

乱流予混合火炎の DNS

Direct Numerical Simulations of Turbulent Premixed Flames

店橋 護, 名田 譲, 宮内敏雄
東京工業大学大学院理工学研究科

Mamoru Tanahashi, Yuzuru Nada and Toshio Miyauchi
Tokyo Institute of Technology

E-mail: mtanahas@mes.titech.ac.jp

1 はじめに

乱流燃焼は多くの工業装置で用いられているが、燃焼器や反応装置の設計と開発は過去の経験に依るところが大きく、理論的あるいは数値的予測は非常に困難であった。近年の計算機関連技術の進展により、数値解析による各種燃焼器の設計・開発が試みられつつあるが、乱流燃焼は乱流に加えて、熱・物質等の乱流混合や複雑な化学反応が相互に作用する現象であるため、実用的な乱流燃焼の数値解析を行うには、優れたモデルを開発する必要がある。

このためには、常温から 2000K 程度まで温度が上昇し、密度変化や圧縮性の効果が重要となる場合についても適用可能な乱流モデルの構築、数十から数百の化学種が関与する燃焼の反応機構の解明とその簡略化及び乱流モデルと燃焼反応を有機的に結び付ける乱流燃焼モデルの構築が重要となる[1]。従来の乱流燃焼モデルを用いた乱流燃焼の数値解析には多くの問題が残されており、これらの問題を解決するには乱流燃焼機構の解明が重要である。

近年の高速・大容量計算機の発達により、高精度数値解析手法を用いた乱流場の直接数値計算(DNS)が可能となり、これらの結果は乱流研究の進展に大きく貢献している。このような DNS の手法は乱流燃焼にも拡張され、これまで未解明であった乱流火炎の局所構造が明らかにされつつある[2][3]。DNS により乱流燃焼を解析する場合、高精度数値解析手法を用いて乱流燃焼場の最小時間・空間スケールの変動まで解像する必要がある。非反応性乱流では最小空間スケールはコルモゴロフ・スケールであるが、乱流燃焼では火炎厚さが最小空間スケールとなる。一般に、乱流燃焼の DNS を行う場合、火炎反応帯内に十数点の格子を配置する必要がある。燃料にも依存するが火炎厚さをコルモゴロフ・スケールと同程度と考えると、非反応性乱流に比べて十数倍の格子点が必要となる。化学反応の時間スケールが短いことから計算時間はさらに長くなり、乱流燃焼の DNS は乱流場のみの DNS に比べて数百～数千倍の計算時間と記憶容量を必要とする[4]。

水素や炭化水素燃料の燃焼は、拡散燃焼と予混合燃焼に大別することができるが、近年 DNS を用いて盛んに解析されているのは予混合燃焼である。Haworth と Poinso[5]は一段階不可逆反応を仮定し、二次元一様等方性乱流中を伝播する乱流予混合火炎の DNS を行い、乱流予混合火炎の局所構造に対する Lewis 数の効果を検討した。しかし、実際の火炎を一段階不可

原稿受理 2003 年 11 月 1 日

逆反応によって近似することは必ずしも適切ではなく、燃焼反応を精度良く表現するには簡略化学反応機構や詳細化学反応機構を用いる必要がある。

このようなことから、Baum ら[6]は詳細化学反応機構を用いて水素・酸素乱流予混合火炎の DNS を行い、局所火炎構造に対する化学反応機構の影響を明らかにするとともに、乱流強度や乱流の特性長さ等の乱流場の特性と乱流火炎の局所構造との関係を明らかにしている。著者らは、詳細化学反応機構を用いて水素・空気乱流予混合火炎の DNS を行い、局所火炎構造と化学種の拡散係数の関係[7][8]や火炎面のフラクタル特性[7]などを明らかにするとともに、それらに対する当量比や予熱温度の影響[9][10]を明らかにした。また、Echekki と Chen[11]は 4 段階の簡略化学反応機構を用いたメタン・空気乱流予混合火炎の DNS 結果に同様な解析を行い、メタン・空気乱流予混合火炎の局所構造を明らかにしている。さらに、彼らは C1 Chemistry を含む詳細化学反応機構を用いてメタン・空気乱流予混合火炎の DNS を行い、既燃ガス中での未燃予混合気塊の生成機構を明らかにしている[12]。最近では、プロパンやメタンの詳細化学反応機構を考慮に入れた DNS[13][14]や詳細化学反応機構を用いた水素・空気乱流予混合火炎の三次元 DNS[15][16]も報告されている。

本稿では、著者らによって行われた乱流予混合火炎の三次元 DNS 結果を中心に、乱流予混合火炎の構造解明に関する最近の研究について解説する。

2 乱流予混合火炎の直接数値計算

2.1 支配方程式

燃焼場では、燃焼反応による発熱のために大きな温度・密度変化を生じ、さらに熱、物質、エネルギーの対流及び拡散が複雑に干渉している。このため、燃焼場を支配する基礎方程式は非常に複雑なものとなる。燃焼場の支配方程式は、連続体理論と気体分子運動論から導くことが可能であり[17]-[19]、以下のように与えられる[17]。

質量保存式あるいは連続の式は、密度を ρ 、速度ベクトルを \mathbf{u} として、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

となる。

運動量保存式は良く知られたナビエ・ストークス方程式に対応し、次のように与えられる。

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot (\nabla \mathbf{u}) = -\nabla \cdot \mathbf{P} + \rho \sum_{i=1}^N Y_i \mathbf{f}_i \quad (2)$$

ここで、 Y_i は化学種 i の質量分率、 f_i は化学種 i に作用する外力、 \mathbf{P} は次のような応力テンソルである。

$$\mathbf{P} = \left[p + \left(\frac{2}{3} \mu - \kappa \right) (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right] \mathbf{U} - \mu [(\nabla \mathbf{u}) + (\nabla \mathbf{u})^T] \quad (3)$$

