

地形評価による風速・風向の分布推定

吉野正敏*

川中博**

1. ま え が き

ある小地域における局地風系を知るためには、かなりの数の観測点を密度高く設けねばならない。これにはコストがかさむ。そのためには、扇形樹などの指標による調査 (Yoshino, 1975) や、地形評価による推定 (Sapozhnikova, 1950; 吉野, 1961) などが試みられてきた。しかし、他方では少数の観測点で得られたデータから観測点のない周辺地域の風系を、物理的根拠のもとに推定し、情報を増やすという手法を考案する必要がある。

Fosberg et al. (1976) は、山地の複雑な地形における風系を、物理的モデルを用いて数値的に推定する方法を提案した。これは、「非弾性方程式系の単層モデルを、順次精度を上げて繰り返し実行する」というモデルである。本論文では、彼の方法を紹介するとともに、これを用いて、長野県下伊那における局地風系を推定し、実際の観測によるものと対比し、その有効性を検討した結果を報告する。

2. モ デ ル

モデルの構造は Fig. 1 に示されるような大気の厚さ H 、格子間隔 d の単層の格子モデルで、次の2段階の逐次近似により構成されている。始めに地上気圧 P および上層風 V_g を与え、それが平滑化された地形 \bar{h} の効果によって力学的に変形され、どのような局地風系 \bar{V} を形成するかを計算して求める。次に、平滑化していない実際の地形 h を組み込み、その地形の効果および地表摩擦の効果 (粗度長 z_0)、そして、地上気温分布 T の不均衡により生じる熱的效果によって、上述の局地風系 \bar{V} がさらにどのように変形されるのかを計算し、地上風系 V を推定する。したがって、準備として必要な気象要素は、上層風 V_g 、地表粗度長 z_0 、地上気温 T 、地上気圧 P 等である。

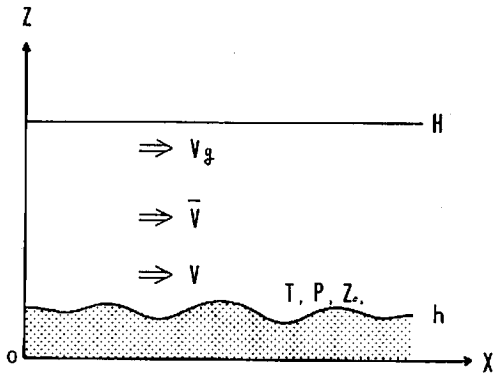
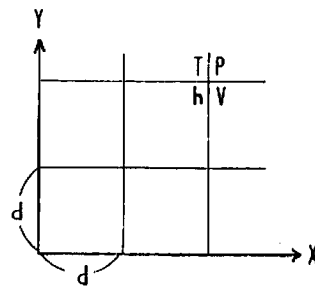


Fig. 1 モデルの構造を示す模式図。

T : 地上気温, P : 地上気圧, z_0 : 地表粗度長, V : 地上風系, \bar{V} : 局地風系, V_g : 上層風, h : 地形, H : 大気の厚さ。

* 筑波大学地球科学系
** ミズラー大学大気科学教室

a) 方程式系

定常状態における連続の式は z 系鉛直座標で表わすと

$$\Gamma \cdot \rho \mathbf{V} = -\frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \quad (1)$$

ここでは Γ は水平傾度オペレーターで、 $\Gamma = \mathbf{I} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{J} \frac{\partial}{\partial y}$, ρ , \mathbf{V} , w はそれぞれ密度, 水平風ベクトル, 鉛直速度 (+が上向) である。 ρ を z のみの関数とすると

$$\bar{\rho} \mathbf{F} \cdot \mathbf{V} = \rho \bar{\delta} = -\frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \quad (2)$$

ここで、 $\bar{\delta}$ は平均風の場の水平発散である。次に(2)式を地形面高度 h から大気上端 H まで積分すると、

$$\int_h^H \bar{\rho} \bar{\delta} dz = -\int_h^H \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} dz \quad (3)$$

ρ と $\bar{\delta}$ の相関がないとすれば

$$\bar{\rho} \cdot \bar{\delta}(H-h) = -\rho_H w_H + \rho_h w_h \quad (4)$$

と近似できる。ここで、 $\bar{\rho}$ は鉛直平均の意味である。大気上端における鉛直速度を $w_H=0$, また、地表面上 h における鉛直速度を $w_h = \mathbf{V}_h \cdot \mathbf{F}h$ と仮定すると、(4)式は結局次のようになる。

$$\bar{\delta} = \frac{\rho_h \mathbf{V}_h \cdot \mathbf{F}h}{\bar{\rho}(H-h)} \quad (5)$$

