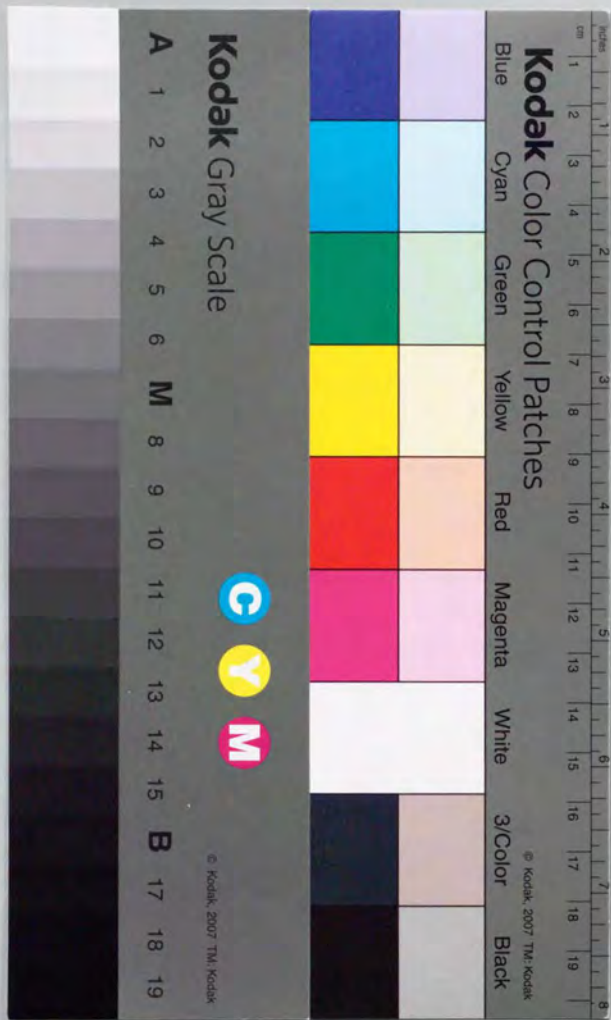


「多様な地表面領域における物理量分布を  
考慮した水文モデルに関する研究」

20th / December / 1995

仲江川 敏之





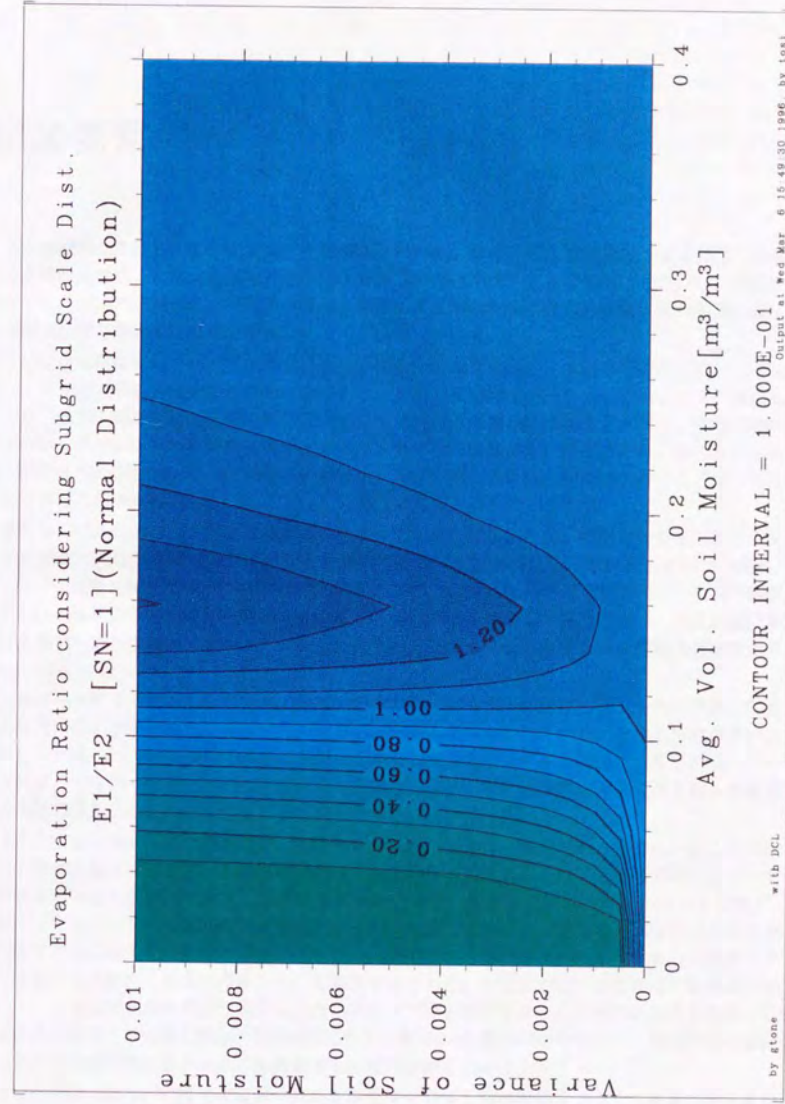
①

『多様な地表面領域における物理量分布を  
考慮した水文モデルに関する研究』

仲江川 敏之

20<sup>th</sup>/December/1995

- やがて落ち逢う川とその流れのために -



口絵 土壤水分量のサブ領域の分布を考慮した領域蒸発量と平均値だけから求めた蒸発量の比較。平均値の周りに正規分布を仮定して、平均値と分散とをパラメータとした場合。大気比湿を  $0.01\text{kg/kg}$  とした湿潤な場合。図中の等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発量を分布を考慮した蒸発量で割った比 ( $E/\bar{E}$ ) を示している。分布を考慮しないと緑のところは小さく、青のところは大きく蒸発量が算定される。(本文 p.37、図.3.14 参照)



## 論文要旨

人々が期待している、そして水文・水資源工学が貢献し得る研究成果の社会への還元は社会生活に支障を来さないよう水資源の安定供給と水災害の回避を図ることである。とりわけ、温暖化に伴う気候変動の結果としての降雨の増減も考慮に入れた水資源の長期的展望は社会基盤計画にも重要な影響を与えずにはおかない。

この様な問題に対処すべく将来の必要水量と使用可能量を予測し、水利用計画を立てることは水文・水資源工学の究極的な目標の一つである。しかし長期的な予測をするには、水文予測はもとより、水文過程より水の滞留時間が短い気象や気候の予測無しには考えられない。気候変動の数値シミュレーションや日々の天気予報を行なうモデルの境界値を計算するために用いられる大気大循環モデル(GCM)は、将来的に長期的な水資源予測のために水循環モデルの入力値として利用できることが期待されている。

現在のGCMの陸面水文過程は当初のバケツモデルよりは改善され、植生の効果も入れた水文モデルが使われるようになり、水文過程の多様性については主要なものが取り込まれつつある。しかし、現在最も解像度の良いGCMの水平分解能でさえ100kmを切る程度であり、現実の陸面で見られる物理量の多様性から考えると、100kmの陸面を一律として扱うことは、物理過程に基づいた水文モデルが陸面モデルとして使われたとしても、必ずしも十分な精度で物理量が算定できるとは限らない。

水循環を予測するために物理過程に基づいた分布型水文モデルが開発され、土地利用変化に伴う水循環の変化を小流域でシミュレートすることが盛んに行なわれている。その応用性が高いことから大流域への、更にはGCM陸面水文モデルとして分布型モデルを適用する機運が高まりつつあるが、分布データとしての水流量取得の困難さに加え、離散化距離を大きく取る際に物理量の多様性の取り込みを如何にするかが懸案となっている。

支配方程式自体が一様な領域に対して成り立つ形式であって、物理量が一律でないところでは支配方程式が成り立つかどうかは不明であり、領域平均の物理量を用いても領域平均のフラックスが求まる保証もない点である。前者はより細かいスケールを如何に取り込むかという問題で、後者はより粗いスケールに如何にまとめるかという問題である。この両者の方向は異なるが多様な陸面での水文過程を集約化するという問題の本質では同じ目的を持っており、従って両者に対して適用できる統合した形での集約化が究極的目標である。本論文では多様な陸面の物理量分布がフラックスに与える影響を定量化し、その集約化手法を提示することが研究の目的である。ここでは水文過程として最も重要な地表面熱収支と土壌中の水-熱移動とに着目し、領域平均の物理量を用いて領域平均のフラックスを算定する手法の検討を行なう。

地表面熱収支についてはまず観測された物理量データから領域平均フラックスを算定する式を導出し、それを用いて物理量が分布している影響について検討を加えた。領域平均フラックスを算定する式には領域平均物理量のみならず、非線形性を考慮した領域平均物理量と基礎式に含まれる物理量間のモーメント項も表れ、領域平均物理量だけでは領域フラックスが算定できないこ



とを示した。ここで導出した式を用いて、物理量が分布している多様な領域と一様であると仮定した領域とで算定フラックスの差異を裸地からの蒸発に関して検討し、土壌水分分布と土壌温度の影響を定量的に明らかにした。

地表面温度は熱収支の結果として定まるものである。そこで、線形化された熱収支モデルを用いて地表面毎に地表面温度を算定し、熱収支のフィードバックシステムも考慮した多様な領域での領域平均フラックスについて検討を加えた。様々な土地被覆での熱フラックスに対する各々の物理量の寄与並びに感度をパラメータ感度解析を行なうことによって明らかにした。これを踏まえて、線形化モデルを摂動展開することにより領域平均フラックスに対する多様な領域の集約化について検討を行い、フラックス許容誤差範囲に対する地表面パラメータの分布可能範囲を示した。

土壌中の水-熱移動については支配方程式に基づいて、物理量の分布を考慮した式を導出し、導出した方程式を時間積分して物理量分布の影響について検討を加えた。地中熱伝導を日変化させた時の地温、浸透並びに乾燥過程での土壌水分変化に対する数値実験を行ない、分布を考慮した結果としない結果を比較して算定量の違いを明らかにした。さらに浸透や熱伝導に対して分布形状がどのように変化するかをモデルの計算結果を基に統計解析し、その分布形状のモデル化を試みた。

この様に本論文の成果は水文・水資源工学の分野において新しい見地をもたらすばかりでなく、観測計画、フラックス算定にも大きな示唆を与えるものである。今後行なわれる GCM 陸面水文過程モデル並びに分布型物理過程水循環モデルでの多様性の集約化及び物理量の分布を考慮したモデル化を行なう際の指針として大きく貢献するものである。

本論文の結果をまとめると以下の通りである。

- 多様な地表面から構成される領域での熱収支に関わる領域平均フラックス計算式を導出し、表層土壌水分量や地表面温度の分布が算定フラックスに与える影響を検討した。

まず領域平均物理量とその偏差で領域フラックスを算定する式を導出した。この式は非線形性を考慮した領域平均物理量と物理量間のモーメントで表され、領域平均した物理量だけを用いてフラックスを算定しても、領域平均のフラックスにはならないことを示した。

導出された式のうち非線形性を考慮した領域平均物理量と考慮しない平均物理量を用いた場合の算定フラックスに及ぼす影響について検討した結果、表層土壌水分または地表面温度の分布が影響を与えるのは短波放射収支と蒸発量だけで、その他、地表面からの赤外放射、顕熱には殆んど影響しないことを示した。蒸発量については表層土壌水分量の分布を考慮しない場合、乾燥時には過小評価、圃場容水量付近では過大評価されるという結果を得た。また地表面温度の分布を考慮しないと常に過小評価されるという結果が得られた。このように土壌水分と地表面温度の分布を考慮することは領域蒸発量算定に必須であることを示した。

- 線形化地表面熱収支モデルを用いて地表面パラメータに関する熱収支の感度特性を明らかにし、その結果を踏まえて線形化モデルを摂動展開することによって多様な土地被覆の集約化に関する検討を行なった。

比湿と地表面からの長波放射の算定を線形化したモデルを用いて、地表面パラメータの熱物理係数、アルベド、バルク係数、蒸発効率を変化させた場合に熱収支がどのように変わるかを検討した結果、熱物理係数とアルベドに対して各地表面フラックスはほぼ線形に変化した。バルク係数と蒸発効率については非線形な振舞いを示し、他のパラメータが分布していなくても、物理量の算術平均からだけでは領域平均のフラックスは求めることができず、物理量のモーメント項も考慮しなければならないことを示した。

多様な土地被覆の領域を最低限幾つの土地被覆に分類しなければならないかについて線形

化モデルの摂動展開を用いて検討した。モーメント項の寄与が許容誤差範囲内であれば一つの集約化された地表面として扱うことができるとした時の地表面パラメータの範囲を各パラメータに対して提示した。この規範は大気条件と地表面パラメータで表されるので、一般的な領域に適用することができる。この手法を実流域に適用したところ5種の土地被覆を1~3つに集約して扱えることが示され、この集約化規範の実用性を示した。

- 多様な領域での地表面温度を予報するモデルを導出し、土壌温度と土壌水分量の分布を考慮した場合と考慮しない場合とで予報される地表面温度の違いについて検討を加えた。

前述と同じ手法を適用して分布を考慮した熱伝導方程式を導出し、水移動を考えない場合は非線形性だけを考慮すれば良いことを示した。このモデルに時間変化しない土壌水分分布を仮定し分布の影響を検討した結果、分布を考慮しない場合と比べて、比較的乾燥した時に地表面温度が数 K 過大あるいは過小評価されることを示した。

土壌温度と土壌水分が分布している場合の地中熱伝導の日変化に対する土壌温度分布の日変化を数値計算結果の統計解析から検討した。水平方向の土壌温度が分布している場合、平均値は変化するものの土壌温度分布形状は日変化を示さず不変である。水平方向に土壌水分が分布している場合、土壌温度分布は日変化するものの、その分散は土壌特性が一定である場合は一般に蒸発量算定に有意な影響を与える程大きくないことを示した。

- 多様な領域での土壌水分を予報するモデルを導出し、土壌水分の分布を考慮した場合と考慮しない場合とで浸透に伴う土壌水分の違いについて検討を加えた。

導出された領域平均の土壌水分移動モデルは非線形平均項と、不飽和透水係数とサクシジョンの積などのモーメント項からなる。時間的に変化しない土壌水分分布を与え、このモデルを用いて浸透計算を行なった結果、分布を考慮しないどの土壌に対しても浸透量が減少するが、その排水量も小さくなり、土壌水分の貯留量が増加することを示した。

また土壌水分が分布している領域に降雨があった際の浸透に伴う土壌水分分布形状の時間変化を、数値計算結果の統計解析から検討し、分布形状のモデル化を試みた。

更に多様な領域での土壌内の水-熱輸送モデルを導出し、土壌水分の分布を考慮した場合と考慮しない場合とで、蒸発過程での土壌乾燥過程の違いについて検討を加えた。水-熱のカップル移動は考慮せず、土壌水分量を分布させた場合、分布を考慮しない場合は地表面に乾燥土層が表れるが、分布を考慮すると土壌下層からの水分供給により領域平均として、乾燥土壌層が表れないことを示した。

これらにより、大気モデル中の陸面水文過程モデルや大流域を対象とした分布型流出モデルに物理量分布を組み込むための手法について、基礎的研究がなされたと考えられる。今後はモーメント項のパラメタリゼーションと、本論文で提示した手法の適用性並びに予報精度等を観測あるいは数値実験などと比較してゆくことで、閉じた方程式系として分布を考慮したモデルの構築が期待される。



## 初出一覧

### 第三章

- 仲江川 敏之、沖 大幹、虫明 功臣：サブグリッドスケールの物理量分布を考慮したマクログリッド蒸発量の算定、167-172、水工学論文集、38、土木学会、1994
- T. Nakaegawa, T. Oki and K. Musiake : Estimation of Macrogrid-Scale Evaporation Considering Subgrid-Scale Distribution of Physical Quantities, The International Symposium on the Global Energy and Water Cycle Experiment (GEWEX) in Asia - GAME (GEWEX Asian Monsoon Experiment), 3.63-3.66, Chinese Liaison Group of GEWEX and Japanese GEWEX National Committee, 1994
- T. Nakaegawa, T. Oki and K. Musiake : Estimation of Macrogrid-Scale Evaporation Considering Subgrid-Scale Distribution of Physical Quantities, 1994 Western Pacific Geophysics Meeting, 29, American Geophysical Union, 1994
- 仲江川 敏之、沖 大幹、虫明 功臣：サブ領域の物理量分布を考慮した領域蒸発量の算定、57-66、水文・水資源学会誌、8 (1)、水文・水資源学会、1995

### 第四章

- T. Nakaegawa, T. Oki and K. Musiake : Application of Macro Hydrological Model Considering Subgrid-Scale Distribution of Physical Quantities to Actual Basin, 203-205, The Second International Study Conference on GEWEX in Asian and GAME, 2, Japan National Committee for GAME and National Research Council of Thailand, 1995

### 第六章

- 仲江川 敏之、沖 大幹、虫明 功臣：サブグリッドスケールの物理量分布が土壌の水-熱移動に与える影響について、109-115、水工学論文集、39、1995

### 付録 A

- 仲江川 敏之、弘中 貞之、沖 大幹、虫明 功臣：高サクシオン領域における水分特性曲線の物理的外挿、453-461、水文・水資源学会誌、8 (5)、水文・水資源学会、1995



## 目次

論文要旨	i
初出一覧	iii
<b>1 序論</b>	<b>1</b>
1.1 水文・水資源工学の社会的役割	1
1.2 多様な領域を対象とする水文モデルが抱える問題点	1
1.3 本論文の目的	2
1.4 本論文の構成	3
1.5 記号一覧	4
<b>2 既往の研究</b>	<b>9</b>
2.1 水文・水資源工学における多様性	9
2.2 多様性に関する観測・実験面からの研究	10
2.2.1 状態量の多様性に関する観測・実験面からの研究	10
2.2.2 多様な領域からのフラックスに関する観測・実験面からの研究	12
2.2.3 観測実験面からみた陸面水文・物理量の多様性に関するまとめ	13
2.3 領域の多様性をモデルに取り込む研究	13
2.3.1 陸面水文モデルでの水文過程の多様性の考慮	14
2.3.2 状態量・フラックスの多様性の考慮	14
2.3.3 多様性を取り込んだモデルのまとめ	16
2.4 多様性に関する研究のまとめ	16
<b>3 多様な地表面における物理量分布を考慮した地表面熱収支</b>	<b>17</b>
3.1 多様な地表面領域での熱収支に関する研究	17
3.2 領域平均計算式を導出するための定義	18
3.3 領域平均熱収支の定式化	19
3.3.1 サブ領域での物理量分布を考慮した領域平均フラックス	19
3.4 サブ領域の物理量分布が蒸発量算定に及ぼす影響	25
3.4.1 領域平均蒸発量を算定するための計算方法	25
3.4.2 サブ領域における地表面物理量分布を考慮した領域平均状態量の算定	26
3.4.3 サブ領域における地表面物理量分布を考慮した領域蒸発量の算定	34
3.4.4 土壌水分量あるいは地表面温度が分布している場合に対する領域蒸発量の検討	34
3.4.5 土壌水分量と地表面温度の両方が分布している場合の蒸発量の検討	38



3.5	まとめ	42
4	線形化モデルを用いた熱収支の多様性とその集約化	43
4.1	線形化モデルを用いた既往の研究	43
4.2	線形化モデルの導出	43
4.3	一様な地表面領域での熱収支感度解析	51
4.3.1	標準状態における各土地被覆毎の地表面熱収支	51
4.3.2	感度解析の概要	55
4.3.3	熱物理係数に対する感度	55
4.3.4	アルベドに対する感度	57
4.3.5	バルク係数に対する感度	62
4.3.6	蒸発効率に対する感度	68
4.3.7	地表面熱収支の感度解析に対する考察	73
4.4	領域の多様性を考慮するための一般的方法	74
4.4.1	多様性を考慮する手法の分類	74
4.5	摂動法を用いた多様性の集約化	78
4.5.1	熱物理係数が分布している領域	78
4.5.2	アルベドが分布している領域	78
4.5.3	バルク係数が分布している領域	78
4.5.4	蒸発効率が分布している領域	88
4.5.5	実流域での集約化の検討	93
4.5.6	集約化に関する考察	101
4.6	まとめ	103
5	多様な地表面における物理量分布を考慮した土壌温度モデル	105
5.1	物理量分布が土壌熱伝導に与える影響	105
5.1.1	領域平均熱移動方程式の導出	105
5.1.2	領域平均の熱移動に関する物理パラメータの算定	106
5.1.3	物理量分布を考慮した土壌温度モデルによる日変化数値実験	109
5.2	物理量分布がもたらす熱伝導に関する土壌温度の分布特性	118
5.2.1	実験の概要	118
5.2.2	日平均土壌温度が分布している領域の温度分布の変化	118
5.2.3	土壌水分が分布している領域の温度分布の変化	119
5.3	まとめ	122
6	多様な地表面における物理量分布を考慮した土壌水分移動モデル	123
6.1	土壌特性の分布を考慮した土壌水分移動に関する研究	123
6.2	物理量分布が浸透に与える影響	124
6.2.1	領域平均水分移動方程式の導出	124
6.2.2	領域平均の水分移動に関する物理パラメータの算定	125
6.2.3	物理量分布を考慮した浸透の数値実験	129
6.3	物理量分布がもたらす浸透現象下での土壌水分の分布特性	132
6.3.1	実験の概要	132
6.3.2	標準実験における土壌水分分布の変化	132

6.3.3	比較実験における土壌水分分布の変化	134
6.3.4	土壌水分分布モーメントのパラメタリゼーション	138
6.4	物理量分布が水-熱移動に与える影響	141
6.4.1	領域平均水-熱移動カップリング方程式の導出	141
6.4.2	物理量分布を考慮した地温モデルによる数値実験	141
6.4.3	領域平均の水蒸気移動に関する物理パラメータの算定	145
6.4.4	物理量分布を考慮した土壌の乾燥過程の数値実験	146
6.5	まとめ	150
7	結論	151
7.1	まとめ	151
7.2	今後への研究課題	152
A	高サクション領域における水分特性曲線の外挿	155
A.1	研究の必要性和意義	155
A.2	既往の研究	156
A.3	外挿式の導出手順	156
A.4	単分子吸着土壌水分量の推定	156
A.4.1	単分子吸着土壌水分量の算出方法	156
A.4.2	実験データへの適用	159
A.5	高サクション領域における水分特性曲線の外挿式の導出	161
A.5.1	湿潤-飽和域の水分特性曲線	161
A.5.2	高サクション領域の水分特性曲線の推定	161
A.5.3	高サクション領域での水分特性曲線のパラメータの推定	163
A.6	まとめ	164
B	水分特性曲線と巾級数近似	167
B.1	近似に関する既往の研究	167
B.2	Taylor 展開を用いた水分特性曲線近似	167
B.2.1	Taylor 展開による近似	168
B.2.2	最小自乗法による近似	169
B.3	水分特性曲線近似	170
B.4	まとめ	171



## 目次

3.1	サブ領域の分布を考慮した場合のアルベド $\bar{\alpha}$ ：一様分布	20
3.2	サブ領域の分布を考慮した場合のアルベド $\bar{\alpha}$ ：正規分布	20
3.3	サブ領域の分布を考慮した場合の飽和比湿 $\bar{q}^*$ ：一様分布	28
3.4	サブ領域の分布を考慮した場合の飽和比湿 $\bar{q}^*$ ：正規分布	28
3.5	サブ領域の地表面温度分布が比湿の算定に与える影響の説明図。	29
3.6	サブ領域での分布を考慮した場合の水蒸気輸送抵抗：一様分布	31
3.7	サブ領域での分布を考慮した場合の水蒸気輸送抵抗：正規分布	31
3.8	サブ領域での分布を考慮した場合の蒸発効率：一様分布	31
3.9	サブ領域での分布を考慮した場合の蒸発効率：正規分布	31
3.10	サブ領域における土壌水分分布を考慮した場合と考慮しない場合の蒸発効率の違い	33
3.11	サブ領域における土壌水分分布を考慮した場合の蒸発効率：一様分布	35
3.12	サブ領域における土壌水分分布を考慮した場合の蒸発効率：正規分布	35
3.13	平均値と分散とに対する砂の蒸発効率 $\bar{\beta}_L$ の関係：正規分布	36
3.14	地表面温度のサブ領域の分布を考慮した領域蒸発量：一様分布	37
3.15	地表面温度のサブ領域の分布を考慮した領域蒸発量：正規分布	37
3.16	土壌水分量のサブ領域の分布を考慮した領域蒸発量：一様分布	39
3.17	土壌水分量のサブ領域の分布を考慮した領域蒸発量：正規分布	39
3.18	土壌水分のサブ領域の分布形状による算定蒸発量の比較：一様分布/正規分布	40
3.19	地表面温度と土壌水分量の分散を変化させた時の領域蒸発量：正規分布	41
3.20	地表面温度と土壌水分量の平均値を変化させた時の領域蒸発量：正規分布	41
4.1	線形化モデルで状態量とフラックスの日平均と振幅の関係	49
4.2	線形化モデルでの状態量とフラックスの位相関係	49
4.3	線形化モデルでの状態量ベクトルの関係	50
4.4	線形化モデルによる地表面状態 $A_s$ での熱収支の日変化	52
4.5	線形化モデルによる地表面状態 $C_o$ での熱収支の日変化	52
4.6	線形化モデルによる地表面状態 $DS$ での熱収支の日変化	52
4.7	線形化モデルによる地表面状態 $F_o$ での熱収支の日変化	53
4.8	線形化モデルによる地表面状態での $IB$ 熱収支の日変化	53
4.9	線形化モデルによる地表面状態 $WB$ での熱収支の日変化	53
4.10	線形化モデルによる地表面状態 $WS$ での熱収支の日変化	54
4.11	熱物理係数に対する日平均温度差 $\delta T_M$ の感度解析：夏の気象条件	56
4.12	熱物理係数に対する日平均顕熱 $H_M$ の感度解析：夏の気象条件	56
4.13	熱物理係数に対する日平均潜熱 $LE_M$ の感度解析：夏の気象条件	56
4.14	熱物理係数に対する日平均地表面温度の振幅 $T_s - T_{s,M}$ の感度解析：夏の気象条件	56



4.15  $\Gamma$ に対する地中熱伝導の振幅  $G_1$ の感度 . . . . . 57

4.16 熱物理係数に対する地中熱フラックスの振幅  $G_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 58

4.17 熱物理係数に対する顕熱の振幅  $H_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 58

4.18 熱物理係数に対する潜熱の振幅  $IE_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 58

4.19 熱物理係数に対する顕熱位相の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 58

4.20 アルベドに対する日平均温度差 $\delta T_M$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 59

4.21 アルベドに対する日平均顕熱  $H_M$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 59

4.22 アルベドに対する日平均潜熱  $IE_M$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 59

4.23 アルベドに対する日平均地表温度の振幅  $T_s - T_{s,M}$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 59

4.24 アルベドに対する地中熱フラックスの振幅  $G_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 61

4.25 アルベドに対する顕熱の振幅  $H_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 61

4.26 アルベドに対する潜熱の振幅  $IE_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 61

4.27 アルベドに対する顕熱位相 $\theta$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 61

4.28 アルベドに対する地表温度位相 $\phi$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 61

4.29 アルベドに対する潜熱の位相 $\phi$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 61

4.30 線形化モデルによる地表状態  $C_0$ での熱収支の日変化:  $\alpha = 0$  . . . . . 62

4.31 線形化モデルによる地表状態  $WS$ での熱収支の日変化:  $\alpha = 1$  . . . . . 62

4.32 バルク係数に対する日平均温度差 $\delta T_M$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 63

4.33 バルク係数に対する日平均顕熱  $H_M$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 63

4.34 バルク係数に対する日平均潜熱  $IE_M$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 63

4.35 バルク係数に対する日平均地表温度の振幅  $T_s - T_{s,M}$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 63

4.36 バルク係数に対する日平均顕熱  $H_M$ の感度解析: 春/秋の気象条件 . . . . . 63

4.37 バルク係数  $C_H$ に対する蒸発の生じない土地被覆での日平均顕熱の感度:  $R_M > \sigma T_M^4$  . . . . . 64

4.38 バルク係数  $C_H$ に対する蒸発の生じない土地被覆での日平均顕熱の感度:  $R_M < \sigma T_M^4$  . . . . . 64

4.39 バルク係数  $C_H$ に対する日平均の顕熱の感度:  $(\nu + \tau\beta)(R_M - \sigma T_M^4) + 4\nu\beta\sigma T_M^3 > 0$  . . . . . 66

4.40 バルク係数  $C_H$ に対する日平均の顕熱の感度:  $(\nu + \tau\beta)(R_M - \sigma T_M^4) + 4\nu\beta\sigma T_M^3 > 0$  . . . . . 66

4.41 バルク係数に対する地中熱フラックスの振幅  $G_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 67

4.42 バルク係数に対する顕熱の振幅  $H_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 67

4.43 バルク係数に対する潜熱振幅  $IE_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 67

4.44 バルク係数に対する潜熱振幅  $IE_1$ の感度解析: 春/秋の気象条件 . . . . . 67

4.45 バルク係数に対する顕熱位相 $\theta$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 67

4.46 バルク係数に対する潜熱位相 $\phi$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 67

4.47 蒸発効率に対する日平均温度差 $\delta T_M$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 69

4.48 蒸発効率に対する日平均顕熱  $H_M$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 69

4.49 蒸発効率に対する日平均潜熱  $IE_M$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 69

4.50 蒸発効率に対する顕熱位相 $\theta$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 69

4.51 蒸発効率に対する地中熱フラックスの振幅  $G_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 71

4.52 蒸発効率に対する顕熱の振幅  $H_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 71

4.53 蒸発効率に対する潜熱の振幅  $IE_1$ の感度解析: 夏の気象条件 . . . . . 71

4.54 蒸発効率に対する日平均潜熱  $IE_M$ の感度解析: 春/秋の気象条件 . . . . . 71

4.55 最大面積代表法とパラメータ平均法の精度の比較: 代表面積とパラメータ平均 . . . . . 75

4.56 最大面積代表法とパラメータ平均法の精度の比較: 真値とパラメータ平均 . . . . . 75

4.57 地表面  $As$  の日平均顕熱  $H_M$ に対する許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 83

4.58 地表面  $As$  の日平均顕熱  $H_M$ に対する許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 83

4.59 地表面  $As$  の顕熱平均振幅  $H_1$ に対する許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 83

4.60 地表面  $As$  の顕熱平均振幅  $H_1$ に対する許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 83

4.61 地表面  $WS$  の日平均顕熱  $H_M$ に対する許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 85

4.62 地表面  $WS$  の日平均顕熱  $H_M$ に対する許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 85

4.63 地表面  $WS$  の顕熱振幅  $H_1$ に対する許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 85

4.64 地表面  $WS$  の顕熱振幅  $H_1$ に対する許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 85

4.65 地表面  $WS$  の日平均潜熱  $IE_M$ に対する許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 87

4.66 地表面  $WS$  の日平均潜熱  $IE_M$ に対する許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 87

4.67 地表面  $WS$  の潜熱振幅  $IE_1$ に対する許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 87

4.68 地表面  $WS$  の潜熱振幅  $IE_1$ に対する許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 87

4.69 地表面  $As$  の日平均顕熱  $H_M$ に対する許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 91

4.70 地表面  $As$  の日平均顕熱  $H_M$ に対する許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 91

4.71 地表面  $As$  の日平均潜熱  $IE_M$ に対する許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 91

4.72 地表面  $As$  の日平均顕熱  $H_1$ に対する許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 91

4.73 地表面  $As$  の日平均潜熱  $IE_M$ に対する蒸発効率の許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 92

4.74 地表面  $As$  の日平均潜熱  $IE_M$ に対する蒸発効率の許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 92

4.75 地表面  $As$  の潜熱平均振幅  $IE_1$ に対する蒸発効率の許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 92

4.76 地表面  $As$  の潜熱平均振幅  $IE_1$ に対する蒸発効率の許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 92

4.77 地表面  $Co$  の日平均潜熱  $IE_M$ に対する蒸発効率の許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 94

4.78 地表面  $Co$  の日平均潜熱  $IE_M$ に対する蒸発効率の許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 94

4.79 地表面  $Co$  の潜熱平均振幅  $IE_1$ に対する蒸発効率の許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 94

4.80 地表面  $Co$  の潜熱平均振幅  $IE_1$ に対する蒸発効率の許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 94

4.81 地表面  $WS$  の日平均顕熱  $H_M$ に対する許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 95

4.82 地表面  $WS$  の日平均顕熱  $H_M$ に対する許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 95

