

# 大 気 中 の 拡 散 現 象\*

坂 上 治 郎\*\*

## 1. 緒 言

最近ようやく大気汚染が社会的な問題として取上げられてきたが、現在その調査研究の対象は主として現象的な面に向けられていて、原因および結果の量的はあくへの努力はまだ十分でない。ここでは“拡散”を広い意味で解釈し、大気中へ放出された物質のその後の行動について考察する。このような現象はきわめて複雑であり規模もさまざまであって、現在すべてが量的に解明されているとはいえないが、相当の程度までは研究が進んでいるので、その範囲においてできるだけ具体的に紹介したいと考える。

## 2. 放出物質の状態

大気汚染源として考えられるものには純気体のもの、微滴状のものと微粉状のものがある。後の二つのいわゆるエアロゾルはその粒子が数 10 分の 1 μ から 100 μ 程度までの大きさをもつ。気体とエアロゾルとの大気中の行動の差は、後者は質量の影響が大きいので落下し、またその粒子のまわりの空気の動きとに“ずれ”を生じ、したがって拡散の度合も気体より少なくなる。落下速度と“ずれ”を表わす時定数を第 1 表に示した。この結果から見ると、2~3 μ 程度以下の粒子は気体と同じ行動をするものとみなし得るし<sup>(1)</sup>、数 10 μ 程度までの粒子に対しては拡散は気体と同様に行なわれ、それに落下速度がつけ加わる。この場合落下過程と拡散過程との間には相互作用を考慮する必要がない。数 10 μ 以上の粒子に対しては落下現象が大きくきいてくるので、その広がり方を問題にする場合が少ない。

ここでは気体とエアロゾルを合わせて plume と名づけることにする。plume の密度はかりにそれ自身の

第 1 表 粒子半径と時定数および落下速度の関係  
(物質の密度=3.0, ただし表中  $3.7^{-5}=3.7 \times 10^{-5}$ )

| r (μ)    | 1          | 2           | 5          | 10         | 20         | 50         | 100        |
|----------|------------|-------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| T (s)    | $3.7^{-5}$ | $1.5^{-4}$  | $9.2^{-4}$ | $3.7^{-3}$ | $1.5^{-2}$ | $9.2^{-2}$ | $3.7^{-1}$ |
| V (cm/s) | $3.6^{-2}$ | $1.43^{-1}$ | $9.0^{-1}$ | 3.9        | $1.43^1$   | $9.0^1$    | $3.6^2$    |

\* 原稿受付 昭和 38 年 11 月 4 日。

\*\* お茶の水女子大学理学部 (東京都文京区大塚町 35)。

密度が空気密度の 2 倍であっても、その濃度が 10 000 ppm のときに初めて空気密度の 1% だけ変るにすぎない。したがって源のごとく近く以外は plume 密度は空気密度と同じと考えてよい。一方この程度の密度変化は気温が 3°C 変わるだけで起るので、温度の影響のほうがはるかに大きい。

## 3. 放出時の状態

plume は一般に温度が高くまた噴出速度があるのである程度上昇する。風のある場合どれだけの高さまで上昇するかということはまだ十分な理論と実験による解決が得られていない。一つの理論として Bosanquet, et al.<sup>(2)</sup> の結果を示す。

$$\Delta h_{\max} = \frac{4.77}{1 + 0.43u/V_s} \frac{\sqrt{Q_{V1} \cdot V_s}}{u} + 6.37g \frac{Q_{V1} \cdot \Delta T_1}{u^3 T_1} \left( \log_e J^2 + \frac{2}{J} - 2 \right) \dots \dots \dots (1)$$

$$J = \frac{u^2}{Q_{V1} \cdot V_s} \left( 0.43 \sqrt{\frac{T_1}{g(d\theta/dz)}} - 0.28 \frac{V_s}{g} \frac{T_1}{\Delta T_1} \right) + 1$$

$\Delta h_{\max}$ : 上昇限度,  $u$ : 風速,  $Q_{V1}$ : 体積の放出率,  $g$ : 重力の加速度,  $T_1$ : 放出される気体の密度が周囲の空気の密度と等しい値になるとした時の絶対温度 ( $T_s$ : 放出される気体の絶対温度),  $\Delta T_1 = T_s - T_1$ ,  $\frac{d\theta}{dz}$ : 周囲の大気の温位傾度である。

## 4. 大気中の plume の行動

大気中の plume は流動し、その経過中に拡散し、落下速度があれば沈降し、plume が地面または草、木、生物等に触れると沈着を起す。

4.1 流動 plume の行動の大勢はその主風に従って流動することによって決定される。

A) みぞ状の地域では地上の高いところの風向がその向きに平行でなくても、地面近くの風はそれに平行に吹き、また特にくさび状の谷地では風が谷寄りに吹くとその奥地では plume を被る機会が多くなる。

B) 地形によって流線の形は変化する。たとえば丘の上の流線は第 1 図のように変り、その上に煙突があると、たとえばその高さが  $AB (= H_1)$  で、丘の高

さが  $OA(=H_0)$  であるとする、 $B$  を通る流線は風下側で下降するので、煙突の有効な高さは  $H_0+H_1$  でなく、 $H_1$  に近いものになってしまう。もし流線の形が丘の影響を受けないくらいの高さ  $C$  まで ( $OC=H_2$ ) 煙突が高いと、その実効高度は  $H_0+H_2$  になる。この  $C$  点の高さは丘の形等で定まるので、個々の場合について風どう実験等で決定しなければならない。

C) 建物や地形が角ばった形をしている場合には、第2図に示すようにその風下側に死水領域ができ、その中は激しいうず状運動をしていて、巻降しや巻込みが起る。したがって建物がないとしたとき十分高く出た plume も、死水領域にあるようになると地面近くに巻降され、煙突の実効高度がきわめて低くなる。この死水領域は特にその建物の高さが高くまた風に垂直な方向に長いと、その高さの7~10倍くらい風下まで及ぶものである。

