

吸気管内用燃料噴射弁における噴霧液滴径の予測

Prediction of Spray Droplet Diameter from Fuel Injector in the Suction Manifold

森田 進, 藤本 功, 千田 二郎, 藤本 元
 (Susumu MORITA) (Isao FUJIMOTO) (Jiro SENDA) (Hajime FUJIMOTO)
 同志社大院 トヨタ自動車(株) 同志社大学
 (Doshisha Univ.) (Toyota Motor Corp.) (Doshisha Univ.)

This paper presents the analysis of atomization process in gasoline sprays based on the experimental results, for the subject of injection systems in the suction manifold of gasoline engines. The atomization process of the fuel spray injected into the suction manifold is significantly important to assess the characteristics of mixture formation and fuel film on the wall. In this study, the spray behavior could be characterized by saturated vapor pressure of the fuel. Then, film breakup was analyzed with the breakup model of 2-dimensional fuel film jet in the range of ambient pressure above the vapor pressure of the fuel, and with flash boiling spray model where the ambient pressure is less than the vapor pressure. The calculated fuel droplet diameter for both sprays had fairly good agreement with the experimental results.

Key Word : Gasoline engine, Gasoline spray, Fuel film breakup, Flash boiling spray, Atomization, Fuel droplet diameter, Model analysis, Injector

1. 緒言

ガソリン機関は、比出力の高さおよび静粛性の観点から自動車用機関の主流を占めている。特に、近年の自動車用ガソリン機関では、各シリンダの吸気バルブ近傍にインジェクタ（電子制御式燃料噴射弁）を装着するMPI（Multi Point Injection）方式が主流となっている。この方式では、運転条件に応じた最適な燃料噴射を行なえることから、空燃比の制御が改善でき燃費向上および有害排出物質低減が可能となる。しかし、吸気ポート内部で噴射された燃料と吸入空気との混合期間が数ミリ秒と短く、インジェクタより噴射された燃料噴霧の微粒化・混合が十分に行なわれないために、運転条件によってはHCやすすなどの有害成分を多量に排出することがある。したがって、有害排出物質の低減と熱効率の向上の観点よりガソリン機関の燃料噴射および燃焼過程の最適な設計を行なうために、吸気ポート内部での燃料噴霧挙動の詳細な解析が望まれている。

吸気ポート内部での燃料噴霧の挙動に関しては、既に数多くの研究^①がなされているが、燃料噴霧の挙動を巨視的に捕らえたものが多く、より詳細な吸気ポート内での燃料挙動の解析を行なう上で燃料噴霧の微粒化機構や平均粒径等の微粒化特性に関する詳細な研究が必要である。インジェクタの噴霧特性に関する研究として、野木ら^②は中空円錐噴霧の巨視的形狀について解析を行なっているが、噴霧液膜流の分裂および微粒化の機構は未だ解明されていない。そのため、噴霧液膜流の微粒化機構を考慮したモデル解析が必要となる。

無過給式のガソリン機関の吸気行程においては、吸気ポート内は大気圧以下の負圧となる。このため、ガソリン燃料中の低沸点構成成分すなわち高飽和蒸気圧力を有する燃料成分は、条件によっては減圧沸騰を起こしていることが考えられる。この減圧沸騰の影響による噴霧の微粒化特性を解明した研究として、筆者ら^③は単一組成より成る燃料を用いて噴霧特性を調べ、噴霧の性状は当該燃料の飽和蒸気圧力と雰囲気圧力により、図1に示すように非減圧沸騰領域・集束噴流領

原稿受付：1996年2月27日

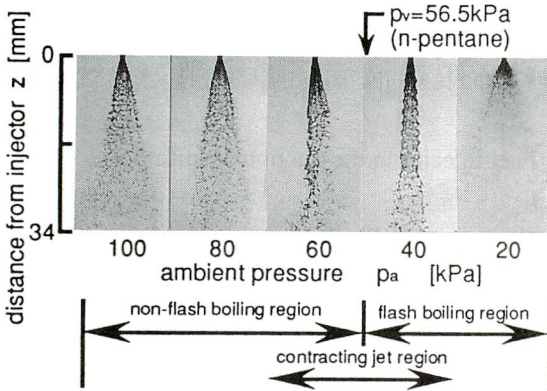


Fig.1 Variation in spray pattern with ambient pressure

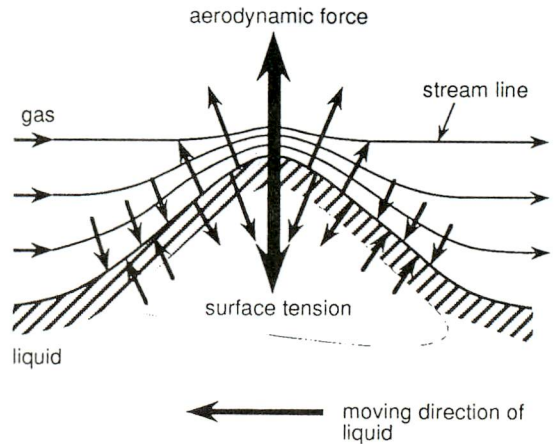


Fig.2 Forces on gas-liquid interface

域・減圧沸騰領域に分けられることが明らかとなっている。このそれぞれの領域において形成される噴霧液滴群の粒径は、後の混合気形成や燃焼過程に大きく影響することから、この全噴霧領域における噴霧の微粒化機構を考慮した噴霧液滴径の予測は非常に有用である。

