

博士論文

PIV・LES を用いた都市気流に関する  
構造分析と RANS モデルの評価

中島 慶悟







# 目次

<b>第 1 章 序論</b> .....	1
§ 1 はじめに .....	2
§ 2 研究背景 .....	2
2.1 都市環境問題に対する CFD 解析の応用 .....	2
2.2 PIV・DNS・LES を用いた気流データベースの作成と RANS モデルの評価 .....	4
2.3 都市形状・大気安定度が都市気流に及ぼす影響 .....	7
§ 3 研究目的 .....	10
§ 4 論文構成 .....	11
§ 5 まとめ .....	12
参考文献 .....	13
<b>第 2 章 都市気流に関する風洞実験の基礎</b> .....	19
§ 1 はじめに .....	20
§ 2 風洞実験の基礎理論 .....	20
2.1 レイノルズ数 .....	20
2.2 都市境界層の再現手法 .....	21
§ 3 PIV .....	22
3.1 測定原理 .....	22
3.2 画像解析手法 .....	22
3.2.1 直接相互相関法 .....	23
3.2.2 FFT 相互相関法 .....	23
3.3 画像解析の高精度化 .....	24
3.3.1 サブピクセル解析 .....	24
3.3.2 再帰的相関法 .....	25
§ 4 まとめ .....	25
参考文献 .....	25
<b>第 3 章 都市気流に関する CFD 解析の基礎</b> .....	27
§ 1 はじめに .....	28
§ 2 乱流の CFD 解析 .....	28

2.1	CFD 解析の基礎方程式	28
2.2	乱流モデル	28
§ 3	LES	30
3.1	フィルタ平均	30
3.2	LES の基礎方程式と SGS 応力・SGS 熱フラックス	31
3.3	SGS 応力・SGS 熱フラックスのモデル化	33
3.3.1	SGS 応力の特性	33
3.3.2	標準 Smagorinsky モデル	34
3.3.3	SGS 熱フラックスモデル	35
§ 4	RANS モデル	35
4.1	レイノルズ平均	35
4.2	RANS モデルの基礎方程式とレイノルズストレス・乱流熱フラックス	36
4.3	レイノルズストレス・乱流熱フラックスのモデル化	36
4.3.1	渦粘性モデル (レイノルズストレスの勾配拡散近似)	36
4.3.2	渦拡散モデル (乱流熱フラックスの勾配拡散近似)	41
§ 5	数値計算手法	43
5.1	離散化スキーム	43
5.1.1	中心差分	44
5.1.2	風上差分	44
5.1.3	TVD スキーム	45
5.2	計算アルゴリズム	45
5.2.1	SIMPLE 法	46
5.2.2	PISO 法	46
§ 6	まとめ	47
	記号表	48
	参考文献	48

## 第 4 章 PIV を用いた都市キャニオンにおける気流構造に関する検討 ---- 49

§ 1	はじめに	50
§ 2	実験手法	51
2.1	実験対象	51
2.2	実験条件	54
§ 3	実験結果	56
3.1	画像解析パラメータが PIV 測定結果に与える影響	56
3.2	流れ場の性状	63
3.3	乱流エネルギー・レイノルズストレスの生産構造	67

§ 4	まとめ	71
	記号表	73
	参考文献	74

## 第 5 章 LES を用いた都市キャニオンにおける

	レイノルズストレスのモデル化に関する検討	75
§ 1	はじめに	76
§ 2	解析手法	77
	2.1 解析対象	77
	2.2 解析条件	79
§ 3	解析結果	81
	3.1 LES 解析結果の信頼性	81
	3.2 気流構造	84
	3.3 LES と k- $\epsilon$ モデルの比較	92
§ 4	レイノルズストレスのモデル化に関する検討	95
	4.1 レイノルズストレス $\langle u_i' u_j' \rangle$	95
	4.2 渦動粘性係数	96
	4.3 レイノルズストレス $\langle u_i' u_j' \rangle$ の収支構造	99
§ 5	まとめ	105
	注	107
	記号表	109
	参考文献	110

## 第 6 章 LES を用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおける

	レイノルズストレスのモデル化に関する検討	113
§ 1	はじめに	114
§ 2	解析手法	114
	2.1 解析対象	114
	2.2 解析条件	116
§ 3	解析結果	119
	3.1 平均風速	119
	3.2 乱れ性状	122
§ 4	レイノルズストレスのモデル化に関する検討	129
	4.1 レイノルズストレス $\langle u_i' u_j' \rangle$	129
	4.2 渦動粘性係数	132
	4.2 乱流エネルギーの生産構造	134
	4.3 レイノルズストレス $\langle u_i' u_j' \rangle$ の収支構造	136

§ 5	まとめ	147
	注	149
	記号表	150
	参考文献	151
<b>第 7 章 LES を用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける</b>		
	<b>乱流フラックスのモデル化に関する検討</b>	<b>153</b>
§ 1	はじめに	154
§ 2	解析手法	155
	2.1 解析対象	155
	2.2 解析条件	157
§ 3	解析結果	159
	3.1 接近流	159
	3.2 平均風速・平均温度	161
	3.3 乱れ性状	169
§ 4	乱流フラックスのモデル化に関する検討	171
	4.1 レイノルズストレス $\langle u_i' u_j' \rangle$ ・乱流熱フラックス $\langle u_j' T' \rangle$	171
	4.2 渦動粘性係数・渦熱拡散係数	177
	4.3 レイノルズストレス $\langle u_i' u_j' \rangle$ ・乱流熱フラックス $\langle u_j' T' \rangle$ の生産構造	182
§ 5	まとめ	186
	注	188
	記号表	189
	参考文献	190
<b>第 8 章 結論</b>		
§ 1	まとめ	194
§ 2	今後の課題	198







# 第 1 章

## 序論

### §1 はじめに

本研究は、「PIV・LES を用いた都市気流に関する構造分析と RANS モデルの評価」と題する。Particle image velocimetry (PIV)、Large-eddy simulation (LES)を用いて、都市気流の物理的な構造について分析し、その結果に基づいて、Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS)モデルの予測精度、レイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の妥当性について検討するものである。本章では、研究背景、研究目的、論文構成について述べる。

### §2 研究背景

#### 2.1 都市環境問題に対する CFD 解析の応用

ヒートアイランド現象、大気汚染問題をはじめとする都市環境問題が深刻化している。これらの都市環境問題は都市スケールから人間スケールまで様々なスケールで捉えることができる(図 1.1) <sup>文 1.1)</sup>が、特に、市街地に形成される建物に囲まれた空間(都市キャニオン(図 1.2)) <sup>文 1.2)</sup>においては、熱や汚染物質が滞留しやすく、これらの都市環境問題はより深刻化する。近年、計算機性能の向上に伴い、風洞実験に代わり Computational fluid dynamics (CFD)解析を用いた都市環境問題に関する環境影響評価、対策評価が行われるようになってきた<sup>文 1.1), 文 1.3), 文 1.4), 文 1.5)</sup>。都市気流に関する CFD 解析では、主に、LES、RANS モデルが用いられる。一般的に、LES は RANS モデルと比較して高精度な解析が可能であるが、計算負荷が大きいため、現段階では環境影響評価、対策評価などの実用計算に用いられることはほとんどない。一方、RANS モデルは簡易な定常解析が可能であり、実用計算に広く用いられている。

都市環境問題に対する CFD 解析の普及に伴い、市街地における風環境問題、大気汚染問題に関する CFD 解析のガイドラインがまとめられている<sup>文 1.6), 文 1.7), 文 1.8), 文 1.9)</sup>。日本建築学会<sup>文 1.6)</sup>では、様々な形状の都市空間に形成される流れ場を対象として RANS モデルを用いた CFD 解析と風洞実験の結果を比較し、平均風速、乱流エネルギーに関する CFD 解析の予測精度評価を行っている。その結果、Launder-Kato (LK)モデル<sup>文 1.10)</sup>、Renormalization group (RNG) k- $\epsilon$  モデル<sup>文 1.11), 文 1.12)</sup>などのような改良 RANS モデルを用いることにより、高層建物側面のような強風領域においては十分な精度での風環境予測が可能であることを示した。しかし、都市キャニオンなどのような弱風領域においては、いずれの RANS モデルを用いても予測精度が低下することが指摘されている。したがって、都市環境問題に対する CFD 解析の応用を促進するためには、特に、都市キャニオンなどのような弱風領域における RANS モデルの予測精度の向上が必要である。

# 第1章 序論

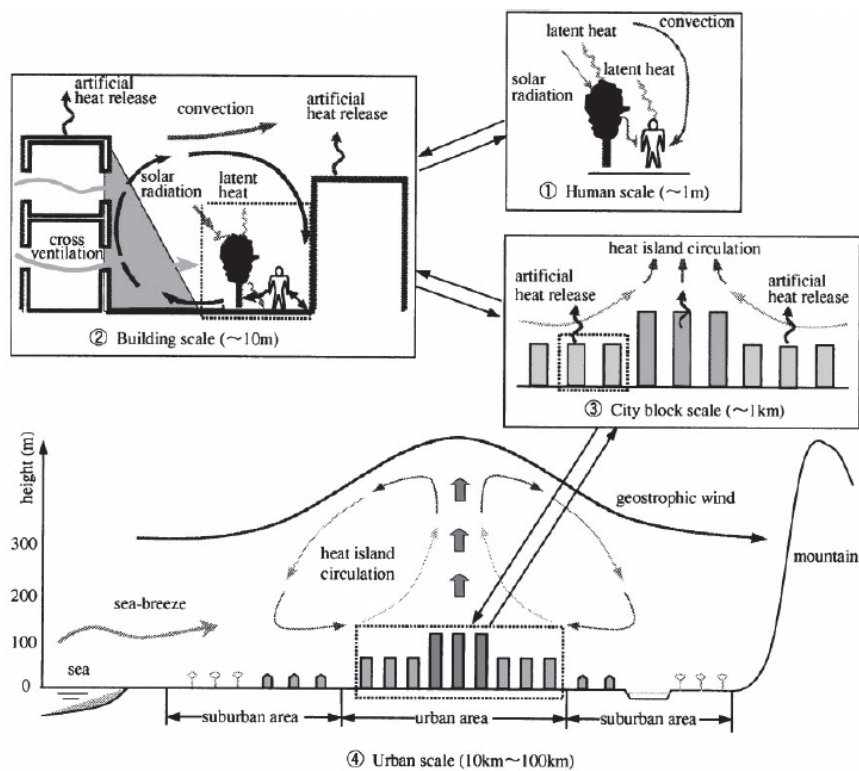


図 1.1 都市環境

(Murakami ら<sup>文1.1</sup>)の Fig. 1 を転載

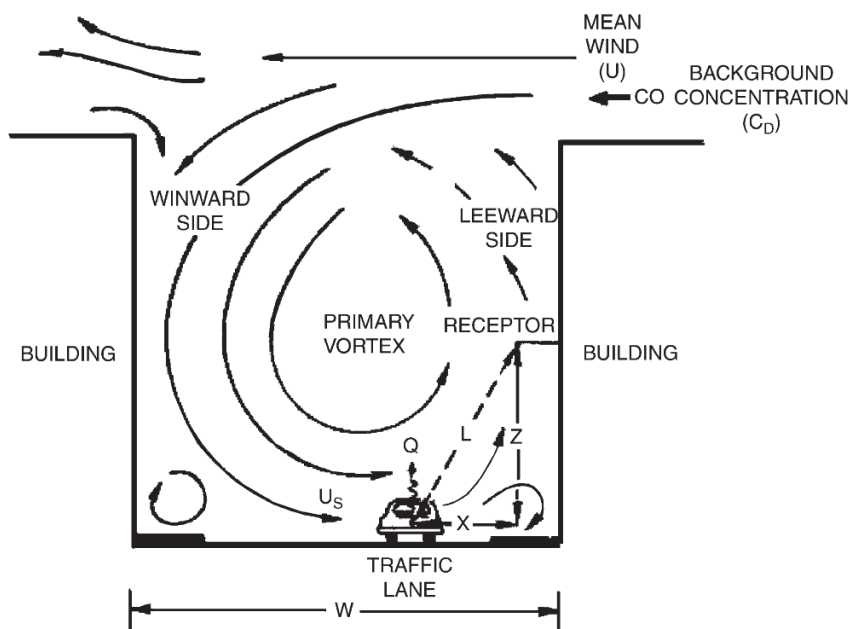


図 1.2 都市キャニオン

(Johnson ら<sup>文1.2</sup>)の Fig. 8 を転載

### 2.2 PIV・DNS・LES を用いた気流データベースの作成と RANS モデルの評価

これまで、日本建築学会の CFD 解析ガイドライン<sup>文1.6)</sup>をはじめとする数多くの研究により、都市気流に関する RANS モデルの予測精度評価が行われてきた<sup>文1.13), 文1.14), 文1.15)</sup>が、その多くは熱線風速計、Laser Doppler velocimetry (LDV)を用いた風洞実験との比較による検討であった。しかし、熱線風速計、LDV は点計測であるため、平均風速、乱流統計量の詳細な空間分布を測定することは容易ではない。また、熱線風速計では、複雑な流れ場においては、RANS モデルの予測精度に最も大きな影響を与えるレイノルズストレスを測定することができない。したがって、熱線風速計、LDV を用いた風洞実験との比較だけでは、都市気流において RANS モデルの予測精度が低下する要因について詳細に分析することは困難であり、これまで RANS モデルの高精度化が十分に進まなかったと考えられる。

近年、様々な分野において、PIV、Direct numerical simulation (DNS)、LES を用いて、レイノルズストレスを含む乱流統計量に関するデータベースの作成が行われている。さらに、作成した気流データベースを用いて、詳細な気流構造の分析やその結果に基づく RANS モデルの評価、開発が行われている。

PIV では、レイノルズストレスを含む乱流統計量の面的分布を取得することができるという利点がある。Liu ら<sup>文1.16)</sup>、Adrian ら<sup>文1.17)</sup>は、それぞれチャンネル流れ、平板境界層流れに関する PIV 測定を行い、平均風速、レイノルズストレスを含む乱流統計量の鉛直プロファイルを示した。さらに、Adrian ら<sup>文1.17)</sup>は、瞬時風速の面的分布のデータを分析し、平板境界層に発生する非定常現象について検討した。その結果、平板境界層に発生する組織的な乱流構造の存在を明らかにし、その構造のスケッチを示した。

さらに、DNS、LES では、全ての解析格子における物理量の時系列データを取得することができるため、PIV と比較して、3次元風速、圧力の空間分布を取得することができるという利点がある。Hattori ら<sup>文1.18)</sup>は、チャンネル流れに関する DNS データベース<sup>文1.19), 文1.20), 文1.21)</sup>を用いて、RANS モデルの評価、開発を行った。DNS データベースを用いることにより、チャンネル流れの壁面近傍における詳細な気流構造を把握することが可能となった。その結果、壁面近傍におけるノルマルストレスの挙動を再現する乱流モデルの開発に成功した。土屋ら<sup>文1.22), 文1.23)</sup>は、建築室内気流に関する LES 解析を行い、その結果を LES データベースとして整理した。作成した LES データベースを用いて、レイノルズストレス、乱流熱フラックスの輸送方程式の収支構造解析を行い、運動量、熱の乱流輸送構造について検討した。さらに、その結果に基づいて、様々な RANS モデルのアプリオリテストを行い、建築室内気流におけるレイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の問題点を指摘した。Murakami ら<sup>文1.24)</sup>、Murakami <sup>文1.25)</sup>、持田ら<sup>文1.26)</sup>、大岡ら<sup>文1.27), 文1.28)</sup>は、単体建物周辺気流に関する LES、RANS モデルの解析結果を風洞実験と比較し、LES の方が RANS モデルより風洞実験に近い結果となることを示した。さらに、LES の解析結果を用いて、単体建物周辺気流の詳細な気流構造について分析し、その結果に基づいて各種 RANS モデルにおけるレイノルズストレスのモデル化の妥当性を評価した。Rossi ら<sup>文1.29), 文1.30)</sup>、Gousseau ら<sup>文1.31)</sup>

## 第1章 序論

文<sup>1.32)</sup>は単体建物周辺の汚染物質拡散に関する DNS 解析、LES 解析を行った。その結果、建物後流の汚染物質拡散においては、乱流フラックスより移流フラックスの寄与が大きくなることを明らかにした。したがって、建物後流の汚染物質拡散に関する RANS モデルの高精度化には、流れ場、移流フラックスの精度向上が必要であることを示した。Nakanishi 文<sup>1.33)</sup>、Nakanishi and Niino 文<sup>1.34)</sup>、文<sup>1.35)</sup>、文<sup>1.36)</sup>は、大気境界層流れに関する LES 解析を行い、その結果を観測結果に代わるデータベースとした。作成した LES データベースを用いて主に乱れの長さスケールのモデル化を改良し、大気境界層流れにおける乱流モデルの高精度化に成功した。

都市キャニオン流れにおいても、PIV、LES を用いて、詳細な気流構造に関する検討が行われている。Simoens 文<sup>1.37)</sup>、文<sup>1.38)</sup>、Takimoto 文<sup>1.39)</sup>、文<sup>1.40)</sup>、佐藤文<sup>1.41)</sup>は、都市キャニオン流れに関する PIV 測定を行い、平均風速、レイノルズストレスを含む乱流統計量の空間分布を示した (図 1.3)。Takimoto 文<sup>1.40)</sup>、佐藤文<sup>1.41)</sup>は、PIV 測定結果を用いて空間相関係数を算出し、都市キャニオン流れにおける乱れの長さスケールについて検討した。さらに、Takimoto 文<sup>1.39)</sup>は、PIV により得られた瞬時風速の面的分布を用いて、都市キャニオンにおける特徴的な気流構造であるフラッシングの存在を明らかにした (図 1.3)。フラッシングは、都市キャニオンに発生する大規模な上昇流であり、上空と都市キャニオンの間の運動量交換に大きく寄与する。

Cheng 文<sup>1.42)</sup>、Xie and Castro 文<sup>1.43)</sup>、Santiago 文<sup>1.44)</sup>、Dejoan 文<sup>1.45)</sup>は、都市キャニオン流れに関する LES、RANS モデルの解析結果を風洞実験、屋外観測と比較し、LES の方が RANS モデルより風洞実験、屋外観測に近い結果となることを示した。Tominaga and Stathopoulos 文<sup>1.46)</sup>は、都市キャニオン流れに関する LES 解析を行った。LES の解析結果を用いて、渦動粘性係数、渦物質拡散係数を推定し、RANS モデルの結果と比較した。RANS モデルは、渦動粘性係数、渦物質拡散係数を過小評価し、運動量、物質の乱流輸送が十分に再現されないことを明らかにした。Coceal 文<sup>1.47)</sup>、文<sup>1.48)</sup>、Inagaki 文<sup>1.49)</sup>は、都市キャニオン流れに関する DNS 解析、LES 解析を行い (図 1.4)、都市キャニオンに発生する非定常現象について検討した。特に、Inagaki 文<sup>1.49)</sup>は、Takimoto 文<sup>1.39)</sup>と同様にフラッシングが発生することを確認し、さらに、上空の高速流体が都市キャニオンに大量に流入するキャビティ渦の存在を明らかにした (図 1.4)。また、フラッシング、キャビティ渦が上空と都市キャニオンの間の運動量交換、熱交換に大きく寄与することを示した。

これらの研究により、都市キャニオンにおける RANS モデルの予測精度や、詳細な気流構造については明らかになってきている。しかし、運動量、熱の乱流輸送構造の観点から、RANS モデルの予測精度が低下する要因については十分に検討されていない。

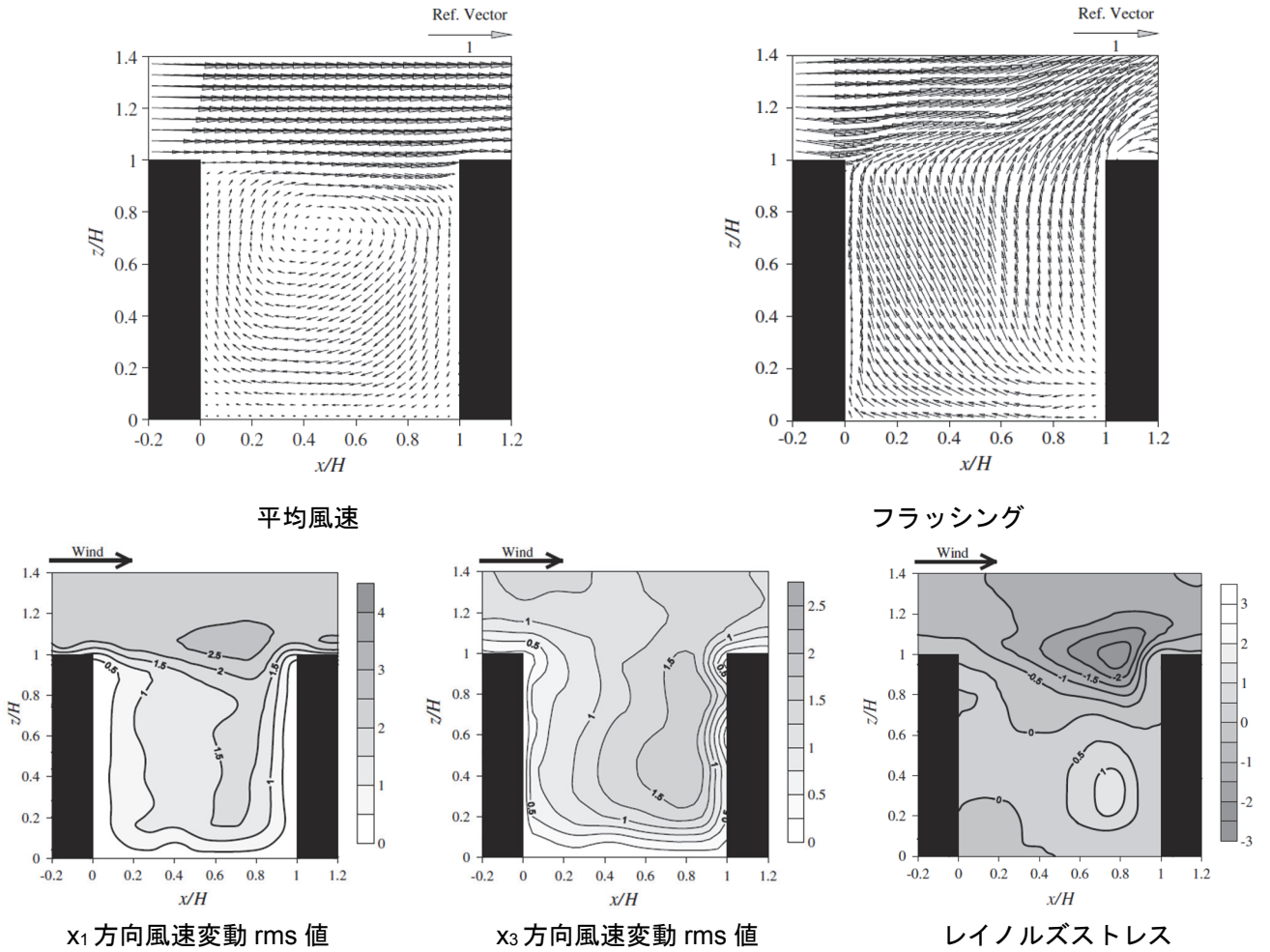


図 1.3 都市キャニオンにおける流れ場(PIV)

(Takimoto ら<sup>文1.39</sup>)の Fig. 7b, Fig. 9b, Fig. 9d, Fig. 9f, Fig. 13a を転載)

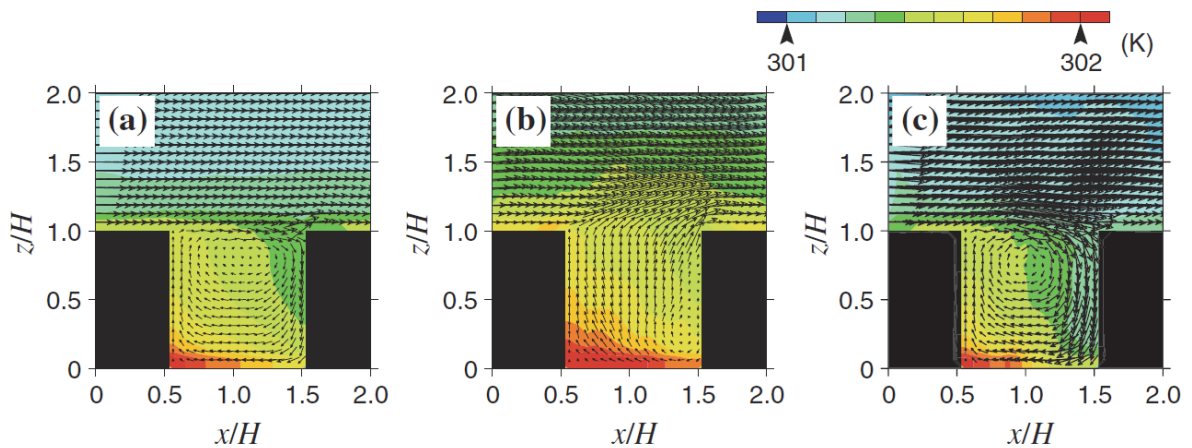


図 1.4 都市キャニオンにおける流れ場(LES)

((a)平均風速・平均温度, (b)フラッシング, (c)キャビティ渦)

(Inagaki ら<sup>文1.49</sup>)の Fig. 5 を転載)



### 2.3 都市形状・大気安定度が都市気流に及ぼす影響

都市キャニオンにおける気流構造に大きな影響を与える要因として、都市キャニオン形状、大気安定度が挙げられる。ここでは、都市キャニオン形状、大気安定度が都市キャニオン流れに与える影響に関する既往研究を紹介する。

まず、都市キャニオン形状が流れ場、拡散場に与える影響について検討した事例について述べる。Oke<sup>文1.50)</sup>は、都市キャニオン形状により、流れ場を3つの flow regime に分類した(図 1.5)。Oke<sup>文1.50)</sup>が分類した flow regime は、隣棟間隔が十分広く都市キャニオンで流れが地上に再付着する isolated roughness flow、隣棟間隔が狭く都市キャニオンに一つの循環渦が形成される skimming flow、これらの間である wake interference flow の3種類である。上原<sup>文1.51), 文1.52)</sup>は、LDV を用いた風洞実験により、都市キャニオン形状が流れ場、拡散場に与える影響について検討した(図 1.6、図 1.7)。その結果、建物高さ  $h$ 、都市キャニオン幅  $w$  の比で定義される都市キャニオンのアスペクト比  $h/w$  が、0.5 以上の場合は skimming flow、0.5 から 0.25 の場合は wake interference flow、0.25 以下の場合は isolated roughness flow となることを示した。また、アスペクト比が小さくなるほど、都市キャニオンにおける汚染物質濃度が低くなることを明らかにした。Simoens<sup>文1.37), 文1.38)</sup>は、アスペクト比が 0.1 から 1.0 の低アスペクト比の都市キャニオンにおける流れ場、拡散場に関する PIV 測定を行った。平均風速、平均濃度だけではなく、レイノルズストレス、乱流濃度フラックスの測定結果も示し、都市キャニオン形状が運動量、汚染物質の乱流輸送構造に与える影響について検討した。村上<sup>文1.53)</sup>は、隣棟間隔を建物高さの等倍から 9 倍まで変化させた都市街区モデルにおける流れ場に関する LES 解析を行った。隣棟間隔が建物高さと同じ場合には、都市キャニオンに一つの循環渦が形成されるが、隣棟間隔が建物高さの 3 倍以上となる場合には、都市キャニオンで流れが地上に再付着することを示した。Li<sup>文1.54), 文1.55)</sup>、Liu<sup>文1.56), 文1.57), 文1.58)</sup>は、アスペクト比が 0.5、1.0、2.0、3.0、5.0、10 のような高アスペクト比の都市キャニオンにおける流れ場、拡散場に関する LES 解析を行った。その結果、アスペクト比によって、都市キャニオンに形成される循環渦の数が増えることを示した。また、アスペクト比が大きくなるほど、都市キャニオンに汚染物質が滞留しやすく、高濃度となることを明らかにした。

大気安定度が都市キャニオンにおける流れ場、拡散場に与える影響について検討した事例について述べる。上原<sup>文1.59), 文1.60)</sup>は、LDV を用いた風洞実験により、大気安定度が流れ場、拡散場に与える影響について検討した(図 1.8、図 1.9)。大気安定度が、強不安定、不安定、弱不安定、中立、弱安定、安定、強安定の7ケースの実験を行った。その結果、大気安定度が不安定になるほど、都市キャニオンにおける平均風速、(無次元化した)平均温度は大きくなり、平均濃度は小さくなることを示した。佐藤<sup>文1.61)</sup>、Allegrini<sup>文1.62)</sup>は、PIV を用いた風洞実験により、都市キャニオンを構成する建物壁面の加熱が流れ場に与える影響について検討した。建物壁面の加熱により、都市キャニオン内における平均風速の空間分布が大きく変化することを明らかにした。Li<sup>文1.63), 文1.64)</sup>、Cheng and Liu<sup>文1.65)</sup>、Park<sup>文1.66)</sup>

文<sup>1.66)</sup>, 文<sup>1.67)</sup>は、LES 解析により、大気安定度が運動量、スカラーの乱流輸送構造に与える影響について検討した。特に、Cheng and Liu<sup>文<sup>1.65)</sup></sup>は、不安定成層だけではなく、安定成層における LES 解析も行い、大気安定度が不安定になるほど、レイノルズストレス、乱流スカラーフラックスが大きくなり、上空と都市キャニオンの間の運動量、スカラーの交換が活発になることを示した。また、大気安定度による運動量、スカラーの乱流輸送構造の変化が、都市キャニオンにおける平均風速、平均濃度の空間分布に大きな影響を与えることを明らかにした。

これらの研究により、都市キャニオン形状、大気安定度が平均場、乱れ性状に与える影響については、明らかになってきている。また、いくつかの研究では、運動量、スカラーの乱流輸送構造に関する検討も行われている。しかし、都市キャニオン形状、大気安定度が、RANS モデルにおけるレイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の妥当性に与える影響という観点からは十分に検討されておらず、未だ不明な点が存在する。

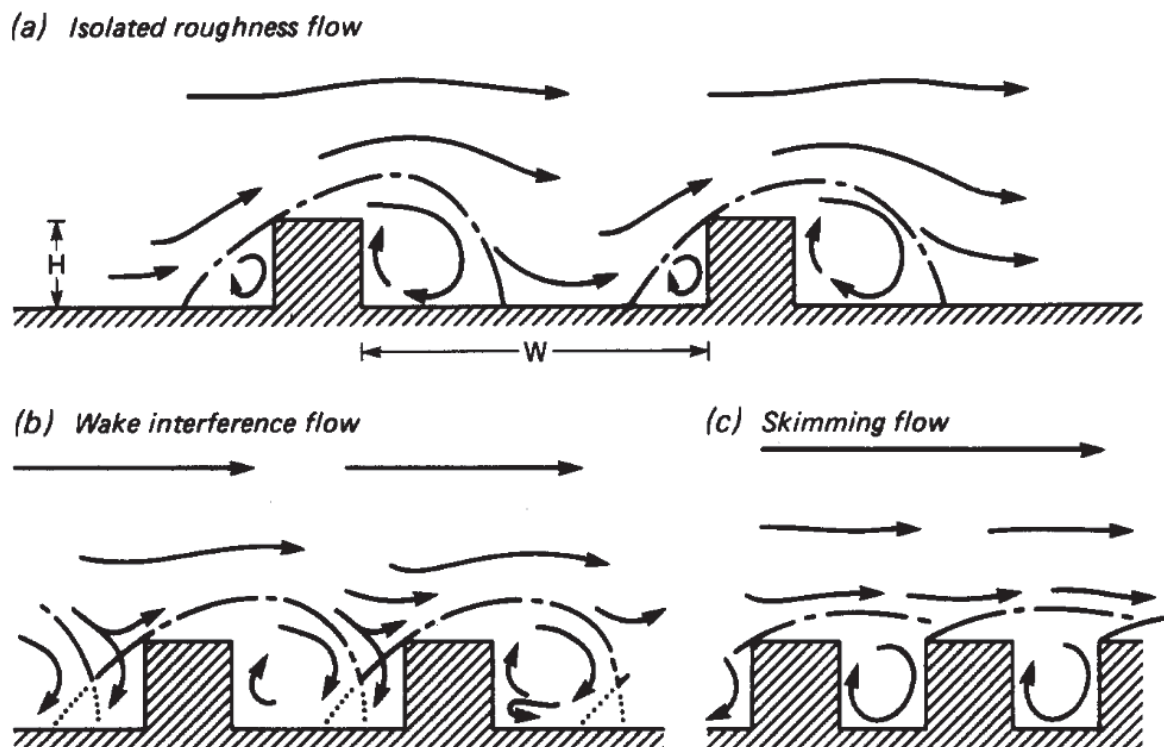


図 1.5 都市キャニオンにおける流れ場の 3 つの flow regime  
(Oke<sup>文<sup>1.50)</sup></sup>の Fig. 1 を転載)

第1章 序論

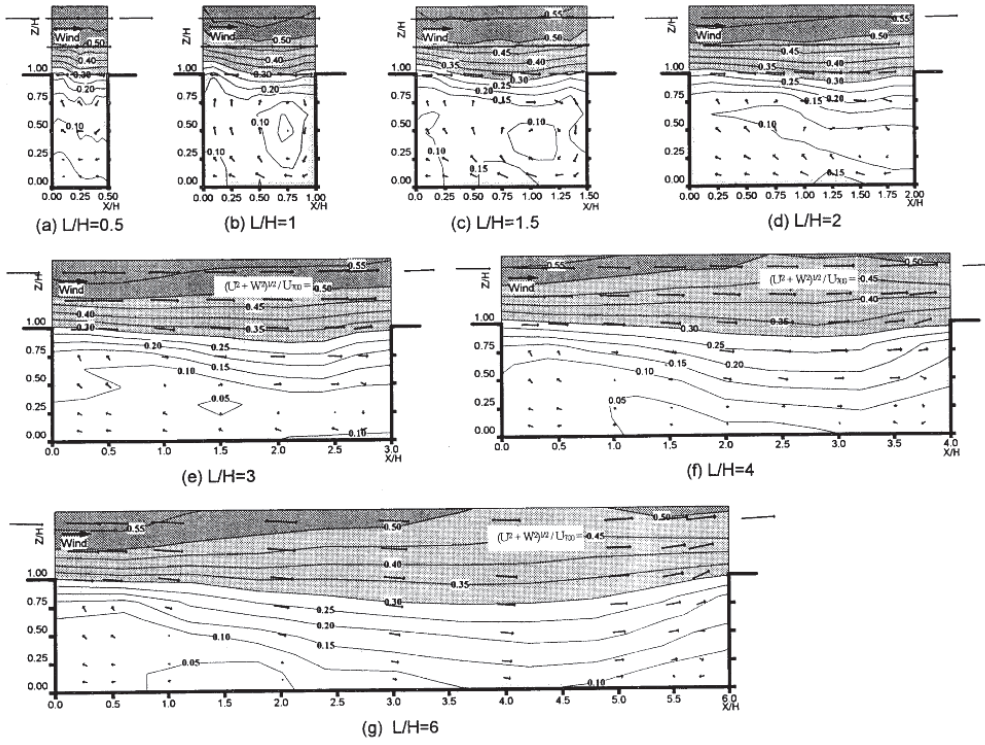


図 1.6 都市キャニオン形状が都市キャニオンにおける平均風速分布に与える影響  
(上原ら<sup>文1.51</sup>)の Fig. 3 を転載)

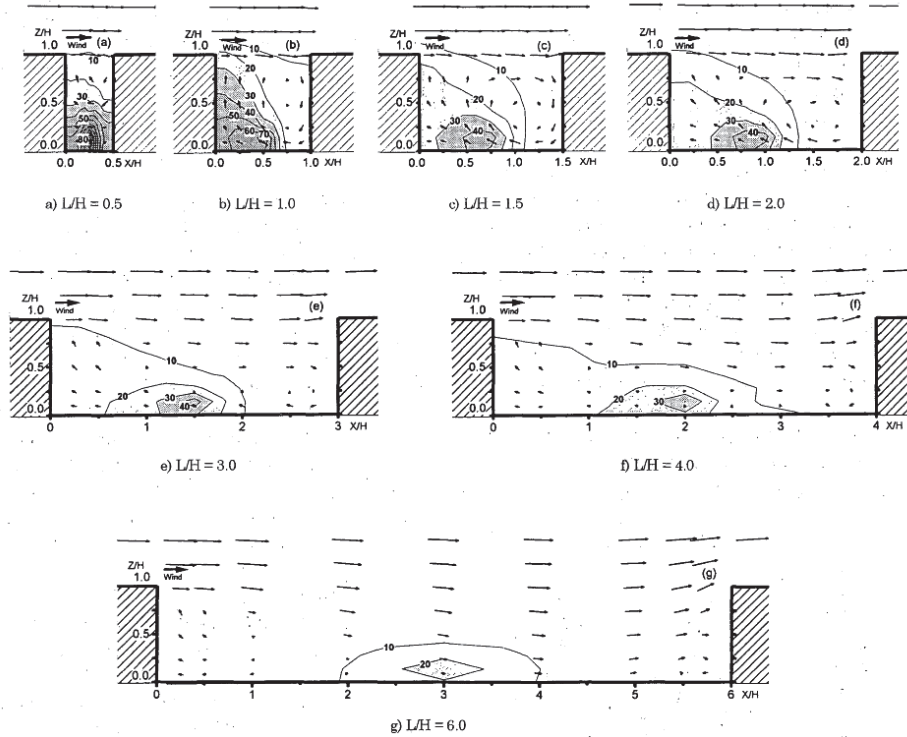


図 1.7 都市キャニオン形状が都市キャニオンにおける平均濃度分布に与える影響  
(上原ら<sup>文1.52</sup>)の Fig. 4 を転載)

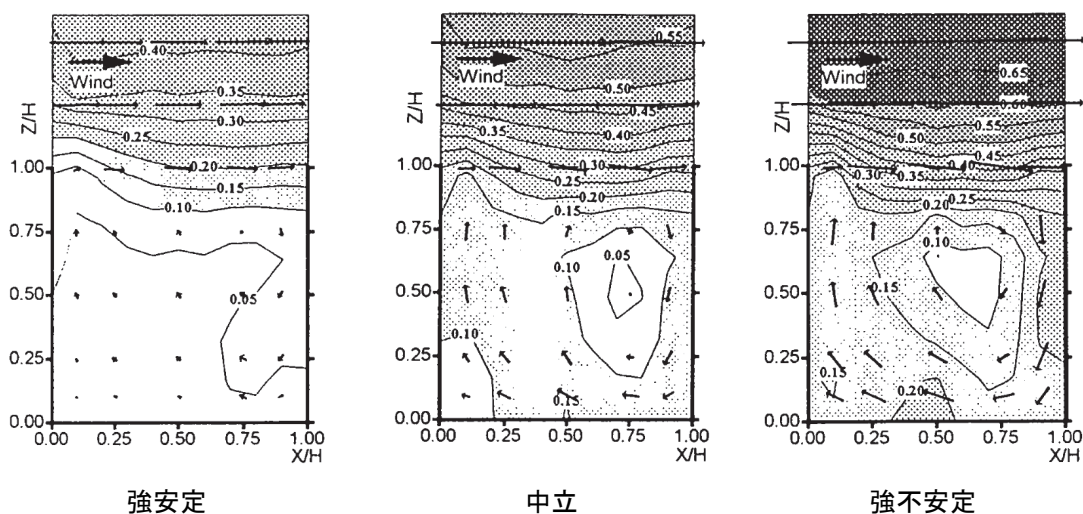


図 1.8 大気安定度が都市キャニオンにおける平均風速分布に与える影響  
(上原ら<sup>1.59</sup>)の Fig. 13(a), Fig. 13(b), Fig. 13(c)を転載)

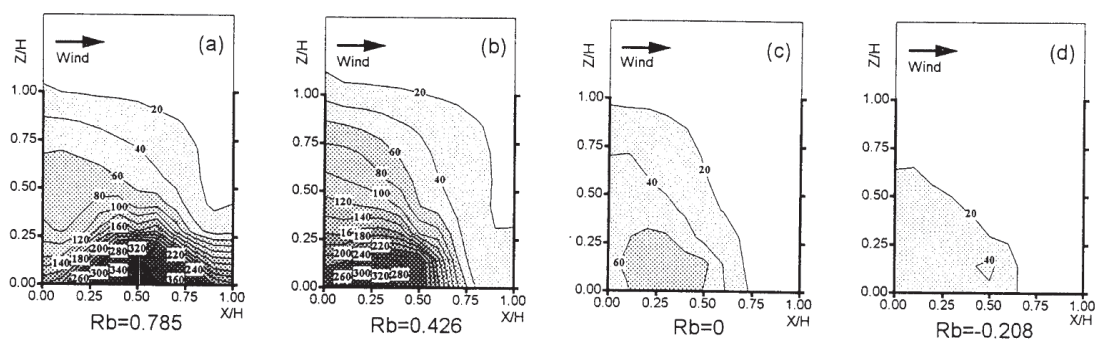


図 1.9 大気安定度が都市キャニオンにおける平均濃度分布に与える影響  
((a)強安定, (b)安定, (c)中立, (d)強不安定)(上原ら<sup>1.60</sup>)の Fig. 4 を転載)

### § 3 研究目的

前述の通り、近年、都市キャニオン流れに関する PIV 測定、LES 解析が行われており、都市キャニオン流れの基礎的な特性については明らかになってきている。しかし、都市キャニオンにおける特徴的な気流構造が、レイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の精度に与える影響については未だ検討されておらず、都市気流における RANS モデルの高精度化は十分に進んでいない。

そこで、本研究では、まず、PIV、LES を用いて、様々なアスペクト比、大気安定度の都市キャニオンにおけるレイノルズストレス、乱流熱フラックスを含む乱流統計量の空間分布を取得し、都市気流データベースを作成する。作成した都市気流データベースを用いて、都市キャニオン流れの物理的な構造について検討する。さらに、その結果に基づいて、RANS モデルにおけるレイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の妥当性評価を行い、RANS モデルの高精度化に資する知見を得ることを目的とする。

### §4 論文構成

本論文は、全8章により構成される(図1.10)。以下、各章の概要について述べる。

第1章から第3章は、本論文の序論となる。第1章では、本研究の研究背景、研究目的、論文構成について述べる。第2章、第3章では、本研究で用いる風洞実験手法、CFD解析手法の基礎理論について説明する。

第4章から第7章は、本論文の本論となる。第4章では、都市キャニオン流れに関するPIV測定を行い、都市キャニオン流れの基礎的な特性について検討する。第5章では、都市キャニオン流れに関するLES解析を行い、RANSモデルにおけるレイノルズストレスのモデル化の妥当性について検討する。第6章、第7章では、様々な都市キャニオン形状、大気安定度の都市キャニオン流れに関するLES解析を行い、都市キャニオン形状、大気安定度がRANSモデルの予測精度、レイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の妥当性に与える影響について検討する。

第4章では、アスペクト比が1.0、大気安定度が中立の都市キャニオン流れに関するPIV測定を行う。まず、PIVと熱線風速計の測定結果を比較し、PIV測定の信頼性について検討する。さらに、PIVの測定結果を用いて、都市キャニオンにおける流れ場の基礎的な性状、乱れの生産構造、レイノルズストレスのモデル化の妥当性について考察する。

第5章では、アスペクト比が1.0、大気安定度が中立の都市キャニオン流れに関するLES解析、RANS解析を行う。まず、LESの解析結果を既往の風洞実験の結果と比較し、LESの信頼性について検討する。さらに、LESの解析結果を用いてレイノルズストレスの輸送方程式の収支構造解析を行い、都市キャニオンにおける運動量の乱流輸送構造について検討する。また、その結果に基づいて、RANSモデルにおけるレイノルズストレスのモデル化の妥当性について考察する。

第6章では、アスペクト比が1.0、0.5、0.25の都市キャニオン流れに関するLES解析、RANS解析を行う。LES、RANSモデルの解析結果を既往の風洞実験の結果と比較し、CFD解析の予測精度評価を行う。さらに、LESの解析結果を用いて、都市キャニオン形状が、乱流エネルギーの生産構造、レイノルズストレスの輸送方程式の収支構造に与える影響について検討する。

第7章では、大気安定度が強不安定、弱不安定、弱安定、強安定の都市キャニオン流れに関するLES解析、RANS解析を行う。LES、RANSモデルの解析結果を既往の風洞実験の結果と比較し、CFD解析の予測精度評価を行う。さらに、LESの解析結果を用いて、大気安定度が、レイノルズストレス、乱流熱フラックスの生産構造に与える影響について検討する。

第8章では、本研究で得られた知見をまとめるとともに、今後の課題と展望を示し、本論文の結論とする。

# 第1章 序論

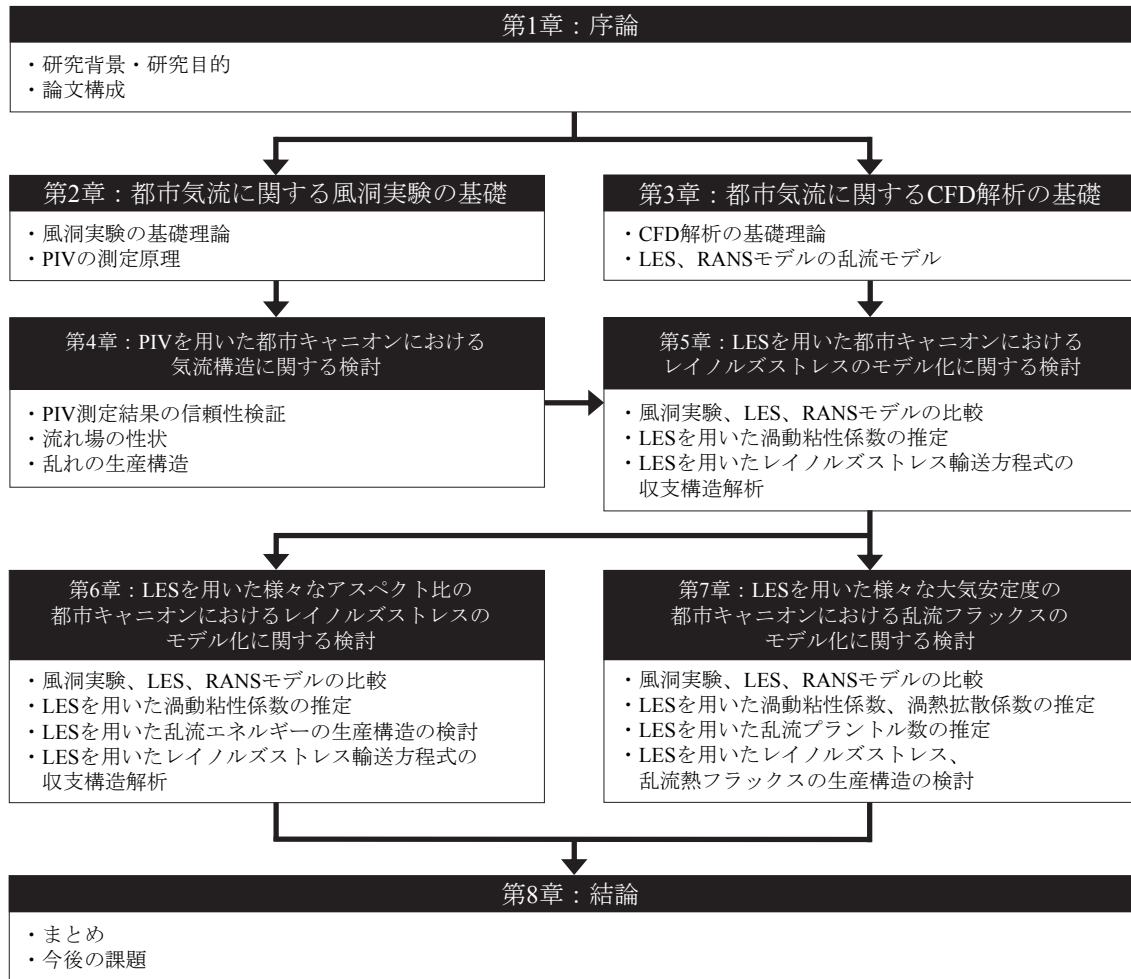


図 1.10 論文構成

## § 5 まとめ

本章では、本研究の研究背景、研究目的、論文構成について述べた。

以下、第2章、第3章では、本研究で用いる風洞実験手法、CFD解析手法の基礎理論について述べる。第4章から第7章では、本研究で行った具体的な検討、その結果得られた知見について述べる。

## 参考文献

- 1.1) Murakami, S., Ooka, R., Mochida, A., Yoshida, S., Kim, S.: CFD analysis of wind climate from human scale to urban scale, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.81, pp.57-81, 1999
- 1.2) Johnson, W. B., Ludwig, F. L., Dabberdt, W. F., Allen, R. J.: An urban diffusion simulation model for carbon monoxide, *Journal of the Air Pollution Control Association*, Vol.23, pp.490-498, 1973
- 1.3) Li, X. X., Liu, C. H., Leung, D. Y. C., Lam, K. M.: Recent progress in CFD modelling of wind field and pollutant transport in street canyons, *Atmospheric Environment*, Vol.40, pp.5640-5658, 2006
- 1.4) Mochida, A., Lun, I. Y. F.: Prediction of wind environment and thermal comfort at pedestrian level in urban area, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.96, pp.1498-1527, 2008
- 1.5) Tominaga, Y., Stathopoulos, T.: CFD simulation of near-field pollutant dispersion in the urban environment: A review of current modeling techniques, *Atmospheric Environment*, Vol.79, pp.716-730, 2013
- 1.6) 日本建築学会: 市街地風環境予測のための流体数値解析ガイドブック ガイドラインと検証用データベース, 日本建築学会, 2007
- 1.7) 大気環境学会: CFD モデル (DiMCFD) による大気環境アセスメント手法ガイドライン, 大気環境学会, 2013
- 1.8) Schatzmann, M., Olesen, H., Franke, J.: COST 732 model evaluation case studies: Approach and results, COST, 2010
- 1.9) EPA: Guidance on the development, evaluation, and application of environmental models, EPA, 2009
- 1.10) Launder, B. E., Kato, M.: Modeling flow-induced oscillations in turbulent flow around a square cylinder, *ASME Fluids Engineering Conference*, 1993
- 1.11) Yakhot, V., Orszag, S. A.: Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory, *Journal of Scientific Computing*, Vol.1, pp.3-51, 1986
- 1.12) Yakhot, V., Orszag, S. A., Thangam, S., Gatski, T. B., Speziale, C. G.: Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique, *Physics of Fluids A4*, pp.1510-1578
- 1.13) Tominaga, Y., Mochida, A., Shirasawa, T., Yoshie, R., Kataoka, H., Harimoto, K., Nozu, T.: Cross comparisons of CFD results of wind environment at pedestrian level around a high-rise building and within a building complex, *Journal of Asian Architecture and Building Engineering*, Vol.3, pp.63-74, 2004
- 1.14) Yoshie, R., Mochida, A., Tominaga, Y., Kataoka, H., Harimoto, K., Nozu, T., Shirasawa, T.: Cooperative project for CFD prediction of pedestrian wind environment in the Architectural

- Institute of Japan, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.95, pp.1551-1578, 2007
- 1.15)Hertwig, D., Efthimiou, G. C., Bartzis, J. G., Leidl, B.: CFD-RANS model validation of turbulent flow in semi-idealized urban canopy, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.111, pp.61-72, 2012
- 1.16)Liu, Z. C., Landreth, C. C., Adrian, R. J., Hanratty, T. J.: High resolution measurement of turbulent structure in a channel with particle image velocimetry, Experiments in Fluids, Vol.10, pp.301-312, 1991
- 1.17)Adrian, R. J., Meinhart, C. D., Tomkins, C. D.: Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer, Journal of Fluid Mechanics, Vol.422, pp.1-54, 2000
- 1.18)Hattori, H., Nagano, Y.: Nonlinear two-equation model taking into account the wall-limiting behavior and redistribution of stress components, Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Vol.17, pp.313-330, 2004
- 1.19)Kasagi, N., Tomita, Y., Kuroda, A.: Direct numerical simulation of passive scalar field in a turbulent channel flow, Journal of Heat Transfer, Vol.114, pp.598-606, 1992
- 1.20)Nishimura, M., Kasagi, N.: Direct numerical simulation of combined forced and natural turbulent convection in a rotating plane channel, The Third KSME-JSME Thermal Engineering Conference, Vol.3, pp.77-82, 1996
- 1.21)Moser, R. D., Kim, J., Mansour, N. N.: Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to  $Re_\tau=590$ , Physics of Fluids, Vol.11, pp.943-945, 1999
- 1.22)土屋直也, 飯塚悟, 大岡龍三, 村上周三, 加藤信介: 非等温室内気流の LES データベースに基づくレイノルズ応力, 乱流熱流束の収支構造の解析, 日本建築学会計画系論文集, 第 550 号, pp.47-54, 2001
- 1.23)土屋直也, 村上周三, 加藤信介, 大岡龍三: ASM, WET モデル, 渦粘性/渦拡散モデルのアプリオリテスト, 日本建築学会計画系論文集, 第 558 号, pp.23-30, 2002
- 1.24)Murakami, S., Mochida, A., Hayashi, Y.: Examining the k- $\epsilon$  model by means of a wind tunnel test and large-eddy simulation of the turbulence structure around a cube, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.35, pp.87-100, 1990
- 1.25)Murakami, S.: Comparison of various turbulence models applied to a bluff body, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.46-47, pp.21-36, 1993
- 1.26)持田灯, 村上周三, 林吉彦: 立方体モデル周辺の非等方乱流場に関する k- $\epsilon$  モデルと LES の比較, 日本建築学会計画系論文報告集, 第 423 号, pp.23-31, 1991
- 1.27)大岡龍三, 持田灯, 村上周三, 林吉彦: 風洞実験及び LES, DSM との比較による ASM の精度・問題点の検討 ASM による立方体周辺の非等方乱流場の数値解析, 日本建築学会計画系論文集, 第 495 号, pp.61-68, 1997
- 1.28)大岡龍三, 村上周三, 持田灯:  $\langle u_i' u_j' \rangle$  輸送方程式中の圧力歪相関項, wall reflection 項, 乱



