

## 管状火炎バーナにおける高周波振動燃焼\*

下栗大右<sup>\*1</sup>, 白神洋輔<sup>\*1</sup>, 石塚 悟<sup>\*1</sup>  
石井一洋<sup>\*2</sup>, 藤 秀実<sup>\*3</sup>

## High-Frequency Oscillatory Combustion in Tubular Flame Burners

Daisuke SHIMOKURI<sup>\*4</sup>, Yousuke SHIRAGA, Satoru ISHIZUKA,  
Kazuhiro ISHII and Hidemi TOH<sup>\*4</sup> Department of Mechanical Engineering, Hiroshima University,  
1-4-1 Kagamiyama, Higashihiroshima-shi, Hiroshima, 739-8527 Japan

High-frequency oscillatory combustion in tubular flame burners has been experimentally investigated using two prototype burners of 1 MW and 2 MW. Oscillatory combustion regions have been mapped in the plane of equivalence ratio and air flow rate, and pressures fluctuations also have been recorded. Results show that large-amplitude, high-frequency oscillatory combustion occurs for near stoichiometric mixtures and when the mean axial velocity exceeds about 5 m/s. With increasing the air flow rate, the oscillatory combustion region gradually expands on both lean and rich sides. According to FFT analyses, the peak frequencies during the oscillatory combustion exceed 1 000 Hz. A simple analysis shows that these high frequencies cannot be explained on the basis of the Helmholtz resonator, or attributed to the axial mode of acoustic instability of the burner tube. These high frequencies can be explained on the basis of coupling of tangential and radial modes of acoustic instability of the burner tubes. Just before the onset of the intense oscillatory combustion, the fundamental tangential mode, which is of asymmetry, appears, and during the subsequent intense oscillatory combustion, higher radial modes appear coupled with the asymmetric and symmetric tangential modes. Since the first asymmetric tangential mode of acoustic instability seems to trigger the intense, high-frequency oscillatory combustion, it is suggested to design the burner as symmetric as possible, and in addition, to make the flame as round as possible.

**Key Words:** Oscillating Combustion, Swirl, Noise, Combustion, Burner, Tubular Flame, Acoustic Oscillation, Helmholtz Resonance

## 1. 緒 言

回転伸長流中に形成される管状火炎は、温度分布の対称性から火炎帯背後の熱損失が少ない上に、周囲が常温の未燃ガス、中心部が高温で密度の小さな燃焼ガスで占められているため、流れの回転運動に対し空気力学的にも安定である<sup>(1)~(4)</sup>。

したがって、この優れた特徴を活かすべく、近年、実用燃焼器としての“管状火炎バーナ”が開発されている。バーナ内径 100 mm、出力 0.1 MW 相当のプロトタイプの管状火炎バーナでの測定では、燃焼ガス温度、燃焼ガス組成が、化学平衡計算で求められた平衡値にほぼ一致することが明らかにされた<sup>(5)(6)</sup>。また、燃料と空気を別々のスリットから吹き出し、バーナ内で急速に混合させて燃焼させる“急速混合型管状火炎燃焼”では、逆火の危険がなく安全な上に、火炎帯の構造を混合のさせ方で制御することで予混合型に比べ

NO<sub>x</sub> 値を 1~2 割削減できることも明らかになった<sup>(7)(8)</sup>。

したがって、次世代を担うものとして管状火炎バーナは大いに期待され、メタン、プロパンのみならず、製鉄所副生ガス燃料(高炉ガス、コークス炉ガス、転炉ガス)などの気体燃料<sup>(9)</sup>、灯油、A 重油、C 重油などの液体燃料など、さまざまな燃料種に対応した管状火炎バーナが開発されている<sup>(10)</sup>。

しかし、最近試作されたバーナでの実験では、バーナサイズの大型化に伴い振動燃焼が発生し、安定なバーナの運転に支障をきたすことが判明した。ところが、管状火炎バーナの振動燃焼について研究は皆無である。そこで、本研究では、第一段階として、1~2 MW に大型化したプロトタイプのバーナを用いて、発生する振動燃焼の条件と特性を調べることにした。

## 2. 実験装置および実験方法

本研究では、内径 208 mm と 306 mm の二種類のバーナを用いた。その概略を、図 1 に示す。

内径 208 mm のバーナ [図 1(a), 以下、8 インチバーナと称す] 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

