なくすべて底板からたい積が始まっているように思われるからである。なおノズル周壁全面を間接冷却にしたのは別に深い理由はない。この方法がいちおう確実な冷却法だと考えたからである。

(3) ノズルの概略図は付図1のとおりである。簡単な構造であるから第15図または第17図の写真と照合下さい。試験炉のノズルの場合、冷却空気は連結ピン部から導入されている。

662.612.32:536.46:534-13

速度フィードバック形振動燃焼について*

西 村 肇**

On Velocity Feedback Combustion Oscillation

by Hajime NISHIMURA

Low frequency oscillation encountered in combustion system involving entrance resistance, exit resistance and capacity, was studied experimentally as well as theoretically and its nature was clarified.

Various factors influencing on the frequency and the amplitude of oscillation, for example, entrance and exit resistance, capacity, shape of burner and its position, were examined experimentally and from these results the author concludes that this oscillation is nothing other than velocity feedback self exciting oscillation. And then, a photographic investigation has shown that the principal mechanism of the oscillation lies in the interaction of turbulence generation and heat generation.

In theoretical investigation, hypothesis was raised on the detailed mechanism of the above interaction; the hypothesis was combined with the equation of unsteady aerothermo-chemistry, so as to yield "velocity transfer function of combustion tube". This transfer function was used to examine the possibility of generation of self exciting oscillation in the system. The theory compares qualitatively well with experimental results.

1. 序 論

ロケットやジェットエンジンの燃焼器内でおこる振動燃焼としては、スクリーチ、オルガンパイプなどの音響共鳴振動のほかに数〜数十サイクルでおこる非音響的な振動が知られている。本論文の対象は非音響的な低周波振動燃焼である。

1.1 研究の動機と目的 このような低周波振動燃焼は火炎を不安定にし、吹消えの原因になると考えられている。以前筆者らが第1図のような装置でラムジェットの燃焼試験を行っていた時も、このような振動がおこって火炎の安定範囲がいちじるしくせまくなった。ところが同じ燃焼器を他の試験装置で試験すると、同じ条件では振動しないことがわかった。また振動する場合に、燃焼器の手前に絞り抵抗をおくと振動をとめることができた。これらのことから、この振動は燃焼器に固有のものでなく、整流器、入口出口の

抵抗をふくめた系全体が関与するものであることを知る。それならば、一つの系でおこる振動の結果と他の系での結果、特に地上試験での結果と実機の飛行状態での結果にはどんな関連があるのか、それに答えるのが本研究の一つの目的であった。その後しらべてゆくとボイラでも似たような現象があることを知った。どちらも入口出口の抵抗が振動に影響することは共通である。

1.2 既応の研究 振動燃焼を自励振動とみる立場よりすれば、発熱量の変動が圧力、速度の変動をひきおこし、圧力、速度の変動が発熱量の変動をひきお

第1図 燃焼試験装置

* 昭和38年4月1日 第40期通常総会講演会において論文講演として講演、原稿受付 昭和37年11月30日。

** 正員、東京大学工学部(東京都文京区本富士町1)。

こすというフィードバックループが形成されているはずである。このうち発熱量変動の結果としての圧力、速度を求めることは、非定常空気力学の問題だから原理的には解決している。ところが圧力、速度変動の結果として発熱量の変動を知る問題は、燃焼の複雑なメカニズムが介在しているためほとんどわかっていない。現在までに提案されたメカニズムのうち定式化されているものは、「圧力変動によって燃料流量⁽¹⁾または空気流量⁽²⁾が変動する結果、時間おくれをへて発熱量が変動する」という場合である。しかしこれでは燃料噴射圧が大きい時、または空気過剰の時は振動しないことになる。このほか、定量的に論ぜられたものとしては、ブンゼンコーンの面積の変化を考えたもの⁽³⁾もあるが、実際の系とはほど遠いと思われる。さらに推論としては、vortex shedding とか境界層の周期的はくりという考え⁽⁴⁾もあるが、少ない実験結果をもとにしており推測の域をでていない。速度変動は炎の形状に直接影響するから、発熱量変動の有力なメカニズムを形成すると想像されるが、このことを明白にのべた文献は少なく、それを理論化した研究はない。一つ関係があると思われるのは Michelson の研究⁽⁵⁾で、分子拡散でひろがる噴流に直角方向に音響場の速度振動がくわった時の混合比の変化を論じている。

本論文ではまず実験によって速度変動が発熱量変動の主因であることを示し、次にその具体的メカニズムを論じ、それにもとづいて理論をたて、それが諸種の実験結果をよく説明することを示す。

2. 記 号

mmAl: アルコール液柱を用いた圧力単位

A : 断面積

$\dot{B}$: 体積流量 m^3/s または体積発生率[(4)式参照]

C : 等価容量 (1)式

0: 遠心送風機 (吐出し圧 1.3 ata), 1: 容量タンク, 2: 導入部, 3: 燃焼管, 4: 入口絞り, 5: 出口絞り, 6: バーナノズル, 7: 圧力ピックアップ, 8: 熱線風速計, 9: 熱電対, 10: 記録計

