キャビテーション気泡の成長・崩壊を考慮した
多成分燃料噴霧における微粒化過程のモデリング*和田 好 充*¹, 千 田 二 郎*²

Cavitation Induced Breakup Model for Multicomponent Fuel Spray

Yoshimitsu WADA and Jiro SENDA*³^{*3} Department of Mechanical Engineering, Doshisha University,
1-3 Tatara Miyakodani, Kyotanabe-shi, Kyoto, 610-0321 Japan

Authors have developed a spray model for multicomponent fuel and reported the successful model which represents batch-distillation in multicomponent fuel by employing chemical thermo dynamics analysis including liquid-vapor equilibrium. However, the model considers the aerodynamic interaction as a breakup force by employing Taylor Analogy Breakup but ignored internal nozzle flow characteristics in spite of their importance. Nozzle flow is one of the major mechanisms for atomization of liquid jet. Therefore, this paper deals with a new breakup model for multicomponent fuel spray. The model takes account of the energy induced by cavitation bubble collapse or shrinkage. In addition, the model is implemented into KIVA-3V code in order to validate the effect of energy generated by cavitation on the primary breakup of the discharging jet.

Key Words: Cavitation, Atomization, Numerical Analysis, Multicomponent Fuel, Diesel Spray

1. 結 言

直接噴射式ディーゼル機関における液体噴流の微粒化は、その後の蒸発および燃料・空気との混合過程に影響し、ひいては機関性能を左右する重要な因子である。ところが、時に100MPaを超える高圧にて噴出されるディーゼル噴霧では、噴射ノズル近傍の高数密度液滴群が光学的計測手法などの適用を妨げ、その詳細が実験的に明らかとされていないばかりか、未だ現象の支配要因が抽出されていない。これまで様々な理論に基づいた多くのモデルが提案されている⁽¹⁻⁴⁾が、その現象の複雑さ故に、定数の変更なくあらゆる条件に対し合致する確固たるモデルは構築されていない。特に高圧燃料噴射における噴流と気体の相互干渉⁽⁵⁾のみならず、ノズル内部における燃料流の状態が噴霧特性に大きく影響する^(6,8)ことに加え、そこに生じるキャビテーション気泡が噴流の微粒化に関与するとの指摘も多く⁽⁹⁻¹¹⁾、このような現象の要点を記述したモデルの構築が切望される。

これまで著者の一人は、往復動機関のシリンダライナおよびシリンダブロックにおけるエロージョン⁽¹²⁾あるいは減圧沸騰噴霧⁽¹³⁻¹⁴⁾など種々の現象を対象とした解析を行ない、いずれの現象においてもキャビテーション気泡の成長・崩壊挙動が主要な影響因子となることを論じてきた。また、

本研究では、軽油やガソリンなど由来燃料の多成分性および燃料設計と呼称される2種混合燃料を主体とした燃焼制御手法を対象に、それらの蒸発過程を数値的に解く多成分燃料噴霧モデルを構築し、KIVA-3V⁽¹⁵⁾コードに導入することで妥当性を評価してきた^(16, 17)。しかしながら、その分裂過程には液滴挙動を空力学的にモデル化したTAB(Taylor Analogy Breakup)モデル⁽¹⁾を使用しており、ノズル内部の流動あるいはキャビテーション現象が液滴の分裂過程に与える影響を考慮していない。一方、キャビテーション気泡の挙動は燃料の飽和蒸気圧力への依存が大きく、ガソリン系高飽和蒸気圧成分やそれを混合した2成分燃料の場合、その影響は無視し得ない⁽¹⁸⁾。そこで、本研究では噴射ノズル内で生じるキャビテーション気泡の成長・崩壊を考慮したモデルの構築を行なう。計算ではノズル内における各所の圧力を経験した気泡の諸過程を簡易的ノズル内流れモデルとRayleigh-Plessetの式を用いることで解き、キャビテーション気泡の崩壊過程に生成されるエネルギーを算出した。さらに、この結果を考慮した分裂モデルを多成分燃料噴霧モデルに組み込み、燃料噴霧の数値計算を行なった。

