The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	管状火炎の燃焼伝熱特性の基礎的解明と産業応用に関する研究
Author(s)	白神, 洋輔
Citation	大阪大学, 2016, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/55937
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

博士学位論文

管状火炎の燃焼伝熱特性の基礎的解明と産業応用に関する研究

白神　洋輔

2016 年 1 月

大阪大学大学院工学研究科

目次

第 1 章　緒　論 1
1.1　はじめに 1
1.2　管状火炎 2
1.2.1　管状火炎の実用に向けた従来の取り組み 2
1.2.2　管状火炎の実用に向けた課題 3
1.3　本研究の目的と構成 7

第 2 章　管状火炎バーナにおける振動燃焼の解析 13
2.1　小径管状火炎バーナにおける振動燃焼 13
2.1.1　実験装置および実験条件 13
2.1.2　管状火炎バーナの振動燃焼 15
2.1.3　実験結果および考察 16
2.1.3.1　安定 / 振動燃焼範囲 16
2.1.3.2　非燃焼時の音響計測 17
2.1.3.3　管状火炎の火炎振動と音響学的共鳴振動 19
2.1.3.4　管状火炎のバーナ形状および燃焼条件と振動燃焼の関係 23
2.1.4　結言 24
2.2　大径管状火炎バーナにおける振動燃焼 25
2.2.1　実験装置および実験方法 25
2.2.2　実験結果および考察 27
2.2.2.1　火炎外観および安定 / 振動燃焼範囲 27
2.2.2.2　圧力測定および周波数解析 30
2.2.3　考察 35
2.2.4　結言 38

第 3 章　管状火炎の伝熱特性 40
3.1　管状火炎の炉筒面での伝熱特性 40
3.1.1　実験装置および実験方法 40
3.1.1.1　燃焼場での伝熱実験 40
3.1.1.2　非燃焼場での伝熱実験 41
3.1.2　実験結果および考察 42
3.1.3　結言 44
3.2　コイル状伝熱管を用いた管状火炎の伝熱特性の解析 45
3.2.1　実験装置および方法 46
3.2.2　実験結果および考察 49
3.2.2.1　火炎長 49

3.2.2.2　水と燃焼ガスの温度分布 50
3.2.2.3　熱交換器各領域の伝熱割合 53
3.2.2.4　熱伝達率 54
3.2.3　結言 60

第 4 章　管状火炎二段燃焼による窒素酸化物の排出抑制 62
4.1　管状火炎二段燃焼の NO_x 低減効果 62
4.1.1　実験装置および実験方法 62
4.1.2　熱バランスを考慮した計算によるコンセプト検討 64
4.1.3　管状火炎の火炎長 66
4.1.4　実験結果および考察 66
4.1.5　結言 73
4.2　酸素富化燃焼バーナへの適用 74
4.2.1　実験装置および実験方法 74
4.2.2　実験結果および考察 77
4.2.2.1　管状火炎二段燃焼の成立条件 77
4.2.2.2　NO_x および一次燃焼領域での放熱 78
4.2.2.3　単段燃焼と管状火炎二段燃焼の比較 79
4.2.3　結言 83

第 5 章　管状火炎による粉体の気中加熱 85
5.1　軸流を伴う管状火炎の燃焼特性 85
5.1.1　実験装置および実験方法 85
5.1.2　実験結果および考察 93
5.1.2.1　軸流が火炎形成可能範囲に及ぼす影響 93
5.1.2.2　軸流がバーナ上流端からの浮き上がりに及ぼす影響 98
5.1.2.3　軸流を伴う管状火炎の軸方向温度分布 101
5.1.3　結言 104
5.2　軸流を伴う酸素管状火炎による粉体気中加熱の実証 105
5.2.1　実験装置および実験方法 105
5.2.2　実験結果および考察 108
5.2.2.1　粉体気中加熱実証用酸素バーナの燃焼特性 108
5.2.2.2　粉体気中加熱の実証 113
5.2.3　結言 115

第 6 章　結　論 118

記号

本論文での使用記号を以下に記す.

A_0 : 理論空気量
A_{1st} : 一次バーナに供給した酸化剤流量
A_{2nd} : 二次バーナに供給した酸化剤流量
A_b : 燃焼管断面積
A_i : 温度計測位置での流路断面積
b : 管状火炎バーナのスリット幅
c : 音速
c_{pm} : 燃焼ガス平均比熱（$kJ/m^3{}_NK$）
c_{pw} : 水の代表比熱（kJ/kgK）
C : 酸素濃度，$=O_2/(O_2+CO_2)$
d : 燃焼管内径，レイノルズ数およびヌセルト数での代表長さ
d_b, D_b : 管状火炎バーナ内径
d_{in} : コイル状チューブ内径
d_{out} : コイル状チューブ外径
D : コイル状チューブ熱交換器の内径
D_i : 内部挿入管外径
f : 振動周波数
h : 平均熱通過率
h_g : 燃焼ガスとの熱伝達率
h_w : 水との熱伝達率
I : 計測対象ガスのレイリー散乱光強度
I_0 : 基準としたガスのレイリー散乱光強度
I_{z_Lift} : 火炎の浮き上がり位置を示す発光強度
κ_i : モル分率
l_{flame} : 管状火炎の火炎長
l_g : 燃焼管長
L : 内部挿入管の挿入長さ
L_{1st_burner} : 一次バーナ上流端から二次バーナ上流端までの一次燃焼領域の長さ
L_{1st_flame} : 二段燃焼時において一次バーナに形成される管状火炎の火炎長
m : 式(3.2.9)の係数
M_g : 燃焼ガスの質量流量
M_w : 水の質量流量
n : 管状火炎バーナのスリット数
Nu : ヌセルト数，$=hd/\lambda_g$

Nu_0 : 軸方向の発達ヌセルト数（第 3 章参考文献 1）
Nu_{fd} : 軸方向の発達ヌセルト数（第 3 章参考文献 9）
p_0 : 音圧レベルの基準値
p' : 圧力変動成分
P_r : プラントル数
q : 局所の熱流束
q_f : 燃料の高位発熱量
q_v : 燃焼負荷（kW/m^3）
q' : 熱発生速度変動成分
Q : 体積流量
Q_a : 空気流量
Q_{ic} : 冷却水の受熱量
Q_{HHV} : 高位発熱量基準の燃焼量
Q_{LHV} : 低位発熱量基準の燃焼量
R : 総熱抵抗，$= 2/(d_{out}\pi h)$
R_b : 燃焼管半径
R_e : レイノルズ数，$= M_w d/\mu_g$
R_g : 燃焼ガスの対流熱伝達での熱抵抗
R_{SUS} : チューブ壁の熱伝導での熱抵抗
R_w : コイル状チューブ内部表面と水との熱伝達での熱抵抗
S : 流路断断面積
S_L : 層流燃焼速度
S_w : スワール数
T_0 : 基準としたガスの温度
T_{2nd} : Q_{ic}/Q_{HHV}を考慮した二次火炎の平衡温度
$T_{ad,\,1st}$: 一次当量比ϕ_{1st}から算出した一次火炎の断熱火炎温度
T_g : 燃焼ガス代表温度
$T_{g,exit}$: 燃焼ガスの熱交換器出口代表温度（代表排ガス温度）
$T_{g,exit,i}$: 燃焼ガスの熱交換器出口局所温度（局所排ガス温度）
T_{ic} : 中間放熱後の燃焼ガス温度
T_w : 壁面温度
u : コイル状チューブ外表面における軸方向速度
u_s : スリット出口の平均流速
u_z : チューブ状熱交換器内の平均軸方向流速
V_a : 平均軸方向流速
V_t : 平均接線方向吹き出し速度
u_z : コイル状チューブ熱交換器内での平均方向速度
V_w : 燃焼ガス流量

w : 流速
W_s : 管状火炎バーナのスリット厚み
z : 軸方向距離
α_{mn} : 横方向モードに対して与えられる無次元数（第 2 章参考文献 2）
α_{nm} : 横方向モードに対して与えられる無次元数（第 2 章参考文献 16）
β : 酸素比，$=O_2/O_{2th}$
Δl : 開口補正値
ΔQ : 伝熱量
ΔT_w : 上昇水温
ϕ, ϕ_{Total} : 総括当量比
ϕ_{1st} : 一次当量比
λ : 空気比（空気過剰率）
λ_g : 燃焼ガスの熱伝導率
λ_{SUS} : ステンレス鋼の熱伝導率
μ : 粘性係数
μ_g : 燃焼ガスの粘度
σ : 相対レイリー散乱断面積
ρ : 密度

第 1 章

緒　論

1.1　　はじめに

日本国内で消費されるエネルギーの約 44%は産業部門が占める [(1)]．産業部門のエネルギー消費は，1970 年代の二度の石油ショックを契機に省エネルギー化が進み，国内総生産（GDP）が高い伸び率で増加したにもかかわらず，横ばいで推移した（図 1.1.1 参照）．しかしながら，依然として産業部門が最大のエネルギー消費部門であることは変わらず，引き続き省エネルギー対策が必要とされている．また，省エネルギーと合わせて，燃焼過程で発生する二酸化炭素（CO_2）や窒素酸化物（NO_x）などの更なる低減も要請されている．

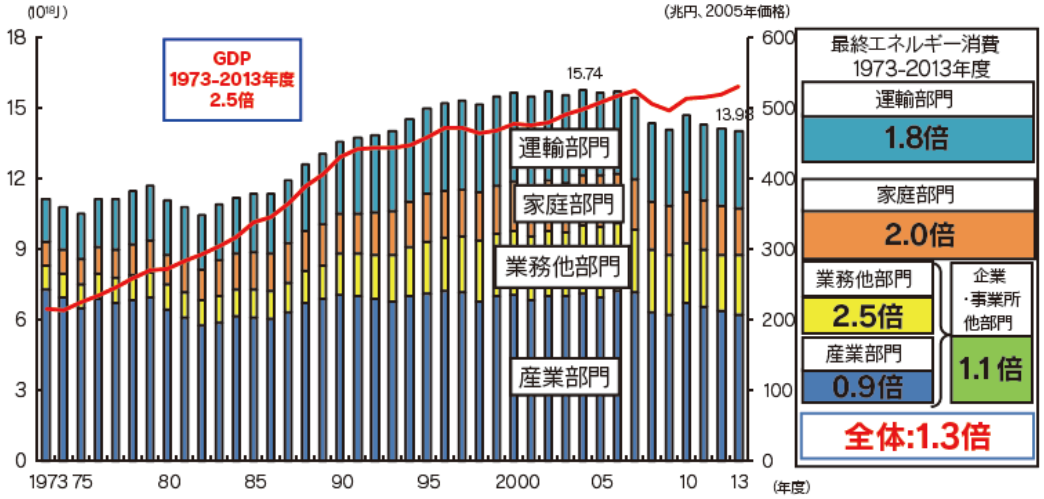


Fig. 1.1.1 Sectoral energy consumption in Japan[(1)].

図 1.1.2 に，産業部門のエネルギー源別消費の推移 [(1)] を示す．近年，エネルギー源としてメタンを主成分とする天然ガス・都市ガスの割合が増加する傾向にある．天然ガス・都市ガスは，石炭や石油と比べて H/C 比（Hydrogen-Carbon Ratio）が高く，発熱量あたりの CO_2 排出量が少ない特徴がある．

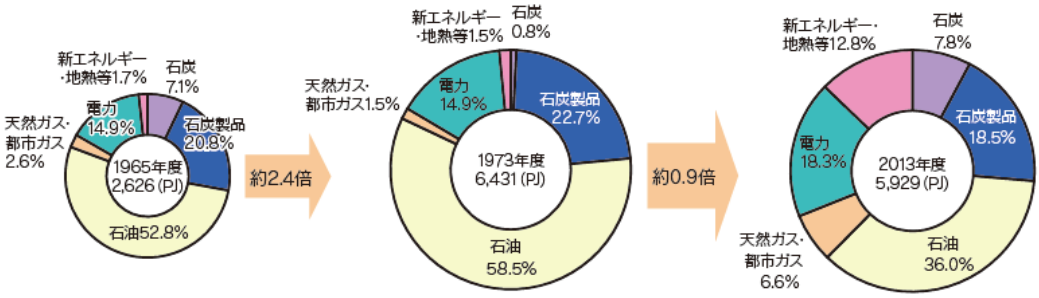


Fig. 1.1.2 Industry energy consumption in Japan[(1)].

産業で使用される加熱設備は，我が国の歴史的背景から石油や石炭を燃料として想定して設計されたものが多い．CO_2 の排出量削減を主目的とした気体燃料への燃料転換のために，各種産業における多種多様な被加熱物に合わせて，気体燃料の特性を発揮できる様々な加熱設備の改良やバーナの開発が進められている．

1.2 管状火炎

管状火炎は，可燃性ガスを多孔質管の外側から内側に向かって吹き込んだり，管の軸方向に開口した矩形スリットから接線方向に吹き込んだりすることで形成される[(2)(3)(4)]．前者は対向流型管状火炎，後者はスワール型管状火炎と呼ばれる．いずれも，火炎の外側を常温の未燃ガスが，内側を既燃ガスが流れる火炎構造となる．既燃ガスは管の両端から排出される．管状火炎は，軸対称伸張流場に形成される円筒座標系の火炎片として，基礎燃焼学の立場から研究されてきた．

管状火炎を用いて燃焼現象の解明が進む過程で，火炎帯や燃焼ガスの断熱性が高いことや，スワール型では強い旋回運動により 3 つの淀み点をもつ Sullivan 流れ[(5)]となり，高温燃焼ガスの循環により火炎が吹き飛び難いことなどの管状火炎の特徴が明らかになった[(2)(6)(7)(8)]．これらの管状火炎の特徴が，応用面で優れた長所に発展する可能性から，実用に向けた研究が始まった．

2002～2006 年に実施された NEDO の基盤技術推進事業「次世代型バーナの開発」において，実用に向けた改良の過程で，バーナ構造の 2 点の変更が提案された．1 点目は，両端から燃焼ガスを排出させる構造から，一端を閉じて片側から排出させる構造としたことである[(9)]．両端から燃焼ガスが排出される場合と比べ，燃焼ガスの熱利用が容易で，従来の熱設備の大幅な改造も不要となった．2 点目は，燃料と酸化剤からなる混合気の供給スリットを，燃料と酸化剤に別個に分離して供給する方式にしたことである[(8)(10)]．燃料と酸化剤が火炎帯に到達する前に，燃焼室内で急速に混合させる方式であり，この構造のバーナは急速混合型管状火炎バーナと呼ばれる．予混合方式では，逆火[(11)]を考慮してバーナの設計や運転条件を設定する必要があるが，急速混合方式では逆火の危惧が回避される．これを契機に，管状火炎の実用に向けた研究が盛んとなった．

1.2.1 管状火炎の実用に向けた従来の取り組み

スワール型の管状火炎は，火炎の断熱性が高く，燃焼ガスの循環により火炎が吹き飛び難い特長を有する．管状火炎は，Zabetakis[(12)]の標準的方法で測定された燃料の可燃限界近く，場合によっては可燃限界を超えてまでも燃焼が維持される．火炎形成可能範囲が広いことから，管状火炎バーナは消火剤の性能評価に使用されたこともある[(13)(14)]．石岡らは，製鉄所で発生する発熱量の低い副生ガスの管状火炎による燃焼利用についての研究を行った．管状火炎バーナを用いることで，発熱量 2.6 MJ / m^3_N の低発熱量ガス燃料でも安定した燃焼が維持されることが報告されている[(15)]．また，

篠森らは，管状火炎を用いた低温排ガスの循環燃焼に関する研究を行い，小型ボイラにおける NO_x 低減の可能性を示した [16] [17].

管状火炎は，小径管内でも断面積に対して高負荷燃焼が可能であり，火炎の断熱性が高く，燃焼ガスの循環により火炎が吹き飛び難い特徴を有している．この特性を活かして，下栗らは，熱電素子による小型発電システム用バーナとしての応用に関する研究を行っている [18] [19]．管状火炎を用いることで，内径 2 mm の管内で，燃焼量 200 W の燃焼（64 W / mm^2）が実現された [20]．また，太場らは，焼結ボルトの加熱に管状火炎を用いた．焼結ボルトに挿し込まれた加熱用の棒状電気ヒータを取り外し，中空となった内部を管状火炎で加熱した．小径管内でも高負荷燃焼を実現した結果，電気ヒータと比べて，所定の温度に到達する時間が 1 / 4 以下に短縮された [21] [22].

また，管状火炎の高い保炎性や，中心部の断熱性の高い燃焼ガスを応用する研究も行われてきた．下栗らは，管状火炎をパイロット炎（袖火）[23] にすることで，噴流火炎の吹き飛びを抑制し，噴流の噴出速度が 150 m / s でも吹き消えが起きないことを示した [24]．また，噴流火炎の燃料をバイオマスとした研究が NEDO 基盤技術推進事業「次世代型バーナの開発」で，燃料を廃棄ポリエチレンテレフタレート樹脂とした研究が石野らによって，それぞれ行われた．いずれにおいても，固体燃料でありながら，高い燃焼効率（低い未燃率）が実現されたことが報告されている [25] [26].

1.2.2 管状火炎の実用に向けた課題

管状火炎の実用に向けた取り組みは，個別の産業ごとの多様な目的や要求に合わせて進められてきたものの，現状では普及には至っていない．管状火炎を産業用用途に普及させるにあたり，いくつかの課題が残っているものと考えられる．その 1 つは，振動燃焼 [27] [28] [29] [30] の抑制である．従来の研究において，長い管内で高負荷燃焼させた際 [22] や，酸化剤を酸素とした際 [31] などで，振動燃焼の発生が報告されている．「日本機械学会，機械工学便覧 A6 熱工学」[30] では，振動燃焼の抑制方法として，予混合燃焼方式よりも，拡散燃焼方式を採用すべきであることが推奨されている．管状火炎は，急速混合型であっても，燃料と酸化剤が火炎帯に到達するまでに急速に混合されるために，拡散燃焼よりも予混合燃焼に近い特性を有する [8] [32]．管状火炎の実用化においては，振動燃焼を抑制するバーナの設計指針や運転条件を明らかにする必要がある．

また，管状火炎を形成するには強い旋回運動が必要となるため，管状火炎バーナでは，従来と比べて給気系の圧力損失が増加する場合が多い．管状火炎バーナ適用に際しての熱設備の改造を最小限として，なおかつこのような実用上の不都合点を許容するだけの産業上の利得を提示する必要がある．本研究では，管用火炎の応用を検討する上で，まず，NO_x 低減のために汎用される二段燃焼法の適用を試み，その利得を示す．管状火炎を用いた二段燃焼に関しては，NEDO 基盤技術推進事業「次世代型バーナの開発」において試行事例がある．NO_x 低減に有効であるとの考察がなされているが，実用機を用いての実験であったために，変更できるバーナ形状や燃焼条件に限り

があり，実際の効果を示すまでの報告には至っていない[15][25]．したがって，更なる検討の余地があり，NO_x 低減効果に対する議論の進展が望まれている．

1.2.2.1　振動燃焼

振動燃焼の機構解明は着実に進められて現在に至っているが，実用的にはまだ不明な点も多い．熱駆動型の振動については，Rijke 管の流れのない場での Raun らの実験[33]にはじまり，流れのある場では甲藤らが質量流量と発熱量を変化させた実験を行った．管の上流端から 1/4 の位置に発熱体をおいた場合に，振動領域が最も発生し易いことを示し，発熱体前後の温度上昇が振動の支配的な発生要因であることを明らかにしている[34]．

発熱体が火炎になると，発熱速度の変動を考慮する必要がある．実用的な連続流型燃焼器内での燃焼状態は，必ずしも完全にスムーズではなく，圧力変動を伴っているのが常である．しかし，ある 1 点あるいはある時刻における変動が，他の点，他の時刻における変動と全く無関係でランダムな性質をもっているなら，有限の空間または時間にわたって積分されると，変動の効果は消失する．従って，変動が大きくても，燃焼器に与える力学的ならびに熱的負荷はほとんど問題とならない．この状態は Rough Burning（Rough combustion）と呼ばれている．Rough Burning における圧力変動は，ある燃焼条件（例えば，燃焼場の圧力，燃料濃度，燃焼室の寸法，燃料や空気の供給系容量）のもとでは，系の非定常過程が励起されることによって明確な周波数をもった組織化された振動に移行する．振動燃焼は，燃焼室内の流れの変動と燃焼反応とが何らかのフィードバック機構によって結びついた自励振動である．振動燃焼においては，圧力の組織化された振動ばかりでなく，燃料の瞬時流量の組織化された振動が存在し，これが振動維持のための必要な励起力を与える[27][35]．そのため振動燃焼の抑制には，供給系を含むシステム全体を考慮する必要があると言われている[36]．

式(1.2.1)に，1878 年 Lord Rayleigh によって提案され，Putnum が定式化した自励振動発現の判定条件（Rayleigh’s Criterion）[37] を示す．

$$\int_{\mathrm{cycle}} p' q' \, dt > 0 \tag{1.2.1}$$

ここで，p'は圧力変動成分であり，q'は熱発生速度変動成分である．式(1.2.1)の左辺の値がゼロかそれ以下であれば，燃焼の振動エネルギーは熱発生速度の変動によって吸収されて，振動は減衰する．式(1.2.1)の値がゼロを超える場合，熱発生速度の変動が，振動に対してエネルギーを与えることになり，振動が励起される．なお，流体運動の抵抗に対して，変動のエネルギーが小さい場合などでは，式(1.2.1)の値はゼロとみなされ，振動は中立となる．言い換えると，圧力変動と熱発生速度変動の位相が重なり，そのエネルギーが十分に大きな場合に，振動燃焼が発生すると言える．振動燃焼の抑制には，励起された振動の発生原因を明らかにして，その振幅を低減させる，もしくは，変動の位相をずらす必要がある．

これまで後向きステップやバッフル保炎構造をもつバーナなどを用いて，振動燃焼の研究が進められてきた[38][39]．振動燃焼の原因となる燃焼室内の圧力変動の原因としては, 代表的には音響学的共鳴振動やヘルムホルツ振動などがあるとされている[27][40]．また，カルマン渦などの流れや着火位置の不安定性などに起因する火炎振動による圧力変動が振動燃焼の原因となることも報告されている[40][41]．Schadow らは，流れのせん断による組織的な渦やその渦が崩壊して乱流化することで周期的な発熱と圧力の変動が生じ，それらが同期することにより振動が発生する機構を説明している[42]．Lanhorne は，航空機エンジンで発生する“うなり現象に”ついて調べるために，類似の振動現象を発生する小型の装置を用いて実験を行った．その結果，空気の速度変動に追従して発熱率が変動することが不安定性をもたらす要因であることを明らかにしている[43]．

実機での振動燃焼抑制には，発熱速度変動や圧力変動などの発生要因に応じた対処[30][40][44]が求められる．しかし，実際の燃焼器はその形状や供給系を含むシステム全体が複雑であるため，設計段階から，振動燃焼の発生を予期することは難しい．近年では，流体数値計算による現象の解析の進められており，黒瀬らは，Large-Eddy Simulation (LES) 法を基にして開発した燃焼数値シミュレータを用いた超大規模・超並列計算により，実燃焼器内の圧力変動を予測している[45]．それでも，これまでにない形状の燃焼器を開発する上では，実験による確認は不可避と言える．特に管状火炎は, 従来の様々な実用バーナにおける火炎と比べても特異な火炎と言える. 例えば, 管状火炎バーナは，ガスタービンなどの旋回燃焼器と比べると，旋回強度を示すスワール数 S_w（角運動量と並進運動量の比）は，一桁ほど高い．また，旋回強度が高いにもかかわらず，火炎を層流火炎とみなすことができるとされている[46]．このような特異な火炎である管状火炎を産業で利用するためには，実際に管状火炎バーナを用いた燃焼実験を行って，振動燃焼の解析を行う必要がある．

一方, 近年では能動制御により振動燃焼を抑制する研究も行われている[47][48][49]．Tachibana らは，二次燃料の噴射制御によって，振動燃焼発生時の音圧レベルを低減できることを示し[50]，Zimmer らは自発光センサーを制御に適用する可能性を検討している[51]．Yang らは，自励振動燃焼によって生じる速度変動が，混合気の脈動供給で付加する強制脈動によって生じる速度変動より小さい場合には振動燃焼が抑制できることを示している[52]．振動燃焼抑制のために，数ある能動制御の中から適当なものを選定する場合でも，バーナ固有の振動燃焼の発生機構を把握しておくことは必須である．

1.2.2.2　二段燃焼

窒素酸化物 NO_x は，主として NO，NO_2 および N_2O を指している．NO_x は，酸性雨やオゾン層の破壊を引き起こすと言われている．また，NO は酸化反応により NO_2 に変化する．NO_2 は肺と目を刺激する有毒ガスである[53]．そのため，産業界などの排出者に対して，NO_x 低減が強く求められている．

NO_xは，窒素原子の起源および生成機構により，フューエル NO，サーマル NO（ゼルドビッチ NO）およびプロンプト NO に大別される．NO の主な生成機構を表 1.2.1 に示す.

Table 1.2.1 NO main production mechanism [53]

Fuel NO	$\begin{array}{ccccccccc} & & \mathrm{HCH} & \rightarrow & \mathrm{HNCO} & \searrow & & & \mathrm{NO} \\ \mathrm{Fuel\ N} & \nearrow & \updownarrow & \searrow & \updownarrow & & \mathrm{NH_i} & \rightarrow \mathrm{N} & \nearrow \\ & \searrow & \mathrm{CH} & \rightarrow & \mathrm{NCO} & \nearrow & & & \mathrm{N_2} \end{array}$
Thermal NO (Zeldovich NO)	$N_2 + O = NO + N$ $N + O_2 = NO + O$ $N + OH = NO + H$
Prompt NO	$CH + N_2 = HCN + N$ $C + N_2 = CN + N$ $CH_2 + N_2 = HCN + NH$ $CH_2 + N_2 = H_2CN + N$

燃料中の窒素分を起源とするフューエル NO は，窒素化合物を含まない都市ガスなどの燃料においては，当然ながら生成されない．サーマル NO は，空気中の窒素分子を起源とする．1800 K 以上の高温で多量に生成されることから，その名がついた．燃焼温度が高いほど，高温滞留時間が長いほど，酸素濃度が高いほど，発生量は増加する傾向にある．燃焼技術的には温度依存性の高い点が重要である．プロンプト NO は，空気中の窒素分子を起源とし，燃料過濃混合気中で，サーマル NO と比べて急速に生成される NO である．HCN，NH などの燃焼中間生成物が関与して生成されると考えられており，通常の燃焼器では，サーマル NO に比べてその生成量は少ない．燃焼により発生する NO の低減対策として効果的なのは，その主要部分を占めるサーマル NO の生成量を抑制することである [23] [54].

低 NO_x燃焼法は多岐にわたるが，その代表を以下に列挙する.

① 自己 / 強制排ガス再循環燃焼
② 希薄予混合燃焼
③ 水噴霧 / 水蒸気噴射燃焼
④ 火炎直接冷却燃焼
⑤ 表面燃焼
⑥ 濃淡燃焼
⑦ 燃料 / 空気二段（多段）燃焼

実際の低 NO_x バーナにおいては，これら低 NO_x 燃焼法が単独もしくは，いくつかを組み合わせて利用される [23]．余剰の不活性ガスを用い，希釈によって火炎温度を低下させる自己 / 強制排ガス再循環燃焼，希薄予混合燃焼または水蒸気噴射燃焼方式と，

バーナ構成の工夫である表面燃焼，濃淡燃焼または二段燃焼が組み合わせの対象となる．後者のバーナ構成によるものの中で，汎用されているのは，二段燃焼である．

二段燃焼法には，燃料を二段に分けて供給する燃料二段燃焼と，空気を二段に分ける空気二段燃焼がある．燃料二段燃焼の内，一次燃焼が希薄になるものは，日立造船により研究開発が進められた[55]．近年では，予混合二段燃焼器との呼び名で，航空機エンジンへの適用も試みられている[56]．一方で，産業用のガス燃焼加熱設備においては，空気二段燃焼が主流となっている．燃料二段燃焼は，空気二段燃焼よりも NO_x 低減効果は高いものの，燃焼室とのマッチングを適切にしなければ，未燃分が増加する傾向がある[23]．

空気二段燃焼では，一次燃焼が燃料過剰の燃焼となる場合が多い．一次燃焼後に瞬時に空気を導入し，燃焼ガスと迅速に混合させて一旦消炎させる場合には，RQL（Rich Quench Lean）燃焼とも呼ばれる[57]．空気二段燃焼は，空気を分割して供給し，急激な温度上昇を避けることで，NO_x の生成が抑制される．燃焼ガスからの輻射などを考慮すれば，燃焼が緩慢になると二次燃焼における最高到達温度が低下することがわかる．高城は，モデル上で放熱量を変化させて，二段燃焼における NO_x 低減の原理を解説している[58]．

二段燃焼法の欠点は，火炎温度の低下による加熱効率の減少が懸念される点であるが，これは排熱による燃焼用空気の予熱で，ある程度解消されると言われている[59]．定方らは，空気予熱は二段燃焼における最終的な NO_x 排出に，大きくは影響しないことを示した[60]．

空気二段燃焼では，省エルギー化を目的として排熱により空気を予熱する場合や，酸化剤中の酸素濃度を高めた空気を利用する場合など，様々な条件でも NO_x 低減が期待できる[60][61]．空気二段燃焼は，ボイラからガラス溶融炉のような高温炉まで広く用いられている[59]．空気二段燃焼法の改良により更なる低 NO_x 化が実現できれば，その波及効果は大きいと考えられる．

1.3 本研究の目的と構成

本研究では，管状火炎を産業に応用するにあたって必要な燃焼伝熱特性の基礎的解明を行い，その過程で明らかになった特徴を踏まえて，省エネルギーと環境負荷低減に資する産業応用の可能性を確かめることを目的としている．

第 1 章では，管状火炎の実用に向けた従来の取り組みを示し，本研究の目的を述べた．

第 2 章では，実用上の課題となり得る管状火炎バーナの振動燃焼を解析し，管状火炎を産業バーナに適用する際の設計指針や必要とされる運転条件について述べる．そのため，直径の異なる予混合型の管状火炎バーナを試作して，振動燃焼の発生条件を調べる．その上で，発生した振動燃焼時の圧力や発光変動を計測して，振動の原因について言及する．

第 3 章では，管状火炎の伝熱特性を調べる．燃焼により得られた熱を産業での加熱に利用する上では，伝熱特性の把握は不可欠である．管状火炎が形成されている領域や，燃焼ガスが流れる領域での熱の被加熱物への伝達量を計測する．また，管状火炎をコイル状の熱交換器を持つ給湯器へ適用した事例において，実用的な条件下における管状火炎の伝熱特性を解析する．

第 4 章では，管状火炎を二段燃焼に用いた場合の NO_x の抑制効果を調べる．二段燃焼の一次燃焼領域に燃料過剰の管状火炎を適用することで，一次燃焼領域での NO_x 生成を大幅に抑制し，総括 NO_x 排出量の低減を狙った（以後，本燃焼方式を管状火炎二段燃焼と呼ぶ）．一次燃焼領域および二次燃焼領域の当量比が NO_x 排出量に及ぼす影響を調べ，適切な燃焼条件を明らかにする．また，管状火炎二段燃焼の酸素富化燃焼バーナへの適用を事例とし，従来の燃焼方式と比較した NO_x 低減効果を検証する．

第 5 章では，管状火炎を粉体の気中加熱バーナとして適用することを検討する．断熱性の高い管状火炎の中心空間を高温加熱用に利用するバーナへの展開である．この場合，粉体を輸送する搬送ガスを，管状火炎の中心空間に向けて軸方向に吹き込む必要があるが，この軸流を伴う管状火炎の燃焼特性は明らかにされていない．そこで，軸流を伴う管状火炎の安定燃焼範囲や燃焼ガス温度などの基礎特性を調べる．これらの結果を踏まえて粉体加熱用管状火炎バーナを製作し，炉に取り付けて実際に運転し，管状火炎による粉体の溶融や球状化を実証する．

第 6 章では，結論として第 2 章から第 5 章までの内容を総括する．

以上により，管状火炎を産業用に利用する際の多くの課題が解決されるとともに，管状火炎の特徴を発揮する応用例を実証し，今後の産業部門における省エネルギーや環境負荷軽減の一助となることが期待される．

参考文献

1. 資源エネルギー庁，エネルギー白書 2015, available from <http://www.enecho.meti.go.jp/about/whitepaper/2015pdf/whitepaper2015pdf_2_1.pdf>, (参照日 2015 年 12 月 3 日).
2. Ishizuka, S., On the behavior of premixed flames in a rotating flow field: Establishment of tubular flames, Proceedings of Combustion Institute (1984), pp.287-294.
3. Ishizuka, S., Determination of Flammability Limits Using a Tubular Flame Geometry, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 4 (1991), pp.185-193.
4. S. Ishizuka, Characteristics of tubular flames, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 19 (1993), pp.187-226.
5. Sullivan, R. D., A Two-cell vortex solution of the Navier-Stokes equations, Journal of the Aerospace Sciences, 26, No. 11 (1959), pp. 767-768.

6. 山本和弘，石塚悟，平野敏右，軸対称流れ場に形成される管状火炎に及ぼす回転強さの影響，日本機械学会論文集 B 編，Vol. 52, No.600 (1996), pp.3185-3190.
7. 石塚悟，三苫功典，下栗大右，第 41 回燃焼シンポジウム講演論文集 (2003), pp.17-18.
8. 下栗大右，久保力，石塚悟，急速型管状火炎燃焼の燃焼ガス特性，日本燃焼学会誌，第 47 巻 142 号 (2005), pp.300-307.
9. 石塚悟，萩原良一，鈴木実，中村章，濱口惣，管状火炎バーナの燃焼特性，日本機械学会論文集 B 編, Vol. 65, 639 号 (1999), pp.307-314.
10. 本溜哲也，下栗大右，石塚悟，鈴川豊，秋山俊一，鈴木　実，急速混合型管状火炎バーナ，第 41 回燃焼シンポジウム講演論文集 (2003), pp.219-220.
11. 水谷幸夫，燃焼工学 第 3 版 (2002), pp.89-93, 森北出版.
12. Zebetakis, M. G., Flammability Characteristics of Combustible Gases Vapors, U.S. Bureau of Mines Bulletin (1965), 627.
13. Liao, C., Saito, N., Saso, Y., Ogawa, Y., Fire safety Journal 27 (1996), pp.49-68.
14. 尾川義雄，管状火炎による各種液体可燃物-空気-消火剤混合気の燃焼限界, 第 36 回燃焼シンポジウム講演論文集 (1998), pp.764766.
15. 石岡宗浩，岡田邦明，石塚悟，日本燃焼学会誌，第 48 巻 145 号 (2006), pp.250-256.
16. 篠森健一，下栗大右，石塚悟，冷却による自己循環型バーナの NO_x 排出値のさらなる低減，日本燃焼学会誌，第 53 巻 164 号 (2011), pp.104-110.
17. 彭宏偉，石保禄，下栗大右，石塚悟，自己再循環型管状火炎バーナの NOx 排出特性，日本燃焼学会誌，第 56 巻 176 号 (2014), pp.148-155.
18. 原隆之，栗本崇志，下栗大右，石塚悟，小型渦流燃料器による小型高出力発電システムの開発，日本伝熱シンポジウム講演論文集 (2013), No.C312.
19. 下栗大右，原隆之，菊田宗弘，石塚悟，小型渦流燃料器による小型高出力発電システムの開発（第 2 報），日本伝熱シンポジウム講演論文集 (2014), No.B311.
20. Shimokuri, D., Karatsu, Y., Ishizuka, S., Effects of inert gases on the vortex bursting in small diameter tubes, Proceedings of the Combustion Institute Volume 34 (2013), pp.3403-3410.
21. 太場大輔，岡本和也，下栗大右，石塚悟，新屋謙治，片懸誠，佐々木公良，締結ボルト加熱用管状火炎バーナの開発，第44回燃焼シンポジウム講演論文集 (2006), pp.526-527.
22. 太場大輔，下栗大右，石塚悟，新屋謙治，片懸誠，締結ボルト加熱用管状火炎バーナの開発（第 2 報），第 45 回燃焼シンポジウム講演論文集 (2007), pp.202-203.

23. 仲町一郎，ガス燃焼の理論と実際（新版）(2012), pp.83-84, 199-218, 省エネルギーセンター.
24. Shimokuri, D., Ishizuka, S., Flame stabilization with a tubular flame, Proceedings of the Combustion Institute Volume 30 (2013), pp.399-406.
25. NEDO 報告書，基盤技術研究推進事業「次世代バーナシステムの研究開発」（平成 18 年 5 月）.
26. 山北龍児，加藤雄貴，石野洋二郎，大岩紀生，廃棄プラスチック樹脂のサーマルリサイクルに関する研究 : PET 粉末燃焼における未燃粒子の低減に関する実験的アプローチ(熱工学,内燃機関,動力など)，日本機械学会論文集 B 編, Vol. 72, No. 722 (2006), pp. 2540-2546.
27. 辻廣，燃焼現象 (19)，機械の研究第 29 巻第 12 号 (1977), pp.79-82.
28. 辻廣，燃焼現象 (20)，機械の研究第 30 巻第 1 号 (1978), pp.59-64.
29. 日本燃焼学会燃焼工学ハンドブック出版分科会，燃焼工学ハンドブック (1995), pp.112-114.
30. 日本機械学会，機械工学便覧 A6 熱工学, pp.85-86.
31. 石保禄，小割達也，松田脩平，下栗大右，石塚悟，酸化剤酸素濃度が急速混合型管状火炎燃焼の安定性に及ぼす影響，日本燃焼学会誌, 54 巻 169 号 (2012), pp.193-200.
32. 下栗大右，江藤芳朗，木村公昭，五木田直彦，王艶雷，石塚悟，急速混合型管状火炎バーナにおける火炎構造制御に関する実験的研究，日本機械学会論文集 B 編, Vol. 78, No.785 (2012), pp.185-193.
33. Raun, R. L., Beckstead, M. W., Finlinson, J. C., Brook, K. P., A review of Rijke tubes, Rijke burners and related devices, Progress in energy and combustion science, vol. 19 (1993), pp. 313-364.
34. 甲藤好郎，佐治木彰，熱伝導の場の存在に起因して発生する管内気柱振動，日本機械学会論文集(第２部), vol.43-365 (1977), pp.203-212.
35. Crocco, L., Cheng, S.I., Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors, AGARDogrph No.8, Butterworths (1956).
36. Lenz, W., Günther, R., Dynamic behaviour of turbulent premixed flames, ASME 81-WA/NCA-12 (1981).
37. Putnum, A. A., Combustion-driven oscillations in industry, Elsevier (1971).
38. 辻廣，気体（混合気）の燃焼，日本機械学会第 240 回講演会 (1965).
39. 生越英雅，小泉睦男，岸本健，ヘルムホルツ形燃焼振動の発生条件とバーナのフィードバック特性，日本機械学会論文集 B 編, Vol. 48 No. 426 (1982), pp.373-380.
40. 岸本健，家庭用燃焼器の騒音と振動Ⅲ．燃焼振動の基本現象と解析，燃焼研究, 102 号 (1995), pp.9-17.

41. 青木清，斉間厚，工業用燃焼装置における燃焼振動発生原因調査方法，日本大学理工学研究所所報, No.67 (1988), pp.495-507.
42. Schadow, K. C., Gutmark, E., Combustion instability related to vortex shedding in dump combustors and their passive control, Progress in energy and combustion science, vol.18, p.117-132, 1992
43. Langhorne, P. J., Reheat buzz : an acoustically coupled combustion instability. Part1. Experiment, J. Fluid Mech., Vol. 193 (1988), pp.417-441.
44. Sattinger, S. S., Zinn, B. T., Amos, D. J., Sub-scale demonstration of the active feedback control of gas-turbine combustion instabilities, ASME, 98-GT-258 (1998).
45. 黒瀬良一，「京」コンピュータによる乱流燃焼数値シミュレーションの展望, 日本機械学会誌，第 54 巻 169 号 (2012), pp.134-138.
46. Ishizuka, S., Motodamari, T., Shimokuri, D., Rapidly-Mixed Combustion in a Tubular Flame Burner, Proceeding of the Combustion Institute, Vol.31 (2007), pp.1085-1092.
47. McManus, K. R., Poinsot, T., Candel, S. M., A review of active control of combustion instabilities, Progress in energy and combustion science, Vol. 19 (1993), pp.1-29.
48. Lieuwen, T. C., Yang, V., Combustion instabilities in gas turbine engines, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol.210 (2005).
49. Dowling, A.P., Morgans, A. S., Feedback control of combustion oscillations, Annu. Rev. Fluid Mech. 37 (2005), pp.151-182.
50. Tachibana, S., Zimmer, L., Kurosawa, Y., Suzuki, K., Active control of combustion oscillations in a lean premixed combustor by secondary fuel injection coupling with chemiluminescence imaging technique, Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 31 (2007), pp.3225–3233.
51. Zimmer, L., Tachibana, S., Tanahashi, M., Shimura, M., Miyauchi, T., Sensors for active control of turbulent combustion, Proceeding of the 6th Sym. Smart Control of Turbulence (2005), pp.163-172.
52. Yang, Y., Akamatsu, F., Masashi Katsuki, M., Characteristics of unsteady combustion and combustion control by pulsation mixture supply, Journal of the 3rd Asia-Pacific Conference in Korean (2001), pp.8-14.
53. 新岡嵩，河野通方，佐藤順一，燃焼現象の基礎 (2001), pp.259-277，オーム社.
54. 樺山紘一，河野通方，下村道子，徳本恒徳，平野敏右，火の百科事典 (1999), pp.381，丸善.
55. 沖上昇，関口善利，燃料二段供給型 NO_x バーナの開発，科学と工業，Vol.55, No.6 (1981), pp.197‐202.
56. 山本武，JAXA クリーンエンジンにおける低 NO_x 燃焼技術の開発，第 42 回ガスタービンセミナー資料集, pp.9-17.

57. 藤森俊郎，環境負荷低減に向けたガスタービン燃焼について，日本燃焼学会誌，第 51 巻 156 号 (2009), pp.94-103.
58. 日本機械学会，燃焼に伴う環境汚染物質の生成機構と抑制法, pp.50-54.
59. 日本機械学会，燃焼の設計, pp.132-136，オーム社.
60. 定方正毅，藤岡祐一，国井大蔵，低NO_x二段燃総の及ぼす空気予熱の効果，第 17 回燃焼シンポジウム講演論文集 (1979), pp.222-224.
61. 羽路智之，飯野公夫,萩原義之，山本康之，超低 NO_x 酸素富化燃焼システム「Innova-Jet」，大陽日酸技報 (2011), pp.1‐6.

第 2 章

管状火炎バーナにおける振動燃焼の解析

2.1 小径管状火炎バーナにおける振動燃焼

振動燃焼 [(1) (2) (3) (4)] は，家庭用ガスストーブから大型ロケットまで，ほぼすべての連続流型燃焼装置において発生する．振動が発生すると，極めて大きな騒音源になるばかりでなく，場合によっては非常に激しい振動まで発達して，火炎そのものが吹き消えを起こす．さらに壁への伝熱量が増加し，燃焼装置の熱的あるいは機械的破壊をもたらす [(1)]．管状火炎バーナにおいても，バーナ形状や，燃焼量や当量比（空気比）などの燃焼条件によっては，振動燃焼が発生する [(5)]．しかしながら，管状火炎バーナに対して，振動燃焼を回避する方法は確立されていない．

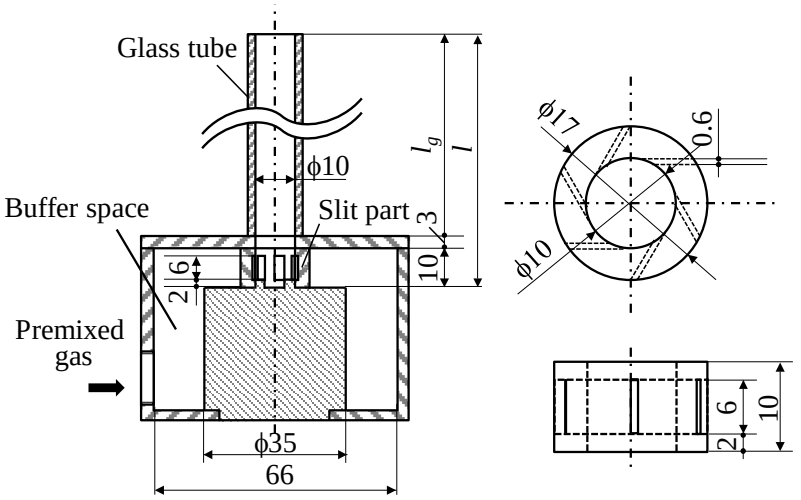
そこで本章では，振動燃焼を抑制する適切な管状火炎バーナの設計指針を明らかにすることを目的とする．振動燃焼を抑制するには，その周波数や振幅を調べて形態を明らかにする必要がある [(4)]．本節では，内径 10 mm の小径管状火炎バーナを用いて振動燃焼の周波数や振幅を調べた．小径管状火炎バーナを用いた理由は，内径が十分に小さい場合，音響学的共鳴振動は軸方向モードのみとなり，半径・周方向モード音響学的共鳴振動 [(1) (2) (3)] を考慮する必要がないと考えたためである．小径管状火炎バーナで発生する振動燃焼の圧力および発熱変動の周波数を解析し，振動燃焼が発生する原因について考察した．また，バーナ形状および燃焼条件と，圧力振動の強度の関係を調べた．

2.1.1 実験装置および実験条件

図 2.1.1 に管状火炎バーナおよびスリット部を示す．管状火炎バーナは燃料と酸化剤をあらかじめ混合する予混合型とし，燃料と酸化剤の混合過程が振動燃焼に及ぼす影響を排除した．予混合気は供給流量を安定化させるためのバッファ空間を通過し，スリット部を介してガラス管に導かれる．スリット部は断面形状 0.5 mm × 10 mm の矩形であり，6 箇所に設けた．バーナ本体の内径は 10 mm，長さ 13 mm の一定値であるが，燃焼管となるガラス管の管長 l_g により，管長 l を変更できる．管長は最短 10 mm から最長 500 mm とした．バーナ断面あたりの燃焼量の低減を目的に，ガラス管の内径 d はバーナと同じ 10 mm とバーナ内径よりも大きい 20 mm, 30 mm の 3 種類とした．

図 2.1.2 に実験装置を示す．燃料は都市ガス 13A（代表組成；メタン 88.9%，エタン 6.8%, プロパン 3.1%, ブタン 1.2%）, 酸化剤は空気とした. 燃料の供給圧は低圧（計測値 ：2.2 kPaG)）である．空気はコンプレッサにより昇圧し，レギュレータによって 200 kPa まで減圧して供給した．燃料と空気はニードル弁にて任意の流量に調節した後，ベンチュリーミキサで混合させてバーナに供給した．火炎の発熱変動を捉えるため，火炎の自発光を光ファイバで高速波長分離器に導き，OH*（中心波長 306.6 nm）

と CH*（中心波長 431.1 nm）の強度変動を計測した．さらに，音圧をマイクロフォン（PCB 社製, 378B02, 自由音場型）によって計測した. マイクロフォンの感度は 50 mV / Pa，周波数応答は 3.15 Hz - 20 kHz，ダイナミックレンジは 16～135 dB である．信号はデータロガー（NEC 製, Logger station II, DL2800）を用いて, 50 μs ごとに記録した．高周波成分を除去するため，50 kHz のローパスフィルタを適用した．ただし，CH* と OH*の周波数特性は等しくなったため，OH*の結果のみを記載した.



(a) Tubular flame burner (b) Slit part

Fig.2.1.1 Tubular flame burner and slit part.

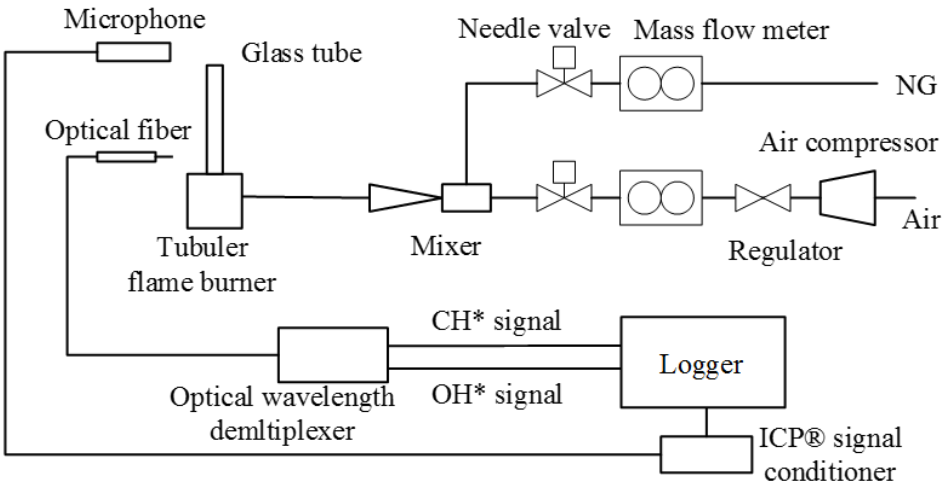


Fig. 2.1.2 Schematic diagram of experimental apparatus.