第2図 実験装置

$C100$: タンクの記号

K : 炎の感度 (12)式

k : (24)式

L : 燃焼筒長さ

$N1$: バーナノズル記号

ΔP : 抵抗両端の圧力差

$\dot{Q}$: 熱発生率

R : 等価抵抗 (1)式

T_b : 燃焼一次おくれ (12)式

Γ : (20)式

A : $A = \omega CR_2$

振動する量については大文字は平均値、小文字は変動値、添字は 1: 燃焼筒入口, 2: 燃焼筒出口, A : 外周空気, F : 燃料噴流。

3. 実 験

3.1 経験的事実 低周波振動燃焼に関する種々の経験から基本的共通的なことがらを抽出すると、

1) 出口を絞るほど振動しやすく、入口を絞れば減衰する (ただしボイラでは入口抵抗をへらして減衰した例もある)。

2) 燃料空気比の大きい時おきやすい。炎が長くて出口の壁に接するような時おきやすい。不完全燃焼と振動が多くの場合同時に観測される。バーナの形、炎の広がり角が影響する。ただし、これらの経験法則はせまい範囲の実験からえられたもので相矛盾する結論もあり、変数をひろくかえた実験が必要である。

3.2 実験装置 3.2.1 実験装置 概要は第2

図に示す。主要部は、拡散炎の燃焼筒と、その前後に付着した入口絞り、出口絞りおよび容量タンクであって、これらはすべてその特性をかえられるようになっている。

内径 95 mm の導入部につづく燃焼管は、内径 95 mm、長さ 1m のパイレックスガラス管で、その中心線上の任意の位置に、バーナノズルをおくことができる。バーナノズルは第3図に示す3種類にとりかえた。入口および出口の絞りはそれぞれバタフライ弁および可動円すい形ノズルであって、絞り面積を連続的に変えられる。またそれらを電動機駆動して流れに強

第3図 バーナノズル

制的に振動をあたえることもできる。容量タンクは3種にとりかえたが、それらの容量、およびそれを取りつけた時のヘルムホルツ振動数を第1表に示す。

3.2.2 計測 変動圧力はコンデンサ形 PU により、変動流速は熱線風速計ではかった。温度は平均値は熱電対、変動値は熱線風速計によって測定した。特別の場合のほか、圧力測定は容量タンク、流速測定はバーナノズル直前位置でおこなった。

3.2.3 実験条件 空気、燃料ともに供給圧力はつねに 1.3 kg/cm^2 にたもち、振動がおこっても流量が変動しないようにした。燃料配管は細い管にガラスウールをつめ、抵抗大きく、かつ容量をもたぬようにした。燃料は水素をもちいた。他の燃料では振動がはげしくなると吹消えてしまって持続的振動がえられないからである。

3.3 主要な実験結果とその考察 **3.3.1 低周波振動燃焼の種類とその存在範囲** 実験の結果から低周波振動は1種類でなく、数種類あることがわかった。パラメータを連続的にかえて実験してゆくと振動数が不連続に変化することから2種類の振動を区別できる。このように簡単に発見され区別されただけでも4種類の振動がある。それらを $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ 振動と名づけて特性をしるすと、

α 振動: 出口を開くほど振動が強くなる。振動数は流速に無関係に一定で系のヘルムホルツ固有振動数に一致する。存在範囲は空気流速、燃料流量ともに小さい所であって、圧力振動の振幅は他の振動にくらべ小さい(数 mmAl)。

β, γ, δ 振動: これらは出口絞った時におこる振動

第1表 容量タンクの特性

記 号	容 量 l	ヘルムホルツ固有振動数(実験値) c/s
C 50	50	12.5
C100	100	9.5
C200	200	6.3

第4図 振動の存在範囲と圧力振幅等高線図

であって、その存在範囲は隣接している。第4図に存在範囲を示す圧力振幅等高線図の一例を示し、第5図に同じ場合で、燃料一定で速度だけをかえた時の振動数の変化を示す。 $\beta \rightarrow \gamma, \gamma \rightarrow \delta$ の転移線は、出口絞りバーナ形状によって変わってくるが、一般的傾向としては、

β 振動: 流速がひくく、炎が上側の壁をなめる状態でおこる。たとえばバーナを少し上向きにするとおこりやすい。浮力の影響がはいった振動と考えられる。

γ 振動: 存在範囲もっとも広く、振動数もっとも低く、振幅もっとも大きい。

δ 振動: 燃焼部の長さが 0.5 m の時におこった。振動数はヘルムホルツ固有振動とオルガンパイプ固有振動の間である。

本研究は低周波非共鳴振動燃焼の代表的なものとして γ 振動を研究の対象にした。

3.3.2 振動の波形 (1) 圧力波形(第6図参照):

圧力波形はおおよそ正弦波的である。振動限界以外では振動は規則正しく、振動数と振幅は時間的に一定である。振動限界付近では単に振幅が小さいだけでなく振動がおこったりおこらなかったりする。(2) 2点の圧力の関係(第6図参照): 入口絞りのない時第

第5図 流速と振動数の変化

第6図 2点の圧力

2図の2点の圧力の同時測定の結果である。これよりこの程度の振動数では系内の圧力は同大同位相であることがたしかめられた。(3) 圧力と速度の関係(第7図参照): 速度は圧力より 90° 位相がおくれている。さらに正確には次の積分関係にある。 $p \propto -\int u dt$ (4) 圧力と温度の関係: 温度が圧力より位相がわずかに進んでいる。ただし増幅器の特性で温度記録は 30° くらい位相が進むことを考えると二つはほぼ同相である。