4.83 地表面  $WS$  の日平均潜熱  $IE_M$ に対する許容標準偏差: 夏の気象条件 . . . . . 95

4.84 地表面  $WS$  の日平均潜熱  $IE_M$ に対する許容 Taylor 展開範囲: 夏の気象条件 . . . . . 95

4.85 海老川流域でのバルク係数に対するクラスター分析によるデンドログラム . . . . . 98

4.86 海老川流域での蒸発効率に対するクラスター分析によるデンドログラム . . . . . 100

5.1 土壌水分が分布している時の砂の熱伝導率: 一様分布 . . . . . 108

5.2 土壌水分が分布している時の砂の熱伝導率: 正規分布 . . . . . 108

5.3 土壌水分が分布している時のシルト質ロームの熱伝導率: 一様分布 . . . . . 108

5.4 土壌水分が分布している時のシルト質ロームの熱伝導率: 正規分布 . . . . . 108

5.5 土壌水分が分布している場合の砂質ロームの熱伝導率: 一様分布 . . . . . 108

5.6 土壌水分が分布している場合の砂質ロームの熱伝導率: 正規分布 . . . . . 108

5.7 領域内の土壌水分分布を考慮しない場合の砂の土壌温度変化 . . . . . 113

5.8 領域内の土壌水分分布を考慮した場合の砂の土壌温度変化: 一様分布 . . . . . 113

5.9 領域内の土壌水分分布を考慮した場合の砂の土壌温度変化: 正規分布 . . . . . 113

5.10 領域内の土壌水分分布を考慮しない場合のシルト質ロームの土壌温度変化 . . . . . 113



5.11	領域内の土壌水分分布を考慮した場合のシルト質ロームの土壌温度変化：一様分布	113
5.12	領域内の土壌水分分布を考慮した場合のシルト質ロームの土壌温度変化：正規分布	113
5.13	領域内の土壌水分分布を考慮しない場合の砂質ロームの土壌温度変化	114
5.14	領域内の土壌水分分布を考慮した場合の砂質ロームの土壌温度変化：一様分布	114
5.15	領域内の土壌水分分布を考慮した場合の砂質ロームの土壌温度変化：正規分布	114
5.16	領域内の土壌水分分布を考慮しない場合の砂の土壌温度変化：実験 Cntl-d-n	117
5.17	領域内の土壌水分分布を考慮した場合の砂の土壌温度変化：実験 U-d-n	117
5.18	領域内の土壌水分分布を考慮した場合の砂の土壌温度変化：実験 N-d-n	117
5.19	領域内の土壌水分分布を考慮しない場合のシルト質ロームの土壌温度変化：実験 Cntl-d-sil	117
5.20	領域内の土壌水分分布を考慮した場合のシルト質ロームの土壌温度変化：実験 U-d-sil	117
5.21	領域内の土壌水分分布を考慮した場合のシルト質ロームの土壌温度変化：実験 N-d-sil	117
5.22	日平均土壌温度が分布している領域の土壌温度の分散：正規分布	119
5.23	日平均土壌温度が分布している領域の土壌温度の3次モーメント：正規分布	119
5.24	土壌水分が分布している領域の土壌温度の分散：一様分布	120
5.25	土壌水分が分布している領域の土壌温度の3次モーメント：一様分布	120
5.26	土壌水分が分布している領域の土壌温度の分散：正規分布	120
5.27	土壌水分が分布している領域の土壌温度の3次モーメント：正規分布	120
6.1	平均値まわりに一様分布を仮定した場合の成田砂の水分特性曲線	127
6.2	平均値まわりに正規分布を仮定した場合の成田砂の水分特性曲線	127
6.3	平均値まわりに一様分布を仮定した場合の関東ロームの水分特性曲線	127
6.4	平均値まわりに正規分布を仮定した場合の関東ロームの水分特性曲線	127
6.5	平均値まわりに一様分布を仮定した場合のまさ土の水分特性曲線	127
6.6	平均値まわりに正規分布を仮定した場合のまさ土の水分特性曲線	127
6.7	平均値まわりに一様分布を仮定した場合の成田砂の不飽和透水係数	128
6.8	平均値まわりに正規分布を仮定した場合の成田砂の不飽和透水係数	128
6.9	平均値まわりに一様分布を仮定した場合の関東ロームの不飽和透水係数	128
6.10	平均値まわりに正規分布を仮定した場合の関東ロームの不飽和透水係数	128
6.11	平均値まわりに一様分布を仮定した場合のまさ土の不飽和透水係数	128
6.12	平均値まわりに正規分布を仮定した場合のまさ土の不飽和透水係数	128
6.13	分布を考慮しない場合の成田砂への浸透による土壌水分変化	131
6.14	分布を考慮しない場合のまさ土への浸透による土壌水分変化	131
6.15	平均値まわりに一様分布を仮定した場合の成田砂への浸透による土壌水分変化	131
6.16	平均値まわりに一様分布を仮定した場合のまさ土への浸透による土壌水分変化	131
6.17	平均値まわりに正規分布を仮定した場合の成田砂への浸透による土壌水分変化	131
6.18	平均値まわりに正規分布を仮定した場合のまさ土への浸透による土壌水分変化	131
6.19	浸透現象下での土壌水分の2次モーメント変化：一様分布	133
6.20	浸透現象下での土壌水分分布の3次モーメント変化：一様分布	133
6.21	浸透現象下での土壌水分分布の4次モーメント変化：一様分布	133
6.22	浸透現象下での土壌水分分布の5次モーメント変化：一様分布	133
6.23	浸透現象下での土壌水分分布の2次モーメント変化：正規分布	135
6.24	浸透現象下での土壌水分分布の3次モーメント変化：正規分布	135
6.25	浸透現象下での土壌水分分布の4次モーメント変化：正規分布	135

6.26	浸透現象下での土壌水分分布の5次モーメント変化：正規分布	135
6.27	浸透現象下での土壌水分分布の2次モーメント変化：実験 U-long	136
6.28	浸透現象下での土壌水分分布の3次モーメント変化：実験 U-long	136
6.29	浸透現象下での土壌水分分布の4次モーメント変化：実験 U-long	136
6.30	浸透現象下での土壌水分分布の5次モーメント変化：実験 U-long	136
6.31	浸透現象下での土壌水分分布の2次モーメント変化：実験 N-os	137
6.32	浸透現象下での土壌水分分布の2次モーメント変化：実験 N-os	137
6.33	浸透現象下での土壌水分分布の3次モーメント変化：実験 N-os	137
6.34	浸透現象下での土壌水分分布の4次モーメント変化：実験 N-os	137
6.35	2次モーメントのモデル化における定数項と深度の関係：実験 Cntl-U	139
6.36	2次モーメントのモデル化における定数項と深度の関係：実験 Cntl-N	139
6.37	2次モーメントのモデル化における一次の係数と深度の関係：実験 Cntl-U	139
6.38	2次モーメントのモデル化における一次の係数と深度の関係：実験 Cntl-N	139
6.39	2次モーメントのモデル化における二次の係数と深度の関係：実験 Cntl-U	139
6.40	2次モーメントのモデル化における二次の係数と深度の関係：実験 Cntl-N	139
6.41	サブ領域の土壌水分分布を考慮した場合の砂とシルト質ロームの熱伝導率	142
6.42	サブ領域スケールの地温分布を考慮した場合の砂の熱伝導率の変化：正規分布	142
6.43	サブ領域の土壌水分分布と地温分布を考慮した場合の地温変化：正規分布	144
6.44	サブ領域の分布を考慮した場合としない場合の地温差分布：正規分布	144
6.45	土壌水分分布を考慮したマトリックポテンシャルによる水蒸気拡散係数：正規分布	145
6.46	土壌水分分布を考慮しない場合の蒸発に伴う土壌水分の変化	147
6.47	土壌水分分布を考慮しない場合の蒸発に伴う土壌水分の変化：正規分布	147
6.48	乾燥過程で分布の違いによる土壌水分変化の差：(分布なし)-(正規分布)	148
A.1	粒度試験による粒径と重量通過百分率の関係	160
A.2	単分子吸着土壌水分量と pF6 近傍で実測された土壌水分量の比較	160
A.3	吸引圧法とサイクロメータ法の pF2.5~3.5 付近の測定誤差の傾向	162
A.4	2つの水分特性曲線の適用範囲	163
A.5	各種土壌に対する湿潤から乾燥領域までの水分特性曲線	166
B.1	Taylor 展開を用いた成田砂の水分特性曲線近似	172
B.2	最小自乗法を用いた成田砂の水分特性曲線近似	172
B.3	Taylor 展開を用いた関東ロームの水分特性曲線近似	172
B.4	最小自乗法を用いた関東ロームの水分特性曲線近似	172
B.5	Taylor 展開を用いたまさ土の水分特性曲線近似	172
B.6	最小自乗法を用いたまさ土の水分特性曲線近似	172



## 表目次

2.1	すでに行なわれた集中観測実験の例	12
3.1	領域蒸発量算定手法と乱流モデルの比較	26
3.2	代表的な土壌についての水蒸気拡散距離 $F_v(\theta)$ のモデルパラメータ	30
3.3	土壌タイプによる水分特性	34
3.4	サブ領域の分布を考慮した蒸発量を計算するための条件	38
4.1	線形化モデルでの状態量とフラックスの振幅と位相	48
4.2	土地被覆の地表面パラメータの基準値	51
4.3	線形化モデルに与える大気側の日平均量	51
4.4	線形化モデルに与える下向き短波放射量と気温の振幅と位相	54
4.5	一様な地表面領域での感度解析に際してパラメータを振る範囲	55
4.6	アルベドの変化による顕熱振幅の最小値の存在	62
4.7	日平均温度差の蒸発効率に対する感度	70
4.8	代表的な非類似度の定義	96
4.9	海老川流域の地表面被覆率と地表面パラメータ	97
4.10	海老川流域でのバルク係数に対するクラスター分析	97
4.11	海老川流域でのバルク係数だけが分布している場合の集約化: 春/秋の気象条件	98
4.12	海老川流域でのバルク係数だけが分布している場合の集約化: 夏の気象条件	99
4.13	海老川流域での蒸発効率に対するクラスター分析	100
4.14	海老川流域で蒸発効率だけが分布している場合の集約化: 春/秋の気象条件	101
4.15	海老川流域で蒸発効率だけが分布している場合の集約化: 夏の気象条件	102
5.1	土壌構成物質とその体積熱容量	107
5.2	熱伝導率を求めるために必要な土壌特性と熱伝導率を表す式に現れる土壌特性パラメータ	109
5.3	地中熱フラックスの計算に用いる土壌温度の表現方法	110
5.4	サブ領域の土壌水分分布を考慮した土壌温度の数値実験の種類	112
5.5	サブ領域の土壌水分分布を考慮した土壌温度の数値実験条件	112
5.6	サブ領域の土壌水分分布を考慮した土壌温度の数値実験の種類: 乾燥条件	116
6.1	サブ領域の土壌水分分布を考慮した浸透の数値実験の種類	129
6.2	サブ領域の土壌水分分布を考慮した浸透の数値実験条件	129
6.3	浸透現象下での土壌水分分布変化実験	132
6.4	土壌水分分布の2次モーメントをモデル化するパラメータ	138
6.5	熱伝導率を求める式に現れる土壌特性パラメータ	142



A.1	土壌粒子の形態による土壌の分類	157
A.2	粘土粒子の主要な形状特性	158
A.3	代表的な土壌の比表面積からの単分子吸着土壌水分量の推定値	159
A.4	土壌の比表面積の推定値と単分子吸着土壌水分量の推定値	159
A.5	高サクシオン側の $\theta$ - $\psi$ 関係を表すパラメータ	163
B.1	巾級数近似する土壌の Brooks and Corey 式のパラメータ	171

## Chapter 1

### 序論

この章では水文・水資源工学における研究の流れに即して、本論文の位置付けを明確にし、本研究の意義を述べる。

#### 1.1 水文・水資源工学の社会的役割

人々が期待している、そして水文・水資源工学が貢献し得る研究成果の社会への還元は社会生活に支障を来さないよう水資源の安定供給と水災害の回避を図ることである。とりわけ、温暖化に伴う気候変動の結果としての降雨の増減も考慮に入れた長期的な水資源への展望は社会基盤計画にも重要な影響を与えずにはおかない。

人々の環境に対する意識が高まり様々なレベルで環境への配慮や対応がなされているが、水文・水資源工学的な視座から鳥瞰するだけでも、水質の問題から気候変動の下での水資源変化まで、生活圏レベルから全球レベルの空間スケール、日変化レベルから気候変化の時間スケールまでが視野に入る。水道水の水質の低下等は身近な問題として人々の関心を寄せているが、水質の悪化は物質負荷量の増加ばかりでなく、負荷量が同じでも、例えば河川などで下水道普及に伴う流量低下によっても悪化するといったように水に関する問題は量的な問題を抜きには考えられない。人類が生活していく上で必要な水量の増加は人口増加に留まらず、むしろ生活レベルの向上にもよっている。従って、日本のように人口がピークに達しやがて減少する国であっても水資源に対する楽観的な推測は決してできるものではない。このような終焉の無い問題に対処すべく将来の必要水量と使用可能量を予測し、水利用計画を立てることは水文・水資源工学の究極的な目標の一つである。

#### 1.2 多様な領域を対象とする水文モデルが抱える問題点

生活レベルの時間スケールでこの究極的な目標を考えれば、夏の寡雨を予測し、冬の終わりに水の利用計画を立て、回避はできないまでも、渇水による社会活動の障害を少しは緩和することが挙げられる。より長い時間スケールではCO<sub>2</sub>を始めとする温暖化ガスによる気候変動に伴う数10年スケールでの水資源予測をし、効率的な利用計画を立てることなどが挙げられよう。こうした計画を立てるには水文予測が必要であるが、水文予測を行なうモデルの入力値となる降水・蒸発量等も必要となる。と言うのは、これらは水文過程より水の滞留時間が短く、水水量の変化を引き起こす大きな駆動力となっているからである。従って、水文予測は大気や気候の予測無しには考えられない。



気象予測をする上で脚光を浴びはじめてるのが全球スケールでの大気循環を計算する大気大循環モデル (GCM) である。GCM の出現により、温室ガスの増加に伴う気候の変動や変化を数値シミュレーションすることが可能となり、また日々の天気予報を行なうモデルの境界値を計算するために用いられるなど、研究、現業の両分野でその重要度が高まっている。将来的には先ほど述べた長期的な水資源予測のために、GCM や天気予報で用いられている挾領域モデルの計算結果が水循環モデルの入力値として利用できることが期待されている。

現在の GCM の陸面水文過程は、当初のバケツモデルよりは改善され植生の効果も取り込んだ水文モデルが使われるようになり、水文過程の多様性については主要なものはほぼ取り込まれた。しかし、現在最も解像度の良い GCM の水平分解能でさえ 100km を切る程度であり、現実の陸面で見られる状態量の多様性から考えると、100km の陸面を一様として扱うことは、物理過程に基づいた水文モデルが気象モデルの陸面モデルとして使われたとしても、十分な精度で物理量が算定できないことを意味している。

一方、水資源工学の領域では水循環を予測するために物理過程に基づいた分布型水文モデルが開発され、土地利用変化に伴う水循環の変化を小流域で予測することが盛んに行なわれている。分布型モデルは応用性が高く、物理的な水文過程に基づいて構築が可能なことから大流域への適用が試みられ、更には GCM あるいは挾領域モデルの陸面水文モデルとして用いようする機運も高まりつつある。しかし問題点も抱えており、分布データとしての水取量取得の困難さに加え、離散化距離を大きく取る際に物理量の多様性の取り込みを如何にするかが懸案となっている。

大気モデルにとっての陸面水文モデルと水資源予測のための水循環モデルとが抱えている共通の問題は、支配方程式自体が一様な領域に対して成り立つ形式であって、物理量が一律でない広域な場では支配方程式が成り立つかどうかは不明であり、領域平均の物理量を用いても領域平均のフラックスが求まる保証もない点である。前者はより細かいスケールを如何に取り込むかという問題で、後者はより粗いスケールに如何にまとめるかという問題である。この両者の方向は異なるが多様な陸面での水文過程を集約化するという問題の本質については同じである。本論文では多様な陸面の状態量分布がフラックスに与える影響を定量化し、その統合化手法を提示することが研究の目的である。ここでは水文過程として最も重要な地表面熱収支と土壌の水-熱移動とに着目して研究を行なった。

### 1.3 本論文の目的

以上述べてきたように、長期的な水文・水資源予測には気象予測を取り込まなければ不可能である。気象・気候予測をする気候モデルに組み込まれている陸面水文モデルは近年目覚ましい発展を遂げ、主要な水文過程の多様性は殆んどモデル内に取り込まれるようになった。しかし、地表面の熱収支や水収支に関する物理量の一様なスケールは大気の一様なスケールに比べて 1~2 オーダ程度小さい。従って、GCM のグリッドサイズは勿論のこと、局地循環モデルのグリッドでも必ずしも一様とは言い切れない。このグリッドスケール以下の物理量の多様性の影響とそれを考慮する方法について研究を行なうのが本論文の目的である。本論文では一貫して、グリッド内の物理量の多様性を、領域平均物理量と偏差という形で表し、主要な水文過程に対する物理量の多様性が与える影響に関して検討を行なっている。ここで扱った水文過程は地表面熱収支と、土壌中の水と熱の移動である。具体的には以下の通りである。

先ず地表面熱収支については土壌水分量と土壌温度の分布が与える影響を明らかにする。次に異なる地表面パラメータに対する熱収支特性明らかにし、多様な地表面状態の領域を統合化する規範を提示する。土壌温度と地中熱伝導については地表面温度の振幅に対する日平均土壌温度と

土壌水分量の影響を明らかにし、分布の統計的性質を明らかにする。最後に土壌の浸透過程と乾燥過程について検討を加え、土壌水分と土壌温度の分布の影響を明らかにし、浸透過程下の土壌水分分布の時系列変化をモデル化する。

### 1.4 本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。

1 章では水文・水資源工学におけるこの研究の位置付けと、本論文が研究対象とする目標が明らかにされている。次に本論文の構成が示されている。最後に本論文中に用いられている記号一覧が掲げられている。

2 章では水文・水資源工学における多様性の例を観測、実験の研究が引用しながら紹介されている。状態量の多様性は空間スケールごとに地点スケールから全球スケールまで様々なレベルでの多様性が紹介され、フラックスの多様性はその算定手法毎に分けて紹介されている。これらの観測事実を受け、陸面水文モデルがグリッド内の多様性を取り込んでいる手法について、二つに分類して述べている。一つは水文過程の多様性の取り込みであり、もう一つは状態量・フラックスの多様性の取り込みである。ここで既往の研究の研究の問題点が指摘される。

3 章では地表面熱収支における陸面の多様性の影響についての検討が行なわれている。多様な地表面から構成される領域での熱収支に関わる領域平均フラックスを計算する式を導出し、表層土壌水分量や地表面温度等の状態量の分布が算定フラックスに与える影響が検討された。まず領域平均物理量とその偏差のモーメントで領域フラックスを算定する式が導出された。この導出された式のうち非線形項だけに着目して、短波放射収支に対する表層土壌水分分布の影響と、蒸発量に対する表層土壌水分と地表面温度の両分布に対する影響を調べ、フラックスへの影響の割合、状態量分布形状による違いなどが示されている。

4 章では、第 3 章で扱わなかったモーメント項に着目して、モーメント項の地表面熱収支に対する寄与に関する検討が行なわれている。まず線形化された地表面熱収支モデルを導出し、4 つの地表面パラメータ、熱物理係数、アルベド、バルク係数、蒸発効率の各々に対する感度解析を行ない、7 種の地表面熱収支の基本的な振舞いを理解するために地表面パラメータと熱収支システムの関係が明らかにされた。この解析を受けて、地表面状態の違いがどの程度であれば許容誤差範囲内で集約化できるかについて、線形化モデルを摂動展開し、最終的に地表面パラメータの分布許容範囲が示されている。

5 章では土壌温度変化に対する土壌温度分布と土壌水分分布の影響について検討が加えられている。領域平均の物理量とその偏差を用いて領域熱伝導方程式が導かれ、併せて土壌水分分布が熱伝導率に与える影響について述べられている。領域平均熱伝導方程式の数値モデルを用いて日平均土壌温度の分布と土壌水分量が深度毎の平均土壌温度と分布形状に与える影響が調べられた。更に状態量が分布している領域で、土壌温度分布の日変化を調べる数値実験を行ない、その結果を統計解析して、土壌温度分布についてその性質が明らかにされた。

6 章では土壌の浸透と乾燥過程について、土壌水分量と土壌温度が分布している場合の影響について検討が加えられた。Richards の式と Philip and de Vries の式から、領域平均の水分移動に関する支配方程式が導かれた。この式の数値モデルを用いた数値実験を行ない領域平均の水分フラックスに対する土壌水分が分布している場合の影響が調べられた。これを受けて実際に土壌水分が分布している場合の数値実験を行ない、その結果を統計解析し、土壌水分分布の浸透に伴う時間変化の性質を明らかにし、さらに分布型のモーメントをモデル化する試みがなされた。

7 章では本論文のまとめがなされ、今後の研究課題などについて述べられている。



## 1.5 記号一覧

本論文で用いた記号の一覧を示す。各章で同じ記号が二つを表さないようにしてあるが、章を越えては二つを表すところも幾つかある。単位については SI 単位系に統一したが、幾つかは慣例の単位を用いているところもある。

$\Gamma$	4 章	地表面での地中熱伝導の振幅を地表面温度の振幅で割ったもの	式 (4.29)
$\Delta$	4 章	乾湿計定数	p.44
$\Delta S$	3 章	貯留量の変化量	p.25
$\Theta_\beta$	4 章		式 (4.165)
$\Theta_{C_H}$	4 章		式 (4.129)
$\Lambda_\beta$	4 章		式 (4.150)
$\Lambda_{C_H}$	4 章		式 (4.108)
$\Xi_{C_H}$	4 章		式 (4.127)
$\Upsilon_{C_H}$	4 章		式 (4.110)
$\Upsilon_\beta$	4 章		式 (4.152)
$\Phi_\beta$	4 章		式 (4.164)
$\Phi_{C_H}$	4 章		式 (4.128)
$\Phi(a_i)$	付録 A	粒径加積曲線	p.158
$\Psi_\beta$	4 章		式 (4.151)
$\Psi_{C_H}$	4 章		式 (4.109)
$\alpha$	4 章	放射に対する気温の位相差	p.44
$\alpha_i$	4 章	組合法のパラメータ	p.96
$\alpha_{vG}$	6 章、付録 A	水分特性曲線パラメータ	p.126、表 A.5
$\beta$	3 章、4 章	蒸発効率	p.22、表 4.2
$\beta_K$	3 章	Kondo et al. (1990) の蒸発効率	式 (3.36)
$\beta_L$	3 章	Lee et al. (1992) の蒸発効率	式 (3.39)
$\beta_O$	4 章	オブジェクト指向蒸発効率	式 (4.102)
$\gamma$	4 章	組合法のパラメータ	p.96
$\delta \bar{H}_M$	4 章	領域平均顕熱に対する許容算定誤差	p.79
$\delta \bar{H}_{M,T}$	4 章	Taylor 近似による顕熱の許容算定誤差	p.80
$\delta \bar{E}_M$	4 章	領域平均潜熱に対する許容算定誤差	p.79
$\delta \bar{E}_{M,T}$	4 章	Taylor 近似による潜熱の許容算定誤差	p.80
$\delta T$	4 章	気温と地表面温度の差	式 (4.49)
$\delta T_1$	4 章	気温と地表面温度の差の振幅	式 (4.51)
$\delta T_M$	4 章	日平均気温と日平均地表面温度の差	式 (4.30)
$\delta T_{M,O}$	4 章	オブジェクト指向温度差	式 (4.103)
$\epsilon$	3 章	地表面の射出率	p.21
$\epsilon$	4 章	三角関数の合成による位相	式 (4.40)
$\epsilon(z)$	4 章、6 章	深度 $z$ における地中温度の位相差	式 (4.20)、p.143
$\eta$	4 章	顕熱と潜熱の位相差	p.48
	5 章	時間ステップの内分点	表 5.3

$\eta_{vap}$	6 章	温度勾配下における液島効果を表すパラメーター	p.142
$\theta$		土壌水の体積含水率	
	4 章	顕熱の入力放射に対する位相差	式 (4.52)
$\theta_{fc}$	3 章	圃場容水量	p.30
$\theta_i$	5 章	土壌構成物質 $i$ の体積比	p.106
$\theta_i(t, z)$	6 章	$i$ 番目の土壌カラムの時刻 $t$ 、深度 $z$ での土壌水分量	p.132
$\theta_j$	6 章、A 章	水分特性曲線の接続土壌水分量	表 A.5
$\theta_m$	付録 A	単分子吸着土壌水分量	式 (A.9)
$\theta_r$	6 章、付録 A、付録 B	残留土壌水分量	
$\theta_s$	5 章	飽和体積含水率	p.106
$\kappa$	4 章	日平均気温に対する飽和比湿と実際の比湿との差によって生じる潜熱	式 (4.26)
$\lambda$	3 章、4 章、5 章	土壌の熱伝導率	p.23、式 (5.10)
$\lambda_m$	付録 B	水分特性曲線パラメータ	p.168
$\mu$	4 章	日平均気温と日平均地表面温度の差によって生じる、顕熱、潜熱、地表からの長波放射の和の日平均気温による微分	式 (4.27)
$\mu_T^m(z, t)$	5 章	時刻 $t$ 、深度 $z$ における土壌温度の $m$ 次モーメント	式 (5.33)
$\mu_\theta^m(t, z)$	6 章	時刻 $t$ 、深度 $z$ における土壌湿度の $m$ 次モーメント	式 (6.11)
$\nu$	4 章	定圧比熱、空気密度、風速の積	式 (4.105)
$\xi$	4 章	日平均気温と日平均地表面温度の差によって生じる、顕熱、地表からの長波放射の和の日平均気温による微分	式 (4.28)
$\pi$		円周率	3.14159265358979...
$\rho$	4 章	地面構成物密度	p.45
$\rho_a$	3 章	大気密度	1.20 kg/m <sup>3</sup>
$\rho_b$	4 章、付録 A	乾燥土壌密度	p.107、p.158
$\rho_{vap}$	6 章	水蒸気密度	p.141
$\rho_w$	付録 A	水の密度	p.158
$\sigma$	3 章、4 章	Stefan-Boltzman 定数	p.19、p.44
$\tau$	4 章	水の気化熱、空気密度、風速、乾湿計定数の積	式 (4.106)
$\nu$	4 章	$\kappa$ をバルク係数と蒸発効率で割った値	式 (4.107)
$\phi$	4 章	放射に対する地表面温度の位相差	式 (4.43)
	6 章	全ポテンシャル	p.124
$\phi(a_i)$	付録 A	$i$ 番目の粒径範囲に存在する粒子の重量百分率	p.158
$\psi$	4 章	気温と地温の位相差	式 (4.2)



	6 章、付録 B	マトリックポテンシャル	式 (A.2)
$\psi_0$	付録 A	土壌水分が 0 となる時のマトリックポテンシャル	p.156
$\psi_b$	付録 B	空気侵入圧	p.168
$\psi_j$	付録 A	土壌水分量 $\theta_j$ 時のマトリックポテンシャル	p.162
$\psi_m$	付録 A	土壌水分量 $\theta_m$ 時のマトリックポテンシャル	p.162
$\omega$	4 章、5 章、6 章	角速度	p.44、p.118、p.143
$A$	3 章	領域 A の面積	
$A$	3 章	2 次元領域	
$A(a)$	付録 A	粒径が $a$ の時の土壌の表面積	p.157
$A_\lambda$	5 章、6 章	土壌熱伝導率のパラメータ	式 (5.12)、p.142
$B$	3 章	ボーエン比	p.25
$B_1$	3 章	気温の振幅	
$B_\lambda$	5 章、6 章	土壌熱伝導率のパラメータ	式 (5.13)、p.142
$B_i(z)$	5 章		式 (5.40)
$B_m$	6 章、付録 A	水分特性曲線パラメータ	p.126、表 A.5
$C_\lambda$	5 章、6 章	土壌熱伝導率のパラメータ	式 (5.14)、p.142
$C_H$	3 章	顕熱輸送に対するバルク係数	
$C_{H,O}$	4 章	オブジェクト指向バルク係数	式 (4.101)
$C_h$	5 章、6 章	体積比熱	式 (5.5)、表 5.1、p.141
$C_E$	3 章	潜熱輸送に対するバルク係数	
$C_i$	5 章	土壌構成物質 $i$ の比熱	p.106
$D$	3 章		式 (3.33)
$D_\lambda$	5 章、6 章	土壌熱伝導率のパラメータ	式 (5.15)、p.142
$D_{atm}$	3 章	水蒸気拡散係数	p.29
$D_m$	6 章	水分特性曲線パラメータ	p.126、表 A.5
$D_v$	6 章	土壌内水蒸気拡散係数	p.141
$E$	3 章、6 章	蒸発量	p.25、p.146
$E_\lambda$	5 章、6 章	土壌熱伝導率のパラメータ	p.142
$F$	3 章	$x$ から求められる (一般的) な物理量	p.18
$F_v$	3 章	表層土壌中の水蒸気の拡散距離	p.29
$F_{v,1}$	3 章	$F_v$ に現れるモデルパラメータ	表 3.2
$F_{v,2}$	3 章	$F_v$ に現れるモデルパラメータ	表 3.2
$\bar{F}$	3 章	$F$ の領域代表値	p.18
$\bar{F}$	3 章	$F$ の領域平均値	p.18
$F'$	3 章	領域平均 $\bar{F}$ からの偏差	p.18
$F^*$	3 章	$F'$ の正規化された偏差	p.18
Flux <sub>d</sub>	4 章	最大面積代表法で求められるフラックス	p.74
Flux <sub>i</sub>	4 章	土地被覆 $i$ でのフラックス	p.74
Flux <sub>p</sub>	4 章	パラメータ平均法で求められるフラックス	p.74
$G$		地表面での地中熱伝導	p.19、p.45、p.118、p.143
$G(z, t)$	4 章	時刻 $t$ 、深度 $z$ における地中熱伝導	式 (4.22)
$H$	3 章	顕熱フラックス	p.19

$H_1$	4 章	顕熱フラックスの振幅	式 (4.58)
$H_M$	4 章	日平均顕熱フラックス	式 (4.57)
$I_{suffiz}$	4 章	地表面パラメータが全て分布している場合の集約化規範に現れる分散、共分散に対する係数	p.102
$I_c$	4 章		式 (5.37)
$I_s$	4 章		式 (5.38)
$K$	6 章	不飽和透水係数	式 (6.9)
$K_s$	6 章	飽和透水係数	p.126
$L$	3 章	長波放射量	p.19
$L_1$	4 章	長波放射量の振幅	p.44
$L_M$	4 章	日平均長波放射量	p.44
$M_{H_2O}$	付録 A	水の分子量	p.158
$N$	5 章	データサンプル数	p.44
$N_a$	付録 A	アボガドロ数	p.158
$O_i$	4 章	土地被覆種類 $i$	p.96
$P$	3 章	降水量	p.25
Prob( $x$ )	3 章	$x$ の確率分布関数	p.30
$R$	3 章	流出量	p.25
	4 章	全入力放射量	式 (4.4)
$R_1$	4 章	入力放射量の振幅	式 (4.6)
$R_M$	4 章	日平均入力放射量	式 (4.5)
$R_h$	6 章	相対湿度	p.142
$S$	3 章	短波放射量	p.19
$S_1$	4 章	短波放射量の振幅	p.44
$S_{H_2O}$	付録 A	水分子の断面積	p.158
$S_M$	4 章	日平均短波放射量	p.44
$S_a$	付録 A	土壌の比表面積	式 (A.6)
$S_e$	6 章、付録 A	有効飽和度	p. 126、式 (A.15)
$S_m$	付録 B		式 (B.7)
$S_s$	付録 B	有効間隙度	p.168
$T$	3 章、4 章	地中温度	p.23、式 (4.18)
$T_M$	4 章	日平均気温	p.44
$T_a$	3 章、4 章	気温	p.22、p.44
$T_s$		地表面温度	
$T_{s,M}$	4 章	日平均地表面温度	式 (4.7)
$a$	3 章、4 章	地表面アルベド	式 (3.7)
	付録 A	土壌粒子径	p.157
$a(i)$	5 章	バンドマトリックス行列	式 (5.28)
$a_{i,j}$	6 章	土壌水分分布 2 次モーメントのパラメータ	p.138
$b$	4 章	温度拡散係数	式 (4.17)
$b(i)$	5 章	バンドマトリックス行列の要素 $i$	式 (5.28)
$c(i)$	5 章	バンドマトリックス行列の要素 $i$	式 (5.29)



$c_g$	4 章	地面構成物比熱	p.45
$c_i$	付録 A	水分特性曲線パラメータ	p.156
$c_p$	3 章	大気の定圧比熱	$1.01 \times 10^3 \text{ J kg/K}$
$d_{i,j}$	4 章	クラスター (i) と (j) の非類似度	表 4.8
$e_s^*$	3 章	地表面温度に対する飽和水蒸気圧	p.27
$e_{sat}$	6 章	飽和水蒸気圧	p.142
$f(x)$	3 章	物理量 $x$ の確率密度関数	p.32
$f(x)$	付録 B	$x$ の関数	p.167
$f(i)$	5 章	バンドマトリックスの右辺の要素 $i$	式 (5.30)
$f_s(a)$	付録 A	土壌の粒径分布曲線	p.157
$i$	3 章	深層地下への流去	p.25
$l$	3 章、6 章	気化熱、凝結熱	p.45、p.141
$lE$	3 章	潜熱	p.19
$lE_M$	4 章	日平均潜熱フラックス	式 (4.59)
$lE_l$	4 章	潜熱フラックスの振幅	式 (4.60)
$m_c$	5 章	粘土含有率	表 5.2
$m_{vG}$	6 章、付録 A	水分特性曲線パラメータ	p.126、表 A.5
$n$	5 章	離散化された時刻	p.109
$n_i$	4 章	クラスター (i) の大きさ	p.96
$n_{vG}$	6 章、付録 A	水分特性曲線パラメータ	p.126、表 A.5
$p$	3 章	大気圧 (全圧)	p.27
$q_a$	3 章	飽和比湿	p.22
$q^*$	3 章	飽和比湿	p.22、p.45
$q_s^*$	3 章、4 章	地表面飽和比湿	p.22、式 (4.9)
$t$		時刻、時間軸	
$t_R$	3 章		p.27
$u$	3 章、4 章	風速	
$x$		水平方向座標 (軸)	
	付録 B	変数	p.167
$\text{var}(x)$	3 章	$x$ の分散	p.27
$x$	3 章	物理量ベクトル	p.18
$x_\theta$	3 章	$\theta_\pi/\theta_{fc}$	p.30
$x_{\theta,fc}$	3 章	$\pi$	p.30
$x_{\theta,l}$	3 章	$0 \leq \theta \leq \theta_{fc}$ に含まれる水分量分布の平均値	式 (3.40)
$x_{\theta,s}$	3 章	飽和時の $x_\theta$	p. 32
$y$		水平方向座標 (軸)	
$z$		鉛直上向きを正とした土壌深	
	6 章	位置ポテンシャル	p.141

## Chapter 2

### 既往の研究

水文学において多様性と言っても、水文過程の多様性から、土壌特性のばらつき、大河流域内での土壌水分分布や降水分布まで様々な現象、時空間スケールがある。ここでは水文学が多様性をどう考え、どのように扱っているのかについて、これまでに行なわれてきた研究を見ながら検討を加える。

#### 2.1 水文・水資源工学における多様性

この論文の主題である多様性をモデル化する手法について考える前に、水文学における多様性が何であるかを明確に示す。多様とは国語大辞典によれば「いろいろなこと。さまざまであること。」であり、諸橋大漢和辞典によれば「種々のおもむき、色々なありさま。」と言う意味が掲げられている。一口に水文・水資源工学における多様性と言っても、曖昧で漠然としている。ここでは多様性とは何かを明確化するために、三つの観点から光を当ててみる。

**水文過程の多様性** 一つ目は地表面水文過程の多様性である。大気と地表面で行なわれる水-熱フラックスの交換、表層での水の水平輸送、土壌内での水-熱移動に大きく分けることができるが、この各々の中に数多くの過程が含まれている。例えば植生については遮断蒸発やキャノピー内の放射過程があり、地表面では表面貯留、様々な形態の流出、土壌内では水と熱の連成移動など、枚挙に暇がない。これら水文過程の多様性は水分移動に着目した SPAC(Soil-Plant-Atmosphere Continuum)、キャノピーによる放射過程を取り込んだ SiB(Simple Biosphere) などがある。

