噴流噴霧火炎挙動に及ぼす輻射の影響*

渡 邊 裕 章^{*1,*2}, 馬 場 雄 也^{*1}
黒 瀬 良 一^{*2}, 小 森 悟^{*2}

Effect of Radiation on a Spray Jet Flame

Hiroaki WATANABE^{*3}, Yuya BABA,
Ryoichi KUROSE and Satoru KOMORI^{*3} Energy Engineering Research Laboratory, Central Research Institute of Electric Power Industry (CRIEPI),
2-6-1 Nagasaka, Yokosuka-shi, Kanagawa, 240-0196 Japan

Two-dimensional direct numerical simulations (DNS) with and without a radiation model are applied to a spray jet flame, and the effect of the radiation on the spray flame behavior is studied in detail. N-decane ($C_{10}H_{22}$) is used as a liquid spray fuel, and the droplet motion is calculated by the Lagrangian method. As the combustion reaction model, Arrhenius formulation (ARRS) and enthalpy-based flamelet/progress-variable approach (FPVA-E) for a one-step global reaction are employed. Radiation is taken into account using the discrete ordinate method. The validity of the FPVA-E coupled with the radiation model is assessed by comparing with the reference solution obtained by the ARRS with the radiation model. The results by the ARRS with the radiation model show that the radiation acts to enhance the thermal diffusion and greatly affects the spray flame structure. The effect of the radiation on the spray jet flame can be well captured by the FPVA-E coupled with the radiation model.

Key Words: Numerical Simulation, Spray Combustion, Flamelet Model, Thermal Radiation, Jet

1. 緒 言

噴霧火炎中では、液体燃料の微粒化、油滴の気相への分散、蒸発、燃料蒸気の空気との混合反応といった多くの過程が同時に進行しながら起こるため、その火炎構造は極めて複雑であり、依然不明な点が多い。これまで著者らは、層流対向流中に形成される噴霧火炎の2次元直接数値計算 (DNS) を実施し、油滴の群燃焼、火炎片の挙動、および輻射の影響について詳細な検討を行ってきた⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾。渡邊ら⁽⁴⁾は、対向流場に形成される噴霧火炎に対して輻射の影響を考慮したDNSを実施することにより、輻射は熱を拡散させ、火炎温度およびすすの生成量を低下させる働きがあることを明らかにした。しかし、油滴粒子の分散挙動が対向流火炎とは大きく異なる噴流噴霧火炎に対する影響については明らかにされていない。

一方、近年では、燃焼流の large-eddy simulation (LES) に用いられる燃焼モデルとして flamelet モデルが注目されているが、その計算では、輻射は計算負荷が高いために無視されるか、簡易的に扱われることが

多い。Pitsch & Steiner⁽⁵⁾は、メタン噴流ガス火炎に対して flamelet モデルに基づく LES を適用したが、輻射の影響は optically thin approximation (OTA)⁽⁶⁾により簡易化している。他方、噴霧燃焼に関しては、LES による検討そのものがほとんどない⁽¹⁾⁽⁷⁾。これは、噴霧燃焼に対する燃焼モデルが確立されていないことに加え、上述の OTA では気相-分散液相間の輻射伝熱を考慮できないことにも起因する。ごく最近、馬場・黒瀬⁽⁸⁾⁽⁹⁾は、噴霧燃焼には、定常 flamelet モデル⁽¹⁰⁾や反応進行変数 (C) として生成物濃度 (P) を用いる Pierce & Moin⁽¹¹⁾ の flamelet/progress-variable 法 (FPVA-P) に比べて、 C としてエンタルピー (h) を用いる改良 flamelet/progress-variable 法 (FPVA-E) が油滴の蒸発にともなう潜熱の気相-分散液相間移動を考慮可能なため、精度上優れていることを明らかにした。しかし、彼らは輻射の影響を検討するまでには至っていない。

本研究では、噴流噴霧火炎に2次元DNSを適用することにより、噴流噴霧火炎挙動に及ぼす輻射の影響を明らかにするとともに、輻射を考慮した flamelet モデルの噴霧燃焼場への適用性について検討を行う。なお、ここでのDNSとは流れの支配方程式を乱流モデルを用いずに解くことを意味し、燃焼反応モデルを制約するものではない。