2.1.2　管状火炎バーナの振動燃焼

管状火炎バーナでの振動燃焼は次の 3 種類があると考えられる．一つは燃焼による圧力変動が供給系に伝達することによる低周波振動燃焼．二つ目は火炎が流体の不安定性に基づいて振動する火炎振動，最後は管の形状で定まる音響学的共鳴振動である．低周波振動は供給系が数 Hz 程度で振動することで火炎および音が振動する現象である．これは，供給系の圧力を高める，もしくは流量を低下することで回避できる [(6)]．

管状火炎バーナの音響学的振動はスリット部から流体とともに圧力変動が管内に入力され，管形状に応じて特定の周波数領域が増幅されることで生じる．管の音響学的共鳴振動には縦方向モードの軸，横方向モードの周，半径方向に加えて，それらの組み合わせが存在する．今，半径 r [m]，長さ l [m]の円筒の閉じた容器を考えると，音響学的固有振動数 f[Hz]は次式で与えられる [(2)]．

$$f = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{n_z}{l}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_{mn}}{r}\right)^2} \tag{2.1.1}$$

ここで，n_z は 0 を含む任意の整数，α_{mn} は横方向モードに対して与えられる無次元数である．今回のように長さに対して半径が十分に小さい場合，管には軸方向モード（Organ pipe oscillation）の振動が生じるとされる．さらに，片閉じ管，および開管補正を考慮すると，軸方向モードの振動数 f_z [Hz]は次式に変形できる．

$$f_z = \frac{(2n-1)c}{4(l+\Delta l)} = \frac{(2n-1)c}{4(l+0.6r)} \qquad (n = 1, 2, 3, \cdots\cdots) \tag{2.1.2}$$

ここで，r [m]は管半径，c [m/s]は音速 (常温の場合 346 m/s), Δl [m]は開口補正値（ = 0.6r），n は軸方向のモード次数（正の整数）である．n = 1，2，3 はそれぞれ 1 次，3 次，5 次モードを示す．管長 l は燃焼管長 l_g とバーナの軸方向長さ 13 mm の合計とした．燃焼管の内径 d = 20, 30 mm の場合，厳密にはバーナ内径との違いを考慮する必要があるが，今回は簡単のため式(2.1.2)を用いた．

音の大きさをあらわす音圧レベル SPL [dB]は, 音圧と基準値との比の常用対数で定義できる．

$$\mathrm{SPL} = 20\log_{10}\left(\frac{p}{p_0}\right) \tag{2.1.3}$$

ここで，基準値 p_0 は健康な人間の最小可聴音圧であり，20×10^{-6} Pa と与えられる．

振動燃焼の周波数特性を調べるため，計測した OH*，CH*，音圧の時系列データを高速フーリエ変換（FFT）によって周波数分析を行った．サンプル数は 2^{14} とし，サンプル両端の不連続性によるエラーを最小化するため，窓関数（Hamming window）を乗じた後 FFT を実施した．計算ソフトには MATLAB R2010b を用いた．

2.1.3　実験結果および考察

2.1.3.1　安定 / 振動燃焼範囲

酸化剤である空気流量を段階的に設定し，燃料流量を変化させて安定燃焼範囲を求めた結果を図 2.1.3 に示す．縦軸を当量比ϕ，横軸を空気の流量としている．なお，燃焼管長 $l_g = 100$ mm，燃焼管の内径 $d = 10$ mm である．各空気流量で，管状火炎が形成される燃料希薄限界の当量比はおよそ$\phi = 0.5$，燃料過剰限界はおよそ$\phi = 1.3$～1.4 の間であった．空気流量 10 L / min では，当量比のほぼ全域で振動燃焼が発生した．空気流量の増加に伴い，振動燃焼が発生する当量比の範囲が狭くなり，空気流量 20 L / min を超えると，発生範囲は$\phi = 0.8$～1.1 でほぼ一定になった．40 L / min を超える空気流量では．振動燃焼は発生しなかった．管状火炎の火炎長が長くなり，火炎下端がバーナを超えたことが，振動が抑制された一因として推察される．これは，火炎下端がバーナを超えると燃焼量増加に伴う圧力変動の振幅の増加が抑制される過去の研究結果と一致する [7]．低温の未燃ガスがなくなる火炎下端から高温の燃焼ガスは，燃焼管に衝突する．また，火炎長は変動しており，燃焼ガスが衝突する位置は必ずしも一定ではない．未燃混合気が燃焼すると温度上昇に伴い，流速が上昇し，動粘性係数も大きくなる．この燃焼ガスの衝突がなくなることで，圧力変動の増加が抑制されると考えられる．振動燃焼と火炎長には密接な関係があり，火炎の長さを考慮に入れたバーナ設計が求められることが示唆される．一方で，空気流量 5 L / min でも振動燃焼が抑制された．一般的に，振動燃焼の抑制には，燃焼負荷の低減が有効とされており [4]，本実験でも同様に，燃焼量を減少させて燃焼負荷を低減した場合に振動燃焼が抑制された．

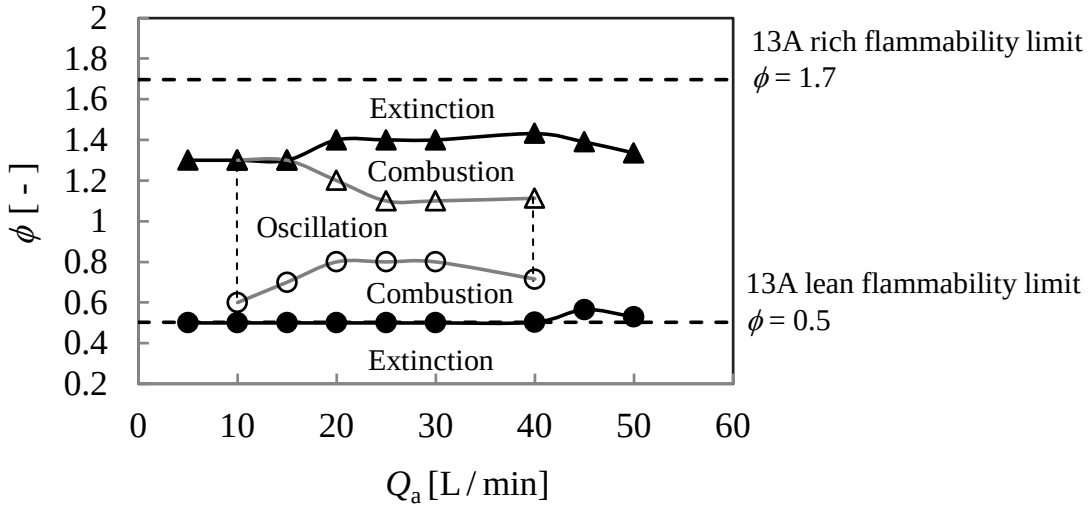


Fig. 2.1.3 Mapping of various combustion modes.
($d = 10$ mm, $l_g = 100$ mm)

2.1.3.2　非燃焼時の音響計測

管状火炎バーナの音響特性を把握するため，空気のみを管状火炎バーナに供給し，周波数特性を計測した．比較のため，スリット部を取り外して，バッファ空間からスリットを介さずに燃焼管に空気が流入する場合も調べた．

図 2.1.4 に音圧の時系列変化を示す．この際，燃焼管長 $l_g = 200$ mm，燃焼管の内径 $d = 10$mm，空気流量 $Q_a = 10$ L / min とした．無響室での実験ではないため，周囲からの雑音や周囲からの反射波が混在することが考えられるが，スリット部を取り付けた場合は高周波の成分が定常的に観測される．

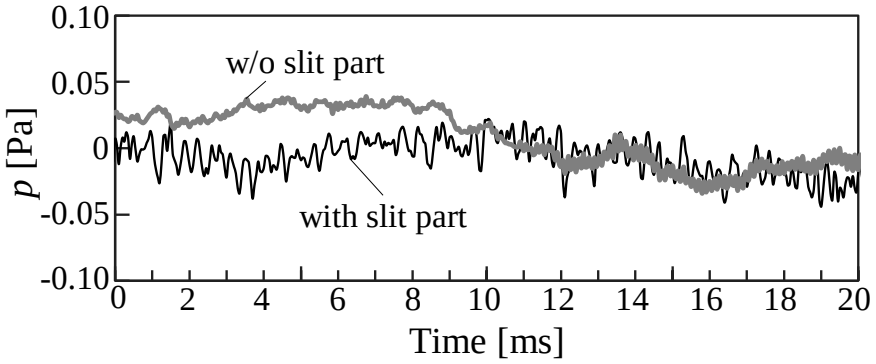


Fig. 2.1.4 Effect of slit part on temporal change in sound pressure.
($Q_a = 10$ L / min, $d = 10$ mm)

図 2.1.5 は，図 2.1.4 の時系列データを FFT によって周波数解析した結果である．スリット部がない場合，装置の共鳴周波数と考えられる 7 kHz 付近にピーク値が存在するが，その他に特異なピークは確認できない．

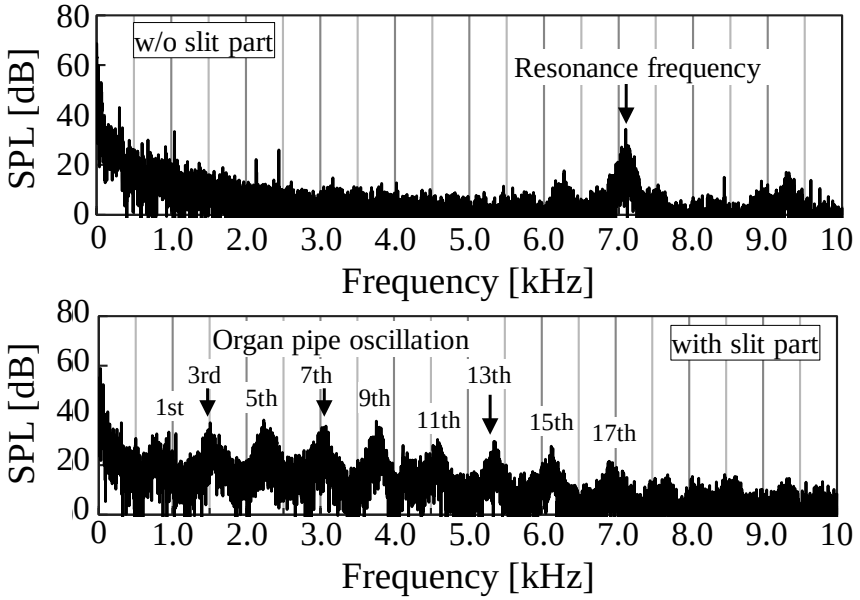


Fig. 2.1.5 Effects of the slit part on the frequencies of organ pipe oscillation.
($Q_a = 10$ L / min, $d = 10$ mm)

スリットを設置した場合，複数のピークが確認できる．計測値のピーク値は軸方向モードの基本周波数と推測できる約 0.8 kHz の奇数倍となるため，式(2.1.2)を考慮すると，軸方向モードの振動と考えられる．

次にスリット部を設置し，空気量を 10 L / min と固定した状態で，管長 l_g を変化させた場合の周波数特性を調べた．さらに，燃焼管の内径を $d = 10\text{mm}, 20\text{mm}, 30\,\text{mm}$ と変更した場合にも計測を行った．結果を図 2.1.6 に示す．燃焼管の内径によらず，計測値は管長が増加するほど，振動数が低下する傾向を捕らえており，計算値と実測値はほぼ一致することがわかる．また，バーナ内径 10 mm よりも燃焼管の内径が大きい場合（$d = 20, 30\,\text{mm}$）でも，式(2.1.2)で音響学的共鳴振動の周波数を予測できることがわかる．

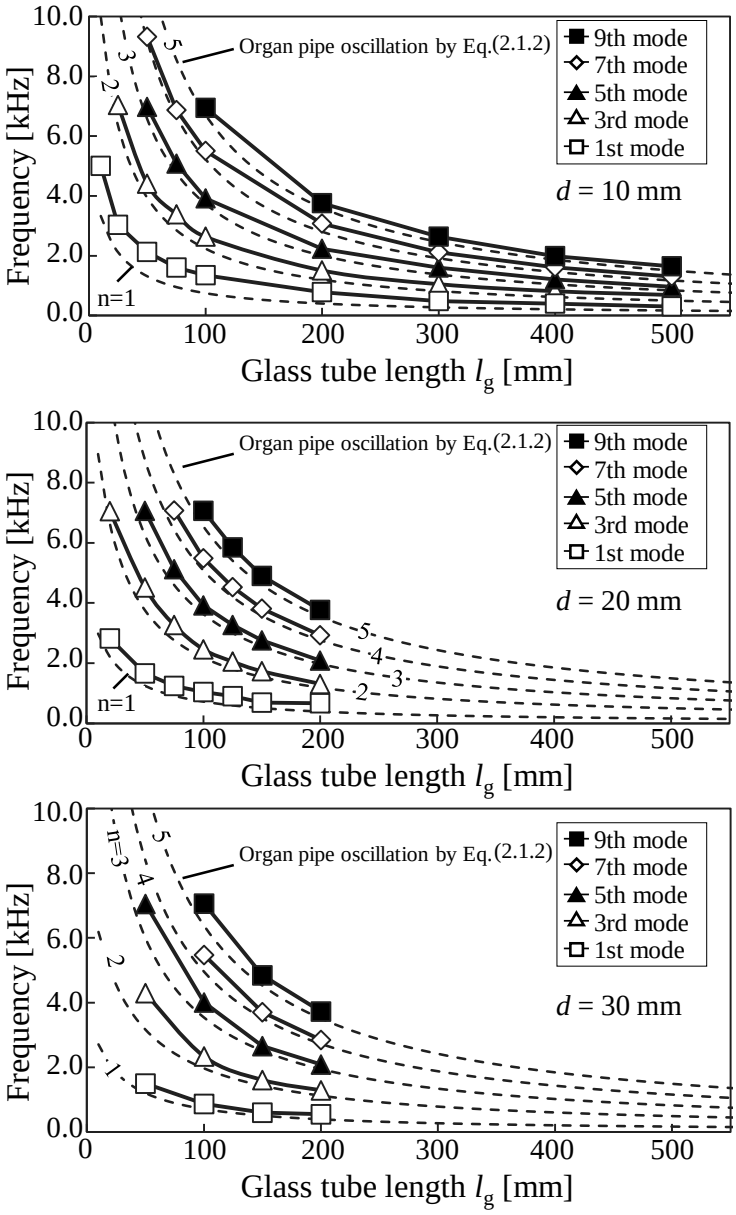


Fig. 2.1.6 Effects of the glass tube length on the frequency of organ pipe oscillation at different tube diameters. ($Q_a = 10\,\text{L / min}$)

2.1.3.3　管状火炎の火炎振動と音響学的共鳴振動

燃焼量 Q_{HHV} = 0.56 kW，d = 10 mm，l_g = 200 mm の場合では，ϕ = 0.56 以下の希薄燃焼，もしくはϕ = 1.5 以上の過濃燃焼で振動燃焼が回避されたが，それ以外はすべて振動燃焼となった（図 2.1.12）．図 2.1.7 に振動燃焼を回避できたϕ = 0.56 の音圧および OH*の時系列データ，図 2.1.8 に図 2.1.7 を周波数解析した結果を示す．

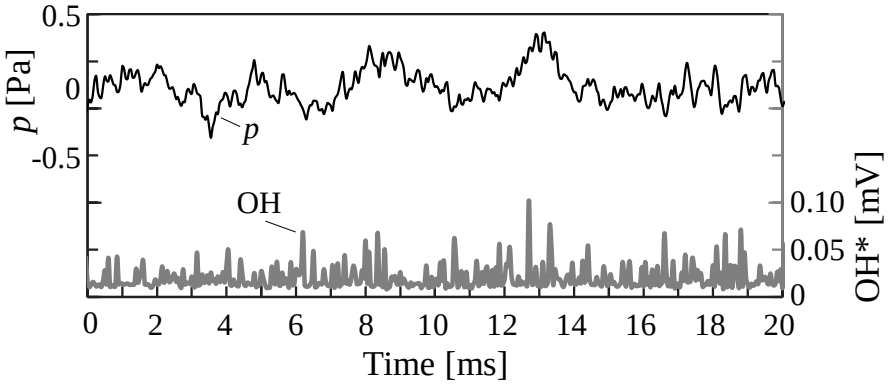


Fig. 2.1.7 Temporal change in OH* and sound pressure without oscillation combustion.
(l_g = 200 mm, ϕ = 0.56, Q_a = 14.2 L / min)

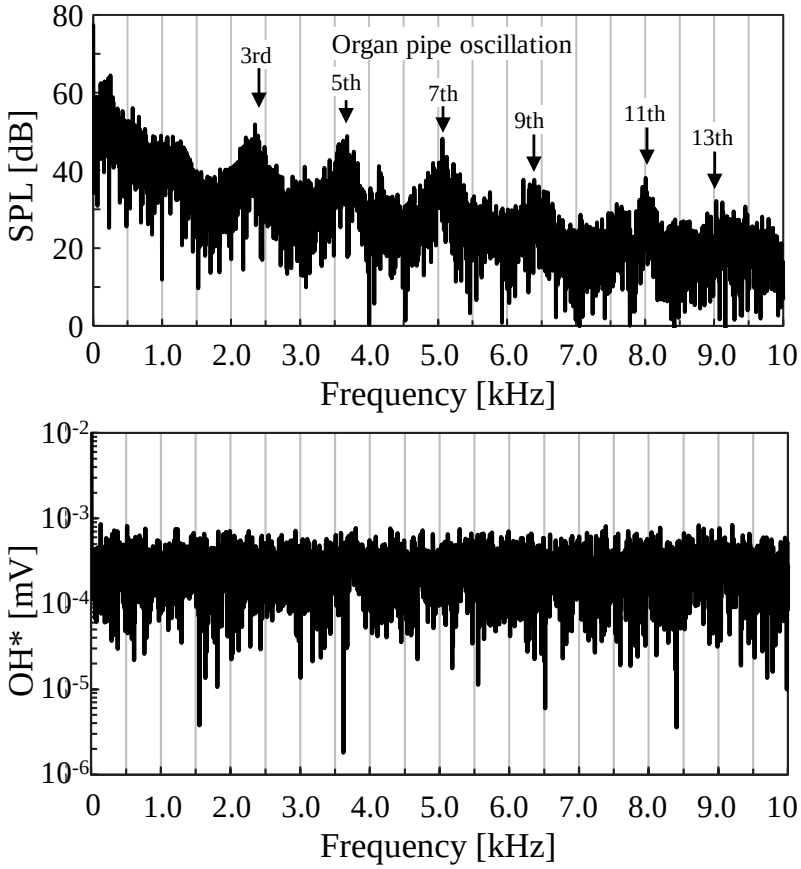


Fig. 2.1.8 Frequency characteristics of OH* and SPL without oscillation combustion.
(l_g = 200 mm, Q_{HHV} = 0.56 kW, ϕ = 0.56, Q_a = 14.2 L / min)

SPL の時間平均値は 78 dB である．OH*に特定の周波数ピークは確認できない．SPL の周波数には図 2.1.5 と同様のピークが複数みられる．非燃焼場と同様に軸方向モードが生じたと仮定し，燃焼による音速増加およびピークの間隔が約 1.6 kHz を考慮すると，基本周波数（1 次モード）0.8 kHz の軸方向モードの振動と推測できる．1 次のモードは現れていないが，3 次モード以上の振動は確認できる．

図 2.1.9 は, 振動燃焼が生じているϕ= 1.0 の音圧および OH*の時系列データである．SPL の時間平均値は 99.4 dB である．OH*は周期的な振動を繰り返していることがわかる．火炎を目視すると，振動が確認できたことから，OH*の波形はそれを示していると考えられる．音圧も同様に周期的な振動が生じている．

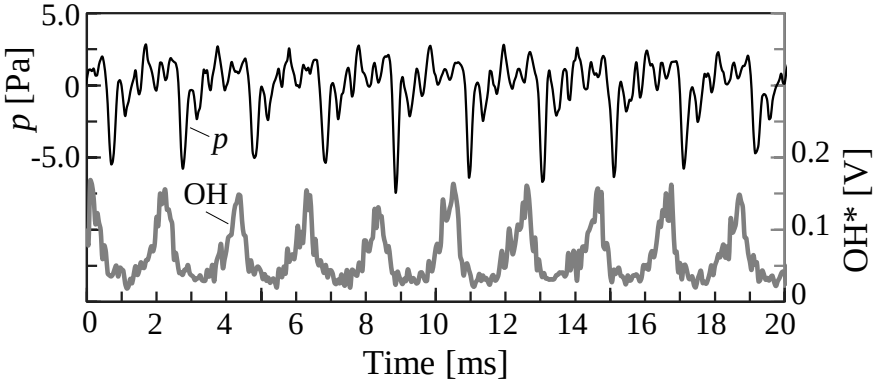


Fig. 2.1.9 Temporal change in OH* and sound pressure with oscillation combustion.
(l_g = 200 mm, Q_{HHV} = 0.56 kW, ϕ = 1.0, Q_a = 7.9 L / min)

図 2.1.10 は図 2.1.9 を周波数解析した結果である．OH*は 6 個のピークがあり，ピークの間隔は奇数倍の軸方向モードと異なり，整数倍となっている．これは，OH*の変動は基本周波数 0.5 kHz とその整数倍の第 2 から第 5 高調波から構成されていることを示す．一方，SPL の周波数は，図 2.1.8 の非振動燃焼時に確認される軸方向モードの周波数成分に，OH*の基本周波数とその高調波の周波数成分を重畳させた構造となっている．また，SPL の周波数には OH*の計測で確認できない，より高次の高調波の周波数成分まで確認できる．なお，この場合，最大のスペクトルを持つ周波数成分は OH*の振動の基本周波数である 0.5 kHz であり，火炎の振動を抑制することが燃焼騒音の低減に重要であることがわかる．

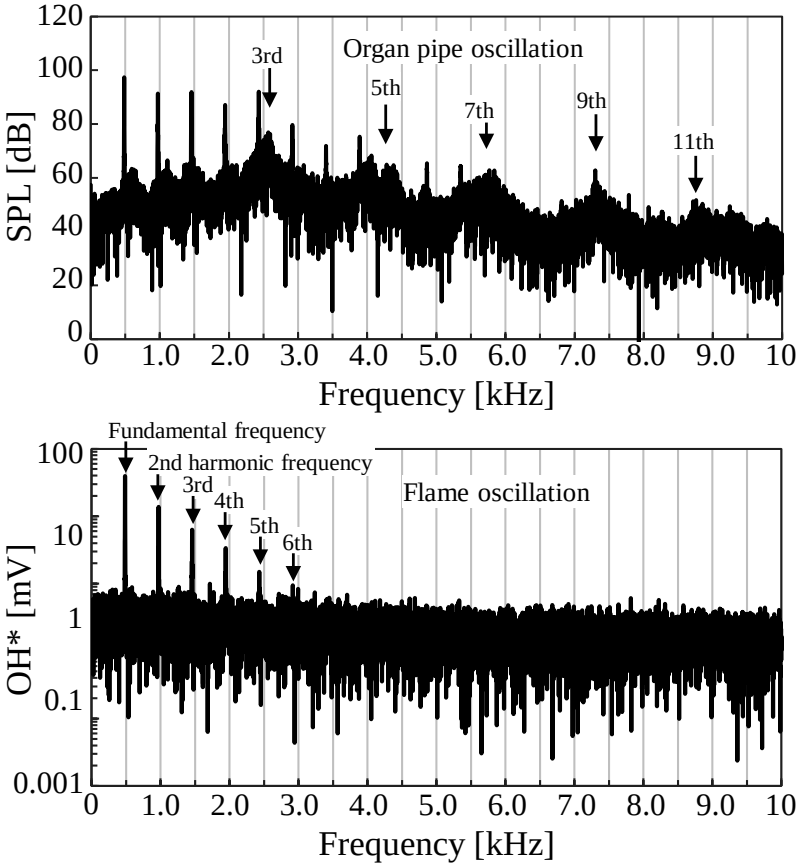


Fig. 2.1.10 Frequency characteristics of OH* and SPL with oscillation combustion.
($l_g = 200$ mm, $Q_{HHV} = 0.56$ kW, $\phi = 1.0$, $Q_a = 7.9$ L / min)

図 2.1.11 に燃焼管の管長を変化させた場合の周波数特性について示す. 燃焼量 Q_{HHV} = 0.56 kW，当量比ϕ = 1，燃焼管の管長 l_g = 200 mm である．図には音速を 750 m / s 一定と仮定した場合の式(2.1.2)で得られる軸方向モードの周波数と OH*の基本周波数，および，軸方向モードの周波数の実測値を示している．灰色の網掛け部は実験を実施していない領域であり，振動燃焼が生じなかったことを示すものではない．軸方向モードの周波数の計測値は式(2.1.2)の計算値と同様に，管長の影響があり，管長が増加すると低周波となる. 一方, OH*の基本周波数は管長にほとんど影響を受けず, 300 Hz から 500 Hz 程度で一定となっている．よって，OH*の振動は管長に影響を受けないといえる. 以後, OH*の振動を火炎振動と定義し, 軸方向モードの周波数と区別する.

d = 10 mm では管長が増加すると軸方向モードの周波数と OH*の基本周波数およびその高調波が干渉し，軸方向モードの周波数が明確に確認できなくなった．管長 500 mm では，1 次，3 次，5 次の軸方向モード周波数が OH*の振動との干渉で確認できない．また，管長が 50 mm 以下となると火炎振動は解消された．d = 30 mm まで拡大すると，管長 200 mm 未満で火炎振動が現れなくなった.

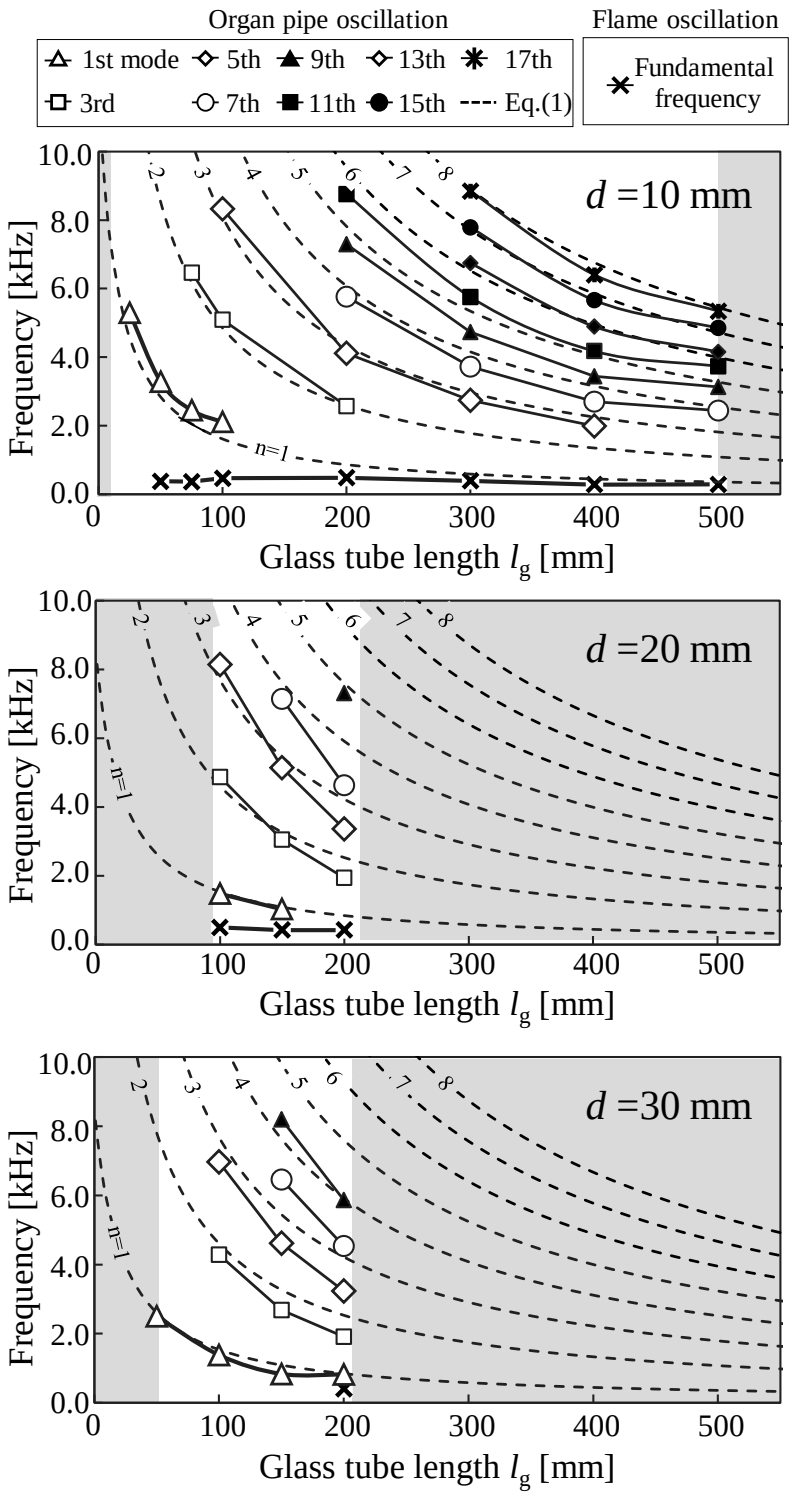


Fig. 2.1.11 Effects of the glass tube length on the frequency of flame and organ pipe oscillation at different tube diameters. Gray zone indicates no experiment data.

($l_g = 200$ mm, $\phi = 1.0$, $Q_a = 7.9$ L / min)

2.1.3.4　管状火炎のバーナ形状および燃焼条件と振動燃焼の関係

図 2.1.12 に，燃焼管の内径 d を変更して，当量比と SPL の関係を調べた結果を示す．$l_g = 200$ mm，$Q_{HHV} = 0.56$ kW とした．燃焼管の内径を増加させるほど，希薄側，過濃側ともに SPL は低下していることがわかる．また，SPL は当量比が 1 付近で最大となり，燃料が過剰もしくは希薄になるにつれて低減する傾向が示された．

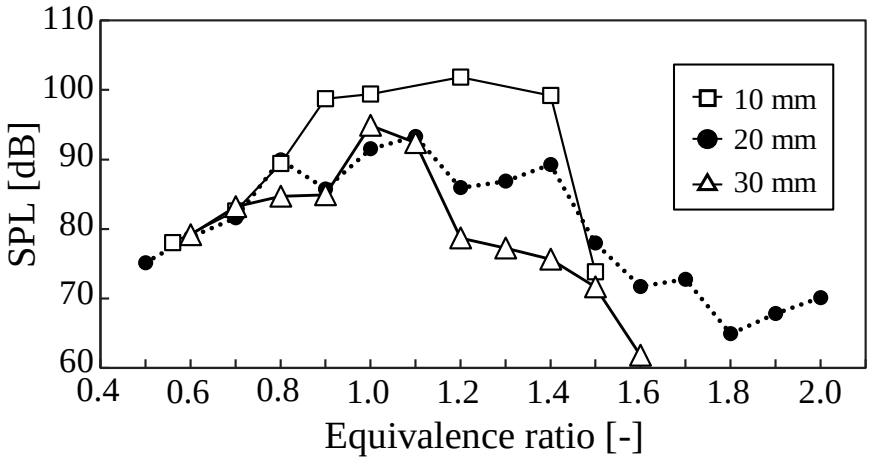


Fig. 2.1.12 Effect of glass tube diameter on SPL. ($l_g = 200$ mm, $Q_{HHV} = 0.56$ kW)

図 2.1.13 に燃焼管の管長を変更して，燃焼量と SPL の関係を調べた結果を示す．$d = 20$ mm, $\phi = 1.0$ とした．$l_g = 50$ mm の場合，燃焼量に関わらず SPL は 80 dB ほどであるが，燃料量 0.53 kW および 0.70 kW では，管長さが伸びるにつれて SPL が増加し，100 dB ほどまでに達した．

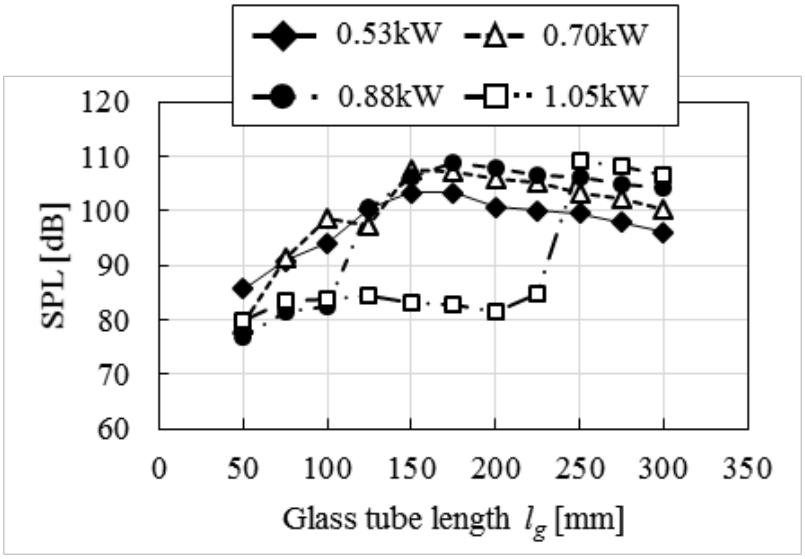


Fig. 2.1.13 Effect of combustion quantity on SPL. ($d = 20$ mm, $\phi = 1.0$)

0.88 kW および 1.05 kW では， 0.88 kW では 125 mm，1.05 kW では 250 mm において，SPL が急激に上昇した．各燃料量でも燃焼の長さが比較的短い場合には，振動燃焼は起きず，燃焼管の管長が長くなると振動燃焼が発生することがわかった．

2.1.4 結言

振動燃焼を抑制する適切な管状火炎バーナの設計指針を得るために，小径（内径 10 mm）管状火炎バーナにおける振動燃焼時の圧力および発熱変動を解析した．また，バーナ内径や長さなどのバーナ形状，および，燃焼量や当量比などの燃焼条件が，圧力変動の振幅に及ぼす影響を調べた結果，以下のことが明らかになった．

i. 空気のみを供給した場合の音の周波数は，管の軸方向モードの音響学的共鳴周波数と一致する．
ii. 管状火炎バーナで計測される振動燃焼の周波数は，管長で決まる軸方向モードに火炎振動が重畳する構造となる．
iii. 火炎振動は，基本周波数とその整数倍の高調波からなる．軸方向モードは管長を増加させるほど低周波となるが，火炎振動の周波数は管長にほとんど影響されない．
iv. 燃焼管の内径拡大や管長の短縮，もしくは量論混合比での燃焼を避けることにより，火炎振動の振幅が低減される．

2.2　大径管状火炎バーナにおける振動燃焼

前節では，半径モードおよび周方向モードの音響学的共鳴の影響がない，内径 10 mm の管状火炎バーナでの振動燃焼を詳細に解析した．しかしながら，産業バーナでは燃焼量が大きいために，バーナ内径をそれほど小さく設定できない．そこで本節では，現象は複雑になるものの，内径 208 mm，306 mm（燃焼量 1～2 MW 級）まで大型化した管状火炎バーナにおける振動燃焼を解析する．まずは，大径管状火炎バーナでの振動燃焼が発生する条件を調べた．そして，振動燃焼時における変動の周波数を計測して振動燃焼の原因を考察した．

2.2.1　実験装置および実験方法

内径 208 mm と 306 mm，2 種類の管状火炎バーナの概略を図 2.2.1 に示す．

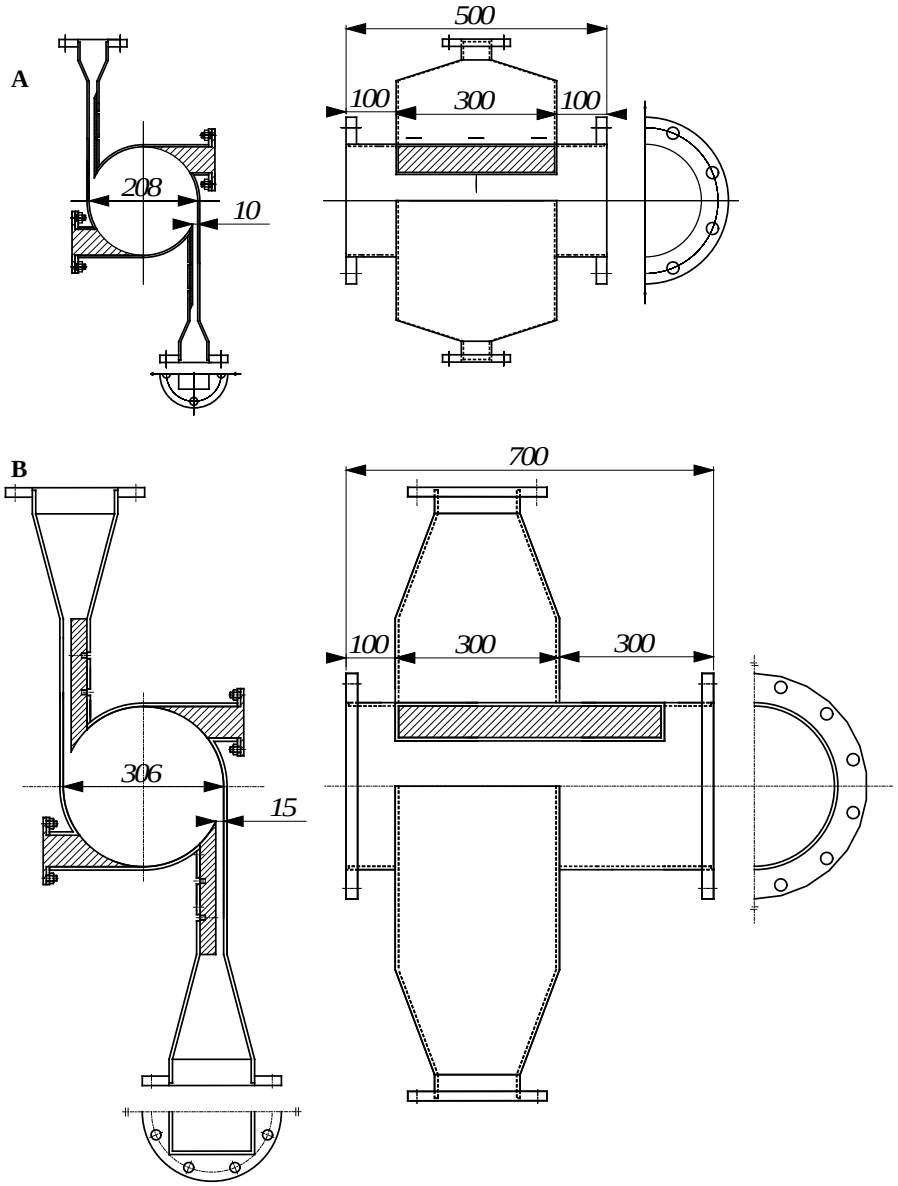


Fig. 2.2.1 Tubular flame burner. (A: 8-inch burner, B: 12-inch burner)

内径 208 mm のバーナ（図 2.2.1A，以後，8 インチバーナと呼ぶ）は長さ 300 mm，幅 10 mm の矩形断面のスリットが 2 個, 対称位置に接線方向に取り付けられており，全長は 500 mm である．一方，内径 306 mm（図 2.2.1B，以後，12 インチバーナと呼ぶ）は長さ 300 mm，幅 15 mm の矩形断面のスリットが 2 個，対称位置に取り付けられており，全長は 700 mm である．

管状火炎バーナは，バーナ内に強い旋回をかけて管状の火炎を形成させる．旋回強度の目安であるスワール数 S_w は，バーナ形状から概算で求めると [8]，8 インチバーナでは $S_w = 5.7$，12 インチバーナでは $S_w = 8.2$ といずれも非常に大きな値となっている．

図 2.2.2 に，実験装置全体の概略を示す．バーナの一端は石英板で封じ観察窓とするとともに，他端には，バーナと同径の鋼管を取りつけ燃焼室とした．燃焼管の管長は 8 インチバーナでは 1300 mm，12 インチバーナでは 1500 mm で，バーナ本体と燃焼管を加えた全長は，8 インチバーナでは 1800 mm，12 インチバーナでは 2200 mm である．

火炎の観察は，端部の石英ガラス窓の他，8 インチバーナでは 250 mm × 50 mm の矩形の石英ガラス窓を二つ装着した燃焼管を，12 インチバーナでは内径 291 mm，長さ 1000 mm，厚さ 5.5 mm の石英管をバーナに取り付けて行い，市販のビデオカメラ（Panasonic, NV - GS400）で撮影した．

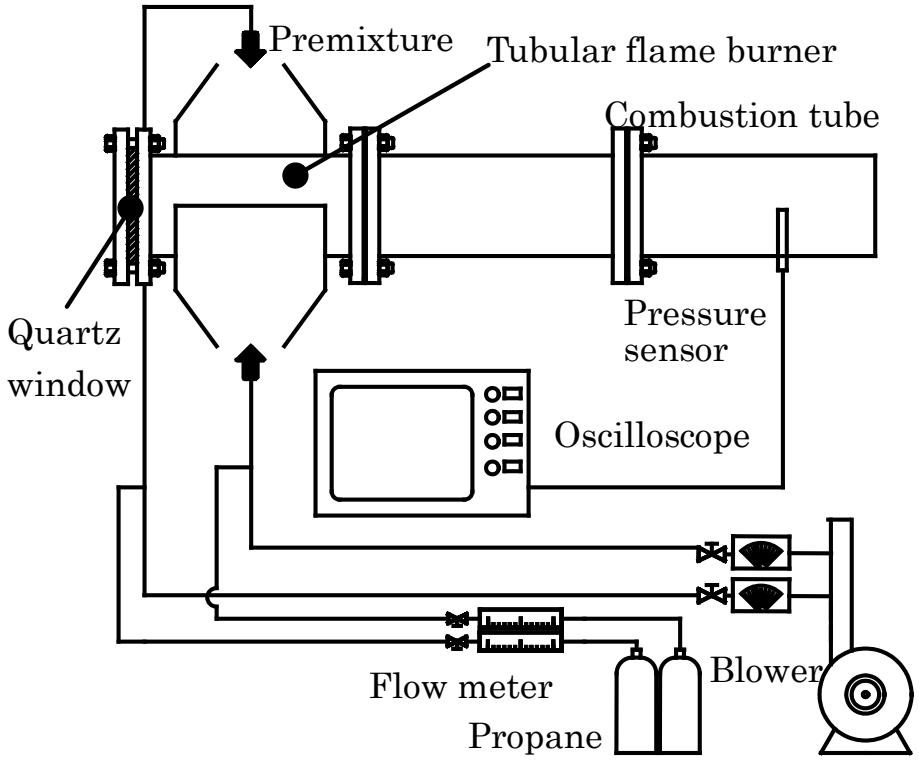


Fig. 2.2.2 Schematic of apparatus.

燃料にはプロパンを用いた．プロパンと空気は，それぞれ，ボンベとターボブロア（武藤電機，KF - 20PS / 6，風量 2700 m^3_N / h，吐出圧 9.31 kPa）から供給し，浮き子式流量計（昭和機器計装，AP - 0250）とフラプター流量計（昭和機器計装，FM - 0350）で流量をそれぞれ測定した後，混合し，バーナへ供給する．8 インチ，12 インチの各バーナに対する空気流量は，それぞれ 900 m^3_N / h，1800 m^3_N / h で，量論比における発熱量は，それぞれ，およそ 1.0 MW，および 2.0 MW である．

一方，振動燃焼の特徴を詳細に調べるため，圧力変動の測定とその周波数解析を行った．圧力変動の測定は，燃焼管出口より上流側 200 mm に，焼損を防ぐためステンレス管（内径 6 mm）を介して圧力センサー（PCB, HM102A06，最大圧 68.95 MPa，応答時間 1.0 μsec)を取り付けて行い，デジタルオシロスコープ（IWATU, Wave Runner, 64 kwords x 4 channels）で出力を記録し，パソコンを用いて FFT 周波数解析を行った．なお，周波数解析の結果は，音圧レベルの基準値である $P_0 = 2.0 \times 10^{-5}$ Pa を基準の値として用いたデシベル値で表すこととする．また，振動燃焼を考察するにあたって，音速が必要となるため，燃焼ガス温度を二酸化珪素で被覆した熱電対（素線径 300 μm）で測定し，Kaskan の式を用いて輻射補正し [9]，管軸上における温度を代表温度として音速を求めた．

2.2.2 実験結果および考察

2.2.2.1 火炎外観および安定 / 振動燃焼範囲

はじめに，8 インチバーナにおいて，空気流量を 600 m^3_N / h で一定に保ちつつ燃料流量を変化させた場合に形成される火炎の外観を図 2.2.3 に示す．図中，左はバーナ端の石英窓を介し撮影したもの，右は２つの矩形窓が取り付けられた燃焼管長手方向より撮影したものである．

A (ϕ = 1.5)

B (ϕ = 1.0)

C (ϕ = 0.8)

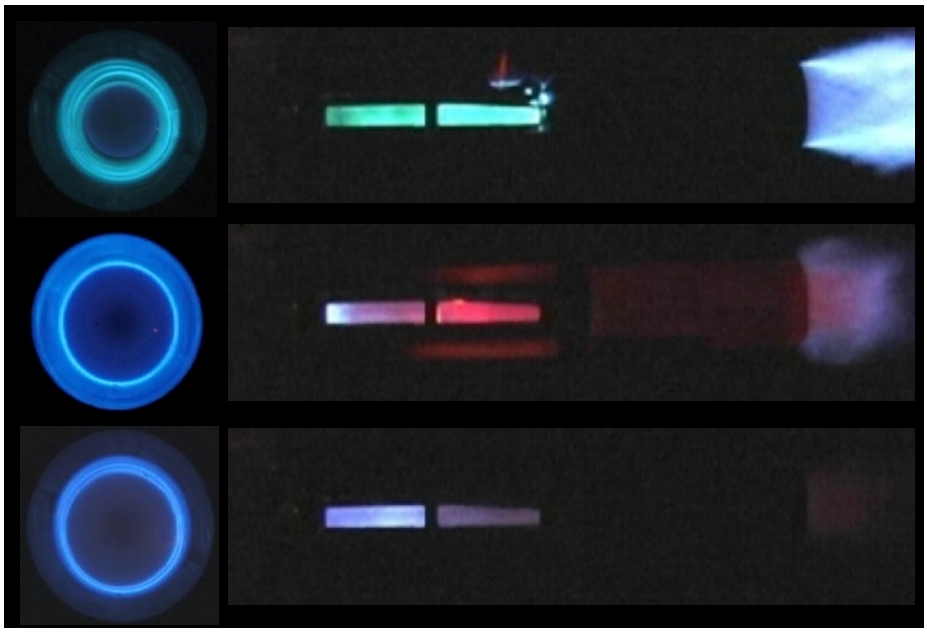


Fig. 2.2.3 Appearance of flames. (8-inch burner, Q_a = 600 m^3_N / h)

プロパン・空気混合気の当量比ϕが 1.5 と燃料過剰の場合（図 2.2.3A），断面形状が円形で，青緑色の発光を伴う均一の火炎がバーナ内に形成され，また，バーナ出口には，余剰の燃料と周囲空気による拡散火炎が観察される．燃料流量を減らして当量比$\phi = 1$ の理論混合気にすると（図 2.2.3B），燃焼速度が増加して火炎が未燃ガス側に移動するため，火炎直径は大きくなり（図 2.2.3B 左）．一方，火炎は短くなる．青炎の下流端は，ガラス窓の上流側端の位置にあり，その下流側は高温の燃焼ガスによる赤色の熱輻射が観察されている（図 2.2.3B 右）．さらに，燃料流量を減らし，燃料希薄とすると（図 2.2.3C），燃焼速度が減少するため火炎直径は減少し（図 2.2.3C 左），一方，火炎長は長くなることがわかる（図 2.2.3C 右）．当量比による火炎直径と火炎長さの変化は，石塚ら，萩原らにより観察された結果 [10] [11] と定性的に一致する．

空気流量を段階的に設定し，燃料流量を変化させて安定燃焼範囲を求めた結果を図 2.2.4 に示す．ここでは，縦軸に当量比ϕ，横軸に標準状態（0℃，1 気圧）の吹き出し空気流量 Q_a [m^3$_N$/h]をとる．なお，横軸には，この標準状態の混合気流量をスリット断面積で除して算出される平均接線方向吹き出し速度 V_t [m/s]，および，混合気の体積流量をバーナ断面積で除して算出される平均軸方向流速 V_a [m/s]も示す．図中の破線は，プロパンの希薄・過濃可燃限界 [12] である．図 2.2.4 の結果より，空気流量の広い範囲にわたって，消炎限界における当量比は，ほぼ，希薄可燃限界・過濃可燃限界の値に等しく，当量比の広い範囲にわたって安定で火炎面の均一な層流火炎が形成されることがわかる．

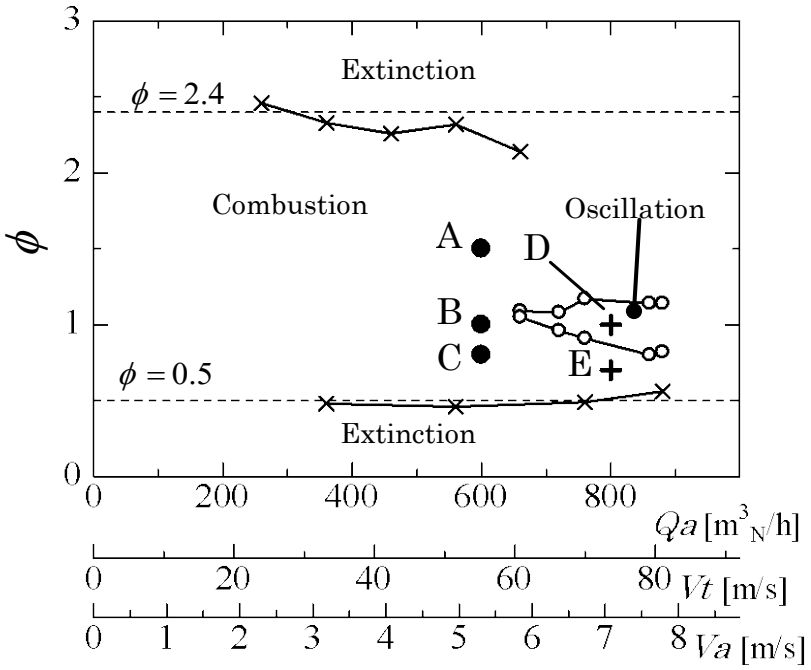


Fig. 2.2.4. Mapping of various combustion modes in the 8-inch burner.

