

噴霧燃焼の数値解析

Numerical Simulations of Spray Flames

馬場 雄也, 赤松 史光
大阪大学大学院工学研究科

Yuya Baba and Fumiteru Akamatsu
Graduate School of Osaka University

E-mail: akamatsu@mech.eng.osaka-u.ac.jp

1 噴霧燃焼の数値計算の課題

エネルギー資源, とりわけ化石燃料の枯渇が叫ばれる中, 今もって我々の生活は石油をはじめとする化石燃料の燃焼に大きく依存している. 一方, 化石燃料の燃焼が地球規模での環境破壊を引き起こす要因となっていることも紛れもない事実であり, より高度な燃焼制御にもとづいたクリーンかつ高効率な燃焼技術の出現が早急に望まれる. 液体燃料の燃焼形態としては, 高負荷燃焼が可能で制御の応答性が良いという理由から, 工業的には噴霧燃焼が多用されており, その用途は, ロケット, 航空機, 船舶, 自動車等の各種エンジンおよび加熱炉など多岐にわたっている.

しかし噴霧燃焼は, 燃料の微粒化, 油滴の気相への分散, 蒸発, 燃焼といった素過程が同時に相互作用を及ぼしあいながら進行する反応性二相乱流であり, その火炎構造はきわめて複雑であり, 依然不明な点が多く残されており, その燃焼制御技術の多くは, 試行錯誤的な経験工学に基づいて行われているのが現状である.

実験により噴霧火炎中のすべての物理量を計測することは不可能であるので, 噴霧燃焼機構の解明を目指すには, 実験的研究と数値解析的研究の密接な連携が必要である. しかしながら, 噴霧火炎の微細構造に関して両結果を詳細に比較して, 火炎の非定常挙動を議論した研究は少ない.

噴霧燃焼における研究のアプローチとしては, 実験および数値解析ともに, 数個の液滴を対象とした比較的微細な系と, 多数液滴からなる噴霧としてマクロな系を対象とした研究に大別される. しかしながら, これら二つの異なるスケールの現象の橋渡しとなる議論はあまりなされておらず, それぞれのスケールに限定した形で研究が進められている.

当研究室では, 数多くの噴霧を伴う非燃焼流れ場, 燃焼場の実験および計測を行っているが, いかに高度な光学計測を駆使して多チャンネルの同時時系列計測を行っても, 測定できる物理量には限界があり, 噴霧燃焼現象に関与するパラメータの多さから, 現象解明の手段として数値計算が必要不可欠となってきている.

噴霧燃焼現象においては, 気相だけではなく, 液滴と気相との相間干渉が場に大きな影響を及ぼす. 気相と液相の相間干渉を取り扱う場合には, 液相の取り扱いに特に注意が必要で

原稿受理 2003 年 11 月 1 日

あり、噴霧燃焼の数値計算においても、液相を離散点として取り扱う場合について数々のモデルが提案されてきた。現在までのところ、実用噴霧燃焼器内のように、非常に多数の液滴を扱うことはできないが、個々の液滴を質点として近似してラグランジュ追跡する DDM(Discrete Droplet Model)が精度のよい方法として認められている。また、個々の液滴の代わりに、複数個の液滴を含んだ液滴パーセルを追跡する、パーセル近似が噴霧燃焼の数値計算において主流となっている。

実用燃焼器の数値解析に広く用いられている汎用の噴霧燃焼の数値シミュレーションコードでは、気相の解析に必要な乱流モデルおよび乱流燃焼モデルに加え、分散相である噴霧の解析のための噴霧モデルが組み込まれていることが多い。このような状況では、噴霧モデルの妥当性の議論以前に、使用した乱流モデルの二相燃焼場への適用性の是非や、乱流燃焼反応モデルの不確定性など、検討すべき要因があまりにも多いことが問題である。今仮に、わずか 1 ml の液体燃料が粒径 20 μm の油滴に微粒化されたとすると、約 2.4 億個もの油滴が形成され、実際の噴霧火炎中には天文学的な数の油滴が存在している。したがって、汎用の噴霧燃焼の数値シミュレーションコードでは、計算負荷を軽減させる目的で、火炎中の無数の油滴をすべて追跡する代わりに、多数の油滴 n 個を含んだ仮想的な油滴パーセルを追跡し、単滴の蒸発量を単純に n 倍して、蒸発量を見積もることが多い。しかしながら、このパーセル近似モデルでは、油滴の密集効果、すなわち、油滴群燃焼[1]を全く考慮することはできない。したがって、その適用範囲、すなわち、1 パーセルあたりに含まれる油滴個数をよく吟味して用いることが必要であると考えられるが、実際には、計算負荷にあわせて適当に 1 パーセル内の油滴数が決定されているのが現状であろう。

一方、基礎的研究として、層流対向流場に形成された噴霧火炎の構造に関する研究が数多く発表されている[2-21]。対向流場では、実験においては、時空間的に安定化された燃焼反応帯の詳細構造の観察が可能である。また、数値計算においては、相似変換[3]を行うことにより流れ場を一次元に簡略化して扱うことができるため、計算負荷の高い詳細反応モデルを組み、窒素酸化物 (NOx) 等の微量物質生成量の計算が可能となる。ただし、対向流場における噴霧火炎では、燃料液滴と気相との間にスリップが生じるために、高揮発性液体燃料の単分散微小粒径の噴霧が火炎帯突入前に、ほぼすべて蒸発を完了する特殊な場合を除いては、厳密には相似変換を適用することはできない。したがって、相似変換を用いた場合には、火炎中に多数の油滴が存在し、不均質な気液混相燃焼場を呈する実際の噴霧火炎の計算は不可能である。

前述したように、噴霧燃焼には異なるスケールの現象が含まれるため、液滴を質点として近似することが必ずしもよい近似とならないことに注意しなければならない。質点として近似した場合には、液滴により排除された気相体積は考慮できないので、例えば、液滴後流の循環流や、液滴が密集した領域における液滴の相互干渉の影響は無視される。また、質点近似においては、液滴周りの非対称な蒸発気濃度の分布は予測することができず、厳密に言えば、噴霧火炎の微細構造に関する情報を得ることは不可能である。

本稿では、当研究室で行なっている、質点近似を用いた数値計算と、質点近似を用いず液滴界面をとらえた計算例について報告する。

2 質点近似を用いた数値計算

2.1 はじめに

本章では、前述した噴霧燃焼の数値計算の問題点を踏まえ、質点近似を用いるものの、噴霧に関するモデル以外はできる限りモデルを用いない非定常数値計算を、層流の二次元対向流場に形成された多分散噴霧火炎を対象として行った。

具体的には、気相は、質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式、化学種保存式を直接解くことでオイラー的に求め、油滴については、パーセル近似を用いることなく火炎中のすべての油滴をラグランジュ的に追跡する非定常計算を行った。相間干渉モデルとしては PSI-Cell モデル[22]を使用した。蒸発に関しては、油滴が燃焼反応帯へ入る以前の予蒸発を考慮できるように、飽和温度以下での油滴の蒸発を考慮した。また、物性値の温度依存性を正確に考慮するために、CHEMKIN データベース[23, 24]を用いた。

まず最初に、本数値解析コードの妥当性を検討するため、実験結果との比較を行った。その際、非定常数値計算では、その初期条件が明確に規定されなければ、計算結果に物理的な意味はないので、定在する気体燃料の平面火炎を初期値とした。具体的には、層流の対向流バーナを用い、下側ポートから気体燃料の予混合気を供給して平面火炎を形成し、上側ポートからの空気流に、ある瞬間から液体燃料噴霧の添加を開始した際の火炎観察を行い、数値解析結果と比較を行った。また、実験結果と数値解析結果を補完的に用いて、気体燃料の平面火炎により規定された高温場に液体燃料噴霧が突入する際に、油滴群の存在によって生じる物理量の不均一性に起因する火炎構造の変化、ならびに油滴群の燃焼機構の考察を行った。

次に、計算条件を任意に設定できる数値解析の利点を生かし、噴霧専焼条件で異なる二つの粒径分布を仮定し、噴霧特性による火炎構造の違いについて考察した。

2.2 数値解析手法

本研究で対象とした流れ場の模式図を図 1 に示す。流れ場を平面二次元とし、 x - y 座標の原点は上側ポート出口の中心に位置している。 x 座標は上側ポートから鉛直下向きにとり、 y 座標は x 軸に直交する方向にとる。

液体燃料は n -デカン ($C_{10}H_{22}$) とし、対向流バーナの上側ポートから供給される。考慮した化学種は O_2 , N_2 , CO_2 , H_2O , $C_{10}H_{22}$ (気相と液相) の五つであり、気相化学種の物性値と輸送係数は CHEMKIN[23, 24]により求めた。液相 n -デカンの物性値は文献[25]から得た。

用いた数値計算手法は Patankar の有限体積法[26]に基づいており、圧力場の解法には SIMPLE アルゴリズム[26]を用いた。考慮した支配方程式は、

- 1) 質量保存式
- 2) x 方向運動量保存式
- 3) y 方向運動量保存式
- 4) エネルギー保存式
- 5) 化学種保存式 (O_2 , N_2 , CO_2 , H_2O , $C_{10}H_{22}$)

で、生成項に油滴と気相との相間相互干渉項を考慮した。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = S_{l,m} \quad (2-1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uu - \mu \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vu - \mu \frac{\partial u}{\partial y}) \\ = - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) + \rho g + S_{l,u} \end{aligned} \quad (2-2)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv - \mu \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vv - \mu \frac{\partial v}{\partial y}) = - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) + S_{l,v} \quad (2-3)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uh - \rho a \frac{\partial h}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vh - \rho a \frac{\partial h}{\partial y}) = S_{l,h} \quad (2-4)$$

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u Y_k - \rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v Y_k - \rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial y}) = S_{combu,k} + S_{l,Y_k} \quad (2-5)$$

ここで、 ρ は気相の密度、 u は気相の x 方向速度、 v は気相の y 方向速度、 μ は混合気の粘性係数、 P は気相の圧力、 g は重力加速度、 h は気相の比エンタルピ、 a は熱拡散率、 Y_k は k 成分化学種の質量分率、 D_k は k 成分化学種の混合気に対する物質拡散係数、 $S_{combu,k}$ は k 成分化学種の燃焼反応による生成項、 S_l は油滴との相互干渉項を示している。ただし、気相の密度 ρ は理想気体の状態方程式から求める。また、気相を解く際には、油滴の体積は無視した。

噴霧モデルは、気相の解析の際に用いられる計算格子点を囲むコントロールボリュームにおいて、油滴と気相との熱、物質および運動量の交換が行われる Crowe らの PSI-Cell モデル [22] に基づいており、1 タイムステップ間の油滴と気相との相互干渉項は油滴の移動後の位置で考慮した。

油滴の衝突、分裂は無いとし、気相中の油滴の運動方程式は以下のように表した。

$$m_l \frac{d\mathbf{V}_l}{dt} = \mathbf{F} + m_l \cdot \mathbf{g} \quad (2-6)$$

$\mathbf{F} = (F_x, F_y)$ は油滴が気相から受ける力であり、以下のように表される。

$$\mathbf{F} = \frac{1}{8} \cdot \pi d_l^2 \rho (\mathbf{V} - \mathbf{V}_l) |\mathbf{V} - \mathbf{V}_l| C_D \quad (2-7)$$

