

解説

地表面付近の風と温度のふるまい

札幌管区気象台技術部 花房 龍男

1. はしがき

地表面近くの大気（一般に大気境界層と呼ばれている）の振舞いを知ることは人間生活にとって非常に重要なことである。即ち、大気境界層の研究は大気大循環や気候変動とも関連して、気象学的にも重要であるばかりでなく、大気汚染、航空機の安全離着陸、ビル風、環境アセスメント等、実用的な面からも欠かせないものとなっている。しかし、その性質は上層の大気とは異なって、不均一な地表面の影響を受け、時間的にも、空間的にも大きく変化するうえに、人間の社会活動が逆に大気に影響を及ぼすことも老えられ一層複雑な様相を呈している。

ここでは、今までの観測結果をもとに大気境界層の特性の一端を覗いてみることにする。

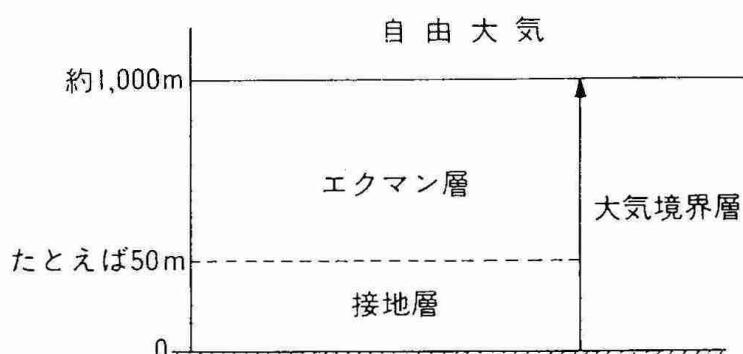
2. 大気境界層

大気境界層（planetary boundary layer）と言っても大気中にはっきりと区別された層があるわけではありません。人間が生活していく上で、大気境界層は重要な役割を果しているばかりではなく、その性質をよく理解して、よりよい環境づくりをすることが必要です。また、気象学の立場から考えると、全地球大気の約10%の質量が含まれているため、地球大気のエネルギーを議論する場合にも特に重要な層でもある。

大気の運動を引き起こす源は太陽エネルギーであるが、そのエネルギーの大部分は一度地表面で吸収された後に、熱輸送や水蒸気輸送を通して大気中に与えられている。また地表面と大気との間には応力が働いて、大気の流れが、地球の自転速度に比較して一方的に速くなったり遅くなったりしない様に調節されている。

このように地表面は熱的、力学的に非常に重要で、この地表面の影響によって、大気下層には性質の異なった層が形成されている。この層のことを大気境界層と呼んでその上空の自由大気と区別している。

別な言葉で言えば大気境界層とは地面摩擦の影響が直接及ぶ層ということができる。



第1図 大気境界層の模式図

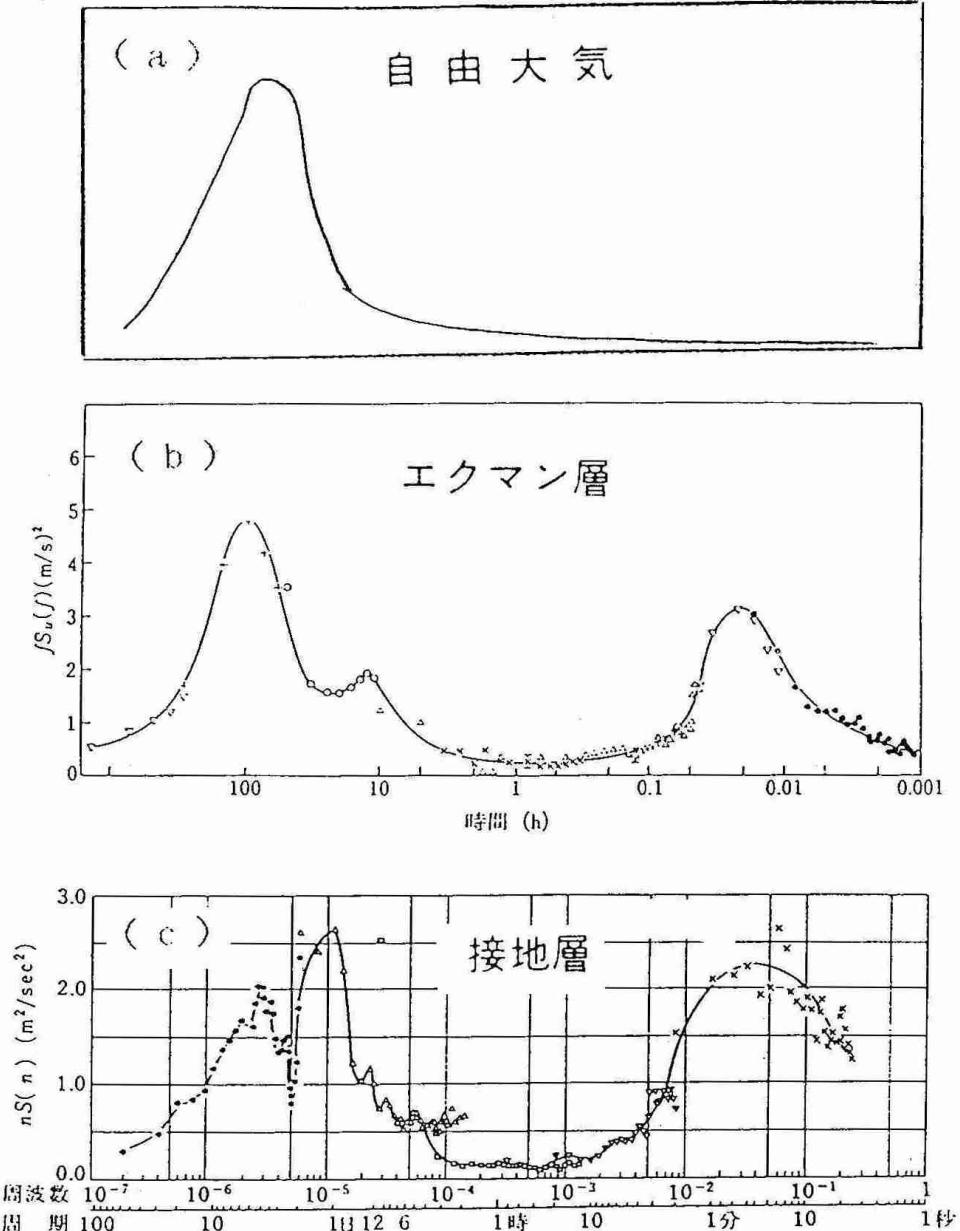
空気の動き、即ち、風の運動を示す一般的な表現式は次のようなものである。

$$\frac{\partial V}{\partial t} = 2 \Omega V \sin \phi - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} + \frac{V^2}{R} - K \frac{\partial \tau}{\partial Z} \quad (1)$$

ここで、 V ：等圧線に平行な方向の風の速さ、 Ω ：地球自転の角速度、 ϕ ：緯度、 ρ ：空気の密度、 $\frac{\partial P}{\partial n}$ ：気圧傾度、 R ：曲率半径、 K ：拡散係数、 τ ：摩擦応力、 Z ：高度

自由大気中では一般に摩擦力はコリオリ力等に比較して著しく小さく無視できる。一方、高度数10m以下の所では摩擦力が大きくてコリオリ力は考えなくて良い。このような層を接地境界層と言う。自由大気と接地境界層の間をエクマン層と呼び、この層内では、コリオリ力と摩擦力の両方を考える必要がある。接地層とエクマン層を併せて大気境界層と言う。これらを模式的に示したのが第1図である。それぞれの層の風のスペクトル（第2図）をみると、その層の特徴がよく解る。

10m高度で測定された風速変動のスペクトル(c)では地表面での凹凸の影響による変動と、1日周期の変動成分が相対的に大きくなっている。高度が高くなり100mぐらいになると(b)、1日周期の変動が小さくなるかわりに、3～4日周期の変動が卓



第2図 風速変動のパワースペクトル

(a) 自由大気

(b) エクマン層 (Van der Hoven (1957))

(c) 接地境界層 (石崎他 (1968))

越している。これはシノプティックスケールの高低気圧の通過によるものであるとされている。さらに、大気境界層をこえて自由大気中になると(a)、いわゆる高低気圧の通過による3~4日周期のエネルギーが卓越し、その他のエネルギーはほとんど無視できるほど小さいことが解る。

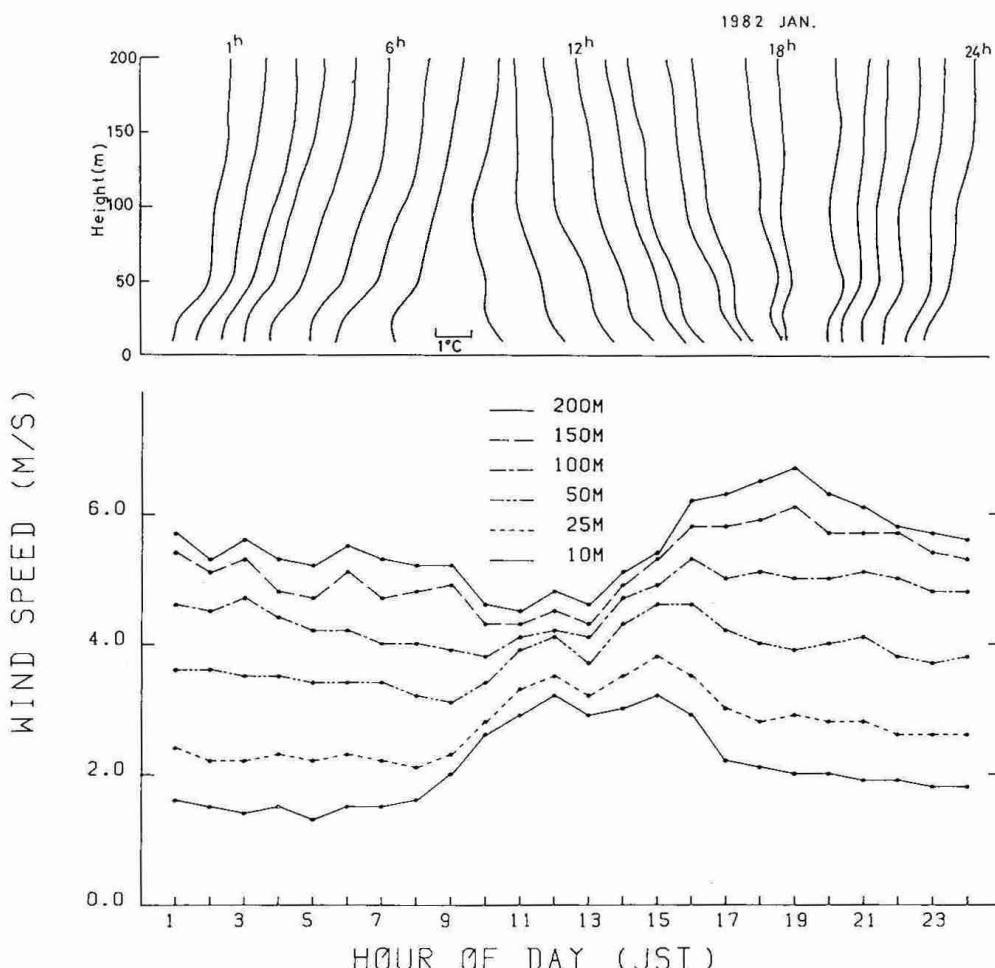
このようなことからも大気境界層の性質は単純ではなく、大気の状態や高さによって大きく変化することが解りますが、一般に日中は活動が激しく、夜間は静かになる。地球上の表面は、海、山、川、森、林や建物等が不均一に分布しているため、空気が地球の表面に沿って流れる場合、このような凹凸によって乱され、いわゆる乱流が発生する。このようにして発生する乱れを機械的な乱れ(Mechanical turbulence)と言う。

また地球表面は日射によって加熱されたり放射冷却によって冷やされたりする。したがって地表面に接している空気は暖められて上昇したり、冷やされて下降したりするために乱れが発生する。このような乱れを熱的乱流(Thermal turbulence)と言う。

このように、地表面にごく近い層の構造は地表面粗度と熱の両方の影響を受けながら絶えず変化しているので、個々の変化の時間的空間的な振舞いをすべて完全に記述することはとうてい不可能です。そこで気象要素の平均的な特性、例えば風速や気温の平均値、を調べて、それからの偏差は乱れとして取り扱うという試みがし