4.2 大気拡散 大気中の plume は流動しつつその平均位置を中心として前後左右に広がる。実験室内で見られる密閉された容器の中の拡散は分子運動によって起るが、大気中の拡散は大気中に存在する大きさまざまのうずによって起り、きわめて現象が複雑である。拡散は濃度を  $c$  (g/m<sup>3</sup>)、源の基部を座標原点とし、風下方向に  $x$  軸、鉛直上方に  $z$  軸、それぞれに直角に  $y$  軸 (単位は m) をとり、経過時間を  $t$  (s) とすると、

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) \dots\dots\dots(2)$$

の微分方程式で定められる。 $K_x, K_y, K_z$  は  $x, y, z$  方向の拡散係数である。

Sutton の式<sup>(3)</sup>は

$$\left. \begin{aligned} K_x = K_y &= \left( \frac{2-n}{4} u \right) c_y^2 x^{1-n} \\ K_z &= \left( \frac{2-n}{4} u \right) c_z^2 x^{1-n} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3)$$

ととり、持続点源としての高さ  $h$  m の煙突からの濃度の式として、

$$c = \frac{q}{u} \frac{e^{-\frac{y^2}{A}}}{\sqrt{A\pi}} \left( \frac{e^{-\frac{(h+z)^2}{B}}}{\sqrt{B\pi}} + e^{-\frac{(h-z)^2}{B}} \right) \dots\dots\dots(4)$$

$$A = c_y^2 x^{2-n}, B = c_z^2 x^{2-n}$$

が得られている。ここで  $q$  (g/s) は単位時間の放出量である。

この式は後で述べるように、精密な測定値と比較すると一番重要な地面付近の濃度分布をよく表わしていないし、また風下の濃度通減状態もあまり合っていない。特に Sutton の定数  $c_y, c_z, n$  に気象状態に応じ

ていかなる値を与えるかがまだ確定されていない。

Sutton の式をもととして種々の修正の式が発表されている。わが国でも数年前から用いられているイギリス法と称する Meade-Pasquill の方法もその一つであって、plume の幅と高さをグラフで与え、煙突の高さの影響の表を用いて、後は簡単な式で濃度を計算するようになっている<sup>(4)</sup>。計算は簡単であって飛びつきやすいが、本質的に Sutton の式と同じ欠点をもち、適合度がよくない。

著者は地上付近の鉛直濃度分布をよりよく表わすために1940年ごろから次の式を用いた<sup>(5)(6)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} K_x = K_y &= \alpha u (1 - e^{-\varphi_A u t}) / \varphi_A \\ K_z &= \beta u (1 - e^{-\varphi_B u t}) z / \varphi_B \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(5)$$

とおき、(4)式に対応する式として、

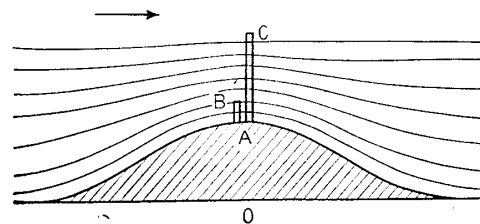
$$c = \frac{q}{u} \cdot \frac{e^{-\frac{y^2}{A}}}{\sqrt{A\pi}} \cdot \frac{1}{B} e^{-\frac{h+z}{B}} J_0 \left( i \frac{2\sqrt{hz}}{B} \right) \dots\dots\dots(6)$$

$$A = q_A (\varphi_A x + e^{-\varphi_A x} - 1),$$

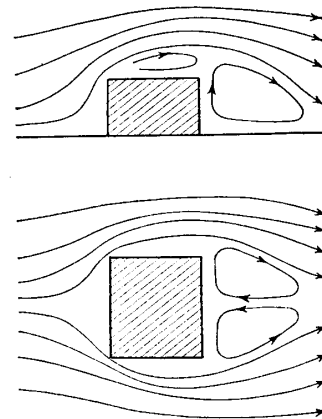
$$B = q_B (\varphi_B x + e^{-\varphi_B x} - 1)$$

を得た。ここで  $J_0(i\xi)$  は  $\xi$  を変数とする0次の第1種ベッセル関数で、 $i$  は虚数単位。また  $q_A, q_B, \varphi_A, \varphi_B$  は拡散パラメータである。アメリカの Prairie-Grass Project という拡散実験<sup>(7)</sup>、東海村の実験<sup>(8)</sup>、Windscale の事故の解析<sup>(9)</sup>等で(6)式の妥当性が確かめられた。

4.2.1 大気拡散の特質 拡散は三次元的に行なわれるので、その濃度測定を行なうとする場合には、そのピーク濃度を測定または少なくとも推定できるため



第1図 地形による流線の変形



第2図 建物の風下の死水領域

に plume の濃度分布が求められるくらいに十分密に、したがって測定点が三次元的に数多く配置されねばならない。

濃度は、

$$c = \frac{q}{u} \times \frac{e^{-y^2/A}}{\sqrt{A\pi}} \times \frac{1}{B} e^{-\frac{h+z}{B}} J_0\left(i \frac{2\sqrt{hz}}{B}\right) \quad (7)$$

で表わされ、 $I \equiv \frac{q}{u}$  は排出速度  $q$  が一定でも、plume の初期濃度は  $1/u$  に比例し、すなわち風速に逆比例することを示している。(6) 式の  $A, B$  が風速によらないので、 $II \equiv \frac{e^{-y^2/A}}{\sqrt{A\pi}}$ 、 $III \equiv \frac{1}{B} e^{-\frac{h+z}{B}} J_0\left(i \frac{2\sqrt{hz}}{B}\right)$  の部分は風速に無関係になる。