2. モデルの構成

モデルの概略図を図1に示す。本モデルは後に述べるように気泡の成長・崩壊過程を陽的に解くため、キャビテーション気泡の取り扱いのみならず、川野らが

* 原稿受付 2006年4月24日。

^{*1} 正員、同志社大学大学院工学研究科(☎ 630-0321 京田辺市多々羅都谷1-3)。^{*2} 正員、同志社大学工学部。

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

提案した減圧沸騰モデル⁽¹⁷⁾へのリンクも可能であるが、本報ではキャビテーション現象の考慮のみに留める。

Fig.1 Schematic of present model

2・1 気泡成長・崩壊過程のモデリング 無限液体中における気泡の成長過程は次の Ryaleigh -Plesset の式で求められる。

$$R\ddot{R} + 3/2 \dot{R}^2 = 1/\rho_l(p_w - p_r) \quad (1)$$

ここで、 R は気泡半径、 ρ_l は液体の密度、 p_r は無限遠の流体圧力、 p_w は気泡壁における流体圧力であり、(2) 式で表される。

$$p_w = p_v + \left(p_{r0} + \frac{2\sigma_l}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3n} - \frac{2\sigma_l}{R} - \frac{4\mu_l\dot{R}}{R} \quad (2)$$

n はポリトロップ指数、 σ_l は液体の表面張力、 μ_l は液体の粘度、 p_{r0} は初期の周囲流体圧力で R_0 は初期気泡半径である。なお、 p_v は飽和蒸気圧であるが、本モデルでは気液平衡計算を NIST Mixture Properties Database⁽¹⁹⁾に

より行なう。一例として、 n -トリデカン、 n -ペンタンおよびそれらの混合燃料(C13/C5、 n -ペンタンの混合割合 $X_{C5}=0.4, 0.6, 0.8$)の飽和蒸気圧曲線を図2に示す。図のように、単成分燃料の飽和蒸気圧曲線は1本の曲線で表現されるのに対し、混合燃料の飽和蒸気圧曲線は飽和液体曲線と飽和気体曲線からなる気液二相領域を形成する。本研究では、燃料温度と飽和液体曲線上の温度との差を過熱度($\Delta\theta$)と定義する。

Fig.2 Pressure-temperature diagram of pure substance and mixed fuel consisting of n -tridecane and n -pentane

2・2 気泡核生成モデル 気泡核の生成は液体分子同士の分子間力に相当する減圧場において得られる均一核生成と、微小な固体あるいは混入気体や溶解気体を核とする不均一核生成に大別されるが、本研究では均一核生成を生じるほどの減圧は行なっていないため、不均一核生成のみを考慮する。また、混入気体と溶解気体に起因する核生成については、液体の過熱度の増大に伴い発泡気泡数が指数関数的に増加することが知られており、本モデルでは、過去の研究を参考⁽¹⁷⁾に半径 R の気泡核数 N を次式で定義する。

$$N = 9.0 \times 10^{11} \exp(-5.28 / \Delta\theta) \quad (3)$$

とした。また、気泡核数 N の気泡核半径 R に対する分布は Liu ら⁽²⁰⁾の提案する下式を用いた。

$$N(R) = C_n \frac{\log e}{(2\pi)^{1/2} \lambda R} \exp\left(-\frac{(\log R - \log \xi)^2}{2\lambda^2}\right) \quad (4)$$

λ および ξ は定数であり、一般に良く知られる⁽²¹⁾気泡核数の分布を与えるため、それぞれ 0.5, 5.0×10^{-4} とし、その数は気泡核径が小なるほど指数関数的に増えること

になる。また、成長可能な最小気泡径 R_c は次式の Laplace-Kelvin の式で与えられる。

$$\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} (p_w - p_r) = \frac{2\sigma_l}{R_c} \quad (5)$$

ここで、 ρ_v は気泡内の密度である。本研究の範囲において $X_{CS}=0.4$ の R_c が $0.6\mu\text{m}$ 程度であるため、本報では $1\mu\text{m}$ 以上の気泡核半径のみを扱うこととする。