しかし，空気流量を増加させ $Q_a = 650\ \mathrm{m^3_N/h}$ の条件になると，$\phi = 1.05$ 付近において，高周波の激しい振動音を伴う燃焼状態となった．この高周波音は連続的，あるいは断続的に発生するが，燃料濃度を増加させ$\phi = 1.1$ とすると停止する．空気流量をさらに増加させると，図中，○で囲まれた範囲，すなわち，$Q_a = 700\ \mathrm{m^3_N/h}$ では，$\phi = 0.95$～1.1 の範囲，$Q_a = 750\ \mathrm{m^3_N/h}$ では，$\phi = 0.95$～1.15 の範囲，$Q_a = 860$ および $890\ \mathrm{m^3_N/h}$ の場合では $\phi = 0.8$～1.15 の範囲で高周波音の激しい振動燃焼の発生が確認された．空気流量の増加とともに，振動燃焼の発生する当量比の範囲は，理論混合比付近を中心に徐々に拡大する傾向がある．

次に，12 インチバーナにおける燃焼状態を調べた．図 2.2.5 に，空気流量 $1000\ \mathrm{m^3_N/h}$ 時の火炎外観を示す．ここでは，前述したように，内径 291 mm，長さ 1000 mm の石英管を装着して行った．12 インチバーナにおいても，断面形状が円形で，且つ，極めて発光が均一な管状の火炎が形成されることがわかる．

A ($\phi = 1.7$)

B ($\phi = 1.0$)

C ($\phi = 0.8$)

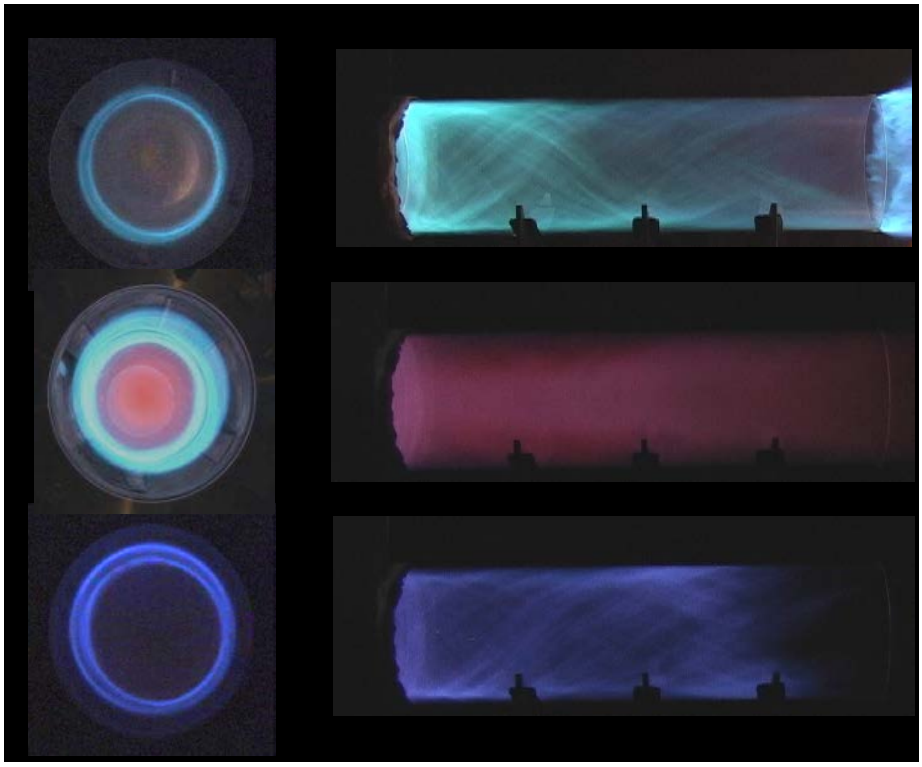


Fig. 2.2.5 Appearance of flames. (12-inch burner, $Q_a = 1000\ \mathrm{m^3/h}$)

図 2.2.6 には，空気流量を段階的に設定して求めた各種燃焼状態の領域を示す．12 インチバーナでは，8 インチバーナと比べてより大きな空気流量 $Q_a = 1200\ \mathrm{m^3_N/h}$ で高周波の振動燃焼が発生する．ただし，その当量比ϕ の範囲は，1.4～1.5 と過濃側であった．しかし，空気流量を増やし $Q_a = 1400\ \mathrm{m^3_N/h}$ では，振動燃焼が起きる当量比

の下限は 0.95 とやや希薄側まで拡がる．一方，過濃側であるが，供給するプロパンの流量の上限が 80 m^3_N / h であったため，図中波線より上のドットで示した領域の測定はできず，振動燃焼が当量比 1.4 まで起きることを確認するに留まった．さらに，空気流量 Q_a を 1600 m^3_N/h，1800 m^3_N/h と増やすと，供給可能なすべての過濃混合気で振動燃焼が発生し，また，その当量比の下限値は 0.88, 0.85 となり，下限側での振動燃焼領域が拡大することが確認された．

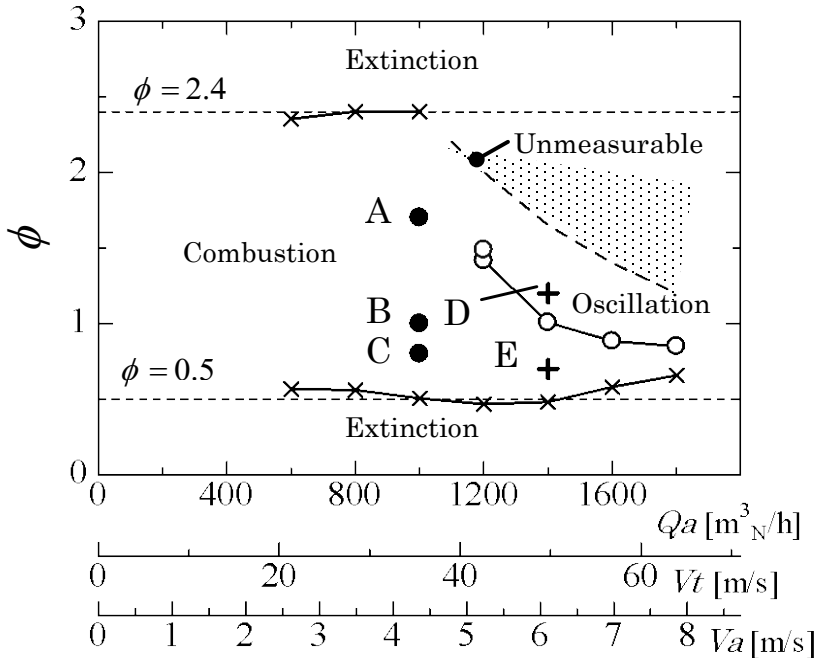


Fig. 2.2.6 Mapping of various combustion modes in the 12-inch burner.

以上，両バーナにおいて，当量比 1 付近で振動燃焼が起きること，また，振動燃焼が発生する最低の空気流量は，8 インチバーナで 600 m^3_N/h に対し，12 インチバーナでは 1100 m^3_N / h と増加することがわかった．ちなみに，この最低の空気流量を軸方向平均速度で評価すると，両バーナともに約 5 m / s であった．

2.2.2.2　圧力測定および周波数解析

次に，振動燃焼の特性を調べるため，圧力変動の測定を行った．図 2.2.7 は，8 インチバーナにおいて，Q_a = 800 m^3_N/h （一定）の条件で安定燃焼時（図 2.2.4，点 E，ϕ= 0.7）と振動燃焼時（図 2.2.4，点 D，ϕ = 1.0）の圧力変動の測定結果を示す．図中，縦軸には圧力変動値 [kPa]，横軸には測定時刻 t [s]をとる．安定燃焼状態である ϕ= 0.7 の場合，測定時刻の全範囲で±1 kPa 以下の低い圧力変動が続くのに対して，振動燃焼の発生する ϕ= 1.0 の場合は，t = 0.15 s，0.35 s，0.4 s 付近で断続的に±2 kPa 程度の比

較的振幅の弱い振動燃焼が発生し，それに続いて $t = 0.6$ s 付近で±10 kPa にも達する，圧力振幅の大きな振動燃焼が発生している．

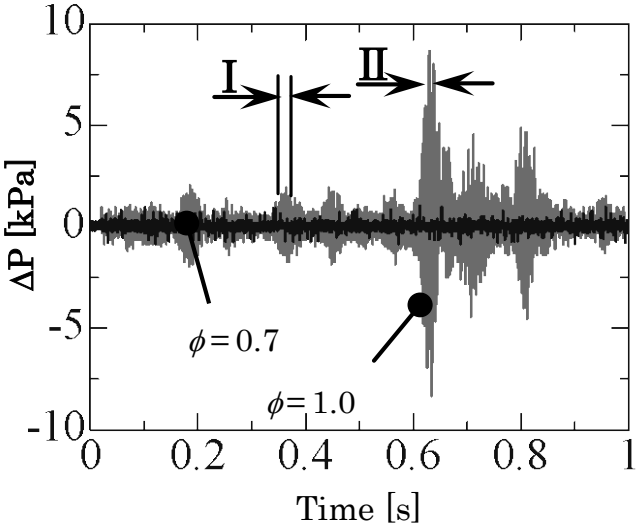


Fig. 2.2.7 Pressure fluctuations in the 8-inch tubular flame burner. ($Q_a = 800\ \mathrm{m^3_N/h}$)

そこで，この比較的振幅の弱い振動燃焼（図 2.2.7 の I の部分）を詳しく調べるために, 圧力変動値を拡大したものを図 2.2.8 に, その FFT 解析の結果を図 2.2.9 に示す.

図 2.2.8 より，$\phi = 0.7$ では±0.5 kPa 程度の圧力変動であるのに対して，$\phi = 1.0$ の場合には，±1.5 kPa 程度の圧力変動に加え，小刻みな高周波の変動が現れていることがわかる．また，縦軸に振動のデシベル値 [dB]，横軸に振動周波数 [Hz]をとって示した FFT 解析結果（図 2.2.9）では，$\phi = 1.0$ では，$\phi = 0.7$ と違って 2390 Hz に高周波の鋭いピークが現れていることがわかる.

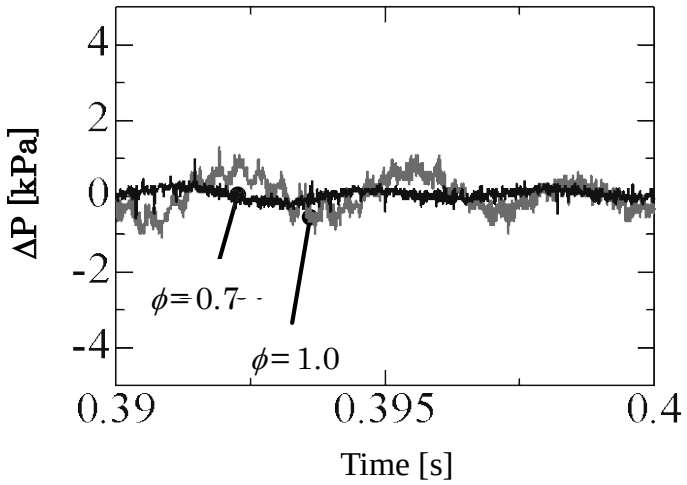


Fig. 2.2.8 Pressure fluctuations in the 8-inch tubular flame burner.
(Magnification of part I in Fig. 2.2.7)

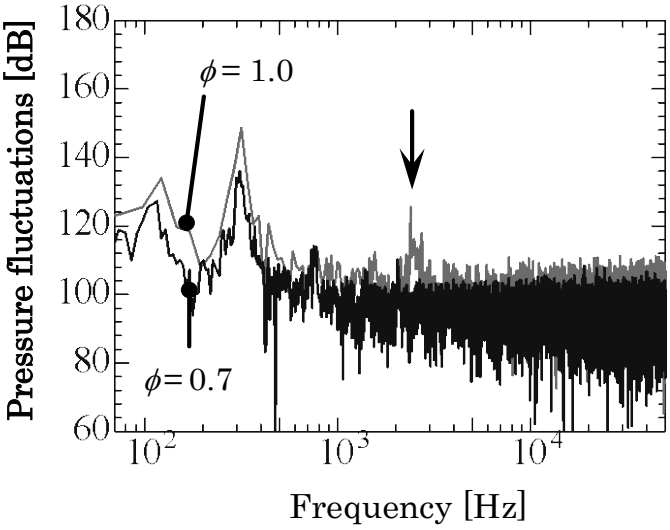


Fig. 2.2.9 Pressure fluctuations spectra of the 8-inch tubular flame burner.
(Q_a = 800 m^3_N / h, part I in Fig. 2.2.7)

次に，振幅の大きな振動燃焼発生時（図 2.2.7 のⅡ部分）について同様に調べた．結果を，図 2.2.10，図 2.2.11 に示す．図 2.2.10 より，ϕ= 1.0 では，±8 kPa にもおよぶ大きな圧力変動が，ゆっくりとした低周波の振動に重なって発生していることがわかる．また，FFT 解析結果（図 2.2.11）によれば，ϕ= 1.0 では，ϕ= 0.7 と違って高周波の鋭いピークが 2450 Hz に現れるほか（図 2.2.11①），その高次のモードと思われる 5060 Hz，7330 Hz，9830 Hz，12100 Hz のピークも現れることが確認できる（図 2.2.11②～⑤）．

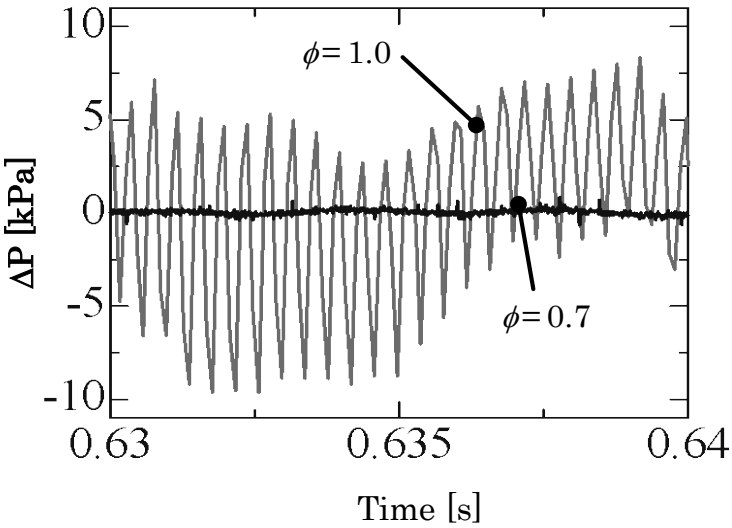


Fig. 2.2.10 Pressure fluctuations in the 8-inch tubular flame burner.
(Magnification of partⅡin Fig. 2.2.7)

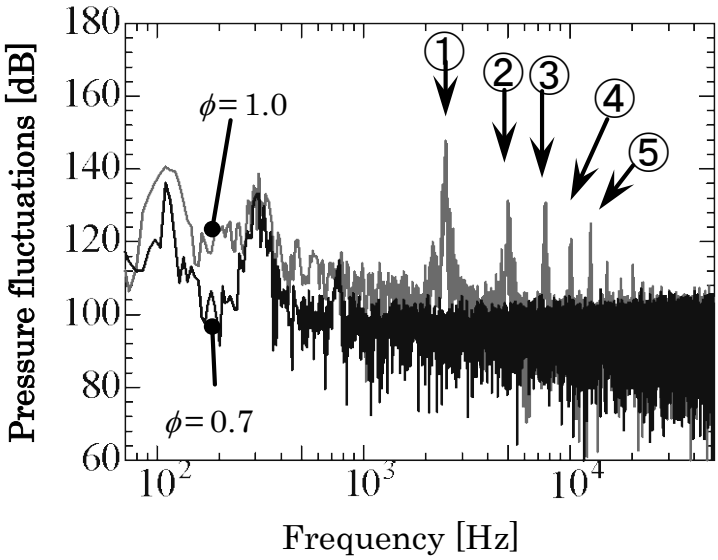


Fig. 2.2.11 Pressure fluctuations spectra of the 8-inch tubular flame burner.
(Q_a = 800 m^3_N/h, partⅡ in Fig. 2.2.7)

次に，12 インチバーナに対しても， Q_a = 1400 m^3_N/h（一定の条件）で，安定燃焼時（図 2.2.6，点 E，ϕ = 0.7）と振動燃焼発生時（図 2.2.6，点 D，ϕ = 1.2）について圧力変動の測定を行った．その結果を図 2.2.12 に示す．

まず，安定燃焼状態であるϕ = 0.7 の場合，±1 kPa 程度の緩やかな圧力変動が発生している．これに対し振動燃焼発生時のϕ = 1.2 の場合，8 インチバーナ同様，測定時刻 t = 0.05 s, 0.15 s, および 0.6 s 付近において，±5 kPa 程度の，比較的振幅の弱い圧力変動が発生しており，その後，t = 0.7 s 付近において±13 kPa にも達する，振幅の大きな圧力変動が発生している．

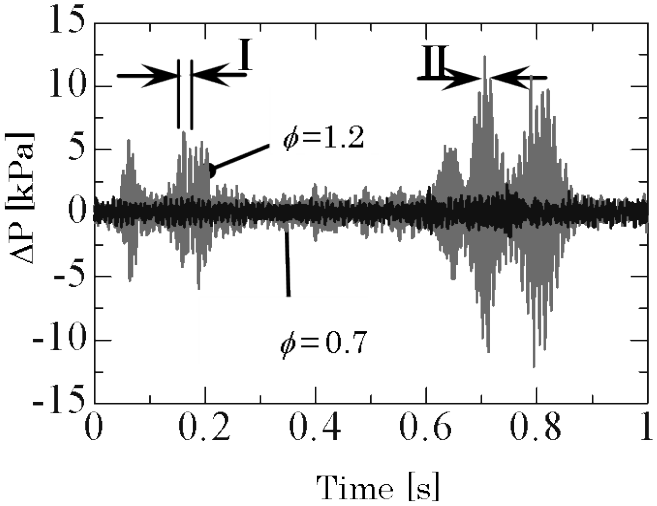


Fig. 2.2.12 Pressure fluctuations in the 12-inch tubular flame burner.
(Q_a = 1400 m^3_N/h)

この比較的振幅の弱い振動燃焼（図 2.2.12, I の部分），および，振幅の大きな振動燃焼（図 2.2.12, II の部分）に対して周波数解析を行った結果を図 2.2.13，図 2.2.14 に示す．比較的振幅の弱い振動燃焼発生時は（図 2.2.13），ϕ = 1.2 では，ϕ = 0.7 の安定燃焼時と比べて高周波側に 1660 Hz, 3590 Hz, 4880 Hz などのピークが既に現れ（図 2.2.13 ①～③），一方，振幅の大きな振動燃焼発生時では（図 2.2.14），周波数が若干ずれるが，1680 Hz，3500 Hz，5085 Hz，6760 Hz，8470 Hz などの多数の高周波振動が際だって起きることがわかる（図 2.2.14①～⑤）．

以上のことから, 8 インチ, 12 インチバーナ双方とも, はじめに 1000 Hz を越える，比較的振幅の弱い高周波振動燃焼が発生し，次いで，圧力振幅の大きな，かつ，高次のモードを伴った複数の高周波振動が発生することが明らかとなった．

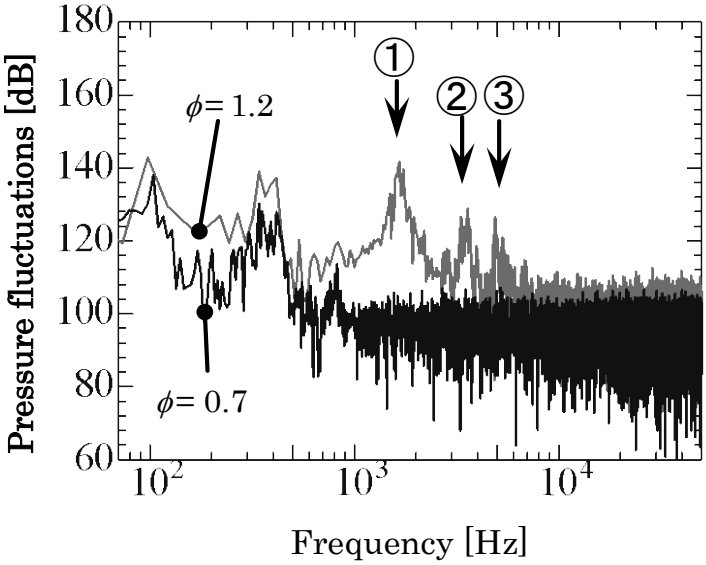


Fig. 2.2.13 Pressure fluctuations spectra of the 12-inch tubular flame burner.
(Q_a = 1400 m^3_N/h, part I in Fig. 2.2.12)

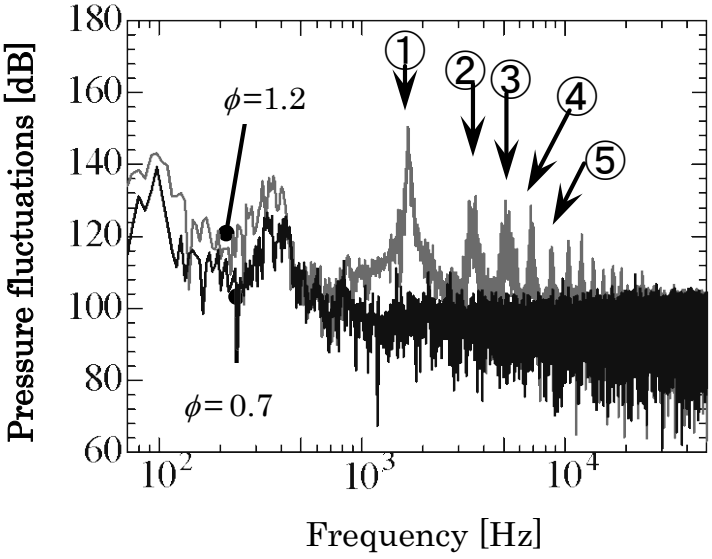


Fig. 2.2.14 Pressure fluctuations spectra of the 12-inch tubular flame burner.
(Q_a = 1400 m^3_N/h, part II in Fig. 2.2.12)

2.2.3　考察

音響学的共鳴振動には，軸方向モード，周方向モード，半径方向モードの振動がある．軸方向モードのみの音響学的共鳴振動は，実用燃焼器において発生例が多く[13][14]，その固有振動周波数は，一端開口，他端閉口の境界条件のもとでは，以下の式で与えられる[2][13][14]．

$$f_z = \frac{(2n-1)c}{4(l+\Delta l)} = \frac{(2n-1)c}{4(l+0.6r)} \qquad (n=1,2,3,\cdots\cdots) \tag{2.2.1}$$

ここで，r [m]は管半径，l [m]は管長，c [m/s]は音速（常温の場合 346 m/s), Δl [m]は開口補正値（ $=0.6r$ [14]），n は軸方向のモード次数（正の整数）である．$n=1$，2，3 はそれぞれ 1 次，3 次，5 次モードを示す．式(2.2.1)に 8 インチバーナ，12 インチバーナそれぞれの諸元，および，化学平衡計算[15]で求めた平衡組成に測定された燃焼ガス温度を補正して求めた音速（8 インチバーナ：2130 K，$c=861$ m/s ，12 インチバーナ： 2050 K，$c=865$ m/s）を代入する．算出された結果は， 1 次モード（$n=1$）で，それぞれ，116 Hz，94 Hz，3 次モード（$n=2$）でも，346 Hz, 283 Hz と低く，高周波振動燃焼の発生源とは考えられない．

そこで，周方向モードおよび半径方向モードを考慮した音響学的共鳴振動を検討した．式(2.2.1)で取り扱った軸方向モードに加え，周方向モードおよび半径方向モードを考慮した音響学的共鳴振動周波数は，管壁において粒子速度がゼロであるとする境界条件のもとでは，文献（1），（13），（14）を参考にすると，次式で求められる．

$$f = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\left(\frac{\alpha_{nm}}{r}\right)^2 + \left(\frac{(2n-1)\pi}{2(l+0.6r)}\right)^2} \tag{2.2.2}$$

圧力波が燃焼管の周方向および半径方向へ伝播することに対する項が（α_{nm}/r）^{2} である．文献（16），（17）を参考にして α_{nm} の値を定め，8 インチバーナの固有振動周波数を求めた結果を表 2.2.1 の左（表 2.2.1A）に，一方，周波数解析（図 2.2.11）で求められた高周波振動の周波数を表 2.2.1 右（表 2.2.1B）に示す．表 2.2.1A では，行に周方向モード次数 n_θ を，列に半径方向モード次数 m をとってある．なお，簡単な計算によると，1000 Hz 以上では，式(2.2.2)第二項は，第一項に比べ非常に小さいので，ここでは，便宜的に $n=1$ として求めた．

計算値と実験値を比較すると，実験で観測された 2450 Hz の振動は，周方向モード $n_\theta=1$, 半径方向 $m=1$ の共鳴振動と極めて良く一致していることがわかる. すなわち，このデシベル値の最も高い 2450 Hz の振動は，軸対称性が崩れた最初の周方向モード $n_\theta=1$ の振動となっていることがわかる．

それに続いてデシベル値の高い 2 番目のピークの 5060 Hz の振動であるが，同じ $m=1$ の半径モードでも，周方向モードが $n_\theta=0$，つまり，軸対称性のある振動モードにほとんど一致している．同じ $m=1$ の半径モードでも，周方向モードの高い $n_\theta=2$ の 4030 Hz の振動は，観察されない．

その次に観察される 7330 Hz は，300 Hz 程度高い方にずれてはいるが，再び，非軸対称モード（$n_\theta = 1$）の，しかし，半径方向モードの次数はひとつ高い $m = 2$ の振動モードに対応していることがわかる．そして，次に観測される 9830 Hz の振動は，600 Hz 程度高くなっているが，同じ $m = 2$ の半径モードでも軸対称性のある周方向モード（$n_\theta = 0$）を考えるのが妥当のように思われる．

Table 2.2.1 Comparisons of radial and circumferential modes of natural frequencies and peak frequencies of pressure fluctuations in the 8-inch burner

(A) Caluculated				
Circunferential mode	n_θ \ m	Radial mode		
		1	**2**	**3**
	0	5050	9240	13400
	1	2430	7030	11250
	2	4030	8840	13130

(B) Experimental	
Peak	**Frequency (Hz)**
1st	2450
2nd	5060
3rd	7330
4th	9830
5th	12100
6th	14800

同様に，12 インチバーナで調べた結果を表 2.2.2 に示す．12 インチバーナにおいても，図 2.2.14 でデシベル値が最も大きい 1680 Hz の振動は，非軸対称（$n_\theta = 1$）で半径方向モードの次数が最も低い $m = 1$ の振動に極めて一致し，次いで観測される 3500 Hz の振動は，同じ半径モード $m = 1$ でも，軸対称の振動モード $n_\theta = 0$ にほとんど一致している．3 番目のピーク周波数 5085 Hz は，8 インチバーナと同様 300 Hz 高いものの半径方向モードの次数 $m = 2$，周方向モード $n_\theta = 1$ の非軸対称の振動モードに，そして，4 番目のピーク周波数は，やはり，8 インチバーナと同様，400 Hz 程度高くなっているが，再び軸対称性のある $n_\theta = 0$ の振動モードとなっている．

以上のことから，管状火炎バーナで観測される高周波の振動燃焼は，周方向モードと半径方向モードのカップリングした音響学的共鳴振動燃焼であることが明らかとなった．

特に，振幅の弱い振動燃焼の周波数解析結果を思い起こすと（図 2.2.9, 図 2.2.13），8 インチバーナ，12 インチバーナともに，（周方向モード：$n_\theta = 1$，半径方向モード：$m = 1$）の振動がはじめに現れることから，管状火炎バーナでは，非軸対称の周方向モード（$n_\theta = 1$）が振動燃焼の発生と密接にかかわっていると考えられる．

Table 2.2.2 Comparisons of radial and circumferential modes of natural frequencies and peak frequencies of pressure fluctuations in the 12-inch burner

(A) Caluculated				
Circunferential mode	n_θ \ m	Radial mode		
		1	**2**	**3**
	0	3450	6310	9150
	1	1660	4800	7680
	2	2750	6030	8970

(B) Experimental	
Peak	**Frequency (Hz)**
1st	1680
2nd	3500
3rd	5085
4th	6760
5th	8470
6th	10490

文献によれば，周方向モードの音響学的共鳴振動は，固体燃料推進のロケットエンジン[18]や，スピンデトネーション[19]において発生し，また，燃焼器の壁付近に発熱が集中する場合に発生しやすいとされる[18][20]．事実，管状火炎バーナでも，当量比を 1 とすると，火炎直径が増加して火炎が管壁近傍に形成され，激しい振動燃焼が起きている（図 2.2.3～2.2.6 参照）．また，管状火炎バーナでは，固有の構造として，吹き出しスリットがバーナ外周部に複数個配置されるため，特に管径が比較的大きい場合，壁近傍の流れ場（静圧・流速）が周方向に一様とは成り得ない．さらに，燃焼速度の速い，したがって，火炎直径の大きい理論混合気付近の混合気を燃焼させる場合，火炎が壁付近のスリット領域に入り込めないという物理的制約のため，その断面形状が楕円型に変形せざるを得ない．これらが，軸対称の燃焼場の成立を妨げ，非軸対称モードの振動燃焼の発生につながったものと考えられる．

また，流量を増やすと高周波の振動燃焼領域が拡大する傾向があるが（図 2.2.4, 2.2.6），これは，流量が増えるほど，また，当量比が 1 からずれるほど，火炎長が増し，一方，回転強さは，バーナ根元から開放端に進むほど弱まり[21]，つまり，密度の異なる未燃ガス・既燃ガスに働く遠心力によって作られる軸対称性が弱まることで，非軸対称モードの振動燃焼の発生につながったものと考えられる．

したがって，管状火炎バーナにおける高周波の振動燃焼を抑制するのは，軸対称性に十分配慮したバーナの製作や管状火炎断面を円筒状に保つように混合気の吹き出し条件を操作することが肝要であると考えられる．

2.2.4 結言

8 インチ（1 MW 相当）と 12 インチ（2 MW 相当）の大径管状火炎バーナで，振動燃焼の解析を行った．安定燃焼 / 振動燃焼範囲を求めたほか，発生する振動燃焼の圧力変動を計測した結果，以下のことが明らかになった．

i. 管状火炎バーナの直径が大きくなると，音響学的共鳴振動の半径・周方向モードに起因する振動燃焼が発生する．

参考文献

1. 辻廣，燃焼現象 (19), 機械の研究第 29 巻第 12 号 (1977), pp.79-82.
2. 辻廣，燃焼現象 (20), 機械の研究第 30 巻第 1 号 (1978), pp.59-64.
3. 日本燃焼学会燃焼工学ハンドブック出版分科会，燃焼工学ハンドブック (1995), pp.112-114.
4. 日本機械学，機械工学便覧 A6 熱工学, pp.85-86.
5. 白神洋輔，毛笠明志, 2011 年都市ガスシンポジウム (2011), P-13.
6. 堀司，望月大地，毛笠明志，林潤，赤松史光，白神洋輔，管状火炎の振動燃焼に及ぼす燃焼管長の影響，第 52 回燃焼シンポジウム講演論文集 (2014), pp.420‑421.
7. 白神洋輔，毛笠明志，片端吹き出し型管状火炎バーナ内の圧力変動，第 49 回燃焼シンポジウム (2011), pp.152-153.
8. 石岡宗浩，岡田邦明，石塚悟，製鉄所の副生ガス燃料用管状火炎バーナの開発，日本燃焼学会誌，第 48 巻 145 号 (2006), pp.250-256.
9. Kaskan, W. E., The Dependence of Flame Temperature on Mass Burning Velocity, Proceeding of the Combustion Institute, Vol. 6 (1957), pp.134-143.
10. 石塚悟，萩原良一，鈴木実，中村章，濱口惣，管状火炎バーナの燃焼特性，日本機械学会論文集 B 編, Vol. 65, No. 639 (1999), pp.3845-3852.
11. 萩原良一，岡本昌也，石塚悟，小林秀峰，中村章，鈴木実，メタンを燃料に用いた場合の管状火炎バーナの燃焼特性，日本機械学会論文集 B 編, Vol. 66, No. 652 (2000), pp.3326-3232.
12. Zabetakis, M.G., Flammability Characteristics of Combustible Gases and Vapors, U.S. Bureau of Mines, Bulletin (1965), 627.
13. 平野敏右，燃焼学 (1986), pp.189-191，海文堂.
14. 岸本健，家庭用燃焼器の騒音と振動，燃焼研究, Vol. 101 (1995), pp.15-25.
15. Gordon, A. and McBride, B. J., Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, NASA Spec. Publ. (1971), 273.
16. 伊藤毅，音響工学原論 (1951), Vol.1, pp.109，コロナ社.
17. 白木万博，騒音防止設計とシミュレーション (1987), pp.31，応用技術出版.

18. Smith, R. P, Sprenger, D. F., Combustion Instability in Solid-Propellant Rockets, Proceeding of the Combustion Institute, Vol. 4 (1953), pp.893.
19. Fay, J., A Mechanical Theory of Spinning Detonation, Journal of Chemical Physics, Vol. 20 (1952), pp.942-950.
20. Barrere, M., Williams, F. A., Comparison of Combustion Instabilities Found in Various Types of combustion Chambers, Proceeding of the Combustion Institute, Vol. 12 (1969), pp.169-181.
21. Ishizuka, S., On the Flame Propagation in a Rotating Flow Field, Combustion and Flame, Vol. 82 (1990), pp.176-190.

第 3 章

管状火炎の伝熱特性

3.1　管状火炎の炉筒面での伝熱特性

燃焼により得られた熱を産業の加熱工程で利用するには，その伝熱の特性を十分に把握する必要がある．しかしながら，管状火炎の燃焼特性に関する研究は多数あるが（第 1 章参照），管状火炎の伝熱特性に関する研究は皆無である．本章では，管状火炎バーナの伝熱特性を明らかにすることを目的とする．

管状火炎バーナの管内には，管状火炎が形成される火炎領域と燃焼反応終了後の燃焼ガス領域の2つが存在する．火炎領域では常温の未燃混合気が壁と接しているため，管への伝熱がほとんどない．一方，燃焼ガス領域では管は高温の燃焼ガスと接するため高い伝熱特性を示すが，下流にいくに従い旋回流の減衰によって伝熱特性が低下する．さらに，それぞれの領域は，燃焼量と当量比（空気比）に依存する火炎長によって変化すると考えられる．

そこで本節では，火炎領域および燃焼ガス領域での伝熱特性を調べる．管状火炎バーナに二重管式熱交換器を取り付け，熱交換器の軸方向の水と管壁面の温度分布，ならびに燃焼ガス出口温度を測定し，局所熱伝達率を求めた．さらに，非燃焼場にて，等熱流束加熱における局所熱伝達率も求めた．

3.1.1　実験装置および実験方法

3.1.1.1　燃焼場での伝熱実験

実験に用いた管状火炎バーナの概略を図 3.1.1 に，二重管式熱交換器を取り付けた実験装置の概略を図 3.1.2 に示す．内径 $d_b = 28$ mm の SUS304 製バーナに幅 50 mm，厚さ 2 mm のスリット状の供給部を対称に 2 つ接線方向に設けた．接線方向に燃料である都市ガス 13A（代表組成；メタン 88.9%，エタン 6.8%，プロパン 3.1%，ブタン 1.2%）と空気の予混合気を供給することで管内に旋回流動場を形成させた．バーナの幾何学形状から決まるスワール数 S_w は 3.1 である．バーナ出口に長さ 884 mm の二重管式熱交換器を取り付けた．二重管式熱交換器は，SUS304 製の内管（内径 28 mm，肉厚 1 mm）とアクリル製の外管（内径 40 mm，肉厚 5 mm）からなり，内管内部を燃焼ガスが，幅 5 mm の環状部を冷却水が燃焼ガスと対向して流れる．水の温度は 70 mm 間隔で 13 点，内管外壁面温度は 140 mm 間隔で 7 点において K 型熱電対にて測定した．また，燃焼ガス出口温度を K 型熱電対にて測定した．なお，火炎の長さは，二重管式熱交換器の代わりに内径 28 mm の石英ガラス管を取り付け，目視により測定した．軸方向距離 z はバーナ端からの距離とした．

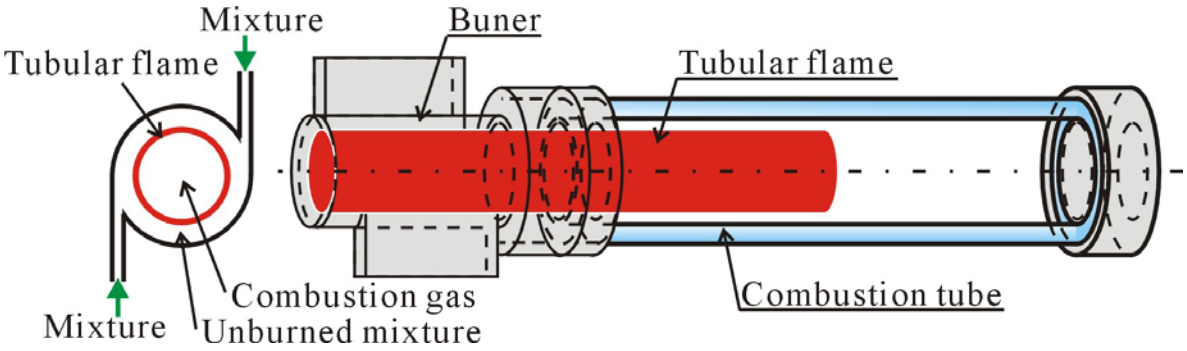


Fig. 3.1.1 Tubular flame burner.

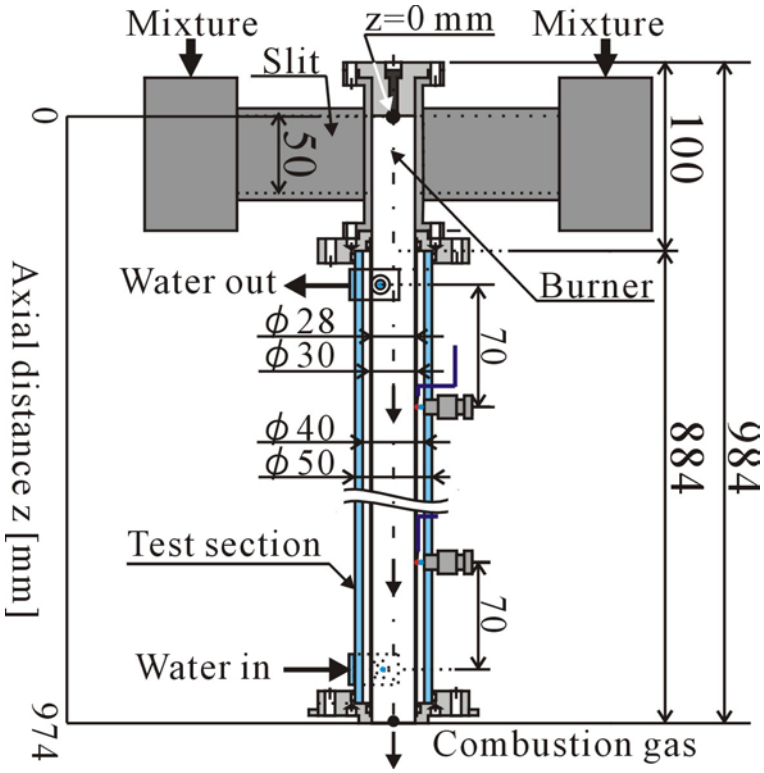


Fig. 3.1.2 Experimental apparatus.

3.1.1.2　非燃焼場での伝熱実験

図 3.1.1 の二重管式熱交換器の代わりに，内面に 10 μm 厚の SUS304 箔を貼り付けた長さ 453 mm，内径 28 mm，肉厚 2 mm のアクリル管を取り付け，非燃焼場での熱伝達率の測定を行った．通電加熱によりステンレス箔に等熱流束を発生させた．円管の内外面に線径 0.1 mm の K 型熱電対を取り付け，内外壁温度差から損失熱量を補正した熱流束を用いて局所熱伝達率を算出した．作動流体は常温の空気である．

3.1.2　　実験結果および考察

図 3.1.3 に燃焼量 $Q_{LHV} = 4$ kW，空気比$\lambda = 1.6$ での水温，内管壁面温度，燃焼ガスの温度分布を示す．火炎長は 274 mm であり，火炎長以下は火炎領域，それ以上は燃焼ガス領域となる．図 3.1.3 の水の温度勾配から内壁面における局所の熱流束 q を算出した．また，式(3.1.1)および式(3.1.2)より燃焼ガス温度 T_gを算出した．

$$\Delta Q = M_w c_{pw} \Delta T_w \tag{3.1.1}$$

$$T_g = T_{bt} - \frac{\Delta Q}{V_w c_{pm}} \tag{3.1.2}$$

ここで，ΔQ は伝熱量，M_w は水の質量流量，c_{pw} は水の比熱，ΔT_w は水出口温度と z 方向位置での水温との差，T_{bt} は平衡計算により求めた断熱火炎温度，V_w は燃焼ガス流量，c_{pm}は T_{bt}と T_gの平均比熱である．算出した燃焼ガスの熱交換器出口温度は，実測値とほぼ一致する．

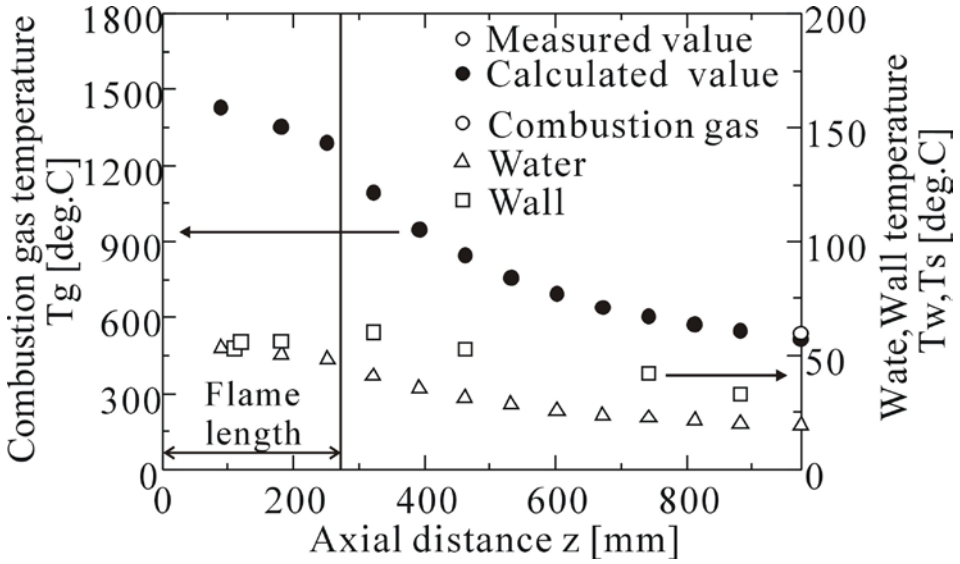


Fig. 3.1.3 Temperature distributions at $Q_{LHV} = 4$ kW and $\lambda = 1.6$.

軸方向距離 z と局所熱伝達率 h の関係を図 3.1.4 示す．局所熱伝達率 h は，壁温度が温水温度と等しいと仮定し，式(3.1.3)より求めた．

$$h = \frac{q}{T_g - T_w} \tag{3.1.3}$$

ここで，　q は局所の熱流束，T_gは平均燃焼ガス温度，T_w は壁面温度である．　$z = 294$ mm までの火炎帯では，局所熱伝達率は約 20 W / m^{2}K と低い．火炎帯であっても火炎の周囲は常温の未燃ガスに覆われているため，壁面への熱流束が極めて低くなった．それに対し，火炎端から下流部では熱伝達率が急増し，その後下流に向かい減少する．

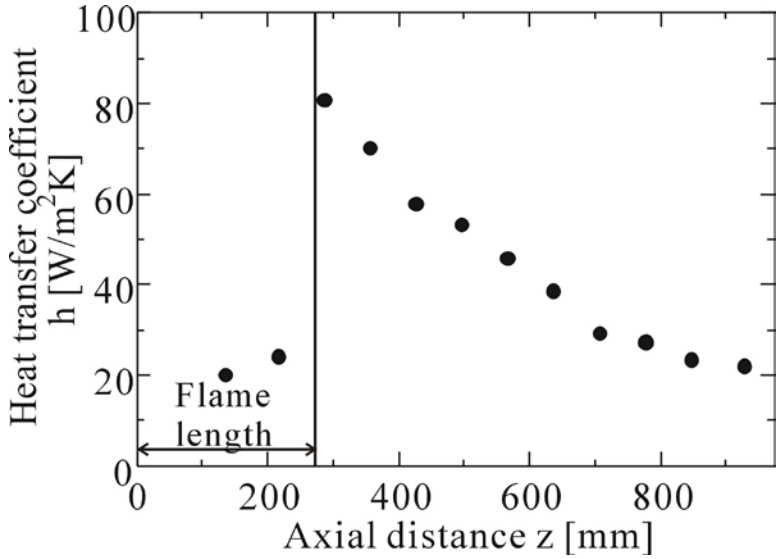


Fig. 3.1.4 Local heat transfer coefficient at $Q_{\mathrm{LHV}} = 4$ kW and $\lambda = 1.6$.

燃焼量 Q_{LHV} を 3～6 kW，空気比λを 1.4～1.8 で変化させて局所熱伝達率を測定し，局所ヌセルト数$Nu = h\,d_b / \lambda_g$を求めた．熱伝導率λ_gは各測定点での膜温度の値とした．旋回流による熱伝達率向上効果を示すため，旋回が無い場合の円管乱流ヌセルト数 Nu_0[1]で Nu を除した無次元量 Nu / Nu_0 を定義した．旋回が無い場合の円管乱流ヌセルト数 Nu_0 は次式で定義できる．

$$Nu_0 = 0.022\, Re^{0.8}\, \mathrm{Pr}^{0.5} \tag{3.1.2}$$

$$Re = \frac{M_g d_b}{\mu \pi d_b^{\,2} / 4} \tag{3.1.3}$$

なお M_g は質量流量であり，粘性係数μは燃焼ガスの出入口平均温度と壁面平均温度との膜温度を代表温度として求めた．

図 3.1.5 に軸方向距離と Nu / Nu_0 の関係を示す．図中の中実プロットは火炎領域，中空プロットは燃焼反応終了後の燃焼ガス領域における局所ヌセルト数を示している．火炎領域での局所ヌセルト数は，ほぼ旋回のないヌセルト数 Nu_0 と同等の値を示す．燃焼ガス領域の局所ヌセルト数は，図 3.1.4 で示したとおり高い値を示すが，軸方向距離が増加するにつれて低減する．

非燃焼場の等熱流束加熱により求めた Nu / Nu_0 を太線プロットで示す．非燃焼場では $z = 420$ mm までしか熱伝達率分布を測定していないが，燃焼場の燃焼ガス領域と同様の傾きで Nu / Nu_0 が低下するのが観察された．下流側での熱伝達率の低下は，旋回流の減衰が原因であると考えられる．

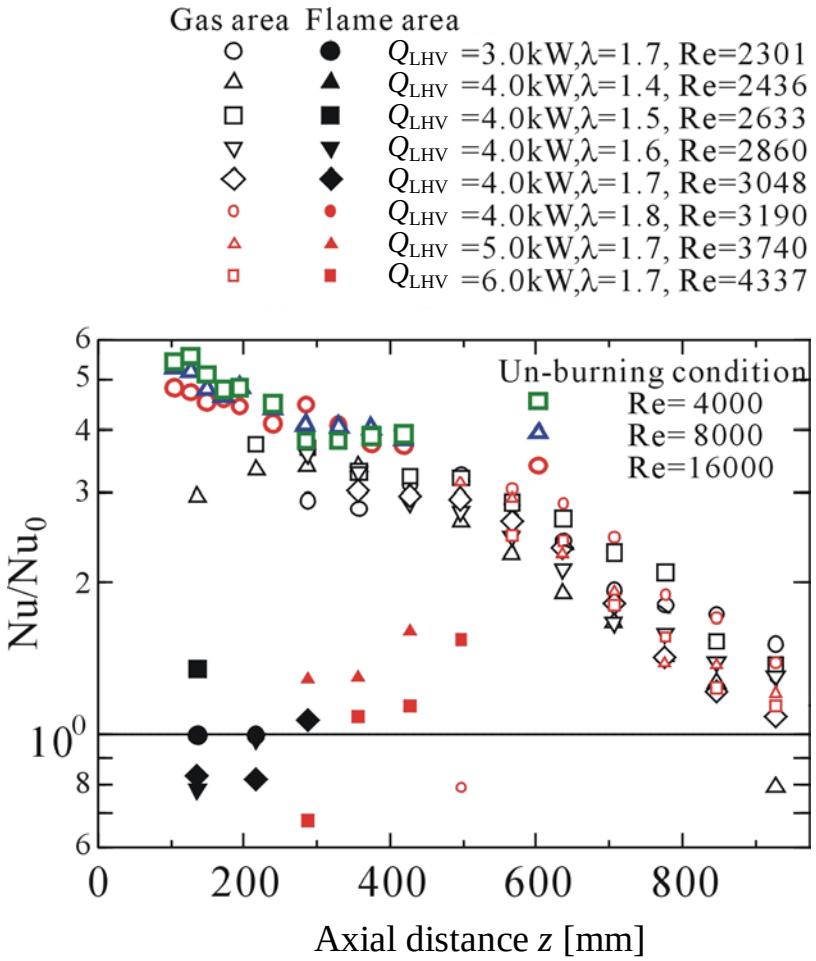


Fig. 3.1.5 Local Nusselt number including the un-burning condition.

3.1.3 結言

管状火炎バーナに二重管式熱交換器を取り付け，熱交換器の軸方向における水と管壁面の温度分布，ならびに燃焼ガス出口温度を測定することで，局所熱伝達率を算出し，火炎領域および燃焼ガス領域での伝熱特性を調べた．その結果，以下のことが明らかになった．

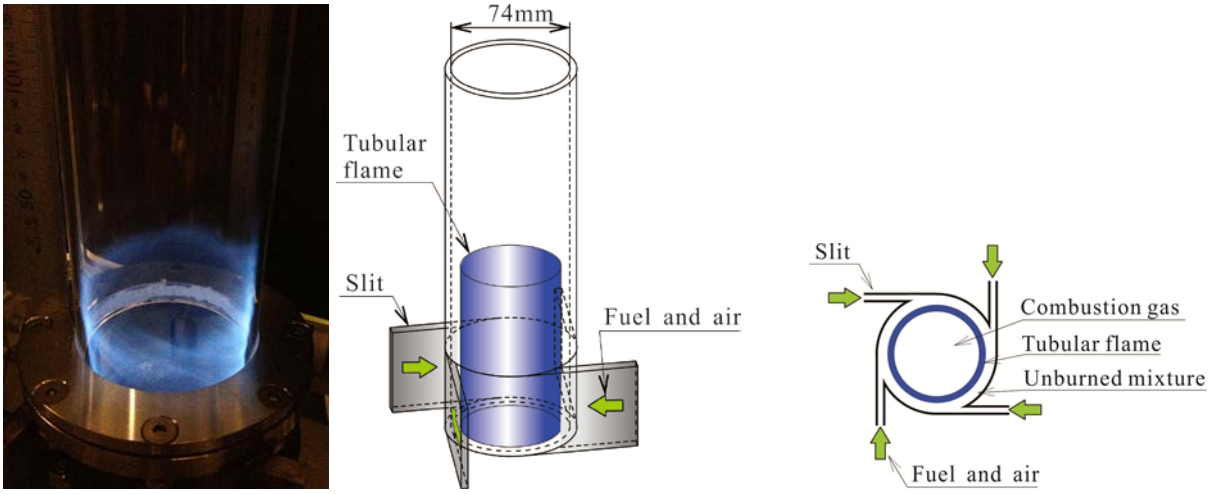
i. 火炎領域の局所熱伝達率は，火炎下端付近（燃焼ガス領域の上流部）の熱伝達率と比べて低い値となる．

ii. 火炎下端付近でのヌセルト数は，一般的な円管乱流のヌセルト数と比べて高くなる．

3.2　　コイル状伝熱管を用いた管状火炎の伝熱特性の解析

前節にて，管状火炎の強旋回流により火炎下端での伝熱が促進されることが明らかとなり，また一方で，燃焼ガスが下流に進むにつれて熱伝達率が低下するため，加熱対象によっては，下流側の熱交換器の構造に工夫が必要とされることが示唆された．本節では，管状火炎をコイル状の熱交換器を持つ給湯器へ適用した事例において，実用的な条件下における管状火炎の伝熱特性を解析する．

図3.2.1に，本節で使用した内径74 mmの管状火炎バーナにおける火炎外観を示す．なお，燃焼量 Q_{LHV} は 5 kW，空気比は 1.5（当量比 $\phi = 0.67$）である．図 3.2.2 には，図 3.2.1 に示した管状火炎バーナに熱交換器を備えた試作給湯器の概略を示す．受熱（抜熱）部は，コイル状の水冷チューブ（コイル状チューブ），および，コイル状熱交換器の中心空間に挿入された水冷の内部管（内部挿入管）から成る．燃焼ガスは，コイル状チューブと内部挿入管の空隙を通過して排気される．内部挿入管は，火炎端以後での伝熱量の低下を（第 3 章 1 節参照）補うことを狙いとした．燃焼および非燃焼条件下において，コイル状チューブと内部挿入管への熱伝達特性を解析した．



(a) Tubular flame　　(b) Structure of tubular flame

Fig. 3.2.1 Tubular flame formed in 74 mm of diameter of the quartz-glass combustion chamber with four slit injections of tubular flame burner at combustion rate $Q_{LHV} = 5$ kW and the air ratio $\lambda = 1.5$.

