

冬型気圧配置における風速の鉛直分布

VERTICAL PROFILES OF WIND VELOCITY UNDER THE TYPICAL ATMOSPHERIC PRESSURE DISTRIBUTION IN THE WINTER SEASON

松永信博¹・福田和代²・片岡治³

Nobuhiro MATSUNAGA, Kazuyo FUKUDA and Osamu KATAOKA

¹正会員 工博 九州大学助教授 総合理工学研究科 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1)

²学生会員 工修 九州大学 総合理工学研究科 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1)

³学生会員 九州大学 総合理工学研究科 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1)

The vertical profiles of wind velocity under the pressure distribution typical in the winter season have been investigated on the basis of the data acquired from December, 1996 to February, 1997. The observations in the lower layer were made above Fukuoka City by using a Doppler sodar. The data which Fukuoka and Kagoshima meteorological observatories obtained by releasing rawinsondes were used as ones in the upper layer of the atmosphere. A strongly stratified layer is formed between the Ekman layer and the free atmosphere. The existence of the layer makes the vertical profiles of wind velocity complicated. The geostrophic wind velocity in the free atmosphere varies linearly because of the horizontal gradient of temperature. The wind profiles have been analyzed by using a one-dimensional model in which the eddy diffusivity and the geostrophic wind vary with the height. The analyzed results agree well with the observed ones.

Key Words : Ekman layer, geostrophic wind, thermal wind, eddy diffusivity

1. はじめに

大気層は地表面から高度約100mまでの接地層, 高度約100mから1000mまでのエクマン層, それより上空の自由大気に分けられる. 定常かつ水平方向に流れが一樣で, 拡散係数と地衡風速は高度に依らず一定と仮定すると, エクマン層における風速のホドグラフは北半球で高度とともに時計回りに変化するいわゆるエクマンらせんを描く¹⁾. しかし, エクマン層で観測された風速のホドグラフが常に理想的な仮定の下でのエクマンらせんを描くとは限らない. その理由としては, 実際の大気では拡散係数が鉛直方向に一定ではないこと, 水平方向の温度差によって鉛直方向に地衡風が変化すること, そして温度成層が存在することなどが挙げられる. Bradford and Branko²⁾は, 拡散係数と水平方向の気圧傾度を高度とともに変化させたモデルの解が観測値をよく再現できることを示した.

西高東低の冬型気圧配置においては, 風向・風速が安定しており, 大気境界層における風速プロファイル調べるのに適した気象状況である. また, 圧力勾配とコリオリ力がバランスした地衡風の評価も比較的簡単である. しかしながら, このような気象条件においてさえ大気境界層内の風速分布はそれほど明らかにされていない. そこで, 本研究では福岡

におけるドップラーソーダによる大気境界層下部観測とレーウィンゾンデによる福岡・鹿児島の高層気象観測から, 福岡および鹿児島の冬型気圧配置における高度6kmまでの風速分布特性を調べた. その結果, 大気下部では温位の鉛直分布が一樣な混合層が発達し, 上層では大気が安定成層していること, また, これに伴い風速分布も複雑に変化するという特徴が共通に見られた. そこで, 拡散係数および地衡風が鉛直方向に変化する場を鉛直一次元モデル用いて解析し, 観測データと比較・検討を行った.

2. 観測概要

本研究では, レーウィンゾンデによる高層気象観測とドップラーソーダによる大気境界層下部の観測で得られたデータを用いて高度6kmまでの風速分布に関する解析を行った. レーウィンゾンデ観測は, ゴム気球に吊したゾンデの電波の到来方向を自動追跡型方向探知器で追跡することにより約90分かけて高度約30kmまでの方位角と高度角を求め, 風向・風速を算定すると同時に気圧・気温・湿度の観測から高度を求める観測システムである. レーウィンゾンデ観測は毎日9時と21時の2回行われており, 本研究では, 福岡管区气象台および鹿児島地方气象台の高層気象観測データを用いて解析を行った.

