



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	塵芥焼却炉における通風力の検討（II）：煙突内の煙が等速流動する場合
Author(s)	岡垣, 理
Citation	衛生工学, 8, 1-12
Issue Date	1963-08
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/36161
Type	departmental bulletin paper
File Information	8_1-12.pdf



塵芥焼却炉における通風力の検討 (III) (煙突内の煙が等速流動する場合)

岡 垣 理*

(昭和38年4月15日受理)

Investigation on the Draft Force in Incinerators (Part II)
(On the case of a constant velocity distribution at
any section along the axis of stack)

Osamu OKAGAKI

Abstract

In the previous paper, the characteristics of draft force in the stack which has a uniform diameter were analyzed mathematically, considering the transfer of heat from the surface of stack to the surroundings.

It is the purpose of this paper to clarify the same characteristics for the stack which has a gradually changed diameter so as to be realized a constant velocity distribution at any section along the axis of the stack.

As a result of mathematical considerations, following relations are obtained with dimensionless groups. Eq.(7) or Fig. 2 shows the temperature distributions of exhaust gas along the axis of the stack, Eq.(10) or Fig. 3 the size of the diameter of the stack changing along the axis, Eq.(13) or Fig. 4 the theoretical draft force of the stack, and Eq.(15) and(18) or Fig. 5 and 6 the losses of the draft force of the stack.

目 次

1. ま え が き	2
2. 等速排煙に対する諸関係式	2
2-a) 煙突内の煙の温度降下	2
2-b) 煙突の形状	4
2-c) 理論通風力	5
2-d) 煙突における通風損失	7
3. 理論通風力と通風損失との関係	9
4. あとがき	12

1. ま え が き

前報^{**}では、煙突による自然通風力が、煙突表面における放熱条件、煙の温度と流動速度および煙突の寸法などにより、どのような影響を受けるかを無次元表式により解析し、とくに、塵芥焼却炉などで、水分の多い塵芥を焼却する場合のように、排煙中に多量の水蒸気を含むときの通風効果を検討した。この場合、煙突の直径は一定であるとの仮定のもとに諸関係式は誘導されている。従つて、煙突内の煙は、煙突表面からの放熱のため、煙突の基部から尖端に向つてその速度を漸減し、不等速流動を示すことになる。

本報では、通常の鉄筋コンクリート造または煉瓦造煙突に見られるような先細の煙突に対し、前報同様の検討を行う目的で、まず、煙が煙突内で等速流動を示す場合を対象とした諸関係式の導出を試みた。

2. 等速排煙に対する諸関係式

2-a) 煙突内の煙の温度降下

いま、各高さの排煙速度が等しい煙突を考える(図1)。定常状態では、任意の微小区間 Δz に流入する熱量 $Q(z)$ と流出する熱量 $Q(z+\Delta z)$ との差 ΔQ は、煙突から周囲大気へ放散される熱量と等しい。外気温度を基準にとれば、

$$Q(z) = \frac{\pi}{4} D^2 \cdot w \cdot r \cdot C_p (T - T_a) \times 3600 \quad [\text{kcal/h}] \quad \dots\dots(1)$$

ここで、 T =煙の温度[°K]、 T_a =外気温度[°K]、 D =煙突の直径(z の函数)[m]、 w =排煙速度(一定)[m/s]、 r =煙の比重量[kg/m^3]、 C_p =煙の比熱[$\text{kcal/kg} \cdot ^\circ\text{C}$]。

また、連続流れの条件

$$\frac{\pi}{4} D^2 \cdot w \cdot r = \text{const.} \quad [\text{kg/h}] \quad \dots\dots(2)$$

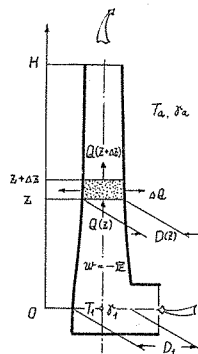


図 1

或いは

$$D^2 \cdot r = \text{const.} \quad \dots\dots(2')$$

が成立するから、式(1), (2')より

$$\Delta Q = \frac{dQ}{dz} \Delta z = 900\pi(D^2 \cdot r) \cdot w \cdot C_p \frac{dT}{dz} \Delta z \quad \dots\dots(3)$$