ばしばおこなわれている。そして、乱れの個々の運動を考えるのではなく、統計的な乱流量についてのみ考察の対象にする考え方があり、この考え方こそで確立された学問分野が統計流体力学である。

1例として気象研究所の高さ200mの気象観測塔で得られた晴れた冬の1月の平均的な風速分布と気温分布の時間変化を見



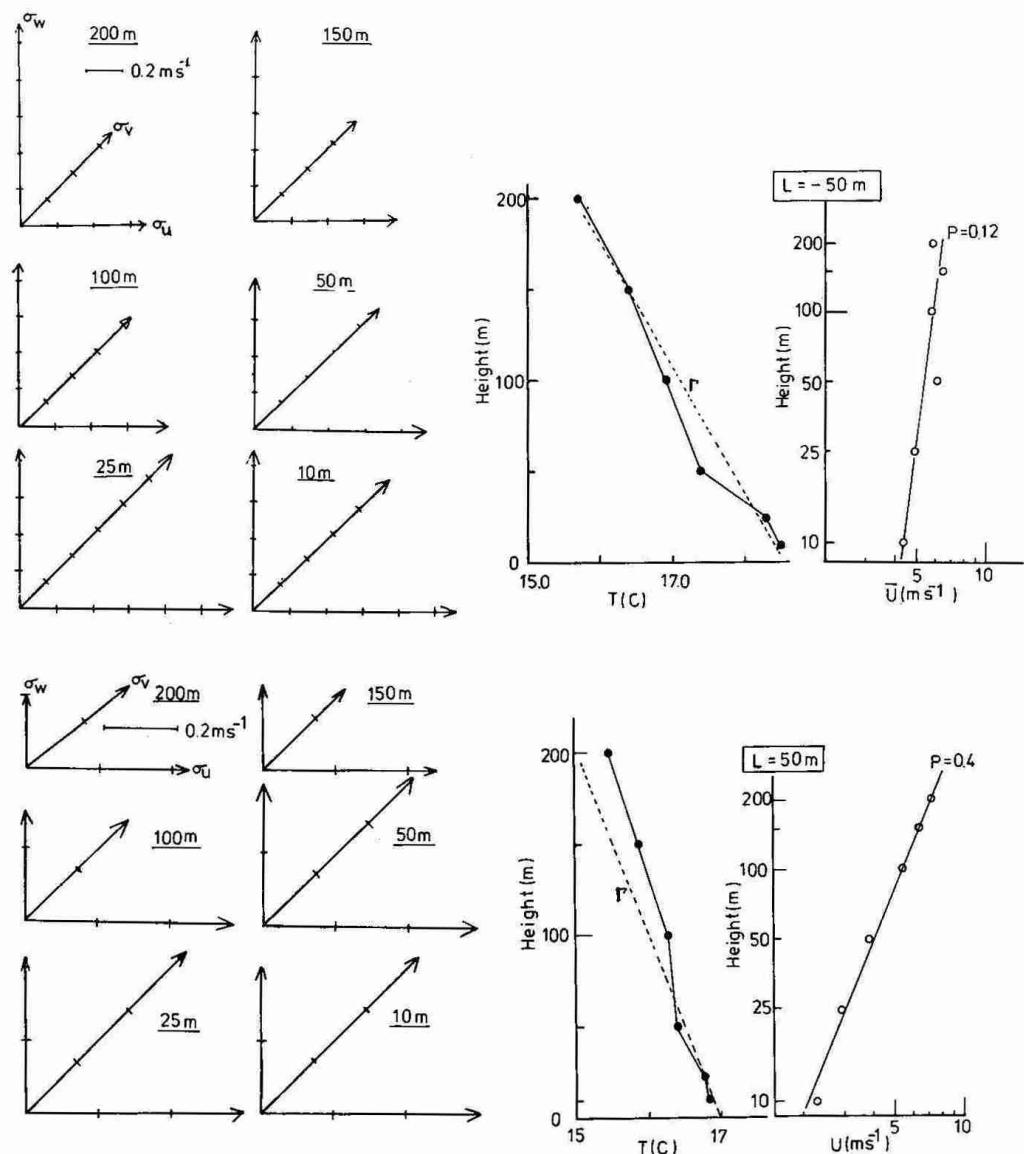
第3図 風速分布と気温分布の時間変化

(1982年1月気象研究所観測塔資料より)

てみましょう（

第3図）。

早朝は放射冷却により下層が冷やされるため上空程気温が高い、いわゆる接地逆転層がみられ、9時ごろにはほぼ200m全層にわたって等温層となり16時過ぎまで不安定層となっている。18時ごろになるとまた接地逆転層が形成され始める。それに対応して風速分布は早朝はウインド・シヤ(wind shear)が大きく、日中は対流が盛んで上下の混合が激しくなるのでウインド・シヤが



第4図 風速変動と風速及び気温の鉛直分布の関係

(上図: 不安定の場合、下図: 安定な場合)

小さくなる傾向が認められる。風速勾配に関連して、代表的な渦の形を風速変動の標準偏差で表してみると第4図のようになる。これは3次元超音波風速計で測定したもので、不安定になると相対的に縦長の渦が卓越するので、風速勾配が小さくなり安定になると渦が平たくなり風速勾配が大きくなる傾向が明瞭に認められる(Hanafusa et al. (1986))。

このように大気境界層の構造については最近は観測技術も発達して多くの研究成果が得られているが、その現象は複雑多岐にわたっているので、必ずしもすべてのことが完全に理解されたとは言い難い所がある。

以下大気境界層中における風と気温の振舞について述べてみる。

3. 大気境界層の厚さ

大気境界層の厚さは大体どの位のものであろうか？この高さは大気の安定度、地表面の粗さ、風速等によって決定されると考えられているが、その値を決定することはそう簡単なことではない。

Counihan (1975) は中立大気の場合は風速や地表面粗度に関係なく平均して 600m としている。一方、Davenport (1963) は中立大気の境界層の厚さは地表面の粗度 (z_0) のみの関数として $z_0 = 0.03 m$ で 300 m, $z_0 = 3 m$ で 600 m と粗度が大きくなるにつれて境界層の厚さも大きくなるとしている。

また、Hanna (1969) や Tennekes (1973) は中立大気の境界層の厚さはコリオリ力に対する地表面の摩擦速度 u_* の比として与えられるとし次のような実験式を提案している。

$$\delta = c u_* / f_c \quad (2)$$

ここで f_c はコリオリパラメータで中緯度では $f_c \sim 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ である。c の値は約 0.25 とされている。 u_* の算定はよく知られている次式で示されるような地衛風抵抗法則から求めることができる。

$$\ell n \frac{G}{f_c z_0} = A + \ell n \left(\frac{G}{u_*} \right) + \left[\frac{K^2 G^2}{u_*^2} - B^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

ここで G は地衛風速で k はカルマ
ン定数 (= 0.4) A, B は定数で、実
測で決められるものであるがバラつき
が大きく大体の目安として

A : 0 ~ 2

B : 4 ~ 6 の値をとる。

A, B の定数のとり方によって大気
境界層の値は変化するが大体 δ は第 1
表のような値となる。大気の成層状態
が中立でない場合には境界層の厚さは
次式によって表わされるとし（

Businger & Arya (1974)、
Wyngaard (1975) 等）、 u_* は(2)
式の A, B の定数が安定度によって変
化するとして求められる。

$$\delta = a (L u_* / f_c)^{1/2} \quad (4)$$

第1表 粗度長 (Z_0) と大気境界層の厚さ (δ) の関係

Z_0 (m)	G (m/sec)	δ (m)
0.01	5	500
	10	1000
	20	1900
0.1	5	650
	10	1200
	20	2200

例えば Arya (1977) は A, B に対して次のような式を提案している。

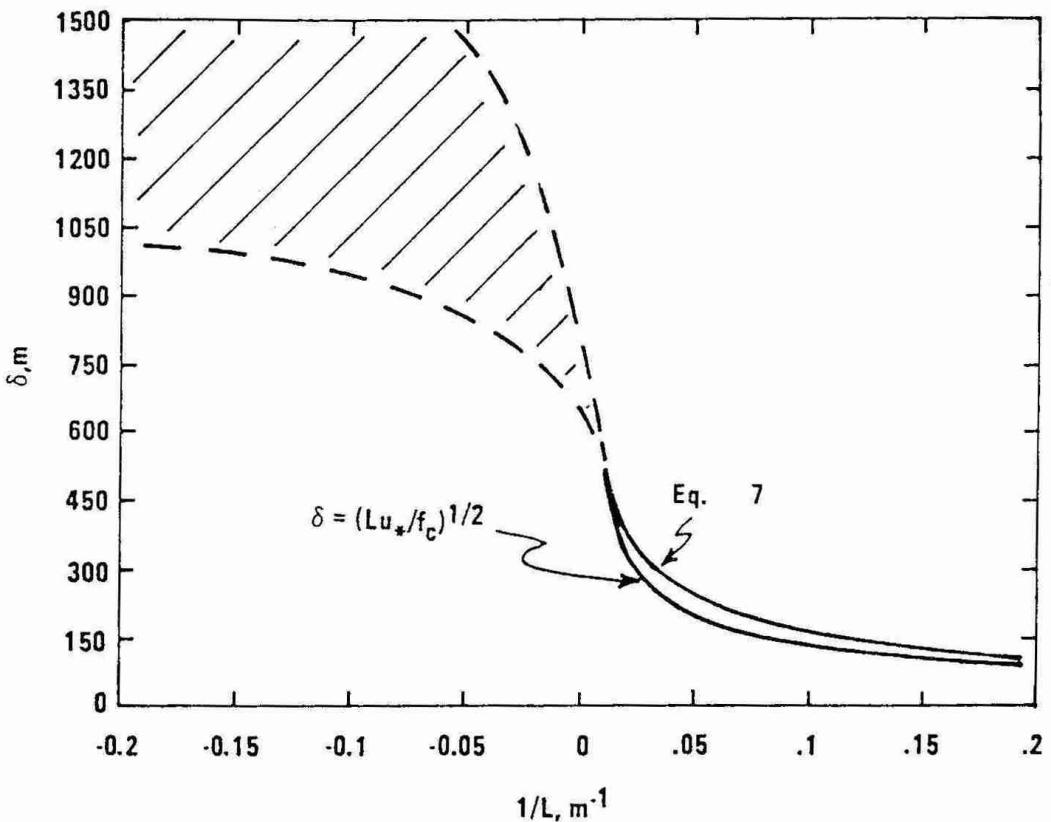
$$A = \ell n (\delta / L) - 0.96 (\delta / L) + 2.5 \quad (5)$$

$$B = 1.15 \delta / L + 1.1 \quad (6)$$

さらに、Deadorff (1972) は補間式として

$$\delta = \left[\frac{1}{30L} + \frac{f_c}{0.25u} + \frac{1}{Z_T} \right]^{-1} \quad (7)$$

ここで Z_T は
tropopause (圈界面) の高さで、
 L はモニン・オ
ブコフの長さ (後述) である。
 $G = 10 \text{ m/sec}$,
 $z_0 = 0.01 \text{ m}$,
 $Z_T = 10 \text{ km}$,
 $f_c = 10^{-4} \text{ sec}$,
 $a = 1$ の場合
を第 5 図に示す
(after Snyder(1981))。



第 5 図 地衡風速による典型的な境界層の厚さ

4. 風速と気温の鉛直分布

議論を簡単にするため、水平方向には一様である場を考え、鉛直方向の分布に重点をおいて考えることにする。

風速の鉛直方向の分布は地表面が rigid で動かないで当然の事ですが、地表面では風速は 0 となる。従って一般には風速は高度と共に増加するものと考えるのが自然です。1 時間あるいはそれ以上の時間平均をとると、平均風速は境界層中では高さと共に増加していますが（第 6 図）、10 分間位の平均では必ずしも上空程風速が大きくなっていない場合もあります。第 7 図は気象研究所の気象観測用鉄塔の 10 分間の平均風速の逆転の場合の一例を示したものです。大気の成層状態が相対的に不安定な場合に多く発生していますが、その発生率は高々 3 % 位です。このような特殊な場合を除いて一般的な風速の鉛直分布と温度分布について調べてみる。