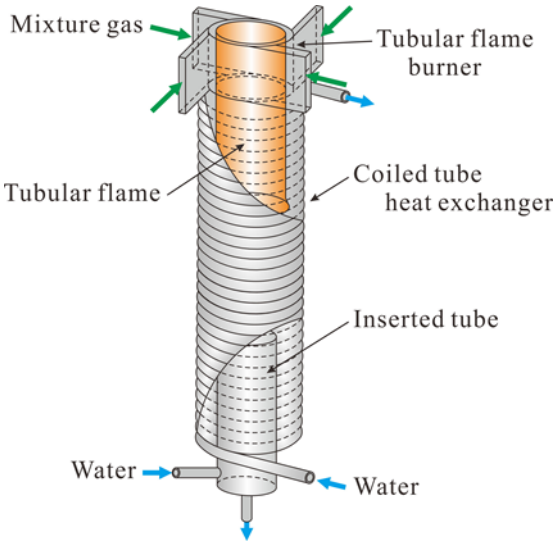


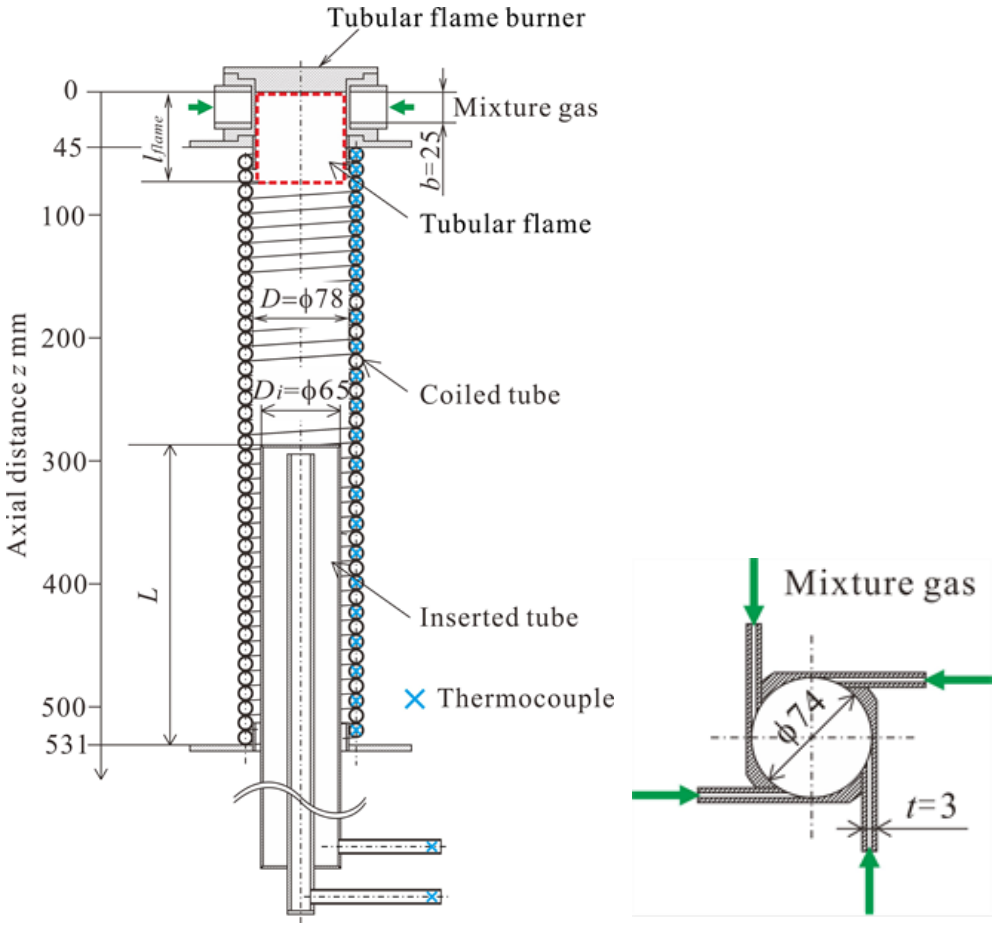
Fig. 3.2.2 Concept of the tubular-flame water-heater. Tubular-flame water-heater consists of the tubular flame burner, the coiled tube heat exchanger and the inserted tube as an additional heat exchanger. The combustion gas flows through the gap between the coiled tube and the inserted tube.

なお，管状火炎ではないが，旋回流れに対する熱伝達特性の研究については様々な前例がある．例えば，螺旋テープの挿入 [(2)] やブレードホイールの挿入 [(3)] などでは，熱伝達を促進する旋回発生器が用いられる．Dhir など [(4)]，および，Dhir と Chang [(5)] により，接線方向からの噴流により旋回流れを形成させた際の局所熱伝達特性が解析されている．それら研究では，旋回流れによる伝熱の促進が確認されており，軸流と旋回流の比率が，熱伝達における支配的な指標とされた．本節のコイル状チューブの熱伝達の測定結果は，Dhir および Chang [(5)] により提案された相関式からの値と比較した．

3.2.1 実験装置および方法

図 3.2.3 に，管状火炎バーナの下流側に熱交換器としてコイル状チューブ，および，内部挿入管を備えた試作給湯器の概略を示す．図 3.2.3(b)は，管状火炎バーナの断面を表す．管状火炎バーナ（材質：SUS304）の内径は 74 mm であり，燃料と空気の予混合気をバーナ内部に供給するための厚さ $W_s = 3$ mm，幅 $b = 25$ mm の矩形スリットを 4 つ有する．

コイル状チューブは，内径 $d_{in} = 10$ mm，外径 $d_{out} = 12$ mm，長さ 11.2 m であり，材質は SUS304 である．コイルの巻き径は 90 mm であり，巻き周は 39.5 周である．熱交換器としての内壁となるコイル状チューブの巻き内径 D は 78 mm で，コイル状チューブ熱交換器の長さ（高さ）は 486 mm である．



(a) Prototype of the water heater using the tubular flame.

(b) Cross section of the tubular flame burner.

Fig. 3.2.3 Experimental apparatus of the water heater. The coiled tube heat exchanger was made from SUS304 of 12 mm in O.D. and 10 mm in I.D. The inner diameter of the coiled tube was $D = 78$ mm. The inserted tube had $D_i = 65$ mm in outer diameter. Tubular flame burner had four slits of $t = 3$ mm in thickness and $b = 25$ mm in width.

内部挿入管の外径 D_i は 65 mm，長さは 600 mm で，コイル状チューブ熱交換器の内部へ挿入する内部挿入管の長さ L を 243 mm，353 mm，431 mm と変化させた．コイル状チューブ，および，内部挿入管には水が流される．バーナ上流端からの管軸上距離を z とする．コイル状チューブの水出入り口は，$z = 45$ mm と $z = 531$ mm の位置にある．

図 3.2.4 に，実験装置の構成を示す．コイル状チューブの下部から水が供給され，上部から流出した後，内部挿入管に導かれる．水の流量は，ロータメータにより測定し，2～5 L / min の範囲で変化させた．水の温度は，K 型熱電対を用いて，図 3.2.3 中の×プロットで示すコイル状チューブ内で計測した．管内の流れは，発達した乱流であると考えられるため，管軸上の温度を代表温度とする．また，コイル状チューブおよび内部挿入管の内外の表面温度も計測した．

燃料には都市ガス 13A（代表組成；メタン 88.9%，エタン 6.8%，プロパン 3.1%，ブタン 1.2%，低位発熱量 40.6 MJ / m^3_N）を用いた．燃焼量 Q_{LHV} は 5～15 kW（低位発熱量），空気比 λ は 1.5 に設定した．都市ガスと空気の流量は，マスフローコントローラ（アズビル製 MQV0500）により調整した．燃焼ガスの温度分布は，素線径 0.1 mm の R 型熱電対を用いて計測した．排ガス（燃焼ガス）中の CO，NO_x，O_2 濃度は，ガス分析計（堀場製 VA3011，VA3023）を用いて計測した．排ガスは，コイル状チューブの出口位置で水冷サンプリングプローブを使い採取した．

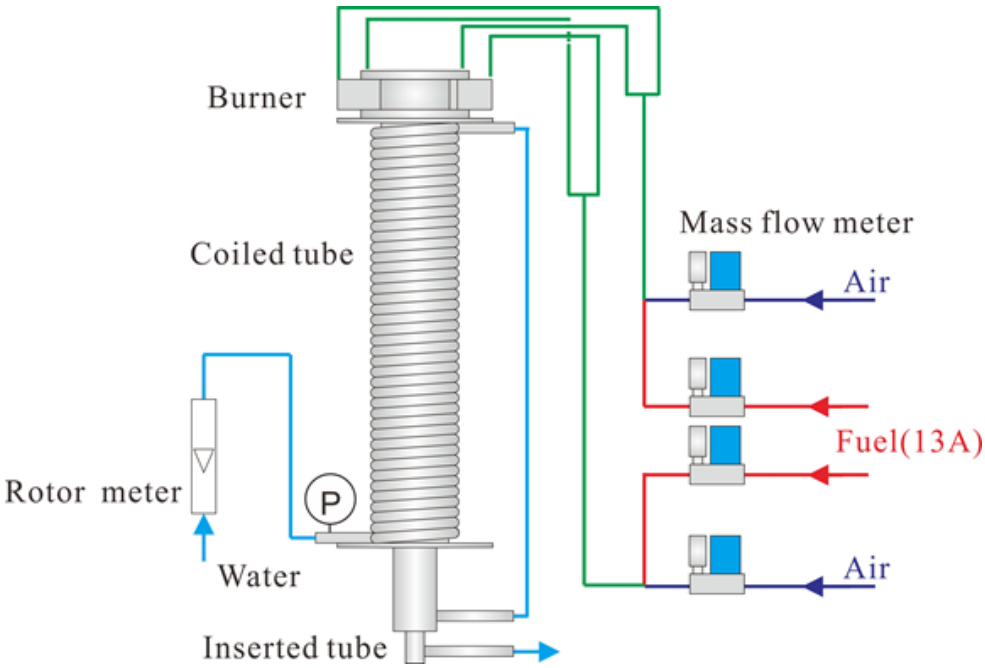


Fig. 3.2.4 Experimental setup for the heat transfer experiments of the water heater. Water was supplied from the bottom of the coiled tube, and flows into the inserted tube after the coiled tube. The pre-mixed fuel and air was supplied into the burner.

3.2.2　実験結果および考察

3.2.2.1　火炎長

管状火炎の火炎長 L_{flame} は，燃焼筒内径，燃料量，空気比との関連性がある．火炎長は熱交換器の伝熱特性を解析する上で，火炎領域と燃焼ガス領域の 2 つの領域に区別するために必要である．本節においては燃焼筒内での燃焼負荷 q_v を使って見積もることとした．ここで，燃焼負荷 q_v は，燃焼量 Q_{LHV} に対して，管状火炎によって占められた燃焼筒内の体積 $\pi D^2 L_{flame}/4$ で割った値と定義する．燃焼負荷 q_v は，船越など[6]，および，松本など[7] の研究により得られた経験式（式(3.2.2)）から求めた．燃焼負荷 q_v は，空気比 λ からのみ影響を受ける．

$$L_{flame} = \frac{Q}{q_v}\frac{4}{\pi D^2} \tag{3.2.1}$$

$$q_v = 2.65\times10^5\lambda^{-4.99} \tag{3.2.2}$$

燃焼量 Q_{LHV} = 5～15 kW，λ = 1.5 として，式(3.2.1)，(3.2.2)から見積った管状火炎の火炎長は，　30 mm から 90 mm となる．図 3.2.5 は，管状火炎の管軸方向位置，および，コイル状チューブ熱交換器と内部挿入管の位置関係を示す．図 3.2.5 中の赤色部が管状火炎の火炎長 L_{flame} を示している．コイル状チューブ熱交換器の燃焼ガスに対する上流端は，z = 45 mm の位置にある．燃焼量 15 kW において内部挿入管の挿入長さ L = 431 mm では，管状火炎と内部挿入管の距離はおよそ 10 mm になる．

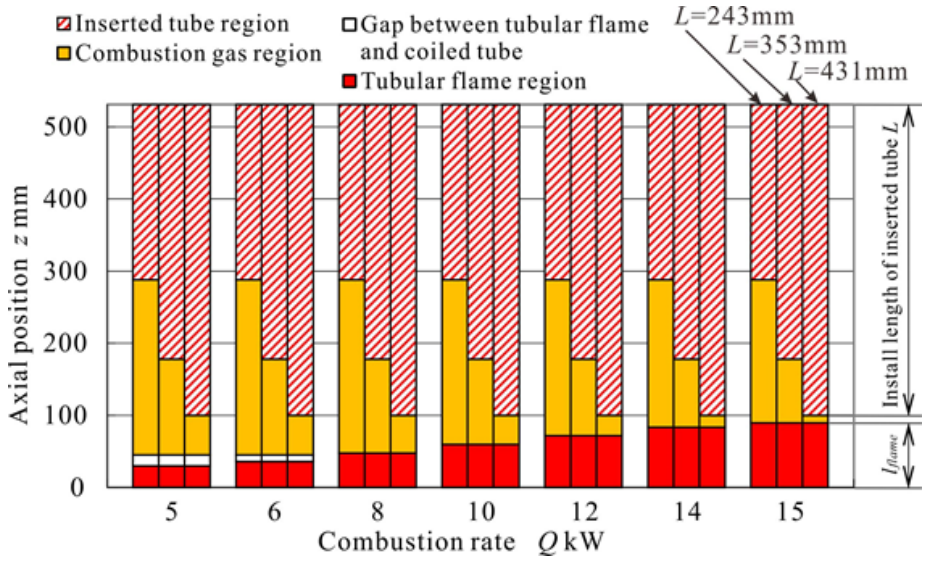


Fig. 3.2.5 Axial position of the tubular flame and the inserted tube in the coiled tube heat-exchanger. Tubular flame length is estimated at the air ratio λ = 1.5 and diameter of combustion chamber D = 78 mm by the empirical equation by Funagoshi et al. (2008) [6] and Matsumoto et al. (2011)[7]. The coiled tube heat-exchanger starts from z = 45 mm.

3.2.2.2　水と燃焼ガスの温度分布

燃料量 Q_{LHV} = 15 kW，空気比λ = 1.5 において，コイル状チューブ内の水温と燃焼ガスの温度分布に及ぼす内部挿入管の影響を図 3.2.6 に示す．内部挿入管を取り付けた場合の挿入長さは，L = 243 mm である．式(3.2.1)(3.2.2)から算出した火炎長は 90 mm になる．図 3.2.6 中の三角プロットで排ガス温度（熱交換器出口の燃焼ガス温度）$T_{g,exit}$ を示す．なお，水は z = 531 mm の位置から供給した．伝熱量ΔQ は，水入口温度と z 方向位置での水温度との差ΔT_w（水入口からの温度上昇）から求めた．

$$\Delta Q = c_{pw} M_w \Delta T_w \tag{3.2.3}$$

下流側に向けての燃焼ガス温度の低下は，局所の伝熱量と整合するはずである．燃焼ガス温度 T_g の分布は，排ガス温度 $T_{g,exit}$ に各 z 方向位置での局所の伝熱量ΔQ を加えることで算出した．

$$T_g = T_{g,exit} + \frac{\Delta Q}{V_w c_{pm}} \tag{3.2.4}$$

ここで，V_w は燃焼ガス流量，c_{pm} は $T_{g,exit}$ と T_g の平均比熱である．

図 3.2.7 に，内部挿入管を取り外した場合の，コイル状熱交換器半径方向の測定した燃焼ガス温度分布と燃焼ガスの代表温度を示す．燃焼ガス温度の計測位置は，図 3.2.7(b)に示す 6 箇所である．燃焼ガスの半径方向の温度分布は，コイル状チューブ表面の伝熱面付近を除いて，変化がないように見受けられる．排ガスの代表温度 $T_{g,exit}$ は，図 3.2.7(b)で示す流路面積 A_i から一様な軸方向速度を仮定して，式(3.2.5)により算出した．内部挿入管を取り付けた場合の燃焼ガス温度は，コイル状チューブと内部挿入管の間隙が狭いために，r = 35 mm の一箇所で計測した．

$$T_{g,exit} = \frac{\int_0^{2/D} 2\pi r T_{g,out} u \, dr}{\int_0^{2/D} 2\pi r u \, dr} \cong \frac{\sum_i A_i \cdot T_{g,out,i}}{\sum_i A_i} \tag{3.2.5}$$

式(3.2.4)により算出された燃焼ガスの温度分布は，図 3.2.6 の実線と破線で示される．バーナ出口の z = 45 mm での燃焼ガス温度は，図 3.2.6 の上図に丸プロットで示す断熱火炎温度 1535℃とほぼ同等である．　内部挿入管への伝熱量は，内部挿入管表面での熱伝達率が均一であると仮定して算出した．算出した内部挿入管の水の温度分布は，図 3.2.6 に実線で示す．

図 3.2.6 において，給水時の水の温度が異なるために，内部挿入管を取り付けた場合と取り外した場合で，温度分布に際が生じているが，コイル状チューブでの水の温度上昇は，ほぼ同じである．

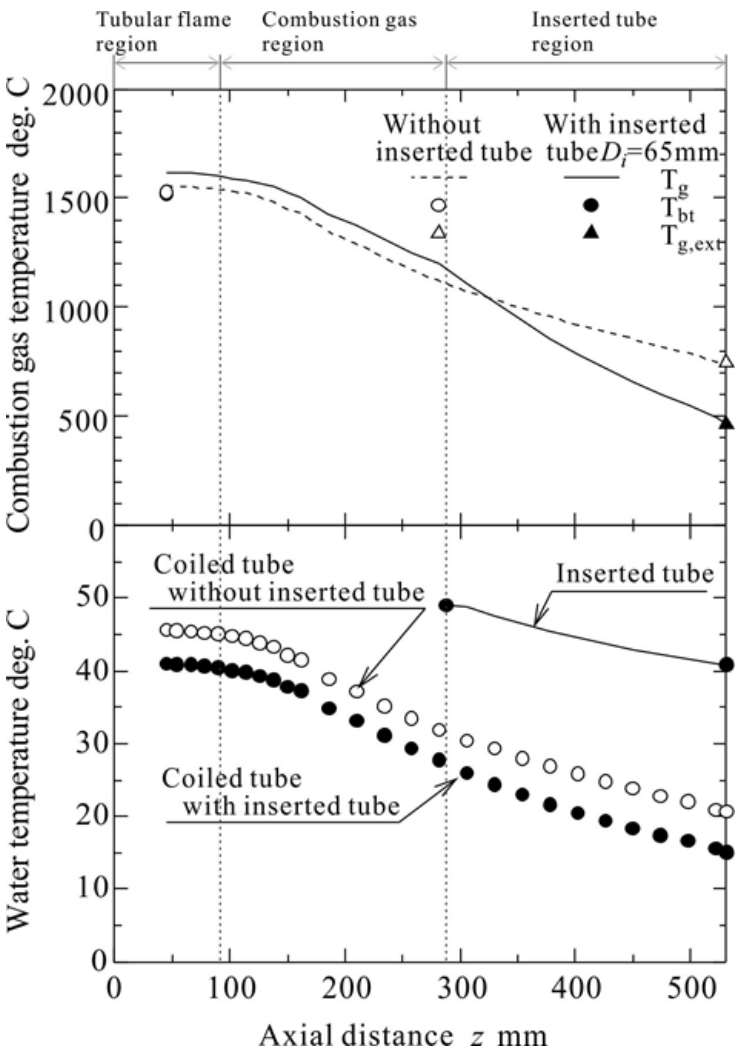
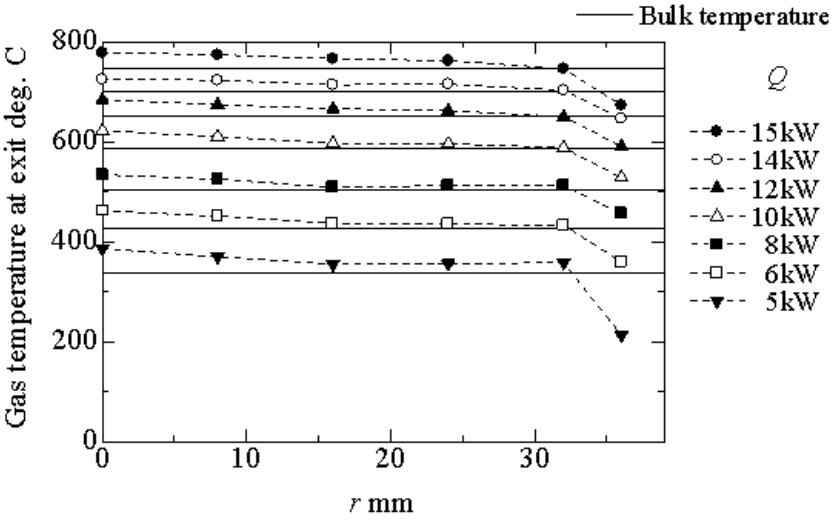
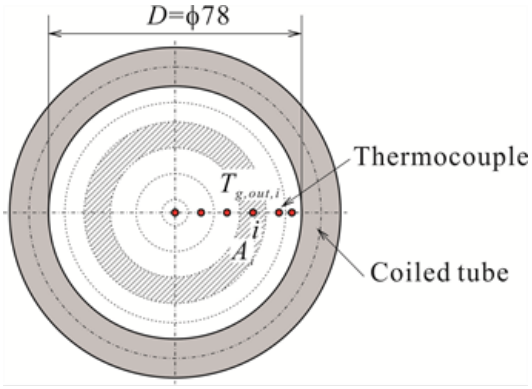


Fig. 3.2.6 Temperature distributions at $Q_{LHV} = 15$ kW, $\lambda = 1.5$ without and with inserted tube, $L = 243$ mm. Water flow rate was 5 L / min. Underside graph shows the water-temperature distribution in the coiled heat exchanger and the inserted tube along the axial direction z. The local heat transfer rate can be estimated from the temperature increase of the water. Upside graph shows the temperature distribution of the combustion gas calculated from the local heat transfer rate of the water.



(a) Temperature distribution



(b) Position of thermocouple at the outlet of the coiled tube

Fig. 3.2.7 Temperature distributions of the combustion gas at the outlet of the coiled tube without the inserted tube. Gas temperature was measured by R-type thermocouple with 100 μm in diameter.

コイル状チューブ熱交換器を，管状火炎領域，燃焼ガス領域，内部挿入管領域の 3 つの領域に分けて，伝熱特性について考察する．管状火炎領域では熱流束が小さいために，水と燃焼ガスの z 方向に向かう温度の傾斜がなだらかになる．しかしながら，燃焼ガス領域では傾斜が大きくなる．特に内部挿入管を設けることで，内部挿入管への抜熱のため，燃焼ガス温度は内部挿入管領域で大幅に低下する．

コイル状チューブ熱交換器出口における CO と NO_x 濃度は，それぞれ O_2 = 0%換算で，80 ppm と 30 ppm であった．これらは十分に低い値である．また，燃焼条件を空気比λ = 1.5 としに設定したこともあり，振動燃焼は観察されなかった．

3.2.2.3　熱交換器各領域の伝熱割合

図 3.2.8 に，燃焼量 Q_{LHV} = 15 kW，空気比λ = 1.5 での，熱交換器各領域の伝熱割合を示す．伝熱量は，各領域での入口と出口の水温差から見積もった．内部挿入管を取り外した場合でも，内部挿入管の挿入長さ L = 243 mm の領域をコイル状チューブでの挿入管領域として伝熱量を算出した．排ガスによって持ち出される熱量は，排ガス温度から見積もった．熱交換器の表面温度が燃焼ガスの露点より低いことから，燃焼ガス中の水分が凝縮して潜熱が回収されたため，低発熱量を基準とした燃焼量に対する総エネルギー割合は 100%を越える．

管状火炎領域の伝熱割合は，熱伝達率が低いことや，コイル状チューブ熱交換器内で管状火炎が占める割合（z 方向長さ）が小さいことから，燃焼量に対して 2%以下と小さくなった．内部挿入管を取り外した場合での総伝熱量は 8.5 kW であり，燃焼量に対して 56.9%である．挿入長さ L = 243 mm まで内部挿入管を取り付けると，内部挿入管に 2.8 kW 熱が伝わり，伝熱効率が 78.2%に改善した．内部挿入管領域におけるコイル状チューブへの伝熱量は，内部挿入管を挿入することで，24.8%から 28.1%にわずかながら増加した．

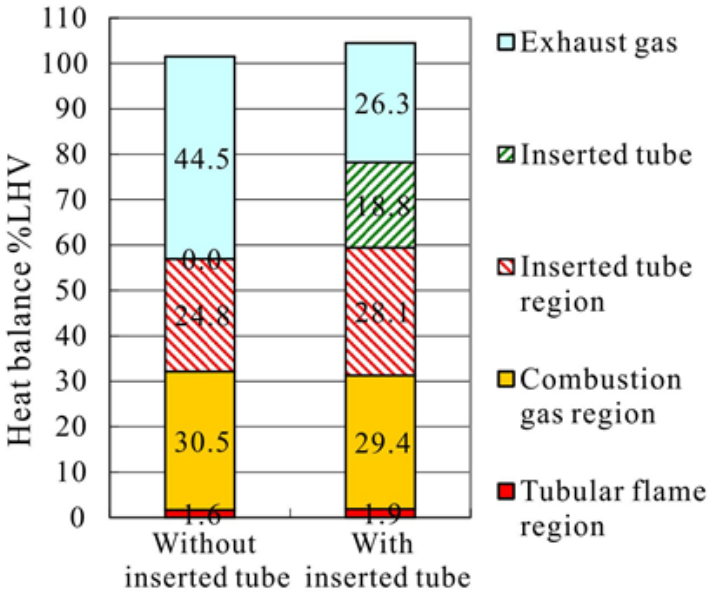


Fig. 3.2.8 Heat transfer rate at 15 kW and λ = 1.5 without and with inserted tube, L = 243 mm.

図 3.2.9 に，内部挿入管の挿入長さ L による伝熱の変化を示す．図 3.2.9 の各燃焼量で，左から L = 243 mm，353 mm，431 mm の 3 条件の伝熱割合を示す．挿入長さ大きくすることで，内部挿入管への伝熱量は増加するが，総合の伝熱効率はほぼ同じとなった．挿入長さを大きくすると，燃焼ガス領域，内部挿入管領域のコイル状チューブへの伝熱量が減少した．内部挿入管により軸方向流速が増し，そのために相対的に旋

回流の旋回強度を減少させることから，挿入長さを大きくするにつれて，コイル状チューブへの伝熱量が減少したと推察される．

伝熱効率は，Q_{LHV} = 15 kW，L = 431 mm の条件下で 81.1%であった．伝熱効率は，燃焼量の減少に伴い改善した．Q_{LHV} = 5 kW, L = 431 mm の条件下での伝熱効率は 98.4%であった．

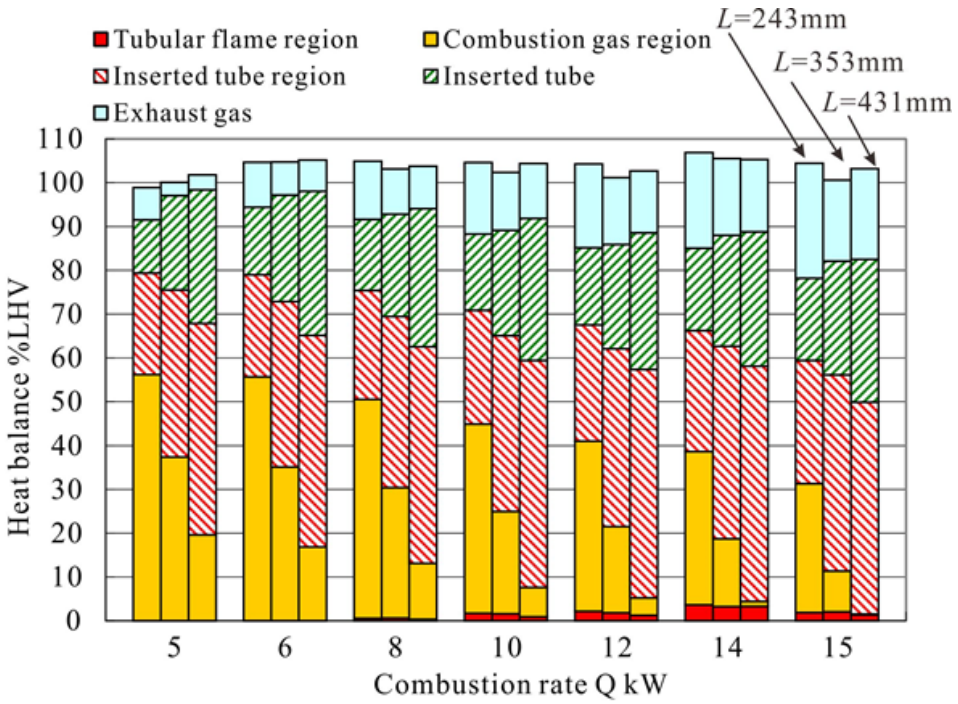


Fig. 3.2.9 Effect of the installed length of the inserted tube to heat transfer rate at 5-15 kW combustion rate with λ = 1.5. Three bars show the heat balances for the different installing length L = 243, 353 and 431 mm.

3.2.2.4　熱伝達率

コイル状チューブと内部挿入管に対する熱伝達率を見積もった．各領域での平均熱通過率 h は，単位面積あたりの伝熱量を，燃焼ガスと水の対数平均温度差で割った値とした．コイル状チューブ熱交換器の伝熱面積は，燃焼ガスにさらされるコイル状チューブの表面積と定義した．平均熱通過率 h は，燃焼ガスの対流熱伝達での熱抵抗 R_g だけではなく，チューブ壁の熱伝導での熱抵抗 R_{SUS} や，コイル状チューブ内部表面と水との熱伝達での熱抵抗 R_w が含まれる．総熱抵抗 R は，チューブの単位長さに対して，以下で表される．

$$R = R_g + R_{SUS} + R_w = \frac{1}{\frac{d_{out}\pi}{2} h_g} + \frac{\ln\left(\frac{d_{out}}{d_{in}}\right)}{\pi \lambda_{SUS}} + \frac{1}{\frac{d_{in}\pi}{2} h_w} \tag{3.2.6}$$

ここで，h_g と h_w は，燃焼ガスおよび水に対する熱伝達率である．図 3.2.10 に示すように，有効な伝熱面積はコイルの内側だけであり，式(3.2.6)の R_g，R_{SUS}，R_w の熱抵抗は，コイル状チューブの半パイプにおける値として求めた．

表 3.2.1 に，R_g，R_{SUS}，R_w，および，全体の熱抵抗 R に対する各熱抵抗の比率を示す．なお，全体の熱抵抗 R は，測定した平均熱通過率 h を用い，$R = 2/(d_{out}\pi h)$から算出した．熱伝達率 h_w は，Gnilinski の式 [8] を用いて求めた．全体の熱抵抗に対して，熱抵抗 R_{SUS} は 0.3%未満，R_w は 1.1%から 1.9%である．したがって，熱通過率 h に対して，燃焼ガスにおける熱伝達率が支配的であることが分かる．

レイノルズ数 R_e とヌセルト数 Nu は以下で定義される．

$$Re = \frac{M_g\, d}{S\, \mu_g} \tag{3.2.7}$$

$$Nu = \frac{h\, d}{\lambda_g} \tag{3.2.8}$$

ここで，代表長さ d は，コイル状チューブ熱交換器の内径 D，および，内部挿入管外径 D_i を用い，コイル状チューブ熱交換器の燃焼ガス領域，内部挿入管領域，そして挿入管の評価で表 3.2.2 のように区別した．M_g は燃焼ガスの流量，S は流路断面積である．式(3.2.7)のレイノルズ数 R_e は，軸方向流れに対する値として表現される．燃焼ガスの粘度 μ_g および熱伝導率 λ_g の物性値は，各領域で，燃焼ガスと水の膜温度として求めた．

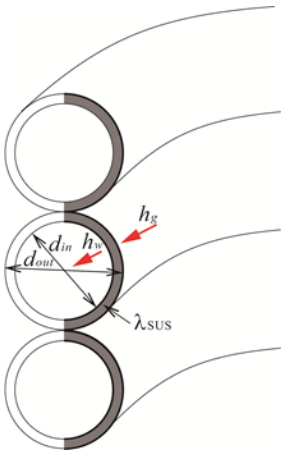


Fig. 3.2.10 Thermal resistance in the coiled tube.

Table 3.2.1 Thermal resistance of the coiled tube heat exchanger without the inserted tube. R_g, R_{SUS} and R_w are the thermal resistances for the convective heat transfer of the combustion gas, for the heat conduction in the tube wall, and for the convective heat transfer of the combustion water, respectively. Total thermal resistance R was calculated from the measured overall heat transfer coefficient h, $R = 2/(d_{out}\pi h)$.

Combustion rate Q_{LHV} kW	15	14	12	10	8	6	5
Water flow rate L/min	5.0	3.0	3.0	3.0	2.5	2.0	2.0
Reynolds number of water	10610	6366	6366	6366	5305	4244	4244
Measured overall heat transfer coefficient h W/m^{2}K	40.60	41.48	38.59	35.37	33.51	27.61	26.84
Heat transfer coefficient h_w by Gnielinski Equation W/m^{2}K	4402	2692	2692	2692	2230	1748	1748
R_w K/Wm (R_w/R%)	0.0145 (1.11 %)	0.0236 (1.85 %)	0.0236 (1.72 %)	0.0236 (1.58 %)	0.0285 (1.80 %)	0.0364 (1.90 %)	0.0364 (1.84 %)
R_{SUS} K/Wm (R_{SUS}/R%)	0.0036 (0.28 %)	0.0036 (0.28 %)	0.0036 (0.26 %)	0.0036 (0.24 %)	0.0036 (0.23 %)	0.0036 (0.19 %)	0.0036 (0.18 %)
R_g K/Wm (R_g/R%)	1.289 (98.62 %)	1.252 (97.87 %)	1.347 (98.02 %)	1.473 (98.18 %)	1.551 (97.97 %)	1.882 (97.92 %)	1.937 (97.97 %)

コイル状チューブ熱交換器における非燃焼場での伝熱特性も測定した. 図 3.2.11 に, 非燃焼の実験装置構成を示す．80 ℃の水を恒温水槽からコイルチューブに供給する．燃焼ガスの代りに雰囲気温度の空気をコイルチューブの冷却に使用する．旋回流条件とした際の空気は, 図 3.2.11(a)で示すように, 管状火炎バーナから供給される. また, 図 3.2.11(b)に示すようにして，旋回のない流れでの実験も行った．空気の流れは，ハニカムとメッシュスクリーンにより整流した．表 3.2.3 に，非燃焼での，旋回流れと旋回のない流れの実験条件を示す．u_z はチューブ状熱交換器内の平均軸方向流速である．

図 3.2.12 に, 非燃焼と燃焼条件下でのチューブ状熱交換器の平均ヌセルト数を示す. 非燃焼で旋回のない流れの平均ヌセルト数は, 円管内発達乱流として導かれた Kay の相関式の値 [1]（図 3.2.12 中破線）と一致した．Kay の相関式は $R_e > 104$ の範囲で確認されており，図 3.2.12 中での薄色の破線は，範囲外となる．コイル状チューブの巻き粗さは，流れの乱れを引き起こすため，旋回のない流れの実験結果は，相対的に低いレイノルズ数においても Kay の相関式の値と合致したと考えられる. 非燃焼で旋回流

れがある場合のヌセルト数は，旋回のない流れより高くなった．コイル状チューブでの熱伝達率は, 旋回流によって上昇し, 旋回のない流れと比べて 5.6 倍ほど高かった．

Dhir と Chang（1992）[5] は，発達した軸方向流れのヌセルト数向上のための旋回パイプ流に対する相関式(3.2.9)を提案した．

$$\frac{Nu}{Nu_{fd}} = 1 + 1.93\, S_w^{\,0.6} Pr^{-1/7} \exp\left[-m\left(z/D\right)^{0.6}\right] \tag{3.2.9}$$

$$m = 0.89 S_w^{\,1/5} Re^{-0.18} Pr^{-1/12} \tag{3.2.10}$$

ここで，S_w はスワール数である．スワール数は，軸方向と接線方向の流れの運動量の比率である．S_w は，管状火炎バーナのスリットとバーナ出口での質量が保存されること（$\rho nbtu_s = \rho\pi D^2 u_z/4$）から，バーナ幾何学形状から算出することができる．

$$S_w = \frac{\left(\rho nbtu_s\right)u_s}{\left(\rho\dfrac{\pi D^2}{4}u_z\right)u_z} = \frac{\pi D^2/4}{nbt} \tag{3.2.11}$$

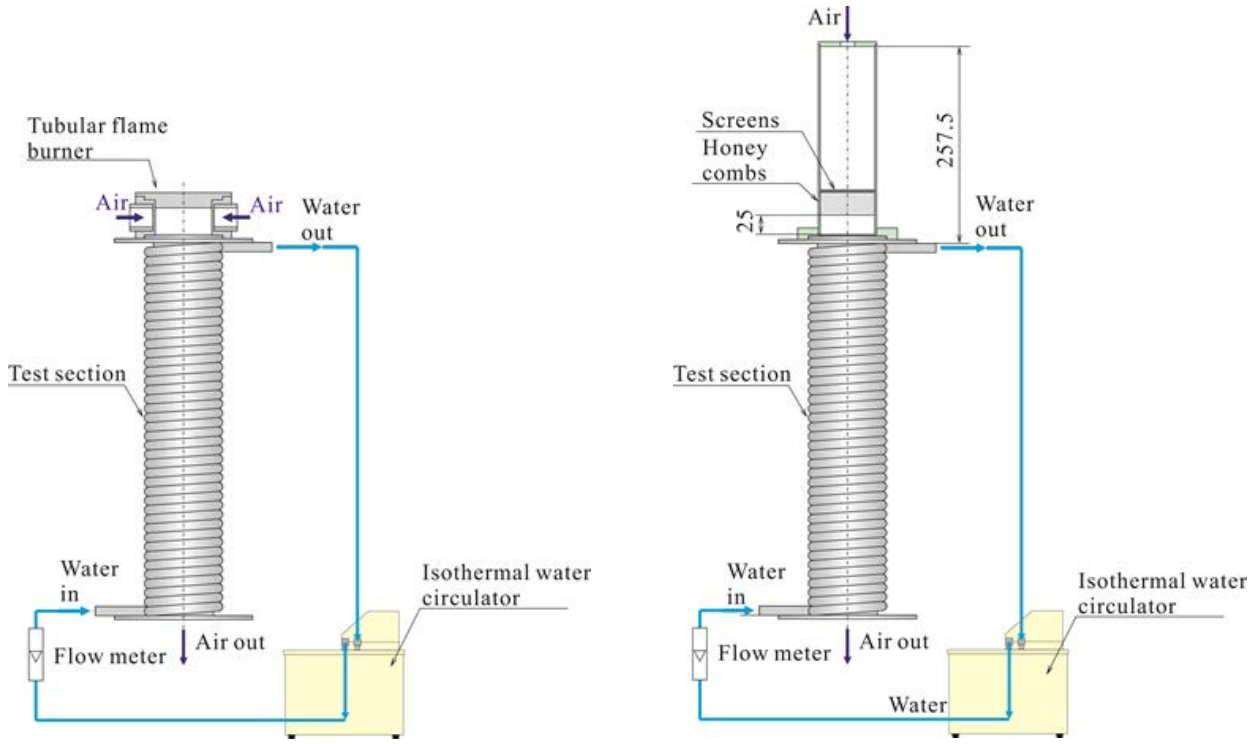
ここで，n は管状火炎バーナのスリットの数，b はスリットの幅，t はスリットの厚みである．

式(3.2.9)における発達した軸流のヌセルト数 Nu_{fd} は，Petukhov の式 [9] を用いた．図 3.2.12 において，Petukhov の式と Kays の相関式は，ほぼ同じ値を示す．式(3.2.9)による局所のヌセルト数は，熱交換器入口の旋回流により高められるが，軸方向距離が長くなるにつれて旋回が減速するため，その度合いは減少する．コイル状チューブ熱交換器全体での平均ヌセルト数は, 式(3.2.9)で $z = 45$ mm から $z = 531$ mm までの局所のヌセルト数を平均して算出した．

非燃焼場で旋回のある流れの実験結果は，式(3.2.9)の値とほぼ一致した．内部挿入管を取り付けず，燃焼量 $Q_{LHV} = 5$〜15 kW で燃焼させた場合のヌセルト数についても測定した．図 3.2.12 に合わせて結果を示す．燃焼場でのヌセルト数は，非燃焼場とほぼ一致するが，レイノルズ数が増加するにつれて差が拡大した．これは，燃焼による体積膨張が旋回の運動量を減衰させたためと考えられる．

Table 3.2.2 Characteristic length d and cross-sectional flow area S of $R_e = Mgd/(S\mu_g)$ and $Nu = hd/\lambda_g$.

Lement	Region	d	S
Coiled tube heat exchanger	Combustion gas region	D	$\pi D^2/4$
	Inserted tube region	D	$\pi(D^2 - D_i^2)/4$
Inserted tube		D_i	$\pi(D^2 - D_i^2)/4$



(a) Swirling flow (b) Non-swirling flow

Fig. 3.2.11 Experimental setup for the non-combustion. The hot water was supplied from the isothermal water circulator to the coiled tube, and air of atmospheric temperature was used instead of the combustion gas to cool the coiled tube.

Table 3.2.3 Experimental conditions of non-combustion

Conditions	Air flow rate L / min.	Averaged air velocity at coiled tube u_z m / s	Reynolds number *Re*	Water flow rate L / min
Non-swirling flow	300 - 800	1.05 - 2.79	5.5×10^3 - 1.5×10^4	1.0
Swirling flow	100 - 800	0.35 - 2.79	1.8×10^3 - 1.5×10^4	1.0 - 2.0

図 3.2.13 に，内部挿入管を取り付けた場合の，燃焼条件下での燃焼ガス領域，内部挿入管領域, 内部挿入管の平均熱伝達率を示す. 燃焼ガス領域におけるヌセルト数は, 内部挿入管を取り外した場合とほぼ同等であった．実験的な結果は，Dhir の相関曲線よりわずかに低かった.

内部挿入管を取り付けることで，燃焼ガスの軸方向流速が加速される．式(3.2.11)のスワール数の定義において，断面積の流路の減少により軸方向の運動量は増大し，そのためスワール数が減少する．コイル状チューブの内部挿入管領域および内部挿入管のヌセルト数は，より高いレイノルズ数に移行するが，スワール数は $S_w = 4.37$ に減少する．$z = 288$〜531 mm で平均した Dhir の相関曲線も図 3.2.13 に示す．内部挿入管のある領域と内部挿入管のヌセルト数は, $S_w = 4.37$ における Dhir の相関曲線の値と一致した．内部挿入管のある領域での熱伝達率は軸方向流れの加速によって増加されると同時に，スワール数の減少により抑制される．内部挿入管は，レイノルズ数とスワール数に対して，より適切な形状に調整される必要がある.

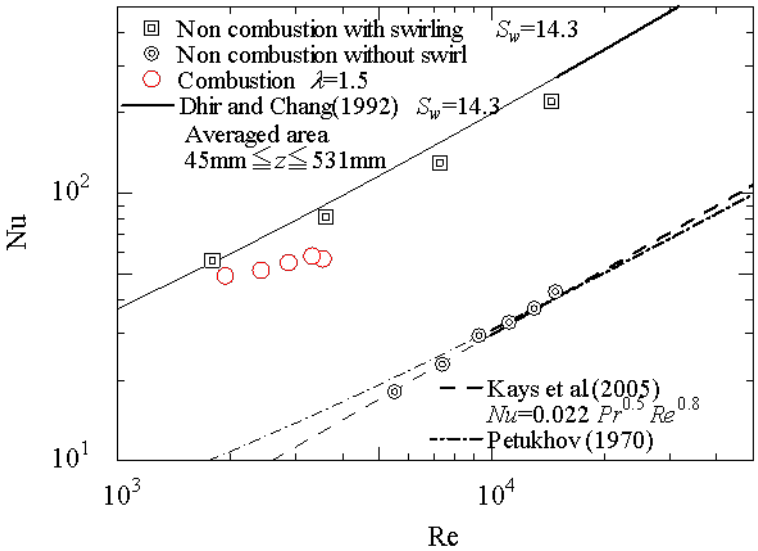


Fig. 3.2.12 Averaged Nusselt number of the coiled tube heat-exchanger under the non-combustion and combustion conditions without the inserted tube. Nusselt number under the combustion conditions was measured at combustion rate Q_{LHV} = 5-15 kW. Correlation curves of Kays et al. (2005)[1] and Petukhov (1970)[9] were conducted for the fully developed turbulent flow in a smooth circular tube valid for $R_e > 10^4$. Dhir and Chang (1992)[5] conducted the correlation equation for the swirling flow for $R_e > 1.5\text{x}10^4$.

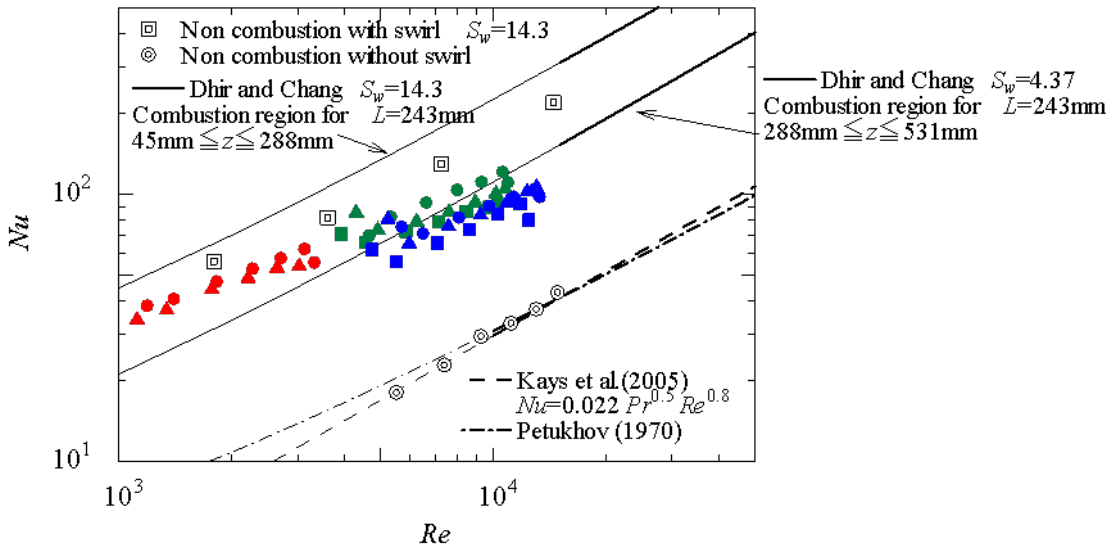


Fig. 3.2.13 Averaged Nusselt number of the combustion region, the inserted tube region and the inserted tube under the combustion condition. Correlation curve for the swirling flow was conducted by averaging the local heat transfer coefficient of Dhir and Chang (1992)[5] for the corresponding region at L = 243 mm. On the inserted tube region and the inserted tube, the swirling number S_w was estimated as 4.37 due to the acceleration in the axial direction by the inserted tube.

3.2.3 結言

管状火炎の伝熱特性を把握することを目的として，管状火炎バーナの下流にコイル状チューブ熱交換器および内部挿入管を取り付け，各領域における伝熱量を測定した．その結果，以下のことが明らかになった．

i. コイル状チューブ熱交換器に対する熱伝達率は，軸方向のレイノルズ数が同等で旋回のない均一な流れよりも高い．

ii. コイル状チューブ熱交換器に対するヌセルト数は， Dhir 相関曲線とほぼ一致するが，レイノルズ数の増加に伴い，Dhir 相関曲線の値よりもやや低い値となる．

iii. 熱交換器として内部挿入管を付加すると，旋回流が減衰するため，内部挿入管のある領域での伝熱促進効果が抑制される．

参考文献

1. Kays, W., Crawford, M. and Weigand, B., Convective Heat and Mass Transfer 4th Ed., (2005), pp.294-297, McGraw Hill, New York.
2. Webb, L. R. and Kim, Nae-Hyun, Principles of Enhanced Heat Transfer 2nd Ed. Taylor & Francis, New York (2005), pp.207-226.
3. 親川 兼勇，瀬名波 出，馬渕 幾夫，回転翼挿入による流路内熱伝達の促進に関する研究，日本機械学会論文集, B 編, Vol.60, No.575 (1994), pp.2532-2537.
4. Dhir, V. K., Tung, V. X., Chang, F. and Yu, J., Enhancement of Forced Convection Heat Transfer Using Single and Multi-stage Tangential Injection, Heat Transfer in High Energy Heat Flux Applications, ASME Symp. HTD, No.119 (1989), pp.61-68.
5. Dhir V. K. and Chang, F., Heat Transfer Enhancement Using Tangential Injection, ASHRAE Transactions, Vol.98, No.2 (1992), pp.383-390.
6. Funagoshi, H., Miyamoto, H., Matsumoto, R., Ozawa, M. and Katsuki, M., Micro Steam Generator Using Tubular Flame, Proc. of the 2nd International Forum on Heat Transfer, No.130 (2008).
7. Matsumoto, R., Kobayashi, Y., Ozawa, M., Kegasa, A., Shiraga, Y., Takemori, T., Hisazumi, Y. and Katsuki, M., Development of Superheated Steam Generator Using Tubular Flame, Proc. of 22nd International Symposium on Transport Phenomena (2011).
8. JSME データ本：熱伝達 5 番目の版 (2009), pp.45, Maruzen.
9. Petukhov, B. S., Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties, Advances in Heat Transfer 6, Academic Press, Inc., New York (1970), pp.503-564.