ただし、 d_l は油滴直径、 ρ は混合気の密度、 $m_l = (\pi/6) \cdot d_l^3 \rho_l$ は油滴の質量、 ρ_l は油滴の密度、 $\mathbf{V} = (u, v)$ は気相速度ベクトル、 $\mathbf{V}_l = (u_l, v_l)$ は油滴速度ベクトル、 $\mathbf{g} = (g, 0)$ は重力加速度ベクトルである。油滴の抵抗係数 C_D については、油滴直径とスリップ速度を用いたレイノルズ数 Re_d を用い、以下のように表した [27]。

$$C_D = \frac{24}{Re_d} \cdot \left(1 + \frac{Re_d^{2/3}}{6} \right) \quad (2-8)$$

$$Re_d = \frac{\rho |\mathbf{V} - \mathbf{V}_l| d_l}{\mu} \quad (2-9)$$

油滴の蒸発モデルとして、常温の場合であっても油滴の蒸発量を見積もれるよう、Abramzon と Sirignano のモデル [28] を用いた。気相と油滴の相対運動に起因する対流が物質と熱の移動

に及ぼす影響を考慮した場合、油滴の蒸発率 \dot{m}_l と気相から油滴へ熱移動量 Q_l は以下のように表せる[28].

$$\dot{m}_l = \pi \cdot d_l \rho_f D_f Sh^* \ln(1 + B_M) \quad (2-10)$$

$$Q_l = \dot{m}_l \left[\frac{c_{pFf}(T - T_l)}{B_T} - L(T_l) \right] \quad (2-11)$$

ここで、 ρ_f と D_f は油滴表面付近の燃料蒸気と周囲気体の混合層内（以下、油滴混合層と略記）の混合気の密度と拡散係数、 c_{pFf} は油滴混合層内の燃料蒸気の定圧比熱、 $L(T_l)$ は油滴温度 T_l での蒸発潜熱、 Sh^* は油滴混合層に対して修正されたシャーウッド数、 B_M は Spalding の物質トランスファ数であり次式のように示される。

$$B_M = \frac{Y_{Fs} - Y_F}{1 - Y_{Fs}} \quad (2-12)$$

ここで、 Y_F は油滴周囲の気相中の燃料蒸気の質量分率、 Y_{Fs} は油滴表面の燃料蒸気の質量分率であり、油滴温度 T_l での飽和状態における燃料蒸気の質量分率として、クラペイロン・クロジューズ（Clapeyron-Clausius）式より求める。また、 B_T は Spalding の熱トランスファ数であり、以下の関係式から求める[28].

$$B_T = (1 + B_M)^\theta - 1 \quad (2-13)$$

$$\theta = \frac{c_{pFf} Sh^*}{c_{pf} Nu^* Le_f} \quad (2-14)$$

c_{pFf} は油滴混合層内の燃料蒸気の定圧比熱、 c_{pf} と Le_f は油滴混合層内の混合気の定圧比熱とルイス数である。また、 Sh^* と Nu^* は油滴混合層に対して修正されたシャーウッド数とヌッセルト数であり、以下のように表せる[3].

$$Sh^* = 2 + \frac{(1 + Re \cdot Sc)^{1/3} [\max(1, Re)]^{0.077} - 1}{F(B_M)} \quad (2-15)$$

$$Nu^* = 2 + \frac{(1 + Re \cdot Pr)^{1/3} [\max(1, Re)]^{0.077} - 1}{F(B_T)} \quad (2-16)$$

$$F(B) = (1 + B)^{0.7} \frac{\ln(1 + B)}{B} \quad (2-17)$$

式(10), (11), (14)中の油滴混合層内の物性値を算出するために必要な、油滴混合層内の代表温度および燃料蒸気の質量分率は、1/3 ルール[29]に基づいて、以下のように表した。

$$T_f = T_l + A(T - T_l) \quad (2-18)$$

$$Y_{Ff} = Y_{Fs} + A(Y_F - Y_{Fs}) \quad (2-19)$$

ただし、 T_f は油滴混合層内の混合気温度、 T_l は油滴の温度、 A は重み係数 (=1/3)、 T は気相温度、 Y_{Ff} は油滴混合層内の燃料蒸気の質量分率、 Y_{Fs} は油滴表面の燃料蒸気の質量分率、 Y_F は油滴周囲の気相中の燃料蒸気の質量分率である。

油滴の粒径変化を記述する方程式は、以下のように表した。

$$\frac{dd_l}{dt} = - \frac{2\dot{m}_l}{\pi d_l^2 \rho_l} \quad (2-20)$$

$$\frac{dT_l}{dt} = \frac{Q_l}{(1/6)\pi d_l^3 \rho_l c_{pl}} \quad (2-21)$$

ここで、 c_{pl} は油滴の定圧比熱である。

油滴の存在が気相に与える影響を表す S_l は、各気相コントロールボリュームに存在する油滴個数を N とすれば、以下のように記述できる。気相の質量保存式への干渉項は、

$$S_{l,m} = -\sum_N \frac{\dot{m}_l}{\Delta V} \quad (2-22)$$

気相の運動量保存式への干渉項は、

$$S_{l,u} = -\sum_N \frac{F_x}{\Delta V} \quad (2-23)$$

$$S_{l,v} = -\sum_N \frac{F_y}{\Delta V} \quad (2-24)$$

気相のエネルギー保存式への干渉項は、

$$S_{l,h} = \frac{\sum [\dot{m}_l h_F(T) - Q_l - \dot{m}_l (c_{pF}(T - T_l) + L(T_l))]}{\Delta V} \quad (2-25)$$

気相の化学種保存式への干渉項は、燃料蒸気成分に対してのみ考慮して、

$$S_{l,Y_F} = \sum_N \frac{\dot{m}_l}{\Delta V} \quad (2-26)$$

と表すことができる。ここで、 ΔV は気相コントロールボリュームの体積、 $h_F(T)$ は気相温度 T における燃料蒸気の比エンタルピー、 c_{pF} は燃料蒸気の定圧比熱である。

燃焼反応モデルには n-デカンの一段総括反応[30]を用いた。燃料の単位時間・単位体積あたりの反応量を R_F とすると、化学種保存式の燃焼反応による生成項は次式で示される。

$$S_{combu,k} = -\frac{n_k}{n_F} \cdot \frac{W_k}{W_F} \cdot R_F \quad (2-27)$$

ここで、 n_k は k 成分化学種の生成側を正とする一段総括反応式の量論係数、 W_k は k 成分化学種の分子量である。

2.3 気体燃料の平面火炎に添加された液体燃料噴霧の燃焼機構（実験との比較）

前述したように、本数値解析コードの妥当性を検討するために、実験結果との比較を行った。その際、非定常数値計算では、その初期条件が明確に規定されなければ、計算結果には物理的な意味がないので、下側ポートから気体燃料の予混合気を供給して定在する平面火炎を形成し、上側ポートからの空気流に、ある瞬間から液体燃料噴霧の添加を開始する数値計算を実施するとともに、同様の実験を行い火炎観察結果との比較を行った。また、実験結果と数値解析結果を補完的に用いて、気体燃料の平面火炎により規定された高温場に液体燃料噴霧が突入する際に、油滴群の存在によって生じる物理量の不均一性に起因する火炎構造の変化、ならびに油滴群の燃焼機構の考察を行った。

2.3.1 実験装置および方法

図 2 に対向流バーナの外觀とポート部の構成図を示す[31]. バーナは内径 43mm であり、その外周部の内径 47mm の環状流に主流と同軸、同速の窒素を流すことにより外部雰囲気とのせん断を極力押さえ、またバーナリムへの火炎付着を抑制する構造をとっている. 上下バーナは共にグラスビーズと縮流部が備え付けてあり、バーナ出口で一様な速度分布をもつように配慮してある. また、バーナポート出口周辺には外部雰囲気の影響を極力排除すべく直径 160mm の円盤が備え付けられており、その円盤は火炎付着及び熱膨張による変形を防ぐために水冷機構が設けられている.

実験の際には、ポート間隔を 30 mm、上下ポートからの気相流速 $U=0.6$ m/s 一定とし、伸張率 40 1/s の対向流場を形成し、下側ポートからの予混合気の当量比 $\phi_g=0.6$ としてガス火炎を安定化させた. その後、任意の時刻から、上側ポートからの空気流に噴霧の添加を開始した. その際の、n-デカン噴霧の燃料-空気質量流量比は、 0.014 kg_{fuel}/kg_{air} (供給当量比 $\phi_l=0.237$ に相当) とした.

2.3.2 計算方法

前述のように、流れ場を平面二次元とし、 x - y 座標の原点は上側ポート出口の中心に位置している. x 座標は上側ポートから鉛直下向きにとり、 y 座標は x 軸に直交する方向にとる (図 1 参照).

計算負荷を考慮して、ポート幅ならびに上下ポート間隔はともに 20 mm としたが、伸張率 (40 1/s) を対象とした実験と同一とした. 上側ポートからは常温常圧の空気(温度 $T=300$ K, 圧力 $P=0.1013$ MPa, 酸素質量分率 $Y_{O_2}=0.2375$)が、下側ポート $y \leq 3$ mm の領域からは空気と

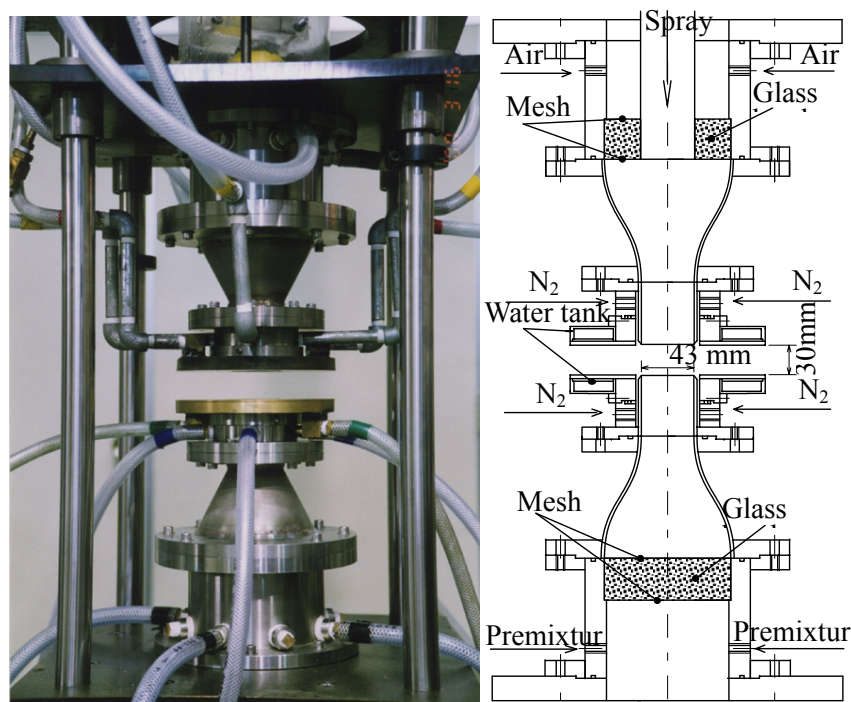


Fig.2 Configurations of opposed flow burner

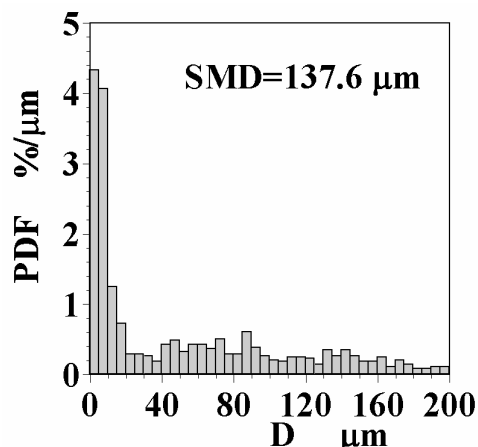


Fig.3 Droplet size distribution

n-デカン($C_{10}H_{22}$)蒸気の予混合気(当量比 $\phi_g=0.6$)が、 $3\text{ mm} < y \leq 10\text{ mm}$ の領域では空気が、全て流速 40 cm/s で流入し、対向流場(伸張率 40 1/s)にガス火炎が形成される。