表-1 観測リスト

観測地			福岡					鹿児島		
case	年/月/日	時刻	$U_g(\text{m/s})$	$Z_U(\text{km})$	$Z_\theta(\text{km})$	$U_*(\text{m/s})$	$Z_0(\text{m})$	$U_g(\text{m/s})$	$Z_U(\text{km})$	$Z_\theta(\text{km})$
1	96/12/01	09	22.0	3.10	3.05	1.40	1.2	26.0	2.57	3.24
2	96/12/01	21	9.5	1.71	2.17	0.99	2.0	19.0	1.80	2.13
3	97/01/02	09	21.0	2.14	2.40	1.03	1.6	22.0	2.16	2.26
4	97/01/02	21	13.0	2.00	2.20	*	*	19.0	1.45	1.61
5	97/01/03	09	9.0	1.43	1.73	1.01	4.0	20.0	1.20	1.51
6	97/01/21	09	20.0	1.10	1.36	1.06	2.0	24.0	2.32	2.58
7	97/01/22	09	15.0	1.90	2.09	0.80	2.4	18.0	1.10	1.38
8	97/01/22	21	5.0	1.34	1.47	*	*	5.0	1.16	1.07
9	97/02/11	21	12.0	1.61	1.76	0.81	3.5	21.0	2.80	2.46
10	97/02/12	09	10.0	1.76	1.80	0.93	2.0	19.5	2.00	1.74
11	97/02/12	21	5.0	1.90	2.27	*	*	15.0	1.94	1.60
12	97/02/21	09	12.0	1.62	1.70	1.04	1.8	15.0	0.94	0.94
13	97/02/21	21	6.0	1.82	2.07	0.48	3.0	20.0	1.84	1.54

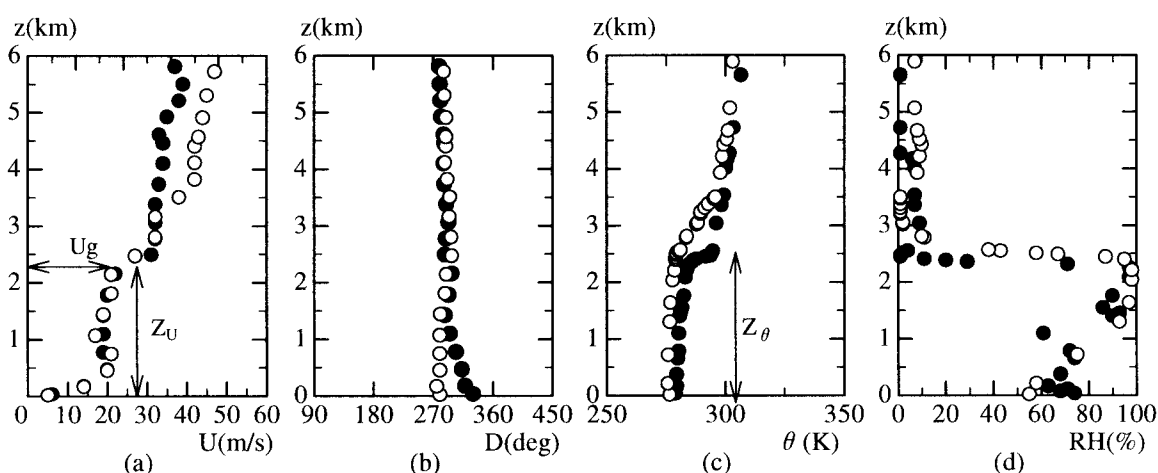


図-1 福岡および鹿児島上空における鉛直構造の一例 (case3) ○福岡 ●鹿児島

(a) 風速分布 (b) 風向分布 (c) 温位分布 (d) 相対湿度分布

ドップラーソーダによる観測は、ゾンデ放球時刻に合わせて九州大学春日キャンパスで行われた。ドップラーソーダは音波を上空に向けて送信し、その後方散乱波を受信することにより上空の散乱体のドップラーシフトを検出するもので、地上より約1000mまでの風速・風向の観測が可能である。測定高度が大きくなるにつれてデータ取得率が低下するため、今回の観測では最高測定高度を225mに設定した。また、ソーダによる測定は1分間隔で30分間連続して行われ、解析には30分間の平均値が用いられた。表-1にゾンデとソーダによる観測日時を示す。観測日については1996年12月から1997年2月にかけて冬型の気圧配置が形成された日を選んだ。データ解析によって求められた U_g 、 Z_U 、 Z_θ 、 U_* および Z_0 については次節で言及する。

3. 観測結果と考察

(1) 風速および温位分布の特徴

以下では、 z は地表面からの高度、 U は風速の絶対値を表す。図-1(a)、(b)、(c)および(d)にcase3の福岡と鹿児島における風速 U 、風向 D 、温位 θ 、およ