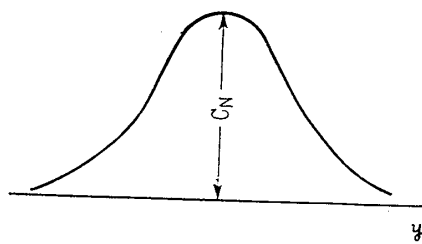
II の部分は風横方向には正規分布であることを示す(第3図)。しかし実測によれば、この形を示すのは比較的近距离(1 km 以内)で更に測定時間が 10 分以内のときに限られ、一般には山が平らになり、幅が広がる(第4図)。今一般に最高部の濃度の  $1/10$  になるところの幅  $L$  を考えることにすると、分布の形によらず取扱える。正規分布のときの II の最高値は  $1/\sqrt{A\pi}$  であり、平原状の場合の最高値は  $1/L$  となる。正規分布のときは、 $L=3.03\sqrt{A}$  の関係がある。

鉛直方向の濃度分布 III は、 $h$  と  $z$  とが対称にはいっており、また、

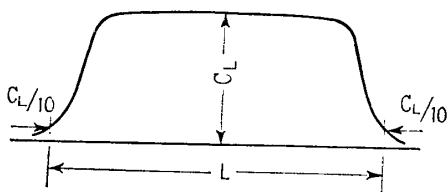
$$III = e^{-(\sqrt{h/B} - \sqrt{z/B})^2} \frac{1}{B} e^{-\frac{2\sqrt{hz}}{B}} J_0\left(i \frac{2\sqrt{hz}}{B}\right) \quad (8)$$

と書けるので、 $h=z$  の近くに max があり、上下方向にしたいに濃度が低くなっていることがわかる。

4.2.2 気象状態とパラメータ 拡散を支配する大気の乱れの状態は風速と大気の安定度によって定まる。風が弱くまた下層の気温のほう为上層より低いときは気層全体が安定で乱れが少ない。この状態を気温



第3図 正規分布



第4図 平原状分布

が逆転(inversion)しているという。これに反し下層のほうの気温が高いと下層の密度が小のためほうほうで局部的に気層のてん倒が行なわれ、乱れが大きくなる。この状態を順転(lapse)という。気層の安定を表わすのにいろいろの量がいわれている。たとえばある定まった上下2点の気温( $T$ )の差をその高さ( $z$ )の差で割った平均温気こう配  $G = \frac{T_{z_2} - T_{z_1}}{z_2 - z_1}$  を初めとし、Richardson 数  $R_i = \frac{g}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma \right) / \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2$  ( $g$  は重力の加速度、 $\Gamma$  は気温断熱減率  $1^\circ\text{C}/100\text{ m}$ )、安定度比  $S = \frac{T_{z_2} - T_{z_1}}{u_{z_3}^2}$  ( $z_3$  は  $z_1, z_2$  の中間の値)、安定度長  $L = -V_*^3 / \kappa \frac{g}{T_0} \cdot \frac{q}{c_p \rho}$  ( $V_*$ : 摩擦速度、 $\kappa$ : Kármán 定数、 $T_0$ : 平均温度、 $q$ : 熱の鉛直方向の flux、 $c_p$ : 空気の定圧比熱、 $\rho$ : 密度) などが用いられているが、 $z_1, z_2, z_3$  をどこに選ぶかによって値が異なり、 $\frac{\partial T}{\partial z}$  をどこの高さのをとるのかも問題であるばかりでなく、拡散パラメータをこれらで整理してもあまりまとまった結果にならない。著者は鉛直方向の気温分布と風速分布の測定値から新しいパラメータ  $\zeta$  を採用した<sup>(7)</sup>。

