

数値解析による広域場からの蒸発散量推定のための 基礎的研究 (Ⅱ)

葛葉 泰久・池淵 周一・田中 賢治

FUNDAMENTAL STUDY FOR ESTIMATION OF EVAPOTRANSPIRATION FROM A LARGE FIELD BASED ON THE NUMERICAL SIMULATION (Ⅱ)

By *Yasuhisa KUZUHA, Shuichi IKEBUCHI and Kenji TANAKA*

Synopsis

In order to get the basic knowledge to estimate the evaporation from the large complex-land use field, the three-dimensional model was developed. The model for atmosphere is based on the Boussinesq equation and hydrostatic equation. Additionally, in the model, the Cartesian coordinate system is not used, but the z^* coordinate system which is convenient when the ground level change horizontally is used. And, by force-restore method temperature at the ground surface was solved. As for boundary conditions, at the lateral and upper bounds, the radiation condition was used.

By this model, some numerical experiments were carried out, in order to investigate the some effects of meteorological conditions and geographical conditions on the evaporation. As results, there was the complex horizontal profile of evaporation rate near the mountain, and in the condition that land and sea breeze blow, evaporation rate varied periodically. And, the basic consideration about the way to estimate the time-averaged evaporation was showed.

1. 序 論

著者らは複合的な利用形態を持つ広域場からの蒸発散量を推定する手法を得ることを目的に、従来より数値シミュレーションを用いた研究を進めてきた^{1),2)}。現在急速に研究が進展しつつある衛星等によるリモートセンシングを利用する方法が、広域場からの蒸発散量推定において今後有力な手段となろうが、バルク法等のポイント観測も今までどおり目的により有力な手段であり続けることは明白である。その両方に資するべき知見を得るため、本稿では3次元蒸発散モデルを用いた数値シミュレーションを行った。

著者らは今まで、蒸発が生起するための3要素³⁾、水分の供給源、エネルギー源、水蒸気の輸送手段のうち、水分の供給源の挙動の解明を重視し、大気より土中を詳細に取り扱ったモデル(1次元モデル)⁴⁾、双方を詳細に取り扱ってはいるが、圧力項やコリオリ項を無視したモデル(2次元モデル)¹⁾を用いてきた。しかし本稿では、上述の3要素のうち、水蒸気の輸送手段(すなわち空気の流れ)をより詳細に調べるため、またある程度の広さの範囲を解析領域とするため、圧力項やコリオリ項も考慮した3次元モデルを用いることにした。ただし、計算機的能力を考え、土中については従来より簡潔な取り扱いをした。

以下、第2章ではモデルの概要、第3章では計算手順と計算条件、第4章では結果と考察について述べ

る。そこでは、前報に続き時間的平均化手法についての考察も行う。最後に、第5章は結論である。

2. モデルの概要

2.1 大気モデル

(1) 主な基礎式

大気モデルは、Kikuchi et al.⁵⁾が開発し、Kimura^{6),7),8)}が改良してきた局地循環モデルになったものである。基礎式は全く同一のものを使い、計算スキーム等についても、かなりの部分で参考にした。そこで、ここでは、基礎式を記述するにとどめ、詳細については上記文献を参照されたい。

基礎式は、Boussinesq 近似、静力学平衡を仮定したもので、座標系は、デカルト直交座標系ではなく、地表面に沿った z^* 系を用いた (Fig. 1)。ここで、 Z_G は基準面 (例えば海水面) からの地 (海) 表面の高度、 Z_T は解析領域上端の高度である。 h (基礎式で用いる)、 z^* 、 Z_G 、 z (デカルト座標での鉛直座標) の関係は、

$$h = Z_T - Z_G \dots\dots\dots (1)$$

$$z^* = Z_T (z - Z_G) / h \dots\dots\dots (2)$$

である。また、

$$w^* = dz^* / dt \dots\dots\dots (3)$$

とすると、運動量・熱・比湿の輸送式は、

$$\frac{\partial hu}{\partial t} + \frac{\partial hu u}{\partial x} + \frac{\partial huv}{\partial y} + \frac{\partial hu w^*}{\partial z^*} = fhv - h\theta \frac{\partial \pi'}{\partial x} + gh \frac{\theta'}{\theta} \frac{Z_T - z^*}{Z_T} \frac{\partial Z_G}{\partial x} + \frac{Z_T^2}{h} \frac{\partial}{\partial z^*} \left(K_{zm} \frac{\partial u}{\partial z^*} \right) + D_{hu} \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial hv}{\partial t} + \frac{\partial hv u}{\partial x} + \frac{\partial hv v}{\partial y} + \frac{\partial hv w^*}{\partial z^*} = -fhu - h\theta \frac{\partial \pi'}{\partial y} + gh \frac{\theta'}{\theta} \frac{Z_T - z^*}{Z_T} \frac{\partial Z_G}{\partial y} + \frac{Z_T^2}{h} \frac{\partial}{\partial z^*} \left(K_{zm} \frac{\partial v}{\partial z^*} \right) + D_{hv} \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial h\theta'}{\partial t} + \frac{\partial h\theta' u}{\partial x} + \frac{\partial h\theta' v}{\partial y} + \frac{\partial h\theta' w^*}{\partial z^*} = \frac{Z_T^2}{h} \left(K_{z\theta} \frac{\partial \theta'}{\partial z^*} \right) + D_{h\theta} \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial hq}{\partial t} + \frac{\partial hqu}{\partial x} + \frac{\partial hqv}{\partial y} + \frac{\partial hqw^*}{\partial z^*} = \frac{Z_T^2}{h} \left(K_{zq} \frac{\partial q}{\partial z^*} \right) + D_{hq} \dots\dots\dots (7)$$

の様になり、連続式は、

$$\frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} + \frac{\partial hw^*}{\partial z^*} = 0 \dots\dots\dots (8)$$

静力学平衡式は、

$$\frac{\partial \pi'}{\partial z^*} = \frac{h}{Z_T} \frac{g\theta'}{\theta} \dots\dots\dots (9)$$

となる。以上の式では、圧力項にエクスター関数を用いた。また、式の中の変数の意味については、今後使用するものも含めて Table. 1 にまとめて示した。なお、式 (4)~(7) 中の水平拡散項は、数値時間積分におけるエイリアシングによる不安定を防ぐための項である。

(2) その他の諸式

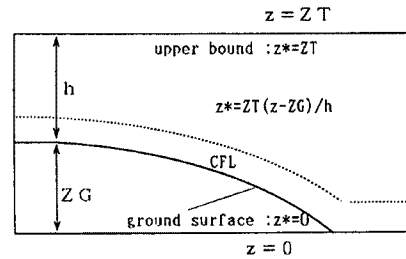


Fig. 1. Schematic structure of model that explains some symbols and the z^* coordinate system also.