* 原稿受付 2008年1月18日。

^{*1} 正員、(財)電力中央研究所エネルギー技術研究所(〒240-0196 横須賀市長坂2-6-1)。^{*2} 正員、京都大学大学院工学研究科(〒606-8501 京都市左京区吉田本町)。

E-mail: whiroaki@criepi.denken.or.jp

記 号

A_d	油滴の投影面積	B_M	質量トランスファー数
C	反応進行変数	c_p	混合ガスの比熱
$c_{p,d}$	油滴の比熱	D_k	拡散係数
g_i	重力加速度	h	エンタルピー
I	輻射強度	L_V	油滴の蒸発潜熱
p	圧力	T	ガス温度
u	速度	Y_k	化学種質量分率
Z	混合分率	χ	スカラー消散率
ρ	密度	σ_{ij}	応力テンソル
τ_d	油滴の緩和時間		
添え字			
F	燃料	O	酸化剤

2. 計 算 方 法

燃料は n -デカン ($C_{10}H_{22}$) とし、燃焼反応には次の一段総括反応を用いる⁽¹²⁾.

この反応に対する燃焼モデルとして Arrhenius 式を採用し、噴霧燃焼場に対する輻射の影響を検討する. Arrhenius 式による計算では、次の反応速度式によって燃料蒸気の反応速度 ($\dot{m}_F$) を算出する.

$$\frac{\dot{m}_F}{W_F} = AT^n \left(\frac{\rho Y_F}{W_F} \right)^a \left(\frac{\rho Y_O}{W_O} \right)^b \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) \quad (2)$$

ここで、 W_F と W_O は、それぞれ燃料と酸化剤の分子量である. 頻度因子 A 、活性化エネルギー E 、反応の次数 n 、 a 、 b は、それぞれ、 $A = 3.8 \times 10^{11}$ 、 $E = 1.256 \times 10^5$ J/mol、 $n = 0$ 、 $a = 0.25$ 、 $b = 1.25$ を与える⁽¹²⁾. Arrhenius 式は、最も精度の高い燃焼モデルと考えられるため、その結果を後述する改良 flamelet/progress-variable 法 (FPVA-E) による計算のリファレンスとする. なお、燃焼モデルの分類については文献⁽⁷⁾を参照されたい.

2.1 Arrhenius 式による計算の支配方程式 Arrhenius 式による計算で考慮する支配方程式は、質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式、および、化学種保存式である.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = S_m \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho u_j}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + S_{u_i} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j h}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho a^* \frac{\partial h}{\partial x_j} \right) + S_h \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right) + S_{combu,k} + S_{Y_k} \quad (6)$$

ここで、 Y_k は k 番目の化学種の質量分率である. 式 (5) 中の a^* は、 $\rho a^* = \lambda / c_p$ の関係から与える. また、式 (6) 中の D_k は、全ての化学種において、 $\rho D_k = \lambda / c_p$ から求める. S_m 、 S_{u_i} 、 S_h 、および S_{Y_k} は油滴と気相の相互作用に関する生成項、また、 $S_{combu,k}$ は反応に関する生成項である⁽²⁾.

油滴の挙動は、ラグランジェ的に解くことにより求め、気相と油滴の相互作用には PSI-Cell 法⁽¹³⁾を使用する. 油滴密度は気相よりも十分に大きいと仮定し、油滴の挙動に対して抗力と重力の影響のみを考慮する. 流れの剪断力に起因する揚力、油滴の衝突、分裂および合体は考慮しない⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾. 油滴の蒸発モデルには、非平衡 Langmuir-Knudsen モデルを用いる⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾. 油滴の位置 ($x_{d,i}$)、速度 ($u_{d,i}$)、温度 (T_d)、および質量 (m_d) に関する保存式は、次式で表される.