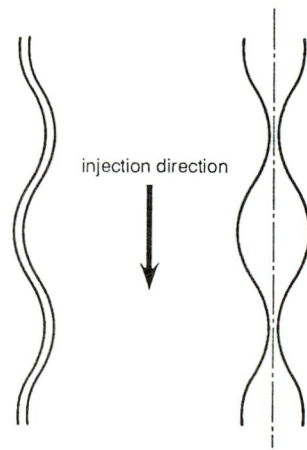
そこで本研究では、図1に示す雰囲気圧力 p_a が燃料の飽和蒸気圧力 p_v 以上の条件の非減圧沸騰噴霧、および p_a が p_v 以下の減圧沸騰噴霧双方の噴霧液滴群の代表粒径などの粒径を予測するモデルを提案する。まず、非減圧沸騰噴霧に対しては、ピントル型インジェクタ噴孔近傍に存在する3次元中空円錐状の液膜流からの微粒化機構に対して、過去に研究された2次元の平面液膜の分裂機構⁽⁹⁾を適用し、液膜分裂後の液滴径を予測するモデルを提案する。次に減圧沸騰噴霧に対しては、筆者らが考案した減圧沸騰噴霧中のキャビテーション気泡の成長理論を適用した蒸気形成過程の予測モデル⁽⁹⁾を用いて分裂液滴径を推定する。さらに単一成分(n-ペンタン)の燃料を電子制御式燃料噴射弁を用いて定容容器内の負圧静止場へ間欠的に噴射し、噴霧液滴群を直接拡大撮影して液滴群の平均粒径を求め、ここで提案したモデルの妥当性を検証する。

2. 非減圧沸騰噴霧の液膜分裂モデル

燃料の飽和蒸気圧力以上の雰囲気圧力場にピントル型インジェクタを用いて燃料を噴射させると、噴孔近傍には中空円錐状の液膜流が形成される。以下に、液膜の不安定性による液膜流の分裂により生成される液滴群の粒径を予測するモデルの概略を示す。

2.1 液膜の安定性解析

図2に示すように何らかの原因により液膜表面に乱れが生じて凸部を有する形状に発達すると、この部分



(a) sinuous wave (b) dilatational wave

Fig.3 Basic wave forms in continuous liquid sheet

をさらに引き出そうとする空気力学的力と、これを元に戻そうとする表面張力とが働き、液膜が安定であるか否かは、この二つの力の大小によって決定される。液膜が変形する場合の代表的な形式として、図3に示すような非対称波と対称波がある。Hagerty&Shea⁽⁶⁾は液膜両面の位相を考慮して、非対称波と対称波についての不安定条件を求め、実験結果と比較している。本研究では、Hagerty&Sheaの安定性の解析を参考にする。

図4のような厚さ $2a$ 、奥行き無限大の非粘性の液膜を考える。ここで、 x は液膜の運動方向の変位、 y は液膜の厚さ方向の変位である。この場合、液膜両面の液膜厚さ $2a$ からの変位 H_1 、 H_2 はそれぞれ次式で表されると仮定する。

$$H_1 = h_0 \exp(i\alpha x + i\omega t) \quad (1)$$

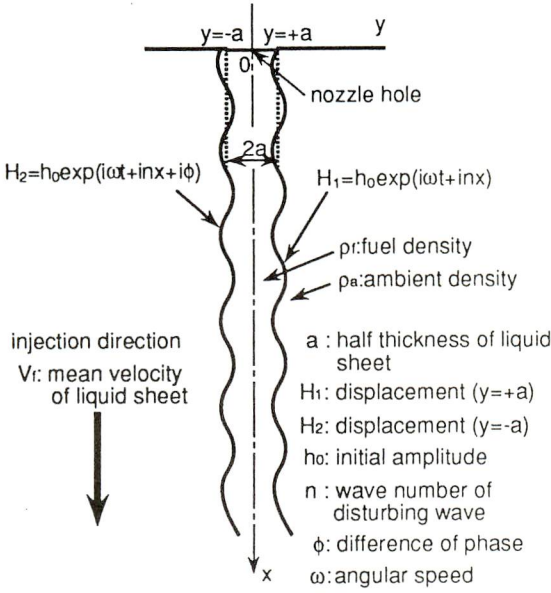


Fig.4 Schematics of idealized liquid sheet with continuous sinusous wave

$$H_2 = h_0 \exp(i\alpha x + i n x + i\phi) \quad (2)$$

ここで、 h_0 は液面の初期振幅、 ω は角速度、 t は時間、 n は液膜単位長さ当りの波数、 ϕ は位相である。さらに領域を $-a < y < a$, $y > a$, $y < -a$ の3つに分け、各々で異なる速度ポテンシャル Φ を求める。

V を平均速度、 q を液面の任意の点の速度、 Δp を平均流れと変動流れの圧力差、 ρ を液膜の密度とすると、Bernoulliの式から次式が得られる。

$$\frac{V^2}{2} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{q^2}{2} + \frac{\Delta p}{\rho} \quad (3)$$

上式中、右辺第1項は周期的に変動する速度による部分である。式(3)にそれぞれの速度ポテンシャル Φ を代入して、上記三領域でのそれぞれの圧力差 Δp_f , Δp_{a1} , Δp_{a2} を求める。これらの圧力差による力とその部分での表面張力 σ による復元力とを等しくおくと、それぞれ次式が得られる。

$$\Delta p_f - \Delta p_{a1} = -\sigma \frac{\partial^2 H_1}{\partial x^2} \quad (4)$$

$$\Delta p_f - \Delta p_{a2} = \sigma \frac{\partial^2 H_2}{\partial x^2} \quad (5)$$