次に種々の因子が γ 振動の圧力振幅および振動数におよぼす影響についてのべよう(振幅および振動数はペンオシロの記録から測定した。いくつかの実験は日をおいて繰返したが再現性は良好であった。すべての組合せについてのべることはできないので代表的な例を示しながら一般的傾向だけを論ずる)。

3.3.3 出口絞りの影響(第9図～第15図参照)

図中 U_A は空気流速 m/s, $\dot{B}_F$ は燃料の体積流量 l/s をあらわす。まずすべてのデータを通じて明らかなのは、(1) 出口を絞ってゆくと振動限界があって振動がはじまる。(2) 振幅は出口絞りのある値に対して増大であり、(3) 振動数は出口を絞ってゆくに連れ単調に減少する。このうち(2)は経験法則を修正する重要な結果である。次にその意味を考える。出口を開くことの効果は発熱量が変動してもその上流に速度変化

をひきおこさないということであり、出口を閉じることの効果は流出速度の変動を抑制することである。これより入口または出口付近の少なくとも一方の速度変動が抑制されると振動がおこりにくいといえる。(4) 横軸に出口圧力差の対数をとるとカーブはほぼ対称になる。

3.3.4 入口絞りの影響(第9, 10, 11図参照)

これらの図は入口絞りによる入口圧力差 ΔP_1 をパラメータにとってある。これより(1) 入口絞りは常に振動を減衰させる。(2) 入口絞りは振動限界および最大振幅点を ΔP_2 の大きいほうへずらす。振動限界のずれはある範囲で次の式であらわされる $(\Delta P_2)_{critical}/\Delta P_1 = \text{const}$ 。入口をしぼると振動数はわずかに増加する。入口絞りの効果はあきらかに入口付近の速度変動を抑制

第7図 圧力(上)と速度(下)

第8図 圧力と温度(上)の関係

第9図 出口入口絞りの影響

第10図 出口入口絞りの影響

することである。よって出口絞りのところの結論とあわせ次のようにいえる。流入速度流出速度がともに変動しうること、すなわち炎全長にわたって速度変動のおこりうるものが振動をおこす必要条件である。

3.3.5 容量の影響 (第 9, 10, 12 図参照: 第 9 図, 第 10 図の違いは容量だけ) 容量をかえた実験の第 1 の目的は γ 振動とヘルムホルツ振動の関係を明らかにすることであった。容量をかえてヘルムホルツ振動数を 2 倍にかえたが, この振動数の変化は 30% 程度であった。(1) 容量をますと振動数はわずかにへるが, それはヘルムホルツ振動の変化よりはるかに小さく関係ないと考えられる。(2) 容量をますと振幅は小さくなり, 振動限界および最大振幅点は ΔP_2 の小さいほうにずれる。すなわち容量が大きいと振動しやすいが振幅小さく, 容量が小さければその逆である。(3)

第 12 図で振動数の線は振動限界がずれた分だけ横に平行にずらすと一致する傾向にある。

3.3.6 パーナ形状の影響 (第 13 図参照) 発熱量変動の原因が vortex shedding にあるかどうかを明らかにするためバーナの径, 形状を大幅にかえてみた。(1) バーナの形状を大幅にかえても振動数はほとんど変わらない。これから振動の原因が vortex shedding でないことが示される。(2) どんなバーナが振動しやすいか調べた。同じ燃料流量で噴出速度をかえたのが N1 と N3 であるが, 系統的にどちらが振動しやすいとはいえない。ただしつば付バーナは常に振動しやすい。一般には噴流の速度小さく太くひろがったもののほうが振動しやすいと思われる。

3.3.7 燃焼部の長さの影響 (第 14 図参照および第 9 図, 第 11 図比較) 今までいろいろなパラメー

第 11 図 出口入口絞りの影響

第 13 図 バーナ形状の影響

第 12 図 容量の影響

第 14 図 燃焼帯の長さの影響

タをかえたが振動数はほとんど変化しなかった。しかしバーナノズルを移動して燃焼部の長さ L を 1 m から 0.5 m にしたところ振動数は約 2 倍になった。

(1) 燃焼部の長さは振動数に大きく影響する。振動数 f と燃焼部長さ L の関係は近似的に $f \propto 1/L$ 。(2) L のみじかいほうが振動範囲がひろい。 L がみじかい時は γ 振動のほか δ 振動が発生する。

3.3.8 流速の影響 (第 15, 16 図参照) 存在範囲の説明のところで明らかなごとく, γ 振動は流速のある値で最強となり, それ以上流速をあげても下げて減衰し, ついには不規則振動または他の振動にかわる。その一例が第 15 図である。炎を観察していると, (1) 炎が完全に層流の時も完全に乱流の時も振動せず層流と乱流の遷移域付近が振動しやすいらしい。このことは直接高速写真の解析からも示されるが次に燃焼効率の測定結果もこれを支持することを示そう。

第 15 図 流速の影響

第 16 図 流速と振動数

(2) 第 16 図に示すように振動数は流速とともに増加するがその程度は L のみじかい時いちじるしい。

3.3.9 流速が炎の長さ, 燃焼効率におよぼす影響 (第 17 図参照) 実験の範囲では流速がますと炎の長さがみじかくなり燃焼効率がます。これは流速の増加とともに管内流の乱れがまし炎が乱流炎になるためであろう(炎の部分は温度高く粘度高いので overall の R_e 数だけでは論ぜられないが, overall の R_e 数は流速 2 m/s で 10 000 前後である)。

