

複合的な都市キャノピーを考慮した
メソスケール気象モデルの開発と応用

1999年1月

博士(工学)

岡村 聖

豊橋技術科学大学

①

複合的な都市キャノピーを考慮したメ ソスケール気象モデルの開発と応用

1999年1月
博士(工学)

岡村聖
豊橋技術科学大学

論文要旨

地域規模（例えば、100km 四方）の土地利用の在り方から、都市キャノピー空間（例えば、10km 四方）内の街区構造に至るまで、我々の社会基盤のあり方が、直接、熱環境・大気質環境に大きな影響を与えている。本研究の目的は、省エネルギー・省資源社会を実現するための都市地域構造を知る手段としてメソスケール気象モデルを開発すること、それを利用してより良い熱環境を実現する地域土地利用分布および都市空間構造を調べることである。研究では、まず（１）広域熱環境に与える都市化効果と自然地形の相対的重要度の評価を行ない得られた結果を評価した上で、次いで、（２）都市熱環境に対する都市キャノピー効果を明らかにするために、 $k-\epsilon$ 乱流モデルを組み込んだメソスケール気象モデルに都市キャノピーモデルを導入するとともに、当該キャノピー空間の構造がどう熱環境に影響するかを検討した。以下に、（１）の研究の概観を述べ、次に（２）の研究について言及する。

（１）については、メソスケール気象モデルを濃尾平野を中心とする中部地方に適用し、様々な空間スケールの自然地形が広域の気温場や流れ場の形成にどう関わっているか、それに土地利用分布の改変など人為的な効果がどの程度影響するかを検討した。得られた結果は以下のようなものである。

広域熱環境の制御を行なうには、以下のような特性を見極め考えた上での土地利用計画が必要である。

（i）広域熱環境の背景となる局地風の日変化パターンは（人為的制御が不可能である）自然地形によりほぼ決まる。特に、大規模自然地形の効果に注意する必要がある。例えば、濃尾平野の局地風の場合 100km 以上離れている中部山岳に起因する平地—台地循環のリターンフローに伴う沈降流が平野部上空の大気を加熱する効果が大きく作用し、夏季の濃尾平野の海風が深夜まで続く原因となっている。

（ii）自然地形で大枠が決まる局地風の影響下において、沿岸部の都市化が次のようなメカニズムで内陸部の高温化を進める。① 海風時の陸地の風上側に都市のような高温域があると、内陸側に高温域へと向かう海風とは逆方向の気圧傾度ができるため都市の風下部が弱風域となる、② この弱風のため海風による水平方向輸送が抑えられその場所の大気が加熱し高温域となる、③ 相対的な高温域は海風前線の通過と共に、①～②を繰り返しながら内陸側へ移動する。

（２）以上で、沿岸部の都市域の存在が広域の熱環境にどの程度の影響をどのように与えるかを明らかにできたので、次いで、都市空間内のキャノピー構造と都市部の夏季の高温化の関係等の複雑な現象を明らかにするために、（１）のような広域スケールから決まる平均気温、平均風速等に対して、都市キャノピーの存在がどのようにキャノピー内および上空大気に影響を及ぼすかを調べるためのモデルの開発を行なった。すなわち、高さ方向への分布を持った植生及び都市建造物群等が様々な割合で混在する場合の熱、運動量、水蒸気輸送への影響をパラメタライズする方法について検討し、複合的なキャノピー構造を解像できるモデルを開発した。これには植物や建物の LAI、植物の土壌水分の利用可能性、建物の壁体への蓄熱効果、太陽高度の変化、キャノピーの短波、長波放射に対する応答もモデル化されている。

モデルシミュレーションを行ない広範な感度解析から以下の結果を得た。

キャノピーモデルによるシミュレーションは、建築物の存在は大気への顕熱フラックスを増やすが、植生の存在は逆にこれを減らすという妥当な結果を再現し、モデル化の妥当性が示された。植生の気候緩和効果を調べるために、被覆率 60%の建物キャノピーに、10%の植生を導入したところ、キャノピートップにおける顕熱フラックスの最大値を 23%減少させた。この値は植生の種類、LAI、気象条件等によって変わってくるものであるが、鉛直方向に分布する葉の蒸散の効果は、単純に敷地面積からは決まらないことを示唆しており、キャノピーモデルの有効性が示された。

（２）で提案されたキャノピーモデルを用いて 3 次元のシミュレーションを行なうことで、水平方向の移流効果を含めた都市スケール特有の現象を評価することが可能となった。

Development of a meso-scale meteorological model with complex urban canopy and its application to the planning of atmospheric environment.

Kiyoshi Okamura

ABSTRACT

Atmospheric environment, consisting of air flow, temperature, humidity, air quality, etc., can be largely influenced by the form of social infrastructure in various scales, from land use planning in regional scale to the structure of street canyon in urban area. Main purpose of this thesis is to develop a mesoscale meteorological model for use in urban and regional planning which aims to change current urban and regional forms to those energy-saving and sustainable.

In the thesis, first, the meso-scale meteorological model was developed and applied to the central Japan to quantify the effects of large-scale mountains, urban area, and rice-paddy field on thermal environment in the Nohbi plain.

Secondly, the model was further extended so that it can express the effects of sub-grid scale urban canopy on grid-scale mean variables. The model takes into account LAI (Leaf Area Index) for building and vegetation, availability of water in the soil layer by vegetation, heat storage of buildings, change of solar radiation flux due to the change of angle between solar radiation and building's roof and wall, fluxes of short and long wave radiations in canopy, etc.

Major findings obtained through simulations of the model are as follows.

- (1) The Japanese Alps, which are the topographic feature in central Japan and are located far from the Nohbi Plain, around 100-200km away, gave the most important influence on the wind over the plain area. The effect of the high mountains on the wind was caused by heating of air mass over the plain due to weak subsidence associated with the return flow of the plain-pateau circulation. The urbanization in Nohbi Plain showed little significant effect on the diurnal flow pattern.
- (2) The mechanism of the formation of an inland high-temperature zone associated with coastal urbanization under sea-breeze situations has been explained: an urban area, as a local heat source, placed in the topographically induced sea-breeze/valley wind, forms a weak wind zone at the downwind side of the urban area due to the pressure gradient adverse to sea breeze. In the weak wind convergence zone, the mixed layer rapidly develops and the air mass is strongly heated there from the surface before the arrival of the sea breeze. This high temperature zone moves inland with an advancing sea-breeze front.
- (3) The urban canopy model could reproduce typical temporal change of heat fluxes in sunny days over urban canopy with and without vegetation: During consecutive sunny days, daytime sensible heat flux did not show rapid increase from day to day over the modeled urban canopy with vegetation. Analysis of the model simulation clearly indicated this was due to the vegetation's ability to subtract water in deep soil layer and to use it for evapo-transpiration. Another interesting feature found in the simulation with the vegetation case was that vegetation canopy forms cool island through development of relatively cool mixed layer with large turbulence, associated with drag and strong wind shear by vegetation, and small sensible heat flux from the canopy to upper layer.

目 次

1	序論	13
1.1	本研究の背景と目的	13
1.2	本論文の構成	15
	参考文献	16
2	支配方程式系	17
2.1	概説	17
2.2	乱流モデルの分類	17
2.3	大気境界層解析に乱流モデルを適用した既往の研究	20
2.4	$k-\varepsilon$ 乱流モデル	21
2.4.1	大気境界層に適用した $k-\varepsilon$ 乱流モデルの導出	21
2.4.2	$k-\varepsilon$ 方程式のモデルパラメーター	25
2.5	まとめ	26
	参考文献	26
3	数値解法	30
3.1	概説	30
3.2	支配方程式系の大気境界層への適用	30
3.3	地形に沿った座標系の適用	32
3.4	境界条件	35
3.5	離散化の方法	38
3.6	まとめ	43
	参考文献	43
4	地域熱環境に対する自然地形効果の定量化	45
4.1	概説	45
4.2	気象数値モデル	45
4.2.1	基礎方程式系	45
4.2.2	地表面境界条件及び計算条件	47
4.3	濃尾平野・伊勢湾域における海陸風場の特性	48
4.4	シミュレーションケース	50
4.5	シミュレーション結果と解析	51
4.5.1	海陸分布－海岸線の形状が濃尾平野の流れに及ぼす効果	51
4.5.2	濃尾平野を囲む近隣の山岳が流れに及ぼす効果	53
4.5.3	中部山岳等の大規模地形が濃尾平野の流れ場に与える影響	56
4.5.4	濃尾平野・伊勢湾域の代表的地点における風の日変化と地形効果	61
4.6	まとめ	63

参考文献	64
5 地域熱環境に対する都市化効果の定量化	66
5.1 概説	66
5.2 気象モデル	67
5.3 シミュレーションケース	67
5.4 シミュレーション結果と考察	68
5.4.1 都市域の影響	68
5.4.2 水田の影響	79
5.5 まとめ	80
参考文献	81
6 都市熱環境に対する都市キャノピー効果の定量化	82
6.1 概説	82
6.2 数値モデル	82
6.2.1 支配方程式	82
6.2.2 植生キャノピー	84
6.2.3 建物キャノピー	88
6.2.4 放射	90
6.2.5 地表面および土壌層	93
6.3 シミュレーションケース	97
6.4 結果および考察	101
6.4.1 キャノピー層から上空大気へ向かう熱フラックスと土中の水分量の関係	101
6.4.2 建物の蓄熱体としての効果	108
6.4.3 人工廃熱の影響	111
6.4.4 大気境界層の性状に及ぼす影響	111
6.5 まとめ	117
参考文献	118
7 メソスケール気象モデルの応用	
－ 中部地方の夏季局地風場における O_3 の生成と輸送の3次元特性 －	121
7.1 概説	121
7.2 数値モデル	121
7.2.1 メソスケール気象モデル	121
7.2.2 輸送・反応・沈着モデル	122
7.3 モデル・データ	123
7.4 シミュレーションケース	128
7.5 結果	128
7.5.1 計算された流れ場	128

7.5.2	O_3 濃度の鉛直分布と長距離輸送	131
7.5.3	庄内川、木曽川沿いの O_3 輸送の追跡	134
7.5.4	O_3 濃度その他に対する植物起源炭化水素の影響	135
7.5.5	濃尾平野における O_3 濃度の各種排出源強度に対する感度	141
7.6	まとめ	143
	参考文献	144

8	結論	146
---	--------------	-----

目 次

3.1	離散化に用いたスタaggerドグリッド。ハッチングはスカラー量のコントロールボリュームを示す。	42
4.1	典型的な海陸風日: 1985 年 5 月 17 日 (森ら, 1994) おける観測地上風の日変化。(a) 1200LST, (b) 1500LST, (c) 1800LST, (d) 2100LST。(b) の白抜きの円はそれぞれ伊勢湾、知多半島、渥美半島の代表点を表す (図 4.2 参照)。	49
4.2	Case 1 と 2 の計算領域。南西端と北東端の緯度傾度は、それぞれ、(34.5° N, 164.4° E) と (35.7° N, 137.4° E) である。等高線の最低値は 100m、等高線間隔は 100m である。	50
4.3	Case 3 と 4 の計算領域。南西端と北東端の緯度傾度は、それぞれ、(33.4° N, 134.9° E) と (37.7° N, 141.3° E) である。破線で囲まれた領域は図 4.2 と一致する。等高線の最低値は 250m、等高線間隔は 250m である。	51
4.4	1800LST における地上 10m の計算風と温位。(a) Case 1, (b) Case 3 (切り出された領域), Case 3 (領域全体)。	52
4.5	伊勢湾、知多半島、渥美半島での 1500LST における観測風と計算風の比較。地点は、図 4.1 の白抜きの○である。	53
4.6	図 4.4 と同じ、但し 1500LST。(a) Case 1, (b) Case 2, (c) Case 4 (切り出された領域), (d) Case 4 (領域全体)。	54
4.7	図 4.4 と同じ、但し 2100LST。(a) Case 2, (b) Case 4 (切り出された領域), (c) Case 4 (領域全体)。	55
4.8	Case 4 の 1500 および 2100LST で計算された温位の鉛直分布。地点 A, B, C, D は図 4.6b に示されている。	57
4.9	Case 4 における 1500 および 2100LST での海陸気圧差の鉛直分布。A 点での ΔP は、(A 点での気圧) - (D 点での気圧) である。	58
4.10	図 4.3 の $X=176\text{km}$ での南北鉛直断面における Case 4、1500LST の計算風および温位。上向き矢印で挟まれる部分は図 4.2 の Y 軸と一致する。	59
4.11	Case 4 と Case 2 の間の 1500 および 2100LST での海陸温位差の鉛直分布。A 点での $\Delta \Theta.\text{DIFF}$ は、Case 4 の (A 点での温位 - D 点での温位) - Case 2 の (A 点での温位 - D 点での温位) である。	60
4.12	図 4.9 と同じ、但し Case 2。	60
4.13	計算風と観測風のホドグラフの比較。ホドグラフは、900LST で始まり 2400LST で終わる。	62
5.1	名古屋における“熱帯夜”の数の経年変化。熱帯夜は最低気温が 25°C を超える夜を意味する。	66
5.2	濃尾平野/伊勢湾域の土地利用分布。Case 2 で適用される。	68

5.3	Case 1 について計算された地表レベルの風速および温位場: (a) 1200, (b) 1300, (c) 1400LST。	69
5.4	図 5.3 と同じ、ただし Case 2。図中の黒抜きの点は、温位の鉛直分布の時間変化についての考察で使用される。	70
5.5	気象データ (地上レベルでの風速と温度) の観測地点。図中の南西端と北東端を結ぶ対角線は後の考察に使用される。	71
5.6	観測 (等値線) と計算 (階調) の地表レベルにおける温度の分布: (a) 1200, (b) 1300, (c) 1400LST。	72
5.7	図 5.5 で示された対角線上の Case 2 における風速と温位の鉛直断面図; (a) 1200, (b) 1300, and (c) 1400 LST。図中の上向き矢印は、温位の鉛直分布の時間変化についての考察で使用される。	73
5.8	計算された温位 (Case 2) の鉛直分布の時間変化。計算地点は図 5.4 と図 5.7 で表わされている。この地点は、1300LST に海風が到達したことを示している。	74
5.9	図 5.7b と同じ、ただし Case 1。	74
5.10	1200LST における図 5.5 で示された対角線に沿う方向の移流顕熱フラックスの鉛直断面図; (a) Case 1, 及び (b) Case 1。	75
5.11	図 5.10 と同様、ただし鉛直方向の顕熱フラックス。	76
5.12	図 5.5 で示された対角線上の圧力分布。圧力は伊勢湾上の圧力で無次元化されている。	77
5.13	図 5.5 で示された対角線上のケース間差の鉛直断面。(a) 温位、すなわち、(Case 2 の Θ - Case 1 の Θ) と (b) 風速 (温位と同様)。	78
5.14	図 5.13a と同様、ただし 1400LST。	78
5.15	1500LST における地表レベルでの Case 1 と Case 2 のケース間差; (a) 温位差, (b) 風速差。	79
5.16	図 5.15 と同じ、ただし 2100LST。	80
6.1	植生キャノピーの概念図; (a) 葉と葉の部分以外の表面積密度, (b) LAI (Leaf Area Index)。	84
6.2	建物キャノピーの概念図; (a) 屋上面と側壁面の表面積密度, (b) LAI (単位面積上にあるビル表面の総面積)。	89
6.3	C1 から C7 のケースに対する (a) 顕熱フラックスと (b) 潜熱フラックスの日変化。正の値は上向きフラックス、負の値は下向きフラックスを表わす。	102
6.4	土壌水分の日変化: (a) 深さ 1.28cm、(b) 深さ 13.86cm である。	103
6.5	地表面の熱収支: (a) C1 (裸地), (b) C2 (森林 60%), および (c) C5 (建物 60%)。 $-Q_S^*$ は正味放射量、 Q_H は顕熱フラックス、 Q_E は潜熱フラックス、および $-Q_G$ は地中へ向かう熱フラックスを示す。	104
6.6	図 6.3 と同様、ただし C5, C21 および C22。	105
6.7	Case 2 における気孔コンダクタンスの時間変化。	106

6.8	Case 2 の気孔コンダクタンスに及ぼす環境変数の寄与度。 $f(\psi_l)$, $f(T)$, $f(T_a, e_a)$ は、それぞれ、葉の水分ポテンシャル (ψ_l)、葉の温度 (T) および大気の飽和水蒸気圧と水蒸気圧の差 (飽差, $[e_*(T_a) - e_a]$) の影響に対する調整ファクターを表す。	106
6.9	神田 (1997) のシミュレーション結果。左の図は気孔コンダクタンスの時間変化、右の図はその調整ファクターを表す。	107
6.10	図 6.3 と同様、ただし (a) C5, (b) C41, (c) C44, および (d) C47。	108
6.11	最上階での熱バランス: (a) C5, (b) C41, (c) C44, および (d) C47。 Q_H は顕熱フラックス、 $-Q_{roof}$ は建物へ向かう熱フラックス および $-Q_{net}$ は 正味放射量 を示す。	109
6.12	地上 2m における温度の日変化: (a) C5, (b) C61, および (c) C64。	111
6.13	1400LST での (a) 温位、(b) 乱流運動エネルギー (TKE) の鉛直分布。	112
6.14	図 6.13 と同様、ただしキャノピー部分の拡大図。	113
6.15	1400LST における (a) C1, (b) C2, (c) C5 に対する TKE 方程式各項の鉛直分布。M1 は時間変化項、M2 は乱流拡散項、M3 は Drag による生成項、M4 はシアー生成項、M5 は浮力生成項、M6 は散逸速度である。	113
6.16	図 6.15 と同様、ただし下層部分の拡大図。	114
6.17	図 6.13 と同様、ただし一般風が 5 ms^{-1} のケースを含む。	114
6.18	図 6.17 と同様、ただしキャノピー部分の拡大図。	115
6.19	図 6.15 と同様、ただし (a) C8, (b) C9, および (c) C12。	115
6.20	図 6.16 と同様、ただし (a) C8, (b) C9, および (c) C12。	116
6.21	顕熱フラックスの鉛直プロファイル: (a) 大気境界層全体 および (b) 地表付近。	116
7.1	解析対象日の地上天気図	124
7.2	計算領域: (a) 全対象領域, (b) 濃尾平野等の拡大図。図 7.2a の A, B, C, および D は高層気象観測地点を示す。図 7.2b の A から Z は地上観測点を示す。白抜きの円はパイロットバルーンおよびレーウィンゾンデによる観測点を示す。* は航空機のスパイラル飛行による観測点を示す。	124
7.3	排出源分布: (a) イソプレン, (b) α -ピネン。	125
7.4	計算および観測地上風の日変化パターン: B (市衛生研究所), D (志多見), E (多治見) および G (中津川) であり、地点は 7.2 に示されている。	129
7.5	計算された流れ場: (a) 地上風 (地上 10m), (b) および (c) 海拔高度 500m および 1000m での上層風、ただし 7 月 26 日 0 時。図 7.5d, e, f は 図 7.5a, b, c と同様、ただし 7 月 27 日 15 時。	130

- 7.6 尾張一宮 (図 7.2b における Q) を通る O_3 の南北断面図。 (a) 14, (b) 16, (c) 18 JST 7 月 26 日, (d) 00, 8e) 10, (f) 12, (g) 16 JST 7 月 27 日および (h) 00 JST 7 月 28 日。 132
- 7.7 伊勢湾上空で観測および計算された O_3 の鉛直分布: (a) case741rxvv, (b) case742rxvv。 図 7.2b における伊勢湾上の * が観測地点を示す。 134
- 7.8 庄内川、木曽川沿いの観測点での O_3 の日変化: (a) B (Shieisei), (b) D (Shidami), (c) E (Tajimi), (d) G (Nakatsugawa)。 135
- 7.9 濃尾平野の各所での O_3 濃度: 破線 (case 741rxvv : Biog-NMHCs あり), 実線 (case 741rx : Biog-NMHCs なし)。 136
- 7.10 7 月 27 日の各点での日最高 O_3 濃度の分布図、但し Bio-NMHCs あり (case 741rxvv): (a) 地表レベル, (b) 高度 500 m, (c) 高度 1200 m。 図中灰色に塗り潰してある部分は、当該高度に山岳が存在することを意味する。 136
- 7.11 図 7.10 と同じ、但し Bio-NMHCs なし (case 741rx)。 図中灰色に塗り潰してある部分は、当該高度に山岳が存在することを意味する。 138
- 7.12 27 日午前 0 時、1500 m 面での Bio-NMHCs による O_3 濃度: (a) 増加分 (case 741rxvv - case 741rx), (b) 絶対値 (case 741rxvv)。 図中灰色に塗り潰してある部分は、当該高度に山岳が存在することを意味する。 139
- 7.13 7.12 と同様、但し物質は硝酸。 図中灰色に塗り潰してある部分は、当該高度に山岳が存在することを意味する。 140
- 7.14 人為炭化水素排出源強度に対する濃尾平野の各点における日最高 O_3 濃度。 142
- 7.15 図 7.14 と同様、但し人為 NO_x 源に対する感度。 143

表 目 次

2.1	本研究で用いるパラメーター値	26
3.1	土地利用形態パラメーター	37
3.2	東西方向の格子点	40
3.3	南北方向の格子点	40
3.4	鉛直方向の格子点	41
4.1	シミュレーションケース	50
5.1	シミュレーションケース	67
6.1	シミュレーションケース (植生あるいは建物が単体で存在する場合)	97
6.2	シミュレーションケース (植生と建物が混合体で存在する場合)	97
6.3	シミュレーションケース (建物の蓄熱効果に注目したケース)	98
6.4	シミュレーションケース (人工廃熱の影響に注目したケース)	98
6.5	初期条件	99
6.6	上方境界条件	100
6.7	キャノピーモデルの鉛直格子構造	100
6.8	土壌層の鉛直構造	101
6.9	建物内の格子構造	101
7.1	図 7.2b の領域に対する排出源の概要。	126
7.2	計算で使用したイソプレン、 α -ピネンと OH 、 O_3 等との反応式。	127
7.3	シミュレーションケース	128

主な記号

a_L	: 植生の葉の表面積密度	(m^2m^{-3})
a_R	: 建物の屋根面の表面積密度	(m^2m^{-3})
a_S	: 植生の葉以外の部分の表面積密度	(m^2m^{-3})
a_W	: 建物の側壁面の表面積密度	(m^2m^{-3})
B_ℓ	: 室内実験から決定された経験定数	$(-)$
C_d	: キャノピーに対する抗力係数	$(-)$
C_g	: 土壌の比熱	$(Jkg^{-1}K^{-1})$
C_{gU}	: コンクリートの比熱	$(Jkg^{-1}K^{-1})$
C_{hp}	: 顕熱のバルク輸送係数	$(-)$
C_p	: 定圧比熱	$(Jkg^{-1}K^{-1})$
$c_\mu, c_{1\varepsilon}, c_{2\varepsilon}, c_{3\varepsilon}$: $k - \varepsilon$ モデルのモデルパラメーター	$(-)$
e	: 水蒸気圧	(Pa)
e_*	: 飽和水蒸気圧	(Pa)
E_P	: 植生から大気への水蒸気フラックス	$(kgm^{-2}s^{-1})$
E_S	: 表層土壌からの水蒸気フラックス	$(kgm^{-2}s^{-1})$
f_h	: 土壌表面での大気の相対湿度	$(-)$
$F_{s,\downarrow}$: 葉の表面に入射する PAR (光合成活性放射) フラックス	(Wm^{-2})
$f(\psi_l)$: 気孔抵抗における葉の水分ポテンシャルの影響に対する調整ファクター	$(-)$
$f(T)$: 気孔抵抗における葉の温度の影響に対する調整ファクター	$(-)$
$f(T_a, e_a)$: 気孔抵抗における大気の飽和水蒸気圧と水蒸気圧の差 (飽差, $[e_*(T_a) - e_a]$) の影響に対する調整ファクター	$(-)$
G_S	: 地中への熱フラックス	(Wm^{-2})
G_U	: 建物内部への熱フラックス	(Wm^{-2})
g	: 重力加速度	(ms^{-2})
H	: 計算領域上端の平均海面からの高さ	(m)
h	: キャノピートップの高さ	(m)
H_P	: 植生から大気への顕熱フラックス	(Wm^{-2})
H_S	: 地表面から大気への顕熱フラックス	(Wm^{-2})
H_U	: 建物から大気への顕熱フラックス	(Wm^{-2})
ΔH	: 計算領域の鉛直方向の高さ	(m)
K	: 土壌の透水係数	(ms^{-1})

K_G	: 土壌の熱拡散係数	(m^2s^{-1})
K_U	: コンクリートの熱拡散係数	(m^2s^{-1})
k	: 乱流運動エネルギー	(m^2s^{-2})
L	: Monin Obukohv 長さ	(m)
ℓ	: 水の気化潜熱	(Jkg^{-1})
\hat{p}	: 圧力の瞬間値	(Pa)
p	: 平均化された圧力	(Pa)
p'	: 圧力の変動量	(Pa)
p_0	: 圧力の基準値	(Pa)
\hat{Q}	: 比湿の瞬間値	(kg_{water}/kg_{air})
Q	: 平均化された比湿	(kg_{water}/kg_{air})
q	: 比湿の変動量	(kg_{water}/kg_{air})
Q'	: 比湿の変動量	(kg_{water}/kg_{air})
Q_w	: 液体水のフラックス	$(kgm^{-2}s^{-1})$
R_*	: 乾燥空気の気体定数	$(m^2s^{-2}K^{-1})$
R_i	: Richardson 数	$(-)$
R_N	: キャノピーが存在しない場合 (オープンスペース) の長波放射フラックス	(Wm^{-2})
R_P	: 植生キャノピー空間の長波放射フラックス	(Wm^{-2})
R_U	: 建物キャノピー空間の長波放射フラックス	(Wm^{-2})
r_d	: 空気力学的抵抗	(sm^{-1})
r_s	: 気孔抵抗	(sm^{-1})
r_{surf}	: 裸地面抵抗	(sm^{-1})
S	: 短波放射フラックス	(Wm^{-2})
S_P	: 植生キャノピー空間の短波放射フラックス	(Wm^{-2})
S_U	: 建物キャノピー空間の短波放射フラックス	(Wm^{-2})
\hat{T}	: 気温の瞬間値	(K)
T	: 平均化された気温	(K)
T'	: 気温の変動量	(K)
T_G	: 土壌の温度	(K)
T_S	: 地表面温度	(K)
\hat{T}_v	: 仮気温の瞬間値	(K)
T_v	: 平均化された仮気温	(K)
T_v'	: 仮気温の変動量	(K)
\hat{U}_i	: 風速成分の瞬間値	(ms^{-1})

U_i	: 平均化された風速成分	(ms^{-1})
u_i	: 風速成分の変動量	(ms^{-1})
U	: 平均化された風速成分 (東西方向)	(ms^{-1})
u_*	: 摩擦速度	(ms^{-1})
V	: 平均化された風速成分 (南北方向)	(ms^{-1})
W	: 平均化された風速成分 (鉛直方向)	(ms^{-1})
x_i	: 座標系 (直交座標)	(km)
x	: 東西方向の座標系 (直交座標)	(km)
y	: 南北方向の座標系 (直交座標)	(km)
z	: 鉛直方向の座標系 (直交座標)	(m)
z_0	: 風速成分に対する粗度長	(m)
z_g	: 地表面の平均海面からの高さ	(m)
α	: 水平方向の拡散係数を決める定数	$(-)$
α_{cv}	: 強制対流熱伝達率	$(Jm^{-2}s^{-1}K^{-1})$
β	: 体積膨張率	$(ms^{-2}K^{-1})$
γ	: 建物の側壁面積への流れに対する抗力の有効度	$(-)$
δ_{ij}	: クロネッカー・デルタ	$(-)$
ε	: 乱流運動エネルギーに対する消散率	(m^2s^{-3})
ε_e	: 地表面の長波放射率	$(-)$
ε_{ijk}	: 交代テンソル	$(-)$
ζ	: 無次元化された鉛直方向の高さ	$(-)$
η	: 南北方向の座標系 (地形に沿った座標系)	(km)
η_P	: 植生の被覆率	$(-)$
η_U	: 建物の被覆率	$(-)$
Θ	: 平均化された温位	(K)
$\hat{\Theta}$: 温位の瞬間値	(K)
θ	: 温位の変動量	(K)
θ_w	: 土壌の体積含水率	$(-)$
$\hat{\Theta}_v$: 仮温位の瞬間値	(K)
Θ_v	: 平均化された仮温位	(K)
κ	: カルマン定数	$(-)$
λ	: 大気 of 熱伝導率	(m^2s^{-1})
ν	: 動粘性係数	(m^2s^{-1})
ν_t	: 渦拡散係数	(m^2s^{-1})

ν_{tv}	: 鉛直方向の渦拡散係数	(m^2s^{-1})
ν_{th}	: 水平方向の拡散係数	(m^2s^{-1})
ξ	: 東西方向の座標系 (地形に沿った座標系)	(km)
Π	: 平均化されたエクスナー関数	$(-)$
$\hat{\rho}$: 大気の密度 (瞬間値)	(kgm^{-3})
ρ	: 平均化された大気の密度	(kgm^{-3})
ρ'	: 大気の密度の変動量	(kgm^{-3})
ρ_g	: コンクリートの密度	(kgm^{-3})
ρ_w	: 水の密度	(kgm^{-3})
σ	: 鉛直方向の座標系 (地形に沿った座標系)	$(-)$
σ_T	: 乱流プラントル数	$(-)$
σ_k	: k に対する拡散パラメター	$(-)$
σ_ε	: ε に対する拡散パラメター	$(-)$
ϕ_m	: 接地層における無次元普遍関数 (運動量)	$(-)$
ϕ_h	: 接地層における無次元普遍関数 (熱輸送)	$(-)$
ψ	: 毛管ポテンシャル	(m)
ψ_m	: ϕ_m の積分値	$(-)$
ψ_h	: ϕ_h の積分値	$(-)$

1 序論

1.1 本研究の背景と目的

地域規模（例えば、100km 四方）の土地利用の在り方から、都市キャノピー空間（例えば、10km 四方）内の街区構造に至るまで、我々の社会基盤のあり方が、直接、熱環境・大気質環境に大きな影響を与えている。本研究の目的は、省エネルギー・省資源社会を実現するための都市地域構造を知る手段としてメソスケール気象モデルを開発すること、それを利用してより良い熱環境を実現する地域土地利用分布および都市空間構造を調べることである。

以下に、本研究で対象とするメソスケールの定義と、大気中で起こっている様々な空間スケールを持つ現象の中でのメソスケール気象の位置づけ及びいくつかの例を示す（小倉, 1998 から引用）。

気象学では水平スケールが約 2km から 2000km の現象をメソスケール気象という。天気図に見られる温帯低気圧や移動性高気圧など、水平スケールが数千 km 程度の現象を扱う総観気象学に比べて、メソスケール気象学の歴史は浅い。メソスケール気象には我々の身近で、しかも気象災害を起こしやすい気象が含まれている。近年社会の高度化、複雑化に伴い、これまで以上に木目細かい局地天気予報の精度向上が社会的に要請されているが、そのためにはメソスケール気象の知識の蓄積が必要である。メソスケールは、更に、メソ α スケール、メソ β スケール、メソ γ スケールに細分化される。メソ α 気象は水平スケールが 200~2000km の気象現象であり、梅雨前線上に約 1000km の間隔で出現する小低気圧、熱帯低気圧や台風などがある。メソ β 気象は水平スケールが 20~200km の気象現象であり、海陸風や山谷風、ヒートアイランド現象、各地の特有の地形に応じて吹く局地風などがある。メソ γ 気象は水平スケールが 2~20km の気象現象で、積雲や孤立した積乱雲などがその例である。

本研究では、地域規模および都市規模の熱環境や大気汚染の動態を考える上で基礎的な背景を与える、メソ β スケールの気象現象に注目し、以後特に断りが無い限りメソ β スケールをメソスケールと記述する。

研究では、まず（１）広域熱環境に与える都市化効果と自然地形の相対的重要度の評価を行ない得られた結果を評価した上で、次いで、（２）都市熱環境に対する都市キャノピー効果を明らかにするために、 $k-\epsilon$ 乱流モデルを組み込んだメソスケール気象モデルに都市キャノピーモデルを導入するとともに、当該キャノピー空間の構造がどう熱環境に影響するかを検討する。さらに（３）でこのモデルの一つの応用について述べる。以下に、（１）～（３）の研究の概観を述べる。

（１）日本では大都市の多くが海洋の沿岸部に位置しており、耐え難い夏季の高温化は、弱い気圧傾度の高気圧に覆われ、晴天で一般風が弱く、海陸風などの局

地風が発達するような日に多く報告されている。北田ら (1991) は、このような日本の沿岸部に特徴的な気象場の下での、都市化の進展と地域熱環境の関係を、名古屋を中心とした濃尾平野を対象に、気温、風、湿度等の観測データを利用して気温場の日変化を比較を行った。また、Kitada (1987) は、地域熱環境や大気汚染物質の輸送を考える上で重要となる大気境界層の日変化を予測するために、乱れの動的な特徴についても解析可能な $k-\epsilon$ 乱流モデルを組み込んだメソスケール気象モデルの大気境界層への適用を行った。更に高木と北田 (1994) により、実測値再現の過程を通したモデルパラメータの詳細な検討がなされた。本研究では、まず、これらの研究を踏襲および発展させ、 $k-\epsilon$ 乱流モデルを組み込んだメソスケール気象モデルを濃尾平野を中心とする中部地方に適用し、様々な空間スケールの自然地形が広域の気温場や流れ場の形成にどう関わっているか、それに土地利用分布の改変など人為的な効果がどの程度影響するかを検討する。

(2) (1) で沿岸部の都市域の存在が広域の熱環境にどの程度の影響をどのように与えるかを明らかにした上で、次いで、都市空間内のキャノピー構造と都市部の夏季の高温化の関係等の複雑な現象を明らかにするために、(1) のような広域スケールから決まる平均気温、平均風速等に対して、都市キャノピーの存在がどのようにキャノピー内および上空大気に影響を及ぼすかを調べるためのモデルの開発を行なう。

現在までに開発されたメソスケール気象モデルは、大気最下層部で鉛直方向に複雑な構造を持たないものが主流であった。都市構造と夏季高温化の関係等の複雑な都市スケールの現象を明らかにするためには、高さ方向に分布を持つ複合的なキャノピー構造を解像できるモデルの開発が必要となる。植生に対するモデル化は、Simple Biosphere Model (Sellers et.al., 1986; 以下 SiB と表記する) が有名で、土壌-植物-大気間の水分移動等、植物の生理機能が細かくモデル化されているが、GCM (atmospheric general circulation model) を対象としたモデルであり、群落全体を1枚の大きな葉 (BIG LEAF) と見立てているため、キャノピー内の鉛直構造は単純化されている。ここで、GCM とは大気大循環モデルのことであり、地球規模の大気循環を再現することを目的としたモデルのことである。キャノピー内に鉛直構造を持つモデルは、植生に対して、Yamada (1982)、神田ほか (1997)、都市キャノピーに対して、Uno et al. (1989)、Vu Thanh Ca et al. (1995)、近藤ほか (1998)、他の研究が見られる。これらのモデルは植生、都市両キャノピーどちらか一方に注目しているため、都市への植生導入効果を定量的に知ることはできない。

従って、(2) では、高さ方向への分布を持った植生及び都市建造物群等が様々な割合で混在する場合の熱、運動量、水蒸気輸送への影響をパラメタライズする方法について検討し、複合的なキャノピー構造を解像できるモデルを開発する。これには植物や建物の LAI、植物の土壌水分の利用可能性、建物の壁体への蓄熱効果、太陽高度の変化、キャノピーの短波、長波放射に対する応答もモデル化される。

(3) また、メソスケール気象モデルの応用例として、気象モデルによって推定された流れ、温度、拡散場を用いて、数日間の大気汚染物質の輸送・反応・沈着モデルのシミュレーションを中部地方全域について行い、航空機観測結果等との比較を通して、特にオゾンの挙動について検討する。

将来的には局地的な地域気象特性を見極めた上で土地利用計画を行なうべきであり、その場合の有用な予測ツールと成りうる気象数値モデルの提案を(1)～(3)の研究を通して行う。

1.2 本論文の構成

本論文は、序論と結論を含め8章から構成される。以下、各章の構成について述べる。1章では研究の背景、目的を示す。

2章では、乱流モデルについて概観する。大気境界層に乱流モデルを適用した既往の研究について述べ、乱流モデルにおける $k-\epsilon$ モデルの位置づけと有効性を示す。

3章では、本研究で使用する数値計算法について示し、支配方程式系、境界条件および離散化の方法について説明する。

4章以降で、メソスケール気象モデルを用いた数値計算の結果を元に、観測結果との比較を通じた解析や広範な感度解析を行う。

4章では、メソスケール気象モデルを中部地方全域を含む領域(約500km四方)に適用し、濃尾平野(約100km四方)の局地風に対する様々なスケールの地形効果について述べる。

5章では、引き続きメソスケール気象モデルを中部地方全域を含む領域に適用し、濃尾平野の局地風と気温場に与える都市化の影響について述べる。

4章および5章では、数百km四方の大領域における流れ、気温等に対する地形の影響と土地利用変化の影響に注目したが、続く6章では、大都市であれば中心地域をちょうどカバーするような規模(約10km四方)に注目する。このスケールでは、大気最下層部に存在する都市キャノピーや植生キャノピーの存在が重要になる。本章では、1つのグリッド内(1km四方)の土地利用構造を、建物群、植生群、裸地に分け、高さ方向に分布を持つ複合的なキャノピー構造を解像できるモデルを開発、適用し都市熱環境に対する都市キャノピー効果を明らかにする。

また、7章では、メソスケール気象モデルの応用例として、気象モデルによって推定された流れ、温度、拡散場を用いて、数日間の大気汚染物質の輸送・反応・沈着モデルのシミュレーションを中部地方全域を含む領域で行い、航空機観測結果等との比較を通して、特に O_3 の挙動について検討する。気象モデルについては、計算結果を現況に近づけるため、県の大気環境測定局、アメダス等の地上風と観測上層風をナッジングにより計算に取り込んだモデルを開発、適用する。

8章では、本研究を総括する。

参考文献

- 神田 学、森脇 亮、横山 仁、浜田 崇, 1997b: 明治神宮の森の気候緩和機能・大気浄化機能の評価 (2) 森林環境気象モデルによるシミュレーション, 天気, **44**, 723-731.
- Kitada, T., 1987: Turbulence transport of sea breeze front and its implication in air pollution transport -application of $k-\epsilon$ turbulence model-. *Boundary Layer Meteorology*, **41**, 217-239.
- 北田敏廣、国井克彦、久保田庄三, 1991: 地域規模の土地利用変化に伴う大気環境変化－濃尾平野の10年間(1975-1985)を例に. 衛生工学研究論文集, **27**, 117-127.
- 北田敏廣, 1994: 大気循環に配慮した都市計画. 都市計画, **43**, 15-24.
- 近藤裕昭, 劉 発華, 1998: 1次元都市キャノピーモデルによる都市の熱環境に関する研究, 大気環境学会誌, **33**, 179-192.
- 小倉義光偏, 1998: 気象科学辞典, 東京書籍, 637pp.
- Sellers, P. J., Y. Mintz, Y. C. Sud, and A. Dalcher, 1986: A Simple Biosphere Model (SiB) for use within general circulation models. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 505-531.
- 高木久之、北田敏廣, 1994: ドップラーソーダによる大気境界層下部の乱れの鉛直分布とその $k-\epsilon$ 乱流モデルによる解析, 天気, **41**, 827-846.
- Uno, I., H. Ueda and S. Wakamatsu, 1989: Numerical modeling of the nocturnal urban boundary layer, *ibid.*, **49**, 77-98.
- Vu T. C., T. Asaeda, M. Ito, and S. Armfield, 1995: Characteristics of wind field in a street canyon. *J. Wind Eng. Indust. Aerodynamics*. **57**, 63-80.
- Yamada, T, 1982: A numerical model study of turbulent air flow in and above a forest canopy, *J. of the Meteor. Soc. of Japan*, Vol. 60, 439-454.

2 支配方程式系

2.1 概説

高度 0.5~2km 程度以下の層は大気境界層と呼ばれている。この層では地表面の作用と熱的な作用によって乱流が発生し、気温や風速などは激しく変動している。このような乱れを持つ境界層の日変化を予測するには、何らかの乱流モデルを組み合わせることが必要となる。本章では、乱流モデルの分類や既往の研究を概観することを含め、大気境界層予測に必要となる乱流モデルについて説明する。乱流モデルについては、高木 (1996) が詳しくまとめており、本章の多くを参考にさせて頂いた。

2.2 節では、乱流モデルの分類から大気境界層を対象とした場合の $k-\varepsilon$ 乱流モデルの位置づけについて示し、2.3 節では、大気境界層予測に乱流モデルを適用した既往の研究を概観する。2.4 節において、本研究で使用する $k-\varepsilon$ 乱流モデルについて、その導出やモデルパラメーターについて説明する。

本論文では、支配方程式系の記述に添字に関する Einstein の規約を使用する。各変数につけられた空間座標を表す添字 i, j 等は断りがなければ、1~3 まで変化するものとする。

2.2 乱流モデルの分類

2.1 節でも示したように本研究の対象としている大気境界層は、乱流状態にあり、このような乱れを持つ境界層の日変化を予測するには、何らかの乱流モデルを組み合わせることが必要となる。その中で、簡便でかつ精度良い方法として、大気境界層を支配する物理量を表す方程式系に対してアンサンブル平均を施し、小スケールの渦については、平均化によって現れるレイノルズ応力などの乱流統計量を通してモデル化する方法があげられる。その中で平均場の偏微分方程式（レイノルズ方程式）をできるだけ忠実に解いて各点ごとの情報を得る方法は”場の方法”と呼ばれている（大路, 1980）。レイノルズ応力に対する方程式には、更に高次の項があらわれ、高次の相関量については低次の相関量によってモデル化しなければ方程式系を閉じることができないという、完結（クロージャー）問題が生じる。従って、このような乱流モデルの分類として、モデル化する相関量の次数（クロージャーの次数）を用いる方法があり、その分類を以下に示す。

(1) **0 次のクロージャモデル** このモデルでは、レイノルズ応力はあらわれず、風速や温位などの平均量（1 次の相関量）を、空間や時間の関数として直接モデル化する。相似則などがこれにあたり、乱流統計量を直接扱うことはしない。

(2) **1次のクロージャーモデル** 風速や温位などの平均量（1次の相関量）に対する予測方程式は残し、レイノルズ応力など2次の相関量に対して、平均量（1次の相関量）の勾配などを用いてモデル化する方法。レイノルズ応力を平均量の勾配と渦粘性でモデル化する渦粘性型のモデルがこの分類に含まれ、 $k-\varepsilon$ モデルについても渦粘性型の表現を用いているため、この分類に含まれる。

(3) **2次クロージャーモデル** 風速や温位などの平均量（1次の相関量）に対する予測方程式に加え、レイノルズ応力など2次相関量も輸送方程式から導く方法。2次相関量に対する方程式については、全てを微分方程式から予測的に解く必要はなく、いくつかの代表的な量については微分方程式により解き、その値から、他の量については代数的に解くモデルもある。大気境界層における適用例としては、Mellor-Yamadaのクロージャーモデル (Mellor and Yamada, 1977 など) が有名である。

(4) **3次以上のクロージャーモデル** 更に、より高次のクロージャーモデルも考えられるが、3次以上の相関量については、大気境界層内での正確な測定は困難で、このような相関量がどのような作用をするかについての知識は乏しい (Stull, 1988)。また、クロージャーモデルの次数が上がれば、それらの方程式系を閉じるために、更に多くのモデルパラメーターが現れることになり、これらのパラメーターに対して普遍性を持つ値を決めることも困難な問題となっている。

なお、 $k-\varepsilon$ モデルでは、 k と ε については微分方程式により計算し、それらを用いて2次相関量をモデル化しているため1.5次のクロージャーとして分類されることもある (Stull, 1988)。

一方、レイノルズ応力を近似するために、レイノルズ方程式以外に解く乱流統計量に関する方程式の数で分類する場合もあり、その分類については、以下のようになる。

(1) **0方程式系** レイノルズ応力以外には微分方程式を用いない方法で、混合距離モデル (Prandtl, 1925) や、Boussinesq (1877) の渦粘性モデルなどがこれにあたる。これらの方法では混合距離や渦粘性をその都度経験的に求めなければならないため普遍性に欠ける。なお、大気境界層の予測の中では、簡略化した0方程式系のモデルも使われている。

(2) **1方程式系** レイノルズ方程式以外に1つの補助方程式を加えたもので、大別すると、a) 乱流運動エネルギーに対する輸送方程式に注目するものと、b) 渦粘性に対する輸送方程式を導入するものがある。

a) については、Prandtl (1945) が、自らの混合距離モデルを改良するために、渦粘性係数の特性速度に、乱流運動エネルギーの平方根を採用することにより始

まり、実際の計算は計算機の発展を待って Glushko(1965), Beckwith and Bushnell(1968), Mellor and Herring(1969) らにより行われた。大気境界層への適用例としては、Mellor-Yamada のレベル 3 或いはレベル 2.5 と呼ばれるモデルの中で特性距離 (ℓ) を Blackadar(1962) の式などから代数的に求めるモデル (Yamada and Mellor, 1975 など) が、これにあたる。これらの方法では、乱流運動エネルギーを微分方程式により導くため、ある程度動的な効果が考慮されているが、特性距離についてはいずれも代数的に決定しており、普遍性などの点で、まだ問題が多い。

b) については、Nee and Kanis (1966) により渦粘性自身の輸送方程式が導かれており、渦粘性に輸送効果を考慮しているということが特徴であるが、渦粘性自身がモデルであるため、物理的意味を Navier Stokes の式などから関係づけ、あるいは方程式の各項を実測して仮定の検証をすることができない点に問題があり、この方法に関する発展はほとんどみられない。

(3) **2 方程式系** 1 方程式系のモデルでは、特性距離について経験的な代数式から与えることが問題点となっており、その点を改善するため、特性距離に関する補助方程式を加える 2 方程式系のモデルが生まれたものと考えられる。原理上、特性距離に関する新しい未知変数には k と ℓ の適当な組み合わせを選べばよく、a) $k\ell$ の輸送方程式を用いるもの、b) 消散率 ($\epsilon \propto k^{3/2}/\ell$) に着目するもの、c) 特性時間 ($\ell/k^{1/2}$) を基礎とするものに大別される。

a) の $k\ell$ に関する方程式の導出は Rotta(1951) にさかのぼり、この式を k と組み合わせた 2 方程式系のモデルによる解析は、自由乱流については Rodi and Spalding(1970)、壁面乱流については Ng and Spalding(1972) によって行われた。大気境界層については、Mellor - Yamada のレベル 2.5 モデルやレベル 3 モデルの中で採用されている (Yamada, 1981 など)。

b) の乱流運動エネルギーに対する消散率 (ϵ) に対する方程式は、Chou(1945), Davidov(1961), Halow-Nakayama(1968) 等によって採用されており、Jones and Launder(1972), Launder et al., (1973) により実用的な 2 方程式系のモデルとして定着した。なお、Rodi(1980, 1985) には乱流運動に成層効果が重要な役割をはたす場合にも $k - \epsilon$ モデルの枠組みの中で予測できるように、代数応力モデルとの結合結果がまとめられている。大気境界層における適用例としては、Detering and Etling(1985), Kitada(1987) などがある。なお、 ϵ に対する方程式を採用することの特徴は、1 つは ϵ に対する厳密な方程式を Navier Stokes 式から導くことができるということと、もう 1 つは乱流運動エネルギーの方程式にも ϵ が陽的な形であらわれるということである。

c) については、Kolmogorov(1942) によって取り上げられており、Spalding(1969) が $W = k/(2\ell^2)$ を変数を選んで実際に応用したが、このタイプの方法については適用例が少ない。

以上、2 方程式系のモデルの特徴は、原則的には経験的な関数の代わりに定数を与えれば良いことである。また、このモデルは基本的な型の流ればかりでなく、複

雑な流れに対しても成果を収めており、大気境界層への適用例も増えている。

(4) **3 方程式以上** レイノルズ応力そのものに関する微分方程式を計算に組み込む応力方程式モデルも考えられ、方程式の数を増やせば普遍性や信頼性が向上すると期待されるが、複雑な方程式系が増え、それらのモデル化をバランス良く行うことに問題あることや、方程式系に含まれる多くのモデルパラメータについて適正な値を決めることが難しく、大気境界層の分野においては、実用的なレベルには達していないと考えられる。

以上、場の方法における分類においては、本研究で対象とする大気境界層予測については、1.5 次クロージャーで 2 方程式系である $k-\varepsilon$ モデルは、数値計算の経済性やモデルの信頼性などから考えると、現段階では比較的精度の高いモデルに分類される。

2.3 大気境界層解析に乱流モデルを適用した既往の研究

この節では、大気境界層を含む局地風の数値解析に、乱流モデルを用いた既往の研究を概観する。

海陸風解析に数値解析を用いた計算が使われたのは、Estoque(1962)によって始まる。Estoque のモデルでは接地層とその上層に分け、渦拡散係数を接地層内では gradient Richardson 数の関数として与え、その上層では高さの関数として与えたゼロ方程式系のモデルである。その後、McPherson(1970) や Pielke(1974) らは、このモデルを 3 次元に拡張し、矩形湾や半島などの背後に斜面が存在する場合について、また Asai and Mitsumoto(1978) は平野の背後に斜面が存在する場合についての解析を行い、それぞれの地形に固有な風系が形成されることを見いだしている。また、Mellor-Yamada のレベル 2 モデル (Mellor and Yamada, 1974) も、レイノルズ応力に対する方程式を簡略化した代数的な関係を用いて、平均風速、gradient Richardson 数及び代数的に求められた特性距離から渦拡散係数を導く 0 方程式系のモデルとなっており Kimura(1987) により複雑地形上の拡散実験の解析にも使用されている。また、このレベル 2 モデルは Gambo(1978) によって浮力効果が導入されるように修正され、Kondo(1990) の大規模海風の解析の中でも使われている。

一方、2 方程式系や 2 次クロージャーのモデルも大気境界層の解析に使われるようになっていく。Mellor-Yamada のレベル 3 或いは 2.5 と呼ばれるモデルでは、乱流運動エネルギーと乱れの特性距離を輸送方程式系により導く 2 方程式系のモデルとなっており、特性距離について Blackader(1962) の式などから代数的に求める 1 方程式系の扱いをしている例もあるが (例えば、Yamada and Mellor, 1975), $q^2 l$ (kl) についても微分方程式を使って導いている。この方法は、夜間の斜面風の解析 (Yamada, 1981, Yamada and Bunker, 1988 など) や、複雑地形の拡散実験の解析にも使用されている (山澤, 1992 など)。

このように計算機の発達などにより、2 次クロージャーモデルや 2 方程式系のモ

デルも大気境界層の解析に使われるようになってきている。その中で、 $k-\varepsilon$ モデルも大気境界層の解析に使われるようになってきており、Kitada(1987)や Sha et al.(1991)により、海風の解析に使用され、それらの中では海風前線侵入により生成される内部境界層内の乱れの解析や、海風重力流のヘッドの上面に発生する Kelvin-Heimholtz 波の解析が行われている。また、地形の効果を含む解析にも採用されており、Satomura and Bougeault(1994)による山岳波の解析や、Sha et al.(1995)によるおろし風の解析例なども報告されている。

しかしながら、 $k-\varepsilon$ モデルを用いた大気境界層の解析において、解析された乱れ場について実測値との比較から議論をした例は、まだ少ないように思われる。従って、2.4節でも述べるように、モデルパラメーターの値については不確定な部分が残っているものもあり、このモデルを大気境界層へ適用し、拡散場の解析も含めたモデルとして確立するには、実測値との比較が不可欠である。

2.4 $k-\varepsilon$ 乱流モデル

2.4.1 大気境界層に適用した $k-\varepsilon$ 乱流モデルの導出

2方程式モデルとしての $k-\varepsilon$ モデルは、Jones and Launder(1972)、Launder et al.(1973)により実用的なモデルとして定着した。また、Rodi(1980, 1985)には乱流運動に成層効果が重要な役割をはたす場合、更に個体壁や流体の自由表面の存在が乱れに大きな効果を及ぼす場合などにも $k-\varepsilon$ モデルの枠組みの中で予測できるように、代数応力モデルとの結合結果がまとめられている。

本研究で使用する大気境界層に適用した $k-\varepsilon$ モデルは、Rodi(1980)にまとめられているものを参考にした。乱流運動エネルギー (k)

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u_i u_i}) \quad (2.1)$$

に対する方程式は、ブシネスク近似（浅い対流を仮定でき、平均量が静力学平衡の関係を満たすとき、密度の変動成分は平均量に比較して小さい）を適用したレイノルズ方程式の変動速度成分に対する方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + u_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = & \delta_{i3} \frac{\theta_v}{\Theta_v} g + f_c \varepsilon_{ik3} u_k \\ & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial (\overline{u_i u_k})}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (2.2)$$

に u_i をかけ $(1/2)(u_i)^2$ に対する方程式を導き、平均化することにより導かれ、厳密な方程式は以下に示す式 (k -方程式) となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial (U_k k)}{\partial x_k} = & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{1}{2} \overline{u_i u_i u_k} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_j p}) \\ & - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i} + \frac{g}{\Theta_v} \overline{u_3 \theta_v} - \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (2.3)$$

k 方程式の各項については、大気境界層内では以下のようなはたらきがある。

(1) **時間変化項** 非定常的な変化を表す項、明け方混合層が発達する時刻や、午後遅くから夜にかけて乱れが減衰にする時刻では大きくなると考えられる。また、混合層が発達する状況が続く時刻においては、他の生成項などに比較して相対的に小さくなると考えられる。

(2) **移流項** 平均の流れによる乱流運動エネルギー輸送を表す。大気境界層内では、鉛直方向への輸送は乱流拡散項の寄与が大きく、水平方向についても 10km 程度の格子で平均化した場合、この項の寄与小さくなるが、格子幅がそれ以下になれば、この寄与も大きくなり、本研究で対象としているスケールにおいても、この項の寄与は無視できないと考えられる。

(3) **乱流拡散項** 乱流フラックスの勾配による輸送を表し、大気境界層内の乱れの鉛直方向輸送は、主にこの項によって行われる。従って、下層において強くなるシアー生成などにより強められた乱流運動エネルギーを混合層内全体へ広げるはたらきがある。

なお、 $k-\varepsilon$ モデルでは、方程式系を閉じるためにこの項について、渦粘性を用いた勾配拡散型のモデル化が行われ、後述する圧力相関の項も含めて次式でモデル化する。

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{1}{2} \overline{u_i u_i u_k} + \overline{u_k \frac{p}{\rho}} \right) &= -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[u_k \left(\frac{\overline{u_i u_i}}{2} + \frac{\overline{p}}{\rho} \right) \right] \\ &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (2.4)$$

(4) **圧力相関項** この項は、圧力の変動することにより生成される乱流運動エネルギーを表し、この項は、浮力や内部重力波によって起こされる大気の振動によって生成される。なお、この項については、乱流拡散項の中に含まれるものとしてモデル化される。

(5) **シアー生成項** 風速のシアーにより生成される速度。大気境界層では主に地表面近くで大きくなり、大気境界層の上端に小さい極値ができることがある。

$k-\varepsilon$ モデルでは、渦粘性を用いて平均風の勾配よりモデル化される。

$$-\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} = \nu_t \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_k}{\partial x_k} = P \quad (2.5)$$

(6) 浮力生成項 成層効果により生成される速度を示す。日中熱的に不安定な混合層が発達する状況では、地表面付近で最大となり、混合層高さの2/3程度まで、高さの関して線形に減少する。なお、 $k-\varepsilon$ モデルでは、渦粘性を用いて平均温度の勾配によりモデル化される。

$$\frac{g}{\Theta_v} \overline{u_3 \theta} = -\frac{g}{\Theta_v} \frac{\nu_t}{\sigma_T} \frac{\partial \Theta_v}{\partial z} = G \quad (2.6)$$

(7) 粘性消散項 粘性効果により、乱流運動エネルギーが熱エネルギーに変換されることにより、消散する速度を示す。この消散率 (ε) については、輸送方程式から計算する。

各項について以上のモデル化を施した結果、 k 方程式は以下のような形となる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial (U_k k)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) + P + G - \varepsilon \quad (2.7)$$

k の消散率 ε

$$\varepsilon = \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \quad (2.8)$$

に対する方程式についても同様に変動速度成分に対する方程式 (2.2) から導かれ、 x_m で微分し、 $\frac{\partial u_i}{\partial x_m}$ をかけて平均化をすることにより導かれ、厳密な方程式を以下に示す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (U_k \varepsilon)}{\partial x_k} = & -2\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_m} \frac{\partial u_k}{\partial x_m} + \frac{\partial U_k}{\partial x_m} \frac{\partial u_i}{\partial x_m} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + 2\nu \frac{g}{\Theta_v} \frac{\partial u_i}{\partial x_m} \frac{\partial \theta_v}{\partial x_m} \\ & + \frac{2\nu}{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_m} \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x_k \partial x_m} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_k \varepsilon}) - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_m} \frac{\partial u_k}{\partial x_m} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \\ & - 2\nu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_m} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.9)$$

ε 方程式については、各項の物理的な意味が k 方程式ほど明確ではなく、また閉じた方程式系にするため、かなり大胆なモデル化が行われる。各項について、Hanjalic and Launder (1972), によって次のようにモデル化される。

(1) シアー生成項

$$\begin{aligned} -2\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_m} \frac{\partial u_k}{\partial x_m} + \frac{\partial U_k}{\partial x_m} \frac{\partial u_i}{\partial x_m} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) &= \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \left(c_{1\varepsilon} \frac{\overline{u_i u_k}}{k} + c_{1\varepsilon} \delta_{ik} \right) \varepsilon \\ &= c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + c_{1\varepsilon} \varepsilon \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \\ &= c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P + 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

(2) 浮力生成項

$$2\nu \frac{g}{\Theta_v} \frac{\partial u_i}{\partial x_m} \frac{\partial \theta_v}{\partial x_m} = c_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \frac{g}{\Theta_v} \overline{u_3 \theta_v} = c_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G \quad (2.11)$$

(3) 圧力相関項 この項は, Rodi(1980) により, 小さいとして省略した。

(4) 乱流拡散項

$$-\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_k \varepsilon}) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) \quad (2.12)$$

(5) 消散項

$$2\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_m} \frac{\partial u_k}{\partial x_m} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_m} \right)^2 \right) = c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.13)$$

以上のモデル化の結果, ε に対する方程式は以下になる。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (U_k \varepsilon)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P + c_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.14)$$

なお, 通常はシアー生成項と結合してモデル化される。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (U_k \varepsilon)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P + G) (1 + c_{3\varepsilon} R_f) - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.15)$$

Rodi(1980) は, 室内実験の結果より, 式 (2.15) における, P, G に対して異なる成層効果が見いだされるため, 次式で定義されるリチャードソン数を導入することにより, P と G を分離した。

$$R_T = -\frac{G}{P + G} \quad (2.16)$$

この定義式で式 (2.15) の R_f を置き換えれば以下のように展開される。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (U_k \varepsilon)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P + (1 - c_{3\varepsilon}) G) - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.17)$$

$k-\varepsilon$ モデルでは, 渦拡散係数を Prandtl-Kolmogorov の仮定 (Prandtl, 1945, Kolmogorov, 1942)

$$\nu_t = Ck\ell \quad (2.18)$$

を用い (C は比例定数), 距離スケール (ℓ) を ε から推定し, k と ε により次式から算出される。

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.19)$$

ここで, c_μ は比例定数で, 観測結果などから決められる値である。

以上により, 大気境界層に適用された $k-\varepsilon$ モデルが導かれた。次節では $k-\varepsilon$ モデルに現れるモデルパラメータについて示す。

2.4.2 $k-\varepsilon$ 方程式のモデルパラメーター

$k-\varepsilon$ モデルのモデルパラメーターについては、普遍的な値として使われているものも多く、大気境界層への適用に際しても、風洞実験等の結果より決められた値がそのまま使われることも多い。しかしながら、成層効果の大きな大気境界層では、成層状態などにより変化するパラメーターもあり注意が必要である。

表 2.1 に示す $c_{3\varepsilon}$ 以外のパラメーター値は、Launder and Spalding(1974) により提案された値で、これらのパラメーター値の設定については、以下の考察（仮定）が背景にある。 $c_{2\varepsilon}$ については、生成項がゼロとなり $c_{2\varepsilon}$ が唯一のモデルパラメーターとなる格子乱流の減衰実験より決定でき 1.8~2.0 の値をとる。

c_μ については、近似的に中立な局所平衡 ($P = \varepsilon$) の流れを仮定すると (2.5) 及び (2.14) 式より $(uw/k)^2 = c_\mu$ の関係が得られ、実験結果 $-uw/k = 0.3$ より $c_\mu = 0.09$ となる。

$c_{1\varepsilon}$ については (2) 式を局所平衡の仮定と風速の対数則近似を用いて変形した次式により決定された。

$$c_{1\varepsilon} = c_{2\varepsilon} - \frac{\kappa^2}{\sigma_\varepsilon \sqrt{c_\mu}} \quad (2.20)$$

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ は、1 に近い値と仮定できるが、その値は $c_{2\varepsilon}$ と同様に実験結果と最も適合するように数値計算によって最適化された。

以上のように、これらのパラメータ値は風洞実験の結果などから推定されたものであり、大気境界層に対し十分に確立されたものではないかもしれない。しかしながら、今日、大気境界層内の諸現象に対してもこれらの値が適用されており（例えば、Detering and Etling, 1985, Sha et al., 1991 など）、本研究でも、第 1 ステップとしては、これらの値をそのまま適用する。

なお、 ε 方程式の浮力項を制御する $c_{3\varepsilon}$ については、適用する流れにより様々な値が報告されている。Rodi (1985) は、文献値をまとめることにより、安定成層自由せん断流の場合、 $c_{3\varepsilon}$ 値として 0.4~1.0 が報告されていること、彼自身は 0.8 を推薦すること、同じく不安定成層自由せん断流に対しては、 $c_{3\varepsilon} = 0$ がよい結果を与えることを報告している。同時に、成層した壁面せん断流れに対しては、 $c_{3\varepsilon}$ が大変異なる値になり得ることを示唆し、一例として Betts and Haroutunian(1983) の研究（大気境界層で、安定成層の場合に $c_{3\varepsilon} = 2.15$ 、不安定成層の場合に $c_{3\varepsilon} = 0.8$ を挙げている。この例からもわかるように、成層状態が大きく変化する大気境界層においては、かなり変化する値であり、Kitada (1987), Kitada et al. (1991) は、理想化した海陸風に対する $k-\varepsilon$ モデルの適用を通じて、大気境界層に対しても自由せん断流の場合と同じように $c_{3\varepsilon} = 1$ （安定成層）、0（不安定成層）の選択が概ね合理的な海風の生成に寄与することを明かにした。

表 2.1: 本研究で用いるパラメーター値

$c_{1\varepsilon}$	$c_{2\varepsilon}$	$c_{3\varepsilon}$	c_μ	σ_k	σ_ε	σ_T
1.44	1.92	安定 1.0 不安定 0.0	0.09	1.0	1.3	1.0

2.5 まとめ

本章では、大気境界層を予測する上で必要となる乱流モデルについて検討した。

2.2 節で示した乱流モデルの分類から、大気境界層予測における $k-\varepsilon$ モデルの位置づけを考示し、更に 2.3 節では大気境界層に乱流モデルを適用した既往の研究を概観した。

2.4 節では、本研究で使用する $k-\varepsilon$ モデルを導出した。その結果、以下に示す k 及び ε に対する方程式が導かれた。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial (U_k k)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) + P + G - \varepsilon \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (U_k \varepsilon)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P + (1 - c_{3\varepsilon}) G) - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.22)$$

なお、4 章以降において、これらのモデルを用いた解析を行う。

参考文献

- Asai, T. and Mitsumoto, S., 1978: Effects of an inclined land surface on the land and sea breeze circulation -A numerical experiment-. *J. Meteor. Soc. Japan*, **56**, 558-570.
- Beckwith, I. E. and Bushnell, D. M., 1968: Detailed description and results of method for computing mean and fluctuating quantities in turbulent boundary layers. *J. Fluid. Mech.*, **29**, 624-625.
- Blackadar, A. K., 1962: The vertical distribution of wind and turbulent exchange in neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **67**, 3095-3102.
- Boussinesq, J., 1877: Theorie de l'ecoulement tourbillant. *Mem. Presents par divers Savants Acad. Sci. Int. Fr.*, **23**, 46-50.
- Chou, P. Y., 1945: On velocity correlations and the solution of the equations of turbulent fluctuation. *Quart. Appl. Math.*, **3**, 38-54.