- 流拡散項に関する各種モデルの評価, 日本建築学会計画系論文集, 第 504 号, pp.55-61, 1998
- 1.29) Rossi, R., Philips, D. A., Iaccarino, G.: A numerical study of scalar dispersion downstream of a wall-mounted cube using direct simulations and algebraic flux models, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.31, pp.805-819, 2010
- 1.30) Rossi, R., Iaccarino, G.: Numerical analysis and modeling of plume meandering in passive scalar dispersion downstream of a wall-mounted cube, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.43, pp.137-148, 2013
- 1.31) Gousseau, P., Blocken, B., van Heijst, G. J. F.: CFD simulation of pollutant dispersion around isolated buildings: On the role of convective and turbulent mass fluxes in the prediction accuracy, *Journal of Hazardous Materials*, Vol.194, pp.422-434, 2011
- 1.32) Gousseau, P., Blocken, B., van Heijst, G. J. F.: Large-eddy simulation of pollutant dispersion around a cubical building: Analysis of the turbulent mass transport mechanism by unsteady concentration and velocity statistics, *Environmental Pollution*, Vol.167, pp.47-57, 2012
- 1.33) Nakanishi, M.: Improvement of the Mellor-Yamada turbulence closure model based on large-eddy simulation data, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.99, pp.349-378, 2001
- 1.34) Nakanishi, M., Niino, H.: An improved Mellor-Yamada Level-3 model with condensation physics: Its design and verification, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.112, pp.1-31, 2004
- 1.35) Nakanishi, M., Niino, H.: An improved Mellor-Yamada Level-3 model: Its numerical stability and application to a regional prediction of advection fog, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.119, pp.397-407, 2004
- 1.36) Nakanishi, M., Niino, H.: Development of an improved turbulence closure model for the atmospheric boundary layer, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, Vol.87, pp.895-912, 2009
- 1.37) Simoens, S., Ayrault, M., Wallace, J. M.: The flow across a street canyon of variable width Part 1: Kinematic description, *Atmospheric Environment*, Vol.41, pp.9002-9017, 2007
- 1.38) Simoens, S., Wallace, J. M.: The flow across a street canyon of variable width Part 2: Scalar dispersion from a street level line source, *Atmospheric Environment*, Vol.42, pp.2489-2503, 2008
- 1.39) Takimoto, H., Sato, A., Barlow, J. F., Moriwaki, R., Inagaki, A., Onomura, S., Kanda, M.: Particle image velocimetry measurements of turbulent flow within outdoor and indoor urban scale models and flushing motions in urban canopy layers, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.140, pp.295-314, 2011
- 1.40) Takimoto, H., Inagaki, A., Kanda, M., Sato, A., Michioka, T.: Length-scale similarity of turbulent organized structures over surfaces with different roughness types, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.147, pp.217-236, 2013
- 1.41) 佐藤幹, 萩島理, 池谷直樹, 谷本潤: 底を有する 2 次元ストリートキャニオン周囲の気

## 第 1 章 序論

流場に関する風洞実験, 日本建築学会環境系論文集, 第 723 号, pp.467-476, 2016

- 1.42) Cheng, Y., Lien, F. S., Yee, E., Sinclair, R.: A comparison of large eddy simulations with a standard k- $\epsilon$  Reynolds-averaged Navier-Stokes model for the prediction of a fully developed turbulent flow over a matrix of cubes, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.91, pp.1301-1328, 2003
- 1.43) Xie, Z., Castro, I. P.: LES and RANS for turbulent flow over arrays of wall-mounted obstacles, *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol.76, pp.291-312, 2006
- 1.44) Santiago, J. L., Dejoan, A., Martilli, A., Martin, F., Pinelli, A.: Comparison between large-eddy simulation and Reynolds-averaged Navier-Stokes computations for the MUST field experiment. Part I: Study of the flow for an incident wind directed perpendicularly to the front array of containers, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.135, pp.109-132, 2010
- 1.45) Dejoan, A., Santiago, J. L., Martilli, A., Martin, F., Pinelli, A.: Comparison between large-eddy simulation and Reynolds-averaged Navier-Stokes computations for the MUST field experiment. Part II: Effects of incident wind angle deviation on the mean flow and plume dispersion, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.135, pp.133-150, 2010
- 1.46) Tominaga, Y., Stathopoulos, T.: CFD modeling of pollution dispersion in building array: Evaluation of turbulent scalar flux modeling in RANS model using LES results, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.104-106, pp.484-491, 2012
- 1.47) Coceal, O., Thomas, T. G., Castro, I. P., Belcher, S. E.: Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.121, pp.491-519, 2006
- 1.48) Coceal, O., Dobre, A., Thomas, T. G., Belcher, S. E.: Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.587, pp.375-409, 2007
- 1.49) Inagaki, A., Castillo, M. C. L., Yamashita, Y., Kanda, M., Takimoto, H.: Large-eddy simulation of coherent flow structures within a cubical canopy, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.142, pp.207-222, 2012
- 1.50) Oke, T. R.: Street design and urban canopy layer climate, *Energy and Buildings*, Vol.11, pp.103-113
- 1.51) 上原清, 村上周三, 老川進, 若松伸司: 温度成層下のストリートキャニオン内部流れに対する道路幅の影響に関する風洞実験 市街地における汚染物の拡散に関する実験的研究 その4, 日本建築学会計画系論文集, 第 510 号, pp.37-44, 1998
- 1.52) 上原清, 村上周三, 老川進, 若松伸司: ストリートキャニオン内部の大気汚染物質拡散に対する道路幅および大気安定度の影響に関する風洞実験 市街地における汚染物の拡散に関する実験的研究 その5, 日本建築学会計画系論文集, 第 524 号, pp.45-52, 1999
- 1.53) 村上周三, 日比一喜, 持田灯: Large Eddy Simulation による街区周辺の乱流場の 3 次元解析 (その 1) 隣棟間隔の変化が流れ場に与える影響と風洞実験の比較, 日本建築学会計画系論文報告集, 第 412 号, pp.1-10, 1990

- 1.54) Li, X. X., Liu, C. H., Leung, D. Y. C.: Large-eddy simulation of flow and pollutant dispersion in high-aspect-ratio urban street canyons with wall model, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.129, pp.249-268, 2008
- 1.55) Li, X. X., Liu, C. H., Leung, D. Y. C.: Numerical investigation of pollutant transport characteristics inside deep urban street canyons, *Atmospheric Environment*, Vol.43, pp.2410-2418, 2009
- 1.56) Liu, C. H., Barth, M. C.: Large-eddy simulation of flow and scalar transport in a modeled street canyon, *Journal of Applied Meteorology*, Vol.41, pp.660-673, 2002
- 1.57) Liu, C. H., Barth, M. C., Leung, D. Y. C.: Large-eddy simulation of flow and pollutant transport in street canyons of different building-height-to-street-width ratios, *Journal of Applied Meteorology*, Vol.43, pp.1410-1424, 2004
- 1.58) Liu, C. H., Leung, D. Y. C., Barth, M. C.: On the prediction of air and pollutant exchange rates in street canyons of different aspect ratios using large-eddy simulation, *Atmospheric Environment*, Vol.39, pp.1567-1574, 2005
- 1.59) 上原清, 村上周三, 老川進, 若松伸司: 温度成層流中のストリートキャニオン内の流れに関する LDV を用いた風洞実験 市街地における汚染物の拡散に関する実験的研究 その 2, *日本建築学会計画系論文集*, 第 492 号, pp.39-46, 1997
- 1.60) 上原清, 村上周三, 老川進, 若松伸司: 温度成層流中のストリートキャニオン内の濃度分布に関する風洞実験 市街地における汚染物の拡散に関する実験的研究 その 3, *日本建築学会計画系論文集*, 第 499 号, pp.9-16, 1997
- 1.61) 佐藤歩, 瀧本浩史, 道岡武信: 建物壁面の加熱がストリートキャニオン内の流れに及ぼす影響に関する実験的検討, *水工学論文集*, 第 54 号, pp.289-294, 2010
- 1.62) Allegrini, J., Dorer, V., Carmeliet, J.: Wind tunnel measurements of buoyant flows in street canyons, *Building and Environment*, Vol.59, pp.315-326, 2013
- 1.63) Li, X. X., Britter, R. E., Koh, T. Y., Norford, L. K., Liu, C. H., Entekhabi, D., Leung, D. Y. C.: Large-eddy simulation of flow and pollutant transport in urban street canyons with ground heating, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.137, pp.187-204, 2010
- 1.64) Li, X. X., Britter, R. E., Norford, L. K., Koh, T. Y., Entekhabi, D.: Flow and pollutant transport in urban street canyons of different aspect ratios with ground heating: Large-eddy simulation, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.142, pp.289-304, 2012
- 1.65) Cheng, W. C., Liu, C. H.: Large-eddy simulation of turbulent transports in urban street canyons in different thermal stabilities, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.99, pp.434-442, 2011
- 1.66) Park, S. B., Baik, J. J., Raasch, S., Letzel, M. O.: A large-eddy simulation study of thermal effects on turbulent flow and dispersion in and above a street canyon, *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, Vol.51, pp.829-841, 2012

## 第 1 章 序論

- 1.67) Park, S. B., Baik, J. J.: A large-eddy simulation study of thermal effects on turbulence coherent structures in and above a building array, *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, Vol.52, pp.1348-1365, 2013

## 第2章

### 都市気流に関する風洞実験の基礎

## §1 はじめに

本章では、都市気流に関する風洞実験を行う際の基礎理論、風速測定手法について述べる。風速測定手法に関する説明は、本研究で用いる Particle image velocimetry (PIV)を対象とし、測定原理、画像解析手法について詳細に述べる。

## §2 風洞実験の基礎理論

### 2.1 レイノルズ数

流れ場の基礎方程式であるナビエ・ストークス方程式は、式(2.1)で表される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad (2.1)$$

ここで、代表スケールを用いてナビエ・ストークス方程式を無次元化する。代表風速、代表長さ、代表時間をそれぞれ  $u_0$ 、 $l_0$ 、 $t_0$  とし、これらを用いてナビエ・ストークス方程式を無次元化すると、式(2.2)となる。

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial u_j^* u_i^*}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left\{ \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) \right\} \quad (2.2)$$

$$u_i^* = \frac{u_i}{u_0} \quad (2.3)$$

$$x_i^* = \frac{x_i}{l_0} \quad (2.4)$$

$$t^* = \frac{t u_0}{l_0} \quad (2.5)$$

$$p^* = \frac{p}{\rho u_0^2} \quad (2.6)$$

$$Re = \frac{u_0 l_0}{\nu} \quad (2.7)$$

ここで、 $Re$  はレイノルズ数である。レイノルズ数は、物理的にはナビエ・ストークス方程式における慣性項、粘性項の比を意味する。また、式(2.2)から、代表スケールが異なっている場合であってもレイノルズ数が等しければ、無次元化したナビエ・ストークス方程式は等しくなることが分かる。つまり、レイノルズ数が等しければ流れ場は相似になる。したがって、実際の都市気流と風洞内の気流では代表スケールが異なるが、互いのレイノルズ数を合わせることで、風洞内に都市気流と相似な流れ場を再現することができる。

2.2 都市境界層の再現方法

風洞内に都市気流を再現する際には、風速の鉛直プロファイルの再現が重要となる。観測により、都市気流における平均風速、乱流強度の鉛直プロファイルは、それぞれ式(2.8)、式(2.9)のべき乗則に従うことが示されている<sup>文2.1)</sup>。

$$\frac{\langle u \rangle}{u_{ref}} = \left( \frac{z}{z_{ref}} \right)^\alpha \tag{2.8}$$

$$I(z) = 0.1 \left( \frac{z}{z_{ref}} \right)^{-\alpha-0.05} \tag{2.9}$$

式(2.8)、式(2.9)のべき指数  $\alpha$  は地表面性状によって異なり、海上、田園地帯のような平坦な地表面においては 0.15 程度、建物が密集する市街地においては 0.25 程度、高層ビルが多数存在する大都市においては 0.4 程度の値を用いる<sup>文2.1)</sup> (図 2.1)。また、風洞実験においては、測定対象とする領域の風上側にラフネス、スパイヤー、ボルテックスジェネレーター (図 2.2) などを配置することにより、上記のような平均風速、乱流強度の鉛直プロファイルを再現する。

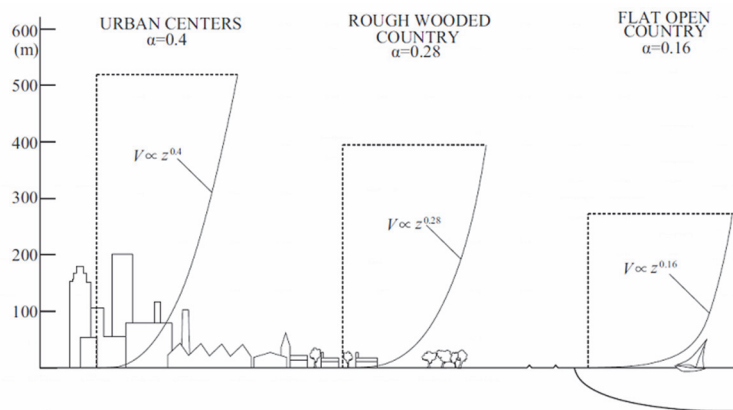


図 2.1 都市境界層における平均風速の鉛直プロファイル  
(Davenport<sup>文2.2)</sup>より転載)

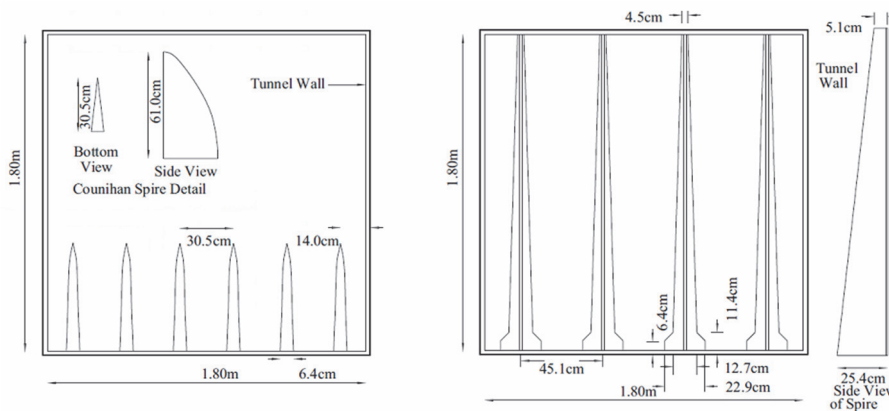


図 2.2 都市境界層を再現するためのスパイヤー・ボルテックスジェネレーター  
(Cermak<sup>文2.3)</sup>より転載)

### §3 PIV

#### 3.1 測定原理

PIVでは、まず、流れ場に散布したトレーサ粒子にレーザーを照射し、カメラを用いて粒子画像を撮影する。微小時間  $\Delta t$  の間にトレーサ粒子が移動する距離  $\Delta x$  を画像解析により求める。 $\Delta x$  を  $\Delta t$  で除すことにより、風速  $u$  を求めることができる。画像解析により、移動量ベクトル  $(\Delta X, \Delta Y)$  [pixel] が得られた場合、風速ベクトル  $(u, v)$  [m/s] は、式(2.10)により求めることができる。式(2.10)の中の  $\alpha$  [m/pixel] は撮像面と可視化された物理平面の変換係数を表し、キャリブレーションにより求める（例えば、画像内に物差しを設置し、物差しの10mm が何 pixel に相当するかを求めれば、 $\alpha$  を算出することができる）。

$$(u, v) = \alpha \left( \frac{\Delta X}{\Delta t}, \frac{\Delta Y}{\Delta t} \right) \quad (2.10)$$

#### 3.2 画像解析手法

PIVの画像解析手法は、画像相関法、粒子追跡法の2種類に大別される。ここでは、PIVで用いられる画像相関法について述べる。なお、粒子追跡法は個々の粒子の動きを追跡する Particle tracking velocimetry (PTV) において用いられる画像解析手法である。粒子追跡法の詳細については可視化情報学会<sup>文2.4)</sup>を参照されたい。

画像相関法では、2時刻の粒子画像の輝度関数  $f(X, Y)$ 、 $g(X, Y)$  を用いて、画像上における粒子パターンの変位を解析する。粒子画像を検査領域という小領域に分割し、分割された領域内の輝度値パターンを用いて、検査領域内の粒子の平均移動量を求める方法である。その際、連続する2画像間の輝度値パターンが類似している領域を探索することになるが、その類似度を相関関数によって評価するため、画像相関法と呼ばれる。代表的な画像相関法として、直接相互相関法、FFT 相互相関法が挙げられる。

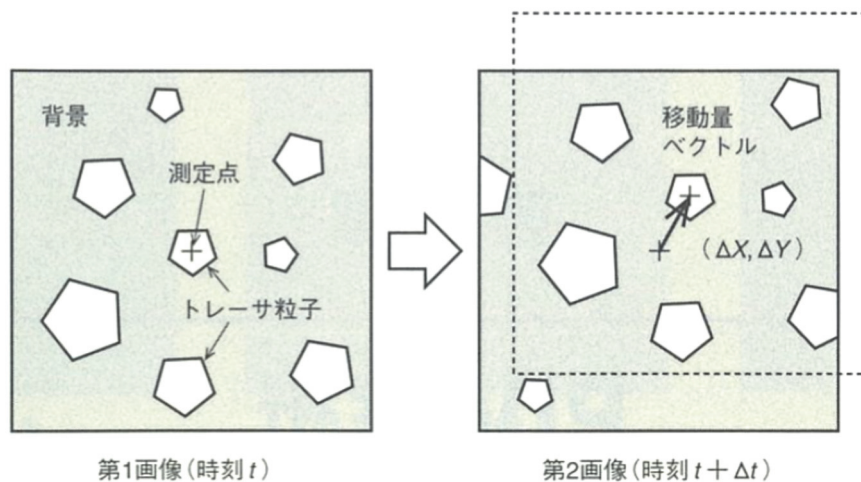


図 2.3 画像相関法

(可視化情報学会<sup>文2.4)</sup>より転載)



### 3.2.1 直接相互相関法

直接相互相関法は、局所的な輝度値パターンの類似度を相互相関により評価する方法であり、相互相関の算出には相互相関関数の定義式（式(2.11)）を用いる。微小時間だけ異なる2時刻の粒子画像がある場合、先の時刻に取得した第1画像中の検査領域の輝度値パターンが、次の時刻に取得した第2画像中のどの位置に移動したのかを相互相関関数(式(2.11))を用いて検出する。

$$R_{fg}(x, y, \xi, \eta) = \frac{\sum_{j=0}^{n-1} \sum_{i=0}^{m-1} \{f(x+i, y+j) - \bar{f}\} \{g(x+\xi+i, y+\eta+j) - \bar{g}\}}{\sqrt{\sum_{j=0}^{n-1} \sum_{i=0}^{m-1} \{f(x+i, y+j) - \bar{f}\}^2} \sqrt{\sum_{j=0}^{n-1} \sum_{i=0}^{m-1} \{g(x+\xi+i, y+\eta+j) - \bar{g}\}^2}} \quad (2.11)$$

まず、第1画像中における任意の位置Aを中心とする $N \times N$ [pixel]の検査領域を設定する。次に、第2画像中に同じ位置Aを中心とする $N_s \times N_s$ [pixel]の探査領域を設定する。探査領域内に中心を持つ候補領域（候補領域サイズは検査領域サイズと等しい）の中で、第1画像に設定した検査領域との相互相関係数が最も大きくなる領域を粒子パターンの移動位置とする。

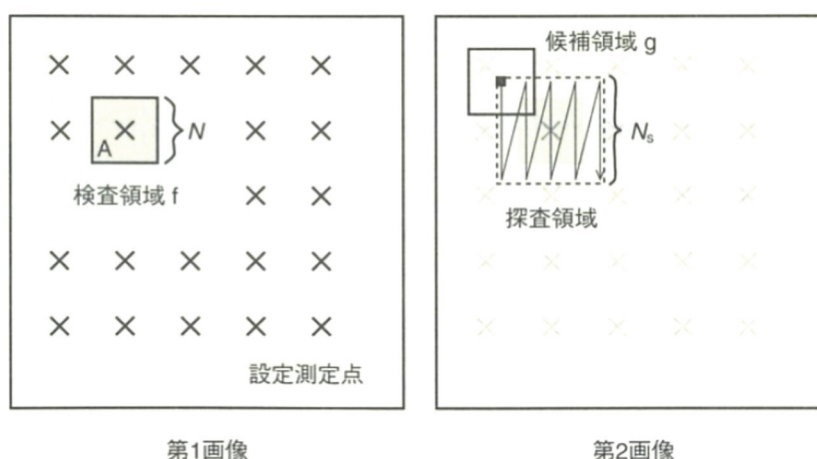


図 2.4 直接相互相関法

### 3.2.2 FFT 相互相関法

FFT 相互相関法は、直接相互相関法と同様に、局所的な輝度値パターンの類似度を相互相関により評価する方法であるが、相互相関を求める際にフーリエ変換を用いる点が異なる。輝度関数  $f(X, Y)$ 、 $g(X, Y)$  のフーリエ変換をそれぞれ  $F\{f(X, Y)\}$ 、 $F\{g(X, Y)\}$  とすると、 $f(X, Y)$  と  $g(X, Y)$  の間の相互相関関数  $C_{fg}(X, Y)$  はクロススペクトル  $S_{fg}(\xi, \eta) (=F^*\{f(X, Y)\}F\{g(X, Y)\})$  ( $F^*$  はフーリエ変換の共役形式) を逆フーリエ変換することにより求められる(式(2.12))。FFT 相互相関法は直接相互相関法と比較して、計算負荷が小さいという利点がある。

$$C_{fg}(X, Y) = F^{-1}\{S_{fg}(\xi, \eta)\} \quad (2.12)$$

### 3.3 画像解析の高精度化

#### 3.3.1 サブピクセル解析

一般的に、デジタル画像において輝度値パターンを追跡する場合、画素単位までの移動量しか得られない。サブピクセル解析は、画素単位より1桁小さい移動量(0.1 pixelの精度)を検出するための解析手法である。図2.5のプロットのように、 $X=i-1, i, i+1$ における相関値が得られたとする。サブピクセル解析では、 $X=i-1, i, i+1$ における相関値に曲線をフィッティングし、得られた曲線において相関値が最大となる位置 $X=P_{sub}$ を輝度値パターンの移動位置とする。例えば、図2.5であれば、サブピクセル解析を用いない場合は、輝度値パターンの移動位置は $X=i$ となるが、サブピクセル解析を用いれば、輝度値パターンの移動位置は $X=P_{sub}$ となる。

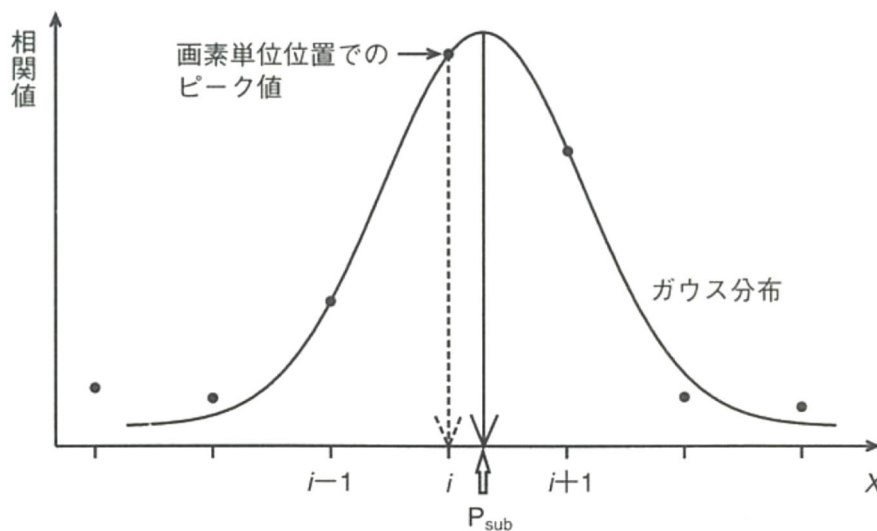


図2.5 サブピクセル解析  
(可視化情報学会<sup>文2.4)</sup>より転載)

サブピクセル解析において、画素単位で得られた相関値にフィッティングする代表的な曲線としガウス分布、2次曲線が挙げられる。これらの式でフィッティングした場合、サブピクセル移動量 $P_{sub}$ はそれぞれ式(2.13) (ガウス分布)、式(2.14) (2次曲線)となる。なお、 $R_i$ は $X=i$ における相関値を示す。

$$P_{sub} = i - \frac{1}{2} \frac{\ln R_{i+1} - \ln R_{i-1}}{\ln R_{i+1} - 2 \ln R_i + \ln R_{i-1}} \quad (2.13)$$

$$P_{sub} = i - \frac{1}{2} \frac{R_{i+1} - R_{i-1}}{R_{i+1} - 2R_i + R_{i-1}} \quad (2.14)$$

なお、一般的に、輝度値パターンの移動量が大きくなるほど、移動量の画素分解能が高くなり精度は向上する。一方、輝度値パターンの移動量の増加は高風速域における誤ベクトルの発生要因となる。したがって、輝度値パターンの移動量を2 pixel から3 pixel程度に設定

し、移動量の画素分解能の低下をサブピクセル解析により補う方法が有効である。

### 3.3.2 再帰的相関法

一般的に、PIVの画像解析においては、検査領域を大きくするほど、類似する輝度値パターンが減少するため、誤ベクトルの発生を抑えることができるが、空間解像度は低下する。一方、検査領域を小さくすれば、空間解像度は向上するが、誤ベクトルが増加する。再帰的相関法は、両者のメリットを組み合わせ、誤ベクトルの発生を抑えながら高空間解像度での測定を可能にする画像解析方法である。

再帰的相関法は、以下の①から③のステップで行う。

- ① まず、誤ベクトルが発生しにくい比較的大きな検査領域を用いて、輝度値パターンの移動量ベクトルを求める。
- ② ①より小さい検査領域を用いて、輝度値パターンの移動量ベクトルを求める。この時、検査領域は①で求めた移動量ベクトルの周囲に限定する。これにより、小さい検査領域を用いても誤ベクトルの発生を減らすことができる。
- ③ ①、②を繰り返すことにより、誤ベクトルを減らしながら、高空間解像度での測定が可能となる。

## §4 まとめ

本章では、まず、風洞内に都市気流を再現する際の注意点、方法について説明した。また、本研究の風洞実験で用いる風速測定手法として、PIVの測定原理、画像解析手法の要点について述べた。さらに、画像解析の高精度化のために用いられるサブピクセル解析、再帰的相関法について説明した。第4章では、PIVを用いて、都市キャニオン流れに関する風洞実験を行う。

## 参考文献

- 2.1)日本建築学会: 建築物荷重指針・同解説, 日本建築学会, 2015
- 2.2)Davenport, A. G.: The relationship of wind structure to wind loading, First Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, 1965
- 2.3)Cermak, J. E.: Wind tunnel modeling for civil engineering application, Cambridge University Press, 1982
- 2.4)可視化情報学会: PIVハンドブック, 森北出版, 2002

## 第2章 都市気流に関する風洞実験の基礎

## 第3章

# 都市気流に関するCFD解析の基礎

## §1 はじめに

本章では、まず、都市気流に関する Computational fluid dynamics (CFD)解析を行う際の基礎方程式を示し、乱流モデルの必要性、種類とそれぞれモデルの特性について述べる。また、都市気流解析において主に用いられる Large-eddy simulation (LES)、Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS)モデルについて、それぞれの基礎方程式を示す。さらに、LESについては、標準 Smagorinsky モデルの導出過程、RANS については、渦粘性モデル（レイノルズストレスの勾配拡散近似）、渦拡散モデル（乱流熱フラックスの勾配拡散近似）の導出過程に関して、それぞれ詳細に述べる。

## §2 乱流のCFD解析

### 2.1 CFD解析の基礎方程式

都市気流における流れ場、温度場を求めるための基礎方程式は、連続の式（式(3.1)）、ナビエ・ストークス方程式（式(3.2)）、熱輸送方程式（式(3.3)）である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} - g_i \beta (T - T_0) \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial u_j T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (3.3)$$

本研究で検討対象とする都市気流においては、流体の温度差が比較的小さいため、温度差に伴う密度変化の影響はブジネスク近似により求め、ナビエ・ストークス方程式に浮力項として組み込んでいる。

### 2.2 乱流モデル

流れ場、温度場は、基礎方程式を離散化し、数値的に解くことにより、予測することができる。このようなCFD解析手法を Direct numerical simulation (DNS)という。

一般的に、乱流においては、まず大きなスケール  $L$  の乱れにエネルギーが注入される。 $L$  は流れ場に含まれる物体のスケールなどに対応する。大きなスケールの乱れはナビエ・ストークス方程式の移流項の効果により、より小さなスケールの乱れに分解される。そして、最終的には、分子粘性が卓越するスケール  $\eta$  において、乱れの運動エネルギーは熱エネルギーに変換され散逸する。DNS では、エネルギーが注入される大きなスケールから、運動エネルギーが熱エネルギーに変換され散逸する小さなスケールまで、全てのスケールの乱れを解像する必要がある。したがって、DNSを行うためには、 $L$  より大きい解析領域と  $\eta$  より小さい格子を設定する必要がある。

### 第3章 都市気流に関するCFD解析の基礎

ここで、エネルギーの注入が行われるスケール  $L$  と散逸が行われるスケール  $\eta$  の関係について考える<sup>文3.1)</sup>。単位時間あたりのエネルギーの供給率を  $S$ 、散逸率を  $\varepsilon$  で表す。エネルギーの供給は流れ場に含まれる物体のスケールに関する風速  $U$ 、長さ  $L$  において行われるとする。 $S$  はエネルギー  $U^2$  を時間  $L/U$  で除した次元を持つため、式(3.4)でオーダーを推定することができる。

$$S = O\left(\frac{U^3}{L}\right) \quad (3.4)$$

一方、エネルギーの散逸に関する代表的な長さスケールを  $\eta$  とすると、 $\varepsilon$  は、 $\eta$  と動粘性係数  $\nu$  を用いて次元解析から、式(3.5)でオーダーを推定することができる。

$$\varepsilon = O\left(\frac{\nu^3}{\eta^4}\right) \quad (3.5)$$

乱流が維持されている状態においては、乱れのエネルギーの供給と散逸は同程度となるため、 $S$  と  $\varepsilon$  のオーダーが等しいとすると、 $L$  と  $\eta$  の比  $L/\eta$  は式(3.6)となる。

$$\frac{L}{\eta} = O(Re^{3/4}) \quad (3.6)$$

$L/\eta$  は、DNS において必要となる解析領域、格子の大きさの比、つまり、格子数に対応する。CFD 解析は3次元空間において行うため、DNS において必要となる格子数のオーダーは式(3.7)で推定することができる。

$$\left(\frac{L}{\eta}\right)^3 = O(Re^{9/4}) \quad (3.7)$$

都市気流においては、レイノルズ数は  $10^6$  から  $10^8$  程度となる。したがって、都市気流解析に DNS を適用するためには、 $10^{14}$  から  $10^{18}$  程度の格子数が必要となる。これは、計算負荷の観点から、現在の計算機性能では実現不可能であり、将来においても DNS による都市気流解析は極めて難しいと考えられる。したがって、都市気流に関する CFD 解析においては、基礎方程式に平均操作を施し、時間的、あるいは空間的に微小なスケールの乱れを除去する。これにより、計算負荷を軽減し、都市気流解析を実現する。平均操作を施した際に除去される乱れの影響については、何らかのモデル化を行い、基礎方程式に組み込む。この時に必要となる乱れの影響に関するモデル化のことを乱流モデルという。平均操作として、空間平均、アンサンブル平均(時間平均)が考えられ、基礎方程式に空間平均を施す方法を LES、アンサンブル平均(時間平均)を施す方法を RANS モデルという。以下、それぞれの方法の概要について述べる。

#### ① LES

LES では、連続の式、ナビエ・ストークス方程式、熱輸送方程式に、解析格子スケールの空間平均であるフィルタ平均を施し、流れ場、温度場の乱れを格子で解像できるスケールとそれ以下のスケールに分解する。前者は直接計算し、後者はモデル化する。LES では、直接計算するスケールの乱れについては、その時系列データなどのような詳細な情報を得るこ

とができる。また、モデル化の対象は、格子以下の乱れに限定されるため、十分な格子解像度を設定することにより、高精度な解析が可能である。一方、平均風速、平均温度、乱流統計量などは、非定常計算により得られた時系列データから求める必要がある。その際には、十分な平均時間を確保した非定常計算が必要となるため、次に述べる RANS モデルと比較して、計算負荷が大きくなる。

② RANS モデル

RANS モデルでは、連続の式、ナビエ・ストークス方程式、熱輸送方程式に、アンサンブル平均（時間平均）を施し、流れ場、温度場を時間平均成分と平均からのずれである変動成分に分解する。時間平均成分である平均風速、平均温度のみを解析し、全てのスケールの乱れをモデル化する。LES と比較して、モデル化の対象となる乱れのスケール幅が大きいため、乱れのモデル化の精度が解析結果に大きな影響を与える。一方、LES と比較して、計算負荷が小さく、実用計算においては RANS モデルが用いられることが多い。

以下、LES、RANS モデルにおける平均操作、乱流モデリング手法、数値計算手法の詳細について述べる。

### §3 LES

#### 3.1 フィルタ平均

LES では、流れ場の変数  $f$  に対してフィルタ平均を施し、 $f$  を解析格子で解像できる Grid scale (GS)成分  $\bar{f}$  と解像できない Sub-grid scale (SGS)成分  $f''$  に分解する。

$$f = \bar{f} + f'' \tag{3.8}$$

ここで、 $\bar{f}$  は  $f$  とフィルタ関数  $G$  との畳み込み積分（式(3.9)）で定義される。

$$\bar{f}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\xi) f(x - \xi) d\xi \tag{3.9}$$

フィルタ関数は、式(3.10)、式(3.11)を満たす。

$$\lim_{\xi \rightarrow \pm\infty} G(\xi) = 0 \tag{3.10}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G(\xi) d\xi = 1 \tag{3.11}$$

LES で用いられる代表的なフィルタ関数として、top-hat フィルタ、sharp cut-off フィルタ、Gaussian フィルタが挙げられる。これらのフィルタ関数は、物理空間、波数空間において、それぞれ以下のように表される。

① top-hat フィルタ

$$G(x) = \begin{cases} 1/\Delta & (|x| < \Delta/2) \\ 0 & (|x| > \Delta/2) \end{cases} \tag{3.12}$$



$$\hat{G}(k) = \frac{\sin(\Delta k/2)}{\Delta k/2} \quad (3.13)$$

② sharp cut-off フィルタ

$$G(x) = \frac{2 \sin(\pi x/\Delta)}{\pi x} \quad (3.14)$$

$$\hat{G}(k) = \begin{cases} 1 & (|k| < \pi/\Delta) \\ 0 & (|k| > \pi/\Delta) \end{cases} \quad (3.15)$$

③ Gaussian フィルタ

$$G(x) = \sqrt{\frac{6}{\pi \Delta}} \exp\left(-\frac{6x^2}{\Delta^2}\right) \quad (3.16)$$

$$\hat{G}(k) = \exp\left(-\frac{\Delta^2 k^2}{24}\right) \quad (3.17)$$

top-hat フィルタでは、物理空間においてはフィルタ幅以下の細かい乱れを完全に除去することができるが、波数空間においては波数の増加とともに減衰振動する関数形となる。一方、sharp cut-off フィルタでは、波数空間においてはフィルタ幅以下の乱れを除去することができるが、物理空間においては減衰振動する関数形となる。Gaussian フィルタでは、物理空間、波数空間ともに同じ関数形となるが、それらは指数関数型である。したがって、いずれのフィルタ関数を用いた場合でも、厳密にフィルタ幅以下の乱れを完全に除去することができるわけではないという点に注意する必要がある。

また、一般には、フィルタ関数は、時間的、空間的に変化するため、式(3.18)、式(3.19)となる。

$$\frac{\overline{\partial f}}{\partial t} \neq \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \quad (3.18)$$

$$\frac{\overline{\partial f}}{\partial x} \neq \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} \quad (3.19)$$

しかし、LES のフィルタ平均においては、式(3.20)、式(3.21)が成り立つと仮定する点に注意する必要がある。

$$\frac{\overline{\partial f}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \quad (3.20)$$

$$\frac{\overline{\partial f}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} \quad (3.21)$$

### 3.2 LES の基礎方程式と SGS 応力・SGS 熱フラックス

連続の式、ナビエ・ストークス方程式、熱輸送方程式にそれぞれフィルタ平均を施すことにより、LES の基礎方程式 (式(3.22)、式(3.23)、式(3.24)) が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right\} - g_i \beta (\bar{T} - T_0) \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - h_j \right) \quad (3.24)$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3.25)$$

$$h_j = \overline{u_j T} - \bar{u}_j \bar{T} \quad (3.26)$$

$\tau_{ij}$ 、 $h_j$  はナビエ・ストークス方程式、熱輸送方程式にフィルタ平均を施すことにより生じた新たな未知数であり、SGS 応力、SGS 熱フラックスという。SGS 成分の乱れが GS 成分に与える影響は、 $\tau_{ij}$ 、 $h_j$  により、式(3.23)、式(3.24)にそれぞれ組み込まれる。

$\tau_{ij}$  は、式(3.27)のようにレナード項  $L_{ij}$ 、クロス項  $C_{ij}$ 、レイノルズ項  $R_{ij}$  に分解することができる。

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \quad (3.27)$$

$$L_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3.28)$$

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u_j''} + \overline{u_i'' \bar{u}_j} \quad (3.29)$$

$$R_{ij} = \overline{u_i'' u_j''} \quad (3.30)$$

$L_{ij}$  は GS 成分のみで構成されているため、モデル化せずに求めることができる。一方、 $C_{ij}$ 、 $R_{ij}$  は SGS 成分を含むため、GS 成分の物理量を用いてモデル化する必要がある。

$\tau_{ij}$  と同様に、 $h_j$  は式(3.31)のように分解することができる。

$$h_j = L_{jT} + C_{jT} + R_{jT} \quad (3.31)$$

$$L_{jT} = \overline{\bar{u}_j \bar{T}} - \bar{u}_j \bar{T} \quad (3.32)$$

$$C_{jT} = \overline{\bar{u}_j T''} + \overline{u_j'' \bar{T}} \quad (3.33)$$

$$R_{jT} = \overline{u_j'' T''} \quad (3.34)$$

$L_{jT}$  は GS 成分のみで構成されているため、モデル化せずに求めることができる。一方、 $C_{jT}$ 、 $R_{jT}$  は SGS 成分を含むため、GS 成分の物理量を用いてモデル化する必要がある。

### 3.3 SGS 応力・SGS 熱フラックスのモデル化

#### 3.3.1 SGS 応力の特性

前述の通り、LESの基礎方程式を解くためには、 $\tau_{ij}$ 、 $h_j$ をGS成分の物理量を用いてモデル化する必要がある。これをSGSモデルという。ここでは、SGSモデルを導出する際に重要となる、①ガリレイ不変則に基づく制約条件、②GSとSGSの間のエネルギー輸送構造、というSGS応力の特性について述べる。

##### ① ガリレイ不変則に基づく制約条件<sup>文3.2)</sup>

ガリレイ不変則とは、全ての移動座標系について、基礎方程式が不変であるという力学の基本原理の1つである。LESの基礎方程式であるGSのナビエ・ストークス方程式においては、ガリレイ不変則を満たすための制約条件が存在する。 $\tau_{ij}$ を構成する $L_{ij}$ 、 $C_{ij}$ 、 $R_{ij}$ のうち、 $R_{ij}$ は単独でガリレイ不変則を満たす。一方、 $L_{ij}$ 、 $C_{ij}$ はそれぞれ単独ではガリレイ不変則を満たさず、それらの和 $L_{ij}+C_{ij}$ として扱うことによりガリレイ不変則を満たすようになる。したがって、SGSモデルを導出する際には、 $L_{ij}$ 、 $C_{ij}$ を同時にモデル化する、あるいは同時に無視する必要がある。

##### ② GSとSGSの間のエネルギー輸送構造

GSの運動エネルギー $k_{GS}$  (式(3.35))の輸送方程式は、式(3.36)で表される。

$$k_{GS} = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial k_{GS}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j} k_{GS}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( -\overline{u_i} \tau_{ij} - \frac{\overline{u_j} \overline{p}}{\rho} + \nu \frac{\partial k_{GS}}{\partial x_j} \right) + \tau_{ij} \overline{S_{ij}} - \varepsilon_{GS} \quad (3.36)$$

$$\varepsilon_{GS} = \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3.37)$$

ここで、 $S_{ij}$ は $S_{ij}=(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)/2$ である。

一方、SGSの運動エネルギー $k_{SGS}$  (式(3.38))の輸送方程式は、式(3.39)で表される。

$$k_{SGS} = \frac{1}{2} (\overline{u_i u_i} - \overline{u_i} \overline{u_i}) \quad (3.38)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_{SGS}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j} k_{SGS}}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{u_i} \tau_{ij} - \frac{\overline{u_j u_i u_i} - \overline{u_j} \overline{u_i} \overline{u_i}}{2} - \frac{\overline{u_j} \overline{p} - \overline{u_j} \overline{p}}{\rho} + \nu \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} \right) \\ &\quad - \tau_{ij} \overline{S_{ij}} - \varepsilon_{SGS} \end{aligned} \quad (3.39)$$

$$\varepsilon_{SGS} = \bar{\varepsilon} - \varepsilon_{GS} = \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3.40)$$

$k_{GS}$ と $k_{SGS}$ の輸送方程式には、形が同じで符号が異なる項 $\tau_{ij} S_{ij}$ が含まれている。この項はGSとSGSの間の運動エネルギーの輸送を表す。 $\tau_{ij} S_{ij}$ が負の時、GSの運動エネルギーがSGS

の運動エネルギーに変換される。つまり、 $\tau_{ij}S_{ij}$  は、 $k_{GS}$  の輸送方程式においては、GS の運動エネルギーの散逸、 $k_{SGS}$  の輸送方程式においては、SGS の運動エネルギーの生産に寄与する。この状態を **forward scatter** という。一方、 $\tau_{ij}S_{ij}$  が正の時、SGS の運動エネルギーが GS の運動エネルギーに変換され、この状態を **backward scatter** という。平均的には、**forward scatter** となることが多いが、局所的、あるいは瞬時的には **backward scatter** が発生することもある。**backward scatter** をモデル化に組み込む方法は、SGS モデルを構築する際に議論となる点である。

以下、これらの特性に留意し、最も代表的な SGS モデルである標準 Smagorinsky モデルを導出する。

### 3.3.2 標準 Smagorinsky モデル

本研究で用いる SGS モデルである標準 Smagorinsky モデルの導出過程について述べる。

まず、ガリレイ不変則を満たすため、 $\tau_{ij}$  を構成する  $L_{ij}$ 、 $C_{ij}$ 、 $R_{ij}$  のうち、 $L_{ij}$ 、 $C_{ij}$  は互いに打ち消し合う効果があると仮定し、これらの和は無視する。したがって、 $\tau_{ij}$  は  $R_{ij}$  で代表される。 $R_{ij}$  は、分子粘性とのアナロジーから SGS 渦動粘性係数  $\nu_{SGS}$  を導入し、式(3.41)のようにモデル化する。

$$\tau_{ij} = R_{ij} = \overline{u_i''u_j''} = -2\nu_{SGS}\overline{S_{ij}} + \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} \quad (3.41)$$

$\nu_{SGS}$  のモデル化について考える。SGS を代表する物理量として、SGS の運動エネルギーの散逸率  $\varepsilon_{SGS}$ 、フィルタ幅  $\Delta$  を選択すると、次元解析により式(3.42)が得られる。

$$\nu_{SGS} = \varepsilon_{SGS}^{1/3}(C_S\Delta)^{4/3} \quad (3.42)$$

ここで、 $C_S$  はモデル定数であり、Smagorinsky 定数という。 $\varepsilon_{SGS}$  は  $k_{SGS}$  の輸送方程式の生産、散逸が釣り合う局所平衡を仮定し、式(3.43)により求める。

$$\varepsilon_{SGS} = -\tau_{ij}\overline{S_{ij}} \quad (3.43)$$

式(3.43)の  $\tau_{ij}$  に式(3.41)を代入すると、式(3.44)となる。

$$\varepsilon_{SGS} = 2\nu_{SGS}\overline{S_{ij}}\overline{S_{ij}} \quad (3.44)$$

式(3.44)を式(3.42)に代入し、 $\nu_{SGS}$  について整理すると、式(3.45)が得られる。

$$\nu_{SGS} = (C_S\Delta)^2|\overline{S}| \quad (3.45)$$

$$|\overline{S}| = (2\overline{S_{ij}}\overline{S_{ij}})^{1/2} \quad (3.46)$$

なお、フィルタ幅  $\Delta$  は、式(3.47)で与えることが多い。

$$\Delta = (\Delta_1\Delta_2\Delta_3)^{1/3} \quad (3.47)$$

ここで、 $\Delta_i$  は  $i$  方向の解析格子幅である。式(3.47)は、対象とする解析格子と同じ体積を有する立方体の一辺の長さをフィルタ幅とすることに相当する。

滑りなし条件を課した壁面近傍においては、本来、SGS の乱れは減衰するはずである。しかし、式(3.45)では、風速勾配が大きくなる壁面近傍において  $v_{SGS}$  が大きくなる傾向があり、壁面近傍における  $v_{SGS}$  の減衰効果が十分に再現されない。通常、式(3.45)の  $\Delta$  に van Driest 型減衰関数  $f_s$  (式(3.48)) を乗じ、壁面近傍における  $v_{SGS}$  の挙動を補正する (式(3.49))。

$$f_s = 1 - \exp\left(-\frac{x_n^+}{25}\right) \quad (3.48)$$

$$v_{SGS} = (C_s f_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (3.49)$$

また、標準 Smagorinsky モデルでは、GS から SGS への運動エネルギーの輸送を表す  $-\tau_{ij} S_{ij}$  は常に正となり、forward scatter のみが再現される。しかし、前述の通り、局所的、あるいは瞬時的には backward scatter が発生することがある。したがって、標準 Smagorinsky モデルでは、GS から SGS への運動エネルギーの輸送を大きく評価する傾向がある。

### 3.3.3 SGS 熱フラックスモデル

$h_j$  のモデル化について述べる。 $\tau_{ij}$  と同様に、分子拡散とのアナロジーから SGS 渦熱拡散係数  $\alpha_{SGS}$  を導入し、式(3.50)のようにモデル化する。

$$h_j = -\alpha_{SGS} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (3.50)$$

$\alpha_{SGS}$  は、SGS における運動量、熱の輸送の相似性を仮定し、 $v_{SGS}$ 、SGS プラントル数  $Pr_{SGS}$  を用いて、式(3.51)により求める。

$$\alpha_{SGS} = \frac{v_{SGS}}{Pr_{SGS}} \quad (3.51)$$

なお、 $Pr_{SGS}$  の値としては、0.7 程度の一定値を用いることが多い。

## §4 RANS モデル

### 4.1 レイノルズ平均

RANS モデルでは、流れ場の変数  $f$  に対してアンサンブル平均を施し、 $f$  をアンサンブル平均成分  $\langle f \rangle$  と変動成分  $f'$  に分解する。

$$f = \langle f \rangle + f' \quad (3.52)$$

一般には、式(3.53)、式(3.54)となる。

$$\langle \langle f \rangle \rangle \neq \langle f \rangle \quad (3.53)$$

$$\langle f' \langle f \rangle \rangle \neq 0 \quad (3.54)$$

しかし、ここでは、式(3.55)、式(3.56)、式(3.57)が成り立つと仮定する。

$$\langle\langle f \rangle\rangle = \langle f \rangle \quad (3.55)$$

$$\langle f' \rangle = 0 \quad (3.56)$$

$$\langle f' \langle f \rangle \rangle = 0 \quad (3.57)$$

これらの関係を満たすアンサンブル平均をレイノルズ平均という。

#### 4.2 RANS モデルの基礎方程式とレイノルズストレス・乱流熱フラックス

連続の式、ナビエ・ストークス方程式、熱輸送方程式にそれぞれレイノルズ平均を施すことにより、RANS モデルの基礎方程式（式(3.58)、式(3.59)、式(3.60)）が得られる。

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (3.58)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_j \rangle \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \langle u_i' u_j' \rangle \right\} - g_i \beta (\langle T \rangle - T_0) \quad (3.59)$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_j \rangle \langle T \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} - \langle u_j' T' \rangle \right) \quad (3.60)$$

ここで、 $\langle u_i' u_j' \rangle$ 、 $\langle u_j' T' \rangle$ は、ナビエ・ストークス方程式、熱輸送方程式にレイノルズ平均を施すことにより生じた新たな未知数であり、レイノルズストレス、乱流熱フラックスという。これらは乱流による運動量、熱の輸送を表し、乱れが平均風速、平均温度に与える影響は $\langle u_i' u_j' \rangle$ 、 $\langle u_j' T' \rangle$ により、式(3.59)、式(3.60)にそれぞれ組み込まれる。

式(3.58)、式(3.59)、式(3.60)の未知数は $\langle u_i \rangle$ （3成分）、 $\langle p \rangle$ 、 $\langle T \rangle$ 、 $\langle u_i' u_j' \rangle$ （6成分）、 $\langle u_j' T' \rangle$ （3成分）の14個である。一方、基礎方程式は5個であり、 $\langle u_i' u_j' \rangle$ 、 $\langle u_j' T' \rangle$ をそのままの形で残すと、基礎方程式は解けない。したがって、RANS モデルでは、 $\langle u_i' u_j' \rangle$ 、 $\langle u_j' T' \rangle$ を既知の統計量を用いて求める必要がある。 $\langle u_i' u_j' \rangle$ 、 $\langle u_j' T' \rangle$ を求める方法は以下の2種類に大別される。

- ①  $\langle u_i' u_j' \rangle$ 、 $\langle u_j' T' \rangle$ の輸送方程式を解くことにより求める方法
- ② 渦動粘性係数  $\nu_t$ 、渦熱拡散係数  $\alpha_t$ を用いたモデル式により求める方法

以下、本研究で用いる、②渦動粘性係数  $\nu_t$ 、渦熱拡散係数  $\alpha_t$ を用いたモデル式により求める方法の詳細について述べる。なお、① $\langle u_i' u_j' \rangle$ 、 $\langle u_j' T' \rangle$ の輸送方程式を解くことにより求める方法の詳細については村上<sup>3.2)</sup>を参照されたい。

#### 4.3 レイノルズストレス・乱流熱フラックスのモデル化

##### 4.3.1 渦粘性モデル（レイノルズストレスの勾配拡散近似）

$\langle u_i' u_j' \rangle$ の輸送方程式は、式(3.61)で表される。

$$\frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial t} = C_{ij} + P_{ij} + G_{ij} + \Phi_{ij} + T_{ij} + \Psi_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (3.61)$$

$$C_{ij} = - \frac{\partial \langle u_k \rangle \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_k} \quad (3.62)$$

$$P_{ij} = - \langle u_i' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_k} - \langle u_j' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} \quad (3.63)$$

$$G_{ij} = -g_i \beta \langle u_j' T' \rangle - g_j \beta \langle u_i' T' \rangle \quad (3.64)$$

$$\Phi_{ij} = \left\langle \frac{p'}{\rho} \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \right\rangle \quad (3.65)$$

$$T_{ij} = - \frac{\partial \langle u_k' u_i' u_j' \rangle}{\partial x_k} \quad (3.66)$$

$$\Psi_{ij} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\langle p' u_i' \rangle \delta_{jk} + \langle p' u_j' \rangle \delta_{ik})}{\partial x_k} \quad (3.67)$$

$$D_{ij} = \nu \frac{\partial^2 \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_k^2} \quad (3.68)$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \right\rangle \quad (3.69)$$

ここで、 $C_{ij}$ は移流項、 $P_{ij}$ は平均風速勾配による生産項、 $G_{ij}$ は浮力生産項、 $\Phi_{ij}$ は圧力歪相関項、 $T_{ij}$ は乱流拡散項、 $\Psi_{ij}$ は圧力拡散項、 $D_{ij}$ は分子拡散項、 $\varepsilon_{ij}$ は散逸項である。また、乱流拡散項、圧力拡散項、分子拡散項の和である  $T_{ij} + \Psi_{ij} + D_{ij}$  を拡散項という。

$\langle u_i' u_j' \rangle$ の輸送方程式に近似を施し、渦動粘性係数  $\nu_t$  を用いた  $\langle u_i' u_j' \rangle$  のモデル式を導出する。まず、 $i \neq j$  となる  $\langle u_i' u_j' \rangle$  の非等方成分について考える。

① 定常状態

$\langle u_i' u_j' \rangle$ の輸送方程式の時間微分項を無視する定常状態を仮定すると、式(3.70)となる。

$$C_{ij} + P_{ij} + G_{ij} + \Phi_{ij} + T_{ij} + \Psi_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} = 0 \quad (3.70)$$