$$\frac{dx_{d,i}}{dt} = u_{d,i} \quad (7)$$

$$\frac{du_{d,i}}{dt} = \frac{f_1}{\tau_d} (u_i - u_{d,i}) + g_i \quad (8)$$

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{Nu}{3Pr} \left(\frac{c_p}{c_{p,d}} \right) \left(\frac{f_2}{\tau_d} \right) (T - T_d) + \frac{1}{m_d} \left(\frac{dm_d}{dt} \right) \frac{L_V}{c_{p,d}} + \frac{1}{m_d c_{p,d}} [A_d \varepsilon_d (\pi I - \sigma T_d^4)] \quad (9)$$

$$\frac{dm_d}{dt} = -\frac{Sh}{3Sc} \frac{m_d}{\tau_d} \ln(1 + B_M) \quad (10)$$

ここで、 f_1 と f_2 はそれぞれ油滴の蒸発による抗力と熱伝達に関する修正係数である⁽¹⁸⁾. また、式 (9) の右辺第 2、第 3 項は、それぞれ蒸発潜熱および輻射の効果を与える項である. σ はステファン・ボルツマン定数 (5.67×10^{-8} W/(m²K⁴)), ε_d は粒子放射係数 (炭化水素油滴の放射率 (= 0.4))⁽¹⁹⁾である. また、 I は輻射強度であり、本研究では discrete ordinate 法⁽²⁰⁾により求める. ある方向 Ω における位置 r に対する I の輸送式は、次式で表される.

$$\Omega \cdot \nabla I(r, \Omega) = -(\alpha + \kappa) I(r, \Omega) + \alpha I_b(r) \quad (11)$$

ここで、 I_b は各位置における黒体輻射強度、 α と κ は、各化学種の濃度と分圧から決まるガス吸収係数⁽²¹⁾と粒子数密度から決まる散乱係数⁽²²⁾であり、それぞれ輻射強度に対するガスと粒子による吸収の効果を表す. 各セルからの輻射強度の輸送方向は、 S_8 近似によって決める. なお、inscattering 項は無視する. 式 (5) の生成項 S_h における輻射の効果は、次式によって考慮する.

$$S_h = -\frac{1}{\Delta V} \sum_N (Q_d + \frac{dm_d}{dt} h_{v, sf} + \frac{1}{2} \frac{dm_d}{dt} v_i v_i + Q_{rad}) \quad (12)$$

$$-Q_{rad} = \alpha \left(\int_{4\pi} I d\Omega - 4\sigma T^4 \right) \quad (13)$$

ここで、 Q_d および Q_{rad} は対流および輻射による寄与項、 $h_{v,sf}$ は粒子表面における燃料蒸気のエンタルピーである。

以上の支配方程式および計算手法の詳細については、文献⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾を参照されたい。

2.2 改良 flamelet/progress-variable 法 (FPVA-E) Pierce & Moin⁽¹¹⁾ の flamelet/progress-variable 法 (FPVA-P) では、データベースである flamelet ライブラリ (chemtable) を参照しながら変動流れ場を計算することで燃焼流に対する解を得る。変動流れ場については、質量保存式 (式 (3)) と運動量保存式 (式 (4)) に加え、次の混合分率 (Z)、および反応進行変数 (C) の保存式を解く。

$$\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Z}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_Z \frac{\partial Z}{\partial x_j} \right) + S_Z \quad (14)$$

$$\frac{\partial \rho C}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j C}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_C \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) + S_C \quad (15)$$

ここで、 D_Z および D_C は、それぞれ Z および C の Le 数を 1 と仮定し、 $\rho D_Z = \lambda / c_p$ 、 $\rho D_C = \lambda / c_p$ により与える。また、 S_Z および S_C は、 Z および C の燃料液滴の蒸発に伴う生成項である。FPVA-P では、変動流れ場の計算から得られる Z と C を参照パラメータとして、chemtable から密度 (ρ)、ガス温度 (T)、および化学種濃度 (Y_k) を求める。

$$\rho = \rho(Z, C), \quad T = T(Z, C), \quad Y_k = Y_k(Z, C) \quad (16)$$

なお、本研究では輻射の導入およびその影響解明を目的とし、式 (1) の一段総括反応を考慮するため利点はあまりないが、数百段に渡る多段反応を考慮する場合には、本 flamelet 法は有効になる。