第 4 章

管状火炎二段燃焼による窒素酸化物の排出抑制

4.1 管状火炎二段燃焼の NO_x 低減効果

近年，地球温暖化問題やエネルギー価格の高騰により，燃焼機器に高効率化が求められることに加え，地球環境汚染の問題から，NO_x 排出量の低減が必要とされている．NO_x 低減に資する技術として，これまでに，希薄燃焼，排ガス再循環燃焼，濃淡燃焼 [(1)]，二段燃焼 [(2)] [(3)]，触媒燃焼 [(4)] [(5)]，スミセル火炎の応用 [(6)] などの，様々な研究開発が行われてきた．例えば，排熱回収が行われるような産業用バーナでは，排ガス再循環や空気二段燃焼などの NO_x 低減技術が汎用されている [(7)]．

空気二段燃焼技術には，更なる NO_x 低減の余地が残されているものと考えている．空気二段燃焼は，燃料過濃で一次燃焼させ，その下流で二次空気を混入して二次燃焼させることにより NO_x 低減が図られる．しかし，一次燃焼を燃料過剰条件に設定しても，その火炎が拡散火炎であれば，局所に高温領域が存在し，NO_x の発生源となることが懸念される．火炎を予混合火炎にすれば，従来の拡散火炎の場合と比べて NO_x 低減が期待できるが，一方で，拡散火炎ほどの幅広い供給当量比で燃焼を維持することが難しくなる．

そこで，空気二段燃焼の一次燃焼領域に管状火炎を適用することを提案する．管状火炎の保炎性が高く，当量比に対する火炎の成立範囲が広い特徴 [(8)] を利用して，一次燃焼領域での NO_x 生成の抑制を図った．また，必要に応じて，一次燃焼ガスを放熱して二次燃焼領域における温度上昇を抑えることを考えた．管状火炎を用いた二段燃焼のコンセプトについて，熱バランスを考慮した計算にて検討を行った．そして，燃焼量約 1 kW_{HHV} のコンセプト実証用バーナを用いて一次火炎の当量比や中間放熱量が NO_x 排出量に及ぼす影響を調べ，管状火炎二段燃焼と従来燃焼方式の NO_x 排出濃度を比較した．

4.1.1 実験装置および実験方法

図 4.1.1 に実証用バーナと実験装置を示す．二段燃焼バーナの一次火炎が形成される部分を一次バーナ，二次火炎が形成されえる部分を二次バーナと呼ぶことにする．一次バーナである管状火炎バーナの内径は 20 mm，二次バーナである非予混合火炎バーナの内径は 30 mm とした．両バーナ共に，予混合気または空気が，管の接線方向からバーナ内部に吹き込まれる構造である．スリットは断面形状が 0.5 mm × 10 mm であり，一次バーナには 8 個，二次バーナには 4 個設置されている．

燃料には，都市ガス 13A（代表組成；メタン 88.9%，エタン 6.8%，プロパン 3.1%，ブタン 1.2%）を用いた．燃料をボンベより一次バーナへ，空気をコンプレッサより一次バーナと二次バーナへ供給した．流量はマスフローコントローラ（Azbil 製 MQV）

により計測した．燃料供給量は，$2.3 \times 10^{-5}\ m^3{}_N / s$（投入燃焼量 $Q_{HHV} = 1.05\ kW_{HHV}$）一定とした．一次と二次を合せた総括当量比ϕ_{Total}が 0.91 になるように，空気供給量を定めた．

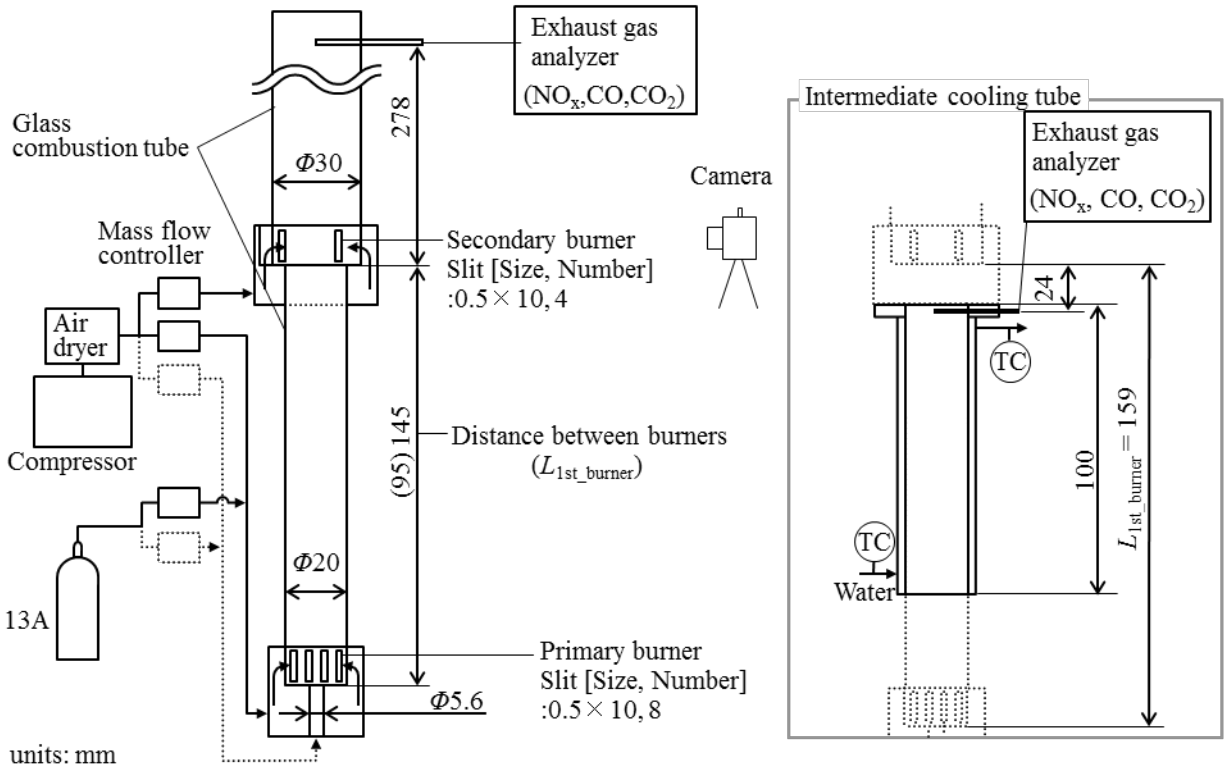


Fig. 4.1.1 Experimental apparatus.

一次バーナおよび二次バーナ下流部には，火炎を観察できるように，石英ガラス製の燃焼管を設置した．火炎外観はデジタルカメラ（Canon 製 PowerShotG10，設定：シャッタースピード 1 / 4”，絞り F4.0，ISO 1600）で撮影した． 一次バーナと二次バーナの間で燃焼ガスを中間冷却する場合, 長さ 100 mm の水冷管を取り付けて実験した．冷却水の流量（流量計：OVAL 製 LSF41C）と出入口の温度差を計測して冷却水の受熱量 Q_{ic} 求め，中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} を算出した．

NO_x 濃度[ppm]および CO 濃度[ppm]は，化学発光式ガス分析計および非分散形赤外線吸収式ガス分析計（HORIBA 製 PG-340）を用いて計測した．採取位置は，二次バーナ上流端から 278 mm 下流位置と二次バーナ上流端より 24 mm 上流位置の管軸上とした．NO_x 濃度および CO 濃度は，家庭用ガス燃焼機器の評価基準となる O_2 濃度 0% 換算値で示した．また，計測した NO_x 濃度の質量単位[g / kWh]への換算は，燃料ガスの体積流量から平衡計算で燃焼ガスのモル流量を求め，NO_x は全て NO と仮定して行った．

4.1.2　熱バランスを考慮した計算によるコンセプト検討

本燃焼コンセプトの NO_x 低減効果について，燃焼の定常計算を用いて事前に検討した．計算にはプロセスシミュレーターVMGSim™ [9] を用い，平衡組成が CH_4，C_2H_6，C_3H_8，C_4H_{10}，O_2，N_2，CO_2，H_2O，CO，H_2，NO からなるものとして断熱平衡火炎温度（断熱火炎温度）を算出した．

図 4.1.2 に管状火炎二段燃焼のプロセスフローを示す．燃料と一次空気を一次当量比 ϕ_{1st} にしたがって「混合器」で混合させ，「反応器」によって燃焼反応の平衡計算を行い，一次火炎となる管状火炎を模擬した．中間放熱は「熱交換器」で考慮した．中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} は投入燃料の高位発熱量で除した無次元量として扱った．中間放熱後の燃焼ガスと二次空気を混合させ，再び「反応器」によって二次燃焼を模擬した．一次火炎の断熱火炎温度を $T_{ad,\ 1st}$ [K]，中間放熱後の燃焼ガス温度を T_{ic} [K]，二次火炎の断熱火炎温度を $T_{ad,\ 2nd}$ [K]と定義した．

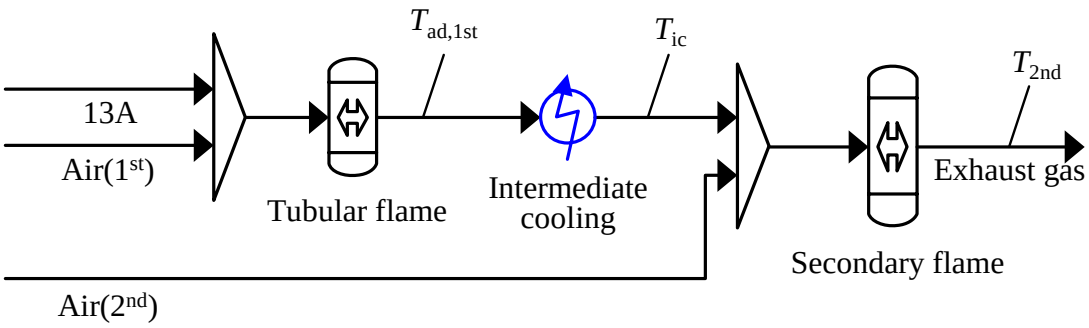


Fig. 4.1.2 Process flow of two-stage combustion.

まず，中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} を変化させて，各ガス温度と中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} の関係を調べた．結果を図 4.1.3 に示す．一次当量比 ϕ_{1st} は 1.7，総括当量比 ϕ_{1st} は 0.91 とした．中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} がゼロの場合の $T_{ad,\ 2nd}$ が最も高く，中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} の増加に伴い，$T_{ad,\ 2nd}$ が低下する．図中の交点 A より中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} が大きくなると，$T_{ad,\ 2nd}$ は $T_{ad,\ 1st}$ より低くなる．点 A は $T_{ad,\ 2nd} = T_{ad,\ 1st}$ となる条件であり，ここでは同温燃焼条件と定義する．同温燃焼条件の燃焼ガス温度を T_{it} [K]と定義する．

図 4.1.4 に同温燃焼条件と一次当量比 ϕ_{1st} の関係を示す．総括当量比 ϕ_{Total} は 0.91 としている．一次当量比 ϕ_{1st} が 1.2 以下の場合，中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} の有無によらず，常に $T_{ad,\ 1st} > T_{ad,\ 2nd}$ となり，同温燃焼条件は存在しない．一次当量比 ϕ_{1st} 1.2 以上で同温燃焼条件が存在する．一次当量比 ϕ_{1st} が高くなるにつれ，同温燃焼条件となる中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} は増加し，T_{it} は低下する．

生成される NO_x がサーマル NO_x のみからなるものと仮定すれば，最高温度が高いほど NO_x 生成が盛んになる．また，中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} が大きいほど，二次燃焼後の NO_x 排出量（以後，NO_x 排出量と呼ぶ）は低減するが，放熱量が増加して二次バー

ナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 2nd}$ が低下する．同温燃焼条件は，各一次当量比 ϕ_{1st} に対し，最高温度を極小化するために必要な中間放熱量 Q_{ic}/Q_{HHV} を与える．

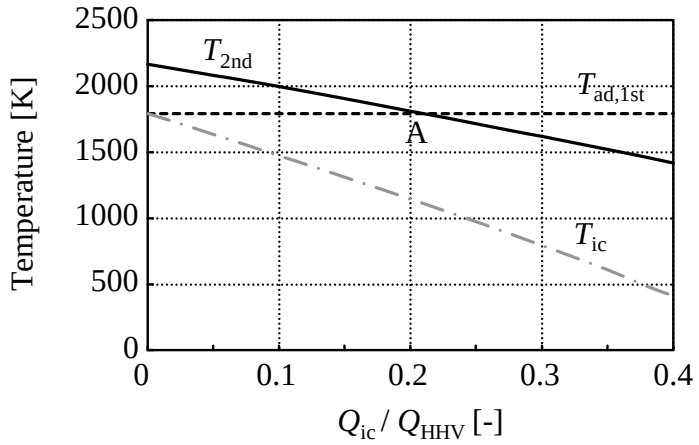


Fig. 4.1.3 Combustion gas temperature at different intermediate cooling. ($\phi_{1st} = 1.7$, $\phi_{Total} = 0.91$)

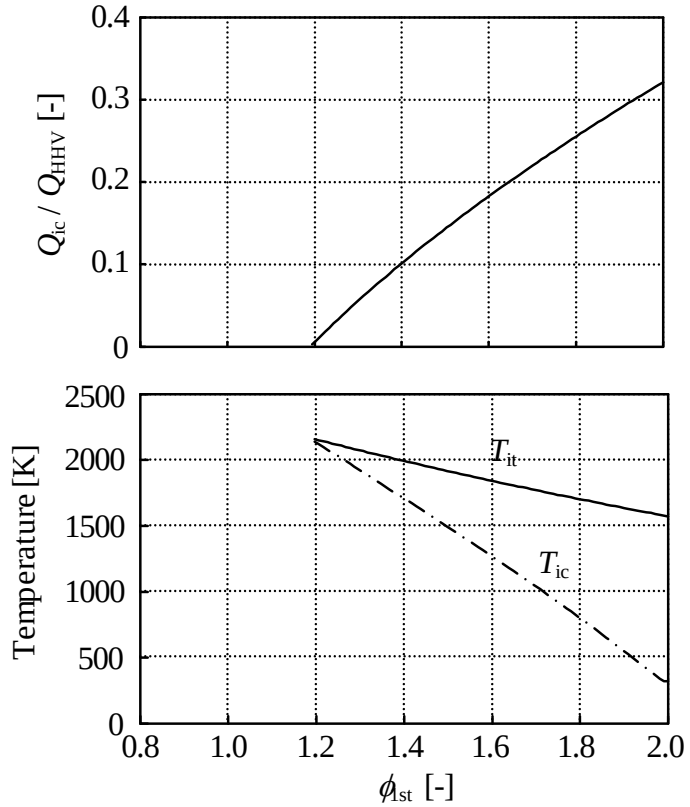


Fig. 4.1.4 Intermediate cooling rate and combustion gas temperature of iso-thermal conditionat different equivalence ratio in primary burner. ($\phi_{Total} = 0.91$)

4.1.3　管状火炎の火炎長

管状火炎は，火炎の外側が未燃混合気で覆われるため，第 3 章で解析したように，管軸方向の火炎のある位置までは燃焼ガスの熱が管内壁に伝わり難い．火炎端より下流で燃焼ガスが壁に接し始め，熱伝達が急上昇する．よって，中間放熱量 $Q_{\mathrm{ic}} / Q_{\mathrm{HHV}}$ と火炎長 $L_{1\mathrm{st_flame}}$[m]は密接な関係があるものと考えられる．

管状火炎は層流火炎であると仮定し，火炎の燃焼速度と予混合気の半径方向速度が等しいと仮定すると，予混合気流量 Q_{p}[m^3/s]と火炎長 $L_{1\mathrm{st_flame}}$ の関係式が得られる．

$$Q_{\mathrm{p}} = \pi D_{\mathrm{f}}\, L_{1\mathrm{st_flame}}\, S_{\mathrm{L}} \tag{4.1.1}$$

ここで，D_{f} は火炎直径[m]，S_{L} は層流燃焼速度[$\mathrm{m/s}$]である．管状火炎は壁面からスリット幅の距離内に形成されないとすると，火炎直径は管内径 D_{f}[m]からスリット幅 W_{s}[m]を引いた値が最大値となる．また，火炎直径の当量比依存性をここでは無視し，火炎直径の最大値を D_{f} とする．

$$D_{\mathrm{f}} = D - 2W_{\mathrm{s}} \tag{4.1.2}$$

予混合気流量は投入熱量 Q_{HHV}[kW]と一次当量比 $\phi_{1\mathrm{st}}$ の関係から次式でも表すことができる．

$$Q_{\mathrm{p}} = \frac{Q_{\mathrm{HHV}}}{q_{\mathrm{f}}}\left(1 + \frac{A_0}{\phi_{1\mathrm{st}}}\right) \tag{4.1.3}$$

ここで，q_{f} は燃料の高位発熱量[$\mathrm{kJ/m^3_N}$]，A_0 は理論空気量（都市ガスの場合は 10.7）である．式(4.1.1)(4.1.2)(4.1.3)を $L_{1\mathrm{st_flame}}$ について解くと，管状火炎の火炎長を表す式(4.1.4)を得る．

$$L_{1\mathrm{st_flame}} = \frac{Q_{\mathrm{HHV}}}{\pi(D - 2W_{\mathrm{s}})S_L q_{\mathrm{f}}}\left(1 + \frac{A_0}{\phi_{1\mathrm{st}}}\right) \tag{4.1.4}$$

よって，火炎長 $L_{1\mathrm{st_flame}}$ は燃料種，燃焼量 Q_{HHV}，バーナ寸法が決まると，層流燃焼速度 S_L と一次当量比 $\phi_{1\mathrm{st}}$ の関数となる．二段燃焼においては，一次当量比 $\phi_{1\mathrm{st}}$ が 1 以上であるため，一次当量比 $\phi_{1\mathrm{st}}$ の増加で S_L は減少する．層流燃焼速度 S_L は一次当量比 $\phi_{1\mathrm{st}}$ よりも大きく変化するので，結果として一次当量比 $\phi_{1\mathrm{st}}$ の増加で火炎長 $L_{1\mathrm{st_flame}}$ は増加する．試算において，都市ガスの層流燃焼速度はメタンの層流燃焼速度 [10] を与えた．

4.1.4　実験結果および考察

図 4.1.5 に一次当量比 $\phi_{1\mathrm{st}}$ を 1.34 から 1.66 まで変化させた場合の火炎の直接撮影画像を示す．一次火炎を撮影するために，水冷管は取り付けていない．一次バーナと二次バーナの距離 $L_{1\mathrm{st_burner}}$ は 145 mm（$L_{1\mathrm{st_burner}} / D = 7.25$）である．いずれの一次当量比 $\phi_{1\mathrm{st}}$ においても一次バーナで管状火炎が形成され，二次バーナでは一次バーナの燃焼ガスと二次空気とが反応して二次火炎が形成されている．管状火炎は一次当量比が

約 1.7 まで形成され，それ以上の一次当量比ϕ_{1st}では火炎が形成されなかった．管状火炎の火炎長 L_{1st_flame}は一次当量比ϕ_{1st}が高くなるにつれて増加し，一次当量比ϕ_{1st}= 1.66 では火炎が二次バーナ付近まで達している．

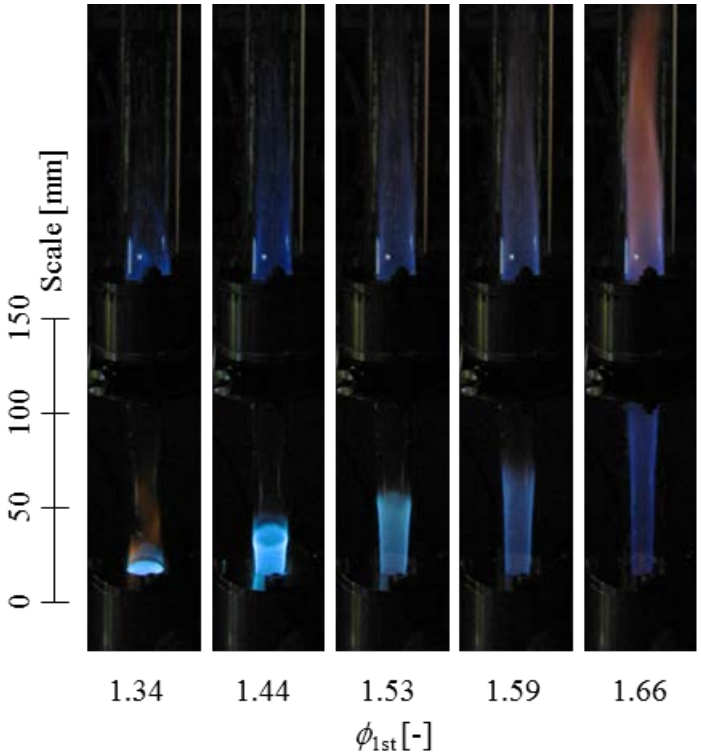


Fig. 4.1.5 Direct photos of two-stage combustion. (1.05 kW_{HHV}, ϕ_{Total} = 0.91, L_{1st_burner} = 145 mm, without intermediate cooling tube)

図 4.1.6 に一次当量比ϕ_{1st}に対する二次燃焼後の CO と一次および二次燃焼後の NO_x の実測値を示す．図 4.1.5 と異なり，一次バーナと二次バーナの間に水冷管を取り付けた場合の結果であり，水冷管を取り付けた場合のバーナ間の距離 L_{1st_burner} は 159 mm（L_{1st_burner}/D = 7.95）である．二次燃焼後の CO 排出濃度は一次当量比ϕ_{1st}が高くなるにつれて減少した．一次当量比ϕ_{1st} = 1.37 では CO 排出濃度が他の条件より高く，2500 ppm を超えた．一方，一次燃焼後の NO_x 量（以後，一次 NO_x 量と呼ぶ）は一次当量比ϕ_{1st}が高くなるにつれて減少し，一次当量比がϕ_{1st}約 1.5 以上では，ほぼゼロとなった．また，二次燃焼後の NO_x 排出量も同様に一次当量比ϕ_{1st}が高くなるにつれて減少した．ただし，一次当量比ϕ_{1st}が約 1.6 以上となると，NO_x 排出量は増加した．

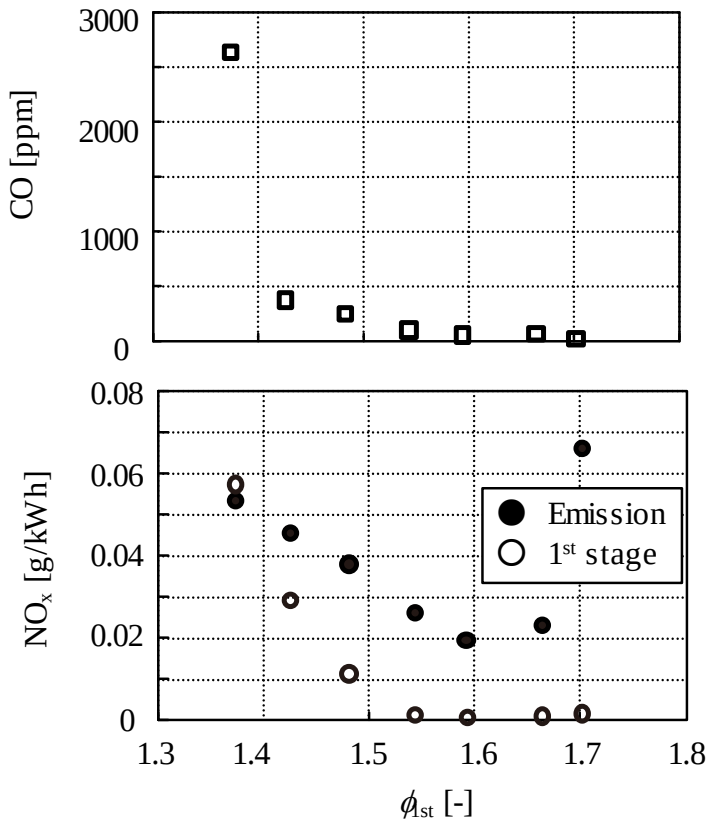


Fig. 4.1.6 CO and NO_x as a function of equivalence ratio in primary burner with intermediate cooling tube. (1.05 kW_{HHV}, ϕ_{Total} = 0.91, L_{1st_burner} = 159 mm)

図 4.1.7 に中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} と一次当量比ϕ_{1st}の関係を示す．図には同温燃焼条件の線を記入した．中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} は一次当量比ϕ_{1st}が高くなるにつれて減少した．今回の場合，一次当量比ϕ_{1st} = 1.59 が同温燃焼条件に近い．一次当量比ϕ_{1st} 1.6 以下は中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} が大きく，二次バーナの燃焼ガス温度 $T_{ad,\ 2nd}$ が一次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 1st}$ より低くなる条件（$T_{ad,\ 2nd} < T_{ad,\ 1st}$）である．一次当量比$\phi_{1st}$ 1.6 以上は中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} が小さく，二次バーナの燃焼ガス温度 $T_{ad,\ 2nd}$ が一次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 1st}$ より高くなる条件（$T_{ad,\ 2nd} > T_{ad,\ 1st}$）である．

図 4.1.8 に管状火炎の火炎長 L_{1st_flame} と一次当量比ϕ_{1st}の関係を示す. 一次当量比ϕ_{1st}が高くなるにつれ火炎長 L_{1st_flame} が増加した．式(4.1.4)より見積もった火炎長は，実験値より短くなったが，一次当量比ϕ_{1st}の増加によって火炎長 L_{1st_flame} が増加する傾向は示している．一次当量比ϕ_{1st}が高くなると，火炎長 L_{1st_flame} が長くなり冷却管への伝熱面積が小さくなることに加え，燃料過濃の条件では当量比が高い方が火炎温度は低くなるので，伝熱量は小さくなり易い．以上より，一次当量比ϕ_{1st} が高いほど，中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} が減少したと考えられる．

中間放熱量 Q_{ic}/Q_{HHV} の実測結果を用いて，中間放熱後の燃焼ガス温度 T_{ic} および二次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 2nd}$ を計算した．結果を図 4.1.9 に示す．前述のとおり一次当量比 ϕ_{1st} が 1.59 の場合に同温燃焼条件となり，最高温度が低くなる．そのため，一次当量比 ϕ_{1st} = 1.59 前後の条件下での NO_x 排出量が小さくなったと推察される（図 4.1.6）.

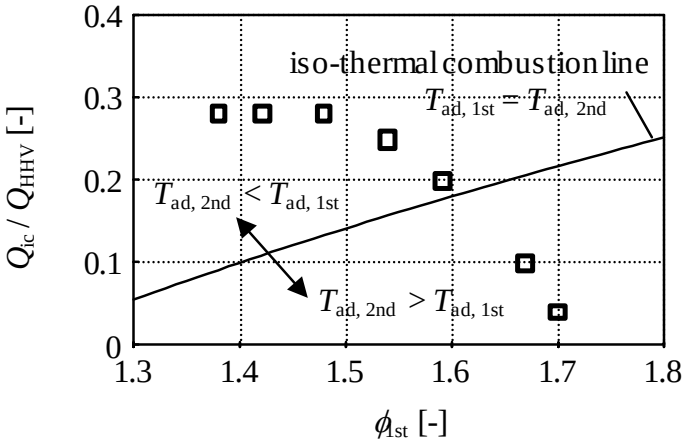


Fig. 4.1.7 Relation between equivalence ratio in primary burner and intermediate cooling rate.
($1.05\,kW_{HHV}, \phi_{Total} = 0.91, L_{1st_burner} = 159\,mm$)

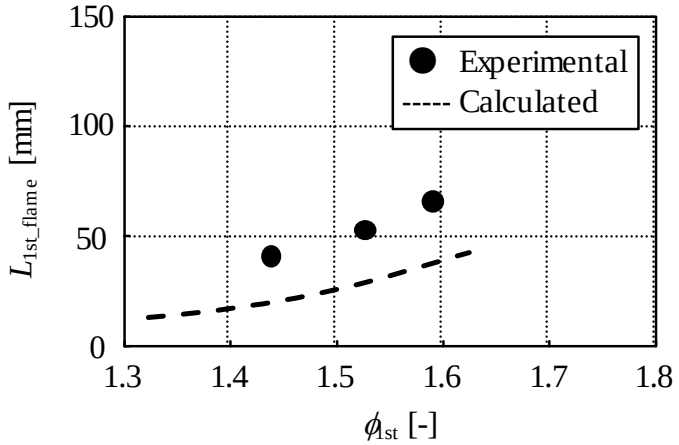


Fig. 4.1.8 Relation between equivalence ratio in primary burner and 1st flame length.
($1.05\,kW_{HHV}, \phi_{Total} = 0.91, L_{1st_burner} = 159\,mm$)

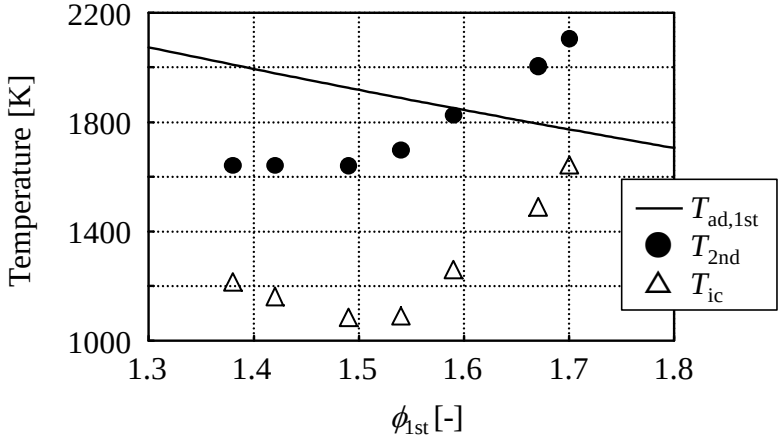


Fig. 4.1.9 Combustion gas temperature as a function of equivalence ratio in primary burner.

図 4.1.10 に一次 NO_x 量と一次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 1st}$ の関係を示す．一次 NO_x 量は一次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 1st}$ と相関があり，一次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 1st}$ の低下に伴って一次 NO_x 量が低減した．図 4.1.11 には，NO_x 排出量と二次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 2nd}$ の関係を示す．一次 NO_x 量がほぼゼロ（図 4.1.10）となる一次当量比 ϕ_{1st} 1.5 以上を注視すれば，一次当量比 ϕ_{1st} 1.66 までは二次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 2nd}$ が上昇しても，NO_x 排出量はさほど増減していないことが分かる．二次火炎は拡散火炎であるため，NO_x と断熱火炎温度の間に予混合火炎（一次火炎）ほどの相関がないものと推察される．一次当量比 ϕ_{1st} が 1.66 を超えると，NO_x 排出量は急増した．ここで，本燃焼方式を実際の加熱炉で使用することを考えれば，中間放熱量が小さくとも NO_x 排出量が小さくなる一次当量比 ϕ_{1st} = 1.66 程度が，一次当量比 ϕ_{1st} の望ましい設定と言える．

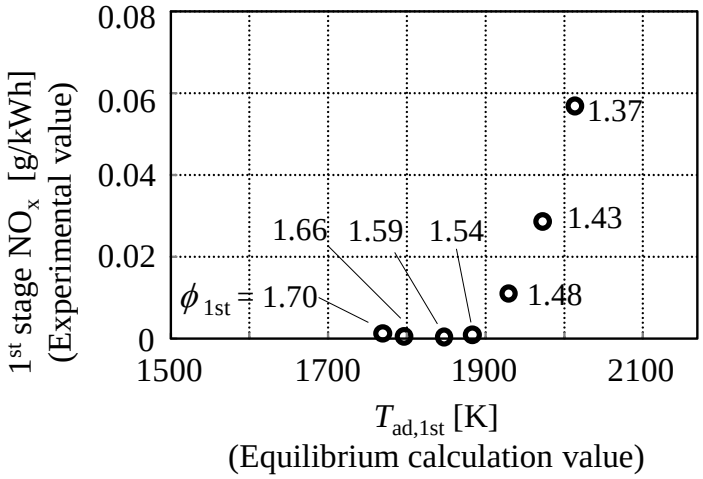


Fig. 4.1.10 1st stage NO_x against adiabatic flame temperature of 1st stage burner.
($1.05\,kW_{HHV}$, $\phi_{Total} = 0.91$, $L_{1st_burner} = 159\,mm$)

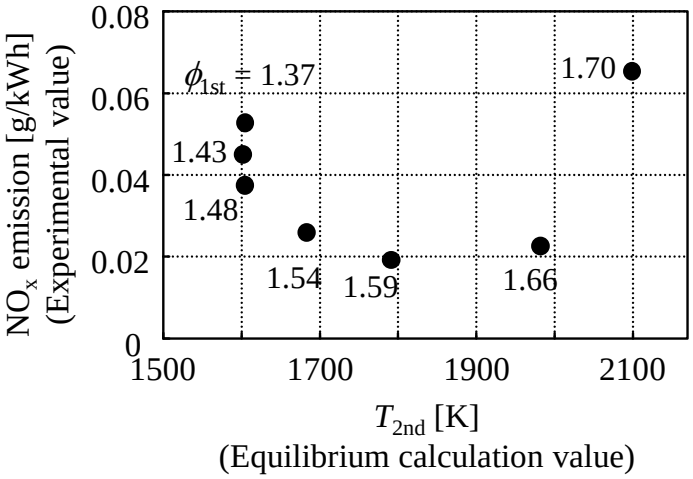
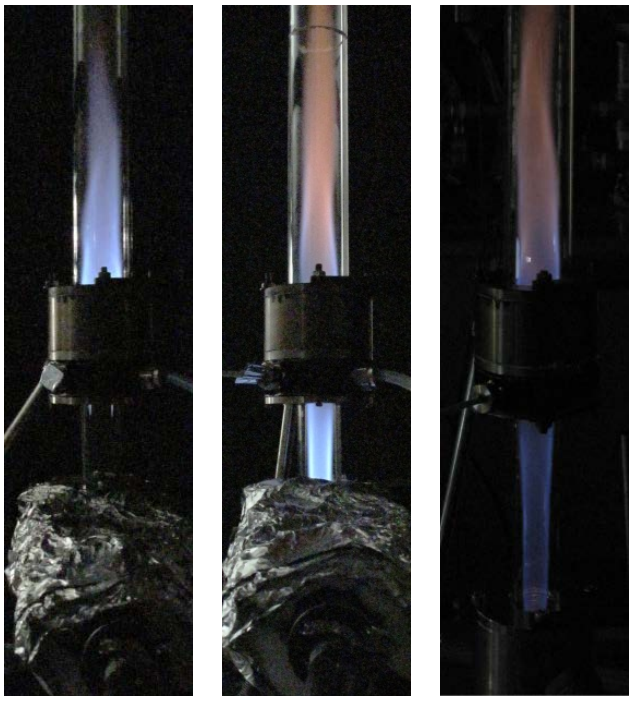


Fig. 4.1.11 NO_x emission at different exhaust gas temperature.(1.05 kW_{HHV}, ϕ_{Total} = 0.91, L_{1st_burner} = 159 mm)

管状火炎を用いた二段燃焼の NO_x 低減効果を評価するために, 管状火炎を用いた二段燃焼の NO_x 排出濃度と従来燃焼方式の NO_x 排出濃度の比較を行った．従来燃焼方式として，単段の部分予混合燃焼（以後，単段燃焼と呼ぶ）および一次が部分予混合燃焼の二段燃焼（以後，従来二段燃焼と呼ぶ）の二方式を選定した．単段合燃焼，従来二段燃焼，管状火炎を用いた二段燃焼ともに図 4.1.1 に示す実験装置を使用した．各燃焼方式ともに総括当量比 ϕ_{Total} は一定（0.91）とし，中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} を計測する水冷管は取り付けずに実験を行った. 図 4.1.12 に各燃焼方式における火炎外観を，図 4.1.13 に NO_x 排出濃度を示す．単段燃焼では，一次バーナ内で火炎（管状火炎）が形成されないように，一次バーナへの供給当量比 ϕ_{1st} を 1.72 に設定した．図 12（a）から，一次バーナで発光が見られず，二次バーナのみで燃焼したことが分かる．内炎と外炎が存在する火炎形態となり，従来二段燃焼や管状管を用いた二段燃焼と比べて，二次バーナ内に形成される炎の発光が強いように見受けられる. 単段燃焼の NO_x 排出濃度は 96.2 ppm であった．従来二段燃焼では，一次バーナの上流端に内径 5.6 mm の管を取り付け，全量の燃料と一部の空気を予め混合（予混合気の当量比 3.3）してバーナの管軸方向に導入した．同時に，バーナの接線方向からも別途燃焼用空気を供給し，一次バーナ内に拡散火炎を形成させた．一次バーナでの供給当量比 ϕ_{1st} は 1.67 とし，バーナ間の距離 L_{1st_burner} は 95 mm に設定した．従来二段燃焼では，一次火炎が拡散火炎であることから，図 4.1.12(c)の管状火炎の場合と比べると発光が強いように見受けられる．従来二段燃焼の NO_x 排出濃度は 59.1 ppm であった．管状火炎を用いた二段燃焼では，一次当量比 ϕ_{1st} を 1.67，バーナ間の距離 L_{1st_burner} を 145 mm に設定した．管状火炎を用いた二段燃焼の NO_x 排出濃度は 16.3 ppm であった．これは，単段の部分予混合燃焼と比べて約 1/6，従来二段燃焼と比べて約 1/4 の値である．二段燃焼の一次火炎を管状火炎にすることで NO_x 排出量が大幅に低減できることが示された．



(a) (b) (c)

Fig. 4.1.12 Direct photos of conventional combustion and two-stage combustion using tubular flame. ((a) Single-stage combustion with Bunsen flame. (b) Two-stage combustion with Bunsen flame as primary stage, $L_{1st_burner} = 95$ mm. (c) Two-stage tubular flame burner without intermediate cooling tube, $L_{1st_burner} = 145$ mm.)

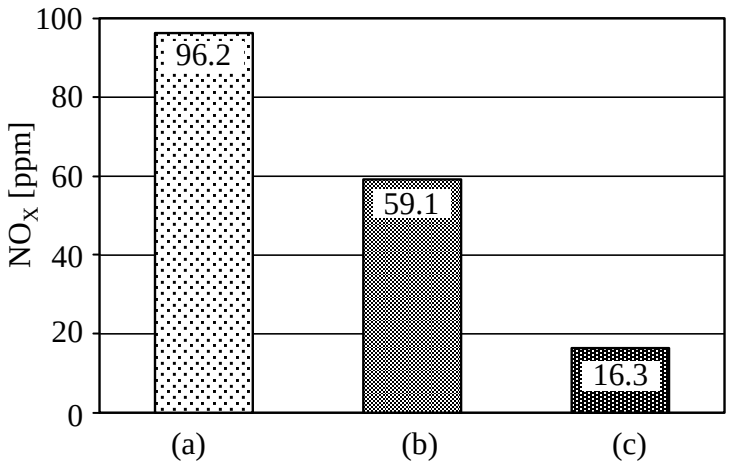


Fig. 4.1.13 NO_x concentration of conventional combustion and two-stage combustion using tubular flame. ((a) Single-stage combustion with Bunsen flame. (b) Two-stage combustion with Bunsen flame as primary stage, $L_{1st_burner} = 95$ mm. (c) Two-stage tubular flame burner without intermediate cooling tube, $L_{1st_burner} = 145$ mm.)

図 4.1.14 に，従来二段燃焼（図 4.1.12(b)，図 4.1.13(b)）での一次 NO_x 量と NO_x 排出量を示す．一次火炎が拡散火炎である従来二段燃焼では，NO_x 排出量に対する一次 NO_x 量の割合が約 85%にも達する．これに対し，管状火炎を用いた二段燃焼では，一次 NO_x 量はほぼゼロである（図 4.1.6）．二段燃焼の一次火炎を燃料過濃の管状火炎にすることで，一次バーナでの NO_x 生成が抑制され．NO_x 排出量が大幅に低減したと考えられる．

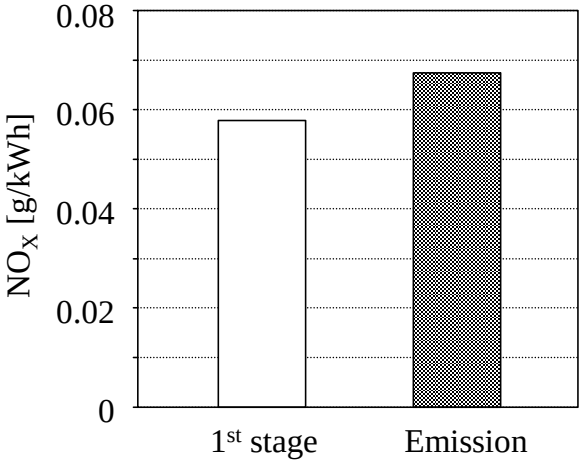


Fig. 4.1.14 NO_x of conventional two-stage combustion with Bunsen flame as primary stage. ($1.05\,kW_{HHV}, \phi_{Total} = 0.91, \phi_{1st} = 1.67, L_{1st_burner} = 95\,mm$)

4.1.5 結言

空気二段燃焼の一次燃焼領域に管状火炎を適用した管状火炎二段燃焼の NO_x 低減効果を調べた．一次当量比 ϕ_{1st} を変化させて，一次燃焼領域からの放熱量 Q_{ic}/Q_{HHV} および NO_x 排出量を計測した．また，従来燃焼方式と NO_x 排出量を比較した結果，以下のことが明らかになった．

i. 管状火炎を用いたことで，一次バーナで生成される NO_x をほぼゼロにすることができる．

ii. NO_x 排出濃度は，一次当量比 ϕ_{1st} から算出した一次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\,1st}$ と，中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} から算出した二次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\,2nd}$ がほぼ同等となる条件下で最小となる．

iii. 管状火炎二段燃焼における NO_x 排出量は，単段燃焼や一次が部分予混合燃焼の従来二段燃焼と比べて低減する．

4.2 酸素富化燃焼バーナへの適用

酸素濃度を高めた空気を使用する酸素富化燃焼 [11] は，空気燃焼と比べて理論断熱火炎温度が高く, 被加熱物の高温加熱や, 加熱時間の短縮に利用されている. 一方で, 温度上昇に伴う NO_x 生成量を抑制することが課題となっている. 排気再循環や水管群内燃焼 [7] などの完全燃焼前にエネルギー密度を低下させる技術は，酸素富化燃焼の利点を損なうために適用し難い．そこで，NO_x 低減のためには，酸化剤の酸素濃度と供給当量比を同時に変化させる強制振動燃焼法 [12] [13] など酸素富化燃焼の利点を損なわない技術が提案されてきた.

本節では, バーナ変更のみの簡便な方法で NO_x を大幅に低減することを狙いとして, 管状火炎二段燃焼法の酸素富化燃焼バーナ適用を試みる．前節で明らかにしたように, 管状火炎バーナは燃料がより過濃な条件においても燃焼を維持するため，一次燃焼領域におけるサーマル NO_x が抑制される．また，スミセル火炎 [6] と同様に，単段燃焼と比べて高温領域が広がる一方で, 最高温度が低下することからも NO_x が低減される可能性がある．さらに，管状火炎の適用には，一次燃焼領域における NO_x 生成の抑制に加えて，放熱を抑える狙いもある．管状火炎はその外側を未燃混合気で覆われているため，火炎の存在する範囲では燃焼ガスの管内壁への放熱が抑制される（第 3 章参照）．火炎下流で燃焼ガスが燃焼室内壁に接し始めた後に，熱が外部に伝達されることから，管状火炎の長さを適切に制御すれば，一次燃焼領域での放熱を抑制し得る.

管状火炎二段燃焼の酸素富化燃焼バーナへの適用を検討すべく，酸化剤中の酸素濃度を 21%，24%，27%と変化させた実験を実施した．酸素富化空気条件下において，管状火炎二段燃焼が成立する限界の一次当量比 ϕ_{1st} を把握した．そして，NO_x 排出量およびバーナ内中心軸上の燃焼ガス温度を計測した.

4.2.1 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図 4.2.1 に示す．一次バーナを管状火炎バーナ，二次バーナを非予混合火炎旋回バーナである. 一次バーナの内径は 20 mm, 二次バーナの内径は 30 mm であり，両バーナともに，予混合気または酸化剤が，管の接線方向にあるスリットからバーナ内部に吹き込まれる．スリットの断面形状は 0.5 mm × 10 mm の矩形であり，一次バーナに 8 個，二次バーナに 4 個それぞれ開口されている．一次バーナ上流端から二次バーナ上流端までの一次燃焼領域の長さ L_{1st_burner} は 86 mm とした.

燃料には，都市ガス 13A（代表組成；メタン 88.9%，エタン 6.8%，プロパン 3.1%，ブタン 1.2%）を用いた．燃料供給量は $2.33 \times 10^{-5}\ m^3_N/s$（燃焼量 $Q_{HHV} = 1.05\ kW_{HHV}$）である．酸化剤には，空気もしくは酸素富化空気を用いた．コンプレッサーから供給する空気とボンベから供給する酸素の流量を調整して, 酸化剤中の酸素濃度 O_2 を 21%, 24%，27%に変化させた．一次と二次を合わせた燃料と酸化剤の総括供給当量比 ϕ_{Total} が 0.9（一定）となるように酸化剤の総供給量を調整した．酸化剤中の酸素の総流量は $5.75 \times 10^{-5}\ m^3_N/s$ で一定となる．一次当量比 ϕ_{1st} を変化させる場合には，総括供給当量比 ϕ_{Total} が 0.9 になるように，二次バーナに供給する酸化剤流量を調整した．以後，

一次バーナに供給した酸化剤流量を A_{1st}，二次バーナに供給した酸化剤流量を A_{2nd} と記す．

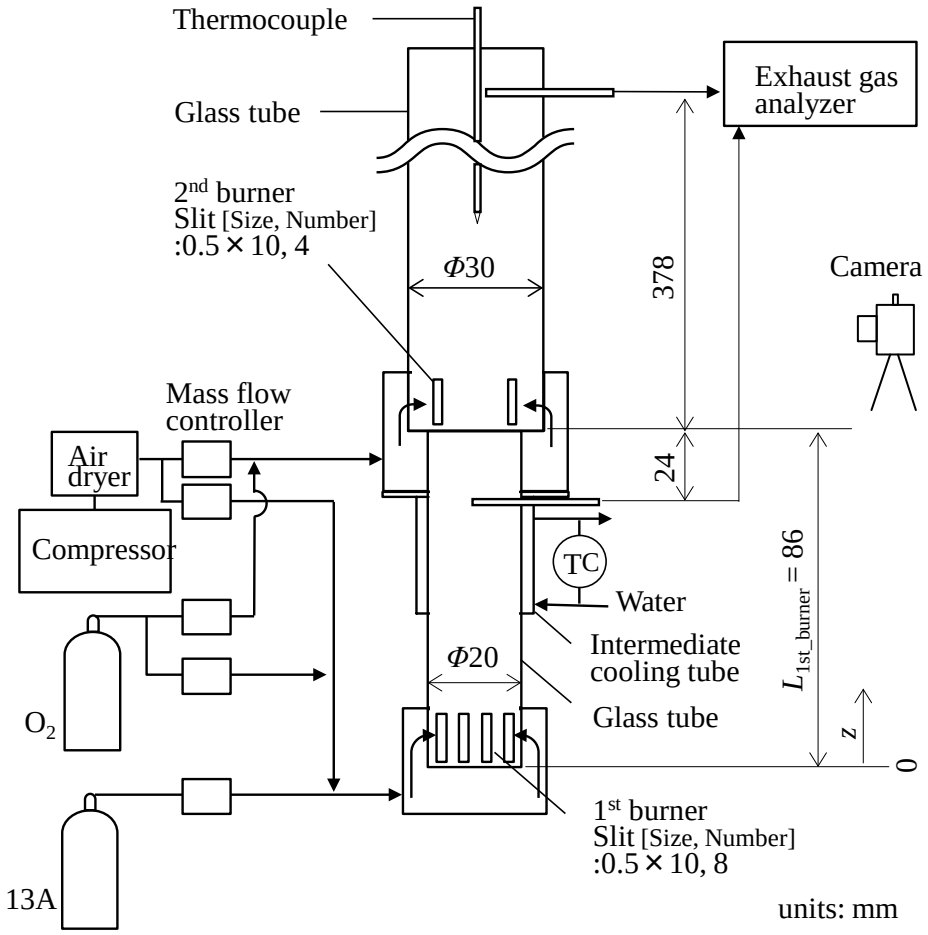


Fig. 4.2.1 Experimental apparatus.

表 4.2.1 に各流量の設定条件をまとめた．図 4.2.2 には，一次当量比 ϕ_{1st} と両バーナに供給する酸化剤の流量比の関係を示す．例えば，一次当量比 ϕ_{1st} を 1.8 に設定すれば，両バーナに供給する酸化剤の流量はほぼ同量になる．なお，各流量の調整は，マスフローコントローラ（Azbil 製 MQV）を使用して行った．

NO_x 濃度[ppm]は，化学発光式ガス分析計（HORIBA 製 PG-340）により計測した．採取位置は，二次バーナ上流端から 378 mm 下流位置と二次バーナ上流端より 24 mm 上流位置の管軸上とした．排出係数[g / kWh]への換算は，燃料ガスの体積流量から平衡計算で求めた燃焼ガス流量を用いて行った．一次当量比 ϕ_{1st} の調整による一次燃焼領域での放熱の抑制効果を確認するため，一次燃焼領域と二次燃焼領域の中間に水冷管を設けて水の受熱量即ち燃焼ガスからの放熱量 Q_{ic}/Q_{HHV} を計測する実験を行った．放熱量 Q_{ic}/Q_{HHV} は，給水流量（流量計：OVAL 製 LSF41C）と出入口の温度差から求

めた. 素線径 0.1 mm の R 型熱電対を用いて両バーナの管中心軸上の温度を計測した. 熱電対からの輻射などを考慮した補正はせず，1 分間の時間平均値を計測位置での燃焼ガス温度とした. なお, 一次バーナ上流端からの距離を z[mm]で表す. 火炎外観は, デジタルカメラ（Canon 製 PowerShotG10, 設定 : シャッタースピード 1/8”, 絞り F4.0, ISO 1600）を用いて撮影した.

Table 4.2.1 Experimental conditions

Total 13A input [kW_{HHV}]	1.05
Total 13A flow rate [m^3_N / s]	2.35×10^{-5}
ϕ_{Total} [-]	0.9
Total O_2 flow rate [m^3_N / s]	5.75×10^{-5}
ϕ_{1st} [-] Air or oxygen-enriched air flow rate in 1st burner : A_{1s} [m^3_N / s]	Variable quantities

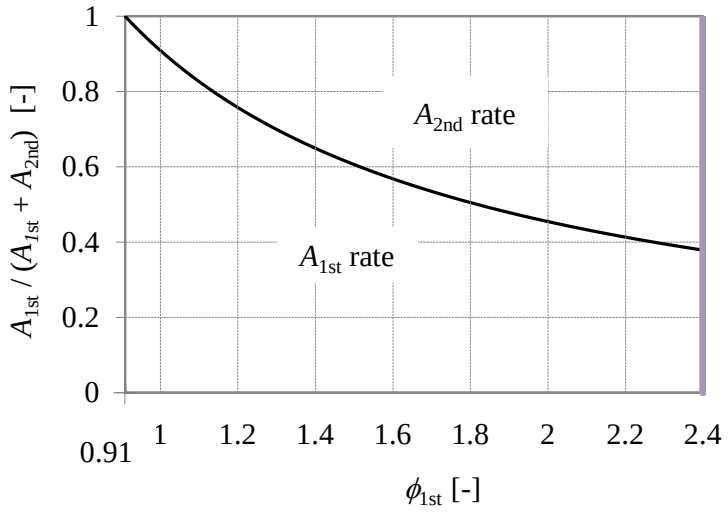


Fig. 4.2.2 Relation between equivalence ratio in 1st burner and air or oxygen-enriched air rate supplied to 1st burner and 2nd burner.

4.2.2　実験結果および考察

4.2.2.1　管状火炎二段燃焼の成立条件 － 酸素富化空気における管状火炎の過濃燃焼限界 －

酸化剤中の酸素濃度 O_2 と，管状火炎二段燃焼が成立する一次当量比ϕ_{1st}の関係を調べた．図 4.2.3 に管状火炎二段燃焼が成立した上限の一次当量比ϕ_{1st}と一次バーナに供給した酸化剤流量の比率を示す．酸素濃度を増加させると，管状火炎二段燃焼が成立する上限の一次当量比ϕ_{1st} が上昇した．なお，管状火炎二段燃焼が成立しない，即ち一次バーナ内に火炎が形成されない場合には，二次バーナのみに火炎が形成され，単段燃焼となる．

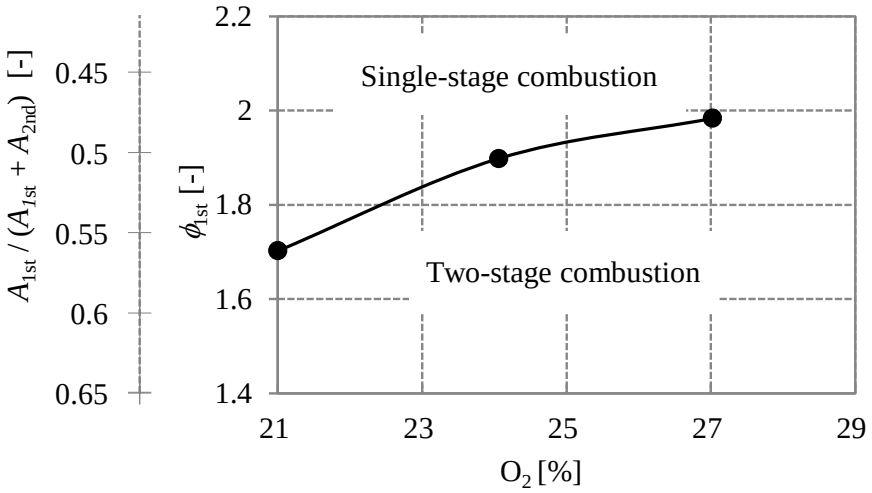


Fig. 4.2.3 Rich flammability limits in 1st burner at each O_2 rate.

