

「プラネタリー境界層に関するシンポジウム」の報告

今年度の気象学会夏期講演会は「プラネタリー境界層に関するシンポジウム」というテーマで、8月25日の午後、気象庁の会議室でおこなわれた。残暑の折にもかかわらず、広い範囲の分野から5, 60名の参加があり盛会であった。この問題に対する関心はAMTEXの具体化と並行して、高まりつつあることが、この会合を通じても察せられた。

そもそも、プラネタリー境界層とは、一般に、大気下層で地表摩擦の影響が及ぶ範囲の厚さの層をさすのであるが、実験的事実にもとづく明確な定義は、いままでのところ、なかったといってよい。最下層の厚さ数10mの部分については、地表面境界層あるいは接地層とよばれ、古くから多くの研究があり、実験的事実として確立された知識が得られている。

しかしプラネタリー境界層の上部の、いわゆるエクマン層については、若干の理論的研究を除いては事実として得られた知識は貧弱である。これは何よりも観測がむずかしい点に由来するが、近年、積雲対流やメソスケールの現象の解明に関連してエクマン層の力学的熱的構造への関心が高まってきた。AMTEXは一面この研究への実践の集約された形ともいえるわけで、今回のシンポジウムの開催は、その辺のタイミングを十分考慮したものといえる。

当日のプログラムを再掲すると次のとおりである。なお討論のもようはこの報告の最後にまとめて集録した。

1. 片山 昭：大気境界層のパラメタリゼーションと数値実験
2. 光田 寧：プラネタリー境界層の計測方法
3. 根本 茂：接地層における乱流輸送
4. 横山長之：プラネタリー境界層の観測された構造
5. 鳥貫 陸：プラネタリー境界層の理論

(司会 竹田厚記)

大気境界層のパラメタリゼーションと数値実験*

片 山 昭**

1. はじめに

大気の大規模運動を記述する立場から、大気境界層の果たす役割を考えると、一つは境界層内に摩擦効果により生ずる収斂・発散に関連した力学効果であり、もう一つは、地表面と自由大気との顕熱、潜熱および運動量の授受を支配する媒体層としてのエネルギー的役割である。ここでは、それ等の効果をパラメタライズする方法と問題点をのべ、さらに最近、緒についた大気境界層自体の乱流特性をシミュレートしようとする数値実験の試

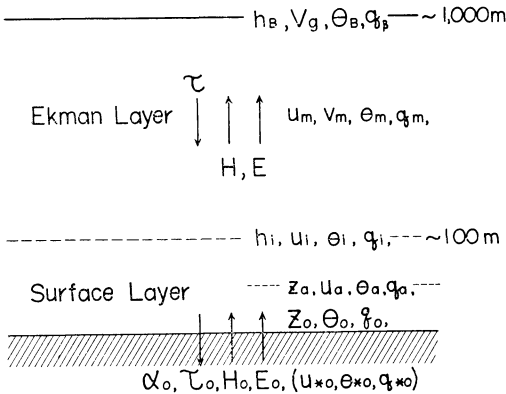
みを紹介する。

大気境界層は、普通地上100m内外の接地層 (surface layer) と、その上の地上1,000mに及ぶエクマン層にわけて取扱われる。接地層とは、熱や運動量の垂直輸送量が高さとともに変化しないと見做し得る層であり、エクマン層とは、乱流効果と同時に接地層では無視されたコリオリ効果も考慮する必要がある層である。第1図において、エクマン層のトップでの地衡風速、温位および比湿をそれぞれ、 V_g , θ_B および q_B とし、地表面上 z_0 (粗度係数) での温位と比湿をそれぞれ θ_0 と q_0 とし、風速は0とする。地表面から大気への顕熱と水蒸気の輸送量をそれぞれ H_0 と E_0 で示し、大気から地表面への

* Parameterizations and Numerical Experiments of the Planetary Boundary Layer.

** A. Katayama 気象研究所予報研究部

Free Atmosphere



第1図 大気境界層の模式図

運動量の輸送量(ストレス)を τ_o で表わし、 τ_o と等圧線のなす角度を α_o とする。さらに、境界層内での顕熱、水蒸気および運動量の垂直輸送量をそれぞれ H, E および τ で示す。

大気境界層のパラメタリゼーションについて、black-box と white-box の手法の2つに分けて考えてみる。black-box 的手法とは、たとえば、大気境界層の上下の境界の値のみから、 H_o, E_o および τ_o を求めようとするもので、境界層内の詳しい構造を知る必要のない場合、たとえば、大規模運動を対象とする数値モデルに好適な方法である。それに対し、white-box 的手法とは、境界層を多くの層に分割して取扱う場合に用いられ、顕熱、水蒸気および運動量の垂直輸送量を求める事が焦点となる。後者についての、今迄の取扱いの殆んどは、

$$\tau = -\bar{\rho} \overline{u'w'} = \bar{\rho} Km (\partial \bar{u} / \partial z) \quad (1)$$

$$H = \bar{\rho} C_p \overline{T'w'} = -\bar{\rho} C_p Kh (\partial \bar{\theta} / \partial z) \quad (2)$$

$$E = \bar{\rho} \overline{q'w'} = -\bar{\rho} Kq (\partial \bar{q} / \partial z) \quad (3)$$

のように、拡散形式で表現できるとして、垂直交換係数 Km, Kh および Kq を決める問題に帰着されている。

2. 接地層の取扱い

constant flux layer と呼ばれ、垂直輸送量が高さに対して一定と見做し得る層であり、定常性が仮定できるため理論的取扱いも比較的簡単になる。普遍的なあるパラメーターにより、その層内の乱流特性や垂直構造が規定されるという相似仮説と等方性乱流理論を結びつける事により、理論的によく解明され、その結果の正当性は豊富な観測資料からも一応確められている。(しかし、海洋上の接地層については、波との複雑な相互作用、観測の困難性から、不明確な点が多く残されており、AMTEX

でもその解明に努力がはられる)。接地層の詳しい解説は、別稿で根本によりなされているので、ここでは、後の説明に必要なもののみに限る。

まず、 u_{*o}, θ_{*o} および q_{*o} を次の関係式によって定義する。($\tau_o = |\tau_o|$ とする)。

$$\tau_o = \rho_o \overline{u'w'}_o = \rho_o u_{*o}^2 \quad (4)$$

$$H_o = \rho_o C_p \overline{T'w'}_o = -\rho_o C_p \theta_{*o} u_{*o} \quad (5)$$

$$E_o = \rho_o \overline{q'w'}_o = -\rho_o q_{*o} u_{*o} \quad (6)$$

上式からわかるように、 u_{*o}, θ_{*o} および q_{*o} はそれぞれ風速、気温および比湿の変動のスケールを表わしている。接地層の普遍的なパラメーターとして、Monin-Obukhov の stability length L を、

$$L = -u_{*o}^3 / \left(k \frac{g}{\theta} \frac{C_p}{\rho_o H_o} \right) = u_{*o}^2 / \left(k \frac{g}{\theta} \theta_{*o} \right) \quad (7)$$

で定義する。 g は重力の加速度であり、 k はカルマン常数である。高さを z とすれば、 z/L は Richardson 数に相当する無次元化された安定度になる。

中立の場合の風速の垂直傾度が、 $\partial \bar{u} / \partial z = u_{*o} / kz$ で表わされる事を基盤として、一般に

$$\begin{aligned} \phi_m = \frac{kz}{u_{*o}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad \phi_h = \frac{kz}{\theta_{*o}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \\ \phi_q = \frac{kz}{q_{*o}} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \end{aligned} \quad (8)$$

のように、無次元化された風速、温位および比湿の垂直傾度をそれぞれ ϕ_m, ϕ_h および ϕ_q で表わし、これらが安定度 z/L のみの関数で表現できるという相似仮説を用いる。 ϕ の表現式として、今迄に、KEYPS の式 Lumley-Panofsky ((1964) 参照) とか、山本・島貫(1966)によるその修正式、Charnock (1967), Swinbank (1968), Dyer (1968) や Bushinger *et al* (1971) らによる観測に基いた実験式など多くのものが提出されている。ここには、安定度の広い範囲をカバーし、測定精度も良いように見える Bushinger *et al* (1971) のものを一例として示すに止める。すなわち、 $\zeta = z/L$ とし、不安定な場合は、

$$\phi_m (1 - 15 \zeta)^{-1/4} \quad (9)$$

$$\phi_h = \phi_q = 0.74 (1 - 9 \zeta)^{-1/2} \quad (10)$$

安定な場合は、

$$\phi_m = 1 + 4.7 \zeta \quad (11)$$

$$\phi_h = \phi_q = 0.74 + 4.7 \zeta \quad (12)$$

である。

接地層に対する black-box 方式としては、いわゆるバルク形式が対応するが、それは、接地層内のある高さ

z_a での風速 (u_a), 温位 (θ_a) および比湿 (q_a) が与えられる時

$$\tau_0 = \rho C_d u_a^2 \quad (13)$$

$$H_0 = \rho C_p C_h (\theta_a - \theta_0) u_a \quad (14)$$

$$E_0 = \rho C_q (q_a - q_0) u_a \quad (15)$$

で示される。ここで、 C_d は抵抗係数、 C_h と C_q はそれぞれ顕熱と水蒸気に対する輸送係数である。では、 C_d , C_h および C_q をどのように求めるか、その実際的方法をのべよう (水蒸気に対する取扱いは顕熱に対するものと同じとしてよいので、今後の議論では省略する)。(8) 式を、 z_0 から z_a まで積分すれば、 $\zeta_0 = z_0/L$, $\zeta_a = z_a/L$ とし、

$$\frac{u_a}{u_{*0}} = \int_{z_0}^{z_a} \frac{\phi_m}{kz} dz = \frac{1}{k} \int_{\ln \zeta_0}^{\ln \zeta_a} \phi_m d \ln \zeta$$

$$= \frac{1}{k} F_m \left(\frac{z_a}{z_0}, \frac{z_a}{L} \right) \quad (16)$$

$$\frac{\theta_a - \theta_0}{\theta_{*0}} = \frac{1}{k} \int_{\ln \zeta_0}^{\ln \zeta_a} \phi_h d \ln \zeta = \frac{1}{k} F_h \left(\frac{z_a}{z_0}, \frac{z_a}{L} \right) \quad (17)$$

が得られ、 u_a/u_{*0} , $(\theta_a - \theta_0)/\theta_{*0}$ は z_a/z_0 と z_a/L の関数として表現できる。ここで、 z_0 と z_a の間のバルク的な Richardson 数として

$$R_{iB} = \frac{g}{\theta} \frac{(\theta_a - \theta_0) z_a}{u_a^2} = \frac{z_a}{L} F_h \cdot F_m^{-2} \quad (18)$$

を定義すれば、右辺のようになり、 (z_a/z_0) と (z_a/L) の関数となる。(13), (14) と (4), (5) を比較することにより、

$$C_d = (u_{*0}/u_a)^2 = k^2 F_m^{-2} \quad (19)$$

$$C_h = [\theta_{*0}/(\theta_a - \theta_0)] / (u_{*0}/u_a) = k^2 (F_m \cdot F_h)^{-1} \quad (20)$$

が得られる。すなわち、 R_{iB} , C_d および C_h がすべて (z_a/z_0) と (z_a/L) との関数となっている。そのため、一組の $(z_a/z_0, z_a/L)$ に対し、一組の (R_{iB}, C_d, C_h) を対応させることができるので、その組み合わせを変えることにより、 C_d , C_h を R_{iB} と z_a/z_0 の関数で表現できる。数値計算を通じて、その実験式を作っておけば、 u_a , $(\theta_a - \theta_0)$, z_a および z_0 を与えることにより、 C_d , C_h が求められ、(13), (14) から τ_0 と H_0 が計算できる ($C_q = C_h$ が大体成立する)。

接地層内では垂直フラックスは一定と見做し得るので、 τ_0 , H_0 や E_0 がわかれば、交換係数 K を求める必要はないが、(1), (2), (3) と (8) の定義から、

$$K_m = \frac{ku_{*0}z}{\phi_m}, K_h = \frac{ku_{*0}z}{\phi_h}, K_q = \frac{ku_{*0}z}{\phi_q} \quad (21)$$

が得られる。

3. エクマン層 I—Black-box モデル

エクマン層の観測は、質・量ともに不充分であり、従って理論的研究もそれ程発展しなかった。現在までに提出されている理論の殆んどは、接地層理論の延長であり、接地層で成功した相似仮説と等方性乱流理論や、物理的意味が時に不明確な次元解析の手法により占められている。今後の観測資料の集積により、理論的研究の発展を期待しつつ、現状について概観しよう。

接地層は一つの普遍的な安定度のパラメーター L で記述できた。エクマン層では、接地層で無視されたコリオリの効果が加ってくる。そのため、少くとももう一つのパラメーターが必要になるであろうと考えられる。もし、境界層内の特性を記述する外部因子として、 z_0 , f , g/θ , V_g および $\Delta\theta (= \theta_B - \theta_0)$ の5個を設定すれば、これから独立な2つの無次元パラメーターを得ることができる。その一つは、 $V_g/(fz_0)$ で surface Rossby number R_0 と呼ばれ、もう一つは $g\Delta\theta/(\theta f V_g)$ で S で示される安定度のパラメーターである。安定度示数は S の代りに、理論的に扱いやすい μ がふつう用いられる。

$$\mu = -\frac{k^2 g}{\theta} \frac{H_0/(\rho C_p)}{f u_{*0}^2} \left(= S \frac{k^2 V_g/u_{*0}}{\Delta\theta/\theta_{*0}} \right) \quad (22)$$

$$= k L_* / L \quad (23)$$

ここで、 $L_* = u_{*0}/f$ である。中立および安定の時、エクマン層の高さ h_B は L_* に比例することが見出されているが、それを考慮すると μ の代りに h_B/L を使うことができる。

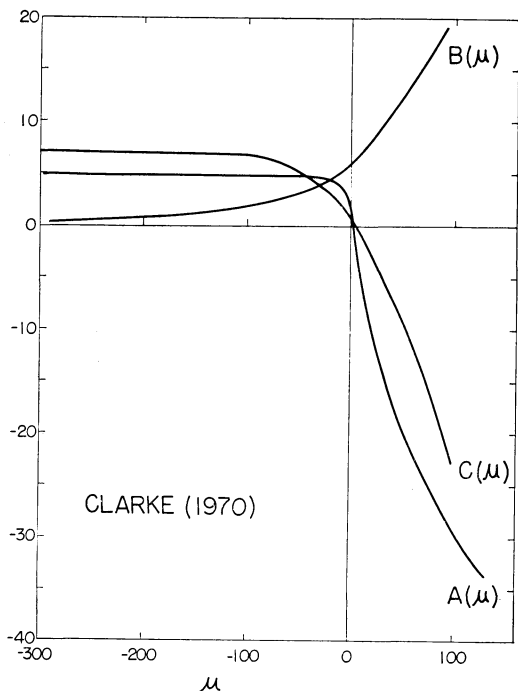
Lettau (1959), Kazansky-Monin (1961), Csanady (1967), Gill (1968) や Blackadar-Tennekes (1968) は、接地層で適用できる profile の延長が、 R_0 と μ で表現されると仮定したエクマン層の profile と連続的に接続するという考えに基づき、おのおのが異なった筋で、次のような全く同じ関係式を導き出した。 V_g を地表ストレスの方向とそれに垂直な方向の成分にわけ、 u_g と v_g する時:

$$\frac{u_g}{u_{*0}} = \frac{1}{k} \left[\ln \frac{u_{*0}}{f z_0} - A(\mu) \right] \quad (24)$$

$$\frac{v_g}{u_{*0}} = -\frac{B(\mu)}{k} \quad (25)$$

$$\frac{\Delta\theta}{\theta_{*0}} = \frac{1}{\alpha k} \left[\ln \frac{u_{*0}}{f z_0} - C(\mu) \right] \quad (26)$$

であり、 $\alpha = \phi_h/\phi_m$ である。結果的には、上式は接地層の中立の場合 ($\phi_m = 1$, $\phi_h = \alpha$) の対数 profile を z_0 から L_* まで積分し、 A , B , C の補正項を附加し、それ



第2図 普通常数A, B, Cと安定度示数 μ との関係, Clarke (1970a)の図より抜粋したもの。

が, 安定度 μ のみの関数と仮定したことと同等になっている。A, BおよびCは理論的に与えられてはおらず, 観測から求めているのが現状である。一例として, 第2図に Clarke (1970) が求めた平均曲線を示したが, 個々の観測値は曲線のまわりに可成りばらついている。

$V_g^2 = u_g^2 + v_g^2$, $\cot \alpha_0 = u_g/v_g$ であり, また

$$\frac{u_{*0}}{fz_0} = R_0 \frac{V_g}{u_{*0}} = \frac{L_*}{L} \frac{L}{z_0}, \quad \mu = k \frac{L_*}{L} \quad (27)$$

の関係があるので, (R_0, μ) あるいは $(L_*/L, z_0/L)$ に対応させて, u_{*0}/V_g , $\theta_{*0}/\Delta\theta$ および α_0 を決めることができる。これがきまると (22) から S が得られるので, 結局純粋な外部パラメーター R_0 と S に対して一対の u_{*0} , θ_{*0} および α_0 を対応させることができ, τ_0 , H_0 を求め得る。なお, Csanady (1972) は, エクマン層へ延長すべき接地層の profile として安定度を考慮したものをを用いる考え方を提案しているが, その結果には疑問が残る。

Deardorff (1972) は, 垂直方向に粗く分割した (2層~4層) 大循環数値モデルに導入する目的で一つのパラメタリゼーションの方式を提案している。彼は, エク

マン層のバルクの性質は, h_B/L のみで表現できると仮定する。すなわち, 第1図に示したように, 添字 m, i がそれぞれエクマン層内の平均的な値と接地層のトップの値を表わすとすれば, $(u_m - u_i)/u_{*0}$, $(\theta_m - \theta_i)/\theta_{*0}$ が h_B/L の関数で示されると考える。その形は, 接地層での Bushinger *et al* (1971) の方式, (9)~(12) を参照にし, 後述する Deardorff (1972) の数値実験の結果と Clarke (1970) の観測に基く結果を用いて:

