乱流予混合火炎における乱れと混合*

(第3報, 乱流燃焼反応モデル)

香月正司^{*1}, 水谷幸夫^{*1}
安田俊彦^{*2}, 吉田哲之^{*3}

Turbulence and Mixing in Turbulent Premixed Flames

(3rd Report, Turbulent Combustion Model)

Masashi KATSUKI, Yukio MIZUTANI,
Toshihiko YASUDA and Tetsuyuki YOSHIDA

We developed a reaction rate model of turbulent premixed flames to predict time-averaged profiles of the velocity, temperature and species concentrations in practical combustion systems based on the experimental observations of turbulent properties in a combustor. The fundamental features of the model consist of chemistry- and mixing-controlled reaction rates which vary with the local Damköhler number. The comparison of numerical predictions with experiments demonstrated the applicability of the concept to the flames of a wide range of Damköhler numbers.

Key Words: Combustion, Turbulent Combustion, Premixed Combustion, Flame, Gaseous Fuel

1. ま え が き

近年, 数値流体力学の発展は目をみはるものがあり, 実験によっては得られない量までもがシミュレーションによって予測可能な状況になりつつある. 流体現象を記述する構成式を, 高時間・高空間分解能のもとに数値的に解こうとするこの種の手法は, 反応性流体に対しても応用可能で, 運動方程式, エネルギー方程式とともに, 系を構成するすべての化学種について, それぞれの保存方程式を十分な時間・空間分解能をもって解くことができれば, すべて解決するはずである. しかし, 一般的な炭化水素燃料の燃焼過程に現れる化学種の数は極めて多いため, 解くべき方程式の数がやたら増してしまうことと, 反応動力学の解析に必要な時間・空間分解能は極めて小さなスケールとなることを考えると, 現状では実用的な場における乱流火炎を対象とすることはむづかしい.

実用的な立場からみれば, 上記のような計算を行う

よりも, 時間平均値だけでよいから燃焼装置全体の温度・濃度分布が得られるようなシミュレーションを行いたいということになるであろう. そのためには燃焼装置全体に比較的粗い格子点を配置し, 時間平均を施した支配方程式を解くことが行われ, 従来の燃焼装置のシミュレーションの多くはこの範ちゅうに属している. 空間的にも時間的にも小スケールで変動する現象の中身を求めずして, 平均値のみを知ろうというのであるから, そこにはある種の仮定, すなわち乱流モデルや乱流燃焼モデルが必要である.

乱流予混合燃焼では, 微視的には層流火炎とほぼ同じ構造を持つ火炎片がランダムに存在する構造, すなわち“層流火炎片”もしくは“しわ状層流火炎”構造が多く現れ, このような火炎では化学反応が重要な役割を果たす. 一方, 乱れが極端に強く, かつそのスケールが層流火炎厚みより小さい場では, 火炎伝ばよりも乱流混合が支配的となり, 中間反応度のうずが統計的に分布する“分散反応領域火炎”が見られる⁽¹⁾⁽²⁾. 前者のような火炎に対して提案されているモデル⁽³⁾を強乱れ場に適用しても, 火炎領域の広がりや乱流混合による燃焼反応率の増大をシミュレートできない. また, 強乱れ場を対象にしたモデル⁽⁴⁾は, 伝ばする

* 原稿受付 平成3年11月21日.

^{*1} 正員, 大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘2-1).

^{*2} 日立造船(株) (〒554 大阪市此花区桜島1-3-22).

^{*3} 正員, ソニー(株) (〒141 東京都品川区北品川6-7-35).

薄い火炎を予測するには不適当である。したがって、乱流燃焼モデルとしては、流れ場の乱れの変化に対応して変化する支配因子を的確に組み入れる必要がある。

本研究では、燃焼反応モデルとして、化学反応速度に支配されるしわ状層流火炎と、乱流混合に支配される分散反応領域火炎に対応する部分からなるモデルを考え、燃焼反応率に対する両者の寄与割合は、局所の火炎微細構造、すなわち局所ダムケラ数に依存すると考えるモデルを提案する。