- Davidov, B. J., 1961: On the statistical dynamics of in compressible fluid. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **136**, 47-50.
- Detering, H. W. and Etling, D. E., 1985: Application of E- ε turbulence closure model to the atmospheric boundary layer. *Bound. Layer Meteor.*, **33**, 113-133.
- Estoque, M. A., 1961: A theoretical investigation of sea breeze. *Q. J. R. Meteor. soc.*, **87**, 136-146.
- Gambo, K., 1978: Notes on the turbulence model for atmospheric boundary layers. *J. Meteor. Soc. Japan*, **56**, 466-480.
- Glushko, G. S., 1965: Turbulent boundary layer on a flat plate in an incompressible fluid. *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Mekh.*, **4**, 713-721.
- Jones, W.P. and B.E., Launder, 1972: The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *J. Heat Mass Transfer*, **15**, 301-314.
- Kitada, T., 1987: Turbulence structure of sea breeze front and its implication in air pollution transport -Application of k- ε turbulence model. *Bound.-Layer Meteor.*, **41**, 217-239.
- Kolmogorov, A. N., 1942: The equations of turbulent motion in an incompressible fluids. *Izv. Acad. Sci. USSR Phys.*, **6**, 56-58.
- Kondo, H., 1990: A numerical experiment on the "Extended Sea Breeze" over the Kanto Plain. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 419-434.
- Launder, B.E., Morse, A., Rodi, W. and Spalding, D. B., 1973: Prediction of free shear flows -a comparison of the performance of six turbulence models-. *Proc. Conf. Free Turbulent Shear Flows.*, Vol. 1, NASA Rep. SP-321, 361-422.
- Launder, B.E. and Spalding, D. B., 1974: The numerical computation of turbulent flow. *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, **3**, 269-289.
- McPherson, R. D., 1970: A numerical study of the effect of a coastal irregularity on the sea breeze. *J. Appl. Meteor.*, **9**, 767-777.
- Mellor, G. L. and Herring, H. J., 1969: A survey of the mean turbulent field closure models. *AIAAJ.*, **11**, 590-599.
- Mellor, G. E. and Yamada, T., 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791-1806.

- Mellor, G. E. and Yamada, T., 1977: A turbulence model applied to geophysical fluid problems. *Proc. Symp. on Turbulence Shear Flows, April 18-20, Pennsylvania State Univ., State College, Pa.*, 249-281.
- Nee, V. W. and L. S. G., Kovasznay, 1966: Simple phenomenological theory of turbulent shear flows. *Phys. Fluids*, **12**, 473-484.
- Ng, K. H. and Spalding, D. B., 1972: Turbulence model for boundary layers near walls. *Phys. Fluids*, **15**, 20-30.
- 大路通雄, 1980: 流体力学の進歩 -乱流- (谷一郎編), pp. 143-163.
- Pielke, R., 1974: A three dimensional numerical model of the sea breezes over south Florida. *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 115-139.
- Rodi, W. and Spalding, D. B., 1970: A two-parameter models of turbulence and its application to free jets. *Warme u. Stoffubertragung*, **3**, 88-95.
- Rodi, W., 1980: Turbulence Models and Their Application in Hydraulics, International Association for Hydraulic Research, Delft, The Netherlands, pp. 30-31.
- Rodi, W., 1985: Calculation of stably stratified shear-layer flows with a buoyancy-extended $k - \epsilon$ turbulence model. *Turbulence and Diffusion in Stable Environments* (Ed. Hunt, J. C. R.), Oxford Univ., pp. 111-140.
- Rotta, J. C., 1955: Statistische Theorie nichthomogener Turbulenz, 1. *Z. Phys.*, **129**, 547-575.
- Prandtl, L., 1925: Uber die ausgebildete Tubulenz. *ZAMM*, **5**, 136-139.
- Satomura, T. and P., Bougeault, 1994: Numerical simulation of lee wave events over the Pyrenees. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 173-195.
- Sha, W., Kawamura, T., and Ueda, H., 1991: A numerical study on sea/land breezes as a gravity current -Kelvin-Helmholtz billows and inland penetration of the sea-breeze front. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1649-1665.
- Sha, W., Physic, B., Manins, P., and W., Grace, 1995: A numerical experiment on Adelaide gully wind of south Australia.
- Spalding, D. B., 1969: The prediction of two-dimensional, steady turbulent flows. *Imperial College Heat Transfer Sect. Rep.* EF/TN/A/16.

3 数値解法

3.1 概説

2章では、乱流状態にある大気境界層を予測するために必要な乱流モデルの概要及び本研究で採用する $k-\varepsilon$ モデルについて説明した。数値解析は、大気境界層を支配する物理法則である Navier-Stokes の方程式及び熱力学第1法則に、このような乱流モデルを導入した方程式系を数値的に解くことにより進める。なお、数値解析を容易に行うためこれらの方程式系には大気境界層における適当な近似を行う。また、地形の効果を導入するため地形に沿った座標系への変換を行う。計算にあたっては、これらの方程式系を差分近似を用いたコントロールボリューム法により離散化する。数値解法についても、高木 (1996) は詳しくまとめており、本章の多くを参考にさせて頂いた。

本章では、本研究で採用するこれらの数値計算法について説明する。3.2節では大気境界層での近似を行った支配方程式系を示し、3.3節において、それらの方程式系を地形に沿った座標系へ座標変換する。3.4節では接地層の仮定などを用いた境界条件について示し、3.5では離散方法とした採用したコントロールボリューム法について説明し、数値計算の安定性についても検討を加える。

なお、本章で示す支配方程式系は次章以降で使用される気象数値モデルのベースとなるものであり、各章ごとに必要に応じて本節の支配方程式系が拡張される。

3.2 支配方程式系の大気境界層への適用

2章の乱流モデルでも触れているように、乱流状態にある物理量の解析では、瞬間値を求めることは実用的ではなく、アンサンブル平均をした平均量について解析を行う。Stull(1988)によれば、大気境界層は「地表面の影響を直接うけ、1時間或いはそれ以下の時間スケールで地表の力に反応する対流層」と定義されており、一般的に1時間より小さな時間スケールの渦を乱れ(変動成分)として扱う。また、水平方向に比較し鉛直方向のスケールが小さな大気境界層では、浅い対流の近似が可能であると考えらる。この節では、基礎方程式系に対して大気境界層における近似を行い、本研究で使用する支配方程式系を導く。

大気境界層を支配する物理法則は、Navier Stokes 式(運動方程式)及び熱力学の第1法則で、これらに質量保存則である連続の式及び状態方程式を加えた基礎方程式系を以下に示す。

$$\frac{\partial \hat{U}_i}{\partial t} + \hat{U}_k \frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_k} = -\delta_{i3}g + f_c \varepsilon_{ik3} \hat{U}_k - \frac{1}{\hat{\rho}} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \hat{U}_i}{\partial x_j^2} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{\rho} \hat{U}_k)}{\partial x_k} = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \hat{\Theta}}{\partial t} + \hat{U}_k \frac{\partial \hat{\Theta}}{\partial x_k} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \hat{\Theta}}{\partial x_j^2} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \hat{U}_k \frac{\partial \hat{Q}}{\partial x_k} = \nu_Q \frac{\partial^2 \hat{Q}}{\partial x_j^2} \quad (3.4)$$

$$\frac{\hat{p}}{R_*} = \hat{\rho} \hat{T}_v \quad (3.5)$$

ここで、上付きの $\hat{}$ は瞬間値を示す変数であることを示す。 ν は動粘性係数、 ν_θ は熱の分子拡散係数、 ν_Q は比湿の分子拡散係数である。なお、(3.3) 式において放射による項は省略した。

これらの式にアンサンブル平均を施し、レイノルズ応力などに $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いた近似を行えば本研究で使用する支配方程式系を得ることができるが、(3.1) 及び (3.2) 式をそのまま扱うと、安定性の確保など数値計算上の扱いが困難になるため、大気境界層における近似を行う。Boussinesq 近似は、浅い対流で、密度の変動量が平均量に比べて小さい場合に適用することができ、本研究で対象とする大気境界層においてもこのような近似が成り立つものと考えられる。この近似を行うことによる特徴は、連続の式が非圧縮性流体における式と同等になり、しかも運動方程式の鉛直方向内の浮力効果は残されることである（小倉，1978）。この近似を施した結果は、Stull(1988) によれば、 $\hat{\rho}$ を ρ で置き換え、 g を $(g - \frac{\theta_v}{\Theta_v} g)$ で置き換えることにより得られ、(3.1)～(3.2) 式は以下ようになる。

$$\frac{\partial \hat{U}_i}{\partial t} + \hat{U}_k \frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_k} = -\delta_{i3} \left(g - \frac{\theta_v}{\Theta_v} g \right) + f_c \varepsilon_{ik3} \hat{U}_k - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \hat{U}_i}{\partial x_j^2} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \hat{U}_k}{\partial x_k} = 0 \quad (3.7)$$

(3.3), (3.4), (3.5), (3.6) 及び (3.7) 式を平均化することにより、平均量に対する方程式系を導いた結果は以下ようになる。

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_k} = -\delta_{i3} g + f_c \varepsilon_{ik3} U_k - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial U_k}{\partial x_k} = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + U_k \frac{\partial \Theta}{\partial x_k} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x_j^2} \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + U_k \frac{\partial Q}{\partial x_k} = \nu_Q \frac{\partial^2 Q}{\partial x_j^2} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\hat{p}}{R_*} &= \rho T_v + \rho' T_v' \\ &\simeq \rho T_v \end{aligned} \quad (3.12)$$

なお、(3.12) 式には、 ρ' と T_v' の相関項が現れるが、他の項に比較して小さいと (Stull, 1988) して省略した。また、鉛直方向の運動スケールが水平方向スケールに比較して小さく、平均量に対して静力学平衡を仮定する。

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (3.13)$$

本研究では、これらの平均量の方程式中のレイノルズ応力などの乱流統計量に対して $k-\varepsilon$ モデルによる渦拡散係数を用いた近似を行った方程式系に、2章で示した k 及び ε に対する方程式を加えたものを支配方程式系として用いる。次節において、これらの式を地形に沿った座標系に変換した支配方程式系を示す。なお、2.4節の(2.2)式に示した変動速度成分に対する方程式は、(3.6)式を平均量と変動成分に分割し、平均量に対する方程式(3.8)式を差し引くことにより導くことができる。

3.3 地形に沿った座標系の適用

差分近似を用いた数値解析の中に、地形の起伏など地表面の形状が及ぼす効果を導入するには、支配方程式系を地形に沿った座標系に変換することが必要である。大気境界層の分野では、取扱いが簡便な鉛直方向の座標変換が使われることが多く、本研究でも以下に示す鉛直方向の座標系に変換する。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= x \\ \eta &= y \\ \sigma(x, y, z) &= \frac{z - z_g(x, y)}{H(x, y) - z_g(x, y)} = \frac{1}{\Delta H(x, y)} (z - z_g(x, y)) \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

ここで、 $z_g(x, y)$ は平均海面からの地表面の高さ、同じく $H(x, y)$ は計算領域の上端の高さを示し、 $H(x, y)$ については今回の計算では一定値とした。前節で示した方程式系に $k-\varepsilon$ モデルによる勾配拡散型の近似を施し、(3.14) 式の座標系への変換を行うと、運動方程式に対しては、

$$\begin{aligned} &\frac{\partial(\Delta H U)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta H U U)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\Delta H V U)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\Delta H \sigma U)}{\partial \sigma} \\ &= +f_c \Delta H (V - V_g) - C_p \Delta H \Theta \left[\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial \Pi}{\partial \sigma} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +\Delta H \frac{\partial}{\partial \xi} \left[2\nu_{tH} \left(\frac{\partial U}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right) \right] + \Phi_x \Delta H \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[2\nu_{tH} \left(\frac{\partial U}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right) \right] \\
& +\Delta H \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\nu_{tH} \left(\frac{\partial U}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial U}{\partial \sigma} + \frac{\partial V}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) \right] \\
& +\frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_{tV} \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right]
\end{aligned} \tag{3.15}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial(\Delta HV)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta HUV)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\Delta HVV)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\Delta H\dot{\sigma}V)}{\partial \sigma} \\
& = +f_c \Delta H (U - U_g) - C_p \Delta H \Theta \left[\frac{\partial \Pi}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial \Pi}{\partial \sigma} \right] \\
& +\Delta H \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\nu_{tH} \left(\frac{\partial V}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial U}{\partial \sigma} + \frac{\partial V}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) \right] \\
& +\Phi_x \Delta H \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_{tH} \left(\frac{\partial U}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial U}{\partial \sigma} + \frac{\partial V}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) \right] \\
& +\Delta H \frac{\partial}{\partial \eta} \left[2\nu_{tH} \left(\frac{\partial V}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) \right] + \Delta H \Phi_y \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[2\nu_{tH} \left(\frac{\partial V}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) \right] \\
& +\frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\nu_{tV} \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right]
\end{aligned} \tag{3.16}$$

ここで γ は乾燥断熱減率を示し、圧力にはエクスター関数 Π ($= (p/p_0)^{R^*/C_p}$, $p_0 = 1013hP$, C_p は定圧比熱, R^* は乾燥空気の気体定数を表す) を用いる。 U_g , V_g は総観規模の気圧傾度によって決まる地衡風の U 成分及び V 成分を示す。なお, Φ_x , Φ_y は次式で定義される値である。

$$\Phi_x = \frac{\partial \sigma(x)}{\partial x} \tag{3.17}$$

$$\Phi_y = \frac{\partial \sigma(y)}{\partial y} \tag{3.18}$$

また, $\dot{\sigma}$ は変換された座標系における鉛直方向の風速である。

$$\dot{\sigma} = \frac{W}{\Delta H} + \Phi_x U + \Phi_y V \tag{3.19}$$

連続の式, 静力学平衡の式は次式となる。

$$\frac{(\partial \Delta HU)}{\partial \xi} + \frac{(\partial \Delta HV)}{\partial \eta} + \frac{(\partial \Delta H\dot{\sigma})}{\partial \sigma} = 0 \tag{3.20}$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \sigma} = -\frac{\Gamma \Delta H}{\Theta} \tag{3.21}$$

熱輸送の式について,

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial(\Delta H \Theta)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta H U \Theta)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\Delta H V \Theta)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\Delta H \dot{\sigma} \Theta)}{\partial \sigma} \\
&= +\Delta H \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_T} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} \right) \right] + \Delta H \Phi_x \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_T} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} \right) \right] \\
&+ \Delta H \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_T} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} \right) \right] + \Delta H \Phi_y \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_T} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} \right) \right] \\
&+ \frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{tV}}{\sigma_T} \frac{\partial \Theta}{\partial \sigma} \right]
\end{aligned} \tag{3.22}$$

比湿の輸送の式について,

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial(\Delta H Q)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta H U Q)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\Delta H V Q)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\Delta H \dot{\sigma} Q)}{\partial \sigma} \\
&= +\Delta H \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_Q} \left(\frac{\partial Q}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial Q}{\partial \sigma} \right) \right] + \Delta H \Phi_x \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_Q} \left(\frac{\partial Q}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial Q}{\partial \sigma} \right) \right] \\
&+ \Delta H \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_Q} \left(\frac{\partial Q}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial Q}{\partial \sigma} \right) \right] + \Delta H \Phi_y \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_Q} \left(\frac{\partial Q}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial Q}{\partial \sigma} \right) \right] \\
&+ \frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{tV}}{\sigma_T} \frac{\partial Q}{\partial \sigma} \right]
\end{aligned} \tag{3.23}$$

乱流運動エネルギー (k), その消散率 (ε) の保存式については, 次式となる.

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial(\Delta H k)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta H U k)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\Delta H V k)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\Delta H \dot{\sigma} k)}{\partial \sigma} \\
&= \Delta H (P + G - \varepsilon) \\
&+ \Delta H \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_K} \left(\frac{\partial k}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right) \right] + \Delta H \Phi_x \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_K} \left(\frac{\partial k}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right) \right] \\
&+ \Delta H \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_K} \left(\frac{\partial k}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right) \right] + \Delta H \Phi_y \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_K} \left(\frac{\partial k}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right) \right] \\
&+ \frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{tV}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right]
\end{aligned} \tag{3.24}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial(\Delta H \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\Delta H U \varepsilon)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\Delta H V \varepsilon)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\Delta H \dot{\sigma} \varepsilon)}{\partial \sigma} \\
&= c_{1\varepsilon} \Delta H \frac{\varepsilon}{k} [P + (1 - c_{3\varepsilon}) G] - c_{2\varepsilon} \Delta H \frac{\varepsilon^2}{k} \\
&+ \Delta H \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma} \right) \right] + \Delta H \Phi_x \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} + \Phi_x \frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma} \right) \right] \\
&+ \Delta H \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma} \right) \right] + \Delta H \Phi_y \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{th}}{\sigma_\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \eta} + \Phi_y \frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma} \right) \right] \\
&+ \frac{1}{\Delta H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{\nu_{tV}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \sigma} \right]
\end{aligned} \tag{3.25}$$

鉛直方向の渦拡散係数は $k - \varepsilon$ モデルでは次式で与えられる。

$$\nu_{tV} = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.26)$$

水平方向の拡散係数は, Leith (1969) により提案された定式化をもとに Pielke(1974) が2次元の解析に対して用いた定式化

$$\nu_{th} = \alpha \Delta x_1 \Delta x_2 \left[\left(\frac{\partial U_2}{\partial x_1} + \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \right)^2 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial U_1}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_2}{\partial x_2} \right)^2 \right\} \right]^{1/2} \quad (3.27)$$

を使用し, $\alpha = 0.72$ (Pielke, 1974) とする。なお, 数値計算の安定性の問題から, 最低値 ($1000 m^2 s^{-1}$) を設定した。

3.4 境界条件

数値解析は有限な領域を対象しているため境界条件が必要となる。大気境界層の下層約10%までは constant flux layer の仮定が適用できる接地層とみなすことができ (例えば, カイマル, 1993), 下方境界では, このような仮定から導いた接地層における相似則を境界条件として用いる。一方, 側方及び上方については物理的な境界はなく, 数値計算上の境界が存在するのみで, このような境界では, 境界から外部領域に伝搬する波動が内部領域に影響を与えることを抑える必要がある (Pielke, 1984)。以下に本研究で使用する境界条件について示す。

下方境界については, 下層約30mまで constant flux Layer を仮定し, 接地層の普遍関数を用いて与える。風速成分、温位及び比湿については次式より与える。

$$(U, V)_n = \frac{(U, V)_4}{(\psi_{m4}/\psi_{mn})} \quad n = 1, 2, 3 \quad (3.28)$$

$$\Theta_2 = \Theta_1 + \frac{\Theta_4 - \Theta_1}{(\psi_{h4} - \psi_{h1}) / (\psi_{h2} - \psi_{h1})} \quad (3.29)$$

$$Q_2 = Q_1 + \frac{Q_4 - Q_1}{(\psi_{h4} - \psi_{h1}) / (\psi_{h2} - \psi_{h1})} \quad (3.30)$$

添え字の数字は鉛直方向の格子点番号を示し, ψ_m, ψ_h は次式で示すように, 無次元の普遍関数 ϕ_m, ϕ_h の積分値である。

$$\psi_m(\zeta) = \int_{z_0/L}^{z/L} \frac{\phi_m}{\zeta} d\zeta \quad (3.31)$$

$$\psi_h(\zeta) = \int_{z_0/L}^{z/L} \frac{\phi_h}{\zeta} d\zeta \quad (3.32)$$

ここで、 ζ は Monin-Obukhov 長さ L により無次元化された鉛直方向の高さで、gradient Richardson 数 R_i を用いて次式から計算した (Businger, 1966)。

$$\zeta = \begin{cases} R_i & (R_i < 0) \\ \frac{R_i}{1 - 5.0R_i} & (0 \leq R_i < 0.2) \end{cases} \quad (3.33)$$

なお、(3.29) 式の Θ_1 は次に示すエネルギー収支式より計算される。

$$K \downarrow (1 - \alpha) + R \downarrow + Q_A - \varepsilon_e \sigma T_s^4 - H_s - \ell E_s - G_s = 0 \quad (3.34)$$

ここで、 $K \downarrow$ は太陽放射流束、 α はアルベド、 $R \downarrow$ は大気からの地表放射流束 (Swinbank, 1963)、 $-\varepsilon_e \sigma T_s^4$ は地表からの長波放射流束、 ε_e は射出率、 Q_A は人工排出熱流束、 H_s は顕熱流束、 ℓE_s は潜熱流束、 G_s は土壌への熱流束である。各項は Oke(1978) により次のように表わされる。

$$R \downarrow = 1.2 \sigma T_{10}^4 - 171 \quad (3.35)$$

$$H_s = -\rho C_P K_T \frac{\Delta \Theta}{\Delta z} \quad (3.36)$$

$$\ell E_s = \frac{1}{\beta} H_s \quad (3.37)$$

$$K_T = \frac{\kappa z u_*}{\phi_h(\zeta)} \quad (3.38)$$

$$G_s = -\rho_G C_G K_G \frac{\partial T_G}{\partial z} \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial T_G}{\partial t} = K_G \frac{\partial^2 T_G}{\partial z^2} \quad (3.40)$$

ここで、 σ はステファンボルツマン係数、 K_T は大気の熱拡散係数、 ρ は大気の密度、 C_P は大気の定圧比熱、 β はボーエン比、 ϕ_h は熱の普遍相似関数、 ρ_G は土壌の密度、 C_G は土壌の比熱である。

k 及び ε の下方境界条件は、接地層の仮定に局所平衡 ($P + G = \varepsilon$) を仮定することにより導いた次式の関係により与える。

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{c_\mu}} \left(1 - \frac{1}{\phi_m(\zeta)} \zeta \right)^{1/2} \quad (3.41)$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa Z} (\phi_m(\zeta) - \zeta) \quad (3.42)$$

κ は Karman 定数で 0.4 を用い, 摩擦速度 u_* は第 4 グリッド (地上約 30m) の風速を用い次式で与える。

$$u_* = \frac{\kappa \sqrt{(U_4^2 + V_4^2)}}{\psi_{m4}} \quad (3.43)$$

ここまで用いられている無次元の普遍関数 ϕ_m , ϕ_h には, Panofsky and Dutton (1984) の定式化を用いる。

$$\phi_h = \begin{cases} \phi_m^2 = (1 - 16\zeta)^{-1/2} & \text{for } \zeta < 0 \\ \phi_m = (1 + 5\zeta) & \text{for } \zeta \geq 0 \end{cases} \quad (3.44)$$

を用いる。(3.31) 式の粗度長 z_0 は, 地表面の状態や流速等流れそのものによっても変わる得る値であるが, 本研究では計算対象としている地域の周辺の状況から, 表 3.1 に示す 4 つの状態に分類し与える。

表 3.1: 土地利用形態パラメーター

	Albedo, α	Bowen ratio*, β	Emissivity, ε_e	Roughness length, z_0 (m)
Water	0.20 ¹⁾	0.2 ¹⁾	0.97 ¹⁾	0.01 ⁵⁾
Forest	0.20 ¹⁾	0.5 ³⁾	0.95 ¹⁾	1.00 ⁶⁾
Garden	0.20 ¹⁾	1.5 ⁴⁾	0.95 ¹⁾	0.10 ⁶⁾
City	0.15 ²⁾	3.0 ⁴⁾	0.90 ¹⁾	1.00 ⁶⁾

* 夜間は日射がないため、地表面での正味放射量 (放射フラックスの総和) は負となり、放射冷却が起こる。従って、夜間の潜熱フラックスの絶対値 (潜熱フラックスが負の場合、露が生成される) は小さくなると共に、陸地面の違いによる影響は少ない。このため、夜間の陸地面のボーエン比 (顕熱フラックス/潜熱フラックス) をすべて 3 とした。

1) Oke (1978), 2) Nomoto (1991), 3) Kondo et al. (1996), 4) Oke (1982), 5) Davenport (1982), および 6) Panofsky and Dutton (1984).

上層の境界条件については, 水平風速成分, k 及び ε については勾配 0, 温位及び比湿については勾配一定 (勾配は初期値 Γ_t 及び Γ_q に固定), 圧力 (Π) については初期値に固定とする。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (\Phi = U, V, k \text{ 及び } \varepsilon) \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \Gamma_t \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial z} = \Gamma_q \quad (3.47)$$

計算に悪影響を及ぼす乱れを押さえるために、水平風速成分の側方境界は、流出条件の場合は Orlandi (1976) の放射境界条件を与え、流入条件の場合は水平方向勾配を 0 とした。

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial t} = -c_U \frac{\partial U}{\partial x} & \text{流出条件} \\ \frac{\partial U}{\partial x} = 0 & \text{流入条件} \end{cases} \quad (3.48)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial t} = -c_V \frac{\partial V}{\partial y} & \text{流出条件} \\ \frac{\partial V}{\partial y} = 0 & \text{流入条件} \end{cases} \quad (3.49)$$

ここで、

$$c_U = -\frac{\partial U}{\partial t} / \frac{\partial U}{\partial x}$$

$$c_V = -\frac{\partial V}{\partial t} / \frac{\partial V}{\partial y}$$

であり、その境界のグリッドで、 $0 \leq c_U \leq \Delta x / \Delta t$, $0 \leq c_V \leq \Delta y / \Delta t$ を満たす値である。温位、比湿、 k 及び ε については水平方向勾配を 0 とした。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \quad (\Phi = \Theta, Q, k \text{ 及び } \varepsilon) \quad (3.50)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \quad (\Phi = \Theta, Q, k \text{ 及び } \varepsilon) \quad (3.51)$$

なお、鉛直風速成分については、3.5 節で示すようにスタaggered 格子を用いるため、最下層の格子点で 0 とする以外は、側方、上方とも連続の式をそのまま使うことができる。

3.5 離散化の方法

3.3 節及び 3.4 節に示した支配方程式系を、コントロールボリューム法により離散化する。この方法は、1つの格子点を1つのコントロールボリュームがかこむように計算領域を分割し、各々のコントロールボリューム上で微分方程式を積分し

て、離散化方程式を得る方法である。コントロールボリューム法による定式化の特徴は、質量や運動量などについての保存則が、いかなるコントロールボリューム群に対しても、また、全計算領域にわたっても厳密に満たされているということである。また、コントロールボリューム法では、格子点間で離散化する変数がいかに変化をするかについては、言及せず、格子点上での値にだけ注目しており、微分方程式のそれぞれの項を積分するのに違った分布形を自由に選択してもさしつかえない (Patankar, 1980)。本研究では、空間方向には中心差分近似を用い、時間方向には陰解法を用いて、微分方程式の各項を近似した。なお、移流項と拡散項の差分近似の際には、収束計算の安定化をはかるため、移流項を拡散項の比を示す Peclet 数

$$Pe = \frac{U_i \Delta x_i}{\nu_t} \quad (3.52)$$

を2より小さくする必要がある。このような問題は、格子幅が大きく風速成分も大きな水平方向の離散化についても、生じる可能性がある。このような場合、風上差分法や hybrid 法 (Spalding, 1970) および べき乗法 (Patankar, 1980) などを用いて移流項と拡散項の差分近似を行うことにより安定化を図る方法がある。本研究においては (3.27) 式により水平方向の拡散係数を設定し、さらに最低値 ($1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) を抑えていることから、Peclet 数が2より大きくなる状況については、ほぼ回避することができているが、これらの離散化方法の中でもっとも厳密解法に近く、経済的にも優れている (Patankar, 1980) べき乗法を採用した。また、時間方向の差分については完全陰解法とすることにより、初期値問題についての安定性を判断する von Neumann の安定条件について、時間幅に関係なく満足させることができるが、陰解法の場合でも CFL 条件 (Courant et al, 1967) を満たすような時間幅をとることが一般的である。本研究では、この規定に従い時間幅を 30 秒とした。

格子幅は、表 3.2, 3.3 及び 3.4 で示される。水平方向については注目領域である濃尾平野・伊勢湾域を細かくし (東西方向 2.286km, 南北方向 1.848km であり、3 次メッシュコードの 2 倍である)、その他の地域では段階的に荒くなる可変格子とした。鉛直方向には上層で 400m で、下層ほど小さくなる可変格子とした。また、格子の配置は、風速成分についてはスカラー量を定義するメイングリッドとずらして配置するスタッガードグリッドとした。スタッガードグリッドは MAC 法 (Harlow and Welch, 1965) の中で採用された方法で、このグリッドの配置を使用する利点は、連続の式や移流項の離散化における風速成分のようなコントロールボリューム界面の値や、運動方程式の圧力項のようにボリューム中心で勾配を定義する際、内挿した値でなく、格子に定義されている値を直接使うことができること (図 3.1 に本研究で使用したスタッガード格子上の各変数の配置を示す)、内挿値を使うことによる誤差を抑えることができる。

表 3.2: 東西方向の格子点

格子点番号	1	...	11	...	15	...
格子幅 (km)	11.43	...	5.715	...	2.286	...
格子幅 (度)	450	...	225	...	90	...
始点からの距離 (km)	0	...	114.3	...	137.16	...
経度 (度、分、秒)	134,53,15	...	136,08,15	...	136,23,15	...

格子点番号	55	...	59	...	88	
格子幅 (km)	5.715	...	11.43	...	—	
格子幅 (度)	225	...	450	...	—	
始点からの距離 (km)	228.6	...	251.46	...	582.93	
経度 (度、分、秒)	137,23,15	...	137,38,15	...	141,15,45	

表 3.3: 南北方向の格子点

格子点番号	1	...	13	...	17	...
格子幅 (km)	9.24	...	4.62	...	1.848	...
格子幅 (度)	300	...	150	...	60	...
始点からの距離 (km)	0	...	110.88	...	129.36	...
緯度 (度、分、秒)	33,20,30	...	34,20,30	...	34,30,30	...

格子点番号	87	...	91	...	113	
格子幅 (km)	4.62	...	9.24	...	—	
格子幅 (度)	150	...	300	...	—	
始点からの距離 (km)	258.72	...	277.2	...	480.48	
経度 (度、分、秒)	35,40,30	...	35,50,30	...	37,40,30	

表 3.4: 鉛直方向の格子点

格子点番号	1	2	3	4	5
格子幅 (m)	3	7	20	30	40
地表面からの距離 (m)	0	3	10	30	60

格子点番号	6	7	8	9	10
格子幅 (m)	60	90	100	100	110
地表面からの距離 (m)	100	160	250	350	450

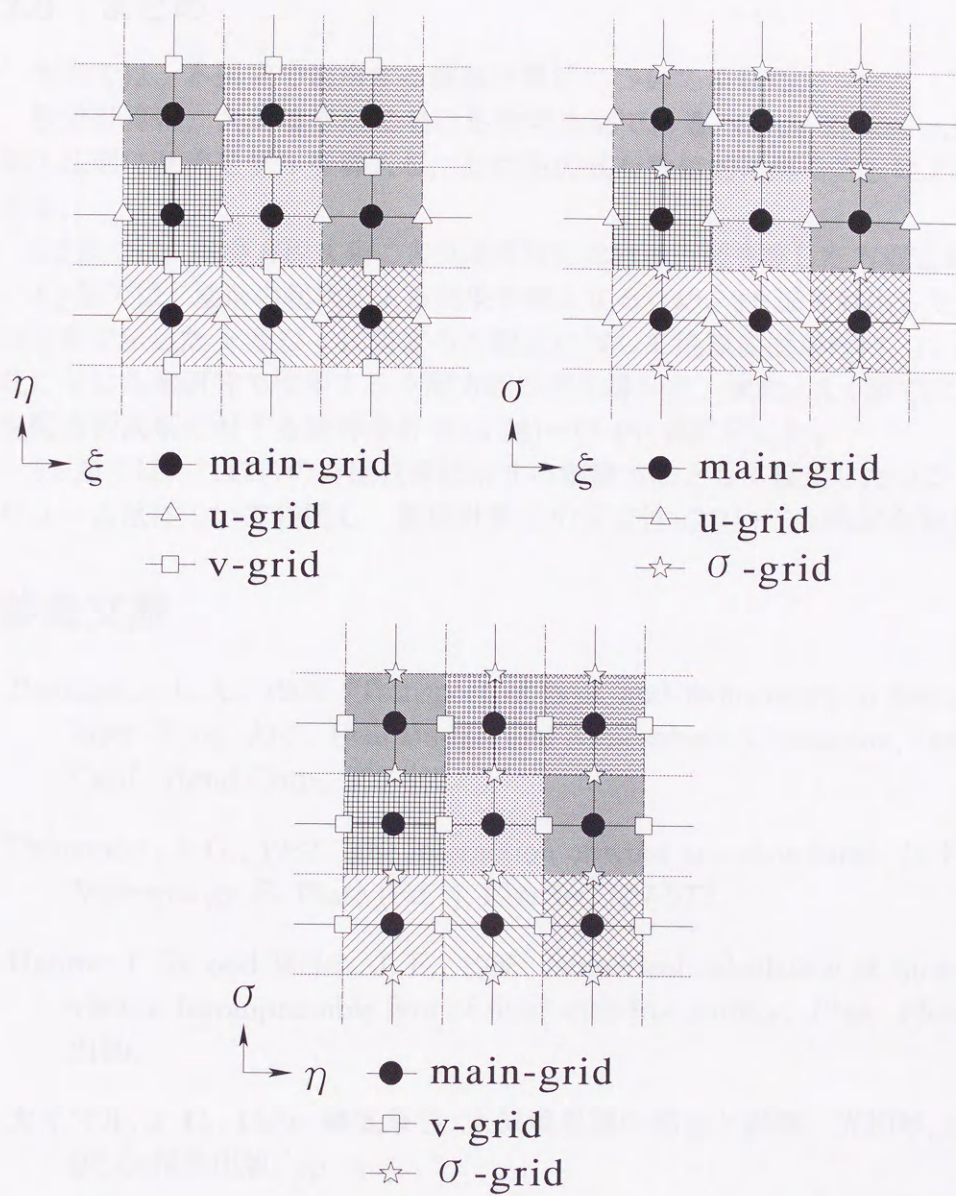
格子点番号	11	12	13	14	15
格子幅 (m)	120	130	140	150	160
地表面からの距離 (m)	560	680	810	950	1100

格子点番号	16	17	18	19	20
格子幅 (m)	170	180	190	200	200
地表面からの距離 (m)	1260	1430	1610	1800	2000

格子点番号	21	22	23	24	25
格子幅 (m)	200	200	200	200	200
地表面からの距離 (m)	2200	2400	2600	2800	3000

格子点番号	26	27	28	29	30
格子幅 (m)	225	250	275	300	325
地表面からの距離 (m)	3200	3425	3675	3950	4250

格子点番号	31	32	33	34	35	36
格子幅 (m)	350	375	400	400	400	-
地表面からの距離 (m)	4575	4925	5300	5700	6100	6500



main-grid	$\Theta, k, \varepsilon, \Pi$ (スカラー量)
u-grid	U (東西方向流速成分)
v-grid	V (南北方向流速成分)
σ -grid	$\dot{\sigma}$ (鉛直方向流速成分)

図 3.1: 離散化に用いたスタガードグリッド。ハッチングはスカラー量のコントロールボリュームを示す。

3.6 まとめ

本章では、本研究で使用する数値計算法について示した。

数値計算は、大気境界層における物理法則である Navier Stokes 式及び熱力学第1法則に乱流モデルを導入し、それらの式を数値的に解くことにより計算を進める。

3.2節では、基礎方程式系に大気境界層における近似を施した方程式系を示した。

3.3節では、地形の起伏による効果を導入するため、3.2節で導出した方程式系及び2章で示した k 及び ϵ に対する方程式に対して座標変換を行い、(3.14)~(3.27)式に示した本研究で使用する支配方程式系を導いた。また、3.4節では、これらの支配方程式系に対する境界条件を (3.28)~(3.46) 式に示した。

3.5節では、これらの方程式系に対する離散方法として採用したコントロールボリューム法について説明し、数値計算上の安定性についても検討を加えた。

参考文献

- Businger, J. A., 1966: Transport of heat and momentum in the atmospheric layer. *Prog. Arct. Heat Budget and Atmospheric Circulation*, Santa Monica, Calif., Rand Corp., 305-332.
- Davenport, A.G., 1982: The interaction of wind and structures. In *Engineering Meteorology*, E. Plate (Ed.), Elsevier, 527-572.
- Harlow, F. H. and Welch, J. E., 1965: Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Phys. Fluid*, 8, 2182-2189.
- カイマル, J. C., 1992: 微気象学 -大気境界層の構造と観測-. 光田寧, 山田道夫共訳, 技報堂出版, pp. 3-5.
- Kondo, H., Yamamoto, S., and Murayama, S., 1996: An observational study of heat budget in the deciduous temperate forest over the complex terrain. *J. of National Institute for Resources and Environment*, Vol. 5, 27-37 (in Japanese).
- Leith, C. E., 1969: Two dimensional eddy viscosity coefficients. *Proc. WMO/IUGG Symp. Numerical Wea. Prediction*, 26 November - 4 December, 1968, Meteor. Soc. Japan, Tokyo, 1-41 to 1-44.
- Nomoto, S., 1991: Distribution of surface albedo in and around Nagoya, Gifu and Takayama cities. *Geographic Information Systems for Environmental*

- Change in Modern Japan, Tech. Report of Grant-in-Aid for Scientific Research on Priority Areas 101, Ministry of Education, Science and Culture, Tokyo, Japan, 318 pp.
- Oke, T. R., 1978: Boundary Layer Climates, Methuen & Co. LTD, 372pp.
- Oke, T. R., 1982: The energetic basis of the urban heat island. Quart. J. Royal Meteorol. Soc., Vol. 108, 1-24.
- 小倉義光, 1978: 気象力学通論. 東京大学出版, pp. 158-162.
- Orlanski, I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows, *J. Comput. Phys.*, **21**, 251-269.
- Patanker, S. V., 1980: Numerical heat transfer and fluid flows, Hemisphere Publishing Cop., Washington, D. C., pp. 30-31.
- Pielke, R. A., 1974: A comparison of three-dimensional and two-dimensional numerical predictions of sea breeze. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1577-1585.
- Pielke, R. A., 1984: *Mesoscale meteorological modeling*, Academic Press, pp. 363-368.
- Spalding, D. B., 1970: A novel finite-difference formulation for differential expression involving both first and second derivatives. *Int. J. Num. Methods Eng.*, **4**, pp. 551.
- Stull, R. B., 1988: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, pp. 214-225.
- Swinbank, W.C., 1963: Long-wave radiation from clear skies. Quart. J. Royal Meteorol. Soc., **89**, 339-348.
- 高木久之, 1996: $k-\varepsilon$ モデルを用いた大気境界層予測モデルに関する研究, 豊橋技術科学大学, 博士論文, 134pp.

4 地域熱環境に対する自然地形効果の定量化

4.1 概説

海陸風や山谷風や台地一平地風などの局地風の地域特性が、地域規模の熱環境や大気汚染の動態を考える上で基礎的な背景を与えることは、よく知られている。これらの局地風は、種々の空間スケールの地形効果に影響されて、特有の日変化、空間分布を持つと考えられる。これら自然地形の効果に埋め込まれた、土地利用の変化など人為的な地形改変が、どの程度この局地風系に影響を与え得るかを予測するためにも、種々の地形効果と地域の流れ場の関係を明らかにしておくことが重要である。

本章は、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを組み込んだメソスケール気象モデル（静力学平衡、非降水、従属変数：流速ベクトル V 、温位 Θ 、比湿 Q 、気圧 P 、空気密度 ρ ）を濃尾平野を中心とする中部地方に適用し、地域特有の局地風生成に及ぼす種々のスケールの地形効果（伊勢湾・三河湾の影響、美濃・三河山地や鈴鹿山脈の影響、中部山岳の影響）を、晴天を仮定した、総観規模の気圧傾度なしの条件で調べる。濃尾平野・伊勢湾を囲む小領域と中部山岳、関東平野、紀伊半島など本州の中央部全域を含む大領域の二つの計算領域に対し、それぞれ山なし、山ありの計算を実行することにより、濃尾平野の流れに対する各種空間スケールの地形効果を抽出する。実測風との比較を行い、当然ながら、大規模山ありのケースがもっとも実測に近いこと、さらに、濃尾平野海風の特徴である、午後遅くから夜間にかけて平野のほぼ全域でかなり強い南東風となることなどは、中部山岳の効果なしに再現できないことを示し、そのメカニズムについても論じる。

4.2 気象数値モデル

4.2.1 基礎方程式系

モデルの枠組みは、Kitada (1987), Kitada et al. (1991), Kitada et al. (1992), 高木と北田 (1994) で使用されたものであり、3.3 節で示された方程式系を採用する。主要な式を (4.1)~(4.15) に再掲する。

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_i u_j}) + f_c (\delta_{i1} U_2 - \delta_{i2} U_1), i=1,2 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x_3} = -\rho g \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (4.3)$$

$$\frac{D\Theta}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_j \theta}) \quad (4.4)$$

$$\frac{DQ}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_j q}) \quad (4.5)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = \underbrace{(-\overline{u_i u_j}) \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_S + \underbrace{\frac{g}{\Theta_v} \overline{u_3 \theta}}_G + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\left(k' + \frac{p}{\rho}\right) u_j \right\}}_T - \varepsilon \quad (4.6)$$

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (4.7)$$

$$-\overline{u_j \theta} = \frac{\nu_t}{\sigma_\theta} \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \quad (4.8)$$

$$-\overline{u_j q} = \frac{\nu_t}{\sigma_q} \frac{\partial Q}{\partial x_j} \quad (4.9)$$

$$-\overline{\left(k' + \frac{p}{\rho}\right) u_j} = \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (4.10)$$

$$\nu_{th} = \alpha \Delta x_1 \Delta x_2 \left[\left(\frac{\partial U_2}{\partial x_1} + \frac{\partial U_1}{\partial x_2} \right)^2 + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial U_1}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_2}{\partial x_2} \right)^2 \right\} \right]^{1/2} \quad (4.11)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \{S + (1 - c_{3\varepsilon}) G\} - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.12)$$

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.13)$$

$$\alpha = 0.72, \quad \sigma_\theta = 1.0, \quad \sigma_q = 1.0, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3, \quad c_\mu = 0.09,$$

$$c_{1\varepsilon} = 1.44, \quad c_{2\varepsilon} = 1.92, \quad c_{3\varepsilon} = \begin{cases} 0 & \text{for unstable condition} \\ 1 & \text{for stable condition} \end{cases} \quad (4.14)$$

$$\xi = x_1, \quad \eta = x_2, \quad \sigma = \frac{x_3 - z_g(x_1, x_2)}{H(x_1, x_2) - z_g(x_1, x_2)} \quad (4.15)$$

式中 U , P , θ 等の大文字は平均量を、 u , p , θ 等の小文字は乱れによる変動量を表す。変数につけられた空間座標を表す添字 i , j は断りがなければ、1~3まで変化するものとする。また、添字に関する Einstein の規約が使われている。ここに、ほとんどの変数名は通常使用されているものに同じである。例えば、 U_i 平均流速、 θ 平均温位等であるが、それ以外には、 Q は平均比湿、また $k' \equiv (1/2)u_j^2$ であり乱流運動エネルギーの瞬時値を表す。また、 $D/Dt \equiv \partial/\partial t + U_j \partial/\partial x_j$ は実質微分を表す。

静力学平衡の仮定、 $k-\varepsilon$ モデルの使用など先述 Kitada (1987) ほかで使用されたモデルをほぼ踏襲しているが、新たに水蒸気の輸送方程式 (4.5) を加え、さらに通常の地形を考慮した鉛直方向変数変換 (式 (4.15)) を採用した。式 (4.15) において、 $H(x, y)$ は平均海面 ($z=0$) から上空境界面までの距離を、また $z_g(x, y)$ は同じく地表面高さを表す。最下層 30m 以下について接地層を仮定している。

4.2.2 地表面境界条件及び計算条件

境界条件については、3.4 節に示されている。以下に、地表面境界条件について再掲し、地表面境界についていくつか取り入れた方法について述べる。

地表面での熱収支式に次式を用い、地表面温度 T_S を計算した。

$$K \downarrow (1 - \alpha) + R \downarrow + Q_A - \varepsilon_e \sigma T_S^4 - H_S - \ell E_S - G_S = 0 \quad (4.16)$$

ここに、 $K \downarrow$: 地表に到達する短波放射流束、 $R \downarrow$: 大気からの長波放射 (Swinbank の経験式 (Swinbank, 1963) を使用)、 Q_A : 人工熱源強度 (本研究では 0 と仮定)、 T_S : 地表面温度、 σ : シュテファンボルツマン定数 ($5.7 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$)、 H_S : 大気への顕熱流束、 E_S : 大気中への水蒸气流束、 ℓ : 水の気化熱 (定数)、 G_S : 地中への熱流束。また、 α : アルベド (地表の太陽放射に対する反射率: 水面 0.2, 森林 0.2)、 ε_e : 地表面の長波放射率 (水面、森林ともに 0.97) である。本章では陸地の土地利用は全て森林とし、潜熱流束 ℓE_S は、ボーエン比 (= 顕熱流束 / 潜熱流束, Bowen's ratio) を用いて顕熱流束に従属させる形で与えた。またこのボーエン比につき陸地面では森林相当の値で一律に 0.5 (ただし、夜間は 3.0) を与えた。

さらに地中への熱流束を見積もるために、深さ 100cm までの土壌層の温度を、1次元非定常の熱伝導方程式により表した。式 (4.16) を計算する際に使用される接地層の普遍関数 ϕ_m , ϕ_h の表式等は、北田と米津 (1993) に詳しく述べられている。

乱流運動エネルギー (k) およびその散逸率 (ε) の境界条件は、以下のようであり、鉛直方向第 3 主格子点 (約 10m) で適用している。

$$k = \begin{cases} \frac{u_*^2}{\sqrt{c_\mu}} \{1 - R_i (1 - 16R_i)^{1/4}\}^{1/2} & \text{for unstable condition} \\ \frac{u_*^2}{\sqrt{c_\mu}} (1 - R_i)^{1/2} & \text{for stable condition} \end{cases} \quad (4.17)$$

$$\varepsilon = \begin{cases} \frac{u_*^3}{\kappa x_3} \{ (1 - 16R_i)^{-1/4} - R_i \} & \text{for unstable condition} \\ \frac{u_*^3}{\kappa x_3} \frac{1 - R_i}{1 - 5R_i} & \text{for stable condition} \end{cases} \quad (4.18)$$

ここに、Gradient Richardson 数 $R_i = (g/T)(\Delta T/\Delta z)/(\Delta U/\Delta z)^2$ である。 T は気温 (K)、 Δ は鉛直第 3 格子点 (高さ約 10 m) と第 1 格子点との差を示す。例えば、 $\Delta T = T_3 - T_1$ である。式 (4.17), (4.18) はいずれも乱流運動エネルギー (k) のシアー生成項と浮力生成 (消滅) 項が散逸率 (ε) と局所的に釣り合っているという仮定と接地層の相似則から得られる諸関係を用いて得られたものである。接地層の関係式としては、Businger-Dyer の ϕ_m に関する式、 z/L と R_i の関係に関する Businger-Dyer-Pandolfo の式などを用いている (Panofsky and Dutton, 1984)。

初期条件については、先述のように、総観規模の気圧傾度を 0 とし、また温位の鉛直分布は至る所一定 (すなわち、海拔高度 6.5km の境界上端で 323.55K とし、下方に 5.5K/km の一定割合で減少させる)、流速三成分はいずれも 0 とした。なお、海面上の表面気温は、計算対象とした 5 月頃の伊勢湾口の表層水温をそのまま用いた。計算開始の 7:00 の時点で上で述べた方法で地表に降ろしてきたときの温位よりも海表面の方が約 3K 高い。表層水温は 1 日の間で 18.6~20.0 °C 程度まで変化した。

4.3 濃尾平野・伊勢湾域における海陸風場の特性

日本中央部が緩やかな気圧傾度の高気圧におおわれ晴天のとき、濃尾平野では流れ場に特徴的な日変化が見られる。5 月の典型例を上げれば、海風・谷風の時間変化は、ほぼ 3 つのステージに分けられる (北田ら, 1991; 森ら, 1994)。i) 最初は、午前 11 時頃までで、海風や谷風がローカルな海岸線や谷筋の地形に影響されてそれぞれ独立に吹く段階。次は、ii) 伊勢湾から濃尾平野に向かう南南西~南西の風が支配的な段階で 15 時頃まで続く。さらに、次の段階では、iii) この濃尾平野の海風システムが 15 時頃を境に切り換わり、次第に南南東~南東系の海風が優勢になって、これが 22~23 時頃まで続く。図 4.1a が第 2 ステージを代表するもので、伊勢湾と陸部の対比及び濃尾平野と三河山地の対比などの地形効果に基づくと推測させる流れ場であり、一方、図 4.1b は第 2 ステージから第 3 ステージへの遷移期と見なせるもので、知多半島、渥美半島で南東系の海風が吹き始めている。図 4.1c, d は第 3 ステージを代表する流れ場であり、この濃尾平野に吹く南東系の海風が、太平洋や中部山岳等、より上位の地形効果を想起させる。この第 3 ステージの海風は、風速も大きく、厚みが 600m 程度で明確な層を成し、第 1、第 2 ステージの海風とは性質が大きく異なる (高木ら, 1994)。ここで述べた、三つのステージの流れ場にそれぞれどの空間スケールの地形が、どのようにかわっているのかを次節以降で明らかにする。