他方、煙突の微小区間 Δz の側面から周囲へ放散される熱量は

$$\Delta Q = -\pi D \cdot \Delta z \cdot k(T - T_a) \quad \dots\dots(4)$$

ここで、 k = 煙突壁の熱貫流率 [$\text{Kcal/h} \cdot \text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$]。

また、煙突内の煙はほぼ大気圧と等しい等圧変化を行う完全ガスと看做せるから

$$r \cdot T = r_1 \cdot T_1 = \text{const.} \quad \dots\dots(5)$$

ここで、 $r_1 \cdot T_1$ 、次式の D_1 などの添字1は、煙突の入口部位を表わしている。

従つて、式(2'), (3), (4)および(5)などからつぎの微分方程式が導かれる。

$$\frac{900w \cdot C_p (D^2 \cdot r)}{k} \frac{dT}{dz} = -D_1 \left(\frac{T}{T_1} \right)^{\frac{1}{2}} (T - T_a) \quad \dots\dots(6)$$

そして、境界条件

$$z=0, \quad T=T_1$$

を満たす微分方程式の解は、無次元化した型で、つぎのように求まる。

$$\left(\frac{T}{T_a} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\exp\left(-\xi \frac{x}{D_1}\right) + m}{-\exp\left(-\xi \frac{z}{D_1}\right) + m} \quad \dots\dots(7)$$

$$\xi = \frac{k}{900w \cdot C_p \cdot r_1} \left(\frac{T_1}{T_a} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad \dots\dots(8)$$

$$= \frac{\pi D_1^2 k}{G \cdot C_p} \left(\frac{T_1}{T_a} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad \dots\dots(8')$$

$$m = 1 + \frac{2}{\left(\frac{T_1}{T_a} \right)^{\frac{1}{2}} - 1} \quad \dots\dots(9)$$

ここで、 G = 煙突内の煙流量 [Kg/h]。

とくに、 $z \rightarrow \infty$ の極限状態では、勿論、 $T = T_a$ となる。

図2は、式(7)の関係を片対数線図上に表わしたもので、横軸に $\xi \frac{z}{D_1}$ 、縦軸に $\frac{T}{T_a}$ 、また副変数に $\frac{T_1}{T_a}$ (または m)を選んでいる。同図から、外気温度、煙突入口における煙の状態値、排煙流量または流速、および煙突壁の熱貫流率などが与えられると、煙突軸方向の煙の温度変化が直ちに求められる。

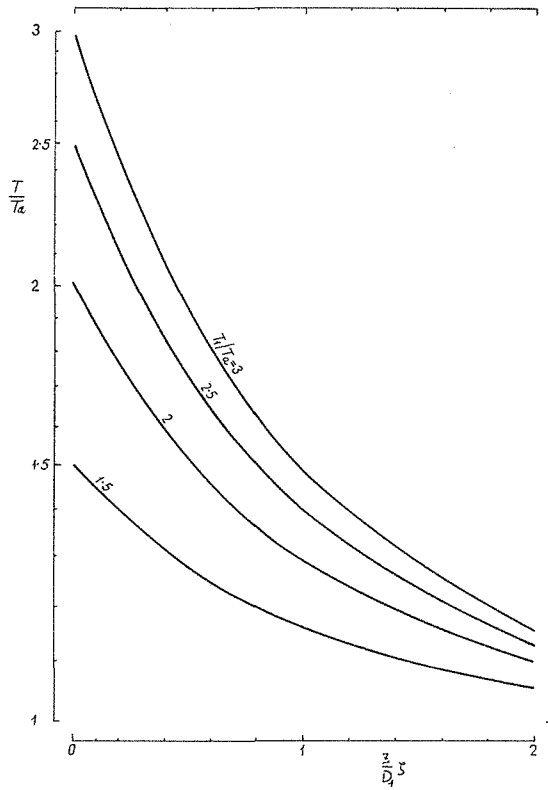


図 2

2-1b) 煙突の形状

等速流動の条件を表わす前掲の式(2')は

$$D^2 \cdot r = D_1^2 \cdot r_1 = \text{const} \quad \dots\dots\dots (2'')$$

のように表わせるから、この式と(5)および(7)とから、任意高さにおける煙突の直径は次式のように導かれる。

$$\frac{D}{D_1} = \left(\frac{T_1}{T_a} \right)^{-1} \frac{\exp\left(-\xi \frac{z}{D_1}\right) + m}{-\exp\left(-\xi \frac{z}{D_1}\right) + m} \quad \dots\dots\dots (10)$$