\* 原稿受付 2008 年 10 月 2 日。

<sup>\*2</sup> 正員, 広島大学大学院工学研究科(☎ 739-8527 東広島市鏡山 1-4-1)。<sup>\*3</sup> 正員, 横浜国立大学大学院工学研究院(☎ 240-8501 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5)。<sup>\*4</sup> 正員, 金沢工業大学工学部(☎ 921-8501 石川県石川郡野々市町扇が丘 7-1)。

E-mail: cri@hiroshima-u.ac.jp

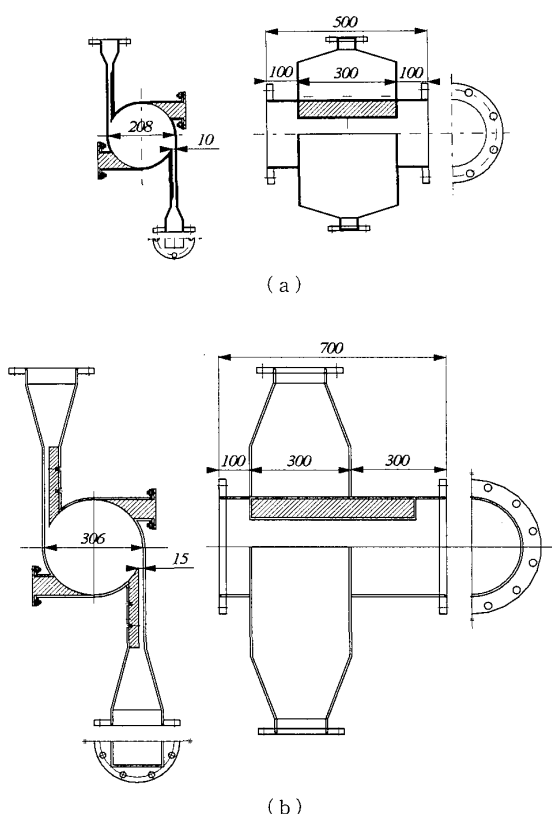


Fig. 1 Tubular flame burner [(a) 8-inch burner, (b) 12-inch burner]

mm [図1(b), 以下12インチバーナと称す] 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, この層流火炎を用いて燃焼させることが特徴であるが, この旋回強度の目安であるスワール数  $S$  は, バーナ形状から概算で求めると<sup>(9)</sup>, 8インチバーナでは5.7, 12インチバーナでは8.2といずれも非常に大きな値となっている。

図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(燃焼管)を取りつけ燃焼室とした。燃焼管長さは, 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250×50 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,

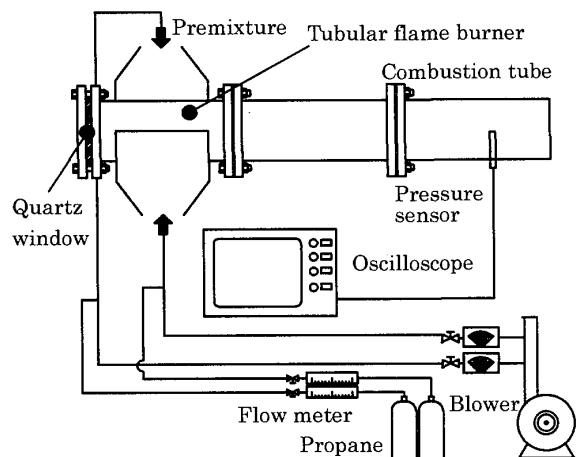


Fig. 2 Schematic of apparatus

NV-GS 400)で撮影した。

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ー(武藤電機, KF-20 PS/6, 風量2700 m<sup>3</sup>/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, 1800 m<sup>3</sup><sub>N</sub>/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, HM 102 A 06, 最大圧68.95 MPa, 応答時間1.0 μs)を取り付けて行い, デジタルオシロスコープ(IWATU, Wave Runner, 64 kwords×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, 音速を把握する必要があったので, 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<sup>(11)</sup>, 管軸上における温度を代表温度として音速を求めた。

### 3. 実験結果および考察

**3・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<sup>3</sup><sub>N</sub>/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3に示す。図3中, 左はバーナ端

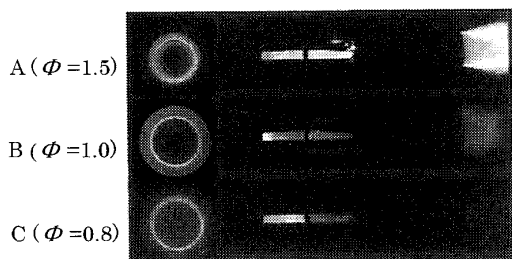


Fig. 3 Appearance of flames (8-inch burner,  $Q_a=600$   $\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}$ )