不安定な場合 ($\theta_0 - \theta_m > 0$),

$$(u_m - u_i)/u_{*0} = 8.4 [1 - 50(h_B/L)]^{-0.16} \quad (28)$$

$$(\theta_m - \theta_i)/\theta_{*0} = 7.3 [1 - 5.8(h_B/L)]^{-0.47} \quad (29)$$

安定な場合 ($\theta_0 - \theta_m < 0$),

$$(u_m - u_i)/u_{*0} = 8.4 + 0.6(h_B/L) \quad (30)$$

$$(\theta_m - \theta_i)/\theta_{*0} = 7.3 + 0.6(h_B/L) \quad (31)$$

のように決めた。極めて僅かな結果に基づいている上式は, 相当雑であることを注意しておく。接地層に対する (16), (17) で z_a の代りに h_i に対応させれば, u_i/u_{*0} , $(\theta_i - \theta_0)/\theta_{*0}$ が得られるが, これらと (30), (31) とをそれぞれ加え合わせれば:

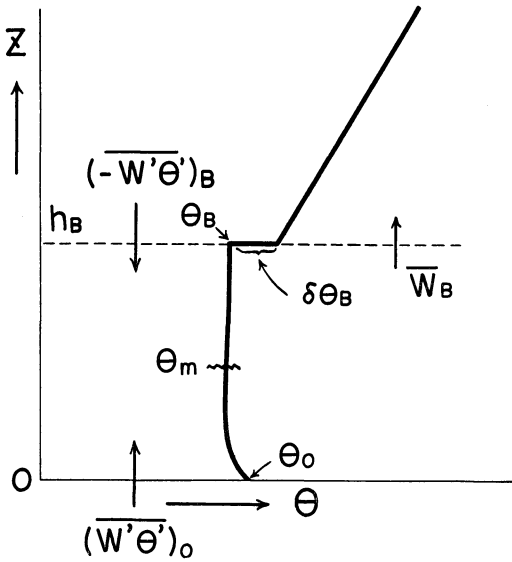
$$\begin{aligned} \frac{u_m}{u_{*0}} &= F'_m \left(\frac{h_B}{z_0} \right), \\ \frac{\theta_m - \theta_0}{\theta_{*0}} &= F'_h \left(\frac{h_B}{z_0}, \frac{h_B}{L} \right) \end{aligned} \quad (32)$$

となり, おのおのは h_B/z_0 と h_B/L の関数で示される。ここで, $h_i = \beta h_B$ ($\beta \approx 0.025$) の仮定が必要である。(32) は (16), (17) に対応し, エクマン層のバルク的な Richardson 数を (18) と類似の表現をすれば, 接地層に対して示したのと全く同じ方法で, u_m , $\theta_m - \theta_0$, z_0 および h_B を与えることにより τ_0 と H_0 を求めることができる。 τ_0 (あるいは地表風) の方向と等圧線のなす角 α_0 は, 定常状態で地表付近で, τ_0 の方向を x とすれば,

$$(\partial p / \partial x)_0 = (\partial \tau_x / \partial z)_0 \quad (33)$$

が成立することに注目してきめる。後述の数値実験の結果 (第7図) は $\tau_x/\rho (= -\overline{u'w'})$ が高さと共に linear に減少していることを示しているが, それを採用すれば, $(\partial p / \partial x)_0$ がわかり, x の方向が等圧線に相対的にわかる。このやり方の長所は, エクマン層内の温度風の影響を考慮する必要がないことである。

さらに, Deardorff は第5節でのべるように, エクマン層の高さは, 今まで考えられていたように, u_{*0}/f に比例する量として準静的に常に決め得るものでなく, 特に不安定な場合は, 逆転層の下限の高さで決まることなどから, h_B を別個に予報すべきことを強調した。彼の



第3図 不安定の場合のエクマン層の温度構造の模式図。

提案した予報式は、

$$\frac{\partial h_B}{\partial t} = \bar{W}_B - \bar{V}_B \cdot \nabla h_B + S + \nabla \cdot (K \nabla h_B) \quad (34)$$

である。右辺第1項は、エクマン層のトップの垂直流による伸縮、第2項は移流項、第3項 S は生成項、第4項は水平的な拡散項を示す。 S としては、

不安定の場合 ($\theta_0 - \theta_m > 0$),

$$S = -(\overline{w'\theta'})_B / \delta\theta_B = \beta' (\overline{w'\theta'})_0 / \delta\theta_B \quad (35)$$

中立および安定の場合 ($\theta_0 - \theta_m \leq 0$),

$$S = \alpha' \left[u_*^3 + 0.006 \frac{g}{\theta_m} (\overline{w'\theta'})_0 h_B \right]^{1/3} - |f| \cdot h_B \quad (36)$$

を用いた。(35)は、貿易風帯の逆転層下の混合層の成長過程についての Lilly (1968) の研究結果を採用したもので、地表面からの熱輸送によりエクマン層が伸張することを表わしている。ここで、 $-(\overline{w'\theta'})_B$ はエクマン層のトップから熱流入を示し、 $\delta\theta_B$ は逆転層の下面に存在する温位のジャンプを示す(第3図)。そして、 $-(\overline{w'\theta'})_B = \beta' (\overline{w'\theta'})_0$ の仮定が用いられている ($\beta' \sim 0.1$)。 (36) は、中立および安定な時、定常状態では h_B が u_*^3/f に比例した量となるという観測事実から、かなり主観的につくられた表現式である。

以上で、Deardorff の取扱い方の大略を述べたが、他のものと較べて、物理像がよりはっきりしており、より

発展性のある方法と考えられる。このモデルは、現在 UCLA の大循環モデルで採用することを検討中である。

4. エクマン層 II-White-box モデル

相似仮説により、エクマン層内の垂直構造まで記述しようとする試みは、多くの研究者により企てられているが、まだ成功していない。従って、最初に述べたように、垂直交換係数を如何にきめるかが焦点になっている。今迄に提出されている交換係数の形は多種多様にわたっているが、それらを整理してみれば2つに大別でき、一つは混合距離の概念を基本にしたものであり、もう一つは純粋に経験的なものである。ここでは、それらをまとめてみると共に、将来に期待したい考え方にも触れて置く。

i) 混合距離モデル

ある空気塊が出発点の性質を保存しつつ、 l だけ移動し、そこで周囲と混合するとする時、この l を混合距離という。ここで、乱流運動のエネルギーを e 、その散逸率を ε 、垂直速度の標準偏差を $\sigma_w (= \sqrt{\overline{w'^2}})$ とすれば、交換係数を K とし、定義から、

$$K = l \cdot \sigma_w \quad (37)$$

が得られ、 $e = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2 \sim \sigma_w$ を考慮すれば、 $K \sim le^{1/2}$ が得られ、さらに次元解析から、

$$\varepsilon \sim e^{2/3} l^{-1} \sim K^3 l^{-4} \quad (38)$$

となる。定常状態における、乱流エネルギーの収支式は、

$$\frac{\tau}{\rho} \left| \frac{dV}{dz} \right| + \frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'} - \frac{d}{dz} \overline{w'e'} = \varepsilon \quad (39)$$

で与えられるが、ここで、 $\tau = \rho K \left| \frac{dV}{dz} \right|$ 、 $\overline{w'\theta'} = -K_h (d\theta/dz)$ 、 $\overline{w'e'} = -K_e (de/dz)$ で示されるとし、 $K_h = \alpha K$ 、 $K_e = \beta K$ とすれば、

$$K\phi^2 = \varepsilon \quad (40)$$

$$\phi = \left[\left| \frac{dV}{dz} \right|^2 - \alpha \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} + \frac{\beta}{K} \frac{d}{dz} \left(K \frac{de}{dz} \right) \right]^{1/2} \equiv \phi_3 \quad (41)$$

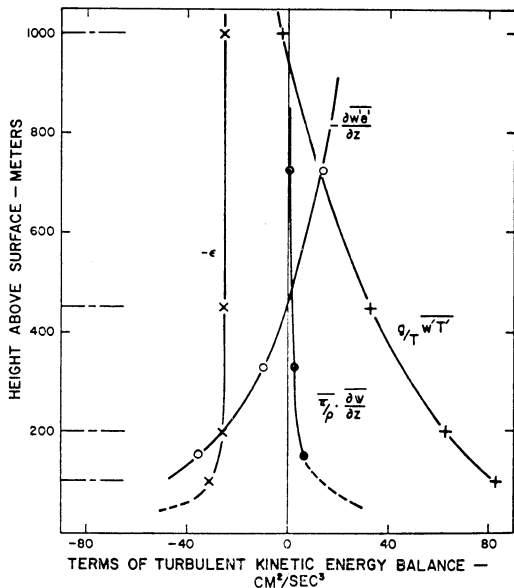
が得られる。(38) と (40) から ε を消去すれば、

$$K = l^2 \phi \quad (42)$$

が求まる。 ϕ の右辺第3項は、乱流エネルギーの垂直輸送の収斂を示す項に対応し、推定が困難なため無視される事が多く、

$$\phi_1 = \left| \frac{dV}{dz} \right|, \quad \phi_2 = \left(\left| \frac{dV}{dz} \right|^2 - \alpha \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} \right)^{1/2} \quad (43)$$

が使われている。中立の時は、他の2項は無視でき、 ϕ_1 を用いてよいが、不安定なエクマン層では、第4図



第4図 不安定なエクマン層における、乱流エネルギーの収支の各項の配分。Lenschow (1970) の観測に依る。

に Lenschow (1970) の測定の一例を示したように、エクマン層の広い範囲で、風のシャアの項より他の2つの項の方が卓越している事に注意すべきで、少くとも ϕ_1 を用いる事は好ましくないであろう。 ϕ_2 は Wu (1965) らによって用いられたが、実際のエクマン層の上半分では不安定な時でも安定成層になっているので ϕ_2 が虚数になる事がある。 ϕ の形が、熱輸送が拡散形式で示し得るとの仮定のもとで得られた事に充分注意すべきである。

以上のように、交換係数は $K=l^2\phi$ か $K\sim l\sigma_w$ で表現したが、次に l や σ_w をどのように評価するかが問題になる。まず l について考察する。

a) 接地層……接地層では、(21) のように K の形が得られているので、 l を求める必要がないが、エクマン層との対比のため示す。(21) と (37) を用い $\sigma_w=u_*\phi_0$ とすれば、 $l=kz/\phi$ が得られる。

b) von Kármán の形式……これは一般形でかくと、

$$l = -k\phi / (d\phi/dz) \quad (44)$$

となり、 $\phi=\phi_1$ として接地層に対して von Kármán が用いたのが最初である。Zilitinkevich-Leichtmann (1965) は、 $\phi=\phi_2$ を、Boyleva et al (1965) は $\phi=\phi_3$ を用い、エクマン層内の風の場の構造について議論し、定

性的には妥当な結果を得ているが (Zilitinkevich et al (1967) 参照)、受け入れがたい結果も出ており、表現の複雑な割には将来性はないように思われる。

c) Blackadar の形式……Blackadar (1962) は von Kármán の形式で観測に合わせる事は困難として、

$$l = k(z+z_0)/(1+kz/\lambda) \quad (45)$$

の表現を提案した。Lettau (1950) らによる解析結果によれば、乱流の空間スケールが150m~300mの高さまででは、大体単調に増加するが、それ以上では一定の値に止まる傾向がある事に基き求められた。(45) は z の小さい時は、 $l\sim k(z+z_0)$ で中立の接地層の式と一致し、 z が大きくなると l は λ に近づく。

Blackadar (1962) は、既存の観測結果を整理して $\lambda=0.00027 V_g/f$ を与えた。Wu (1965) はエクマン層の日変化の観測を説明するには、 λ を $\partial\theta/\partial z$ によって変化させた方がよい事を示した。さらに、彼はエクマン層の長さのスケールとして V_g/f よりも u_{*0}/f の方が好ましい事から、 $\lambda=0.006 u_{*0}/f$ を用いる事をすすめている。

d) 2層形式……接地層とエクマン層に分けて取扱う。接地層に対しては多くの場合 $l=kz/\phi_m$ とする。接地層のトップ (h_i) から、エクマン層のトップ (h_B) までの変化は (1) 一定、(2) 単調に減少して h_B で0となる。(3) 両者の中間、と種々のやり方がなされている。どれが正しいかははっきりとは言えないが、e) の結果を見れば、少くとも (2) は正しくない様に見える。

e) 相似仮説……Clarke (1970 b) は、相似仮説の適用を考え、無次元化された混合距離を、安定度示数 μ と無次元化された高さの関数で表現する事を考えた。即ち、

$$l' = f(z', \mu) \quad l' = l/L_*, \quad z' = z/L_* \quad (46)$$

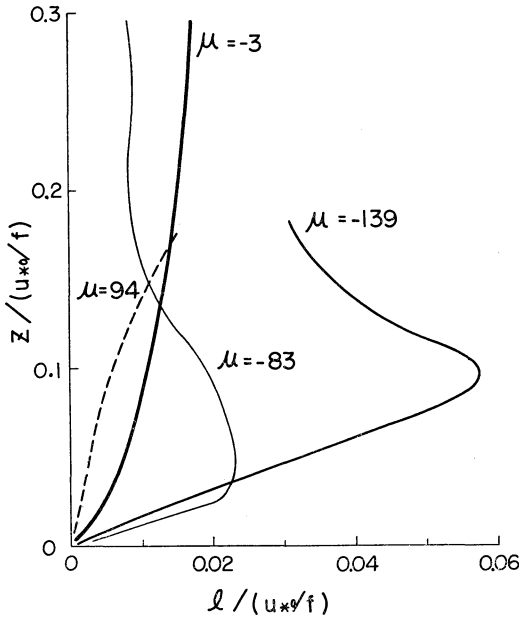
とする ($L_*=u_{*0}/f$)。参考までに、Clarke (1970 a) が観測から得た値を第5図に示す。 $\mu=-3$ は中立に近い場合で、 $\mu=-139$ は非常に不安定な場合の平均曲線である。安定度により、その形はかなり変化し、d) のように一律に決めてしまう事には問題がある。

次に、 σ_w の表現に簡単にふれる。Monin (1959) は

$$\sigma_w/u_* = A[1.0 - (z/L)/\phi_m]^{1/4} \quad (47)$$

を、Panofsky-McCormick (1960) も似たような形を与えているが ($A\sim 1.3$)、Hanna (1968) は Cedar Hill の高さ320mまでの資料に基き、より広い安定度の範囲で適合する式として、

$$\sigma_w/u_* = 1.3(1-7 Ri)^{1/6} \quad (48)$$



第5図 無次元化された混合距離 $l/(u_*^2/f)$ の垂直分布と安定度 μ との関係 (Clarke (1970 a)).

を得た。 R_i は Richardson 数であり、(47), (48) の u_* は $\sqrt{\tau(z)/\rho}$ である。横山・蒲生 (1971) は、これらとは異った表現をとり、エクマン層で

$$\sigma_w = 0.04 |\mathbf{V}g - \mathbf{V}| \quad (49)$$

という、簡単な関係が成立する事を観測から見出している。

以上、 l , σ_w や ϕ の表現の仕方につき述べてきたが、今まで用いられてきた K の形の殆んどは、これらの者の組合せであり千差万別である。Yamamoto *et al.* (1968) は接地層に対する (21) を拡張解釈して $K = ku_* z / \phi_m$ を用いているが、この部類に含まれると考えるとよい。

ii) 経験的表現

混合距離の理論とは、それ程関係なく、対象とする現象をより良くシミュレートするように、経験的に K の形を与えた研究も多く発表されている。ここでは、その代表的なものとして、Fisher-Caplan (1963), Asai (1965) 及び Deardorff (1967) のものを簡単に述べる。

Fisher-Caplan (1963) は、夜間冷却の過程に伴い地表附近に逆転層が生成される事を予報するには、次の形式が都合がよい事を示した。

$$K_h = K_h^* e^{-\alpha(\partial\theta/\partial z)} \quad (50)$$

但し、 K_h^* と α を z の関数として予め与えて置く点

に、かなりの任意性はいってくる。一方、浅井(1965) は日本海における気団変質の現象を対象として

$$K_h = K_h^* \left[1 + \beta \left(\frac{\partial\theta}{\partial z} \right) \right] \quad (51)$$

の形式を与え、 $K_h^* = 10^6 \text{cm}^2/\text{sec}$, $\beta = 5 \times 10^4 \text{cm}/^\circ\text{C}$ とするのが好ましい事を、観測との比較から得ている。

次の小節で述べるように、境界層が全体として不安定である場合でも、エクマン層の大部分は弱い安定層になっており、しかも、顕熱は上向きに輸送されている。このような逆傾度の熱輸送を考慮するための簡便法として Deardorff (1967) は、熱輸送を

$$H = -\rho C_p K'_h \left(\frac{\partial\theta}{\partial z} - \gamma_c \right) \quad (52)$$

のように、critical な温位傾度 γ_c を差引いた形式で表現した。 K'_h の形は、安定の時は浅井と類似のものを、不安定の場合は Fisher-Caplan の形式 (但し α や K_h^* は一定とする) を用いた。 γ_c としては、快晴の時は $0.7^\circ\text{C}/\text{km}$ とし、湿度度を増すに従い湿度断熱の場合の温位傾度に近づくようにしている。

以上で、交換係数推定の現状に一応ふれた。ここで、今迄断片的に述べてきた、エクマン層における逆傾度の熱輸送を問題としたい。不安定なエクマン層というのは、 $H_0 > 0$ または $\theta_0 - \theta_m > 0$ を意味し、エクマン層のすべての高さで成層が不安定である事を意味しない。不安定なエクマン層についての Telford-Warner (1964), Warner-Telford (1967) や Lenschow (1970) らの飛行機観測によれば、地上やく 100m 以上では $\partial\theta/\partial z \sim 0.2^\circ\text{C}/\text{km}$ 内外の弱い安定成層をなしており、しかも、エクマン層のトップに接する 100m 前後の層を除き顕熱は上向きに輸送されている (第4図)。これを普通の形式で表現しようとするとき負の交換係数を与えねばならない。Warner-Telford (1967) の詳しい解析によれば、地表近くの強制対流域の上辺で形成され上昇してゆく thermal が、この熱輸送に寄与していることが推察できる。この thermal は高さ 100m の辺では、やく 200m の直径で、周囲より 1°C 前後暖く、1m/sec の上昇速度をもち、その空間に占める面積比は 0.45 程度である。Telford (1970, 1972) は、この dry thermal を記述するモデルとして、積雲対流の bubble 理論に対応するものを用い、種々の数値積分を行っている。ともかく、不安定なエクマン層を取り扱う場合、 K を用いて得られる等方性乱流的な混合による垂直輸送と、安定成層内に penetrate してゆく thermal による垂直輸送の2つの過程を考える

