非定常噴霧流の数値シミュレーション*

(蒸発および非蒸発噴霧流)

范 秦 寅^{*1}, 高 城 敏 美^{*1}
神 本 武 征^{*2}, 岡 本 達 幸^{*1}

Numerical Simulation of Transient Sprays

(Evaporating and Nonevaporating Sprays)

Ching Ying FANG, Tosimi TAKAGI,
Takeyuki KAMIMOTO and Tatuyuki OKAMOTO

Numerical computations were made of evaporating and nonevaporating transient sprays based on a Lagrangian equation of drop motion and Eulerian conservation equations for the gas. Drop dispersion and penetration, velocity correlation of drops and gas, drop radius distribution, evaporation of drops, fuel vapor penetration and so on were predicted to clarify the spray configurations and characteristics. Comparisons between computations and experiments were made to illustrate the availability of the prediction procedures.

Key Words: Transient Spray, Numerical Computation, Drop Dispersion, Penetration, Evaporation

1. ま え が き

非定常噴霧流はディーゼル機関に多く用いられているものである。気体中へ噴射された燃料液滴は、気体の流れを駆動し、一方、気体の流動は液滴の分散や速度、到達距離などに影響を及ぼす。また、これらが、液滴の蒸発ひいては着火、燃焼に影響を及ぼす。このため、空気の流動も含めた噴霧の流動と蒸発特性を理解し、予測できることが燃料噴霧の着火や燃焼過程を明確にするうえにも重要であると考えられる。

非定常噴霧流の解析的研究には、運動量理論に基づく噴霧の先端到達距離の予測式を導出した和栗らの研究⁽¹⁾があり、また、比較的近年では気体および液滴における質量、運動量およびエネルギーの保存式を連立させて、数値計算することにより予測する研究^{(2)~(4)}等がある。後者の研究手法によれば、噴霧流内部の気体や液滴の特性を比較的詳細に分析することができる。

本報では、後者の手法を適用して静止気体中へ燃料液滴を噴射する非定常噴霧流を、蒸発のある場合とな

い場合について数値シミュレーションし、気体と液滴の流動のさまざまな特徴並びに蒸発の特性を調べる。また、その計算結果を実験⁽⁵⁾と比較する。

2. 基 礎 式

基礎式は、気体に対して連続体として扱い、オイラ(Eulerian)形の方程式に基づく円筒座標系での非定常方程式であり、液滴に対しては、ラグランジェ(Lagrangian)形の方程式である⁽²⁾。本計算で使用した方程式は以下の方程式を含む。気体に対して、(1)気体の質量保存式、(2)燃料蒸気の質量保存式、(3)運動量保存式、(4)エネルギー保存式、(5)状態方程式、(6)乱流モデルとして k - ϵ 二方程式モデルを適用するための乱れエネルギー k およびその消散率 ϵ の輸送方程式、等を用い、液滴に対して、(7)液滴の速度と位置を決定する液滴の運動方程式、(8)液滴と気体の間の運動量、熱、および物質の交換を関係づける関係式⁽²⁾、などである。これらの式は連立させて数値計算する。

補助式は以下の式である。(1)液滴の衝突頻度と衝突した液滴のうち合体する確率を予測する式⁽²⁾、(2)液滴と気体の間の抵抗係数とヌセルト(Nusselt)数を予測する式⁽²⁾、(3)噴射圧力によってノズル出口速度

