

混合燃料における減圧沸騰噴霧の数値解析

Numerical Analysis of Flash Boiling Spray in Mixed Fuel

田中 大輔, 檜垣 智大, 千田 二郎, 藤本 元
 (Daisuke TANAKA)(Tomohiro HIGAKI)(Jiro SENDA)(Hajime FUJIMOTO)
 トヨタ自動車, 同志社大・院, 同志社大, 同志社大
 (TOYOTA Moter Co.Ltd.) (Doshisha Univ.) (Doshisha Univ.) (Doshisha Univ.)

This paper presents the analysis of atomization and vaporization processes in a flash boiling spray for a gasoline manifold injection. This modeling scheme was carried out by use of a physical equation, namely, Rayleigh-Plesset equation. The bubble nucleation process due to the flash boiling was modeled by nucleation rate equation using the degree of superheat of the liquid fuel. The fuel vaporization process was assessed by the bubble growth calculation in the vapor cavitation phenomena, the fuel evaporation and the evaporation process due to the boiling from the liquid surface owing to the heat transfer between the ambient gas and liquid. This analysis was applied to single component so far. In this study we extended this one to mixed fuel of n-pentane and n-hexane, and the correlation of the gas-liquid equilibrium in the mixed fuel was obtained from predictive formula. Then, the flash boiling spray model for mixed fuel is developed from this correlation.

Key word : Flash Boiling Spray, Cavitation, Vapor Formation, Mixed Fuel, Modeling

1. はじめに

現在のガソリン機関の燃料供給方式は、筒内直接噴射方式が注目をあびているが、未だMPI方式が主流である。この方式では噴射ノズルの設置位置が必然的に吸気弁に近くなるため、吸気管内部での燃料噴霧と吸入空気の混合時間が短く、運転条件によっては噴霧の微粒化が悪くなり、未燃炭化水素等の有害排気物の増加原因となる。

MPI方式では、マニホールドを介して数気筒分の吸気絞りを共有するため、吸気管内の圧力は他気筒の吸気行程において負圧となり、燃料中の一部の低沸点成分の飽和蒸気圧を下回ることが考えられる。このような条件では減圧沸騰現象⁽¹⁾が生じ、噴霧特性は大きく変化することが知られている。したがって、減圧沸騰噴霧の挙動を解明することは、MPI方式における燃料噴霧の微粒化特性を向上させることに大きく寄与する。

この減圧沸騰噴霧に関する研究では、核生成とそれ

による蒸気キャビテーション気泡の成長の解析により噴霧特性が評価されている⁽²⁻¹⁰⁾。しかしながら、核生成、気泡成長さらに微粒表面からの蒸発のすべての過程を考慮し、噴霧の微粒化過程から蒸発過程にわたり解析した例は見当たらない。

著者らはこれまでに、減圧沸騰噴霧の蒸発過程を蒸気キャビテーション気泡力学より推定するモデルを提案し、キャビテーション気泡の成長過程および燃料液膜表面からの蒸発過程を解析することにより、減圧沸騰噴霧の微粒化特性と蒸発過程のモデリングを行なった⁽¹¹⁻¹²⁾。そして、単一成分燃料を用いたときの計算結果は、赤外線二波長吸収法を用いた蒸気濃度計測結果と比較的良好一致し、その妥当性が検証された⁽¹³⁾。

しかし、多成分燃料であるガソリンの蒸発挙動は単一成分燃料とは大きく異なるため、これまでの実験結果、解析結果をガソリンに当てはめることは十分でないと考えられる。そこで本研究では、二成分混合燃料の噴霧挙動を観察し、さらに気液平衡関係を取り入れ、従来扱っていた単一燃料による減圧沸騰噴霧の蒸発モデルを二成分混合燃料に拡張した。

原稿受付：1998年4月7日

Table 1 Properties of mixed fuel

| | MF73 | MF55 | MF37 |
|---|-------|-------|-------|
| Density ρ_l [kg/m ³] | 635.9 | 642.5 | 649.1 |
| Saturated pressure P_v [kPa] | 44.4 | 36.4 | 28.3 |
| Latent heat h_{fg} [kJ/kg] | 369.6 | 369.3 | 368.9 |
| Viscosity μ_l [$\times 10^{-6}$ Pa·s] | 260.1 | 273.5 | 286.9 |
| Surface tension σ [$\times 10^{-3}$ N/m] | 16.7 | 17.2 | 17.7 |
| Specific heat C_{pl} [kJ/kg·K] | 2.32 | 2.30 | 2.27 |

2. 減圧沸騰モデル

本研究では、供試燃料はn-ペンタンとn-ヘキサン
の混合燃料で、それぞれ体積比3:7, 5:5, 7:3で混合し(以
下、それぞれMF37, MF55, MF73と称する)、ピント
ル型噴射ノズル(噴孔径0.931[mm], ピントル径
0.798[mm], ピントル角26(deg.))からの噴射を想定し
て計算を行なった。雰囲気圧力 P_a を種々に変化させ、燃
料噴射圧 P_m と P_a の差圧 ΔP は250[kPa]一定とした。また
初期燃料温度 T_f および雰囲気温度 T_a は共に293[K]と
した。計算に用いる混合燃料の物性値は各成分のモル
分率から算出した。その性状を表1に示す。減圧沸騰モ
デルにこれらを組み込み、発生気泡核数、気泡径、液
膜分裂時間、液滴径等を算出した。また、二相領域の
推算を行ない各成分の発生蒸気量を算出した。