この図から振動をおこしやすいのは燃焼効率が比較的 low, それが流速により大きく変化する場合であると考えられる。速度の影響はいちおうこのように説明される。ただし第 17 図の結果を振動メカニズムの説明に用いるのは正しくない。高速写真の結果によれば急激に速度がふえた時は, 炎は長くなり発熱量がへることが示されるからである。

3.3.10 燃料流量および空燃比の影響 (第 18 図参照) (1) 燃料流量をましてゆくと振動限界をへて

第 17 図 流速と燃焼効率, 炎の長さ (振動しない状態で)

第 18 図 燃料流量の影響

振動がはじまり、燃料流量のある値に対し振幅は最大になり、それ以上ますと不規則振動にかわる。(2) 観察によると振動限界は炎がのびて出口の壁をなめるようになる時と一致する。(3) overall の燃空比は本質的な影響をもたない。たとえば燃料過濃でなければ振動しないということはない。(4) 燃料をふやしていった不規則振動にかわるのは、燃焼管が炎でいっぱいになって炎の乱れが少なくなる時と一致する。

3・3・11 振動の成長と微小振動(第19図参照)

γ 振動は本質的に線形振動か非線形かという疑問がある。微小振動はほかのメカニズムによっておこり、振幅が大きくなった時 γ 振動にかわるのではないか。第1図の結果から微小振動も γ 振動であることが示される。

4. 写真による研究と振動のメカニズムの提案

上記の実験から速度変動が振動に主要な役をはたしていること、層流乱流の問題が関係しているらしいことは推定されるが、具体的なことをあきらかにするため、映画撮影をおこなった。映画撮影で知りたいことはなぜ発熱量が変動するかということであるから、映画の各画面に変動発熱量が記録されていなければならない。一般には発熱量の瞬間値を直接測定する方法はないが、幸いにもこの系では、出口をうんと絞ると流出速度がほぼ一定になり、簡単な解析が示すように、入口の速度変動は、直接に発熱量と関係している。

$u \propto \dot{q}$ がその関係を示す($\dot{q}$ は発熱量 kcal/s の変動分)。ゆえにシンクロスコープに速度記録を入れて同時撮影した。水素炎はほとんど光らないから NaCl を入れて発光させた。だから強く光る所はかならずしも発熱量が大きくない。

まず定常状態の炎をみると炎はおおむね層流で長くのびている。つぎに出口弁を周期的に開閉して(ただ

し平均圧力差は振動をおこさない程度) 強制的速度振動をあたえた炎の状態をみると、F1, F6 のように速度が大きい時は層流であるが、F3, F4 のように速度が小さい時は乱れが大きい(これは前にのべた定常状態での速度の影響と逆である)。つぎに自励振動状態の炎をみると気づくのは(1) 乱流炎と層流炎の交代である。そして乱流炎の時発熱量大きく、層流炎の時小さい。このことから発熱量変動の原因は炎が層流になったり乱流になったりすることにあると考えられる。

つぎに発熱量が増加する時期(S4~S8)については炎が上流に伝ばする現象(逆火現象)が顕著である。すなわちこの時期では炎はたえず下流にむかって流されているにもかかわらず、炎の頭部は大きさがまし、乱れがまし、燃焼がさかんになるのがみられる。この現象のメカニズムは、速度変動と乱れと発熱の相互作用として次のようだと推論される。炎のある部分の発熱量がますと、それより上流の点では流速がへる。すると強制振動のところでのべたように炎の乱れがまし発熱量がます。この過程が繰返されて炎は上流に伝ばする。この速度が炎の流される速度と一致すれば発熱点は1箇所にとどまる。

4・1 速度フィードバック形振動燃焼のメカニズム

以上のことを総合して振動のメカニズムを次のように考える。写真と対応させ説明する。1サイクルは近似的に4行程にわけて考えることができる。(1) S1で発熱量最大になった炎は燃料がもえつきて発熱量がへるにつれ、流入速度がましてS2, S3とおしながされ燃焼ガスは排出される。(2) 発熱量が平均値S3点をすぎてもなお減小するのはこの時炎が層流だからである。(3) S4で発熱量最小になった時噴流は新しいガスでおきかえられており、発熱量はまして平均値S5にもどって行く。(4) 平均値をこえてさらに発熱量がふえるのは前に示したように乱流発生と発熱の相互作用がおこって、発熱量が増強されながら上流に伝

第19図 振動の成長過程(燃料をふやした時)

ばするからである。バーナノズルまで達した後発熱量最大になり、ふたたび(1)の過程が繰返される。

このうち振動にもっとも重要な意味をもつのは(4)の発熱量の上流伝ば過程である。上流伝ばは常に可能な訳でなく、流体力学的、燃焼速度論の状態がある条件をみたす場合だけ可能であって、それはまた、振動をおこす条件と一致しているはずである。

つぎに乱流と発熱の相互作用について具体的な姿を考え、これにもとづいて理論をたて、その結果このようなメカニズムで振動がおこること、また得られた結果は前にのべた実験結果を非常によく説明することを示そう。

