
反応帯厚さと同程度の微小領域に実現される
燃焼現象に関する研究

16360096

平成16年度～平成17年度科学研究費補助金
(基盤研究(B))研究成果報告書

平成18年5月

研究代表者 丸田 薫
東北大学流体科学研究所助教授

<はしがき>

近年、様々な高性能小型機器の実用化にともない、小型システムのエネルギー源として燃焼利用が有望視されている。しかし、微小領域における燃焼に関する情報は十分に得られていないため、その基礎的特性についての知見を得ることが必要不可欠である。本研究では減圧環境を利用することで火炎の重要な特性スケールである反応帯厚さと、流路径が同程度である場合の燃焼現象について調べることを目的とする。

研究組織

研究代表者： 丸 田 薫 (東北大学流体科学研究所助教授)

研究分担者： 酒 井 清 吾 (横浜国立大学工学部助教授)

研究分担者： 小 宮 敦 樹 (東北大学流体科学研究所助手)

交付決定額 (配分額)

(金額単位：円)

	直接経費	間接経費	合 計
平成 16 年度	7,700,000	0	7,700,000
平成 17 年度	7,200,000	0	7,200,000
平成 年度			
平成 年度			
総 計	14,900,000	0	14,900,000

研究発表

- (1) 口頭発表 (坪井 陽介、火炎帯厚さと同程度の微小径流路における消炎現象、第 6 回日本伝熱学会学生発表会 p. 11、2006 年 5 月 12 日)

目次

目次	1
記号表	3
第1章 緒論	5
第2章 実験	9
2.1 実験装置	9
2.2 壁面温度分布と火炎の安定性	10
2.3 実験方法	13
2.4 火炎の観測	13
2.5 可燃領域	14
2.5.1 消炎時の火炎の位置	14
2.5.2 可燃領域（実験結果）	15
第3章 数値計算	19
3.1 数値計算方法	19
3.2 火炎構造	20
3.3 可燃領域（計算結果）	22
第4章 火炎帯厚さ	25
4.1 火炎帯厚さ	25
4.2 ペクレ数	27
4.3 化学反応時間	28
第5章 結論	31
参考文献	33
謝辞	35

記号表

アルファベット

A	チャンネル断面積	[cm ²]
c	比熱	[-]
d	チャンネル内径	[mm]
h	比エンタルピー	[J/g]
K	化学種の総数	[-]
l	高さ	[mm]
\dot{M}	質量流量	[g/s]
Da	ダムケラー数	[-]
Nu	ヌセルト数	[-]
P	圧力	[atm]
Pe	ペクレ数	[-]
S	燃焼速度	[cm/s]
V	流速	[cm/s]
v	拡散速度	[cm/s]
W	混合気の平均分子量	[g/mol]
x	位置	[-]
Y	質量分率	[-]

ギリシャ文字

δ	火炎帯厚さ	[mm]
λ	熱伝導率	[W/(cm · K)]
ρ	密度	[g/cm ³]
τ	特性時間	[s]
ϕ	直径	[mm]
ω	化学種の生成率	[mol/(cm ³ · s)]

添え字

0	大気圧下
<i>a</i>	流れ
<i>c</i>	化学反応
<i>ch</i>	CH
<i>eq</i>	式
<i>g</i>	気相
<i>k</i>	<i>k</i> 番目の化学種
<i>L</i>	層流
<i>m</i>	平均
<i>max</i>	最高
<i>p</i>	定圧
<i>w</i>	チャンネル壁
<i>u</i>	未燃側
δ	火炎帯厚さ

第1章 緒論

近年、微細加工技術の目覚ましい発展にともない、様々な高性能小型機器が次々と実現化されている。我々の身近にある代表的な例として、携帯電話やノート型パソコンなどの電子機器が挙げられる。さらに、アクチュエータ、センサ、モータ、タービンなど様々な小型デバイスに関する研究開発が行われており、これらは一般にMEMS(Micro Electro Mechanical System)^[1]と呼ばれる。

ここで、小型機器のエネルギー源について考えてみると、現状ではリチウムイオンなどの電池が広く利用されている。しかし、容量および重量などその基本性能については、小型機器が要求しているものを完全に満たしているとは言い難い。例えば、最新のノート型パソコンにおいて、電池による作動時間は数時間程度であることなどを考えると、現在、小型機器の発展に対して、それを支えるべき小型エネルギー源の開発は遅れているといえる。

そこで、小型エネルギー源として燃料電池とともに有望視されているのが、微小領域における燃焼技術の応用、つまり小型燃焼機器の利用である。一般に炭化水素系燃料の持つエネルギー密度は電池のそれに比べ100倍にも及ぶことが知られている。したがって、微小領域において、燃焼熱を効率よく電気エネルギーに変換できれば、電池を上回る高性能の小型エネルギー源が得られる可能性がある。

しかし、小型燃焼器を利用するにあたっては熱損失の影響が大きな問題点となる。火炎による発熱量は代表長さの3乗に比例するのに対して、周囲への熱損失はその2乗に比例する。したがって、スケールの低下にともない相対的な熱損失の増加を招き、火炎は不安定になりやがて消炎に至る。

そこで熱損失の問題を解決する方法として、熱再生式バーナの利用が考えられている。図1.1に熱再生式バーナの一種であるスイスロールバーナ概念図を示す。

スイスロールバーナは、1971 年に Weinberg ら^[2]によって考案された。バーナは中央に燃焼室を持つ渦巻状の構造となっており、未燃混合気と燃焼ガスの流路が交互に配置されている。このような構造によって、高温の燃焼ガスが未燃混合気の予熱に利用されるため超過エンタルピ燃焼^[3]状態となり、熱損失を低減させることができる。

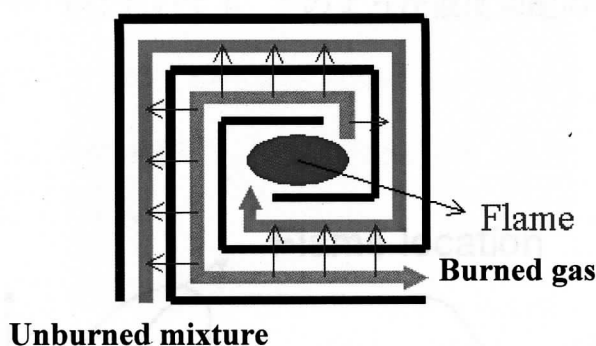


Fig. 1.1 The concept of Swiss-roll combustor

円山ら^[4]は、排熱回収による火炎温度の上昇に注目し、スパイラル熱交換器を用いたふく射変換体を作製し、実験を行っている。実験により化学エネルギーを 70% という高効率でふく射エネルギーに変換できることが報告されている。さらに自動車用三元触媒の利用により低燃焼排出物を実現している。

このように熱再生式バーナを用いることにより、熱損失の大幅な低減が可能となる。したがってこの技術を利用すれば、燃焼器の小型化に大きな効果をあげることが期待できる。そこで現在、小型のスイスロールバーナを実現し、発熱を熱電発電に利用する研究が様々なグループによって行われている^{[5][6]}。Kim^[7]らは、小型ヒータを想定したスイスロールバーナに関する実験を行い、消炎距離である 2mm 以下の燃焼室において安定燃焼を実現している。

しかし燃焼機器の発展に対して、微小領域における超過エンタルピ燃焼に関する知見は十分に得られているとは言い難い。そこで、丸田ら^[8]はそのモデル実験として外部熱源により過熱された微小管内における燃焼実験を行っている。

図 1.2 に超過エンタルピー燃焼のモデル実験の概略を示す。図のように消炎距離以下の内径を持つ微小円管(=マイクロチャンネル)を水平に保持し、内部に予混合気を流入させる。そして、火炎自身からの発熱に代わり、熱再生状態を模擬するために外部熱源によりチャンネルを加熱する。実験では図に示すような温度勾配が形成され、自着火の条件を満たすことで混合気は着火し、火炎は上流側の勾配中に位置することとなる。実際の小型熱再生式バーナにおいても、このような温度勾配の存在する微小空間において燃焼が行われる。

