

振動燃焼に関する実験的研究

(第一報 燃焼振動における振動メカニズムと旋回型燃焼器の燃焼特性)

岸本 健* 岩崎 正道** 平野 次男***

A Study on Experiment of Combustion Driving Oscillations

(Mechanisms of generation of Combustion Driving Oscillation and
Combustion Characteristics of Swirling Flow)

By Ken Kishimoto*, Masamichi Iwasaki** and Tsuguo Hirano***

Synopsis: Pressure Oscillation generated in combustors do harm to systems and give a person great nervous pain. Adding these, they make characteristics of combustion worse. Many literatures so far dealed with this problem, but fundamental questions were solved insufficiently.

This paper deals with two types of driving mechanisms of oscillation. Simplified theories are presented. One of them is that the oscillation is generated with variations of fuel and air suppling rates, and other is with variation of position where heat releasing occurs.

These two theories act similar each other in the point which maximam oscilation is generated when the phase difference between the variations heat release rate and pressure is zero or $2n\pi$.

In the swirling combustor, for looking into the behaviers of causing factors on oscillation, flame existing areas and profiles of heat release rate can be presumed with experimentaly investigations of temperature and efficiency of combustion in this burner, when oscillation does not ocured.

要旨: 燃焼器内で発生する圧力振動は機器に悪影響を与えるのみならず、燃焼器外の人体に精神的な苦痛を与える。また燃焼器の重要な要素である燃焼特性を悪化させることある。そのため燃焼振動について多くの研究もなされ実践への対策処方も施されてきたが、振動発生メカニズムや発生条件といった根本的な因子から処方が考えられるという状況には至っておらず、燃焼器設計時に振動を回避する対策をたてることが出来ないのが現状である。ここでは著者が早大小泉研で共同研究を行ってきたものに加え、それと異なる形で発振すると考えられる燃焼器を製作し、基礎となる燃焼状態を測定したのでここに報告する。前者はバッフル型燃焼器で発生する燃焼振動は供給量変動へフィードバックして自動的に振動する。後者は旋回流燃焼器で発生した振動による発熱領域の位置変動による自動的に発振するものである。これら両者の自動発振メカニズムは発熱の速度または位置の変動が圧力変動に対して位相差が0のとき最大となる振動を発生するという共通点をもつことがわかった。

1. はじめに

工業燃焼装置は多くの場合ある程度の音を発生する。この音は燃焼現象と流体力学的な条件との組合せにより発生する圧力変動である。この音に関しては特定周波数をもたない燃焼騒音と毎秒数サイクルから数千サイクルにわたる圧力と流速の変動を伴う燃焼振動、および突

発的な圧力変動を伴う不安定燃焼と呼ばれるものがある。後2者は特に燃焼室形状と複雑な関係をもっているものでその音のレベルは極めて大きくなることがあり、燃焼効率の低下、安定燃焼範囲の狭域化、機器の耐用年数の激減などのみならず破損被害という事態にまで至る。また人体への精神的肉体的悪影響も大きい。

本論文では一連のフィードバック型の燃焼振動についての研究を報告する。従来多くの研究がこのフィードバック燃焼振動に関して報告されて来たが、振動メカニズムの燃焼状態との関連性に関して詳細な解明はなされていないのが現状である。ここでは研究が進行中であるバッフル型燃焼器から得た結果を記述するとともに旋回

* 機械工学科 専任講師

* Lecturer, Mechanical Engng. Division

** 学生

** Mechanical Engng. Division a graduate

*** 学生

*** Mechanical Engng. Division a graduate

型燃焼器における発生メカニズムを推論する。従来、多くの燃焼振動に関する研究では供給系への圧力フィードバックして、燃焼量変動として把握が多かったが、供給系へのフィードバックの行なわれない形での燃焼振動のメカニズムもあると考えた。それは燃焼反応領域が滞留領域に一致して Karman Vortex などの伴ない、Vortex breakdown などで生じる発熱位置変動、また高速ノズルを用いた燃焼器での燃料と空気が混合する位置での圧力変動による粒子速度変動から生起するものが考えられる。

これらのメカニズムを本論文第一報では発熱位置変動のみがあり発熱量変動が存在しないという単純な形で考え、どの程度の発振力を作り出し得るのか考察してみた。実際では、理想的に上述のように発熱量変動を伴わないということは稀であると考えられるが、できるだけ燃焼位置変動で発振すると思われる燃焼器を用いて実験を行なうことをこの研究の目的とする。

また、推論した発生メカニズムを証明するため重要となる燃焼状態について燃焼室内の温度、発熱量などへ因子を振動していない状態で測定した。推論の方法は研究が中途であるため強引な仮定を設けたが、供給量変動というフィードバック機構以外にも発生振動の自動条件があることがわかったのでここに報告する。

2. 従来の研究における燃焼量変動による発振のメカニズム

新しいメカニズムを唱起する前に従来の主流であった燃焼量変動のメカニズムに関する理論的取扱い、実験をバッフル型燃焼器を例にとり示す。今までの研究をまとめると燃焼量変動による温度変動が振動の発振力となることが基本的な見解である。この振動の周期は燃焼室を含んだ供給系における気体の運動方程式で決定される。この周期において Rayleigh の位相遅れをもった燃焼量変動がおこることで振動は自動的になる。この圧力振動を示す方程式は Thring²⁾³⁾, Mausz, Perthuis & Scélé⁴⁾, そして Frisch⁵⁾ らによってそれぞれの系で立てられている。

また、それぞれの理論からは自動振動の条件である。Rayleigh の条件式

$$\oint p'q' dt > 0 \quad (1)$$

が導びかれる。ここで p' は圧力変動成分、 q' は発熱変動成分である。本論文では従来の研究に振動仕事の概念を導入して Rayleigh の条件式の物理的意味と明確にすることにした。

以後の展開において $\bar{\cdot}$ は平均成分、 $\dot{\cdot}$ は変動成分を示

す。燃焼室内での発熱速度を \dot{Q} とし、比容積を v とすると、燃焼室全体でのエネルギーバランスは、単位重量当り

$$\dot{Q}_{in} + \dot{Q}_{ch} - \dot{Q}_{loss} - \dot{Q}_{out} = 0 \quad (2)$$

と簡単に表わされる。 \dot{Q}_{in} は流入ガスのエネルギー、 \dot{Q}_{out} は流出ガスのエネルギー、 \dot{Q}_{loss} は熱伝導、マサツ等によって失なわれるエネルギーである。式 (2) より実質の発熱速度は、

$$\dot{Q} = \dot{Q}_{ch} - \dot{Q}_{loss} = \frac{dh}{dt} - v \frac{dp}{dt} = \frac{du}{dt} + p \frac{dv}{dt} \quad (3)$$

