



直噴ガソリン機関用マルチホールノズルにおける 液膜分裂を考慮した噴霧分裂モデル

Spray Breakup Model with Sheet Breakup Process for Multi-Hole Nozzles in Direct Injection Gasoline Engine

藤嶋 玄
(Gen FUJISHIMA)
同志社大学大学院
(Doshishia Univ.)

松田 大
(Dai MATSUDA)
同志社大学大学院
(Doshishia Univ.)

松村 恵理子
(Eriko MATSUMURA)
同志社大学
(Doshishia Univ.)

千田 二郎*
(Jiro SENDA)
同志社大学
(Doshishia Univ.)

In this paper, the applicability of the WAVE-MTAB model to direct injection gasoline spray is investigated. Furthermore, the applicability of a new breakup model that takes into account the sheet breakup is also investigated, since the occurrence of sheet breakup just below the injector nozzle outlet is suggested in direct injection gasoline spray. As a result, the direct injection gasoline spray can be well reproduced by using the sheet breakup model for $\Delta P_{inj}=4$ MPa, and by using the WAVE-MTAB model that simulates liquid column breakup for $\Delta P_{inj}=7, 10$ and 20 MPa. The applicable range of using breakup model suggests that the spray breakup form may change with the change of ΔP_{inj} .

Keywords: CFD, Breakup Model, Sheet Breakup, Direct Injection, Gasoline Spray, Atomization

1. 緒言

近年、内燃機関の排出ガス規制の強化により、排出ガス中に含まれるPM (Particulate Matter) 粒子数の低減が求められている。冷機状態におけるPM 発生の主な原因は、高濃度な混合気での不完全燃焼である。筒内直噴ガソリン機関では燃料を燃焼室内に直接噴射し、気化できなかった燃料は吸気バルブや点火プラグ、筒内壁面等に燃料が付着する。壁面に付着した燃料が気化すると高濃度な混合気が発生し、不完全燃焼が生じる⁽¹⁾。また燃料の付着以外にも、直接噴射によって高濃度な混合気が局所的に発生し、不完全燃焼が生じる⁽²⁾⁽³⁾。その為PM 粒子数低減には、燃料噴霧形状や混合気分布を適切に制御することが必要であり、CFD (Computational Fluid Dynamics) 解析の活用が有効である。そこで本報では、直噴ガソリン噴霧の分裂過程を高精度に予測可能な噴霧分裂モデルの検討および構築を目的としている。

直噴ガソリン噴霧と比較してディーゼル噴霧における分裂モデルの研究例は多い。本研究室では、Kelvin-Helmholtz の不安定性をモデル化した WAVE モデルおよび液滴の変形による分裂をモデル化した MTAB (Modified Taylor Analogy Breakup) モデルをハイブリッドした WAVE-MTAB モデルを開発し、KH-RT モデルと比較してディーゼル噴霧の微視的および巨視的特性を精度よく予測可能であると報告されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。また、ディーゼル噴霧と類似した枝状構造や大規模な渦形成が直噴ガソリン噴霧でも確認できるため、直噴ガソリン噴霧はディーゼル噴霧の液滴の微粒化機構と類似していると考えられる。そこで本報は、WAVE-MTAB モデルの直噴ガソリン噴霧への適用範囲の把握を行なった。また、文献および実験における知見を基に、液

膜分裂の発生を仮定した新たな一次分裂モデル (新規液膜分裂モデル) を構築し、直噴ガソリン噴霧への適用範囲の把握を行なった。

2. 実験装置、実験条件および計算条件

2.1 実験装置

2.1.1 拡大シャドウグラフ撮影法

噴孔出口近傍における噴霧の噴霧挙動を可視化するため、撮影手法として拡大シャドウグラフ撮影法を用いた。図1に光学系の概略図を示す。本実験における実験装置は定容容器、燃料噴射装置および制御装置、可視化用レーザ照明、モノクロハイスピードビデオカメラ、拡大顕微鏡レンズにより構成される。光源に可視化用レーザ照明 (CAVILUX Smart) を使い、先端に専用アダプタを装着し平行光を作成した。また被写体を 0.6 倍-13.2 倍の任意の倍率に拡大可能な拡大顕微鏡レンズ (ライカ Z16APO) をモノクロハイスピードビデオカメラ (FASTCAM SA-Z, Photron 製) に装着し、撮影した。撮影速度は噴孔先端

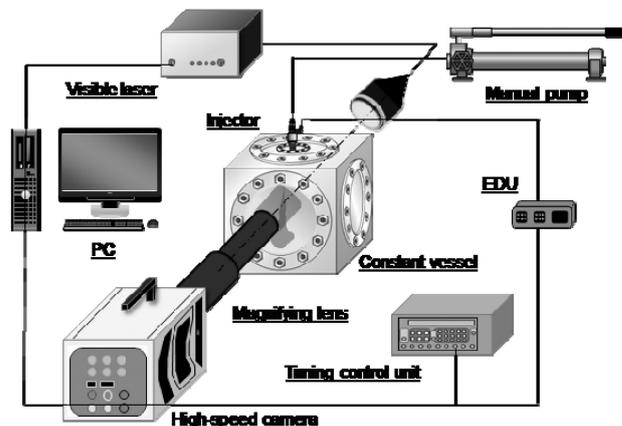


Fig.1 Schematic diagram of magnified shadowgraph photography

原稿受付：2021年3月22日

* 責任著者：正会員，同志社大学

(〒610-0321 京田辺市多々羅都谷 1-3)

E-mail : jsenda@mail.doshisha.ac.jp

から 2 mm 地点における撮影では 500,000 fps, 噴孔直下 3 mm 地点における撮影では 20,000 fps とした。

2.1.2 超高解像度撮影法

噴霧の微視的な特性を評価するため、撮影手法として超高解像度撮影法⁽⁶⁾を用いた。図 2 に本実験で用いたレンズ系の概略図および光路図を示す。超高解像度レンズ系は形状の異なる複数のレンズにより構成されており、被写体を透過したレーザ光を 8×10 inch の大判フィルム上に拡大結像させる。レンズ系の筒内にはレンズ外縁部を通過する収差の影響が大きい光を除去するために、虹彩絞りが設置されている。本レンズ系は光学設計によって収差の影響を最小限に抑えた上、各レンズに全波長対応のレンズコーティングが施されている。また、アクロマートレンズを内蔵しており、波長の違いに起因する色収差を低減することが可能である。図 3 に本撮影法で用いた超高解像度撮影法の撮影光学系の概略図を示す。本手法は特殊レンズ系および大判フィルムを用いることで広視野かつ高解像度を有しており、直径 9.8 μm までの微小液滴を噴霧全域において計測可能である。超高解像度撮影における撮影時期は、燃料噴射開始からの時間 t を実噴射期間 t_{inj} で正規化した $t/t_{inj}=0.7$ とした。

2.2 実験条件

表 1 に本実験の実験条件を示す。供試燃料にはイソオクタン (2.2.4-トリメチルペンタン) を用い、供試ノズルには 6 噴孔のマルチホールノズル ($d_o=0.131$ mm) を用いた。雰囲気は窒素で、雰囲気温度 T_a は 298 K, 雰囲気圧力 P_a は 0.1 MPa, 雰囲気気密度 ρ_a は 1.13 kg/m³ とした。燃料噴射圧力から雰囲気圧力を引いた燃料噴射差圧 ΔP_{inj} は 4, 7, 10 および 20 MPa とし、燃料噴射量 m_f は 8 mg となるよう噴射期間を設定した。

