



Title	地吹雪における乱れのエネルギー消散率
Author(s)	西尾, 文彦; NISHIO, Fumihiko; 石田, 完 他
Citation	低温科学. 物理篇, 31, 69-85
Issue Date	1973-03-25
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/18221
Type	departmental bulletin paper
File Information	31_p69-85.pdf



地ふぶきにおける乱れのエネルギー消散率*

西尾文彦

(北海道大学大学院 理学研究科)

石田完

(低温科学研究所)

(昭和48年10月受理)

I. 序 論

地ふぶきの現象において、いままで地ふぶき時における風速分布^{1),2)}、雪面に働く摩擦応力³⁾、乱流構造^{4),5)}、地ふぶき量^{6),7)}及び飛雪の運動⁶⁾についての研究がなされているが、地ふぶきの発生機構についてはいまだに明らかではない。著者らは発生機構を解明する試みとして、エネルギー消散率から地ふぶき時における大気の乱れと飛雪粒子のエネルギー収支を、また地ふぶき時において飛雪粒子が風の乱れの時間的スケールと相互作用をおこしている領域を、スペクトル解析を用いて求めた。

II. 測定場所および解析方法

地ふぶきの観測は、いままでおもに北海道大学農学部附属農場で行なわれているが、最近農場のまわりに多くの建物が建ち、大気境界層が障害物の影響を受けて測定値にばらつきが多い。

今回の測定は第1図に示したように、北海道紋別市の近く、コムケ沼の氷上で、1971年2月27日から3月3日まで行なわれ、測定期間中、風向は、西または北西の風が吹き、積雪は氷上約10から20cmであった。測定項目はエネルギー消散率を風速分布及びエネルギー・スペクトルから求めるために、三杯風速計5点と二成分超音波風速計(海上電機 PA-211-2)で、風速変動の水平・垂直成分を測定した。同時に地ふぶき時の大気の成層状態を調べるため熱電対温度計を用いて気温分布を求めた。また札幌でも、1971年12月28日に地ふぶき時の風速分布を測定した。

超音波風速計による風速変動はすべて磁気テープに記録され、第2図に示したブロックダイアグラムに従って解析された。ここで自己相関関数を求める際、相関計(TEAC C-110型実時間デジタル型相関計)を用いて求めたので、その解析方法を述べておく。

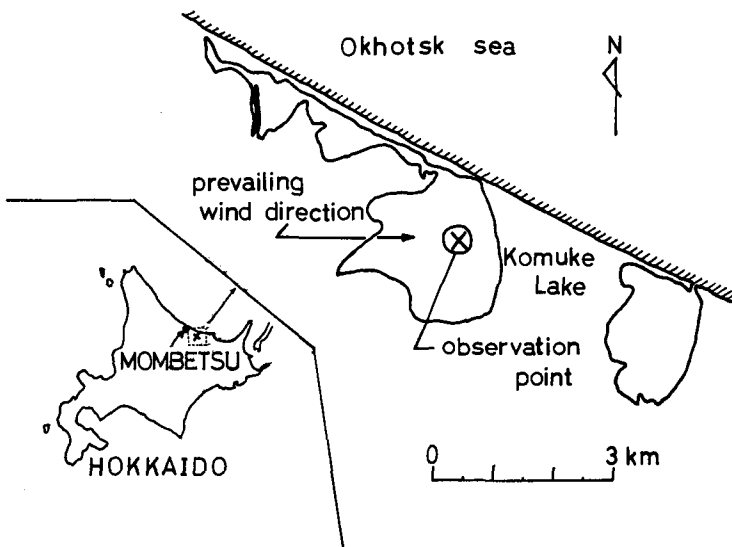
一般に自己相関関数は、風速変動の記録をある時間間隔で読みとった値から

$$R_{xx}(l \cdot \Delta t) = \frac{1}{N-l} \sum_{n=1}^{N-l} x(n \cdot \Delta t) x(n \cdot \Delta t + l \cdot \Delta t) \quad (1)$$

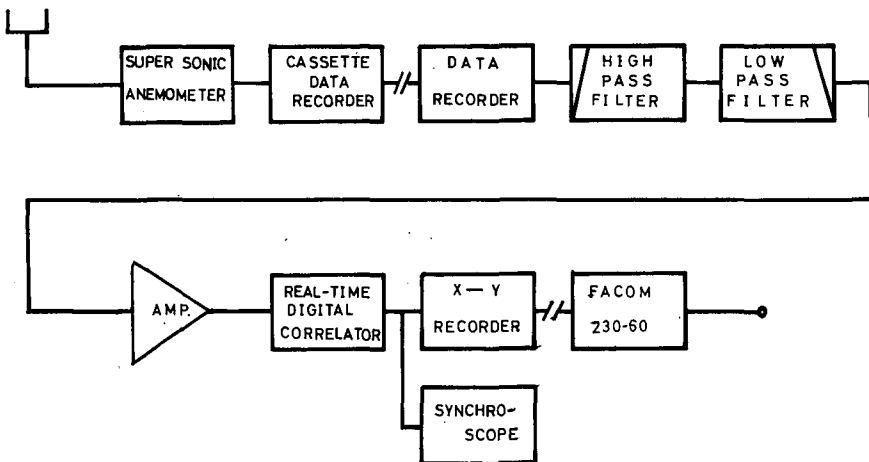
* 北海道大学低温科学研究所業績 第1281号

として求められる⁸⁾。ここに $l=0, 1, 2, \dots, h$ について求め、 h は最大のずらし数、 Δt は読みとり間隔、 N は読みとったデータの数である。自己相関関数を精度よく求めるには、記録の長さ $T (=N \cdot \Delta t)$ を長くするか、記録の長さが一定ならば、読みとり間隔を短くしてデータの数を多くすることである。この相関計では最大のずらし数 h が 94 に固定されているので、記録の長さが決っていれば、読みとり間隔 Δt を長くするとデータの数が少なくなって精度が悪くなる。コムケ沼で得られた風速変動の記録の長さ T は、8分から12分であったので、第1表のように3つの読みとり間隔 Δt を設定し、そのときの自己相関関数の統計誤差は、大きくて約20%以下になるようにして求めた。

この相関計で得られた自己相関関数を、X-Y記録計に書かせ、それを読みとり大型計算機



第1図 観測場所 (⊗が測定地点で、風上側の岸まで約2 km)



第2図 測定及び解析のブロック・ダイアグラム

第1表 自己相関関数とエネルギー・スペクトルの統計誤差

自己相関関数 $R_{xx}(l \cdot \Delta t)$		エネルギー・スペクトル $F_m(n)$	
読みとり間隔 $\Delta t(\text{sec})$	統計誤差 $\sigma_m/A(\%)$	周波数範囲 $1/2 \cdot 94 \cdot \Delta t \sim 1/2 \cdot \Delta t(\text{Hz})$	カイ二乗検定 (80%信頼区間)
0.2	19.7	0.027~2.5	$0.79 F_m(n) < F_t(n) < 1.33 F_m(n)$
0.04	13.7	0.13 ~12.5	$0.88 F_m(n) < F_t(n) < 1.15 F_m(n)$
0.004	4.8	1.3 ~125	$0.95 F_m(n) < F_t(n) < 1.06 F_m(n)$

$F_m(n)$: 測定されたエネルギー・スペクトル

$F_t(n)$: 真のエネルギー・スペクトル

(FACOM 230-60) でフーリエ変換を行なった。このとき求められたエネルギー・スペクトルを平滑化するために Hamming のウィンドウを使用している⁸⁾。