風速の平均風向方向の運動量輸送量を τ_x とすると、K 理論から平均風速 U と運動量との間には次のよ

うな関係式が導き出される。

$$\tau_x = K_m \rho \frac{\partial U}{\partial Z} \quad (8)$$

ここで K_m は運動量に対する拡散係数で次元は $L^3 T^{-2}$ である。

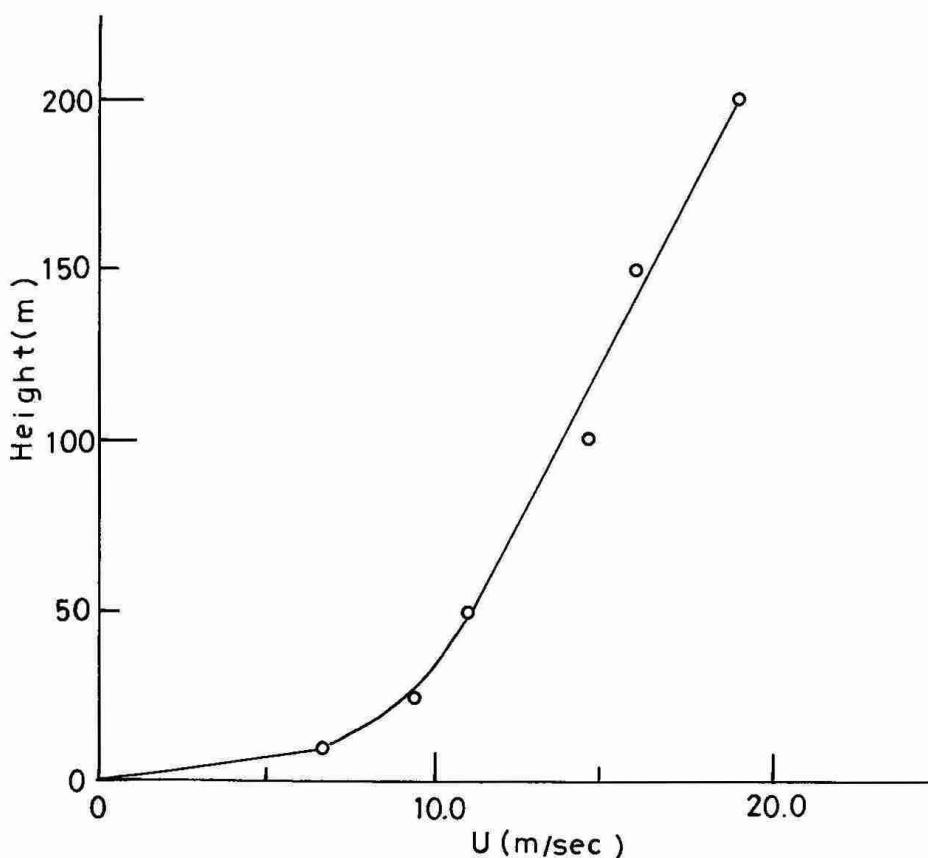
拡散係数 K_m は、風速変動の中に含まれている代表的な渦の大きさと渦の代表的な速度に比例すると仮定する。渦の大きさは、地表面という境界条件があるので、測定場所の高度 Z に比例すると考え、渦の速度は速度の基本的スケール摩擦速度 u_* に比例するとすれば（後述する）、拡散係数は次式で表される。

$$K_m = k u_* Z \quad (9)$$

一般に地表面は滑らかではないので地表面に極く近傍でも K_m は零にはならない。そこで、高さ Z での平均風速 $U(Z)$ が零となる高さを新しく定義し（この高さを z_0 とする）、 $Z > z_0$ の範囲でのみ風速分布を考えることにすると、次式が導かれる。

$$K_m = k u_* z_0 \quad (10)$$

地表面でも拡散係数が渦の大きさと渦の速度の積で表されるとすれば、 z_0 は地表面での渦の大きさを示すことになる。したがって、地表面が粗になればなるだけ、 z_0 が大きくなり、渦の大きさも大きくなる。それ故、 z_0 は地表面の粗さの尺度となり粗度長（Roughness length）と呼ばれている。 z_0 の値は測定した風速プロファイルを片対数にプロットして $U=0$ となる点を探る（第 8 図）。 k はカルマン定数と呼ばれ、風洞実験での平滑壁上の速度分布から実験的に決定されたものと同じく 0.4 に近い値が採用されている。数年前、アメリカの Kansas で行われた野外実験結果からこのカルマン定数は、0.4 ではなく 0.35 に近い値であることが報告されていたが、測器設置場所の不適当さが指摘され、現在ではまた 0.4 が一般的に使用されている。



第 6 図 平均風速分布の 1 例（気象研究所観測塔資料）

いろいろな地表面の状態に対する z_0 の値が第2表に示してある。

(8) 式と (10) から

$$\frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{u_*}{kZ} \quad (11)$$

u_* は高さによらず一定として $Z = z_0$ から任意の高度まで積分すると

$$U = \frac{u_*}{k} \ln \frac{Z}{z_0} \quad (12)$$

これが大気の成層状態が中立の場合の風速分布である。大気の成層状態が中立でない場合には次のような考え方方が一般になされている。

定常で水平方向に一様な気層を考えて、その気層中の乱流状態にある風速や気温の各種乱流統計量を次のような3つの物理量で表そうとする試みがなされた。

$$\text{速さ : 摩擦速度 } u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$$

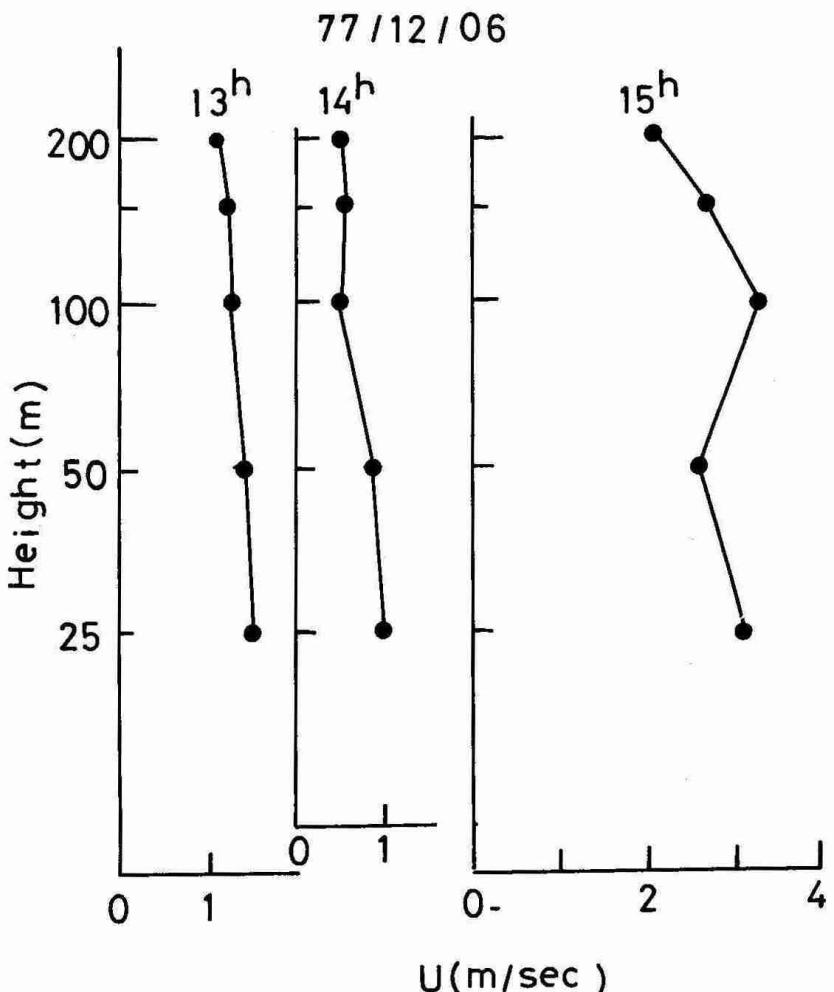
$$\text{温度 : 摩擦温度 } T_* = \frac{-H}{c_p \rho u_*}$$

$$\text{長さ : モニン・オブコフの長さ } L = - \frac{u_*^3 c_p \rho T}{k g H_0}$$

ここで τ / ρ は地表における摩擦応力で $H_0 / C_p \rho$ は鉛直熱フラックス、および g / T は浮力のパラメータである。

3つの基本量は高さに依存せず一定と考えられ、乱流状態にある風速や気温の各種統計量（平均値、分散、共分散、スペクトルなど）は独立変数としての地上高 Z は別として、上記の3つの量だけで一義的に決定されたとした。これが接地層におけるモニン・オブコフの相似則（similarity theory）といわれるものである。したがって接地層における風速および気温についての平均値や標準偏差等の乱流統計量を F とし上記に述べた3つの基本的スケールでつくった F_0 と同じ次元を持つ量を F_0 とすればモニン・オブコフの相似則によって次式が成立することになる。

$$F / F_0 = g F (Z / L) \quad (13)$$



第7図 風速の逆転時の分布例

風速分布に対するシヤー関数を ϕ_m とすると次の様な半実験式が提案されている。

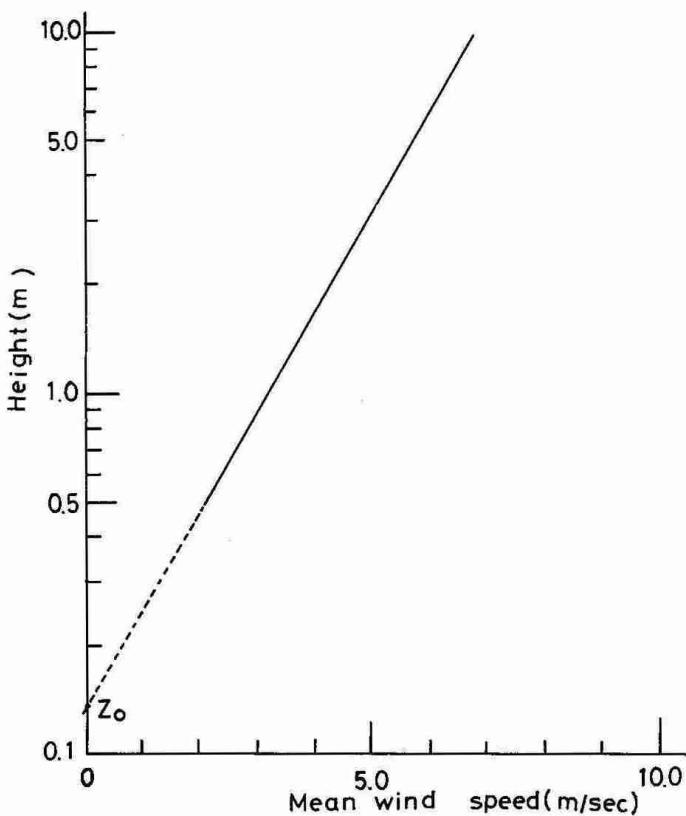
$$\phi_m = (1 - 16 Z/L)^{-1/4}, Z/L < 0 \quad (14)$$

$$\phi_m = 1 + 5 Z/L, \quad Z/L > 0 \quad (15)$$

$$\phi_m = (1 - 15 Z/L)^{-1/3}, Z/L < 0 \quad (16)$$

値そのものについては (14) 式でも (16) 式でも大きな差はないが理論的には (16) 式の方が自由対流の場合の状態をよく表現している。参考のために (14) 式の変化の様子を第9図に示す。

運動量に対する拡散係数 K_m と熱に対する拡散係数 K_h が等しいとすると温度分布に関するシヤー関数 ϕ_h も (14) — (16) 式と同じになる。Panofsky (1968) は大気が安定な場合は ϕ_n と同じであるが不安定な時の ϕ_n は次式で示されるとしている。