2. 数学モデル

2.1 解析モデル

対象とする火炎は、図1のような一辺 50mm の正方

図1 乱流予混合火炎バーナの解析モデル

形ダクトの中央下部に、幅 1mm のパイロットバーナ（流速 $U_p = 10\text{ m/s}$ 、温度 $T_p = 1750\text{ K}$ ）が置かれ、その両側を当量比 $\phi = 0.85$ の都市ガス-空気予混合気が流速 U_1 および U_2 で流れる平面 2 次元せん断層を持つ乱流予混合火炎で、その詳細な実験結果はすでに報告した⁽¹⁾⁽²⁾。座標系は、パイロットバーナ口を原点として、鉛直方向に x 軸、水平方向に y 軸をとり、計算領域は $x = -14 \sim 158\text{ mm}$ 、 $y = -25 \sim 25\text{ mm}$ である。

支配方程式として、密度加重平均を施した連続の式、運動方程式、エネルギー方程式、化学種の保存方程式、ならびに乱流モデルのための付加方程式を取り上げる。これらに対する保存方程式は、すべて似通った形をしており、 ϕ を一般従属変数とすると、つぎのように表せる。

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \tilde{u} \phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho} \tilde{v} \phi) - \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}) - \frac{\partial}{\partial y} (\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y}) = S \quad (1)$$

従属変数 ϕ として、具体的には x, y 方向速度成分 $\tilde{u}$ および $\tilde{v}$ 、乱れエネルギー $\bar{k}$ とその消散率 $\bar{\epsilon}$ 、エンタルピ $\tilde{h}$ 、燃料の質量分率 $\tilde{m}_{fu}$ を取り上げた。それぞれの従属変数に対する拡散係数 Γ 、生成項 S の具体的な値を表1にまとめている。ここで、 $\sim$ は密度加重平均値を示し、 μ_{eff} は実効粘性係数、 σ_k はプラントル数、 σ_ϵ はシュミット数、 $\sigma_k, \sigma_\epsilon$ はそれぞれ $\bar{k}$ および $\bar{\epsilon}$ に対するシュミット数、 $\bar{p}$ は圧力、 $\bar{\rho}$ は密度、 $\bar{R}_{fu}$ は燃料の生成率である。乱流モデルには $k-\epsilon$ モデルを用いるが、その生成項中には密度変動に関係する項が付加されている⁽⁸⁾⁽⁹⁾。また、乱流モデルに関係する定数を表2に示す。

表1 一般方程式の従属変数と係数

ϕ	Γ	S
1	0	0
$\tilde{u}$	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x} (\mu_{eff} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\mu_{eff} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}) - \frac{\partial}{\partial x} \{ \bar{p} + \frac{2}{3} (\bar{\rho} \bar{k} + \mu_{eff} \text{div } \vec{U}) \}$
$\tilde{v}$	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x} (\mu_{eff} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\mu_{eff} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y}) - \frac{\partial}{\partial y} \{ \bar{p} + \frac{2}{3} (\bar{\rho} \bar{k} + \mu_{eff} \text{div } \vec{U}) \}$
$\bar{k}$	μ_{eff} / σ_k	$G_k^* - \bar{\rho} \bar{\epsilon}$
$\bar{\epsilon}$	$\mu_{eff} / \sigma_\epsilon$	$c_1 G_k^* \bar{\epsilon} / \bar{k} - c_2 \bar{\rho} \bar{\epsilon}^2 / \bar{k}$
$\tilde{h}$	μ_{eff} / σ_h	0
$\tilde{m}_{fu}$	μ_{eff} / σ_{fu}	$\bar{R}_{fu}$

$$G_k = \mu_{eff} [2 \{ (\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x})^2 + (\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y})^2 \} + (\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x})^2]$$

$$\text{div } \vec{U} = \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y}$$

$$G_k^* = G_k - \frac{2}{3} \text{div } \vec{U} (\mu_{eff} \text{div } \vec{U} + \bar{\rho} \bar{k}) - \frac{\mu_{eff}}{\bar{\rho}^2} (\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y}) - \frac{9}{55} \bar{\rho} \bar{k} \text{div } \vec{U}$$

表2 乱流モデルの経験定数

C_D	C_1	C_2	σ_k	σ_ε	σ_h	σ_m
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3	0.7	0.7

燃焼反応として、燃料 (CH_4) が酸素と反応して生成物 CO_2 と H_2O を生じる一段不可逆反応を仮定すると、局所の燃料の質量分率 $\bar{m}_{fu}$ が求まれば、予混合気に対しては容易に量論関係から組成を求めることができる。

