662.612.3:536.46:534.115-13

拡散炎の燃焼騒音について*

小 竹 進**, 八 田 桂 三**

On the Noise of Diffusion Flames

by Susumu KOTAKE and Keizō HATTA

The mechanism of the generation and characteristics of the noise associated with combustion are studied. It is shown that the dominant factors on the generation of the combustion noise are the velocity turbulences and the entropy turbulences, acting as equivalent acoustic dipole and source respectively. Especially, concerning the diffusion flame of premixed gases, the noise in the laminar flame is mostly due to the entropy fluctuation (source-like characteristics) and that in the turbulent flame is mainly attributed to the velocity fluctuation (dipole-like characteristics). The noise intensities are proportional to U^2 and U^4 respectively and to the cubic power of the diameter of the nozzle.

1. ま え が き

燃焼にともなう発生する騒音は、その強さが増してくるとうるさいばかりでなく、燃焼装置に危害をくわえたり、燃焼の安定性にも大きな影響をおよぼすようになるが、いままで、組織的な研究はほとんどなされていない。このような騒音は、単なる空気ジェット騒音にくらべて、その発生機構が複雑である。空気ジェットの場合は、その騒音の発生機構・特性が、ジェットの速度乱れによってほとんど説明される⁽¹⁾⁽²⁾が、燃焼現象が加わると、速度乱れだけでなく、圧力・エントロピの乱れおよびそれらの相互干渉が無視できなくなってくる⁽³⁾。たとえば、ブンゼンバーナやガストーブで、同じ速度で燃料ガスを吹きだした場合、燃焼しているときと燃焼していないときでは、発生する騒音の強さは、燃焼しないときのほうがはるかに小さい。これは燃焼によって、速度の乱れ場が変わったり、あるいは圧力・エントロピの乱れ場が加わったりして、騒音の発生機構が変わったことを示す一例である。しかし、都合が悪いことには、燃焼をともなう場合は速度の乱れ場さえも、空気ジェットの場合よりも、はるかにわかっていない。したがって、その騒音の発生機構や特性をくわしくつかむことは、非常に困難なものとなっている。

燃焼によって、速度乱れ場も、燃焼のないときにくらべて、大きく変わるが、いま、このことを別にして、

燃焼速度・発熱量・混合気の密度の変動だけを考えても、燃焼ガスの圧力変動をおこさせ、燃焼音の発生の一つの原因になる。Chu は、こうした場合の簡単な模型を考えて、燃焼による圧力波の発生機構を説明している^{(4)~(6)}。そして、火炎面のところで生じる圧力波は、火炎面の単位表面積あたりの熱放散割合（火炎面の速度を V_F 、単位質量あたりの発熱量を H 、未燃焼ガスの密度を ρ_0 とすると、 $V_F H \rho_0$ ）の変動によるということを示している。こうした量の変化によって、ガスの密度が変化することにより発生する圧力場は、音響的にみると、一種のゆう（湧）点的なものである。燃焼がなく密度変動が非常に小さいときは、速度乱れによる圧力場は、4 極子音源によるものにおきかえて説明できる⁽⁴⁾。燃焼がともなったり、主流が超音速になったりなどして、密度変動が非常に大きくなると、速度の乱れ場は、音響的に、4 極子的なものばかりでなく、双極子的なものはいってくる。

ここでは、まず、燃焼をともなう場合の騒音の一般的な発生機構・特性について考察し、つぎに燃料ガスと空気の混合気をノズルから噴出して燃焼させる（以下、これを拡散炎という）ときの騒音についてとりあつかうことにする。