**物理量の多様性** もう一つの多様性は物理量の多様性である。斜面を考えれば斜面上端よりも下端の方が湿潤であることは容易に推測できることである。これは典型的な土壌水分の空間分布の例であるが、グラウンドのような一様領域でも土壌水分量の空間分布は小さくはない。このように対象としている領域内で物理量が分布しているのは通常である。水文過程の応答が線形であれば問題は無いが非線形な応答が水文過程には多いので、領域平均の物理量だけでなく、分布していること自体も重要となる。

**多様性の相対性** 多様な領域と言う時、既に前提が存在していることを念頭におかなければならない。例えばグラウンドという一様な土地被覆の領域を考える。降雨後、しばらくすると窪地に僅かな水溜りができるだけで、それ以外の所は湿って黒っぽい色になっている。やがて日差しが当たり、地表面から蒸発が生じはじめると、ある部分は白っぽく乾いてゆくことは、水溜りを避



けてあるいは工夫して遊ぶ小学生が一番良く知っていることであろう。このある所には水が溜り、それ以外の所は黒色の中に白が点在する地表面を一樣と言いつける、別の言い方をすれば小学生を納得させることができるであろうか。答えは述べるまでも無いことである。様々なスケールでの多様性に関連した研究については次の2.2節で触れることにする。

## 2.2 多様性に関する観測・実験面からの研究

水文・水資源工学における状態量とフラックスがどの程度多様であるかを観測の面から検討する。ここでは既に述べたが、多様性を時間的には定常と見做せる程度の時間で考え、状態量とフラックスの多様性をみることにする。

### 2.2.1 状態量の多様性に関する観測・実験面からの研究

#### 一様な土地被覆内の多様性

不均質な水文学量として第一に考えられる水文学量は土壌である。最も基本的な水文学量の一つである土壌水分や土壌特性の分布については以前から多くの研究がなされている (Russo and Bresler, 1981; Russo and Bresler, 1982; Warrick and Nielsen, 1980)。

同じ土地被覆内の100m~1kmスケールでの表層土壌水分分布については測上ほか(1993)や、砂田ら(1991; 1992; 1994; 1995)の一連の研究により、同一土地被覆内では表層土壌水分は正規分布に従い、変動係数はほぼ一定であるという結果が得られている。これは同じ土地被覆内でも土壌水分分布があり、多様であることを示す良い例である。

飽和透水係数についてもマクロポアが存在など土壌構成自体の不均質性により、400ccサンプルによる測定ではオーダーが異なる結果が得られることを免れなく、現地でのBorehole試験 (Musiake and Herath, 1988) や大口径サンプルによる試験 (大手, 1992) が行なわなければならないことも土壌の多様性の一端である。Russo and Jury (1987a; 1987b) は定常、非定常それぞれについて空間変動に関する相関スケールを検討し、その後 Russo and Bouton (1992) は20m×2.5mのトレンチで417個のサンプルを取り、不飽和透水係数モデルパラメータの統計的解析を行って、パラメータの空間的変動が対数正規分布に従うことなどを示している。

このように土地被覆分類から一様な地表面と言える領域の中にも水文学の観点から見ると、状態量が分布していることが分かる。

#### 流域内の多様性

水文学における基本単位となる流域は多様な土地被覆から構成されていることは、地形的にも明らかである。フラクタル解析 (Mandelbrot, 1982) の恰好な対象となった (Hjelmfelt, 1988; Tarboton et al., 1988; Barbera and Rosso, 1989) 河川地形に関する Horton の法則 (Horton, 1945) や Hack の法則 (Hack, 1957) は河道網とその流域の多様性をモデル化した例に他ならない。

流域スケールの分布を知るのに有効な手段としてリモートセンシングによって得られたデータを用いることが挙げられる (Schultz, 1979; Engman and Gurney, 1991)。リモートセンシングデータが最も威力を発揮するのは土地被覆分類であるが、今後打ち上げられる ADEOS-II、EOS シリーズなどは可視のセンサーの解像度が10mを切るレベルまでに達して、流域スケールの水文情報としては十分な解像度を持つようになりつつある。またその他の物理量に対しても以前は定性的な情報取得が中心であったが、リモートセンシングデータから定量的な情報取得への期待も高まっている。

土壌水分については赤外センサーを用いたサーマル・イナシア (宇都宮, 1990) や受動型マイクロ波と能動型マイクロ波を用いて土壌水分量を計測するものがある。マイクロ波センサーの中、前者はプラットフォームが人工衛星の場合地表面解像度が数10kmスケールのため、大陸スケールでの土壌水分分布しか得ることができないが、小流域に対しては航空機をプラットフォームとした研究 (Barton, 1979) が盛んで、Engman ほか (1989) は計測により求めた表層土壌水分分布をモデルで計算した水分量と比較し良好な一致を見たことを示している。一方の能動型マイクロ波は合成開口技術を使うことにより、可視センサーと同レベルの地表面解像度を得ることができる。航空機をプラットフォームとした研究は以前から行なわれており (Macdonald and Waite, 1971)、降雨後の排水、蒸発に伴う土壌乾燥過程を計測、さらにモデルと組み合わせ、土壌水分量、蒸発量を算定したり (Bernard et al., 1986)、飽和域の抽出も行なわれている (Brun et al., 1990)。T. Schumugge ほか (1994) はフィールドキャンペーン Monsoon '90 の期間中マイクロ波放射計を用いて Walnut Gulch 試験流域の土壌水分を計測し、輝度温度で流域内の分布を示している。

1992年以降は ERS-1、JERS-1 とマイクロ波合成開口レーダを搭載した衛星が運用され始め、衛星プラットフォームによる研究が主流になりつつある (Merot et al., 1994; Cognard et al., 1994)。しかし未だ衛星 SAR データを用いて、土壌水分分布を示しているものは殆んど無く、その意味で虫明・沖研究室で行なわれている土壌水分地図の試み (測上, 1994; 輪笠, 1995) は先駆的研究と言えよう。

積雪についてもリモートセンシングを用いた研究が盛んで、小池ほか (1985) は LANDSAT MSS からの積雪域の抽出を行ない、融雪モデルの入力として用いている。また土壌水分量と同様に合成開口レーダによる計測も行なわれるようになってきている。

陸面への入力となる降水の分布も多様である。レーダ雨量で空間分布の相関を取ると、10分間平均強度に対しては雷雨で6km、台風で22km離れると、相関係数は0.5程度にまで低下すること (吉野ほか, 1988) や、AMeDAS データと気象観測データを用いて日本各地とマレーシアの降雨日変化パターンの分類が地理的位置とモンスーンなどの要因によってなされている。これらは降水分布特性の多様性を示すものと言えよう。

以上リモートセンシングデータから抽出された流域スケールの水文・物理量分布を見てきたが、これらは様々な水文現象の結果であると共に要因であり、分布図が描ける、分類されると言うことは取りも直さず土壌水分分布の領域スケールでの多様性を示している。

#### 大陸・全球スケールの多様性

このスケールでは地上計測ネットワークで覆うことは現実問題として非常に難しくなるので、衛星リモートセンシングのデータを使わなければならない。Nimbus-6 ESMR (Rango et al., 1979)、Nimbus-7 SMMR を用いた全球の積雪分布図 (Chang et al., 1987)、NOAA GVI を用いた潜在植生指数 (本多, 1991) など全球スケールでの水文学分布は衛星リモートセンシング無しには考えられない結果と言える。

もう一つ大陸・全球スケールの状態量を計算する手法として4次元同化客観解析 (4DDA) を用いる手法が挙げられる。これは地上計測ネットワークが唯一機能しているゾンデ観測データを入力として GCM に与え、時空間的にデータを内外挿するもので、現業の天気予報をするために開発されたものである。現在、地表面の物理量も 4DDA に取り込む準備がなされており、今後このスケールでの状態量を知る上で強力な手段となる。

ユーラシア大陸の積雪面積と夏期モンスーン降水量の関係などが統計的に示されている (Hahn and Shukula, 1976) など、全球スケールの多様性は取りも直さず気候値となるもので、今後気候問題を解明する上で非常に重要である。



### 2.2.2 多様な領域からのフラックスに関する観測・実験面からの研究

前節では状態量の多様性を見てきた。ここでは前節で求められた状態量を用いていかに多様な領域でのフラックスを算定するかについての研究を見て行く。

現実の多様な領域でどのような水・熱フラックス交換が地表面で行なわれているかを調べる集中観測実験が世界各地で行なわれるようになっている(表 2.1)。

表 2.1: すでに行なわれた集中観測実験の例。

名称	観測年	実験地
FIFE(First ISLSCP Field Experiment)	1987	Kansas, U.S.A.
Monsoon '90	1990	Arizona, U.S.A.
Tsukuba '92	1992	筑波, 日本
琵琶湖プロジェクト	1993~	滋賀県, 日本
EFEDA (European Field Experiment Desertification)	1991	Castilla-La Mancha, Spain

状態量の多様性についてはスケールごとに見てきたが、フラックスについては別の角度、推定手法から見て行くことにする。

#### 一様な領域毎に計算したフラックスの面積平均

フラックスを求めるには状態量とフラックスを結びつけるモデルが必要となる。土壌水分フラックスを計算するには全ポテンシャルと不飽和透水係数を結びつけた Richards 式が必要であり、地表面での乱流フラックスを計算するにはバルク係数と温度、湿度勾配を結びつけたバルク式が必要である。これらの式はすべて一様な領域に対して得られた実験・観測結果から帰納的に得られた状態量とフラックスの関係である。従ってこの状態量とフラックスの関係は、多様な領域の状態量をまとめて扱ってフラックスを求めたとしても、現実の領域でのフラックスを示す保証は全くない。

一様な領域に対して成り立つ式を用いて多様な領域での平均フラックス計算するには、多様な領域を一様な領域にまで分割して、分割した領域毎にフラックスを計算し、それを対象としている領域内で平均を取ったものとすれば良い。

この手法は分布型流出モデルとして、水循環を計算するために実現されている。この物理モデルに基づいた分布型流出モデルは、流域内の物質移動の理解、流域変化に対する水循環の予測、過去の観測データが乏しく、概念モデルのモデルパラメータを決定できない領域での水循環計算をすることを目的として生み出されたものである。この目的には同時に流域での平均フラックスも計算できることが含まれている。上述の基本的な考え方の基に作られたモデルとして世界的に有名なものとして Systeme Hydrologique Europeen Model(SHE)(Rogers et al., 1985)、Institute of Hydrology Distributed Model(IHDM)(Abbot et al., 1986) などがある。しかしこれらのモデルにも全く概念モデルが含まれていない訳ではない。地表面以深では側方流こそ概念モデルを用いているが、Richards 式を直接解く、より物理モデルに忠実な研究も見られる(Ni et al., 1994; Ni, 1994)。こうしたモデルを用いれば領域平均としての浸透フラックス等を算定できる。

地表面熱収支についても一様な土地被覆毎にフラックスを計算し、その和として多様な領域の平均フラックスを計算する研究が行なわれている。Sun ほか(1994)は NDVI と NOAA/AVHRR

の ch.4 と ch.5 を従属変数として、各種フラックスに線形重回帰したモデルでフラックスの分布を計算する手法を提案しているが対象領域以外で有効かどうかは不明である。

#### 多様性を一括して扱う

一様な領域にまで分割する手法を上で見えてきたが、ここでは多様な地表面を一括して扱っている研究について見て行く。

まず、領域平均の地表面の熱フラックスについては、大気境界層の理論に基づき、ルーチンゾンド観測データを使って領域蒸発量を算定する手法がある(Brutsaert and Mawdsley, 1976)。これはエクマン層でのロスビー数相似則に基づき、普遍関数を逆転層の高度を用いてパラメタライズするものであるが、風速と風向によってフェッチが異なってしまう、定まった領域のフラックスを算定するには適していない。同じ問題点を抱えているが、多様な流域上の境界層の発達から領域フラックスを算出する試み(Lawrence and Swiatek, 1994)も行なわれている。

沖ほか(1995b)は流域水収支法と大気水収支法とを組み合わせ、全球スケールでの流域に貯留されている相対的な土壌水分の季節変化を 4DDA を用いて算定し、全球での年間貯留量差の分布を示している。短期の蒸発量算定には適さないが、大陸河川で季節変化のスケールに対しては最も強力な手法といえよう。

#### 地点から領域平均を推定する

ある観測地点データから流域の平均のフラックスを出すという考え方は降水量についてはかなり以前から研究がされてきている。河川計画においては流域内の平均雨量から洪水流量を定めているので、空間と時間的な平均量として降雨を把握する DAD 解析 (Depth-Area-Duration Analysis) の研究が盛んに行なわれ、大雨時の面積平均雨量との関係(Horton, 1924)、これに降雨継続時間も考慮した関係(Fletcher, 1950)、空間相関を導入した関係(Rodriguez-Iturbe, 1974) などがあるが、いずれも非決定論的手法である。

### 2.2.3 観測実験面からみた陸面水文・物理量の多様性に関するまとめ

以上では地点から全球までの水文・物理量がスケール毎にどのように計測、算定されているかを見てきた。見るスケールを変えれば、見ることができなかった多様性が見えてきたり、見えていた多様性が見えなくなったりすることがわかる。また衛星リモートセンシングの利用により、全球スケールでの状態量の多様性を捉え得る領域が増えているが、フラックスについては個々の研究が進められているだけで、手法間の比較は進んでおらず、標準的な手法の確立が今後の研究に期待されることである。

## 2.3 領域の多様性をモデルに取り込む研究

様々な空間スケールで物理量と水文学の多様性を見てきたが、その多様性がどのようにモデル化されてきているかをここでは GCM の陸面水文過程モデルを中心に見て行く。陸面水文モデルに多様性を取り込むには 2.1 節で述べたように、二つの異なる多様性を考える必要がある。一つは陸面での水文現象の多様性であり、もう一つは状態量並びにフラックスの多様性である。以下で各々に対する既往の研究を概観する。



### 2.3.1 陸面水文モデルでの水文過程の多様性の考慮

GCMにおいて地表面が果たす第一の役割は、地表面への入力放射を上向き短波・長波放射、顕熱、潜熱、地中熱伝導へと分配する割合を定めることにある。従って最も簡単な陸面水文モデルはアルベド、ボーエン比、土壌の熱伝導率を定数として与えたモデルが考えられるであろう。しかしボーエン比は土壌の乾湿によって変わるので、定数と扱うには問題がある。そこで、GCMで当初用いられるようになったのがバケツモデル(Manabe, 1969)である。水文過程としては蒸発効率、水分貯留、流出を考えているが、その他の水文過程は考慮していない。この単純なモデルが若干の改良はあるものの現在でも陸面モデルとして利用されている(Manabe and Wetherald, 1975; Delworth and Manabe, 1988; Kellog and Zhao, 1988; Milly and Dunne, 1993)のは大気にとって陸面の本質的な役割であるボーエン比を決めることが取り込まれているからである。

バケツモデルの流出は表面流出しかモデル化されていないが、基底流出も考慮した新バケツモデル(近藤, 1993)を用いた研究(沖 ほか, 1995a)、また大河川の流路網も考慮した研究も行なわれるようになってきている(Miller et al., 1994; 鼎ほか, 1995)。

陸面は土壌ばかりでなく、土地被覆に覆われている。全球スケールで地表面を覆っているのは植生で、植生をモデル化したものも陸面水文モデルに組み込まれるようになってきている。Dickinson ほか(1986)の Biosphere-Atmosphere Transfer Scheme(BATS) や Sellers ほか(1986)の Simple Biosphere(SiB) が代表的なもので、GCMの陸面水文モデルとして組み込まれている。植生モデルとして組み込まれている過程は、気孔開閉を考慮した蒸散、根系からの水分吸収、遮断降水と遮断蒸発、キャノピーを考慮した風速、キャノピーを考慮した放射を考えている。また草と樹木を分けて考えており、SiBなどでGCMにとって主要な水文過程の殆どが取り込まれたと考えて良い。これら植生を考慮したモデルを用いて、大規模森林伐採が与える影響や気候への植生の影響などが研究されている(Dickinson and Henderson-Sellers, 1986)。

近年の陸面水文モデルの精密化、即ち水文過程の多様性のモデル化は今見てきたように一段落したと考えられる。現在世界で開発された陸面・水文モデルは30にも上り、これを受けてモデル間の相互比較を行うプロジェクト、Project for Intercomparison of Land-surface Parameterization(PILPS)も行なわれている(Henderson-Sellers and Brown, 1992)。

ここではGCMの陸面水文モデルに着目して述べてきたけれどもメソモデルでも同じような水文過程のモデル化が行なわれている。ここでは詳しく述べないが、3章のところではメソモデルについて言及することにする。

### 2.3.2 状態量・フラックスの多様性の考慮

今述べたように、水文過程の多様性は殆んど取り込まれたが、次に問題となるのが、状態量・フラックスの多様性である。

GCMグリッドスケールではグリッド内が均一とは考えにくく、多様であると考えべきである。しかしバケツモデルでは土壌の違いによる貯留能を深さを変えることによって表すことはできるが、浸透過程の違いを考慮することはできない。同様に現状のBATSやSiBは水文過程の多様性は記述されているが、グリッド内に大きな葉が一枚ある、いわゆるBig Leafによるモデル化である。したがって、グリッド内に異なる樹種があった場合、樹種の違いを表現することはできない。

地表面状態が異なると、熱収支が著しく異なるという観測事実から、このグリッド内の分布を無視することはできない。グリッド内の多様性をどう扱うか。この問題を解決するには、離散化されたグリッド内での変動を考慮したモデルを構築しなければならない。いわゆるサブグリッドスケールでの状態量・フラックスの分布をモデル化することは今後陸面水文モデルが直面

する当面の課題であろう。

グリッド内の多様性を取り込むための手法として大きく三つに分けることができる(Giorgi and Mearns, 1991)。一つは多様性を観測や理論から統計などを用いてモデル化する手法である。二つ目は一様と見做せるスケールまでグリッドを細かくする手法であり、一般的にはネスティングモデルと言われるものである。最後の三つ目は順応階層モデル(Adaptive Multilevel Model)である。この三つの手法を用いている代表的なモデルを次に見て行くことにする。

#### 統計的手法

現在最も多くの研究が行なわれているのが統計的手法で、大気モデルとカップリングした研究も行なわれている。

グリッド内の土壌水分の貯留能の分布をモデル化したものに、近年GCMの陸面過程として使われ始め注目を集めている新安河モデルがある(Wood et al., 1992)。新安河モデルは中国で1973年に開発された後に中間流出も取り込まれ、中国国内で幅広く用いられている(Zhao, 1992)。土地被覆を浸透領域と不浸透に分け、浸透領域では3層からなる土壌を考えている。蒸発は土壌3層から起こり、下層からの蒸発ほど効率が悪くなる様になっている。流出は表面流出、中間流出、地下水流出を考え、Muskingum法で河道網の効果をとり込んでいる。土壌水分分布を土壌水分の分布関数を考えることにより、実現している。このモデルはもともとパラメータ集中モデルの中に流域内の多様性を取り込んだものであるため、最適化によるモデルパラメータが必要であり、流域植生の変化などには対応できなく、さらに貯留能の分布形状も与えるもしくは最適化するなど、計測可能なパラメータを用いて表すことができない点で応用性に欠けている。

Entekabi and Eagleson(1989; 1991)はGCMの陸面パラメタリゼーションとして降水と土壌水分の空間分布を考慮した時の表面流出、浸透、蒸発、蒸散を解析的に記述している。このモデルは解析的な式を扱えばグリッド内の多様性を考慮できる点では魅力的であるが、分布関数として降水は指数分布、土壌水分はガンマー( $\Gamma$ )分布と解析的に解ける分布形状を定めているので一般的には用いることはできない。また分布形状が時間的に変化することもこのモデルでは考慮できないことが難点である。

Famiglietti and Wood(1991)はtopography-soil indexを用いて貯留能の分布を考え、水文過程を流域内で積分した形で記述している。貯留能の分布が変化してもこのモデルは対応できるが、常に分布関数とフラックスの積を積分する必要がある。観測値からフラックスを求める際にはこのモデルは有効に働くが、このモデルにとって重要な貯留能の分布を得る方法については述べられていない。

Avissar(1989)は地表面状態量の分布関数を与えてフラックスを求める一般的な手法について述べている。さらに気孔抵抗が分布している場合の多様性について検討を加えているが、土壌と植生の温度を同一と見做したり、グリッド内での地表面温度の多様性などは考慮していないのでグリッド内の多様性同士が正のフィードバックとして働くのか負のフィードバックとして働くのかは言及されていない。

#### ネスティング手法

この手法は、例えば日々の天気予報を行なう数値モデルなどで実現されているものであり、境界条件をもらうだけの一方方向ネスティングともらった境界条件から計算し、その結果を渡す双方方向ネスティングとに分けられる。この述語は大気モデル間で通常使われているものであるが、陸面水文モデルに対してもこの述語を使えば、陸面水文モデルでは大気から境界条件をもらって地表面フラックスを算定し、大気に地表面状態量とフラックスを渡す双方方向ネスティングとなる。



Seth(1994)は陸面水文モデルとしてBATSを用いて、1グリッド内を細かくしたVectorized version of BATS(VBATS)を導入し、面積率が最も大きい土地被覆で代表させる方法と比較し、陸面水文過程も大気もグリッド内の分布を考慮しなければならないと述べてはいるものの、解像すべきスケールや土地被覆などまでは言及されていない。

#### 順応階層モデル

この手法は偏微分方程式をある領域だけ細かく解くために研究が進められた手法(Glimm, 1991)で、ある意味においてはネスティングを複数の階層に渡って行なったようなものである。異なるスケール間のデータの変換にはintergrid transfer functionによって行っている。

Barros(1995)はこの手法を地形性降雨モデルに適用している。順応階層モデルで大気側グリッドの降雨と比湿だけを細分化し地表に与え、これを用いて計算したフラックスを大気に渡す数値実験を行ない、粗いグリッドに比べて結果の改善と計算効率の向上が示されている。この手法はこの論文以外に水文・気象領域での使用例はなく、今後の研究発展に期待がかかることである。

#### 2.3.3 多様性を取り込んだモデルのまとめ

多様性の取り込むための手法を3種見てきたが、それぞれに長所短所があることが分かる。統計的方法は特に全球を対象とする場合、分布形状を決定するためのデータが不足しているし、分布形状の時間変化を考慮することは難しい。ネスティング手法は3種のうち一番正確な結果が得られることが期待されるが、コンピュータ技術と資源の制限のためグリッドを細かくして異なる地表面毎に計算することは得策とは言えない。最後の順応階層モデルは未だ一般的手法でなく、確立された手法とは言えないので、今後の研究に期待がかかることである。いずれも手法も発展途上であり、今後の研究の進展が待たれるところである。

#### 2.4 多様性に関する研究のまとめ

以上では水文学に関わる多様性について、観測・実験の面からとモデル開発の面からとに分けて見てきた。この両者は研究を細分化すると両極端になるが、両者は相補的な研究である。

モデルはある意味で、観測・実験結果から得られる現象の特性、性質に対する我々の理解を表すものである。モデルを数値的に動かし、現象をモデルを通して再現することは、我々の理解が正しいものかを検証する手段であり、観測・実験とモデル無しには現象を理解することはできないと言っても過言ではない。

多様な地表面領域での陸面水文・物理量を観測または実験することは2.2節で見てきたように、現在様々なスケールで可能となってきた。こうした結果を基に2.3.1項でみたようなモデルの開発と数値実験が行なわれるようになってきてはいるが、まだ両者が相補的に研究を進展させるまでには到っていない。翻ってそれは多様な地表面領域での水文現象を理解するというこの研究分野には解決すべき魅力的な研究課題が隠されていることを意味している。この研究課題を明らかにすることも本論文の重要な位置を占めている。

## Chapter 3

### 多様な地表面における物理量分布を考慮した地表面熱収支

2章で水文過程の多様性に対する研究を概観してきたが、分布を考慮するに当たって、個々の研究毎に考慮する手法が異なっているため、統一的な手法で接地境界層と陸面水文過程を記述したものは無い。本論文の全編を通して物理量の多様性を考慮する一貫した手法を用いているが、これは大気-陸面相互作用を考える上で極めて重要である。本章ではまずその手法を示し、それを地表面熱収支に適用して、地表面状態量の多様性が地表面熱収支に与える影響を検討する。

#### 3.1 多様な地表面領域での熱収支に関する研究

大気側の条件が同じでも地表面状態が異なると熱収支が大きく異なることは多くの観測事実から知られている。Kimura(1991)とKimura and Takahasi(1991)は1グリッド内の土地被覆を分けて考えている。大気条件は1グリッド内で一様とするが、分割した地表面毎に地表面温度とフラックスそれぞれ計算し、その面積平均を領域平均フラックスとして計算する手法を提案している。細かいグリッドで行なった数値実験とこの手法による数値実験結果は良好一致を見ているが、これは地表面だけグリッドを細かくしたもので、従来の一様な領域になるまでグリッドを小さくするという考え方と一緒である。

Wetzel and Chang(1988)は短期的な天気予報のための陸面モデルとして植生、裸地、自由水の3つの領域に分けて蒸発を記述し、土壌水分量の変動と3つの面積比との両方に対して重み付けをして、グリッド蒸発量を求めている。地表面は放射過程は含まない、植生-土壌モデルが組み込まれている。この論文では土壌水分量の平均と分散についても論じられており、平均値と分散を関係付けて、陸面水文モデルから得られた土壌水分量から分散を定め、蒸発量算定に用いている所は非線形性を考慮するという点で、新規性に富み評価される点である。

Avisar and Pielke(1989)はメソスケール大気モデルの地表面の多様性を考慮する陸面熱収支モデルを提案している。まず地表面を植生の層と土壌あるいは水面の2層に分けて考えて、植生層では正味放射、植生からの顕熱輸送、潜熱輸送を、土壌層では植生層の各項の他に地中への熱フラックスと土壌水分量を考慮して各層毎に熱収支式を立てている。正味放射は各層のアルベドを考慮した式を、顕熱と潜熱はバルク式を、地中への熱フラックスは熱拡散方程式を、土壌水分移動については非等温水分移動式を用いている。このモデルではキャノピー温度や地表面温度のサブ領域での変動は考慮されていない、従って各方程式が非線形であることに由来するサブ領域変動の算定フラックスへの影響は含まれていない。



また彼らはグリッド (6km) 内の移流効果 (物理量間の相関) にも言及しているものの、小さいとして無視している。陸面水文モデルという点に立つと、降雨が地表面に到達した後の水文過程が無いものの、大気に直接影響を与える地表面熱収支に関しては理論式に基づいた支配方程式系を用いており、地表面が大気に与える影響だけを考える場合、ここで用いられている方程式系で充分と言える。移流の影響評価は実際にはされておらず、この点を明らかにすることも多様な領域の平均フラックス算定には重要である。

Chen and Avissar(1994b) は地表面の水分量の多様性がメソスケール循環に与える影響について検討をしている。潤湿地表面と乾燥地表面の分布パターンや分布スケールを変えて、メソ循環に与える影響を数値実験と比較し、ローカルな循環場によるフラックスと乱流によるフラックスとを別々に示している。この結果を用いて、ローカルな循環場と乱流による潜熱フラックス最大値の比を土壌水分量の変動係数で表す試みがなされている。このようなパラメタリゼーションの試みは陸面の多様性をモデルに組み込む際に必須のものとなるが、この数値実験条件下でのみ成り立つものであり、一般的に成り立つ保証は無い。更に Chen and Avissar(1994a) は対流性積雲と降水に対する検討も行なっているが、土壌水分分布の影響を述べるに留まり、パラメタリゼーションにまで到っていない。

地表面の多様性に伴う地表面熱収支が大きく異なり、それが局所循環に与える影響が、数値実験で明らかにされつつある。数値実験は大気と陸面の相互作用まで含めた形で現象の解釈になるが、ある条件下での結果であり、多様性の効果のパラメタリゼーションをするには数多くの結果を解析しなければならない。

この章では大気との相互作用は考えずに、即ち観測された状態量を用いて計算する地表面熱収支に着目し、地表面の状態量の多様性が地表面熱収支に与える影響を明らかにするとともに、状態量の多様性がフラックス算定に与える影響を定量的に評価する。

### 3.2 領域平均計算式を導出するための定義

ある物理量  $x$  から求められる物理量  $F$  の領域代表値  $\bar{F}(x)$  をその領域での変数  $x$  の領域平均を用いて次のように定義する。

$$\bar{F}(x) = F\left(\frac{1}{A} \int_A x dA\right) = F(\bar{x}) \quad (3.1)$$

ここで  $A$  は領域を、 $A$  はその領域の面積を表している。

サブ領域の分布を考慮するには、対象としている領域で領域積分を行ない、それから単位面積当たりの平均を求めなければならない。即ち

$$\bar{F}(x) = \frac{1}{A} \int_A F(x) dA \quad (3.2)$$

である。 $\bar{F}(x)$  を領域平均と呼ぶ。

以上の準備の下、サブ領域での  $F$  の値は領域平均値  $\bar{F}$  とそれからの偏差  $F'$  の和として以下のように表される。

$$F(x) = \bar{F}(x) + F'(x) = \bar{F}(x) \left(1 + \frac{F'(x)}{\bar{F}(x)}\right) = \bar{F}(x) \{1 + F^*(x)\} \quad (3.3)$$

ここで後の2辺は領域平均  $\bar{F}(\neq 0)$  で括った形式で、 $F^*(x)$  を正規化された偏差と呼ぶことにする (但し以下では特に断らない限り偏差と略す)。

通常  $\bar{F}$  が領域平均とするのが慣例であるが、ここでは領域平均を  $\bar{F}$  と表す事にしたのは、 $\bar{F}$  が  $x$  の関数としたときに、 $F$  が与えられてその面積平均を単に求めるという事ではなく、 $x$  の分布も考慮したということを示し、かつ  $x$  を用いて計算したものと区別するためのものである。従って、本論文を離れたところでは、 $\bar{F}$  は  $x$  と表されるものである。

ここでサブ領域とは各物理量が一樣と考えられる領域で、そこでの物理量の計測は一点だけを観測すればその代表値が得られるような範囲である。これに対して領域とは多数のサブ領域からなり、陽に扱われる最小の単位である。

### 3.3 領域平均熱収支の定式化

ここでは領域平均の状態量に基づいて領域平均の地表面フラックスを表す式を導出する。以下では多様なサブ領域からなる領域での熱収支を考え、領域平均熱収支式を導出する。

#### 3.3.1 サブ領域での物理量分布を考慮した領域平均フラックス

地表面の熱収支は放射伝達によって与えられるエネルギーが乱流と伝導によって分配されると考えられる。地表面での熱収支式は次のように表される。

$$S^{\downarrow} - S^{\uparrow} + L^{\downarrow} - L^{\uparrow} - \sigma T_s^4 = H + LE + G \quad (3.4)$$

ここでは  $S$  は短波放射量、 $L$  は長波放射量、 $T_s$  は地表面温度、 $H$  は顕熱フラックス、 $LE$  は潜熱フラックス、 $G$  は地中への熱伝導、 $\sigma$  は Stefan-Boltzman の定数  $5.67 \times 10^{-8}$  である。左辺の変数の肩に付いている  $\downarrow$  と  $\uparrow$  はそれぞれ上向き放射と下向き放射である。以下では各項ごとにサブ領域の分布を考慮した定式化を行ない、それと共に式形の非線形性が領域平均フラックスに与える影響を調べる。

サブ領域分布を考慮した短波放射量

短波放射量収支は地表面のアルベド  $a$  を用いて

$$S^{\downarrow} - S^{\uparrow} = (1 - a)S^{\downarrow}$$

と一般に表される。下向き短波放射量の平均  $\bar{S}^{\downarrow}$  とアルベドの平均  $\bar{a}$  と各々の偏差を用いて上式を書き換えると、

$$\begin{aligned} (1 - a)S^{\downarrow} &= \{1 - (\bar{a} + a')\} (\bar{S}^{\downarrow} + S'^{\downarrow}) = \{1 - \bar{a}(1 + a^*)\} \bar{S}^{\downarrow} (1 + S^{*\downarrow}) \\ &= \{(1 - \bar{a}) - a^*\} \bar{S}^{\downarrow} (1 + S^{*\downarrow}) \\ &= (1 - \bar{a}) \bar{S}^{\downarrow} \left\{1 - \frac{a^*}{1 - \bar{a}} + S^{*\downarrow} - \frac{a^*}{1 - \bar{a}} S^{*\downarrow}\right\} \end{aligned} \quad (3.5)$$

となる。ここで領域平均を取れば

$$\bar{S}^{\downarrow} - \bar{S}^{\uparrow} = (1 - \bar{a}) \bar{S}^{\downarrow} \left\{1 - \frac{a^*}{1 - \bar{a}} S^{*\downarrow}\right\} \quad (3.6)$$

と領域短波収支の式が求まる。この式で用いているアルベドは短波放射全体に対するアルベドであり、直達日射と散乱を分けて考えると、それぞれに対するアルベドは同じ地点でも異なることもある。直達光に対するアルベドは時間と共に変化してゆくが、散乱光に対するアルベドは大きく変化しない。こうした厳密な扱いはここでは考えていない。



アルベドの地形効果を検討した研究が見られるが(石平ほか, 1995b), 1km メッシュの標高データしかない場合に 1km メッシュ以下の地形効果を取り込むことは、データが無い以上行なうことはできない。逆に 1km メッシュデータがあるところでは領域での短波収支を計算する際に 1km メッシュまでの地形効果を陽に取り込むことができ、また入射角依存のアルベドの変化も考慮することができる。端的に言ってしまえば、最も細かい地形データを用いて計算するのが良いと言うことになる。領域短波収支において重要なのは、時間的に不変の地形効果ではなく、短波の雲による遮蔽とアルベドとの関係であるが、この点についても石平ほか(1995a)がGMSを用いて広域の下向き短波を算定し地形との関連について検討を加え、領域平均を算定する際に日射量と地形効果の相関の効果を考慮する必要があると述べている。こうしたデータが蓄積され、領域平均の短波収支を計算するために必要な式(3.6)の共分散項が平均値や地形等でパラメタライズされることが期待されることである。