び相対湿度 RH の鉛直分布を示す。図-1(a)によって示されるように上空約2kmまでの風速は地表面摩擦の影響を強く受けていることがわかる。また、 $z > 4\text{km}$ では、両地点での風速は異なるが、風速の勾配はほぼ同じである。図-1(b)から $z < 2\text{km}$ の D は、福岡において高度とともに西から西北西に変化し、鹿児島において高度とともに北西から西北西に変化している。これは、エクマン層内の風速の hodograph が福岡においては時計回りに変化するが、鹿児島では反時計回りに変化することを示す。また、 $z > 4\text{km}$ の風向は両地点で西北西である。図-1(c)から、両地点の θ の分布は、 $z = 2\text{km}$ において明確な変曲点を持ち、 $z < 2\text{km}$ において大気はほぼ中立である。また、 $z > 4\text{km}$ において、両地点の温位は安定成層を示し、ほぼ同じ値である。一方、図-1(d)から、両地点の RH は $z < 2\text{km}$ で急激に変化をしていることがわかる。風速、風向および温位分布の上層部に着目すると、福岡・鹿児島両地点での鉛直構造は、ほぼ同じ特徴を持つことがわかる。これは、九州全域が西高東低の気圧配置に覆われていたためである。他のケースについてもcase3と同様の風速、風向および温位の鉛直構造が観察された。