Table 1 Experimental conditions

		Base conditions
Test fuel		iso-octane
Ambient gas		N ₂
Ambient temperature	T_a [K]	298
Ambient pressure	P_a [MPa]	0.1
Ambient density	ρ_a [kg/m ³]	1.13
Injection pressure drop	ΔP_{inj} [MPa]	4, 7, 10, 20
Injection fuel amount	m_f [mg]	8 (11.6 mm ³)
Injection duration	t_{inj} [ms]	2.49, 1.96, 1.67, 1.27
Nozzle type		6-hole nozzle for DISI
Nozzle diameter	d_o [mm]	0.131

2.3 計算条件

本報における計算条件および計算で用いた物理モデルを表 2 に示す。燃料噴射は Blobs モデル⁽⁷⁾を適用し、液滴の衝突・合体は考慮していない。また計算の簡略化のため、分裂によるパーセル生成はしていない。噴射率波形は噴射期間において一定の噴射量となる矩形とした。噴射速度は、高速度ビデオカメラ (島津製作所製、撮影速度: 5,000,000 fps) を用いた噴射率定常時の噴孔直下 0.3 mm における噴流側面の画像相関法により測定した値を実験値として、計算においても噴射速度が概ね一致するよう縮流係数 $C_c=0.7$ (速度係数 $C_v=1$ として、流量係数 $C_d=C_c*C_v=0.7$) と与え、計算における噴孔径は $(C_c^{0.5}) * d_o$ とした。計算領域を図 4 に示す。計算領域は横方向 60 mm, 奥行き方向 60 mm, 高さ方向 100 mm の直方体とし、計算格子は横方向, 奥行き方向, 高さ方向に 60×60×100 の計 36 万メッシュとした。噴孔は計算領域上面の中央に設け、計算初期の領域内の気体流動は静止状態とした。

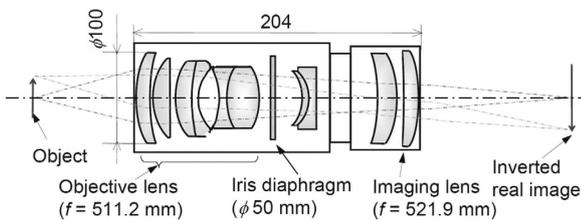


Fig.2 Schematic diagram of specialized lens system [Reproduced from Ref. (6)]

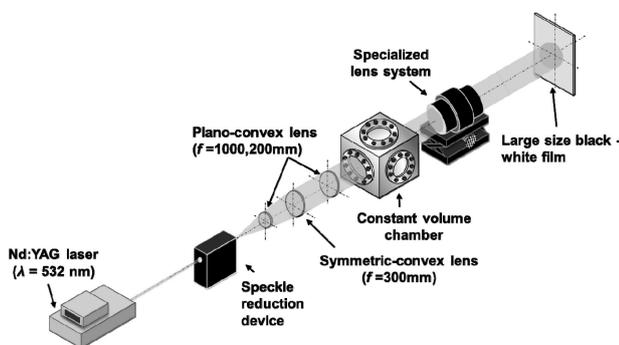


Fig.3 Schematic diagram of transmitted light photography

Table 2 Configuration of simulation

CFD code	STAR-CD ver.4.24
Turbulent Model	RNG k-ε
Solution Algorithm	PISO
Breakup Model	WAVE-MTAB, Film Breakup
Collision Model	W/O

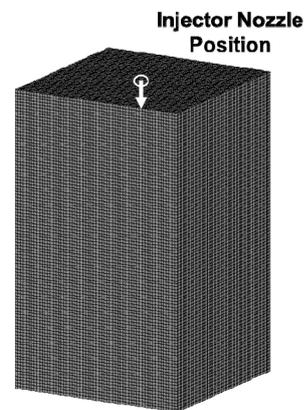


Fig.4 Computational domain

3. 分裂モデル

3.1 WAVE-MTAB モデル

分裂モデルとして用いた WAVE-MTAB モデルは WAVE モデルと MTAB モデルのハイブリッドモデルであり、雰囲気密度を用いた Weber 数 We_g を用いて各分裂モデルを使い分ける。

3.1.1 WAVE モデル

WAVE モデル⁽⁸⁾は液滴表面に生じる周囲気体との速度差に起因した KH (Kelvin-Helmholtz) の不安定性による分裂をモデル化している。液柱または液滴表面で最速で成長する KH 波の波長 λ_{KH} と A_{KH} に対応する周波数 Ω_{KH} は以下の式で表される。

$$A_{KH} = 9.02r_p \frac{(1 + 0.45Z^{0.5})(1 + 0.4T^{0.7})}{(1 + 0.87We_g^{1.67})^{0.6}} \quad (1)$$

$$\Omega_{KH} = \left(\frac{\sigma}{\rho_l r_p^3} \right)^{0.5} \frac{0.34 + 0.38We_g^{1.5}}{(1 + Z)(1 + 1.4T^{0.6})} \quad (2)$$

ここで r_p : 分裂前の液滴半径, σ : 気液界面の表面張力, ρ_l : 燃料の密度, Z : Ohnesorge 数, T : Taylor 数, We_g : 気相の Weber 数である。

KH の不安定性による分裂後の液滴半径 r_c は計算定数 B_0 および A_{KH} を用いて,

$$r_c = B_0 A_{KH} \quad (3)$$

と与えられる。

WAVE モデルでは、分裂時間 τ_{KH} を用いて式(4)のように液滴半径の変化速度が定義され、液滴径が連続的に変化する。

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r_p - r_c}{\tau_{KH}} \quad (4)$$

と与えられる。また、分裂時間 τ_{KH} は以下の式で与えられる。

$$\tau_{KH} = \frac{3.726B_l r_p}{\Omega_{KH} A_{KH}} \quad (5)$$

ここで、 B_l は計算定数である。 B_l が小さいほど分裂に要する時間が短くなり、分裂が早期に完了する。

3.1.2 MTAB モデル

MTAB モデル⁽⁹⁾は TAB モデル⁽¹⁰⁾に修正を加えたモデルであり、液滴の振動による分裂をばね振動系に置き換えて誘導した相似則に基づく分裂モデルである。液滴に働く外力をばねに働く外力、液滴の表面張力をバネの復元力、液滴の粘性力をダンパーの減衰力に置き換えて分裂現象をモデル化している。MTAB モデル使用時は液滴の変形量を計算し、液滴の変形量が液滴半径に達すると液滴が分裂する。分裂後の液滴径を算出する際、分裂前と分裂後の液滴のもつエネルギーが等しいとし分裂後の液滴

のザウタ平均半径 r_{32} を算出する。MTAB モデルの支配方程式を式 (6) にザウタ平均粒径の算出式を式 (7) に示す。

$$\ddot{y} = \frac{2\rho_g u_p}{3\rho_l r_p^2} - \frac{8\sigma}{\rho_l r_p^3} y - \frac{5\mu_l}{\rho_l r_p^2} \dot{y} \quad (6)$$

$$r_{32} = \frac{r_p}{1 + \frac{8K}{20} y^2 + \frac{6K-5}{120} \frac{\rho_l r_p^3}{\sigma} \left(\frac{dy}{dt} \right)^2} \quad (7)$$

ここで、 u_p : 液滴速度, r_p : 分裂前の液滴径, μ_l : 液滴の粘性係数, $y(=z/2r)$: 液滴変形率, z : 液滴の平衡状態からの変形量, ρ_g : 周囲気体, 液滴の密度, K : 液滴の全エネルギーに対する基本振動モード時の振動・歪みエネルギーの大きさを表す計算定数である。分裂後の液滴径は式 (7) で計算されたザウタ平均半径を基準にカイ二乗分布を用いてランダムに与えられる。TAB モデルでは計算定数 K とカイ二乗分布の自由度 $\phi_{\text{粒数}}$ は $K=10/3$, $\phi_{\text{粒数}}=2$ として与えられている。