② 局所平衡

$\langle u_i' u_j' \rangle$ の輸送方程式の移流項、拡散項を無視する局所平衡を仮定すると、式(3.71)となる。

$$P_{ij} + G_{ij} + \Phi_{ij} - \varepsilon_{ij} = 0 \quad (3.71)$$

③ 散逸項のモデル化

乱れの散逸は、運動エネルギーが熱エネルギーに変換される小さなスケールにおいて行われる。このスケールの乱れは等方的となるため、乱れの散逸は  $\langle u_i' u_j' \rangle$  の等方成分 ( $i=j$ ) において行われると仮定すると、散逸項は式(3.72)で表される。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (3.72)$$

これを式(3.71)に代入すると、式(3.73)となる。

$$P_{ij} + G_{ij} + \Phi_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon = 0 \quad (3.73)$$

ここでは、 $\langle u_i' u_j' \rangle$  の非等方成分 ( $i \neq j$ ) について考えているため、式(3.73)は式(3.74)となる。

$$P_{ij} + G_{ij} + \Phi_{ij} = 0 \quad (3.74)$$

#### ④ 圧力歪相関項のモデル化

圧力歪相関項は、式(3.75)のように slow 項  $\Phi_{ij(1)}$ 、rapid 項  $\Phi_{ij(2)}$ 、浮力項  $\Phi_{ij(3)}$ 、wall reflection 項  $\Phi_{ij(1)}^w$ 、 $\Phi_{ij(2)}^w$  に分解できる。

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij(1)} + \Phi_{ij(2)} + \Phi_{ij(3)} + \Phi_{ij(1)}^w + \Phi_{ij(2)}^w \quad (3.75)$$

wall reflection 項を無視し、slow 項に Rotta モデル(式(3.76))、rapid 項、浮力項に Isotropization of production model (IPM) (式(3.77)、式(3.78)) を用いると、圧力歪相関項は式(3.79)となる。

$$\Phi_{ij(1)} = -C_1 \frac{1}{\tau} \left( \langle u_i' u_j' \rangle - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) = -C_1 \frac{1}{\tau} \langle u_i' u_j' \rangle \quad (3.76)$$

$$\Phi_{ij(2)} = -C_2 \left( P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P_k \right) = -C_2 P_{ij} \quad (3.77)$$

$$\Phi_{ij(3)} = -C_3 \left( G_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} G_k \right) = -C_3 G_{ij} \quad (3.78)$$

$$\Phi_{ij} = -C_1 \frac{1}{\tau} \langle u_i' u_j' \rangle - C_2 P_{ij} - C_3 G_{ij} \quad (3.79)$$

ここで、 $\tau$  は乱れの時間スケール、 $C_1$ 、 $C_2$ 、 $C_3$  はモデル定数である。

式(3.79)を式(3.74)に代入し、 $\langle u_i' u_j' \rangle$  について整理すると、式(3.80)となる。

$$\langle u_i' u_j' \rangle = \frac{(1 - C_2)}{C_1} \tau P_{ij} + \frac{(1 - C_3)}{C_1} \tau G_{ij} \quad (3.80)$$

式(3.80)は、(レイノルズストレス) = (生産項) × (乱れの時間スケール) の形となっており、ここまでの近似で得られる  $\langle u_i' u_j' \rangle$  のモデル式が WET モデルの原形である。

#### ⑤ 浮力生産項の無視

式(3.80)の中の浮力生産項を含む項を無視すると、式(3.81)となる。

$$\langle u_i' u_j' \rangle = \frac{(1 - C_2)}{C_1} \tau P_{ij} \quad (3.81)$$

#### ⑥ レイノルズストレスの等方成分>>非等方成分

式(3.81)の平均風速勾配による生産項の中の  $\langle u_i' u_j' \rangle$  の等方成分が非等方成分より十分に大きいとして非等方成分を含む項を無視し、 $\langle u_i' u_j' \rangle$  の等方成分を、乱流エネルギーを用い



て(2/3)k と表すと、式(3.82)となる。

$$\langle u_i' u_j' \rangle = -\frac{2(1-C_2)}{3C_1} \tau k \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \quad (3.82)$$

また、乱れの時間スケール  $\tau$  を、乱流エネルギー  $k$ 、散逸率  $\varepsilon$  を用いて  $k/\varepsilon$  と表すと、式(3.83)となる。

$$\langle u_i' u_j' \rangle = -\frac{2(1-C_2)}{3C_1} \frac{k^2}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \quad (3.83)$$

式(3.83)の係数をまとめて  $C_\mu$  とすると、式(3.84)となる。

$$\langle u_i' u_j' \rangle = -C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \quad (3.84)$$

なお、 $C_\mu$  はモデル定数であり、 $C_\mu=0.09$  とすることが多い。

さらに、渦動粘性係数  $\nu_t$  (式(3.85)) を導入すると、式(3.84)は式(3.86)となる。

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.85)$$

$$\langle u_i' u_j' \rangle = -\nu_t \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \quad (3.86)$$

ここで、式(3.86)により等方成分の和を求めると、連続の式より  $0$  となってしまう。しかし、実際には等方成分の和は  $2k$  とならなければならない。この条件を満たすように式(3.86)を補正すると、式(3.87)となる。

$$\langle u_i' u_j' \rangle = -\nu_t \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3.87)$$

以上、①から⑥の6つの仮定により、渦動粘性係数  $\nu_t$  を用いて  $\langle u_i' u_j' \rangle$  をモデル化する渦粘性モデル ( $\langle u_i' u_j' \rangle$  の勾配拡散近似) が導出された。

さらに、 $\nu_t$  を求めるためには、乱流エネルギー、散逸率を求める必要がある。これらはそれぞれの輸送方程式を解くことにより求める。

乱流エネルギーの輸送方程式は、式(3.88)で表される。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = C_k + P_k + G_k + T_k + \Psi_k + D_k - \varepsilon \quad (3.88)$$

$$C_k = -\frac{\partial \langle u_j \rangle k}{\partial x_j} \quad (3.89)$$

$$P_k = -\langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \quad (3.90)$$

$$G_k = -g_j \beta \langle u_j' T' \rangle \quad (3.91)$$

$$T_k = -\frac{1}{2} \frac{\partial \langle u_j' u_i' u_i' \rangle}{\partial x_j} \quad (3.92)$$

$$\Psi_k = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p' u_j' \rangle}{\partial x_j} \quad (3.93)$$

$$D_k = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} \quad (3.94)$$

$$\varepsilon = \nu \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right\rangle \quad (3.95)$$

ここで、 $C_k$ は移流項、 $P_k$ は平均風速勾配による生産項、 $G_k$ は浮力生産項、 $T_k$ は乱流拡散項、 $\Psi_k$ は圧力拡散項、 $D_k$ は分子拡散項、 $\varepsilon$ は散逸項である。また、乱流拡散項、圧力拡散項、分子拡散項の和である  $T_k + \Psi_k + D_k$ を拡散項という。なお、乱流エネルギーの輸送方程式には、 $\langle u_i' u_j' \rangle$ の輸送方程式とは異なり、圧力歪相関項が存在しない。これは、圧力歪相関項は各方向のノルマルストレス間の変換（再分配）のみを行い、それらの和である乱流エネルギーには影響を与えないためである。

移流項  $C_k$ 、分子拡散項  $D_k$ は、既知の統計量のみで表されているため、モデル化せずに求めることができる。一方、平均風速勾配による生産項  $P_k$ 、浮力生産項  $G_k$ 、乱流拡散項  $T_k$ 、圧力拡散項  $\Psi_k$ 、散逸項  $\varepsilon$ は、未知の統計量を含むため、モデル化が必要である。

平均風速勾配による生産項は、 $\langle u_i' u_j' \rangle$ の渦粘性モデルを用いて、式(3.96)のようにモデル化する。

$$P_k = \frac{1}{2} \nu_t \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right)^2 \quad (3.96)$$

浮力生産項は、後述する  $\langle u_j' T' \rangle$ の渦拡散モデルを用いて、式(3.97)のようにモデル化する。

$$G_k = g_3 \beta \alpha_t \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_3} \quad (3.97)$$

乱流拡散項、圧力拡散項の効果は、乱流拡散項に代表させることができると仮定し、式(3.98)のようにモデル化する。

$$T_k + \Psi_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (3.98)$$

ここで、 $\sigma_k$ はモデル定数であり、 $\sigma_k=1.0$ とすることが多い。

散逸項は、散逸率の輸送方程式を解くことにより求める。散逸率の輸送方程式についても厳密な輸送方程式を導出することができる。しかし、散逸率の輸送方程式は導出過程が煩雑であり、各項の物理的な意味についても十分に理解されていない部分が存在する。したがって、ここではモデル化された散逸率の輸送方程式のみを示す。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = C_\varepsilon + P_\varepsilon + G_\varepsilon + T_\varepsilon + \Psi_\varepsilon + D_\varepsilon - \Phi_\varepsilon \quad (3.99)$$

$$C_\varepsilon = -\frac{\partial \langle u_j \rangle \varepsilon}{\partial x_j} \quad (3.100)$$

$$P_\varepsilon + G_\varepsilon - \Phi_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k + C_{\varepsilon 3} G_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (3.101)$$

$$T_\varepsilon + \Psi_\varepsilon + D_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} \quad (3.102)$$

ここで、 $C_\varepsilon$ は移流項、 $P_\varepsilon$ は生産項、 $G_\varepsilon$ は浮力生産項、 $T_\varepsilon$ は乱流拡散項、 $\Psi_\varepsilon$ は圧力拡散項、 $D_\varepsilon$ は分子拡散項、 $\Phi_\varepsilon$ は散逸項である。また、乱流拡散項、圧力拡散項、分子拡散項の和である  $T_\varepsilon + \Psi_\varepsilon + D_\varepsilon$  を拡散項という。また、 $C_{\varepsilon 1}$ 、 $C_{\varepsilon 2}$ 、 $C_{\varepsilon 3}$ 、 $\sigma_\varepsilon$  はモデル定数であり、通常、 $C_{\varepsilon 1}=1.44$ 、 $C_{\varepsilon 2}=1.92$ 、 $C_{\varepsilon 3}=1.44$  ( $G_k > 0$  (不安定成層) の場合)、 $C_{\varepsilon 3}=0$  ( $G_k < 0$  (安定成層) の場合) (Viollet型モデル)、 $\sigma_\varepsilon=1.3$  を用いる。

散逸率の輸送方程式のモデル化では、生産項、浮力生産項、散逸項をまとめて式(3.101)のようにモデル化する。また、乱流拡散項、圧力拡散項、分子拡散項についても式(3.102)のようにまとめてモデル化する。

なお、厳密な散逸率の輸送方程式の詳細については、梶島ら<sup>文3.1)</sup>を参照されたい。

#### 4.3.2 渦拡散モデル (乱流熱フラックスの勾配拡散近似)

$\langle u_j T' \rangle$  の輸送方程式は、式(3.103)で表される。

$$\frac{\partial \langle u_j T' \rangle}{\partial t} = C_{jT} + P_{jT(1)} + P_{jT(2)} + G_{jT} + \Phi_{jT} + T_{jT} + \Psi_{jT} + D_{jT} - \varepsilon_{jT} \quad (3.103)$$

$$C_{jT} = - \frac{\partial \langle u_k \rangle \langle u_j T' \rangle}{\partial x_k} \quad (3.104)$$

$$P_{jT(1)} = - \langle u_j' u_k' \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_k} \quad (3.105)$$

$$P_{jT(2)} = - \langle u_k' T' \rangle \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_k} \quad (3.106)$$

$$G_{jT} = -g_j \beta \langle T'^2 \rangle \quad (3.107)$$

$$\Phi_{jT} = \left\langle \frac{p'}{\rho} \frac{\partial T'}{\partial x_j} \right\rangle \quad (3.108)$$

$$T_{jT} = - \frac{\partial \langle u_k' u_j T' \rangle}{\partial x_k} \quad (3.109)$$

$$\Psi_{jT} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\langle p' T' \rangle \delta_{jk})}{\partial x_k} \quad (3.110)$$

$$D_{jT} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \nu \langle T' \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \rangle + \alpha \langle u_j' \frac{\partial T'}{\partial x_k} \rangle \right) \quad (3.111)$$

$$\varepsilon_{jT} = (\nu + \alpha) \left\langle \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \frac{\partial T'}{\partial x_k} \right\rangle \quad (3.112)$$

$C_{jT}$  は移流項、 $P_{jT(1)}$  は平均温度勾配による生産項、 $P_{jT(2)}$  は平均風速勾配による生産項、 $G_{jT}$

### 第3章 都市気流に関するCFD解析の基礎

は浮力生産項、 $\Phi_{jT}$ は圧力温度勾配相関項、 $T_{jT}$ は乱流拡散項、 $\Psi_{jT}$ は圧力拡散項、 $D_{jT}$ は分子拡散項、 $\varepsilon_{jT}$ は散逸項である。また、乱流拡散項  $T_{jT}$ 、圧力拡散項  $\Psi_{jT}$ 、分子拡散項  $D_{jT}$  の和である  $T_{jT} + \Psi_{jT} + D_{jT}$  を拡散項という。

$\langle u_j' T' \rangle$  の輸送方程式に近似を施し、渦熱拡散係数  $\alpha_t$  を用いた  $\langle u_j' T' \rangle$  のモデル式を導出する。

#### ① 定常状態

$\langle u_j' T' \rangle$  の輸送方程式の時間微分項を無視する定常状態を仮定すると、式(3.113)となる。

$$C_{jT} + P_{jT(1)} + P_{jT(2)} + G_{jT} + \Phi_{jT} + T_{jT} + \Psi_{jT} + D_{jT} - \varepsilon_{jT} = 0 \quad (3.113)$$

#### ② 局所平衡

$\langle u_j' T' \rangle$  の輸送方程式の移流項、拡散項を無視する局所平衡を仮定すると、式(3.114)となる。

$$P_{jT(1)} + P_{jT(2)} + G_{jT} + \Phi_{jT} - \varepsilon_{jT} = 0 \quad (3.114)$$

#### ③ 散逸項のモデル化

風速変動勾配と温度変動勾配はほとんど無相関であると仮定し、散逸項は無視する。

$$\varepsilon_{jT} = 0 \quad (3.115)$$

したがって、式(3.114)は式(3.116)となる。

$$P_{jT(1)} + P_{jT(2)} + G_{jT} + \Phi_{jT} = 0 \quad (3.116)$$

#### ④ 圧力温度勾配相関項のモデル化

圧力温度勾配相関項は、 $\langle u_i' u_j' \rangle$  の輸送方程式の圧力歪相関項と同様に、式(3.117)のように slow 項  $\Phi_{jT(1)}$ 、rapid 項  $\Phi_{jT(2)}$ 、浮力項  $\Phi_{jT(3)}$ 、wall reflection 項  $\Phi_{jT}^w$  に分解できる。

$$\Phi_{jT} = \Phi_{jT(1)} + \Phi_{jT(2)} + \Phi_{jT(3)} + \Phi_{jT}^w \quad (3.117)$$

wall reflection 項を無視し、slow 項に Rotta モデル (式(3.118))、rapid 項、浮力項に Isotropization of production model (IPM) (式(3.119)、式(3.120)) を用いると、圧力温度勾配相関項は式(3.121)となる。

$$\Phi_{jT(1)} = -C_{T1} \frac{1}{\tau} \langle u_j' T' \rangle \quad (3.118)$$

$$\Phi_{jT(2)} = -C_{T2} (P_{jT(1)} + P_{jT(2)}) \quad (3.119)$$

$$\Phi_{jT(3)} = -C_{T3} G_{jT} \quad (3.120)$$

$$\Phi_{jT} = -C_{T1} \frac{1}{\tau} \langle u_j' T' \rangle - C_{T2} (P_{jT(1)} + P_{jT(2)}) - C_{T3} G_{jT} \quad (3.121)$$

ここで、 $\tau$ は乱れの時間スケール、 $C_{T1}$ 、 $C_{T2}$ 、 $C_{T3}$ はモデル定数である。

式(3.121)を式(3.116)に代入し、 $\langle u_j'T' \rangle$ について整理すると、式(3.122)となる。

$$\langle u_j'T' \rangle = \frac{(1 - C_{T2})}{C_{T1}} \tau (P_{jT(1)} + P_{jT(2)}) + \frac{(1 - C_{T3})}{C_{T1}} \tau G_{jT} \quad (3.122)$$

式(3.122)は、(乱流熱フラックス) = (生産項) × (乱れの時間スケール) の形となっており、ここまでの近似で得られる $\langle u_j'T' \rangle$ のモデル式がWETモデルの原形である。

⑤ 平均風速勾配による生産項・浮力生産項の無視

式(3.122)の平均風速勾配による生産項、浮力生産項を含む項を無視すると、式(3.123)となる。

$$\langle u_j'T' \rangle = \frac{(1 - C_{T2})}{C_{T1}} \tau P_{jT(1)} \quad (3.123)$$

⑥ レイノルズストレスの等方成分>>非等方成分

式(3.123)の平均温度勾配による生産項の中の $\langle u_i'u_j' \rangle$ の等方成分が非等方成分より十分に大きいとして非等方成分を含む項を無視し、 $\langle u_i'u_j' \rangle$ の等方成分を、乱流エネルギーを用いて $(2/3)k$ と表すと、式(3.124)となる。

$$\langle u_j'T' \rangle = -\frac{2(1 - C_{T2})}{3} \frac{\tau k}{C_{T1}} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} \quad (3.124)$$

また、乱れの時間スケール $\tau$ を、乱流エネルギー $k$ 、散逸率 $\varepsilon$ を用いて $k/\varepsilon$ と表すと、式(3.125)となる。

$$\langle u_j'T' \rangle = -\frac{2(1 - C_{T2})}{3} \frac{k^2}{C_{T1} \varepsilon} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} \quad (3.125)$$

式(3.125)の係数をまとめて $C_\mu/Pr_t$ とすると、式(3.126)となる。

$$\langle u_j'T' \rangle = -\frac{C_\mu}{Pr_t} \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} \quad (3.126)$$

さらに、渦熱拡散係数 $\alpha_t$  (式(3.127))を導入すると、式(3.126)は式(3.128)となる。

$$\alpha_t = \frac{C_\mu}{Pr_t} \frac{k^2}{\varepsilon} = \frac{\nu_t}{Pr_t} \quad (3.127)$$

$$\langle u_j'T' \rangle = -\alpha_t \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} \quad (3.128)$$

以上、①から⑥の6つの仮定により、渦熱拡散係数 $\alpha_t$ を用いて $\langle u_j'T' \rangle$ をモデル化する渦熱拡散モデル( $\langle u_j'T' \rangle$ の勾配拡散近似)が導出された。

## §5 数値計算手法

### 5.1 離散化スキーム

CFD解析を行う際に基礎方程式を解くためには、偏微分方程式を離散化し代数方程式に

変換する必要がある。特に、基礎方程式における移流項の離散化は、用いる離散化スキームによって様々な誤差が発生する要因となる。移流項の離散化に伴う誤差として、偶数階の微分項を含む打ち切り誤差項に起因する散逸誤差 (dissipative error)、奇数階の微分項を含む打ち切り誤差項に起因する分散誤差 (dispersive error) が挙げられる。散逸誤差は、数値計算上生じる人工的な粘性 (数値粘性) として機能し、計算を安定化させる作用を持つ。しかし、場合によっては、数値粘性が分子粘性、渦粘性より大きな効果を示し、解析結果に大きな影響を与えることがある。一方、分散誤差は、物理量の勾配が大きい領域において空間的な数値振動を引き起こすため、特に乱流変動の解析結果に影響を与えることがある。以下、本研究で用いる移流項の離散化スキームとして、二次精度中心差分、一次精度風上差分、二次精度風上差分、TVD スキームについて述べる。

### 5.1.1 中心差分

中心差分では、主に二次精度中心差分が用いられる。二次精度中心差分の離散化方法は、式(3.129)で表される。

$$-u \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)_i = -u \left( \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta x} \right) = -u \left\{ \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)_i + \frac{1}{6} \left( \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} \right)_i (\Delta x)^2 + \dots \right\} \quad (3.129)$$

二次精度中心差分は、偶数階の微分項を含む打ち切り誤差項を持たないため、数値粘性による誤差は含まない。一方、奇数階の微分項を含む打ち切り誤差項を持つため、数値振動が発生しやすく、計算の安定性が低い。

### 5.1.2 風上差分

風上差分では、主に一次精度風上差分、二次精度風上差分が用いられる。一次精度風上差分、二次精度風上差分の離散化方法は、それぞれ式(3.130)、式(3.131)で表される。

$$\begin{aligned} -u \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)_i &= -u \left( \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta x} \right) + |u| \left( \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{2\Delta x} \right) \\ &= -u \left\{ \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)_i + \frac{1}{6} \left( \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} \right)_i (\Delta x)^2 + \dots - \frac{1}{2} \frac{|u|}{u} \left( \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right)_i \Delta x + \frac{1}{12} \left( \frac{\partial^4 f}{\partial x^4} \right)_i (\Delta x)^3 + \dots \right\} \end{aligned} \quad (3.130)$$

$$\begin{aligned} -u \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)_i &= -u \left( \frac{-f_{i+2} + 4f_{i+1} - 4f_{i-1} + f_{i-2}}{4\Delta x} \right) \\ &\quad - |u| \left( \frac{f_{i+2} - 4f_{i+1} + 6f_i - 4f_{i-1} + f_{i-2}}{4\Delta x} \right) \end{aligned} \quad (3.131)$$

$$= -u \left\{ \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)_i - \frac{1}{3} \left( \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} \right)_i (\Delta x)^2 + \dots + \frac{1}{4} \frac{|u|}{u} \left( \frac{\partial^4 f}{\partial x^4} \right)_i (\Delta x)^3 + \frac{1}{6} \left( \frac{\partial^6 f}{\partial x^6} \right)_i (\Delta x)^5 + \dots \right\}$$

風上差分は、散逸誤差、分散誤差の両方を含む。特に、散逸誤差、つまり数値粘性の影響が大きく、一次精度風上差分、二次精度風上差分における数値粘性は、それぞれ式(3.132)、式(3.133)で表される。

$$v_{n1} = \frac{1}{2}|u|\Delta x \quad (3.132)$$

$$v_{n2} = -\frac{1}{4}|u|(\Delta x)^3 \quad (3.133)$$

前述の通り、数値粘性は計算を安定化させるという利点があるが、場合によっては、分子粘性、渦粘性より大きくなり、解析精度を低下させる可能性もある。特に、一次精度風上差分を用いる際には数値粘性の影響に注意する必要がある。

### 5.1.3 TVD スキーム<sup>文3.3)</sup>

中心差分では、数値振動が発生しやすいが、数値粘性の影響はない。一方、風上差分を用いれば、安定した計算が可能であるが、数値粘性が大きくなる。両者の利点を組み合わせ、数値粘性の影響を小さくしながら、数値振動を抑制する TVD スキームが開発されている。

各解析格子間における物理量の変化量の総和は、式(3.134)で表される。

$$TV(f^n) = \sum_j |f_{j+1}^n - f_j^n| \quad (3.134)$$

これを Total variation (TV)という。TV が時間進行とともに増加しない条件を Total variation diminishing (TVD)条件といい、TVD 条件は式(3.135)で表される。

$$TV(f^{n+1}) \leq TV(f^n) \quad (3.135)$$

TVD 条件を満たす離散化スキームを TVD スキームという。本研究で用いる TVD スキームの離散化方法は、式(3.136)で表される。

$$-u \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right)_i = -u \left( \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta x} \right) + \{\Phi(r) - 1\} |u| \left( \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{2\Delta x} \right) \quad (3.136)$$

ここで、 $\Phi(r)$ は流束制限関数といい、TVD スキームでは TVD 条件を満たすように流束制限関数の値を調整する。式(3.136)は、流束制限関数の値にしたがって、二次精度中心差分と一次精度風上差分を混合する離散化スキームとなる。本研究で用いる流束制限関数は式(3.137)で表される。

$$\Phi(r) = \max \left( \min \left( \frac{2r}{K}, 1 \right), 0 \right) \quad (3.137)$$

$$r = \frac{u_i - u_{i-1}}{u_{i+1} - u_i} \quad (3.138)$$

ここで、 $K$  は定数であり、0 から 1 の値とする。例えば、 $K=0$  の場合は  $\Phi(r)=1$  であり、二次精度中心差分となる。 $K=1$  の場合は  $\Phi(r)=\max(\min(2r,1),0)$  となり、 $r<1/2$  であれば二次精度中心差分に一次精度風上差分が混合される。

## 5.2 計算アルゴリズム

CFD 解析においては、基礎方程式であるナビエ・ストークス方程式を離散化し、数値的

に解くことにより、流れ場を予測することができる。ただし、ナビエ・ストークス方程式を解く際には、同時に連続の式を満たさなければならない。ここでは、連続の式を満たしながらナビエ・ストークス方程式を解き時間進行する計算アルゴリズムとして、本研究で用いるSIMPLE法、PISO法について述べる。

### 5.2.1 SIMPLE法<sup>3.4)</sup>

まず、ナビエ・ストークス方程式にオイラー陰解法を適用すると、式(3.139)となる。

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = f(u_i^{n+1}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} \quad (3.139)$$

ここで、 $f$ はナビエ・ストークス方程式の移流項、粘性項をまとめたものである。

式(3.139)を、式(3.140)、式(3.141)の2つの方程式に分離する。

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (p^{n+1} - p^*)}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\Delta p)^*}{\partial x_i} \quad (3.140)$$

$$\frac{u_i^* - u_i^n}{\Delta t} = f(u_i^*) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial x_i} \quad (3.141)$$

式(3.140)の発散を取り、時刻  $n+1$  における連続の式 (式(3.142)) が成り立つとすると、 $(\Delta p)^*$ に関するポアソン方程式 (式(3.143)) が得られる。

$$\frac{\partial u_i^{n+1}}{\partial x_i} = 0 \quad (3.142)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 (\Delta p)^*}{\partial x_i^2} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i} \quad (3.143)$$

$p^n$ を  $p^*$ の初期値とすれば、式(3.141)から  $u_i^*$ を求めることができる。さらに、求めた  $u_i^*$ を用いれば、式(3.143)から  $(\Delta p)^*$ が得られる。ここで、得られた  $(\Delta p)^*$ を用いて、式(3.144)、(3.145)により圧力、風速を修正する。

$$p^{**} = p^* + (\Delta p)^* \quad (3.144)$$

$$u_i^{**} = u_i^* + (\Delta u_i)^* = u_i^* - \Delta t \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\Delta p)^*}{\partial x_i} \quad (3.145)$$

修正された風速、圧力を用いて、 $\Delta p^*$ 、 $\Delta u_i^*$ が十分小さくなるまで、上記の手順を繰り返すことにより時間進行を行う。

### 5.2.2 PISO法<sup>3.4)</sup>

まず、SIMPLE法と同様に、ナビエ・ストークス方程式にオイラー陰解法を適用すると、前述した式(3.139)となる。PISO法は、predictor step、corrector stepにより構成されるため、以下、それぞれの手順について述べる。

#### ① predictor step

式(3.146)を満たす  $u_i^*$ を導入する。式(3.146)では、 $u_i^*$ 以外は既知の量であるため、 $u_i^*$ を求



めることができる。

$$\frac{u_i^* - u_i^n}{\Delta t} = f(u_i^*) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^n}{\partial x_i} \quad (3.146)$$

② first corrector step

ここで、 $u_i^{**}$ 、 $p^*$ を導入する。 $u_i^{**}$ は連続の式を満たすとする（式(3.147)）。

$$\frac{\partial u_i^{**}}{\partial x_i} = 0 \quad (3.147)$$

$u_i^{**}$ 、 $p^*$ を用いたナビエ・ストークス方程式は、式(3.148)で表される。

$$\frac{u_i^{**} - u_i^n}{\Delta t} = f(u_i^*) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial x_i} \quad (3.148)$$

式(3.148)の発散を取ると、 $p^*$ に関するポアソン方程式が得られる（式(3.149)）。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p^*}{\partial x_i^2} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u_i^n}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \{f(u_i^*)\} \quad (3.149)$$

式(3.149)を用いると、 $p^*$ を求めることができる。さらに、求めた  $p^*$ を用いて、式(3.148)から、 $u_i^{**}$ が得られる。

③ second corrector step

$u_i^{***}$ 、 $p^{**}$ を導入する。ここで、first corrector step と同様に、 $u_i^{***}$ は連続の式を満たすとする（式(3.150)）。

$$\frac{\partial u_i^{***}}{\partial x_i} = 0 \quad (3.150)$$

$u_i^{***}$ 、 $p^{**}$ を用いたナビエ・ストークス方程式は、式(3.151)で表される。

$$\frac{u_i^{***} - u_i^n}{\Delta t} = f(u_i^{**}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^{**}}{\partial x_i} \quad (3.151)$$

式(3.151)の発散を取ると、 $p^{**}$ に関するポアソン方程式が得られる（式(3.152)）。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p^{**}}{\partial x_i^2} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u_i^n}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \{f(u_i^{**})\} \quad (3.152)$$

式(3.152)を用いると、 $p^{**}$ を求めることができる。さらに、求めた  $p^{**}$ を用いて、式(3.151)から、 $u_i^{***}$ が得られる。

さらに、以上の手順を繰り返すことも可能であるが、second corrector step までで得られた  $u_i^{***}$ 、 $p^{**}$ を時刻  $n+1$  における風速、圧力とすれば、十分な精度でナビエ・ストークス方程式を解き、時間進行を行うことができる。

## §6 まとめ

本章では、都市気流に関するCFD解析の基礎として、まず、流れ場、温度場を求めるための基礎方程式である連続の式、ナビエ・ストークス方程式、熱輸送方程式を示した。これ

らに、フィルタ平均を施したLESの基礎方程式、レイノルズ平均を施したRANSモデルの基礎方程式をそれぞれ示した。さらに、LESの基礎方程式を解く際に必要となるSGSモデルとして、標準Smagorinskyモデルを導出した。また、RANSモデルの基礎方程式を解く際に必要となる乱流モデルとして、渦粘性モデル（レイノルズストレスの勾配拡散近似）、渦拡散モデル（乱流熱フラックスの勾配拡散近似）を導出した。第5章から第7章では、これらのモデルを用いて都市気流に関するCFD解析を行う。

## 記号表

$x$  : 空間座標の1成分

$x_i$  : 空間座標の3成分( $i=1$  : 主流方向、 $i=2$  : スパン方向、 $i=3$  : 鉛直方向)

$u$  : 風速ベクトルの1成分

$u_i$  : 風速ベクトルの3成分( $i=1$  : 主流方向、 $i=2$  : スパン方向、 $i=3$  : 鉛直方向)

$T$  : 温度

$p$  : 圧力

$\rho$  : 密度

$\nu$  : 動粘性係数

$\alpha$  : 熱拡散係数

$g_i$  : 重力加速度ベクトルの3成分( $i=1$  : 主流方向、 $i=2$  : スパン方向、 $i=3$  : 鉛直方向)

$\beta$  : 体膨張係数

$\delta_{ij}$  : クロネッカーのデルタ関数

## 参考文献

- 3.1) 梶島岳夫: 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂発行, 1999
- 3.2) 村上周三: CFDによる建築・都市の環境設計工学, 東京大学出版会, 2000
- 3.3) 藤井孝蔵: 流体力学の数値計算法, 東京大学出版会, 2000
- 3.4) Versteeg, H. K., Malalasekera, W.: An introduction to computational fluid dynamics, the finite volume method, second edition, Pearson, 2007

## 第4章

# PIVを用いた都市キャニオンにおける 気流構造に関する検討

### §1 はじめに

第1章で述べた通り、近年、チャンネル流れ、平板境界層流れのような単純な流れ場だけでなく、都市キャニオン流れに関する Particle image velocimetry (PIV)測定も行われるようになってきている(文4.1), (文4.2), (文4.3), (文4.4), (文4.5), (文4.6)。これらの研究により、都市キャニオン流れの基礎的な特性については明らかになってきている。しかし、都市キャニオンにおける特徴的な気流構造がレイノルズストレスのモデル化の妥当性に与える影響については十分に検討されていない。

本章では、まず、都市キャニオンに形成される流れ場を対象として PIV 測定を行い、都市キャニオンにおける流れ場の基礎的な性状について検討する。さらに、PIV の測定結果を用いて乱流エネルギー、レイノルズストレスの生産構造について分析する。その結果に基づいて、レイノルズストレスのモデル化の妥当性に関する考察を行う。

## § 2 実験手法

### 2.1 実験対象

本実験は東京大学生産技術研究所の環境無音境界層風洞<sup>文4.7)</sup>を用いて行った。図 4.1、図 4.2 に実験対象を示す。基準風速は 1.4 m/s とした。各辺 90 mm の立方体の建物モデルブロックを  $x_1$  方向に 90 mm 間隔で 10 列、 $x_2$  方向に 45 mm 間隔で 11 列配置し、都市街区モデルを作成した。基準風速、建物モデルブロック高さで定義されるレイノルズ数は 9000 程度となった。本検討では、5 列目、6 列目の建物モデルブロックの間に形成される都市キャニオン流れを測定対象とした。図 4.3 に都市キャニオン形状、データのサンプリング位置を示す。都市キャニオンにおける空間分布を考慮するため、図 4.3 に示す都市キャニオン風上側の UCL\_3、UCL\_2、UCL\_1、都市キャニオン中心の UCC、都市キャニオン風下側の UCW\_1、UCW\_2、UCW\_3 の 7 つのサンプリング位置においてデータを取得した。

都市街区モデルへの接近流を作成するために、都市街区モデルの風上側に各辺 60 mm の立方体の粗度ブロックを  $x_1$  方向に 400 mm、 $x_2$  方向に 400 mm の間隔で千鳥格子状に 22 列配置した。図 4.4 に都市街区モデルへの接近流の鉛直プロファイルを示す。なお、接近流の鉛直プロファイルは熱線風速計 (X 型プローブ<sup>文4.8)</sup>) を用いて測定した。 $x_1$  方向平均風速の鉛直プロファイルはべき指数  $\alpha=1/7$  のべき乗則に概ね一致した。また、 $x_1$  方向平均風速、乱流エネルギーの鉛直プロファイルから、接近流の境界層高さは  $x_3=4H(=360 \text{ mm})$  程度であることが分かる。

第4章 PIVを用いた都市キャニオンにおける気流構造に関する検討

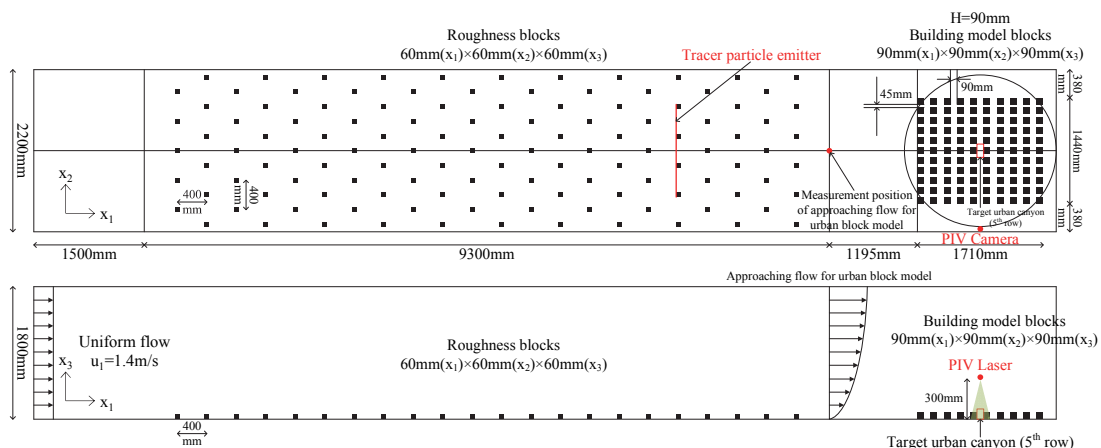


図 4.1 実験対象

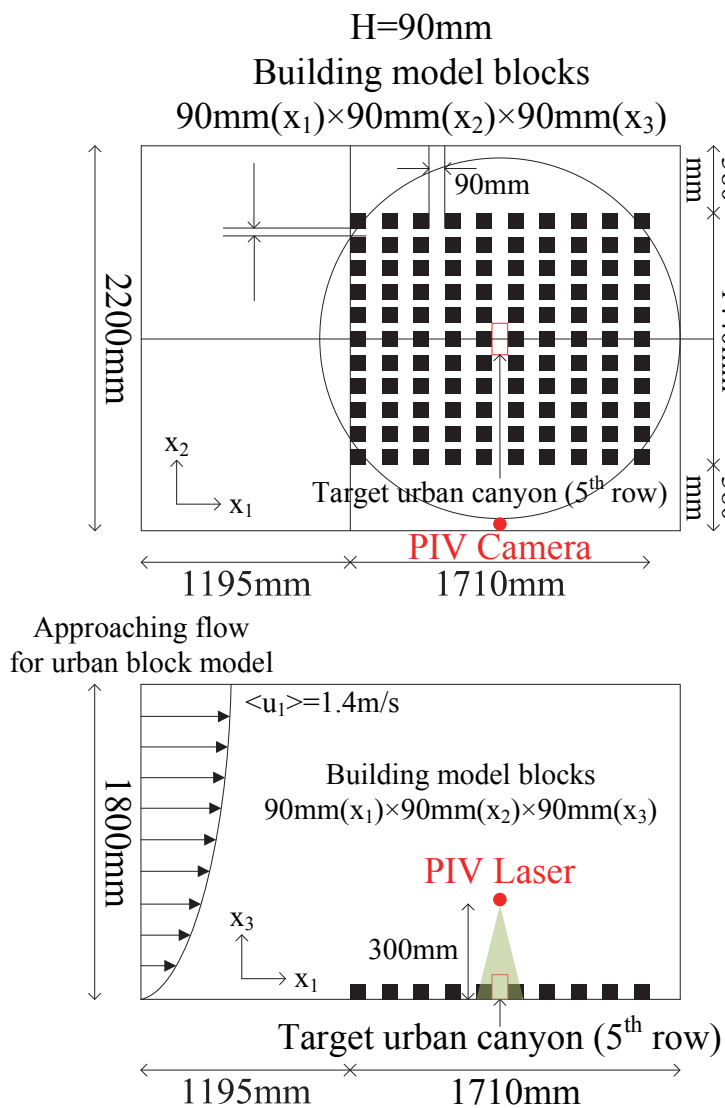


図 4.2 都市街区モデル

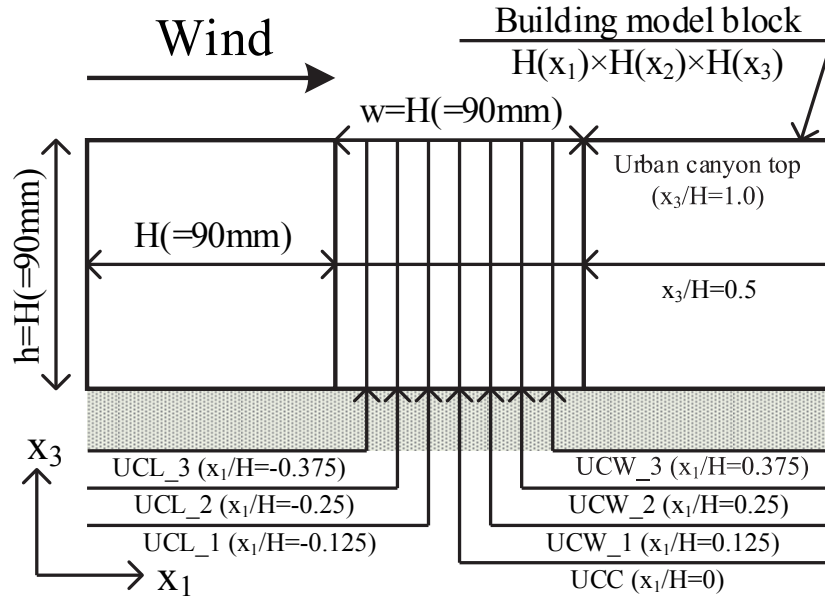


図 4.3 都市キャニオン形状とデータのサンプリング位置

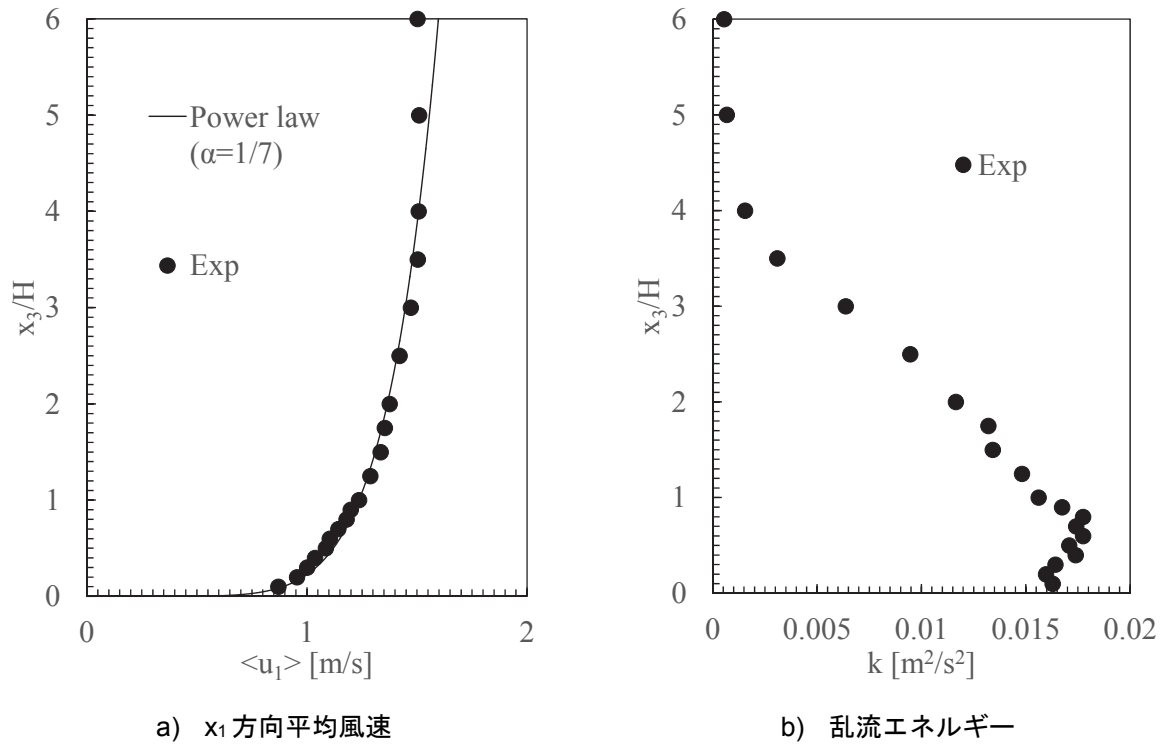


図 4.4 都市街区モデルへの接近流の鉛直プロファイル

### 2.3 実験条件

表 4.1 に実験条件を示す。PIV の画像撮影範囲は  $296 \text{ mm } (x_1) \times 185 \text{ mm } (x_3)$  とした。カメラの画素数は  $1280 (x_1) \times 800 (x_3) \text{ pixel}$  であるため、1 pixel のサイズは  $0.23 \text{ mm } (x_1) \times 0.23 \text{ mm } (x_3)$  となった。カメラのフレームレートは  $1000 \text{ fps}$  とし、1 回あたり 8 秒間の測定を 8 回、合計 64 秒間の測定を行った。連続する 2 時刻の輝度値パターンの相関を求めるための画像解析アルゴリズムには FFT 相互相関法を用いた。また、サブピクセル解析、再帰的相関法を適用した。

PIV 測定においては同じ粒子画像を用いた場合でも、画像解析パラメータの設定により結果が変化する可能性がある。特に、連続する 2 時刻の輝度値パターンの相関を求める際に設定する検査領域サイズは PIV 測定の空間解像度を規定するパラメータの一つであり、乱れの測定結果に大きな影響を与える<sup>文4.9)</sup>。検査領域サイズを小さくするほど空間解像度が上がる一方、誤ベクトルも増加する。第 2 章で述べた通り、本検討で用いる再帰的相関法では、まず大きな検査領域サイズ（初期検査領域サイズ）を用いて粒子の移動範囲を絞り、その後、段階的に検査領域サイズを縮小し、最終的な検査領域サイズ（最終検査領域サイズ）を用いて粒子移動量を求める。これにより誤ベクトルの発生を抑えながら、検査領域サイズを小さくすることが可能となる。初期検査領域サイズを大きくするほど誤ベクトルは減少すると考えられるが、解析負荷が増加するため、初期検査領域サイズはできる限り小さくすることが望ましい。

本検討では、最終検査領域サイズが  $16 (x_1) \times 16 (x_3) \text{ pixel}$ 、 $32 (x_1) \times 32 (x_3) \text{ pixel}$ 、 $64 (x_1) \times 64 (x_3) \text{ pixel}$  の 3 ケースについて検討した。 $16 (x_1) \times 16 (x_3) \text{ pixel}$ 、 $32 (x_1) \times 32 (x_3) \text{ pixel}$ 、 $64 (x_1) \times 64 (x_3) \text{ pixel}$  はそれぞれ建物モデルブロックを 24 分割、12 分割、6 分割するサイズに相当する。それぞれのケースに対して、初期検査領域サイズが最終検査領域サイズの 1、2、4、8、16、32 倍の 6 ケースについて検討した。再帰的相関法における検査領域サイズの縮小は 1 段階ごとに検査領域サイズが 1/2 倍となる設定とした。なお、各ケースの名称は Case A-B の形で記し、A が初期検査領域サイズ、B が最終検査領域サイズを表す。



表 4.1 実験条件

画像撮影範囲	296 mm ( $x_1$ ) × 185 mm ( $x_3$ )
画素数	1280 ( $x_1$ ) × 800 ( $x_3$ ) pixel
1 pixel のサイズ	0.23 mm ( $x_1$ ) × 0.23 mm ( $x_3$ )
フレームレート	1000 fps
測定時間	64 秒 (8 秒×8 回)
画像解析アルゴリズム	FFT 相互相関法 (サブピクセル解析、再帰的相関法を適用)
最終検査領域サイズ	16 ( $x_1$ ) × 16 ( $x_3$ ) pixel (= 3.68 mm ( $x_1$ ) × 3.68 mm ( $x_3$ )) 32 ( $x_1$ ) × 32 ( $x_3$ ) pixel (= 7.36 mm ( $x_1$ ) × 7.36 mm ( $x_3$ )) 64 ( $x_1$ ) × 64 ( $x_3$ ) pixel (= 14.72 mm ( $x_1$ ) × 14.72 mm ( $x_3$ ))
初期検査領域サイズ	最終検査領域サイズが 16 ( $x_1$ ) × 16 ( $x_3$ ) pixel の場合 : 16 ( $x_1$ ) × 16 ( $x_3$ ) pixel (Case 16-16) 32 ( $x_1$ ) × 32 ( $x_3$ ) pixel (Case 32-16) 64 ( $x_1$ ) × 64 ( $x_3$ ) pixel (Case 64-16) 128 ( $x_1$ ) × 128 ( $x_3$ ) pixel (Case 128-16) 256 ( $x_1$ ) × 256 ( $x_3$ ) pixel (Case 256-16) 512 ( $x_1$ ) × 512 ( $x_3$ ) pixel (Case 512-16) 最終検査領域サイズが 32 ( $x_1$ ) × 32 ( $x_3$ ) pixel の場合 : 32 ( $x_1$ ) × 32 ( $x_3$ ) pixel (Case 32-32) 64 ( $x_1$ ) × 64 ( $x_3$ ) pixel (Case 64-32) 128 ( $x_1$ ) × 128 ( $x_3$ ) pixel (Case 128-32) 256 ( $x_1$ ) × 256 ( $x_3$ ) pixel (Case 256-32) 512 ( $x_1$ ) × 512 ( $x_3$ ) pixel (Case 512-32) 1024 ( $x_1$ ) × 1024 ( $x_3$ ) pixel (Case 1024-32) 最終検査領域サイズが 64 ( $x_1$ ) × 64 ( $x_3$ ) pixel の場合 : 64 ( $x_1$ ) × 64 ( $x_3$ ) pixel (Case 64-64) 128 ( $x_1$ ) × 128 ( $x_3$ ) pixel (Case 128-64) 256 ( $x_1$ ) × 256 ( $x_3$ ) pixel (Case 256-64) 512 ( $x_1$ ) × 512 ( $x_3$ ) pixel (Case 512-64) 1024 ( $x_1$ ) × 1024 ( $x_3$ ) pixel (Case 1024-64) 2048 ( $x_1$ ) × 2048 ( $x_3$ ) pixel (Case 2048-64)

### § 3 実験結果

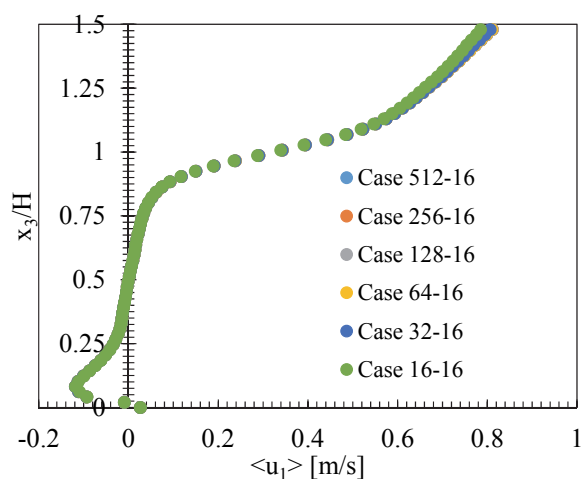
#### 3.1 画像解析パラメータが PIV 測定結果に与える影響

まず、初期検査領域サイズが PIV 測定結果に与える影響について検討する。図 4.5 から図 4.8 に各 Case の都市キャニオン中心における平均風速、乱流統計量の鉛直プロファイルをそれぞれ示す。いずれの最終検査領域サイズにおいても初期検査領域サイズを 128 pixel 以上とすれば、結果は変化しなくなった。以下、初期検査領域サイズが 128 pixel の Case を検討対象とする。

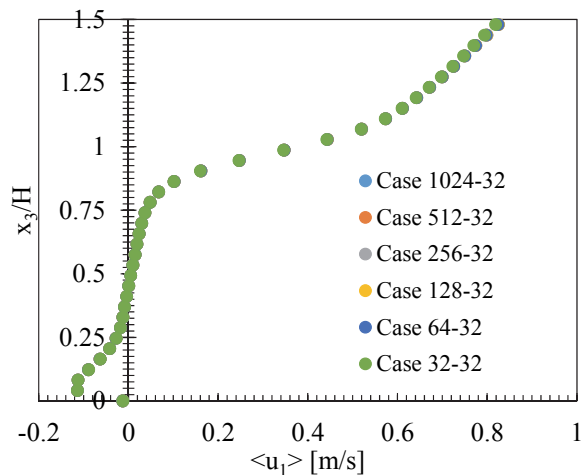
最終検査領域サイズが PIV 測定結果に与える影響について検討する。図 4.9 に各最終検査領域サイズの都市キャニオン中心における平均風速、乱流統計量の鉛直プロファイルを示す。また、参考として  $x_1$  方向平均風速、 $x_1$  方向風速変動 rms 値については熱線風速計（スプリットファイバークローブ(SFP)<sup>文 4.8)</sup> の測定結果も合わせて示す。 $x_1$  方向平均風速については地表面付近を除き、最終検査領域サイズによる相違はほとんど見られなかった。また、いずれの Case においても PIV と熱線風速計の測定結果が良く一致した。一方、乱流統計量については各 Case の結果が異なった。最終検査領域サイズを小さくするほど、全体的に風速変動 rms 値、レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の絶対値が大きくなり、 $x_1$  方向風速変動 rms 値については PIV の測定結果が熱線風速計の測定結果に近づいた。特に、各 Case の都市キャニオン上端における乱れのピーク値に大きな相違が見られた。これは最終検査領域サイズを小さくするほど空間解像度が上がり、より細かい乱れを解像できたためであると考えられる。

図 4.10 に各最終検査領域サイズの都市キャニオン中心 ( $x_3=0.25H, 1.0H, 1.25H$ ) における  $x_1$  方向風速、0.001 秒あたりの  $x_1$  方向粒子移動量の頻度分布を示す。また、参考として  $x_1$  方向風速の頻度分布については熱線風速計 (SFP) の測定結果も合わせて示す。いずれの位置においても Case 128-16、Case 128-32 の頻度分布はほとんど同じ形状となった。一方、Case 128-16、Case 128-32 と Case 128-64 では、 $x_3=0.25H, 1.0H$  における頻度分布の形状が異なった。特に、 $x_3=1.0H$  においては、Case 128-64 は Case 128-16、Case 128-32 と比較して高風速の発生頻度を過小評価した。また、いずれの Case においても、 $x_3=1.0H, 1.25H$  では  $x_1$  方向粒子移動量が整数となる領域において頻度分布のピークが見られた。これはサブピクセル解析を用いた PIV 測定に特有のピークロッキングと呼ばれる現象である<sup>文 4.9)</sup>。最終検査領域サイズが大きい Case 128-64 では、ピークロッキングの影響が軽減される部分も見られたが、その効果はそれほど大きくなかった。