土壌水分分布がアルベドに与える影響 裸地におけるアルベドは土壌水分量と太陽入射角の関数となる。いま、土壌水分量の平均値を与えて、分散が0、即ち分布を考えない場合と、分布を考えた場合とで算定されるアルベドの違いを調べる。

ここではアルベドの太陽入射角依存性は考えず、土壌水分量 $\theta$ だけの関数として次の式を用いる(福本, 広田, 1994)。

$$a = 0.14 - \frac{0.082}{1 + \exp(14 - 70\theta)} \quad (3.7)$$

この式はクロボク土の観測データに対してフィッティングして得られたものである。このアルベドは土壌水分が $0.20\text{m}^3/\text{m}^3$ 未満の時0.14程度で大きい値を取り、 $0.20\text{m}^3/\text{m}^3$ 付近で急激に変化し、0.06程度にまで低下する。

土壌水分を完全に乾燥した状態から飽和まで変化させ、さらに分散を0~0.01まで変化させた時のアルベドに対する土壌水分分布の影響を見る。分布形として一様分布と正規分布を用いた。図3.1と図3.2に分布を考慮しない時の値を分布を考慮した時の値で割った比 $(\bar{a}/\bar{a})$ で表してある。

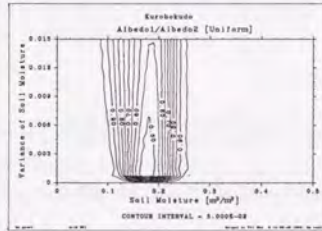


図 3.1: サブ領域の分布を考慮した場合のアルベド $\bar{a}$ 。サブ領域内の土壌分布に対して平均値の周りに一様分布を仮定した場合。等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めたアルベドを分布を考慮したアルベドで割った比 $(\bar{a}/\bar{a})$ を示している。

土壌水分に対してアルベドが感度を持たない乾燥している場合と湿潤な場合とでは比が1となっており、また両者の中間領域では分布を考慮しないと小さく算定されることを示している。乾燥

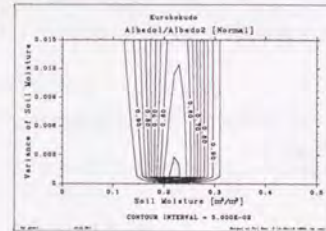


図 3.2: サブ領域の分布を考慮した場合のアルベド $\bar{a}$ 。サブ領域内の土壌分布に対して平均値の周りに正規分布を仮定した場合。等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めたアルベドを分布を考慮したアルベドで割った比 $(\bar{a}/\bar{a})$ を示している。

あるいは湿潤領域で土壌水分が分布している影響は領域平均としてのアルベドに変化を与えないが、式(3.7)が急変する $\theta = 0.15 \sim 0.20\text{m}^3/\text{m}^3$ では分布を考慮しないと領域平均の半分程度にしかされないこともある。

図3.1と図3.2を比較すると同じ分散であっても値が異なることが見て取れる。正規分布の方が一様分布に比べて、等値線が全体として湿潤側にシフトしているのは正規分布の方が裾が広いためである。このように土壌水分量を考慮しない場合、アルベドが小さく算定されてしまい、短波収支量に引いては熱収支に大きな算定差を生み出す可能性があることが分かる。

#### サブ領域分布を考慮した長波放射量

上向き長波放射量 $L^{\uparrow}$ は地表面の射出率 $\epsilon$ を用いて短波の時と同様に書き表すことができる。

$$L^{\uparrow} - L^{\downarrow} = \epsilon L^{\downarrow} \quad (3.8)$$

下向き短波放射量の平均 $\bar{L}^{\downarrow}$ と射出率の平均 $\bar{\epsilon}$ とそれからの偏差を用いて上式を書き換えると、式(3.6)と同じ手続きで、

$$\bar{L}^{\uparrow} - \bar{L}^{\downarrow} = \bar{\epsilon} \bar{L}^{\downarrow} (1 - \bar{\epsilon}^* \bar{L}^{\downarrow*}) \quad (3.9)$$

と領域平均が与えられる。通常赤外放射の波長帯では0.85~1.0程度の値を取る。

長波については射出率と長波の相関が重要であるが、射出率はほぼ1で一定として扱うことも多く、この場合領域平均の長波放射は面積平均となる。このように考えると長波放射は簡単に領域平均を算定することができるが、熱収支を考える場合その分布も重要になるので、長波放射の空間分布を推定する研究も重要になるであろう。

#### サブ領域分布を考慮した地表面からの長波放射

地表面からの長波放射は Stefan-Boltzman の法則により、式(3.4)の左辺第5項のように表せる。それを平均値と偏差の和として表すと、

$$\epsilon \sigma T_s^4 = \sigma \bar{\epsilon} (1 + \epsilon^*) T_s^4 (1 + T_s^*)^4 \quad (3.10)$$

となり、この式を Maclaurine 展開して3次以上の高次の微小項を無視すると、

$$\epsilon \sigma T_s^4 \approx \sigma \bar{\epsilon} T_s^4 (1 + \epsilon^*) \left( 1 + 4T_s^* + \frac{4 \cdot 3}{2!} T_s^{*2} \right) \approx \sigma \bar{\epsilon} T_s^4 (1 + \epsilon^* + 4T_s^* + 6T_s^{*2}) \quad (3.11)$$

となる。ここで領域平均を取ると、

$$\overline{\epsilon \sigma T_s^4} = \sigma \bar{\epsilon} T_s^4 (1 + 4\bar{T}_s^* \bar{\epsilon}^* + 6\bar{T}_s^{*2}) \quad (3.12)$$

ここでも長波放射の所で述べたように、射出率はほぼ定数と見なして良いから、残るのは、 $\bar{T}_s^{*2}$ の項だけである。平均値表面温度を273~373K、分散を0~20K<sup>2</sup>の間で変化させた時の地表面からの長波放射を計算したが分布している影響は全くないと言ってよい。従って、地表面温度の領域平均値 $\bar{T}_s$ を使って地表面からの長波放射は計算して良いと言える。

#### サブ領域分布を考慮した顕熱フラックス

顕熱の算定法は熱収支的な方法と空気力学的な方法に大きく分けられる。ここでは空気力学的方法のうちバルク法を用いる。顕熱に対するバルク式は次のように表すことができる。

$$H = \rho_a c_p C_H u (T_s - T_a) \quad (3.13)$$



ここで  $H$  は顕熱フラックス、 $\rho_a$  は大気密度、 $C_H$  は顕熱輸送に対するバルク係数、 $c_p$  は大気定圧比熱、 $u$  は風速、 $T_a$  は気温である。空気の密度、定圧比熱は領域内で一定として、上式を平均値と偏差の和で表すと、

$$H = \rho_a c_p \overline{C_H} \overline{(T_s - T_a)} (1 + C_H^*) \{1 + (T_s - T_a)^*\} \quad (3.14)$$

となる。式(3.14)を領域平均すると、偏差項の領域平均は0だから

$$\overline{H} = \rho_a c_p \overline{C_H} \overline{(T_s - T_a)} \left[ 1 + \overline{C_H^* u^*} + \overline{C_H^* (T_s - T_a)^*} + \overline{u^* (T_s - T_a)^*} + \overline{C_H^* u^* (T_s - T_a)^*} \right] \quad (3.15)$$

となる。ここで注意しなければならないのは偏差の高次積である。摂動法では偏差が十分に小さい時だけを扱っているので、高次の微小項を無視することができるが、ここでは偏差が十分に小さいという仮定は無いので、高次モーメントも残る。今、大気側の条件、気温と風速が着目する領域で一定とすると、

$$\overline{H} = \rho_a c_p \overline{C_H} \overline{(T_s - T_a)} \{1 + \overline{C_H^* (T_s - T_a)^*}\} \quad (3.16)$$

のように簡単に表される。顕熱に対してはバルク係数と地表面温度との相関がなければ平均量だけ扱えば良いことになるが、このモーメント項の影響については4章で詳しく述べる。

#### サブ領域分布を考慮した潜熱フラックス

潜熱フラックス  $lE$  についても顕熱と同様にバルク法を用いて定式化を行なう。潜熱を求めるバルク式は地表面比湿を用いて定式化する場合、 $\alpha$ 法と $\beta$ 法とがあるが(Mahfouf and Noilhan, 1991)、ここでは $\beta$ 法を用いることにする。領域平均と偏差を用いて、

$$lE = \rho_a C_E u \beta (q_s^* - q_a) = \rho_a \overline{C_E} \overline{u} \overline{\beta} \overline{(q_s^* - q_a)} (1 + C_E^*) (1 + u^*) (1 + \beta^*) \{1 + (q_s - q_a)^*\} \quad (3.17)$$

と書き表される。ここで  $C_E$  は潜熱輸送に対するバルク係数、 $u$  は風速、 $\beta$  は蒸発効率、 $q_s^*$  は地表面での飽和比湿、 $q_a$  は大気比湿である。ここで領域積分を行なうと

$$\begin{aligned} \overline{lE} &= \frac{1}{A} \int_A lE dA = \frac{1}{A} \int_A \rho_a C_E u \beta (q_s^* - q_a) dA \\ &= \frac{1}{A} \rho_a \overline{C_E} \overline{u} \overline{\beta} \overline{(q_s^* - q_a)} \int_A (1 + C_E^*) (1 + u^*) (1 + \beta^*) \{1 + (q_s^* - q_a)^*\} dA \end{aligned} \quad (3.18)$$

のようになる。積分記号内の偏差の積を展開すると

$$\begin{aligned} \overline{lE} &= \rho_a \overline{C_E} \overline{u} \overline{\beta} \overline{(q_s^* - q_a)} \left[ 1 + \left\{ \overline{C_E^* + u^* + \beta^* + (q_s^* - q_a)^*} \right\} \right. \\ &\quad + \left\{ \overline{C_E^* u^*} + \overline{C_E^* \beta^*} + \overline{C_E^* (q_s^* - q_a)^*} + \overline{u^* \beta^*} + \overline{u^* (q_s^* - q_a)^*} + \overline{\beta^* (q_s^* - q_a)^*} \right\} \\ &\quad + \left\{ \overline{C_E^* u^* \beta^*} + \overline{C_E^* \beta^* (q_s^* - q_a)^*} + \overline{C_E^* u^* (q_s^* - q_a)^*} + \overline{u^* \beta^* (q_s^* - q_a)^*} \right\} \\ &\quad \left. + \overline{\beta^* C_E^* u^* (q_s^* - q_a)^*} \right] \end{aligned} \quad (3.19)$$

となる。一次の偏差項は領域平均を取ることで0となり、領域平均と偏差によって表される蒸発量は次のように表される。

$$\begin{aligned} \overline{lE} &= \rho_a \overline{C_E} \overline{u} \overline{\beta} \overline{(q_s^* - q_a)} \left[ 1 + \left\{ \overline{C_E^* u^*} + \overline{C_E^* \beta^*} + \overline{C_E^* (q_s^* - q_a)^*} + \overline{u^* \beta^*} + \overline{u^* (q_s^* - q_a)^*} + \overline{\beta^* (q_s^* - q_a)^*} \right\} \right. \\ &\quad + \left\{ \overline{C_E^* u^* \beta^*} + \overline{C_E^* \beta^* (q_s^* - q_a)^*} + \overline{C_E^* u^* (q_s^* - q_a)^*} + \overline{u^* \beta^* (q_s^* - q_a)^*} \right\} \\ &\quad \left. + \overline{\beta^* C_E^* u^* (q_s^* - q_a)^*} \right] \end{aligned} \quad (3.20)$$

今領域内で物理量  $F(x)$  の偏差の項  $F(x)^*$  が  $F^* < 1$  を満たしているとすれば、3次以上の微小項を無視するという近似ができる。すると式(3.20)は簡単化され、物理量間の共分散のみによって表現することができる(仲江川ほか, 1994)。この式は $\overline{C_H}$ 、 $\overline{\beta}$ 、 $\overline{q_s}$ と言ったパラメタリゼーションの非線形性と物理量間のモーメントがフラックスに寄与することを示している。潜熱に対する非線形性についてはこの後3.4章で詳しく検討を加える。

#### サブ領域分布を考慮した地中への熱伝導フラックス

地中への熱の伝わりはFickの熱拡散によって生じる。従って熱フラックスは領域平均値と偏差を用いて

$$\begin{aligned} G &= \lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \overline{\lambda} (1 + \lambda^*) \frac{\partial \{T(1 + T^*)\}}{\partial z} = \overline{\lambda} (1 + \lambda^*) \left\{ (1 + T^*) \frac{\partial T}{\partial z} + T \frac{\partial (1 + T^*)}{\partial z} \right\} \\ &= \overline{\lambda} \left\{ (1 + \lambda^* + T^* + \lambda^* T^*) \frac{\partial T}{\partial z} + T \left( \frac{\partial T^*}{\partial z} + \lambda^* \frac{\partial T^*}{\partial z} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.21)$$

と表せる。式中の記号はそれぞれ、 $T$  は地中温度、 $\lambda$  は土壌の熱伝導率である。これも領域平均を取ると次のようになる。

$$\overline{G} = \overline{\lambda} \left\{ (1 + \lambda^* T^*) \frac{\partial T}{\partial z} + T \lambda \frac{\partial T^*}{\partial z} \right\} = \overline{\lambda} \left\{ \frac{\partial T}{\partial z} + \lambda^* T^* + T \lambda \frac{\partial T^*}{\partial z} \right\} \quad (3.22)$$

この式中に現れる熱伝導係数が非線形の効果を持っている。この非線形性を含めて、地中熱伝導については5章で細述する。

#### 領域平均熱収支式

ここまでで、熱収支式に表れる各項の領域平均値をサブ領域の物理量を用いて表すことができたので、式(3.4)をそれら領域平均値で表すと

$$(1-a)S^{\downarrow} + \epsilon L^{\downarrow} - \sigma T_s^4 = \overline{H} + \overline{lE} + \overline{G} \quad (3.23)$$

となる。式(3.23)は一見したとろ、式(3.4)と同じであるが、式(3.23)で各項を算定するためには領域内の分布を考慮しなければならない。例えば領域平均の蒸発量を残差として求めようとする場合、式(3.23)が示すように、他の5項の領域平均を精度良く見積もらないと、蒸発量に誤差が集積することになるので、各項を正確に算定することは領域熱収支を算定する上で必須の条件となる。



またこれまで見てきたように、共分散項を考えない場合は、短波放射収支と蒸発量にのみ非線形効果が現れる。即ち、他の4つのフラックスは式(3.4)と式(3.23)に現れる各項は等しい( $\overline{P} = \overline{R}$ )と考えられるので、両式の差は

$$\overline{(1-a)S^1} - \overline{(1-a)S^1} = \overline{IE} - \overline{IE} \quad (3.24)$$

と表されることが分かる。つまり、短波放射に生じる非線形効果は蒸発量に生じる日線形効果と一致することになる。理論的には片方の辺の値が求まれば、もう一方の非線形効果が求まることになるが、モーメント項のフラックスの影響も大きいので、限られた条件の時のみこのようなことが可能となる。

次節では式(3.23)中で最も非線形の効果のある右辺第2項、蒸発について詳しい検討を加えていく。

### 3.4 サブ領域の物理量分布が蒸発量算定に及ぼす影響

前節で述べたように領域蒸発量には物理量が分布している影響が様々な形で含まれている。蒸発量  $E$  の算定には幾つかの方法があるので、まず各手法に分布を考慮した場合の算定式を導出し、その後で式(3.20)に基づいて、物理量分布の影響を定量化してゆく。

#### 3.4.1 領域平均蒸発量を算定するための計算方法

蒸発量を算定する手法は幾つかあるが、ここでは代表的なものを取り上げ、領域平均蒸発量を求める際に考慮すべき点について考える。

##### 水収支法

$$\overline{E} = \overline{P} - \overline{R} - \overline{i} - \overline{\Delta S} \quad (3.25)$$

上式中  $P$  は降水量、 $R$  は流出量、 $i$  は深層地下への流去、 $\Delta S$  は貯留量の変化量である。この式は通常の水収支法の式と記号が異なるだけで式形は同一であるが、意味するところは重大である。領域平均蒸発量を算定するには右辺各項の領域平均値を算定しなければならないことを示唆しており、2.2.1項で述べたように降雨の空間平均を求めるだけでも、数多くの研究があることから、各項を精度良く算定することが大きな研究テーマとなる。但し長期平均では  $\overline{\Delta S} = 0$  と置き、更に流域という領域を取れば、 $\overline{R}$  も河川流量として比較的簡単に計測することができる。

##### 熱収支法

熱収支法とは式(3.4)を用いて計算するもので、乱流輸送に関わる係数を用いずに算定する手法である。ここでは代表的な熱収支法であるボーエン比法を取り上げる。領域平均蒸発量をボーエン比から求める式は

$$\overline{IE} = \frac{\overline{R}_{net} - \{B'(IE) + \overline{G}\}}{1 + \overline{B}} \quad (3.26)$$

と表すことができる。ここで  $B$  はボーエン比である。この式の特徴は普通のボーエン比による蒸発量算定式に比べて、 $B'$  と  $IE'$  との共分散の項が加わっている点である。

##### 空気力学的方法

渦相関法や傾度法などがこの手法に分類される。陸面からの実蒸発量を計算するには地表面比湿が必要であるが、地表面比湿の代わりに飽和比湿を用いた、 $\alpha$ 法、 $\beta$ 法と呼ばれる式から求めることが多い。

ここでは3.3.1項で導出した式(3.20)を基にサブ領域の物理量分布が蒸発量算定に及ぼす影響を見て行く。式(3.20)を導出する手順を乱流の方程式の場合と比較した結果をまとめたものを表3.1に示す。乱流では時間平均が取られ、変動は時間平均からの偏差で、時間平均は時々刻々と変化してゆく。一方領域蒸発量の算定では空間平均が取られ、変動は空間平均からの偏差である。この差は対象とする物理量の時空間的な性質によるものである。領域蒸発量の算定の難しさは、乱流では時間平均が容易に測定でき、それから変化項のモデリングが行なわれるのに対し、領域平均を直接測定することはできないので、領域内での物理量分布を求めなければならない点である。しかしひとたび領域平均とサブ領域の分布の関係をモデル化することができれば、領域蒸発量を



表 3.1: 領域蒸発量算定手法と乱流モデルの比較。

	本方法	乱流モデル
平均値	空間 (領域) 平均	時間 (アンサンブル) 平均
基礎方程式	Bulk	Navier-Stokes
平均値と変動で表される方程式	式 (3.20)	Reynolds
変動項の積	分布のフラックスへの寄与	レイノルズ応力

領域平均だけから求めることができる。このモデル化は乱流におけるクロージャー問題に当たる。この領域平均と領域内での分布をモデル化することが水文学に於けるいわゆる「アグリゲーション (集約化)」、「ディサグリゲーション (分散化)」の問題を解決する強力な手段の一つであると言える。

さらに、Navier-Stokes 方程式を数値的に解く際に直接 Navier-Stokes 方程式を解くことは低 Reynolds 数のときでも膨大な計算時間がかかるため、計算効率を上げるための手法が数多くあるが、その中で Large Eddy Simulation (LES) は空間フィルタリング手法を用いて粗視化したグリッドで計算するという意味において、ここで提案する手法と一致する。式 (3.2) は粗視化フィルターと言い換えることもできる。また LES で言うサブグリッドスケール (SGS) モデルはまさに式 (3.20) に現れる非線形効果とモーメント項に対応する。このようにこの手法は LES と密接に結び付いているが、LES では乱流に関する Kolmogoroff 則などによって手法に対する裏付けがあるが、本手法にはその様なものが無く、SGS モデルのように一般化されたモーメント項のパラメタリゼーションが行えない可能性もある。行えるのであれば Representative Element Area (REA) や Topography-Soil Index 等を用いてパラメタリゼーションが行えるであろうし、行えないのであればこのモーメント項に関する検討の過程でその理由が明らかになるであろう。

ここでスケールの問題を考えておく。式 (3.20) は領域蒸発量を算定するための厳密な式である。従ってどのスケールの領域に対しても適用することができるが、それは非線形項と偏差の積の項がスケールによって変化することによって可能となる。

### 3.4.2 サブ領域における地表面物理量分布を考慮した領域平均状態量の算定

上記のように導出されたバルク式による領域蒸発量計算式により計算した蒸発量と、平均だけから求められる、つまりサブ領域の分布を無視した蒸発量とを比較する。

物理量としてはバルク係数、風速なども考えられるが、ここでは表層土壌水分量と地表面温度だけの分布を考えて蒸発量の算定結果に対する検討を行なう。現実の現象として表層土壌水分量と地表面温度との間には、リモートセンシングで用いられているサーマル・イナシア法の理論 (宇都宮, 1990) から何らかの相関があると考えられるが、ここでは簡単化のために両者の間に相関が無いものとして計算を行なう。両物理量には位置の情報を与えず、ある確率分布に従うものとする。この場合領域蒸発量を計算する式 (3.20) は、偏差の積の項が 0 となって、

$$\bar{E} = \rho_a \bar{C}_E \bar{\beta} (\bar{q}_s^* - \bar{q}_a) \quad (3.27)$$

となる。共分散項が消えて見かけ上分布の影響は消えた式形となるが、 $\bar{\beta}$  と  $\bar{q}_s^*$  の算定に分布を考慮した場合の影響が表れる。これは物理量のパラメタリゼーションに依存する非線形効果である。もし、 $\beta$  と  $q_s^*$  が直接測定されればその単純な面積平均で領域平均が表される事になりパラメタリゼーションによる影響は無くなるが、それぞれ土壌水分、温度の関数のため両者の分布を考慮し

なければならない。次ではまず状態量への非線形効果を調べ、その後で蒸発量の算定について検討を加えてゆく。

### 計算条件と計算方法

計算に当たっては領域内の分布、即ちサブ領域での分布データが必要である。1 変数のものについては数値積分をしているが、2 変数の場合サブ領域の分布データを、平均値と分散を与えて疑似乱数から求める。平均値周りのデータの分布として正規分布と一様分布を考える。疑似乱数 ([0,1] の一様分布) から正規分布に従う乱数を計算するために Box and Muller 法を用いた。この場合、上記で定めた表層土壌水分量と地表面温度が無相関であると言う前提が成り立つことは、両変数が独立した乱数から定められることから、明らかである。

### サブ領域分布を考慮した飽和比湿

$\beta$  法では蒸発量を計算する場合地表面の飽和比湿が必要となる。地表面飽和比湿  $q_s^*$  は近似的に以下のように表される。

$$q_s^* = \frac{0.622e_s^*}{p} \quad (3.28)$$

ここで  $e_s^*$  は与えられた地表面温度に対する飽和水蒸気圧 (Pa)、 $p$  は気圧である。サブ領域の分布を考慮した領域平均  $\bar{q}_s^*$  は共分散 (cov) を用いて次のように表される。

$$\bar{q}_s^* = \frac{0.622\bar{e}_s^*}{\bar{p}} \{1 - \text{cov}(e_s^*, p^*)\} \quad (3.29)$$

上式 (3.29) 中に現れる、 $\bar{e}_s^*$  の算定には以下のような手続きが必要である。飽和蒸気圧を求める様々な算定式のうちここでは Richards (1971) が示した式 (3.30) を用いる。

$$e^* = 1.01325 \times 10^5 \exp(13.3185t_R - 1.9760t_R^2 - 0.6445t_R^3 - 0.1299t_R^4) \quad (3.30)$$

ここで  $t_R = 1 - 373.15/T$  である。式 (3.30) の 1 階、2 階微分はそれぞれ、

$$\frac{de^*}{dT} = D \frac{373.15}{T^2} e^* \quad (3.31)$$

$$\frac{d^2e^*}{dT^2} = D \left( \frac{373.15}{T^2} \right) \frac{de^*}{dT} - \left( \frac{2}{T} \right) \frac{de^*}{dT} - \left( \frac{373.15}{T^2} \right)^2 e^* (3.952 + 3.867t_R + 1.5588t_R^2) \quad (3.32)$$

となる。ここで  $D$  は式 (3.30) の指数部の  $t_R$  による微分で、

$$D = (13.3185 - 3.952t_R - 1.9335t_R^2 - 0.5196t_R^3) \quad (3.33)$$

である。2 次まで  $T$  周りに Taylor 展開すると式 (3.30) は次のようになる。

$$e^*(T + T') \approx e^*(T) + \frac{de^*}{dT} T' + \frac{1}{2} \frac{d^2e^*}{dT^2} T'^2 \quad (3.34)$$

この領域平均は地表面温度の分散 (var) を用いて

$$\bar{e}^*(T) = e^*(T) + \frac{1}{2} \frac{d^2e^*}{dT^2} \text{var}(T') \quad (3.35)$$



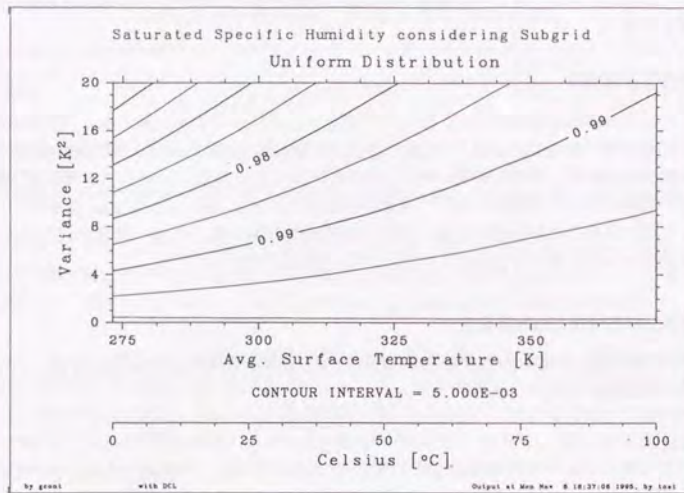


図 3.3: サブ領域の分布を考慮した場合の飽和比湿 $\bar{q}_s^*$ 。サブ領域内の地表面温度分布に対して平均値の周りに一様分布を仮定した場合。等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた比湿を分布を考慮した比湿で割った比 $(\bar{q}_s^*/\bar{q}_s)$ を示している。

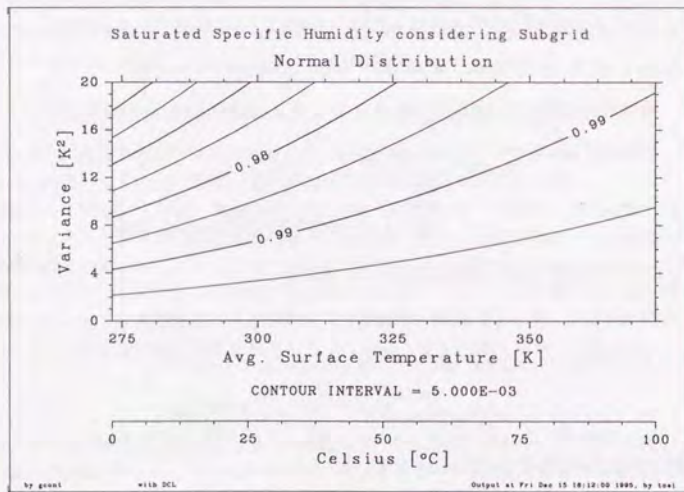


図 3.4: サブ領域の分布を考慮した場合の飽和比湿 $\bar{q}_s^*$ 。サブ領域内の地表面温度分布に対して平均値の周りに正規分布を仮定した場合。等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた比湿を分布を考慮した比湿で割った比 $(\bar{q}_s^*/\bar{q}_s)$ を示している。

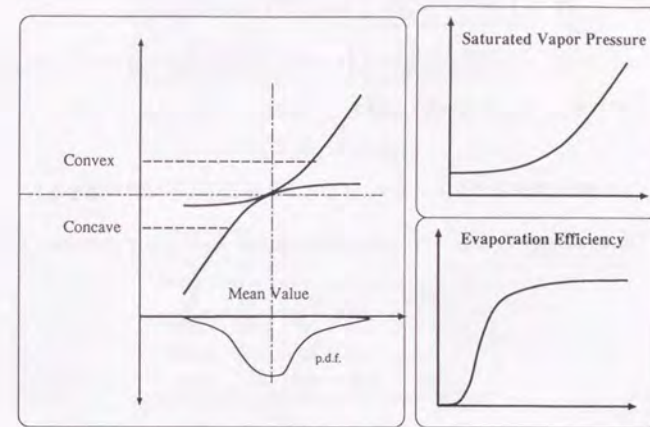


図 3.5: サブ領域の地表面温度分布を考慮しないと考慮した場合に比べ、比湿が小さく算定される説明図。サブ領域の土壌水分分布を考慮しないと考慮した場合の蒸発効率についても同じ。

と表される。

式(3.29)の地表面温度の平均値と分散を変化させた時の飽和比湿の挙動を一様分布の場合を図3.3に、正規分布の場合を図3.4に示す。ここで気圧は一定(1013hPa)として計算している。

図3.4と図3.3の等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた比湿を、分布を考慮した比湿で割った比 $(\bar{q}_s^*/\bar{q}_s)$ で示してある。両分布に大きな差は見られない。分布を考慮すると考慮しない場合に比べていずれの条件でも数%大きく比湿が算定されることが分かる。これは式(3.35)で $\text{var}(T) \geq 0$ かつ $d^2e^*/dT^2 \geq 0$ であることから説明される(図3.5参照)。100°C付近の高温の場合は分散の大小によって比はあまり変化しないが、0~10°C付近では平均値だけで計算する場合、4%程度小さく算定される場合もあることがわかる。

#### サブ領域の分布を考慮した蒸発効率

水面と違って、地表面では土壌の乾燥にともない蒸発が抑制される。 $\beta$ 法のパラメタリゼーションは近藤ら(1990)を始めとして多くの研究者によって行われている(Mahfouf and Noilhan, 1991)。まず近藤ほか(1990)の方法によるパラメタリゼーションを用いて式展開を行なう。土壌水分の関数で水蒸気輸送抵抗 $F_v(\theta)$ というパラメータを導入して蒸発効率 $\beta_K$ を表すと、

$$\beta_K = \frac{1}{1 + c_{Eu}F_v(\theta)/D_{atm}} \quad (3.36)$$

と表される。 $D_{atm}$ は水蒸気拡散係数、 $F_v$ は表層土壌中の水蒸気の拡散距離である。この式も同様に摂動展開が可能で、分散と共分散で書き表された領域平均値 $\bar{\beta}_K$ が与えられる。ここでは式形が繁雑になるので完全な形は省略するが、今回の計算で仮定している大気側の物理量を一定として考えると、

$$\bar{\beta}_K = \frac{1}{1 + \bar{c}_{Eu}\bar{F}_v(\theta)/\bar{D}_{atm}} \quad (3.37)$$



$$\left[ 1 + \left( \frac{\partial \bar{F}_v(\theta)/\bar{D}_{atm}}{\partial \bar{F}_v(\theta)/\bar{D}_{atm}} \right)^2 \left\{ \text{var}(F^*) + \text{var}(D_{atm}^*) \right\} - \left( \frac{\partial \bar{F}_v(\theta)/\bar{D}_{atm}}{\partial \bar{F}_v(\theta)/\bar{D}_{atm}} \right) \left\{ 1 + 2 \left( \frac{\partial \bar{F}_v(\theta)/\bar{D}_{atm}}{\partial \bar{F}_v(\theta)/\bar{D}_{atm}} \right) \right\} \text{cov}(F_v^*, D_{atm}^*) \right]$$

と表すことができる。 $F_v$ は土壌水分の関数として次のように表される。

$$F_v(\theta) = F_{v,1}(\theta_s - \theta)^{F_{v,2}} \tag{3.38}$$

$F_{v,1}$ 、 $F_{v,2}$ は土壌毎に定まるパラメータで、土壌により表 3.2 に示すような値を取る。

表 3.2: 代表的な土壌についての水蒸気拡散距離  $F_v(\theta)$  のモデルパラメータ。

土壌種類	$F_{v,1}$ (m)	$F_{v,2}$	$\theta_s$
ローム	$2.16 \times 10^2$	10.0	0.490
砂	$8.32 \times 10^5$	16.6	0.392
細砂	$7.00 \times 10^3$	11.2	0.397

表 3.2 から砂の場合のパラメータを選んで、図 3.6 と図 3.7 にサブ領域の土壌水分分布を考慮した場合の水蒸気輸送抵抗を示す。図 3.6 は平均値まわりに一様分布を、図 3.7 は正規分布を仮定した場合のものである。両図とも基本的には変わりはないが、同じ平均土壌水分量であってもサブ領域での分布を考慮する、しないでは大きな差があることが分かる。同じ平均値で分散 0 と 0.01 の所を比較すれば分かるように、分散を考慮しないと小さく算定されることが分かる。今対象としている  $F_v$  は  $F_{v,1}$  が正であるから下に凸で単調減少の曲線になる。下に凸で単調減少の場合、分散を考慮しないと大きく算定されることは図 3.5 の所で説明した通りである。正規分布の方が若干大きく見積もられているのは、同じ平均、分散であっても正規分布の裾の方が長いからである。

近藤ほか(1990)のパラメタリゼーションをそのまま用いても良いが(仲江川ほか, 1994)、Lee ほか(1992)が近藤ほかの方法を近似する簡便な式を提示している。近藤ほかの式が土壌水分量、地表面温度、風速を変数として含んでいたのに対して、Lee ほかの方法は土壌水分量  $\theta$  だけの関数で、

$$\beta_L = \begin{cases} \frac{1}{4} \left[ 1 - \cos \left( \frac{\theta}{\theta_{fc}} \pi \right) \right]^2 & \theta < \theta_{fc} \\ 1 & \theta_{fc} \leq \theta \end{cases} \tag{3.39}$$

という形で表されている。ここに  $\theta_{fc}$  は圃場容量量である。一般に一様な土地被覆の領域でも土壌水分量の変動は大きい(洲上ほか, 1993; 砂田ほか, 1994)ので、式(3.39)を積分することによりサブ領域の分布を考慮した  $\beta$  を求めることができる。

$0 \leq \theta \leq \theta_{fc}$  に含まれる水分量分布の平均値  $\bar{x}_{\theta,1}$  は、今着目している領域内の土壌水分量の密度関数  $f(\theta)$  を用いて、次のように求められる。

$$\bar{x}_{\theta,1} = \frac{\int_0^{\theta_{fc}} x_{\theta} f(x_{\theta}) dx_{\theta}}{\int_0^{\theta_{fc}} f(x_{\theta}) dx_{\theta}} = \frac{\theta_{fc}}{\pi} \frac{\int_0^{\theta_{fc}} x_{\theta} f(x_{\theta}) dx_{\theta}}{\text{Prob}(x_{\theta} \leq \theta_{fc})} \tag{3.40}$$