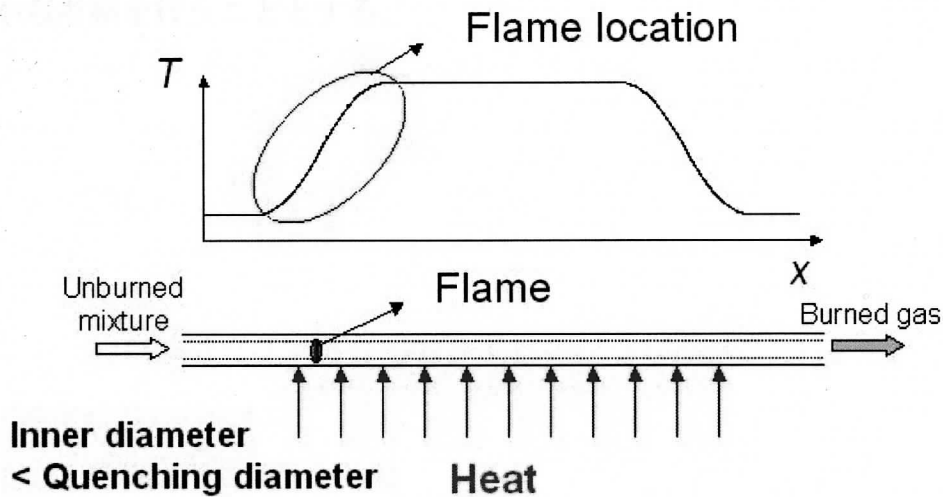
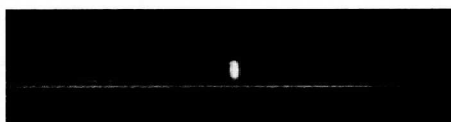


Fig. 1.2 The model of the excess enthalpy combustion in micro channel

丸田らはこのモデル実験において、消炎距離以下の微小円管内での燃焼が可能であることを示した。図 1.3 に火炎の写真を示す。



$d = 1000\mu\text{m}$



$d = 260\mu\text{m}$

Fig. 1.3 The flame images in micro channel

しかし、さらに微小な領域での燃焼を実現させることは、火炎の観察や燃焼器の物理的問題等から、非常に困難であると考えられる。

そこで、本研究では非常に微小な領域での燃焼を実現させるために、減圧環境下において燃焼させることを考える。すなわち圧力を減少させ、火炎帯を厚くすることで、大気圧下における火炎帯厚さと同程度に微小な領域での燃焼を模擬することとする。さらに外部加熱を利用することにより、熱損失の影響を排除しスケール効果の検証を試みる。したがって本研究では、減圧環境(0.06-0.6atm)において、加熱された微小円管内にできる予混合火炎の燃焼特性に関する知見を得ることを目的とし、実験と計算の両面から考察を行うこととする。

第2章 実験

本章では、実験装置及び実験方法について説明した後、燃焼特性を知る上で重要な可燃領域の実験結果について述べる。

2.1 実験装置

図 2.1 に実験装置の概略図を示す。使用したマイクロチャネルは透明な石英ガラス製の円管で、チャネルの内径は 2mm、長さは 300mm である。燃料には CH_4 を使用し、酸化剤にはコンプレッサ及びドライヤー（エアドライヤー内蔵オイルスクロール圧縮機：日立製作所製）による乾燥空気を用いた。チャネルは平面火炎バーナによって加熱を行いバーナの燃料には家庭用プロパンガスを用いた。壁面温度は、平面火炎バーナに供給する予混合気の流速及び当量比を変化させて調節した。流量の調節はコンピュータにより制御されたマスフローコントローラ(MODEL 3910E：コフロック社製)を用いて行った。

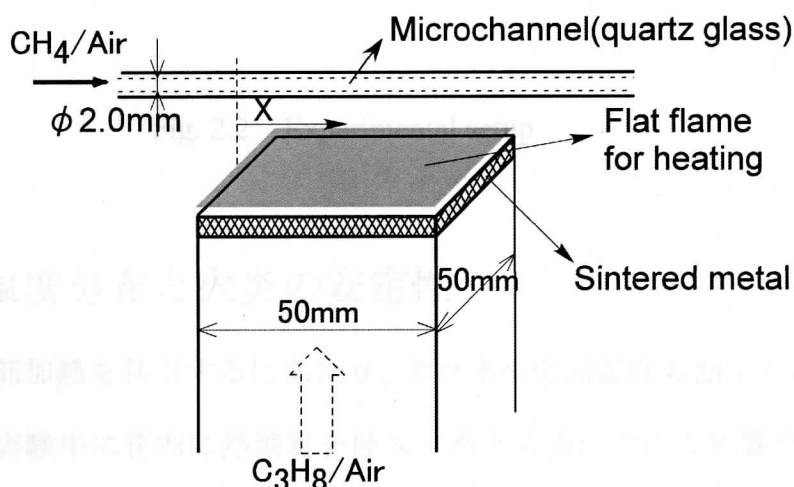


Fig. 2.1 Experimental apparatus

図 2.2 に実験装置全体の概略図を示す。管内は油回転式真空ポンプ(BSW-150：佐藤真空製)により減圧を行い、圧力の測定にはピラニ真空計(PG-D3A：佐藤真空製)を使用した。また、圧力は Cv 値の異なる 3 つのニードルバルブを開閉することで調節を行った。図中にあるサージタンク(VBAT10S：SMC 製)は真空ポンプによるノイズを低減させるために用いた。なお、火炎の観察はデジタルビデオカメラ(NV-MX5000：パナソニック製)により行った。

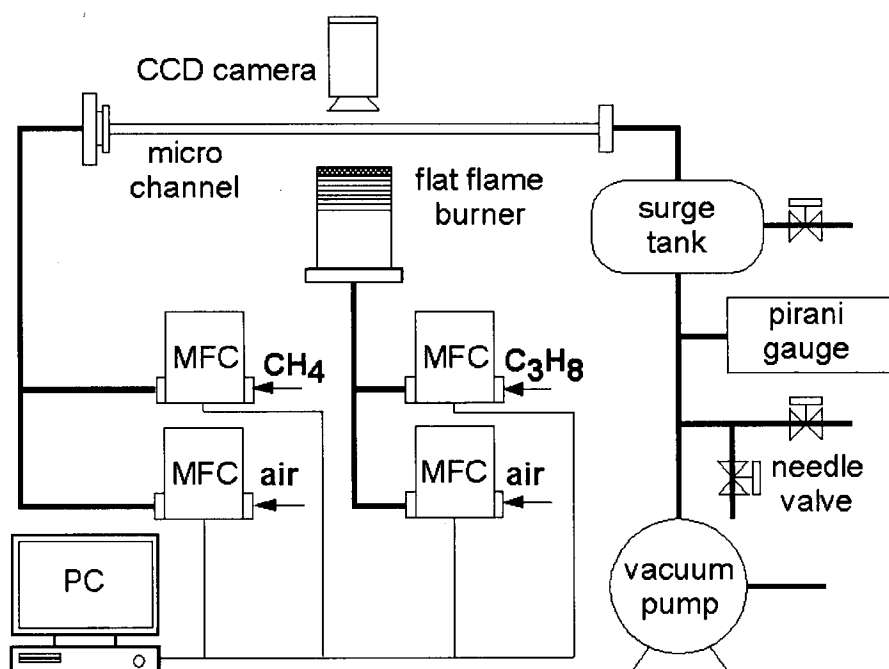


Fig. 2.2 Experimental setup

2.2 壁面温度分布と火炎の安定性

本実験で外部加熱を利用するにあたり、チャンネル壁面温度の測定が非常に重要となる。しかし、実験中に管内に熱電対を挿入すると火炎に大きな影響を与えてしまう。そこで、予備実験として管内に火炎のない状態で平面火炎バーナの流量及び当量比と、壁温分布との関係を調べた。測定については素線タイプの K 型熱電対($\phi 100\mu\text{m}$)を用