ここで、 p は圧力、 μ と κ は粘性係数と体積粘性率を示している。また、 \mathbf{U} と上付き添字 T は単位テンソル及びテンソルの転置を表している。

内部エネルギーを

$$e_t = \sum_{i=1}^N h_i Y_i - \frac{p}{\rho} \quad (4)$$

とする．ここで， h_i は化学種 i のエンタルピーであり，標準生成エンタルピー h_i^0 と定圧比熱 $c_{p,i}$ より

$$h_i = h_i^0 + \int_{T_0}^T c_{p,i} dT, \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (5)$$

と与えられる．この内部エネルギーについてエネルギーの保存式を書くと，

$$\rho \frac{\partial e_t}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot (\nabla e_t) = -\nabla \cdot \mathbf{q} - \mathbf{P} : (\nabla \mathbf{u}) + \rho \sum_{i=1}^N Y_i \mathbf{f}_i \cdot \mathbf{V}_i \quad (6)$$

となる．ここで， V_i は後で示す化学種 i の拡散速度， \mathbf{q} は熱流束を示している．熱流束 \mathbf{q} は，熱伝導，化学種の分子拡散によるエンタルピー変化，濃度勾配によって物質拡散を駆動する効果，いわゆるデュフォ(Dufour)効果及び放射熱流束から，次のように与えられる．

$$\mathbf{q} = -\lambda \nabla T + \rho \sum_{i=1}^N h_i Y_i \mathbf{V}_i + R^0 T \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left(\frac{X_j D_{T,i}}{W_j D_{ij}} \right) (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_j) + \mathbf{q}_R \quad (7)$$

ここで， T は温度であり， λ は熱伝導率， D_{ij} は二成分拡散係数， $D_{T,i}$ は化学種 i の熱拡散係数， \mathbf{q}_R は放射熱流束である．また， X_i ， W_i ， R_0 は化学種 i のモル分率，分子量及び一般気体定数を示している．

化学種の保存方程式は

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} Y_i) = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho Y_i \mathbf{V}_i) + \frac{w_i}{\rho}, \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (8)$$

と与えられ，方程式中の w_i は化学種 i の反応速度であり，次のように定義される．

$$w_i = W_i \sum_{k=1}^M (v''_{i,k} - v'_{i,k}) B_k T^{\alpha_k} \exp\left(-\frac{E_k}{RT}\right) \prod_{j=1}^N \left(\frac{X_j p}{R^0 T}\right)^{v'_{j,k}} \quad (9)$$

ただし， $i = 1, 2, \dots, N$ であり， M は反応機構を構成する素反応の数である．ここで， $v'_{i,k}$ と $v''_{i,k}$ は素反応 k における化学種 i の反応物及び生成物としての化学量論係数であり， B_k ， α_k 及び E_k はそれぞれ素反応 k の頻度因子中の定数，頻度因子中の温度の次数及び活性化エネルギーである．また，上式中の V_i は化学種 i の拡散速度であり，次の関係から求められる．

$$\begin{aligned} \nabla X_i = & \sum_{j=1}^N \left(\frac{X_i X_j}{D_{ij}} \right) (\mathbf{V}_j - \mathbf{V}_i) + (Y_i - X_i) \frac{\nabla p}{p} \\ & + \frac{\rho}{p} \sum_{j=1}^N Y_i Y_j (\mathbf{f}_i - \mathbf{f}_j) + \sum_{j=1}^N \left[\left(\frac{X_i X_j}{\rho D_{ij}} \right) \left(\frac{D_{T,j}}{Y_j} - \frac{D_{T,i}}{Y_i} \right) \right] \frac{\nabla T}{T} \end{aligned} \quad (10)$$

ただし， $i = 1, 2, \dots, N$ であり，右辺の第 1 項は通常分子拡散，第 2 項は圧力勾配によって駆動される物質拡散，第 3 項は外力による強制的な拡散，第 4 項は温度勾配によって駆動される拡散いわゆるソレ(Soret)効果を示している．ただし，モル分率と質量分率の関係は

$$X_i = \frac{Y_i/W_i}{\sum_{j=1}^N (Y_j/W_j)}, \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (11)$$

である．上述の基礎方程式に加えて，補助方程式として次のような状態方程式を用いる．

$$p = \rho R^0 T \sum_{i=1}^N \left(\frac{Y_i}{W_i} \right) \quad (12)$$

噴霧燃焼などの特別な場合を除いて，燃焼流れの数値計算を行う際に解析対象となる基礎方程式は，式(1)の質量保存式，式(2)の運動量保存式，式(6)のエネルギー保存式及び式(8)の化学種保存式と式(12)の状態方程式である．

2.2 化学反応機構，熱化学定数及び輸送係数

燃焼反応を記述する反応機構は非常に複雑であり[20]，燃料によっては数十以上の化学種と数百以上の素反応を考慮に入れる必要がある．メタン等に関しては50種程度の化学種と300組程度の素反応機構[21][22]が用いられている．燃焼場では，温度が常温から2000K程度まで急激に変化するため，熱化学定数と輸送係数の温度依存性を考慮に入れる必要がある[23][24]．一般には JANAF のテーブル等[25][26]や米国サンディア国立研究所が開発した Chemkin のデータベース[27][28]を用いて与えることができる．

2.3 離散化と境界条件

乱流燃焼の DNS では，燃焼場の支配方程式に一切のモデルを導入せず，高精度の離散化方法を用いて厳密解に極めて近い解を数値的に得る．この場合，DNS 結果の利用方法，例えば一段階反応を仮定して乱流燃焼モデルの基礎的特性の検証を目的としたり，詳細化学反応機構を用いて乱流と火炎の干渉機構の解明を行うなどの用途に応じた物理的な仮定を置く．