2.1 気泡核生成モデル

混入気体と溶解気体に起因する核生成については、
流体の過熱度の増大に伴い、発生気泡数が指数関数的
に増大することが実験的に確認されている⁽¹⁴⁻¹⁵⁾。一般
に、過熱度 ΔT の液体中における半径 R を持つ気泡核
の発泡数 N は核生成理論より次式で与えられる⁽¹⁶⁾。

$$N = C \cdot \exp\left(\frac{-\Delta A}{k\Delta T}\right), \Delta A = \frac{4}{3}\pi R^2 \sigma \quad (1)$$

ここで、 C は液中の気泡核数から決まる定数、 k は
Boltzmann 定数、 σ は液体の表面張力である。

本研究では、実験結果を参考に噴射開始後、時間の
経過に従い燃料中での発生気泡核数 N は順次減少して
ゆくこと仮定して以下の式で近似した。これは N を燃料
の過熱度 ΔT と時間 t の関数として定義したものである。

$$N = 1.11 \times 10^{12} \exp\left(\frac{-5.28}{\Delta T_0}\right) \cdot \left(10^{-4.34e^{-5t}}\right) \quad (2)$$

2.2 気泡成長モデル

一般に、無限液体中での気泡の成長過程は次の
Rayleigh-Plessetの式⁽¹⁷⁾で記述できる。

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

ここで、 R は気泡半径、 ρ は気泡周囲の流体の密度であ
る。 R, \dot{R} は時間を t とした場合、それぞれ $dR/dt, d^2R/dt^2$
を示す。また次に示す気泡壁の流体圧力 P_w の式⁽¹⁸⁾を
式(3)と併せて用いることにする。

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

ここで、 P_{r0} は初期の気泡核周囲の流体圧力、 R_0 は気泡
核半径であるから、 $P_{r0} + 2\sigma/R_0$ が気泡核内ガス圧力に相
当する。また、 n はポリトロップ指数、 μ_l は燃料液体の
粘性係数、 κ はScriven⁽¹⁹⁾の提案した表面粘性係数であ
る。

表面粘性とは、液体表面に粘弾性が発生する機構の
中でMarangoni⁽²⁰⁾効果に起因するものである。気泡がそ
の流体の蒸発により成長する場合、蒸発潜熱により液
相の温度は降下し、液相の気泡界面に近い部分に温度
境界層が形成される。この境界層は蒸発し難く、また
表面張力の影響により気泡成長を抑制するように作用
する。この表面粘性を式(4)に考慮しない場合には、気
泡径の計算値は時間の経過にともない次第に増加する
が、それを考慮した場合には気泡径はある一定値に漸
近する傾向を示す。液膜中の気泡群の観察結果によれ
ば、気泡は噴孔噴出後急激に成長するが、例えば、集
束噴流領域の液膜中の気泡径は約200[μ m]とほぼ一定
値を示す。このことより、本研究では表面粘性係数 κ を
考慮した。しかし、その係数自体の値や定量的な影響
に関してはScrivenも言及しておらず、また気泡が小さ
く測定が困難であるため測定された例も見あたらない。
そこで本研究では、井田らが提案した $\kappa = 8.0 \times 10^{-4}$ [N·
s/m]⁽²¹⁾を用いる。

2.3 気泡成長計算における仮定

気泡成長計算に用いる各値は以下のようにして決定
した。また、気泡の取り扱いを簡略化するために設け
た仮定を以下に示す。

- (1)気泡から無限遠における流体圧力 P_r には雰囲気圧力
 P_a を用いる。
- (2)気泡内部は温度、圧力共に均一であり、終始球形を
維持する。また温度は初期燃料温度 T_f と同一とする。

- (3) 気泡周囲の流体密度 ρ は、液体中に存在する他の気泡群も含めた液膜内の平均密度とする。
- (4) Marangoni 効果により、気泡成長過程で気泡間の合体は起こらないものとする。
- (5) 噴流軸と直角の水平方向断面内の液相温度は均一とする。
- (6) 噴孔噴出後、噴流の軸方向の運動量は保存されるとし、気泡成長等にもなう噴流軸方向の速度変化は無視する。
- (7) 噴流形状は噴射弁のピントル形状に影響されず、分裂までは噴孔噴出時のピントル径 d_2 と噴孔径 d_1 の比 d_2/d_1 を保つ同心円状の中空液膜噴流であるとする。すなわち噴霧外形 $2R_{sp1}$ と噴霧内径 $2R_{sp2}$ の比 $R_{sp1}/R_{sp2} = 0.857$ であるとする。
- (8) 気泡群は噴流流れに追従するとする。