図 4.2.4 に一次当量比ϕ_{1st}と一次火炎の断熱火炎温度の関係を示す．断熱火炎温度はガス組成が CH_4，C_2H_6，C_3H_8，C_4H_{10}，O_2，N_2，CO_2，H_2O，CO，H_2，NO，H，O，OH からなるものとして平衡計算で求めた．管状火炎二段燃焼が成立する上限の一次当量比ϕ_{1st} において，各酸素濃度における平衡断熱火炎温度を比較すると，ほぼ同じ（約 1800 K）であることがわかった．一次バーナでの火炎形成に，一次火炎温度が支配的な影響を及ぼしているものと推測される．

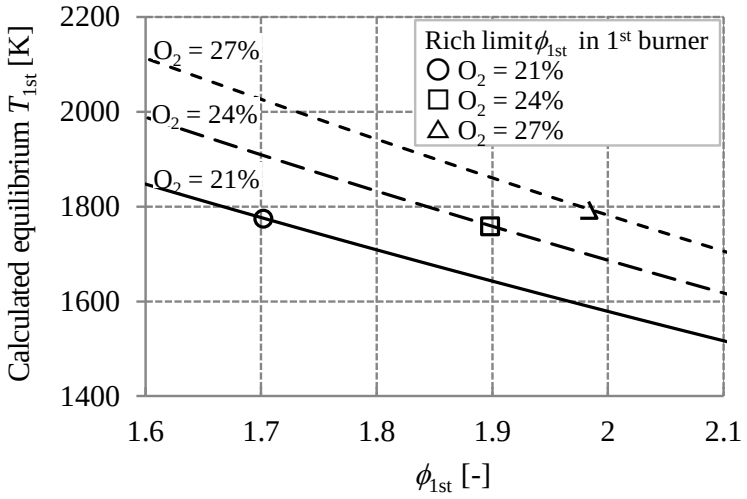


Fig. 4.2.4 Relation between equivalence ratio in 1st and calculated equilibrium gas temperature in 1st burner.

4.2.2.2 NO_xおよび一次燃焼領域での放熱

各酸素濃度での燃焼実験において，一次当量比を変化させた時の放熱量 Q_{ic}/Q_{HHV}，一次 NO_x 量，および，総 NO_x 排出量を計測した結果を図 4.2.5 に示す．いずれの酸素濃度においても，一次 NO_x はほとんど検出されなかった．これは，管状火炎の適用によって，NO_x が生成されないほど一次当量比 ϕ_{1st} を過濃にできたためであると考えられる．図 4.2.5 から，本バーナにおける NO_x 生成は二次火炎において起こることが分かる．

また，一次当量比 ϕ_{1st} の上昇にともない，放熱量 Q_{ic}/Q_{HHV} は抑制された．これは，一次当量比 ϕ_{1st} の上昇にともない一次火炎温度が低下（図 4.2.4 参考）したことに加えて，一次火炎長が増加したためである．一次火炎長が増加すると，二次火炎に至るまでに高温の燃焼ガスに接触するバーナ壁の面積が減少するため，放熱量が低下する．一方で，放熱量が低下するほど，NO_x 排出量は増加する傾向が見受けられた．

放熱量 Q_{ic}/Q_{HHV} が 0.08 以下に抑制された条件での NO_x 排出量の最小値をピックアップすると，酸素濃度 O_2 が 21%，24%および 27%で，NO_x 排出量はそれぞれ 0.047 g / kWh，0.065 g / kWh，および 0.096 g / kWh となった．酸化剤中の酸素濃度 O_2 の増加に伴い，NO_x 排出量は増加傾向にある．

また，図 4.2.6 に放熱量 Q_{ic}/Q_{HHV} を考慮した二次火炎の平衡温度 T_{2nd} と実測した NO_x 排出量の関係を示す NO_x 排出量が 0.1 g / kWh 以下となる条件での，二次火炎温度 T_{2nd} の最大値をピックアップすると，酸素濃度 O_2 が 21%，24%および 27%で，二次火炎温度 T_{2nd} はそれぞれ 2131 K，2184 K，および 2290 K となった．酸化剤中の酸素濃度 O_2 の増加に伴い，二次火炎温度 T_{2nd} は上昇した．

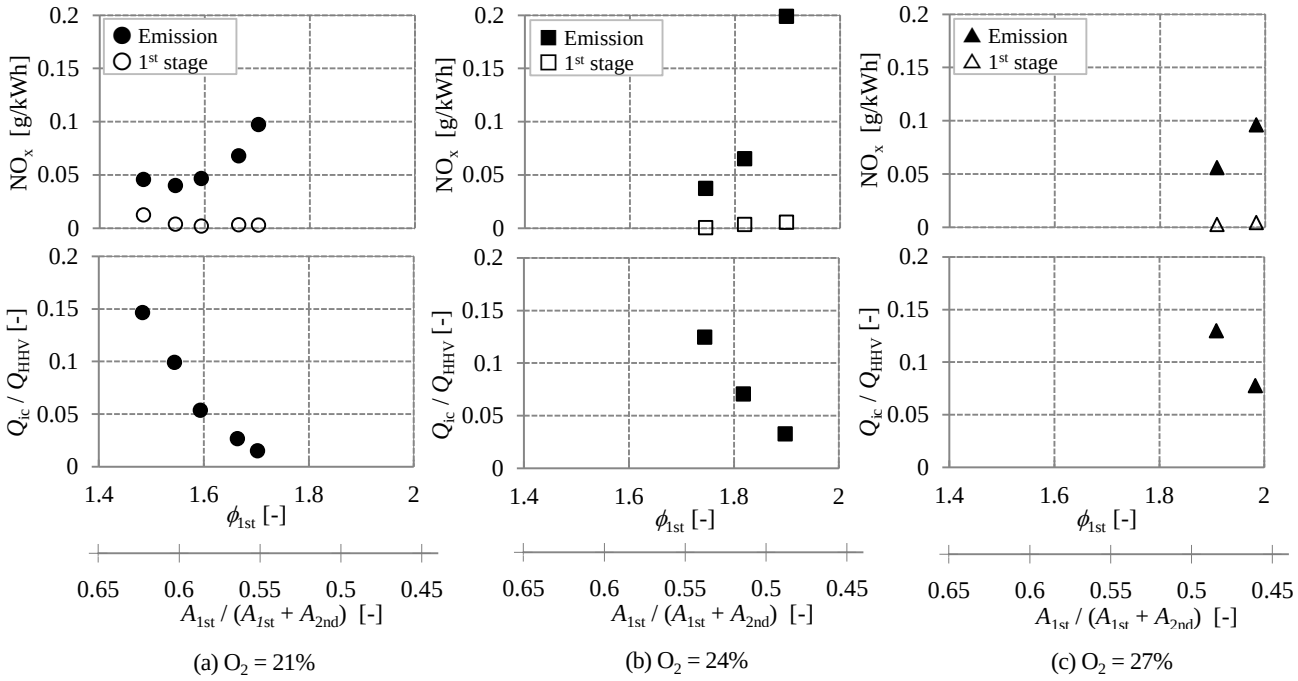


Fig. 4.2.5 Relation between equivalence ratio in 1st burner and NO_x emission and intermediate cooling rate.

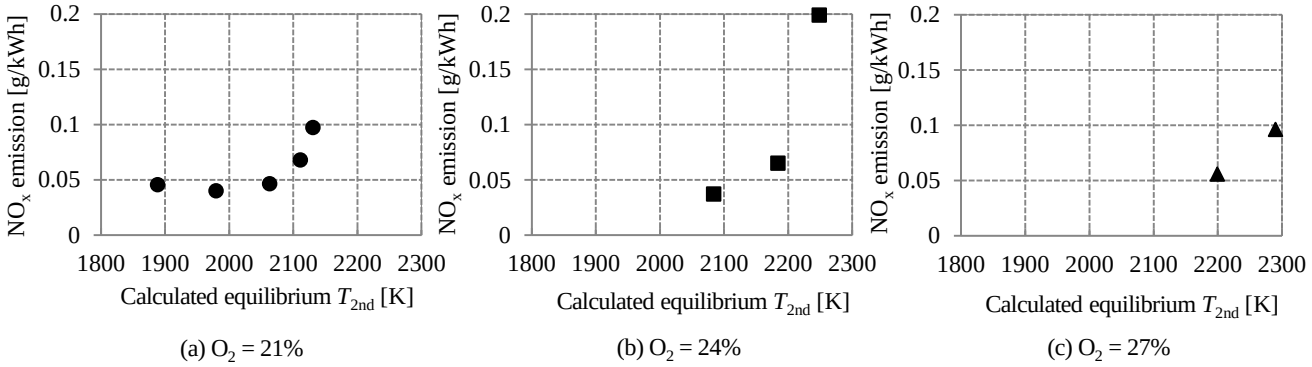


Fig. 4.2.6 Relation between calculated equilibrium gas temperature at each equivalence ratio in 1st burner and NO_x emission.

4.2.2.3 単段燃焼と管状火炎二段燃焼の比較

図 4.2.7 に単段燃焼と管状火炎二段燃焼の NO_x 排出量を示す．単段燃焼の場合，一次当量比 ϕ_{1st} を 2.25 まで高めて，一次バーナ内に火炎を形成させず，二次バーナのみで燃焼させた．管状火炎二段燃焼では，放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} が 0.08 以下となる一次当量比 ϕ_{1st} を選定した．$O_2 = 21\%$ では $\phi_{1st} = 1.6$, $O_2 = 24\%$ では $\phi_{1st} = 1.8$, $O_2 = 27\%$ では $\phi_{1st} = 2.0$ とした．図 4.2.7 より，管状火炎二段燃焼は単段燃焼よりも NO_x 排出量が少ないこと

がわかる．さらに，管状火炎二段燃焼は酸素濃度に対する NO_x 排出量の増加率も単段燃焼に比べて小さい．NO_x 排出量は $O_2 = 21\%$ で 58%，$O_2 = 24\%$ で 73%，$O_2 = 27\%$ で 79% それぞれ減少した．

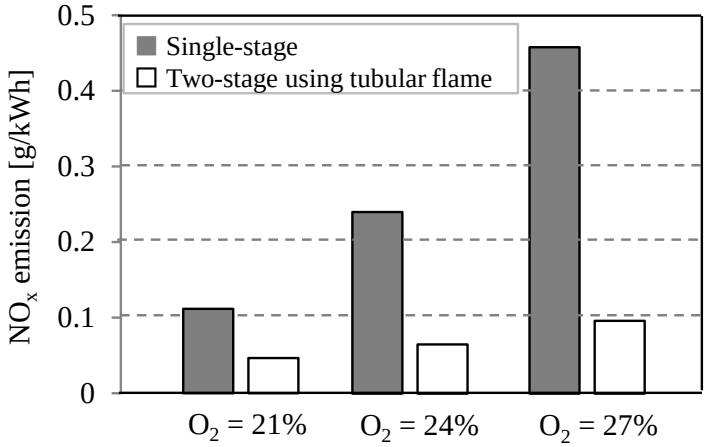
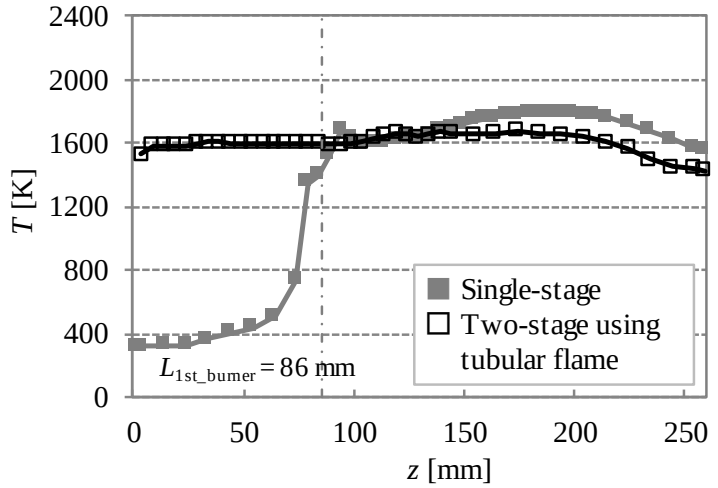
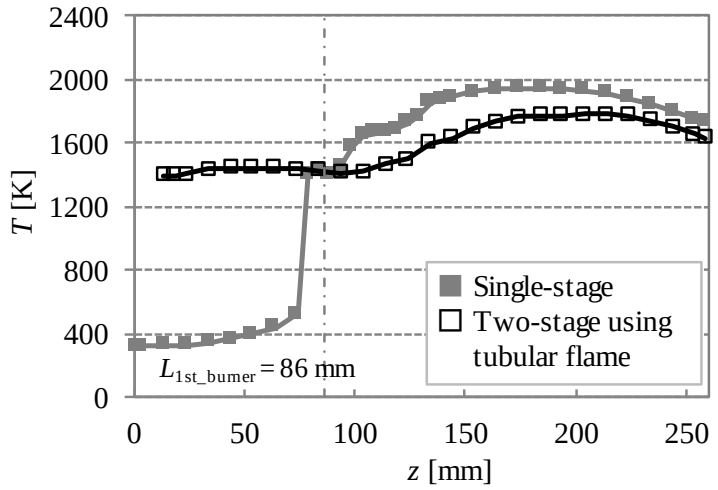


Fig. 4.2.7 Comparison NO_x emission of single-stage combustion and two-stage combustion using tubular flame. (Single-stage : $\phi_{1st} = 2.25$, $O_2 = 21\%$ two-stage : $\phi_{1st} = 1.6$, $O_2 = 24\%$ two-stage : $\phi_{1st} = 1.8$, $O_2 = 27\%$ two-stage : $\phi_{1st} = 2.0$)

図 4.2.8 にバーナ中心軸上における燃焼ガス温度の計測値を示す．酸素濃度 21%および $O_2 = 27\%$の場合を示す．単段燃焼と管状火炎二段燃焼は共に，酸素濃度 O_2 の増加にともない，最高温度は上昇した．なお，単段燃焼では，二次バーナ上流端位置 $z = 86$ mm より上流から温度が上昇したが，これは，$z = 86$ mm 付近に旋回に伴う逆流あるためであると考えられる．管状火炎二段燃焼では，最高温度が単段燃焼より低く，また，z 方向に対して温度の変化が小さくなった．これは，スミセル火炎の温度分布 (6) と同様の傾向である．管状火炎二段燃焼では，二次バーナでの発熱が緩慢になり，反応進行中の火炎からの放熱が比較的に大きくなったことにより NO_x 排出量が低減したと推察される．図 4.2.9 に単段燃焼と管状火炎二段燃焼の火炎外観写真を示す．二次バーナにおける火炎の発光は，管状火炎二段燃焼の方が弱く，火炎外観からも発熱が緩慢なように見受けられる．

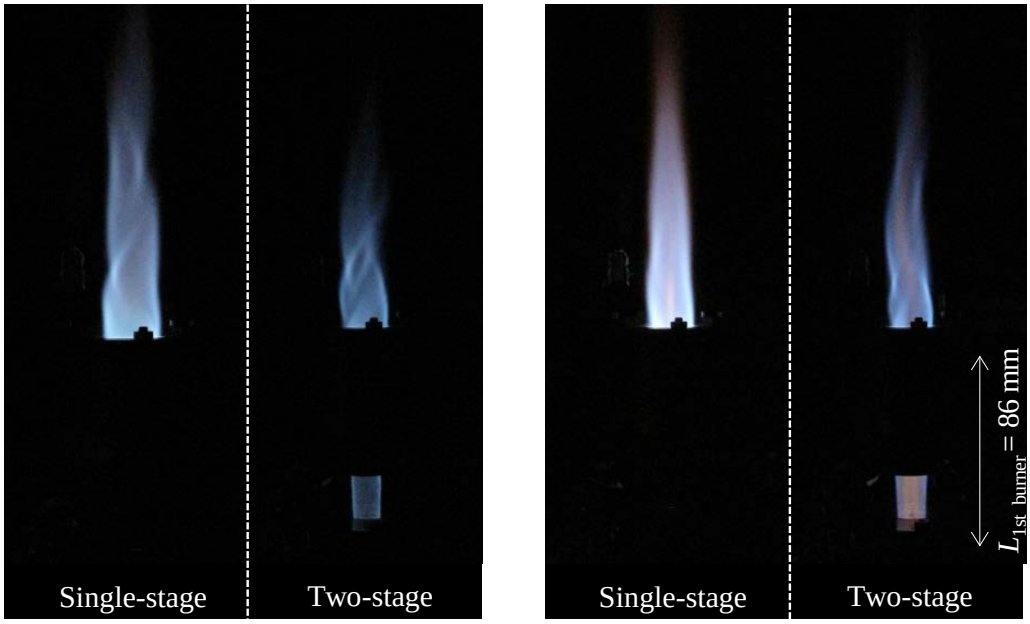


(a) O_2 = 21%



(b) O_2 = 27%

Fig. 4.2.8 Distribution of burned gas temperature of on center of combustion tube.(Single-stage : ϕ_{1st} = 2.25, O_2 = 21% two-stage : ϕ_{1st} = 1.6, O_2 = 27% two-stage : ϕ_{1st} = 2.0)



(a) O_2 = 21%　　(b) O_2 = 27%

Fig. 4.2.9 Direct photos of single-stage combustion and two-stage combustion using tubularflame. (Single-stage : ϕ_{1st} = 2.25, O_2 = 21% two-stage : ϕ_{1st} = 1.60, O_2 = 27% two-stage : ϕ_{1st} = 2.0)

なお, 図 4.2.7 から図 4.2.9 の管状火炎二段燃焼の条件下では, 放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} は O_2 = 21%で 0.05，O_2 = 27%で 0.075 に保たれた.

図 4.2.10 に放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} を差し引いた平衡計算での二次火炎温度と，実測の最高ガス温度を示す．なお，二次バーナの火炎は拡散火炎であるが，当量比ϕ_{Total} = 0.9 の予混合燃焼として平衡計算を行った. 平衡計算では, 管状火炎二段燃焼は O_2 = 21%, O_2 = 27%ともに単段燃焼より断熱火炎温度が 90 K ほど低下するのに対して, 実測の最高ガス温度は，O_2 = 21%で 122 K，O_2 = 27%で 159 K，低下した．単段燃焼と管状火炎二段燃焼の温度差を見ると，平衡計算値よりも実測の最高ガス温度の方が大きい．これは，管状火炎二段燃焼の二次バーナにおける発熱が緩慢となった結果，二次火炎から周囲に対する放熱量に差異が出たことに起因すると考えられる．同様に，燃焼ガス温度が高くなり易い高酸素富化空気 O_2 = 27%の方が，単段燃焼と管状火炎二段燃焼の実測最高ガス温度の差が開く結果となった.

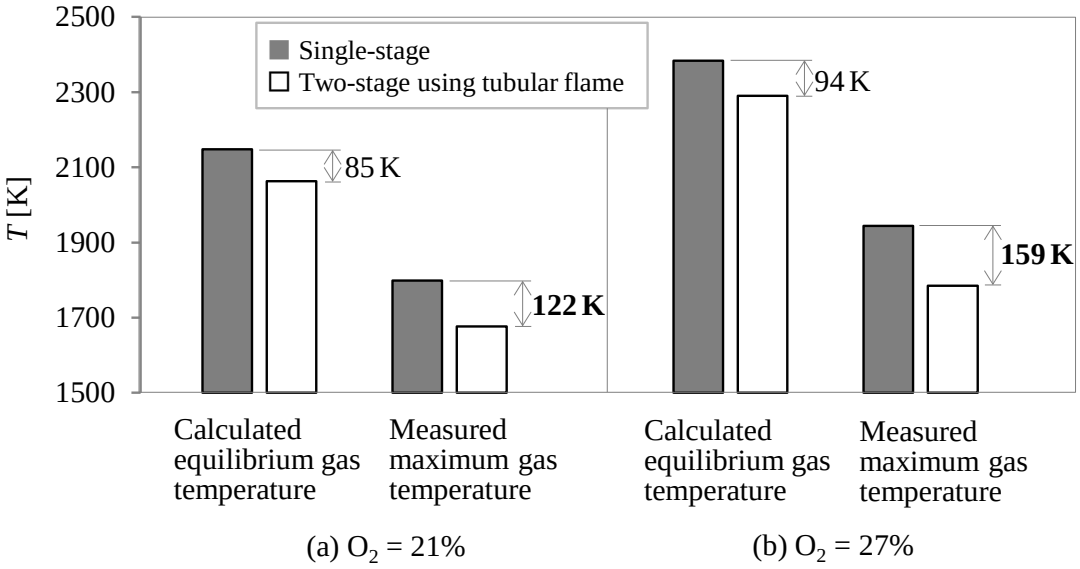


Fig. 4.2.10 Difference between calculated gas temperature and measured maximum gas temperature that total equivalence ratio are 0.9.

4.2.3 結言

管状火炎二段燃焼の酸素富化燃焼バーナへの適用性を検討した．酸化剤の酸素濃度 O_2 を 21%，24%，27%と変化させた実験を行い，管状火炎二段燃焼が成立する限界の一次当量比 ϕ_{1st}，NO_x 排出量，および，バーナ内中心軸上の燃焼ガス温度を計測した．また，酸素富化空気条件化での NO_x 排出量を従来燃焼方式と比較した結果，以下のことが明らかになった．

i. 酸化剤中の酸素濃度を高めた場合，上限の一次当量比 ϕ_{1st} をより高く設定することができる．そのため，空気燃焼と同様に，二段燃焼における一次燃焼領域での NO_x 生成をほぼゼロにまで抑制できる．

ii. 酸化剤中の酸素濃度 O_2 が高いほど，NO_x 排出量の低減割合が高くなる．管状火炎二段燃焼では，二次燃焼領域における熱発生が緩慢となることで NO_x 生成が抑制される．燃焼ガス温度が高くなり易い高酸素富化燃焼の方が，この効果が顕著に表れる．

参考文献

1. 十河桜子，本間理陽司，長谷耕志，濃淡燃焼における NO_x, CO 生成特性，日本機械学会論文集 B 編, Vol.64, No.617 (1998), pp. 290-297.
2. 沖上昇，関口善利，燃料二段供給型 NO_x バーナの開発，科学と工業，Vol.55, No.6 (1981), pp.197-202.
3. 山本武，山田秀志，牧田光正，下平一雄，松浦一哲，黒澤要治，飯野淳，吉田征二，牧野敦，林茂，JAXA クリーンエンジン技術プロジェクトにおける研究開発 クリーンエンジン技術プロジェクトにおける低 NO_x 燃焼技術の研究開発，日本航空宇宙学会誌, Vol.57, No.660 (2009), pp.6-13.
4. 川崎良隆，鈴木次郎，保坂正人，棚橋一郎，沼本浩直，西野敦，灯油を燃料とする触媒燃焼器の燃焼特性，第 26 回燃焼シンポジウム講演論文集 (1988), pp.140-142.
5. 貞森博己，燃焼 触媒燃焼，ペトロテック, Vol.12, No.10 (1989), pp.819-823.
6. 西岡牧人，梅田良人，中村泰久，内炎と外炎を分離させた過濃予混合バーナ火炎の NO_x 低減機構，第 36 回燃焼シンポジウム講演論文集 (1998), pp.776-778.
7. JFRC20 周年記念出版編集委員会，産業燃焼技術 (2000), pp.153-292
8. Ishizuka, S., Dunn-Rankin, D., Pitz, R. W., Kee, R. J. and Zhang, Y., Tubular Combustion, Momentum Press (2013).
9. Virtual Materials Group Inc., available from <http://www.virtualmaterials.com/VMGSim>, (参照日 2015 年 4 月 20 日).
10. 山岡市郎，辻廣，対向流火炎を用いた燃焼速度の測定(続報)，第 18 回燃焼シンポジウム講演論文集 (1980), pp.73-75.
11. 仲町一郎，武井勝，長谷耕志，森山高志，ガス燃焼の理論と実際 (2012), pp.170-173 and pp.201-206.
12. 羽路智之，飯野公夫，山本康之，萩原義之，超低 NO_x 酸素富化燃焼法の開発，第 48 回燃焼シンポジウム講演論文集 (2010), pp.566-567.
13. 羽路智之，飯野公夫，萩原義之，山本康之，超低 NO_x 酸素富化燃焼法の開発，第 49 回燃焼シンポジウム講演論文集 (2011), pp.396-397.

第 5 章

管状火炎による粉体の気中加熱

5.1　軸流を伴う管状火炎の燃焼特性

産業では，ガラスビーズやセラミック，セメント，シリカなどの多様な粉体が取り扱われている．粉体は原料を細分化することにより製造される．細分化することで表面積が増加して反応性や成型の容易さが向上される．一般的に粉体は機械粉砕により造粒され，粉体は鋭角を持つ形状となる．粉体は，強度や機能性向上，コスト削減などのためにフィラーとして材料に添加されるが，その際に鋭角があると，充填性の低下や，周辺機器の損傷を引き起こす可能性がある．例えば，シリカ粉体は低い誘電率やその絶縁性から半導体を保護するための封止材フィラーとして使用されるが，先鋭な形状のシリカを使用すると半導体を傷つける場合がある [(1)]．したがって，粉体の形状を球状化し，流動性の向上，搬送時の装置摩耗の低減，充填性の向上が期待される球状化技術が必要とされる．シリカや，セメント，アルミナの球状化処理では，酸素燃焼やプラズマを利用した加熱方式が多々採用されている [(2)(3)(4)(5)(6)]．個々の粒子を融点以上に加熱して融解させ，表面張力によって鋭角を球状化させている．

本章では，管状火炎を用いた粉体の加熱技術について研究する．断熱性の高い管状火炎の中心空間を利用することで効果的に粉体を加熱できると考えた．管状火炎を用いて粉体を加熱するには，粉体を搬送ガスとともに管状火炎の中心空間に向けて流入させる必要がある．しかしながら，管状火炎の中心空間にガスを流入させた際（軸流を伴う管状火炎）の燃焼特性は明らかにされていない．本節では，軸流を伴う管状火炎の燃焼特性を解析する．軸流管を備える管状火炎バーナを用いて，軸流が火炎形成可能範囲，火炎のバーナ上流端部からの浮き上がり，燃焼ガス温度に及ぼす影響に対して考察を加えた．

5.1.1　実験装置および実験方法

図 5.1.1 にバーナの外観，図 5.1.2 にバーナ概略を示す．逆火が起きないように管状火炎バーナは急速混合型 [(7)] とした．材質は燃焼状態を観察するために石英ガラスとした．バーナ内径は 30 mm であり，軸流管の内径 0～30 mm の範囲で変更することができる．本節では，燃料または空気をバーナ内に供給するスリットの上流端を $z = 0$ mm として，下流に向かう方向を正と定めた．管状火炎バーナの下流端位置は，$z = 100$ mm となる．また，バーナ上流端（軸流管下流端）からスリットまでの空間を副室と呼ぶ．副室の軸方向長さは 0～－50 mm の範囲で変更することができる．

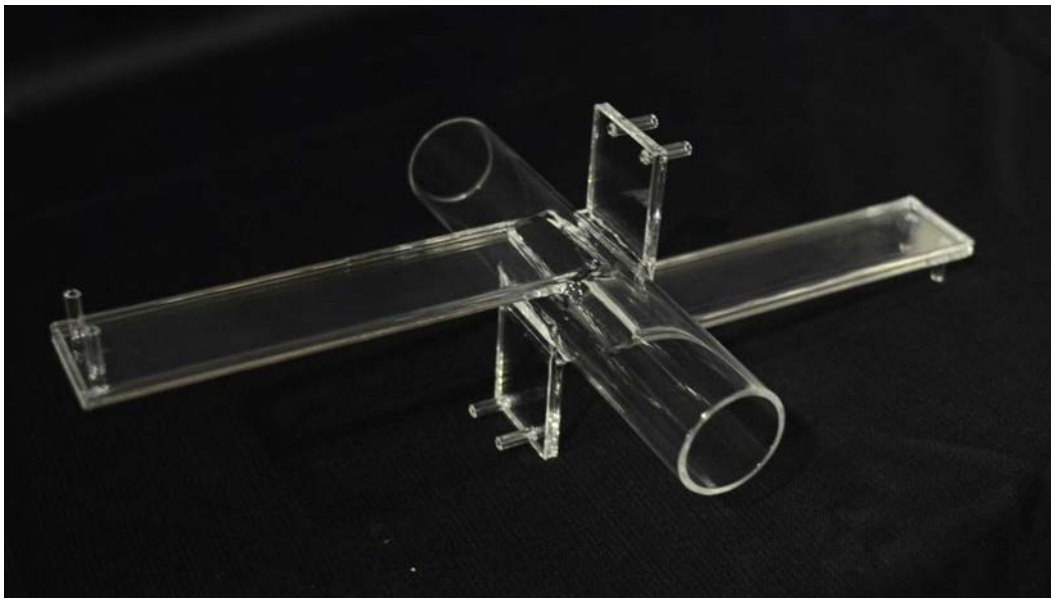


Fig. 5.1.1 Direct photograph of rapidly mixed type tubular flame burner.

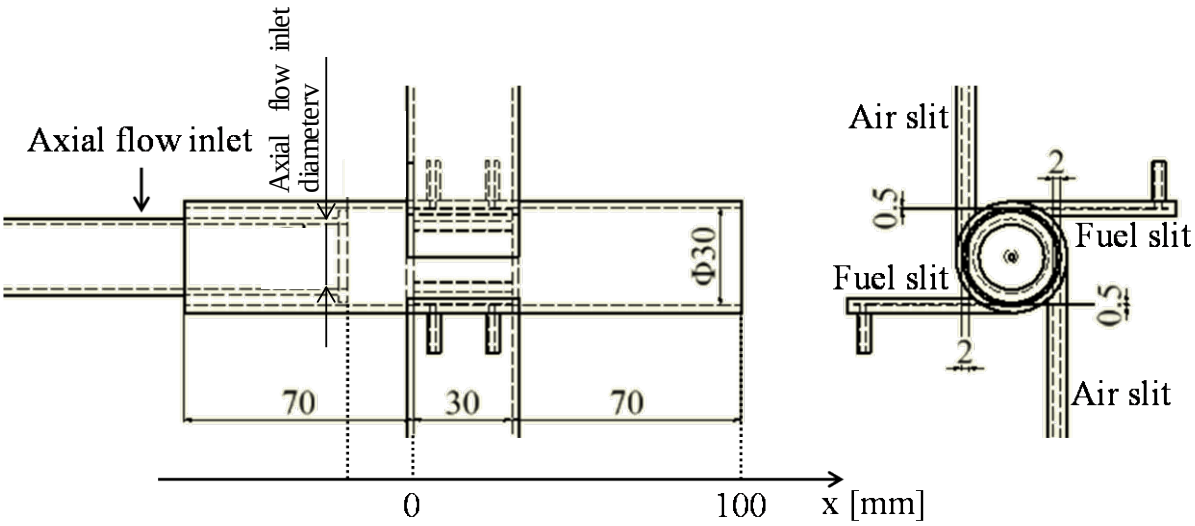


Fig. 5.1.2 Schematic illustration of the tubular flame burner.

図 5.1.3 に実験装置全体の概略を示す．燃料にはメタンを用いた．メタンは，ニードルバルブで流量を調整した後に，燃料スリットに供給される流量は，マスフローメータ（山武製, CMS0020）により測定した．酸化剤は空気とした．空気は，コンプレッサからの空気ラインを空気スリットの流路および軸流の流路に分岐し，それぞれニードルバルブで流量を調整して，空気スリットおよび軸流管から燃焼場に供給される．流量はマスフローメータ（空気スリット: 山武製, CMS0200, 軸流管: 山武製, CMS0020）により，それぞれ測定した．軸流ガスを窒素とする場合は，軸流管ラインに窒素ボンベを接続し，マスフローメータにより流量を調整して，軸流管に供給した．

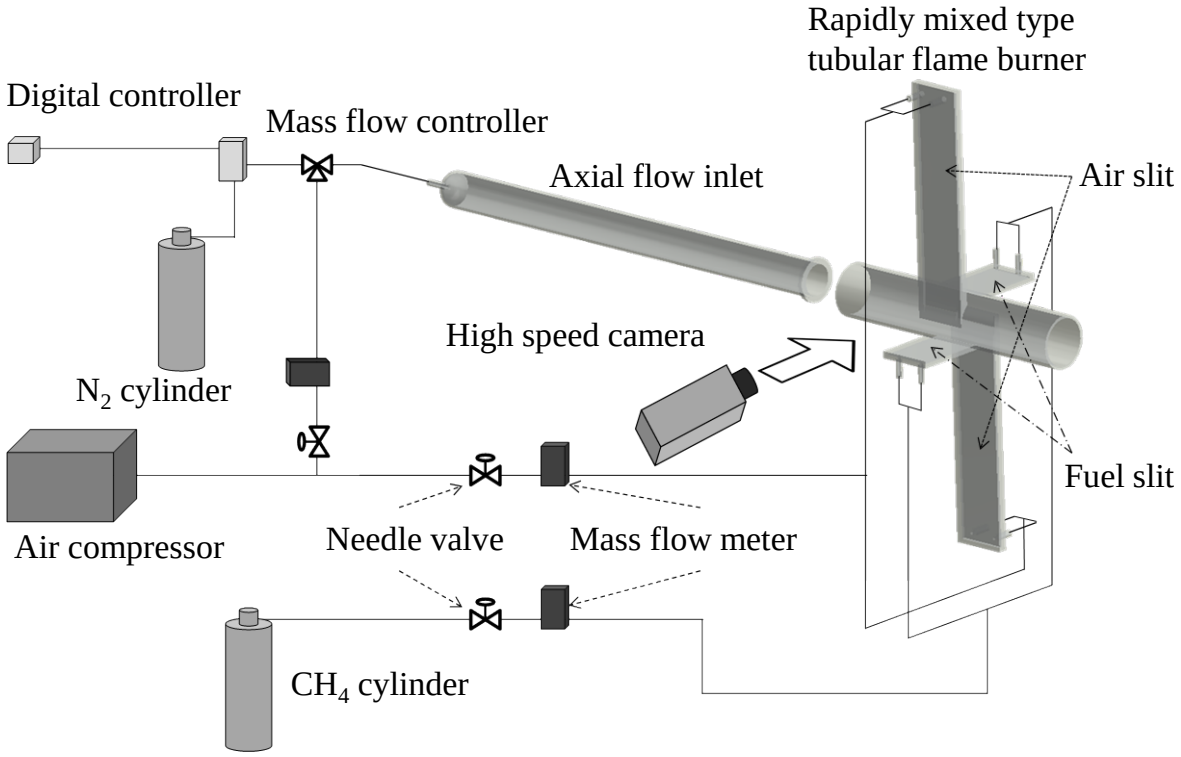


Fig. 5.1.3 Schematic illustration of experimental apparatus.

火炎の撮影には，高速度 CMOS カメラ（Vision Research 社, Phantom V12.1）とレンズ（Nikon 製, Ai Nikkor50 mm f/1.2S）を使用した．高速度カメラは燃焼管の軸と垂直方向に設置した．燃焼管の軸と垂直方向から撮影することで軸流による急速混合型管状火炎の軸方向および半径方向の変化を観察できる．空気過剰率$\lambda = 1.0$ および$\lambda = 0.6$ の条件においては，撮影速度 6,000 fps，露光時間 160 μs，空気過剰率$\lambda = 1.5$ の条件においては，撮影速度 3,000 fps，露光時間 330 μs に設定した．

燃焼ガスの温度計測には，接触法である熱電対および非接触法であるレイリー散乱法 [8] [9] [10] [11] [12] [13] を用いた．熱電対の種類は JIS 規格品で最も高い温度が計測できる B 型（Rh6%-Pt，Rh30%-Pt）とした．熱電対は裸付け合せ型で，先端の素線径は 100 μm である．熱電対からの出力電圧は，データロガー（GRAPHTEC 社，LOGGER GL220）で記録した．記録間隔を 100 ms として，約 20 秒間計測した．図 5.1.4 に熱電対の取り付け位置を示す．熱電対は，燃焼管の下流方向から軸方向に沿って設置させた．トラバーサを用いて，管中心軸上（r = 0 mm 上）の測定点を，軸方向に z = 30～100 mm まで移動させた．また，計測結果に対してふく射補正 [8] を施した．

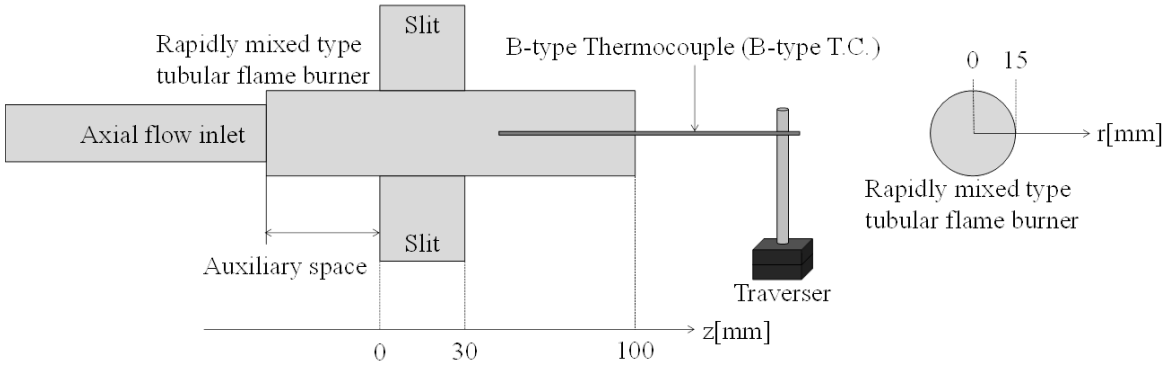


Fig. 5.1.4 Schematic illustration of B-type Thermocouple (T.C.) measurement.

非接触法であるレイリー散乱法は，気体分子からの弾性散乱光強度が温度によって変化する性質を用いて温度を計測する．燃焼場にレーザ光を照射し，その散乱光を撮影することで温度が計測できるため，熱電対と比較して，計測により流れ場を乱さないなどの特長所を有する．計測対象とするガスの温度 T は式(5.1.1)から求められる [8]．

$$T = \frac{I_0 \sigma_{Reff}}{I \sigma_{Reff\,0}} T_0 \tag{5.1.1}$$

ここで，T_0 は基準としたガスの温度である．本実験では基準ガスを空気とした．基準ガス温度 T_0 は熱電対で計測し，実験時の T_0 = 278 K を用いる．I_0 は基準としたガスのレイリー散乱光強度，I は計測対象ガスのレイリー散乱光強度であり，実測して求める．$\sigma_{Reff} / \sigma_{Reff0}$ は基準ガスに対する計測対象ガスの相対レイリー散乱断面積である．相対レイリー散乱断面積を求めるためには，計測対象ガスの組成を定めて，式(5.1.2)によりレイリー散乱断面積を算出する必要がある．

$$\sigma_{Reff} = \sum K_i \sigma_{Ri} \tag{5.1.2}$$

ここで，κ_i はモル分率，σ_{Ri} は相対レイリー散乱断面積である．ガスを構成する各化学種の添え字を i としている．本実験では，計測対象ガスの組成を，総括反応式の式(5.1.3)右辺と仮定する．表 5.1.1 には，を示す．

$$CH_4 + 2O_2 + \frac{79}{21} \times 2N_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O + \frac{79}{21} \times 2N_2 \tag{5.1.3}$$

式(5.1.3)右辺から，メタンの燃焼前後における組成のモル分率を算出し，式(5.1.2)と表 5.1.1 に示す主要化学種の屈折率と空気に対する相対的なレイリー散乱断面積 [13] から燃焼前後の空気に対する相対的なレイリー散乱断面積σ_{RCH4} / σ_{RAir} を定めた．メタンの燃焼反応前（式(5.1.3)左辺），および，燃焼反応後（式(5.1.3)右辺）での，当量比と空気に対する相対レイリー散乱断面積の関係を図 5.1.5 に示す．図 5.1.5 から相対レイリー散乱断面積は，燃焼前後で大きな差がないことがわかる．例えば，当量比 1.0 では，未燃混合気の空気に対する相対的なレイリー散乱断面積は 1.122 で，燃焼ガスの空気に対する相対的なレイリー散乱断面積は 1.107 である．その差は約 2%であり，無視して差し支えないと考えられる．レイリー散乱法による温度計測の実験では，当量比（供給空気過剰率）を 1.0 としたことから，計測対象ガスの相対レイリー散乱断面積はσ_{RCH4} / σ_{RAir} = 1.107 とした．

Table 5.1.1 Relation of refractive index of main chemical species and relative Rayleigh scattering cross-sectional area against air[13]

Species	$(n_i-1)\times 10^3$	$\sigma_{Ri}/\sigma_{RAir}$
CH_4	0.444	2.270
C_2H_4	0.636	4.660
C_2H_6	0.776	6.940
C_3H_8	1.094	13.800
N_2	0.300	1.040
O_2	0.273	0.859
CO_2	0.450	2.330
CO	0.340	1.330
H_2O	0.255	0.750
HO_2	0.343	1.360
H_2	0.144	0.226
OH	0.206	0.489
H	0.072	0.056
O	0.136	0.213
He	0.038	0.017

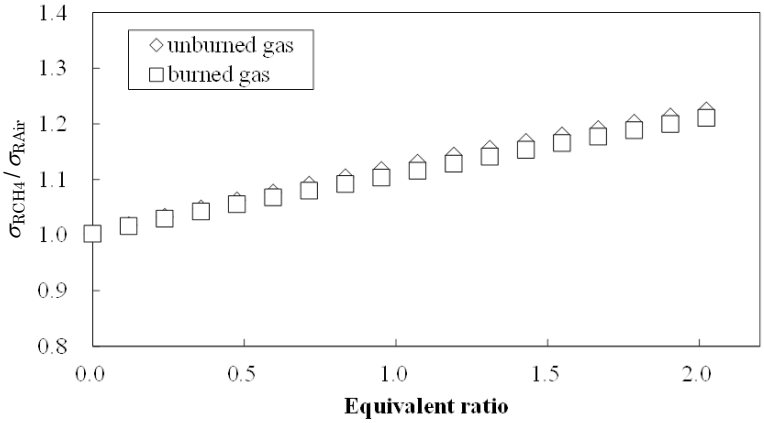


Fig. 5.1.5 Relation of equivalent ratio of Methane before and after combustion and relative Rayleigh scattering cross-sectional area against air.

レイリー散乱光強度 I_0 および I は実測により求める．連続光源としてアルゴンイオンレーザ（Spectra Physics 社, BeamLok2080）を用い，レーザをバーナ内に照射した．出力は約 5 W，中心波長は 488 nm，ビーム径は約 1.5 mm である．図 5.1.6 にレーザ光路を示す．ミラーを使用してレーザ光を反射させており，全てのミラーにおいてレーザ光がミラーの反射面に対して約 45 度の角度で入射するように設定した．レーザ光は偏光面が垂直である光であり，ミラーで偏光面が垂直に回転する角度で 2 回反射し，偏光面が回転しない角度で 2 回反射させるため，レーザの偏光面は垂直のまま燃焼管に入射される．レーザ光は広がり角 4.5×10^{-4} rad を有しており，燃焼管に到達する際にはビーム径が約 10 mm となっておりレーザ光強度が低い．そこで，平凸レンズ（焦点距離 600 mm）を用いて計測点でのレーザ光強度を上昇させた．

レーザは図 5.1.6 に示すように燃焼管の z 軸上（管中心軸上）に照射した．軸流管の上流端にビームダンパを取り付け，また，軸流管を黒色にすることで散乱光を極力抑える構造としたが，スリットの接続部分および燃焼管の出口部分での固体散乱が確認された．したがって，本実験では，図 5.1.7 の赤く塗りつぶした部分を温度計測対象領域とした．

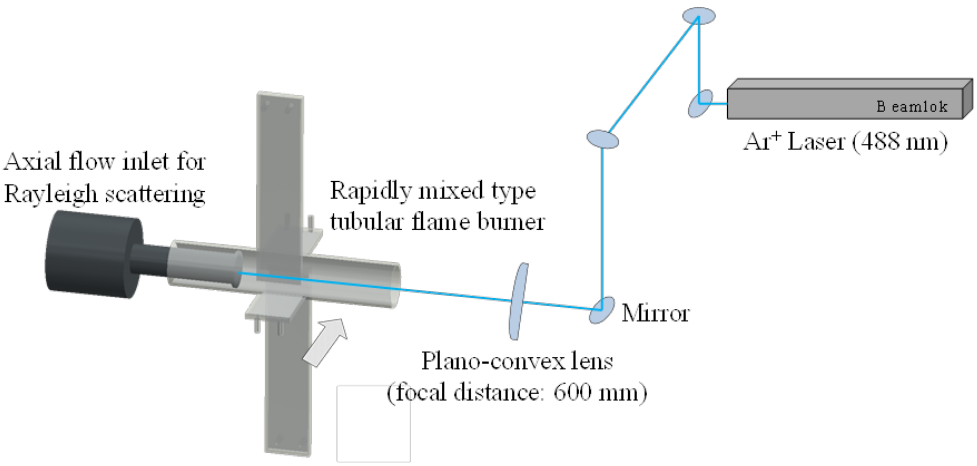


Fig. 5.1.6 Schematic illustration of the laser optical path.

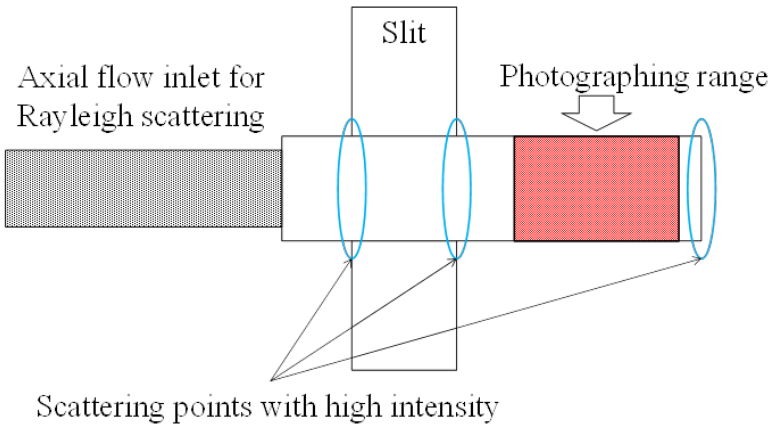


Fig. 5.1.7 Schematic illustration of photographing measurement.

レイリー散乱光の発光強度計測には高速度カメラを使用し，燃焼管の z 軸と垂直な方向から撮影した．図 5.1.8 にレイリー散乱法による温度計測時に使用した高速度カメラのレンズフィルタを示す．バンドパス光干渉フィルタ（B.P.F.，中心波長 487.2 nm，半値幅 3.3 nm）および偏光フィルタ（ケンコー社, 52S）を取り付けることで，レイリー散乱光以外の光と垂直な偏光面を持つ直線偏光以外の光は除去した．高速度カメラの設定は，撮影間隔 100 fps，露光時間 9900 μm とし，1000 枚分（10 秒間）撮影を行った．

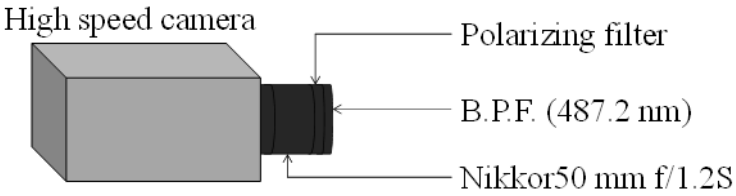
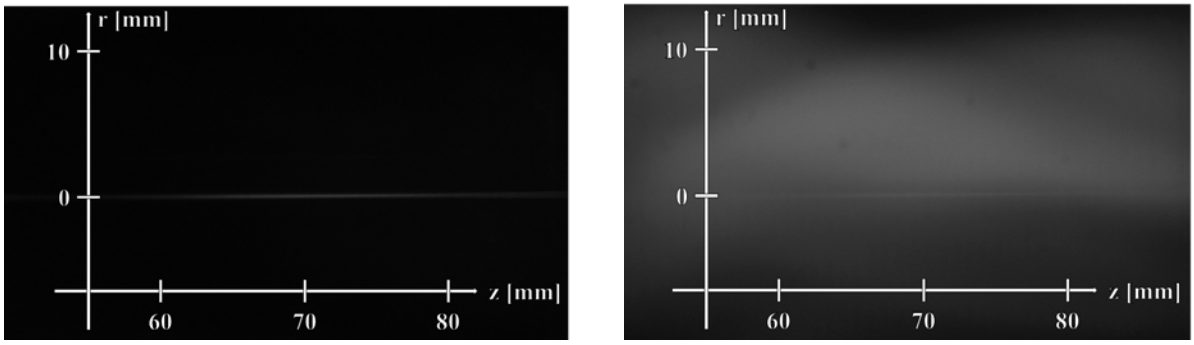


Fig. 5.1.8 Schematic illustration of high speed camera specifications for Rayleigh scattering.

図 5.1.9 にレイリー散乱光の直接写真を示す．図 5.1.9 より，$r = 0$ mm にレイリー散乱光が存在していることがわかる. MATLAB を用いて画像処理を行い z 方向の各 pixel に対してレイリー散乱光強度を画像ごとに算出する．基準としたガス（空気）に対しては, z 方向の各 pixel に対して 1000 枚の平均のレイリー散乱光強度 I_{0_av} を算出した．

図 5.1.9(b)，は燃焼条件でのレイリー散乱光の直接写真である．図 5.1.9(b)が示すように，火炎からの発光が写り込んでおり，これを除去する必要がある．レイリー散乱光とした r 方向位置の pixel を基準（r 方向のゼロ位置）として，r 方向 6～26 pixel, および，－6～－26 pixel の発光強度の積算平均値を火炎からの発光強度とした．各画像で火炎からの発光強度を差し引いて，各画像（1000 枚），管軸上 z 方向の各 pixel における対象ガスのレイリー散乱光強度 I を求めた．式(5.1.1)に I / I_{0_av} を代入，前述のとおり $\sigma_{RCH4} / \sigma_{RAir} = 1.107$ として計測対象ガスの温度を求めた．

次にデータの表示方法に関して述べる．図 5.1.10 にレイリー散乱法により算出した温度の一例を示す．横軸に z 方向距離をとり，縦軸に計測温度を示す．計測温度は撮影画像 1000 枚の平均値としている. $z = 74.5$～75.5 mm のデータを抜き出したグラフを図 5.1.10 の右上に示す．この 1 mm 間にある温度（約 33 点）の平均値を $z = 75$ mm のデータとした．また，標準偏差をエラーバーにして表示する．



(a) Air condition　　(b) Combustion condition

Fig. 5.1.9 Direct photograph of Rayleigh scattering.