求められたエネルギー・スペクトル $F_m(n)$ の信頼限界は、カイ二乗検定を用いて求めると第1表のようになる。例えば、読みとり間隔 Δt が 0.2 sec のとき真の値 $F_t(n)$ は、 $0.79 F_m(n) < F_t(n) < 1.33 F_m(n)$ の間にあるということが 80% の確からしさでいえる⁸⁾。読みとり間隔 Δt を小さくすると精度が良くなり、 $\Delta t = 0.004 \text{ sec}$ のときには、求められた値 $F_m(n)$ を用いて、 $F_m(n) \pm 6/100 F_m(n)$ の間に真の値 $F_t(n)$ が存在するということがいえる。このようにエネルギー・スペクトルは、周波数分割を3段階にし、それを重ね合わせて、0.1 Hz から約 100 Hz まで求められており、読みとり間隔 Δt を小さくして得られたエネルギー・スペクトルの精度はかなりよいことがわかる。

III. 地ふぶき時の風速分布

地ふぶき時、一般に風速分布は対数法則

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} = 5.75 u_* \log \frac{z}{z_0} \quad (2)$$

に従うことが知られている^{1),2)}。ここで u_* は摩擦速度、 k はカルマン定数 (=0.4)、 z_0 は粗度定数である。南極などで見られるブリザード、斜面下降風による地ふぶきでは、雪面上 3~5 m の高さで、対数法則からはずれ、大気成層が安定な風速分布を示す⁹⁾。しかしこの場合でも、雪面上 2~3 m まで対数法則に従っている。第3図にはコムケ沼での測定結果を示した。気温分布は中立に近く、風速分布はよく対数法則に従っていることがわかる。

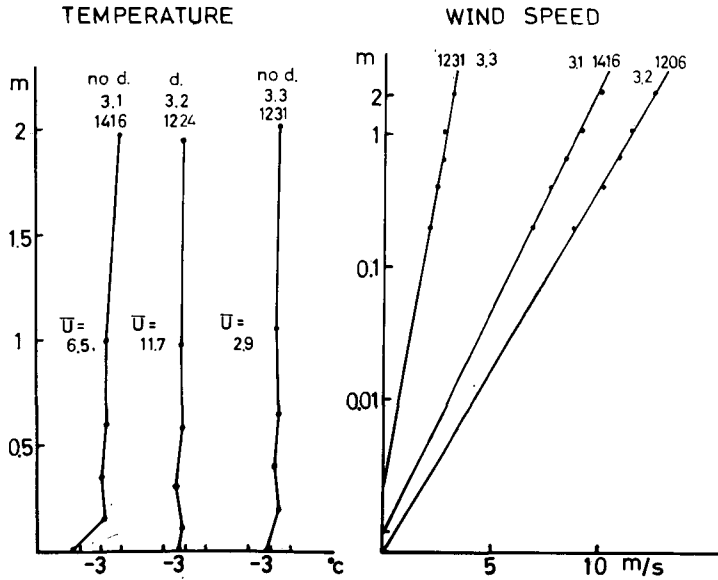
風速分布から、地ふぶきにおける雪面での粗度定数、摩擦速度、摩擦応力を求めることができる。

a) 雪面の粗度定数 z_0 粗度定数 z_0 は、乱流境界層において、速度勾配 $\frac{d\bar{u}}{dz}$ を決めるものは、流体の密度 ρ 、接線応力 τ 、及び表面からの距離 z だけであると仮定し、次的に求められたもの

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} / kz \quad (3)$$

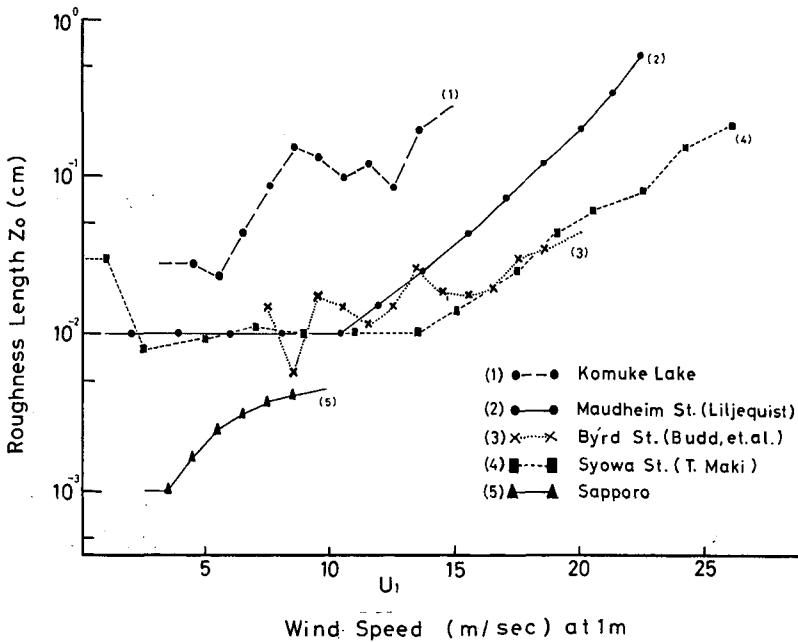
を積分する際に入ってくる積分定数である。式の上では、 $z = z_0$ で平均風速 \bar{u} は 0 となるが、

ポーラスな物質である積雪では、積雪表面においても風速は0にならず¹⁰⁾、 z_0 を簡単には決められない。しかし実際には、対数法則を仮定し風速が0になる z_0 を求めると、第4図に示すように地ふぶきが発生するまではほぼ一定値をとり、発生後は、風速とともに増加する傾向が