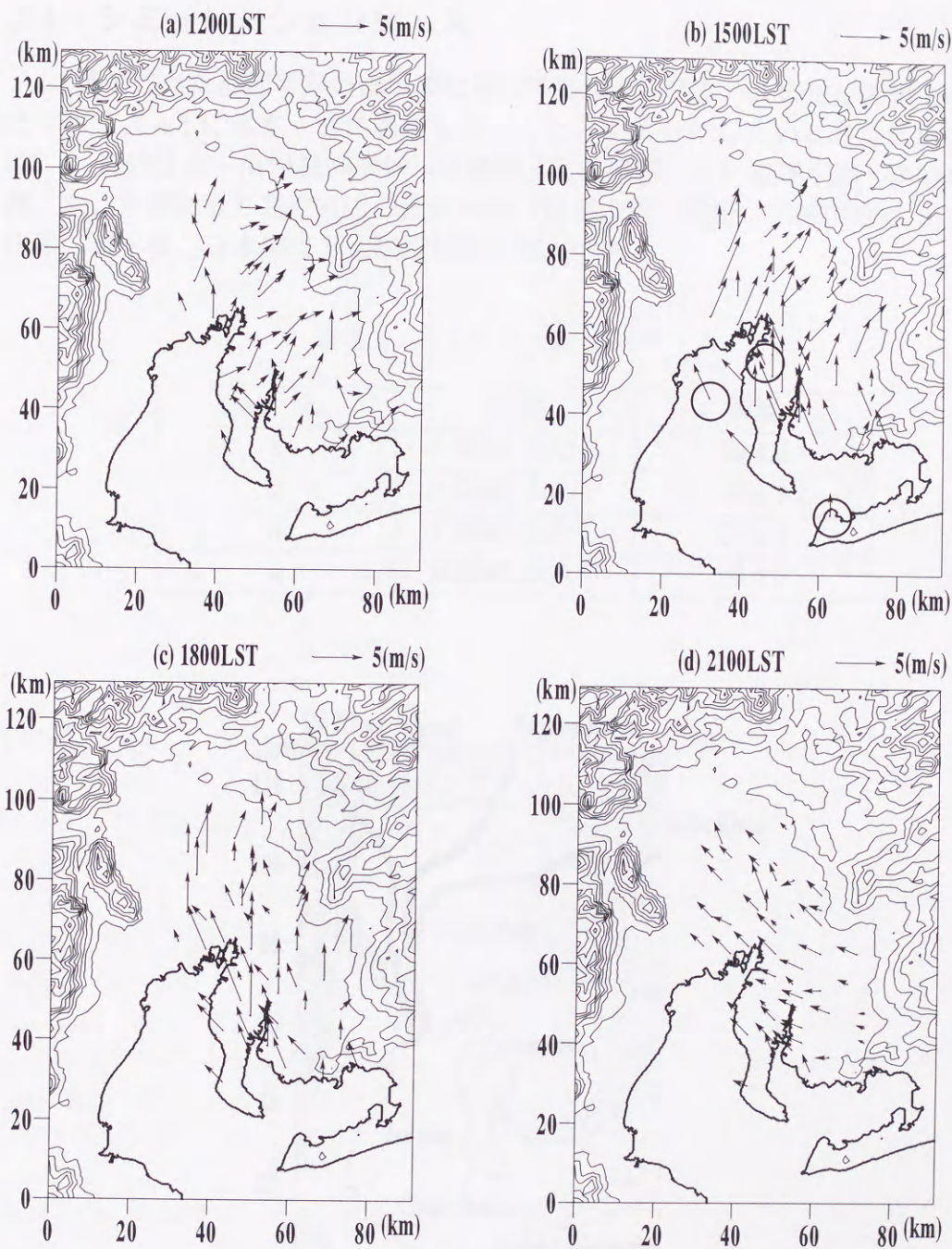


図 4.1: 典型的な海陸風日: 1985 年 5 月 17 日 (森ら、1994) おける観測地上風の日変化。(a) 1200LST, (b) 1500LST, (c) 1800LST, (d) 2100LST。(b) の白抜きの円はそれぞれ伊勢湾、知多半島、渥美半島の代表点を表す (図 4.2 参照)。

4.4 シミュレーションケース

4.3節で述べた濃尾平野の海風場に及ぼす各種空間スケールの地形効果を明らかにすべく表 4.1 に示す 4 つの場合を想定した。明らかにしたいと考えた地形効果は、i) 海陸分布—海岸線の形状（伊勢湾、三河湾等）、ii) 濃尾平野・伊勢湾域を西、北、東側に取り囲む直近の山の効果（鈴鹿山脈、美濃、三河山地）、iii) 中部山岳、太平洋、日本海など大規模地形効果、である。

表 4.1: シミュレーションケース

Case No.	記述	領域
1	小領域 山なし	図 4.2
2	小領域 山あり	図 4.2
3	大領域 山なし	図 4.3
4	大領域 山あり	図 4.3

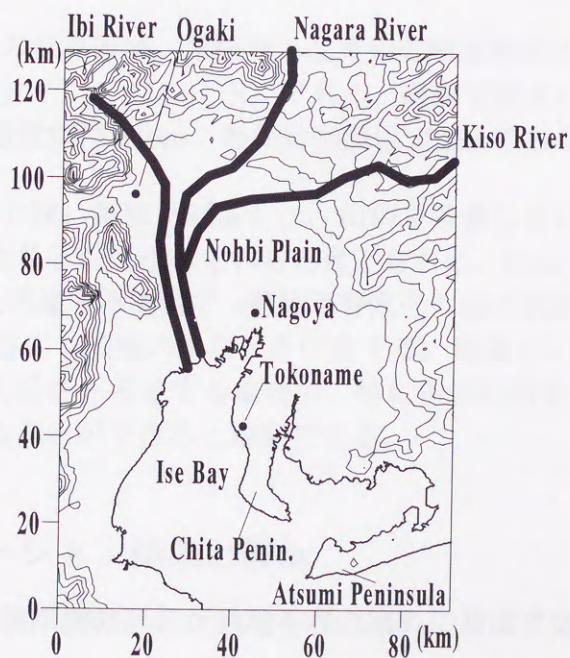


図 4.2: Case 1 と 2 の計算領域。南西端と北東端の緯度傾度は、それぞれ、 $(34.5^{\circ} \text{ N}, 164.4^{\circ} \text{ E})$ と $(35.7^{\circ} \text{ N}, 137.4^{\circ} \text{ E})$ である。等高線の最低値は 100m、等高線間隔は 100m である。

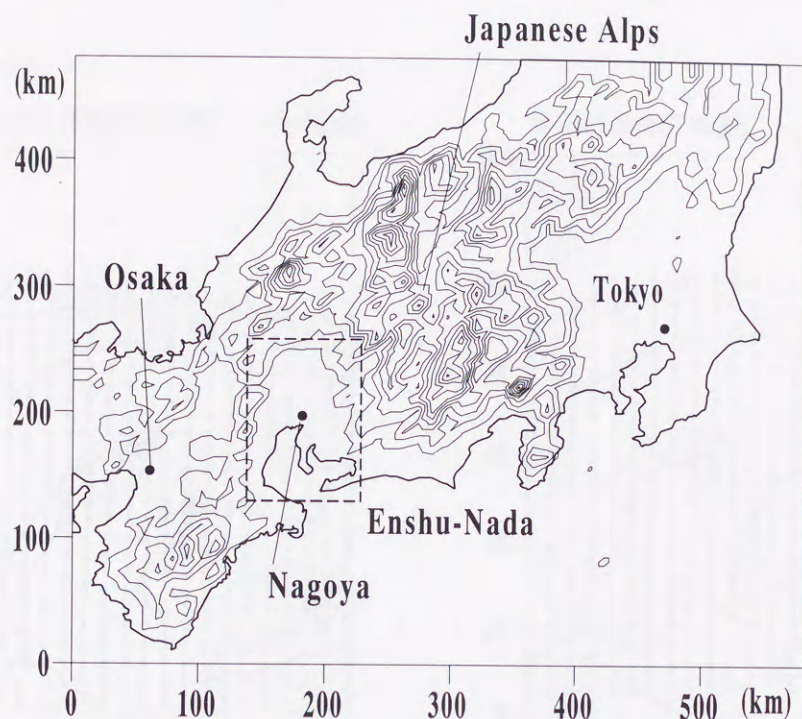


図 4.3: Case 3 と 4 の計算領域。南西端と北東端の緯度傾度は、それぞれ、 $(33.4^{\circ} \text{ N}, 134.9^{\circ} \text{ E})$ と $(37.7^{\circ} \text{ N}, 141.3^{\circ} \text{ E})$ である。破線で囲まれた領域は図 4.2 と一致する。等高線の最低値は 250m、等高線間隔は 250m である。

Case 1 は 図 4.2 の狭い領域を対象とし、山岳を考慮しない場合で、海陸分布・海岸線形状の効果を見るのに適していると考えられる。Case 2 は同じく狭い領域を対象とし、山岳を考慮する場合で、濃尾平野直近の山の効果を見るのにふさわしい。また、Case 3 は広い領域の山なしを代表する。最後に、Case 4 は図 4.3 の広い領域を対象とし山岳をも考慮する場合で、特に中部山岳や太平洋など大スケールの地形効果を見ることができると推測できる。

4.5 シミュレーション結果と解析

4.5.1 海陸分布－海岸線の形状が濃尾平野の流れに及ぼす効果

小領域で山の地形を考慮しない場合 (Case 1)、海岸線によって縁取られる海陸分布に基づく海風の特性のみが、昼間の局地風を支配する。当初、11 時頃まで場所ごとの海岸線に直角な方向の海風が吹きそれらは午後になって次第に伊勢湾・三河湾・太平洋を含む海洋から陸地に向かう南南西の海風に組織化される (図 4.4a がこの段階を表す)。計算領域を大領域にとっても、山なしの場合 (Case 4) は、上で述べたのと濃尾平野の風について変わらない。しかしながら、濃尾平野は若狭湾等の日本海からも近く、18 時には、領域の北西部に両方の海風の収束線が出

現する（図 4.4b 参照）。図 4.4c はこのときの大領域全体の流れ場を示す。

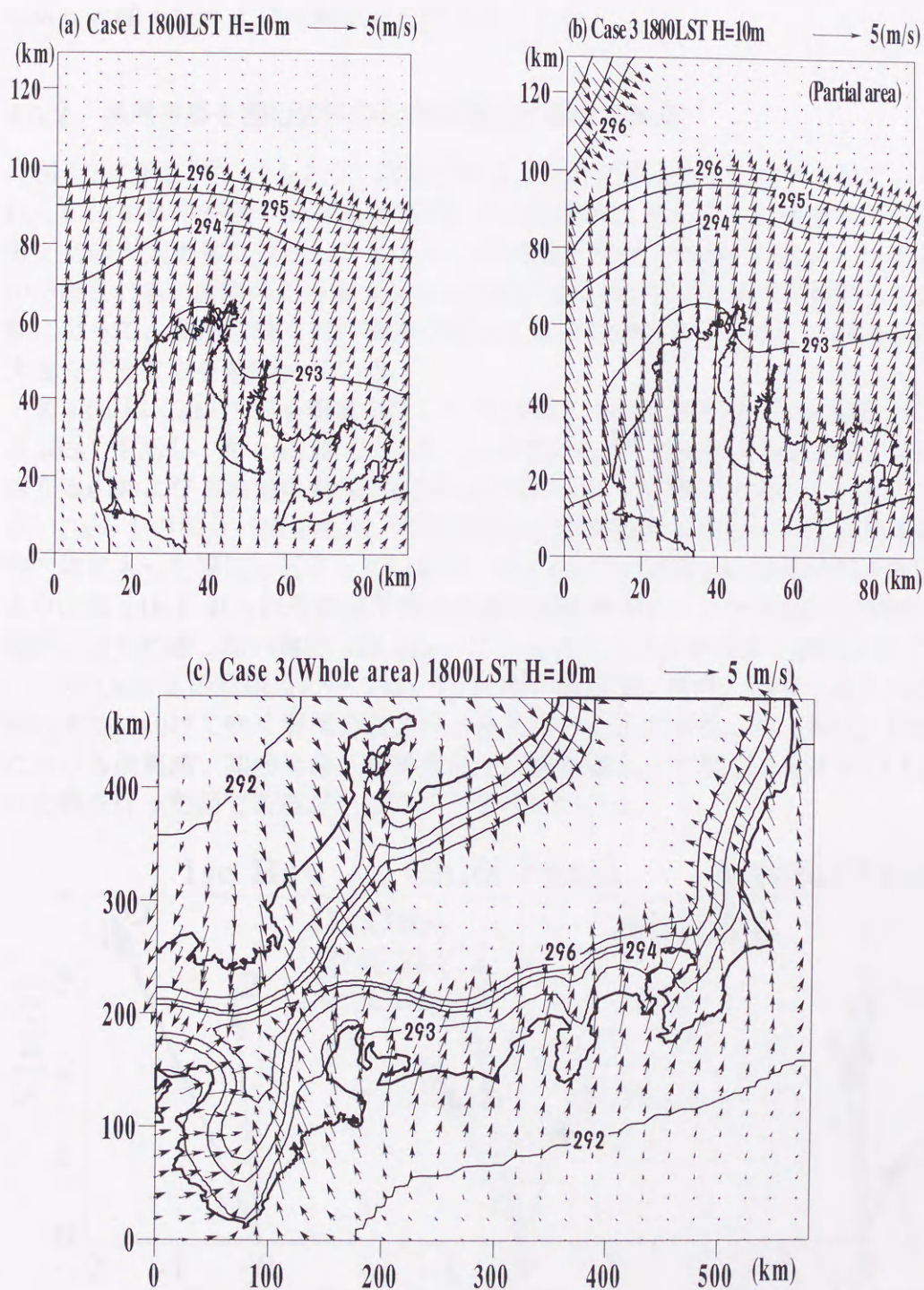


図 4.4: 1800LST における地上 10m の計算風と温位。(a) Case 1, (b) Case 3 (切り出された領域), Case 3 (領域全体)。

Case1, 3 (表 4.1 参照) の山なし地形の条件で定性的にでも再現できるのは、4.3 節で述べた 12 時頃までの流れ場であり、それ以後の特徴、特に主たる風向が南西系から南東系に変化することを再現することは不可能であった。これらは、図 4.4a,b と図 4.1c,d との比較により明らかである。

4.5.2 濃尾平野を囲む近隣の山岳が流れに及ぼす効果

図 4.2 に示されているように濃尾平野は、北および東西を山に囲まれている。これらの山が日中谷風や斜面上昇の流れを誘起する。それらの小規模循環が濃尾平野上空の大気加熱に寄与し、そのことが海風を強め、内陸への進入を早めることが予測される。同様のことを Kondo (1990) は種々のモデル地形を想定した数値実験によって、海岸に続く“谷”構造が単なる斜面構造よりもはるかに海風の規模を大きくすることを確かめている。

図 4.6a は Case 1 (小領域山なし) の 15 時における流れ場 (“地表風”：地上高度 10m) を示し、図 4.6b は Case 2 (小領域山あり) の同様の場を示す。流れ場に対する山および谷地形の効果が両図の比較によって明瞭に示されている。すなわち、Case 1 の場合 (図 4.6a)，海風前線は伊勢湾最奥の海岸線からまだ 30km 程度内陸に入った線にとどまっているが、図 4.6b では近隣の山岳を考慮することにより、図 4.1b に見られる濃尾平野北西部の南南東風および中央部から東部の南西風が、山を考慮しない場合 (図 4.6a) に比べて、はるかに良く表現されている。

この Case 2 の問題点の一つは、15 時頃の時点で三河湾、知多半島から濃尾平野の南部に向けて吹く海風の強さが十分でないことである。図 4.5 は、1500LST における伊勢湾、知多半島、渥美半島での観測風と計算風 (Case 2 及び Case 4) の比較を行った図であるが、このことを示している。

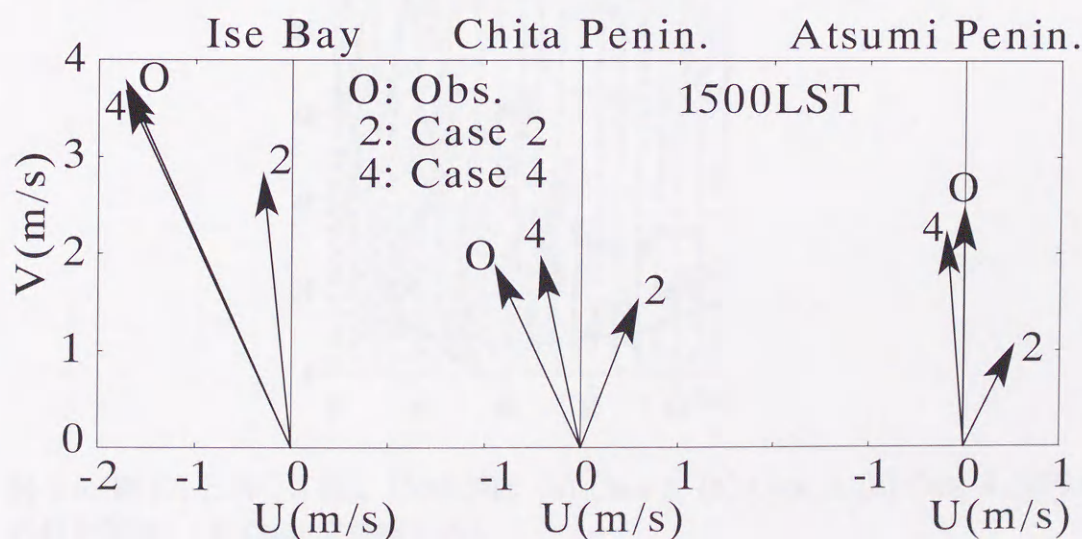


図 4.5: 伊勢湾、知多半島、渥美半島での 1500LST における観測風と計算風の比較。地点は、図 4.1 の白抜きの○である。

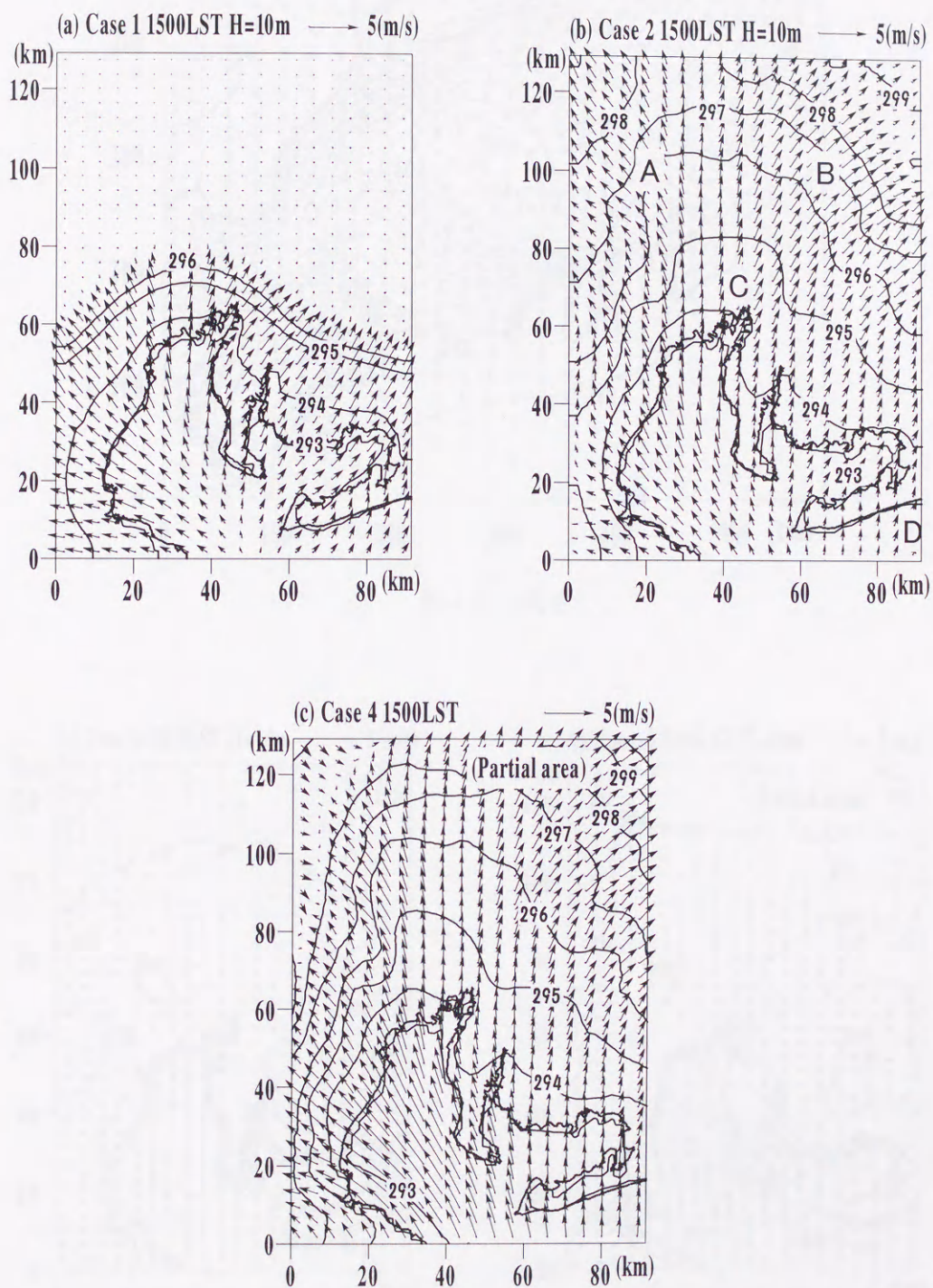


図 4.6: 図 4.4 と同じ、但し 1500LST。(a) Case 1, (b) Case 2, (c) Case 4 (切り出された領域), (d) Case 4(領域全体)。

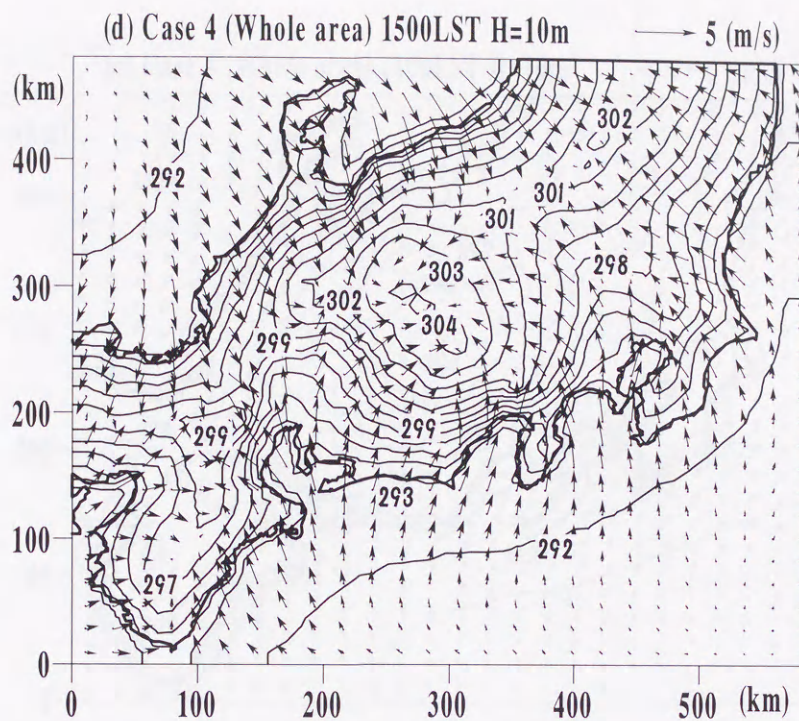


図 4.6: (続き)

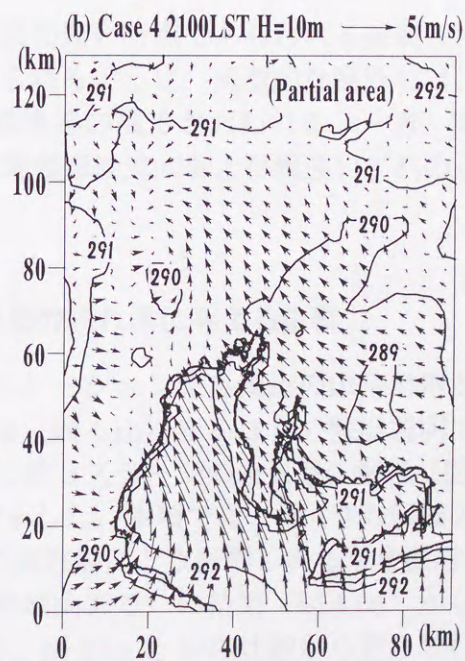
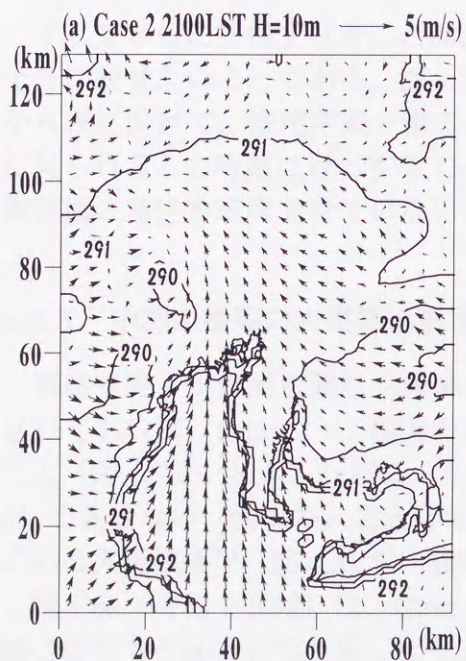


図 4.7: 図 4.4 と同じ、但し 2100LST。(a) Case 2, (b) Case 4 (切り出された領域),
(c) Case 4(領域全体)。

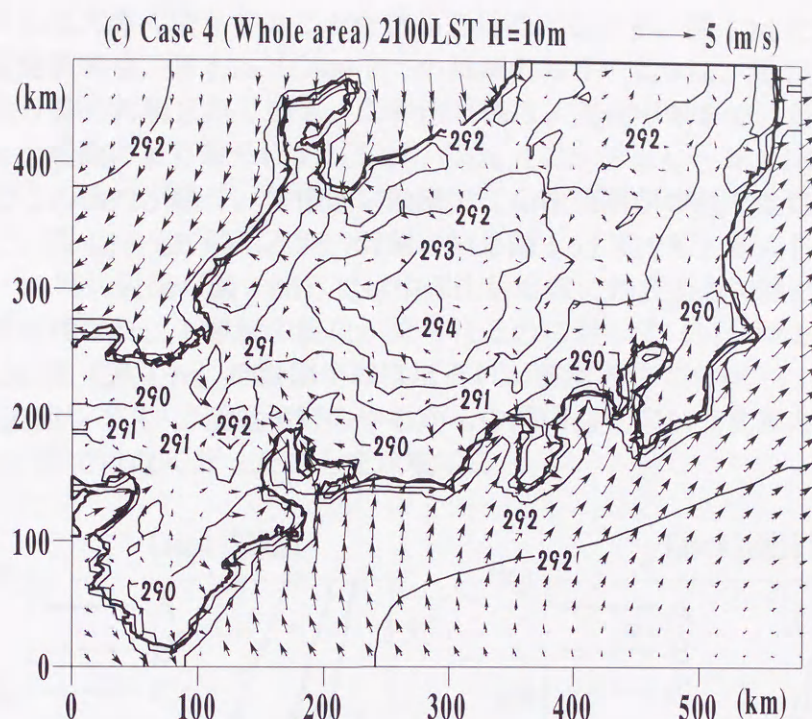


図 4.7: (続き)。

そしてさらに注目すべきことは、ii) 午後の遅い時点であられる海風の特徴を十分に表せないことである。図 4.1d に見られるように、典型的な海風では、午後から夜にかけて、濃尾平野一帯で全域が南東系の風でおおわれる。一方、図 4.7a に見られるこの時刻に対応する Case 2 の地表風は風向および風速いずれの点でも観測風の特徴を表現できていない。

4.5.3 中部山岳等の大規模地形が濃尾平野の流れ場に与える影響

濃尾平野・伊勢湾を囲む小領域のシミュレーションでも周辺の山岳地形が考慮されておれば (Case 2)、現実の地表風場 (図 4.1b) をかなりの程度説明できること (図 4.6b)、しかしながら、この地域の第 3 ステージの南東系の海風 (図 4.1c, d) を表せない (図 4.7a) こと等を前項で示した。本項では、図 4.2 の領域の背後にある大規模地形 (図 4.3) が、濃尾平野の流れ場にどう影響し得るかを検討する。

図 4.6c (時刻 15 時) は、Case 4 (大領域山あり) の結果 (図 4.6d) から小領域に該当する部分を切り出したものである。図 4.6c と b の比較から読み取れることは、大規模地形が風速の増大に、特に、渥美半島、三河湾、知多半島、伊勢湾等の沿岸部で寄与していることである。そして、これらは図 4.1b に見られる観測風の傾向と良く一致している。さらに、21 時の流れ場を表わす図 4.7b (図 4.7c の大領域の結果から切り出した) は、大規模地形が濃尾平野・伊勢湾域の南東風の

形成と強化に大きく寄与することを示している。しかも、図 4.1d に見られる当該時刻の観測風場は、図 4.7a (Case 2: 小領域山あり) よりも、図 4.7b の大領域の結果により良く再現されている。この南東風は、真夜中頃まで、かなり長く継続することが観測により知られているが、Case 4 のシミュレーションでもやはり 24 時頃までこの流れが続く。午後遅い段階でこの南東風が卓越するに至る原因を探るために、図 4.7c (21 時) と別の時刻の結果図 4.6d (15 時) をくらべて見る。両図より、15 時の段階 (図 4.6d) では中部山岳地帯に地表面の加熱により温位の高い領域が形成され、下層風の収束が見られるのに対して (いわゆる熱的低気圧の形成)、21 時 (図 4.7c) の段階ではほぼそれが解消されており、15 時に存在していた”地表面レベル”で濃尾平野の中心から中部山岳に向かう北東方向への気圧傾度力が 21 時ではなくなったことを示唆する。

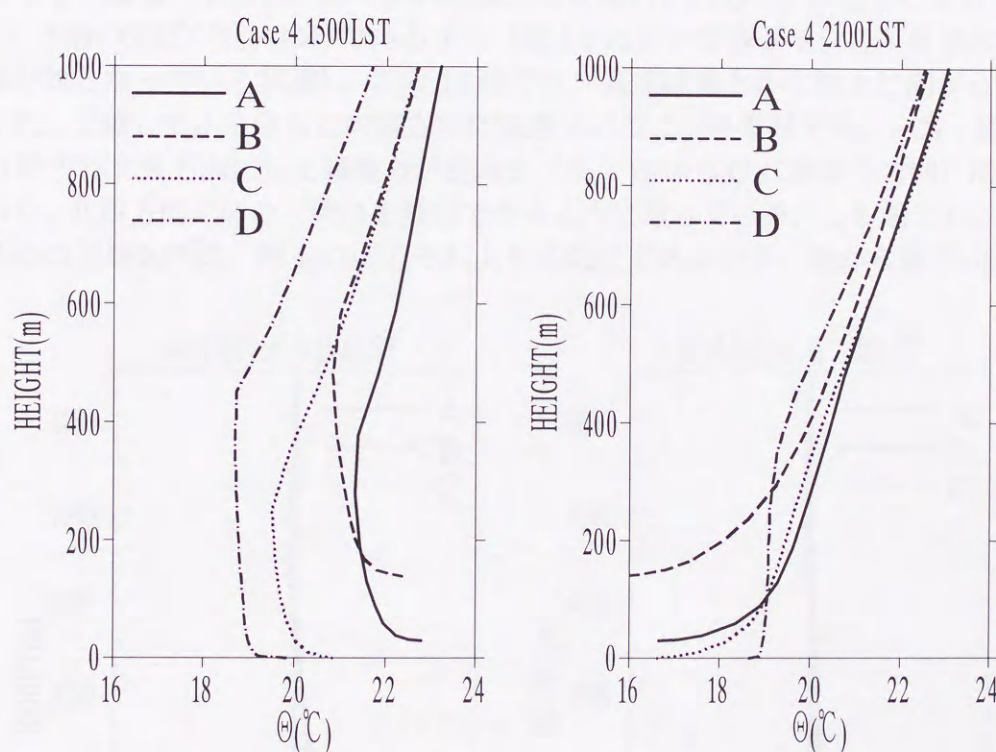


図 4.8: Case 4 の 1500 および 2100LST で計算された温位の鉛直分布。地点 A, B, C, D は図 4.6b に示されている。

一方、南東から北西の方向に延びる濃尾平野を通る谷筋 (図 4.2 参照) に沿って、先述のように、21 時でも南東風が残っており (図 4.7b, c)、地表近くの下層で太平洋側からこの谷奥に向かう気圧傾度力が存在することを示唆する。この気圧傾度の原因として考えられるのは、日中濃尾平野上空の大気が平野部および周辺の山岳の地表面から熱を受け取り暖まることである。加熱に寄与する機構 (すなわち、熱を効率よく上層に伝える機構) は、熱的不安定による混合層の発達および斜面や谷地形に伴う循環流の存在であろう。これらの循環流は、また、平野部上空の下

降流による断熱昇温という形での加熱にも寄与すると考えられる。結局、この日中に加熱された暖気が夜に入っても残り太平洋上の海洋大気との間に北西に向かう気圧傾度力を形成することが、午後遅くから夜にかけて濃尾平野に吹く南東風の原因であると考えられる。実際、図 4.8 は図 4.6b に印した各地点（図中、A, B, C, D 点で表示した地点）での 15 時および 21 時の温位の鉛直分布（図 4.8 中、地点 A, B, C, D での鉛直分布；Case 4）を、図 4.9 は同じく圧力差の鉛直分布（すなわち、図 4.9 中、陸地上の地点 A, B, C での気圧から海上の D 点での気圧を差し引いたものの鉛直分布；同じく、Case 4）を表すが、15 時では温位分布から見ても、また当然ながら圧力分布から見ても、下層の流れが濃尾平野の中心（地点 C）から北西（地点 A）および北東（地点 C）のいずれの方向に向かうのにも適した分布となっている（すなわち、下層では、C が A, B のいずれよりも大きい）。むろん、海上（地点 D）から見れば陸上の点はいずれも（すなわち、地点 A, B, C）下層の気圧が低いわけであるから（図 4.9 において各グラフの下層部の横軸の値が負となっている状態）、この 15 時では、気塊は海上から陸上に向かって加速され、上陸してからさらに内陸方向に加速されることを意味する。一方、図 4.9 の 21 時では北東方向に気圧傾度力が逆向き（地点 B から C に向かう方向）になっており、北西方向にのみ、流れを維持できるようになっている。この場合も、陸上の各点の下層気圧は、海上の点のそれよりは低圧であるから、海から陸に向かって

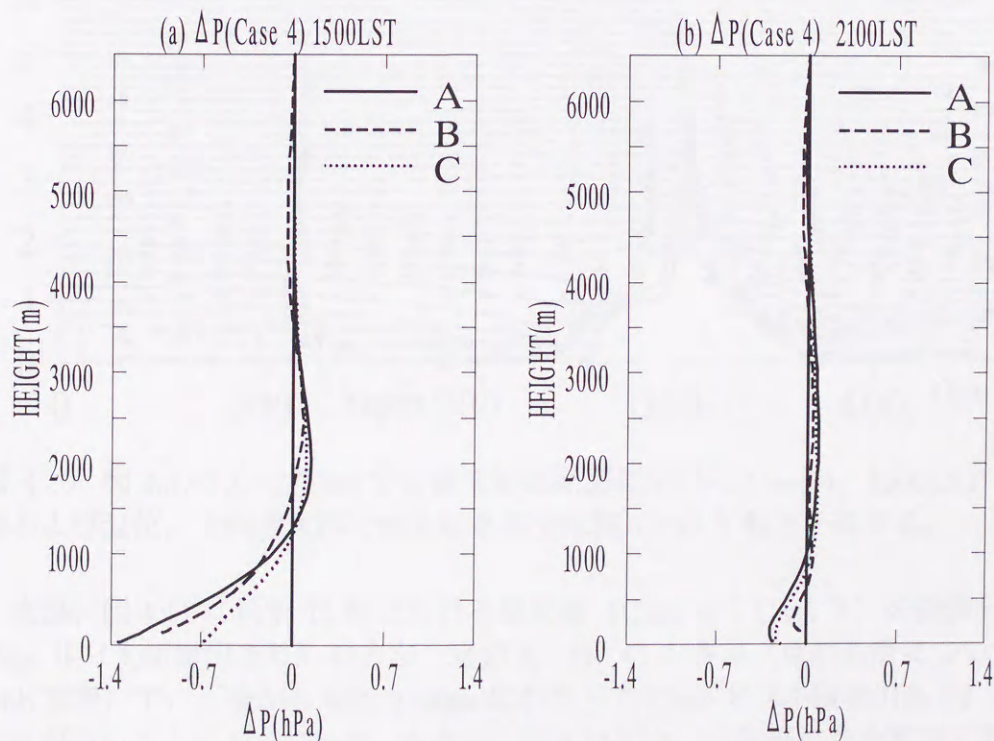


図 4.9: Case 4 における 1500 および 2100LST での海陸気圧差の鉛直分布。A 点での ΔP は、(A 点での気圧) - (D 点での気圧) である。

流れを推進・維持する方向で気圧傾度力は作用しているが、内陸では逆に、特に、濃尾平野（地点C）から北東（地点B）に向かって流れを強く抑える方向に気圧傾度が作用していることがわかる。地点Bは中部山岳の麓にあたるので、この場合その背後に広がる深く、高い谷地形が、より効率よく下層大気を冷却していることを示唆し、それが図4.7bに見られるように北東方向への流れを抑制することにつながっていると考えられる。先述のように、小領域を対象としたCase 2では、15時での内陸部の南西風が十分でなく（図4.6cの太い矢印）、また、午後遅くの南東風も弱い（図4.7b、太い矢印）等の不備がある。いずれも、Case 2の対象とする小領域（図4.2）には含まれていない上位の地形、特に、中部山岳や太平洋の広い海域の存在を考えないことによる影響であると考えられる。例えば15時の場合小領域の背後にあって、海拔高度のより高い中部山岳を無視することにより上層での循環流、すなわち中部山岳と平野部との平地－台地風循環や、より高高度での谷風循環による中層の大気（高度2km以下）の加熱過程がなく、結果的に平野部の大気下層で海洋－陸地間の気圧傾度が現実よりも弱まっていると考えられる。図4.10は中部山岳に起因する平地－台地循環のリターンフローに伴う沈降流の様子を表している。

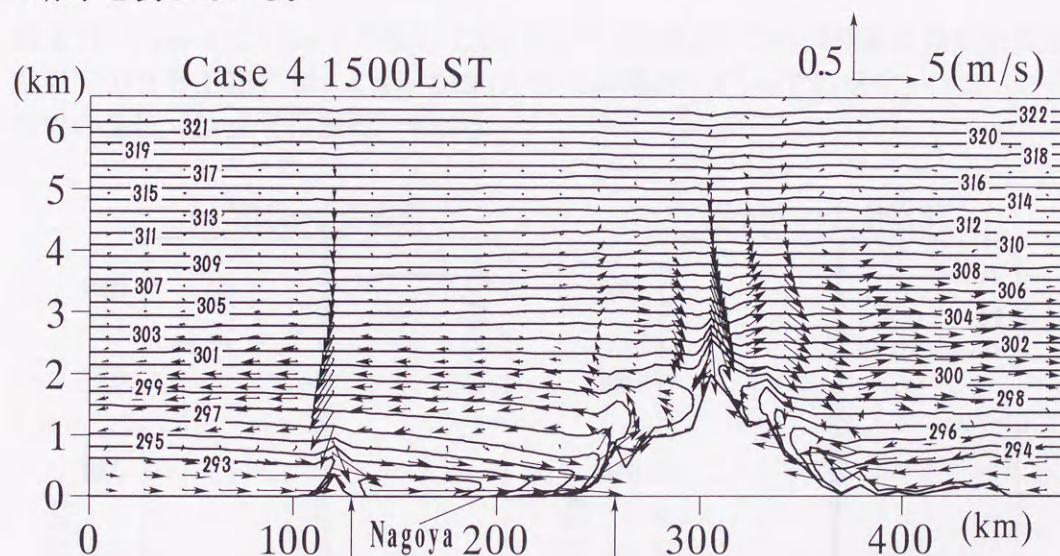


図4.10: 図4.3のX=176kmでの南北鉛直断面におけるCase 4、1500LSTの計算風および温位。上向き矢印で挟まれる部分は図4.2のY軸と一致する。

実際、図4.11に示す15時における温位差（Case 4 - Case 2）の鉛直分布は、Case 4（大領域山あり）の方が、地点A、B、Cの各点（点の位置について、図4.6b参照）で、下層から高度2500mにわたってCase 2（小領域山あり）よりも温位が高いことを示している。ただし、図4.11でケース間温位差を算出する際に、陸地上の各点の温位からケース毎の海上の点（図4.6b中、地点D）の温位を差し引くという前処理を行っている。従って、この図は“海陸間の温位差”の“ケース間差”という意味を持つ。

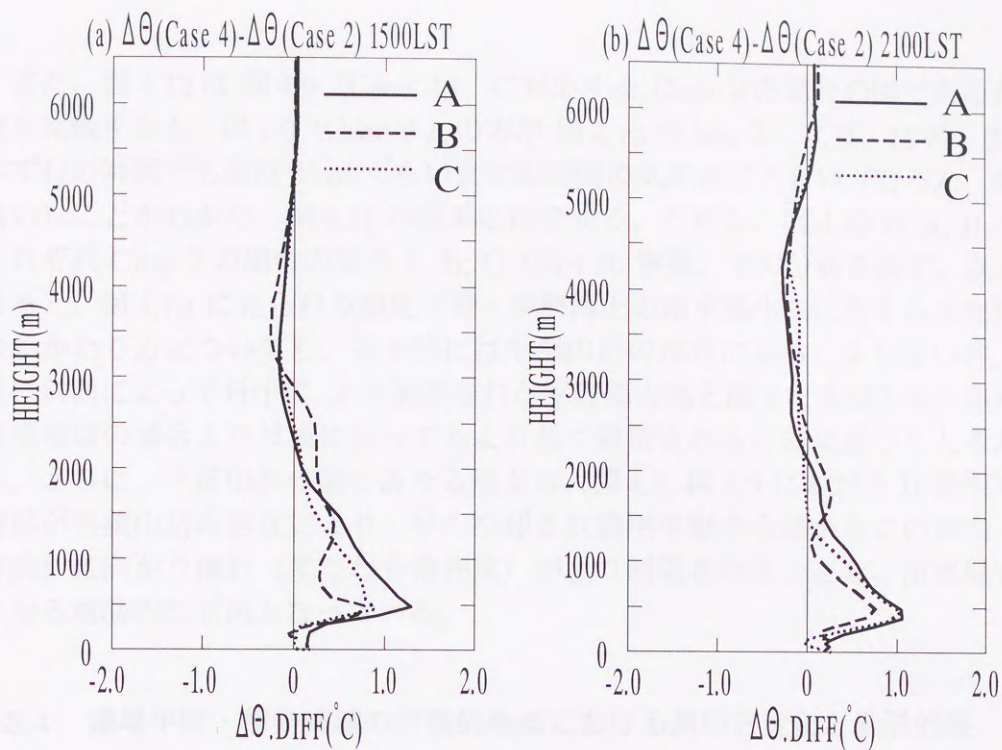


図 4.11: Case 4 と Case 2 の間の 1500 および 2100LST での海陸温位差の鉛直分布。A 点での $\Delta\theta.\text{DIFF}$ は、Case 4 の (A 点での温位 - D 点での温位) - Case 2 の (A 点での温位 - D 点での温位) である。

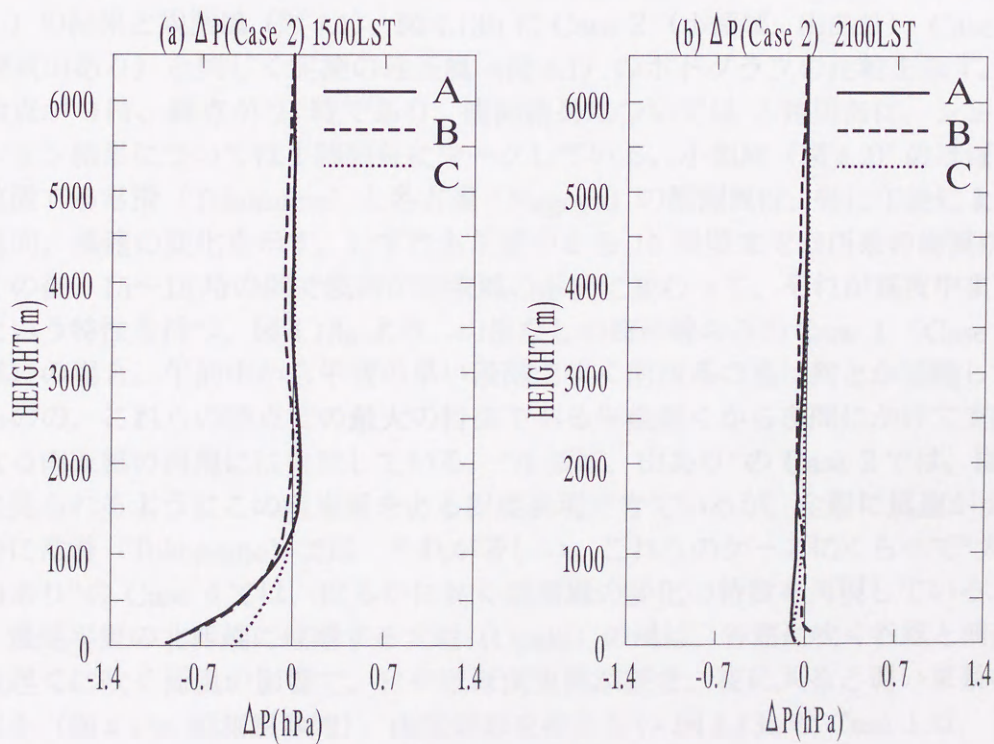


図 4.12: 図 4.9 と同じ、但し Case 2。

また、図 4.12 は図 4.9 (Case 4) に対応する Case 2 の場合の図であるが、両者を比較すると、図 4.9 (Case 4) の方が図 4.12 (Case 2) より、15 時、21 時のいずれの時間でも高度 1km ぐらいまで海陸間の気圧差が大きい（むろん、海側が高い）ことがわかり、図 4.11 の結果と符合する。ただし、図 4.12 の A, B, C は、それぞれ Case 2 の場合の地点 A, B, C (図 4.6b 参照) での分布を表す。以上まとめると、図 4.7b に見られる濃尾平野・伊勢湾上の南東風生成に対する大規模地形のかかわり方についても、基本的には中部山岳の存在による、より深い谷、より長い斜面によって日中に、より加熱された平野部大気と海洋大気間の気圧差が、小規模領域の場合よりは夜になってもより長く維持されることに基づくと考えられる。さらに、中部山岳の麓にあたる地点 B (図 4.8, 図 4.9 における B 参照) の下層部が当該山岳の存在により、早く冷却され濃尾平野中心部からこの方向（北東方向）に向かう流れ（すなわち南西風）がより制限されることも、南東風を際立たせる補助的な原因となっている。

4.5.4 濃尾平野・伊勢湾域の代表的地点における風の日変化と地形効果

図 4.1 に見られる海風時の風向、風速の時間変化に表 4.1 のどのケースがもっとも良く追従するかを調べ、この変化に対する地形効果を検討した。代表として取り上げた地点は、常滑（知多半島の伊勢湾側）、名古屋、大垣（濃尾平野の北西端付近）である（地点の位置について、図 4.2 参照）。図 4.13a に Case 1（小領域山なし）の結果と観測風（図 4.1）、図 4.13b に Case 2（小領域、山あり）、Case 4（大領域山あり）と同じく実測の地表風（図 4.1）のホドグラフの比較を示す。図中、始点が 9 時、終点が 24 時であり、観測結果については 3 時間毎に、シミュレーション結果については 1 時間毎にマークしている。小領域（図 4.2）のほぼ中心に位置する常滑（Tokoname）と名古屋（Nagoya）の観測風は、特に午後によく似た風向、風速の変化を示す。いずれも午前中から 15 時頃まで南西系の海風が吹き、その後、15～18 時の間で風向が南東風の系統に変わって、それが真夜中まで続くという特性を持つ。図 4.13a より、山岳なしの海岸線のための Case 1（Case 3 も同様）の場合、午前中から午後の早い段階で吹く南西系の風は何とか追従しているものの、これらの地点での最大の特徴である午後遅くから夜間にかけて支配的になる南東風の再現には失敗している。”小領域、山あり”の Case 2 では、図 4.13b に見られるようにこの南東風をある程度表現できているが、全般に風速が小さく、特に常滑（Tokoname）では、それが著しい。これらのケースにくらべて”大領域、山あり”の Case 4 では、はるかに良く観測風の変化の特徴を再現している。

濃尾平野の北西端に位置する大垣（Ogaki）の風は、谷筋に吹く谷風と前述の午後遅くに吹く海風の影響で、日中ほぼ南東風が続き、夜に入ると弱い東系の風になる（図 4.13a 観測風参照）。山岳地形を持たない図 4.13a の Case 1 は、予想できるように全くこの観測風を再現できない。一方、図 4.13b に示されている Case 2, 4 はいずれもかなりよく実測風の特徴を捕らえている。しかしながら、やはり

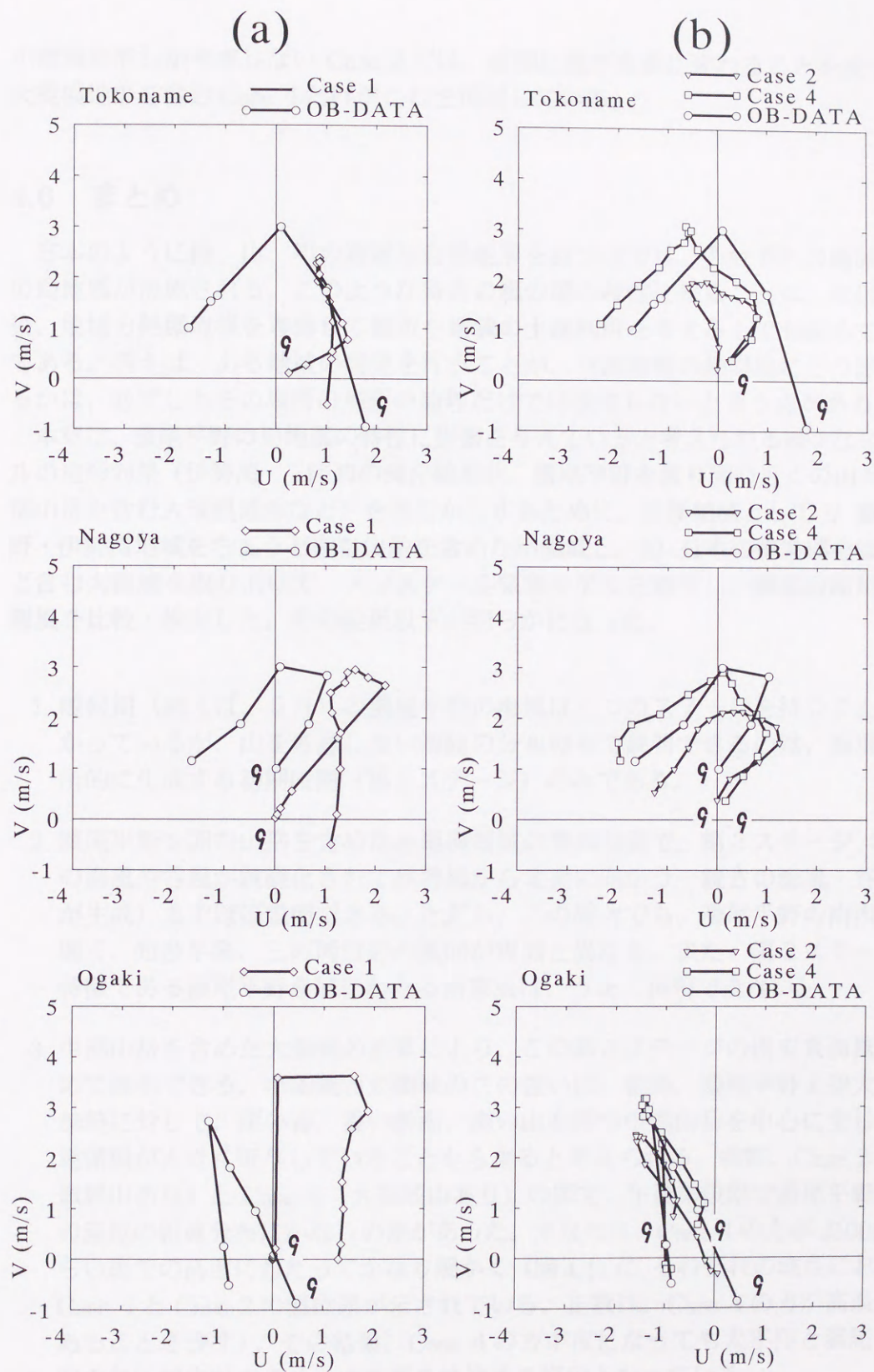


図 4.13: 計算風と観測風の本ドグラフの比較。本ドグラフは、900LST で始まり 2400LST で終わる。

小規模地形しか考慮しない Case 2 では、夜間に風が東系に変わることを表せず、大規模地形を含む Case 4 だけがこれを再現している。

4.6 まとめ

日本のように海、山、川の複雑な自然地形を持つ国では、それぞれの地域特有の局地風が形成される。このような特有の風の特徴を知ることは、大気汚染、地域の熱環境等を考慮して都市や地域の土地利用を考える上でも極めて重要である。例えば、ある地域の開発を行うことが、当該地域の熱環境にどう影響するかは、必ずしもその場所の局所の論理だけでは決まらないという点がある。

本章は、濃尾平野の局地風の特徴に影響を与えていると考えられる様々なスケールの地形効果（伊勢湾・三河湾の海岸線形状、濃尾平野を取り囲む近くの山々、中部山岳を含む大規模地形など）を明らかにするために、計算領域として i) 濃尾平野・伊勢湾地域をちょうど囲む山岳を含めた小領域と、ii) 日本の中央部をほとんど含む大領域を取り上げて、メソスケール気象モデルを適用し、両者の結果と実測風を比較・検討した。その結果以下が明らかになった。

1. 暖候期（例えば、5月）の濃尾平野の海風は三つのステージを持つことがわかっているが、山を考慮しない海陸の分布のみで説明できるのは、海風が局所的に生成する初期段階（第1ステージ）のみである。
2. 濃尾平野を囲む山岳を含めた小規模領域の地形効果で、第2ステージ（局所の海風や谷風が組織化されて伊勢湾から北東に向かう一続きの海風・谷風系が生成）までほぼ説明できる。ただし、この場合でも、濃尾平野の南西風は弱く、知多半島、三河湾付近の風向が実測と異なる。また、第3ステージの特徴である濃尾平野全域にわたる南東風は、うまく再現できない。
3. 中部山岳を含めた大領域の計算により、この第3ステージの南東系海風も含めて説明できる。小領域と大領域のこの違いは、結局、濃尾平野上空大気の加熱に対して、深い谷、長い斜面、高い山を持つ中部山岳を中心に生じる局地循環が大きく寄与していることから来ると考えられる。実際、Case 2（小領域山あり）と Case 4（大領域山あり）の間に、午後の段階で濃尾平野上空の温位の鉛直分布にかなりの差があった。すなわち、Case 4の方が2500mぐらいまでの高度にわたってかなり暖かく（図4.11に、それぞれの地点における Case 4と Case 2の温位差が示されている。正数は、Case 4の方が高温位であることを表す）、その結果、Case 4の方が夜になっても太平洋と濃尾平野間の気圧傾度が大きく、南東風を維持する原因となっている。
4. 常滑、名古屋、大垣など濃尾平野伊勢湾域の代表的な点での地上風のホドグ

ラフを比較した結果、大領域の結果 (Case 4) が、もっとも良く実測に追隨していた。小領域の結果 (Case 2) が、表現できないのは、やはり午後遅くから夜間にかけて濃尾平野中央部等で風向が南東方向に回り、かつ風速がそれほど弱まらない現象である。

以上、濃尾平野の局地風に、局所地形のみならず、むしろ、一見無関係に見える大規模地形の方が、大きな影響を与えていることを定量的に明らかにした。

参考文献

- Kitada, T., 1987: Turbulence structure of sea breeze front and its implication in air pollution transport -Application of $k-\epsilon$ turbulence model. Bound.-Layer Meteor., 41, 217-239.
- 北田敏廣、国井克彦、久保田庄三, 1991: 地域規模の土地利用変化に伴う大気環境変化－濃尾平野の10年間(1975-1985)を例に. 衛生工学研究論文集, 27, 117-127.
- Kitada, T., H.Takagi, and K.Kunii, 1991: Numerical investigation of the coastal atmospheric environment influenced by small-scale peninsula. Energy and Buildings, 15/16, 979-992.
- Kitada, T. and H.Takagi, 1992: Some remarks on the $k-\epsilon$ turbulence model applied to sea breeze simulation -Buoyancy effect on the ϵ -equation and horizontal eddy diffusivity. Monitoring and Modelling in the Mesoscale, KFA, Julich, Germany, 135-146.
- 北田敏廣、米津千春, 1993: 都市域における緑被率、環境水面率の増加が夏季の地域規模の気候緩和に及ぼす影響. 環境工学研究論文集, 30, 361-370.
- Kondo, H., 1990: A Numerical experiment on the interaction between sea breeze and valley wind to generate the so-called "Extended Sea Breeze". J. Meteor. Soc. Japan, 68, 435-446.
- 森博明、小川弘、北田敏廣, 1994: 濃尾平野における海陸風の特徴と広域海風の出現条件. 天気, 41, 379-385.
- Panofsky, H.A. and J.A.Dutton, 1984: Atmospheric Turbulence. John Wiley & Sons, 397pp.
- Swinbank, W.C., 1963: Long-wave radiation from clear skies. Quart. J. Royal Meteorol. Soc., 89, 339-348.