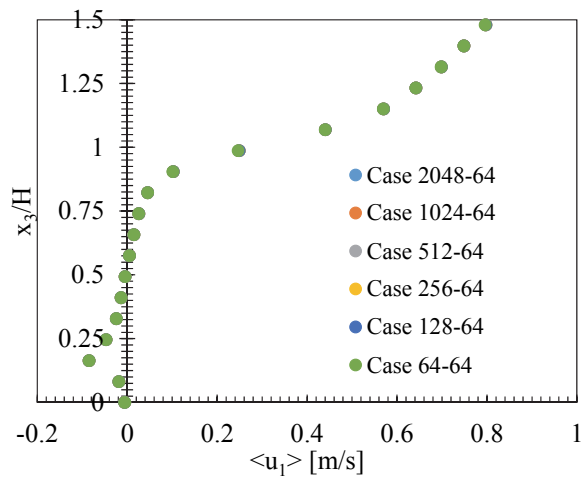
以下、本検討では、初期検査領域サイズを 128 pixel、最終検査領域サイズを 16 pixel とした Case 128-16 の結果を用いて都市キャニオンにおける気流構造に関する考察を行う。



a) 最終検査領域サイズが 16 pixel の Case

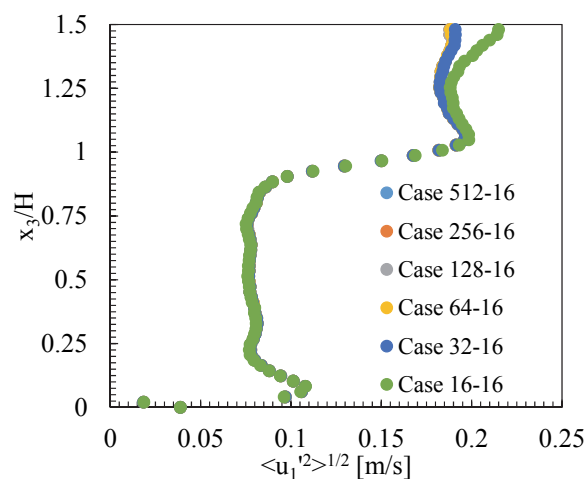


b) 最終検査領域サイズが 32 pixel の Case

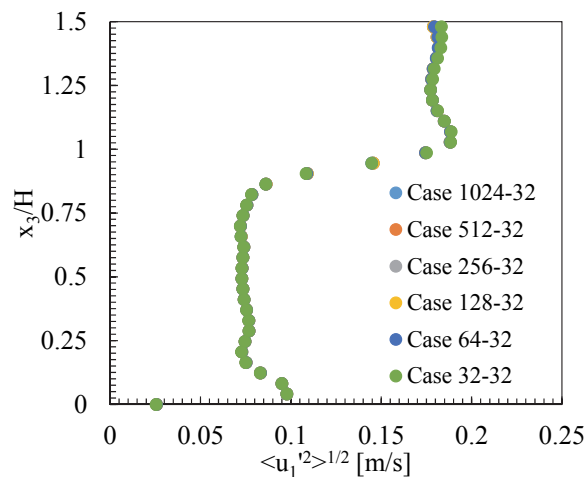


c) 最終検査領域サイズが 64 pixel の Case

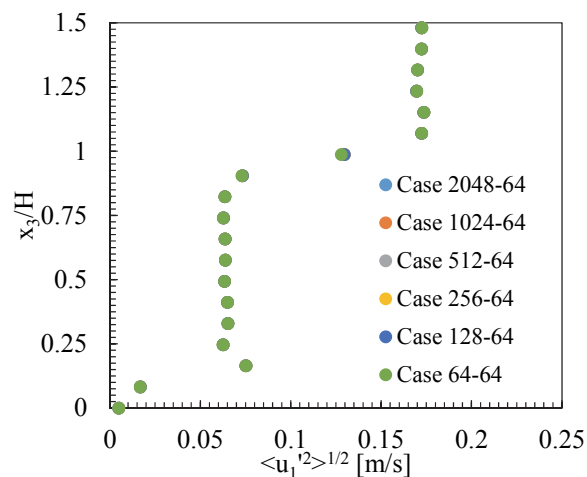
図 4.5 初期検査領域サイズが都市キャニオン中心における  $x_1$  方向平均風速の鉛直プロファイルに与える影響



a) 最終検査領域サイズが 16 pixel の Case

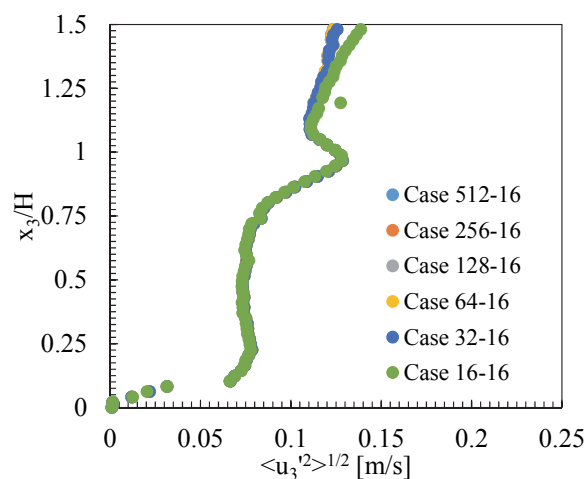


b) 最終検査領域サイズが 32 pixel の Case

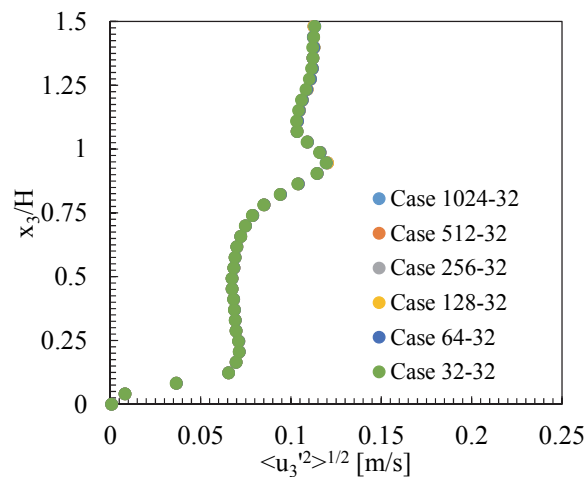


c) 最終検査領域サイズが 64 pixel の Case

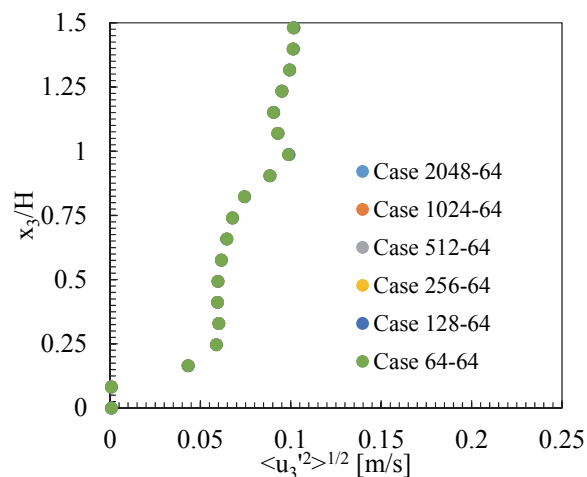
図 4.6 初期検査領域サイズが都市キャニオン中心における  $x_1$  方向風速変動 rms 値の鉛直プロファイルに与える影響



a) 最終検査領域サイズが 16 pixel の Case

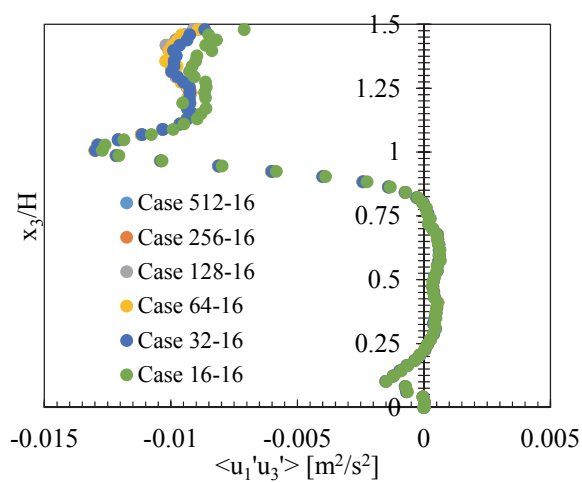


b) 最終検査領域サイズが 32 pixel の Case

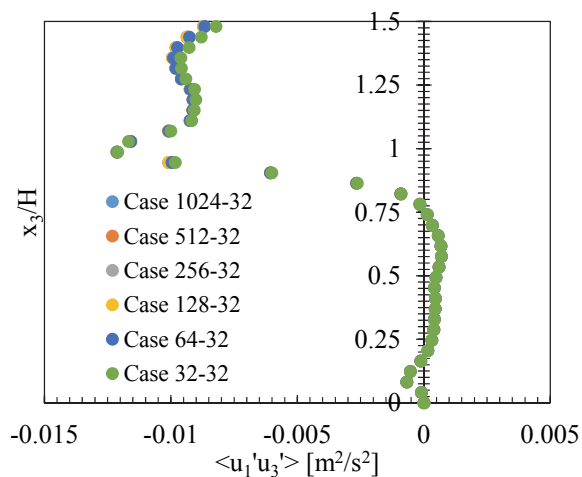


c) 最終検査領域サイズが 64 pixel の Case

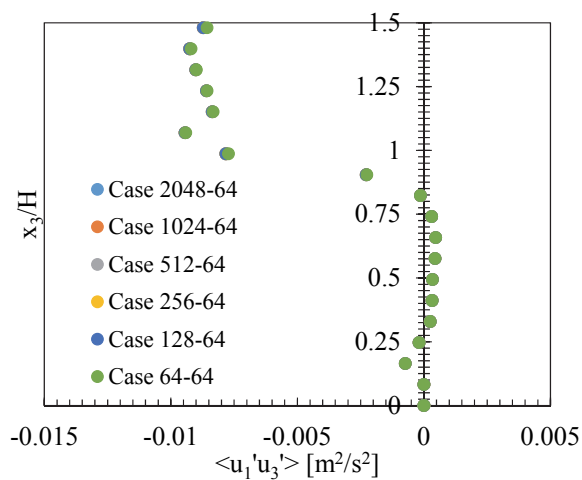
図 4.7 初期検査領域サイズが都市キャニオン中心における  $x_3$  方向風速変動 rms 値の鉛直プロファイルに与える影響



a) 最終検査領域サイズが 16 pixel の Case

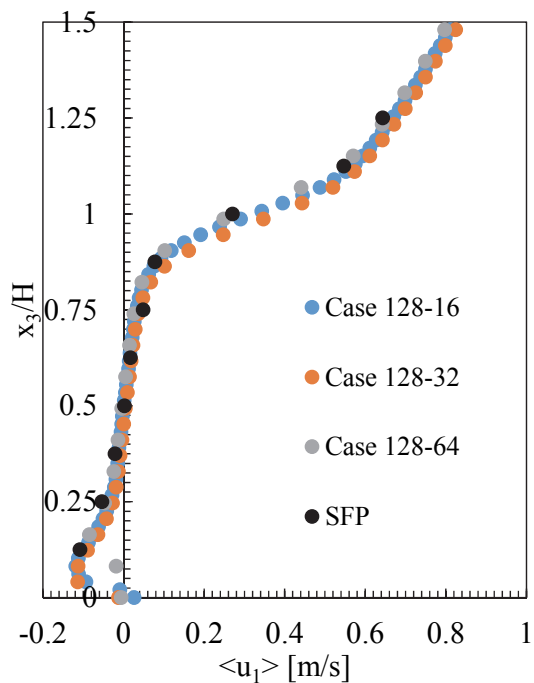


b) 最終検査領域サイズが 32 pixel の Case

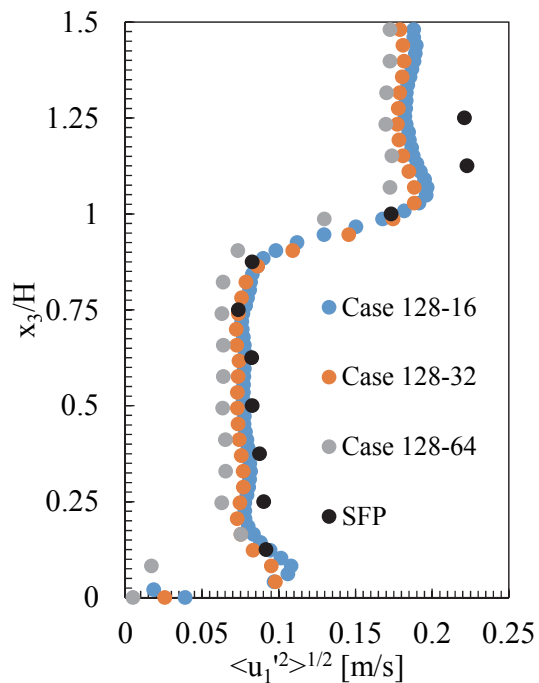


c) 最終検査領域サイズが 64 pixel の Case

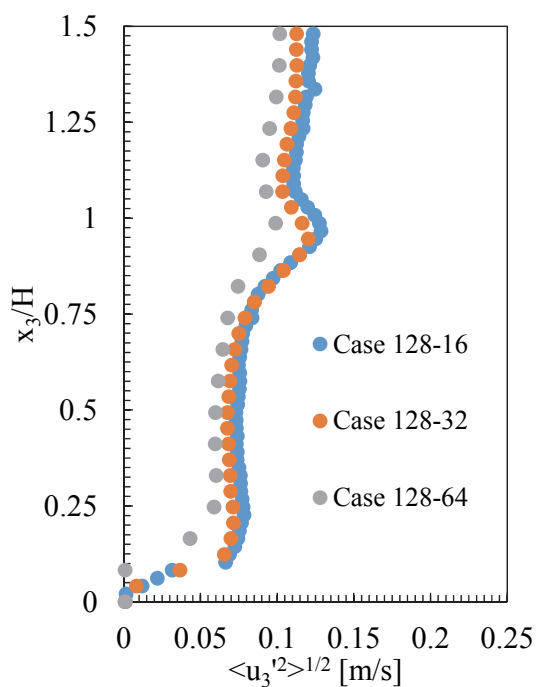
図 4.8 初期検査領域サイズが都市キャニオン中心におけるレイノルズストレス $\langle u_1'u_3' \rangle$ の鉛直プロファイルに与える影響



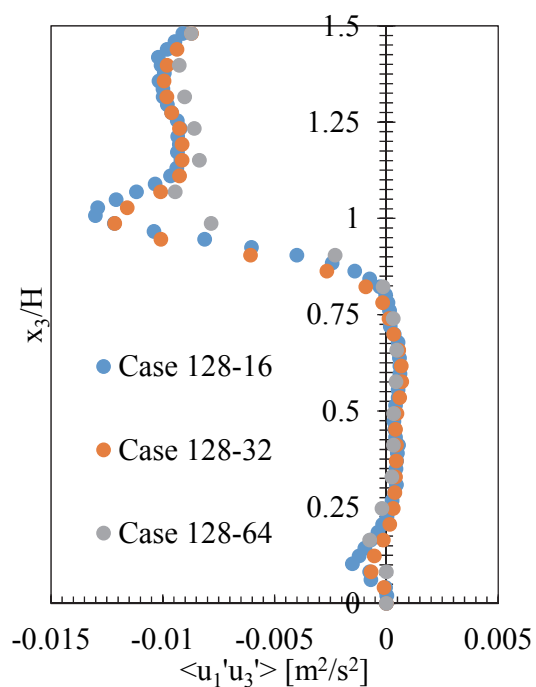
a)  $x_1$  方向平均風速



b)  $x_1$  方向風速変動 rms 値



c)  $x_3$  方向風速変動 rms 値



d) レイノルズストレス  $\langle u_1' u_3' \rangle$

図 4.9 都市キャニオン中心における平均風速・乱流統計量の鉛直プロファイル

第4章 PIVを用いた都市キャニオンにおける気流構造に関する検討

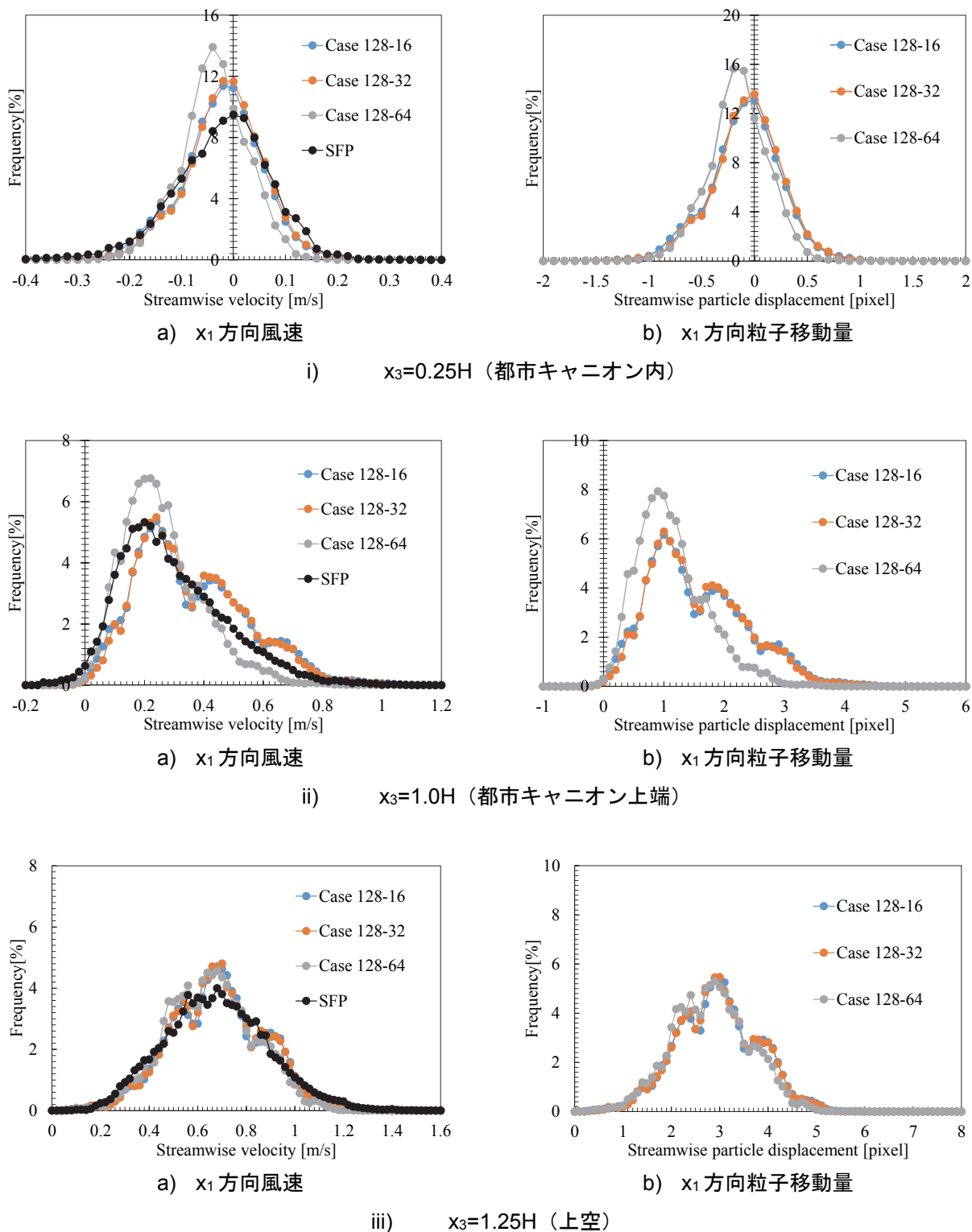


図 4.10 都市キャニオン中心における  $x_1$  方向風速・ $x_1$  方向粒子移動量の頻度分布



### 3.2 流れ場の性状

PIV の測定結果を用いて都市キャニオンにおける流れ場の性状について検討する。図 4.11 に都市キャニオンにおける平均風速、乱流統計量の空間分布を示す。また、図 4.12 に各サンプリング位置における平均風速、乱流統計量の鉛直プロファイルを示す。

都市キャニオン内においては循環渦が形成され、その中心は都市キャニオン風下側の下方に位置した。また、都市キャニオン内の風下側に行くに従って、風速変動 rms 値、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  の絶対値が大きくなった。都市キャニオン上端においては  $x_1$  方向平均風速の  $x_3$  方向勾配による乱れの生産が大きくなるため、風速変動 rms 値、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  の絶対値も大きくなった。都市キャニオン上端における大きな乱れにより上空から都市キャニオン内に運動量が供給されている。また、上空、都市キャニオン上端においては  $x_1$  方向風速変動 rms 値が  $x_3$  方向風速変動 rms 値の 2 倍程度の大きさとなったが、都市キャニオン内においては、これらは同程度の大きさとなった。

都市キャニオンに発生する非定常現象について分析するため、四象限解析<sup>文 4.10)</sup>を行う。四象限解析では、 $x_1$  方向風速変動  $u_1'$ 、 $x_3$  方向風速変動  $u_3'$  の符号の組み合わせにより、瞬時流れ場を 4 種類の現象に分類する。 $u_1' < 0$ 、 $u_3' > 0$  となり低速流体が上方に流出する現象を Ejection、 $u_1' > 0$ 、 $u_3' < 0$  となり高速流体が下方に流入する現象を Sweep と呼ぶ。また、 $u_1' > 0$ 、 $u_3' > 0$  となる現象を Outward interaction、 $u_1' < 0$ 、 $u_3' < 0$  となる現象を Inward interaction と呼ぶ。特に、Ejection、Sweep は上空から都市キャニオン内に運動量を輸送、供給するため、都市キャニオンにおける気流構造について考察する際に重要となる現象である。

図 4.13 に都市キャニオン中心の  $x_3=1.0H$  (都市キャニオン上端) における四象限解析の結果を示す。都市キャニオン上端においては、Ejection の発生頻度が Sweep の発生頻度の 1.2 倍の大きさとなった。一方、運動量輸送への寄与については、Sweep が Ejection の 1.7 倍の大きさとなった。つまり、Sweep の方が Ejection より発生頻度 1 回あたりの運動量輸送量が大きいことが分かる。

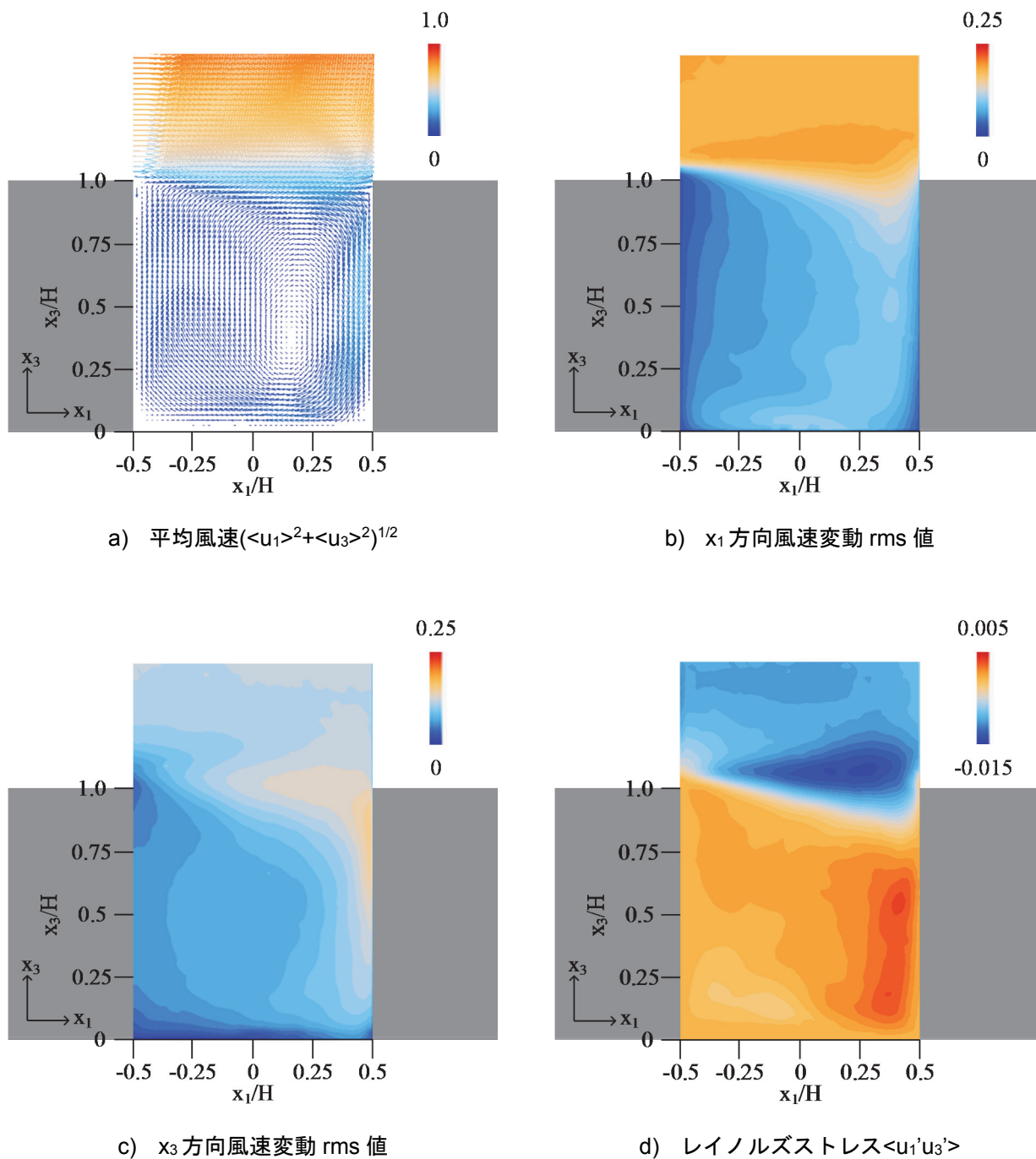


図 4.11 都市キャニオンにおける平均風速・乱流統計量の空間分布

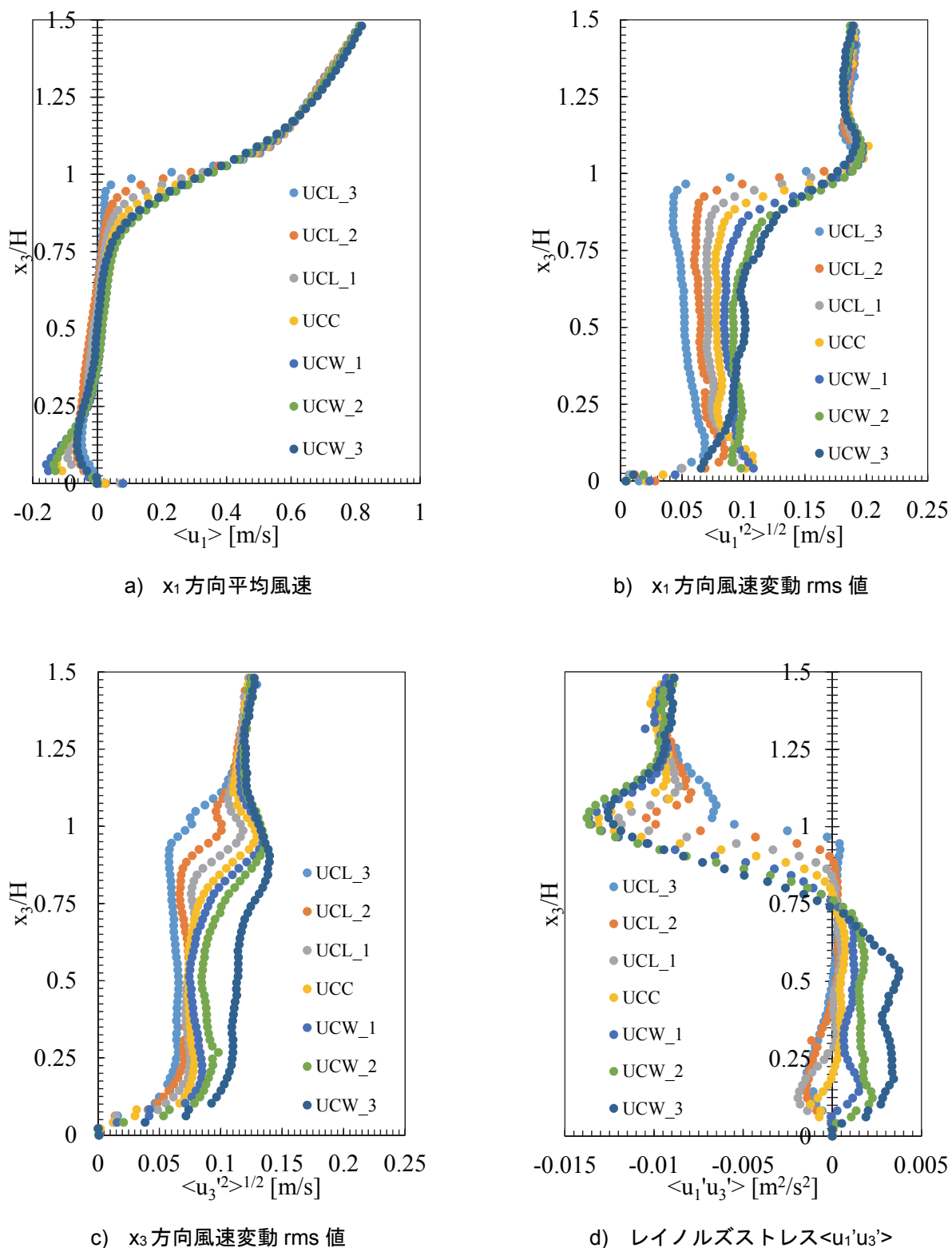
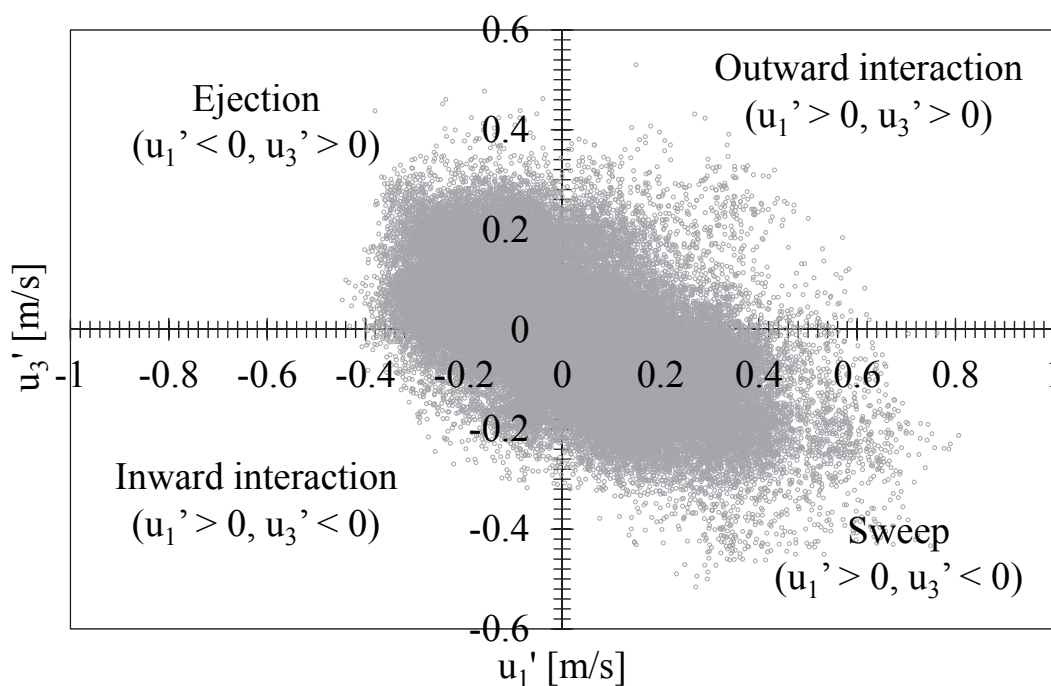
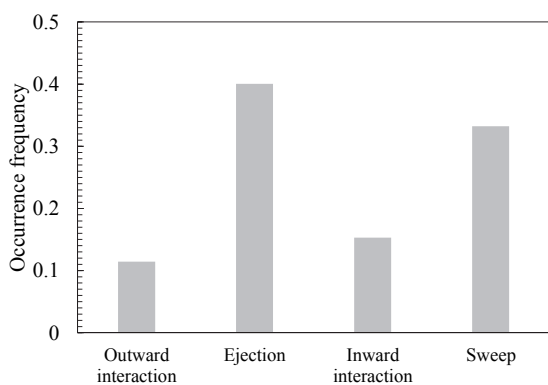


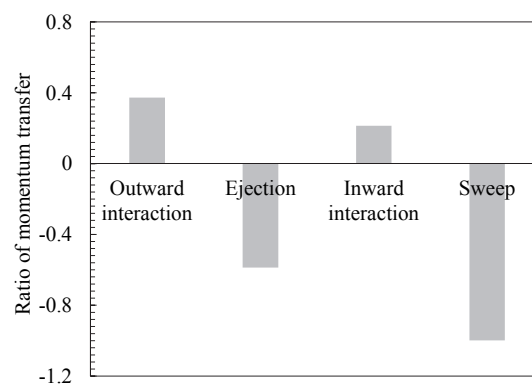
図 4.12 都市キャニオンにおける平均風速・乱流統計量の鉛直プロファイル



a) Scatter plot



b) 各現象の発生頻度



c) 各現象の運動量輸送への寄与

図 4.13 都市キャニオン中心、建物高さの点における四象限解析

### 3.3 乱流エネルギー・レイノルズストレスの生産構造

図4.14、図4.15に都市キャニオンにおける乱流エネルギー、 $x_1$ 方向ノルマルストレス $\langle u_1'^2 \rangle$ 、 $x_3$ 方向ノルマルストレス $\langle u_3'^2 \rangle$ 、レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の生産項の鉛直プロファイルを示す。乱流エネルギーの生産項  $P_k$  は式(4.1)、 $\langle u_1'^2 \rangle$ の生産項  $P_{11}$  は式(4.2)、 $\langle u_3'^2 \rangle$ の生産項  $P_{33}$  は式(4.3)、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の生産項  $P_{13}$  は式(4.4)で表される。なお、本検討では、 $x_2$ 方向平均風速、平均風速の  $x_2$ 方向勾配は小さいと考えられるため、その影響は無視した。

$$P_k = -\langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \cong -\langle u_1'^2 \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_1} - \langle u_1' u_3' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_3} - \langle u_3' u_1' \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_1} - \langle u_3'^2 \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_3} \quad (4.1)$$

$$P_{11} = -2\langle u_1' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_k} \cong -2\langle u_1'^2 \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_1} - 2\langle u_1' u_3' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_3} \quad (4.2)$$

$$P_{33} = -2\langle u_3' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_k} \cong -2\langle u_3' u_1' \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_1} - 2\langle u_3'^2 \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_3} \quad (4.3)$$

$$P_{13} = -\langle u_1' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_k} - \langle u_3' u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_k} \\ \cong -\langle u_1'^2 \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_1} - \langle u_1' u_3' \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_3} - \langle u_3' u_1' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_1} - \langle u_3'^2 \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_3} \quad (4.4)$$

都市キャニオン上端においては  $P_k$ 、 $P_{13}$  の絶対値が最大となり、上空と都市キャニオン内の間の平均風速勾配により乱れが生産されていることが分かる。都市キャニオン上端におけるノルマルストレスの生産項の中では  $P_{33}$  より  $P_{11}$  の方が大きく、 $P_k$  の大部分は  $P_{11}$  による寄与であった。これは、都市キャニオン上端においては  $x_1$  方向平均風速の  $x_3$  方向勾配が大きくなるためである。しかし、本章の 3.2 で示した通り、都市キャニオン上端においては、 $x_3$  方向風速変動 rms 値が  $x_1$  方向風速変動 rms 値の半分程度の大きさとなった。これは、まず  $P_{11}$  により  $x_1$  方向の風速変動にエネルギーが注入され、それが圧力歪相関項の効果により  $x_3$  方向の風速変動エネルギーに再分配されたためであると考えられる。

都市キャニオン内の風上側から中心 (UCL\_2、UCL\_1、UCC)、風下側 (UCW\_2、UCW\_3) の都市キャニオン上端、地表面付近においては、 $P_k$  が負となる領域が存在した。 $P_k$  は乱流エネルギーの輸送方程式、平均運動エネルギーの輸送方程式の両方に互いに異なる符号で現れる。つまり、 $P_k$  は運動エネルギーの平均成分と乱れ成分の間の変換を表す。通常、 $P_k$  は正となり運動エネルギーは平均成分から乱れ成分に変換されるが、 $P_k$  が負となる場合は運動エネルギーが乱れ成分から平均成分に変換されることを意味する。また、乱流エネルギーの散逸項- $\epsilon$  は必ず負となるため、 $P_k$  が負となる領域においては乱流エネルギーの移流項  $C_k$  または拡散項  $D_k$  が正となる。したがって、都市キャニオン内の風上側から中心、風下側の都市キャニオン上端、地表面付近においては、負の  $P_k$  が乱流エネルギーを平均運動エネルギーに変換し、正の  $C_k$  または  $D_k$  が他の場所から乱流エネルギーを輸送、供給していると考えられる。

レイノルズストレスのモデル化の観点から考察する。式(4.1)の $\langle u_i' u_j' \rangle$ を勾配拡散近似す

ると式(4.5)となる。さらに、 $S_{ij}=(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)/2$  を用いると  $P_k$  は式(4.6)となる。 $\langle S_{ij} \rangle^2$  は必ず正となるため、 $P_k$  が負となる時は渦動粘性係数  $\nu_t$  も負となる。負の  $\nu_t$  は逆勾配拡散現象が発生していることを意味する。通常、 $\nu_t$  は正となり運動量が大きい領域から小さい領域に乱流運動量輸送が行われるが、逆勾配拡散現象が発生している領域においては、逆に運動量が小さい領域から大きい領域に乱流運動量輸送が行われる。第3章で述べた渦粘性モデル（レイノルズストレスの勾配拡散近似）においては、 $\nu_t$  は正となるため、逆勾配拡散現象は再現できない。したがって、逆勾配拡散現象が発生する都市キャニオン風上側、中心、風下側の都市キャニオン上端、地表面付近においては、渦粘性モデルの精度は低下すると考えられる。

$$P_k = -\langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\nu_t \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \quad (4.5)$$

$$P_k = 2\nu_t \langle S_{ij} \rangle^2 \quad (4.6)$$

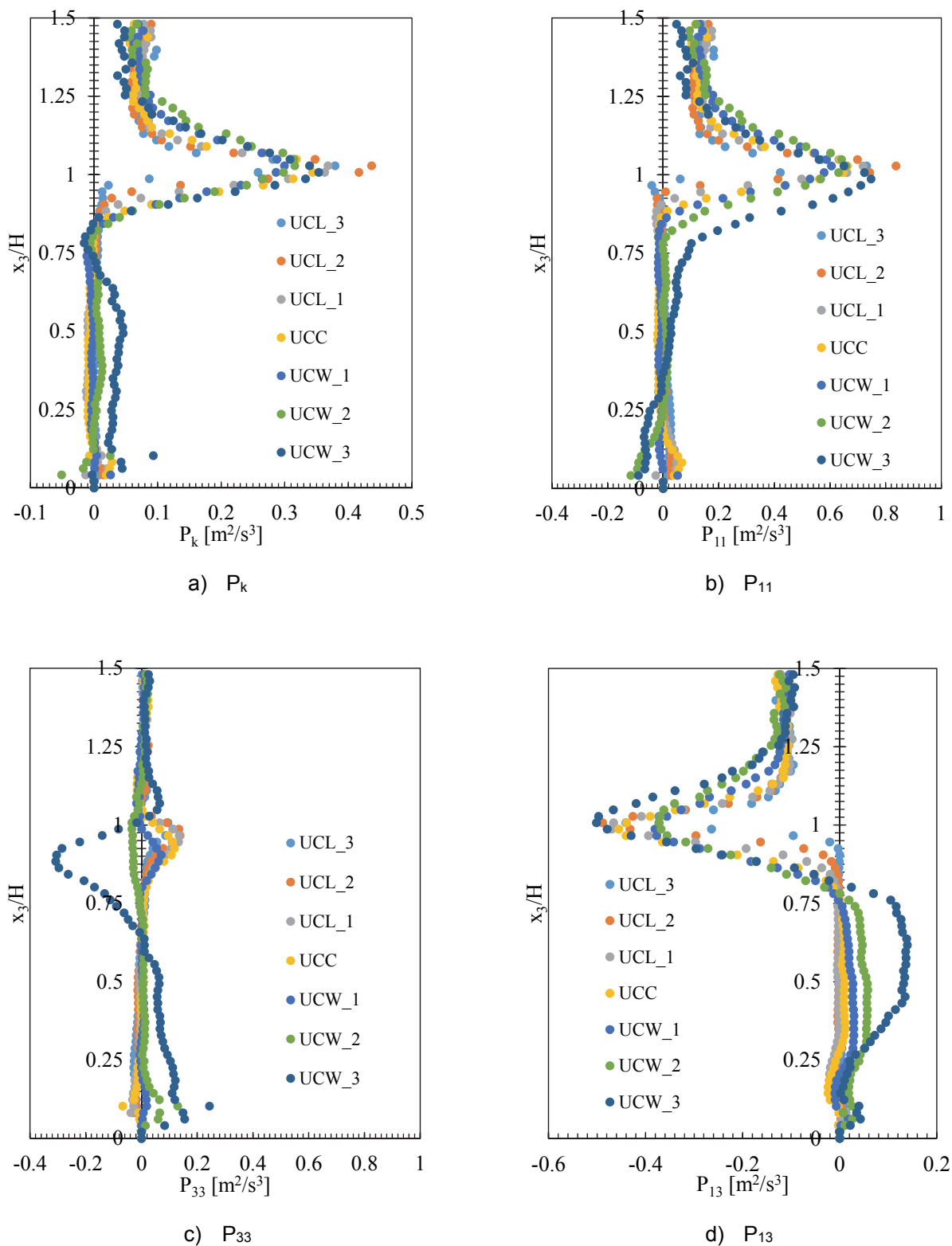


図 4.14 都市キャニオンにおける乱流エネルギー・レイノルズストレスの生産項の鉛直プロファイル

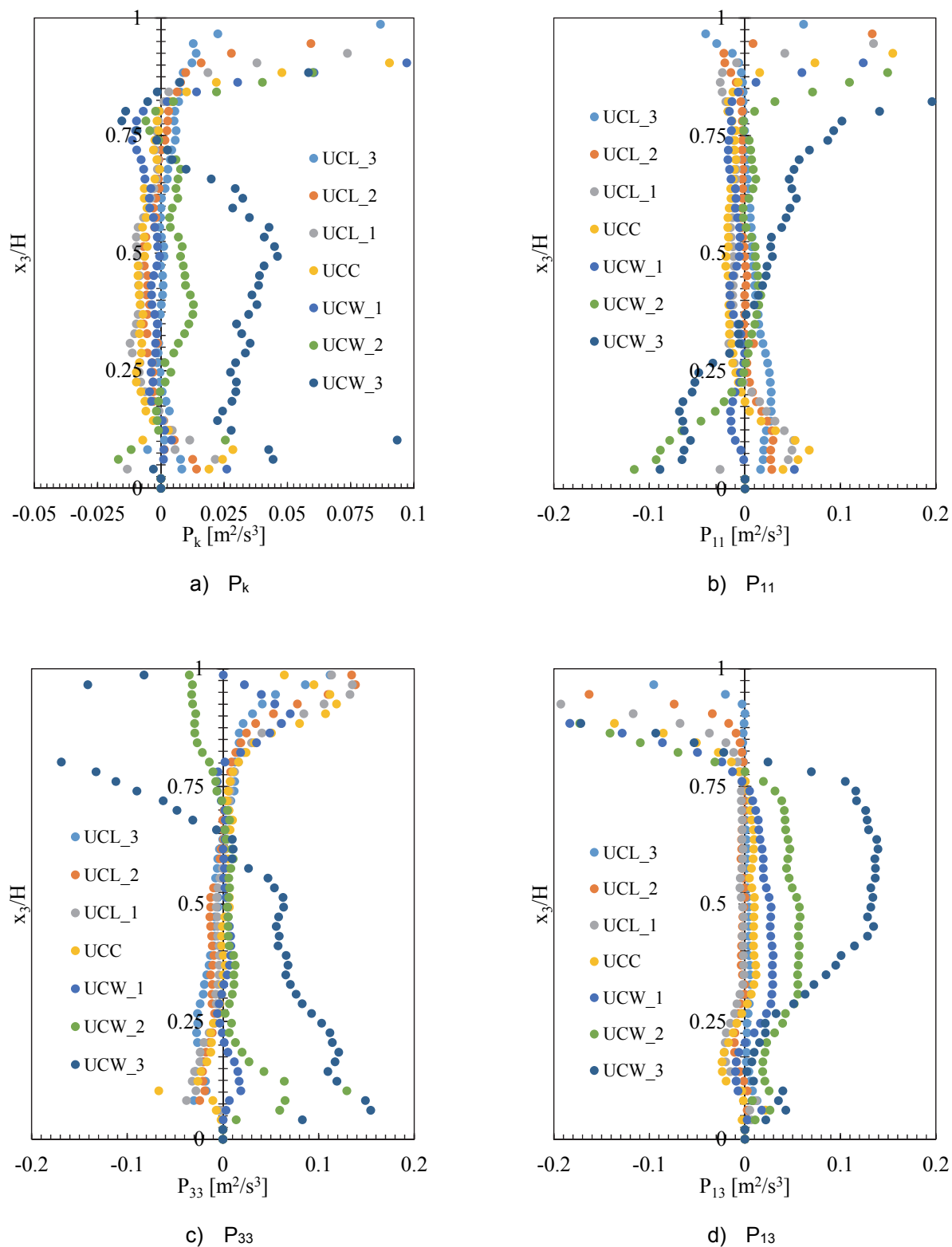


図 4.15 都市キャニオンにおける乱流エネルギー・レイノルズストレスの生産項の鉛直プロファイル (都市キャニオン内のみ拡大して表示)



## §4 まとめ

本章では、都市キャニオンに形成される流れ場を対象として PIV 測定を行った。まず、PIV の画像解析パラメータが測定結果に与える影響について検討した。さらに、PIV の測定結果を用いて、都市キャニオンにおける流れ場の基礎的な性状、乱流エネルギー、レイノルズストレスの生産構造について分析した。また、乱れの生産構造に基づいて、都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化の妥当性について考察した。以下、本章で得られた知見をまとめる。

### ① 画像解析パラメータが PIV 測定結果に与える影響

初期検査領域サイズを 128 pixel 以上とすれば、平均風速、乱流統計量は変化しなかった。最終検査領域サイズは、 $x_1$  方向平均風速にはほとんど影響を与えなかった。一方、最終検査領域サイズを小さくするほど乱流統計量は大きくなり、熱線風速計の測定結果に近づいた。また、風速頻度分布については、最終検査領域サイズを 32 pixel 以下とすれば、結果はほとんど変化しなかった。

### ② 流れ場の性状

都市キャニオン内においては循環渦が形成され、その中心は都市キャニオン風下側の下方に位置した。また、都市キャニオン内の風下側に行くに従って、風速変動 rms 値、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  の絶対値が大きくなった。都市キャニオン上端においては  $x_1$  方向平均風速の  $x_3$  方向勾配による乱れの生産が大きくなるため、風速変動 rms 値、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  の絶対値も大きくなった。

都市キャニオン上端においては、Ejection の発生頻度は Sweep の発生頻度の 1.2 倍の大きさとなった。一方、運動量輸送への寄与については、Sweep が Ejection の 1.7 倍の大きさとなった。Ejection 発生時には、低速流体が都市キャニオンから流出し、都市キャニオンに大規模な上昇流が発生した。一方、Sweep 発生時には、高速流体が都市キャニオンに流入し、風下側建物壁面に沿う強い下降流が発生した。

### ③ 乱流エネルギー・レイノルズストレスの生産構造

都市キャニオン上端においては  $P_k$ 、 $P_{13}$  の絶対値が最大となり、上空と都市キャニオン内の間の平均風速勾配により乱れが生産された。都市キャニオン上端におけるノルマルストレスの生産項の中では  $P_{33}$  より  $P_{11}$  の方が大きく、 $P_k$  の大部分は  $P_{11}$  による寄与であった。また、都市キャニオン内の風上側から中心 (UCL\_2、UCL\_1、UCC)、風下側 (UCW\_2、UCW\_3) の都市キャニオン上端、地表面付近においては、 $P_k$  が負となる領域が存在した。

### ④ レイノルズストレスのモデル化の妥当性に関する考察

$P_k$ が負となる時は渦動粘性係数 $\nu_t$ も負となる。負の $\nu_t$ は逆勾配拡散現象が発生していることを意味する。渦粘性モデル（レイノルズストレスの勾配拡散近似）においては、 $\nu_t$ は正となるため、逆勾配拡散現象は再現できない。したがって、 $P_k$ が負となる都市キャニオン風上側、中心、風下側の都市キャニオン上端、地表面付近においては、渦粘性モデルの精度は低下すると考えられる。

## 記号表

$f$  : 変数  $f$  の瞬時値

$\langle f \rangle$  : 変数  $f$  の時間平均値

$f'$  : 変数  $f$  の時間変動値

$x_i$  : 空間座標の3成分( $i=1$ :主流方向、 $i=2$ :スパン方向、 $i=3$ :鉛直方向)

$u_i$  : 風速ベクトルの3成分( $i=1$ :主流方向、 $i=2$ :スパン方向、 $i=3$ :鉛直方向)

$k$  : 乱流エネルギー

$\varepsilon$  : 散逸率

$\nu_t$  : 渦動粘性係数

$P_k$  : 乱流エネルギーの生産項

$C_k$  : 乱流エネルギーの移流項

$D_k$  : 乱流エネルギーの拡散項

$P_{11}$  :  $x_1$  方向ノルマルストレス $\langle u_1'^2 \rangle$ の生産項

$P_{33}$  :  $x_3$  方向ノルマルストレス $\langle u_3'^2 \rangle$ の生産項

$P_{13}$  : レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の生産項

## 参考文献

- 4.1)Simoens, S., Ayrault, M., Wallace, J. M.: The flow across a street canyon of variable width Part 1: Kinematic description, *Atmospheric Environment*, Vol.41, pp.9002-9017, 2007
- 4.2)Simoens, S., Wallace, J. M.: The flow across a street canyon of variable width Part 2: Scalar dispersion from a street level line source, *Atmospheric Environment*, Vol.42, pp.2489-2503, 2008
- 4.3)Takimoto, H., Sato, A., Barlow, J. F., Moriwaki, R., Inagaki, A., Onomura, S., Kanda, M.: Particle image velocimetry measurements of turbulent flow within outdoor and indoor urban scale models and flushing motions in urban canopy layers, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.140, pp.295-314, 2011
- 4.4)Takimoto, H., Inagaki, A., Kanda, M., Sato, A., Michioka, T.: Length-scale similarity of turbulent organized structures over surfaces with different roughness types, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.147, pp.217-236, 2013
- 4.5)Allegrini, J., Dorer, V., Carmeliet, J.: Wind tunnel measurements of buoyant flows in street canyons, *Building and Environment*, Vol.59, pp.315-326, 2013
- 4.6)佐藤幹, 萩島理, 池谷直樹, 谷本潤: 庇を有する2次元ストリートキャニオン周囲の気流場に関する風洞実験, *日本建築学会環境系論文集*, 第723号, pp.467-476, 2016
- 4.7)高橋岳生, 村上周三, 加藤信介, 白石靖幸, 李顛旺: 風洞実験によるポーラス型建物の換気特性の解明(その1) 東京大学生産技術研究所環境無音境界層風洞の基本特性, *日本建築学会関東支部研究報告集*, 第71号, pp.465-468, 2000
- 4.8)笠木伸英, 木村龍治, 西岡通男, 日野幹雄, 保原充: *流体実験ハンドブック*, 朝倉書店, 1997
- 4.9)可視化情報学会: *PIVハンドブック*, 森北出版, 2002
- 4.10)Raupach, M. R.: Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.108, pp.363-382, 1981

## 第5章

# LES を用いた都市キャニオンにおける レイノルズストレスのモデル化に関する検討

## § 1 はじめに

第 4 章では、Particle image velocimetry (PIV)を用いて、都市キャニオン流れの基礎的な特性について検討した。また、PIV の測定結果を用いて、都市キャニオンにおける乱れの生産構造、レイノルズストレスのモデル化の妥当性について考察した。しかし、PIV では、3次元風速、圧力の空間分布を取得することは困難である。そこで、第 5 章から第 7 章では、全ての解析格子における物理量の時系列データを取得することができる Large-eddy simulation (LES)を用いて、より詳細な気流データベースを作成する。LES の解析結果を用いて、都市キャニオンにおける気流構造、レイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の妥当性について検討し、Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS)モデルの高精度化に資する知見を得ることを目標とする。

本章では、まず、高密度市街地を模擬した都市街区モデルに形成される流れ場を対象として、LES、RANS モデルを用いた Computational fluid dynamics (CFD)解析を行い、その結果を既往の風洞実験と比較する。さらに、LES により得られた詳細な乱流統計量の空間分布を用いて、RANS モデルにおけるレイノルズストレスのモデル化の妥当性について検討する。なお、本章では RANS モデルの乱流モデルは最も代表的な標準  $k-\varepsilon$  モデル( $k-\varepsilon$  モデル)とする。