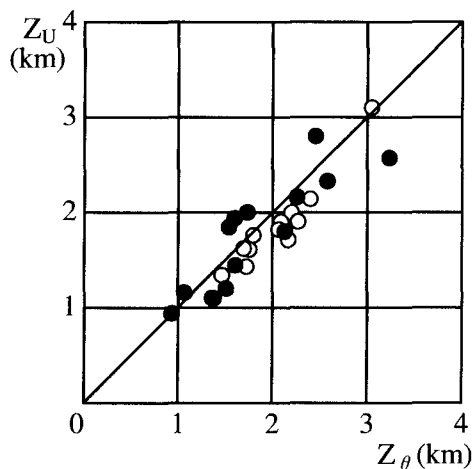


図-2 混合層高さ Z_U と Z_θ の関係
○福岡 ●鹿児島

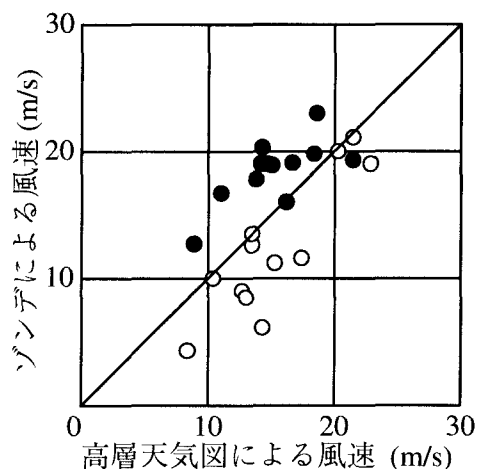


図-3 850hPa における地衡風と観測値との比較
○福岡 ●鹿児島

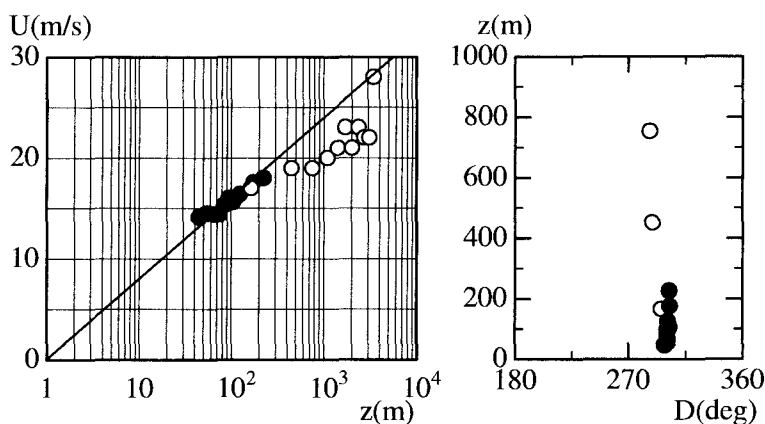


図-4 大気境界層内の風速・風向分布の一例 (福岡 case1)
●ドップラーソーダ
○レーウィンゾンデ

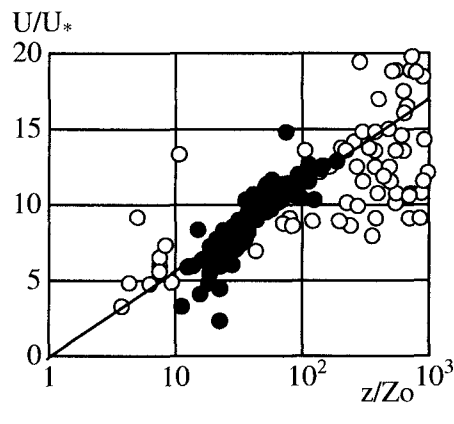


図-5 U_* および Z_0 を用いて無次元化された境界層下部の風速分布
●ドップラーソーダ
○レーウィンゾンデ

次に、図-1(a)と(c)において、 U の変曲点の高さを Z_U とし、 Z_U における風速を U_g と定義する。また、 θ の変曲点の高さを Z_θ とする。図-1(a)と(c)を比較すると、 Z_U と Z_θ は、ほぼ同じオーダーであることがわかる。各ケースにおける Z_U と Z_θ の値を表-1に示す。図-2に全ケースの Z_U と Z_θ の関係を示す。福岡・鹿児島 の両地点において、 $Z_U \cong Z_\theta$ の関係が見られる。このことから $z = Z_U$ で見られる風速の急激な変化と大気 の温度成層とは密接に関係しており、このような特徴は地域特有のものではないように思われる。図-3に850hPa付近 ($z = 1.3 \sim 1.5 \text{ km}$)におけるゾンデのデータから得られた風速と850hPaの高層天気図から算定した地衡風速との関係を示す。高層天気図から地衡風の風速 U_g' を求める際には以下の式を用いた。

$$U_g' = -(1/f) \cdot (\Delta\phi / \Delta y)$$

ここで、 f はコリオリパラメータ、 $\Delta\phi / \Delta y$ はジオポテンシャルの勾配である。両地点においてゾンデによる風速と高層天気図より求められた地衡風速はほ

ぼ一致していることから、 $z = 1.3 \sim 1.5 \text{ km}$ (850hPa)より上空の風速はほぼ地衡風バランスが成り立っているものと推察される。

図-4に大気境界層内の風速・風向分布の一例(福岡case1)を示す。風速・風向の分布から、ソーダの観測値はゾンデの観測値に連続的に接続している。また、 $z = 300 \text{ m}$ までの風速は対数分布に従うことがわかる。

次に、福岡の観測値を用いて、 Z_U より下方のゾンデとソーダの風速データを対数則にあてはめ、各ケースの摩擦速度 U_* と粗度 Z_0 を算出した。得られた U_* と Z_0 を表-1に示す。なお、表中の*は、ソーダのデータが不十分なため、 U_* 、 Z_0 が算出出来なかったことを示す。図-5は福岡の全ケースの風速分布を U_* と Z_0 を用いて規格化したものである。ゾンデとソーダのデータは共に $z / Z_0 \leq 100$ において対数分布をとることがわかる。また、各ケースより得られた福岡における Z_0 の平均値は 2.4 m 、 U_* / U_g の平均値は 7.6×10^{-2} であった。

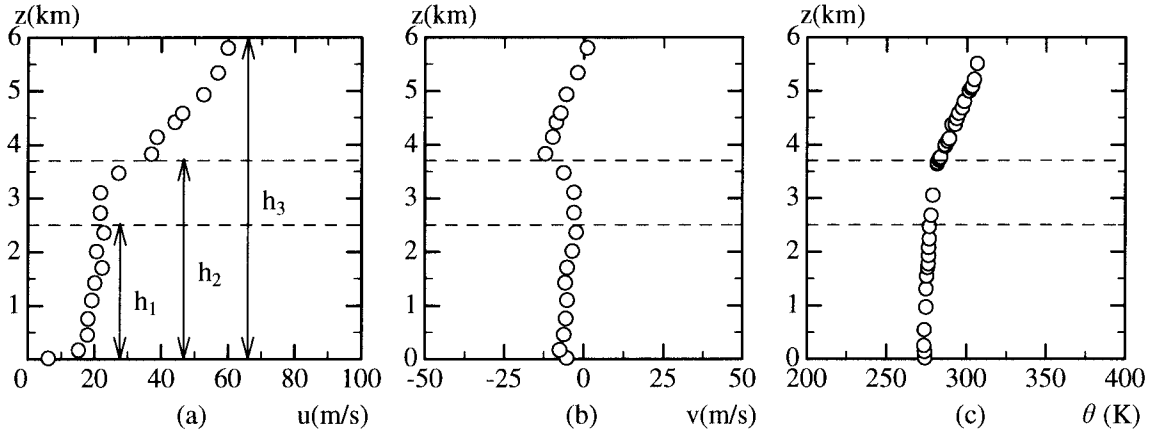


図-6 風速成分 u, v の鉛直分布と温位 θ の鉛直分布 (case1)