第3図 気温分布と風速分布

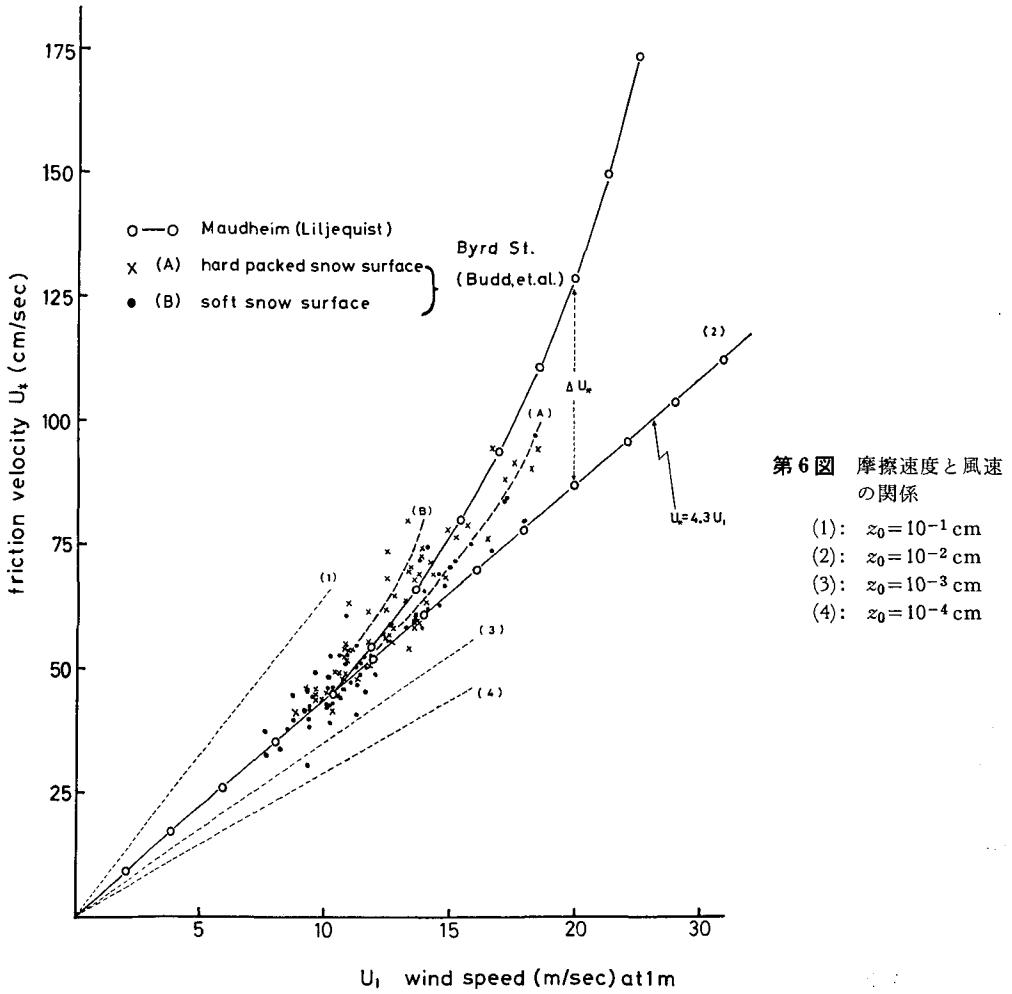
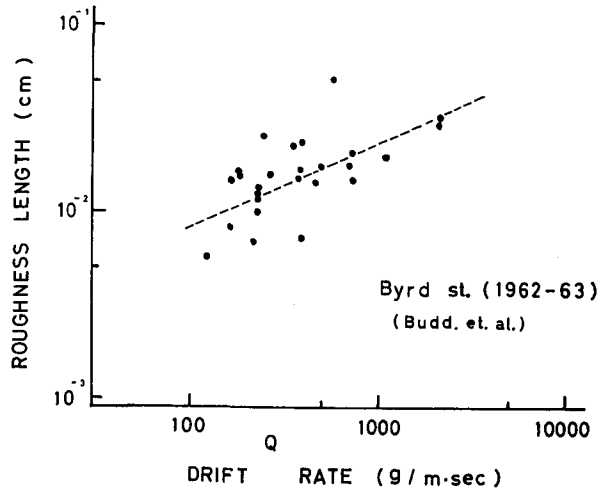
(no d. は地ふぶきなし, d. は地ふぶきのときを示す)



第4図 粗度定数と風速の関係

(真木による風速は高さ6mでの値)

第5図 粗度定数と地ふぶき量の関係
(文献(12)による)



得られている。このことは第5図からもわかるように、風速が増加し、地ふぶき量が増すにつれ、見かけ上粗度定数が増加するものと解釈できる。

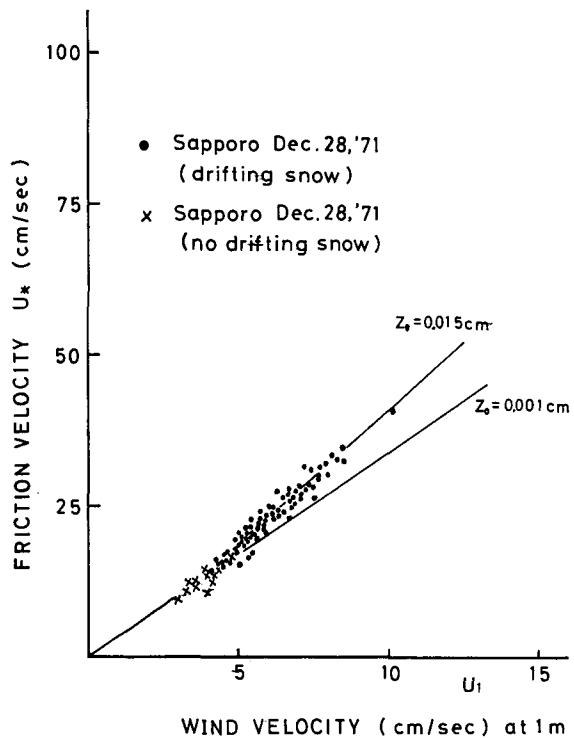
b) 摩擦速度 u_* 摩擦速度 u_* は、(3)式において $u_* = (\tau/\rho)^{1/2}$ とおいたもので速度 (cm/s) の次元をもち積分された(2)式においては、対数法則の成り立つとき、風速分布の勾配の大きさを与える。後に示す乱れの運動エネルギー収支の式(4)においては、単位時間・単位質量当り平均流から乱れの運動エネルギーを生成する大きさを表わす。また、運動量の形式で考えると $\frac{\tau}{\rho} = u_*^2 = -\overline{u'w'}$ となり、単位質量の空気塊の水平方向の運動量の鉛直方向への輸送量を表わす。

(2)式からわかるように、粗度定数 z_0 が一定ならば、摩擦速度 u_* と風速 \bar{u} とは直線関係になる。しかし第4図で見られたように地ふぶきの発生とともに粗度定数 z_0 が増大するため南極の昭和基地で真木¹¹⁾、Byrd 基地で Budd 等¹²⁾、Maudheim 基地で Liljequist¹³⁾ が得ているように(第6図)、摩擦速度 u_* は風速の増加につれて直角双曲線の一部をなすように増していく。また著者らが札幌で得た結果(第7図)においても、地ふぶきの発生とともに増加の割合が大きくなっている。

このように地ふぶきが発生すると見かけ上、粗度定数 z_0 が増し摩擦速度 u_* が増大していく。

いま Liljequist¹³⁾ に従って、雪面上での風速が増しても地ふぶきが起こらず雪面上の固体境界面が不変つまり z_0 が一定であると仮定すれば、第6図に示したように $z_0 = 10^{-2}$ cm のとき、摩擦速度と風速との関係は $u_* = 4.3 u_1$ [u_1 は高さ 1 m での風速 (m/s)] となる。従ってある風速で z_0 を一定としたときの u_* と、地ふぶきのあるときの u_* との差 Δu_* が、地ふぶき時、飛雪粒子が得る乱れの運動エネルギーあるいは運動量と考えることができる。しかし実際には地ふぶきの発生によって雪面の形状の変化、飛雪自身による形状抵抗が生じて Δu_* がすべて飛雪による変化ではないだろう。これについてはさらにエネルギー消散率のところで述べる。

この風速 u_1 と摩擦速度 u_* の関係が粗度定数 z_0 を一定とすれば直線関係をもつというところを利用すると、実測された u_* と u_1 の関係より平均的な z_0 を求めることができる。例えば第7図の札幌での結果をみると地ふぶきの発生する $u_1 = 4.5$ m/s ぐら



第7図 摩擦速度と風速の関係(札幌)