2.4 液膜分裂モデル

薄い液膜内部における気泡の成長には限界がある。本研究のように液膜が気泡流である場合、液膜内の気泡体積の増大により表面張力や粘性が液膜を保持できなくなり、液滴群へ分裂すると考えられる。本研究では、この気泡による液膜分裂を気液二相流において気泡の体積割合を示すポイド率 ε によって規定し、この ε が臨界ポイド率 ε_c を超えたときに分裂が起こるとする。液膜内の気泡体積の割合を示す ε は次式で与えられる。

$$\varepsilon = \frac{V_{bubble}}{V_{bubble} + V_{liquid}} \quad (5)$$

ここで、 V_{bubble} は噴霧中の気泡の体積、 V_{liquid} は液体の体積である。須磨らは水を用いた中実噴流の実験で、ポイド率 $\varepsilon = 0.51 \sim 0.53$ で噴流の分裂が起こるとしている⁽²²⁾。しかし、液膜分裂時の ε は、実験条件により様々に変化し、正確な値を把握することは困難である。そこで、本研究では $\varepsilon_c = 0.45$ とし、この値を超えたときに液膜は液滴群に分裂するものと仮定する。また分裂後の液滴は気泡数の2倍の数の液滴群に分裂するものとした。分裂後の液滴は分裂時に運動エネルギーを失わず、分裂時の液膜の接線方向に速度を持つ自由液滴と仮定した。つまり、液滴群の飛散方向は気泡体積の増加速度に比例する。

2.5 噴霧蒸発モデル

本研究では、減圧沸騰現象による蒸発を、気泡成長による蒸発、熱伝達による蒸発、過熱度起因する蒸発に分類した。

2.5.1 気泡成長による蒸発 減圧沸騰現象は、過熱状態にある液体燃料中の気泡核が蒸気キャビテーション気泡として成長することに起因している。つま

り、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、この気泡の成長による燃料の蒸発過程を以下のようにモデル化した。

微小時間 dt 間に気泡径が $2R_n$ から $2R_{n+1}$ に成長する場合、気泡の成長に起因する蒸発量 dM_{cb} は次式で表される。

$$dM_{cb} = \frac{4}{3} \rho_v \pi N (R_{n+1}^3 - R_n^3) \quad (6)$$

よって、気泡の成長に起因する蒸発に必要な熱量 dQ_{cb} は以下ようになる。

$$dQ_{cb} = \frac{4}{3} h_{fg} \rho_v \pi N (R_{n+1}^3 - R_n^3) \quad (7)$$

ここで、 h_{fg} は蒸発潜熱である。気泡の成長によって熱を奪われ、液膜内の温度が dt 間に T_f から T'_f に降下する場合、液膜から供給される熱量 dQ_{fc} は以下の式で表される。

$$dQ_{fc} = C_{pl}(T_f - T'_f)M_l \quad (8)$$

ここで、 C_{pl} は燃料液体の熱容量、 M_l は燃料液体の質量である。 M_l は dt 間の噴射量から蒸発量を差し引いたものを与える。当然 $dQ_{cb} = dQ_{fc}$ であるので、 dt 間の気泡成長による温度降下量 $T_f - T'_f$ は以下ようになる。

$$T_f - T'_f = \frac{4}{3} \frac{h_{fg} \rho_v \pi}{C_{pl} M_l} N (R_{n+1}^3 - R_n^3) \quad (9)$$

この温度降下は気泡が分裂してなくなるか、あるいは液膜内の温度が飽和温度まで降下して熱の供給がなくなるまで続く。

2.5.2 熱伝達による蒸発 気泡の成長により熱を奪われて燃料温度が T_f から T'_f に降下すると、霧囲気温度との温度差が生じ、熱伝達による蒸発が起こる。霧囲気温度 T_a 中で、燃料温度 T'_f の液膜・液滴が蒸発しつつあるとき、蒸発に必要な熱量 dQ_{ht} は次式で表される。

$$dQ_{ht} = \alpha_{ht} (T_a - T'_f) A \cdot dt \quad (10)$$

ここで、 α_{ht} は表面蒸発による熱伝達率、 A は液膜・液滴の表面積である。式(10)より、液膜・液滴表面からの蒸発量 dM_{ht} は以下ようになる。

$$dM_{ht} = \frac{\alpha_{ht} (T_a - T'_f) A \cdot dt}{h_{fg}} \quad (11)$$

また、この熱量の供給は初期にはすべて液膜から、液膜が飽和温度に達した時にはすべて霧囲気空気から供給されると仮定し、それらの間での供給割合は連続的に変化するものとする。よって、 dt 間の液膜・液滴表面からの蒸発による温度降下量 $T'_f - T''_f$ は以下になる。

$$T_f' - T_f'' = \frac{T_f' - T_{fsat}}{T_a - T_{fsat}} \frac{\alpha_{hr}(T_a - T_f')A \cdot dt}{C_{pl}M_l} \quad (12)$$

ここで、 T_{fsat} は燃料の飽和温度である。熱伝達率 α_{hr} [W/m²K] は以下のように表される⁽²³⁾。

$$\alpha_{hr} = \frac{Nu \cdot \lambda}{L} \quad (13)$$

ここで、 λ は熱伝導率、Nu はヌセルト数である。本研究では、代表寸法 L の値には分裂前は噴霧外径と噴霧内径の差 $2R_{sp1} - 2R_{sp2}$ を、分裂後は液滴径 d を用いる。 L が非常に小さい場合、Nu=2といわれており、本研究でもこの値を用いる。この熱伝達による蒸発の計算は、燃料噴霧の液膜分裂前後を通して行なう。