(a) u の鉛直分布 (b) v の鉛直分布 (c) θ の鉛直分布

(2) 風速分布のシミュレーション

以下では、風速 U と風向 D から風速を東西成分 u と南北成分 v に分解する。ただし、西風の場合を $u > 0$ 、南風の場合を $v > 0$ とする。図-6 (a), (b) および (c) に風速成分 u, v および温位 θ の鉛直分布をそれぞれ示す。図-6 (a), (b) から、 $z < 2.5\text{km}$ の層は地表面摩擦の影響を強く受け、地表面近傍では大きな速度勾配が形成されている。 $z > 4\text{km}$ の層では、風は z とともに直線的に増加し、水平温度勾配による温度風が存在していたと推測される。また、これら2つの層の間には速度分布を連続させる遷移層が存在することがわかる。

温位の分布においても $z < 2.5\text{km}$ において大気はほぼ中立で、 $z > 4\text{km}$ では安定成層をし、その中間に遷移層という3層構造が認められる。図-6 (a), (b) および (c) において破線で示されるように高度 6km までの大気層を地表面から混合層、遷移層、自由大気層の3つの層に分け、各層の頂部の地表面からの高度を h_1 , h_2 および h_3 と定義する。

現象が定常で水平方向に流れは一樣という仮定を用いると、大気層を支配する運動方程式は

$$-f(u - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial v}{\partial z} \right) = 0 \quad (1)$$

$$f(v - v_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0 \quad (2)$$

となる。ここで、 u および v は風速の東西および南北成分、 u_g および v_g は地衡風の東西および南北成分、 f はコリオリパラメータ、 z は高度、 K は拡散係数である。拡散係数 K の鉛直分布としては、図-7 に示されるように、 K は地表面で K_0 をとり、混合層ではほぼ一樣で、遷移層で高度とともに急激に減少し、自由大気層では0に漸近する分布と仮定した。具体的な関数形として式 (3) を与える。

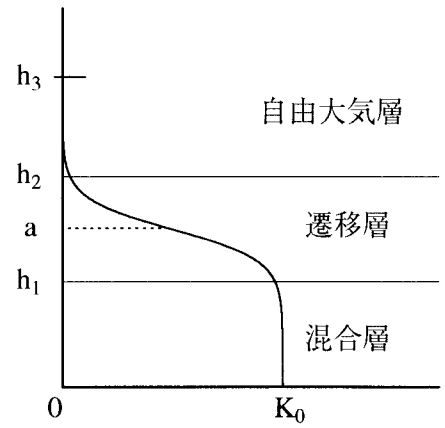


図-7 拡散係数モデル

$$K = -\frac{K_0}{2} \left[\tanh \left\{ \frac{1}{L} (z - a) \right\} - 1.0 \right] \quad (3)$$

$$a = \frac{h_1 + h_2}{2}$$

ここで、 K_0 は地表面における拡散係数、 L は代表高さスケールである。 a は図-7 の破線で示されるように K の変曲点の高さを表す。図-6 で示されるように、自由大気における風速分布は直線的に増加しており、このことは自由大気層内においては、水平温度勾配が高さ方向に一樣であることを示唆している。従って温度風を考慮した地衡風分布は次式で与えられる。

$$u_g(z) = u_{g0} + \frac{u_g(h_3) - u_{g0}}{h_3} z \quad (4)$$

$$v_g(z) = v_{g0} + \frac{v_g(h_3) - v_{g0}}{h_3} z \quad (5)$$

ここで、 u_{g0} および v_{g0} はそれぞれ地表面での地衡風の東西および南北成分、 $u_g(h_3)$ および $v_g(h_3)$ は $z = h_3$ における地衡風の東西および南北成分である。自由大気層における風速を地衡風速とみなし、その層の風速分布を地表面まで直線的に外挿することによって地表面での地衡風速 u_{g0} と v_{g0} を求めた。境界条件は $z = 0$ において $u = v = 0$ 、 $z = h_3$ において $u = u_g(h_3)$,