ふぶきの発生しているとき 0.015 cm と増加していることがわかる。

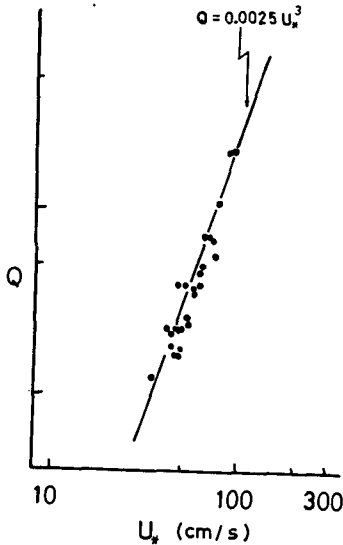
e) 摩擦応力 τ_0 摩擦応力 τ_0 は、風速分布を表わす (2) 式から $\tau_0 = \rho u_*^2$ として求めることができ、地ふぶきのあるときはないときに比べて風速の増加に対して τ_0 の増大する割合が大きくなるという結果を Liljequist¹³⁾、大浦等¹⁾、小林⁵⁾ らが得ている。風速分布 (2) 式から τ_0 を求める限りは、第 6 図、第 7 図でみたように u_* が地ふぶきの発生に伴って大きくなるから、当然 τ_0 も大きくなる結果が得られる。小林³⁾ は地ふぶき時の τ_0 は風速分布 (2) 式から求めた値より雪面に働く力を直接測定した値の方が大きくなる結果を得ている。

一般に大気境界層では、風速分布 (2) 式から求められる τ_0 と相関法¹⁵⁾ によるレイノルズ応力 $\tau_0 = -\overline{\rho u'w}$ は比較的一致した結果が得られている^{16), 22)}。今後地ふぶき時における摩擦応力の比較測定は重要である。

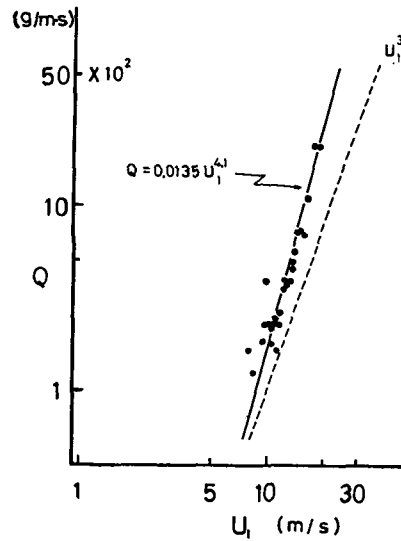
d) 地ふぶき量 Q Bagnold¹⁴⁾ は飛砂量 Q が理論的に $Q \propto u_*^3$ になることを導いており、地ふぶき量も第 8 図に示したように $Q \propto u_*^3$ が成り立つ。

小林⁶⁾ は地ふぶき量と高さ 1 m での風速との関係が $Q = 0.03 u_1^3$ になる結果を得ている。しかし南極など雪温の低い地域では第 9 図のように $Q \propto u_1^{4.1}$ になり、また高さの異なる風速を用いるとべき乗の次数が異なる関係をもってくる。地ふぶき量と風との相互作用を考えるには、風速よりも摩擦速度を用いるほうが u_* と u_1 の関係で述べたように直接的な意味を持つ。

Byrd st. (1962 - 63)
(Budd, et. al.)



第 8 図 地ふぶき量 Q と摩擦速度 u_* との関係



第 9 図 地ふぶき量 Q と高さ 1 m での風速 u_1 との関係

IV. 乱れのエネルギー消散率とエネルギー・スペクトル

雪面近くで乱れの運動エネルギーの収支を表わす式は、定常で水平方向に一様な乱れとすると

$$u_*^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{gH}{\rho c_p T} - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{ew}) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{pw}}{p_0} \right) - \varepsilon = 0 \quad (4)$$

と表わせる¹⁵⁾。ここに u_* は摩擦速度、 \bar{u} は平均風速、 g は重力加速度、 H は単位面積・単位時間あたりの熱量の鉛直輸送量 (上向きに正)、 ρ は空気の密度、 c_p は空気の比熱、 T は気温、 e は乱れの運動エネルギー [$e = \frac{1}{2}(\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)$]、 w は風速変動の鉛直成分、 p は圧力変動、 ε は粘性消散率と呼ばれるものである。

(4) 式は乱流のエネルギーの保存則である。すなわち、左辺の第1項は、平均流から移行する乱れの運動エネルギーであり、書き直すと

$$u_*^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\overline{uw} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (5)$$

つまり単位質量・単位時間あたり、レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ が平均流の勾配 $\partial \bar{u} / \partial z$ と働いて平均流から乱れへ移される運動エネルギーの割合を表わす。第2項は鉛直方向への熱の流れがあると、密度変動と乱れの鉛直成分が組み合わさって、単位時間に密度場のポテンシャル・エネルギーから乱れのエネルギーへの移行量を表わす。第3項は乱れのエネルギーの鉛直方向の流れの発散、第4項は乱れの鉛直成分と圧力変動とが組み合わさって、乱れを等方性乱流にする働きを持つ。第5項は粘性によって乱れのエネルギーが熱へと逸散される割合を表わす。

(4) 式で大気の成層が中立に近い場合、左辺2項は $H \approx 0$ だから0、また第3、4項は第1項、第5項の数%で省略できる^{15),16)}。従って近似的に次の関係が成り立つ。

$$\varepsilon = u_*^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (6)$$

一方、中立に近い時の風速分布は(2)式、または(3)式で与えられるから、(6)式は次のように書き換えられる。

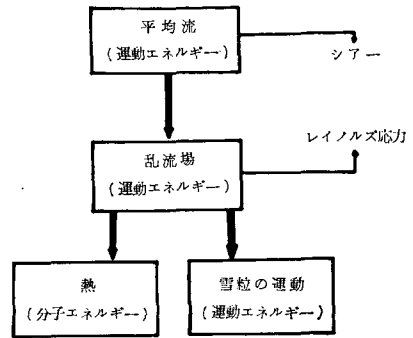
$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{kz} \quad (7)$$

これは乱流のエネルギー保存の式(4)から考えてわかるように、乱れのエネルギーが粘性によって熱エネルギーに逸散される量と、平均流から乱れの運動エネルギーへ移行される量が等しいことを言っている。

地ふぶきのあるとき、一般に大気の成層は中立に近いから(4)式は(7)式で近似される。また飛雪粒子の多くは雪面上数 cm の高さを跳躍運動 (saltation) によって運搬されており¹⁷⁾、風速が強くなると拡散によって雪面上高く舞い上がる。従って飛雪粒子は乱れの運動エネルギーを消費していることが考えられ、地ふぶきのとき(7)式から推定されるエネルギー消散率 ε は、粘性による分子エネルギーへの逸散と飛雪粒子による運動エネルギーへの逸散の和である。または地ふぶきのとき見かけ上粘性が大きくなって逸散される乱れのエネルギーが増したとも考

えられる。さらに乱れのエネルギー生成の観点から考えると、粘性と飛雪粒子による乱れのエネルギーの逸散があれば、その逸散量に等しい量が平均流から与えられなければならない。

以下(7)式で求められる ε をエネルギー消散率と呼ぶ。すなわち粘性と飛雪粒子による乱れの運動エネルギーの逸散を表わしている。第10図には以上述べたエネルギーの移動を模式図に示した。