とくに、 $z=0$ で、上式は $D=D_1$ となり $z \rightarrow \infty$ で $\frac{D}{D_1} = \frac{T}{T_1}$ となる。

図3は、式(10)の関係を、横軸が $\xi \frac{z}{D_1}$ 、縦軸が $\frac{D}{D_1}$ の直角座標上に移したもので、 $\frac{T_1}{T_a}$ を副変数に選んでいる。この場合も、前図同様に、与えられた諸条件から、等速排煙に対する煙突直径の軸方向変化が直ちに求められる。

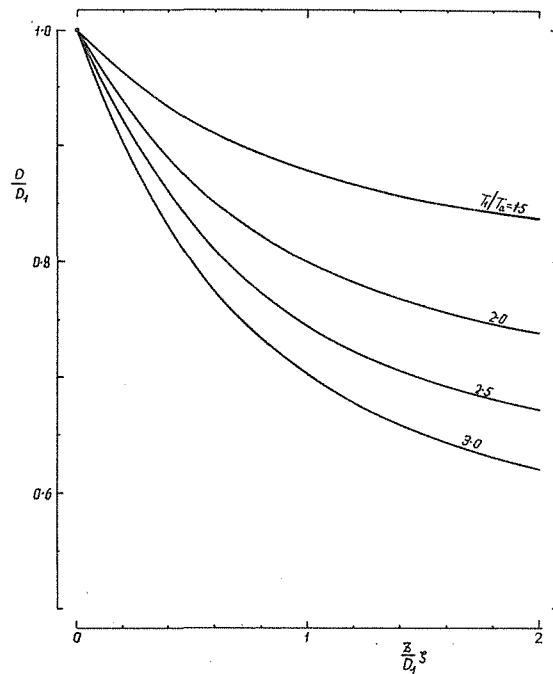


図 3

2-c) 理論通風力

煙突の理論的通風力 Z_t [Kg/m^2 , mmAq] は煙突内の煙の軸方向温度分布が判かれば, 次式により正しく計算される。

$$Z_t = H r_a - \int_0^H r(z) dz \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで, H = 煙突の有効高さ [m], r_a = 外気の比重量 [Kg/m^3].

すなわち, 式(5)および(7)を用いて, 上式は

$$\begin{aligned} Z_t &= H r_a - r_1 \frac{T_1}{T_a} \int_0^H \frac{T_a}{T} dz \\ &= H r_a - r_1 \frac{T_1}{T_a} \int_0^H \left[\frac{-\exp\left(-\xi \frac{z}{D_1}\right) + m}{\exp\left(-\xi \frac{z}{D_1}\right) + m} \right] dz \end{aligned}$$

積分項は, $\exp\left(-\xi \frac{z}{D_1}\right) = p$ と変数置換することにより容易に積分でき, 結果は

$$Z_t = H r_a - r_1 \frac{T_1}{T_a} \frac{D_1}{\xi} \left[\xi \frac{H}{D_1} + \frac{4 \exp\left(-\xi \frac{H}{D_1}\right)}{\exp\left(-\xi \frac{H}{D_1}\right) + m} - \frac{4}{1+m} \right] \dots\dots\dots (12)$$

とくに、 $\xi=0$ の極限では $Z_t = H(r_a - r_1)$ となり、断熱流動の場合となる。

上式は無次元化して

$$1 - \frac{Z_t}{H r_a} = \frac{R_a}{R} \left(\frac{H}{D_1} \xi \right)^{-1} \left[\left(\frac{H}{D_1} \xi \right) + \frac{4 \exp\left(-\xi \frac{H}{D_1}\right)}{\exp\left(-\xi \frac{H}{D_1}\right) + m} - \frac{4}{1+m} \right] \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $R, R_a [K g \text{ m} / K g \text{ } ^\circ K]$ はそれぞれ排煙および外気のカス恒数である。