液滴径の決定には、粒数分布関数 $f(r)$ を積分した累積粒数分布関数 $F(r)$ を用いた。ここで、 $f(r)$ はカイ二乗分布と関係性のある抜山・棚沢分布の粒数分布関数⁽¹¹⁾より導出している。 $f(r)$ および $F(r)$ は以下の式で表される。

$$f(r) = a \left(\frac{x}{x_{10}} \right)^\alpha \cdot \exp \left\{ -b \left(\frac{x}{x_{10}} \right)^\beta \right\} \quad (8)$$

$$F(r) = \int_0^{\frac{x}{x_{10}}} a \left(\frac{x}{x_{10}} \right)^\alpha \cdot \exp \left\{ -b \left(\frac{x}{x_{10}} \right)^\beta \right\} d \left(\frac{x}{x_{10}} \right) \\ = 1 - \left[\sum_{i=0}^{\alpha} \frac{1}{i!} \left(b \frac{x}{x_{10}} \right)^i \right] \cdot \exp \left(-b \frac{x}{x_{10}} \right) \quad (9)$$

ここで、 a , b は抜山・棚沢分布の定数 α , β を用いて、

$$a = \beta \frac{\left[\Gamma \left\{ (\alpha + 2) / \beta \right\} \right]^{\alpha + 1}}{\left[\Gamma \left\{ (\alpha + 1) / \beta \right\} \right]^{\alpha + 2}} \quad (10)$$

$$b = \frac{\left[\Gamma \left\{ (\alpha + 2) / \beta \right\} \right]^\beta}{\left[\Gamma \left\{ (\alpha + 1) / \beta \right\} \right]^\beta} \quad (11)$$

と表される。

3.1.3 WAVE モデルと MTAB モデルの切り替え

WAVE-MTAB モデルの各分裂モデルの切り替えは、 We_g によって整理された液滴の分裂形態の区分に基づいて行なった。ここで、 $We_g = \rho_g U^2 d / \sigma$ である。

これまで、Krzeczkowski⁽¹²⁾や Pilch and Erdman⁽¹³⁾, Hsiang and Faeth⁽¹⁴⁾は本報の実験条件の範囲である $Oh (= \mu_l / (\rho_l d \sigma)^{0.5}) < 0.1$ において液滴の分裂形態を We_g で分類している。表 3 に各研究で

報告されている臨界 We_g を示す. この表に基づき本報では, Bag 分裂の臨界 We_g を 12, Multi-mode 分裂の臨界 We_g を 35, Sheet-thinning 分裂の臨界 We_g を 80 とした.

図 5 に WAVE-MTAB モデルの切り替え手法の概要図を示す. Bag 分裂の臨界 We_g 以下では分裂モデルを使用せず, 変形による分裂が支配的である Bag 分裂領域においては MTAB モデル, せん断力による分裂が支配的である Sheet-thinning 分裂領域およびそれ以上の We_g においては WAVE モデル, その間の Multi-mode 分裂領域においては図 5 に示すように MTAB モデル使用確率を We_g の値に応じて線形的に変化させ, 分裂モデルの切り替えを確率的に行なった⁽¹⁵⁾.

Table 3 Summary of critical We_g for the transition to breakup regime at $Oh < 0.1$

Breakup Regime :	Hsiang and Faeth (1992)	Pilch and Erdman (1987)	Krzczkowski (1980)
Bag	13	12	10
Multi-mode	35	50	30
Sheet-thinning	80	100	63

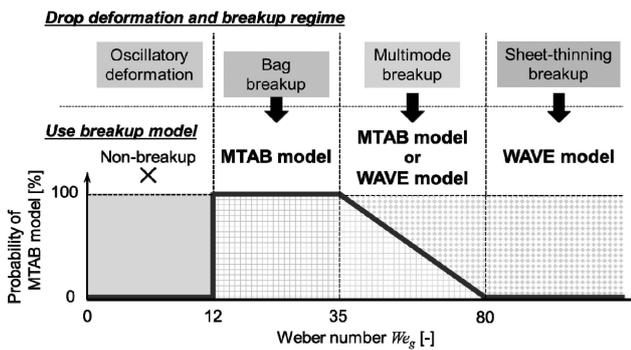


Fig.5 Switching method in WAVE-MTAB model

3.2 WAVE-MTAB モデルにおける計算定数の設定

WAVE-MTAB モデルの計算定数は, 基準条件である $\Delta P_{inj}=10$ MPa の噴霧特性を再現できるように設定した. 計算定数 B_0 および K はデフォルト値である $B_0=0.61$, $K=10/3$ とし, それ以外の計算定数は以下に示すように設定した.

3.2.1 WAVE モデル計算定数 B_1

本報では, WAVE-MTAB モデルのうちの WAVE モデルが噴霧内部の液柱領域での分裂を再現するモデルとして捉え, 実験における液柱長さを WAVE モデルにより算出される分裂長さで再現できるように計算定数 B_1 を設定する.

図 6 に基準条件である $\Delta P_{inj}=10$ MPa における噴霧上流部の拡大シャドウグラフ撮影結果および WAVE モデルの B_1 変化時における分裂長さ (=噴射速度 U_{inj} * 分裂時間 τ_{KH}) を示す. ここで, 白色の一点鎖線は噴孔軸である. 拡大シャドウグラフ撮影は噴射率が定常区間における連続撮影 (200,000fps) で図 6 には噴霧の破断が確認できた画像の一部を示しており, 2~2.5mm 地点において噴霧の破断が確認できる. そこで本報では, 実験で観察できた噴霧の破断長さ 2~2.5mm を液柱長さとして捉え, 計算でも同様の分裂長さを再現できるように $B_1=1.5$ とした.

3.2.2 MTAB モデル計算定数 $\phi_{粒数}$

カイ二乗分布の自由度 $\phi_{粒数}$ と拔山・棚沢分布の定数 α , β の間には, 粒数分布関数において以下の関係式が成り立つ.

$$\phi_{粒数} = \frac{2(\alpha+1)}{\beta} \quad (12)$$

そのため, 本報は実験により得られた粒数分布を最も表現できる拔山・棚沢分布の定数 α , β を決定することで, カイ二乗分布の自由度 $\phi_{粒数}$ を決定した.

図 7 に本報における $\phi_{粒数}$ の決定方法の概要を示す. $\phi_{粒数}$ の決定に用いた液滴径データは, 基準条件である $\Delta P_{inj}=10$ MPa での $t/t_{inj}=0.7$ における超高解像度撮影結果を用いた. 液滴径データの対象となった代表領域は, 噴孔から噴霧先端までの距離 X としたときの噴孔から $0.7X$ の位置を中心とした縦幅 20 mm とした. その領域で得られた液滴径データを縦軸に $\log_{10}(dN/d^3dd)$, 横軸に d^3 をとった片対数グラフにプロットし, 概ね一つの直線に乗るように α に決定した. ここで, N : 液滴数, d : 液滴径である. β は, 数学的な取り扱いが簡易であること, 噴霧粒群に対して適用可能であることから $\beta=1$ に固定した. その結果,