第10図 地吹雪における乱れのエネルギーの移動

b) 乱れのエネルギー・スペクトル $F(k)$ 乱流場を表現するとき風速変動の各成分についての自己相関関数をフーリエ余弦変換したものは、エネルギー・スペクトル $F(k)$ と呼ばれる。この $F(k)$ は乱れの運動エネルギーの、それぞれの波数における分布を表わし、波数 k について0から ∞ まで積分したもの

$$\overline{u^2} = \int_0^{\infty} F(k) dk \tag{8}$$

はある成分の風速変動の分散、つまり乱れの運動エネルギーになることを表わしている。このエネルギー・スペクトル $F(k)$ の関数形は乱流理論において乱れが等方性乱流ならば、 $-5/3$ 乗則に従うことが知られており、大気や海洋乱流においてもいわゆる慣性小領域と呼ぶ、スペクトル関数の形が $-5/3$ 乗則に従う領域の存在が確かめられている¹⁸⁾⁻²¹⁾。それは

$$F(k) = A\varepsilon^{3/2}k^{-5/3} \tag{9}$$

と表わされる。ここで $F(k)$ は波数についてのエネルギー・スペクトル、 A は絶対定数で実験的に求められており 0.48 ± 0.05 である^{20),21)}。 ε はエネルギー消散率、 k は波数で Taylor の仮説 (frozen turbulence hypothesis) によって波数 k と周波数 n は平均風速 \bar{u} と結びついて

$$k = \frac{2\pi}{\bar{u}} n \tag{10}$$

となる。従って波数スペクトルから周波数スペクトルへの変換

$$kF(k) = nF(n) \tag{11}$$

が可能となる。周波数スペクトル $F(n)$ は一点で測定された風速変動の記録から(1)式に従って求められた自己相関関数をフーリエ余弦変換したもので、(9)式は(10)と(11)式を用いて

$$F(n) = A'\varepsilon^{3/2}n^{-5/3} \tag{12}$$

となり、周波数スペクトルにおいても $-5/3$ 乗則が成り立つ。但し A' は(9)式における絶対定数 A に $\left(\frac{2\pi}{\bar{u}}\right)^{-2/3}$ なる係数をかけたものである。

地ふぶきのあるとき大気の成層は中立に近く、この慣性小領域の成り立つ周波数の低い方の限界値は、いままでの観測結果から

$$\frac{nZ}{\bar{u}} \approx 0.2 \tag{13}$$

となる²³⁾。ここに z は高さ、 \bar{u} は平均風速である。例えば 1 m の高さで平均風速 10, 5 m/s のとき等方性が成り立つのは、それぞれ 2 Hz, 1 Hz 以上の周波数領域と考えられる。しかるに $-5/3$ 乗則の成り立つ領域が測定されて $F(n)$, \bar{u} , n が求めることができればエネルギー消散率 ϵ を知ることができ、(7) 式の風速分布の測定から得られる ϵ と比較できる。

また地ふぶきにおいて、多くの飛雪粒子の運動は跳躍運動 (saltation) によるもので、これを一つの振動現象と考えると風の乱れのエネルギーが飛雪粒子の運動エネルギーへと変換される過程をエネルギー・スペクトルから推測できるものとする。

V. 測定結果

エネルギー消散率と風速の関係は、一般に大気境界層で風速の 3 乗に比例して増加することが知られている^{24), 25)}。これは風速分布から考えると (7) 式から推定されるもので、第 6 図あるいは第 7 図の u_* と u_1 との関係において z_0 が一定ということの間接的にいっている。地ふぶきのあるとき第 7 図の札幌での u_* と u_1 との関係に見られるように、 u_* の増加の割合が地ふぶきのないときに比べて大きくなる。コムケ沼での結果も同様である。従って (7) 式から求められるエネルギー消散率 ϵ は、地ふぶきのあるとき $\epsilon \propto u_1^3$ よりも増加の割合が大きくなるのは当然の結果である。第 11 図、第 12 図は札幌とコムケ沼でのエネルギー消散率と風速との関係で、それぞれ $\epsilon \propto u_1^{3.7}$, $\epsilon \propto u_1^{3.3}$ となり $\epsilon \propto u_1^3$ よりも増加の割合が大きくなっている。各図には地ふぶきのないとき $\epsilon \propto u_1^3$ になる関係を記しておいた。

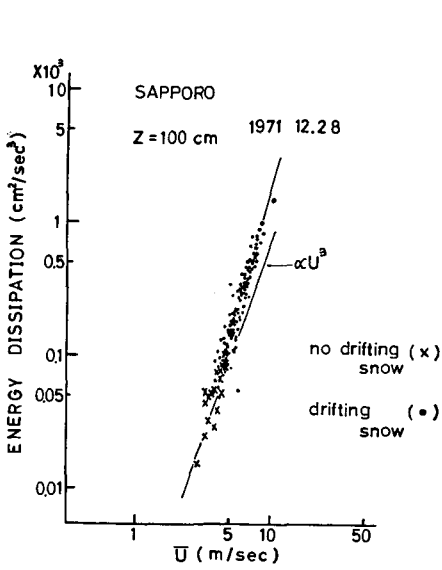
(7) 式の風速分布からと、(12) 式のエネルギー・スペクトルから得られるエネルギー消散率 ϵ_p , ϵ_e の比較は第 13 図に示したようにおおよそ一致するが、図の No. (1), (3), (6) においては ϵ_p が ϵ_e の 2 倍近く大きい。これらは高さがそれぞれ 65 cm, 40 cm と低いので、乱れの高周波成分が多くなり超音波風速計の利得が高周波で減少したことが原因と考えられる。

第 14 図、第 15 図には地ふぶきのあるとき、ないときのエネルギー・スペクトル密度を表わし、実線は (12) 式で述べた $-5/3$ 乗の勾配を表わしてある。慣性小領域の成り立つ周波数の低い方の限界値は (13) 式から推定できることがこの結果からもよくわかる (第 2 表参照)。

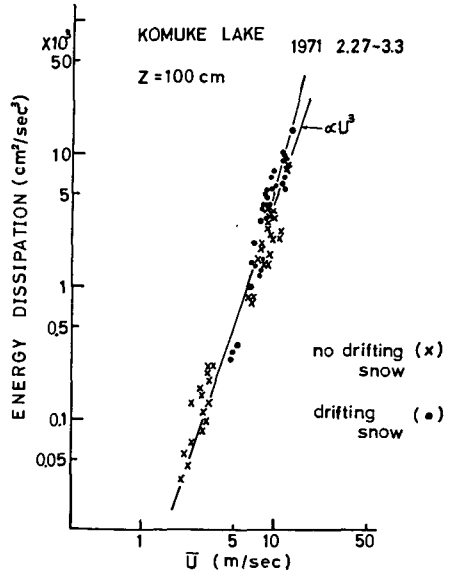
周波数スペクトル $F(n)$ は (8) 式と同様に n について 0 から ∞ で積分したもの

$$\int_0^{\infty} F(n) dn = \int_0^{\infty} nF(n) d(\ln n) = \bar{u}^2$$

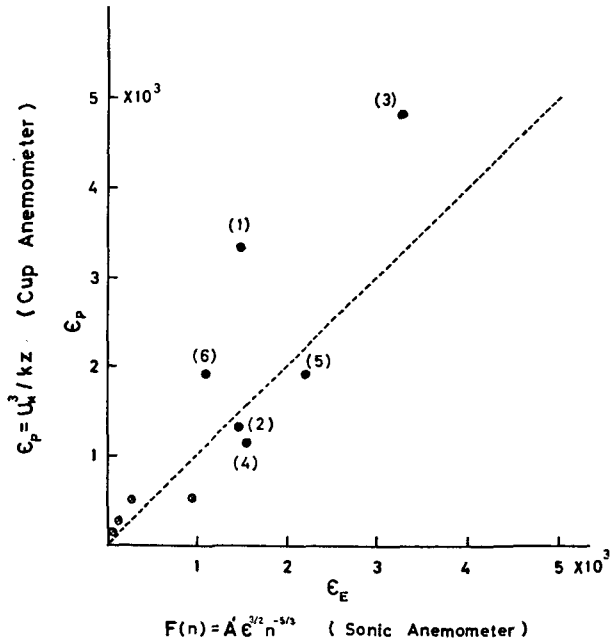
は乱れのエネルギーを表わす。また $nF(n)$ は \bar{u}^2 と同じ次元 [cm^2/s^2] をもち、それぞれの周波数での乱れのエネルギー分布を表わしている。第 16 図、第 17 図には $nF(n)$ を周波数に対してプロットしたもので、地ふぶきのとき [第 16 図, RUN (3), $z=40$ cm], 10 Hz 付近で水平成分の乱れのエネルギーの減衰が見られる。これは飛雪粒子と乱れのエネルギー交換がこの周波数領域で起こっていると考えられる。第 17 図は地ふぶきのときの乱れの垂直成分のエネルギー分布を表わし、高さが低くなるにつれてピークの位置が高周波領域にずれていく。すなわち乱れのエネルギー分布が雪面近くで高周波成分に多く存在することである。しかし垂直成分には地ふぶきによる影響が見られない。