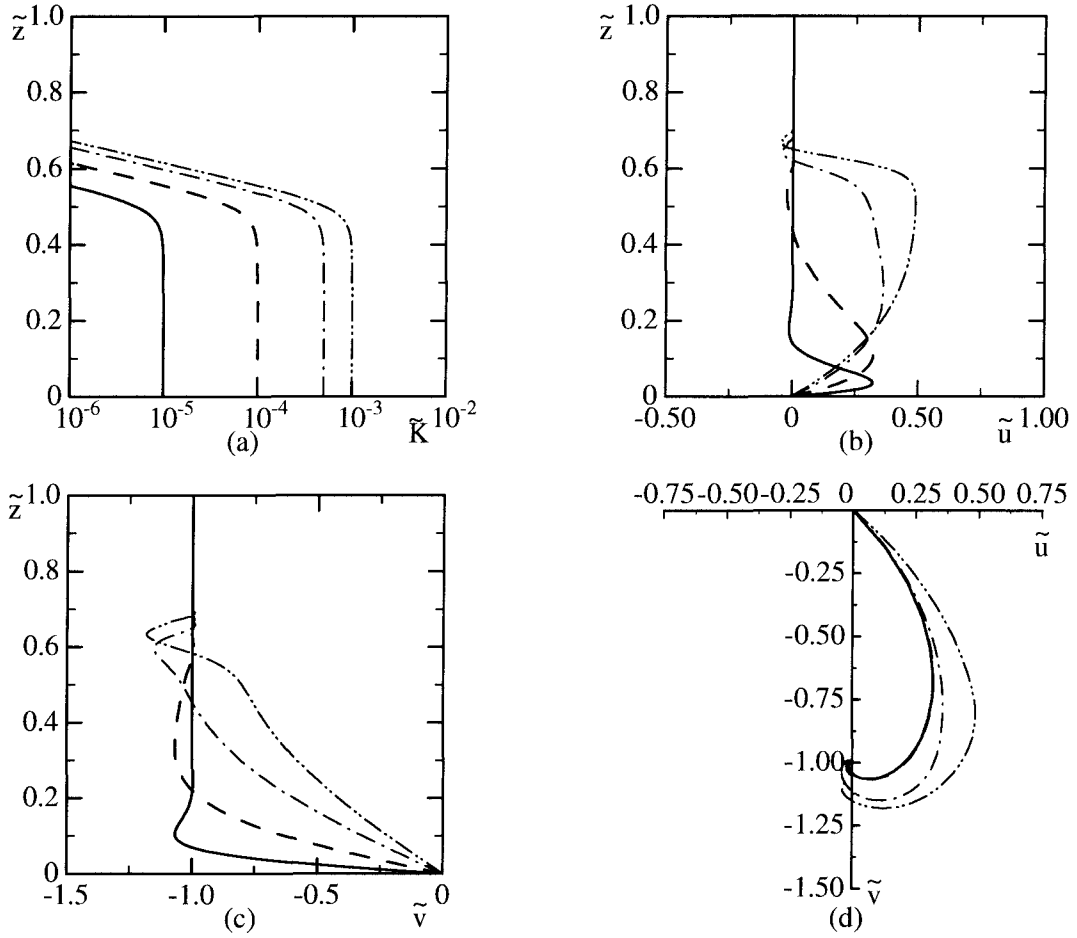


図-8 拡散係数を変化させた場合の数値解析の結果

(a) $\tilde{K}$ の分布 (b) $\tilde{u}$ の分布 (c) $\tilde{v}$ の分布 (d)ホドグラフ

— $\tilde{K}_0 = 1.0 \times 10^{-5}$ --- $\tilde{K}_0 = 1.0 \times 10^{-4}$
 - · - · $\tilde{K}_0 = 5.0 \times 10^{-4}$ · · · $\tilde{K}_0 = 1.0 \times 10^{-3}$

$v=v_g(h_3)$ と与えられる。

解析を容易にするため、高度 h_3 と h_3 における地衡風速の絶対値 $G(h_3)=(u_g(h_3)^2+v_g(h_3)^2)^{1/2}$ を用いて方程式を無次元化すると、方程式系は以下ようになる。

$$-\alpha \tilde{u} + \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\tilde{K} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{z}} \right) = -\alpha \tilde{u}_g \quad (6)$$

$$\alpha \tilde{v} + \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\tilde{K} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{z}} \right) = \alpha \tilde{v}_g \quad (7)$$

$$\tilde{K} = -\frac{\tilde{K}_0}{2} \left[\tanh \left\{ \frac{1}{\tilde{L}} (\tilde{z} - \tilde{a}) \right\} - 1.0 \right]$$

$$\tilde{K}_0 = \frac{K_0}{G(h_3) \cdot h_3}, \quad \tilde{a} = \frac{h_1 + h_2}{2h_3}, \quad \tilde{L} = \frac{L}{h_3}$$

$$\tilde{u}_g(\tilde{z}) = \frac{u_{g0}}{G(h_3)} + \left(\frac{u_g(h_3) - u_{g0}}{G(h_3)} \right) \tilde{z}$$

$$\tilde{v}_g(\tilde{z}) = \frac{v_{g0}}{G(h_3)} + \left(\frac{v_g(h_3) - v_{g0}}{G(h_3)} \right) \tilde{z}$$