その後ある時刻 $t = 0\text{ ms}$ を起点に、上側ポート $y \leq 3\text{ mm}$ の領域から一様に、n-デカン噴霧が燃料-空気質量流量比 $0.014\text{ kg}_{\text{fuel}}/\text{kg}_{\text{air}}$ (供給当量比 $\phi_t=0.237$ に相当)、初期速度 40 cm/s (空気と同速)で供給される。噴霧の粒径分布には、図3に示す本数値解析に対応する実験[31]において、非燃焼噴霧のPDA計測によって得られたものを用いた。

計算は中心面に関して対称を仮定して、縦横 $20\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ の領域を 157×77 の等間隔格子(コントロールボリュームの実寸法約 $130\text{ }\mu\text{m} \times 130\text{ }\mu\text{m}$)に分割し、タイムステップを 0.1 ms として行った。

2.3.3 結果および考察

図4~8に噴霧噴射開始からの経過時間 $t = 5 \sim 40\text{ ms}$ の計算結果((a)~(c))、およびそれに対応する火炎写真[31]((d))を示す。図中(a), (b), (c)にはそれぞれ、気相温度 T 、燃焼反応率 R_F 、気相当量比 ϕ がグレイスケールで示されている。また、図中(a)には灰色矢印で示された気相の速度ベクトル \mathbf{V} 、(b)には油滴の位置と粒径 d_t の情報、(c)には気相当量比 $\phi=1$ の等値線を示す黒線が重ねて表示されている。また、(d)の火炎写真中には、レーザシート光により油滴(レーザシートの強度の関係で大粒径油滴のみ)の流跡が可視化されている。

図4の $t = 5\text{ ms}$ の計算結果を見ると、下側ポートより供給される予混合気によって形成される厚みの薄い気体燃料の平面火炎(燃焼反応率が大きな領域)が、 $x = 13.5\text{ mm}$ あたりに存在している。この時刻($t = 5\text{ ms}$)では、気体燃料の平面火炎には添加された噴霧の影響は見られない。

図5の $t = 25\text{ ms}$ における結果では、ガス火炎面の上方の高温領域において、単滴もしくは油滴群の燃焼が起こっており、火炎写真ではその領域で青炎が観察される。この時期には蒸発量が少ないために、発生した燃料蒸気は即座に反応し、高温領域においても当量比の増加はあまり見られない。

図6の $t = 30\text{ ms}$ における結果では、高温領域中に極めて当量比の高い部分が存在し、その領域で共通の群火炎を有する油滴群が形成されており、火炎写真では非常に明るい輝炎が観察される。

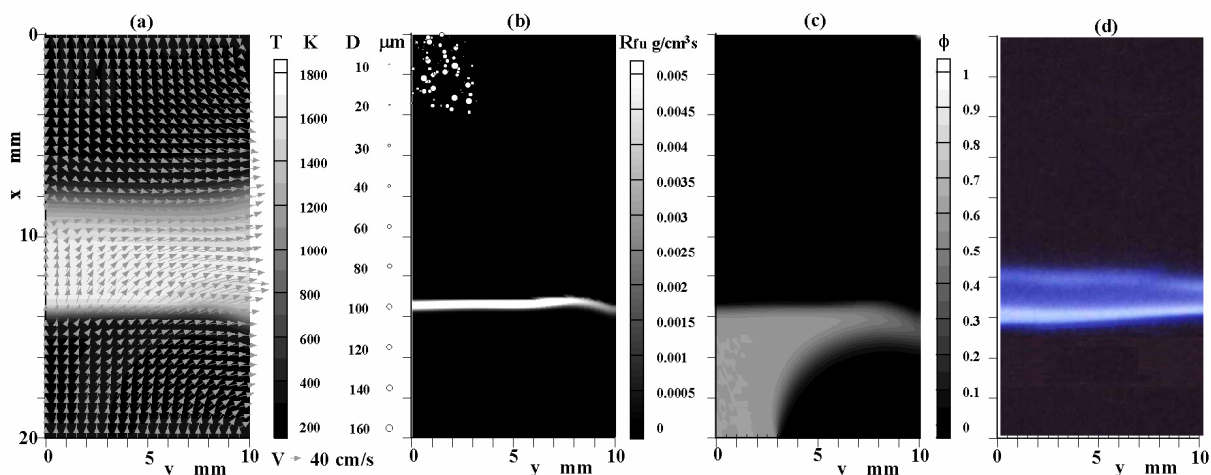


Fig.4 Numerical results ($t = 5$ ms after spray injection) and the corresponding flame photograph

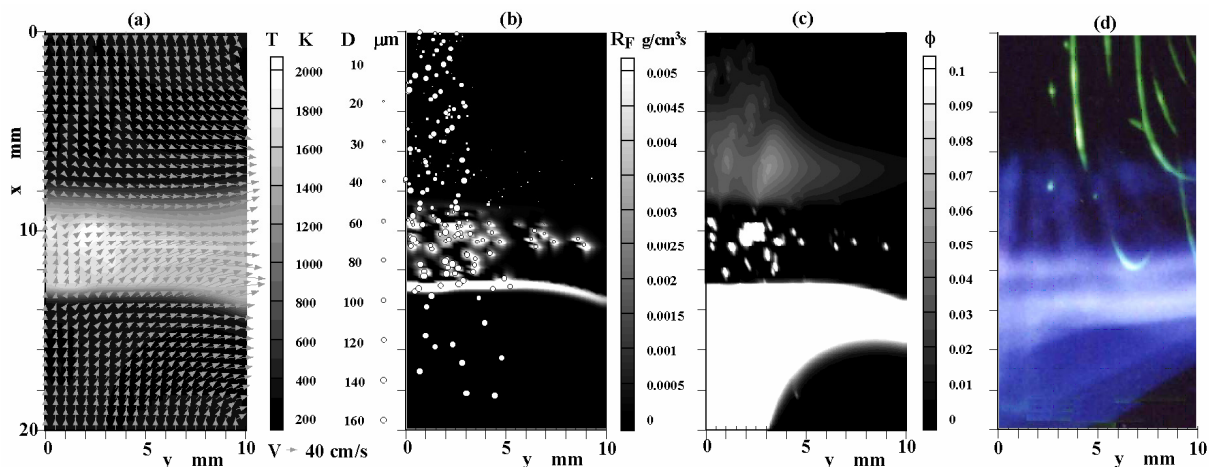


Fig.5 Numerical results ($t = 25$ ms after spray injection) and the corresponding flame photograph

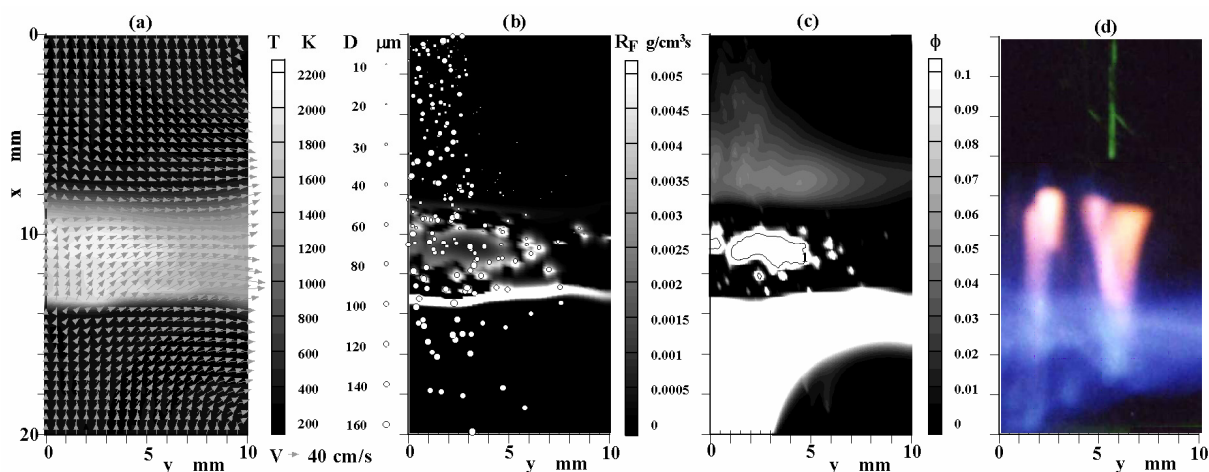


Fig.6 Numerical results ($t = 30$ ms after spray injection) and the corresponding flame photograph

また、未燃噴霧流側に厚みの非常に薄く、弱い連続した反応領域が見られ、火炎写真ではその領域に青炎が観察される。この青炎領域での当量比は 0.05 程度であり (図(c)参照)、背後にある輝炎からの伝熱により油滴の予蒸発が進行していることが分る。当量比 0.05 は常温で

は可燃範囲にないが、輝炎からの伝熱により保持されて、希薄な予蒸発蒸気と空気の混合気が予混合的に燃焼していると考えられる。

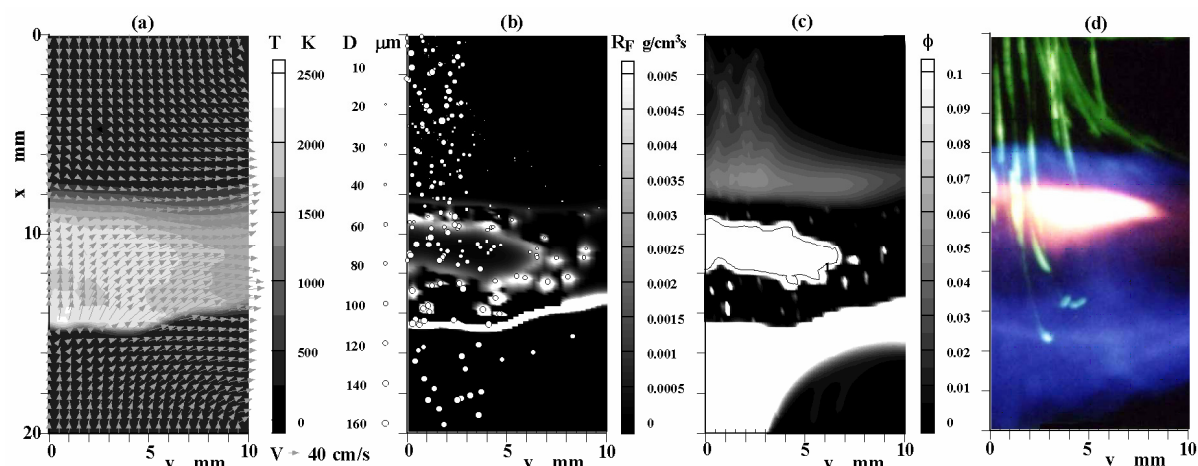


Fig.7 Numerical results ($t = 35$ ms after spray injection) and the corresponding flame photograph