2. 拡散炎の燃焼にともなう騒音

単位時間・単位質量あたり燃焼により発生する熱量を Q とすると、

$$c_p \frac{DT}{Dt} = Q + \frac{1}{\rho} \frac{Dp}{Dt} \dots\dots\dots (1)$$

c_p : 定圧比熱, T : 温度, p : 圧力, ρ : 密度

* 昭和 38 年 10 月 8 日 第 41 期全国大会講演会において論文講演として講演, 原稿受付 昭和 38 年 7 月 10 日。

** 正員, 東京大学宇宙航空研究所 (東京都目黒区駒場町 856)。

既燃焼ガス・未燃焼ガスともに、完全ガスの状態式にしたがうものとすれば、

$$\frac{1}{\gamma} \frac{D \ln p}{Dt} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{Q}{RT} - \frac{D \ln \rho}{Dt} = 0 \quad (2)$$

γ : 比熱比, R : ガス定数

これは、連続の式

$$\frac{D \ln \rho}{Dt} + \frac{\partial v_i}{\partial y_i} = 0 \quad (3)$$

v_i : 速度 v の y_i 方向の成分

をもちいて、

$$\frac{D \ln p}{Dt} - (\gamma-1) \frac{Q}{RT} + \gamma \frac{\partial v_i}{\partial y_i} = 0 \quad (4)$$

となる。粘性項を無視すると運動方程式は、

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_i} \right) \ln p = \gamma \frac{\partial v_i}{\partial y_i} \frac{\partial v_j}{\partial y_j} + \frac{\gamma}{c_p} \frac{DS}{Dt} - \left[\frac{\partial v_i}{\partial t} \frac{\partial}{\partial y_i} + v_i \frac{\partial}{\partial y_i} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{D}{Dt} \right) \right] \ln p + \frac{\partial}{\partial y_i} \left[(a^2 - a_0^2) \frac{\partial}{\partial y_i} \ln p \right] \quad (7)$$

流れの代表速度を U , 代表寸法を L とし, 無次元周波数を $S_t = f \cdot L/U$, 無次元速度 (マッハ数) を $M = U/a$ とし, $v_i \propto U$, $\frac{\partial}{\partial y} \propto \frac{1}{L}$, $\frac{\partial}{\partial t} \propto f = S_t \frac{U}{L}$, $\frac{D}{Dt} \propto (1+S_t) \frac{U}{L}$, $S \propto \frac{V_b}{L} H$ (V_b : 燃焼速度, H : 単位質量あたりの発熱量) とすると、

$$\frac{\partial v}{\partial t} \propto S_t \frac{U^2}{L}, \quad \frac{\partial v}{\partial y} \propto \frac{U}{L}, \quad \frac{DS}{Dt} \propto (1+S_t) \frac{V_b}{L} \frac{U}{L}, \quad \frac{\partial \ln p}{\partial y} \propto (1+S_t) M^2 \frac{1}{L}$$

などのできるから、(7) 式の右辺の各項のオーダーは、

$$\begin{aligned} \text{第1項} &\propto \left(\frac{U}{L} \right)^2, & \text{第2項} &\propto (1+S_t) \frac{V_b}{L} \left(\frac{U}{L} \right), \\ \text{第3項} &\propto (1+S_t) M^2 \left(\frac{U}{L} \right)^2, & \text{第4項} &\propto (1+S_t) \left(1 - \frac{a_0^2}{a^2} \right) \left(\frac{U}{L} \right)^2 \end{aligned}$$

となる。したがって、 U/L が小さいときは、第2項が効率よくきき、 U/L が大きくなるにしたがって、第1項、第3項、第4項が支配的となる。マッハ数 M が小さいときは、第3項は第1項にくらべて無視できる。

つぎに、圧力 p を時間的な平均値 $\bar{p}$ と時間的な変動分 dp とにわけ

$$p = \bar{p} + dp$$

として、(7) 式を形式的にとけば、燃焼領域外の観測点 $\mathbf{x}$ にたいして、

$$\frac{dp(\mathbf{x})}{\bar{p}_0} = \frac{1}{4\pi a_0^2} \int_{\Sigma} \left[\gamma \frac{\partial v_i}{\partial y_j} \frac{\partial v_j}{\partial y_i} + \frac{\gamma}{c_p} \frac{DS}{Dt} - \left[\frac{\partial v_i}{\partial t} \frac{\partial}{\partial y_i} + v_i \frac{\partial}{\partial y_i} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{D}{Dt} \right) \right] \ln p + \frac{\partial}{\partial y_i} \left[(a^2 - a_0^2) \frac{\partial}{\partial y_i} \ln p \right] \right]^* \frac{d\tau}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \quad (8)$$