い、熱電対の位置は固定しバーナを移動させることにより温度分布を得た。

図 2.3 に管内に流れがない状態における壁面温度の測定結果を示す。図 2.1 に示すように原点はバーナの上流側の端として下流方向に x 軸正方向を定義した。また、図中の $T_{w,max}$ はチャンネル内壁の最高温度を表す。壁面が図のような温度分布を持つとき、火炎はおおよそ $x=-10\text{mm}$ から $x=15\text{mm}$ までの勾配中に位置することとなる。

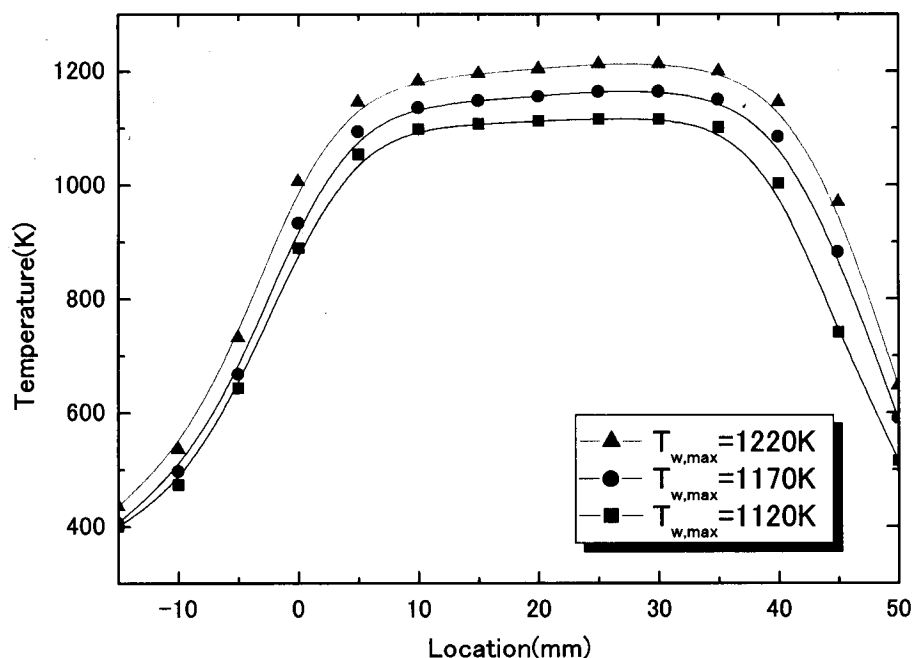


Fig. 2.3 Temperature profile in micro channel ($v=0\text{cm/s}$)

図 2.4 に管内の流れの影響をみるために、流速 100cm/s で空気を流した状態における壁面温度分布を示す。図のように流れがある場合でも $T_{w,max}$ はほとんど変化せず、壁温分布が最大約 4mm 下流に移動することがわかった。

しかし、このような管内の流れの増加に伴う壁温分布の下流への移動が、火炎のできる位置に与える影響はほとんどないと考えられる。すなわち、火炎位置は流速と管内の見かけの平均伝播速度がつり合う位置で決定されるため、流れが支配する火炎位置の変化は非常に小さいと考えることができる。

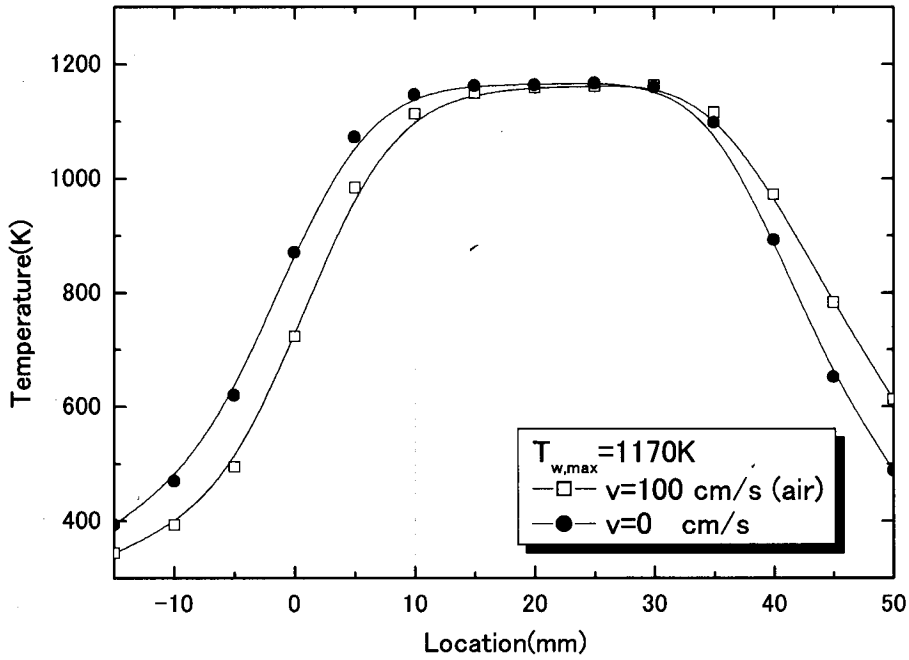


Fig. 2.4 The influence of flow velocity on temperature profile

図 2.5 に火炎が定在するメカニズムを示す。図のように火炎がある位置に定在しているとき、流速を増加させると火炎はより壁温が高い下流へ移動し、新たな位置で流速と伝播速度がつり合い、火炎の位置が決定されることとなる。

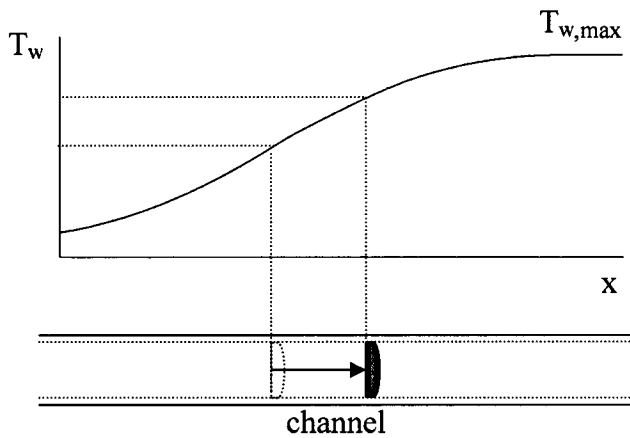


Fig.2.5 The mechanism of flame stability

2.3 実験方法

以下に本実験の手順を示す。

1. マイクロチャンネルに任意の当量比及び流速に設定した $\text{CH}_4\text{-Air}$ の予混合気を流す。
2. バーナの水冷を開始し、平面火炎バーナに着火をする。
3. チャンネル内の流体の温度が上昇し自着火する。
4. 火炎が安定した後、真空ポンプにより減圧を開始する。
5. Cv 値の大きいものから順にバルブを閉めていき、任意の圧力に調節する。
6. 圧力が一定となった状態で流速を変化させ、火炎の安定性を観察する。

2.4 火炎の観察

図 2.6 に実験により得られた火炎の画像を示す。図において eq. は当量比を表す。画像から大気圧下の火炎は火炎帯が薄く、発熱が大きいいため輝度が大きくなっていることがわかる。一方、減圧環境下における火炎は火炎帯が厚くなり、輝度は小さいため緩慢な燃焼が起こっていると考えられる。さらに、当量比が大きい方が火炎帯厚さは大きくなっているように観察されるが、このことについては第 4 章で詳述する。