さらに、多成分燃料の場合、先述の気液二相領域を考慮して、以下の手順に従い気泡核数を決定する。例えば気相のモル数を X とし、各化学種 i に対するある状態の液相のモル分率を x_i 、気相のモル分率を y_i とすれば、 K_i 因子 ($K_i = y_i/x_i$) を導入して、気泡核数の減少率は

$$C_{np} = X/X \sum_{i=1}^n (y_i + y_i/K_i) \quad (6)$$

で表され、この値を(3)、(4)式より得られた各値に乘することで多成分燃料の気泡核数を得る。

2・3 ノズル内流れ ノズル内部における流速および圧力分布を計算するため、簡易的計算を行なう。噴射圧力および雰囲気気圧をそれぞれ p_1, p_2 とすると、その間に成り立つ Bernoulli 式は以下で与えられる。

$$p_1 = p_2 + \frac{\rho_l u_m^2}{2} \left(1 + K_{inlet} + \frac{0.316}{Re^{0.25}} \cdot \frac{l_n}{d_n} \right) \quad (7)$$

K_{inlet} はノズル入り口における損失係数で、文献値⁽²²⁾を参考に入り口形状を直角と仮定し、本論では 0.5 とした。また、 l_n は噴孔部長さ、 d_n は噴孔径、右辺最終項は壁面摩擦損失を考慮した Blasius 式で、レイノルズ数は $Re = u_m^2 d_n (\rho_l/\mu)$ である。(7)式によりノズル出口における平均有効速度 u_m が与えられ、結果的に得た u_m と理論速度 $u_{th} (= \sqrt{2(p_1 - p_2)/\rho_l})$ の比から速度係数 C_v を求める。

有効流路断面積はボイド率 α により定義し、ノズル内においてボイド率が最大値となる値を採用した。実際、気泡の収縮後もリバウンド現象が確認されており、さらに崩壊後にも新たな気泡核を生成する可能性があることから、計算上崩壊した気泡がノズル出口においてもあるボイド率を保つと考えるのは妥当である。したがって、これにより求めた面積係数 C_a を C_v に乗することで流量係数 C_d が算出される。

また、ノズル入口の縮流部圧力は収縮係数 C_c を $0.62^{(23)}$ とし、連続の式と Bernoulli 式を連立することで

求めた。しかしながら、本計算対象のような高圧噴射時には解が 0Pa 以下になることもあり、そのような条件では縮流部圧力を 0Pa とした。一方、縮流部の終わりには圧力は流速の低下により増大する。その静圧はノズル出口からその位置までの間における壁面摩擦損失を Blasius 式から求め、それをノズル出口圧力 (= 雰囲気気圧) に加算した圧力とした。なお、縮流部は噴孔径と等しい距離だけ存在し、その領域における圧力は一定と仮定した。また、縮流部の低圧領域では循環流が存在するため、気泡の滞在時間は周囲液体のそれより長く、本論では 3 倍の時間存在するとした。

初期気泡核半径 $R_0=1, 3, 6, 9, 12, 15\mu\text{m}$ に対する気泡半径の成長履歴の一例を、縦軸に初期気泡半径で正規化した気泡半径、横軸をノズル入口からの距離として図 3(a) に示す。なお、このとき供試燃料は C13/C5 混合燃料とし、混合割合は $X_{CS}=0.8$ であり、図 3(c) にはそのときの圧力履歴を示している。小さい気泡はより大きい気泡に比してより迅速な成長・崩壊過程を経るが、これは気泡壁における表面張力、気泡内圧および周囲流体圧力のバランスによる。図 3(b) に初期気泡半径を $R_0=3\mu\text{m}$ としたときの各混合割合における気

Fig.3 Change in bubble radii inside nozzle and pressure distribution as a function of distance from nozzle inlet

泡成長・崩壊過程の比較を示す。より高濃度の n -ペンタンを含む混合燃料では図 2 に示したような高い飽和蒸気圧力に起因して、縮流部から外れるまでの期間でより大きな気泡半径に到達する。一方、 n -トリデカンでは縮流部圧力が飽和蒸気圧以下にあるにも関わらず、本研究の時間オーダではほとんど成長しない。したがって、ディーゼル噴射ノズルのように流体が極めて高速で通過する場合、 n -トリデカン程度の高沸点成分では気泡成長が十分に行なわれない可能性がある。すなわち、従来から軽油などの高沸点成分を供試し観測されてきたノズル内の気泡が脱気現象に支配され、厳密にはキャビテーション気泡が主でない可能性もあるが、軽油は多成分燃料であること、また、本研究で与えた気泡の滞在時間、圧力履歴が確固たる値でないことから、このことについては今後詳細な検討を要する。

