

## ■原著論文/ORIGINAL PAPER■

## メタン-空気対向流予混合双子火炎の火炎構造に与える当量比および火炎伸長の影響に関するルイス数操作による検討

## Investigation of Influence of Equivalence Ratio and Flame Stretch on Flame Structure of Methane-Air Counterflow Twin-Premixed Flames by Manipulating Lewis Number

林 直樹\*・山下 博史

HAYASHI, Naoki\* and YAMASHITA, Hiroshi

名古屋大学大学院工学研究科 〒464-8603 名古屋市千種区不老町  
Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan

2008年2月4日受付; 2008年4月21日受理/Received 4 February, 2008; Accepted 21 April, 2008

**Abstract** : The methane-air counterflow twin-premixed flame of fuel lean mixture is investigated with chemical kinetics model. For the confirmation of the effect of equivalence ratio and flame stretch rate, the steady counterflow flames, in which the Lewis numbers of each species are fixed from 0.5 to 1.5, in addition to the case of using actual Lewis numbers, are calculated. As a result, when the Lewis number is fixed, the maximum heat release rate is influenced by Lewis number effect and the summation of heat release rate is influenced by the Lewis number and the incomplete combustion. The influences of flame stretch rate on flame structures of the counterflow premixed flame using actual Lewis number are changed in each equivalence ratio. Moreover, the determination of the burning velocity in counterflow premixed flame is investigated.

**Key Words** : Premixed flame, Counterflow, Flame stretch, Lewis number, Chemical kinetics model, Numerical simulation

## 1. 緒言

環境・エネルギー問題において、燃焼機器の燃焼効率の向上と、大気汚染物質の低減は重要な課題である。この両者の課題に対して、高い燃焼効率が期待でき、さらに、NO<sub>x</sub> やすすの排出量が少ない燃料希薄予混合火炎は有効な手段の一つであるといえ、多くの燃焼器に用いられている[1]。一方で、実用的な火炎の多くは空間的、時間的に複雑に変動する乱流であり、特に燃料希薄の乱流予混合火炎は特有の不安定性を持つことが知られている[2]。

予混合燃焼に影響を与える物理量として火炎面曲率と火炎伸長が挙げられる。これらの物理量は、ルイス数が1ではない場合に燃焼速度や火炎構造に影響を与えるとして多くの研究者により研究がなされてきた[3-8]。ルイス数は不足成分の値を用いることから、燃料が希薄な条件では、水素-空気予混合火炎やメタン-空気予混合火炎はルイス数が1よりも小さい火炎として、またプロパン-空気火炎はルイス数が1よりも大きな火炎として扱われてきた。一方、燃料が過濃な条件では、酸素のルイス数を用いて検討

されてきた。しかし、実際には火炎特性が変化するのは不足成分が入れ替わる当量比1ではないことが指摘されている。例えば、山本・中村ら[9]は燃料希薄のメタン-空気の予混合火炎の場合では、当量比0.7~0.8付近で火炎面曲率とOHからの蛍光との関係が変化することを示した。また、Tsengら[10]は、Markstein数と燃焼速度の関係が当量比0.7~0.8付近で変化することを指摘している。

そこで、本報では燃料希薄側でのメタン-空気対向流予混合火炎の火炎構造に与える当量比と火炎伸長の影響について検討した。このとき、予混合火炎の構造において重要な要因であるルイス数について、全ての化学種で同一で種々の値となるように操作した。これにより、これまでのルイス数が異なる場として、燃料に水素、メタン、プロパンを用いた場合と異なり、組成が同じ燃料希薄側でのメタン-空気対向流予混合火炎において、拡散係数の化学種間での違いの影響を取り除いて、熱と物質の拡散が異なることによる効果を明確にした。

また、対向流予混合火炎の燃焼速度の定義として軸方向の速度分布における火炎帯前方の極小値を用いる手法[11]が実験で度々用いられている。Tienら[12]によりその妥当性が検討されている。また、酸素の質量生成速度を用い

\* Corresponding author. E-mail: hayashi@mech.nagoya-u.ac.jp

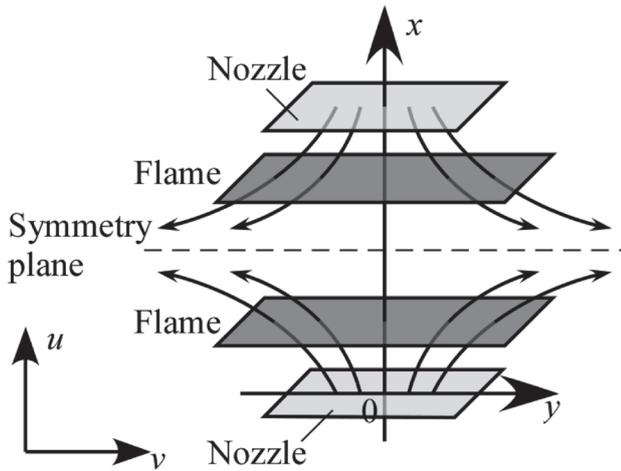


Fig.1 Schematic of counterflow premixed flame

る手法[13]もある。本研究ではこれらの手法の妥当性についても検討を行い、火炎の強度を最も直接的に表すと考えられる熱発生速度のノズル軸方向の積算値との比較を行った。

## 2. 解析モデルおよび計算方法

希薄予混合火炎における火炎伸長率を任意に設定することが可能な場として、解析モデルには図1に示す平面二次元対向流予混合火炎を用いた。流れ場は二次元のポテンシャル流とし、温度場および濃度場には相似解が適用できるものとする。対向する二つのノズルからメタン-空気の予混合気を噴出させ、双子火炎を形成させる。この場合、流れ場はよどみ面を挟んで対称となるため、ノズルからよどみ面までを計算領域とした。一方のノズルの中心を原点として、ノズル軸方向および軸に垂直方向の座標を  $(x, y)$  とし、それぞれの速度成分を  $(u, v)$  とする。圧力は大気圧でノズル位置での温度は 300 K、当量比  $\phi = 0.55, 0.75, 0.95$  の3条件を用いた。ノズル間の距離  $L$  は 30 mm、格子間隔は 0.01875 mm であり、格子数は 800 点 ( $L = 30$  mm) の等間隔格子とした。

