

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	都市キャノピー層 大気間のエネルギー・物質交換に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	森脇亮
Author(English)	RYO Moriwaki
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第3787号, 授与年月日:2005年2月28日, 学位の種別:論文博士, 審査員:神田学
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第3787号, Conferred date:2005/2/28, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

© 2004

M

都市キャノピー層—大気間のエネルギー・物質交換に関する研究

森脇 亮

目 次

第1章 序論

1-1	本研究の背景	・・・	1
1-2	都市—大気間のエネルギー・物質交換に関連する既往の研究	・・・	2
1-3	本研究の目的と構成	・・・	5
	参考文献		

第2章 現地計測およびデータ解析手法

2-1	接地層厚さの検討と現地計測場所の選定	・・・	13
2-2	「久が原」地域の土地利用および地表面性状	・・・	14
2-3	計測方法	・・・	15
2-3-1	観測タワー	・・・	15
2-3-2	乱流・フラックス計測	・・・	16
2-3-3	温位プロファイル計測	・・・	16
2-4	使用機器のメンテナンス	・・・	18
2-5	データ解析手法	・・・	19
2-6	計測データの空間代表性	・・・	21
	参考文献		

第3章 乱流統計量および温位プロファイル

3-1	概要	・・・	33
3-1-1	第3章の目的と意義	・・・	33
3-1-2	既存の研究	・・・	33
3-2	乱流プロファイルの大気安定度依存性	・・・	35
3-2-1	平均風速と運動量フラックス	・・・	35
3-2-2	乱流輸送効率	・・・	36
3-2-3	乱流の組織構造（4象限解析）	・・・	37
3-2-4	スペクトル密度	・・・	39
3-3	温位プロファイルの形成メカニズム	・・・	40
3-3-1	温位プロファイルの時間変化	・・・	40
3-3-2	日中の最高温位プロファイルの季節変化	・・・	41
3-4	第3章の結論	・・・	42
	参考文献		

第4章 熱収支・CO₂フラックスの日・季節変化と年間収支

4-1	概要	...	59
4-1-1	第4章の目的と意義	...	59
4-1-2	既存の研究	...	60
4-2	データ解析手法とデータの品質管理	...	60
4-3	気象要素およびCO ₂ 濃度の結果	...	60
4-4	フラックスの解析結果	...	62
4-4-1	放射収支の時間変化と季節変化	...	62
4-4-2	熱収支の時間変化と季節変化	...	62
4-4-3	CO ₂ フラックスの時間変化と季節変化	...	64
4-5	フラックスに対する各構成要素の寄与とその評価	...	64
4-5-1	庭木の影響	...	65
4-5-2	人工材料（コンクリート）	...	65
4-5-3	自動車交通からの人工排出量	...	66
4-5-4	家庭からの人工排出	...	66
4-5-5	人体からの排出	...	68
4-6	熱収支・CO ₂ フラックスの年間収支	...	68
4-7	第4章の結論	...	71
参考文献			

第5章 水文陸面パラメータとその特性

5-1	概要	...	89
5-1-1	第5章の目的と意義	...	89
5-1-2	既存の研究	...	89
5-2	シンチロメータを用いたゼロ面変位算定法の提案	...	91
5-2-1	算定方法	...	91
5-2-2	ゼロ面変位の大気安定度依存性	...	93
5-3	流体力学的粗度とスカラー粗度	...	94
5-3-1	算定方法	...	94
5-3-2	流体力学的粗度	...	96
5-3-3	熱・水蒸気粗度	...	96
5-4	蒸発効率 β	...	97
5-4-1	算定方法	...	97
5-4-2	β に対する降雨後経過日数の影響	...	98
5-4-3	β の季節変化	...	100
5-5	アルベド	...	100

5-5-1	アルベドの日変化	・・・	100
5-5-2	アルベドに対する降雨後経過日数の影響	・・・	101
5-5-3	アルベドの季節変化	・・・	101
5-6	第5章の結論	・・・	101
参考文献			
第6章 運動量・熱のフラックスプロファイル関係 (シア関数)			
6-1	概要	・・・	112
6-1-1	第6章の目的と意義	・・・	112
6-1-2	既存の研究	・・・	113
6-2	摩擦速度のスケーリング	・・・	114
6-3	風速・温位のシア関数	・・・	115
6-4	フラックスプロファイル関係の考察 ～平原・植生との対比	・・・	116
6-5	第6章の結論	・・・	117
参考文献			
第7章 運動量・熱・水・CO₂の乱流輸送の相似性			
7-1	概要	・・・	125
7-1-1	第7章の目的と意義	・・・	125
7-1-2	既存の研究	・・・	125
7-2	乱流相関係数の定義と解析手法	・・・	126
7-3	運動量と熱の輸送効率比	・・・	127
7-4	スカラー間の輸送効率と乱流輸送のメカニズム	・・・	128
7-4-1	輸送効率と大気安定度の関係	・・・	128
7-4-2	スペクトル解析によるスカラー輸送に支配的な乱流構造	・・・	130
7-4-3	ウェーブレット解析によるスカラー輸送の相違性	・・・	131
7-5	熱と水蒸気の輸送効率比の時間変化パターン	・・・	133
7-6	第7章の結論	・・・	135
参考文献			
第8章 総論			
8-1	本論文の結論	・・・	149
8-2	今後の課題	・・・	152
謝辞			
		・・・	153

第1章 序論

1-1 本研究の背景

1-2 都市-大気間のエネルギー・物質交換に関連する既往の研究

1-3 本研究の目的と構成

参考文献

第1章 序論

1-1 本研究の背景

地表面近傍の乱流はエネルギーや物質の上空大気への拡散に大きく寄与している。これらの現象は大気境界層内の最下層にあたる接地境界層の内部で行われており、この層における乱流輸送過程を把握すること極めて重要である。これまで、平原・海上・森林といったフィールドでは、接地層における乱流輸送過程に関して数多くの研究が行われてきた。特に平原や海上など比較的粗度が小さく水平一様な地表面では1970年代から詳細な観測が行われ、接地境界層内の乱流は鉛直1次元的なスケーリングのみで表現できるというモニン・オブコフ相似則（MOS）が広く適用できることが発見され、多くの応用研究でこの関係が用いられている。例えばコンピュータを用いた数値予報（大気環境シミュレーション）では底面境界条件にこのMOSが使われており、運動量や顕熱フラックスなど地表面と大気間のエネルギー交換を決定する重要な経験則になっている。植生などの各種陸上生態系では、地球温暖化などのグローバル気候変化に対し、地表との相互作用を解明し、地表から大気へのインパクトを評価するために、世界各地でフラックスをモニタリングするためのネットワーク（FLUXNET）が構築されている（図1.1）（例えば、Baldocchi et al., 2001）。しかしながら、我々の生活の拠点であり世界の人口の約半数が集中する都市域においては、都市地表面と大気間におけるエネルギー・物質交換および乱流輸送過程に対する理解が遅れている。ヒートアイランド研究で多く研究されてきた気温の水平分布などの気候学的側面はAMEDASや各種リモートセンシングなどの充実したルーチン気象観測網により十分に理解が進んでいる（例えば、Oke, 1978）。不足しているのは都市の複雑な幾何構造上に発達する接地層における放射・熱・水蒸気・物質の鉛直輸送過程に関する物理データである。問題となっているヒートアイランド、集中豪雨など都市の大気環境問題のメカニズムを解明するためにも、都市-大気間のエネルギー・物質輸送を体系的に把握することが急務となっている。

都市における乱流輸送過程を正確に把握するには都市上空で直接計測を行う必要があるが、都市の複雑な形状により観測に適した場所が少ないこと、高所での計測を可能とする観測用タワーを建てるための用地確保が困難なこと、などが原因で、都市にお

る研究は遅れているのが現状である（例えば、Kanda et al., 2002）．先に述べた乱流輸送の経験理論をそのまま都市に適用してよいかについても大きな疑問とされている．都市キャノピーは建物群の連続であるために草原などのフラットな地表面や森林などの透過性を有する植生キャノピーなどとは大きく異なるエネルギー交換が形成されていることは容易に想像できる．そのためこれまで接地層における乱流輸送に関して普遍的に成立する法則のように使われてきたモニーオブコフ相似則の存在が疑問視されてきている（例えば、Roth and Oke, 1995; 神田ら, 2000a）．次節において、都市接地層におけるエネルギー・物質輸送について既往の研究をレビューするが、それらの多くは短期間の観測データに基づいて行われた断片的な研究結果であり、年間を通して都市のエネルギー収支を実測により明らかにした例はいまだかつて無い．さらに近年世界的な問題になっている地球温暖化では温室効果ガスの一つである二酸化炭素（CO₂）の発生・吸収量の見積もりも大きな問題である．都市域からの放出については燃料消費からバルクに見積もる方法が取られているが、実際の都市域に存在する植生による吸収なども考えられるため、実在の都市においてこの発生量を直接モニタリングすることは極めて重要だからである．将来的な人口増加に伴い、今後ますます都市域の拡大が予想される中、都市気候がグローバル気候に及ぼすインパクトはまだ明らかにされておらず、都市におけるフラックス観測を実現させることが地球環境の将来を見通す知見を得ることにつながると期待される．

1-2 都市-大気間のエネルギー・物質交換に関連する既往の研究

先に述べたようにヒートアイランド研究などで多く行われてきた気温の水平分布などの気候学的側面は充実したルーチン気象観測網で十分に理解されているが（Mikami et al., 2000）、都市の複雑な幾何構造上に発達する乱流境界層における放射・熱・水・物質の鉛直輸送過程に関する物理データは全く不足している．

都市化によるエネルギー収支の変化をもたらす要因の一つとして、コンクリートやアスファルトなどによって都市の地表面や構造物が覆われることにより、地表面熱収支、熱輸送に変化が生じ、結果として構造物や地表面が高温化することが挙げられる．都市化による気候変化に関わる研究は国内外で多くの研究が行われてきた．都市人工地覆の熱収支・蓄熱特性、都市大気の加熱が、浅枝・藤野（1992）によって取り組まれ、アスファルトとコンクリートの比較、夏季における熱フラックスの1日の挙動などが観測で明らかにされている．しかし、都市は凹凸で構成されているため、素材の熱収支特性だけでエネルギー収支が決定される訳ではなく、建物によって誘起される複雑な乱流構造、キャノピー内における放射の多重反射・散乱などによっても大きく影響を受けるため、

キャノピー全体を積分した形でのエネルギー輸送の特徴を把握することが重要である。このような検討は数値モデルを用いた研究が先行しているが、実在の都市において、乱流輸送過程やエネルギー収支を直接測定し評価された例は少ない。都市の大気・熱環境に関する研究は多岐にわたるが、ここでは都市一大気間のエネルギー・物質収支および乱流輸送過程に関する研究のみに絞ってレビューする。

(1) エネルギー収支・CO₂フラックス

地表面上のエネルギー収支は、境界層内の気象や気候のドライビングフォースとなるものであるため、都市の気候を理解する上でもっとも基本となるものである。都市でエネルギー収支の計測を行う場合、最も問題となるのが、「地表」の定義である都市の場合、様々な大きさや形状の建物が多様な配列で並ぶことによって都市キャノピーを構成しているため、どこを地表と定義するかが大きな問題である。そこで複雑な都市形状を積分化することにより都市という一つの単純な表面と捉えることで、この面と大気間のエネルギー収支を取り扱うことにする。図 1.2 は都市上空の境界層の構造を示したものである (Oke,1988)。地表面近傍では建物や庭木や道路などから生成される乱れやエネルギーフラックスは 3 次元的で非常に局所性の強いものとなるが、高度が増加するにつれてこれらは混じりあい、都市域からの乱れやフラックスが積分化されるようになる。従って、同じような形状の街区が水平方向に十分に広がっているところで、タワーのようなベースを用いて、十分に高いところで計測を行えば、都市を一つの表面としてエネルギー収支を取り扱うことができる。このような鳥瞰的な観点から都市を眺めることにより、都市における放射、熱、水蒸気エネルギーのバランスが表現でき、都市が大気を与えるインパクトを評価することができる (図 1.3)。

Cleugh and Oke(1986)はカナダの都市域と郊外での熱収支の違いを実測により明らかにしている。Grimmond and Oke(1999)はこれを発展させ、カナダ・アメリカの諸都市において渦相関法によって算定された熱収支の実測データを整理し、都市構造や立地条件と熱収支の因果関係に関して考察を行っている。また近年では、ヨーロッパでも観測プロジェクト BUBBLE, ESCOMPTE などが行われつつあり、その成果はそれぞれ Vogt et al. (2004), Lemonsu et al. (2004)で報告されている。日本では、琵琶湖プロジェクト (例えば、田中ほか, 1998)、銀座における計測例 (神田ら, 1997)、世田谷における計測例 (神田ら, 2000b) などがある。しかしながら、これまでの研究例は、短期間の集中観測の結果を報告したものであり、都市域において長期間に及ぶ連続データに基づく議論はいまだ十分でないのが現状である。

一方、近年世界的な問題になっている地球温暖化では温室効果ガスの一つである二酸化炭素 (CO₂) の発生・吸収量の見積もりが大きな問題になっている。都市域からの放出については燃料消費からバルクに見積もる方法が取られているが、実際の都市域に存在する植生による吸収なども考えられるため、実在の都市においてこの発生量を直接モ

ニタリングすることは極めて重要である。近年、気象学的手法を用いた CO₂ フラックス観測はごく最近になって行われ始めているが（例えば、Grimmond et al., 2002）、長期観測に基づくデータは皆無であり、データの充実が望まれている。

（2）風速・温度・乱流の鉛直プロファイル

前節で述べたように、エネルギー・物質の収支を評価する上で、乱流輸送の理論を用いた算出方法が不可欠であるが、平原データをもとに構築されてきた乱流理論が都市のように建物の集合体上でも適用が可能かについては知見が遅れている。風工学の分野では建物の振動を制御するという観点から建物周りに生成される乱流に関する研究が行われている。また機械工学の分野でも熱流体力学の分野でこの種の研究が多く行われているが、都市気象という観点でこれを検討している例は意外と少ない。大きな粗度上の中立流れについては乱流統計量を含め膨大な風洞実験データがある。しかし、大気安定度を考慮した風洞実験データとなると Uehara et al. (2000) 以外、系統的な実験はほとんど見受けられない。実際の都市の大気環境は日射・総観場の影響を受けるためさらに複雑である。都市—大気間の熱・エネルギーの乱流交換過程は植生キャノピー流れと同様のアナロジーで捉えられることが多いが、都市ではキャノピーを構成する建物自体が大きな抵抗体であるため、キャノピー内外の乱れや気温分布の性状は、植生のそれとは大きく異なることが予想される。また Oikawa and Meng (1995) は都市境界層内の乱流の組織構造の存在を示唆しているが、熱的な作用まで詳細に調べられてはいない。また Rotach (1993) は都市キャノピー内外の乱流輸送について調べ、都市のラフネスに強く依存する乱流構造がキャノピー近傍に強くみられることを示しているが、彼の計測範囲はキャノピー近傍に限られ、その影響範囲については調べられていない。Feigenwinter et al. (1999) は、都市接地層において風速等に関するスペクトル解析を行い、都市キャノピー上空での乱流特性等を調べており、そこで得られた知見を確かなものにするためにも、同じフィールドにおける更なる観測の必要性を述べている。都市接地層での乱流計測については Roth (2000) の総説が非常に参考になる。しかし彼も、実際の都市境界層における実測データの不足を指摘しており、この点については都市気象研究者の共通の認識といえる。都市という制約から短期集中観測が多く、また観測条件の不確実性もあって、体系的な把握がなされていないのが現状である。

（3）都市—大気間エネルギー輸送のモデル化

現地計測の困難さにより実現象の理解が遅々として進まない中、環境問題への社会的要請の高まりから、都市のインパクトを予想するために様々な数値モデルが提案されている。これら熱収支モデルでは都市をある一つの平板と仮定し、熱伝導率や反射率や蒸発効率などのパラメータを与えることにより、古典的な熱収支モデルを都市に拡張適用

するものである。またエネルギー収支の結果を大きく左右する乱流交換係数に対しても実測に基づかない仮定がされているのが現状である。モデルに用いるパラメータに関する妥当性も不十分ながら、モデルのアウトプットであるエネルギー収支自体さえ実測により十分に検証されていないのである。また接地層内の乱流輸送を支配するモニナーオブコフ相似則が都市において適用出来るかについては大きな疑問が残されている。中でも最も重要な物理法則であり、地表付近の乱流拡散係数の大きさを規定するシア関数（フラックスプロファイル関係）は1970年代に草原での実測データに基づいて提案された関数形（例えば、Dyer and Hicks, 1970）は、大きな粗度をもつ森林キャノピー上では成り立たないことが近年報告されている（例えば、Garratt, 1978; Högström et al., 1989）。しかし、植生同様の粗度表面をもつ都市域においてはこれらの関係がほとんど確認されていないのが現状である。近年、神田ほか(2000)や Roth(2000)は幾つかの住宅地や商業地における観測データを基に、植生域では普遍的に成立すると言われていた乱流相関係数（フラックス分散関係）が都市上空において一部適応できないことを指摘している。このように都市における大気-陸面過程に関連する既往の研究はモデルが先行しがちであり、これらのモデルの将来的な発展のためにも、検証データとして耐えうる緻密な実測データの整備が求められている。

1-3 本研究の目的と構成

以上で見てきたように、都市空間における大気・熱環境に関わる研究は断片的には行われているものの、季節変化を含む長期的な都市のインパクトの把握は十分でなく、またフラックスに直接関連する物理量の鉛直勾配、乱流拡散などの情報も不足している。そこで、本研究では長期間の現地計測に基づいて、都市キャノピー層と大気間におけるエネルギー・物質収支を定量的に把握し、乱流輸送メカニズムおよびこれらの輸送を支配する物理法則であるモニナーオブコフ相似則について検討することを目的とする。その目的を達成するため、実在する住宅街に気象観測用のタワー（図1.4）を建設し長期的な連続観測（久が原プロジェクト）を実施した。本論文はこのタワー観測データから得られた知見をもとに、都市-大気間のエネルギー・物質輸送を支配する「鉛直情報」「フラックス」「相似則」の三つの大きな柱（図1.5）によって主に構成される。本論文の各章における概要を以下に示す。

第1章（本章）では、本研究の背景について述べるとともに、都市キャノピー層-大気間のエネルギー・物質交換に関連する既往の研究を整理し、本研究の目的と内容、その位置づけについて述べている。次に第2章では、従来より構築されてきた接地層における乱流理論について説明し、それに基づいた観測場所の選定方法、タワーの設置条件

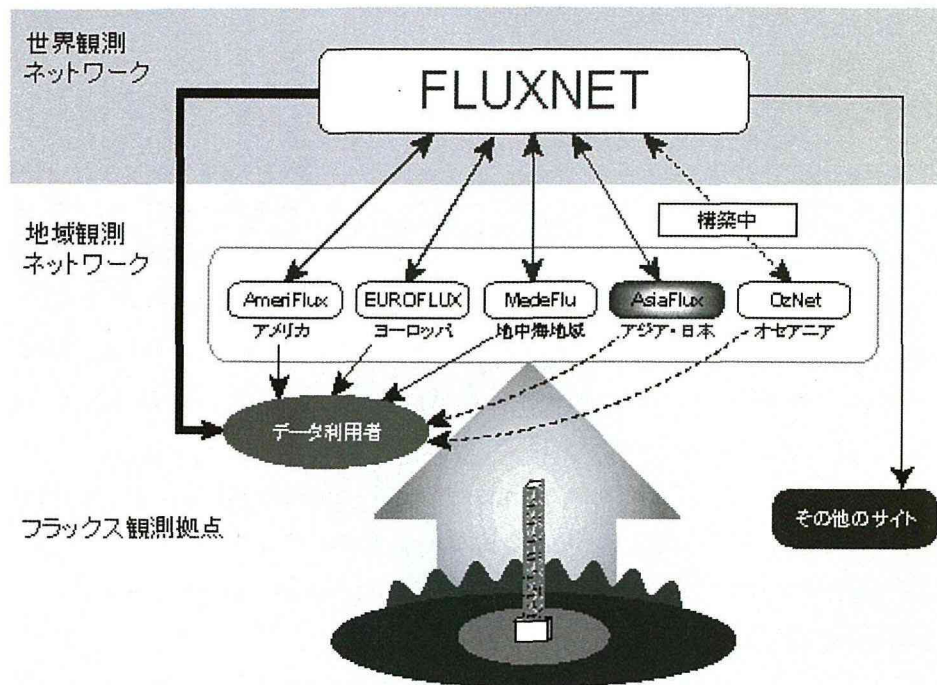
および仕様、観測に用いたセンサーの設置方法などについて説明した。また観測データの解析方法やフラックスの算定手法などについて説明した。さらに計測されるフラックスの空間代表性についても議論した。第3章から第7章にかけては、都市一大気間のエネルギー・物質輸送の大きな柱となる「鉛直情報(第3章)」「フラックス(第4・5章)」「相似則(第6・7章)」に関して得られた知見について述べた。具体的には、第3章では、乱流統計量および温位プロファイル調べ、植生や平原とは異なる都市特有の現象とそのメカニズムについて論じた。乱流の組織構造は自由せん断乱流と平板境界層乱流の中間的な性質を持つことがわかり、これについて議論した。温位については、日中の温位ピークの位置が季節によって鉛直方向に移動するという、植生キャノピーとは大きく異なる温位プロファイル形成の特徴が見いだされた。この温位分布の形成メカニズムについて論じた。第4章では、放射収支・熱収支・CO₂フラックスの時間および季節変化および、年間の収支を算定し、都市が大気に与えるインパクトについて定量的に評価した。また各フラックスに対する都市の構成要素(コンクリート、庭木、自動車交通、家庭など)の寄与を検討し、都市域のエネルギー収支の内訳について評価した。また年間の熱収支・CO₂フラックスを同緯度に位置する森林の結果と比較することで、本対象地域がもつ気候学的役割を定量的に議論した。第5章では、地域気象予報モデルで地表のエネルギー収支を求める際に用いられている各種水文陸面パラメータ(流体力学的粗度、スカラー粗度、蒸発効率、アルベド)を実測データから算定し、その大きさ、時間変化挙動などについて、従来用いられてきたモデルパラメータと比較しながら議論した。第6章では、モニナーオブコフ相似則の中でも最も重要なシア関数(フラックス-勾配関係)について述べた。本研究において得られたシア関数は植生キャノピーや平原上で得られる関係とは異なる性質をもつことがわかり、その原因について言及した。これらの知見は乱流・熱交換モデルの検証データとして有益な情報となるであろう。第7章では、運動量、熱、水蒸気、CO₂などのスカラー間の乱流輸送に相似性に着目して議論した。都市域では、スカラー発生源の不均一性、上空大気との相互作用などにより、スカラー自体が持つ物理的性質(乱流輸送に対する能動性)が顕在化し、スカラー間の乱流輸送の相似性が成り立たない。フーリエ変換やウェーブレット変換を用いてこれらを確認し定量的な評価を行った。最後に第8章で結論と今後の課題について述べる。以上をまとめたフローチャートを図1.6に示した。

以上により、都市キャノピー層一大気間の「鉛直情報」「フラックス」「モニナーオブコフ相似則」を中心として、タワー観測によって明らかになった大気-陸面のエネルギー・スカラー輸送過程について総合的に評価した。本研究は住宅街に建てられたタワーデータに基づいているため、必ずしも本研究の成果が都市全般に一般化できないかもしれないが、都市版フラックスネットの第一歩として、ここで得られた実測データとそれに基づく考察は、今後の都市気候研究に重要な資料を提供すると思われる。

<第1章 参考文献>

- 1) Baldocchi, D., E. Flage, L. Gu, R. Olson, D. Hollinger, S. Running, P. Anthoni, C. Bernhofer, K. Davis, R. Evans, J. Fuentes, A. Goldstein, G. Katul, B. Law, X. Lee, Y. Malhi, T. Meyers, W. Munger, W. Oechel, K.T. Paw U, K. Pilegaard, H.P. Schmid, R. Valentini, S. Verma, T. Vesala, K. Wilson, and S. Wofsy, 2001: FLUXNET: A New Tool to Study the Temporal and spatial Variability of Ecosystem-Scale Carbon Dioxide, Water Vapor, and Energy Flux Densities. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **82**, 2415-2434.
- 2) Oke, T.R., 1978: *Boundary Layer Climates*. Methuen, 372pp.
- 3) Kanda M., R. Moriwaki, M. Roth, and T.R. Oke, 2002: Area-averaged sensible heat flux and a new method to determine zero-plane displacement length over an urban surface using scintillometry. *Bound.-Layer Meteor.*, **105**, 177-193.
- 4) M.Roth and T.R.Oke, 1995 : Relative Efficiencies of Turbulent Transfer of Heat, Mass, and Momentum over a Patchy Urban Surface : *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1863-1874.
- 5) 神田 学, 森脇 亮, 鈴木 謙, マティアス ロート, ティム オーク, 2000a : 都市の接地境界層における乱流相似関数について, *天気*, **47**, 493-501.
- 6) Mikami, T., Kannari, A., Yamazoe, Y., Suzuki, C., Kimura, K., and Kubo, S. 2000. Investigation of urban heat islands in Tokyo Metropolis based on the ground monitoring system. *Biometeorology and urban climatology at the turn of the millennium: WMO/TD No.1026*, 491-495.
- 7) 浅枝 隆, 藤野 毅, 1992 : 舗装面の熱収支と蓄熱特性について, *水文・水資源学会誌*, **5**, 3-7,
- 8) Oke, T.R., 1988: The urban energy balance. *Progress Phys. Geog.*, **12**, 471-508.
- 9) Cleugh, H.A. and T.R.Oke, 1986 : Suburban-rural energy balance comparisons in summer for Vancouver, B.C., *Boundary-Layer Meteor.*, **36**, 351-369.
- 10) Grimmond, C.S.B. and T.R.Oke, 1999 : Heat storage in urban areas : local-scale observations and evaluation of a simple model, *J. Appl. Meteor.*, **38**, 922-940.
- 11) Vogt, R., Christen, A., Rotach, M.W., Roth, M., and Satyanarayana A.N.V.: Fluxes and profiles of CO₂ in the urban roughness sublayer. *Theor. Appl. Climatol.*, 2004, in press.
- 12) Lemonsu, A., Grimmond, C. S. B., and Masson, V. , 2004: Modeling the surface energy balance of the core of an old Mediterranean city: Marseille. *Journal of Applied Meteorology*, **43**, pp. 312-327..
- 13) 田中賢治・中北英一・池淵周一, 1998 : 琵琶湖プロジェクトの陸面過程モデリング, *水工学論文集*, **42**, pp.79-84.

- 14) 神田学, 高柳百合子, 横山仁, 森脇亮, 1997: 銀座オフィスビル街における熱収支の特性, *水文・水資源学会誌*, **10**, 329-336.
- 15) 神田学, 森脇亮, 鈴木 謙, マティアス ロート, ティム オーク, 2000b: 住宅街の接地境界層における乱流フラックスの実測—シンチロメーターの利用—, *天気*, **47**, 453-462.
- 16) Grimmond, C.S.B., T.S. King, F.D. Cropley, D.J. Nowak, and C. Souch, 2002: Local-scale fluxes of carbon dioxide in urban environments: methodological challenges and results from Chicago. *Environ. Poll.*, **116**, S243-S254.
- 17) Uehara, K., Murakami, S., Oikawa, S. and Wakamatsu, S. : 2000, 'Wind tunnel experiments on how thermal stratification affects flow in and above urban street canyons', *Atmos. Environ.*, **34**, pp.1553-1562.
- 18) Oikawa, S., Meng, Y., 1995: Turbulence characteristics and organized motions in a suburban roughness sublayer. *Bound.-Layer Meteor.*, **74**, 289-312.
- 19) Rotach, M.W., 1993: Turbulence close to a rough urban surface Part 2: Variances and gradients, *Bound.-Layer Meteor.*, **66**, 75-92.
- 20) Feigenwinter, C., Vogt, R., Parlow, E., 1999: Vertical structure of selected turbulence characteristics above an urban canopy. *Theor. Appl. Climatol.*, **62**, 51-63.
- 21) Roth, M., 2000 : Review of atmospheric turbulence over cities : *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 941-990.
- 22) Dyer, A.J., Hicks, B.B. 1970: Flux gradient relationship in the constant flux layer, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **96**, 715-721.
- 23) Garratt, J.R., 1978: Flux-profile relations above tall vegetation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 199-211.
- 24) Högström, U., Bergström, H., Smedman, A.S., Halldin, S., Lindroth, A., 1989: Turbulent exchange above a pine forest, I: Fluxes and gradients', *Bound.-Layer Meteor.*, **49**, 197-217.



世界のフラックス観測ネットワーク構想

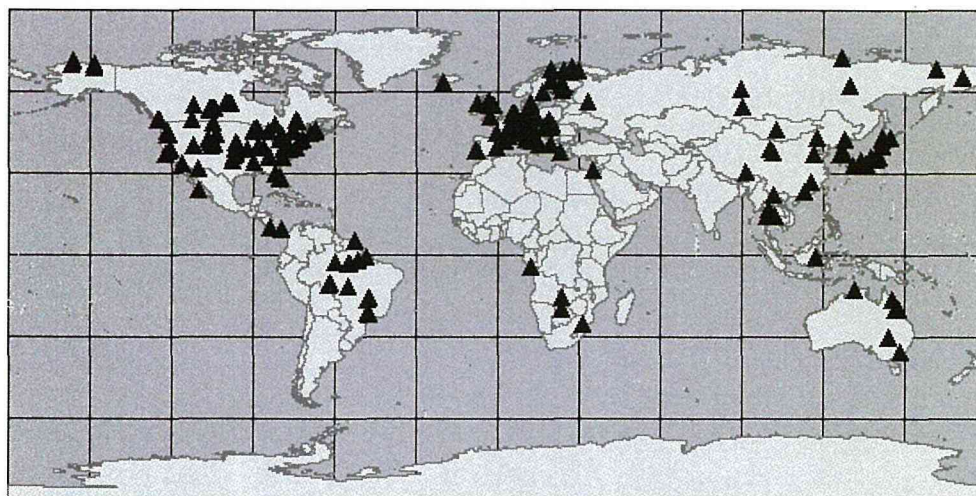


図 1.1 フラックス観測ネットワーク構想の概念図（上）と世界各地に展開する FLUXNET のフラックス観測拠点（下）

（FLUXNET ウェブサイトから引用（<http://www.eosdis.ornl.gov/FLUXNET/>））

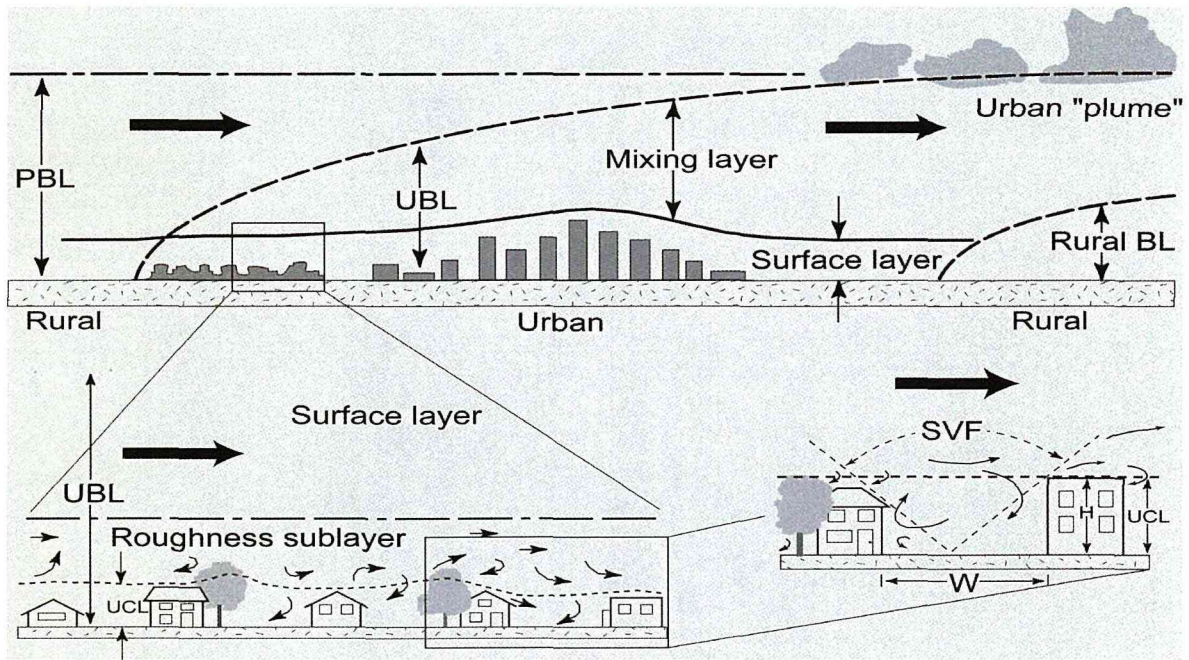


図 1.2 都市上空の境界層の構造 (Oke,1988)

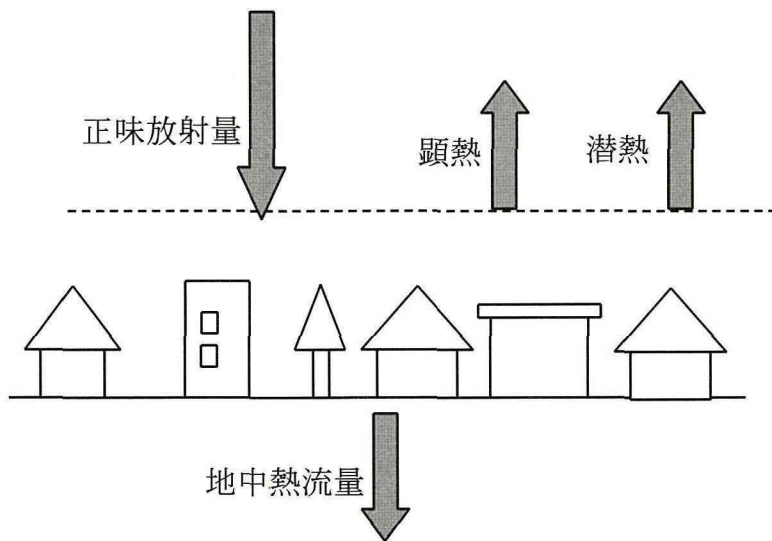


図 1.3 都市の熱収支の概念図

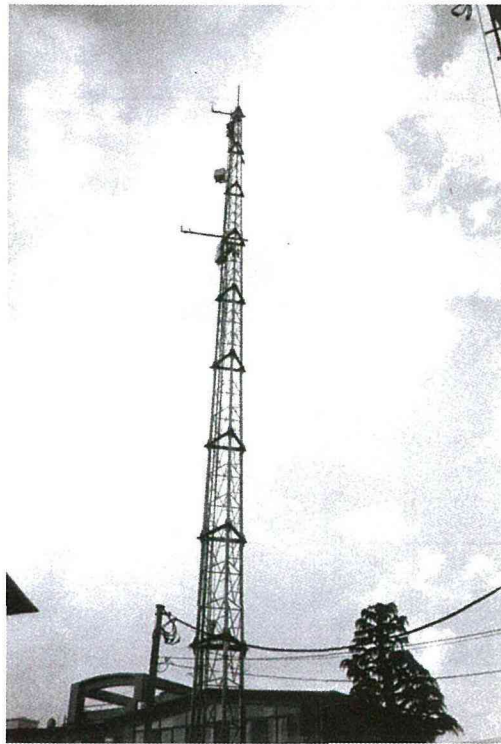


図 1.4 久が原に設置した気象観測用タワー（高さ 30m）

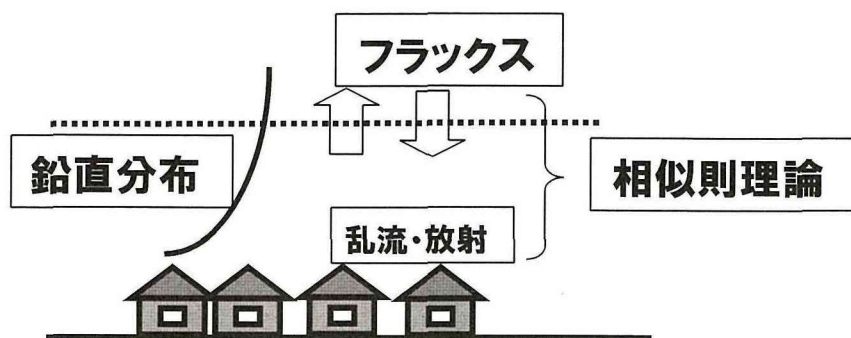


図 1.5 都市一大気間のエネルギー・物質輸送に密接に関連する「鉛直情報」「フラックス」「相似則」の三つの柱

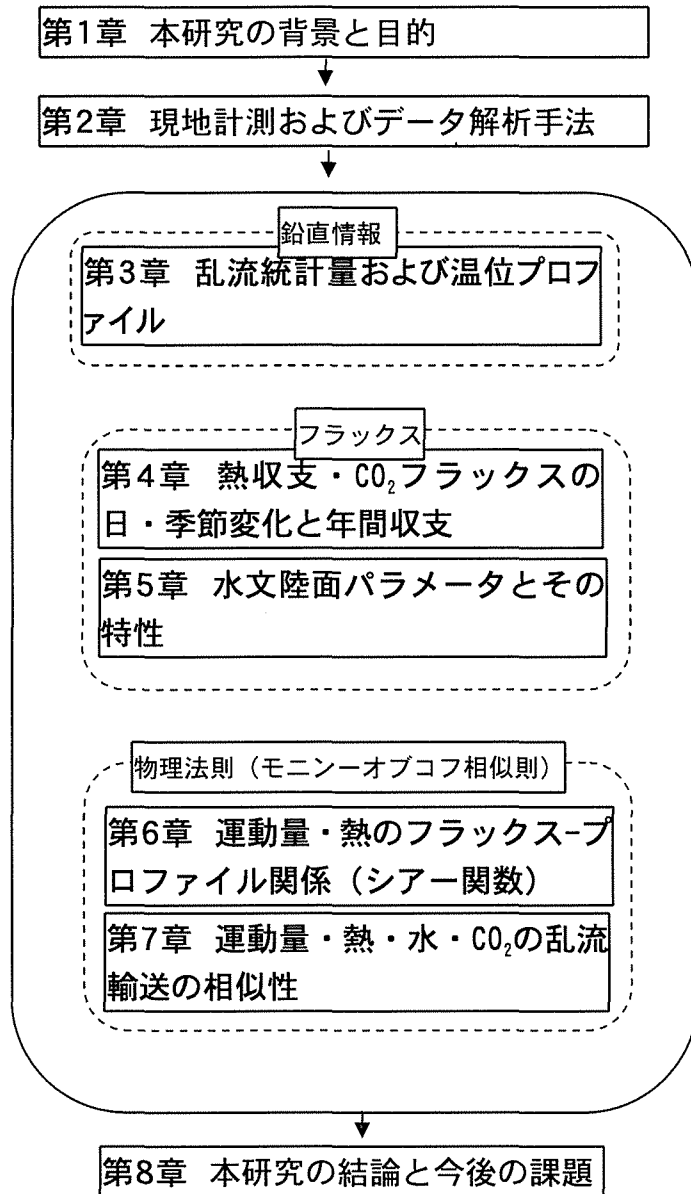


図 1.6 本研究のフローチャート

第2章 現地観測とデータ解析手法

- 2-1 接地層厚さの検討と現地計測場所の選定
 - 2-2 「久が原」地域の土地利用および地表面性状
 - 2-3 計測方法
 - 2-3-1 観測タワー
 - 2-3-2 乱流・フラックス計測
 - 2-3-3 温位プロファイル計測
 - 2-4 使用機器のメンテナンス
 - 2-5 データ解析手法
 - 2-6 計測データの空間代表性
- 参考文献

第2章 現地計測およびデータ解析手法

本章では既存の接地層理論に基づいた現地計測場所の選定方法について説明し、観測対象地域とした東京都大田区久が原の地表面性状や建設した観測タワーの概要、計測機器の配置、測定項目および測定データの統計処理方法について記述する。

2-1 接地層厚さの検討と現地計測場所の選定

都市の接地境界層は、乱流構造の特徴から3つの層に分けることが出来る(図2.1)。最下層には地物の影響を直接的に受けるキャノピー層(Canopy Layer)があり、その上には遷移層(Roughness Sublayer)、コンスタントフラックス層(Constant Flux Layer, 以下CFL)が続いている。接地境界層は大気境界層の底部約10%であると言われている。キャノピー層内の乱流は3次元的に複雑な挙動を示すが、CFL内の乱流は統計的には鉛直1次元のスケーリングが可能であり、これはモニン・オブコフ相似則(以下MOS)として知られている。

地表面-大気間における乱流輸送過程の解明には地表の影響を強く受ける接地境界層内、厳密に言えばその中のコンスタント・フラックス層(Constant Flux Layer, 以下C.F.L.)内での観測が必要である。都市域における乱流観測データが著しく不足しているのは、このC.F.L.内での観測が非常に困難であることに起因している。風工学や建築分野においては、キャノピー層内の微細な乱流構造が研究されているが(例えば、Oikawa and Meng, 1995)、気象分野においては都市のCFLにおける乱流特性の理解が望まれる。C.F.L.となっている存在下限高度は建物高さの少なくとも2.5~3.0倍程度以上(Roth, 2000)、上限高度は対流混合層の下層およそ10%であるとされている。対流混合層高さは気象条件によって異なるが、概ね夜間200~500m、日中800~1500m程度である(神田ら, 1999)。このことから建物の平均高さが10mの住宅地においてC.F.L.内での乱流観測を行うには25~30m以上の高度に計測測器を設置しなければならないことになる。

さらにC.F.L.の厚さはフェッチ(風上距離)の1/10~1/100のオーダーとされているため、10m以上の層が発達するには1km程度以上のフェッチが必要とされる。

このようにC.F.L.の存在高度が非常に限られており、その層内で測定を行わなければ

ならないこと、また C.F.L. 発達のためには広範囲に渡って均一な建物高さで配列が維持されている都市が必要なこと、更に理想的な都市があったとしても近隣住民の協力がなければ観測が行えないことなど様々な制約条件が都市域における観測を困難なものにしている。

前述のように都市-大気間の乱流輸送を把握するには、C.F.L. が発達するのに必要な地表面条件を満たした理想的な都市（高さがほぼ均一である建物が広範囲に渡って規則正しく配置・配列しているような都市）の上空において長期的な観測が必要である。航空写真等で日本全国の都市を調査した結果、観測対象の候補として挙げられた都市は札幌、京都、杉並区西荻、世田谷区、大田区久が原などであった。住宅街上の C.F.L. での観測を可能とするためには高さが約 30m のスリムなタワーを建設する必要がある。西荻と久が原の住宅地に絞り観測タワーを設置する具体的な場所の選定と交渉を行った。交渉は困難を極めたが、幸運にも東京都大田区久が原にある、社会福祉法人お告げのフランシスコ姉妹会「聖フランシスコ子供寮」（代表：釘宮禮子氏）に敷地の一部をご提供いただけることとなり、久が原で観測を開始することが出来た。

2-2 「久が原」地域の土地利用および地表面性状

観測タワーの位置は北緯 35°34'、東経 139°41'、海拔高度は 18m である。観測タワー（図 2.2）周辺の地域は、1km 四方に渡って高さのほぼ均一な低層住宅地が広がっており（図 2.3）、用途地域としてはその大部分が第一種低層住居専用地域に指定されている（図 2.4）。レーザー距離計（JUNOPTIK 社；LEM300-GEO）を用い、タワー周辺部の 622 戸の建物高さを測定したところ、平均的な建物高さは 7.3m であった。都市における接地層の存在高度の下限は建物高さの 2.5~3 倍程度であると言われている（Roth, 2000）ので、この高さに内部境界層が発達するには、性状の変わらない住宅街が数百~1 km に渡って広がっていることが必要である。本研究で観測対象としているエリアはほぼこの条件を満たしている（図 2.5, 図 2.6）。ただし、タワー東側の数百 m 離れたところには性状の異なる（マンションや工場が混在している）準工業地域があるため、東寄りの風が卓越していた 2001 年 8,9 月のデータはこの条件を満たしていないことに注意されたい。この時のデータはフラックスの季節変化（第 4 章）の議論で扱っている。

観測タワーの設置場所は、図 2.7 に示されているように、周辺地域に比べて少しオープンスペースになっているため、都市キャノピー内部の高さにおける計測データはこの影響を少なからず受けている可能性があることに注意されたい。

地表面の土地被覆パラメータは、東京都 GIS データ（東京都都市計画地理情報システム）・航空写真（中日本航空株式会社 NAP2500）、IKONOS の衛星画像を組み合わせ、

建物や緑被などの土地被覆状況を判別して算出した（表 2.1）。例として図 2.8 に判別の一例を示す。植物については IKONOS の衛星画像から植生指標 NDVI の算出し、航空写真の緑被部分と比べて NDVI の閾値を定め、画像解析から緑被率を算定した。建物部分については、東京都都市計画地理情報システムのデータから画像解析により建物に覆われた部分の面積比率から建蔽率を算出した。アスファルト被覆率も建物と同様の手順により、道路部分の面積割合から算定した。裸地面については、公園と校庭の敷地から緑被部分を除いて算出した。その他にも明らかに道路である部分はアスファルト率、コンクリートである部分はコンクリート率として航空写真から判別した。また、航空写真からどうしても判別することのできない細かな部分に関しては、平均的な場所を航空写真から選択し、実際に現場に行き判別した。

また都市の幾何形状を表す代表的なパラメータであるフロントルエアインデックス（建物の敷地面積に対して風向き方向に対する壁面の面積比）、キャニオンアスペクト比 z_H/L （建物高さ z_H と建物間隔 L の比）、天空率などは以下のように求めた。まず GIS データに含まれる建物情報を用いて、平均的な建物間隔 W や建物幅 L を求め、キャニオンアスペクト比を計算した。フロントルエアインデックスは、建物形状の等方性を仮定し、Kanda et al. (2004) の(2)式を用いて算定した。さらに天空率は同(3)式を用いて算定した。2-6 節で議論するフラックスのソースエリア内の幾何パラメータを表 2.2 に、タワーの近傍（半径 50m 以内）の局所的な幾何パラメータを表 2.3 にそれぞれ示す。

東京都大田区の統計資料によると、対象地域の建築物のうち約 70% が木造であり、残りの約 30% が非木造（鉄骨鉄筋コンクリート造、鉄筋コンクリート造、鉄骨造）である。また対象地域の建物素材を全て正確に記述するのは困難であるが、現地踏査の結果、屋根材としては瓦や不燃シングルなどが主流であり、また壁面にはセメント系サイディング、タイルなどが主流である。

2-3 計測方法

2-3-1 観測タワー

微気象学的手法を用いてフラックスを正確に計測するには、観測場所の気流場が障害物によって乱されないことが必要である。そのため、送電線用の鉄塔やビル屋上などは、フラックス計測には適さない。そのため、出来る限り気流場を乱さない気象観測専用のタワーを独自に建設する必要がある。本研究では都市の接地境界層内での計測を行うため、建物高さの約 4 倍にあたる高度 30m のタワーを東京都大田区久が原に建設した（図 2.2）。観測に使用したタワーはトラス式構造の自立型タワーであり充実率（水平風速に対する部材の射影面積比）は 0.27 という、非常にスリムでタワー本体による気流の乱れを最小限に抑えられる特徴を持っている。本研究ではさらにタワーによる気

流の乱れの影響を排除するため、計測機器を設置するためのアームを水平方向に出せるように設計しており、タワーと乱流計測機器の距離はタワー幅の1.5倍とした（カイマル、1993）。タワーの基礎部には計測データ収録用のコンピューターや機器の電源装置を収納するための小屋を立て、タワー基礎部の周りには柵を設け、近隣住民に危険が及ばないように配慮した。また計測専用で商用電源を引き、ボルトスライダにて電圧がAC100Vになるよう調整した。タワー頂上には避雷針がつけられており、雷による被害を最小限にできるように工夫がされている。

2-3-2 乱流・フラックス計測

3次元超音波風速温度計（Metek社；USA-1）とオープンパスCO₂/H₂Oアナライザー（Li-cor社；LI-7500）を用いて、3次元風速・気温・CO₂濃度・水蒸気濃度の瞬間値を8Hzのサンプリング周期で計測した。

測定項目と測定機器の一覧とタワーへの設置状況を表2.2と図2.9に示す。3次元超音波風速温度計（Metek社；USA-1）とオープンパスCO₂/H₂Oアナライザー（Li-cor社；LI-7500）を用いて、3次元風速・気温・CO₂濃度・水蒸気濃度の瞬間値を8Hzのサンプリング周期で計測した。タワーによる流れ場の乱れによるフラックス観測誤差を最小限に抑えるため、これらの測定機器はタワー頂上部に設置している。高度25mには、日射計・赤外放射計を設置して鉛直上向きと下向きの短波放射・長波放射を計測した。地上には降雨の有無を確認するための雨量計を設置した。測定データはデータロガー（Campbell社；CR10X）に一時的に収録し、2分間隔で地上に設置したノートPCにデータを保存した。

2-3-3 温位プロファイル計測

2002年の8月には、気温を測るために高度29,25,21,17,14,11,9,7,5,3m地点に極細の裸熱電対（Type E）を設置した。熱電対を用いて気温を計測する場合、日射と長波放射による測定誤差が生じてしまうため（例えば、龍谷ら、1976）、これらの影響を小さくするためには、①出来るだけ径の細い素線を用い、②温接点の両側の素線を長くすればよい（中村ら、1986）。このことを考慮し、観測では直径0.05mmの熱電対を使用し、温接点の両側の長さが1cm以上となるように熱電対を作成した（図2.10）。極細熱電対の温接点は点溶接により作成し、両端部は直径0.32mmの熱電対に点溶接した。その際、支持装置の熱が温接点に伝導しないよう、支持パイプには放熱性の高い素材（アルミニウム）を用い、パイプ径は5mm以下とするなどの細心の注意を払った。乱流計測と同様、タワー自体の影響が出ないようにタワーの柱から50cmの距離をおいて熱電対を設置している。支持用熱電対はシールド付き補償導線に接続し、データロガー（Campbell社；CR23X）を用いてデータを収録した。それぞれのデータはデータロガーに一次収録されたのち、一部平均化処理が施され、ノートPCに送られる。

(熱電対の精度の検討)

熱電対は極細の素線を用いているため、耐久性上数ヶ月で素線が切れてしまう場合がある。また複数高度に設置しているために熱電対が破損した場合に新しいものと交換するようなことが比較的頻繁に生じてくる。従って、自作で熱電対を作ることにした。

以下に本研究で使用した熱電対計測システムの精度の理論的、実験的検討を示す。

日射のある外気中で、裸熱電対で気温を測定する場合には、日射と長波放射による測定誤差が生じる。中村(1977)は日射により生じる誤差を $\Delta\theta_1$ 、長波放射により生じる誤差を $\Delta\theta_2$ として、それらを次式で表している。

$$\Delta\theta_1 = C \cdot a_s \cdot J / (a_c + a_r) \quad \dots\dots(2.1)$$

$$\Delta\theta_2 = (\theta_r - \theta_a) a_r / (a_c + a_r) \quad \dots\dots(2.2)$$

ここで、 C :熱電対表面の面積係数(定数)、 a_s :日射吸収率、 J :日射量、 θ_r :平均放射温度、 θ_a :気温、 a_r :放射熱伝達率、 a_c :対流熱伝達率である。

熱伝達率に関しては、以下の計算式を使用した。

$$a_c = N_u \cdot \lambda_a / R$$

$$N_u = 0.32 + 0.43 \cdot \text{Re}^{0.52}$$

ここで、 λ_a :空気の熱伝導率、 N_u :ヌセルト数、 R :直径、 Re :レイノルズ数である。

以上から、(1),(2)式を解くことにより気温測定の際に生じる誤差($\Delta\theta_1 + \Delta\theta_2$)を知ることが出来るが、温接点の両側の素線を通じて熱伝導で損失するものがあり、その損失割合は素線の長さに関係していて、温接点の両側の素線の長さが長いほど損失割合は小さくなる。そこで、本観測では温接点の両側の素線の長さを1cm以上とし、損失割合を出るだけ低くした。

(1) 気温測定誤差の理論的見積もり

放射熱伝達率は、直径の大小に関係なく一定であり、その値は対流熱伝達率に比べて著しく小さい。

中村(1977)は $\Delta\theta_1, \Delta\theta_2$ の算定には、現実には起こり得る範囲で最大に近い値を見積もることを考え、計算を行っている。その中で日射量は 817Wm^{-2} としている。この場合において、風速を 5ms^{-1} とした時の計算結果を図2.11に示す。これによると、本観測で直径0.05mmの熱電対を使用する場合には、熱電対の測定値は気温に対して0.15℃以内の精度があることが見込まれる。

直径が一定($R=0.05\text{mm}$)の場合を考えると、(1),(2)式は、最終的には主に風速 U と日

射量 J の関数となるため((1)',(2)'式), ある時刻での気象場の条件により気温測定誤差は変わってくる.

$$\Delta\theta_1 = C \cdot a_s \cdot J / \left[(0.32 + 0.43 \left(\frac{UR}{\nu}\right)^{0.52}) \cdot \frac{\lambda_a}{R} + a_r \right] \quad \dots\dots(2.1)'$$

$$\Delta\theta_2 = (\theta_r - \theta_a) \cdot a_r / \left[(0.32 + 0.43 \left(\frac{UR}{\nu}\right)^{0.52}) \cdot \frac{\lambda_a}{R} + a_r \right] \quad \dots\dots(2.2)'$$

ここで, ν : 動粘性係数である.