Table 1. Symbol definition

symbol	symbol definition
C_p	specific heat at constant pressure
$D_{hu, v, \theta, q}$	horizontal diffusion term
E	vapour flux
f	Coriolis parameter
g	acceleration of gravity
H	sensible heat flux
$K_{zm, \theta, q}$	vertical eddy diffusivity
L	Obukhov's stability length
q	specific humidity
RL	long wave radiation
S	short wave radiation
t	time
u	wind velocity (x direction)
u^*	friction velocity
v	wind velocity (y direction)
x	horizontal coordinate (west-east)
y	horizontal coordinate (north-south)
z	vertical coordinate
$z_{0m, \theta, q}$	roughness length
ζ	Z/L
θ'	$\theta - \Theta$
θ	potential temperature
Θ	reference potential temperature
κ	Von-Karman constant
π'	$\pi - \Pi(z)$
π	Exner's function
Π	reference Exner's function
ρ_a	density of air
τ	momentum flux

前報では、2次元蒸発モデルを用いた。本稿でも、差分化の方法は基本的に前報のモデルと同様である。すなわち、 $x-y-z^*$ 座標系において、大気中に例えば $32 \times 32 \times 14$ の差分格子点を置き、地表面からその1つ上の格子点までを、Constant Flux Layer (CFL) と考え、そこより鉛直上方では、鉛直渦拡散係数を Mellor & Yamada⁹⁾ の PBL MODEL (乱流クロージャーモデル) を用いた。本稿では前報と異なり、解析領域の上端をかなり高く (9000 m ~ 6000 m) とったので、 l (Mixing length) を、 $l = \kappa z$ とせず Mellor & Yamada が示したとおり、

$$l = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z / l_0} \dots \dots \dots (10)$$

としたが、(l_0 は乱流エネルギー等の関数)、その他の点は前報と同じ扱いをした。また、CFL 内の運動量、熱、水蒸気の各フラックスも、前報と同様、接地境界層理論に基づき、

$$\tau = -\rho_a \frac{\kappa^2 u^2}{\{\ln(z/z_{0m}) - \Psi_m(\zeta)\}^2} \dots \dots \dots (11)$$

$$H = -\rho_a C_p (\theta - \theta_0) \frac{\kappa u^*}{\ln(z/z_{0\theta}) - \Psi_\theta(\zeta)} \dots\dots\dots (12)$$

$$E = -\rho_a (q - q_0) \frac{\kappa u^*}{\ln(z/z_{0q}) - \Psi_q(\zeta)} \dots\dots\dots (13)$$

の 3 式を用いた¹⁰⁾。ただし、通常地表面の比湿 q_0 は、直接に評価することは非常に困難な物理量であり、 q_{0sat} を地表面温度から求めた飽和比湿とすると、式 (13) は、

$$E = -\rho_a (q - \alpha q_{0sat}) \frac{\kappa u^*}{\ln(z/z_{0q}) - \Psi_q(\zeta)} \dots\dots\dots (14)$$

$$E = -\rho_a \beta (q - q_{0sat}) \frac{\kappa u^*}{\ln(z/z_{0q}) - \Psi_q(\zeta)} \dots\dots\dots (15)$$

の様に補助変数 α または β を用いた形に変形されることが多い。 α は、その意味を考えると、地表面の相対湿度に相当し、Kelvin の式¹¹⁾を用いてそれを算定するモデルが多い¹²⁾が、Kelvin の式で α を求めることには疑問が呈されている¹³⁾。また β は蒸発効率と呼ばれ、これは現在の段階では経験変数といわざるを得ない変数である。前報では、 α を用いた式 (14) により蒸発量を求めたが、本稿では序論で述べたように地中の取扱いを簡潔にするため、前報のように地中を差分化せず、一定値の β による式 (15) を用いることにした。蒸発効率 β の値については各ケースごとに Table. 2 に示した。また、式 (11)～式 (15) の Ψ は、接地境界層におけるモニン・オブコフの相似則に基づく普遍関数 ϕ を積分したものであるが、その関数形については、文献10) を参考に決めた。

2.2 強制復元モデル

地表面温度 θ_0 は、Bhumralker¹⁴⁾ や Blackadar¹⁵⁾ によって提案された強制復元モデル (Force Restore Method: 以下、FRM と称す) を用いて求めた。これは、地表面温度が 1 日周期で正弦波的に変化する場合の土壌中の熱拡散式から求められたもので、地表面温度 (温位) θ_0 と地中平均温度 θ_2 との 2 つの変数を用い、 θ_2 は別に予報するか、データとして与えるものである。次式 (16) は、 θ_0 の予報式である⁶⁾。

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{kc/2\omega}} (S + RL - H - LE) - \omega (\theta_0 - \theta_2) \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 $\omega = 2\pi / (24 \text{ hour})$ 、 k, c は対象地点の熱伝導率と熱容量である。シミュレーションで用いた k, c については Table. 2 に示した。ここで、海域についても文献6) を参考に、 $k = 10$ 、 $c = 1$ として FRM を用いた。ここで k の値が、通常考えられる水に対する値よりかなり大きい、これは海域等深い水域の水の、熱に対する乱流効果と放射の透過性に起因して、通常値を用いると温度変化の振幅が実現象より大きくなりすぎるためである。