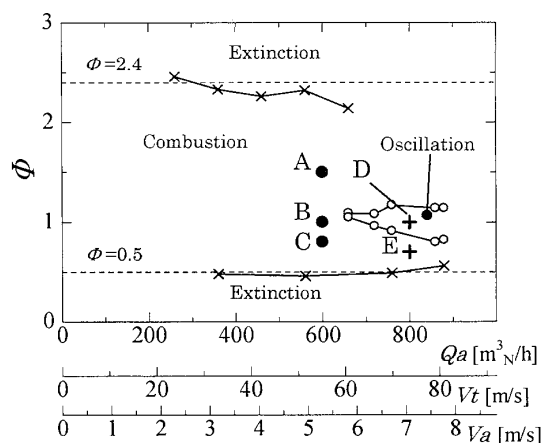


Fig. 4 Mapping of various combustion modes in the 8-inch burner

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。プロパン・空気混合気の当量比  $\phi$  が1.5と燃料過剰の場合(図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3B左)、一方、火炎は短くなり、青炎の一端が燃焼管のガラス窓のバーナ端側近くにほんのわずかに止まり、その下流側は高温の燃焼ガスによる赤色の熱放射が観察されている(図3B右)。さらに、燃料流量を減らし、燃料希薄とすると(図3C)、燃焼速度が減少するため火炎直径は減少し(図3C左)、一方、火炎長は長くなることわかる(図3C右)。当量比による火炎直径と火炎長さの変化は、先に観察された結果<sup>(5)(6)</sup>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4に示す。ここでは、縦軸に当量比  $\phi$ 、横軸に標準状態( $0^\circ\text{C}$ , 1 atm)の吹き出し空気流量  $Q_a[\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}]$  をとる。なお、横軸には、こ

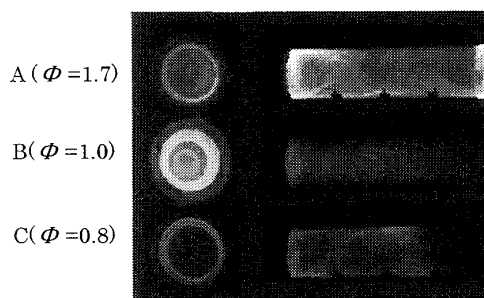


Fig. 5 Appearance of flames (12-inch burner,  $Q_a=1000$   $\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}$ )

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4中の破線は、プロパンの希薄・過濃可燃限界<sup>(12)</sup>である。図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。

しかし、空気流量を増加させ  $Q_a=650$   $\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  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4中、○で囲まれた範囲、すなわち、 $Q_a=700$   $\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  では、 $\phi=0.95\sim 1.1$  の範囲、 $Q_a=750$   $\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  では、 $\phi=0.95\sim 1.15$  の範囲、 $Q_a=860$  および  $890$   $\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  の場合では  $\phi=0.8\sim 1.15$  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5に、空気流量  $1000$   $\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  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。

図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  $Q_a=1200$   $\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  で高周波の振動燃焼が発生する。ただし、その当量比  $\phi$  の範囲は、 $1.4\sim 1.5$  と過濃側であった。しかし、空気流量を増やし  $Q_a=1400$   $\text{m}^3_{\text{N}}/\text{h}$  では、振動燃焼が起きる当量比の下限は  $0.95$  とやや希薄側まで広がる。一方、過濃側であるが、供給するプロパンの

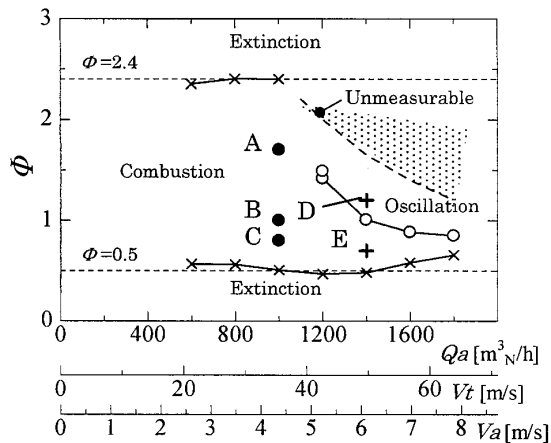


Fig. 6 Mapping of various combustion modes in the 12-inch burner

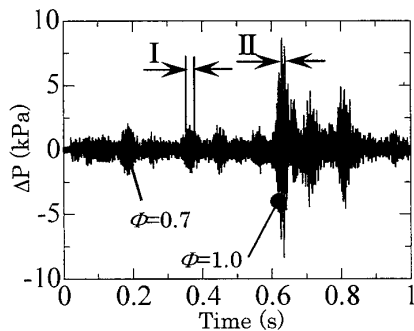


Fig. 7 Pressure fluctuations in the 8-inch tubular flame burner ( $Q_a=800 \text{ m}^3/\text{h}$ )