風速がより小さいと測定誤差はより大きくなり, 日射量がより小さいと測定誤差はより小さくなる. この場合の一例として, 図 2.12a に風速を 3m s^{-1} , 日射量を 817Wm^{-2} とした時の測定誤差, 図 2.12b に風速を 5ms^{-1} , 日射量を 300Wm^{-2} とした時の測定誤差を示す. この図から長波放射による誤差はそれほど変化しないが, 日射による誤差は風速, 日射量に敏感に反応して大きく変化することがわかる.

また, 夜間では日射がないために, 測定誤差はほぼゼロに近くなると考えられる.

以上から, 先においては測定誤差が最大に近い場合を計算したが, その時の気象条件によってはより精度の高い測定値が得られることもある.

3章で述べる温位プロファイルに関する議論は, その時々々の気象条件を考慮して, 気温測定値が誤差範囲に入らない場合について行っている.

(2) 気温測定誤差の実験的検討

気温測定誤差は, 理論的に先で述べたことから定量的に求めることが出来るが, 実際に日射がある状態でどの程度の気温のばらつきがあるのかを知るために, 同じ条件の下で複数の熱電対により気温を測定する実験を行った.

観測は, よく晴れた 2002 年 7 月 31 日の 14 時から 2002 年 8 月 1 日の 8 時まで行った. この時の熱電対の直径は 0.025mm であり, 建物の屋上の同じ高度に横一列に熱電対を並べて気温の計測を行った. 結果を表 2.5 に示す. どの時刻でも気温のばらつきは小さく, 熱電対の精度の良さを確かめることが出来た.

2-4 使用機器のメンテナンス

長期観測においては常時観測を続け, より正確なデータを得るため測定機器のメンテナンスが非常に重要である. 今回の観測においては測定機器のキャリブレーション他, 測

器のメンテナンスを10日から2週間に一度程度の割合で行った。オープンパスCO₂/H₂Oアナライザーは、2週間に一度の割合で校正ガス（ゼロガス（N₂：99.9999%）とスパンガス（CO₂：1000ppm, H₂O：環境濃度））による検定を行った。この期間中に濃度計に起きるドリフトは数ppm以内であった。H₂Oのスパン調整には、温度、湿度をモニタリングした容器内の空気をポンプでセンサーに送ることにより行った。

2-5 データ解析手法

都市表面からの顕熱・潜熱・CO₂フラックスの算定には渦相関法を用いた。本研究では議論する全ての統計量を1時間平均値として取り扱っている。フラックス算出に際して平均化時間の選定はしばしば議論の対象となる。平均化時間はフラックスに寄与する全ての渦スケールを含み、定常性が保証される長さが必要とされ、一般に30分から1時間の間が妥当とされている。本研究では比較的大きなスケール（10分から15分）であるサーマルスケールの渦の影響を十分に考慮に入れるため1時間を平均化時間に選定した。本論文では11時のデータとは11:00~12:00までのデータの平均値を指す。

(a) 超音波風速計の傾度補正

超音波風速計などの風速計はその設置角度の問題が生じる。水準器等を利用して厳密に水平に設置することは難しく、風速計の傾斜がフラックスに大きな誤差をもたらしてしまう。この風速計の傾斜誤差除去のためMcMillen(1988)に倣い、平均横断風速 $\bar{v} = 0$ 、平均鉛直風速 $\bar{w} = 0$ 、 $\overline{v'w'} = 0$ となるよう風速の座標変換を行った。

(b) フラックスの算定法

各乱流フラックスは次式のように算定した。

$$\tau = -\rho \overline{u'w'} \quad (2-3a)$$

$$H = c_p \rho \overline{w'T'} \quad (2-3b)$$

$$E = \rho(1 + \mu\sigma) \left(\overline{w'q'} + \frac{q}{T} \overline{w'T'} \right) \quad (2-3c)$$

$$F_c = \overline{w'c'} + \mu \frac{c}{\rho_a} \overline{\rho w'q'} + (1 + \mu\sigma) \frac{c}{T} \overline{w'T'} \quad (2-3d)$$

ここで、 τ ：運動量フラックス、 H ：顕熱フラックス、 E ：水蒸気フラックス、 F_c ：CO₂フラックス、 $'$ ：変動成分(平均値からの差)、 $\overline{\quad}$ ：時間平均を表す。

水蒸気とCO₂フラックスの算出には、空気の密度変化による誤差を補正するためにWebb et al.(1980)によるWPL補正を加えている。

(c) モニン・オブコフスケール

フラックスの計測値より，下記のようなモニン・オブコフ相似則の基本スケールを計算できる．

$$u_* = (\tau / \rho)^{1/2} \quad (2-4a)$$

$$T_* = -\frac{H}{c_p \rho u_*} \quad (2-4b)$$

$$q_* = -\frac{E}{\rho u_*} \quad (2-4c)$$

$$c_* = -\frac{F_c}{u_*} \quad (2-4d)$$

$$L = -\frac{u_*^2}{k(g/T)T_*} \quad (2-5)$$

ここで， u_* ：摩擦速度， T_* ：摩擦温度， q_* ：摩擦比湿， c_* ：摩擦 CO_2 濃度， L ：モニン・オブコフ長さを表す．

(d) 熱収支の解析

放射・熱収支の解析は以下のように行った．正味放射量 Rn は次式のように放射より算出される（近藤，1994）．

$$Rn = S^\downarrow - S^\uparrow + L^\downarrow - L^\uparrow \quad (2-6)$$

ここで， S^\downarrow は全天日射量， S^\uparrow は上向き短波放射量， L^\downarrow は大気放射量（下向き長波放射量）， L^\uparrow は地表面赤外放射量（上向き長波放射量）である．

また熱収支式は次式，

$$Rn - (G - A) = H + IE + Q \quad (2-7)$$

のように表される．正味放射量 Rn と人工排熱量 A を足したのから地中熱流量 G を差し引いたものは，顕熱 H と潜熱 IE ，および，測定高度と地表間の空気貯熱量 Q に変換される．都市では屋根面，壁面，道路，庭などから構成されるため， G を正確に測定することは不可能である．そこで，本研究では，測定された Rn ， H ， IE ， Q と東京の人工廃熱データベース（妹尾ほか，2004）から計算した A を式 (2-7) に代入することにより，残差項として G を算定した．

(e) データの品質管理

本研究ではいくつかの基準を設けてデータ選別を行うことにより，信頼性・一般性の高い現象抽出につとめた．風速の分散やスペクトル等のような障害物による乱れによる感度の高い乱流統計量を議論する際には，タワーの影響が出るような風向のデータを解

析に用いないようにした。その他の主な基準としては、フラックスの大きさ、日照率を用いた。前者は、物理量フラックスの比を議論する際に生じる数値不安定を避けるためである。一方後者は、晴天日のデータをアンサンブル平均することにより、計測データの信頼性を高めることを目的としている。曇りや雨の日など様々な気象条件下のデータも平均してしまうと、都市における気象データの本質性を見失う危険性がある。晴天かどうかは、最寄りの気象官署である東京（地点番号 47662）の日照率データを用いて判定した。本研究では、日照率が 80%以上である日を晴天日と定義した。また後章で述べる温度や放射やフラックスの各月における「時間変化パターン」とは、抽出した晴天日における時間変化をアンサンブル平均したものである。ただし、第 4 章で議論するエネルギー・物質フラックスの年間収支の計算には、全ての計測データを使用した。使用するデータについては各章でさらに詳しく説明する。

2-6 計測データの空間代表性

都市あるいは森林上の大気境界層におけるエネルギーや物質フラックスを考える上で、計測点の代表性は依然として興味あるトピックの 1 つである。Schmid(1994)は、計測点のフラックス値に影響を及ぼしていると考えられる風上側地表面領域を逆トラジェクトリー的手法で算出する手法を提案し、その領域を「ソースエリア」と名付けた。これは「フットプリント」とも呼ばれている。通常は計測点におけるフラックスの 90% に影響を及ぼす範囲として定義されている。ソースエリアは、具体的には、風向・風速・大気安定度などの気象要素および観測高度を入力条件とし、接地境界層における移流・拡散理論から決定される（図 2.13）。

本研究におけるフラックスのソースエリアの一例を図 2.14 に示す。計測高度 29m に対して、FSAM (Schmid, 1994) を用いて算定した。ソースエリアはオーダー的には数 100m ~ 1km 程度の径をもつ。ソースエリアは 400 件以上の住宅をカバーしており、計測されたフラックスデータは住宅街全体を代表する十分な空間代表性を有している。一点で計測されたデータではあるが、鉄塔などを用いて十分な観測高度が確保されれば、都市空間を代表する十分有用な計測が行えることを裏付けている。

<第2章 参考文献>

- 1) Oikawa, S., Meng, Y., 1995: Turbulence characteristics and organized motions in a suburban roughness sublayer. *Bound.-Layer Meteor.*, **74**, 289-312.
- 2) Roth, M., 2000 : Review of atmospheric turbulence over cities : *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.*, **126**, 941-990.
- 3) Kanda, M., Kawai, T. and Nakagawa, K., 2004: A simple theoretical radiation scheme for regular building arrays. *Boundary-Layer Meteorol.* (in press).
- 4) 東京都大田区, 2004 : 大田区の数字
- 5) 神田 学, 石井宏明, 類家 誠, 1999 : スキャニングレーダーを用いた SPM 濃度の空間分布計測に関する基礎的研究, 土木学会論文集, No.635/II-49, 1-11.
- 6) J.C.カイマル, 1993 : 微細気象学, 技報堂出版, pp.116.
- 7) 龍谷光三, 清家清, 梅干野晃, 1976 : 輻射環境下における気温測定装置の試作とその検討 (照り返しに関する基礎的研究・その1), 日本建築学会論文報告集, 245, 91-100.
- 8) 中村泰人, 平岡久司, 西村浩一, 1986 : 市街地空間における気温分布性状に関する実験的研究 : 日本建築学会計画系論文集, 第 364 号, pp.48-55.
- 9) 中村泰人, 1977 : 建築環境計測における気温測定のための双対感温素子の検討 : 日本建築学会近畿支部研究報告集.
- 10) McMillen, R.T., 1998 : An eddy correlation technique with extended applicability to non-simple terrain. *Boundary-Layer Meteor.*, **43**, 231-245.
- 11) Webb, E.K., Pearman, G.I. and Leuning, R., 1980: Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapor transfer, *Quart.J.of Roy.Met.Soc.* **106**, 85-100.
- 12) 近藤純正, 1994 : 水環境の気象学—地表面の水収支・熱収支—, 朝倉書店.
- 13) 妹尾泰史, 神田学, 木内豪, 萩島理, 2004 : 潜熱割合を考慮した人工排熱時空間分布の推計と都市局地気象に対する影響, 土木学会水工学論文集, 48(1), 169-174.
- 14) Schmid, H.P., 1994: Source areas for scalars and scalar fluxes. *Bound.-Layer Meteor.*, **67**, 293-318.

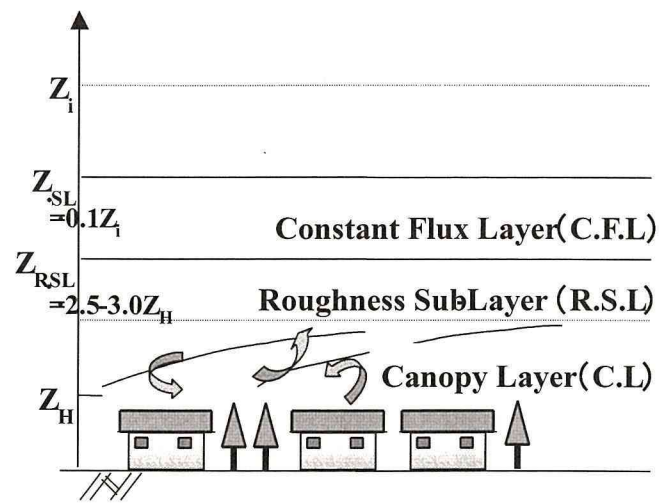


図 2.1 都市境界層の概念図

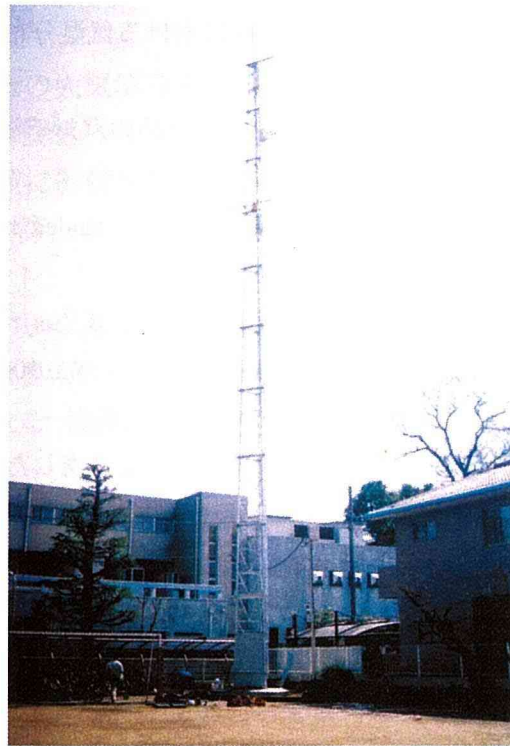


図 2.2 観測用タワー
 (高さ 30m, 充実率 0.27,
 位置 : 東経 139°41'48", 北緯 35°34'47")

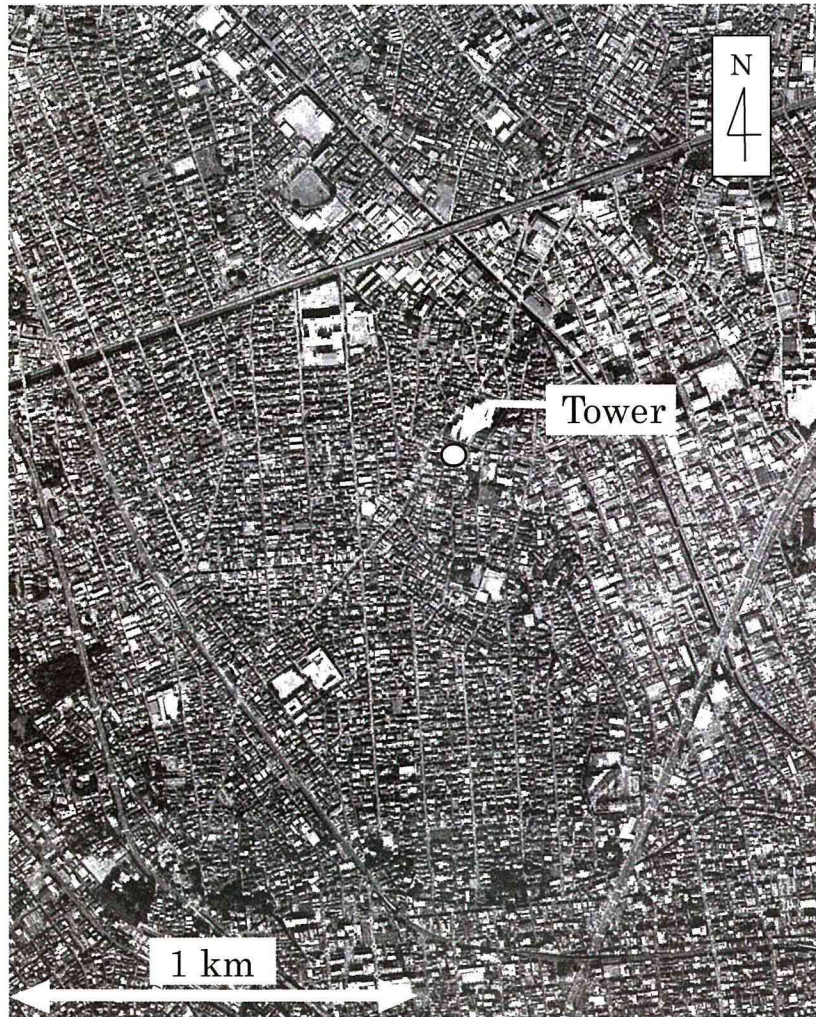


図 2.3 観測地周辺の航空写真
(写真中央の○部分がタワーの位置)

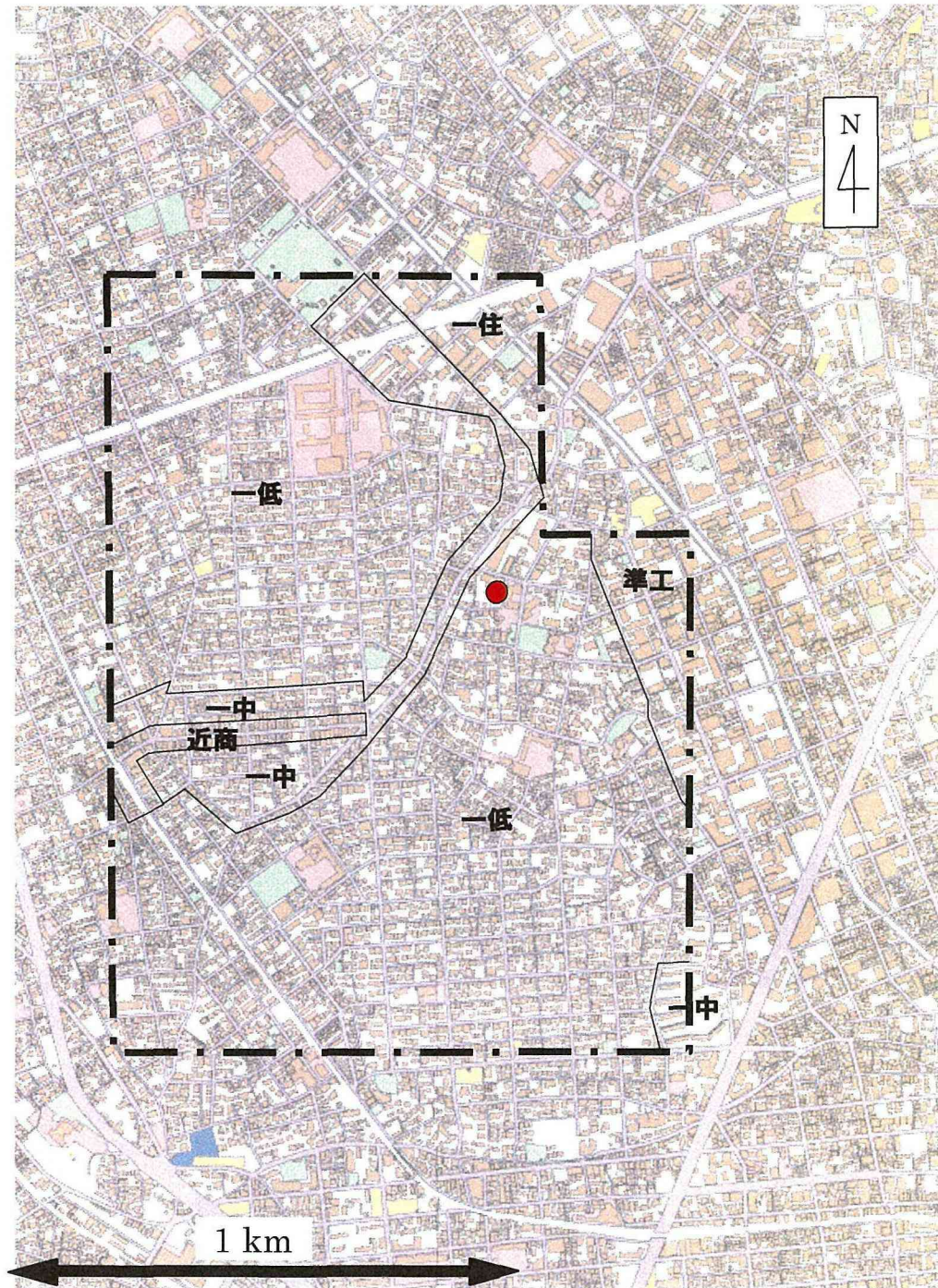


図 2.4 観測地点周辺の用途地域（図中央の○部分がタワーの位置）
 背景の図は東京都 GIS データから作成した土地利用分類図である。一点鎖線の内部の用途地域をブルーマップより調べた。
 一低：第 1 種低層住居専用地域，一中：第 1 種中高層住居専用地域，一住：第 1 種住居地域，近商：近隣商業地域，準工：準工業地域



図 2.5 タワーから見たフェッチの様子（高さ 20m から撮影）
左図：北西方向， 右図：南西方向

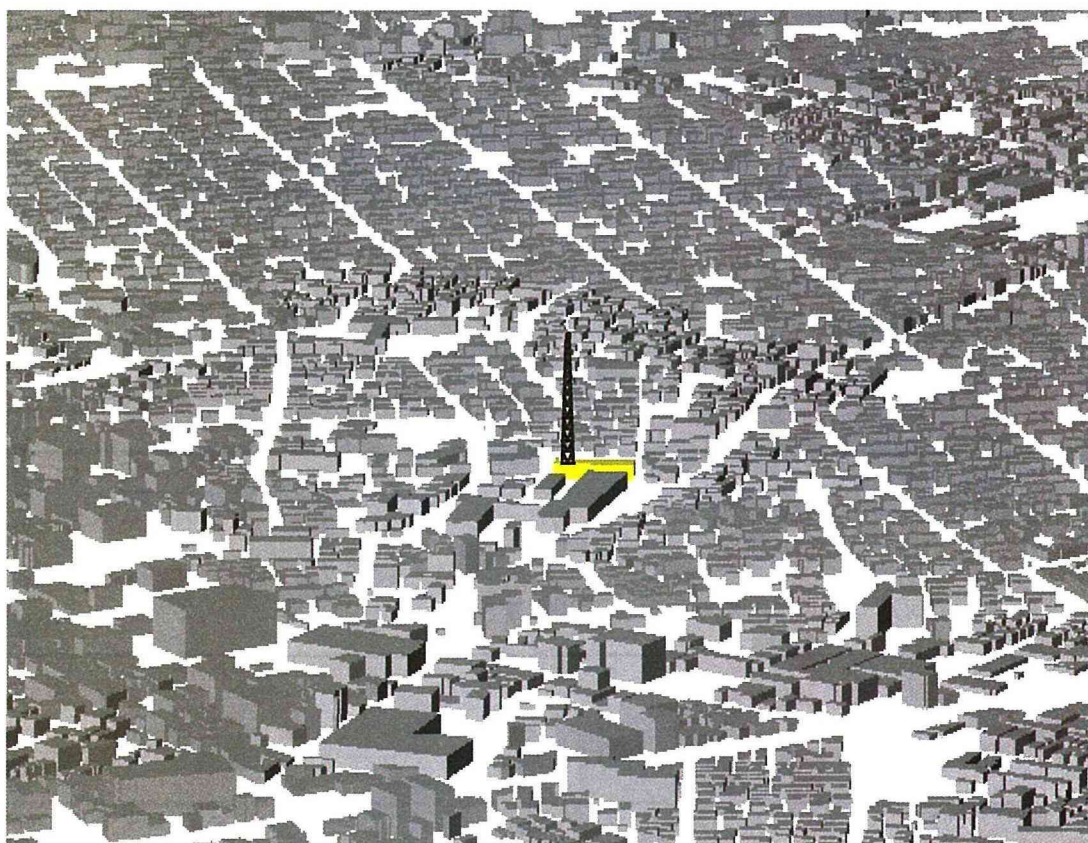


図 2.6 GIS の建物データを元に作成した対象地域の鳥瞰図
（図の中央にタワーが位置しており，北北東方向から南南西を望んだ）



図 2.7 観測タワーの設置場所（中央の△印）とその周辺の様子

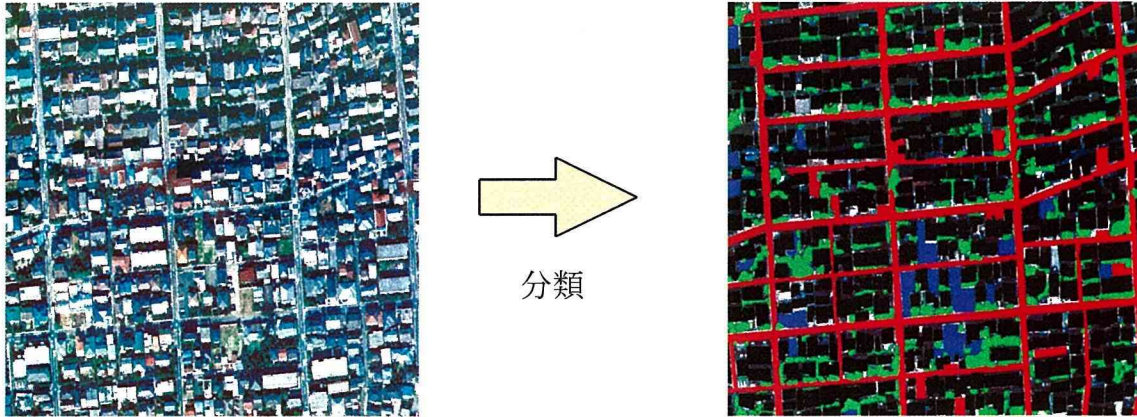


図 2.8 土地被覆状況の判別の一例

表 2.1 観測対象地域の土地被覆

建坪率	λ_p	32.6%
緑被率	λ_v	20.6%
アスファルト + コンクリート被覆率	λ_l	38.3% (26.2% + 12.1%)
土壌面被覆率 (植生を除く)	λ_G	8.5%

表 2.2 ソースエリア内の幾何パラメータ

建物高さ	z_H	7.3 m (Std. 1.3 m)
キャニオンアスペクト比	z_H/L	1.28
建物アスペクト比	z_H/W	0.75
フロントルエリアインデックス	λ_f	0.30
天空率	V	0.47

表 2.3 タワー近傍 (半径 50m 以内) の幾何パラメータ

キャニオンアスペクト比	z_H/L	0.63
建物アスペクト比	z_H/W	0.62
フロントルエリアインデックス	λ_f	0.16
天空率	V	0.71

表 2.4 測定項目，使用機器，設置高度，
サンプリング周波数並びにロガーでの平均化時間

測定項目	測定機器	サンプリング周期波数・平均化時間・ 設置高度
風速 3 成分 気温	3 次元超音波風速温度計 (Metek 社 ; USA-1)	8Hz 平均無し 29, 21, 15, 11, 7, 4 m
CO ₂ 濃度 水蒸気密度	オープンパスアナライザー (Li-Cor 社 ; LI-7500)	
平均気温	極細熱電対 TypeE (クロメル-コンスタンタン)	1Hz 10 分平均 29, 25, 21, 17, 14, 11, 9, 7, 5, 3 m
全天日射量	ネオ日射計 (英弘精機, MS-42)	1Hz 20 分平均
上向き短波放射量	短波放射計 (英弘精機, MS-62)	25m
大気放射量	赤外放射計 (英弘精機, MS-202)	
上向き長波放射量	赤外放射計 (英弘精機, MS-201)	
雨量	転倒ます雨量計 (英弘精機, MW-010)	地上

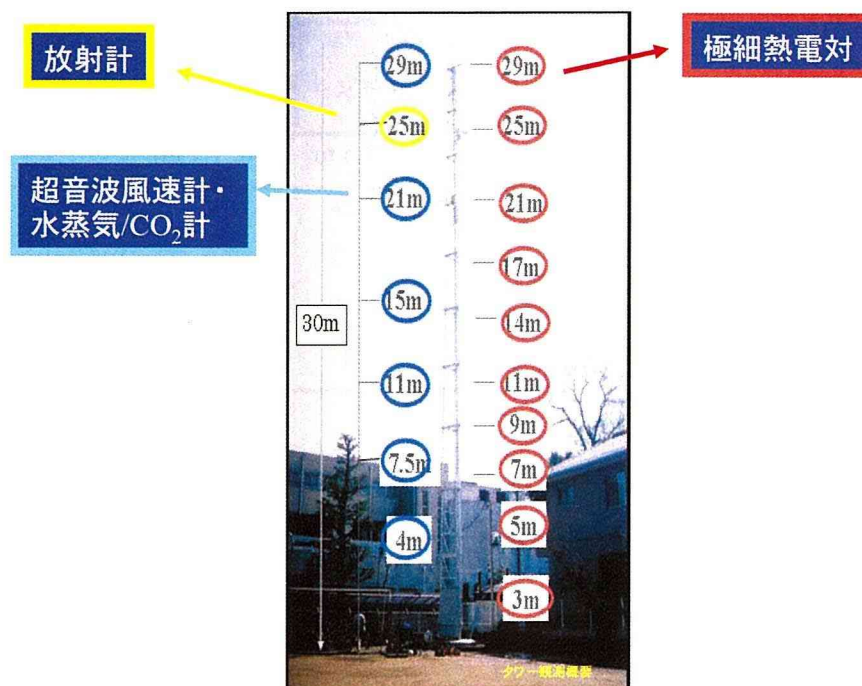


図 2.9 測定機器の設置状況

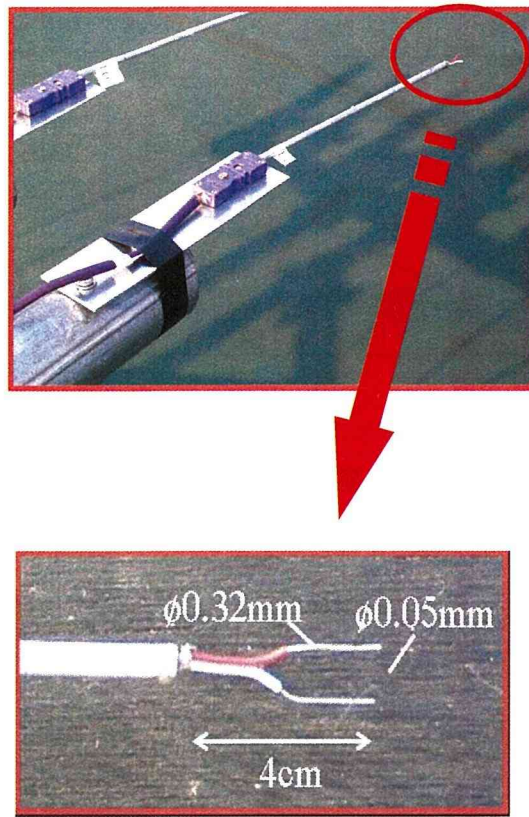


図 2.10 熱電対の写真

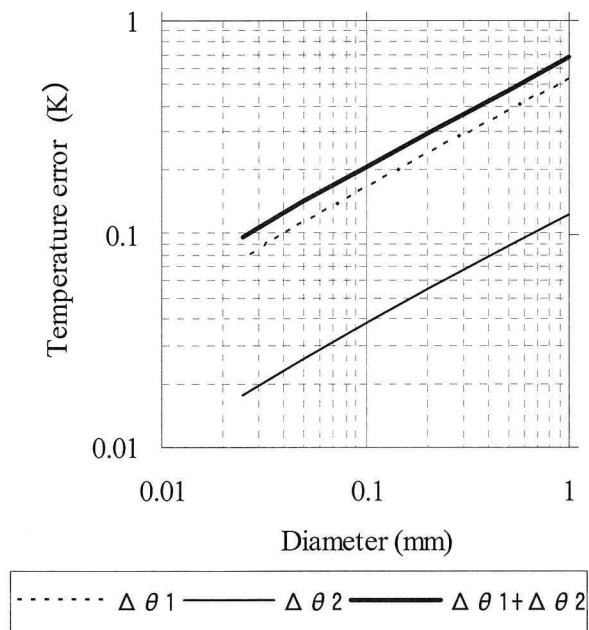


図 2.11 気温測定誤差 (風速 5ms^{-1} , 日射量 817Wm^{-2})

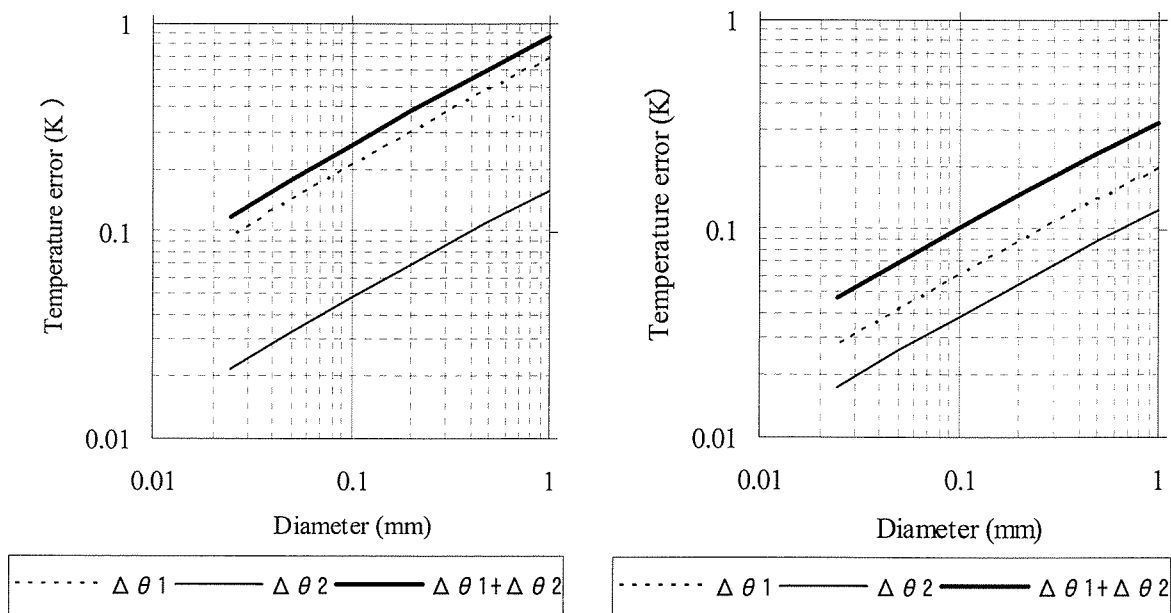


図 2.12a 気温測定誤差
風速 3ms^{-1} , 日射量 817Wm^{-2}

図 2.12b 気温測定誤差
風速 5ms^{-1} , 日射量 300Wm^{-2}

表 2.5 熱電対計測値のばらつき

Time	deviation	Time	deviation
14	0.051	0	0.042
15	0.093	1	0.040
16	0.080	2	0.029
17	0.066	3	0.017
18	0.048	4	0.028
19	0.053	5	0.020
20	0.048	6	0.024
21	0.040	7	0.050
22	0.037	8	0.058
23	0.041		

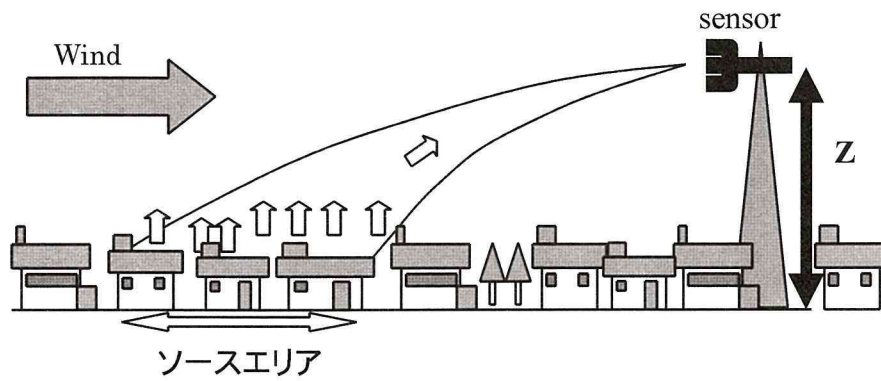


図 2.13 ソースエリアの概念図

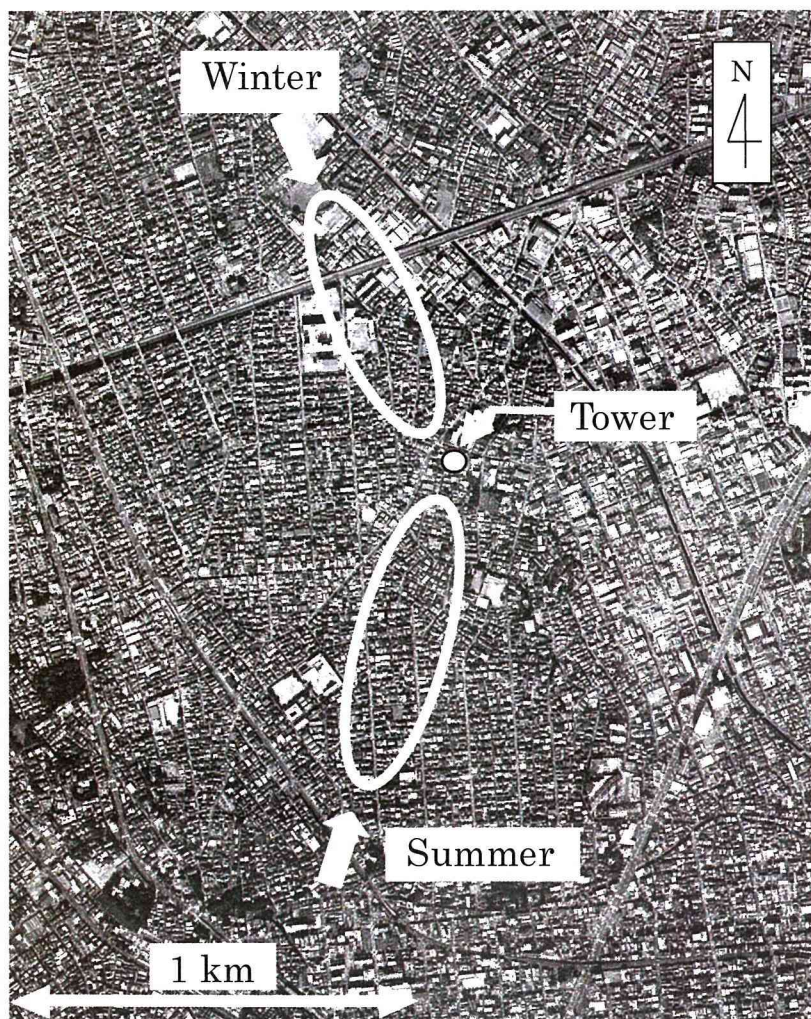


図 2.14 夏季と冬季の代表的なソースエリア
 (計測高度 29m に対して, FSAM (Shmid, 1994) を用いて算定した)

第3章 乱流統計量と温位プロファイル

3-1 概要

3-1-1 第3章の目的と意義

3-1-2 既存の研究

3-2 乱流プロファイルの大気安定度依存性

3-2-1 平均風速と運動量フラックス

3-2-2 乱流輸送効率

3-2-3 乱流組織構造（4象限解析）

3-2-4 スペクトル密度

3-3 温位プロファイルの形成メカニズム

3-3-1 温位プロファイルの時間変化

3-3-2 日中の最高温位プロファイルの季節変化

3-4 第3章の結論

引用文献

第3章 乱流統計量と温位プロファイル

3-1 概要

3-1-1 第3章の目的と意義

ヒートアイランド研究などで多く行われてきた気温の水平分布などの気候学的側面は充実したルーチン気象観測網で十分に理解されているが (Mikami et al., 2000), 都市の複雑な幾何構造上に発達する乱流境界層における放射・熱・水・物質の鉛直輸送過程に関する物理データは全く不足している。メソ気象モデルでは、都市-大気間の熱・エネルギーの乱流交換過程は植生モデルと同様に取り扱われ、モデルパラメータを調整することにより都市の効果が表現されていることが多い。しかし都市ではキャノピーを構成する建物自体が大きな抵抗体であるため、キャノピー内外の乱れや気温分布の性状は、植生のそれとは大きく異なることが予想される。また熱的な作用が乱流輸送に及ぼす影響は大きいにもかかわらず、風速、乱流フラックスのプロファイルが大気安定度によってどのように変化するかについてもこれまでほとんど調べられておらず、大気の成層化に深く関わる気温の鉛直分布に関しても実際の都市キャノピー内外での観測データは殆ど報告されていないのが現状である。

そこで本章では、乱流統計量プロファイルの大気安定度依存性と温位プロファイルの形成メカニズムについて議論する。観測データを用いて質の高い議論をするには、長期にわたる観測データに基づいたアンサンブル平均像の抽出が必要となる。また、長期観測を行うことにより、季節による変化についても議論する。

3-1-2 既存の研究

都市キャノピーは3次元的に複雑な形状をしているので、乱流構造も複雑であり、これまで統一的な見解は示されていない。Raupach (1981)やRotach (1993)は都市キャノピーの乱流構造は植生キャノピーに見られる自由せん断乱流に近いことを指摘しているが、一方でOsaka and Mochizuki (1988), Antonia and Djendi (1997), Kanda et al. (2004)は平板境界層乱流に似ているとの指摘もある。

都市キャノピー内外の風速や乱流プロファイルは、これまで風洞実験やLESモデル

を中心に研究が進められてきている(例えば, Cheng and Castro (2002), Kanda et al. (2003) など). また現地観測による都市境界層乱流の研究も行われているが(例えば, Oikawa and Meng(1995)や Roth(2000)), これらの研究は短期間のデータに基づく断片的な結果に限られている. またこれらまでの研究では, 中立に近い時の乱流構造が調べられていることがほとんどであり, 大気安定度別の乱流鉛直分布が現地で調べられたことはない. 一方, 成層化させた風洞実験では, 大気安定度が乱流統計量の鉛直分布に与える影響が検討されているが(Uehara et al. 2000), その主眼はキャノピー内に置かれており, キャノピー上空での風速・気温分布やその勾配(つまりシア関数)については議論されていない. 実際の都市では, 上部境界が開放系になっていること, 自然特有の大小様々なスケールの風速ゆらぎが存在すること, などの要因によって, これらの風洞実験の知見がそのまま現地に適用できる保証はない. 以上のことから, 現地において都市キャノピー内外の乱流構造をモニタリングすることは重要である.

次に気温分布に関する既往研究について述べる. 気温分布に関する都市での観測例として, Nakamura and Oke (1988)はストリートキャニオン内の気温分布特性を報告している. 地表面の凸凹は主に建物によって形成されており, 建物と建物との間の空間はその形状からキャニオン(ストリートキャニオン)と呼ばれ, 都市キャノピー層を形成する基礎的な構成単位の一つとなっている. この都市キャノピー層とは地表面から屋根面高さまでの層のことを言い, 大気下層の熱輸送や放射環境に大きな影響を及ぼしている. ヒートアイランド対策ではこの層の熱環境の改善が求められている. また, キャノピー層上端はその上の都市境界層に関する地表面の境界条件となるが, それらの間での相互作用はほとんど知られていない. Nakamura and Oke (1988)は論文の中で, キャニオン内と上での気温差は比較的小さいこと, キャニオン内の大気は日中・夜間を通して不安定もしくはほぼ中立に近いことなど, そこで得られた幾つかの結果はストリートからの大気汚染物質の拡散や, 都市のエネルギーバランス・ヒートアイランド効果等の気象学上の研究に関わる重要性を内包していると述べている. しかしここでは, ストリートキャニオン上空における気温分布に関しては報告されておらず, 夏季での数日間のデータを用いた議論となっている. 藤野ら(1997)は湖岸の都市でのキャノピー内外の気温分布に関して報告している. その中で, 夜間の気温のプロファイルがほぼ一様で, 内陸の地点で完全な安定層が形成されているのにも関わらず市街地では全層で中立な状態となっているのは, 建物の空気力学的抵抗による大気の乱れが最も卓越したことによるためであると述べている. また, 日中の気温プロファイルについての解析を行っており, 日中ではキャノピー自身が湖からの移流効果を少なくし, 自身表面からの顕熱が卓越してその熱を逃しにくくさせているために, キャノピーでは高温になると結論づけている. この場合も夏季の3日間のデータを用いた議論となっている. 吉門ら(2002)は東京都心部のビル屋上での観測に基づき, いくつかの熱環境特性に関する報告をしている. その中の一つとして新宿の高層ビル街での気温分布は, 昼間は概して不安定成層で夜間はほぼ

中立の状態となっており、近隣の緑地周辺の裸地で昼間がビル街の地上と同等に昇温するにもかかわらず、夜間は地表の放射冷却により安定成層が形成されると対照的であると述べている。これによりビル街の放射冷却の弱さと鉛直混合の効果がうかがわれる。この場合もまた夏季短期での観測に基づいている。

以上述べた研究は、全て夏季での短期にわたる観測から得られたデータをもとに議論を行ったものである。前述したように、質の高いデータを用いて気温プロファイルの季節変化を議論するには長期にわたる観測が必要であるが、そのような観測例は筆者の知る限り見当たらない。

3-2 乱流プロファイルの大気安定度依存性

本章では、継続的に取得されたデータのうち、2002年9月から2003年3月までのデータを用いる。データの品質を高く維持するため、曇りまたは雨の日のデータは除去した。最寄りの気象官署である東京のデータを用いて日照率が80%以上である日を選定した。また、平均水平風速が 2.5ms^{-1} 以下、または平均化時間内に風向が大きく変化するようなデータは除去した。さらに、地形傾斜の影響を受ける東寄りの風が吹いているデータは除去した。この風向によるデータ選別により、タワー自身による乱れの影響が出る可能性のあるデータも自動的に除去される。風速や運動量プロファイルの大気安定度依存性を検討するため、データを大気安定度によってグループ分けし（安定、中立、不安定の3グループ）、それぞれのグループ毎に平均値と分散を求めた。表3.1に各グループにおけるデータサンプル数や平均的な気象条件を示す。

3-2-1 平均風速と運動量フラックス

図3.1に本観測で得られたキャノピー内外の風速分布の一例を示す。（キャノピー上空の風速分布の大気安定度依存性は第6章で詳しく議論する。）キャノピー上空では水平風速はほぼ対数則分布に従っているが、キャノピー内部では風速は指数関数的に減少する。キャノピー直上では風速分布に変曲点が存在するため、シア不安定による乱流組織構造の存在が予想される（例えば、池田ら（1999））。この組織構造については3-2-3で詳しく議論する。

高度29mでのせん断応力で正規化したせん断応力（ $\overline{u'w'}$ ）の分布を図3.2に示す。縦軸は建物高さ z_h で無次元化した高さである。 $\overline{u'w'}$ は高度とともに減少する。地表面が均一でない場合、測定高度によってフラックスのソースエリアが異なり、これに対応した地表被覆の差異が測定されるフラックスに影響を与える可能性があるが、本観測サイトは前述のように非常に均一な住宅街であるため、この影響は考えにくい。一般に水平方

向に圧力がかけられて生じる流れの境界層では、水平方向の圧力勾配とせん断応力の鉛直勾配がつりあう形となり、せん断応力は一定とはならず線形的に減少する。都市の接地境界層でフラックスが一定になる層があるかないかは、いまだ議論の分かれるところであるが、観測事実や実験結果の多くはフラックスが一定にならないことを支持しているようである（例えば、Oikawa and Meng (1995), Cheng and Castro (2002)。ここでさらに着目したいのは、不安定時に運動量フラックスの勾配が大きくなることである。図 3.3 に示したのは、運動量のバルク係数（流体力学的には局所摩擦抵抗係数）と大気安定度の関係である。運動量のバルク係数は不安定時に大きくなる傾向がある。つまり不安定時は地表の摩擦が大きくなることを意味している。中立時と不安定時では風速に明確な大小関係がないことから（表 3.1）、不安定時はより大きな水平圧力勾配が生じていると考えられ、それに従いせん断力の鉛直勾配も大きくなったと思われる。一方、運動量フラックスは、キャノピー内部で減少する（図 3.2）。キャノピー内で運動量フラックスが減少するのは、建物が形状抵抗として運動量フラックスを吸収するためである。このことから分かるように、都市キャノピーでは地表面摩擦は建物の凹凸による形状抵抗によってほとんど決定されている。ここで注目すべきは運動量フラックスのピークは $z/h=1.5$ に出現することである。同様の傾向は、Oikawa and Meng(1995)による短期間の計測や Kastner-Klein and Rotach (2004)でも報告されている。都市域では建物の高さによらつきがあり、平均高さよりも高い建物の影響によって ($z/z_h=1.5$ 付近) では風速のシアが強まるためであると考えられる。

3-2-2 乱流輸送効率

運動量と熱に関する乱流相関係数は主流風速 u やスカラー量 T と鉛直風速 w との共分散を各変動量の標準偏差で正規化したもので、以下の式で表される。値は 0（相関なし）から 1（最も効率よく輸送）までをとる。

$$r_{uw} = \overline{u'w'} / \sigma_u \sigma_w \quad : \text{運動量の乱流相関係数}$$

$$r_{wT} = \overline{w'T'} / \sigma_w \sigma_T \quad : \text{熱の乱流相関係数}$$

晴天で日中風向が安定している 2003 年 9 月 13 日の各高度における運動量、熱の乱流相関係数の時間変化（9 時から 16 時まで）を図 3.4 に示す。運動量の乱流相関係数は高度によってばらつきが大きいものに対して、熱の場合は高度によるばらつきがそれほど見られない。また、運動量の乱流相関係数は高度が高くなるにつれて小さくなるというような傾向が見られる。幾何形状の凹凸が激しい都市キャノピーでは、個々の建物が作り出す wake による形状抵抗が効いており、表面摩擦の効果が支配的な草地などに比べてより効率的に運動量の交換が行われると考えられる。実際、渡邊ら(2001)は都市での運動量の乱流相関係数は平原に比べて上回っていると報告している。このことを考慮

すると、高度 11m は最もキャノピーに近いので、建物から発生する wake の効果がより大きく影響してくるため、他の高度よりも比較的相関係数が大きくなっていると考えられる。一方で、熱の乱流相関係数に高度による大きなばらつきがなく、4 高度でほぼ同じ値を示しているのは、スカラーである熱は建物の凸凹の影響を受けないためと考えられる。形状抵抗は、建物などに空気塊がぶつかることによって建物周りの空気が剥れ、後方に剥離渦が生じることによる圧力差から生じるものである。圧力は熱・スカラーの輸送に寄与しないため、熱は高度によらず同じように輸送されると考えられる。

3-2-3 乱流組織構造（4 象限解析）

前節で述べた風速分布に変曲点が存在することより、乱流組織構造を調べた。これを把握することは、物質がどのように輸送されているかを把握する重要な足掛かりとなる。最近では、都市上空での乱流組織構造に関わる研究がなされてきており (Oikawa and Meng, 1995)、乱流構造を特定化する様々な定量的手法が展開されてきている。それらの中の一つとして 4 象限解析があげられる。4 象限解析とは運動量フラックスである $u'w'$ を 4 つの異なった象限に分けて考えることである。主流風速と鉛直風速の瞬間的な速度変動 ($u'(t), w'(t)$) は $u'w'$ 平面上の第 1 象限から第 4 象限による 4 つの事象のうちの一つに分類され、それにより全運動量フラックス uw に対する各象限への寄与度を与えられる。その際、最も重要となってくるのは第 2 象限 ($u' < 0, w' > 0$) と第 4 象限 ($u' > 0, w' < 0$) であり、2 象限は縦渦が速度の遅い流れに伴う小さい運動量を持って持ち上がる ejection モードを、4 象限は運動量の高い流体が流れ込み遅い流れを一掃する sweep モードを表す。風洞実験や植生地における観測では sweep, ejection モードに関する報告がいくらかされているが、実際の都市で大気安定度別に見た sweep, ejection モードに関する報告はほとんどされていない。以上のことから、都市で大気安定度を考慮して 4 象限解析を行うことは乱流構造を把握する上で大変重要であると思われる。

(a) ランプパターン

一例として、2003 年 11 月 16 日の 12 時 33 分から 12 時 43 分までに関して、主流風速、鉛直風速の変動成分 u', w' と気温の変動 T の時系列を図 3.5a-c に示す。図 3.5c では上の 4 高度に関して、2320 秒を過ぎた辺りから比較的ゆるやかに気温が上昇していき (図中の網掛け部分)、その後急激な気温の落ち込みがほぼ同じ時刻に見られる。これは気温の Ramp 構造と言われるものである。先で乱流構造を把握する手法の一つとして 4 象限解析を挙げたが、これとは別に気温の Ramp 構造を検出してアンサンブル平均を行い乱流の組織構造を把握する解析手法もある。Ramp 構造は組織化された大きいスケールのシアーによって引き起こされる運動の特徴として解釈されることが報告されている。都市での観測では Oikawa and Meng (1995) が気温の Ramp 構造に関して報

告しており、そこではキャノピー内とキャノピー上空ではほぼ同じ時刻に気温の Ramp 構造が見られると述べているが、本観測の結果に関してはキャノピー内と上空ではそのような傾向は見られない。図 3.5c から 4,7.5m でも 2300 秒台に気温の上昇らしきものが見られるが、気温が急に落ち込んだ時に u' と w' の符号がそれ以前とは逆の符号になる現象が見られない。この結果を考慮すると、キャノピー内とキャノピー上空とでは乱流構造に相関性がない可能性が考えられる。