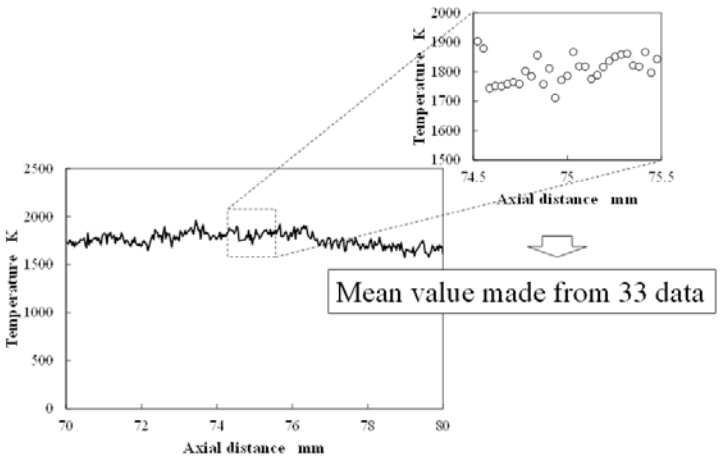


Fig. 5.1.10 Conceptual diagram of a method for calculating the mean temperature.

5.1.2　実験結果および考察

5.1.2.1　軸流が火炎形成可能範囲に及ぼす影響

供給空気過剰率λ = 1.0，0.6，1.5 において，軸流を伴う急速混合型管状火炎の火炎外観を観察した．表 5.1.2 に空気過剰率λ = 1.0，表 5.1.3 に空気過剰率λ = 0.6，表 5.1.4 に空気過剰率λ = 1.5 での実験条件を示す．空気スリットと軸流管から供給する空気をあわせた総空気流量を 70 L / min で一定とした．軸流を供給する場合には，空気は 10 L / min 一定とした．内径 20 mm，15 mm，10 mm の軸流管を用いて軸流流速を 0.5 m / s，0.9 m / s，2.1 m / s と変化させた．また，副室の軸方向距離も 0 mm，20 mm，40 mm と変更させた．

Table 5.1.2 Experimental condition (Excess air ratio: λ = 1.0, Axial flow inlet gas: Air)

	Air slit		Axial flow inlet			Fuel slit	
	L/min	m/s	L/min	m/s	mm	L/min	m/s
(a)	70	9.7	0.0	0.0	0	7.4	4.1
(b)	60	8.3	10.0	0.5	20		
(c)	60	8.3	10.0	0.9	15		
(d)	60	8.3	10.0	2.1	10		

Table 5.1.3 Experimental condition (Excess air ratio: λ = 0.6, Axial flow inlet gas: Air)

	Air slit		Axial flow inlet			Fuel slit	
	L/min	m/s	L/min	m/s	mm	L/min	m/s
(e)	70	9.7	0.0	0.0	0	12.5	6.9
(f)	60	8.3	10.0	0.5	20		
(g)	60	8.3	10.0	0.9	15		
(h)	60	8.3	10.0	2.1	10		

Table 5.1.4 Experimental condition (Excess air ratio: λ = 1.5, Axial flow inlet gas: Air)

	Air slit		Axial flow inlet			Fuel slit	
	L/min	m/s	L/min	m/s	mm	L/min	m/s
(i)	70	9.7	0.0	0.0	0	5.0	2.8
(j)	60	8.3	10.0	0.5	20		
(k)	60	8.3	10.0	0.9	15		
(l)	60	8.3	10.0	2.1	10		

図 5.1.11 に空気過剰率λ = 1.0，図 5.1.12 に空気過剰率λ = 0.6，図 5.1.13 に空気過剰率λ = 1.5 における火炎形状を示す. それぞれの図において副室の軸方向長さを 0 mm，20 mm，40 mm とした結果を左から並べている．また，図 5.1.11，図 5.1.12，図 5.1.13

中の(a)～(l)は表 5.1.2，表 5.1.3，表 5.1.4 に対応しており，画像上の白色の破線は燃焼管壁である．

供給空気過剰率λ＝1.0 では，軸流の有無に関わらず，副室からスリット部，燃焼管に至るまで安定して管状火炎が形成された．

供給空気過剰率λ＝0.6 では，軸流を供給した場合に，管状火炎と構造の異なる火炎が形成された．構造は，連続画像から急速混合型管状火炎が形成されている条件と比較して，旋回が弱く，静止画からも明らかなように火炎直径小さくなることから区別した．この火炎は逆拡散火炎 (14) に近い構造であると推察される．

供給空気過剰率λ＝1.5 では，軸流を供給しない場合，副室を設けることで火炎の浮き上がりが抑止された．しかしながら，軸流を供給すると，副室を設けた場合でも，火炎がバーナ上流端から z 方向に浮き上がった．副室は火炎の浮き上がりを抑制する効果があるが，軸流はその効果を弱めると考えられる．

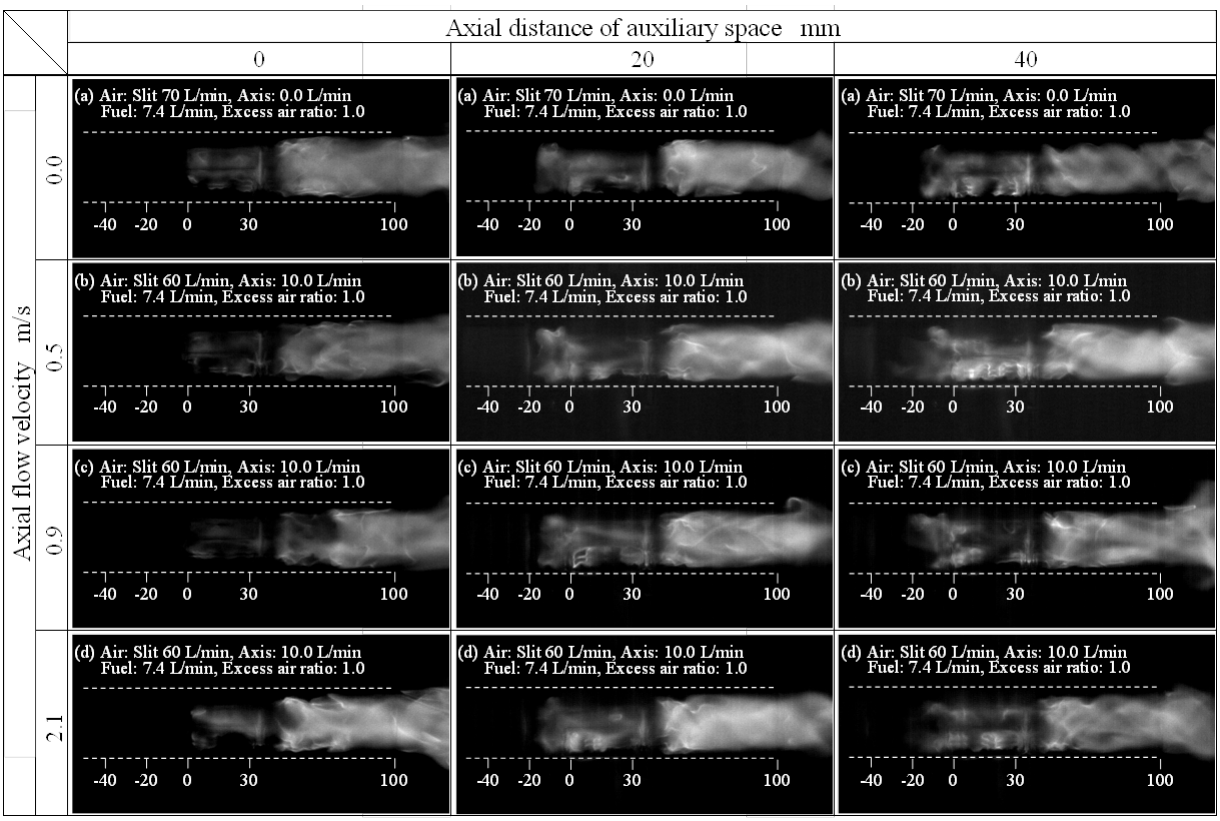


Fig. 5.1.11 Direct photographs of rapidly mixed type tubular flame. (λ = 1.0)

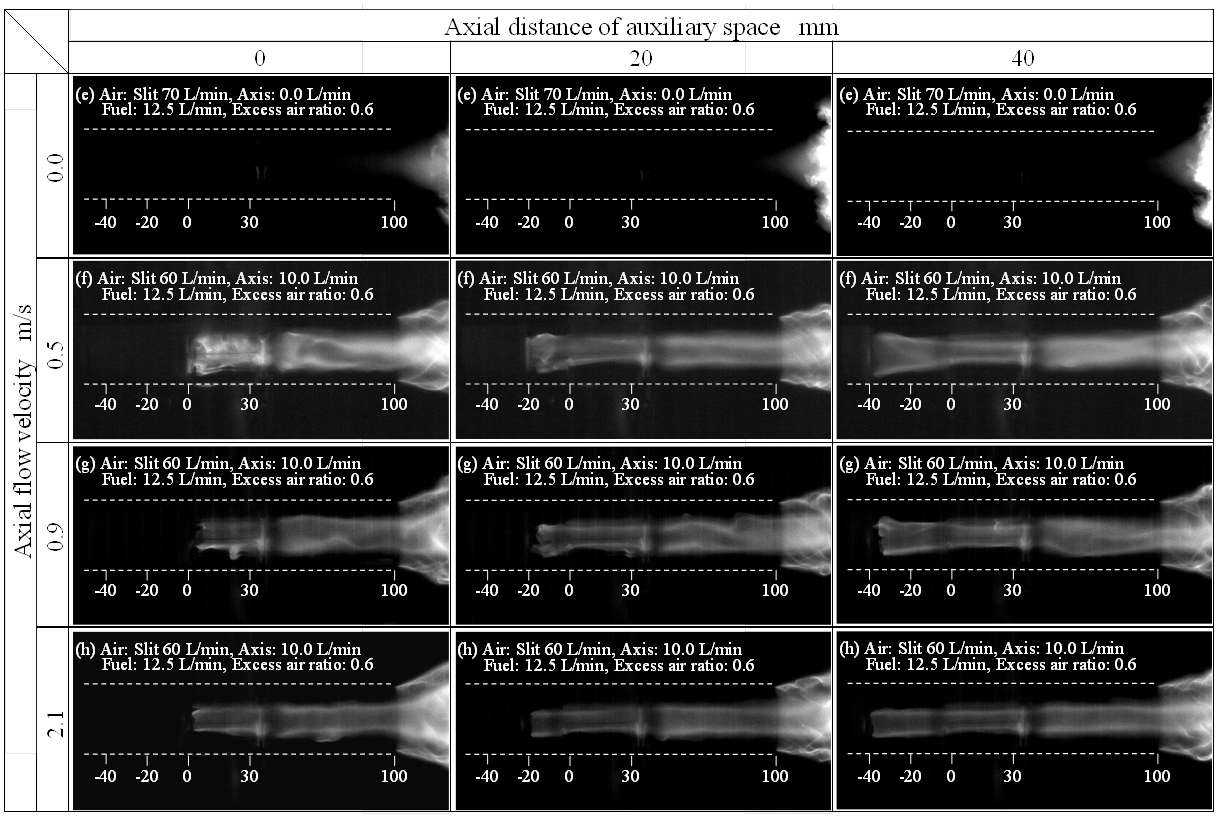


Fig. 5.1.12 Direct photographs of rapidly mixed type tubular flame. (λ = 0.6)

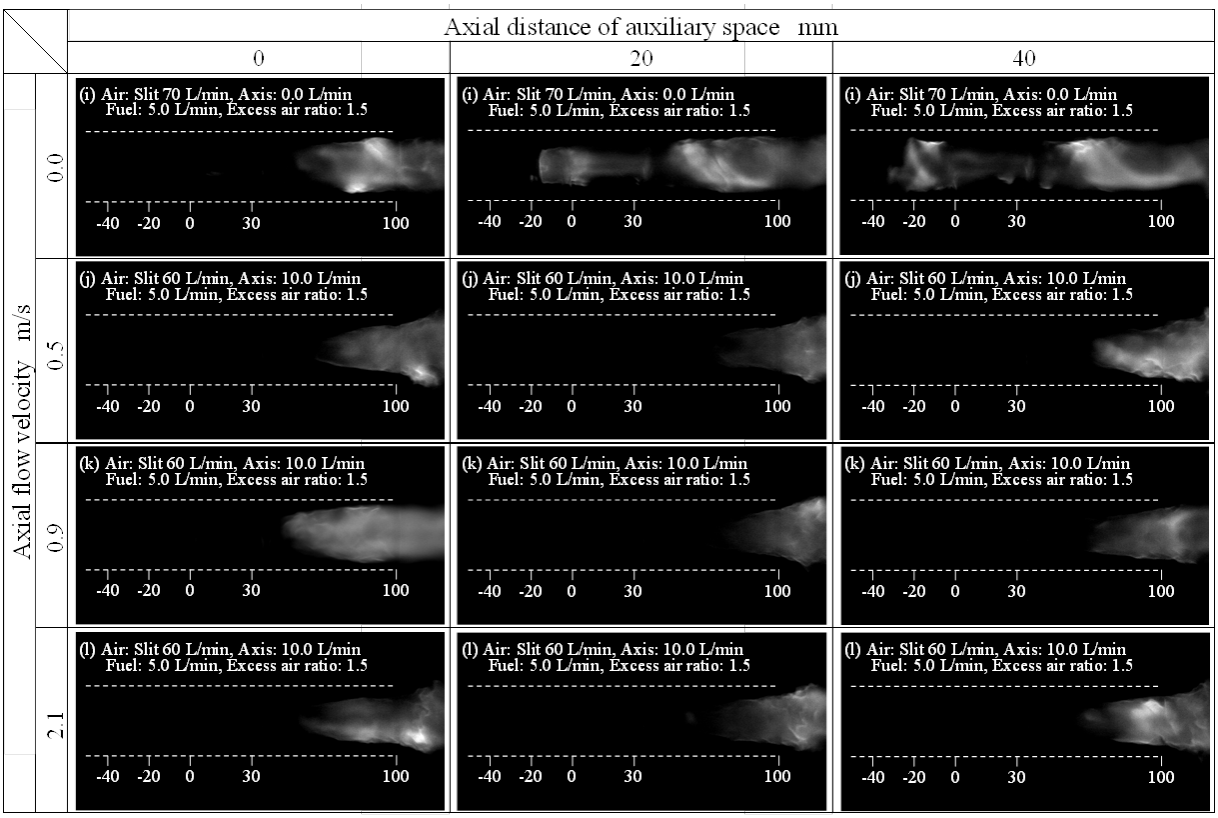


Fig. 5.1.13 Direct photographs of rapidly mixed type tubular flame. (λ = 1.5)

つぎに，軸流の供給による火炎形成可能範囲の変化を調べた．なお，本実験では軸流の影響とあわせて副室の影響 [15] も検討する．表 5.1.5 に実験条件を示す．軸流の空気流量は 10.0 L / min で一定とした．内径 20 mm，15 mm，10 mm の軸流管を用い，軸流の流速を 0.5 m / s，0.9 m / s，2.1 m / s と変化させた．また，副室の軸方向距離も 0 mm，20 mm，40 mm と変化させた．

Table 5.1.5 Experimental conditions in formable range of tubular flame

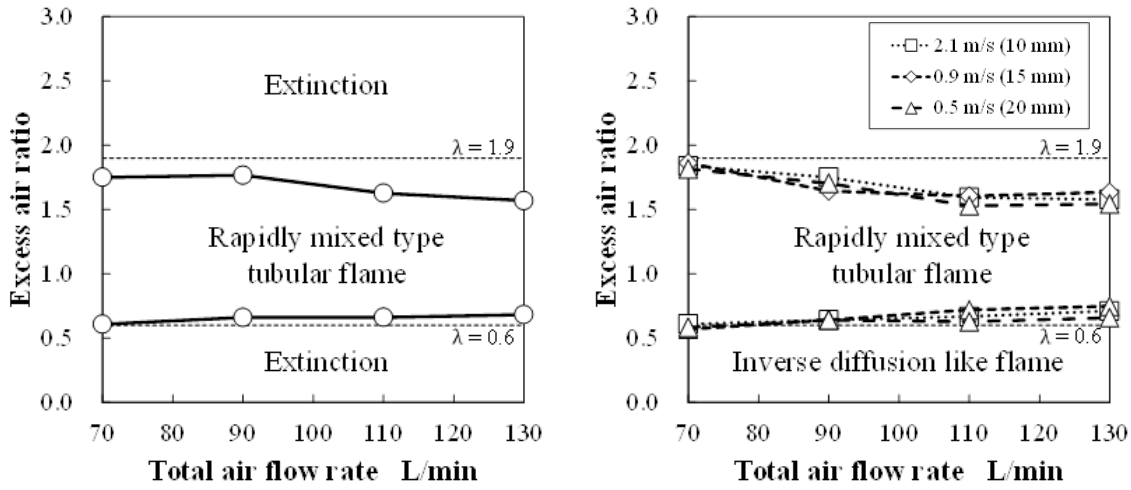
Axial flow inlet gas component	-	Air		
Axial floe inlet gas flow rate	L / min	10		
Axial flow velocity	m / s	0.5	0.9	0.52.1
Diameter of axial flow inlet	mm	20	15	10
Distance of auxiliary space	mm	0	20	40

総空気流量を 70 L / min，90 L / min，110 L / min，130 L / min と変化させて，燃料流量を増減させた条件において，燃焼管に管状火炎が形成される上限および下限の空気過剰率λを測定した．図 5.1.14 に副室 0 mm，図 5.1.15 に副室 20 mm，図 5.1.16 に副室 40 mm での管状火炎の形成範囲を示す. (a)は軸流を供給しない場合, (b)は軸流 10.0 L / min を供給した条件の結果である．図中の破線はメタンの希薄可燃限界および過濃可燃限界 [16] を示している．

図 5.1.14，図 5.1.15，図 5.1.16 より，軸流の有無に関わらず全条件で，総空気流量の増加に伴い，燃料希薄側の火炎形成可能範囲が縮小した．これは，強旋回流によって，低温の環境空気がバーナ内に引き込まれたためと考えられる [17]．

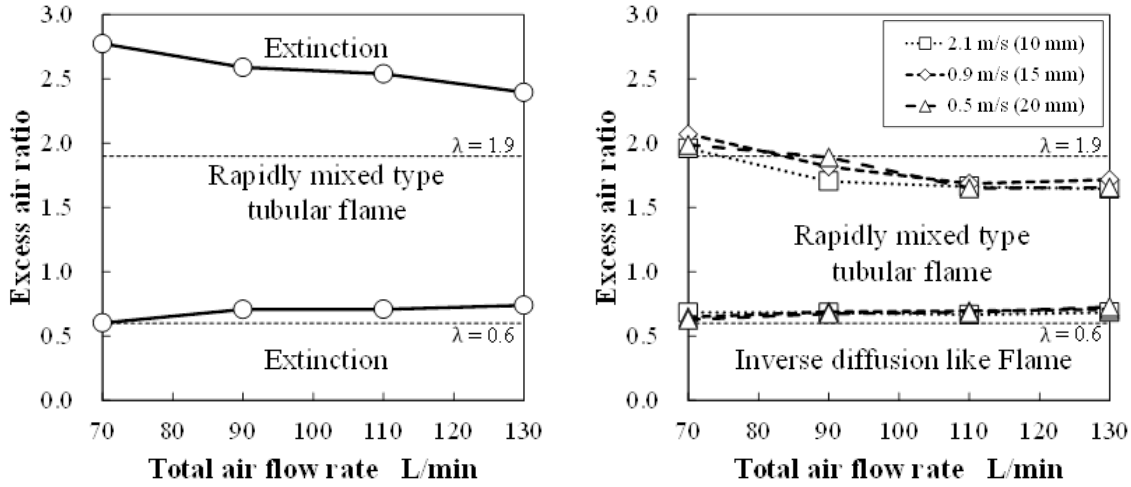
軸流を供給せず，副室がある場合（図 5.1.15(a)，図 5.1.16(a)）では，火炎形成範囲がメタンの可燃範囲よりも大幅に拡大した．これは，副室内では燃料と酸化剤が急速には混合されず，副室内に比較的燃料濃度が濃い領域が存在するためと考えられる．それに対し，軸流を供給すると（図 5.1.15(b)，図 5.1.16(b)），軸流なしの条件と比べて燃料希薄側の火炎形成範囲が縮小した．これは，軸流により副室内全体の空気過剰率が高くなったことや，燃料が副室内に流入されにくくなったことが要因として考えられる．

また，流速（軸流管の内径）を変化させても，急速混合型管状火炎の火炎形成可能範囲は，燃料希薄側，過濃側ともに変化が見られなかった．



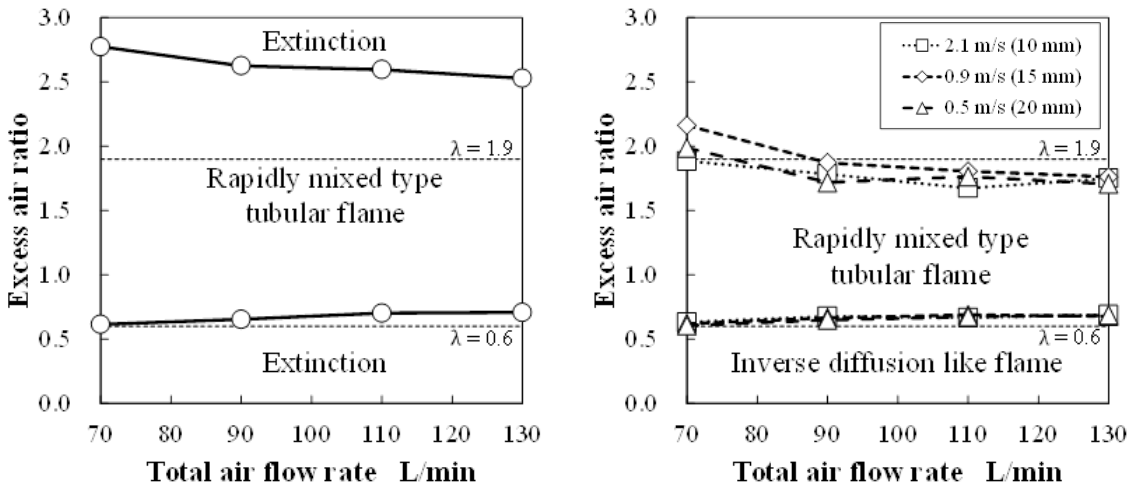
(a) Axial flow rate 0 L/min (b) Axial flow rate 10 L/min

Fig. 5.1.14 Formable range of tubular flame without auxiliary space. (Axial distance 0 mm)



(a) Axial flow rate 0 L/min (b) Axial flow rate 10 L/min

Fig. 5.1.15 Formable range of tubular flame with auxiliary space of axial distance 20 mm.



(a) Axial flow rate 0 L/min (b) Axial flow rate 10 L/min

Fig. 5.1.16 Formable range of tubular flame with auxiliary space of axial distance 40 mm.

5.1.2.2　軸流がバーナ上流端からの浮き上がりに及ぼす影響

軸流を供給すると，供給空気過剰率が高い場合には，火炎がバーナ上流端から浮き上がる現象が観察された．このことから，バーナの設計や運転条件の設定を誤ると，火炎が保持できないことが懸念される．そこで，軸流を伴う管状火炎の浮き上がり特性を把握する必要があると考え，旋回流の強度（スワール数 S_w）と急速混合型管状火炎の浮き上が長さ H/D_b（図 5.1.17 参照）の関係を調べた．なお、ここでは軸流に不活性ガスの窒素を用いる．

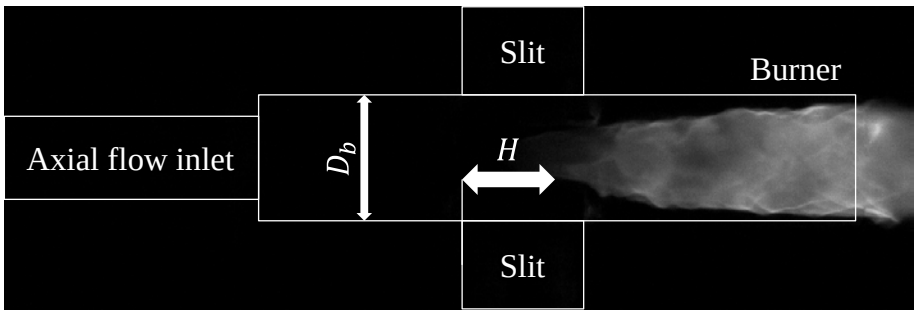


Fig. 5.1.17 Definition of Lift-off distance (H) and burner diameter (D_b).

角運動量と並進運動量の比であるスワール数 S_w は式(5.1.4)から求めた [18].

$$S_W = \frac{G_a}{G_t R_b} = \frac{Angular\ Momentum}{Translational\ Motion \times R_b}$$

$$= \frac{(R_b m_f w_f + R_b m_a f_a)}{(m_f + m_a + m_z) w_{z,avg} R_b} \tag{5.1.4}$$

$$= \frac{(\rho_f Q_f w_f + \rho_a Q_a w_a) A_b}{(\rho_f Q_f + \rho_a Q_a + \rho_z Q_z)(Q_f + Q_a + Q_z)}$$

ここで，R_b は燃焼管半径，A_b は燃焼管断面積，m は質量，w は速度，ρは密度，Q は体積流量を示し，添え字 a は空気スリット，f は燃料スリット，z は軸流管に供給した成分を示す．図 5.1.18 に，軸流（窒素）の流量とスワール数 S_w の関係を示す．

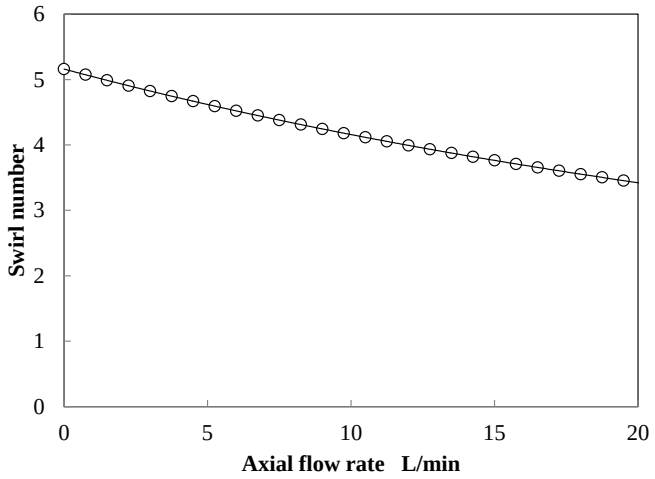


Fig. 5.1.18 Relation of axial flow rate and Swirl number.

なお，空気スリットからの空気流量は 80 L / min，燃料スリットからの燃料流量は 8.4 L / min で一定とする．軸流の流量増加に従い，スワール数 S_w は減少する．なお，軸流を供給しない条件のスワール数は $S_w = 5.2$，軸流を 10.0 L / min で供給する条件のスワール数は $S_w = 4.2$ であり，急速混合型管状火炎を形成するために必要とされるスワール数 3.0 [19] 以上の値である．

火炎の浮き上がり長さは，高速度カメラで撮影した直接写真から測定した．測定に用いた輝度値の分布図の一例を図 5.1.19 に示す. 図 5.1.19 の横軸は写真上の z 方向（軸方向）の pixel，縦軸は燃焼管内部における r 方向（管半径方向）の発光強度の積算値である．なお，グラフ内の縦軸の発光強度 I_z は式(5.1.5)で表現される．

$$I_z = \sum_{r=r_{min}}^{r_{max}} I_{z,r} \tag{5.1.5}$$

ここで，画像内の任意の点(z, r)における発光強度を $I_{z,r}$，燃焼管の端面における z 方向の最大 pixel を z_{max}，z 方向の最小 pixel を z_{min}，r 方向の最大 pixel を r_{max}，r 方向の最小 pixel を r_{min} とする．すなわち，燃焼管を示す長方形の頂点は(z_{max},r_{max})，(z_{max},r_{min})，(z_{min},r_{min})，(z_{min},r_{max})の 4 点で表現される．また，発光強度 I_z を用いて管状火炎における浮き上がり火炎基部の位置を示す発光強度 I_{z_Lift} を式(5.1.6)で定義した．

$$I_{z_Lift} = I_{z_min} + 0.05\left(I_{z_max} - I_{z_min}\right) \tag{5.1.6}$$

ここで，発光強度 I_z における最大値を I_{z_max}，最小値を I_{z_min} とする．図 5.1.19 のグラフに示すように，火炎の存在していない領域 Pixel number = 0～150 にノイズが存在する．最大値 I_{z_max} と最小値 I_{z_min} の差の 5%の位置を浮き上がり点とすることでノイズを低減させた．浮き上がり火炎基部の位置は，バーナ下流端側から探索をして，発光

強度 I_z が I_{z_Lift} となる z 方向の pixel となる. 図 5.1.19 の画像では $z = 167$ が浮き上がり火炎基部の pixel となる.

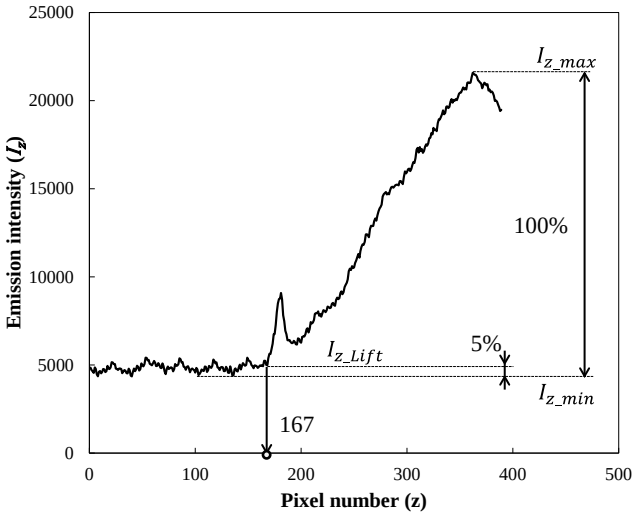


Fig. 5.1.19 Schematic illustration of Lift-off distance measurement.

表 5.1.6 に実験条件を示す．燃料スリットにはメタン，空気スリットには空気，軸流には窒素を用いた．燃料流量を 8.4 L / min，空気流量を 80 L / min に設定し，軸流ガスである窒素の流量を 0.1～17.0 L / min で変化させた．加えて，軸流管の内径も 5～30 mm で変化させた．副室の軸方向距離は 50 mm とした．火炎を撮影する高速度カメラの設定は，撮影速度を 3000 fps，露光時間を 160 μs とした．なお，火炎の浮き上がり長さとして 1000 枚の画像の平均値を用いた.

Table 5.1.6 Experimental conditions in the Lift-off distance measurement using several axial flow inlet of different diameter

	Component	Flow rate L/min					
Fuel slit	CH_4	8.4					
Air slit	Air	80					
Axial flow inlet	N_2	0.1 ~ 17.0					
Diameter of axial flow inlet	mm	5	10	15	20	25	30
Distance of auxiliary space	mm	50					
Frame rate	fps	3000					
Exposure	μs	160					

図 5.1.20 にスワール数 S_w 数に対する火炎の浮き上がり長さの関係を示す. 図 5.1.20 中の凡例は軸流管の内径を示している．スワール数 S_w が比較的大きい条件（$S_w > 4.7$）においては火炎の浮き上がりが生じず，$H/D_b = -1.0$ の位置に火炎基部が定在した.

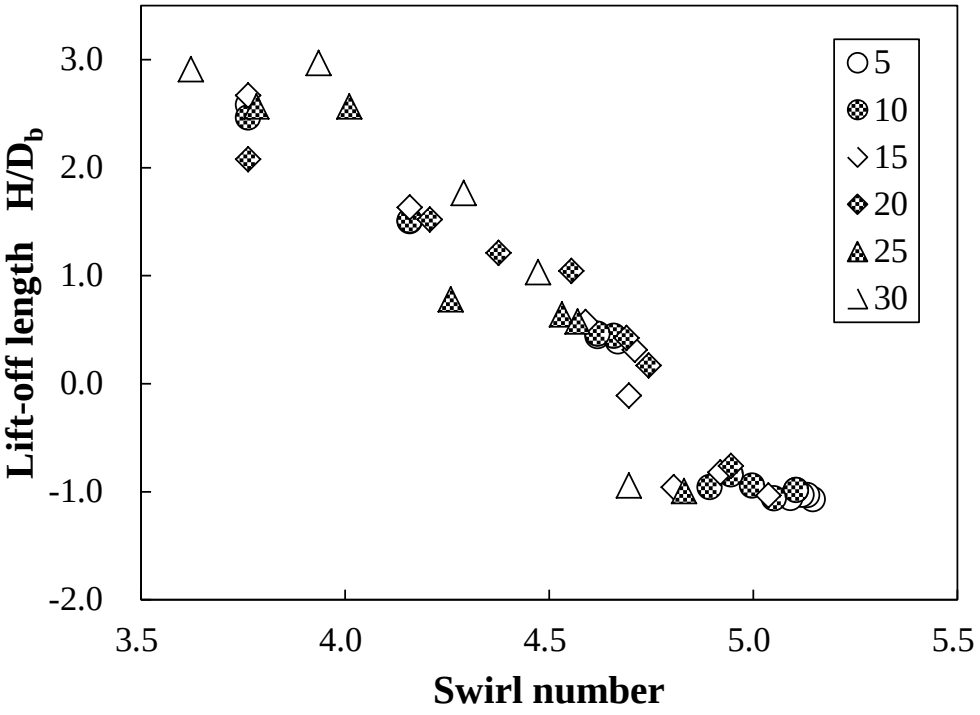


Fig. 5.1.20 Results of Lift-off distance (H/D_b).

スワール数 S_w が低下すると，$S_w = 4.7$ 付近を境に，火炎が浮き上がった．火炎の浮き上がりが生じた後はスワール数 S_w の低下に伴い，浮き上がり長さ H/D_b が増加する．これは，スワール数 S_w が低下して，循環流（逆流）が減少したためであると考えられる．

また，軸流管内径の変更により軸流の供給流速を変化させたが，スワール数と浮き上がり長さの関係に影響を及ぼさなかった．火炎の浮き上がり長さは軸流ガスの流速よりも流量の影響を強く受けると考えられる．

5.1.2.3　軸流を伴う管状火炎の軸方向温度分布

粉体を加熱するにあたり，燃焼ガスの温度は重要な情報である．ここでは，軸流を伴う管状火炎の管軸上ガス温度を熱電対により計測した．また，非接触法であるレイリー散乱法による温度計測も併せて行い，熱電対による温度計測結果の妥当性を確認した．

表 5.1.7 に熱電対での温度計測における実験条件を示す．軸流を供給しない場合，空気スリットからの空気流量は 70.0 L / min とした．軸流を供給する場合，空気スリットからの空気流量は 60.0 L / min とし，軸流管から軸流として空気を 10.0 L / min 供給した．また，燃料スリットからの燃焼流量を 5.0 L / min，7.3 L / min，12.5 L / min に設定して，供給空気過剰率を $\lambda = 0.6$，1.0，1.5 に調整した．なお，副室の軸流を供給し

ない場合では中実の軸流管を, 軸流を供給する場合では内径 20 mm の軸流管を取り付けた.

Table 5.1.7 Experimental conditions in the axial temperature distribution measurement

	Component	Flow rate L/min							
Fuel slit	CH_4	5.0			7.3			12.5	
Air slit	Air	70					60		
Axial flow inlet	Air	0.0					10.0		
Diameter of axial flow inlet	mm	0					20		
Distance of auxiliary space	mm	20							
Measure point : r	mm	0							
Measure point : z	mm	30	40	50	60	70	80	90	100

図 5.1.21 に熱電対による管軸上温度の計測結果を示す. 供給空気過剰率λ = 1.0 では, 軸流を供給すると，下流に向かい徐々に温度が上昇する傾向が確認された．ただし, 最高温度はほぼ同等であった．これより，軸流を供給しても，管状火炎特有の高温が保たれることがわかる.

供給空気過剰率λ = 0.6 では，軸流を供給しない場合，燃焼管内の全域で 1350～1400 K に保たれて, 下流に向かって緩やかに温度が上昇した. 一方で, 軸流を供給すると, z = 50 mm あたりから下流に向けて, 軸流を供給しない場合と比べて温度が急上昇した. 燃焼管出口位置の z = 100 mm では，温度がλ = 1.0 とほぼ同等まで達した．下流に向けて温度が急上昇する要因として，燃焼管外で形成された拡散火炎の高温既燃ガスの引き込み [20] があることが推察される.

供給空気過剰率λ = 1.5 では，軸流の有無にかかわらず，燃焼管出口 z = 100 mm での温度はほぼ同等であった．しかしながら，上流側の温度分布には差異がある．軸流を供給しない場合，燃焼管内の温度はほぼ一定である．一方で，軸流を供給する場合，特定の位置から上流に向かって温度が急上昇する．温度の急上昇がはじまる位置は, 浮き上がった火炎の基部が存在する位置である.

熱電対によるガス温度計測により，燃焼管外で形成された拡散火炎の影響を受ける供給空気過剰率λ = 0.6 以外では，軸流の有無で，最高温度となる位置は変化するものの，最高温度はほぼ同等となることがわかった.

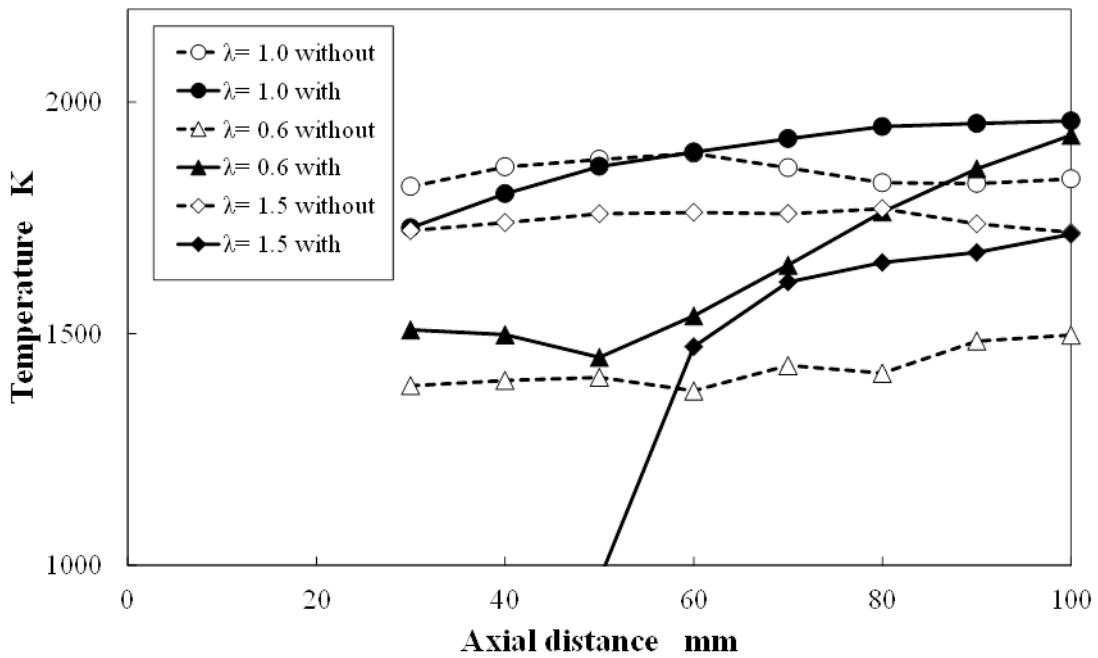


Fig. 5.1.21 Results in the axial temperature distribution measurement.
(Axial distance of auxiliary space: 20 mm, r = 0 mm)

熱電対での温度計測結果の妥当性を検証すべく，非接触であるレイリー散乱法を用いて温度を計測した. 表 5.1.8 に実験条件を示す. 軸流管からの空気流量を 10.0 L / min, 空気スリットからの空気流量を 60.0 L / min とした．また，供給空気過剰率がλ = 1.0 となるように燃料スリットからの燃料流量を 7.3 L / min に調整した．軸流管の内径は 20 mm，副室の軸方向距離は 20 mm である.

図 5.1.22 にレイリー散乱法による温度計測結果と熱電対による温度計測結果を示す. レイリー散乱法による温度計測結果と熱電対による温度計測結果は良く一致した．熱電対を挿入して計測した図 5.1.21 の温度計測結果の妥当性が示された.

Table 5.1.8 Experimental conditions in the Rayleigh scattering measurement

	Component	Flow rate L/min
Fuel slit	CH_4	7.3
Air slit	Air	60
Axial flow inlet	Air	10.0
Diameter of axial flow inlet	mm	20
Distance of auxiliary space	mm	20
Frame rate	fps	100
Exposure	μs	9900
Measure point : r	mm	0
(T.C. Measure point : z)	mm	50 60 70 80 90

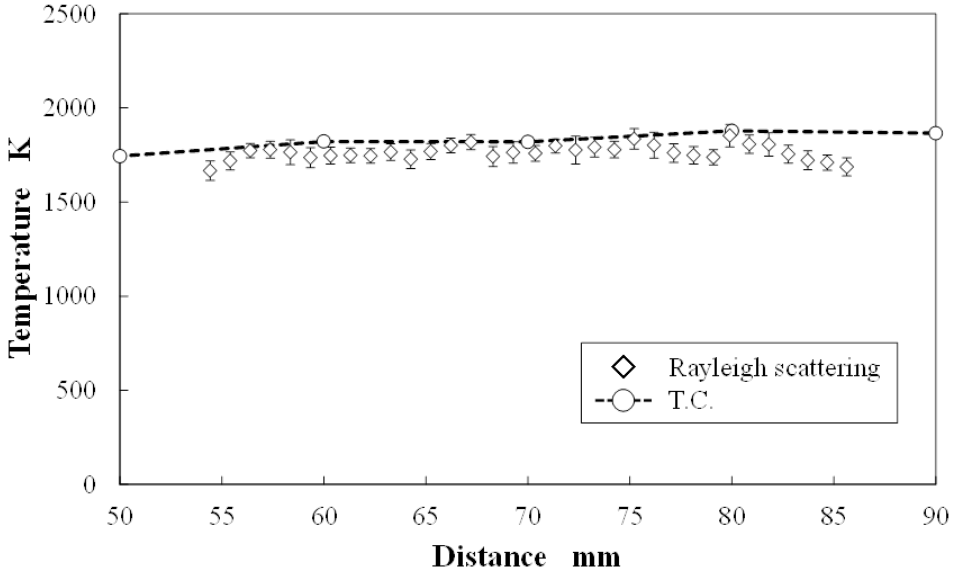


Fig. 5.1.22 Comparison of Rayleigh scattering measurement and thermocouple measurement.

5.1.3 結言

管状火炎を用いて粉体を気中加熱することを前提として，軸流を伴う管状火炎の燃焼特性を解析した．軸流管を備える石英ガラス製の管状火炎バーナを用いて，軸流が火炎形成可能範囲，火炎のバーナ上流端部からの浮き上がり，燃焼ガス温度に及ぼす影響を調べた結果，以下のことが明らかになった．

i. 副室を設けた急速混合型管状火炎バーナ内に軸流を流入させると，軸流のない場合と比べて，火炎が形成される上限の供給空気過剰率が低下する．また，軸流管の内径を変更して軸流の流速を変化させても，火炎が形成される供給空気過剰率は変化しない．

ii. 軸流を供給して，スワール数を低下させた場合，スワール数がある閾値を下回ると，火炎がバーナ上流端から浮き上がりはじめ，スワール数の低下に伴い，浮き上がり長さは増加する．

iii. 軸流を供給すると，軸流を供給しない場合と比べて，燃焼ガスが最高温度となる位置は変化するが，燃焼ガスの最高温度はほぼ変わらない．

5.2　　軸流を伴う酸素管状火炎による粉体気中加熱の実証

本節では，軸流を伴う急速混合型管状火炎による粉体気中加熱の実証を試みた．非加熱物の粉体には，アルミナを選定した．アルミナは融点が 2050℃と高く，加熱特性を調べるための試料として適当と考えた．燃焼ガスの温度を極力高くするために，酸化剤は酸素とし，軸流を伴う急速混合型管状火炎バーナの燃焼特性を調べた．実証に適するバーナ形状および燃焼条件を選定し，実証用バーナを燃焼炉に取り付けて，軸流（酸素）とともに供給したアルミナ粉体を加熱させて，その球状化率を測定した．

5.2.1　　実験装置および実験方法

燃焼炉の外観を図 5.2.1 に, 燃焼炉の概略を図 5.2.2 に示す. 燃焼炉の内径は 400 mm, 高さは 1987 mm であり，炉内側壁は厚さ約 350 mm の断熱材（FIBERMAX，ITM 製）で覆われている．燃焼炉上部より投入された粉体を回収するために，炉床にるつぼを設置した．管状火炎バーナ本体および燃焼管を燃焼炉の上部に取り付けた．また，バーナ本体上流側には，粉体および搬送用ガス（酸素）をバーナ内部に導入する軸流ガスポートを取り付けた．

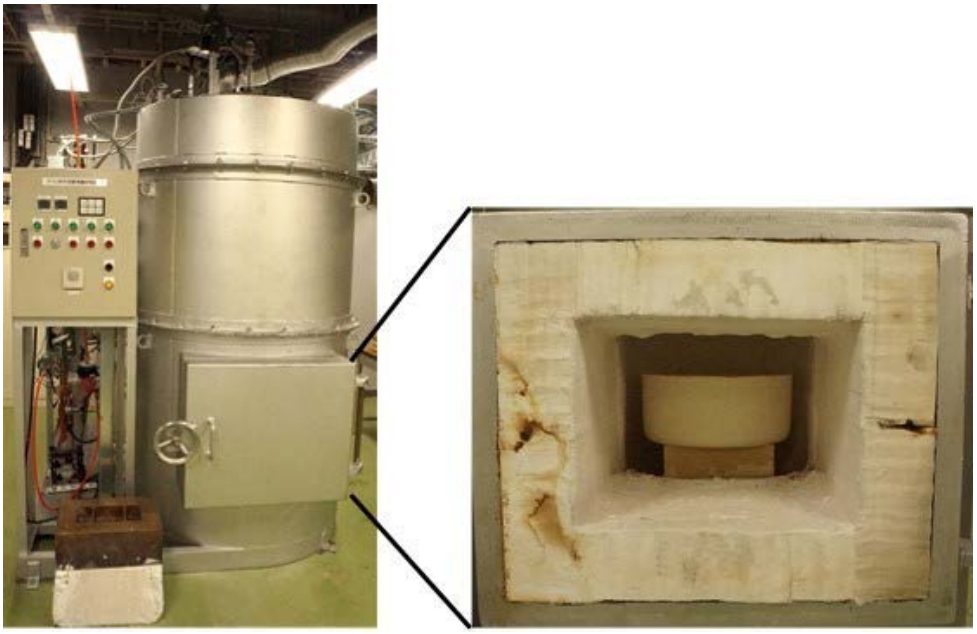


Fig. 5.2.1 Appearance of in-flight heating furnace.

燃料には都市ガス 13A（組成：メタン 88.9%，エタン 6.8%，プロパン 3.1%，ブタン 1.2%），酸化剤には酸素を用いた．希釈剤は，NO_x 低減の観点から二酸化炭素とし，燃料に混合した．各種ボンベガスを，気体用マスフローメータ （CMS，MQV，azbil 製）で流量を測定後，燃料スリット，酸化剤スリットおよび軸流ガスポートからバーナ内に供給した．

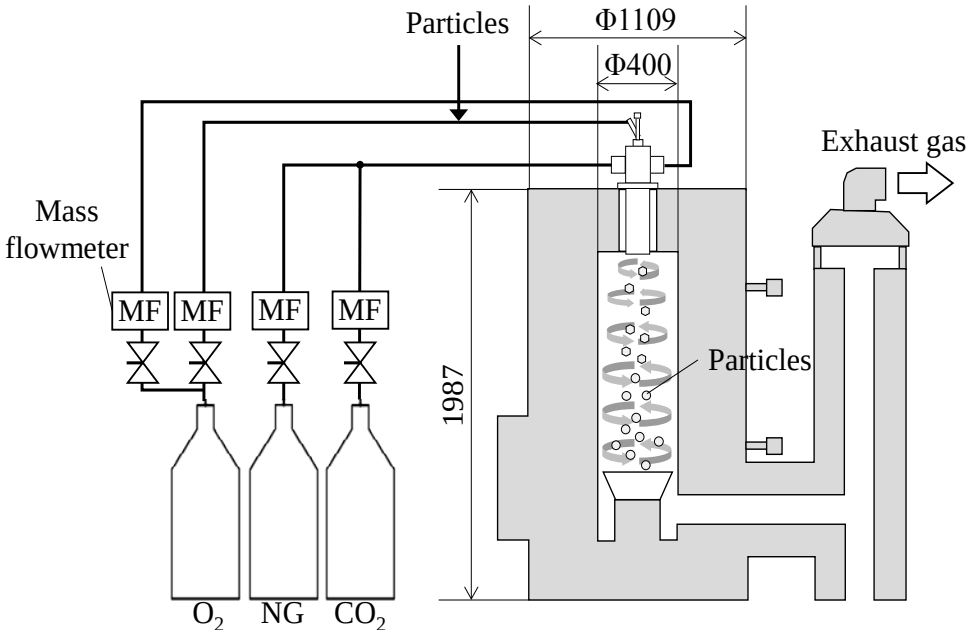


Fig. 5.2.2 Apparatus of in-flight heating furnace.