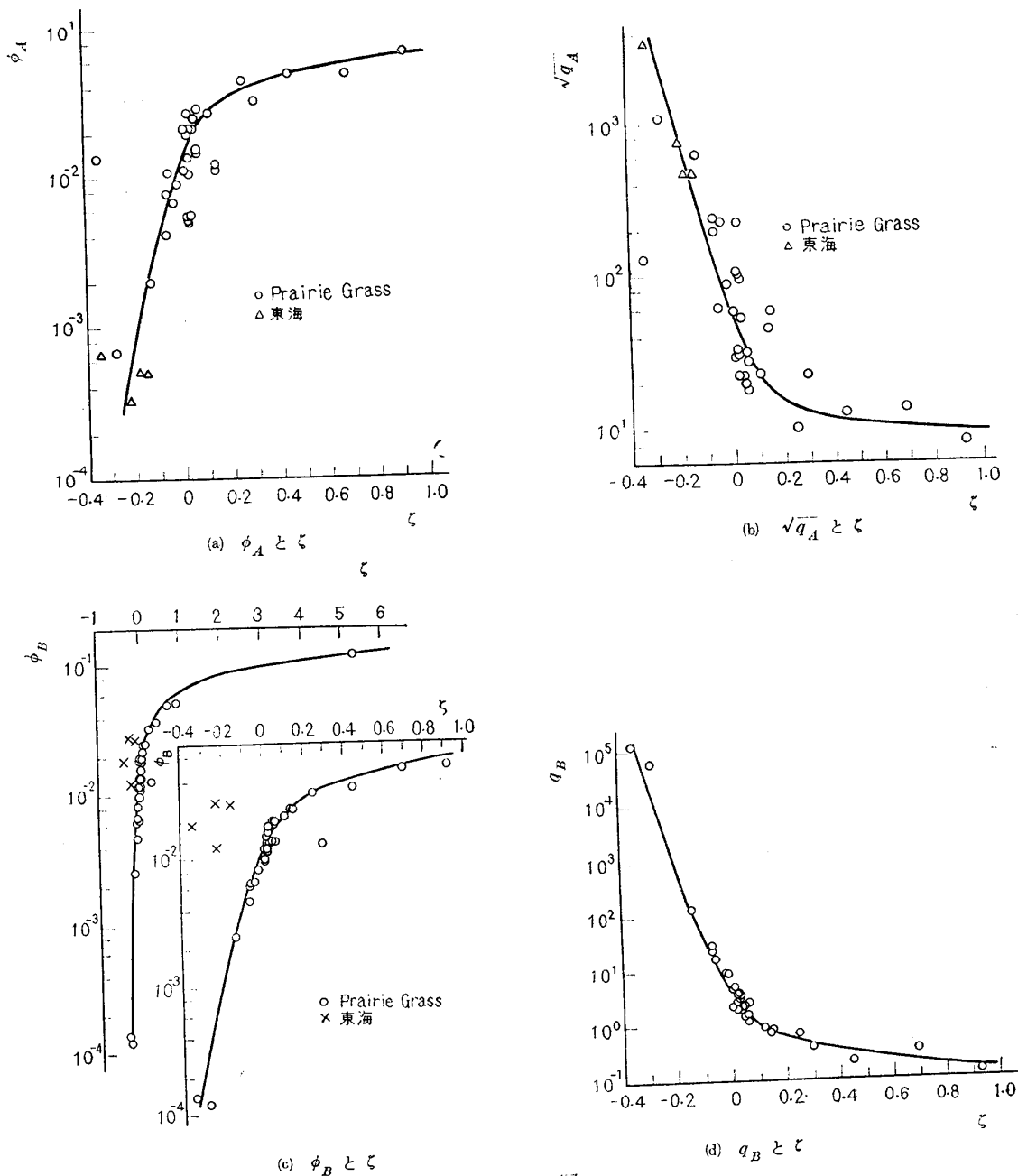
$$\zeta = \frac{\partial T}{\partial \log_{10} z} / \left( \frac{V_*}{\kappa} \log z_0 \right)^2 = \frac{\partial T}{\partial \log_{10} z} / (u_{z=1})^2 \quad (9)$$

$\zeta > 0$  のとき安定で、 $\zeta < 0$  のとき不安定である。

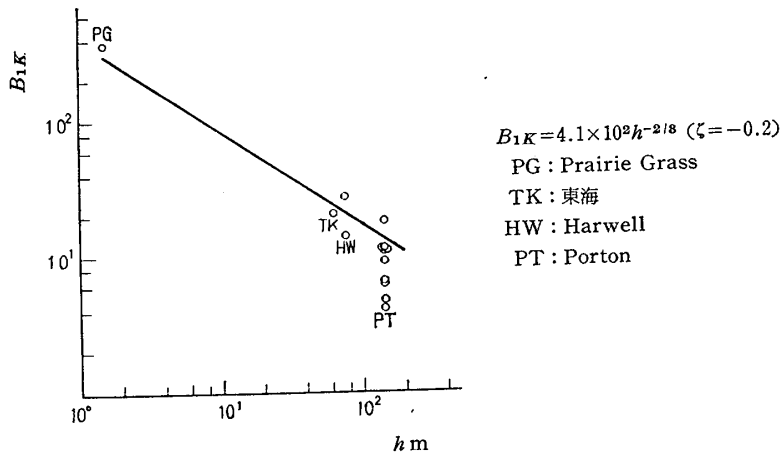
Prairie Grass Project の 33 回の結果から定めた拡散パラメータ  $\varphi_A, \varphi_B, q_A, q_B$  と  $\zeta$  との関係は第5図に示す。

4.2.3 源の高さのパラメータへの影響 一般に地面のところに起ったかく乱現象の影響はきわめて高いところまでは及ばない。Prairie Grass の実験では  $h=0.5\text{ m}$ 、 $z=0.5\text{ m}$  であった。これと源の高さが  $65 \sim 120\text{ m}$  の測定結果を比べると、後者のほうが  $B$  の値が小さい。 $x=1\text{ km}$  のところの  $B=B_{1K}$  と源の高さ  $h$  とを図示すると第6図を得る。すなわち  $B_{1K} \sim h^{-3/2}$  の関係がある<sup>(7)</sup>。この  $h$  の影響を入れた  $\varphi_B, q_B$  と  $\zeta$  の関係は第7図に示す。

