

# みずほ基地における現地観測と低温風洞実験に 基づく地吹雪データの数値解析 および雪の連行係数の評価

福嶋祐介<sup>1</sup>・菊池卓郎<sup>2</sup>・西村浩一<sup>3</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 長岡技術科学大学教授 工学部環境・建設系 (〒940-2188 長岡市上富岡町1603-1)  
E-mail:fukusima@nagaokaut.ac.jp

<sup>2</sup>正会員 工修 福島工業高等専門学校 建設環境工学科 (〒970-8034 いわき市平上荒川字長尾30)

<sup>3</sup>理博 北海道大学低温科学研究所 (〒060-0819 札幌市北区北19条西8丁目)

地吹雪の数値解析法の妥当性を検討するため、低温風洞での小スケールの吹雪実験と南極みずほ基地での現地観測データとの比較を行った。数値解析には、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用い、SIMPLE法により偏微分方程式を離散化した。吹雪は固気二相流の代表例であり、類似の現象に飛砂がある。固体粒子である雪の輸送は乱流拡散方程式で記述する。この積分にあたって底面での境界条件の設定が重要である。このために固体粒子の連行係数の概念を用いているが、吹雪の場合解析例が少なく連行係数の関数形は未定である。ここでは、風洞実験及び現地観測で得られた飛雪流量分布の測定値に最も良く一致するように連行係数の値を推定した。雪の連行係数を開水路の浮遊砂流で提案されている砂の連行係数の実験式と比較し考察を行った。

**Key Words** : snowdrifts, solid-gas two phase flow, numerical analysis,  $k-\varepsilon$  turbulence model, snow entrainment coefficient

## 1. 序論

地吹雪は空気の流れである風の乱れにより、積雪層から雪粒子が巻き上げられる現象であり、典型的な固気二相流である。固気二相流は吹雪以外に海岸域で観察される飛砂、冬季山岳地帯で発生する煙型雪崩、火山活動に起因する火砕流などがあり、時には深刻な災害となる場合もある。地吹雪が発生すると道路においては視程距離が減少し、交通事故発生の大きな要因となることが指摘されている。

土木の分野では、固気二相流と類似の流れである固液二相流が様々な状況で表れる。例えば、開水路における浮遊砂流は河川工学の分野では重要な固液混相流の代表例である。また、海底渓谷で発生する泥水流は沿岸域の土砂を深海に流送する役割を果たしている (Parker<sup>1</sup>), 備藤・福嶋<sup>2</sup>)。芦田ら<sup>3</sup>)は固液混相流の解析手法のレビューを行っている。浮遊砂流を代表とする土砂流については高度な固相モデルによって解析されており、その例として、後藤ら<sup>4</sup>)、離岡ら<sup>5</sup>)、玉井ら<sup>6</sup>)などがある。固液二相流を混相流体と扱うのも有力な手法であり、浮遊砂流を対象とした研究だけでも、DeVantier and Larock<sup>7</sup>)、福嶋<sup>8</sup>)、福田・福嶋<sup>9</sup>)、岩佐ら<sup>10</sup>)、藤崎・高崎<sup>11</sup>)などがある。このような浮遊砂流の解析では底面での境界条

件をどのように設定するかが問題となる (例えば、池田<sup>12</sup>)。そこでは、乱流拡散方程式に対する底面での境界条件として、砂の連行係数を用いることの合理性が述べられている。Garcia<sup>13</sup>)は、精度の高い砂の連行係数の経験式を提案している。

吹雪についてもさまざまな研究が行われてきた。塩谷<sup>14</sup>)は渦動粘性係数一定の場合と混合距離理論を用いた場合について吹雪粒子の空間密度 (濃度) 分布を求めた。大浦ら<sup>15</sup>)は飛雪の写真撮影によって野外における吹雪粒子の跳躍運動を明らかにした。Tekeuchi<sup>16</sup>)は吹雪輸送量と飛雪流量の高度分布 (鉛直プロファイル) の算定式を提案した。Kikuchi<sup>17</sup>)は低温風洞での実験結果から吹雪粒子の跳躍運動の軌跡を求める式を導いた。小林<sup>18</sup>),<sup>19</sup>)は降雪が存在する条件での吹雪粒子の空間密度式について検討した。また、吹雪の数値解析例としては Uematsu et al.<sup>20</sup>)、によるものがある。近年、Nemoto<sup>21</sup>)は、平坦床状での雪粒子の運動をシミュレーションする方法で吹雪が風速分布やせん断応力にどのような影響を与えるかを検討した。以上に挙げた研究での吹雪粒子の空間密度式は古典的な渦動粘性係数モデルあるいは混合距離モデルを用いるものである。福嶋ら<sup>22</sup>),<sup>23</sup>),<sup>24</sup>),<sup>25</sup>),<sup>26</sup>)は吹雪の解析に対して、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いる方法を提案した。その結果、主として風

洞実験の結果との比較から、数値解析は十分な精度で風速分布と飛雪流量の分布あるいは雪粒子の体積濃度分布を説明し得ることを示した。しかし、同時に明らかになったのは以下の2点である。第一に数値解析の結果と比較したのは実験室規模の小スケールの地吹雪であり、現地スケールの地吹雪に対して本解析法が有効か否かが検討されていないこと、第二に底面での境界条件の設定に雪の連行係数を導入したがその値そのものは十分に検討されていないことである。今回、著者の一人(西村<sup>27)</sup>)は南極のみずほ基地において地吹雪の現地観測を行った。本論文では、この現地データを  $k-\epsilon$  乱流モデルを用いた解析による数値解析結果と比較し、数値解析が現地スケールの吹雪の観測結果を説明できるかを検討し、従来、全く検討されることのない雪の連行係数を同時に求める。さらに、かつて行った低温風洞での吹雪実験のデータを用いて同様な検討を行う。これらの結果を砂粒子に対して得られた Garcia<sup>13)</sup>の式と比較し、考察を加える。

