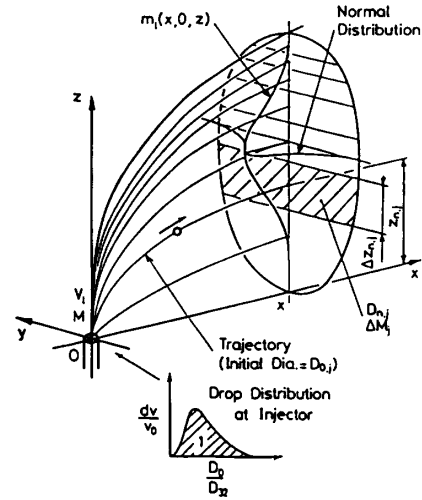


図2 噴霧モデルの概略

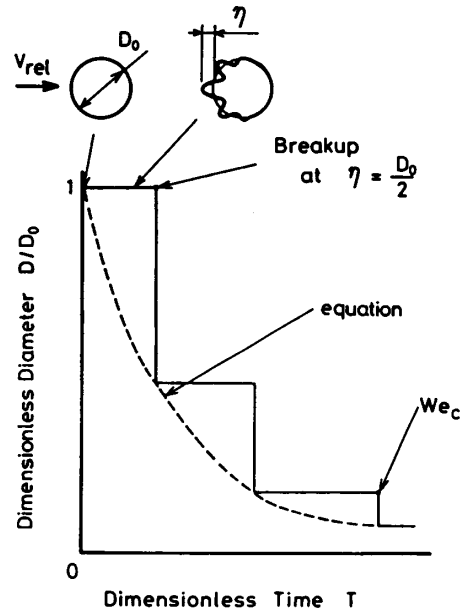


図3 液滴の分裂モデル概略

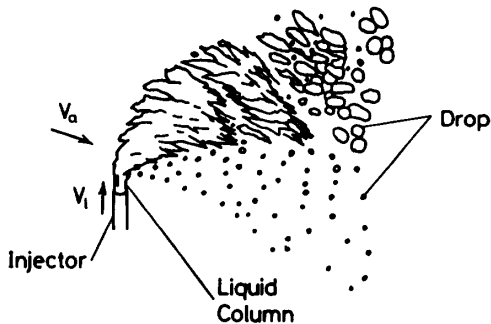


図1 噴霧形状の概略

の式⁽³⁾を用いて計算を行った。

$$D_{n+1,j} = D_{n,j} [1 + C_1 (T_{n+1,j} - T_{n,j}) We_{n,j}^{C_2}] \times F(We_{n,j}) \quad (1)$$

$T_{n,j}$, $We_{n,j}$, $F(We_{n,j})$ は次のようになる。

$$T_{n,j} = \frac{(\rho_a/\rho_l)^{0.5} |V_a - V_{n,j}| t_n}{D_{n,j}} \quad (2)$$

$$We_{n,j} = \frac{\rho_a (V_a - V_{n,j})^2 D_{n,j}}{\sigma} \quad (3)$$

$$F(We_{n,j}) = 1 - C_2 \left(\frac{We_{n,j}}{We_{n-1,j}} \right) \quad (4)$$

定数 C_1 , C_2 , C_3 は実験から求める係数であり, 本研究ではインゼクタにおいて最大直径を持つ液滴, すなわち $D_{0,j} = 900 \mu\text{m}$ の液滴の軌跡の計算結果が噴霧外形と一致するように次のものを使用した。

$$C_1 = 0.25 - 0.078 \left(\frac{\rho_a}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (5)$$

$$C_2 = 1 \quad (6)$$

$$C_3 = 0.246 \quad (7)$$

3・3 インゼクタにおける粒度分布 噴射直後における代表径 $D_{0,j}$ の液滴群がインゼクタにおいて単位時間に形成される質量 ΔM_j は次式のように示される。

$$\Delta M_j = M \left(\frac{\Delta v}{v_0} \right)_{D_0=D_{0,j}} \quad (8)$$

M はインゼクタにおける噴射液体の質量流量である。 $\Delta v/v_0$ は後述のインゼクタにおける液滴の粒度分布 (体積分布) から求められる。

一方, $D_{0,j}$ の液滴群は任意の位置 x においてすべて同じ高さ $z_{n,j}$ を通過することより,

$$\Delta M_j = \int_{-\infty}^{+\infty} m_i(x, y, z) \Delta z_{n,j} dy \quad (9)$$