第8図 風速の鉛直分布と Z_0

$$\phi_h = (1 - 15 \cdot Z/L)^{-1/2}, \quad Z/L < 0 \quad (17)$$

安定な場合

$$\phi_h = 1 + 5 Z/L, \quad Z/L > 0 \quad (18)$$

最近になって Businger 等 (1971) は $K_m \neq K_h$ として次のような式を提示している。

$$\phi_h = 0.74 (1 - 9 \cdot Z/L)^{-1/2} \quad (19)$$

$$\phi_h = 0.74 + 4.7 \cdot Z/L \quad (20)$$

いずれの式においても値そのものについては大差はない。

(14) 式及び (17) 式を Z について積分すると風速と温度の鉛直分布が求められる。

$$\frac{U}{u_*} = \left(\frac{1}{k} \right) \left\{ \ell_n(Z/z_0) - 2 \ell_n \left\{ \frac{1}{2} (1 + 1/\phi_m) \right\} - \ell_n \left\{ \frac{1}{2} (1 + 1/\phi_m^2) \right\} + 2 \tan^{-1}(1/\phi_m) - \pi/2, \text{ただし } \phi_m = (1 - 15/L)^{-1/4}, Z/L < 0 \right\} \quad (21)$$

$$\frac{U}{u_*} = \ell_n Z/z_0 + 5 Z/L, \quad Z/L > 0$$

$$\left. \begin{aligned} (\theta - \theta_0)/\theta_* &= \ell_n(Z/z_0) - 2 \ell_n \left\{ (1 + 1/\phi_n)^2 \right\}, \quad Z/L < 0 \\ (\theta - \theta_0)/\theta_* &= \ell_n(Z/z_0) + 5 Z/L, \quad Z/L > 0 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

第2表 いろいろな地表面上の粗度長 (Z_0)

NASA-TMX-64757(1973)

Pasquill (1971)

面のタイプ	Z_0 (m)	面のタイプ	Z_0 (m)
泥面	$10^{-5} \sim 3 \times 10^{-5}$	滑らかな氷	10^{-4}
滑らかな海面	$2 \times 10^{-4} \sim 3 \times 10^{-4}$	短く刈った草原	10^{-3}
砂面	$10^{-4} \sim 10^{-3}$	低草原 (10cm)	10^{-2}
雪面	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	高い草原	3×10^{-2}
刈った草原	$10^{-2} \sim 4 \times 10^{-2}$	農作地帯	$1 \sim 3 \times 10^{-1}$
休耕地	$2 \times 10^{-2} \sim 3 \times 10^{-2}$	森林・都市	1
高い草原	$4 \times 10^{-2} \sim 10^{-1}$	Jackson (1977)	
小型の椰子	$10^{-1} \sim 3 \times 10^{-1}$	地面のタイプ	Z_0 (mm)
都市郊外	1 ~ 2	低草原、草	1 ~ 10
都市	1 ~ 4	耕地、砂丘	10 ~ 100
		都市郊外、森林	200 ~ 1000
		都市中心	1000 ~ 4000

これらを図で示したのが第10図および第11図である。この図では Z_0 の値は 0.01 mとした。

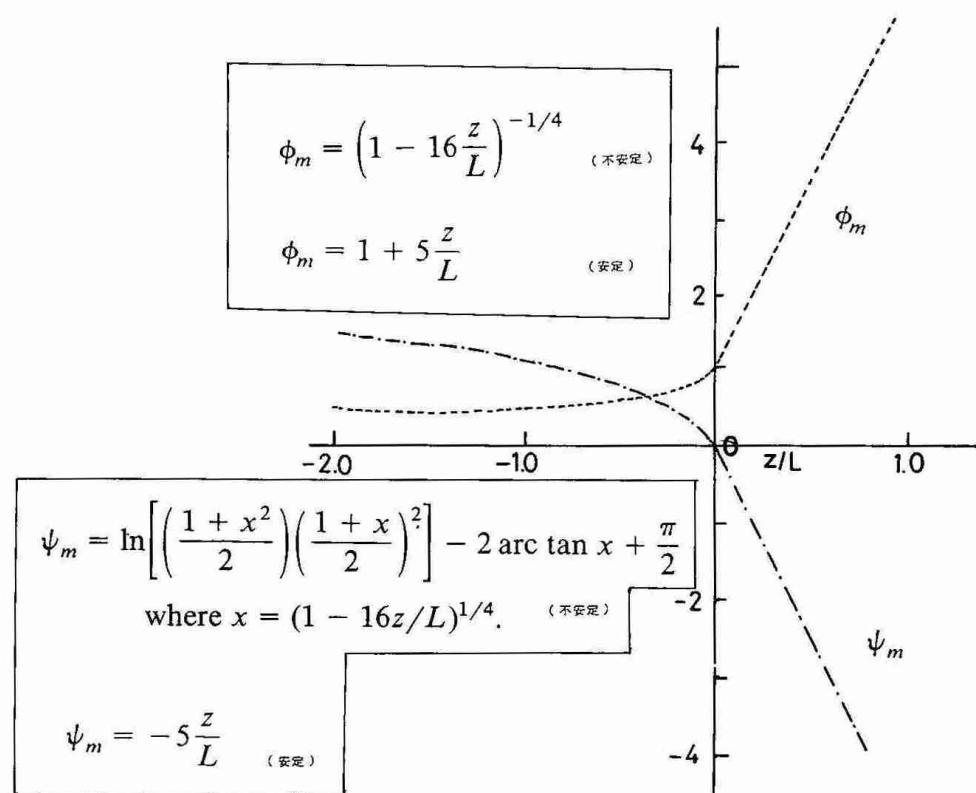
いずれの式も適用範囲はせいぜい $|Z/L| \leq 1 \sim 2$ であるから、大気境界層全体に適用する法則が必要となる。その一つとして風速分布に対して次のようなべき法則がよく使用されている。

$$U = U_1 \left(\frac{Z}{Z_1} \right)^p \quad (23)$$

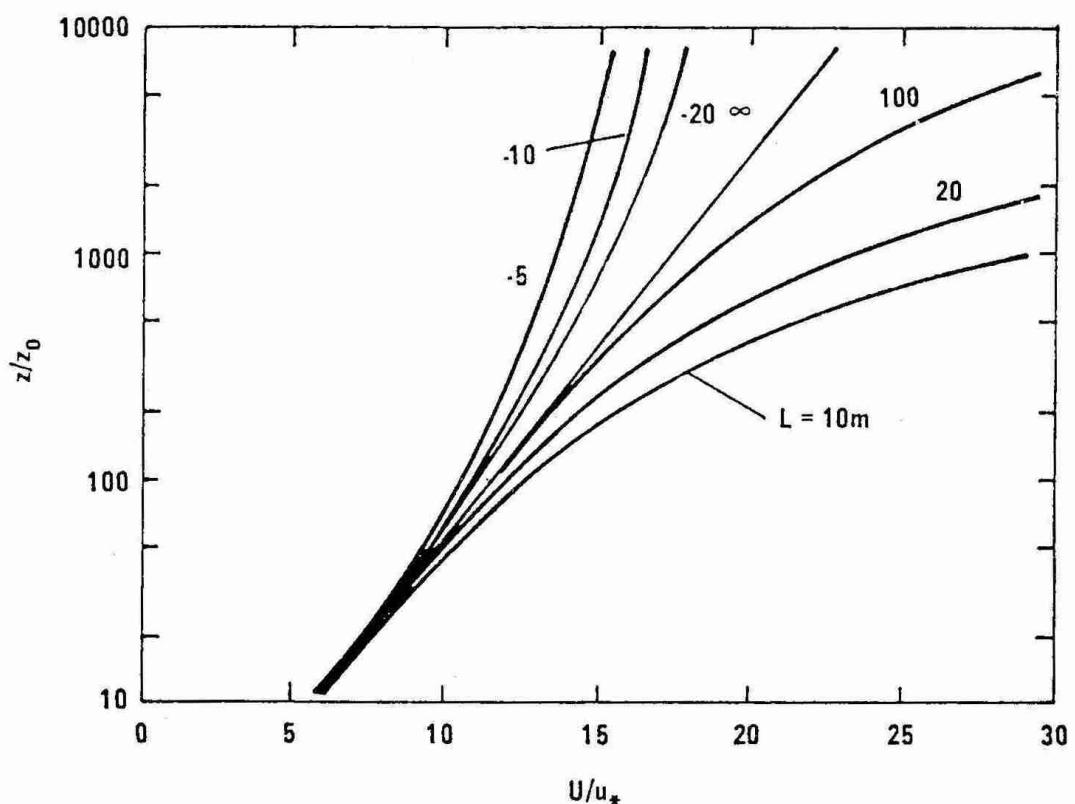
ここで U_1 は高度 Z_1 における風速である。Pはもちろん地表面の粗さや大気の安定度の関数であるが、大気が中立の場合には、先に述べた風速の対数分布と結合させて次のように書き換えることができる。

$$P = \frac{1}{\ln(Z/z_0)} \quad (24)$$

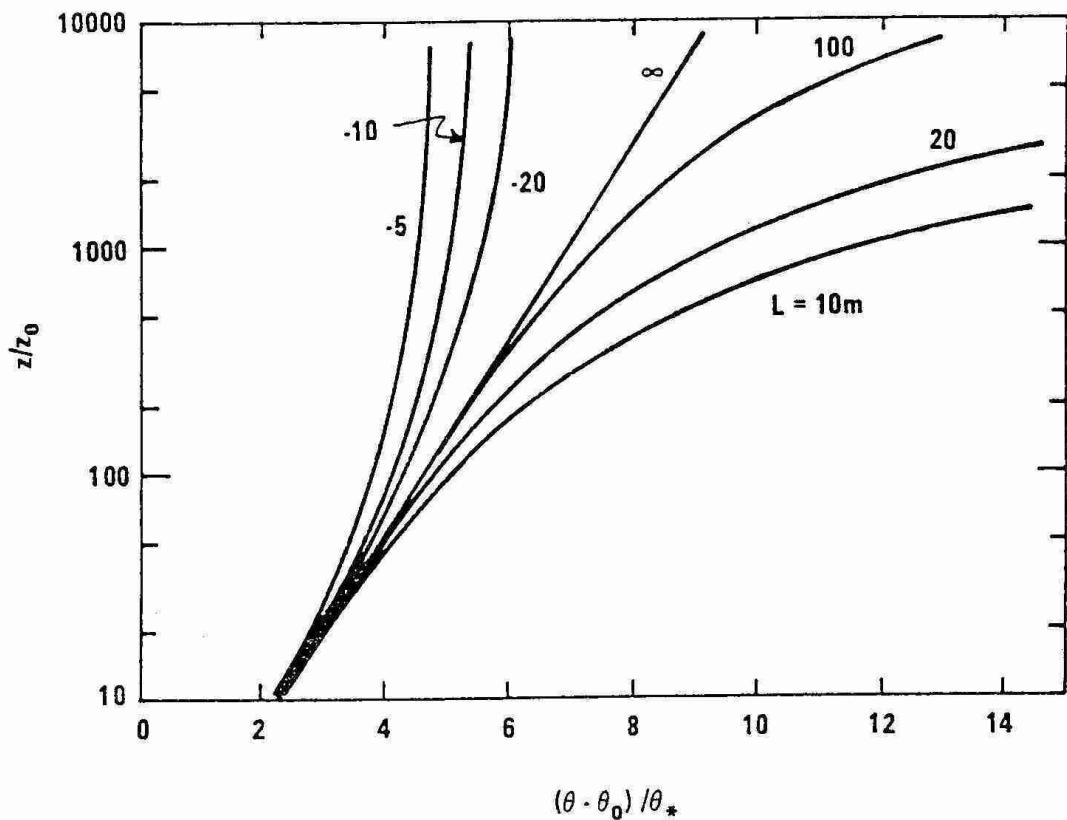
ここで $z_0 = 0.01$ m、 $Z = 0.1$ mとすると $P = 1/7$ となり平坦な表面上の風速鉛直分布に近い値となる。いろいろの地形上における P の値の例を第3表に示してある。すべて大気の成層状態は中立の場合である。Pの値は大気の安定度と地表面粗度 z_0 の関数で、Panofsky & Dutton (1984)によれば、次のよ



第9図 シヤ関数と安定度の関係



第10図 風速の鉛直分布



第1-1図 温度の鉛直分布

うに表すことができる。

$$P = \frac{\phi_m(Z/L)}{\ln(z/z_0) - \psi_m(Z/L)} \quad (25)$$

$$\text{ここで } \psi_m = \ell n \left[\left(\frac{1+x^2}{2} \right) \left(\frac{1+x}{2} \right)^2 \right] - 2 \arctan x + \frac{\pi}{2}$$