2.4 キャビテーション気泡の収縮・崩壊時に生じるエネルギー キャビテーションによる侵食は気泡の崩壊時に引き起こされると考えられ、近年では崩壊時に生じる衝撃波圧力によるとの見方も多い⁽²⁴⁾。そこで、本研究ではこの衝撃波圧力がノズル内部流動における強い乱れを引き起こすとしてモデル化する。

島ら⁽²⁴⁾によれば非圧縮性流体中に生じる最大衝撃波圧力 $p_{\max}$ は次式で表される。

$$p_{\max} = p_{gR\max} (R_{\max} / R_{brk})^{3\kappa} - 2\sigma_l / R_{brk} \quad (8)$$

ここで、 $p_{gR\max}$ は気泡径が最大値に達したときの気泡内圧力であり、本モデルでは燃料の飽和蒸気圧 p_v とした。また、 $R_{\max}$ 、 R_{brk} はそれぞれ最大気泡半径、崩壊時の気泡半径である。なお、気泡崩壊時を断熱変化と仮定して、 κ は 1.4 とした。図 4 に各 $R_{\max}$ 、 R_{brk} に対する最大

衝撃波圧力を示す。図中、実線は $X_{C5}=0.8$ 、破線は $X_{C5}=0.4$ としてそれぞれ算出した値である。最大衝撃波圧力は条件によっては数 GPa のオーダに達する。一般に周囲流体の圧縮性を考慮した場合にはより小さい値となることが知られているが、その圧力は十分に高い。また、燃料組成で比較すれば、高い飽和蒸気圧を有する組成ほど高い衝撃波圧力が得られることがわかる。この圧力が周囲流体の乱れを誘発するとすれば、そのときのエネルギーは下式となる。

$$E_{collapse} = 4/3 \pi \sum_R N(R) \cdot p_{\max}(R) \cdot R_{brk}^3 \quad (9)$$

R_{brk} の正確な値が不明なため、本論にて取り扱う最小気泡核半径の $R_{brk}=1\mu\text{m}$ と仮定した。なお、図 4 のとおり、最大衝撃波圧力はこの値に大きく依存するため、今後の検討を要する。各気泡核半径 R_0 、各燃料組成に対し (9) 式より求めたエネルギーを $X_{C5}=0.8$ 、 $R_0=1\mu\text{m}$ の計算値で正規化し、図 5 に示す。高揮発性成分である n -ペンタンの混合割合が増すほど、生成されるエネルギーは大となる。また、図には $X_{C5}=0.4$ 、0.6、0.8 の結果のみを示しているが、これは n -トリデカン単体の場合、衝撃波圧力に起因するエネルギーがほとんど得られず、混合燃料に比して無視できるほど小さくなるためである。また、 $X_{C5}=0.8$ 、0.6 では初期気泡半径に対しエネルギーが極値を有する。(4) 式で述べたように、小気泡核半径ほど発泡気泡数が指数関数的に増加する。加えて、図 3 のとおり、気泡壁における力学的バランスから小半径の気泡ほどより迅速に成長する。したがって、飽和蒸気圧の低い燃料組成ではエネルギーが比較的大なる気泡に支配されるのに対し、飽和蒸気圧の高い燃料は小半径の気泡核も発生エネルギーに寄与することがわかる。

Fig.4 Maximum pressure of shock wave emerged during collapse vs. maximum bubble radius for each radius at bubble collapse and molar fraction of n -pentane

Fig.5 Normalized energy of bubble collapse vs. radius of bubble nucleus as a function of molar fraction of n -pentane

さらに、本モデルでは気泡の収縮が周囲流体の運動を誘起すると仮定し、収縮過程において生成されるエネルギーを下式で定義する。

$$E_{shrink} = 1/2 \rho_l \cdot \sum_R N(R) \sum_i^j \int_{r=R_{i+1}}^{r=R_i} v^2 4\pi r^2 dr \quad (10)$$

ここで、 i は気泡が最大半径に達するときの時刻、一方、 j は崩壊するときの時刻である。収縮中における気泡の速度 V と周囲流体の速度 v はそれらの表面積に関し、逆比例の関係にあるから、

$$v/V = R_{\max}^2 / r^2 \quad (11)$$

これを(10)式に代入することで次式を得る。

$$E_{shrink} = 1/2 \rho_l \cdot \sum_R N(R) \sum_i^j \int_{r=R_{i+1}}^{r=R_i} \left(\frac{R_i^2}{r^2} V \right)^2 4\pi r^2 dr \quad (12)$$