## 2. 低温風洞における実験と南極みずほ基地での観測

低温風洞での吹雪実験は次のように行った。1999年11月当時の科学技術庁防災科学技術研究所新庄雪水防災研究支所の低温風洞装置を用いた。風洞は全長14m、幅1m、高さ1mの正方形断面をもつ。風洞の底面には約20mmの厚さで全体的に雪が敷き詰められ、上流側5mは水が噴霧され、雪面が凍結・固定されている。それより下流が移動床となっている。設定風速10m/sで実験を行い、上流側から5.2m、6.1m、7.1mの3点で測定を行った。流れに定常性を持たせるため上流から62.5cm<sup>3</sup>/sで雪を供給した。風洞内は-15°C、湿度25~50%であり、風速測定には熱線風速計、飛雪流量測定にはSPC(snow particle counter)を用いた。検出器は自動昇降装置に取り付け、鉛直方向に移動させて測定を行った。

南極みずほ基地での吹雪観測の概要について述べる。2000年9月30日から11月18日までの約2ヶ月間、吹雪観測を行った。みずほ基地は昭和基地から約250km内陸にある。みずほ基地の特徴として、吹雪が定常状態に発達するのに十分広く平坦(100km四方にわたって平坦)であり、24時間以上にわたって安定してカタバ風が継続し、風洞実験では得られない限界摩擦速度を大きく上まわる風速が発現することがあげられる。カタバ風とは「地表面付近の冷えた空気が重力によって斜面を流れ落ちる場合の風をいう。南極大陸の氷の斜面を吹き降りる冷たい強風がこれにあたる」とされる。観測は30mタワーにSPCを4台(設置高、9.6m、3.1m、

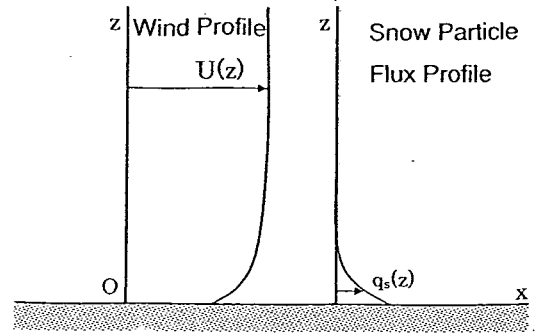


図 - 1 吹雪の概念図と座標系

1.0m、0.2mに設置)、超音波風向風速計を3台(設置高、25m、1.0m、0.2m)、気温・露点計を2台(設置高、3.0m、1.0m)設置して行われた。0.2mのSPCは2cmから20cmまで移動して測定した。なお、風速は3.0m位置でも測定した。

## 3. 地吹雪の数値解析モデル

### (1) 鉛直二次元の基礎方程式

本論文では2種類の解析を行った。一つは低温風洞で行った実験結果と比較するための鉛直二次元計算で、他は南極みずほ基地での現地観測との比較に用いた鉛直一次元の数値計算である。いずれも未知数は、風速、雪粒子濃度、乱れ運動エネルギー、分子粘性逸散率である。

地吹雪の模式図と座標系を図-1に示す。ここでは鉛直二次元流れを取り扱う。底面は水平でOを座標原点とし、O点から水平右側にx軸を鉛直上向きにz軸をとる。u、wをx、z方向の流速成分とする。圧力をp、空気の密度を $\rho_a$ 、雪粒子の密度を $\rho_s$ 、雪粒子の体積濃度をcとする。このとき、混相流体の密度 $\rho$ はつぎのようになる。

$$\rho = \rho_a(1 - c) + \rho_s c = \rho_a(1 + Rc) \quad (1)$$

ここで、 $R = (\rho_s - \rho_a)/\rho_a$  雪粒子の空気中比重である。雪粒子の粒径を $D_s$ 、静止空気中での沈降速度を $w_s$ とする。

混相流体の質量保存式、x方向のレイノルズ方程式、z方向のレイノルズ方程式、雪粒子の乱流拡散方程式、乱れ運動エネルギーkの方程式および分子粘性消散率 $\epsilon$ の方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x}$$

表-1  $k-\epsilon$  乱流モデルの係数

| $c_\mu$ | $\sigma_k$ | $\sigma_\epsilon$ | $c_{1\epsilon}$ | $c_{2\epsilon}$ | $c_{3\epsilon}$ | $\sigma_t$ |
|---------|------------|-------------------|-----------------|-----------------|-----------------|------------|
| 0.09    | 1.0        | 1.3               | 1.44            | 1.92            | 0.8             | 1.0        |

$$\begin{aligned} & + \frac{\partial}{\partial x} \left( 2\rho\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \rho\nu_t \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} \\ & + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) & = -\rho g - \frac{\partial p}{\partial z} \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho\nu_t \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} & + \frac{\partial}{\partial z} \left( 2\rho\nu_t \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ + \mu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + (w - w_s) \frac{\partial c}{\partial z} \\ = D \left( \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) & + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_t \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_t \frac{\partial c}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + w \frac{\partial k}{\partial z} & = \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_t \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_t \frac{\partial k}{\partial z} \right) \\ + \nu_t \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 & + \frac{R}{1 + Rc} g \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial z} - \epsilon \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + w \frac{\partial \epsilon}{\partial z} & = \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu_t \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_t \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) \\ + c_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \left\{ \nu_t \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right. & \left. + (1 - c_{3\epsilon}) \frac{R}{1 + Rc} g \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial z} \right\} - c_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (7)$$

式(6), (7)において, 今考えている流れは主流方向が卓越した境界層流れであることから, 乱れ運動エネルギーの生成項, 乱れ運動エネルギーの負の生成項は主要な項のみ考慮した. 渦動粘性係数  $\nu_t$  は,  $k$  と  $\epsilon$  を用いて次のように表す.

$$\nu_t = c_\mu k^2 / \epsilon \quad (8)$$

ここで,  $\sigma_t, \sigma_k, \sigma_\epsilon, c_\mu, c_{1\epsilon}, c_{2\epsilon}, c_{3\epsilon}$  は  $k-\epsilon$  乱流モデルの数値定数である.  $\mu$  は空気分子粘性係数,  $D$  は分子拡散係数である. 表-1に数値定数の値を示す. これは福岡ほか<sup>26)</sup>と同じ値である. 本論文では分子拡散係数の値は  $D = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$  の値を用いた.