となる。 u は内部エネルギー、 h はエンタルピを示す。変動成分と平均成分と分けて考えると

$$\bar{\dot{Q}} = \frac{d\bar{h}}{dt} - \bar{v} \frac{d\bar{p}}{dt}, \text{ or } = \frac{d\bar{u}}{dt} + \bar{p} \frac{d\bar{v}}{dt} \quad (4)$$

$$\dot{Q}' = \frac{dh'}{dt} - (\bar{v} + v') \frac{dp'}{dt} \text{ or } = \frac{du'}{dt} + (\bar{p} + p') \frac{dv'}{dt} \quad (5)$$

ここで全圧 \bar{p} に比較して p' が小さいと仮定する。つまり微小変動 ($p'/\bar{p} \approx 0$) では、各式の第 2 項の仕事が定圧仕事と考えられるために、

$$\dot{Q}' = \frac{dh'}{dt} \text{ or } = \frac{du'}{dt} + \bar{p} \frac{dv'}{dt} \quad (6)$$

となる。今、平均成分における仕事は定常仕事であり、熱エネルギーは、定常温度分布を形成するのみであるために、振動に対して仕事をするのではなく、振動の発振力は、変動成分のみで表わされる。変動成分における仕事は状態方程式 $Pv = RT$ を用いて、定圧下では、

$$\bar{p} \frac{dv'}{dt} = R \frac{dT'}{dt} \quad (7)$$

となる。振動において、気体の状態変化、特に圧力と比容積変化は周期性をもちサイクルを形成する。そのため 1 サイクルでなす仕事は、 $p dv$ を積分して

$$W = \oint p dv = \oint (\bar{p} + p') \frac{d(\bar{v} + v')}{dt} dt = \oint p' \frac{dv'}{dt} dt \quad (8)$$

と変動成分のみに帰着する。この式中で dv'/dt を式 (7) でおきかえ、 $dh' = c_p dT'$ を用いて式 (6) を代入すると

$$W = \oint \frac{R}{\bar{p}} p' \frac{dT'}{dt} dt = \oint \frac{R}{\bar{p}} \cdot p' \frac{1}{C_p} \dot{Q}' dt = \frac{R}{\bar{p} C_p} \oint p' \dot{Q}' dt \quad (9)$$

となり、Reyleigh の条件式が導びき出される。この仕事 W は、振動に与える仕事を示すが、式 (3) のように、発熱速度は燃焼量と損失熱量の差であり、燃焼熱がすべて仕事になるとは限らず、燃焼による加振エネルギーが、損失エネルギーよりも大なるときに、 W は発振力となり得る。つまり

$$\frac{R}{\bar{p} C_p} \oint p' \dot{Q}'_{en} dt > \frac{R}{\bar{p} C_p} \oint p' \dot{Q}'_{loss} dt \quad (10)$$

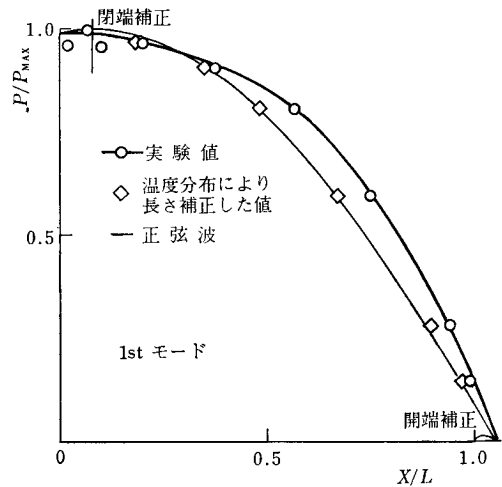
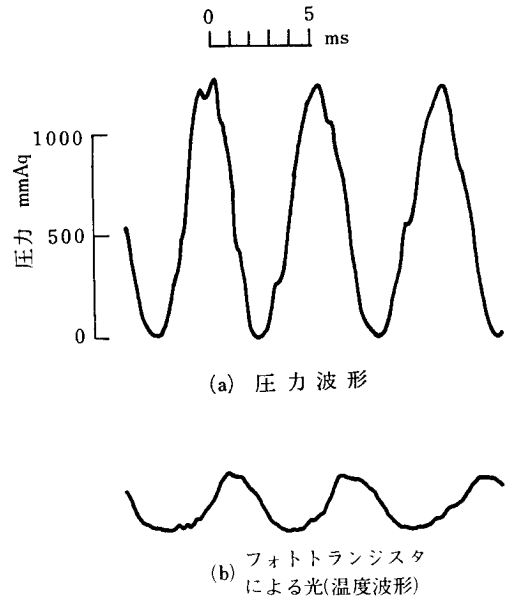
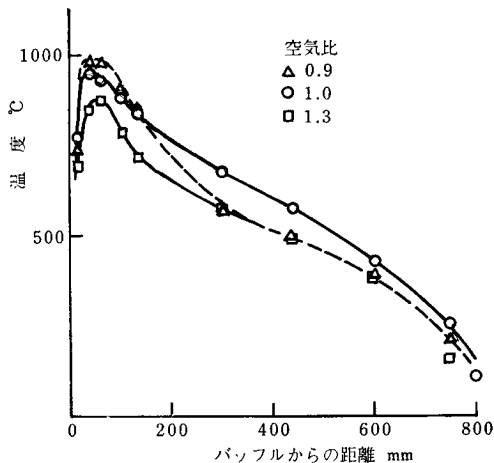
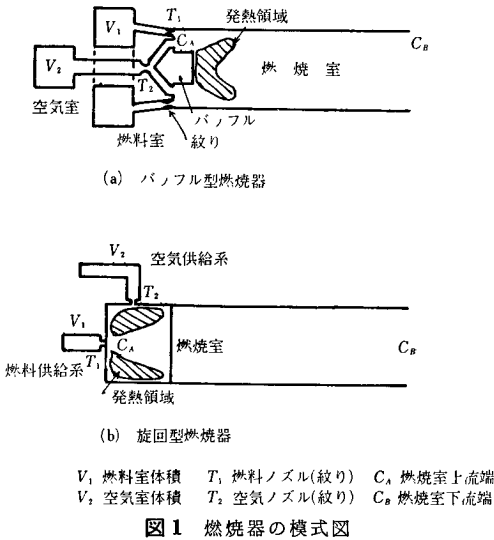
より

$$\frac{R}{\bar{p}C_p} \int p'Q'dt > 0 \quad (11)$$

が導かれる。これは式 (1) の Rayleigh の条件となるが、Rayleigh は仕事形で式 (11) を把握したわけではないが本論文ではこれを仕事と結びつけた。