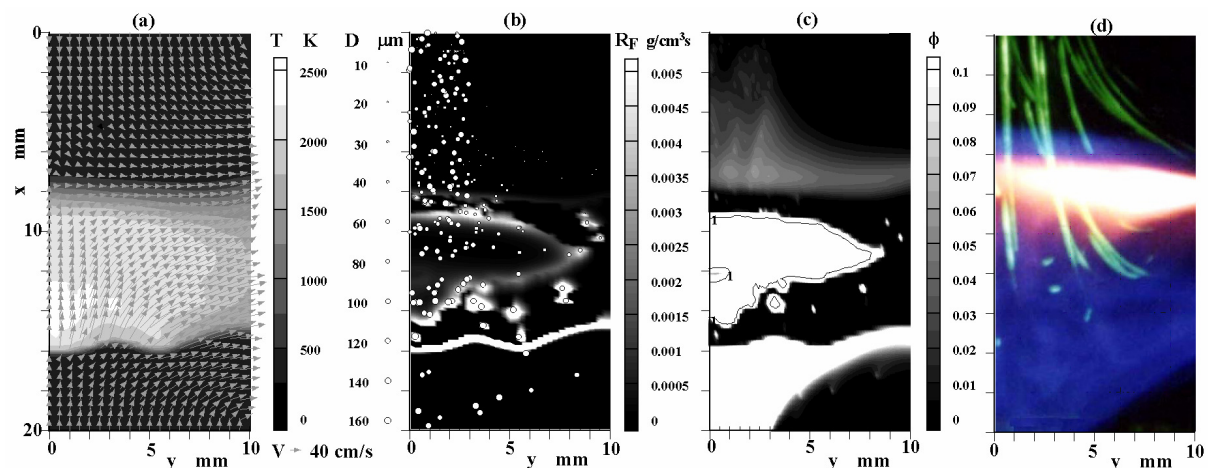


Fig.8 Numerical results ($t = 40$ ms after spray injection) and the corresponding flame photograph

図 7, 8 の $t = 35, 40$ ms における結果では、油滴群の輝炎燃焼領域がさらに拡大しており、油滴群内部では燃焼反応はなく、当量比 $\phi = 1$ の等値線付近で拡散的な燃焼が起こっている。これは内部群燃焼[1]の燃焼形態である。また、輝炎からの伝熱により噴霧の予蒸発量が増加し、油滴群の燃焼領域上方の青炎領域が拡大している。

2.4 噴霧専焼火炎の数値計算（噴霧特性による火炎構造の相違）

本来であれば、対応する実験を行い、数値解析結果の妥当性を判断することが必要不可欠であるが、前述した対向流バーナでは、液体燃料噴霧の供給量を十分に上げることができず、下側ポートからの予混合気の供給を停止した噴霧専焼条件では、火炎が形成できなかったため、数値解析のみを実施した。

2.4.1 計算方法

対象とした流れ場は、前述の図 1 に示したとおりである。流れ場を平面二次元とし、 x - y 座

標の原点は上側ポート出口の中心に位置しており， x 座標は上側ポートから鉛直下向きに， y 座標は x 軸に垂直方向にとる．計算領域は，4.2 節に記載したものと同一であり，ポート幅を 20 mm，上下ポート間隔を 20 mm とした．前述したように，中心面に関して対称を仮定して，縦横 20 mm×10 mm の領域を 157×77 の等間隔格子（コントロールボリュームの実寸法約 130 μm ×130 μm ）に分割し，非定常計算のタイムステップを 0.1 ms として行った．

上下ポートでの入口条件は，常温常圧の空気（ $T=300\text{K}$ ， $P=0.1013\text{MPa}$ ，酸素質量分率 $Y_{\text{O}_2}=0.2357$ ）が 0.4 m/s で流入するとした．この際，流れ場の伸張率は 40 1/s である．

噴霧の粒径分布は，図 9(a), (b)に示した筆者らの以前の実験[32, 33]の未燃噴霧の PDA 計測により得られた 2 通りを仮定した．噴霧は上側ポートの $y \leq 3$ mm の領域に一様に供給され，噴霧流部分の燃料-空気質量流量比を 0.051 $\text{kg}_{\text{fuel}}/\text{kg}_{\text{air}}$ （供給当量比 0.75）とした．

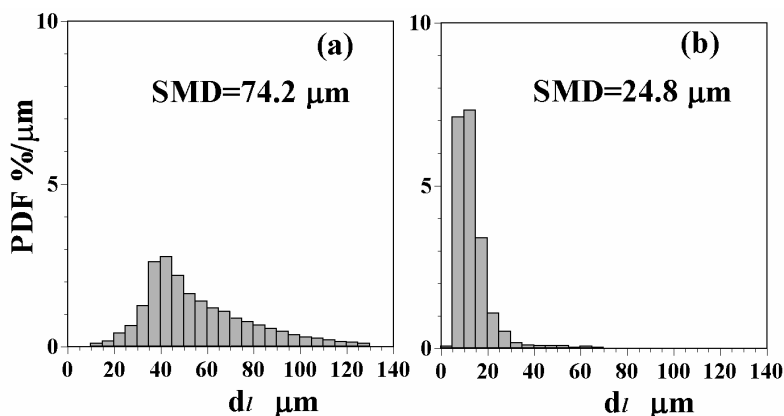


Fig.9 Assumed droplet size distributions.

2.5.1 計算結果および考察

図 10 と図 11 に前述の 2 つの粒径分布（図 9(a), (b)）を用いた計算結果を示す．前述の図 4～8 と同様に，図中(a), (b), (c)にはそれぞれ，気相温度 T ，燃焼反応率 R_F ，気相当量比 ϕ がグレイスケールで示されている．また，(a)には灰色矢印で示された気相速度ベクトル \mathbf{V} ，(b)には油滴の位置と粒径 d_i の情報，(c)には気相当量比 $\phi = 1$ の等値線を示す黒線が重ねて表示されている．

両図を比較すると，噴霧の粒径分布によって火炎構造が大きく異なることが分る．図 10 のザウテル平均粒径（SMD）が大きい粒径分布（図 9(a)）の場合には，大粒径の油滴は，噴霧供給側（上部ポート側）の燃焼反応帯を貫通して，下側ポートからの対向空気流側へ達している．一方，図 11 の SMD が小さい粒径分布（図 9(b)）の場合，小粒径の油滴の大多数は，噴霧供給側の燃焼反応帯付近で，蒸発を完了している．

また，両条件の計算結果とも，噴霧供給側（上部ポート側）で噴霧の予蒸発が進行し，予蒸発燃料蒸気と空気の希薄な予混合気の厚みの薄い燃焼反応領域と，その反応領域を貫通した大粒径液滴が高温領域で蒸発して生じた燃料蒸気の燃焼反応領域の二重の反応領域が見られる．

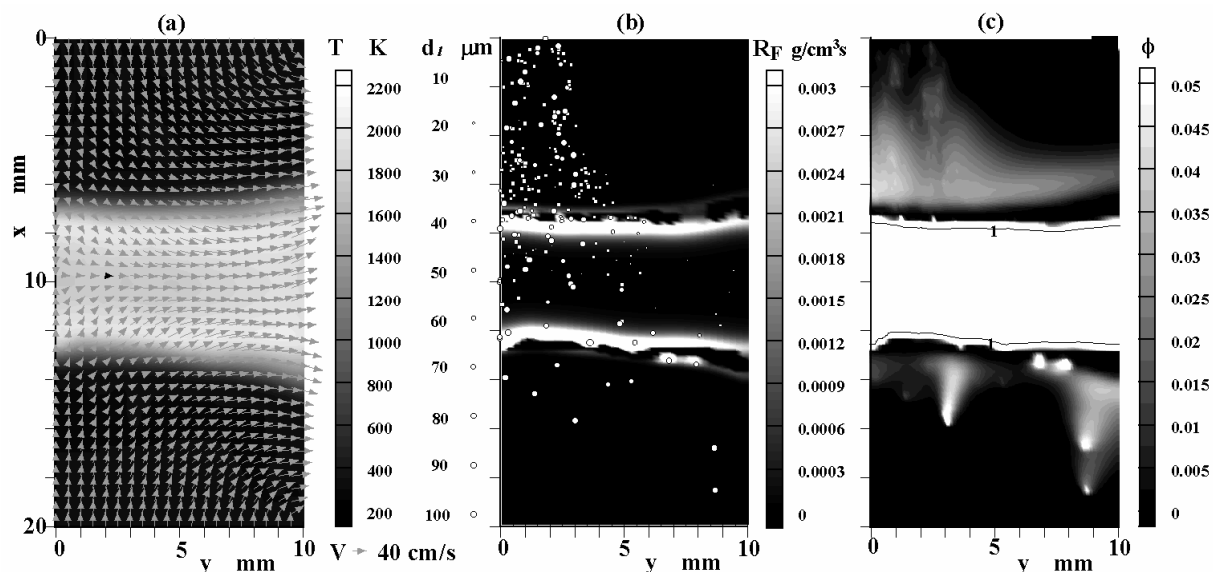


Fig.10 Calculation results in case of the large droplet size distribution (SMD = 74.2 μm).

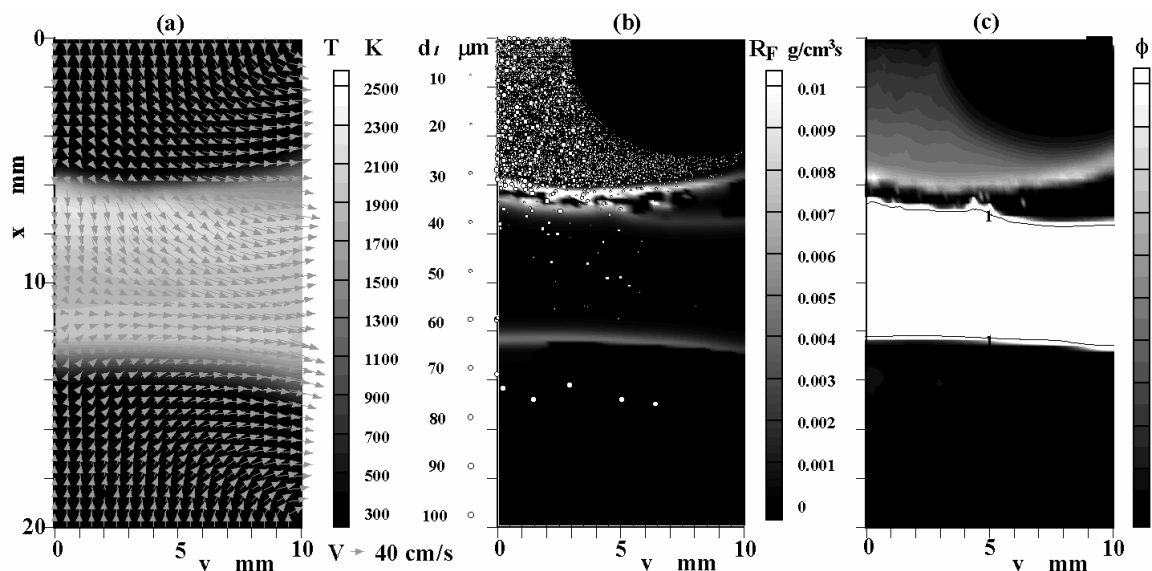
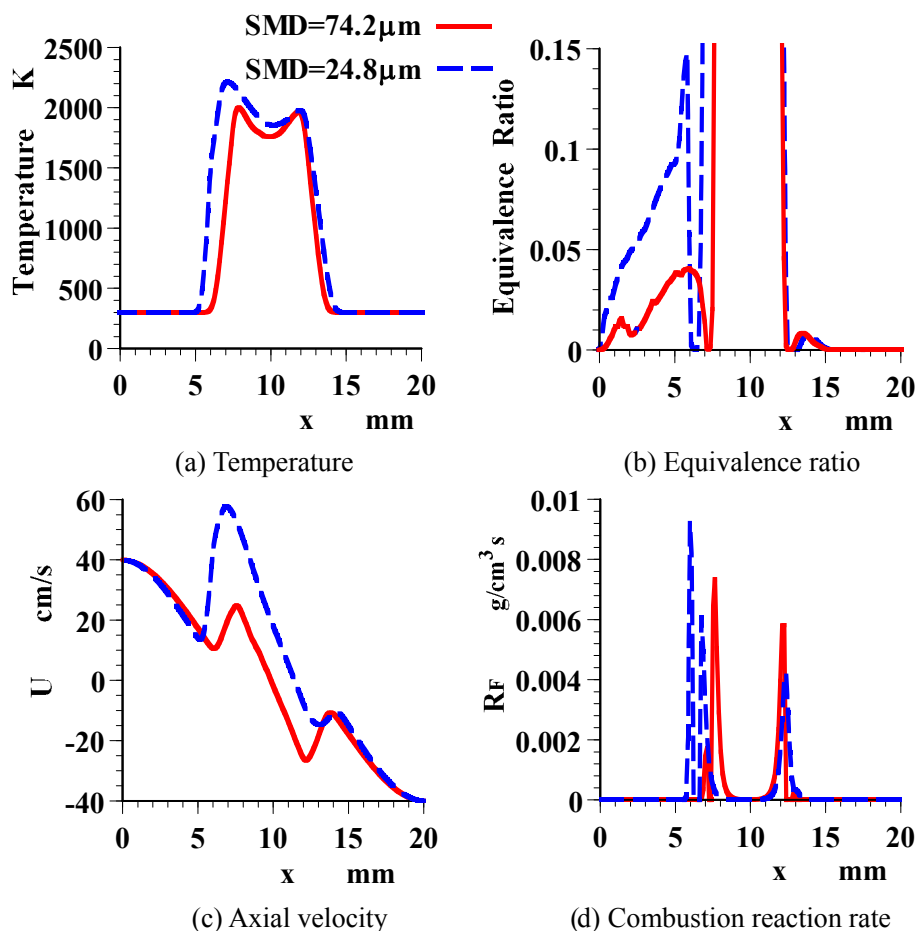