2・5 噴霧モデル 以上述べたモデルを多成分燃料へ拡張した⁽¹⁶⁾KIVA-3V コード⁽¹⁵⁾に組み込み、ディーゼル噴霧の数値解析を行なった。以下にその詳細を述べる。

(1) 一次分裂 ノズル内における燃料流の乱れが噴流の一次分裂に及ぼす影響を考慮するため、Huh と Gosman により提案された Kelvin-Helmholtz 不安定性による分裂モデル⁽³⁾を基に改良を加えた。

一次分裂における微粒化の長さスケール L_{At} はノズル内部で生じる乱れの長さスケール L_n に比例すると仮定して、微粒化の長さスケールおよび噴流表面に生じる波の長さスケール L_{Wt} は下式で与えられる。

$$L_{At} = C_2 L_n, \quad L_{Wt} = C_3 L_n \quad (13)$$

表面波の長さの半分が子液滴として親液滴から飛び出すと仮定すると、(13)式の両定数は下の関係となる。

$$C_2 / C_3 = 0.5 \quad (14)$$

また、ノズル内の乱れに関する詳細は不明であるため、 L_n と乱流時間スケール τ_n は以下の式から得る。

$$L_n = C_\mu k_t^{3/2} / \varepsilon_t \quad (15)$$

$$\tau_n = C_\mu k_t / \varepsilon_t \quad (16)$$

$$k_t = \frac{U^2}{8l_n / d_n} \left(\frac{1}{Cd^2} - K_{inlet} - 1 \right) \quad (17)$$

$$\varepsilon_t = K_\varepsilon \frac{u^3}{2l_n} \left(\frac{1}{Cd^2} - K_{inlet} - 1 \right) \quad (18)$$

C_μ は k - ε モデルにおける定数であり 0.09 とした。 K_ε は一般に 0.27 とされる。また、流量係数 C_d は 2・3 節で述べたが、ボイド率の増加に伴い減少することから、この値は気泡の存在に起因した気液界面における乱れなど、2・4 節で定義したエネルギー以外による作用を包含する。

微粒化の時間スケール τ_A は乱流時間スケール τ_T と表面波の成長時間スケール τ_W との和に比例するとして、

$$\tau_A = C_1 \tau_T + C_4 \tau_W \quad (19)$$

本報では噴霧先端到達距離に関する実験値と計算値の比較から、 C_1 、 C_4 をそれぞれ 1.7、0.4 とした。 τ_W は、

$$\tau_W = \left(\frac{\rho_l \cdot \rho_g}{(\rho_l + \rho_g)^2} \left(\frac{u_r}{L_W} \right)^2 - \frac{\sigma_l}{(\rho_l + \rho_g) \cdot L_W^3} \right)^{-0.5} \quad (20)$$

ρ_g は気体の密度、 u_r は液滴と周囲気体との相対速度である。

加えて、キャビテーション気泡が引き起こす乱れの長さスケール L_{Tc} の定義を図 6 に示す。発生した気泡は全て壁面に沿って存在するとして、その長さスケールは最大ボイド率 $\alpha_{\max}$ 時の気泡の厚みとする。したがって、 L_{Tc} は下式となる。

$$L_{Tc} = 1/2 d_n (1 - \sqrt{1 - \alpha_{\max}}) \quad (21)$$

ここで d_n はノズル径である。また、キャビテーションに起因する微粒化の長さスケール L_{Ac} は(13)、(14)式に従うものとする。

Fig.6 Schematic of relation between void fraction and turbulent length scale induced by cavitation bubbles

本モデルでは(9)、(12)式から得たエネルギーを計算タイムステップあたりの噴射量で除して、乱流エネルギー

$$k_{collapse} = E_{collapse} / Q, \quad k_{shrink} = E_{shrink} / Q \quad (22)$$