流量の上限が  $80 \text{ m}^3/\text{h}$  であったため、図 6 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  $1600, 1800 \text{ m}^3/\text{h}$  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。

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  $600 \text{ m}^3/\text{h}$  に対し、12 インチバーナでは  $1100 \text{ m}^3/\text{h}$  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  $V_a$  で評価すると、約  $5 \text{ m/s}$  という興味深い結果が得られた。理由はさておき、この値は、管状火炎バーナを安定に運転する際の、一つの目安値になると考えられる。

**3・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 7 は、8 インチバーナにおいて、 $Q_a=800 \text{ m}^3/\text{h}$  一

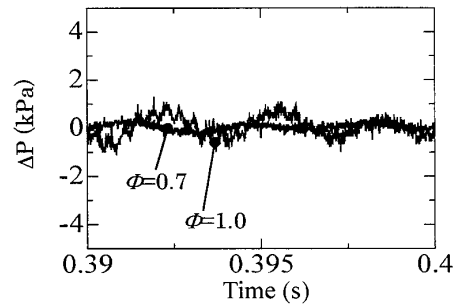


Fig. 8 Pressure fluctuations in the 8-inch tubular flame burner (Magnification of part I in Fig. 7)

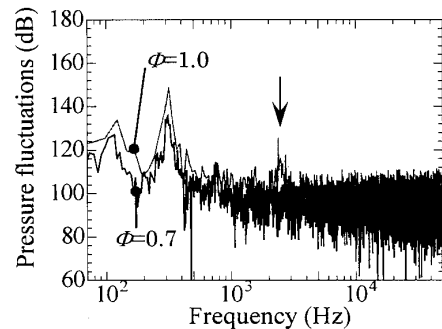


Fig. 9 Pressure fluctuations spectra of the 8-inch tubular flame burner ( $Q_a=800 \text{ m}^3/\text{h}$ , part I in Fig. 7)

定の条件で安定燃焼時(図 4 中、点 E,  $\phi=0.7$ )と振動燃焼時(図 4 中、点 D,  $\phi=1.0$ )の圧力変動の測定結果を示す。図 7 中、縦軸には圧力変動値(kPa)、横軸には測定時刻(s)をとる。安定燃焼状態である  $\phi=0.7$  の場合、測定時刻の全範囲で  $\pm 1 \text{ kPa}$  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  $\phi=1.0$  の場合は、 $t=0.15, 0.35, 0.4 \text{ s}$  付近で断続的に  $\pm 2 \text{ kPa}$  程度の比較的振幅の小さな振動燃焼が発生し、それに続いて  $t=0.6 \text{ s}$  付近で  $\pm 10 \text{ kPa}$  にも達する、圧力振幅の大きな振動燃焼が発生している。

そこで、この比較的振幅の小さな振動燃焼(図 7 中の I の部分)を詳しく調べるべく、圧力変動値を拡大したものを図 8 に、その FFT 解析の結果を図 9 に示す。

図 8 より、 $\phi=0.7$  では  $\pm 0.5 \text{ kPa}$  程度の圧力変動であるのに対して、 $\phi=1.0$  の場合には、 $\pm 1.5 \text{ kPa}$  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 9)では、 $\phi=1.0$  では、 $\phi=0.7$  と違って  $2390 \text{ Hz}$  に高周波の鋭いピークが現れていることがわかる。

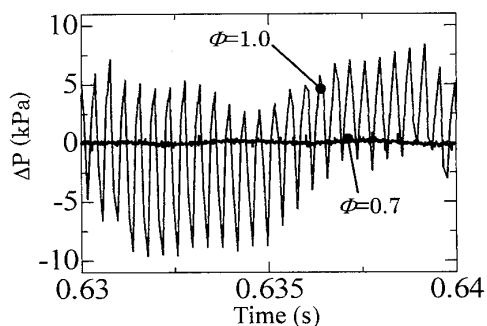


Fig. 10 Pressure fluctuations in the 8-inch tubular flame burner (Magnification of part II in Fig. 7)