5 地域熱環境に対する都市化効果の定量化

5.1 概説

産業基盤の整備、種々のサービスの集中等により特に太平洋岸の平野部において人口の集中と都市化の進展が行われてきた。このことが、夏季の耐え難い高温化など不都合な広域熱環境をもたらしている。参考のため、名古屋における熱帯夜数の経年変化を図 5.1 に示す (名古屋地方気象台, 1996)。1950 年頃を境にグラフは右上がりとなっており、熱帯夜の日数が増大している様子が伺える。

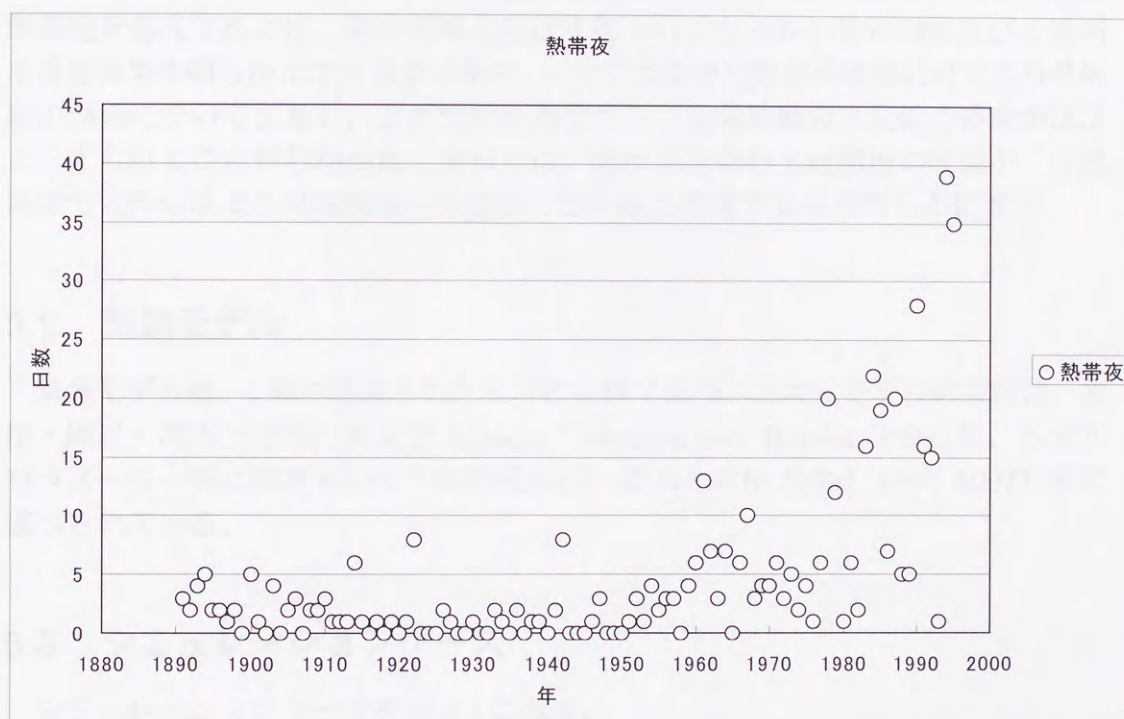


図 5.1: 名古屋における“熱帯夜”の数の経年変化。熱帯夜は最低気温が 25°C を超える夜を意味する。

北田ら (1991) は、名古屋を中心とする濃尾平野の土地利用の変化（都市化の進展）と広域熱環境の変化に関心を持ち、その実態を調べるために、暖候期の気圧傾度が緩やかな晴天日で（従って、一般風が弱く海陸風等の局地風が発達し、気温も上がる日）総観規模の気圧配置がほぼ対応する日を 1975, 1985 両年度から選出し、愛知県等の大気汚染常時監視局の気温、風、湿度等のデータを利用して気温場の日変化を比較を行った。その結果分かったことは、1975 年当時では、相対的な高温域が、1 日中、ほぼ名古屋を中心とする地域に留まっているのに対して、名古屋の周辺で都市化の進んだ 1985 年では、日中の最高気温域が（日最高気温自身も高くなるとともに）名古屋の北方郊外に当たる一宮や犬山に移動したことで

ある。このことを、「沿岸部が都市化すると内陸の気温が上がる」という言い方で捕らえて、都市化域を通過するときの海風層の加熱が内陸到達時の気塊のバックグラウンド気温を押し上げるものと推測した。ただ、流れ場の日変化パターンには、ほとんど違いがなかったため、様々な空間スケールの自然地形が、地域の気温場や流れ場形成にどう関わっているか、それに土地利用分布の改変など人為的な効果がどの程度影響するかに興味を持った。上に述べた「沿岸部が都市化すると内陸の気温が上がる」を広域熱環境の制御の面から言い直すと、「内陸部の高温化を避けるためには、沿岸部の土地利用において都市化を緩和するような工夫が必要」と言うことになる。いずれにしても、その地域のおかれた地形特性を活かす形で、全体として過度のエネルギー使用を避けつつ好ましい広域大気環境、広域熱環境を形成するには、地域気候に及ぼす種々のスケールの地形効果及び土地利用改変効果を明らかにする必要がある。4章では濃尾平野の局地風に対する自然地形の効果について言及し、自然地形の効果のみでも局地風の日変化の特徴がほぼとらえられることがわかった。本章では、都市化を含む土地利用の改変が、自然地形で大枠が決まる局地風場や気温場にどの様に影響するかを明らかにする。

5.2 気象モデル

気象モデルは、4章で使用されたものと同様である。三次元モデルの現況は、北田・岡村・高木(1995)および Kitada, Okamura and Tanaka (1998) に、モデルパラメーター等に関するいくつかの検討は、高木・北田(1994, 1996, 1997)等に述べられている。

5.3 シミュレーションケース

シミュレーションケースを表 5.1 に示す。

表 5.1: シミュレーションケース

Case No.	記述	領域
1	都市なし*	図 4.3
2	都市あり†	図 4.3

* 陸地面の土地利用パラメータは森林である。

† 表 3.1 でリストされた土地利用パラメータが様々な地表面のタイプに使用される。図 5.2 参照。

4章で示されたように、濃尾平野の局地風を再現するには中部山岳を含めた十分に広い領域を計算のためにとる必要がある。従って、本章では4章で使用された

大領域 (図 4.3 参照) を計算領域とし、注目領域 (図 4.2 参照) である濃尾平野・伊勢湾域の陸地面の土地利用をすべて森林とした Case 1 とこれを現実的な海水面、淡水面 (水田、河川ほか)、森林、田園、都市の 5 分類とした Case 2 を設定する。図 5.2 は Case 2 で使用される土地利用分布 (愛知県土地利用規制図 (愛知県, 1992) から作成) を示す。シミュレーションで使用する土地利用形態パラメータは表 3.1 に示されている。Case 1 と Case 2 の比較から土地利用分布の効果を明らかにする。

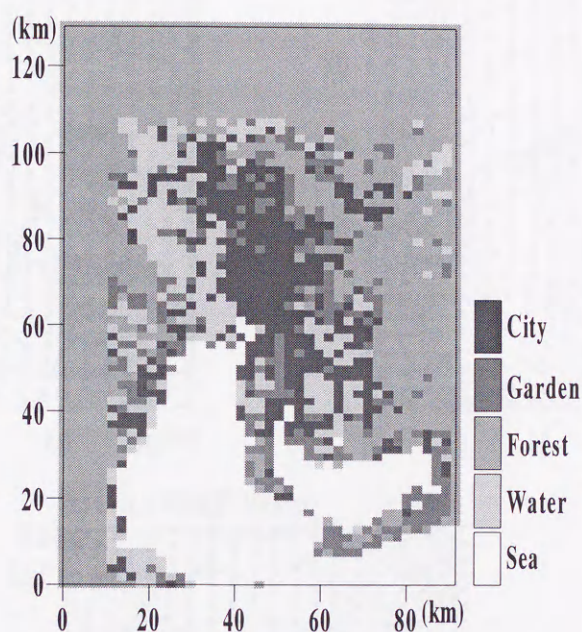


図 5.2: 濃尾平野/伊勢湾域の土地利用分布。Case 2 で適用される。

5.4 シミュレーション結果と考察

5.4.1 都市域の影響

4 章では、自然地形がどのようにどの程度局地風場を支配するかをみた。次いで、濃尾平野の都市域が、さらにどの程度、この局地風を変えうるかを表 5.1 で設定した Case 1 と Case 2 の比較により調べる。図 5.2 によってもっとも変化した土地利用は、名古屋を中心とした都市化域と木曽川以西の水田地帯の出現である。

図 5.3 と図 5.4 に、それぞれ 12, 13, 14 時における Case 1 と Case 2 (土地利用変化あり) の地上 10 m での流れ場と温位場を示す。Case 1、Case 2 の両ケースとも中部山岳へ向かう南西風が支配的であるというこの時間帯の観測風特性を表しているが、陸域の土地利用をすべて森林とした Case 1 には見られないで、Case 2 に現れるもっとも大きな変化は、名古屋都市域の海風風下に高温域ができることである。そこは、また弱風域でもある。図 5.4a に見られる高温域は自然地形から

決まるこの時点の主風向である北東方向へと移動し（図 5.4）、そしてこの目立った高温域は解消される（図 5.4c）。

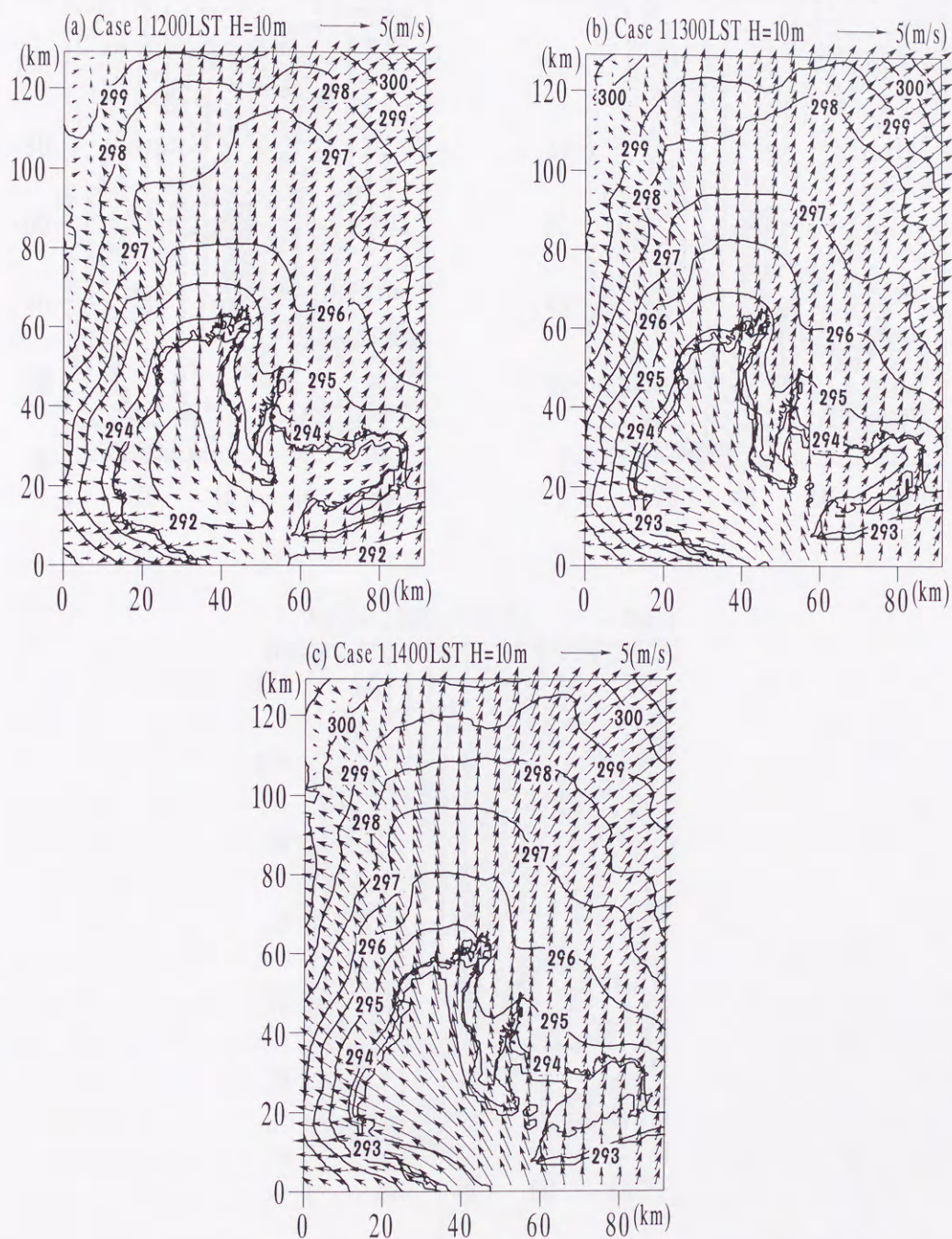


図 5.3: Case 1 について計算された地表レベルの風速および温位場: (a) 1200, (b) 1300, (c) 1400LST。

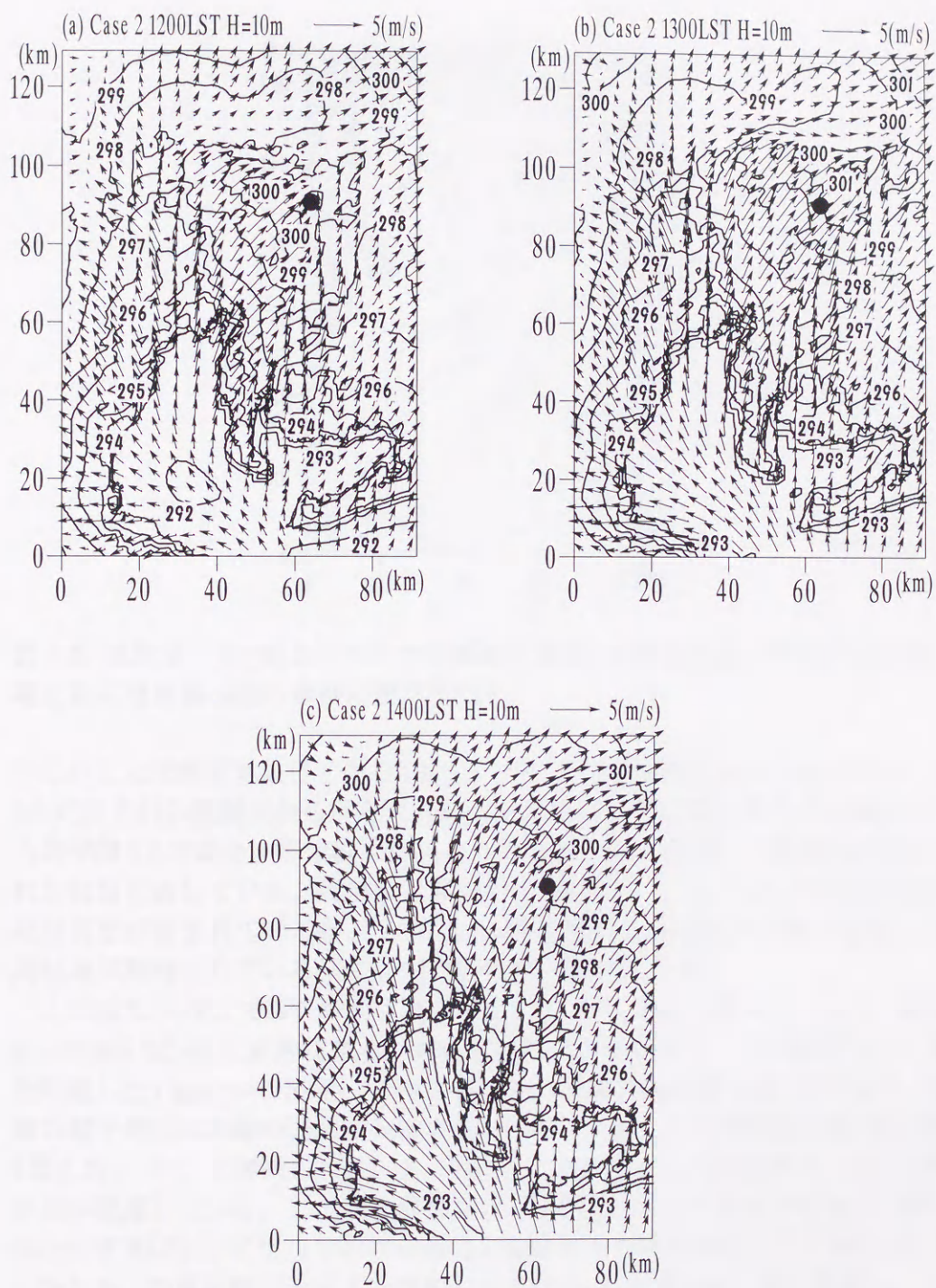


図 5.4: 図 5.3 と同じ、ただし Case 2。図中の黒抜きの点は、温位の鉛直分布の時間変化についての考察で使用する。

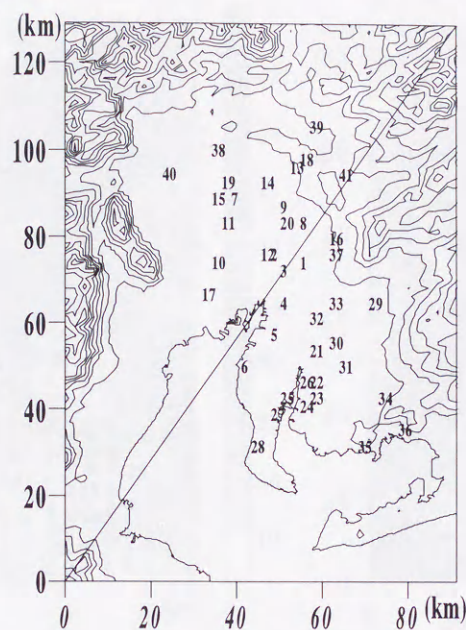


図 5.5: 気象データ (地上レベルでの風速と温度) の観測地点。図中の南西端と北東端を結ぶ対角線は後の考察に使用される。

このことは解析対象日である 1985 年 5 月 17 日の観測気温からも示唆される。図 5.5 に示される観測点から得られた観測気温を用いて計算結果との比較を行なったものが図 5.6 である。等値線は観測から得られた気温を示し、階調は計算から選ばれた気温を表している。観測点は領域中央部に集中しているため領域の縁の部分には誤差が含まれているが、12 時と 13 時に現れる高温域の位置や温度、14 時に高温域が解消されている様子などおおむね一致している。

この様なメカニズムを解明するために、この時点の主風方向とほぼ一致する図 5.5 の南西角から北東角に至る対角線上の断面に注目する。この断面上の土地利用を考慮した Case 2 の 12, 13, 14 時における温位場と流れ場を図 5.7 に示す。海風前線の風下側には高温の弱風収束域があり (図 5.7a)、この高温域は風下側に移動し (図 5.7b)、そして解消されている (図 5.7c)。また、この高温域の上空には深い混合層が発達している。この混合層の発達、図 5.4 中の黒抜きの点および図 5.7 中の上向き矢印が示す地点における温位の鉛直分布の時間変化を示す図 5.8 からよく分かる。海風前線が通過する直前の 12 時に最も高温の混合層が発達し、13 時には海風層が通過したことがよくわかる。一方、森林のみを考慮した Case 1 では、このような傾向は見られない (図 5.9)。

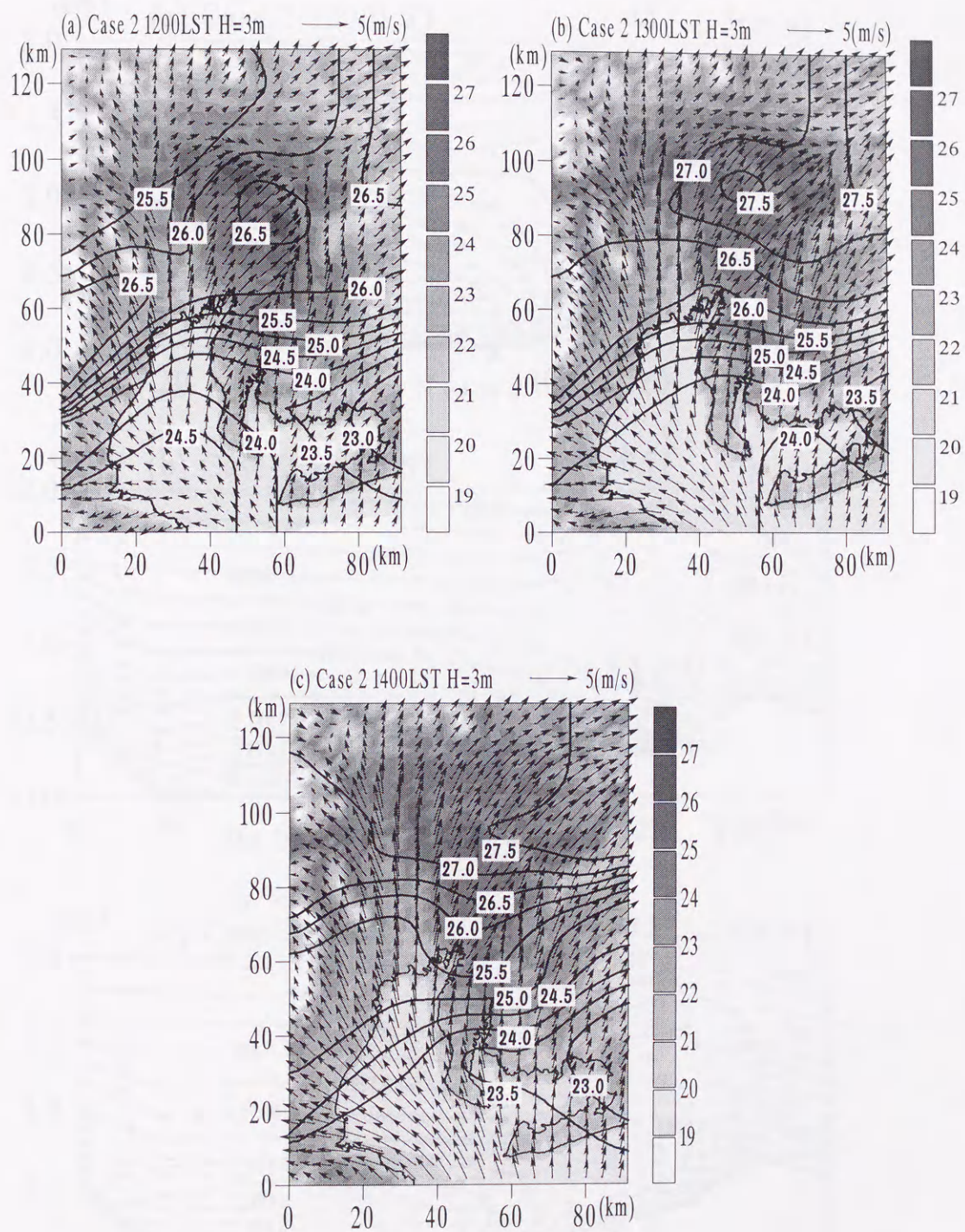


図 5.6: 観測（等値線）と計算（階調）の地表レベルにおける温度の分布: (a) 1200, (b) 1300, (c) 1400LST。

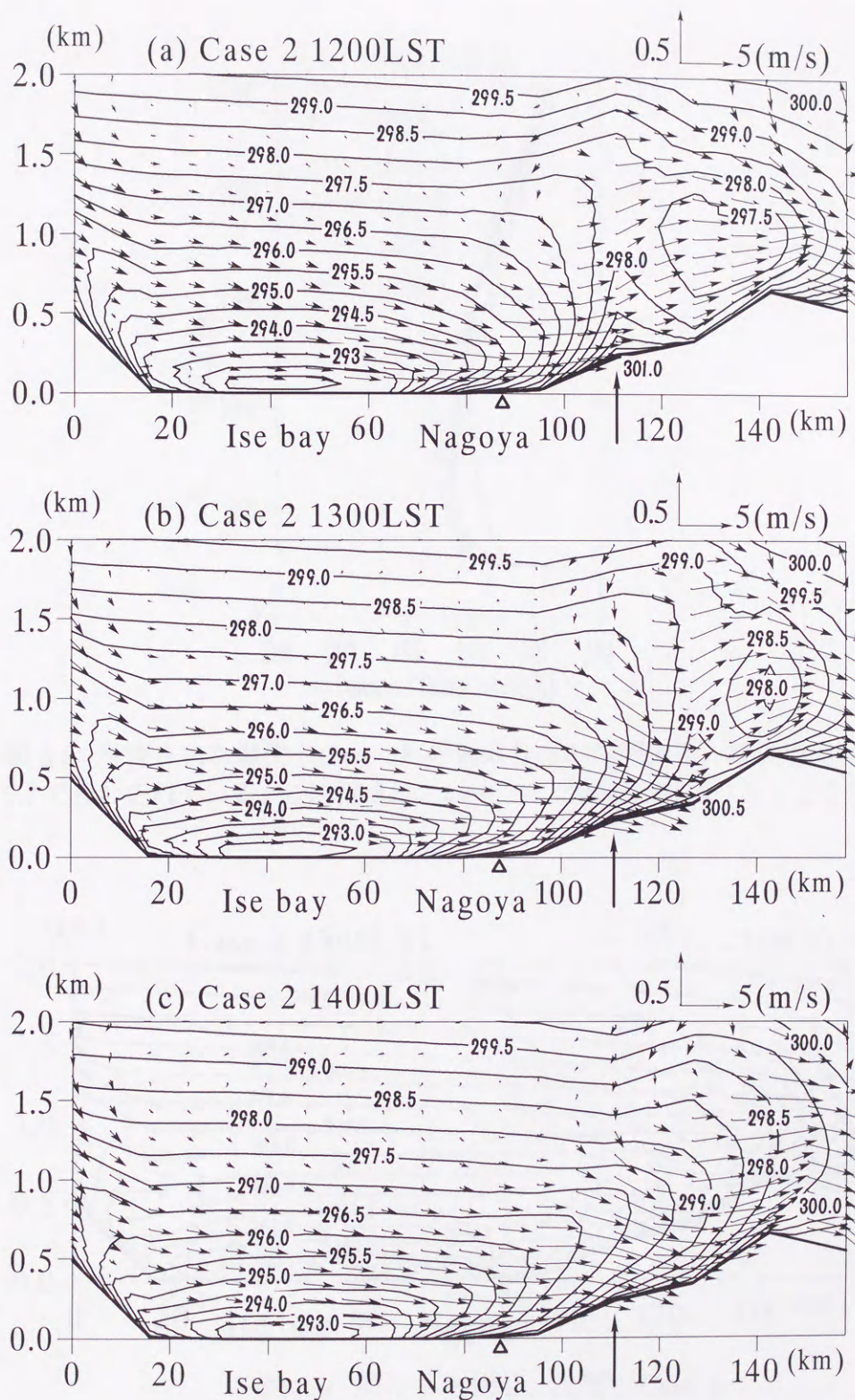


図 5.7: 図 5.5 で示された対角線上の Case 2 における風速と温位の鉛直断面図; (a) 1200, (b) 1300, and (c) 1400 LST。図中の上向き矢印は、温位の鉛直分布の時間変化についての考察で使用される。

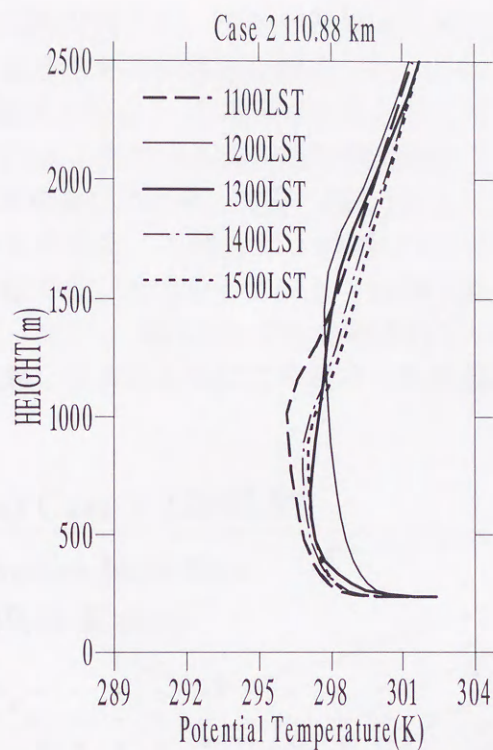


図 5.8: 計算された温位 (Case 2) の鉛直分布の時間変化。計算地点は図 5.4 と図 5.7 で表わされている。この地点は、1300LST に海風が到達したことを示している。

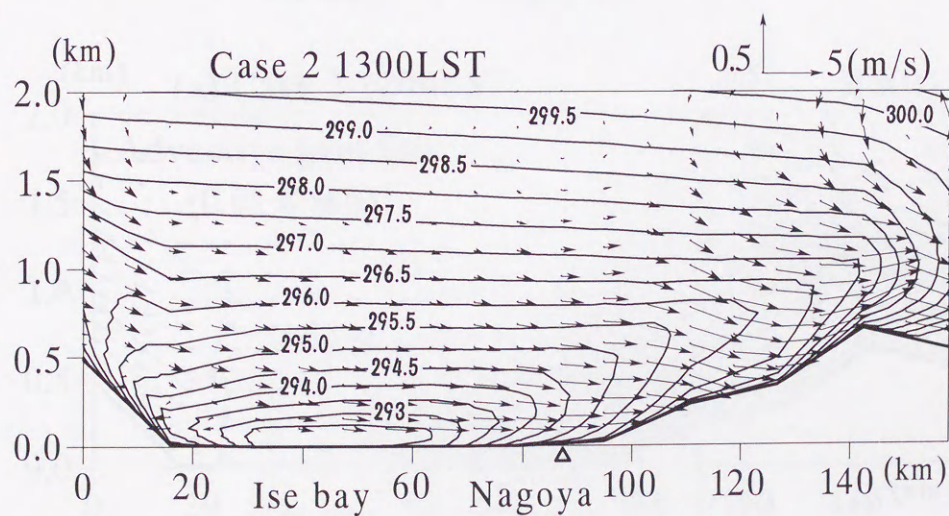


図 5.9: 図 5.7b と同じ、ただし Case 1。

沿岸部に都市域を配置したときに、この都市域の海風時の風下になぜ高温域が形成されるかを考える。一つの理由として「自然地形により形成される海風一谷風線上に相対的に高温な都市域が出現すると、都市の内陸側に海風を推進するの

とは逆の圧力勾配が作られ、それが海風域の前方に弱風域を形成する。この弱風のため海風による水平方向輸送が抑えられ (図 5.10b) その場所の大気が加熱され (図 5.11b) 高温域となる。」と考えられる。図 5.10 及び 5.11 は、(a) Case 1 には見られない (b) Case 1 における局所的な移流顕熱フラックスの減少及び鉛直顕熱フラックスの増大を表している。実際、図 5.12a,b に示す対角線沿いの標高 30m での気圧は、Case 2 の場合、12 時および 13 時において内陸部から都市部に向かう逆の気圧勾配が存在することを示している (12 時では $x=120\text{km}$ 、13 時では $x=130\text{km}$ 地点)。しかしながら、図 5.12c でも示唆されているように、やがて海風の先端が濃尾平野を通過し去るとともにこの目立った高温域は消える。

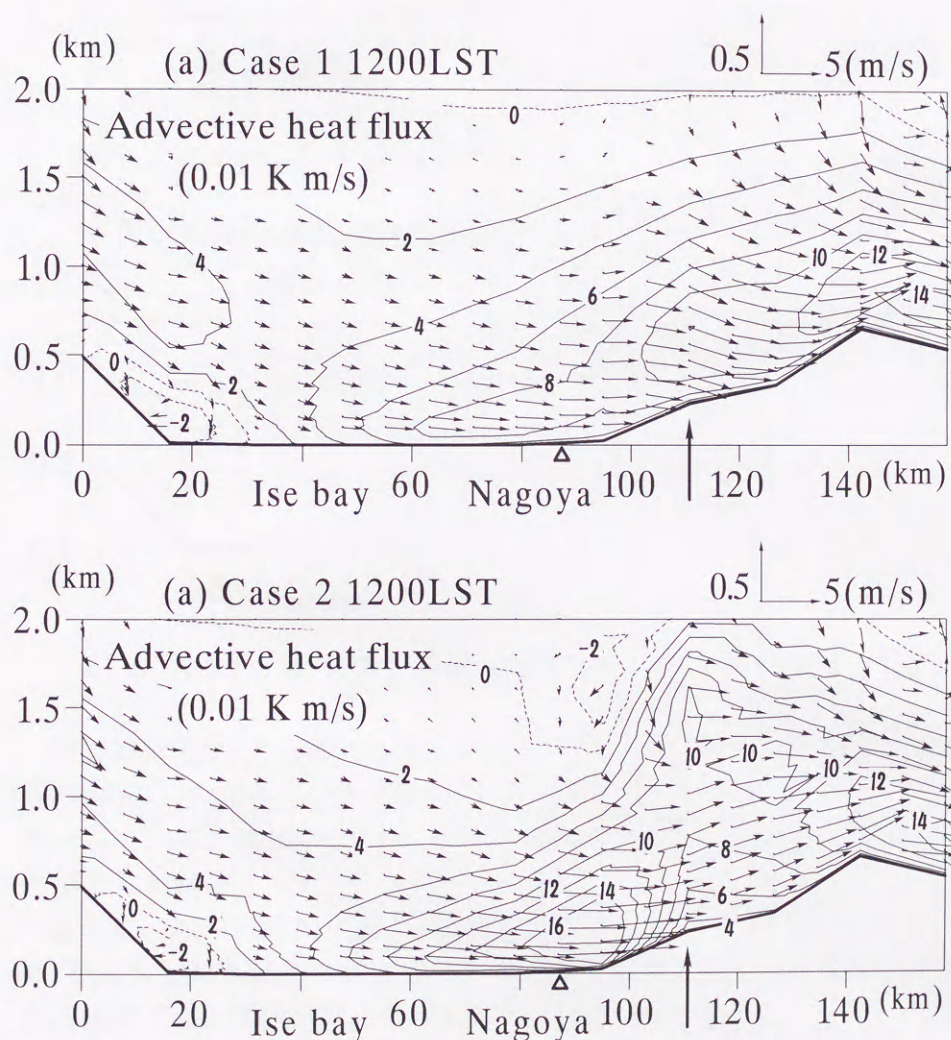


図 5.10: 1200LST における図 5.5 で示された対角線に沿う方向の移流顕熱フラックスの鉛直断面図; (a) Case 1, 及び (b) Case 1。

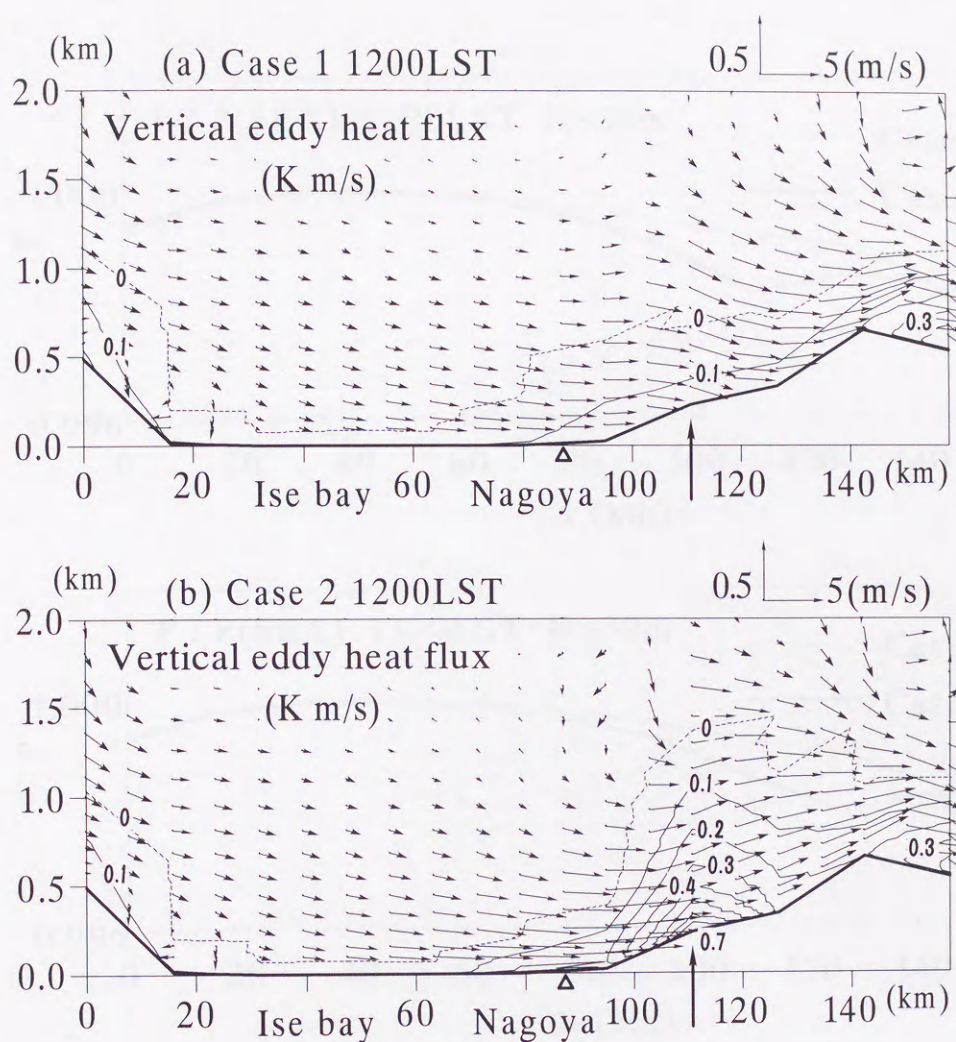


図 5.11: 図 5.10 と同様、ただし鉛直方向の顕熱フラックス。

同じ断面上で、12時の温位と風速について Case 2（土地利用考慮）と Case 1（森林のみ）の差をとったものが図 5.13 である。プラスの値がそれぞれ昇温と増速を示している。海風前線の風下側に弱風域があり、そこが高温域となっていることがよくわかる。

さらに、都市域の風下側（内陸側）に高温域が形成されるもう一つの理由は 5.1 節で述べたように都市域を通過するとき海風層が加熱されることに起因する。14時の段階では、局所的な高温域は解消されてしまうが、図 5.13a と同様に温位の差をとってみると、都市域から内陸部へ向かって高温域が伸びていることがわかる（図 5.14）。これは、海風が都市域を通過する際に熱を取り込み輸送したためであると考えられる。

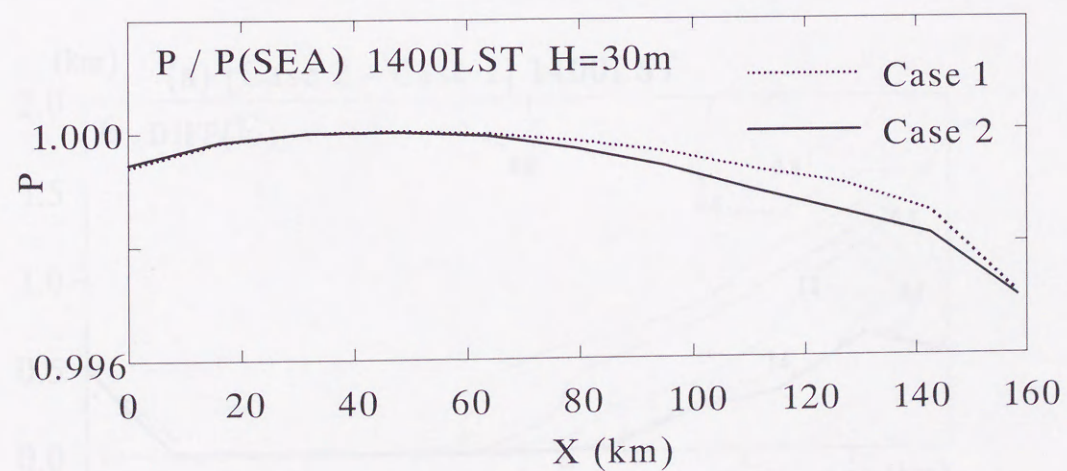
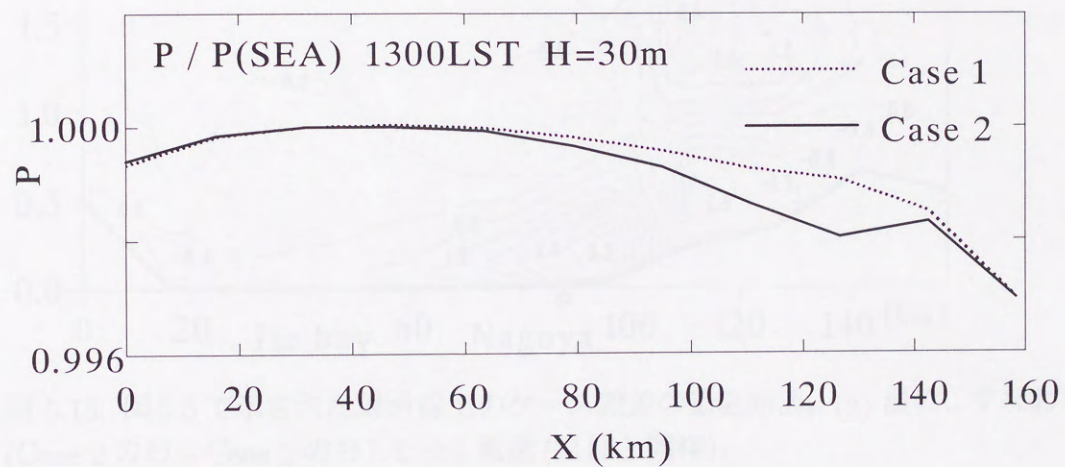
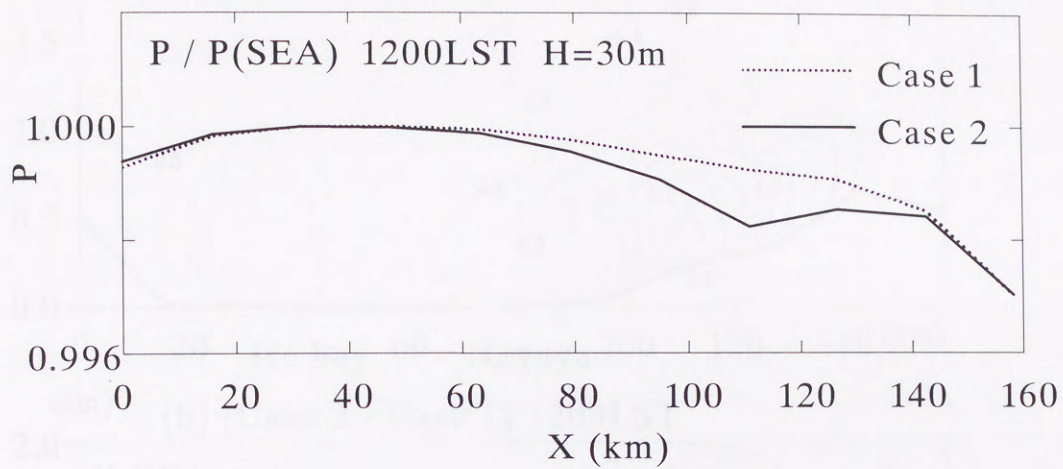


図 5.12: 図 5.5 で示された対角線上の圧力分布。圧力は伊勢湾上の圧力で無次元化されている。

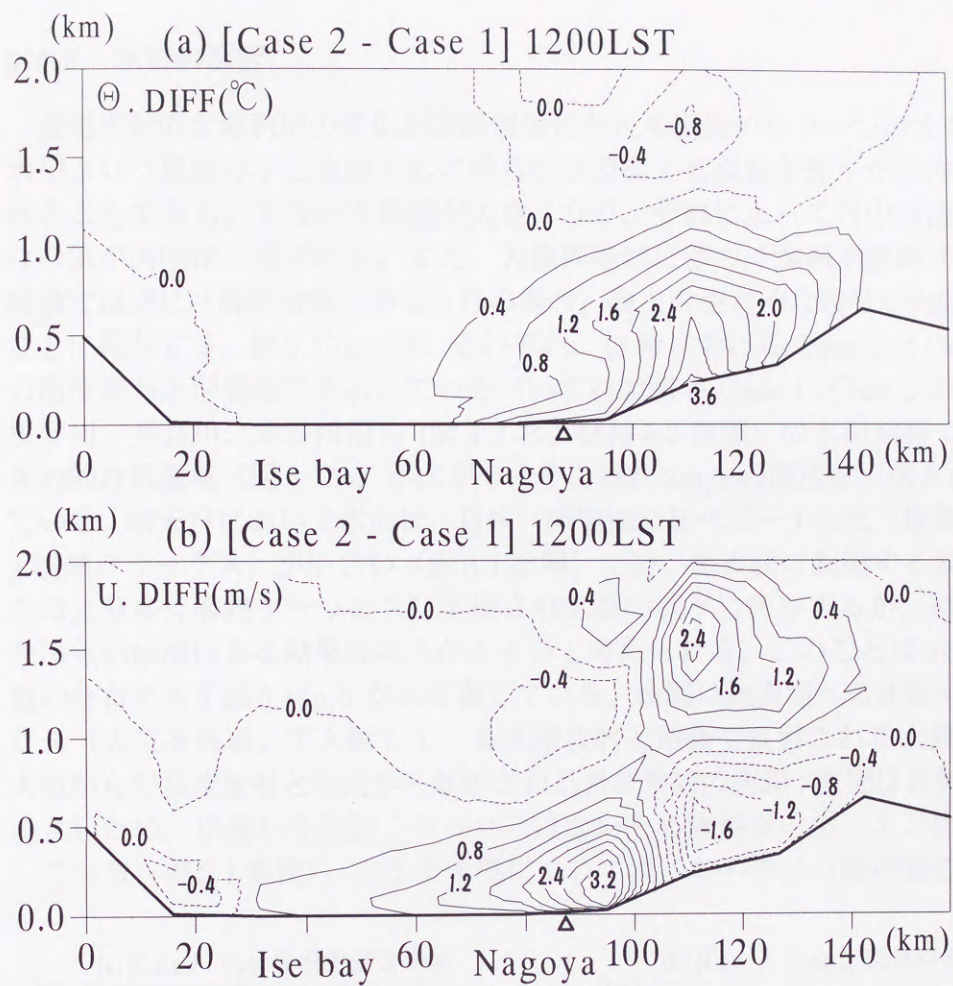


図 5.13: 図 5.5 で示された対角線上のケース間差の鉛直断面。(a) 温位、すなわち、(Case 2 の Θ - Case 1 の Θ) と (b) 風速 (温位と同様)。

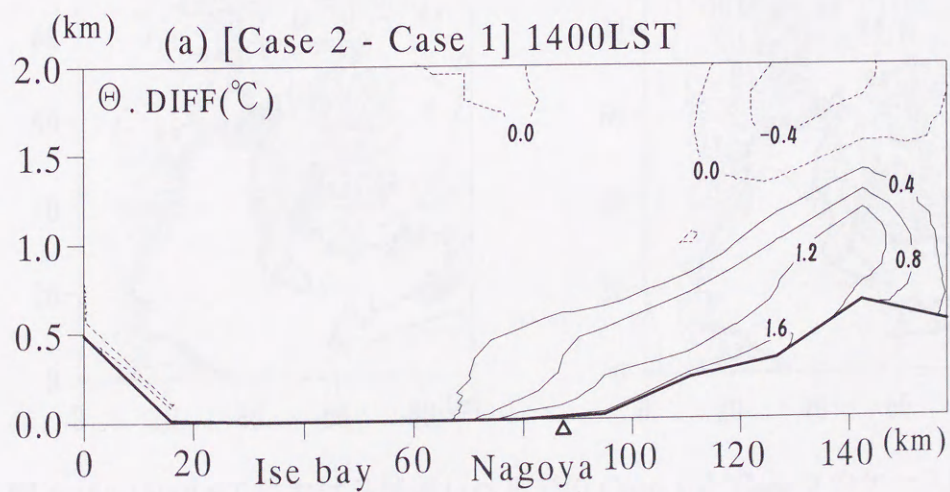


図 5.14: 図 5.13a と同様、ただし 1400LST。

5.4.2 水田の影響

濃尾平野の土地利用の変化が気温場等を与える影響のもう一つの大きな特徴は、水田という粗度の小さな相対的に滑らかな表面上を海風が速やかに内陸に導入されることである。すなわち風速が大きくなり、それによって日中は海上の相対的な冷気が内陸深く運ばれる。また、大規模地形に基づく海風が継続する夜の早い段階では逆に（解析対象である5月の場合）海上の相対的な暖気が内陸の気温を θ ことに寄与する。図5.15a,bは、それぞれ、15時におけるCase 1とCase 2上げるの温位差および風速差を示している（いずれの図もCase 1-Case 2の値を示す）。揖斐川、長良川、木曽川沿い（図4.2および図5.2参照）の水田地帯で約 -0.4°C の相対的な低温域（図5.15a）が広がり、そこは約 2m/s の増速域（図5.15b）となっている。晴天日において水面は、日中、陸地面に比べボーエン比（顕熱フラックス/潜熱フラックス）が小さい（表3.1参照）ため、地表面に到達する放射フラックスはより多く潜熱フラックスに変換され気温の低下に寄与するが、海上の相対的な冷気の移流による効果のほうが大きいと考えられる。このことは21時での同じ量の分布を示す図5.16a,bがよく表している。夜間は地表面への正味の放射フラックス（大気を透過して入射してくる太陽放射と地面で反射される太陽放射および大気からの長波放射と地面から放出される長波放射の総和；夜間は日射量ゼロ）は小さいため、卓越した放射フラックスはないため陸地面のボーエン比は一律3としている（表3.1参照）。つまり夜間については、おのおのの陸地面に熱的な違い

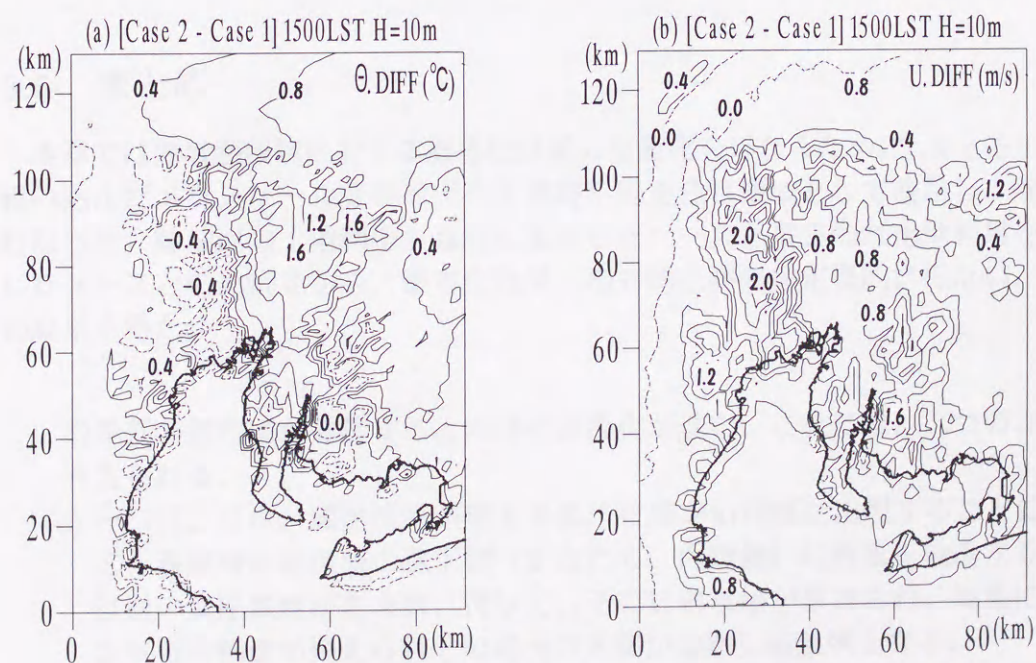


図 5.15: 1500LST における地表レベルでの Case 1 と Case 2 のケース間差; (a) 温位差, (b) 風速差。

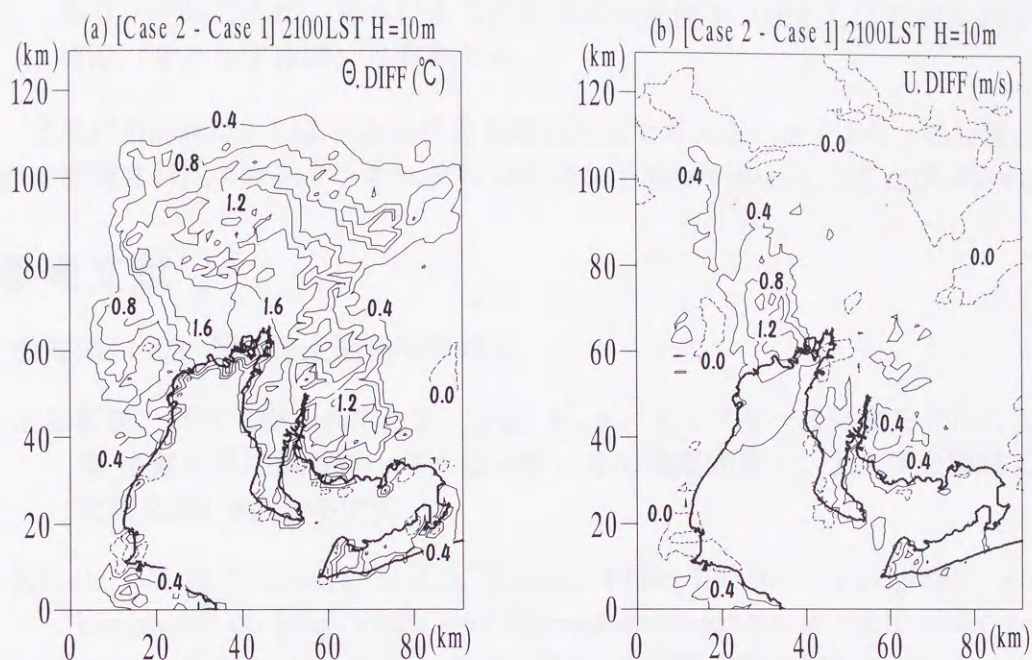


図 5.16: 図 5.15 と同じ、ただし 2100LST。

はない。にもかかわらず、先に延べた水田地帯は約 1.6℃の昇温を示しており、海風の相対的な暖気が速やかに内陸に導入されたことを示唆している。

5.5 まとめ

本章では地域熱環境に対する都市化効果の定量化を行なうために、 $k-\epsilon$ モデルを組み込んだメソスケール気象モデルを濃尾平野を注目領域として適用し、解析を行なった。陸地面の土地利用を森林に固定したケースと現実的な土地利用を設定したケースとの比較をから、都市化効果の相対的な評価を定量的に行ない、以下の結果を得た。

1. 沿岸部の都市域が進展すると内陸の高温化が進む。これには、二つの理由が考えられる。
 - (a) 一つは、日中、顕熱流束が増える都市化域が沿岸部に出現することによって、海風時の都市域の風下側（すなわち、内陸側）に海風を推進するのは逆の気圧傾度が生まれ、従って、そこに弱風域が形成され、海風による水平方向輸送が抑えられその場所の大気が加熱し高温域となる。
 - (b) もう一つは、沿岸部の都市化域を吹走する海風層の加熱に基づく内陸の昇温である。
2. 水田、特に川沿いの水田には、海上の大気を速やかに内陸に導入する効果が

あり、そのことが、場合により内陸部の気温低下（主として日中）あるいは昇温（主として夜間）に寄与する。

土地利用計画はこのような特性を見極めた上で考えるべきであり、その場合、本節で開発されたメソスケールモデルは有用な予測ツールとなることが示された。

参考文献

愛知県, 1992: 愛知県土地利用規制図.

北田敏廣、岡村 聖、高木久之, 1995: $k-\epsilon$ / メソスケール気象モデルによる濃尾平野の局地風解析—様々なスケールの地形効果—、土木学会環境工学研究論文集、**32**, 241-252.

Kitada, T., K. Okamura, and S. Tanaka, 1998: Effects of topography and urbanization on local winds and thermal environment in nohbi plain, coastal region of central Japan, J. Appl. Meteor., **37**, 1026-1046.

北田敏廣、国井克彦、久保田庄三, 1991: 地域規模の土地利用変化に伴う大気環境変化—濃尾平野の10年間(1975-1985)を例に、衛生工学研究論文集、**27**, 117-127. .

名古屋地方気象台, 1996: 名古屋地方気象台観測資料.

高木久之、北田敏廣, 1994: ドップラーソーダによる大気境界層下部の乱れの鉛直分布とその $k-\epsilon$ 乱流モデルによる解析、天気、**41**, 827-846.

高木久之、北田敏廣, 1996: 海風時に沿岸部の小丘により生成された乱流運動エネルギーの輸送特性とその下流部への影響—2次元 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる解析—、天気、**43**, 289-302.