文献⁽¹¹⁾では燃焼生成ガスの濃度 ($Y_{H_2O} + Y_{CO_2}$) を C として与えているが、必ずしも C をこのように選ぶ必要はなく、chemtable 中で χ に対する一価の関数となる特性量であれば C として採用することができる。著者ら⁽⁸⁾⁽⁹⁾は、 C にエンタルピー (h) を採用する改良 FPVA (FPVA-E) を提案した。本来、ガス温度は、輻射や燃料液滴の蒸発に伴う潜熱移動の影響を受けるため、従来の flamelet モデルのように火炎片にかかる伸張率のみで決定することができない。 h を C とする利点は、こうした熱エネルギーの増減を C を介して変動流れ場 (物理空間) と chemtable (Z 空間) との間でやりとりできる点にある。このとき、式 (14)、および式 (15) の生成項はそれぞれ次式で表され、結局、式 (15) は式 (5) に一致する。

$$S_Z = - \sum_N \frac{dm_d}{dt} \quad (17)$$

$$S_C = S_h \quad (18)$$

2.3 計算条件 図 1 に計算領域と流入条件の概略を示す。噴霧油滴は、図 1 のノズルから算術平均粒径 $d_{10} = 50 \mu\text{m}$ (最大 $100 \mu\text{m}$ 、最小 $1 \mu\text{m}$) のものを、質量流量 20 g/s となるようランダムに噴射した。噴霧油滴の流入速度は、ガス流速と同様とした。計算領域は二次元の $7 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ ($L_x \times 2L_y$) の矩形領域であり、計算格子は 500×250 点を配置した。格子は不等間隔の直交スタガード格子を使用した。スパン方向の空間刻みは反応帯近傍で $\Delta y = 50 \mu\text{m}$ 、主流方向の空間刻みは一定で $\Delta x = 150 \mu\text{m}$ とした。また、流入境界以外はすべて自由流出境界とし、輻射に対する周囲境界温度は 300 K とした。

運動量保存式の移流項には 2 次精度完全保存スキーム⁽²³⁾を、温度や化学種質量分率などのスカラー量の対流には QUICK スキーム⁽²⁴⁾を用いた。その他の項については 2 次精度中心差分法を用いた。計算のアルゴリズムは fractional step 法⁽²⁵⁾を用い、時間積分は 2 次精度 Runge-Kutta 法を用いた。また、物性についてすべて CHEMKIN⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾に従って算出した。

噴霧燃焼場に対する輻射の影響を調べるため、Arrhenius 式を用い輻射の影響を考慮するケース (ARRS-R) と輻射の影響を無視するケース (ARRS) を計算する。また、燃焼モデルに FPVA-E を用い輻射の影響を考慮するケース (FPVA-ER) と輻射の影響を無視するケース (FPVA-E) を計算し、flamelet モデルと輻射モデルのカップリング計算の有効性を検討する。表 1 に、本研究において検討するケースをまとめる。

Fig. 1 Schematics of computational setup.

Table 1 Cases presented.

Cases	Combustion model	Radiation
ARRS-R	Arrhenius formation	Yes
ARRS	Arrhenius formation	No
FPVA-ER	Modified FPVA (FPVA-E)	Yes
FPVA-E	Modified FPVA (FPVA-E)	No

Fig. 2 Comparisons of instantaneous distributions of (a) gas-phase temperature, T^* , (b) mixture fraction, Z , (c) flame index, FI , and (d) number of droplets, N_d , between ARRS-R and ARRS.

3. 結果および考察

3.1 輻射の影響 図2に、Arrhenius式を用いた輻射あり (ARRS-R) と輻射なし (ARRS) の計算の瞬間分布を比較する。図2(a)は、代表温度 (300K) により無次元化されたガス温度 (T^*) 分布の比較である。図から、ARRS-R と ARRS の双方とも噴流の上下両縁に高温の領域が形成されているが、この高温領域は輻射を考慮した ARRS-R の方が狭いことがわかる。これは輻射の影響により、高温領域の熱が周囲に拡散されるためであると考えられる。また、ARRS-R では $x^* = 4.0$ (ただし、 x^* は $L_y/2$ によって無次元化された値) 付近において、噴流の上下両縁に高温領域が大きく途切れる箇所 (図中白破線内)、すなわち失火が観察されるが、ARRS ではこうした挙動は見られない。

図2(b)に、混合分率 (Z) 分布の比較を示す。図から、一見して両者の分布形状に大きな差異は認められないが、図2(a)の ARRS-R において観察された失火箇所注目すると、 Z が高い値を示す領域が火炎の外縁にまで達していることがわかる (図中白破線内)。ARRS