まず、反応機構の影響について検討するために、GRI-Mech 3.0 (53 個の化学種と 325 個の素反応) [14]、Smooke らのメタン-空気系 Skeletal 素反応機構 (16 個の化学種、25 個の素反応) [15] および総括一段不可逆反応[16]の3種の反応機構を用いた計算を行った。熱化学定数は CHEMKIN データベース[17]から求めた。また、輸送係数については Smooke らの Simplified Transport Model [15]を用いた。

Ju ら[18]は、総括一段不可逆反応において、燃料のルイス数を変化させ、その他の化学種のルイス数を 1 とした対向流火炎を用いることで、ルイス数効果が消炎に及ぼす影響について検討を行っている。本研究では、ルイス数効果および選択拡散の効果に与える中間生成物の影響についても検討を行うために、Skeletal 素反応機構を用いて、各化

Table 1 Lewis numbers for various species [15]

Species	CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	CO <sub>2</sub>	H	O
$Le_i$	0.97	1.11	0.83	1.39	0.18	0.70
Species	OH	HO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	CO	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	HCO
$Le_i$	0.73	1.10	0.30	1.10	1.12	1.10
Species	CH <sub>2</sub> O	CH <sub>3</sub>	CH <sub>3</sub> O	N <sub>2</sub>		
$Le_i$	1.12	1.00	1.30	1.00		

学種のルイス数の値を操作した計算を行った。Smooke らのモデル中で用いられているルイス数の値を表1に示す。化学種  $i$  のルイス数  $Le_i$  は、混合気の有効熱拡散係数  $a$  と有効拡散係数  $D_i$  を用いて次式で表される。

$$Le_i = \frac{a}{D_i} \quad (1)$$

ここでは、 $a$  には窒素の値を用い、選択拡散の影響をなくし、ルイス数の効果を明らかにするために、各化学種の  $D_i$  を同一となるように操作し、 $Le_i = 0.5, 0.9, 1.0, 1.1, 1.5$  となるように  $D_i$  の値を決めた。この操作により、 $Le_i = 1.0$  では各化学種の拡散および熱と物質の拡散が等しい場となり、また、 $Le_i \neq 1.0$  では、各化学種の拡散は等しいが、熱と物質の拡散は異なる場となる。流入速度は、 $\phi = 0.55$  では 0.2 m/s から、 $\phi = 0.75, 0.95$  では 0.5 m/s から消炎直前までとした。

火炎伸長率  $\kappa$  はノズル間の速度勾配として次式で定義した。

$$\kappa = \frac{2u_0}{L} \quad (2)$$

支配方程式は連続方程式、運動方程式、エネルギー方程式および各化学種の連続方程式である。速度場については、準定常状態を仮定することにより、ノズル軸方向の運動量勾配が一定となる解析解が求められる。各化学種の連続方程式およびエネルギー方程式は以下のように表される。

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u Y_i)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}(\rho D_i Y_i) = w_i \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u T)}{\partial x} - \frac{1}{c_p} \frac{\partial}{\partial x}(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}) = -\frac{1}{c_p} \sum_i h_i w_i \quad (4)$$

ここで、混合気の密度  $\rho$ 、温度  $T$ 、定圧比熱  $c_p$ 、熱伝導率  $\lambda$ 、化学種  $i$  の質量分率  $Y_i$ 、質量生成速度  $w_i$ 、エンタルピー  $h_i$  である。対流項の差分化には一次風上差分、時間展開については Euler の完全陰解法を適用した。

## 3. 反応機構の検討

以下の検討においては、より多くの計算条件について効

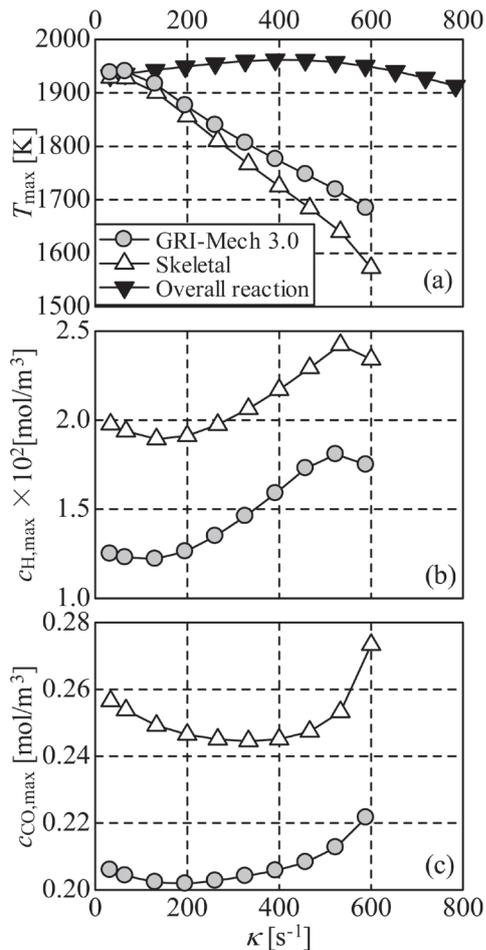


Fig.2 Comparison of chemical kinetics models for the effect of flame stretch rate on  $T_{\max}$ ,  $c_{H,\max}$  and  $c_{CO,\max}$

率よく計算するために, Skeletal 素反応機構を用いている。そこで, 反応機構が異なることによる影響を確認するために, Skeletal 素反応機構, GRI-Mech 3.0 および総括反応を用いた計算を行い比較した。