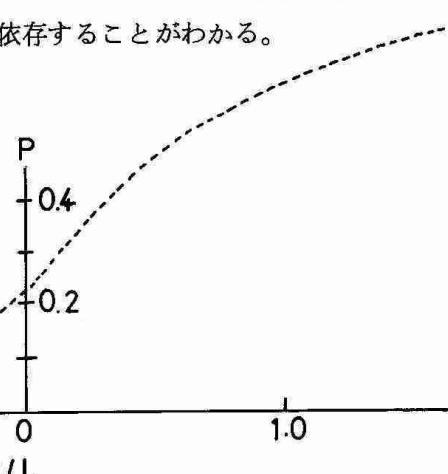
$$X = (1 - 16 Z/L)^{1/4}$$

ここで、 $Z = 10\text{ m}$ 、 $z_0 = 0.1\text{ m}$ の場合について P の値の変化を第1-2図に示す。大気が不安定の時は z_0 に大きく依存し、大気が安定になると大気の安定度に大きく依存することがわかる。

$$P = \frac{\phi_m(z/L)}{\ln(z/z_0) - \psi_m(z/L)}$$

$$Z_0 = 0.1\text{ m}$$

$$Z = 10\text{ m}$$

第1-2図 べき指数 p と安定度の関係

第3表 いろいろな地表面上におけるべき指数

(強風, 断熱状態)

	研究者	場所	測定高 (ft)	地表条件	P
1	Goptarev	カスピ海	166	内海の岸辺近く	1/10.5
2	Juu l	Masned sund デンマーク	182	平らな海岸	1/8.3
3	Scrase	サリスバリー平原 英 国	43	垣根や樹木のない開けた草原	1/7.7
4	Wing	Ballybunion アイルランド	492	平坦な樹木のない草原 (海岸より1/2里)	1/7.4
5	Sherlock	アンアーバー 米 国	250	開けたやや起伏のある農地	1/7
6	Taylor	サリスバリー平原 英 国	—	垣根や樹木のない開けた草	1/7
7 a	Giblett	カーディントン 英 国	150	孤立樹のある平らな農地	1/7.8
7 b	Frost	"	350	"	1/5.9
7 c	Frost	カーディントン 英 国	1,000	孤立樹のある平らな農地	1/6.7
8	Deacon	セイブル オーストラリア	503	いくらか樹木のあるやや起伏のある放牧地	1/6.25
9	Heywood	リーフィールド 英 国	313	低い石壁と垣根で分割された平地	1/5.9
10	亀井	日本	—	凹凸のある海岸	1/5
11	Wax	Orkney島	118	海に臨む崖から1/3里離れた草のある丘	1/4.6
12	Huss および Portman	Akron 米 国	352	多くの灌木や小さい灌木のあるゆるい起伏の田園	1/4.55
13	Franken-borger およびRudloff	クワイックボルン ドイツ	230	周囲に多くの樹や垣根のある平らな牧場	1/4.35
14a	Smith	アブトン 米 国	410	一様な生育不良な高さ30mの「かし」 や「まつ」の平地	1/4
14b	Panofsky	"	410		1/3.3
14c	米国気象局	"	410		1/2.9
14d	"	"	410		
15	塩谷*	国分寺 東京	145	林や烟のある住宅地	1/4.0
16	亀井	日本	—	3つの日本の町	1/3
17	東京管区気象台	東京タワー 東京	659	市街地	1/4.0
18	Dines	ファーンボロー 英 国	1,650	森林のある農場	1/2.8
19	Jensen	コペンハーゲン	242	大都市中心	1/2.3
20	Taylor	エッフェル塔 パリ	900	"	1/2
21	Rathbun	エンパイアステートビル ニューヨーク	1,263	"	1/1.6

(塩谷(1979)による)

5. 風速変動及び温度変動の標準偏差

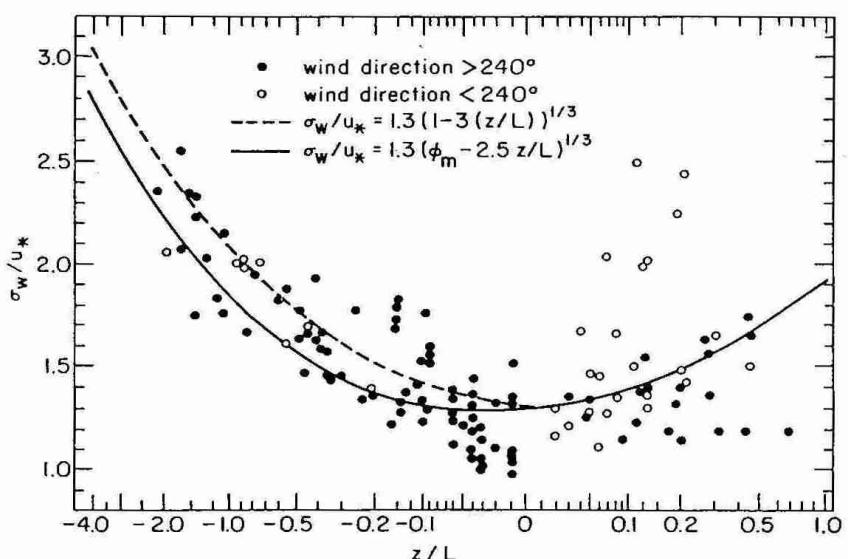
摩擦速度 u_* 及び摩擦温度 T_* で基準化された風速変動の標準偏差は接地層においては Monin - Obukhov の相似則に従うとされている。機械的な乱れが卓越しているような強風の場合には各風速変動の標準偏差はそれぞれ次のように書き表すことができる。

$$\sigma u = A u_*, \quad \sigma v = B u_*, \quad \sigma w = C u_* \quad (26)$$

ここで A, B, C は定数であるが、必ずしも統一されているものではなく、平均的な値として次のようになっている。

A : 1.7 - 3.0, B : 2.0 - 2.5, C : 1.25 - 1.3

風の鉛直成分の標準偏差、 σ_w は地表面という境界があるため高さを固定すると、それ以上の大きさの渦が発生しにくいため低周波数側のエネルギーが相対的に小さくなる関係で、Monin - Obukhov の相似理論に比較的よく従うとされており、次のような実験式が提案されている。
(第13図)。

第13図 風の鉛直成分の標準偏差 σ_w と安定度との関係

$$\sigma_w / u_* = 1.3 \{ 1 - 3 (z/L) \}^{1/3} \quad (27)$$

$$\sigma_w / u_* = 1.3 (\phi_m - 2.5 z/L)^{1/3} \quad (28)$$

さらに大気が非常に不安定の場合には、摩擦速度 u_* の代わりに w_* ($= g H h / c \rho T$) $^{1/3}$ を使って、

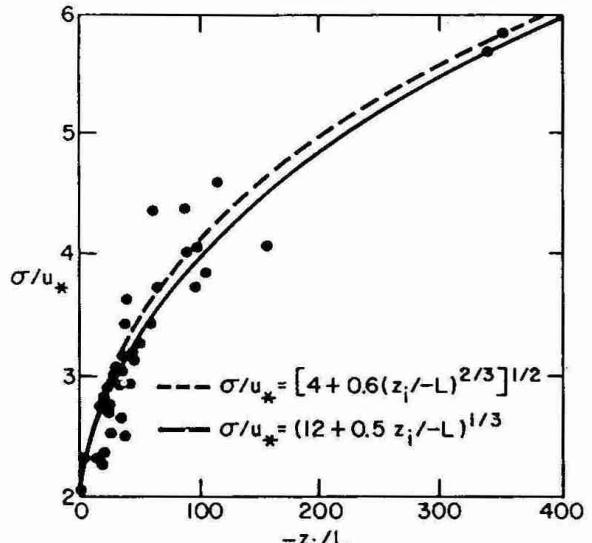
$$\frac{\sigma_w^2}{w_*^2} = 1.8 \left(\frac{Z}{h} \right)^{2/3} \quad (29)$$

[Wyngaard et al. (1971)]

が提案されている。

一方、 σ_u 、 σ_v は、地表面の境界の影響は σ_w に比較して小さいので必ずしも Monin - Obukhov の相似則に従わない場合がある。なぜなら地表面の影響よりもっとスケールの大きいものに支配され易いので平均値と変動値を明確に分離することが困難になり、その結果、標準偏差の値が観測時間や観測高度によって変化するからである。
 $\sigma_u = u_*$
 $\phi_u (Z/L)$ 、 $\sigma_v = u_* \phi_v (Z/L)$ とい
て求めた実験式、および観測結果を第14図に示す。

[Panofsky et al. (1977)]

第14図 風の水平成分の標準偏差 σ_u 、 σ_v と安定度の関係

$$\sigma_{u,v} = u_* \left(12 + \frac{h}{2L} \right)^{1/3} \quad (30)$$

h/L が充分大きい時は

$$\frac{\sigma_{u,v}}{w_*} = \left(\frac{k}{2} \right)^{1/3} = 0.58 \quad (31)$$

成層が安定な場合には、次の様な理由により σ_u , σ_v の挙動は非常に複雑になる。

- 1) 波動の存在
- 2) 地形性傾斜によって生じる重力波
- 3) σ や u_* の相対的に小さい値を測定することの困難さ。

温度変動に対しても $\sigma_t = T_* \phi_\theta$ (Z/L) において ϕ_θ の関数形を決める試みがなされているが必ずしも統一されたものはいまの所ない（第15図）〔Wesely et al. (1970)〕。

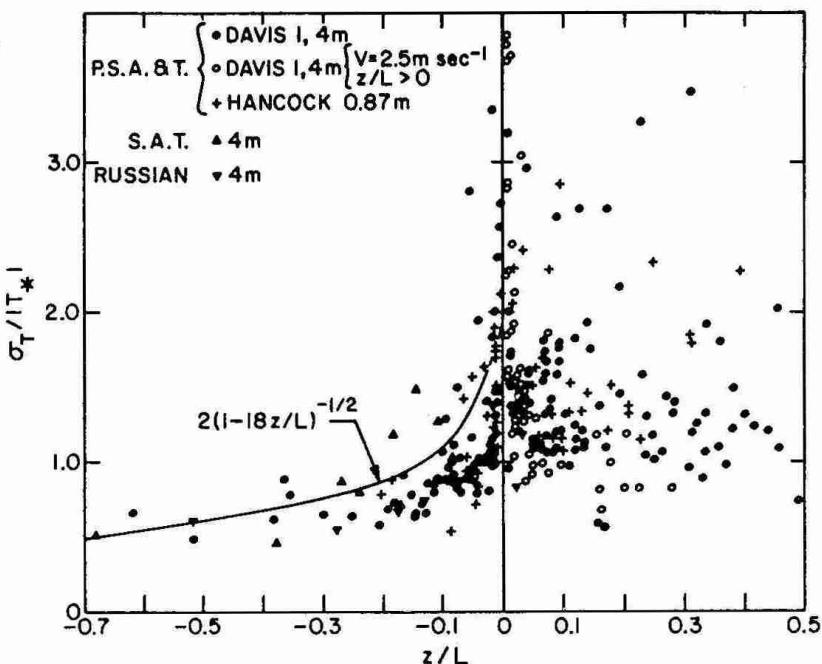
6. スケールとスペクトル

大気中にはいろいろの大きさの渦が混在していることは前にも述べたが、乱れを代表する長さ、あるいはいろいろの大きさの渦がどのような割合で分布しているかを知ることも境界層の性質を知る上で重要である。自然界では地表面の粗度、熱等によって渦の大きさが決められるので一意的に代表的なスケールを決めるることは困難であるが、次の2つの方法が考えられる。

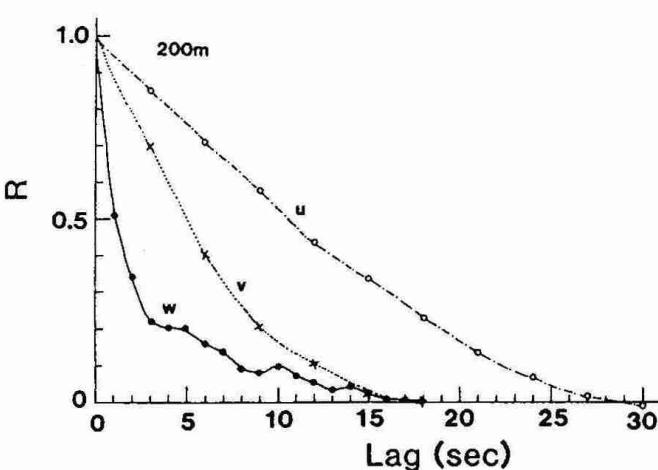
その1つは風速変動等の自己相関関数を積分することによって求められる積分スケール (Integral scale) で次式で表される。

$$\ell = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) d\tau \quad (32)$$