運動方程式を温位系で表わすと、

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -f \mathbf{K} \times \mathbf{V} - \Gamma \psi + \mathbf{F} \quad (6)$$

ここで、 \mathbf{K} は鉛直方向の単位ベクトル、 $\psi = \theta \frac{\partial \phi}{\partial \theta} + gz$ はモンゴメリー関数、 f はコリオリパラメータである。摩擦力を、 $\mathbf{F} = K \Gamma^2 \mathbf{V}$ で表わし、 $P_* = T/\theta$ とおき、静力学の式と地衡風関係式を用いると、(6)式は、

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -C_p \theta \Gamma P_* + K \Gamma^2 \mathbf{V} \quad (7)$$

と変形できる。ここで C_p , θ , K はそれぞれ、定圧比熱、温位、動粘性係数である。両辺の発散をとると、

$$\Gamma \cdot \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{\partial \bar{\delta}}{\partial t} = \Gamma \cdot (-C_p \theta \Gamma P_*) + \Gamma \cdot (K \Gamma^2 \mathbf{V}) \quad (8)$$

となる。この式に関して、移流項の発散は無視した。 Γ^2 は水平ラブランパラメータである。また、摩擦力の発散は、

$$\Gamma \cdot (K \Gamma^2 \mathbf{V}) \sim \Gamma \cdot K \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial z^2} = K \left(\frac{\partial^3 u}{\partial x \partial z^2} + \frac{\partial^3 v}{\partial y \partial z^2} \right) \quad (9)$$

である。ところで、風の対数法則により、

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz}, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{v_*}{kz} \quad (10)$$

ここで、 u , v は x 方向と y 方向の風速成分で、 k , u_* , v_* はカルマン定数、および摩擦速度である。摩擦速度の鉛直勾配はないものとして、これを z で微分すると、

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -\frac{u_*}{kz^2}, \quad \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = -\frac{v_*}{kz^2} \quad (11)$$

z を地上約 3 m とし、地表の粗度長 z_0 を与えて次式により摩擦速度を計算し、(11)式に組み込む。すなわち、

$$u_* = \frac{k|\bar{u}|}{\ln\left(\frac{z_0+z}{z_0}\right)}, \quad v_* = \frac{k|\bar{v}|}{\ln\left(\frac{z_0+z}{z_0}\right)} \quad (12)$$

そして、(11)式を(8)式に入れると、結局、次の発散方程式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial t} = -C_p \theta \Gamma^2 P_* - C_p \Gamma \theta \cdot \Gamma P_* - \frac{K}{kz^2} \left(\frac{\partial u_*}{\partial x} + \frac{\partial v_*}{\partial y} \right) \quad (13)$$

また、(13)式の発散方程式を導びくのと同様の手続きで、次に示す渦度方程式が得られる。

$$k \cdot \Gamma \times \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -C_p \frac{\partial(\theta, P_*)}{\partial(x, y)} - (\zeta + f) \bar{\sigma} - \frac{K}{kz^2} \left(\frac{\partial v_*}{\partial x} - \frac{\partial u_*}{\partial y} \right) \quad (14)$$

ここで、 ζ は相対渦度であり、次式で示されるヤコビアンが用いられている。

$$\frac{\partial(\theta, P_*)}{\partial(x, y)} = \frac{\partial \theta \partial P_*}{\partial x \partial y} - \frac{\partial P_*}{\partial x} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial y} \quad (15)$$

(13)式の発散方程式および(14)式の渦度方程式は時間依存の式なので、時間積分する必要がある。発散方程式は、任意時間で直接積分されるが、発散の時間変化に対する知識はほとんどないので、かりにこれを Δt_σ の周期で変動する矩形パルス波と仮定すると、発散方程式に対する積分時間は、 $(1/2)\Delta t_\sigma$ となる。したがって、発散は次式で表わされる。

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma} + \frac{1}{2} \Delta t_\sigma \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial t} = \bar{\sigma} + \frac{1}{2} \Delta t_\sigma \left[-C_p \theta \Gamma^2 P_* - C_p \Gamma \theta \cdot \Gamma P_* - \frac{K}{kz^2} \left(\frac{\partial u_*}{\partial x} + \frac{\partial v_*}{\partial y} \right) \right] \quad (16)$$