では Z が高い値を示す領域が火炎の外縁にまで達する箇所は見られないことから、ARRS-R における失火は、燃料蒸気が過濃で、 Z の勾配、すなわちスカラー消散率 ($\chi = 2D_Z|\nabla Z|^2$) が大きな場所であると考えられる。

図2(c)に、flame index (FI) 分布の比較を示す。ただし、 FI は予混合火炎と拡散火炎を判別するパラメータであり、次式で定義される⁽²⁸⁾。

$$FI = \nabla Y_{C_{10}H_{22}} \cdot \nabla Y_{O_2} \quad (19)$$

FI は、正であれば予混合火炎を、負であれば拡散火炎を表す。また、ここに示す FI は、火炎構造のみを抽出するため、 T^* が 5.0 以上の領域でのみ表示を行った。図から、ARRS-R と ARRS には、噴流の上下両縁における強い拡散火炎の領域と、中心軸付近における波打った予混合火炎の領域が混在していることがわかる。また、予混合火炎は下流で弱まるが、特に ARRS-R では、下流側でも予混合火炎が観察される。この予混合火炎は、前述の失火箇所から伸びている (図中白矢印)。これは、失火箇所において過濃な燃料蒸気が、着火するよりも先に火炎外縁の外側を流れる酸化剤と混合し、

Fig. 3 Comparison of spanwise distributions of time-averaged gaseous temperature at (a) $x^* = 1.0$, (b) $x^* = 2.0$, (c) $x^* = 3.0$ and (d) $x^* = 4.0$.

Fig. 4 Comparison of spanwise distributions of r.m.s. of gaseous temperature at (a) $x^* = 1.0$, (b) $x^* = 2.0$, (c) $x^* = 3.0$ and (d) $x^* = 4.0$.

予混合気を形成するために現れるものと考えられる。

図 2(d) に、粒子数 (N_d) 分布の比較を示す。図から、 N_d が高い値を示すのは、図 2(a) との比較から、 T^* が比較的低い値を示す場所であることがわかる。しかしながら、ARRS-R と ARRS との間に顕著な相違は見られない。

図 3 に、 T^* のスパン方向時間平均分布 ($\bar{T}^*$) に対する ARRS-R と ARRS との比較を示す。ここで、(a) $x^* = 1.0$, (b) $x^* = 2.0$, (c) $x^* = 3.0$, および (d) $x^* = 4.0$ である。図から、噴流の上流側である $x^* = 1.0$ では、ARRS-R と ARRS の分布形状に大きな差異は見られないが、 $x^* = 2.0 \sim 4.0$ と下流側に進むに従って、 T^* がピーク値をもつスパン方向位置は変わらないものの、ARRS-R のピーク値は ARRS のそれよりも $T^* = 0.5$ 程度小さくなるとともに、高温領域の幅が減少することがわかる。これは図 2(a) における議論と同様に、輻射が熱を周囲に拡散させ、熱損失が発生してい

Fig. 5 Comparison of spanwise distributions of time-averaged mixture fraction at (a) $x^* = 1.0$, (b) $x^* = 2.0$, (c) $x^* = 3.0$ and (d) $x^* = 4.0$.

Fig. 6 Comparison of spanwise distributions of r.m.s. of mixture fraction at (a) $x^* = 1.0$, (b) $x^* = 2.0$, (c) $x^* = 3.0$ and (d) $x^* = 4.0$.

るためである。

図 4 に、 T^* のスパン方向 rms 値分布 ($T^{*''}$) に対する ARRS-R と ARRS との比較を示す。図から、 $T^{*''}$ の分布は、図 3 と同様に、上流側の $x^* = 1.0$ では ARRS-R と ARRS との間に大きな差異は見られない。しかし、下流に進むに従って、ピーク値をもつスパン方向位置は変わらないものの、ARRS-R のピーク値は ARRS のそれよりも $T^{*''} = 0.5$ 程度小さくなる。このことから、輻射が熱を周囲に拡散させる効果は、時間平均温度を下げると同時に、温度の変動を抑制する傾向にあることがわかる。

図 5 に、 Z のスパン方向時間平均分布 ($\bar{Z}$) に対する ARRS-R と ARRS の比較を示す。図 3 で見たように、ARRS-R は ARRS に比較して、下流側の $x^* = 3.0 \sim 4.0$ において、 $\bar{T}^*$ が低くなることから、 $\bar{Z}$ はスパン方向全体にわたりわずかに低い値を示すが、分布形状にはほとんど相違は見られない。一方、図 6 に示す Z のス

Fig. 7 Comparisons of instantaneous distributions of (a) gas-phase temperature, T^* , (b) mixture fraction, Z , and (c) number of droplets, N_d , between FPVA-ER and FPVA-E.