* 平成2年3月24日 関西支部第65期定時総会講演会において講演、原稿受付 平成元年7月3日。

^{*1} 正員、大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘2-1)。

^{*2} 正員、東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

を予測する式⁽³⁾, (4)ノズル出口での液滴のザウタ平均半径の式, (5)噴射角度 θ の予測式⁽³⁾, などである。

3. 計算条件および計算方法

基礎式を有限差分法により離散化したものを用いる。計算は液滴の衝突と合体の影響や液滴の運動への気体の流れの影響を含む。すべての方程式を連立して解く。計算は、静止した気体中へ、ノズルから燃料を噴射する場を対象とする。燃料噴孔の中心を円筒座標の原点とし、燃料の噴射する方向に x 軸、それに垂直に（半径方向に） y 軸をとる。計算領域は、半径方向の距離 y が $0 \sim y_0$ ($y_0 = 2.8$ cm) で、軸方向の距離 x が $0 \sim x_0$ ($x_0 = 10.7$ cm) の範囲とする。計算メッシュは、噴霧ノズル近傍で細かく、周辺部や下流部で粗い不等間隔メッシュとした。 x 方向に 44 個、 y 方向に、21 個の格子点をとった。

初期条件： 初期条件は以下のように仮定した。気体の初期速度は零であるが、数値計算のために、気体の乱流運動エネルギー (k) とその消散率 (ε) はそれぞれ $k = 10^{-8}$, $\varepsilon = 10^{-8}$ (単位 cm, ms) の小さい値を仮定した。その k と ε の値で計算した初期乱流有効粘性係数は分子粘性係数より小さくなるようになっている。気体のすべての特性値すなわち温度、圧力、乱流運動エネルギーやその消散率などを計算領域で均一に仮定した。

境界条件： 境界条件は以下のように仮定した。計算領域の下流面 ($x = x_0$) と外側面 ($y = y_0$) は開放境界として取扱い、圧力を規定し、その軸方向の偏微分はそれぞれ零と仮定する。対称軸 ($y = 0$) 上では半径方向のこう配を零と仮定し、半径方向速度は零である。上流面 ($x = 0$) は速度に関してはすべらない固体壁面として取扱い、スカラー量に対しては壁面に対して垂直方向のこう配は零とする。

液滴の噴射： 液滴を上流面のノズル噴孔から初期速度 V_{inj} で噴射する。すなわち、ノズル噴孔ですでに液体は微粒化していると仮定している。液滴をノズル噴孔の半径以内の y の位置から噴出させる。すなわち、噴射半径位置 y は $y = r_n * YY$ とし、 YY は $0 \sim 1$ の乱数とする。 r_n はノズル噴孔の半径である。噴射位置に応じて半径方向速度 V_y は次の式で決める。

$$V_y = V_{inj} * YY * \sin \theta$$

すなわち、液滴の噴射角度 ($= \sin^{-1} V_y / V_{inj}$) は噴射位置に応じて中心軸から $0 \sim \theta^\circ$ の範囲となる。最大噴射角度 θ° は噴射速度と気体密度の関数として噴射角度の予測式⁽³⁾で決める。

時刻 $t = 0$ から、液滴を噴射し始める。液滴の個数は非常に多いので、個々のすべての液滴のそれぞれを追跡することは困難である。このため、同一特性（粒径、速度、温度、位置）を持つ液滴をまとめてパーセルと称し、パーセル内の一つの液滴を追跡することによって同一パーセル内の複数個の液滴を代表させる。このような方法を適用することによって、多数の液滴を含んだ流れの計算が可能となる。各パーセルの中に含まれる噴射時の液滴の合計の質量は同一としている。

4. 計算結果と検討

計算した各ケースの条件を表 1 に示している。ケース 201, 201 C および 204 は周囲気体温度 T_{amb} が 300 K で蒸発のない場合である。そのほかは気体温度が 900 K の場合で蒸発のある場合である。 P_{amb} は周囲気体圧力で、 ρ_g は周囲気体の密度である。噴射差圧 ΔP_{inj} は燃料ノズル噴射圧力と周囲気体圧力の差であり、これからノズル出口の噴霧の噴射速度 V_{inj} が予測でき、表の下に記している。 R_{bar} は噴霧の初期粒子半径の質量平均値である。これは噴射速度と気体の密度および液体の表面張力係数との関係で予測した⁽³⁾ものである。ただし、ケース 201 C は予測できる R_{bar} の 0.5 倍としている。粒径は均一ではなく、質量平均値が規定の値になるように、また、その分散が標準正規分布となるように噴射する粒径を順次乱数で決めた。液滴の噴射は前述のようなパーセルにまとめて噴射するが、その個数は単位ラジアン当たり 15 000 ~ 30 000 (個/ms) とした。燃料噴射ノズルの直径は 0.16 mm である。単位時間当たりの燃料噴射量は噴射期間中は一定とする。燃料はトリデカンとしている。これらの燃料噴射条件や雰囲気気体条件は文献⁽⁵⁾の実験条件に対応させている。以下で用いる実験はすべて文献⁽⁵⁾による。なお、実験では噴霧領域に比べて比較的広い空間に噴射されたものであり、実際の境界の影響は小さく自由空間中の噴霧に近いと考えられる。この条件は本計算の境界条件（前述）と対応する。