ここで Prob は確率分布関数、 $x_{\theta} = \frac{\theta}{\theta_{fc}} \pi$ 、 $x_{\theta,fc} = \pi$  である。 $\bar{x}_{\theta,1}$  を中心にして Taylor 展開を行なうと、式(3.39)は

$$\beta_L \approx \frac{1}{4} \left[ (1 - \cos \bar{x}_{\theta,1})^2 + 2(1 - \cos \bar{x}_{\theta,1}) \sin \bar{x}_{\theta,1} x'_{\theta,1} \right]$$

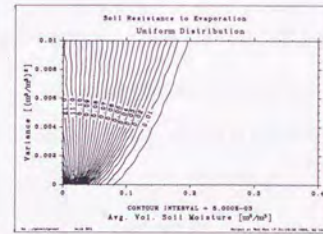


図 3.6: サブ領域での分布を考慮した場合の水蒸気輸送抵抗  $\bar{F}_v(\theta)$ : 平均値まわりに一様分布を仮定した場合。

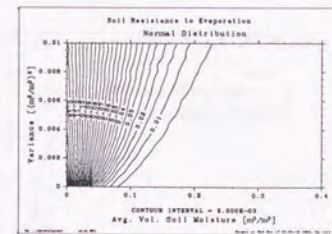


図 3.7: サブ領域での分布を考慮した場合の水蒸気輸送抵抗  $\bar{F}_v(\theta)$ : 平均値まわりに正規分布を仮定した場合。

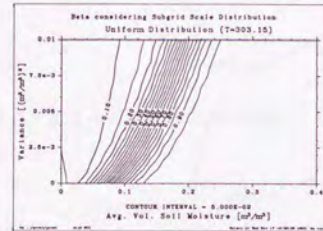


図 3.8: サブ領域での分布を考慮した場合の蒸発効率を表す  $\beta_L$ 。平均値まわりに一様分布を仮定した場合。(地表面温度  $T = 303.15$  K で一定)

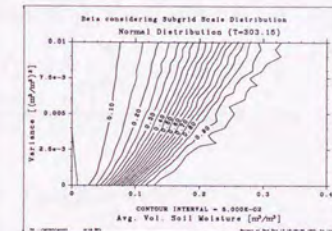


図 3.9: サブ領域での分布を考慮した場合の蒸発効率を表す  $\beta_K$ 。平均値まわりに正規分布を仮定した場合。(地表面温度  $T = 303.15$  K で一定)



$$+ \left\{ (1 - \cos \bar{x}_1) \cos \bar{x}_{\theta,1} + \sin^2 \bar{x}_{\theta,1} \right\} x_{\theta}^2 \quad (3.41)$$

となる。ここで  $x_{\theta}' = x_{\theta} - \bar{x}_{\theta,1}$  と置いて、更に3次以上の項を無視している。サブ領域の土壌水分分布を考慮した蒸発効率 $\beta$ は、土壌水分分布の密度関数  $f(\theta)$  を用いて以下のように積分することができる。

$$\begin{aligned} \bar{\beta}_L &= \int_0^{\theta_s} \beta_L(\theta) f(\theta) d\theta = \int_0^{\theta_{fc}} \beta_L(\theta) f(\theta) d\theta + \int_{\theta_{fc}}^{\theta_s} \beta_L(\theta) f(\theta) d\theta \\ &= \frac{\theta_{fc}}{\pi} \left( \int_0^{x_{\theta,fc}} \beta_L(x_{\theta}) f(x_{\theta}) dx_{\theta} + \int_{x_{\theta,fc}}^{x_{\theta,s}} \beta(x_{\theta}) f(x_{\theta}) dx_{\theta} \right) \end{aligned} \quad (3.42)$$

但し  $x_{\theta,s} = (\theta_s/\theta_{fc})\pi$  である。ここで式(3.42)の右辺第1項に式(3.41)を代入して積分すると、

$$\begin{aligned} \int_0^{x_{\theta,fc}} \beta_L(x_{\theta}) f(x_{\theta}) dx_{\theta} &= \frac{1}{4} \int_0^{x_{\theta,fc}} \left[ (1 - \cos \bar{x}_{\theta,1})^2 + 2(1 - \cos \bar{x}_{\theta,1}) \sin \bar{x}_{\theta,1} x_{\theta}' \right. \\ &\quad \left. + \left\{ (1 - \cos \bar{x}_{\theta,1}) \cos \bar{x}_{\theta,1} + \sin^2 \bar{x}_{\theta,1} \right\} x_{\theta}'^2 \right] f(x_{\theta}) dx_{\theta} \\ &= \frac{1}{4} (1 - \cos \bar{x}_{\theta,1})^2 \int_0^{x_{\theta,fc}} f(x_{\theta}) dx_{\theta} \\ &\quad + \frac{1}{2} (1 - \cos \bar{x}_{\theta,1}) \sin \bar{x}_{\theta,1} \int_0^{x_{\theta,fc}} x_{\theta}' f(x_{\theta}) dx_{\theta} \\ &\quad + \frac{1}{4} \left\{ (1 - \cos \bar{x}_{\theta,1}) \cos \bar{x}_{\theta,1} + \sin^2 \bar{x}_{\theta,1} \right\} \\ &\quad \times \int_0^{x_{\theta,fc}} x_{\theta}'^2 f(x_{\theta}) dx_{\theta} \end{aligned} \quad (3.43)$$

となる。第2項は簡単に次のように積分される。

$$\int_{x_{\theta,fc}}^{\pi} \beta_L(x_{\theta}) f(x_{\theta}) dx_{\theta} = \int_{x_{\theta,fc}}^{\pi} f(x_{\theta}) dx_{\theta} \quad (3.44)$$

ここで  $0 \leq \theta \leq \theta_{fc}$  ( $0 \leq x_{\theta} \leq \pi$ ) での0次から2次までの密度関数のモーメントを考えると次のようになる。

$$\begin{aligned} \text{Prob}(x_{\theta} \leq x_{\theta,fc}) &= \frac{\theta_{fc}}{\pi} \int_0^{x_{\theta,fc}} f(x_{\theta}) dx_{\theta} \\ &= 1 - \text{Prob}(x_{\theta,fc} \leq x_{\theta} \leq \pi) \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$0 = \frac{\theta_{fc}}{\pi} \int_0^{x_{\theta,fc}} x_{\theta}' f(x_{\theta}) dx_{\theta} \quad (3.46)$$

$$\text{var}(x_{\theta} \leq x_{\theta,fc}) = \frac{\theta_{fc}}{\pi} \int_0^{x_{\theta,fc}} x_{\theta}'^2 f(x_{\theta}) dx_{\theta} \quad (3.47)$$

式(3.46)と式(3.47)を式(3.43)に代入すると、サブ領域分布を考慮した蒸発効率 $\bar{\beta}_L$ は次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \bar{\beta}_L &= 1 - \frac{1}{4} \left\{ 4 - (1 - \cos \bar{x}_{\theta,1})^2 \right\} \text{Prob}(x_{\theta} \leq x_{\theta,fc}) \\ &\quad + \frac{1}{4} \left\{ (1 - \cos \bar{x}_{\theta,1}) \cos \bar{x}_{\theta,1} + \sin^2 \bar{x}_{\theta,1} \right\} \text{var}(x_{\theta} \leq x_{\theta,fc}) \end{aligned} \quad (3.48)$$

図3.10は $\bar{\beta}_L$ と $\bar{\beta}$ との違いを図化したものである。一般に $\bar{\beta}_L$ と $\bar{\beta}$ は一致せず、全ての $\bar{\theta}$ に対して一致するには $\beta_L$ のパラメタリゼーションが線形で表されてなければならない。

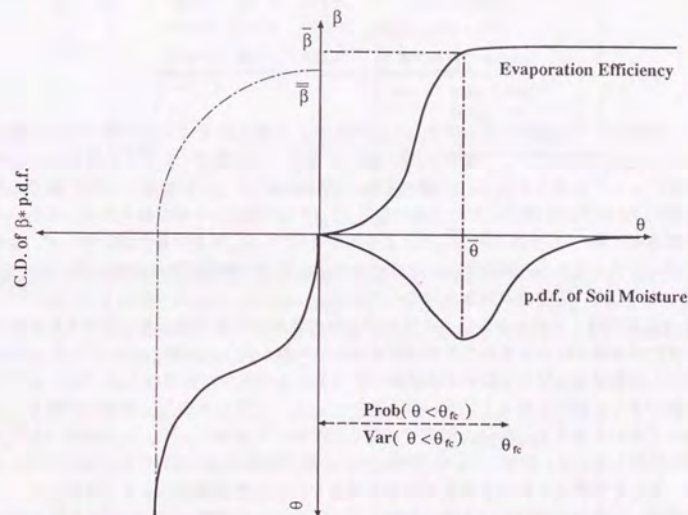


図3.10: サブ領域における土壌水分分布を考慮した場合の蒸発効率 $\bar{\beta}_L$ と分布を考慮しない場合の $\bar{\beta}$ との違い。 $\bar{\theta}$ だけから求めた $\bar{\beta}_L$ と $\theta$ の分布を考慮した $\bar{\beta}_L$ の計算手順の違いを表している。p.d.f.は確率密度関数で、C.D.は(累積)分布関数を表している。



ここで表 3.3 に掲げた 4 種の土壌についてサブ領域分布を考慮した場合としない場合とで、蒸発効率にどの程度の違いがあるかを示したのが図 3.11 と図 3.12 で、それぞれ一様分布と正規分布を仮定している。図中の各線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発効率を分布を考慮した蒸発効率で割った土壌毎の値  $(\bar{\beta}_L/\bar{\beta}_L)$  を示している。土壌水分量の分布は平均値周りに分布を

表 3.3: 土壌タイプによる水分特性 (Lee らの論文より抜粋)。5 種類の異なった土壌のシオレ点  $\theta_w$ 、圃場容水  $\theta_{fc}$  と飽和の体積含水率  $\theta_s$  が示されている。

Soil Type	$\theta_w$	$\theta_{fc}$	$\theta_s$
Sand	0.068	0.135	0.400
Silty Loam	0.179	0.255	0.485
Silty Clay Loam	0.218	0.322	0.477
Sandy Loam	0.114	0.195	0.435

仮定し、分散を 0~0.01 まで変化させたものである。土壌水分量は 0 から飽和までの値しか取り得ないが、分布を考えるとこの範囲以外の値も生じる。この場合、0 以下の値は 0 に、飽和以上の値は飽和として計算してある。土壌水分量の平均値はこのように修正した後の値である。体積含水率が  $\theta_{fc}/2$  以下の状態ではどの土壌でも  $\bar{\beta}_L/\bar{\beta}_L$  は 0.5 程度の小さな値を示す。またいずれの土壌でも圃場容水量  $\theta_{fc}$  の手前で  $\bar{\beta}_L/\bar{\beta}_L$  は 1 より大きくなり、 $\theta_{fc}$  付近で最大値を取って、その後、飽和に近づくに従って 1 へと漸近する。全体の傾向としてサブ領域分布を考慮しないと、 $\theta_{fc}$  より乾燥側で小さくなり、湿潤側で大きくなると言える。

図 3.13 に平均値と分散とを変化させた場合の砂の蒸発効率を示す。但し図中の等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発効率を分布を考慮したもので割った比  $(\bar{\beta}_L/\bar{\beta}_L)$  を示している。値が 1 の等値線は始め分散が 0 の横軸に沿っているが十分に湿潤な 0.25 付近に達すると、平均、分散の大小に関わり無く 1 に近い値を取っている。すなわち十分に湿潤な領域では分布の影響は殆んど無いと言える。0~0.1 付近では微小な分散にも敏感であり、この領域での  $\bar{\beta}_L/\bar{\beta}_L$  は分散のみに依存している。乾燥している領域では、分散が増加するにつれて比の値が若干小さくなっており、またその値は 0.2~0.8 程度で分布を考慮しないと蒸発効率は小さく算定されてしまうことが分かる。これは平均的には土壌が乾燥していても、一部が湿っていればそのサブ領域で盛んに蒸発が起きている状態を示すものである。圃場容水量付近で  $\bar{\beta}_L/\bar{\beta}_L$  は最大値 1.3 を取り、それを中心として分散が大きければ大きいほど比が 1 を超える領域が広がっている。これは乾燥している場合とは逆に平均的には湿潤であっても一部に乾燥した領域があり蒸発が抑制されていることを示している。

### 3.4.3 サブ領域における地表面物理量分布を考慮した領域蒸発量の算定

領域蒸発量を算定するに際して、特に断らない限り表 3.4 に掲げる物理パラメータを用いて計算を行なう。土壌パラメータは表 3.3 の砂の値を用いる。

平均値周りの分布形状は一様分布と正規分布を考慮する。

### 3.4.4 土壌水分量あるいは地表面温度が分布している場合に対する領域蒸発量の検討

地表面温度の平均値周りの分布を一様分布あるいは正規分布として考慮した場合の蒸発量をそれぞれ図 3.14 と図 3.15 に示す。図中の等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発量

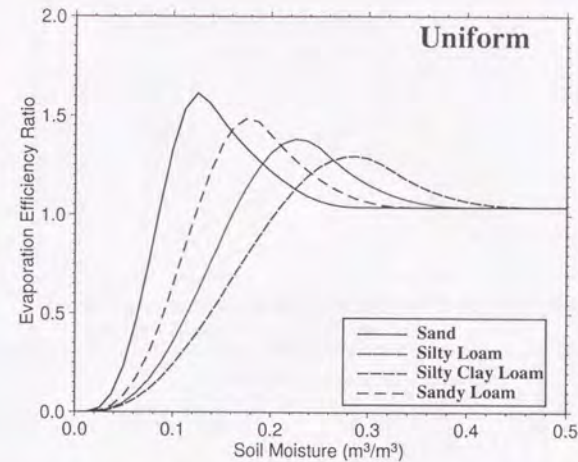


図 3.11: サブ領域における土壌水分分布を考慮した場合の蒸発効率  $\bar{\beta}_L$  の土壌による違い。平均値の周りに一様分布を仮定した場合。図中の各線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発効率を分布を考慮した蒸発効率で割った土壌毎の値  $(\bar{\beta}_L/\bar{\beta}_L)$  (縦軸) を示している。土壌水分量の分散:  $\text{var}(\theta) = 0.01$  と固定して計算している。

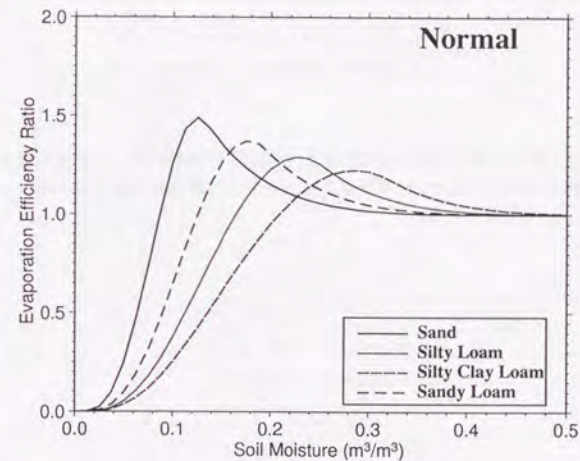


図 3.12: サブ領域における土壌水分分布を考慮した場合の蒸発効率  $\bar{\beta}_L$  の土壌による違い。平均値の周りに正規分布を仮定した場合。図中の各線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発効率を分布を考慮した蒸発効率で割った土壌毎の値  $(\bar{\beta}_L/\bar{\beta}_L)$  (縦軸) を示している。土壌水分量の分散:  $\text{var}(\theta) = 0.01$  と固定して計算している。



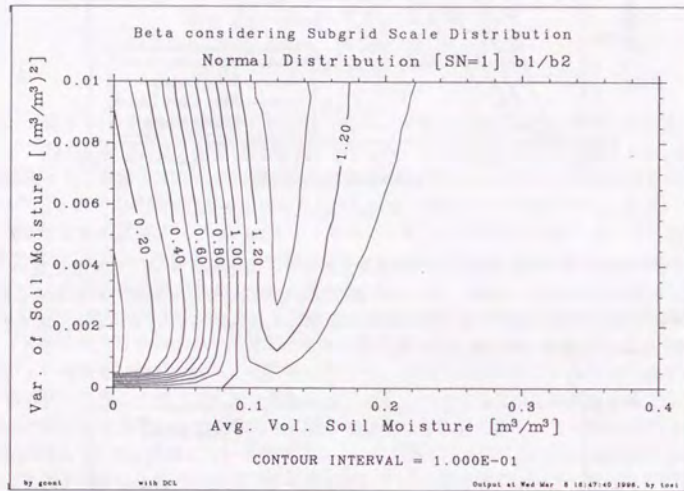


図 3.13: 平均値と分散とに対する砂の蒸発効率  $\bar{\beta}_L$  の関係。平均値の周りに正規分布を仮定した場合。図中の等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発効率を分布を考慮した蒸発効率で割った比  $(\bar{\beta}_L/\bar{\beta}_L)$  を示している。

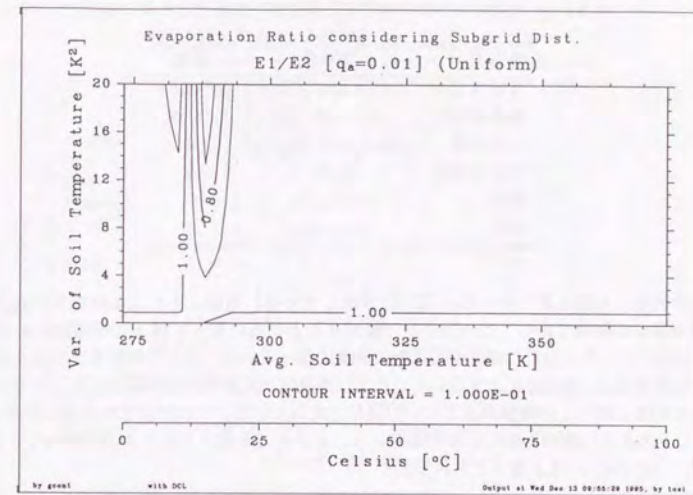


図 3.14: 地表面温度のサブ領域の分布を考慮した領域蒸発量と平均値だけから求めた蒸発量の比較。平均値の周りに一様分布を仮定して、平均値と分散とをパラメータとした場合。大気比湿を 0.01kg/kg とした湿潤な場合。図中の等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発量を分布を考慮した蒸発量で割った比  $(\bar{E}/\bar{E})$  を示している。

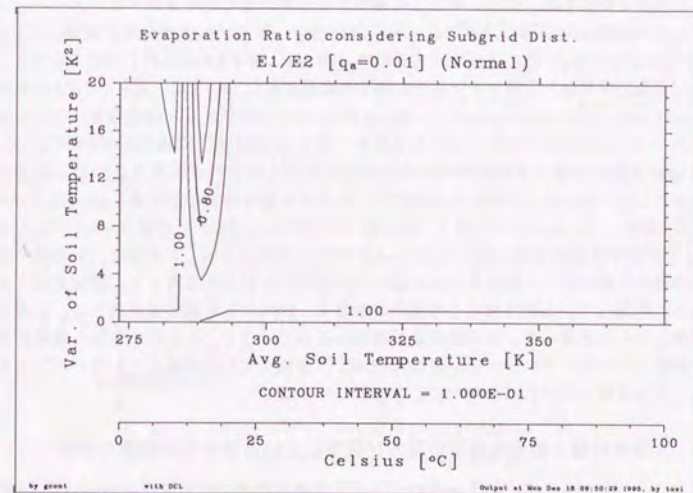


図 3.15: 地表面温度のサブ領域の分布を考慮した領域蒸発量と平均値だけから求めた蒸発量の比較。平均値の周りに正規分布を仮定して、平均値と分散とをパラメータとした場合。大気比湿を 0.01kg/kg とした湿潤な場合。図中の等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発量を分布を考慮した蒸発量で割った比  $(\bar{E}/\bar{E})$  を示している。



表 3.4: サブ領域の分布を考慮した蒸発量を計算するための条件。

物理量	平均値	分散
体積含水率	0~0.4(m <sup>3</sup> /m <sup>3</sup> )	0~0.01
地表面温度	273~373 (K)	0~20
大気比湿	0.0001,0.01 (kg/kg)	0
パルク係数	0.002	0
風速	2.0 (m/s)	0
気圧	1013 (hPa)	0

を分布を考慮した蒸発量で割った比 ( $\bar{E}/\bar{E}$ ) を表している。両図とも大気比湿を 0.01kg/kg とした湿潤な場合の計算である。この図では分散が 0 のところに沿って値 1 の等値線があるが、およそ 285K のところで分散に関係なく横軸に垂直になっている。ここで蒸発量比でなく実際の蒸発量を計算すると、約 290K より低いところでは蒸発は下向きで、それ以上のところでは上向きとなっている。即ち 1 の等値線は正と負の境界を表している。これは以下のように説明される。図 3.4 で見たように飽和比湿は分布を考慮しないと小さく算定されることが分かっているので、 $\bar{q}_s^* = \bar{q}_s^* - \delta q_s^*$  ( $\delta q_s^* > 0$ ) と置くことができ、

$$\frac{\bar{E}}{\bar{E}} = \frac{\bar{q}_s^* - \bar{q}_a}{\bar{q}_s^* - \bar{q}_a} = \frac{(\bar{q}_s^* - \delta q_s^*) - \bar{q}_a}{\bar{q}_s^* - \bar{q}_a} = 1 - \frac{\delta q_s^*}{\bar{q}_s^* - \bar{q}_a} \quad (3.49)$$

と変形できる。この式より蒸発量比は、蒸発が下向きの場合 1 以上になり、蒸発が上向きの場合 1 以下になることが分かる。このように、蒸発の向きが変わるところでは蒸発量比は非常に大きく変化したサブ領域の分布を考慮せず平均値だけから求めた場合、蒸発量が半分以下に算定される場合もあることが分かる。但しこのような条件下での蒸発量の絶対値は小さい。

また大気の比湿が地表面の比湿に比べて小さい場合、即ち大気側が非常に乾燥している場合、 $\bar{E}/\bar{E}$  は式 (3.27) から  $\bar{q}_s^*/\bar{q}_a^*$  にほぼ比例するので、図 3.3、図 3.4 とほぼ同じ挙動を示す。

土壌水分量の平均値と分散を変化させた場合の蒸発量比については、 $\beta$ 法では  $\beta$ 比がそのまま蒸発量比に読み換えることができるので、図 3.13 のところで述べたことは蒸発量にそのまま当てはまる。従ってここで改めては取り上げないが、図 3.16 と図 3.17 に結果だけを示しておく。

図 3.18 に土壌水分量の平均値周りの分布形状が異なる場合の算定蒸発量の違いが示されている。分布として一様分布と正規分布を仮定し、図の等値線は前者の蒸発量  $\bar{E}_U$  を後者の  $\bar{E}_N$  で割った比  $\bar{E}_U/\bar{E}_N$  を表している。ここで言う一様分布とは平均  $(a+b)/2$  と分散  $(b-a)^2/12$  で定まる区間  $[a,b]$  での確率密度が任意の所で  $1/(b-a)$  に等しい確率分布のことを言う。平均値が圃場容水量付近の場合を除いて、一様分布である場合の方が正規分布である時よりも蒸発量が大きくなる。乾燥している時は特にこの傾向が顕著で、10%以上も算定量が異なる。このように分布を考慮したからと言って、真の蒸発量が得られるのではなく、その分布形状も蒸発量算定には大きく影響していることが分かる。即ち式 (3.42) は分散までしか考慮していないが、より高次のモーメントも考慮しなければならないことを示している。

### 3.4.5 土壌水分量と地表面温度の両方が分布している場合の蒸発量の検討

図 3.19 に土壌水分量の平均値  $\bar{\theta} = 0.10\text{m}^3/\text{m}^3$  と地表面温度の平均値  $\bar{T} = 303.15\text{K}$  を固定して、正規分布で土壌水分量と地表面温度の分散を変化させた場合の蒸発量比を、図 3.20 には土壌水分

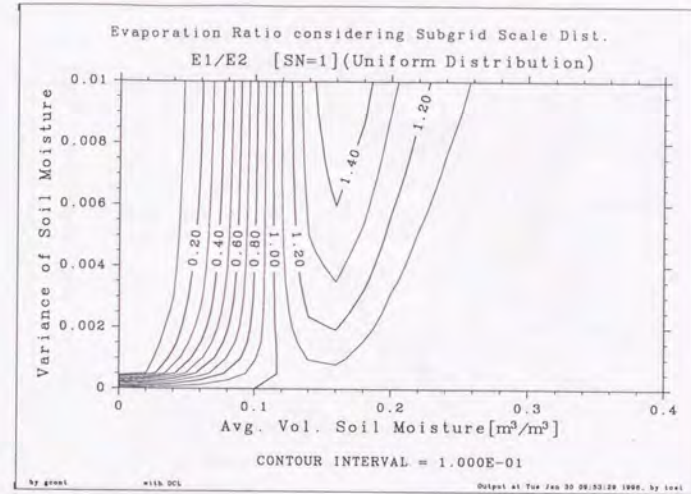


図 3.16: 土壌水分量のサブ領域の分布を考慮した領域蒸発量と平均値だけから求めた蒸発量の比較。平均値の周りに一様分布を仮定して、平均値と分散とをパラメータとした場合。大気比湿を 0.01kg/kg とした湿潤な場合。図中の等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発量を分布を考慮した蒸発量で割った比 ( $\bar{E}/\bar{E}$ ) を示している。

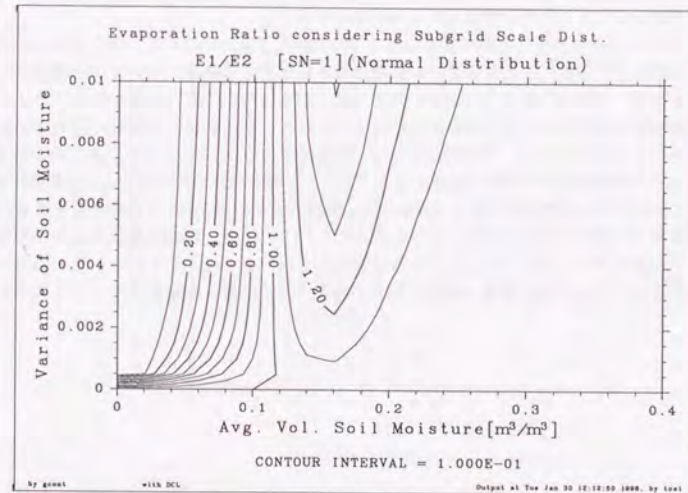


図 3.17: 土壌水分量のサブ領域の分布を考慮した領域蒸発量と平均値だけから求めた蒸発量の比較。平均値の周りに正規分布を仮定して、平均値と分散とをパラメータとした場合。大気比湿を 0.01kg/kg とした湿潤な場合。図中の等値線は分布を考慮せずに平均値だけから求めた蒸発量を分布を考慮した蒸発量で割った比 ( $\bar{E}/\bar{E}$ ) を示している。



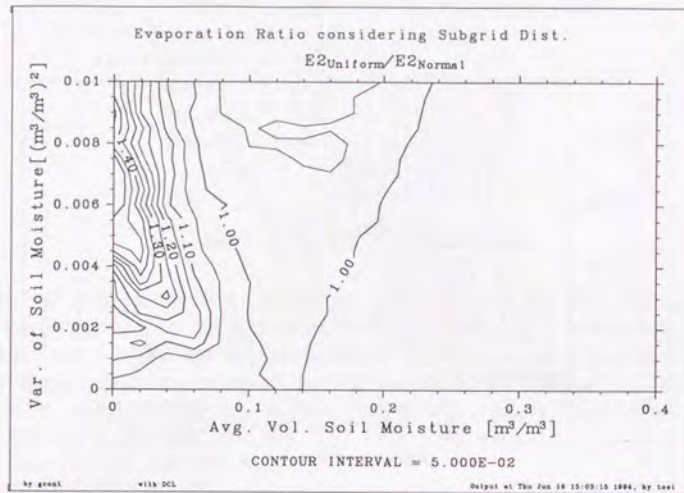


図 3.18: 土壌水分のサブ領域の分布形状による算定蒸発量の比較。平均値の周りに一様分布と正規分布を仮定した蒸発量との比較。図中の等値線は一様分布を仮定した蒸発量 ( $\bar{E}_U$ ) を正規分布を仮定した蒸発量 ( $\bar{E}_N$ ) で割った比 ( $\bar{E}_U/\bar{E}_N$ ) を示している。

量の分散  $\text{var}(\theta') = 0.01$  と地表面温度の分散  $\text{var}(T') = 20.0$  を固定して土壌水分量と地表面温度との平均値を変化させた時に算定される蒸発量比を示す。

図 3.19 では土壌水分量と地表面温度の両方の分散が蒸発量比に効いていることが分かる。但しこれは土壌水分の分布による蒸発量への影響が地表面温度と同程度に効いている場合にのみ言えることである。土壌水分量が飽和に近い領域では土壌水分量の分散の影響が小さくなるので、図の等値線は横に寝た形になり、蒸発量比はほぼ 1 になる。逆に乾燥した領域では地表面温度の分散の影響が小さくなるので、等値線は立って、蒸発量比は 0.2~0.6 程度の小さな値を取る。

図 3.20 では等値線がほぼ横軸に垂直に並んでおり、土壌水分量の平均値によって蒸発比が定まっていることが分かる。乾燥側で小さく算定され、圃場容水量付近で約 1.3 の最大値を取る。図 3.13 では湿润側で、飽和に向かうに従って 1 に漸近していき、地表面温度の分布の影響でこの図では平均値が 320K の以下のところで蒸発量比が 1 以下まで低下している。この領域では蒸発抑制は生じないから可能蒸発量で蒸発が起きており、数%の差も蒸発量の差としては大きな値となる。

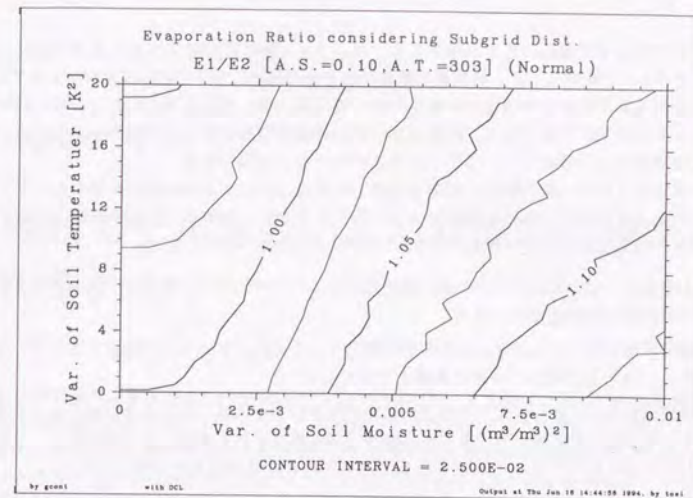


図 3.19: 地表面温度と土壌水分量の分散を変化させた時の領域蒸発量。土壌水分量の平均値  $\bar{\theta} = 0.10 \text{ m}^3/\text{m}^3$  と地表面温度の平均値  $\bar{T} = 303.15 \text{ K}$  を固定して、正規分布で分散を変化させた場合。図中の等値線は領域蒸発量を平均値だけから求められた蒸発量で割った値  $\bar{E}/\bar{E}$  を示している。

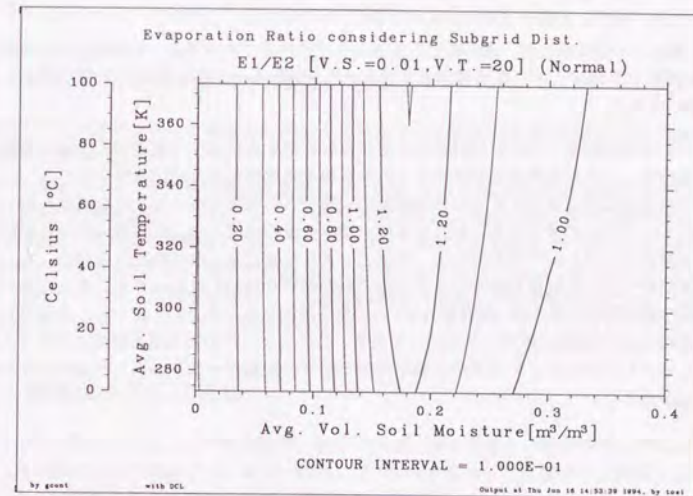


図 3.20: 地表面温度と土壌水分量の平均値を変化させた時の領域蒸発量。正規分布に従う土壌水分量の分散  $\text{var}(\theta') = 0.01$  と地表面温度の分散  $\text{var}(T') = 20$  を固定して、正規分布で平均値を変化させた場合。図中の等値線は領域蒸発量を平均値だけから求められた蒸発量で割った値  $\bar{E}/\bar{E}$  を示している。



### 3.5 まとめ

本研究ではまず理論的に式を展開することによりサブ領域の分布を考慮した地表面熱収支に関わる各フラックスを導出した。物理量の領域平均とその偏差に分けて基本式を積分することによって、導かれる算定式は各物理量の領域平均から得られる項と偏差項同士の共分散項を始めとするモーメントの効果とで表される。前者は単一の物理量が分布している非線形効果であり、後者は異なる物理量同士が分布していることによるモーメント効果である。

この算定式を用いてサブ領域の分布を考慮した場合、実際にどの程度の影響があるか土壌水分量と地表面温度が分布している場合について検討を行ない、次のような結果が得られた。但し平均値周りの物理量の分布は一様分布あるいは正規分布に従うものとした。

- 土壌水分と地表面温度の分布が非線形効果としてフラックスに影響を与えるのは、主に短波放射収支と蒸発量だけである。
- 領域平均アルベドに土壌水分分布が影響を与えるのは、アルベドが急変する所で、分布を考慮しないと1/2程度に小さく見積もられてしまう。
- 地表面温度の分布を考慮した場合、飽和比湿が分布を考慮しない場合の値に比べて数%大きくなる。従って蒸発が上向きである場合は平均値だけから求められる蒸発量は、分布を考慮したものに比べて小さく算定される。逆に下向きの場合は大きく算定される。
- 土壌水分量の分布を考慮した場合、蒸発効率が平均値だけから求められた値に比べて乾燥側で小さく、圃場容水量付近で1より大きな最大値を取り、その後1に漸近する。従って平均値だけから求められる蒸発量は、分布を考慮したものに比べて乾燥している場合は数10%程度小さく算定され、逆に圃場容水量付近では10~20%程度大きく算定される。飽和に近いほど土壌水分量の分布の影響は小さくなり、考慮してもしなくても差が無くなる。
- 土壌水分量の分布が蒸発量に与える効果は数10%で、一方の地表面温度の分布の効果は数%程度であり、土壌水分量の分布の影響の方が大きい。
- 土壌水分の分布形状が一様分布である場合と正規分布である場合、乾燥領域では一様分布の方が数10%程度大きく蒸発量が算定されることがわかり、分布形状にも蒸発量は大きな影響を受ける。