B.C.

$$\begin{cases} \tilde{u} = \tilde{v} = 0 & \text{at } \tilde{z} = 0.0 \\ \tilde{u} = u_g(h_3)/G(h_3), \quad \tilde{v} = v_g(h_3)/G(h_3) & \text{at } \tilde{z} = 1.0 \end{cases}$$

ここで、 $\sim$ は無次元量であることを示す。拡散係数が風速分布にどのような影響を与えるか調べるため、地衡風は高さ方向に一定の北風成分のみを持つという条件の下で、 $\tilde{K}_0 = 1.0 \times 10^{-5}, 1.0 \times 10^{-4}, 5.0 \times 10^{-4}, 1.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ と変化させた4つの場合の数値解析を行った。その他のパラメータは $\tilde{h}_1 = 0.33, \tilde{h}_2 = 0.67, \tilde{h}_3 = 1.00, \tilde{u}_{g0} = 0.0, \tilde{u}_g(1.0) = 0.0, \tilde{v}_{g0} = -1.0, \tilde{v}_g(1.0) = -1.0, \tilde{L} = 0.05, \alpha = 1.0 \times 10^{-2}$ とする。コリオリパラメータは $f = 8.00 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ を与えた。解析結果を図-8に示す。 $\tilde{K}_0 = 1.0 \times 10^{-5}, 1.0 \times 10^{-4}$ の場合、両者のホドグラフはほぼ一致しており、エクマンらせんと同様な風速分布を示す。エクマン層の厚さ D は $D = (2K/f)^{1/2}$ であり、よく知られたエクマンらせんの解析において $z \rightarrow \infty$ で地衡風が形成されると考えられている。上記の数値解析を用いると、拡散係数が小さい場合は、 D が h_2 に相対的に小さくなるため、 $\tilde{z} \ll 1.0$ においてよく知られたエクマンらせんが形成されることにな