乱流拡散方程式には雪粒子の沈降速度  $w_s$  が含まれている. この値は静止空気中の雪粒子の釣り合い条件と抗力係数に対する実験式から求めることにする. 空気中の雪粒子には重力と浮力および流体力として抗力が作用する.

$$c_D \pi \frac{D_s^2}{8} \rho_a w_s^2 = \pi \frac{D_s^3}{6} (\rho_s - \rho_a) g \quad (9)$$

ここで,  $D_s$  は雪粒子の直径であり, 抗力係数  $c_D$  は Schiller の式 (Graef<sup>28)</sup>) で与える. すなわち,

$$c_D = \frac{24}{Re} (1 + 0.150 Re^{0.687}) \quad (10)$$

ここで,  $Re = D_s w_s / \nu$  は沈降速度を用いた粒子レイノルズ数である. この式は真球に対して得られた実験式と考えられるが, ここではさまざまな結晶形をもつ雪粒子にも適用できると仮定している.

偏微分方程式の離散化にはパタンカー<sup>29)</sup>が提案している SIMPLE 法を用いた. これは移流拡散流束に対する独自の離散化手法を用い, スタッガード格子を導入し, さらに圧力を求めるものである.

## (2) 境界条件

### a) 底面境界条件

水平床上の固定壁面では, 壁関数法を用いた. 流速分布は次のように対数則を用いて次のように表される. ただし, 壁面は粗面であるとしている. 壁面から  $z_0$  だけ離れた点を  $z = z_0$  とするとき,

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z_0}{k_s} + A_r \quad (11)$$

ここで,  $u_*$  は摩擦速度,  $\kappa$  はカルマン定数,  $k_s$  は底面の相当粗度,  $A_r = 8.5$  である. 底面では, 底面でのせん断応力 (摩擦速度) と風速値が未定である. これらを同時に求めるため, 以下のような計算を行った. 境界近傍の 2 点 ( $z = z_0$ ,  $z = z_0 + \Delta z$ ) でこの式 (11) が成り立つものとして,  $u_*$  を求め, 境界近傍 ( $z = z_0$ ) での  $u$  を算出した. 壁関数法では,  $w, k, \epsilon$  は次のように与えられる.

$$w = 0; \quad k = \frac{u_*^2}{\sqrt{c_\mu}}; \quad \epsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z_0} \quad (12)$$

濃度の拡散方程式に対する底面境界条件は, 濃度勾配を規定することとし次式を用いる.

$$-\frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial z} = w_s E_s \quad (13)$$

ここで,  $E_s$  は雪の連行係数である. 吹雪は地吹雪だけでなく, 降雪を伴う場合も多い. 直接濃度を規定する底面境界条件では, 降雪を伴う場合には不合理な境界条件となる場合があるが, 式 (13) ではこの場合も不合理な結果とはならない. 雪の連行係数  $E_s$  は粒径, 粒子レイノルズ数, 空中での沈降速度, 摩擦速度などの関数と考えられる. この関数形については不明な点が多い. Garcia<sup>13)</sup>は開水路の浮遊砂流のデータに基づき実験式を提案している. 参考のため, これを以下に示す.

$$E_{sa} = AZ^5 \left/ \left( 1 + \frac{A}{0.3} Z^5 \right) \right. \quad (14)$$

ここで、 $Z$  は次のように与えられる無次元パラメータである。

$$Z = R_p^{0.6} u_* / w_s, \quad R_p = \sqrt{g R D_s D_s} / \nu \quad (15)$$

ここで、 $\nu$  は水の動粘性係数であり、 $A = 1.3 \times 10^{-7}$  で、 $R_p$  は粒径を用いた粒子レイノルズ数である。式 (14) と (15) は粒子密度が大きく粒径が大きい粒子は摩擦速度に対して沈降速度が大きくなるため、浮遊しにくいという実験結果を反映した経験式である。

#### b) 上部境界条件

風によって雪粒子が地吹雪として巻き上げられる高さ、すなわち、地吹雪の影響の及ぶ高さより十分高い位置  $z = H_1$  では、流速の勾配、乱れエネルギー勾配、分子粘性消散率の勾配が零になることから、次のような境界条件を設定する。

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0 \quad (16)$$

また、降雪粒子のフラックスが零になることから次式が満足される必要がある。

$$w_s c_1 + \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=H_1} = w_s F_s \quad (17)$$

ここで、 $c_1$  は  $z = H_1$  での雪粒子濃度、 $w_s F_s$  は降雪強度、 $F_s$  は降雪濃度であり、降雪がない場合は  $c_1 = 0$ 、 $F_s = 0$  である。

#### c) 流入部境界条件

流入部の風速分布  $u_0(z)$ 、濃度分布  $c_0(z)$  は実測値を与え、 $k_0(z)$ 、 $\varepsilon_0(z)$  は等流の条件から求めた値を用いた。

#### d) 流出部境界条件

流出部では  $u$ 、 $w$ 、 $c$ 、 $k$ 、 $\varepsilon$  の流下方向の勾配が零になる、すなわち、これらの値は流下方向には変化しないものとして、次のように与えた。

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0 \quad (18)$$

### (3) 現地観測データとの比較に用いた基礎方程式と境界条件

南極で測定したのは一つの位置だけである。したがって、この場合には 3(1)、(2) で説明した計算をそのまま行うことはできない。そこで、南極で観測したデータと比較するために、地吹雪は流下方向に十分に発達しており、流れが一樣（等流）になっているものとして解析を行った。以下では、3(1)、(2) と異なる部分のみを説明する。流れが定常で流下方向には平衡状態にあるとすると、式 (2) から (7) において左辺が全て零になる。また独立変数は  $z$  のみとなるので、偏微分記号は全て常微分記号になる。すなわち、

$$\rho_a g I_p + \frac{d}{dz} \left( \rho \nu_t \frac{du}{dz} \right) = 0 \quad (19)$$

$$w_s \frac{dc}{dz} + \frac{d}{dz} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} \right) = 0 \quad (20)$$