2.5.3 過熱度起因する蒸発 減圧沸騰現象では、燃料は過熱度をもち、これに起因する蒸発が起こる。噴霧流体内部で蒸気泡が成長する場合は2.5.1節により計算されるため、本項の過熱度による蒸発は0である。そして液膜が2.4節の規定で分裂して以降に、液滴群はこの蒸発を行なうことになる。この蒸発に必要な熱量 dQ_{sh} は以下の式で表される。

$$dQ_{sh} = \alpha_{sh}(T_f'' - T_{fsat})A \cdot dt \quad (14)$$

ここで α_{sh} は過熱度起因する液体・気体間の熱伝達率である。式(14)より過熱度起因する蒸発量 dM_{sh} は以下のようになる。

$$dM_{sh} = \frac{\alpha_{sh}(T_f'' - T_{fsat})A \cdot dt}{h_{fg}} \quad (15)$$

この過熱度 ΔT に起因する蒸発は、前項の熱伝達によるものとは異なり、噴射初期には ΔT が大きい蒸発量が大きく、時間の経過と共に燃料温度 T_f'' が飽和温度 T_{fsat} まで降下し、 ΔT が0になるとこの蒸発は停止する。またこの蒸発は液膜の過熱度が原因となって起こるので、蒸発に必要な熱量はすべて液膜から供給されると考えられる。よって、 dt 間の過熱度起因する蒸発による温度降下量 $T_f' - T_f''$ は以下のようになる。

$$T_f' - T_f'' = \frac{\alpha_{sh}(T_f'' - T_{fsat})A \cdot dt}{C_{pl}M_l} \quad (16)$$

また、本研究においては流体燃料の沸騰曲線を参照して、この熱伝達率 α_{sh} [W/m²K] を以下のように近似する。

$$\begin{aligned} \alpha_{sh} &= 0.76\Delta T^{0.26} & (0 \leq \Delta T \leq 5) \\ &= 0.027\Delta T^{2.33} & (5 \leq \Delta T \leq 25) \\ &= 8 \times \log(\Delta T - 24) + 46.8 & (\Delta T \geq 25) \end{aligned} \quad (17)$$

dt 間の液膜内温度降下量 dT_f' は、気泡の成長による蒸発、熱伝達による蒸発、過熱度起因する蒸発のすべ

• NUCLEATION PROCESS

$$N = 1.11 \times 10^{12} \exp\left(\frac{-5.28}{\Delta T_0}\right) \times (10^{-4.34e^{-5.1}})$$

Initial bubble diameter $2R_0$
 $2R_0 = 20\mu\text{m}$

• BUBBLE

GROWTH PROCESS

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho}(P_w - P_r)$$

and

$$P_w = P_v + \left(P_{r0} + \frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3n}$$

$$- \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} - \frac{4\kappa\dot{R}}{R^2}$$

• VAPOR FORMATION PROCESS

(1) By cavitation bubbles growth
 $dM_{cb} = \frac{4}{3}\rho_v\pi N(R_{n+1}^3 - R_n^3)$

(2) Owing to heat transfer
 $dM_{hr} = \frac{\alpha_{hr}(T_a - T_f')A \cdot dt}{h_{fg}}$

(3) By superheated degree
 $dM_{sh} = \frac{\alpha_{sh}(T_f'' - T_{fsat})A \cdot dt}{h_{fg}}$

• DROPLET

FORMATION PROCESS

$$\epsilon = \frac{V_{bubble}}{V_{bubble} + V_{liquid}} \geq \epsilon_c$$

Droplet number = 2 × Bubble number

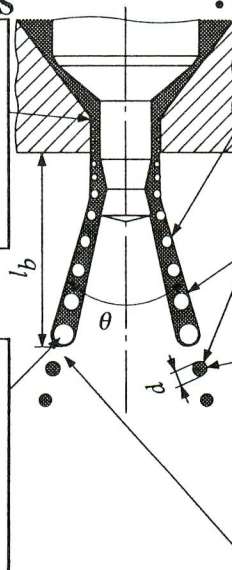


Fig.1 Analytical model of flash boiling spray

での蒸発による温度降下をあわせたと量となるので、以下のように表すことができる。

$$dT_f = (T_f - T_f') + (T_f' - T_f'') (T_f'' - T_f''') = T_f - T_f''' \tag{18}$$

以上のようにして決定した減圧沸騰噴霧モデルの概略を図1に示す。

3. 混合燃料の二相領域の気液平衡推算

単一成燃料の場合、気液平衡関係は通常、飽和蒸気圧線図において一本の曲線で表される。しかし、二成分混合溶液では、二相領域と呼ばれる幅の広い帯状の領域が存在する⁽²⁴⁾。この領域内の圧力・温度条件では、液相と気相の双方が存在し、各相の成分ごとのモル組成等も連続的に変化して複雑な性状となる。本研究では、この平衡関係を二種類の推算式により算出し、良好な結果を示した方を減圧沸騰噴霧モデルに用いる。