図2に  $\phi = 0.75$  における最高温度  $T_{\max}$  すなわちよみ面での温度および H ラジカル, CO モル濃度最大値,  $c_{H,\max}$ ,  $c_{CO,\max}$  と  $\kappa$  の関係を示す。まず, 可燃限界は Skeletal 素反応機構と GRI-Mech 3.0 ではほぼ同じ  $\kappa = 600 \text{ s}^{-1}$  程度であったが, 総括反応では倍の流入速度を与えても消滅しなかった。Skeletal 素反応機構および GRI-Mech 3.0 では  $\kappa$  が大きくなるとともに  $T_{\max}$  は小さくなる。これは,  $\kappa$  が大きくなると反応帯がよみ面に近づき, 燃焼反応過程が中断され, 温度が十分上がる前に燃焼ガスがよみ面に達してしまうためである。一方, 総括反応では,  $T_{\max}$  の値はほとんど変わらなかった。総括反応では CO などの中間生成物の反応が考慮されておらず, 火炎帯より下流での反応がない。このため, メタンと酸素の反応が終わるとすぐに最高温度に達すること, また, 流入速度を変化させた場合においても火炎構造がほとんど変わらないためである。また図2(b), (c) に示すように, 火炎中の H ラジカルや CO といった各化学

種の濃度分布についても Skeletal 素反応機構と GRI-Mech 3.0 は定性的に良い一致を示した。

以上の結果より, 総括反応では火炎伸長と火炎構造の関係を正確に表すことは不可能であることが分かる。一方, Skeletal 反応機構は, 定量的な値に違いはあるものの定性的には GRI-Mech 3.0 とほぼ同様の傾向をもっており, 火炎構造の検討を行うには十分に正確な結果を得られていることがわかった。よって, 以下では Skeletal 反応機構を用いて検討を行う。

## 4. 結果および考察

### 4.1. ルイス数効果に関する考察

これまでの研究[4]により, 伸長のある予混合火炎の火炎構造を決定づける重要な要因として挙げられるのがルイス数効果や選択拡散効果である。これらの効果を明らかにするために, ルイス数を操作した場合の結果を示す。どの  $\phi$  においても  $Le_i$  を変化させた場合の傾向は定性的に同じであったため, この節では,  $\phi = 0.75$  の場合についてのみ示す。

#### 4.1.1. 伸長のない一次元予混合火炎の場合

まず, 伸長のない層流一次元予混合火炎について,  $Le_i$  を操作し,  $Le_i = 0.5, 1.0, 1.5$  とした場合および実際の場合について, 温度  $T$ , 熱発生速度  $Q$  および  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}$  のモル濃度  $c_i$ , 質量生成速度  $w_i$  の分布を図3に示す。ここで,  $x = 0$  は  $T = 1300 \text{ K}$  となる位置とした。まず, 温度分布を比較すると  $Le_i$  が異なる条件で勾配は多少異なるが大きな変化はない。これは,  $a$  の値が各条件で同一であるためと考えられる。

次に, 各化学種の濃度分布は,  $Le_i$  が小さい場合には  $D_i$  が大きいことより上流へと拡散している。また, 例えば  $\text{H}_2\text{O}$  のルイス数は, 表1に示すように  $Le_{\text{H}_2\text{O}} = 0.83$  であるが, 実際の  $Le_i$  を用いた場合の  $\text{H}_2\text{O}$  の濃度分布は  $Le_i = 1.0$  の場合に近い。他の  $\text{CO}_2$  や  $\text{H}$  等の主要な化学種についても同様に実際の  $Le_i$  と近い  $Le_i$  の値とした条件と似た分布を持つ。すなわち, これらの化学種の濃度分布は, 化学種間で  $Le_i$  の値が異なることとは無関係であることが分かる。このように,  $Le_i$  の各条件で比較すると濃度分布は異なるが, 質量生成速度の分布は, 最大となる位置や分布の形状はほぼ同じである。これは, 温度分布がほぼ同じためであると考えられる。なお,  $Le_i$  が小さいほど, 質量生成速度の最大値の大きさは小さく, ピークの幅は大きくなる。

熱発生速度  $Q$  の分布を  $Le_i$  の各条件で比較すると, 熱発生速度の最大値  $Q_{\max}$  は  $Le_i$  が小さいほど小さく, ピークの幅は大きくなるが, 最大となる位置や分布の形状はほぼ同じである。なお, 図4の  $\kappa$  が小さい場合からも推察できるように,  $x$  軸方向の熱発生速度の積算値  $Q_{\text{sum}}$  は  $Le_i$  によらずほとんど同じ値となる。これは,  $Le_i$  が小さいときには有効拡散係数  $D_i$  が大きいこと, 化学種の分布が広がり,  $Q_{\max}$  の値は小さくなるが, 伸長がないので, 結局すべての