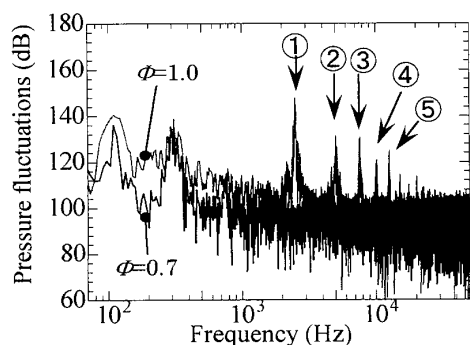


Fig. 11 Pressure fluctuations spectra of the 8-inch tubular flame burner ( $Q_a=800 \text{ m}^3/\text{h}$ , part II in Fig. 7)

次に、振幅の大きな振動燃焼発生時(図7のII部分)について同様に調べた。その結果を、図10、11に示す。図10より、 $\phi=1.0$ では、 $\pm 8 \text{ kPa}$ 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11)によれば、 $\phi=1.0$ では、 $\phi=0.7$ と違って高周波の鋭いピークが2450 Hzに現れるほか(図11①)、その高次のモードと思われる5060, 7330, 9830, 12100 Hzのピークも現れることが確認できる(図11②~⑤)。

次に、12インチバーナに対しても、 $Q_a=1400 \text{ m}^3/\text{h}$ 一定の条件で、安定燃焼時(図6中、点E、 $\phi=0.7$ )と振動燃焼発生時(図6中、点D、 $\phi=1.2$ )について圧力変動の測定を行った。その結果を図12に示す。

まず、安定燃焼状態である $\phi=0.7$ の場合、 $\pm 1 \text{ kPa}$ 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 $\phi=1.2$ の場合、8インチバーナ同様、測定時刻 $t=0.05, 0.15 \text{ s}$ 、および0.6 s付近において、 $\pm 5 \text{ kPa}$ 程度の、比較的振幅の小さな圧力変動が発生しており、その後、 $t=0.7 \text{ s}$ 付近において $\pm 13 \text{ kPa}$ にも達する、振幅の大きな圧力変動が発

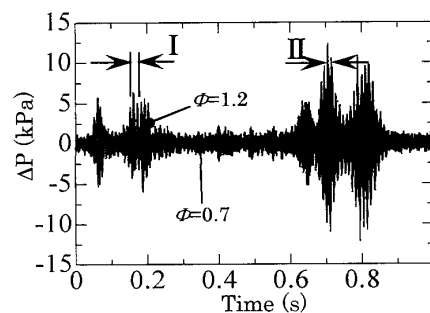


Fig. 12 Pressure fluctuations in the 12-inch tubular flame burner ( $Q_a=1400 \text{ m}^3/\text{h}$ )

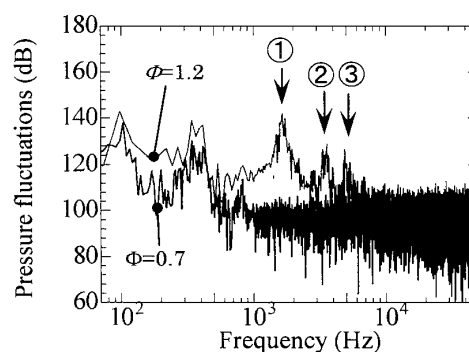


Fig. 13 Pressure fluctuations spectra of the 12-inch tubular flame burner ( $Q_a=1400 \text{ m}^3/\text{h}$ , part I in Fig. 12)

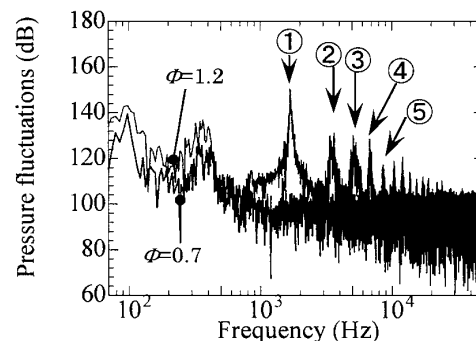


Fig. 14 Pressure fluctuations spectra of the 12-inch tubular flame burner ( $Q_a=1400 \text{ m}^3/\text{h}$ , part II in Fig. 12)