渦度方程式に対しても、同様に周期 Δt_ζ の渦度の矩形パルス波と仮定し、積分すると、

$$\zeta = \exp\left(-\frac{1}{2} \Delta t_\zeta \bar{\sigma}\right) \cdot \frac{1}{2} \Delta t_\zeta \left[-C_p \frac{\partial(\theta, P_*)}{\partial(x, y)} - f \bar{\sigma} - \frac{K}{kz^2} \left(\frac{\partial v_*}{\partial x} - \frac{\partial u_*}{\partial y} \right) \right] \cdot \exp\left(\frac{1}{2} \Delta t_\zeta \bar{\sigma}\right) + C \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \Delta t_\zeta \bar{\sigma}\right) \quad (17)$$

となる。そして、発散および渦度の矩形パルス周期を以下のように、音速、代表風速を用いて仮定する。

$$\Delta t_\sigma = \frac{d}{300} \left(\frac{\text{sec}}{\text{m}} \right) \quad (18)$$

$$\Delta t_\zeta = \frac{d}{|\mathbf{V}|} \quad (19)$$

ここで、 d はモデルの格子間隔、300 m/s は音速である。メソスケール風系を対象とすれば格子間隔は 1~10 km のオーダーであり、風速は 1~10 m/s のオーダーであるので Δt_ζ は 1000 秒のオーダーとなる。(17)式における exponential 項を、1 と見なすと、(17)式は結局

$$\zeta = \frac{1}{2} \Delta t_\zeta \cdot \left[-C_p \frac{\partial(\theta, P_*)}{\partial(x, y)} - f \bar{\sigma} - \frac{K}{kz^2} \left(\frac{\partial v_*}{\partial x} - \frac{\partial u_*}{\partial y} \right) \right] + \zeta_0 \quad (20)$$

となる。

さて、任意の風ベクトルはその回転成分と発散成分とに分類することができる。

$$\mathbf{V} = \mathbf{K} \times \nabla \phi + \nabla \psi \quad (21)$$

ここで、 ϕ , ψ はそれぞれ流線関数と速度ポテンシャルであり、以下の関係がある。

$$\zeta = \nabla^2 \psi, \quad \bar{\sigma} = \nabla^2 \phi \quad (22)$$

ζ および $\bar{\sigma}$ が既知ならば、上式のポアソン方程式を解いて、 ψ , ϕ を得ることができる。そして、以下の式により風速を計算することができる。

$$u = u_0 + \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad v = v_0 + \frac{\partial \psi}{\partial y} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (23)$$

以上、用いられてきた微分演算子は等高度面に関するものであるが、山地斜面などで観測した値はそれぞれの高度が異なるので、微分演算子の変換が必要である。地表高度を h とし、任意の物理量を S とすると、微分演算子の変換式は、

$$\left. \frac{\partial S}{\partial x} \right|_E = \left. \frac{\partial S}{\partial x} \right|_T - \frac{\partial S}{\partial z} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} \Big|_T \quad (24)$$

と表わされる。添字の E, T はそれぞれ等高度面、地表面を意味している。同様に、2次の微分は次のように表わされる。

$$\left. \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} \right|_E = -2 \frac{\partial^2 S}{\partial x \partial z} \cdot \frac{\partial h}{\partial z} - \frac{\partial S}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \cdot \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \quad (25)$$

以下に、上述の方程式系に含まれる従属変数の変換式を掲げる。

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_E = \left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_T - \theta \sigma \left. \frac{\partial h}{\partial x} \right|_T \quad (26, a)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_E = \left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_T - \theta \sigma \left. \frac{\partial h}{\partial y} \right|_T \quad (26, b)$$

$$\left. \frac{\partial P_*}{\partial x} \right|_E = \left. \frac{\partial P_*}{\partial x} \right|_T + \frac{g}{C_p \theta} \cdot \left. \frac{\partial h}{\partial x} \right|_T \quad (27, a)$$

$$\left. \frac{\partial P_*}{\partial y} \right|_E = \left. \frac{\partial P_*}{\partial y} \right|_T + \frac{g}{C_p \theta} \cdot \left. \frac{\partial h}{\partial y} \right|_T \quad (27, b)$$