表 1 計算条件

ケース	ΔP_{inj}	P_{amb}	T_{amb}	R_{bar}	ρ_g (g/cm ³)
201	30Mpa	1.5Mpa	300 K	1.0 μ m	0.016849
201C	30Mpa	1.5Mpa	300 K	0.5 μ m	0.016849
204	110Mpa	1.5Mpa	300 K	0.3 μ m	0.016849
211	30Mpa	3.6Mpa	900 K	0.95 μ m	0.014300
214	110Mpa	3.0Mpa	900 K	0.3 μ m	0.011231

噴射差圧 30 MPa, 110 MPa
 噴射時間 4.0 ms, 2.0 ms
 噴射速度 185 m/s, 364 m/s

計算例を以下に示す。

ケース 201 の場合の液滴（パーセル）の分散状況を噴射開始からの経過時間 t が異なる場合について図 1 に示す。

図中の一つの黒点は一つのパーセルに対応し、その到達位置を示す。最初各パーセルに含まれる液滴の質量はすべて同一であるが、衝突と合体が生じると変わる。このパーセル位置を示す図は非定常噴霧流の形状、すなわち、液滴分散の広がりや先端到達距離を時刻に対して示し、これから時間に対して噴霧は進行し広がる様子がわかる。

図 2 は図 1 と同じ条件での気体の速度ベクトルを示す。気体速度は噴霧の存在する領域で大きくなる。また、気体速度は主として主流方向を向いているが、噴

図 1 パーセル（液滴）の位置

図 2 気体の速度ベクトル

霧先端近傍では、半径方向外向きの成分を持つ傾向がある。ケース 201 C はケース 201 に比べ他の条件は同じで噴霧の初期平均粒子半径のみが 0.5 倍になった場合であるが、この場合にもパーセル（液滴）の位置や速度ベクトルは図 1 および図 2 とほとんど変わらない。すなわち、初期噴霧粒径が噴霧の流動に敏感には影響しないと言える。これは、液滴径がある程度小さいと、液滴と気体の間の運動量の交換が早く、噴霧が初期に保有する運動量が流れを駆動する支配因子であるためと考えられる。

ケース 204 はケース 201 に比べ燃料噴射速度が約 2 倍と大きい場合である。この場合は噴霧形状の発達も早く、約半分の時間でケース 201 の図 1 の場合の噴霧形状および噴霧到達距離となる。また、速度ベクトルも約半分の時間で、図 2 の速度ベクトル図と類似の図となる。ただし、速度の絶対値は対応する位置では約 2 倍となる。

図 3 はケース 201 の場合の液滴速度と気体の速度の相対関係の例を示す。時刻 t が 4 ms において、燃料ノズル先端からの距離 x が異なる三つの断面で、気体の軸方向の速度 U の半径方向分布を実線で示し、黒点は液滴の質量平均速度 V の半径方向の分布を示す。 Y は中心軸からの半径方向距離である。この条件では、液滴と気体の速度の差は比較的小さく、下流の断面ほど小さくなる傾向がある。このような速度差は、粒子と気体が運動量を交換し、平衡に達する難易度によって変わると考えられる。本計算では、気体密度が比較的大きく、液滴径が小さいので、平衡に達しやすい傾向があり、このため、気体と液滴の相対速度は小さい。