生している。

この比較的振幅の小さな振動燃焼(図12中、Iの部分)、および、振幅の大きな振動燃焼(図12中、IIの部分)に対し周波数解析を行った結果を図13、14に示す。比較的振幅の小さな振動燃焼発生時は(図13)、 $\phi=1.2$ では、 $\phi=0.7$ の安定燃焼時と比べ高周波側に1660, 3590, 4880 Hzなどのピークが既に現れ(図13①~③)、一方、振幅の大きな振動燃焼発生時には(図14)、周波数が若干ずれるが、1680, 3500, 5085, 6760, 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 14 ①~⑤)。

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 1 000 Hz を越える, 比較的振幅の小さな高周波振動燃焼が発生し, 次いで, 圧力振幅の大きな, 且つ, 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。

4. 考 察

燃焼器において発生する振動燃焼には, 代表的なものとしてヘルムホルツ型振動燃焼と音響学的共鳴振動燃焼とがある<sup>(13)~(16)</sup>。管状火炎バーナの場合, バーナ本体と燃焼管を合わせた中空部をヘルムホルツ共鳴器の容器とし, 混合気を導入するスリット部をそののど部とすれば, ヘルムホルツ型共鳴振動周波数は次式で与えられる<sup>(13)~(17)</sup>。

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A_s}{V_c L_s}} \dots\dots\dots (1)$$

- $f_0$ : ヘルムホルツ型振動周波数 Hz
- $c$ : 音速 m/s
- $A_s$ : のど部断面積  $m^2$
- $V_c$ : 容器体積  $m^3$
- $L_s$ : のど部長さ m

ここで, 8 インチバーナ, 12 インチバーナのそれぞれの形状から与えられる数値を式(1)に代入し(8 インチバーナ:  $A_s=0.006 m^2$ ,  $V_c=0.061 m^3$ ,  $L_s=0.25 m$ , 12 インチバーナ:  $A_s=0.009 m^2$ ,  $V_c=0.16 m^3$ ,  $L_s=0.25 m$ ), また, 化学平衡計算<sup>(18)</sup>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: 2 130 K,  $C=861 m/s$ , 12 インチバーナ: 2 050 K,  $C=865 m/s$ )を用いて周波数を求めると, それぞれ 86, 65 Hz と, 100 Hz 程度に過ぎず, 1 000 Hz を越える高周波振動の発生源とは考えられないことが判明した。

一方, 音響学的共鳴振動であるが, これには, 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<sup>(15)(16)</sup>, 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<sup>(14)(15)</sup>。

$$f = \frac{c(2n_z - 1)}{4(l + \Delta l)} \dots\dots\dots (2)$$

- $f$ : 音響学的振動周波数 Hz
- $n_z$ : 軸方向のモード次数 (=1, 2, ...)
- $l$ : 燃焼器長さ m
- $\Delta l$ : 開口端補正值

式(2)の開口端補正值  $\Delta l$  には, バーナ出口の形状

Table 1 Comparisons of radial and circumferential modes of natural frequencies and peak frequencies of pressure fluctuations in the 8-inch burner

(a) Calculated (b) Experimental

Circumferential mode	n \ m	Radial mode			Peak	Frequency (Hz)
		1	2	3		
0	0	5050	9240	13400	1st	2450
	1	2430	7030	11250	2nd	5060
	2	4030	8840	13130	3rd	7330
1	0	5050	9240	13400	4th	9830
	1	2430	7030	11250	5th	12100
	2	4030	8840	13130	6th	14800

から  $0.3d$  [ $d$ =バーナ直径(m)] を用いる<sup>(16)</sup>。この式(2)に 8 インチバーナ, 12 インチバーナそれぞれの諸元を代入すると, それぞれ, 一次モード ( $n_z=1$ ) で 116, 94 Hz, 二次モード ( $n_z=2$ ) でも, 346, 283 Hz と低く, これも高周波振動燃焼の発生源とは考えられないことが判明した。

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)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(13), (15)を参考にすると, 次式で求められる。

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\alpha_{nm}}{r}\right)^2 + \left[\frac{(2n_z - 1)\pi}{2(l + \Delta l)}\right]^2} \dots\dots\dots (3)$$

- $f_0$ : 音響学的振動周波数 Hz
- $\alpha_{nm}$ :  $dJ_n/dx=0$  の  $m$  番目の根
- $J_n$ :  $n$  次のベッセル関数
- $n$ : 周方向のモード次数 (=0, 1, 2, ...)
- $m$ : 半径方向のモード次数 (=1, 2, ...)
- $r$ : バーナ半径 m
- $n_z$ : 軸方向のモード次数 (=1, 2, ...)