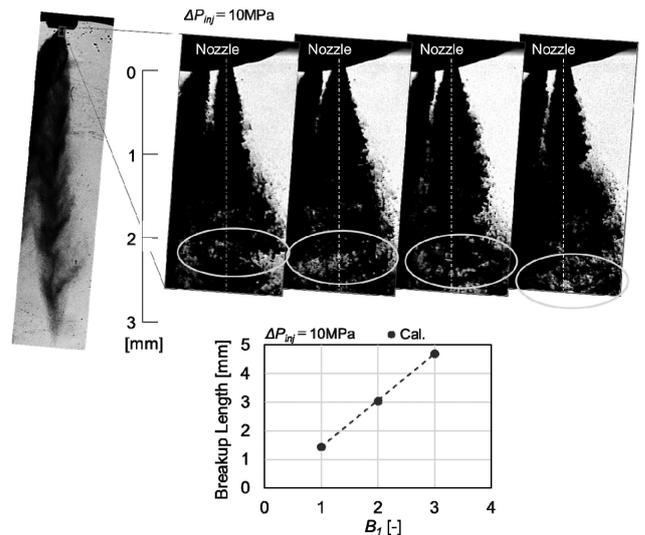


Fig.6 Determination of B_1 by comparison of breakup length in experiment

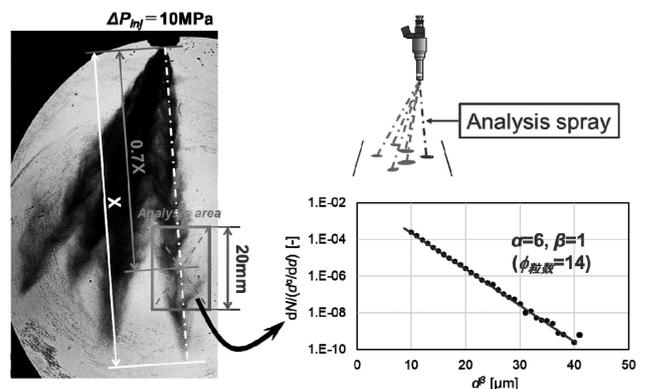


Fig.7 Setting the degree of freedom $\phi_{粒数}$ in WAVE-MTAB model and calculation results

抜山・棚沢分布の定数は $\alpha=6$, $\beta=1$ と決定され、式(9)よりカイ二乗分布の自由度 $\phi_{\text{粒数}}$ は 14 であることが分かった。よって本報では $\phi_{\text{粒数}}=14$ に設定して計算を行なった。

3.3 液膜分裂を考慮した新規分裂モデル(新規液膜分裂モデル)

スワール噴霧を対象に開発された液膜分裂モデルである LISA モデル⁽¹⁶⁾を応用し、直噴ガソリン噴霧を対象にした新たな液膜分裂モデルを構築した。

本モデルの概要を図 8 に示す。本モデルは液膜分裂過程を定式化したものであり、下記の三つの過程に分けて説明する。

- (I) 液膜の形成過程
- (II) 液膜に発生する不安定波の成長過程
- (III) リガメントおよび液滴への分裂過程

本モデルでは LISA モデル⁽¹⁶⁾に対して液膜の形成過程を円環状から噴孔内の流れの剥離を考慮したものに変更し、粒径分布の与え方と噴射するパーセルの分散性の与え方を新規に提案した。

3.3.1 液膜の形成過程

図 9 に噴孔出口における液相の断面形状を示す。筒内直噴ガソリン機関に用いられるインジェクタの噴孔管長比 l/d_0 は、ディーゼル機関と比較して小さく設計されている。そのため、Moon らは X 線撮影によって噴孔出口における噴孔内の流れの

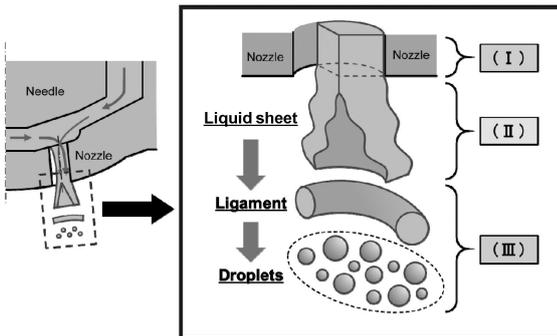


Fig.8 Sheet breakup model for Direct Injection Gasoline Spray

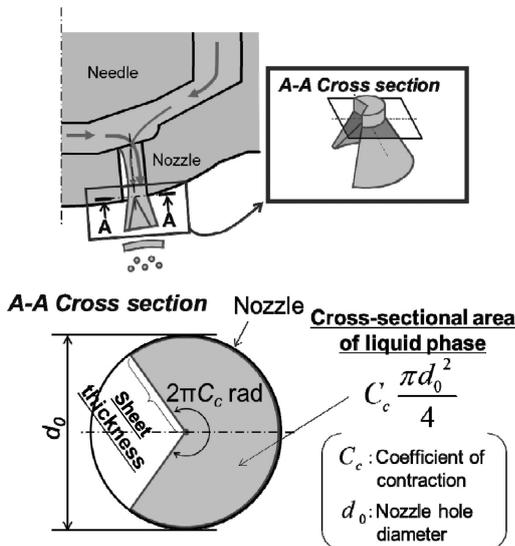


Fig.9 Cross sectional shape of the liquid phase at the nozzle outlet

剥離(液相の偏り)があることを示唆している⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。また噴孔内で流れが剥離している方では、噴孔出口における噴流速度が遅い傾向があった⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。そこで、噴孔直下における噴霧外縁部における噴流速度を画像相関法により計測した。図 10 に高速度ビデオカメラ(島津製作所製、撮影速度:5,000,000fps)を用いた噴射率準定常時の噴孔直下 0.3mm における画像相関法により測定した噴流速度を示す。この撮影により、インジェクタの中心軸側(サック側)において速度が遅いことが分かった。そのため、インジェクタの中心軸側において剥離が発生していると仮定し、図 9 に示す断面 A のように剥離に伴う縮流を模擬し、液膜厚さ $d_0/2$ の液膜が発生すると仮定した。

3.3.2 液膜に発生する不安定波の成長過程

図 11 に液膜に発生する波の成長過程を示す。液膜に発生する波は LISA モデルと同様の線形安定性理論を用いて計算した。これは、噴孔内部の乱流や穿孔の発生を無視し、空気力学的不安定性のみを考慮した理論であり、Fraser ら⁽¹⁹⁾、Dombrowski and Johns⁽²⁰⁾、Senecal ら⁽²¹⁾により展開された。この理論は二次元液膜における理論であるため、液膜端面は無いものとして取り扱う。液膜は噴孔軸対称に広がり、噴孔断面において液相の無い領域の真下では液膜は形成されないと仮定した。

非圧縮条件下において粘性を考慮した二次元液膜に生じる波の分散関係より波の複素成長率が、以下の式で表される⁽¹⁶⁾⁽²¹⁾。

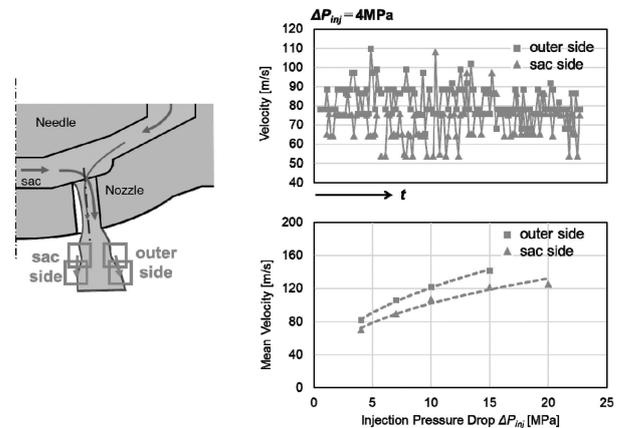


Fig.10 Jet velocity measurement at 0.3 mm below the nozzle hole using a high-speed video camera

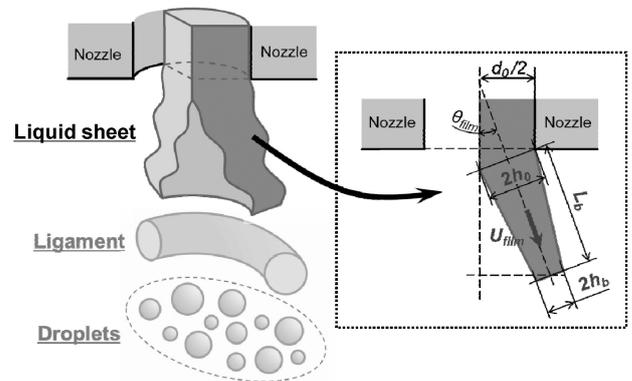


Fig.11 Process of growth of aerodynamic instability

$$\omega_{sheet}^2 [\tanh(kh) + Q] + \omega_{sheet} [4\nu_l k^2 \tanh(kh) + 2iQkU_{sheet}] + 4\nu_l^2 k^4 \tanh(kh) - 4\nu_l^2 k^3 l \tanh(lh) - QU_{sheet}^2 k^2 + \frac{\sigma k^3}{\rho_l} = 0 \quad (13)$$

