

大気汚染に関する風洞実験 (6)

——拡散式に対する一考察——

京都大学工学部 正員 山本剛夫 西田薫

〃 学生員 佐藤誠宏

大 阪 市 正員 〇上田玄雄

まえがき

Power plant のごとき巨大建造物からの排ガスの拡散や、拡散物質が山脈等の起伏のばげしい地形を越える場合などは、著しい $\downarrow$ down-draught が生じて従来の拡散式ではその特性が十分説明しえないことが多い。著者らの研究は、かような点に関し地上障害物体によって生じる乱流場を簡単なモデルで近似して、これに対して拡散公式を修正して適用する方法を提案したものである。なお、同時に風洞実験によってえられた結果との比較検討も行なった。

1. 拡散公式の適用法

物体後方の流れの場を Fig. 1 のように近似する。そして、

- (i) 領域 I は、平均風速 $\bar{U}$ と、乱れの成分 $V_i' (=u_i', v_i', w_i')$ を持ち、領域 II は平均風速 $\bar{u}$ と、乱れの成分 $V_i' (=u_i', v_i', w_i')$ を持つとする。そして、 $\bar{u}$ は

$$\bar{u}/\bar{U} = aZ + b \quad (a, b: \text{const}) \quad \text{-----(1)}$$

なる Γ - Γ 法則であるごとく近似する。

- (ii) 両領域の境界は

$$Z \propto \sqrt{x} \quad \text{-----(2)}$$

なる放物線であるとし、比例定数は k' がある値をとる点を知らず求める。

- (iii) 両領域で拡散係数は一定とする。

- (iv) 流線は上下移動は考慮しない。

以上のモデル化に従って拡散公式の補正および適用法を述べると次の通りになる。

領域 I (O, P 間) では wake flow の影響はないから、その濃度分布は

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z U} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right)\right] \quad \text{-----(3)}$$

で与えられ、その拡散巾(標準偏差) σ_y, σ_z は

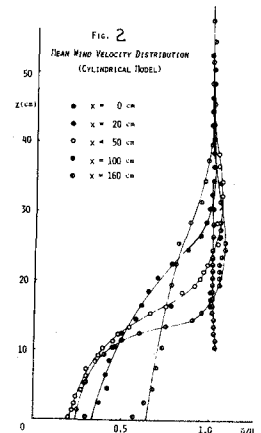
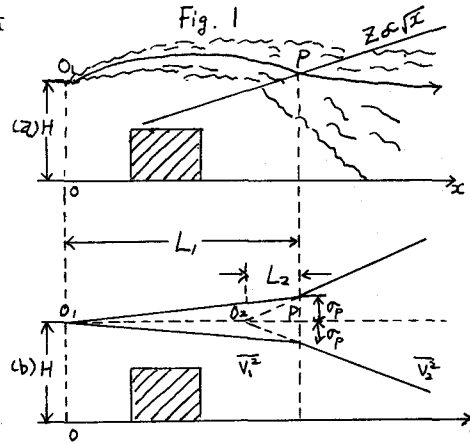
$$\sigma_y^2 = 2\overline{U_i'^2} \int_0^T \int_0^T R_{L,uv}(\xi) d\xi dt \quad \text{-----(4)}$$

$$\sigma_z^2 = 2\overline{W_i'^2} \int_0^T \int_0^T R_{L,w}(\xi) d\xi dt \quad \text{-----(5)}$$

で規定される。ここに R_L は乱流速度に関する Lagrange 相関で各々

$$R_{L,uv} = \frac{U_i'(t)U_i'(t+\xi)}{U_i'^2}, \quad R_{L,w} = \frac{W_i'(t)W_i'(t+\xi)}{W_i'^2} \quad \text{-----(6)}$$

である。領域 II (P 以降) では (1) 式が拡散公式の中に入り、従来の式



(3)は修正されて

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}^{3/2}} \int_0^\infty \frac{Q}{(A_1^2 t^3 + A_2^2 t)^{3/2}} B C t \exp\left(-\frac{y^2}{2B^2 t}\right) \exp\left[-2\left\{\frac{(x-\bar{u}_0 t)^2}{A_1^2 t^3 + A_2^2 t} - \frac{\sqrt{3}(x-\bar{u}_0 t)z}{(A_1^2 t^3 + A_2^2 t)^{3/2}} C t^{1/2} + \frac{z^2}{C t}\right\}\right] dt \quad \dots (17)$$

となる。ここで $\bar{u}_0$ は放出口の高さにあける $\bar{u}$ 、また

$$A_1 = \left(\frac{2}{3} \overline{w'^2} t_{L,w}\right)^{1/2} \frac{d\bar{u}}{dz}, \quad A_2 = (2\overline{u'^2} t_{L,u})^{1/2} \quad (18)$$

$$B = (2\overline{v'^2} t_{L,v})^{1/2} \quad C = (2\overline{w'^2} t_{L,w})^{1/2}$$

である。また、 $t_{L,u}$ 、 $t_{L,v}$ 、 $t_{L,w}$ は (u', v', w') で規定される Lagrange 相関 (16 式) を積分して得た値、即ち、

$$t_{L,u} = \int_0^\infty R_{L,u}(z) dz, \quad t_{L,v} = \int_0^\infty R_{L,v}(z) dz, \quad t_{L,w} = \int_0^\infty R_{L,w}(z) dz$$

で与えられる integral time scale である。 (19)

座標系は (3) 式の場合は発点源 O_1 を原点にしてとればよく、

(7) 式の場合は $\overline{O_1 O_2} = L_1 \left(1 - \frac{\sqrt{V_1^2}}{\sqrt{V_2^2}}\right) \quad \dots (10)$

で定義される座の点源 O_2 を原点にとればよいことはすでに発表した²⁾。また、(6)、(7)に含まれる Lagrange の相関 $R_L(z)$ は

$$R_L(z) = R_E(z) \quad (\text{when } z = \beta \tau) \quad \dots (11)$$

に従って Euler 相関 $R_E(z)$ の測定値から求める (β : 定数)。

以上のように入れた結果を実測値と比較した。Fig. 2

は物体後方の平均風速の分布形であり、模型直後のもの ($x=20, 50$ cm のもの)を除いて直線近似としてもよさう。Fig. 3 は Euler 相関 $R_E(z)$ の実測結果で、その integral time scale t_E は

$$t_E = \int_0^\infty R_E(z) dz \approx 40 \text{ msec} \quad \dots (12) \quad \text{であつた。また、}$$

$$\text{定数 } \beta \text{ は約 } 5 \text{ であつた。故に } t_L = \beta t_E \approx 200 \text{ msec} \quad \dots (13)$$

2. 計算結果および実測との比較

Fig. 4 は (3) 式と (7) 式の分布形の差異を示しているデータは Fig. 2~3 等の

実測値を代入している。修正式 (7) の方が下側に濃度が高い。Fig. 5 は (3)、

(7) 式による濃度差の差異を示している。これも Fig. 4 と同じ結果が見られる。Fig. 6

は同じ同実験との比較である。Fig. 7 は散散りと風速距離 x との関係を示す。

図で直線から曲線に移る点は Fig. 1 の P を示し、ここから σ が急激に増え

あつたのは物質が wake flow 内に入つたことを示している。

参考文献) 1) Corrsin, S.: Adv. in Geophys., 6 (1959)

2) 佐田, 山本, 西田, 上田: 昭和44年度土木学会年次学術講演会概要集