3. バッフル型燃焼器での振動

バッフル型燃焼器の模式図を図 1-a に示す。図中の斜線部分が発熱領域である。この発熱領域は図 2 の平均温度分布に示されるようにバッフル後流 50mm までのところに集中している。振動燃焼での振動の発振力はこの領域より発生すると考える。また、この発振領域の圧力とフォトトランジスタで測定した温度波形は図 3 に示す形をとり、ともにほぼ正弦波で近似できる。温度の波形



は式 (6) で示されるように発熱速度の積分と比例値をとる。すると圧力波形、発熱速度波形は、図 4 によって

$$p = \bar{p} + p_m \cos(\pi x/2L) \sin \omega t \quad (12)$$

$$\dot{Q} = \bar{Q} + \dot{Q}_m(x) \sin(\omega t + \phi) \quad (13)$$

と表わせる。ここで、それぞれの変動分である第 2 項を式 (11) に代入して整理すると

$$W = \frac{R}{\bar{p}C_p} \int_0^L p_m \cos \frac{\pi}{2L} x \sin \omega t \dot{Q}_m(x) \sin(\omega t + \phi) dx dt$$

$$= \frac{R}{\bar{p}C_p} \cdot p_m \tilde{Q}_m \frac{2L}{\omega} \cos \phi \quad (14)$$

となる。ここで \tilde{Q}_m は燃焼室内平均発熱速度、 L は燃

燃焼長さである。これより同位相 ($\cos \phi = 1.0$) のときに発振力が最大になることがわかる。

ここで示した発熱速度と圧力変動の位相差 ϕ は、次のように考えられる。図 1 (a) において、燃料室 V_1 と空気室 V_2 中の圧力変動はきわめて小さく燃焼室との間にある絞り T_1, T_2 の両端の差圧は燃焼室内の圧力変動分だけ変動する。この差圧変動により流量変動がおこる。この流量は燃料室または空気室において運動方程式を解くことより求められる。絞りを流れる流量を $g = \bar{g} + g'$ と平均成分と変動成分に分けると、平均成分はベルヌーイの定理より、流量係数 α を用いて

$$\text{平均成分 } \bar{g} = A_T \alpha \sqrt{\frac{2(\bar{p}_T - \bar{p}_{CA})}{\rho}} \quad (15)$$

変動成分は非定常の運動量保存則を用いて

$$\text{変動成分 } \frac{d}{dt} g' = \frac{A_T(p'_{CA} - p_T')}{\rho l_T} - \frac{R_p}{\rho l_T} g' \quad (16)$$

と表わせる。ここで g は体積流量、 l_T は絞りの長さ、 R_p は管摩擦を流速の 1 次比例するという微小近似における運動量損失係数である。各室の気体の重量を G とすると、各室内の圧力 P_T を用いて、式 (16) と同じ表現で表わせる。各室内を等温変化として

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\dot{G}}{dt} = \frac{d\dot{g}_{in}}{dt} - \frac{dg'}{dt} = \frac{V_T}{\bar{p}_T} \frac{dp_T'}{dt} \quad (17)$$

となる。各室に送りこまれる流量 \dot{g}_{in} の時間的変動はないとすると式 (17) の右辺は式 (9) の右辺の符号をかえたものに等しい。つまり

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\dot{G}}{dt} = -\frac{dg'}{dt} = \frac{A(p'_{CA} - p_T')}{l_T} = \frac{V_T}{\bar{p}_T} \frac{dp_T'}{dt} \quad (18)$$

ここで $p'_{CA} \gg p_T'$ であるので、これを用いて式 (16) (17) を解くと q' の変化と R_p の値を実験より求めた p_T' の変動を用いて求めることができる。 R_p は p'_{CA} と p_T' の位相差に関係してくる。この解いた結果を図 5 に示す。ここで p'_{CA} と p_T' の位相差は式 (16), (17) を整理して運動方程式を作ると

$$\rho l_T \frac{d^2}{dt^2} g' + R_p \frac{d}{dt} g' = A_T \frac{dp'_{CA}}{dt} \quad (19)$$

この式に、式 (18) より近似した式

$$\frac{A_T}{l_T} p_{CA} = \frac{V_T}{\bar{p}_T} \frac{dp_T'}{dt}$$

を代入して p'_{CA} と p_T' の位相差を調べると、位相差 ϕ は、 p_{CA} に対して

$$\phi = \tan^{-1} \left(-\frac{R_p}{\rho l_T \omega} \right)$$

だけ遅れる。ここで ρl_T は供給絞り内のガスの質量を表わし、非常に小さいため $\phi \approx -\pi/2$ となる。この位相差は、実験によるもの (図 5) とよく一致するため、流量

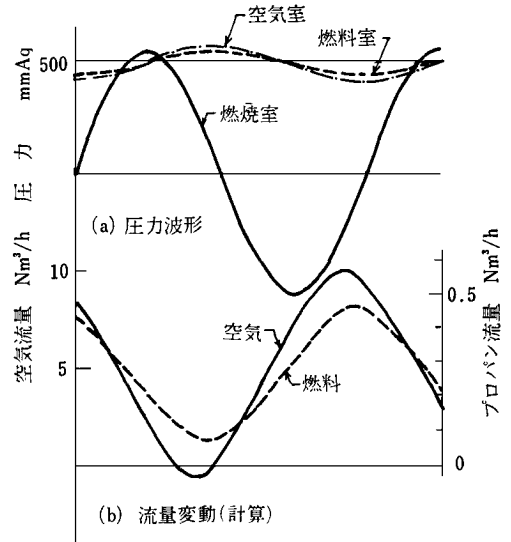


図 5 流量変動 (計算値)

q' の変化を知ることができる。

流量変動が発熱量変動にかわるまでには、絞りからバッフル後流部へ流れる時間と、発熱領域に入ってから発熱 (燃焼) するまでの着火遅れの 2 つが存在する。この 2 つの応答遅れ時間によって圧力変動 p'_{CA} と発熱変動 \dot{Q}' がほぼ同位相となる¹⁾。そのために式 (14) で示した $\cos \phi$ が 1 に近くなり振動に与えるエネルギーが最大となって自発的に振動する。文献 (1) において筆者らは前者を供給遅れと呼び、試算して実験をよく説明できるに至ったが、測定によって確める必要性を残している。