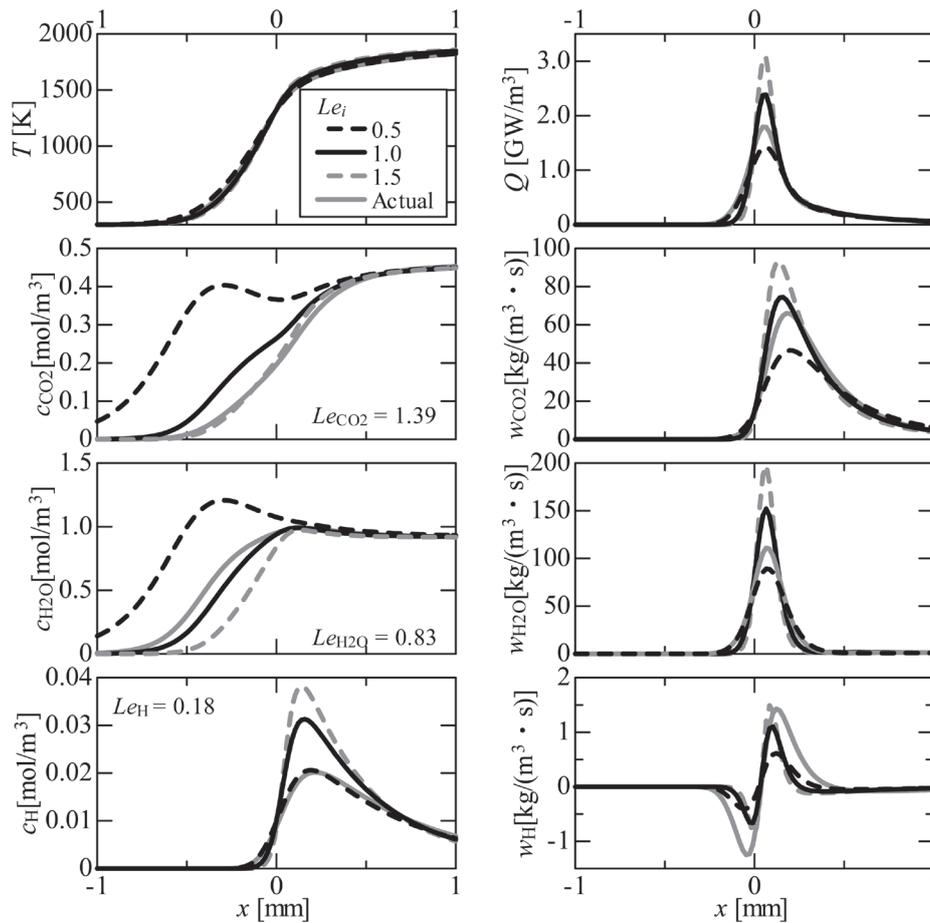


Fig.3 Distributions of  $T$ ,  $Q$ ,  $c_{CO_2}$ ,  $w_{CO_2}$ ,  $CH_2O$ ,  $w_{H_2O}$ ,  $CH$  and  $w_H$  for  $\phi = 0.75$  in unstretched laminar premixed flame

燃料は燃焼に寄与するため、 $Q_{sum}$  は同じ値になると考えられる。

#### 4.1.2. 伸長のある対向流双子火炎の場合

図4に実際の  $Le_i$  を用いた場合、および全化学種の  $Le_i$  を同一で 0.5~1.5 とした場合の  $\kappa$  と  $Q_{max}$ ,  $Q_{sum}$  との関係を示す。まず、 $Le_i = 0.5, 0.9$  では、熱と物質の拡散の不均衡により、 $\kappa$  が大きくなるにつれ、火炎が強化されることから  $Q_{max}$  は大きくなり、小さくなるのは消炎直前のみである。熱と物質の拡散が等しい  $Le_i = 1.0$  の場合では、 $Q_{max}$  はほとんど変化しない。また、 $Le_i = 1.1, 1.5$  では逆に  $\kappa$  が大きくなるにつれ火炎が弱められることにより小さくなり、より小さい  $\kappa$  で消炎した。特に、実際の  $Le_i$  を用いた場合、 $\kappa$  が大きいところで、 $Q_{max}$  は大きくなる。

一方、 $Q_{sum}$  は  $Q_{max}$  とは異なる挙動をとる。まず、 $Le_i = 0.5$  の場合は、 $\kappa$  が小さい範囲では、 $Q_{max}$  と同じように、 $\kappa$  が大きくなると  $Q_{sum}$  も大きくなる。しかし、 $\kappa > 600 \text{ s}^{-1}$  では、一定となり、さらに大きくなると減少する。また、 $Le_i \geq 0.9$  以上の場合、 $\kappa$  が大きくなると  $Q_{sum}$  は小さくなる。これは、 $Q_{sum}$  に影響を与える要因として、ルイス数だけでなく、よどみ面においても反応が完結せず、 $Q$  の値が 0

とはならない、「燃え残りの効果」が働いているからである。そのため、 $Le_i = 0.9$  では、ルイス数の効果により火炎が強化される効果よりも、燃え残りの効果が上回るため、 $Q_{sum}$  は減少したものと考えられる。

図5にHラジカルのモル濃度最大値  $c_{H,max}$  および火炎面での値  $c_{H,q}$  と  $\kappa$  の関係を、 $Le_i$  を同一で 0.5~1.5 とした場合および実際の場合について示す。まず、 $Le_i = 0.5, 1.5$  の場合、 $Le_i$  が 1 より大きく離れているため、熱発生速度の場合と同様に熱と物質の拡散の不均衡により  $\kappa$  が大きくなると、 $c_{H,max}$  は増加あるいは減少する。一方、 $Le_i$  が 1 に近い  $Le_i = 0.9, 1.0, 1.1$  では、 $\kappa$  が小さい範囲では、 $\kappa$  の増加とともにそれぞれのルイス数に合致した傾向を示すが、 $\kappa$  が大きくなると、どの条件でも大きくなる傾向となった。この原因を明らかにするために、図6に実際の  $Le_i$  を用いた場合のHラジカルの質量生成速度  $w_H$  の分布を示す。図に示すように、Hラジカルは火炎面近傍で生成されるとともにその上流および下流で消費される。実際の  $Le_i$  の場合、ルイス数効果による火炎の強化はほとんどなく質量生成速度の分布は  $\kappa$  が変わってもほとんど変化がない。しかし、 $\kappa$  が大きくなると、火炎面がよどみ面に近づき、下流のHラジカルの消費がよどみ面によって中断されることに

