

# 飛砂に関する研究\*

## —埋立て地における浮遊砂の濃度分布—

新井正一 阿部友三郎\*\*

### 要旨

埋立て地において飛砂量の鉛直分布および水平分布の観測を行なった。その結果、十数 m/sec 以下の風速では粒径が数百  $\mu\text{m}$  程度の砂粒子の運動は地表面付近に限られ、数十 cm 以下の高さを運動している砂粒子の大部分は、100 $\mu\text{m}$ 以下の粒子であることが明らかになった。また、数十 cm 以上の高さを運動する砂粒子の相対的な濃度分布を、定常2次元拡散方程式によって推定した結果、実測値とよく一致することが確かめられた。この方程式の解は、風速の鉛直分布を  $U(z) \sim z^\alpha$ 、鉛直方向の拡散係数を  $K(z) \sim z$  とし、地表面から数十 cm の高さに湧源が分布しているものとして導かれた。

### 1. はじめに

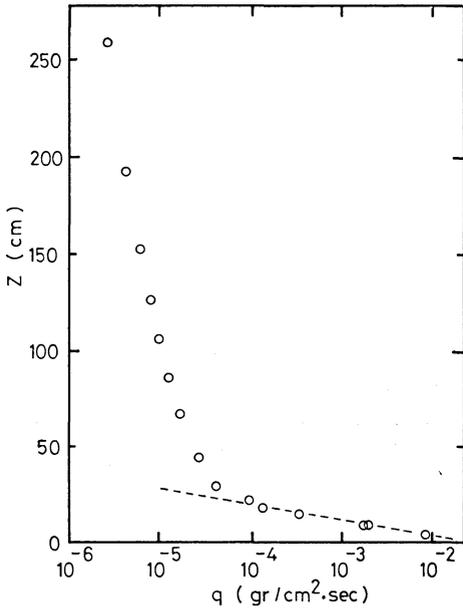
風によって輸送される砂粒子に関する問題については、古くから多くの研究がなされているが、まだ充分解明されていない問題が多い。たとえば、基本的な問題の一つである地表面付近の砂粒子の運動について、二つの相反する考え方がある。一つは、砂粒子の運動は風の乱れに影響されず放物運動をしていると考える立場であり、他の一つは、砂粒子は風の乱れに影響され不規則な運動をしていると考える立場である。前者の考え方に基づいたものには、砂粒子に働く風の力を風と粒子との相対速度に比例すると仮定し、飛砂量の鉛直分布を調べた河村 (1951) の研究や、相対速度の2乗に比例するとし、粒子の運動を詳細に調べた土屋・河田 (1971) の研究がある。風の乱れに影響されるとした後者の立場では、鉛直方向の拡散係数を一定と仮定し、2次元拡散方程式により鉛直濃度分布および水平分布について調べた Ishihara・Iwagaki (1952) の研究や、拡散係数が高さに比例するとし、1次元拡散方程式により鉛直飛砂量分布について調べた Gillette・Goodwin (1974) の研究がある。また、充分に解明されていない問題の一つに浮遊

砂に関する問題がある。これまでになされている飛砂に関する研究の多くは、砂浜や砂丘の変形を問題にしている。このために、輸送量の90%以上を占める地表面付近を運動する粒子の解明が研究の中心となり、大気中を浮遊し遠方へ輸送される浮遊砂の研究は少ないようである。本研究は、埋立て地から巻き上げられる浮遊砂の問題の一つとして、その濃度分布について調べたものである。観測の行なわれた埋立て地では、地表面の砂は中央粒径が180 $\mu\text{m}$  (ふるい径) と細かく、また、埋立て完成後間もないために風によるふるい分け作用が充分に行なわれていない。このために、dune sand (平均粒径が250 $\mu\text{m}$ 程度で50 $\mu\text{m}$ 以下や500 $\mu\text{m}$ 以上の粒子を含んでいない砂) の砂浜と比較して、全体の飛砂量に占める浮遊砂の割合が多く、浮遊砂の測定には適していた。