ここで、 ω_{sheet} ：波の複素成長率、 ν_l ：液相の動粘性係数、 k ：波数、 h ：液膜厚さ、 Q ：液相と気相の密度比、 U_{sheet} ：液膜進行速度である。 Q 、 U_{sheet} および l^2 は以下の式で表される。

$$Q = \frac{\rho_g}{\rho_l} \quad (14)$$

$$U_{sheet} = U_{inj} \cos \theta_{sheet} \quad (15)$$

$$l^2 = k^2 + \frac{\omega_{sheet}}{\nu_l} \quad (16)$$

ここで U_{inj} ：噴射速度、 θ_{sheet} ：液膜の広がり角である。本報では6噴孔マルチホールノズルを用いており、噴射速度 U_{inj} は以下の式で与えた。縮流係数 C_c は実験と計算の噴射速度が概ね一致するように0.7として与えている。

$$U_{inj} = \frac{2m_f}{3\pi C_c \rho_l d_0^2 t_{inj}} \quad (17)$$

また、液膜の広がり角 θ_{sheet} は噴霧円錐角 θ の半値の平均値とした。図12に噴霧円錐角 θ の測定結果を示す。噴霧円錐角 θ は拡大シャドウグラフ撮影 (200,000 fps, 撮影回数:5回) によって、噴射率準定常時における噴孔より0.2~0.5mm地点において測定したものである。

ω_{sheet} は式(13)の波の分散関係より導出されるが、本報の条件では $Q \ll 1$, $We = \rho_l U^2 h_b / \sigma \geq 27/16$ であり、以下の式のように ω_{sheet} は簡易的に表せられる⁽²¹⁾。

$$\omega_{sheet} = -2\nu_l k^2 + \sqrt{4\nu_l^2 k^4 + QU_{sheet}^2 k^2 - \frac{\sigma k^3}{\rho_l}} \quad (18)$$

式(18)より ω_{sheet} は h に依存しないことが分かる。そのため Ω_{sheet} (ω_{sheet} の最大値) および K (Ω_{sheet} に対応する波数) は、 U_{sheet} が決定されれば一意的な解を得る。

上記により求められた Ω_{sheet} によって液膜分裂長さ L_b が決定され、以下の式で表される。

$$L_b = \frac{U_{sheet}}{\Omega_{sheet}} \ln \left(\frac{\eta_b}{\eta_0} \right) \quad (19)$$

ここで η_0 ：振動発生時の振幅、 η_b ：分裂時の振幅である。 $\ln(\eta_b/\eta_0)$ は計算定数であり、本報では Dombrowski and Hooper による平

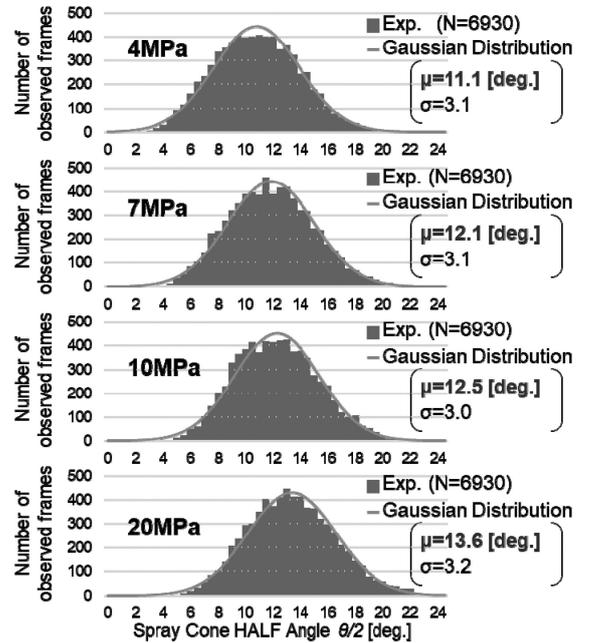
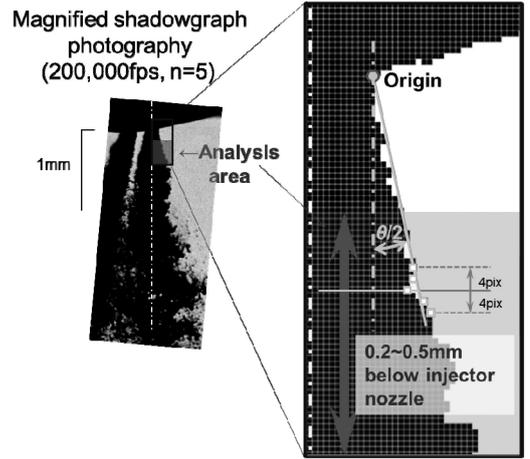


Fig.12 Measurement of spray cone angle θ by magnified shadowgraph

面液膜における実験⁽²²⁾から得られた $\ln(\eta_b/\eta_0)=12$ を用いて L_b を算出した。

初期液膜厚さ h_0 および分裂時液膜厚さ h_b は質量保存より以下の式で表される。

$$h_0 = \frac{d_0}{4 \cos \theta_{sheet}} \quad (20)$$

$$h_b = \frac{d_0 h_0}{4L_b \sin \theta_{sheet} + d_0} \quad (21)$$

3.3.3 リガメントおよび液滴への分裂過程

図13にリガメントおよび液滴への分裂過程の図を示す。液膜に発生する波が発達すると、リガメントへと分裂し、そこから更に液滴へと分裂すると仮定する。ここで、液膜より発生するリガメント径 $d_L^{(16)(21)}$ およびリガメントから発生する代表液滴

径 $d_b^{(23)}$ は以下の式で与えた.

$$d_L = \sqrt{\frac{16h_b}{K}} \quad (22)$$

$$d_D = 1.88d_L \left(1 + 3Oh_{sheet}\right)^{\frac{1}{6}} \quad (23)$$

ここで、式(23)の本モデルにおける Ohnesorge 数 Oh_{sheet} の代表長さは d_L である ($Oh_{sheet} = \mu / (\rho d_L \sigma)^{0.5}$).

噴射される液滴径はカイ二乗分布 (抜山・棚沢分布) に従うように、ばらつきを持たせて与えた. 噴霧上部の粒数分布は、超高解像度撮影により全ての噴射差圧において $\phi_{粒数}=8$ のカイ二乗分布 ($\alpha=3, \beta=1$ の抜山・棚沢分布) と一致した (参照: 図 18). そこで新規液膜分裂モデルにおいては、式(23)で算出される代表液滴径 d_D を算術平均粒径 d_{10} とした $\phi_{粒数}=8$ のカイ二乗分布に従う液滴径として噴射させた. 液滴径の決定は MTAB モデルと同じ手法であり、式(8)-(11)に $\alpha=3, \beta=1$ を代入した式を用いた. 本報ではサブルーチンの構成上、同タイムステップで噴射される液滴径は全て同一であり、各タイムステップごとに液滴径を変化させた.