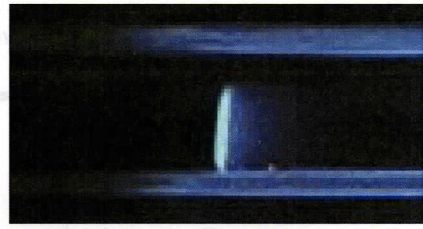
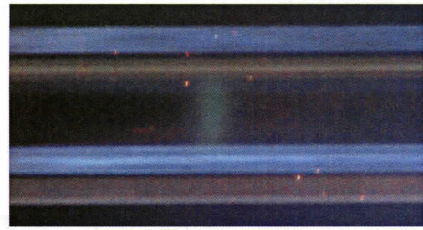
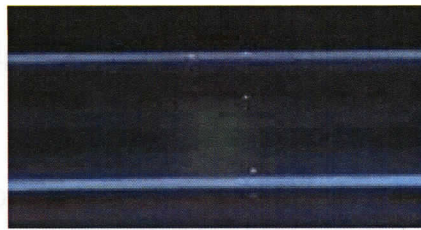
 $P=1.0\text{atm}, \text{eq.}=1.2$  $P=0.4\text{atm}, \text{eq.}=1.2$  $P=0.4\text{atm}, \text{eq.}=1.4$

Fig. 2.6 The flame images by digital camera

2.5 可燃領域

2.5.1 消炎時の火炎の位置

本研究において燃焼現象を理解するために可燃領域を調べることは非常に重要である。そこで可燃領域を調べるにあたり、まず本実験における消炎の定義について述べる。図 2.7 に流速を 5cm/s で一定とし、圧力を減少させていった場合の消炎した位置を壁面温度分布と併せて示す。

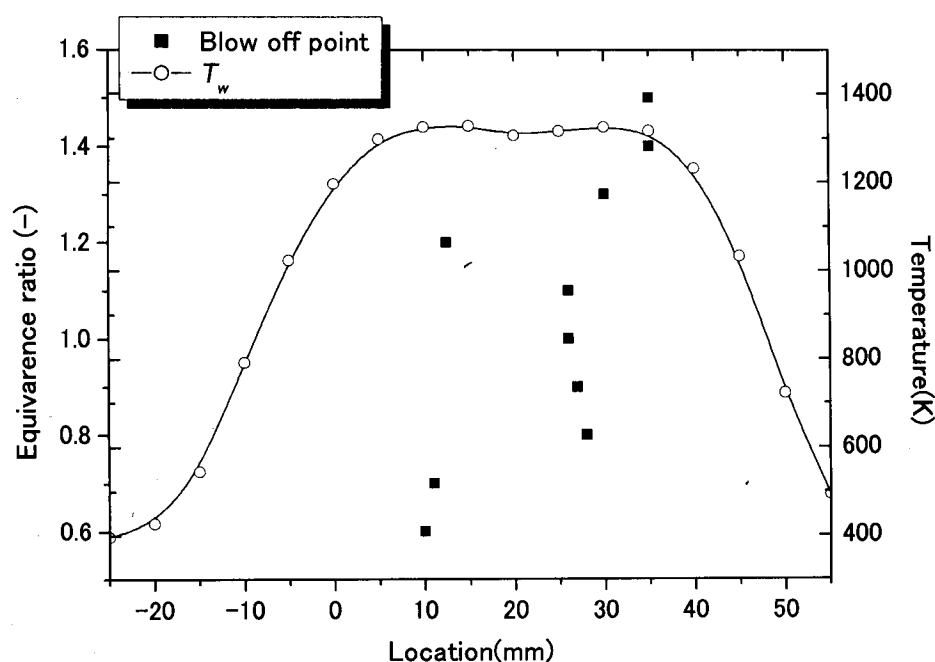


Fig. 2.7 Flame position at blow off

左縦軸は消炎したときの当量比を示しており、右縦軸は壁面の温度を示す。消炎は混合気の流速が管内の見かけの平均伝播速度よりも大きくなる時に生じる。本実験の場合、外部過熱により管壁に温度勾配が形成されているため、伝播速度は位置によって大きく異なるが、図から明らかなように消炎する位置は壁面温度が $T_{w,max}$ となっている領域に集中している。つまり伝播速度が最大となっている領域(10-35mm)で消炎が起こると考えられる。また、伝播速度が最大となる領域の中でも、上流側で消炎する場合と下流側で消炎する場合があるが、両者で圧力の差はほとんど見られなかったため、消炎が起こる条件に違いはないと考えられる。しかし、当量比 1.2 の場合を除き、燃料過濃側の方が下流側で消炎する傾向が観察された。

2.5.2 可燃領域（実験結果）

図 2.8 は可燃領域の実験結果を示している。チャンネル内径 2mm、 $T_{w,max}=1330\text{K}$ の条件下で実験を行った。本実験において流速 V_m^0 とは大気圧下における管内平均流速を

示している。各点は圧力を一定として、当量比を固定し流速を大きくしていった場合、消炎したときの条件を示している。図において燃料の希薄側と過濃側では火炎の輝度が非常に小さいため消炎したときの様子を観察することができなかった。また、当量比 1.3-1.4 付近では、消炎直前に火炎が非常に不安定となり $T_{w,max}$ となる領域をゆっくり移動しながら消炎する現象が観察された。

図から明らかなように圧力が小さいほど可燃領域が狭くなっている。これは、圧力が小さいと体積流量が大きくなることに加え、火炎帯厚さが大きくなるため火炎から壁への熱損失が増加し、消炎の起こる流速が小さくなっているためであると考えられる。

また、当量比が小さいほど消炎したときの流速は大きくなっており、可燃領域が理論混合比付近の濃度に対して非対称となった。図 2.9 に Kim らによる減圧環境下における円管内燃焼の実験結果^[9]を示す。図は任意の当量比及び圧力において火炎が定在した時の流速を表しており、燃焼速度が最も大きくなる理論混合比付近で流速も最大となっていることがわかる。このように Kim らによる実験結果と本実験結果の傾向が異なる理由の一つとして、外部加熱の有無が考えられる。

一般に当量比を変化させることは、燃料濃度の変化だけでなく火炎の温度も変化させていることになる^[10]。Kim らの実験では外部加熱を利用していないため、当量比を変化させたとき火炎が安定する流速は管内の火炎自身の温度に強く依存する。したがって、火炎の温度が最も高くなる理論混合比付近で流速は最大値を取る。一方、本実験ではバーナにより管壁を高温に暖めているため熱損失の影響が排除され、消炎時の流速は火炎自身の温度への依存が小さくなり、濃度の変化に依存する結果が得られたと考えられる。なお、可燃領域が希薄側で広がった理由については第4章で詳述する。