(b) 4 象限解析

図 3.6 に大気安定度別の運動量フラックスの 4 象限解析のプロファイルを示す。横軸は各象限 i に現われる $\langle u'w' \rangle_i$ を高度 11m での全象限に現われる $\overline{u'w'}$ で割って無次元化した値を示している。縦軸は建物高さで無次元化した値である。第 2 (ejection), 第 4 象限 (sweep) はレイノルズ応力に対して正の寄与となっており、第 1,3 象限の寄与度よりも大きく、高度 11m ($Z/Z_H = 1.5$) でその傾向が顕著に見られる (他の高度より第 2,4 象限の出現頻度が高く、第 1,3 象限の出現頻度が低くなっている)。このことは、レイノルズ応力の生成過程を説明する一つの手立てとなり、キャノピー上の高度 11m 付近では速度の速い流れが上空から地表面へと向かう sweep モードと、速度の遅い流れが下から上へと向かう ejection モードがより大きく効いてきてレイノルズ応力のより高い層が形成されていると考えられる。

更に図 3.6 から、不安定の場合、高度 15m ($Z/Z_H = 2.1$) までは sweep の方が ejection モードよりも卓越しており、それより上空になると ejection モードの方が卓越してくることが分かる。一方、安定の場合には、どの高度でも sweep の方が ejection モードよりも卓越していることが分かる。Oikawa and Meng(1995)も都市での観測から、不安定時、キャノピー上では常に sweep モードよりも ejection モードの方が支配的であり、キャノピー内では ejection モードよりも sweep モードの方が支配的になると述べている。また植生キャノピーでは sweep の卓越する流れが存在することが指摘されており (Gao et al., 1992), これとは対照的な結果である。Ejection が卓越する乱流構造は平板境界層においてよく見られる構造であり (例えば, Krogstad et al., 1992; Osaka and Mochizuki, 1988; Kanda et al, 2004; Raupach et al., 1991), 都市域では植生キャノピー上に発達する自由せん断乱流と平板乱流の中間的な流れが生じていると考えられる。植生ではキャノピーを構成する粗度要素 (葉) の空間スケールがキャノピーに比べて小さく、キャノピー内は空気が透過できる。そのため変曲点不安定により発生した乱流組織構造は十分に発達し、キャノピー内部だけでなくキャノピー上方まで連続的にその性質が維持される。一方、都市キャノピーではその構成要素である建物は空気を通さないため、建物と建物の間のキャニオン空間で変曲点による乱流組織構造が発生する。しかしこの渦構造は建物によって拘束されてしまうため組織構造は十分に発達できない。つまり都市キャノピーでは、乱流組織構造がキャノピー内部に限られてしまうため、キャノピー上方の乱流

はその影響をあまり受けない。したがって、都市域の上空では、植生キャノピー上に発達する自由せん断乱流と平板乱流の中間的な乱流場が生じていると考えられる。都市キャノピーと植生キャノピーにおける乱流構造のイメージ図を図 3.7 に示す。

なぜ不安定時に sweep と ejection モードが高度 15m ($Z/Z_H = 2.1$) 付近でクロスし、安定時には常に sweep の方が ejection モードより卓越するのだろうか？大気安定度によって、その乱流構造の遷移が生じるのは非常に興味深い。実際の都市での観測により大気安定度別に 4 象限解析のプロファイルを示した例はなく、今回得られた結果は乱流組織構造を把握する上で重要であり、更なる研究により原因を解明することが望まれる。

3-2-4 スペクトル密度

ここでは、スペクトル解析について述べる。スペクトル解析を行うことにより、周波数の関数としてエネルギーの分布を視覚的に認識することができるようになる。

スペクトルは主に以下の 3 つの領域に分けられる。

- ・ エネルギー保有領域 (低周波数域)
 - ・・・この領域にある渦は平均流速分布が持つせん断や浮力により直接生じるため方向性を持つ。従って、スペクトル形状は渦の平均せん断率、小スケール渦へのエネルギー伝達率により決まる。
- ・ 慣性小領域 (高周波数域)
 - ・・・平衡状態が保たれ、乱れは近似的に等方的である。
- ・ 粘性逸散領域 (スペクトルの終わりの高周波数域ではゼロになる)
 - ・・・分子粘性による逸散が顕著に現われる。

図 3.8a,b に主流風速と鉛直風速成分の正規化された周波数 $f = nz'/U$ に対する正規化されたスペクトルを安定度に関して各高度別に示す。ここで n は固有周波数である。 U は平均風速である。グラフの曲線が滑らかでないため、スペクトルのピーク位置を一点に断定することは出来ないが、大まかな傾向として図 3.8a から 11m を除いた高度では、不安定になるほどピーク周波数付近が低周波数側へと移っていくことがわかる。これにより、不安定時には安定時に比べてスケールの大きな渦が支配的となっていることが確かめられた。また、図 3.7b の図をよく見ると低周波数域ではスペクトル密度は不安定になるほど高くなっており、逆に高周波数域では不安定時ほど低くなっているのが見て取れ、スペクトルに関して大気安定度依存性があることが分かった。低周波数域と高周波数域で、安定時と不安定時のスペクトル密度が逆転するということは、大気が安定から不安定へと移っていくのに伴い、スケールの小さい渦に代わって、スケールの大きな渦がより生成されていくと考えられる。

図 3.9 に、データサンプル日とは別の日の安定・不安定時での各高度別スペクトルを示す。この図から、高度 7.5m までは高度が低くなるにつれスペクトルのピーク位置は

高周波数側へと移っていき、キャノピー内の高度 4m になると、ピーク位置は低周波数側へと戻っていくことがわかる。

次に、これまでに報告されている他の都市でのスペクトル解析と本観測から得られた結果を比べてみることにする。安定時・不安定時での u, w に関するスペクトルのピーク周波数 $f_{u,m}, f_{w,m}$ を高度ごとにプロットした図を図 3.9 に示す。縦軸は平均建物高さで無次元化した値を表す。先程も述べたように、図 3.9 からはピーク周波数を断定できないため、ピーク周波数をとると考えられる範囲を予測した。図 3.9 の図中の矢印がその範囲を表している。Roth(2000)は世界の諸都市での観測データをとりまとめており、その内スペクトル解析に関してまとめたものが図 3.10 である。(C)図以外はどの場合に関してもピーク周波数をとる範囲は大体同じであることが分かる。(C)図ではキャノピーに近づくほど、Roth(2000)の図よりも周波数は大きくなっている。また、本観測では高度が高くなるにつれてピーク周波数は低周波数側へ移っていく傾向が見られた。Feigenwinter et al. (1999)は、高度が高くなるにつれてピーク周波数は高周波数側へと移っていくと報告しており、本観測によるものと全く逆の傾向である。本観測の場合は支配的な渦のスケールの差がキャノピー近くと上空とでより大きくなっていると考えられる。

u, w に関するスペクトルピーク時の波長 $\lambda_{u,m}, \lambda_{w,m}$ を平均建物高さで無次元化した値を高度ごとにプロットした図を図 3.11 に示す。ピーク波長はテイラーの仮説により $\lambda_m = (Z - Z_d) / f_m$ の式で表される。スペクトルピーク時の波長はどの場合においても同様な値を示すことがわかった。

3-3 温位プロファイルの形成メカニズム

3-3-1 温位プロファイルの時間変化

図 3.12a から図 3.12h に 2002 年 9 月から 2003 年 8 月までの温位プロファイルの日変化パターン（以後温位コンターと呼ぶ）を示す。この温位コンターは各月のアンサンブル平均像である。横軸に時間、縦軸に高度をとっている。図中の横線は平均屋根面高さ ($Z=7.3\text{m}$) を表している。等温位線間隔は全ての図で 0.3°C である。図 3.12a から図 3.12h より、どの温位コンターに関しても一般的に言えることは、日の出とともに温位はだんだんと上がってきて、明け方の温位上昇率は他の時間帯と比べて比較的大きくなっている（温位コンターを見ると明け方付近において等温位線間隔が密になっている）。日の出前の大気は冷え切っているが、日の出により陽が昇り始めると日射のエネルギーの多くが空気塊を暖めるのに使われ、その時間帯での気温上昇率が大きくなっていると考えられる。そして、12 時から 14 時の間で温位は日最高となる。日没前数時間付近で

は、明け方とは対称的に温位の減少率が比較的大きくなっている。また、図 3.12a から図 3.12h では最高温位と最低温位の差を同じにして比較しているため、0時から7時までの時間帯では更に低い温位が表示されていない場合があるが、大抵の場合4時から6時くらいの間で温位は最も低くなることわかる。このことは、日没後は日射のような空気を暖めるエネルギー源がないために日没後に段々と温位は下がっていき、日の出前の時間帯に最も小さくなることは容易に想像できる。

3-3-2 日中の最高温位プロファイルの季節変化

次に、温位コンターで温位が日最高となる時刻付近に着目してみると、季節によって違いがあることがわかる。2002年11月,2003年1,2月では、地表面付近で温位は日最高となっている。一方、2002年9月,2003年4,5,8月では、屋根面付近で温位は日最高となっている。また、2003年3月ではこの温位コンターからでは屋根面付近で温位は日最高温位となっているのか、地表面付近で日最高となっているのか判別しにくい。そこで、日中での温位コンターの季節変化に関して議論し易くするために、図 3.13 に 12時から16時までの温位コンターを冬至点に近い順に上から並べた図を示す。軸上の日数は、9,11月に関してはその日から冬至までの日数であり、1,2,3,4月に関しては冬至からその日までの日数である。簡単に言うと、上側の図は冬至点に近い季節のデータを表し、下側の図は夏至点に近い季節のデータを表している。スペースの都合上代表的な月だけを図に載せた。全ての図で最高温位と最低温位の差は 2.0°C 、等温位線間隔は 0.1°C である。軸上の網掛け部分は平均処理に含まれる日の範囲を示している。従って、9月はデータが1つなので網掛け部分が存在しない。

図 3.13 からわかるように、冬至に近い時期では日最高温位は屋根面付近に現われている。夏至に近づくにつれて日最高温位をとる位置は屋根面から地表面へと移っていく。このことは、冬至付近では太陽高度が低いために日射が屋根面でさえぎられ、キャニオン内の地表面はほぼ影になっているのに対して、夏至に近づき太陽高度が高くなると日射がキャニオン内の地表面まで十分に行き渡ることによるものと考えられる。つまり、熱のソースが冬至に近い季節には屋根面付近に、夏至に近い季節には地表面に現われる。これにより、冬至点と夏至点の間のある時期では、熱のソースが屋根面から地表面へと移っていく遷移期間となっている。この遷移期間にあたるのが3月と言えるであろう。3月のデータは春分に近い日のデータであり、夏至と冬至の間のちょうど中間点である。図 3.13 の3月における温位コンターを見ると屋根面付近も地表面付近も同様に暖められており、高度5m付近の温位が他の高度の温位よりも若干高くなっている。梅干野ら(1994)は航空機に搭載したマルチ・スペクトル・スキャナー(MSS)を用いて都市域の表面温度を様々な角度から撮影し(1992年2月26日)、南向きの壁面の放射温度が屋根面と同程度に高いことを報告している。最高温位の出現位置の季節変化(図 3.14)を見ると、3月の温位コンターは夏季と冬季の中間的な温位コンターを示していると言

える。都市キャノピーにおける温位分布の形成は、都市キャノピーの3次元的な日向・日陰分布や太陽高度に依存する壁面の温度分布などが複雑に関係していると考えられる。もちろん、都市キャノピーの幾何形状（天空率）や素材、都市が位置する緯度（太陽高度の違い）などによって、温位分布の結果は大きく変化すると予想されるが、都市キャノピーにおける温位分布は、植生のような放射透過性キャノピーとは本質的に大きく異なる性質をもつ。

3-4 第3章の結論

キャノピー内外の風速・乱流・気温を計測し、それらのプロファイル特性を大気安定度別に検討した結果、以下のことが明らかになった。

(A) 乱流に関する結論

- 1) 運動量フラックスはキャノピーに近づくほど大きくなり、その傾向は大気が不安定になるほど顕著である。
- 2) 運動量に関する乱流相関係数は熱に関する場合と比べて高度によるばらつきが大きい。都市では建物が作り出す wake による形状抵抗がキャノピーに近い高度ほどより大きく効いてきて効率的に運動量が輸送されていく一方で、スカラーである熱の輸送には寄与しないため、熱の場合は運動量に比べて高度によるばらつきが小さいと考えられる。
- 3) 4象限解析によって乱流組織構造の sweep と ejection の大きさは大気安定度や計測高度によって系統的に変化する。不安定時には sweep と ejection の大小関係が建物高さの1.5倍で逆転し、安定時には常に sweep の方が ejection モードより卓越する。ejection/sweep 比に着目したところ、植生乱流と比較して ejection が寄与する割合が大きく、本住宅街では植生キャノピー上に発達する自由せん断乱流と平板乱流の中間的な流れが生じていると考えられる。その理由としては、都市キャノピーを構成する建物が透過性を有さないため、変曲点不安定を生じる空間が建物と建物の間に限られ乱流組織構造が十分に発達しないことが原因として考えられる。
- 4) スペクトル解析の結果、不安定になるほどピーク周波数は低周波数側へと移っていき、不安定時には安定時に比べてスケールの大きな渦が支配的となっていることが確かめられた。また、スペクトルのピーク周波数や、スペクトルピーク時の波長は、他の諸都市によるものと大体同様な値を示した。

(B) 温位に関する結論

- 1) 温位プロファイルの特徴から、本観測場所では熱のソースが屋根面から地表面へ、あるいは地表面から屋根面へというように動いていく。このことは、大きな時間スケール（季節変動：夏至に近い時期では地表面付近で温位は日最高となり、冬至に近い時期では屋根面付近で温位は日最高となる）でも、小さい時間スケール（日単位：日の出後、屋根面付近で温位は極大となり、正午付近になると、全高度において地表面付近の温位が最も高くなる）でも言うことができる。
- 2) 熱のソースが移動していくことは、都市キャノピーの三次元構造と太陽高度によって形成される複雑な日向・日陰分布に起因していると考えられ、森林などの植生キャノピーとは大きく異なると考えられる。森林では、抵抗体である葉はキャノピースケールに比べて非常に小さく、森林内は全体がポラス状な空間となっている一方で、都市はほぼキャノピースケールと高さ方向に同じスケールの抵抗体である建物により構成されている。したがって、森林に比べて都市における場合の方がより三次元要素が強く、上で述べたような熱のソースが移動していくということは、都市キャノピーでの温位プロファイルの形成メカニズムの特徴の一つであると言える。

<第3章 引用文献>

- 1) Mikami, T., Kannari, A., Yamazoe, Y., Suzuki, C., Kimura, K., and Kubo, S., 2000: Investigation of urban heat islands in Tokyo Metropolis based on the ground monitoring system. *Biometeorology and urban climatology at the turn of the millennium: WMO/TD No.1026*, 491-495.
- 2) Raupach, M.R. : 1981, 'Conditional Statistics of Reynolds Stress in Rough-wall and Smooth-wall Turbulent Boundary Layers', *J. Fluid Mech.*, **108**, 363-382.
- 3) Rotach, M.W. , 1993: Turbulence close to a rough urban surface Part I: Reynolds stress, *Boundary-Layer Meteorol.*, **65**, 1-28.
- 4) Osaka, H. and Mochizuki, S. : 1988, 'Coherent Structure of a D-type Rough Wall Boundary Layer', *In Transport Phenomena in Turbulent Flows: Theory, Experiment and Numerical simulation* (ed. M.Hirata and N.Kasagi), 199-211, Hemisphere.
- 5) Antonia, R. A. and Djendi, L.: 1997, 'Reynolds Stress Producing Motions in Smooth and Rough Wall Boundary Layers', in R. L. Panton (ed.), *Self-Sustaining Mechanisms of Wall Turbulence*, *Advances in Fluid Mechanics 15*, Computational Mechanics Publications, Southampton, 181-199.
- 6) Kanda, M., Moriwaki, R. and Kasamatsu, F.: 2004, Large eddy simulation of turbulent organized structure within and above explicitly resolved cube arrays, *Boundary-Layer Meteorol.* (in press)
- 7) Cheng, H., Castro, I.P., 2002: Near wall flow over urban-like roughness, *Bound.-Layer Meteorol.*, **104**, 229-259.
- 8) Oikawa, S. and Meng, Y. , 1995: Turbulence characteristics and organized motion in a suburban roughness sublayer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **74**, 289-312.
- 9) Roth, M. , 2000: Review of atmospheric turbulence over cities. *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **126**, 941-990.
- 10) Uehara, K., Murakami, S., Oikawa, S. and Wakamatsu, S., 2000: Wind tunnel experiments on how thermal stratification affects flow in and above urban street canyons, *Atmos. Environ.*, **34**, 1553-1562.
- 11) Nakamura, Y. and Oke, T. R. , 1988: Wind, temperature and stability conditions in an east-west oriented urban canyon, *Atmospheric Environment*, **22**, 2691-2700.
- 12) 藤野毅,浅枝隆,井下雅博,坪松学,桐原博人,田中博春, 1997 : 湖岸の都市熱環境の観測とキャノピー内外の熱境界層について, *水工学論文集*, **41**.
- 13) 吉門洋,近藤裕昭,亀卦川幸浩,2002 : 東京都心部ビル屋上の気象観測に基づく熱環境の評価, *天気*, **49**, 887-898.

- 14) 池田駿介, 山田知裕, 戸田祐嗣, 1999: 2次元 LES を用いた可撓性を有する植生内外の乱流構造と穂波現象に関する研究, 土木学会論文集Ⅱ, 621 巻, Ⅱ-47, 53-63.
- 15) Gao, W., Shaw, R. H., and Paw, K. T. , 1992: Conditional analysis of temperature and humidity microfronts and ejection/sweep motions within and above a deciduous forest. *Boundary-Layer Meteor.*, **59**, 35-57.
- 16) Krogstad, P., Antonia, R.A. and Browne, L.W.B., 1992: Comparison between rough- and smooth-wall turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, **245**, 599-617.
- 17) Osaka, H. and Mochizuki, S., 1988: Coherent structure of a D-type rough wall boundary layer, In *Transport Phenomena in Turbulent Flows: Theory, Experiment and Numerical simulation* (ed. M.Hirata and N.Kasagi), 199-211, Hemisphere.
- 18) Kanda, M., 2004: Large eddy simulations on the effects of surface geometry of building arrays on turbulent organized structures. *Boundary-Layer Meteorol.*,(submitted)
- 19) Raupach, M.R., Antonia R.A. and Rajagopalan, S., 1991: Rough-wall turbulent boundary layers, *Appl. Mech. Rev.*, **44**, 1-25.
- 20) Feigenwinter, C., Vogt, R., Parlow, E., 1999: Vertical structure of selected turbulence characteristics above an urban canopy. *Theoretical and Applied Climatology*, **62**, 51-63.
- 21) Kastner-Klein, P., Rotach, M. W., 2004: Mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer. *Bound.-Layer Meteor.*, **111**, 55-84.
- 22) 梅干野晃, 飯野秋成, 古賀和博, 佐野仁美, 1995: サイドルッキング航空機 MSS データを用いた丘陵開発地域のヒートアイランドポテンシャルの計量及び土地被覆との関係の検討, 日本建築学会計画系論文集, 471, 29-37.

表 3.1 大気安定度カテゴリ別のデータ数・大気安定度・摩擦速度・平均風速・顕熱フラックス

大気安定度の分類	データ数	z/L		u* (ms ⁻¹)		U (ms ⁻¹)	H (Wm ⁻²)
		平均	範囲	平均	範囲		
安定	30	0.10	0.05 - 0.35	0.32	0.17 - 0.58	3.6	-18.4
中立	85	0.00	-0.02 - 0.02	0.65	0.26 - 1.13	6.4	4.4
不安定	28	-0.19	-0.52 - -0.10	0.53	0.29 - 0.76	5.3	151.5

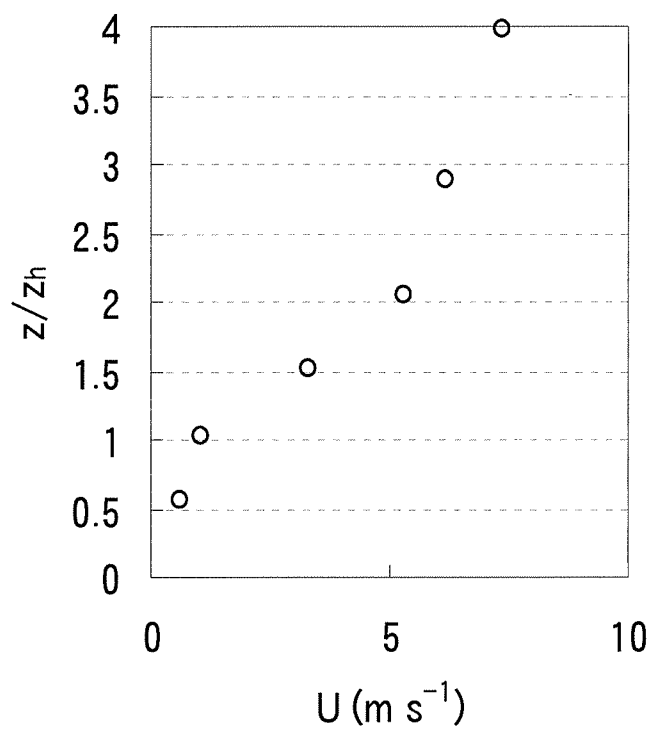


図 3.1 都市キャノピー内外の風速分布の一例

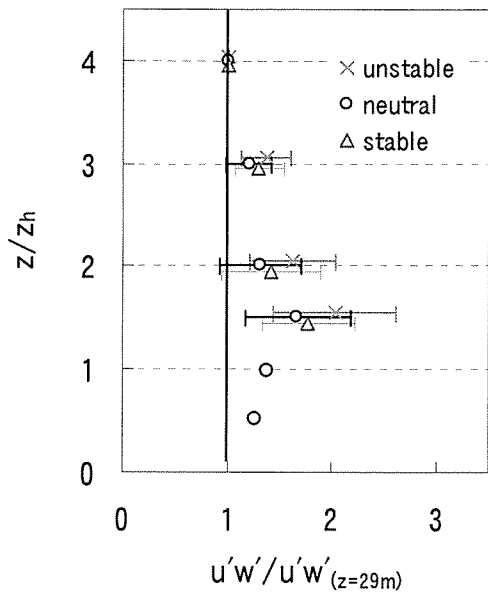


図 3.2 大気安定度別のせん断応力プロファイル

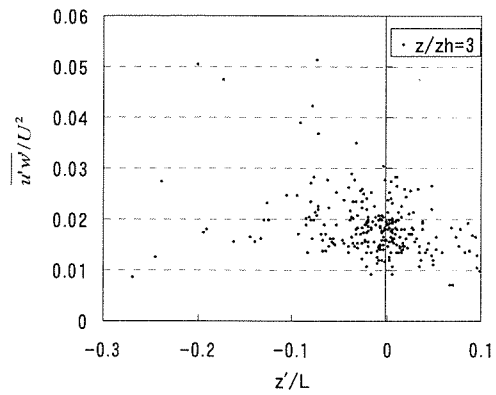


図 3.3 高度 21m における運動量のバルク係数（局所摩擦抵抗係数）と大気安定度の関係

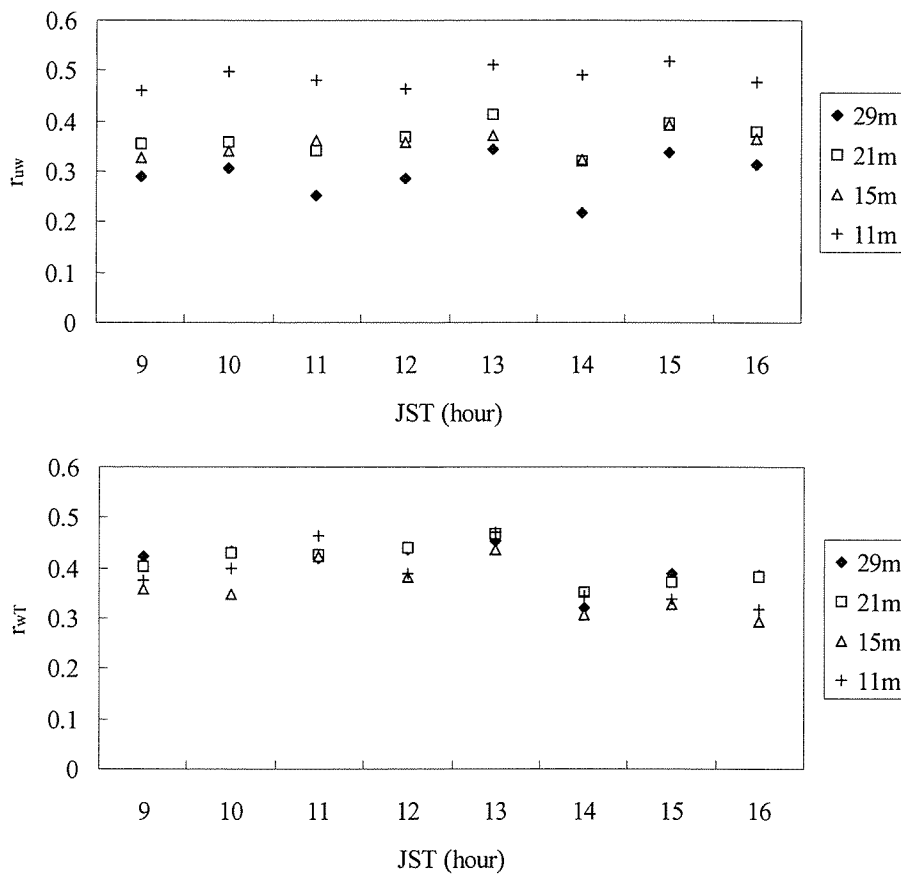


図 3.4 運動量（上）と熱（下）の乱流相関係数

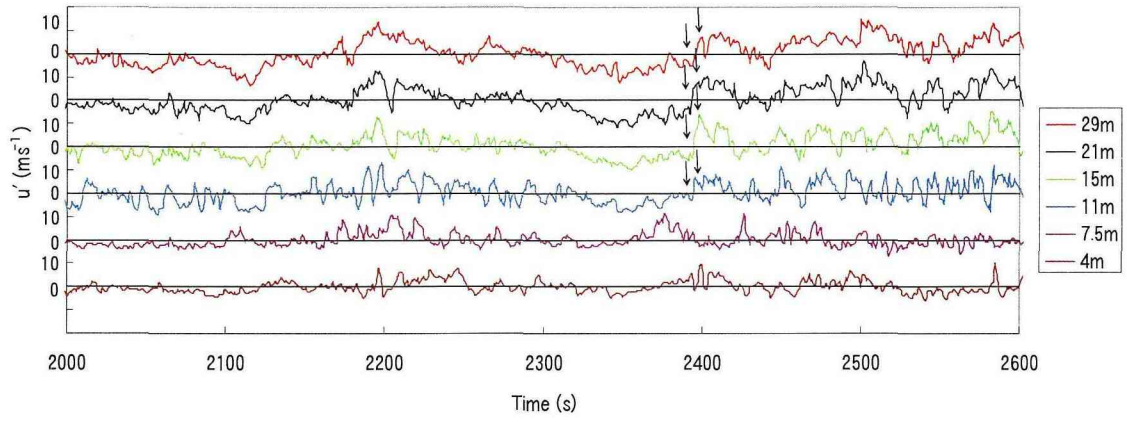


図 3.5a 主流風速の変動成分の時間変化

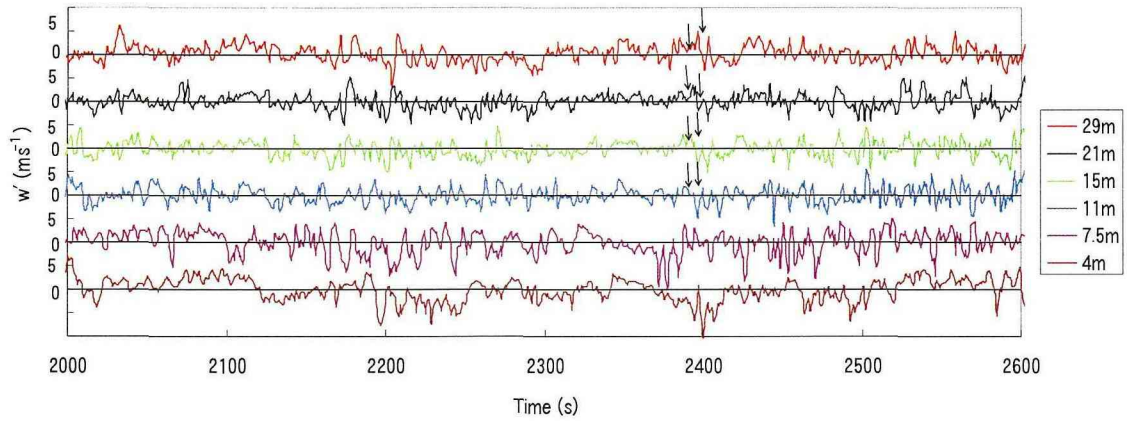


図 3.5b 鉛直風速の変動成分の時間変化

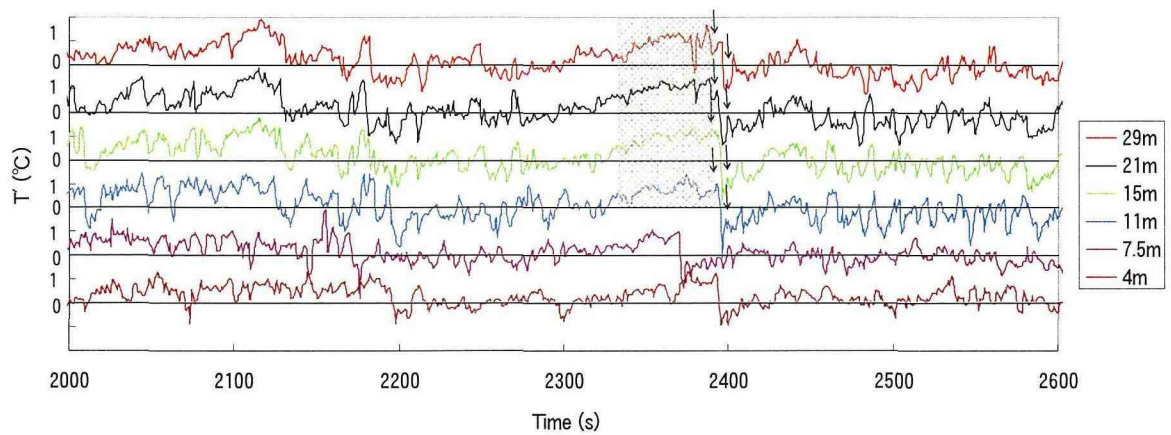


図 3.5c 気温の変動成分の時間変化

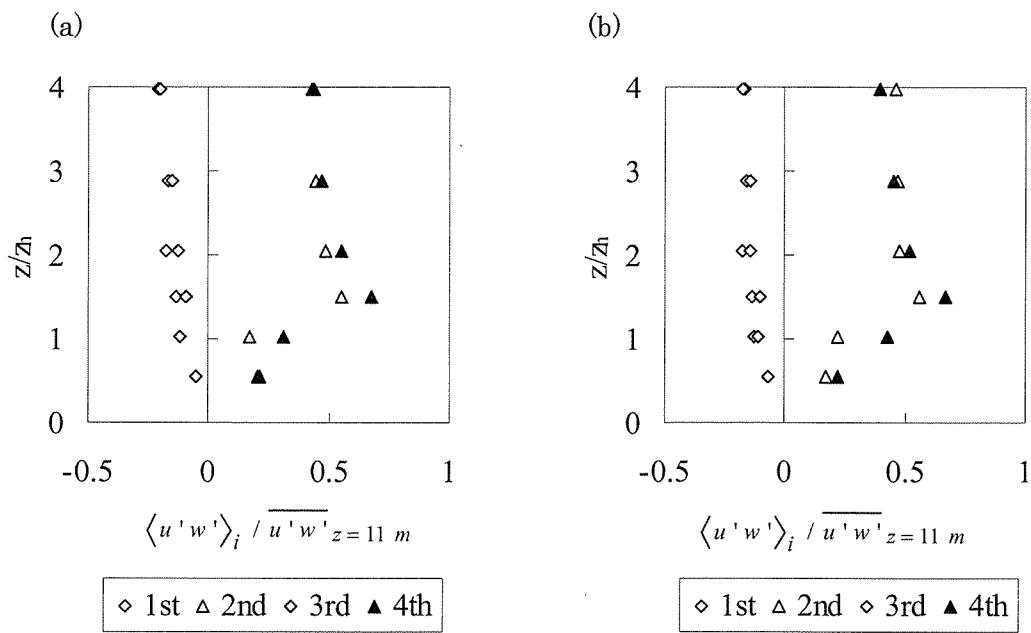


図 3.6 $u'w'$ に関する 4 象限解析のプロファイル
(a) 安定 (b) 不安定

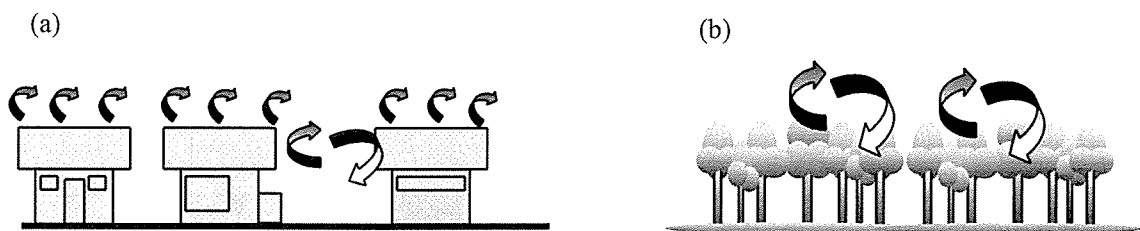


図 3.7 (a) 都市キャノピーと(b) 植生キャノピー における乱流構造のイメージ図
建物と建物との間のキャニオン空間では変曲点による乱流組織構造が発生するがこの空間は建物と建物との間に限られており組織構造は十分に発達できない。一方植生キャノピーでは変曲点不安定により発生した乱流組織構造は十分に発達することができキャノピー内部だけでなくキャノピー上方まで連続的にその性質が維持される。

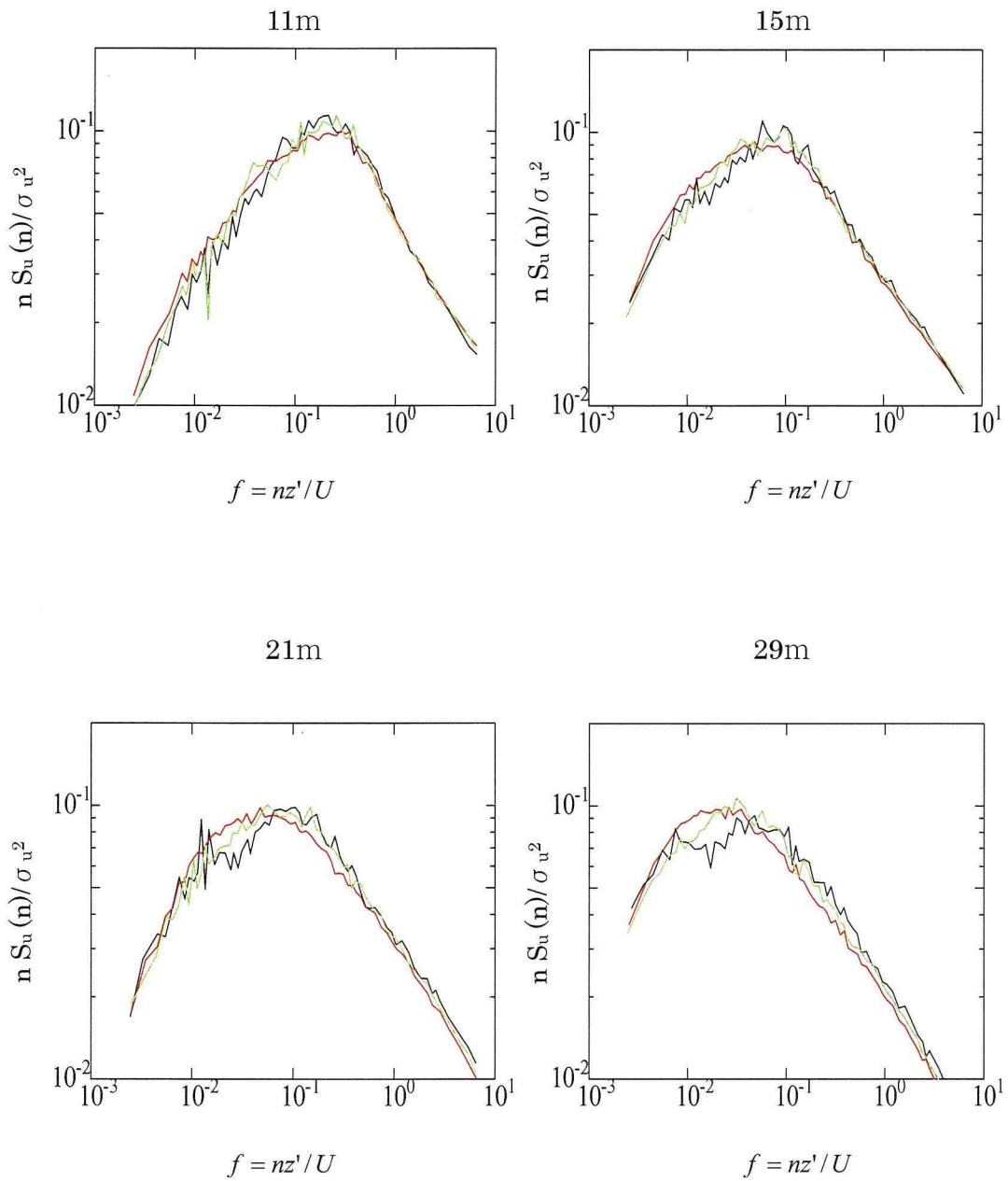


図 3.8a 各高度における大気安定度別スペクトル (u')
 (— unstable — stable — neutral)

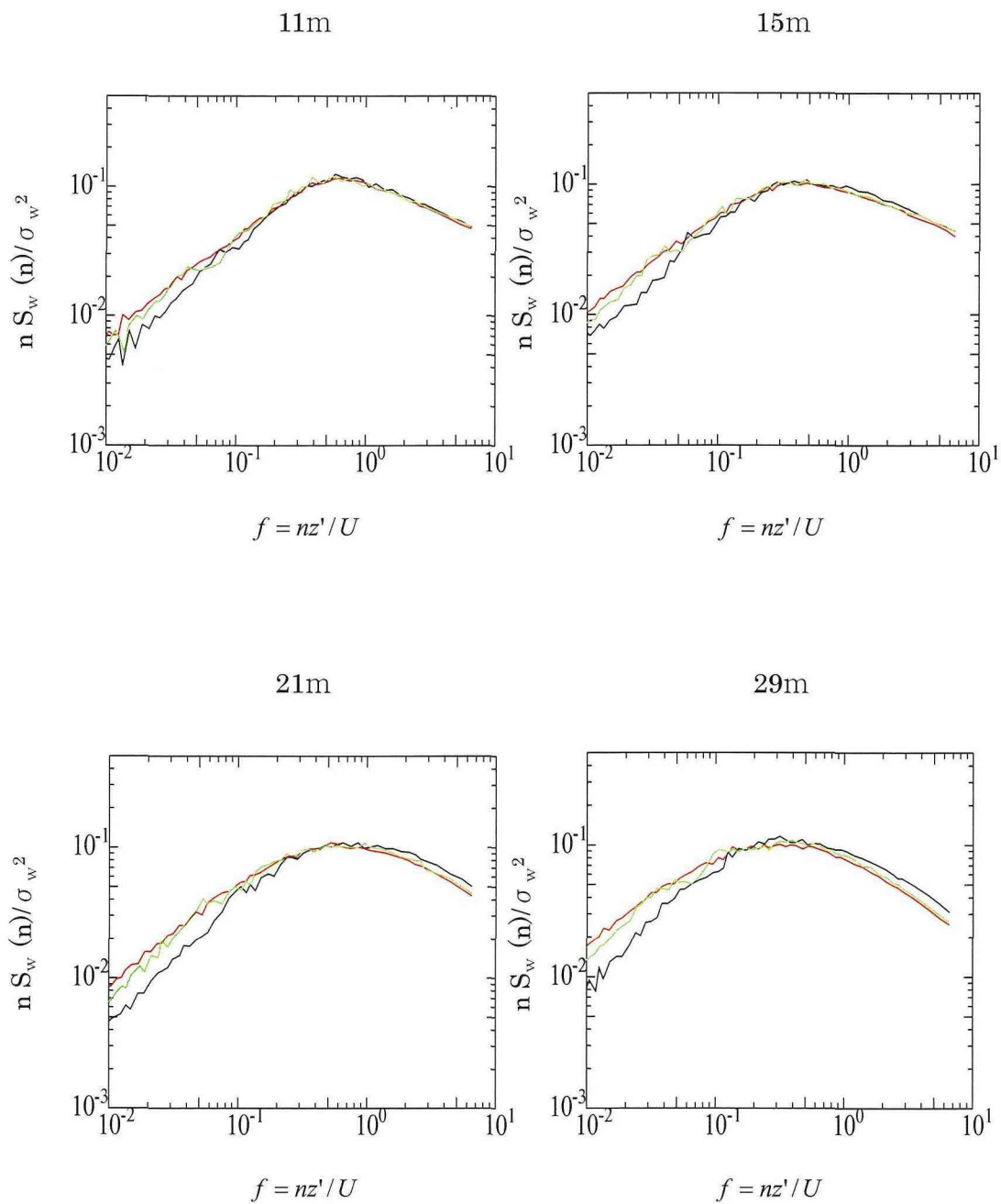


図 3.8b 各高度における大気安定度別スペクトル (w')
 (— unstable — stable — neutral)

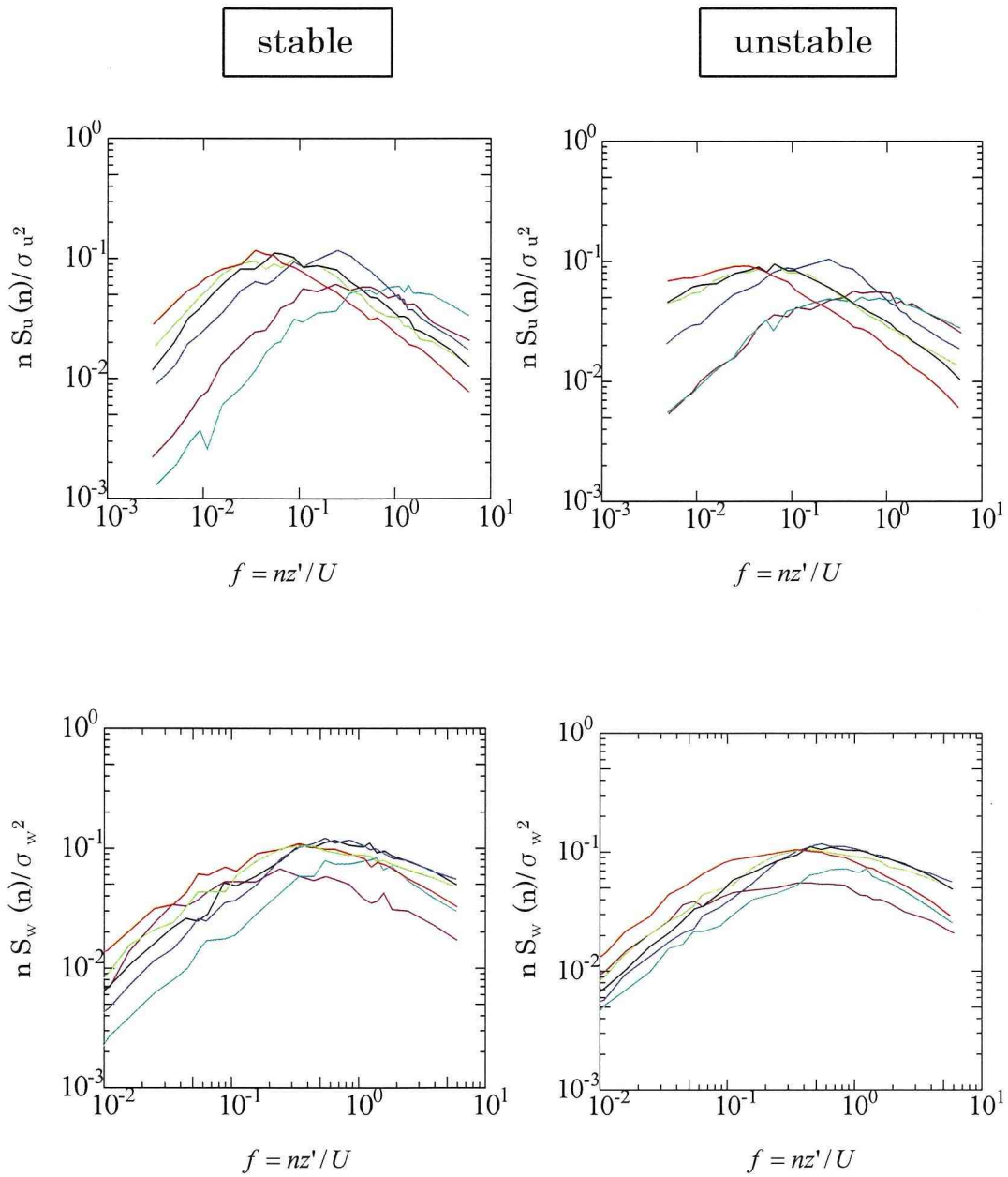


図 3.9 安定・不安定における各高度別スペクトル
 (— 29m — 21m — 15m — 11m — 7.5m — 4m)

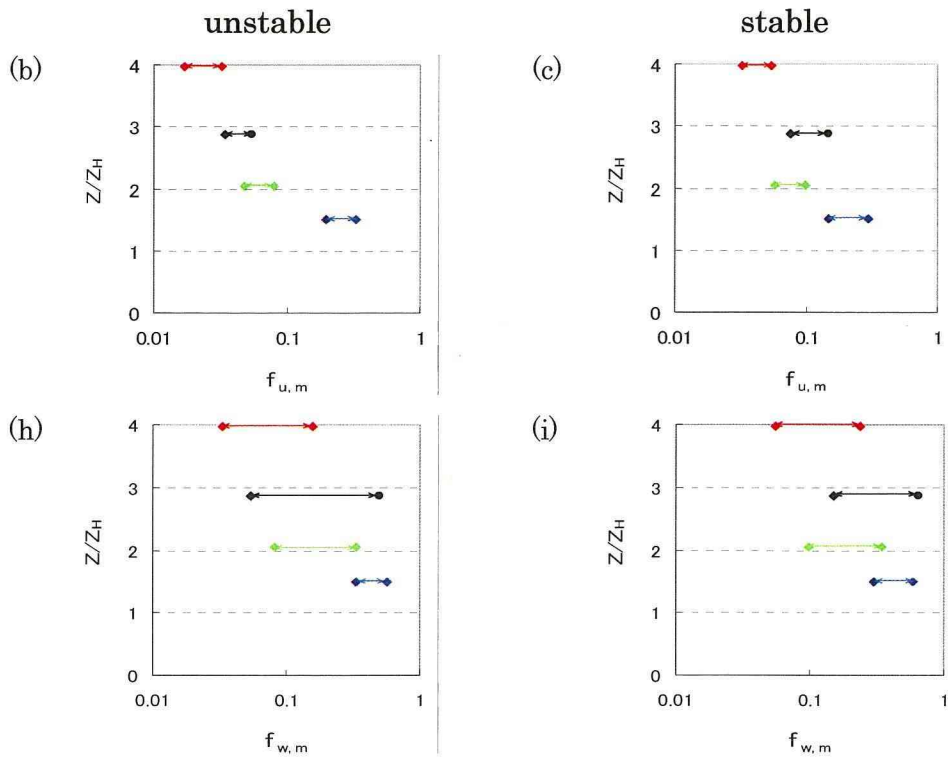


図 3.10 各高度における u, w に関するスペクトルのピーク周波数

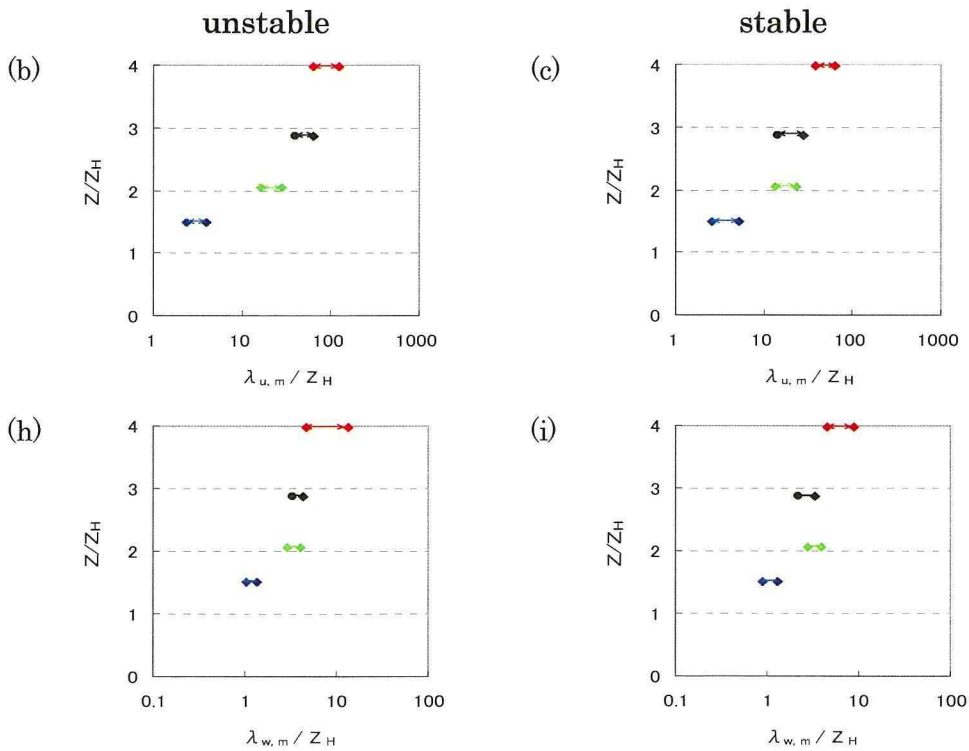


図 3.11 各高度における平均建物高さで無次元化されたスペクトルピーク時の波長

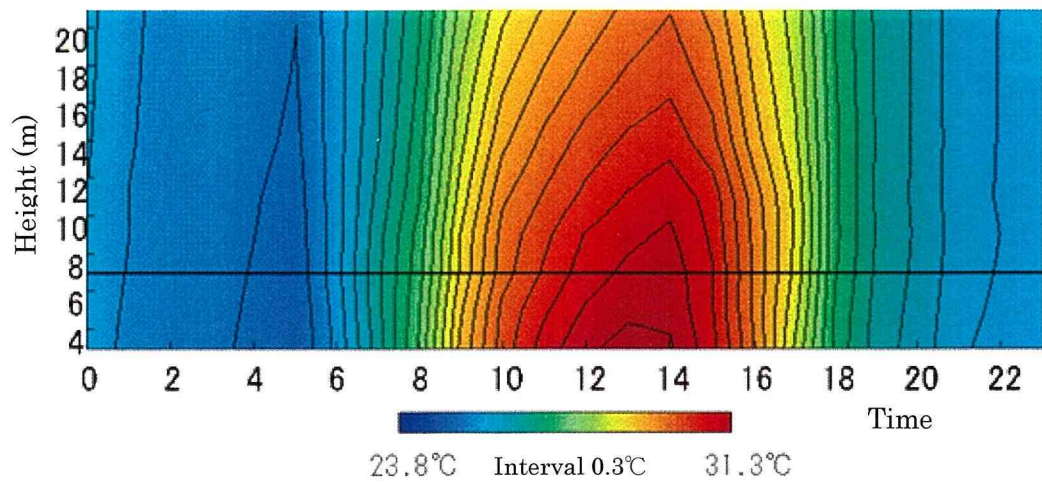


図 3.12a 温位コンター (2002 年 9 月)