5. 理 論

理論の対象は第2図に示すような燃焼系であって、これが自励振動をおこす条件を知るのが与えられた問

題である。

理論の構成は次のとおりである。(1) 燃焼系を容量、入口抵抗、燃焼筒、出口抵抗の各要素にわけ、振動回路論的な解析をおこなう。(2) 燃焼筒の動特性=伝達関数をきめる。このうち燃焼筒の動特性をきめる方法は、燃焼筒を分布定数系として取扱い、次の二つの式を連立させて解くものである。(2・1) 速度変動を原因として発熱量の変化を与える式および(2・2) 発熱量変動を原因として速度の変化を与える式。

以下の理論は線形理論であって平衡状態の摂動として微小振動をあつかうが、実験により微小振動もまた γ 振動であることが証明されているから、この取扱いにはゆるされる。

5・1 振動回路論的解析 第2図のような系で、圧力、速度の微小変動だけに着目すれば、これを第21図のような等価回路でおきかえることができる。ただ

各写真の位相

流れの方向 →

振動数 3.2 c/s, バーナ N3
 $U_A=2.0$ m/s, $\dot{B}_F=1.0$ l/s

(a) 自励振動状態の炎

各写真の位相

定常状態の炎 (出口開放)

流れの方向 →

振動数 4 c/s, バーナ N3

$U_A=2.0$ m/s, $\dot{B}_F=1.0$ l/s

(b) 強制的速度振動をうけた炎の状態

し第2図で、容量への流入量は変動しないとする。第21図で注意するのは $G(j\omega)$ は電流増幅器であること、したがって回路は閉じていないことである。燃焼筒は発熱による体積増加だけに着目して、流入速度 $\tilde{u}_1$ と流出速度 $\tilde{u}_2$ の比が位相もふくめて $\tilde{u}_2/\tilde{u}_1 = G(j\omega)$ であたえられる交流電流増幅器でおきかえられている。ただし $\tilde{u}$ は速度変動 u が $u = \tilde{u}e^{j\omega t}$ となるような複素振動ベクトルをあらわす。入口出口での密度は違っていかまわらないが、時間的変動はないとする。

C, R_1, R_2 は第2図の容量、入口および出口抵抗に対応し、その値は次のようになる。

$$C = \frac{1}{\gamma' AP} B_0, \quad R_1 = \frac{2\Delta P_1}{U_1}, \quad R_2 = \frac{2\Delta P_2}{U_2} \dots (1)$$

B_0 : 容量容積, A : 燃焼筒断面積, P : 平均圧力, γ' : ポリトロップ指数 $\gamma' = 1.4 \sim 1.0$, $\Delta P_1, \Delta P_2$: 入口および出口での圧力差, U_1, U_2 : 燃焼筒の入口および出口での平均速度である。次にこの系における定常振動を解析する。簡単のため、燃焼器の入口、出口で変動圧力が等しいとすると

$$\left(\frac{1}{j\omega C} + R_1 \right) \tilde{u}_1 + R_2 \tilde{u}_2 = 0 \dots (2)$$

一方 $\tilde{u}_2/\tilde{u}_1 = G(j\omega)$ であるから

$$G(j\omega) = -R_1/R_2 + j/A \dots (3)$$

ただし $A = \omega CR_2$ 。すなわち振動を解析するには燃焼器の速度伝達関数を知ればよいことがわかる。次にこれを求める。

5.2 燃焼器の速度伝達関数 5.2.1 発熱量の扱い方

熱の発生は体積の増加と密度の減少をもたらす。圧力の変化が大きくなければ二つの効果を独立に考慮することができる。このうち密度の変化は熱がどの範囲にくわえられたかという伝熱の問題を考えねばきまらないが、体積の膨張は伝熱や混合と関係なく簡単な法則にしたがう。

比熱一定の完全ガスでは、 $\dot{Q}$ の熱が発生したため体積が $\dot{B}$ だけ増加したとすると、 $\dot{Q}$ と $\dot{B}$ の関係は

$$\dot{B} = \dot{Q}/\rho c_p T = \dot{Q}/P c_p/R \dots (4)$$

ここで P : 圧力, c_p : 比熱, R : ガス定数。圧力一定なら $\dot{B}$ と $\dot{Q}$ は定数比例の関係にあり、系の温度や温度分布に関係せず、また加熱が場所的に集中しておこなわれたか分散しておこなわれたかに関係しない。 $\dot{B}$

を熱発生率と類似に体積発生率とよぶ。

同じく完全ガスについて、密度変化と体積発生率の関係をのべる。一次元の流れに単位長さ当り $\dot{Q}$ の熱が加えられた時の温度変化は

$$A\rho U c_p dT/dx = \dot{Q} \dots (5)$$

であるから、 $\rho \propto 1/T$ に注意して (4) 式を使えば

$$\frac{d\rho}{dx} = -\frac{\rho}{AU} \dot{B} \dots (6)$$

$\dot{B}$ は単位長さ当り体積発生率

5.2.2 速度変動を原因として発熱量変化を与える関係式 変動発熱量について論ずる前にまず定常発熱量を支配する法則をのべる。

(a) 定常発熱量に関する法則 拡散炎では発熱量は燃料または酸素の拡散速度からきまる。 $\dot{Q}$ を単位長さ当りの発熱量とすると、

$$\dot{Q} \propto (D+E)c_F \dots (7)$$

ここに D は分子拡散係数, E は乱流拡散係数, c_F は噴流中心での燃料濃度である。今の場合乱流拡散としては、噴流と周囲空気の相対速度にもとづくもの、および管内流としての乱れによるものを考えねばならない。今後者の影響が小さいとすると E は