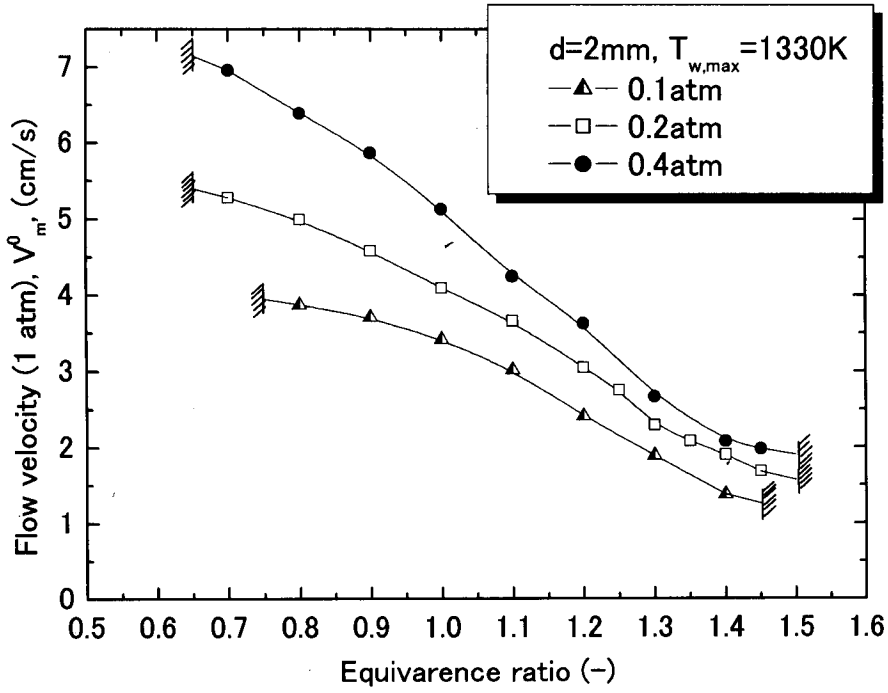


Fig. 2.8 Flammability region at constant pressure

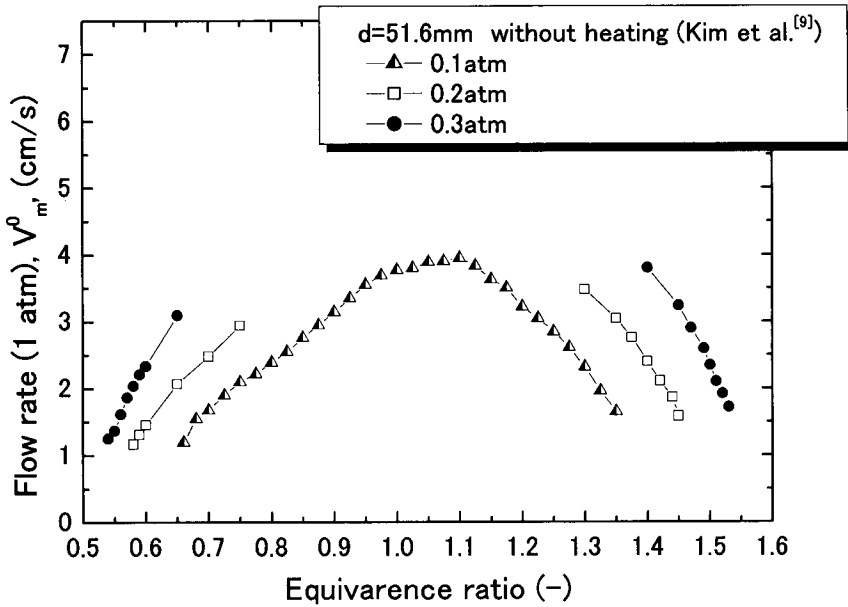


Fig. 2.9 Flammability region at constant pressure (Kim et al.^[9])

第3章 数値計算

本研究では、実験により得られた可燃領域について考察を深めることを目的とし数値計算を行った。本章では、Premix ベースのコードを用いた一次元数値計算の方法及び結果について述べ、実験結果との比較検討を行う。

3.1 数値計算方法

数値計算には、Chemkin データベースを用いた一次元 Premix^[11]コードを修正して使用した。詳細化学反応モデルには、C-1-Chemistry^[12]を使用した。以下にエネルギー方程式を示す。

$$\dot{M} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{c_p} \frac{d}{dx} \left(\lambda A \frac{dT}{dx} \right) + \frac{A}{c_p} \sum_{k=1}^K \rho Y_k V_k c_{pk} \frac{dT}{dx} + \frac{A}{c_p} \sum_{k=1}^K \dot{\omega}_k h_k W_k - \frac{A}{c_p} \frac{4\lambda Nu}{d^2} (T_w - T) = 0 \quad (1)$$

左辺第一項から順に、熱伝達項、熱伝導項、デュフォー効果^[13]を表す項、発熱項、そして流体と壁との間の熱伝達項となっている。ここで、デュフォー効果は濃度勾配による熱の移動を表している。また、(1)式において T_w は実験により得られた温度分布の測定値を近似式として与え、計算領域は 10cm とした。図 3.1 は実際に与えた近似式を示しており、 $T_{w,max}$ は 1300K とした。Nusselt 数は等温壁円管内の発達流れを仮定して $Nu=4$ ^[14] とした。

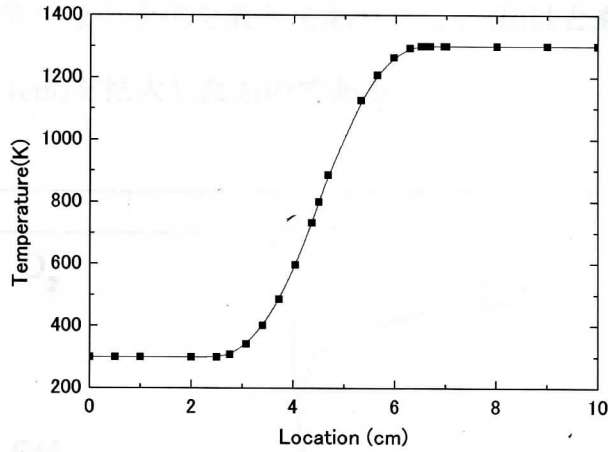


Fig. 3.1 Approximation of temperature profile

3.2 火炎構造

図 3.2 に数値計算によって得られた流体の温度変化を示す。図中(a)について、流体の温度は急激に変化しており燃焼による発熱によって 1000K 程度上昇していることがわかる。一方、(b)では温度上昇は 100K 程度であり燃焼による発熱は非常に小さいと考えられる。

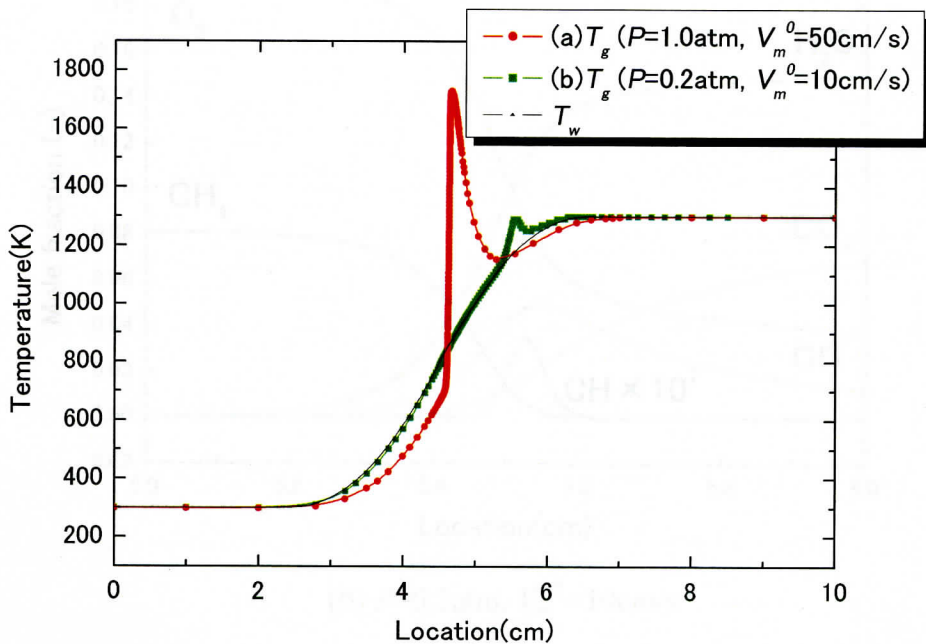
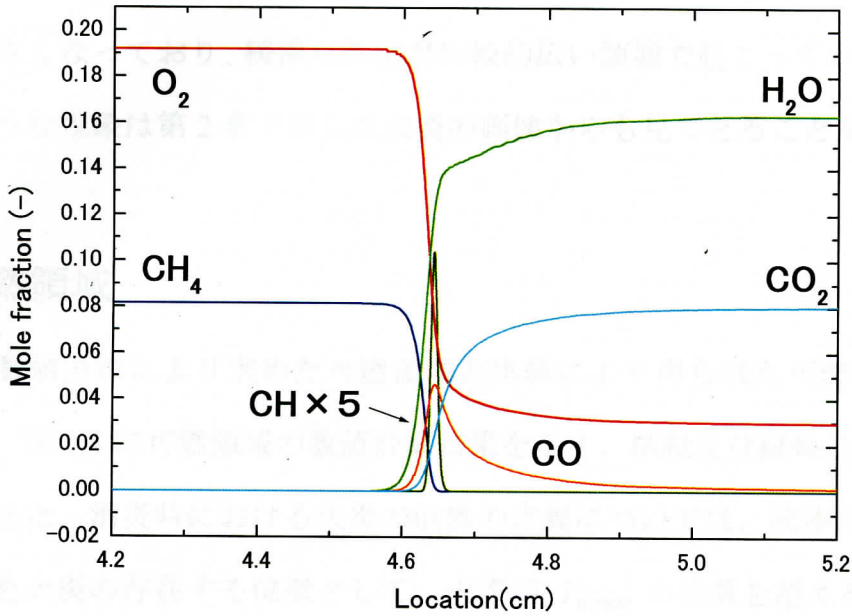
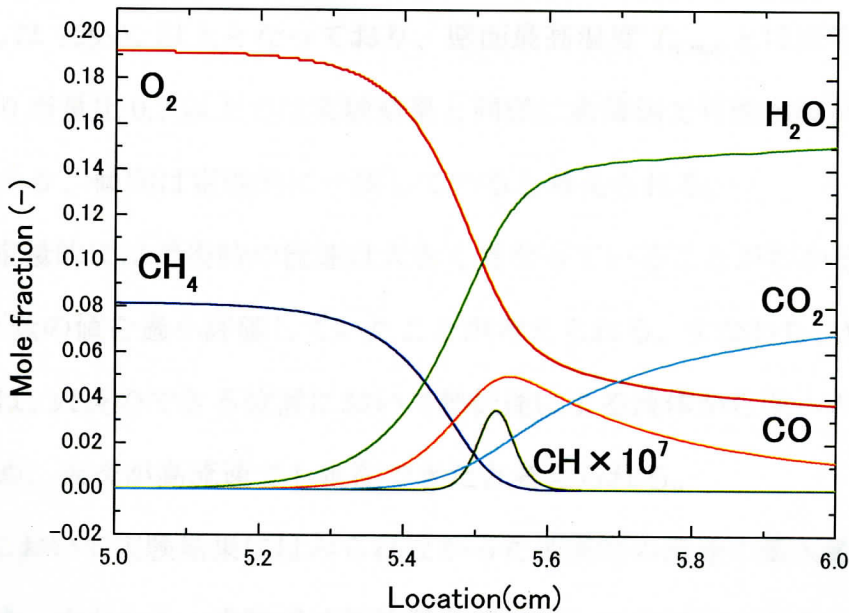