ン方向 rms 値分布 (Z'') では、両者の分布形状に大きな差異は見られないものの、 $x^* = 2.0$ よりも下流側において、ARRS-R のピーク値が ARRS のそれよりも若干低い値を示していることがわかる。

3.2 輻射を考慮した改良 flamelet/progress-variable(FPVA-E) 法による計算 図 7 に、FPVA-E を用いた輻射を考慮したケース (FPVA-ER) と輻射を無視したケース (FPVA-E) の計算の瞬間分布の比較を示す。図 7(a) に、ガス温度 (T^*) 分布の比較を示す。図から、FPVA-ER と FPVA-E の双方とも噴流の上下両縁に高温の領域が形成されており、図 2(a) の Arrhenius 式による計算と同様の火炎形状を示していることがわかる。また、輻射を考慮した FPVA-ER は、考慮しない FPVA-E に比べて、 T^* のピーク値が低く、その高温領域は狭くなっており、Arrhenius 式による計算と同様の傾向を観察することができる。しかしながら、ARRS-R に見られたような明確な失火は FPVA-ER には見られない。

図 7(b) に、混合分率 (Z) 分布の比較を示す。図から、FPVA-ER と FPVA-E の Z の分布形状に大きな相違は見られないが、FPVA-ER の噴流外縁の高温領域が薄い領域において、 Z および χ が大きな値を示す傾向が見られる (図中白波線内)。

図 7(c) に、粒子数 (N_d) 分布の比較を示す。図 2(a) および (c) に見られたように、 N_d が高い値を示すの

は、 T^* が比較的低い値を示す場所であることがわかる。 N_d の分布については、FPVA-ER と FPVA-E との間に顕著な相違は見られない。

図 8 に、 T^* のスパン方向時間平均分布 ($\bar{T}^*$) に対する FPVA-ER と FPVA-E との比較を示す。なお、比較のため、図中には ARRS-R と ARRS の結果もあわせて示す。図から、FPVA-E 法による計算の T^* 分布は、Arrhenius 式による計算のそれよりも、輻射の有無に寄らず全体的に低い値を示している。これは、拡散燃焼をベースとしている FPVA-E 法が図 2(c) に見られるような予混合燃焼の影響を考慮できないことに起因すると推察される⁽⁸⁾。しかしながら、輻射を考慮することにより観察された ARRS-R と ARRS との差異は、FPVA-ER と FPVA-E の結果にも観察することができる。すなわち、噴流の上流側の $x^* = 1.0$ では FPVA-ER と FPVA-E との間に大きな差異は見られないが、 $x^* = 2.0 \sim 4.0$ と下流側に進むに従って、FPVA-ER における T^* のピーク値は FPVA-E のそれよりも小さくなるとともに、高温領域の幅が減少する。このことから、輻射を考慮した FPVA-E 法は、輻射が時間平均温度場に及ぼす定性的な影響を考慮することが可能であることがわかる。図 9 に、 T^* のスパン方向 rms 値分布 ($T^{*''}$) に対する FPVA-ER と FPVA-E との比較を示す。図から、 $T^{*''}$ の分布は、図 8 と同様に、上流側の $x^* = 1.0$ では FPVA-ER と FPVA-E との間に大きな差

Fig. 8 Comparison of spanwise distributions of time-averaged gaseous temperature at (a) $x^* = 1.0$, (b) $x^* = 2.0$, (c) $x^* = 3.0$ and (d) $x^* = 4.0$.

Fig. 9 Comparison of spanwise distributions of r.m.s. of gaseous temperature at (a) $x^* = 1.0$, (b) $x^* = 2.0$, (c) $x^* = 3.0$ and (d) $x^* = 4.0$.