$$\left. \frac{\partial^2 P_*}{\partial x^2} \right|_E = \left. \frac{\partial^2 P_*}{\partial x^2} \right|_T - 2 \frac{g}{C_p \theta^2} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} \cdot \left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_T \quad (28, a)$$

$$\left. \frac{\partial^2 P_*}{\partial y^2} \right|_E = \left. \frac{\partial^2 P_*}{\partial y^2} \right|_T - 2 \frac{g}{C_p \theta^2} \cdot \frac{\partial h}{\partial y} \cdot \left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_T \quad (28, b)$$

$$\left. \frac{\partial u_*}{\partial x} \right|_E = \left. \frac{\partial u_*}{\partial x} \right|_T \quad (29, a)$$

$$\left. \frac{\partial u_*}{\partial y} \right|_E = \left. \frac{\partial u_*}{\partial y} \right|_T \quad (29, b)$$

$$\left. \frac{\partial v_*}{\partial x} \right|_E = \left. \frac{\partial v_*}{\partial x} \right|_T \quad (30, a)$$

$$\left. \frac{\partial v_*}{\partial y} \right|_E = \left. \frac{\partial v_*}{\partial y} \right|_T \quad (30, b)$$

ここで、 $\sigma = \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial y}$ は静的安定度、 g は重力の加速度である。また、気圧の鉛直方向の減少は静力の式

$$\frac{\partial P_*}{\partial z} = - \frac{g}{C_p \theta} \quad (31)$$

が用いられている。

b) 計算手順

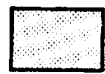
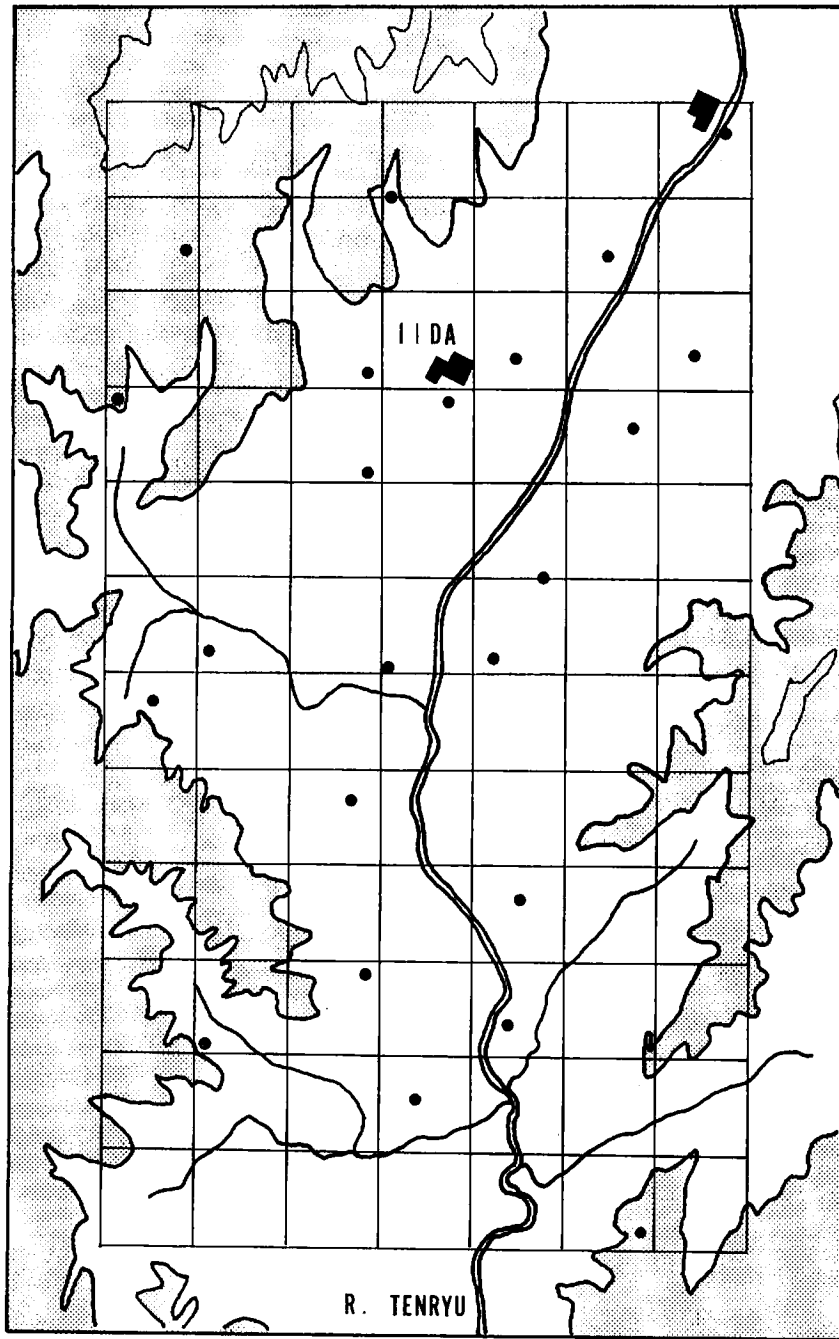
次に、モデルを現実にあてはめるにあたって、必要な気象要素とモデルの計算手順について述べる。始めに、地表高度を地図から読み取り、地上気温および地上気圧を用いて各格子点における温位を計算しておく。