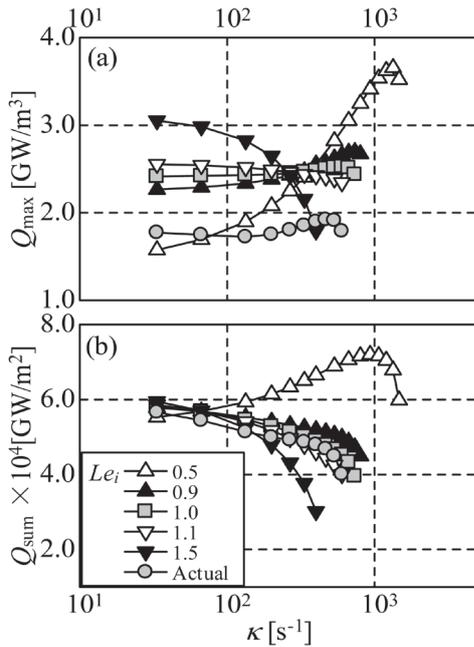


Fig.4 Influence of  $\kappa$  on (a)  $Q_{\max}$  and (b)  $Q_{\text{sum}}$  for  $\phi = 0.75$  in the case of various Lewis numbers

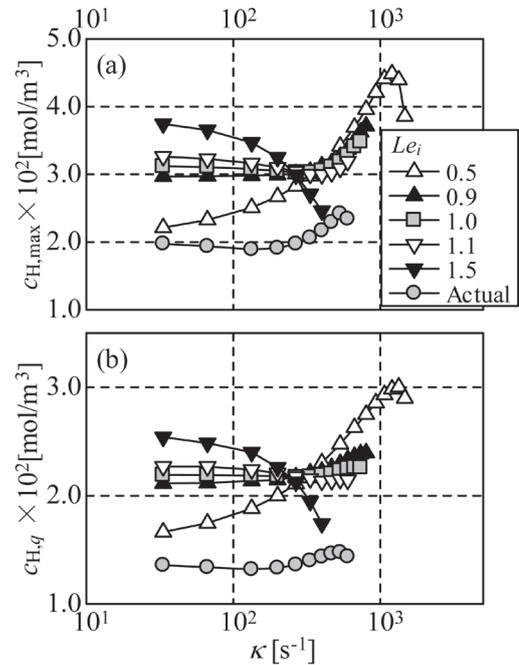


Fig.5 Influence of  $\kappa$  on (a)  $c_{H,\max}$  and (b)  $c_{H,q}$  for  $\phi = 0.75$  in the case of various Lewis numbers

より、濃度の最大値は大きくなったものと考えられる。なお、このとき  $c_{H,\max}$  はよどみ面での値となる。また、 $Le_i$  が 1 に近い各条件においてもルイス数による増減の効果よりもこの効果が上回ったため  $\kappa$  が大きくなると  $c_{H,\max}$  も大きくなったと考えられる。一方、 $c_{H,q}$  は  $Le_i < 1.0$  では、 $c_{H,\max}$  と同じ傾向がある。しかし、 $Le_i = 1.1$  の場合は、 $c_{H,\max}$  とは異なり、火炎面がよどみ面に近づくとき小さくなるのに対し、実際の  $Le_i$  を用いた場合には大きくなっている。

## 4.2. 当量比の影響の検討

### 4.2.1. 熱発生速度

図 7 に各当量比における  $Q_{\max}$ 、 $Q_{\text{sum}}$  および火炎面位置  $x_q$  と  $\kappa$  との関係を示す。ここで、 $Q_{\max}$ 、 $Q_{\text{sum}}$  は伸長を受けない層流次元予混合火炎での値  $Q_{\max,0}$ 、 $Q_{\text{sum},0}$  との比として表示した。図 7(a) に示すように、 $\phi$  や  $\kappa$  の大きさによって  $Q_{\max}$  と  $\kappa$  との関係は異なる。まず、 $\phi = 0.55$  では、 $\kappa$  が大きくなるとともに  $Q_{\max}$  は増加する。それに対し、 $\phi = 0.75$  では、 $\kappa < 160 \text{ s}^{-1}$  の場合、 $\kappa$  が大きくなると  $Q_{\max}$  は小さくなるが、 $\kappa > 160 \text{ s}^{-1}$  では、 $\phi = 0.55$  の場合と同様に  $Q_{\max}$  は  $\kappa$  が大きくなるとともに大きくなる。また、 $\phi = 0.95$  では、 $Q_{\max}$  は  $\kappa < 250 \text{ s}^{-1}$  では  $\kappa$  が大きくなると減少し、 $\kappa > 250 \text{ s}^{-1}$  ではほぼ一定となる。一方、図 7(b) に示すように、 $Q_{\text{sum}}$  は  $\phi$  によってその勾配は異なるが、 $\kappa$  が大きくなるとともに減少する。この  $Q_{\max}$  と  $\kappa$  の関係が変化する  $\kappa$  の値は、火炎面の位置  $x_q$  と関係していると推察される。そこで、 $\kappa$  と火炎面の位置  $x_q$  の関係を各当量比について図 7(c) に示す。どの当量比でも、 $\kappa$  が大きくなるとともに火炎面はよどみ面 ( $x = 15 \text{ mm}$ ) に近づき、一定の  $\kappa$  以上ではその位置

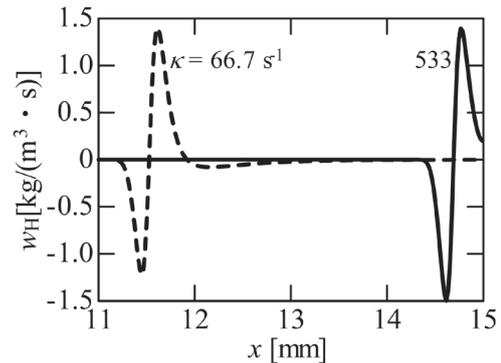


Fig.6 Distributions of  $w_H$  for  $\phi = 0.75$

はほとんど変わらなくなる。この  $x_q$  がほとんど変わらなくなる  $\kappa$  の値は  $\phi$  が大きいほど大きく、 $\phi = 0.55$  の場合には非常に小さい。この  $x_q$  が変わらなくなる  $\kappa$  の値は、 $\phi = 0.75$ 、 $0.95$  では、 $Q_{\max}$  と  $\kappa$  の関係において、 $\kappa$  の増加とともに  $Q_{\max}$  が減少していたものが増加あるいは一定へと転じる値である。すなわち、火炎面の位置が  $\kappa$  の増加とともに大きく変化することができる範囲では、 $Q_{\max}$  は減少し、火炎面の位置がほとんど変わらなくなると、 $Q_{\max}$  が増加する傾向が生じる。