3.1 修正 BWR 式による気液平衡推算

本研究のような低圧領域に対しては、BWR式を改良した修正BWR式を適用できると考えられる。この式では、各成分特有の定数の数が16個まで拡張されており、無極性の炭化水素、CO₂、N₂または極性の弱いH₂Sなどに広く適用でき、蒸気圧の低い領域や臨界点近傍も含め、良い相関が得られることが確認されている⁽²⁵⁾。本研究では、この状態方程式を用いて混合燃料の気液平衡関係を算出した。

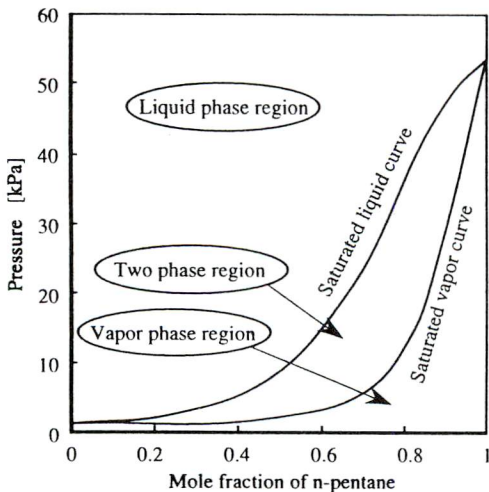


Fig.2 Two phase region of n-pentane and n-hexane (Modified BWR formula)

図2に修正BWR式を用いて算出したn-ペンタン、n-ヘキサン混合燃料の飽和蒸気・モル分率線図を示す。この図は一定温度のもとでの減圧する場合の、蒸発過程における圧力と気液各相の成分比を表すものである。混合溶液中のn-ペンタンのモル分率が1のとき、飽和液体曲線と飽和蒸気曲線が集束しており、その圧力は約53[kPa]となっている。これは常温(293[K])でのn-ペンタンの飽和蒸気圧力56.5[kPa]と比較的良好一致を示している。しかし、モル分率が0のとき、2つの曲線は集束しているが、圧力は1.5[kPa]前後となっており、n-ヘキサンの飽和蒸気圧力である16.2[kPa]とは大きく異なっている。これは、修正BWR式は低圧領域まで推算可能であるが、本研究で取り扱っているような真空に近い極低圧場では、誤差が大きくなり良好な結果が得られないものと考えられる。

3.2 ラウールの法則、ドルトンの法則による気液平衡推算

n-ペンタン、n-ヘキサンは共にノルマルパラフィン系の同族物質であり、これらからなる混合燃料は理想溶液である⁽²⁶⁾。理想溶液とは、成分分子間に相互作用の働かない溶液のことであり、この溶液では、温度一定の状態では各成分の発生する分圧は、その成分が単独で存在するときの蒸気圧に対しその成分の濃度に比例する(ラウールの法則)。いま二成分系を考えると、各成分の分圧は

$$p_1 = P_1 x_1, \quad p_2 = P_2 x_2 \tag{19}$$

となる。ここで P_1, P_2 は各成分が単独で存在するときの蒸気圧、 p_1, p_2 は各成分の分圧、 x_1, x_2 は各成分のモ

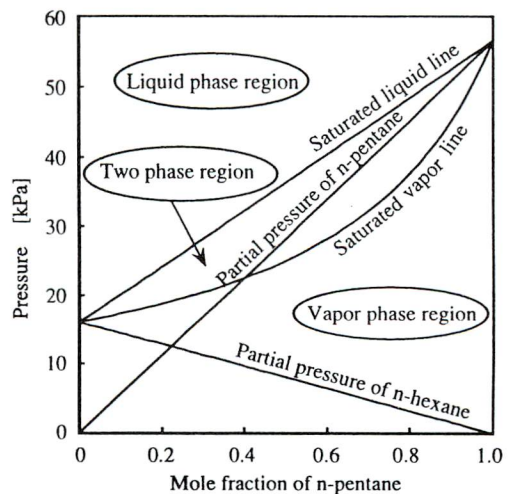


Fig.3 Two phase region of n-pentane and n-hexane (Raoult's law and Dalton's law)

ル分率である。また気相における各成分の組成を y_1, y_2 とすると溶液の全圧 P は各成分の分圧の合計である (ドルトンの法則) から、

$$p_1 = Py_1, \quad p_2 = Py_2 \quad (20)$$

となり、式(19)と組み合わせると、

$$y_1 = \frac{P_1 x_1}{P}, \quad y_2 = \frac{P_2 x_2}{P} \quad (21)$$

を得る。これにより気相組成が算定可能になる。

図3に式(19), (21)を用いて算出した n-ペンタン, n-ヘキサン の混合溶液の飽和蒸気圧・モル分率線図を示す。二相領域は細長い分布を示している。また、各純粋成分のみの蒸気圧力は、各成分の飽和蒸気圧力と一致している。この計算結果をもとに発生する蒸気の組成を考慮して、二成分混合燃料の減圧沸騰噴霧モデルを作成した。

4. 混合燃料噴霧の観察

図4に雰囲気気圧 P_a の変化に伴う MF37 および MF55 の混合燃料噴霧の背景散乱光写真を示す。噴射後の経過時間 t は 3[ms] である。ここで注目すべき点は、高沸点成分である n-ヘキサンの混合比が大きいくほど全体的に噴霧の微粒化が悪化し、集束噴流が低圧側に移行していることである。また、下流域の液滴群の中に、気泡を内包していると見られる粒径の大きなものが存在している。これは Marangoni 効果に起因するものと考えられる。気泡は蒸発によって成長する際に、蒸発潜熱により周囲液体から熱を奪う。これにより液相の気泡界面の表面張力が増し、n-ヘキサンの混合比の増加と