を得る。また、ノズル出口における乱流変動は等方性乱流を仮定して、

$$u_c' = \sqrt{2/3(k_{collapse} + k_{shrink})} \quad (23)$$

キャビテーションによる乱流の時間スケールは(24)式から求める。

$$\tau_{Tc} = L_{Tc} / u_c' \quad (24)$$

なお、本モデルでは(15)から(18)式と(21)から(24)式の双方が一次分裂に関与するとして、各々の場合の親液滴径の減少速度は次式で表される。

$$dr_d/dt = -C_r L_A / \tau_A \quad (25)$$

ここで、後述の噴霧先端到達距離に関する計算結果と実験値との比較から C_r は 0.02 とした。また、Reitz ら⁽²⁵⁾と同様、親液滴から子液滴が飛び出すモデルを採用した。さらに Su ら⁽²⁶⁾の手法を参考に、
1. 分裂後における親液滴の数は分裂前と等しい、
2. 新たな親液滴と子液滴のザウタ平均粒径(SMD)は(25)式を満足する、
3. 子液滴の径は微粒化長さスケールに比例するといった条件のもと、分裂後の親液滴径、子液滴の数を算定する。

(2) 二次分裂 一次分裂により生成された子液滴あるいは We 数($=\rho u_r^2 d_d / \sigma$, d_d : 液滴径)が 1000 を下回る⁽²⁷⁾液滴の分裂には TAB(Taylor Analogy Breakup)モデル⁽¹⁾を用いた。また、TAB モデルの定数として、Dan ら⁽²⁸⁾の研究を参考に、粒数頻度関数の自由度 ϕ を 6 とし、振動エネルギーの比率 K を 11/12 とした。

3. 実験および計算条件

実験条件および計算条件を表 1 に示す。実験は急速圧縮膨張装置(Rapid Compression Expansion Machine: RCEM)にて行ない、上死点前 25 度において噴射された燃料をシャドウグラフ撮影にて観察した。なお、非燃焼場での撮影を行なうため、雰囲気には窒素を充填している。一方、計算は本モデルを検証する第一段階として液滴径を含めた考察を行なうため、蒸発の影響を無視できる室温雰囲気とした。なお、実験と雰囲気圧力および雰囲気密度を合致させるため、アルゴンとヘリウムの混合ガス中への燃料噴射を想定した。ただし、

ここでは雰囲気粘性および液滴温度の差異は考慮せず、定性的な考察に留める。

Table1 Experimental and numerical condition

	Exp.	Pred.
Ambient gas [Vol.%]	N ₂ : 100	He: 76.3 Ar: 23.7
Compression ratio [-]	15	-
Initial cylinder pressure [MPa]	0.1	-
Start of injection [deg. C.A. BTDC]	25	-
Ambient temperature [K]	666	293
Ambient pressure [MPa]	1.88	1.88
Ambient density [kg/m ³]	9.66	9.66
Hole diameter [mm]	0.15	0.15
Hole length [mm]	0.8	0.8
Injection pressure [MPa]	70	70
Fuel temperature [K]	-	333

Table2 Fuel Properties

	$X_{C5}=0$	$X_{C5}=0.4$	$X_{C5}=0.6$	$X_{C5}=0.8$	$X_{C5}=1$
Density* [kg/m ³]	766	740	718	683	626
Viscosity[μPa s]	1794	908	617	398	228
Surface tension* [N/m]	0.0277	0.0256	0.0237	0.0207	0.0162
Saturated vapor pressure** [MPa]	0.0001	0.075	0.118	0.165	0.215

* at 293K, 0.101MPa ** at 333K

供試燃料には前節と同じ C13/C5 混合燃料を用い、混合割合は $X_{C5}=0, 0.4, 0.6, 0.8$ とした。各燃料の物理的特性は表 2 に示すとおりである。また、噴射圧力は 70MPa、噴孔径は 0.15mm、噴孔長さは 0.8mm とした。

4. 計算結果および考察

燃料噴射終了時の実験と計算による噴霧画像を図 7 に示す。シャドウグラフ画像において、噴孔出口から連続的に存在するコントラストの高い領域は噴霧内の液相部と考えられ、n-ペンタンの混合割合が高い燃料ほどその長さは短く、蒸発が迅速に行なわれていることがわかる。特にその傾向は $X_{C5}=0.8$ において顕著である。

実測値と計算値における噴霧先端到達距離の時系列的変化の比較を図 8 に示す。実験結果から、

Fig.7 Comparison of spray images measured and predicted

Fig.8 Comparison of measured spray tip penetration to spray tip penetration predicted by present model for each mixing fraction