ここで、火炎構造に与える当量比の影響について各化学種のルイス数を操作した場合の結果と合わせて考察する。実際のルイス数の場合、 $\kappa$  が小さい範囲では、 $Q_{\max}$  の傾向は  $\phi$  によって異なり、 $\phi = 0.55$  では、 $\kappa$  が大きくなると  $Le_i < 1$  の傾向と一致し、 $\kappa$  による  $Q_{\max}$  の変化量は、実際の燃料希薄メタン-空気予混合火炎のルイス数の値に近い  $Le_i =$

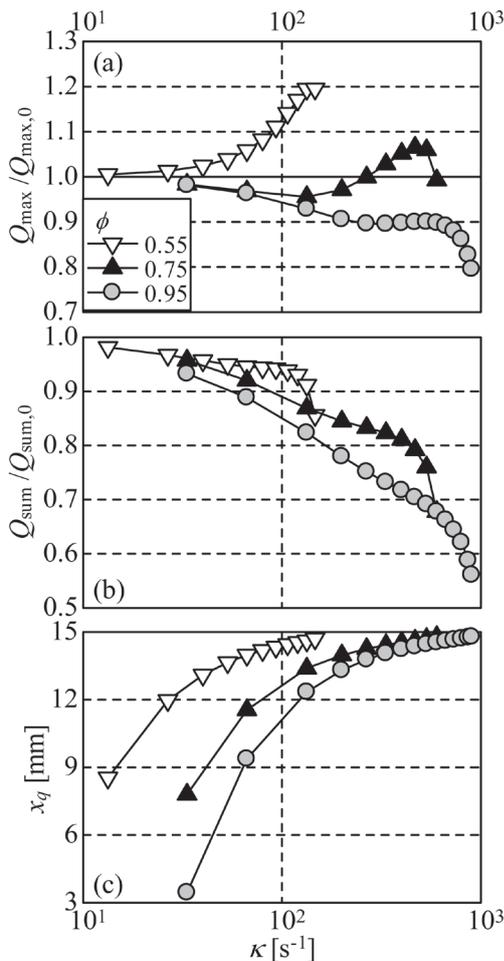


Fig.7 Influence of  $\kappa$  on (a)  $Q_{\max}$ , (b)  $Q_{\text{sum}}$  and (c)  $x_q$  for various  $\phi$

0.9 の場合の変化量に近い。一方、 $\phi = 0.75, 0.95$  では、 $Q_{\max}$  は、 $Le_i > 1$  の傾向と同じように  $\kappa$  が大きくなるとともに小さくなった。このように、燃料希薄のメタン-空気の予混合気のリイス数は 1 よりも小さいと言われているが、実際には、その当量比により傾向は異なり、単純に  $Le_i < 1$  の傾向を示さないことが分かる。

一方、 $\kappa$  が大きい範囲では、 $\kappa$  が変化しても  $x_q$  が変わらない場合、全ての  $\phi$  においてリイス数の効果の上に  $Q_{\max}$  を大きくする効果が重なった傾向となった。これは、 $Le_i$  を同一とした場合にはない傾向であるので、選択拡散の効果であると考えられる。図 5(a) で示した H ラジカルのように、リイス数が 1 に近い条件では、燃焼反応の中断により、よどみ面における濃度が大きくなる。また、図 3 より、各化学種の拡散はその化学種の  $D_i$  の大きさにより決まる。表 1 に示すようにラジカルのリイス数は小さいものが多いため、生成物である  $\text{CO}_2$  や  $\text{H}_2\text{O}$  よりも火炎面に拡散しやすいため、図 5(b) に示されるように火炎面位置でラジカルの濃度が大きくなり、燃焼反応を促進して火炎を強化し、 $Q_{\max}$  を大きくすることに寄与したものと考えられる。一方、 $Le_i$  を同一で 1 に近い値とした場合は、反応の中断により、よどみ面でのラジカルの濃度は大きくなる。特に、 $Le_i = 0.9$ ,

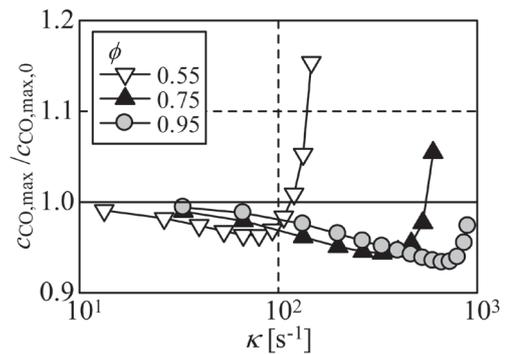


Fig.8 Influence of  $\kappa$  on  $c_{\text{CO,max}}$  for various  $\phi$

1.0 の場合は、実際の  $Le_i$  の値を用いたときと、同じように火炎面でのラジカルの濃度は大きくなる。しかし、 $Le_i$  を同一としたため、生成物もラジカルも同じように拡散し、火炎を強化する効果は働かない。

以上の結果より、燃料希薄のメタン-空気で混合火炎のリイス数効果はどの希薄側の当量比においても単純に 1 より小さい場合の傾向を示すわけではなく、その当量比、火炎伸長の強さによってその影響は変化することがわかった。