高木久之、北田敏廣, 1997: 海風侵入後、夕方から夜間安定成層時にかけてドップラーソーダ観測により得られた乱流運動エネルギーの2次元 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる解析、天気、日本気象学会、**45**, No.2, 75-92.

6 都市熱環境に対する都市キャノピー効果の定量化

6.1 概説

メソスケール気象モデルが、土地利用の変化に伴う広域の流れ、気温等気象場の変化の予測にしばしば使われる。前章までは、都市域の土地利用の影響を簡略化してごく簡単なパラメータで扱い、数百 km 四方の大領域における流れ、気温等に対する地形の影響と土地利用変化の影響を相対的に評価することを試みてきた。熱環境の緩和等を考える場合に、土地利用計画等においてそのような大きなスケールで考えないといけない特有の現象もあり、ある程度それらを明らかにできたので、次いで、もう少し小さな規模 (10~20km)、すなわち、大都市であれば中心地域をちょうどカバーするような都市スケールに興味を持った。このスケールでは、接地層底部にある植生や都市ビル群が存在するキャノピー層が重要となるが、この層では大気とそれらの地物の中で運動量・熱・水蒸気量などが直接的に交換されており、風速・気温・温度分布などは複雑になっている (近藤, 1994)。

本章では、都市空間内のキャノピー構造と都市部の夏季の高温化の関係等の複雑な現象を明らかにするために、広域スケールから決まる平均気温、平均風速等に対して、都市キャノピーの存在がどのようにキャノピー内および上空大気に影響を及ぼすかを調べるためのモデルの開発を行なう。すなわち、高さ方向への分布を持った植生及び都市建造物群等が様々な割合で混在する場合の熱、運動量、水蒸気輸送への影響をパラメタライズする方法について検討し、複合的なキャノピー構造を解像できるモデルを開発する。これには植物や建物の LAI、植物の土壌水分の利用可能性、建物の壁体への蓄熱効果、太陽高度の変化、キャノピーの短波、長波放射に対する応答もモデル化されている。これらのパラメータに対する広範な感度解析を、キャノピーから上空大気に向かう各種フラックス等について行う。また、高さの異なる植物群の種々の割合での導入が、高温の緩和にどのような仕方での程度有効であるか等も検討する。

6.2 数値モデル

6.2.1 支配方程式

数値モデルは、3 節 で示された基礎方程式系、例えば、Kitada(1987; 1998)、北田ほか (1995)、に対して、Yamada(1982) を参考に植生および建物キャノピーに関する項を考慮したものである。式中 (*) が記してある部分がキャノピー効果を表す項を示す。

運動方程式 U, V は

$$\frac{\partial U}{\partial t} = f_c(V - V_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \right)$$

$$-\underbrace{[\eta_P \{a_L(z) + a_S(z)\} + \gamma \eta_U a_W(z)] C_d |U| U}_{(*)} \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} = & f_c(U_g - U) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial V}{\partial z} \right) \\ & - \underbrace{[\eta_P \{a_L(z) + a_S(z)\} + \gamma \eta_U a_W(z)] C_d |V| V}_{(*)} \end{aligned} \quad (6.2)$$

である、ここで、 η_P 、 η_U は植生、建物の被覆率 (-) である; a_L は植生の葉の表面積密度 ($m^2 m^{-3}$) であり、 a_S は葉以外の部分の表面積密度である; a_R 、 a_W はそれぞれ建物の屋根面、側壁面の表面積密度 ($m^2 m^{-3}$) である; γ は建物の側壁面積への流れに対する抗力の有効度を表し、0.25 が使用された (Uno et al., 1989); C_d はキャノピーに対する抗力係数であり、0.2 が使用された (Yamada, 1982)。

温位 (Θ) と比湿 (Q) の保存式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_T} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right) + \frac{1 - \eta_P - \eta_U}{\rho C_p} \frac{\partial R_N}{\partial z} \\ & + \underbrace{\frac{1}{\rho C_p} [\eta_P \{a_L(z) + a_S(z)\} H_P + \eta_U \{a_R(z) + a_W(z)\} H_U]}_{(*)} \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_Q} \frac{\partial Q}{\partial z} \right) + \underbrace{\frac{\eta_P a_L(z) E_P}{\rho}}_{(*)} \quad (6.4)$$

である、ここで、 R_N はキャノピーが存在しない場合 (オープンスペース) の長波放射フラックスである; H_P は植生から大気への顕熱フラックスである; H_U は建物から大気への顕熱フラックスである; E_P は植生から大気への水蒸気フラックスである。

乱流運動エネルギー (k) とその消散率の方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \underbrace{\nu_t \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right\}}_P + \underbrace{\left(-\frac{\nu_t}{\sigma_T} \frac{g}{\Theta_v} \frac{\partial \Theta_v}{\partial z} \right)}_G - \varepsilon \\ & + \underbrace{[\eta_P \{a_L(z) + a_S(z)\} + \gamma \eta_U a_W(z)] C_d [|U|^3 + |V|^3]}_{(*)} \end{aligned} \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P + (1 - c_{3\varepsilon}) G) - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

$$+ \underbrace{\frac{4}{\sqrt{3}B_\ell c_\mu} \frac{\varepsilon}{k} [\eta_P \{a_L(z) + a_S(z)\} + \gamma \eta_U a_W(z)] C_d [|U|^3 + |V|^3]}_{(*)} \quad (6.6)$$

である、ここで、 B_ℓ は室内実験から決定された経験定数 (Mellor and Yamada, 1981) を本研究のために修正したものである。 $4/(\sqrt{3}B_\ell c_\mu) = 1$ が成り立つとして決められており、 $c_\mu = 0.09$ の場合 $B_\ell \simeq 25.7$ となる。Yamada (1982) は乱流モデルについて2方程式系である $k-\ell$ ($q^2 - q^2\ell$) モデル (2.2節参照) を採用しているが、式 (6.6) の (*) の項は ε に対応する $q^2\ell$ 方程式から導かれたものである。

6.2.2 植生キャノピー

図 6.1 に植生キャノピーの葉面積密度と LAI を示す。

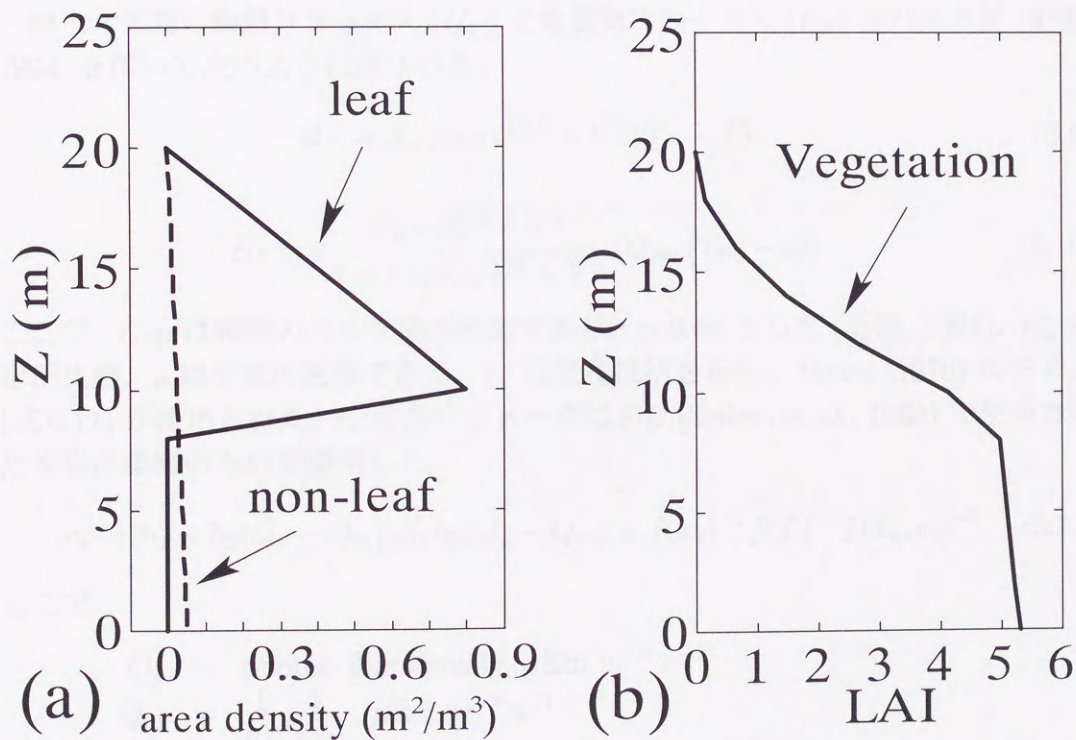


図 6.1: 植生キャノピーの概念図; (a) 葉と葉の部分以外の表面積密度, (b) LAI (Leaf Area Index)。

LAI (図 6.1) とは、

$$\text{LAI} = \int_0^h a_L(Z) dz \quad (6.7)$$

で表される、ここで $a_L(Z)$ は各高度における単位体積空間に存在する葉の片面面積 (図 6.1)、 h はキャノピートップの高さである (近藤, 1994)。言い換えると、LAI

とは単位面積上にある葉の総面積のことで、たとえば LAI=4 は 1m^2 の地面の上にある葉の総量が片面面積で 4m^2 あることを示す。森林キャノピーの葉面積指数 LAI は典型的に $5 (\text{m}^2/\text{m}^2)$ であり (気象庁予報部, 1989)、実際の観測値としては、たとえば、岐阜県高山での 7 月下旬から 8 月下旬に樹下の笹藪の上で $3.5 \sim 4$ (山本ほか, 1996)、同じく高山の冷温帯落葉林で 4.2 (山本ほか, 1997) 等の報告がある。本研究では、Yamada (1982) が採用した 4.8 (葉の部分以外も含めて 5.3) を用いた。

植生から大気への顕熱フラックス (H_P) と潜熱フラックス (ℓE_P) は植生表面上でのエネルギーフラックスのバランス式 (6.8) から計算される。

$$\frac{\partial R_{NP}}{\partial z} = \eta_P \{a_L(z) + a_S(z)\} H_P + \eta_P a_L(z) \ell E_P \quad (6.8)$$

式 (6.8) の左辺の項は植生キャノピー内の正味の放射フラックスの収束発散を表し、式 (6.43) から計算される。

植生大気間の顕熱フラックス (H_P) と水蒸気フラックス (E_P) はバルク式 (近藤, 1994) を用いて次のように表される。

$$H_P = \rho C_p C_{hP} \sqrt{U^2 + V^2} (T_P - T) \quad (6.9)$$

$$E_P = \rho \frac{C_{hP} \sqrt{U^2 + V^2}}{1 + C_{hP} r_s \sqrt{U^2 + V^2}} (Q_{sat}(T_P) - Q) \quad (6.10)$$

ここで、 C_{hP} は顕熱のバルク輸送係数であり、 $\simeq 0.06$ とした (近藤, 1994)。 C_p は定圧比熱、 ρ は空気の密度である。 r_s は気孔抵抗を示し、Jarvis (1976) のモデル (式 6.11) が使用された。 r_s の各パラメータは SiB (Sellers et al., 1989) で使用された常緑広葉樹のものを採用した。

$$r_s = [h_1 + h_2(Q_p - Q_m)/h_1 h_2(Q_p - Q_m) \times f(\psi_l)^{-1} f(T)^{-1} f(T_a, e_a)^{-1}] \quad (6.11)$$

ここで

$$\begin{aligned} Q_p &= \text{photon flux density, } \mu\text{Ein m}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ Q_m &= \frac{1}{h_2 r_{smax}}, \mu\text{Ein m}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ r_{smax} &= \text{気孔抵抗の最大値 (i.e., } Q_p = 0 \text{ の場合), s m}^{-1} \\ h_1 &= Q_p \text{ が無限大に達するときの最大コンダクタンス, m s}^{-1} \\ &= 1/r_{smin} \\ r_{smin} &= \text{気孔抵抗の最小値, s m}^{-1} \\ h_2 &= Q_p = 0 \text{ の場合の } \frac{\partial(1/r_s)}{\partial Q_p} \end{aligned}$$

また、 $f(\psi_l)$, $f(T)$, $f(T_a, e_a)$ は、それぞれ、葉の水分ポテンシャル (ψ_l)、葉の温度 (T) および大気の飽和水蒸気圧と水蒸気圧の差 (飽差, $[e_*(T_a) - e_a]$) の影響に対する調整ファクターを表す。このファクターは $0 \sim 1$ の値をとる。

数値モデルで扱いやすくするために式 (6.11) を以下のように書き直す。

$$r_s = \left[\frac{a}{b + F_{s,\downarrow}} + c \right] f(\psi_l)^{-1} f(T)^{-1} f(T_a, e_a)^{-1} \quad (6.12)$$

ここで

$$\begin{aligned} a, b, c &= (6.11) \text{ の } h_1, h_2 \text{ および } Q_m \text{ から決まる定数} \\ &= 4765.0 \text{ J m}^{-3}, 16.5 \text{ W m}^{-2}, 33.0 \text{ s m}^{-1} \\ F_{s,\downarrow} &= \text{葉の表面に入射する PAR フラックス, W m}^{-2} (0.4\text{-}0.72 \mu \text{ 波長}). \\ &\text{ここでは簡略に門司 (1979) により太陽放射量の 5 割とした。} \end{aligned}$$

葉の水分ポテンシャル、飽差および葉面温度の効果を考慮するために使用されたファクターは、Jarvis (1976) より以下ようになる：

$$\left. \begin{aligned} f(T) &= h_3(T - T_l)(T_h - T)^{h_4} \\ h_3 &= 1/(T_o - T_l)(T_h - T_o)^{h_4} \\ h_4 &= (T_h - T_o)/(T_o - T_l) \end{aligned} \right\}, \quad (6.13)$$

ここで

$$\begin{aligned} T &= \text{葉面温度, } (T_P), \text{ K} \\ T_o &= \text{最適温度, } [f(T) = 1], 303.0 \text{ K} \\ T_h &= \text{上限温度, } [f(T) = 0], 318.0 \text{ K} \\ T_l &= \text{下限温度, } [f(T) = 0], 273.0 \text{ K} \end{aligned}$$

$$f(T_a, e_a) = 1 - h_5[e_*(T_a) - e_a] \quad (6.14)$$

ここで

$$\begin{aligned} h_5 &= \text{種に依存する定数, } 0.0222 \text{ mb}^{-1} \\ e_*(T_a) &= \text{キャノピー空間の大気温度 } (T_a) \text{ における飽和水蒸気圧, mb} \\ e_a &= \text{キャノピー空間の大気水蒸気圧, mb} \end{aligned}$$

$$f(\psi_l) = \frac{\psi_l - \psi_{c2}}{\psi_{c1} - \psi_{c2}} \quad (6.15)$$

ここで

$$\begin{aligned} \psi_l &= \text{葉の水分ポテンシャル, m} \\ \psi_{c1} &= \text{気孔が閉じ始めるときの水分ポテンシャル, -200.0 m} \\ \psi_{c2} &= \text{気孔が完全に閉じた場合の水分ポテンシャル, -300.0 m} \end{aligned}$$

$f(\psi_l)$ は土壌水分のストレスと過剰の蒸発要求の効果を表す特に重要なファクターである。葉の水分ポテンシャル (ψ_l) は根から葉への水分移動経路のカテナリーモデル (van der Honert, 1948) を使って計算される。

$$\psi_l = \psi_r - z_T - \frac{E_P}{\rho_w} (\bar{r}_{plant} + \bar{r}_{soil}) \quad (6.16)$$

ここで

$$\begin{aligned}\psi_l &= \text{葉の水分ポテンシャル, m} \\ z_T &= \text{蒸散源の高さ, m} \\ \overline{r_{plant}} &= \text{植物の導管による抵抗, } 2.45\text{E}8 \text{ s} \\ \overline{r_{soil}} &= \text{根と周囲の土壌間の水移動に及ぼす抵抗, s} \\ \rho_w &= \text{水の密度, kg m}^{-3} \\ E_P &= \text{蒸散速度 (式 (6.10)), kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

根の領域の土壌水分ポテンシャル (ψ_r) は次式で表される。

$$\psi_r = \frac{1}{z_d} \sum_0^{z_d} \psi_i D_i \quad (6.17)$$

ここで

$$\begin{aligned}\psi_i &= i \text{ 番目の土壌層の土壌水分ポテンシャル, m} \\ D_i &= i \text{ 番目の土壌層の深さ, m} \\ z_d &= \text{根の深さ, 0.916 m}\end{aligned}$$

i 番目の土壌層の土壌水分ポテンシャル (ψ_i) は Clapp and Hornberger (1978) の経験則から決定される。

$$\psi_i = \psi_s W_i^{-B} \quad (6.18)$$

ここで

$$\begin{aligned}W_i &= i \text{ 番目の土壌層の含水率 (飽和度)} \\ &= (\theta_{wi} / \theta_{wsat}) \\ \theta_{wsat} &= \text{土壌の空隙率, } 0.458 \text{ m}^3 \text{ m}^{-3} \\ \psi_s &= \text{飽和土壌水分ポテンシャル, -0.198 m} \\ B &= \text{経験定数, 7.797}\end{aligned}$$

根と周囲の土壌間の水移動に及ぼす抵抗 ($\overline{r_{soil}}$) は Federer (1979) の式から計算される。

$$\overline{r_{soil}} = (R/D_d + \alpha_f/K_r)/z_d \quad (6.19)$$

ここで

$$\alpha_f = \frac{1}{8\pi D_d} \left[V_r - 3 - 2 \ln \left(\frac{V_r}{1 - V_r} \right) \right]$$

そして

$$\begin{aligned}R &= \text{根の単位長さあたりの抵抗, } 7.50\text{E}12 \text{ s m}^{-1} \\ D_d &= \text{単位体積土壌あたりの根の長さ, } 20000.0 \text{ m m}^{-3} \\ V_r &= \text{単位体積あたりの根の密度, m}^3 \text{ m}^{-3} \\ &= \text{根の断面積} \times \text{単位体積土壌あたりの根の長さ} \\ &= 3.84\text{E-}7 \times 20000.0 = 0.00768 \\ K_r &= \text{根が張る土壌層の透水係数, m s}^{-1}\end{aligned}$$

根が張る土壌層の透水係数 (K_r) は Clapp and Hornberger (1978) と Milly and Eagleson (1982) の経験則から決定される。

$$K_r = K_{sat} \left(\frac{\psi_s}{\psi_r} \right)^{(2B+3)/B} \quad (6.20)$$

ここで

$$K_{sat} = \text{飽和透水係数, } 3.5\text{E-6 m s}^{-1}.$$

代表的な土壌種類別のパラメータ (B, ψ_s, K_{sat}) は Clapp and Hornberger (1978) にリストされている。

各土壌層からの蒸散水分による抽出速度は次式で与えられる (Sellers et al., 1986)

。

$$E_{P_i} = \frac{D_i}{z_d} \left(\frac{\psi_i - \psi_l - z_T}{r_{plant} + r_{soil}} \right) \rho_w \quad (6.21)$$

ここで

$$\begin{aligned} E_{P_i} &= i \text{ 番目の土壌層からの蒸散水分の抽出速度, m s}^{-1} \\ &= 0, E_P < 0 \text{ の場合} \end{aligned}$$

6.2.3 建物キャノピー

建物キャノピーの屋上面と側壁面の表面積密度および LAI は図 6.2 で表される。一階当たり 4m、屋根面積 $20 \times 20 \text{ m}^2$ の 5 階建て直方体のビル群が南向きに配置された場合を想定した。本研究では、便宜的に、単位面積上にあるビル表面の総面積のことも LAI と呼ぶ。建物から大気への顕熱フラックス (H_U) および建物内部への熱フラックス (G_U) は式 (6.8) と同様に式 (6.22) から計算される。式 (6.22) は建物表面でのエネルギーフラックスバランスを表す。

$$\frac{\partial R_{NU}}{\partial z} = \eta_U \{a_R(z) + a_W(z)\} H_U + \eta_U \{a_R(z) + a_W(z)\} G_U \quad (6.22)$$

式 (6.22) の左辺の項は都市キャノピー内の正味放射量のダイバージェンスを表し、式 (6.45) から計算される。式 (6.22) の H_U および G_U は、それぞれ、式 (6.23) および (6.25) で表される。建物壁面内の蓄熱効果は熱伝導方程式 (6.26) で与えられる。

$$H_U = \alpha_{cv} (T_U - T) \quad (6.23)$$

$$\alpha_{cv} = \begin{cases} 5.83 + 3.97v & (v \leq 5\text{m/s}) \\ 7.16v^{0.78} & (v > 5\text{m/s}) \end{cases} \quad (6.24)$$

$$G_U = \rho_U C_{gU} K_U \frac{\partial T_U}{\partial z_U} \quad (6.25)$$

$$\frac{\partial T_U}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z_U} \left(K_U \frac{\partial T_U}{\partial z_U} \right) \quad (6.26)$$

ここで、 α_{cv} は強制対流熱伝達率であり、式 (6.24) は、田中ほか (1993) から引用された Jürges の式である。 ρ_U 、 C_{gU} 、 K_U 、および T_U は、それぞれ、建物の密度、比熱、熱拡散係数、温度である；建物にコンクリートを想定した場合は、 $\rho_U C_{gU} \simeq 2.01 \times 10^6 (Jm^{-3}K^{-1})$ および $K_U \simeq 8.13 \times 10^{-7} (m^2s^{-1})$ 、断熱材を想定した場合は $\rho_U C_{gU} \simeq 0.63 \times 10^6 (Jm^{-3}K^{-1})$ および $K_U \simeq 4.60 \times 10^{-8} (m^2s^{-1})$ が仮定された (田中ほか, 1993)。熱伝導方程式 (6.26) の室内側の境界条件は、式 (6.27) で表される。

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial z} = 0 & , (T < 300.15 \text{ [K] の場合}) \\ T = 300.15 & , (T \geq 300.15 \text{ [K] の場合}) \end{cases} \quad (6.27)$$

ここで、室内側境界点の温度が 300.15 K (27 °C) を超えた場合は空調機が作動すること仮定した。

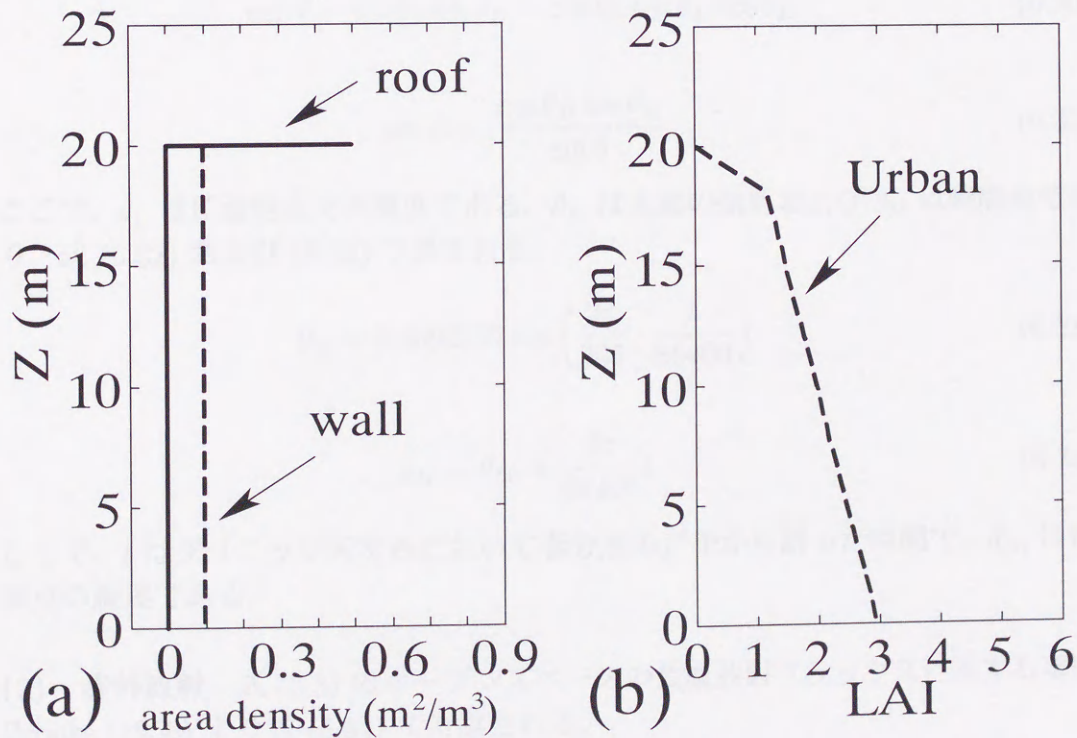


図 6.2: 建物キャノピーの概念図; (a) 屋上面と側壁面の表面積密度, (b) LAI (単位面積上にあるビル表面の総和面積)。

6.2.4 放射

(1) 太陽放射 植生キャノピー空間を通過する太陽放射フラックス $S_P^\downarrow(z)$ は式 (6.28) で表される。植生による反射および吸収のための太陽放射の損失の効果が式 (6.28) に含まれている。

$$S_P^\downarrow(z) = \eta_P S_{top}^\downarrow \exp \left[-F \int_z^{top} \{a_L(z) + a_S(z)\} dz \right] \quad (6.28)$$

ここで、 F は extinction coefficient であり、 $\simeq 0.6$ が仮定された (Yamada, 1982)。

同様に、建物キャノピー空間を通過する太陽放射フラックス $S_U^\downarrow(z)$ は式 (6.29) で表される。

$$\begin{aligned} S_U^\downarrow(z) = & \eta_U S_{top}^\downarrow \left[\cos \theta \exp \left\{ - \int_z^{top} a_R(z) dz \right\} \right. \\ & + \sin \theta |\cos A| \exp \left\{ - \int_z^{top} \gamma a_W(z) dz \right\} \\ & \left. + \sin \theta |\sin A| \exp \left\{ - \int_z^{top} \gamma a_W(z) dz \right\} \right] \quad (6.29) \end{aligned}$$

ここで、 θ は太陽の天頂角、 A は太陽方位角であり、それぞれ、球面三角法により式 (6.30) および (6.31) で表される。

$$\cos \theta = \sin \theta_L \sin \theta_D + \cos \theta_L \cos \theta_D \cos \theta_H \quad (6.30)$$

$$\sin A = \frac{\cos \theta_D \sin \theta_H}{\sin \theta} \quad (6.31)$$

ここで、 θ_L は任意地点での緯度である。 θ_D は太陽の偏角および θ_H は時間角であり、式 (6.32) および (6.33) で表される。

$$\theta_D = 0.4092797 \sin \left(\frac{2\pi}{365} \cdot \frac{t}{86400} \right) \quad (6.32)$$

$$\theta_H = \theta_{L0} + \frac{2\pi}{86400} t \quad (6.33)$$

ここで、 t はグリニッジ天文台において春分点の正午から計った時間で、 θ_{L0} は観測点の経度である。

(2) 赤外放射 式 (6.3) のオープンスペースの長波放射フラックスに関する項は Brooks (1950) より式 (6.34) で計算される。

$$\frac{\partial R_N}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (R_N^\downarrow - R_N^\uparrow) \quad (6.34)$$

ここで、 R_N^\downarrow は大気の上方境界と参照レベルの間の層からの下向き放射フラックスを示し、式 (6.35) で表される。同様に、 R_N^\uparrow は参照レベルと地面の間の層からの上向き長波放射フラックスを示し、式 (6.36) で表される。

$$R_N^\downarrow = \int_z^{z_T} \sigma T^4 \frac{\partial \varepsilon}{\partial z'} dz' \quad (6.35)$$

$$R_N^\uparrow = \sigma T(h)^4 [1 - \varepsilon(z, h)] + \frac{\partial \varepsilon}{\partial z'} dz' \quad (6.36)$$

ここで、 z_T は高度 15 km とし、6.5 km より上空の温度および水蒸気は標準大気
の値と等しく、時間変化なしとした。 ε は、水蒸気層に進入する長波放射の放射率
である。この放射率は水蒸気のみが考慮され、 CO_2 等は無視された。Kuhn (1963)
は観測によって、放射率 (ε) の近似式を式 (6.37) で表した。

$$\varepsilon(z, z + \Delta z) = \begin{cases} 0.113 \log(1 + 12.6r) : & < \log r \leq -4.0 \\ 0.440 + 0.104 \log r : & -4.0 < \log r \leq -3.0 \\ 0.491 + 0.121 \log r : & -3.0 < \log r \leq -1.5 \\ 0.527 + 0.146 \log r : & -1.5 < \log r \leq -1.0 \\ 0.542 + 0.161 \log r : & -1.0 < \log r \leq 0.0 \\ 0.542 + 0.136 \log r : & 0.0 < \log r \leq \end{cases} \quad (6.37)$$

ここで、高度 z から $z + \Delta z$ の間の水蒸気の吸収量 ($r(z)$) は式 (6.38) で表される。

$$r(z) = \int_z^{z+\Delta z} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{0.85} \rho Q dz' \quad (6.38)$$

ただし、 $r(z)$ は $g \text{ cm}^{-2}$ の単位が使用されなければならない。

植生キャノピー空間を通過する下向き赤外放射フラックス $R_P^\downarrow(z)$ は式 (6.39) で与えられる。

$$R_P^\downarrow(z) = \eta_P \left\{ R_{top}^\downarrow \exp \left[-F \int_z^{top} \{a_L(z) + a_S(z)\} dz \right] + \sum_{nt=z+1}^{top} \sigma T_{P_{nt}}^4 \exp \left[-F \int_z^{nt} \{a_L(z) + a_S(z)\} dz \right] \right\} \quad (6.39)$$

ここで、 R_{top}^\downarrow はキャノピートップにおける下向き赤外放射フラックスであり、式 (6.35) で与えられる。

植生キャノピー空間を通過する上向き赤外放射フラックス $R_P^\uparrow(z)$ は式 (6.40) で与えられる。

$$R_P^\uparrow(z) = \eta_P \left\{ R_{bot}^\uparrow \exp \left[-F \int_0^z \{a_L(z) + a_S(z)\} dz \right] + \sum_{nb=3}^{z-1} \sigma T_{P_{nb}}^4 \exp \left[-F \int_{nb}^z \{a_L(z) + a_S(z)\} dz \right] \right\} \quad (6.40)$$

ここで、 R_{bot}^\uparrow は地表面における上向き赤外放射フラックスであり、式 (6.36) で与えられる。

同様に、建物キャノピー空間を通過する下向き赤外放射フラックス $R_U^\downarrow(z)$ は式 (6.41) で与えられる。

$$R_U^\downarrow(z) = \eta_U \left\{ R_{top}^\downarrow \exp \left[-F \int_z^{top} \{a_R(z) + a_W(z)\} dz \right] + \sum_{nt=z+1}^{top} \sigma T_{U_{nt}}^4 \exp \left[-F \int_z^{nt} \{a_R(z) + a_W(z)\} dz \right] \right\} \quad (6.41)$$

ここで、下向き放射フラックスにおける吸収および反射については屋上面と側壁面が考慮される。

建物キャノピー空間を通過する上向き赤外放射フラックス $R_U^\uparrow(z)$ は式 (6.42) で与えられる。

$$R_U^\uparrow(z) = \eta_U \left\{ R_{bot}^\uparrow \exp \left[-F \int_0^z \{a_W(z)\} dz \right] + \sum_{nb=3}^{z-1} \sigma T_{U_{nb}}^4 \exp \left[-F \int_{nb}^z \{a_W(z)\} dz \right] \right\} \quad (6.42)$$

ここで、上向き放射フラックスにおける吸収および反射については側壁面のみが考慮される。

(3) 正味の放射量 植生キャノピー内の放射フラックスの収束発散は式 (6.43) で与えられる。

$$\frac{\partial R_{NP}}{\partial z} = [F \{a_L(z) + a_S(z)\}] \{S_P^\downarrow(z) + R_P^\downarrow(z) + R_P^\uparrow(z) - \varepsilon_P(z) \sigma T_P^4\} \quad (6.43)$$

$$\varepsilon_P(z) = \sum_{nt=z+1}^{top} \exp \left[-F \int_z^{nt} \{a_L(z) + a_S(z)\} dz \right] + \sum_{nb=3}^{z-1} \exp \left[-F \int_{nb}^z \{a_L(z) + a_S(z)\} dz \right] \quad (6.44)$$

ここで、 $\varepsilon_P(z)$ は形態係数の相反則（田中ほか，1993）の関係から決まる係数である。

同様に、建物キャノピー内の放射フラックスの収束発散は式 (6.45) で与えられる。

$$\frac{\partial R_{NU}}{\partial z} = \{a_R(z) + \gamma a_W(z)\} S_U^\downarrow(z) + [F \{a_R(z) + a_W(z)\}] R_U^\downarrow(z) + F a_W(z) R_U^\uparrow(z) - [F \{a_R(z) + a_W(z)\}] \varepsilon_U(z) \sigma T_U^4 \quad (6.45)$$

$$\varepsilon_U(z) = \sum_{nt=z+1}^{top} \exp \left[-F \int_z^{nt} \{a_R(z) + a_W(z)\} dz \right] + \sum_{nb=3}^{z-1} \exp \left[-F \int_{nb}^z a_W(z) dz \right] \quad (6.46)$$

6.2.5 地表面および土壌層

土壌層内の水分移動は式 (6.47) で与えられる (Kondo, 1994)。

$$\rho_w \frac{\partial \theta_w}{\partial t} = -\frac{\partial Q_w}{\partial z} - \frac{E_{P_i}}{z_{d_i}} - \frac{E_S}{z_{d_1}} \quad (6.47)$$

ここで

- θ_w = 土壌の体積含水率
- ρ_w = 水の密度 (20 °C で 0.9982E3 kg m⁻³)
- Q_w = 液体水のフラックス (kg m⁻² s⁻¹)
- E_{P_i} = i 番目の土壌層からの蒸散水分の抽出速度 (kg m⁻² s⁻¹)
- E_S = 表層土壌からの直接蒸発速度 (kg m⁻² s⁻¹)
- z_{d_i} = 根の張る i 番目の土壌層の厚さ (m)

表層土壌からの直接蒸発速度 E_S (式 (6.59) 参照) は土壌第1層でのみ考慮される。

土壌中の液体水の流動を解析するには、一般にリチャードの理論が用いられる (近藤, 1994)。この理論によると、土壌中の2点間に土壌の水分ポテンシャル ϕ の差があれば、水はポテンシャルの高いほうから低いほうへ移動する。液体水のフラックス Q_w は式 (6.48) で表される。

$$Q_w = -\rho_w K \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (6.48)$$

ここで

- ϕ = 土壌の水分ポテンシャルまたは全ポテンシャル (m)
- K = 土壌の透水係数 (m s⁻¹)

土壌の透水係数 (K) は Clapp and Hornberger (1978) の実験式 (6.49) で計算される。

$$K = K_{sat} \left(\frac{\theta_w}{\theta_{wSAT}} \right)^{2B+3} \quad (6.49)$$

ここで、 K_{sat} および θ_{wSAT} は式 (6.20) と同様である。

液体水輸送の盛んな土壌中では、土壌水分ポテンシャル ϕ は近似的に毛管ポテンシャル ψ と重力ポテンシャル ϕ_H の和と考えられる (近藤, 1994)。

$$\phi \simeq \psi + \phi_H = \psi + z \quad (6.50)$$

ここで

- ϕ_H = 重力ポテンシャル (m)
- ψ = 毛管ポテンシャル (m)

従って式 (6.48) は式 (6.51) のように表される。

$$Q_w = -\rho_w K \frac{\partial \psi}{\partial z} - \rho_w K \quad (6.51)$$

毛管ポテンシャル ψ はふつう含水率のみの関数として扱われ、温度依存性は無視される。しかし厳密には、水の表面張力が温度依存性を持つため ψ は温度によって変化する。Hopmans and Dane (1985) は、 ψ の温度依存性を式 (6.52) で表した。

$$\frac{\partial \psi}{\partial T} = \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_w} \frac{\partial \sigma_w}{\partial T} = \psi \gamma(T) \quad (6.52)$$

ここで

$$\sigma_w = \text{水の表面張力 (20 }^\circ\text{C で } 7.275 \times 10^{-2} \text{ Nm}^{-1}\text{)}$$

$$\gamma(T) = \text{水の表面張力の温度係数}$$

水の表面張力の温度係数 ($\gamma(T)$) は近似的に次式で表わされる。

$$\gamma(T) \simeq -1.48 \times 10^{-5} T + 2.26 \times 10^{-3} \text{ (K}^{-1}\text{)} \quad (6.53)$$

最終的に液体水のフラックス (Q_w) は、式 (6.54) で表される。

$$Q_w = -\rho_w D_{\theta_w} \frac{\partial \theta_w}{\partial z} - \rho_w D_T \frac{\partial T}{\partial z} - \rho_w K \quad (6.54)$$

ここで

$$D_{\theta_w} = \text{含水率依存性を考慮した液体水の水分拡散係数}$$

$$D_T = \text{温度依存性を考慮した液体水の水分拡散係数}$$

含水率および温度依存性を考慮した液体水の水分拡散係数は次式で定義される (近藤, 1994)。

$$D_{\theta_w} \equiv K \frac{\partial \psi}{\partial \theta_w} \quad (6.55)$$

$$D_T \equiv K \frac{\partial \psi}{\partial T} \quad (6.56)$$

土壌層内の水分移動式 (6.47) の境界条件は、式 (6.57) で表される。

$$Q_w = \begin{cases} 0 & , (\text{地表面}) \\ -\rho_w K & , (\text{土壌最下端}) \end{cases} \quad (6.57)$$

ここで、土壌最下端の境界条件は重力による流下を考慮している。ただし、本研究でおこなうシミュレーションの期間 (2 日間) では、最下層の土壌水分は初期値からほとんど変化がない。

土壌表面からの直接蒸発速度 (E_S) は次式で与えられる。

$$E_S = \frac{[f_h e_*(T_{gs}) - e_s]}{r_{surf}} = \frac{e_s - e_a}{r_d} \quad (6.58)$$

上式から次式が導かれる。

$$E_S = \frac{[f_h e_*(T_{gs}) - e_a]}{r_{surf} + r_d} \quad (6.59)$$

ここで

$$\begin{aligned} E_S &= \text{土壌表面での蒸発速度, m s}^{-1} \\ e_s &= \text{裸地面の水蒸気圧, Pa} \\ f_h &= \text{表層土壌の相対湿度} \\ &= e_*(T_{gs}) \geq e_a \text{ の場合, } \exp(\psi_1 g / RT_{gs}) \\ &= e_*(T_{gs}) < e_a \text{ の場合, } 1 \\ \psi_1 &= \text{土壌第一層での土壌水分ポテンシャル (6.18), m} \\ g &= \text{重力加速度, m s}^{-2} \\ T_{gs} &= \text{表層土壌の温度, K} \\ R &= \text{水蒸気の気体定数, 461.5 J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \end{aligned}$$

$e_*(T_{gs}) < e_a$ の場合、 $f_h = 1$ および $r_{surf} = 0$ とする。露の生成速度は土壌水分に依存しない。式 (6.59) で表される裸地面からの直接蒸発は裸地面の水蒸気圧 e_s とキャノピー空間の水蒸気圧 e_a に比例して起こる。地表近くでは水蒸気圧経度が大きく、裸地面の水蒸気圧と、土壌第一層の水蒸気圧 $f_h e_*(T_{gs})$ を裸地面抵抗 r_{surf} で関連付ける (Shu Fen Sun, 1982)。

r_{surf} を W_1 と関連付ける式は

$$r_{surf} = d_1 + d_2(W_1)^{-d_3} \quad (6.60)$$

ここで

$$\begin{aligned} r_{surf} &= \text{裸地面抵抗, s m}^{-1} \\ &= e_*(T_{gs}) < e_a \text{ のとき } 0 \\ d_1, d_2, d_3 &= \text{経験定数} \\ &= 30, 3.5, 2.3 \end{aligned}$$

式 (6.60) は $e_*(T_{gs}) \geq e_a$ の場合のみ機能する。 $e_*(T_{gs}) < e_a$ の場合は露が生成され、 r_{surf} は 0 となる。

地表面温度はエネルギーバランス式 (6.61) から計算される。

$$\begin{aligned} \eta_P R_{NP}(0) + \eta_U R_{NU}(0) + (1 - \eta_P - \eta_U)(S \downarrow (1 - \alpha) + R \downarrow - \varepsilon_e \sigma T_S^4) \\ = H_S + \ell E_S + G_S \end{aligned} \quad (6.61)$$

ここで

- $S \downarrow$ = 太陽放射フラックス (W m^{-2})
- α = 地表面のアルベド
- $R \downarrow$ = 大気からの下向き長波放射フラックス (W m^{-2})
- ε_e = 地表面の放射率
- σ = ステファンボルツマン定数 ($\simeq 5.7 \times 10^{-8} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$)
- T_S = 地表面温度
- H_S = 地表面から大気への顕熱フラックス (W m^{-2})
- ℓE_S = 地表面から大気への潜熱フラックス (W m^{-2})
- G_S = 地中への熱フラックス (W m^{-2})

式 (6.61) の各フラックスは以下に示される。

$$H_S = \rho C_P \frac{\Theta_S - \Theta_3}{r_d} \quad (6.62)$$

$$E_S = \rho \frac{f_h Q_{sat}(T_S) - Q_3}{r_{surf} + r_d} \quad (6.63)$$

$$r_d = \frac{\Psi_H}{\kappa u_*} \quad (6.64)$$

$$r_{surf} = d_1 + d_2 (\theta_{w1} / \theta_{wsat})^{-d_3} \quad (6.65)$$

$$G_s = -\rho_G C_G K_G \frac{\partial T_G}{\partial z} \quad (6.66)$$

ここで

- r_d = 空気力学的抵抗 (s/m)
- κ = カルマン定数
- u_* = 摩擦速度 (m/s)
- Ψ_H = 普遍関数の積分値, 3.4 節参照
- f_h = 土壌表面での大気の相対湿度
- r_{surf} = 裸地面抵抗 (s m^{-1}), 式 (6.60) 参照
- d_1, d_2 および d_3 = 経験定数
- θ_{wsat} = 土壌の空隙率, 式 (6.18) 参照
- C_P = 空気の比熱 ($1004.67 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$)
- $\rho_G C_G$ = 土壌の体積熱容量 ($1.68 \text{E}6 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-3}$)
- K_G = 土壌の熱拡散係数 ($4.0 \text{E}-7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$)
- T_G = 土壌の温度 (K)

添え字 3 は地上の鉛直第 3 層を示す。式 (6.63) と式 (6.59) は同値である。

T_G は熱伝導方程式 (6.67) より計算される。

$$\frac{\partial T_G}{\partial t} = K_G \frac{\partial^2 T_G}{\partial z^2} \quad (6.67)$$

熱伝導方程式 (6.67) の土壌層最下端の境界条件は、式 (6.68) で表される。

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (6.68)$$

ただし、本研究でおこなうシミュレーションの期間 (2 日間) では、最下層の土壌温度は初期値からほとんど変化がない。

6.3 シミュレーションケース

シミュレーションは、植生キャノピー、建物キャノピーおよびこれらの混合体キャノピーが、大気境界層およびキャノピー層の温度、比湿、流れ等に与える効果に注目する。従って、植生および建物の被覆率をシミュレーションの重要なパラメーターとして変化させた。バックグラウンドの流れとして、5 および 10 m s⁻¹ の 2 種類の地衡風を設定した。以下に、設定されたシミュレーションケースを示す。

表 6.1 は植生あるいは建物が独立して存在するケースであり、それぞれのキャノピー特有の性質を知ることが目的としたケースである。

表 6.1: シミュレーションケース (植生あるいは建物が単体で存在する場合)

地衡風 10 ms ⁻¹ ⇒	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7
地衡風 5 ms ⁻¹ ⇒	C8	C9	C10	C11	C12	C13	C14
η_P : 植生の被覆率	0	0.6	0.3	0.1	0	0	0
η_U : 建物の被覆率	0	0	0	0	0.6	0.3	0.1

表 6.2 は植生および建物が混在したケースであり、都市への植生導入による気候緩和効果に注目したケースである。

表 6.2: シミュレーションケース (植生と建物が混合体で存在する場合)

地衡風 10 ms ⁻¹ ⇒	C21	C22	C23	C24	C25
地衡風 5 ms ⁻¹ ⇒	C26	C27	C28	C29	C30
η_P : 植生の被覆率	0.3	0.1	0.6	0.3	0.1
η_U : 建物の被覆率	0.6	0.6	0.3	0.3	0.3

表 6.3 は建物の蓄熱効果に注目したケースである。最近の建築物の多くは建物の壁面や屋上面に断熱材を導入し、空調機を用いた室内熱環境を有利にしている。建物に熱フラックスが入りにくくなれば、その分大気を暖める顕熱フラックスが増え、夏季の大気熱環境にとってはマイナスに働くことが予想される。このことを調べるために、建物内の熱容量を 50%にカットしたケースと逆に 50%増やしたケースおよび建物の表面から 2.4~9.8cm に断熱材を入れたケースを設定する。

表 6.3: シミュレーションケース (建物の蓄熱効果に注目したケース)

地衡風 $10 \text{ ms}^{-1} \Rightarrow$	C41	C42	C43	C44	C45	C46	C47	C48	C49
地衡風 $5 \text{ ms}^{-1} \Rightarrow$	C50	C51	C52	C53	C54	C55	C56	C57	C58
η_U : 建物の被覆率 (建物内の熱容量 50%削減)	0.6	0.3	0.1	-	-	-	-	-	-
η_U : 建物の被覆率 (建物内の熱容量 50%増し)	-	-	-	0.6	0.3	0.1	-	-	-
η_U : 建物の被覆率 (2.4~9.8cm に断熱材使用)	-	-	-	-	-	-	0.6	0.3	0.1

表 6.4 は人工廃熱の影響に注目したケースである。都市域の高温化の要因の一つとして人工廃熱が考えられるが、建物キャノピーのように鉛直方向に複雑な空間構造を持つ場合、排出される高さによって熱環境に与える影響は異なることが予想される。人工廃熱を地上付近 (4m) から排出したケースと建物の屋上面 (20m) から排出したケースを考え、その影響を知ることが目的としたケースである。

表 6.4: シミュレーションケース (人工廃熱の影響に注目したケース)

地衡風 $10 \text{ ms}^{-1} \Rightarrow$	C61	C62	C63	C64	C65	C66
地衡風 $5 \text{ ms}^{-1} \Rightarrow$	C67	C68	C69	C70	C71	C72
η_U : 建物の被覆率 (地上付近から廃熱)	0.6	0.3	0.1	-	-	-
η_U : 建物の被覆率 (建物の屋上から廃熱)	-	-	-	0.6	0.3	0.1

ここで、使用された人工廃熱データは、Kitada et. al. (1998) で使用された濃

尾平野のデータを参考とし、日中 60 Wm^{-2} 、夜間 20 Wm^{-2} とした。人工廃熱は、例えば、東京駅付近で日中 110 Wm^{-2} 程度と見積もられている（近藤, 1998）。

植生および都市キャノピーの高さは 20 m に設定され、それらの LAI は 図 6.1 および 6.2 に示されている。

シミュレーションは、時間幅 30 秒 で深夜の 0 時 から 48 時間 行われた。初期条件は暖候期である 5 月 の雨上がりの晴天日を想定し、全ケース同一とした。主な初期条件を表 6.5 に示す。

表 6.5: 初期条件

気象変数	気象条件
U : 東西風速	10 ms^{-1} あるいは 5 ms^{-1} (地衡風速と一致)
V : 南北風速	0 ms^{-1}
Θ : 温位	勾配 5.5 K m^{-1} (浜松のエアロロジカルデータより推定)
Q ; 比湿:	相対湿度 (地上 100%) \sim (2000 m 30%) \sim (6500 m 20%) より決まる比湿 (浜松のエアロロジカルデータより推定), $\text{kg}_{\text{water}}/\text{kg}_{\text{air}}$
k : TKE	$2.58 \text{E-}4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$
ϵ : TKE の消散速度	$6.0 \text{E-}7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$
Π : エクスナー関数	地表で 1.0 とし、上空は温位とマッチした分布をとる
θ_w : 土壌の体積含水率	表層土壌の相対湿度が 100% となる場合の体積含水率
$S \downarrow$: 太陽放射フラックス	(国設名古屋観測データより推定), W m^{-2}

キャノピーモデルの上方境界条件を表 6.6 に示す。

表 6.6: 上方境界条件

気象変数	気象条件
U : 東西風速	10 ms^{-1} あるいは 5 ms^{-1} (地衡風速と一致)
V : 南北風速	0 ms^{-1}
Θ : 温位	$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = \text{const}$ (初期分布の勾配)
Q : 比湿:	$\frac{\partial Q}{\partial z} = \text{const}$ (初期分布の勾配)
k : TKE	$\frac{\partial k}{\partial z} = 0$
ε : TKE の消散速度	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0$

地表境界条件は、3.4 節および 6.2.5 節参照されたい。
 キャノピーモデルの鉛直格子構造を表 6.7 に示す。

表 6.7: キャノピーモデルの鉛直格子構造

格子点番号	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
格子幅 (m)	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
地表面からの距離 (m)	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18

格子点番号	11	12	13	14	15	16	...	46	47
格子幅 (m)	2	4	6	8	20	40	...	400	-
地表面からの距離 (m)	20	22	26	32	40	60	...	6100	6500

ここで、キャノピー空間内は 2m の均一格子長をとり、上空へ向かうほど荒い格子長をとる。省略部分は、表 3.4 参照。また、下向き長波放射フラックス式 (6.35) を計算するために、モデルは上空 15km まで考慮するが、温度および比湿分布は夏季標準大気の値に固定した。

土壌層の格子構造を表 6.8 に示す。土壌層は地下 2m までを考慮され、第 11 層 (約 1m) までが植生が存在する場合の根の張る層である。

表 6.8: 土壌層の鉛直構造

格子点番号	1	2	3	4	5	6	7	8
格子幅 (cm)	0.94	1.28	2.12	2.98	4.36	6.42	9.42	13.86
地表面からの距離 (cm)	0	0.94	2.22	4.34	7.32	11.68	18.1	27.52

格子点番号	9	10	11	←	12	13
格子幅 (cm)	20.34	29.88	43.9	根の張る層	64.5	-
地表面からの距離 (cm)	41.38	61.72	91.6		135.5	200.0

建物は厚み 約 30cm のコンクリートで覆われていると仮定した。表 6.9 は、建物内の格子構造を示す。

表 6.9: 建物内の格子構造

格子点番号	1	2	3	4	5
格子幅 (cm)	0.47	0.64	1.06	1.49	2.18
建物表面からの距離 (cm)	0	0.47	1.11	2.17	3.66

格子点番号	6	7	8	9	10
格子幅 (cm)	3.21	4.71	6.93	10.17	-
建物表面からの距離 (cm)	5.84	9.05	13.76	20.69	30.86

6.4 結果および考察

表 6.1 ~ 6.4 に示された様に、本章のシミュレーションケースのねらいは、(1) 建物と植生という性質の異なるキャノピーの影響とその被覆率の違いの影響、(2) 都市キャノピーへの植生導入による気候緩和効果、(3) 建物の蓄熱体としての効果、および (4) 人工廃熱の影響、を大気境界層の諸特性に対してみることにある。

6.4.1 キャノピー層から上空大気へ向かう熱フラックスと土中の水分量の関係

地表面特性が上空大気への顕熱および潜熱フラックスをどう変えるかは、大気境界層の時間変化に影響し、ひいては局地的な流れを励起する元となる。図 6.3a は、このフラックスの日変化のケース間による違いを見るために、高度 20m (C2 から C7 の条件では、ちょうどキャノピー層の上端のレベルに位置する) での各ケースの顕熱フラックスを 2 日分プロットしたものである。図中、正の符号は大気上空へのフラックスをあらわす。

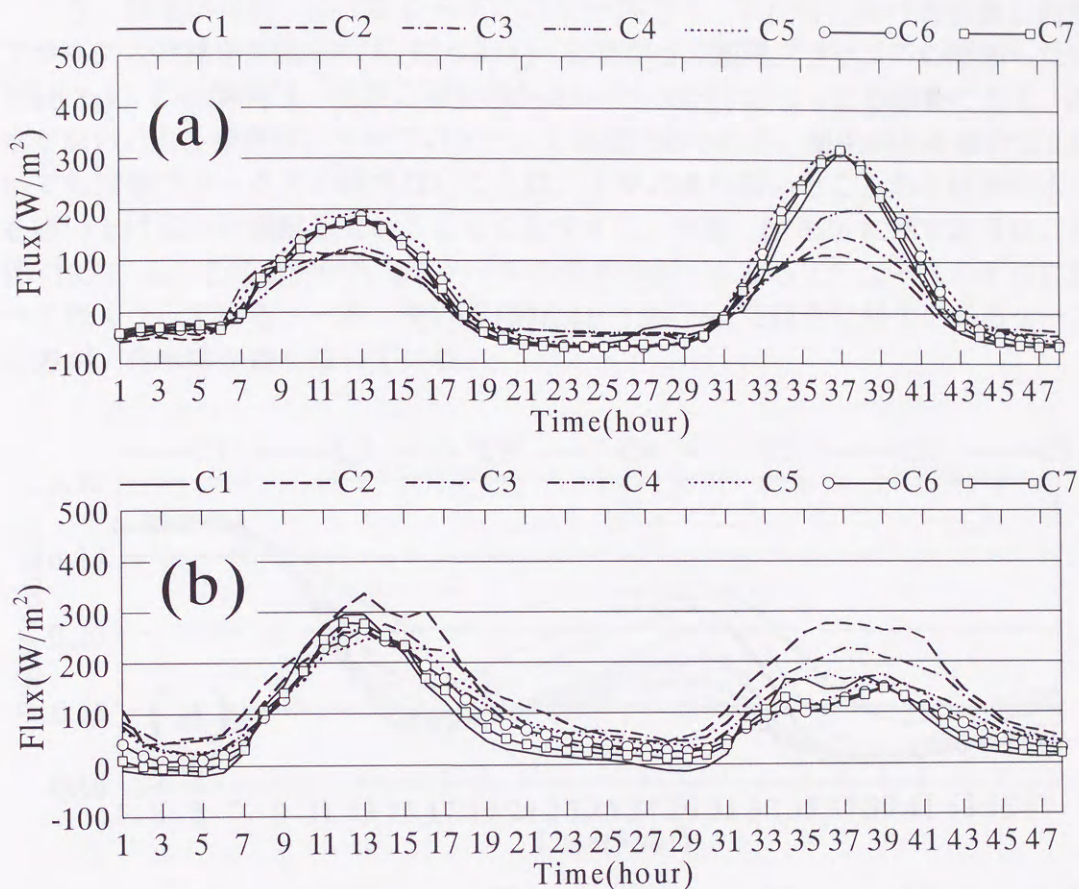


図 6.3: C1 から C7 のケースに対する (a) 顕熱フラックスと (b) 潜熱フラックスの日変化。正の値は上向きフラックス、負の値は下向きフラックスを表わす。

日中、1日目よりも2日目の顕熱フラックスの方が概して大きい。図 6.3b に示す潜熱フラックスはほぼ逆の変化を示すから、2日目の顕熱フラックスの増大は、土壌の水分量の減少により潜熱フラックスが2日目に減少した分を補償するように生じていることが伺える。

2日目の顕熱フラックスの日最大値は C1, C5, C6, および C7 でほぼ一致していて、ピークを挟んで建物の占有率が高いほどフラックスが大きい。特に、夕方この傾向が顕著で、C1 は 18 時には 顕熱フラックスが逆向きになるが、C5 は 20 時まで正のフラックスを示す。建物が南向きに配置されている場合、建物表面への太陽放射量は屋上面では正午、東向き壁面では 8 時、西向き壁面では 16 時にそれぞれピークをもつが、南向き壁面では正午ごろ太陽天頂角が小さくなるためこれが減少する。このため裸地のケースと比べ一日のトータルとしては建物があるケースのほうが顕熱フラックスは大きくなるが、そのピーク値に大きな違いは見られなかった。また、建物が存在する場合に午後の遅くまで正の顕熱フラックスを示すのは、日中にわたって建物に貯えられた熱が、建物表面での放射冷却を遅らせたためと考えられる。

一方、植生が存在する C2 から C4 のケースでは、2 日目における急激な潜熱フラックスの減少も見られず (図 6.3 b)、したがって顕熱フラックスの増加もない (図 6.3a)。この傾向は、地表の植被率が高い C2 (60%) でもっとも顕著である。降水がないという条件は、すべてのケースで共通であるから、植生がある場合に 2 日目でも潜熱フラックスが落ちないことは、土中のより深いところから植物が水分を吸い上げ気中に供給していることを意味する。実際、図 6.4b に示すように、深部 (13.86 cm) では C2 から C4 ケースの含水率が C5 から C7 ケースのそれに比べて低くなっている。一方、浅い所 (図 6.4a: 1.28 cm) では逆に植生のあるケースの方が、含水率が高くなっている。