Fig.11 Calculation results in case of the small droplet size distribution (SMD = 24.8 μm).

この二重の反応領域の構造を詳しく調べるために、図 12 に $y = 1 \text{ mm}$ における (a) 気相温度、(b) 当量比、(c) x 軸方向速度、(d) 燃焼反応率の x 軸方向分布を示す。

実線で示された SMD が大きい場合には、 $x = 7 \text{ mm}$ 付近の噴霧供給側の燃焼反応率 R_F に 2 つのピークが見られる (図 12(d) 参照)。燃焼反応率の第 1 のピークは $x = 7.12 \text{ mm}$ 、第 2 のピークは気相当量比 $\phi = 1$ に対応する $x = 7.63 \text{ mm}$ に位置している。図 10 に見られるように、燃焼反応領域に油滴が入る以前に予蒸発が起こり、気相当量比 ϕ は $x = 5.96 \text{ mm}$ において極大値 0.04 をとっている (図 12 (b) 参照)。燃焼反応率の第一のピークは、予蒸発蒸気と空気の予混合燃焼領域に対応する。もちろん、当量比 $\phi = 0.04$ の予混合気は常温では可燃範囲にないが、この予混合気は、背後に位置する燃焼反応率の第 2 のピークに対応する火炎からの伝熱によって保持されている。この第 2 のピークでは、高温領域において油滴が蒸発し形成さ

Fig.12 Axial profiles of various quantities ($y=1$ mm)

れた燃料蒸気の拡散燃焼が生じている。燃焼反応率の第2のピーク値は、第1のピーク値と比較して大きな値となっている。このことは、噴霧の SMD が大きい場合の火炎では、拡散燃焼領域の反応強度の方が予混合燃焼領域の反応強度に比べて強くなっていることを示している。これは、大粒径油滴の火炎帯に入る以前の予蒸発があまり進行していないためである。

一方、破線で示された SMD が小さい場合には、 $x=6$ mm 付近の噴霧供給側の燃焼反応率 R_F に2つのピークが見られる (図 12(d)参照)。燃焼反応率の第1のピークは $x=5.96$ mm、第2のピークは気相当量比 $\phi=1$ に対応する $x=6.73$ mm に位置している。図 11 に見られるように、燃焼反応帯に油滴が入る以前に予蒸発が盛んに起こり、気相当量比 ϕ は $x=5.83$ mm において極大値 0.15 をとっている (図 12 (b)参照)。燃焼反応率の第1のピーク値は、第2のピーク値と比較して大きな値となっている。これは先に示した SMD が大きい場合と逆の傾向を示している。このことは、 SMD が小さい噴霧の火炎では、小粒径の油滴の予蒸発が活発となり、予混合火炎の燃焼反応の方が、拡散火炎の燃焼反応に比べて強くなっていることを示している。

2.6 まとめ

質点近似による Eulerian/Lagrangian 手法を用い、噴霧モデル以外のモデルを使用することな

く、2次元層流対向流場に形成される n-デカンの多分散噴霧火炎に関する非定常数値シミュレーションを行った。気相については、質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式、化学種保存式を直接解くことでオイラー的に求め、油滴については、パーセル近似を用いることなく火炎中の全ての油滴をラグランジュ的に追跡した。

その際に、異なる2つの粒径分布を仮定し、噴霧火炎構造の違いについて考察した結果、噴霧供給側の燃焼反応帯には、火炎からの伝熱により予蒸発した燃料蒸気の予混合燃焼領域と、その火炎帯を通過した大粒径油滴の拡散燃焼領域の、二重の燃焼反応領域が存在することが分った。その際、希薄な予混合燃焼領域は、背後に位置する油滴群の拡散燃焼領域からの熱によって保持されている。また、両反応領域の燃焼強度は、燃料噴霧の粒径分布によって大きく異なる。これは主に、油滴が燃焼反応帯に入る以前の予蒸発量が粒径分布に依存して大きく異なるためである。

3 液滴界面をとらえた数値計算

3.1 はじめに

液滴を質点として近似しない数値解析としては、例えば、Dwyerら[34]の研究が挙げられる。これらの数値解析では、液滴周囲に物体適合格子を配置するとともに、気相の計算格子は液滴を十分に解像できる程度に非常細かくする必要がある。また、液滴は流れ場中に固定されているとするか、もしくは液滴の運動を考慮する場合には、タイムステップごとに、計算格子をリメッシュする必要がある、数値解析コードが非常に複雑化する。また、計算格子を自由に変形させることは容易ではないので、いくつかの仮定を置かなければならない。また質点近似とは異なり、液滴一個に対してかかる計算負荷が非常に大きくなるために数個の液滴しか扱うことができず、液滴の群としての挙動を追うことは計算負荷の観点から現実的ではないことは言うまでもない。

以上のことから、対象とするスケールによって数値解析により再現される現象には限りがあるということが言える。例えば、気相がいくら厳密に解かれたからといっても、噴霧流れ場全体が厳密に解かれたということにはならないということである。気相と液相を物体適合格子を用いて厳密に解けばよいかというと、この場合には大きなスケールの現象をみることができなくなり、いずれの計算法も一長一短である。では、両計算法の長所を併せ持った計算法は存在しないのであろうか？という思案の結果、次章に述べる数値解析手法を提案する。

3.2 数値解析手法

液滴を離散点としてラグランジュ追跡することも可能であるが、液滴を直交格子によって解像し、気相と同様の方法で解くことができれば計算効率は大幅に向上するし、計算コードの複雑化を回避できる。また、液滴周りの物体適合格子を用いた方法に比べて格段に計算負荷を軽減でき、多くの液滴を同時に取り扱うことが可能となる。そこで計算格子で液滴を解像し、気相と液相を同時に統一的に解くことを考えた。圧縮性流体と非圧縮性流体を統一的

に扱うことのできる方法としては、現在のところ C-CUP 法[35]が唯一のものであり、この手法には数多くの利点が存在する。

今回の計算においては、液相を球形粒子としてとらえ、液滴の蒸発と運動を解く方法について紹介する。現時点では燃焼反応は考慮していないが、燃焼反応を考慮する場合には、数値安定性のみが問題となり、数値解析コードに特別大きな変更点はない。

3.3 支配方程式

支配方程式は質量保存、運動量保存、エネルギー保存、化学種保存式である[36].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (3-1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} [\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{P}^*] \quad (3-2)$$

$$\begin{aligned} \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_v (\mathbf{u} \cdot \nabla T) = & -[p(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \mathbf{P}^* : (\nabla \cdot \mathbf{u})] + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \\ & - \sum_{i=1}^N [(TR_i \nabla + c_{p,i} \nabla T) \cdot (\rho \mathbf{V}_i Y_i)] \end{aligned} \quad (3-3)$$

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla Y_i = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}_i Y_i) \quad (3-4)$$

上記式中の記号は以下のとおりである。 ρ : 密度, \mathbf{u} : 速度, T : 温度, Y_i : 化学種 i の質量分率, p : 圧力, λ : 熱伝導率, \mathbf{P}^* : 圧力を除いた応力テンソル, \mathbf{V}_i : 化学種 i の拡散速度, c_v : 平均定積比熱, $c_{p,i}$: 化学種 i の定圧比熱。

支配方程式は計算の都合上、対流項は移流項に変形している。また、応力テンソルから圧力に関する項を引き出している。気相と液相を統一的に扱うので、両相の支配方程式は同一となるが、液滴の運動については、別途、後述の式(3-5)~(3-8)に示す支配方程式が必要である。自由界面の問題では、各相の体積率の移流方程式を解く必要があるが、噴霧に含まれる液滴粒径は高々100 μm 程度であり、張力によって液滴形状は球形を保っているのが妥当である。液滴を球形の剛体と仮定すれば、体積率の移流方程式と表面張力を考慮する必要はなく、液滴の重心をもとに界面を再構成すれば、各相の体積率の保存性が問題となることはない。液滴の並進と回転を考慮すると液滴運動は次の方程式に従う。

$$\frac{d\mathbf{X}}{dt} = \bar{\mathbf{u}}_l \quad (3-5)$$

$$\mathbf{u}_l = \bar{\mathbf{u}}_l + \mathbf{r} \times \bar{\boldsymbol{\Omega}}_l \quad (3-6)$$

$$\frac{d\bar{\mathbf{u}}_l}{dt} = \frac{1}{M} \int \frac{d\mathbf{u}}{dt} \rho \phi_l dV \quad (3-7)$$

$$\frac{d}{dt} (\bar{\mathbf{\Pi}}_l \bar{\boldsymbol{\Omega}}_l) = \frac{1}{M} \int \mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{u}}{dt} \rho \phi_l dV \quad (3-8)$$

上記式中の記号は以下のとおりである。 \mathbf{X} : 液滴重心, \mathbf{r} : 重心距離, $\bar{\mathbf{u}}_l$: 並進速度, $\bar{\boldsymbol{\Omega}}_l$: 回転速度, \mathbf{u}_l : 内部速度, M : 液滴質量, $\bar{\mathbf{\Pi}}_l$: 慣性モーメント, ϕ_l : 液相の体積率。