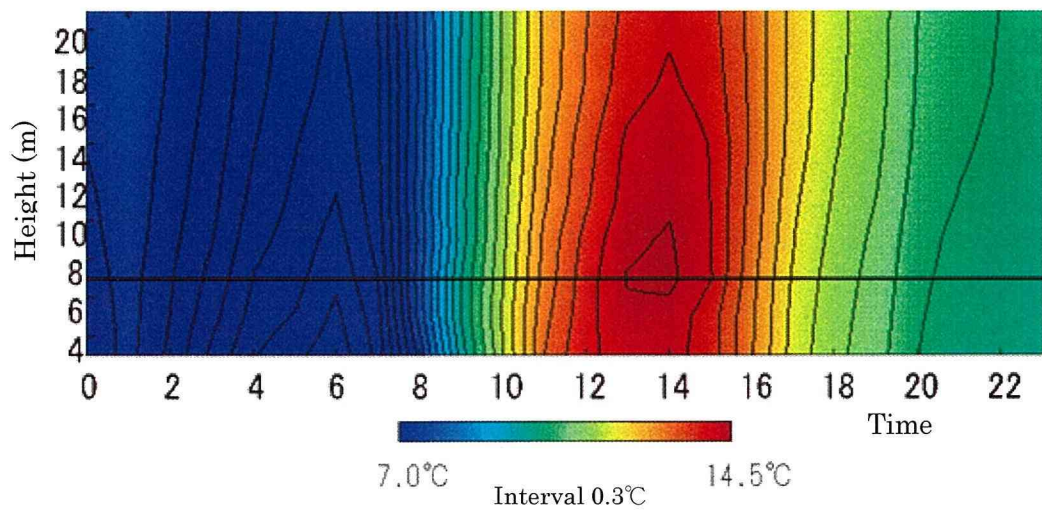


図 3.12b 温位コンター (2002 年 11 月)

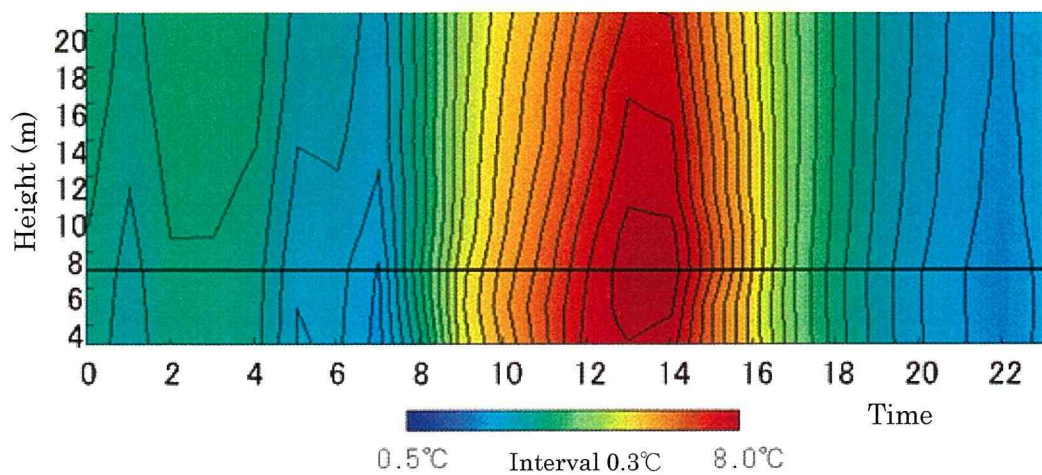


図 3.12c 温位コンター (2003 年 1 月)

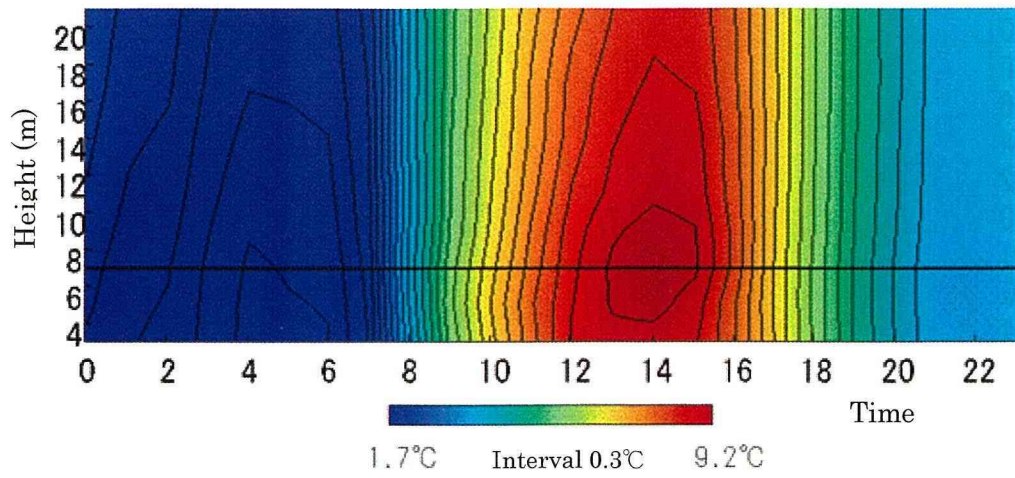


図 3.12d 温位コンター (2003 年 2 月)

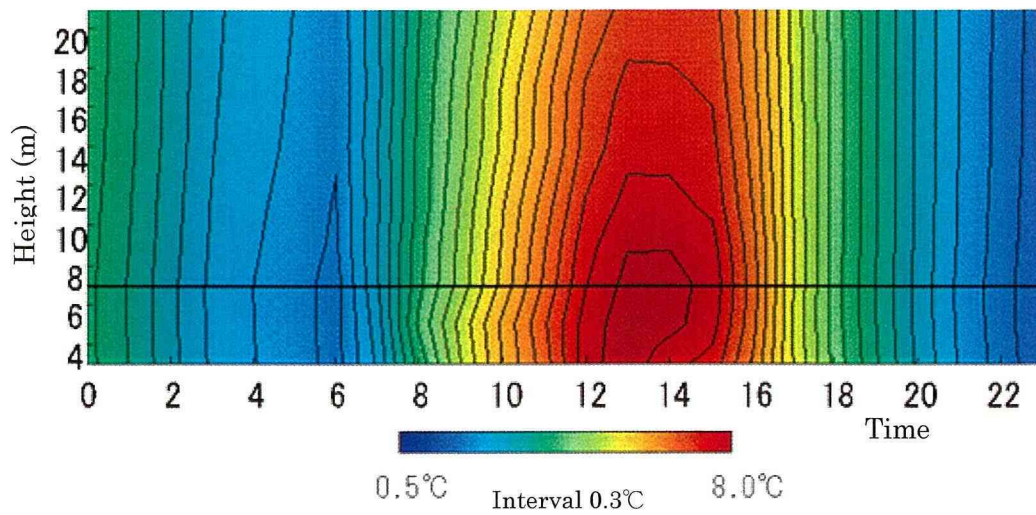


図 3.12e 温位コンター (2003 年 3 月)

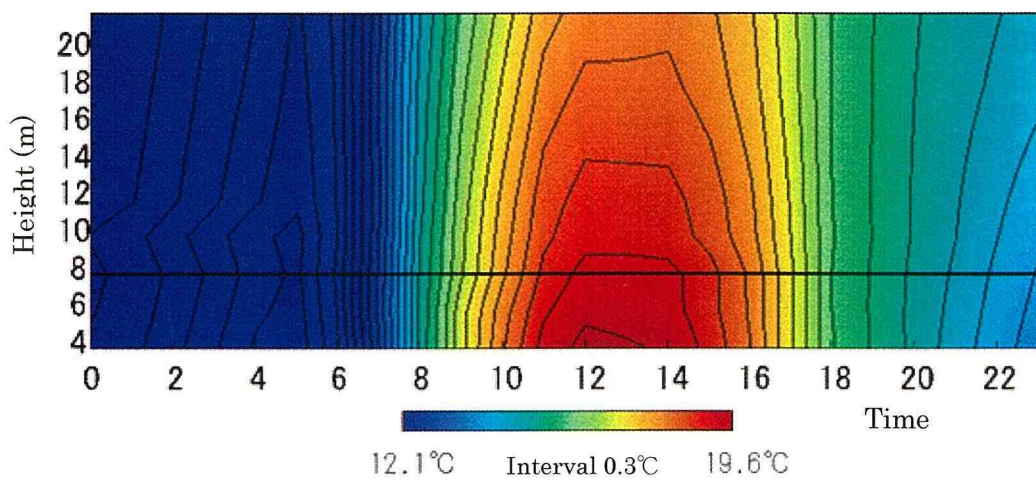


図 3.12f 温位コンター (2003 年 4 月)

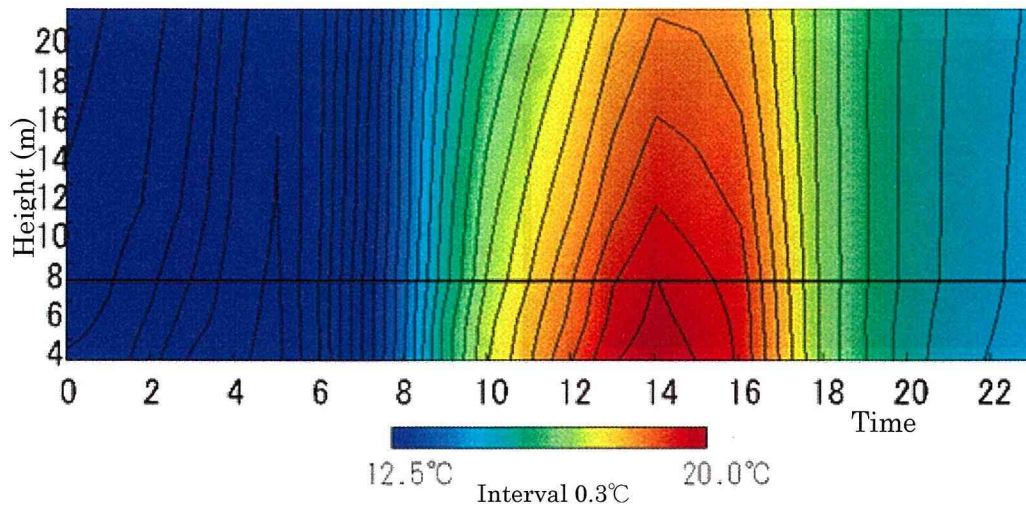


図 3.12g 温位コンター (2003 年 5 月)

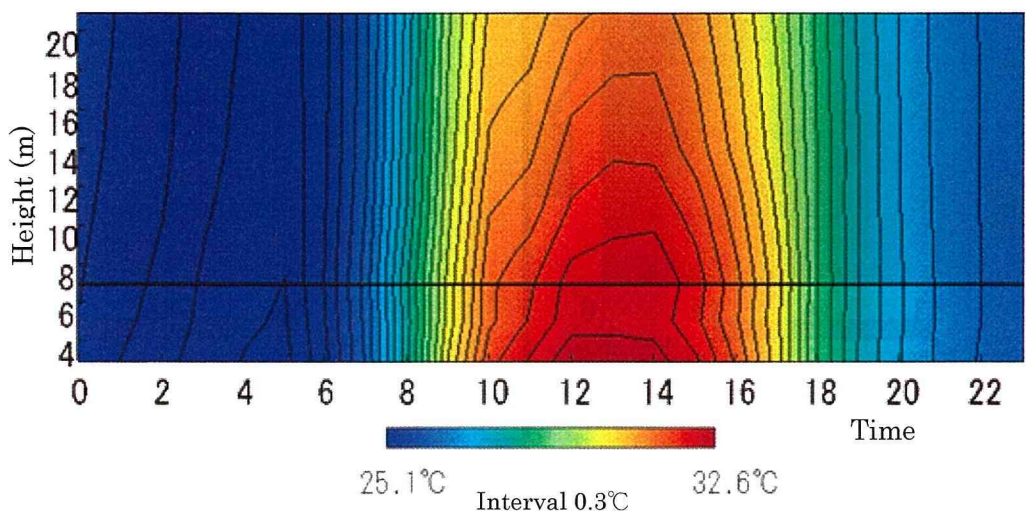


図 3.12h 温位コンター (2003 年 8 月)

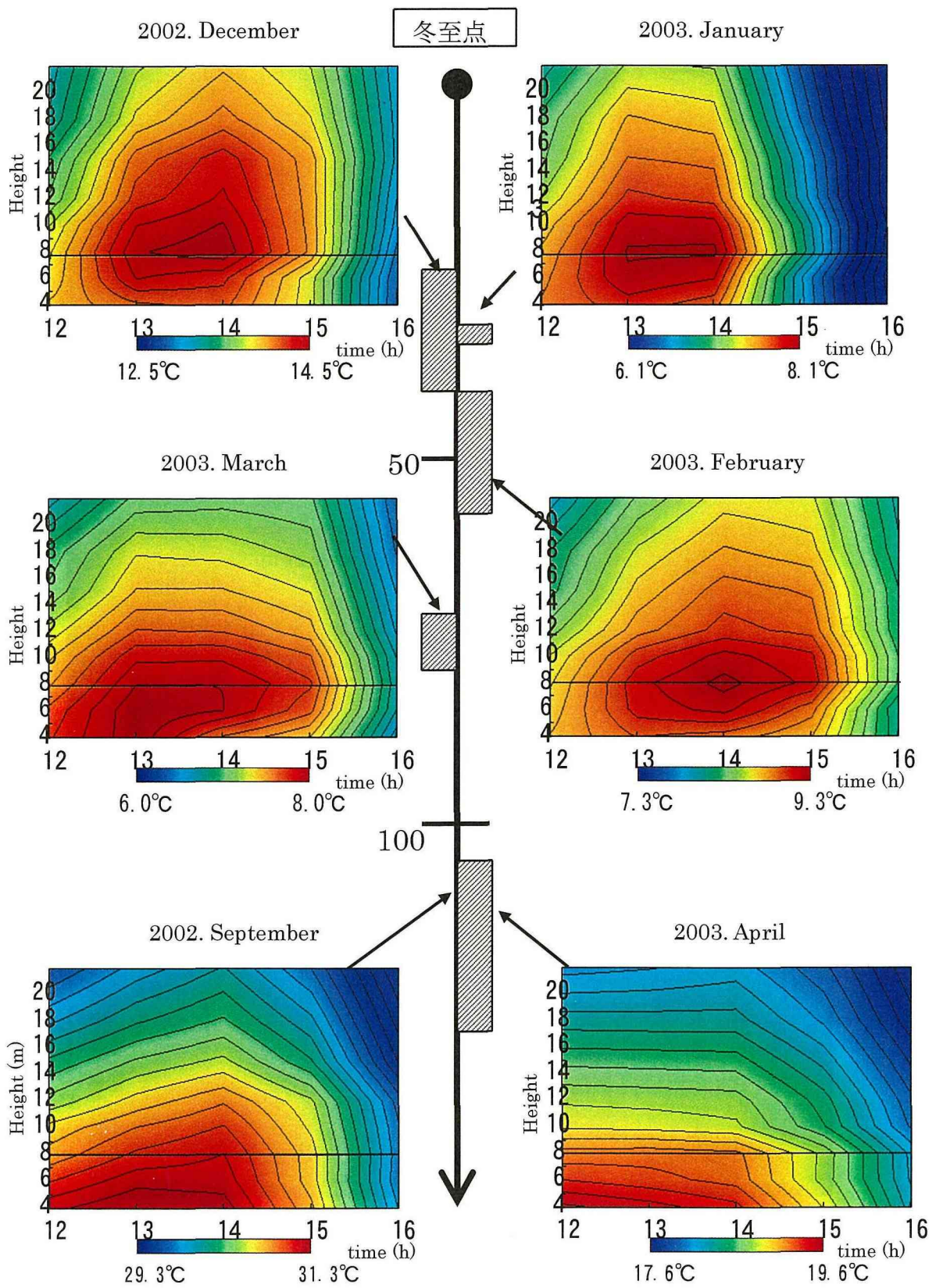


図 3.13 月平均温位コンター（等温位線間隔は0.1°C）

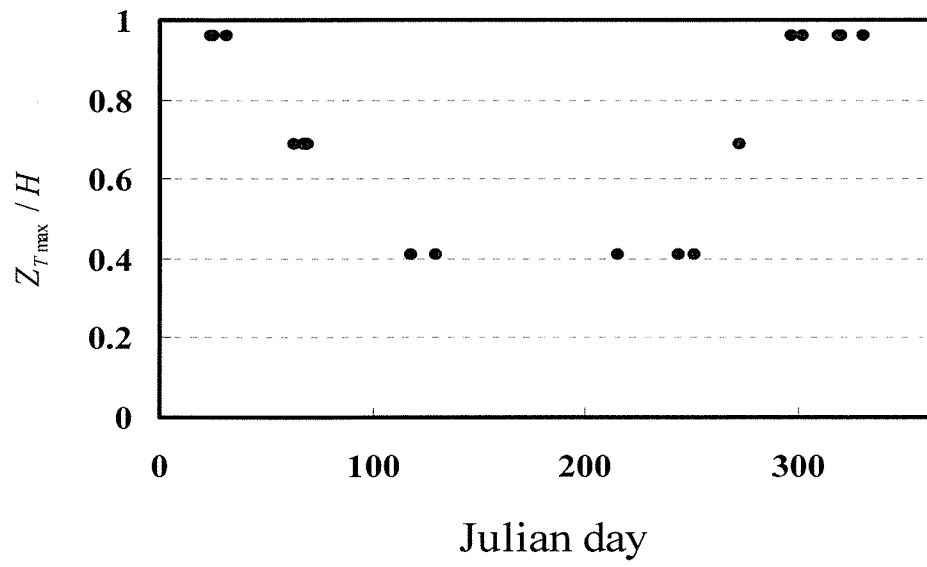


図 3.14 日中の最高温度出現位置の季節変化

第4章 熱収支・CO₂フラックスの日・季節変化 と年間収支

4-1 概要

4-1-1 第4章の目的と意義

4-1-2 既存の研究

4-2 データ解析手法とデータの品質管理

4-3 気象要素およびCO₂濃度の結果

4-4 フラックスの解析結果

4-4-1 放射収支の時間変化と季節変化

4-4-2 熱収支の時間変化と季節変化

4-4-3 CO₂フラックスの時間変化と季節変化

4-5 フラックスに対する各構成要素の寄与とその評価

4-5-1 庭木の影響

4-5-2 人工材料（コンクリート）

4-5-3 自動車交通からの人工排出量

4-5-4 家庭からの人工排出

4-5-5 人体からの排出

4-6 熱収支・CO₂フラックスの年間積算値

4-7 第4章の結論

参考文献

第4章 熱収支・CO₂フラックスの日季節変化と年間収支

4-1 概要

4-1-1 第4章の目的と意義

地球温暖化などのグローバル気候変化に対し、地表から大気へのインパクトを評価するために、植生などの各種陸上生態系では、世界各地でフラックスをモニタリングするためのネットワーク（FLUXNET）が構築されているが、我々の生活の拠点であり世界の人口の約半数が集中する都市域においては、都市地表面と大気間におけるエネルギー・物質交換および乱流輸送過程に対する理解が遅れている。本章では、本観測地域からの熱・物質フラックスの実態を把握し、その特徴および因果関係について議論し、またこれまで都市域で示されたことのないフラックスの年間収支を算定し都市が大気圏に与えるインパクトについて議論する。都市域におけるこのような知見はこれまで示された例がなく他都市との比較は難しいが、同緯度に位置する森林の結果と比較することで、住宅街がもつ気候学的役割を定量的に議論した。また実測された住宅街全体の潜熱・CO₂フラックスに対する、①庭木、②人工材料（コンクリートとアスファルト）、③自動車からの排出、④家庭における燃料消費、⑤人間からの排出、を関連データから推定し、それぞれのフラックスへの寄与度を検討した。

4-1-2 既存の研究

エネルギー収支のうち、放射によるエネルギー収支の研究は比較的古くから行われてきた。1970年代に行われた研空により、人口100万人規模の都市域では、大気汚染により入力短波放射の15-20%が大気中で吸収され、地表への到達エネルギーが減少することがわかっている（Landsberg, 1970）。日本でも Sekihara(1973)や山下(1979)により、東京の日射量の減衰と大気汚染との関係が報告されている。

熱収支の実測については、神田ら(1997, 2000)は商業地や住宅街における観測により、都市の熱収支特性を実測の面から明らかにしている。Cleugh and Oke(1986)はカナダの都市域と郊外での熱収支の違いを実測により明らかにしている。また Grimmond and Oke(1999)はこれを発展させ、カナダ・アメリカの諸都市において渦相関法によって算

定された熱収支の実測データを整理し、都市構造や立地条件と熱収支の因果関係に関して考察を行っている。しかし、これらの都市における観測研究は短期間（数日程度）に限られており、季節変化・年間収支を含めた都市－大気間の熱・物質の輸送過程は必ずしも定量的に把握されていない。

4-2 データ解析手法とデータの品質管理

本章では2001年5月1日～2002年4月30日までの1年分のデータを用いて、フラックスの季節変化を議論する。都市表面からの顕熱・潜熱・CO₂フラックスの算定には渦相関法を用いた。フラックスは1時間を乱流平均化時間として算出し、気象要素や放射量などは1時間の平均値としている。11時のデータとは11:00～12:00までのデータの平均値を指す。

本章は典型的な晴天日における熱・CO₂フラックスを把握することを目的としているため、放射やフラックスの解析結果は全て、晴天日のデータのみを用いている。晴天かどうかは、最寄りの気象官署である東京（地点番号47662）の日照率データを用いて判定した。本研究では、日照率が80%以上である日を晴天日と定義した。この条件に該当する月別の日数を表4.1に示す。また後章で述べる温度や放射やフラックスの各月における「時間変化パターン」とは、抽出した晴天日における時間変化をアンサンブル平均したものである。

4-3 気象要素およびCO₂濃度の結果

本節では風速・風向・気温・比湿・CO₂濃度の季節変化および時間変化パターンを示す。これらの結果は総観場の気象条件や地理的要因などの影響も受けるため、必ずしも都市気象としての一般性が保証される訳ではないが、4-4で述べるフラックスの結果を評価する際に大変重要な情報となる。

(1) 風速, 風向

風速の日平均値と風向の日中平均値の季節変化を図4.1と図4.2にそれぞれ示す。夏季（5～7月）は海風の侵入が認められ日中は南風となる。7月は南風が特に強く、これは太平洋上に高気圧、日本海に梅雨前線が停滞する気圧配置が続いたためである。8月はオホーツク海高気圧の影響で晴天日でも日中の風向は東寄りであった。10月の晴天日は

東海上に抜けた前線に向かって北西風が吹くことが多かった。11月の晴天日は帯状高気圧に覆われ風の弱い穏やかな日が多かった。そのため平均風速が1年で最も小さかった。12～1月ころには北から北西の季節風が卓越した。3月ころから日中は再び海風の侵入が卓越するようになる。

夏季（7月）と冬季（12月）の風速と風向の時間変化パターンを図4.3に示す。明確な海風の侵入が認められた7月の図中には海風侵入時刻の確率分布を棒グラフで示した。海風侵入時刻の決定には蒲生(1991)を参考にし、気温変化を参考にしながら風速・風向の変化を総合的に参照して決定した。夏季の風速は海風が侵入する午前9時頃から増加する。海風の侵入後は風向は安定し190°が卓越風向である。風速のピークは13～16時頃で、18時ころには海風は弱まり風向にもばらつきが生じる。夜間に起きる陸風が気圧傾度風である南風を弱めるためである。一方、冬季は昼夜の風速差は小さい。風向のばらつきは日中に大きい。日中は陸面が暖められることによって発生する海陸風などのメソスケール循環が風向のばらつきを大きくしていると考えられる。

（2） 気温，比湿

気温と比湿の季節変化を図4.4に示す。気温は7月に最も高く、1～2月ころに最低となる。比湿も気温とほぼ同様に变化する。9月に不連続的に気温・比湿が低下しているのは、抽出された晴天日（9月22日～24日）に上空に寒気が流入していた（気象庁(2001)）ためである。

気温と比湿の時間変化パターンを図4.5と図4.6に示す。夏季の気温は日中30℃を超え14時頃に最高となる。夜間に気温が最低となるのは朝3～5時くらいである。冬季に気温が最低になるのは朝5～7時ころである。

比湿は、夏・冬ともに日中に低下する傾向が見られる。地表面からの潜熱フラックスは日中に正になるため（4-4を参照）、比湿の時間変化を支配するのは別の要因が考えられる。Yoshikado and Kondo(1989)は海風と上空の空気塊の混合によって海風が乾燥すると述べており、本観測結果にも同様のことが起きていると可能性がある。しかし海風の侵入が明確でない12月にも比湿は日中に低下している。夏と冬に共通する事象として、日中の混合層の発達が挙げられる。混合層の発達に伴い、地表付近の湿った空気塊は希釈され比湿が低下する。

（3） CO₂濃度

図4.7にCO₂濃度の日平均値の季節変化を示す。CO₂濃度は7～8月頃に最小値（360～370ppm）、11～12月頃に最大値（400～420ppm）になり、二酸化炭素濃度は夏季より冬季に高くなる。この原因としては①人為的な二酸化炭素発生量の増加、②植物の光合成活動の低下、③混合層高さの低下などが挙げられる。11月にCO₂濃度が高くなっているのは、風速が弱く（4-3-1と図4.2を参照）拡散が抑えられたためだと考えられる。

この傾向は CO₂ 濃度が高い 6 月, 9 月, 2 月にも共通している。

図 4.8 に CO₂ 濃度の時間変化パターン (夏季と冬季) を示す。夏季も冬季も, 6~10 時と 17~23 時ころに CO₂ 濃度が大きくなるようなダブルピークの傾向が見られ, その変動幅は冬季の方が大きい。日中に CO₂ 濃度が低下するのは, Kondo et al.(2001)が指摘するように日中の混合層の発達のために CO₂ が希釈されるためだろう。冬季に CO₂ 濃度の変動幅が大きいのは人工的な CO₂ の排出強度と関連していると考えられる。フラックスを用いた定量的な議論は 4-4 で行う。

4-4 フラックスの解析結果

4-4-1 放射収支の時間変化と季節変化

1) 放射収支の季節変化

図 4.9 に南中時の放射収支の季節変化を示す。全天日射量の日中のピークは夏期でおよそ 900Wm², 冬期でおよそ 500 Wm²程である。またこれに従い, 上向きの短波放射量も変化している。全天日射量と上向き短波放射の比であるキャノピーアルベドの値は, 0.1~0.15 の範囲にあり, 森脇ら(2002)や神田ら(2000a)により都市キャノピーで得られた値と合致している。上向き・下向き長波放射量は気温や地温の変化に対応して季節変化している。

2) 時間変化パターン

夏季 (7 月) および冬季 (12 月) の全天日射量, 上向き短波放射量, 下向き長波放射量, 上向き長波放射量の時間変化パターン (晴天日のアンサンブル平均像) を図 4.10 に示す。夏季の全天日射量の日中のピークはおよそ 900Wm² である。この値は石井ら (2000)による東京湾上による夏季晴天日の観測結果 1000 Wm² に比べて 1 割ほど小さく, 陸上では大気中に浮遊する粉塵による散乱により日射量のピークが小さくなる。長波放射量も一日の気温変化や地温変化によって変化するが, その変動幅は大気放射量で 50Wm², 上向き長波放射で 100Wm² である。また常に上向き大気放射の方が大きくなっており, 他の地表面上での観測結果と同様である。

4-4-2 熱収支の時間変化と季節変化

1) 熱収支の季節変化

図 4.11 に熱収支 (R_n , H , IE , 残差項 ($G-A$)) の日平均値の季節変化を示す。 Q の日平均値は 1Wm² 未満であるため表示していない。夏季から冬季にかけて, 太陽高度の低下とともに, 正味放射量, 顕熱, 潜熱すべて小さくなる。顕熱は潜熱より常に大きく, これは人工被覆面に覆われた都市特有の現象である。 R_n が 12 月に最低値となるの

に対し、顕熱は11月に最低になっている。これは風速が弱いので熱が十分に輸送されなかったためだと考えられる。潜熱は2月に最低となり気温の変化とよく対応している。残差項 ($G-A$) は11月から1月にかけて最小になる。一ノ瀬ら(1994)によると住宅街における1日の平均的な人工排熱 A は夏に 5Wm^{-2} 、冬に 10Wm^{-2} 程度であると報告している。この値を用いて残差項から人工排出 A の影響を除去して G を求めると、結果は図中の波線のようになった。本来熱収支が閉じるには G の日平均値がゼロになることが必要であるが、 G はゼロにならず年間を通して正の値になる。この理由として、①渦相関法で求めた H と IE が過小評価されている可能性、②地面が熱をため込み G の日平均値が正になる可能性、の二つが挙げられる。このうち①はフラックスのインバランス問題として知られており、都市に限らず多くの観測事例で同様の傾向が指摘されている(例えば、Tanaka et al.(2001)によるチベットでの長期フラックス観測結果)。また神田ら(2002)は点計測による渦相関法では算出されるフラックスを過小評価してしまうことを理論的に示している。しかし同時に、一般水平風が大きいほど点計測の空間代表性が向上することも指摘している。本論で用いたデータの多くは(特に日中の場合)風速 4ms^{-1} 以上であり、フラックス過小評価の問題はさほど重要でないかもしれない。次に②の可能性について検討する。上向き長波放射から算出した放射温度を地表温度の代替として用い、この温度の時間変化パターンを調べたところ、0時と24時では温度が一致せず1日で $1\sim 2^\circ\text{C}$ 程度の温度上昇が見られた。つまり地表は熱をため込んでいることを意味している。これは晴天日のみを抽出して解析したためであると考えられる。そこで、各月の温度変化パターンから次式によって G の日平均値を求めた。

$$G = \int_0^D \frac{d(c_G \rho_G T)}{dt} dz \quad (3)$$

ここで、 $\rho_G c_G$ は都市の体積熱容量、 D は温度の日変化の影響を受ける厚さである。都市の体積熱容量は Kusaka et al.(2001)に従い $2.01 \times 10^6 \text{Jm}^{-3}\text{K}^{-1}$ (定数) を与えた。都市において D の決定は困難であるが、ここでは近藤(1994)を参考に、 $D=0.5\text{m}$ とおきこの厚さでは温度は一樣に変化すると大胆に仮定した。また温度変化には0時と24時の温度差を用いた。その結果算定された G の日平均値は図4.12の破線のようになり、熱収支の残差項から求めた G (実線) とほぼ同様になった。以上より、熱収支が閉じない理由②の妥当性が示された。

2) 熱収支の時間変化パターン

図4.13に夏季(7月)と冬季(12月)における晴天日の熱収支変化パターンのアンサンブル平均像を示す。グラフには残差項 ($G-A$) から人工廃熱 A を分離した G を表示している。人工廃熱 A の時間変化は神田ら(2000b)を参考にして与えた。 R_n に対し H は位相が午後にずれ G は位相が午前にならなっている。 G は日没前後に最小となっている。夏季の日中は R_n に対して H が約50%、 IE が約25%、 G が約25%になっている。顕熱

は夜間でも負にならず、日中に都市の地物に蓄えられた熱量が夜間も大気を暖め続けていることがわかる。冬季の日中は R_n に対して H が約 30%、 IE が約 10%、 G が約 60% になっている。顕熱と潜熱の比であるボーエン比 ($Bo=H/IE$) は、夏期が 1.5 程度だったのに対し冬季は 5 程度である。冬季は温度が低くなるため、潜熱フラックスが出にくい環境となるためである。ここで注目したいのは、無視しえない有意な潜熱（ピーク時で夏季に 200Wm^{-2} 、冬季に 15W m^{-2} ）が都市から放出されていることである。要因として庭木の影響が第一に考えられるが、定量的な議論は 4 - 5 章で行う。

4 - 4 - 3 CO₂ フラックスの時間変化と季節変化

1) CO₂ フラックスの季節変化

森林では国内外で CO₂ フラックスの長期観測が行われているが（たとえば、山本ら (1996)）、都市域における CO₂ フラックスの長期的な観測例はない。図 4.14 に CO₂ フラックスの日積算値の季節変化を示す。ここで CO₂ フラックスの符号は地表から大気に輸送される場合を正とし、大気から地表に輸送される場合を負とした。都市の CO₂ フラックスは季節を通して正（地表から大気に向けて輸送）である。森林における観測例では夏季にはフラックスが負となるのが一般的だが、これとは対称的な結果である。また CO₂ フラックスは冬季にかけて増加している。人工起源の CO₂ 排出量の増加、庭木の光合成の低下などとの関係が考えられるが、定量的な議論は次章に譲る。9 月と 11 月はフラックスの値が小さくなっているが、これはバックグランド濃度が高いため（図 4.7）、CO₂ が地表から大気の方に輸送されにくくなったからだと考えられる。

2) CO₂ フラックスの時間変化パターン

図 4.15 に夏季と冬季の CO₂ フラックスの時間変化パターンを示す。都市の CO₂ フラックスは 1 日を通して常に正（地表から大気に向けて輸送）になっている。CO₂ フラックスは季節によって差がみられ、全般的に夏季より冬季の方が大きくなっている。夏季は CO₂ フラックスの時間変化には大きな変化が見られないが、冬季は朝 8 時ころと 16 ~ 23 時ころにピークが見られる。特に冬の CO₂ フラックスは CO₂ 濃度の時間変化パターン（ダブルピーク）に似ており、地表からのフラックスが CO₂ 濃度の時間変化に大きく影響していると考えられる。それでは CO₂ フラックスはどのようにして図 4.14 や図 4.15 のように変化するのだろうか。次章ではフラックスに対する都市の構成要素（家屋からの人工排出や庭木）の影響について考察する。

4 - 5 フラックスに対する各構成要素の寄与とその評価

実測された住宅街全体のフラックスに対して、その変化の原因となる発生源・吸収源

は何だろうか。この章では、観測で得られた潜熱 (IE_{obs}) と CO_2 フラックス ($F_{c_{obs}}$) に対する、①庭木、②人工材料 (コンクリート)、③自動車からの排出、④家庭からの排出、⑤人間からの排出、を関連データから推定し、それぞれのフラックスへの寄与度を検討する。

4-5-1 庭木の影響

本観測エリアの緑被面積比は約 20% である。ここでは、都市二次林におけるフラックス観測結果 (小栗・檜山(2002)) に 0.2 を乗じることでの潜熱と CO_2 フラックスの庭木起因 (土壌を含む) 分 (IE_{tree} , $F_{c_{tree}}$) を算出した。ここでは樹種および環境に対する植物の応答性が同じであると仮定してフラックスを見積もることとする。

小栗・檜山(2002)によると落葉期は CO_2 フラックスは時間変化がほとんどないが、7 月頃は植物の活発な光合成のために CO_2 フラックスの日中のピーク値は $-1.5 \text{ mgm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度になる。これに緑被率 0.2 を乗じると、 $F_{c_{tree}}$ は 7 月に $-0.3 \text{ mgm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、落葉期はゼロである。冬季に比べて夏季に CO_2 フラックスが小さくなる理由の一つに庭木の影響が挙げられそうだが、庭木の影響だけでその減少量を定量的には説明できない。

一方、小栗・檜山(2002)による森林の潜熱フラックスは落葉期は $0 \sim 150 \text{ Wm}^{-2}$ 程度で、夏季は 450 Wm^{-2} である。本観測エリアの緑被率 0.2 を乗じると、庭木の寄与分 IE_{tree} は、日中のピークで、7 月に 90 Wm^{-2} 、落葉期に $0 \sim 30 \text{ Wm}^{-2}$ と算出される。夏季日中に観測された潜熱 IE_{obs} は 200 Wm^{-2} に達しているため、残差は 100 Wm^{-2} 以上となる。次節以降で詳述するが、本観測エリアにはこの差を埋めるような蒸発源が他に存在しない。したがって、これを庭木だけで説明しようとする、見積もった潜熱 IE_{tree} の 2 倍以上の潜熱が庭木から放出されていなければならない計算となる。つまり単位面積あたりの庭木では R_n と同等かそれ以上の潜熱が放出されていることになる。都市内のオアシスの存在である「明治神宮の森」における熱収支の実測例 (神田ら(1997b)) でも夏季の潜熱は R_n のせいぜい 7 割程度であった。庭木は群落ではなく主に単木として住宅街に点在する。そのため、高温乾燥化した大気に曝される。一般にこのような環境下では植物体内と外界との水蒸気圧差 (飽差) が大きくなるため植物は水分を失いやすい。つまり高いオアシス効果によって庭木から大量の潜熱が大気に放出されている可能性は十分にあり得る。しかし一方で植物は極度の乾燥条件下では生理的な自己防衛反応のため気孔を閉じ水分を失わないように調整していることも報告されている。庭木のような単木の蒸散機構は、放射・風環境を含め植物群落と大きく異なると考えられ、今後明らかにしていく必要がある。

4-5-2 人工材料 (コンクリート)

コンクリートは大気中の CO_2 を吸収して中性化する性質があるが、その速度は非常に遅く気象学的に見て無視できる。一方、潜熱については次のように算出した。都市の主

要材料の一つであるコンクリートからの蒸発の可能性について考察するため、コンクリート片の屋外暴露実験を行った。使用したコンクリートブロックは 15cm×15cm×15cm の立方体ブロックで、3 個の共試体を用意した。データは 3 個の平均値を基にした。東京工業大学緑ヶ丘 1 号館屋上にコンクリートを置き、1 日 1 回コンクリートの質量を計測した。降雨後にコンクリートの重量は増加し、晴天が続くと徐々にコンクリート重量が減少する。このコンクリートの重量変化から潜熱フラックス（以下、 IE_{con} ）を算定した。蒸発は日向・日陰面も含めた 6 面の平均値として考え、久が原地区の表面積率 2.8 を乗じた。ここで表面積率とは都市の単位敷地面積あたりに存在する屋根や壁などの表面積の割合である。夏季・冬季ともに、降雨終了後 5 日程度経過してもコンクリートからの潜熱（ IE_{con} ）放出が続き、その大きさは日中平均値で 3~10Wm²であった。図-3.11 で示したように住宅街上空で測定された潜熱の日平均値は冬季で 15 Wm²であることから、20%程度はコンクリートからの蒸発潜熱で説明できることになり無視できない大きさである。

4-5-3 自動車交通からの人工排出量

ここでは移動排出源である自動車交通からの排出について検討する。東京都環境局(2001)は、平成 6 年度道路交通センサスより、東京都区部（対象面積 439km²）の時間帯別走行量を算出している。これによると、交通量は朝（7~11 時）と夕方（13~19 時）にピークを持ち、日中の走行量は、約 3,000 千台キロ/h である。燃料消費効率化改善に関する調査報告書より都区部での自動車の燃料消費量 8km/l とすると、区部全体の自動車による燃料消費は、400,000/h である。これを対象面積で除し、単位面積あたりの燃料消費量に換算すると、 $0.91 \times 10^{-3} \text{ l/hm}^2$ になる。この値に排出係数（水蒸気：1130g/l、CO₂：2360g/l）を乗じることにより、自動車起因の潜熱 IE_{car} と CO₂ フラックス $F_{c_{car}}$ が求められる（算出結果は表 4.4 参照）。

CO₂ フラックス $F_{c_{car}}$ （日中平均値で $0.59 \text{ mgm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ）は、観測されたフラックス $F_{c_{obs}}$ と同じオーダーの大きさであり、自動車起源の CO₂ は無視しえない。しかし、交通量は年間を通じてほとんど変化しないため、フラックスの季節変化は説明できない。夏季の CO₂ フラックスに大きな日変化が見られないのは、自動車交通による CO₂ 発生と植生による CO₂ 吸収が相殺されたためと考えられる。一方冬季の CO₂ フラックス $F_{c_{obs}}$ は大きく、自動車排出だけでは説明しきれない。そこで次節で固定排出源（ここでは家庭）からの排出量について検討した。

一方、自動車起因の潜熱 IE_{car} は 0.66 Wm^{-2} と算定され、これは非常に小さく無視できる。

4-5-4 家庭からの人工排出

家庭からの CO₂ 排出源には、化石燃料の直接消費（ガスや灯油）が挙げられる。榊原

(2000)は月別エネルギー消費を求めており、冬季は家庭では暖房や給湯用に化石燃料の直接消費(ガスや灯油)が多くなることを示している。これらが各家庭で燃焼することによりCO₂の排出量も多くなるのが必然的に予想される。ここで燃料の直接消費によるCO₂排出量を試算した。12月の都市ガスおよび灯油の消費量は、それぞれ444Mcal/世帯・月、333Mcal/世帯・月である。観測対象地域では都市ガスの普及率が100%であるため、LPGは都市ガスに含めた。日本生活協同組合連合会(2002)は、家庭におけるエネルギー使用量の時間変化を調査している。これによると、ガスの使用量は朝7時台と夕刻17時~24時に集中している。この時間帯のガス使用量は約0.05m³/15min 世帯である。都市ガスのCO₂排出係数は2.354kg/m³であるから、この時間帯に1世帯から1秒あたり、 $0.05/900 \times 2.354 \times 1000000 = 130.8 \text{ mg/s}$ 世帯のCO₂が排出されていることになる。久が原地域の世帯密度は 5.0×10^{-3} 世帯/m²(大田区企画部(2001))なので、家庭の都市ガス起因のCO₂フラックスは 0.65 mg/sm^2 になる。灯油の消費量も朝と夕刻以降に使用されると考えられるので、少し大胆だが、ガスの消費パターンと同じと仮定する。都市ガスの場合と同様にして(灯油の場合、CO₂排出係数は2.529kg/m³)算出した結果、灯油起因のCO₂フラックスもやはり 0.65 mg/sm^2 になる。したがって、交通起源0.61と家庭起源(0.65+0.65)を足すと、1.95にもなり、これらの排出源が都市のCO₂フラックスに非常に大きな影響を与えると考えられる。夏期(7月)は、都市ガス、灯油の燃料消費量は、それぞれ222Mcal/世帯・月(12月の50%)、16.7Mcal/世帯・月(12月の5%)になるため、CO₂フラックスも、 0.33 mg/sm^2 と 0.033 mg/sm^2 になる。V章1節で夏季のCO₂フラックスが小さくなる理由として植物の光合成活動を指摘したが、夏季における燃料消費量の減少も大きな原因の一つとして考えられる。また家庭におけるエネルギー消費が多くなる朝方と夕方は、CO₂フラックスのダブルピークの時間帯とよく一致しており、家庭からの排出はCO₂フラックスの時間変化も含めて説明できる。

次に人工的に排出される水蒸気の可能性について検討する。地域冷暖房システムが導入されている商業地域では、冷却塔からの水分蒸発による人工潜熱が大きいことが神田ら(1997a)によって指摘されている。しかし本観測対象地域である久が原地区にはこのような地域冷暖房システムは存在しない。また大規模な道路散水なども行われていない。そこで考えられる水蒸気源として家庭からの人工的な排出の可能性を検討した。家庭における水道の用途のうち、上水道の6.4%は「散水や洗車など」に使われている。これらは下水に流れたり庭木に吸収されると考えられるが、蒸発によって失われる部分も1%程度はあると考えられる。また「炊事」や「風呂」からも水蒸気が供給されることを考慮しこれらを1%とすると、水道使用量のうち、多く見積もって合計で2%は蒸発し大気に放出されている可能性がある。そこで水道使用量の0~2%が蒸発していると仮定して、家庭からの水蒸気排出量を試算した。平均的な一世帯あたりの家庭の水道使用量は夏季:729、冬季:655 l/世帯・日である。水道の使用量は朝6時から夜0時までの18時間(横浜市水道局(2000))とすると、久が原地域の戸数密度は 5.0×10^{-3} 世帯/m²であるので、単

位時間・単位面積あたり12.5mlの水が人工的に排出されていることになる。これを潜熱に換算すると水道の蒸発潜熱は最大でも夏季4.3, 冬季3.9Wm²と算出される。したがって、潜熱の大きい夏期には相対的に人工潜熱はほとんど寄与しないが、とくに潜熱の小さい冬季には人工的に排出される潜熱も無視しえない可能性がある。

4-5-5 人体からの排出

ここでは人間の呼吸や発汗によるフラックスへの寄与を検討する。体重60kgの人が呼吸、汗によって放出する水蒸気は一日に約0.8lである。これを潜熱に換算すると22.5W/人になる。久が原地域の人口密度は 1.1×10^{-2} 人m²（大田区企画部(2001)）なので、単位面積あたりの潜熱 IE_{human} は0.25Wm²であり、ほとんど無視できる。

一方CO₂フラックスは下記のように見積られる。人間の呼気のCO₂濃度は4%であり、安静時の正常な大人の呼吸量は500ml/回、呼吸回数は15回/分であるので、人間は一人あたり8.87mg/s人のCO₂を放出している。面積換算した人間の呼吸によるCO₂フラックス Fc_{human} は0.095mgm⁻²s⁻¹であり、家庭における化石燃料消費によるCO₂排出量の約1割に相当する。

4-6 熱収支・CO₂フラックスの年間収支

本節では、欠測の少ない2001年5月1日から2002年4月30日までのデータを使用して年間のフラックスを評価する。しかしながら、降雨やセンサー不良による欠測は避けられず、年間積算に利用できるデータは全体のデータセット数のうち71%である。そこで残りの欠測分は以下のように補完を行った。降雨によるデータ欠測(全体の10%)は対象日の前後2週間内に存在する曇天日のデータを用いて補完した。またセンサー不良によるデータ欠測分(全体の19%)は該当日に近い気象条件を持つ日の時間データを用いて補完した。

表4.5にエネルギー・CO₂フラックスの年間収支を示す。比較のため、森林の計測によって得られた年間積算値も合わせて示した。森林のデータはFLUXNETの観測点の一つであり、本対象地域とほぼ同緯度にある落葉広葉樹林(Oak Ridge, USA, 35°57'N)の観測データ(Wilson and Baldocchi, 2000; Baldocchi and Wilson, 2001)を用いた。

(1) 年間の熱収支とインバランス問題

年間の R_n , H , LE はそれぞれ2.36, 1.35, 0.90 GJ m⁻²であった。潜熱に比べて大きい顕熱が放出されているのは都市の特徴であり、森林とは対照的である。妹尾ら(2004)による人工排熱データベースを用いて算出した人工排熱 A の年間積算値は0.49 GJ m⁻²

である。年間の熱収支では $G=0$ となるため、熱収支は $Rn+A=H+LE$ となるはずであるが、実際には $Rn+A>H+LE$ となっている。これは「インバランス問題」としてよく知られており、点計測によるフラックス評価には避けられない問題となっている（例えば、神田ら(2002)）。インバランスの割合 $(Rn+A)/(H+LE)$ は約 0.8 であり、森林の値や既存の報告例と同程度である（例えば、Wilson et al., 2002; Lee, 1998; Kanda et al., 2004）。一方、木内(2003)は下水道を通して水圏へ流出する熱量が都市域で発生する人工排熱の 1 割程度にも達することを指摘している。したがって熱収支式を満たさないエネルギーの一部は水圏へ流出していることも十分に考えられる。

(2) 都市植生のオアシス効果

顕熱・潜熱へのエネルギー配分率であるボーエン比 $Bo=H/LE$ は 1.5 である。夏季の日中において、都市植生にはオアシス効果が働き、単位面積あたりの庭木では Rn と同等かそれ以上の潜熱が放出されることが指摘されているが（森脇・神田, 2003）、年間値でも都市域から多くの潜熱が放出されていることがわかった。

Hagishima et al. (2004)は、ポット植生の配置密度を変えてオアシス効果の定量的評価を試み、単木の場合 1.5 倍程度の蒸発促進が見られることを実証している。高温乾燥化した住宅街に樹木が点在する環境下では植物体内と外界との水蒸気圧差（飽差）が大きくなるため植物は水分を失いやすい。つまり高いオアシス効果によって庭木から大量の潜熱が大気に放出されていると考えられる。

本研究では降雨中のデータは曇天時のデータで置き換えてフラックスを年間積算しているため、潜熱の積算値を過小評価している可能性がある。実際には降雨中の遮断蒸発によりもっと大きな潜熱が発生している可能性もあり、年間の水収支をさらに精度良く評価するためには降雨中の潜熱フラックスの評価手法の確立が必要であるといえる。

(3) 本地域の気候学的特徴

日射量に対する Rn の比 (Rn/S) は 0.50 である。日射エネルギーの約半分が地表面フラックスに利用できるエネルギーに換算されている。この値は、森林の値 0.56 に比べると少し小さい値である。都市の Rn/S が小さいという結果は、都市の表面が森林に比べて温度が高くなるため多くの長波放射エネルギーを大気に放出することが原因になっていると考えられる。

放射乾燥度 $RDI=Rn/LP$ (Radiative Dryness Index, Budyko (1974)) は陸面の湿り具合を示す気候学的指標としてよく用いられている ($RDI < 1$ のとき、降水は土壌を湿った状態に保ち続ける)。本研究で得られた RDI は 0.56 であり、湿潤な気候条件下にこの地域が存在することを意味している。このような気候条件下では植物への水分供給が十分であり水ストレスが生じないため、前節で述べたような植生のオアシス効果が顕著であったと考えられる。一方、年間の蒸発量と降雨量はそれぞれ 228 mm と 1362 mm だっ

た。これから計算される蒸発・降水比 (E/P) は 0.21 であり、森林の値 (0.39) と比べて半分程度である。これは湿潤な気候にあっても、降水の大部分が流出してしまうことを意味しており、都市の不浸透化と下水道システムの発達を示唆する興味深い結果である。

(4) 年間の CO_2 フラックス

人為起源の CO_2 発生により都市域は CO_2 の発生源になっており、その定量的把握が地球温暖化の予測上急務となっている。本地域のように植生が混在するような住宅街ではその評価は難しく、現地計測による直接計測が必要である。計測されたフラックスを年間積算した結果、本地域は CO_2 の発生源になっており、その大きさは年間で $3352 \text{ gC m}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ であることがわかった。同緯度の落葉広葉樹林の吸収量が -450 to $-620 \text{ gC m}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ である (Baldocchi and Wilson, 2001) ことを考慮すると、本地域で発生した CO_2 を森林に吸収させるためには、約 5 倍の面積の森林が必要であることが明らかになった。

(5) 年間フラックスに対する都市キャノピー構成物の寄与度に関する検討

最後に潜熱・ CO_2 フラックスの年間積算値と、都市キャノピーを構成する各要素 (庭木、人工材料、自動車、家庭における燃料消費、人間の呼気) の寄与度を検討する (表 4.6)。

a) 潜熱

自動車交通、家庭からの排出、人体からの放出はほとんど無視できる。一方、主要な蒸発源として考えられるのは、植生と土壌である。人工材料からの蒸発も無視し得ない大きさ (0.12) であり、意外にもコンクリートが降雨時に水を吸収し、水分の蒸発源になっていることがわかった。推定した寄与度の合計値は 0.53 GJ m^{-2} となるが、この値は実測値 0.90 GJ m^{-2} の約半分程度にしかならない。(2) 節で述べたように、都市植生にはオアシス効果が働く。一様な植生におけるフラックスデータに緑被面積を乗じただけでは、オアシス効果が働く都市植生の蒸発量を過小評価してしまう可能性があるため注意が必要である。

b) CO_2 フラックス

主要な発生源は、自動車交通、家庭における燃料消費、人体の呼気である。植生・土壌は吸収源として作用するがその値は小さく、都市域の CO_2 フラックスは人為起源の CO_2 発生に強く影響を受けている。前節で示したように CO_2 フラックスは季節変化し、冬に大きく、夏に小さい。交通量や人体からの排出は年間を通じてほとんど変化しないため、フラックスの季節変化は説明できない。この季節変化を説明するのは、植生による CO_2 吸収と家庭からの排出である。冬季は家庭では暖房や給湯用に化石燃料の直接消費 (ガスや灯油) が多くなるため CO_2 の排出量も多くなる。

各寄与度の合計値は 6018 gC m^{-2} であり、実測値 3352 gC m^{-2} より過大に評価されてい

る。各構成要素の寄与度はラフな見積もりであり必ずしも実測値に一致する必要はないが、この差を説明する要素としては次の2つが考えられる。1つはCO₂フラックスの計測値がインバランス問題の影響により過小に評価されていることである。神田ら(2002)¹⁷⁾は点計測による熱フラックスが過小評価される原因として、大規模な乱流組織構造による平均流の存在を指摘しているが、点計測によるCO₂フラックスにも同様なメカニズムによる過小評価が生じていることは十分に考えられる。もう1つは都市植生によるCO₂吸収が推定値よりも大きいかもしれないことである。例えば、オアシス効果の場合、乾燥した都市環境に点在する植生からの蒸発が大きくなるが、これと全く同様のメカニズムにより、高いCO₂濃度の環境下におかれた都市植生がCO₂を効率よく吸収することは十分に考えられることである。ただしCO₂ガスの吸収速度は気相での拡散だけで決まるのではなく植物の生理機能にも影響される(大政, 1995)ため、この考察には注意が必要である。

最後にここで議論した、熱収支・CO₂フラックスの年間収支と都市キャノピーを構成する各要素(庭木、人工材料、自動車、家庭における燃料消費、人間の呼気)の寄与度の概念図を図4.16にまとめておく。

4-7 第4章の結論

放射・乱流・熱・水・二酸化炭素フラックスの一年間の連続データをもとに、以下の知見が得られた。

1) 熱収支の残差項と人工排熱から推定した G はゼロにならず年間を通して正の値になる。この理由として、①渦相関法で求めた H と IE が過小評価されていること、②地面が熱をため込み G の日平均値が正になること、の二つが挙げられる。

2) 熱収支の時間変化のアンサンブル平均像から顕熱は夜間でも負にならず日中に都市の地物に蓄えられた熱量が夜間も大気を暖め続けていること、無視しえない有意な潜熱(ピーク時で夏季に 200Wm^{-2} 、冬季に 20W m^{-2})が住宅街から放出されていることがわかった。