## §2 解析手法

### 2.1 解析対象

図 5.1、図 5.2 にそれぞれ LES、 $k-\epsilon$  モデルの解析領域を示す。本検討では、上原ら<sup>文 5.1), 文 5.2)</sup>の風洞実験を参照し、高密度市街地を模擬した都市街区モデルを解析対象とした。各辺の寸法が  $H(x_1) \times H(x_2) \times H(x_3)$  ( $H=100\text{mm}$ ) の立方体の建物モデルブロックを  $x_1$  方向に  $H$ 、 $x_2$  方向に  $0.5H$  の間隔で  $x_1$  方向に 10 列配置し、都市街区モデルを作成した。LES を行う際には、都市街区モデルへの接近流を作成するために、都市街区モデルの風上側に各辺の寸法が  $H(x_1) \times H(x_2) \times 0.5H(x_3)$  の粗度ブロックを  $x_1$  方向に  $H$ 、 $x_2$  方向に  $H$  の間隔で千鳥格子状に 50 列配置した。

本検討では、上原ら<sup>文 5.1), 文 5.2)</sup>の風洞実験と同様に、5 列目、6 列目の建物モデルブロックの間に形成される都市キャニオンを解析対象とした。図 5.3 に都市キャニオン形状、データのサンプリング位置を示す。都市キャニオンにおける空間分布を考慮するため、図 5.3 に示す都市キャニオン風上側の UCL\_3、UCL\_2、UCL\_1、都市キャニオン中心の UCC、都市キャニオン風下側の UCW\_1、UCW\_2、UCW\_3 の 7 つのサンプリング位置においてデータを取得した。統計量は、都市キャニオン中心の  $x_3=2H$  における  $x_1$  方向平均風速  $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ 、建物モデルブロック高さ  $H$  により無次元化した。なお、LES で統計量を求める際には、 $x_2$  方向の同じ条件となる位置における統計量を平均して示す。

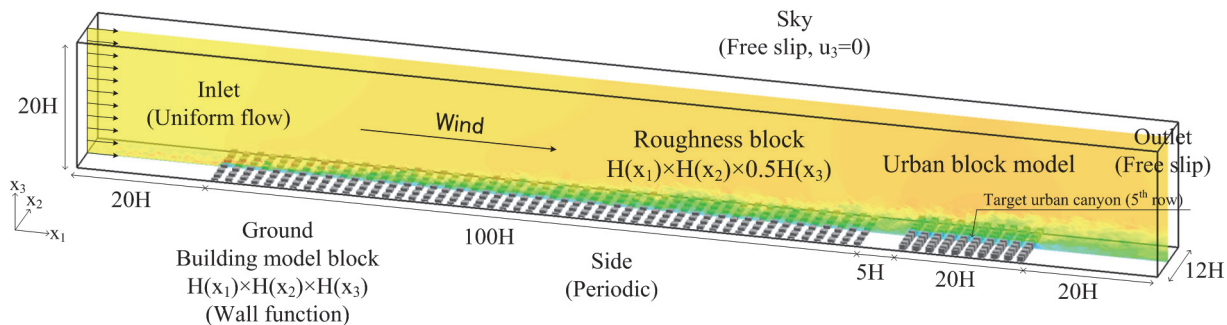


図 5.1 解析領域(LES)

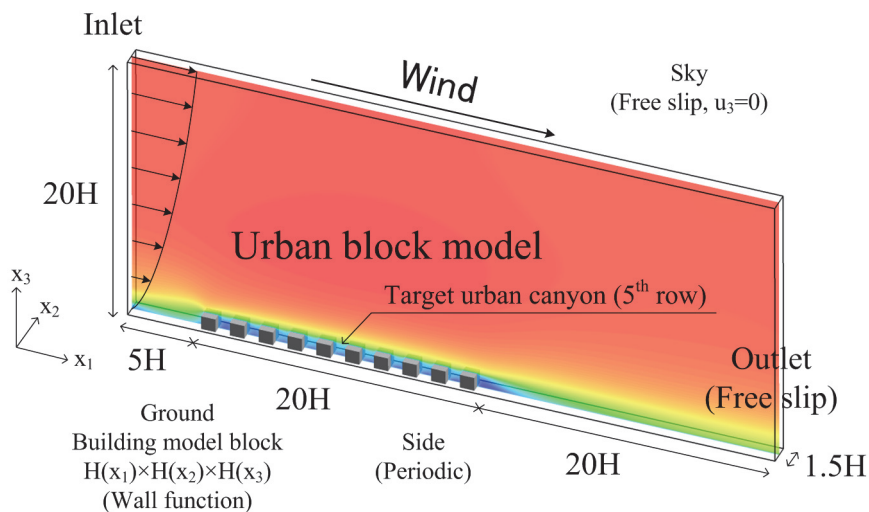


図 5.2 解析領域(k-εモデル)

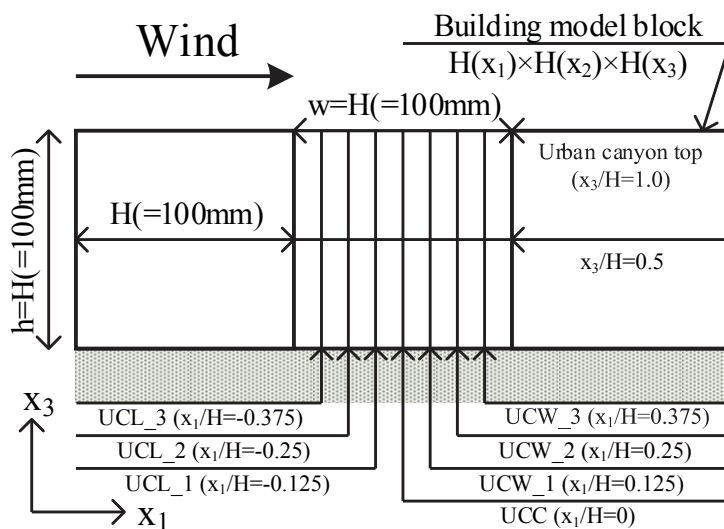


図 5.3 都市キャニオン形状とデータのサンプリング位置



2.2 解析条件

表 5.1、表 5.2 にそれぞれ LES、k-ε モデルの解析条件を示す。本検討では、オープンソース CFD 解析ソフトウェアである OpenFOAM (version 2.1.1) を用いて解析を行った。

LES の Sub-grid scale (SGS) モデルには標準 Smagorinsky モデルを用い、Smagorinsky 定数  $C_s$  は 0.12 とした。LES で統計量を求める際の平均化時間は、実時間  $t$  で 60s、 $x_3/H=2.0$  における  $x_1$  方向平均風速  $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ 、建物モデルブロック高さ  $H$  により定義した無次元化時間  $t^*$  ( $=t\langle u_1 \rangle_{(2H)}/H$ ) で 600 とした。LES の解析領域における流入境界条件は  $x_1$  方向風速が  $u_1=1.5\text{m/s}$  の一様流とした。図 5.4 に上原ら<sup>文5.1), 文5.2)</sup>の風洞実験、LES の都市街区モデルへの接近流の鉛直プロファイルを示す。LES では  $x_1$  方向平均風速、 $x_1$  方向風速変動 rms 値ともに風洞実験と概ね一致しており、妥当な接近流が作成できている。

k-ε モデルの  $x_1$  方向平均風速の流入境界条件には、上原ら<sup>文5.1), 文5.2)</sup>の風洞実験値を与えた。乱流エネルギーの流入境界条件には、Tominaga ら<sup>文5.3)</sup>にならい、式(5.1)を用いて  $x_1$  方向風速変動 rms 値から推定した値を与えた。散逸率の流入境界条件には、Tominaga ら<sup>文5.3)</sup>にならい、式(5.2)を用いて乱流エネルギーの生産項、散逸項が釣り合う局所平衡の仮定から推定した値を与えた。

$$k(x_3) = \frac{u_1'^2(x_3) + u_2'^2(x_3) + u_3'^2(x_3)}{2} \cong u_1'^2(x_3) \tag{5.1}$$

$$\varepsilon(x_3) \cong -\langle u_1' u_3' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_3} \cong C_\mu^{1/2} k(x_3) \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_3} \tag{5.2}$$

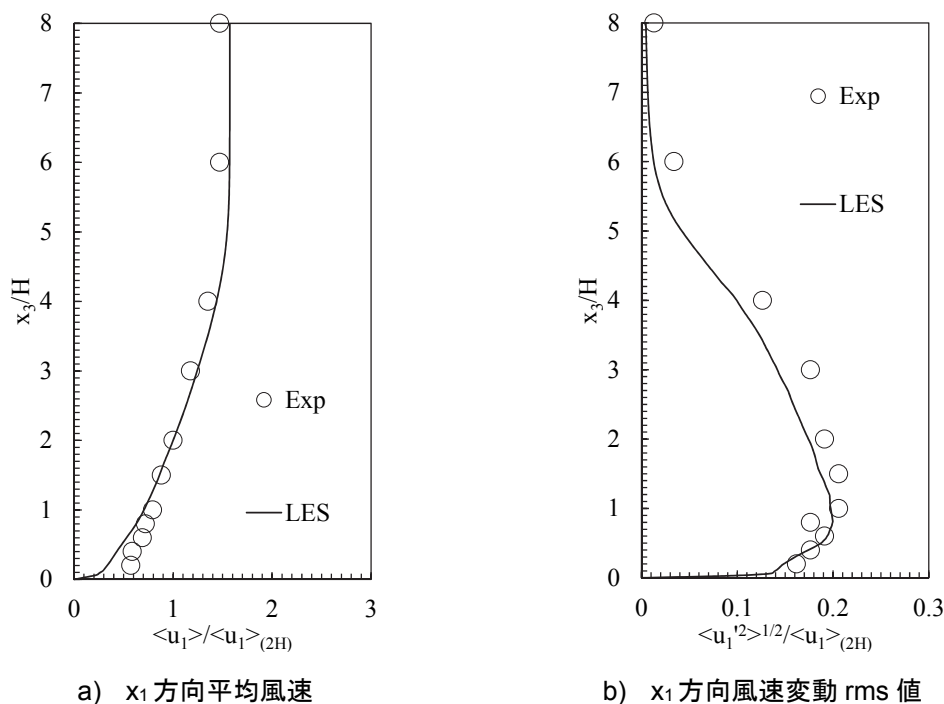


図 5.4 都市街区モデルへの接近流の鉛直プロファイル  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

表 5.1 LES の解析条件

SGS モデル	標準 Smagorinsky モデル( $C_s=0.12$ ) van Driest 型減衰関数
解析領域	$165H(x_1) \times 12H(x_2) \times 20H(x_3)$
解析格子	解析領域: $1340(x_1) \times 192(x_2) \times 128(x_3)$ 都市キャニオン内: $16(x_1) \times 16(x_2) \times 16(x_3)$
時間積分	PISO 法
時間離散化スキーム	2次精度陰解法
空間離散化スキーム	2次精度中心差分
流入境界条件	$u_1=1.5\text{m/s}$ (一様流)
流出境界条件	自由流出
側面境界条件	Periodic
上空境界条件	Free slip, $u_3=0$
地表面境界条件 建物モデルブロック表面 境界条件	Wall function (Spalding's law)

表 5.2 k-ε モデルの解析条件

解析領域	$45H(x_1) \times 1.5H(x_2) \times 20H(x_3)$
解析格子	解析領域: $460(x_1) \times 24(x_2) \times 128(x_3)$ 都市キャニオン内: $16(x_1) \times 16(x_2) \times 16(x_3)$
時間積分	SIMPLE 法
移流項 離散化スキーム	風速: 2次精度風上差分 乱流エネルギー, 散逸率: TVD スキーム
流入境界条件	風速: 風洞実験値 <sup>文5.1), 文5.2)</sup> 乱流エネルギー: $x_1$ 方向風速変動 rms 値から推定した値 <sup>文5.3)</sup> 散逸率: 乱流エネルギー輸送方程式の 局所平衡から推定した値 <sup>文5.3)</sup>
流出境界条件	自由流出
側面境界条件	Periodic
上空境界条件	Free slip, $u_3=0$
地表面境界条件 建物モデルブロック表面 境界条件	Wall function (Generalized logarithmic law)

### § 3 解析結果

#### 3.1 LES 解析結果の信頼性

高密度市街地を模擬した都市街区モデルに形成される流れ場を対象として行った LES 解析結果の信頼性について検討する。LES 解析結果の信頼性の検討は、上原ら<sup>文 5.1), 文 5.2)</sup>の風洞実験結果との比較により行う。また、 $k-\epsilon$  モデルの解析結果も合わせて示す。

図 5.5 に都市キャニオン中心における風洞実験、LES、 $k-\epsilon$  モデルの平均風速、乱流統計量の鉛直プロファイルを示す。 $x_1$  方向平均風速については、LES と風洞実験の結果が良く一致した。しかし、LES は風洞実験と比較して、乱流エネルギー、各方向風速変動 rms 値を過小評価した。また、レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ については、上空、都市キャニオン内においては LES と風洞実験の結果が概ね一致したが、都市キャニオン上端においては、LES は風洞実験と比較して過小評価した。

平均風速については、LES は十分な信頼性を有するが、乱れ性状については風洞実験と比較して小さくなる傾向が見られた。都市キャニオン内における乱流エネルギーについては、LES は風洞実験の 4 割程度の値であるのに対して、 $k-\epsilon$  モデルは風洞実験の 1 割程度の値となった。また、都市キャニオン内における各方向風速変動 rms 値については、LES は風洞実験の 6 割程度の値であるのに対して、 $k-\epsilon$  モデルは風洞実験の 3 割程度の値となった。

図 5.6 に都市キャニオンにおける平均風速、乱流統計量の LES、 $k-\epsilon$  モデルによる CFD 解析値と風洞実験値の相関を示す。 $x_1$  方向平均風速については、LES、 $k-\epsilon$  モデルの風洞実験との対応は同程度となったが、乱流エネルギー、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ については、 $k-\epsilon$  モデルより LES の方が風洞実験との対応が良くなった。 $x_1$  方向平均風速、乱流エネルギー、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の FAC2<sup>注 5.1)</sup>の値は、いずれについても LES の方が  $k-\epsilon$  モデルより大きくなった。代表的な CFD 解析精度検証ガイドラインである VDI<sup>文 5.4)</sup>では、CFD 解析の信頼性検証の指標として、 $FAC2 > 0.5$  の条件を用いている。LES では  $x_1$  方向平均風速、乱流エネルギー、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ のいずれについても FAC2 の値が 0.5 以上となったが、 $k-\epsilon$  モデルでは乱流エネルギー、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ については FAC2 の値が 0.5 以下となった。

以上の結果から、 $k-\epsilon$  モデルと比較すれば、都市キャニオンにおける平均風速、乱れ性状に関する LES の解析結果は風洞実験に近く、LES の方が  $k-\epsilon$  モデルより高い信頼性を有すると言える。

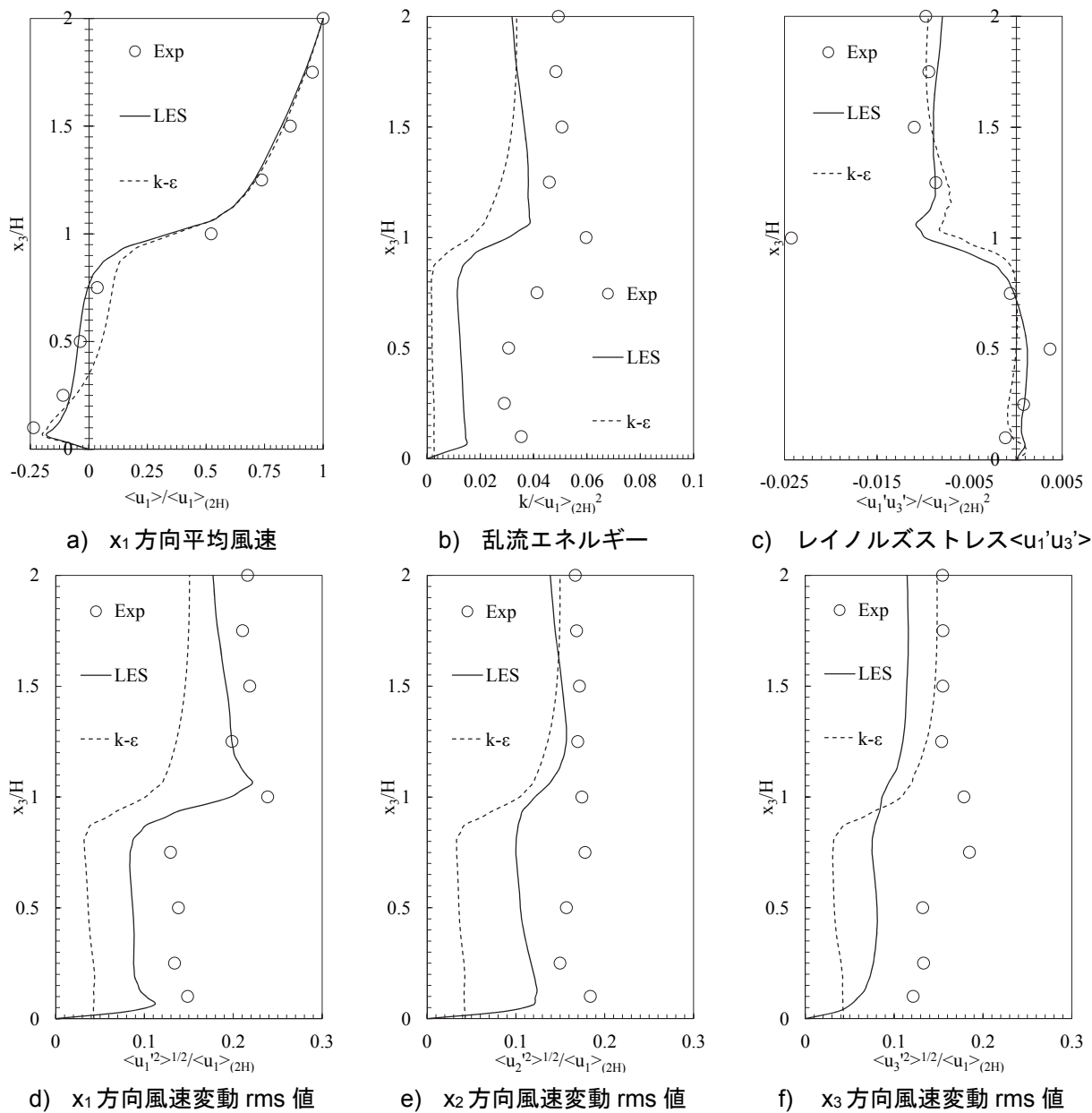
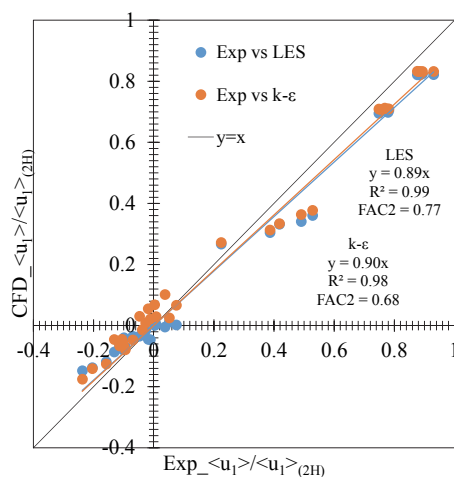
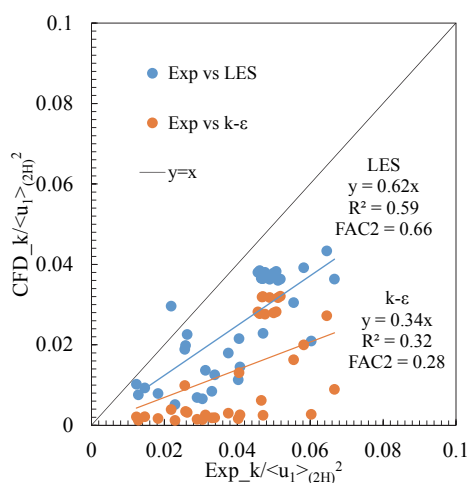


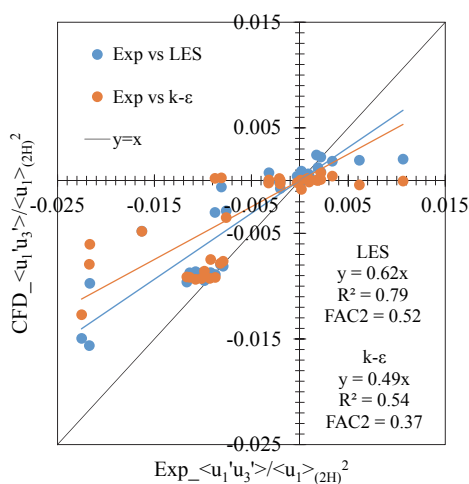
図 5.5 都市キャニオン中心における平均風速・乱流統計量の鉛直プロファイル  
 ( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)



a)  $x_1$  方向平均風速



b) 乱流エネルギー



c) レイノルズストレス  $\langle u_1' u_3' \rangle$

図 5.6 都市キャニオンにおける平均風速・乱流統計量の CFD 解析値と風洞実験値の相関 ( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

### 3.2 気流構造

LES の解析結果を用いて都市キャニオンにおける気流構造について検討する。

図 5.7 に LES により得られた各サンプリング位置における平均風速、乱流統計量の鉛直プロファイルを示す。いずれのサンプリング位置においても、都市キャニオン上端では  $x_1$  方向平均風速の  $x_3$  方向勾配による乱れの生産が大きくなり、これに伴い乱流エネルギー、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  も大きくなった。風上側の UCL\_3、UCL\_2、UCL\_1 では UCC より都市キャニオン上端における  $x_1$  方向平均風速の  $x_3$  方向勾配が大きい、乱流エネルギー、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  は小さくなった。一方、風下側の UCW\_1、UCW\_2、UCW\_3 では UCC より都市キャニオン上端における  $x_1$  方向平均風速の  $x_3$  方向勾配が小さい、乱流エネルギー、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  は大きくなった。したがって、都市キャニオン上端における乱流エネルギー、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  については、平均風速勾配による生産以外の要因も影響していると考えられる。

都市キャニオン内においては風下側に行くに従って乱流エネルギーが大きくなった。これは風下側に行くに従って  $x_2$  方向、 $x_3$  方向風速変動 rms 値が大きくなったためである。最も風下側のサンプリング位置である UCW\_3 においては、 $x_1$  方向風速変動 rms 値と比較して、 $x_2$  方向、 $x_3$  方向風速変動 rms 値が大きくなり、乱れの非等方性が大きくなった。

図 5.8 に都市キャニオン水平断面 ( $x_3=0.5H$ ) における平均風速、乱流統計量の空間分布を示す。都市キャニオン側方である道路空間 ( $x_2=0.5H$  から  $0.75H$ ,  $-0.75H$  から  $-0.5H$ ) と都市キャニオン内の間の  $x_1$  方向平均風速の  $x_2$  方向勾配が大きくなるため、都市キャニオン側面 ( $x_2=0.5H$ ,  $-0.5H$ ) における  $x_1$  方向風速変動 rms 値、 $\langle u_1' u_2' \rangle$  が大きくなった。特に、都市キャニオン風下側である UCW\_2 の都市キャニオン側面において、 $\langle u_1' u_2' \rangle$  の絶対値が最大となった。都市キャニオン風下側の都市キャニオン側面においては、道路空間から都市キャニオン内への活発な運動量輸送が行われ、都市キャニオン内の風下側における  $x_2$  方向風速変動 rms 値が大きくなったと考えられる。図 5.9 に都市キャニオン内 ( $x_3=0.5H$ ) における各方向風速変動のスペクトルを示す。UCW\_3 では、 $f(H/\langle u_1 \rangle_{(2H)})=0.01$  から  $0.1$  の低周波域における  $x_2$  方向、 $x_3$  方向風速変動のエネルギーが、 $x_1$  方向風速変動のエネルギーより大きくなり、乱れの非等方性に寄与している。

都市キャニオンに発生する非定常現象について分析するため、四象限解析<sup>文5.5)</sup>を行う。第4章で述べた通り、四象限解析では、 $x_1$  方向風速変動  $u_1'$ 、 $x_3$  方向風速変動  $u_3'$  の符号の組み合わせにより、瞬時流れ場を4種類の現象に分類する。 $u_1' < 0$ 、 $u_3' > 0$  となり低速流体が上方に流出する現象である Ejection、 $u_1' > 0$ 、 $u_3' < 0$  となり高速流体が下方に流入する現象である Sweep は、上空から都市キャニオン内に運動量を輸送、供給するため、都市キャニオンにおける気流構造について考察する際に重要となる現象である。都市キャニオン上端においては、Ejection の発生頻度の方が Sweep の発生頻度よりやや大きくなった。一方、運動量輸送への寄与については、Sweepの方が Ejection より大きくなった。つまり、Sweepの方が Ejection より発生頻度1回あたりの運動量輸送量が大きいことが分かる。このような Ejection、Sweep の発生頻度、運動量輸送への寄与に関する傾向は、第4章の PIV を用いた検討、Cui ら<sup>文5.6)</sup>、

Cheng ら<sup>文5.7)</sup>、Kikumoto ら<sup>文5.8)</sup>による LES を用いた 2 次元都市キャニオンにおける検討、Coceal ら<sup>文5.9)</sup>による DNS を用いた千鳥格子状の都市キャノピーにおける検討と同様の結果となった。

図 5.11、図 5.12 にそれぞれ Ejection、Sweep 発生時の都市キャニオンにおける瞬時流れ場を示す。Ejection が発生した時には、低速流体が都市キャニオンから流出していることが分かる。これにより都市キャニオンに大規模な上昇流が発生し、上空における  $x_1$  方向、 $x_3$  方向風速変動の増加に寄与した。Takimoto ら<sup>文5.10)</sup>、Inagaki ら<sup>文5.11)</sup>は、このような大規模な上昇流をフラッシングと名付けた。フラッシングが発生した時には、都市キャニオン上端における  $x_1$  方向風速の  $x_3$  方向勾配が小さくなるにもかかわらず、 $u_1'u_3'$  の絶対値は大きくなった。一方、Sweep が発生した時には、高速流体が都市キャニオンに流入し、循環渦が形成されていることが分かる。Inagaki ら<sup>文5.11)</sup>は、このような循環渦をキャビティー渦と名付けた。キャビティー渦は風下側建物壁面に沿う強い下降流を引き起こし、都市キャニオン内の風下側における  $x_3$  方向風速変動の増加に寄与した。

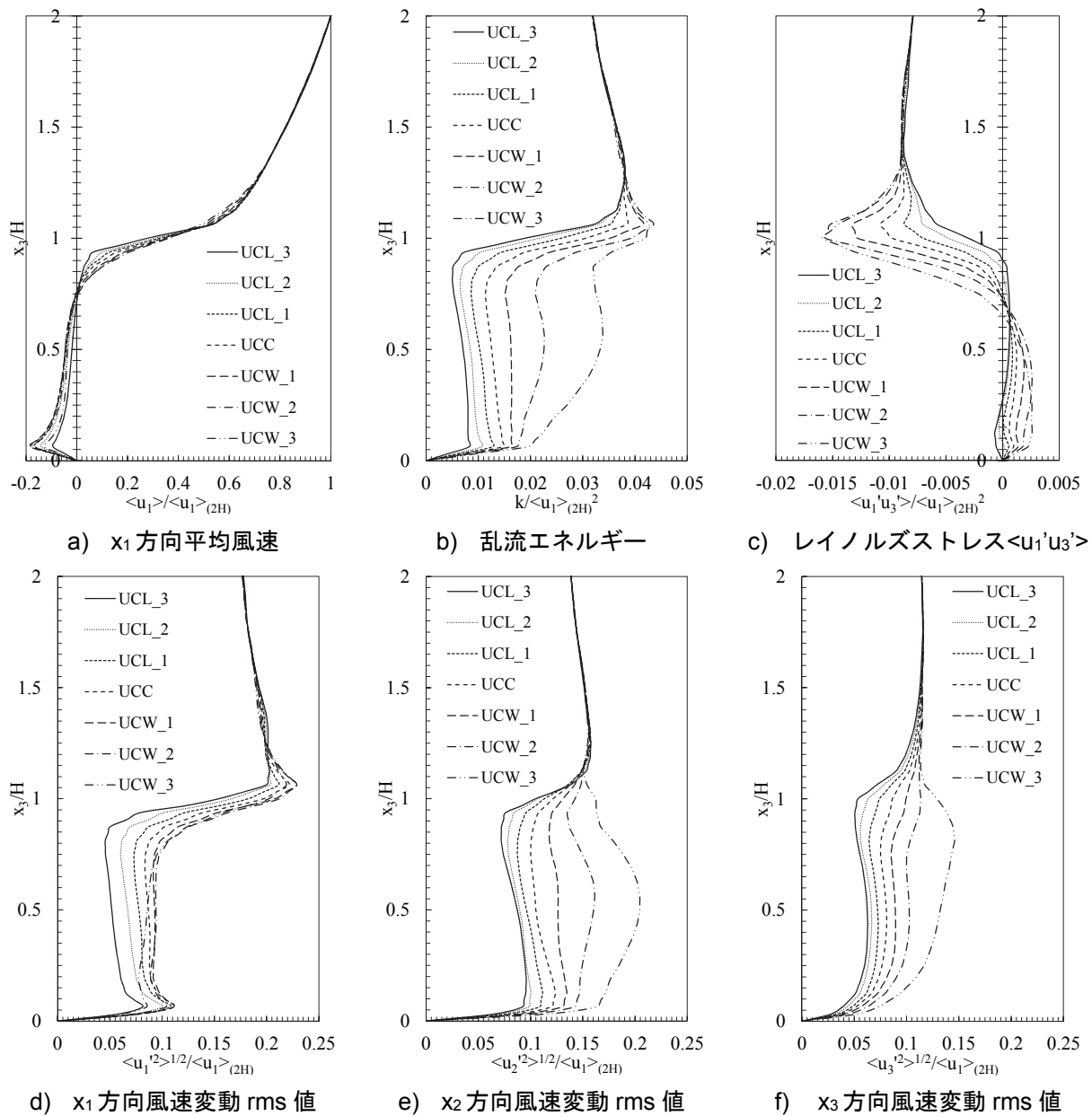


図 5.7 都市キャニオンにおける平均風速・乱流統計量の鉛直プロファイル(LES)

( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)



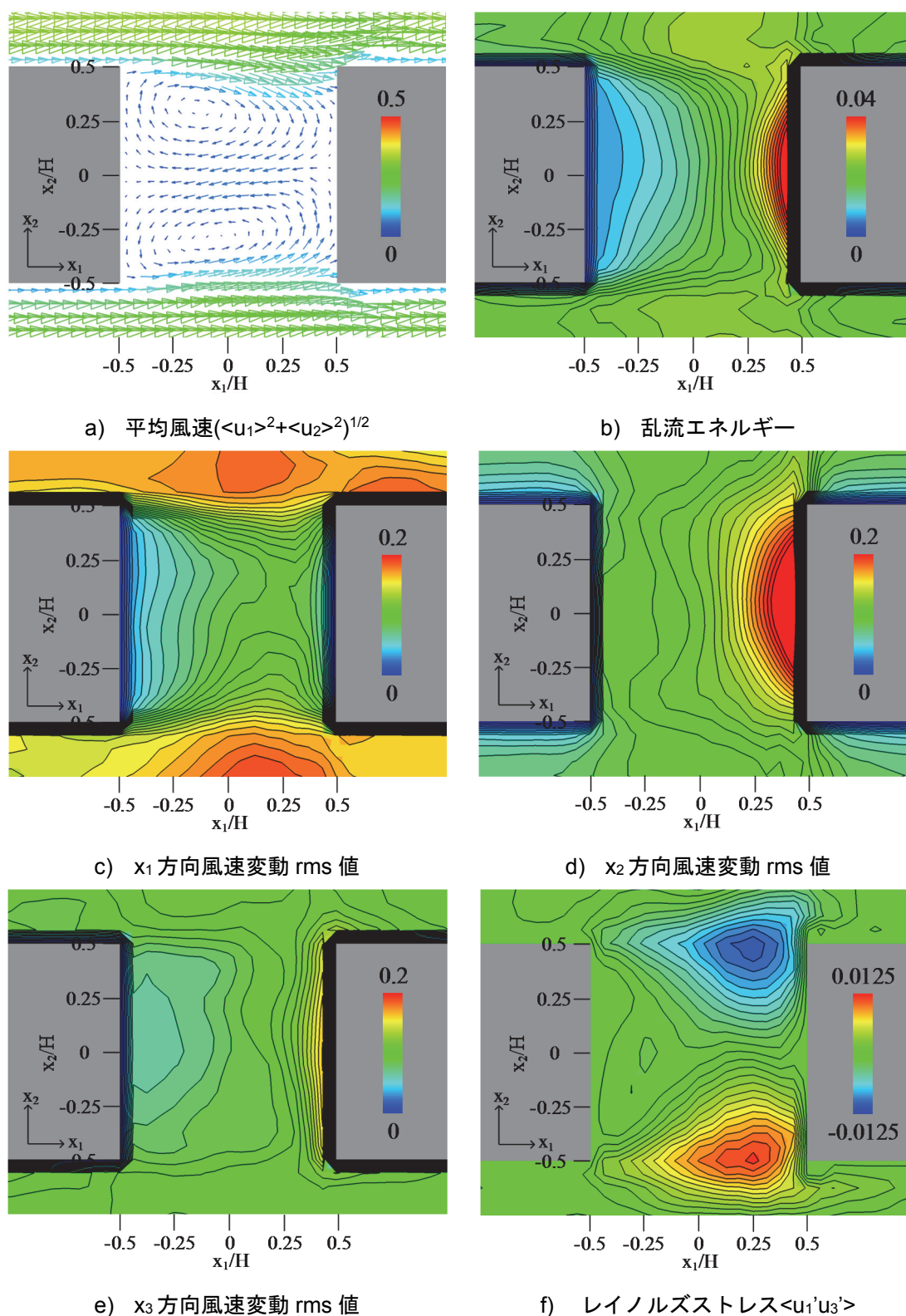


図 5.8 都市キャニオン水平断面( $x_3=0.5H$ )における平均風速・乱流統計量の空間分布(LES)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

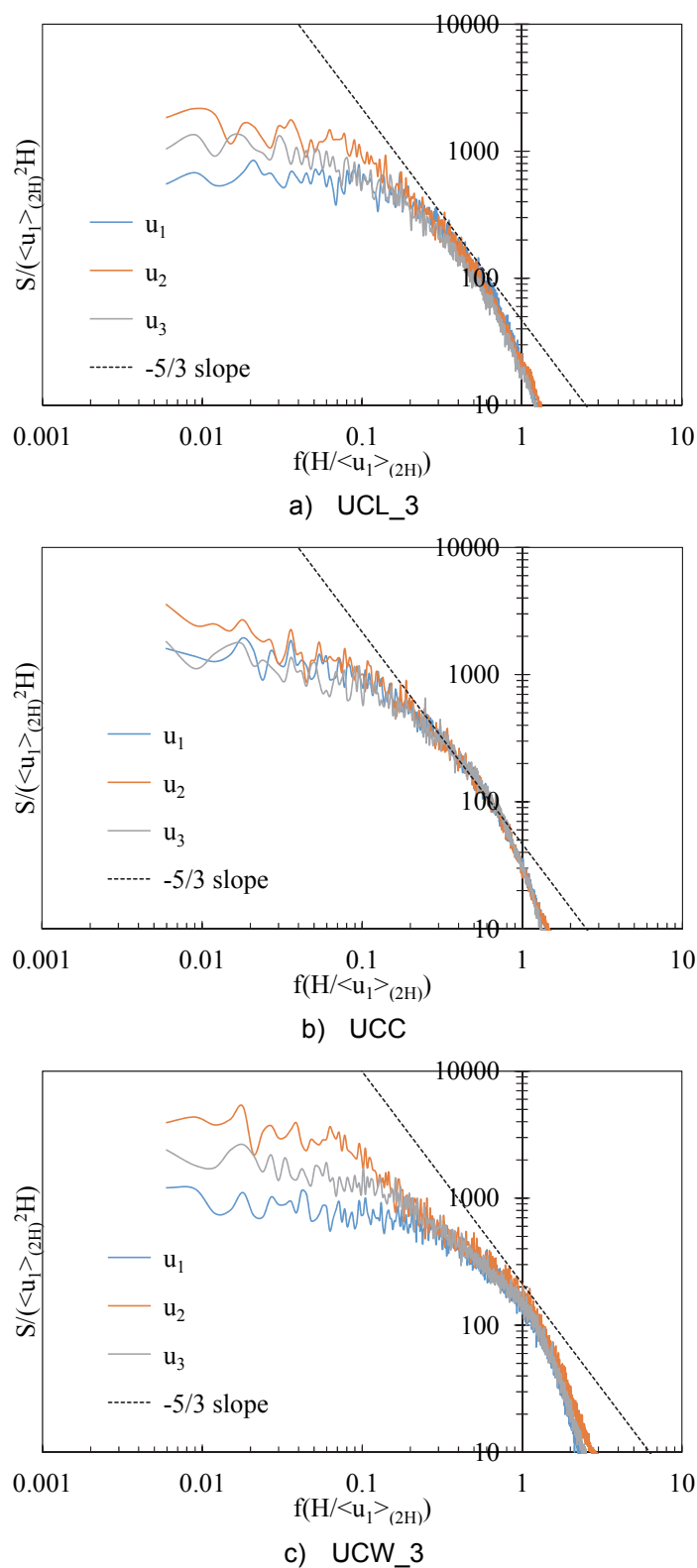
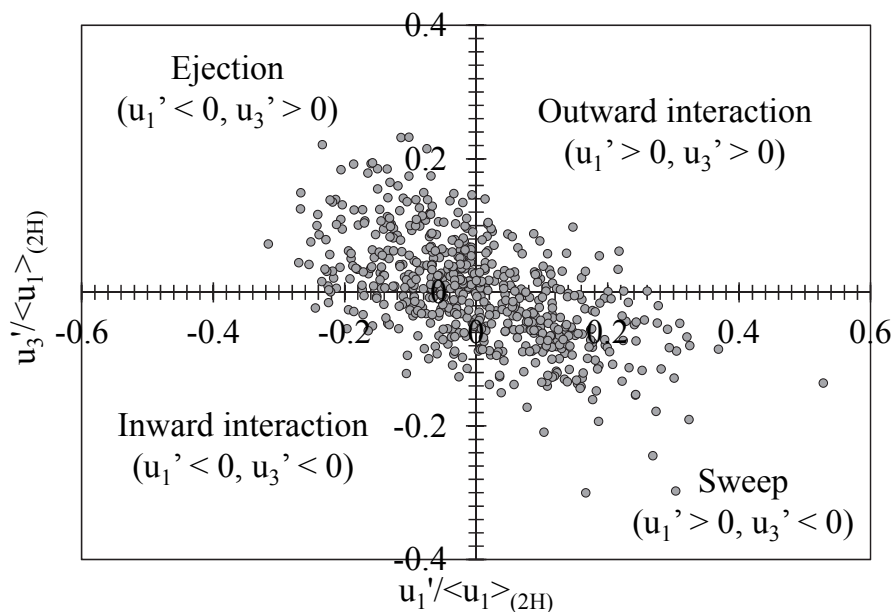
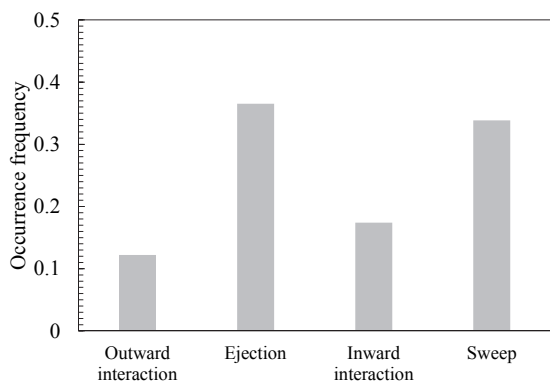


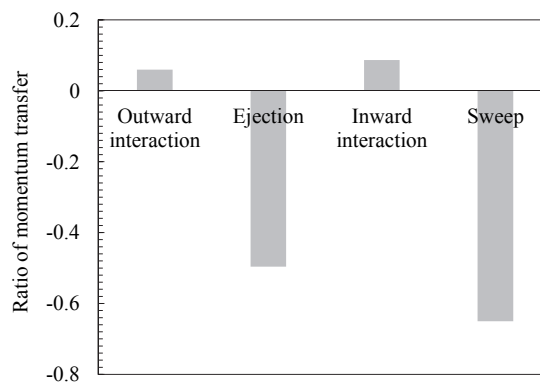
図 5.9 都市キャニオンにおける各方向風速変動のスペクトル( $x_3=0.5H$ )  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , H により無次元化)



a) Scatter plot



b) 各現象の発生頻度



c) 各現象の運動量輸送への寄与

図 5.10 UCC の都市キャニオン上端における四象限解析  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

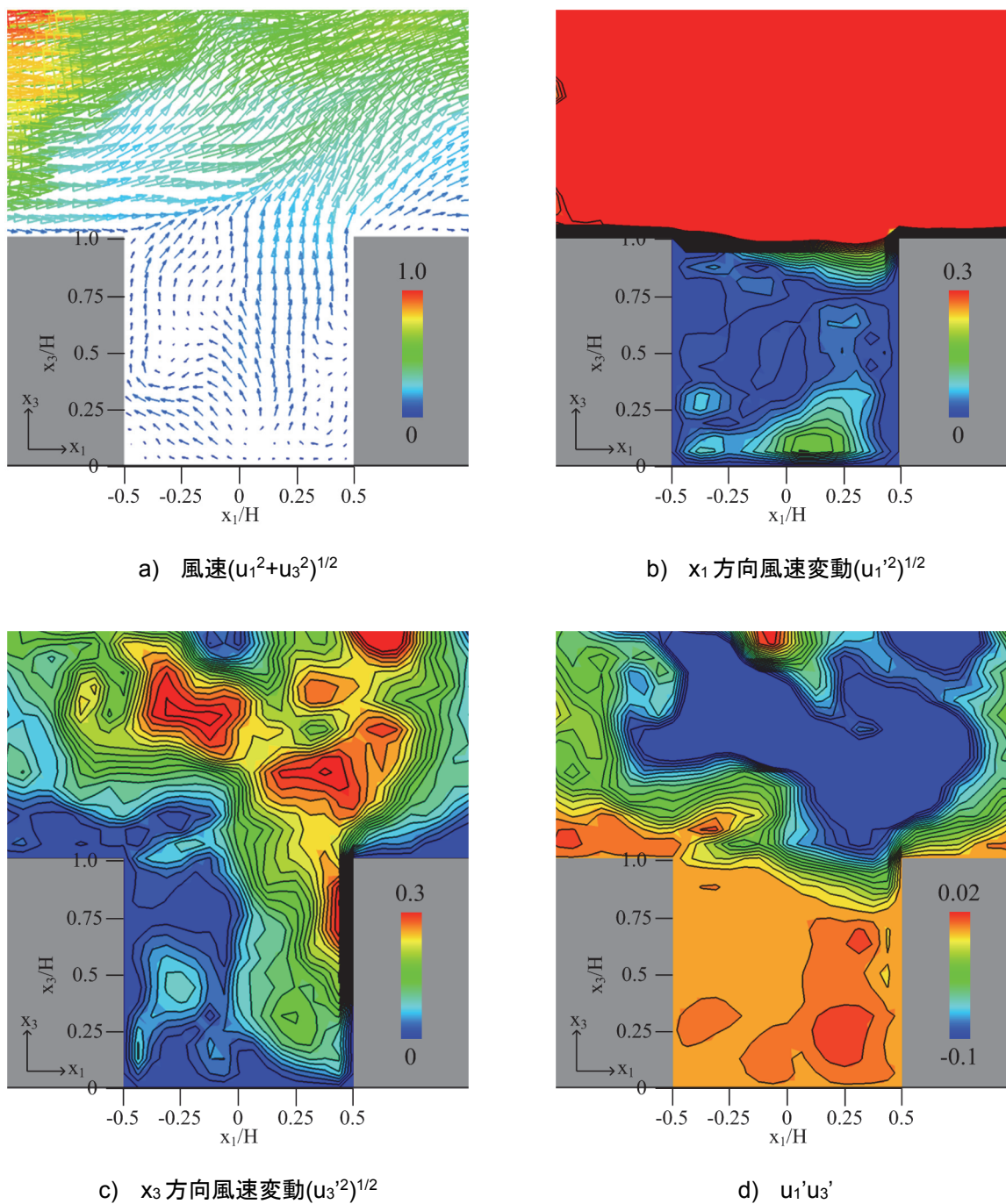


図 5.11 Ejection 発生時の都市キャニオンにおける瞬時流れ場  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

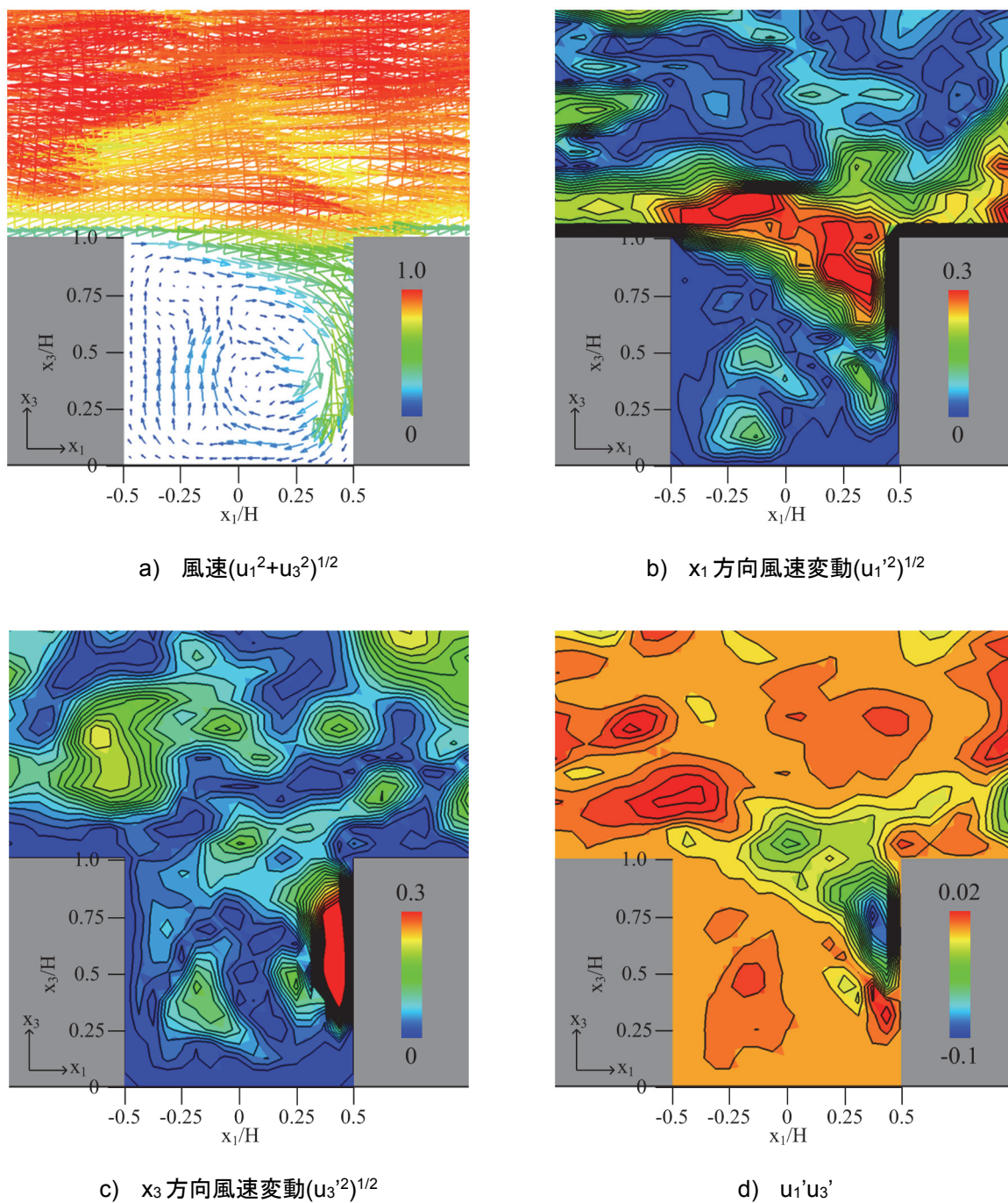


図 5.12 Sweep 発生時の都市キャニオンにおける瞬時流れ場  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

### 3.3 LES と k-ε モデルの比較

都市キャニオンにおける平均風速、乱流統計量の空間分布について LES と k-ε モデルの解析結果を比較する。図 5.13、図 5.14 にそれぞれ LES、k-ε モデルの都市キャニオンにおける平均風速、乱流統計量の空間分布を示す。なお、k-ε モデルでは、Murakami ら<sup>文 5.12)</sup>にない、式(5.3)、式(5.4)、式(5.5)を用いて各方向風速変動 rms 値を求めた。

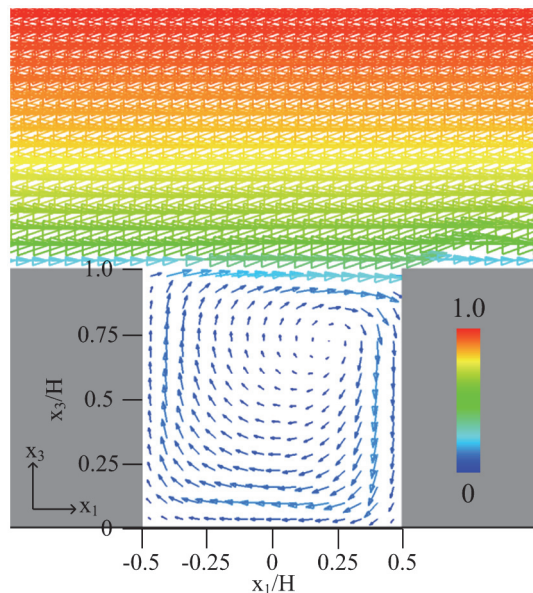
$$\langle u_1'^2 \rangle^{1/2} = \left( \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_1} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

$$\langle u_2'^2 \rangle^{1/2} = \left( \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial \langle u_2 \rangle}{\partial x_2} \right)^{1/2} \quad (5.4)$$

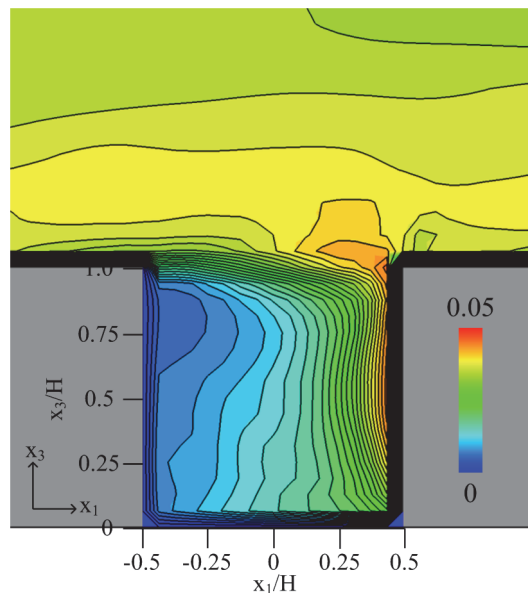
$$\langle u_3'^2 \rangle^{1/2} = \left( \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_3} \right)^{1/2} \quad (5.5)$$

LES、k-ε モデルではともに都市キャニオン内に循環渦が形成された。LES では都市キャニオン内の風下側の上部に循環渦の中心が形成されたが、k-ε モデルでは都市キャニオン中心の下部に循環渦の中心が形成された。上原ら<sup>文 5.1), 文 5.2)</sup>の風洞実験では都市キャニオン内の風下側建物直前の中央より少し高い位置に循環渦の中心が形成される結果を示しており<sup>注 5.2)</sup>、LES の方が風洞実験に近い結果になったと言える。

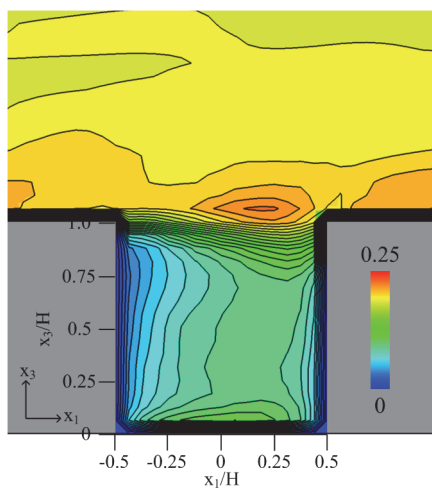
k-ε モデルは LES と比較して、都市キャニオン内における乱流エネルギーを過小評価した。このような k-ε モデルにおける乱流エネルギーの過小評価は、渦動粘性係数、レイノルズストレスの過小評価につながる可能性があり、都市キャニオン内における k-ε モデルの平均風速の予測精度が低下した原因の一つであると考えられる。また、各方向風速変動 rms 値については、LES では各方向の相違、つまり乱れの非等方性が見られたが、k-ε モデルでは各方向の相違がほとんど見られなかった。



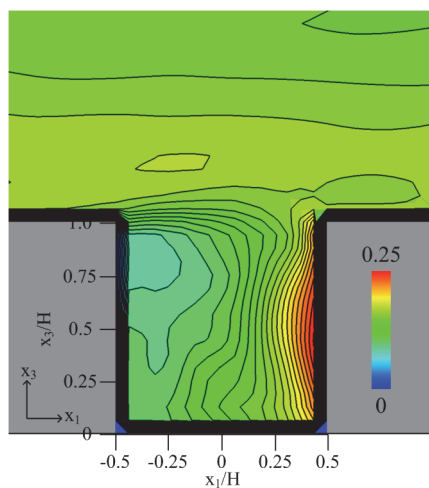
a) 平均風速( $\langle u_1 \rangle^2 + \langle u_3 \rangle^2$ )<sup>1/2</sup>