図4は、上式の関係は横軸が $\frac{H}{D_1} \xi$ 、縦軸が $\frac{Z_t}{H r_a}$ の直角座標に移したもので、 $\frac{T_1}{T_a}$ を副変数としている。この図は、前掲の諸図と同様に、任意条件のもとで理論通風力の計算を行うのに役立つ。

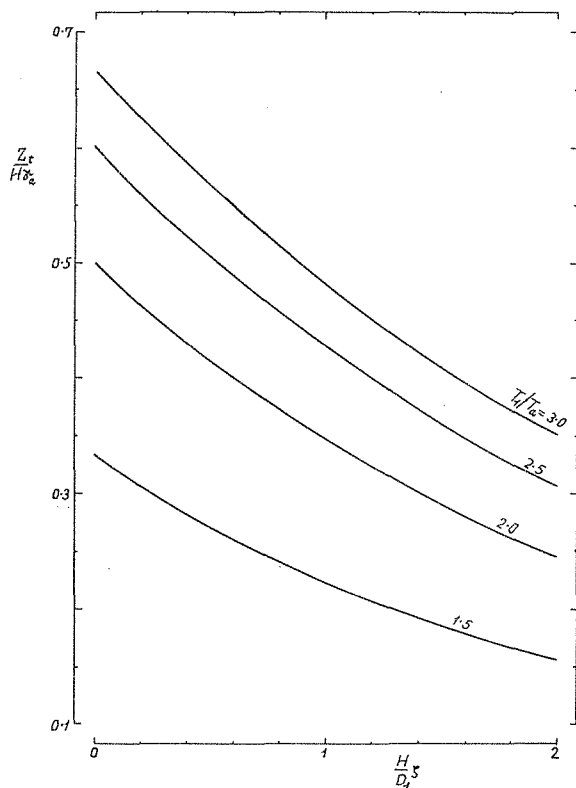


図 4

2-d) 煙突における通風損失

煙突の有効通風力は、上記の理論通風力から、煙突出口における煙の速度エネルギーのための圧力損失と、煙突内における煙の流動抵抗のための圧力損失とを差引いたものになる。定常燃焼の状態では、炉および煙道内の全流動抵抗と有効通風力が均合う。

まず、速度エネルギーのための圧力損失 Z_v [Kg/m^2 , mmAq] は

$$\begin{aligned} Z_v &= \frac{w^2}{2g} r_e = \frac{w^2}{2g} r_1 \frac{T_1}{T_e} \\ &= \frac{w^2}{2g} r_1 \frac{T_1}{T_a} \left[\frac{-\exp\left(-\xi \frac{H}{D_1}\right) + m}{\exp\left(-\xi \frac{H}{D_1}\right) + m} \right]^2 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 r_e [Kg/m^3]、 T_e [$^{\circ}\text{K}$] はそれぞれ、煙突出口 ($z=H$) における煙の比重量および温度を表わすものとする。

とくに、 $\xi=0$ の場合 $Z_v = r_1 \frac{w^2}{2g}$ となり、断熱流動における速度エネルギーのための圧力損失を示すこととなる。

上掲の理論通風力と同様に、無次元表示すれば

$$\frac{Z_v}{H r_a} = \frac{\frac{w^2}{2g}}{H} \frac{R_a}{R} \left[\frac{-\exp\left(-\xi \frac{H}{D_1}\right) + m}{\exp\left(-\xi \frac{H}{D_1}\right) + m} \right]^2 \quad \dots\dots\dots (15)$$

図5は、上式から Z_v を計算する際の便宜のため作ったもので、横軸に $\frac{H}{D_1} \xi$ 、縦軸に $\frac{Z_v}{H r_a} \left(\frac{w^2}{2g} \right) \frac{R}{R_a}$ 、また副変数に $\frac{T_1}{T_a}$ が採つてある。

つぎに、煙突内の煙の流動抵抗による圧力損失 Z_f [Kg/m^2 , mmAq] はつぎのごとく導かれる。

図1において、微小区間 Δz に生ずる流動抵抗 ΔZ_f は、管摩擦の基本式から

$$\Delta Z_f = \lambda \frac{\Delta z}{D} \frac{w^2}{2g} r \quad \dots\dots\dots (16)$$