3) CO₂フラックスは季節によって差がみられ、全般的に夏季より冬季の方が大きくなっている。夏季はCO₂フラックスには大きな時間変化がないが、冬季は朝8時ころと16~23時ころにピークが見られる。特に冬のフラックスはCO₂濃度の時間変化パターンに似ており、地表からのフラックスがCO₂濃度の時間変化(ダブルピーク)を形成している。

4) 潜熱フラックス、CO₂フラックスに対する住宅街の構成要素の寄与を調べたところ、夏季は「庭木」が主に都市における潜熱の蒸発源となっていると考えられるが、 200Wm^{-2} の潜熱全てを庭木で説明しようとする、森林の約2倍の潜熱が庭木から放出

されていることになる。一方、「コンクリート」からの潜熱も無視し得ない大きさであり、特に冬季にはその寄与度が大きくなる。また CO₂フラックスには「家庭からの人工排出」と「自動車交通」と「庭木」が大きく影響を及ぼす。

5) 年間の R_n は 2.36 GJ m^{-2} で、そのエネルギーの約 60%が顕熱に、約 40%が潜熱に配分されていることがわかった。都市植生のオアシス効果により、都市域に含まれる本住宅街でも意外と潜熱が多く放出されていることがわかった。

6) 年間の CO₂ 発生量は $3352 \text{ gC m}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ であった。森林の吸収量が $-450 \text{ to } -620 \text{ gC m}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ である(Baldocchi and Wilson, 2001)ことを考慮すると、本住宅街が発生した CO₂を森林に吸収させるためには、5 倍の面積の森林が必要であることがわかった。

<第4章 参考文献>

- 1) Landsberg, H.E. 1970: Manmade climatic changes. *Science*, 170, 1265-1274.
- 2) Sakakibara, Y., 2000: Energy consumption in the residential division, *Energy Economics*, 26, 17-35.
- 3) Yamashita, S. 1979: On the attenuation of solar radiation in Tokyo. *Bulletin of Tokyo Gakugei University*, 30, 119-130.
- 4) 神田学, 高柳百合子, 横山仁・森脇亮, 1997: 銀座オフィスビル街における熱収支特性; 水文・水資源学会誌, **10**, 329-336.
- 5) 神田学, 森脇亮, 鈴木譲, マティアスロート, ティムオーク, 2000: 住宅街の接地境界層における乱流フラックスの実測—シンチロメーターの利用—, 天気, **47**, 453-462.
- 6) 蒲生稔, 1991: 海風前線を読み取る方法の比較, 公害資源研究所報文, 31-39.
- 7) 萩島理, 谷本潤, 片山忠久, 大原健志, 2002: 改良・建築—都市—土壌連成系モデル(AUSSSM)による都市高温化の構造解析第2報 数値実験による都市高温化要因の定量化, 日本建築学会計画系論文集, **553**, 91-98.
- 8) 一ノ瀬俊明, 花木啓祐, 松尾友矩, 1994: 細密地理情報にもとづく都市人工排熱の時空間分布の構造解析, 土木学会環境工学研究論文集, **31**, 263-273.
- 9) 石井宏明, 神田学, 森脇亮, 奥園孝二, 1999: 東京湾上空の大気環境計測, 土木学会水工学論文集, **43**, 233-238.
- 10) 神田学, 森脇亮, 高柳百合子, 横山仁, 浜田崇, 1997: 明治神宮の森の気候緩和機能・大気浄化機能の評価(1)1996年夏期集中観測, 天気, **44**, 713-722.
- 11) 神田学, 井上裕史, 鶴野伊津志, 2000: ”環八雲”の数値シミュレーション, 天気, **47**, 83-96.
- 12) 神田学, 渡辺力, マルコスオリバーレッツエル, ジークフリードラッシュ, 2002: LESによるインバランス問題に対する検討(第1報)大気境界層スケールの対流構造の影響, 水文・水資源学会誌, **15**, 243-252.
- 13) 気象庁, 2001: 2001年版気象年鑑, 財務省印刷局.
- 14) 近藤純正, 1994: 水環境の気象学-地表面の水収支・熱収支-, 朝倉書店, pp. 350.
- 15) 近藤裕昭, 劉発華, 1998: 1次元都市キャノピーモデルにおける都市の熱環境の研究, 大気環境学会誌, **33**, 179-192.
- 16) Kondo, H., Saigusa, N., Murayama, S, and Yamamoto, S., 2001: A numerical simulation of the daily variation of CO₂ in the central part of Japan –Summer case-, *J. of the Meteorol. Soc. of Japan*, **79**, 11-21.
- 17) Kusaka, H., Kondo, H., Kikegawa, Y., and Kimura F., 2001: A simple single-layer urban canopy model for atmospheric models: Comparison with multi-layer and slab models, *Boundary-layer*

- Meteorol.*, **101**, 329-358.
- 18) McMillen, R.T., 1988: An eddy correlation technique with extended applicability to non-simple terrain., *Boundary-Layer Meteorol.*, **43**, 231-245.
 - 19) 森脇亮, 神田学, 松永和章, 渡邊倫樹, 2002: 都市域の陸面パラメーターの算定, 土木学会水工学論文集, **46**, 79-84.
 - 20) 日本生活協同組合連合会, 2002: 「家庭におけるエネルギー消費についての調査」報告書.
 - 21) 小栗秀之, 檜山哲哉, 2002: 都市二次林におけるCO₂・熱フラックスの季節変化, 水文・水資源学会誌, **15**, 264-278.
 - 22) 大田区企画部, 2001: 大田区の数字.
 - 23) Rotach, M.W., 1993: Turbulence close to a rough urban surface Part 1: Reynolds stress, *Boundary-Layer Meteorol.*, **65**, 1-28.
 - 24) Roth, M., 2000: Review of atmospheric turbulence over cities, *Quart. J. of Roy. Meteorol. Soc.*, **126**, 941-990.
 - 25) Roth, M. and Oke, T.R., 1993: Turbulent transfer relationships over an urban surface. I: Spectral characteristics, *Quart. J. of Roy. Meteorol. Soc.*, **119**, 1071-1104.
 - 26) Roth, M. and Oke, T.R., 1995: Relative efficiency of turbulent transfer of heat, mass, and momentum over a patchy urban surface, *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1863-1874.
 - 27) 榊原幸雄, 2000: 家庭部門のエネルギー消費実態について, エネルギー経済, (財) 日本エネルギー経済研究所.
 - 28) Schmid, H.P., 1994: Source areas for scalars and scalar fluxes, *Boundary-layer Meteorol.*, **67**, 293-318.
 - 29) Tanaka K., Ishikawa H., Hayashi T., Tamagawa I. and Ma Y., 2001: Surface energy budget at Amdo on the Tibetan plateau using GAME/Tibet IOP98 data, *J. of the Meteorol. Soc. of Japan*, **79**, 505-517.
 - 30) 東京都環境局, 2001: 東京都ロードプライシング検討委員会報告書.
 - 31) 渡邊倫樹, 森脇亮, 神田学, 松永和章, 2002: 都市域におけるコンスタント・フラックス層の存在条件について, 土木学会水工学論文集, **46**, 79-84.
 - 32) Webb, E.K., Pearman, G.I. and Leuning, R., 1980: Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer, *Quart. J. of Roy. Met. Soc.*, **106**, 85-100.
 - 33) 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**, 261-271.
 - 34) 横浜市水道局, 2000: 横浜市水道要覧.
 - 35) Yoshikado, H. and Kondo, H., 1989: Inland penetration of the sea breeze over the suburban area of Tokyo, *Boundary-layer Meteorol.*, **48**, 389-407.
 - 36) Grimmond, C.S.B., H.A. Cleugh, and T.R. Oke, 1991: An objective urban heat storage model

- and its comparison with other schemes. *Atmos. Environ.*, **25B**, 311-326.
- 37) Grimmond, C.S.B., and T.R. Oke, 1999: Heat storage in urban areas: Local-scale observations and evaluation of a simple model. *J. Appl. Meteor.*, **38**, 922-943.
- 38) Grimmond, C.S.B., T.S. King, F.D. Cropley, D.J. Nowak, and C. Souch, 2002: Local-scale fluxes of carbon dioxide in urban environments: methodological challenges and results from Chicago. *Environ. Poll.*, **116**, S243-S254.
- 39) Ichinose, T., K. Shimodozono, and K. Hanaki, 1999: Impact of anthropogenic heat on urban climate in Tokyo. *Atmos. Environ.*, **33**, 3897-3909.
- 40) Kanda, M., A. Inagaki, M.O. Letzel, S. Raasch, and T. Watanabe, 2004: LES study of the energy imbalance problem with eddy covariance fluxes. *Bound.-Layer Meteor.*, in press.
- 41) Kanda M., R. Moriwaki, M. Roth, and T.R. Oke, 2002: Area-averaged sensible heat flux and a new method to determine zero-plane displacement length over an urban surface using scintillometry. *Bound.-Layer Meteor.*, **105**, 177-193.
- 42) Nemitz, E., K.J. Hargreaves, A.G. McDonald, J.R. Dorsey, and D. Fowler, 2002: Micrometeorological measurements of the urban heat budget and CO₂ emissions on a city scale. *Environ. Sci. Technol.*, **36**, 3139-3146.
- 43) Oke, T.R., 1978: Surface Heat Fluxes and the Urban Boundary Layer. WMO Symposium on the Physics of the Boundary Layer Applied to Specific Problems of Air Pollution, WMO No. 510, World Meteor. Organiz., Geneva, 63-69.
- 44) Oke, T.R., 1979: Advectively-assisted evaporation from irrigated urban vegetation. *Bound.-Layer Meteor.*, **17**, 167-173.
- 45) Oke, T.R., 1988: The urban energy balance. *Progress Phys. Geog.*, **12**, 471-508.
- 46) Oke, T.R., and H.A. Cleugh, 1987: Urban heat storage derived as energy balance residuals. *Bound.-Layer Meteor.*, **39**, 233-245.
- 47) Vogt, R., A. Christen, M.W. Rotach, M. Roth, and A.N.V. Satyanarayana, 2003: Fluxes and profiles of CO₂ in the urban roughness sublayer. Preprints, *Fifth Int. Conf. on Urban Climate*, Lodz, Poland, Int. Assoc. for Urban Climate.
- 48) Wilson, K. and Baldocchi, D. , 2000: Seasonal and interannual variability of energy fluxes temperate deciduous forest in North America. *Agric. For. Meteor.*, **100**, 1-18.
- 49) Baldocchi, D., and Wilson, K. , 2001: Modeling CO₂ and water vapor exchange of a temperate broadleaved forest across hourly to decadal time scales. *Ecol. Model.*, **142**, 155-184.
- 50) 妹尾泰史, 神田学, 木内豪, 萩島理, 2004 : 潜熱割合を考慮した人工排熱時空間分布の推計と都市局地気象に対する影響, 土木学会水工学論文集, 48(1), 169-174.
- 51) Wilson, K., Goldstein, A., Flage, E., Aubinet, M., Baldocchi, D., Berbigier, P., Bernhofer, C., Ceulemans, R., Dolman, H., Field, C., Grelle, A., Ibrom, A., Law, B.E., Kowalski, A., Meyers, T., Moncrieff, J., Monson, R., Oechel, W., Tenhunen, J., Valentini, R. and Verma, S. , 2002:

- Energy balance closure at FLUXNET sites, *Agric. For. Meteor.*, **113**, 223-243.
- 52) Lee, X., 1998: On micrometeorological observations of surface-air exchange over tall vegetation. *Agric. For. Meteor.*, **91**, 39-49.
- 53) Kanda, M., Inagaki, A., Letzel, M.O., Raasch, S., and Watanabe, T., 2004: LES study of the energy imbalance problem with eddy covariance fluxes. *Bound.-Layer Meteor.*, **110**, 381-404.
- 54) 木内 豪, 2003 : 都市の水利用が公共用水域に及ぼす熱的影響の長期的変化—東京都区部下水道と東京湾を事例として—, 土木学会水工学論文集, **47**, 25-30.
- 55) Hagishima, A., Narita, K.-I., and Tanimoto, J., 2004: Field experiment on the oasis effect of urban areas using potted plants. Preprints, Fifth conference on urban environment, Vancouver, Canada, Amer. Meteor. Soc.
- 56) Budyko, M.I. , 1974: *Climate and Life*, Academic Press, New York, pp.508.
- 57) 大政謙次編, 1995 : 植物の計測と診断, 朝倉書店, pp.239.

表 4.1 晴天日の日数（日照率 80%以上）

年月	該当日数
2001年5月	4
6月	2
7月	10
8月	1
9月	3
10月	8
11月	12
12月	17
2002年1月	16
2月	8
3月	9
4月	6

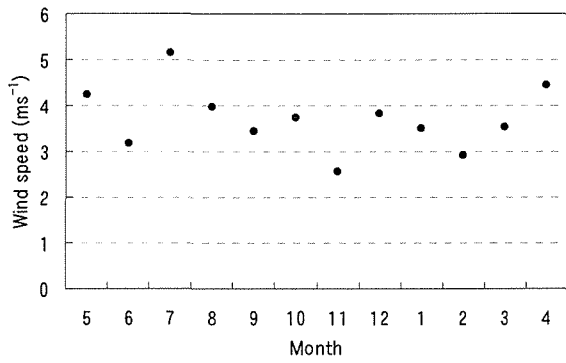


図 4.1 日平均風速の季節変化

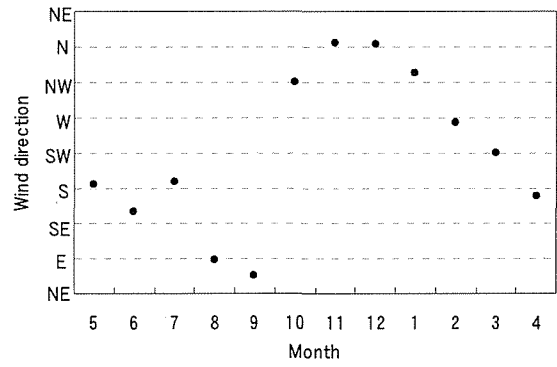


図 4.2 日中平均風向の季節変化

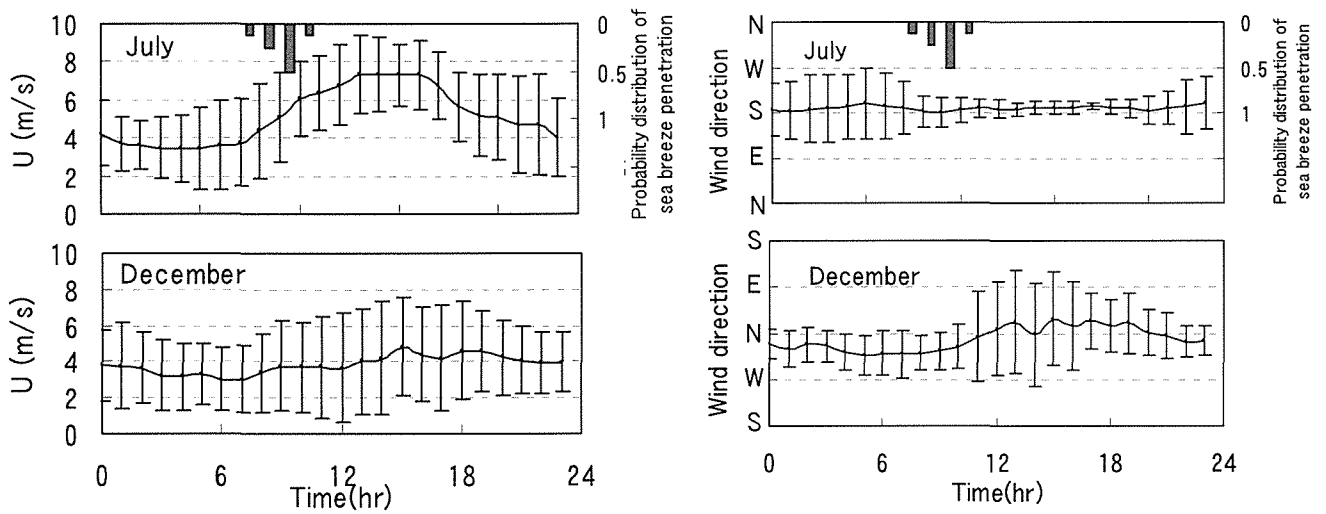


図 4.3 風速と風向の時間変化パターン (上: 夏季 下: 冬季). 誤差バーは標準偏差を示す. 棒グラフは海風侵入時刻の確率分布を示す (第 2 軸).

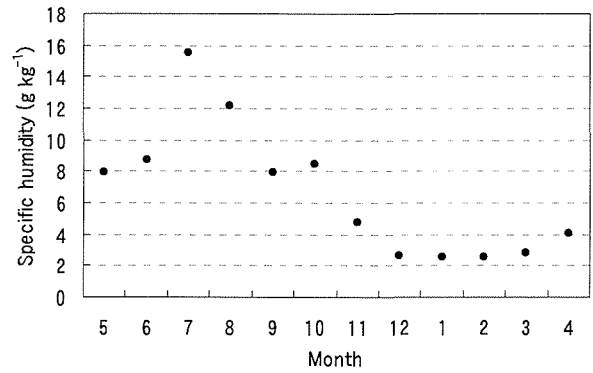
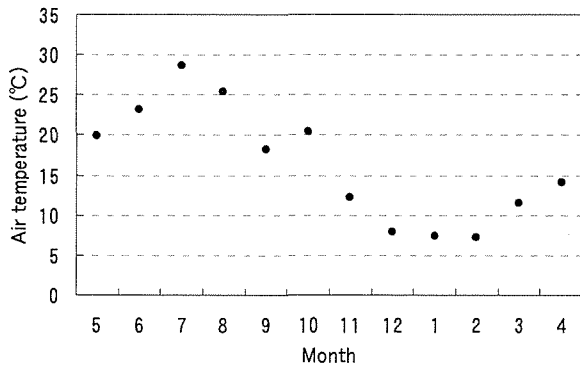


図 4.4 気温（左）と比湿（右）の時間変化パターン（上：夏季 下：冬季）

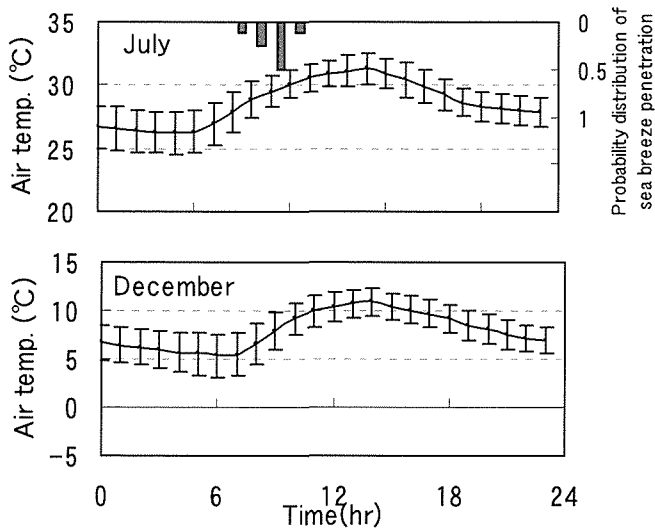


図 4.5 日平均気温の季節変化

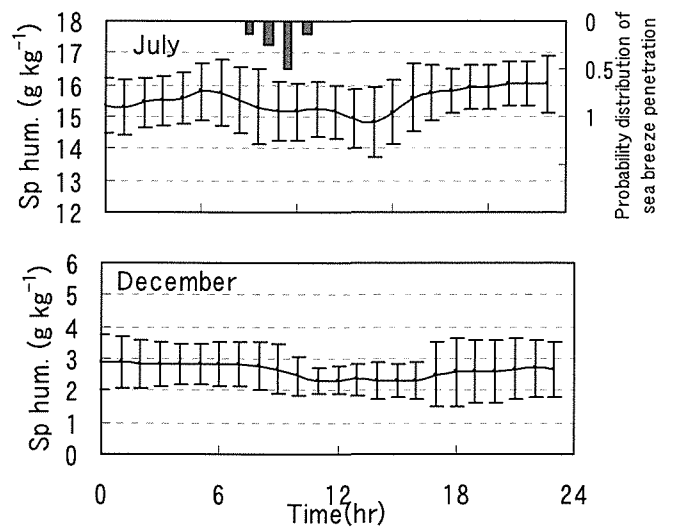


図 4.6 日平均比湿の季節変化

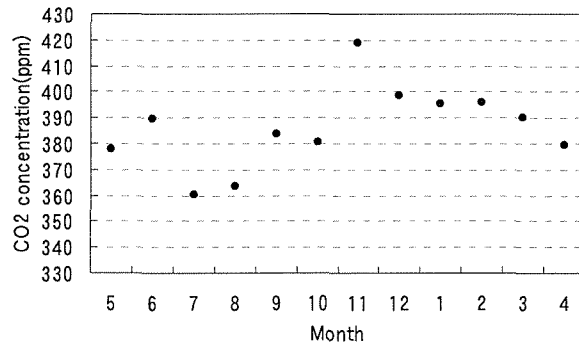


図 4.7 CO₂ 濃度の季節変化

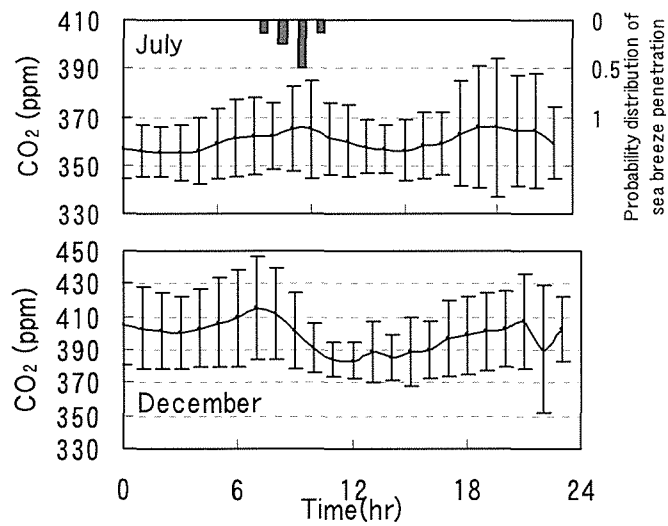


図 4.8 CO₂ 濃度の時間変化パターン (上: 夏季 下: 冬季)

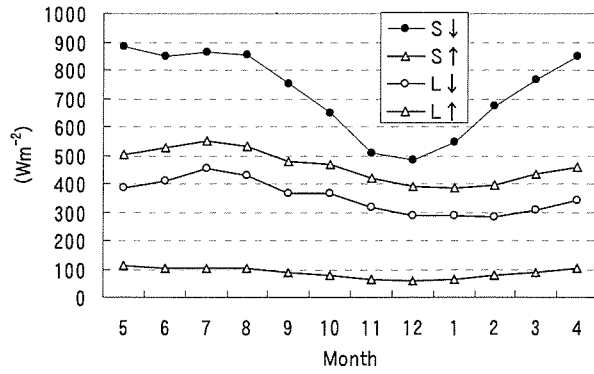


図 4.9 放射収支の季節変化 (南中時)

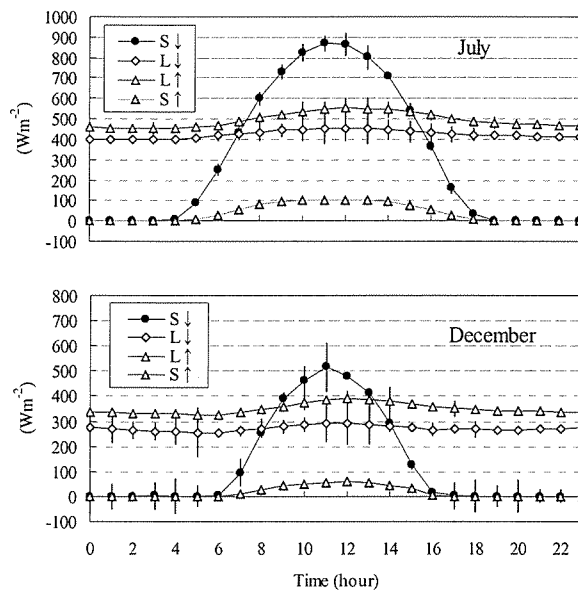


図 4.10 放射収支の時間変化パターン (上:夏季 下:冬季)

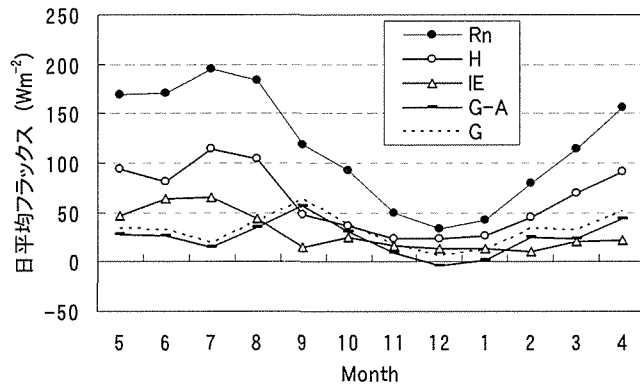


図 4.11 熱収支（日平均値）の季節変化

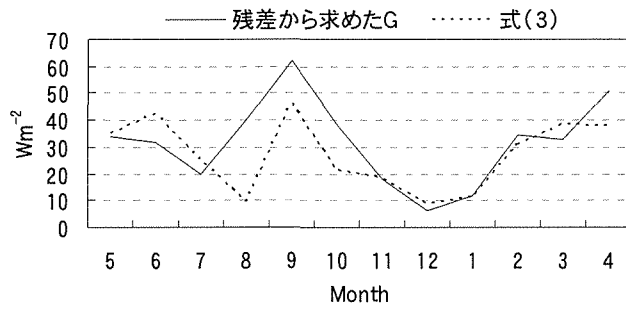


図 4.12 残差から求めたGと式(3)より求めたG

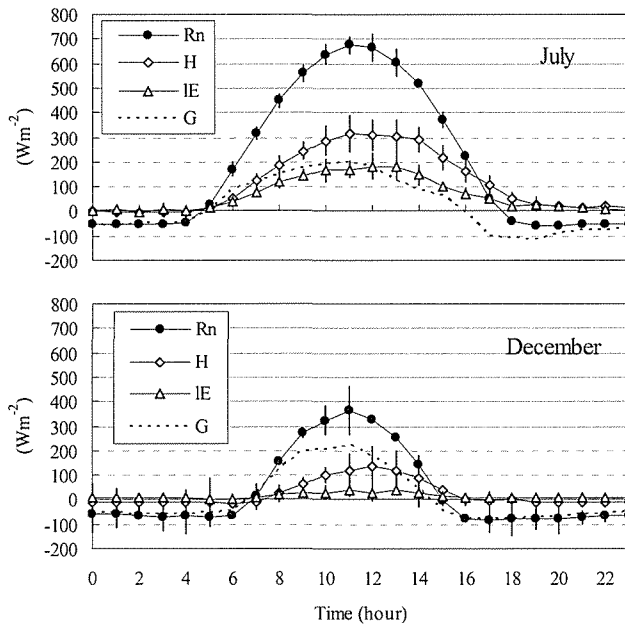


図 4.13 熱収支の時間変化パターン（上：夏季 下：冬季）

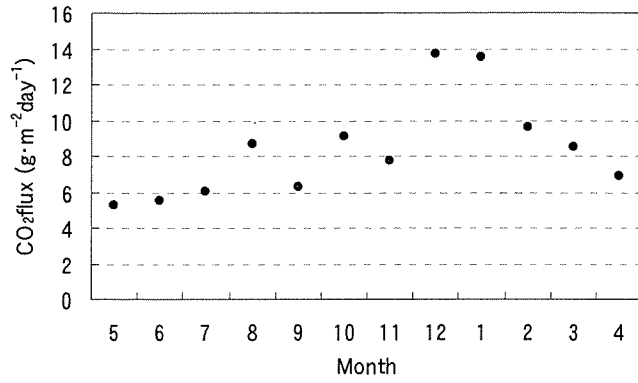


図 4.14 CO₂ フラックス（日積算値）の季節変化

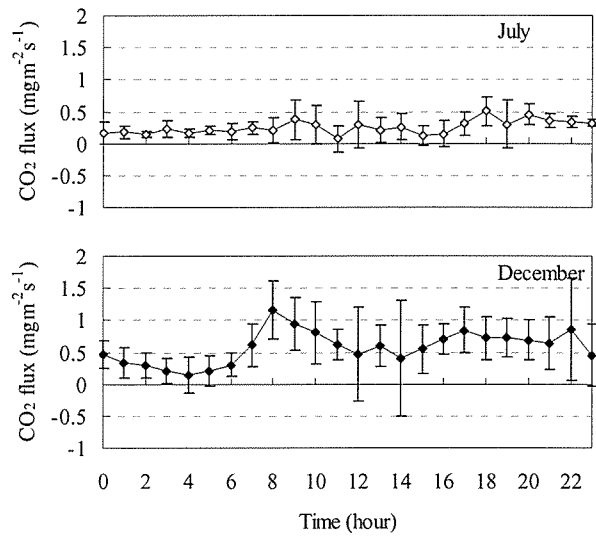


図 4.15 CO₂ フラックスの時間変化パターン（上：夏季 下：冬季）

表 4.2 日中, 夜間, 日積算 したフラックスとフラックス比.

	Flux (MJm^{-2})				Ratio				Duration	
	R_n	H	IE	G	Bowen ratio	H/R_n	IE/R_n	G/R_n		
Daytime ($R_n > 0 \text{ Wm}^{-2}$)										
July	18.94	9.37	5.28	4.50	1.77	0.49	0.28	0.24	5-18	
Dec	6.67	2.30	0.74	3.89	3.13	0.35	0.11	0.58	7-15	
Nighttime ($R_n < 0 \text{ Wm}^{-2}$)										
July	-2.09	0.51	0.40	-2.81	1.28	-0.25	-0.19	1.35	0-5,18-24	
Dec	-3.79	-0.29	0.46	-3.36	-0.63	0.08	-0.12	0.89	0-7,15-24	
Daily (24h)										
July	16.85	9.88	5.68	1.69	1.74	0.59	0.34	0.10	0-24	
Dec	2.89	2.01	1.20	0.53	1.68	0.70	0.41	0.18	0-24	

表 4.3 微気象学的手法を用いて算出された都市域の CO₂ フラックス

Author	City/ Land use	Measurement condition/ Instrument	Study period	Range of CO ₂ flux (mgm ⁻² s ⁻¹)	of Range of CO ₂ concentration (ppm)
This study (Summer)	Tokyo Japan	LI-7500	May 2001 – Apr. 2002	0.2 – 0.5 (Summer)	350 – 390 (Summer)
	Densely built-up residential Building cover ratio =47% Green space =22%	Open path Height 29 m Station: Tower		0.2 – 1.1 (Winter)	370 – 430 (Winter)
Grimmond <i>et al.</i> (2002)	Chicago, Illinois USA	LI-6262	14 Jun. – 11 Aug.	0 – 0.44	370 – 410
	Suburban Building cover ratio =36% Mean height 6.3m Pervious =25% Trees and shrubs =7% Grass =32%	Height: 27 m Station: tower Closed path Eddy covariance	Summer, 1995		
Nemitz <i>et al.</i> (2002)	Edinburgh UK Mixed City center, shopping street, park, residential	Station: 32 m stone tower on the hill 35 m above the street level Eddy covariance LI-COR6262 Closed path	28 Oct. – Nov.30 Winter, 2000	0 – 3.3	365 – 405
Vogt <i>et al.</i> (2003)	Basel, Switzerland Densely built-up part Building cover ratio =54% Vegetation =16% Building height=14.6 m	LI-6262,7500 Height: 31.7 m and 14.7 m Station: Tower Closed path	25 June – 30 June Summer, 2002	0 – 1.3	350 – 440

表 4.4 各構成要素の日中平均潜熱・CO₂フラックスに与える寄与

	<i>IE</i> (Wm ⁻²)		CO ₂ flux (mgm ⁻² s ⁻¹)	
	Summer	Winter	Summer	Winter
Total (Measured)	65.7	13.9	0.25	0.57
Vegetation	33 (50.2%)*	0-6.6 (0-47.4%)	-0.064 (-25.6%)	0.013 (2.3%)
	90 [†] (49% of 183 [†])	44 [†] (121% of 36.3 [†])	-0.33 [†]	0
Concrete and asphalt	6.3 (9.6%)	2.2 (15.8%)	-0.0012 (-0.5%)	-0.0012 (-0.2%)
Traffic	0.38 (0.6%)	0.38 (2.7%)	0.33 (132%)	0.33 (57.9%)
	0.65 [‡]	0.65 [‡]	0.56 [‡] (112% of 0.5 [‡])	0.56 [‡] (51% of 1.1 [‡])
Household	0.0021 (0%)	0.0018 (0%)	0.098 (39.2%)	0.354 (62.1%)
	—	—	0.39 [‡] (78% of 0.5 [‡])	1.42 [‡] (129% of 1.1 [‡])
Human exhalations	0.25 (0.4%)	0.25 (1.8%)	0.098 (38% of 0.25)	0.098 (17.2%)

*Percentage of total, [†]Peak value at midday, [‡]Peak value in the morning and evening

表 4.5 熱収支・CO₂フラックスの年間収支（2001年5月から2002年4月の積算値）

	住宅街 (本研究)	落葉広葉樹林 (Wilson and Baldocchi (2000), Baldocchi and Wilson (2001))
降水量 P (mm)	1722	1454
気温 (°C)	16.0 at 29 m	14.9
% 実測データの割合	71%	78%
日射量 S_{down} (GJ m ⁻²)	4.69	5.43
正味放射量 Rn (GJ m ⁻²)	2.36	3.04
顕熱 H (GJ m ⁻²)	1.35	1.05
潜熱 LE (GJ m ⁻²)	0.90	1.39
蒸発量 (mm)	369.5	567.2
CO ₂ フラックス (gC m ⁻²)	3352	-460 to -620
人工排熱 A (gC m ⁻²)	0.49	---

表 4.6 年間の潜熱・CO₂フラックスに対する各構成要素の寄与

	潜熱 (GJ m ⁻²)	CO ₂ フラックス (gC m ⁻²)
実測に基づく積算値	0.90	3352
植生・土壌	0.40	-110
アスファルト・コンクリート	0.12	-1
自動車交通量	0	2838
家庭における燃料消費	0	2442
人体	0.01	849
寄与度の合計	0.53	6018

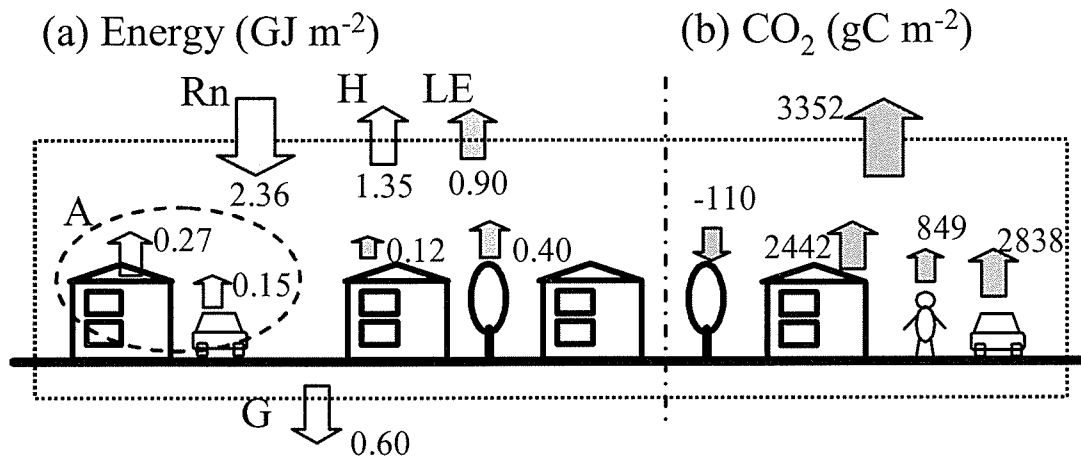


図 4.16 年間の熱収支・CO₂フラックスに対する各構成要素の寄与の概念図

第5章 水文陸面パラメータとその特性

5-1 概要

5-1-1 第5章の目的と意義

5-1-2 既存の研究

5-2 シンチロメータを用いたゼロ面変位算定法の提案

5-2-1 算定方法

5-2-2 ゼロ面変位の大気安定度依存性

5-3 流体力学的粗度とスカラー粗度

5-3-1 算定方法

5-3-2 流体力学的粗度

5-3-3 熱・水蒸気粗度

5-4 蒸発効率 β

5-4-1 算定方法

5-4-2 β の降雨後経過日数の影響

5-4-3 β の季節変化

5-5 アルベド

5-5-1 アルベドの日変化

5-5-2 アルベドに対する降雨後経過日数の影響

5-5-3 アルベドの季節変化

5-6 第5章の結論

参考文献

第5章 水文陸面パラメータとその特性

5-1 概要

5-1-1 第5章の目的と意義

現況の気象モデルでは、都市の効果をモデル内で表現するために、地表面境界条件における様々な陸面パラメータを与えている。これらのパラメータは平原や森林における気象観測をもとに発展し、裸地、畑地、水域、都市など土地利用が変化しても、その土地利用に合わせた、蒸発効率、粗度などの水文陸面パラメータを与えられれば、地表のインパクトはパラメータを通してモデルに反映される。既存の気象モデルでは、都市域のパラメータは、計算結果である風速や気温が気象庁などでルーチンの測定されている気象データと合致するようにチューニングされているのが現状であり、裸地・水面・植生面などに比べて研究が遅れている。キャノピーと同じスケールの凹凸（建物群）で構成される都市の場合には、キャノピースケールに比べて十分小さな抵抗体（葉）の集合体と見なせる森林とは根本的に異なるパラメタリゼーションが必要かもしれない。本章では、水文陸面パラメータをフラックス観測データから物理的に算定し、これらのパラメータがどのような値になるか、またそのパラメータは一定値なのかどうか、また変化するならばどうなるのか、その挙動の特徴について検討する。具体的には、代表的な水文陸面パラメータである、①ゼロ面変位、②流体力学的粗度およびスカラー粗度（熱・水蒸気）、③蒸発効率 β 、④アルベド、の挙動について述べる。ゼロ面変位高さに関しては、空間平均フラックスの測定が可能であるシーロメータという測定機器を応用した独自のゼロ面変位算出方法を提案し、従来の方法と比較してその特徴について述べる。

5-1-2 既存の研究

(1) ゼロ面変位、流体力学的粗度

流体力学的粗度とゼロ面変位は、それぞれ「地表面の粗さ」と「建物の存在による基準面のセットアップ」を示すパラメータであり、都市キャノピーではこれを構成する抵抗体（建物）の幾何構造や配置によって大きく変化する。この問題に対し数多くの風洞

実験が行われており、都市の幾何学パラメータを入力条件として半理論的に導かれた診断式を基に流体力学粗度を算定する手法が提案されている（例えば、Macdonald et al., 1998; Bottema, 1996 など）。一方で流体力学的手法により粗度を同定する方法も非常に数多く提案されているが、物理量の鉛直分布を用いる手法と、乱流計測情報を用いる手法に大別される。Grimmond and Oke (1999)は、既存の診断式から算定された粗度パラメータを都市域の実測データに適用した上でそれらの相互比較を行ったが、同一地点でも大きなばらつきをもつことを指摘している。実際の都市は建物の形状・配列が規則的ではないため、風洞実験の結果と現地での実測結果に相違が生じたものと考えられる。複雑な都市形状を十分に平均化でき、都市キャノピーの平均的な粗度パラメータを算出する手法の開発提案が求められている。

（２）スカラー粗度

スカラーに対する粗度は、流体力学粗度に比べ、その研究事例は非常に少ない。これはスカラー（熱や水蒸気）の粗度を算定するのに熱や水蒸気のフラックス計測が必要になるためである。スカラー粗度の理論的背景は Brutsaert (1984)を参照されたい。草原などでは熱の粗度 kB_T^{-1} は草原などでは 2.5 の値をとることが知られているが（例えば、Garratt and Francey, 1978）、岩場のような粗い表面ではもっと大きな値をとる (Brutsaert, 1984)。都市では Voogt and Oke (1997)による $kB_T^{-1} \approx 3$ が唯一の報告例である。水蒸気粗度に対する研究例はさらに少なく、都市では筆者の知る限り算定された例はない。

（３）蒸発効率

蒸発効率は、地表面からの顕熱と潜熱をバルク表現した場合の輸送係数の比であり、地表面の湿度合いを示す指標としてよく用いられている（近藤, 1994）。その挙動は裸地面や森林などで実測に基づいて詳細に研究が行われているが（Kondo and Watanabe, 1992）、都市域では実測データに基づいて β を算定している研究例はない。都市気候研究のためのメソ気象モデルなどでは、ルーチン観測データにシミュレーション結果が合うようにチューニングされているのが現状であり、実測に基づく都市域の蒸発効率の検討が必要とされている。

（４）アルベド

アスファルトやコンクリートなど人工被覆面のアルベド（短波放射の反射率）に関して、多く研究が行われている。最近では高アルベドのアスファルト舗装によりヒートアイランドを緩和しようという試みも行われつつある。コンクリート舗装面のアルベドは 0.4 程度であるが、実際の都市におけるアルベド計測値の多くは 0.14 から 0.15 程度であることが報告されている（Oke, 1988）。都市では建物キャノピー内で多重反射が生じることにより日射の吸収率が高まり、建物素材がもつ反射率に比べて、キャノピー反射率は小さくなることが認められている（例えば、Aida (1982), Kanda et al. (2004)）。しかしながら都市域におけるアルベドの実測データは依然として不足しており、季節変化や気象条件の変化を含むアルベドの連続データが求められている。都市キャノピーモデルに

よって、人工排熱量や地表面パラメータが大気に与える影響が研究されている（たとえば、Kusaka et al.(2001), 近藤・劉(1998), 萩島(2002)）が、現地観測データによる検証が十分に行われているとは言い難いのが現状である。

5-2 シンチロメータを用いたゼロ面変位算定法の提案

空間平均的な顕熱および運動量フラックスを計測する新しい測定機器として、最近、シンチロメーター（例えば、Thiermann and Grassl, 1992）が、注目されている。地表面被覆の非一様性の大きい都市域では特にその応用が期待されるが、測定原理上、ゼロ面変位を予め与えなければならず、都市の接地境界層の観測において大きな欠点となっていた（神田ら, 1997）。そこで本論では、2セットのシンチロメーターを用いてコンスタントフラックス層（以下、CFL）内の2高度で計測することにより、顕熱と同時に都市域のゼロ面変位を推定する新しい手法を提案する。これが第2の目的である。最近、Grimmond and Oke (1999)は、プロファイル法をはじめ、流体力学的粗度やゼロ面変位を推定する複数の手法を都市の幾何パラメーター別に整理し、比較検討しているが、推定値のばらつきが極めて大きく、決定的な推定手法がないことを指摘しており、ゼロ面変位を直接計測する新しい手法を提案することは意義があると考えられる。シンチロメーターは超音波風速温度計に比べてその計測スパン長が著しく大きいという利点を持ち、乱流データの空間代表性を比較・検討する上で好都合である。

5-2-1 算定方法

シンチロメーターはレーザー光を用いた乱流計測装置で、超音波風速温度計等の1地点での計測とは異なり、レーザーの発信器・受信器間の光線の軌跡で空間平均化された乱流変動値を求める点が大きな特徴である。シンチロメーターには数多くの手法があり、Hill(1992)のレビューに詳しい。ここでは、本研究で用いた2偏波型シンチロメーター（Scintec Atmosphärenmesstechnik GmbH, SLS20）の測定原理のみ以下に簡単に述べる。発信される平行した2本の偏向レーザーが、光路中の乱流により屈折率の変動を起こすのを光の強度変動として捉え、その2つの相関および光路距離などから、まず構造関数パラメーターと乱れの内部スケールが直接計測される。構造関数パラメーターは湿度の構造関数と温度の構造関数に依存するが、本観測のように顕熱が潜熱よりも大きい（ボーエン比が1より大きい）場合には（第4章の熱収支参照）、構造関数パラメーターは温度の構造関数パラメーター C_T^2 のみに依存することがわかっている（例えば、Green and Hayashi, 1998）。また乱れの内部スケールからはエネルギー散逸率 ε が算出される（Hill, 1992）。要するに、2本の偏向レーザーのゆらぎから2変数の乱流情報（ C_T^2

と ε) が得られるわけである。ここで、接地境界層の相似理論が適用できるものと仮定すると、 C_T^2 と ε の無次元関数($\phi_{C_T}, \phi_\varepsilon$)はモニン・オブコフ相似則による3つの基本スケール(L :モニン・オブコフ長さ, T_* :摩擦温度, u_* :摩擦速度)と以下の式(5.1)~(5.3)によって関係づけられる。実質的な測定高度 z' (= $z-z_d$)が与えられれば、式(5.1)~(5.3)より3つの未知変数が求まり、式(5.4)より顕熱が算定される。

$$L = Tu_*^2 / kgT_* \quad (5.1)$$

不安定時

$$\begin{aligned} \phi_{C_T} &= C_T^2 (kz')^{2/3} T_*^{-2} = 4\beta_1 \phi_N \phi_\varepsilon^{-1/3} \\ &= 4\beta_1 [0.68(1-9.69(z'/L))^{-1/2}] \cdot [(1-10.5(z'/L))^{-1} - (z'/L)]^{-1/3} \end{aligned} \quad (5.2a)$$

安定時

$$\phi_{C_T} = C_T^2 (kz')^{2/3} T_*^{-2} = 4\beta_1 (1 + 7z'/L + 20(z'/L)^2)^{1/3} \quad (5.2b)$$

不安定時

$$\phi_\varepsilon = \varepsilon \cdot kz' u_*^{-3} = (1 - 10.5(z'/L))^{-1} - z'/L \quad (5.3a)$$

安定時

$$\phi_\varepsilon = \varepsilon \cdot kz' u_*^{-3} = (1 + 4z'/L + 16(z'/L)^2)^{1/2} \quad (5.3b)$$

$$H = -c_p \rho u_* T_* \quad (5.4)$$

ここで、 T :温度, z :地上高, z_d :ゼロ面変位, k :カルマン定数(0.4), g :重力加速度(9.81m/s^2), β_1 :Obkhov-Corrsin定数(0.86), c_p :定圧比熱, ρ :空気密度, ϕ_N :無次元化された温度散逸率である。測定原理の詳細についてはThiermann(1992)を参照されたい。

シンチロメーターの大きな欠点は、モニン・オブコフ相似則に基づく相似関数を仮定していることと、ゼロ面変位(以下 z_d)をあらかじめ決定しなければならないこと、の2点である。都市境界層における構造関数とエネルギー散逸率の相似関数の成立については、世田谷・銀座・バンクーバーの3都市における超音波風速温度計を用いた乱流実測データから確認されており、式(5.2a), (5.3a)はそれら3都市の結果に基づいて提案された新しい相似関数式である(神田ほか, 1999)。シンチロメーター法を都市域で適用するため、これらの相似関数がシンチロメーターで予め仮定されているもの(Thiermann and Grassl, 1992)とは異なる関数形となっていることに留意されたい。なお、関数形の違いが算定される顕熱に及ぼす影響は、最大で $10\sim 20\text{W/m}^2$ 程度である。また、幾何形状の複雑な都市においては、 z_d の仮定値は顕熱の算定値に対して非常に敏感であり

(神田ら, 1997), z_d をあらかじめ与えなければならぬことはきわめて不都合である。ここではシンチロメーターを 2 セット用いることにより z_d そのものを推定する手法を適用する。同じパス間に設置高度を変えた 2 セットのシンチロメーター計測を行う。CFL 内の乱流フラックスは高さ方向にほとんど変化しないが、厳密には等しくないため、2 高度間の大気に蓄熱される非定常項を考慮しなければならない。この非定常項は日中最大で、数 W/m^2 程度である。これより 2 高度間での熱フラックス収支が式(5.5)で表せる。

$$H_1 = H_2 + \int_{z_1}^{z_2} c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} dz \quad (5.5)$$

ここで、下添え字 1,2 は測定高度の識別子である。

2 セットのシンチロメーターの出力信号と式(5.5)を追加したことにより、もう 1 つの未知変数として式(2),(3)内の z_d を算出することが可能となる。顕熱とゼロ面変位 (z_d)の同時推定アルゴリズムを図 5.1 に示す。この手法は水平一様な草原においてテスト測定を行いその有効性が確認されている(森脇ら, 1999)。またシンチロメータによる測定は、東京都世田谷区新代田にて 1998 年の夏季に 2 日間のみ行った。本論文の観測対象である久が原地域と同様、約数 km にわたってほぼ均一で一様な低層住宅街が広がっている。住宅街は若干の植生も含んでいる(緑被率は 14%)。建物は 2 階建て住宅がほとんどで建物高さは平均 8.5m, その建坪率は 60%である。Macdonald et al. (1998)にならって、形態学的情報から流体力学的粗度とゼロ面変位を算出すると、それぞれ 0.16m および 7.0m となる。2 台の 35m クレーン車を導入し観測タワーとして使用した。観測点 B は住宅都市整備公団(現、都市基盤整備公団)の 10 階建てアパートであり、シンチロメーターの発信器 2 台を設置した。ここから観測点 A における 2 台のクレーン車に搭載されたシンチロメーターの受信器に向けてレーザービームを発射する。シンチロメーターのパス長は約 250m である。シンチロメーターによる計測は地上 35m と 19m の 2 高度で行った。世田谷における観測の詳細については、神田ら(2000)を参照されたい。

5-2-2 ゼロ面変位の大気安定度依存性

図 5.2 には上記により推定されたゼロ面変位 z_d と超音波風速温度計によって得られた大気安定度の関係を示す。この図では 10 月 9,10 日に得られたすべての測定結果のうち、風向が $145^\circ \sim 200^\circ$ の範囲の(ビルによる後流の影響を受けない)事例、かつ水平風速の分散値が 1.0 より小さい(風が安定して吹いた)事例を提示している。本手法は 2 高度のシンチロメーターによる測定結果の差を利用するため、観測期間中でも特に条件のよい事例を選択している。Grimmond and Oke (1999)は、プロファイル法・渦相関法・形態学的手法による都市域の z_d の算定精度について詳細な比較検討を行っており、現在のところ決定的な手法がないと結論づけているが、相対的には都市の幾何形状から粗度

パラメータを推定する形態学的手法が推奨されている。そこで、シンチロメーター法との比較のため、代表的な形態学的手法の1つ (MacDonald et al., 1998) による算出結果も合わせて示す。形態学的手法とは、単位土地面積中に占める建物面積の割合と、主風速方向に対する建物投影面積から、物体の抵抗則を用いて粗度パラメータを推定する手法であるが、建物の相乗効果による抵抗係数の変化などいくつかの過程に経験則が用いられている。

シンチロメーター法による z_d は全データ平均で 6.9m となり、形態学的手法から算出された 7.0m とほぼ一致している。2 台のシンチロメーターはキャリブレーションによっても $\pm 1.5 \text{ W/m}^2$ 程度の器差を持ちうる。2 高度間における大気の蓄熱項 (式(5.5)の右辺第2項) は数 W/m^2 程度のオーダーであることから、これらの器差は計測原理上、無視することが出来ない。2 台のシンチロメーターの器差が z_d の推定値に与える影響を、図 5.2 中の各データの誤差バーで示した。大気が不安定になるほど推定精度が向上することが示される。大気が安定の際には、わずか $1 \sim 2 \text{ W/m}^2$ の顕熱誤差が $1 \sim 2 \text{ m}$ の推定誤差を生み出す。一方、大気が不安定な場合は、わずか数 cm ~ 数 10cm 程度に抑えられる。この理由は、不安定時ほど顕熱の絶対値そのものが大きくなるので、相対的に器差の影響が小さくなること、および、フラックス算定において用いられる相似関数式(2)および(3)の性質として、大気が安定になるほど無次元関数 (ϕ_{c_r} , ϕ_e) が顕熱の絶対値に対して敏感になってくること、が挙げられる。このような器差を考慮しても図 5.2 から大気不安定化とともに z_d が漸減していく傾向が読みとれる。同様の傾向は、30cm 高さの植物キャノピーにおいて、より明確に確かめられている (森脇ら, 1999)。 z_d の算出手法自体に決定的なものがないため、 z_d の大気安定度依存性は過去の研究ではほとんど議論されていない。しかし、不安定時は、サーマルなどの熱対流による乱流鉛直混合が卓越するため、形状抵抗の影響が軽減され、 z_d が小さくなることが考えられる。また、安定時には、建物間のキャビティー領域が大気成層の効果により流体力学的な淀み域となりキャノピー下層での運動量交換がより抑制され、 z_d が大きくなることが考えられる。

5-3 流体力学的粗度とスカラー粗度

5-3-1 算定方法

植生・都市など粗度の大きな地表面においては、運動量粗度 (z_0) およびゼロ面変位 (z_d) といった基本的パラメーターがキャノピーを構成する抵抗体の幾何構造によって大きく変化するためこれらを正確に同定することが必要となる。