式(4)に式(1), Δp_f , Δp_{a1} を代入した式と式(5)に式(2), Δp_f , Δp_{a2} を代入した式との和の式より、

$$(1 - e^{i\phi}) = 0 \quad (6)$$

または、

$$n\rho_f \left(\frac{\omega}{n} + V_f\right)^2 \coth(na) + n\rho_a \left(\frac{\omega}{n} + V_a\right)^2 = n^2\sigma \quad (7)$$

が得られ、差の式から、

$$(1 + e^{i\phi}) = 0 \quad (8)$$

または、

$$n\rho_f \left(\frac{\omega}{n} + V_f\right)^2 \tanh(na) + n\rho_a \left(\frac{\omega}{n} + V_a\right)^2 = n^2\sigma \quad (9)$$

が得られる。ここで、 ρ_a , ρ_f はそれぞれ周囲空気および流体の密度、 V_a , V_f はそれぞれ周囲空気および流体の平均速度である。位相 ϕ については、式(6)から $\phi=0$ の非対称波の条件が、式(8)で $\phi=\pi$ の対称波の条件が導かれる。

非対称波($\phi=0$)の場合、 $V_a=0$, $\rho_a/\rho_f \ll \tanh(na)$, $\rho_a/\rho_f \ll \coth(na)$ の条件において、式(9)を ω について解くと次式が得られる。

$$\omega = -nV_f + \sqrt{\frac{\frac{n^3\sigma}{\rho_f} - n^2V_f^2\frac{\rho_a}{\rho_f}}{\tanh(na)}} \quad (10)$$

上式中ルートの中が負になる条件で ω は複素数となり、液膜の変位 H_1 , H_2 は t と共に増加し液膜は不安定となる。したがって、式(10)は次式のように表せる。

$$\omega = \alpha_1 + i\beta_s \quad (11)$$

$$\beta_s = \sqrt{\frac{n^2V_f^2\frac{\rho_a}{\rho_f} - \frac{n^3\sigma}{\rho_f}}{\tanh(na)}} \quad (12)$$

ここで、 β_s は非対称波の振幅成長速度である。

同様に、対称波の場合($\phi=\pi$)、式(7)において ω を複素数として解くと対称波の振幅成長速度 β_d は次式のようになる。

$$\beta_d = \sqrt{\frac{n^2V_f^2\frac{\rho_a}{\rho_f} - \frac{n^3\sigma}{\rho_f}}{\coth(na)}} \quad (13)$$

β_s , β_d は不安定振幅の度合を表すもので、 β_s , β_d の大小によって非対称波と対称波の発生しやすさが規定される。

2.2 液滴生成モデル

上述のような2次元化された液膜からの液滴の生成過程に関する研究において、Dombrowski⁽⁴⁾は図5のようなモデルを考え、液膜より生成する液滴径を求め

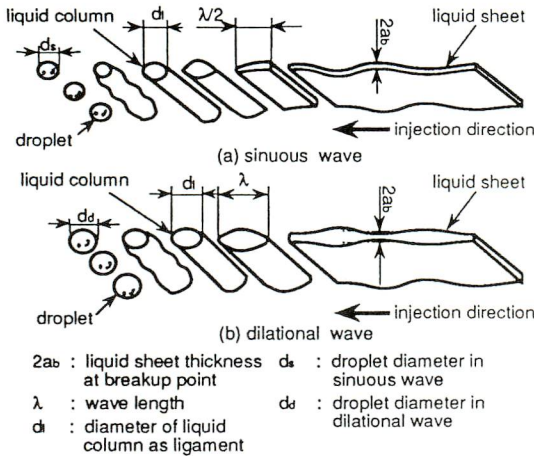


Fig.5 The breakup process of liquid sheet for sinuous and dilational waves

た。液膜表面波の波長を λ とすると、非対称波の場合には液膜は半波長 $\lambda/2$ で切れ、対称波は全波長 λ で切れ、それぞれ直径 d_l を有する円柱状の液糸 (ligament) に分裂し、次式のように表せる。

$$d_s = 1.12 (\lambda a_b)^{1/2} \quad (14)$$

$$d_d = 1.58 (\lambda a_b)^{1/2} \quad (15)$$

さらにRayleighのは、このリガメントの液面に微小変形が与えられた場合これが表面張力の復元作用のもとで時間と共に拡大されるかどうかを理論的に解析した。その結果、最も不安定になる波長 λ_1 は

$$\lambda_1 = 4.51 d_l \quad (16)$$

となり、この時に液膜から液滴への分裂が起こるとすると、リガメントより生成する液滴の直径 d は次式のようになる。

$$d = 1.89 d_l \quad (17)$$

したがって、液膜はそれぞれ次式で与えられる粒径 d を有する液滴群に分裂する。

$$d_s = 2.12 (\lambda a_b)^{1/2} \quad (18)$$

$$d_d = 3 (\lambda a_b)^{1/2} \quad (19)$$

ここで、 d_s 、 d_d はそれぞれ非対称波と対称波の場合の液滴径、 $2a_b$ は分裂時の液膜厚さである。

また、河村ら⁽⁸⁾のガス溶解水を用いた研究によると、液膜の流速が数十m/sである場合には、式(17)は適用外であり、リガメントより生成する液滴の直径 d は実験的に次式で表されるとしている。

$$d = d_l \quad (20)$$

(22)