となる。ここで $\bar{p}_0$ は $\mathbf{x}$ 点における圧力であり、積分範囲は混合気流領域全体 Σ であり、 $|\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ は点 $\mathbf{x}$ と点 $\mathbf{y}$ との距離をあらわし、* 印は、遅滞値、すなわち $t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/a_0$ の時刻の値をあらわす。したがって、 $\mathbf{x}$ 点に生ずる圧力変動は、

- i) 速度乱れ間の干渉によるもの……………[] 内第1項
- ii) エントロピ乱れによるもの……………[] 内第2項
- iii) 速度乱れと圧力波の干渉によるもの……………[] 内第3項
- iv) エントロピと圧力波の干渉によるもの……………[] 内第4項

にわけることができる。iii) は速度乱れによる音波の分散であり、 M が小さいときは無視できる。iv) はエントロピ乱れによって音波が分散されることをあらわし、エントロピ変化が極端に大きい (衝撃波のような) ものでなければ、遅滞時間差が小さいとき、積分領域全体では、これによるものは互に打消し合う。i) は

$$\frac{Dv_i}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y_i} = 0 \quad (5)$$

(4) 式と (5) 式より、

$$\left(\frac{D^2}{Dt^2} - \frac{\partial}{\partial y_i} a^2 \frac{\partial}{\partial y_i} \right) \ln p = \gamma \frac{\partial v_i}{\partial y_i} \frac{\partial v_j}{\partial y_j} + \frac{\gamma}{c_p} \frac{DS}{Dt} \quad (6)$$

ただし、 a は音速、 S は単位時間・単位質量あたり Q によるエントロピ変化割合 (以下エントロピ乱れと呼ぶ) で、

$$a^2 = \gamma RT$$

$$S = Q/T$$

である。(6) 式は、あるいは、燃焼領域外の静止空気中での音速を a_0 とし、つぎのようにかける。

$$\frac{\partial v_i}{\partial y_j} \frac{\partial v_j}{\partial y_i} = \frac{\partial^2 v_i v_j}{\partial y_i \partial y_j} - \left(\frac{D \ln \rho}{Dt} \right)^2 - 2v_i \frac{\partial}{\partial y_i} \left(\frac{D \ln \rho}{Dt} \right) \dots\dots\dots (9)$$

とかけるから、密度変化を無視すると第 1 項のみとなり、音響的には 4 極子的なものとなる。一般に、音響源として特異点分布（ゆう点、双極子、4 極子など）がある場合、その音源としての効果は、特異点の性質から、より低次のものほど強い。双極子音源、4 極子音源がその効果をあらわすのは、遅滞時間の差においてであり、遅滞時間の差がないときは、その効果をあらわさない。亜音速の空気ジェットの場合には、ii) によるもの、iii) によるもの、iv) によるものが無視でき、ほとんど i) によるもののみになる。さらに i) は (9) 式により、音響的には 4 極子的な効果をあらわす。燃焼がともなうときで、 M が十分小さいときは、前述の理由で、iii) によるものと iv) によるものは無視できても、まず、ii) によるものはいってくる。さらに、i) によるものも 4 極子的なものではなく、より低次のものになってくる。iii), iv) を無視すると (8) 式は

$$\frac{dp(\mathbf{x})}{p_0} \approx \frac{1}{4\pi a_0^2} \int_S \left[\frac{\partial v_i}{\partial y_j} \frac{\partial v_j}{\partial y_i} + \frac{\gamma}{c_p} \frac{DS}{Dt} \right]^* \frac{d\tau}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} \dots\dots\dots (10)$$