1) 幾何学的手法による同定

本研究では、比較的広範な幾何条件に適用できる式として Grimmond and Oke (1999)が

推奨している Macdonald et al. の定式化を用いることにする。

$$\frac{z_d}{z_h} = 1 + 4.43^{-\lambda_p} (\lambda_p - 1) \quad (5.6)$$

$$\frac{z_0}{z_h} = \left(1 - \frac{z_d}{z_h}\right) \exp \left\{ - \left[0.5 \frac{c_d}{k^2} \left(1 - \frac{z_d}{z_h}\right) \lambda_f \right]^{-0.5} \right\} \quad (5.7)$$

ここで、 z_h は建物高さ、 c_d は抵抗係数 1.2、 k はカルマン定数 0.4 である。屋根・敷地面積比 (λ_p) と鉛直壁・敷地積比 (λ_f) には、表 2.1、表 2.2 の幾何パラメーターを使用した。式(1)(2)を用いて流体力学的パラメーターを算定したところ、 $z_d=5.1\text{m}$ 、 $z_0=0.56\text{m}$ であった。 z_d/z_h にすると 0.7 であり、森林など植生面で使用される比率と同程度である。粗度 z_0 は建物の建ち込み具合 (つまり λ_p や λ_f) によって変化する。彼の診断式によると、ある建物密度 ($\lambda_p=0.35$ 程度) のときに z_0 はピーク値をもつ。物理的には建物の背後に生ずる Wake が最も効率的に運動量を輸送する建物間隔があると解釈できる。本観測サイトの久が原 ($\lambda_p=0.43$) は運動量輸送の効率的な建物配列よりもいくぶん建物密度が高いようである。

2) 流体力学的方法

流体力学的手法により粗度を同定する方法も非常に数多く提案されているが、物理量の鉛直分布を用いる手法と、乱流計測情報を用いる手法に大別される。著者らは、摩擦速度などの乱流情報を基本に、長期観測によって統計的安定性を向上させることが重要である。本研究では簡単化のため z_d には幾何学的手法による値を与え、粗度 z_0 について検討した。

$$u_*^2 = C_M U^2 \quad (5.8)$$

$$C_M = \frac{k^2}{\Psi_M^2} \quad (5.9)$$

$$\Psi_M = \ln \frac{z - z_d}{z_0} + \beta_1(z, L, z_0, z_d) \quad (5.10)$$

計測値 u_* と U を式(5.8)に代入して運動量バルク係数 C_M を求め、式(5.9)(5.10)を用いて z_0 を算出した。式(5.10)の Ψ_M はプロファイル関数であり関数形には近藤 (1994) を参考にした。

3) 熱・水蒸気粗度

算出には顕熱フラックスや潜熱フラックスの計測が必要であり、風洞実験などでは容易に得られないため、都市域におけるスカラー粗度の算出結果は著者の知る限りない。本研究では、これらの測定も同時に行っており、熱粗度 (z_T) と水蒸気粗度 (z_q) を求めることができる。これらの粗度は、下式より求めた。

$$-u_* T_* = C_H (T_s - T) U \quad (5.11)$$

$$-u_* q_* = C_E (q_s - q) U \quad (5.12)$$

$$C_H = \frac{k^2}{\Psi_M \Psi_H} \quad (5.13)$$

$$C_E = \frac{k^2}{\Psi_M \Psi_E} \quad (5.14)$$

$$\Psi_H = \ln \frac{z - z_d}{z_T} + \beta_2(z, L, z_0, z_T, z_d) \quad (5.15)$$

$$\Psi_E = \ln \frac{z - z_d}{z_q} + \beta_2(z, L, z_0, z_q, z_d) \quad (5.16)$$

上向き長波放射から放射温度 T_r を算出し、地表面温度 T_s は T_r と等しいと仮定した。 q_s は地表における飽和比湿である。計測値 $u_* T_*$ と T を用いて、式(5.11),(5.13),(5.15)より z_T を求め、水蒸気も同様にして、式(5.12),(5.14),(5.15)より z_q を求めている。

5-3-2 流体力学的粗度

図 5.3(a)に z_0 の日中平均値を示す。 z_0 は0.5~3mの間にあり日によってばらついている。本観測期間(76日分)における z_0 の日中平均は1.56m、標準偏差は0.56mであった。この値は形態学的手法で得られた値より大きくなった。これは実際の都市の建物高さには少ないながらもばらつきがあり(本地域の場合、建物高さの標準偏差は1.3m)、観測場所周辺で、少しでも高い建物が存在すると、それに引きずられて粗度が大きくなるためであると考えられる。同様の傾向は、Kanda(2005)による数値シミュレーションでも確かめられており、形態学的手法で算定された粗度は小さく見積もられてしまう可能性を示唆している。

5-3-3 熱・水蒸気粗度

次に図 5.3(b)(c)スカラー粗度 z_T 、 z_q を示す。運動量粗度 z_0 と比をとり、それぞれ $kB_T^{-1} = \ln(z_0/z_T)$ 、 $kB_q^{-1} = \ln(z_0/z_q)$ をプロットした。 kB_T^{-1} は平均8.0、標準偏差1.8、 kB_q^{-1} は平均20.5、標準偏差0.6となった。粗度を求める際に、放射温度を代表温度に用いることはよく問題にされる。特に植生などでは衛星から代表温度を算定する場合、角度依存性があるので注意が必要である(例えば、松島(2001))。ただし、勝山ら(2002)の実験によれば都市($\lambda p=0.44$)の場合、放射温度が代表温度を精度よく表し、その差は1℃以内である。この誤差の影響は kB_T^{-1} が1.4、 kB_q^{-1} が0.13であり、傾向は大きくは変わらない。本対象地域の kB_T^{-1} はVoogt and Oke(1997)による報告例 $kB_T^{-1}=3$ に比べると大きい結果となった。

kB^{-1} と摩擦レイノルズ数の関係を図 5.4 に示した。本観測の結果は、森林や草原での値と、Brutsaert(1984)による粗表面の予報式との間にプロットされている。住宅街では、建物、裸地、庭木などで構成されているため、このような中間的な値になったと考えられる。一方、 kB_q^{-1} は彼の予報式に近い値になっている。 z_T と z_q でこのような差が生じ

た理由は、熱・水蒸気の発生源に差異があることに起因していると考えられる。

次に kB_T^{-1} の季節変化を図 5.5 に示す。冬季になると kB_T^{-1} は小さくなる。つまり熱は冬季により輸送されやすいことを意味している。Voogt and Grimmond (2000) は都市キャノピー内の屋根と道路の温度差が、 kB_T^{-1} を小さくすると指摘している。乱流輸送されやすいキャノピー上端付近が集中的に熱せられると、相対的に熱が上方に輸送されやすくなるためである。本観測で得られた kB_T^{-1} の季節変化にこの論理をあてはめると、次のことが推察できる。夏季は太陽高度が高いので都市キャノピー内部も放射により温められるが、冬季は太陽高度が低いため、キャノピー内の道路面はほとんど暖められず、屋根面や上部壁面が温められる。つまり熱交換されやすいところだけが暖められるので、夏季に比べて冬季は熱が輸送されやすい。この仮説を証明するには、キャノピー内の詳細な温度分布計測が必要であり今後の課題である。

図 5.6 に 熱粗度 $\ln(z_T)$ と $-(T_s - T)/T_*$ の関係および $\ln(z_q)$ と $-(q_s - q)/q_*$ の関係をプロットした。 $\ln(z_T)$ と $-(T_s - T)/T_*$ はほぼ線形の関係が認められ、 $\ln(z_T)$ は $-(T_s - T)/T_*$ に大きく影響される。冬季に kB_T^{-1} が小さい ($\ln(z_T)$ が大きい) データは主に、 $-(T_s - T)/T_*$ が 20 以下のあたりに集中してプロットされている。冬季は熱輸送 T_* が小さくなるが、それ以上に熱的外力 $(T_s - T)$ が小さくなっている。冬季は人工廃熱の影響が相対的に顕著になることが原因かもしれない。 $\ln(z_T)$ と $-(T_s - T)/T_*$ の関係は、植生での観測結果 (Sun and Mahrt (1995)) や同じ都市における観測結果 (Voogt and Grimmond (2000)) とほぼ同じ関係にある。表 5.1 に比例係数を示して比較した。

一方、水蒸気粗度 $\ln(z_q)$ と $-(q_s - q)/q_*$ もほぼ比例関係にあり、その比例係数は熱とほぼ同様になった (表 5.1)。水蒸気粗度 $\ln(z_q)$ は熱粗度 $\ln(z_T)$ と比べて小さい。本観測で得られた熱粗度と水蒸気粗度の差 $\ln(z_q) - \ln(z_T)$ は 50~250 程度であり、Kondo and Watanabe(1992)が様々な植生上で観測値を整理した値 (6~100) に比べて大きく、都市地表面では水蒸気が輸送されにくい環境にあることがわかる。

5-4 蒸発効率 β

5-4-1 算定方法

これまでに都市域の実測データに基づいて β を算定している研究例を著者らは知らない。顕熱と潜熱のバルク係数が等しいと仮定すると、潜熱・顕熱はそれぞれバルク式で式(5.17), (5.18)のように表記され、これより β は式(5.19)となる。

$$H = c_p \rho C_H (T_s - T) U \quad (5.17)$$

$$E = \rho \beta C_H (q_s - q) U \quad (5.18)$$

$$\beta = \frac{c_p(T_s - T)E}{(q_s - q)H} \quad (5.19)$$

ここで、都市の代表表面温度(T_s)の扱いが問題になる。ここでは、都市の代表表面温度として、上向きの長波放射成分より得られる放射温度を用いた。前節で述べたとおり、放射温度は代表表面温度のよい近似になっている。

5-4-2 β の降雨後経過日数の影響

β の日変化を図 5.7 に示した。この図から以下の興味深い事実が読みとれる。まず第 1 に、 β は 1 ヶ月以上にわたって 0.2~0.05 程度の値を維持している点である。平均的な森林の β は 0.2~0.3 でありこれらより小さい。第 2 に、無降雨状態が 2 週間続いた期間(図中の棒グラフは降雨の日積算値)に着目してみると、降雨後日数と共に β がゆっくりと低減していく。コンクリート・アスファルトなど主要な都市材料は降雨後数時間のオーダーで表面貯留を失い、その後は蒸発を 0 と仮定できるとする多くの既存研究(例えば、萩島ら(2001))と明らかに傾向を異にしている。第 3 に、同じく無降雨期間に着目するとわかりやすいが、一方向的な乾燥過程とは別に日毎の変動を伴っている。第 1~第 2 の傾向は、我々の先入観に反し、住宅街が意外に蒸発源としてのポテンシャル・時定数を備えていることを示唆している。以下、住宅街における潜熱の発生源について検討する。

1) 緑被(植栽)や裸地の影響

都市域の観測で有意な潜熱フラックスが得られると、それは庭木などの蒸散によるものとされることが多い。本観測のソースエリア内では緑被面積率は 20%であり、運動場などの裸地も含めると、緑被・裸地面積の占める割合は 30%程度である。日中 200(W/m²)に達する潜熱量(第 4 章参照)が全て緑被・裸地から蒸発していると仮定すると、正味放射量 R_n が全て潜熱に使われていることになる。神田らによる明治神宮の森での熱収支の実測例(神田ら, 1997)では潜熱は R_n のせいぜい 7 割程度である。住宅街に点在する庭木などの植栽や裸地は、乾燥し高温化した環境下に曝露されるため、明治神宮のような大規模緑地に比べて高いオアシス効果を有していると考えられる。

2) 都市材料からの蒸発の可能性

次に、典型的な都市材料の 1 つであるコンクリートからの蒸発の可能性に着目して考察する。都市気候研究では、コンクリートからの蒸発は 0 と仮定されるが、中性化現象に取り組むコンクリート研究者は、精力的にコンクリートによる水分交換(浸水・蒸発)のメカニズムを調べている(残念ながらすべて室内実験で屋外での観測データが無い)。ここでは、佐伯(1995)の室内実験を基に考察を行う。彼はコンクリートの供試体を用いて、養生後の経過日数とコンクリートの蒸発特性を詳細に調べている(詳細は表 5.2)。コンクリート分野では、慣用的に α にほぼ相当するような蒸発定義がなされてい

る。

$$E = f(\alpha - h) \quad (5.20)$$

ここで、E:単位面蒸発量(mm/day), f:表面係数 (mm/day), h:周囲の相対湿度 である。fはバルク係数, 風速, 周囲(表面)温度, の関数となるが, コントロールされた室内では一定となり好都合である。αは理論的に以下の式で蒸発効率βに読み替えられる。

$$\beta = \frac{\alpha - h}{1 - h} \quad (5.21)$$

養生後の経過日数とβの変化を図5.8にまとめた。データは初期養生の終了後2日目で降からプロットされている。現地のコンクリートと厳密な比較はもちろんできないが、初期養生直後(0日目)をある程度まとまった降雨の直後と見なして考察する。ちなみに、コンクリートの空隙率は約20%程度であり、絶乾状態の供試体を浸水させると10時間程度でほぼ70%~80%程度まで含水率が上昇する。従って継続時間が長くまとまった雨の降った後は、表面は飽和に近い状態になっているとしても差し支えなからう。図によれば、養生後2日目では、0.4~0.2と高いβを示しているが、ゆっくりと減少し、30日後には0.05~それ以下と非常に低いレベルになっている。また、住宅街では複雑な幾何構造が表面積を増加させている点にも注意を要する。久が原の場合、単位敷地面に対する構成建築材料の表面積比は約2.8倍である。従って局所的にはβが0.05であっても、単位敷地面積あたりでは2.8倍の0.14を有することができる。直ちに観測と定量的に結びつけることはできないが、この結果はコンクリートそのものが住宅街における蒸発に支配的な影響を及ぼし得る湿潤度と変動幅を有することを示唆している。

そこでこの考察をさらに確実なものにするため、コンクリートの蒸発を調べるべく簡単な曝露実験を行った。使用したコンクリートブロックは15cm×15cm×15cmの立方体ブロックを用い同じタイプのもので3個の共試体を用意した。データは3個の平均値を基にした。実験場所は東京工業大学緑ヶ丘1号館屋上で(図5.9)のように設置した。2002年1月25日から1日1回コンクリートの質量、コンクリート内の厚さ30mmにおける水分をHi520(kett 科学研究所)を用いて計測した。

水分計から得られた値と、コンクリートの重量を図5.10に示す。降雨後に水分量と重量が上昇していることが見てとれる。このコンクリートの重量の差から単位換算し(単位換算は以下に示す。)は潜熱フラックスとし、久が原地区の表面積率、蒸発は日中(10時間)のみ、sinカーブを考慮し、6面蒸発として久が原地区のデータと比較した(図5.11)。降雨後はコンクリートからの蒸発で潜熱フラックスのほぼすべてを満たしている。条件として日中のみとしているが、夜間にそれほど多くの蒸発があることは考えにくい。降雨後1日程度であれば、ほとんどの地表面が濡れているため、あらゆる性状の面からの蒸発が多くなっていると考えられる。注目すべきは、降雨後よりもむしろ降雨のない日である。久が原地区がすべてコンクリート面であったとしても、多い日

では潜熱フラックスの半分程度が説明できる。都市域において緑被以外に、人工被覆面も予想に反し蒸発量を持っていることがわかる。

5-4-3 β の季節変化

都市では地表のほとんどがコンクリートやアスファルトで覆われているため、降雨直後の遮断蒸発を除いて蒸発効率はゼロとされることが多い(たとえば、下瀬ら(2002))。しかし、人工蒸発の存在や緑被や裸地からの蒸発なども考慮に入れると、蒸発効率はゼロではないかもしれない。

本観測で得られた蒸発効率の日中平均値の季節変化を図 5.12 に示す。蒸発効率は年間を通じて、0.05~0.12 程度の値を維持しておりゼロになることはない。落葉樹林上での測定結果(渡辺ら(2000))によると、落葉直後に蒸発効率が激減する。本観測エリアでも 11 月に庭木の多くが落葉しているが蒸発効率に大きな変化は見られない。前章でも述べたように、都市では都市材料からの蒸発や、家庭からの人工排出などによって、蒸発が維持されていると考えられる。一ノ瀬ら(1997)は都市気候の数値シミュレーションで建物用地の蒸発効率の値を 0.05 に設定しているが、これは平均値としては妥当な値であると思われる。しかし森脇ら(2002)は、蒸発効率に降雨の履歴が数日にわたって続くことを指摘しており、都市気象シミュレーションの目的によっては、蒸発効率の取り扱いにさらなる注意が必要である可能性もある。

5-5 アルベド

5-5-1 アルベドの日変化

一般に、都市において、建物が建ち並ぶと地表面の凹凸が増し、入射された日射量は多重散乱によって都市キャノピーの中にトラップされ、コンクリートなど要素面に比べてアルベドが下がる(例えば、勝山ら, 2002; Kanda et al., 2004)。図 5.13 には本観測で得られたアルベドの経時変化を示した(夜間は日射量が小さくなり数値的な不安定が生じるので日中のデータのみ示した)。アルベドは下に凸となる変化をしており、太陽高度と多重散乱の理論(Kanda et al., 2004)と一致した変化をしている。注目すべきは南中時刻を挟んでアルベドが左右非対称になっていることである。測定地点周辺の道路軸は南北線に対して 5.5°傾いており、そのために多重散乱に偏りが生じる。この傾向はスケールモデル実験(勝山ら, 2002)や数値モデル(Kanda et al., 2004)で確認されている。アルベドは観測期日を通して平均的には約 0.13 であった。

5-5-2 アルベドに対する降雨後経過日数の影響

図 5.14 には日中平均アルベドの日変化と降雨の関係を示した。降雨があるとアルベドは一時的に 0.01 から 0.02 程度低下する。コンクリートやアスファルトの表面が濡れることにより、表面の反射特性が変わるためと思われる。裸地面ではよく知られていることだが、建物材料やアスファルトなどの人工材料が主な被覆面である本地域でも同様の傾向を確かめられた。一度低下したアルベドは、降雨後 2,3 日で元の値に回復する。降雨の影響は蒸発効率 β には一週間程度継続するのに対し、アルベドの場合にはその影響の時定数は β より短い。

5-5-3 アルベドの季節変化

都市キャノピーにおけるアルベドは都市キャノピーを構成する各要素面のアルベドと多重反射過程の積分値として決定される。従って、キャノピーの幾何形状と屋根面や壁面などの材質毎のアルベドを正確に把握できれば解析的にアルベドを評価できる。しかし実際の住宅街ではこれらを細部まで正確に記述する不可能に近い。多重反射だけで考えれば、冬期は夏期に比べ太陽高度が低くなるために、一度キャノピー内に入射した太陽放射が再びキャノピーの外へ出るためには多くの回数の反射を繰り返さねばならないため、日射量はキャノピー内にトラップされやすい傾向があるはずである。しかし本観測サイトで得られた南中時のアルベドは年間を通じてほぼ一定であり、その値は 0.12~0.14 である (図 5.15)。本観測結果が明確な季節変化をもたない一つの理由としては、要素面アルベドの入射角依存性が挙げられる。一般にある面のアルベドは太陽入射角が小さくなるほど大きくなる傾向がある。久が原の場合、アルベドの計測はキャノピー高さの約 3.5 倍の高度で計測しており、ここから住宅街を見下ろした場合、図 2.7 のように屋根面や道路面が見えることから、これらの面における反射の影響も多く受けていると考えられる。前述した多重反射と構成要素における入射角依存性の影響は、アルベドに対して相反する太陽高度依存性をもつために、結果としてのキャノピーアルベドには明確な季節依存性 (太陽高度依存性) が認められなかったと考えられる。

5-6 第5章の結論

低層住宅街における放射収支、フラックス計測にもとづいて、水文陸面パラメータを算定し、下記の結論を得た。

- (1) 日中の平均的な流体力学的粗度 z_0 は 1.56m、熱粗度 kB_T^{-1} は 8.0、水蒸気粗度 kB_q^{-1} は 20.5 と算出された。また季節変化も確認され、冬季の方がスカラー粗度は大きくなることがわかった。
- (2) 蒸発効率は年間を通じて、0.05~0.12 程度の値を維持しておりゼロになることはない。蒸発効率 β は 0.05~0.2 の範囲にあり降雨後に数日~数十日のオーダーで低減して

いく。水蒸気の発生源として緑被とコンクリート素材についてそれぞれ定量的に検討し、両者とも単独で住宅街の水蒸気源となり得る可能性を指摘した。

(3) アルベドは日中は下に凸となる時間変動をする。平均的なアルベドは約 0.13 である。降雨時にはアルベドが低下するが、降雨後 2,3 日で元の値に回復する。南中時のアルベドは年間を通じてほぼ一定であり、その値は 0.12~0.14 の値である。

<第5章 参考文献>

- 1) Macdonald, R. W., Griffiths, R. F., and Hall, D. J., 1998: An improved method for estimation of surface roughness of obstacle arrays, *Atmos. Environ.*, **32**, 1857–1864.
- 2) Bottema, M., 1996: Roughness parameters over regular rough surfaces: Experimental requirements and model validation, *J. Wind Eng. Indust. Aero.*, **64**, 249–265.
- 3) Grimmond, C.S.B. and T.R. Oke, 1999: Aerodynamic properties of urban areas derived from analysis of surface form, *J. Appl. Meteor.*, **38**, 1262-1292.
- 4) Brutsaert, W., 1984: Evaporation into the atmosphere : Theory, History, and Applications, Kluwer Academic Publishers, pp.299.
- 5) Garratt, J.R. and R.J. Francey , 1978: Bulk characteristics of heat transfer in the unstable, baroclinic atmospheric boundary layer, *Boundary-Layer Meteor.*, **15**, 399-421.
- 6) Voogt, J.A. and T.R. Oke, 1997: Complete surface temperatures, *J. of Applied Meteorol.*, **36**, 1117-1132.
- 7) 近藤純正, 1994 : 水環境の気象学－地表面の水収支・熱収支－, 朝倉書店.
- 8) Kondo, J. and T. Watanabe, 1992: Studies on the bulk transfer coefficients over a vegetated surface with a multilayer energy budget model. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2183-2199.
- 9) Oke, T.R., 1988: The urban energy balance. *Progress Phys. Geog.*, **12**, 471-508.
- 10) Aida, M.: 1982, Urban albedo as a function of the urban structure – A model experiments, **385**, *Boundary-Layer Meteorol.*, **23**, 405-413.
- 11) Kanda, M., Kawai, T. and Nakagawa, K., 2005: A simple theoretical radiation scheme for regular building arrays. *Boundary-Layer Meteorol.*, **114**, 71-90.
- 12) Kusaka, H., Kondo, H., Kikegawa, Y., and Kimura F., 2001: A simple single-layer urban canopy model for atmospheric models: Comparison with multi-layer and slab models, *Boundary-layer Meteorol.*, **101**, 329-358.
- 13) 近藤裕昭・劉發華, 1998: 1次元都市キャノピーモデルにおける都市の熱環境の研究, 大気環境学会誌, **33**, 179-192.
- 14) 萩島理・谷本潤・片山忠久・大原健志, 2002 : 改良・建築－都市－土壌連成系モデル (AUSSSM)による都市高温化の構造解析第 2 報 数値実験による都市高温化要因の定量化, 日本建築学会計画系論文集, **553**, 91-98.
- 15) Thiermann, V., 1992 : A displaced beam scintillometer for line-averaged measurements of surface layer turbulence, 10th Symposium on turbulence and diffusion, Portland, Oregon, American Meteorological Society, Boston, MA, 244-247.
- 16) Thiermann, V. and H. Grassl, 1992 : The measurement of turbulent surface-layer fluxes by use of bichromatic scintillation, *Boundary-Layer Meteor.*, **58**, 367-389.
- 17) 神田学, 高柳百合子, 横山仁, 森脇亮, 1997: 銀座オフィスビル街における熱収支の特性,

- 水文・水資源学会誌, **10**, 329-336.
- 18) Hill,R.J., 1992 : Review of optical scintillation method of measuring the refractive index spectrum, inner scale and surface fluxes, *Waves in Random Media*, **2**,179-201.
 - 19) Green,A.E. and Y.Hayashi, 1998 : Use of scintillation technique over a rice paddy, *Japan.Agric.Meteor.*,**54**, 225-234.
 - 20) 森脇亮, 鈴木謙, 神田学, 三上正男, 岩倉晋,1999 : シンチロメーターによる空間平均熱フラックス測定に関する基礎的実験, 土木学会水工学論文集, **43**, 91-96.
 - 21) 神田学, 森脇亮, 鈴木謙, M.Roth, T.R.Oke, 2000b : 住宅街の接地境界層における乱流フラックスの実測-シンチロメータの利用-, 天気, **47**, 453-462.
 - 22) Kanda, M.: 2004, Large eddy simulations on the effects of surface geometry of building arrays on turbulent organized structures. *Boundary-Layer Meteorol.*(accepted)
 - 23) 松島大, 2001 : 放射温度を使った植生地における顕熱・潜熱フラックスの推定, 小スケール放射環境研究会講演論文集, **1**, 9-21.
 - 24) 勝山滋郎, 神田学, 河合徹, 中川清隆, 2002 : 3次元都市キャノピーのスケールモデル実験, 土木学会水工学論文集, **46**, 85-90.
 - 25) Voogt,J.A. and C.S.B.Grimmond, 2000: Modeling surface sensible heat flux using surface radiative temperatures in a simple urban area. *J. Applied Meteorol.*, **39**, 1679-1699.
 - 26) 萩島理,谷本潤,片山忠久,月松孝司, 2001 : 降水後の人工被覆面からの蒸発量予測簡易モデルの構築, 日本建築学会計画系論文集 No.539, 83-88.
 - 27) 神田学, 森脇亮, 高柳百合子, 横山仁, 浜田崇, 1997 : 明治神宮の森の気候緩和機能・大気浄化機能の評価(1)1996年夏期集中観測, 天気, **44**, 713-722.
 - 28) 佐伯竜彦, 1995 : コンクリートの中性化および中性化に伴う劣化の進行予測に関する基礎的研究, 東京工業大学工学部土木工学科学位論文.
 - 29) 下瀬龍, 木村玲二, 石島英, 2002 : 沖縄本島都市域における熱収支の季節変化, 水文・水資源学会誌, **15**, 51-59.
 - 30) 渡辺力, 2000 : 森林総合研究所報告書
 - 31) 一ノ瀬俊明・花木啓祐・松尾友矩, 1994 : 細密地理情報にもとづく都市人工排熱の時空間分布の構造解析, 土木学会環境工学研究論文集, **31**, 263-273.
 - 32) 森脇亮, 神田学, 渡邊倫樹, 松永和章, 2002 : 都市域の陸面パラメーターの算定, 土木学会水工学論文集, **46**, 91-96.

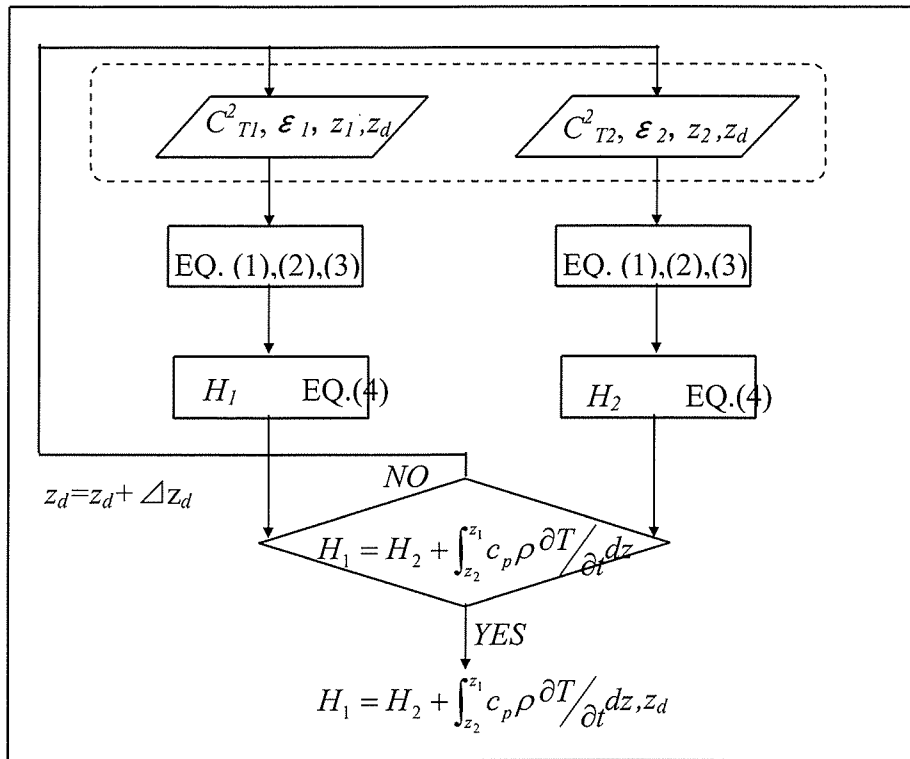


図 5.1 顕熱とゼロ面変位 z_d の推定アルゴリズム。

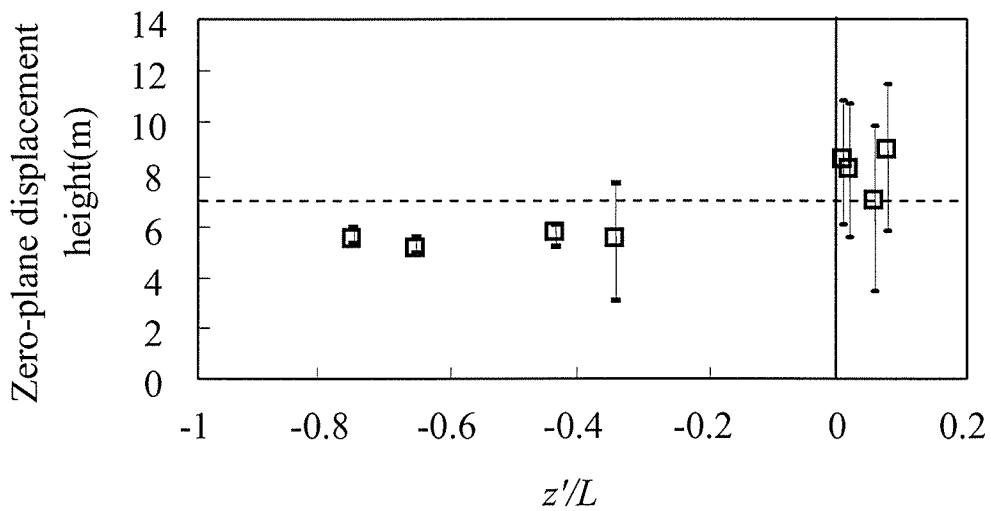


図 5.2 ゼロ面変位 z_d と大気安定度 (z'/L) の関係。
 白四角: シンチロメーター法, 点線: 形態学的手法 (MacDonald et al., 1998)。

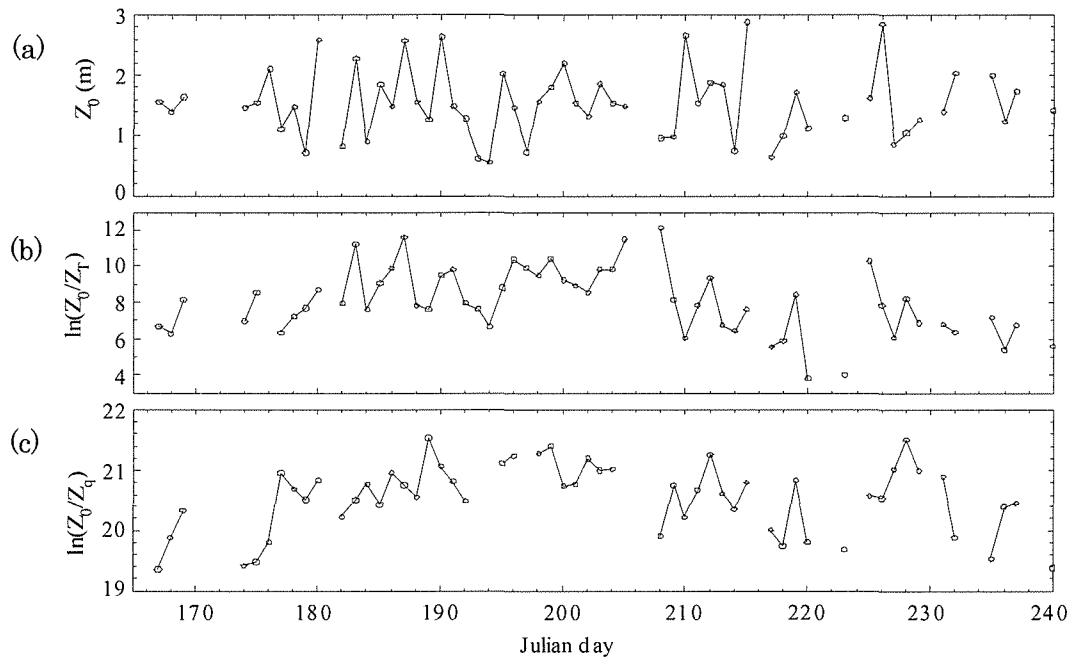


図 5.3 (a)粗度, (b)熱粗度, (c)水蒸気粗度の日変化

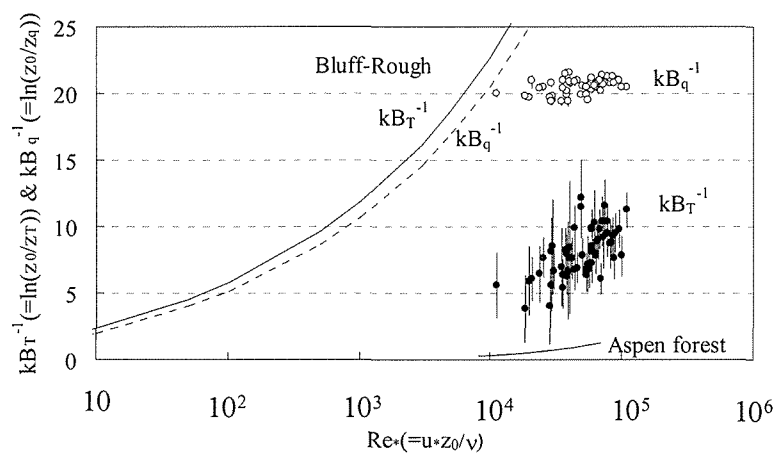


図 5.4 スカラー粗度と摩擦レイノルズ数. 誤差バーは放射温度を±1°C変化させたときの影響範囲を示す.

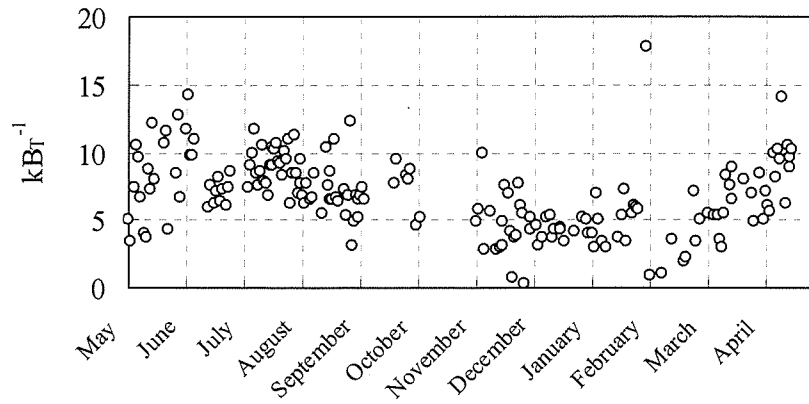


図 5.5 kB_T^{-1} の季節変化

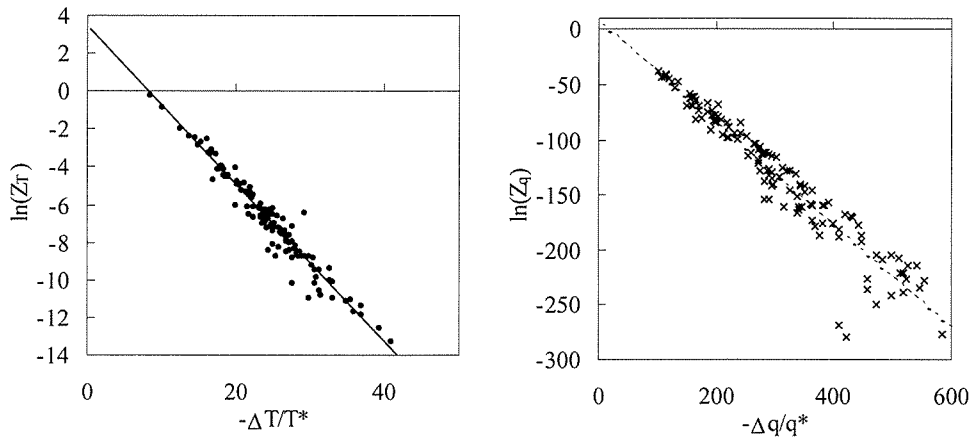


図 5.6 $\ln(z_T)$ と $-\Delta T/T^*$ $\ln(z_q)$ と $-\Delta q/q^*$ の関係

表 5.1 熱粗度 $\ln(z_T)$ と $-(T_s - T)/T^*$ および水蒸気粗度 $\ln(z_q)$ と $-(q_s - q)/q^*$ の比例係数

		$\ln(z_T) = c_1 + c_2(T_s - T)/T^*$ $\ln(z_q) = c_1 + c_2(q_s - q)/q^*$			
		c_1	c_2	c_1	c_2
Sun and Marht (1995)	植生	1.53	-0.37	1.54	-0.39
Voogt and Grimmond (2000)	軽工業地	3.22	-0.40	—	—
This study	住宅街	3.44	-0.42	9.91	-0.47

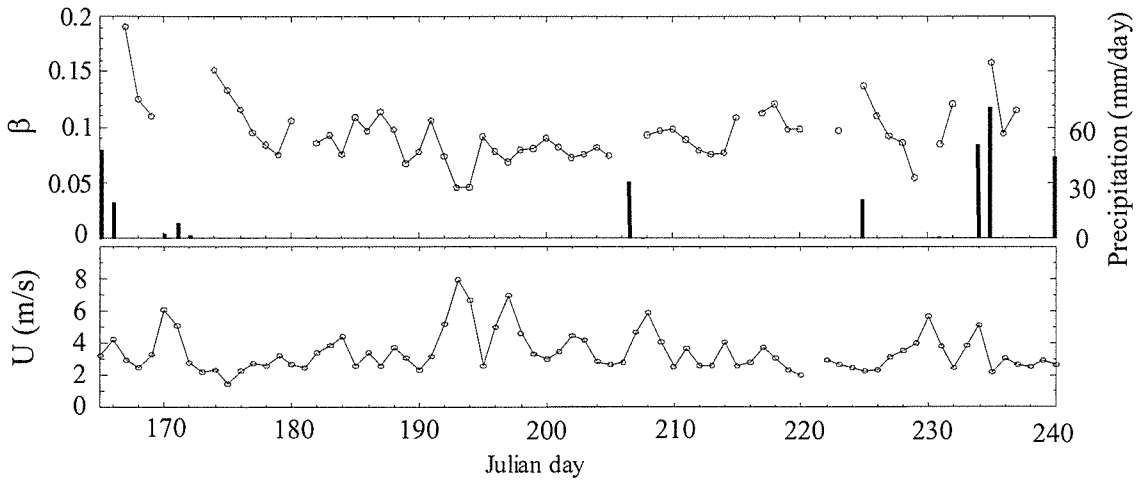


図 5.7 蒸発効率 β と日積算雨量（上図）と風速（下図）の日変化

表 5.2 コンクリートからの水分散逸試験の

供試体のサイズ(cm)	4×4×16
蒸発面(cm ²)	64(=4×16)
初期養生期間	28日
水セメント比 (W/C)	65%
乾燥条件	20℃-60%
(恒温恒湿槽を使用)	40℃-50%

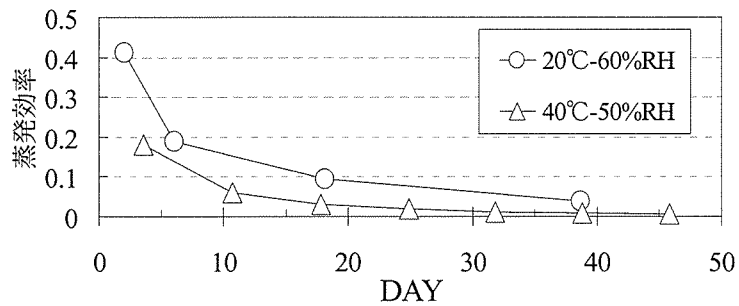


図 5.8 コンクリート素材の蒸発効率（佐伯から引用）

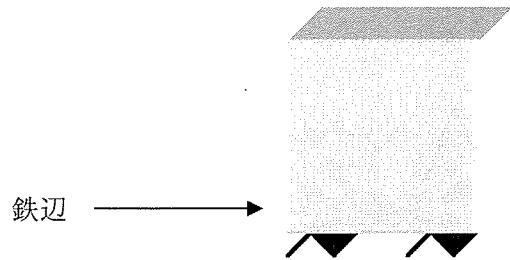


図 5.9 コンクリートの設置

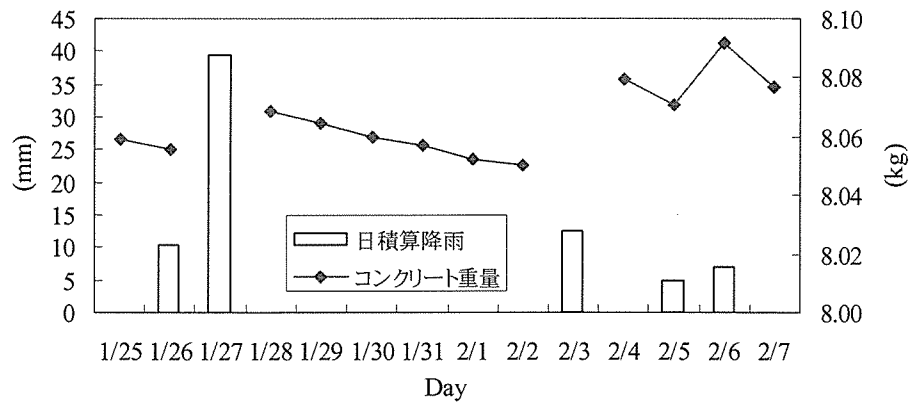


図 5.10 降雨とコンクリート重量の関係

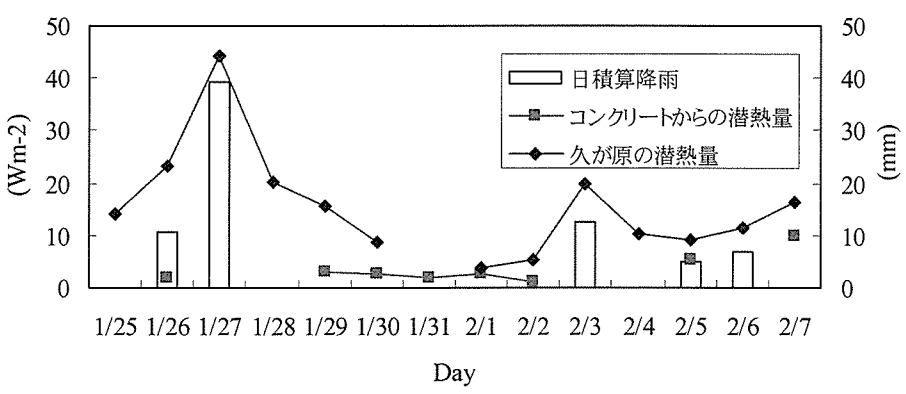


図 5.11 コンクリートからの潜熱と観測された潜熱の比較

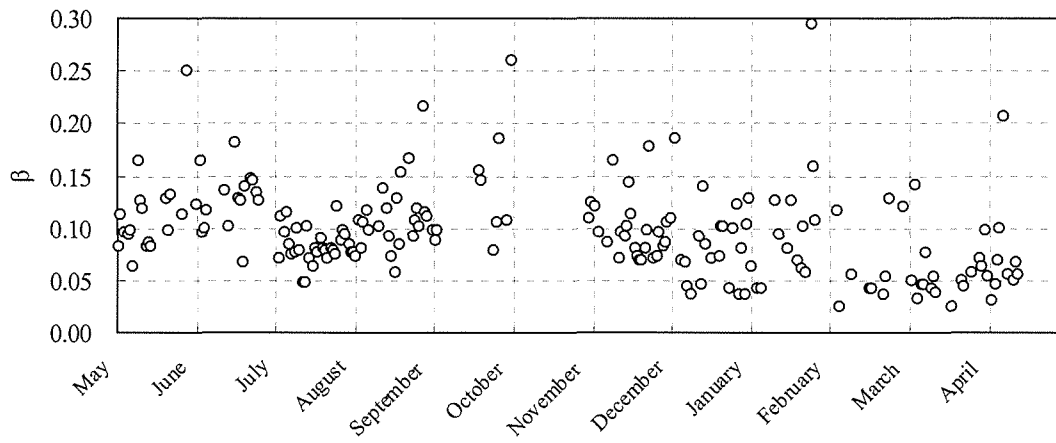


図 5.12 蒸発効率の季節変化

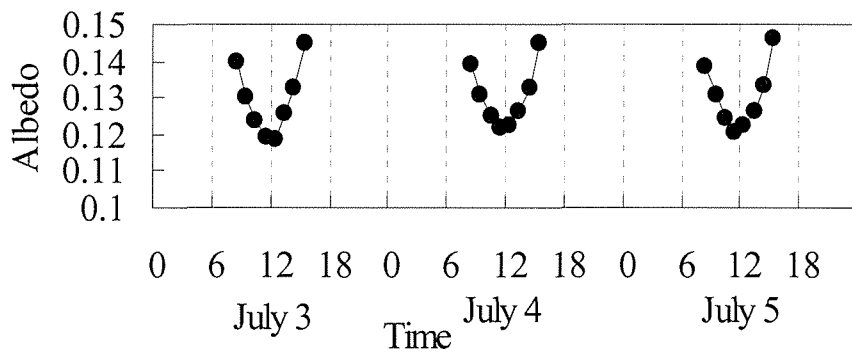


図 5.13 アルベドの経時変化.