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{dk}{dz} \right) + \nu_t \left( \frac{du}{dz} \right)^2 + \frac{R}{1 + Rc} g \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} - \varepsilon = 0 \quad (21)$$

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \right) - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \left\{ \nu_t \left( \frac{du}{dz} \right)^2 + (1 - c_{3\varepsilon}) \frac{R}{1 + Rc} g \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} \right\} = 0 \quad (22)$$

$I_p (= -(\partial p / \partial x) / \rho g)$  は無次元圧力勾配である。

底面 ( $z = z_0$ ) での境界条件には壁関数法を用いた。これは式 (11)、(12) と基本的に同じである。また濃度に対する境界条件は式 (13) より、 $c = c_b$  となる (池田編<sup>12)</sup>)。上端での境界条件は式 (16)、(17) と同じであるが、偏微分記号を常微分記号に置き換えられる。

$$\frac{du}{dz} = \frac{dk}{dz} = \frac{d\varepsilon}{dz} = 0 \quad (23)$$

$$w_s c_1 + \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{dc}{dz} \Big|_{z=H_1} = w_s F_s \quad (24)$$

### (4) 数値解析の手順と雪の連行係数の評価

まず、風洞実験との比較を行った数値計算の手順と連行係数の算定法について述べる。風洞実験の詳細については福嶋他<sup>25), 26)</sup> に詳しく述べられている。飛雪流量  $q_s$  は「密度 × 体積濃度 × 風速」で定義される。式で書けば

$$q_s = \rho_s \times c \times u \quad (25)$$

となる。一方、数値モデルでは粒子の特性は式 (1) の粒子の密度  $\rho_s$  と式 (5) の沈降速度  $w_s$  が含まれている。これらは砂粒子の粒径、沈降速度を求めるほど簡単ではない。というのも、地吹雪を構成するの雪粒子の密度を求めることが難しいからである。雪粒子一つ一つの重量を求めることは精密にできるが、さまざまな結晶形をもつ非球状の雪粒子の粒径あるいは体積を求めることが困難だからである。そこで、本論文では以下のような取り扱いで計算を行うことにした。

風洞実験とみずほ基地での観測では飛雪流量が小さく、従って、 $k$  と  $\varepsilon$  の方程式中で密度勾配の項（負の乱れエネルギー生成項）が流れ場にほとんど影響を与えない。このため濃度分布が風速分布に与える影響も小さい。さらに、飛雪流量の計算において密度の影響は単独ではなく、式 (25) から分かるように、常に密度と濃度の積の  $\rho_s c$  で決まってくる。従って、密度の値が大きく実際と異なっても飛雪流量が体積濃度との組み合わせで決まり、飛雪流量自体の値が風速や  $k$  および  $\varepsilon$  に与える影響は微小となる。このため、風速、体積濃度などの流れ場と雪粒子密度を同時に算定するこ

表 - 2 計算に用いた諸量のまとめ (みずほ基地)

| Case {wind velocity $U$ (m/s)}            | $U=6\text{m/s}$ | $U=8\text{m/s}$ | $U=9.5\text{m/s}$ | $U=11\text{m/s}$ | $U=16\text{m/s}$ |
|---|-----------------|-----------------|-------------------|------------------|------------------|
| snow density ( $\text{kg/m}^3$ ) $\rho_s$ | 89.3            | 161.4           | 127.8             | 54.7             | 33.2             |
| air density ( $\text{kg/m}^3$ ) $\rho_a$  | 1.293           | 1.293           | 1.293             | 1.293            | 1.293            |
| specific weight (-) $R$                   | 68.1            | 123.8           | 97.9              | 41.3             | 24.7             |
| shear velocity (m/s) $u_*$                | 0.395           | 0.524           | 0.620             | 0.717            | 1.04             |
| diameter of snow (mm) $D_s$               | 0.201           | 0.146           | 0.170             | 0.158            | 0.194            |
| fall velocity (m/s) $w_s$                 | 0.0950          | 0.0943          | 0.0990            | 0.0390           | 0.0345           |
| particle Reynolds No. $R_p$               | 5.57            | 4.65            | 5.19              | 3.02             | 3.18             |
| $Z$ (-)                                   | 11.6            | 14.0            | 16.8              | 35.7             | 59.4             |
| entrainment coeff. $E_s(-)$               | 0.000046        | 0.000053        | 0.00013           | 0.000354         | 0.000988         |

表 - 3 計算に用いた諸量のまとめ (風洞実験)

| Case {distance $x$ (m)}                   | $x=5.2\text{m}$ | $x=6.1\text{m}$ | $x=7.1\text{m}$ |
|---|-----------------|-----------------|-----------------|
| snow density ( $\text{kg/m}^3$ ) $\rho_s$ | 143.9           | 196.6           | 259.9           |
| air density ( $\text{kg/m}^3$ ) $\rho_a$  | 1.293           | 1.293           | 1.293           |
| specific weight (-) $R$                   | 110             | 151             | 200             |
| shear velocity (m/s) $u_*$                | 0.50            | 0.48            | 0.468           |
| diameter of snow (mm) $D_s$               | 0.250           | 0.240           | 0.234           |
| fall velocity (m/s) $w_s$                 | 0.205           | 0.253           | 0.297           |
| particle Reynolds No. $R_p$               | 9.83            | 10.8            | 12.0            |
| $Z$ (-)                                   | 9.62            | 7.91            | 6.98            |
| entrainment coeff. $E_s(-)$               | 0.0009          | 0.0011          | 0.0013          |