となる。

いま、混合気のジェット方向を 1 方向、そこに直角な方向を 2, 3 方向にとれば (第 1 図),

$$v_2, v_3 \ll v_1, \quad \frac{\partial}{\partial y_1} \ll \frac{\partial}{\partial y_2}, \frac{\partial}{\partial y_3}$$

とできる。速度成分 v_i を、時間的な平均値 U_i と変動値 u_i にわけ

$$v_i = U_i + u_i$$

とすると、主流速度が音速に比して十分小さい ($M \ll 1$) とときは、遅滞値の微分は、 $\hat{t} = t - |\mathbf{x}-\mathbf{y}|/a_0$ として、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y_i} \varphi(\mathbf{y}, \hat{t}) &= \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y_i} \right)_{\hat{t}} + \frac{1}{a_0} \frac{x_i - y_i}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \hat{t}} \right)_{\mathbf{y}} \approx \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y_i} \right)_{\hat{t}} \\ \frac{D}{Dt} \varphi(\mathbf{y}, \hat{t}) &= \left(1 + \frac{v_i}{a_0} \frac{x_i - y_i}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} \right) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \hat{t}} \right)_{\mathbf{y}} + v_i \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y_i} \right)_{\hat{t}} \approx \left[\frac{\partial}{\partial \hat{t}} + v_i \left(\frac{\partial}{\partial y_i} \right)_{\hat{t}} \right] \varphi \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

となり、一方、1 軸方向に関して軸対称性を仮定すると $\left(\frac{\partial v_i}{\partial y_j} \frac{\partial v_j}{\partial y_i} \right) \approx 2 \frac{\partial U_1}{\partial y_2} \frac{\partial y_2}{\partial y_1}$ となるから、結局、

$$\frac{\partial v_i^*}{\partial y_j} \frac{\partial v_j^*}{\partial y_i} \approx 2 \frac{\partial U_1}{\partial y_2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial y_1} \right)^*, \quad \frac{DS^*}{Dt} \approx \left[\frac{\partial}{\partial \hat{t}} + v_i \left(\frac{\partial}{\partial y_i} \right)_{\hat{t}} \right] S \dots\dots\dots (12)$$

となる。したがって、音の強さ $I(\mathbf{x})$ は、

$$I(\mathbf{x}) \approx \frac{1}{\rho_0 a_0} \overline{dp^2} \propto \int_S \int_{S'} \left[2 \frac{\partial U_1}{\partial y_2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial y_1} \right)^* + \frac{\gamma}{c_p} \frac{DS^*}{Dt} \right]_{\mathbf{y}} \left[2 \frac{\partial U_1}{\partial y_2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial y_1} \right)^* + \frac{\gamma}{c_p} \frac{DS^*}{Dt} \right]_{\mathbf{y}'} \frac{d\tau}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} \frac{d\tau'}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}'|} \dots\dots\dots (13)$$

とあらわせる。印は時間平均をあらわし、 $[\]_{\mathbf{y}}$ などは点 $\mathbf{y}$ についての値をあらわす。

いま、

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_D &= \left[2 \frac{\partial U_1}{\partial y_2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial y_1} \right)^* \right]_{\mathbf{y}} \left[2 \frac{\partial U_1}{\partial y_2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial y_1} \right)^* \right]_{\mathbf{y}'}, \quad \Delta I_S = \left(\frac{\gamma}{c_p} \frac{DS^*}{Dt} \right)_{\mathbf{y}} \left(\frac{\gamma}{c_p} \frac{DS^*}{Dt} \right)_{\mathbf{y}'}, \\ \Delta I_{DS} &= \left[2 \frac{\partial U_1}{\partial y_2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial y_1} \right)^* \right]_{\mathbf{y}} \left(\frac{\gamma}{c_p} \frac{DS^*}{Dt} \right)_{\mathbf{y}'} + \left[2 \frac{\partial U_1}{\partial y_2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial y_1} \right)^* \right]_{\mathbf{y}'} \left(\frac{\gamma}{c_p} \frac{DS^*}{Dt} \right)_{\mathbf{y}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