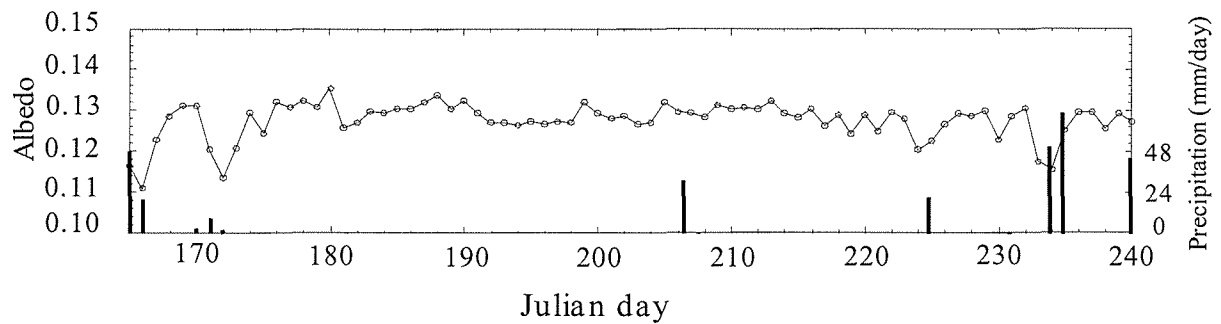


図 5.14 アルベドの日中平均値と日積算雨量

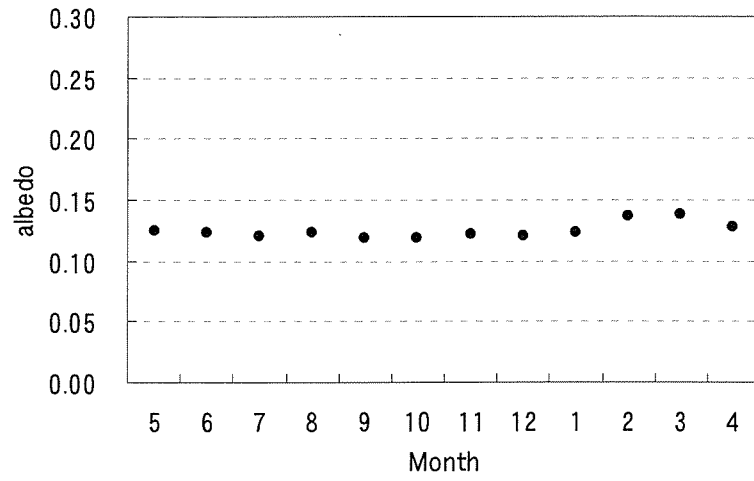


図 5.15 南中時のアルベドの季節変化

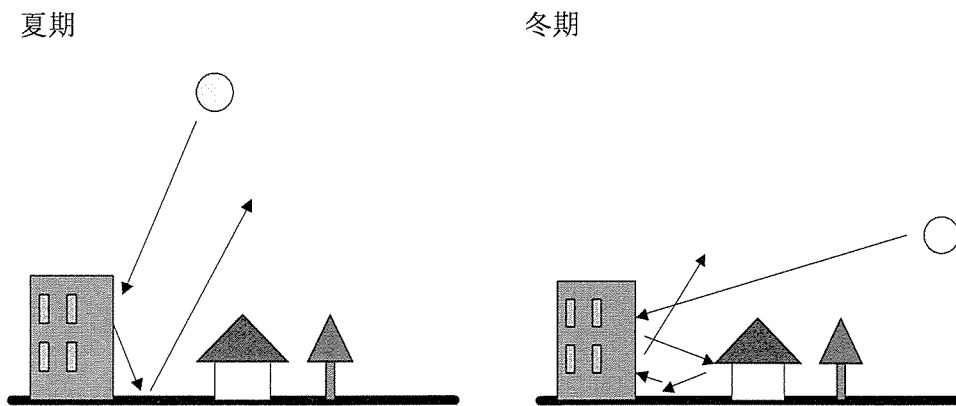


図 5.16 太陽高度と多重反射

第6章 運動量・熱のフラックスプロファイル関係 (シアー関数)

6-1 概要

6-1-1 第6章の目的と意義

6-1-2 既存の研究

6-2 摩擦速度のスケーリング

6-3 風速・温位のシアー関数

6-4 フラックスプロファイル関係の考察 ～平原・植生との対比

6-5 第6章の結論

第6章 運動量・熱のフラックス・プロファイル関係 (シア関数)

6-1 概要

6-1-1 第6章の目的と意義

メソ気象モデルでは、都市-大気間の熱・エネルギーの乱流交換過程は、平板モデルと同様に取り扱われ、従来から提案されているモニナーオブコフ相似則がそのまま拡張適用されている。しかし都市ではキャノピーを構成する建物自体が大きな抵抗体であるため、キャノピー内外の乱れや風速・気温分布の性状は平原や植生のそれとは大きく異なることは前章で述べたとおりである。したがって、本章では既存のモニナーオブコフ相似則が都市に適用できるか否か、またできるとすればその適用範囲について検討を行う。

シア関数は物理量の勾配とフラックスを結び付ける拡散係数に密接に関係しており、モニナーオブコフ相似則（以下 MOS）の中でも最も重要な関数形である。現況のメソ気象モデルでは、都市-大気間の運動量・熱エネルギーの乱流交換のモデル化に、平原における観測に基づいて提案されてきた従来のシア関数をそのまま拡張適用している。しかしながら、都市は凹凸の集合体であるために、乱流輸送のメカニズムが平原や植生キャノピーとは大きく異なることが容易に想像でき、従来のシア関数が都市においても適用できるという保証はない。そのため、都市境界層において実測によりシア関数を確認することはとても重要である。

本章では、MOS の中でも最も重要である風速・温度のシア関数について検討する。さらに、運動量・熱の乱流輸送効率と解釈され既往の接地層に対する研究でよく用いられてきた乱流相関係数についても同時に調べ、これらを既往の MOS 関数と比較することにより、建物の凹凸で構成される都市キャノピーの運動量および熱の乱流輸送の特性について検討した。建物の存在がこれらの乱流統計量に与える影響についても詳しく検討した。

6-1-2 既存の研究

旧ソビエトの科学者モニンとオブコフは 1954 年頃、定常で水平方向に一様な理想化された気層を考え、次のような提案をした。

「乱流状態にある風速や気温などの各種統計量（平均，分散，共分散など）は，スケーリングパラメータである摩擦速度 u_* ，摩擦温度 T_* を用いて正規化すると大気不安定度を表すパラメータ z/L に対して普遍的な関数として表される」

これが大気境界層理論の大原則となっているモニン-オブコフ相似則である。

1970 年代初頭，アメリカの大平原カンザスで行われた実験データを基に，モニン-オブコフ相似則が C.F.L. 内において成立することが現地で初めて実証された (Haugen et al., 1971)。この実験では，接地層における乱流交換過程について多くの知見が得られ，接地層内では摩擦速度，摩擦温度，大気不安定度の 3 つのスケーリングによって汎用的で普遍的な法則（熱の効果を含めた対数則）が確認され，風速分布や気温分布に対する普遍関数の形が多く提案されてきた（例えば，Wyngaard and Cote, 1971; Panofsky et al., 1977; De Bruin et al., 1993; Kaimal, 1972）。

その後，森林など粗度の大きな地表面上での乱流計測が行われるようになり，Raupach (1979) や Shuttleworth (1989) らによって森林内外の乱流性状や統計量の鉛直分布が研究されるようになった。しかし，森林上空でモニン-オブコフ相似則が成立すると明確に示した研究例はほとんどなく，Raupach (1979)，Kaimal (1972) らの観測例が唯一の報告例である。これらの森林における計測は林間部直上の遷移層で行われたものであり，非常に限定的である。

都市においては知見がさらに少ない。Clarke et al. (1982) はセントルイスの都市と郊外の比較観測を行っており，風速乱流統計量が都市と郊外では異なる挙動を示すことを見出している。また Roth and Oke (1993, 1995)，Roth (1993) はバンクーバーの都市における観測から風速，温度，水蒸気に関する詳細な乱流統計量を算出し，構造物の影響により風速乱流統計量がモニン-オブコフ則から外れ，更にスカラー量である熱と水蒸気の輸送が一致しないことも見出し，水蒸気に関してモニン-オブコフ則が成立しないと結論付けている。この指摘は接地境界層理論の根底に関わる重要な指摘であるが，他に詳細な観測が行われた都市がなく一般的な議論となり得ていない。都市においては，第 3 章でも述べたように，都市キャノピー内外の乱流構造は中立に近い大気条件下で調べられていることがほとんどであり，大気不安定度に対する依存性が議論されている例はまれである。都市域におけるシア関数まで踏み込んで議論された唯一の例として Rotach (1993a) が挙げられるが，これもキャノピー直上の遷移層で計測されており計測値の空間代表性に疑問が残る。一方，成層化させた風洞実験では，大気不安定度が乱流統計量の鉛直分布に与える影響が検討されているが (Uehara et al., 2002)，その主眼はキャノピー内におかれており，キャノピー上空での風速・気温分布やその勾配（つまりシア関数）については議論されていない。

以上のように都市ではフラックスとプロファイルの関係（シア関数）はほとんど知られていないにも関わらず現行のメソスケールモデルによる計算では既存の相似関数を地表面の境界条件にそのまま使用しているのが現状である。

6-2 摩擦速度のスケーリング

運動量のシア関数は様々の大気安定度条件下における運動量フラックスや風速のプロファイルから求められる。従来の接地層理論では地表面における摩擦速度でスケーリングすることによって乱流統計量が1次元的に表現できることを示している。しかし第3章で述べたように運動量フラックスは一定ではなく、従って都市接地層ではどの値を用いてスケーリングを行うべきかという問題が生じる。

接地層理論では、水平風速のプロファイルを摩擦速度スケールで規格化することにより、大気安定度と高さのみの関数で表現できることになっているが、ここで問題となるのは、図6.1に示した運動量フラックスのうち、どの高さの値を用いて摩擦速度を決定するかである。前述したように、運動量フラックスは高度方向に一定ではない。通常用いられるのは、局所的に計測された運動量フラックスから次式を用いて摩擦速度を求め、これをスケーリングに用いる方法である(以降、local scaling と呼ぶ)。

$$u_{*local} = \left(\overline{u'w'_{local}} \right)^{1/2} \quad (6.1)$$

このようにして求めた大気安定度別の水平風速プロファイルを図6.2(左)に示す。図中の曲線は次式より算出した風速分布である。

$$\frac{U}{u_*} = \left(\frac{1}{k} \right) \left\{ \ln \left(\frac{z - z_d}{z_0} \right) - \Psi \left(\frac{z - z_d}{L} \right) \right\} \quad (6.2)$$

ここで、 $\Psi(z - z_d/L)$ はモニン-オブコフ相似関数(Dyer and Hicks, 1970)である。

local scaling された風速分布は既存の関数形から大きくそれてしまい、大気安定度依存性も明確でない。つまり風速分布の基準化として local scaling では既存の理論と合致しないことがわかった。

そこで、次に運動量フラックスの分布を屋根面高さ z_h に線形外挿して得られる摩擦応力から無次元化に用いる摩擦速度 u_τ を計算した(便宜上、これを surface scaling と呼ぶ)。

$$u_\tau = \left(\overline{u'w'_{z=z_h}} \right)^{1/2} \quad (6.3)$$

基準とする高さを屋根面高さとしたのは次の理由による。

都市キャノピーでは建物の凹凸が流れの抵抗体となって運動量を吸収するため、キャノピー内部では運動量が減少する。このことは Rotach (1993b)の観測によっても確かめら

れている。また理想化された都市キャノピー流れの数値シミュレーションによると、運動量フラックスのピークはキャノピー高さ z_h に存在する (Kanda et al., 2004)。したがって、運動量フラックスを屋根面高さに線形外挿することは地表の摩擦速度を決定する上で理論的にも適当である。運動量吸収高さとしてのゼロ面変位(Thom, 1971)とは異なることに注意されたい。

surface scaling された水平風速の分布は既存のプロファイル関数 (図中の曲線) によく従う。中立時の対数分布だけでなく、大気の安定度による風速勾配の変化もよく合致している。本結果は surface scaling が妥当であることを示している。Cheng and Castro (2002)は建物模型を配列させた中立風洞実験において、キャノピー上方における Inertial Sublayer で計測されるせん断応力よりもキャノピーに近い Roughness Sublayer 内のせん断応力を用いた方が風速の対数則分布により従うことを述べている。また Kastner-Klein and Rotach (2004)は様々に定義した摩擦速度を比較した結果、せん断応力のピーク値を示す高度で定義した摩擦速度が最もスケールリングに適していることを指摘している。本研究は両者と類似した見解であるが、中立時だけでなく大気が安定または不安定時にもキャノピー付近の摩擦速度を用いるべきことを示している。運動量フラックスが一定でないにもかかわらず、適切なスケールリングを行えば、風速の対数則 (さらに大気安定度依存性も含めて) が満たされることは興味深い。

熱および温位についても前節と同様の解析を試みた。温位プロファイルは摩擦温度 (T^*) と地表面の温位 (θ_s) を用いて規格化する。また中立時のデータは T^* がゼロに近くなり統計的に不安定となるので表示していない。熱のスケールリングとなる摩擦温度 (T^*) には顕著な高度依存性はみられず、運動量フラックスの鉛直分布とは対照的な結果となった。そのため、スケールリングに用いる T^* には local scaling の平均値を与えた。都市のような複雑な幾何形状で、地表面の代表温位 (θ_s) を与えるのは非常に難しい。本研究では測定された温位プロファイルが次式に Fitting するよう θ_s を帰納的に同定した。

$$\frac{(\theta - \theta_s)}{T^*} = \left(\frac{1}{k}\right) \left\{ \ln\left(\frac{z - z_d}{z_T}\right) - \Psi_H\left(\frac{z - z_d}{L}\right) \right\} \quad (6.4)$$

ここで、 $\Psi_H(z/L)$ はモニン-オブコフ相似関数 (Businger et al., 1971) であり、熱粗度 z_T は $\ln(z_0/z_T) = 2.7$ を仮定して与えた。温位プロファイルの結果を図-4 に示す。温位の分布は大気の安定度によって変化し、風速同様、既存のプロファイル関数によく従う。

6-3 風速・温位のシアー関数

シアー関数は物理量の勾配とフラックスを結び付ける拡散係数に密接に関係しており、モニン-オブコフ相似則の中でも最も重要な関数形である。この関数形はメソスケ

ールモデルなどにおいて地表面の境界条件としても用いられており、都市域でこの関数形を確認しておくことは工学的にみても非常に重要である。運動量・熱のシア関数は次式で示される。

$$\phi_M^{-1} = \frac{u_r}{kz'} \frac{dz}{dU} \quad (6.5)$$

$$\phi_H^{-1} = \frac{T_*}{kz'} \frac{dz}{d\theta} \quad (6.6)$$

慣例に従って、この統計量は無次元量の逆数で表す。複数の高度により計測を行っているため、これらの組み合わせにより複数の高度でシア関数が計算できる。そこで、高さ別にこれらの統計量を整理した結果を図 6.5 にまとめた。図中の実線は既存のシア関数 (Dyer and Hicks, 1970; Businger et al., 1971) である。

1) 無次元化した風速勾配　　キャノピーから十分に離れた高度 ($z/z_H=2.7$ 以上) では算定された無次元風速勾配は従来のシア関数に近い。しかし、キャノピー近く ($z/z_H=2.3$) ではこれを超えるようになり、その傾向は中立から不安定時に顕著である。同様の傾向は植生キャノピー近傍においてもみられる (Shuttleworth, 1989)。建物の大きい凸凹によって作られた乱れが勾配型拡散で予測される以上の運動量輸送を誘起していると考えられる。

2) 無次元化した温位勾配　　無次元化した温位勾配は従来のシア関数とほぼ等しく、また顕著な高度依存性も認められない。スカラー量である熱は建物の凹凸の影響を受けないためと考えられ (Thom, 1972)、平原など粗度の小さい地表面と同様、シアによる熱輸送理論の枠組みが都市キャノピー近傍にも適用できると考えられる。

6-4 フラックス・プロファイル関係の考察 ～平原・植生との対比

運動量と熱の拡散係数の大きさは等しくないことは前節で既に述べた。本節ではこの拡散係数の増大率を平原や植生における実測値と比較して考察する。平坦な地表上の無次元化された風速勾配 ϕ_M^{-1} (Raupach, 1979) と温度勾配 ϕ_H^{-1} (Garratt, 1978) を基準にとり、森林や都市域など粗度が大きいキャノピー上において計測された値 ϕ_M^{*-1} 、 ϕ_H^{*-1} の相対的な大きさに着目する。

$$\gamma_M = \phi_M^{*-1} / \phi_M^{-1} \quad (6.7)$$

$$\gamma_H = \phi_H^{*-1} / \phi_H^{-1} \quad (6.8)$$

この値は、「大粗度キャノピー上での乱流拡散係数の増大率」と解釈することができ、この値を比較することで、本研究で得られた都市域のシア関数を相対化して議論する。

表 6.1 に弱不安定時のデータに基づいた γ の値を示す。表の上には都市域のデータとして、

本研究の値を示し、また計測高度は低いものの参考までに Rotach (1993a) の結果も合わせて示した。また表の下側には、植生キャノピーで報告された代表的なものを示した。運動量の拡散係数増大率 (γ_M) が1より大きいことは、どの実験データにも共通しているが、都市における γ_M の値は植生と比べると1に近い値になっている。このことは都市キャノピー上の運動量輸送は、植生よりも平坦な地表面の拡散係数に近いことを意味している。都市キャノピー上の LES モデルによる計算結果 (Kanda et al., 2004) では、都市キャノピー上の乱流統計量は植生上のそれよりもむしろ平板境界層乱流の統計量に似ていることを示している。この傾向は、第3章で述べた乱流の組織構造と同様の結果であることは興味深い。

運動量の場合と同様に、熱の拡散係数比 (γ_H) も植生での値に比べると1に近い。都市の結果では $1.55 z_h$ から $3.1 z_h$ の範囲では、 γ_H はほぼ1の値である (本研究と Rotach (1993a))。しかしながら、熱の場合は、屋根面直上 ($z/z_i=1.27$)での値 (Rotach, 1993a) は大きい値を示している。運動量よりも熱の方が大きな拡散係数増大率を示すことは植生上においても確認でき、このことは付加的な後流による拡散メカニズムによっていると考えられている (Thom et al., 1975; Raupach, 1979)。植生キャノピーでは、1より大きい増大率 γ_H がキャノピー高さ (z_h) の2から3倍までの範囲で生じている。対照的に、本研究と Rotach (1993)による都市域のデータでは、1より大きい増大率の範囲はキャノピー直上 ($z/z_h = 1.27$)に限られている。キャノピー直上の遷移層を除いて γ_H はほぼ1であり、熱に対しては比較的広い範囲で平板乱流と同じシア関数を持つことがわかった。

上述した運動量、熱の拡散係数増大率をまとめると、フラックスと勾配の関係 (拡散係数) は植生乱流と平板乱流の中間的な性質を持つことが示唆された。第3章で述べた乱流組織構造の4象限解析の結果も、本観測場所における乱流構造が植生乱流と平板乱流の中間的な性質をもつことを示していた。都市域では乱流組織構造が建物と建物の間の空間で局所的に生成された乱流組織構造は建物の影響により大きく発達できないため、建物より上方の乱流は平板乱流に似た統計的性質を持つのかもしれない。同じ大粗度キャノピーでありながら、乱流の特徴が大きく異なることは大変興味深い。

6-5 第6章の結論

本章の主要な結論は以下のとおりである。

- (1) 運動量フラックスは高度とともに減少する。無次元化された水平風速分布は既存のプロファイル関数に従うが、これは運動量フラックス分布を屋根面高さに線形外挿して求められる値から計算した摩擦速度 u_r を用いて無次元化した場合に限る。
- (2) 建物高さの約3倍付近では、無次元化した風速勾配 (シア関数, ϕ_M^{-1}) は、従来型のモニンオブコフ相似則に従う。しかしこの統計量は高さに対して依存性があり、都市

キャノピーに近づくと大きくなる。建物の大きい凸凹によって作られた乱れが勾配型拡散以上の運動量輸送を誘起していると考えられる。

(3) 無次元化した温位分布の勾配 ϕ_H^{-1} は顕著な高度依存性はみられず、どの高度においても既存の MOS 関数と合致する。スカラー量である熱は建物の凹凸の影響を受けず、既存の接地層理論が都市接地層内の広い範囲で適用できる。

(4) 拡散係数の増大率は植生キャノピー上での実測値と比べて小さく、本地域のフラックス-勾配関係は植生キャノピー上と平原上の境界層における乱流輸送の中間的な特徴をもつ。

<第6章 参考文献>

- 1) Haugen, D. A. et al., 1971: An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **97**, 168-180.
- 2) Wyngaard, J.C. and Cote, O.R. , 1971: The budget of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 190-201.
- 3) Panofsky, H.A. et al., 1977: The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, **11**, 355-361.
- 4) De Bruin, H.A.R., Kohsiek, W. and Van Den Hurk, J.J.M. , 1993: A verification of some methods to determine the fluxes of momentum, sensible heat, and water vapour using standard deviation and structure parameter of scalar meteorological quantities, *Boundary-Layer Meteor.*, **63**, 231-257.
- 5) Kaimal., J.C., 1972: Spectral characteristics of surface-layer turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **98**, 563-589.
- 6) Raupach, M.R., 1979: Anomalies in flux-gradient relationships over forest. *Bound.-Layer Meteor.*, **16**, 467-486.
- 7) Shuttleworth, W.J.: Micrometeorology of temperate and tropical forest, *Phil. Trans. Roy. Soc. London B*, **324**, 299-334, 1989.
- 8) Clarke, J.F., J.K.S.Ching, and J.M.Godowitch, 1982: An Experimental Study in an Urban Environment, Tech. Rep.U.S.E.P.A., Research Triangle Park, NMS PB226085.
- 9) Roth, M. and T.R.Oke, 1995 : Relative efficiencies of turbulent transfer of heat, mass, and momentum over a patchy urban surface, *J. Atmos. Sci.*, **152**, 1863-1874.
- 10) Roth, M. and T.R. Oke, 1993 : Turbulent transfer relationships over an urban surface. I :Spectral characteristics, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 1071-1104.
- 11) Roth, M., 1993: Turbulent transfer relationships over an urban surface II: Integral statistics, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **119**, 1105-1120.
- 12) Rotach, M.W., 1993a: Turbulence close to a rough urban surface Part II: Variances and gradients, *Bound.-Layer Meteor.*, **66**, 75-92.
- 13) Rotach, M.W. , 1993b: Turbulence close to a rough urban surface Part I: Reynolds stress, *Boundary-Layer Meteorol.*, **65**, 1-28.
- 14) Uehara, K., Murakami, S., Oikawa, S. and Wakamatsu, S. 2000 : Wind tunnel experiments on how thermal stratification affects flow in and above urban street canyons, *Atmos. Environ.*, **34**, 1553-1562.
- 15) Dyer, A.J. and B.B.Hicks, 1970: Flux gradient relationship in the constant flux layer, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **96**, 715-721.
- 16) Kanda, M., R. Moriwaki and F. Kasamatsu, 2004: Large eddy simulation of turbulent organized

- structure within and above explicitly resolved cubic arrays, *Boundary-Layer Meteorol.*, **112**, 343-368.
- 17) Thom, A.S. 1971: Momentum absorption by vegetation, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **97**, 414-428.
 - 18) Cheng, H. and Castro, I.P., 2002: Near wall flow over urban-like roughness, *Boundary-Layer Meteorol.*, **104**, 229-259.
 - 19) Kastner-Klein, P., Rotach, M. W., 2004: Mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer. *Bound.-Layer Meteor.*, **111**, 55-84.
 - 20) Thom, A.S.: Momentum, mass and heat exchange of vegetation, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **98**, pp.124-134 , 1972.
 - 21) Garratt, J.R., 1978: Flux-profile relations above tall vegetation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 199-211.
 - 22) Thom, A.S., Stewart, J.B., Oliver, H.R., Gash, J.H.C., 1975: Comparison of aerodynamic and energy budget estimates of fluxes, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **101**, 93-105.
 - 23) Högström, U., Bergström, H., Smedman, A.S., Halldin, S., Lindroth, A., 1989: Turbulent exchange above a pine forest, I: Fluxes and gradients', *Bound.-Layer Meteor.*, **49**, 197-217.
 - 24) Fazu, C., Schwerdtfeger, P., 1989: Flux gradient relationships for momentum and heat over a rough natural surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **115**, 335-352.

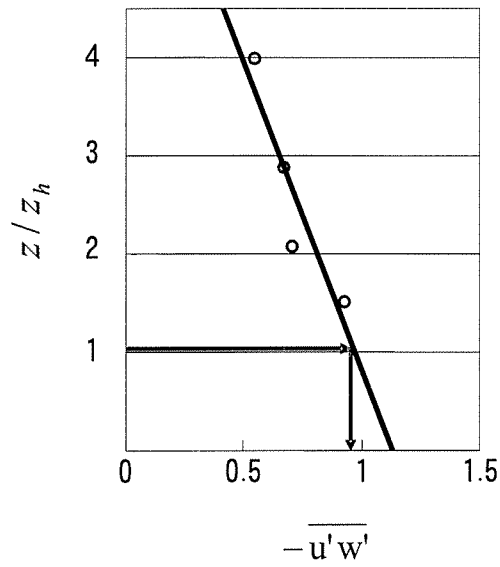


図 6.1 スケーリングの概念図

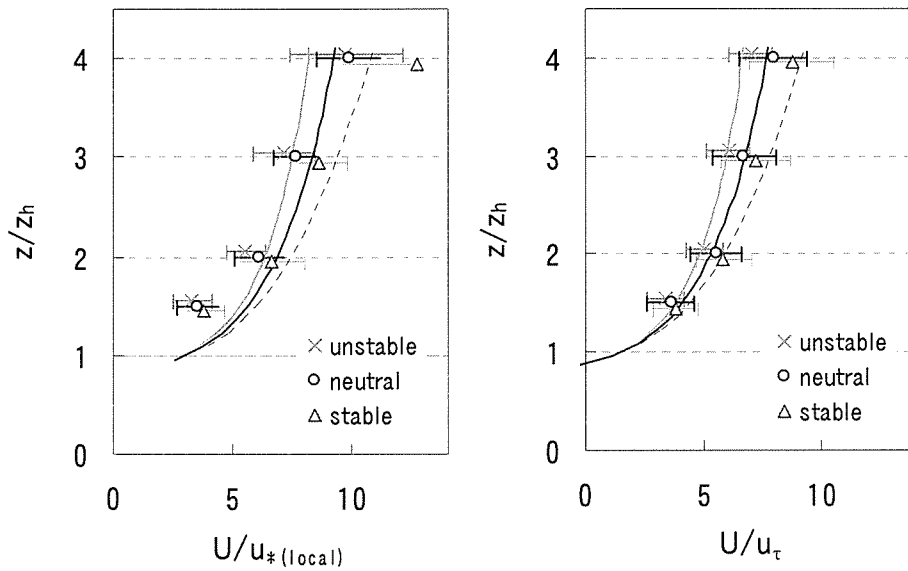


図 6.2 大気安定度別の風速プロファイル

左：ローカルスケーリングを行った場合

右：キャノピー高さに外挿したせん断応力を用いて求めた摩擦速度でスケーリングした場合

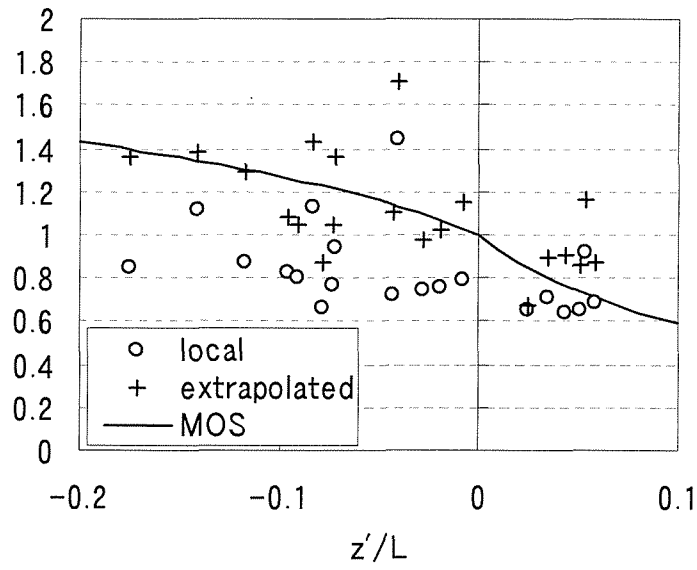


図 6.3 運動量のシア関数

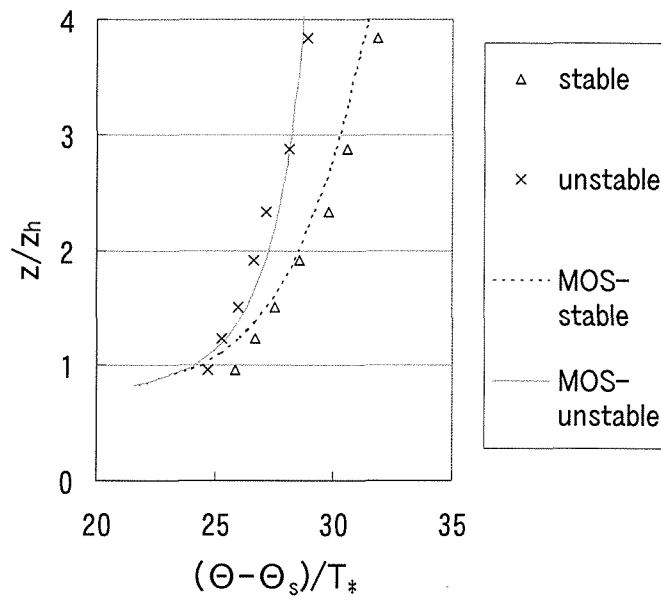


図 6.4 温位プロファイルの大気安定度依存性

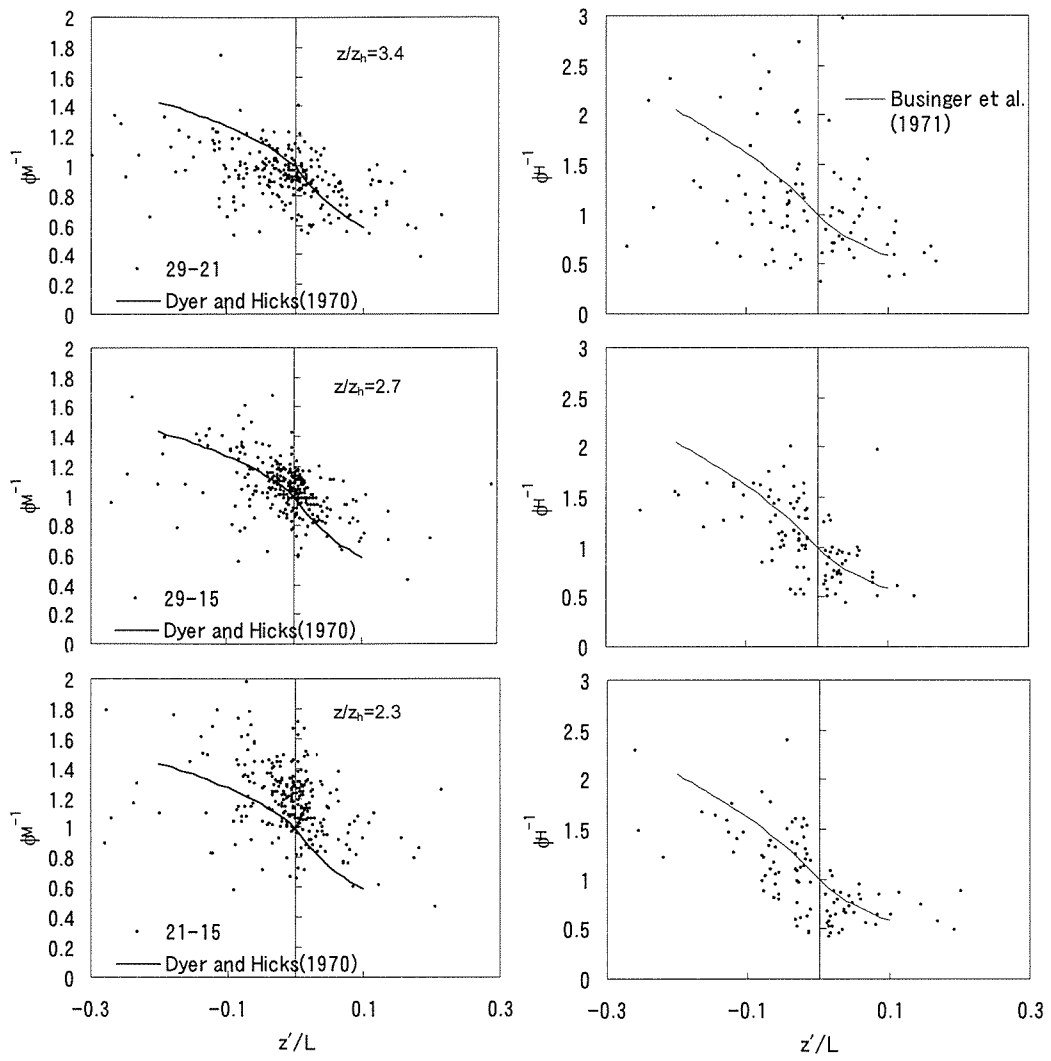


図 6.5 高度別のシア関数(無次元化した物理量勾配と大気安定度の関係)

左列：風速(ϕ_M^{-1}) 右列：温度(ϕ_H^{-1})

上から $z/z_h=3.4, 2.7, 2.3$

表 6.1 乱流拡散係数の増大率（運動量： $\gamma_M = \phi_M^{*-1} / \phi_M^{-1}$ ，熱： $\gamma_H = \phi_H^{*-1} / \phi_H^{-1}$ ）。

	キャノピー	z_h (m)	z/z_h	z/z_0	γ_M	γ_H		
都市域								
本研究	住宅街	7.3	3.4	23	0.9			
			3.1	21		1		
			2.9	20		1.05		
			2.8	19		1		
			2.4	16		1.2		
			2.3	15		1		
Rotach (1993)	住宅街	18.3	1.55	—	1 (1.2)*	1		
			1.27	—			—	5
植生								
Garratt (1978)	Scattered, open, savannah	8	4.25	85	0.9	1.0		
			2.65	53			1.5	1.0
			1.65	33			1.70	1.9
			1	20			1.72	1.65
Raupach (1979)	Pine forest	16.6	1.23	—	1.1	2.5		
Högström et al. (1989)	Pine forest	20	2.4	—	0.82	0.81		
			1.85	—			1	1.3
			1.43	—			1.3	2.2
			1.15	—			2.5	3.3
Fazu Schwerdtfeger (1989)	and Bushland	2.3	4.97	26	0.86	0.73		
			3.47	18	1.10	1.30		
			2.23	12	1.50	1.46		
			1.47	8	1.65	2.50		

* Value from inertial sublayer scaling (see Rotach 1993)

第7章 運動量・熱・水・CO₂の乱流輸送の相似性

7-1 概要

7-1-1 第7章の目的と意義

7-1-2 既存の研究

7-2 乱流相関係数の定義と解析手法

7-3 運動量と熱の輸送効率比

7-4 スカラーの輸送効率と乱流輸送のメカニズム

7-4-1 輸送効率と大気安定度の関係

7-4-2 スペクトル解析によるスカラー輸送に支配的な乱流構造

7-4-3 ウェーブレット解析によるスカラー輸送の相違性

7-5 熱と水蒸気の輸送効率比の時間変化パターン

7-6 第7章の結論

参考文献

第7章 運動量・熱・水・CO₂の乱流輸送の相似性

7-1 概要

7-1-1 第7章の目的と意義

前章ではフラックスと勾配の関係を決定するシアー関数について議論したが、モニナーオブコフ相似則は接地層内のフラックスと勾配の関係だけでなく、物理量の変動量（分散）やより高次の統計量、スペクトル密度などにも広く成立するとされている。フラックスの簡易計測手法の一つに「フラックスー分散関係」を用いたものがあり、草原や森林などで提案されてきた関係式が使われている。この関係式がどの地表面にも普遍的に存在すれば物理量の変動量だけをモニタリングすればフラックスを見積もることができるので大変便利である。またこの相似則は、運動量や熱だけでなく他のスカラー量にも拡張適用され、例えば Ohtaki (1985)は CO₂の乱流統計量にもモニナーオブコフ相似則が認められると述べている。しかし我々の生活拠点である都市域においては、CO₂はもちろんのこと、運動量・熱・水蒸気に関する乱流輸送の相似性を保証するような観測例は少ない。そこで本章では、運動量とスカラー（熱・水・CO₂）の「フラックスー分散関係」に着目し、それらの乱流輸送の相似性について検討する。なお都市域における CO₂の乱流相関係数の検討は初めての試みであることを付記しておく。

7-1-2 既存の研究

カンザスの実験データに基づき、風速や気温の標準偏差に対する相似関数が提案され（例えば、De Bruin et al. (1993), Wyngaard and Cote (1971)など）、これらの関係式を利用して、分散からフラックスを見積もる試みも多く行われている。これらの試みはほとんどが運動量や顕熱フラックスの見積もりに対して検討されてきた（例えば、Wesely (1988), Weaver (1990)）。ところが、水蒸気に関しては一部相似則を満たさないという研究例も多い。例えば、McBean (1971)は水蒸気の変動は、通常モニナーオブコフ長さではなく水蒸気による安定度を加味したスケーリングによりよく従うことを指摘している。また Katul et al. (1995), De Bruin et al. (1999), Sempreviva and Højstrup (1998)は上空大気とのインタラクションにより、水蒸気変動にはモニナーオブコフ相似則が適用でき

ないことを指摘している。一方、Ohtaki (1985)は水田における実測データに基づき、CO₂の乱流統計量にもモニナーオブコフ相似則が認められると述べている。このように、スカラー輸送に関して統一的な見解はいまだ示されていない。

一方、都市域では研究例が十分でないが、Roth and Oke (1993,1995)や神田ら(2000)は鉛直風速と水蒸気の相関係数に相似性が成り立たず、平原と都市では乱流輸送特性が一部異なる傾向をもつことを指摘している。これらの観測は短期的なものであり一般論として見なすには慎重を期する必要があるが、都市域の接地境界層理論の根底に関わる極めて重要な指摘である。

7-2 乱流相関係数の定義と解析手法

本章では運動量およびスカラーの鉛直輸送効率について議論する。運動量とスカラーの相対的な鉛直輸送効率は、乱流特性の中でも特に重要な物理量である。ここでは、Roth and Oke (1995)にならい、運動量と熱の鉛直輸送に関わる以下の乱流相関係数を用いて、それらの特性を調べてみることにする。以下に示す乱流相関係数は運動量およびスカラー量の鉛直輸送効率を表すパラメータであり、0（相関無し）から1（最も効率良く輸送）の値をとる。

$$r_{uw} = \overline{u'w'} / \sigma_u \sigma_w \quad (7.1)$$

$$r_{wT} = \overline{w'T'} / \sigma_w \sigma_T \quad (7.2)$$

$$r_{wq} = \overline{w'q'} / \sigma_w \sigma_q \quad (7.3)$$

$$r_{wc} = \overline{w'c'} / \sigma_w \sigma_c \quad (7.4)$$

ここで u 、 w はそれぞれ風速の水平および鉛直方向成分を表し、 T は気温、 q は比湿、 c はCO₂濃度を表す。 σ は標準偏差である。プライムは時間平均値（上付きバーで表される）からの瞬間的な偏差である。式(7.2)中の気流温度には超音波風速温度計の出力を用いているため、厳密には水蒸気量による補正が必要であるが、ここでは行っていない。これら乱流相関係数の比をとることで、相対的な輸送効率を調べることができる。例えば、運動量と熱の相対的な鉛直輸送効率を調べるためには、以下のように2つの相関係数の比をとればよい。

$$-\frac{r_{Tw}}{r_{uw}} = -\frac{u_* T_* \sigma_u \sigma_w}{\sigma_T \sigma_w u_* u_*} = -\frac{\sigma_u / u_*}{\sigma_T / T_*} = \frac{\phi_u}{\phi_T} \quad (7.5)$$

ここで、 u_* 、 T_* は、それぞれ摩擦速度、摩擦温度を、 ϕ はそれらで無次元化した乱流標準偏差を与える。式(7.5)より、運動量に対する熱の鉛直輸送効率は、主流方向風速と温度の無次元化された乱流標準偏差の比に帰着される。不安定時における乱流標準偏差の既存の相似関数式の一例を以下に示す。

$$\phi_u = \frac{\sigma_u}{u_*} = 2.2(1 - 3z'/L)^{1/3} \quad (7.6)$$

$$\phi_T = -\frac{\sigma_T}{T_*} = 0.95(-z'/L)^{-1/3} \quad (7.7)$$

ここで、 $z' (=z-z_d)$ はゼロ面変位 z_d より測った高度、 $L = -u_*^3 \bar{T} / gk\overline{w'T'}$ はモニン・オブコフ長さ、 \bar{T} は平均気温、 g は重力加速度、 k はカルマン定数 (0.4) である。式(7.6)、式(7.7)は、それぞれ De Bruin et al.(1993)、Wyngaard and Cote(1971)によって、いずれも草原での観測から得られたものである。草原上における(7.6)式の適用性については一般的な意見の一致が見られるところであるが、 ϕ_u については統計処理の方法などによって多少のばらつきがある (例えば、竹内・近藤, 1981 に詳しい)。

本章では 2001 年 5 月 1 日～12 月 31 日までのデータを使用した。データの品質を高めるために下記のような基準を設けた。(1) 日照率が 80% を超える晴天日のデータのみを使用する。晴天日の決定方法や日数については、森脇・神田(2003)を参照されたい。

(2) 統計的な不安定を避けるため、表 7.1 のようにそれぞれのフラックスに下限値を設定し、フラックスの絶対値がこれより小さいデータは除去した。(3) モニン・オブコフ相似則 (MOST) は定常な気象条件時に適用できる。そのため、スカラー間の MOST の相似性を議論する 7-4 では、日射量、気温、比湿、風速の変化率が小さく定常と見なせる日中の 11 時から 14 時のデータに限って解析を行った。

7-3 運動量と熱の輸送効率比

図 7.1 に、大気安定度パラメーターに対する、運動量と熱の相対的な鉛直輸送効率 (乱流相関係数の比、式(7.5)) を示す。MOS によると運動量と熱の乱流相関係数の比は、大気安定度パラメーターの一価の関数となることが期待される。確かに、全てのデータがほぼ同一の関数で表すことが出来る。しかし、De Bruin et al.(1993)および Wyngaard and Cote(1971)の相似関数 (図中の MOS) よりも小さくなっている。このことは都市の接地境界層においては、De Bruin et al.(1993)および Wyngaard and Cote(1971)の相似関数で予測される以上に、運動量の熱に対する相対的な交換効率が高いことを示唆している。これらの乱流統計量は観測者・統計処理方法などによっても多少のばらつきをもつので解釈には注意を要するが、De Bruin et al.(1993)および Wyngaard and Cote(1971)の相似関数が草原上での観測から得られていることを考えれば、都市の接地境界層で同じ関数が成り立たない可能性は十分あり得るだろう。都市の接地境界層の気象学的モデルに既存の相似関数を用いる場合には、このことに留意しなければならない。

都市と草原の間に差が現れる原因をより詳しく調べるため、図 7.2a、図 7.2b にそれ

ぞれ、大気安定度パラメーターに対する無次元化された速度標準偏差(ϕ_u)、無次元化された温度標準偏差(ϕ_T)を示す。無次元標準偏差は速度だけでなく温度についても、大気安定度パラメーターに対してほぼ同一の変化傾向を示している。De Bruin et al.(1993)および Wyngaard and Cote(1971)の相似関数と比較すると、 ϕ_T はほぼ一致しているのに対し、 ϕ_u はそれよりも小さい。この原因として、都市では都市キャノピー層内の建物が作り出す Wake による形状抵抗が表面摩擦の効果よりも卓越し、平坦な草地に比べて運動量の相対的な交換効率が向上していることが考えられる。 ϕ_T に Wyngaard and Cote (1971)の相似関数との差がほとんど現れないのは、Wake による効果は運動量に比べてスカラー輸送にはあまり有効に寄与しないからであろう (Thom, 1972)。

7-4 スカラーの輸送効率と乱流輸送のメカニズム

7-4-1 輸送効率と大気安定度の関係

本来、モニン-オブコフ相似則 (MOS) は気象条件が定常であることを前提にしているため、本節では日中の定常と見なせる時間帯 (9時から14時) にのみデータを絞り、スカラーの輸送効率について検討した。日中に限定したため結果として大気の状態は中立から弱い不安定であることが多い。

図 7.3 に熱と水蒸気と CO₂ の輸送効率 (それぞれ r_{wT} , r_{wq} , r_{wc}) と大気安定度 z'/L の関係を示す。熱の輸送効率 r_{wT} は大気が不安定になるにつれて増大し、平原で提案されてきた従来型 MOS 関数 (Panofsky et al. (1977) と Wyngaard et al. (1971) の組み合わせから求めた) よりも大きい。これは前節で述べたように運動量の輸送が効率的に行われることで熱も結果的に効率的に輸送されるためだと考えられる。水蒸気の輸送効率 r_{wq} の大気安定度依存性は熱のそれ r_{wT} と似ているが大きさは r_{wT} より小さい。CO₂ の輸送効率 r_{wc} は水蒸気 r_{wq} よりも更に小さい。Ohtaki (1985) は水田のような水平一様な地表面上では熱と水蒸気は似た様な乱流統計量を示すことを結論づけている。しかし、複雑な地表面では、気温と水蒸気の無次元標準偏差は異なる値になることがいくつかの研究によって指摘されている (例えば、Beljaars et al., 1983; Wesely, 1988; Marht, 1991 and 2000; De Bruin et al, 1993 and 1999; Katul et al., 1995, Andreas et al., 1998)。また Katul et al. (1995) は、熱は浮力生成に寄与するアクティブなスカラーであるのに対し水蒸気はそうでないため、たとえ水平一様な地表面上でも気温と水蒸気の乱流統計量には差が生じ得ると指摘している。

図 7.4a に水蒸気と熱、図 7.4b に CO₂ と熱の相関係数の比 (それぞれ r_{wq}/r_{wT} と r_{wc}/r_{wT})

を示す。図中の r_{Tq} と r_{Tc} は、それぞれ温度と水蒸気の相関係数、温度と CO₂ 混合比の相関係数である。MOST によるとスカラー量は大気安定度によらず全て同等に輸送されるとされているため、スカラー間の輸送効率比は 1 になることが期待される。しかし測定結果は 1 を下回り、熱に比べて水蒸気、CO₂ の順で相関係数（輸送効率）が小さくなる傾向が見られた。平均的な r_{wq}/r_{wT} と r_{wc}/r_{wT} の大きさはそれぞれ 0.55 と 0.22 であった。前述したように Katul et al. (1995) によると、温度と水蒸気の輸送効率は熱の浮力に対するアクティブ性のために差が生じるとしている。もしそうだとすると大気が中立のときには両者は似た値をもち大気が不安定になるにつれてその差は大きくなると考えられる (Andreas et al., 1998)。しかし図 7.4a では r_{wq}/r_{wT} は大気安定度に対して顕著な依存性は無く、むしろ r_{Tq} と相関が高い。 r_{Tq} はよく r_{wT} と r_{wq} の相似性の指標として用いられており (De Bruin et al., 1999)、Roth and Oke (1995) もまた r_{Tq} が r_{wq}/r_{wT} とよく対応していることを示している。 r_{Tq} は熱と水蒸気の相関であることから、熱と水蒸気の濃度分布がお互いに似ているときは、それらの乱流輸送効率の相似性も高まると考えられる。一方、CO₂ と熱の比 r_{wc}/r_{wT} は大気が不安定になると減少する。このような大気安定度依存性は Katul et al. (1995) の示唆と合致する。水蒸気と同様、CO₂ も浮力に影響しないためにパッシブなスカラーであると言える。CO₂ の場合は温度との分布の相関 r_{Tc} が小さいことが多く、乱流輸送の相似性はさらに低下する。

Roth and Oke (1993) はバンクーバーの住宅街上の観測結果をもとに、水蒸気と熱の輸送効率比は 1 にならないことを指摘しており、その原因として、(1) 発生源の不均一性、(2) 放射に対する雲の効果、(3) 逆転層上大気とのインタラクション、などを挙げている。本研究では、混合層が十分に発達している晴天日の昼間のデータのみを使用しているため雲の影響や上層大気とのインタラクションが起きているとは考えにくい。ここではソースの不均一性について考察する。日中太陽に加熱される都市（家屋、道路、庭木など）は熱に対して均一な発生源として取り扱ってよいと考えられる（神田ら(2000)）。一方森脇・神田(2002)は水蒸気や CO₂ の発生源について詳細に調べており、水蒸気に対しては庭木が発生源に、CO₂ に対しては家庭・自動車交通が発生源、庭木は逆に吸収源になっているとしている。このように考えると、フラックスの大きさに対する発生源の不均一性は、熱よりも水蒸気の方が大きく、水蒸気よりも CO₂ の方が大きくなる。この発生源の不均一性のため、水蒸気や CO₂ の濃度分布にも空間的なむらが生じやすく、フラックスに寄与しない σ_q や σ_c が増大したために、水蒸気や CO₂ の相

関係数が熱に比べて小さくなったと考えられる。水蒸気の場合は顕著ではないが、特にCO₂の場合、大気が不安定になるにつれて輸送効率比が小さくなるのは不安定時に熱が効率よく輸送されやすくなるためと考えられるが、詳細な輸送メカニズムについては次章にて検討する。

7-4-2 スペクトル解析によるスカラー輸送に支配的な乱流構造

7月11日 (r_{wq}/r_{wT} , 風速, z/L の時間変化は図7.5参照)の13時における、熱・水蒸気・CO₂フラックスのコスペクトルを図7.6に示す。コスペクトルはそれぞれ鉛直風速とスカラー量の標準偏差で規格化し、周波数で重み付けしている。スカラーフラックスのコスペクトルには共通したピークが認められ(図中に示したハッチング)、各スカラー量はある共通した乱流構造によって主に輸送されていると考えられる。図中に示した矢印と番号に対応する乱流構造は、その周波数帯から、それぞれ(1)シア不安定による組織渦、(2)熱対流(サーマル)であると考えられ、以下それぞれ検討する。

(1)組織渦 境界層における不安定時の wT のコスペクトルのピークは測定高度(z_{zd})に比例することが知られている(Kaimal and Finnigan, 1994)。本観測高度($z=29\text{m}$)とゼロ面変位($z_0=5.3\text{m}$)からコスペクトルピークの波長を計算すると、渦の水平スケール λ_m は約300mとなる。この時間帯の風速は 8.5ms^{-1} であるので周波数に換算すると0.029Hzとなる。観測されたコスペクトルのピーク(図7.6に示したハッチング)はこの周波数を含むが、より高周波側(0.03~0.1Hz)にも強いピークが見られる。つまり接地層理論で得られるスペクトルピークよりもやや高周波側にピークが推移している。植生キャノピー内とその近傍では、抵抗体(草や樹木)の存在によって風速分布に変曲点が存在し、シア不安定による組織構造が乱れを支配していることが知られている(例えば、Kanda and Hino(1994), Raupach et al.(1996))。Ho and Huerre (1984)によると、流速分布に変曲点を有するせん断流れにおいて発生する渦の最大発達率を示す周波数 f は、

$$\frac{f\theta}{U_m} = 0.032 \quad (7.8)$$

で与えられる。ここに θ はキャノピーの存在による運動量欠損を U_∞^2 で割った運動量厚さ、 U_∞ はキャノピー上で流速がほぼ一定となる値、 U_m はせん断層上における流速の平均値である。 θ にゼロ面変位 $z_0=5.3\text{m}$ を与え、 U_m に高度29mで測定された風速 8.5ms^{-1} を与えたところ、 f は約0.05Hzとなった。上述した高周波側にピークが推移している理由は、この組織渦の影響によるものと考えられる。植生キャノピーの場合、組織渦の影響範囲はキャノピー高さの2倍程度までと言われているが(Raupach et al., 1996)、本観測ではキャノピー高さの4倍の高さにおいてもコスペクトルの周波数特性に組織

渦の影響が認められた。その理由の一つに本観測場所が都市の上空であることが挙げられる。植生と都市のキャノピー構造には抵抗体の透過性に大きな相違点がある。都市では建物の背後にキャノピースケールの後流が形成される。この後流と組織渦の相互作用が、その影響範囲を大きくしているのかもしれない。都市における乱流データを整理した Roth(2000)は都市キャノピー近傍において乱れの組織構造のスケールが植生に比べて大きくなることを指摘しており、本結果と合わせて興味深い。この周波数帯の水蒸気および CO₂ のスペクトル強度は、熱のスペクトル強度の約 50%程度である。これは前章で述べたようにフラックスに寄与しない濃度変動（標準偏差）が大きいためだと考えられる。

(2) サーマル 実験室内の熱対流のアスペクト比（縦に対する横の比）は約 1 であるが、実際の大气中に存在する熱対流はこれよりも大きくなるのが数値計算によって確かめられている（神田，1994）。後節で述べるとおり日中の混合層高さは 1500m であり、アスペクト比を 1～5 程度であるとする、サーマルの水平スケールは 1500～7500m に達すると考えられる。この時間帯の平均風速は 8.5ms⁻¹なので、サーマルの周期は 200～900 秒程度（1.1～5.3×10⁻³Hz）となる。この乱流構造は全てのフラックスにスペクトルピークとして確認でき、サーマルがフラックスに寄与していることがわかる。各スカラー間でその強度を比較すると、水蒸気は熱の約 50%，CO₂は熱の約 20% である。熱はアクティブなスカラーであるため、熱自体が作り出すサーマルでは熱は効率よく輸送される。しかし CO₂ は濃度の空間的非一様性が大きいためサーマルによる輸送効率が著しく低下すると考えられる。図 7.4b において大气が不安定になるほど r_{wc}/r_{wT} が小さくなるのはこの理由によると思われる。一方、水蒸気は熱の 50%程度で CO₂ のスペクトル強度より大きい。この理由ははっきりしないが、サーマル程度の大きいスケールでは、CO₂ と比べて水蒸気の濃度分布は一様である（より熱に近い）とみなせ、サーマルによって輸送されやすいためかもしれない。次節ではウェーブレット解析を用いてさらに詳しく検討する。

7-4-3 ウェーブレット解析によるスカラー輸送の相違性

スカラー間の輸送効率の差異をさらに詳細に検討するためウェーブレット解析を行った。ウェーブレット解析によって熱および水蒸気の輸送に寄与している乱流渦のスケールとその発生時刻が容易に把握出来る。ウェーブレット解析は近年大气乱流の研究にもよく用いられている（例えば、Gao and Li, 1993; Katul and Vidakovic, 1996; Trevino and Andreas, 1996; Petenko, 2001, Watanabe, 2004）が、スカラー輸送の相似性の検討に使われたことは筆者の知る限りない。x(t) の時系列データに対するウェーブレット変換は次式のように表される。

$$W_x(a,b) = \frac{1}{a} \int_0^T f\left(\frac{t-b}{a}\right) x(t) dt, \quad (7.9)$$

ここで f はウェーブレット関数, a はウェーブレットスケール, b はウェーブレットの中心, T は時系列データの長さである.

本研究ではこのウェーブレット解析を無次元化した鉛直風速変動データ w'/σ_w および無次元化したスカラーの鉛直輸送変動データ ($w'T'/\sigma_w\sigma_T$, $w'q'/\sigma_w\sigma_q$, $w'c'/\sigma_w\sigma_c$) に適用した.

これらの時系列データは標準偏差で無次元化されているため, ウェーブレット変換を比較することにより, 各時間・各スケールにおけるスカラー間の輸送強度を直接比較することが可能になる. ウェーブレット関数には図 7.7 に示すようなメキシカン・ハット (ガウス確率密度関数の 2 階導関数) を用いた. メキシカンハット関数は時間においても周波数においてもよく局在化されている利点がある. この関数形から, ウェーブレット変換が正の値をもつとき, もとの時系列において上向きスカラー輸送が生じていることを意味している. 典型的な解析例として 7 月 11 日 13:00~14:00 の熱, 水蒸気, CO₂ の輸送効率に対するウェーブレット係数のコンターを図 7.8 に示す. 縦軸の時間スケールは図 7.7 に示したメキシカンハット関数のスケールである. 図左側の白四角で囲った部分の拡大図を図右側に表示している. マザーウェーブレットのフーリエ変換はある範囲をもった周波数帯にパワーが存在するため, 一般にウェーブレットの時間スケールをフーリエ変換における波数に厳密には置き換えられない (詳細は Perrier et al., 1995) が, メキシカンハット関数の場合は $a=1/4f$ でほぼ置き換えることができる.

$a < 1$ sec ではウェーブレット係数が大きくなるような構造はみられず, このような小スケールではフラックスの生成に寄与するような乱流構造は起きていない. 一方, $a > 64$ の大きい構造 (図中で実線で囲った部分) は前節で述べたサーマルに対応していると考えられる. サーマルは規則的ではなく間欠的に生じている様子がわかる. またこれら中間的なスケール ($2 \text{ sec} < a < 16 \text{ sec}$) に存在する破線で囲った乱流構造は組織渦に相当していると考えられる. 組織渦によるスカラー量の輸送は, サーマルによる輸送が起きている時間帯に一致しており, 大きな乱流構造 (サーマル) が小さな乱流構造 (組織渦) のトリガーになっているようにも見える. 同様の結果は Gao and Li(1993)による森林内外の気温変動に対するウェーブレット解析にも認められている.