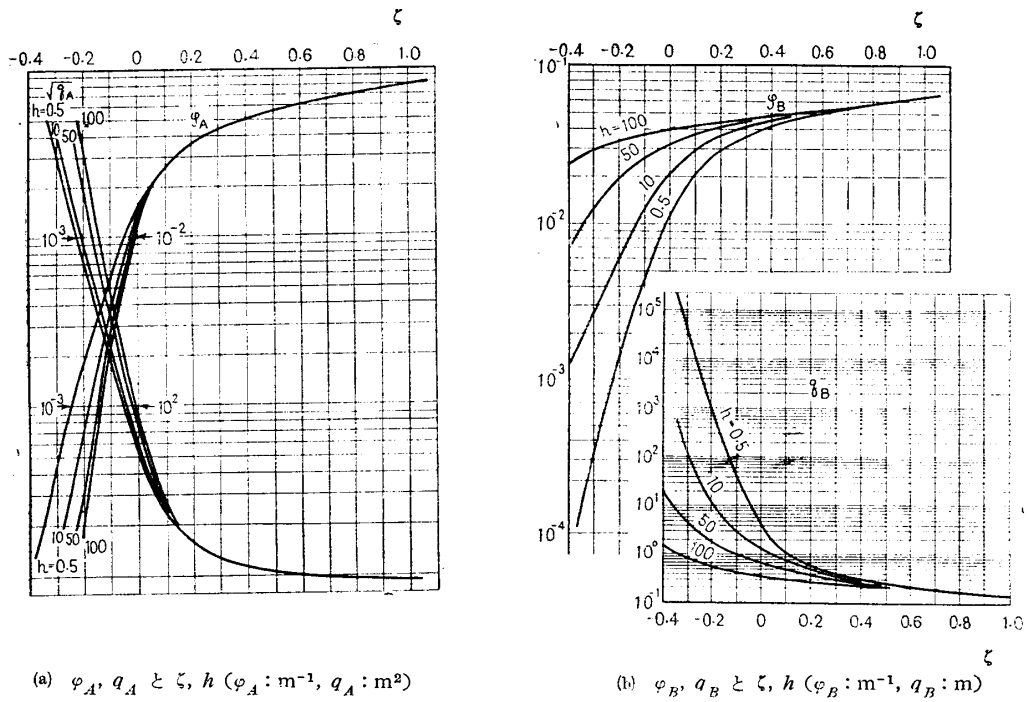
4.2.4 遠距離の拡散 従来の実測値は風下数 km のものに止り、数 10 km 以上の結果はあまりない。水平方向のデータだけでも求めようと、わが国各地で計 48 900 個の風船を飛ばせて調べた<sup>(10)</sup>。最大距離 450 km の結果が得られ、遠距離でも比較的規則的に広がり(第8図)、 $\sqrt{q_A}$  の値は拡散の行なわれる気層の高さに比例することがわかった(第9図)。遠距離の鉛直方向の拡散の測定はないが、1957 年の Windscale の事故の解析をすると、風下 400 km までのデータか



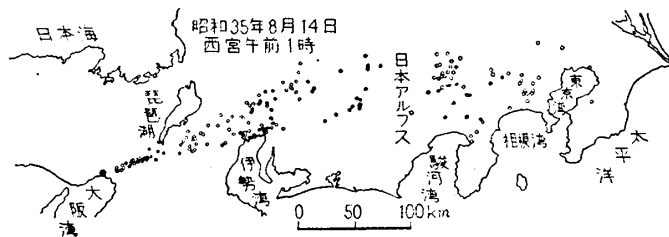
第 5 図



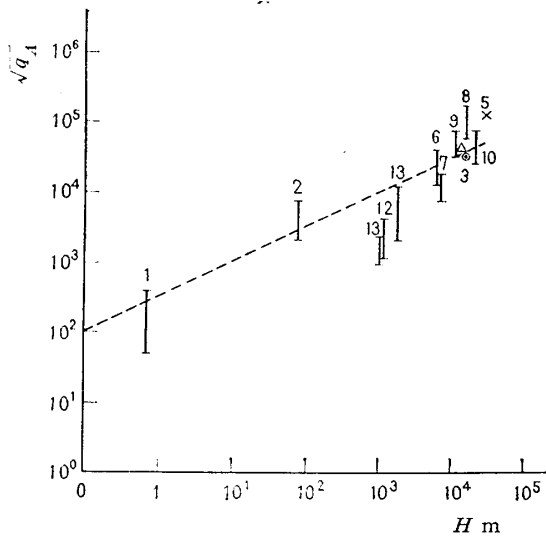
第 6 図  $B_{1K}$  と  $h$  の関係



第 7 図

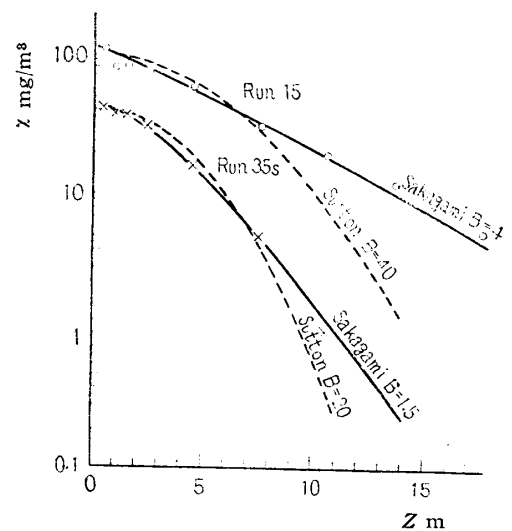


第 8 図 風船の拡散の一例



- |                  |             |
|------------------|-------------|
| 1. Prairie Grass | 8. 西宮午前1時   |
| 2. 東海            | 9. 名古屋 午前   |
| 3. 浅間            | 10. 名古屋 午後  |
| 4. 富士 A          | 11. 御茶の水 IA |
| 5. 富士 B          | 12. IC      |
| 6. 大森 IIA        | 13. IIA     |
| 7. 大森 B          |             |

第 9 図  $\sqrt{q_A}$  と  $H$



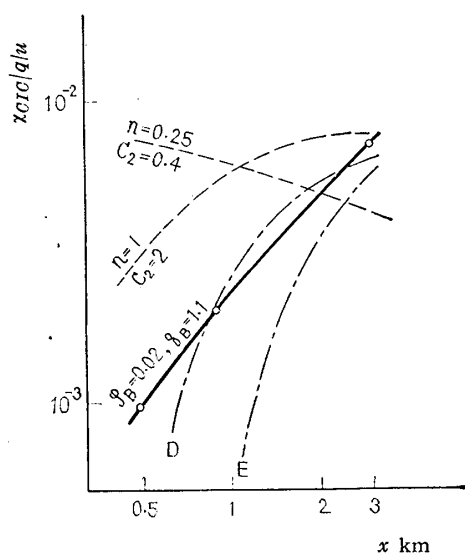
第 10 図 Prairie Grass Project の鉛直分布

らの推定では、 $\varphi_B, q_B$  は風下 3 km までの東海村の実験の場合と同じ程度の大きさを持ち<sup>(9)</sup>、したがって 400 km くらいまでも従来のデータで推定しても大きな差がないといえる。