非反応性乱流の DNS と同様に，乱流燃焼の DNS はスペクトル法や高次精度差分法を用いて行われている．周期境界条件などの比較的単純な境界条件の場合にはスペクトル法を，流入・流出境界条件などを伴う場合には高次精度差分法を用いて離散化が行われている．乱流燃焼の DNS では，4次～6次精度の中心差分法あるいはコンパクト差分法が一般的に用いられている．時間積分には通常，2次精度アダムス・バッシュフォース法や3次精度低記憶容量型ルンゲ・クッタ法等の陽的な多段階法が用いられる．

乱流の DNS と同様に，乱流燃焼の DNS を実用的な流れ場に適用することは，現在の計算機環境では不可能である．そのため，乱流燃焼の DNS の対象となる流れ場は，乱流燃焼機構を明らかにする上で重要となる比較的基礎的な乱流場である．非反応性乱流において最も基礎的な乱流場は一様等方性乱流であり，歴史的に多くの DNS によって解析されており，乱流現象を理解する上で欠くことのできない研究対象である．乱流燃焼についても同様に，実用燃焼器で観察される非常に複雑な乱流燃焼場を理解する上で，一様等方性乱流中の火炎の挙動を理解することが不可欠であろう．乱流燃焼では燃焼により温度が約2000K程度まで急激に上昇し，それらの情報は空間を音速で伝わる．非反応性一様等方性乱流の DNS において用

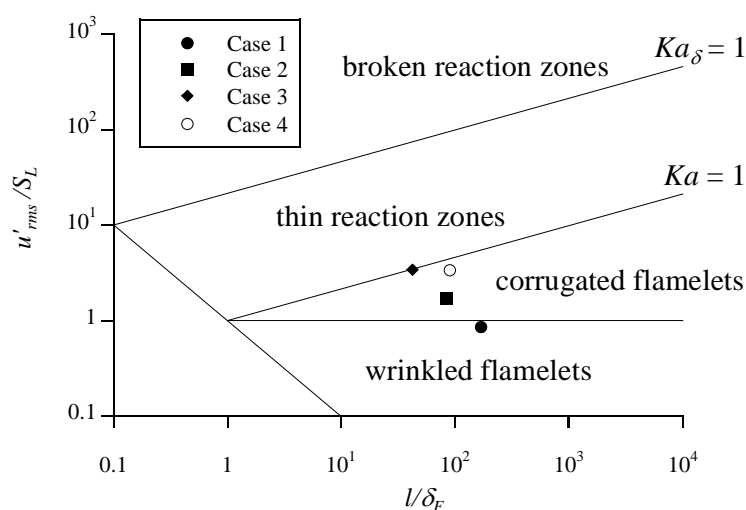


Fig. 1 Turbulent combustion diagram.

Table 1 Numerical parameters for DNS of turbulent premixed flames.

	Re_{λ}	Re_l	u'_{rms}/S_L	l/δ_F	$L_x \times L_y \times L_z$ (mm)	$N_x \times N_y \times N_z$
Case 1	37.4	144	0.85	169	5.0×10.0×10.0	257×256×256
Case 2	37.4	144	1.70	84	10.0×5.0×5.0	513×128×128
Case 3	37.4	144	3.41	42	5.0×2.5×2.5	513×128×128
Case 4	60.8	203	3.39	90	5.0×5.0×5.0	513×192×192

いられる周期境界条件を適用した場合、音波は計算領域内を伝播し続け、非物理的な現象を引き起こす。例えば、圧縮性乱流のモデル化で重要となる圧力・速度発散相関項が人工的に発生したり、振動燃焼や燃焼騒音の起源と考えられる音波あるいは圧力波と火炎の干渉を人工的に引き起こすこととなる。物理量の勾配を零とおくなどの流境界条件を設定した場合についても、境界において波(特に音波)の反射が生じる。この非物理的・数値的な反射波は、やはり計算領域内を音速で伝播し、自由せん断流の不安定性や成長過程、乱流燃焼機構などに影響を与える。乱流燃焼の DNS を行う場合、このような非物理的な現象を排除し、信頼性の高い結果を得る必要がある。このため、乱流燃焼の DNS では、NSCBC(Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions)と呼ばれる非反射境界条件[29][30]が用いられる。

3 DNS による乱流予混合火炎の構造解明

3.1 乱流予混合火炎の分類

乱流予混合火炎の形態は、層流燃焼速度に対する乱流強度の比(u'_{rms}/S_L)と層流火炎厚さに対する積分長の比(l/δ_F)の関係から、図 1 に示すような乱流燃焼ダイアグラムにおいて wrinkled flamelets, corrugated flamelets 及び thin reaction zones 等に分類される[31]。wrinkled flamelets の領域では、局所的な火炎要素の特性は層流火炎と同じであり、火炎面積の増加によって乱流燃焼速度が増大すると考えられている。これに対して、thin reaction zones や broken reaction zones 等の領域では、局所的な火炎要素の特性は層流火

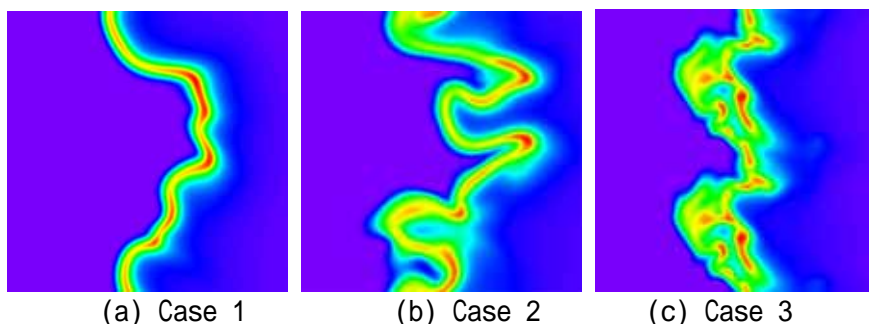


Fig. 2 Distributions of the heat release rate on a typical x - z plane.