図 7.8 左を見ると, 熱はサーマルによって常に効率良く鉛直上向きに輸送されている (実線によって囲まれた部分). 一方, 水蒸気や CO₂ には, 熱と同様に輸送されるイベントもあれば, 輸送されなかったり逆に輸送されたりするイベントがある. 前章でも述べたように都市においては水蒸気や CO₂ の主な発生・吸収源は, 家屋や庭木や自動車交通などであり, その強度もスカラー量によって異なる (森脇・神田, 2002) ため, スカラー濃度分布にも空間的なむらが生じやすくなり, その不均一性は, 熱 < 水蒸気 < CO₂ の順となる. 熱はそれ自体が輸送を生み出すアクティブスカラー量であるため, サーマルが生じる際に効率よく輸送されるが, 水蒸気や CO₂ は受動的に輸送されるパッシブスカラー量であるため, サーマル発生時に熱と同様に効率よく輸送される事もあるれば輸送されないイベントもある. そのため前節でも議論したように, 熱 > 水蒸気 > CO₂

の順で輸送効率が低下していくのだと考えられる。一方、組織構造（図 7.8 右）においてもスカラー輸送の相似性は維持されておらず、熱、水蒸気、CO₂が同じように輸送される場合もあれば、全く異なる場合もある（図中の波線部分を比較されたい）。組織渦の場合は熱は乱れの駆動力とはならないが、前述したスカラー濃度分布の不均一性の差異によって、このスケールの渦構造においても熱の輸送効率がよいという結果になったと考えられる。

7-5 熱と水蒸気の輸送効率比の時間変化パターン

MOST の枠組で議論を行うためには気象場が定常であることが条件となる。しかし気象場が定常である時間帯は一日の中でも数時間しか存在せず、その他の時間帯を含めたスカラー輸送特性を知ることも極めて重要である。そこでスカラー間の輸送効率比の時間変化挙動を追ったところ興味深い傾向が見出せたので、ここでは熱と水蒸気の輸送効率比 (r_{wq} / r_{wT}) の時間変化を例に挙げて議論する。

図 7.9 に 5 月・7 月・12 月の晴天日における、 r_{wq} / r_{wT} の時間変化挙動のアンサンブル平均を示す。プロットで平均値を表し、誤差バーで標準偏差を表した。また各プロットには平均データ個数を数字で示している。朝方と夕刻にデータが少ないのはフラックスの下限值設定によってデータが除去されているためである。 r_{wq} / r_{wT} は朝方に大きくなる傾向が見て取れ、その値は 1 と同等かそれより大きくなる。つまり朝方は水蒸気の輸送効率が良くなるという興味深い結果が得られている。一方 MOST が仮定できる気象場の定常な正午付近の値でも輸送効率比は 1 にならず 0.5 程度である。つまり水蒸気の輸送効率が熱に対して小さくなっていることを意味する。定常時に r_{wq} / r_{wT} が 1 にならないことについては次節で詳しく検討し、ここでは r_{wq} / r_{wT} の時間変化の特徴に着目し、熱と水蒸気の輸送効率比 r_{wq} / r_{wT} が朝方に大きく日中になると小さくなる理由について検討する。

気温や比湿は 1 日の中で時間変化する。そのため、トレンドとして捉えられる気温や比湿の日変化が σ （標準偏差）を大きくする可能性があり、これが r_{wq} / r_{wT} の時間変化

に影響している可能性がある。しかし、各データセットに対しトレンドを線形除去しても r_{wq}/r_{wT} の時間変化の特徴は変わらない。そこで次に、接地層におけるスカラー量の輸送効率を大きく変化させる要因として、1) 海風の侵入、2) 混合層上部との交換過程、の可能性について検討する。まず第一に海風の侵入との関係について考察する。海風のフロントが通過するようなイベントでは、混合層内の風速や気温や比湿の分布が大きく変化し、接地層におけるスカラー輸送に影響を与えることは可能性として十分に考えられる。図中に棒グラフで示したのは海風侵入時刻の確率分布である。春季（5月）も夏季（7月）も南からの海風の侵入は明確であり、侵入時刻は5月は10時～13時ころ、7月は8～11時ころに集中している。しかし r_{wq}/r_{wT} は朝6～8時ころにはすでに大きく変化しており、海風の侵入時刻に先だっている。一方12月は北寄りの風が卓越し日中の海風の侵入は明確でないにも関わらず、 r_{wq}/r_{wT} には変化が認められる。そこで次に2) 混合層上部との交換過程、の影響について検討する。図7.10に夏季における混合層高度の時間変化パターンを示す。各時刻の混合層高度はライダーを用いて後方散乱強度の鉛直分布より推定した。結果は2002年の夏季に東京工業大学屋上（フラックス観測地点との距離は3km）で測定されたデータのうち、晴天日のデータをアンサンブル平均したものである。プロットで平均値を示し、誤差バーで標準偏差を示している。プロットの右肩の数字は平均したデータ個数である。混合層高度は朝方に低くその高さは400～600m程度である。日中は急激に発達して1200～1600mの高度に達する。その後夜間にかけて高度は緩やかに低下する。 r_{wq}/r_{wT} の時間変化はこの混合層の変化と対応しているのではないだろうか。 r_{wq}/r_{wT} が大きい朝方の時間帯は風速が弱く大気が不安定な状態となる傾向がある。朝方に混合層が発達し始める段階では、混合層上部でエントレイメントの作用により取り込まれた上層の乾燥した空気塊が地表付近まで運ばれ結果的に接地層での水蒸気の輸送効率が良くなるのではないだろうか。また混合層が発達するにつれて、接地層での輸送に対する混合層上との交換過程の影響は弱まり、水蒸気の輸送効率は低下していく。そこで r_{wq}/r_{wT} の挙動が典型的である7月11日に注目し（ r_{wq}/r_{wT} 、風速、大気安定度 z/L の時間変化は図7.5に示したとおりである）、大気が不安定な朝方7～8時の $wT'/\sigma_w\sigma_T$ 、 $w'q'/\sigma_w\sigma_q$ 、 w'/σ_w 、 T'/σ_T 、 q'/σ_q の時系列データに対して時間一周波数解析の一つであるウェーブレット解析を行った。図7.11

にウェーブレット解析結果を示す。縦軸はマザーウェーブレットのタイムスケール（図 7.7 中の a）であり、存在する渦のスケールと解釈されたい。また横軸は時間軸である。マザーウェーブレットとの正の相関が強い部分を黒、負の相関が強い部分を白でコンターを書いた。(a)中で破線で囲った部分は、時間スケール a が 64sec~128sec であること、上昇気流が起きていて気温も上昇していること（図(c), (d)参照）、から判断してサーマルによる上向きの熱輸送が生じていると考えられる。熱はサーマルによって効率良く輸送が行われているが、水蒸気はサーマルによって輸送が行われなかったりする。この原因についてはIV章で詳細に検討する。ここで注目したいのは、実線で囲った部分（7:50~8:00 頃）である。このスケールはサーマルとほぼ同等であるが、この構造では熱は全く輸送されず水蒸気のみ輸送が効率良く行われている。(c)を見るとこの構造では下降流が生じており、このとき温度は上昇、比湿は低下している。このことからサーマルとは異なる現象によりスカラー輸送が生じていると考えられる。この構造が朝方のみに見られること、スケールの大きい構造であることの2点から、境界層スケールの大きな渦が混合層が急激に発達する過程において上空の乾燥した空気を取り込んでいると考えられる。その結果、この空気と地表面付近の相対的に湿潤な空気の交換が行われ、水蒸気の輸送効率が高くなると考えられる。夕刻、混合層高度はゆっくりと低下しながら残留層へと推移する。残留層の存在により上層大気と地表の間には水蒸気の交換が生じにくいと考えられる。

7-6 第7章の結論

運動量とスカラー（熱・水・CO₂）の「フラックス-分散関係」に着目し、それらの乱流輸送の相似性について調べたところ、以下のことが明らかになった。

1) 運動量に対する熱の鉛直輸送効率を表すそれぞれの乱流相関係数の比は、草原の観測から得られたDe Bruin et al.(1993)およびWyngaard and Cote(1971)の相似関数と比べて全般に値が小さい。都市では建物のWake効果あるいは熱源の空間的非均一性により、運動量の熱に対する相対的な交換効率が草原上よりも高いことが示唆された。

2) 気象条件が定常と見なせる日中の時間帯（大気は弱不安定時）において、スカラー間の相関係数を比較したところ、熱・水蒸気・CO₂の順で輸送効率が小さくなる。平均的な r_{wq}/r_{wT} と r_{wc}/r_{wT} の大きさはそれぞれ0.55と0.22であった。その原因として、スカラー間の濃度分布の不均一性に差異があること、熱がアクティブなスカラー量であるの

に対し水蒸気・CO₂が受動的なスカラー量であること，が理由として挙げられる．スペクトル解析・ウェーブレット解析を用いて輸送効率に寄与する渦スケールの特定を行った結果，サーマルやシア不安定による組織渦が熱，水蒸気，CO₂それぞれの輸送を担っているが，これらの輸送イベントの各スカラー量に対する効果は同一ではないことが明らかになった．

3) 熱と水蒸気の輸送効率比 r_{wq} / r_{wT} は，朝方大きく日中にかけて小さくなる傾向がみられる．朝方の不安定時は，大きなスケールの渦構造によって混合層上端からの乾燥空気が連行されることにより，熱に比べて水蒸気が効率的に輸送されると考えられる．

<第7章 参考文献>

- 1) Ohtaki, E., 1985: On the similarity in atmospheric fluctuation of carbon dioxide, water vapor and temperature over vegetated fields, *Boundary-Layer Meteorol.*, **32**, 25-37.
- 2) De Bruin, H.A.R., W.Kohsiek, and J.J.M. Van Den Hurk, 1993: A verification of some methods to determine the fluxes of momentum, sensible heat, and water vapor using standard deviation and structure parameter of scalar meteorological quantities, *Boundary-Layer Meteorol.*, **63**, 231-257.
- 3) Wyngaard, J.C., O.R. Cote, and Y. Izumi, 1971: Local free convection, similarity and the budgets of shear stress and heat flux, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 271-284.
- 4) Wesely, M.L., 1988: Use of variance techniques to measure dry air-surface exchange rates. *Boundary-Layer Meteorol.*, **44**, 13-31.
- 5) Weaver, H.J., 1990: Temperature and humidity flux-variance relations determined by one-dimensional eddy correlation, *Boundary-Layer Meteorol.*, **53**, 77-91.
- 6) McBean, G.A., 1971: The variations of the statistics of wind, temperature and humidity fluctuations with stability. *Boundary-Layer Meteorol.*, **1**, 438-457.
- 7) Katul, G., S.M. Goltz, C.-I. Hsieh, Y. Cheng, F. Mowry and J. Sigmon, 1995: Estimation of surface heat and momentum fluxes using the flux-variance method above uniform and non-uniform terrain. *Boundary-Layer Meteorol.*, **74**, 237-260.
- 8) De Bruin, H.A.R., B.J.J.M. Van Den Hurk and L.J. Kroon, 1999: On the temperature-humidity correlation and similarity. *Boundary-Layer Meteorol.*, **93**, 453-468.
- 9) Sempreviva, A.M. and J. Højstrup, 1998: Transport of temperature and humidity variance and covariance in the marine surface layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **87**, 233-253.
- 10) Roth, M. and Oke, T.R., 1993: Turbulent transfer relationships over an urban surface. I: Spectral characteristics. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 1071-1104.
- 11) Roth, M. and Oke, T.R., 1995: Relative efficiencies of turbulent transfer of heat, mass, and momentum over a patchy urban surface. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1863-1874
- 12) 神田学, 森脇亮, 鈴木讓, Roth M., Oke, T.R., 2000: 都市の接地境界層における乱流相似関数について, *天気*, **47**, 493-501.
- 13) 竹内清秀, 近藤純正, 1995: 大気科学講座1 地球に近い大気, 東京大学出版会, pp. 226.
- 14) 森脇亮, 神田学, 2003: 都市境界層における放射・熱・水・CO₂フラックスの長期連続観測, *水文・水資源学会誌*, **16**, 477-490.
- 15) Thom, A.S., 1972: Momentum, mass and heat exchange of vegetation, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **98**, 124-134.
- 16) Panofsky, H. A. and Dutton, J. A.: 1984, *Atmospheric Turbulence, Models and Methods for*

- Engineering Applications*. John Wiley & Sons, 165-166.
- 17) Beljaars, A. C. M., Schotanus, P., and Nieuwstadt, F. T. M., 1983: 'Surface Layer Similarity under Nonuniform Fetch Conditions', *J. Clim. Appl. Meteorol.* **22**, 1800–1810.
 - 18) Wesely, M. L., 1988: 'Use of Variance Techniques to Measure Dry Air-Surface Exchange Rates', *Boundary-Layer Meteorol.* **44**, 13–31.
 - 19) Mahrt, L., 1991: 'Boundary-Layer Moisture Regimes', *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **117**, 151-176.
 - 20) Mahrt, L., 1999: 'Surface Heterogeneity and Vertical Structure of the Boundary Layer', *Boundary-Layer Meteorol.* **96**, 33-62.
 - 21) De Bruin, H. A. R., Kohsiek, W., and Van den Hurk, B. J. J. M., 1993: 'A Verification of Some Methods to Determine the Fluxes of Momentum, Sensible Heat, and Water Vapor, Using Standard Deviation and Structure Parameter of Scalar Meteorological Quantities', *Boundary-Layer Meteorol.* **63**, 231–257.
 - 22) De Bruin, H. A. R., Van Den Hurk, B. J. J. M., and Kroon, L. J. M., 1999: 'On the Temperature-Humidity Correlation and Similarity', *Boundary-Layer Meteorol.* **93**, 453–468.
 - 23) Andreas, E. L., Hill, R. J., Gosz, J. R., Moore, D. I., Otto, W. D., and Sarma, A. D., 1998: 'Statistics of Surface Layer Turbulence over Terrain with Meter-Scale Heterogeneity', *Boundary-Layer Meteorol.* **86**, 379–408.
 - 24) Katul, G., Goltz, S. M., Hsieh, C-I, Cheng, Y., Mowry, F., and Sigmon, J., 1995: 'Estimation of Surface Heat and Momentum Fluxes Using the Flux-Variance Method above Uniform and No-Uniform Terrain', *Boundary-Layer Meteorol.* **74**, 237-260.
 - 25) Kaimal, J.C. and Finnigan, J.J., 1994: *Atmospheric Boundary Layer Flows*, 289pp., Oxford Univ. Press, New York
 - 26) Kanda, M. and Hino, M., 1994: Organized structures in developing turbulent flow within and above a plant canopy, using a large eddy simulation, *Boundary-Layer Meteorol.*, **68**, 237-257.
 - 27) Raupach, M.R., Finnigan, J.J., and Brunet, Y., 1996: Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: The mixing-layer analogy, *Boundary-Layer Meteorol.*, **78**, 351-382.
 - 28) Ho, C-M. and Huerre, P., 1984: Perturbed Free Shear Layers, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **16**, 365-424.
 - 29) Roth, M., 2000: Review of atmospheric turbulence over cities, *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.*, **126**, 941-990.
 - 30) Gao, W. and Li, B.L., 1993: Wavelet analysis of coherent structures at the atmosphere-forest interface, *J. Applied Meteorol.*, **32**, 1717-1725.
 - 31) Katul, G. and Vidakovic, B., 1996: 'The partitioning of attached and detached eddy motion in the atmospheric surface layer using Lorentz wavelet filtering', *Boundary-Layer Meteorol.* **77**, 153-172.

- 32) Trevino G. and Andreas, E., 1996: 'On Wavelet Analysis of Nonstationary Turbulence', *Boundary-Layer Meteorol.* **81**, 271-288.
- 33) Petenko, I. V., 2001: 'Advanced Combination of Spectral and Wavelet Analysis ('Spavelet' Analysis)', *Boundary-Layer Meteorol.* **100**, 287-299.
- 34) Watanabe T., 2004: 'Large-eddy Simulation of Coherent Turbulence Structures Associated with Scalar Ramps over Plant Canopies', *Boundary-Layer Meteorol.* **112**, 307-341.
- 35) Perrier, V., Philipovitch, T., and Basdevant, C., 1995: Wavelet spectra compared to Fourier spectra, *J. Math. Phys.*, **36**, 1506-1519.

表 7.1 フラックスの下限値

運動量フラックス	0.05 (kgm ⁻¹ s ⁻²)
顕熱	30 (Wm ⁻²)
潜熱	30 (Wm ⁻²)
CO ₂ フラックス	0.02 (mgm ⁻² s ⁻¹)

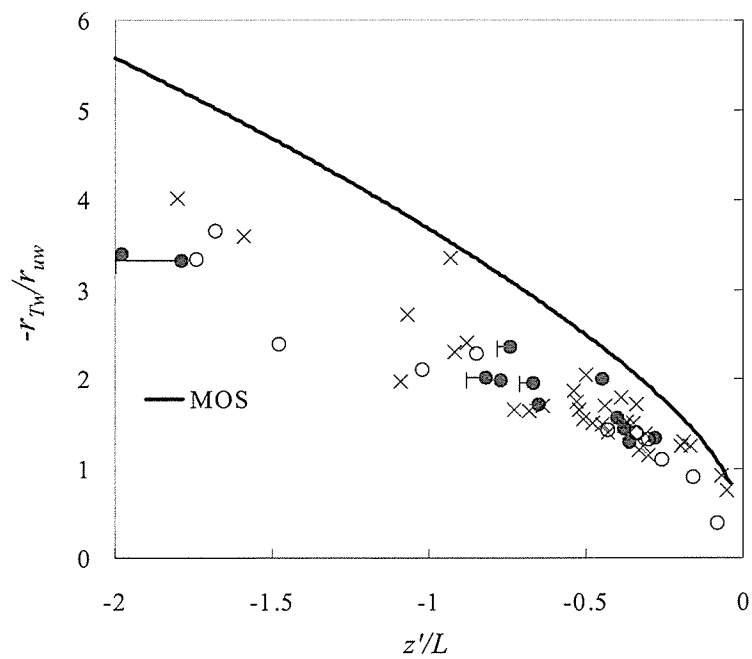


図 7.1 運動量と熱の輸送効率比 と大気安定度の関係

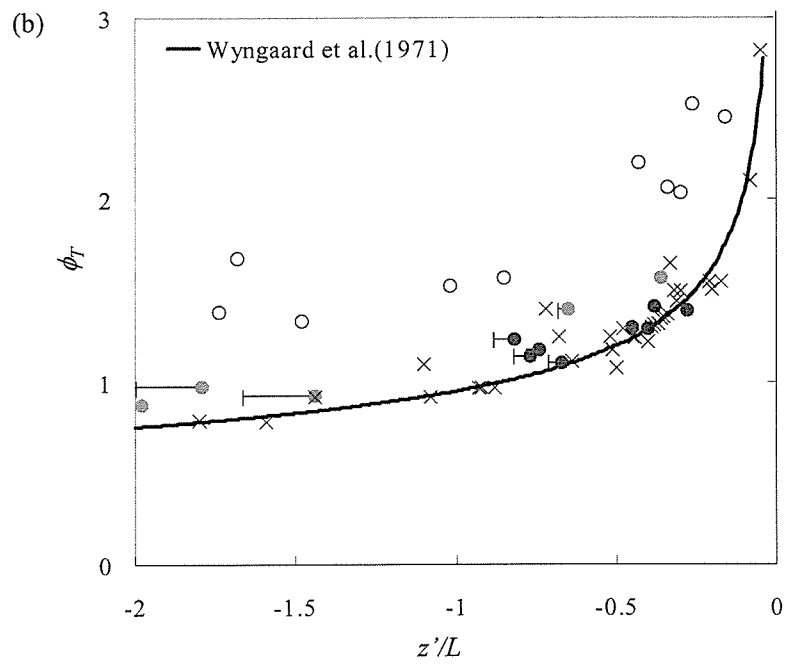
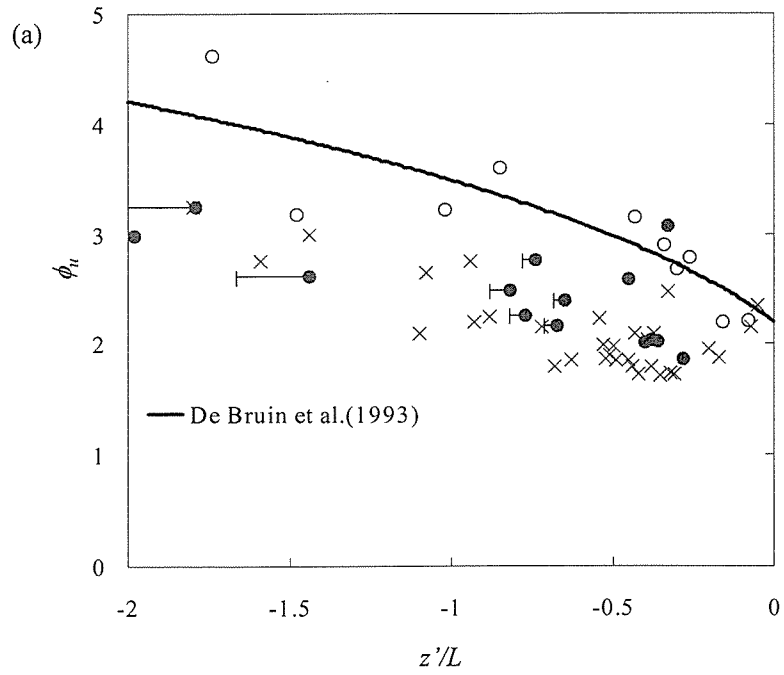


図 7.2 無次元化した(a)水平風速の標準偏差と(b)温度の表樹偏差 と大気安定度の関係

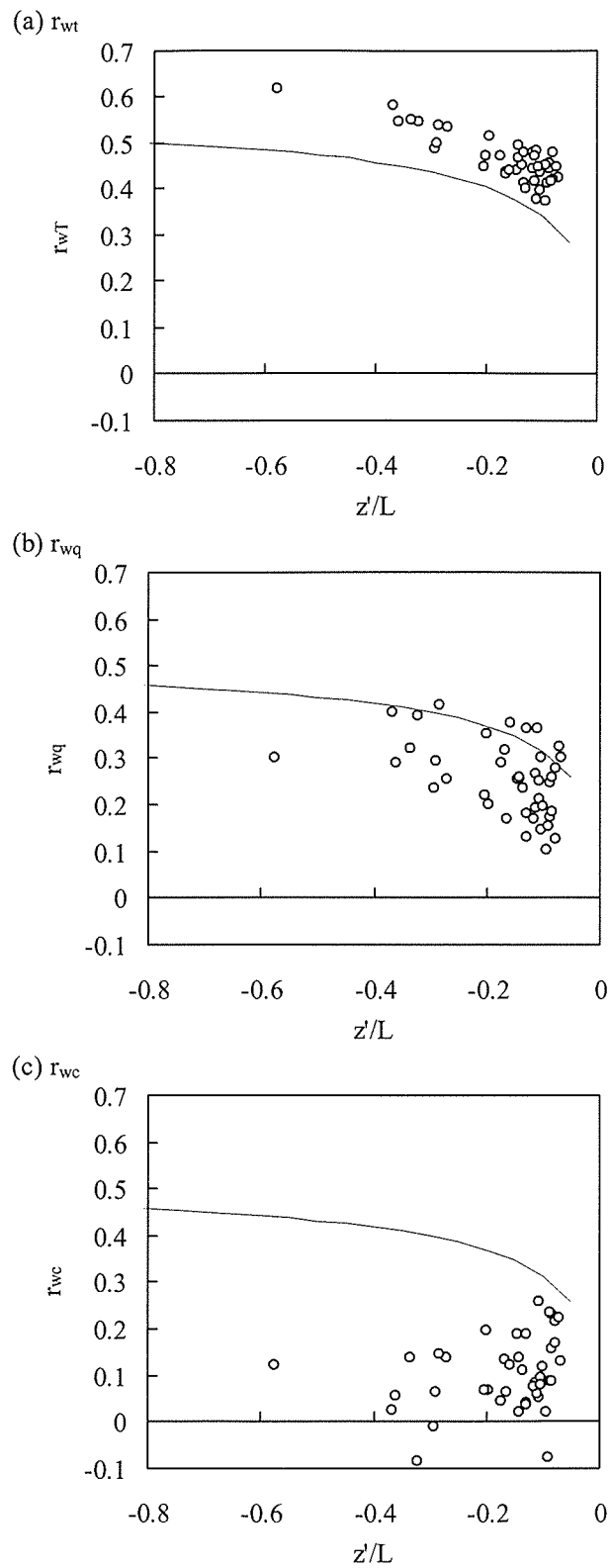


図 7.3 (a)熱, (b)水蒸気, (c)二酸化炭素, 鉛直輸送効率と大気安定度の関係

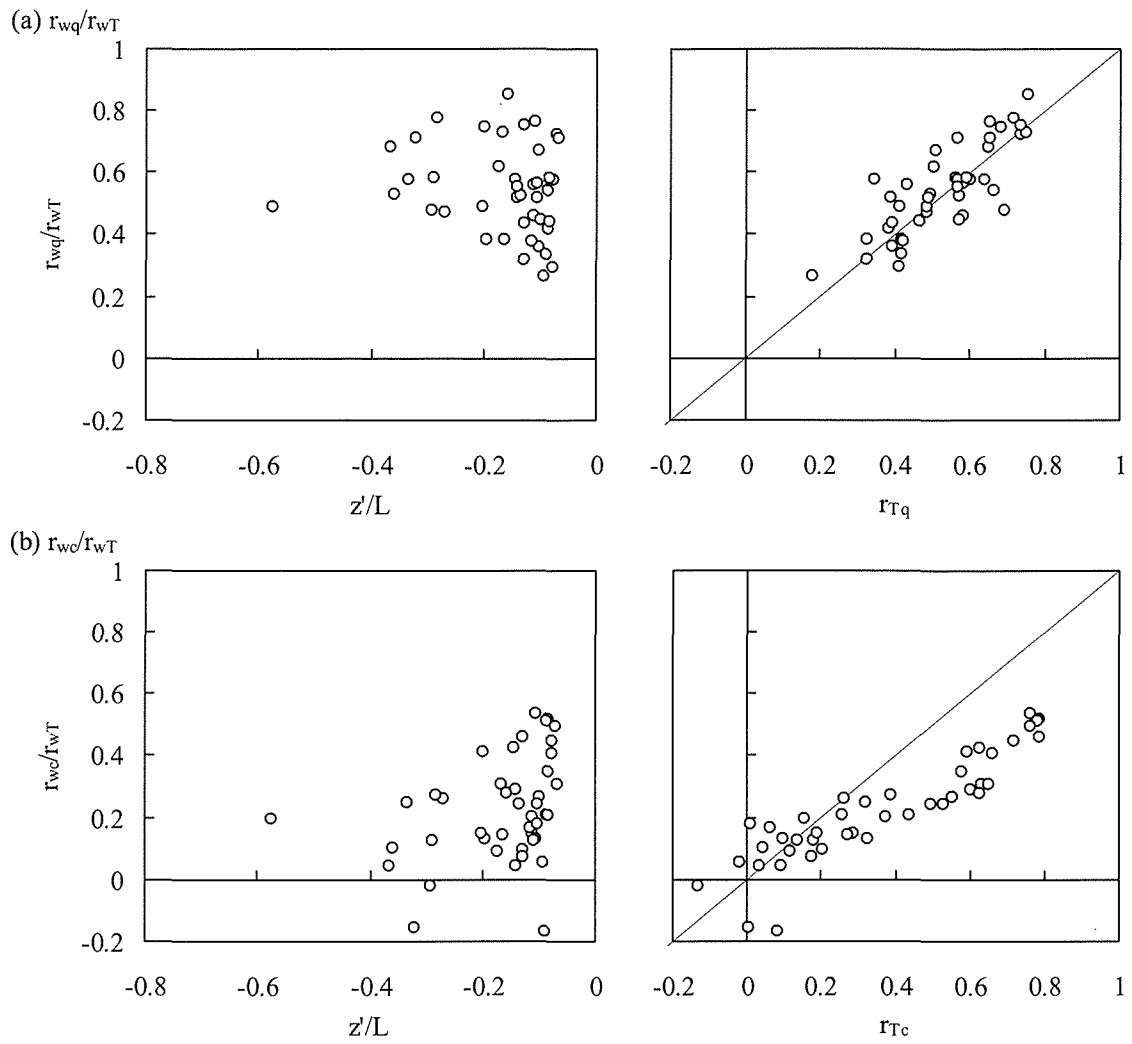


図 7.4 (a)水蒸気, (b)二酸化炭素, の熱に対する鉛直輸送効率比.
 左: 大気安定度との関係, 右: スカラー間の相関係数

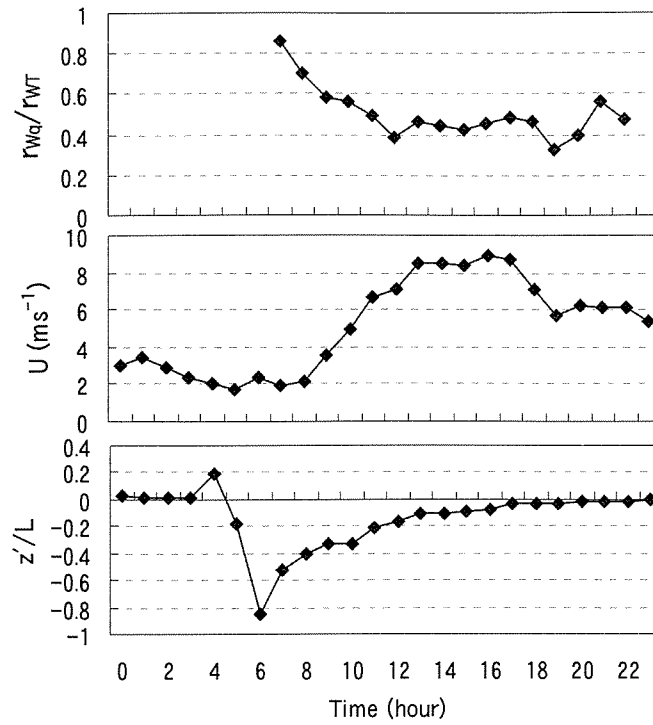


図 7.5 2001 年 7 月 11 日における r_{wq} / r_{wT} (上) と主流平均風速 (中) と大気安定度 (下) の時間変化

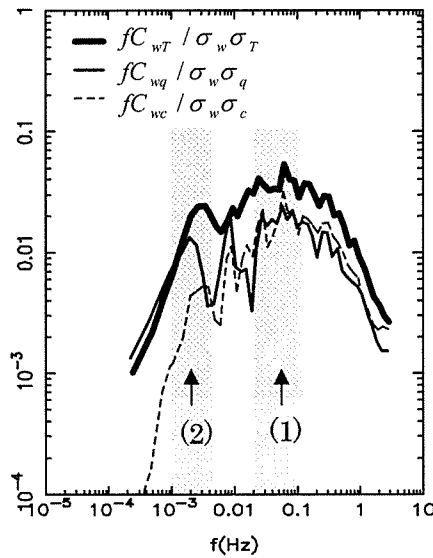


図 7.6 スカラー輸送の規格化コスペクトル
2001 年 7 月 11 日 (13:00~14:00)

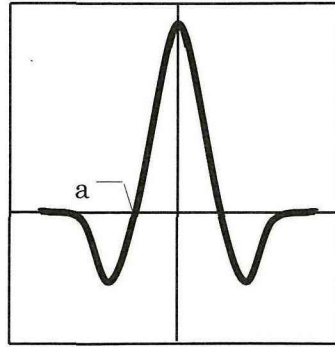


図 7.7 解析に用いたマザーウェーブレット
(a はタイムスケール)

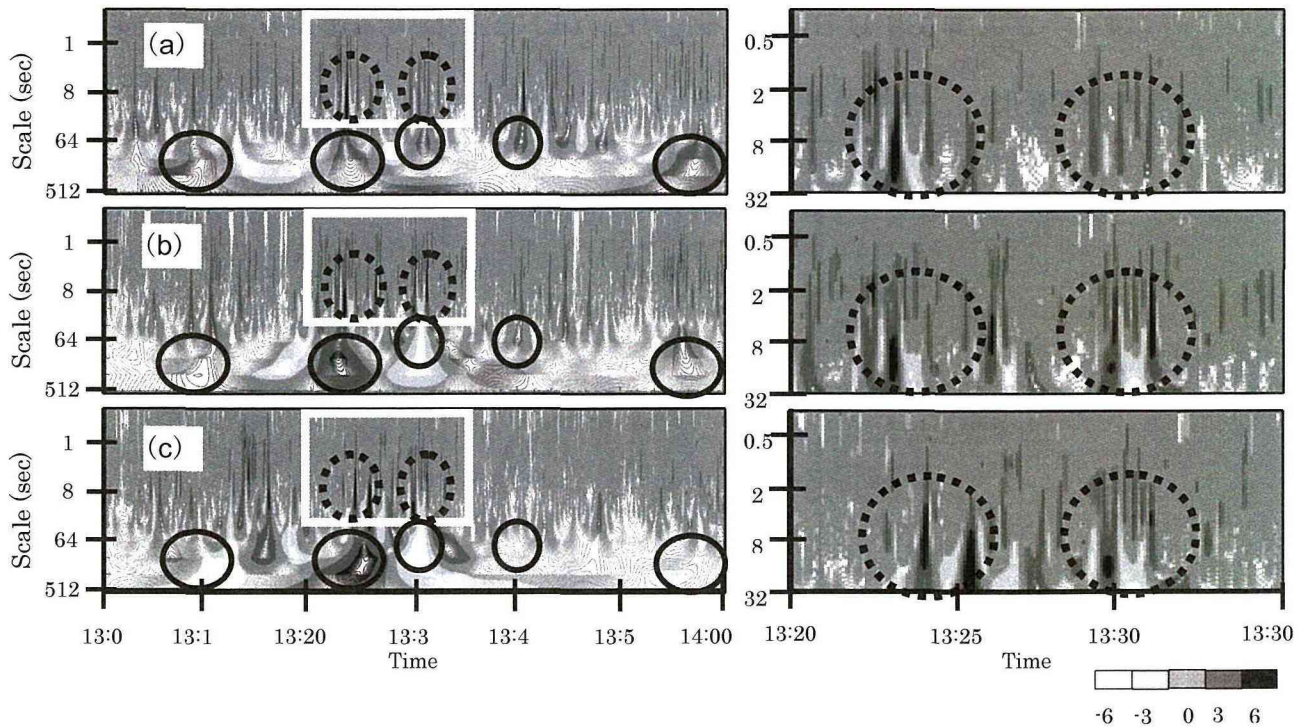


図 7.8 ウェーブレット係数のコンター図 (a) $w'T'/\sigma_w\sigma_T$, (b) $w'q'/\sigma_w\sigma_q$, (c) $w'e'/\sigma_w\sigma_c$.

左図：2001年7月11日（13:00～14:00），右図：左図中の白四角の拡大図
 図中、実線で囲んだ円がサーマルを、破線で囲んだ円が組織渦を示す。

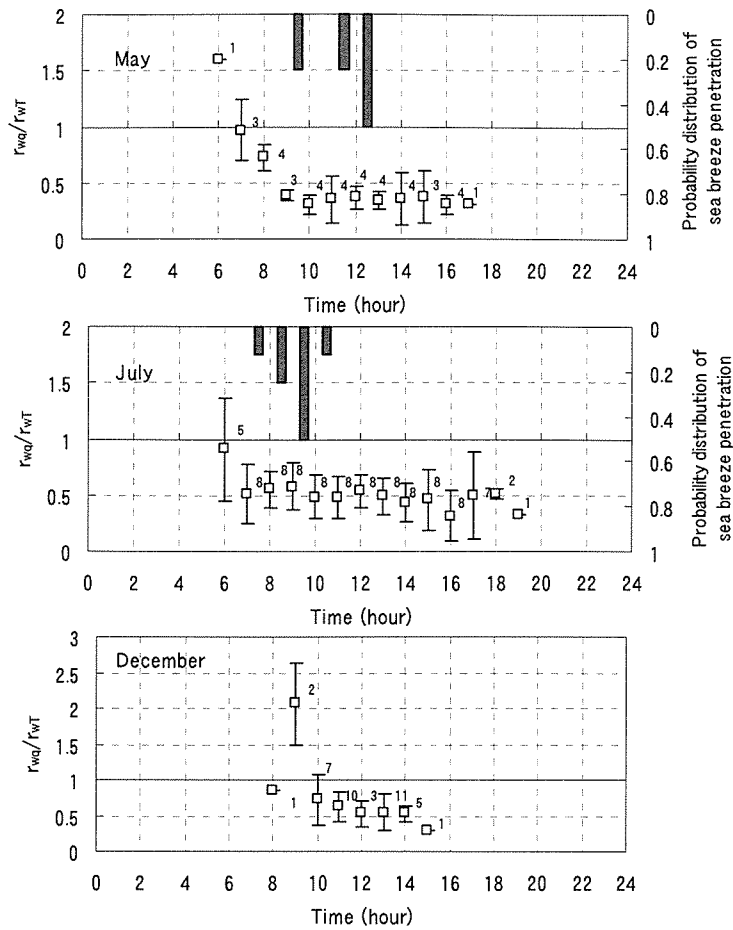


図 7.9 5 月・7 月・12 月の晴天日における、 r_{wq}/r_{wT} の時間変化パターン

図中の棒グラフは海風侵入時刻の確率分布

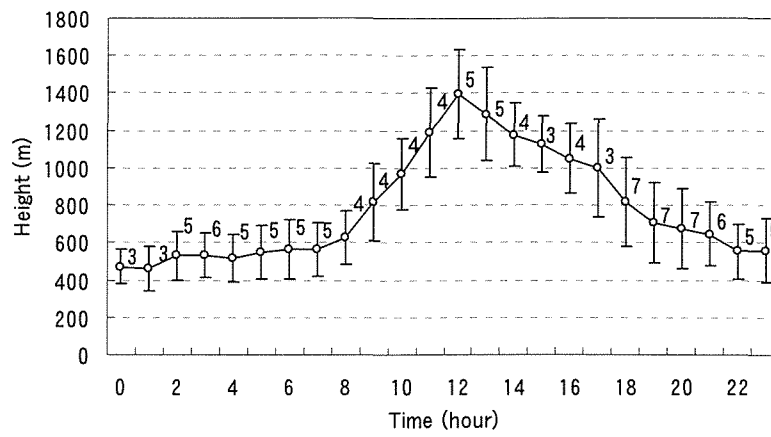


図 7.10 夏季の混合層高さの時間変化パターン
 (2002年8月6日～9月2日までの晴天日のアンサンブル平均)

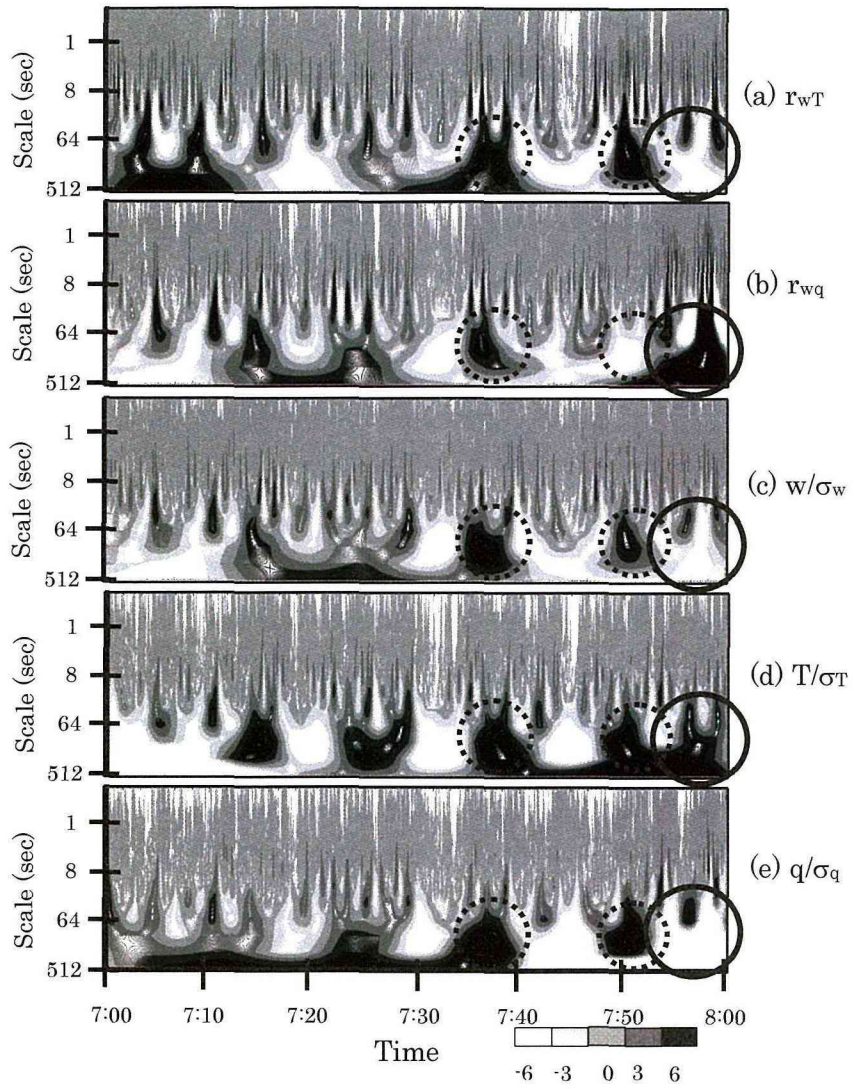


図7.11 (a) $w'T'/\sigma_w\sigma_T$, (b) $w'q'/\sigma_w\sigma_q$, (c) w'/σ_w , (d) T'/σ_T , (e) q'/σ_q に対するウェーブレット係数のコンター図. 7月11日7時

第8章 総論

8-1 本論文の結論

8-2 今後の課題

第8章 総論

8-1 本論文の結論

本研究では、ある一様な低層住宅街における長期連続タワー観測に基づいて、都市キャノピー層—大気間のエネルギー・物質輸送の解明に関わる「鉛直情報」、「フラックス」、「輸送メカニズム」について検討した。各章の具体的な成果は以下のとおりである。

第3章では、乱流統計量および温位プロファイルを調べ、植生や平原とは異なる都市特有の現象とそのメカニズムについて論じた。風速・乱流・気温を計測し、それらのプロファイル特性を大気安定度別に検討した結果、以下のことが明らかになった。

(A) 乱流に関する結論

4象限解析によって乱流組織構造の sweep と ejection の大きさに着目したところ、植生乱流と比較して ejection が寄与する割合が大きく、本住宅街では植生キャノピー上に発達する自由せん断乱流と平板乱流の中間的な流れが生じていると考えられる。その理由としては、都市キャノピーを構成する建物が透過性を有さないため、変曲点不安定を生じる空間が建物と建物の間に限られ乱流組織構造が十分に発達しないことが原因として考えられる。

(B) 温位に関する結論

温位プロファイルの特徴から、本観測場所では熱のソースが屋根面から地表面へ、あるいは地表面から屋根面へというように動いていく。このことは、季節変動（夏至に近い時期では地表面付近で温位は日最高となり、冬至に近い時期では屋根面付近で温位は日最高となる）でも、時間変動（日の出後、屋根面付近で温位は極大となり、正午付近になると、全高度において地表面付近の温位が最も高くなる）でも認められる。熱のソースが移動していくことは、都市キャノピーの三次元構造と太陽高度によって形成される複雑な日向・日陰分布に起因していると考えられ、植生モデルのような鉛直1次元の仮定を単純には拡張できないことを指摘した。

第4章では、熱収支・CO₂フラックスの時間・季節変化、年間収支を算定し、本地域が大気に与えるインパクトを定量的に評価した。また都市を構成する要素（コンクリート、庭木、自動車交通、家庭、人体）からの寄与を検討した。その結果、以下のことが主要な結論として得られた。

- 1) 夏季の日中において従来の定説より2倍程度大きい潜熱が存在し、これは都市植生に高いオアシス効果が働いていることを示唆している。
- 2) フラックスの年間収支では、Rnは2.36 GJ m⁻²で、そのエネルギーの約60%が顕熱に、約40%が潜熱に配分されている。都市植生のオアシス効果により、本地域で意外と潜熱が多く放出されていることがわかった。
- 3) CO₂フラックスは日・季節を通して常に正の値であり、本地域はCO₂の発生源になっている。その発生量は冬季に大きく、家庭における燃料消費が主な原因である。
- 4) 年間のCO₂発生量は3352 gC m⁻² yr⁻¹であり、同緯度帯にある落葉広葉樹林におけるCO₂吸収量の約5倍の値である。

第5章では、気象モデルに用いられている各種水文陸面パラメータ（運動量粗度、ゼロ面変位、熱・水蒸気粗度、蒸発効率、アルベド）を実測データに基づいて評価し、下記の結論を得た。

- 1) 本地域における日中の平均的な流体力学的粗度 z_0 は1.56m、熱粗度 $k_{B_T}^{-1}$ は8.0、水蒸気粗度 $k_{B_q}^{-1}$ は20.5と算出された。また季節変化も確認され、冬季の方が $k_{B_T}^{-1}$ は大きくなる。
- 2) 蒸発効率は年間を通じて、0.05~0.12程度の値を維持しておりゼロになることはない。蒸発効率 β は0.05~0.2の範囲にあり降雨後に数日~数十日のオーダーで低減していく。水蒸気の発生源として緑被とコンクリート素材についてそれぞれ定量的に検討し、両者とも単独で住宅街の水蒸気源となり得る可能性を指摘した。
- 3) アルベドは日中は下に凸となる時間変動をする。平均的なアルベドは約0.13である。降雨時にはアルベドが低下するが、降雨後2,3日で元の値に回復する。南中時のアルベドは年間を通じてほぼ一定であり、その値は0.12~0.14の値である。

第6章では、モニン-オブコフ相似則の一つであるシア関数（フラックス-勾配関係）について検討し、以下のような知見を得た。

- 1) 温度のフラックス-勾配関係は、平原で提案されてきたシア関数によく従うが、風速のフラックス-勾配関係はキャノピーに近づくると増大する。これは建物によって作られた乱れが拡散係数を大きくしているためである。しかしながら、植生キャノピーでの報告例と比べるとその増大率は小さい。第3章で示した乱流組織構造と同様に、本地域のフラックス-勾配関係は植生や平原の中間的な特徴をもつ。

- 2) 無次元化された水平風速分布はほぼ既存のプロファイル関数に従うが、これは運動量フラックス分布を屋根面高さに線形外挿して求められる値から計算した摩擦速度 u_τ を用いて無次元化した場合に限る。

第7章では、乱流相関係数（フラックス－分散関係）に着目し、運動量・熱・水蒸気・CO₂の乱流輸送の相似性を検討したところ、以下のことが明らかになった。

- 1) 運動量に対する熱の鉛直輸送効率を表すそれぞれの乱流相関係数の比は、草原の観測から得られた相似関数と比べて全般に値が小さい。都市では建物の Wake 効果あるいは熱源の空間的非均一性により、運動量の熱に対する相対的な交換効率が草原上よりも高いことが示唆された。
- 2) スカラー間の物理的特性(乱れに対する能動性)の違い、発生源の不均一性によるスカラー濃度の空間的むら、の両者によって都市ではスカラー輸送の相似性が保たれず、日中の乱流相関係数は熱、水蒸気、CO₂の順に小さくなる。平均的な r_{wq}/r_{wT} と r_{wc}/r_{wT} の大きさはそれぞれ 0.55 と 0.22 である。
- 3) ウェーブレット解析を用いてスカラー輸送の構造を可視化したところ、熱はサーマルや組織渦によって常に上向きに輸送されるが、水蒸気や CO₂ は輸送されなかったり、逆に輸送されたりするイベントがあることを指摘した。
- 4) 熱と水蒸気の輸送効率比 r_{wq}/r_{wT} は、朝方大きく日中にかけて小さくなる傾向がみられる。朝方の不安定時は、大きなスケールの渦構造によって混合層上端からの乾燥空気が連行されることにより、熱に比べて水蒸気が効率的に輸送されると考えられる。

8-2 今後の課題

以上の成果は1箇所のタワー観測によって得られた知見ではあるが、都市域における長期間の連続データの第一歩として今後の都市気候研究に大きく資するものと考えられる。本研究の成果は、ヒートアイランド対策、汚染物質のベンチレーション（テロ対策）、住みよい住環境計画（例えば風の道計画）などの様々な工学的応用に役立てられるだろう。本研究で得られた知見のいくつかは、そのまま他都市に直接適用できないものも含まれているが、3次元性を有する都市キャノピーにおけるエネルギー・物質輸送の本質的な特徴を示せたものと考えている。

現在の都市気象研究の現状では、長期間のフラックス・乱流計測の実績が無いことを鑑

み、本研究では建物高さが低く一様に広がる低層住宅街を最適な観測場所として選定した。本研究は一点の現地計測結果に基づいているため、パラメータやフラックスに対する空間形態や材質の感度分析を行うことは不可能であった。今後さらに多くの観測データにより本研究で得られた成果を一般論化していくことが重要である。例えば、幾何構造や材質が変化することによるフラックスやパラメータへの影響分析は、建物配置を自由にコントロールできる屋外スケールモデル実験や数値実験による今後の研究に譲りたい。また乱流特性やモニナーオブコフ相似則に関しても、都市の幾何形状や配列が変わった場合に、本研究で得られた結果がどのように変わっていくかを検討し幾何形状や配列を説明変数とした新たな理論体系を構築することが重要であることはいうまでもない。

本研究の成果を足がかりとしながら、「商業地域、集合団地など様々な都市形態におけるFLUX観測網 (Urban Fluxnet) の整備」、「建物配列を自由にコントロールできる屋外スケールモデル実験」、「建物配列だけでなく熱源や物質の発生源に対する感度分析も可能なLarge Eddy Simulation (LES)」をそれぞれ進展させ、物理的な知見に基づいた理想的な都市計画の実現を目指して行きたいと考えている。

謝 辞

本研究の遂行並びに論文作成にあたっては、主査の東京工業大学大学院理工学研究科国際開発工学専攻神田学助教授より、公私にわたり、懇切丁寧なご指導、ご助言を頂きました。私が学生のときから今日に至るまでの8年間、終始変わらぬご指導をいただいた神田先生には感謝してもし切れません。気象学に関して何ら知識を持っていなかった私に対し、丁寧にそして情熱的にご指導して頂き本当に有難う御座いました。研究者になろうと決心したのも、その後も研究に対する意欲とモチベーションを高く維持できたのも、世界を相手に勝負しよう一念発起できたのも、一重に神田先生の熱血指導の賜物で御座います。研究のアイデア、問題に対する切り口、データに対する鋭い洞察力、一見不可能に思えることを実現してしまう行動力、どれをとってもまだ遠く足下にも及びませんが、これまで教えて頂いたことを少しでも自分の身につけられるよう努力していきたいと思えます。

また、本論文の予備審査や公聴会、本審査を通じまして、東京工業大学大学院理工学研究科池田駿介教授、灘岡和夫教授、梅干野晃教授、八木宏助教授、浦瀬太郎助教授から懇切丁寧なご指導と示唆に富むご意見を頂戴しました。ここに記して、深くお礼申し上げます。先生方には当人が学生のころより講義や水工学研究室のゼミを通して、水理学、流体力学の基礎を教えていただき、また論理的な思考方法を徹底的にたたき込んでいただきました。また先生方には公私にわたりご助言・ご叱責を賜り、それら全てが私の血肉となっております。

港湾技術研究所の日向博史氏には、水工研の先輩助手として公私ともにお世話になりました。学生の指導方法や研究の進め方について非常に勉強をさせていただきました。

東京理科大学の二瓶泰雄氏にも、水工研の先輩助手として公私ともにお世話になりました。研究や助手の仕事に行き詰まっていたとき、親身になって相談に乗って頂き、そして励まして頂いたこと、本当に感謝しております。よく口にされていた「修行中の身」という意識を常に持ち続けて行こうと思っています。

名古屋大学の戸田祐嗣氏には、水工研の先輩助手として公私共にお世話になりました。時には助手としての苦勞を分かち合い、時には研究者としての姿勢を議論しつつ、時にはマイホームパパとして、戸田さんのご助言によりいつも助けられておりました。名古屋大学にご赴任され今後益々のご活躍をなさるでしょうが、私も負けられないよう精進して参ります。

東京工業大学の波利井佐紀氏・大澤和敏氏には、同じ水工研の助手として、いろいろとご配慮をいただき、ありがとうございました。

本研究で行った気象観測の実現には久が原に住む方々のサポートが不可欠でした。観測場所を探す途上では、三木榮任様、高城最好園様、大田区公園課様に様々なご助言を頂きました。最終的に決定した観測場所として、宗教法人カトリックお告げのフランシスコ

修道会の代表、白石幸子様、並びに社会福祉法人お告げのフランシスコ姉妹会聖フランシスコ子供寮の寮長である釘宮禮子様にも多大なるご協力をいただきました。特に釘宮禮子様には、観測場所が見つからず途方に暮れ、タワー建設をほぼあきらめかけていたときに、本研究の社会的意義を認め、快く場所を提供して下さいました。また周辺住民の方々にも快くタワー設置の許可をいただきました。このような寛大な方々がいらっしゃらなければ本研究は成立しませんでした。心より御礼申し上げます。またタワーの設計から観測機器の設置方法などの細部に渡るまで、採算を度外視して相談に乗っていただいた、故平良氏をはじめとするローヤル株式会社の皆様にも感謝いたします。

本研究で建物高さの測定に使用したレーザー距離計は東京工業大学国際開発工学専攻太田秀樹教授に、放射収支の測定に用いた放射計は同大学土木工学専攻池田駿介教授に、境界層高度の測定に用いたシーロメータは防衛大学校地球海洋学科の菅原広史博士にお借りしました。コンクリートからの水分蒸発の検討にあたっては、東京工業大学国際開発工学専攻の大即信明教授、西田孝弘助手から有益なアドバイスを頂き、また屋外暴露実験用のコンクリート打設に関して大変お世話になりました。ここにお礼申し上げます。

また東京工業大学大学院学生の渡邊倫樹さん、松永和章さん、木本由花さんには観測の準備段階からデータ解析まで全般に渡り協力を頂きました。皆さんと分かち合った苦労は生涯忘れることはないでしょう。どうもありがとうございました。また神田研究室の学生の皆さん、秘書の明間さん、発表準備などいろいろと手伝っていただきありがとうございました。

その他にも様々な方に支えられ、励まされて博士論文を書き上げることが出来ました。ここに感謝の意を込め御礼申し上げたいと思います。本当に有難う御座いました。

最後に、楽しいときも苦しいときも笑いを絶やさず時には厳しく常に私を励ましてくれた妻の晶子に最大限のお礼を言いたいと思います。彼女の存在なしではこの研究論文はもちろん、研究者としての自分すらなかったでしょう。そして小柄ながらもかわいい無邪気な笑顔を振りまいてくれた愛息の滉、つぶらな瞳がかわいい生まれたばかりの優依、君達のおかげでパパはどれだけ励まされたことか。

改めて、本研究の実施にあたって、ご指導、ご支援を下された全ての方々にも心より感謝申し上げます。どうもありがとうございました。