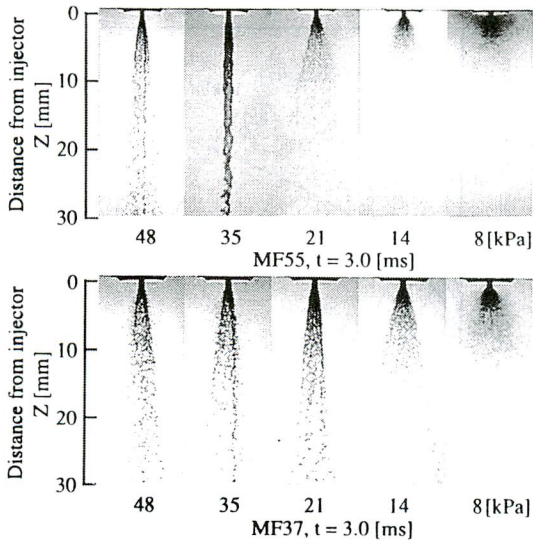


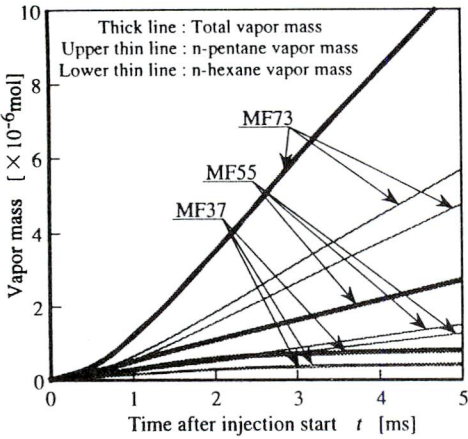
Fig.4 Change in spray patterns with ambient pressure P_a

共に表面張力が增大していることと相まって、液膜分裂後も液相を破断できない気泡が残っていると考えられる。

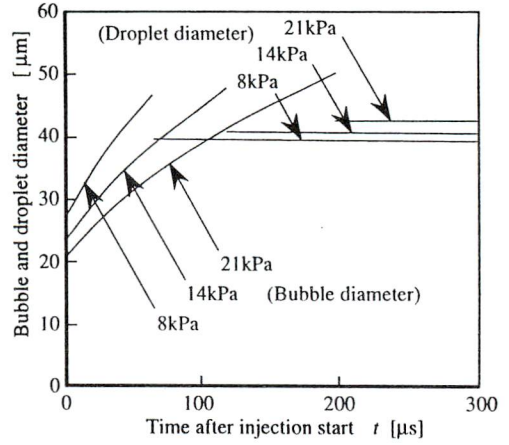
5. 計算結果および考察

図5(a)～(c)に雰囲気気圧力 21[kPa]～8[kPa] の各雰囲気気圧力における MF73, MF55, MF37 のそれぞれの燃料の発生蒸気量の計算結果を示す。 $P_a=21$ [kPa] では、各燃料共に噴射初期に蒸気化の速度が増加しており、噴射開始後 $t=1$ [ms] 以降では時間と共に直線的に蒸気が発生している。n-ペンタンと n-ヘキサンの発生蒸気量を比べると、どの混合比でも前者の値が大きくなっているものの、大きな差はないことが分かる。n-ペンタンと n-ヘキサンは分子構造も似ており、表1に示したように各性状も近い値を示している。しかし、燃料の混合比によって総発生蒸気量に大きな差があり、MF73 と MF55 を比較すると発生蒸気量にはおよそ 4～5 倍の差があり、混合比の違いにより蒸気化の性質が大きく異なることが分かる。 $P_a=14$ [kPa] では発生蒸気量は直線的な挙動を示さず、時間の経過と共に蒸気化の速度は低下している。 $P_a=21$ [kPa] と比較すると、各燃料の総発生蒸気量は 4 倍近くまで増加している。わずかな雰囲気気圧力の差により、蒸気化速度は大きな変化を示す。また、 $P_a=21$ [kPa] では各成分の混合比により総発生蒸気量に大きな差がみられたが、 $P_a=14$ [kPa] では各成分の混合比ごとの総発生蒸気量の差が相対的に小さくなっている。これは、雰囲気気圧力が混合燃料中の高沸点成分である n-ヘキサンの飽和蒸気圧 (16.2[kPa]) よりも低く、図3からもわかるように二相領域以下になっており、混合比の影響が小さくなっているためと考えられる。 $P_a=8$ [kPa] では、蒸気化の速度はさらに増加しており、 $P_a=21$ [kPa] と比較すると約 10 倍の蒸気が発生している。 $t=2$ [ms] まで著しい蒸気化が進み、その後時間とともに蒸気の増加量は減少している。また、減圧の度合いが大きいため各燃料の総発生蒸気量の差はさらに小さくなっている。