以上、要約すると、FRM で地表面温度を求め、それを境界条件とし、大気モデルで風速、温位、比湿を各格子点で求めた。その際、最下層の格子点間を CFL と考え、モニン・オブコフの相似則に基づく接地境界層のフラックス算定式で各フラックスを求め、それより上層では Mellor & Yamada の PBL モデル (乱流クロージャーモデル) により、拡散係数を算定した。差分スキーム、水平方向、上部境界条件等については次章で述べる。

3. 計算手順と計算条件

3.1 計算手順

まず、時間積分法についてだが、基本的には繰り返し法の一つである松野法 (変形松野法ではなく、2 段階のもの) を用いた。ただし、これは式 (4)～(7) 中の移流項、コリオリ項等についてのみであり、拡散項は、1 段階目からは除外した。また、拡散項のうち水平拡散項は前進差分法を用いて、鉛直拡散項はインプ

リシット法の一つである台形法を用い、それぞれ松野法の2段階目に用いた。そこで、結果的にはインプリシット法になるため、連立方程式により各変数を求めた。

空間差分については、基本的には中央差分の変形法である Box method を用いたが、これについては文献1)を参考にしたものであり、1)に詳細な記述がなされているので、そちらを参照されたい。

計算手順は、

①まず、式(4)～(7)を用いて、 u, v, θ', q を求める。

ここで、CFL での各フラックスを下端の境界条件とする。

②連続式(8)を用いて、 w^* を求める。

③後述する方法で、領域上端の π' を求め、静力学平衡式(9)で、 π' の鉛直分布を求める。

④ FRM により地表面温度を求め、①に戻る。

のとおりである。ただし、FRM で用いる純短波放射量 S には、斜面効果が考慮されている。

3.2 初期・境界条件等

(1) 初期条件

風速場については、シミュレーションの目的より、一般風を与えたものと、無風状態から始めたものがある。それらを含め、各ケースの諸条件は、まとめて Table. 2 に示した。大気温度場については、 $\partial\theta/\partial z = 3.3/1000 \text{ K/m}$ で規定されるとき、地表面温度は、地表面の海拔高度 Z_G により、 $\theta_0 = \theta_{0int} + 3.3/1000 \times Z_G$ とした。ここで、 θ_{0int} は各ケースとも同一の値 (298 K) を用いた。比湿については、各ケースとも、鉛直勾配を与えなかった。具体的な値は、Table. 2 に示した。

Table 2. Main conditions for each case

	B for land	initial profile of q	θ_2 for land	geostrophic wind
run 1	0.2	const. (10% at 15 m)	293 K	0
run 2	1.0	const. (10% at 15 m)	293 K	0
run 3	0.05	const. (10% at 15 m)	293 K	0
run 4	0.2	const. (10% at 10 m)	$288 + 3.3/1000 \times Z_G \text{ K}$	0
run 5	0.2	const. (10% at 15 m)	293 K	2.8 m/s NE
run 6	0.05	const. (10% at 10 m)	$288 + 3.3/1000 \times Z_G \text{ K}$	2.0 m/s W
run 7	0.05	const. (10% at 10 m)	$288 + 3.3/1000 \times Z_G \text{ K}$	2.0 m/s W
common conditions		θ_2 for sea: 298 K k for land: 0.0026 (cal/cm/s/K) c for land: 0.49 (cal/K/cm ³) k for sea: 10.0 (cal/cm/s/K) c for sea: 1.0 (cal/K/cm ³)		

(2) 境界条件

まず水平方向の境界条件だが、これは原則的に放射条件 (Radiation Condition) を用いた。この条件の考え方は、重力波等の擾乱を境界外には通過させるが、反射は防ぐというもので、式(17)の様に表すことができる。

$$C \frac{\partial \phi}{\partial x_i} + \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (x_i \text{ は, } x \text{ or } y) \dots\dots\dots (17)$$

式(17)の中の C は、卓越する波の速度であるが、この決定方法には、Orlanski¹⁶⁾、Klemp & Lilly¹⁷⁾、Hack & Schubert¹⁸⁾等、様々な方法がある。本稿では、試行錯誤の結果、場合に応じた方法で C を決定した。ただし境界近くに大きな上昇流が予想される場合には、この条件は適当でないので1階微分 = 0とした。

次に、上端の境界条件だが、Klemp & Durran¹⁹⁾、Bougault²⁰⁾の方法に従った。これは、放射条件を上端境界にも適用したもので、

$$\tilde{p} = \tilde{w}N/|k| \dots\dots\dots (18)$$

と表すことができ、領域上端にスポンジ層等を置いて重力波の吸収を行う必要がない。ここで P は圧力、 w は z 方向の風速でいずれも領域上端での値である。また、 N は Brunt-Väisälä Number、 k は波数、チルダはフーリエ変換を行っていることを表す。 w のフーリエ変換を行い、 p (実際には π' を用いる) の逆フーリエ変換により、領域上端での π' を求めるわけだが、計算上 FFT (高速フーリエ変換) コードを用いる必要があり、FFT コードの制約により x 方向、 y 方向の格子点数を決定した。また、 u, v, θ', q については鉛直方向の2階微分 = 0とした。

大気モデル下端の境界条件は、CFL と仮定した部分でのフラックスで規定した。

4. 結果と考察

4.1 定性的検証

まず、構築した3次元モデルの検証が必要と考えられるが、風速、温位、比湿、また本研究で最も重要な蒸発量(水蒸気フラックス)等の3次的に広い範囲を網羅したデータセットが手元になく、また本研究の「基礎的研究」という性格上、個々の数値実験の目的に対し、できるだけ理想化され、特徴的な性質を持つ様な対象領域、諸条件等を用いることにした(つまり架空の領域を設定した)ため、観測データとの比較検証は不可能であった。そこで、過去に発表されている海陸風に関する様々な文献から抜粋した研究成果との定性的な比較をもって、検証を行うことにした。

海陸風に関しては、それが主目的でないものも含め、過去に様々な実験的、数値実験的研究がなされている^{5), 6), 21)}。それらの研究の、おもな結果を要約すると、