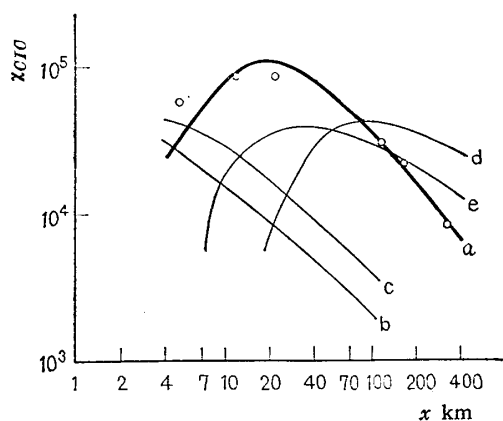
**4.2.5 計算式の結果の比較** Prairie Grass の実験では濃度の鉛直分布がくわしく測られている。それを用いて Sutton の式 (4) と著者の式 (6) との比較の例を第 10 図に示す<sup>(7)</sup>。東海村の実験では鉛直分布が測られていないので、鉛直方向の拡散についてだけ調べるため水平方向に濃度を積分した。

$$\chi_{CIC} = \int_{-\infty}^{\infty} c dy \dots \dots \dots (10)$$

を用いて比較すると第 11 図が得られる<sup>(8)</sup>。なおこの場合 Sutton の式のパラメータの値は WASH 740<sup>(11)</sup>



第 11 図 東海村の  $\chi_{CIC}$  と  $x$



- $\chi_{CIC}$  と  $x$  (Unit:  $\mu c/m$ )
- (a) 坂上:  $\sqrt{q_B}=1.0, \varphi_B=1.2 \times 10^{-2}$
  - (b) Sutton:  $n=0.25, C_z=0.40$
  - (c) Sutton:  $n=0.25, C_z=0.20$
  - (d) Sutton:  $n=0.73, C_z=0.20$
  - (e) Sutton:  $n=0.73, C_z=0.40$

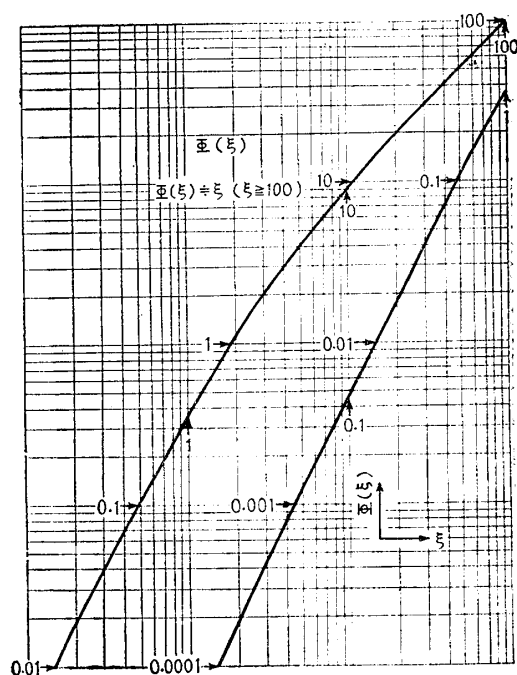
第 12 図 Windscale の事故時の  $\chi_{CIC}$  と  $x$

に記載されている  $n=0.25, c_z=0.4$  を用いると全く傾向が反っていて、元来  $0 < n < 1$  とされている  $n$  を 1 とし、 $c_z=2$  という極端な値を与えると傾向は似てくるが、実測値との一致はよくない。この図には Sutton の式をもととして後は経験的に定めたと称するいわゆるイギリス法による計算結果も加えてある。Windscale の事故時の結果を用いての比較を第 12 図に示した<sup>(9)</sup>。Sutton のパラメータには WASH 740 の値以外に水平方向の結果からの  $n=0.73$  と、考えられる  $c_z$  の値による計算も入れてある。

**4.2.6 濃度計算の実際** (6) 式を用いて濃度を計算する手続を述べる。煙突の高さ  $h$  m, 濃度を計算すべき風下位置  $x$  m, 地上高  $z$  m, 主線上からの距離  $y$  m, 風速  $u$  m/s, 源の強さ  $q$  g/s と安定度  $\zeta$  の値はあらかじめ規定される。まず第 7 図から (6) 式中の  $\varphi_A, \varphi_B$  が求まり、それと  $x$  とにより  $\varphi \cdot x (\equiv \xi)$  を計算する。 $\xi + e^{-\xi} - 1 \equiv \Phi(\xi)$  とおくと、 $\xi$  の値に対する  $\Phi(\xi)$  の値は、第 13 図から得られる。 $q_A, q_B$  も第 7 図から得られるので、 $A=q_A\Phi, B=q_B\Phi$  から  $A, B$  が得られる。

(7) 式の II の部分は、 $\zeta$  が正のときでなお  $x$  が 1 km 以内では  $\frac{\sqrt{3.03}}{\sqrt{\pi A}} e^{-\frac{y^2}{3.03A}}$  を用い、その他の場合は  $|y| \leq \frac{A}{2}$  のとき  $y$  によらず  $1/L$  ととる。

(7) 式の III の部分は (8) 式から、いま  $\sqrt{\frac{h}{B}} = r, \sqrt{\frac{z}{B}} = s, 2rs = \xi$  とおくと、



第 13 図  $\Phi(\xi)$  と  $\xi$

$$\begin{aligned}
 \text{III} &= \frac{1}{B} e^{-(\sqrt{h/B} - \sqrt{z/B})^2} e^{-2\sqrt{hz}} J_0\left(i \frac{2\sqrt{hz}}{B}\right) \\
 &= \frac{1}{2\sqrt{hz}} e^{-(r-s)^2} \xi e^{-\xi} J_0(i\xi) \\
 &\equiv \frac{1}{2\sqrt{hz}} e^{-(r-s)^2} K(\xi) \dots\dots\dots(11)
 \end{aligned}$$