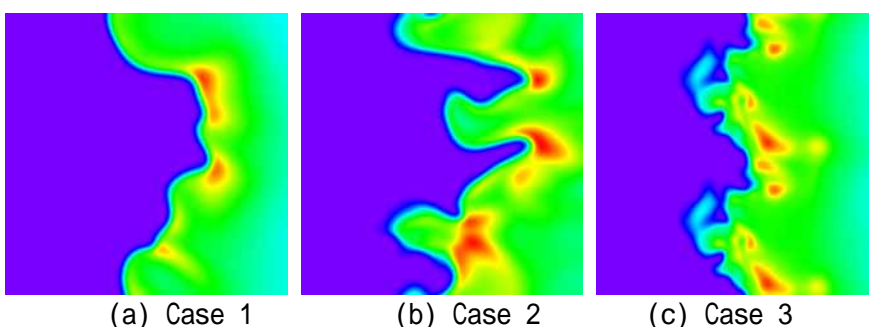


Fig. 3 Distributions of the mass fraction of O on a typical x - z plane.

炎とまったく異なっていると考えられている。しかし、実際にこれらの領域に分類される乱流予混合火炎の詳細な構造は明らかにされていない。これは、 u'_{rms}/S_L と l/δ_F の関係を系統的に変化させた実験を行い、局所的な火炎構造を計測することが困難なためである。乱流燃焼のDNSでは、 u'_{rms}/S_L と l/δ_F の関係を系統的に変化させることが可能であるため、近年DNSによる研究が盛んに行われている。

3.2 水素・空気乱流予混合火炎のDNS

表 1 は、著者らによって行われた三次元 DNS の計算条件[32]-[35]を示している。 Re_λ はテイラー・マイクロスケールに基づくレイノルズ数を、 Re_l は積分長に基づくレイノルズ数を示している。化学反応機構としては、12 種類の化学種と 27 の素反応からなる詳細化学反応機構が用いられている。離散化は、 x 方向に 4 次精度中心差分法が、 y 方向と z 方向にはスペクトル法が用いられており、時間積分には低記憶容量型 3 次精度 Runge- Kutta 法が採用されている。境界条件としては、 x 方向の流入・流出境界条件には NSCBC が、 y 方向と z 方向には周期境界条件が用いられている。流入混合気は、0.1MPa、当量比 $\phi=1.0$ 、予熱温度 700K の水素と空気の予混合気であり、流入速度 $u_{in}(y,z,t)=S_L+u'(y,z,t)$ で流入するものとされている。ここで、 u' は十分発達した三次元一様等方性乱流の変動速度を示している。Case 1 から Case 3 は Tanahashi ら [32][33]によって、Case 4 は名田ら [35]によって行われた DNS である。図 1

中のシンボルは Peters[31]によって提案されている乱流燃焼ダイアグラムにおけるそれぞれの DNS の位置を示している。乱流燃焼ダイアグラムにおいて、Case 1 は wrinkled flamelets, Case 2 と Case 4 は corrugated flamelets に分類され、Case 3 は thin reaction zones と corrugated flamelets の境界に位置している。Case 4 のレイノルズ数は他の条件より高いが、

// δ_f と u'_{rms}/S_L はそれぞれ Case 2 及び Case 3 と同程度である．

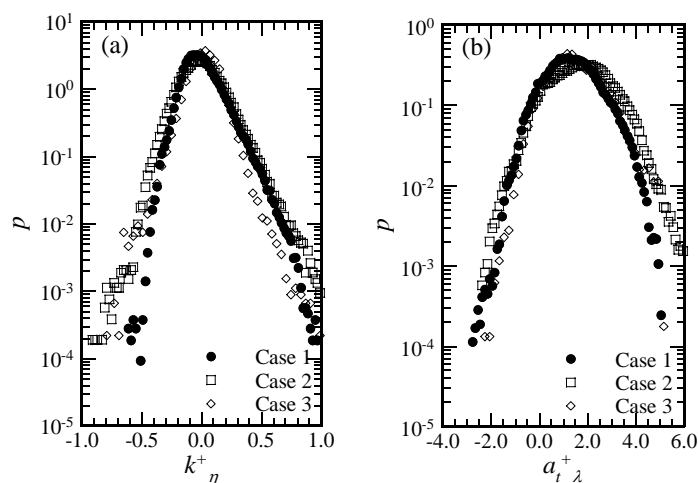


Fig. 4 Probability density functions of curvature (a) and tangential strain rate at flame fronts (b).