#### 4.2.2. CO モル濃度最大値に与える当量比の影響

図 8 に各当量比における CO モル濃度  $c_{\text{CO}}$  の最大値  $c_{\text{CO,max}}$  と  $\kappa$  との関係を示す。ここで、 $c_{\text{CO,max}}$  は伸長を受けない層流一次元予混合火炎での値  $c_{\text{CO,max},0}$  との比として表示した。どの  $\phi$  においても  $c_{\text{CO,max}}$  は、 $\kappa$  が大きくなるとともに一度減少する。しかし、消炎近傍になると、その値は大きくなり、 $\phi = 0.55, 0.75$  では、伸長がない場合よりも  $c_{\text{CO,max}}$  は大きくなった後、消炎に至る。一方、 $\phi = 0.95$  でも消炎直前で大きくなるが、伸長がない平面火炎よりも大きくなることはない。図 9 および 10 にそれぞれ  $\phi = 0.55$  および 0.95 における CO のモル濃度および質量生成速度  $w_{\text{CO}}$  の  $x$  方向分布を示す。当量比が小さい場合、火炎伸長が大きくなると、火炎はよどみ面に近づく。これにより、 $\phi = 0.55$  では火炎が強化されることにより、 $w_{\text{CO}} > 0$ 、つまり生成の部分が大きくなる。同時に、反応がよどみ面においても終息せず、 $w_{\text{CO}} < 0$  の部分が小さくなる。これにより、消炎直前では、CO モル濃度が伸長のない火炎よりも大きくなった。一方、 $\phi = 0.95$  では、熱発生速度において示したように火炎が弱められることから、 $\kappa$  の増加とともに生成は小さくなる。しかし、 $w_{\text{CO}} < 0$  の部分がよどみ面にかかり、消滅の部分が小さくなることから、消炎直前での濃度は大きくなる。しかし、火炎がよどみ面に近づいても  $\phi = 0.55$  の場合と比べて火炎帯の厚さが薄いため、 $w_{\text{CO}} < 0$  の部分がよどみ面に影響を受けるのは、 $\phi = 0.55$  以上に消炎に近い  $\kappa$  のときのみである。そのため、 $\phi = 0.55$  に比べて消炎直前の  $w_{\text{CO,max}}$  の増加が少なかったと考えられる。

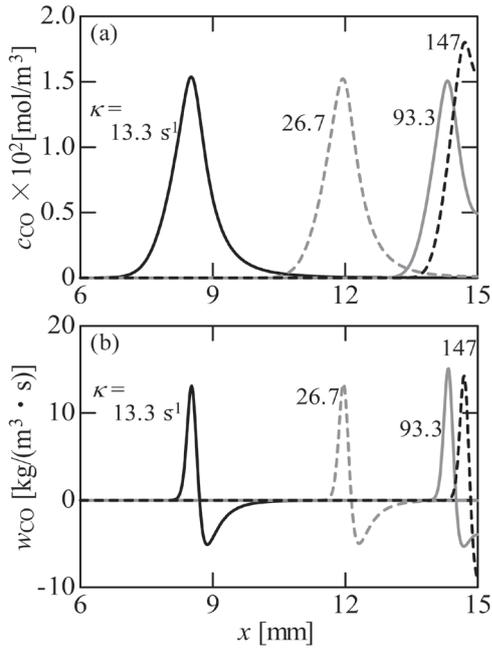


Fig.9 Distributions of (a)  $c_{CO}$  and (b)  $w_{CO}$  for  $\phi = 0.55$

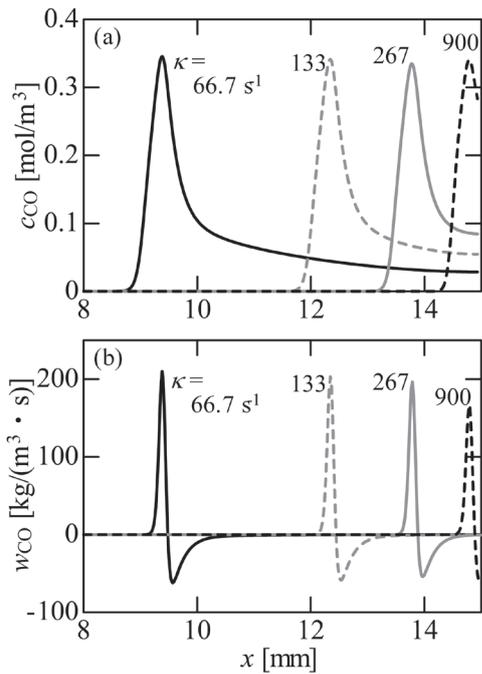


Fig.10 Distributions of (a)  $c_{CO}$  and (b)  $w_{CO}$  for  $\phi = 0.95$

### 4.3. 燃焼速度の定義の検討

図 11 に  $\phi = 0.75$  の場合におけるノズル軸方向の速度分布を示す. 対向流予混合火炎における燃焼速度の定義として, 速度の極小値 (図中の A 点) を用いる方法がしばしば採用されている[10,11]. そこで, 図 12 に各当量比における  $\kappa$  とこの定義に基づく燃焼速度  $S_1$  との関係を示す. ここで,  $S_1$  は層流燃焼速度  $S_L$  との比によって表示している. まず,

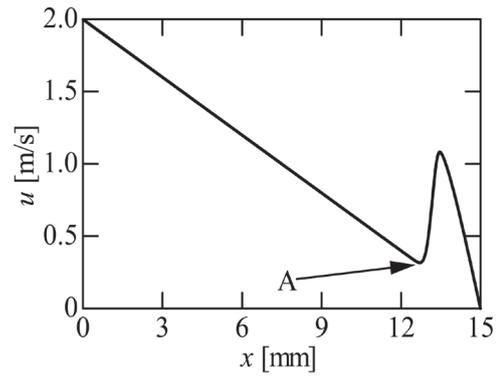


Fig.11 Distributions of  $u$  for  $\phi = 0.75$  and  $\kappa = 133 \text{ s}^{-1}$