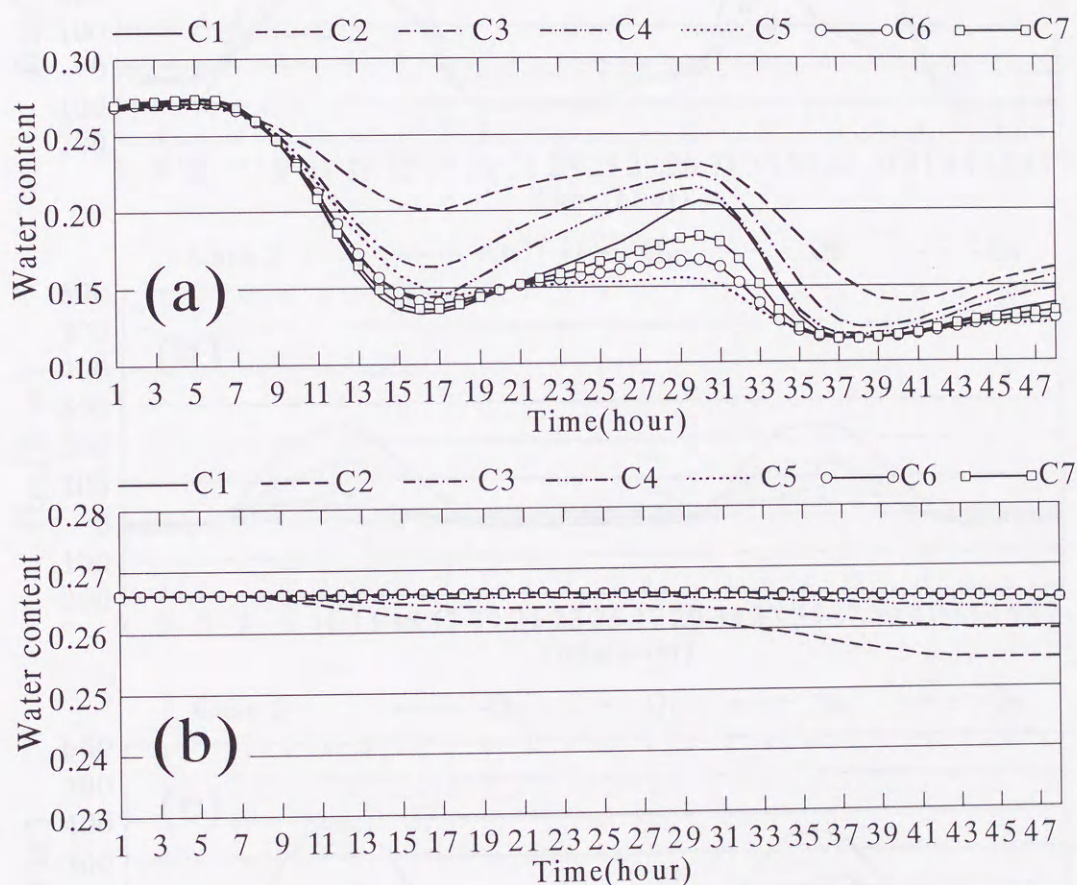


図 6.4: 土壌水分の日変化: (a) 深さ 1.28cm、(b) 深さ 13.86cm である。

この原因の一つは地表面に届く太陽放射が葉群によるさえぎりにより小さくなったため、地面からの直接蒸発が抑えられたことである。図 6.5 は地表面における熱収支を示す。1 日目は表層土壌水分が十分に満たされているので、大気側の蒸発要求に対して (a) C1, (b) C2, (c) C5 とともに順調に潜熱フラックスを放出している。夜間は表層からの蒸発が抑えられるので土壌下層からの毛管張力による水分移動が有効になるが、移動速度は遅いため十分には補給されない。結果として、(a) C1

は2日目の10時に、(c) C5 は9時に蒸発が抑制され、以降、顕熱フラックスが増大する。(b) C2 は地表面に届く太陽放射が葉群によるさえぎりにより小さいこと、植生による蒸散が盛んなこと、植生の大きな LAI のため地表風速が小さいことなど、地表面からの直接蒸発要求は小さく、それに十分に答えている。(c) C5 もキャ

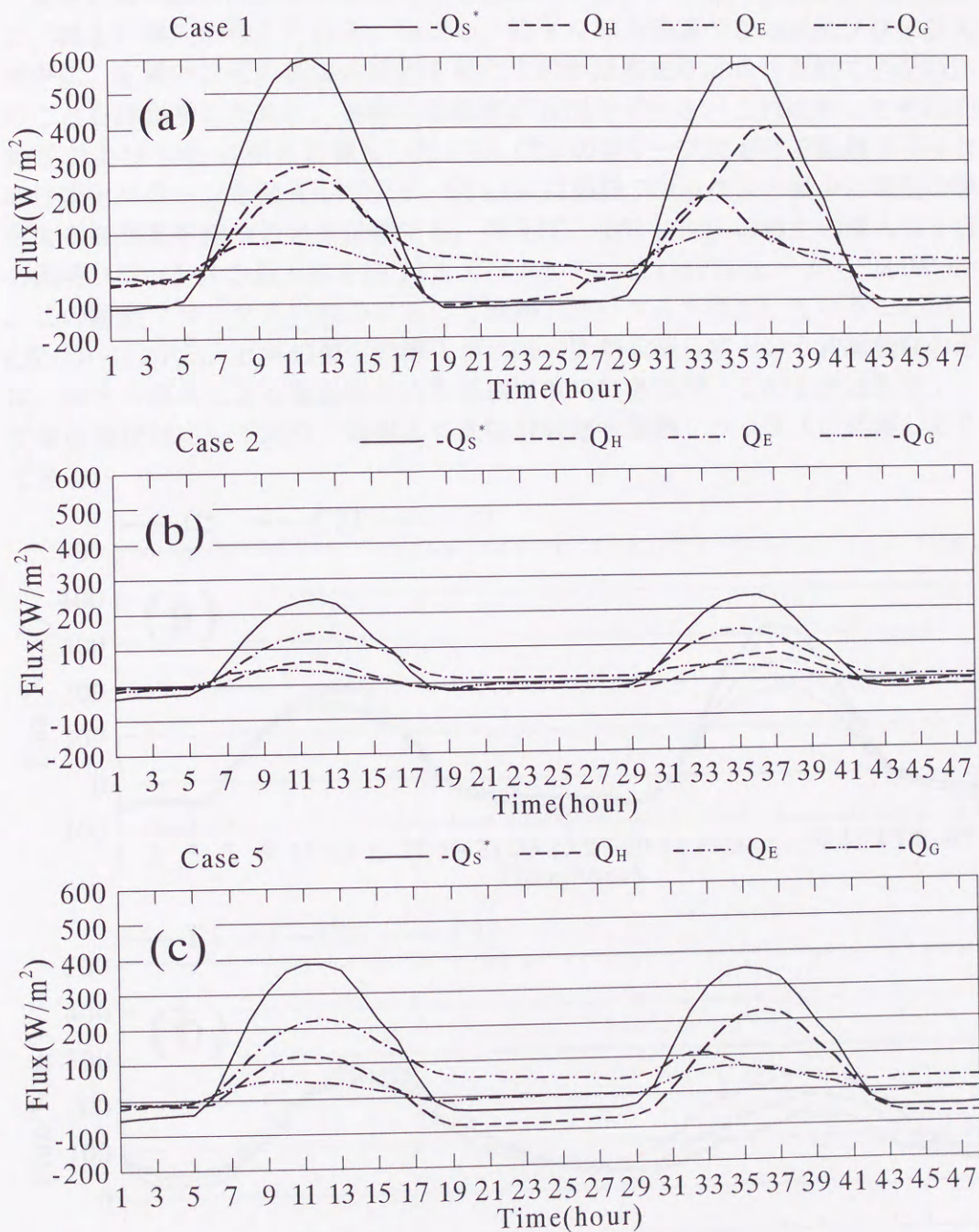


図 6.5: 地表面の熱収支: (a) C1 (裸地), (b) C2 (森林 60%), および (c) C5 (建物 60%)。 $-Q_s^*$ は正味放射量、 Q_H は顕熱フラックス、 Q_E は潜熱フラックス、および $-Q_G$ は地中へ向かう熱フラックスを示す。

ノピーの存在のため地表面に到達する放射量は(a) C1 より小さいが、建物の蓄熱効果のため夜間でもキャノピー内の温度が高いこと、キャノピーの存在のため夜間でも大気が乱れていることなどで、約 50Wm^{-2} の潜熱が放出され続けたため乾燥化が進み、翌日の早い段階で蒸発が抑制された。

夏季の耐え難い高温化の原因となる顕熱フラックスを減少する手段の一つとして、植生の導入が考えられる。しかし、植生の導入効果がこの顕熱フラックスの減少に、定量的にどの程度の役割を果たすのかはあまりよくしられていない。このことを評価するために、建物の被覆率が60%のC5と、これに対してそれぞれ30%および10%の植生を導入したC21, C22の各ケースにおける顕熱フラックスの日変化パターンを図6.6に示す。図6.6aは顕熱フラックスの減少に植生の導入が大きな効果を持つことを示唆する。例えば、10%(C22)の植生の導入は2日目の顕熱フラックスの最大値を約23%カットしている(317W m^{-2} から 244W m^{-2})。この顕熱フラックスの減少に応じて潜熱フラックスが増加していることが、図6.6bからわかる。10%の植生の導入が23%の顕熱を減らすという非線型性の理由は、植生の導入による地表面の占有面積は10%であるが、その上空は図6.1に示す葉面積が対応しており、効率よく太陽放射量を潜熱フラックスに変換したためである。

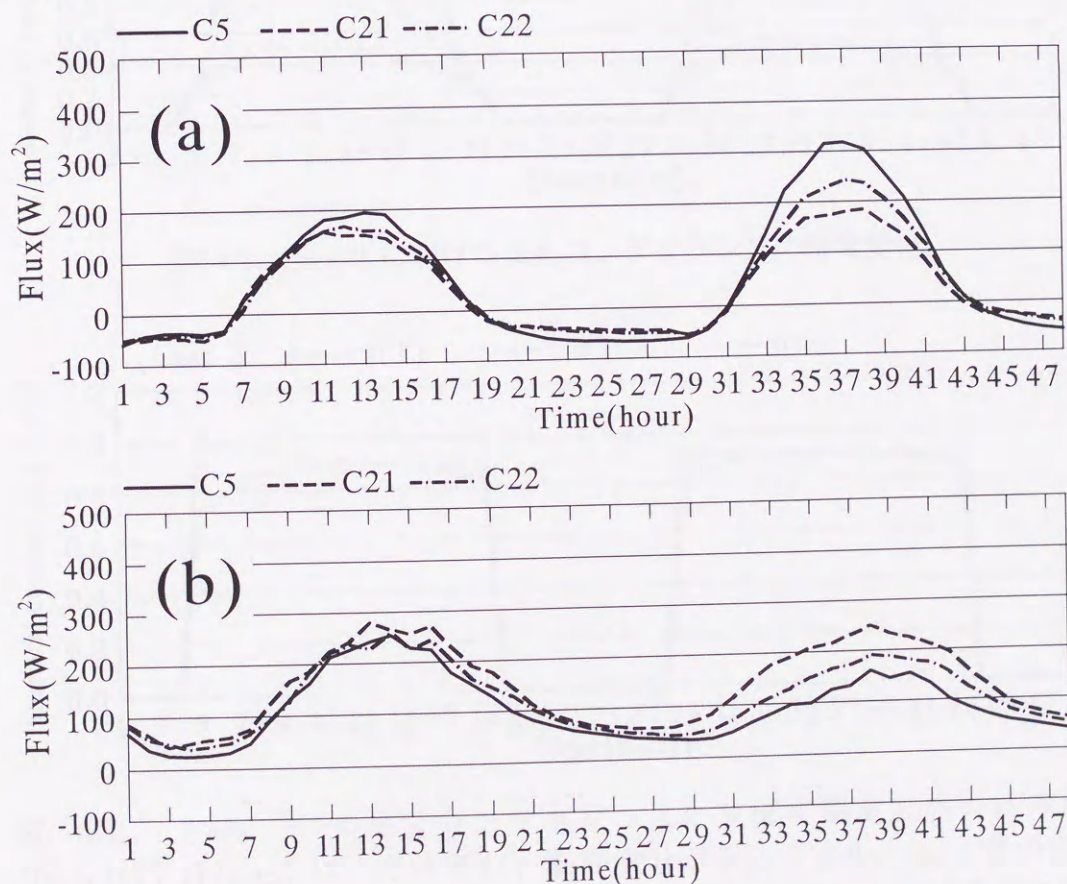


図 6.6: 図 6.3 と同様、ただし C5, C21 および C22。

植生の蒸散による潜熱フラックスの放出の鍵をにぎるのが式 (6.12) で表される気孔抵抗である。図 6.7 は Case 2 における気孔コンダクタンス (気孔抵抗の逆数) の時間変化、図 6.8 は気孔コンダクタンスに及ぼす環境変数の寄与度を示す。気孔コンダクタンスは樹幹部ほど大きく、下部になるほど減少しているが、これは日射量の減衰に伴い PAR フラックスが低下するためである。温度効果 $f(T)$ は 0.9 程度の値をとり、13 時ごろに緩やかなピークを示している。飽差の依存性を表す $f(T_a, e_a)$ は 0.87 から 0.91 の値をとり、8 時に最大値をとり時間とともに減少している。土壌中の水分と過度な蒸散の効果を表す $f(\psi_l)$ は、蒸散が起こる時間帯で常に 1 である。これは土壌全層にわたって十分に水分を含んだ状態からシミュレーションを行なったため、今回行なった 2 日間のシミュレーションでは植生の蒸散を妨げるほど土壌中の水分が減らなかったことを示す。

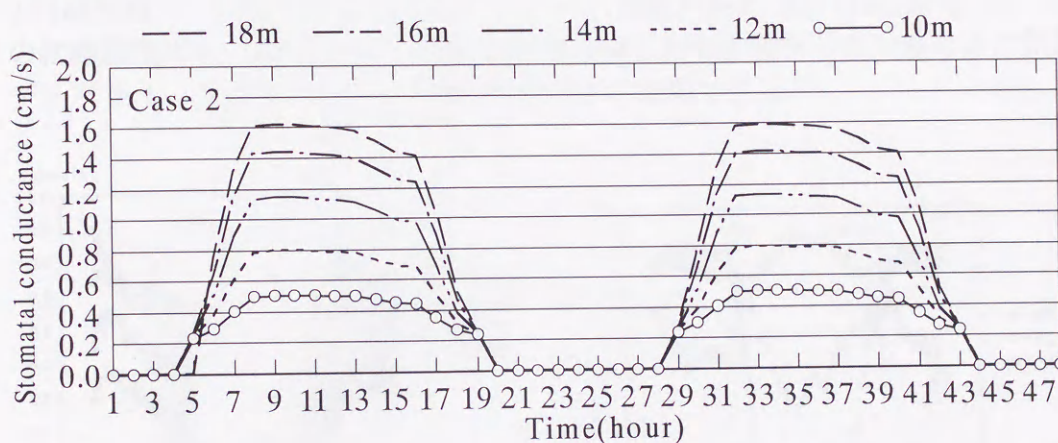


図 6.7: Case 2 における気孔コンダクタンスの時間変化。

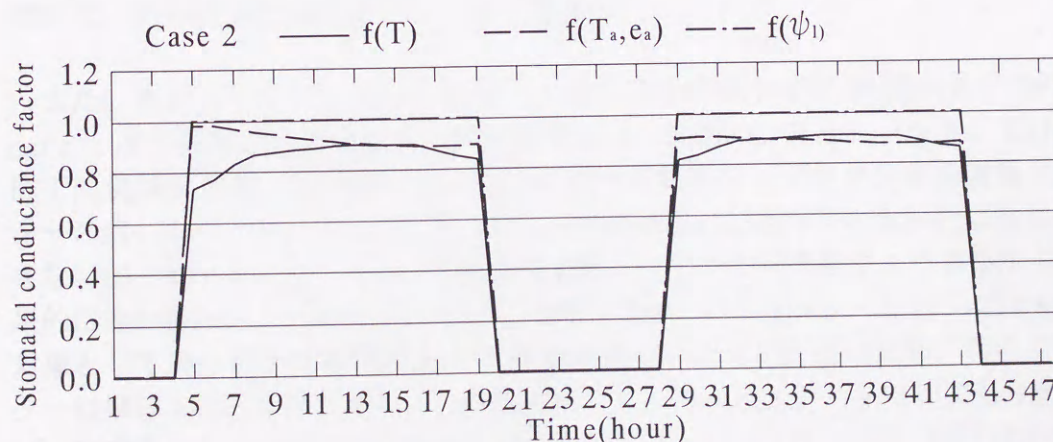


図 6.8: Case 2 の気孔コンダクタンスに及ぼす環境変数の寄与度。
 $f(\psi_l)$, $f(T)$, $f(T_a, e_a)$ は、それぞれ、葉の水分ポテンシャル (ψ_l)、葉の温度 (T) および大気の水蒸気圧と水蒸気圧の差 (飽差, $[e_*(T_a) - e_a]$) の影響に対する調整ファクターを表す。

神田 (1997) は 1996 年 8 月に明治神宮で集中観測を行ない、その観測データをモデルに同化させたシミュレーションを行なった。神田 (1997) は、気孔コンダクタンスは午前 8 時～9 時頃にピークを示し、以後時間とともに減少すること、小杉 (1995) の京都大学演習林で長期にわたるポロメーター計測でもこのことが多いことを報告している。これは植物の活性度が午前中の早い時間帯でもっとも盛んであることを意味し、この理由として、式 (6.12) に現れる飽差のファクター $f(T_a, e_a)$ が効いていることを述べている。図 6.9 は、神田 (1997) が行なったシミュレーション結果であり、図 6.7 および 6.8 に対応するものである。本研究のシミュレーションと比較してみると、気孔コンダクタンスの時間変化については午前中にピークを持ち時間とともに減少する傾向は一致している。キャノピートップでの値は本シミュレーションで、 1.6 cm s^{-1} 、神田のシミュレーションでは 0.75 cm s^{-1} 程度で、2 倍程度違う。これは、本シミュレーションで使用した SiB (Sellers et al., 1989) の常緑広葉樹と、神田 (1997) が観測から回帰した明治神宮の森の植生との気孔モデルパラメータの違い (植生の種類の違い) のためである。

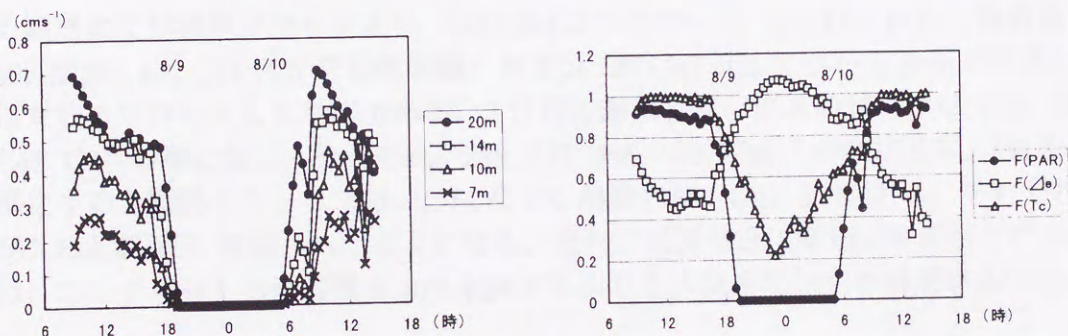


図 6.9: 神田 (1997) のシミュレーション結果。左の図は気孔コンダクタンスの時間変化、右の図はその調整ファクターを表す。

また、本シミュレーションではピーク値から 9 時間かけて (8 時から 17 時) 0.2 cm s^{-1} ほど気孔コンダクタンスが減少するが、神田のシミュレーションでは 4 時間で同量減少する。この違いは、以下に述べる気孔コンダクタンスの調整ファクターの違いからくる。 $f(\psi_l)$ については、神田は陽には扱っていないため比較はできないが、本シミュレーションでも蒸散が起きている時間帯で 1 であるから、結果的に違いはない。 $f(T)$ については、神田 (1997) のシミュレーションでは 8 月を対象としており植生が蒸散を起こす最適温度 (約 30°C) に近いから、このファクターはほぼ 1 であるのに対し、5 月を対象とする本シミュレーションでも 0.9 ではほぼ一定であるから両者に大きな違いはない。 $f(T_a, e_a)$ については、神田 (1997) のシミュレーションでは 0.7 から 0.4 まで減少し、0.4 からはほぼ一定値を持つのに対して、本シミュレーションでは 0.9 から緩やかに減少する程度である。この違いは、神田 (1997) のシミュレーションでは林冠上の相対湿度が 50% 程度であったのに対して、本シミュレーションでは 80% 程度であったためである。先にも述べた

ように、本シミュレーションは土壌全層にわたって十分に水分を含んだ状態から開始されているから、植生が存在するケースでは蒸発散が盛んで、キャノピー内は低温、多湿に保たれ相対湿度が高くなっている。

$f(T_a, e_a)$ の時間変化は気孔コンダクタンスの時間変化とほぼ同じ分布系を示しており、神田 (1997) が言うように、気孔コンダクタンスを決定する上でもっとも重要なパラメーターであることがわかる。

6.4.2 建物の蓄熱体としての効果

最近の建築物の多くは建物の壁面や屋上面に断熱材を導入し、空調機を用いた室内熱環境を有利にしている。建物に熱フラックスが入りにくくなれば、その分大気を暖める顕熱フラックスが増え、夏季の大気熱環境にとってはマイナスに働くことが予想される。このことを調べるために、建物内の熱容量を 50% にカットしたケースと逆に 50% 増やしたケースおよび建物表面から 2.4~9.8cm に断熱材を入れたケースについて調べる。図 6.10 は、図 6.10 と同様に、キャノピートップにおける顕熱および潜熱フラックスを、(a) C5 (コンクリート)、(b) C41 (C5 の熱容量を 50% 削減)、(c) C44 (C5 を 50% 増幅)、および (d) C47 (C5 で 2.4~9.8cm に断熱材) に対してプロットしたものである。2 日目の顕熱フラックスのピークは C44, C5, C41, C47 の順に並び、それぞれ、288, 317, 368, 386 Wm^{-2} の順に並ぶ。C5 を基準にすると顕熱フラックスは、C44 は 9% 削減され、C41 と C47 は、それぞれ、16% および 22% 増幅されたことになる。建物の表面付近に断熱材を使用した C47 は、コンクリートの熱容量を 50% 削減するよりも大気を加熱する効果があった。

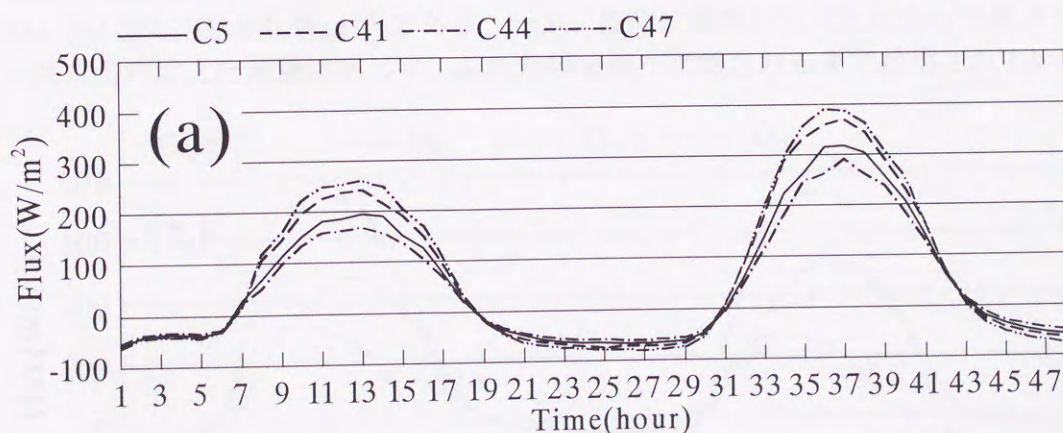


図 6.10: 図 6.3 と同様、ただし (a) C5, (b) C41, (c) C44, および (d) C47。

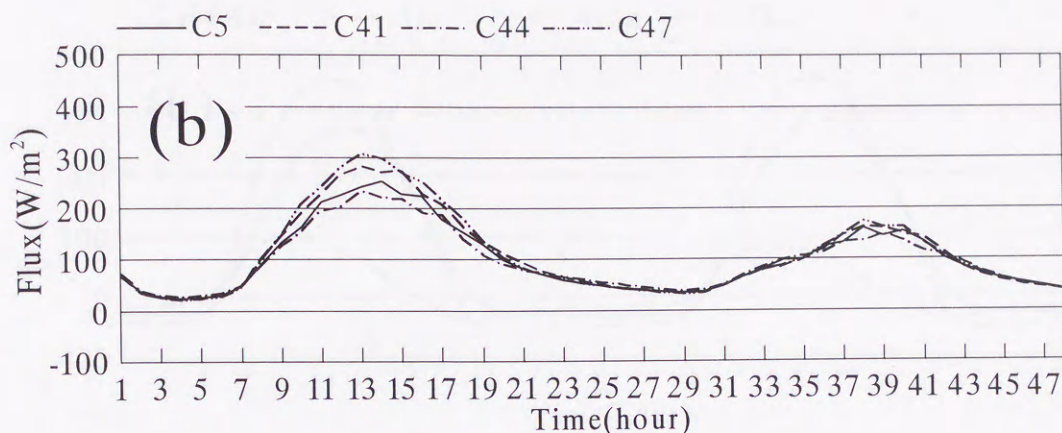


図 6.10: (続き)。

一方、2日目の潜熱フラックスはすべてのケースでほぼ 160 Wm^{-2} で一致し、これらケースの場合大気を加熱する鍵は建物表面の熱バランスが握っているといえる。なお、1日目の潜熱フラックスのピークが顕熱フラックスのピークと同じ順に並ぶのは、先述したように、1日目は土壌水分が豊富なため地表面からの蒸発は制御されることなく続き、大気が加熱されたほうが成層効果により蒸発に有利に働いたためと考えられる。建物表面がもっとも加熱される最上階での熱バランスを図 6.11 に示す。建物へ向かう熱フラックスのピークは設定したコンクリートの熱容量の違いに応じて、(d), (b), (a), (c) の順に並び、それぞれ、63, 94, 158, 204 Wm^{-2} である。熱バランスにより、顕熱フラックスはこれとは逆に、(c) 201, (a) 234, (b) 274, (d) 300 Wm^{-2} である。一方、夜間に建物から大気に向かう熱フラックスは日中貯えた熱量に応じて、ふたたび表面が加熱されるまで放出されている。

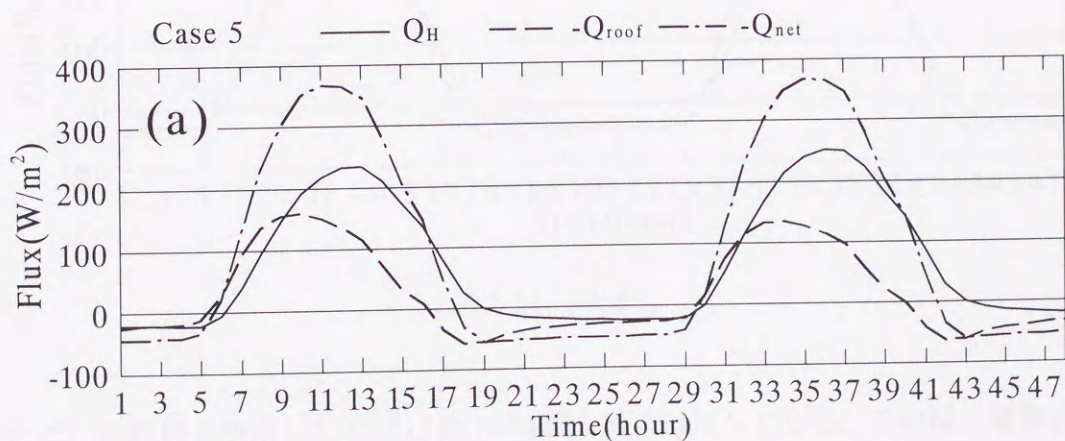


図 6.11: 最上階での熱バランス: (a) C5, (b) C41, (c) C44, および (d) C47。 Q_H は顕熱フラックス、 $-Q_{\text{roof}}$ は建物へ向かう熱フラックス および $-Q_{\text{net}}$ は正味放射量を示す。

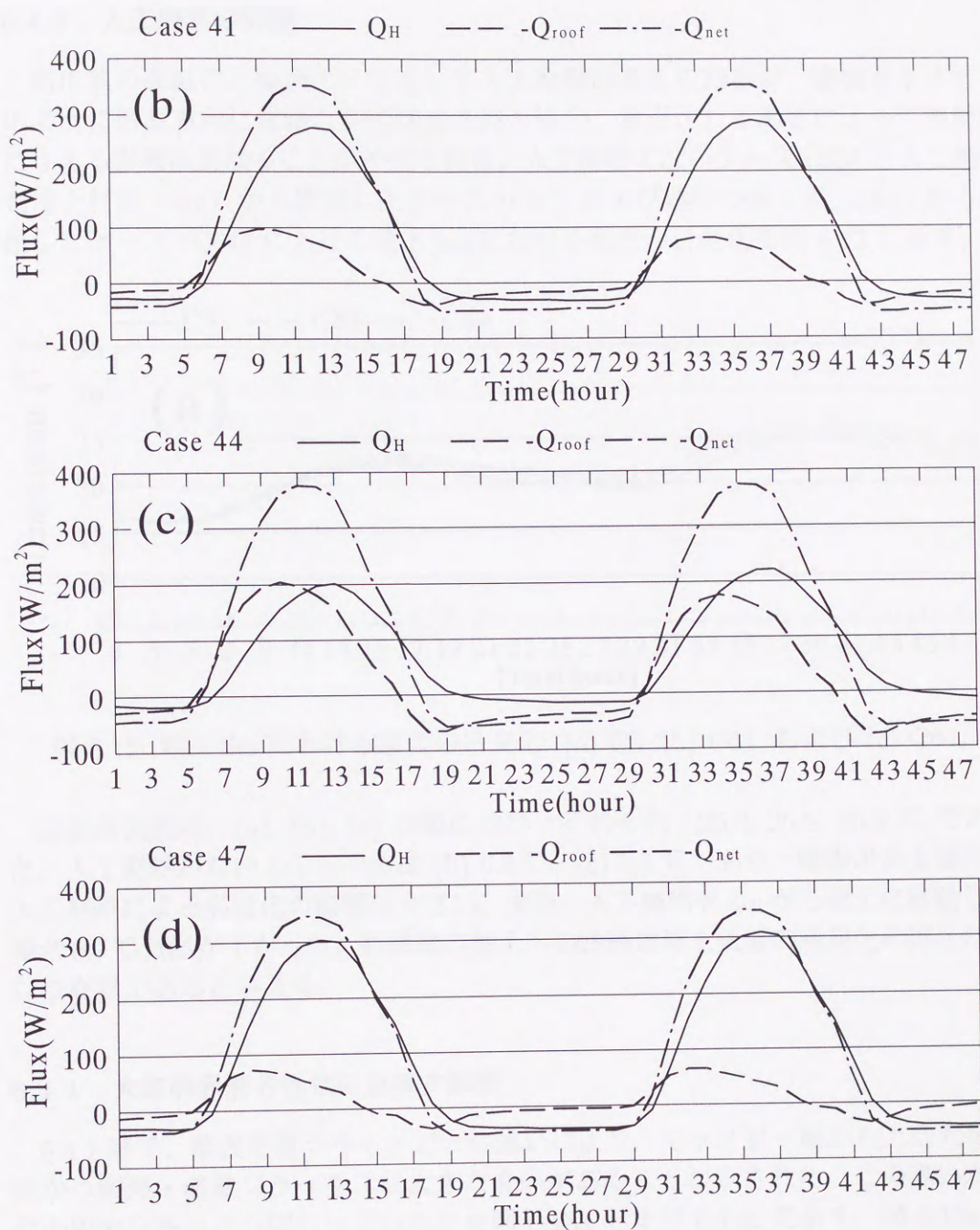


図 6.11: (続き)。

ただ、断熱材を使用した C47 は夜 10 時頃を境にほぼ 0 となる。これは、建物表面と断熱材の間の薄いコンクリート層だけにしか熱が貯えられないので、この薄い層自身は高温になるが、貯えられた熱量は少なく、その日のうちに貯えた熱を解消してしまうことを意味する。

6.4.3 人工廃熱の影響

都市域の高温化の要因の一つとして人工廃熱が考えられるが、建物キャノピーのように鉛直方向に複雑な空間構造を持つ場合、排出される高さによって熱環境に与える影響は異なることが予想される。人工廃熱のないケース (C5) と人工廃熱を地上付近 (4m) から排出したケース (C61) および建物の屋上面 (20m) から排出したケース (C64) における地上 2m における温度の日変化を図 6.12 に示す。

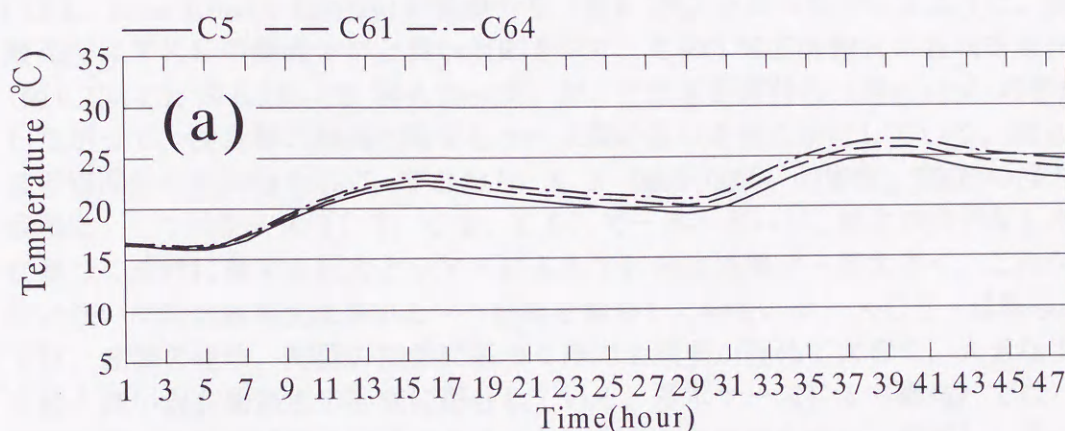


図 6.12: 地上 2m における温度の日変化: (a) C5, (b) C61, および (c) C64。

日最高気温は、(a), (b), (c) の順に並び、それぞれ、25.0, 25.8, 26.5 °C であった。人工廃熱がない (a) との差は (b) 0.8 °C、(c) 1.5 °C であり、建物がある場合の人工廃熱による高温化の影響は大きい。また、人工廃熱を 4m から屋上に移動した場合 0.7 °C 気温が下がった。廃熱源の屋上への移動は地上気温の高温化の抑止にかなり有効であるといえる。

6.4.4 大気境界層の性状に及ぼす影響

6.4.1 節で、地表を覆うキャノピーの違いにより、キャノピー層から上空大気に向かう顕熱・潜熱フラックスに大きな違いがあることが示された。この違いが温位の鉛直分布にどう関わっているかを図 6.13a および 6.14a に示す。図 6.13a は 14 時における温位の鉛直分布であり、図 6.14a は下層部分の拡大図である。図は、まず、ケース間で混合層の高さおよび層内の温位に大きな違いがあることを示唆する。混合層の温位 (地上 950m において) がもっとも高いのは、建物キャノピーが 6 割を占める場合 (C5) で 22.5 °C、基本ケース (C1) が 21.7 °C、もっとも低いのが、植生キャノピー 6 割の場合 (C2) で 20.2 °C であり最高と最低で 2.3 °C の差がある。この最高と最低の間で各ケースの混合層の代表温位は、図 6.3a に示されている各ケースの日中の顕熱フラックスの大きさと同じ順に並ぶ。裸地の場合 (C1: 基本ケース) にくらべ、建物を建てれば温位が上がり、植生を導入すれ

ば温位が下がることを明瞭に示している。

混合層高度の場合は、温位そのものの場合とは少し傾向が異なる。すなわち、混合層高度がもっとも高いのが建物キャノピーの場合（C 5 : 1800 m）であることは同じであるが、次に植生キャノピーのケースが続く（C 2 : 1600 m 程度）、一番低いのが、基本ケース（C 1 : 約 1400m）となっている。すなわち、基本ケースの場合、混合層内の温位は、植生の場合（C 2 から C 4）より大きい、混合層高度は植生ケースよりも低いことを意味する。実は、次の乱れの運動エネルギー（TKE: Total Kinetic Energy）の鉛直分布（図 6.13b）との対比が示すように、混合層高度は TKE の鉛直分布と良い対応を示す。この TKE 方程式の各項寄与分布（図 6.15a-C1; 図 6.15b-C2; 図 6.15c-C5）が、TKE 鉛直分布（図 6.13b）の形成、したがって、混合層の形成に関するケース間の違いを明らかにしている。図 6.16 は下層部分の拡大図を示す。すなわち、C 2（植生 60%）の場合、TKE の浮力生成項は、三つのケース（C 1, C 2, C 5）で一番小さいが、植生の大きな LAI に基づく流れに対する抗力とシアによる TKE 生成項が一番大きく、これが温位は低い、混合層高度は高いという状態を維持している。ケース C 5（建物 60%）では、建物の屋根、側壁の加熱に基づく浮力生成項が極めて大きく、大きな TKE 値と高い混合層高度の形成に寄与している。基本ケース C 1（裸地）では、TKE の浮力生成項は C 5 に比べて小さいが C 2 よりも大きい、ただし、キャノピー層を持たない小さなラフネスレングスのためにシア生成項が地面の近くに

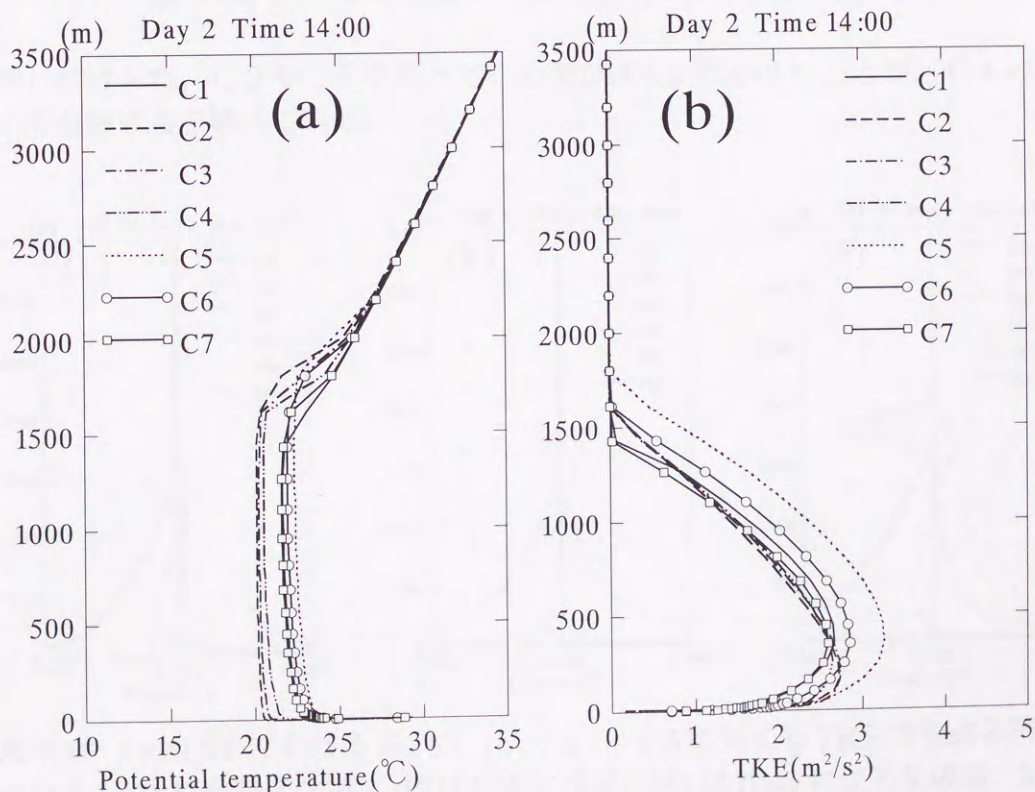


図 6.13: 1400LST での (a) 温位、(b) 乱流運動エネルギー (TKE) の鉛直分布。

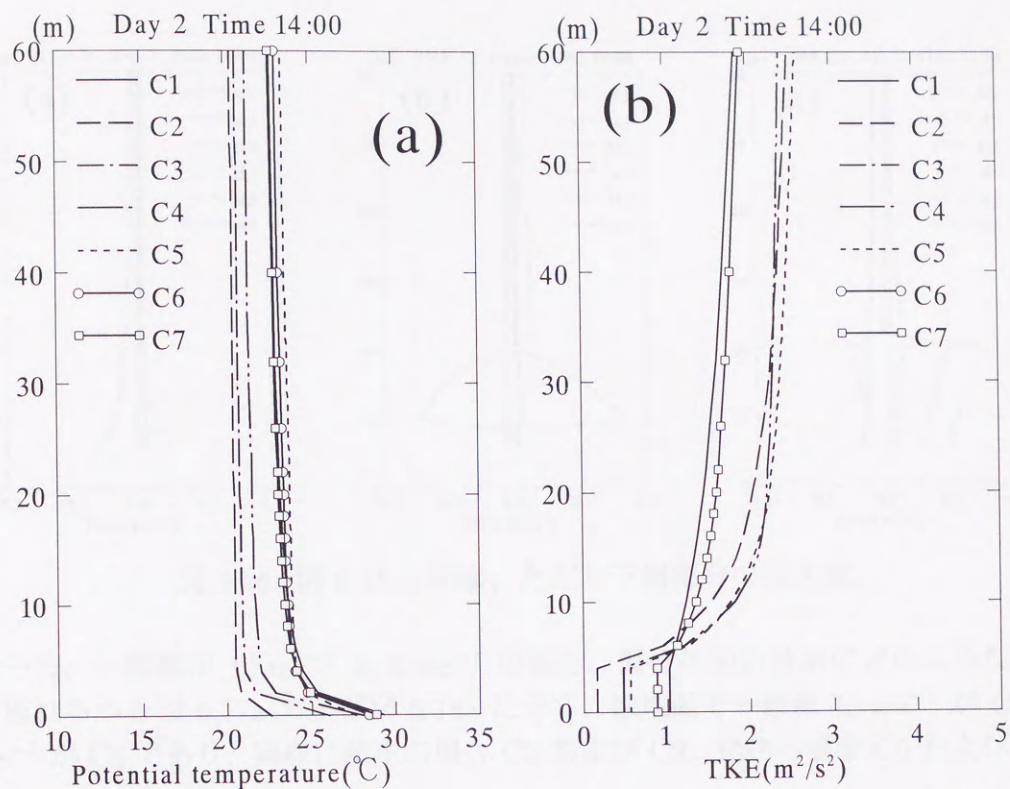


図 6.14: 図 6.13 と同様、ただしキャノピー部分の拡大図。

押し付けられ、C 2 や C 5 に比べてこの項はるかに小さいことが、C 1 の場合の混合層成長を妨げている。

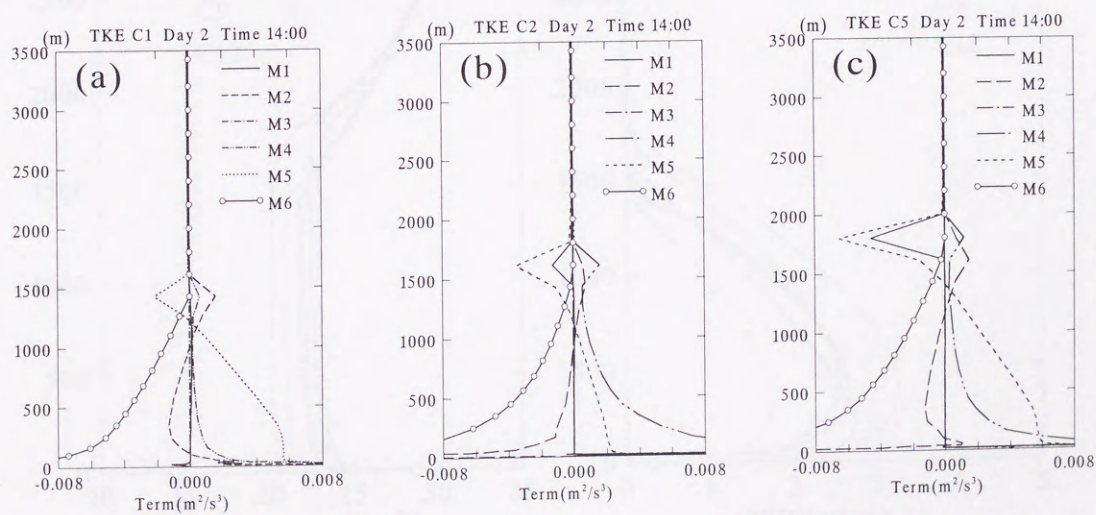


図 6.15: 1400LST における (a) C1, (b) C2, (c) C5 に対する TKE 方程式各項の鉛直分布。M1 は時間変化項、M2 は乱流拡散項、M3 は Drag による生成項、M4 はシアー生成項、M5 は浮力生成項、M6 は散逸速度である。

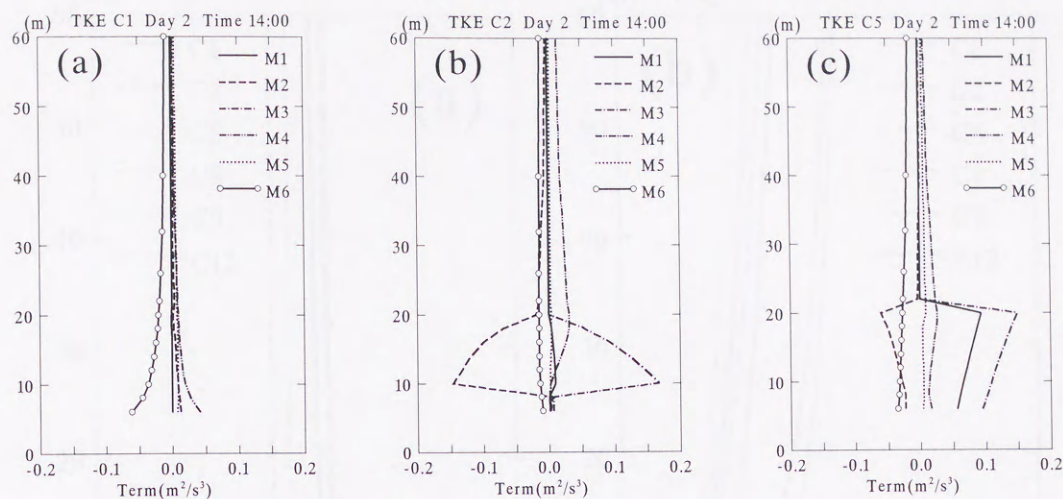


図 6.16: 図 6.15 と同様、ただし下層部分の拡大図。

一方、一般風が 10 ms^{-1} と 5 ms^{-1} の場合、温位の鉛直分布にどのような違いが現れるかを図 6.17a および図 6.18a に示す。裸地面で一般風 10 ms^{-1} が C1、 5 ms^{-1} が C8 であり、同様に植生の場合 C2 および C9、建物の場合 C5 および C12

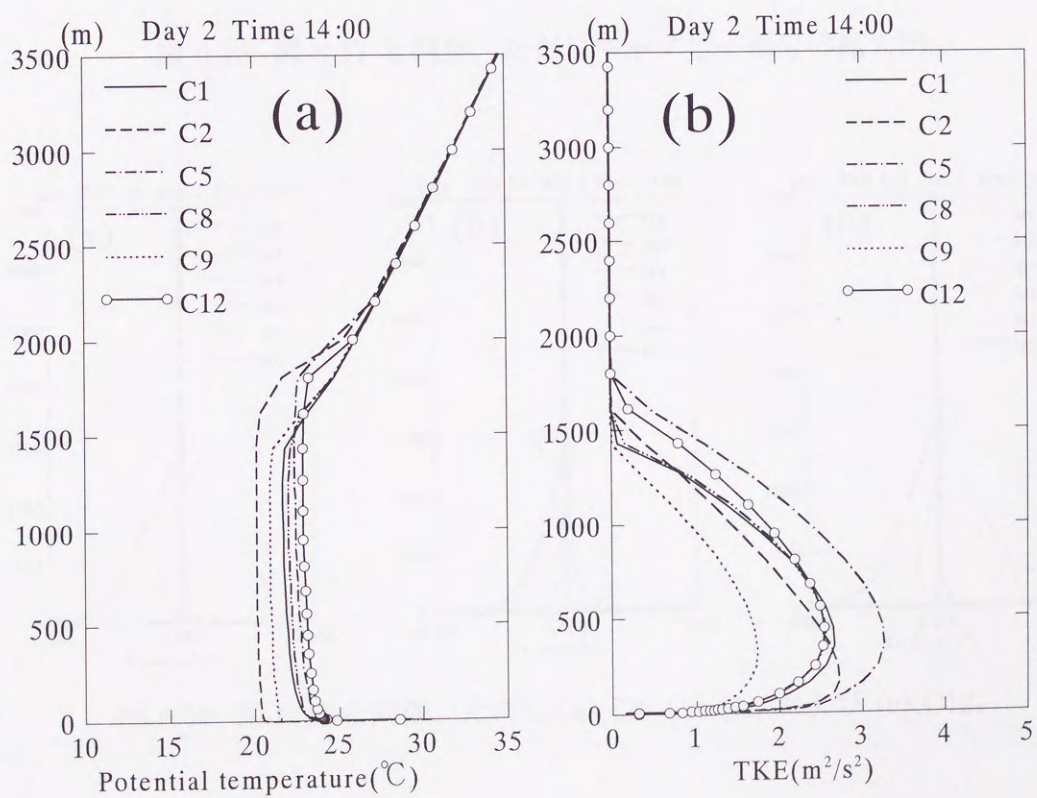


図 6.17: 図 6.13 と同様、ただし一般風が 5 ms^{-1} のケースを含む。

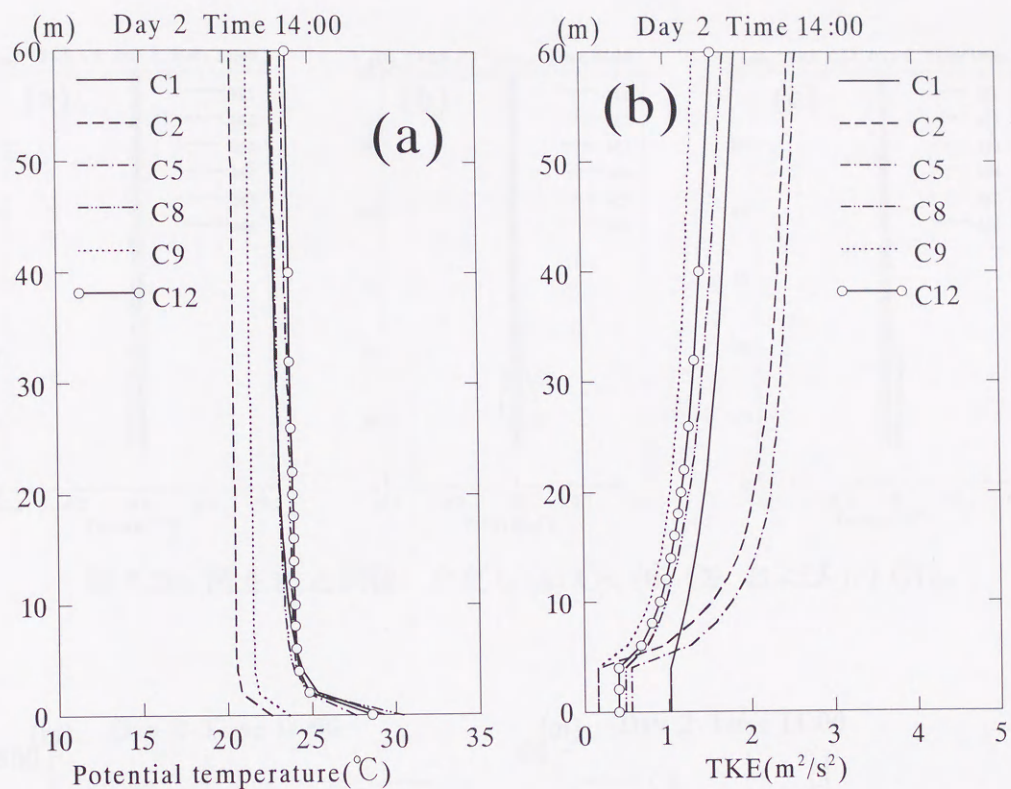


図 6.18: 図 6.17 と同様、ただしキャノピー部分の拡大図。

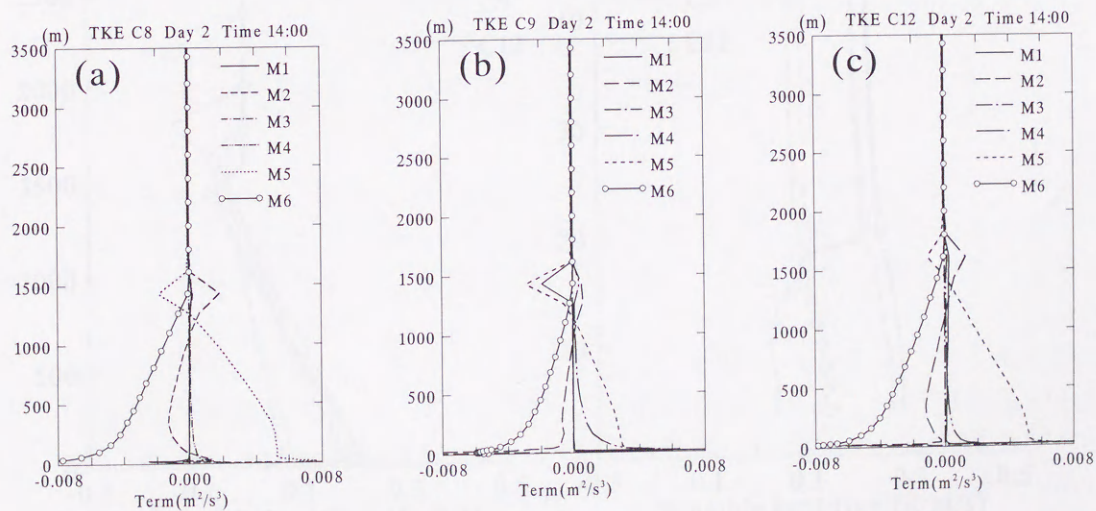


図 6.19: 図 6.15 と同様、ただし (a) C8, (b) C9, および (c) C12。

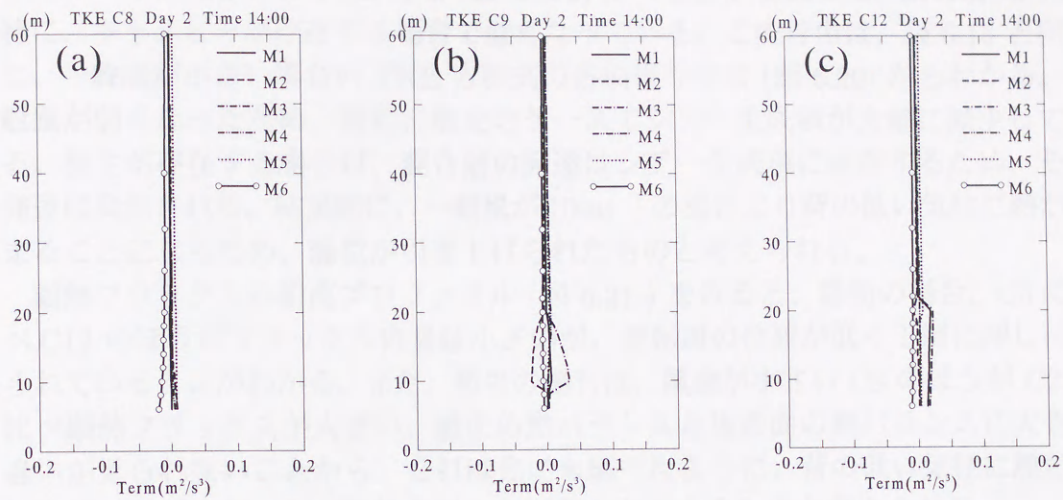


図 6.20: 図 6.16 と同様、ただし (a) C8, (b) C9, および (c) C12。

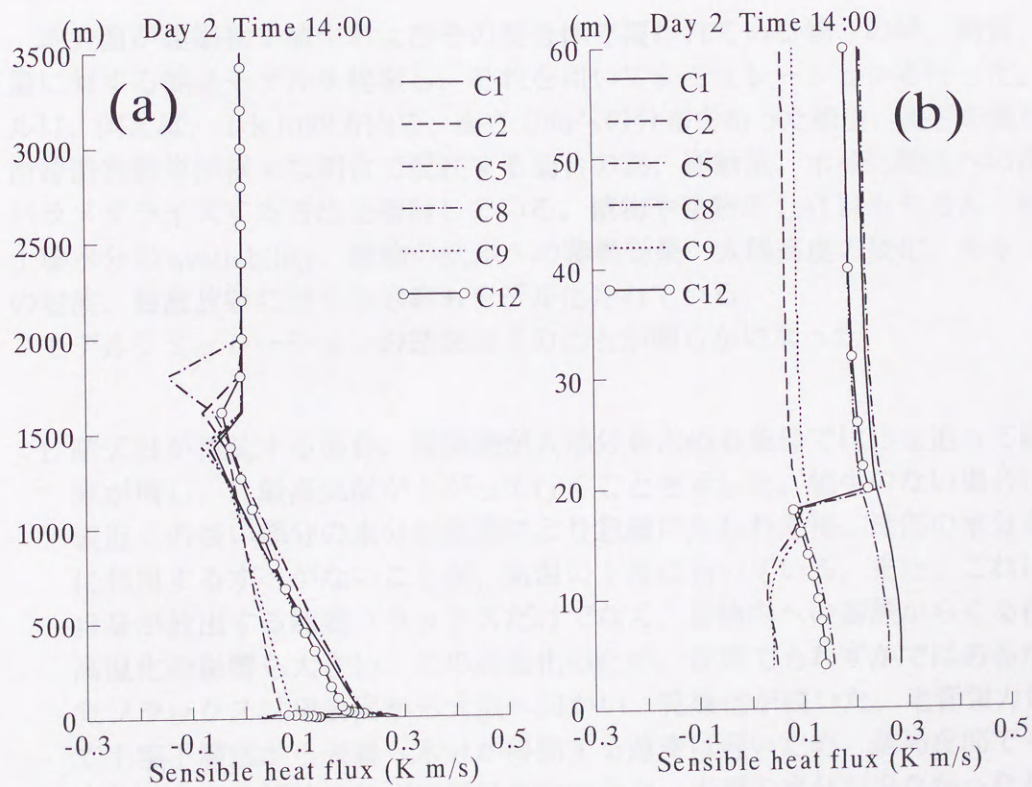


図 6.21: 顕熱フラックスの鉛直プロファイル: (a) 大気境界層全体 および (b) 地表付近。

がそれぞれ対応する。上空 950m での一般風の違いによる温位差は裸地面で、0.35、植生で 0.81、建物で 0.43 $^{\circ}\text{C}$ で、いずれの場合も一般風が弱いケースで温位が上昇