3.3 乱流特性長さと乱流強度の影響

図 2 はそれぞれ条件で得られた特徴的な断面における熱発生率の分布を示している．wrinkled flamelets の領域に分類される Case 1 の場合，熱発生率はシート状の分布を示している．熱発生率の変動は比較的小さいが，既燃側に凸の火炎において熱発生率は層流火炎の最大熱発生率より高い値を示す傾向にある．このことから，wrinkled flamelets に分類される乱流火炎の場合においても，火炎構造が乱流運動の影響により変化することがわかる．Case 2 と Case 3 の熱発生率は乱流運動の影響により大きく変動している．特に thin reaction zones と corrugated flamelets の境界に位置している Case 3 の場合，高い熱発生率を示す島状の領域が観察される．これらは二次元平面上では不連続のように見えるが，実際は三次元的なシート状の連続した分布である．図 3 は図 2 と同一断面における O 原子の質量分率分布を示している．Tanahashi ら [7][8] は，局所熱発生率に対する素反応の寄与を詳細に検討することにより局所熱発生率の増大機構を解明し，局所熱発生率と O 原子の質量分率分布の関係を明らかにした．O 原子の質量分率は高い熱発生率を示す火炎の背後において増加し，すべての条件においてこの傾向は一致している．

図 4 は火炎面における曲率と接線方向歪み速度の確率密度関数を示している．火炎面の曲率は既燃側に凸の場合を正とし，未燃混合気のコルモゴロフ・スケールを用いて無次元化されている．また，接線方向歪み速度は二乗平均変動速度とテイラー・マイクロスケールを用いて無次元化されている．すべての条件において曲率の確率密度関数の分布はほぼ一致し，火炎面の曲率は乱流強度に依存しないことがわかる．また，曲率の絶対値の最大値はほぼ 1 であり，曲率半径の最小値はコルモゴロフ・スケール程度である．接線方向歪み速度の確率密度関数はすべての条件において一致しており，その最頻値はほぼ 1 であり， u'_{rms}/λ 程度である．すなわち，火炎面の曲率及び接線方向歪み速度は未燃混合気の乱流特性を用いて整理できる．また，すべての条件で曲率と局所熱発生率の間には明確な相関が存在しており，火炎面の曲率が大きくなるに従って局所熱発生率は増加し，その増加率はすべての条件でほぼ

一致する．接線方向歪み速度と局所熱発生率の相関は比較的弱く，局所熱発生率に対する接

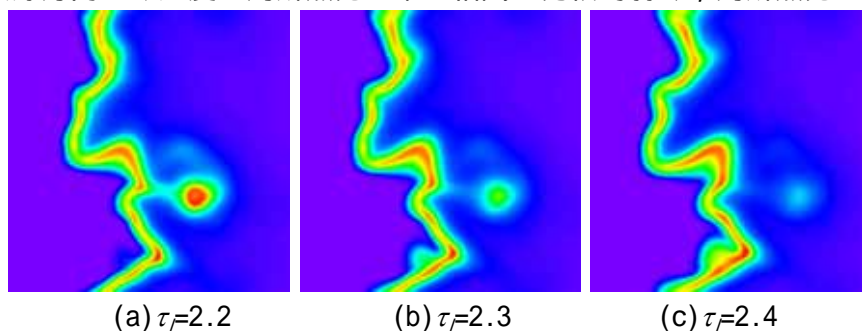


Fig. 5 Distributions of heat release rate on a typical plane.

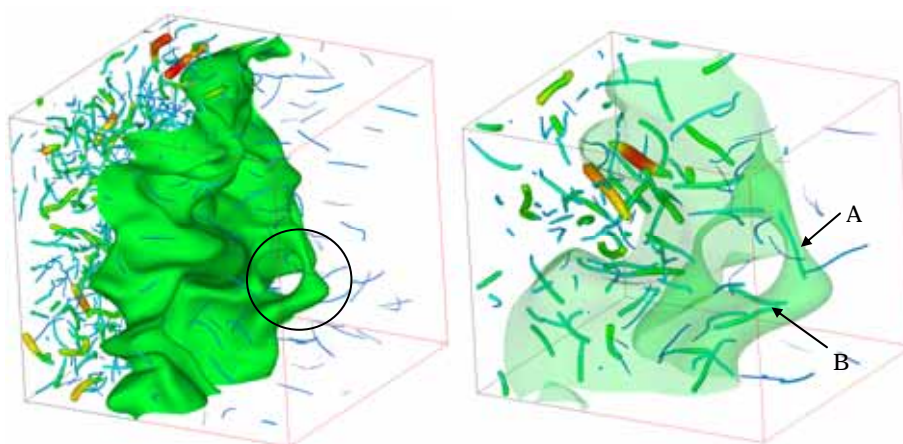


Fig. 6 Contour surface of temperature and the axes of fine scale eddies.

線方向歪み速度の影響はそれほど強くない．

3.4 乱流予混合火炎の三次元構造

図 5 は，Case 2 のある特徴的な断面における熱発生率分布の時間変化を示している． $\tau_f=2.2$ の場合，火炎後方に層流火炎の 1.2 倍程度の高い熱発生率を示す島状の領域が存在している．この領域の熱発生率は時間の経過とともに急激に低下し， $\tau_f=2.4$ では層流火炎の最大熱発生率の 30%程度まで低下している．この高熱発生率領域は既燃ガス中に形成された未燃予混合気塊に対応しており， $\tau_f=2.0\sim 2.4$ にかけて未燃予混合気塊が急激に燃焼し，高熱発生率領域を形成している．また，未燃予混合気塊が存在している時間において，乱流燃焼速度の増加率は高くなっており，このことから乱流燃焼速度に未燃予混合気塊が重要な役割を果たしている．

このような未燃予混合気塊の三次元構造を明らかにするため，図 6 に Case 2 の $\tau_f=2.2$ における温度の等値面と微細渦回転軸分布の全体図及び未燃予混合気塊周囲の拡大図を示した．温度の等値面の値は 1400K であり，拡大図には微細渦の観察を容易にするため，半透明の等値面を用いている．未燃予混合気塊は火炎の既燃側に突き出た「取っ手」状の構造を示しており（以下これを Handgrip 構造と呼ぶ），既燃ガス中に孤立した島状のガス塊ではないことがわかる．この Handgrip 構造内にはいくつかの微細渦が存在している．Handgrip 構造上部に流れ方向に垂直な微細渦 A が，また下部には微細渦 B が観察される．乱流中の微細渦の多