液相と気相の運動量交換は液滴内部にかかる応力を積分することで評価されるので、質点近似の場合に必要なとされる多くの外力項を計算する必要はなくなり、運動量交換は極めて単純な計算法によって評価することが可能となる。

3.4 蒸発モデル

液滴の蒸発を考慮するためには、相変化のモデルを導入する必要がある。本計算法の最も重視するところは、液滴の運動と蒸発過程を同時に解くことにあり、厳密な質量流束の保存は問題にしていけないので、簡略化した形で計算モデルを構築した。蒸発に関して必要な情報は、

1. 液滴界面における燃料蒸気濃度
2. 液滴界面における蒸発速度による運動量変化
3. 液滴界面における質量の湧き出し
4. 粒径変化

である。1については液滴界面を格子で解像した計算の多くが採用しているクラペイロン・クロジューズ (Clapeyron-Clausius) 式によって界面における飽和蒸気濃度を与えることで計算できる。クラペイロン・クロジューズ式は次式となり、圧力と温度の関数となっている。

$$X_{sf} = \frac{\exp\left(-\frac{c_1}{T} + c_2\right)}{p} \quad (3-9)$$

$$Y_{sf} = \frac{W_f X_{sf}}{W_f X_{sf} + (1 - X_{sf}) \bar{W}} \quad (3-10)$$

上記式中の記号は以下のとおりである。 c_1, c_2 : 燃料固有の定数, \bar{W} : 平均分子量, Y_{sf} : 燃料質量分率, W_f : 燃料分子量, X_{sf} : 界面における燃料のモル分率。

前述の 2, 3, 4 の項目については、蒸発速度を見積もることができれば間接的に算出することができる。よって、蒸発量を見積もるためのモデルのみが必要となる。界面追跡を行った数値解析例自体がそれほど多いわけではなく、また、その中でも相変化を考慮したものは非常に少ない。本計算法では、相変化を考慮した計算法である MARS[37]に用いられた温度回復法を拡張して用いる。蒸発する液滴の体積率変化は以下の式によって算出する。

$$\Delta g = \frac{c \Delta T}{L} \quad (3-11)$$

上記式中の記号は以下のとおりである。 Δg : 体積率の変化量, c : 比熱, ΔT : 沸点からの温度上昇, L : 蒸発潜熱。

この方法では、沸点からの温度上昇による熱量が蒸発潜熱を超える熱量となった場合、対応する体積率を液相から減少させると解釈される。以上の式に従って体積率の変化、つまり蒸発量が算出することができれば、粒径変化を計算することができる。粒径変化は以下の式にしたがって計算する。

$$\Delta r = \frac{\Delta g}{2\pi r} \quad (2 \text{次元}) \quad (3-12)$$

$$\Delta r = \frac{\Delta g}{4\pi r^2} \quad (3 \text{ 次元}) \quad (3-13)$$

上記式中の記号は以下のとおりである。 Δr : 液滴半径変化量, r : 液滴半径。

質点として液滴を近似した場合にも同様であるが, 粒径変化を蒸発速度と考えることができ, 蒸発速度は粒径変化から, 次式のように算出され, 蒸発速度が算出できれば運動量変化と質量の湧き出しを計算できる。

$$u_v = \frac{dr}{dt} = \Delta r \quad (3-14)$$

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u} - u_v \mathbf{n} \quad (3-15)$$

$$\rho^* = \rho + \rho_L u_v \quad (3-16)$$

上記式中の記号は以下のとおりである。 u_v : 蒸発速度, \mathbf{n} : 界面法線ベクトル, ρ_L : 液相密度, \mathbf{u}^* : 修正された速度, ρ^* : 修正された密度

3.5 物性値

液相と気相の物性は液相の体積率によって平均値を与える。熱力学物性である比熱については算術平均が許されており, 次式のように与えられる。液相については比熱比 1 となるので定圧, 定積比熱は等しく, 気体定数は 0 となる。

$$\bar{c}_v = c_{v,g}(1-\phi) + c_L \phi \quad (3-17)$$

$$\bar{c}_p = c_{p,g}(1-\phi) + c_L \phi \quad (3-18)$$

上記式中の記号は以下のとおりである。 \bar{c}_v, \bar{c}_p : 平均定積, 定圧比熱, $c_{v,g}, c_{p,g}$: 気相の定積, 定圧比熱, c_L : 液相比熱, ϕ : 液相体積率。

輸送係数である熱伝導率, 粘性係数については調和平均を取ることができる[38]。

$$\frac{1}{\bar{\lambda}} = \frac{1-\phi}{\lambda_g} + \frac{\phi}{\lambda_L} \quad (3-19)$$

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = \frac{1-\phi}{\mu_g} + \frac{\phi}{\mu_L} \quad (3-20)$$

上記式中の記号は以下のとおりである。 ϕ : 液相体積率, $\bar{\lambda}$: 平均熱伝導率, $\bar{\mu}$: 平均粘性係数, λ_g, μ_g : 気相の熱伝導率, 粘性係数, λ_L, μ_L : 液相の熱伝導率, 粘性係数。

この他, 気相, 液相の音速を圧力場の決定の前に計算しておく必要があるが, 気相は状態方程式, 液相は適当に大きな音速を与えることで流体の圧縮性を区別する。具体的には液体の音速は気体の 3~5 倍程度であるので 10 倍程度にとっておく。平均値の取り方は比熱の場合と同様である。また, 液相の物性は温度依存性を考慮せず固定値を用いることとし, 気相の物性は, 前述の CHEMKIN データベース[23, 24]を用いて求める。

3.6 計算手順

亜音速流れを対象とする場合, 解法は主に圧力場についての方程式を解くことが多い。マッハ数 0.3 以下の流れでは, 流体運動による圧縮性が無視できるとして非圧縮性流体の解法

を用いる。例えば、非圧縮性流体解法の MAC, SIMPLE 法を用いて擬似圧縮, 低マッハ数近似などの方法を用いて圧縮性を考慮する。C-CUP 法も圧力に関する方程式を解く解法であるのでこれに属するが, 上記の方法と異なり, 低マッハ数流れでも音速は無視されない。そのため, 圧力場の決定はより物理的に行うことができ, 音速の大きな流体は非圧縮性, 小さな流体は圧縮性流体として解くことが可能である。以下に計算手順を示すが, C-CUP の計算手順は MAC 法に非常に類似している。

1. 移流項を計算し, 部分段階積分することで予測値を得る。

$$\rho^n \Rightarrow \rho^*, T^n \Rightarrow T^*, \mathbf{u}^n \Rightarrow \mathbf{u}^*, p^n \Rightarrow p^* \quad (3-21)$$

圧力は移流を計算した後の従属量を用いて計算し, 予測された圧力とする。

2. 圧力ポワソン式を解き, 新しい圧力場を得る。

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nabla p^{**}}{\rho} \right) = \frac{p^{**} - p^*}{\left(\rho^* C_s + \frac{p_{TH}}{\rho^* c_v T} \right) \Delta t^2} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t} \quad (3-22)$$

ここで C_s は音速であり, $p_{TH} = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right) T$ である。

3. 予測値を得られた圧力で従属量を修正する。

$$\mathbf{u}^{**} = \mathbf{u}^* - \frac{\nabla p^{**}}{\rho^*} \Delta t \quad (3-23)$$

$$\rho^{**} = \rho^* - \rho^* \nabla \cdot \mathbf{u}^{**} \Delta t \quad (3-24)$$

$$T^{**} = T^* - \frac{p_{TH}}{\rho^* c_v} \nabla \cdot \mathbf{u}^{**} \Delta t \quad (3-25)$$

4. 拡散項 (粘性項), その他の付加項を評価する。

$$\rho^{**} \Rightarrow \rho^{n+1}, T^{**} \Rightarrow T^{n+1}, \mathbf{u}^{**} \Rightarrow \mathbf{u}^{n+1} \quad (3-26)$$

詳細は文献[35]を参照されたいが, 細かい計算方法は対象とする問題に応じて変える必要がある。上述の 1. で移流の計算を行うが, 移流の計算方法は必ずしも CIP 法を用いる必要はなく, オリジナルの CIP 法は体積保存を保証しない[39]ので, 流れ場の非線形性, 局所保存性が問題となる場合には, 従来の差分法を用いた方がよいと思われる。また, 上記手順は変更することができ, 部分段階積分を移流, 粘性を同時に評価し, アダムス-バッシュフォース法などを用いて時間積分の精度を上げることもできる。C-CUP 法では圧力場は圧縮性流体として決定されるので, 流体の音速が低い, もしくは流体成分の変化によって音速の異なる領域が存在する場合, 圧力場の決定には多くの計算量を要し, 収束性は悪化する。本計算法ではポワソン式の高速解法として残差切除法[40]を採用し, 時間分割を行うことで収束性を向上させた。

3.7 不連続相の取り扱い

液相と気相は連続した相ではないので, 不連続相を通して起こる現象については無視しなければならない。化学種の拡散は不連続相を通しては起こらないので, 液滴界面での化学種拡散は無視する。気相化学種の液滴内部への進入が起こることがあるが, 液滴内部の物性は

化学種による依存性を考慮せず定数で与えるため、計算過程において影響を及ぼさない。移流を計算する場合には、液滴内部の従属量はすべて液滴の値に置き換えて計算する。

3.8 2次元計算例

3.8.1 単滴自由落下の2次元計算

液滴が運動しながら蒸発する系としては、液滴に体積力として重力がかかる系が最も簡単である。以上の計算法にもとづいて行った n-デカンの液滴自由落下（2次元）の計算例について示す。この場合、液滴粒径変化は考慮せず、蒸発速度のみを蒸発量から与えている。計算条件としては、計算領域 $400\mu\text{m} \times 1500\mu\text{m}$ 、粒子レイノルズ数 $Re_p=0.01$ 、粒径 $60\mu\text{m}$ とし、格子点数は 80×300 で、液滴にかかる格子数は約 12 点としている。境界条件については周期境界条件と自由流出境界を与えている。また、液滴が蒸発するように、周囲空気温度として、n-デカンの沸点よりも 80°C 高い温度を与えている。また、液滴は沸点近くまで予熱されているものとし、液滴内部には沸点よりも若干低い温度を与える。図 13 に燃料蒸気の質量分率、図 14 に温度の空間分布を示す。

液滴運動とともに液滴周囲の蒸気濃度分布は、初期状態の液滴が静止している場合には液滴中心に対称に、液滴の下方への移動が始まるにつれて箒状の非対称となる。燃料蒸気の拡散速度は他の化学種に比べるとかなり低いため、拡散と液滴運動による対流がつりあった領域で高濃度領域を形成するようである。これらの燃料蒸気形状は一様流中に置かれた液滴周りの解析においても見られる形状で、気相と液相にスリップが存在する場合、共通して現れる。また液滴界面に注目すると、液滴の運動とともに、液滴の進行方向に対し前方において燃料蒸気濃度が高くなる。現在の計算モデルでは、気相において与えられる燃料蒸気生成量はクラペイロン・クロジューズ式から見積もられるので、液滴進行方向の前面において