した。一方、対応する TKE 分布 (図 6.17b) からわかるように、混合層高度は、特に、キャノピーが存在する場合で低くなっている。この理由は、図 6.15 と同様に、一般風が小さい場合の TKE 方程式の各項寄与分布 (図 6.20) からわかる。一般風が弱くなったため、特に、植生のケースでシアー生成項が大幅に減少している。植生が存在する場合は、混合層の発達にはシアー生成項に依存するため、その発達は抑制される。結果的に、一般風が 10ms^{-1} の場合より背の低い気柱に熱が溜まることになるため、温位が引き上げられたものと考えられる。

顕熱フラックスの鉛直プロファイル (図 6.21) をみると、建物の場合、C5 に比べ C12 のほうがフラックス自身は小さいが、逆転層の位置が低く下層に押し付けられていることがわかる。また、植生の場合は、風速が小さい C9 のほうが C2 に比べ顕熱フラックスが大きい。植生の熱バランスと地表面の熱バランスに大きな違いが見られないことから、これは先にも述べたように、背の低い気柱に熱が溜まりバックグラウンドの温位を引き上げたことによるものと考えられる。

6.5 まとめ

地表面が建築物や植生およびその混合体で覆われている場合の熱、物質、運動量に対する輸送モデルを提案し、それを用いてシミュレーションを行った。モデルは、例えば、1 km 四方内で、高さ方向への分布を持った植生、高さの異なる都市建造物群等が様々な割合で混在する場合の熱、運動量、水蒸気輸送への影響をパラメタライズする方法を検討している。植物や建物の LAI はもちろん、植物の土壌水分の availability、建物の壁体への蓄熱効果、太陽高度の変化、キャノピーの短波、長波放射に対する応答もモデル化されている。

モデルシミュレーションの結果以下のことが明らかになった。

1. 晴天日が継続する場合、建築物が大部分を占める条件では日を追って顕熱流束が増し、日最高気温が上がって行くことを示した。植生のない場合は、地表近くの浅い部分の水分が蒸発により急激に失われた後、深部の水分を有効に利用するすべがないことが、気温の上昇に利いている。また、これは建物自身が放出する顕熱フラックスだけでなく、建物内への蓄熱からくる夜間の高温化の影響も大きい。この高温化のため、夜間でもわずかではあるが水蒸気フラックスは地表面から大気へ向かい、乾燥化が続いた。毛管張力によって土壌下層部から表層へ水分が移動する速度は遅いため、結局夜間でも表層水分はあまり補給されずに翌日に向かえた。表層の水分が少なかったため水蒸気フラックスは午前中の早い時間帯にピークを迎えてしまい、午後は地表面から大きな顕熱フラックスを放出された。
2. 植生群の導入はこの傾向を抑える妥当な傾向を示した。植生群のこの作用が深い土壌中の水分を根から吸収して蒸散に利用できることから来ること、加

えて蓄熱がほとんど無い植生群の地表面への日射の遮断効果は、表層水分の急激な減少を防ぎ、地表面での顕熱フラックスの増加を抑えたことをモデルは明瞭に再現した。例えば、建物が6割占有している場合、10%の植生の導入は23%顕熱フラックスを抑えた。

3. 建物の表面近くで断熱材の使用した場合のシミュレーションを行なった結果、大気への顕熱フラックスの日最大値は断熱材を使用しない場合に比べてかなり上昇した。これはコンクリートの熱容量を50%減らした場合よりも大きく、10%の植生の導入が削減したフラックス量とほぼ一致する。断熱材の使用は夏季の大気の高温化をかなり促進しているといえる。
 4. 建物キャノピー内の低い場所と最上部で人工廃熱を与えたシミュレーションを行なった。当然ながら、人工廃熱がないケースよりも地上温度を上昇させたが、その上昇幅には違いがあった。低いところでこれを与えるよりも屋上面で与えたほうが地上気温の上昇を約半分に抑えた。廃熱源の屋上への移動は地上気温の高温化の抑止にかなり有効であるといえる。
 5. 境界層の温位分布は地表を覆うキャノピーの種類によってかなりの違いをみせた。植生キャノピーの場合はTKEの生成に対してその大きなLAIに基づくシアー生成項の寄与が大きいため、低温で背の高い混合層が発達した。建物キャノピーの場合は、建物表面の加熱に基づく浮力生成項の寄与が大きく、さらに、裸地に比べシアー生成項も大きいため、高温で背の高い混合層が発達した。また、一般風が弱い場合はシアー生成項による寄与が小さくなって上空での熱拡散が抑えられた。このため背の低い気柱に熱が溜まって、一般風が強い場合に比べて相対的に背が低く高温の混合層が形成された。このことから、建物が密集し風のとおりが悪い場所では深刻な高温化が起こることが示唆される。また、今回は1次元性を仮定し、水平方向の移流効果を考慮しなかったが、5章で述べたように、弱風の高温域は風下の地域の高温化を引き起こす可能性がある。
- いずれは、建物の配置の仕方や立地条件など風の通りをよくする都市構造を検討した上での都市計画が必要であり、その場合本章で示されたような都市スケールモデルの有用性が示された。

参考文献

- Brooks, D. L., 1950: A tabular method for the computation of temperature change by infrared radiation in the free atmosphere. *J. Meteorol.*, **7**, 313-325.
- Clapp, R. B., and G. M. Hornberger, 1978: Empirical equations for some soil

- hydraulic properties. *Water Resour. Res.*, **14.4**, 601-604.
- Federer, C. A., 1979: A soil-plant-atmosphere model for transpiration and availability of soil water. *Water Resour. Res.*, **15.3**, 555-562.
- Hopmans, J. W. and J. H. Dane, 1985: Effect of temperature-dependent hydraulic properties on soil water movement. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, **49**, 51-58.
- 門司正三, 1979: 大気環境の変化と植物. 東京大学出版会, 199pp.
- 神田 学、森脇 亮、横山 仁、浜田 崇, 1997a: 明治神宮の森の気候緩和機能・大気浄化機能の評価 (1) 1996 年夏季集中観測, 天気, **44**, 713-722.
- 神田 学、森脇 亮、横山 仁、浜田 崇, 1997b: 明治神宮の森の気候緩和機能・大気浄化機能の評価 (2) 森林環境気象モデルによるシミュレーション, 天気, **44**, 723-731.
- 気象庁予報部, 1989: 力学的長期予報をめざして. 数値予報課報告・別冊第 35 号, 1-73.
- Kitada, T., 1987: Turbulence transport of sea breeze front and its implication in air pollution transport -application of $k-\epsilon$ turbulence model-. *Boundary Layer Meteorology*, **41**, 217-239.
- 北田敏廣、岡村聖、高木久之, 1995: $k-\epsilon$ / メソスケール気象モデルによる濃尾平野の局地風解析一様々なスケールの地形効果一, 環境工学研究論文集, Vol. 32, 241-252.
- Kitada, T., K. Okamura, and S. Tanaka, 1998: Effects of topography and urbanization on local winds and thermal environment in nohbi plain, coastal region of central Japan, *J. Appl. Meteor.*, Vol. 37, No. 10, 1026-1046.
- 近藤裕昭、劉 発華, 1998: 1 次元都市キャノピーモデルによる都市の熱環境に関する研究, 大気環境学会誌, **33**, 179-192.
- 近藤純正編, 1994: 水環境の気象学、朝倉書店、350pp.
- Kuhn, P.M., 1963: Radiometersonde observations of infrared flux emissivity of water vapour. *J. Appl. Meteor.*, **2**, 368-378.
- Jarvis, P. G., 1976: The interpretation of the variations in leaf water potential and stomatal conductance found in canopies in the field. *Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. B.*, **273**, 593-610.

- Mellor, G. L. and T. Yamada, 1981: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space. Sci.*, **97**, 548-553.
- Milly, P. C., and P. S. Eagleson, 1982: Parameterization of moisture and heat fluxes across the land surface for use in atmospheric General Circulation Models. Rep. 279, Dept. of Engineering, Massachusetts Institute of Technology, 159 pp.
- Sellers, P. J., Y. Mintz, Y. C. Sud, and A. Dalcher, 1986: A Simple Biosphere Model (SiB) for use within general circulation models. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 505-531.
- Sellers, P. J., W. J. Shuttleworth, J. L. Dorman, A. Dalcher and J. M. Roberts, 1989: Calibrating the Simple Biosphere Model for amazonian tropical forest using field and remote sensing data. Part 1: Average calibration with field data. *J. Appl. Meteor.*, **28**, 727-759.
- Shu Fen Sun, 1982: Moisture and heat transport in a soil layer forced by atmospheric conditions. M.S. Thesis, Dept. of Civil Engineering, University of Connecticut, 72pp.
- 田中俊六、武田 仁、安達哲夫、土屋喬雄, 1993: 最新 建築環境工学 (改訂版)、井上書院、301pp.
- Uno, I., H. Ueda and S. Wakamatsu, 1989: Numerical modeling of the nocturnal urban boundary layer, *ibid.*, **49**, 77-98.
- van der Honert, T. H., 1948: Water transport as a catenary process. *Discuss. Faraday Soc.*, **3**, 146-153.
- Yamada, T, 1982: A numerical model study of turbulent air flow in and above a forest canopy, *J. of the Meteor. Soc. of Japan*, Vol. 60, 439-454.
- 山本 晋、村山昌平、近藤裕昭, 1996: 森林と大気間の二酸化炭素フラックスの観測, *資源と環境*, **5**, 15-25.
- 山本 晋, 1997: 植生と大気間の二酸化炭素交換量の観測. NIRE ニュース 1997 年 5 月.

7 メソスケール気象モデルの応用

— 中部地方の夏季局地風場における O_3 の生成と輸送の3次元特性 —

7.1 概説

中部地方は、中央に山岳部、沿岸に平野部を持つ地形特性のゆえに、夏季晴天時の傾度風の弱いときには、海風、谷風、平地—台地風が、沿岸部から中部山岳に到る一連の流れを形成して、平野部で排出された大気汚染物質を1日の間に中央の山岳部まで輸送することが知られている（例えば、栗田、植田、大気汚染学会誌、1985他：東京湾岸から中部山岳への輸送）。しかしながら、同様の気象場が数日継続した場合に、反応生成物を含むこれらの汚染物質がさらにどのような運命をたどるのかは、必ずしも明らかではない。

本章は、これら汚染物質の3次元空間における数日にわたる挙動を明らかにするために、日本中央部全域を含む、東西550 km x 南北450 km x 高さ6.5 kmの領域を対象に、1995年7月26日から28日の3日間について、微量化学物質の輸送・反応・沈着のシミュレーションを行ったものである。当該期間中、濃尾平野—伊勢湾域では、6ヶ所のパイロットバルーン、1ヶ所のレーウィンゾンデによる上層風等の観測が行われ、さらに航空機によって O_3 、 NO_x 、 SO_2 等の観測が行われた。光化学スモッグの構成物質であるオキシダントは、人為的な燃焼活動により発生する NO_x や非メタン炭化水素など（一時汚染物質）から太陽光により生成される二次汚染物質であり、その大部分は O_3 である。二次汚染物質であるから、輸送・反応をしながら一時汚染物質の当該排出源意外にも影響を及ぼす点など、下層大気において最も問題の多い汚染物質と言える（鈴木、1979）。本章では、特に O_3 の挙動について、シミュレーション、観測を比較しながら、その実態を検討する。また、これらの生成物濃度に植物起源炭化水素（isoprene, α -pinene）がどう影響するかについても検討を行なう。

7.2 数値モデル

7.2.1 メソスケール気象モデル

汚染物質の輸送・反応シミュレーションへの流れ、温度、比湿および渦動粘性係数等の気象変数の入力には、メソスケール気象モデル（Kitada, Okamura, and Tanaka, JAM, 1026-1046, 1998）に本研究に応じた改変を行ない、使用している。4章および5章で使用されたモデルの枠組みを利用したものであるが、流れについては、パイロットバルーン、レーウィンゾンデの観測が濃尾平野—伊勢湾一帯で利用可能であったが、これらは、県の大気環境測定局、アメダス等の地上風と共に、ナudgingによりシミュレーションに取り込まれている。モデルは静力学平

衡を仮定している。水平方向に対する運動量輸送方程式は、式 (7.1) で表される。

$$\frac{DU_j}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_k} (-\overline{u_j u_k}) + f_1 [\delta_{j1} (U_2 - U_{g2}) - \delta_{j2} (U_1 - U_{g1})] - f_2 \delta_{j1} U_3 + G_{U_j} (U_{obs_j} - U_j), \quad j = 1, 2 \quad (7.1)$$

ここで、 U_j および u_j は、それぞれ、平均風速およびその乱流変動量を示す。 U_{g_j} はシノプティックスケールの気圧場の特性を表す地衡風の速度成分である。この気圧場をグリッドデータとするために、9個所の高層気象観測所 (秋田、仙台、館野、八丈島、潮岬、輪島、米子、福岡および鹿児島) で測定された気圧の鉛直分布をもとに、重みつき平均法の1つである kriging 法 から推定した。 U_{obs_j} は観測値から推定された風速成分を表す。観測風の推定値は、県の大気環境測定局、アメダスなどの地上風と観測上層風から水平グリッド点に距離の2乗の逆数による重みつき補間法で内挿されたものである。水平内挿の際の影響半径は高度2000km以下で100kmとした。なお、添え字 j は座標系の方向を示す。すなわち、 x_j : $j=1$ 東西方向, $j=2$ 南北方向, および $j=3$ 鉛直方向である。 p はメソスケールの圧力変動量である。 $f_1 = 2\Omega \cos \varphi$ および $f_2 = 2\Omega \sin \varphi$ はコリオリ係数である。 G_{U_i} はナッジング係数であり、 $10^{-3} s^{-1}$ が使用された。鶴野 (1995) によると G_{U_i} は $10^{-3} s^{-1} \sim 10^{-4} s^{-1}$ 程度されており、これに従った。 δ_{j1} および δ_{j2} はクロネッカー・デルタである。 $D/Dt = \partial/\partial t + U_j \partial/\partial x_j$ は実質微分を表す。

熱輸送方程式は式 (7.2) で表される。

$$\frac{D\Theta}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_j \theta}) + \frac{\Theta_0 - \Theta}{\tau_0} \quad (7.2)$$

ここで、 Θ は平均温位、 θ はその乱流変動量である。 Θ_0 はシノプティックスケールの気圧場にマッチする温位であり、エアロロジカルデータより推定される。 τ_0 は緩和時間であり、 10^4 とした。 τ_0 の逆数は ナッジング係数と同値であり、鶴野 (1995) によると、これは G_{U_i} よりも一桁程度小さいとされており、これに従った。式 (7.1) および (7.2) の乱流フラックスは、渦拡散係数と対応する従属変数の平均量の局所勾配を用いて評価される。渦拡散係数は $k-\epsilon$ 乱流モデルによって計算される (2.4 節 参照)。また、これらの支配方程式系に対して地形に沿った座標変換 (3.3 節参照) がなされる。境界条件については 3.4 節 を参照されたい。

7.2.2 輸送・反応・沈着モデル

モデルは、化学種の移流、拡散、化学反応および沈着のプロセスを扱う。モデルの基本的な枠組みは Kitada et al. (1984), Carmichael et al. (1986) および Kitada et al. (1993) で詳細に述べられている。輸送化学種に対する方程式は、式 (7.3) で表される。

$$\rho \frac{\partial C_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial C_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho K_{jj} \frac{\partial C_i}{\partial x_j} \right) + R_i + S_i, \quad i = 1, 2, \dots, IL \quad (7.3)$$

ここで、 C_i は化学種 i の無次元濃度を示す。 R_i は化学反応速度である。 S_i は化学種 i の点源における排出速度である。 ρ は大気密度である。 x_j は空間座標系である (すなわち、 $j=1, 2$, および 3 は x, y , および z)。 K_{jj} は渦動粘性係数である ($K_{11}=K_{22}=K_H$ は水平方向、 $K_{33}=K_V$ は鉛直方向渦拡散係数)。 U_j は x_j 方向の速度成分である。流れ、温度および K_{33} のような気象変数はメソスケール気象モデルで計算される。式 (7.3) は 45 種類の輸送化学種に対して適用される (すなわち、 $IL = 45$)。輸送化学種は、例えば、 NO , NO_2 , HNO_3 , PAN , NH_3 , NH_4NO_3 , SO_2 , SO_4^{2-} , O_3 , H_2O_2 , 様々な人為および植物起源炭化水素などである。モデルで使用する反応メカニズムは Lurmann et al. (1986) に基づき、Lloyd et al. (1983) による α -pinene の化学性質も考慮していて、159 の化学反応システムに帰着する。モデルは、また、Grey et al. (1989) および DeMore et al. (1997) による修正反応速度係数を適用している。

東西方向に対する水平境界条件は、流入条件では式 (7.4) で表される。

$$-\rho K_H \frac{\partial C_i}{\partial x_1} + \rho U_1 C_i = \rho U_1 C_{B,i} \quad (7.4)$$

ここで、 $C_{B,i}$ は境界外側での濃度であり、時間と共に更新されうる。流出条件では式 (7.4) で表される。

$$\frac{\partial C_i}{\partial x_1} = 0 \quad (7.5)$$

地表境界条件は式 (7.4) で表される。

$$-\rho K_V \frac{\partial C_i}{\partial x_3} = Q_i - \rho V_{gi} C_i \quad (7.6)$$

ここで、 Q_i は面積排出源である。 $V_{g,i}$ は化学種 i に対する沈着速度であり、大気から地表への物質輸送抵抗を計算する方法で評価される (Wesely and Hicks, 1977, Sheih et al., 1979, Kitada et al., 1986 etc.)。乾性沈着プロセスが NO_2 , HNO_3 , NH_3 , NO_3^- , SO_2 , SO_4^{2-} , O_3 , PAN , および H_2O_2 の化学種に適用される。上方境界条件は式 (7.4) および (7.5) と同様の定式化が採用された。 OH や HO_2 のような 36 のラジカル化学種に対して、定常状態の仮定が適用される。また気象モデルと同様に、地形に沿った座標変換がこれらの方程式に適用される。

7.3 モデル・データ

対象期間は、1995 年 7 月 26 日 0600 – 同 28 日 0600JST の足掛け 3 日間である。当該期間中、太平洋高気圧の影響下で晴天が続き、光化学オキシダントが各地で高濃度に達した。解析対象日の地上天気図を図 7.1 に示す。

シミュレーションに使用した数値モデル類は、前節で示したように、(1) 流れ、気温、拡散場の推定に対してメソスケールモデル (Kitada, Okamura, and Tanaka,

JAM, 1026-1046, 1998)、(2) 化学物質の輸送・反応に対して地域化学輸送モデル (Carmichael et al., Atmos. Environ., 1986; Kitada et al., Atmos. Environ., 1993 等) である。ただし、いずれも、これらのモデルの枠組みを利用したものであって、本研究に応じた改変がされている。例えば、流れについては、パイロットバルーン、レーウィンゾンデの観測が濃尾平野-伊勢湾-伊勢湾-伊勢湾で利用可能であったが、これらは、県の大気環境測定局、アメダス等の地上風と共に、ナッジングによりシミュレーションに取り込まれている。図 7.2 に全対象領域 (図 7.2a) および濃尾平野等の拡大図 (図 7.2b) を示す。計算領域は、4 章 および 5 章 で扱ったものと同じである。

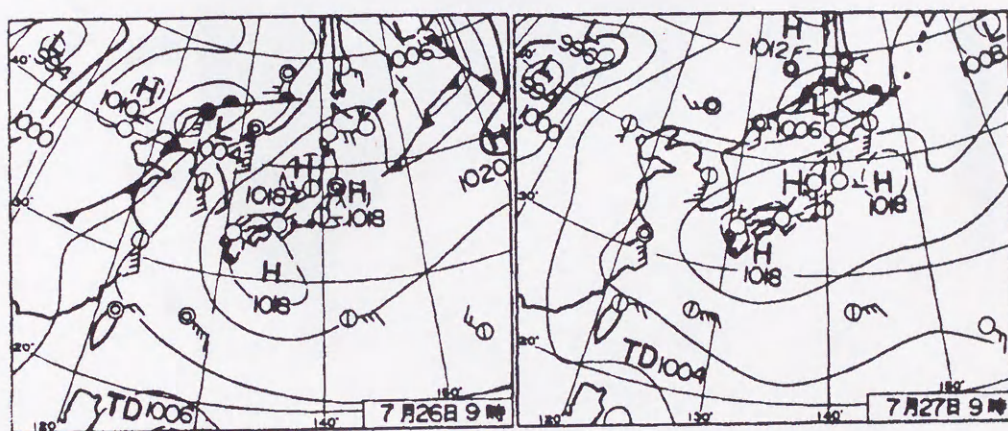


図 7.1: 解析対象日の地上天気図

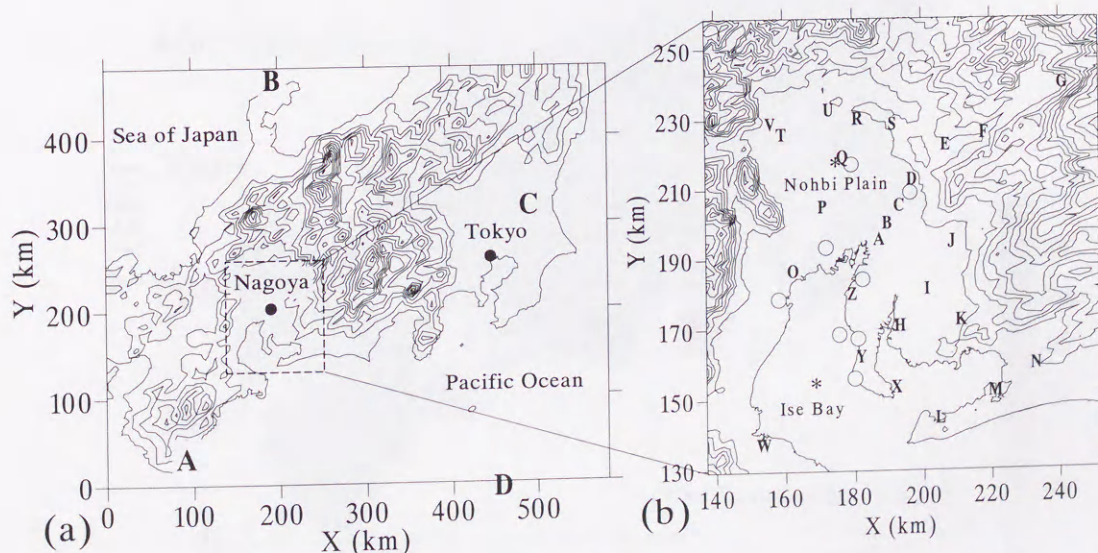


図 7.2: 計算領域: (a) 全対象領域, (b) 濃尾平野等の拡大図。図 7.2a の A, B, C, および D は高層気象観測地点を示す。図 7.2b の A から Z は地上観測点を示す。白抜きの円はパイロットバルーンおよびレーウィンゾンデによる観測点を示す。* は航空機のスパイラル飛行による観測点を示す。

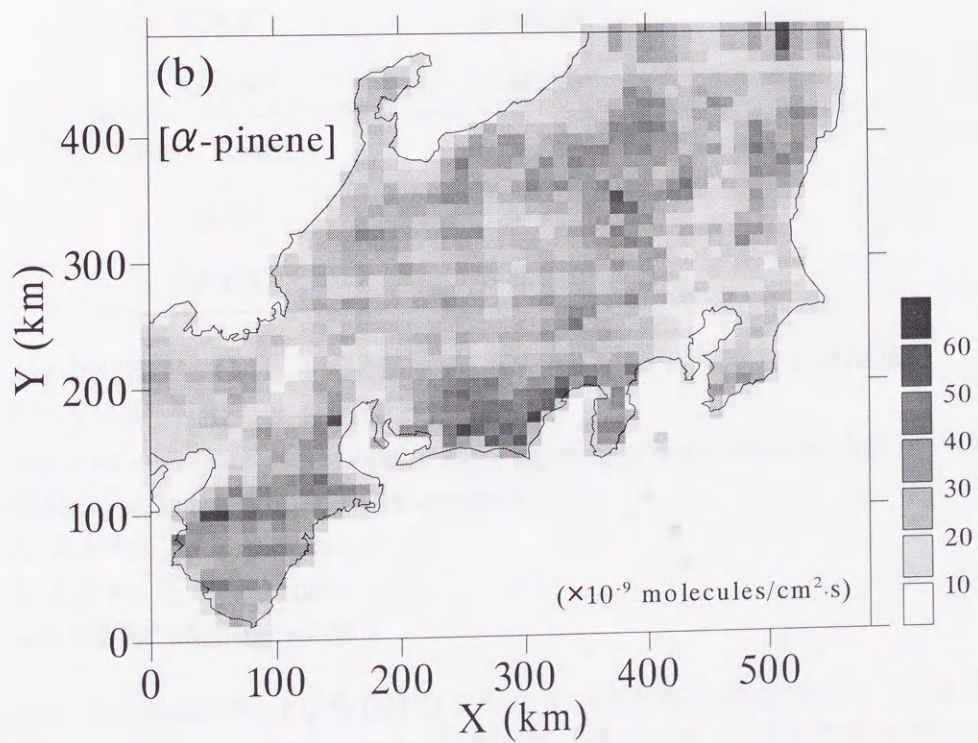
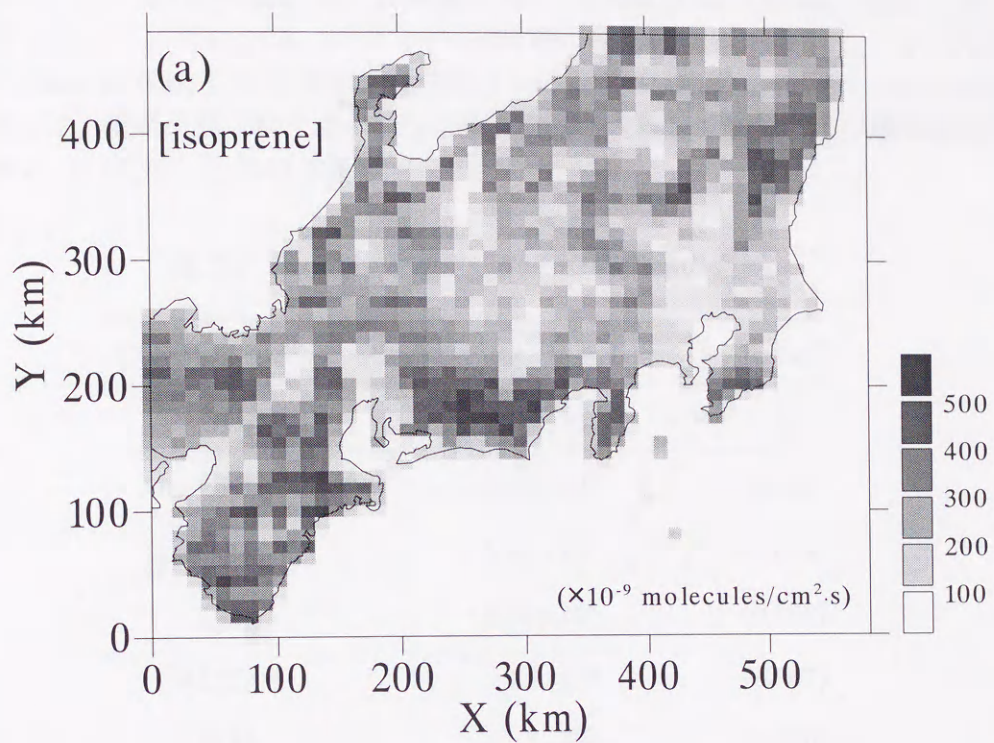


図 7.3: 排出源分布: (a) イソプレン, (b) α -ピネン。

イソプレン、 α -ピネンの排出源分布を、植生調査ファイル（（財）自然環境研究センター）と、当日の気温分布、日射量を基に、BEIS (Pierce et al., 1990) に倣って推定した。イソプレンは、ほぼ日中のみの排出となるが、日平均し、かつ空間平均（10km x 10km）した排出強度を図 7.3 に示す ((a) isoprene, (b) α -pinene)。

表 7.1 は、濃尾平野（図 7.2b）からの総排出量を人為起源物質および植物起源炭化水素について示したものである。

表 7.1: 図 7.2b の領域に対する排出源の概要。

Chemical species.	Emission rate (kmol day ⁻¹)	Ratio ³
NO _x	7.90×10 ³	1
Ant – NMHC ¹	7.72×10 ³	0.978
C ₂ H ₆	0.47×10 ³	(0.059)
C ₃ H ₈ *	0.81×10 ³	(0.103)
ALKA [#]	2.90×10 ³	(0.367)
C ₂ H ₄	0.52×10 ³	(0.066)
ALKE ⁺	0.70×10 ³	(0.089)
AROM ⁼	2.32×10 ³	(0.294)
Bio – NMHC ²	2.09×10 ³	
ISOP	1.64×10 ³	
PINENE	0.45×10 ³	

1, Ant-NMHC = C₂H₆ + C₃H₈ + ALKA + C₂H₄ + ALKE + AROM.

2, Bio-NMHC = ISOP + PINENE.

3, Ratio of emissions of various anthropogenic hydrocarbons to that of NO_x.

*, C₃H₈ stands for propane and benzene.

#, ALKA for \geq C₄ alkanes.

+, ALKE for \geq C₃ alkenes.

=, AROM for alkylbenzenes.

isoprene, α -pinene 等と O₃ や OH ラジカルとの反応生成物について、JGR に特集 (JGR, Vol.103, No.D19, 1998) が組まれ、大気化学への寄与がさらに明らかになりつつある。反応的な生成物の比などについて不確定な部分も多くあり、これからも多分に改定される可能性が高そうだが、Lurmann et al. (JGR, 1986), Lloyd

et al. (1983) のメカニズムに新しい反応速度係数を一部考慮して bio-NMHC の役割につき数値シミュレーションをおこなった。表 7.2 に、計算で使用したイソプレン、 α -ピネンと OH 、 O_3 等との反応式を示す。

表 7.2: 計算で使用したイソプレン、 α -ピネンと OH 、 O_3 等との反応式。

No.	Chemical Reaction	Rate Coefficient (cm molecule s units)
114	$OH + ISOP \rightarrow RIO_2$	$k_{114} = 1.5 \times 10^{-11} T^{-1} e^{500/T}$
115	$O_3 + ISOP \rightarrow 0.5HCHO + 0.2MVK + 0.3MACR$ $+0.2CHOO + 0.06HO_2 + 0.2CO$ $+0.2MVKOO + 0.3MAOO$	$k_{115} = 7.0 \times 10^{-15} e^{-900/T}$
122	$OH + MVK \rightarrow VRO_2$	$k_{122} = 3.0 \times 10^{-12} e^{500/T}$
128	$OH + MACR \rightarrow MAO_3 + H_2O$	$k_{128} = 1.02 \times 10^{-11}$
132	$OH + MACR \rightarrow MRO_2$	$k_{132} = 3.86 \times 10^{-12} e^{500/T}$
133	$O_3 + MVK \rightarrow 0.5HCHO + 0.5MGLY + 0.2CHOO$ $+0.2CO + 0.21HO_2 + 0.2MCRIG$ $+0.15ALD2 + 0.15MCO_3$	$k_{133} = 4.0 \times 10^{-15} e^{-2000/T}$
134	$O_3 + MACR \rightarrow 0.65HCHO + 0.5MGLY + 0.2CH_2OO$ $+0.35CO + 0.36HO_2 + 0.2MCRIG$ $+0.15NO_2 - 0.15NO$	$k_{134} = 4.4 \times 10^{-15} e^{-2500/T}$
138	$PINENE + OH \rightarrow NO_2 + HO_2 + PCHO - NO$	$k_{138} = 1.07 \times 10^{-11} e^{500/T}$
145	$PINENE + O_3 \rightarrow BIR$	$k_{145} = 4.4 \times 10^{-15} e^{-1170/T}$
146	$BIR + NO \rightarrow PCHO + NO_2$	$k_{146} = 7.18 \times 10^{-12}$
147	$BIR + NO_2 \rightarrow PCHO + NO_3$	$k_{147} = 7.18 \times 10^{-13}$
149	$NO_3 + ISOP \rightarrow INO_2$	$k_{149} = 3.23 \times 10^{-13}$
150	$INO_2 + NO \rightarrow 2NO_2 + HCHO + 0.5MVK$ $+0.5MACR$	$k_{150} = 4.2 \times 10^{-12} e^{180/T}$
151	$INO_2 + NO_2 \rightarrow IPN_4$	$k_{151} = 4.2 \times 10^{-13} e^{180/T}$
153	$RIO_2 + NO \rightarrow 0.9NO_2 + 0.45MVK + 0.45MACR$ $+0.9HO_2 + 0.9HCHO$	$k_{153} = 4.2 \times 10^{-12} e^{180/T}$
155	$VRO_2 + NO \rightarrow 0.9NO_2 + 0.6MCO_3 + 0.6HAC$ $+0.3HO_2 + 0.3HCHO + 0.3MGLY$	$k_{155} = 4.2 \times 10^{-12} e^{180/T}$
157	$MRO_2 + NO \rightarrow 0.9NO_2 + 0.9HO_2 + 0.9HCHO$ $+0.9MGLY$	$k_{157} = 4.2 \times 10^{-12} e^{180/T}$

7.4 シミュレーションケース

人為および自然起源の炭化水素排出強度をパラメータにいくつかのシミュレーションを実行した。表 7.3 にそれらのケースを整理して示す。

表 7.3: シミュレーションケース

Case No.	NO _x [#]	Ant-NMHCs [#]	Bio-NMHCs [#]	Others
701rx	1	1.33	0	—
741rx	1	1	0	—
711rx	1	0.13	0	—
701rxvv	1	1.33	1	—
741rxvv (base)	1	1	1	—
751rxvv	1	0.67	1	—
711rxvv	1	0.13	1	—
741rxnoinvv	1.2	1	1	—
741rxnovv	0.8	1	1	—
742rxvv	1	1	1	off*
741rxvvh	1	1	0.5	—
741rxvvoh	1	1	1.5	—

#, Relative emission strength to those listed in Table 1.

*, All emission sources were turned off after 00 JST,
i.e. midnight, on 27 July.

7.5 結果

7.5.1 計算された流れ場

メソスケール気象モデルは7月25日0時から29日0時までの4日間にわたって積分された。先に述べたように気象モデルの出力結果を用いて、大気汚染物質の輸送シミュレーションは7月26日6時から28日6時までの2日間行われた。

これらの2日間、すなわち26および27日、は様々な局地風が発達する典型的な夏日であったけれども、流れの発達パターンは幾分違った。26日の流れ場は27日より典型的であった。普通、2種類の海風が日中濃尾平野の沿岸部で吹く；一つは、伊勢湾からの南西風が正午前から吹き始め支配的となる。もう一つは、15時ごろを境に太平洋からの強い南東風に切り替わり、24時ころまで続く。この日変化パターンの形成は中部山岳による影響が大きい(4参照)。27日では、海風の最初の段階が上層の西～北西風によって西よりの風に修正され、海風層の深さは1kmを超えない。図7.4は計算および観測された地上10mでの地上風の日変化パターンであり、計算風は観測風をおおむね再現している。図中のB, D, EおよびGは濃

尾平野域の代表点で、図 7.2b に示されている。B および D での 36 から 39 時 (すなわち、27 日の 12 時から 15 時) の流れは、前日に比べ“西寄りに修正された”海風であることを示している。

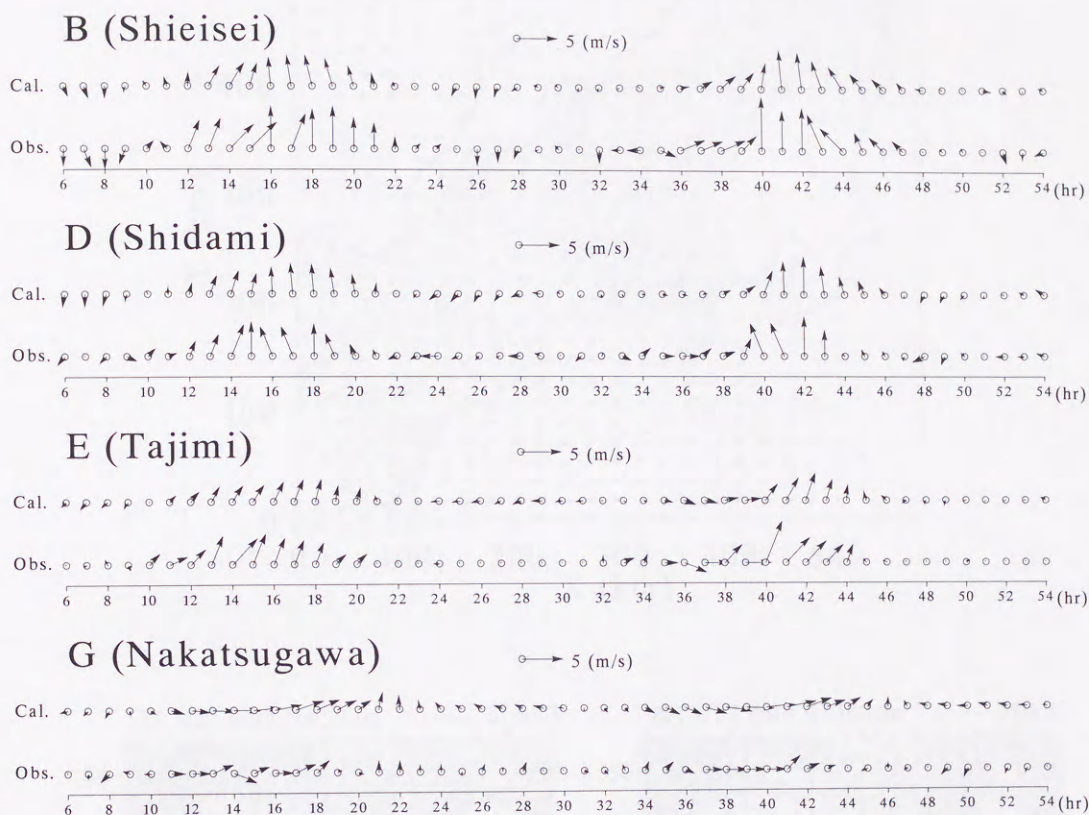


図 7.4: 計算および観測地上風の日変化パターン：B (市衛生研究所), D (志多見), E (多治見) および G (中津川) であり、地点は 7.2 に示されている。

シミュレーションでは、パイロットバルーンおよびレーウィンゾンデで測定された上層風を 4 次元同化手法 (例えば、鵜野, 1995) によって取り込んでいる。図 7.5 は同化プロセスのパフォーマンスを示す。図 7.5a, 7.5b, および 7.5c は 27 日 0 時での計算風を示す。図 7.5a は地上 10m での領域全体の流れ場であり、図 7.5b, および 7.5c は海拔高度 500m および 1000m での濃尾平野域での流れ場である、ここで観測風もまた太い矢印で示されている。一方、27 日 15 時における同様のものが、図 7.5d, 7.5e, および 7.5f で示されている。図 7.5 は計算風が適切に修正されたことを示している。しかしながら、図 7.5c に見られるように弱風、すなわち卓越した気圧勾配がない、条件では計算風と観測風が幾分食い違っているが、弱風のため、この食い違いは大気汚染物質の輸送シミュレーションに深刻な問題は起こさないと言える。

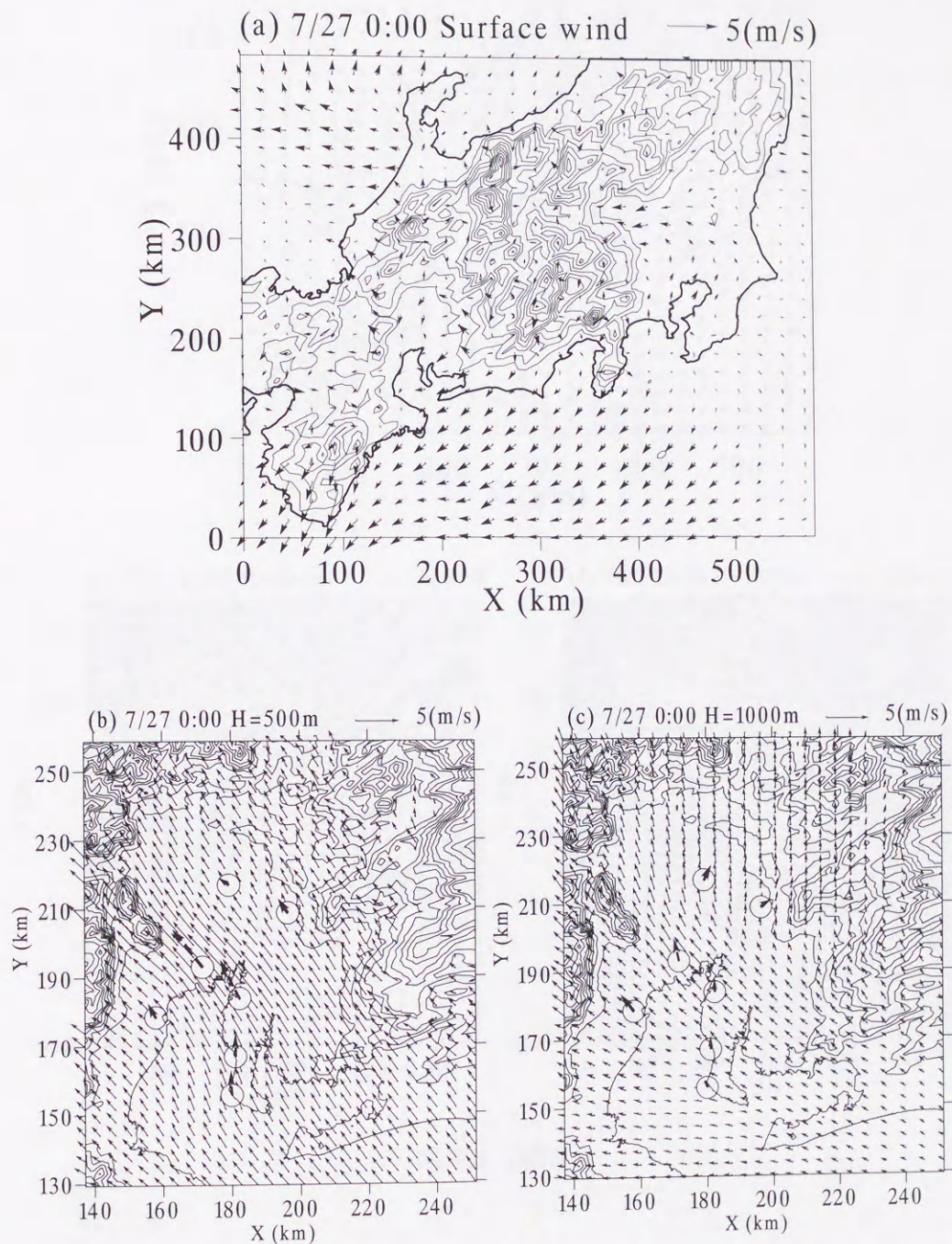


図 7.5: 計算された流れ場: (a) 地上風 (地上 10m), (b) および (c) 海拔高度 500m および 1000m での上層風、ただし 7 月 26 日 0 時。図 7.5d, e, f は 図 7.5a, b, c と同様、ただし 7 月 27 日 15 時。

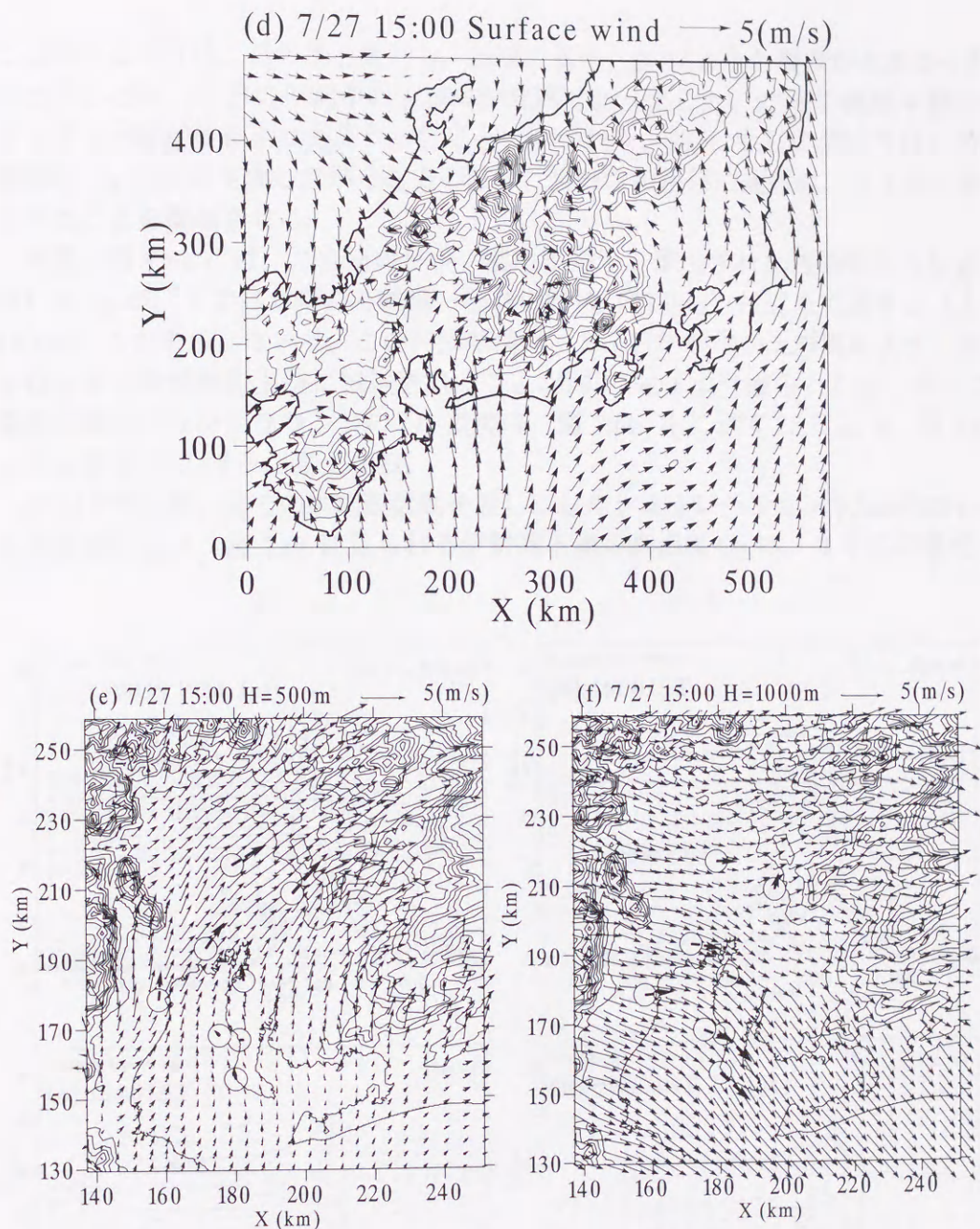


図 7.5: (続き)。

7.5.2 O_3 濃度の鉛直分布と長距離輸送

当該期間中、日本中央部は高気圧に覆われ傾度風が弱く、局地風が発達し、猛暑が続いた。27日は、濃尾平野上空（例えば、1500m）では午前中から弱い北風であり、東寄りの弱風であった26日にくらべて、伊勢湾からの海風の始まりが若干遅かった。26、27日の両日とも濃尾平野では高オキシダント濃度が見られたが、

二日目の27日は、どの地上局とも、ほぼ1日中、26日より濃度が大きかった。以上のことは、27日の午前中の上層風が北風であったこと、27日の濃尾平野のオキシダント値が前日より高かったこと、いずれも、前日26日に排出された汚染物質が O_3 を反応生成しながら北方の岐阜、長野の山岳部に運ばれ、27日に戻ってきたことを推測させる。

実際、図7.6a-dは、26日の日中、濃尾平野から排出された汚染質から反応生成した O_3 が、27日0時ごろ岐阜—福井の県境(280km)付近まで達する(上空1400m)ことを表している。この汚染気塊は、27日午前中の上層風によって濃尾平野および伊勢湾の上空に輸送されることが図7.6e, fより読みとれる。従って、濃尾平野のバックグラウンドの O_3 濃度は、図7.6b, dに示す26日より、図7.6g, hに示す27日のほうが高くなる。

27日0時以降、全ての排出源活動を無にしたシミュレーション(Case742rxvv)との比較により 図7.6fに見られる伊勢湾下層の高濃度 O_3 は、26日に濃尾

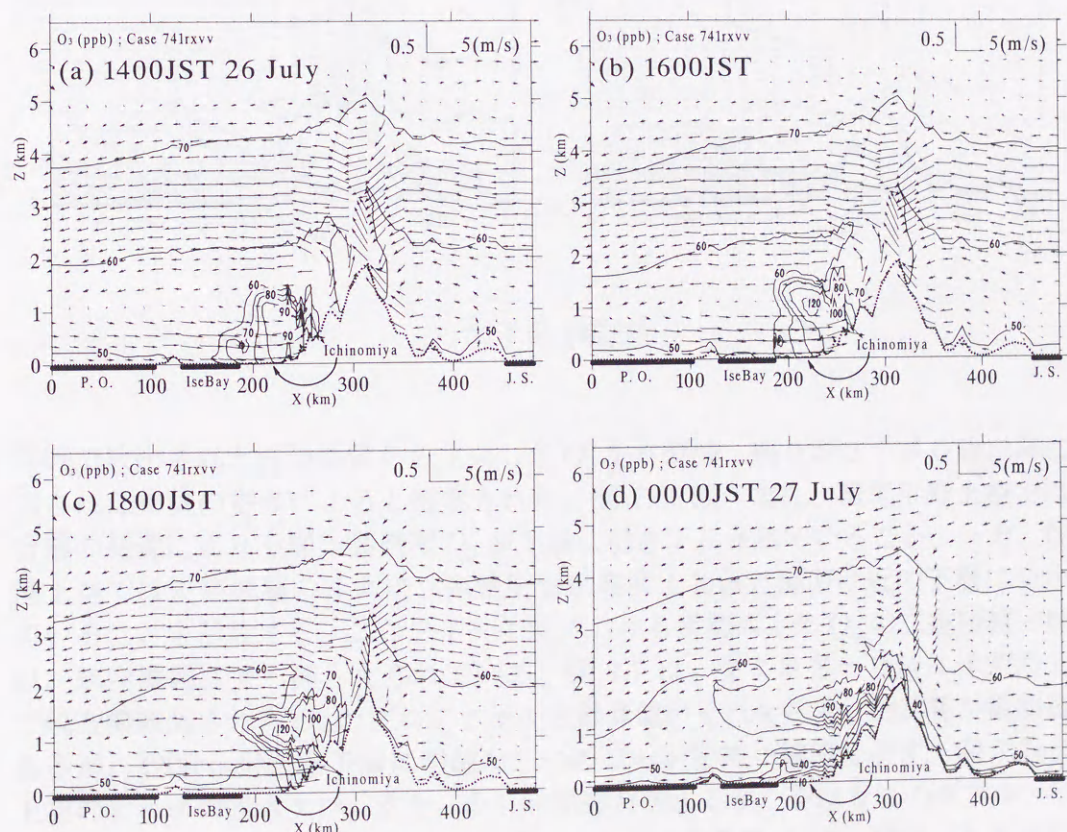


図7.6: 尾張一宮(図7.2bにおけるQ)を通る O_3 の南北断面図。(a) 14, (b) 16, (c) 18 JST 7月26日, (d) 00, 8e) 10, (f) 12, (g) 16 JST 7月27日および(h) 00 JST 7月28日。

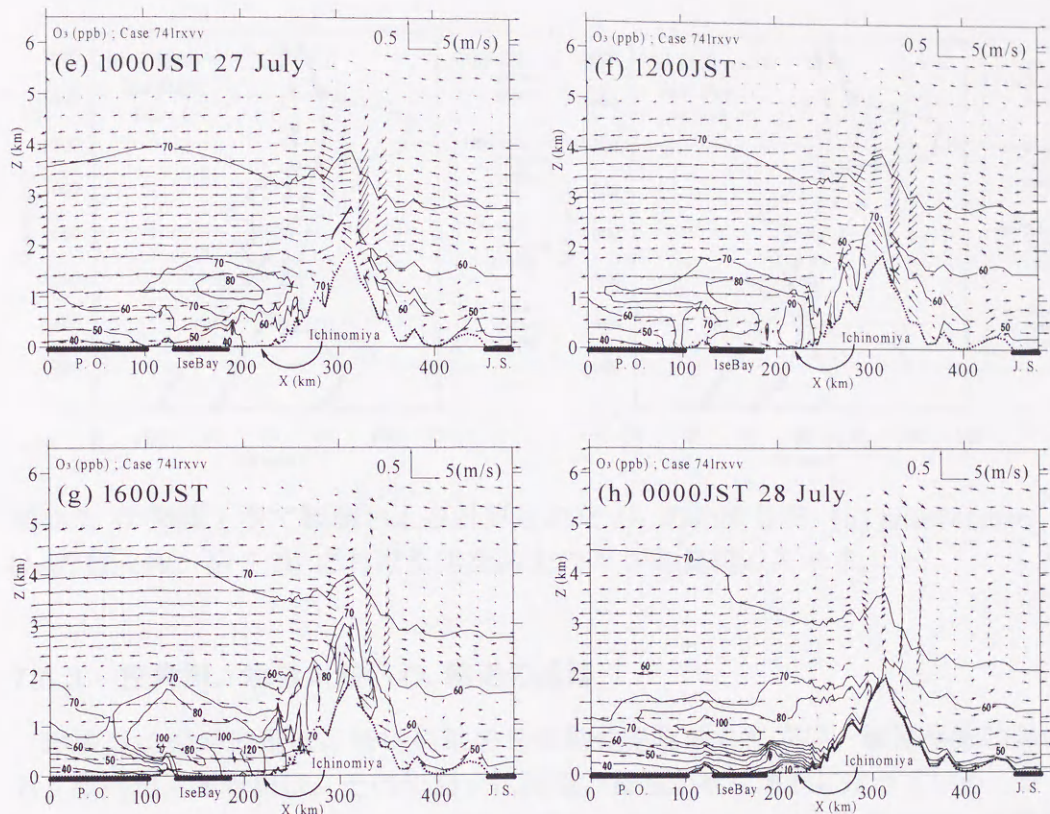


図 7.6: (続き)。

平野で放出された汚染物質から生成した O_3 が 6 割強、残りが 27 日 0 時以降に排出された物質の寄与によると推定された。図 7.6f は、また、濃尾平野上空では混合層の発達により上層の高濃度 O_3 が下層に引き下ろされていること、一方、伊勢湾上空では安定成層のゆえに、高濃度層が高度 1 km と海面付近の下層に分かれていることを示唆する。この 27 日午前における伊勢湾上の O_3 の二重極値の構造は、航空機観測でも捕らえられている。図 7.7 は、27 日 8~9 時に伊勢湾上空で航空機観測された O_3 のプロファイルと計算値のそれを示す。細実線が観測値であるが、1200 m 付近と下層に明確な二つのピークを持つ構造を示す。図 7.7a は、上空のピークの鋭さ欠け、また、少し時間遅れがあるが、やはりこのダブル・ピークの特徴を再現している。先述のように、上空の高濃度 O_3 は、前日 (26 日) に内陸に運ばれ生成したものであることを図 7.7b は示唆している。以上、濃尾平野で放出された汚染物質は、初日、岐阜および長野の山間部に輸送され、その上空に滞留した後、翌日、高度 1500m 付近を中心に上層風により太平洋上に運び出されることが示された。