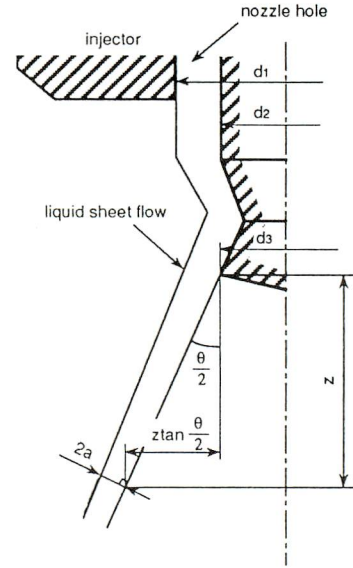


Fig.6 Model on liquid sheet flow from pintle type injector

したがって、液膜はそれぞれ次式で与えられる粒径 d を有する液滴群に分裂する。

$$d_s = 1.12 (\lambda a_b)^{1/2} \quad (21)$$

$$d_d = 1.58 (\lambda a_b)^{1/2} \quad (22)$$

本研究では、式(18)、(19)および式(21)、(22)についてそれぞれ液滴径を計算し、本解析モデルの妥当性を検証する。

2.3 液膜厚さ

本実験において液膜厚さを測定することは困難であることから、図6に示すような簡単なモデルを考え、噴射率、噴霧角、液膜速度がそれぞれ噴射期間中一定であると仮定し、インジェクタから任意の位置での液膜半厚さ a を次式のように仮定した。

$$a = \frac{-\left(z \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{d_3}{2}\right)}{2 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} +$$

$$\frac{\sqrt{\left(z \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{d_3}{2}\right)^2 + \frac{1}{4} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) (d_1^2 - d_2^2)}}{2 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (23)$$

上式の θ 、 z に噴霧角および液膜分裂長さの各測定結果を代入することにより分裂時の液膜半厚さ a_b を算出した。

以上より、ここで対象とする非減圧沸騰噴霧の液膜分裂により生ずる液滴群の粒径は、噴霧角 θ 、液膜分裂長さ l_b 、液膜表面の乱れの波長 λ を求め、さらに双方の液膜変動に対して液膜厚さ $2a$ のみを幾何学的に算定することにより、式(18)、(19)、(21)、(22)より得られることになる。

3. 減圧沸騰噴霧の液滴径予測モデル

燃料をその飽和蒸気圧力以下の低い雰囲気圧力場に噴射すると、噴霧液膜流は減圧沸騰を生じて早期に微細に分裂する。筆者ら⁽⁹⁾は、この減圧沸騰噴霧中のキャビテーション気泡の核生成、気泡成長、液膜分裂および液膜表面からの蒸発過程全てを考慮した図7に示す蒸気形成の予測モデルを考案した。以下に、減圧沸騰による液膜中の気泡成長により液膜流が分裂し生成される液滴群の粒径を予測するモデルの概略を示す。

3.1 気泡核の生成過程

燃料液体中の臨界気泡核半径より大きな混入気体あるいは溶解気体に起因する気泡核が、図に示す噴孔内部の位置において局所的な減圧により生成するとする。また、この時生成する発泡気泡核数 N は、液体の過熱度 $\Delta\theta$ の増加に伴ない、指数関数的に増大することが実験的にも確認されている⁽¹⁰⁾。本研究では、気泡数を噴孔近傍部に存在する噴霧液膜流の直接拡大撮影より測定し、気泡数の測定が困難な噴射条件では、液滴数を測定し後述する液膜分裂モデルより逆算して求める。その結果、発泡気泡核数 N は次式で表されるものとする。⁽⁹⁾

$$N = 5.757 \times 10^{12} \exp\left(\frac{-5.279}{\Delta\theta}\right) \quad (24)$$

3.2 気泡の成長過程

噴孔部において生成した気泡核の成長は、一般に、無限液体中における気泡の成長過程を表す次のRayleigh-Plessetの式⁽¹¹⁾で記述できる。

$$R\dot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho}(P_w - P_v) \quad (25)$$

ここで、 R は気泡半径、 ρ は気泡周囲の流体の密度である。また、次に示す気泡壁の流体圧力 P_w の式⁽¹²⁾を式(25)と併せて用いた。

$$P_w = P_v + (P_{r0} + \frac{2\sigma}{R_0}) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3n} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} - \frac{4\kappa\dot{R}}{R^2} \quad (26)$$

ここで、 P_{r0} は初期の気泡核周囲の流体圧力で R_0 は気泡核半径であるから、 $P_{r0} + 2\sigma/R_0$ は気泡核内のガス圧力に相当する。また、 n はポリトロプ指数、 μ は燃料液体の粘性係数であり、 κ はScriven⁽¹³⁾の提案した表面粘性係数である。

3.3 燃料の蒸発過程

3.3.1 気泡成長による蒸発 気泡の成長は気泡核をもとに気泡壁から液体が蒸発することによって行なわれる。そこで、この気泡が微小時間 dt の間に気泡径が $2R_0$ から $2R$ に成長する場合、気泡の成長による液体燃料の蒸発量 dM_{cb} および蒸発に必要な熱量 dQ_{cb} はそれぞれ次式で表せる。