必要がある。Telford のモデルは非常に複雑で、パラメタリゼーション・モデルとして不適當であり、もし、Deardorff が用いた (52) の表現が可能であれば好都合であるが、その正当性は今後の研究にまたねばならない。

5. 大気境界層の数値実験

大気境界層の乱流特性を、数値実験によりシミュレートしようとする試みが、最近 Deardorff (1970, 1972) により精力的に進められている。数値実験の利点は、

(a) 野外観測では容易に得られない理想的な状態、すなわち、準定常、水平方向の一様性などの条件を容易に与え得る。

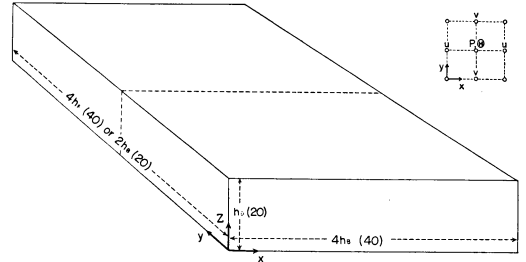
(b) 野外観測では、研究に必要なすべての物理量を測定する事は困難であるが、数値実験では可能である。

(c) 個々の乱流渦の形や運動を具像化できる。

(d) 附加的な外力、特殊な境界条件を与えて数値実験を行うことが出来、境界層に及ぼす、それらの効果を明確にし得る。

3次元乱流場の数値実験は、1965年頃から始められた。例えば、Harlow-Welch (1965) ちに依るものである。それらは、慣性領域の最小乱渦の運動まで記述するようにしていたため、計算機の性能の制限から、比較的ゆるい流れで、小さなレイノルズ数の場合しか取扱えなかった。乱流が充分発達する大きなレイノルズ数の場合は、記述すべき乱渦のスケールの範囲が増大するため、このような取扱いは不可能であると考えてよい。それを可能にするためには、あるスケール以下の運動 (subgrid スケールの運動) をフィルターしてしまい、subgrid スケールの運動が grid スケール以上の運動に及ぼす効果をパラメタライズする方法を取らざるを得ない。乱流場を対象とする時、その効果は、subgrid スケールの運動によるレイノルズ応力の形で現われる。Smagorinsky (1963) は、subgrid スケールの Reynolds 応力を、慣性領域で表現する方式を提案し、大循環モデルに採用し、Lilly (1967) は更にそれを発展させた。Deardorff (1970 a) は、この方式を採用し、室内実験などにより明確にされている、Reynolds 数の大きい乱流的な平面 Poiseuille の流れのシミュレーションを試み、一応の成功を収めた。これに力を得た Deardorff (1970 b, 1972) は、この方式を大気境界層の数値実験に適用し、中立および不安定の場合の乱流構造について多くの興味ある結果を得た。

基本方程式は、Boussinesq の仮定の下での、プリミティブ方程式系であるが、実際に用いられた力学方程式



第6図 数値実験の対象領域を示す模式図、右上の図は、水平面における各種物理量の配置を示す。

系や subgrid スケールの Reynolds 応力の表現式は非常に複雑で、僅かなスペースでの説明は無意味になりかねないので、ここでは割愛する。数値積分の範囲は、第6図のように、高さを h 、地表風の方向 (x 方向) に $4h$ 、それに直角な方向 (y 方向) に $2h$ あるいは $4h$ とする直方体である。そして、 z 方向は20、 x 方向は、40、 y 方向は20または40の格子間隔に分割し、結局、全格子点数は16,000個または32,000個になる。

h としては、不安定の場合は、逆転層の下面の高さ z_i をとり、中立の場合は、 $0.45 L_*$ または L_* にする ($L_* = u_*^2 / f$)。エクマン層内の性質は、エクマン層の高さを h_B とする時、 h_B/L で記述でき、また不安定の場合は $h_B = z_i$ であるとの推論のもとに、 $-z_i/L = 0, 1.5, 4.5, 45$ の4つの条件下で数値実験が行われた。

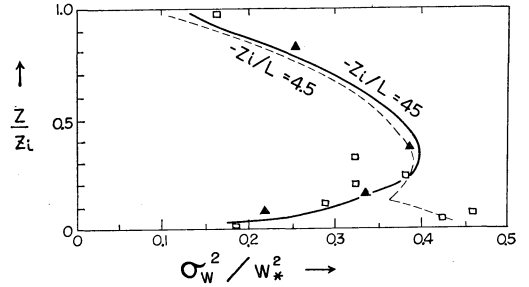
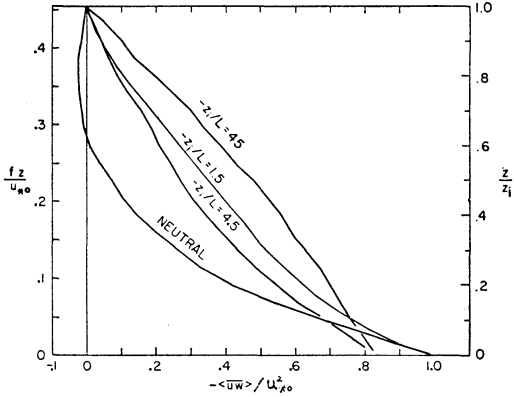
不安定の場合、顕熱の垂直輸送量の分布を知る事が、興味ある問題であるが、そのためには放射過程も考慮しなければならず、非常に取扱いが複雑となるので、第一歩として、Lenschow (1970) ちの観測に基き、

$$\langle \overline{w'\theta'} \rangle = \langle \overline{w'\theta'} \rangle_0 (1 - z/h)^2 \quad (53)$$

のように予め与えた。 $\langle \rangle$ は積分領域での水平面に於ける平均値を意味する。

数値実験により得られた主な結果は、

(a) 大気境界層の高さ……中立および安定の場合、今までの研究では、境界層の高さ h_B は $\alpha' L_*$ ($\alpha' \sim 0.25$) で決められ、さらに不安定の時でも L_* で規定されるであろうと考えられている。数値実験により得られた u 、 v や $\overline{w'w'}$ の垂直分布を見ると、中立の時は $h_B \sim 0.25 L_*$ となるが、不安定の場合は、もはや L_* は意味を失ない、 h_B として逆転層の底の高さ z_i を採用すべきことを示唆している (第7図)。これが真実ならば、不安定な場合の安定度として、 L_*/L ($=\mu/k$) の代りに z_i/L を採用すべきである。



第8図 $(\sigma_w/W_*)^2$ の垂直分布。曲線は数值実験の結果を示し、▲は Lenshow (1970), □は Telford-Warner (1964) の観測結果を示す。

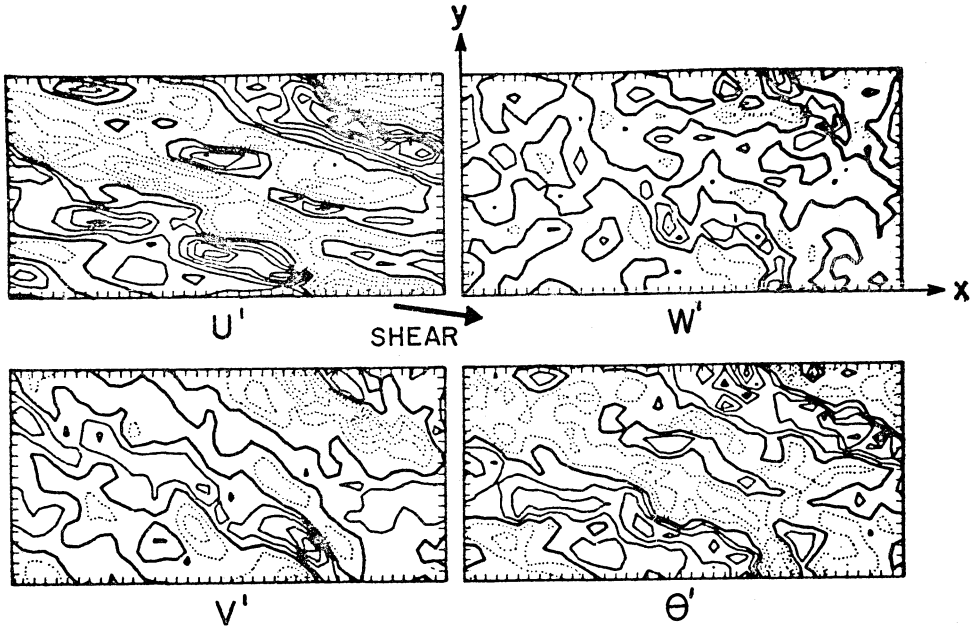
第7図 数值実験によって得られた、 u -成分の運動量輸送 (u_*0^2 で無次元化された) の垂直分布。左側の縦軸、 fz/u_*0 は中立の場合に用い、右側の縦軸、 z/z_i は不安定の場合に用いる。

(b) 運動量の垂直輸送…… $-\langle u'w' \rangle$ は高さと共に大体 linear に減少している (第7図)。そしてその減少率が、中立と不安定の時とで、不連続的に変化しているのは興味深い。(a) でふれたように、中立の時は $0.25 L_*$ の辺で0となるが、不安定の場合 z_i より下層では0となっていない。

(c) 乱流変動のスケール……Monin-Obukhov の長さ $|L|$ は、地表のストレスあるいは u_*0 の影響のおよぶ高さの限界と見做し得る。 $-L$ が 100m 以上になることは稀であるから、 1Km の深さをもつエクマン層の乱流特性に u_*0 が寄与するとは考えにくい。数值実験の結果から、 $-L$ 以上の高さの速度変動や温度変動は、次のような対流速度 W_* および温度スケール T_* :

$$W_* = \left(\frac{g}{\theta} \langle w'\theta' \rangle_{>0} z_i \right)^{1/3} \quad (55)$$

$$T_* = \langle w'\theta' \rangle_{>0} / W_* \quad (55)$$



第9図 中立の場合の $z=0.05 u_*0/f$ における $x-y$ 平面での u', v', w' および θ' の分布の一例、実線は正偏差、点線は負偏差を示す。

で規定し得ることが見出された。 σ_w や σ_T を夫々垂直速度および温度変動の標準偏差とする。第8図に $(\sigma_w/W_*)^2$ の分布を示したが、境界層の下部をのぞいて安定度のかかなり違う2つの曲線が殆んど一致している。また、 σ_w は中層 ($z \sim 0.35 z_i$) で極大となるが、それを $(\sigma_w)_{max}$ とすれば、

$$(\sigma_w)_{max}/W_* = 0.61 \pm 0.02 \quad (56)$$

となり、同じレベルでは

$$\sigma_T/T_* = 1.13 \pm 0.04 \quad (57)$$

が得られる。Telford-Warner (1964) や Lenshow (1970) の観測結果を分析して見ると、殆んど同じ関係が求められた。

(d) シノプチック・パターン……第9図に、中立の場合の、 $z = 0.05 L_*$ における $x-y$ 平面での、 $u' = u - \langle u \rangle$, $v' = v - \langle v \rangle$, $w' = w - \langle w \rangle$ および $\theta' = \theta - \langle \theta \rangle$ の分布を示した。 u' や θ' は下層のシヤアの方向に伸びたパターンとなっているが、 w' にはそのような傾向は見られない。図には示さないが、 $z_i/L = -1.5$ になると w' も elongation を示し、 θ' との間により相関をもつようになる。さらに不安定になり、 $z_i/L = -45$ になると、規則だった elongation は消滅し、パターンはばらばらとなり、自由対流的な thermal により占められることがわかる。

(e) plume の形成……不安定度が強くなると、地表附近に thermal が現れ、上層へ伸張しつつ生長してゆくが、その基部は地表附近から離れない。このことは、不安定エクマン層の thermal は bubble と見るよりも、plume として取扱うべきことを示唆している。エクマン層の上半分の平均的温位傾度は (Deardorff, 1970 c),

$$\partial\theta/\partial z = 1.3 T_*/z_i \quad (58)$$

であることが、数値実験で得られている (T_* , z_i の典型的な値に対して、 $\partial\theta/\partial z = 0.1 \sim 0.2^\circ\text{C}/\text{km}$ となる) が、この安定成層での熱の上向き輸送は、このような thermal によることは明らかである。

以上、種々興味ある結果が得られているが、まだ不十分である。この数値実験は一例を行なうのに、CDC 6600 でやく40時間も費消するため、それ程多くの case の計算をなし得ないのが現状であるが、今後の問題として、

(a) 平均的な熱輸送量の垂直分布を予め与えるという弱点を除くこと。

(b) 積分区域の上限を、逆転層の下面よりかなり高い所に置き、エクマン層と逆転層との関連性を明確にす

る。

(c) 水蒸気も explicit に取扱う事。

(d) 格子間隔をせばめ、積分区域を拡大し、記述し得る乱流渦のスケールの範囲を広げる。

かかる数値実験は、エクマン層の機構解明のための強力な手段となることは明らかで、今後の発展に期待したい。

文 献

- 1) Asai, T., 1965: A numerical study of the air-mass transformation over the Japan Sea in winter. *J. Met. Soc. Japan*, SII, **43**, 1-15.
- 2) Blackadar, A. K., 1962: The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **67**, 3095-3102.
- 3) Blackadar, A. K., and H. Tennekes, 1968: Asymptotic similarity in neutral barotropic atmospheric boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1015-1020.
- 4) Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley, 1971: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.
- 5) Charnock, H., 1967: Flux-gradient relations near the ground in unstable conditions. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **93**, 97-100.
- 6) Clarke, R. H., 1970 a: Observational studies in the atmospheric boundary layer. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **96**, 91-114.
- 7) ———, 1970 b: Recommended methods for the treatment of the boundary layer in numerical methods of the atmosphere. *Australian Met. Mag.*, **18**, 51-73.
- 8) Csanady, G. T., 1967: On the resistance law of a turbulent Ekman layer. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 467-471.
- 9) ———, 1972: Geostrophic drag, heat and mass transfer coefficients for the diabatic Ekman layer. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 488-496.
- 10) Deardorff, J. W., 1967: Empirical dependence of the eddy coefficient for heat upon stability above the lowest 50 m. *J. Appl. Meteor.*, **6**, 631-643.
- 11) ———, 1970 a: A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds number. *J. Fluid. Mech.*, **41**, 453-480.
- 12) ———, 1970 b: A three-dimensional numerical investigation of the idealized planetary boundary layer. *Geophys. Fluid. Dyn.*, **1**, 377-410.

- 13) ———, 1970 c: Preliminary results from numerical integrations of the unstable planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1209-1211.
- 14) ———, 1972: Parameterization of the planetary boundary layer for use in general circulation models. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 93-106.
- 15) ———, 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 91-115.
- 16) Dyer, A. J., 1968: An evaluation of eddy flux variation in the atmospheric boundary layer. *J. Appl. Meteor.*, **7**, 845-850.
- 17) Fisher, E. L., and P. Caplan, 1963: An experiment in numerical prediction of fog and stratus. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 425-437.
- 18) Gill, A.E., 1968: Similarity theory and geostrophic adjustment. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **94**, 586-588.
- 19) Harlow, F.H., and J.E. Welch, 1965: Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Phys. Fluids*, **8**, 2182-2189.
- 20) Hanna, S.R., 1968: A method of estimating vertical eddy transport in the planetary boundary layer using characteristics of the vertical velocity spectrum. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1026-1033.
- 21) Kazansky, A.B., and A.S. Monin, 1961: On the dynamical interaction between the atmosphere and the earth's surface. *Bull. Acad. Sci. USSR, Ser. Geophys. No.5*, 786-788.
- 22) Lenshow, D.H., 1970: Airplane measurements of planetary boundary layer structure. *J. Appl. Meteor.*, **9**, 874-884.
- 23) Lettau, H. H., 1950: A re-examination of the "Leipzig wind profile" considering some relations between wind and turbulence in the friction layer. *Tellus*, **2**, 125-129.
- 24) ———, 1959: Wind profile, surface stress and geostrophic drag coefficient in the atmospheric surface layer. *Adv. Geophys.*, **6**, Academic Press. 241-254.
- 25) Lilly, D.K., 1967: The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. *Proc. IBM Sci. Computing Symp. on Environmental Sci.*, IBM Form No. 320-1951, 195-209.
- 26) ———, 1968: Methods of cloud-topped mixed layers under a strong inversion. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **94**, 292-309.
- 27) Lumley, J.L., and H.A. Panofsky, 1964: The structure of atmospheric turbulence. Interscience Publishers, 239 pp.
- 28) Monin, A., 1959: Smoke propagation in the surface layer of the atmosphere. *Advances in Geophysics*, **6**, Academic Press, 331-344.
- 29) Panofsky, H., and R. McCormick, 1960: The spectrum of vertical velocity near the surface. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **86**, 495-503.
- 30) Sheppard, P. A., 1970: The atmospheric boundary layer in relation to large-scale dynamics. *The Global Circulation of the Atmosphere. Roy. Met. Soc.*, 91-112.
- 31) Smagorinsky, J., 1963: General circulation experiments with the primitive equations: 1, The basic experiment. *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 99-164.
- 32) Swinbank, W. C., 1968: A comparison between predictions of dimensional analysis for the constant flux layer and observations in unstable conditions. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **94**, 460-467.
- 33) Telford, J. W., 1970: Convective plume in a convective field. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 347-358.
- 34) ———, 1972: A plume theory for the convective field in clear air. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 128-134.
- 35) Telford, J. W., and J. Warner, 1964: Fluxes of heat and vapor in the lower atmosphere derived from aircraft observation. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 539-548.
- 36) Warner, J., and J.W. Telford, 1967: Convection below cloud base. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 374-382.
- 37) Wu, S. S., 1965: A study of heat transfer coefficients in the lowest 400 meters of the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **70**, 1801-1807.
- 38) Yamamoto, G., and A. Shimanuki, 1966: Turbulent transfer in diabatic conditions. *J. Met. Soc. Japan*, **44**, 301-307.
- 39) Yamamoto, G., N. Yasuda and A. Shimanuki, 1968: Effect of thermal stratification on the Ekman layer. *J. Met. Soc. Japan*, **46**, 442-455.
- 40) 横山長之・蒲生 稔, 1971: 大気境界層における構造模型. 1971年春季大会講演予稿集, 日本気象学会, p 53.
- 41) Zilitinkevich, S.S., D.L. Laikhtman and A.S. Monin, 1967: Dynamics of the atmospheric boundary layer. *Izv. Acad. Sci., USSR, Atmos. and Ocean Phys.*, **3**, 170-191.