4. 発振の大きさと圧力振幅の決定条件

式 (10) において、左辺では圧力変動に伴って供給量が変動し、その結果として発熱変動を大きくする。 p' と Q' の位相差は実験においてほとんど変化しないために左辺は発散する不安定項となる。しかし、右辺において圧力振幅が大となれば次に示すような Q'_{loss} は大きくなり、不安定条件を改善する形となる。実験において振幅はほぼ一定であるため、式 (11) で与えられる発振力は損失のエネルギーとほぼ釣り合っていなければならないことになる。損失は主として次のものが考えられる。

- (1) 壁面からの熱損失
- (2) 燃焼室開端からのエネルギーの散逸
- (3) 管摩擦による力学エネルギー損失

熱損失については、前項の Q'_{loss} に含めて考慮したのでここでは上の (2), (3) について考える。音のエネルギーの散逸量については、測定されていないため見積る

こととする。管の開口端において速度変動は腹となり、その腹は開口端よりもわずかに外にある。(開口裂補正)その量はほぼ $0.3a$ (a は燃焼室直径) であり、粒子の変動距離よりも十分に大きくなってしまいうため開口端でのエネルギー損失は、管端においてはかなり大きくなると思われる。しかし十分に管端におけるエネルギー損失はどのような形で表わされるかは不明である。散逸して損失するエネルギーが圧力振幅の2乗に比例すると考えることができるが、これは管内の振動エネルギーに比例した損失となり、式(11)も同様の特性をもつために圧力振幅を決定する要因にはなり得ない。管摩擦による力学的エネルギー損失は文献(8)に示してある数値からみると管摩擦を10倍に見積っても圧力振幅には 10^{-3} 程度の減少となるだけなので管摩擦による振幅減少は無視でき

と思われる。そこで筆者の1人は図5に示すように逆流を生じる時間幅に圧力振幅の決定要因があると考えた。

逆流を生じないほど圧力振幅が小さいときには、発振力が散逸エネルギーよりも大なため圧力振幅は増大してゆくが、(図6-a) 圧力振幅が大となると逆流領域が表われて式(11)中の Q' の値に変化を及ぼすようになる。さらに圧力振幅が増すと逆流によって燃焼は断続的となり、圧力変動との位相が増大することになり、式(11)の発振力は小さくなる。(図6-b, c) 定性的な推論は以上の如くであるが、実験的に確めるのは今後の課題にした

5. 発熱位置変動形の発振メカニズム

以上のべたことが従来の発振メカニズムの主流をなす考え方であるが、同じフィードバック振動でも供給系までフィードバックしない形のものもあることを本論文は指摘している。

後節でのべる施回型燃焼器において、供給圧力が変動圧力に比較して大きいために供給側へフィードバックする圧力は無視できほほ定量供給していると考えられる。この場合、発熱領域の圧力分布に対する位置が周期的に変動することから振動が自動的に継続するための仕事を作り出される。発熱領域の移動は、次のような場合に考えられる。施回をかけた火災において、火災の中心が圧力の腹の部分になく、相当大きな粒子速度変動をもつ場所にある場合や、燃焼室内圧力の変動に伴って流れのパターンが変動する場合が考えられる。また、燃料の供給に対するフィードバックは無視できても、空気供給に対するフィードバックが無視できないほど大きい場合で、供給口よりかなり後流で燃焼が安定化し、供給遅れが十分に大きく、供給量変動が燃焼領域に至る間に緩和されてしまい、燃焼領域内の発熱変動はなくても、供給速度の変動による火災位置の移動がある場合にも以下の理論は適用され得る。

このような状況下において圧力波形と発熱領域の関係を図7に示す。そして次の仮定を設ける。

(i) 燃焼による発熱領域は管断面に一様とし、その長さは $2y$ とする。この領域内での発熱強さは Q で一定と考える。

(ii) 発振中の管内の圧力分布の温度分布によるゆがみは小さいとし、圧力波形は正弦波で表わせるとすると

$$p(t, x) = p_m \cos\left(\frac{n\pi}{2L}x\right) \sin \omega t \quad (20)$$

と表わせる。

(iii) 発熱領域の中心は X_0 として、 X_0 が時間変動する周期は圧力の変動周期と同じで位相差 ϕ をもって

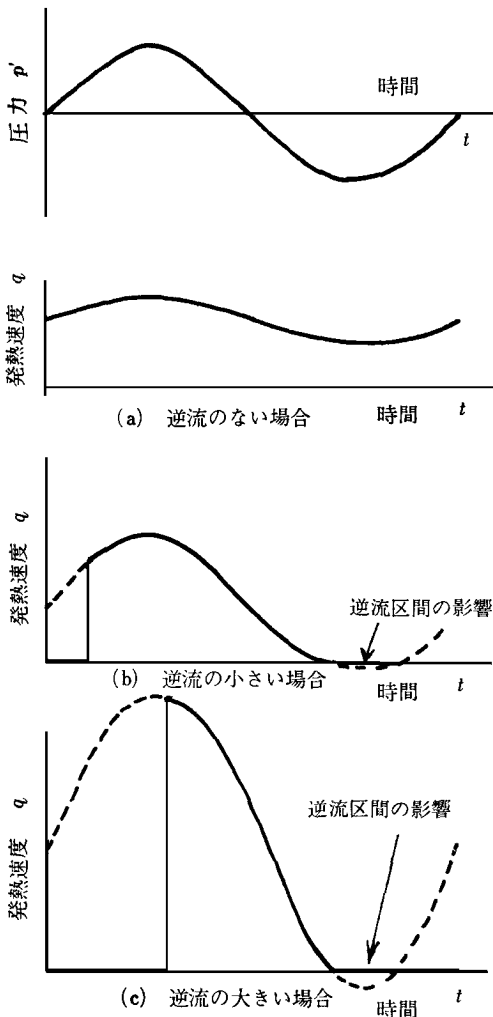


図6 p' と q' の関係

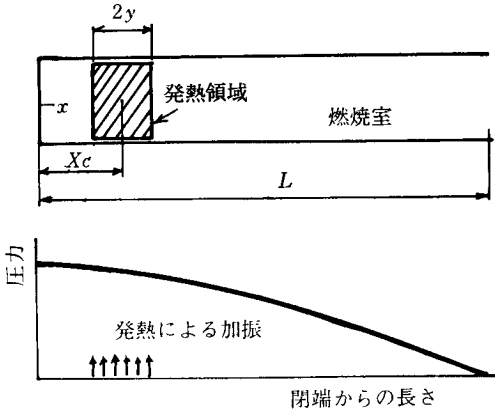


図7 発熱領域と圧力の関係

いる。また発熱領域の巾は時間的には変化しないとす

$$X_c = l + s \cdot \sin(\omega t + \phi) \quad (21)$$

(iv) 仮定1に関係するが、施回流による半径方向及び角方向の圧力、発熱速度分布は無視し、断面平均化して1次元で扱う。(この仮定により局所負荷が平均化され小さくなるため、実際より仕事量が小さくなるという危険がある。)