$$E = K'(U_F - U_A) \dots (8)$$

であたえられる。 U_A, U_F はそれぞれ周囲流および噴流の平均速度である。

(8) 式を (7) 式に代入すると

$$\dot{Q} \propto \{D + K'(U_F - U_A)\} c_F \dots (9)$$

これは一般に認められている結果である。

(b) 変動発熱量に関する仮説 今、噴流および周囲流の速度がそれぞれ u_F, u_A だけ変化した時発熱量の変化 $\dot{q}$ は (9) 式の関係から

$$\dot{q} \propto K'(u_F - u_A) c_F \dots (10)$$

この式は速度の変化にともなう発熱量の変化をあたえる。ただし、これは変化が十分ゆっくりおこなわれた時の関係であって、速度が急激に変化した時、発熱量はそれに追いついてゆけないと考えられる。なぜならば発熱の化学反応がおこるのは混合が分子程度まで進んだ時であって、乱流混合がおこなわれてもそれが分子程度にまでおよぶには時間がかかるからである。速度変動と発熱量変動の関係は速度を突変させた時一般に第22図のようになるだろう。発熱量おくれに関し

第21図 等価回路

第22図

わしいことはなにもわからないから、それを制御理論でいう一次おくれで近似するのが妥当であろう。すなわち振動ベクトルを用いてかけば、速度変動と発熱量変化の関係として、

$$\tilde{q} \propto K'(\tilde{u}_F - \tilde{u}_A)C_F/(1+j\omega T_b) \quad (11)$$

また(4)式を使って体積発生率 $\dot{B}$ の変動 $\dot{b}$ との関係を求めると

$$\dot{b} = K(\tilde{u}_F - \tilde{u}_A)/(1+j\omega T_b) \quad (12)$$

ここに T_b は立上がりのおくれをあらわし、単に燃焼おくれ時間と名づけよう。 K は炎の速度変動に対する感度をあらわす。

5.2.3 発熱量変動を原因として速度変化を与える式 これは非定常の反応性ガス力学の問題であって原理的にはとけるが、非線形の連立方程式だから、適切な近似を使わなければ有用な結果はえられない。近似として(1)発熱量の変動は系の音響振動数に比べ十分ゆっくりだとする。こうすれば準定常の扱いができる。圧力、速度は各瞬間に対応した平衡値をとる。(2)速度分布、密度分布を第23図のように仮定する。ただし速度の速いところは燃料噴流をあらわし、速度のおそいところは周囲空気をあらわし、発熱はその境界面でおこり、かつ摩擦力 τ_F がはたらくとする。総断面積 A_0 、噴流断面積 A_F 、 ρ_A, ρ_F はそれぞれの密度、 U_A, U_F はそれぞれの速度、圧力 p は断面全体にわたって一様とする時、これらの値の x 方向の変化をしらべる。

基本式として次の諸式が成立する。

質量バランス

$$\frac{d}{dx} [\rho_A U_A (A_0 - A_F) + \rho_F U_F A_F] = 0 \quad (13)$$

体積バランス

$$\frac{d}{dx} [U_A (A_0 - A_F) + U_F A_F] = \dot{B} \quad (14)$$

ただし $\dot{B}$ は燃焼筒単位長さ当りの体積発生率(平均値)

モーメントバランス、 A_0 について

$$\frac{d}{dx} [\rho_A U_A^2 (A_0 - A_F) + \rho_F U_F^2 A_F] = -A_0 \frac{dp}{dx} \quad (15)$$

第 23 図

モーメントバランス、 A_F について

$$A_F \frac{d}{dx} (\rho_F U_F^2) = -A_F \frac{dp}{dx} - \tau_F \quad (16)$$

ただし τ は境界面での摩擦力

密度変化 境界面で発生した熱のうち噴流に与えられる割合を φ とすると(6)式より

噴流について

$$\frac{d\rho_F}{dx} = -\frac{\rho_F}{A_F U_F} \varphi \dot{B} \quad (17)$$

周囲流について

$$\frac{d\rho_A}{dx} = -\frac{\rho_A}{(A_0 - A_F) U_A} (1 - \varphi) \dot{B} \quad (18)$$

ただし φ の値は境界面での温度分布よりきまる。

未知数 $p, A_F, \rho_A, \rho_F, U_A, U_F$ 6個に対し方程式は(13)~(18)の6個である。 $\dot{B}$ に平均値を用いれば流れの平均的性質がわかり、 $\dot{B}$ の代りに $\dot{B} + \dot{b}$ とすると体積発生率が変動した時の各点の流れの変動のようすを知ることができる。体積発生率が変動した時の流速の変化を u_A, u_F として結果だけ記すと

$$A_0 \frac{d}{dx} (u_F - u_A) = \Gamma(x) \dot{b}(x) \quad (19)$$

ただし $\Gamma(x)$ は無次元量で

$$\Gamma(x) = \frac{\left(\frac{\rho_A U_A}{\rho_F U_F} - 1 \right) \left(1 - \varphi + \frac{U_A}{U_F} \varphi \right) + \frac{\varphi - A_F/A_0}{A_F/A_0 (1 - A_F/A_0)}}{2 + \frac{A_F}{A_0} \left[\frac{\rho_A}{\rho_F} \left(\frac{U_A}{U_F} \right)^2 - 1 \right]} \quad (20)$$