反応の進行の程度を表す変数として

$$\xi = (m_{fu,u} - m_{fu}) / (m_{fu,u} - m_{fu,b}) \quad (2)$$

で定義される反応進行度 ξ を採用すると、その平均値 $\bar{\xi}$ を用いて ξ の変動強さ $\bar{g}$ は

$$\bar{g} = (\xi - \bar{\xi})^2 \quad (3)$$

で与えられる。ただし、添字 u , b はそれぞれ未燃混合気および完全に反応が進行した既燃ガス中における値を示す。局所の $\bar{g}$ の値は、後述するとの確率密度関数 $P(\xi)$ の形から求められる。

2.2 乱流燃焼モデル

乱流燃焼モデルとしては、乱流予混合火炎を構成する基本的な要素を、しわ状層流火炎と分散反応領域火炎の二つと考える。すなわち、乱れがそれほど強くなく、コルモゴロフ・スケールが火炎厚みより大きければ、火炎片の構造はあまり乱れの影響を受けないので、層流火炎に近い構造の火炎片の統計的集合体が巨視的な火炎帯を構成すると考えられる。一方、層流火炎厚みより小さいコルモゴロフ・スケールの強い乱れに支配されるときには、燃焼反応は乱流混合とともに進行するため、もはや層流火炎の構造は存在しえず、層流火炎厚みより分厚い分散反応帯を形成する。したがって、これらの構造は、乱流混合の特性時間 τ_m と化学反応の特性時間 τ_c の比、すなわちダムケラ数によって特徴づけられる。

層流火炎では、燃焼過程は化学反応に支配されるが、しわ状層流火炎は、統計的構造を通して乱れの影響も受ける。一方の分散反応領域火炎は、強く乱流混合に支配される。当量比一定の予混合気を考えた場合、ダムケラ数は局所の乱れの状態に依存するが、乱れはスペクトルを持つから、二つの火炎構造が共存し、その割合がダムケラ数によって変化すると考える。

そこで、燃焼反応率の時間平均値 $\bar{R}_{fu}$ が、化学反応の寄与分 $\bar{R}_c$ と乱流混合の寄与分 $\bar{R}_m$ からなると仮定

し、両者の寄与割合を乱れのテラー・スケール λ_T に基づいたダムケラ数 Da の関数として次式で与える。

$$\bar{R}_{fu} = \bar{R}_c \{1 - \exp(-k_1 Da)\} + \bar{R}_m \exp(-k_1 Da) \quad (4)$$

$$Da = \tau_m / \tau_c = (\lambda_T / u') / (\delta_L / S_L) \quad (5)$$

ただし、 k_1 は 1 のオーダーの経験定数、 δ_L は層流火炎厚み、 S_L は層流燃焼速度、 u' は乱れの rms 値、 λ_T は乱れのテラー・スケールである。 λ_T ならびに u' は、等方性乱れを仮定して $\bar{k}$ および $\bar{\varepsilon}$ の値から次式で計算される。

$$\lambda_T = \{40 \nu C_D \bar{k}^{3/2} / (u' \bar{\varepsilon})\}^{1/2} \quad (6)$$

$$u' = (2 \bar{k} / 3)^{1/2} \quad (7)$$

図2は、 $k_1 = 1$ と仮定した場合、式(4)における化学反応と乱流混合の寄与割合が、ダムケラ数に対してどのように変化するかを示したものである。

化学反応に依存する反応率 $\bar{R}_c$ は、化学反応速度に比例するので、濃度および温度の変動を考慮したアレニウス型反応速度式⁽⁷⁾ で与えることにする。

$$\bar{R}_c = -F \bar{p}^2 \bar{m}_{fu} \bar{m}_{ox} \exp(-E / \mathcal{R} \bar{T}) [1 + X] \quad (8)$$

$$X = R_{fo} \left(\frac{m'_{fu} m'_{ox}}{\bar{m}_{fu} \bar{m}_{ox}} \right) + a_1 \left(\frac{T'}{\bar{T}} \right)^2 + a_2 \left(R_{ff} \frac{T' m'_{fu}}{\bar{T} \bar{m}_{fu}} + R_{fo} \frac{T' m'_{ox}}{\bar{T} \bar{m}_{ox}} \right) + \dots$$

$$a_1 = (E / \mathcal{R} \bar{T})^2 / 2 - E / \mathcal{R} \bar{T}, \quad a_2 = E / \mathcal{R} \bar{T}$$