ここで $R(\tau)$ は自己相関関数である。自然界では $R(\tau)$ は風速変動にトレンド等がある場合には τ を大きくしても $R(\tau)$ は0に収束しない場合（第16図）があるので、そのような場合には上式からスケールを決定することはできない。



第15図 温度の標準偏差 σ_t と安定度の関係



第16図 風速変動の自己相関関数の例

これに対して、風速変動等のパワースペクトルを $S(f)$ とした場合 $f S(f)$ が最大となる周波数の $1/f$ をとる方法がトレンドのある場合でも一意的にスペクトルスケールを決定することができるので便利である(第17図)。しかし、一般に $f S(f)$ の値はあまり明瞭なピークを持たないことが多いので、 $f S(f)$ が最大値をとる周波数 f_{max} を決めることが難しい。 $1/f_{max}$ の値は普通 ℓ に比較して 4~6 倍大きいとされている。スペクトルスケールは大気の安定度や高さあるいは地表面粗度の関数として考えられるが中立の場合に限って、ESDU (Engineering

Science Data Unit) では次のような値が提案されているので参考のためにあげておくことにする。

ここで、 $Z = Z - d$ で有効高さ (effective height) である。

x は流れ方向 y は流れに直向する水平方向、 Z は鉛直方向で、それぞれの方向の変動成分を u , v , w とすると、それぞれのスペクトルスケールは次式で表されるとしている。

$\tilde{Z} > 1000 Z_0^{0.18}$ の場合

$$x_{Lu} = 2^y_{Lu} = 2^z_{Lu} = 2^x_{Lv} = 2^z_{Lv} = 280 \text{ (m)}$$

$\tilde{Z} \leq 1000 Z_0^{0.18}$ の場合

$$\left. \begin{aligned} x_{Lu} &= 25 \tilde{Z}^{0.35} / z_0^{0.063}, \quad y_{Lu} = 10 \tilde{Z}^{0.38} / z_0^{0.068}, \quad z_{Lu} = 6.3 \tilde{Z}^{0.45} / z_0^{0.081} \\ x_{Lv} &= 5.1 \tilde{Z}^{0.48} / z_0^{0.086}, \quad z_{Lv} = 3.1 \tilde{Z}^{0.55} / z_0^{0.099} \\ x_{Lw} &= y_{Lw} = 0.35 \tilde{Z} \text{ か } 140 \text{ m の小さい方} \end{aligned} \right\} (33)$$

ここで添字 m は平均高度を表わす。

これらの変化の様子を第18図に示してある。

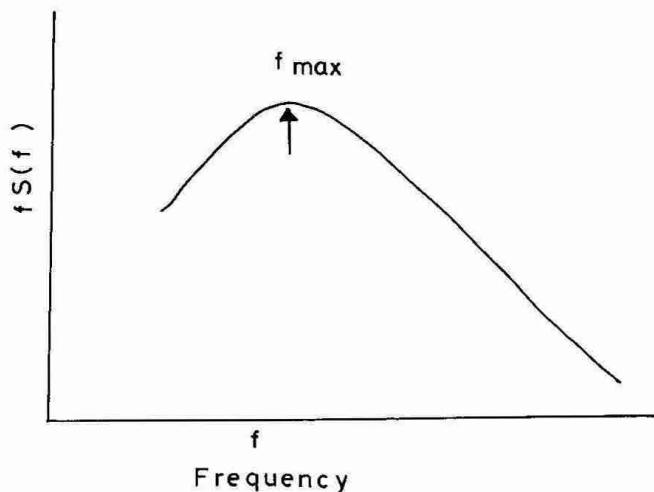
大気の安定度による依存性については不安定になると大きくなり、安定になると小さくなる傾向があるが、明確には未だ定まっていない。

風速変動のスペクトルに関しては、スペクトルの全体の形を決定する為の努力がなされてきた。風の鉛直成分のスペクトルは他の風速成分や温度変動のスペクトルに比較してまとまり易いといわれている。

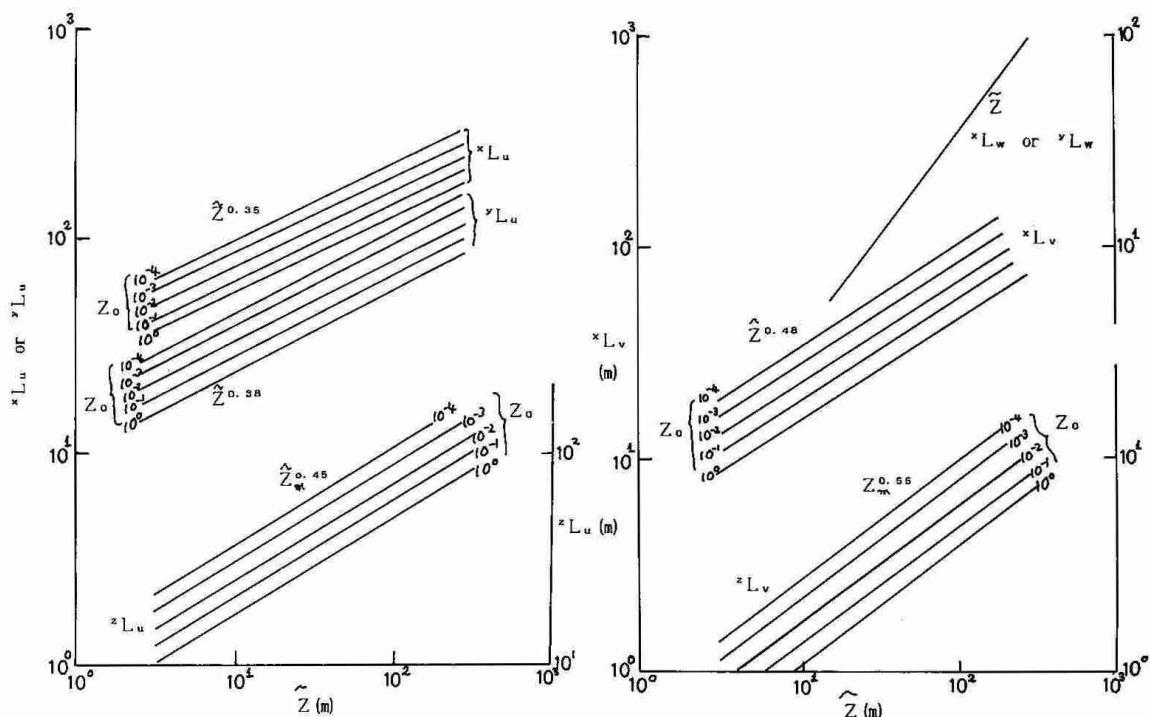
Kaimal et al.(1972)の結果の1例を示すと次のようになる(第19図)

$$\frac{f S_w(f)}{u_*^2} = \frac{2n}{[1 + 1.5(n/n_m)]^{1/a}} \quad (34)$$

a : 定数 $1 > a > 0.6$



第17図 風速変動のスペクトルスケールの算定



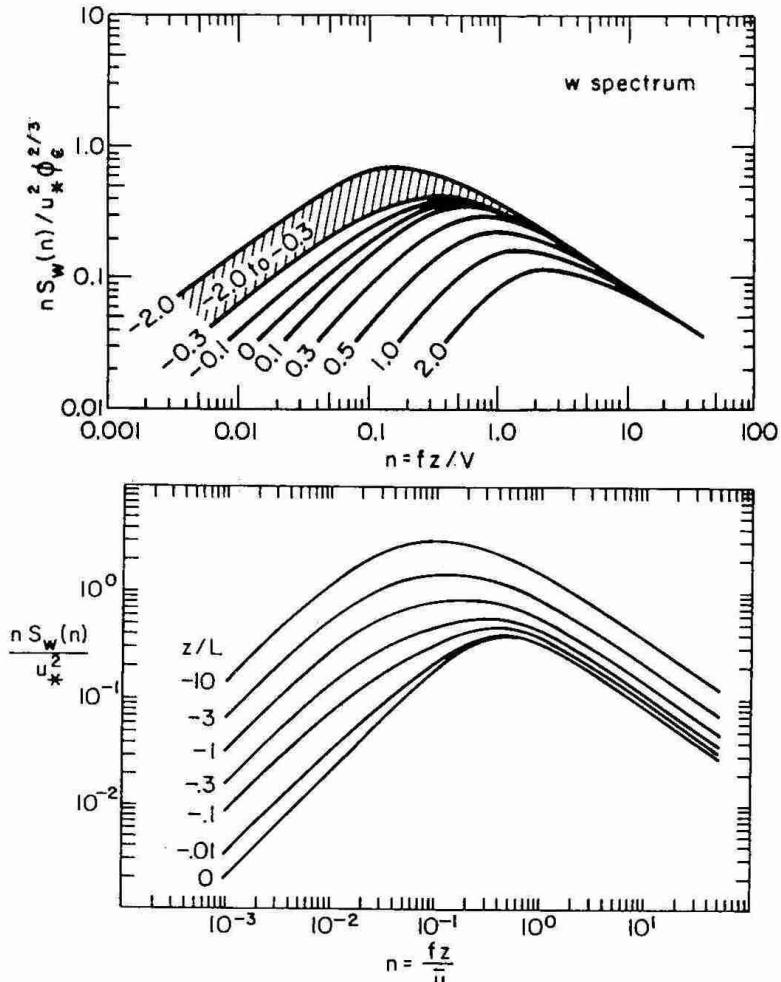
第18図 風速変動のスペクトルスケールの変化

不安定になるほど、変動の低周波成分の割り合が大きくなることが認められる。最近 Højstrup (1981) は Kaimal の結果に対流の効果を加味した式を提案している。

$$\frac{f S_w(f)}{u_*^2} = \frac{32 n}{(1 + 17 n)^{5/3}} \left(-\frac{Z}{L} \right)^{2/3} + \frac{2 n}{1 + 5.3 n^{5/3}} \quad (35)$$

u , v 成分については、水平成分の風速変動の標準偏差は大気の成層状態が不安定なときは、Monin-Obkhanov の相似則に従わないことから $f S_w(f)$ が最大となる波長は高さにはあまり関係しなくなり混合層の厚さ Z_i に関係するようになるものと考えられる。

Kaimal (1972) や Højstrup (1982) は低周波側のスペクトルを合わせることによって、全体のスペクトル

第19図 風の鉛直成分のパワースペクトル
(after Kaimal et al. (1972))

の形を決定しようと試みている。

$$S(f) = S_L(f) + S_h(f) \quad (36)$$

ここで、 S_L 低周波数側のスペクトル密度で $n_i = f z_i / Z$ と Z_i / L に依存し S_h は高周波数側のスペクトル密度で $n = f z / U$ に依存するとした。

u 成分及び v 成分に対するスペクトルはそれぞれ次式で表されるとしている (Høstrup (1982))。

$$\frac{f S_u(f)}{u_*^2} = \frac{0.5 n_i}{1 + 2.2 n_i^{5/3}} \left(\frac{-Z_i}{L} \right)^{2/3} + \frac{105 n}{(1 + 33 n)^{5/3}} \quad (37)$$

$$\frac{f S_v(f)}{u_*^2} = \frac{0.95 n_i}{(1 + 2 n_i)^{5/3}} \left(\frac{Z_i}{L} \right)^{2/3} + \frac{17 n}{(1 + 9.5 n_i)^{5/3}} \quad (38)$$