### 2. 鉛直飛砂量分布

第1図は、埋立て地において測定された鉛直飛砂量分布である。この時の平均風速は、高さ165 cmにおいて8.4 m/secであった。飛砂量の測定には、第2図に示す捕砂器、および地表面付近の飛砂量を測定するために、流入口をたて1 cm、よこ12 cmにした同型の捕砂器を用いた。各高さで捕捉された砂粒子をふるい法によって粒度分析した結果、高さ9, 15, 23, 45 cmでの中央粒径はそれぞれ、180, 154, 89, 72 $\mu\text{m}$ であった。また、それぞれの高さで100 $\mu\text{m}$ 以下の砂粒子の占める割合は、11, 30, 63, 88%となっていた。なお、粒径は

\* A Study on the Sand Transport by wind.  
—Distribution of the Concentration of Suspended Sand at a Reclaimed Land—  
\*\* Masakazu Arai and Tomosaburo Abe, 東京理科大学理学部物理学教室。  
—1979年2月29日受領—  
—1979年12月7日受理—



第1図 埋立て地における飛砂量の鉛直分布。○は測定値，破線は  $q \sim \exp(-kz)$  の曲線。

Martin 径で測定されたふるいの分離粒子径を用いて表わされている。各高さでの粒度分布と鉛直飛砂量分布とを対応させると、100  $\mu\text{m}$  以上の砂粒子が50%以上を占めている二十数 cm の高さまでは、飛砂量  $q$  と高さ  $z$  の間に  $q \sim \exp(-kz)$  の関係が認められる。しかし、100  $\mu\text{m}$  以上の砂粒子の占める割合が急激に減少する二十数 cm の高さからは、測定値のこの曲線からのずれが認められるようになり、50 cm 以上の高さでは地表付近の分布曲線とは全く異なったものとなっている。この分布曲線の顕著な違いは、それぞれの領域において砂粒子の運動形態に違いがあることを示しているものと思われる。すなわち、上空を浮遊する 100  $\mu\text{m}$  以下の砂粒子が風の乱れのため不規則な運動をしているのに対し、地表付近を運動する数百  $\mu\text{m}$  の粒子は、土屋・河田 (1971) の風洞実験で明らかにされているように、風の乱れの影響の少ない跳躍運動をしているものと考えられる。本論文では、100  $\mu\text{m}$  以上の砂粒子が飛砂量の大部分を占め、 $q \sim \exp(-kz)$  の関係が認められる領域を“跳躍領域”と呼び、 $q \sim \exp(-kz)$  とは異なった分布曲線となっている領域を“浮遊領域”と呼ぶことにする。

3. 浮遊砂の濃度分布

3.1 拡散方程式

大気中を浮遊する粒子は、大気の乱れのために不規則な運動を繰り返し拡散する。しかし、粒子の終速度が大きいと粒子の拡散はそれによっていろいろな影響を受ける。その一つに落下による効果を考えることができる。粒子速度がこの効果を考慮した拡散方程式によって推定されるものとする、風向方向および風向に対して直角に無限に広がる湧源に対して、定常な方程式は次式で表わされる。

$$U(z) \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ K(z) \frac{\partial C}{\partial z} \right\} + W \frac{\partial C}{\partial z} \quad (1)$$

ここで、 $C$  は粒子濃度、 $W$  は粒子の終速度、 $U(z)$  は水平方向の平均風速、 $K(z)$  は粒子の鉛直方向の拡散係数である。また、座標軸は湧源の風上側の端を  $x=0$  とし風下方向へ  $x$  軸、地表面を  $z=0$  とし鉛直上方に  $z$  軸をとっている。

3.2 境界条件および解

浮遊砂が地表面から飛び出す場合として、(1) 地表付近を跳躍運動している砂粒子が地表面にある砂粒子に衝突しはじき出す場合、(2) 地表面を滑動または転動している砂粒子が地表面にある砂粒子に衝突しはじき出す場合、(3) 地表面を滑動または転動している砂粒子自身が地表面の突起物に衝突し飛び出す場合、(4) 風による揚力が砂粒子に作用し飛び出す場合、が考えられる。すなわち、大気中へ放出される浮遊砂の地表付近における運動は、風の乱れに影響され不規則に振る舞う上空での運動とは異なっている。このために、ここでは、衝突などによる上向き速度の効果が消え、風の乱れのために不規則な運動を始める高さに浮遊砂の湧源があるものとして考える。さらに、この高さ  $z_s$  を跳躍領域の高さと仮定し検討することにする。