図 14 にパーセルの噴射初期位置および初期速度に関する図を示す. 液滴は噴孔より L_b の位置から U_{sheet} の速度をもって発射させた. また、液滴の位置は WAVE-MTAB モデルと同様の手

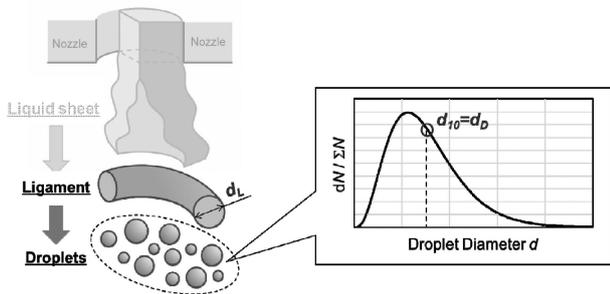


Fig. 13 Process of atomization

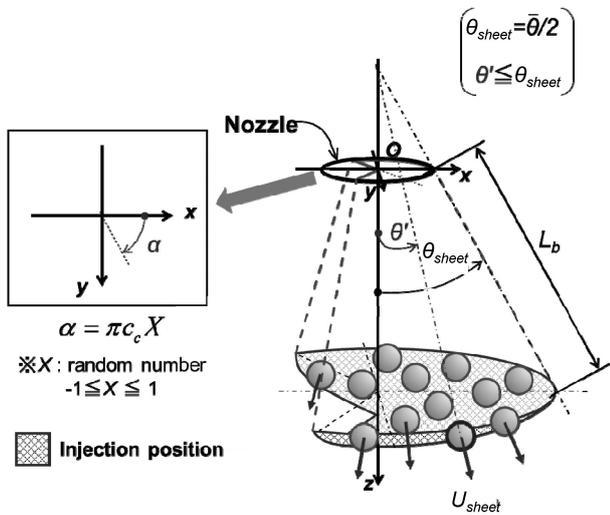


Fig. 14 Parcel injection position

法を用い、液膜広がり角 θ_{sheet} より噴霧軸側に均等に分散させて発射させた. 噴孔断面において液相の無い領域の真下には液滴を配置しないようにした. また、新規液膜分裂モデルによりパーセルが噴射された後 (二次分裂) の分裂モデルは MTAB モデルとした.

4. 結果および考察

4.1 WAVE-MTAB モデルの直噴ガソリン噴霧への適用

WAVE-MTAB モデルを用いて直噴ガソリン噴霧の数値計算を行なった. 計算定数は、 $B_0=0.61, B_f=1.5, \phi_{粒数}=14, K=10/3$ である. 図 15 に基準条件である $\Delta P_{inj}=10 \text{ MPa}$ の $t/t_{inj}=0.7$ における噴霧外形および噴霧先端到達距離を示す. WAVE-MTAB モデルは、直噴ガソリン噴霧の外形および噴霧先端到達距離を概ね精度よく再現した.

図 16 に WAVE-MTAB モデルでの各噴射差圧 ΔP_{inj} における粒数分布、図 17 に WAVE-MTAB モデルの $t/t_{inj}=0.7$ における噴霧全体のパーセルの We_g 分布を示す. ここで $We_g = \rho_g U_{parcel}^2 d / \sigma$ であり、代入する速度は U_r (パーセルと周囲気体との相対速度) ではなく U_{parcel} (パーセルの移動速度) としている. We_g が 80 よりも大きい場合には液柱の表面が引きちぎられる分裂を模擬した WAVE モデルによる分裂により、連続的に液滴径が変化する. 一方で、 We_g が 80 よりも小さい場合には液滴の分裂を模擬

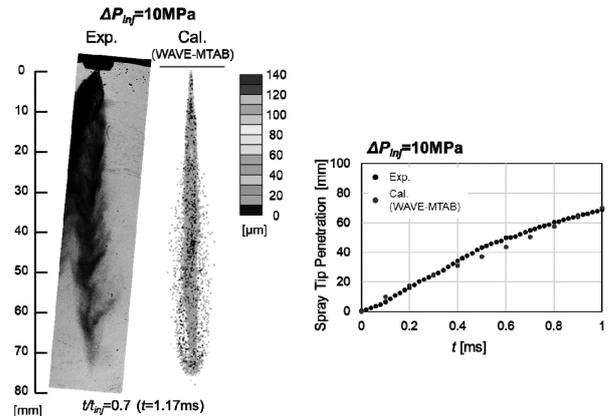


Fig. 15 Experiment and calculation results of penetration by WAVE-MTAB model

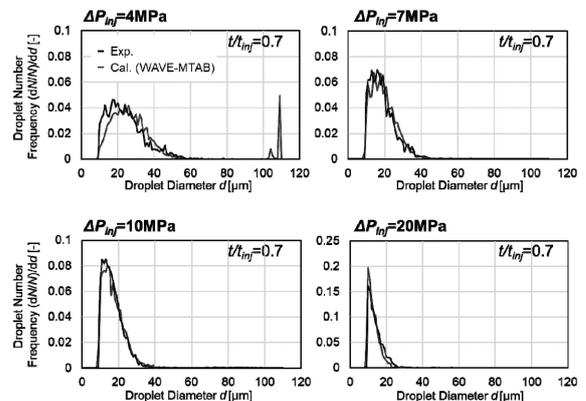


Fig. 16 Experiment and calculation results of droplet number frequency by WAVE-MTAB model

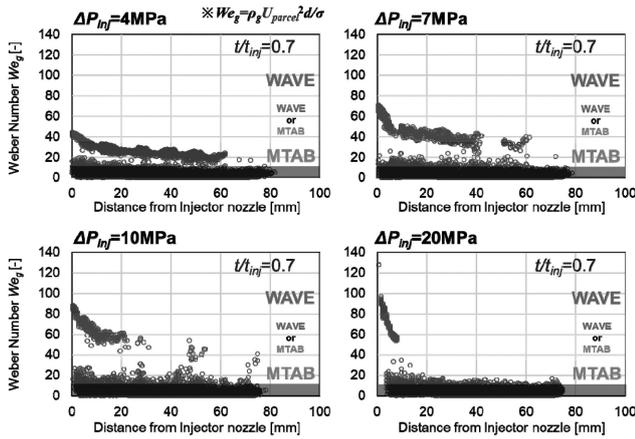


Fig.17 We_g distribution in the calculation results by WAVE-MTAB model

した MTAB モデルによる分裂が起こり、急激に液滴径が減少する。そのため、MTAB モデルによる分裂を介したパーセルは We_g が小さくなるため、図 17 における We_g が 20 以下の領域にパーセルが多く分布しており、WAVE モデルのみにより分裂する $\Delta P_{inj}=20$ MPa の噴孔から 5 mm 以内の領域では We_g が 20 以下の領域にパーセルは分布していない。

$\Delta P_{inj}=4$ MPa において、図 16 より 60 μm 以下の分布のピークは実験に対して計算の方が大粒径側に寄っていることが分かる。ここで 3.2.2 項に示した粒数分布の自由度 $\phi_{粒数}$ の推定手法を用いると、実験では $\phi_{粒数}=8$ であったのに対し、計算では $\phi_{粒数}=14$ であった。これは図 17 より $\Delta P_{inj}=4$ MPa における液滴の We_g は噴射初期で 50 を下回るため、使用される分裂モデルの殆どが MTAB モデルであり、MTAB モデルの計算定数として与えた $\phi_{粒数}=14$ の分布が反映されたためであると考えられる。図 16 より 80 μm 以上の粗大液滴が分布していることが分かる。これは図 17 より MTAB モデル使用時は液滴径を維持しながら液滴変形率 y の更新が行われるが、噴射圧力が低く液滴速度が小さいため液滴の変形量が小さくなり、分裂条件 ($y \geq 1$) は満たさなかったことで、噴霧下流の代表領域においても粗大液滴群が存在したと考えられる。

$\Delta P_{inj}=7, 10$ および 20 MPa においては図 16 より WAVE-MTAB モデルは実験と概ね精度よく一致していることが分かる。これは図 17 より噴射初期の We_g が WAVE モデル使用範囲にあるため、WAVE モデルによる分裂が寄与し、噴射圧力が高いほど液滴速度が大きいため MTAB モデルの分裂条件に達しやすく、粗大液滴群の分布が無くなったと考えられる。よって、高噴射差圧時のみにおいて液柱分裂を模擬した WAVE-MTAB モデルが適用可能であることが分かった。