結果の一部を第20図、第21図に示す。

工学的な立場からは中立大気の場合に次のような簡単な形が提案されている。(ESDU)。

$$\frac{f S(f)}{\sigma n^2} = \frac{4 n_e}{(1 + 70.8 n_e)^{5/6}} \quad (39)$$

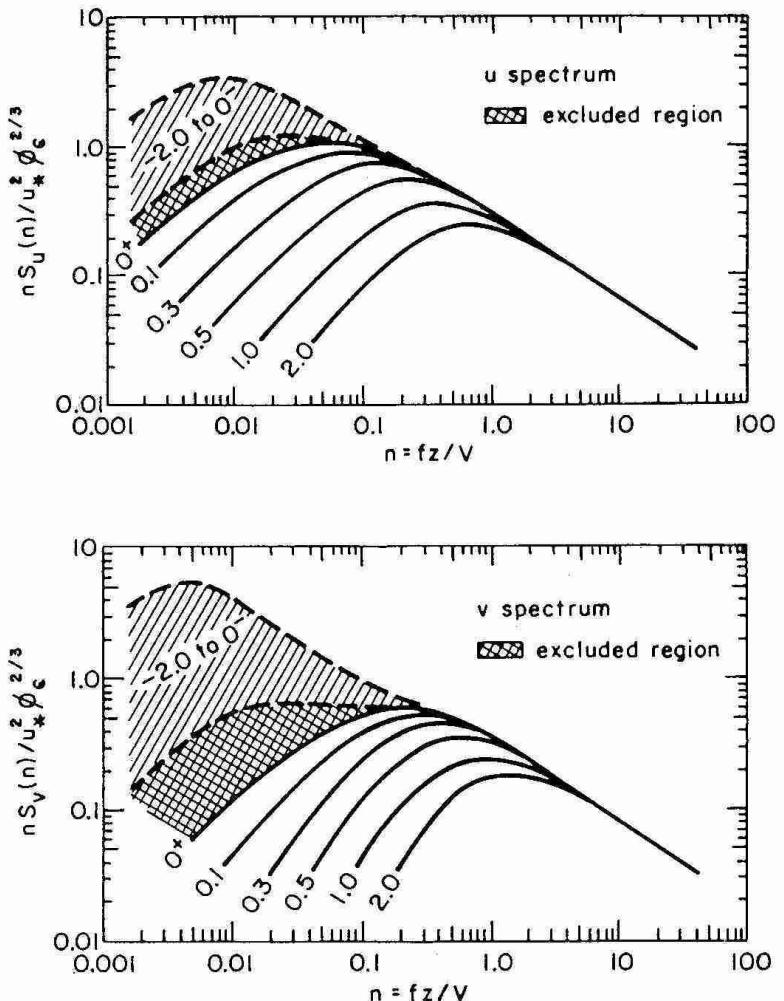
ここで、 $n_e = A f / u$ で A は x 方向の u 成分の積分スケールである。

一方、Davenport (1961) 次の式を提案している。

$$f S_u(f) = 2 K U_{10}^2 \frac{x^2}{(1+x^2)^{4/3}} \quad (40)$$

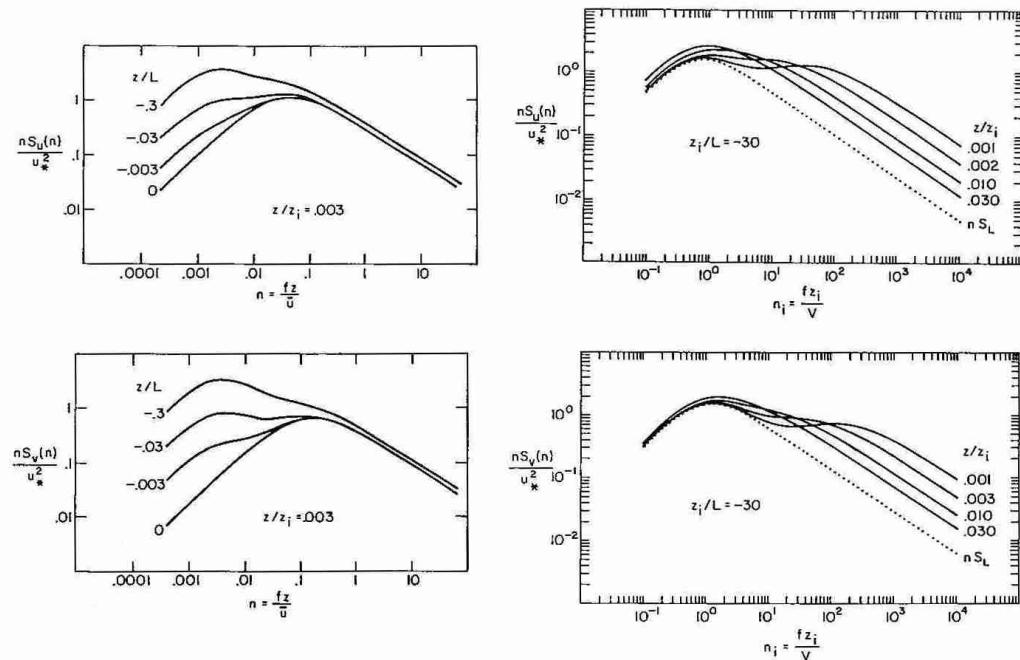
K は基準高さ 10 m で定義した表面摩擦係数、 U_{10} は高さ 10 m における基準風速、 X は無次元周波数で $X = f D / U_{10}$ によって定義される。D はスケールを表す量で Davenport は $D = 1200$ m としている。

一方、温度変動のスペクトルに関しては Kaimal et al. (1972) が $Z/L \rightarrow 0$ の条件下で以下のような実験式を提案している (第22図)。



第20図 風の水平成分のパワースペクトル
(after Kaimal et al. (1972))

$$\frac{f S_T(f)}{T_*^2} = \begin{cases} 53.4n(1+24n)^{-5/3} & (n \leq 0.15) \\ 24.4n(1+12.5n)^{-5/3} & (n \geq 0.15) \end{cases} \quad (41)$$



第21図 風の水平成分のパワースペクトル (after Højstrup (1982))

7. 拡 散

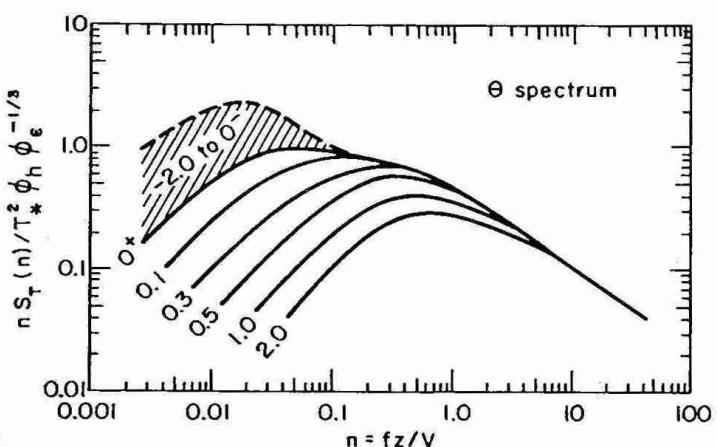
大気の成層状態と煙突からなる煙の流れ具合の間にはおよそ五つの形があると考えられる（第23図）

(1) 扇形：上層にいく程気温が高くなっている状態、すなわち逆転層が発生している時で、乱れが小さいため煙はほとんど拡散しないで、煙の濃度の高い層が風下まで到達する。もしそこに丘陵や建物があって煙に接した時は高汚染度を示すことになる。

(2) 錐形：状態曲線が等温線と乾燥断熱減率 γ_d との間にあるときできる形で、煙はあまり拡散しないでずっと風下で地面に接する場合が多い。

(3) ループ型：成層状態が不安定である時にできる形で、晴れた日の風の弱い日中に起こりやすい。煙の上下左右の動きが激しく、ときには煙突近くの地面に直接おりてくるような場合がある。

(4) 屋根型：これは接地逆転が形成され始め、煙突の高さまで及んだ際に見られるもので、煙の上方

第22図 温度変動のパワースペクトル
(after Kaimal et al. (1972))

はループ型ないし錐型を呈し、下側は滑らかな形をした煙の流れである。

(5) いぶし型：屋根型とは逆に煙の下面が“通減”状態にあり、上面が安定層内にある接地逆転の消滅過程に現れる煙の型で、上部は扇形または平滑な錐型に近い形で、下部は乱れている。いぶし型の煙はその言葉の通りに上方には拡散せず、煙がしばしば地面をいぶすように降りてくるので、地上に高濃度の汚染をもたらすので、注意が必要である。

大気の安定度と汚染物質の拡散幅の関係については Pasquill (1962) が地上風速(地上高 10 m)、日射量、雲量を用いた安定度分類(第4表)を行い、現在では世界各国でその変形されたものが広く使用されている。わが国においても雲量の測定に個人差があり易くまた、定量的な夜間の雲量の測定が困難なので、夜間の雲量の代わりに放射収支量を、昼間は日射量で代替えする方法(第5表)が採用されている。この方法はパスカル・ギホードチャートとしてひろく世界各地で使用

されている。こ

のチャートでは、

それぞれの安

定度に対する鉛直

方向の拡散幅が

示されているの

で、おののの

値を拡散式に代

入して各風下距

離における汚染

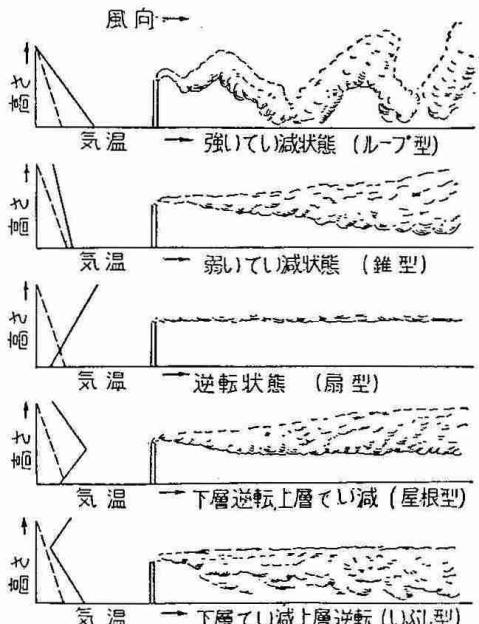
濃度を求めるも

のである。簡単

第4表 パスカル安定度分類

Surface wind speed (m/sec)	Insolation			Night	
	Strong	Moderate	Slight	Thinly overcast or $\geq 4/8$ low cloud	$\leq 3/8$ cloud
<2	A	A-B	B	-	-
2-3	A-B	B	C	E	F
3-5	B	B-C	C	D	E
5-6	C	C-D	D	D	D
>6	C	D	D	D	D

(for A-B take average of values for A and B etc.)



第23図 煙の拡散

に濃度が求められるという利点はあるが、この拡散幅は地上煙源について求められたものであり、高煙突にそのまま適用するには若干の問題はあるので、そのことを考慮して使用する必要がある。参考のためにチャートを第24図に示す。

パスカル安定度と風速の鉛直分布のべき指数Pの関係は第25図に示すように、不安定の時は安定度に関係なくPの値はほぼ一定である。一方、大気の成層状態が安定になるとPの値が急激に増大することが認められる。

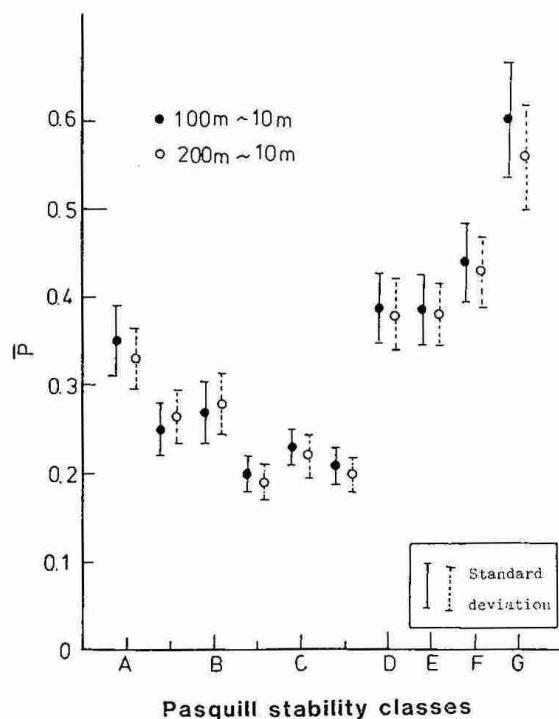
温度差とパスカル安定度との関係は、温度の順転時はパスカル安定度の不安定時に対応し、逆転時はパ

スキル安定度の安定時
に応している(第26
図)ことから、定性的
には問題はない。しかし
し、図からも明らかに
ように標準偏差が非常
に大きいので個々の対
応は困難であり、平均
値のみが有効であると
考えられる。

第5表 日本で使用されているパスカル安定度(原安協による)