とが可能になる。4. で示す計算結果を含む図では逆算して求めた密度  $\rho_s$  の値を用いている。

風洞実験の結果は流下方向に飛雪流量が増加する発達過程にある。従って二次元の解析が必要である。そこで、次のような順序で計算した。

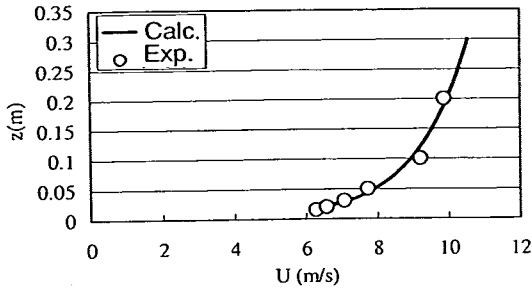
- (i) 雪粒子の密度が純水の密度  $\rho_i = 917.0\text{kg/m}^3$  の半分、すなわち、 $\rho_s = 458.5\text{kg/m}^3$ 、気温が  $0^\circ\text{C}$  で  $\rho_a = 1.293\text{kg/m}^3$  であると仮定する。
- (ii) 雪の体積濃度が零であると仮定し、式 (2) から式 (7) を用いて風速分布を計算する。計算では相当粗度  $k_s$  の値を変化させ、風速分布の計算値と実験値が一致するような  $k_s$  の値を同定する。
- (iii) 底面に最も近い測定点の飛雪流量  $q_s$  の値を用い、式 (25) から粒子の密度と風速  $u$  の計算値を用い、底面濃度  $c_b$  を求める。
- (iv) 雪粒子の粒径  $D_s$  の大きさを仮定し、式 (9)、(10) から粒子の沈降速度  $w_s$  を計算する。計算された底面付近の濃度分布から、 $E_s$  の値を概算する。この  $E_s$  を用い流れ場の解析を行う。式 (25) から飛雪流量  $q_s$  を求め、実測値と一致するように  $E_s$  の

値を再調節し、 $E_s$  の値が収束するまで計算を繰り返す。

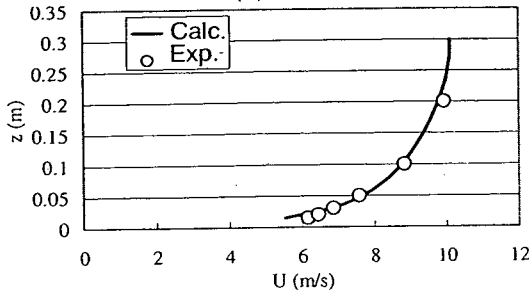
- (v) SPC で測定された底面近傍での平均粒径  $D_s$  と計算された  $q_s$  と沈降速度  $w_s$  の値から、式 (9)、(10) により雪粒子の密度  $\rho_s$  を逆算する。
- (vi) 逆算した密度  $\rho_s$ 、実測した飛雪流量  $q_s$  と計算された風速  $u$  を用いて、底面での濃度  $c_b$  を式 (25) から計算する。
- (vii)  $c_b$  を参考に改めて  $E_s$  の値を仮定し、流れ場を計算する。計算された飛雪流量分布と実測された分布が一致するようにこの作業を反復し、最適な  $E_s$  の値を決定する。これで計算を終了する。

みずほ基地での吹雪測定は一断面でのみ行われているので、鉛直一次元の解析を行った。数値計算の基本的な考え方は風洞実験の場合と同様であるが、一部異なる手順で計算を行った。基本的に異なるのは、鉛直一次元の場合、底面での濃度と連行係数の値は一致するのでその分繰り返し計算を省略することができる点である。先の場合に準拠して計算の手順を説明する。

- (i) 雪粒子の密度が純水の密度  $\rho_i = 917.0\text{kg/m}^3$  の半

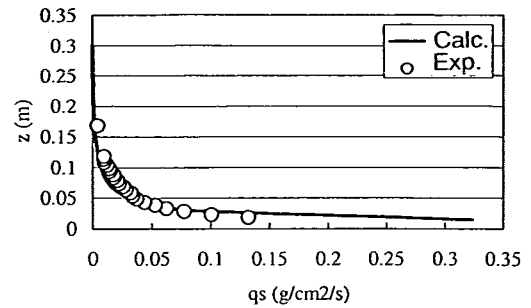


(a)  $x=5.2\text{m}$

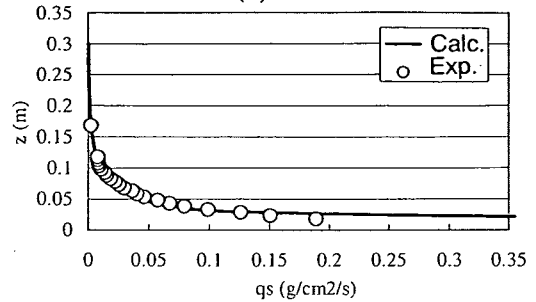


(b)  $x=7.1\text{m}$

図 - 2 風速分布の比較, 低温風洞実験



(a)  $x=6.1\text{m}$



(b)  $x=7.1\text{m}$

図 - 3 飛雪流量分布の比較, 低温風洞実験

分, すなわち,  $\rho_s = 458.5\text{kg/m}^3$ , 気温が  $0^\circ\text{C}$  で  $\rho_a = 1.293\text{kg/m}^3$  であると仮定する.

- (ii) 雪の体積濃度が零であると仮定し, 式 (19) から (22) を用いて, 風速分布を計算する. 計算では圧力勾配  $I_p$  と相当粗度  $k_s$  の値を変化させ, 風速分布の計算値と計測値が一致するような  $I_p$ ,  $k_s$  の値を同定する.
- (iii) 底面に最も近い測定点の飛雪流量  $q_s$  の値を用い, 式 (25) から粒子の密度  $\rho_s$  と風速  $u$  の計算値を用い, 底面濃度  $c_b$  を求める.
- (iv) 雪粒子の粒径  $D_s$  の大きさを仮定し, 式 (9), (10) から粒子の沈降速度  $w_s$  を計算する. 計算された底面付近の濃度分布から,  $E_s$  の値を概算する. この  $E_s$  を用い流れ場の解析を行う. 式 (25) から飛雪流量  $q_s$  を求め, 実測値と一致するように  $E_s$  の値が収束するまで計算する.
- (v) SPC で測定された底面近傍での  $D_s$  と  $q_s$  の計算結果,  $w_s$  から, 式 (9), (10) により密度  $\rho_s$  を逆算する.
- (vi) 逆算した密度  $\rho_s$ , 実測した  $q_s$  と計算された風速  $u$  を用いて, 底面での濃度  $c_b$  を式 (25) から計算する.
- (vii)  $E_s = c_b$  として流れ場を計算する. このようにして計算された飛雪流量分布は (iv) のステップで計算した飛雪流量分布とほぼ同じである. これで計

算を終了する.