Fig. 3.2 Temperature profile of gas and wall

次に、数値計算により得られた火炎構造を示す。図 3.3 は大気圧下及び減圧環境下における各化学種のコル分率変化を表しており、(a)、(b)はともに管内の流速が等しく、火炎付近の領域(1cm)を拡大したものである。



(a) $P=1.0 \text{ atm}$, $V_m^0=50 \text{ cm/s}$



(b) $P=0.2 \text{ atm}$, $V_m^0=10 \text{ cm/s}$

Fig. 3.3 Mole fraction profile

(a)について、各化学種のモル分率はステップ状に変化しており、通常の燃焼の概念に一致するような発熱の大きい火炎が形成されていると考えられる。一方、(b)では、圧力が低くなっているため流体の熱拡散率が大きくなり、火炎面よりかなり上流から化学種の濃度変化が始まっている。また、CH 分布に注目すると減圧環境下では火炎帯厚さは大きくなっており、緩慢な燃焼が比較的広い領域で起こっていると考えられる。このような現象は第2章で示した火炎の画像からも見てとることができる。

3.3 可燃領域

本節では数値計算により求めた可燃領域と実験により得られた可燃領域との比較検討を行う。図3.4に可燃領域の数値計算結果を示す。横軸及び縦軸は実験結果と同じである。また、消炎時における火炎の位置の定義については、流体の温度が $T_{g,max}$ となる位置を火炎の存在する位置として、火炎が $T_{w,max}$ の位置を超える直前とした。すなわち、本計算では近似式より $T_{w,max}$ となる位置は $x=6.5\text{cm}$ と定めているため、その直前である $x=6.45\text{cm}$ を越えたとき消炎したと判断した。なお、 $x=6.45\text{cm}$ における壁面温度 T_w は 1299K 以上となっており、壁面最高温度 $T_{w,max}$ とほぼ等しいと考えられる。図より当量比 0.7 以上では実験結果と同様に希薄側で可燃領域が広がっていることがわかり、傾向は定性的に一致していると考えられる。

しかし、定量的には消炎時の流速は大きく異なっていることがわかる。この理由として *Nusselt* 数の値を過小評価していたことが考えられる。すなわち、 $Nu=4$ とした場合の計算では、火炎のできる位置において熱伝達による流体から壁への熱損失が小さくなったため、火炎が高流速でも定在できたと考えられる。

また、図において実験結果にはみられなかった消炎時の流速の最大値が存在することがわかった。すなわち、実験では理論混合比に対して非対称であると思われた可燃領域は、今回の計算により対称となる濃度は異なるが Kim らによる実験結果と同様の傾向を示す可能性があることがわかった。

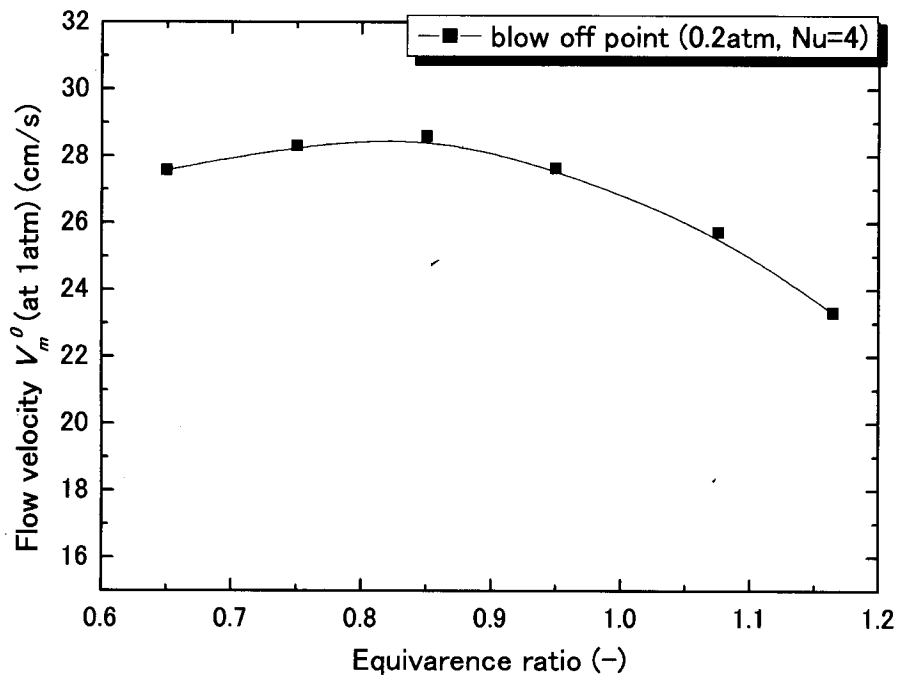


Fig. 3.4 Flammability region at constant pressure

第4章 火炎帯厚さ

本章では、減圧環境下において火炎帯厚さが大きくなることについて、実験及び数値計算結果を用いて定量的な評価を行う。また求めた火炎帯厚さより *Peclet* 数及び化学反応時間を見積もり、実験結果に対する考察を行う。

4.1 火炎帯厚さ

図 4.1 は可燃領域の実験において 0.2atm における消炎直前の火炎帯厚さを示したものである。図中(a)について説明する。まず、大気圧下における理論混合比のメタンの火炎帯厚さ δ_0 を詳細計算によって求め、図 4.2 に示すように CH のピーク濃度 l_{max} と、火炎帯厚さが δ_0 となる CH 濃度 l_δ の比を求めた。そして、その比を基準として消炎直前と同じ条件における CH 分布よりそれぞれの δ_{ch} を求めた。