ただし、 F はひん度因子、 E は活性化エネルギー、 $\mathcal{R}$ は気体定数、 $\bar{T}$ は温度、 $'$ は rms 値である。また、 R_{fo} , R_{ff} , R_{fo} は燃料・酸素・温度の二量間の相互相関係数を表すが、ここでは予混合燃焼を対象とするので、

図2 燃焼率に対する化学反応と乱流混合の寄与割合

$$R_{r0} = 1, \quad R_{rr} = R_{r0} = -1 \quad (9)$$

と仮定する。式(8)中の定数は、 $F=1.0 \text{ (kgm)/(N}^2\text{s)}$ 、 $E/R=22000 \text{ K}$ とする。

濃度変動および温度変動の rms 値は、 $\bar{g}$ の値より

$$m'_{ru} = \bar{g}^{1/2} (m_{ru,u} - m_{ru,b}) \quad (10)$$

$$m'_{ox} = \bar{g}^{1/2} (m_{ox,u} - m_{ox,b}) \quad (11)$$

$$T' = \bar{g}^{1/2} (T_b - T_u) \quad (12)$$

となる。ただし、 T_b は断熱火炎温度、 T_u は未燃混合気温度である。

一方、乱流混合支配の反応の寄与分である $\bar{R}_s$ は、未燃混合気と既燃ガスのうずが出合う確率および消散速度に比例すると考えられるので、渦崩壊モデルと類似の次式で与える。

$$\bar{R}_s = -A \bar{\rho} \tilde{m}_{ru} [V_b(1-V_b)]^{1/2} \bar{E}/\bar{k} \quad (13)$$

ただし、 V_b は既燃ガスの体積分率、 A は経験定数で、後に述べる数値解析による最適化の結果から、ここでは $A=20$ と仮定する。

$$V_b = \frac{m_{ru,u}(\rho_u - \bar{\rho}) + (m_{ru,u} - m_{ru,b})\bar{\rho}\bar{\xi}}{m_{ru,u}\rho_u - m_{ru,b}\rho_b} \quad (14)$$

2.3 反応進行度の確率密度分布

局所の反応進行度の時間平均値 $\bar{\xi}$ は、式(2)に $\tilde{m}_{ru}$ を代入すれば得られるが、変動強さ $\bar{g}$ を知るには、 ξ の確率密度分布 $P(\xi)$ を与える必要がある。

火炎中の温度変動の確率密度分布を観察した実験結果によれば、しわ状層流火炎構造の場合、確率密度分布には未燃混合気、または既燃ガスの温度に対応した二つのピークが現れ、反応中の火炎面に対応する中間温度の確率は極めて低いという特徴がある。一方の分散反応領域に対しては、中間温度の現れる確率がなだらかに分布する⁽²⁾。そこで、図3(a)に概念図を示すように、しわ状層流火炎構造では $\xi=0$ および 1 にピークをもつ二値確率密度分布が、分散反応領域火炎では $0 < \xi < 1$ の範囲の一樣確率密度分布が現れる3モードの確率密度関数を仮定する。両火炎構造の出現割合は先の反応率の場合と同様、その場のダムケラ数に依存するとすると、 ξ の確率密度関数は次式で表される。

$$P(\xi) = \{\alpha \delta(\xi) + \beta \delta(\xi-1)\} \{1 - \exp(-k_2 D_s)\} + \{H(\xi) - H(\xi-1)\} \exp(-k_2 D_s) \quad (15)$$

(a) 3モードの現れる確率密度関数

(b) 2モードの現れる確率密度関数

図3 反応進行度の確率密度分布モデル

ただし、 k_2 は k_1 に近い経験定数で、 $\delta(\xi)$ および $H(\xi)$ はディラックのデルタ関数ならびにヘビサイド関数である。また、係数の間にはつぎの関係が成立する。

$$(\alpha + \beta) \{1 - \exp(-k_2 D_s)\} + \exp(-k_2 D_s) = 1 \quad (16)$$

数値解析の過程では、

$$\bar{\xi} = \int_0^1 \xi P(\xi) d\xi \quad (17)$$

を満足する α および β の値を求める必要があるが、図3(b)に点線で示すように、式(15)を用いると $\bar{\xi}$ の値によっては一方が負になることがある。その場合は図中に実線で示すように、たとえば $\beta=0$ とし、式(17)を満足するように一樣密度分布の範囲を変更した2モードの確率密度関数を採用する。