$$dM_{cb} = \frac{4}{3} \rho_v \pi \Sigma N (R^3 - R_0^3) \quad (27)$$

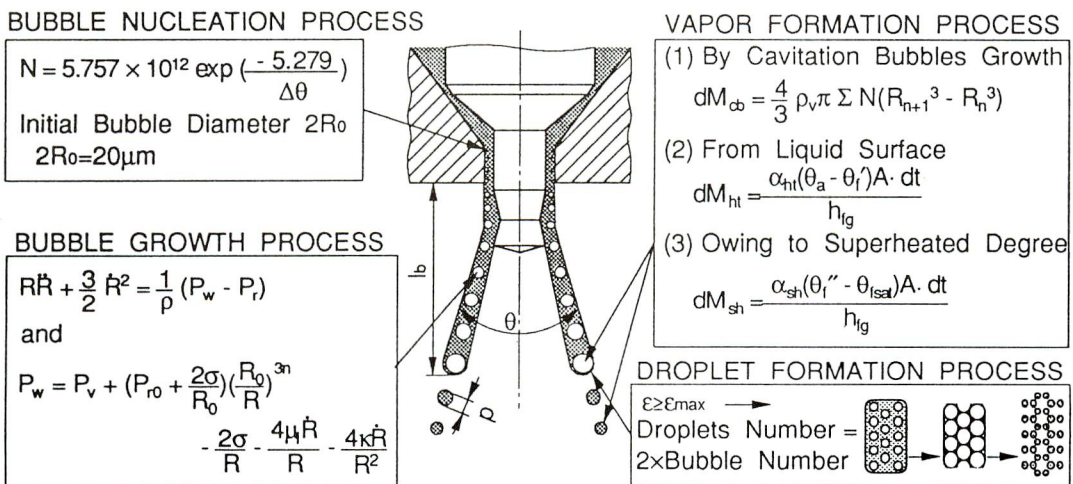


Fig.7 Analytical model in flash boiling spray

$$dQ_{cb} = \frac{4}{3} h_{fg} \rho_v \pi \Sigma N (R^3 - R_0^3) \quad (28)$$

ここで、 ρ_v は燃料蒸気密度、 h_{fg} は蒸発潜熱である。また、気泡は液膜内部で成長するので、気泡の成長に必要な熱は全て液膜から供給されるものとした。また、これによる蒸発は液膜が分裂して気泡がなくなるか、燃料温度が飽和温度まで低下して気泡の成長が止まるまで起こるものとする。

3.3.2 液膜・液滴表面からの熱伝達による蒸発

気泡の成長により熱が奪われ燃料温度が低下すると、燃料温度と等しい温度であった雰囲気温度との間に差が生じ、熱伝達による蒸発が起こる。雰囲気温度 θ_a 、燃料温度 θ_f とすると、dt時間中の燃料の蒸発量 dM_{ht} および蒸発に必要な熱量 dQ_{ht} はそれぞれ次式で表せる。

$$dM_{ht} = \frac{\alpha_{ht} (\theta_a - \theta_f) A dt}{h_{fg}} \quad (29)$$

$$dQ_{ht} = \alpha_{ht} (\theta_a - \theta_f) A dt \quad (30)$$

ここで、 α_{ht} は熱伝達率、A は液膜・液滴群の表面積である。また、この熱の供給は初期はすべて液膜から、液膜が飽和温度に達したときはすべて雰囲気気体から供給されると仮定した。

3.3.2 液膜・液滴表面からの過熱度起因する熱伝達による蒸発

減圧沸騰を生じる条件で噴射された燃料液体は、燃料温度 θ_f と燃料の飽和温度 θ_{fsat} との差で定義される過熱度 $\Delta\theta$ 起因する活発な蒸発が起こると考えられる。したがって、dt時間中の燃料の蒸発量 dM_{sh} および蒸発に必要な熱量 dQ_{sh} はそれぞれ次式で表せる。

$$dM_{sh} = \frac{\alpha_{sh} (\theta_f - \theta_{fsat}) A dt}{h_{fg}} \quad (31)$$

$$dQ_{sh} = \alpha_{sh} (\theta_f - \theta_{fsat}) A dt \quad (32)$$

ここで、 α_{sh} は熱伝達率である。この蒸発は液膜の過熱度によるため、蒸発に必要な熱量はすべて液膜から供給されるものとした。

3.3.4 液膜分裂による液滴生成過程

液膜の分裂限界に関しては、気液二相流における気相の体積割合を示すボイド率 ϵ により規定する。液膜のボイド率を気泡群の成長過程の解析により求め、このボイド率が臨界ボイド率 ϵ_{max} に達した時点で、液膜は気泡数の2倍の等粒径の液滴群に分裂するものと仮定した。

4. 実験装置、方法および条件

実験装置の概略を図8に示す。インジェクタを定容

容器の上部に取り付け、制御回路からの噴射信号により燃料が定容容器内の室温静止空気場に鉛直下方へ4.0msの間噴射される。燃料の噴射圧力 p_{inj} は、空気ポンプにより蓄圧容器内を加圧することにより行ない、その圧力は圧力計により測定される。雰囲気圧力 p_a は、真空ポンプによって大気圧以下の負圧の状態に任意に設定でき、その圧力は圧力センサにより計測される。噴霧液滴群の直接拡大撮影には、マイクロフラッシュ（発光半値幅1.1 μ s）とCCDカメラ（H570×V485）を用い、制御回路により画像メモリ装置と同期させ画像を記憶する。その画像は画像処理装置に転送されコンピュータの命令により二値化・計測処理が行なわれ、処理結果はモニタおよびプリンタに出力される。実験条件を表1に示す。