となる。K(ξ) は第 14 図から求められる。

もし h または z の一方が 0 であるときは、残りの一つを k とかき、k/B=η とおくと、

$$\begin{aligned}
 \text{III} &= \frac{1}{B} e^{-\frac{k}{B}} = \frac{1}{k} \cdot \frac{k}{B} e^{-\frac{k}{B}} \\
 &= \frac{1}{k} \eta e^{-\eta} \equiv \frac{1}{k} K_1(\eta) \dots\dots\dots(12)
 \end{aligned}$$

となる。K<sub>1</sub>(η) はやはり第 14 図から求められる。

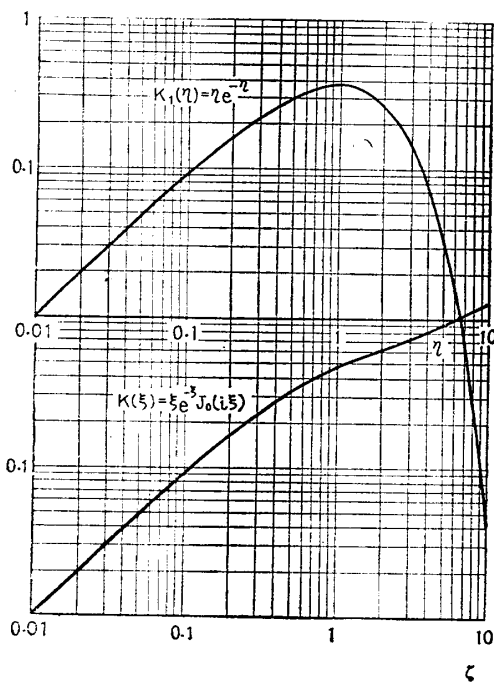
もし h も z も 0 のときは

$$\text{III} = 1/B \dots\dots\dots(13)$$

となる。

これら II, III の結果に I の値すなわち q/u を掛け合せ、c=I×II×III から濃度が求められる。ξ が定まるとパラメータが定まり、それから計算された A, B は前に述べたように風速に無関係になる。したがって u=1 の計算をしておけば、u の他の値の場合にはその値の 1/u をとればよいことになる。しかし ξ の定義からわかるように、ξ 自身に u の分布ははいっているので、u が変わると ξ の値が変わらないとはいいきれない。もし u が変わった場合にも、ξ の値が同じであるような気象状態を考えるとすれば、上に述べたことが成り立つ。

計算結果の一例として、z=0, q=0.7(kg/s), u=1,



第 14 図 K(ξ) と ξ, K<sub>1</sub>(η) と η

ξ=0.4, 0, -0.2 とし、h=50, 100, 150, 200, 250 m. について計算した結果を第 15 図に示した。q/u が一定ならば max 濃度 (c<sub>max</sub>) の生じる風下距離は不安定になるほど近距離に生じるが、その値はあまり変わらない。c<sub>max</sub> の値と煙突の高さ h との関係はだいたい c<sub>max</sub> ∝ h<sup>-3/2</sup> で表わされ、c<sub>max</sub> を 1/10 とするためには h を 4.7 倍にする必要がある。

### 5. 沈 降

すでに述べたように粒子の慣性による空気の流れとの“ずれ”の影響は落下速度の影響よりきわめて小さく、二つの現象を独立に取扱うことができる。そして更に大きい 100μ 程度から上の粒子ではこれらの現象を独立と考えられなくなるが、その場合には落下速度ははるかに大きくなり、拡散など考える必要がなくなる。

したがって数 μ から数 10 μ の粒子の拡散を考えるときは、拡散の式の中の z の代りに

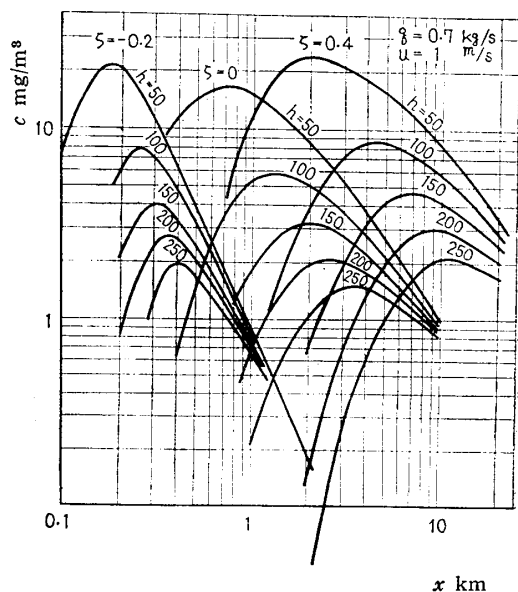
$$z' = z + Vt = z + \frac{Vx}{u} \dots\dots\dots(14)$$

を入れて計算すればよいことになる。ここで V は考える大きさの粒子の落下速度である。

沈降して来て地表にたい積する場合 z=0 のところの濃度を c<sub>0</sub> とすれば時間 t s の間に沈降する量は c<sub>0</sub>Vt g/cm<sup>2</sup> で表わされる。

### 6. 沈 着

気体およびエアロゾルは落下してたい積するだけでなく、地面やその付近の草、木等に付着、吸着されることがある。ある濃度の plume が地表に沿って流



第 15 図 主線上濃度の計算結果

れる場合、どれだけ地表につくかという量を表わすため、地表面のところの濃度  $c_s=0$  と、単位時間に単位面積の地面についた量との比を“沈着速度 ( $V_s$ )”という名で表わすことがある<sup>(12)</sup>。この現象もきわめて複雑であり、いろいろの仮定の下に理論は出ているが<sup>(13)</sup> 実験がきわめて困難なので、現在信頼し得る実験データがなく、したがって理論の検討が進んでいない。