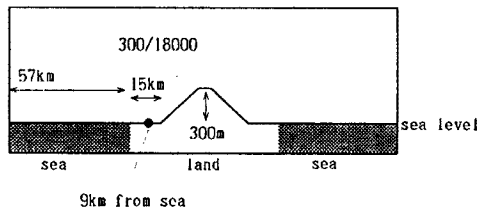
① 領域に山がある場合、ない場合について3次元モデルを適用したら、山なしモデルでは主循環は海岸付近に限られるが、山ありモデルでは領域全体で風の日変化があった。これは、実測データと良く一致した⁵⁾。

② 解析領域の端に斜面を含む場合(2次元モデルを用い、平野部の背後の斜面を想定)で、斜面の表面温度が平野と同様、1日周期で変化する場合、海風や陸風は増幅されるが、斜面が単に障壁として作用する場合には、海風、陸風ともに減衰し、循環領域は海と平野部に限定される²¹⁾。

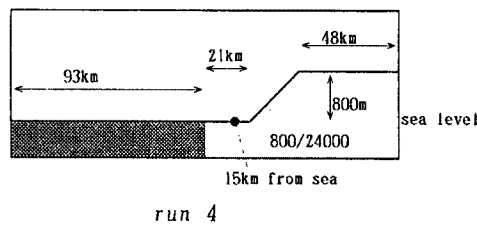
③ 領域全体を平坦な地形とし、2次元モデルを適用した場合、6時には地上500mくらいまで広い範囲にわたって弱い陸風が吹き、12時には、海岸近くのみ海風がみられる。さらに、18時には海風が内陸深くまで侵入する。地上風は夜半から早朝にかけてごく弱い陸風で、本格的な海風が吹くのは昼過ぎで、これは5(m/s)近くになる。この日変化パターンは、観測データと良く一致している⁶⁾。

ただし、①と②については、地表面温度は予報変数としての扱いがなされなならず、いずれもサインカーブで、海洋部については振幅を小さく、陸域では大きく与えられている。また、①と②の斜面の表面温度が周期変化する場合は、斜面の高度に応じて平均温度(温位)を変化させ、②の後者は、平野部と同様の变化をさせたものである。③については、本稿と同様、地表面温度を予報変数とし、FRM が用いられている。

さて、ここでは、4ケース(run 1~run 4)の計算結果を用いることにする。run 1~run 3 は、海域の中



run 1, run 2, and run 3



run 4

Fig. 2. Geographic structure of fields used from run 1 to run 3, and run 4.

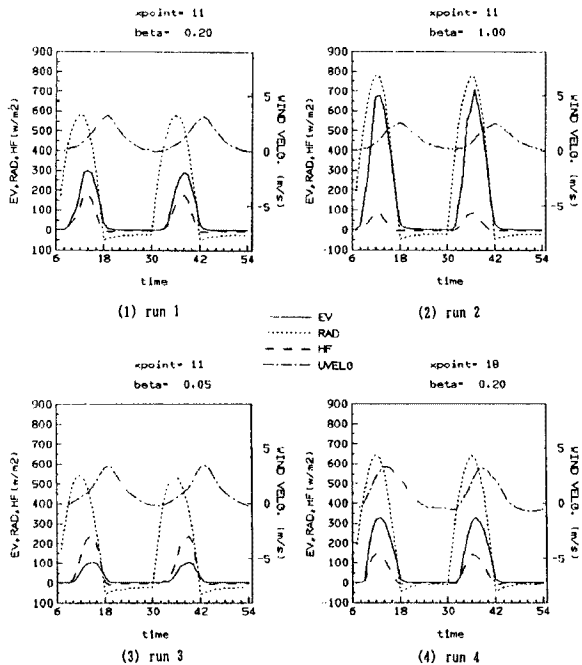


Fig. 3. Time-variation of latent heat, sensible heat, net radiation, and wind velocity for from run 1 to run 4.

央に陸域がある場合、run 4 は、上述②にならない、領域端に斜面—台地を置いたケースである (Fig. 2)。Fig. 3(1)～Fig. 3(4) は、それぞれのケースの陸域の適当な地点 (Fig. 2 に●で表示) における、潜熱 (EV)、顕熱 (HF)、純放射量 (反射分を除いた短波放射＋長波放射量) と、東向きを正とした風速 (UVELO) の時間変化を示した図である。時間軸については、実現象の時刻に一致している。ただし、例えば54時は、6時のことである。これらのデータは、いずれも、初期条件の影響が小さくなる、計算開始後48時間から後の48時間分のものを用いている。ただし、基本的に、本モデルでは、第3章で述べたように、Klemp & Durran, Bougeault による上部境界条件を用いているが、そこで用いる Brunt-Väisälä Number を一定としてシミュレーションを行っているため、混合層より上での $\partial\theta/\partial z$ が初期値と大きく異なるようになってきたら、それ以降のデータは用いないことにした。ここで用いる4ケースについては、計算開始後96時間後のデータ、すなわち54時のデータも十分信頼性があると考えた。

さて、ここでは風速変化のみに注目する。いずれも、夜間の陸風がごく微量またはほとんどゼロであるものの、風速変化の形状は上述①、②、③とほぼ一致する。本シミュレーションで陸風が小さすぎる、またはうまく吹かなかった理由を、以下のように考えた。

- 海風が吹き易いのは、昼間は接地境界層は不安定状態にあり、顕熱フラックスはかなり大きく、そのため接地境界層内の温度も上昇し、そのため容易に低気圧が地表面近くで形成される。
- 反対に、夜間は特に陸域で強安定となり、顕熱フラックスが小さく、地表面温度がかなり低温になったにもかかわらず、接地境界層内の温度がそれほど低下せず、結果的に陸域では海域に比較して高い気圧が形成されなかった。
- Fig. 4 は、run 4 の53時 (5時) での xz 平面での風速分布であるが、上述②から考えると、斜面の直上で下降流があるので、斜面が障壁効果になってはいないが、陸風につながる大きな下降流にまでは至っていないことがわかる。台地上空の大きな渦 (これは、海風の全盛時にできたもの) が残ってしまったことが1つの理由と考える。

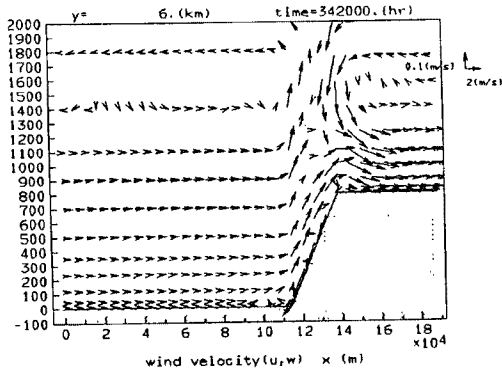


Fig. 4. Schematic structure of wind velocity in x-z plane for run 4.