これらの傾向はケース 201 C および 204 についても同様である。

図 4 には各液滴の半径 R と速度の相関を調べるため、それぞれを横軸および縦軸にとり、各点に文字 c をプロットしている。各図は、各 x の断面で $y = 0.0625$ cm (0.05 ~ 0.075 cm) の範囲を通過する液滴についてのものであり、その位置での気体の平均流速 U を図の下に記している。ノズル出口に近い $x = 0.4$ cm では、気体の速度よりも液滴の速度がかなり大きく、また、粒径の大きい液滴が速度も大きい傾向がある。大きい液滴ほど初期の運動量を失いにくいことによる。下流では、気体の速度と液滴の速度が近くなり、また、液滴の大きさと速度の相関がほとんどないことがわかる。

図 5 は液滴のザウター平均半径 (RSM) の半径方向分布を各 x の断面で示す。これから、噴霧周辺部で粒径が小さくなる傾向があることがわかる。

図3 液滴の質量平均速度と気体の速度 (ケース 201, $t = 4.0$ ms) 図4 液滴半径と液滴速度の相関 (ケース 201, $t = 4.0$ ms) 図5 ザウター平均半径の分布
(ケース 201, $t = 4.0$ ms)

図6には各断面を一定時間通過する液滴のザウター平均半径 ($TRSM$) の軸方向分布の例を示す。いずれの条件でも下流ほど粒径が大きくなる。これは主として液滴の合体が影響している。ノズル出口近傍で合体による粒径の増加が顕著である。これは主として、ノズル出口で液滴が特に密集していることによる。

図7にはケース 201 と 204 の二つの場合の噴霧の到達距離の実験値 (プロット)⁽⁵⁾ と計算 (実線) を比較し

図6 ザウター平均半径の軸方向分布

ている。計算値は実験の条件に対応させた計算結果である。計算の到達距離は最も先頭の液滴の位置 x を表すが、縦の実線は噴霧全体の液滴の質量のうち先頭部

の10%~20%が通過した時刻に対する距離の範囲を表している。いずれでも大きな差異はないとみられる。なお、実験での噴霧の境界は光の透過率が80%の位置で定義し、それより噴霧の到達距離を求めている。これらから、計算値は実験値をかなりよく予測できるといえる。また、噴射差圧 ΔP を増加させると、時間に対する噴霧の到達距離は大きくなるが、この実験の傾向も計算でよく予測できることがわかる。

図8は三つのケースにおける噴霧全体のザウター平均半径 R_{32} の時間変化を示している。噴霧全体の平均半径が液滴の合体によって時間の経過とともに増加することがわかる。

(a) ケース 201

(b) ケース 204

図7 噴霧先端到達距離の計算値と実験値の比較

図8 噴霧全体の液滴のザウター平均半径の時間変化(図中のA, B, Cはそれぞれケース201, 201C, 204に対応)

図9に噴射終了時の噴霧全体のザウター平均半径 R_{32} の計算値(●印)と実験値(◇印)を比較している。噴射差圧の低い場合の計算値(図中A)は実験値よりかなり大きい。噴射差圧 ΔP が大きくなると平均半径 R_{32} は小さくなる傾向など、全体としてはかなりよく予測できているといえる。図中のC点はケース201Cの場合で、初期噴霧半径をケース201の場合の0.5倍としたときの結果である。ケース201と201Cの場合の噴霧終了時の平均半径の相対的な差は初期半径の相対的な差に比べてはるかに小さくなっている。

図10に噴射差圧を変えた場合の噴霧の広がり角(噴霧角)の実験値(矢印の範囲)と計算値(点A, B, C)を比較している。噴霧角はノズルから先端到達距離の1/2の距離における噴霧境界を直線近似してもとめたものである。噴射差圧の増加に伴い噴射終了時の噴霧角度は広がる傾向があり、計算結果は実験結果を比較よく予測している。