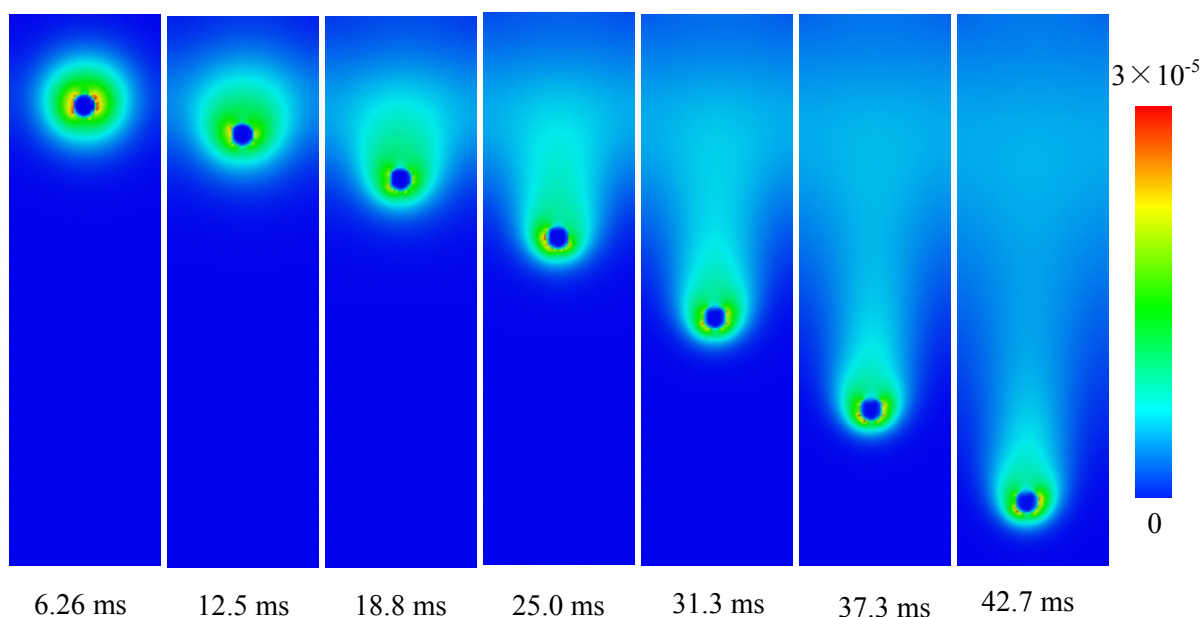


Fig.13 Fuel vapor mass fraction field (One droplet)

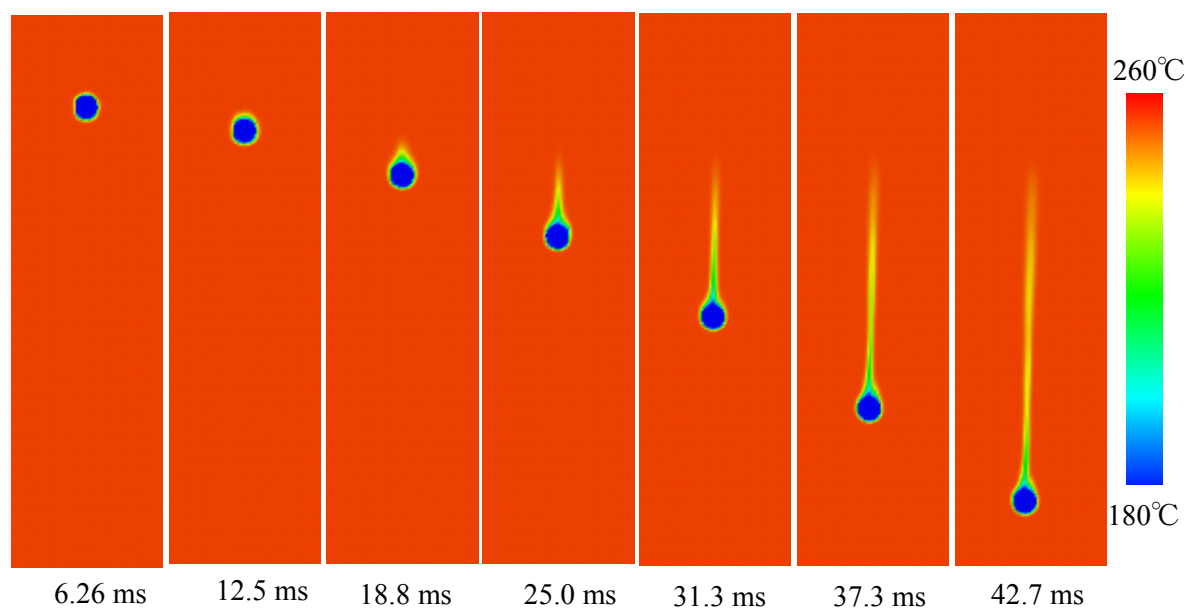


Fig.14 Temperature field (One droplet)

圧力が下がるか、温度が上昇していることになるが、現時点の結論では温度上昇による影響が大きいとみている。

図 13 の温度分布をみると、液滴は薄い温度境界層に覆われているのがわかるが、これは温度回復法によって常に液滴表面が気液平衡状態におかれているためである。液滴が運動すると、液滴前方の平衡状態が崩れるため、主に液滴の前方で蒸発量が多くなるものと考えられる。平衡状態を崩す影響としては、熱伝導と温度の対流による効果の両方があり、平衡状態が壊れることは液滴表面における温度の上昇をもたらすため、結果、飽和燃料蒸気濃度が上昇するようになる。蒸発量の算出に質量流束の厳密な保存を無視した簡略化したモデリングを行ったが、空間的な蒸発量算出のメカニズムは上記したように合理的なものであり、蒸発粒子の運動を解くうえでは有用なものであると考えている。

3.8.2 複数液滴自由落下の 2 次元計算

先に単滴の場合の自由落下運動を示したが、本計算手法の最も大きな利点として、気相と液相を統一的に扱うことによって、数多くの複数液滴を扱えるということがあるので、複数液滴を同時に落下させた場合の計算例も示しておく。図 14 に燃料蒸気、図 15 に温度の分布を示す。

計算条件については、先の単滴の場合と同様で、単純に液滴数を増やしたのみである。複数液滴の計算例をみると、液滴運動や物理量の分布は、隣接する液滴間の相互作用の影響で、単滴の場合と大きく異なっている。液滴間距離を短くして落下させると、大抵の場合、液滴前方から側面にかけて弱い渦を生じるので、液滴はお互いに離れていく傾向を示す。物理量の変化は粒子運動による影響を受けやすいので、温度の分布の低温領域をみれば液滴の軌跡がわかるであろう。

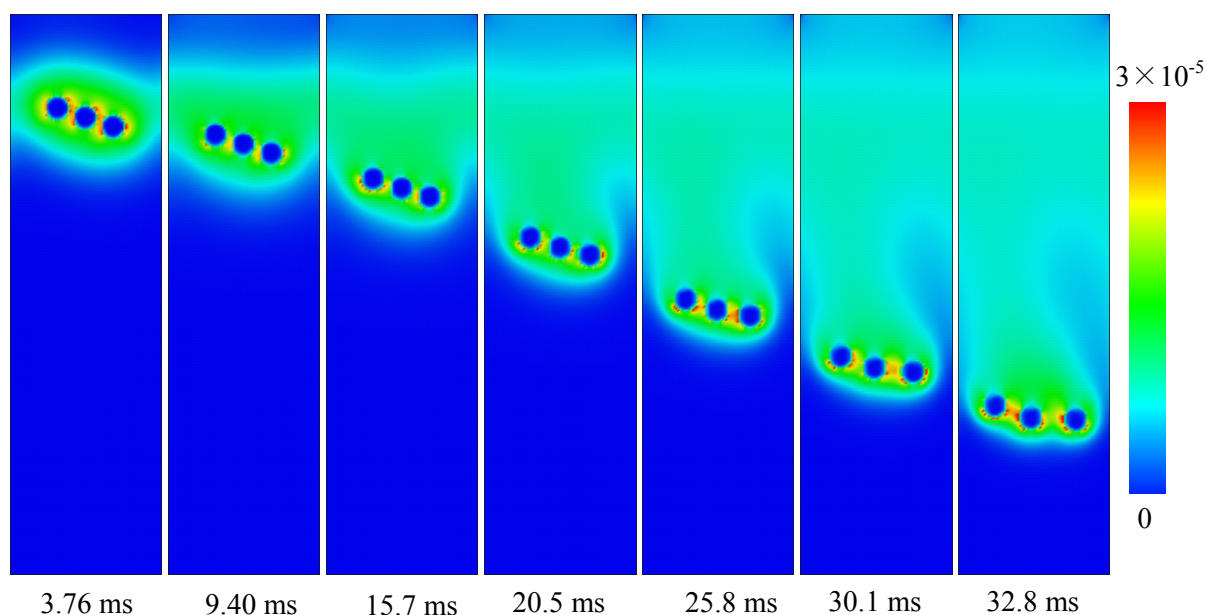


Fig.15 Fuel vapor mass fraction field (Three droplets)

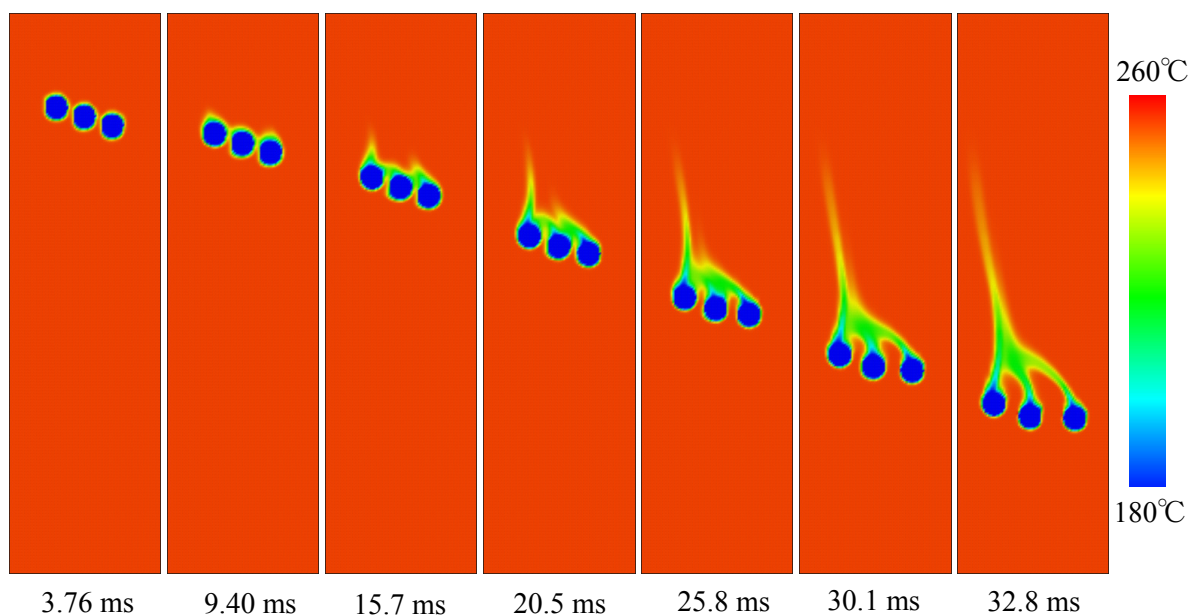


Fig.16 Temperature field (Three droplets)