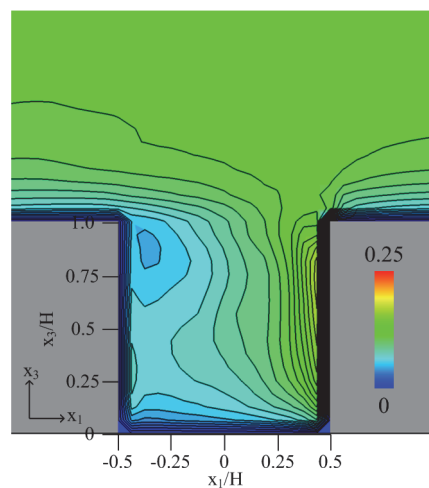
b) 乱流エネルギー



c)  $x_1$  方向風速変動 rms 値

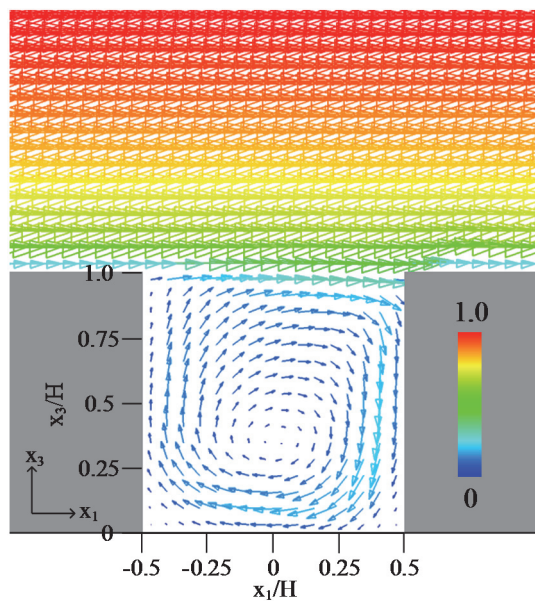


d)  $x_2$  方向風速変動 rms 値

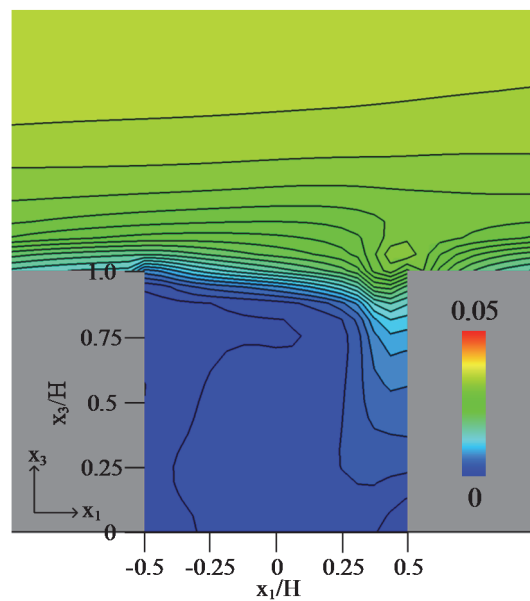


e)  $x_3$  方向風速変動 rms 値

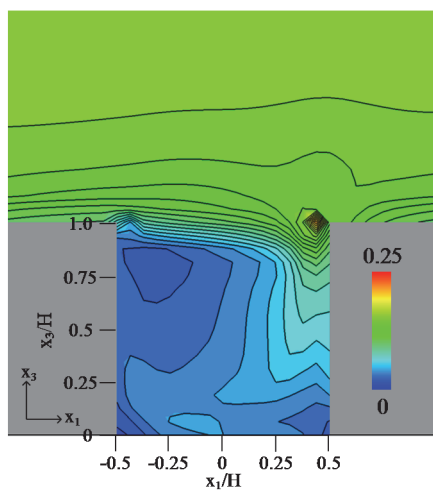
図 5.13 都市キャニオンにおける平均風速・乱流統計量の空間分布(LES)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)



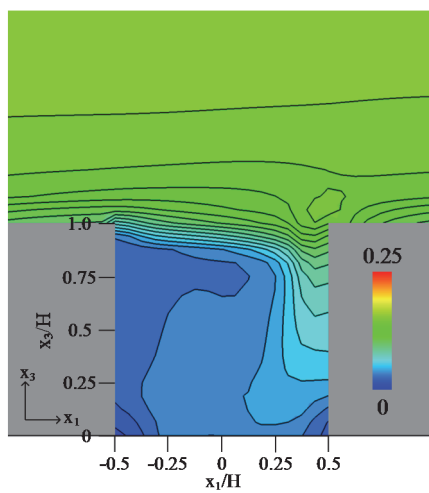
a) 平均風速( $\langle u_1^2 + u_3^2 \rangle^{1/2}$ )



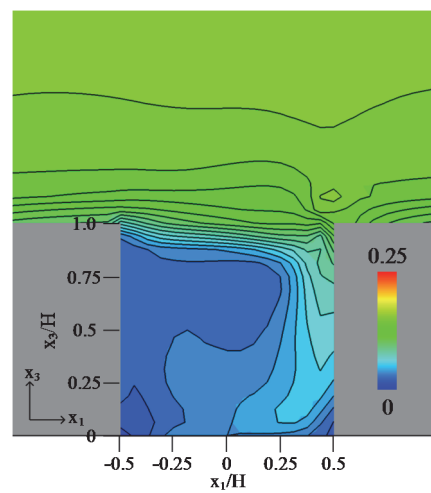
b) 乱流エネルギー



c)  $x_1$  方向風速変動 rms 値



d)  $x_2$  方向風速変動 rms 値



e)  $x_3$  方向風速変動 rms 値

図 5.14 都市キャニオンにおける平均風速・乱流統計量の空間分布(k- $\epsilon$  モデル)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)



## §4 レイノルズストレスのモデル化に関する検討

ここまでの検討結果から都市キャニオン内において LES と比較して k-ε モデルの平均風速、乱れ性状の予測精度が低下することが示された。ここでは、さらに LES の解析結果を用いて k-ε モデルの予測精度に最も大きい影響を与えるレイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ のモデル化の妥当性について検討する。

### 4.1 レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$

図 5.15 に都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布を示す。また、注 5.2)の補図 A5.1b)に上原ら<sup>文5.1), 文5.2)</sup>の風洞実験結果を示す。

都市キャニオン内の広い領域において、k-ε モデルでは LES と比較して $\langle u_1' u_3' \rangle$ の絶対値が小さくなる傾向が見られた。特に、都市キャニオン内の風下側 (UCW\_1, UCW\_2, UCW\_3) の領域において、LES と k-ε モデルの $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布の相違が大きくなった。LES では風下側の下部に $\langle u_1' u_3' \rangle$ の正のピークが存在するのに対して、k-ε モデルでは風下側の上部に $\langle u_1' u_3' \rangle$ の正のピークが見られた。上原ら<sup>文5.1), 文5.2)</sup>の風洞実験では、風下側の下部に $\langle u_1' u_3' \rangle$ の正のピークが存在する結果を示しており、LESの方がk-εモデルより風洞実験の結果を良く再現できている。

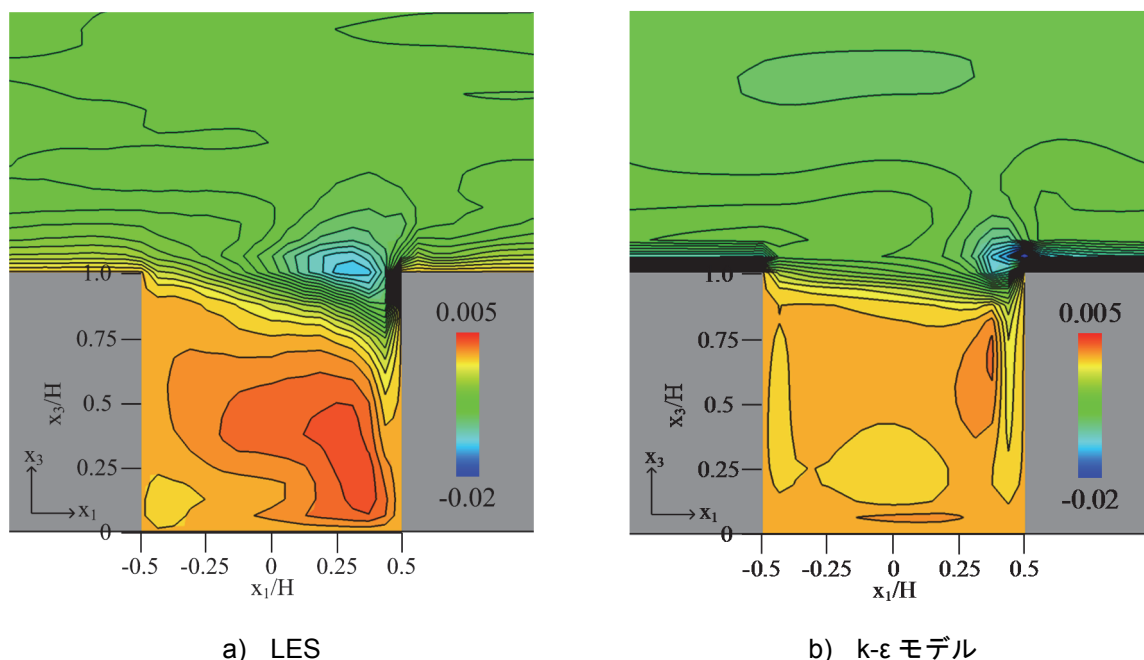


図 5.15 都市キャニオンにおけるレイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

## 4.2 渦動粘性係数

LES の解析結果を用いて渦動粘性係数  $\nu_t$  を推定し、 $k-\epsilon$  モデルの結果と比較する。その結果に基づいて、 $\langle u_i' u_j' \rangle$  のモデル化の妥当性について検討する。本検討では Shirasawa ら<sup>文5.13)</sup>、Tominaga ら<sup>文5.14)</sup>、大風ら<sup>文5.15)</sup>にならい、LES の解析結果から  $\nu_t$  を推定する。 $\langle u_i' u_j' \rangle$  を勾配拡散近似すると式(5.6)となる。式(5.6)では同時に6つの式が成り立つため、 $\nu_t$  を一意に決めることはできない。式(5.6)の右辺から  $\langle u_i' u_j' \rangle$  を引き、 $e_{ij}^{\nu_t}$  とおく(式(5.7))。  $e_{ij}^{\nu_t}$  の二乗を  $Q^{\nu_t}$  とおく(式(5.8))と、 $Q^{\nu_t}$  が最小となる時、真の  $\langle u_i' u_j' \rangle$  と勾配拡散近似した  $\langle u_i' u_j' \rangle$  の差が最小となる。したがって、 $Q^{\nu_t}$  が最小となるような  $\nu_t$  を求めればよい。 $Q^{\nu_t}$  は  $\nu_t$  の二次関数で下に凸であるため、その一次導関数(式(5.9))が0となる点で最小となる。したがって、 $\nu_t$  は式(5.10)により求めることができる。

図 5.16 に都市キャニオンにおける  $\nu_t$  の鉛直プロファイルを示す。上空においては、LES と  $k-\epsilon$  モデルの結果が概ね一致した。一方、都市キャニオン内においては、LES と  $k-\epsilon$  モデルの結果が大きく異なっている。都市キャニオンの中心 (UCC)、風下側 (UCW\_3) においては、LES と比較して  $k-\epsilon$  モデルの  $\nu_t$  がかなり小さくなった。これは本章の 3.1、3.3 で示したように、 $k-\epsilon$  モデルが都市キャニオン内における乱流エネルギーを過小評価したことが原因であると考えられる。また、都市キャニオン内の風上側 (UCL\_3)、風下側 (UCW\_3) の都市キャニオン上端、地表面付近においては、LES の解析結果から推定した  $\nu_t$  が負となる領域が存在した。負の  $\nu_t$  は逆勾配拡散現象が発生していることを意味する。 $k-\epsilon$  モデルにおいては、 $\langle u_i' u_j' \rangle$  を勾配拡散近似によりモデル化するため、逆勾配拡散現象は再現し得ない。したがって、上記のような  $\nu_t$  が負となる領域では、 $k-\epsilon$  モデルにおける  $\langle u_i' u_j' \rangle$  のモデル化の精度が著しく低下すると考えられる。

式(5.10)から分かるように、 $\nu_t$  が負となる逆勾配拡散現象は乱流エネルギーの生産項  $P_k$  が負となる時に発生する。第4章で述べた通り、負の  $P_k$  は、通常は平均成分から乱れ成分に変換される運動エネルギーが、逆に乱れ成分から平均成分に変換されることを意味する。乱流エネルギーの散逸項  $-\epsilon$  は常に負であるため、 $P_k$  が負となる場合は、乱流エネルギーの移流項  $C_k$  または拡散項  $D_k$  が正となる必要がある。したがって、逆勾配拡散現象が発生する領域においては、負の  $P_k$  が乱流エネルギーを平均運動エネルギーに変換し、正の  $C_k$  または  $D_k$  が他の場所から乱流エネルギーを輸送、供給する構造となっていることが分かる。

$$\langle u_i' u_j' \rangle = -v_t \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (5.6)$$

$$e_{ij}^{vt} = -v_t \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \langle u_i' u_j' \rangle = -v_t S_{ij} - R_{ij} \quad (5.7)$$

$$Q^{vt} = e_{ij}^{vt} e_{ij}^{vt} = (-v_t S_{ij} - R_{ij})(-v_t S_{ij} - R_{ij}) = S_{ij} S_{ij} v_t^2 + 2R_{ij} S_{ij} v_t + R_{ij}^2 \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial Q^{vt}}{\partial v_t} = 2S_{ij} S_{ij} v_t + 2R_{ij} S_{ij} \quad (5.9)$$

$$v_t = -\frac{R_{ij} S_{ij}}{S_{kl} S_{kl}} = \frac{2P_k}{S_{kl} S_{kl}} \quad (5.10)$$

$$S_{ij} = \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \quad (5.11)$$

$$R_{ij} = \langle u_i' u_j' \rangle - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (5.12)$$

$$P_k = -\langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \quad (5.13)$$

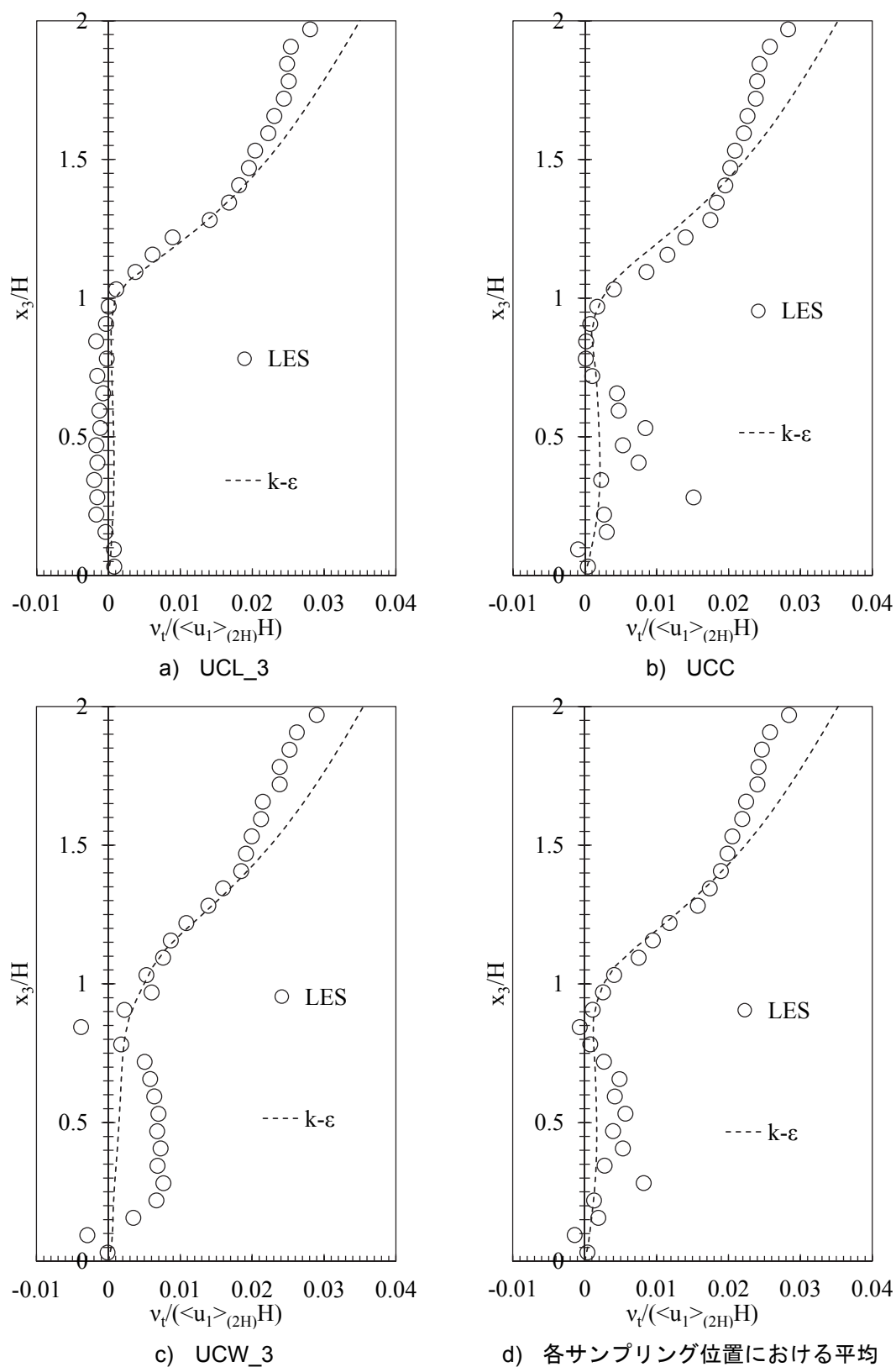


図 5.16 都市キャニオンにおける渦動粘性係数の鉛直プロファイル  
 ( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ ,  $H$ により無次元化)

### 4.3 レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の収支構造

都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の収支構造の解析を行う。その結果に基づいて、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ のモデル化の妥当性について検討する。ここで、 $\langle u_i' u_j' \rangle$ 輸送方程式の収支構造の解析とは、 $\langle u_i' u_j' \rangle$ 輸送方程式の各項の寄与を評価することを意味する。本検討では、収支構造の解析は Grid scale (GS)の $\langle u_1' u_3' \rangle$ について行う。GS の $\langle u_i' u_j' \rangle$ 輸送方程式は式(5.14)で表される。GS の $\langle u_i' u_j' \rangle$ 輸送方程式においては、乱流拡散項、散逸項について SGS の影響を考慮する必要があるため、SGS 乱流拡散項  $T_{ij}^{SGS}$ 、SGS 散逸項  $\varepsilon_{ij}^{SGS}$  を輸送方程式に追加した<sup>5.16)</sup>。 $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の収支構造の解析は式(5.24)を用いて行い、数値解析の結果として生じる残差は Residual として定義し、輸送方程式に追加した。

図 5.17 に $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の収支構造の鉛直プロファイルを示す。また、図 5.18 に $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の拡散項の各成分に関する鉛直プロファイルを示す。図5.16の中の Conv. は移流項  $C_{13}$ 、Prod. は生産項  $P_{13}$ 、Pre-S. は圧力歪相関項  $\Phi_{13}$ 、Diff. は GS 乱流拡散項  $T_{13}^{GS}$ 、SGS 乱流拡散項  $T_{13}^{SGS}$ 、圧力拡散項  $\Psi_{13}$ 、分子拡散項  $D_{13}$  の和である拡散項  $T_{13}^{GS} + T_{13}^{SGS} + \Psi_{13} + D_{13}$ 、Diss. は GS 散逸項  $\varepsilon_{13}^{GS}$ 、SGS 散逸項  $\varepsilon_{13}^{SGS}$  の和である散逸項  $\varepsilon_{13}^{GS} + \varepsilon_{13}^{SGS}$ 、Resi. は残差 Residual をそれぞれ表す。 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の符号が負の場合には、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の絶対値の増加に寄与する項の符号は負となり、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の絶対値の減少に寄与する項の符号は正となる。また、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の符号が正の場合には、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の絶対値の増加に寄与する項の符号は正となり、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の絶対値の減少に寄与する項の符号は負となる。

都市キャニオン上端付近では、いずれのサンプリング位置においても生産項、圧力歪相関項がともに最大となったが、これらは釣り合っていない。生産項と圧力歪相関項が釣り合っていない部分は、移流項または拡散項により補われることとなる。都市キャニオン上端の風上側 (UCL\_3)、中心 (UCC) においては、移流項が正となっており、生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなった。この領域においては、生産項により過剰に生産され圧力歪相関項だけでは減少させることができなかつた $\langle u_1' u_3' \rangle$ が、移流項の効果により風下側に輸送されていると考えられる。一方、都市キャニオン上端の風下側 (UCW\_3) においては、移流項が負となっており、風上側から $\langle u_1' u_3' \rangle$ が輸送、供給される構造となっていることが分かる。

都市キャニオン内では、生産項、圧力歪相関項がともに正となった<sup>注5.3)</sup>。いずれのサンプリング位置においても拡散項が大きくなり、生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなった。特に、拡散項の成分のうち圧力拡散項が大きくなった。生産項により生産された $\langle u_1' u_3' \rangle$ 、圧力歪相関項により他方向成分から供給された $\langle u_1' u_3' \rangle$ が、拡散項の効果により他の場所に輸送されていると考えられる。また、上空においては、生産項、圧力歪相関項が概ね釣り合っており、移流項、拡散項は無視できる程度の大きさとなった。

以上の結果から、いずれのサンプリング位置においても、都市キャニオン上端付近、都市キャニオン内では移流項または拡散項が大きくなることが分かる。また、各サンプリング位置の平均を行った場合、都市キャニオン上端付近の移流項は小さくなったが、都市キ

キャニオン内の拡散項は依然として大きく、生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなった。第3章で述べた通り、 $k-\varepsilon$  モデルで用いられる  $\langle u_1' u_3' \rangle$  の勾配拡散近似では、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  輸送方程式の移流項、拡散項を無視する局所平衡を仮定する。上記のように、都市キャニオンにおいては、移流項、拡散項が生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなるため、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  輸送方程式における局所平衡の仮定は妥当ではなく、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  の勾配拡散近似の精度が低下すると考えられる。したがって、都市キャニオンでは、 $k-\varepsilon$  モデルにおける  $\langle u_1' u_3' \rangle$  のモデル化に移流項、拡散項の効果を組み込む必要がある。

また、第3章で述べた通り、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  の勾配拡散近似を導出する際には、圧力歪相関項の wall reflection 項を無視し、slow 項には Rotta モデル、rapid 項には Isotropization of production model (IPM) を用いる (式(5.25))。式(5.25)では、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ 、生産項が負であれば、圧力歪相関項は正となる。図 5.19 に都市キャニオンにおける、LES から得られた圧力歪相関項(式(5.17))、Rotta モデル、IPM から得られた圧力歪相関項 (式(5.25)) の鉛直プロファイルを示す。都市キャニオン上端の風上側 (UCL\_3)、中心 (UCC) においては、LES と比較して、Rotta モデル、IPM が圧力歪相関項を過大評価した。都市キャニオン内の風下側 (UCW\_3) においては、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ 、生産項、圧力歪相関項が同じ符号 (正) となる領域が存在し、LES から得られた圧力歪相関項と Rotta モデル、IPM から得られた圧力歪相関項の相違が大きくなった。このような領域においては、wall reflection 項の効果の組み込み、Rotta モデル、IPM の改良など圧力歪相関項のモデル化の改良が必要であると考えられる。

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_i' \bar{u}_j' \rangle}{\partial t} = C_{ij} + P_{ij} + \Phi_{ij} + T_{ij}^{GS} + T_{ij}^{SGS} + \Psi_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij}^{GS} - \varepsilon_{ij}^{SGS} \quad (5.14)$$

$$C_{ij} = -\frac{\partial \langle \bar{u}_k \rangle \langle \bar{u}_i' \bar{u}_j' \rangle}{\partial x_k} \quad (5.15)$$

$$P_{ij} = -\langle \bar{u}_i' \bar{u}_k' \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_k} - \langle \bar{u}_j' \bar{u}_k' \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_k} \quad (5.16)$$

$$\Phi_{ij} = \langle \bar{p}' \left( \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j'}{\partial x_i} \right) \rangle \quad (5.17)$$

$$T_{ij}^{GS} = -\frac{\partial \langle \bar{u}_i' \bar{u}_j' \bar{u}_k' \rangle}{\partial x_k} \quad (5.18)$$

$$T_{ij}^{SGS} = -\frac{\partial (\langle \bar{u}_i' \tau_{jk}' \rangle + \langle \bar{u}_j' \tau_{ik}' \rangle)}{\partial x_k} \quad (5.19)$$

$$\Psi_{ij} = -\frac{\partial \langle \bar{p}' (\bar{u}_j' \delta_{ik} + \bar{u}_i' \delta_{jk}) \rangle}{\partial x_k} \quad (5.20)$$

$$D_{ij} = \nu \frac{\partial^2 \langle \bar{u}_i' \bar{u}_j' \rangle}{\partial x_k^2} \quad (5.21)$$

$$\varepsilon_{ij}^{GS} = 2\nu \left\langle \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}_j'}{\partial x_k} \right\rangle \quad (5.22)$$

$$\varepsilon_{ij}^{SGS} = -\langle \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{u}_j'}{\partial x_k} \rangle - \langle \tau_{jk}' \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_k} \rangle \quad (5.23)$$

$$C_{13} + P_{13} + \Phi_{13} + T_{13}^{GS} + T_{13}^{SGS} + \Psi_{13} + D_{13} - \varepsilon_{13}^{GS} - \varepsilon_{13}^{SGS} + Residual = 0 \quad (5.24)$$

$$\Phi_{ij} = -C_1 \frac{1}{\tau} \langle u_i' u_j' \rangle - C_2 P_{ij} \quad (5.25)$$

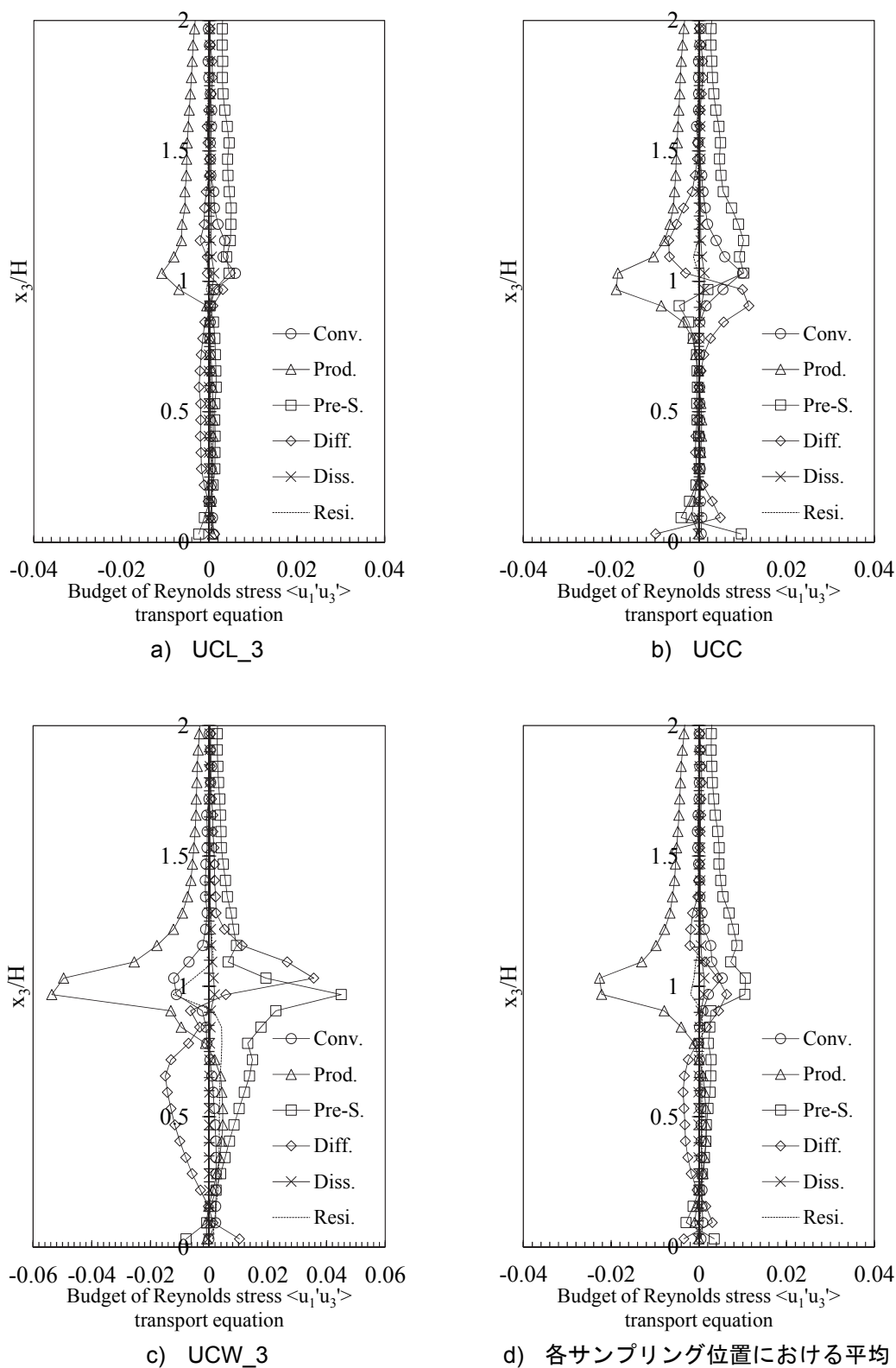


図 5.17 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の収支構造の鉛直プロファイル ( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)



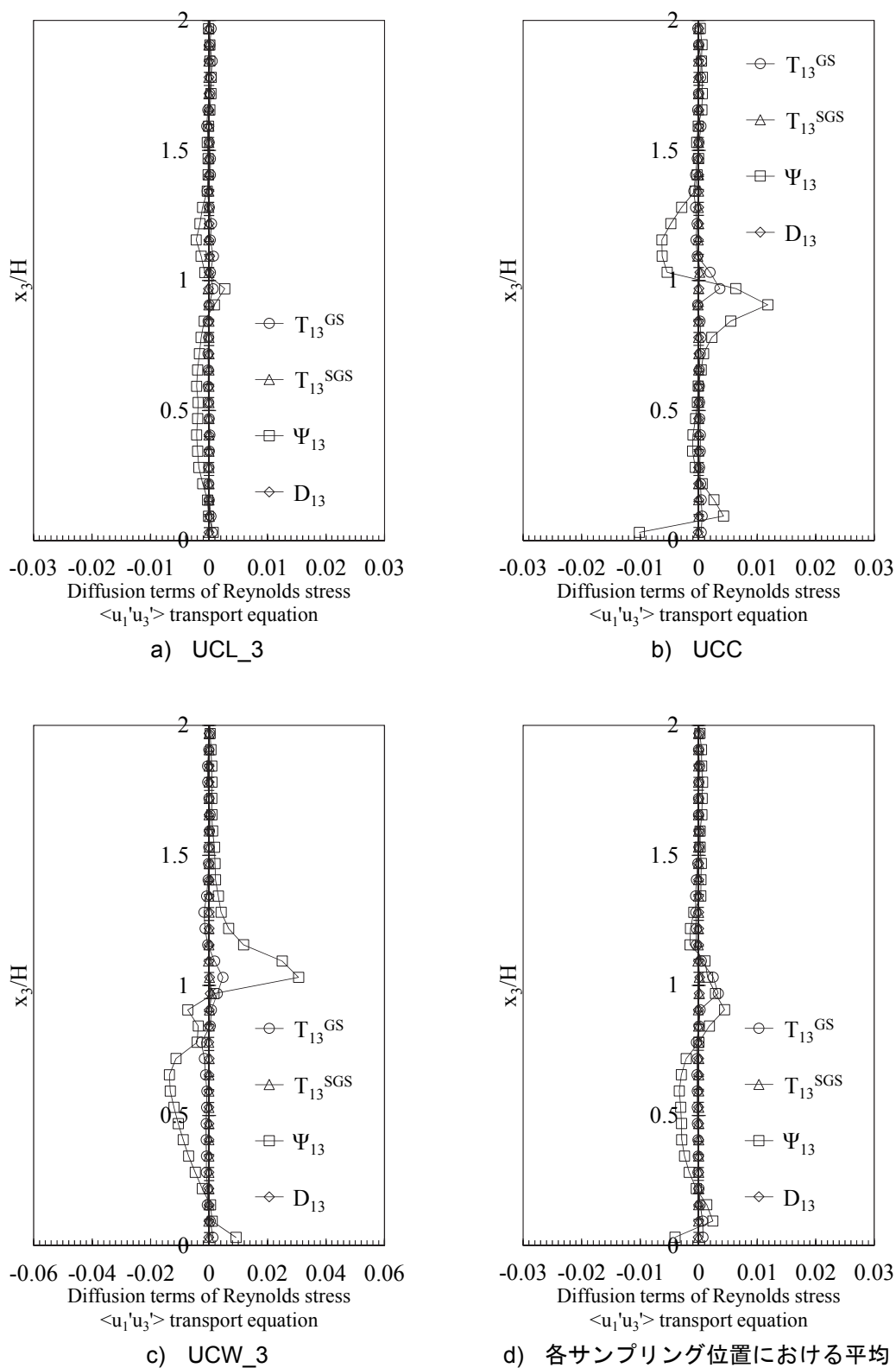


図 5.18 都市キャニオンにおける $\langle u_1'u_3' \rangle$ 輸送方程式の拡散項の鉛直プロファイル  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

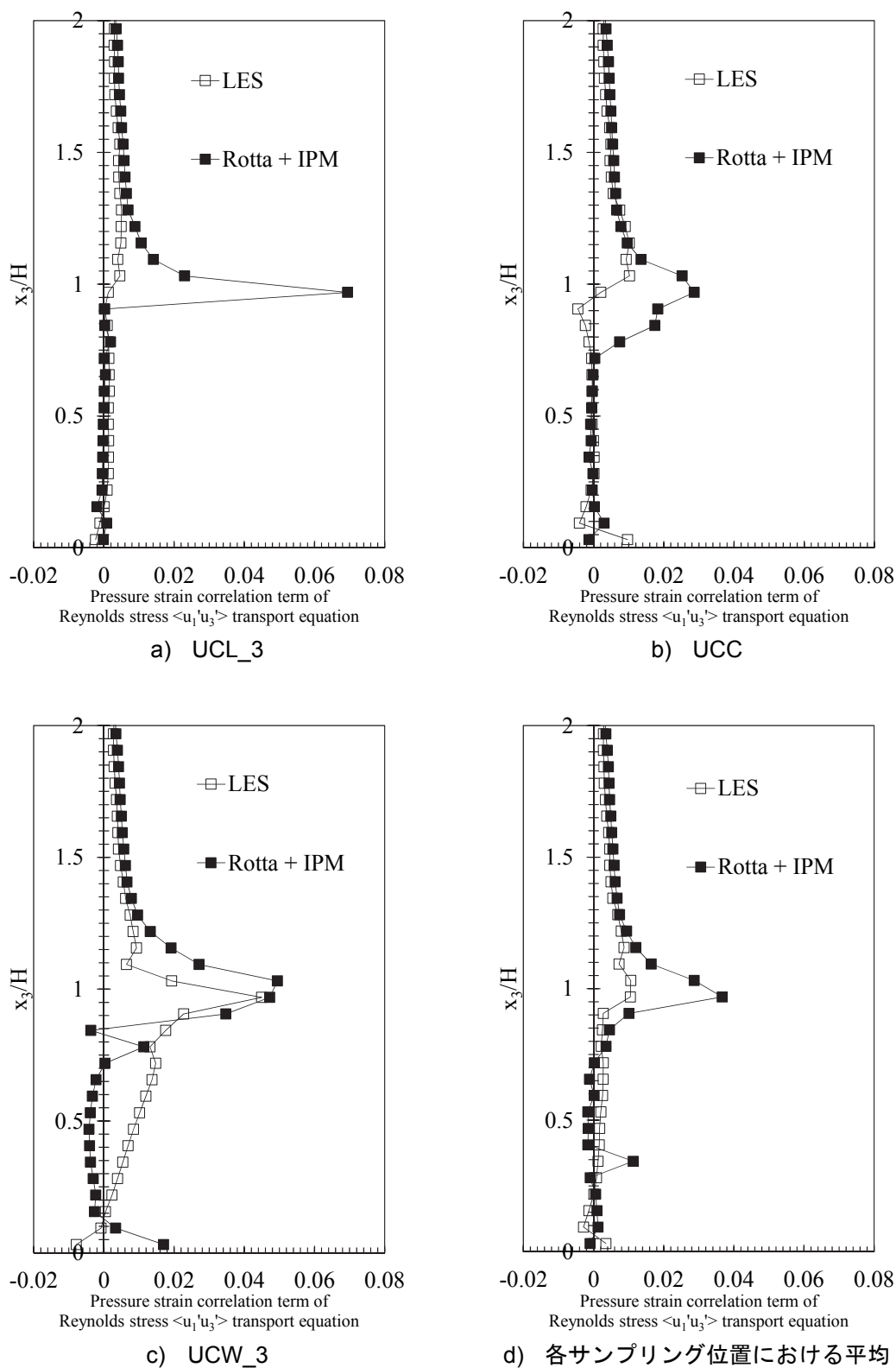


図 5.19 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の圧力歪相関項の鉛直プロファイル ( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

## §5 まとめ

本章では、高密度市街地を模擬した都市街区モデルに形成される流れ場を対象として LES、 $k-\epsilon$  モデルを用いた CFD 解析を行い、既往の風洞実験の結果と比較した。さらに、LES の解析結果を用いて、 $k-\epsilon$  モデルにおける  $\langle u_1' u_3' \rangle$  のモデル化の妥当性について検討した。以下、本検討により得られた知見をまとめる。

### ① LES と $k-\epsilon$ モデルの比較

LES と  $k-\epsilon$  モデルでは、都市キャニオン内に形成される循環渦の中心位置が異なっており、LES の方が風洞実験に近い結果になった。また、 $k-\epsilon$  モデルは風洞実験、LES と比較して、都市キャニオン内における乱流エネルギーを過小評価した。したがって、 $k-\epsilon$  モデルでは LES と比較して、都市キャニオン内における平均風速、乱れ性状の予測精度が低下したと言える。

### ② 気流構造

都市キャニオン風下側 (UCW\_3) では、 $x_1$  方向風速変動と比較して、 $x_2$  方向、 $x_3$  方向風速変動の低周波域におけるエネルギーが大きくなり、乱れの非等方性が大きくなった。都市キャニオンから低速流体が流出する Ejection が発生した時には、都市キャニオンに大規模な上昇流 (フラッシング) が見られ、上空における  $x_1$  方向、 $x_3$  方向風速変動の増加に寄与した。一方、都市キャニオンに高速流体が流入する Sweep が発生した時には、風下側建物壁面に沿う強い下降流 (キャビティー渦) が見られ、都市キャニオン風下側における  $x_3$  方向風速変動の増加に寄与した。

### ③ レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$

$k-\epsilon$  モデルでは LES と比較して、都市キャニオン内における  $\langle u_1' u_3' \rangle$  の絶対値が小さくなった。また、LES と  $k-\epsilon$  モデルでは、都市キャニオン内における  $\langle u_1' u_3' \rangle$  の空間分布の傾向が異なっており、LES の方が  $k-\epsilon$  モデルより風洞実験に近い結果になった。

### ④ 渦動粘性係数

都市キャニオン内の中心から風下側においては、LES と比較して  $k-\epsilon$  モデルの  $\nu_t$  がかなり小さくなった。これは、 $k-\epsilon$  モデルが都市キャニオン内における乱流エネルギーを過小評価したことが原因であると考えられる。また、都市キャニオン内の風上側、風下側の都市キャニオン上端、地表面付近においては、 $\nu_t$  が負となる逆勾配拡散現象が発生した。

### ⑤ レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の収支構造

都市キャニオン上端付近、都市キャニオン内においては、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  輸送方程式の移流項、拡散項が生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなった。したがって、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  輸送方程式における局所平衡の仮定は妥当ではなく、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  の勾配拡散近似の精度が低下すると考えられる。都市キャニオンでは、 $k-\epsilon$  モデルにおける  $\langle u_1' u_3' \rangle$  のモデル化に移流項、拡散項の効果を組み込む必要がある。また、都市キャニオン上端の風上側 (UCL\_3)、中心 (UCC)、都市キャニオン内の風下側 (UCW\_3) においては、LES から得られた圧力歪相関項と Rotta モデル、IPM から得られた圧力歪相関項の相違が大きくなるため、圧力歪相関項のモデル化の改良が必要であると考えられる。

注

5.1) FAC2 は、式(A5.1)で表される。

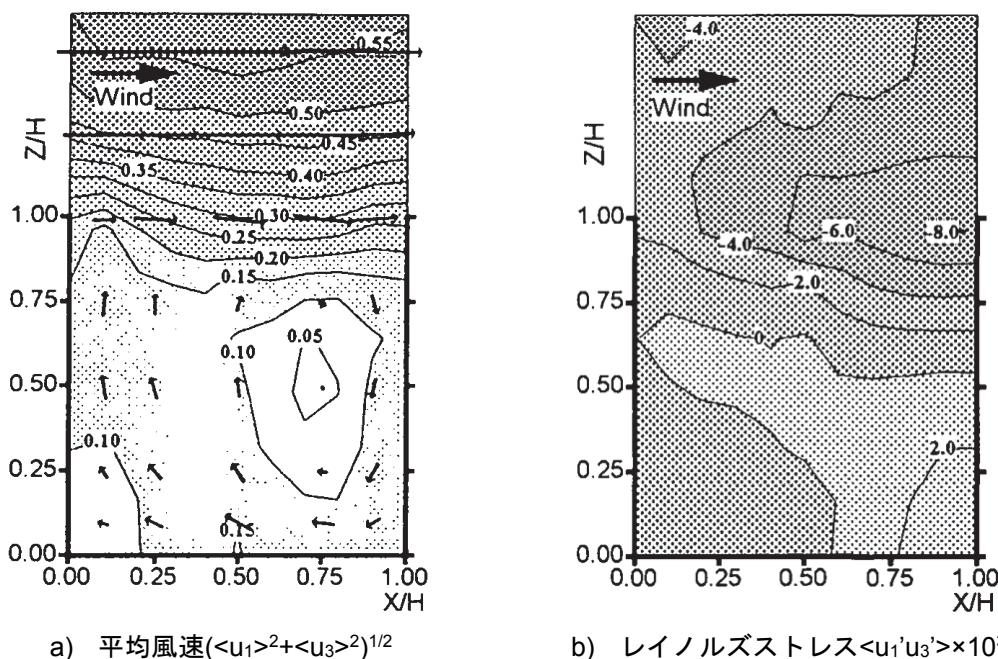
$$FAC2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N_i \tag{A5.1}$$

$$N_i = \begin{cases} 1 & \text{for } 0.5 \leq \frac{P_i}{O_i} \leq 2 \\ 0 & \text{else} \end{cases} \tag{A5.2}$$

ここで、 $P_i$  は CFD 解析値、 $O_i$  は風洞実験値である。

FAC2 は、CFD 解析値が風洞実験値の倍半分以内となるデータ数を、全データ数で除したものである。FAC2 は 0 から 1 の値となり、FAC2 が大きいほど CFD 解析値と風洞実験値の対応が良いことを意味する。

5.2) 補図 A5.1 に上原ら<sup>文5.1), 文5.2)</sup>の風洞実験の都市キャニオンにおける平均風速、レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布を示す。



補図 A5.1 都市キャニオンにおける平均風速・レイノルズストレスの空間分布(風洞実験)  
(上原ら<sup>文5.2)</sup>の Fig. 13b), 21b)を転載)

5.3) 都市キャニオン内においては $\langle u_1' u_3' \rangle$ の生産項が正となるため、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ が正となっている。 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の生産項は式(5.16)で表されるが、生産項の中では、 $-\langle u_1'^2 \rangle (\partial \langle u_3 \rangle / \partial x_1)$ が正

## 第5章 LESを用いた都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

の $\langle u_1' u_3' \rangle$ に大きく寄与した。つまり、都市キャニオン内においては、 $x_3$ 方向平均風速の $x_1$ 方向勾配が負となるため、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の生産項が正となっていると考えられる。

## 記号表

$f$  : 変数  $f$  の瞬時値

$\langle f \rangle$  : 変数  $f$  の時間平均値

$f'$  : 変数  $f$  の時間変動値

$x_i$  : 空間座標の3成分( $i=1$ :主流方向、 $i=2$ :スパン方向、 $i=3$ :鉛直方向)

$u_i$  : 風速ベクトルの3成分( $i=1$ :主流方向、 $i=2$ :スパン方向、 $i=3$ :鉛直方向)

$p$  : 圧力

$k$  : 乱流エネルギー

$\varepsilon$  : 散逸率

$\nu$  : 動粘性係数

$\nu_t$  : 渦動粘性係数

$\tau$  : 乱れの時間スケール ( $\tau = k/\varepsilon$ )

$\tau_{ij}$  : SGS 応力

$\delta_{ij}$  : クロネッカーのデルタ関数

$P_k$  : 乱流エネルギーの生産項

$C_k$  : 乱流エネルギーの移流項

$D_k$  : 乱流エネルギーの拡散項

$C_{ij}$  : 移流項

$P_{ij}$  : 生産項

$\Phi_{ij}$  : 圧力歪相関項

$T_{ij}$  : 乱流拡散項

$T_{ij}^{GS}$  : GS 乱流拡散項

$T_{ij}^{SGS}$  : SGS 乱流拡散項

$\Psi_{ij}$  : 圧力拡散項

$D_{ij}$  : 分子拡散項

$\varepsilon_{ij}$  : 散逸項

$\varepsilon_{ij}^{GS}$  : GS 散逸項

$\varepsilon_{ij}^{SGS}$  : SGS 散逸項

Conv. : 移流項( $C_{13}$ )

Prod. : 生産項( $P_{13}$ )

Pre-S. : 圧力歪相関項( $\Phi_{13}$ )

Diff. : 拡散項( $T_{13}^{GS} + T_{13}^{SGS} + \Psi_{13} + D_{13}$ )

Diss. : 散逸項( $\varepsilon_{13}^{GS} + \varepsilon_{13}^{SGS}$ )

Resi. : 残差(Residual)

## 参考文献

- 5.1)上原清: 交差点周辺の大気汚染濃度分布に関する風洞実験 市街地における汚染物の拡散に関する実験的研究 その1, 日本建築学会計画系論文集, 第485号, pp.25-34, 1996
- 5.2)上原清, 村上周三, 老川進, 若松伸司: 温度成層流中のストリートキャニオン内の流れに関するLDVを用いた風洞実験 市街地における汚染物の拡散に関する実験的研究 その2, 日本建築学会計画系論文集, 第492号, pp.39-46, 1997
- 5.3)Tominaga, Y., Mochida, A., Yoshie, R., Kataoka, H., Nozu, T., Yoshikawa, M., Shirasawa, T.: AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.96, pp.1749-1761, 2008
- 5.4)VDI Guideline: Environmental Meteorology – Prognostic microscale wind field models – Evaluation for flow around buildings and obstacles, 2005
- 5.5)Raupach, M. R.: Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.108, pp.363-382, 1981
- 5.6)Cui, Z., Cai, X., Baker, C. J.: Large-eddy simulation of turbulent flow in a street canyon, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol.130, pp.1373-1394, 2004
- 5.7)Cheng, W. C., Liu, C. H.: Large-eddy simulation of flow and pollutant transports in and above two-dimensional idealized street canyons, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.139, pp.411-437, 2011
- 5.8)Kikumoto, H., Ooka, R.: A numerical study of air pollutant dispersion with bimolecular chemical reactions in an urban street canyon using large-eddy simulation, *Atmospheric Environment*, Vol.54, pp.456-464, 2012
- 5.9)Coceal, O., Dobre, A., Thomas, T. G., Belcher, S. E.: Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.589, pp.375-409, 2007
- 5.10)Takimoto, H., Sato, A., Barlow, J. F., Moriwaki, R., Inagaki, A., Onomura, S., Kanda, M.: Particle image velocimetry measurements of turbulent flow within outdoor and indoor urban scale models and flushing motions in urban canopy layers, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.140, pp.295-314, 2011
- 5.11)Inagaki, A., Castillo, M. C. L., Yamashita, Y., Kanda, M., Takimoto, H.: Large-eddy simulation of coherent flow structures within a cubical canopy, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.142, pp.207-222, 2012
- 5.12)Murakami, S., Mochida, A., Hayashi, Y.: Examining the k- $\epsilon$  model by means of a wind tunnel test and large-eddy simulation of the turbulence structure around a cube, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.35, pp.87-100, 1990
- 5.13)Shirasawa, T., Mochida, A., Tominaga, Y., Yoshino, H.: Evaluation of turbulent time scale of linear revised k- $\epsilon$  models based on LES data, *The Fourth International Symposium on*



Computational Wind Engineering, pp.125-128, 2006

- 5.14) Tominaga, Y., Stathopoulos, T.: CFD modeling of pollution dispersion in building array: Evaluation of turbulent scalar flux modeling in RANS model using LES results, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.104-106, pp.484-491, 2012
- 5.15) 大風翼, 持田灯, 小野梓, 環貫陽: LES による都市ラフネスが都市 Canopy 層の流れの構造に及ぼす影響の分析 (その 1) 乱れの長さスケールの推定方法, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (北海道), pp.777-778, 2013
- 5.16) 土屋直也, 飯塚悟, 大岡龍三, 村上周三, 加藤信介: 非等温室内気流の LES データベースに基づくレイノルズ応力, 乱流熱流束の収支構造の解析, 日本建築学会計画系論文集, 第 550 号, pp.47-54, 2001



## 第6章

# LESを用いた様々なアスペクト比の 都市キャニオンにおけるレイノルズストレスの モデル化に関する検討

## 第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

### §1 はじめに

第5章では、Large-eddy simulation (LES)を用いて、風洞実験では困難な詳細な乱流統計量の空間分布を取得し、都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化の妥当性について検討した。その結果、都市キャニオンにおいては、レイノルズストレスの輸送方程式の生産項、圧力歪相関項と比較して、移流項、拡散項の効果が大きくなり、レイノルズストレスの勾配拡散近似が妥当ではないことを明らかにした。しかし、第5章の検討における都市キャニオン形状はアスペクト比が1.0のCaseに限られており、都市キャニオン形状がレイノルズストレスのモデル化の妥当性に与える影響については不明な点が存在する。

本章では、まず、アスペクト比が1.0、0.5、0.25の都市キャニオンに形成される流れ場を対象として、LES、Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS)モデルを用いたComputational fluid dynamics (CFD)解析を行い、その結果を風洞実験と比較する。さらに、LESにより得られた詳細な乱流統計量の空間分布を用いて、都市キャニオン形状がレイノルズストレスのモデル化の妥当性に与える影響について検討する。なお、本章ではRANSモデルの乱流モデルは最も代表的な標準k-εモデル(k-εモデル)とする。

### §2 解析手法

#### 2.1 解析対象

図6.1、図6.2にそれぞれLES、k-εモデルの解析領域を示す。本検討では、上原ら<sup>文6.1)</sup>の風洞実験を参照し、高密度市街地を模擬した都市街区モデルを解析対象とした。各辺の寸法が $H(x_1) \times H(x_2) \times H(x_3)$ ( $H=100\text{mm}$ )の立方体の建物モデルブロックを $x_1$ 方向に $H$ 、 $x_2$ 方向に $0.5H$ の間隔で $x_1$ 方向に10列配置し、都市街区モデルを作成した。LESを行う際には、都市街区モデルへの接近流を作成するために、都市街区モデルの風上側に各辺の寸法が $H(x_1) \times H(x_2) \times 0.5H(x_3)$ の粗度ブロックを $x_1$ 方向に $H$ 、 $x_2$ 方向に $H$ の間隔で千鳥格子状に50列配置した。

本検討では、上原ら<sup>文6.1)</sup>の風洞実験と同様に、5列目、6列目の建物モデルブロックの間に形成される都市キャニオンを解析対象とした。表6.1、図6.3に各Caseの都市キャニオン形状、データのサンプリング位置を示す。解析対象とする都市キャニオンの幅が $H$ の場合をCase AR1.0、 $2H$ の場合をCase AR0.5、 $4H$ の場合をCase AR0.25とした。都市キャニオンにおける空間分布を考慮するため、図6.3に示す都市キャニオン風上側のUCL\_3、UCL\_2、UCL\_1、都市キャニオン中心のUCC、都市キャニオン風下側のUCW\_1、UCW\_2、UCW\_3の7つのサンプリング位置においてデータを取得した。統計量は、都市キャニオン中心の $x_3=2H$ における $x_1$ 方向平均風速 $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ 、建物モデルブロック高さ $H$ により無次元化した。なお、LESで統計量を求める際には、 $x_2$ 方向の同じ条件となる位置における統計量を平均して示す。