図9 噴射差圧とザウター平均半径(図中のA, B, Cはそれぞれケース201, 204, 201Cに対応)

図10 噴射差圧と噴霧角の関係(計算点A, B, Cはケース201, 204, 201Cに対応し、矢印は実験の範囲を示す)

次に、蒸発のある場合の噴霧の計算結果を示し、実験と比較する。

図 11 は噴射差圧の異なるケース 211 と 214 の場合の蒸発を伴う噴霧液滴の到達距離を時間に対して示す。実線は実験値であり、それに対応する条件での計算値がプロット（△および+）である。△印は液滴の分裂を考慮しない場合、+印は液滴の分裂を考慮した場合である。液滴の分裂はウェーバ数 We [$We = \rho_g(V-U)^2 r / \sigma$ ただし、 $V-U$: 液滴と気体の相対速度、 r : 液滴の半径、 σ : 液滴の表面張力係数] が限界ウェーバ数 We_c を越えると生じると考える。この限界ウェーバ数は文献(6)から概略 20 と推定し、その値を用いた。計算の時間進行のつど、各液滴のウェーバ数を算出し、それが限界値 We_c を越すと、同じ粒径の液滴に二分されると仮定した。高温高压雰囲気中の噴霧では、液滴の表面温度が上がり、表面張力が著しく減少するため、分裂が起こりやすくなり、ただし、低温(常温)雰囲気では、本計算では分裂はほとんど生じないことがわかった。本論文では特に明記しない限り、分裂は考慮していない。

図 11 における計算で求めた噴霧液滴到達距離は噴霧全体の液滴の質量のうち先頭部の 10% が通過した時刻に対する距離としている。実験での噴霧の境界は

光の透過率が 80% の位置で定義し、それより噴霧の到達距離が求められている⁽⁵⁾。雰囲気温度が 900 K であり、蒸発が起こるため、噴霧液滴の到達距離は時間が経過しても伸びず、ほぼ一定値となる。分裂を考慮した計算は実験値に近い結果を与えることがわかる。また、実験の到達距離は噴射差圧を変えてもあまり変化しない。この傾向も、分裂を考慮した計算で予測できている。噴射差圧を増すと噴霧の速度が増すが、粒径が小さくなり蒸発によって液滴が消失する時間が小さくなるために、噴射差圧が液滴到達距離に大きく影響しないと考えられる。

図 12 は燃料蒸気の到達距離について実験値⁽⁵⁾（○印）と計算値（◇、+印、ただし、+は液滴の分裂を考慮）を比較したものである。蒸気の到達距離は実験ではシュリーレン写真撮影によって求められたもので、計算では、最大蒸気濃度の 20% の濃度に達したときに蒸気が到達したと仮定した。蒸気濃度は先端部では比較的濃度こう配が急峻であるので 20% という値を多少変えても到達距離には大きい変化はない。

蒸気の到達距離は時間の経過とともに増す。これは蒸発のない噴霧の到達距離と同じ傾向である。計算値は実験値にかなり近い結果を与えること、また、蒸気の到達距離には液滴の分裂が大きくは影響しないこと

(a) ケース 211

(a) ケース 211

(b) ケース 214

図 11 蒸発を伴う噴霧液滴の到達距離

(b) ケース 214

図 12 燃料蒸気の到達距離

がわかる。

図13および14には燃料蒸気の等濃度線および気体の等温度線の計算結果をケース211の場合について示す。燃料蒸気は噴霧液滴が消失する領域近傍で最高濃度となる傾向がある。ノズル出口近傍では噴霧の数密度が高いが、蒸発は進まず、蒸気濃度は低い。気体の温度はノズル出口から中心軸上で低く、周囲または下流で温度が高くなる単調な分布となっている。

5. む す び

非定常噴霧流の蒸発がある場合とない場合について、数値計算により種々の特性を調べ、また、実験と比較し、以下の結果を得た。

(1) 蒸発のない噴霧流における液滴の位置を算出

図13 燃料蒸気の等濃度線 (ケース211)