風速の鉛直分布を  $U(z) = U(z_s) \cdot (z/z_s)^\alpha$ 、浮遊砂の鉛直方向の拡散係数を  $K(z) = \beta U_{10} z$  とすると、 $x = x_0, z = z_s$  にあり、風向に対して直角方向に無限に広がる湧源からの浮遊砂濃度  $\hat{C}$  は、それぞれに対応する無次元量  $x_*, z_*, \hat{C}_*$  を用いて、

$$\hat{C}_* = \frac{z_*^{-\nu}}{x_* - x_{0*}} \cdot \exp\left(-\frac{z_*^2 + 1}{x_* - x_{0*}}\right) \cdot I_\nu\left(\frac{2z_*}{x_* - x_{0*}}\right) \quad (2)$$

$x_{0*} < x_*, 0 < \nu < 1$

と表わされる (Round, 1955)。ここで、 $U_{10}$  は高さ 10m における平均風速、 $\beta$  は比例定数、 $I_\nu(\theta)$  は第 1 種の変形された Bessel 関数であり、 $I_\nu(\theta) = (\theta/2)^\nu \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (\theta/2)^{2n} / n! \cdot \Gamma(\nu + n + 1)$ 、 $\Gamma(y)$  はガンマ関数で、 $\Gamma(y) =$

$\int_0^\infty e^{-t} t^\nu dt$  である。また、無次元量  $x_*$ ,  $x_{0*}$ ,  $z_*$ ,  $\hat{C}_*$ ,  $\nu$  は、それぞれ次式で表わされる。

$$x_* = \frac{(1+\alpha)^2 K(z_s)}{z_s^2 U(z_s)} \cdot x, \quad x_{0*} = \frac{(1+\alpha)^2 K(z_s)}{z_s^2 U(z_s)} \cdot x_0$$

$$z_* = \left(\frac{z}{z_s}\right)^{(\alpha+1)/2}, \quad \hat{C}_* = \frac{z_s U(z_s)}{\hat{Q}(1+\alpha)} \cdot \hat{C}$$

$$\nu = \frac{W}{\beta U_{10}(1+\alpha)}$$

$\hat{Q}$  は  $x=x_0$ ,  $z=z_s$  にある湧源の強さを表わしている。

(2) 式は、

$$z \rightarrow 0, \quad K(z) \frac{\partial \hat{C}}{\partial z} \rightarrow 0$$

を満たし、地表面で捕捉され失われる粒子が重力による沈降だけである場合の解となっている (Calder, 1961)。

また、(2) 式は、

$$z \rightarrow \infty, \quad \hat{C} \rightarrow 0$$

$$x \rightarrow x_0, \quad \hat{C} \rightarrow \frac{\hat{Q}}{U(z_s)} \delta(z-z_s)$$

も満たしている。ただし、 $\delta$  は Dirac のデルタ関数である。

$x$  方向に広がる湧源の上での浮遊砂濃度  $C$  は、(2) 式を  $x_0$  について積分することによって得られる。無次元量  $C_* = (1+\alpha)\beta U_{10} C / Q$ , および  $x_*$ ,  $z_*$ ,  $\nu$  を用いると、

$$C_* = \int_0^{x_*} \frac{z_*^{-\nu}}{t} \exp\left(-\frac{z_*^2+1}{t}\right) \cdot I_\nu\left(\frac{2z_*}{t}\right) dt$$

$z_* \neq 1$

となる。ただし、 $Q$  は  $x$  方向に広がる湧源の単位幅当たりの強さである。上式は項別積分によって次式のように表わされる。

$$C_* = \frac{1}{(z_*^2+1)^\nu} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(2n+\nu, \frac{z_*^2+1}{x_*})}{n! \Gamma(n+\nu+1)} \cdot \left(\frac{z_*}{z_*^2+1}\right)^{2n}$$

(3)