くは燃焼反応に伴う温度上昇による粘性の増加と膨張の効果により，火炎近傍で急激に減衰

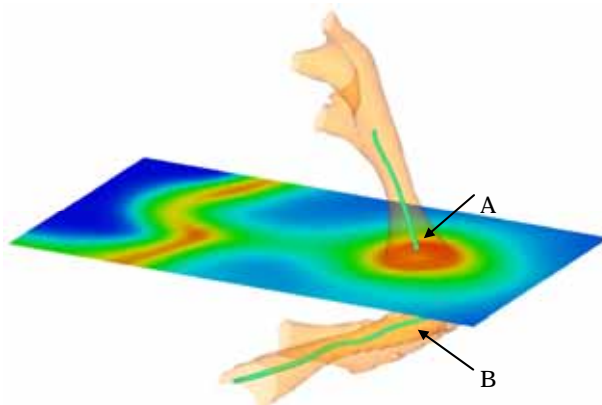


Fig. 7 Contour surface of heat release rate and axes of fine scale eddies in handgrip structure.

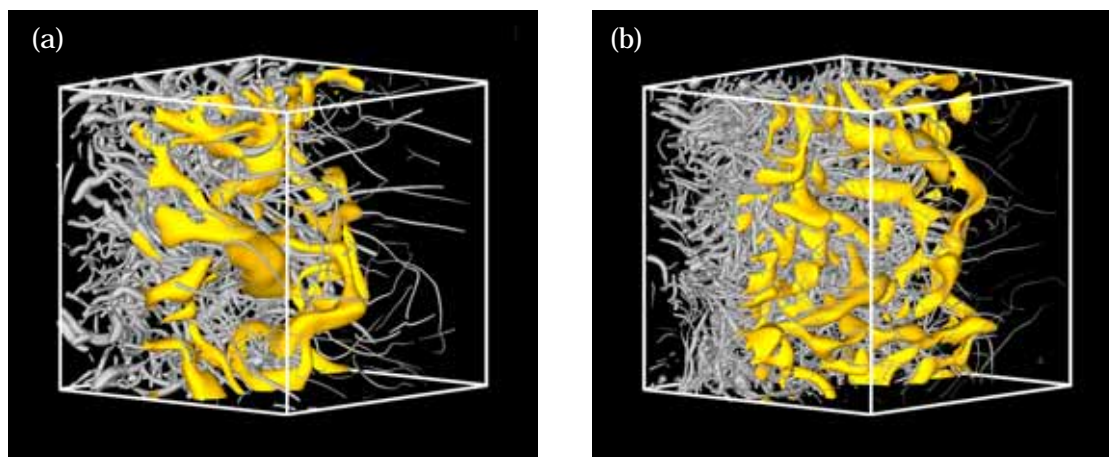


Fig. 8 Distributions of heat release rate and axes of coherent fine scale eddies for Case 2 (a) and Case 4 (b).

し，流れ方向と平行な回転軸を有する．これに対して Handgrip 構造内の微細渦 A は流れにほぼ垂直な回転軸を有していることから，Handgrip 構造は流れに垂直な方向の回転軸を有する比較的強い微細渦が火炎後方まで侵入し，未燃ガスを既燃側に輸送することにより形成されたと考えられる．図 7 は Handgrip 構造内の熱発生率の等値面と図 5 と同じ断面における熱発生率分布を示している．熱発生率の等値面は層流火炎の最大熱発生率の 1.1 倍の値を用いた．また，Handgrip 構造内に存在する主な微細渦の回転軸もあわせて示している．Handgrip 構造内の微細渦 A の周囲には筒状の高い熱発生率を示す領域が形成されており，また，図中下部にも微細渦 B に沿って高熱発生率領域が存在している．これらのことから，微細渦によって火炎後方まで輸送された未燃ガスが急激に燃焼し，燃焼速度に影響を及ぼしていることがわかる．wrinkled flamelets の領域では，局所的な火炎要素の特性は層流火炎と同じであり，火炎面積の増大によって乱流燃焼速度が増加すると考えられてきたが [31]，Case 1 の wrinkled flamelets に分類される乱流火炎の場合でも，既燃ガス中に未燃予混合気塊が形成され，燃焼速度増大機構に寄与することが明らかにされており，それらは spire 構造と呼ば

れている。

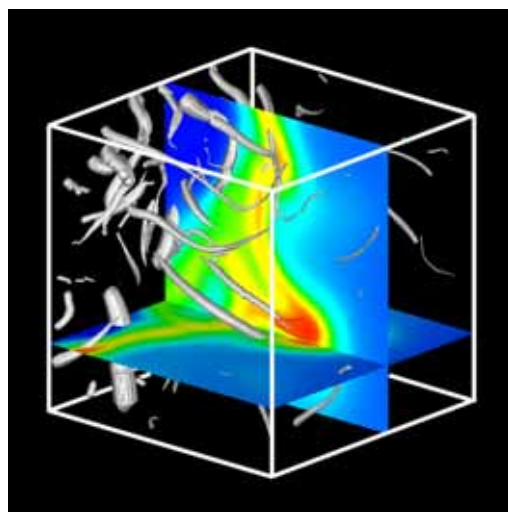


Fig. 9 Spire structure of flame front for Case 4.