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

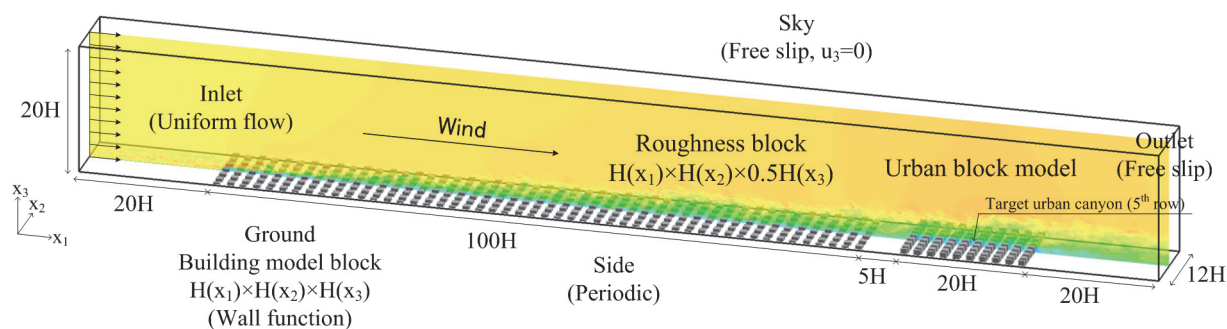


図 6.1 解析領域(LES)

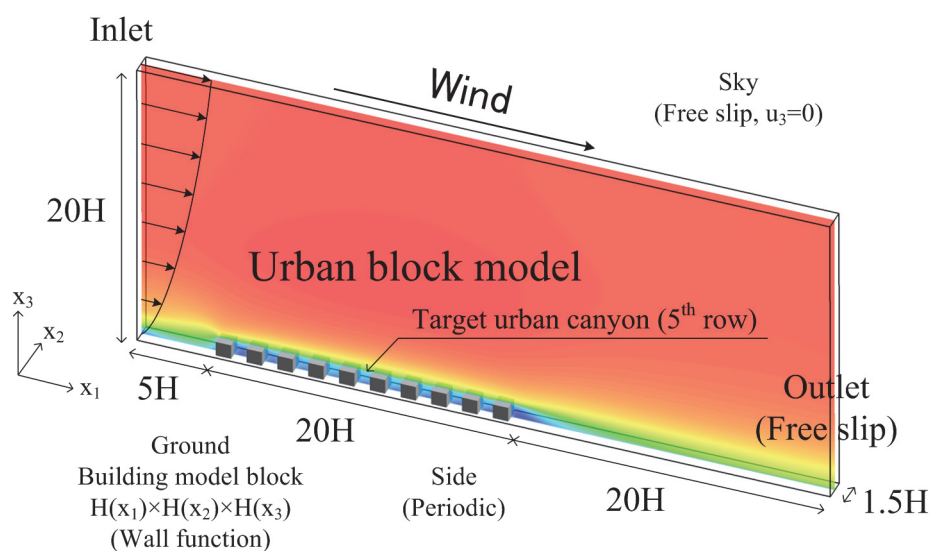


図 6.2 解析領域(k-εモデル)

表 6.1 都市キャニオン形状

	Case AR1.0	Case AR0.5	Case AR0.25
建物モデルブロック高さ h [m]	0.1	0.1	0.1
都市キャニオン幅 w [m]	0.1	0.2	0.4
アスペクト比 h/w [-]	1.0	0.5	0.25

## 第6章 LES を用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

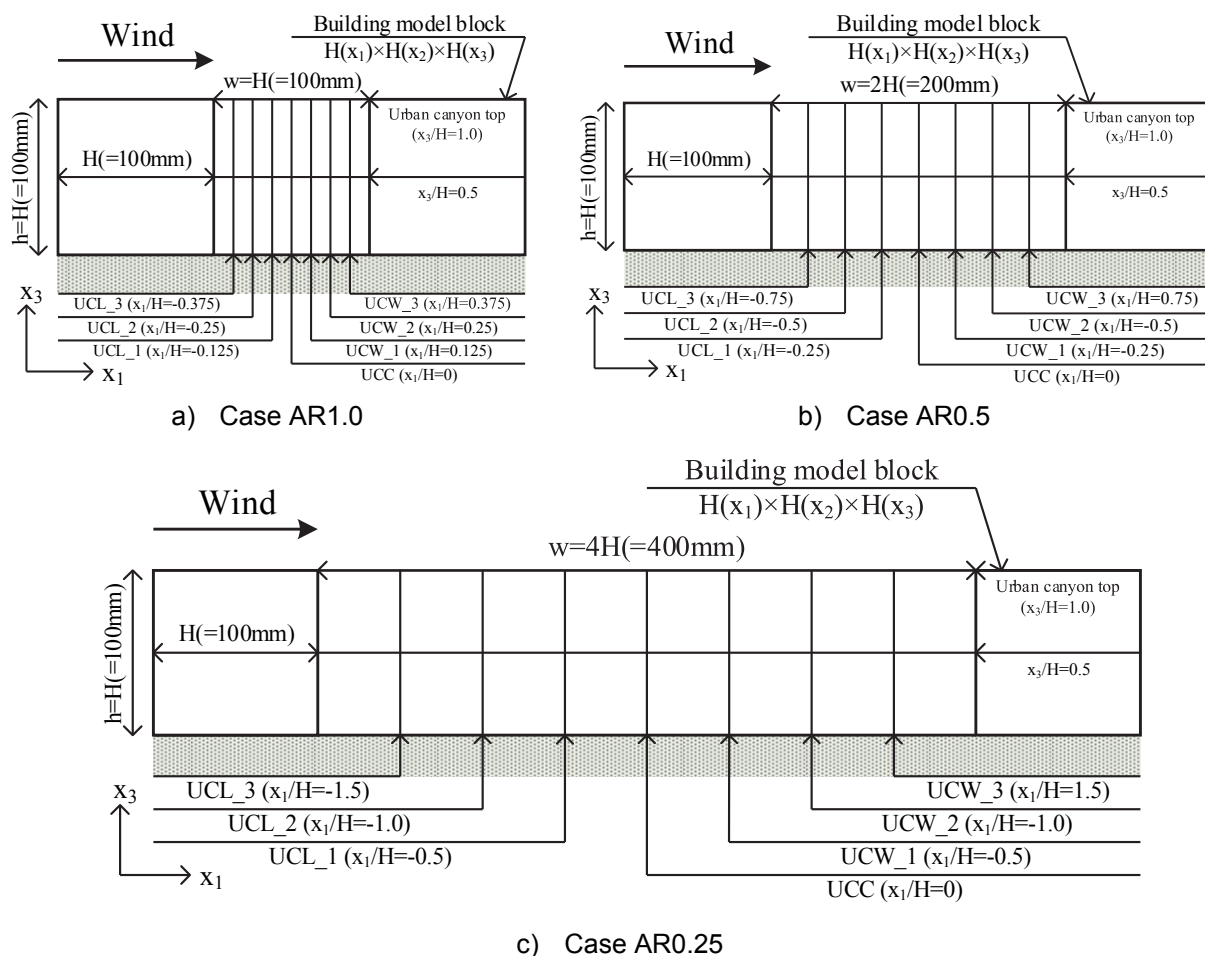


図 6.3 都市キャニオン形状とデータのサンプリング位置

### 2.2 解析条件

表 6.2、表 6.3 にそれぞれ LES、k- $\epsilon$  モデルの解析条件を示す。本検討では、オープンソース CFD 解析ソフトウェアである OpenFOAM (version 2.1.1) を用いて解析を行った。

LES の Sub-grid scale (SGS) モデルには標準 Smagorinsky モデルを用い、Smagorinsky 定数  $C_s$  は 0.12 とした。LES で統計量を求める際の平均化時間は、実時間  $t$  で 60s、 $x_3/H=2.0$  における  $x_1$  方向平均風速  $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ 、建物モデルブロック高さ  $H$  により定義した無次元化時間  $t^*$  ( $=t \langle u_1 \rangle_{(2H)} / H$ ) で 600 とした。LES の解析領域における流入境界条件は  $x_1$  方向風速が  $u_1=1.5\text{m/s}$  の一様流とした。したがって、LES の都市街区モデルへの接近流の鉛直プロファイルは、第 5 章で示した結果と同様である。

k- $\epsilon$  モデルの  $x_1$  方向平均風速の流入境界条件には、上原ら<sup>文 6.1)</sup>の風洞実験値を与えた。乱流エネルギーの流入境界条件には、Tominaga ら<sup>文 6.2)</sup>にならい、式(6.1)を用いて  $x_1$  方向風速変動 rms 値から推定した値を与えた。散逸率の流入境界条件には、Tominaga ら<sup>文 6.2)</sup>にならい、式(6.2)を用いて乱流エネルギーの生産項、散逸項が釣り合う局所平衡の仮定から推定した値を与えた。

第6章 LES を用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

$$k(x_3) = \frac{u_1'^2(x_3) + u_2'^2(x_3) + u_3'^2(x_3)}{2} \cong u_1'^2(x_3) \quad (6.1)$$

$$\varepsilon(x_3) \cong -\langle u_1' u_3' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_3} \cong C_\mu^{1/2} k(x_3) \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_3} \quad (6.2)$$

表 6.2 LES の解析条件

SGS モデル	標準 Smagorinsky モデル( $C_s=0.12$ ) van Driest 型減衰関数
解析領域	165H(x <sub>1</sub> )×12H(x <sub>2</sub> )×20H(x <sub>3</sub> )
解析格子	解析領域 : 1340(x <sub>1</sub> )×192(x <sub>2</sub> )×128(x <sub>3</sub> ) 都市キャニオン内 : 16(x <sub>1</sub> )×16(x <sub>2</sub> )×16(x <sub>3</sub> ) (Case AR1.0) 32(x <sub>1</sub> )×16(x <sub>2</sub> )×16(x <sub>3</sub> ) (Case AR0.5) 64(x <sub>1</sub> )×16(x <sub>2</sub> )×16(x <sub>3</sub> ) (Case AR0.25)
時間積分	PISO 法
時間離散化スキーム	2 次精度陰解法
空間離散化スキーム	2 次精度中心差分
流入境界条件	$u_1=1.5\text{m/s}$ (一様流)
流出境界条件	自由流出
側面境界条件	Periodic
上空境界条件	Free slip, $u_3=0$
地表面境界条件	Wall function (Spalding's law)
建物モデルブロック表面境界条件	

第6章 LES を用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

表 6.3 k-ε モデルの解析条件

解析領域	$45H(x_1) \times 1.5H(x_2) \times 20H(x_3)$
解析格子	解析領域 : $460(x_1) \times 24(x_2) \times 128(x_3)$ 都市キャニオン内 : $16(x_1) \times 16(x_2) \times 16(x_3)$ (Case AR1.0) $32(x_1) \times 16(x_2) \times 16(x_3)$ (Case AR0.5) $64(x_1) \times 16(x_2) \times 16(x_3)$ (Case AR0.25)
時間積分	SIMPLE 法
移流項 離散化スキーム	風速 : 2 次精度風上差分 乱流エネルギー, 散逸率 : TVD スキーム
流入境界条件	風速 : 風洞実験値 <sup>文6.1)</sup> 乱流エネルギー : $x_1$ 方向風速変動 rms 値から推定した値 <sup>文6.2)</sup> 散逸率 : 乱流エネルギー輸送方程式の 局所平衡から推定した値 <sup>文6.2)</sup>
流出境界条件	自由流出
側面境界条件	Periodic
上空境界条件	Free slip, $u_3=0$
地表面境界条件 建物モデルブロック表面 境界条件	Wall function (Generalized logarithmic law)



### §3 解析結果

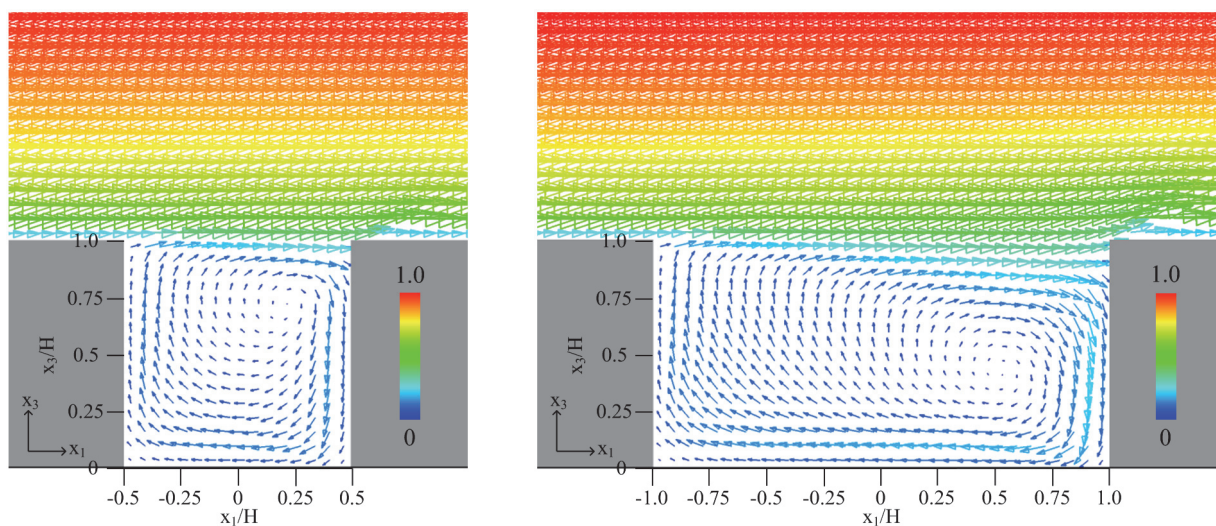
アスペクト比が 1.0、0.5、0.25 の都市キャニオンに形成される流れ場を対象とした LES、k-ε モデルの解析結果を上原ら<sup>文6.1)</sup>の風洞実験結果と比較し、LES、k-ε モデルの予測精度について検討する。

#### 3.1 平均風速

図 6.4、図 6.5 に都市キャニオンにおける平均風速の空間分布を示す。注 6.1)の補図 A6.1 に上原ら<sup>文6.1)</sup>の風洞実験結果を示す。

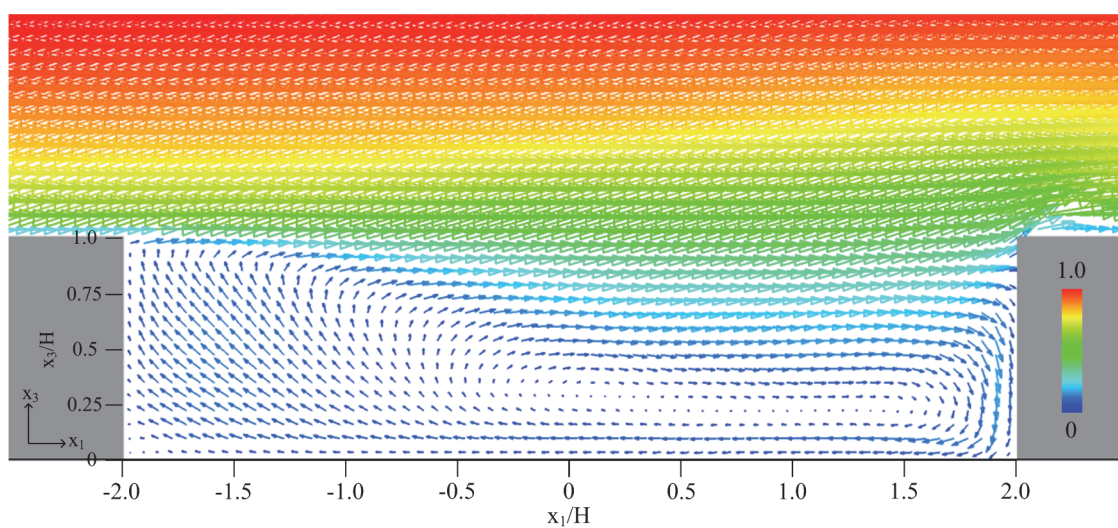
LES では、Case AR1.0、Case AR0.5 においては都市キャニオン内に循環渦が形成され、skimming flow となったが、Case AR0.25 においては明確な循環渦、再付着点ともに見られず、wake interference flow となった。一方、k-ε モデルでは、いずれの Case においても都市キャニオン内に一つの循環渦が形成された。上原ら<sup>文6.1)</sup>の風洞実験では、アスペクト比が 0.5 程度以上では skimming flow、0.5 から 0.25 程度までは wake interference flow、0.25 程度以下では isolated roughness flow となる結果を示している。したがって、k-ε モデルより LES の方が風洞実験に近い結果になったと言える。また、Case AR1.0、Case AR0.5 における LES、k-ε モデルの循環渦の中心位置は異なっており、いずれの Case においても k-ε モデルより LES の方が風洞実験結果に近くなった。

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討



a) Case AR1.0

b) Case AR0.5



c) Case AR0.25

図 6.4 都市キャニオンにおける平均風速 $(\langle u_1 \rangle^2 + \langle u_3 \rangle^2)^{1/2}$ の空間分布(LES)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

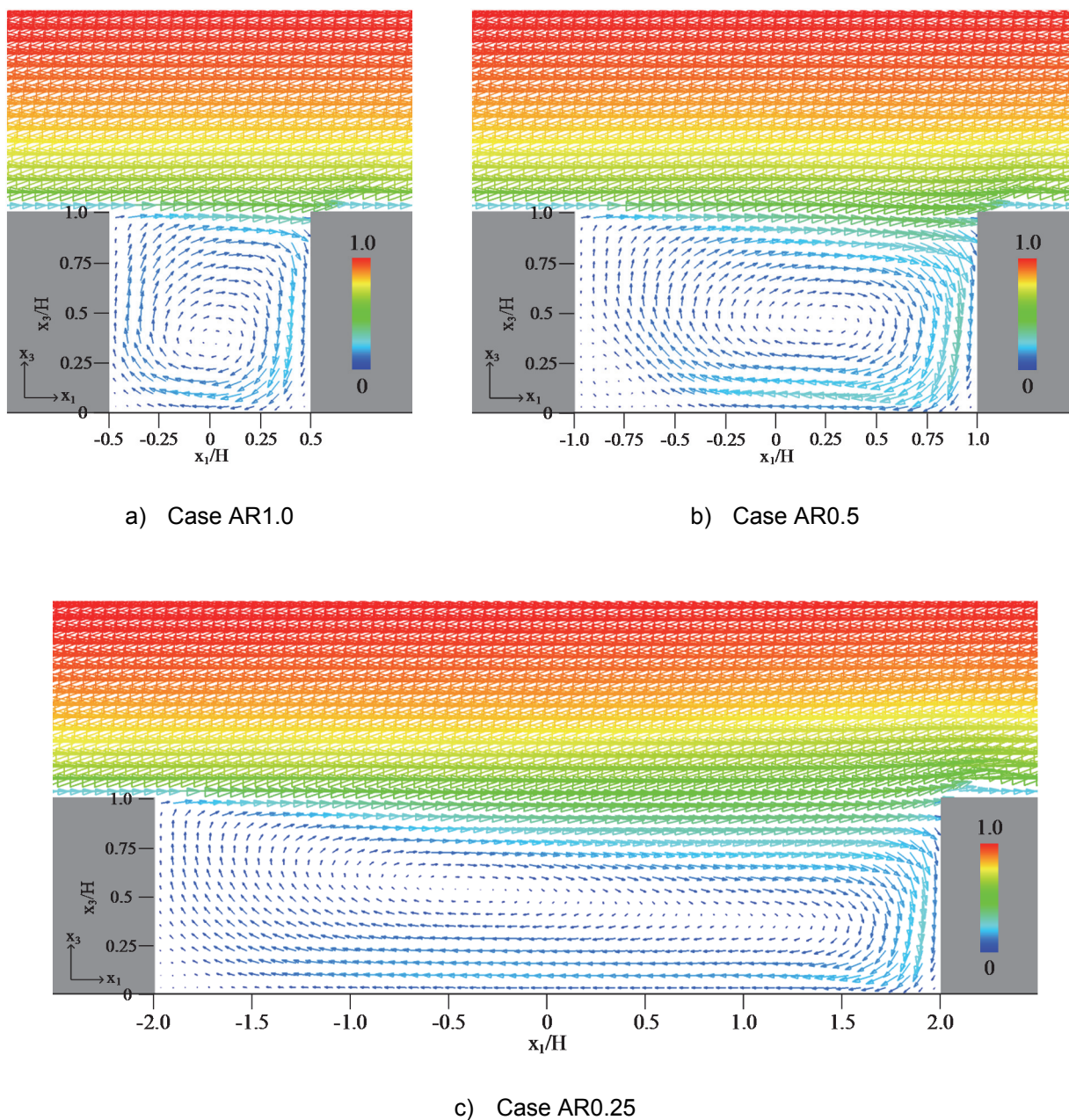


図 6.5 都市キャニオンにおける平均風速 $(\langle u_1 \rangle^2 + \langle u_3 \rangle^2)^{1/2}$ の空間分布(k- $\epsilon$ モデル)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

## 第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

### 3.2 乱れ性状

図 6.6、図 6.7 に都市キャニオンにおける乱流エネルギーの空間分布を示す。LES と k-ε モデルでは、乱流エネルギーの空間分布が大きく異なっており、特に、Case AR0.5、Case AR0.25 では、そのピーク位置の相違が大きくなった。LES では、Case AR0.5 においては  $x_1/H=0.25$  と  $0.5$  の間の都市キャニオン上端、Case AR0.25 においては  $x_1/H=-0.5$  の都市キャニオン上端で乱流エネルギーが最大となった。一方、k-ε モデルでは、いずれの Case においても風下側建物のコーナー部分で乱流エネルギーが最大となった。これは Murakami ら<sup>文6.3)</sup>が単体建物周辺気流を対象とした検討において指摘したように、k-ε モデルでは衝突領域における乱流エネルギーの生産を過大評価することが原因であると考えられる。また、k-ε モデルでは LES と比較して、Case AR1.0、Case AR0.5 の都市キャニオン内、Case AR0.25 の都市キャニオン内の風上側から中心 (UCL\_3、UCL\_2、UCL\_1、UCC) のような建物後流の影響が大きくなる領域における乱流エネルギーが小さくなる傾向が見られた。

図 6.8、図 6.9、図 6.10 に都市キャニオンにおける各方向風速変動 rms 値の空間分布を示す。いずれの Case においても、都市キャニオン上端では、 $x_1$  方向風速変動 rms 値が  $x_2$  方向、 $x_3$  方向風速変動 rms 値より大きくなった。図 6.11 に UCC の都市キャニオン上端における各方向風速変動のスペクトルを示す。 $f(H/\langle u_1 \rangle_{(2H)})=0.01$  から  $0.1$  の低周波域においては、 $x_1$  方向風速変動のエネルギーが  $x_2$  方向、 $x_3$  方向風速変動のエネルギーより大きく、都市キャニオン上端における乱れの非等方性が大きくなった。また、都市キャニオン幅が小さい Case AR1.0、Case AR0.5 では、 $f(H/\langle u_1 \rangle_{(2H)})=0.1$  から  $1$  の比較的高周波域においても、 $x_1$  方向風速変動のエネルギーが他方向のエネルギーと比較して大きくなった。

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

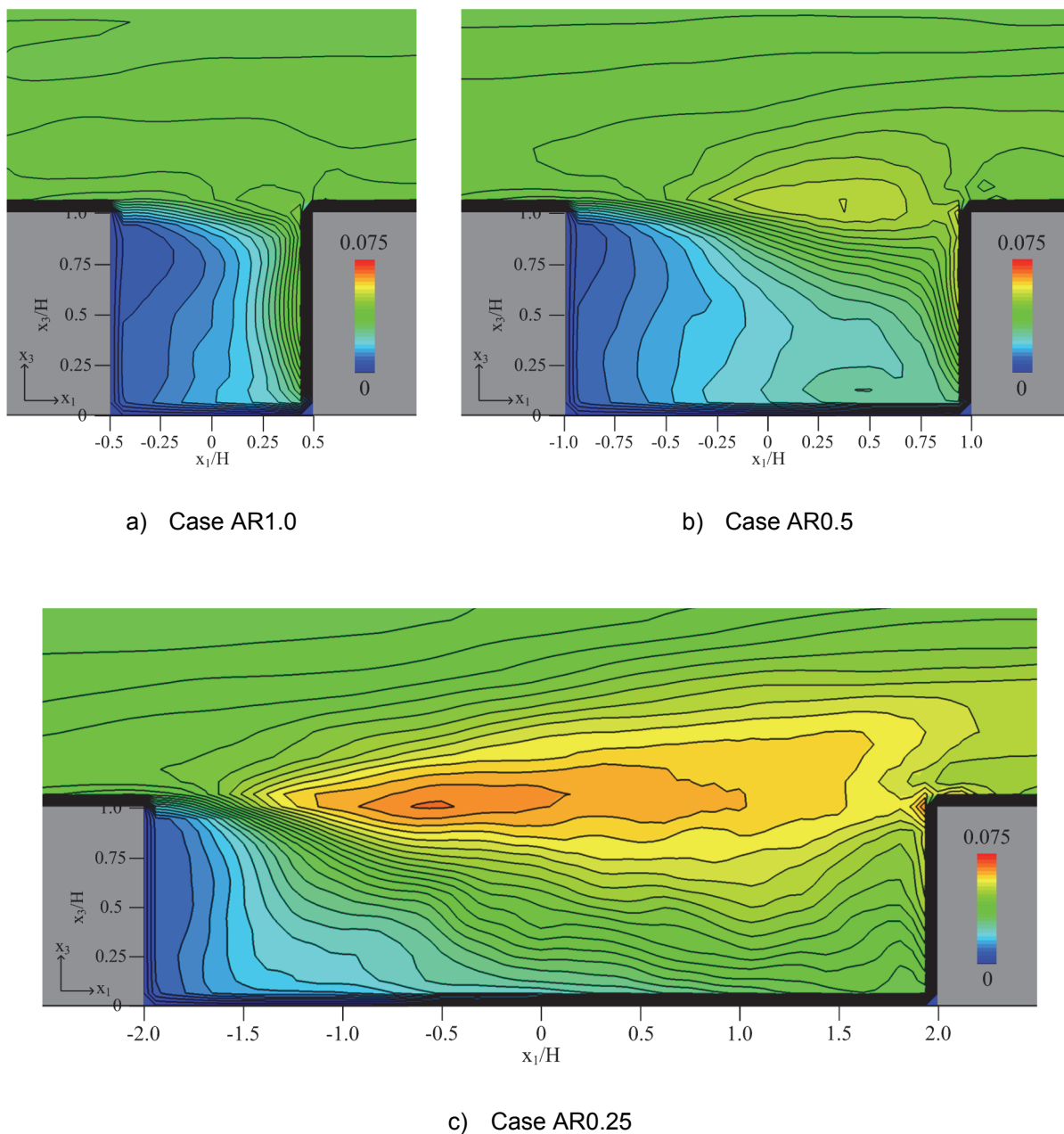


図 6.6 都市キャニオンにおける乱流エネルギーの空間分布(LES)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

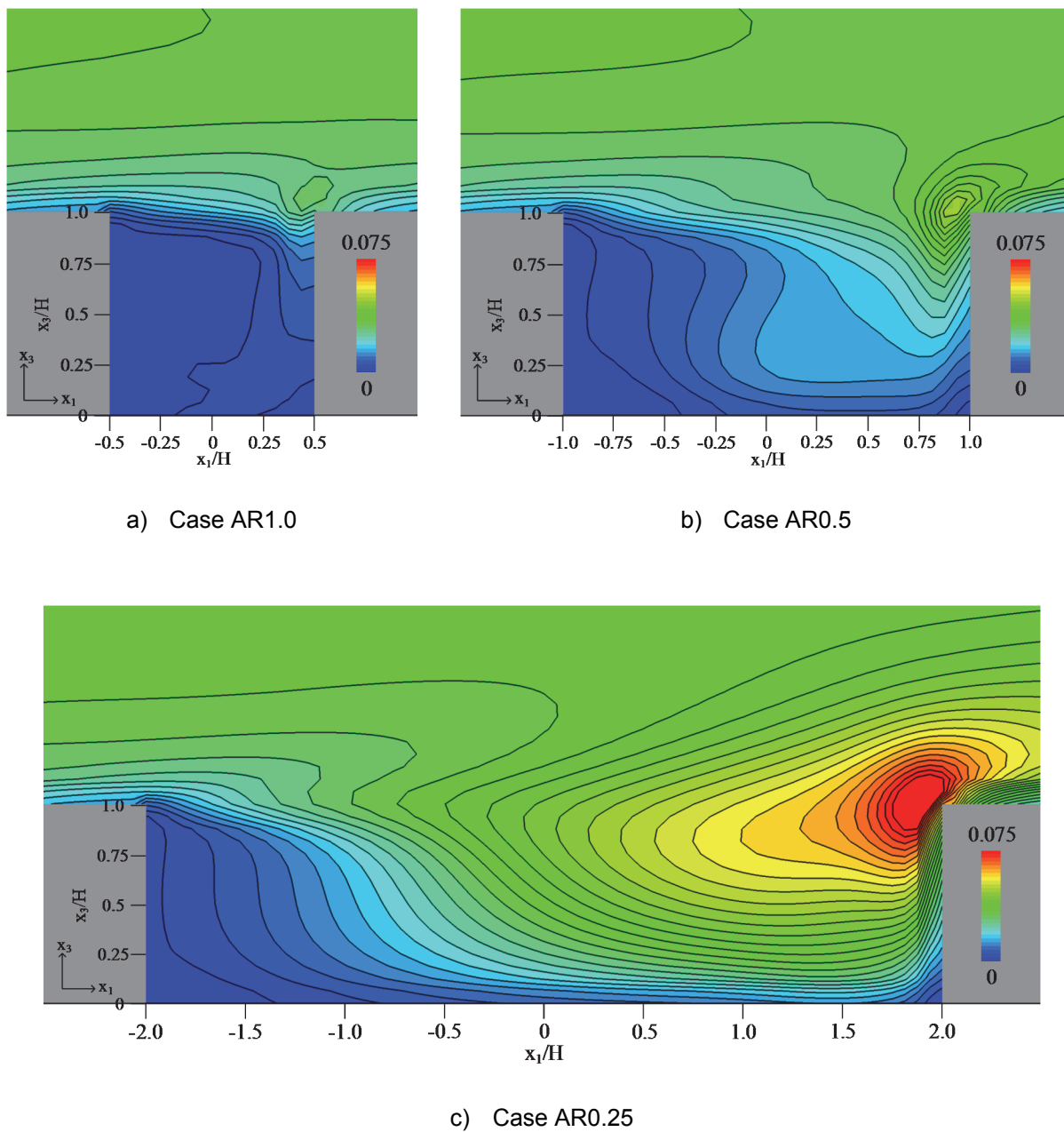
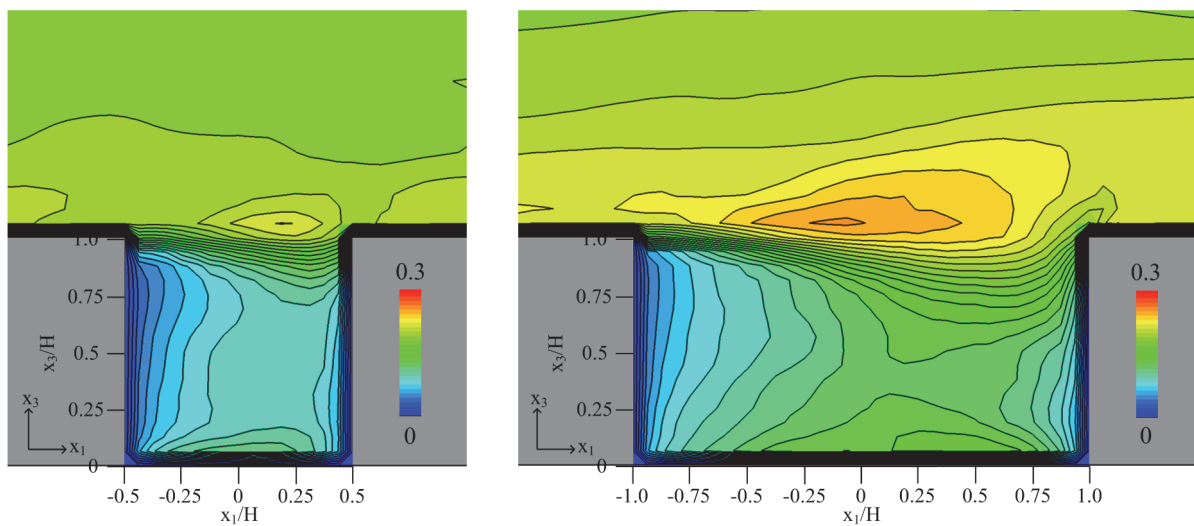


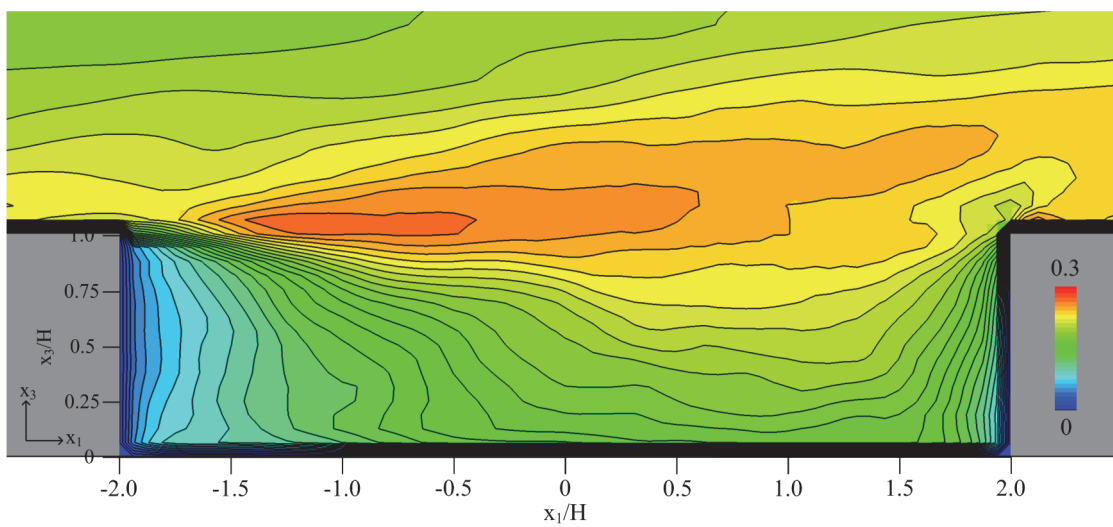
図 6.7 都市キャニオンにおける乱流エネルギーの空間分布(k-εモデル)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討



a) Case AR1.0

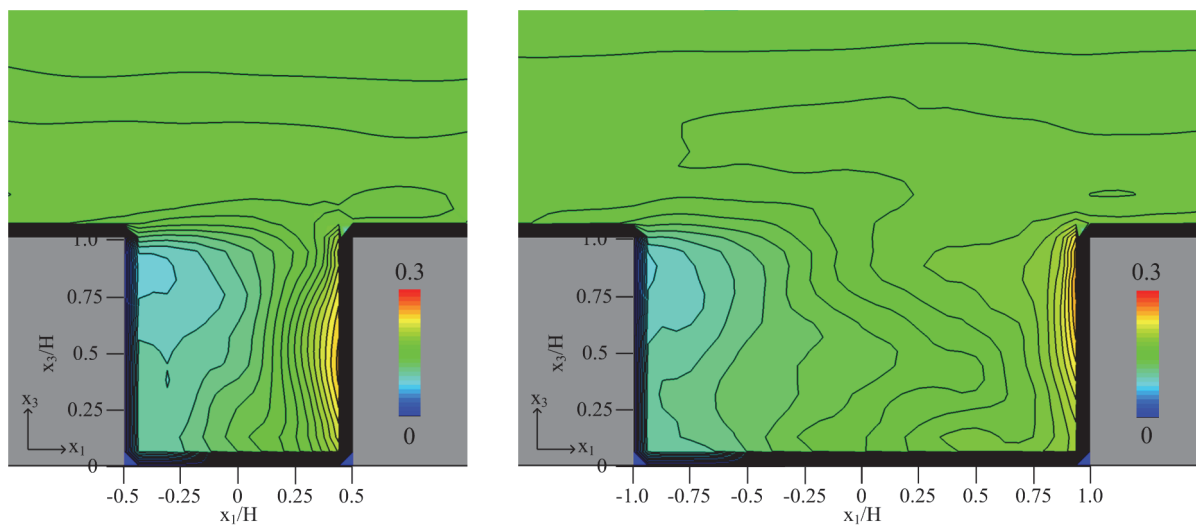
b) Case AR0.5



c) Case AR0.25

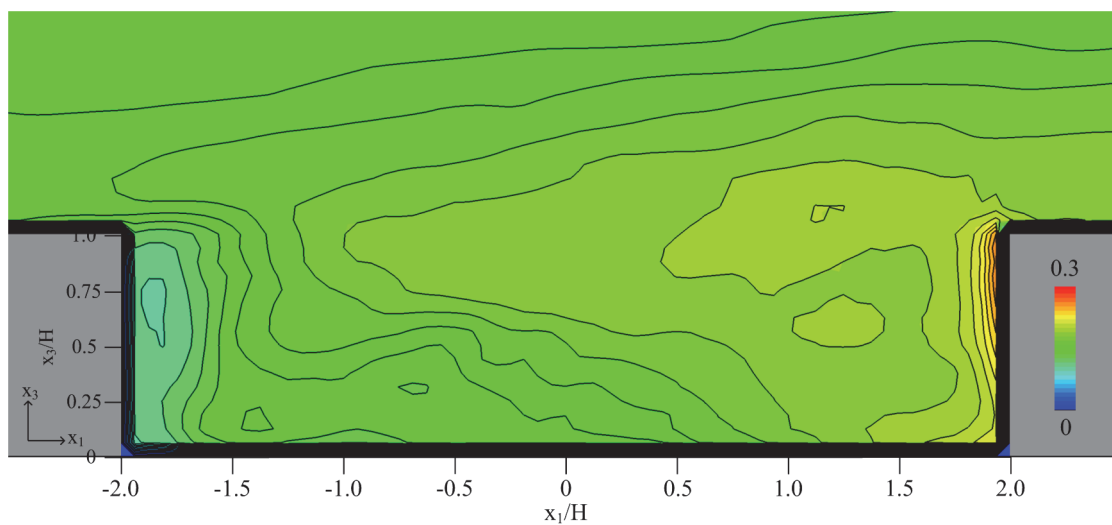
図 6.8 都市キャニオンにおける  $x_1$  方向風速変動 rms 値の空間分布(LES)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討



a) Case AR1.0

b) Case AR0.5



c) Case AR0.25

図 6.9 都市キャニオンにおける  $x_2$  方向風速変動 rms 値の空間分布(LES)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)



第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

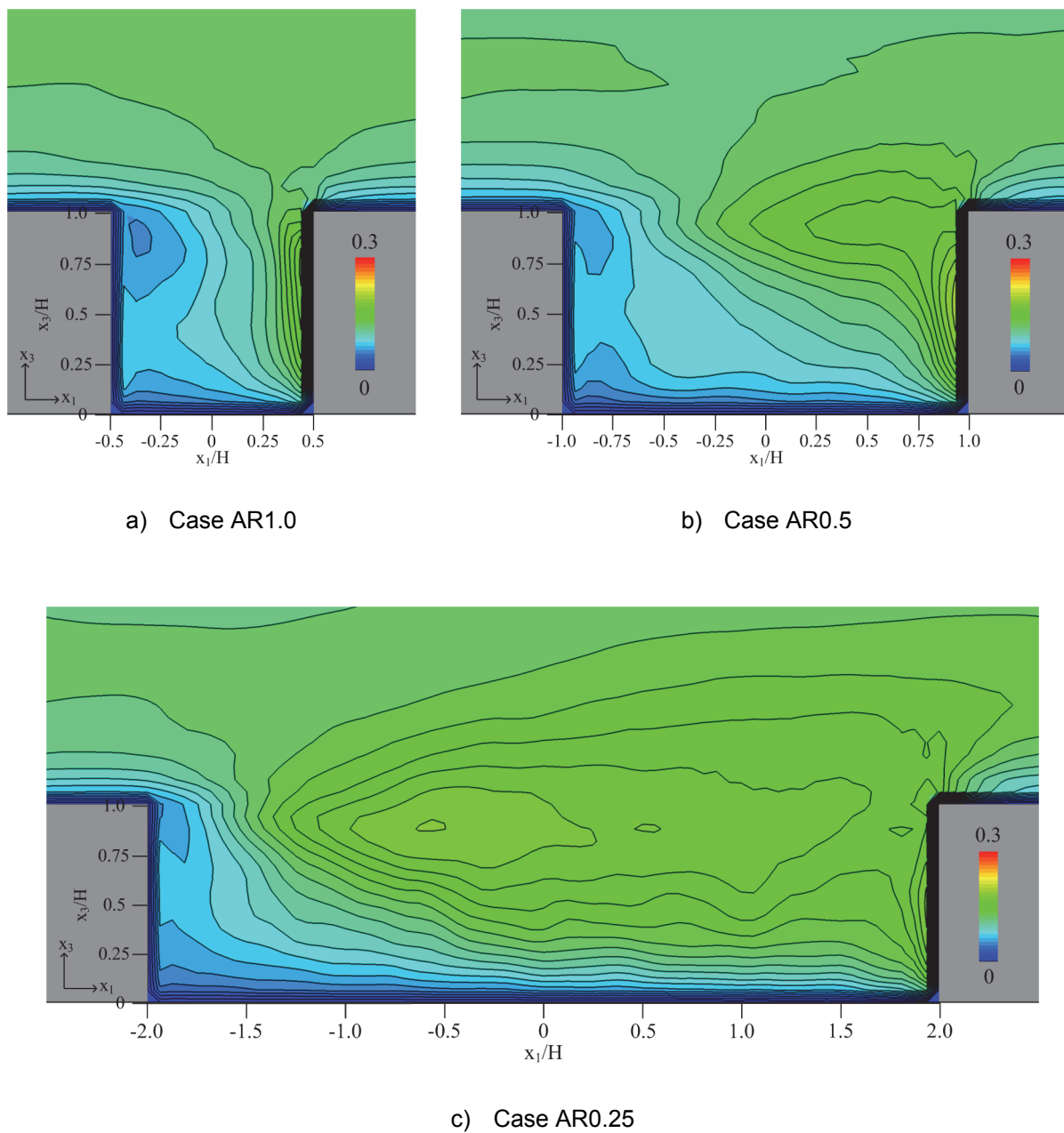
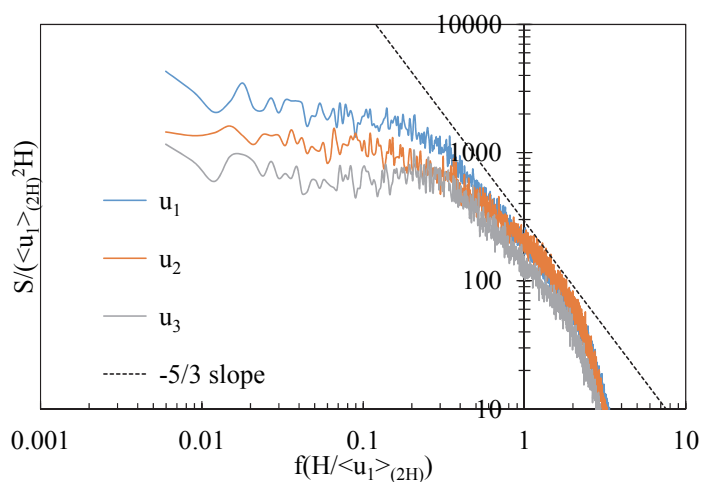
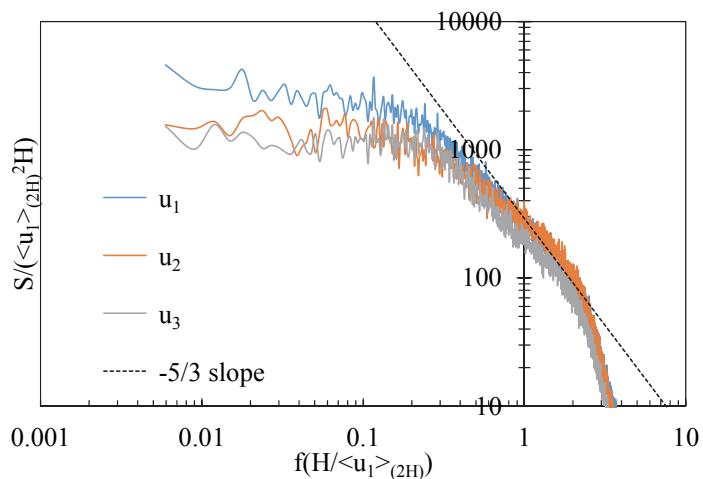


図 6.10 都市キャニオンにおける  $x_3$  方向風速変動 rms 値の空間分布(LES)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

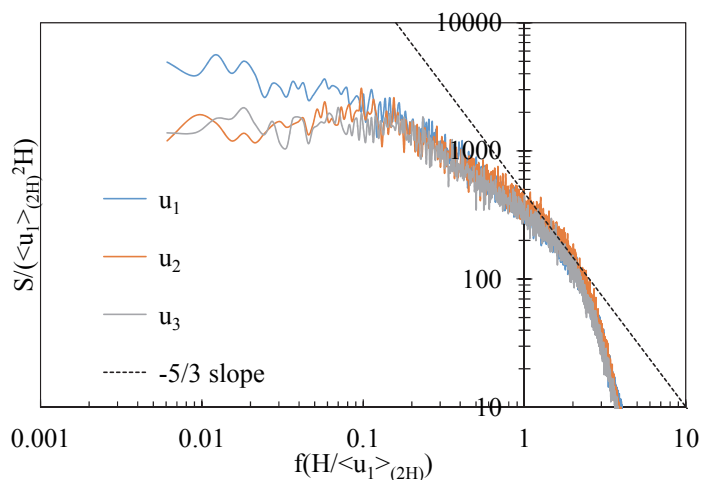
第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討



a) Case AR1.0



b) Case AR0.5



c) Case AR0.25

図 6.11 UCC の都市キャニオン上端における各方向風速変動のスペクトル ( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , H により無次元化)

## §4 レイノルズストレスのモデル化に関する検討

ここまでの検討結果から都市キャニオンにおいて LES と比較して、k-ε モデルの平均風速の空間分布の予測精度が低下することが示された。ここでは、さらに LES の解析結果を用いて k-ε モデルの予測精度に最も大きい影響を与えるレイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ のモデル化の妥当性について検討する。

### 4.1 レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$

図 6.12、図 6.13 に都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布を示す。Case AR0.5、Case AR0.25 においては、乱流エネルギーと同様に、LES、k-ε モデルの $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布の相違が大きくなった。特に、LES、k-ε モデルでは、都市キャニオン上端における $\langle u_1' u_3' \rangle$ のピーク位置が異なっている。LES では k-ε モデルより、都市キャニオン上端の風上側の位置において、 $\langle u_1' u_3' \rangle$ の絶対値が最大になった。乱流エネルギーの空間分布の相違が渦動粘性係数を介して $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布の相違につながったと考えられる。

LES と比較して k-ε モデルでは、上空と都市キャニオンの間の運動量交換が十分に再現されなかった。特に、Case AR0.25 では風上側から中心 (UCL\_3、UCL\_2、UCL\_1、UCC) の都市キャニオン上端における運動量交換が十分に再現されなかったため、LES では wake interference flow になったにもかかわらず、k-ε モデルでは skimming flow になったと考えられる。

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

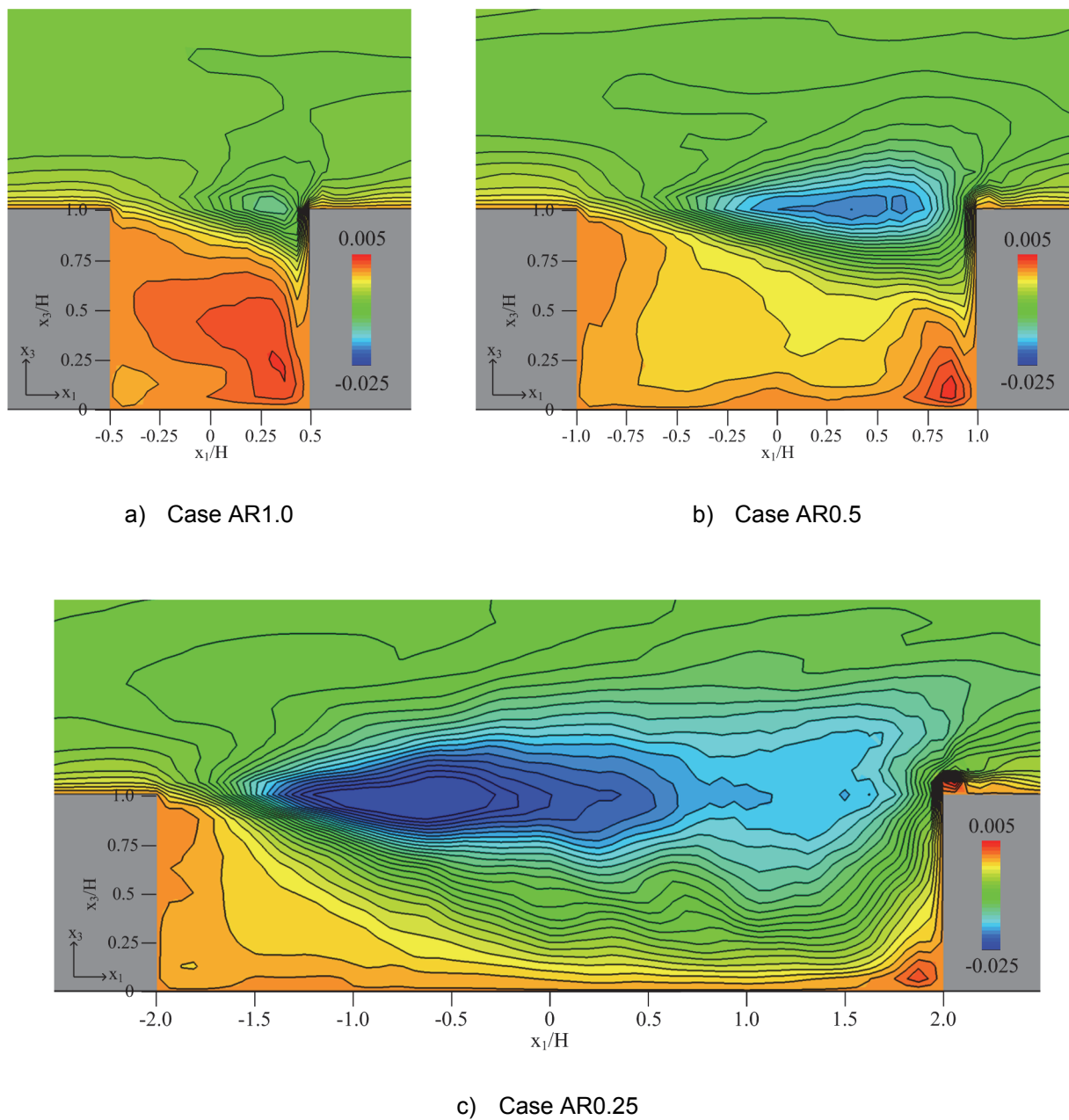


図 6.12 都市キャニオンにおけるレイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布(LES)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

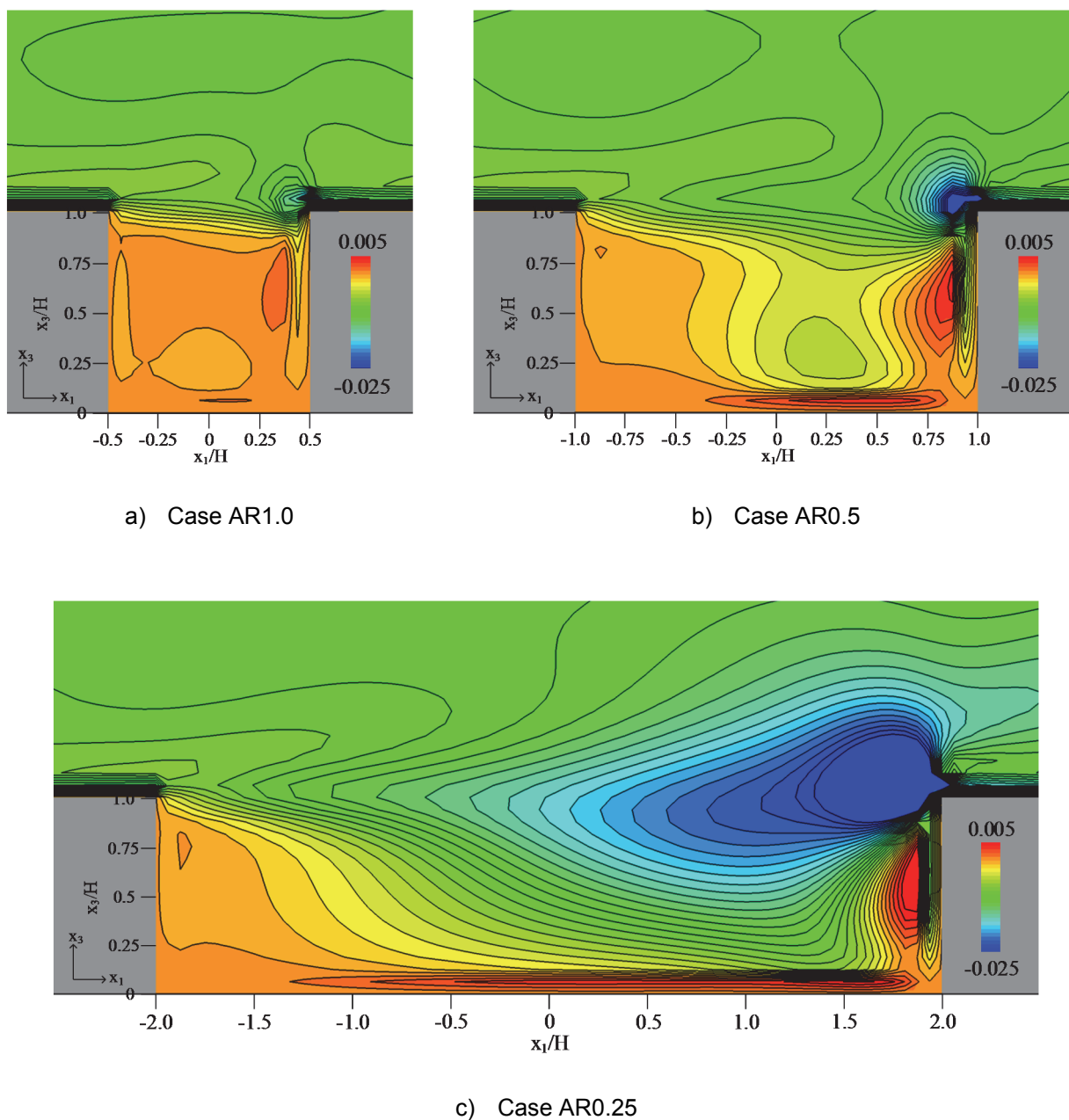


図 6.13 都市キャニオンにおけるレイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布(k- $\epsilon$ モデル)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ により無次元化)