プラネタリー境界層の計測方法*

光 田 寧**

1. はしがき

プラネタリー境界層の研究は気象学の他の分野に比べて立ち遅れている面が非常に多い。そしてその原因はそこでの現象に関する知識があまりにも少ないということによっている。それなら、なぜ地上からただかだか1000mぐらいしか離れていないこの範囲での現象の知識が充分得られないのかということが不思議に思われるが、それは、この層の中での現象に関する知識が実際にそれほど要求されることが少なかったし、また気象学者の興味をあまり引かなかったということにも増して、現象を必要な精度で計測することが困難であるということが大きな原因であろう。しかし、近年になってプラネタリー境界層そのものが気象学者の興味を引くようになって来たこと、さらに実際の面からもその知識が要求されるようになり始めたためもあるとその研究が本格的に行なわれるようになって来た。ここではその計測方法の問題点について述べる。

2. プラネタリー境界層の計測

プラネタリー境界層内での現象の研究は接地気層内の現象を研究する micro-meteorology と自由大気中の小規模な現象を研究する meso-meteorology の2つの研究分野の中間にあり時には topo-meteorology と呼ばれている。そして研究の手段においても両者の中間にあり接地気層の研究方法を用いて見たり、自由大気中の手段が用いられたりしている。しかし、それらがいずれもうまく行かないのは、このプラネタリー境界層は高さが少し高くなるため接地気層のように地面に固定した観測手段で測定することは困難であること、それにもかかわらずその測定結果を解析する必要上からは高い測定精度および時間空間的分解能が要求されるために、自由大気中の現象を測定するのに用いられている方法をそのまま用いるには問題があるという点にあると言える。

接地気層においては現象は地面に非常に近いところで生じるからそのスケールはおのずから高さによって束縛され、また薄い気層であるから比較的早く定常の状態に達する。従って、測定は比較的簡単に一様にかつ定常とい

う条件を満たすものとして行なうことが出来る。しかも容易に地上から手がとどくので色々な測定手段を自由に用いることが出来る。それに反してプラネタリー境界層はまず容易に地上から手がとどかないという問題があると共に現象が定常の状態にあるかどうかの判断が困難であり、また海洋上や大平原の上を除けば様な状態とも考え難いという場合が多い。従ってどのような時にどのように測定したら良いのかという計測方法の問題が別にある。このような点から自由大気中の現象を調べる場合のように数時間毎に1回気球を上昇させてその通過時に測定するという方法では、スケールが数百 km 寿命時間が何日というような現象の測定には問題がなくても、境界層のように自由大気中の現象に比べれば、高さが 1km 程度で、スケールが小さく、寿命の短い現象に対しては適当な方法とは言えない。

従ってプラネタリー境界層においては自由大気中に近い条件の下で、接地気層で行なわれているような内容の計測を行なわねばならないというところに大きな問題がある。

3. 現在用いられている測定方法

プラネタリー境界層の計測方法として考えられるものを要約すると次のようになる。すなわち、まず大きく見れば測定したい要素を直接測定しようという方法、すなわち直接測定と、その測定したい現象によって生じる他の現象を媒介として測定しようとする間接測定とがある。さらに、直接測定にも感部を直接測定したいところに持って行って測定する現場測定と離れた地点から測定する遠隔測定とがある。このうちでも現在多く用いられているのは、従来の気象計測法がそのまま利用出来る直接、現場測定である。この場合、計測器そのものは従来から用いられているもの、あるいはそれを多少改良したものが用いられているが、それを測定点に持って行く手段、すなわち platform の違いによってまた色々な方法に分類出来る。

非常に高い観測塔を用いるのが最も確実な手段であり、現在までに確立された測定方法をそのまま用いることが出来、しかも、長時間にわたって他の条件に妨げられることなく観測出来る点で優れている。しかし、高い塔を観測用に建てるということは経済的な面で制約が多

* Measurements of the Planetary Boundary Layer

** Y. Mitsuta 京都大学防災研究所

く、結局他の目的のために建てられたものを利用するということになり、観測を行ないたいところで観測が出来ないという難点がある。現在 400m あるいはそれ以上の高さで気象観測の行なわれている塔はいずれもテレビ塔で、それもソ連と米国に数ヶ所あるだけである（例えば、Carter (1970)）。このような塔を利用した場合、風向によっては計測器が風上側の塔自身の作った乱れの領域に入って正しい測定が出来なくなることがあるので取り付けには注意を要する。塔の観測については Byzova (1963) の本に詳しく説明されている。

塔にかわるものとして多く用いられているのがけい留気球である。これによれば数 10 kg までの計測器を 1000m ぐらいの高さにまで上げることが出来る。気球は風による動揺を出来るだけ少なくし、安定性を増すため揚力の大きな空気力学的形状に作られており、風速の増大とともに揚力が増加し高く揚がろうとする結果風下側に流されることが少なくなるように作られている。それでも実際には風によって動くことを止めるのは不可能であり、また風が強くなると危険になって測定が不可能となるなど難点が多い。また測定器の重量の制限、信号の伝達方法の制限などのため精密で長時間にわたる観測を行なうのは非常に難しい。風が強い時には凧がかわりに用いられることもある。けい留気球については中島 (1971) の論文に、それによる測定例については Yokoyama (1972) に詳しい。

自由気球を用いて境界層を測定しようという考えも多く実行されている。ただ自由大気の場合と異って、高度その他の測定値に高い精度が要求される。そして高度分解能を上げるために上昇速度を小さくすることが多い。ただこの方法ではどうしても測器を極端に軽くする必要があり、測定精度を良くすることが困難である。また、時間変動のはげしい境界層の中を気球が一度通過した時の測定値のみで境界層のある時刻の性質を知ったことになるのかどうかにも疑問があり、測定精度を良くするだけで問題が解決する訳ではない。一方、自由気球を力が掛かっても伸びない膜で作り、かつ内圧を高くすることによって気球の密度が周囲条件にかかわらず一定になるようにし、大気中の一定密度面に浮遊させるようにした定高度気球が観測に用いられることもある。ただ必要な高度にその気球を持って行くためには飛行機を用いたり上昇用の気球を用いたりする必要がある。飛行機観測に用いられるドロップゾンデと同様に落下傘につけた計測器を回収再使用可能な小型ロケットで数 100 m

の高さに打ち上げて測定をすることも行なわれている。

以上の測定方法では地上で大規模な装置を置かねばならず機動性に乏しい。これを補うために考えられたのが航空機を用いて境界層の測定を行なうことである。この場合測定用プラットフォームが早い速度で動き、また動揺のはげしいので計測方法は特殊なものを用いなくてはならないが、かなり重量のある計測器を測定者と共に現場に持って行くことが出来る点非常に便利である。特に最近ではドップラー航法装置や慣性航法装置などが進歩して航空機の位置や運動が正確に測定出来るようになったので、航空機で風の平均分布まで測定出来るようになっている。また、平らなところであれば地上 10m ぐらいまで飛行可能であり、種々の利用法がある。最新の航空機による観測法については Lenschow (1972) の論文に詳しい。

4. 間接測定法

上に述べた従来から用いられている方法は、いずれも測定器を測定しようとする位置に持っていかねばならない。しかし、塔やけい留気球は機動性に乏しいし、航空機は夜間など危険な条件では飛行出来ない。従って、どのような条件においても、いつでも簡単に上空の様子を知ることの出来る方法が必要である。そのためには、いちいち測定器を上空に持ち上げる手段を考えるよりも地上から間接に測定を行なうことを考える方が確実である。また、そのための方法も最近の技術の進歩によってかなり可能になって来つつある。

間接測定で最も一般的で現在も用いられているものにレーダの利用がある。境界層の研究への応用としてはドップラーレーダによる風速分布の測定が考えられ研究されている（小平および立平 (1972) 参照）。ただこの方法の問題点は何か空中に電波を反射するものがあり、それが風と共に動いている場合に限って測定が可能となることである。反射体は自然の雨滴あるいは雪片の他に人工的に撒いた金属片などが用いられている。たとえば Boucher and Ottersten (1971) は雪片からの反射を用いてプラネタリー境界層の中での風の測定を行ない、風の乱れのスケールは約 300m で、振幅が高さと共に減少するような波状の変動を示しており、地形によって生じた波動であると考えられる。また、安定な気層中での風の分布は非常に長い間持続し、極端な場合には 9 km ほど流れる間その特色を保っていたということを報告している。

また、いつでもレーダ観測を可能とするために、強力な音波を出して空気密度の粗密を作り空洞共振と同じ原

理で電波を反射させようという試み (Electro Magnetic ACoustic probe, EMAC) もある。このためには丁度電波の波長が音波の倍になるような音を出せば良く、音波の波長はその場所の気温で決定されるから、どちらかの周波数を変えて反射率の変化を調べることににより、気温の遠隔測定も出来ることになる。このような点では理想的な可能性を持った測定法であるが、まだ強力な音波を出すことに問題点があって実験の域を出ない。

一方、電波のかわりに光を用いるレーザーレーダを用いる方法も考えられている。光は空中のエアロゾルからも多少は反射して来るので測定制限は少い。レーダと同様ドップラー周波数の検出も考えられているが、いまだ野外での利用には至っていない。しかし、普通の型のレーザーレーダでも気温の逆転層からの反射がはっきりと見られることから間接的に境界層の構造を調べることは今日多く用いられ始めている。

音波は空中の温度の変化層や風速の差のあるところから良く反射してくるので、電波や光を用いるのよりもずっと下層大気の測定に適しているという考えもある。そして音響レーダによってプラネタリー境界層の観測を行なおうとする試みが最近なされるようになって来た。現在は反射波がどのようなものであるかということが研究されている段階であるが、風速、気温などの測定の可能性については NCAR のレポート (1971) に詳しい。

また、人工衛星に利用するために進歩した、放射を利用する測定法も地上から用いることができる。ただ、人工衛星上で用いるよりは地上で用いる方が周囲環境などの点から困難が多いが、赤外放射を用いた水蒸気分布の測定、 N_2 ガスの波長 5 mm の電波の放射から気温分布を測定するための Radiometric Thermasonde (Hosler and Lemmons (1972)) などが研究されている。しかしいまだに実用段階には至っておらず、将来の研究手段である。

上に述べたような遠隔測定法はいずれもかなり複雑な装置を用いねばならないが、もっと簡単に測定できる地上での気象要素の変動から上空のプラネタリー境界層中で生じている現象を間接的に調べようとする試みもある。その一つの例は Hooke et al. (1972) の述べている微気圧計観測網でとらえた気圧変動と、その中央に置かれた音響レーダの高さ数 100m のところのエコーの変動とが良い一致を示している測定結果である。また、地表での風速の変動の様子とプラネタリー境界層の性質との関係を調べようという試みもある (石崎他 (1969))。

5. 計測上の問題点

以上に述べたのは計測器そのものに関連したことであるが、プラネタリー境界層の研究のために解決せねばならない計測上の今一つの問題点としては、先きにも少し触れたとおりこれらの計測器を用いてどのように測定するかということである。例えば、1時間に1回だけ気球を飛ばせるだけでかなり広い範囲にわたる境界層の性質を知ることが出来るのか、それとも常に飛行機を飛ばせておかねばならないのか、塔を用いるとしたら何分間の平均値をとれば良いのかといった種類の問題である。このような問題は本当に境界層の性質が解ってしまわなくてはならない問題であると言えればそれまでであるが、何らかの予測からそれを決定しなければ実験が出来ない。特にプラネタリー境界層においては日変化に伴う時間変化を無視することができず、また、定常に達するまでの時間すなわちいわゆる response time もかなりの長いものと見なければならぬ。このためある時刻の状態を示すのに、どれくらいの長さの平均値を取れば良いのか、また、それを平衡状態にあると考えて良いのかということは決定し難い。また、接地気層と異って平均的な運動は水平であると簡単に考えることも出来ない。それに水平方向の一様性についての研究も充分ではない。この一様性については地表の条件のみでなく上部の境界条件、すなわち自由大気中の雲の分布などについても考えなくてはならない。

このようにプラネタリー境界層の計測にはあまりにも困難な問題が多い。しかし、知識の集積の乏しい今日においては多少の問題はあっても出来るだけ多くの測定結果を集めることに努力しなくてはならないことは明らかである。

参考文献

- Boucher, R. J. and H. Ottersten, 1971: Doppler radar observation of wind structure in snow, *J. Applied Meteor.*, Vol. 10, pp. 228-233.
- Byzova, N. L., 1963: Investigation of the bottom 300-meter layer of the atmosphere, Moscow (English translation by IPST, Jerusalem, 1965, 111 p.).
- Carter, J. K., 1970: The meteorologically instrumented WKY-TV tower facility, NOAA Technical Memorandum, ERLTM-NSSL, No. 50.
- Hook, W. H., J. M. Young and D. W. Beran, 1972: Atmospheric waves observed in the planetary boundary layer using an acoustic sounder and a microbarograph array, *Boundary-Layer*

Meteor., Vol. 2, pp. 371-380.

Holer, C. R. and T. J. Lemmons, 1972: Radiometric measurement of temperature profiles in the planetary boundary layer, J. Applied Meteor., Vol. 11, pp. 341-348.

石崎澁雄, 光田 寧, 佐野雄二, 1969: 風速変動の長周期成分について(2), 京都大学防災研究所年報, 第29号A, pp. 227-235.

小平信彦, 立平良三, 1972: 気象ドップラーレーダ, 気象研究ノート, 第112号, pp. 129-171.

Lenschow, D. H., 1972: The measurement of air velocity and temperature from an aircraft as applied to NCAR Buffalo measuring system, NCAR Tech. Note, PPR-74.

中島正一, 1971: 係留気球について, 研究時報, Vol. 23, pp. 37-50.

NCAR Facilities Laboratory, 1971: Remote sensing with sound waves, Facilities for Atmospheric Research, No. 18, pp. 3-11.

接地層における乱流輸送*

根 本 茂**

1. ま え が き

接地層とは運動量, 顕熱, 水蒸気(潜熱)の鉛直方向のフラックス(流束)が近似的に一定と考えられる, 地表面から数10m位までの気層をいい, この気層における前記各フラックスを広域にわたって精度よく推定することは, 数値予報モデルの境界条件を定量的に明確にするうえで非常に重要である. 従って, ここでは接地層における鉛直方向のこれらフラックスの推定方法の問題を取りあげることにする. これに関連しては既に竹内(1968, 1972)の概説があるので, 屋上屋を重ねる感じもするが, 最近の BOMEX の結果を参考にしながらわれわれの研究結果を含めて述べてみたいと思う.

2. 運動量, 顕熱, 水蒸気のフラックス

いま, 運動量, 顕熱, 水蒸気のフラックスをそれぞれ τ , H , E によって表わすとすると, これらは各々次のようにいろいろに表現できる.

運動量のフラックスは,

$$\tau = -\rho \overline{u'w'} \quad (\text{M} \cdot \text{I})$$

$$= \rho v_*^2 \quad (\text{M} \cdot \text{II})$$

$$= \rho C_D U^2 \quad (\text{M} \cdot \text{III}-1)$$

$$= \rho \kappa^2 \frac{(U_2 - U_1)^2}{\left[\ln \frac{z_2}{z_1} - \{\phi_M(z_2) - \phi_M(z_1)\} \right]^2} \quad (\text{M} \cdot \text{III}-2)$$

顕熱のフラックスは,

* Turbulent Fluxes in the Surface Layer

** S. Nemoto 気象研究所

*** (M・II) の式を用いると α は $\alpha^{7/6}$ となる筈であるが実測値と合わせるため Pondらは便宜的に (M・II) の α を 1 としている.

$$H = \rho - c_p \overline{w'T'} \quad (\text{H} \cdot \text{I})$$

$$= -\rho c_p \kappa v_* T_* \quad (\text{H} \cdot \text{II})^{**}$$

$$= -\rho c_p \alpha (\kappa z)^{2/3} N_T^{1/2} (\varepsilon - B)^{1/6} \quad (\text{H} \cdot \text{III}-1)$$

$$= \rho c_p c_T U \Delta T \quad (\text{H} \cdot \text{III}-1)$$

$$= -c_p \rho \kappa^2 \frac{(U_2 - U_1)(T_2 - T_1)}{\left[\ln \frac{z_2}{z_1} - \{\phi_M(z_2) - \phi_M(z_1)\} \right] \left[\ln \frac{z_2}{z_1} - \{\phi_H(z_2) - \phi_H(z_1)\} \right]} \quad (\text{H} \cdot \text{III}-2)$$

水蒸気のフラックスは,

$$E = \rho \overline{w'q'} \quad (\text{E} \cdot \text{I})$$

$$= -\rho \kappa v_* q_* \quad (\text{E} \cdot \text{II})^{***}$$

$$= -\rho \alpha (\kappa z)^{2/3} N_q^{1/2} (\varepsilon - B)^{1/6} \quad (\text{E} \cdot \text{II})^{***}$$

$$= \rho C_q U \Delta q \quad (\text{E} \cdot \text{III}-1)$$

$$= -\rho \kappa^2 \frac{(U_2 - U_1)(q_2 - q_1)}{\left[\ln \frac{z_2}{z_1} - \{\phi_M(z_2) - \phi_M(z_1)\} \right] \left[\ln \frac{z_2}{z_1} - \{\phi_E(z_2) - \phi_E(z_1)\} \right]} \quad (\text{E} \cdot \text{III}-2)$$

そして, (M・I), (H・I), (E・I) の関係式を用いて各フラックスを推定する方法は Eddy correlation method (渦相関法), (M・II), (H・II), (E・II) による方法は Dissipation method (逸散法とでもいえばよいのであろうか), (M・III), (H・III), (E・III) による方法は Aerodynamic method (空気力学的方法) と呼ばれており, Aerodynamic method にはバルク法, 傾度法といわれる方法などがある. このほか, また, エネルギー収支による方法もあるが, 海面上ではこれによって H あるいは E を推定することは非常に困難であり, この方法についての説明は省略することにする.