異は見られないが、下流側に進むに従って、FPVA-ERのピーク値はFPVA-Eのそれよりも小さくなる。これについても、ARRS-RとARRSとの間に見られる傾向と同様であり、輻射を考慮したFPVA-E法(FPVA-ER)は、温度の変動場に対する輻射の影響についても定性的に再現することが可能であることがわかる。

図10に、 Z の-span方向時間平均分布($\bar{Z}$)に対するFPVA-ERとFPVA-Eとの比較を示す。図8で見たように、FPVA-ERはFPVA-Eと比較して、下流側の $x^* = 3.0 \sim 4.0$ において、 $\bar{T}^*$ が低くなることから、span方向全体にわたりわずかに低い値を示すが、分布形状にはほとんど相違は見られない。なお、 $x^* = 3.0 \sim x^* = 4.0$ において、Arrhenius式による計算よりもFPVA-E法によるものの方が低い値を示すのは、前述したように、全体的に T^* が低いことによるものと思われる。一方、図11における Z の-span方向時間平均分布($\bar{Z}''$)の比較から、 Z の-span方向rms値分布

Fig. 10 Comparison of spanwise distributions of time-averaged mixture fraction at (a) $x^* = 1.0$, (b) $x^* = 2.0$, (c) $x^* = 3.0$ and (d) $x^* = 4.0$.

Fig. 11 Comparison of spanwise distributions of r.m.s. of mixture fraction at (a) $x^* = 1.0$, (b) $x^* = 2.0$, (c) $x^* = 3.0$ and (d) $x^* = 4.0$.

($\bar{Z}''$)では、両者の分布形状に大きな差異は見られないものの、 $x^* = 2.0$ よりも下流側において、ARRS-Rのピーク値がARRSのそれよりもわずかに低い値を示すことがわかる。こうした傾向はいずれも、Arrhenius式による計算において観察された、輻射が Z の挙動に及ぼす影響とほぼ一致している。

4. 結 論

本研究では、 n -デカンを燃料とした2次元噴流噴霧火炎のDNSを実施することにより、噴流噴霧火炎挙動に及ぼす輻射の影響と、その火炎へのflameletモデルの適用性について検討を行った。得られた主な知見は、以下の通りであった。

1. 輻射は、噴流噴霧火炎の燃焼挙動に大きな影響を及ぼす。輻射を考慮した場合に比べて、輻射を考慮しない場合のガス温度や混合分率の時間平均値とrms値のピーク値はともに過大評価される。こ

れは、輻射が熱を拡散させる効果をもつことに起因する。この結果は、噴流噴霧火炎の燃焼挙動を正確に予測するためには、輻射の影響を考慮することが不可欠であることを示している。

2. エンタルピを反応進行変数 C に用いる改良 flamelet/progress-variable (FPVA-E) 法と輻射モデルとカップリングした本手法は、噴流噴霧火炎の燃焼挙動に及ぼす輻射の影響を比較的良好に捉えることができる。