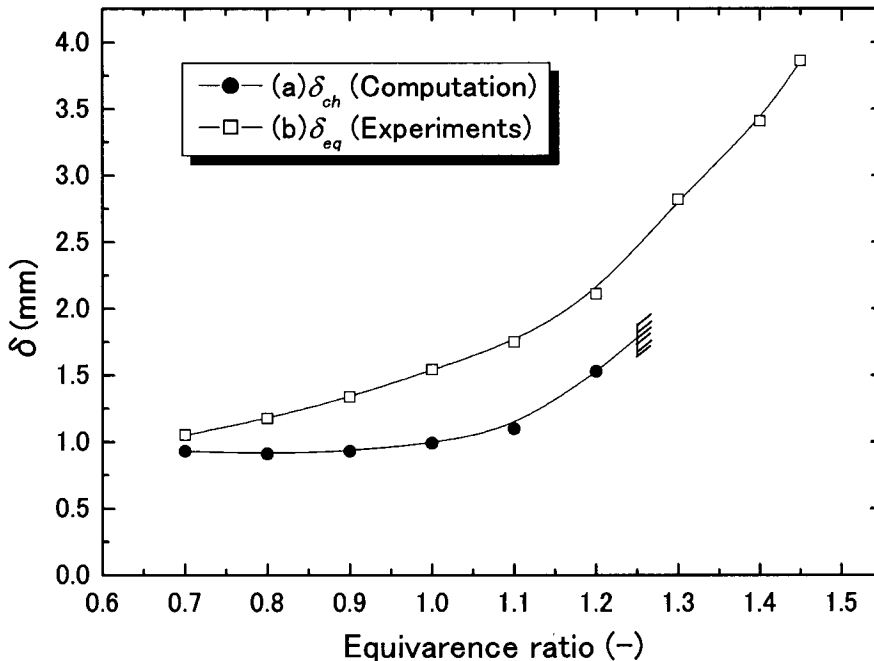


Fig. 4.1 Flame thickness at 0.2atm

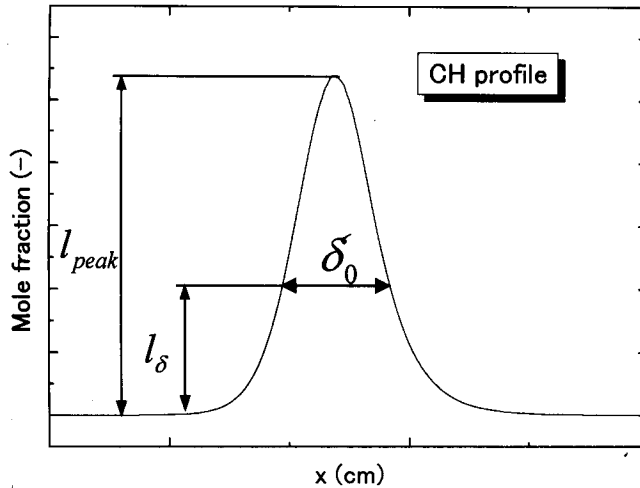
Fig. 4.2 Estimation of δ_{ch}

図 4.1(a)において当量比が 1.2 より大きい領域では火炎帯厚さを求めることができなかった。これは、実験で観察されたように当量比が大きい領域では火炎が非常に不安定な状態となって消炎するため、計算上でも解を見つけることが困難であるからであると考えられる。

図中(b)について、 δ_{eq} は Kim らが用いた火炎帯厚さの式に図 2.8 の実験データを代入することによって求めた。 δ_{eq} は次式で表される。

$$\delta_{eq} = \frac{k}{c_p \rho_u^0 V_m^0} \quad (2)$$

ここで k 、 c_p は既燃ガスの熱伝導率及び比熱を表し、 ρ_u^0 、 V_m^0 は、大気圧下における未燃ガスの密度と流速を表している。(2)式において k 、 c_p 、 ρ_u^0 は圧力によってほとんど変化がないため、 δ_{eq} は流速に大きく依存することになる。したがって、当量比が大きいほど消炎時の流速が小さいため火炎帯厚さは大きくなる。このような傾向は数値計算によって求めた δ_{ch} でも確認することができ、図から実験結果と数値計算結果は定性的に一致していることがわかる。しかし、 δ_{ch} は当量比 0.8 付近で最小値になっており、さらに希薄側の領域では火炎帯が再び厚くなることが推測される。このことは(b)において当量比が小さくなるほど δ_{eq} の変化が小さくなっていることから

推測することができる。また、第3章で得られた可燃領域の数値計算結果においても、当量比0.8付近から消炎時の流速が小さくなる傾向がみられたことを考えると、希薄側では現象に変化が現れることを示唆していると考えられる。

また、大気圧下におけるメタンの火炎帯厚さ δ_0 を数100 μm とすると、図4.1より δ_{ch} および δ_{eq} は δ_0 の10倍以上となっており、火炎帯厚さと同程度に微小な流路内における燃焼を実現できたと考えられる。

4.2 ペクレ数

本節では、可燃領域の実験において消炎したときの熱的な状態を調べるために前節で求めた火炎帯厚さより *Peclet* 数を見積もり、消炎についての考察を深める。

$$Pe = \frac{\rho c_p V d}{\lambda} = \frac{d}{\delta} \quad (3)$$

(1)式のように *Peclet* 数は管の直径 d と火炎帯厚さ δ の比によって表すことができる無次元数である。本実験においては熱伝達により軸方向に移動する熱と、軸と垂直な方向、すなわち壁に移動する熱との比を表すこととなる。図4.3は本実験の消炎直前における *Peclet* 数と図2.9の消炎限界における *Peclet* 数を示しており、それぞれ(2)式より求めた δ_{eq} を用いて算出を行った。図からわかるように、Kimらの実験における *Peclet* 数^[9]はおおよそ10付近で一定の値になっている。一方、本実験において *Peclet* 数はKimらのそれに比べ1桁程度小さい0.1付近の値となっており、さらに変化の様子は流速に依存していると考えられる。このことから、それぞれの実験において消炎時の熱的な状態が大きく異なることがわかる。まず、Kimらの実験では *Peclet* 数が一定であることより、火炎の発熱量に対して周囲への熱損失が大きくなったため消炎していると考えられる。一方、本実験における *Peclet* 数は非常に小さいことから、壁への伝熱量が大きいことが示唆されるが、本実験では外部加熱により熱損失の影響が小さくなっているため火炎を定在させることができたと考えられる。また、*Peclet* 数が一定でないことより本実験において消炎は熱損失によって生じるのではなく、吹き飛

びによって起こっていると考えられる。このことは消炎時の火炎の形状からも推測することができる。すなわち、Kimらの実験では消炎直前に火炎が湾曲し周囲にデッドスペースが形成され消炎した^[9]のに対し、本実験では何の変化も起こらず平面火炎のまま消炎していることから言える。