3.5 レイノルズ数の影響

図 8 は、乱流燃焼ダイアグラム上で同じ corrugated flamelets に分類され、レイノルズ数の異なる乱流火炎 (Case 2 と Case 4) における熱発生率とコヒーレント微細渦の分布を示している。黄色の領域は層流火炎の最大熱発生率 (ΔH_L) 以上の熱発生率を示す領域を示しており、灰色の領域はコヒーレント微細渦の回転軸を示している。微細渦の直径は回転軸上の速度勾配テンソルの第二不変量の平方根に比例しており、速度勾配テンソルの第二不変量は未燃側乱流場の u'_{rms} とコルモゴロフ・スケール η を用いて無次元化されている。レイノルズ数が高い乱流火炎の場合、未燃側乱流場のコヒーレント微細渦の数は低レイノルズ数の場合と比べて多いが、これは積分長で正規化した単位体積 (β) 当たり存在するコヒーレント微細渦の数がレイノルズ数の増加とともに増加するためである [36]。レイノルズ数が高い場合にも、微細渦は火炎近傍で急激に減衰するが、比較的多くの微細渦が既燃ガス中においても存在している。これらの微細渦は必ずしも流れ方向に平行ではなく、高レイノルズ数乱流火炎では比較的強い渦が火炎後方まで侵入している。熱発生率は乱流運動の影響により大きく変動しており、高レイノルズ数乱流火炎の場合、高い熱発生率を示す領域が数多く存在している。

図 9 は、高レイノルズ数乱流火炎の場合に観察される既燃側に鋭く突き出た高熱発生率領域近傍の x - y 及び x - z 断面における熱発生率分布と $1.2\Delta H_L$ 以上の高い熱発生率を示す領域 (図中赤色) を示している。また、近傍のコヒーレント微細渦の分布も示した。既燃側に鋭く突き出た火炎先端の熱発生率は $1.2\Delta H_L$ 以上に達しており、その近傍にはコヒーレント微細渦が存在している。これらの微細渦が火炎を既燃側に鋭く湾曲させ、高熱発生率領域を伴う spire 構造などの三次元構造が数多く形成される。

火炎面の形状を正確に理解するには、平均曲率 k を主曲率 k_1 と k_2 ($k_2 > k_1$) に分離して評価する必要がある。図 10 は k_1 と k_2 の結合確率密度関数を示している。主曲率はともに既燃側に凸の火炎要素を正とし、未燃側乱流場の η で無次元化されている。三次元的な火炎面は図中の点線で区分された領域に火炎面形状を分類することができる。図中の S-B の領域は既燃

側に凸の球面状，C-B の領域は既燃側に凸の円柱面状，HB の領域は双曲面状，C-U の領域は

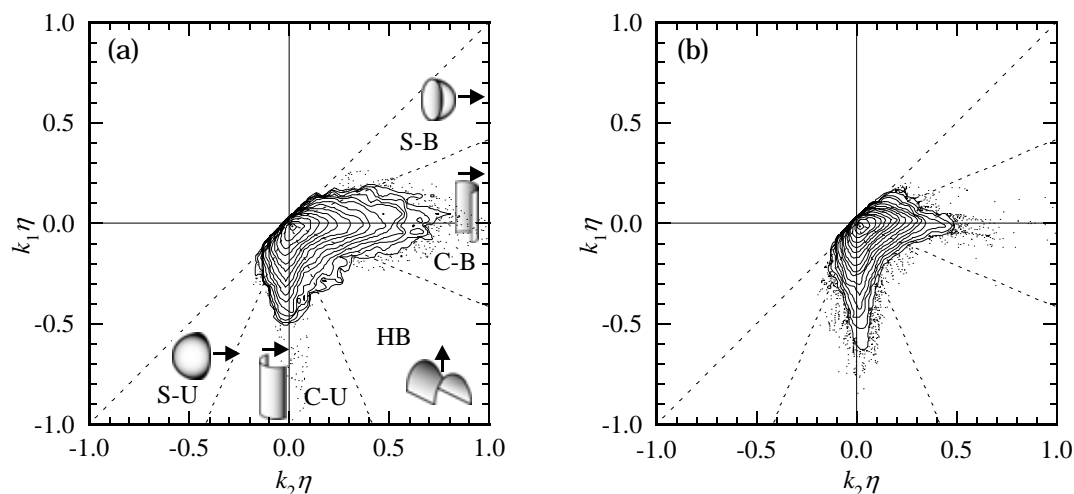


Fig. 10 Joint probability density functions of principal curvatures of flame front for Case 2(a) and Case 4(b).

未燃側に凸の円柱面状，S-U の領域は未燃側に凸の球面状の火炎形状を示している．図 10(a) には二つの主曲率により表現される火炎面形状が模式的に示されており，図中の矢印の方向が既燃側に対応する．すべての条件において主曲率の絶対値は最大 1.0 程度であり， $1/\eta$ とほぼ等しい．このような大きい主曲率を有する火炎要素の大部分は円柱状の曲面を示す．火炎要素数の比率が最も高いのは既燃側に凸の円柱面の領域（領域 C-B）であり，レイノルズ数の増加に伴い，火炎要素の比率が増加している．さらに，球面に近い形状を示す火炎要素（領域 S-B）の比率も高レイノルズ数の場合増加し，低レイノルズ数の場合の 1.7 倍に達している．既燃側に凸で円柱及び球面に近い火炎面形状を示す領域 C-B 及び S-B では，熱発生率の平均値が増加しており，特にレイノルズ数の高い場合では，領域 S-B においてその傾向は顕著である．また，この熱発生率が増加する領域において火炎厚さも厚くなる傾向にある．レイノルズ数の高い乱流火炎の場合，領域 C-B に分類される火炎要素の全熱発生率に対する寄与はレイノルズ数の低い場合の 1.2 倍であり，領域 S-B の火炎要素の寄与は 1.7 倍まで増加している．これは乱流中のコヒーレント微細渦が火炎後方まで侵入することで火炎が既燃側に鋭く湾曲し，先端で球状に近い曲面を示す高い熱発生率領域が形成されるためである．このように，高レイノルズ数の場合，前述の三次元的な火炎構造が重要となることが予測される．