$$\theta = \frac{T}{T_*} = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/C_p} \sim T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{0.2837} \quad (32)$$

地上風は、 $V_h = a V_g$ として与える。ここで V_g は上層の地衡風であり、 a は 0.2~0.3 程度の係数である。

第1段階として、適当に平滑化した地形、例えば周囲4地点の平均高度を用いて、(5)式より発散の第1近似を求める。大気の厚さ H は、等密度大気と同じ、8000 m を用いる。そして、(2)式の熱的効果の項および摩擦効果の項を無視して渦度の第1近似を求める。この発散および渦度から(4)式のポアソン方程式を解いて流線関数および速度ポテンシャルを求め、(3)式により局地風系の第1近似を得る。

第2段階として、平滑化しない地形を用いて、(5)式から全体的な発散を求め、次に(6)式、(7)式により発散および渦度を詳しく求めなおす。ここでは、第1近似として求めた風速を使って(4)式から計算した摩擦速度の値を



> 1000 M

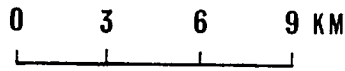


Fig. 2 長野県下伊那の観測地点（黒丸）と数値計算のメッシュ。

用い、また、すべての従属変数は29~30式の変換を施してから用いる。発散と渦度を求めてから、第1段階と同様にポアソン方程式を解いて、第1段階で求めた風系を修正する。

3. 解析例

a) データ

下伊那教育会により、長野県下伊那地方の地表気温・風系等の詳細な季節別観測結果が報告されている。Fig. 2のように、この地域は、天竜川をはさんで東側と西側に赤石山脈と木曾山脈がそれぞれあり、南北に続く谷に飯田市・松川町等が点在している。観測は、この下伊那地方の小中学校の約30地点で行われた（下伊那教育会、1963）。この対象地域（21 km×36 km）に3 km 間隔のメッシュをかけ、格子点の海拔高度を地図より読取り、次に観測された地表気温に基づいてつくられた等温線図の上で各格子点の気温を読みとった。Fig. 2 中の黒丸は観測地点でメッシュ内に23地点ある。対象としたデータは、1962年8月1日12時00分の観測で得られたものである。計算に必要な他のパラメータのうちで、静的安定度は大気の平均的な値である $1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ を与え、地表気圧は海面気圧をもとに、測高公式で外挿した。上層風としては、気象庁発行 500 mb 天気図より地衡風 ($u \sim 6.5 \text{ m/s}$, $v \sim 6.5 \text{ m/s}$ を読み取り、地上風への変換係数は $a=0.2$ とした。密度は、 $\bar{p}=0.926 \times 10^{-3}$, $\rho=1.093 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ を用いた。

b) 結果

Fig. 3 は、上述の方法で数値的に推定した局地風系である。天竜川の西部で S の風、東部で W の風が卓越していて、図中南西部では一般風と逆向きの風が見られ、飯田付近の低地で発散が生じている。一般風は天竜川の谷底では谷に沿って吹く風と、斜面では谷から山頂へ吹き上げる風系となっている。和田付近では地形効果による収束が起こっている。

Fig. 4 は観測による風向風速の分布である。飯田西（図中の北西部）、松川（北東部）、和田（南東部）で約 4 m/s の風が吹いていた。風向はそれぞれ S, W, SW であった。