以上より、高圧噴射であるディーゼル噴霧の液柱分裂を模擬した WAVE-MTAB モデルは、直噴ガソリン噴霧において低圧噴射である $\Delta P_{inj}=4$ MPa では WAVE-MTAB モデルが適用できないため、本研究では実験による分裂形態の把握を行ない、新たな一次分裂モデルの検討を行なった。

4.2 実験による直噴ガソリン噴霧の分裂形態の把握

図 18 に噴霧を噴霧軸方向に三分割した各領域において、超高解像度撮影結果により得られた粒数分布の自由度を示す。粒数

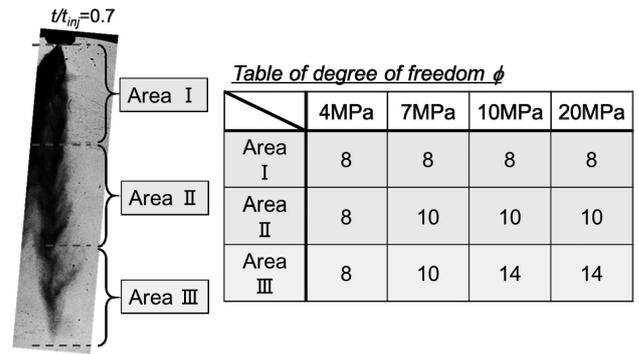


Fig.18 Degrees of freedom at each area in direct injection gasoline spray

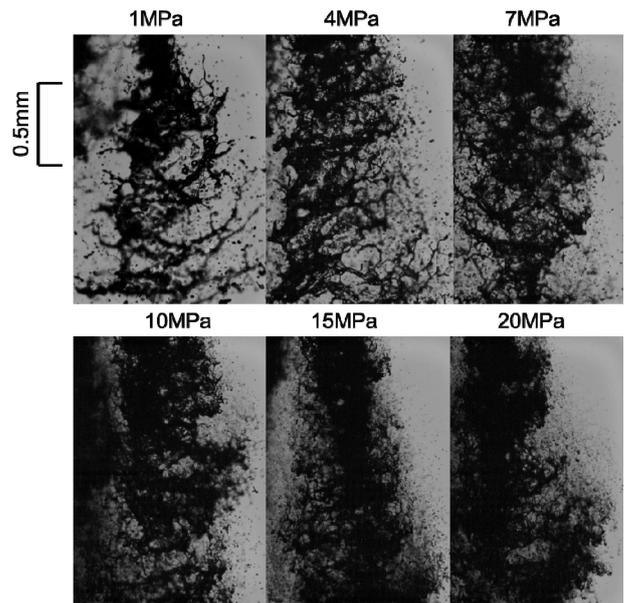


Fig.19 Image at 3mm below the hole nozzle by the magnified shadowgraph photography

分布の自由度の推定には 3.2.2 項に示した粒数分布の自由度 $\phi_{粒数}$ の推定手法を用いている。この結果から、 $\Delta P_{inj}=10$ MPa を境に Area I から III にかけての自由度の変化の傾向が異なっていることが分かる。これより、噴射差圧の変化に伴い分裂形態も変化している可能性が示唆される。

また図 19 に噴孔直下 3 mm 地点における $\Delta P_{inj}=1$ MPa から 20 MPa における拡大シャドウグラフ撮影の結果を示す。撮影画像は、噴射率が準定常区間における連続撮影 (20,000fps) で噴霧の分裂形態が目視で確認できる画像の一部を示す。撮影画像より、噴射差圧 ΔP_{inj} が低くなるにつれて液膜、穿孔およびリガメントの発生が確認できる。実現象において低噴射差圧において液膜分裂が発生している可能性がある。

以上より、直噴ガソリン噴霧を対象とする液膜分裂を考慮した一次分裂モデルの構築を行なった。

4.3 新規液膜分裂モデルによる計算結果

液膜分裂以降の MTAB モデルの計算定数は WAVE-MTAB モデルでの計算定数 ($\phi_{粒数}=14, K=10/3$) とした。図 20 に基準条

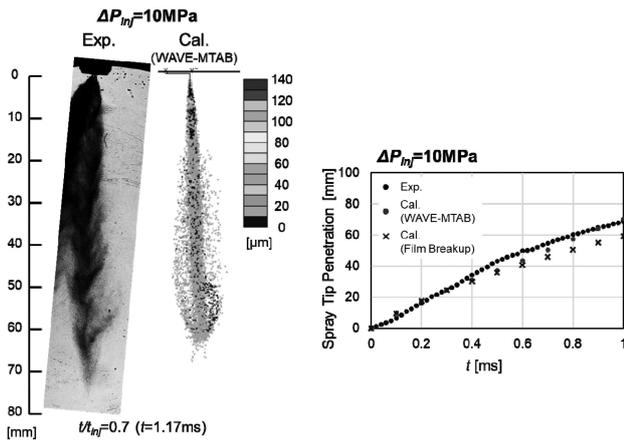


Fig.20 Experiment and calculation results by WAVE-MTAB model and sheet breakup model

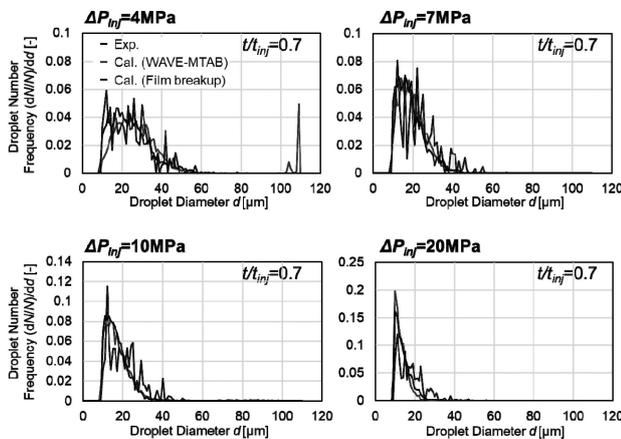


Fig.21 Comparison of calculated and experimental results of droplet number distribution

件である $\Delta P_{inj} = 10$ MPa の噴霧外形および噴霧先端到達距離を示す。新規液膜モデルにおいて噴霧外形および噴霧先端到達距離は概ね精度よく再現した。ここで噴霧先端到達距離について、新規液膜分裂モデルは WAVE-MTAB モデルに比べて過小に評価した。これは WAVE-MTAB モデルの噴射角度は噴霧軸に対して 6 deg. であるが、新規液膜分裂モデルは噴霧軸に対して 12.5 deg. ($\Delta P_{inj} = 10$ MPa における噴霧円錐角の実測値) であり、パーセルの噴射角度が広がったことにより抗力の影響を受けたためであると考えられる。

図 21 に WAVE-MTAB モデルおよび新規液膜分裂モデルでの各噴射差圧 ΔP_{inj} における粒数分布を示す。ここで、新規液膜分裂モデルではサブルーチンの構成上、同タイムステップで噴射される液滴径は全て同一であり、各タイムステップごとに液滴径を変化させているため、粒径分布が尖った形状になっている。

$\Delta P_{inj} = 4$ MPa において新規液膜分裂モデルは、図 21 より粒数分布を概ね精度よく再現できていることが分かる。これは、新規液膜分裂モデルで計算した場合、液膜分裂後に大半の液滴は $We_g < 12$ となり分裂は発生せず、MTAB モデルによる 2 次分裂が殆ど発生しなかった ($\phi_{粒数} = 8$ の粒数分布を上流から維持したまま代表領域まで液滴が到達した) ため、粒数分布の自由度 $\phi_{粒数}$ が実験と計算で一致し、粒数分布が概ね一致したと考えら