また、二つの流れを平均化した流速 U は $A_0 U = (A_0 - A_F) U_A + A_F U_F$ であたえられるが、 U の変動 u については

$$A_0 \frac{du}{dx} = \dot{b}(x) \quad (21)$$

5.2.4 燃焼筒の速度伝達関数 (12)式と(19)式を結合すると $\tilde{b}$ が求まる。着目する範囲で Γ の変化が小さいとすると

$$\tilde{b} = \frac{KC_1}{1+j\omega T_b} \exp \frac{K\Gamma x}{A_0(1+j\omega T_b)} \quad (22)$$

これを(21)式に入れたと

$$\tilde{u} = \frac{C_1}{\Gamma} \exp \frac{K\Gamma x}{A_0(1+j\omega T_b)} + C_2 \quad (23)$$

ここで C_2 は境界条件($x=0$ における u と $u_A - u_F$ の関係)からきまるが、今一番簡単な場合として u が $u_F - u_A$ と同じ波動になる場合($C_2=0$)を考える。燃焼筒の長さを L として、入出口の速度比をとると

$$G(j\omega) = \frac{\tilde{u}(L)}{\tilde{u}(0)} = e^{\frac{K\Gamma L}{A_0(1+j\omega T_b)}} = e^{\frac{k}{1+j\omega}} \quad (24)$$

ただし $k = K\Gamma L/A_0$, $\Omega = \omega T_b$. これが求めている燃焼筒の速度伝達関数である. $G(j\omega)$ ベクトルの性質をしらべると (1) $k > 0$ なら $G(j\omega)$ は実数軸より下に, $k < 0$ なら上にあらわれる (ただし $|k|$ の小さい時). (2) $k < 0$ の時, $(-k)$, Ω をパラメータにして $G(j\omega)$ を示したのが第 24 図である. (3) これより $(-k) = \pi/2$ で虚軸に接し, $(-k)$ をふやすと左にふくらむが半径 1 の円の外には出ない.

5.2.5 振動の解析 (3) 式と (24) 式より定常自励振動の条件は

$$e^{\frac{k}{1+j\Omega}} = -\frac{R_1}{R_2} + j\frac{1}{\Lambda} \dots\dots\dots (25)$$

ただし $\Lambda = \omega CR_2$, $\Omega = \omega T_b$ すなわち第 24 図の二つのベクトルを重ねて一致したところが定常振動の条件をあたえる. これより (1) 振動がおこるためには $k < 0$ が必要である. すなわち $\Gamma < 0$ でなければならない. (2) $-k < \pi/2$ では振動しない. なおこの図からも入口抵抗の影響その他を知ることができるが, これを定量的に示すため, (25) 式をとき, ω, k を C, R_1, R_2 の関数として示したのが第 25 図である. ここで右側の縦軸は近似的に振動の振幅を示すことを説明しよう. 炎について (10) 式のような関係がなりたつとしても, 発熱量の変動しうる範囲には限界があるから, $u_A - u_F$ の振幅と発熱量の振幅とは一般に第 26 図のようになるだろう. そしてその結果, 炎の感度 K は振幅とともに減小する傾向を示す. $(-k)$ について同じことがいえる. 同じ炎について考えるならば振動条件として与えられた $(-k)$ を $(-k)_0$ とかくと $(-k)_0$ が小さいほど振幅は大きい. ゆえに第 25 図のカーブは相対的振幅と振動限界を与える.

5.2.6 理論結果の検討 (1) 火炎の上流伝ぱの

(上) ベクトル $e^{k/(1+j\Omega)}$
(下) ベクトル $-R_1/R_2 + j/\Lambda$

第 24 図

問題 $\dot{b} = \tilde{b}e^{j\omega t}$ より

$$\dot{b} = \left(\frac{KC_1}{1+j\Omega} \right) e^{\left(\frac{K\Gamma x}{A_0(1+\Omega^2)} \right)} e^{j\left(-\frac{K\Gamma \Omega}{A_0(1+\Omega^2)} x + \omega t \right)}$$

となり, 発熱量の波動として伝ぱし, その速度 C は

$$C = A_0(1+\Omega^2)/K\Gamma T_b$$

であたえられることがわかる. 方向は $\Gamma > 0$ なら流れの方向であるが, 振動条件から $\Gamma < 0$ であったから, この場合は増強されながら上流に伝ぱすることをあらわしている. すなわち上流伝ぱが振動の条件となる.

(2) C, R_1, R_2 に関係した問題 (2.1) 入口出口絞りの影響: 第 25 図の理論カーブと実験データ (たとえば第 9, 10 図) をくらべると傾向がよく一致している. さらに実験結果の説明のうち 3.3.3 項の出口絞りの影響のところでべた (1), (2), (3), (4) の事実, 3.3.4 項の入口絞りに関する (1), (2) の事実を完全に説明する. (2.2) 容量の影響: 実験事実 3.3.5 (2) の証明: 最大振幅点は $CR_2 = \text{const.}$ であるから, 容量を大きくすれば最大振幅点は圧力差の小さいほうにずれる. 3.3.5(3) 理論とまったく一致する. (2.3) 流速の影響: 第 15 図をみると流速がますにつれ最大振幅点は右にずれるが, これは流速がますと同じ圧力差なら R_2 がへるためと考えられる. 以上 C, R_1, R_2 に関係したことがらを理論は正確に説明する.