以上の仮定より、1サイクル当りの仕事量は式(9)と同じにして求められる。

$$W = \frac{R}{\bar{p}C_p} \int_0^L Q(x)p(t, x)dxdt$$

発熱領域は $(X_c - y, X_c + y)$ であるので

$$W = \frac{R}{\bar{p}C_p} \int_{X_c - y}^{X_c + y} \dot{Q} p_m \cos \frac{n\pi}{2L} x \sin \omega t dx dt \quad (22)$$

と表わせる。ここで $s^* = \frac{\pi}{2L} s, l^* = \frac{\pi}{L2} l$ として整理して

$$W = -\frac{R\dot{Q}}{\bar{p}C_p} p_m \frac{\pi L}{n\omega} \sin \frac{n\pi y}{2L} \left[-s^* l^* + \frac{s^* l^{*3}}{6} + \frac{s^{*3} l^*}{8} - \left(\frac{s^* l^{*5}}{120} + \frac{s^{*3} l^{*3}}{48} - \frac{s^* l^{*5}}{192} \right) + \dots \right] \cos \phi \quad (23)$$

ここで n は振動のモードを示す。 $(n=1, 2, \dots)$ s^*, l^* はともに1より十分小さいため、高次の項を省略すると

$$W = \frac{R\dot{Q}}{\bar{p}C_p} \cdot p_m \cdot \frac{\pi L}{n\omega} \sin \frac{n\pi y}{2L} \cdot s^* l^* \quad (23)'$$

この式からもわかるように発熱領域の動きが振動の原動力となって、その大きさは位相差0のときが最大となる。ここで式(9)と式(23)'を比較すると、

$$\frac{2L}{\omega} q_m \leftrightarrow \frac{\pi L}{n\omega} \sin \frac{n\pi y}{2L} s^* l^* \dot{Q} \quad (24)$$

という対応となり、同じ発振力を得るためには、発熱速度の比は、 $q_m/\dot{Q} = 10^{-1} \sim 10^{-4}$ であり、発熱領域の移動で

の発振力は小さい。また、圧力変動と同じ周期をもつ発熱領域の移動だけではなく、乱れに伴う移動も存在するために多くの倍音の重なった形での圧力変動をするものと予測される。

従来、報告されている燃焼振動の状態を高速度写真で観察したうえで、⁷⁾ 発熱位置振動のみで発振力が得られているとして、その発振力と、燃焼量移動形の発振力を比較すると、次のようになる。この場合、圧力振幅は測定されていないので、示されている結果より比較関係が成り立つとして計算したものである。

発熱量変動型 15900Kcal/m³s

発熱位置変動型 1200Kcal/m³s

上の数値は $s^* = l^* = y^* = 0.288, \dot{Q} = 15900 \text{Kcal/m}^3 \text{s} q_m' = \dot{Q}/2$ として算出した。

6. 実験方法と装置

バッフル型燃焼器の詳細な装置は既報¹⁾による。ここでは施回を伴う燃焼を作り出すため図8に示すようなタイプのタンジェンシャルな供給口を4つもった燃焼器を製作した。これはバッフル型に比較して位置変動により作り出される燃焼振動の仕事が大きいと思われる型である。図8で、供給用ノズルは圧力フィードバックを避けるためできるだけ細く(2.5mm²)作り供給圧力を0.4atgと高く設定した。空気・プロパンはそれぞれ図9に示すようにオリフィス流量計で計量されて燃焼器に供給される。図8のAより空気を、Bより市販プロパンガスを燃料として供給する。

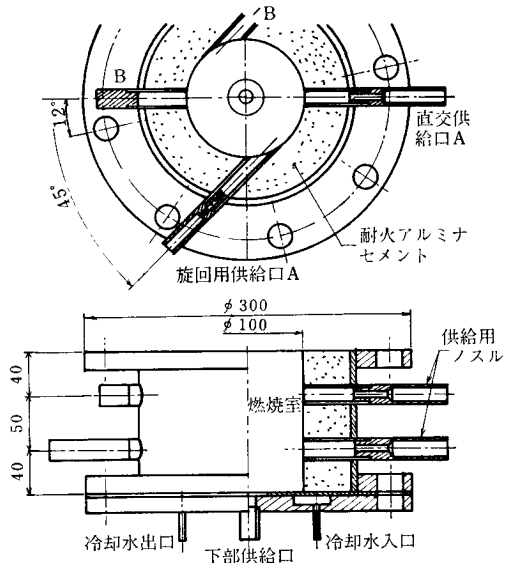


図8 燃焼器

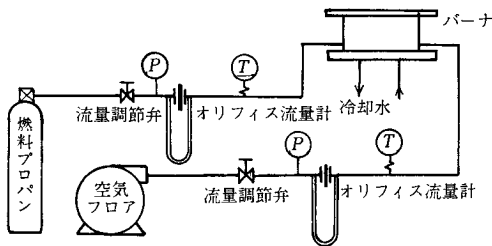


図 9 燃焼装置の系

燃焼室内では、温度を熱電対 (C. A. 0.3mm^φ)、流速 (1.5mm^φ ピトー管)、燃焼生成物成分濃度をカンプリングプローブを採取したガスをガスフロマトグラフ (島津製作所製 GC-6A, モレキュラシーブ, 活性炭をそれぞれカラムにつめてある。) を用いて分析した。燃焼器の仕様は表 1 に示す通りである。燃焼室熱負荷の大きい程発生する振動は大きいため高負荷燃焼器としてある。また空気と燃料との混合をよくするため施回流を採用した。施回流の強さはノズル径と供給圧力を変化させることにより変化できるようにしてある。