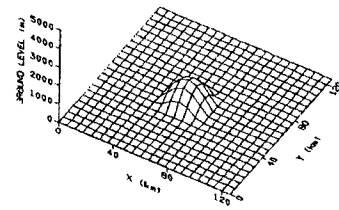


Fig. 5. Geographic structure of field for run 5.

以上、完全な形で海陸風の再現はできなかったが、これは条件設定によるものと考え、つまり海陸風が吹き易い条件でシミュレーションを行えばもう少し顕著な陸風が再現できたと考え、構築した3次元モデルは定性的に正当なものであると考える。

4.2 山越え気流と蒸発

ここで用いた run 5 の地形は、Fig. 5 に示すとおりである。ちょうどサインカーブを回転させた形状の山を考えた。山頂の高度は基準面から 1200 m である。本節では、計算開始後 24 時間後から 48 時間後までの 24 時間分のデータを用いた。Fig. 6(1)~Fig. 6(4)は、それぞれ 12 時 (30 時), 18 時 (36 時), 24 時 (42 時), 6 時 (48 時) における $z^* = 15$ m の高度での風速場を示したものである。図中には地表面の等高線が併せて

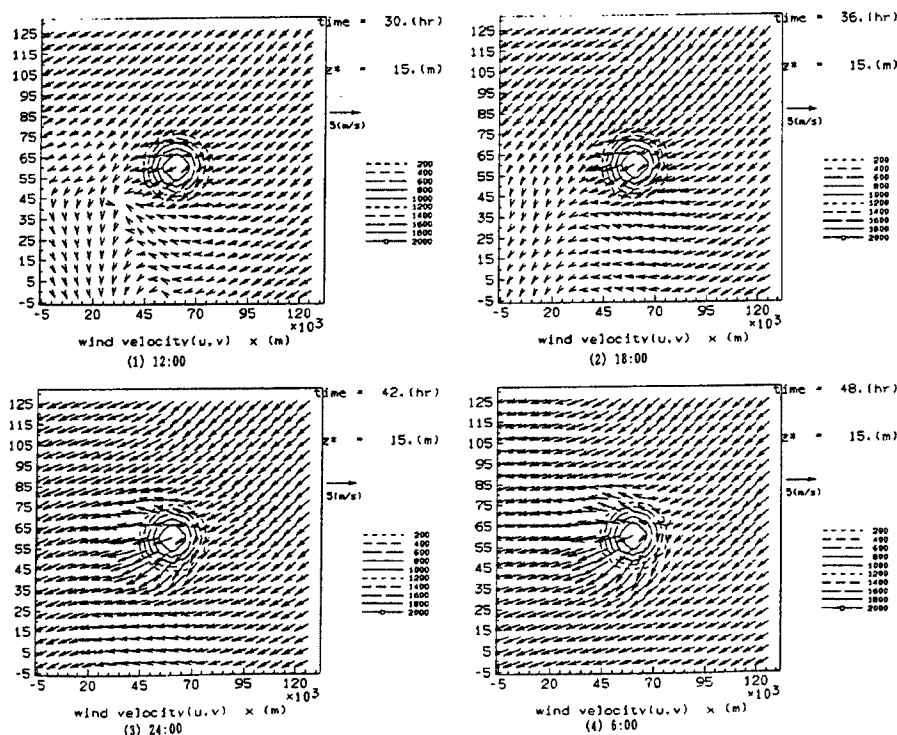


Fig. 6. Schematic structure of wind velocity in x-y plane for run 5.

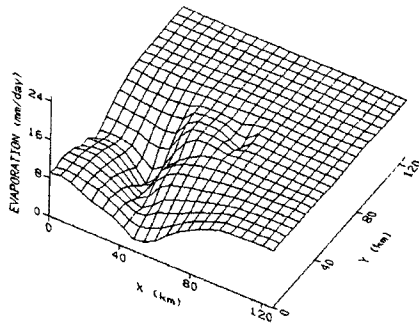


Fig. 7. Evaporation rate at 12:00 for run 5.

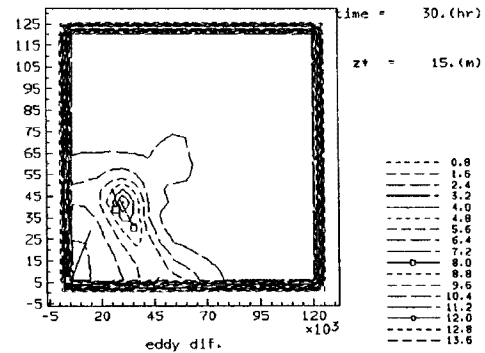


Fig. 8. Eddy diffusivity for momentum at 12:00 for run 5.