(3) Γ に関係したことがら まず Γ の値について検討する [(20) 式]. ここで符号に関係あるのは

第 25 図 C, R_1, R_2 が振動数振幅におよぼす影響をあらわす理論解

第 26 図

$(\rho_A U_A / \rho_F U_F - 1)(\varphi - A_F/A_0)$ であって、残りの項は常に正である。ゆえに $\Gamma < 0$ であるためには $\rho_A U_A / \rho_F U_F$ が小さく φ が小さく A_F/A_0 が大きい必要がある。

(3・1) バーナ形状の影響: つば付バーナが振動しやすいのは A_F/A_0 が大きいとめと考えられる。(3・2) 流速の大きい所で振動しないのは $\rho_A U_A$ が大きいとめと考えられる。

(4) 理論が間違っていることがら (4・1) バーナ位置の影響: バーナ位置をかえると振動数は確実に変ったが、理論のほうでは、振動数に L の影響がはいっていない。これは重大な不一致である。その原因を検討した結果 (23) 式の積分定数の決定に問題があることがわかった。結局 $C_2=0$ としたのは L の特別な場合の解で、正確に境界条件を適用すると L の影響がはいってくるということがわかった。その場合でも C, R_1, R_2 の影響は上にのべたことと本質的に変りない。

6. む す び

振動燃焼の振動数および振幅におよぼす諸種因子の影響を検討して、これが速度フィードバック形自励振動にほかならないことを示し、高速写真の結果から乱流発生と発熱の相互作用が主要なメカニズムであることを示した。次にこれにもとづいて、その相互作用の

具体的な形について仮説を立て、一方、非定常反応性ガス力学の基本式を適当な近似のもとに解いた解を結合させることにより、燃焼筒の速度伝達関数を求めた。これをもちいて振動回路論的取扱いから振動条件の検討をおこない、えられた結果が諸種の因子の影響をよく説明することを示した。

おわりに、この研究は主として航空技術研究所で行なわれたものでありますが、終始研究を激励され、研究遂行上多大の便宜をたまわった東京大学 矢木 栄教授および航空宇宙技術研究所燃焼研究室長 大塚貞吉氏に心よりの感謝をささげます。また、三井造船会社 真鍋善暢氏、電力中央研究所 飯田平八郎氏からは貴重なご助言をいただいたことを記して感謝いたします。献身的に実験に協力された航空宇宙技術研究所 松本 宏技官、東京大学化学工学科 榎本栄一君に感謝します。

文 献

- (1) たとえば L. Crocco, *J. ARS*, **21** (1951), 163; Fenn et al., *I/EC*, **43** (1951), 1663.
- (2) たとえば 西村, 船用機関研究会前刷 (昭 35-2).
- (3) P.J. Blackshear, *4th Symp. Comb.*, 553 (1953).
- (4) D.E. Shonerd, *JPL CIT Rep. No. 3-18* (1952).
- (5) W.R. Michelson & L.V. Baldwin, *NACA TN* 3760.

討

〔質問〕 (1) 振動状態の火炎において、その振動の1サイクルのある時期に火炎が blow-off すること、あるいは著しい lifted-flame の状態になることがあるのか。1851 ページ第 20 図 (a) の火炎写真の印刷が不めいりょうなので説明願います。もしこの現象が起っているとすれば、速度伝達関数の導出にこのことを考慮する必要があるのではないか。

(2) 層流燃料噴流の拡散火炎において、周囲空気流速を変えた場合、火炎の長さは付図 1 に示すように変化する〔木村・右川, 機械学会論文集, **27**-177 (昭 36-5), 742〕。図において左側、流速の減少にともなって火炎の長さの短くなっている部分の火炎をこの論文で乱流炎と呼んでいるものと思われる。

しかしこの図の右側、流速の大きい所でその傾向が見られるように、一般に拡散火炎においては周囲空気流速を大きくすると火炎の長さは短く

付 図 1

論

なる。この論文においては、単位長さ当りの発熱量の式〔(7) 式または (9) 式〕において流速の影響は乱流拡散係数にのみ含まれると考えているが、これだけでは不十分で、空気流速の増大にともなって火炎の長さが短くなるという拡散火炎の性質も考慮せねばならぬ場合もあると思われる。

(木村 逸郎)

〔回答〕 (1) 印刷した写真ではうまくでないが、もとのシネ写真をしらべると炎は常にバーナに付着しており、リフトしてない。

(2) 空気流速を振動数 1~10 c/s で強制振動させた結果では〔第 20 図 (b) 参照〕常に流速のはやい時炎が長く、おそい時短くなる。ゆえにこの実験結果を解析するためには (8) 式のように考えれば十分であると思う。ただし第 17 図によると、全然振動しない時の空気流速のきき方は上の結果とちょうど逆になっている。これは炎の長さの決定がむずかしいので第 17 図の結果にもいくぶん問題があると思うが、振動しない場合ときわめてゆっくりでも (1 c/s 程度以上) 振動している場合とでは、流速のきき方が違うのではないかと考えられる。