燃料蒸気領域は 3 滴の液滴を包むように形成されており，単滴の場合の箒状の高濃度領域が結合した形となっている．それでは，単滴の場合の蒸気形成過程を単純に複数液滴の場合に拡張できるのかということとそうでもなく，単滴の場合とは異なって，液滴前方のみならず，隣接する液滴間においても高濃度の燃料蒸気領域が現れている．先に述べたように，液滴前方から側方にかけて弱い渦が生じ，この渦は落下速度の上昇とともに強まっていく．そのため，液滴周囲の対流が液滴間において強くなり，対流と熱伝導による熱交換が促進されて，蒸発が液滴の側面で促進されるのではないかと考えられる．またここには示していないが，液滴間距離が短い状態では，液滴間の対流は強くならず，液滴側面からの蒸発が抑制される傾向が見られている．

3.9 3次元計算例

直交格子を用いる場合，2次元では球形を表現することはできないので，3次元計算を行うことは避けられない．しかし，計算方法は2次元の場合とほぼ同様であるので，これを拡張して3次元計算を行った．以下に，3次元計算の場合の燃料蒸気 (図 16)，粒子界面 (図 17)，渦度 (図 18) の等値面を示す．

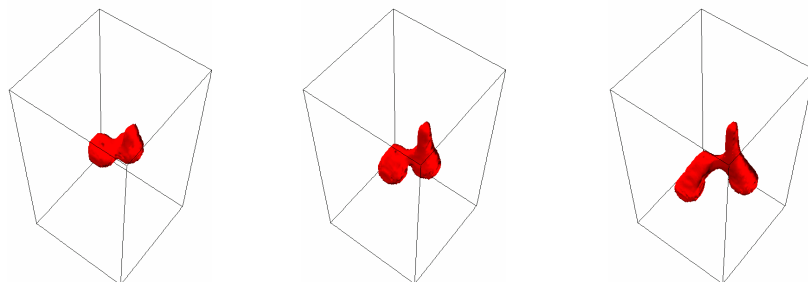


Fig.16 Fuel vapor mass fraction iso-surface 1×10^{-8}

図では右に行くに従って時間が経過している．計算条件は計算領域 $300\mu\text{m} \times 300\mu\text{m} \times 600\mu\text{m}$ ，格子点数 $50 \times 50 \times 100$ ，粒子レイノルズ数 $Re_p=8$ ，液滴粒径 $80\mu\text{m}$ ，雰囲気温度は常温 (20°C) としている．今回のケースでは液滴間距離は3次元計算であることから単純に隣接させず，一方の液滴を他方の上方に配置している．この場合，液滴どうしは2次元の場合にも見られたようにお互いに離れていく様子を示している．

渦度の分布を3次的に可視化してみるとわかるが，液滴が近接し重力によって落下している場合には，液滴進行方向に対して側方に渦度の高い領域が存在し，液滴が干渉した後に

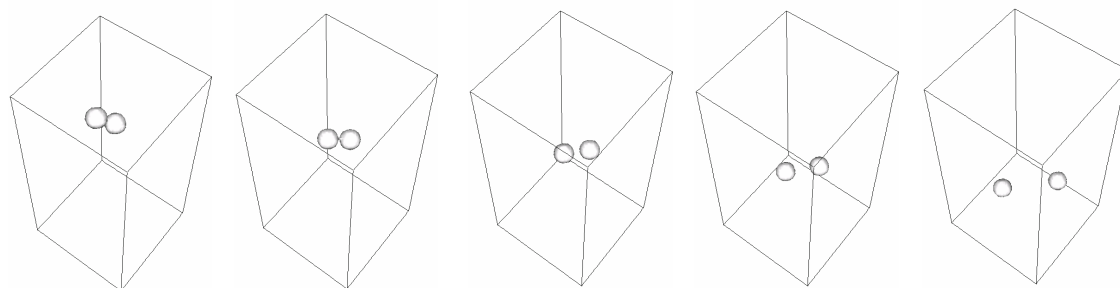


Fig.17 Droplet surface (Volume of fluid iso-surface value 0.5)

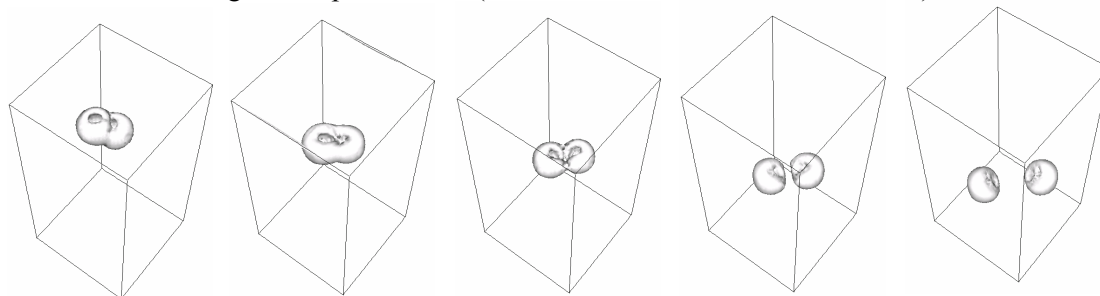


Fig.18 Vortex magnitude iso-surface, value 0.05

は、回転により液滴周囲に渦度の高い領域が現れる。燃料蒸気濃度分布は、早い段階で二つの液滴が離れてしまったために単滴の場合と同様の分布形状となっている。

2次元計算では粒子間距離は正しく算出されないことや、液滴粒子の運動の自由度が制限されることから、現在の計算方法では3次元解析が不可欠であろう。

3.10 まとめ

以前から噴霧燃焼では液滴の群としての挙動やその燃焼過程へ影響について関心をもたれているが、燃焼形態の違いがどのような要因によって左右されるかということについては未解明な点が多い。本稿の前半部分で示したように、質点近似を用いた数値解析によっても噴霧の群燃焼挙動を再現することはできるが、考慮できない影響については無視されるので、真の現象解明には繋がらない。今回のように、液滴体積を無視しない数値解析を行い、質点近似を用いた数値解析による計算結果と比較・検討を行えば、どのような要因が無視すべきではないのかについて詳細に議論でき、質点近似モデルの改良にも役立つであろう。また、噴霧では流れを伴う場合がほとんどであるので、静止液滴を対象とした研究も重要であるけれども、流れと液滴の運動、蒸発を同時に伴う場合の現象の理解には、今回提案したような数値解析が役に立つのではないだろうか。

4 おわりに

噴霧火炎の詳細構造も、レーザ応用計測の成熟により、徐々にではあるが明らかになりつつある。また、実用燃焼器の数値シミュレーションに加え、乱流燃焼の DNS をはじめとする現象解明のための大規模数値計算[41, 42]も計算アルゴリズムの最適化とコンピュータの高速化にともない急速な進歩を遂げている。

本稿では、質点近似を用い、用いる数値計算モデルを噴霧モデルに限定した非定常数値計算を行うことにより、噴霧特性による火炎構造の相違や、噴霧中の火炎伝ば機構について考察を加えた。また、液滴界面を追跡した数値解析により、液滴の運動を伴う場合には、単滴や複数液滴周りの蒸気濃度分布は、質点近似を用いた数値計算では決して捕らえることはできない、液滴中心に対して非対象な分布となることを示した。

実用噴霧燃焼器に対する数値シミュレーションの精度をより向上させていくためには、噴霧燃焼現象解明のためのモデルフリーの数値解析と、レーザ応用計測を用いた詳細な実験観察に基づいて、実際の物理現象を反映した噴霧燃焼モデルを構築することが必要であろう。

参考文献

- [1] Chiu, H.H.・他 2 名, Proc. Combust. Inst., **19**(1982), 971.
- [2] Greenberg, J. B. ・他 2 名, Combust. Sci. & Technol., **50**(1986), 255.
- [3] Continillo, G. and Sirignano, W. A., Combust. Flame, **81**(1990), 325.
- [4] Li, S. C. ・他 2 名, Proc. Combust. Inst., **24**(1992), 1503.
- [5] Chen, N.-H.・他 2 名, Proc. Combust. Inst., **24**(1992), 1513.
- [6] Lacas, F.・他 4 名, Proc. Combust. Inst., **24**(1992), 1523.

- [7] Chen, G. and Gomez, A., Proc. Combust. Inst., **24**(1992), 1531.
- [8] Li, S. C.・他 2 名, Combust. Flame, **94**(1993), 161.
- [9] Darabiha, N.・他 3 名, Combust. Flame, **95**(1993), 261.
- [10] Greenberg, J. B., and Sarig, N., Combust. Sci. & Technol., **92**(1993), 1.
- [11] Gomez, A. and Chen, G., Combust. Sci. & Technol., **96**(1994), 47.
- [12] Li, S. C. and Williams, F. A., Proc. Combust. Inst., **26**(1996), 1017.
- [13] Greenberg, J. B. and Sarig, N., Proc. Combust. Inst., **26**(1996), 1705.
- [14] Gao, L. P. ・他 4 名, Proc. Combust. Inst., **26**(1996), 1739.
- [15] Li, S. C., Prog. Energy Combust. Sci., **23**(1997), 303.
- [16] Massot, M.・他 3 名, Proc. Combust. Inst., **27**(1998), 1975.
- [17] Gutheil, E. and Sirignano, W. A., Combust. Flame, **113**(1998), 92.
- [18] Santro, V. S.・他 2 名, Proc. Combust. Inst., **28**(2000), 1023.
- [19] Li, S. C. and Williams, F. A., Proc. Combust. Inst., **28**(2000), 1031.
- [20] Dakhliya, R. B. and Giovangigli, V., Proc. Combust. Inst., **28**(2000), 1039.
- [21] Dvorjetski, A. and Greenberg, J. B., Proc. Combust. Inst., **28**(2000), 1047.
- [22] Crowe, C. T. ・他 2 名, Trans. ASME, J. of Fluids Eng., **99**(1977), 325.
- [23] Kee, R. J. ・他 2 名, SANDIA Report, SAND87-8215B (1987).
- [24] Kee, R. J. ・他 4 名, SANDIA Report, SAND86-8246 (1986).
- [25] Abramzon, B. and Sirignano, W. A., ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf. (1987), Vol. 1, 11.
- [26] 水谷・香月 共訳 (Patankar, S. V. 原著), コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版 (1985).
- [27] Putnam, A., American Rocket Society. J., **31**(1961), 1467.
- [28] Abramzon, B. and Sirignano, W. A., Int. J. Heat and Mass Transfer, **32**(1989), 1605.
- [29] Hubbard, G. L.・他 2 名, Int. J. Heat Mass Transfer, **18**(1975), 1003.
- [30] Westbrook, C. K. and Dryer, F. L., Prog. Ener. Combust. Sci., **10**(1984), 1.
- [31] 高田ら, 機講論, No. 004-1, (2000), 5-37.
- [32] 若林・他 4 名, 第 31 回燃焼シンポジウム講演論文集 (1993), 519.
- [33] Saitoh, H. ・他 3 名, 2nd Asia-Pacific Conf. on Combust. (1999), 443.
- [34] Dwyer, H.A.・他 2 名, Combust. Flame, **121**(2000), 181.
- [35] Yabe, T. ・他 2 名, J. Comput. Phys, **169**(2001), 556.
- [36] 燃焼の数値計算, 日本機械学会編, (2001).
- [37] 功刀, 機論 B 編, **63**-609 B (1997), 1576.
- [38] 白川・他 3 名, 機論, **66**-647 B (2000), 667.
- [39] Nakamura, T., ・他 3 名, J. Comput. Phys., **174**(2001), 171.
- [40] 田辺・他 2 名, 機論, **62**-604 B (1996), 4076.
- [41] Tanahashi, M. et al., Proc. Combust. Inst., **28** (2000), 529.
- [42] Tanahashi, M. et al., Proc. Combust. Inst., **29** (2002), 2041.