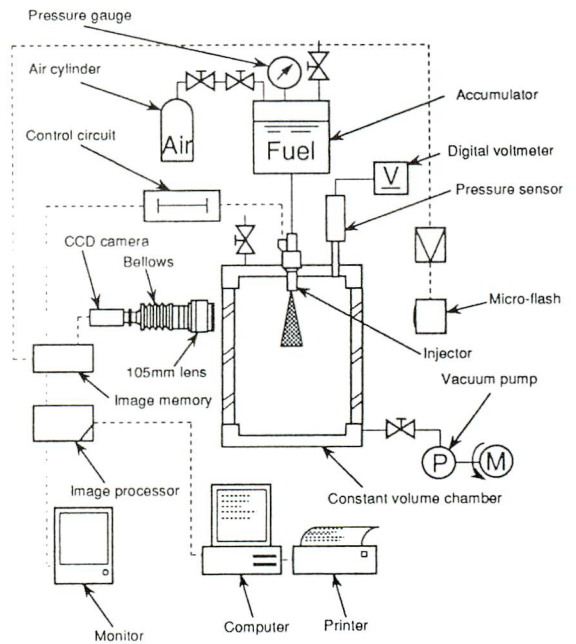


Fig.8 Schematic diagram of experimental apparatus

Table1 Experimental conditions

Injector type	Pintle type
Fuel	n-pentane
Density [kg/m ³]	626
Surface tension [N/m]	1.61x10 ⁻²
Saturated vapor pressure [kPa]	56.5 (20°C)
Injection pressure drop ΔP [kPa]	250
Injection period t_{inj} [ms]	4.0
Photographic timing of spray t [ms]	3.5
Fuel temperature T_f [K]	Room temperature

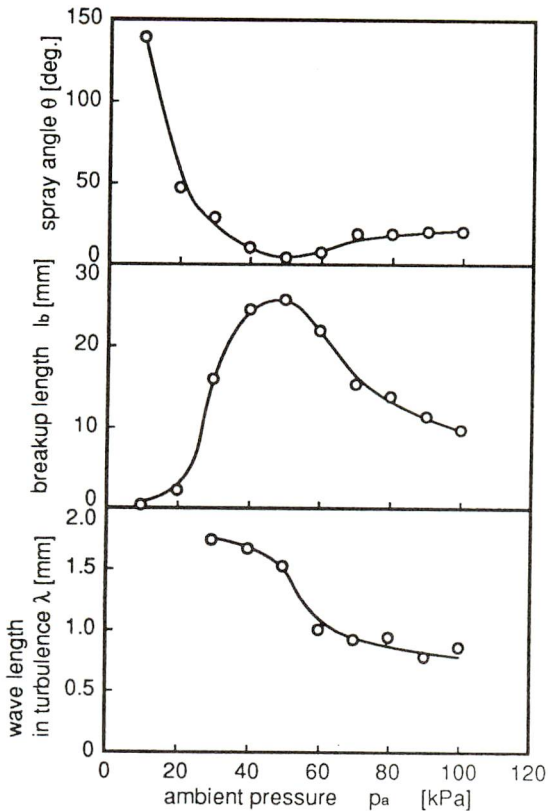


Fig.9 Dependence of spray characteristics on ambient pressure

5. 実験結果および計算結果

5.1 非減圧沸騰噴霧

図9に、非減圧沸騰噴霧の場合の噴霧角 θ 、液膜分裂長さ l_b 、液膜表面の乱れの波長 λ の測定結果を示す。これらの測定結果を用いて振幅成長速度を計算した結果、本実験範囲では常に $\beta_s > \beta_d$ となり非対称波の振幅成長が支配的である。また実験においてもレーザーシート法による直接拡大撮影により検証を行ないこのことを確認している。そこで、本解析で取り扱う噴霧液膜流は非対称波として取り扱う。図10に、式(18)を用いて計算された液滴径と直接拡大撮影による液膜分裂直後のザウタ平均粒径 d_{32} の測定結果を示す。計算結果と実験結果は絶対値的な違いがあるが、 p_a の変化による定性的傾向は良い一致を示している。さらに、実験で得られた粒度分布から積分体積通過分曲線を求めた結果の一例($p_a=100\text{kPa}$)を図11に示す。各雰囲気圧力における積分体積通過分曲線において通過割合の約50%での粒径(体積メジアン径)と計算結果を比較した結果を図12に示す。両者はよく一致しており、本解析

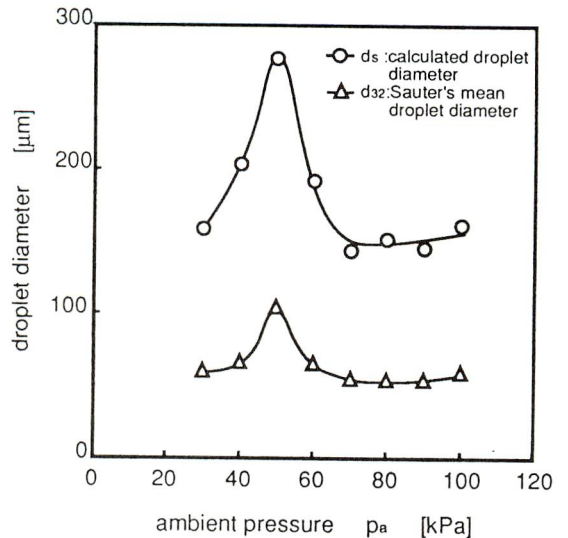


Fig.10 Dependence of droplet diameter d_s, d_{10}, d_{32} on ambient pressure p_a