3. 数値解析法

支配方程式の離散化には、コントロール・ボリュームに基づく有限差分法を採用し、SIMPLE法によって定式化した⁽⁸⁾。計算スキームは一次精度のべき乗スキーム、計算法は圧力補正による緩和繰り返し法である。

格子点配列は軸方向に51点、半径方向に67点、パイロット噴口付近に密な不等間隔格子を採用した。

入口境界に対しては実験値、ただし $\bar{\epsilon}$ に対しては実験値から導かれる経験則による値を与えた。出口では、軸方向の勾配なしを仮定し、壁に対しては濃度は勾配

なし、その他の従属変数には壁関数を用いた。

4. 結果および考察

文献1, 2に報告されている2種類の火炎条件, すなわち弱乱れ火炎(II-C)と強乱れ火炎(III-C)に対して本モデルを適用する。13A都市ガス-空気混合気の流入条件を表3に示す。混合気濃度はいずれも当量比 $\phi = 0.65$ で、この混合気の層流燃焼速度は $S_L = 18.3 \text{ cm/s}$ 、層流火炎厚みは $\delta_L = 0.115 \text{ mm}$ である。局所火炎構造を議論するために混合気が火炎に流入する点で測定した乱流特性値を表4にまとめて示す。テラースケール λ_T は、弱乱れ火炎(II-C)では大きく、強乱れ火炎(III-C)では特に上部で小さい。それにとまってダムケラ数はII-Cでは十分大きく、III-Cでは1前後となっていることが分かる。

数値解析結果と実験値を図4および5に示す。ただし、計算値がすべて密度加重平均値であるのに対して、遅れ補償回路付き微細熱電対による温度は密度加重平均値、レーザー流速計による流速は密度非加重平均値である。

図4 温度の計算値と実験値の比較
($U_1=10 \text{ m/s}$, $U_2=20 \text{ m/s}$)

図5 流速の計算値と実験値の比較
($U_1=10 \text{ m/s}$, $U_2=20 \text{ m/s}$)

表3 実験条件

Plane	$U_1 \text{ m/s}$	$U_2 \text{ m/s}$	$u' \text{ m/s}$	$u'_r \text{ m/s}$	$U_0 \text{ m/s}$
II-C	10	20	0.15	0.4	10
III-C	10	20	2.2	4.2	10

表4 局所の乱流特性値とダムケラ数

Plane	Point	$x \text{ mm}$	$y \text{ mm}$	$u' \text{ m/s}$	$\epsilon \text{ mm}^2/\text{s}$	$\lambda_T \text{ mm}$	Da
II-C	A	25	3	0.95	5.82	3.74	20.5
	B	25	-6	0.43	6.75	3.03	15.5
	C	100	6	0.69	6.04	3.89	21.2
	D	100	-12	0.40	10.31	5.73	39.7
III-C	E	25	7	2.73	6.13	1.28	0.76
	F	25	-8	1.29	4.30	1.57	1.94
	G	100	15	1.54	16.32	2.79	2.89
	H	100	-20	1.48	13.03	2.54	2.72

図6 ダムケラ数の計算値と実験値の比較 (III-C)

図7 温度変動の確率密度分布の計算値 (III-C)

まず図4の温度分布を見ると、実験では乱れが弱い場合には温度変動の観測される火炎領域の幅が狭く、その間の温度勾配はかなり急であるが、II-C火炎の計算値は、平均値、変動値とも実測値と非常に一致を示している。しかし乱れが強くなると、温度変動の存在する幅が広がると同時に、平均温度分布の勾配が緩やかになる。変動を考慮しないアレニウス型の反応モデルのみを用いるとこのような分布を得ることはむづかしいが、III-C火炎の計算結果は、下流断面の高流速側では両者に若干の差が見られるものの、この傾向をよく表している。

一方、図5の流速については、II-C火炎では平均値、乱れ強さとも計算値と実測値はかなりよい一致を示している。ここには示されていないが、 $k-\epsilon$ モデルの生成項に密度変動の関係する項を含めない場合には、火炎上流部から過大な火炎の広がりが見れる。図の結果では、下流部の一致がやや悪くなるものの、密度変動に関係する項を含めたことによる改善の効果は明かである。III-C火炎では平均値の分布はかなりよく合っているが、下流部において乱れ強さには大きな差が見られる。先の温度分布も含めて、この原因は実験装置の有限の燃焼器壁の存在による3次元流れの影響もさることながら、燃焼流における $k-\epsilon$ 乱流モデルがまだ十分でないことにあると考える。