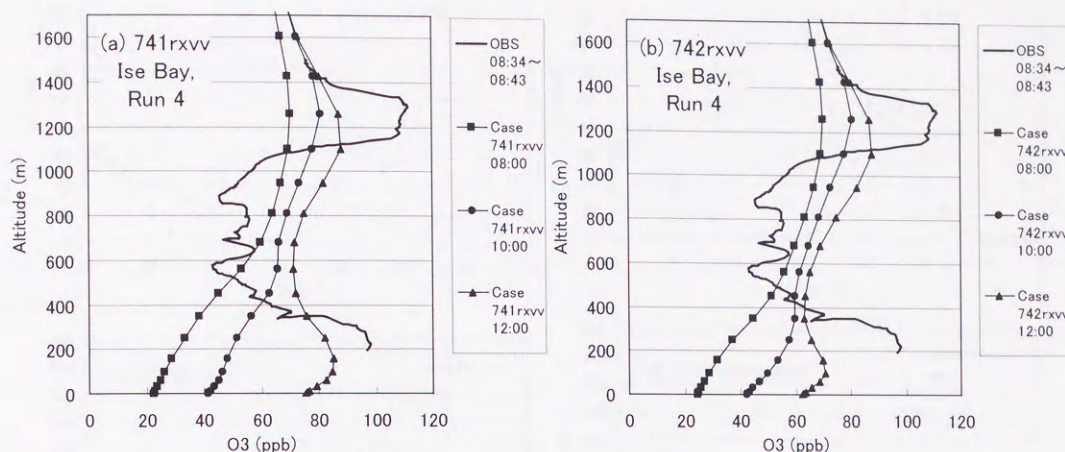


図 7.7: 伊勢湾上空で観測および計算された O_3 の鉛直分布: (a) case741rxvv, (b) case742rxvv。図 7.2b における伊勢湾上の * が観測地点を示す。

7.5.3 庄内川、木曽川沿い O_3 輸送の追跡

地表近くの局地風は、特に局地の地形特性を反映しやすい。濃尾平野においても、庄内川、木曽川は、その川沿いに海風、谷風が吹く道筋になっている。シミュレーション結果の妥当性を示す意味も含めて図 7.8 庄内川、木曽川沿いの観測点 B, D, E, G (図 7.2 b 参照) での O_3 の日変化を示す。白三角の観測値と黒ひし形の計算値は、計算開始二日目 (24 時~48 時) について、良い一致を示している (シミュレーションは BASE ケース)。図中、 O_3 濃度は、沿岸部から内陸観測点に向かってピーク値のはっきりした時間遅れを示し、川筋に沿っての汚染物質の輸送を示唆する。観測点 G (中津川) での計算 O_3 鉛直分布は、高 O_3 濃度気塊が 18 時頃到着し始めること、2~4 時 (50~54 時) 頃に山風が吹き始めるまで、この気塊が標高 1200m 程度の尾根の高さ程度まで谷を満たし続けること、等を示唆する。G 点の地表付近濃度変化は、18 時 (42 時) 以降、低下することを示すが、計算結果は、谷筋の上空では、 O_3 が 140ppb ほどにも達し、午前 2 時頃までこの高濃度が継続することを示唆する。

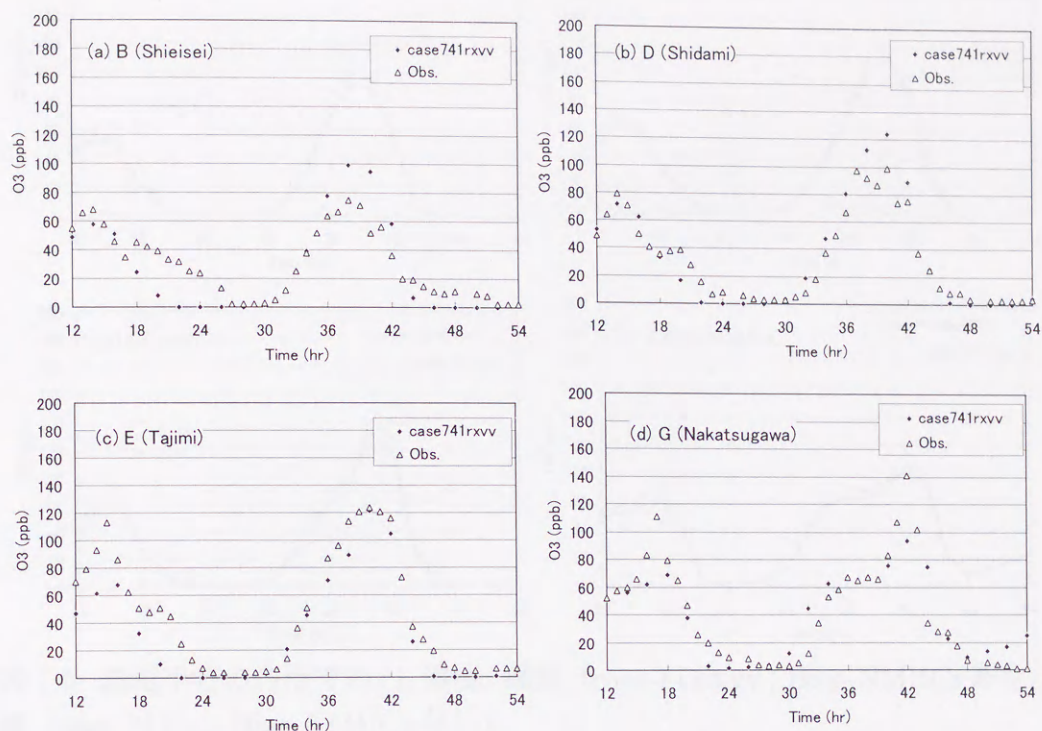


図 7.8: 庄内川、木曽川沿いの観測点での O_3 の日変化: (a) B (Shieisei), (b) D (Shidami), (c) E (Tajimi), (d) G (Nakatsugawa)。

7.5.4 O_3 濃度その他に対する植物起源炭化水素の影響

植物起源炭化水素として、isoprene, α -pinene を考慮した。この植物起源炭化水素（以下、Bio-NMHCs と略）が、図 7.8 に示した濃尾平野の各所での O_3 濃度を与える影響を示したものが、図 7.9 である。破線 (case 741rxvv) が植物起源炭化水素を含めたケースであるが、実線 (case 741rx : Bio-NMHCs なし) に比べて 10ppb 程度 O_3 濃度が高い。

むろん場所によって、Bio-HCs の効果は異なる。図 7.10, 7.11 は、7 月 27 日の各点での日最高 O_3 濃度の分布図（地表レベル、高度 500 m、高度 1200 m）である。図 7.10 が Bio-NMHCs あり (case 741rxvv)、図 7.11 が無し (case 741rx) に対応する。図 7.10, 7.11 を比較すれば、いずれの高度でも最大 20ppb 程度、Bio-HCs ありのケースの方が O_3 濃度は高い。

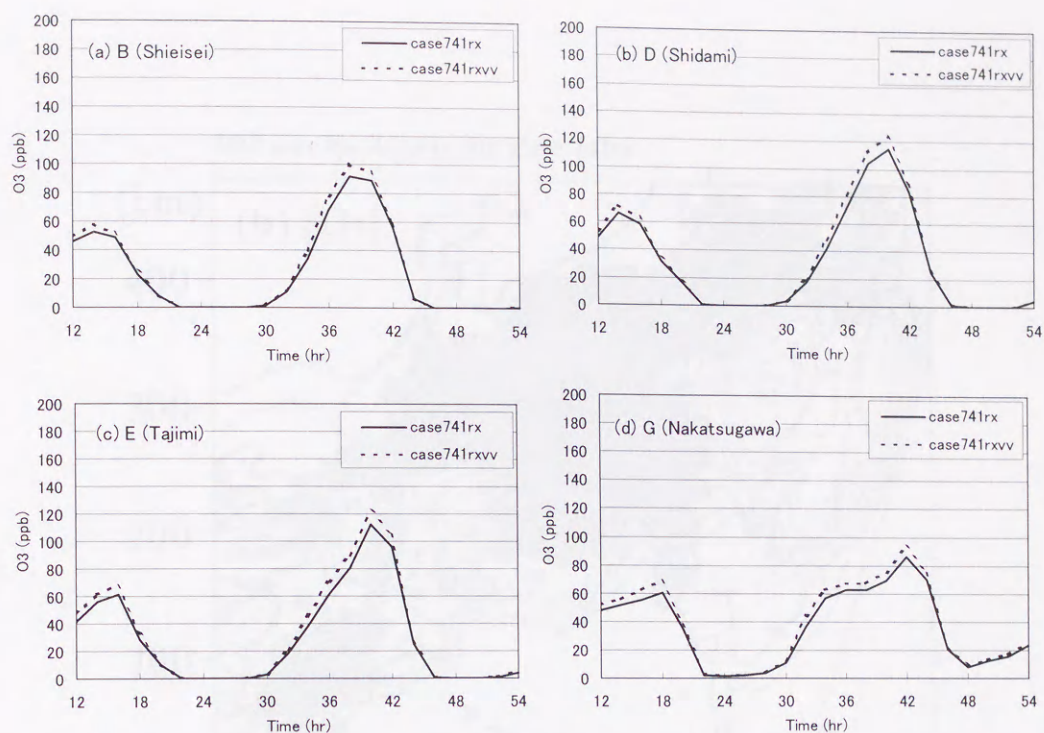


図 7.9: 濃尾平野の各所での O_3 濃度: 破線 (case 741rxvv : Biog-NMHCs あり), 実線 (case 741rx : Biog-NMHCs なし)。

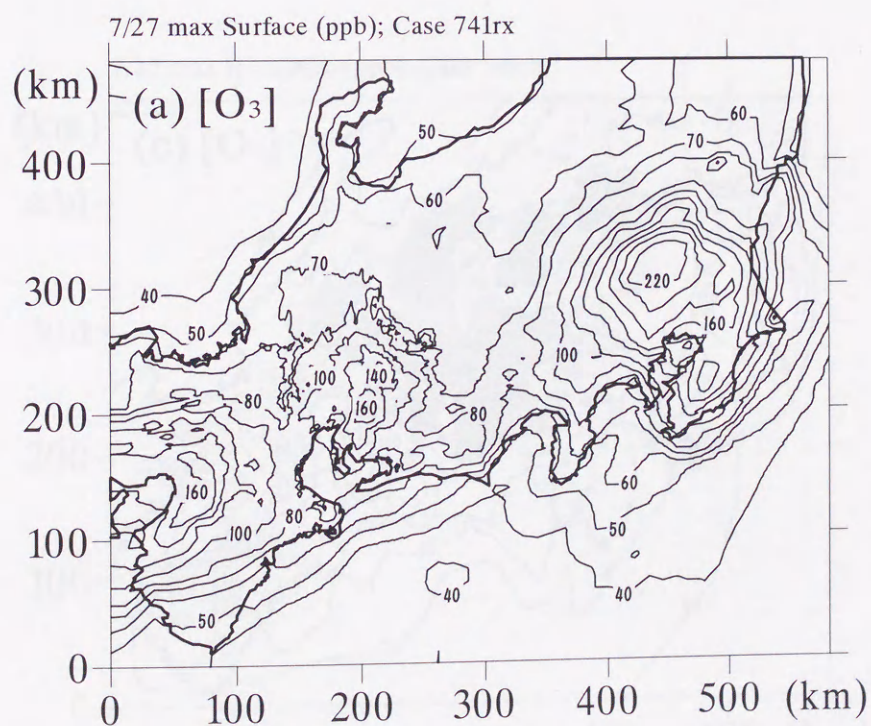


図 7.10: 7月27日の各点での日最高 O_3 濃度の分布図、但し Bio-NMHCs あり (case 741rxvv): (a) 地表レベル、(b) 高度 500 m、(c) 高度 1200 m。図中灰色に塗り潰してある部分は、当該高度に山岳が存在することを意味する。

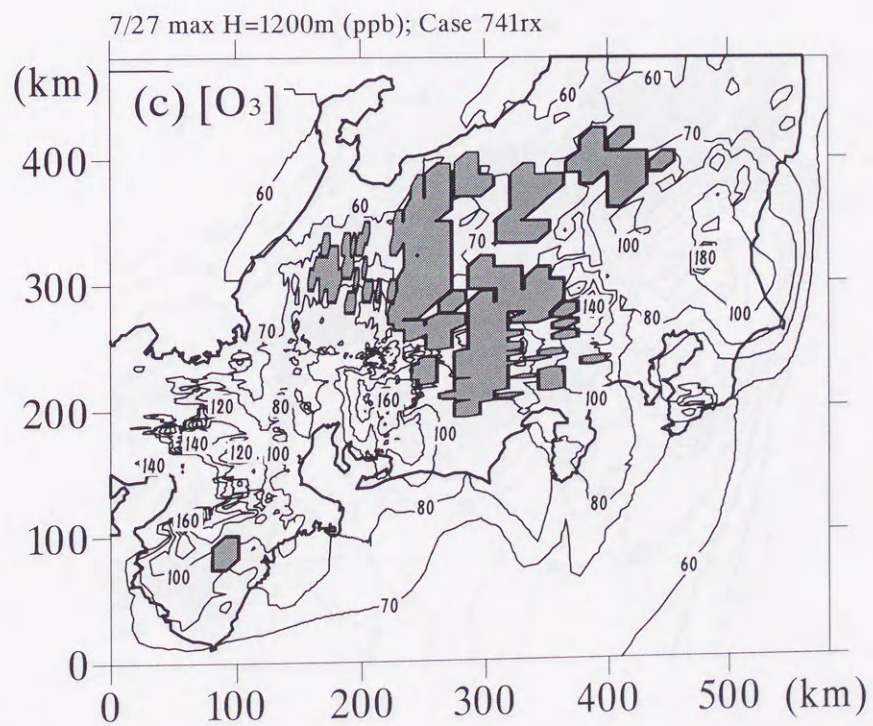
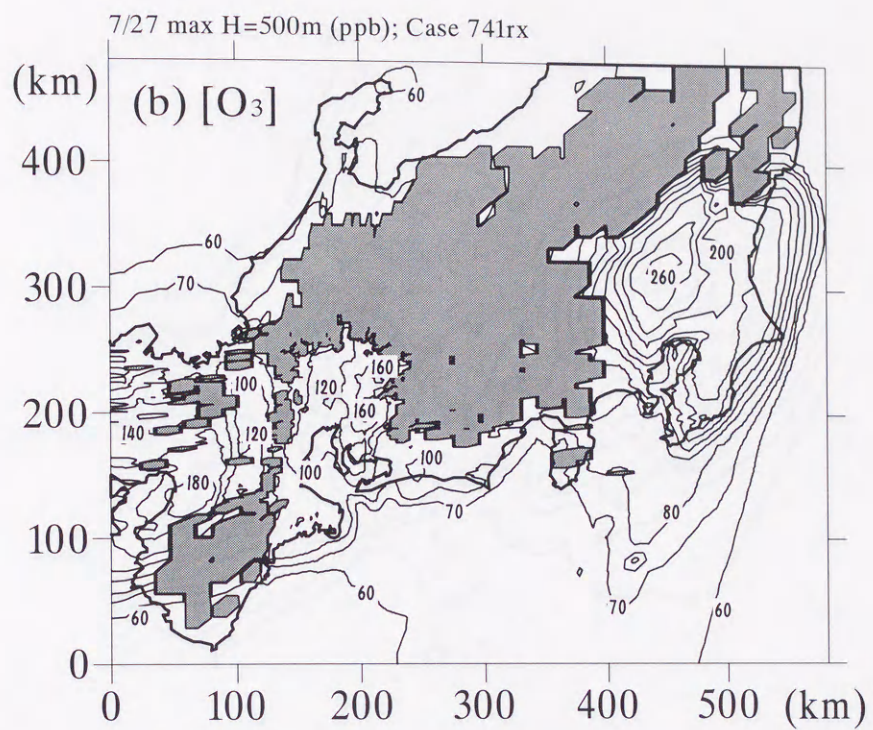


図 7.10: (続き)。

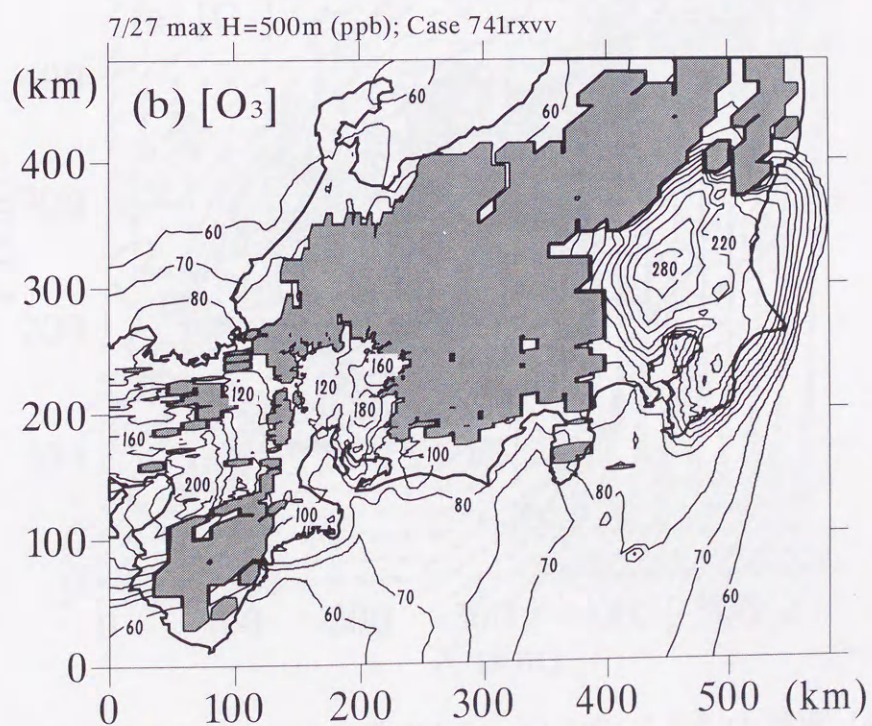
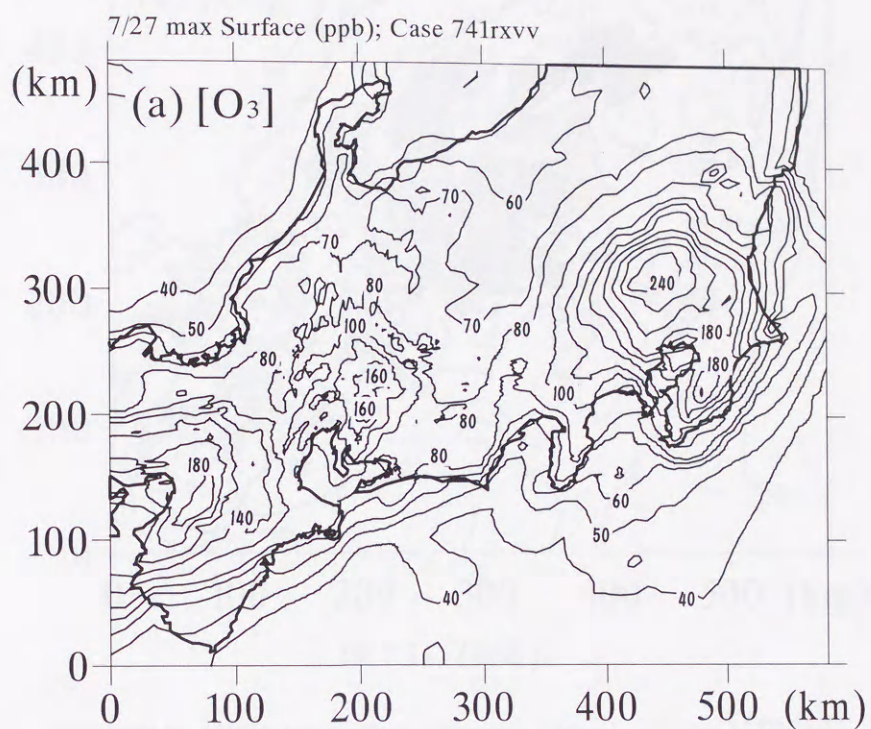


図 7.11: 図 7.10 と同じ、但し Bio-NMHCs なし (case 741rx)。図中灰色に塗り潰してある部分は、当該高度に山岳が存在することを意味する。

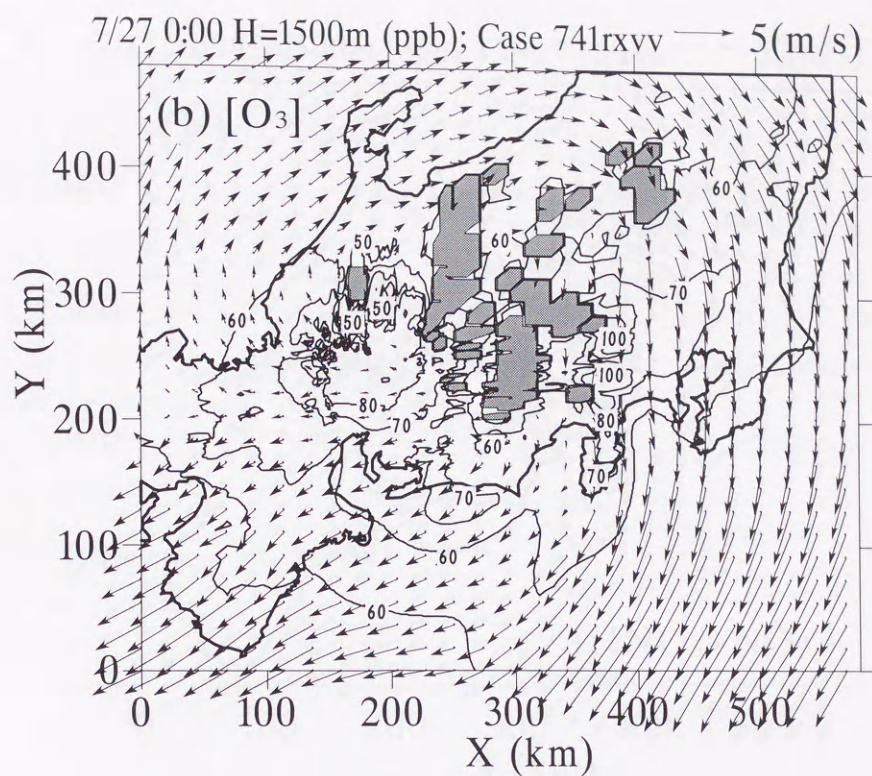


図 7.12: (続き)。

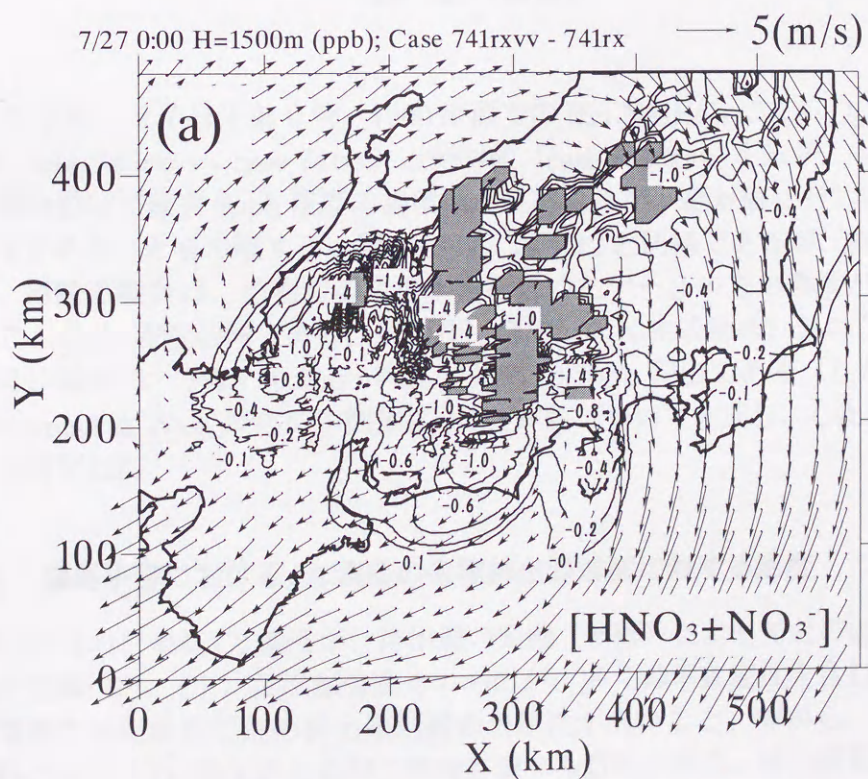


図 7.13: 7.12 と同様、但し物質は硝酸。図中灰色に塗り潰してある部分は、当該高度に山岳が存在することを意味する。

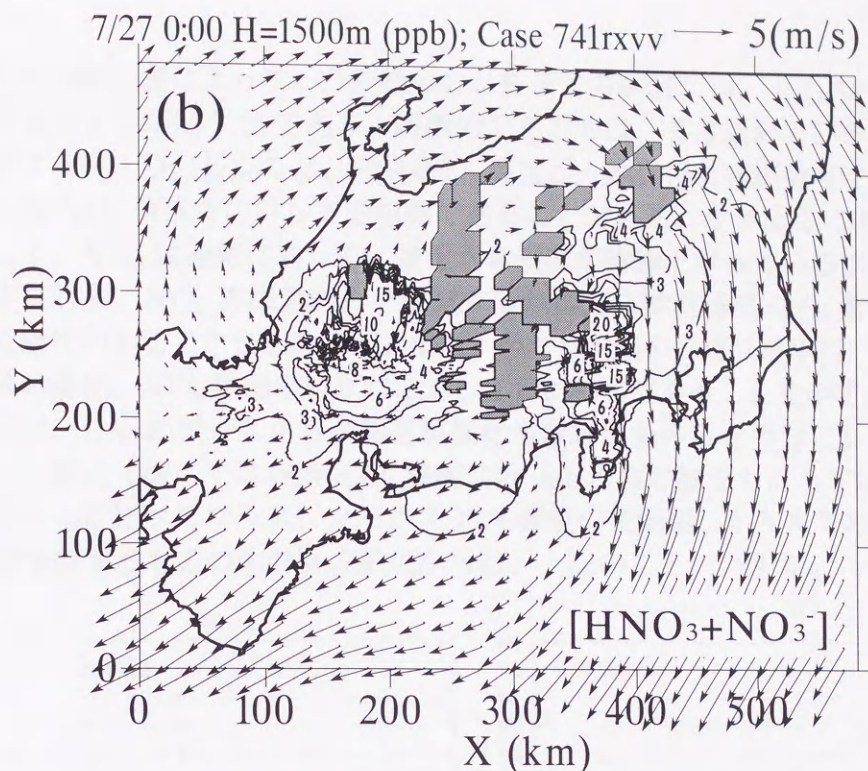


図 7.13: (続き)。

図 7.12 は、27日午前0時、1500 m面での Bio-NMHCs による O_3 濃度増加分 (上図: case 741rxvv - case 741rx) と絶対値 (case 741rxvv) を示す。中部山岳の太平洋側山沿いで最大 8ppb 程度の濃度増が見られるが、絶対値に対して約 10 % 弱の寄与であることを示唆する。図 7.13 は、図 7.12 と同様であるが、物質は硝酸である。硝酸の場合は、植物起源炭化水素を含めたケースの方が濃度が低く、大きい所で 1.4ppb 程度の減である。代わりに増加した N 生成物は、おおざっぱに言って、同じ場所で: PAN, 0.5ppb 程度; IPN_4 , 0.7ppb 程度である (ただし、 IPN_4 は、isoprene と NO_3 反応の中間体に NO_2 が結びついて生成し、したがって N 原子を 2 個含む)。

7.5.5 濃尾平野における O_3 濃度の各種排出源強度に対する感度

7月27日の日最高 O_3 濃度が、排出源の変動(制御)によってどのように変わり得るかを調べた。(1) 排出源強度そのものが、多くの不確定性を含むこと、(2) 都市環境の悪化を防ぐため排出源制御の可能性が高いこと、等から、排出源強度の変動に対する O_3 等反応生成物の感度を調べる意義がある。排出源変動のシナリオは、表 2 の通りである。すなわち、基本ケース (case 741rxvv) に対して、全領域一律に排出強度を変化させている。

濃尾平野の各点 (B, D, E, G: 図 7.2 b 参照) における日最高 O_3 濃度が、人

為炭化水素排出源によってどう変わるのかを示すのが図 7.14、人為 NO_x 源に対する感度を示すのが図 7.15 である。特徴的であるのは、名古屋およびその近縁辺部に位置する B, D, E 点では、日最高 O_3 濃度が人為炭化水素源強度に対して正相関、人為 NO_x 源強度に対して逆相関であることである。化学反応による O_3 生成に関して、 NO_x は過剰にあって、炭化水素濃度が律速となっている状態を示唆する。すなわち、 NO_x 排出量のみを削減する制御方法は近縁部の O_3 濃度を増加させる危険性があることを意味する。また、かなり内陸の G 点（中津川）では、人為炭化水素排出、 NO_x 排出のいずれに対しても正相関であることを示す。図 7.14 中の丸印は、BASE ケースから植物起源炭化水素排出量のみを半分にした場合であるが、上記の 4 地点では日最高 O_3 濃度に数 ppb 程度の減をもたらすのみである。基本ケースに比べてプラス、マイナス 20 % 程度の変動幅しか与えておらず、さらに検討を要するものの本計算の結果からは、上記のことがいえる。

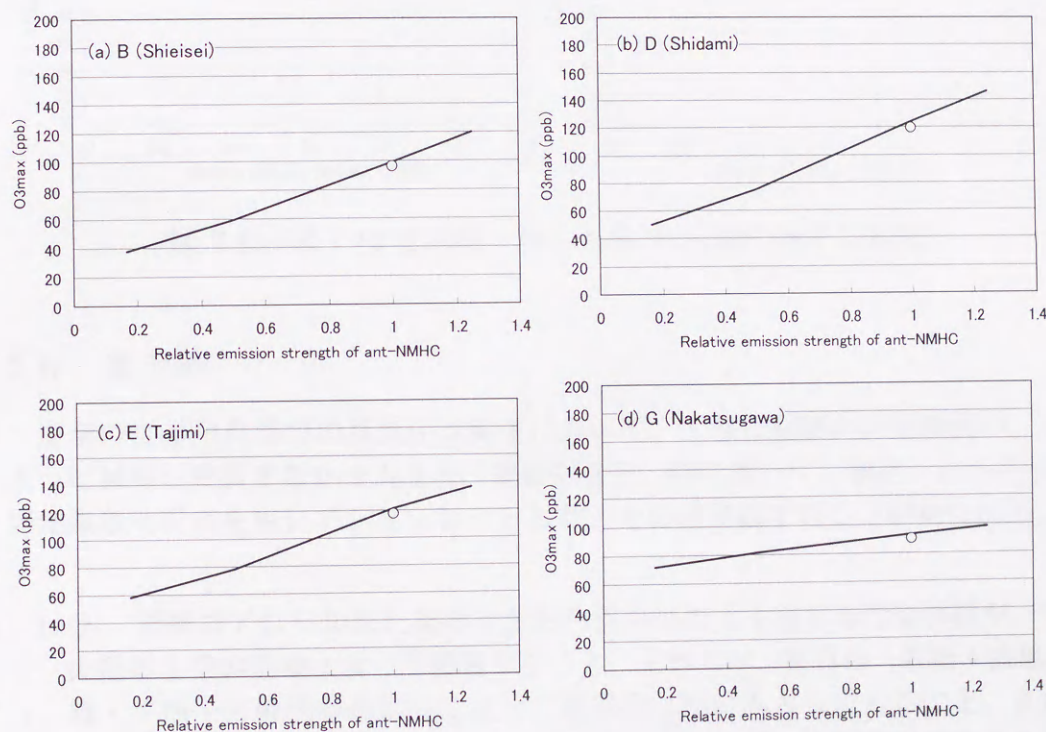


図 7.14: 人為炭化水素排出源強度に対する濃尾平野の各点における日最高 O_3 濃度。

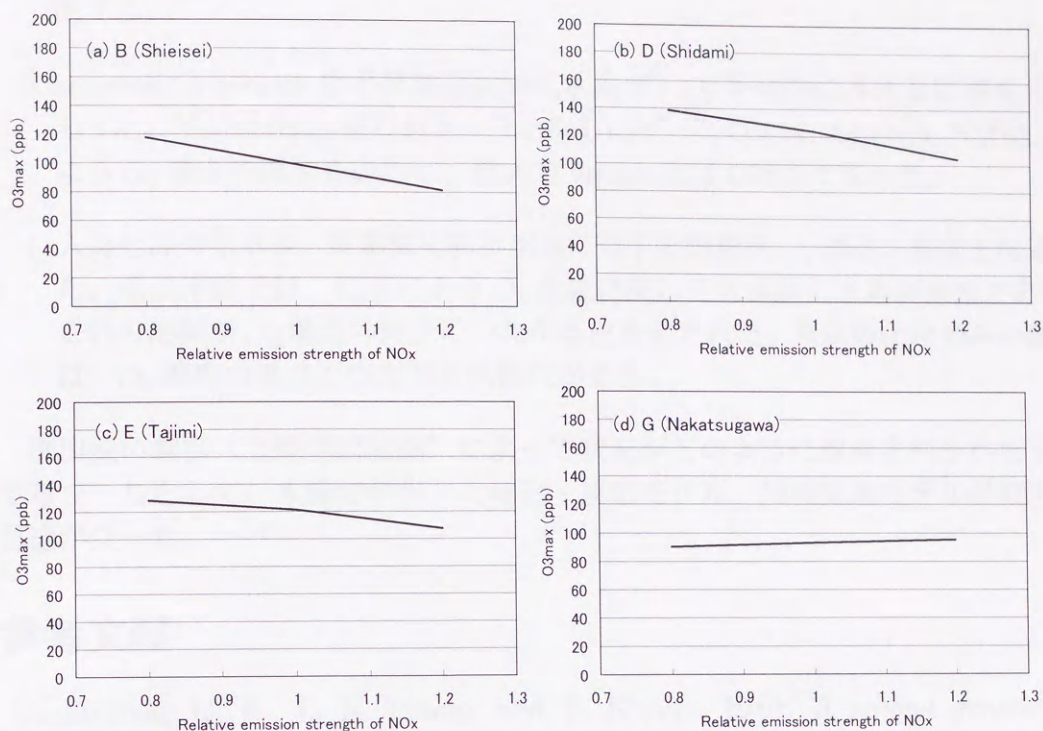


図 7.15: 図 7.14 と同様、但し人為 NO_x 源に対する感度。

7.6 まとめ

夏季の日本中央部での高気圧支配下において、大都市起源の汚染物質が、どのように移動し変質するかを丸2日（足掛け3日）間に渡って、輸送・反応モデル、局地気象モデルを用いてシミュレートした。その結果以下のことが得られた。

1. O_3 、硫酸エアロゾルなど都市大気から化学反応で生成する汚染物質が、中部山岳の上空の広域に渡って滞留すること、それらが、翌日の一般風+海風・谷風・平地-台地風等の反流によって沿岸部上空にもどってくること、また日中の陸上での混合層活動によって平野部のバックグラウンド濃度を高めること等が明らかになった。このことは、航空機観測の結果とも符合する。
2. 夜間の中部山岳における O_3 、硝酸・硫酸エアロゾルの高濃度は、いずれも都市大気起源の汚染物質から輸送の過程で化学反応によって生成したものである。特に高濃度となっている場所は、東京の西部である秩父・丹沢の山塊、および濃尾平野の北方に位置する白山山麓、御嶽山・乗鞍岳山麓である。丹沢山塊では、大山などがすでに植生被害で有名であり、この計算による結果と符合するのではないかと考える。乗鞍でも名大グループの観測がある。また、これらの図は、植生被害が単一ではなく複合的な汚染の結果であることも示

唆する。

3. isoprene, α -pinene など植物起源炭化水素が、 O_3 生成等に与える影響を見積もった。Bio-NMHCs ありのケースとなしのケースの差は、biogenic-NMHC による O_3 濃度の増加を表わし、最大で 20ppb 程度の寄与であった。
4. 人為起源炭化水素、窒素酸化物排出量に対する日最高 O_3 濃度の感度を推定した。濃尾平野では、反応による O_3 生成に関して人為炭化水素が律速であり、これの削減が O_3 濃度の減少につながると推定された。窒素酸化物のみの削減は、 O_3 濃度の増加につながる危険性がある。

排出源の制御（土地利用計画）によって状況がどのように改善されるかを予測するツールとして、本節で使用した輸送・反応モデル、局地気象モデルが使える目途が立った。

参考文献

- Carmichael, G. R., L. K. Peters, and T. Kitada, 1986: A second generation model for regional scale transport/chemistry/deposition. *Atmos. Environ.*, Vol. 20, 173-188.
- DeMore, W.B., Spander, S.P., Hampson, R.F., Kurylo, M.J., Howard, C.J., Kolb, C.E., and Molina, M.J., 1997, *Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Stratospheric Modeling -Evaluation Number 12*, JPL Publication 97-4, NASA/Jet Propulsion Laboratory.
- Lloyd, A.C., Atkinson, R., Lurmann, F.W., and Nitta, B., 1983, Modeling potential ozone impacts from natural hydrocarbons - I. Development and testing of a chemical mechanism for the NO_x -air photooxidations of isoprene and α -pinene under ambient conditions. *Atmos. Environ.*, 17:1931-1950.
- Lurmann, F.W., Lloyd, A.C., and Atkinson, R., 1986, A chemical mechanism for use in long-range transport/acid deposition computer modeling. *J. Geophys. Res.*, 91:10905.
- Kitada, T., Carmichael, G.R. and Peters, L.K., 1984, Numerical simulation of the transport of chemically reactive species under land- and sea-breeze circulations. *J. Climate Appl. Meteorol.*, 23, 1153.
- Kitada, T., K. Igarashi, and M. Owada, 1986: Numerical analysis of air pollution in a combined field of land/sea breeze and mountain/valley wind. *J. Climate and Applied Meteorology*, Vol. 25, 767-784.

- Kitada, T., P. C. S. Lee, and H. Ueda, 1993: Numerical modeling of long range transport of acidic species in association with meso- β -convective cloud across the Japan Sea resulting in acid snow over coastal Japan. *Atmos. Environ.*, Vol. 27A, 1061-1076.
- Kitada, T., K. Okamura, and S. Tanaka, 1998: Effects of topography and urbanization on local winds and thermal environment in nohbi plain, coastal region of central Japan, *J. Appl. Meteor.*, Vol. 37, No. 10, 1026-1046.
- 栗田秀実、植田洋匡, 1985: 傾度風が弱い場合の大気汚染物質の長距離輸送と熱的低気圧および総観気象の関係. *大気汚染学会誌*, Vol. 20, 251-260.
- Pierce, T.E., Lamb, B.K, and van Meter, A.R., 1990, Development of a biogenic emissions inventory system for regional scale air pollution models. *Proc. AWMA Annu. Meet.*, 83rd, 16pp.
- Sheih, C.M., Wesely, M.L., and Hicks, B.B., 1979, Estimated dry deposition velocities of sulfur over the eastern United States and surrounding regions. *Atmos. Environ.*, 12, 2055-2087.
- 鵜野伊津志, 1995: 4次元同化手法による関東地域の局地循環シミュレーションと評価. *大気環境学会誌*, **30**, 351-366.
- Wesely, M.L., and Hicks, B.B., 1977, Some factors that affect the deposition rates of sulfur dioxide and similar gases on vegetation. *J. Geophys. Res.*, 100:11,447.

8 結論

地域規模（例えば、100km 四方）の土地利用の在り方から、都市キャノピー空間（例えば、10km 四方）内の街区構造に至るまで、我々の社会基盤のあり方が、直接、熱環境・大気質環境に大きな影響を与えている。省エネルギー・省資源社会を実現するための都市地域構造を知る手段としてメソスケール気象モデルを開発すること、それを利用してより良い熱環境を実現する地域土地利用分布および都市空間構造を調べることを博士学位論文の主目的とした。以下に本研究の総括を示す。

1 章では研究の背景、目的を示した。

2 章では、乱流モデルについて概観し、大気境界層に乱流モデルを適用した既往の研究について述べ、乱流モデルにおける $k-\epsilon$ モデルの位置づけと有効性を示した。

3 章では、本研究で使用する数値計算法について示し、支配方程式系、境界条件および離散化の方法について説明した。

4 章以降で、メソスケール気象モデルを用いた数値計算の結果を元に、観測結果との比較を通した解析や広範な感度解析を行った。以下に、4~7 章の結論を示す。

4 章では、濃尾平野の局地風の特性に影響を与えていると考えられる様々なスケールの地形効果（伊勢湾・三河湾の海岸線形状、濃尾平野を取り囲む近くの山々、中部山岳を含む大規模地形など）を明らかにするために、計算領域として i) 濃尾平野・伊勢湾地域をちょうど囲む山岳を含めた小領域と、ii) 日本の中央部をほとんど含む大領域を取り上げて、メソスケール気象モデルを適用し、両者の結果と実測風を比較・検討した。その結果以下のことが得られた。

1. 暖候期（例えば、5 月）の濃尾平野の海風は三つのステージを持つことがわかっているが、山を考慮しない海陸の分布のみで説明できるのは、海風が局所的に生成する初期段階（第 1 ステージ）のみである。
2. 濃尾平野を囲む山岳を含めた小規模領域の地形効果で、第 2 ステージ（局所の海風や谷風が組織化されて伊勢湾から北東に向かう一続きの海風・谷風系が生成）までほぼ説明できる。ただし、この場合でも、濃尾平野の南西風は弱く、知多半島、三河湾付近の風向が実測と異なる。また、第 3 ステージの特徴である濃尾平野全域にわたる南東風は、うまく再現できない。
3. 中部山岳を含めた大領域の計算により、この第 3 ステージの南東系海風も含めて説明できる。小領域と大領域のこの違いは、結局、濃尾平野上空大気の加熱に対して、深い谷、長い斜面、高い山を持つ中部山岳を中心に生じる局地循環が大きく寄与していることから来ると考えられる。実際、Case 2（小

領域山あり)と Case 4 (大領域山あり)の間で、午後の段階で濃尾平野上空の温位の鉛直分布にかなりの差があった。すなわち、Case 4の方が2500mぐらいまでの高度にわたってかなり暖かく、その結果、Case 4の方が夜になっても太平洋と濃尾平野間の気圧傾度が大きく、南東風を維持する原因となっている。

4. 常滑、名古屋、大垣など濃尾平野伊勢湾域の代表的な点での地上風のホドグラフを比較した結果、大領域の結果 (Case 4) が、もっとも良く実測に追隨していた。小領域の結果 (Case 2) が、表現できないのは、やはり午後遅くから夜間にかけて濃尾平野中央部等で風向が南東方向に回り、かつ風速がそれほど弱まらない現象である。

5章では、引き続きメソスケール気象モデルを中部地方全域を含む領域に適用し、濃尾平野の局地風と気温場に与える都市化の影響について述べた。その結果以下のことが得られた。

1. 沿岸部の都市域が進展すると内陸の高温化が進む。これには、二つの理由が考えられる。
 - (a) 一つは、日中、顕熱流束が増える都市化域が沿岸部に出現することによって、海風時の都市域の風下側 (すなわち、内陸側) に海風を推進するのは逆の気圧傾度が生まれ、従って、そこに弱風域が形成され、海風による水平方向輸送が抑えられその場所の大気が加熱し高温域となる。
 - (b) もう一つは、沿岸部の都市化域を吹走する海風層の加熱に基づく内陸の昇温である。
2. 水田、特に川沿いの水田には、海上の大気を速やかに内陸に導入する効果があり、そのことが、場合により内陸部の気温低下 (主として日中) あるいは昇温 (主として夜間) に寄与する。

6章では、大都市であれば中心地域をちょうどカバーするような規模 (約10km四方) に注目した。このスケールでは、大気最下層部に存在する都市キャノピーや植生キャノピーの存在が重要になる。6章では、1つのグリッド内 (1km四方) の土地利用構造を、建物群、植生群、裸地に分け、高さ方向に分布を持つ複合的なキャノピー構造を解像できるモデルを開発し解析を行った。

モデルシミュレーションの結果以下のことが明らかになった。

1. 晴天日が継続する場合、建築物が大部分を占める条件では日を追って顕熱流

束が増し、日最高気温が上がって行くことを示した。植生のない場合は、地表近くの浅い部分の水分が蒸発により急激に失われた後、深部の水分を有効に利用するすべがないことが、気温の上昇に利いている。また、これは建物自身が放出する顕熱フラックスだけでなく、建物内への蓄熱からくる夜間の高温化の影響も大きい。この高温化のため、夜間でもわずかではあるが水蒸気フラックスは地表面から大気へ向かい、乾燥化が続いた。毛管張力によって土壌下層部から表層へ水分が移動する速度は遅いため、結局夜間でも表層水分はあまり補給されずに翌日を向かえた。表層の水分が少なかったため水蒸気フラックスは午前中の早い時間帯にピークを迎えてしまい、午後は地表面から大きな顕熱フラックスを放出された。

2. 植生群の導入はこの傾向を抑える妥当な傾向を示した。植生群のこの作用が深い土壌中の水分を根から吸収して蒸散に利用できることから来ること、加えて蓄熱がほとんど無い植生群の地表面への日射の遮断効果は、表層水分の急激な減少を防ぎ、地表面での顕熱フラックスの増加を抑えたことをモデルは明瞭に再現した。
3. 建物の表面近くで断熱材の使用した場合のシミュレーションを行なった結果、大気への顕熱フラックスの日最大値は断熱材を使用しない場合に比べてかなり上昇した。これはコンクリートの熱容量を50%減らした場合よりも大きく、10%の植生の導入が削減したフラックス量とほぼ一致する。断熱材の使用は夏季の大気の高温化をかなり促進しているといえる。
4. 建物キャノピー内の低い場所と最上部で人工廃熱を与えたシミュレーションを行なった。当然ながら、人工廃熱がないケースよりも地上温度を上昇させたが、その上昇幅には違いがあった。低いところでこれを与えるよりも屋上面で与えたほうが地上気温の上昇を約半分に抑えた。廃熱源の屋上への移動は地上気温の高温化の抑止にかなり有効であるといえる。
5. 境界層の温位分布は地表を覆うキャノピーの種類によってかなりの違いをみせた。植生キャノピーの場合はTKEの生成に対してその大きなLAIに基づくシアー生成項の寄与が大きいため、低温で背の高い混合層が発達した。建物キャノピーの場合は、建物表面の加熱に基づく浮力生成項の寄与が大きく、さらに、裸地に比べシアー生成項も大きいため、高温で背の高い混合層が発達した。また、一般風が弱い場合はシアー生成項による寄与が小さくなって上空での熱拡散が抑えられた。このため背の低い気柱に熱が溜まって、一般風が強い場合に比べて相対的に背が低く高温の混合層が形成された。このことから、建物が密集し風のとおりが悪い場所では深刻な高温化が起こることが示唆される。また、今回は1次元性を仮定し、水平方向の移流効果を考慮しなかったが、5章で述べたように、弱風の高温域は風下の地域の高温化を引

き起こす可能性がある。

7章では、メソスケール気象モデルの応用例として、気象モデルによって推定された流れ、温度、拡散場を用いて、数日間の大気汚染物質の輸送・反応・沈着モデルのシミュレーションを中部地方全域を含む領域で行い、航空機観測結果等との比較を通して、特に O_3 の挙動について検討した。その結果以下のことが得られた。

1. O_3 、硫酸エアロゾルなど都市大気から化学反応で生成する汚染物質が、中部山岳の上空の広域に渡って滞留すること、それらが、翌日の一般風+海風・谷風・平地-台地風等の反流によって沿岸部上空にもどってくること、また日中の陸上での混合層活動によって平野部のバックグラウンド濃度を高めること等が明らかになった。このことは、航空機観測の結果とも符合する。
2. 夜間の中部山岳における O_3 、硝酸・硫酸エアロゾルの高濃度は、いずれも都市大気起源の汚染物質から輸送の過程で化学反応によって生成したものである。特に高濃度となっている場所は、東京の西部である秩父・丹沢の山塊、および濃尾平野の北方に位置する白山山麓、御嶽山・乗鞍岳山麓である。丹沢山塊では、大山などがすでに植生被害で有名であり、この計算による結果と符合するのではないかと考える。乗鞍でも名大グループの観測がある。また、これらの図は、植生被害が単一ではなく複合的な汚染の結果であることも示唆する。
3. isoprene, α -pinene など植物起源炭化水素が、 O_3 生成等を与える影響を見積もった。Bio-NMHCs ありのケースとなしのケースの差は、biogenic-NMHC による O_3 濃度の増加を表わし、最大で 20ppb 程度の寄与であった。
4. 人為起源炭化水素、窒素酸化物排出量に対する日最高 O_3 濃度の感度を推定した。濃尾平野では、反応による O_3 生成に関して人為炭化水素が律速であり、これの削減が O_3 濃度の減少につながると推定された。窒素酸化物のみの削減は、 O_3 濃度の増加につながる危険性がある。

以上示された4章から7章の結論をまとめ、以下に示す。

1. 広域熱環境の背景となる局地風の日変化パターンは（人為的制御が不可能である）自然地形によりほぼ決まる。特に、大規模自然地形の効果に注意する必要がある。例えば、濃尾平野の局地風の場合 100km 以上離れている中部山岳に起因する平地-台地循環のリターンフローに伴う沈降流が平野部上空の

大気を加熱する効果が大きく作用し、夏季の濃尾平野の海風が深夜まで続く原因となっている。

2. 自然地形で大枠が決まる局地風の影響下において、沿岸部の都市化が次のようなメカニズムで内陸部の高温化を進める。① 海風時の陸地の風上側に都市のような高温域があると、内陸側に高温域へと向かう海風とは逆方向の気圧傾度ができるため都市の風下部が弱風域となる、② この弱風のため海風による水平方向輸送が抑えられその場所の大気が加熱し高温域となる、③ 相対的な高温域は海風前線の通過と共に、①～②を繰り返しながら内陸側へ移動する。
3. キャノピーモデルによるシミュレーションは、建築物の存在は大気への顕熱フラックスを増やすが、植生の存在は逆にこれを減らすという妥当な結果を再現し、モデル化の妥当性が示された。植生の気候緩和効果を調べるために、被覆率60%の建物キャノピーに、10%の植生を導入したところ、キャノピートップにおける顕熱フラックスの最大値を23%減少させた。この値は植生の種類、LAI、気象条件等によって変わってくるものであるが、鉛直方向に分布する葉の蒸散の効果は、単純に敷地面積からは決まらないことを示唆しており、キャノピーモデルの有効性が示された。

以上、地域スケールにおける流れ、気温等に対する地形の影響と土地利用変化に注目し、ある程度それらを明らかにできた。また、気象モデルで計算されるデータを汚染物質の輸送・反応モデルに取り込むことで、排出源の制御によって状況がどのように改善されるかを予測するツールとして使える目途が立った。また、高さ方向に分布を持つ建物や植生からなる複合的なキャノピー構造を解像できるモデルが開発され、シミュレーションは妥当な結果を示した。このキャノピーモデルに実際の細やかな土地利用分布を取り込み3次元のシミュレーションを行なうことで、水平方向の移流効果を含めた都市スケール特有の現象を評価することが可能となった。

今後は、以下の二点に力点をおいて研究を進めたいと考える。

(1) 都市および植生キャノピーの効果を物質循環モデルに導入すること。気象モデルに、これを導入することは本博士論文の重要なテーマで、第一歩を踏み出したところであるが、これをさらに化学物質の輸送モデルにも拡張導入することを目標とする。現在、乾性沈着と総称されている現象のアナリシスを今後勉強したい。特に植生面に注目し森林生態系との関係づけができればと考えている。

(2) 降水現象に伴う物質移動のモデル化を行なうこと。湿性沈着は、雲物理と大気化学物質の輸送・変質との相互作用で生じる大変興味深い現象と考えている。

これらの検討を加えると共に、比較対照となる観測データがそろってくれば、今回6章で提案された高さ方向に分布を持つ複合的なキャノピー構造を考慮したモ

デルが、都市構造と夏季高温化の関係や微量化学物質の動態等の複雑な現象を明らかにするためのツールとして確立されるものと期待し、本研究の成果がそのための礎石の一つとなることを願って、結びとする。

謝辞

大学院1年次から本年度に至る5年間の長期にわたり、常に適切かつ有益なご助言を頂き、暖かいご指導をして下さった北田敏廣教授に感謝します。北田教授には、研究に関することばかりでなく、ありとあらゆる経験の場と時間を与えて頂きました。ここに心から感謝いたします。

また、本研究の審査を快く引き受けて下さった、中村俊六教授および青木伸一助教授にはご指導および貴重なご助言を承りました。深く御礼申し上げます。

豊橋技術科学大学エコロジー工学系倉田学児助手には、本研究を遂行する上で多くの協力と励ましの言葉をかけて頂きました。心から御礼申し上げます。

気象協会東海本部高木久之氏には、本研究を遂行する上で様々なご助言を頂くとともに気象観測データ等を快く提供していただきました。改めて、感謝の意を表します。

豊橋技術科学大学大気環境工学研究室の学生の皆様にも、数々のご助力を頂きました。ここに心から御礼申し上げ、今後の発展をお祈りします。

業績リスト

<論文>

1. 北田敏廣、岡村聖、高木久之、(1995) : $k-\varepsilon$ /メソスケール気象モデルによる濃尾平野の局地風解析 一様々なスケールの地形効果一. 環境工学研究論文集、Vol. 32, 241-252.
2. Kitada, T., K. Okamura, and S. Tanaka, (1998) : Effects of urbanization on local winds and thermal environment in nohbi plain, coastal region of central Japan - A numerical analysis by meso-scale meteorological model with $k-\varepsilon$ turbulence model-. Journal of Applied Meteorology, Vol. 37, 1026-1046.
3. K. Okamura and T. Kitada, (1998): Study on the Sub-grid scale modeling of urban canopy, consisting of buildings and vegetation, for use in meso-scale meteorological simulation, Proc. APMS'98, Part 1, 8pp., Oct. 26-29, 1998, Champs-sur-Marne, France.
4. Kitada, T., K. Okamura, H. Nakanishi and H. Mori, (1999) : Production and transport of ozone in local flows over central Japan -Comparison of numerical calculation with airborne observation-. Air Pollution Modeling and its Application XIII, Plenum Press, New York, in press.

<参考論文>

1. 北田敏廣、岡村聖、高木久之、菅谷朋弘、(1994) : $k-\varepsilon$ /メソスケール気象モデルによる濃尾平野の局地風解析 一様々なスケールの地形効果一. 第31回環境工学研究フォーラム講演集, 1994年12月, 79-81.
2. 岡村聖、北田敏廣、田中勢都、(1996) : 濃尾平野の局地風に対する地形効果と都市化効果に関する数値解析. 第4回地球環境シンポジウム講演集, 83-86.
3. 岡村聖、北田敏廣、(1997) : サブグリッドスケールの土地利用が大気境界層に与える影響のモデル化 一 $k-\varepsilon$ モデルにおける都市化域のパラメタリゼーション一. 環境システム研究, Vol. 25, 593-598.
4. 北田敏廣、岡村聖、中西秀樹、森博明、石坂隆、(1998) : 中部地方の夏季局地風場におけるオゾンの生成と輸送の3次元特性 一数値シミュレーションと航空機観測結果を用いた推定一. 第6回地球環境シンポジウム講演集, 83-86.

業績リスト

<口頭発表>

1. 岡村聖、北田敏廣、高木久之： $k-\varepsilon$ /メソスケール気象モデルによる濃尾平野の局地風解析 — 様々なスケールの地形効果 —. 土木学会第 50 回年次学術講演会講演概要集, 共通セッション, pp. 154-155, 1995 年 9 月.
2. 岡村聖、北田敏廣、田中勢都： 濃尾平野の局地風に対する地形効果と都市化効果に関する数値解析. 土木学会第 51 回年次学術講演会講演概要集, 共通セッション, pp. 200-201, 1996 年 9 月.
3. 岡村聖、北田敏廣、田中勢都： 濃尾平野の局地風と気温場に与える都市化の影響. 平成 8 年度研究発表会講演概要集 (土木学会中部支部), pp. 379-380, 1997 年 3 月.
4. 五来英一、岡村聖、北田敏廣： 植生が局所的な熱収支に及ぼす影響の評価に関する研究. 平成 8 年度研究発表会講演概要集 (土木学会中部支部), pp. 381-382, 1997 年 3 月.
5. 岡村聖、北田敏廣、田中勢都： 濃尾平野の局地風と気温場に与える都市化の影響. 日本気象学会春季大会講演予稿集, p. 94, 1997 年 5 月.
6. 岡村聖、北田敏廣： 高度の異なる建物群、植生群が形成するキャノピー内外における熱、水蒸気、運動量フラックスの予測モデル. 平成 9 年度研究発表会講演概要集 (土木学会中部支部), pp. 399-400, 1998 年 3 月.
7. 北田敏廣、岡村聖、中西秀樹、森博明、石坂隆： 中部地方の夏季局地風場におけるオゾンの生成と輸送の 3 次元特性 — 数値シミュレーションと航空機観測結果を用いた推定 —. 日本気象学会春季大会講演予稿集, p. 181, 1998 年 5 月.
8. 岡村聖、中西秀樹、北田敏廣： 中部地域における夏季局地風場での大気汚染物質の長距離輸送に関する研究. 土木学会第 53 回年次学術講演会講演概要集, 共通セッション, pp. 120-121, 1998 年 10 月.
9. 北田敏廣、岡村聖、三溝啓、森博明、石坂隆： 夏季の中部山岳のオゾン生成に及ぼす植物起源炭化水素の寄与推定. 第 9 回大気化学シンポジウム、1999 年 1 月.