燃料による先端到達距離の差異が確認でき、混合燃料であり、且つ低沸点成分の混合割合が高いほど、時間に対する先端到達距離が短縮傾向にある。また、計算結果においても同様に低沸点成分の混合により先端到達距離が短縮している。噴射開始後 0.2 から 0.4ms にか、計算による先端到達距離が実験値より長くなるが、これは実験時の蒸発に起因する差異あるいは計算が一次分裂の程度を幾分小さく見積もったことによる。逆に、それ以降

Fig.9 Effect of molar fraction of n-pentane on distribution of local SMD as a function of distance from nozzle exit

Fig.10 Distribution of droplets number density as a function of molar fraction of n-pentane

では計算値が実験結果に比して短く、二次分裂モデルが過剰に液滴を小径化した結果と考えている。

ノズル軸方向の SMD 分布を図 9 に示す。軸方向下流へ向かうにつれ、噴出直後からの液滴の分裂により SMD は次第に小さくなる。特に n-ペンタンを多く含む混合燃料ほどノズル近傍における勾配が大きく、より急速に小粒径化が進む。ただし、二次分裂が支配的な噴霧下流域では、n-ペンタンの混合割合が低い燃料の液滴速度が速く、その差がやや小さくなる。また、噴霧先端には運動量の大きい比較的大きな径の液滴が存在する。

図 10 はこれまでと同時期において、各粒径に対する噴霧全体の液滴数密度分布を燃料組成毎に比較している。 $X_{C5}=0.4$ が他の傾向と異なるが、これは生成された子液滴数が $X_{C5}=0$ に比して多く、その液滴速度が $X_{C5}=0.6, 0.8$ より速いことから、二次分裂時の計算において過度に液滴の小径化が進むことに起因する。これについては今後の検討を要するが、その点を除けば、n-ペンタンの濃度

が増すほどノズル近傍からの急速な分裂により、小粒子径の液滴数が増す。本結果に対する実験データはなく、粒子数密度分布の妥当性は確認できない。しかしながら、燃料噴霧では小粒子径・高数密度な液滴群ほど蒸発が促されるため、混合燃料による噴霧液相部の短縮といった実験結果から類推すれば、図2にあるような高沸点成分の低沸点化に起因する蒸発もさることながら、以上のような微粒化機構が迅速に蒸発せしめた可能性もある。したがって、比較的粒子径の大なる液滴に比して径の小さい場合に雰囲気気体との運動量交換が早く、その結果、先端到達距離が短縮したと考えられ、実験結果においても蒸発の影響にこのことが付与していると推論される。

5. 結 言

- (1) キャビテーション気泡の成長・崩壊を考慮した新たな一次分裂モデルを構築した。
- (2) 本分裂モデルは多成分燃料の取り扱いが可能である。
- (3) ディーゼル噴射のような高速流の場合、軽油などの低揮発性成分はノズル内における気泡成長が十分に行なわれず、蒸気泡キャビテーションとなり得ない可能性がある。
- (4) (3)に対し、ガソリン系低沸点成分を混合した燃料では気泡成長が早く、気泡崩壊時に発生するエネルギーも大きい。
- (5) 計算結果から、低沸点成分の混合に起因するキャビテーション気泡崩壊時の発生エネルギーの増大により、液滴の微細化および噴霧先端到達距離の短縮が確認できた。

謝 辞

本研究は文部科学省学術フロンティア推進事業「次世代ゼロエミッション・エネルギー変換システム(同志社大学)」の支援を受けた。また、その一部は科学研究費補助金(基盤研究(B) 課題番号17360102)によった。ここに記して謝意を表する。