示してある。このケースでは、一般風として北東からの 2.8 m/s の風を与えたが、山の上流部では一般風を維持しているものの、山が障害となって下流部を中心とし、まわりに大きく影響を与えていることがわかる。

つぎに、 $z^* = 15 \text{ m}$, 105 m の両高度で、比湿分布を調べた。12時には、山体を含む南東—北西方向の幅 30 km 程度の水蒸気の収束域があり、そこより上流、下流方向に向かうと、ともに比湿が減少してゆく。Fig. 7 は同じく12時 (30時) の蒸発量の分布を示したものであるが、風速の弱い山の下流部では蒸発量は小さい。それに対し、上流部ではほぼ一定の値を示している。乱流状態を示す鉛直拡散係数 (運動量) の同時刻の分布 (Fig. 8) も、山の下流で $7 (\text{m}^2/\text{s})$ 程度の地点があり、そこを中心としてまわりに向かうにしたがい大きくなり、山の上流部では $12 (\text{m}^2/\text{s})$ 近くになっている。以上を総合すると、山の下流部で風速が小さい部分ができ、乱流構造もここでは弱く、そのため蒸発量も小さい。そのため、下流部では比湿は小さく、山体周辺では水蒸気の流入量は大きい下流部では風速が弱いので、移流成分の収支より、比湿が他の部分より大きいと考えられる。ただし、18時 (36時) には、山体より上流部では鉛直拡散係数がほぼ0 となっているにもかかわらず、下流部では、12時のものとほぼ逆の分布をしている。蒸発量も、同様である。これは、この部分だけ昼間、奪われる潜熱が小さかったため、比較的高い地表面温度を維持していたため、接地境界層が、この時間でも不安定であったためと思われる。

4.3 山間部に水体のある場合と蒸発

run 6 で用いた地形は、Fig. 9 に示すようなものである。山体はサインカーブをドーナツ状に回転させたもので、頂上は 800 m とした。ただし、円環状の山地の中央部はrun 6 では水体とした。本項では、山間部に水体のある場合の蒸発量の挙動を調べる。このケースでも、run 5 と同様の時間のデータを用いた。まず、Fig. 10(1)~Fig. 10(4) は、Fig. 6 と同様の図である。このケースでも、一般風 (西風 2 m/s) を与えたが、どの時刻においてもその影響はほとんどみられない。風速場に対する議論は困難

であり、前項と同様地表面近くの比湿分布について調べる。本ケースでは、比較的分かりやすい分布形状を示していた。つまり、12時においては、全領域でほぼ一様の分布をし、夜間になるにつれて、微量ではあるが、水体上で大きな比湿を示すようになる。Fig. 11 は、Fig. 7 と同様の図で12時のものであるが、これからわかるように、水体でまわりの陸域より小さな蒸発量を示している。これは、陸域では熱容量が小さいため昼間地表面温度がかなり高くなるため、接地境界層が強不安定となり、 $\beta = 0.2$ というかなり乾燥地を想

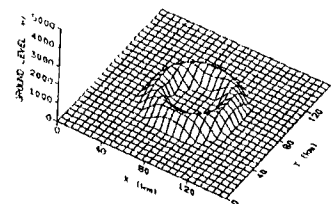


Fig. 9. Geographic structure of field for 6 and run 7.

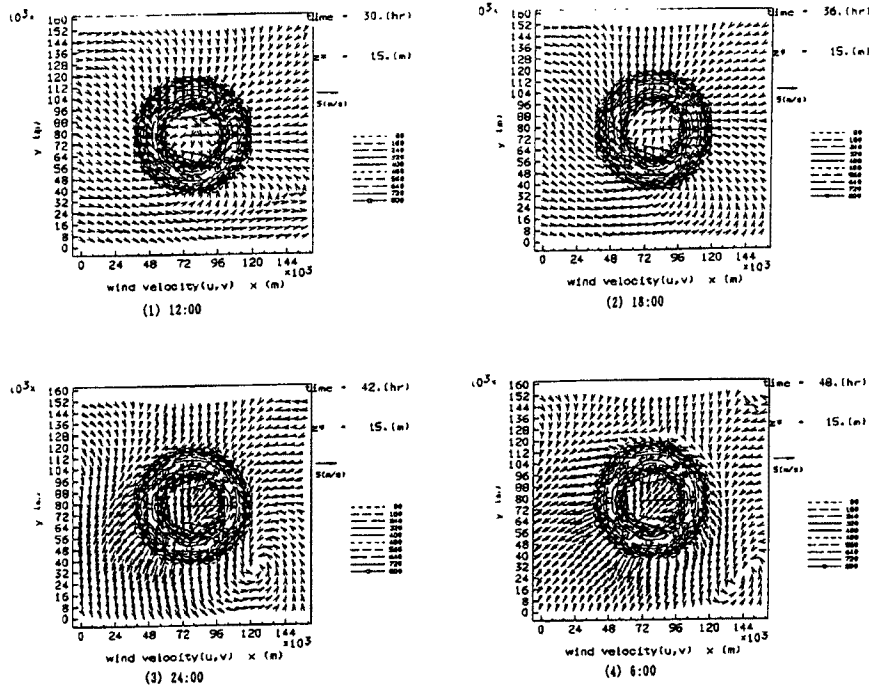


Fig. 10. Same figures as Fig. 6., but for run 6.

定しているにもかかわらず、飽和蒸気圧が高いため、大きな水蒸気フラックスを維持することが可能なためである。それに対し、水体では、深い水体を想定して温度の日変化をごくわずかなるように条件を設定したため、昼間でも安定状態にあり、水蒸気フラックスが小さな値になったと考えられる。しかし夜間には、陸域では地表面温度が大きく下がり、同じ安定状態の中で $\beta = 1.0$ である水体の方が蒸発量が大きい。そのため、夜間の水体上で微量ではあるが陸域より大きな比湿を示すと考えられる。このように、水体の方がまわりの比較的乾燥した陸域より小さな蒸発量を示すことは、理論的にも説明可能であり、観測結果からも証明されているが、例えば水体によるオアシス効果を調べたい場合などには、浅い水体と考え、水体の表面温度をもっと大きく変化するような条件設定をする必要がある。また、大気温度場を初期条件で水体上は安定になるような条件を与えたが、大気状態は種々変化し、条件によっては、昼間にも水体が大きな水蒸気供給源となると思われる。要するに、大気、土地条件によって、陸域、水体共に主な水蒸気供給源となる可能性があり、直感的に考えられるように、水体のみが大きな水蒸気供給源となり得るわけではないということである。