以上から多様な領域での短波放射収支と蒸発量を算定するにはサブ領域での土壌水分量と地表面温度の分布、とりわけ前者を考慮することが必要不可欠であると結論付けられる。

この手法を実領域に適用するには各物理量の空間分布が実際にはどのような構造をもっているかを把握することが必要である。今日までに土壌水分量の流域での分布構造のみならず統計的性質さえも解析している例が少ないので、今後このような研究をしなければならない。

また本研究で扱った数値実験ではスケールの問題が取り扱われなかったが、すでに述べたように、これは物理量の偏差の積(物理量分布)の効果を検討することと同じである。本研究が対象としているのは10~100km程度のスケールである。このスケールの物理量を観測するには人工衛星からのリモートセンシングデータが必要不可欠であり、衛星データを利用した検討も合わせて行なう必要がある。

## Chapter 4

### 線形化モデルを用いた熱収支の多様性と その集約化

いま移流の効果が無視でき、大気状態と下向き放射が均一と見做せる領域での地表面熱収支を考える。大気側の条件が等しいとしても、地表面パラメータが異なると熱収支は異なる。しかし違いがあったとしても熱収支に大きな差がなければ集約して領域平均の熱収支を求めることができるであろう。ここでは地表面が異なることによる地表面熱収支の違いを明らかにすると共に、地表面パラメータに対する熱収支の感度を調べる。この結果を踏まえ、多様な地表面から構成される領域を最低幾つかに分割すべきかについての検討を行なう。

3章ではバルク式を用いてサブ領域での物理量分布が蒸発量算定に与える影響の中、比湿と蒸発効率の非線形なパラメタリゼーションに基づくものに注目してきた。しかし、分布を考慮した蒸発量算定式(3.19)には非線形の効果の他に物理量間のモーメント項含まれている。本章では上で述べた点を明らかにするために、モーメント項のフラックスへの寄与と地表面パラメータに対する感度を線形化モデルを用いて見て行くことにする。

#### 4.1 線形化モデルを用いた既往の研究

線形化モデルは気象条件と地表面パラメータを与えると簡単に熱収支の日変化が得られることから様々な用途に使われている。

都市の建築物による熱貯留の効果を見積もったもの(Tso et al., 1988)、地表面被覆の違いによる熱収支特性、地表面温度の日変化からの蒸発効率の推定、気温が未知の時の地表面温度と熱収支の同時推定、蒸発効率の推定(Kondo et al., 1992)、熱収支観測観測データからの情報量に応じた、線形化モデルからバルク係数や蒸発効率を計算する手法(Kimura and Shimizu, 1994)の提示や、裸地でのバルク係数を定数としてあるいは風速の関数と考えた時の同定手法(Matsushima and Kondo, 1995)の提示などの研究が見られる。

#### 4.2 線形化モデルの導出

ここでは近藤が行ったように蒸発効率、換言すれば土壌水分量の日変化を考えずに線形化モデルを三角関数を用いて導出する。より一般的にはFourier変換した座標系で式展開をした方が形式的に表され拡張が簡単に行なえるが、式の物理的意味が希薄になるので、ここでは三角関数を用いることにする。



気温  $T$ 、入力短波・長波放射量  $S$ 、 $L$  の日変化を余弦 Fourier 級展開して有限個の級数で近似する事を考える。ここでは簡単化のために平均値と波数 1 だけを考えるが、波数 2 以上についても波数 1 で導出した式をそのまま使うことができる。線形化されているので、波数毎に求められた状態量、フラックス共に和を取れば、任意の波数まで用いた諸量が求まる。

$$T = T_M + B_1 \cos(\omega t - \alpha) \quad (4.1)$$

$$S = S_M + S_1 \cos \omega t \quad (4.2)$$

$$L = L_M + L_1 \cos \omega t \quad (4.3)$$

添字  $M$  は各変数の日平均、添字 1 は波数 1 に対する振幅を表すものとする。すなわち  $T_M$  は日平均気温、 $B_1$  は気温の振幅、 $\alpha$  は放射に対する気温の位相差、 $S_M$  は日平均短波放射量、 $S_1$  は短波放射量の振幅、 $L_M$  は日平均長波放射量、 $L_1$  は長波放射量の振幅、 $\omega$  は角周波数で、日周期に対する波数 1 の場合、 $\omega = 0.727 \times 10^{-4} \text{ rad/s}^{-1}$  である。全入力放射量  $R$  は式 (4.2) と式 (4.3) の和として、

$$R = (1-a)S + L = \{(1-a)S_M + L_M\} + \{(1-a)S_1 + L_1\} \cos \omega t \\ = R_M + R_1 \cos \omega t \quad (4.4)$$

$$R_M = (1-a)S_M + L_M \quad (4.5)$$

$$R_1 = (1-a)S_1 + L_1 \quad (4.6)$$

と表せる。ここで  $R_M$  は日平均入力放射量、 $R_1$  は入力放射量の振幅、 $a$  は地表面のアルベドである。

上記の物理量が上式で示すような日変化をする場合の地表面温度、地表面飽和比湿、地中熱伝導、顕熱、潜熱を導くことがここでいう目標である。地表面温度は放射に対して  $\phi$  だけの位相差を持って日変化しているとする、

$$T_s = T_{s,M} + A_1 \cos(\omega t - \phi) \quad (4.7)$$

と表される。ここで  $T_{s,M}$  は日平均地表面温度、 $A_1$  は地表面温度の振幅である。一般には  $T_{s,M}$  は日々変化するが、ここでは土壌貯熱量は 1 日で増減しないものとし、 $T_{s,M}$  を一定と仮定する。

地表面温度  $T_s$  は未知であるから非線形項として含まれると複雑になるので、地表面からの赤外放射と地表面飽和比湿  $q_s^*$  を気温を用いて表現する事を考える。 $T_M$  周りに Taylor 展開をして、2 次以上の項を無視すると、

$$\sigma T_s^4 \approx \sigma T_M^4 + 4\sigma T_M^3 (T_s - T_M) \quad (4.8)$$

$$q_s^*(T_s) \approx q_s^*(T_M) + \Delta (T_s - T_M) \quad (4.9)$$

と近似することができる。ここで  $\sigma$  は Stefan-Boltzmann 定数、 $\Delta \approx dq_s^*(T_M)/dT$  は乾湿定数である。

以上で求めるべき状態量は全て余弦関数を用いて表したので、次にこれらを使ってフラックスを余弦関数で表現する。顕熱フラックス  $H$  と潜熱フラックス  $lE$  は、

$$H = c_p \rho_a C_H u (T_s - T) = c_p \rho_a C_H u [(T_{s,M} - T_M) + \{A_1 \cos(\omega t - \phi) - B_1 \cos(\omega t - \alpha)\}] \\ = H_M + H_1 \cos(\omega t - \theta) \quad (4.10)$$

$$lE = l \rho_a \beta C_E u (q_s^* - q_a) = l \rho_a \beta C_E u \{q_s^*(T_M) + \Delta (T_s - T_M) - q_a\} \\ = l \rho_a \beta C_E u \{q_s^*(T_M) + \Delta (T_{s,M} - T_M) - q_a\} + \Delta A_1 \cos(\omega t - \phi) \\ = lE_M + lE_1 \cos(\omega t - \phi) \quad (4.11)$$

となる。ここで  $c_p$  は空気の定圧比熱、 $\rho_a$  は空気の密度、 $u$  は風速、 $l$  は水の気化熱、 $\beta$  は蒸発効率、 $q_a$  は大気比湿、 $\theta$  は顕熱の入力放射に対する位相差である。また  $H_M$  は日平均顕熱、 $H_1$  は顕熱の振幅、 $lE_M$  は日平均潜熱、 $lE_1$  は潜熱の振幅で次のように表される。

$$H_M = c_p \rho_a C_H u (T_{s,M} - T_M) = c_p \rho_a C_H u \delta T_M \quad (4.12)$$

$$lE_M = l \rho_a \beta C_E u \{q_s^*(T_M) - q_a\} + \Delta \delta T_M \quad (4.13)$$

$$H_1 \cos(\omega t - \theta) = c_p \rho_a C_H u \{A_1 \cos(\omega t - \phi) - B_1 \cos(\omega t - \alpha)\} \\ = c_p \rho_a C_H u \delta T_1 \quad (4.14)$$

$$lE_1 \cos(\omega t - \phi) = l \rho_a \beta C_E u \Delta A_1 \cos(\omega t - \phi) \quad (4.15)$$

ここで  $\delta T_M$  は日平均気温と日平均地表面温度の差、 $\delta T_1$  は気温と地表面温度の振幅の差である。

次に地中温度  $T$  と地中熱伝導は地中の温度拡散係数  $b$  を定数とすると、線形 2 階偏微分 (拡散) 方程式になる。ここで地中と言うのは、土壤に限ったものではなく、様々な地表面被覆物についても統一して使うものとする。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = b \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (4.16)$$

$z$  は地中深度を表し、下向きを正としている。ここで温度拡散係数  $b$  は、熱伝導率  $\lambda$ 、比熱  $c_G$ 、密度  $\rho$  を用いて、

$$b = \frac{\lambda}{c_G \rho} \quad (4.17)$$

と定義される。地表面の温度は式 (4.7) で表されるものとしたので、式 (4.16) を式 (4.7) で表される、境界条件のもとで解くと

$$T = T_{s,M} + A(z) \cos(\omega t - \phi - \varepsilon(z)) \quad (4.18)$$

のようになる。但し、

$$A(z) = A_1 \exp[-z(\omega/2b)^{1/2}] \quad (4.19)$$

$$\varepsilon(z) = z(\omega/2b)^{1/2} \quad (4.20)$$

で、 $A(z)$  は深度  $z$  における地温の振幅、 $\varepsilon(z)$  は深度  $z$  における位相の遅れを表す。深さ  $z$  における地中熱伝導  $G(z, t)$  は

$$G(z, t) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \\ = \lambda A_1 (\omega/2b)^{1/2} \exp[-z(\omega/2b)^{1/2}] \cos(\omega t - \phi - \varepsilon(z)) \\ - \lambda A_1 (\omega/2b)^{1/2} \exp[-z(\omega/2b)^{1/2}] \sin(\omega t - \phi - \varepsilon(z)) \\ = \lambda \sqrt{2} A_1 (\omega/2b)^{1/2} \exp[-z(\omega/2b)^{1/2}] \cos(\omega t - \phi - \varepsilon(z) + \pi/4) \quad (4.21)$$

$$= A_1 \omega^{1/2} (c_G \rho_G \lambda)^{1/2} \exp[-z(\omega/2b)^{1/2}] \cos(\omega t - \phi - \varepsilon(z) + \pi/4) \quad (4.22)$$

で表されるから、地表面での地中熱伝導は

$$G = A_1 \omega^{1/2} (c_G \rho_G \lambda)^{1/2} \cos(\omega t - \phi + \pi/4) = G_1 \cos(\omega t - \phi + \pi/4) \quad (4.23)$$

と表される。ここで  $G_1$  は地表面での地中熱伝導の振幅である。



以上で地表面フラックスが全て余弦関数で表された。以下では熱収支式を基にして、求める変量の振幅と位相差を求めて行く。

地表面での熱収支は

$$R - \sigma T_s^4 = H + lE + G \quad (4.24)$$

で、式(4.24)に式(4.4)、式(4.10)、式(4.11)、式(4.23)を代入して整理すると、

$$\begin{aligned} & (R_M - \sigma T_M^4) + R_1 \cos \omega t \\ &= c_p \rho_a C_{Hu} (T_{s,M} - T_M) + l \rho_a \beta C_{Eu} \{q_s^*(T_M) + \Delta(T_{s,M} - T_M) - q_a\} + 4\sigma T_M^3 (T_{s,M} - T_M) \\ &+ c_p \rho_a C_{Hu} \{A_1 \cos(\omega t - \phi) - B_1 \cos(\omega t - \alpha)\} + l \rho_a \beta C_{Eu} \Delta A_1 \cos(\omega t - \phi) \\ &+ G_1 \cos(\omega t - \phi + \pi/4) + 4\sigma T_M^3 \{A_1 \cos(\omega t - \phi) - B_1 \cos(\omega t - \alpha)\} \\ &= (c_p \rho_a C_{Hu} + l \rho_a \beta C_{Eu} \Delta + 4\sigma T_M^3) (T_{s,M} - T_M) + l \rho_a \beta C_{Eu} \{q_s^*(T_M) - q_a\} \\ &+ (c_p \rho_a C_{Hu} + l \rho_a \beta C_{Eu} \Delta + 4\sigma T_M^3) A_1 \cos(\omega t - \phi) \\ &- (c_p \rho_a C_{Hu} + 4\sigma T_M^3) B_1 \cos(\omega t - \alpha) \\ &+ A_1 \omega^{1/2} (c_G \rho \lambda)^{1/2} \{\cos(\omega t - \phi) \cos(\pi/4) - \sin(\omega t - \phi) \sin(\pi/4)\} \\ &= \mu \delta T_M + \kappa + \mu A_1 \cos(\omega t - \phi) - \xi B_1 \cos(\omega t - \alpha) \\ &+ A_1 \omega^{1/2} (c_G \rho \lambda)^{1/2} \cos(\pi/4) \{\cos(\omega t - \phi) - \sin(\omega t - \phi)\} \\ &= \mu \delta T_M + \kappa + \mu A_1 \cos(\omega t - \phi) - \xi B_1 \cos(\omega t - \alpha) + \Gamma A_1 \{\cos(\omega t - \phi) - \sin(\omega t - \phi)\} \\ &= \mu \delta T_M + \kappa + (\mu + \Gamma) A_1 \cos(\omega t - \phi) - A_1 \Gamma \sin(\omega t - \phi) - \xi B_1 \cos(\omega t - \alpha) \end{aligned} \quad (4.25)$$

但し

$$\kappa = l \rho_a \beta C_{Eu} \{q_s^*(T_M) - q_a\} \quad (4.26)$$

$$\mu = c_p \rho_a C_{Hu} + l \rho_a \beta C_{Eu} \Delta + 4\sigma T_M^3 \quad (4.27)$$

$$\xi = c_p \rho_a C_{Hu} + 4\sigma T_M^3 \quad (4.28)$$

$$\Gamma = \omega^{1/2} (c_G \rho \lambda)^{1/2} \cos(\pi/4) \quad (4.29)$$

と置き換えている。 $\kappa$ は日平均気温に対する飽和比湿と実際の比湿との差によって生じる潜熱、 $\mu$ は日平均気温と日平均地表面温度の差 $\delta T_M$ によって生じる、顕熱、潜熱、地表からの長波放射の和の $T_M$ による微分を、 $\xi$ は $\mu$ から潜熱の項を除いたものを、 $\Gamma$ は熱物理係数と角速度の積を2で割った値を更に1/2乗したものを表している。

式(4.25)の両辺を $[0, 2\pi]$ で積分すると、

$$R_M - \sigma T_M^4 = \mu \delta T_M + \kappa$$

となって、求めるべき値は気温と地温の日平均差 $\delta T_M$ だから

$$\delta T_M = \frac{R_M - \sigma T_M^4 - \kappa}{\mu} \quad (4.30)$$

となる。

次に時間変化項を考える。気温と地温の位相差 $\psi$ は $\psi = \alpha - \phi$ である。三角関数の加法定理を用いて式(4.25)に表れる三角関数を書き換えると

$$\cos \alpha = \cos(\phi + \psi) = \cos \phi \cos \psi - \sin \phi \sin \psi \quad (4.31)$$

$$\sin \alpha = \sin(\phi + \psi) = \sin \phi \cos \psi + \cos \phi \sin \psi \quad (4.32)$$

$$\cos(\omega t - \alpha) = \cos \omega t \cos \alpha + \sin \omega t \sin \alpha \quad (4.33)$$

$$= \cos \omega t (\cos \phi \cos \psi - \sin \phi \sin \psi) + \sin \omega t (\sin \phi \cos \psi + \cos \phi \sin \psi) \quad (4.34)$$

$$\sin(\omega t - \phi) = \sin \omega t \cos \phi + \cos \omega t \sin \phi \quad (4.35)$$

となる。これを式(4.25)の右辺にある時間変化項を取り出して代入し、 $\omega t$ について整理すると、

$$(\mu + \Gamma) A_1 \cos(\omega t - \phi) - A_1 \Gamma \sin(\omega t - \phi) - \xi B_1 \cos(\omega t - \alpha) \quad (4.36)$$

$$\begin{aligned} &= \{(\mu + \Gamma) A_1 \cos \phi - (\cos \phi \cos \psi - \sin \phi \sin \psi) \xi B_1 + \Gamma A_1 \sin \phi\} \cos \omega t \\ &+ \{(\mu + \Gamma) A_1 \sin \phi - (\sin \phi \cos \psi + \cos \phi \sin \psi) \xi B_1 - \Gamma A_1 \cos \phi\} \sin \omega t \\ &= \{(\mu + \Gamma) A_1 \cos \phi - (\cos \phi \cos \psi - \sin \phi \sin \psi) \xi B_1 + \Gamma A_1 \sin \phi\} \\ &\quad \times \sec \varepsilon \cos(\omega t - \varepsilon) \end{aligned} \quad (4.37)$$

$$\varepsilon = \arctan \frac{(\mu + \Gamma) A_1 \sin \phi - (\sin \phi \cos \psi + \cos \phi \sin \psi) \xi B_1 - \Gamma A_1 \cos \phi}{(\mu + \Gamma) A_1 \cos \phi - (\cos \phi \cos \psi - \sin \phi \sin \psi) \xi B_1 + \Gamma A_1 \sin \phi} \quad (4.38)$$

の様に表すことが出来る。式(4.37)と式(4.25)の時間変化項を比較すると振幅、位相共に一致しなければならないから、

$$R_1 = \{(\mu + \Gamma) A_1 \cos \phi - (\cos \phi \cos \psi - \sin \phi \sin \psi) \xi B_1 + \Gamma A_1 \sin \phi\} \sec \varepsilon \quad (4.39)$$

$$\varepsilon = (\mu + \Gamma) A_1 \sin \phi - (\sin \phi \cos \psi + \cos \phi \sin \psi) \xi B_1 - \Gamma A_1 \cos \phi = 0 \quad (4.40)$$

が成り立たなければならない。両式を整理すると、

$$R_1 = [\{(\mu + \Gamma) \cos \phi + \Gamma \sin \phi\} A_1 - \xi B_1 \cos \alpha] \cos \phi \quad (4.41)$$

$$A_1 = \frac{\xi B_1 (\sin \phi \cos \psi + \cos \phi \sin \psi)}{(\mu + \Gamma) \sin \phi - \Gamma \cos \phi} = \frac{\xi B_1 \sin \alpha}{(\mu + \Gamma) \sin \phi - \Gamma \cos \phi} \quad (4.42)$$

となる。但し、 $\sec \varepsilon = 1$ を用いている。上両式から $A_1$ を消去して、 $\phi$ について解くと、

$$(R_1 + \xi B_1 \cos \alpha) \{(\mu + \Gamma) \sin \phi - \Gamma \cos \phi\} = \xi B_1 \sin \alpha \{(\mu + \Gamma) \cos \phi + \Gamma \sin \phi\}$$

$$(R_1 + \xi B_1 \cos \alpha) (\mu + \Gamma) \sin \phi - (R_1 + \xi B_1 \cos \alpha) \Gamma \cos \phi = \xi B_1 (\mu + \Gamma) \sin \alpha \cos \phi + \xi B_1 \Gamma \sin \alpha \sin \phi$$

$$\{R_1 \mu + \xi B_1 (\mu + \Gamma) \cos \alpha + R_1 \Gamma - \xi B_1 \Gamma \sin \alpha\} \sin \phi - \{R_1 \Gamma + \xi \Gamma B_1 \cos \alpha + \xi B_1 (\mu + \Gamma) \sin \alpha\} \cos \phi = 0$$

$$\tan \phi = \frac{\Gamma R_1 + \xi B_1 \{\Gamma \cos \alpha + (\mu + \Gamma) \sin \alpha\}}{(\mu + \Gamma) R_1 + \xi B_1 \{(\mu + \Gamma) \cos \alpha - \Gamma \sin \alpha\}} \quad (4.43)$$

となって、地表面温度の位相差が求まる。 $A_1$ は式(4.42)で与えられるが、 $\phi$ について整理し、式(4.43)を用いれば、

$$A_1 = \frac{R_1 \cos \phi + \xi B_1 \cos(\alpha - \phi)}{(\mu + \Gamma)} \quad (4.44)$$

と表すこともできる。

地表面温度と気温の差 $\delta T$ を平均値と時間変化項で表現すると、

$$\delta T = \{T_{s,M} + A_1 \cos(\omega t - \phi)\} - \{T_M + B_1 \cos(\omega t - \alpha)\} \quad (4.45)$$

$$= (T_{s,M} - T_M) + A_1 \cos(\omega t - \phi) - B_1 \cos(\omega t - \alpha) \quad (4.46)$$

$$= \delta T_M + (A_1 \cos \phi - B_1 \cos \alpha) \cos \omega t - (A_1 \sin \phi - B_1 \sin \alpha) \sin \omega t \quad (4.47)$$

$$= \delta T_M + (A_1 \cos \phi - B_1 \cos \alpha) \sec \theta \cos(\omega t - \theta) \quad (4.48)$$

$$= \delta T_M + \delta T_1 \cos(\omega t - \theta) \quad (4.49)$$



となる。ここで

$$\delta T_M = T_{s,M} - T_M \quad (4.50)$$

$$\delta T_1 = (A_1 \cos \phi - B_1 \cos \alpha) \sec \theta \quad (4.51)$$

$$\theta = \arctan \frac{A_1 \sin \phi - B_1 \sin \alpha}{A_1 \cos \phi - B_1 \cos \alpha} \quad (4.52)$$

$$(4.53)$$

である。更に  $\eta = \phi - \theta$  とおくと

$$\delta T_1 = (A_1 - B_1 \cos \psi) \sec \eta \quad (4.54)$$

$$\eta = \arctan \frac{B_1 \sin \psi}{A_1 - B_1 \cos \psi} \quad (4.55)$$

$$A_1 = \delta T_1 \cos \eta + B_1 \cos \psi \quad (4.56)$$

とも表すことができる。

ここで式(4.12)~式(4.15)までを  $\delta T_M$ 、 $\delta T_1$ 、 $\mu$ 、 $\xi$  で書き換えると

$$H_M = c_p \rho_a C_{Hu} \delta T_M \quad (4.57)$$

$$H_1 = c_p \rho_a C_{Hu} \delta T_1 \quad (4.58)$$

$$lE_M = \kappa + (\mu - \xi) \delta T_M \quad (4.59)$$

$$lE_1 = (\mu - \xi) A_1 = (\mu - \xi) \sec \phi (\delta T_1 \cos \theta + B_1 \cos \alpha) \quad (4.60)$$

と表される。以上で下向き短波、長波放射と気温の日変化が与えられた時の熱収支が求まった。ここで、図 4.1、図 4.2 図 4.3 と表 4.1 に導出に当たって出てきた各状態量とフラックスの位相をまとめておく。

表 4.1: 線形化モデルでの状態量とフラックスの振幅と位相。

入力される大気状態量				算定される地表面フラックス			
変数	日平均値	振幅	位相差	変数	日平均値	振幅	位相差
$T$	$T_M$	$T_1$	$\alpha$	$T_s$	$T_{s,M}$	$T_{s,1}$	$\phi$
$S$	$S_M$	$S_1$	0	$\delta T$	$\delta T_M$	$\delta T_1$	$\theta$
$L$	$L_M$	$L_1$	0	$H$	$H_M$	$H_1$	$\theta$
$R$	$R_M$	$R_1$	0	$lE$	$lE_M$	$lE_1$	$\phi$

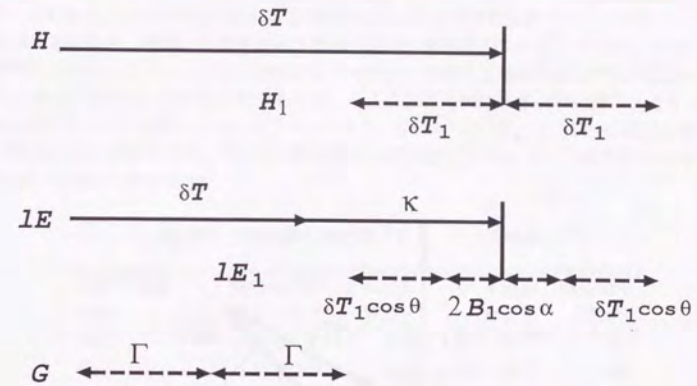


図 4.1: 線形化モデルで状態量とフラックスの日平均と振幅の関係。

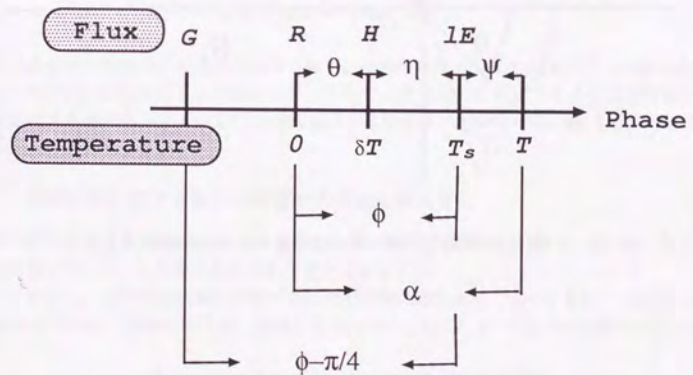


図 4.2: 線形化モデルでの状態量とフラックスの位相関係。



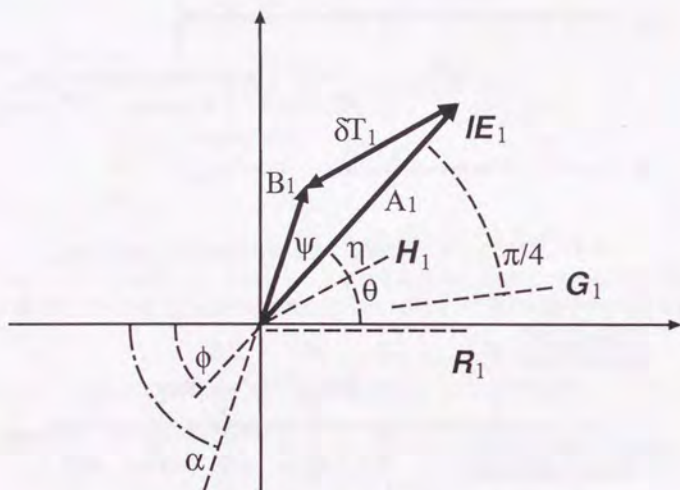


図 4.3: 線形化モデルでの状態量ベクトルの関係。

## 4.3 一様な地表面領域での熱収支感度解析

多様な地表面を含む領域での熱収支は各種地表面パラメータが分布している結果であり、どのパラメータがどの程度熱収支に影響を与えているかを説明することは難しい。そこで最も簡単な場合、即ち一様な領域での地表面熱収支がどの地表面パラメータによってどの程度変化するかを調べることにする。ここでは7つの基準土地被覆に対して4つの地表面パラメータを一つずつ振って感度解析を行なう。基準とする地表面とそのパラメータは表 4.2 の通りである。この表には地表面被覆をアルファベット 2 文字で抽象化しているが、実際の土地被覆を必ずしも代表していないからである。例えば、WB は水体であるが、バルク係数の値は微風の時の値であるといったような点が挙げられる。実際には As はアスファルト、Co はコンクリート、DS は乾燥土壌、Fo は森林、IB は氷体、WB は水体、WS は湿潤土壌を念頭に置いている。以下では今述べた理由から、記号を用いて議論を進めて行く。

表 4.2: 土地被覆の地表面パラメータの基準値。

地表面被覆 単位	熱物理係数 $J^2 s^{-1} K^{-2} m^{-4}$	アルベド 無次元	バルク係数 無次元	蒸発効率 無次元
As	$0.98 \times 10^6$	0.00	$2.00 \times 10^{-3}$	0.0
Co	$3.57 \times 10^6$	0.40	$6.18 \times 10^{-2}$	0.0
DS	$0.39 \times 10^6$	0.30	$1.37 \times 10^{-3}$	0.2
Fo	$1.02 \times 10^6$	0.10	$2.00 \times 10^{-3}$	0.8
IB	$4.32 \times 10^6$	0.96	$1.40 \times 10^{-4}$	1.0
WB	$2.38 \times 10^6$	0.06	$9.18 \times 10^{-6}$	1.0
WS	$6.00 \times 10^6$	0.10	$1.37 \times 10^{-3}$	1.0

また与える大気側の条件は日本の気候の春または秋の条件と、夏の条件の二つの場合を考える。表 4.3 にそれぞれの大気の日平均量を示す。ここでは簡単化のために下向き短波放射量と気温だけが日変化するものとし、それ以外の物理量は日変化しないものとする。表 4.4 にそれぞれの波数と振幅及び位相を示す。

## 4.3.1 標準状態における各土地被覆毎の地表面熱収支

感度解析を行なう前に標準状態での各土地被覆の熱収支を計算しておく。図 4.4～図 4.10 に各地表面状態に対して、2 季節の熱収支の日変化を示す。

ここで簡単に、各地表面状態での熱収支について検討を加える。As(図 4.4) と Co(図 4.5) は蒸発効率が 0 のため、潜熱は日平均、振幅とも 0 である。Co が As に比べて振幅が小さいのは As

表 4.3: 線形化モデルに与える大気側の日平均量。

季節	下向き短波放射量 ( $W/m^2$ )	下向き長波放射量 ( $W/m^2$ )	気温 (K)	比湿 (kg/kg)	風速 (m/s)
春/秋	173.0	319.0	293.2	0.00874	5.0
夏	286.0	341.0	302.0	0.01488	5.0



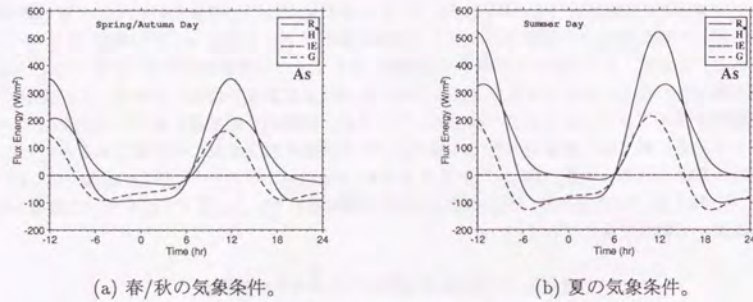


図 4.4: 線形化モデルによる地表面状態 As での熱収支の日変化。

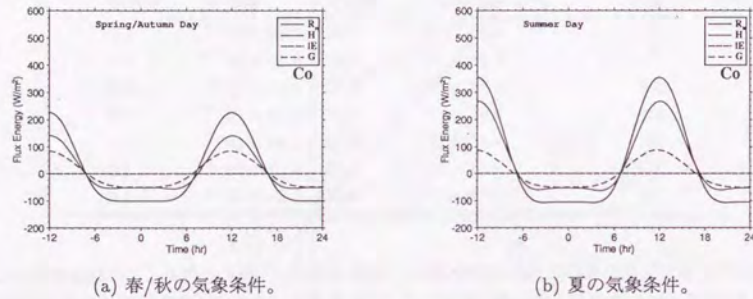


図 4.5: 線形化モデルによる地表面状態 Co での熱収支の日変化。

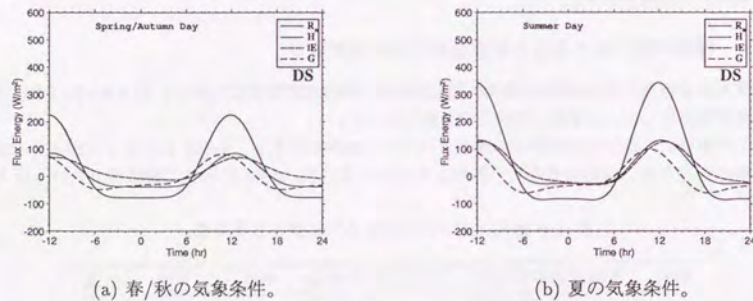


図 4.6: 線形化モデルによる地表面状態 DS での熱収支の日変化。

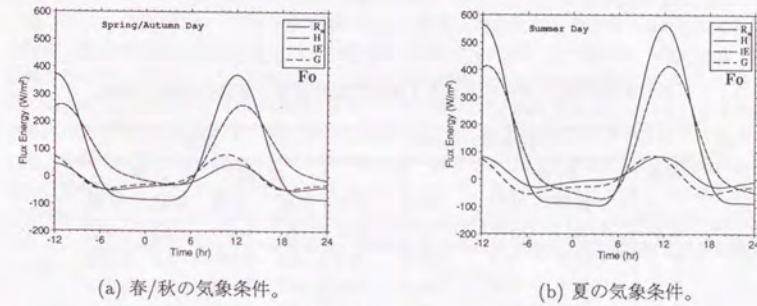


図 4.7: 線形化モデルによる地表面状態 Fo での熱収支の日変化。

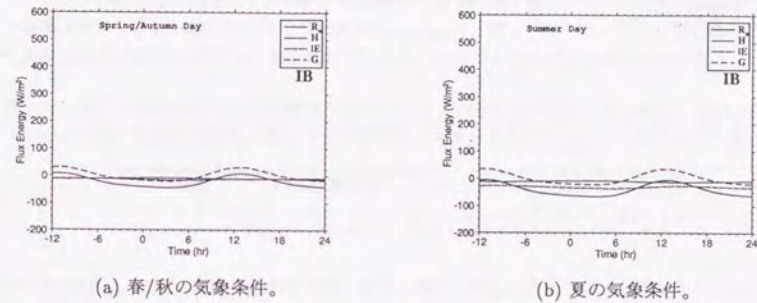


図 4.8: 線形化モデルによる地表面状態での IB 熱収支の日変化。

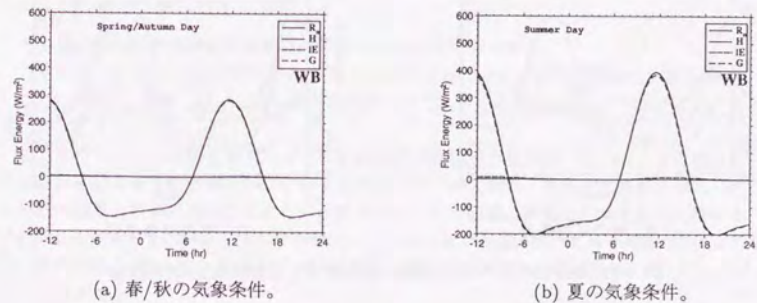
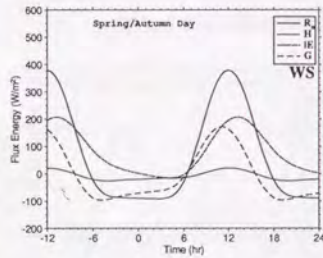