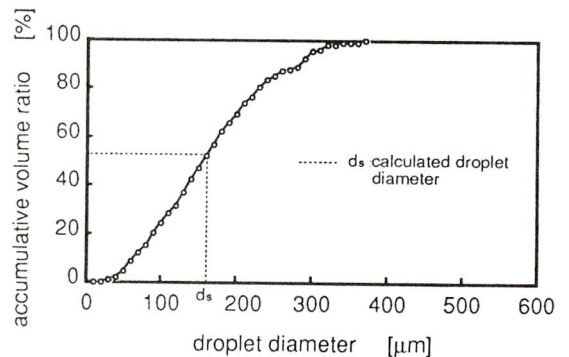


Fig.11 Accumulative volume curve for $p_a=100\text{kPa}$

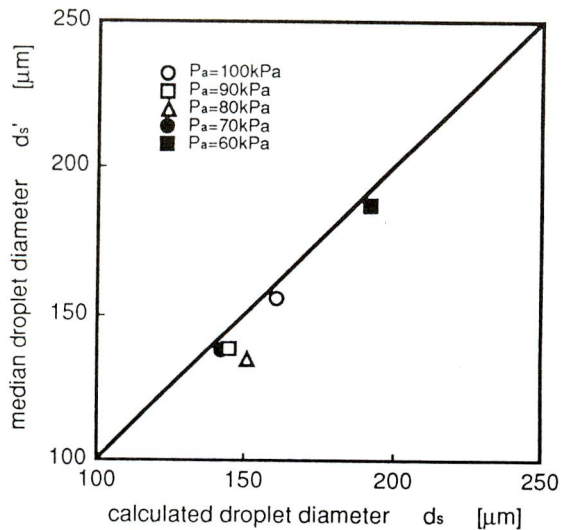


Fig.12 Comparison of calculated and median droplet diameter

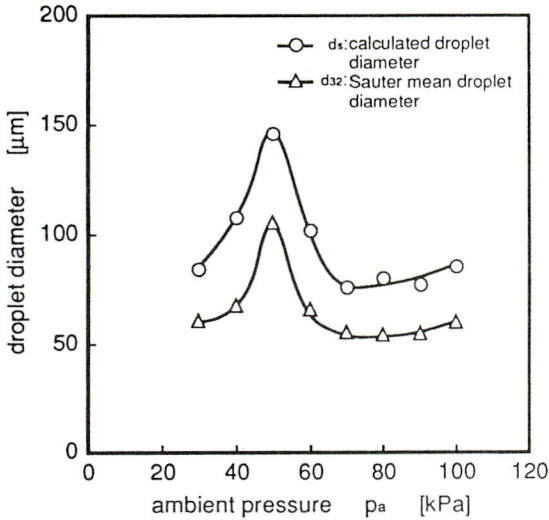


Fig.13 Dependence of droplet diameter d_s, d_{32} on ambient pressure p_a

により求められた液滴群の代表粒径は、実際の粒度分布をもつ噴霧液滴群の体積メジアン径を定性的に予測し得るものと考えられる。また、図13に、式(21)を用いて計算された液滴径と直接拡大撮影による液膜分裂直後のザウタ平均粒径 d_{32} の測定結果を示す。この結果より予測液滴径は、実験により得られたザウタ平均粒径 d_{32} に近づき、変化の傾向も良く一致していると言える。

5.2 減圧沸騰噴霧

図14に減圧沸騰噴霧モデルを用いた液滴径の計算結果の時間変化を示す。時間経過および雰囲気圧力の低下により計算液滴径は減少し、定量的には比較を行っていないが定性的に傾向を近似できていると言える。図15に減圧沸騰噴霧領域のある代表領域で測定した液滴群のザウタ平均粒径 d_{32} と計算液滴径との比較を示す。図7に示した簡便な分裂モデルを用いているため計算結果は測定結果よりやや大きな値を示すが、定性的にはこの噴霧領域においても液滴径を大略予測し得るものとする。

6. 結論

本研究の結果、以下のような知見を得た。

- (1) 噴霧角、液膜分裂長さおよび液膜表面の乱れの波長を求めることにより、液膜流の分裂機構の解析を用いて生成液滴径を予測できるモデルを提案した。
- (2) 実際の噴霧液膜流から分裂した液滴群の粒度分布を測定し、(1)の解析モデルにより算定された液

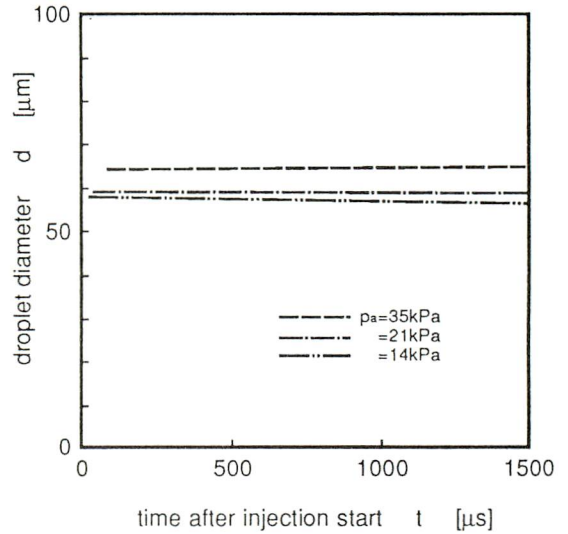


Fig.14 History of calculated droplet diameter d

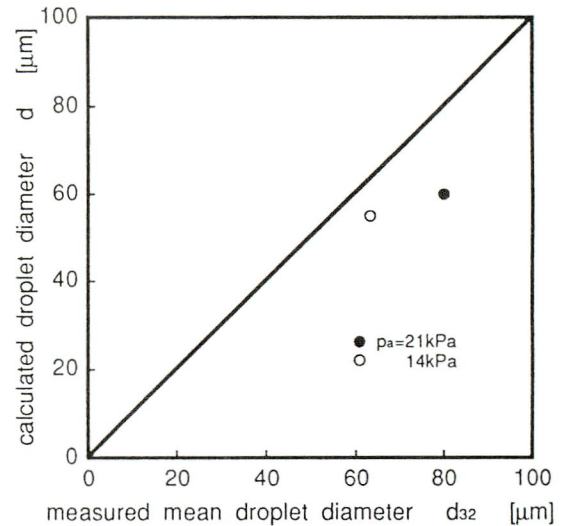


Fig.15 Comparison of measured mean droplet diameter d_{32} with calculated droplet diameter d