図14 気体の等温度線 (ケース211)

することによって噴霧の分散状況と到達距離が求められた。噴霧の到達距離や噴霧の広がり角の計算値は実験結果をかなりよく予測できる。

(2) 噴霧粒径は、合体により流れにそって増加し、また噴霧周辺ほど粒径が小さい傾向となる。噴射終了時の粒径は噴射差圧が大きいほど小さくなるという実験結果の傾向をかなりよく予測できる。

(3) 噴射ノズル近傍では液滴の速度は気体の速度よりも大きく、また大きい液滴ほど速度が大きい傾向となる。下流では液滴と気体の速度は近くなる。

(4) 噴霧気温度が900 Kの蒸発噴霧では液滴がノズル出口に近い(ノズル出口から約30 mm程度)位置でほとんど蒸発が完了するが、液滴の分裂を考慮しない計算では、さらに下流まで液滴が残存する。高温・高圧の雰囲気では液滴の表面温度が高くなり、表面張力が下がるため、液滴の二次分裂が生じやすくなる。限界ウェーバ数を越すと分裂が起こるとするモデルを導入すれば実験値に近い噴霧液滴の到達距離が予測できる。

(5) 噴射差圧が異なっても液滴到達距離はほぼ一定となる傾向がある。この計算結果は実験結果と対応する。噴射差圧が増せば噴霧液滴の流速は増すが、粒径が小さくなり蒸発時間が短くなるため到達距離が大きく変わらないと考えられる。

(6) 燃料蒸気の到達距離は液滴の二次分裂によってほとんど影響を受けず、実験結果をかなりよく予測できる。

付録 基礎式

数値計算のもとになる基礎式の主要なものを次に列挙する。

気相の連続の式：

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}_g) = - \sum \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_l \right)$$

気相の運動量保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g \mathbf{u}_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{u}_g \mathbf{u}_g) \\ + \nabla (P_g) = - \sum \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_l \mathbf{v} \right) + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_l \\ \boldsymbol{\tau}_l = \rho_g D_t (\nabla \mathbf{u}_g + \nabla \mathbf{u}_g^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u}_g \mathbf{I}) \end{aligned}$$

気相のエネルギー保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g h_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g h_g \mathbf{u}_g) = \theta \frac{\partial P_g}{\partial t} \\ - \sum \rho_l \left[4 \pi r^2 \frac{dr}{dt} h_l(T_d) - \frac{4}{3} \pi r^3 C_l \frac{dT}{dt} \right] \\ + \boldsymbol{\tau}_l : \nabla \mathbf{u}_g + \nabla \cdot [\rho_g C_p D_t \nabla T_g] \end{aligned}$$

ボイド率：

$$\theta = 1 - \sum \frac{4}{3} \pi r^3$$

液滴の運動：

$$\frac{dv}{dt} = K_p(u_g + u_g' - v) - \frac{1}{\rho_l} \nabla P_g$$

$$K_p = \frac{3}{8} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{|u_g + u_g' - v|}{r} C_D$$

燃料蒸気の保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g' Y_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g' Y_v u_g) \\ = - \sum \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_l \right) + \nabla \cdot (\rho_g' D_t \nabla Y_v) \end{aligned}$$

非揮発性化学種の保存式：

$$\frac{\partial \rho_g' Y_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g' Y_i u_g) = \nabla \cdot (\rho_g' D_i \nabla Y_i)$$

ただし、慣用のベクトルの演算式を適用している。また記号は次のとおりである。

Σ は単位体積当たりの液滴についての総和を意味する。 ρ_g' ：単位体積中の気体の質量、 ρ_l ：液体の密度、 ρ_g ：気体の密度、 T_g ：気体の温度、 T_d ：液滴の温度、 r ：液滴の半径、 t ：時間、 P_g ：気体の圧力、