$\Delta z_{n,j}$ は $\Delta z_{n,j} = (z_{n,j+1} - z_{n,j-1})/2$ である。 $m_i(x, y, z)$, y_w は第1報⁽¹⁾で示したように次式で表される。

$$\frac{m_i(x, y, z)}{m_i(x, 0, z)} = \exp \left[-2.58 \left(\frac{y}{y_w} \right)^2 \right] \quad (10)$$

$$\frac{y_w}{d_{lnj}} = 1.42 \left(\frac{\rho_l V_l^2}{\rho_a V_a^2} \right)^{0.17} \ln \left(1 + 2.8 \frac{x}{d_{lnj}} \right) \quad (11)$$

式(10)を式(9)に代入することにより ΔM_j を求め, これと式(8)からインゼクタにおける液滴の粒度分布 (体積分布) $\Delta v/v_0$ を求めると次式のようになる。

$$\left(\frac{\Delta v}{v_0} \right)_{D_0=D_{0,j}} = \frac{\sqrt{2\pi} 0.44 y_w m_i(x, 0, z) \Delta z_{n,j}}{M} \quad (12)$$

式(12)の左辺は式(13)に示すような χ^2 分布によって決定されるとした⁽⁴⁾。

$$\frac{dv}{v_0} = \frac{(\phi/2-1)^{\phi/2} \left(\frac{D_0}{D_{32}} \right)^{\phi/2-1}}{\Gamma(\phi/2)} \times \exp \left[-(\phi/2-1) \cdot \left(\frac{D_0}{D_{32}} \right) \right] d \left(\frac{D_0}{D_{32}} \right) \quad (13)$$

ϕ と D_{32} は定数である。式(12)の右辺の $\Delta z_{n,j}$ は液滴の軌跡の計算から求められる。また, $m_i(x, 0, z)$ には, $V_a = 140 \text{ m/s}$, $V_l = 20 \text{ m/s}$ の噴霧の $x = 100 \text{ mm}$ における z 方向分布の測定値を代入して, 式(12)の右辺を計算し, 最小二乗法により式(13)で示した χ^2 分布中の定数 ϕ と D_{32} を次のように決定した。

$$\phi = 4 \quad (14)$$

$$D_{32} = 99 \mu\text{m} \quad (15)$$

これらのパラメータを他の条件の場合にも使用することとした。

4. 結果および考察

4・1 液体の局所質量流量 図4に液体の局所質量流量 m_i の測定結果と計算結果を示す。図4(a)は気流速度 $V_a = 140 \text{ m/s}$, 液体の噴射速度 $V_l = 20 \text{ m/s}$ の噴霧の m_i である。前述のように $x = 100 \text{ mm}$ における $m_i(x, 0, z)$ の値から液滴の粒度分布 (体積分布) のパラメータを決定しているが, $x = 100 \text{ mm}$ 以外においても測定値と計算結果はよく一致している。 $x = 10 \text{ mm}$ では噴霧モデルに取入れていない未分裂の液柱部分の影響が現れていると思われる。図4(b)は $V_a = 140 \text{ m/s}$, $V_l = 40 \text{ m/s}$ の噴霧, 図4(c)は $V_a = 70 \text{ m/s}$, $V_l = 10 \text{ m/s}$ の噴霧, 図4(d) $V_a = 70 \text{ m/s}$, $V_l = 20 \text{ m/s}$ の噴霧の m_i の測定値と計算結果である。図4(c), (d)の条件では測定結果は $x = 100 \text{ mm}$ のものしかないが, 測定値と計算結果はよく一致していると言える。