ここで、 $\Gamma(\theta, \gamma)$  は第2種不完全ガンマ関数であり、

$$\Gamma(\theta, \gamma) = \int_\gamma^\infty e^{-t} t^{\theta-1} dt \text{ である。}$$

$z_* \gg 1$  のとき、(3)式は次式で近似される。

$$C_* \approx \frac{\Gamma(\nu, \frac{z_*^2}{x_*})}{\Gamma(\nu+1)} \cdot z_*^{-2\nu}$$

また、 $x \rightarrow \infty$ , すなわち  $x_* \rightarrow \infty$  では、

$$C_* \rightarrow \frac{1}{(z_*^2+1)^\nu} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(2n+\nu)}{n! \Gamma(n+\nu+1)} \left(\frac{z_*}{z_*^2+1}\right)^{2n}$$

となり、 $z_* \gg 1$  では、

$$C_* \rightarrow \frac{1}{\nu} z_*^{-2\nu}$$

と近似される。

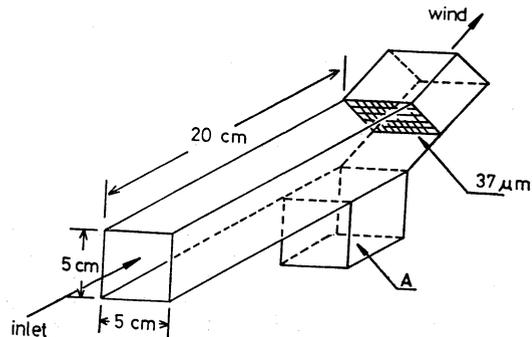
#### 4. 野外観測とその結果

##### 4.1 捕砂器

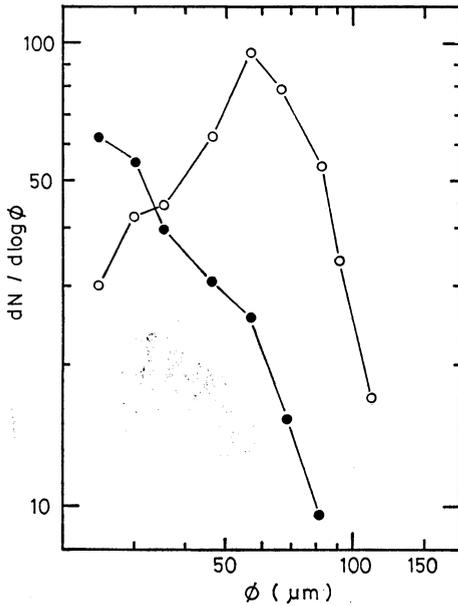
推定値と実測値を比較するために、埋立て地において飛砂量の測定を行なった。飛砂量の測定に用いた捕砂器を第2図に示す。大気と共に捕砂器内に入った砂粒子は、後部に取り付けられている  $37 \mu\text{m}$  のメッシュによって捕捉され、A部にたまるようになっている。捕砂器のおおまかな特性を調べるために、埋立て地において low volume air sampler を用いた比較測定を行なった。測定は地表面から 90 cm の高さに捕砂器および air sampler を並べて設置し、同時測定をした。このときの高さ 90 cm における平均風速は 8.8 m/sec であった。捕砂器および air sampler で捕捉された砂粒子の粒度分布を第3図に示す。両者の粒度分布を比較すると、 $55 \sim 80 \mu\text{m}$  の粒径については両者共ほぼ同じ傾きで増加しているのに対し、 $55 \mu\text{m}$  以下では捕砂器の分布曲線の傾きが air sampler のものと全く逆になっている。これは、捕砂器の捕捉効率が  $55 \mu\text{m}$  以下の砂粒子に対して、急激に低下していることを示しているものと思われる。

##### 4.2 野外観測

観測の行なわれた埋立て地の湧源は、風下方向に長い  $130 \times 250\text{m}$  のほぼ矩形となっている。湧源の風上側の端から風下方向へ、20, 50, 90, 140, 200m の5地点に飛砂量の測定点を設け、各点の高さ 70, 100, 160, 250 cm に第2図に示した捕砂器を設置した。また、三杯風速計を 140m 地点の高さ 94 と 314cm に設置し、風速の鉛直分布を測定した。鉛直分布の測定としては2点での測定