次にこれらの方法についてももう少し詳しく述べることにしたいが、それに先き立って前記の各記号の意味を一括して記しておく。

ρ : 空気の密度,

u' : x 方向の風速の変動 (流れの方向に x 軸をとる),

w' : z 方向の風速の変動 (高さ方向に z 軸をとる),

v_* : 摩擦速度,

κ : von Kármán constant

z : 高さ,

ε : 乱れのエネルギーの逸散率,

$$B = g \left(\frac{w' T'}{T} + \frac{T}{273} \times 0.47 \times 10^{-3} \frac{w' q'}{g} \right)$$

(浮力によって発生した乱れのエネルギー)

T' : 気温の変動,

T : 平均気温,

q' : 湿度の変動,

g : 重力の加速度,

$\alpha = (1 - 10 R_i)^{1/4}$, 気層の安定度を考慮した場合の風速, 気温, 湿度の勾配に対する correction factor, 後出の ϕ_M , ϕ_H , ϕ_E に対応する.

R_i : Richardson number,

C_D : 抵抗係数,

U : 基準高度における水平方向の平均風速,

U_1 : 高さ z_1 における水平方向の平均風速,

U_2 : 高さ z_2 における水平方向の平均風速,

c_p : 空気の定圧比熱,

T_* : scaling temperature,

N_T : 気温の変動に関する逸散率 (ε に対応する),

C_T : 顕熱の輸送係数 (C_D に対応する),

ΔT : 表面温度と基準高度気温の差,

T_1 : 高さ z_1 における平均気温,

T_2 : 高さ z_2 における平均気温,

q_* : scaling humidity,

N_q : 湿度の変動に関する逸散率 (ε に対応する),

C_q : 水蒸気の輸送係数 (C_D に対応する),

Δq : 表面の湿度と基準高度湿度の差,

q_1 : 高さ z_1 における平均湿度,

q_2 : 高さ z_2 における平均湿度,

ϕ_M : z/L の普遍関数. 風速分布におよぼす気層の安定度の影響で, 対数分布からのズレに対応する,

ϕ_H : z/L の普遍関数. 気温分布におよぼす気層の

安定度の影響で, 対数分布からのズレに対応する,

ϕ_E : z/L の普遍関数. 湿度分布におよぼす気層の安定度の影響で, 対数分布からのズレに対応する,

$\phi_M(z_1)$: $z=z_1$ における ϕ_M の値, ほかも同様,

L : Monin-Obukhoff length.

3. Eddy correlation method.

風速, 気温, 湿度の変動を測定し, (M·I), (H·I), (E·I) の関係を用いて直接フラックスを求める方法である。まず運動量のフラックスについてみると, 周波数の高い領域の乱れは等方性となり, u' と w' との間には殆んど相関がなく, cospectrum の値は非常に小さくなる。これに反して, 周波数の低い領域では covariance への寄与は大きい。従って, 各成分自身の測定の場合に比較して測器の感度は 1/10 程度でよいことになる。顕熱, 水蒸気のフラックスの測定の場合も事情は殆んど同じである。約 $3 Hz$ の周波数まで測定できればフラックスの測定には充分であると考えられる。(Pond et al., 1971).

測器としては, 超音波風速計, 白金抵抗温度計, 非常に小さい熱電対を用いた乾湿計, α -Lyman humidityometer, 露点湿度計などが用いられている。しかし, covariance を計算する場合, 問題にしている 2 つの成分の測定に際しては, それらの測器の時定数をそろえておく必要がある。船やブイあるいは航空機などで測定する場合は動揺補正をしなければならない。

4. Dissipation method.

中立に近い状態では, 力学的乱れのエネルギーの発生割合は同じ高さにおけるその逸散の割合に等しいと仮定し, 更に風速の対数分布を仮定すると,

$$\tau = \rho [\kappa \varepsilon z]^{2/3} \quad (4.1)$$

と表わされる。従って, ある高さ z で ε を求めることができれば, 運動量のフラックス τ は求められる。ところで, ε を求めるのに主に次の 2 つの方法が用られる。

1) 乱れのエネルギー・スペクトルを利用する。

すなわち, u 成分の乱れのエネルギー・スペクトル関数を $F_u(k)$ とすると, inertial subrange (慣性領域) では,

$$F_u(k) = K' \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (4.2)$$

と表わされる。ここに, K' は 1 次元 Kolmogoroff constant で, Pond et al. (1971) は BOMEX の観測結果

を整理する際に、0.55を用いている。\$k\$ は波数で、\$k=2\pi f/U\$ (\$f\$ は周波数、\$U\$ は平均風速) である。従って、乱れの高周波領域の測定を行なって \$F_u(k)\$ を求めれば、(4.2) から \$\epsilon\$ が求まる。

2) 構造関数を利用する。

すなわち、inertial subrange における 2 次の構造関数は、

$$D_{uu}(r) = \overline{[u(x+r) - u(x)]^2} = 4.02 K' \epsilon^{2/3} r^{2/3} \quad (4.3)$$

と表わされる。但し、\$r = -Ut\$ は観測点間の距離で \$t\$ は時間を表わす。\$r\$ だけ離れた流れの方向の 2 点で観測を行ない上式を利用すると \$\epsilon\$ が求められる。

Busch と Panofsky (1968) および Wyngaard と Coté (1971) の乱れのエネルギー収支についての最近の研究によれば、浮力の影響を考慮して、\$\epsilon\$ の代わりに \$\epsilon - B\$ を用いているので、ここでも、(M・II)、(H・II)、(E・II) の関係式には浮力の影響を考えたものを採用しておいた。Miyake et al. (1970) によれば浮力の影響の補正は平均して約 5% 位である。

顕熱、水蒸気のフラックスもまたこの方法で推定することができる。すなわち、顕熱のフラックスの場合、inertial-convective subrange で、

$$F_T(k) = B'_T N_T \epsilon^{-1/3} k^{-5/3} \quad (4.4)$$

$$D_{TT}(r) = \overline{[T(x+r) - T(x)]^2} = 4.02 B'_T N_T \epsilon^{-1/3} r^{2/3} \quad (4.5)$$

と表わされる。従って、(4.2) か (4.3) によって \$\epsilon\$ を求め、上式の (4.4) か (4.5) のいずれかを用いて、\$\alpha\$ と \$B\$ がわかっているならば (中立に近い場合は \$\alpha \approx 1\$ で \$B\$ は無視できる)、(H・II) より顕熱のフラックス \$H\$ が求まる。但し、\$B'_T\$ は温度の変動に対する Kolmogoroff constant を表わし、Pond et al. (1971) は 0.8 を採用しているが、まだ確定的ではない。

一方、水蒸気のフラックスの場合も同様にして、

$$F_q(k) = B'_q N_q \epsilon^{-1/3} k^{-3/3} \quad (4.6)$$

$$D_{qq}(r) = \overline{[q(x+r) - q(x)]^2} = 4.02 B'_q N_q \epsilon^{-1/3} r^{2/3} \quad (4.7)$$

のいずれかを用いて、\$N_q\$ が求められ、従って、(E・II) により水蒸気のフラックス \$E\$ が求まる。但し、\$B'_q\$ は水蒸気の変動に対する Kolmogoroff constant を表わし、顕熱の場合と同じく、Pond et al. (1971) は 0.8 の値を採用しているが、同様にまだ確定的な値ではない。

この Dissipation method は気温と湿度の勾配に対しては correction factor \$\alpha\$ をつけるが、風速の勾配に対

してはつけないなど、実際に使用する場合多少経験的要素を入れ、仮定も入っており、正確な Kolmogoroff constants がまだ決定されていないが、Eddy correlation method に比較して簡単であり、且つ、障害物のため多少流れが歪められている場合やプラットフォームが動いている場合においても用いることができる点に魅力がある。

高周波領域の測定を行なわなければならないので、熱線風速計など時定数の非常に小さい測器を使用する必要がある。

5. Aerodynamic method

この方法は平均値を用いる方法で、実的な面からすると、(M・III-1)、(H・III-1)、(E・III-1) の関係を利用するいわゆるバルク法が有効である。しかし、問題なのは、運動量、顕熱、水蒸気の輸送係数 \$C_D\$、\$C_T\$、\$C_q\$ としてどのような値を採用すればよいかということである。Roll (1965) は中立からあまり離れていない状態では \$C_D \approx C_T \approx C_q\$ と考えてよいといっているが、自然の状態がいつもこのような状態にあるとは限らない。

次にこれまでで得られている \$C_D\$、\$C_T\$、\$C_q\$ の値のい

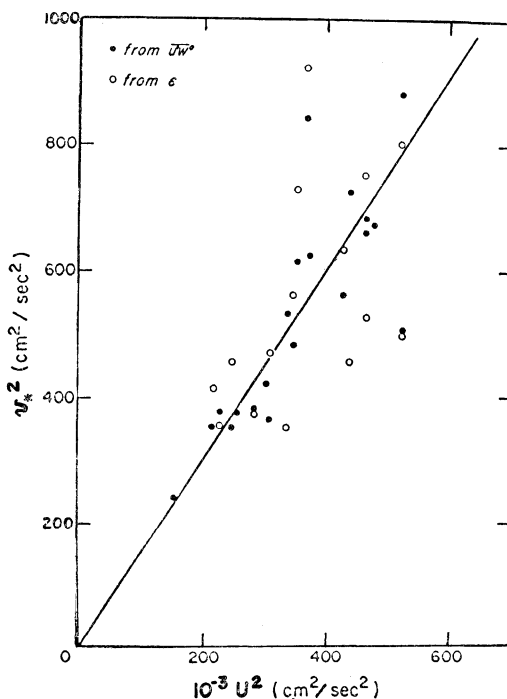


Fig. 1 v_*^2 vs $10^{-3} U^2$. The straight line corresponds to $C_D = 1.52 \times 10^{-3}$ (Pond et al., 1971).

Table 1. Values of C_D , C_T and C_q

	Authors	Remarks
C_D	$(1.52 \pm 0.26) \times 10^{-3}$	Pond et al. (1971)
	$(1.55 \pm 0.40) \times 10^{-3}$	Pond et al. (1971)
	$(1.0 \pm 0.07U) \times 10^{-3}$	Deacon and Webb (1962)
	$1 \times 10^{-3} \sim 1.8 \times 10^{-3}$	Hasse (1970)
	$(1.21 \pm 0.24) \times 10^{-3}$	Hasse (1970)
	$(1.1 \pm 0.18) \times 10^{-3}$	Miyake et al. (1970)
	$(1.35 \pm 0.34) \times 10^{-3}$	Smith (1970)
	4×10^{-3}	Mitsuta et al. (1970)
1.0×10^{-2}	Fujitani et al. (1970)	
C_T	1×10^{-3}	Hasse (1970)
C_q	$(1.23 \pm 0.17) \times 10^{-3}$	Pond et al. (1971)
	$(1.25 \pm 0.25) \times 10^{-3}$	Pond et al. (1971)
	$1.1 \times 10^{-5} \sim 1.4 \times 10^{-3}$	Sverdrup (1951)
	1.3×10^{-3}	Sverdrup (1951)
	$1 \times 10^{-3} \sim 3 \times 10^{-3}$	Phelps (1971)
	$1 \times 10^{-3} \sim 1.6 \times 10^{-3}$	Deacon and Webb (1962)

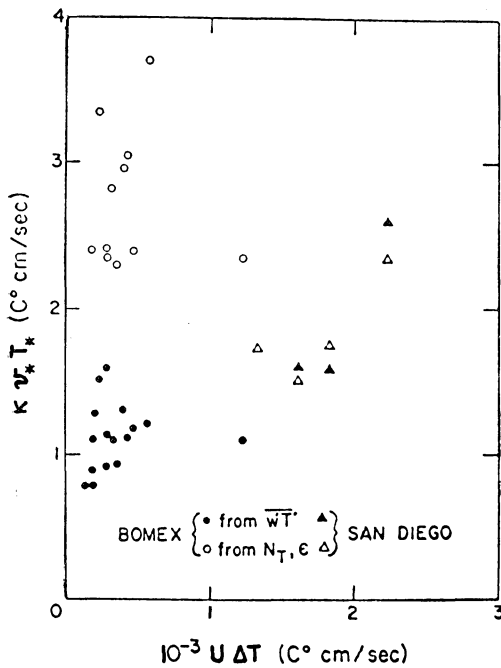


Fig. 2 $\kappa v_* T_*$ vs $10^{-3} U \Delta T$. (Pond et al., 1971).

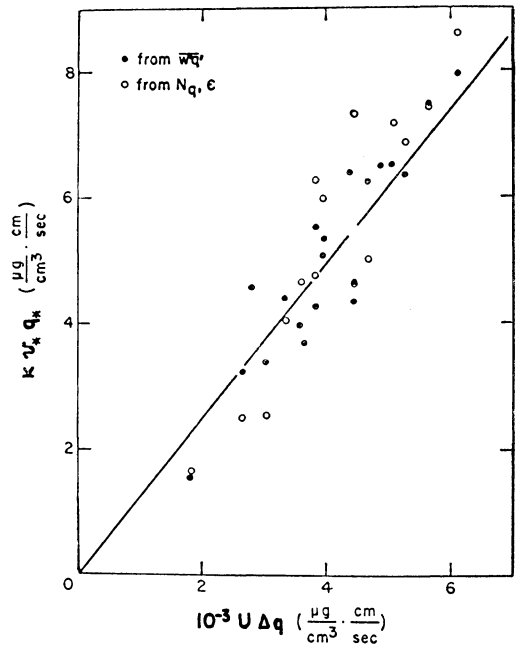


Fig. 3 $\kappa v_* q_*$ vs $10^{-3} U \Delta q$. The straight line corresponds to $C_q = 1.23 \times 10^{-3}$ (Pond et al., 1971).

くつかをまとめて Table 1 にあげた。しかし、これらは、観測場所も推定方法もそれぞれ違っているので簡単に比較することはできない。いずれにしても、バルク法を確立するためには、 C_D , C_T , C_q を表面状態、風速、安定度との関連において明確に決定することが必要であると考えられる。

Pond et al. (1971) は San Diego 沖で行なわれた pre-BOMEX (1969, 2月) および BOMEX (1969, 5月) の観測データを用いて、Eddy correlation method と Dissipation method によって求めたそれぞれのフラックスの相互比較を行なっているの、参考までにそれらの結果を Figs. 1~3 に示した。Fig. 1 は前記2つの方法で求めた v_*^2 を U^2 の関数として示したもの、Fig. 2 は前記2つの方法で求めた $\kappa v_* T_*$ を $U \Delta T$ の関数として示したもの、Fig. 3 は2つの方法で求めた $\kappa v_* q_*$ を $U \Delta q$ の関数として示したものである。BOMEX のあるデータに関しては、顕熱のフラックスについては両者でかなりの差があるがその理由はよくわからない。

バルク法では、表面の値が必要になるが、これを用いずにある2高度の値を用いて、(M・III-2), (H・III-2), (E・III-2) によってそれぞれのフラックスを求めることができる。中立の場合は ϕ_M , ϕ_H , ϕ_E に関する項がないので比較的簡単に求められるが、安定度の影響がある場合は複雑になり計算も簡単でない。

最後に、分類からすると Aerodynamic method の中に入れられると思われる、われわれの方法 (1972) の概略を述べる。この方法は気層の安定度を考慮し、平均風速、平均気温、平均湿度の高さ分布 (プロファイル) の対数分布からのズレを利用して、図式的に v_* , T_* , q_* を求め、これらを用いて、

$$\begin{aligned} \tau &= \rho v_*^2 \\ H &= -c_p \rho \kappa v_* T_* \\ E &= -\rho \kappa v_* q_* \end{aligned}$$

により各フラックスを求める方法である。

Monin-Obukhoff の乱流の相似理論によれば、風速、気温、湿度の無次元勾配は、

$$\phi_M = \frac{\kappa z}{v_*} \frac{\partial U}{\partial z} \tag{5.1}$$

$$\phi_H = \frac{z}{T_*} \frac{\partial T}{\partial z} \tag{5.2}$$

$$\phi_E = \frac{z}{q_*} \frac{\partial q}{\partial z} \tag{5.3}$$

と表わされる。但し、 ϕ_M , ϕ_H , ϕ_E はいずれも stability

parameter z/L の普遍関数である。

そして、風速、気温、湿度のプロファイルはそれぞれ次のように表わされる。

$$U = v_* \left[\ln \frac{z}{z_0} - \phi_M(\xi) \right] \tag{5.4}$$

但し、 z_0 は roughness parameter,

$$\phi_M(\xi) = \int_0^\xi \frac{1 - \phi_M(\xi)}{\xi} d\xi, \quad \xi = \frac{z}{L} \tag{5.5}$$

$$T - T_0 = T_* \left[\ln \frac{z}{z_0} - \phi_H(\xi) \right] \tag{5.6}$$

但し、 T_0 は $z = z_0$ における平均気温、

$$\phi_H(\xi) = \int_0^\xi \frac{1 - \phi_H(\xi)}{\xi} d\xi \tag{5.7}$$

$$q - q_0 = q_* \left[\ln \frac{z}{z_0} - \phi_E(\xi) \right] \tag{5.8}$$

但し、 q_0 は $z = z_0$ における平均湿度、

$$\phi_E(\xi) = \int_0^\xi \frac{1 - \phi_E(\xi)}{\xi} d\xi \tag{5.9}$$

そこで問題は、 ϕ_M , ϕ_H , ϕ_E が $\xi = z/L$ のどのような

Table 2. Functional form of ϕ

ϕ	Unstable case	Stable case
ϕ_M	$= \left(1 - \gamma \frac{z}{L}\right)^{-1/4}$	$= \left(1 + \gamma \frac{z}{L}\right)^{1/4}$
ϕ_H	$= \left(1 - \gamma \frac{z}{L}\right)^{-1/3}$	$= \left(1 + \gamma \frac{z}{L}\right)^{1/3}$
ϕ_E	$= \left(1 - \gamma \frac{z}{L}\right)^{-1/2}$	$= \left(1 + \gamma \frac{z}{L}\right)^{1/2}$

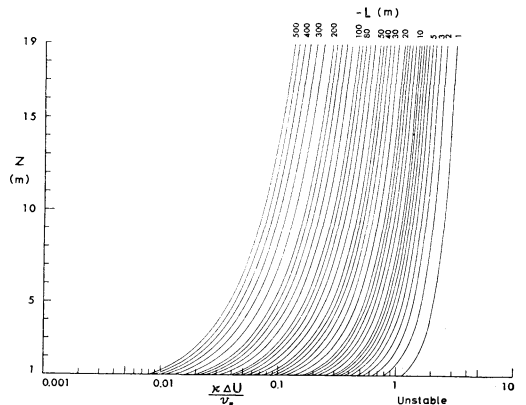


Fig. 4 Variation of $\phi_M (= \kappa \Delta U / v_*)$ with height in unstable air.