図 4.9: 線形化モデルによる地表面状態 WB での熱収支の日変化。

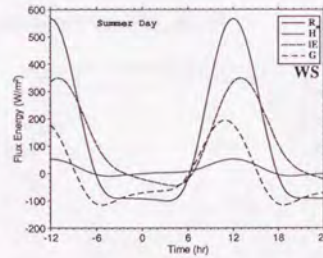


表 4.4: 線形化モデルに与える下向き短波放射量と気温の振幅と位相。

季節 波数	下向き短波放射量				気温			
	春/秋		夏		春/秋		夏	
	振幅 (W/m <sup>2</sup> )	位相 (rad)	振幅 (W/m <sup>2</sup> )	位相 (rad)	振幅 (K)	位相 (rad)	振幅 (K)	位相 (rad)
1	-266.0	0.0	-375.4	0.0	-4.0	0.785	-4.0	0.785
2	102.0	0.0	151.5	0.0	0.7	0.785	0.7	0.785
3	-10.0	0.0	-13.6	0.0	0.0	0.000	0.0	0.000
4	-4.0	0.0	-6.9	0.0	0.0	0.000	0.0	0.000



(a) 春/秋の気象条件。



(b) 夏の気象条件。

図 4.10: 線形化モデルによる地表面状態 WS での熱収支の日変化。

のアルベドが  $C_0$  に比べて小さいため、短波放射の吸収量が 40% も異なるためである。春/秋と夏では夏の方が絶対値が大きくなるだけで、それ以外の差は殆んど無い。DS では顕熱と潜熱とがほぼ等しい。これは他のどの地表面にも見られない特徴であり、蒸発効率が  $A_s$  と  $C_0$  を除いて一番小さいので潜熱によって熱が多く奪われない結果、地表面があまり冷やされないためと考えられる。Fo では正味放射のうち殆どが潜熱に使われているが、後で述べる WS と比較すると地中熱フラックスが小さいことが分かる。これは熱物理係数が他の土地被覆に比べて、1 オーダ低いためである。IB はアルベドが非常に大きく、日平均の正味放射量が負になっているため顕熱と潜熱は殆んど日変化を示さず、常に負の値を取っている。この傾向は夏でも変わらず維持されている。WB では正味放射量と地中熱フラックスが一致する。これは WB のバルク係数が小さいために、乱流輸送で熱収支をバランスさせることができず、放射によってバランスが保たれているためである。WS では正味放射量の大半が潜熱によって消費されている。顕熱は両季節を通じて小さく、これは計算に与えている気温と、計算によって求まる地表面温度にあまり差が無いためである。

4.3.2 感度解析の概要

パラメータを振る範囲は、アルベドと蒸発効率は現実に取り得る値全てを、熱物理係数とバルク係数は現実に変化し得る範囲を目安に範囲を設定した。表 4.5 にパラメータを振る範囲を示す。各地表面毎に日変化を計算し、地表面温度と気温との差の日平均  $\delta T_M$  と顕熱の日平均  $H_M$  と潜熱

表 4.5: 一様な地表面領域での感度解析に際してパラメータを振る範囲。感度解析を行なう場合は一つのパラメータだけを振る。表中の×は基準のパラメータに掛けることを意味している。

項目	熱物理係数	アルベド	バルク係数	蒸発効率
パラメータの範囲	×0.5~2.0	0.0~1.0	×0.1~10.0	0.0~1.0

の日平均  $IE_M$ 、地表面温度、地中熱伝導、顕熱、潜熱の振幅の最大、最小、平均と、これらの位相を求めた。

4.3.3 熱物理係数に対する感度

各地表面毎に熱物理係数を基準値の半分から 2 倍まで振った。

日平均については熱物理係数  $c_{\rho} \rho c \lambda_G$  は何ら影響を与えない。ここで熱物理係数  $c_{\rho} \rho c \lambda_G$  は  $\Gamma$  と 1 対 1 の関係で、 $\Gamma$  は  $c_{\rho} \rho c \lambda_G$  の単調増加関数なので、以下では  $c_{\rho} \rho c \lambda_G$  の代わりに  $\Gamma$  との関係を見ていくことにする。

ここで用いている線形化モデルでは日平均の地中熱伝導を 0 と置いており、また地表面からの長波放射  $\sigma T_s^4$  も線形化されているので日平均として一定である。有効入力放射は与えられるから日平均の顕熱と潜熱の和は  $\Gamma$  によらず一定である。また顕熱と潜熱を計算する時に用いるバルク式には  $\Gamma$  は含まれないから、日平均のボーエン比は一定である。従って日平均量は  $\Gamma$  によらないことが説明される(図 4.11~図 4.13)。これは式(4.30)と式(4.57)、式(4.59)に  $\Gamma$  が含まれないことから分かる。

地表面温度の振幅  $A_1$  はいずれの土地被覆でも  $\Gamma$  の増加に伴って小さくなる(図 4.14)。  $\Gamma$  が増加することは物理的に熱容量が大きくなること、或は熱伝導率が大きくなることであり、それぞれ温度が上がりにくくなることと、熱が下方へ伝わりやすくなることを意味している。このことから  $A_1$  は小さくなると言えるが、式(4.44)で分母にだけ  $\Gamma$  があることから説明できる。



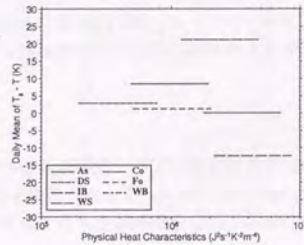


図 4.11: 熱物理係数に対する日平均温度差  $\Delta T_M$  の感度解析: 夏の気象条件。

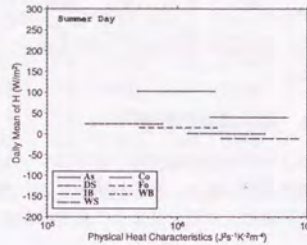


図 4.12: 熱物理係数に対する日平均顕熱  $H_M$  の感度解析: 夏の気象条件。

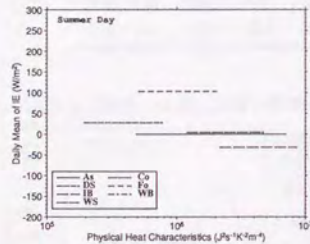


図 4.13: 熱物理係数に対する日平均潜熱  $LE_M$  の感度解析: 夏の気象条件。

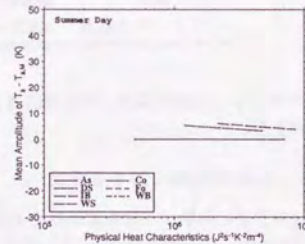


図 4.14: 熱物理係数に対する日平均地表面温度の振幅  $T_s - T_{s,M}$  の感度解析: 夏の気象条件。

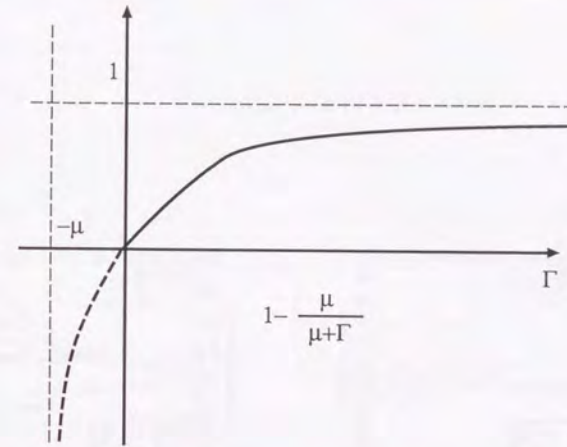


図 4.15:  $\Gamma$  に対する地中熱伝導の振幅  $G_1$  の感度。

地中熱伝導の振幅  $G_1$  は、 $A_1$  と異なり、いずれの土地被覆でも増加している (図 4.16)。 $\Gamma$  の増加に伴って今見たように  $A_1$  は小さくなる。この両者の積である  $G_1$  の振舞いを直観的に説明することは難しい。そこで式 (4.23) を変形して

$$G_1 = A_1(\omega c_G \rho_G \lambda_G)^{1/2} = \frac{R_1 \cos \phi + B_1 \xi \cos(\alpha - \phi)}{\mu + \Gamma} \frac{\Gamma}{\cos(\pi/4)} = \sqrt{2} \{R_1 \cos \phi + B_1 \xi \cos(\alpha - \phi)\} \left(1 - \frac{\mu}{\mu + \Gamma}\right) \quad (4.61)$$

となる。 $A_1$  の場合と異なる点は分母と分子の両方に  $\Gamma$  が存在していることである。ここで式 (4.27) と式 (4.29) より  $\mu > 0$ 、 $\Gamma > 0$  なので  $\{1 - \mu/(\mu + \Gamma)\}$  は図 4.15 に示すように単調増加となる。従って  $G_1$  が増加することが説明される。

顕熱の振幅  $H_1$  (図 4.17) と潜熱の振幅  $LE_1$  (図 4.14) の両者はどの土地被覆でも  $\Gamma$  の増加に伴って振幅は小さくなる。一般に気温の方が地温よりも低いので、 $A_1$  が小さくなれば温度差は小さくなる。これに伴い地表面と大気との湿度差も小さくなるので、 $H_1$  と  $LE_1$  はともに小さくなる。式的には位相の影響は小さいとすれば式 (4.58) と式 (4.60) から、 $H_1$  と  $LE_1$  は  $A_1$  と同じ変化を示すことで説明される。

#### 4.3.4 アルベドに対する感度

アルベドは 0~1 まで変化させると日平均については、地表面温度と気温の温度差、顕熱、潜熱全てアルベドの増加に伴って線形に減少する。

アルベドが増加すると入力放射量は減るので日平均地温  $T_{s,M}$  が低くなる (図 4.20)。すると  $\Delta T_M$  が小さくなるので  $\sigma(T_M^4 + 4T_M^3 \Delta T_M)$ 、 $H_M$  (図 4.21)、 $LE_M$  (図 4.22) も減ることになる。式 (4.44) でアルベドが関係する項は  $R_M$  だけで、式 (4.5) に示されているように、 $R_M$  はアルベドの増加



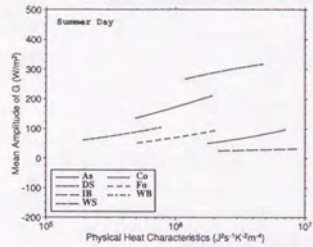


図 4.16: 熱物理係数に対する地中熱フラックスの振幅  $G_1$  の感度解析: 夏の気象条件。

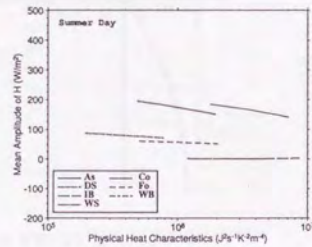


図 4.17: 熱物理係数に対する顕熱の振幅  $H_1$  の感度解析: 夏の気象条件。

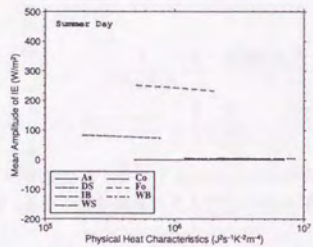


図 4.18: 熱物理係数に対する潜熱の振幅  $IE_1$  の感度解析: 夏の気象条件。

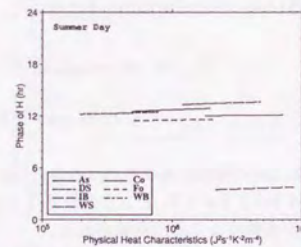


図 4.19: 熱物理係数に対する顕熱位相の感度解析: 夏の気象条件。

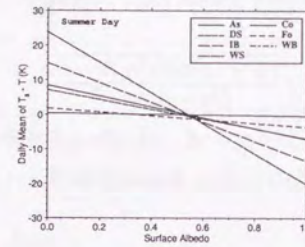


図 4.20: アルベドに対する日平均温度差  $\delta T_M$  の感度解析: 夏の気象条件。

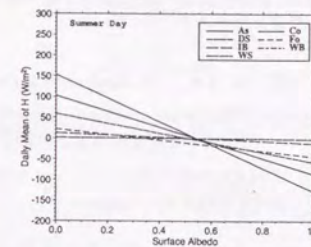


図 4.21: アルベドに対する日平均顕熱  $H_M$  の感度解析: 夏の気象条件。

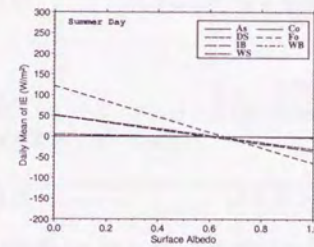


図 4.22: アルベドに対する日平均潜熱  $IE_M$  の感度解析: 夏の気象条件。

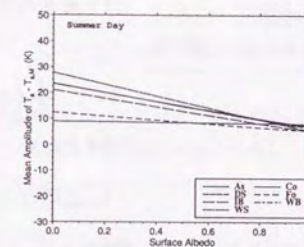


図 4.23: アルベドに対する日平均地表面温度の振幅  $T_s - T_{s,M}$  の感度解析: 夏の気象条件。



に従って減少する。つまり地表面温度と気温の温度差 $\delta T_M$ は線形に減少するので、式(4.57)と式(4.59)から顕熱も潜熱も線形に減少すると式的には説明される。

地表面温度の振幅 $A_1$ についても全ての土地被覆で、アルベドの減少に伴って線形に減少している(図4.23)。これは式(4.44)で、アルベドが含まれるのは $R_1$ のところだけであり、アルベドが増加するに従い $A_1$ が線形に減少することは明らかである。

地中熱伝導の振幅 $G_1$ についてもアルベドの減少に伴ってほぼ線形に減少している(図4.24)。これは式(4.61)で $\Gamma$ を一定とすれば $A_1$ に比例することから $A_1$ のところでも述べたように線形に減少することが説明される。

顕熱の振幅 $H_1$ については振幅の最大値にはアルベドが変化することにより最小値が存在し、(図4.25)。顕熱の位相 $\theta$ は、丁度最小値を取る時に、急激に減少する(図4.27)。式(4.54)で $\eta$ を用いないで書き換えると

$$\begin{aligned} \delta T_1 &= (A_1 - B_1 \cos \phi) \sec \eta = (A_1 - B_1 \cos \phi) \sqrt{\frac{(A_1 - B_1 \cos \phi)^2 + B_1^2 \cos^2 \phi}{(A_1 - B_1 \cos \phi)^2}} \\ &= \sqrt{(A_1 - B_1 \cos \phi)^2 + B_1^2 \cos^2 \phi} \end{aligned} \quad (4.62)$$

となる。式(4.62)の最小値が $0 < a < 1$ の範囲で存在するには、 $A_1 = B_1 \cos \phi$ を満たす $a$ が上述の範囲で存在しなければならない。

$$R_1 \cos \phi + B_1 \xi \cos(\alpha - \phi) - B_1(\mu + \Gamma) \cos \psi \quad (4.63)$$

$$\begin{aligned} &= R_1 \cos \phi - B_1(\Gamma + \mu - \xi) \cos \psi \\ &= \{(1 - a) + S_1 + L_1\} \cos \phi - B_1(\Gamma + \mu - \xi) \cos \psi = 0 \end{aligned} \quad (4.64)$$

これを $a$ について解くと、

$$a = 1 - \frac{1}{S_1} \left\{ B_1(\Gamma + \mu - \xi) \frac{\cos \psi}{\cos \phi} - L_1 \right\} \quad (4.65)$$

となり、これが $0 < a < 1$ となるには、

$$L_1 \leq B_1(\Gamma + \mu - \xi) \frac{\cos \psi}{\cos \phi} < S_1 + L_1 \quad (4.66)$$

を満たせば良く、この時、顕熱に $0 < a < 1$ の範囲で最小値が存在する。式(4.66)から長波放射の振幅が余り大きくなく、短波放射の振幅が充分大きい場合に、最小値が存在することが分かる。

式(4.66)の中辺の各項を各地表面について計算した結果を表4.6に示す。今与えている短波・長波の振幅は表4.4の通りだから、 $H_1$ が最小値を持つことが分かる。

潜熱の振幅 $IE_1$ は $H_1$ とは異なり、アルベドの増加に伴い線形に減少している(図4.26)。式(4.60)の $\delta T_1$ に関わる項を $\eta$ を用いないで書き換えると

$$\begin{aligned} \delta T_1 \cos \theta &= (A_1 - B_1 \cos \phi) \sec \eta (\cos \phi \cos \eta + \sin \phi \sin \eta) = (A_1 - B_1 \cos \phi) (\cos \phi + \sin \phi \tan \eta) \\ &= (A_1 - B_1 \cos \phi) \left( \cos \phi + \sin \phi \frac{B_1 \cos \phi}{A_1 - B_1 \cos \phi} \right) \\ &= (A_1 - B_1 \cos \phi) \cos \phi + \sin \phi B_1 \cos \phi = A_1 \cos \phi + B_1 (\sin \phi - \cos \phi) \cos \psi \end{aligned} \quad (4.67)$$

地表面温度の振幅の所で述べたように $A_1$ はアルベドの増加によって減少するから、式(4.67)もアルベドに対して減少する。従って $IE_1$ も減少することになる。

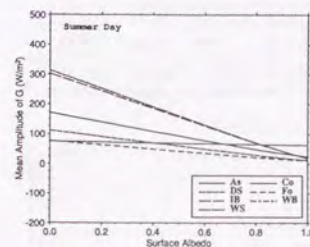


図4.24: アルベドに対する地中熱フラックスの振幅 $G_1$ の感度解析: 夏の気象条件。

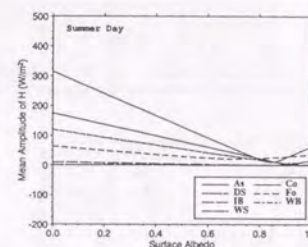


図4.25: アルベドに対する顕熱の振幅 $H_1$ の感度解析: 夏の気象条件。

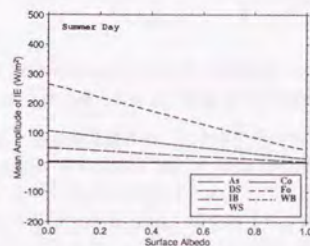


図4.26: アルベドに対する潜熱の振幅 $IE_1$ の感度解析: 夏の気象条件。

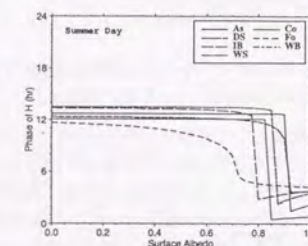


図4.27: アルベドに対する顕熱位相 $\theta$ の感度解析: 夏の気象条件。

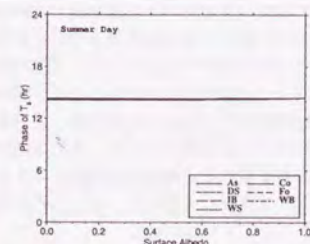


図4.28: アルベドに対する地表面温度位相 $\phi$ の感度解析: 夏の気象条件。

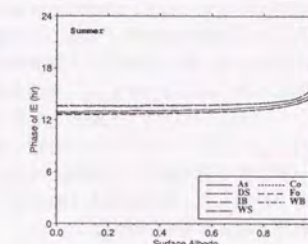
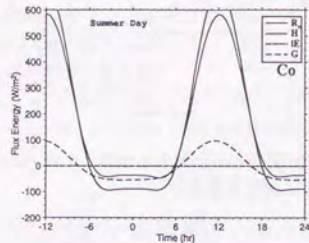
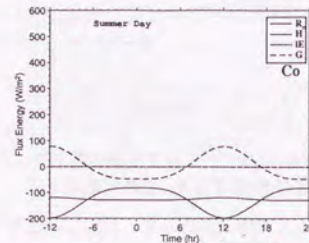


図4.29: アルベドに対する潜熱の位相 $\phi$ の感度解析: 夏の気象条件。



表 4.6: アルベドの変化による顕熱振幅の最小値の存在するための条件。

地表面被覆	As	Co	DS	Fo	IB	WB	WS
$\Gamma(\text{W/m}^2/\text{K})$	5.97	11.39	3.77	6.09	12.53	9.31	14.77
$(\mu - \xi)(\text{W/m}^2/\text{K})$	0	0	3.72	21.72	1.90	0.12	18.59
式(4.62)中辺	27.46	52.39	33.99	132.53	66.38	43.15	153.46

図 4.30: 線形化モデルによる地表面状態  $C_o$  での熱収支の日変化:  $\alpha = 0$  夏の気象条件。図 4.31: 線形化モデルによる地表面状態  $W_s$  での熱収支の日変化:  $\alpha = 1$  夏の気象条件。

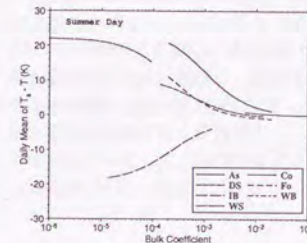
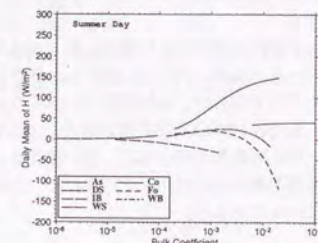
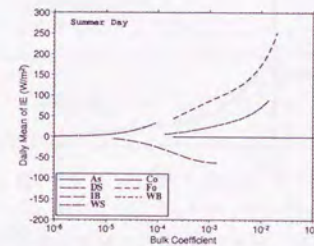
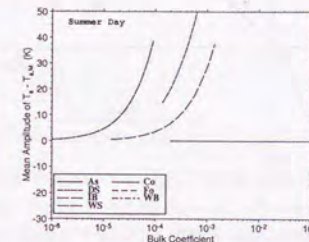
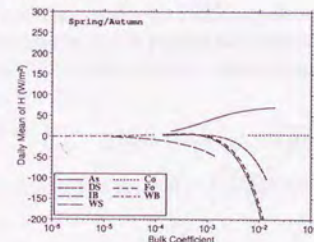
$H$ の最大となる位相はアルベドが小さい範囲では $\pi$ 以上の位相であるが、ある臨界値を超えると急激に小さくなり、およそ1以下になる(図 4.27)。これは式(4.56)で $(A_1 - B_1 \cos \psi)$ が正から負へと変化することに対応している。具体的に  $C_o$  で熱収支がどのようになるかを見ておく。 $C_o$  でアルベドが $\alpha = 0$ の場合と $\alpha = 1$ の場合の熱収支を計算したものを図 4.30と図 4.31に示す。アルベドが小さい場合は通常の熱収支パターンで、日中に最大値が来ている。ところがアルベドが十分に大きいと、図 4.31のように短波放射は昼夜を問わず正味放射には効かず、正味放射は下向き長波放射量より地表面からの長波放射の方が大きくなるので日平均正味放射は負になる。 $C_o$  では潜熱は生じないので、顕熱は地面を温めるために下向きになる。気温は日変化するから、日中顕熱の絶対値が大きくなり、夜間は絶対値が小さくなる。しかし図 4.31のような状態では顕熱が常に負なので、絶対値が大きくなることは最小値を意味する。従って最大値を取る時間が夜間に変化移行する結果、図 4.27のように顕熱の位相が急変することになるのである。ここで述べたことは潜熱にも当てはまる(図 4.29)。現実を見るとこのようなことは起きていないことは、観測事実が示している。一つにはこの線形化モデルでは大気と地表面フラックスの相互作用、言い換えれば負のフィードバックがかかって安定した熱収支に落ち着くことが考えられる。更には地表面パラメータは実の所、独立した変数では無いと言うことが挙げられる。運動量の粗度とスカラー量の粗度とは別ものと良く言われる結縁がここにある。ここでは詳しく述べないが、この非現実的な熱収支日変化がその一端である。

#### 4.3.5 バルク係数に対する感度

バルク係数に対する感度を調べるために標準値の1/10~10でバルク係数を振った。

地表面温度と気温の差 $\delta T_M$ の日平均は基本的にはバルク係数が増加するにつれて減少する(図 4.32)。唯一 IB だけがバルク係数の増加と共に $\delta T_M$ も上昇する。

バルク係数が上昇すれば熱交換が活発になるから $|\delta T_M|$ は小さくなると言えるので、IBも絶

図 4.32: ルク係数に対する日平均温度差 $\delta T_M$ の感度解析: 夏の気象条件。図 4.33: バルク係数に対する日平均顕熱  $H_M$  の感度解析: 夏の気象条件。図 4.34: バルク係数に対する日平均潜熱  $I_{E_M}$  の感度解析: 夏の気象条件。図 4.35: バルク係数に対する日平均地表面温度の振幅  $T_s - T_{s,M}$  の感度解析: 夏の気象条件図 4.36: バルク係数に対する日平均顕熱  $H_M$  の感度解析: 春/秋の気象条件。



対値を考えれば同じ傾向を持つと言える。ここで着目すべき点はバルク係数が増加すると絶対値は小さくなる傾向にあるが、0に必ずしも収束しないことである。これは式(4.30)でバルク係数の含まれる項が卓越する極限は $\delta T_m = -\kappa/\mu$ となるためである。即ち日平均蒸発量が0でない限り $\delta T_m$ は0にはならない、逆に蒸発効率が $\beta = 0$ のAsやCoではバルク係数の増加に伴い0に漸近してゆく。

バルク係数が充分大きい場合、図4.33と図4.34のDS、Foのように顕熱と潜熱がほぼバランスし、ポーエン比が-1近くになる。この時、 $R_M = \sigma T_M^4$ となる。これは一見、放射平衡と等しいと考えがちであるが、放射平衡は $R_M - G = \sigma T_M^4$ である。放射平衡の場合は、交換係数が0の場合で、入力放射が地表面長波放射としてしか出てゆかず、入力放射量と長波放射が平衡になるように、地表面温度が変化し、言い換えれば地中が暖められるのに対して、ポーエン比が-1の時は地中熱伝導が小さく、先ほど示したように $R = \sigma T_M^4$ という場合にのみ成り立ち、現実的には曇や降水の日に生じる。

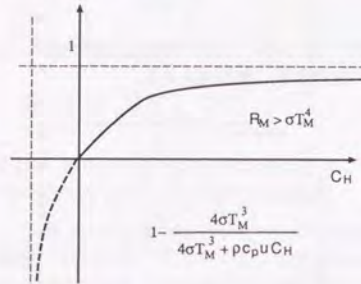


図 4.37: バルク係数  $C_H$  に対する蒸発の生じない土地被覆での日平均顕熱  $H_M$  の感度:  $R_M > \sigma T_M^4$  の場合。

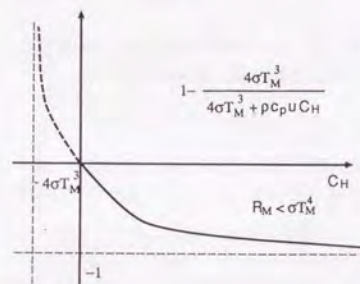


図 4.38: バルク係数  $C_H$  に対する蒸発の生じない土地被覆での日平均顕熱  $H_M$  の感度:  $R_M < \sigma T_M^4$  の場合。

日平均顕熱  $H_M$  はバルク係数が増加するに従って、As で増加、WB と Co ではほぼ一定、その他は減少する(図 4.33)。熱交換が盛んになると地表面温度と気温の差は無くなることで  $H_M$  が減少する土地被覆に関しては説明できる。As では蒸発効率 $\beta = 0$  だから、

$$\delta T_M = \frac{R_M - \sigma T_M^4}{4\sigma T_M^3 + c_p \rho_a C_H u} \quad (4.68)$$

となる。分子は一定だから  $C_H$  の増加により  $\delta T_M$  が減少するのは明らかである(図 4.37)。式(4.68)を日平均の顕熱を表す式(4.57)に代入して

$$H_M = c_p \rho_a C_H u \frac{R_M - \sigma T_M^4}{4\sigma T_M^3 + c_p \rho_a C_H u} = \frac{R_M - \sigma T_M^4}{4\sigma T_M^3 / (c_p \rho_a C_H u) + 1} \quad (4.69)$$

となる。従って  $C_H$  の増加に伴って  $H_M$  が増加することが分かる。蒸発効率が同じく  $\beta = 0$  である Co も同じことが当てはまるが、 $\delta T_M \sim 0$  から、日平均として有効下向き放射量(アルベドを考慮した下向き放射量)と地表面からの上向き長波放射とがほぼ釣りあっているの、As と異なりバルク係数に対しては変化を示さない。

WB の  $H_M$  に対する感度のパターンは Co と同じであるが、蒸発効率 $\beta = 1$  と全く条件が異なり、As のところでの論議とは全く異なる。 $\delta T_M$  は 7 種の地表面で最大であるにも拘らず  $H_M$  がほぼ 0 である理由はバルク係数が最も小さいからである。逆にバルク係数が最も大きいにも拘らず Co も  $H_M \sim 0$  であるのは先にのべた理由によるものであり、まったく異なる熱収支システムから同じ結果が得られていることになる。

DS、Fo、WS は  $C_H$  の増加に伴って一旦増加し、緩やかな最大値を持って減少する傾向が見られるが、IB だけは単調減少している。この振舞いを直観的に説明することは難しいので、式で説明することにする。 $H_M$  は式(4.30)と式(4.57)から

$$\begin{aligned} H_M &= c_p \rho_a C_H u \frac{R_M - \sigma T_M^4 - \kappa}{\mu} \\ &= \nu C_H \frac{R_M - \sigma T_M^4 - \nu \beta C_H}{\mu} \\ &= -\frac{\nu \nu \beta}{\nu + \tau \beta} C_H \\ &\quad + \frac{\nu(\nu + \tau \beta)(R_M - \sigma T_M^4) + 4\nu \nu \beta \sigma T_M^3}{(\nu + \tau \beta)^2} \left( 1 - \frac{4\sigma T_M^3}{4\sigma T_M^3 + (\nu + \tau \beta) C_H} \right) \end{aligned} \quad (4.70)$$

と変形することができる。ここで

$$\nu = c_p \rho_a u \quad (4.71)$$

$$\tau = l \rho_a u \Delta \quad (4.72)$$

$$v = l \rho_a u \{q_{sat}(T_M) - q\} \quad (4.73)$$

と置いていている。式(4.70)をグラフに示す場合、場合分けが必要で、図 4.39 と図 4.40 のようになる。IB のように  $H_M$  が負、即ち IB のアルベドが高いために  $(\nu + \tau \beta)(R_M - \sigma T_M^4) + 4\nu \nu \beta \sigma T_M^3$  が負になっている場合は図 4.40 のようになり、 $\delta T_M$  が増加しているにも拘らず  $H_M$  は単調に減少する結果となる。他の 3 種の土地被覆では図 4.39 のように  $H_M$  は変化し、ある  $C_H$  の所で最大値を持つような変化を示すことが分かる。但しこの最大値は常に現れる訳ではなく、春/秋の条件では現れない(図 4.36)。

日平均の潜熱  $lE_M$  は蒸発効率 $\beta = 0$  の As と Co は  $lE_M = 0$ 、 $C_H$  の小さい WB では  $lE_M$  が小さく微増する一方、DS と Fo、WS では  $C_H$  の増加に伴い  $lE_M$  は増加している(図 4.34)。 $lE_M$  の増加する 4 種の地表面はいずれも  $\delta T_M$  は減少しているが、それでも  $lE_M$  が増加する。式(4.59)を変形すると、

$$\begin{aligned} lE_M &= \kappa + (\mu - \xi) \delta T_M = \nu \beta C_H + \tau \beta C_H \delta T_M \\ &= \nu \beta C_H + \frac{\tau \beta C_H}{\nu + \tau \beta} \left\{ \nu \beta + \frac{(\nu + \tau \beta)(R_M - \sigma T_M^4) + 4\sigma T_M^3}{4\sigma T_M^3 (\nu + \tau \beta) C_H} \right\} \\ &= \frac{\nu \nu \beta C_H}{\nu + \tau \beta} \\ &\quad + \frac{\tau \beta \left\{ (\nu + \tau \beta)(R_M - \sigma T_M^4) + 4\nu \nu \beta \sigma T_M^3 \right\}}{(\nu + \tau \beta)^2} \left( 1 - \frac{4\sigma T_M^3}{4\sigma T_M^3 + (\nu + \tau \beta) C_H} \right) \end{aligned} \quad (4.74)$$

となる。式(4.74)の  $C_H$  に対する微分を計算すると、

$$\frac{\partial lE_M}{\partial C_H} = \frac{\nu \nu \beta}{\nu + \tau \beta}$$



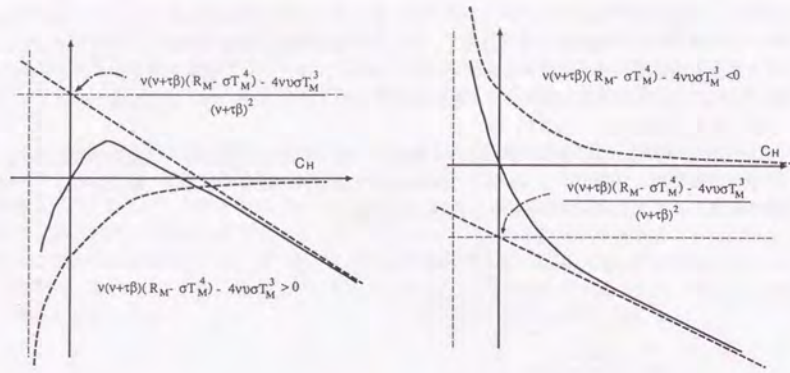


図 4.39: バルク係数  $C_H$  に対する日平均の顕熱  $H_M$  の感度:  $(\nu + \tau\beta)(R_M - \sigma T_M^4) + 4\nu\beta\sigma T_M^3 > 0$  の場合。