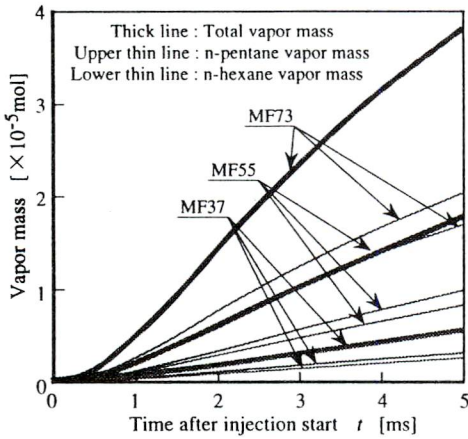
図6(a)～(c)に MF73, MF55, MF37 のそれぞれの燃料の各雰囲気気圧力における気泡径、液滴径の計算結果を示す。MF73では、雰囲気気圧力の低下とともに気泡の成長速度は増し、液膜分裂までの時間が短くなり、また分裂後の液滴径は小さくなっている。MF55の結果では、各雰囲気気圧力ともにMF73に比べ燃料液膜分裂時間が長くなっている。しかし、 $P_a=14$ [kPa], 8[kPa] では液膜分裂時の気泡径、分裂後の液滴径にあまり大きな変化は見られない。 $P_a=21$ [kPa] において条件においては分裂時の気泡径、液滴径はともに大きくなっていることがわかる。また、MF37では、 $P_a=21$ [kPa] の条件のみ



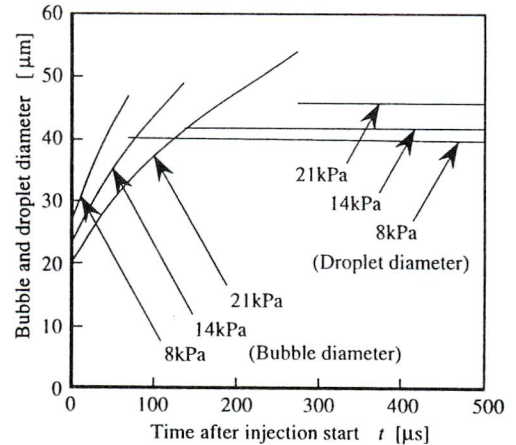
(a) $P_a=21$ [kPa]



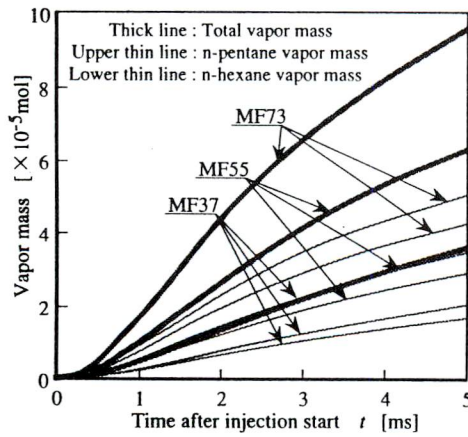
(a) MF73



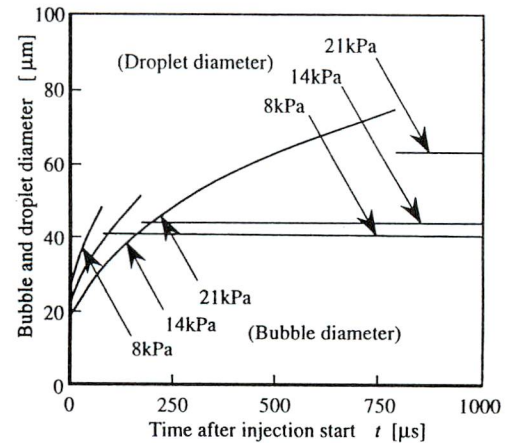
(b) $P_a=14$ [kPa]



(b) MF55



(c) $P_a=8$ [kPa]



(c) MF37

Fig.5 Temporal change in vapor mass of mixed fuel

Fig.6 Temporal changes in bubble diameter and droplet diameter

液膜分裂時間、気泡径、液滴径の値が極端に大きくなっており、他の圧力条件とは傾向が異なっている。これは、燃料成分中のn-ヘキサンのモル分率が大きいため、粘性や表面張力が大きくなっていること、および減圧の度合いが小さいことによるものである。図4の混合燃料噴霧の観察から、MF37は $P_a=21$ [kPa]前後の低い雰囲気圧力場で集束噴流となっていることがわかっており、解析モデルの計算結果はこれをよく表していると言える。

図7にMF73, MF55, MF37のそれぞれの燃料の各雰囲気圧力における燃料液膜分裂時間の計算結果を示す。MF73およびMF55では、雰囲気圧力の上昇と共に液膜分裂時間も長くなり、 $P_a=21$ [kPa]付近まで比例関係に近い挙動を示している。しかし、MF37では、前述の通り $P_a=14$ [kPa] 辺りから急に液膜分裂時間が長くなり、減圧沸騰の影響の小さい集束噴流領域に達していることがわかる。同様に、MF73, MF55でも雰囲気圧力の上昇と共に集束噴流領域に入るため、さらに高い圧力条件では液膜分裂時間が急に長くなることが予測される。