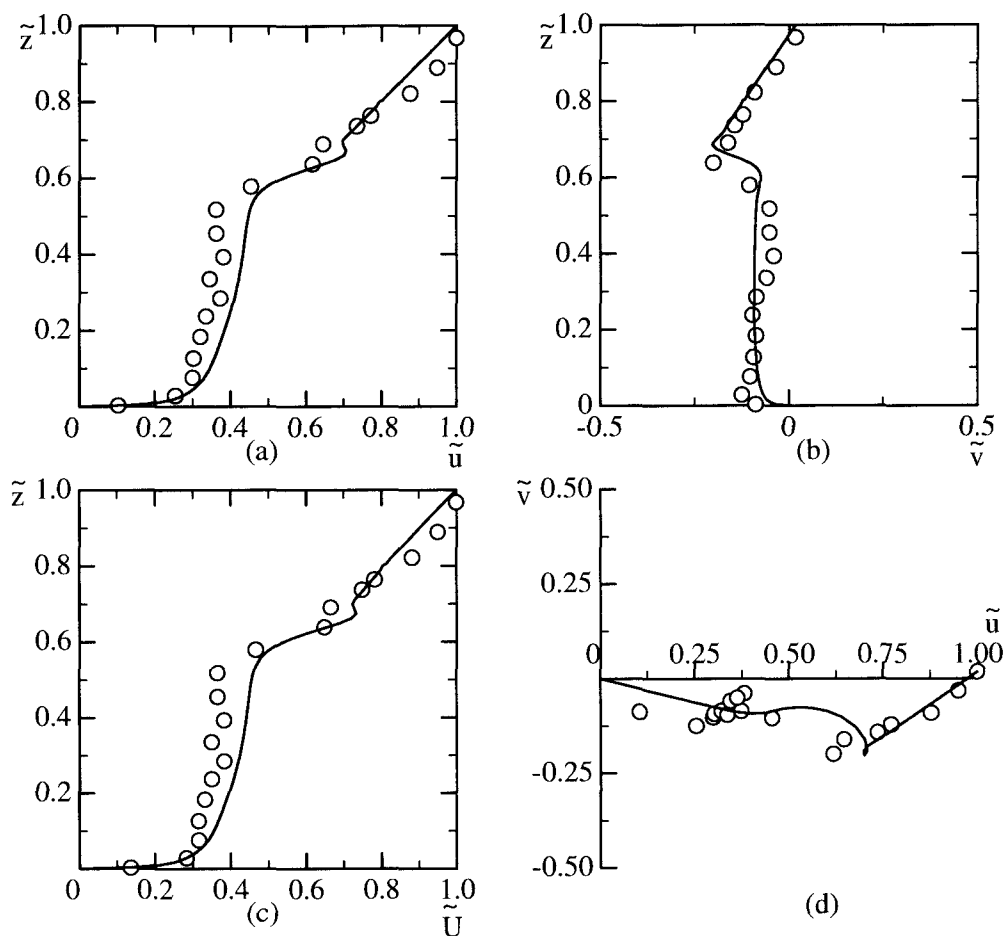


図-9 観測値(case1)と数値解析の結果の比較 — 計算値 ○ 観測値
(a) $\tilde{u}$ の分布 (b) $\tilde{v}$ の分布 (c) $\tilde{U}$ の分布 (d)ホドグラフ

る。一方、拡散係数が大きくなると、 D は h_2 に対し相対的に大きくなるため、 h_2 において風速成分が強制的に地衡風に連結する条件を解くことになるので、エクマンの解析解とは異なる結果となる。

最後に、観測値(福岡case1)と解析結果との比較を行う。観測値に基づいてパラメータは $h_1=1000\text{m}$, $h_2=4800\text{m}$, $h_3=6000\text{m}$, $u_{g0}=0.0\text{m/s}$, $v_{g0}=-40.0\text{m/s}$, $u_g(h_3)=60.0\text{m/s}$, $v_g(h_3)=1.0\text{m/s}$ と評価した。無次元化されたパラメータは、 $\tilde{h}_1=0.17$, $\tilde{h}_2=0.8$, $\tilde{h}_3=1.0$, $\tilde{u}_{g0}=0.0$, $\tilde{v}_{g0}=-0.67$, $\tilde{u}_g(1.0)=1.00$, $\tilde{v}_g(1.0)=0.017$ となる。また、 $\tilde{L}=0.05$, $\alpha=8.0\times 10^{-3}$, $f=8.00\times 10^{-5}\text{ s}^{-1}$ を用いた。式(8)に示されるように、拡散係数は $\tilde{z} < 0.7\tilde{h}_1$ において線形的に増加し、それ以上では高度とともに0に漸近する分布を与えた。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{K} &= c\tilde{z} & 0.0 \leq \tilde{z} < 0.7\tilde{h}_1 \\ \tilde{K} &= -\frac{\tilde{K}_0}{2} \left[\tanh \left\{ \frac{1}{\tilde{L}} (\tilde{z} - \tilde{a}) \right\} - 1.0 \right] & 0.7\tilde{h}_1 \leq \tilde{z} \leq 1.0 \end{aligned} \right\} (8)$$

ここで、 $\tilde{K}_0=3.00\times 10^{-3}$ とし、定数 c は $\tilde{z}=0.7\tilde{h}_1$ における $\tilde{K}$ の値が上層と下層で一致するように $c=2.7\times 10^{-2}$ を与えた。

図-9に観測値(福岡case1)と解析結果との比較を示す。摩擦の影響を大きく受ける $\tilde{z} < \tilde{h}_1$ における風速分布を再現することは難しいが、全体的には解析結果と観測値は一致している。これは、風速の鉛直分布を再現するには、高度によって変化する拡散係数と地衡風速を考慮することが重要であることを示す。

今後の課題として、エクマンらせんと観測値との風速分布の違いには、どのパラメータが効いているのかを系統的に説明する必要がある。また、本研究では、拡散係数は解析結果と観測値が合うように与えられたが、風速分布の観測値から拡散係数の分布を算出する必要がある。

参考文献

- 1) 例えば、竹内清秀・近藤純正：大気科学講座 1 地表に近い大気，東京大学出版会，pp.42-44, 1994.
- 2) Bradford W. B. and Branko G. : The baroclinic, variable eddy viscosity Ekman layer, Boundary-Layer Meteorology, Vol.87, pp.363-380, 1998.

(1998.9.30受付)