表 1 燃焼装置の仕様

| 項 目 | 仕 様 |
|--------|---|
| サイズ | 100φ×130 |
| 標準熱負荷 | 2×10 ⁷ kcal/m ³ h |
| 空気流入方法 | 直交噴入もしくは接線方向し噴入 |
| 燃料流入方法 | 接線方向もしくは軸方向に噴入 |
| 空気ノズル | 6φ×2孔 |
| 燃料ノズル | 2.5φ×1孔 |
| 形 状 | 円柱形・外部大気開放 |

本論文では実験は、発熱量分布を知るために燃料室内の流れの模様、成分濃度を詳細に測定する必要を生じた。そのため、振動をもたらさず燃焼管をとりはずして移動装置、センサ類をもって測定した。

7. 燃焼特性 (旋回燃焼器)

燃焼特性を概略的に把握するため図10に示すように移動装置、センサ類を使用して温度、ガス組成、流速の測定を行なった。なお燃料の組成は表2に示す。

7-1 温度分布

振動燃焼させるためには、バーナ下流部に管形燃焼室を接続させる。そのため管形燃焼室なしで大気開放にした場合では、流れの模様やガス組成に変化を生じるが、大気開放にした場合と管形燃焼器を取り付けた場合の差は、従来報告されている文献より差の移度を見積ること

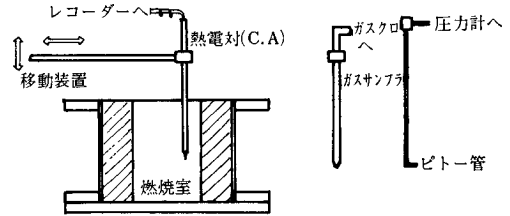


図 10 測定装置

表 2 燃料の成分

| 成 分 | 濃度 vol% |
|-------|---------|
| 窒素 | 4.1 |
| メタン | 0.3 |
| エタン | — |
| エチレン | — |
| プロパン | 90.2 |
| プロピレン | 1.0 |
| i ブタン | 2.6 |
| n ブタン | 1.8 |
| C | 291.5 |
| H | 772.8 |
| H/C | 2.561 |

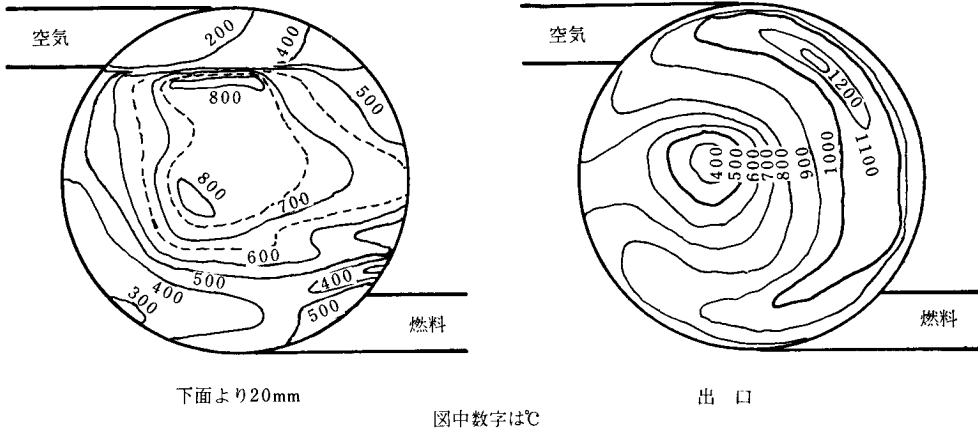
ができることと、燃焼領域には大きな変化をもたらさないと考えられるので、センサ類を挿入し易い短い大気開放型での測定を行なった。温度分布は太さ 8mm^φ のステンレス管の先端より 0.3mm^φ の C. A. 熱電対接点を 20mm 出し、ステンレス管の影響をできるだけ受けないように配慮した。測定結果は放射等の補正はせずに起電力より温度に換算して図 11 の a, b に示した。

7-2 流れのパターンと流速

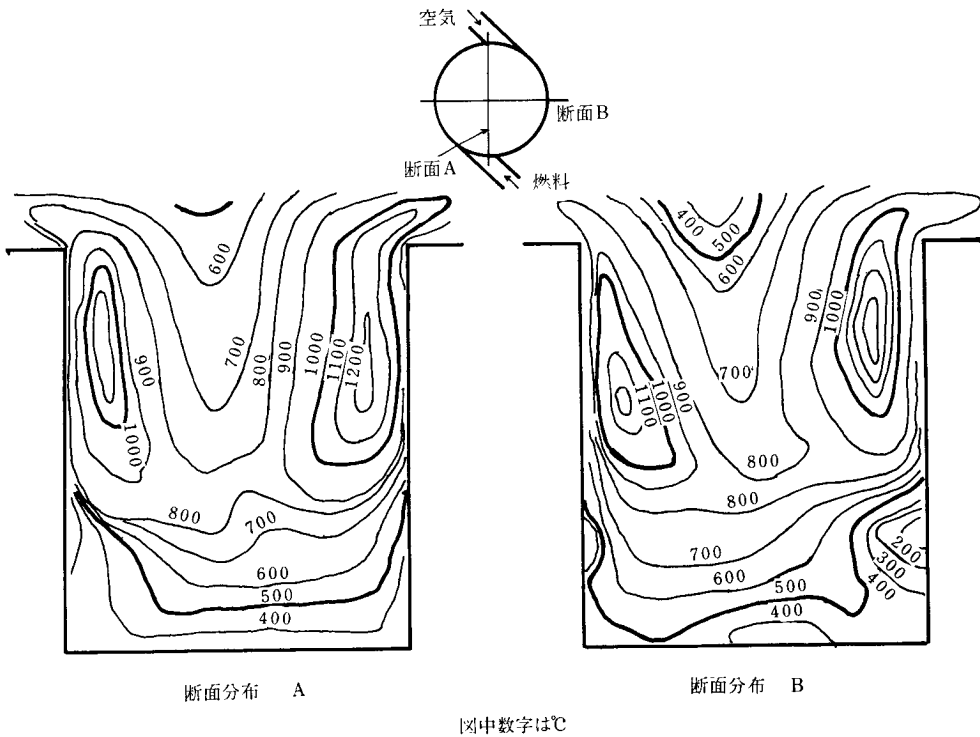
流れの様子は非燃焼時でないといふと把みにくいので、仮定の燃料を空気におきかえて非燃焼状態においてストリーマ法によって流れの向きを測定し、ピトー管を流れに平行に向けるようにして流速を測定した。測定の結果を図 12 に示す。図 12 (b) に示すように中心部分に非常に大きな逆流域をもった強い施回流となっている。施回流速の最も大きな所は管壁より 10~15mm の所に位置し、温度分布での最高温度の位置と一致し、混合のよい所となる。