4.4 蒸発が風速場に与える影響

run 1～run 3 では、陸域の蒸発効率を $\beta = 0.05, 0.20, 1.0$ と変化させた。Fig. 3(1)～Fig. 3(3) で比較すると、蒸発効率の小さいものほど、不安定時の顕熱輸送量が多いのがわかる。そのため、接地境界層の熱的変化の振幅が大きくなり、 β の小さいものほどごくわずかではあるが、風速変動の振幅が大きくなっている。そして、陸風が吹き易い状態になっていることがわかる。しかし、run 6 と同様の地形を用い、水体の代わりにまわりの陸域と同じ性質を与えた run 7 では、run 6 と風速場の違いはそれほど大

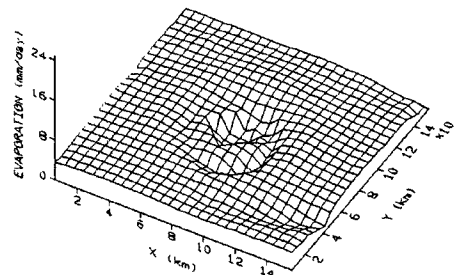


Fig. 11. Same figure as Fig. 7., but for run 6.

きくなかった。水体が大きな蒸発源となっている条件ではどのような影響を気象に与えるか解明するのも、本研究の1つの目的であり、今後そのような条件が満たされるようなシミュレーションを行ってみるつもりである。

4.5 蒸発の時間的平均化

間欠的にデータが与えられる場合に日蒸発量を求める、時間的平均化手法の開発は、空間的平均化と並んで本研究のメインテーマである。今まで、これについては地表面が十分湿潤の場合に限って、ある程度の知見が得られてきた^{2),22)}。そこでは、十分湿潤な場合には、太陽放射量や、純放射量等を用いれば平均化が可能であることが示唆されていた。本稿では、蒸発効率を1日～4日程度固定したシミュレーションを行った。すなわち、いわゆる potential evaporation に一定値の蒸発効率を乗じて蒸発量を求めたのであるから、乾燥地の場合も、十分湿潤な場合が可能なら当然可能なわけである。

Fig. 12(1)～Fig. 12(3)は、それぞれ run 5 の山体からみて上流地点、下流地点、run 6 の適当な地点に関する、Fig. 3 と同様の図である。Fig. 3、Fig. 12 をみると、以下のようなことがわかる。これらの7つの図のうち、Fig. 12(2)は例外であるが、風速も、ほぼ純放射量の変化と似た形で、位相が遅れて規則的に変動している。海陸風シミュレーションの run 1～run 4 は、特にその傾向が強い。海陸風の場合は、熱的要因で風が吹くため、その傾向が強いと思われる。すなわち、蒸発を決定する諸要因のうち、風速変動を純放射量の変動の関数として表現することが可能なら、蒸発量は、純放射量との対応が一層強いと言える。しかし、熱的要因だけで風が吹くわけではないので、そういう場合も含め、以下のような時間的平均化手法の開発に関するアウトラインを示して、本章の結びとする。

① 3次元シミュレーションで推定する方法

蒸発量を求める作業は、過去のデータと現在のデータ、加えて継続的に得られるデータを用いて、その間の量を求めるものである。そこで、 Δt 前に得られたデータを初期値に、継続的に得られるデータを随時入力変数として、シミュレーションモデルを用い、蒸発量の変化形状を求める。ここで、継続的に得られないデータでも、 Δt 前と現在のデータからその間の変化を推定できるものなら、入力変数となり得る。その間の変化形状には気象等の要因が大きく影響するであろうから、ある程度のパターン化をあらかじめ行っておき、一番適当なものを選定する。例えば、途中で降雨があった場合の地表面含水率などがそうである。この方法では、信頼性の高いモデルと、できるだけ多い入力変数、初期データ、適正なパターン化が正確な蒸発量推定のための必要条件である。

② 気象要因のパターン化のみで推定する方法

本稿で考察を行ったように、海陸風、山越え気流、水体を含む土地条件での現象等、ある場所では必ず、

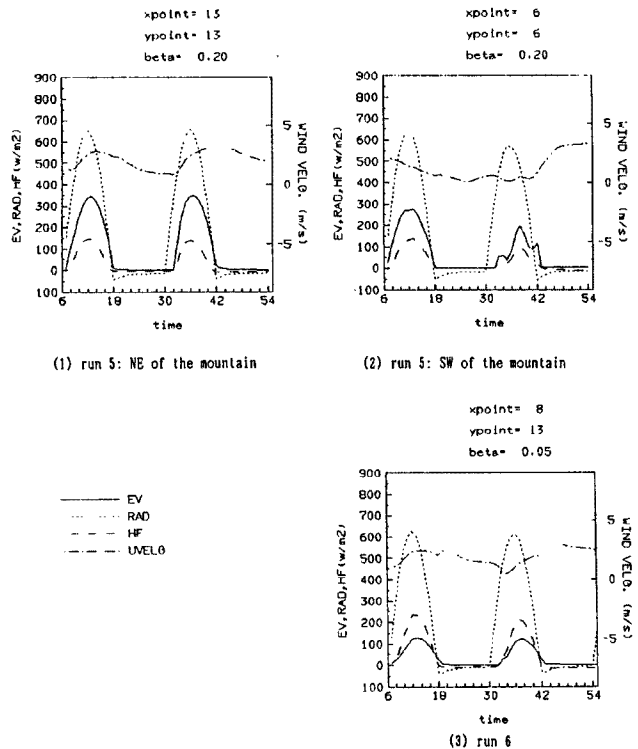


Fig. 12. Same figures as Fig. 3., but for run 5 and run 6.