4 まとめ

本稿では，乱流予混合火炎の三次元直接数値計算に基づく最近の研究について概観した．従来不可能であった乱流予混合火炎の三次元直接数値計算は近年盛んに行われるようになっており，乱流火炎の局所構造の詳細が明らかにされつつある [37]-[39]．例えば，Sreedhara ら [37] は四段階の簡略化学反応機構を用いてヘプタン・空気乱流予混合火炎の DNS を行い，二次元乱流予混合火炎と三次元乱流予混合火炎の構造を比較している．また，Bell ら [39] は低マッハ数近似と single grid algorithm を用いて，84 組の素反応を考慮に入れた三次元メ

タン・空気乱流予混合火炎の DNS を行い、火炎面曲率と火炎の局所構造の関係を明らかにしている。今後、このような研究がさらに進展し、実用的な燃焼器において観察される各種乱流予混合火炎の詳細な構造が解明されるものと期待される。

参考文献

- [1] 宮内・店橋, ながれ, Vol. 16, No. 3 (1997) p. 203.
- [2] T. J. Poinso, S. Candel and A. Trouve, Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 21 (1996) p. 531.
- [3] 店橋・宮内, ながれ, Vol. 16, No. 5 (1997) p. 391.
- [4] 店橋・宮内, 日本数値流体力学会誌, Vol. 6, No. 4 (1998) p131.
- [5] D. C. Haworth and T. J. Poinso, J. Fluid Mech., Vol. 244 (1992), p. 405.
- [6] M. Baum, T. J. Poinso, D. C. Haworth and N. Darabiha, J. Fluid Mech., Vol. 281 (1994) p. 1.
- [7] T. Miyauchi, M. Tanahashi, Y. Imamura and Y. Nada, Proc. 1st Asia-Pacific Conf. on Combust. (1997) p. 278.
- [8] 店橋・宮内・名田・今村, 日本機械学会論文集(B編), Vol. 64, No.624 (1998) p. 2662.
- [9] 店橋・宮内・名田, 燃焼の科学と技術, Vol. 6 (1998) p. 13.
- [10] 宮内・店橋・名田, 第 34 回伝熱シンポジウム講演論文集 (1997) p. 583.
- [11] T. Echekki and J. H. Chen, Combust. Flame, Vol. 106 (1996) p. 184.
- [12] J. H. Chen, T. Echekki and W. Kollmann, Combust. Flame, Vol. 116 (1998) p. 15.
- [13] D. Haworth, B. Cuenot, T. Poinso and R. Blint, Bulletin of APS, Vol. 43, No. 9 (1998) p. 2062.
- [14] 斎藤・店橋・宮内, 日本燃焼学会誌, Vol. 45 (2003) p. 103.
- [15] 店橋・宮内・名田, 第 35 回伝熱シンポジウム講演論文集 (1998) p. 545.
- [16] M. Tanahashi, T. Miyauchi and Y. Nada, Proc. 1st Int. Symp. Turbulence and Shear Flow Phenomena (1999) p.59.
- [17] 燃焼の数値計算, 日本機械学会, 2000, p. 33, 丸善株式会社.
- [18] F. A. Williams, 燃焼の理論, 1987, 日刊工業新聞社.
- [19] K. K. Kou, Principles of Combustion, 1986, John Wiley & Sons.
- [20] [17], p.1.
- [21] J. A. Miller and G. T. Bowman, Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 15 (1989) p. 287.
- [22] http://euler.Berkeley.EDU/gri_mech/
- [23] [17], p.45.
- [24] 燃焼工学ハンドブック, 1996, p.286, 日本機械学会.
- [25] JANAF Thermochemical Tables, Third Edition, 1985.
- [26] Table of Coefficient Sets for NASA Polynomials, Combustion Chemistry, (Ed. by Gardiner, Jr. W. C.), 1984.
- [27] R. J. Kee ら, Sandia Report, SAND86-8246, 1986.

- [28] R. J. Kee ら, Sandia Report, SAND89-8009B, 1989.
- [29] T. J. Poinso and S. K. Lele, J. Comput. Phys., Vol. 101 (1992) p. 104.
- [30] M. Baum, T. Poinso and D. Thevenin, J. Comput. Phys., Vol. 116 (1994) p. 247.
- [31] N. Peters, J. Fluid Mech., Vol. 384 (1999) p. 107.
- [32] M. Tanahashi, M. Fujimura and T. Miyauchi, Proc. Combust. Inst., Vol. 28 (2000) p. 529.
- [33] M. Tanahashi, Y. Nada, Y. Ito and T. Miyauchi, Proc. Combust. Inst., Vol. 29 (2002) p. 2041.
- [34] Y. Nada, M. Tanahashi and T. Miyauchi, Proc. 3rd Int. Symp. Turbulence and Shear Flow Phenomena, Vol. 2 (2003) p. 579 (submitted to J. Turbulence).
- [35] 名田・店橋・宮内, 第 17 回数値流体力学シンポジウム講演論文集(CD-ROM) (2003) B1-3.
- [36] 店橋・岩瀬・ウッディン・高田・宮内, Thermal Sci. Eng., Vol. 8 (2000) p. 29.
- [37] S. Sreedhara and K. Lakshmisha, Proc. Combust. Inst., Vol. 29 (2002) p. 25.
- [38] K. Jenkins and R. Cant, Proc. Combust. Inst., Vol. 29 (2002) p. 2023.
- [39] J. Bell, M. Day and J. Grcar, Proc. Combust. Inst., Vol. 29 (2002) p. 1987.