第11図 高さ1mでのエネルギー消散率と風速との関係(札幌)



第12図 高さ1mでのエネルギー消散率と風速との関係(コムケ沼)



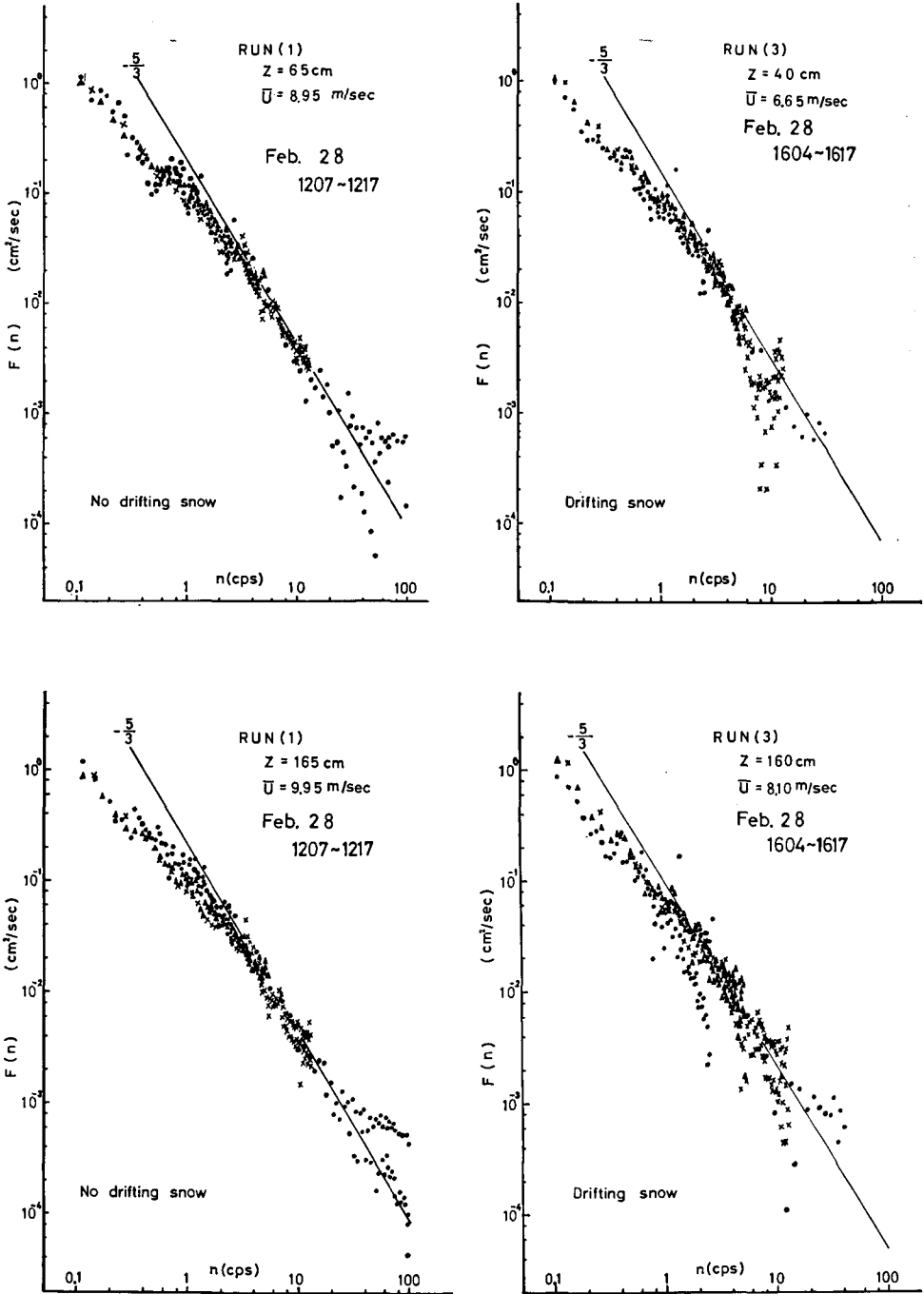
第13図 エネルギー消散率の比較測定

ϵ_p : 風速分布 $\left[\epsilon_p = \frac{u_*^3}{kz} \right]$ から

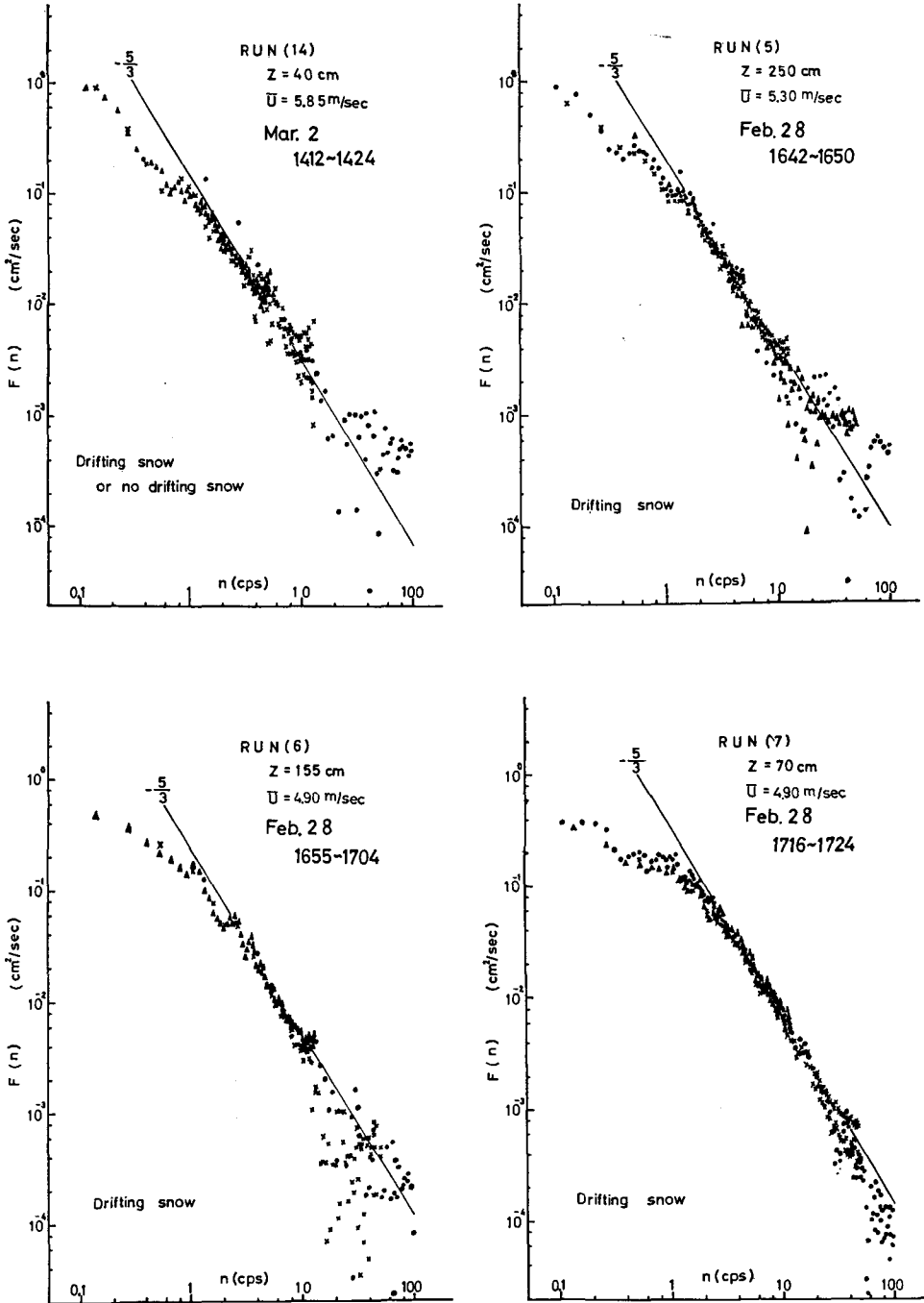
ϵ_e : エネルギー・スペクトル $[F(n) = A'\epsilon^{3/2}n^{-5/3}]$ から