Wind(U) speed (ms ⁻¹ at 10m)	Solar radiation(I)(KW m ⁻²)			Net radiation(Q)(KW m ⁻²)		
	I>0.60	0.60>I>0.30	>0.30	0.15>I	Q>-0.020	>-0.040
U<2	A	A-B	B	D	D	-
2<U<3	A-B	B	C	D	D	E
3<U<4	B	B-C	C	D	D	D
4<U<6	C	C-D	D	D	D	D
6<U	C	D	D	D	D	D

いろいろの安定度パ



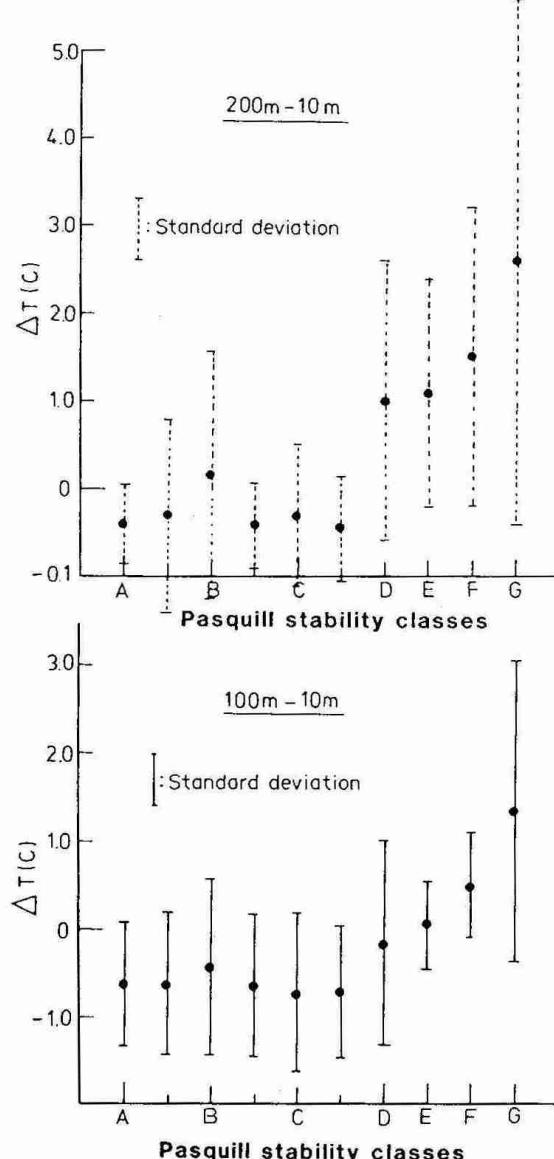
第25図 パスカル安定度と風速分布のべき指数の関係

ラメータについての典型的な値を第6表に示す(Snyder (1981))。この表で高い方の風速計の設置高度は10mで、低い方は2mであり、粗度長は0.01mとした。

8. まとめ

地表面付近の風と温度の振舞いについてまとめる以下
の様になる。

(a) 大気境界層の厚さは成層が安定の時は100m内外で
あるが、不安定になると、日変化をして1~2kmに



第26図 パスカル安定度と温度差の関係

も達する。

(b) 大気境界層中の乱流状態を表す基本的なパラメーターである摩擦速度 u_* の典型的な値は次の様になる。

$$u_* = 0.05 u_\infty \quad (\text{不安定})$$

$$u_* = 0.02 u_\infty \quad (\text{安定})$$

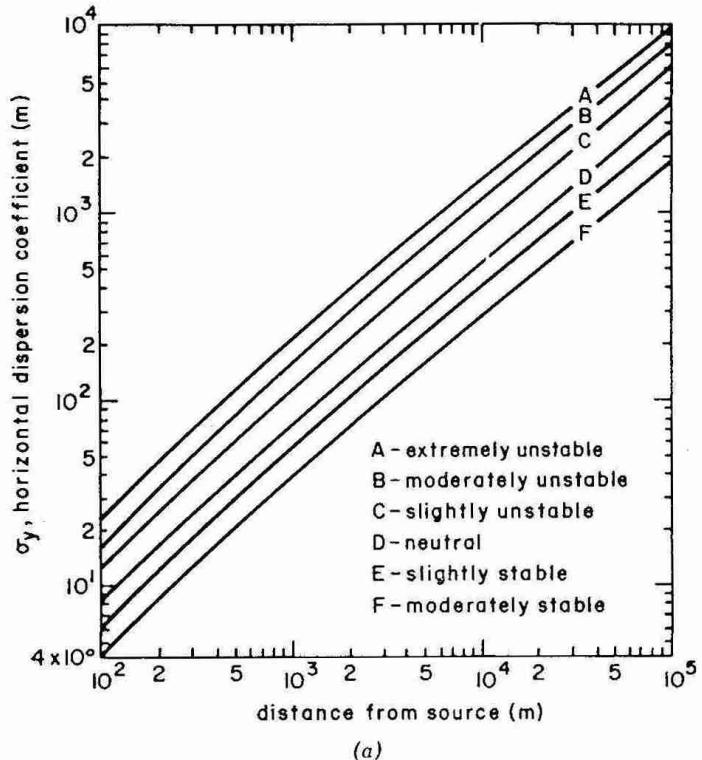
u_∞ = 自由大気中の風速

(c) 大気境界層中の風速分布をべき指数で表現した時のべき指数 p の値は不安定の時は主として地表面の粗度に左右され、大気の安定度にはほとんど無関係でその値は $0.1 \sim 0.2$ となる。一方、安定になると、安定度の程度に大きく依存し、地表面の粗度にはあまり関係なく、値は $0.2 \sim 0.8$ となる。

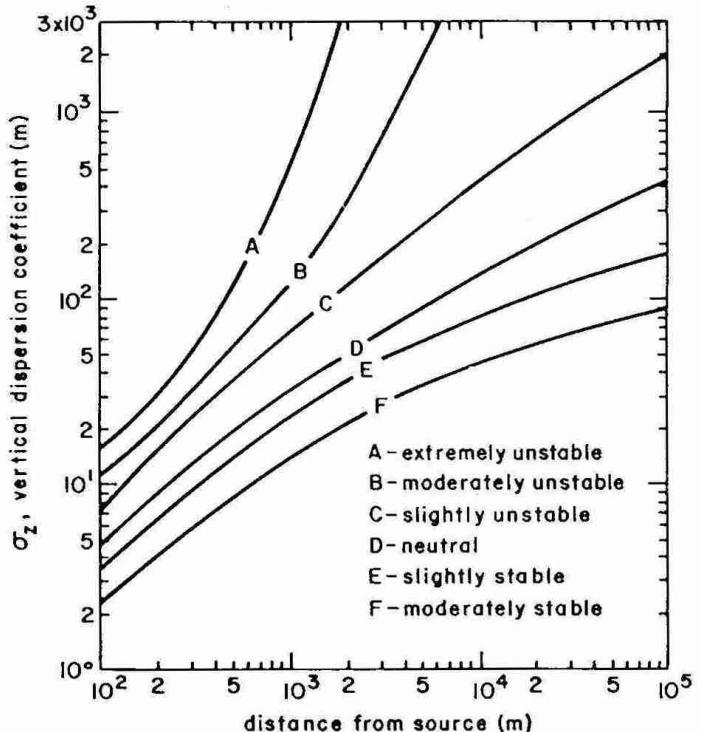
(d) 成層が中立や不安定の場合には、接地層で得られた特性は近似的に 150m の高度まで延長できるが、安定の場合にはせいぜい $10 \sim 50$ m までしか適用できないと考えられている。

(e) モニン・オブコフの長さ、 L は接地層での最も有効な安定度のパラメータである。

以上述べてきたように、大気境界層中における風や温度の振舞いは未だ完全には理解されたわけではなく、特に、接地層より上層のエクマン層については風向変化を伴い又、フラックスの高度変化も考慮に入れる必要があるので、今後観測結果を蓄積してさらに研究を進める必要がある。



(a)



(b)

第24図 パスカル・ギホールドチャートと拡散幅

第6表 安定度パラメータの比較

Qualitative description	Pasquill-Gifford category	L·m	Z/L	Ri _f	Ri	Ri _B *	u*(m/s)
Highly unstable	A	-5	-2	-5	-2	-0.03	.3
Unstable	B	-10	-1	-2	-1	-0.02	.3
Slightly unstable	C	-20	-0.5	-1	-0.5	-0.01	.3
Neutral	D	∞	0	0	0	0	.3
Slightly stable	E	100	0.1	0.07	0.07	0.004	.3
Stable	F	20	0.5	0.14	0.14	0.05	.2
Highly stable	G	10	1	0.17	0.17	0.17	.1
<p>* The assumed height of the anemometer and upper thermometer was 10m ; the lower thermometer : 2m. A roughness length of 0.01m was also assumed in the calculations.</p> <p>Ri_B : bulk Richardson number</p>							

参考文献

- Businger, J. A., et al., 1971 : Flux profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.
- Businger, J. A. and Arya, S. P., 1974 : Height of the mixed layer in the stably stratified planetary boundary layer, *Adv. in Geophys.*, Academic press NY., Vol. 18A, 73-92.
- Counihan, J., 1975 : Adiabatic atmospheric boundary layers. A review and analysis of data from the period 1880-1972, *Atmos. Environ.* **9**, 871-905.
- Davenport, A. G., 1961 : The spectrum of horizontal gustiness near the ground in high winds, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **87**, 194-211.
- Davenport, A. G. 1963 : The relationship of wind structure to wind loading, Proc. Int. Conf. wind effects on buildings and structures (Teddington) Her Majesty's Stationery Office.
- Deardorff, J. W., 1972 : Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 91-115.
- ESDU, 1976 : Characteristics of atmospheric turbulence near the ground, Part 3 ; Variation in space and time for strong winds (neutral atmosphere). ESDU Data Item 75001 with Amendment A, 27p.
- Hanafusa T., et al., 1986 : Dependence of the exponent in power law wind profiles on stability and height interval, *Atmos. Environ.* **20**, No. 10, 2059-2066.
- Hanna, S. R., 1969 : Thickness of the planetary boundary layers, *Atmos. Environ.*, **3**, No. 5, 519-536.
- Højstrup, J., 1981 : A simple model for adjustment of velocity spectra in unstable conditions downstream of an abrupt change in roughness and heat flux, *Boundary Layer Meteor.*, **21**, 341-356.

- Højstrup, J., 1982 : Velocity spectra in the unstable boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2239–2248.
- 石崎發雄他、1968：風速変動の長周期成分について、京都大学防災研究所年報、第 11 号 A、489–494.
- Kaimal, J. C., 1972 : Spectral characteristics of surface layer turbulence, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **98**, 563–589.
- Merry, M., and Panofsky, H. A., 1976 : Statistics of vertical motion over land and water., *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **102**, 255–260.
- Panofsky, H. A., 1947 : The atmospheric boundary layer below 150 meters, *Annual review of fluid Mech.*, **6**, 147–178.
- Panofsky, H. A., and Dutton, J. A., 1983 : Atmospheric turbulence, John Wiley & Sons, 397.
- Panofsky, H. A., 1977 : The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions, *Boundary layer Meteor.*, **11**, 355–361.
- Pasquill, F., 1971 : Atmospheric dispersion of pollution, *Q. J. R. Met. Soc.*, **97**, 369–395.
- Paulson, C. A., 1970 : The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer, *J. Appl. Meteor.*, **9**, 857–861.
- 塙谷正雄、1979：強風の性質、開発社。
- Snyder, W. H., 1981 : Guideline for fluid modeling of atmospheric diffusion, Environmental Sciences Research Laboratory Office of Research and Development, U. S. Environmental Protection Agency Research Triangle Park, NC 27711, 186.
- Tennekes, H., 1973 : Similarity laws and scale relations in planetary boundary layers, Workshop in Micrometeorology, Am. Meteor. Soc., Voston MA, 177–216.
- Wesely, M. L., Thurtell, G. W., and Tanner, C. B., 1970 : Eddy correlation measurements of sensible heat flux near the earth's surface, *J. Appl. Meteorol.*, **9**, 45–50.
- Wyngaard, J. C., 1971 : Local free convection similarity and the budgets of the shear stress and heat flux, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1171–1182.
- Wyngaard, J. C., 1975 : Modeling the planetary boundary layer-Extension to the stable case, *Boudary layer Meteor.*, **9**, 444–460.