Fig. 3 と Fig. 4 を比較すると、北西部に見られる S 風、北東部に見られる W 風、南東部に SW の風など、風速の大きい地域で良く一致している。発散が生じている図の中央部では、風速が小さい、という点で一致しているが、風向は一致していない。これは弱い風の場合はより観測地点周辺の微地形の影響を受けやすいためである。風速に関して推定値の方が観測値より約 30% 大きい。

4. まとめおよび考察

モデル計算においては複雑な地形等を格子間隔で読み取るため、格子間隔以下の地形の影響を考慮に入れることができない。そのため得られた風系は格子間隔以上のスケールを持った風系である。ところが、観測による風系は周囲数百メートルの地形の影響も効いていると考えられる。

今回用いた手法は細かい点でいくつかの問題が考えられる。たとえば、寒候季に関して同様にシミュレートしたが、ここに記したような観測結果と推定結果との間の近似は見られなかった。しかし、地上気圧をシノプティックスケールの気圧場から、海拔高度を代入して測高公式を用いて求め、地形と地上気温の分布を与えるだけで地形により偏向され、熱的な影響で生じた風系を大まかに推定できた。

謝辞 気象研究所の花房龍男博士にこの論文を詳しく検討していただいた。ここに深く感謝する次第である。

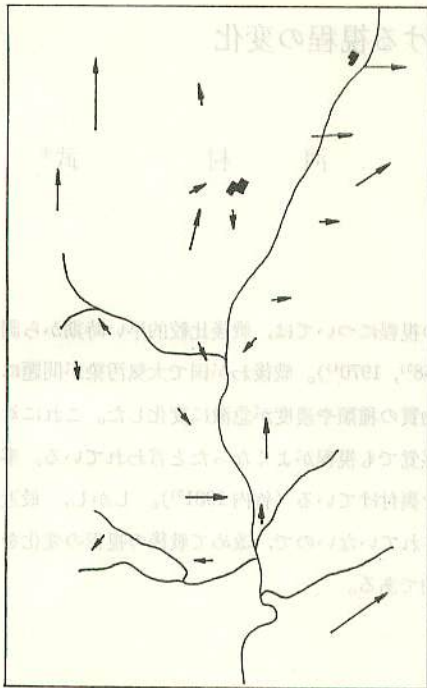


Fig. 3 観測値にもとづく長野下伊那における
局地風系。(1962年8月1日12時の例)。

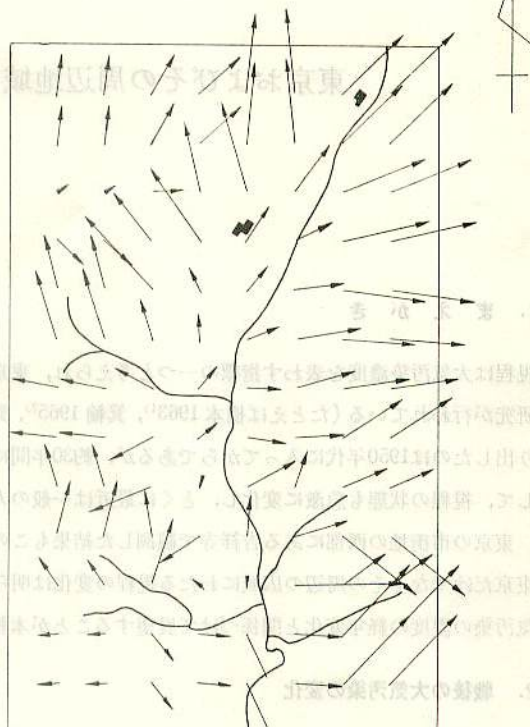


Fig. 4 数値的に推定した風系。

文 献

- 1) Fosberg, M.A. et al. 1976: Estimating airflow patterns over complex terrain. U.S. Forest Serv., Rocky Mt. Forest and Range Exp. Sta., Ft. Collins, Co., Res. Paper RM-162, 1-16.
- 2) Sapozhnikova, S.A. 1950: Mikroklimat i mestnyii klimat. Gidromet. Izdat., Leningrad, 1-241.
- 3) 下伊那教育会, 1963: 下伊那の四季の気象, 昭和37年度観測, 1-391.
- 4) 吉野正敏, 1961: 小気候, 地人書館, 1-274.
- 5) Yoshino, M.M. 1975: Climate in a small area. Univ. of Tokyo Press, 1-549.