Table 3. Functional form of ϕ

Unstable case	$\phi_M = 2 \ln\left(\frac{1+\chi}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+\chi^2}{2}\right) - 2 \tan^{-1}\chi + \frac{\pi}{2},$	where $\chi = \left(1 - \gamma \frac{z}{L}\right)^{1/4}$
	$\phi_H = \frac{3}{2} \ln(\chi^2 + \chi + 1) - \sqrt{3} \tan^{-1}\left(\frac{2\chi+1}{\sqrt{3}}\right) - [\phi_H]_{\chi=1},$	where $\chi = \left(1 - \gamma \frac{z}{L}\right)^{1/3}$
	$\phi_E = 2 \ln\left(\frac{1+\chi^2}{2}\right),$	where $\chi = \left(1 - \gamma \frac{z}{L}\right)^{1/4}$
Stable case	$\phi_M = 4 \ln\left(1 + \frac{1}{\chi}\right) - \ln\left(\frac{\chi+1}{\chi^2 \times 1}\right) - \frac{4}{\chi} - 2 \tan^{-1}\chi - [\phi_M]_{\chi=1},$	where $\chi = \left(1 + \gamma \frac{z}{L}\right)^{-1/4}$
	$\phi_H = \frac{3}{2} \ln(\chi^2 + \chi + 1) - \sqrt{3} \tan^{-1}\left(\frac{2\chi+1}{\sqrt{3}}\right) - 3 \ln \chi - \frac{3}{\chi} - [\phi_H]_{\chi=1},$	where $\chi = \left(1 + \gamma \frac{z}{L}\right)^{-1/3}$
	$\phi_E = 2 \ln\left(1 + \frac{1}{\chi}\right) - \frac{2}{\chi} - [\phi_E]_{\chi=1},$	where $\chi = \left(1 + \gamma \frac{z}{L}\right)^{-1/2}$

$[\phi]_{\chi=1}$ represents a value of ϕ at $\chi=1$

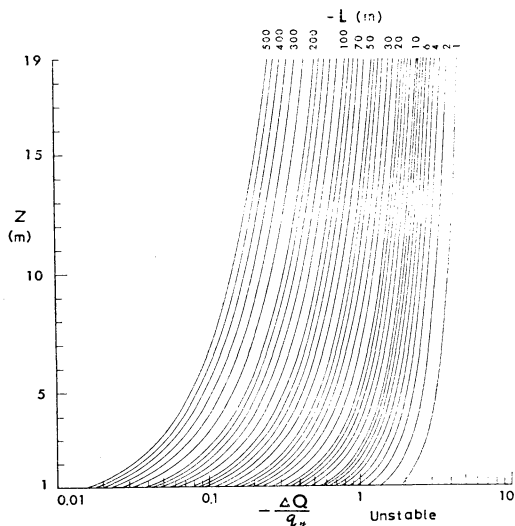


Fig. 6. Variation of $\phi_E (= -\Delta Q/q_*)$ with height in unstable air.

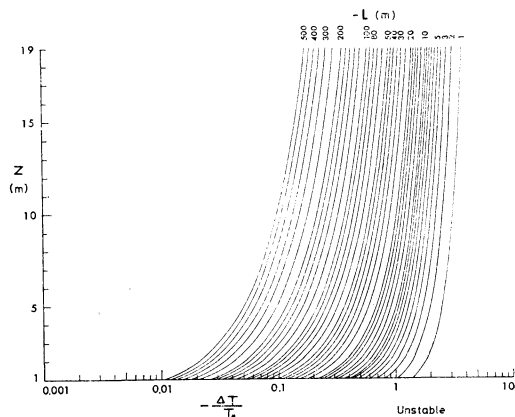


Fig. 5. Variation of $\phi_H (= -\Delta T/T_*)$ with height in unstable air.

関数になるかということであるが、これについては、われわれの実測結果および Great Plains Turbulent Field Program の結果を用いて、(5.1), (5.2), (5.3) の右辺を計算し、実験的に ϕ_M, ϕ_H, ϕ_E の関数形を決めた (Ito, 1970)。ここではその結果のみを Table 2 に示した。このように、 ϕ_M, ϕ_H, ϕ_E の関数形が決まると、あとは (5.5), (5.7), (5.9) 式の右辺の積分を実行して、 ϕ_M, ϕ_H, ϕ_E を求めればよいわけである。Table 3 に結果のみを示した。

ところで、気層の安定度を考慮した場合の各プロフィ

ルはそれぞれ (5.4), (5.6), (5.8) のようになっており、これを見てわかるように、 ϕ_M, ϕ_H, ϕ_E はいずれも対数分布からのズレに対応している。いま対数分布からのズレをそれぞれ $\Delta U, \Delta T, \Delta Q$ とすれば、これらはいずれも高さ z の関数で、 ϕ_M, ϕ_H, ϕ_E との間には次の関係がある。

不安定な場合	安定な場合
$\phi_M = \frac{\kappa \Delta U}{v_*}$	$= -\frac{\kappa \Delta U}{v_*}$
$\phi_H = -\frac{\Delta T}{T_*}$	$= \frac{\Delta T}{T_*}$
$\phi_E = -\frac{\Delta Q}{q_*}$	$= \frac{\Delta Q}{q_*}$

従って、Table 3 にあげた関数を用いて、あらかじめ、

L をパラメータとして ϕ_M, ϕ_H, ϕ_E の高さ z による変化を図にしておき (Figs. 4~6 に不安定な場合の ϕ_M, ϕ_H, ϕ_E の z による変化を示した), 一方, 実測されたプロファイルを用いて求めた $\Delta U, \Delta T, \Delta Q$ の z による変化を同じく図にし, これらをあらかじめ作ってある前の図に重ね合わせて, 両者の曲線が一致するものを探せば, これから直ちに L が求まり, 且つ横軸から,

$$\begin{aligned} \Delta U & \text{ と } \left| \frac{\kappa \Delta U}{v_*} \right| \\ \Delta T & \text{ と } \left| \frac{\Delta T}{T_*} \right| \\ \Delta Q & \text{ と } \left| \frac{\Delta Q}{q_*} \right| \end{aligned}$$

の各対応する値が求まり, これから直ちに v_*, T_*, q_* の値が求められ, 従って, 既に述べた τ, H, E の式により運動量, 顕熱, 水蒸気フラックスが求められる。但し, 符号はその時の安定度に応じて決めればよい。なお以上の計算では $\gamma=16$ とした。

接地層においてプロファイルは高さ 1 m 以下においては安定度の影響が小さく, 大低の場合殆んど対数分布になっているので, この部分を利用して直線を引き, これを延長し, 1 m 以上の各高さにおける実測値のこの直線からのズレを求めれば, 実測から $\Delta U, \Delta T, \Delta Q$ が求められる。

6. 問題点

接地層におけるフラックスの測定は接地層の乱流理論にもとづいて行なわれている。しかし, その理論は, 地表面が平坦一様で気層も水平に一様であり, 現象は定常的である, という仮定のもとに成り立っている。従って, この仮定が満足されない現象に対しては適用できなくなるのは当然である。

そこでまず考えなければならないのは, 1) 自然の状態で定常性はどの程度成り立っているであろうかという問題である。地表面の場合, 快晴の日には表面付近のフラックは時間的に決して一定ではなく, 日出後接地逆転が次第に解消していくに従って接地層のプロファイルも時々刻々変化し, わずかではあるが日中でも変化は続いている。夕刻になると再び接地逆転ができ始め, 特に気温のプロファイルは時間的に急激に変化している。春や秋はこの変化が特に顕著である。このような状態においては, ここで述べたような方法でも早や適用できなくなり, 非定常問題としてあらためて考えなおさなければならない。しかし, 現在のところこの問題には殆んど手がつけられていない。

Stearns (1971) は安定度の影響を考慮した一般の定常的な風速のプロファイルの式と温位のプロファイルの式を用い, 表面における運動量のフラックスおよび顕熱のフラックスの値をいろいろと変えて計算を行ない, 顕熱や運動量のフラックスが変化している時間に測定した平均風速および平均気温のプロファイルを解析しても, 平均のフラックスは求められないであろうということを示している。また, 接地層に関しては非常に多くのプロファイルのデータがあるが, データの不一致は大きい。その原因として観測場所や観測のやり方が不適当であった場合も考えられるが, それよりもむしろ平均操作によるものであり得ると思われるので, フラックスが一定である時間で平均されたものであるかどうかを確かめる必要があると述べている。

しかし, 海面上では, われわれの経験によれば, 定常性はかなり長い間持続されるようであるから, 陸上の場合に比較してその適用についてかなり希望が持てるのではないかと思われる。

次は, 2) 放射熱フラックスの影響である。乱れによる熱の輸送の場合, フラックス一定という仮説は疑問視されている。気温が変化しない状態では, 乱れによる熱のフラックス (乱流熱フラックス) と放射による熱のフラックス (放射熱フラックス) の和は接地層において一定であるから, もし放射熱フラックスが鉛直方向に変化するるとすれば, 乱流熱フラックスも変化することになる。例えば, 1 m 以上の高さではこれらの変化は無視できるとしばしば考えられている。従って, 接地層の理論は乱流熱フラックス一定の仮説にもとづいて構成されている。しかし多くの研究者による放射フラックスの divergence の実測および理論的推定は, 夜間のみならず昼間においても大気下層において評価できる程の放射による熱の輸送があることを示している。

最近の研究では, 例えば, Coantic と Seguin (1971) は射出率の半実験式を用い, 温度と湿度に対しては対数分布を仮定して, この問題を理論的に研究した。そして, 接地層のパラメータの関数として放射熱フラックスの divergence の第 1 次近似を解析的に求め, 水面の場合に適用した結果, 特に風が弱く湿度の高い場合には水面上 10 m 以内の気層において放射熱フラックスと乱流熱フラックスに評価できる程の変化が現われるのを認めた。

また, Kondo (1971) は運動量, 顕熱, 水蒸気輸送と赤外放射伝達の式を数値計算によって解き, 接地層の風

速, 気温, 水蒸気の鉛直分布におよぼす赤外放射の影響を論じている. 議論が精密になると今後この問題も十分考慮しなければならなくなると思う.

そのほか, 3) フラットフォームの動揺補正, 4) 周囲の流れにおよぼすフラットフォームの影響, 5) 洋上観測における波の影響, など観測技術上考えておかなければならない問題もある.

文 献

- Busch, N. E., and H. A. Panofsky, 1968: Recent spectra of atmospheric turbulence. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **94**, 132-148.
- Coantic, M., and B. Seguin, 1971: On the interaction of turbulent and radiative transfers in the surface layer. *Boundary layer Meteor.* **1**, 245-263.
- Deacon, E.L., and E.K. Webb, 1962: Interchange of properties between the sea and air: small scale interactions. *The Sea*, New York, Interscience, 43-87.
- Fujitani, T., T. Hanafusa and Y. Mitsuta, 1970: Measurement of eddy momentum flux near the ground. *Special Contributions, Geophys. Inst., Kyoto Univ.* **10**, 85-91.
- Hasse, L., 1970: On the determination of the vertical transports of momentum and heat in the atmospheric boundary layer at sea. *Tech. Rept. No. 188*, Dept. of Oceanography, Oregon State University, 55 pp.
- Ito Shozo, 1970: A mechanism of turbulent diffusion in the atmospheric surface layer. *Pap. Met. Geophys.* **21**, 141-241.
- 気象研究所乱流輸送研究グループ, 1972: 大気中の乱流輸送に関する研究. 概報, 大気, No. 6 (印刷中).
- Kondo, Junsei, 1971: Effect of radiative heat transfer on profiles of wind, temperature and water vapor in the atmospheric boundary layer. *Jour. Met. Soc. Japan.* **49**, 75-94.
- Mitsuta, Y., T. Hanafusa, T. Maitani and T. Fujitani, 1970: Turbulent fluxes over the Lake Kasumigaura. *Special Contributions, Geophys. Inst., Kyoto Univ.* **10**, 75-84.
- Miyake, M., M. Donelan, G. McBean, C. Paulson, F. Badgley and E. Leavitt, 1970: Comparison of turbulent fluxes over water determined by profile and eddy correlation techniques. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **96**, 132-137.
- Phelps, G. T., and S. Pond, 1971: Spectra of the temperature and humidity fluctuations and of the fluxes of moisture and sensible heat in the marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 918-928.
- Pond, S., G. T. Phelps, J. E. Paquin, G. McBean and R. W. Stewart, 1971: Measurements of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 901-917.
- Roll, H. U., 1965: *Physics of the Marine Atmosphere*. New York, Academic Press, 426 pp.
- Smith, S. D., 1970: Thrust-anemometer measurements of wind turbulence, Reynolds stress and drag coefficient over the sea. *J. Geophys. Res.*, **75**, 6758-6770.
- Stearns, C. R., 1971: The effect of time-variable fluxes on mean wind and temperature profile structure. *Boundary-Layer Meteor.* **1**, 389-398.
- Sverdrup, H. U., 1951: *Evaporation from the oceans*. *Compendium of Meteorology*, Boston, Amer. Meteor. Soc., 1071-1081.
- 竹内清秀, 1968: 輸送理論, 北陸豪雪調査報告, 気象庁技術報告第66号, 400-407.
- 竹内清秀, 1972: 地空相互作用に関する研究の現状. *天気*, **19**, 60-70.
- Wyngaard, J. C., and O. R. Coté, 1971: The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 190-201.

プラネタリー境界層の観測された構造

横 山 長 之*

1. ま え が き

プラネタリー境界層の構造は熱エネルギーや運動量の輸送, 拡散と密接に関係している. 大気大循環など大規模な大気運動と関連した分野ではプラネタリー境界層は

地表面から自由大気層への潜熱, 顕熱のエネルギーなどの輸送路として興味が持たれ, また大気拡散に関連した分野では境界層内部の風, 温度, 湿度, 乱流強度などの分布, すなわち境界層の構造自身が研究対象とされている.