#### 4. 計算結果と考察

本研究では, 低温風洞での小スケールの実験結果から雪の連行係数をより厳密に算定するため数値解析<sup>26)</sup>を改めてやり直した. また, 現地での大スケールの地吹雪データとの比較を行うことで, このようにスケールの異なる二種類のデータとの比較を行うことで風速分布と飛雪流量分布に対する数値解析手法の広範な適用性を示すことができると考えた. 同時にこのみずほ基地のデータからも雪の連行係数を算定した.

表-2, 表-3 に計算に用いた粒子径, 底面粗度, 計算で同定した沈降速度, 雪粒子密度, 雪の連行係数, 底面の摩擦速度, 式 (15) で定義される無次元パラメータ  $Z$  をまとめて示す.

先に示した手順で求めた雪粒子密度は風洞実験の場合,  $143.9\text{kg/m}^3$  から  $259.9\text{kg/m}^3$  の範囲である. また, みずほ基地での値は  $33.2\text{kg/m}^3$  から  $161.4\text{kg/m}^3$  の範囲である. 雪粒子の密度は雪粒子の形態 (結晶形か, ざらめ雪か) によって大きく異なることが報告されている. また, 純水の密度  $917.0\text{kg/m}^3$  に比べてかなり小さいことは確かである. ここで得られた値は十分に常識的な値の範囲にある.

図-2に風洞実験の場合の風速分布を示す.  $x=5.2\text{m}$  の

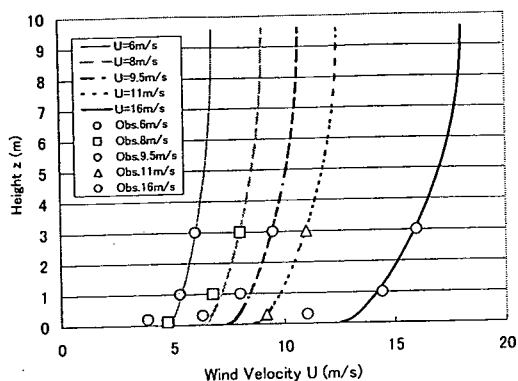


図-4 風速分布の比較, 南極みずほ基地での現地観測

風速分布を上流の境界条件として与えている。  $x=7.1\text{m}$  の分布は計算で得られたものである。この2断面で風速分布はほとんど変化していない。また、  $x=7.1\text{m}$  での計算値と実測値との一致は極めて良好であり、平坦床上の乱流境界層での十分に発達した風速分布の特徴が再現されている。

図-3に風洞実験の場合の飛雪流量分布を示す。この場合も  $x=5.1\text{m}$  での飛雪流量分布と風速分布から体積濃度分布を計算し、その値を上流端の濃度の境界条件としている。従って、数値解との一致は  $x=6.1\text{m}$  と  $x=7.1\text{m}$  の断面で検討すべきである。飛雪流量は  $x=5.1\text{m}$  から  $6.1\text{m}$ ,  $7.1\text{m}$  と流下するに従って徐々に増加し飛雪流量からすれば吹雪は発達過程にあると言える。この状況を再現しようとする三断面で一定の連行係数とした場合、実測の飛雪流量分布の発達過程を十分に説明できないことが分かった。実測の飛雪流量分布の発達過程を再現しようとする、表-3に示したように雪の連行係数を流下方向に次第に増加させる必要があった。実測した飛雪流量の鉛直分布の特性としては、飛雪流量が底面付近から上方にゆくに従って急速に減少することである。これは開水路の浮遊砂流の濃度分布と比較しても際立った特徴と言える。この理由としては吹雪の場合には雪粒子の空気中比重が砂の水中比重  $R=1.65$  に比べてかなり大きく  $R=24.7\sim 200.0$  となっていることが考えられる。つまり、雪粒子が作業流体である空気に対して非常に重く、高い位置まで巻き上げにくいとためと考えられる。

図-4に南極みずほ基地での現地観測と比較した風速分布をまとめて示す。現地観測では風速の広い範囲で観測がなされ、高さ方向に3点での測定値がある。また、風速測定の数値は少ないので、詳細な風速分布の特徴などをデータから考察することは不可能である。この場合の計算範囲は地上から高さ10mまでとした。数値計算結果を合わせて考えるとみずほ基地での

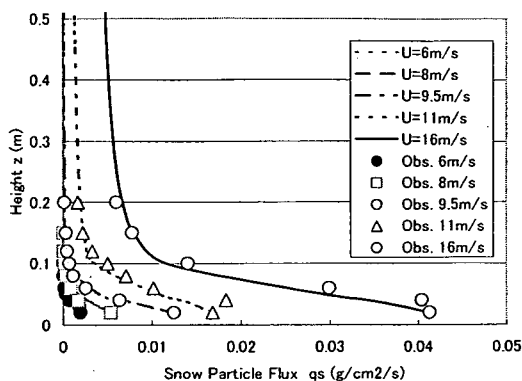


図-5 飛雪流量分布の比較, 南極みずほ基地での現地観測

観測結果は、平坦床上の乱流境界層での風速分布の典型的な特徴をもっていると推定できる。

図-5に南極みずほ基地での現地観測と比較した飛雪流量分布をまとめて示す。現地観測では風速の大きさの増加に伴い、飛雪流量が急速に増加していることが見て取れる。風速が大きく、摩擦速度が増加すると底面付近の飛雪流量は顕著に増加する。計算では底面近傍の高さ2cmの位置での飛雪流量が一致するように境界条件が設定され、その上の分布が一致するように沈降速度  $w_s$  の値が一致するように同定されている。従って、計算値と観測値が概略において一致するのは当然と言える。このように観測された飛雪流量分布を再現できる柔軟さが本モデルにあることが確認される。