7-3 濃度分布

先端に細孔を設けたステンレス管 (外径 8mm, 内径 6mm, 先端部孔径 2mm) によりガス採取を行ない、モレキュラシーブ、活性炭をカラム充填剤としたがスクロマトグラフで濃度分析を行なった。(図 13) のこの濃度分析結果より燃料濃度換算値と燃焼効率をそれぞれ次の



図中数字は℃
 図 11 (a) 温度分布 (軸と直角な断面)



図中数字は℃
 図 11 (b) 温度分布 (軸を含む平面)

式で求めた。

$$m = 0.2633 \times$$

$$\frac{[\text{CO}] + [\text{CO}_2] + [\text{CH}_4] + 2\{[\text{C}_2\text{H}_6] + [\text{C}_2\text{H}_4]\} + 3[\text{C}_3\text{H}_8]}{[\text{N}_2]} \quad (25)$$

$$\eta_0 = \{488.6(m - [\text{C}_3\text{H}_8]) + 57.8[\text{H}_2] + 67.6[\text{CO}] + 191.8[\text{CH}_4]\} \frac{1}{488.6 m} \quad (26)$$

理論混合比では $m = 0.0416$ になる。これらの結果を図14に示す。これらの図より燃焼効率と燃料濃度換算値の積を流線の上で距離で微分し、その結果に流速をかけたもの、すなわち

$$u \frac{d(m\eta_0)}{dx} \Big|_{\text{流線上}} \quad (27)$$

が発熱速度を表すので、この発熱速度の大きな領域を

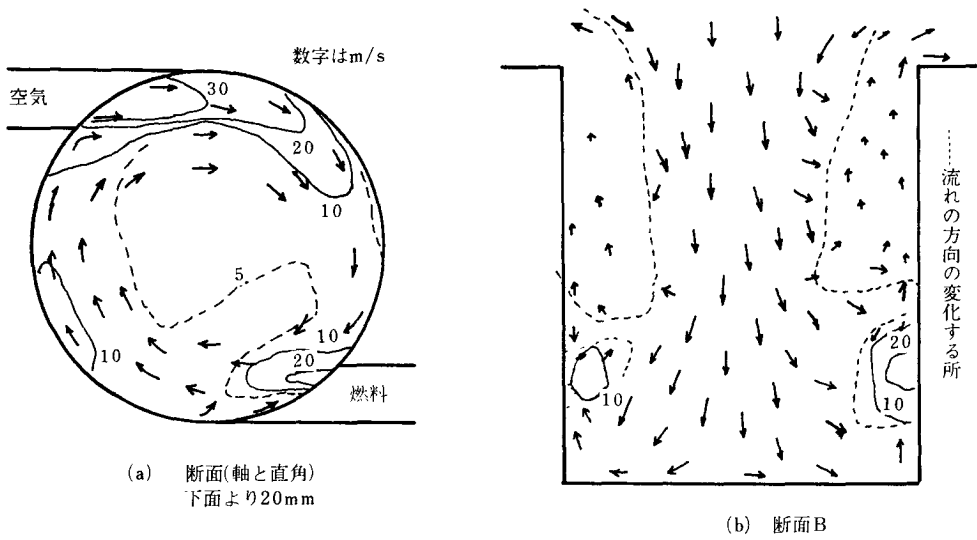


図12 流速分布

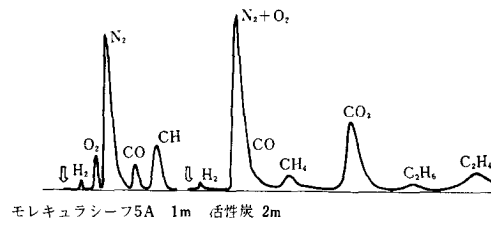


図13 ガスクロマトグラフ出力例

図中数字は燃料濃度%

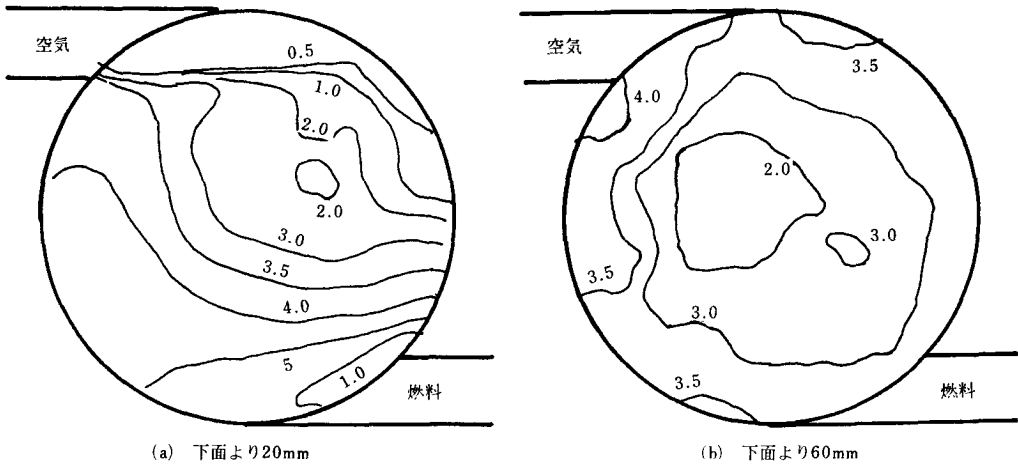


図14 濃度分布 (軸と直角な断面)