6. おわりに

低雰囲気圧力場に噴射された過熱度を有する燃料噴霧の挙動は極めて複雑なものであり、その詳細、微視的機構についてはまだ不明な点が多く、巨視的な性状が把握されているにすぎない。本研究ではこの複雑な現象を、気泡核生成、気泡成長、液膜分裂、液滴生成、蒸気化の各過程を考慮して簡略化したモデル解析により推測した。さらに二相領域を推算することにより、二成分混合燃料噴霧の挙動を予測する解析モデルを作成した。これらにより過熱度を有する種々の燃料噴霧の

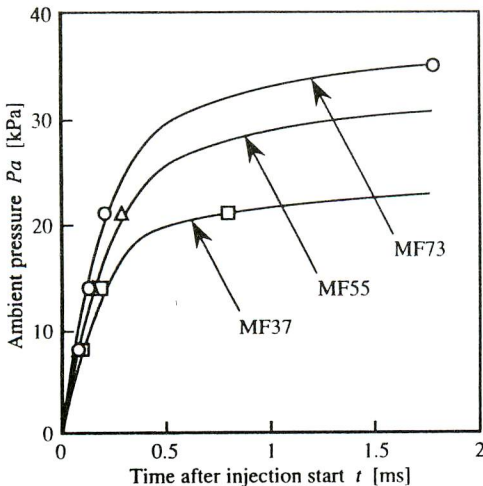


Fig.7 Breakup time of fuel film in mixed fuel

挙動を、実験により確認することなく高い精度で推測可能である。

参考文献

- (1) 須藤 他 3名：自動車技術会論文集, 16, (1978), 17.
- (2) Brown, R. and York, J. L. : AICHEJ., 8-2, (1962), 149.
- (3) Lienhard, J. H. and Stephenson, J. M. : Trans. ASME, J. Basic Eng., D-88, (1966), 525.
- (4) Lienhard, J. H. and Day, J. B. : Trans. ASME, J. Basic Eng., D-92, (1970), 515.
- (5) 須藤 他 3名：自動車技術会論文集, 16, (1978), 24.
- (6) 佐藤 他 2名：日本機械学会論文集 B, 50-455, (1984), 1743.
- (7) 佐藤 他 2名：日本機械学会論文集 B, 50-459, (1984), 2661.
- (8) 須藤 他 1名：日本機械学会論文集 B, 43-376, (1978), 4608.
- (9) Suzuki, M. : ICLASS-'78, 2-2, (1978), 37.
- (10) Oza, R. D. and Sinnamon, J. F. : SAE Paper 830590, (1983), 1.
- (11) 千田 他 4名：日本機械学会論文集 B, 60-578, (1994), 3551.
- (12) 千田 他 4名：日本機械学会論文集 B, 60-578, (1994), 3556.
- (13) 千田 他 3名：自動車技術会論文集, 29, (1998), 77.
- (14) 須摩誓, 小林睦男：日本機械学会論文集 (第2部), 43-376, (1977), 4614.
- (15) 中村研八, 染谷常雄：日本機械学会論文集 B, 46-405, (1980), 910.
- (16) Stralen, S.V. and Cole, R. : Boiling Phenomena, Vol. 1, Hemisphere Publishing, (1979).
- (17) 加藤洋治：キャビテーション, 積書店, (1979), 25.
- (18) 井田富夫, 杉谷恒也：日本機械学会論文集 B, 45-399, (1979), 1650.
- (19) Scriven, L.E. : Ch. Engng. Sci. 12, (1960), 98.
- (20) 参考文献 (16)
- (21) 参考文献 (18)
- (22) 参考文献 (14)
- (23) 小林 他 2名：燃焼工学, 理工学社, (1988), 89.
- (24) 小島和夫：化学技術者のための熱力学, (1968), 182.
- (25) 齊藤正三郎：平衡物性推算の基礎, 培風館, (1985), 160.
- (26) 大江修三：設計者のための物性定数推算法, (1985), 96.



田中 大輔
トヨタ自動車(株)
第2パワートレイン部第22エンジン設計室3G
〒471
愛知県豊田市トヨタ町1番地
Tel.0565-23-7134
Fax.0565-23-5751

略歴：1995年 同志社大学工学部機械学科卒業
1997年 同志社大学大学院工学研究科卒業
同年 トヨタ自動車(株)に入社



檜垣 智大
同志社大学 大学院 工学研究科
機械工学専攻
噴霧・燃焼工学研究室
〒610-0321
京都府京田辺市多々羅都谷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。多成分混合燃料の蒸発特性に関する研究に従事。



千田 二郎
同志社大学 工学部
機械系学科 教授
〒610-0321
京都府京田辺市多々羅都谷1-3
Tel.0774-65-6405
Fax.0774-65-6405

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)入社
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 米国ウイソコンシン大学客員助教授
1998年 同志社大学工学部機械系学科教授



藤本 元
同志社大学 工学部
機械系学科 教授
〒610-0321
京都府京田辺市多々羅都谷1-3
Tel.0774-65-6404
Fax.0774-65-6826

略歴：1966年 (株)三井造船内燃機関研究室研究員
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 独国クイザースラウテルン大学工学部客員教授
1984年 同志社大学工学部機械系学科助教授
1985年 同志社大学工学部機械系学科教授