とおくと、

$$I(\mathbf{x}) \propto \int \int (\Delta I_D + \Delta I_{DS} + \Delta I_S) \frac{d\tau d\tau'}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}| |\mathbf{x}-\mathbf{y}'|} \dots\dots\dots (15)$$

とかける。 ΔI_D は、さらに

$$\Delta I_D \propto \left(\frac{\partial U_1}{\partial y_2} \right)_{\mathbf{y}} \left(\frac{\partial U_1}{\partial y_2} \right)_{\mathbf{y}'} \left(\frac{\partial u_2}{\partial y_1} \right)_{\mathbf{y}}^* \left(\frac{\partial u_2}{\partial y_1} \right)_{\mathbf{y}'}^* \dots\dots\dots (16)$$

となり、音響的には双極子音源となり $\partial U_1 / \partial y_2$, $\partial u_2 / \partial y_1$ などが、 U に比例するとすれば、 U^4 に比例して強くなる。 ΔI_S はエントロピの乱れに関係し、 $D/Dt \sim U/L$ (L は代表寸法) とすれば U^2 に比例し、音響的にはゆう点

第 1 図

音源となる。 ΔI_{Ds} は速度の乱れとエントロピ乱れの両方に関係し、 U^3 に比例する。したがって、流速の小さい流れにおいて、燃焼による乱れの発生がないときは、 $\Delta I_D \ll \Delta I_S$ でほとんど ΔI_S によって支配され、燃焼による速度の乱れの発生がいちじるしいときは、 ΔI_D がきいてくる。

拡散炎は、ジェット速度 U を増すと、炎の先端より乱れが始まり、ついには、乱れ部分がノズル出口近くにまで達する。燃焼による乱れは、ごく大まかに、つぎのように考えられる。層流状態における燃焼速度を V_L とするとき、燃焼により気体は、 $V_L \cdot (\rho_u - \rho_b) / \rho_b$ (ρ_u : 未燃焼気体の密度、 ρ_b : 燃焼気体の密度) の速度が加えられる。一方、乱流状態の平均燃焼速度を V_L とすると、燃焼気体の平均流速は、約 $(V_L/V_T) \times V_L \cdot (\rho_u - \rho_b) / \rho_b$ となる。したがって、燃焼により気体にあたえられた運動エネルギーは、主流の平均運動エネルギーと乱れエネルギーになるものとすれば、燃焼にともない生じる乱れエネルギーは、約

$$\frac{1}{2} \left(V_L \frac{\rho_u - \rho_b}{\rho_b} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{V_L}{V_T} \right)^2 \right]$$

となる。層流に近い場合は $V_L \approx V_T$ であるから、このエネルギーは急速に 0 に近づき、強い乱流状態になり $V_T \gg V_L$ となると $(1/2)[V_L \cdot (\rho_u - \rho_b) / \rho_b]^2$ に近づく。したがって、層流状態では $\Delta I_D \approx 0$ であり、強い乱流状態になると $\Delta I_S, \Delta I_{SD} \ll \Delta I_D$ となるとみることができる。

いま、拡散炎をノズル出口から Y_L までを層流に近い炎とし、それから Y_T までを乱流状態の炎とすると、いままで考えたことから

$$0 \leq y_1 \leq Y_L \quad \text{では} \quad \Delta I_D \ll \Delta I_S$$

$$Y_L \leq y_1 \leq Y_T \quad \text{では} \quad \Delta I_S \ll \Delta I_D$$

とすることができる。乱流状態でも ΔI_S がはいってくるが、あとで示すように、 ΔI_D は U^4 で強くなることから、 $\Delta I_S (\propto U^2)$ は ΔI_D に比べて、小さくなると