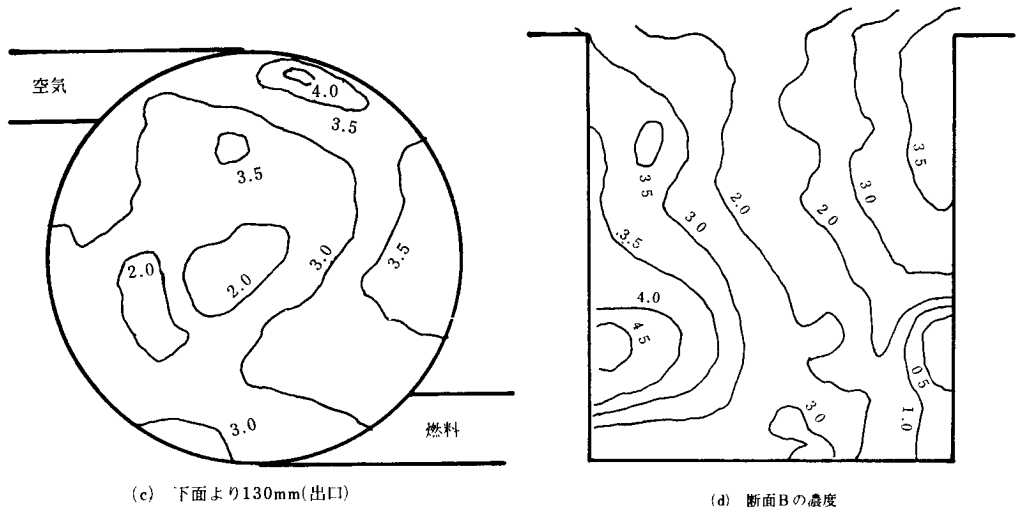


図 14 濃度分布

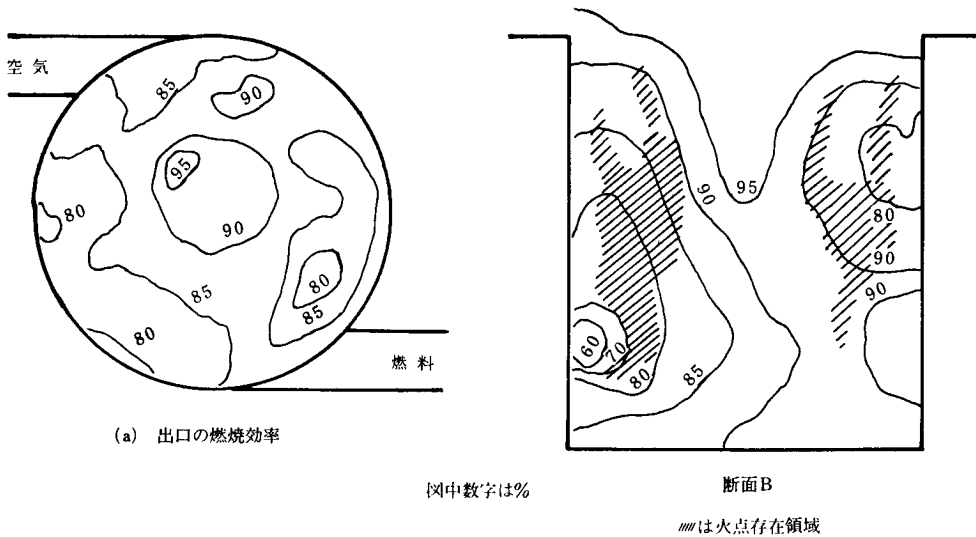


図 15 燃焼効率分布

発熱領域として図15上に斜線で示した。

ここで非燃焼時の流れの様様，下流側に管のない大気開放型であるという点は実際の振動燃焼時とは異なるが実際の振動燃焼時とそれほど異ならないという仮定のもとで求めたものであり，今後振動燃焼時にすべての測定を行ないたいと考えている。ここでは，発熱領域の定め方を示すにとどめる。また振動との関係は前節で推論したのみであるが，この後につづく連報で確めてゆく。

8. 結論とまとめ

以上の推論と実験により次のことがまとまる。

(i) フィードバック型の振動燃焼において，供給量へフィードバックするタイプと燃焼室内で発熱領域へフィードバックするタイプがあり，どちらも発熱速度変動・発熱位置変動と圧力変動の位相差の余弦 $\cos\phi$ に比例して発振の仕事量が定まる。

(ii) 発熱量の位置的变化は流速と流線，及びガス分析結果より求められ，時間的变化は温度変動より求められる。また，いくつかの推論を立てた。

(i) 発振のレベルは供給量が逆流することになる仕事量の変化で定まると思われる。(バッフル型)

(ii) 施回型のこの燃焼器では発熱位置変動で仕事量が

出されるがその量は供給量変動型に比較して極めて小であると思われる。しかし逆流現象がないため振幅はそれほど小さくないものと思われる。

9. おわりに

本実験に当たり、データの処理は本学電算機センターのFACOM230-28を使用した。またバツフル型燃焼器の部分については、早稲田大学機械工学科の小泉研究室で行なったもので、小泉睦男教授をはじめ、当時大学院生であった佐藤昭夫、山田与一君に感謝の意を表します。

記号

- A: 燃焼室断面積 m^2
 C_p : 比熱 J/kgK
 G : 重量 kg
 \dot{G} : 重量流量 kg/s
 H_{ca} : 化学エンタルピ J/kg
 L : 燃焼室長さ m
 m : 換算燃料濃度 m^3/m^3
 \bar{p} : 平均圧力 P_a
 p' : 変動圧力 P_a
 p'_m : 変動圧力振幅 P_a
 p_{ca} : 燃焼室上流端圧力 P_a
 p_r : 空気室圧力 P_a
 \dot{Q} : 発熱速度 J/kgs or J/kgm²s

- \dot{q}_m : 発熱速度巾
 R : ガス定数 J/kgK
 T_0 : ガス温度 (流入) K
 T_i : 損失なしとした温度
 T_{out} : 流出ガス温度 K
 t : 時間 s
 x : 軸方向距離 m
 V_i : 空気室 (燃料室) の体積
 W : 仕事量 J/m²
 ϕ : 位相
 ω : 周波数 rad/s
 ρ : 密度 kg/m³
 τ : 周期 s

参 照 文 献

- 1) 佐藤, 小泉, 岸本 機構論 No. 774-14 (昭52-11), 88
- 2) Thring, M. W. 7 th Symp. (Intern.) on Comb. (1959), 659
- 3) Fritsch W.H. Oilfeur Tech., No. 8 p. 4: No. 9, p. 16 (1957)
- 4) Mauss, F, Perthuis, E. and Sali, B, 10th Symp. (Intern.) on Comb (1965), 1241
- 5) Thring, M.W, 12 th Symp. (Intern.) on Comb. (1969), 163
- 6) Patnum, A. A. Ccombustion Driven Oscillations in Industry, Elsevier (1971)
- 7) 鴨志田他 機構論No. 770-13(昭51-11)
- 8) 田中, 嶋本, 永井, 機構論, **43**. 372 (昭52-8), 3078