$h_l(T_d)$ ：液滴の温度 T_d の時のエンタルピー、 h_g ：気体のエンタルピー、 C_{p_g} ：気体の定圧比熱、 C_D ：抵抗係数、 D_t ：気体の乱流拡散係数、 Y_v ：蒸気の質量分率、 θ ：気体の体積分率またはボイド率、 Y_i ：非揮発性の気体の成分の質量分率、 u_g ：気体の速度ベクトル、 u_g' ：気体の速度ベクトルの変動部分、 v ：液滴の速度、 I ：単位テンソル、 C_l ：液滴の比熱、 τ_t ：乱流せん断応力テンソル、である。

文 献

- (1) 和栗・ほか3名、ディーゼル機関燃料噴霧の到達距離に関する研究、機論、25-156(1959)、820.
- (2) Pter John O'Rourke, Collective Drop Effects On Vaporizing Liquid Sprays, *Ph. D. Thesis*, Princeton University., (1981).
- (3) Kuo, T. W. and Braco, F. V., *SAE Technical Paper, Ser.* 820133, (1982).
- (4) Takagi, T., Computation and Analysis of Transient Hollow Cone Spray, *MAE Report*, Princeton University, (1985).
- (5) 横田・神本・小林, 機論, 54-499, B(1988), 741.
- (6) Lefebvre, A. H., *Atomization and Sprays*, (1989), 30, Hemisphere.

討 論

〔質問〕 松岡 信〔東京理科大学〕

(1) 噴霧の微粒化や空気導入、混合には乱れ特性(K など)消散底(ε など)が決定的な因子と考える。貴論文ではこれらの基本値を仮定、あるいは領域(温度など)で均一などと記しているが、少なくともこれらをパラメトリックに示さなければ意味がないのではないか。

(2) ケース 201, 201 L, 204 など、噴射速度と R_{bar} を独立に変化しているが、その場合の質問(1)の特性値の取扱いはどうか。

(3) 図 7, 図 9, 図 10 で到達距離、粒径、噴霧角の実験値に計算値を対応させるに際し、空気導入率や質問(1)の諸特性値の影響度をパラメトリックに示していただきたい。

(4) 図 11 およびその説明中、分裂を考慮すると予測がよいが、本文中では明記しない限り分裂は考慮しないとあるがどういうことか。分裂は $We_c = 20$ をこえるとするがあるが、粒径が二分されるだけで液滴が蒸発消滅するとは示されていない。なぜこれをもって液滴の到達距離としたか。 We においてほぼ σ だけが

効くが X 線上の温度分布と σ , We の関係を示していただきたい。

(5) 図 12 で蒸気濃度にふれているが測定法は何か。蒸気噴霧の濃度より当量比分布は計測できるか。

(6) 燃料噴霧の蒸発率では気液間の温度差 ΔT , 相対速度 $V - V$, 滴径 Ra 表面積, 空気導入率 ROAE, またフィードバック項として噴霧内燃料蒸気圧などが主要因子と考える。図 13, 14 を求めるに際しこれら各項の影響度を示していただけないか(等高線の各値も)。

(7) 蒸発後の噴霧の与動を考察するのに、非蒸発時の噴霧の与動のどこに注目すべきかご教示されたい。貴論文では非蒸発、蒸発両噴霧の与動を調べておられるので、前者が後者に影響を与える部分と、そうでない範囲、領域を示し、今後の噴霧研究の参考になるようお示し願いたい(例えば蒸発後領域での非蒸発液滴の与動などは無意味と思うがいかがか)。

〔回答〕 (1) 本論文では初期条件としては P 2 L 19 から述べているように、 k, ε ならびに温度を一定としているが、液滴を噴射し始めてからは、基礎方程

式 (k および ε の方程式を含む) を連立させて解くので、計算領域では k , ε および温度は時間的および場所的に変化する。

(2) いずれのケースでも、 k , ε などの初期条件は上記(1)に述べたように与えているが、液滴を噴射し始めてからは、それぞれのケースの条件に応じて基礎方程式から計算により求める。