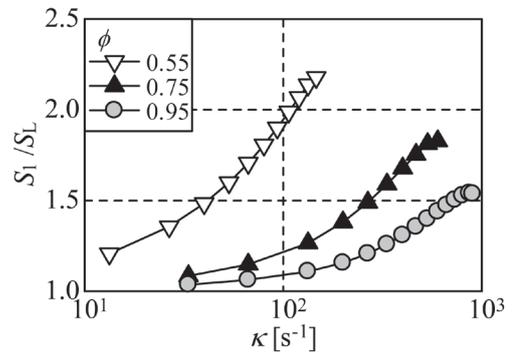


Fig.12 Correlation between  $S_1$  and  $\kappa$

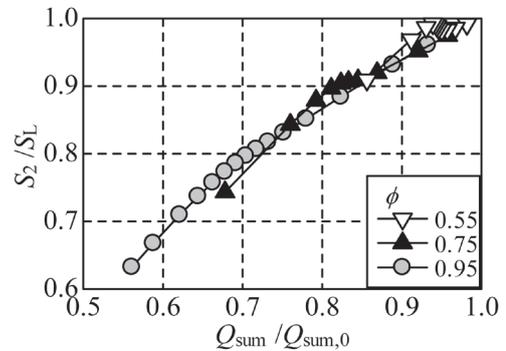


Fig.13 Correlation between  $S_2$  and  $Q_{sum}$

図に示されるように, 各当量比において,  $\kappa$  が 0 に近づくと, 1 に近くなることから, 対向流火炎を用いて層流燃焼速度を算出する方法[10]は正確であることが分かる. しかし,  $\kappa$  が大きくなると, 全ての当量比において  $S_1$  は大きくなる. 図 12 に示したように, 全ての  $\phi$  において,  $\kappa$  が増加した場合, 燃焼の強さを直接表すと考えられる  $Q_{sum}$  は減少することから, この場合  $S_1$  が大きいことと, 燃焼強度が強いことは対応していないことが分かる. したがって, 燃焼速度を燃焼反応の大きさを表すパラメータとして考える場合には, ノズル軸方向の速度の極小値を燃焼速度とすることは適切ではないと考えられる. この他に次式で表される酸素のような反応物の質量生成速度から対向流の燃焼速度を

算出する手法もある[13].

$$S_2 = -\frac{1}{4\rho Y_f} \int w_{O_2} dx \quad (5)$$

図13にこの手法に基づく燃焼速度  $S_2$  と  $Q_{\text{sum}}$  の関係を示す。図に示すように、 $Q_{\text{sum}}$  と  $S_2$  はよい相関関係が見られることから、対向流を用いた燃焼強度の定量的な評価には適していると考えられる。実験で酸素の質量生成速度を評価することは困難であるが、燃料希薄の対向流における数値解析を行う際には、この手法は正確な燃焼診断には役立つと考えられる。

## 5. 結言

素反応機構を用いた燃料希薄メタン-空気対向流予混合火炎の数値解析を行い、以下のような知見が得られた。

1. 熱発生速度の最大値と火炎伸長率  $\kappa$  の関係は、 $\kappa$  が小さい範囲では、 $\phi = 0.55$  では  $Le_i < 1$  の場合と、 $\phi = 0.75$  および  $0.95$  では  $Le_i > 1$  の場合と同様な傾向をもつ。一方、 $\kappa$  が大きい範囲では、火炎面がよどみ面に近づき、火炎面の位置が変化しなくなった場合、上記の効果に加えて、火炎を強める効果が選択拡散の効果により現れる。
2. CO モル濃度の最大値は、 $\phi = 0.55$  では、消炎間際では、 $\kappa$  の変化に対して、急激に大きくなるが、 $\phi = 0.95$  では、その傾向はない。
3. 対向流予混合火炎の燃焼速度の定義において、火炎面前方における速度の最小値を用いるのは不適切である。一方、酸素の質量生成速度により、定義した燃焼速度は、 $Q_{\text{sum}}$  と一致する。

## 謝辞

本研究は、文部科学省の科研費(18560196)の助成を得たものである。また、名古屋大学山本和弘准教授ならびに、北海道大学中村祐二准教授にはアドバイスをいただいた。ここに記して謝意を示す。

## References

1. Hayashi, S., Yamada, H., and Makida, M., *Proc. Combust. Inst.* 28: 1273-1280 (2000).
2. Kadowaki, S., Suzuki, H., and Kobayashi, H., *J. Combust. Soc. Japan* (In Japanese) 47: 220-226 (2005).
3. Hirasawa, T., Ueda, T., Matsuo, A., and Mizomoto, M., *Combust. Flame* 121: 312-322 (2000).
4. Law, C.K., *Proc. Combust. Inst.* 22 1381-1402 (1988).
5. Sung, C.J. and Law, C.K., *Combust. Flame* 123: 375-388 (2000).
6. Sung, C.J., Liu, J.B., and Law, C.K., *Combust. Flame* 106: 168-183 (1996).
7. Tsuji, H. and Yamaoka, I., *Proc. Combust. Inst.* 19: 1533-1540 (1982).
8. Ishizuka, S., *Proc. Combust. Inst.* 19: 327-335 (1982).
9. Yamamoto, N., Nakamura, Y., Satomi, T., Hayashi, N., Yamashita, H., and Zhao, D., *Proc. 19th ICDERS*, Mo1-3-3 (2003.7), on CD-ROM.
10. Tseng, L.-K., Ismail, M.A., and Faeth, G.M., *Combust. Flame* 95: 410-426 (1993).
11. Yu, G., Law, C.K., and Wu, C.K., *Combust. Flame* 63: 339-347 (1986).
12. Tien, J.H. and Matalon, M., *Combust. Flame* 84: 238-248 (1991).
13. Davis, S.G., Quinard, J., and Searby, G., *Combust. Theory Modeling* 5: 353-362 (2001).
14. GRI-Mech, [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech).
15. Smooke, M.D., *Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames*, 1-28 (1991).
16. Coffee, T.P. et al., *Combust. Flame* 58: 59-67 (1984).
17. Kee, R.J. et al., Sandia Report, SAND 89-8009, (1989).
18. Ju, Y., Guo, H., Maruta, K., and Niioka, T., *Combust. Flame* 113:603-614 (1998).