ここで,  $\alpha_{nm}$  として, 文献(19), (20)の値を参考にし, 8 インチバーナの固有振動周波数を求めた結果を表 1 の左[表 1(a)]に, 一方, 周波数解析(図 11)で求められた高周波振動の周波数を表 1 右[表 1(b)]に示す。表 1(a)では, 行に周方向モード次数  $n$  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, 1 000 Hz 以上では, 式(3)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  $n_z=1$  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 2 450 Hz の振動は, 周方向モード  $n=1$ , 半径方向  $m$

Table 2 Comparisons of radial and circumferential modes of natural frequencies and peak frequencies of pressure fluctuations in the 12-inch burner

(a) Calculated				(b) Experimental		
Circumferential mode	n	Radial mode			Peak	Frequency (Hz)
		m	1	2		
	0		3450	6310	9150	1st
1		1660	4800	7680	2nd	3500
2		2750	6030	8970	3rd	5085
					4th	6760
					5th	8470
					6th	10490

$n=1$ 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  $n=1$ 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  $n=0$ 、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  $n=2$ 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 ( $n=1$ )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 ( $n=0$ )を考慮するのが妥当のように思われる。

同様に、12インチバーナで調べた結果を表2に示す。12インチバーナにおいても、図14でデシベル値が最も大きい1680 Hzの振動は、非軸対称 ( $n=1$ )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  $n=0$ 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  $n=1$ 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  $n=0$ 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、振幅の小さな振動燃焼の周波数解析結果を思い起こすと(図9, 13)、8インチバーナ、12インチバーナともに、(周方向モード:  $n=1$ 、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 ( $n=1$ )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。

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<sup>(21)</sup>や、スピンドトネーション<sup>(22)</sup>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<sup>(21)(23)</sup>。事実、管状火炎バーナでも、当量比1付近の、火炎直径が大きくて、したがって、火炎が管壁近傍に形成される場合に激しい振動燃焼が起きている(図3~6)。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、必然的に壁近傍の流れ場(静圧・流速)が周方向に一樣とは成り得ない。さらにまた、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やす場合、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4, 6)、これは、流量が増える程、また、当量比が1からずれる程、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<sup>(24)</sup>、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。

## 5. 結 言

本研究では、内径8インチ(1 MW相当)と12インチ(2 MW相当)の管状火炎バーナに対し、火炎の外観、安定燃焼・振動燃焼範囲を求めたほか、発生する振動燃焼に対して、バーナ内の圧力変動の測定とその周波数解析を行った。その結果、以下のことが明らか

となった。

(1) 8インチバーナでは  $650 \text{ m}^3/\text{h}$ , 12インチバーナでは  $1200 \text{ m}^3/\text{h}$  以上の空気流量, 軸方向平均速度にすると, いずれも約  $5 \text{ m/s}$  以上の領域で, 理論混合気付近で,  $1 \text{ kHz}$  のオーダーの高周波振動燃焼が発生する。

(2) 測定された圧力振動を周波数解析した結果,  $1 \text{ kHz}$  以上のピーク周波数の中で最も低い振動数(8インチバーナ  $2450 \text{ Hz}$ , 12インチバーナ  $1680 \text{ Hz}$ )は, 計算で求められる周方向モード  $n=1$ , 半径方向  $m=1$  の共鳴振動と極めて一致が良く, 次に低い振動数(8インチバーナ  $5060 \text{ Hz}$ , 12インチバーナ  $3500 \text{ Hz}$ )は, 同じ  $m=1$  の半径モードでも, 周方向モードが  $n=0$  の軸対称性のある振動モードにほとんど一致した。したがって, 高周波振動は, 半径方向・周方向の音響学的振動モードであると考えられる。

(3) さらにピーク周波数を高次の方へ調べると, 半径方向モードの次数を高めつつ ( $m=2, 3, \dots$ ), 非軸対称 ( $n=1$ ) と軸対称 ( $n=0$ ) の周方向モードの振動にほぼ対応することが示唆されたが, その一致は, 振動数が高くなるにつれ悪くなり, ( $m=3, n=0$ ) では約  $15\%$  程度, 実測値の方が計算値を上回る結果となった。この理由については, さらなる検討を要する。