第1表 都市ガス組成

成分	容積% (平均)	成分	容積% (平均)
CO ₂	3~10 (7.0)	H ₂	32~44 (38.0)
C ₂ H ₄	4~10 (8.0)	CH ₄	18~28 (24.0)
O ₂	1~3 (2.0)	N ₂	10~17 (13.0)
CO	6~10 (8.0)		

理論空燃比 kg/kg (平均)=5.6

第2図

みられるからである。したがって、第2図のような音響モデルを考えることができる。

いま、 $\overline{\Delta I}$ を火炎断面 (y_1 軸に直角な) の ΔI の平均値

$$\overline{\Delta I} \equiv \frac{\iint \left(\int \Delta I d\tau' \right) dy_2 dy_3}{\int dy_2 dy_3}$$

とすると、

$$I(\mathbf{x}) \propto \int_0^{Y_L} \overline{\Delta I_S} A dy_1 + \int_{Y_L}^{Y_T} \overline{\Delta I_D} A dy_1 \dots \dots (17)$$

$$\text{ただし} \quad A \equiv \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|^2} \int dy_2 dy_3$$

となる。すなわち、 $(Y_T - Y_L)$ が小さい層流炎に近いものは、 $M_0 = U/a_0$ として、

$$I(\mathbf{x}) \propto \int_0^Y \overline{\Delta I_S} A dy_1 \propto M_0^2 \dots \dots \dots (18)$$

Y_L の小さい乱流炎に近いものは

$$I(\mathbf{x}) \propto \int_0^Y \overline{\Delta I_D} A dy_1 \propto M_0^4 \dots \dots \dots (19)$$

となる。

さらに、こうした騒音の周波数スペクトルがどのような特徴をもつかなどということは、速度乱れ、エントロピ乱れの場合についてのくわしい知識が要求されるので、現在のところこれ以上考えることはさけて、実際の拡散炎の騒音がどのようなものであるかを調べてみることにする。

第3図に示すような実験装置を用いて、都市ガス(成分組成、第1表)を混合室内であらかじめ過薄に空気と混合させ、内径 D が 21.8, 16.8, 11.8, 6.8 mm の円形ノズルより噴出させ、拡散炎をつくり、その騒音を標準コンデンサ・マイクロホンで測定する。こうした結果をつぎにのべる。

2.1 平均流速 U の影響

ジェット出口での混合気の平均流速 U の騒音の強さに対する影響の一例を、第4図に示す。 r は空燃比を理論空燃比で割った値で、縦軸は、 $r=0.18$, $U=15.0$ m/s での騒音の強さを基準にとった騒音の強さ I をあらわし、横軸は、同

第3図

基準点に対しての速度比をあらわす。第 5 図は、炎のみかけ上の長さ Y_T をしめす。第 4, 5 図の結果から、騒音の強さは乱流炎に近いところではほぼ完全に U^4 に比例し、層流炎に近づくにつれ U^2 に比例するようになることがわかる。第 6 図は、測定位置 x_1 を、炎のより乱流部分に近づけたときの ($x_1/D=40$) 騒音の強さ I と混合気のジェット出口での平均流速 U との関係である。これによると、第 4 図に対応するものよりも、より小さい速度から騒音の強さが U^4 に比例するようになる。すなわち、乱流炎の騒音特性 ΔI_D を示すことがわかる〔以下、グラフにあらわれる基準点 (ref.) はすべて $D=11.8$ mm, $r=0.18$, $U=15$ m/s の値をとるものとする〕。

2.2 空燃比の影響

第 7 図に空燃比 (r) の影響をしめす。これによると空燃比の影響は平均速度 U の高いところほど大きい。すなわち、(1) の結果と合わせ考えるとエントロピ乱れによるものは、空燃比の影響を比較的受けにくく、速度乱れによるものは大きく影響されることがわかる。