第2図 捕砂器。

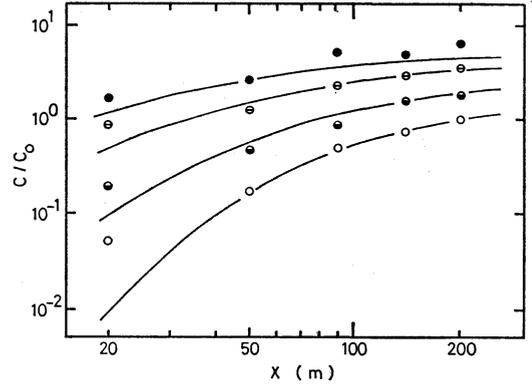


第3図 捕砂器と air sampler の比較測定で得られた浮遊砂の個数に関する粒度分布。○は捕砂器，●は air sampler の値。粒径は Martin 径で表わされている。

では非常に雑であったが、測器の都合上やむを得なかった。

4.3 測定値と推定値の比較

(3) 式から得られる推定濃度を算出するためには、風速の鉛直分布を決めるパラメータ  $\alpha$  および  $U(z_s)$ 、砂粒子の終速度  $W$ 、跳躍領域の高さ  $z_s$ 、および拡散係数を定める  $U_{10}$  と  $\beta$  の値を推定する必要がある。これらの値はそれぞれ次のような方法で推定した。 $\alpha$  の値は、2点の高さで得られた平均風速の値から、風速の鉛直分布に関するベキ乗則を仮定し推定した。また、高さ  $z_s$  における風速の値である  $U(z_s)$  は、 $\alpha$  同様ベキ乗則を仮定し2点の風速の値から外挿した。砂粒子の終速度  $W$  は、140 m 地点の高さ 250 cm で捕捉された浮遊砂の粒度分布から重量に関する中央粒径  $\phi_{50}$  を推定し、その粒



第4図 浮遊砂の濃度分布の推定値と測定値の比較。●は高さ 70cm，○は 100cm，●は 160cm，○は 250cm で得られた測定値。実線はそれぞれの高さでの推定曲線。横軸は水平距離。縦軸は 200 m 地点の高さ 250cm における濃度  $C_0$  を基準とした相対濃度。

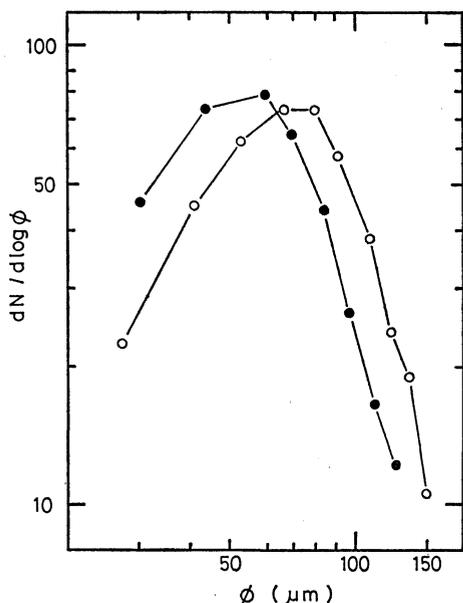
径に対する  $W$  の値を内村 (1977) の方法により求めた。この方法は、顕微鏡法で測定された Martin 径と、その径に対する平均の終速度の値を実測によって求めるものである。湧源の高さと仮定した跳躍領域の高さ  $z_s$  は、風速に依存するだけでなく地表面の状態によっても変わる。このために、局地的に地表面の状態が著しく異なっている埋立て地では、風速が一定であっても場所によって  $z_s$  の値は異なり、その値を推定することは難しい。ここでは、過去十数年行なわれた観測結果から、平均的な値と考えられる  $z_s=20$ 、および 30 cm の二つの場合について推定値を算出することにした。拡散係数を定める  $U_{10}$  の値は、 $U(z_s)$  同様2点の風速の値から外挿した。また、 $\beta$  の値は、140 m 地点の高さ 160 と 250 cm 間の鉛直濃度勾配、および 200 m 地点の 160 と 250 cm 間の勾配の推定値が測定値の勾配と最も良く一致するように定めた。各パラメータの値を第1表に示す。