●: 水平成分のエネルギー・スペクトルから

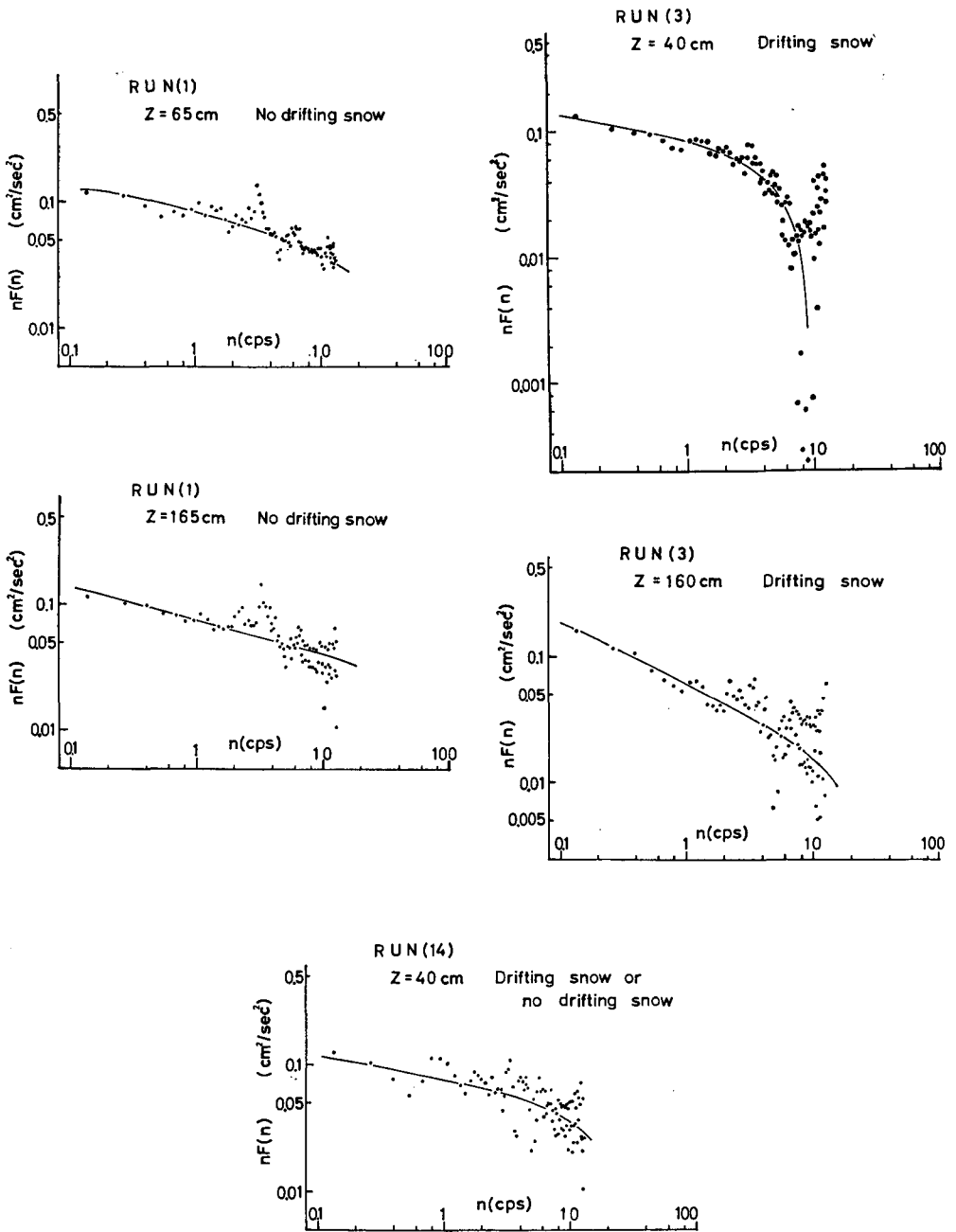
⊗: 鉛直成分のエネルギー・スペクトルから



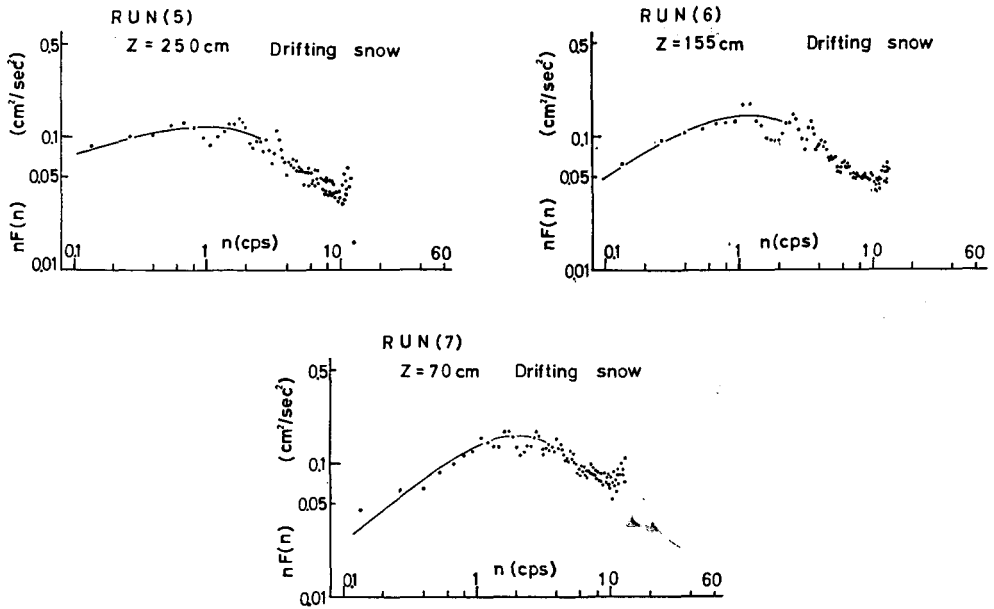
第14図 水平成分のエネルギー・スペクトル密度



第15図 鉛直成分のエネルギー・スペクトル密度
(但し, RUN (14) は水平成分)