いま測定点を (x_1, x_2)、特異点の位置を y_1 とすれば

$$A = A_0[(x_1 - y_1)^2 + x_2^2]^{-1}, \quad A_0 = \frac{\pi}{4} D^2$$

$$\overline{\Delta I} = \text{一定}$$

とすると、

$$I(x_1, x_2) \propto \frac{1}{x_2} \left[\tan^{-1} \frac{Y_T - x_1}{x_2} - \tan^{-1} \frac{x_1}{x_2} \right] A_0 \overline{\Delta I} \quad \dots\dots\dots (20)$$

第 4 図

第 5 図

第 6 図

第 7 図

第 8 図

となるから, I は $x_1=0$ では $\tan^{-1} Y_T/x_2$ に比例し, この実験のように $Y_T/x_2 < 2.0$ では, 約 Y_T/x_2^2 に比例する. 空燃比 r の Y_T に対するききは, 約 r^{-1} に比例するものとすれば(第5図), $I(0, x_2)$ は層流炎, 乱流炎において, おおの $\overline{\Delta I_S}/r$, $\overline{\Delta I_D}/r$ に比例する. これらが第7図にあらわされるような, 約 r^0 , r^1 に比例するようになるためには, $\overline{\Delta I_S} \propto r$, $\overline{\Delta I_D} \propto r^2$ ぐらいの強さにならなければならない.

2.3 ノズル径 D の影響 第8図に $I-D$ の関係をしめす. これによると, 層流部分も乱流部分もほとんど D^3 に比例する. これは層流炎も乱流炎も炎の長さは約 D に比例し, 測定したような x_2 のところ($Y_T/x_2 \approx 2$) では, $\tan^{-1}(Y_T/x_2) \propto Y_T/x_2$ だから, $Y_T/x_2 \propto D$, 一方 $\int dy_2 dy_3 \propto D^2$ ゆえ,

第 9 図

第 10 図

$$I \propto \overline{\Delta I} D^2 \frac{Y_T}{x_2^2} \propto D^3$$

となるからであろう.

2.4 x_1, x_2 方向の騒音の強さ 第9図は, x_1 方向の騒音の強さ I 分布を示す一例である. ○印は, みかけ上の炎の長さ Y_T を, ×印はみかけ上の炎の乱れ始め点 Y_L をあらわす. 平均速度 U が増して乱流炎になり, $(Y_T - Y_L)$ が大きくなるとともに I の最大値は, 炎の全長の中心部分で生じるようになる.

x_2 による変化を第10図に示す. $x_2/x_{2ref.} \approx 1.0$ 付近からは約 x_2^{-2} に比例する.

2.5 スペクトル 第11図に騒音強さの周波数ス

第 11 図

第 12 図

ベクトルの一例を示す。縦軸は、単位周波数あたりの音圧 I を基準音圧 $I_{\text{ref.}}$ ($U=U_{\text{ref.}}$ の低周波での I) に対する比をあらわし、横軸は周波数 f を $(U/D)_{\text{ref.}}$ で無次元化した無次元周波数である。これによると、乱流炎すなわち ΔI_D 特性をしめすものは、スペクトルが高周波数側で f^{-2} に比例するような形になる。層流炎すなわち ΔI_S 特性を示すものは f^{-3} に比例するような形になる。すなわち、速度乱れによるもののほうが、エントロピ乱れによるものより、相対的により高い周波数を含んでいるといえる。第 12 図はスペクトルの移動関係である。すなわち、ある平均速度 U のところでは縦軸に示された周波数だけ、基準のものに対してスペクトルがずれていることを示す。したがって、ストローハル数 $f \cdot D/U$ は、層流炎、乱流炎において、別々に約一定の値をとる。この値は、乱流炎のほうが大きい値になる。ストローハル数に対する空燃比 r の影響は、 r が 1 に (すなわち、理論比に) 近づくとつれ、ほぼ直線的に増加する。