第4図は、 $z_s=20$  cm とした場合の浮遊砂濃度の推定曲線と測定値を比較したものである。浮遊砂濃度は、200 m 地点の高さ 250 cm における濃度  $C_0$  を基準とした

第1表 推定値を算出するための各パラメータの値。

$U_z=94\text{cm}$	$U_z=314\text{cm}$	$U(z_s)$	$\alpha$	$\phi_{50}$	$W$	$U_{10}$	$\beta$
897 cm/sec	1039 cm/sec	740 cm/sec	0.122	60 $\mu\text{m}$	13.4 cm/sec	1200 cm/sec	$1.50 \times 10^{-2}$

( $U(z_s)$  は  $z_s=20$  cm の場合の値)

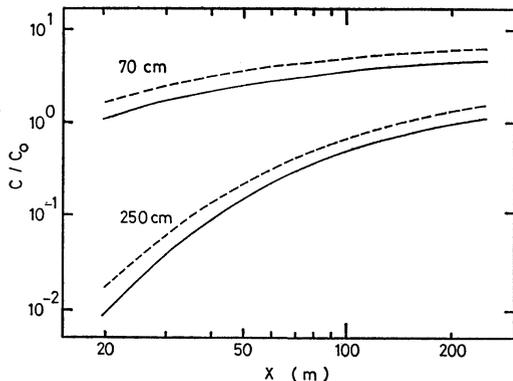


第5図 高さ70および250cmにおける個数に関する粒度分布. ○は高さ70cm, ●は250cmでの値.

相対濃度で表わされている. また, 測定値は捕捉された砂粒子の重量を測定し飛砂量を求め, さらに飛砂量を捕捉された高さでの平均風速で割って濃度とした.

推定値と測定値を比較すると, 高さ70cmでの値および20m地点での値を除きほぼ一致している. 高さ70cmにおける測定値が推定値よりも多くなっているのは, 粒径による拡散の違いを考慮した推定値の算出をしていないためである. すなわち, 粒径による拡散の違いのために地表面に近い測定点ほど大きな粒子が含まれている(第5図)のに対して, 得られた推定値は, 高さ250cmの中央粒径に相当する単一粒径について計算されているためである. また, 70cmでの測定値が他の高さでの測定値と比較してばらつきが多くなっているが, これは測定点が地表面に近いために, 地表面の不均一さが現われたものである. 20m地点で得られた測定値が推定値よりも多くなっているのは, 測定された湧源よりも風上側に局所的に見られる小規模な湧源による影響ではないかと思われる.

次に, 跳躍領域の高さ  $z_s$  の値による推定濃度の違いを高さ70および250cmについて比較すると(第6図), 水平方向および鉛直方向の濃度の相対的な傾向にはほとんど違いは認められない. しかし, 絶対量を比較する



第6図 跳躍領域の高さを  $z_s=20$  および  $30$  cm とした場合の推定値の比較. 実線が  $20$  cm, 破線が  $30$  cm とした場合の値.  $C_0$  は  $z_s=20$  cm のときの  $200$  m 地点,  $250$  cm の高さの推定濃度.

と,  $z_s=30$  cm とした場合の推定値は  $z_s=20$  cm とした場合の約  $1.3$  倍となり, 絶対量を推定する場合  $z_s$  の決め方が問題となることを示している.

### 5. おわりに

風によって埋立て地から巻き上げられる浮遊砂の濃度分布について推定式を得たが, これを種々の場合に適用するためには, まだ明らかにしなければならない多くの問題がある. 特に, 推定値と実測値の比較された範囲がごく限られた領域であるために, 広範囲の濃度分布の推定にはその適用限界を明確にする必要がある. また, 浮遊砂の湧源の高さ  $z_s$  についての仮定にも曖昧な点があり, 今後地表面から大気中へ放出される機構を詳細に調べ, 明らかにする必要があると思われる.