III-C火炎について、燃焼モデルの計算に用いられた局所ダムケラ数の分布を図6に示す。図中には、それぞれの断面において混合気火炎領域へ流入する点におけるダムケラ数（文献2で算出したテラースケールに基づくコバツネー数の逆数）の実測値がプロットされている。両者はオーダー的にはよく合っているが、これを算出するための $\bar{u}$ や u' などの乱流量、

さらにさかのぼれば k と ϵ の値を正確に予測することが、このモデルでは重要なポイントである。

図7はIII-C火炎に対して得られた温度変動の確率密度分布を示したもので、対応する実験値は文献2に示されている。反応進行度の確率密度分布を二値デルタ関数と一様分布という単純な関数形でモデル化した、局所ダムケラ数に依存するその分布形の変化の様子は、やや中間温度に対応する確率が低い傾向はあるものの、実測値とよい一致を示している。この結果は、乱流予混合火炎における温度変動の確率密度分布は、その場の火炎構造にほぼ依存しており、対流による輸送の影響は小さいことを示している。

5. 糸吉 び

これまで観察してきた乱流予混合火炎の数値解析を行い、新しい燃焼反応モデルを提案した。このモデルは、火炎構造の変化、すなわち乱れ強さの広い範囲で適用できることを目的とした。基礎方程式には、密度変動に関係する項を付加し、その影響を考慮している。計算結果を実験値と比較検討し、以下のような結論を得た。

1. 本研究で提案した燃焼反応モデルは、ダムケラ数の大小によって化学反応支配の燃焼率と、乱流混合支配の燃焼率の寄与割合を与えるもので、燃焼器内の局所の乱れの状態に即して反応量が予測可能である。問題点として、局所ダムケラ数の計算に用いられる乱れの長さスケールが、実際の乱流場の状況を的確に表現しているかどうか、乱流モデルの検討が必要である。

2. 反応進行度の確率密度分布を、しわ状層流火炎構造に対しては二値デルタ関数で、分散反応領域火炎

に対しては一様分布でモデル化した。このモデルに基づく温度・濃度変動を含む燃焼反応モデルによって、乱流火炎特有のなだらかな平均温度分布が得られた。また、得られた温度変動の確率密度分布は、測定値とよい一致を示す。

3. 密度変動に関係する項を基礎方程式に付加することによって、流線の曲がりの効果を取り入れられ、その結果、等温流に対する基礎方程式を用いた場合より乱れの生成が抑制され、火炎の広がり小さく予測される。これは、従来 $k-\epsilon$ 2 方程式モデルでは、過大な拡散を予測する傾向があったが、この点の改良に大きく寄与する。

文 献

- (1) 香月・水谷・安田・黒沢・小林・高橋, 乱流予混合火炎における乱れと混合 (第1報, 乱流特性と火炎の広がり), 機論, 54-500, B, (1988), 993.
- (2) 香月・水谷・安田・黒沢・小林・高橋, 乱流予混合火炎における乱れと混合 (第2報, 火炎微細構造とその混合過程への影響), 機論, 55-514, B, (1989), 1729.
- (3) 例えば, Libby, P.A. and Bray, K.N.C., Implications of the Laminar Flamelet Model in Premixed Turbulent Combustion, Combustion Flame, 39(1980), 33.
- (4) 香月・水谷, 乱流予混合火炎の燃焼反応モデル, 機論, 54-506, B, (1988), 2911.
- (5) Jones, W.P., Models for Turbulent Flows with Variable Density and Combustion, in Prediction Methods for Turbulent Flows (Ed. Kollmann, W.), (1980), Hemisphere, p.379.
- (6) Bradley, D., Kwa, L.K., Lau, A.K., Missaghi, M. and Chin, S.B., Laminar Flamelet Modeling of Recirculating Premixed Methane and Propane-Air Combustion, Combustion Flame, 71(1988), 109.
- (7) Khalil, E.E., Modelling of Furnaces and Combustors, (1982), Abacus Press.
- (8) Patankar, S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, (1980), Hemisphere.