以上のように福嶋らが提案してきた吹雪の数値計算手法は境界条件を設定する位置及びその値によって、実験室レベルにおける30cm程度の厚さの小スケールの境界層流れと現地規模の10m程度の厚さの大スケールの境界層流れの風速分布と飛雪流量分布をとともによく説明する。このことは数値解析手法が流れの規模に関係なくさまざまなスケールの現象に適用可能なことの一例と言える。特に、土砂浮遊流や吹雪流のような固体粒子の輸送を伴う流れの相似則が常に問題となる。今回の2種類の数値計算結果が示すように境界条件を適切に与えることによって、数値解析では相似則の問題を回避することができるという意味で、重要な成果を示すことができたと考える。

図-6は表-2、表-3にまとめられた雪の連行係数を無次元パラメータ  $Z$  に対して示したものである。三角印が風洞実験から求められた連行係数であり、丸印が南極みずほ基地での観測から求められた連行係数である。図中には参考のため、Garcia<sup>13)</sup>が提案した砂の連行係数の経験式(14)も実線で記入している。南極でのデータは砂の連行係数の経験式に比べ二桁から三桁ぐらい小さくなっている。

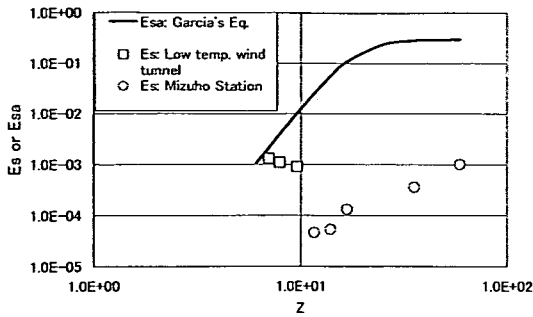


図 - 6 雪の連行係数と無次元パラメータ, 風洞実験と南極みずほ基地での現地観測

風洞実験の値は南極の値に比べてかなり大きく、 $Z$ の増加に従って若干減少している。この実験では、一度凍結保存した雪を細かく粉砕したものをを用いていること、風洞の上流端で雪粒子が定常的に供給されていること、実験が平衡状態ではなく発達している状況で行われたことが双方の値の違いの理由として挙げられる。このように実験と現地観測のスケールや上流での境界条件の違いによって求められた連行係数の大きさはかなり異なった。現在のところ、その大きさの差の原因は必ずしも明確ではない。今後このような検討を積み重ね雪の連行係数の値を明確にしたいと考えている。特に粒子の連行係数に関して、粒子の密度と流体の密度の大きさがどのように連行係数に影響するか今後明確にする必要がある。

今回論文中に示した風速分布では底面での粗度が若干影響する。飛雪流量分布に対しては底面での連行係数の値が大きな影響を与える。図-4、図-5ではこれらのパラメータ同定を行った結果を示したが、これらの値を不適切に選んだ場合、数値解析の結果は全く異なる。また本解析では、濃度に対する底面での境界条件を与え、それより上部の分布形が計算されている。数値解の妥当性は、風速分布や飛雪流量の分布形全体が実験値、観測値と一致するかで判断できると考える。本論文で示したように、小スケールの風洞実験と大スケールの現地観測の双方に対して、風速分布、飛雪流量分布の二つを良好に説明できたことで本解析法の妥当性が確認できたと考えている。

## 5. 結論

今回、本研究グループが提案してきた吹雪の数値計算モデルを低温風洞での小スケールの実験と南極みずほ基地で観測された大スケールの吹雪流に対して適用した。風洞装置は高さ1mであるのに対し、みずほ基地では10mの高さまでの測定が行われた。このように

スケールにおいて大きく異なる二つのデータに対して、提案している数値モデルが風速分布、飛雪流量の双方に対して、良好に説明できることを確認できた。

また、これら二つのスケールの違いと上流端の条件の異なるデータから、これまで十分には議論されなかった雪の連行係数を定量的に求めることができた。その結果、南極みずほ基地での現地観測データから求めた雪の連行係数は Garcia<sup>13)</sup>の提案する砂の連行係数に比べて二桁から三桁小さくなることが分かった。風洞実験の値はこれより大きい、一度凍結保存した雪を細かく粉砕したものをを用いていること、実験時に上流端で雪を供給したこと、吹雪が発達過程にあったことなど、みずほ基地との環境の違いも考慮に入れる必要がある。砂の連行との比較では、空気中の雪粒子の比重が砂の水中比重に比べて非常に大きいことが連行係数の値の違いに反映されたと考えている。

一方、今回検討したのは数少ない実験データ、現地観測データであり、数値解析モデルの詳細な検討、雪の連行係数の関数形の確定のためにはさらに多数のデータとの比較が重要であることを指摘しておきたい。

謝辞：最後に本研究は文部科学省科学研究費補助金基盤研究(C) (課題番号 13650565, 研究代表者福嶋祐介)の補助を受けた。ここに記して、感謝します。

## 参考文献

- 1) Parker, G.: Condition for the ignition of catastrophically erosive turbidity currents, *Marine Geology*, Vol. 46, pp. 307-327, 1982.
- 2) 衛藤俊彦, 福嶋祐介: 海底峡谷で発生する泥水流の  $k-\epsilon$  乱流モデルによる流動解析, *海岸工学論文集*, 第 48 巻, pp. 461-465, 2001.
- 3) 芦田和男, 江頭進治, 佐々木幹夫, 清水義彦, 関根正人, 玉井昌宏, 藤田正治, 宮本邦明, 森明巨: 固液混相流における支配方程式とその適用性, *水工学論文集*, 第 38 巻, pp. 537-550, 1995.
- 4) 後藤仁志, 辻本哲郎, 中川博次: 流体・粒子相互作用系としての掃流層の数値解析, *土木学会論文集*, No. 485/II-26, pp.11-19, 1994.
- 5) 齋岡和夫, 二瓶泰雄, 八木宏: 新しい固相モデルに基づく固体・流体混相乱流 LES モデルの開発, *土木学会論文集*, No. 533/II-34, pp.61-73, 1996.
- 6) 玉井昌宏, 村岡浩爾, 下屋陽八郎: 2 流体モデルを基礎とした  $k-\epsilon$  乱流モデルによる粒子ブルームの数値計算, *海岸工学論文集*, 第 40 巻, pp.1071-1075, 1993.
- 7) DeVantier, B.A. and Larock, B.E.: Sediment transport in stratified turbulent flow, *J. Hydraulic Eng., ASCE*, Vol. 109, No. 12, pp. 1622-1635, 1983.
- 8) 福嶋祐介: 開水路浮遊砂流の乱流構造の解析, 第 30 回水理講演会論文集, 第 30 巻, pp. 631-636, 1986.
- 9) 福田正晴, 福嶋祐介: 浮遊砂流に対する  $k-\epsilon$  乱流モデルの適合性について, 第 31 回水理講演会論文集, 第 31 巻, pp. 587-591, 1987.
- 10) 若佐義明, 細田尚, 坂井伸一: 滑面上の浮遊砂を有する開水路流れの抵抗則について, 第 33 回水理講演会論文集, 第 33 巻, pp. 595-600, 1989.