従来の拡散の微分方程式の境界条件は地面を通しての flux が無いということで解いてあるので、沈着のある場合はこの条件が異なり、したがって解の形も変わるべきである。しかし従来の拡散実験の結果ではこの新しい条件を考慮に入れねばならぬほどではなく、一応拡散現象には無視してよいと思われる。また  $V_g=0.4$  cm/s という相当の大きい値を与えたある理論計算<sup>(14)</sup> でも、地上濃度は数%の差が生じるに過ぎない。

## 文 献

- (1) J. Sakagami, Y. Kimura, & M. Kato, *Natural Science Report, Ochanomizu Univ.*, 14-1, (1963-7), 17.
- (2) C.H. Bosanquet, W.F. Carey, & E.M. Halton, *Proc. Inst. Mech. Engrs.*, 162, (1950), 355.
- (3) O.G. Sutton, *Proc. Roy. Soc., A* 135, (1932), 143.
- (4) P.J. Meade, *Paper Presented to the Int. Symp. on Safety and Siting of Nuclear Plants*, (1959-6), Rome.
- (5) J. Sakagami, *Natural Science Report, Ochanomizu Univ.*, 5-1, (1954-12), 79.
- (6) J. Sakagami, *Natural Science Report, Ochanomizu Univ.*, 7-1 (1956-12), 25.
- (7) J. Sakagami, *Natural Science Report, Ochanomizu Univ.*, 11-2 (1960-12), 127.
- (8) J. Sakagami, *Natural Science Report, Ochanomizu Univ.*, 12-1, (1961-7), 7.
- (9) J. Sakagami, *Natural Science Report, Ochanomizu Univ.*, 13-1, (1962-7), 11.
- (10) J. Sakagami, *Natural Science Report, Ochanomizu Univ.*, 12-2 (1961-12), 1.
- (11) WASH 740, A.E.C., (1957).
- (12) A.C. Chamberlain, *A.E.R.E.*, HP/R-1261, (1963),
- (13) 横山, 研究時報 (気象庁), 12-11 (昭 35-11), 780.
- (14) 伊藤, 気象学会講演, (昭 37-12),



## テレビのスパインポーズ

テレビのスクリーンに映像を「凍結」することができれば、それは映画フィルムを停止させたときの画面と同じような効果が得られる。たとえば目が追いつけないほどの早さで動くこまかい部分をゆっくり観察することができる。X線による診断の場合やその他多くの分野で非常に役に立つ。「照明をあてられた」内臓機関の状態を研究するために、体内の不透明液の、見たいと思う瞬間の動きをつかまえることができる。

この映像「凍結」方式が Cawkell Research and Electronics 社によって開発された。この方式ではテレビカメラからのひと「こま」——25分の1秒の映像——が記憶管に連続的に送られる。しかしこれは映像として現われない。管内では送られてくるテレビ信号が電子ビームを変調するのに使用される。これは記憶

メッシュの各ラインに、ある形の電荷を残す。この不可視の映像は変調されない電子ビームで電荷を走査して可視映像とすることができる。

Cawkell 社はこの方式が有益な特質を持っていることを最近発見した。静止している場面にテレビカメラが向けられていると、同じ形の電荷が連続的に記憶管に送られて、少しのずれもなく重ねられてゆく。もし映像に「雑音」がまじる場合、すなわち余計な Field の影響を受ける場合は、その Field は分散されてスパインポーズされない。

結局映像信号を連続的に記憶管に送りこめば、「雑音」の干渉が減少し、欠点の少ない映像が得られるのである。

(New Scientist, Vol. 19, No. 353, 1963)  
(日本科学技術情報センター提供)

## リモートコントロール採炭法

イギリスのイーストミッドランドの二つの炭鉱で最近世界で最初のリモートコントロール採炭法を採用した。この方式では鉱夫が切羽から 60 yd 離れたところにあるリモートコントロールパネルを操作するのである。

この方式の設備は本質的には在来の設備と同じである。すなわち切羽を掘る動力積込機 (機械力による採炭機にがい装コンベヤベルトが付いているもの) と切羽を掘り進むにつれて前進する水圧ルーフサポートを使用するのである。しかし動力積込機が自動的に進路をきめるので、切羽に鉱夫がいなくてもさしつかえない。またルーフサポートもコンベヤも電気水圧法によって必要な位置に来るように装置されている。

オートメーション式作業には多くの利益がある。たとえば (1) 石炭産業の事故による鉱夫の死傷を防せぐ。1962 年中イギリスの炭鉱の切羽における死者は

73 人、負傷者は 38 000 人に達した。(2) 切羽でコンベヤにハンドシャベルで石炭を積込む不愉快で苦しい作業を行なう必要がない。(3) 従来はかえりみられなかった薄い炭層も採掘されるようになる。Durham には最良質粘結炭の 20 in 層があるがかえりみられないままになっている。(4) 石炭産業の生産性が向上する (イギリス全体で年間 2 億 t の増産が可能である)。

炭鉱のオートメーション化に対する全国鉱夫組合の態度ははっきり決まっていない。石油との戦いには石炭産業の機械化とオートメーション化がなければ勝ちめがないことを組合は十分認めているが、アメリカの産業オートメーション化の最も進んだデトロイトの失業率がアメリカで最高であるように、今後鉱夫の失業者のふえることをおそれているのである。

(Times Rev. Ind. & Technol., Vol. 1, No. 6, 1963)  
(日本科学技術情報センター提供)