図 4.40: バルク係数  $C_H$  に対する日平均の顕熱  $H_M$  の感度:  $(\nu + \tau\beta)(R_M - \sigma T_M^4) - 4\nu\beta\sigma T_M^3 < 0$  の場合。

$$+ \frac{\tau\beta \{(\nu + \tau\beta)(R_M - \sigma T_M^4) + 4\nu\beta\sigma T_M^3\}}{(\nu + \tau\beta)} \frac{4\sigma T_M^3}{\{4\sigma T_M^3 + (\nu + \tau\beta)C_H\}^2} \quad (4.75)$$

となつて、

$$(\nu + \tau\beta)(R_M - \sigma T_M^4) + 4\nu\beta\sigma T_M^3 \begin{cases} \geq 0 & \text{ならば単調増加} \\ < 0 & \begin{cases} \frac{\partial LE_M}{\partial C_H} \geq 0 & \text{ならば増加} \\ \frac{\partial LE_M}{\partial C_H} < 0 & \text{ならば減少} \end{cases} \end{cases} \quad (4.76)$$

と場合分けされる。DS、Fo、WS は式 (4.75) の第 2 項が正だから単調増加、IB は負で更に  $\partial LE_M / \partial C_H < 0$  だから、単調減少となる。

地表面温度の振幅  $A_1$  はバルク係数が大きくなるに従って IB 以外は小さくなってゆく (図 4.35)。これはバルク係数が大きくなると正味放射量の大半が乱流輸送によって運ばれるためである。式 (4.44) を変形すると

$$A_1 = \frac{B_1 \nu \cos \psi}{\nu + \tau\beta} + \frac{R_1 (\nu + \tau\beta) \cos \phi + (4\tau\beta\sigma T_M^3 - \Gamma\nu) B_1 \cos \psi}{(\nu + \tau\beta)(4\sigma T_M^3 + \Gamma) + (\nu + \tau\beta)^2 C_H} \quad (4.77)$$

となり、

$$R_1 (\nu + \tau\beta) \cos \phi + (4\tau\beta\sigma T_M^3 - \Gamma\nu) B_1 \cos \psi \begin{cases} < 0 & \text{ならば単調増加} \\ \geq 0 & \text{ならば単調減少} \end{cases} \quad (4.78)$$

となり、それぞれ図 4.37 と図 4.38 と同じ変化をすることからも説明される。IB の変化が小さいのは上式の分子が非常に小さくなっているためである。

地中熱伝導の振幅  $G_1$  は  $C_H$  を振っても WB、IB、Co では殆んど変化しないが、他の 4 種の地表面被覆では  $C_H$  の増加に伴って顕著に小さくなる (図 4.41)。

WB の場合  $G_1$  が大きいのは日平均の所で述べたように放射平衡になっているためである。振幅の変化が小さいのは、 $\Gamma$  が大きく  $C_H$  が小さいので式 (4.44) が  $A_1 \approx R_1 \cos \phi / \Gamma$  と近似できるから

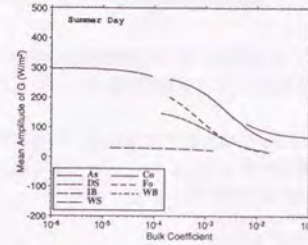


図 4.41: バルク係数に対する地中熱フラックスの振幅  $G_1$  の感度解析: 夏の気象条件。

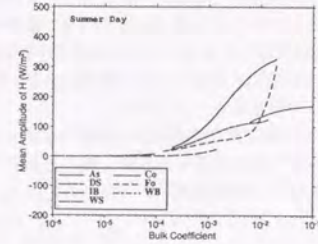


図 4.42: バルク係数に対する顕熱の振幅  $H_1$  の感度解析: 夏の気象条件。

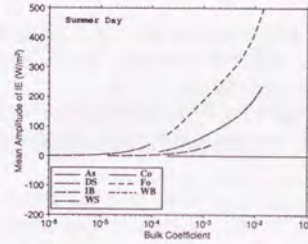


図 4.43: バルク係数に対する潜熱振幅  $LE_1$  の感度解析: 夏の気象条件。

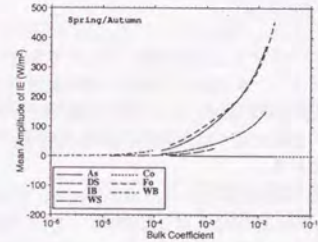


図 4.44: バルク係数に対する潜熱振幅  $LE_1$  の感度解析: 春/秋の気象条件。

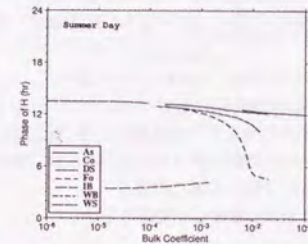


図 4.45: バルク係数に対する顕熱位相  $\theta$  の感度解析: 夏の気象条件。

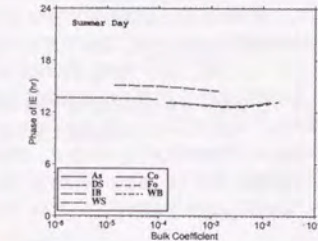


図 4.46: バルク係数に対する潜熱位相  $\phi$  の感度解析: 夏の気象条件。



である。IB の場合はアルベドが大きく放射項の影響が小さくなるので式 (4.44) の右辺 2 第 2 項の分母が非常に小さいと置いて、また Co の場合は  $C_H$  が非常に大きく乱流輸送項が卓越するので  $A_1 \approx B_1 \xi \cos(\alpha - \phi) / \mu$  と近似できる。効いている要素は異なるが  $C_H$  に対する感度が鈍いという共通する結果が Co, IB, WB に対してそれぞれ得られる。  $G_1$  が小さくなる 4 種では  $A_1$  の所で述べたことがそのまま当てはまるので、改めて説明はしない。

顕熱の振幅  $H_1$  は IB と WB でほぼ 0 であまり変化せず、その他の 5 種の土地被覆では増加している (図 4.42)。WB は  $C_H$  が非常に小さいため、IB はそれに加えて、正味放射量が小さいためにほぼ 0 の値を取るようになる。

他の 5 種の土地被覆のうち蒸発効率が 0 の As, Co では  $C_H$  の増加にともなって、ある値に漸近してゆく傾向が見られるが、残りの 3 種では発散する傾向が見られる。As と Co である値に収束してゆくのは蒸発効率が 0 だからである。式 (4.51) を  $\theta$  無しで書き換えると、

$$\delta T_1 = \sqrt{(A_1 - B_1 \cos \psi)^2 + B_1^2 \sin^2 \psi} \quad (4.79)$$

となる。ここでこの式の右辺第 1 項は

$$A_1 - B_1 \cos \psi = \frac{R_1 \cos \phi - (\tau \beta C_H + \Gamma) B_1 \cos \psi}{\mu + \Gamma} = \frac{\{(R_1 \cos \phi + \Gamma B_1 \cos \psi) - \tau \beta C_H B_1 \cos \psi\}}{(4\sigma T_M^3 + \Gamma) + (\nu + \tau \beta) C_H} \quad (4.80)$$

と表される。今  $\beta = 0$  とすると図 4.37 のような直角双曲線になるので収束し、  $\beta > 0$  の場合は図 4.39 で示すような双曲線になるので発散することになる。発散するような場合、ボーエン比が 1 近くになり、乱流輸送の顕熱、潜熱輸送が逆向きで釣りあった状態になっている。

潜熱の振幅  $IE_1$  の  $C_H$  に対する感度は  $H_1$  と同じである (図 4.43)。これは式 (4.60) 中、バルク係数が関係するのは  $\delta T_1$  だけだからである。但し、As と Co では蒸発効率が 0 だから  $IE_1 = 0$  となっている。

顕熱の振幅が発散する DS, Fo, WS では位相の変化が大きい。とりわけ Fo と WS では  $C_H$  が小さい時には 13 hr. だった位相が 4.5 hr. 程度にまで急変している。これは既にアルベドの所で述べたように日変化を支配している要素が放射から気温に変わるためである。

#### 4.3.6 蒸発効率に対する感度

蒸発効率に対する感度を見るために蒸発効率を取り得る範囲である  $\beta = 0 \sim 1$  で振った。

日平均の地表面温度と気温の差  $\delta T_M$  は WB では殆んど変化がなく、IB では 2K 程度増加、他の 5 種の地表面被覆では 2~6K 程減少する (図 4.47)。

As, Co, DS, Fo, WS で  $\delta T_M$  が  $\beta$  の増加に伴って減少するのは、  $\beta$  が増加するに連れて  $\kappa$  と  $\mu$  も増加しかつ正なので、式 (4.54) から  $\delta T_M$  を減少させることが分かる。

基準状態の WB は  $\beta = 1$  であるが、  $\beta = 0$  でも  $\delta T_M$  に変化は殆んど見られない。これは WB のバルク係数  $C_H$  が非常に小さいからで、標準状態でも日平均の潜熱は高々  $3 \text{ W/m}^2$  であり、熱収支に殆んど影響を与えていない。従って  $\beta$  に対する感度が殆んど無いことになる。

唯一 IB の  $\delta T_M$  だけが増加しているが、  $\delta T_M$  の式 (4.30) を  $\beta$  に着目して変形すると、

$$\delta T_M = -\frac{q_M - q}{\Delta} + \frac{\frac{q_M - q}{\Delta} (4\sigma T_M^3 + \nu C_H) + (R_M - \sigma T_M^4)}{4\sigma T_M^3 + \nu C_H + l\tau \beta C_H} \quad (4.81)$$

となる。これを  $\beta$  について微分すると、

$$\frac{\partial \delta T_M}{\partial \beta} = -\frac{\left\{ \frac{q_M - q}{\Delta} (4\sigma T_M^3 + c_p \rho_a C_H u) + (R_M - \sigma T_M^4) \right\} (l \rho_a C_H u \Delta)}{(4\sigma T_M^3 + c_p \rho_a C_H u + l \rho_a C_H u \beta)^2} \quad (4.82)$$

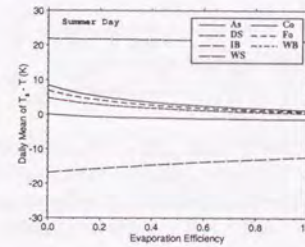


図 4.47: 蒸発効率に対する日平均温度差  $\delta T_M$  の感度解析: 夏の気象条件

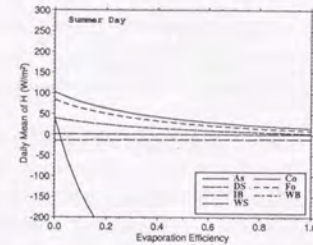


図 4.48: 蒸発効率に対する日平均顕熱  $H_M$  の感度解析: 夏の気象条件

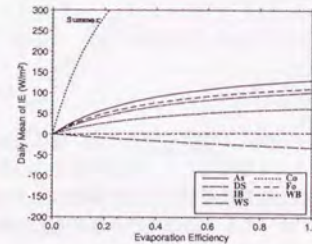


図 4.49: 蒸発効率に対する日平均潜熱  $IE_M$  の感度解析: 夏の気象条件

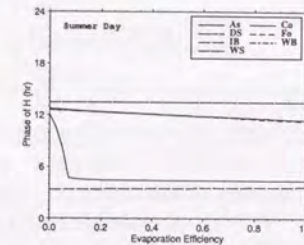


図 4.50: 蒸発効率に対する顕熱位相  $\theta$  の感度解析: 夏の気象条件



となり、 $\delta T_M$ の増減は

$$\frac{q_M - q}{\Delta} (4\sigma T_M^3 + c_p \rho_a C_H u) + (R_M - \sigma T_M^4) \begin{cases} < 0 \text{ なら増加} \\ = 0 \text{ なら一定} \\ > 0 \text{ なら減少} \end{cases} \quad (4.83)$$

となる。この式の値を計算すると表 4.7 のようになって、IB だけが負になっていて、 $\delta T_M$ が増加することが分かる。これは高いアルベドによるもので、式(4.83)の第2項が負になるからである。

表 4.7: 日平均温度差の蒸発効率に対する感度。式(4.83)の左辺の値を夏の気象条件で計算してある。

地表面被覆	As	Co	DS	Fo	IB	WB	WS
式(4.83)	181.64	2401.62	110.49	169.16	-50.67	100.03	145.10

日平均顕熱  $H_M$  (図 4.48) は  $\delta T_M$  以外に  $\beta$  が影響を与える項を含まない。従って  $H_M$  は  $\beta$  を振ったとき、 $\delta T_M$  に比例するから、 $\delta T_M$  で述べた議論がそのまま当てはまる。但し  $Co$  では  $-1000 \text{ W/m}^2$  以上という小さな値になってしまっているのは、バルク係数が他の土地被覆に比べて数 10 倍以上違うためである。

日平均潜熱  $IE_M$  は  $\beta$  の増加に伴って IB だけが減少し、他は増加する (図 4.49)。但し  $Co$  は非常に大きな  $IE_M$  になり、WB は正であるが絶対値は小さい。

As, Co, DS, Fo, WS で  $IE_M$  は増加しているが、 $\delta T_M$  自体は減少している。式(4.60)を  $\beta$  で微分して

$$\begin{aligned} \frac{\partial IE_M}{\partial \beta} &= l \rho_a C_H u \{ q_s(T_M) - q \} + l \rho_a C_H u \Delta \delta T_M + l \rho_a C_H u \Delta \beta \frac{\partial \delta T_M}{\partial \beta} \\ &= \tau C_H \left\{ \frac{q_s(T_M) - q}{\Delta} + \delta T_M + \beta \frac{\partial \delta T_M}{\partial \beta} \right\} \end{aligned} \quad (4.84)$$

となる。今着目している 4 つの土地被覆では式(4.84)の右辺第 1, 2 項は正であるが、第 3 項は負である。しかしそのオーダーは 1 程度であり、第 1 項だけで 6 程度なので、増加することは容易に分かる。即ち、蒸発量の増加によって地表面が冷却される影響が蒸発に与える影響は小さいということが出来る。Co の蒸発量が大きいのは  $H_M$  の所で述べたようにバルク係数が大きいからで、この時ボーエン比は 1 に近い値を取っている。

IB では式(4.84)の第 1 項が 6、第 2 項が -15、第 3 項が 1 ぐらいとなっており、減少することが示される。このことから日平均温度差  $\delta$  が取り得る  $\beta$  に対して負であるために  $IE_M$  も負になるということが出来る。

地表面温度の振幅  $A_1$  は IB と WB で殆んど感度が無く、他は 2~7K 程度変化している。IB はアルベドが小さく入力放射が小さいので、WB はバルク係数が小さいので、いずれも地表面が冷やされるほど  $\beta$  の変化によって潜熱は変化しない。従って感度が殆んど無いことになる。式からは位相以外には式(4.44)の分母  $\mu$  に含まれるだけなので、単調に減少することがわかる。

地中熱伝導の振幅  $G_1$  は IB と WB で  $\beta$  に対する感度が殆んど無く、他の 5 つの土地被覆では  $\beta$  の増加に伴い減少する (図 4.51)。これは  $\delta T_1$  と同じ理由による。

As, Co, DS, Fo, WS で  $G_1$  が減少しているのは、 $A_1$  を表す式(4.44)で  $\beta$  の増加によって変化するのは分母の  $\mu$  だけであり、 $\mu$  は  $\beta$  の増加に伴って増加するから  $A_1$  は減少する。従って  $\beta$  の増加に伴い  $G_1$  は減少する。

WB の場合は  $C_H$  が小さいため式(4.44)の分母に現れる  $\mu$  が  $\Gamma$  に比べて小さく、 $A_1 = R_1 \cos \phi / (4\sigma T_M^3 + \Gamma)$  と近似できる。これは  $\beta$  に依らないので、 $G_1$  は殆んど  $\beta$  に対して感度が無くなることになる。一方の IB は式(4.44)の分子には  $\beta$  は含まれず、またアルベドが大きいので分子は小さくなる。従って IB では  $\beta$  に対する感度が小さいことになる。

顕熱の振幅  $H_1$  は  $Co$  が最小値を持つが、 $\beta$  の増加に伴い非常に大きな振幅になっていく (図 4.52)。IB と WB では  $H_1$  がほぼ 0 で、残りの 4 種の土地被覆では  $\beta$  の増加に伴って減少してゆく。

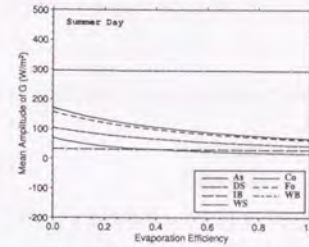


図 4.51: 蒸発効率に対する地中熱フラックスの振幅  $G_1$  の感度解析: 夏の気象条件。

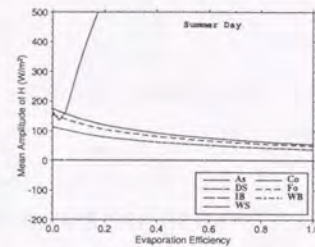


図 4.52: 蒸発効率に対する顕熱の振幅  $H_1$  の感度解析: 夏の気象条件。

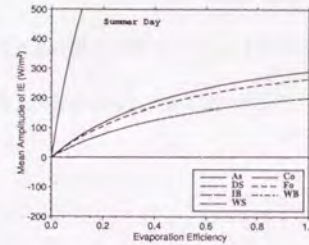


図 4.53: 蒸発効率に対する潜熱の振幅  $IE_1$  の感度解析: 夏の気象条件。

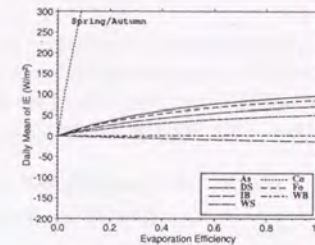


図 4.54: 蒸発効率に対する日平均潜熱  $IE_M$  の感度解析: 春/秋の気象条件。

$Co$  以外の 6 種の土地被覆については  $A_1$ 、 $G_1$  と同じことが  $H_1$  についても当てはまる。 $Co$  が最小値を持つことを確かめるには  $\delta T_1$  に最小値が存在するかを調べれば良い。式(4.54)で、 $A_1$  に式(4.44)を代入して、

$$\delta T_1 = \sqrt{\frac{1}{(\mu + \Gamma)^2} \{ R_1 \cos \phi + B_1 (\xi - \mu - \Gamma) \cos \psi \}^2 + B_1 \cos^2 \phi} \quad (4.85)$$

となる。この式で  $\beta$  の関数となっているのは右辺の根号内の第 1 項で、これを整理すると

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\xi + (l \rho_a C_H u \Delta) \beta + \Gamma} \{ R_1 \cos \phi + B_1 (\xi - \mu - \Gamma) \cos \psi \} \\ &= \frac{1}{(\xi + \Gamma) + (l \rho_a C_H u \Delta) \beta} \{ (R_1 \cos \phi - B_1 \Gamma \cos \psi) - B_1 (l \rho_a C_H u \Delta) \cos \psi \beta \} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 &= -B_1 \cos \phi + \frac{R_1 \cos \phi - B_1 \Gamma \cos \psi + B_1 (\xi + \Gamma) \cos \phi}{(\xi + \Gamma) + (l_{\rho_a} C_H u \Delta) \beta} \\
 &= -B_1 \cos \phi + \frac{R_1 \cos \phi + B_1 \xi \cos \phi}{(\xi + \Gamma) + (l_{\rho_a} C_H u \Delta) \beta} \quad (4.86)
 \end{aligned}$$

と表される。これは $\beta$ の変域 $[0,1]$ に対して単調減少である。 $\delta T_1$ が最小値を持つには式(4.86)は $\beta = 0$ で正、 $\beta = 1$ で負でなければならない。 $\beta = 0$ の時、

$$\frac{R_1}{B_1 \Gamma} > \frac{\cos \psi}{\cos \phi} \quad (4.87)$$

となるが、左辺は20程度で右辺は1のオーダーだからこれほどの地表面状態でも成り立つ。 $\beta = 1$ の時、

$$\frac{R_1 \cos \phi}{B_1 l_{\rho_a} u \Delta \cos \psi} - \frac{\Gamma}{l_{\rho_a} \Delta} \begin{cases} \geq C_H & \text{ならば極値無し} \\ < C_H & \text{ならば極値有り} \end{cases} \quad (4.88)$$

となる。ここでも位相はあまり変化しないので定数と考えると式(4.88)に実際の値を代入して、

$$\frac{1}{7168.1} \frac{R_1}{B_1} - \frac{\Gamma}{6233.1} \begin{cases} = 9.277 \times 10^{-3} - \frac{\Gamma}{6233.1} \geq C_H & \text{(春/秋の気象条件)} \\ = 1.309 \times 10^{-2} - \frac{\Gamma}{6233.1} > C_H & \text{(夏の気象条件)} \end{cases} \quad (4.89)$$

となる。即ち熱物理係数とバルク係数が大きい場合極値が存在する。ここで扱う7種の土地被覆の中では $C_0$ だけ極小値が存在することがこの式から示される。

潜熱の振幅 $lE_1$ は全て蒸発効率の増加と共に増加している(図4.53)。但し $C_0$ は非常に大きな振幅であり、IBとWBは感度が非常に低い。式(4.60)から

$$\begin{aligned}
 lE_1 &= (\mu - \xi) \sec \phi [\delta T_1 \cos \theta + B_1 \cos \alpha] \\
 &= (\mu - \xi) \sec \phi [(A_1 - B_1 \cos \psi) \sec \eta \cos \theta + B_1 \cos \alpha] \\
 &= (\mu - \xi) \sec \phi \\
 &\quad \left[ \left( \frac{R_1 \cos \phi + B_1 \xi \cos \psi}{\mu + \Gamma} \sec \eta \cos \theta \right) - B_1 (\cos \psi \sec \eta \cos \theta - \cos \alpha) \right] \quad (4.90)
 \end{aligned}$$

ここで $\beta$ に対する位相の感度は小さいので、[ ]内の第2項は定数と見做して第1項に着目し、

$$\begin{aligned}
 \text{式(4.90)の第1項} &= (\mu - \xi) \sec \phi \sec \eta \cos \theta \frac{R_1 \cos \phi + B_1 \xi \cos \psi}{\mu + \Gamma} \\
 &= \beta \left( \frac{\mu - \xi}{\beta} \right) (R_1 \cos \phi + B_1 \xi \cos \psi) \sec \phi \sec \eta \cos \theta \\
 &\quad \times \left\{ \left( \frac{\mu - \xi}{\beta} \right) - \frac{\left( \frac{\mu - \xi}{\beta} \right) (\xi + \Gamma)}{\left( \frac{\mu - \xi}{\beta} \right) \beta + (\xi + \Gamma)} \right\} \quad (4.91)
 \end{aligned}$$

$(\mu - \xi)/\beta (> 0)$ は定数で{ }内の第2項の分数の分子は正だから上式は $\beta$ の増加に伴って増加し、従って $lE_1$ もすることが説明される。IBで感度が低いのはアルベドが高いため{ }に掛かっている項が小さいからと説明される。またWBではバルク係数が小さいので、 $\mu - \xi$ が小さくなり、式(4.91)の分母が $4\sigma T_M^3 + \Gamma$ と近似できることから説明される。

#### 4.3.7 地表面熱収支の感度解析に対する考察

以上、熱物理係数、アルベド、バルク係数、蒸発効率の4つのパラメータが熱収支に与える影響を調べたが、熱物理係数とアルベドについてはほぼ線形に変化するので、両パラメータだけが分布している領域ではパラメータ平均で領域平均フラックスを精度良く計算することが分かる。しかしバルク係数と蒸発効率に関してはパラメータとフラックスの関係が線形でないので、パラメータ平均では、バルク係数だけあるいは蒸発効率だけが分布している領域でも正確にフラックスが算定できないことが示された。



## 4.4 領域の多様性を考慮するための一般的方法

4.3 節で、地表面パラメータの熱収支に与える影響を見てきた。中でもバルク係数と蒸発効率については熱収支に複雑な形で影響を与え、多様な領域におけるフラックスをパラメータ平均では熱収支の良い近似には必ずしもならないことが示唆された。ここでは多様性を考慮する手法として考えられる幾つかの手法を比較し、その特徴と問題点を明らかにする。

## 4.4.1 多様性を考慮する手法の分類

ここで取り上げる手法は4つである。一つ目は現在GCMで用いられている最大面積代表法で、与えられた領域で最も面積率の高い土地被覆からのフラックスで代表させるものである。二つ目は地表面パラメータの平均値を用いてフラックスを算定するパラメータ平均法で、4.3節で見たように熱物性係数やアルベドの分布に対してはほぼ領域平均と一致するものである。三つ目はモーメント法で、モーメント項を何らかの形でパラメータライズして用いるものである。最後のオブジェクト指向パラメータ法は必要なフラックスが正しく求まるように地表面パラメータを定める手法である。以下で各々の手法について詳しく述べる。

## 最大面積代表法とパラメータ平均法

ここで最大面積代表法とパラメータ平均法の何れが良いかを解析的に検討する。ここでもn種からなる土地被覆を考え、今 $d(1 \leq d \leq n)$ なる土地被覆が最大面積を持つとする。真のフラックスにどちらのフラックスが近いかを知る指標として、真値からの差の絶対値を考える。個別に求められた絶対値の差は、

$$\left| \text{Flux}_d - \sum_{i=1}^n s_i \text{Flux}_i \right| - \left| \text{Flux}_p - \sum_{i=1}^n s_i \text{Flux}_i \right| \quad (4.92)$$

と表される。ここで、 $\text{Flux}_d$ は最大面積代表法で求められるフラックス、 $\text{Flux}_p$ はパラメータ平均法で求められるフラックス、 $\text{Flux}_i$ は土地被覆 $i$ でのフラックスである。この式の値が正であればパラメータ法が、負であれば最大面積代表法が精度の上で良いことになる。この式は4つの場合分けが必要となる。各項を2乗しても上で述べた大小関係は変わらないから、

$$\begin{aligned} \left| \text{Flux}_d - \sum_{i=1}^n s_i \text{Flux}_i \right|^2 - \left| \text{Flux}_p - \sum_{i=1}^n s_i \text{Flux}_i \right|^2 &= (\text{Flux}_d - \overline{\text{Flux}})^2 - (\text{Flux}_p - \overline{\text{Flux}})^2 \\ &= \{(\text{Flux}_d - \overline{\text{Flux}}) + (\text{Flux}_p - \overline{\text{Flux}})\} \{(\text{Flux}_d - \overline{\text{Flux}}) - (\text{Flux}_p - \overline{\text{Flux}})\} \\ &= (\text{Flux}_d + \text{Flux}_p - 2\overline{\text{Flux}})(\text{Flux}_d - \text{Flux}_p) \end{aligned} \quad (4.93)$$

ここで真のフラックスを $\overline{\text{Flux}}$ と置き変えている。パラメータ平均法の方が最大面積代表法よりも誤差が少ないのは上式が正の時で、

$$\begin{cases} \text{Flux}_d + \text{Flux}_p < 2\overline{\text{Flux}} & \text{且つ } \text{Flux}_d < \text{Flux}_p \text{ の時} \\ \text{Flux}_p < -\text{Flux}_d + 2\overline{\text{Flux}} = \overline{\text{Flux}} + (\overline{\text{Flux}}_d - \text{Flux}_d) & (4.94) \\ \text{Flux}_p < \overline{\text{Flux}} \end{cases}$$

或は

$$\begin{cases} \text{Flux}_d + \text{Flux}_p > 2\overline{\text{Flux}} & \text{且つ } \text{Flux}_d > \text{Flux}_p \text{ の時} \\ \text{Flux}_p > -\text{Flux}_d + 2\overline{\text{Flux}} = \overline{\text{Flux}} + (\overline{\text{Flux}}_d - \text{Flux}_d) & (4.95) \\ \text{Flux}_p > \overline{\text{Flux}} \end{cases}$$

となり、最大面積代表法とパラメータ平均法の何れが真のフラックスに近いかは図4.55と図4.56に示すように定まる。本来式(4.94)と式(4.95)で現される領域は $\text{Flux}_d$ 、 $\text{Flux}_p$ 、 $\overline{\text{Flux}}$ を軸とした3次元のある空間で表されるが、ここではそれを平面に投影した形になっている。図中の陰影の部分がパラメータ平均法の方が精度が良い領域を表している、薄い陰影の部分は式(4.94)の領域を濃い陰影の部分は式(4.95)の領域を表している。この2つの方法の内どちらが真のフラックスに近いかは条件によってしまい、どちらがより真値に近いかを知るには、比較する3つのフラックス全てが既知でなければならないことが難点である。またここで注意しなければならないのはいずれの方法も一般には真値とは一致せず、単に真値により近い方がどちらかを検討したに過ぎないので、この両手法を用いる場合、バイアスが存在していることを念頭においておく必要がある。

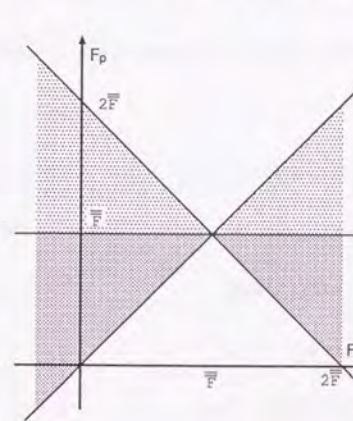


図 4.55: 最大面積代表法とパラメータ平均法の精度の比較。軸を $\text{Flux}_d$ と $\text{Flux}_p$ とした場合。陰影の部分はパラメータ平均法の方が精度が高い領域を示している。薄い陰影の部分は式(4.94)の領域を濃い陰影の部分は式(4.95)の領域を表している。

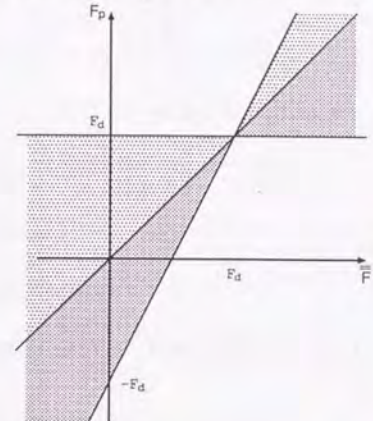


図 4.56: 最大面積代表法とパラメータ平均法の精度の比較。軸を $\overline{\text{Flux}}$ と $\text{Flux}_p$ とした場合。陰影の部分はパラメータ平均法の方が精度が高い領域を示している。薄い陰影の部分は式(4.94)の領域を濃い陰影の部分は式(4.95)の領域を表している。

## モーメント法

これは既に3章で述べたように、領域平均量とその残差で各サブ領域でのフラックスを算定するものである。この手法の利点は全ての領域平均物理量が正しく算定されることであり、熱収支の結果定まる状態量もすべて正しく求まる点にある。ただし、この手法の問題点は式に現れるモーメント項のクロージャー問題がある点である。今までの理論と観測は均一な場からのフラックスばかりが研究されていたが、近年多様な地表面被覆を持つ領域からのフラックスにも関心が持たれはじめ国際的な集中観測が行われ(表2.1)、その結果も公表されつつあると言った程度であり、モーメント項をパラメータライズするに十分なデータが無く解析もできないので、今後の研究の蓄積が期待される所である。



## オブジェクト指向パラメータ法

オブジェクト指向パラメータ法とはパラメータの平均を面積平均とするのではなく、今知りたい物理量(オブジェクト)が正確に算定されるようにパラメータを決定(指向)する方法である。

今顕熱と潜熱の日平均(オブジェクト)が正しく求められるように地表面パラメータを決定することを考える。今  $n$  種の土地被覆がそれぞれ  $s_i$  の面積率である領域を構成していると考え、バルク係数と蒸発効率だけが分布しているとする。オブジェクト指向地表面パラメータについて、バルク係数を  $C_{H,O}$ 、蒸発効率を  $\beta_O$ 、地表面と気温の温度差を  $\delta T_{M,O}$  とすると、

$$\overline{H} = \nu \sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \delta T_{M,i} = \nu C_{H,O} \delta T_{M,O} \quad (4.96)$$

$$\overline{LE} = \nu \sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \beta_i + \tau \sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \beta_i \delta T_{M,i} = \nu C_{H,O} \beta_O + C_{H,O} \beta_O \delta T_{M,O} \quad (4.97)$$

と表される。これを整理すると、

$$C_{H,O} \delta T_{M,O} = \sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \delta T_{M,i} \quad (4.98)$$

$$C_{H,O} \beta_O = \sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \beta_i \quad (4.99)$$

$$C_{H,O} \beta_O \delta T_{M,O} = \sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \beta_i \delta T_{M,i} \quad (4.100)$$

で、3元連立方程式となり、オブジェクト指向地表面パラメータは

$$C_{H,O} = \frac{\left( \sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \beta_i \right) \left( \sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \delta T_{M,i} \right)}{\sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \delta T_{M,i}} \quad (4.101)$$

$$\beta_O = \frac{\left( \sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \beta_i \delta T_{M,i} \right)}{\sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \delta T_{M,i}} \quad (4.102)$$

$$\delta T_{M,O} = \frac{\left( \sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \beta_i \delta T_{M,i} \right)}{\sum_{i=1}^n s_i C_{H,i} \beta_i} \quad (4.103)$$

と表される。

オブジェクト指向地表面パラメータの定義式、式(4.101)と式(4.102)を見れば分かるように、大気側の条件が入ってしまい、同じ領域でも大気の状態が変わると、地表面パラメータも変わることになる。従ってオブジェクト指向地表面パラメータを地表面固有と言う意味でのパラメータでは無くなってしまふ。

また  $\delta T_{M,O}$  は顕熱と潜熱が領域平均として求められるように定めた  $\delta T_{M,O}$  であって、領域平均の値とは一致しない。従ってオブジェクト(ここでは顕熱と潜熱)は観測値と比較して評価できる

が、それを算定するために用いた、 $\delta T_{M,O}$  が正しいかどうかはいかなる観測値とも比較、評価することはできない。なぜなら、 $\delta T_{M,O}$  はオブジェクトが正しく算定されるように定めた量だからである。

このようにこの手法には地表面パラメータという定義の希薄化並びにオブジェクト量以外は評価方法が無いという問題点が生じてしまう。また、ここでは変数と方程式の数が一致したが、振幅まで一致させるとなると、方程式の方が未知変数より多くなり解なしという事態になる。従ってオブジェクト指向パラメータ法には問題が多く、実際に用いるのにはあまり適さないと言える。但し、式(4.101)～式(4.103)が簡略化できれば、有効に利用できるであろう。