謝 辞

本研究の一部はゼネラル石油研究奨励財団の援助を受けて行われた。ここに記して、謝意を表する。

文 献

- (1) Kurose, R., Desjardins, O., Nakamura, M., Akamatsu, F. and Pitsch, H., Numerical simulation of spray flames, *CTR Annual Research Briefs-2004, Center for Turbulence Research, NASA Ames/Stanford Univ.* (2004), 269-280.
- (2) Nakamura, M., Akamatsu, F., Kurose, R. and Katsuki, M., Combustion mechanism of liquid fuel spray entering gaseous flame front, *Phys. Fluids*, 17 (2005), 123301.
- (3) Watanabe, H., Kurose, R., Hwang, S.-M. and Akamatsu, F., Characteristics of flamelet in spray flames formed in a laminar counterflow, *Combust. Flame*, 148 (2007), 234-248.
- (4) Watanabe, H., Kurose, R., Komori, S. and Pitsch, H., Effects of radiation on spray flame characteristics and soot formation, *Combust. Flame*, 152 (2008), 2-13.
- (5) Pitsch, H. and Steiner, H., Large-eddy simulation of a turbulent piloted methane/air diffusion flame (Sandia flame D), *Phys. Fluids*, 12 (2000), 2541-2554.
- (6) Barlow, R. S., Karpetis, A. N., Frank, J. H. and Chen, J.-Y., Scalar profiles and NO formation in laminar opposed-flow partially premixed methane/air flames, *Combust. Flame*, 127 (2001), 2102-2118.
- (7) Kurose, R., Large-eddy simulation of turbulent combustion -Application to spray combustion -, *J. GTSJ*, 35 (2007), 243-252.
- (8) Baba, Y. and Kurose R., Flamelet/progress-variable approach on numerical simulation of spray combustion, *Trans. JSME Ser. B*, 73-727 (2007), 863-870.
- (9) Baba, Y. and Kurose R., Analysis and flamelet modeling for spray combustion, *J. Fluid Mech.*, submitted.
- (10) Peters, N., Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion, *Prog. Energy Combust. Sci.*, 10 (1984), 319-339.
- (11) Pierce, C. D. and Moin, P., Progress-variable approach for large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion, *J. Fluid Mech.*, 504 (2004), 73-94.
- (12) Westbrook, C. K. and Dryer, F. L., Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion, *Prog. Energy, Combust. Sci.*, 10 (1984), 1-57.
- (13) Crowe, C. T., Sharma, M. P. and Stock, D. E., The Particle-Source-In Cell (PSI-CELL) model for gas-droplet flows, *Trans. ASME, J. of Fluids Eng.*, 99 (1977), 325-332.
- (14) Kurose, R. and Komori, S., Drag and lift forces on a rotating sphere in a linear shear flow, *J. Fluid Mech.*, 384 (1999), 183-206.
- (15) Ham, F., Apte, S. V., Iaccarino, G., Wu, X., Herrmann, M., Constantinescu, G., Mahesh, K. and Moin, P., Unstructured LES of reacting multiphase flows in realistic gas turbine combustors, *CTR Annual Research Brief-2003, Center for Turbulence Research, NASA Ames/Stanford Univ.* (2003), 139-159.
- (16) Miller, R. S., Harstad, K. and Bellan, J., Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many-droplet gas-liquid flow simulations, *J. Multiphase Flow*, 24 (1998), 1025-1055.
- (17) Miller, R. S. and Bellan, J., Direct numerical simulation of a confined three-dimensional gas mixing layer with one evaporating hydrocarbon-droplet-laden stream, *J. Fluid Mech.*, 384 (1999), 293-338.
- (18) Kurose, R., Makino, H., Komori, S., Nakamura, M., Akamatsu, F. and Katsuki, M., Effects of outflow from the surface of a sphere on drag, shear lift, and scalar diffusion, *Phys. Fluids*, 15 (2003), 2338-2351.
- (19) Tseng, C. C. and Viskanta, R., Effect of radiation absorption on fuel droplet evaporation, *Combust. Sci. and Tech.*, 177 (2005), 1511-1542.
- (20) Fiveland, W. A., Three-dimensional radiative heat-transfer solutions by the discrete-ordinates method, *J. Thermophysics*, 2 (1988), 309-316.
- (21) Grosshandler, W. L., A narrow-band model for radiation calculation in a combustion environment, *NIST Technical Note*, 1402 (1993).
- (22) Modest, M. F., Radiative heat transfer, McGraw-Hill, Inc., (1993).
- (23) Morinishi, Y., Lund, T. S., Vasilyev, O. V. and Moin, P., Fully conservative higher order finite difference schemes for incompressible flow, *J. Compu. Phys.*, 143 (1998), 90-124.
- (24) Leonard, A., A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation, *Compu. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 19 (1979), 59-98.
- (25) Kim, J. and Moin, P., Application of a fractional step method to incompressible Navier-Stokes equations, *J. Compu. Phys.*, 59 (1985), 308-323.
- (26) Kee, R. J., A fortran computer code package for evaluation of gas-phase multi-component transport properties, *Sandia report*, (1986), SAND86-8246.
- (27) Kee, R. J., A fortran chemical kinetics package for the analysis of gas phase chemical kinetics, *Sandia report*, (1989), SAND89-8009B.
- (28) Yamashita, H., Shimada, M. and Takeno, T., A numerical study on flame stability at transition point of jet diffusion flames, *Proc. Twenty-fifth Symp. (Int.) on Combust.*, The Combustion Institute, (1996), 27-34.