参 考 文 献

- (1) O'Rourke, P. J. and Amsden, A. A., The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup, SAE Paper 872089, 1987.
- (2) Reitz, R. D. and Dowakar, R., Structure of High-Pressure Fuel Sprays, SAE Paper 870598, 1987.
- (3) Huh, K. Y. and Gosman, A. D., A Phenomenological Model of Diesel Spray Atomization, Proc. of The International Conf. on Multiphase Flows '91-Tsukuba, pp.515-518, 1991.
- (4) Bracco, F. V., Modeling of Engine Sprays, SAE Paper 850394, 1985.
- (5) Lefebvre, A. H., Atomization and Sprays, Hemisphere Publishing Corp., 1989.
- (6) Arai, M. et al., Similarity between the Break-Up Lengths of A High Speed Liquid Jet in Atmospheric and Pressurized Conditions, Proc. of ICLASS-91, pp.563-570, 1991.
- (7) Dan, T. et al., H., Effect of Nozzle Configurations for Characteristics of Non-Reacting Diesel Fuel Spray, SAE Paper 970355, 1997.
- (8) Kim, J. H. et al., Characteristics of the Internal Flow in a Diesel Injection Nozzle, Proc. of ICLASS-97, pp.175-182, 1997.
- (9) Bergwerk, W., Flow Pattern in Diesel Nozzle Spray Holes, Proc. of Instn. Mech. Engrs., Vol.173, No.25, pp.655-660, 1959.
- (10) Chaves, H. et al., A., Experimental Study of Cavitation in the Nozzle Hole of Diesel Injectors Using Transparent Nozzles, SAE Paper 950290, 1995.
- (11) Iida, H. et al., Effect of Internal Flow in a Simulated Diesel Injection Nozzle on Spray Atomization, Proc. of ICLASS-2000, 2000.
- (12) Yonezawa, T., Senda, J., Yoshiki, K., Saito, M., Fujimoto, H. and Miki, H., Behavior of Bubbles in a Vibration Field, Trans. of JSME, B, Vol. 53, No. 491, pp. 1894-1899, 1986.
- (13) Senda, J., Nishikori, T., Hojyo, Y., Tsukamoto, T. and Fujimoto, H., Modeling of Atomization and Vaporization Process in Flash Boiling Spray (1st Report, Change in Atomization Characteristics with Back Pressure), Trans. of JSME, Vol. 60, No. 578, pp. 3551-3555, 1994.
- (14) Senda, J., Nishikori, T., Hojyo, Y., Tsukamoto, T. and Fujimoto, H., Modeling of Atomization and Vaporization Process in Flash Boiling Spray (2nd Report, Model Analysis on Atomization and Vaporization Process), Trans. of JSME, Vol. 60, No. 578, pp. 3556-3562, 1994.
- (15) Amsden, A. A., KIVA-3V: A Block-Structured KIVA Program for Engines with Vertical or Canted Valves, Los Alamos National Laboratory Report LA-13313-MS, 1997.
- (16) Kawano, D. et al., Numerical Simulation of Multicomponent Fuel Spray, SAE2003-01-1838, 2003.
- (17) Kawano, D. et al., Modeling Atomization and Vaporization Processes of Flash-Boiling Spray, SAE2004-01-0534, 2004.
- (18) Kuzuwata, H. et al., A Study of Nozzle Internal Flow and Spray in Diesel Injection Nozzle, Trans. of JSME, Vol.35, No.1, pp.39-44, 2004.
- (19) Ely, J. F. et al., NIST Thermophysical Properties of Hydrocarbon Mixture Database (SUPERTRAPP) User's Guide, 1992.
- (20) Liu, Z. and Brennen, C. E., Cavitation Nuclei Population and Event Rates, Trans. of the ASME, Vol. 120, pp.728-737, 1998.
- (21) Billet, M. L., Cavitation Nuclei Measurements - A Review, 20th Anniversary Issue: Cavitation and Multiphase Flow Forum, FED-Vol. 23, pp.31-38, 1985.
- (22) Sarre, C. K., Kong, S. C. and Reitz, R. D., Modeling the Effects of Injector Nozzle Geometry on Diesel Sprays, SAE1999-01-0912, 1999.
- (23) Nurick, W. H., Orifice Cavitation and Its Effect on Spray Mixing, Journal of Fluids Engineering, Vol. 98, pp.681-687, 1976.
- (24) Shima, A. et al., Memoirs of the Institute of High Speed Mechanics, Tohoku University, Vol. 46, No. 407, 1981.
- (25) Reitz, R. D., Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays, Atomization and Spray Technology, 3, pp.309-337, 1987.
- (26) Su, T. F. et al., Experimental and Numerical Studies of High Pressure Multiple Injection Sprays, SAE Paper 960861, 1996.
- (27) Habchi, C. et al., Modeling Atomization and Break Up in High-Pressure Diesel Sprays, SAE Paper 970881, 1997.
- (28) Dan, T. et al., Organized Structure and Motion in Diesel Spray, SAE Paper 970641, 1997.