4・2 液滴径の計算結果 図5に噴射液体と気流の運動量流束比 $(\rho_l V_l^2 / \rho_a V_a^2)$ が同一の場合の液体の局所質量流量 m_i と液滴径 D の高さ z 方向の分布を示す。運動量流束比が同一のとき, 図4(a)と図4(c)からわかるように噴霧形状が比較的良好に似ている。液滴径 D の図5中のプロットはレーザ光のフランホーファ回折を利用した装置から求めた光路平均のザウタ平均粒径 D_{32} であり⁽¹⁾, 計算から求めた局所液滴径ではないが, 測定値と計算値の傾向がよく一致している。一方, m_i の分布を見ると気流速度 $V_a = 70 \text{ m/s}$, 液体の噴射速度 $V_l = 10 \text{ m/s}$ の噴霧は, $V_a = 140 \text{ m/s}$, $V_l = 20 \text{ m/s}$ の噴霧に比べ m_i の最大となる位置が高くなっている。

図6に任意の位置 x において m_i が最大となる高さ z での液滴径 D を示す。気流速度 $V_a = 140 \text{ m/s}$, 液体の噴射速度 $V_l = 20 \text{ m/s}$ の噴霧は $x = 25 \text{ mm}$ までに, $V_a = 70 \text{ m/s}$, $V_l = 10 \text{ m/s}$ の噴霧は $x = 15 \text{ mm}$ までに液滴の分裂が終了しており, V_a と V_l の大きい噴霧ほど液滴の分裂が行われている領域が大きくなっている。

る。 $V_a=35$ m/s, $V_i=5$ m/s の噴霧では液滴径の減少する領域が見られない。

図7(a)~(c)に噴霧内部における液滴径の計算結果を示す。いずれも気流と噴射液体の運動量流束比が同一の条件であり、図7(a)は $V_a=140$ m/s, $V_i=20$ m/s の噴霧、図7(b)は $V_a=70$ m/s, $V_i=10$ m/s の噴霧、図7(c)は $V_a=35$ m/s, $V_i=5$ m/s の噴霧である。点線は各液滴の $50\ \mu\text{s}$ ごとの位置、実線と破線は液滴径の等高線である。液滴の軌跡と液滴径の等高線が交差する領域では、軌跡上を移動している液滴の直径

は減少していることを示している。特に図7(a), (b)では $x=0\sim10$ mm の高さ z が大きな領域(噴霧外縁側)において液滴径が急激に減少している。液滴の分裂が終了すると、液滴径の等高線と液滴の軌跡が交わらなくなる。つまり図7(a)では $x=25$ mm 付近で直径 $110\ \mu\text{m}$ の液滴の分裂が起こっているが、これより下流側では液滴の分裂がほぼ停止している。図7(b)では $x=12$ mm 付近で直径 $190\ \mu\text{m}$ の液滴の分裂が起こっているが、これより下流側では液滴の分裂がほぼ停止している。図7(c)ではほぼ全域において液滴は分裂していない。したがって気流速度と液体の噴射速度が小さくなると、液滴の分裂が停止するまでのインゼクタからの距離 x は小さくなるといえる。噴霧中の液滴径が $100\ \mu\text{m}$ 以下の領域の広さは図7(b)と