気中で加熱する非加熱物の粉体は，酸化アルミニウム（Al_2O_3，通称アルミナ）とした．一般的なアルミナの融点は 2050℃，常温 20℃における比熱は 0.80～0.84 kJ / kgK，熱伝導率は 30 W / mK である．本実験で使用したアルミナは，JIS 試験における粒子径分布計測装置の検定用基準粒子であり，粒径は不定形であるが粒径分布の幅が狭いのが特徴である．本研究では，平均粒径 14 μm（白色溶融アルミナ No.4，日本粉体協業技術協会），および，平均粒径 30 μm（白色溶融アルミナ No.5，日本粉体協業技術協会）の二種類のアルミナを使用した．アルミナ粉体はマイクロスクリューフィーダー（MFS-1S，筒井理化学器械製）を通して軸流ガス（酸素）に投入され，管状火炎による旋回流中を落下しながら加熱される．炉内下部に設置されたるつぼの中へ落下したアルミナを取り出し，球状化した割合を走査電子顕微鏡（Scanning Electron Microscope: SEM，JSM-60600V，JEOL 製）を用いて観察した．

管状火炎バーナの概略を図 5.2.3 に示す．管状火炎バーナ本体の内径は 46 mm である．バーナ本体には，接線方向からガスを供給するための燃料スリットと酸化剤スリットを各 2 個ずつ，90°ごと交互に設置している．逆火を回避するため，燃料と酸化剤を別のスリットから供給する急速混合型を採用した．本バーナでは，スリット内部挿入するアダプターを変更することで，スリットを自在に変更できる．

スリットの設定は Case 1, 2, 3 の三種類を用いた．表 5.2.1 に，アダプター挿入後のスリットの形状と位置を示す. Case 1 を基準として, Case 2 はスリットの長さ（Length）を増加させることで，スリット断面積を増加させた．Case 3 は燃料スリットを矩形とし，断面積を Case 3 よりも減少させた．酸化剤スリットは断面積を Case 2 と同じとして，幅（Width）と長さを変更した．

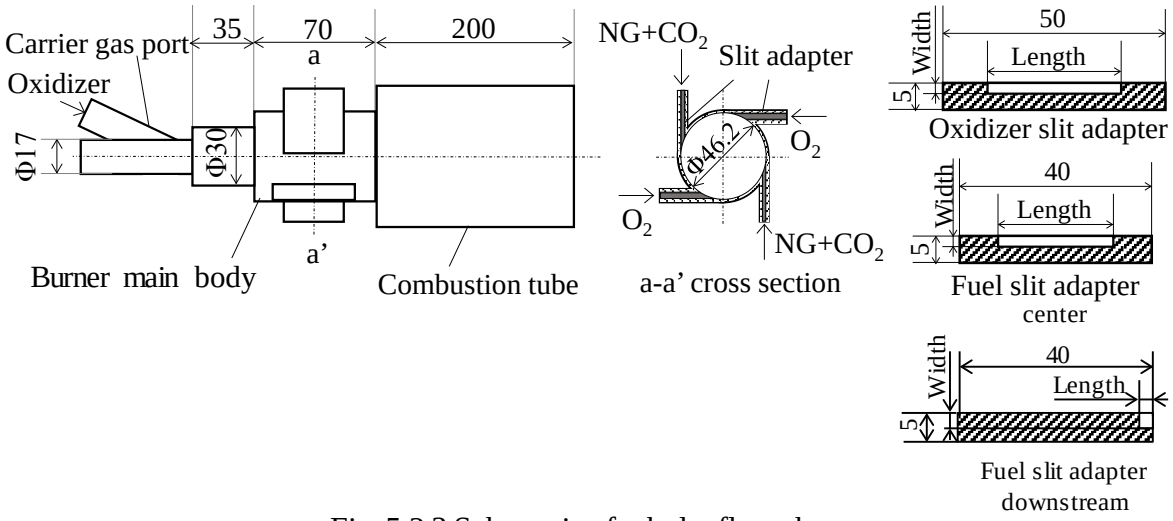


Fig. 5.2.3 Schematic of tubular flame burner.

Table 5.2.1 Dimensions of slits at tubular flame burner

	Oxidizer slit			Fuel slit			
	Length [mm]	Width [mm]	Area [mm^2]	Length [mm]	Width [mm]	Area [mm^2]	Position
Case 1	20	1	20	20	0.5	10	center
Case 2	30	1	30	30	0.5	15	center
Case 3	15	2	30	2.5	2.5	6.3	downstream

管状火炎の撮影はバーナを燃焼炉から取り外して実施した．デジタルカメラ（NEX-7K, SONY 製，ズームレンズ : E18-55 mm，SONY 製） を用い，バーナ下流側正面方向から火炎を撮影した．カメラの設定は，絞り値 f / 20，露出時間 1 / 400 または 1 / 1250 秒，ISO 感度 1600 とした．炉内温度は R 型熱電対を用いて計測した．

5.2.2　実験結果および考察

5.2.2.1　粉体気中加熱実証用酸素バーナの燃焼特性

スリット開口部の形状や位置，また，供給ガス流量を変化させて，火炎の状態および振動燃焼や輝炎（煤の生成）の有無を観察した．表 5.2.2 に，実験条件を示す．

Table 5.2.2 Experimental conditions

Combustion rate Q_{HHV} [kW]	5～20
Oxygen ratio β [-]	1.1
Oxygen concentration C [-]	0.5～1.0
Axial oxygen flow [L / min]	5～30

酸素比βと酸素濃度 C は次式で定義した．

$$\beta = \frac{[\mathrm{O_2}]}{[\mathrm{O_2}]_{\mathrm{th}}} \tag{5.2.1}$$

$$C = \frac{[\mathrm{O_2}]}{([\mathrm{O_2}]+[\mathrm{CO_2}])} \tag{5.2.2}$$

ここで，$[\mathrm{O_2}]$は酸素供給量[L / min]，$[\mathrm{CO_2}]$は二酸化炭素供給量[L / min]，$[\mathrm{O_2}]_{th}$ は燃焼量に対する理論酸素量[L / min]を表す．

酸素濃度を高めた酸化剤を用いて軸流を伴う管状火炎が安定して形成できる条件を見出すために，燃焼量 Q_{HHV} および酸素濃度 C を変化させて火炎の状態を観察した．スリットの設定を Case1，酸素比をβ= 1.1，軸方向搬送ガス（酸素）流量を 5 L / min とした．図 5.2.4 に火炎外観の撮影結果を，図 5.2.5 に火炎外観から分類した各燃焼量 Q_{HHV} と酸素濃度 C での火炎の形状をプロットで示す．火炎形状の分類は，図 5.2.6(a) のようなスリットから浮き上がった状態を管状火炎とし，図 5.2.6(b) のようなスリットに火炎が付着している状態を付着火炎とした．なお，図 5.2.5 には，振動燃焼が発生する領域も併せて示している．振動燃焼は，酸素濃度 C が比較的低い条件で発生しており，燃焼量 Q_{HHV} の増加に伴い，振動燃焼が発生する領域が拡大した．これは，スリットから流入する燃料および酸化剤の流速が増加すると，燃料と酸化剤の混合が促進され，より予混合燃焼に近い状態になることが一因として考えられる．「日本機械学会，機械工学便覧 A6 熱工学」[18] では，振動燃焼の抑制方法として，予混合燃焼方式よりも，拡散燃焼方式を採用すべきことが推奨されている．なお，燃料量の増加に伴い，管状火炎が形成される領域も拡大した．これは，スリットから流入される燃料および酸化剤の流速増加に伴い，スリットに付着した火炎が浮き上がったためであると推察される．

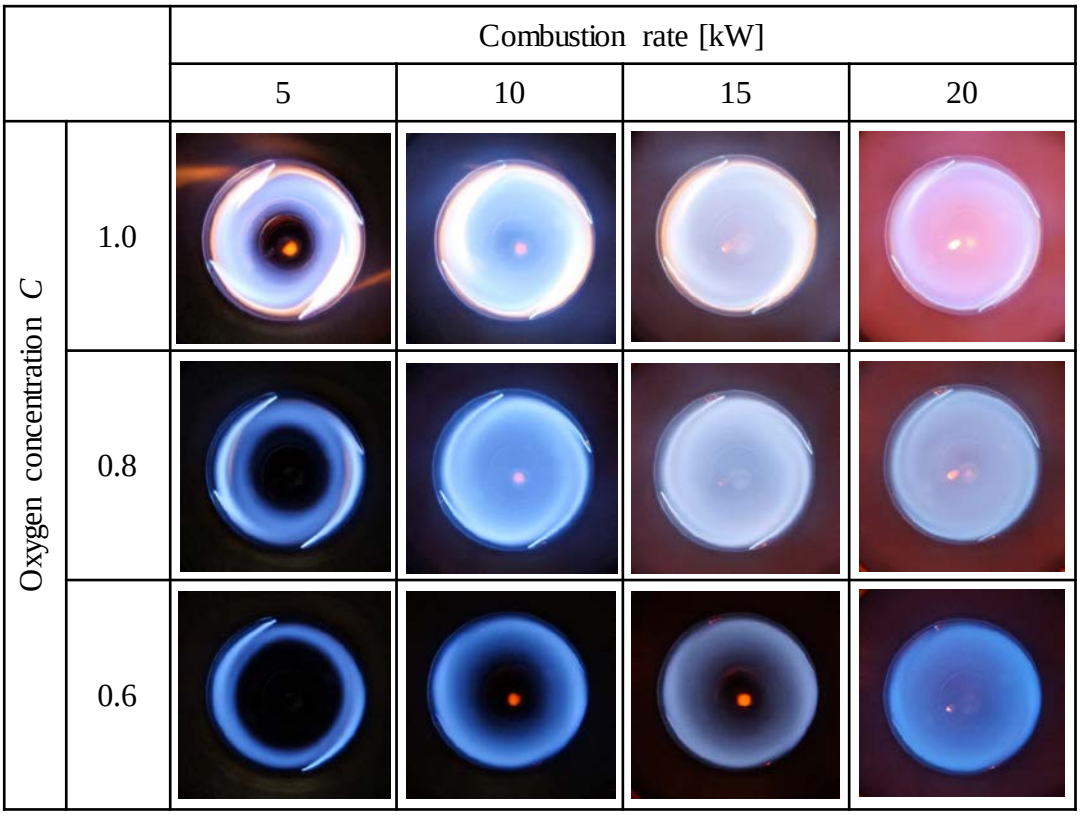


Fig. 5.2.4 Relations between combustion rate and flame appearance at β= 1.1, Axial flow rate: 5 L / min, Slit: Case 1 (Oxy: 20x1- Fuel: 20x0.5).

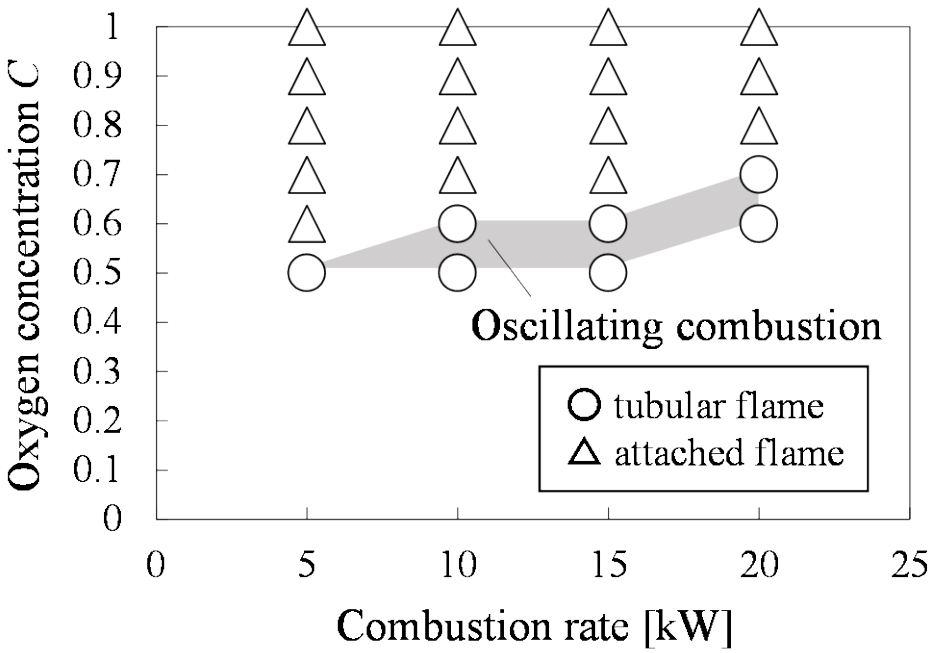
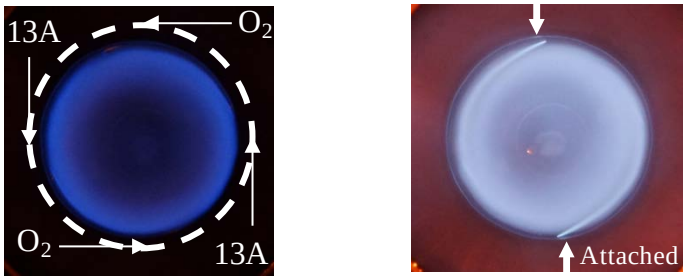


Fig. 5.2.5 Mapping of various flame appearances at β= 1.1, Axial flow rate: 5 L / min, Slit: Case 1 (Oxy: 20x1- Fuel: 20x0.5).



○ Tubular flame (a)　　△ Attached flame (b)

Fig. 5.2.6 Tubular flame and attached flame.

次に，スリットの設定を Case 1，酸素比をβ= 1.1，燃焼量を Q_{HHV} = 20 kW として，軸方向搬送ガス（酸素）流量および酸素濃度 C を変化させた．総括の酸素量を一定とするため，軸方向搬送ガス（酸素）流量増加に伴い，酸化剤スリットからの流入速度が低下する．これにより，燃料と酸化剤の混合が緩慢になり，振動燃焼が抑制されると考えた．

図 5.2.7 に火炎外観の撮影結果を，図 5.2.8 に燃焼量 Q_{HHV} と酸素濃度 C に対する火炎形状を示す．図 5.2.8 での付着火炎は，火炎が付着したスリットまで分類して示した．図 5.2.8 には，振動燃焼と輝炎の発生領域を示す．軸方向搬送ガス（酸素）流量を増減させても，振動燃焼の領域や火炎形状にほとんど変化が現れなかった．一方で，管状火炎が形成される領域は，軸方向搬送ガス（酸素）の流量増加に伴い縮小し，また，輝炎が形成された領域は，やや拡大した．軸方向搬送ガス（酸素）流量増加に伴い，スリットからの燃料と酸化剤の流速が減少するため，混合が緩慢にはなったと推察される．

図 5.2.9 はスリット開口面積が Case 1 の 1.5 倍の Case 2（表 5.2.1 参照）を用いた結果である．Case 2 は Case 1 と比べて，燃料および酸化剤の流速が低下して混合が緩慢となり，振動燃焼が抑制されると考えた．振動燃焼の完全な抑制まで至らなかったが，Case1 に比べて振動燃焼が発生する領域は縮小した．一方，輝炎の発生領域は拡大した．輝炎で粉体を加熱すると，粉体に煤が付着する懸念が生じるため，振動燃焼の抑止に加えて，輝炎の形成範囲を縮小させる必要がある．

最後に，燃料スリットの開口形状を矩形から正方形に変更し，その開口位置を酸化剤スリットの開口位置より下流側に配置させた Case 3（図 5.2.3，表 5.2.1 参照）を検討した．開口部を狭くすることで，燃料の流入速度を高めつつ，バーナ内全体としては燃料と酸化剤の混合を Case 1 や Case 2 より緩慢にできると考えた．結果を図 5.2.10 に示す．Case 3 では，振動燃焼が抑止され，輝炎が形成される領域も Case 2 と比べ，軸方向搬送ガス（酸素）流量が比較的に小さい条件では縮小された．したがって，ス

リットの設定 Case3，軸方向搬送ガス流量 5 L / min において，以後，粉体気中加熱を実証した．

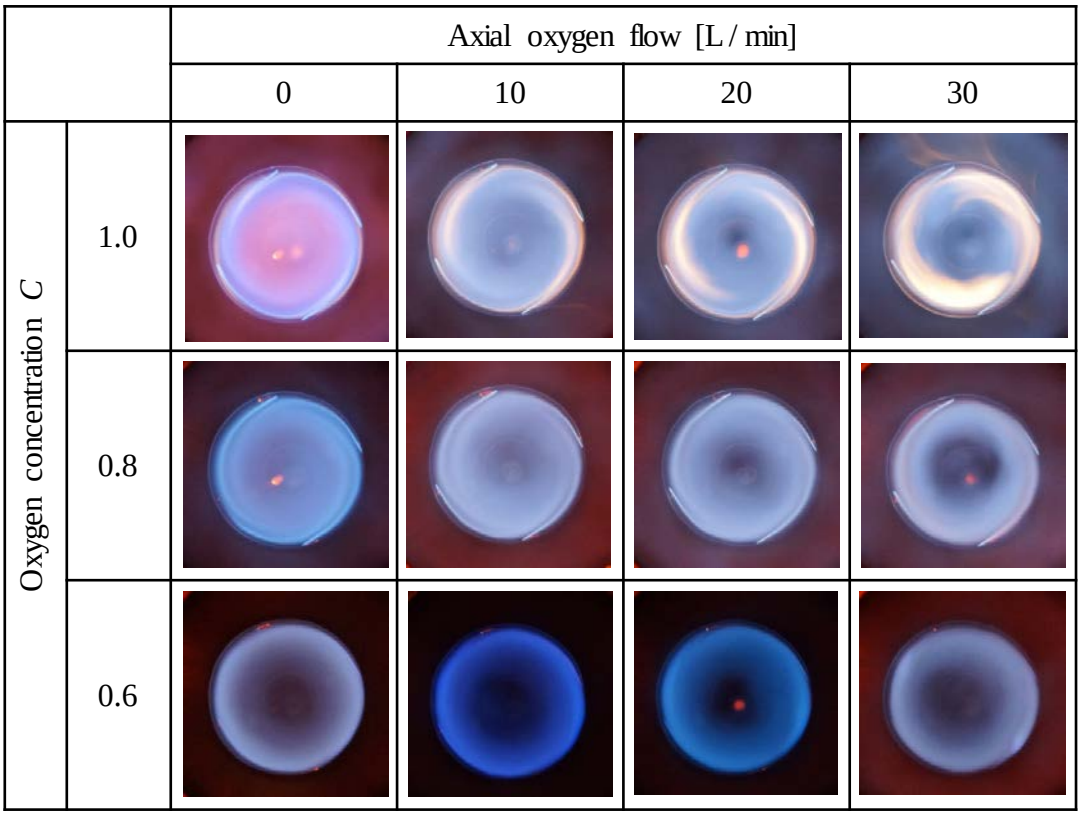


Fig. 5.2.7 Relations between axial flow rate and flame appearance at $\beta = 1.1$, $Q_{HHV} = 20$ kW, Slit: Case 1 (Oxy: 20x1- Fuel: 20x0.5).

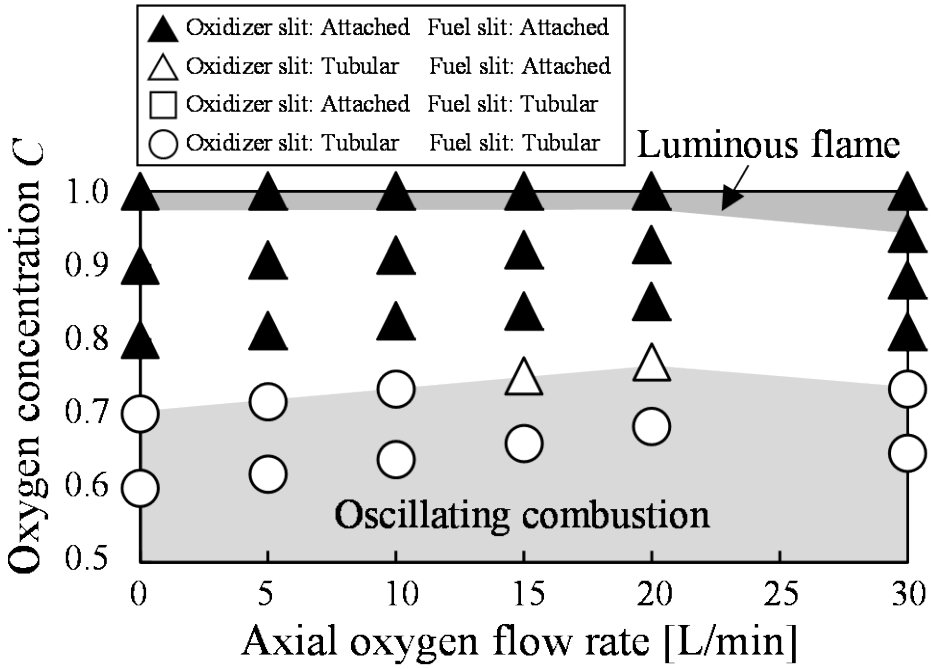


Fig. 5.2.8 Mapping of various flame appearances at $\beta = 1.1$, $Q_{HHV} = 20$ kW, Slit: Case1 (Oxy: 20x1- Fuel: 20x0.5).

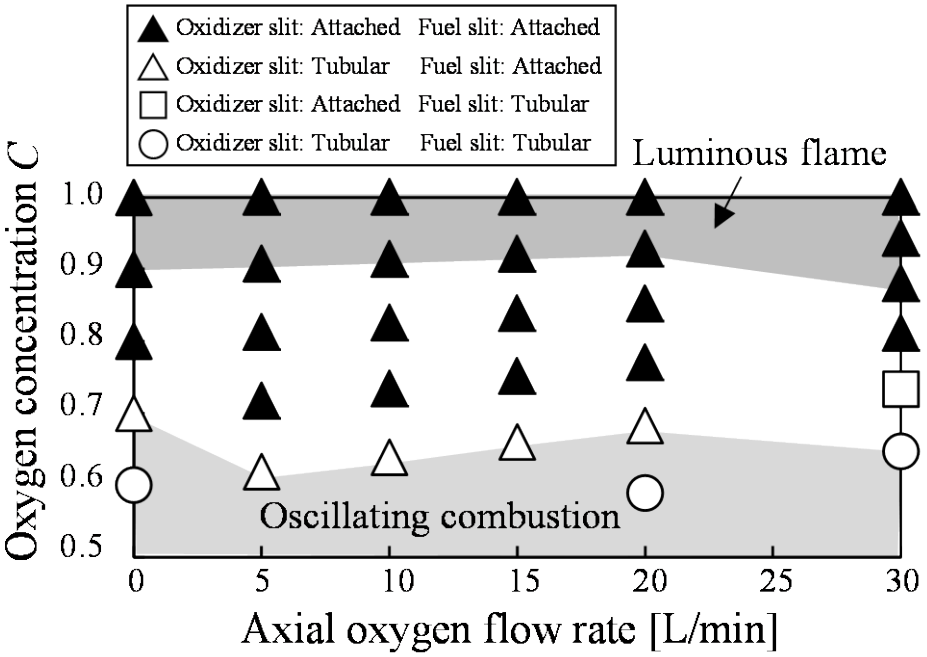


Fig. 5.2.9 Mapping of various flame appearances at $\beta = 1.1$, $Q_{HHV} = 20$ kW, Slit: Case 2 (Oxy: 30x1- Fuel: 30x0.5).

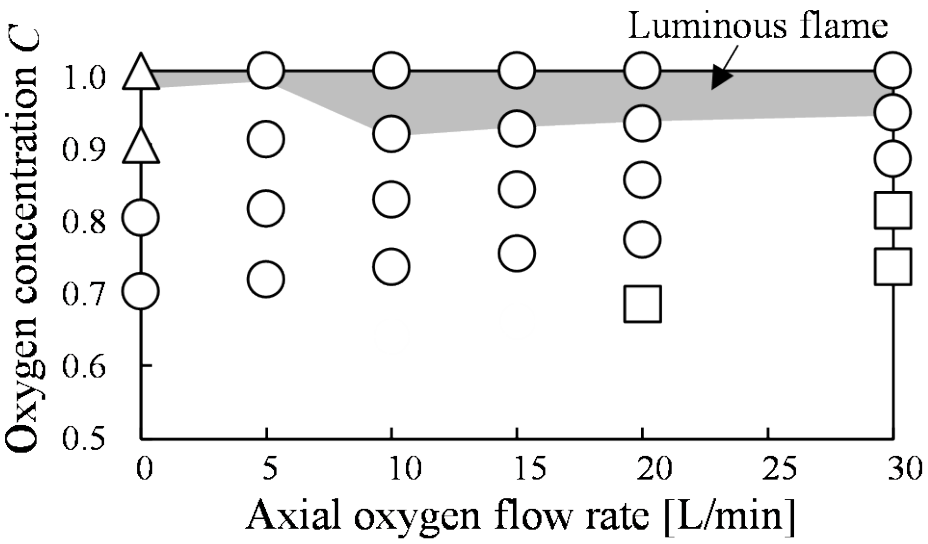


Fig. 5.2.10 Mapping of various flame appearances at $\beta = 1.1$, $Q_{HHV} = 20$ kW, Slit: Case 3 (Oxy: 15x2- Fuel: 2.5x2.5 downstream).

5.2.2.2　粉体気中加熱の実証

スリットを Case 3，燃焼量 Q_{HHV} = 20 kW，酸素比 β = 1.1，酸素濃度 C = 0.93，軸方向酸素流量 5 L / min の条件で，管状火炎バーナによる気中加熱の実証を試みた．表 5.2.3 に，燃焼条件を示す．

Table 5.2.3 Experimental conditions at in-flight heating

	Combustion rate [kW]	Oxygen ratio	Oxygen concentration	O_2 flow rate [L/min]	CO_2 flow rate [L/min]
Burner (Case 3)	20	1.02	0.92	60.9	5
Axial gas port	-	0.08	1.0	5	-
Total	20	1.1	0.93	65.9	5

加熱する粉体は平均粒径 14 μm および 30 μm のアルミナ（Al_2O_3 99.62%）とした．フィーダーにより質量流量を 2 kg / h に調整して，搬送用ガス（酸素）中に投入した．図 5.2.11 は燃焼を開始からの炉内温度の変化である．約 5.5 時間燃焼させ，炉内温度が 1200℃に達した時点で粉体の供給を開始して，15 分間アルミナ粉体を供給した．

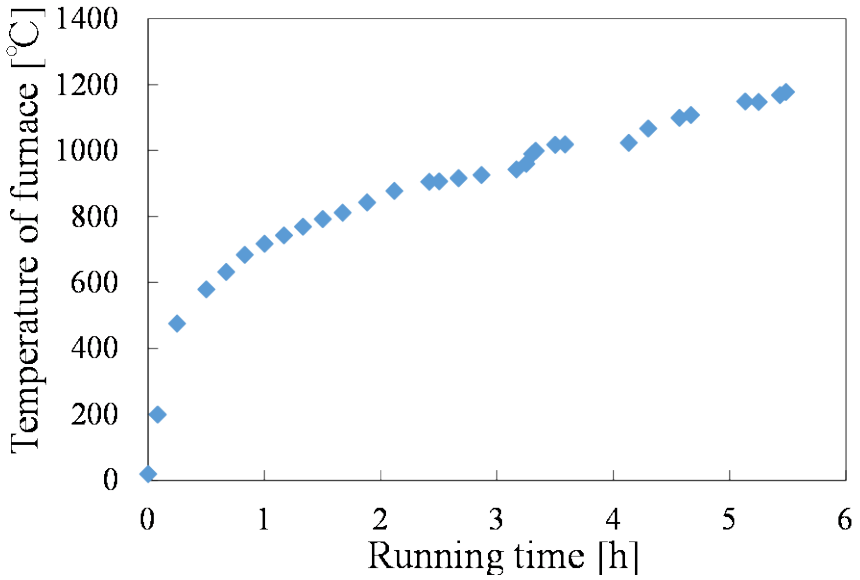
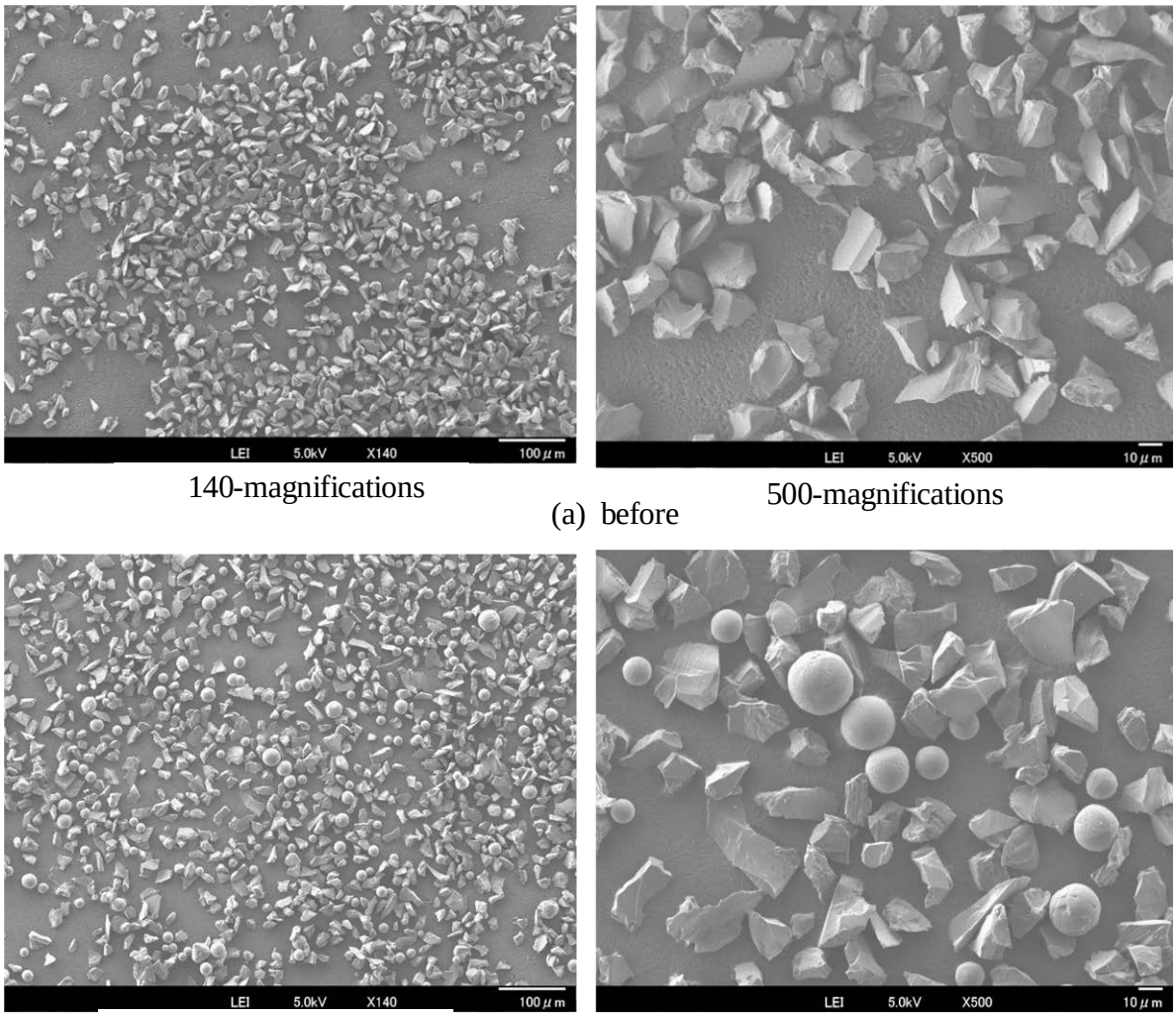


Fig. 5.2.11 Furnace temperature record. (Slit: Case 3(Oxy: 15x2- Fuel: 2.5x2.5 downstream), Q_{HHV} = 20 kW, β = 1.1, C = 0.93, Axial flow rate: 5 L / min)

気中加熱後，るつぼ内に落下していたアルミナを取り出し，表面形状を SEM により観察した．図 5.2.12 に平均粒径 14 μm，図 5.2.13 に平均粒径 30 μm の加熱前後の撮影した結果を示す．撮影倍率は，140 倍および 500 倍である．撮影画像から，加熱後では，アルミナ粒子の鋭角がなくなり，球状化した粒子が存在することがわかる．平

均粒径 14 μm では，140 倍の画像において，気中加熱前同様の形状である鋭角を持つ粒子は 1001 個，球状化された粒子は部分的に球状化された粒子を含めると 156 個ある．画像内全体の粒子数に対する球状化粒子の割合は 0.135 であった．これに対し，平均粒径 30 μm では, 気中加熱前同様の形状の粒子は 250 個, 球状化された粒子は 120 個ある．画像内全体の粒子数に対する球状化粒子の割合は 0.324 であった．平均粒径 30 μm と比べて，平均粒径 14 μm は球状化率が低かった．

粒径が小さくなると，粒子の質量あたりの表面積は増加するため，重力に加えて，燃焼ガスの流れの影響をより顕著に受けると考えられる．炉内において，旋回流の影響を受けた小径の粒子は，炉壁まで達し易くなったと推察される．炉壁の温度は約 1200℃であり，燃焼ガス温度と比べると低温である．そのため，炉壁付近のガス温度も比較的低温となる．炉壁に接触する粒子や，炉壁近傍の比較的温度が低い空間を通過する粒子の割合が増加したことが，小径粒子で球状化率が低くなった理由と考えられる．球状化率の改善には，アルミナの最適な供給条件を調べるとともに，炉全体の最適化が必要であることが示唆された．



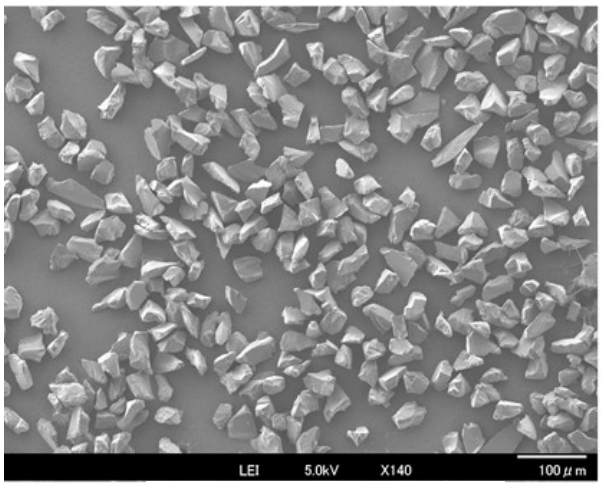
140-magnifications　500-magnifications

(a) before

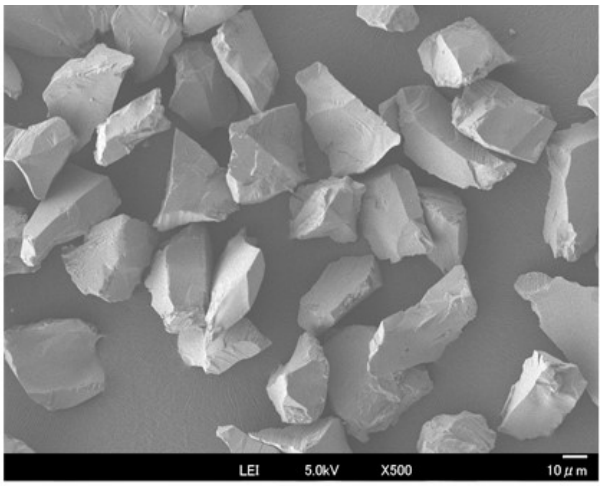
140-magnifications　500-magnifications

(b) after

Fig. 5.2.12 SEM images of 14 μm Alumina after in-flight heating.

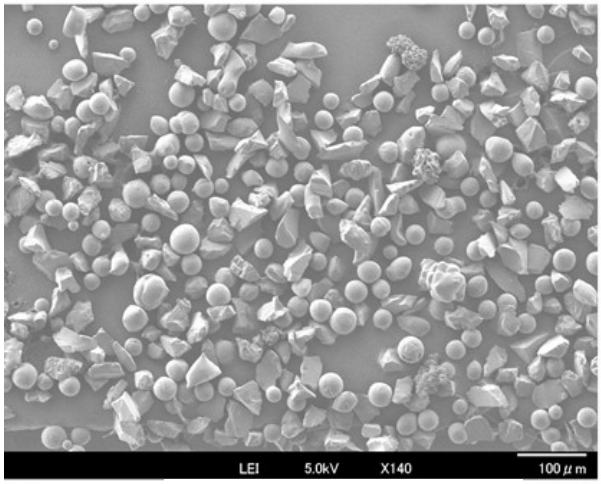


140-magnifications

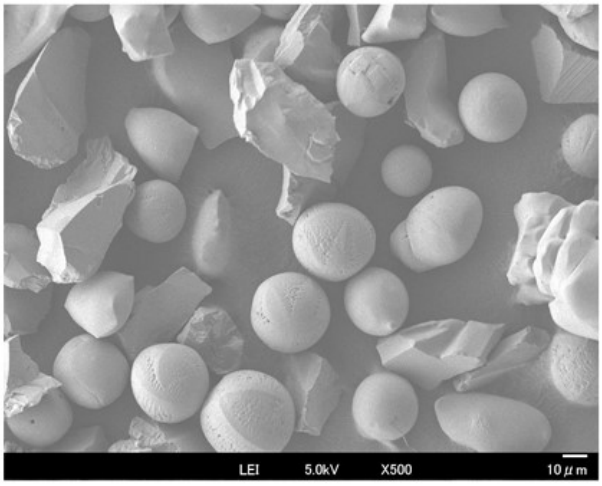


500-magnifications

(a) before



140-magnifications



500-magnifications

(b) after

Fig. 5.2.13 SEM images of 30 μm Alumina after in-flight heating.

5.2.3 結言

軸流を伴う管状火炎による粉体の気中加熱の実証を行った．酸素濃度の高い酸化剤を用いる管状火炎バーナの燃焼特性を調べ，粉体気中加熱に適するバーナの設計や燃焼条件を見出した．また，実証用バーナを燃焼炉に取り付けて，実際にアルミナ粉体を加熱した結果，以下のことが明らかになった．

i. 酸素を用いた軸流を伴う急速混合型管状火炎バーナでは，燃焼量の増加などにより，燃料と酸化剤の混合が促進されると振動燃焼が発生し易くなる．

ii. 酸化剤に酸素を用いた管状火炎により，アルミナを気中で加熱して球状化させることができる．

参考文献

1. 三宅新一，鈴木喬，諏訪俊雄，火炎法によるシリカの球状化，無機マアテリアル, Vol. 3 (1996), pp.219-224.
2. 村上真二，鈴木一路，萩原義之，高融点材料用球状化システム，大陽日酸技報 (2009), No. 28.
3. 一家惟俊，セメント粒子が丸くなった（球状化セメントの実用化に向けて），セメント・コンクリート, No. 538 (1991), pp.1-6.
4. 平櫛敬資，福岡弘美，松尾正孝，石橋種三，為広泰造，村上角一，炎溶射で得られたアルミナ球状粒子について，窯業協会誌，Vol. 90, No. 3 (1982), pp.105-110.
5. K. Tomozawa, M. Ueda, N, Hobara, K, Takizawa, Development of fine powder production process using combustion technology, International Conference on Power Engineering-09 (2009), pp.16-20.
6. 六戸部豊，明石和夫，高周波プラズマトーチを利用した球状化粒子および超微粉体の作成，生産研究, Vol. 26 (1974) , No. 10.
7. 下栗大右，久保力，石塚悟，急速混合型管状火炎燃焼の燃焼ガス特性，日本燃焼学会誌,第 47 巻 142 号 (2005), pp.300-307.
8. 瀬尾建彦，ラジカル自発光による燃焼診断法に関する研究，大阪大学博士論文 (2005).
9. 瀬尾建彦，赤松史光，芝原正彦，香月正司，カセグレン光学系を用いた温度とラジカル自発光の局所同時計測（第 1 報，計測システムの構築と計測精度の評価），日本機械学会論文集, 71-708 (2005), pp.205-212.
10. 小宮山正治，高城敏美，松成佳樹，レーザー・レイリー散乱を用いた乱流拡散火炎内の多点同時温度計測，日本機械学会論文集，54-502 (1988), pp.1486-1490.
11. 小宮山正治，松井正雄，高城敏美，乱流拡散火炎の半径方向瞬時温度分布測定，日本機械学会論文集, 60-572 (1994), pp.1443-1448.
12. 小宮山正治，赤松史光，光学計測を利用した高温ガス温度の計測，高温学会誌, 34 巻 5 号 (2008), pp.202-209.
13. 吉川典彦，丹波智明，大竹一友，レーレー散乱による火炎温度変動の計測，日本機械学会論文集, 50-452 (1984), pp.1088-1094.
14. 大輝祐一，松尾亜紀子，溝本雅彦，同軸流中に形成される層流逆拡散火炎の火炎特性，日本機械学会論文集 B 編, Vol. 66, No. 641 (2000), pp.263-270.
15. 盛山陽介，江藤芳朗，下栗大右，石塚　悟，急速混合型管状火炎バーナにおける副室の効果，第 47 回燃焼シンポジウム講演論文集 (2009), pp.104-105.
16. M. G. Zebetakis, Flammability characteristics of combustible gases and vapors, U.S. Breau of mines, Bulletin (1965), 627, pp.21.

17. 石保禄，小割達也，松田脩平，下栗大右，石塚悟，酸化剤酸素濃度が急速混合型管状火炎燃焼の安定性に及ぼす影響，日本燃焼学会誌，第 54 巻 169 号 (2012), pp.193-200.
18. 日本機械学会，機械工学便覧 A6 熱工学, pp.85-86.

第 6 章

結　論

日本国内では産業部門がエネルギー消費の約 44%を占めており，最大のエネルギー消費部門となっている．これまでも省資源ならびにコストダウンを目的として省エネルギー対策が進められてきた結果，我が国の産業は世界有数の省エネルギー実績を達成している．最近になって地球環境問題が浮上し，地球温暖化の対策要請が加わることにより，CO_2 の排出量削減を目的としたより一層の省エネルギーの進展，ならびに，燃焼過程で発生する NO_x などの環境汚染物質の削減が求められるようになってきている．省エネルギー対策が一巡している中で，より一層の CO_2 削減が求められていることから，発熱量当りの CO_2 や汚染物質の排出量の少ない天然ガス・都市ガスが注目され，既に燃料転換が進められている．燃料転換に際して，多種多様な産業の被加熱物の特性に適合させるために，ガス燃料の特性を活かした熱設備の改良やバーナの開発が進められている．

本論文の主題とした管状火炎は，円筒座標系の火炎要素として基礎燃焼学の立場から研究されてきたものである．研究が進む中で、火炎の断熱性が高いことや，燃焼ガスの循環により火炎が吹き飛び難いといった産業用バーナに供する火炎として優れた特徴を有することが明らかとなり，実用に向けた研究が開始されて現在に至っている．管状火炎を産業用バーナに適用するためには，障害となり得る振動燃焼を抑制するバーナの設計指針や運転条件を明らかにすると共に，従来の加熱設備の改造を最小限とし，なおかつその投資を上回る産業上の利得を示す必要があるものと考える．

本研究では，最初に管状火炎の実用化で課題となり得る振動燃焼の解析を行った．次に，加熱設備やバーナの設計で不可欠となる管状火炎の伝熱特性を明らかにした．それらの結果を踏まえて，管状火炎の特徴を活かし得るバーナの研究に移行し，産業における環境負荷低減に資する低 NO_x 燃焼法や，効率よく粉体を気中で加熱する燃焼技術を実証した．以下に第 2 章 1 節から第 5 章 2 節で得られた知見を列記する．

第 2 章　管状火炎バーナにおける振動燃焼の解析

2.1　小径管状火炎バーナにおける振動燃焼

振動燃焼を抑制する適切な管状火炎バーナの設計指針を得るために，小径（内径 10 mm）管状火炎バーナにおける振動燃焼時の圧力および発熱変動を解析した．また，バーナ内径や長さなどのバーナ形状，および，燃焼量や当量比などの燃焼条件が，圧力変動の振幅に及ぼす影響を調べた結果，以下のことが明らかになった．

i. 空気のみを供給した場合の音の周波数は，管の軸方向モードの音響学的共鳴周波数と一致する．

ii. 管状火炎バーナで計測される振動燃焼の周波数は，管長で決まる軸方向モードに火炎振動が重畳する構造となる．

iii. 火炎振動は，基本周波数とその整数倍の高調波からなる．軸方向モードは管長を増加させるほど低周波となるが，火炎振動の周波数は管長にほとんど影響されない．

iv. 燃焼管の内径拡大や管長の短縮，もしくは量論混合比での燃焼を避けることにより，火炎振動の振幅が低減される．

2.2 大径管状火炎バーナにおける振動燃焼

8 インチ（1 MW 相当）と 12 インチ（2 MW 相当）の大径管状火炎バーナで，振動燃焼の解析を行った．安定燃焼 と振動燃焼範囲を求めたほか，発生する振動燃焼の圧力変動を計測した結果，以下のことが明らかになった．

i. 管状火炎バーナの直径が大きくなると，音響学的共鳴振動の半径・周方向モードに起因する振動燃焼が発生する．

第 3 章 管状火炎の伝熱特性

3.1 管状火炎の炉筒面での伝熱特性

管状火炎バーナに二重管式熱交換器を取り付け，熱交換器の軸方向における水と管壁面の温度分布，ならびに燃焼ガス出口温度を測定することで，局所熱伝達率を算出し，火炎領域および燃焼ガス領域での伝熱特性を調べた．その結果，以下のことが明らかになった．

i. 火炎領域の局所熱伝達率は，火炎下端付近（燃焼ガス領域の上流部）の熱伝達率と比べて低い値となる．

ii. 火炎下端付近でのヌセルト数は，一般的な円管乱流のヌセルト数と比べて高くなる．

3.2 給湯器バーナへの適用による伝熱特性の解析

管状火炎の伝熱特性を把握することを目的として，管状火炎バーナの下流にコイル状チューブ熱交換器および内部挿入管を取り付け，各領域における伝熱量を測定した．その結果，以下のことが明らかになった．

i. コイル状チューブ熱交換器に対する熱伝達率は，軸方向のレイノルズ数が同等で旋回のない均一な流れよりも高い．

ii. コイル状チューブ熱交換器に対するヌセルト数は， Dhir 相関曲線とほぼ一致するが，レイノルズ数の増加に伴い，Dhir 相関曲線の値よりもやや低い値となる．

iii. 熱交換器として内部挿入管を付加すると，旋回流が減衰するため，内部挿入管のある領域での伝熱促進効果が抑制される．

第 4 章　管状火炎二段燃焼による窒素酸化物の排出抑制

4.1　管状火炎二段燃焼の NO_x 低減効果

空気二段燃焼の一次燃焼領域に管状火炎を適用した管状火炎二段燃焼の NO_x 低減効果を調べた．一次当量比 ϕ_{1st} を変化させて，一次燃焼領域からの放熱量 Q_{ic}/Q_{HHV} および NO_x 排出量を計測した．また，従来燃焼方式と NO_x 排出量を比較した結果，以下のことが明らかになった．

i. 管状火炎を用いたことで，一次バーナで生成される NO_x をほぼゼロにすることができる．

ii. NO_x 排出濃度は，一次当量比 ϕ_{1st} から算出した一次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 1st}$ と，中間放熱量 Q_{ic} / Q_{HHV} から算出した二次バーナの断熱火炎温度 $T_{ad,\ 2nd}$ がほぼ同等となる条件下で最小となる．

iii. 管状火炎二段燃焼における NO_x 排出量は，単段燃焼や一次が部分予混合燃焼の従来二段燃焼と比べて低減する．

4.2　酸素富化燃焼バーナへの適用

管状火炎二段燃焼の酸素富化燃焼バーナ適用を検討した．酸化剤の酸素濃度 O_2 を 21%，24%，27%と変化させた実験を行い，管状火炎二段燃焼が成立する限界の一次当量比 ϕ_{1st}，NO_x 排出量，および，バーナ内中心軸上の燃焼ガス温度を計測した．また，酸素富化空気条件化での NO_x 排出量を従来燃焼方式と比較した結果，以下のことが明らかになった．

i. 酸化剤中の酸素濃度を高めた場合，上限の一次当量比 ϕ_{1st} をより高く設定することができる．そのため，空気燃焼と同様に，二段燃焼における一次燃焼領域での NO_x 生成をほぼゼロにまで抑制できる．

ii. 酸化剤中の酸素濃度 O_2 が高いほど，NO_x 排出量の低減割合が高くなる．管状火炎二段燃焼では，二次燃焼領域における熱発生が緩慢となることで NO_x 生成が抑制される．燃焼ガス温度が高くなり易い高酸素富化燃焼の方が，この効果が顕著に表れる．

第 5 章　管状火炎による粉体の気中加熱

5.1　軸流を伴う管状火炎の燃焼特性

管状火炎を用いて粉体を気中加熱することを前提として，軸流を伴う管状火炎の燃焼特性を解析した．軸流管を備える石英ガラス製の管状火炎バーナを用いて，軸流が火炎形成可能範囲，火炎のバーナ上流端部からの浮き上がり，燃焼ガス温度に及ぼす影響を調べた結果，以下のことが明らかになった．

i. 副室を設けた急速混合型管状火炎バーナ内に軸流を流入させると，軸流のない場合と比べて，火炎が形成される上限の供給空気過剰率が低下する．また，軸流管の内径を変更して軸流の流速を変化させても，火炎が形成される供給空気過剰率は変化しない．

ii. 軸流を供給して，スワール数を低下させた場合，スワール数がある閾値を下回ると，火炎がバーナ上流端から浮き上がりはじめ，スワール数の低下に伴い，浮き上がり長さは増加する．また，火炎の浮き上がりに対して，軸流の流速よりも流量の影響をより強く受ける．

iii. 軸流を供給すると，軸流を供給しない場合と比べて，燃焼ガスが最高温度となる位置は変化するが，燃焼ガスの最高温度はほぼ変わらない．

5.2 軸流を伴う酸素管状火炎による粉体気中加熱の実証

軸流を伴う管状火炎による粉体の気中加熱の実証を行った．酸素濃度の高い酸化剤を用いる管状火炎バーナの燃焼特性を調べ，粉体気中加熱に適するバーナの設計や燃焼条件を見出した．また，実証用バーナを燃焼炉に取り付けて，実際にアルミナ粉体を加熱した結果，以下のことが明らかになった．

i. 酸素を用いた軸流を伴う急速混合型管状火炎バーナでは，燃焼量の増加などにより，燃料と酸化剤の混合が促進されると振動燃焼が発生し易くなる．

ii. 酸化剤に酸素を用いた管状火炎により，アルミナを気中で加熱して球状化させることができる．

本研究により，管状火炎の特徴を活かした新たな産業用バーナを提案することができた．管状火炎の強旋回流を活かした高い伝熱性能の利用や，粉体を軸流で搬送させて瞬時に被加熱物を加熱する管状火炎による気中加熱法は，省エネルギー技術として有用である．また管状火炎二段燃焼は，高温を必要とする産業においても環境負荷の低減に寄与できるものである．これらの例は，いずれもが環境負荷の低減を図りながら省エネルギーにも寄与できる技術である．一方，管状火炎の実用化のうえで最大の課題のとなっていた振動燃焼についてはその現象解明を進めることができた．管状火炎の利用が広がり，産業に貢献できる日を一歩近づけたものと自負している．産業界の多種多様な熱利用について管状火炎の適合性を調べていくことは不可能に近いが，本研究で示した幾つかの有効な適用例を基に改良が進められ，管状火炎が産業用として広く利用されることを希求している．

謝辞

本論文をまとめるにあたり，終始暖かい激励とご指導をいただきました大阪大学工学研究科赤松史光教授に心より感謝申し上げます.

学位論文審査において，貴重なご助言をいただきました大阪大学工学研究科芝原正彦教授，津島将司教授に心より感謝申し上げます.

大阪大学工学研究科毛笠明志博士，林潤博士，堀司博士には，本研究の遂行ならびに論文作成にあたり多大なご指導ならびに励ましをいただきましたことに厚くお礼申し上げます.

本研究を通じて，ご指導ならびにご助力いただきました大阪大学香月正司名誉教授，関西大学社会安全学部小澤守教授，関西大学システム理工学部機械工学科松本亮介准教授，大阪大学工学研究科に所属されておられた久角喜徳博士，泰中一樹氏，照内康介氏，河合範子氏，原亮介氏，長崎茜氏，粟田大貴氏，大阪大学工学研究科柴垣大貴氏，浅野佑弥氏に心より感謝申し上げます.

学生時代からの恩師であり，本研究でもご指導いただきました広島大学工学研究科石塚悟教授，下栗大右准教授に心より感謝申し上げます.

本研究の場を与えていただき，ご支援いただいた歴代大阪ガス株式会社エネルギー技術研究所所長である松本清一氏，多田進一氏，歴代チームマネジャーである丹羽哲也氏，前田泰史氏，内田睦氏，松村昌彦氏に心より感謝申し上げます．また，研究の遂行にあたりご指導ならびにご協力いただきました歴代チームリーダーである若林努氏，佐古孝弘氏，田中大樹氏に心より感謝申し上げます.

最後に，常に支え，励ましてくれる妻の公美子，いつも元気を与えてくれる長女の咲実，次女の葵衣に心より感謝します.

2016 年 1 月

白神洋輔