- 11) 藤崎一裕, 高崎秀一: 浮遊砂を伴う開水路流れの解析, 水工学論文集, 第41巻, pp. 813-818, 1997.
- 12) 池田駿介編著: 流体の非線形現象—数理解析とその応用—, 朝倉書店, pp. 74-78, 1992.
- 13) Garcia, M.: Depositing and eroding sediment driven flows: turbidity currents, St. Anthony Falls Hydraulic Lab., Univ. of Minnesota, Project Report, No. 306, p.179, 1990.
- 14) 塩谷正雄: 吹雪密度の垂直分布に関する一考察, 雪氷, 第15巻, pp.6-9, 1953.
- 15) 大浦浩文, 小林大二, 小林俊一: 低い地ふぶきにおける飛雪の運動, 低温科学 物理編, 第25巻, pp.89-97, 1967.
- 16) Takeuchi, M.: Vertical profile and horizontal increase of drift-snow transport, *Jour. Glaciology*, Vol. 26, p.481-492, 1980.
- 17) Kikuchi, T.: A wind tunnel study of the aerodynamic roughness associated with drifting snow, *Cold Region Science and Technology*, Vol. 5, pp. 108-118, 1981.
- 18) 小林俊一: 降雪時の吹雪空間密度の高度分布式, 低温科学 物理編, 第43巻, pp. 79-83, 1984.
- 19) 小林俊一: 吹雪時の雪粒子の移動と限界, 地学雑誌, 第100巻, pp.200-249, 1991.
- 20) Uematsu, T., Nakata, T., Tekeuchi, K., Arisawa, Y. and Kaneda, Y.: Three-dimensional numerical simulation of snowdrift, *Cold Region Science and Technology*, Vol. 20, pp. 65-73, 1991.
- 21) Nemoto, M.: Dynamics of drifting snow particles in turbulent boundary-layer, *A thesis presented for the degree of Doctor of Philosophy, Cryosphere Science, Division of Geoscience, Graduate School of Environmental Earth Science, Hokkaido University, 2002.*
- 22) 福嶋祐介, 鏡原聖史, 野口和義: 非ブーシネスク  $k-\epsilon$  乱流モデルによる固液・固気二相流の解析, 土木学会論文集, No.621/II-47, pp.41-52, 1999.
- 23) 福嶋祐介, 藤田和成, 鈴木健史, 小杉健二, 佐藤威: 非ブーシネスク  $k-\epsilon$  乱流モデルによる吹雪の流動解析, 雪氷 (日本雪氷学会誌), 61巻4号, pp. 285-296, 1999.
- 24) 福嶋祐介, 藤田和成, 小杉健二, 佐藤威: 低温風洞での吹雪実験に対する非ブーシネスク  $k-\epsilon$  乱流モデルによる検討, 土木学会論文集, No. 656/II-52, pp. 113-120, 2000.
- 25) 福嶋祐介, 鈴木健史, 小杉健二, 佐藤威: 粒径分布を考慮した  $k-\epsilon$  乱流モデルによる吹雪の流動解析, 水工学論文集, 第45巻, pp. 679-684, 2001.
- 26) 福嶋祐介, 衛藤俊彦, 石黒慎太郎, 小杉健二, 佐藤威: 発達過程にある吹雪流の  $k-\epsilon$  乱流モデルによる流動解析, 雪氷 (日本雪氷学会誌), 63巻4号, pp. 373-383, 2001.
- 27) 西村浩一, 根本正樹: 南極みずほ基地における吹雪観測 II, 2001年度日本雪氷学会全国大会予稿集, p. 147, 2001.
- 28) Graf, W.H.: *Hydraulics of Sediment Transport, Water Resources Publications*, p.42, 1984.
- 29) バタンカー, S.V. (水谷幸夫, 香月正司訳): コンピュータによる熱と流れの数値解析, 森北出版, 1985.

(2002. 4. 3 受付)

## NUMERICAL ANALYSIS OF SNOWDRIFTS OBSERVED AT MIZUHO STATION IN ANTARCTICA AND IN LOW TEMPERATURE WIND TUNNEL AND SNOW ENTRAINMENT COEFFICIENTS

Yusuke FUKUSHIMA, Takuro KIKUCHI and Kouichi NISHIMURA

Applicability of numerical model using  $k-\epsilon$  turbulence model to snowdrifts are examined. Results of experiments in the low temperature wind tunnel at Shinjo and field observations at the Mizuho station in Antarctica are compared with the results of the numerical analysis. The partial differential equations are discretized based on the SIMPLE method. Transport of solid particles is often modeled by the turbulent diffusion equations. In order to integrate such differential equation, the boundary condition at the bed are important for the precise calculation. The idea of snow entrainment coefficient is useful to describe the bed condition. The functional form of such coefficient, however, is not established until now. The values of the snow entrainment coefficient are presumed comparing with the profiles of snow particle flux observed to the numerical calculations. The functional form of the snow entrainment coefficient is discussed comparing with the empirical function proposed by Garcia in sand case.