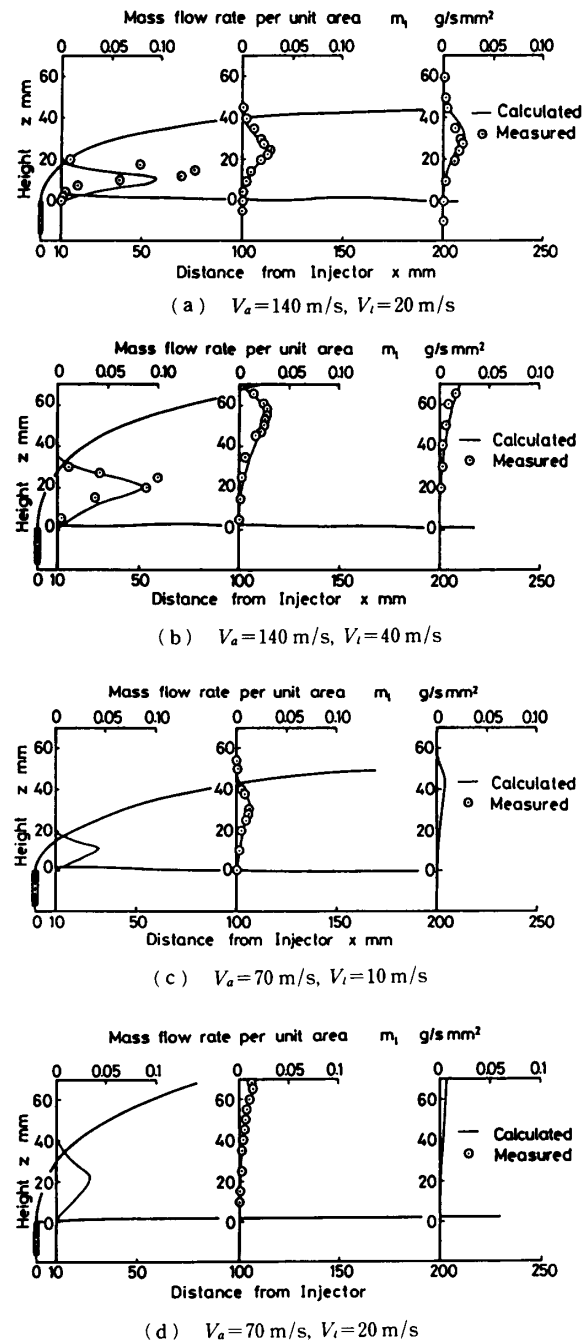


図4 液体の局所質量流量

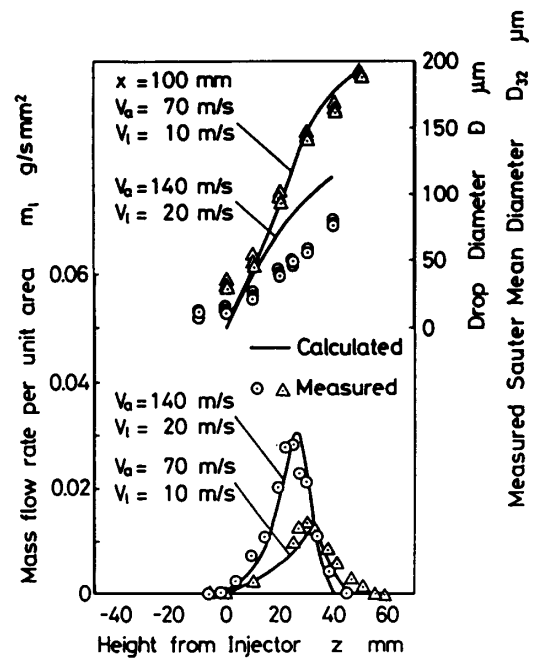


図5 液体の局所質量流量と液滴径

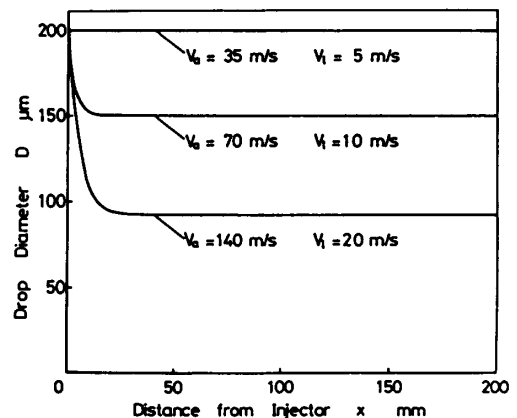


図6 液滴径の減少過程

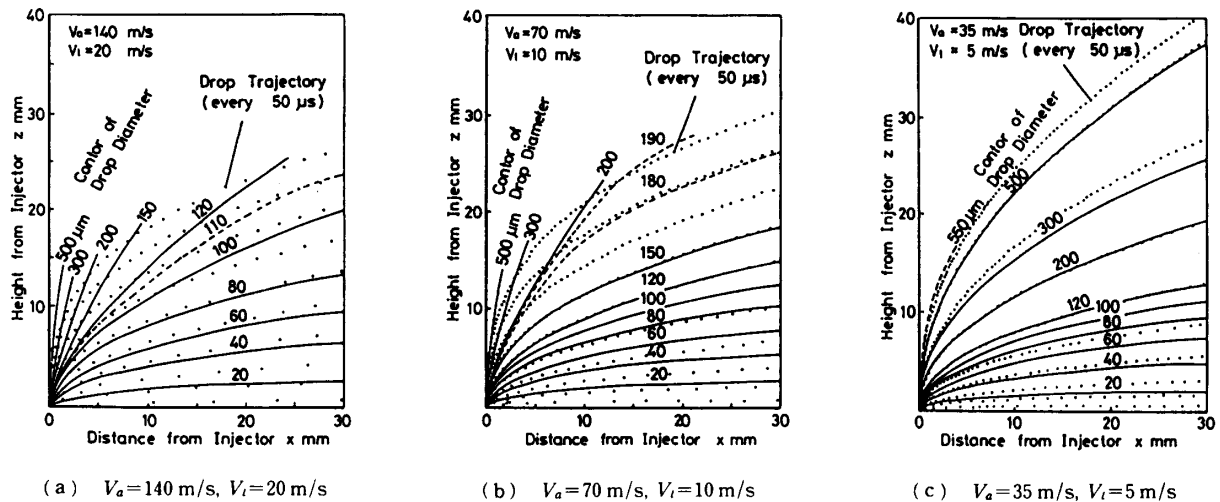


図 7 噴霧内部における液滴径

図 7 (c) とには大きな差が見られない。図 7 (b) と図 7 (c) に比べると図 7 (a) では液滴径が $100 \mu\text{m}$ 以下となる領域が広がっている。さらに液滴径が $200 \mu\text{m}$ 以上の領域は、気流速度と液体の噴射速度が大きいほど狭くなっている。特に図 7 (c) では、大部分の液滴が一度形成されると再分裂をしないと考えられ、 $200 \sim 500 \mu\text{m}$ の大きな液滴でさえ分裂することなく残存しており、これが気流によって下流に流されていることがわかる。

5. 結 言

インゼクタ噴孔において液滴の粒度分布 (体積分布) を与え、液滴の軌跡、分裂による液滴径の変化と液体の局所質量流量を計算により求めた。その結果、次のことがわかった。

(1) インゼクタにおける粒径分布に χ^2 分布を使用し分布式中の自由度とザウタ平均粒径に適切な値を

使うと、広範囲な気流速度や液体の噴射速度の条件下で液体の局所質量流量の計算値が実験値とよく一致した。

(2) 気流速度と液体の噴射速度が大きい場合、一部の微小な液滴以外は噴射後、気流に流されながら分裂する。特にインゼクタ近傍の噴霧の外縁付近において液滴径が急激に減少する。気流速度が小さくなると、比較的大きな液滴がインゼクタ近傍においてのみ分裂するが、大部分の液滴は分裂しなくなる。

文 献

- (1) 小田・ほか 3 名, 機論, 58-552, B (1992), 2595.
- (2) Lappel, C. E. and Shepherd, C. S., *Ind. Eng. Chem., Fundam.*, 32-5 (1940), 605.
- (3) Bower, G., ほか 5 名, *SAE Paper*, No. 881318 (1988).
- (4) Tanasawa, Y. and Hiroyasu, H., *Technol. Rep.*, Tohoku Univ., 27-1 (1962), 67.