本研究は, 新エネルギー・産業技術総合開発機構の平成18年度基盤技術研究促進事業(次世代型バーナシステムの開発)によるものであり, ここに記して謝意を表す。広島大学大学院工学研究科機械システム工学専攻 関口泰久準教授には, 有益な助言をいただいた。ここに, 謝意を表す。

## 文 献

- (1) Ishizuka, S., On the Behavior of Premixed Flames in a Rotating Flow Field: Establishment of Tubular Flames, *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 20 (1984), pp. 287-294.
- (2) Ishizuka, S., An Experimental Study on Extinction and Stability of Tubular Flames, *Combustion and Flame*, Vol. 75 (1989), pp. 367-379.
- (3) Ishizuka, S., Determination of Flammability Limits Using a Tubular Flame Geometry, *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, Vol. 4 (1991), pp. 185-193.
- (4) Ishizuka, S., Characteristics of Tubular Flames, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 19 (1993), pp. 187-226.
- (5) Ishizuka, S., Hagiwara, R., Suzuki, M., Nakamura, A. and Hamaguchi, O., Combustion Characteristics of a Tubular Flame Burner, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 65, No. 639 (1999), pp. 3845-3852.
- (6) Hagiwara, R., Okamoto, M., Ishizuka, M., Kobayashi, H., Nakamura, A. and Suzuki, M., Combustion Characteristics of a Tubular flame burner for Methane, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 66, No. 652 (2000), pp. 3226-3232.
- (7) Shimokuri, D., Kubo, C. and Ishizuka, S., Burned Gas Properties of the Rapidly Mixed Type Tubular Flame Combustion, *Journal of the Combustion Society of Japan*, Vol. 47, No. 142 (2005), pp. 300-307.
- (8) Ishizuka, S., Motodamari, T. and Shimokuri, D., Rapidly Mixed Combustion in a Tubular Flame Burner, *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 31 (2007), pp. 1085-1092.
- (9) Ishioka, M., Okada, K. and Ishizuka, S., Development of Tubular Flame Burner for By-Product Fuel Gases in Steel Works, *Journal of the Combustion Society of Japan*, Vol. 48, No. 145 (2006), pp. 250-256.
- (10) Ishizuka, S., Suzukawa, Y., Ishioka, M. and Okada, A., Burner System for Next Generation: Potentialities of a Tubular Flame Burner, *Proceedings of Thermal Conference '03, JSME*, No. 03-30 (2003), pp. 553-554.
- (11) Kaskan, W. E., The Dependence of Flame Temperature on Mass Burning Velocity, *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 6 (1957), pp. 134-143.
- (12) Zabetakis, M. G., Flammability Characteristics of Combustible Gases and Vapors, *U. S. Bureau of Mines, Bulletin*, 627 (1965).
- (13) Tsuji, H., Nensho-Gensho-Ron (19), *Kikai-No-Kenkyu*, Vol. 29, No. 12 (1977), pp. 1451-1454.
- (14) Tsuji, H., Nensho-Gensho-Ron (20), *Kikai-No-Kenkyu*, Vol. 30, No. 1 (1978), pp. 59-64.
- (15) Hirano, T., *Nen-Shou-Gaku*, (1986), pp. 189-191, Kaibundou.
- (16) Kishimoto, K., Kateiyou-Nensyouki-no-Souon-to-Shindou, *Nensyou-Kenkyu*, Vol. 101 (1995), pp. 15-25.
- (17) Putnam, A. A., *Combustion Driven Oscillations in Industry*, (1971), p. 192, Elsevier.
- (18) Gordon, S. and McBride, B. J., Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, *NASA SP-273* (1971).
- (19) Ito, T., *Onkyo-Kougaku-Genron*, Vol. 1 (1951), p. 109, Corona, Tokyo.
- (20) Shiraki, K., *Souon-Boushi-Sekkei-To-Simyureishon*, (1987), p. 31, Ouyou-Gijutsu Shuppan, Tokyo.
- (21) Smith, R. P. and Sprenger, D. F., Combustion Instability in Solid-Propellant Rockets, *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 4 (1953), pp. 893-906.
- (22) Fay, J., A Mechanical Theory of Spinning Detonation, *Journal of Chemical Physics*, Vol. 20 (1952), pp. 942-950.
- (23) Barrere, M. and 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.
- (24) Ishizuka, S., On the Flame Propagation in a Rotating Flow Field, *Combustion and Flame*, Vol. 82 (1990), pp. 176-190.