第16図 水平成分のエネルギー・スペクトル (実線は平滑化したもの)



第17図 垂直成分のエネルギー・スペクトル (実線は文献(15)による)

第2表 測定結果 (コムケ沼)

月.日.1971	測定時間	測定 番号	地ふぶき 状態	高さ z (cm)	平均 風速 U (m/ sec)	摩擦 速度 u* (cm/ sec)	風速 成分	エネルギー消散率 (cm ² /sec ³)		慣性小領域	
								ϵ_n [$=u_*^3/kz$]	ϵ_e [$F(n)=A'\epsilon_e^{3/2}n^{-5/3}$]	下 限 周波数 n _l (Hz)	上 限 周波数 n _u (Hz)
① 2月28日	1207~1217	1	地ふぶき なし	65	8.95	44.3	水平 成分	3344	1499	3.0	—
② 2月28日	"	1	"	165	9.95	"	"	1317	1483	2.0	—
③ 2月28日	1604~1617	3	地ふぶき あり	40	6.65	42.6	"	4835	3274	2.0	5.0
④ 2月28日	"	3	"	160	8.10	"	"	1208	1557	1.0	8.0
⑤ 3月1日	1359~1407	13	時々地ふ ぶきあり	45	5.65	32.2	"	1850	2318	1.0	6.0
⑥ 3月1日	1412~1422	14	"	40	5.85	31.3	"	1917	1103	1.5	—

VI. ま と め

風速分布および超音波風速計の測定より

- 1) 地ふぶき時エネルギー消散率は、地ふぶきのないときよりも大きくなる。
- 2) 風速分布とエネルギー・スペクトルから求められるエネルギー消散率の比較測定は一致する。
- 3) 風の乱れと飛雪粒子の相互作用は、高さ 40 cm, 平均風速 6.65 m/s で、水平成分の風速変動の 10 Hz 付近に影響が表われている。

以上の結果は、さらに測定をふやし、より確定的なものにする必要がある。

本報告を書くにあたり低温科学研究所、小林俊一助手、小林大二助教授には有益なる助言と御指導を賜わり深く感謝いたします。また観測に際して、低温科学研究所海洋部門、流氷研究施設の諸氏の多大なる援助を受けたことに感謝いたします。

終りに、計算は北海道大学大型計算機センターの **FACOM 230-60** で行なわれた。

文 献

- 1) 大浦浩文・小林大二・小林俊一 1967 地ふぶき時における風速の垂直分布特性 I. 低温科学, 物理篇, **25**, 73-88.
- 2) 大浦浩文・小林俊一・小林大二 1968 地ふぶき時における風速の垂直分布特性 II. 低温科学, 物理篇, **26**, 315-328.
- 3) 小林俊一 1969 雪面に働く風の力の測定. 低温科学, 物理篇, **27**, 87-97.
- 4) 小林俊一・石田 完 1970 地ふぶき時における風の乱流. 低温科学, 物理篇, **28**, 125-133.
- 5) 小林俊一・石田 完 1972 地ふぶき時における風の乱流 II. 低温科学, 物理篇, **30**, 73-84
- 6) Kobayashi, D. 1972 Studies of snow transport in low-level drifting snow. *Contrib. Inst. Low Temp. Sci.*, **A 24**, 58 pp.
- 7) 成瀬廉二 1970 南極昭和基地対岸の大陸沿岸部における地ふぶき量の測定. 低温科学, 物理篇, **28**, 147-154.
- 8) Blackman, R. B. and Tukey, J. W. 1958 *The Measurement of Power Spectra*. Dover Publications, Inc., New York, 190 pp.
- 9) 真木太一 1973 安定状態下の大気乱流特性. 農業技術研究所, 62 pp.
- 10) Oura, H., Ishida, T., Kobayashi, D., Kobayashi, S. and Yamada, T. 1967 Studies on blowing snow II. In *Physics of Snow and Ice, Part 2* (H. Oura, ed.), *Inst. Low Temp. Sci., Sapporo*. 1099-1117.
- 11) 真木太一 1972 南極の海氷上での安定状態下における接地気層の観測. *天気*, **19**, No. 8, 415-421.
- 12) Budd, W., Dingle, R. and Radok, V. 1966 The Byrd snow drift project: Outline and basic results. *Antarctic Res. Ser.*, **9**, 71-134.
- 13) Liljequist, G. H. 1956 Wind structure in the low layer. *Nor. Brit. Swed. Antarct. Exped. 1949-1952, Sci. Res.*, II, part 1 C, Oslo, 186-234.
- 14) Bagnold, R. A. 1954 *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. Methuen, London, 265 pp.
- 15) Lumley, J. L. and Panofsky, H. A. 1964 *The Structure of Atmospheric Turbulence*. New York, Wiley and Sons Inc., 239 pp.
- 16) Wyngaard, J. C. and Coté, O. R. 1971 The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 190-201.
- 17) 大浦浩文・小林大二・小林俊一 1967 低い地ふぶきにおける飛雪の運動. 低温科学, 物理篇, **25**, 89-97.
- 18) MacCready, P. B. 1953 Structure of atmospheric turbulence., *J. Meteorol.*, **10**, 434-449.
- 19) Gamo, M., Maitani, T. and Mitsuta, Y. 1970 The measurement of the energy dissipation rate in the surface boundary layer. *Special Contributions, Geophysical Institute, Kyoto Univ.*, **10**, 59-47.
- 20) Pond, S., Stewart, R. W. and Burling, R. W. 1963 Turbulence spectra in the wind over waves. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 319-324.
- 21) Grant, H. L., Stewart, R. W. and Moilliet, A. 1962 Turbulence spectra from a tidal channel. *J. Fluid Mech.*, **12**, 241-263.
- 22) Haugen, D. A., Kaimal, J. C. and Bradley, E. F. 1971 An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **97**, 168-180.
- 23) Munn, R. E. 1966 *Descriptive Micrometeorology*. Academic Press, 242 pp.
- 24) Ball, F. K. 1961 Viscous dissipation in the atmosphere. *J. Meteorol.* **18**, 553-557.
- 25) Record, F. A. and Cramer, H. E. 1966 Turbulent energy dissipation rates and exchange processes above a non-homogeneous surface. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **92**, 519-532.

Summary

Estimations were made as to the energy dissipation rate in a boundary layer on a snow surface, when snow was drifting, from spectra of wind speed fluctuations and wind profiles. Wind speed fluctuations were measured by two sonic anemometers and wind profiles by five cup-anemometers.

The rate of turbulent energy dissipation ε obtained by the formula $\varepsilon = u_*^3/kz$ shows good agreement with the values derived from the following formula :

$$F(k) = A\varepsilon^{3/2}k^{-5/3} \quad (1)$$

Where $F(k)$ is energy spectrum density, A universal constant and k wave number.

The rates of energy dissipation at a given height generally increase in proportion to the third power of the mean wind speed, as represented by a slope of 3 in a logarithmic scale ; but during snow drifting they have a slope larger than 3 (Figs. 11 and 12).

In Figs. 14 and 15 the energy spectrum density of wind fluctuations fairly follows a slope of $-5/3$ above 1 or 2 Hz, which is so-called inertial subrange.

Figs. 16 and 17 show the turbulent energy distributions of horizontal and vertical components of wind speed fluctuations against frequency; the energy depressions are seen at about 10 Hz in Fig. 16 [RUN (3), $z=40$ cm]. It can be considered that the turbulent energy is converted to the kinetic energy of drifting snow particles at this frequency.