(3) 本計算では噴霧によって誘引される空気の流れは液滴の運動および空気(燃料蒸気を含む)の運動の方程式を解くことによって求められる。空気導入率をアプリアリに与えていないわけではない。領域内の各点での気体の流速が燃料の噴射および雰囲気条件に応じて計算によりきまるので(例えば図2のように)空気導入率をその結果から算出することは可能だが、その算出は現在行っていない。

(4) 蒸発のない場合(室温の場合)では液滴の温度が低いので表面張力 σ が大きく、分裂が生じにくい。このため、分裂を考慮する条件で計算しても分裂を考慮しない条件の計算と結果はほとんど変わらない。このため、蒸発のない場合の計算は分裂を考慮しない条件で計算した結果を載せている。しかし、高温、高圧雰囲気では液滴温度は臨界点近くまで上昇し、表面張力が著しく小さくなり、分裂が生じやすくなるため分裂を考慮する必要があると考えられる。本論文の前半は非蒸発噴霧、後半は蒸発噴霧であり、後半でのみ分裂を考慮する条件で計算している。

液滴の到達距離はノズル先端から分裂するまでの距離ではなく分裂後さらに蒸発消滅するまでの距離である。 We [$We = \rho_a (V-U)^2 r / \sigma$] には σ のほかに液滴と気体の相対速度 $V-U$ 、液滴半径 r などが影響する。本計算では多数の液滴(15 000~30 000 個/ms 程度噴射)について液滴の速度、液滴半径、温度などを時々刻々計算で求めており、それぞれの液滴について We の値は異なる。このため、X 線上で We を統一的に示すことは困難である。

液滴と気体の相対速度はノズル近傍で大きいこと、液滴径は合体によってノズル先端より下流で大きくな

るが蒸発によって減少すること、液滴温度は下流ほど上昇し、表面張力が下がること、が一般的に言えるが、これらには We を増加させる要因と減少させる要因がある。それらの総合結果として We の値が流れとともに変化する。

(5) 図12の蒸気の到達距離の測定は文献(5)の結果を引用したものである。この到達距離はシュリーレン写真から求められたものである。本論文の蒸気濃度は計算値である。蒸発噴霧における蒸気濃度はレーザ誘起蛍光などで測定可能と思われ、濃度が測定できれば当量比も求められると思われる。

(6) 液滴の蒸発はご指摘の温度差 ΔT 、相対速度 $U-V$ 、液滴半径 r 、液滴周囲の主流の蒸気圧などが影響する。これらが蒸発量に影響してくる過程は周囲流体から液滴への熱伝達ならびに液滴表面から周囲への蒸気の拡散による。液滴と周囲流体の間の熱および蒸気の移動(ひいては蒸発量)を関係づける式は比較一般的な熱伝達率および物質伝達率を求める式で、引用文献(2)、(3)にも記されている。本報では多数の液滴のそれぞれについて上記の関係式で蒸発量を算出している。 ΔT , $U-V$, r は各液滴について時々刻々に変化し、計算の過程で算出できるものである。空気導入率についても(1)でも記したように前もって与えるものではなく、計算の結果から算出できるものである。このため、これらの影響度をそれぞれ明示することは困難である。図13の等濃度線はそれぞれ4本あるが、それぞれ最高濃度と周囲濃度(=0)の間を5等分した等濃度線である。中心部ほど濃度が高くなっている。 $t=0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ msの図における最高濃度点の質量分率は0.234, 0.221, 0.207, 0.257である。各等濃度線の質量分率はこれらの値の1/5ずつ周辺部ほど下がる。

(7) 非蒸発の噴霧に蒸発の影響を加えたものが蒸発噴霧になるので、蒸発噴霧を考察するときには非蒸発噴霧で生じる挙動はすべて考慮に入れる必要がある。高温、高圧場での蒸発噴霧はかなり速い時期に(ノズルに近い領域で)液滴の大部分が蒸発し、その後は蒸気の乱流噴霧的な流れとなる。