以上で、拡散炎の燃焼騒音の特性がある程度わかったわけであるが、速度の影響を除いて、空燃化の影響とか x_1 方向の騒音強さ分布とか、あるいは、そのスペクトルなどについては、さらにくわしい乱れ場の知識がないとこれ以上のことはわからない。

3. む す び

ここでは、まず、燃焼にともなう騒音について、その機構・特性をまず一般的に考察した。この場合、騒音の発生にあずかるものは、速度乱れとエントロピ乱

れであるが、前者は、燃焼のないときは音響的に 4 極子音源と同じ効果を示すのに比して、燃焼のあるときはもっと効率よく双極子的な特性を示し、後者はゆる点的な特性を示す。騒音の周波数スペクトル・方向性などその他のくわしいことは、速度・エントロピ乱れ場のくわしい知識がないとわからないが、燃料ガスと空気の混合気をノズルより噴出、燃焼させる場合の拡散炎の騒音については、実験の結果とあわせて次のようになる。

(i) 層流炎に近いものは、主としてエントロピ乱れによる音を発し、音響ゆる点的な特性を示し、乱流炎に近いものは、速度乱れにより音を発し、音響双極子的な特性を示す。

(ii) 騒音の強さは、層流炎・乱流炎に近いものは、それぞれ代表速度の二乗、四乗に比例して大きくなる。空燃比の影響は後者のほうが大きい。

(iii) ノズル径 D は三乗に比例してきく。

(iv) 周波数スペクトルは、低周波数側では平らになり、高周波数側では層流炎乱流炎で、おのおの f^{-3} , f^{-2} に比例した形になる。ストローハル数は、おのおのについてほぼ一定である。

文 献

- (1) M.J. Lighthill, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, Ser. A, **211** (1952), 594; Ser. A, **222** (1954), 1.
- (2) 小竹・岡崎, 機械学会論文集, **29**-201 (昭 38-5), 969.
- (3) Boa-Teh Chu & L. S. G. Kovasznay, *J. Fluid Mech.*, **3** (1958), 494.
- (4) Boa-Teh Chu, *4th Symp. (Int.) on Comb.*, (1953), 603.
- (5) Boa-Teh Chu, *NACA TN* 3411 (1955).
- (6) Boa-Teh Chu, *NACA TN* 3683 (1956).

討

【質問】 第 12 図はスペクトルの移動関係ということであるが、スペクトルの移動関係とはなにか。

(岡崎 卓郎)

【回答】 第 11 図を見ると、音圧の周波数スペクトル I は

$$I \approx \frac{1}{(Af)^n + B} \quad A, B, n: \text{定数}$$

という形をしている。 U および D に関してのスペクトルの移動関係をしらべるためには、 A に対する U および D の影響をしらべればよい。一定パーセント周波数パスバンドのスペクトル fI についてのピークの周波数 f_{max} は

$$(n-1)(Af_{\text{max}})^n = B$$

で与えられ

$$\frac{f_{\text{max}}}{(f_{\text{max}})_{\text{ref.}}} = \frac{A_{\text{ref.}}}{A}$$

論

の関係がある。したがって、ここでは、一定パーセント周波数パスバンドの周波数スペクトルのピークの周波数の移動関係をもって、スペクトルの移動関係とした。

【質問】 燃料ガスと空気の予混合燃焼では火炎面または燃焼面が生成され、層流と乱流はこの燃焼面で区別される。本論文第 2 図の音響モデルでは、ある状態にある火炎の層流部分と乱流部分として説明されているが、燃焼面における層流と乱流とはいかに関連するか。

(前沢 昌武)

【回答】 ご指摘のように、ここで取扱った燃焼音の模型および実験は、純粋な拡散炎ではなく、「まえがき」において断ったように、燃料過濃な混合ガスがさらに空気中に噴流拡散して燃焼する場合についてである。だから、ご質問のような意味での層流、乱流の区別は考えなかった。