### 謝辞

本研究は, 昭和50年から53年の阿部研究室卒業研究生“飛砂グループ”の協力によってなされたものである. 卒業研究生一同に深く感謝する.

### 文献

Calder, K.L., 1961: Atmospheric Diffusion of particulate Material, Considered as a Boundary Value Problem, *J. Met.*, **18**, 413-416.  
 Gillette, D.A., and P.A. Goodwin, 1974: Micro-scale Transport of Sand-Sized Soil Aggregate Eroded by Wind, *J. Geophys. Res.*, **79**, 4080-4084.  
 Ishihara, T., and Iwagaki, Y., 1952: On the Effect of Sand Storm in Controlling the Mouth of

the Kiku River, Bull. Disast. Prev. Res. Inst.,  
No. 2, Kyoto Univ.  
河村龍馬, 1951: 飛砂の研究, 東京大学理工学研究所報告, 5, 95-112.  
Round, W., 1955: Solutions of Two Dimensional  
Diffusion Equations, Trans. Amer. Geophys.

Union, 36, 395-405.  
土屋義人, 河田恵昭, 1971: 飛砂における砂粒の運動機構(2), 砂粒の Saltation の特性について, 京大防災研究所年報第14号B, 311-325.  
内村龍二, 1977: 砂の終速度の測定, 東京理科大学理学部物理学科卒業研究論文.

## 支部だより

### 北海道支部第1回研究発表会の報告

北海道支部は, 昭和54年度第1回研究発表会を下記のとおり行なった。

この発表会は, 札幌管区気象台の北部管区気象研究会と共催であった関係上, 発表題数は気象台以外の大学・研究所等からの9題に限定され, 大学ではその選考に苦労したようである。

学会関係の発表は主に第1日目の午後に行なわれ, 北海道大学理学部の播磨屋幹事長が座長を担当した。しかし, 2日目も学会会員の参加が目立ち, 会場は両日共80名を越す人でいっぱいとなり, 終始熱心な討論が行なわれた。

なお, 気象台関係の発表題数は24題であった。

#### 記

日時 昭和54年11月28～29日 9.30～17.00

会場 札幌管区気象台会議室

#### 研究発表要旨

##### 1. 胆振地方の降雨の特性

近野好文, 菊地勝弘(北海道大学理学部)

北海道胆振地方オロフレ山系の南東斜面で, 1978年6月中旬から10月中旬まで降雨量の観測を実施した結果より, 降雨パターンを, 山間部で降雨量の多い山岳性降雨と, 海岸付近で降雨量の多い海岸性降雨, 山間部と海岸付近の降雨量に差がない場合の三つに分類し, また, 山岳性降雨を, 降雨強度が断続的に変化する対流性降雨

と, 降雨強度が時間的にあまり変化しない地雨性降雨に分けて, それぞれの特徴を調べた。

また, ケース・スタディから, 地雨性の山岳性降雨は, 下層の南東風が斜面を滑昇して生じた下層雲からの降雨であり, 対流性の山岳性降雨は, 同じ下層雲からの降雨のほかに, 南西より進んでくる中層の降水雲からの降雨が加わった場合であると考え, 山岳性降雨の特徴が説明できた。さらに, 簡単な数値計算によって, この山岳性降雨のモデルの妥当性を検討した。

##### 2. 吹雪における熱伝達について

金田安弘, 前野紀一

(北海道大学低温科学研究所)

積雪地域大気層において吹雪の占める役割を知するため, 吹雪中の熱伝達に着目し, 野外と風洞とで熱伝達係数の測定を行なった。

野外において, 熱伝達係数は, 同一風速でも吹雪の強度と共に増加し, 雪面近くでは2倍もの増加がみられた。吹雪が発生したことによる熱伝達係数の増加と飛雪量(飛雪空間濃度と風速との積)には, 比例関係がある。しかし, この関係は雪面上のある高さを境に変化する。この高さは, 跳躍(saltation)の卓越した飛雪空間濃度の高い下部領域と, その上の浮遊(suspension)の卓越した希薄な領域の境界と考えられ, 吹雪中の熱伝達係数は, 飛雪空間濃度と共に飛雪の輸送形態にも依存する。