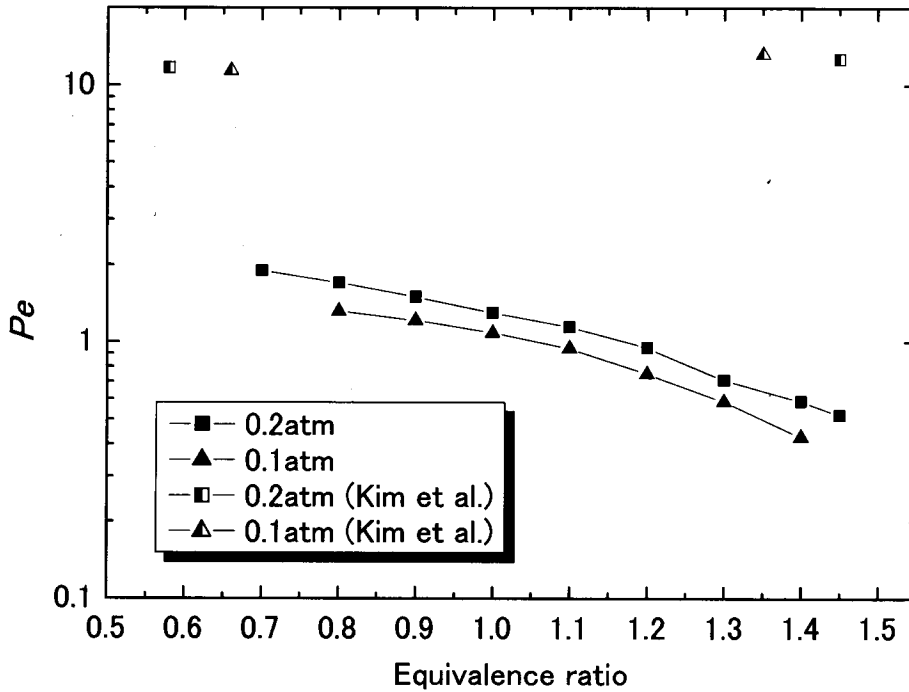


Fig. 4.3 Peclet number at extinction limit

4.3 化学反応時間

ここでは、4.1 節で求めた火炎帯厚さから化学反応時間を求めその結果について考察を行う。火炎が定在できるかどうかは、流体が火炎帯を通過する時間、すなわち流れの特性時間 τ_a が火炎帯内での化学反応の特性時間 τ_c に比べて大きいかどうかによって決まる^[15]。次に火炎の吹き飛びについて議論するために重要なパラメータである第1Damkohler数を示す。

$$Da = \frac{\tau_a}{\tau_c} \quad (4)$$

第3章で述べた可燃領域について、吹き飛びが生じる時のDamkohler数は等しいと考

えられる。そこで、吹き飛び直前の τ_c を調べることにより、可燃領域が理論混合比に対して非対称となった理由について考察を深めることとする。

τ_c は次式で表される。

$$\tau_c = \frac{\delta}{S_L} \quad (5)$$

ここで、火炎帯厚さ δ は図4.1における δ_{ch} を用い、層流燃焼速度 S_L はその代表値として流体の速度の最大値を取ることにした。図4.4に求めた τ_c の結果を示す。

図から、当量比が小さいほど τ_c は短いことがわかる。これは当量比が小さい場合燃料に対して酸化剤が多いため、メタン分子と酸素分子が衝突する確率が高くなり反応速度が大きくなっているからであると考えられる。したがって、当量比が小さいほど流速が大きい場合でも火炎を定在させることができ、実験結果のように可燃領域は非対称になったと考えられる。しかし、今回求めた化学反応時間は厳密には燃焼速度の値を用いていないため、精度の良い結果であるとは言えない。したがって、新たに数値計算モデルを考えることにより化学反応時間を調べ、今後さらに検討していく必要がある。

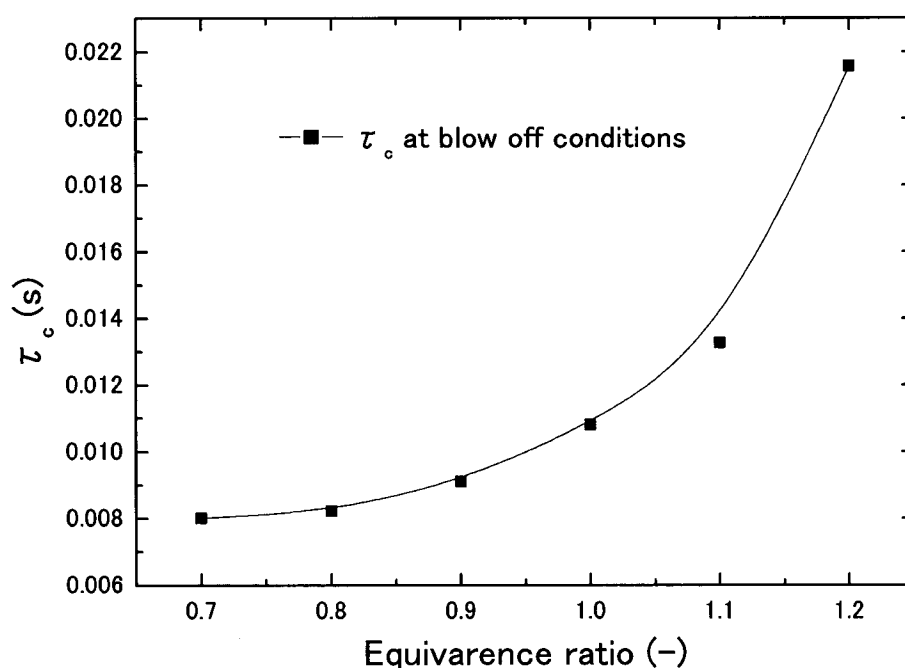


Fig. 4.4 Chemical reaction time

第 5 章 結論

火炎帯厚さと同程度に微小な流路内における燃焼について知見を得ることを目的として、減圧環境下において加熱された微小円管内の燃焼特性に関する実験及び数値計算を行った。以下に本研究で得られた知見を示す。

1. 実験及び数値計算結果より減圧環境下では緩慢な燃焼となり火炎帯が厚くなることを確認した。また圧力 0.2atm のとき、火炎帯厚さは大気圧下の 10 倍以上となり火炎帯厚さと同程度に微小な流路内における燃焼が実現できた。
2. 実験により求めた可燃領域について、流速の上限界は理論混合比に対して非対称となり希薄側の方がより可燃範囲が広くなることを確認した。しかし、数値計算により求めた可燃領域は当量比 0.8 付近で最大となり、さらに希薄側では狭くなる可能性があると考えられる。
3. 本実験において消炎直前の *Peclet* 数が非常に小さいことより、壁への伝熱量は大きいことが示唆されるが、外部加熱により熱損失の影響が小さくなるため火炎は定在することができたと考えられる。
4. 吹き飛び直前の火炎について、燃料希薄側では反応速度が大きいため高流速域においても火炎を定在させることができ、このことが実験結果の傾向を説明する一つの理由であることがわかった。

参考文献

1. J. Bryzek, Sensors and Actuators A, 56, pp.1-9,(1996)
2. F. J. Weinberg, Nature, 233, pp.239-241,(1971)
3. F. J. Weinberg, Advanced Combustion Methods, pp.186-236,(1986)
4. S. Maruyama, T. Aoki, K. Igarashi, S. Sakaki, Energy, 30, pp.359-371, (2005)
5. L. Sitzki et al, Proceedings of the 3rd ASPACC, pp.473-476, (2001)
6. J. Vican et al, Proceedings of the Combustion Institute, 29, pp.909-916, (2002)
7. N. I. Kim, S. Kato, T. Kataoka, T. Yokomori, S. Maruyama, T. Fujimori and K. Maruta, Combustion and Flame 141, pp.229-240, (2005)
8. K. Maruta, T. Kataoka, N. I. Kim, S. Minaev Proceedings of the. Combustion Institute, 30, pp.2429-2436, (2005)
9. N. I. Kim, T. Kataoka, S. Maruyama, K. Maruta Combustion and Flame 141, pp.78-88, (2005)
10. J. Ahn, C. Eastwood, L. Sitzki, P. Ronney, Proceedings of the. Combustion Institute, 30, pp.2463-2472, (2005)
11. M. D. Smooke, Journal of Computational Physics, 48, pp.72,(1982)
12. R. J. Kee, J. F. Grcar, M. D. Smooke, J. A. Miller, Sandai Report, SAND85-8240, (1994)
13. 平野敏右, 燃烧学, 海文堂, 第5版, pp89-90, (2000)
14. D. G. Norton and D. G. Vlachos, Combustion and Flame 138, pp.97-107, (2004)
15. 新岡嵩, 河野道方, 佐藤順一編著, 燃烧現象の基礎, オーム社, (2001)