煙突全長については、摩擦抵抗係数 λ を一定と看做し、かつ煙突内の煙は大気圧と等しい等圧変化を行う完全ガスであると看做せば (比較的短い管内流動を考える) 、

$$\begin{aligned} Z_f &= \lambda \frac{w^2}{2g} \int_0^H \frac{r}{D} dz = \lambda \frac{w^2}{2g} \frac{r_1}{D_1} \left(\frac{T_1}{T_a} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^H \left(\frac{T_a}{T} \right)^{\frac{3}{2}} dz \\ &= \lambda \frac{w^2}{2g} \frac{r_1}{D_1} \left(\frac{T_1}{T_a} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^H \left[\frac{-\exp\left(-\xi \frac{z}{D_1}\right) + m}{\exp\left(-\xi \frac{z}{D_1}\right) + m} \right]^3 dz \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \lambda \frac{w^2}{2g} \frac{r_1}{D_1} \left(\frac{T_1}{T_a} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{D_1}{\xi} \left[\left(\xi \frac{H}{D_1} \right) + 2 \operatorname{Ln} \frac{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m}{1+m} \right. \\
&\quad \left. + 4 \left\{ \frac{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right)}{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m} - \frac{1}{1+m} - \left[\frac{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right)}{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m} \right]^2 + \frac{1}{(1+m)^2} \right\} \right] \\
&\quad \dots\dots\dots (17)
\end{aligned}$$

とくに、 $\xi = 0$ の場合は $Z_F = \lambda \frac{w^2}{2g} \frac{H}{D_1} r_1$ となり、断熱流動における全摩擦抵抗を表わすことになる。

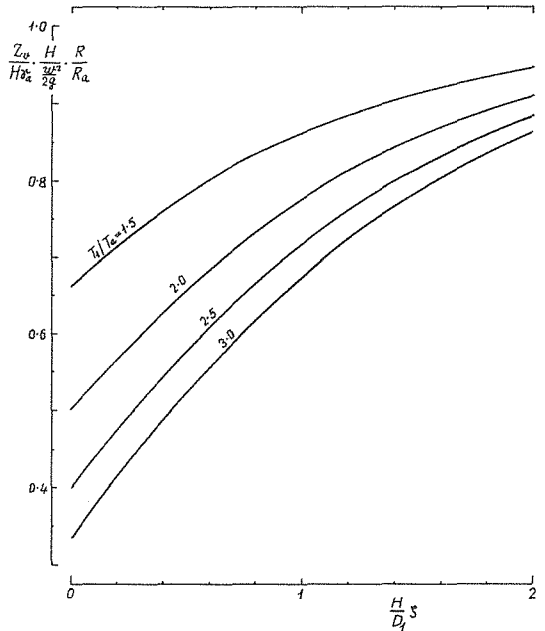


図 5

式(15) との比較のため、つぎのように無次元化する。

$$\begin{aligned} \frac{Z_f}{H r_a} = & \frac{\lambda}{H} \frac{w^2}{2g} \frac{H}{D_1} \frac{R a}{R} \left(\frac{T_1}{T_a} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{H}{D_1} \xi \right)^{-1} \left[\left(\frac{H}{D_1} \xi \right) + 2 \operatorname{Ln} \frac{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m}{1+m} \right. \\ & \left. + 4 \left\{ \frac{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right)}{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m} - \frac{1}{1+m} - \left(\frac{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right)}{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m} \right)^2 + \frac{1}{(1+m)^2} \right\} \right] \end{aligned}$$

..... (18)

図6は、前図同様に、横軸を $\xi \frac{H}{D_1}$ ，縦軸を $\frac{Z_f}{H r_a} \frac{H}{\frac{w^2}{2g}} \frac{1}{\lambda} \frac{D_1}{H} \frac{R}{R a}$ ，副変数 $\frac{T_1}{T_a}$ として式(18) の関係を表わしたものである。