滴径と比較することにより、本解析モデルが液滴径の予測において十分に有効であることを示した。

- (3) キャビテーション気泡の成長理論を応用して減圧沸騰噴霧中の蒸気形成過程の予測を行なうことにより、液膜分裂後の液滴径を予測できるモデルを提案した。
- (4) 実験により液滴群の粒度分布からザウタ平均粒径を測定し、(3)の解析モデルにより算定された液滴径と比較することにより、本解析モデルが液滴径の予測において十分に有効であることを示した。

なお、双方のモデルにより算定された平均粒径は実測のザウタ平均粒径とは少し異なっている。これは本モデルで液滴の不安定性に基づく再分裂等のモデルが考慮されていないためであり、これについては今後の検討課題としたい。

文献

- (1) 例えば, 岩野浩, 齊藤正昭, 沢本国章, 永石初雄: 燃料噴射機関における吸気ポート内燃料挙動の解析, 自動車技術会論文集, 22-4(1991), 74~78.
- (2) 野木利治, 大山宜茂, 山内照夫: 中空円すい噴霧の解析, 日本機械学会論文集 (B編), 55-509(1989), 227~231.
- (3) 千田二郎, 錦織環, 北條義之, 塚本時弘, 藤本元: 減圧沸騰噴霧の微粒化・蒸発過程のモデリング (第1報, 噴霧特性の背圧による変化), 日本機械学会論文集 (B編), 60-578(1994), 3551~3555.
- (4) N.Dombrowski, P.C.Hooper: The Effect of Ambient Density on Drop Formation in Sprays, Chemical Engineering Science, Vol.17 (1962), 291~305.
- (5) 千田二郎, 錦織環, 北條義之, 塚本時弘, 藤本元: 減圧沸騰噴霧の微粒化・蒸発過程のモデリング (第2報, 微粒化と蒸発過程のモデル解析), 日本機械学会論文集 (B編), 60-578, (1994), 3556~3562.
- (6) W.W.Hagerty, J.F.Shea: A Study of the Stability of Plane Fluid Sheets, Journal of Applied Mechanics, Vol.22 (1955), 509~514.
- (7) J.W.S.Rayleigh: The Theory of Sound, Dover Publications, New York, Vol.2(1954), 360~362.
- (8) 河村清美, 斎藤昭則, 越知篤則, 柳田昭: ガス溶解水噴霧の微粒化特性, 第4回微粒化シンポジウム, (1995), 267~272.
- (9) M.Suzuki, T.Yamamoto, N.Futagami, S.Maeda: Atomization of Superheated Liquid Jet, ICLAS-'78, (1978), 37~43.
- (10) 中村研八, 染谷常雄: 実在液体に発生する張力に関する研究 (潤滑油に対する応用), 日本機械学会論文集 (B編), 46-405, (1980), 910~918.
- (11) 加藤洋治: キャビテーション, 槇書店, (1979), 24~25.
- (12) 井田富夫, 杉谷恒也: 圧力変化を受ける油中の気ほうの運動 (第1報単一気ほうの実験解析), 日本機械学会論文集 (B編), 45-399, (1979), 1650~1658.
- (13) L.E.Scriven: Dynamics of a Fluid Interface, Chemical Engineering Science, Vol.12(1960), 98~108.



藤本 功
トヨタ自動車 (株)
第2開発センター第2シャシー
設計部第22シャシー設計室
〒471 豊田市豊田町523
Tel.0565-23-7039

略歴: 1992年 同志社大学工学部卒業
1994年 同志社大学大学院卒業
同年 トヨタ自動車 (株) に入社



千田 二郎
同志社大学 工学部 機械系学科
助教授
〒610-03 京都府綴喜郡田辺町
多々羅都谷1-3
Tel.0774-65-6405
Fax.0774-65-6826

略歴: 1985年 同志社大学大学院工学研究科博士課程修了。
同年 ヤンマーディーゼル (株) に入社, 技術研究所にて燃焼, 噴射系の研究に従事。
1990年 同志社大学工学部機械系学科専任講師
1992年 同志社大学工学部機械系学科助教授
1994年 7月より1カ年 米国ウィスコンシン大学客員助教授



森田 進
同志社大学 大学院 工学研究科
機械工学専攻 藤本・千田研究室
〒610-03 京都府綴喜郡田辺町
多々羅都谷1-3

Tel. 0774-65-6747
Fax.0774-65-6741

略歴: 現在 同志社大学大学院工学研究科修士課程
在学中。液化ブタン燃料噴霧の微粒化
特性に関する研究に従事。



藤本 元
同志社大学 工学部 機械系学科
教授
〒610-03 京都府綴喜郡田辺町
多々羅都谷1-3
Tel.0774-65-6404
Fax.0774-65-6826

略歴: 1966年 (株) 三井造船内燃機研究室研究員
1973年 慶應義塾大学工学部助手
1979年 三重大学工学部助教授
1982年 10月より1カ年 ドイツ連邦共和国
カイザースラウテルン大学工学部客員
教授
1984年 同志社大学工学部助教授
1985年 同志社大学工学部教授