何を対象とし, どのような物理量を取扱うかによって

* O. Yokoyama 通産省公害資源研究所

プラネタリー境界層の描像が異なるのは他の多くの自然現象と同様である。最も単純化されたプラネタリー境界層は、定常、順圧、中立の条件下における境界層である。また境界層の構造は水平方向に一樣で、風は地衝風、コリオリ力および地表面の摩擦力によって決定される。周知のように、拡散係数が高さによらず一定であるとすれば、風の分布はエクマン螺旋で表わされ、プラネタリー境界層の厚さは $\pi\sqrt{2K/f}$ (K : 拡散係数, f : コリオリ力) で与えられる。

しかし実際にこのようなエクマン螺旋や境界層の厚さが観測によって明らかに示されることは極めて稀である。これは観測の誤差の問題というより、上述のような近似の問題であろう。プラネタリー境界層の構造に関する観測はここ数年盛んに行なわれている。コンスタントフラックス層 (C.F.L. と略す) より上の外部境界層 (O.B.L. と略す) における観測は高い塔 (Kaimal と Haugen, Yokoyama), 係留気球 (Smith, Yokoyama), 飛行機 (Warner と Telford, Lenshow, 蒲生ら) をプラットフォームとして最近行なわれている。この外、レーダー (Konrad) やノンリフトパルーン (Angell ら) あるいはソニックレーダー (福島ら) などによる観測も行なわれてきた。

プラネタリー境界層の構造を明らかにし、正確な境界層モデルを造るには、多くの観測データを集積しなくてはならないのが現状である。現在明らかにされている観測結果について 2, 3 紹介する。

2. 境界層理論で示される関係

観測データの相互関係と境界層の構造の結びつきを明確にするため、プラネタリー境界層の理論で示される関係について簡単に解説しよう。現在の理論は定常、中立の条件下における境界層を取扱ったものが多く、その基礎となるのは Monin と Obkhov に始まるコンスタントフラックス層における相似理論である。Csanady, Blackadar と Tennekes, Gill は相似理論をこのような条件下で外部境界層へ拡張した。C.F.L. においては風速は対数分布則で表わされ、O.B.L. においては速度欠損則で表わされる。両層の重なる所での風速の連続の条件から風速分布が与えられる。すなわち

$$\text{C.F.L. では } \frac{U}{u_{*0}} = \frac{1}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (1)$$

$$\text{O.B.L. では } \left. \begin{aligned} \frac{U_g - U}{u_{*0}} &= \frac{1}{k} \left(\ln \frac{H_E}{z} - A \right) \\ \frac{V_g}{u_{*0}} &= -\frac{B}{k} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ただし U は風速, U_g, V_g は各々地上風に平行と直角な方向の地衝風成分, u_{*0} は地上における摩擦速度, z は高度, z_0 は摩擦高度, H_E はプラネタリー境界層の高度, k, A, B は定数である。

プラネタリー境界層の高度 H_E は Csanady などによれば、次式で与えられる。

$$H_E = C_1 \frac{u_{*0}}{f} \quad (3)$$

ただし f はコリオリのパラメータ, C_1 は定数 (約 0.25) である。

C.F.L. の高度は、周知のように地上数 10m であり、(3) 式と同様に u_{*0}/f に比例し、また地面粗度と共に増大する。

非断熱の場合の境界層理論はまだ多くは発表されていないが、Yamamoto, Yasuda と Shimanuki は C.F.L. の相似理論を拡張してプラネタリー境界層の風の分布を求めた。この理論では安定度の影響はエネルギー方程式から導かれる KEYPS の式で表わされるが、式中の摩擦速度、ヒートフラックスは各高度における値を用いる。すなわち KEYPS 式は各高度ごとに成立つとした。

鉛直方向の乱流速度の大きさ σ_w は高所における測定が比較的に簡単なため境界層の構造を調べるのに有用な量である。C.F.L. における σ_w は Panofsky と McCormick, Munn などによって研究されている。 σ_w に関する最も重要な関係は次式で表わされる。

$$\sigma_w = C_2 u_{*0} \phi_2 \left(\frac{z}{L} \right) \quad (4)$$

ただし σ_w は鉛直速度の標準偏差, L は Monin-Obkhov length, ϕ_2 は z/L の普遍関数, C_2 は定数 (約 1.2), 他の記号は前出のとおりである。

外部境界層における σ_w の特性は Yokoyama, Panofsky と Mazzola などによって取扱われている。

3. 観測結果

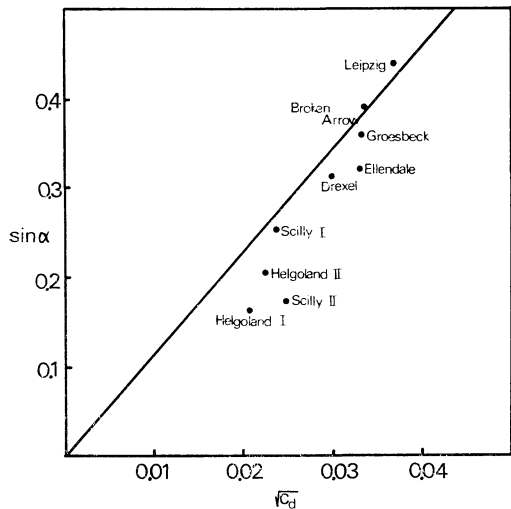
3.1 風の分布

前述したように、パイバルなどによって測定した風向風速の分布が (1)~(3) 式で示される分布に一致することは極めて少ない。しかし (1)~(3) 式から導かれる地表風と地衝風のなす角度 α と地衝風抵抗係数 C_D の関係についてはいくつかの観測による検証が行なわれている。

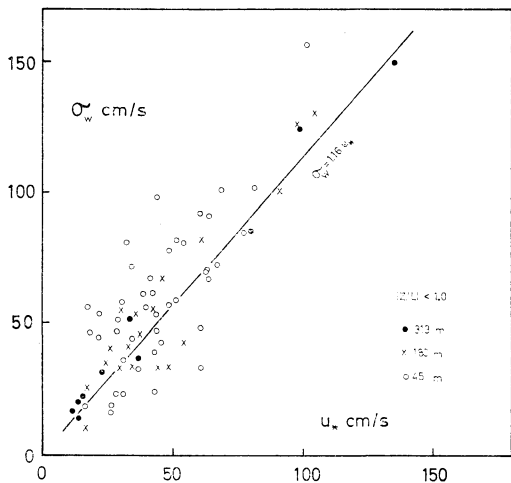
(1)~(3) 式よりこの関係は

$$\sin |\alpha| = \frac{B}{k} \sqrt{C_D} \quad (5)$$

ただし $C_D = u_{*0}^2 / (U_g^2 + V_g^2)$ 。



第1図 地上風向と地衝風向の差 α と地衝風抵抗係数 C_D の関係 (Csanady 1967)

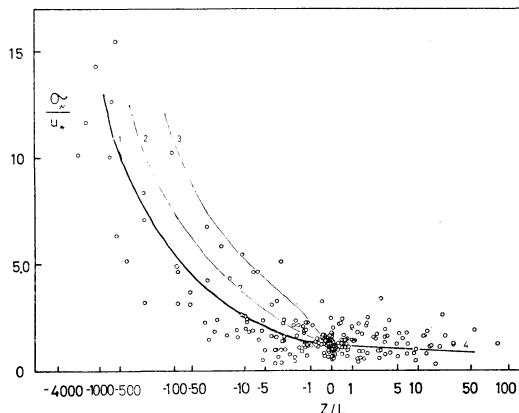


第2図 鉛直風速の標準偏差 σ_w と対応する高度における摩擦速度 u_* の関係 (安定度は中立に近い場合である。 u_* は相関法で求めた。 Yokoyama 1971)

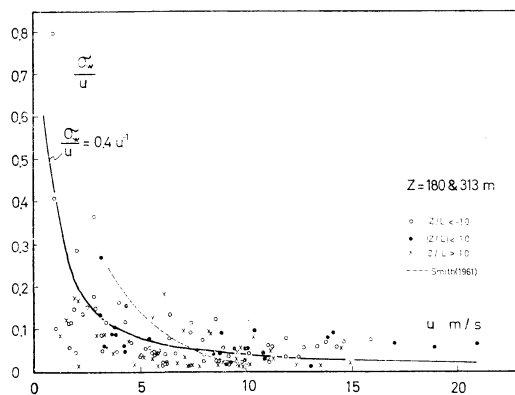
α と C_D の関係を図1に示す。いくつかの測定値の平均を取った場合、このような比例関係が示される。非断熱の大気についての(5)式と類似の関係についての観測による検証は十分行なわれていない。

3.2 鉛直風速の標準偏差 σ_w

断熱の気温勾配の C.F.L. における σ_w は(4)式で $\phi_2=1$ となり地表摩擦速度 u_{*0} に比例する。比例係数



第3図 σ_w/u_* と z/L の関係 (σ_w : 鉛直風速の標準偏差, u_* : 相関法で求めた摩擦速度, z : 高度, L : Monin-Obkhov length, データは 45, 180, 313 m における値である。1は $1.3(z/L)^{1/3}$, 2は Panofsky と McCormick, 3は KEYPS 式, 4は $1-0.0062 z/L$ を示す。 Yokoyama, 1971)



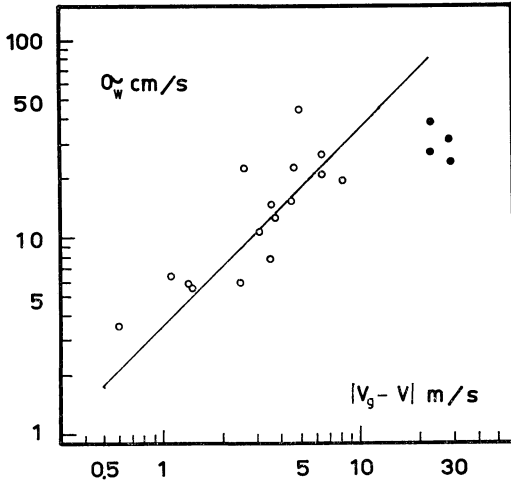
第4図 鉛直方向の乱流強度と風速の関係 (σ_w : 鉛直風速の標準偏差, U : 風速, 測定高度は 180 と 313m, Yokoyama, 1971)

C_2 は約 1.2~1.3 である (e.g. Yokoyama),

断熱の O.B.L. における σ_w は Yokoyama によれば σ_w に対応する高度の摩擦速度 u_* に比例する。図2にこの比例関係を示す。

また(4)式で安定度の効果を表わす関数 $\phi_2(z/L)$ は各高度で求められる Monin-Obkhov length L を用い、図3に示すとおり高度 300m においても KEYPS 式など C.F.L. で成立つ式をそのまま適用できる。

次に σ_w と風速の関係を見よう。(1)式および(5)式から明らかのように、断熱の C.F.L. においては σ_w



第5図 鉛直風速の標準偏差 σ_w と速度欠損 ($V_g - V$) の関係 (高度は 200~500 m. 地衝風 V_g はパイバルによる高さ 1 Km の風速 (○) あるいは地上天気図 (●) から求めた. 安定度は中立に近い場合. Yokoyama, 1971)

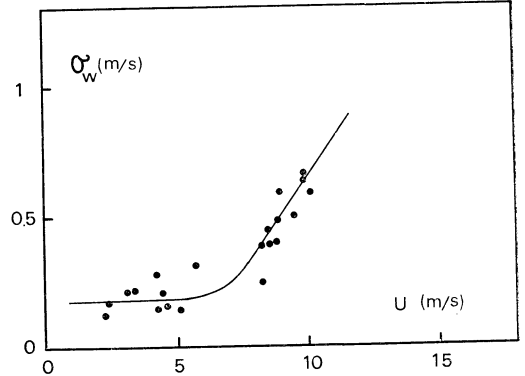
は風速に正比例する. このような比例関係は多くの C.F.L. の研究者によって観測による検証が行われてきた (e.g. Lumley と Panofsky).

一方 O.B.L. における σ_w と風速の関係はこれとは異なっている. Smith, Pasquill, Yokoyama によれば高度約 100m から 1000m における σ_w は風速には依存せず安定度だけで変化するように見える. また σ_w を風速で割った乱流強度は風速に逆比例して減少することが示された (図 4). また, (2) 式および図 2 に示す比例関係から推測されるように O.B.L. における σ_w は速度欠損に比例する (図 5).

σ_w と風速の関係について, その後さらに精密な測定と解析が行われた結果, O.B.L. における σ_w はある臨界風速までは風速に無関係であるが, それを越えると風速に比例して大きくなることが明らかにされた (Yokoyama, Panofsky と Mazzola). この関係を図 6 に示す.

図 6 に示される関係の解釈はまだ十分に行われていないが, 臨界風速以下では浮力に起因する乱れが卓越することが示唆される.

境界層中の乱れの原因が風速によって熱的なものから機械的なものに変化することは, Kaimal と Haugen も, 図 6 に示したのとは別の観測事実から推定を行な



第6図 O.B.L. における σ_w と U の関係 (σ_w : 鉛直風速の標準偏差, U : 風速, 測定高度は 313m, 安定度は中立に近い場合 $|z/L| < 1$. 横山, 1970)

っている.

3.3 スペクトル

乱流輸送の解析に鉛直風速のパワースペクトルあるいはそれから導かれる乱れのスケールが用いられる. スペクトル密度と周波数の積が最大になる周波数 n_p から乱れのスケール l が求められる ($l = U/2\pi n_p$, U 風速). C.F.L. におけるスケール l は高度と安定度によって変化する. 断熱の C.F.L. では l は高度に正比例する. これに対し断熱の O.B.L. では l は高度と共にそれ程大きくなり, ある一定値に近づくようになる. これは Blackadar による次式に適合する.

$$l = \frac{kz}{1 + (kz/\lambda)} \quad (6)$$

ただし $\lambda = 0.00027 \sqrt{U_g^2 + V_g^2} / f$.

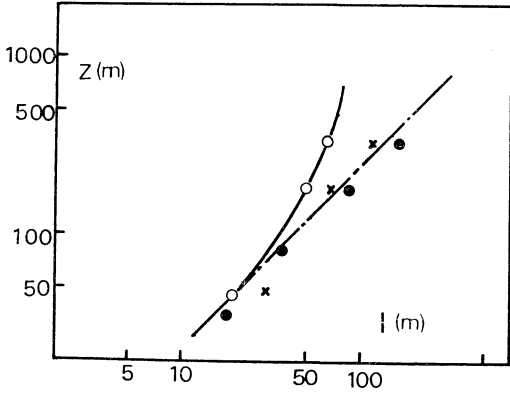
安定度による l の変化は O.B.L. についてはまだ十分明確ではないが, 300m 程度の高度までの観測では不安定の場合 l は高度と共に増大しているように見える. これらの関係を図 7 に示す. Warner による高度 500m までの観測でも l は不安定の際には高度と共に増大している. また l は風速によらず一定であることが示される.

スペクトル分布から乱流エネルギーの散逸率が求められる. 周知のようにスペクトル分布の慣性領域ではスペクトル密度は次式で表わされる.

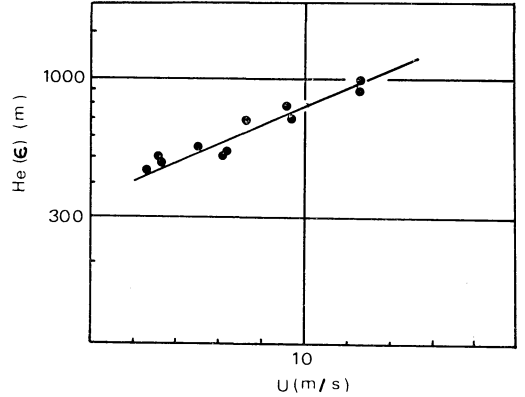
$$S(\kappa) = C_3 \epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (7)$$

ただし $S(\kappa)$ は乱れのパワースペクトル密度, κ は乱れの波数, ϵ はエネルギー散逸率, C_3 は定数 (約 0.46) である.

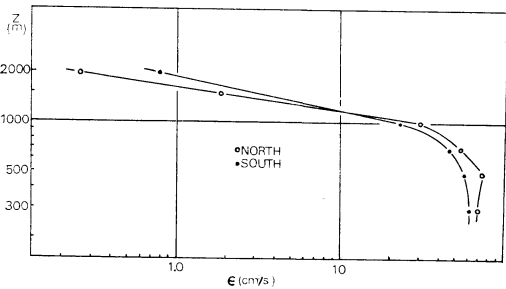
これよりエネルギー散逸率 ϵ が求められる.



第7図 鉛直方向の乱れのスケール l の高度分布 (○は中立に近い場合 $|z/L| < 1.0$, ×は不安定の場合 $z/L < -1.0$, Yokoyama, 1971. ●は Warner, 1972 による不安定時の測定値を示す. いずれも多くの測定値の平均である.)



第9図 エネルギー散逸率の急激に減少する高度 $H_E(\epsilon)$ とその高度における風速の関係 (蒲生, 山本, 横山による未発表データ)



第8図 乱流エネルギーの散逸率の分布の観測例 (飛行機に取付けた超音波風速計による測定. 埼玉県川口市周辺における1972年3月3日1135~1242の観測. 蒲生, 山本, 横山による未発表データ)

3.4 プラネタリー境界層の高度

先にプラネタリー境界層および C.F.L. の高度の大略の値について述べた。種々の観測結果を解析してみるとこのような高度を風、気温の分布から求めることが困難なことが分る。種々の気象要素の高度分布を調べてみるとエネルギー散逸率が図8に示すように500~1000mの高度で急激に減少する。このような分布は図8に示したものの他 Volkov, Kukharets と Tsvang による測定結果にも見られる。εが急激に減少するこの高度がO.B.L.の高度を表わすと仮定し、その高度より下でのεと風速、σ_wなどの関係を調べると境界層のエネルギー方程式で示される関係に一致する。この高度がO.B.L.の高

度に等しいかどうかはまだ確定的ではないが、少なくともO.B.L.の高度と関係があると思われる。

この高度は図9に示すように風速と共に増大する。しかし風速が3~4m/s以下では観測データはばらつきが多く、また風速によらず一定になるようにも見える。また安定度によるO.B.L.の高度の変化には不明確な点が多いが、Konradによるレーダー測観などから、不安定度が増すにつれて高度が増大することが示唆される。

4. あとがき

プラネタリー境界層について観測で明らかとなった事実を述べた。定常、順圧で水平に一樣なプラネタリー境界層の構造は、現在ごくぼんやりとした輪郭が見えてきた段階のように筆者には思われる。今までに得られた観測結果に基づき、若干の直感的推定を加えてプラネタリー境界層の構造について考えれば次のようになるであろう。プラネタリー境界層の構造は地衝風速に密接に関係している。地衝風がある臨界風速以下では free convection の状態が現れ、境界層の高度は上向きの heat flux と共に増大し、この状態でのσ_wなどの特性は free convection の理論 (e.g. Tennekes) に合うであろう。地衝風速が臨界値を越えると forced convection と free convection が混在したいわゆる mixed convection の状態となり、境界層高度は風速と不安定度が増すにつれて増大する。σ_wなど乱流輸送に関係した気象要素は2節で述べたようなC.F.L.における相似理論を拡張した理論で説明されることになる。

このような構造を確立するには、もっと多くの観測データが必要である。

また、定常、順圧、水平に一樣ではない場合の境界層の構造についてはさらに多くの観測が必要である。例えば時間的に変化する境界層は特に安定な場合に重要であるし、Angell らによるヘリカルな流線構造の観測結果、あるいは2境界面上の境界層などについて解明することが必要となるであろう。