温度、風速等が、気象要因に左右されて幾種類かのパターンで変動するとする。それをいくつかの気象条件に対応したパターンに分類可能で、どのパターンを使用するかを選定する基準が確立できれば、間欠的に得られるデータから3次元モデルを使用しないで、簡単な計算で日蒸発量等が推定可能である。ただし、この方法で得られる蒸発量は、ポイント〜ある程度狭い均一場での蒸発量であるから、広域場での蒸発量を求めるためには、併せて適正な空間的平均化手法が必要である。

5. 結 論

以上、本論文で述べた内容をまとめると、以下のようになる。

- ① 地形効果を取り入れた3次元蒸発散モデルを構築し、海陸風シミュレーションでその定性的検証を行った。その結果、陸風が若干弱いものの、過去の観測的、シミュレーション的研究で得られている特徴をもった海陸風が再現できた。
- ② 陸風をもっと強く再現するためには、吹き易い気象条件を与えてやる必要があると考えられる。
- ③ 種々の地形、気象条件下での蒸発散現象の特徴を把握するために、上記の海陸風シミュレーション以外に、平地の中央に孤立した山地がある場合、ドーナツ型の山地がありその窪地に水体がある場合を対象としたシミュレーションを行った。
- ④ その結果、風速場、蒸発散量、比湿分布等の日変化の様子が得られた。
- ⑤ 蒸発効率を変化させたり、③の水体の代わりに陸域を想定したシミュレーションを行い、蒸発散現象が風速場等に与える影響を調べたが、本稿で想定した条件下では、それほど大きな違いはみられなかった。
- ⑥ ⑤の理由の1つとして、水体からの蒸発量が少し低く見積もられるような気象条件を用いたことがあり、水体からの蒸発量算定方法に課題を残したと考える。
- ⑦ 以上を総括し、蒸発の時間的平均化手法開発に関し、簡単なアウトラインを示した。

今後は、まず地形条件が比較的簡単と考えられる沖縄近辺、つぎに山地等の影響で若干困難が予想される近畿地方琵琶湖周辺域を対象として定量的な検証を行うと共に、上記の時間的平均化手法についても考えを深めてゆきたいと考える。

最後になりましたが、大気モデル構築に関し数々の助言をいただいた東北大学木村富士男助教授に、感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 葛葉泰久・池淵周一・島田潤一・田中賢治：数値解析による広域場からの蒸発散量推定のための基礎的研究，京大防災年報，第35号B-2，1992，pp. 465-481.
- 2) 葛葉泰久・池淵周一・田中賢治：2次元モデルによる広域場からの蒸発散量推定に関する検討，水文水資源学会研究発表会要旨集，1992，pp. 190-193.
- 3) 岩田進午：土壌物理学概論—土と水の科学—：養賢堂：1984，p. 181.
- 4) 葛葉泰久・石原安雄・下島栄一：数値シミュレーションによる裸地蒸発に関する研究—一定水位の地下水面がある場合—，京大防災研年報，第31号B-2，1988，pp. 255-274.
- 5) Kikuchi, Y., S. Arakawa, F. Kimura, K. Shirasaki, and Y. Nagano: Numerical Study on the Effects of Mountains on the Land and Sea Breeze Circulation in the Kanto District, J. Meteo. Soc. Japan, 1981, pp. 723-738.
- 6) 木村富士男：局地風モデルを利用した光化学大気汚染の数値シミュレーション，気象研究所技術報告，第11号第7章，1984，pp. 217-295.

- 7) Yoshikawa, T., F. Kimura: AN EMERGENCY COMPUTATION MODEL FOR THE WIND FIELD AND DIFFUSION DURING ACCIDENTAL NUCLEAR POLLUTANTS RELEASES, *Atmos. Envir.*, Vol. 24A, No.11, 1990, pp. 2739-2748.
- 8) Kimura, F., S. Takahashi: The Effects OF Land—use and Anthropogenic Heating on the Surface Temperature in the Tokyo Metropolitan Area: A Numerical Experiment, *Atmospheric Environment*, Vol. 25B, No.2, 1991, pp. 155-164.
- 9) Mellor, G. L., T. Yamada: A Hierarchy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layers, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 31, 1974, pp. 1791-1806.
- 10) Brutsaert, W: *Evaporation into the Atmosphere*, Reidel Pub. Comp., 1982.
- 11) Philip, J. R. and D. D. de Vries: Moisture Movement in Porous Materials under Temperature Gradient, *Trans. Amer. Geophys. Union*, Vol. 38, 1957, pp. 222-232.
- 12) 例えば, Sasamori, T.: A Numerical study of atmospheric and soil boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 27, 1970, pp. 1122-1137.
- 13) Kondo, J., N. Saigusa, and T. Sato: A Parameterization of Evaporation from Bare Soil Surfaces, *J. Appl. Meteo.*, Vol. 29, 1990, pp. 385-389.
- 14) Bhumralkar, C. M.: Numerical experiments on the computation of ground surface temperature in an atmospheric general circulation model, *J. Appl. Meteo.*, Vol. 14, 1975, pp. 1246-1258.
- 15) Blackadar A. K.: Modeling the nocturnal boundary layer, in *Proceedings of the third symposium on atmospheric turbulence, diffusion and air quality*, Amer. Meteo. Soc., 1976, pp. 46-49.
- 16) Orlanski, I.: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows, *J. Comput. Phys.*, Vol. 21, 1976, pp. 251-269.
- 17) Klemp, J. B., D. K. Lilly: Numerical simulation of hydrostatic mountain waves, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 32, 1978, pp. 78-107.
- 18) Hack, J. J., W. H. Schubert: Lateral boundary conditions for tropical cyclone models, *Mon. Weather Rev.*, Vol. 109, 1981, pp. 1404-1420.
- 19) Klemp, J. B., D. R. Durran: An Upper Boundary Condition Permitting Internal Gravity Wave Radiation in Numerical Mesoscale Models, *Mon. Weather Rev.*, Vol. 111, 1983, pp. 430-444.
- 20) Bougeault, P.: A Non-Reflective Upper Boundary Condition for Limited-Height Hydrostatic Models, *Mon. Weather Rev.*, Vol. 111, 1983, pp. 420-429.
- 21) 浅井富雄・光本茂記：海陸風に及ぼす陸斜面の影響—数値実験—, 国立公害研究所報告, 第33号第5章, 1982, pp. 95-113.
- 22) 田中敬也・池淵周一・葛葉泰久：浸潤過程を取り入れた蒸発現象の数値解析, 土木学会関西支部年次講演会, 1993, pp. II-14-1-II-14-2.