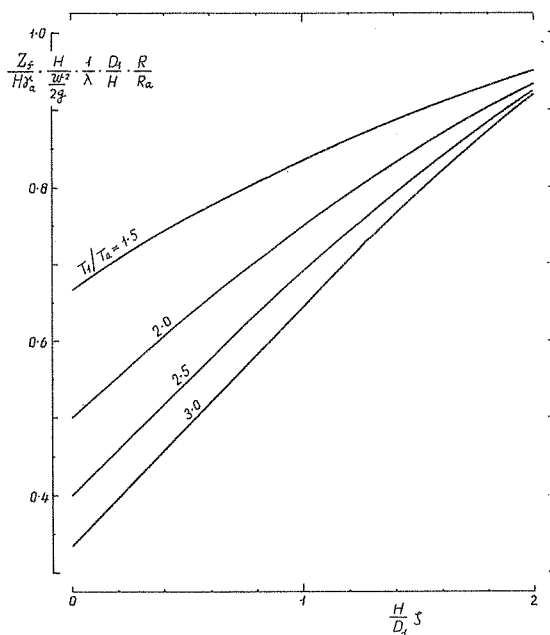


図 6

3. 理論通風力と通風損失との関係

理論通風力 Z_t と煙突における通風損失 Z_v および Z_f の関係は、まず、式(13)と(14) とから

$$\frac{Z_v}{Z_t} = \frac{\frac{w^2}{2g}}{H} \left/ \left(\frac{1}{F_v} \frac{R}{R a} - \frac{F_t}{F_v} \right) \right. \quad \text{..... (19)}$$

$$F_t = \left(\frac{H}{D_1} \xi \right)^{-1} \left[\left(\frac{H}{D_1} \xi \right) + \frac{4 \exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right)}{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m} - \frac{4}{1+m} \right] \dots\dots\dots (20)$$

$$F_v = \left[\frac{-\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right)}{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m} \right]^2 \dots\dots\dots (21)$$

また、式(13) と(18) とから

$$\frac{Zf}{Z_t} = \lambda \frac{w^2}{H} \left/ \left(\frac{1}{F_f} \frac{R}{Ra} - \frac{F_t}{F_f} \right) \right. \dots\dots\dots (22)$$

$$F_f = \left(\frac{T_1}{T_a} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{H}{D_1} \xi \right)^{-1} \left[\left(\frac{H}{D_1} \xi \right) + 2 \operatorname{Ln} \frac{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m}{1+m} \right. \\ \left. + 4 \left\{ \frac{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right)}{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m} - \frac{1}{1+m} - \left[\frac{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right)}{\exp \left(-\xi \frac{H}{D_1} \right) + m} \right]^2 + \frac{1}{(1+m)^2} \right\} \right] \dots\dots\dots (23)$$

図7および8は、上掲式(19) と(22) の関係を数値的に求めようとする際に役立つ。

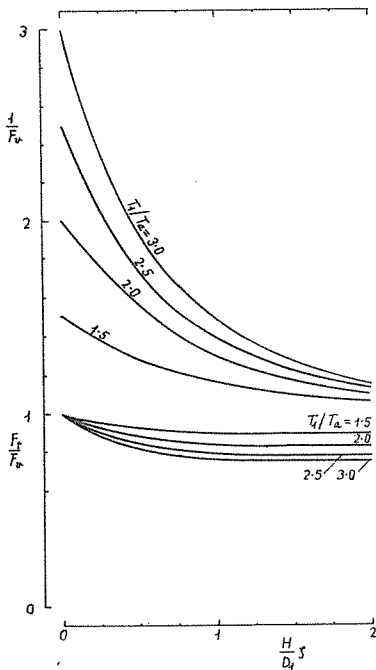


図 7

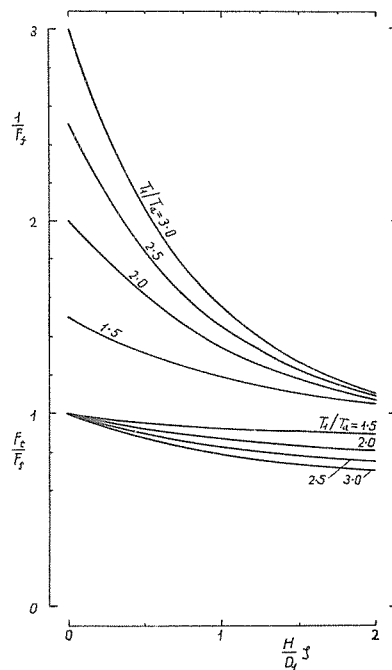


図 8

両図は、いずれも、横軸を $\frac{H}{D_1}\xi$ としており、縦軸にはそれぞれ $\frac{1}{F_v}$, $\frac{F_t}{F_v}$ および $\frac{1}{F_f}$, $\frac{F_t}{F_f}$ を、また副変数としては $\frac{T_1}{T_a}$ を採っている。