文 献

- 1) Angell, J.K., D.H. Pack, G.C. Holworth and C.R. Dickson, 1966: Tetroon trajectories in an urban atmosphere, *J. Appl. Meteor.*, **5**, 565-572.
- 2) Blackadar, A.K., 1962: The vertical distribution of wind and turbulence exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **67**, 3095-3102.
- 3) Blackadar, A. K., and H. Tennekes, 1968: Asymptotic similarity in neutral barotropic planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1015-1020.
- 4) Csanady, G.T., 1967: On the "resistance law" of a turbulent Ekman layer, *J. Atmos. Sci.*, **24**, 467-471.
- 5) 福島圓, 秋田錦一郎, 糟谷績, 1971; 対流圏下部の音波探査装置による実験, 電波研季報, **17**, 401-406.
- 6) 蒲生 稔, 山本 晋, 横山長之, 1972: 飛行機による境界層上部の乱流観測, 公害 **7**, 49-61.
- 7) Gill, A.E., 1968: Similarity theory and geostrophic adjustment, *Q. Jl. R. Met. Soc.*, **94**, 586-588.
- 8) Kaimal, J. C., and D. A. Haugen, 1967: Characteristics of vertical velocity fluctuations on a 430m tower, *Q. Jl. R. Met. Soc.*, **93**, 305-317.
- 9) Konrad, T. G., 1970: The dynamics of the convective process in clear air as seen by radar, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1138-1147.
- 10) Lenschow, D.H., 1970: Airplane measurements of planetary boundary layer structure, *J. Appl. Meteor.*, **9**, 874-884.
- 11) Lumley, J.L., and H.A. Panofsky, 1964: The structure of atmospheric turbulence, Interscience Publisher, New York.
- 12) Monin, A.S., and A.M. Obukhov, 1954: Basic regularity in turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere, *Trudy Geophys. Inst. ANSSSR*, **24**, 163-187.
- 13) Munn, R.E., 1961: A theoretical expression for the root mean square vertical eddy fluctuation, *J. Meteor.*, **18**, 38-42.
- 14) Panofsky, H.A., and C. Mazzola, 1971: Variance and spectra of vertical velocity just above surface layer, *Boundary layer Meteor.*, **2**, 30-37.
- 15) Panofsky, H.A., and R.A. McCormick, 1960: The spectrum of vertical velocity near the surface, *Q. Jl. R. Met. Soc.*, **86**, 495-501.
- 16) Pasquill, F., 1967: The vertical component of atmospheric turbulence at heights up to 1,200 meters, *Atmos. Environ.*, Pergamon Press, **1**, 441-450.
- 17) Smith, F.B., 1961: An analysis of vertical wind fluctuations at heights between 500 and 5,000 feet, *Q. Jl. R. Met. Soc.*, **87**, 180-193.
- 18) Tennekes, H., 1970: Free convection in the turbulent Ekman layer of the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1026-1034.
- 19) Volkov, Y.A., V.P. Kukharets and L.R. Tsvang, 1968: Turbulence in the atmospheric boundary layer above steppe and sea surface, *Izv., Atmos. Oceanic Phys.*, **4**, 1026-1041.
- 20) Warner, J., 1972: The structure and intensity of turbulence in air over the sea. *Q. Jl. R. Met. Soc.*, **98**, 175-186.
- 21) Warner, J., and J.W. Telford, 1965: A check of aircraft measurements of vertical heat flux, *J. Atmos. Sci.*, **22**, 463-465.
- 22) Yamamoto, G., N. Yasuda and A. Shimanuki, 1968: Effect of thermal stratification on the Ekman layer, *J. Meteor. Soc. Japan*, **46**, 442-455.
- 23) 横山長之, 1970: エクマン境界層の構造模型, 気象学会, 秋季大会予稿集80.
- 24) Yokoyama, O., 1971: An experimental study on the structure of turbulence in the lowest 500m of the atmosphere and diffusion in it, Reports of The National Research Institute for Pollution and Resources, No. 2.

プラネタリー境界層の理論*

島 貫 陸**

* Theory of the Planetary Boundary Layer

** A. Shimanuki 東京学芸大

筆者が気象研究ノートのために執筆した「境界層と乱流」(近刊)は大気境界層とそれに関連した乱流の理論

についての記述であるが、その原稿を書いている途中で予期以上の多くの困難に遭遇した。それはこれまでの境界層の研究と乱流の研究とが統一された方法論の上に作られたものでないことが主な原因である。ここではそれらの問題について考えてみよう。大気境界層の特徴は大気が乱れていることにあるので、大気境界層の理論は当然乱流理論に基礎をおくべきであろう。しかし現在までの一般的な立場での乱流理論は大気境界層への応用ということから考えるとあまりにも理想化され過ぎていて直接の応用範囲は極めて狭いと言わざるを得ない。定義に不明確な点のない等方性乱流を別とすると、もともと乱流の定義自体が極めてあいまいである。流体力学と気象学との領域においてそれぞれ考えられている乱流という言葉の意味にかなりの相違があることも大気境界層と一般的な乱流理論との距離を大きくしているものである。気象学的な乱流の定義についてもあとでふれるが、その前に大気境界層の理論の基本的な態度をふり返り、乱流理論との関連を考えよう。

大気境界層の研究においても、一般的な乱流の研究においても、流体の運動方程式（連続の式や状態方程式も含めて）を厳密に扱うことができればすべて解決されることは言うまでもないが、実際には数学的困難からそれは不可能と言わなければならない。その解決策として現在用いられているものに次の二つの手段がある。一つは次元解析であり、一つは対称性の仮定である。次元解析は場を支配している因子の個数を2～4個程度に限定するので、級数展開ではじめの2～4項をとってその後の項を省略する場合のような影響が現われる。級数展開にしても収束のよい級数と悪い級数があるように次元解析にしてもその精度はまちまちである。ただ次元解析と級数展開でいくつもの項を取る場合との違いは級数の各項はほぼ重要度の順に並んでいるが、次元解析で取り上げる因子の選定は理論上は必ずしも一義的に定まらないことである。従ってどの因子をとった時に誤差が最少になるかということについては経験的に知るしか方法はない。その意味で次元解析は経験法則であるといわなければならない。それに対して場の対称性を考えることは、考えをそのような仮想的な場合に限定することであるから、限定されたそのような状態が現われた場合については、事柄は近似的にはなく、正確に記述できる。そこで次元解析が対称性の助けを借りるとき理論は信用度の高いものとなりやすい。その一つの結果が等方性乱流についての慣性小領域での議論である。

しかし現実の大気境界層では渦の等方性は小さな渦についてしか成立しない。大きな渦に対しては上記の対称性の利用は不可能である。ところが場が等方性であれば少くとも運動量の輸送は0となり、運動量の輸送についての関係を示しているところの平均流の運動方程式の説明には役に立たない。このように大気境界層の理論と等方性乱流の理論の距離は遠いが、現在知られているその間の関係は運動方程式、エネルギー方程式と慣性小領域のスペクトルの式の三つの式を通しての結びつきであろう。今回はこの三つの式について少し考えてみたい。

平均流の運動方程式は、例えば x 成分については

$$\frac{d\bar{u}}{dt} - \bar{f}\bar{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) \quad (1)$$

と書かれる。ここでは $\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'^2})$ と $\frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'})$ は $\frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'})$ に比べて小さいものとして省略している。

エネルギー方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = & -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'} \\ & - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'E}) \end{aligned} \quad (2)$$

である。ここで E は変動の運動エネルギーである。(1)と(2)には共にレイノルズ応力の成分が含まれている。 ε はエネルギーの消散率すなわち単位時間に乱れのエネルギーから熱エネルギーに変換される量であるが、 ε は小さな渦の成分によって決まる。

等方性乱流理論によると、慣性小領域のスペクトル分布は

$$S_u(\kappa) = \alpha \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (3)$$

のように、スペクトル関数が $\varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}$ に比例する形で得られ、この比例定数は普遍定数であるとされる。 S_u が平均流の方向の変動のスペクトルで、波数 κ が rad cm^{-1} で与えられるとすれば α は 0.5 ± 0.05 くらいの値をとることが知られている。

以上三つの式を比べると、(1)は平均流についての式であり、(2)は変動の全スペクトル成分についての式、(3)は小規模な変動成分の式であることがわかる。すなわち、(1)、(2)、(3)の順に対象とする現象のスケールが小さくなって行く。しかし(1)の中の $(\overline{u'w'})$ は(2)で記述されるし、(2)の中の ε は(3)にも含まれている。この場合、(3)は ε を決める式と考えると、(2)の中の ε が(3)によって記述されると考えることができる。(1)は風速の平均についての式であり、(2)は風速の分散の式である。

(3)は $S_u(\kappa)$ と ε から α を決めなければならない

が、一旦 α_l が決定されれば、あとは α_l と $S_u(\kappa)$ から ε を求めることができる。現在そのような用途に (3) を用いることができるようになりつつある。(3) を (1), (2) と共に用いるには原理的には二つの行き方が考えられる。一つは $S_u(\kappa)/\kappa^{-5/3}$ が (1) や (2) に含まれる量と関係づけられないかを考えることであり、もう一つは (3) によって ε の気象学的知識を豊富にすることである。前者はまだ道は開けていない、よく知られている経験法則

$$\varepsilon = \frac{u_0^3}{l_0} \sim \frac{u_*^3}{kz} \quad (4)$$

は定常中立の場合の (2) の式にはかならず、(2) を補うものとしては期待できない。後者の、 ε の知識を得ることが差し当たって成果が期待できる道ではないだろうか。 ε の知識を充実させることに努力しないならば、気象学者は何のために慣性小領域の研究をしてきたかわからないことになろう。 ε が高さに逆比例するといった第一近似的な結果では勿論不十分である。

大気境界層の大気は乱れているので乱流の知識を応用したいが、これまでに述べたようにそこで使えそうな知識は式 (3) だけしか考えられない。(3) を使うには、(1), (2), (3) の三つの式がそれだけでは完結していないのでそれに更に式を加えて方程式系として完成させる努力をばらうことと、前述のように (3) から ε の気象学的知識を経験的に深めることの二つの方法が考えられる。前者の方法を進めるには (2) の変動エネルギーの輸送の項

$$\frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'E})$$

についての知識を持たなければならない。この項は

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(K \frac{\partial E}{\partial z}\right)$$

と書くこともできる、 K は運動量輸送の時の K と同じであるとは言えないし、変動のエネルギー E が \bar{u} や \bar{v} とどう関係をもつのかも知らなければならない。この項は接地気層では比較的小さいが、不安定の時の境界層上部では無視できない大きさを持つ。

これまでに述べてきたように大気境界層の理論と一般的な乱流理論との結びつきが ε を通してしか行われないとすれば、大気境界層の理論自体が乱流理論とはあまり関係のないものといってもよいのかも知れない。しかしそこで大気が乱れていることも事実である。この問題に関しては気象学では「乱流」という言葉をどう考えるべきかをまず議論しなければならない。以下気象研究ノー

トの原稿からそれに関する部分を転記させて頂く。

気象学に関心を持っていても、乱流を専門としない人にとっては、乱流という言葉は何かわけのわからない混とんとしたものを指しているかのような印象を受けるかも知れない。しかし、乱流という言葉の不明確さは、専門外の人ばかりでなく、それを専門としている人さえもしばしば痛感させられるほどのものである。たとえば、高気圧や低気圧を統計的に眺めた時に、それは乱流を扱うような具合に考えてよいものかどうか、大循環を考える時に変動量の相関を扱うことが多いが、それは乱流の考え方の発展とも見ることができる。そこでは高低気圧は乱流における渦と同様な働きをする。しかし言うまでもないことであるが、それらの総観気象学的な現象を乱流の理論だけで考えることには無理があろう。このように高低気圧は乱流の考えをどの範囲まで適用できるかを考える際の重要な対象となる。

乱流は流体の不規則な運動である。しかし、不規則とは言っても微細に見れば、細かい流体の塊まりは、それぞれ運動方程式に従って運動しており、不規則ということは必ずしもでたらめを意味するものではない。でたらめか、でたらめでないかの区別は、現状あるいはそれ以前の履歴を完全に知った時に、将来の予測がどの程度可能であるかによって考えることができる。空気の細かい運動は一見でたらめな運動のように見えるが、1 cm くらいの細かいスケールで考えれば必ずしもでたらめではない。そう考えると、考えるスケールによって、同じ流体の動きが乱流であるともそうでないとも考えられることになる。高低気圧などはまさにそういうものである。

そこで乱流とは「流れの場を記述すべきデータが完備していないために、運動の因果関係を十分に説明できないような流れ」ということもできる。このように定義すれば、乱流とはデータの量に依存する術語になる。データの量が少くても、それらのデータから内挿によって任意の時空間内の一点のデータを十分の精度で推定できるならば、事実上データの量は十分であると考えられることができる。内挿の精度がよいということは高周波の変動を含まないことが必要十分条件であり、そのような高周波成分を含まない流れがいわゆる層流である。この場合の周波数の限界はデータの間隔に依存するので、乱流と層流の境界もデータの量によって変わることになる。

乱流は、ここで与えた定義によれば、運動の因果関係を十分に説明できない流れであるが、十分ではなくても

ある程度の情報を得ることに意義があるのでそれが乱流の研究の目的となる。そして大気の場合、乱流の研究の方法はその場に応じて対処しなければならない。一般論としての乱流理論は、例えば前に述べた ε の知識などごく僅かのものを除けば、大気境界層の解明には直接は役に立たないようである。気象学者が大気境界層を考

えようとする時、是非知っていなければならない乱流理論というのはこの程度のもので、現在の境界層理論はほとんど実験公式の一つの形態としての次元解析に基づく理論と、それらのいくつかの理論の組み合わせとして得られたものに過ぎない。真の意味での大気境界層の理論の誕生を切望したい。

質 疑 応 答

浅井 (京大理) : Deardorff の取扱いにおける Ekman boundary layer の厚さについて、また一般的に乱流 (大気) 境界層の厚さの物理的意義とこれまでの観測や解析の結果ではどうなっているか

片山 : 不安定の場合、逆転層の高さを Ekman 層の上端と考えている。(このことについては本文中にくわしくのべてある)

司会 : 境界層の厚さの問題は話題が出そろったところでまた議論したい。

浅井 : 乱流 Ekman 境界層というものを特に分離してとりあげることの根拠と意義について、つまり

(1) 回転系上の laminar viscous flow の一つの特徴的な運動様式として Ekman flow は確立している。乱流の場合どういう相違・類似点があるのか。

(2) AMTEX に密着したより現実的な問題として片山さんの紹介した Parameterization に対して専門家からの積極的な批判や提案を聞いた。

広田 (気研) : 大規模運動の見地から、例えば大循環数値実験などにおいて、境界層の取り扱いを正確にしない限り、どうしても説明出来ない、という現象は、今のところ何が挙げられるか?

片山 : 大規模運動に限ってみる場合、そのような現象はなかったと思う。境界層を正確に取り扱うことは定量化と結びつけて考えるべきであろう。都田らは、接地層の取り扱いを色々変えて、2週間の数値予報実験を行ない、お互いに比較したが、1週間程度ではパターンの分布にそれ程の違いは現れず、10日位たつてかなり影響を受けてくることを報告している。

平 (海洋研) : 地上風の水平成分の変動のスペクトルが 100 秒程度の周期帯にピークがあり、それがプラネタリー境界層の現象と結びついているとお話です

が、測定中に例えば雲の移動などとの関連が見られるのでしょうか。

光田 : 紹介した観測例のときはとくにチェックしていない。BOMEX の際は湿度の変動と Roll Clouds との関連について報告している。

平 (海洋研) : BOMEX 等で、U.B.C. の Pond らが測定した風の抵抗係数 C_d についても紹介されたが、彼のデータ処理法、 u' と w' とのコヒーレンスが、特定の周波数帯で 0.5 になるように座標系を回転していることの影響について、どのようにお考えか、とくに、eddy correlation method で測定した C_d はしばしば、ちらばりが大きいと思われることと関連してお答えいただきたい。

光田・根本 : プラットフォームとして用いた FLIP の動揺を測定していなかったので止むを得ない。それにしても問題はあつた。

木村 (海洋研) : 地上から観測するよりも人工衛星による観測の方が技術的に簡単な場合があるといわれたが、具体的にはどういう事か。

光田 : 人工衛星の方が測器の環境が安定している。地上では温度、湿度など測器の環境条件が変動するために、これがノイズとなって測定結果に現われる場合がある。地上において測器の環境を一定に保つことは意外にむずかしいのである。

[氏名不詳氏] : thermasonde の測定値と radio sonde で測定値の一致のくわっているのは測定時間の違いではないか。

光田 : thermasonde の測定は 1 回に 30 分要する。

田中 (電波研) : 境界層の中の数分の変動は Helmholtz-Kelvin 波として知られているものではないか。

[氏名不詳氏] : はっきりと波としてとらえているものはそうであろう。しかし、風速の変動のスペクトルの山もやはり数分周期のところに来る、これは波のように位相のそろつたものとは考えられない。

田中：Wave は多分 Kelvin-Helmholtz wave で、 $Ri < 1/4$ の条件で発生するものでこれに関する理論的研究もいくつか存在する。電波研での観測では明け方にこの wave があらわれ次第に plume おきかわる。

広田：エクマンの理論をそのままプラネタリー境界層にあてはめると、赤道領域 ($f \rightarrow 0$) で境界層の高さが無限大になり困ると言われるが、境界層の高さが有限でなければならない理由は何か？ また、低緯度での観測は何故行なわれていないのか？

横山：風洞実験によれば、境界層の厚さは常に有限である。低緯度の観測を長期間続けることは、現状では困難である。

田中：プラネタリー境界層における乱れの概念を接地層の乱れの延長として考える以外に、wave や plume のような比較的規則正しい運動によって励起される乱れがむしろ卓越している場合もあるのではないかと特に安定成層の場合は内部重力波によって乱れがおこされる可能性はないか？ そしてそのような現象

は実測にひっかからないか？

横山：そのような可能性はある。

田中：境界層すなわち乱流でないことは流体力学ではそのとおりである。しかし流体力学の境界層理論は分子粘性を使うため（その分子粘性係数はすでに物質に関して決っている）完全な境界層方程式を作ることが可能であるが、乱流境界層の場合は分子粘性のかわりに渦粘性を使う必要があり、渦粘性をきめるために必然的に乱れを考察することにせまれる。すなわちこの場合境界層は乱流でないといいきれるか？

司会：理論に実験が追いついて行けないことが明確なイメージを生み出していない。AMTEX に期待したい。その点で横山氏の報告にあった 1km 位の高度で ϵ が急げきに減少するということがらは新しい実験的事実として注目すべきことだ。境界層の物理的意味を暗示しているように思う。境界層の厚さもこれによって定義できるのではないか

お 詫 び

天気 VoL. 19, No. 10 掲載下記論文の原稿受理日が脱落しておりましたので、お詫びして追加します。

光を用いた雨滴計……………後 町 幸 雄

—1972年 8月22日受理—

係留気球昇降機について……………中 島 正 一

—1972年 6月20日受理—