れる。また、新規液膜モデルでは粗大液滴は発生しなかった。これは、WAVE-MTAB モデルは We_g によって一次分裂モデル (WAVE モデル) の発生の有無が決定されるのに対し、液膜分裂モデルはパーセルとして噴射される際には一次分裂が完了しているためである。

$\Delta P_{inj} = 7, 10$ および 20 MPa においては、図 21 より新規液膜分裂モデルと比較して WAVE-MTAB モデルの方が実験の粒数分布を再現していることが分かる。新規液膜分裂モデルでは歪な粒数分布となっており、これは異なる自由度 (一次分裂時: $\phi_{粒数} = 8$, 二次分裂 (MTAB モデル) 時: $\phi_{粒数} = 14$) を用いたためであると考えられる。よって、噴霧の上流域から下流域にかけて自由度が変化する噴射差圧においては、新規液膜分裂モデルの使用は不適であると考えられる。

以上の結果より、 $\Delta P_{inj} = 4$ MPa に対しては新規液膜分裂モデルを用い、 $\Delta P_{inj} = 7, 10$ および 20 MPa に対しては液柱分裂を模擬した WAVE-MTAB モデルを用いることで、直噴ガソリン噴霧は良好に再現することが出来ると考えられる。また上記の分裂モデルの適用範囲から、噴射差圧 ΔP_{inj} の変化に伴い分裂形態が変化している可能性が示唆される。

5. 結言

本報では、直噴ガソリン噴霧に対して WAVE-MTAB モデルおよび液膜分裂を考慮した新規分裂モデルの適用性の検証を行なった。以下に得られた知見を示す。

- (1) WAVE-MTAB モデルは、計算定数を直噴ガソリン噴霧に対して再設定を行なうことで、噴霧先端到達距離および噴霧外形を概ね精度よく再現した。しかし、 $\Delta P_{inj} = 4$ MPa において分布のピークを過大に評価した。これは、MTAB モデルの自由度に差異があったためである。また 80 μm 以上の粗大液滴が分布していた。これは、低噴射差圧時において噴射後のパーセルの We_g が小さく、MTAB モデルの分裂条件を満たさない液滴が存在したためであると考えられる。
- (2) 超高解像度撮影により得られた領域別の粒数分布の自由度 $\phi_{粒数}$ から、直噴ガソリン噴霧における噴射差圧の変化に伴い分裂形態も変化している可能性が考えられる。また、噴孔直下 3mm 地点における拡大シャドウグラフ撮影により、低噴射差圧時における液膜分裂の発生が示唆された。
- (3) $\Delta P_{inj} = 4$ MPa に対しては新規液膜分裂モデルを用いて、 $\Delta P_{inj} = 7, 10$ および 20 MPa に対しては液柱分裂を模擬した WAVE-MTAB モデルを用いることで、直噴ガソリン噴霧を良好に再現できると考えられる。また上記の分裂モデルの適用可能範囲から、噴射差圧 ΔP_{inj} の変化に伴い分裂形態が変化している可能性が示唆される。

文 献

- (1) 吉田一樹, 保坂知幸, 安川義人, 石井英二, 小倉清隆, 澤田恵介: ガソリン直噴エンジン用インジェクタの弁偏心がノズル内流動と噴霧形状に及ぼす影響, 日本機械学会論文, 84-861(2018), 1-16.
- (2) 植木毅, 村瀬栄二: 可視化によるガソリン直噴エンジンのすす生成に関する研究, 自動車技術会論文集, 45-1(2014),

- 63-68.
- (3)板谷隆樹, 熊野賢吾, 前川典幸, 大須賀稔, 三宅威生, 小倉清隆, 安川義人, 吉村一樹: インジェクタの流れ解析を用いた PN 低減手法の検討, 自動車技術会論文集, 49-2(2018), 181-186.
- (4)町田和也, 羽鳥総一, 堀司, 千田二郎: LES 解析を用いたディーゼル噴霧における分裂モデルの最適化, 微粒化, 20-70(2011), 87-95.
- (5)川口潤也, 花崎稔, 堀司, 松村恵理子, 千田二郎: WAVE-MTAB モデルの切り替え手法の改良および相似則を用いたディーゼル噴霧の LES 解析, 自動車技術会論文集, 47-6(2016), 1311-1316.
- (6)向山智之, 吉田裕平, 松村恵理子: 直噴ガソリンエンジン用マルチホールノズルの噴霧解析, 自動車技術会論文集, 47-5(2016), 1067-1072.
- (7)Beale, J. C., Reitz, R. D.: Modeling Spray Atomization with the Kelvin-Helmholtz / Rayleigh-Taylor Hybrid Model, Atomization and Sprays, 9-6(1999), 623-650.
- (8)Reitz, R. D.: Modeling atomization processes in high spray pressure vaporizing sprays, Atomisation and Spray Technology, 3(1987), 309-337.
- (9)Senda, J., Dan, T., Takagishi, S., Kanda, T., Fujimoto, H.: Spray Characteristics of non-reacting diesel fuel spray by experiments and simulations with KIVA II code, Proceedings of ICLASS (1997), 149-156.
- (10)O'Rourke, P. J., Amsden, A. A.: The tab method for numerical calculation of spray droplet breakup, SAE Technical Paper 872089(1987).
- (11)棚沢泰: 液体噴霧粒群の大きさの表わしかた (その 2), 機械の研究, 15-6(1963), 759-764.
- (12)Krzeczkowski, S. A.: Measurement of Liquid Droplet Disintegration Mechanisms, Int. J. Multiphase Flow, 6(1980), 227-239.
- (13)Pilch, M., Erdman, C. A.: 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, Int. J. Multiphase Flow, 13-6(1987), 741-757.
- (14)Hsiang, L. -P., Faeth, G. M.: Near-Limit Drop Deformation and Secondary Breakup, Int. J. Multiphase Flow, 18-5(1992), 635-652.
- (15)川口潤也, 花崎稔, 堀司, 松村恵理子, 千田二郎: WAVE-MTAB モデルの切り替え手法の改良および相似則を用いたディーゼル噴霧の LES 解析, 自動車技術会論文集, 47-6(2016), 1311-1316.
- (16)Schmidt, D. P., Nouar, I., Senecal, P. K., Rutland, C. J., Martin, J. K., Reitz, R. D.: Pressure-Swirl Atomization in the Near Field, SAE Technical Paper 1999-01-0496(1999).
- (17)Moon, S., Huang, W., Wang, J.: Spray formation mechanism of diverging-tapered-hole GDI injector and its potentials for GDI engine applications, Fuel, 270-15(2020), 1-9.
- (18)Moon, S., Komada, K., Li, Z., Wang, J., Kimijima, T., Arima, T., Maeda, Y.: High-Speed X-ray Imaging of In-Nozzle Cavitation and Emerging Jet Flow of Multi-Hole GDI Injector under Practical Operating Conditions, 13th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS 2015.
- (19)Fraser, R. P., Eisenklam, P., Dombrowski, N., Hasson, D.: Drop Formation from Rapidly Moving Liquid Sheets, AIChE Journal, 8-5(1962), 672-680.
- (20)Dombrowski, N., Johns, W. R.: The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets, Chemical Engineering Science, 18-3(1963), 203-214.
- (21)Senecal, P. K., Schmidt, D. P., Nouar, I., Rutland, C. J., Reitz, R. D., Corradini, M. L.: Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization, International Journal of Multiphase Flow, 25(1999), 1073-1097.
- (22)Dombrowski, N., Hooper, P.C.: The effect of ambient density on drop formation in sprays, Chemical Engineering Science, 17-4(1962), 291-305.
- (23)Weber, C.: On the breakdown of a fluid jet, Z. Angew. Math. Mech., 11(1931), 136-159.