つぎに、 Z_v と Z_f の間に、上式(19) および(22) より

$$\frac{Z_f}{Z_v} \left(\frac{D_1}{\lambda H} \right) = \left(\frac{1}{F_v} \frac{R}{R_a} - \frac{F_t}{F_v} \right) / \left(\frac{1}{F_f} \frac{R}{R_a} - \frac{F_t}{F_f} \right) \quad \dots\dots\dots (24)$$

の関係が導かれる。この式は、上掲の図7, 8を用いれば、所与の $\frac{R}{R_a}$ 値に応じて直ちに具示することができる。例えば、空気過剰係数が大きく、煙の組成が空気に近いと看做せるような場合、上式で $R=R_a$ とおけばよいから

$$\frac{Z_f}{Z_v} \left(\frac{D_1}{\lambda H} \right) = \left(\frac{1}{F_v} - \frac{F_t}{F_v} \right) / \left(\frac{1}{F_f} - \frac{F_t}{F_f} \right) \quad \dots\dots\dots (25)$$

と表わされる。図9は、上式の関係をも、横軸が $\frac{H}{D_1}\xi$ 、縦軸が $\frac{Z_f}{Z_v} \left(\frac{D_1}{\lambda H} \right)$ の直角座標上に、 $\frac{T_1}{T_a}$ と副変

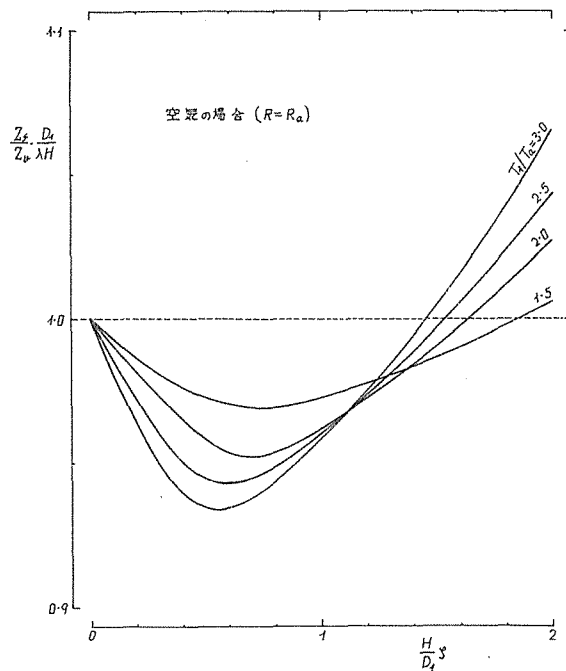


図 9

数として表わしたものである。とくに、 $\xi=0$ という断熱流動の場合には、 $\frac{Z_f}{Z_v} = \lambda \frac{H}{D_1}$ になる。同図から明らかなように、 $\frac{T_1}{T_a} < 3$ および $\frac{H}{D_1}\xi < 2$ の範囲内で、 $\frac{Z_f}{Z_v}$ の比をとると、断熱流動と看做したことによる $\frac{Z_f}{Z_v}$ 値の誤差を、ほぼ±5%に納めることができる。

4. あ と が き

以上は、煙が煙突内を等速流動すると考えたときの、煙突内排ガスの高さによる温度変化、理論通風力および有効通風力などを表わす諸関係式の導出経過を述べたものであり、任意の与条件に対する煩瑣な数値計算をいちいち行う手間を省くため、無次元型式の図表を掲げる。

次報では、叙上の結果を用いて、在来の煙突設計に対して基本的な検討を行い、さらに前報における等径煙突と比較検討し、それらの特徴を明きらかにする予定である。

なお、前報の式(9)

$$1 - \frac{Z_t}{H r_a} = \frac{R a}{R} \left(\frac{T_a}{T_1} \right) + 1$$

の誤植をつぎのように訂正する。

$$1 - \frac{Z_t}{H r_a} = \frac{R a}{i} \left(\frac{T_a}{T_1} \right)$$