#### 4.2 渦動粘性係数

LES の解析結果を用いて渦動粘性係数  $\nu_t$  を推定し、 $k-\epsilon$  モデルの結果と比較する。その結果に基づいて、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  のモデル化の妥当性について検討する。本検討では、第5章と同様に、Shirasawa ら<sup>文6.4)</sup>、Tominaga ら<sup>文6.5)</sup>、大風ら<sup>文6.6)</sup>にならない、式(6.3)を用いて LES の解析結果から  $\nu_t$  を推定する。

図 6.14 に都市キャニオンにおける  $\nu_t$  の鉛直プロファイルを示す。Case AR0.5、Case AR0.25 では、 $k-\epsilon$  モデルが LES と比較して、UCC の都市キャニオン上端における  $\nu_t$  を過小評価した。これは前述のように、LES、 $k-\epsilon$  モデルの乱流エネルギーのピーク位置が異なっていることが原因であると考えられる。また、Case AR1.0、Case AR0.5 では、 $k-\epsilon$  モデルが LES と比較して、都市キャニオン内における  $\nu_t$  を過小評価した。Case AR0.25 でも、UCL\_3 の都市キャニオン内においては、 $k-\epsilon$  モデルの  $\nu_t$  が LES の  $\nu_t$  より小さくなった。これは、 $k-\epsilon$  モデルでは LES と比較して、建物後流の影響が大きくなる領域における乱流エネルギーを過小評価したためであると考えられる。

LES の結果から、Case AR1.0、Case AR0.5 では、UCL\_3 の都市キャニオン内、地表面付近など  $\nu_t$  が負となる領域が存在することが分かる。第5章で述べた通り、負の  $\nu_t$  は運動量の逆勾配拡散現象が発生していることを意味する。逆勾配拡散現象は  $k-\epsilon$  モデルで用いられる勾配拡散近似では再現できないため、これらの領域においては  $\langle u_1' u_3' \rangle$  のモデル化の精度が著しく低下すると考えられる。一方、Case AR0.25 では、UCW\_3 の地表面付近の一部を除き、 $\nu_t$  が負となる領域はほとんど存在しなかった。

$$\nu_t = -\frac{R_{ij}S_{ij}}{S_{kl}S_{kl}} = \frac{2P_k}{S_{kl}S_{kl}} \quad (6.3)$$

$$S_{ij} = \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \quad (6.4)$$

$$R_{ij} = \langle u_i' u_j' \rangle - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \quad (6.5)$$

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

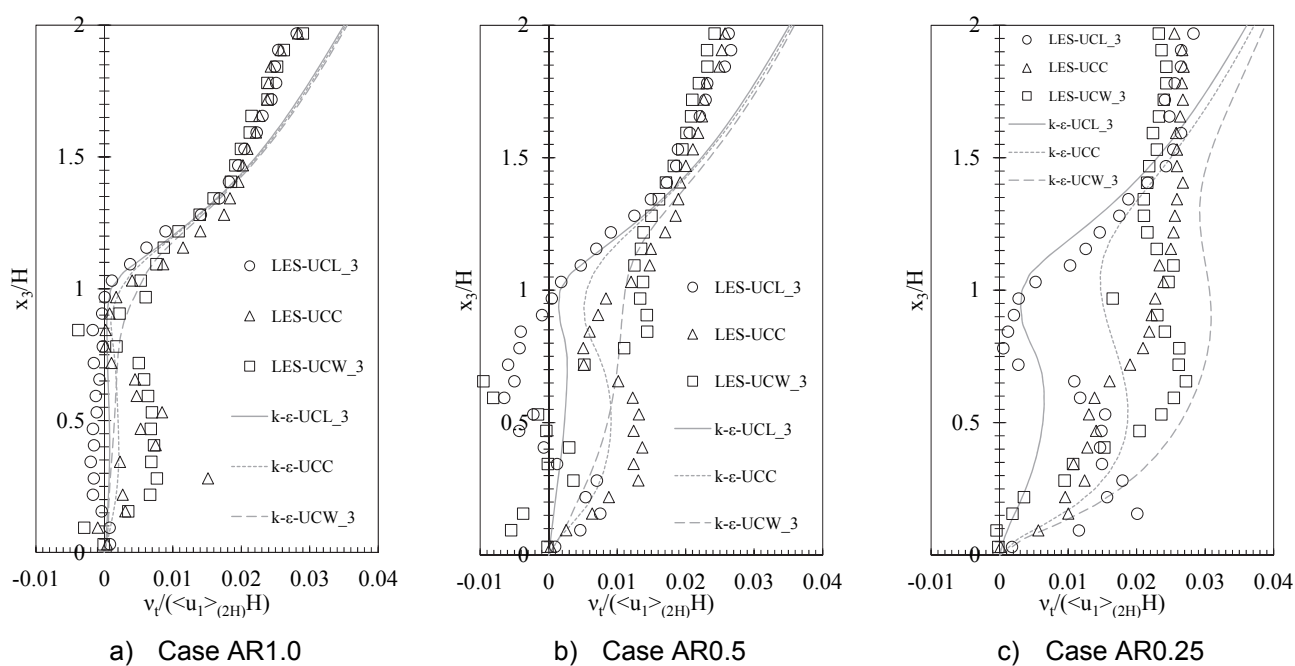


図 6.14 都市キャニオンにおける渦動粘性係数の鉛直プロファイル  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

### 4.3 乱流エネルギーの生産構造

図 6.15、図 6.16 に都市キャニオンにおける乱流エネルギーの生産項  $P_k$  (式(6.6)) の鉛直プロファイルを示す。LES では、Case AR0.5、Case AR0.25 においては、都市キャニオン上端の  $P_k$  が最大になる位置と乱流エネルギーが最大になる位置が異なっており、 $P_k$  は乱流エネルギーより風上側の位置で最大になった。つまり、都市キャニオン上端の風上側において過剰に生産され散逸しきれなかった乱流エネルギーが、移流、拡散の効果により風下側に輸送され、図 6.6 のような乱流エネルギーの空間分布が形成されたと考えられる。

k- $\epsilon$ モデルではLESと比較して、Case AR0.5ではUCL\_2、UCL\_1、Case AR0.25ではUCL\_3、UCL\_2の都市キャニオン上端における  $P_k$  が小さく、乱流エネルギーの生産が十分に再現されなかった。k- $\epsilon$ モデルにおいても、乱流エネルギーの移流、拡散の効果は考慮されるが、そもそも生産が十分ではないため、都市キャニオンにおけるLES、k- $\epsilon$ モデルの乱流エネルギーの空間分布の相違が大きくなったと考えられる。乱流エネルギーの精度は渦動粘性係数、レイノルズストレスの精度に影響を与える。したがって、Case AR0.5、Case AR0.25におけるk- $\epsilon$ モデルの予測精度を改善するためには、都市キャニオン上端における乱流エネルギーの生産の再現精度を改善する必要があると考えられる。

$$P_k = -\langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \quad (6.6)$$



第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

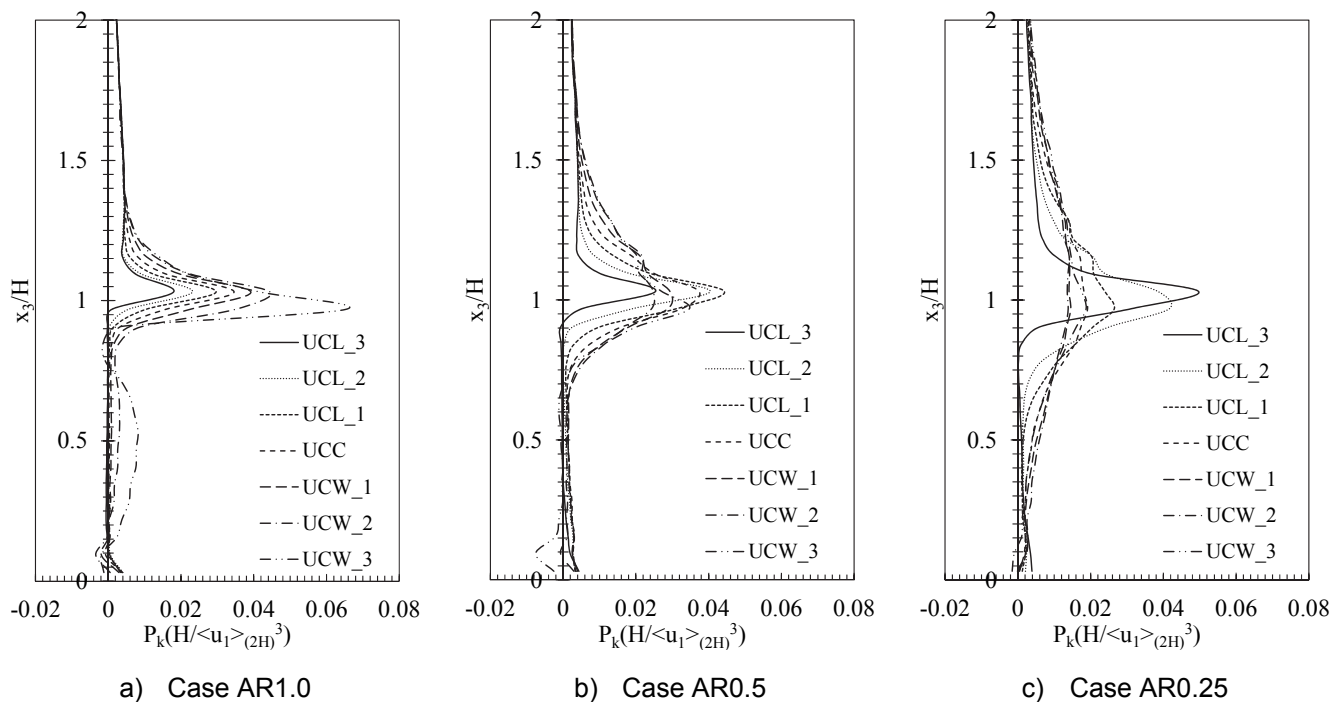


図 6.15 都市キャニオンにおける乱流エネルギーの生産項の鉛直プロファイル(LES)  
 ( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

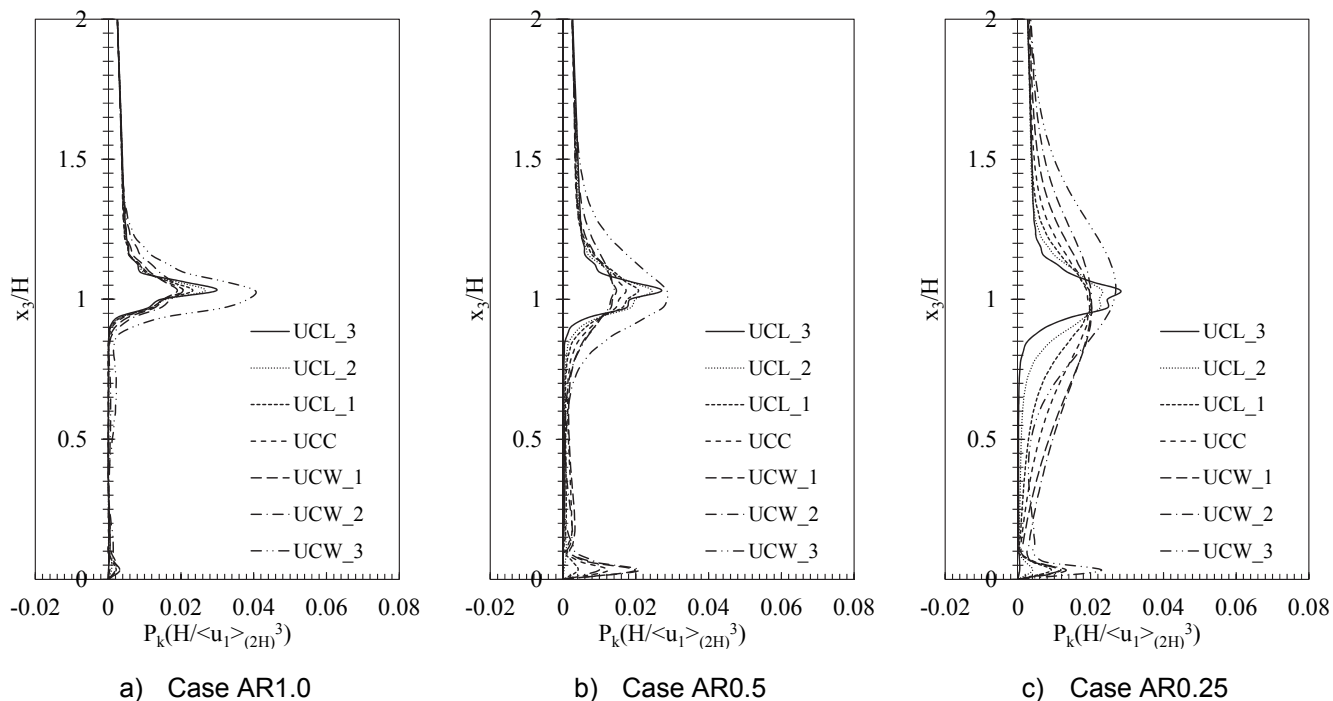


図 6.16 都市キャニオンにおける乱流エネルギーの生産項の鉛直プロファイル(k-εモデル)  
 ( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

## 第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

### 4.4 レイノルズストレス $\langle u_1'u_3' \rangle$ の収支構造

都市キャニオンにおける $\langle u_1'u_3' \rangle$ 輸送方程式の収支構造の解析を行う。その結果に基づき、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ のモデル化の妥当性について検討する。第5章と同様に、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ 輸送方程式の収支構造の解析はGrid scale (GS)の $\langle u_1'u_3' \rangle$ について行い、式(6.7)の各項の寄与を評価する。

図 6.17 から図 6.19 に $\langle u_1'u_3' \rangle$ 輸送方程式の収支構造の鉛直プロファイルを示す。図 6.20 から図 6.22 に $\langle u_1'u_3' \rangle$ 輸送方程式の拡散項の各成分に関する鉛直プロファイルを示す。Case AR1.0、Case AR0.5 では、都市キャニオン上端、都市キャニオン内において、移流項、拡散項が生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなった。Case AR1.0 では、拡散項の成分のうち圧力拡散項が大きくなったが、Case AR0.5 では、GS 乱流拡散項が圧力拡散項と同程度の大きさとなった。一方、Case AR0.25 では、建物後流の影響が小さくなる UCC、UCW\_3 における拡散項の効果は小さく、生産項と圧力歪相関項が概ね釣り合った。

Case AR1.0、Case AR0.5 では、都市キャニオン上端、都市キャニオン内において、移流項、拡散項が大きくなるため、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ 輸送方程式の移流項、拡散項を無視する局所平衡が成り立たない。したがって、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ の勾配拡散近似は妥当性を持たない。一方、Case AR0.25 では、都市キャニオン風上側の UCL\_3 においては移流項、拡散項が生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなるものの、建物後流の影響が小さくなる UCC、UCW\_3 においては移流項、拡散項は無視できる程度の大きさとなった。

また、第3章で述べた通り、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ の勾配拡散近似を導出する際には、圧力歪相関項の wall reflection 項を無視し、slow 項には Rotta モデル、rapid 項には Isotropization of production model (IPM)を用いる (式(6.10))。式(6.10)では、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、生産項が負であれば、圧力歪相関項は正となる。図 6.23 から図 6.25 に都市キャニオンにおける、LES から得られた圧力歪相関項 (式(6.9))、Rotta モデル、IPM から得られた圧力歪相関項 (式(6.10)) の鉛直プロファイルを示す。いずれの Case でも、都市キャニオン上端の風上側 (UCL\_3) においては、LES と比較して、Rotta モデル、IPM が圧力歪相関項を過大評価した。Case AR1.0、Case AR0.5 では、都市キャニオン内の風下側 (UCW\_3) において、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、生産項、圧力歪相関項が同じ符号 (正) となる領域が存在し、LES から得られた圧力歪相関項と Rotta モデル、IPM から得られた圧力歪相関項の相違が大きくなった。このような領域においては、wall reflection 項の効果の組み込み、Rotta モデル、IPM の改良など圧力歪相関項のモデル化の改良が必要であると考えられる。

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

$$C_{13} + P_{13} + \Phi_{13} + T_{13}^{GS} + T_{13}^{SGS} + \Psi_{13} + D_{13} - \varepsilon_{13}^{GS} - \varepsilon_{13}^{SGS} + Residual = 0 \quad (6.7)$$

$$P_{ij} = -\langle \bar{u}_i' \bar{u}_k' \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_k} - \langle \bar{u}_j' \bar{u}_k' \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_k} \quad (6.8)$$

$$\Phi_{ij} = \langle \bar{p}' \left( \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j'}{\partial x_i} \right) \rangle \quad (6.9)$$

$$\Phi_{ij} = -C_1 \frac{1}{\tau} \langle u_i' u_j' \rangle - C_2 P_{ij} \quad (6.10)$$

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

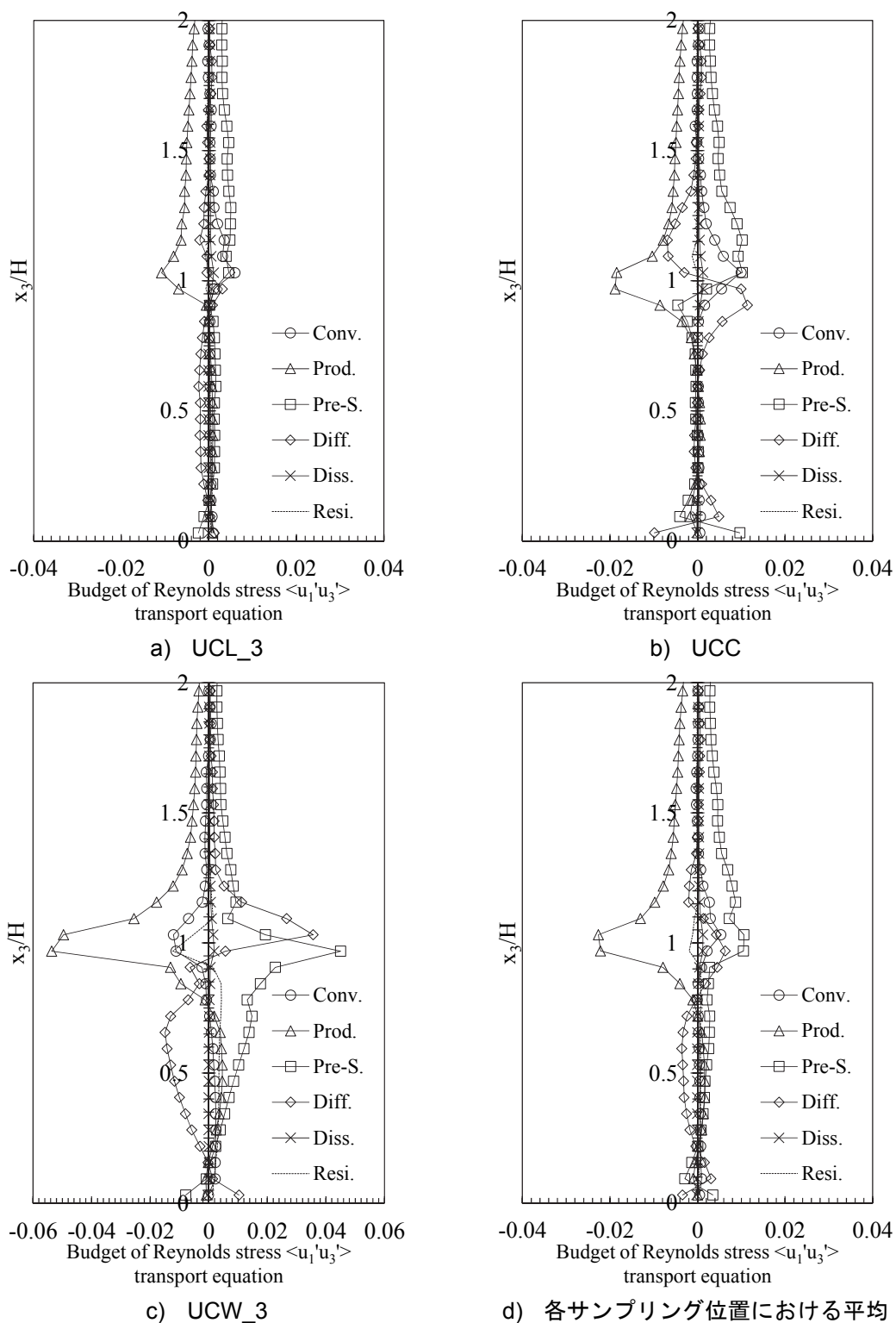


図 6.17 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の収支構造の鉛直プロファイル  
(Case AR1.0)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

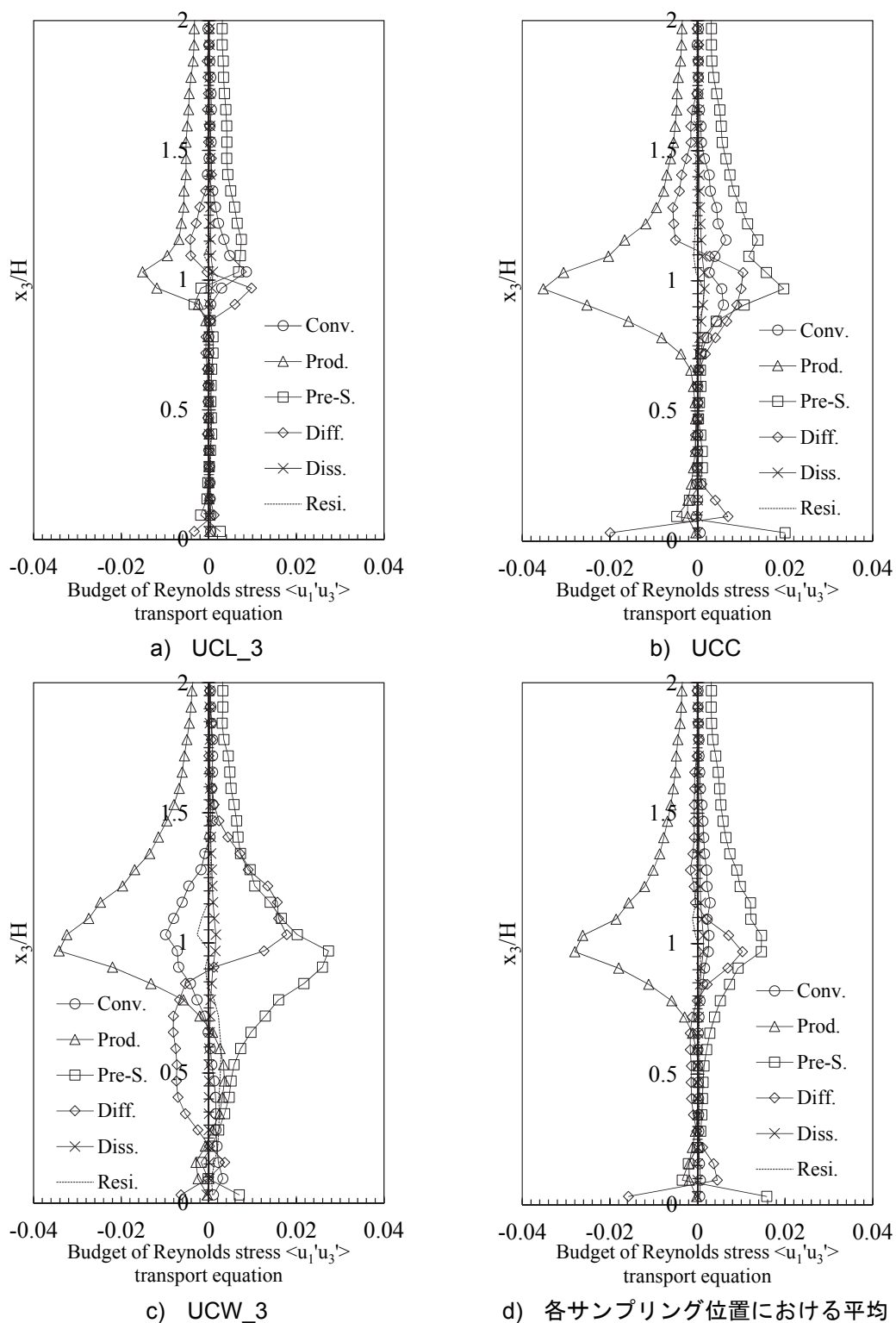


図 6.18 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$  輸送方程式の収支構造の鉛直プロファイル (Case AR0.5)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

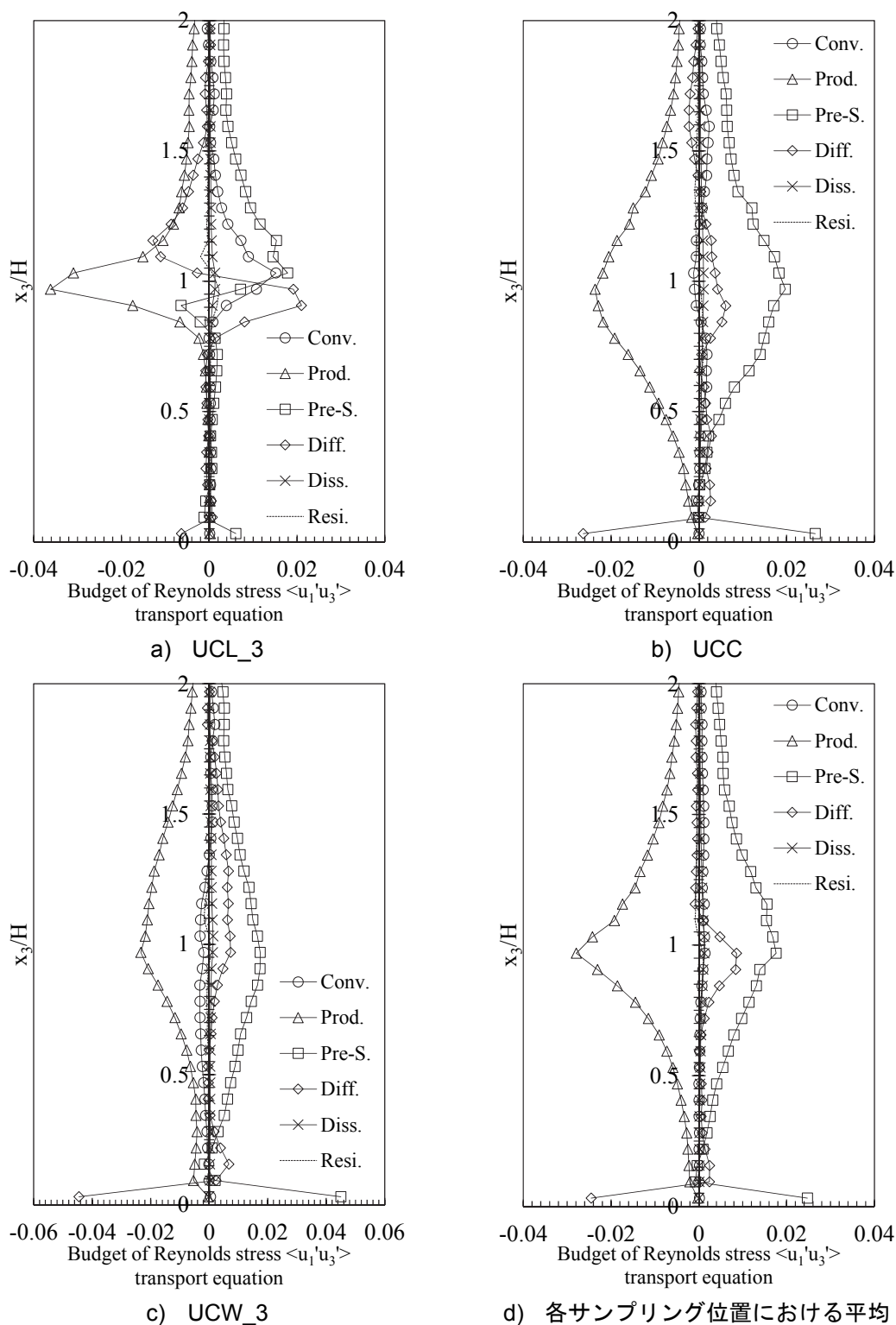


図 6.19 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$  輸送方程式の収支構造の鉛直プロファイル (Case AR0.25)  
 $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

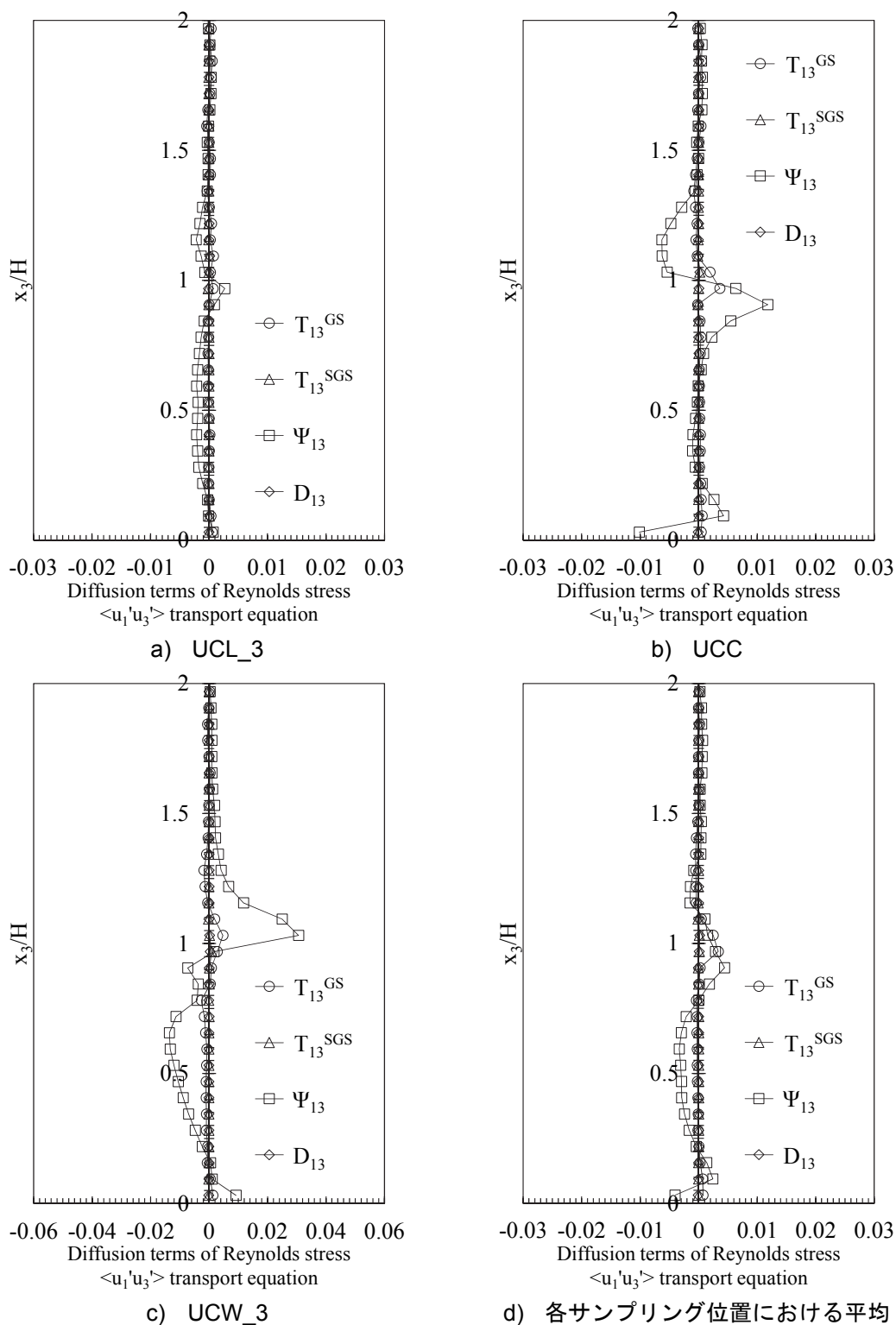


図 6.20 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の拡散項の鉛直プロファイル  
(Case AR1.0)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

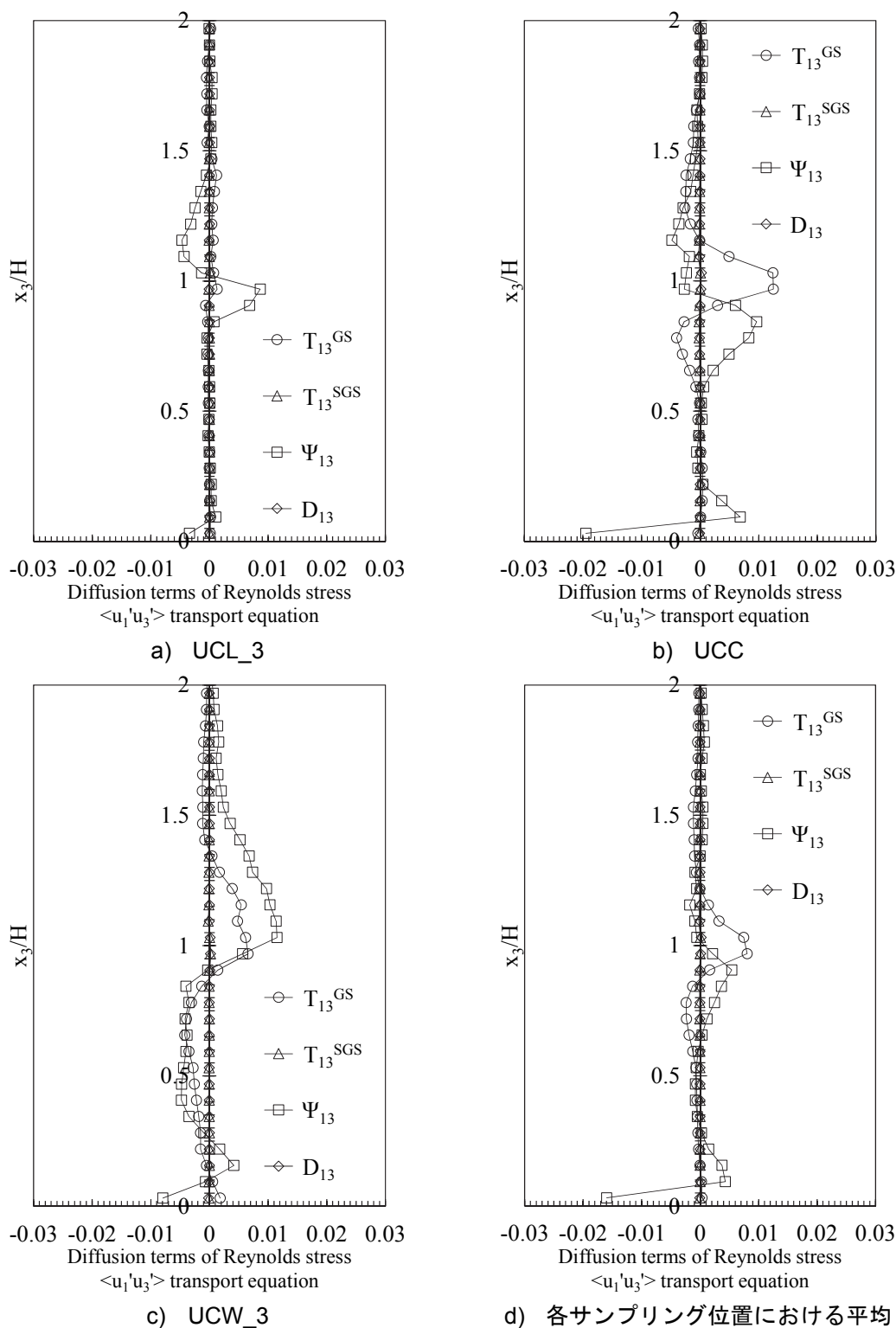


図 6.21 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の拡散項の鉛直プロファイル  
(Case AR0.5)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)



第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

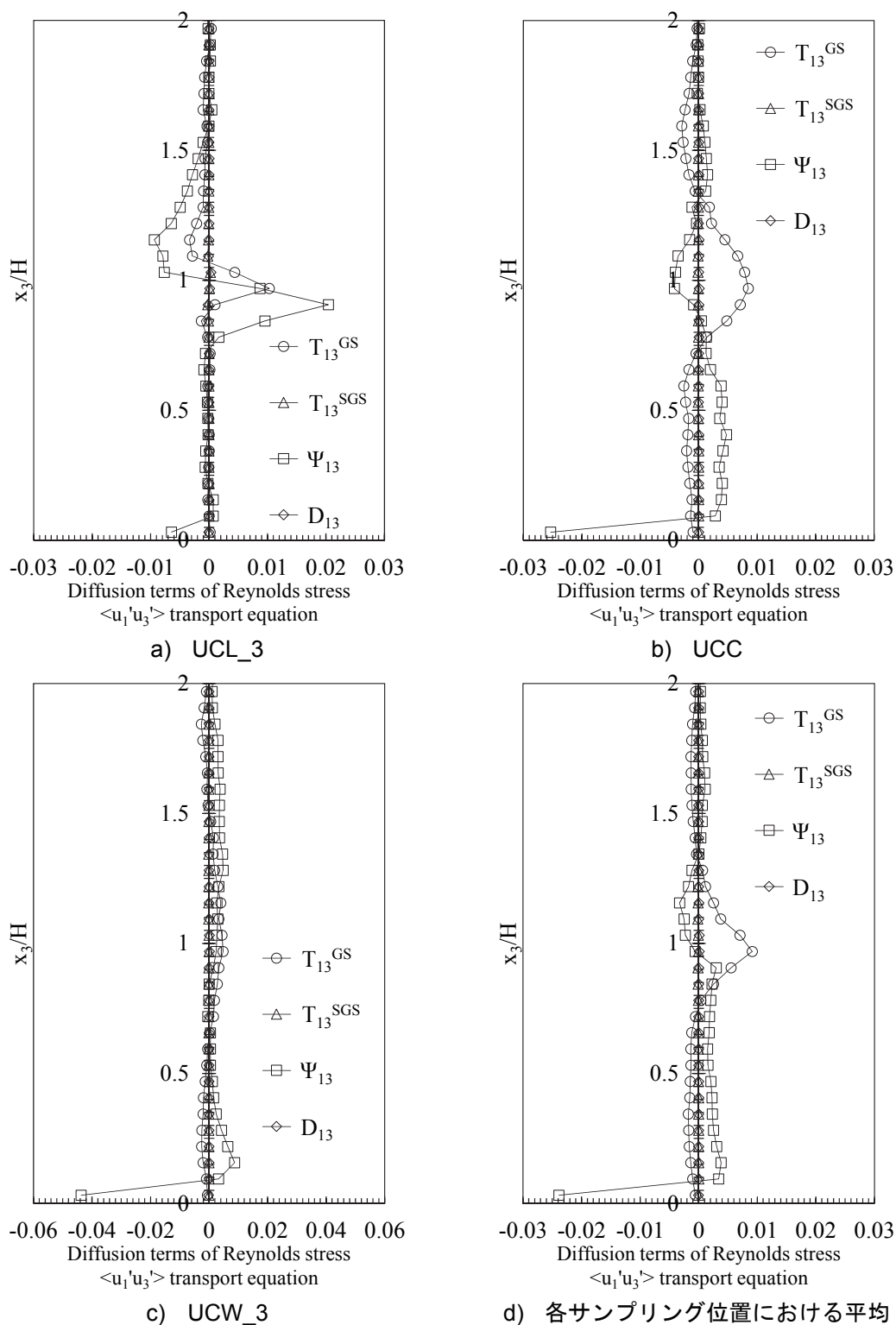


図 6.22 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の拡散項の鉛直プロファイル  
(Case AR0.25)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

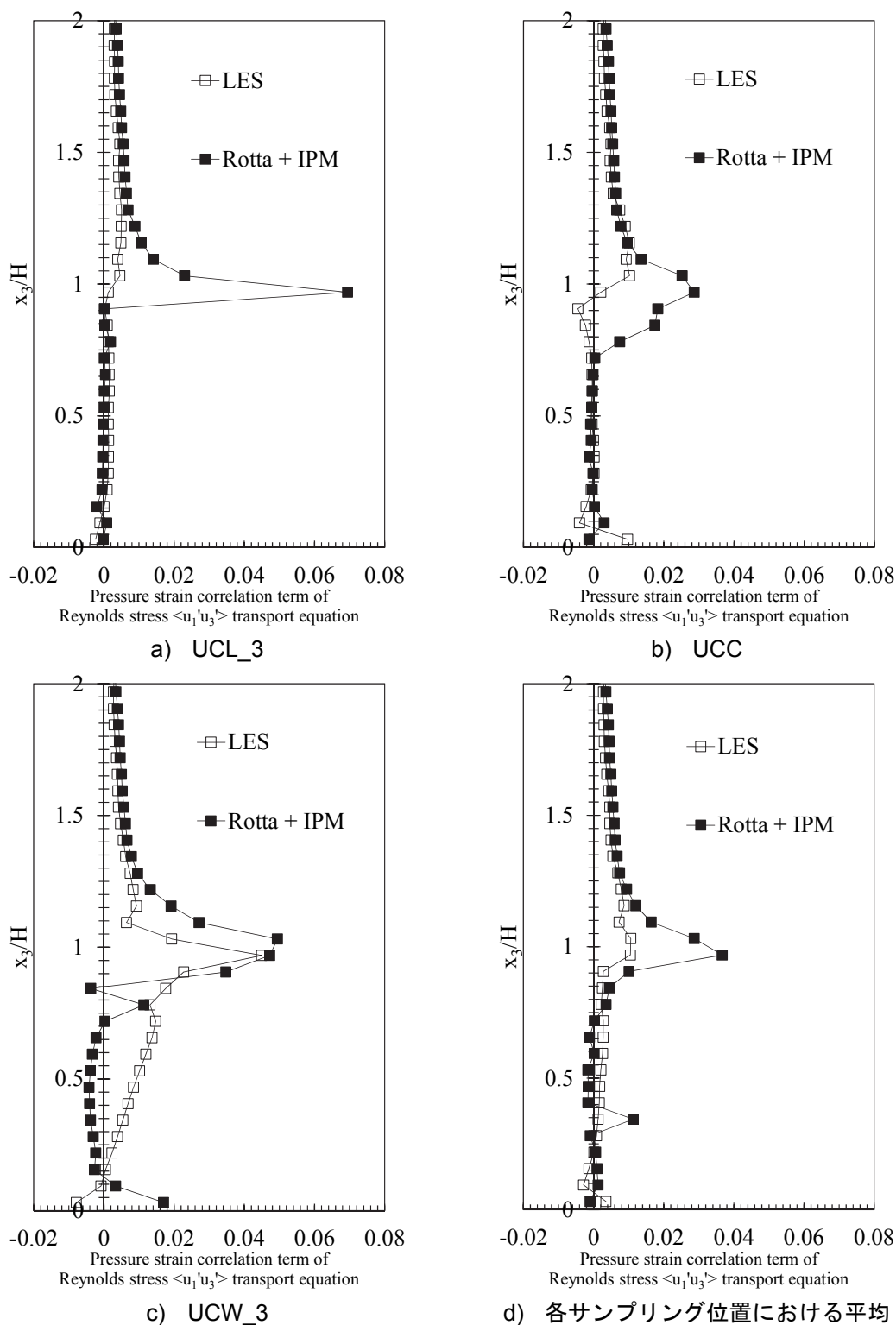


図 6.23 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の圧力歪相関項の鉛直プロファイル  
(Case AR1.0)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

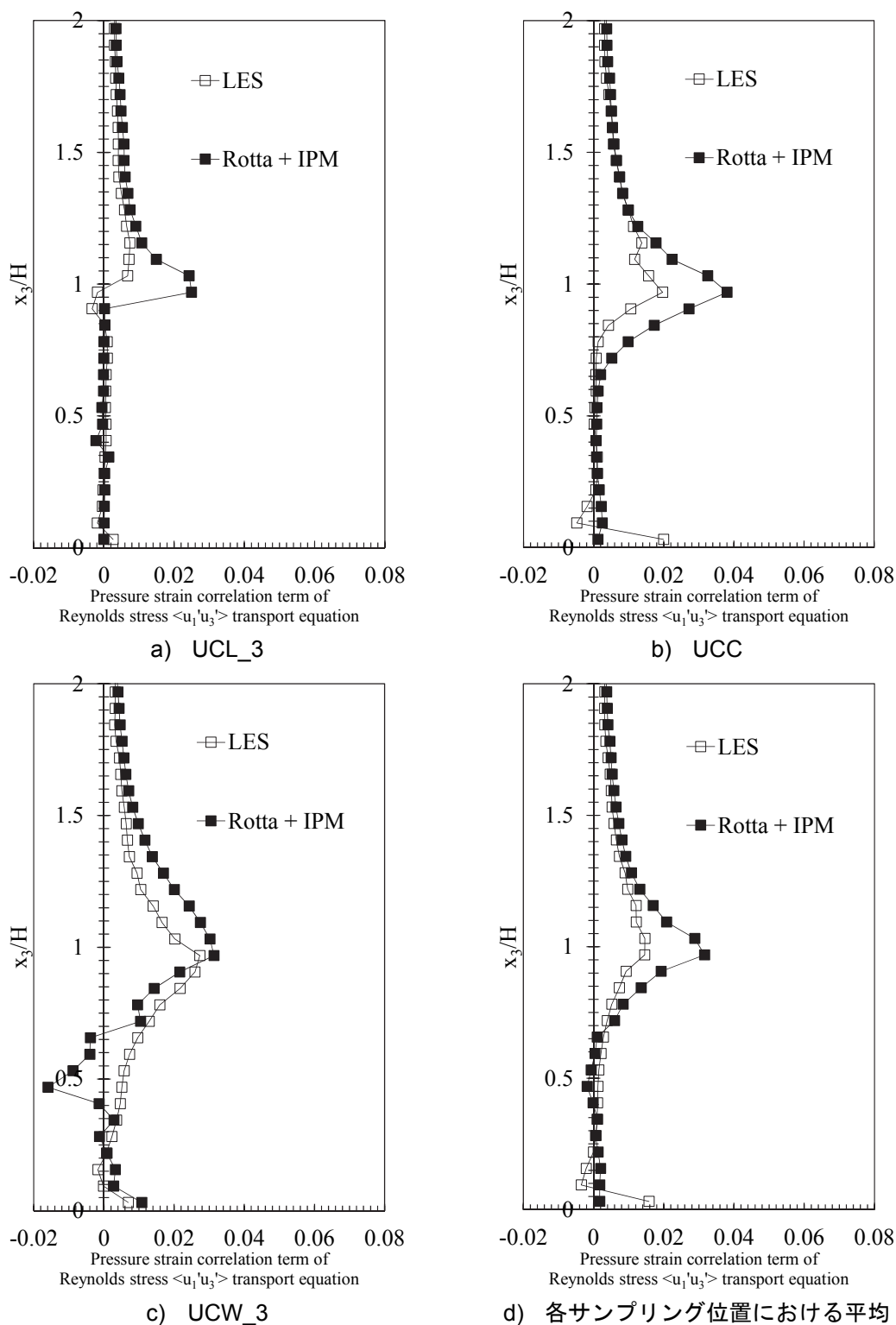


図 6.24 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の圧力歪相関項の鉛直プロファイル  
(Case AR0.5)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

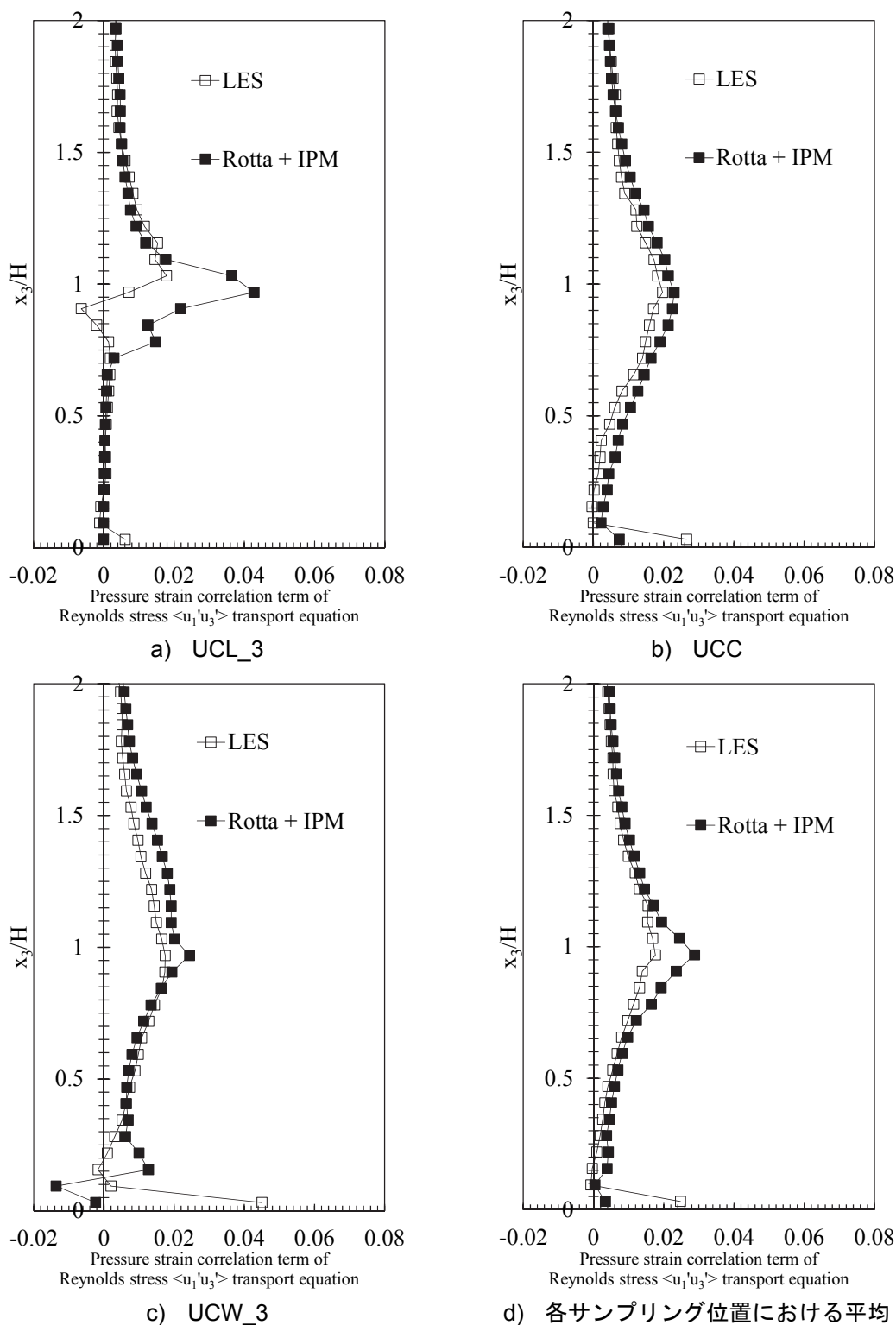


図 6.25 都市キャニオンにおける $\langle u_1' u_3' \rangle$ 輸送方程式の圧力歪相関項の鉛直プロファイル  
(Case AR0.25)  
( $\langle u_1 \rangle_{(2H)}$ , Hにより無次元化)

## §5 まとめ

本章では、アスペクト比が1.0、0.5、0.25の都市キャニオンに形成される流れ場を対象としてLES、k-εモデルを用いたCFD解析を行い、風洞実験の結果と比較した。さらに、LESの解析結果を用いて、都市キャニオン形状が $\langle u_1'u_3' \rangle$ のモデル化の妥当性に与える影響について検討した。以下、本検討により得られた知見をまとめる。

### ① 平均風速

LESでは、Case AR1.0、Case AR0.5においては、都市キャニオン内に循環渦が形成されskimming flowとなったが、Case AR0.25においては明確な循環渦、再付着点ともに見られず、wake interference flowとなった。一方、k-εモデルでは、いずれのCaseにおいても都市キャニオン内に一つの循環渦が形成された。LESの方がk-εモデルより風洞実験に近い結果となった。

### ② 乱れ性状

LESとk-εモデルでは、乱流エネルギーの空間分布が大きく異なっており、特にCase AR0.5、Case AR0.25においては、そのピーク位置の相違が大きくなった。LESでは、Case AR0.5においては $x_1/H=0.25$ と0.5の間の都市キャニオン上端、Case AR0.25においては $x_1/H=-0.5$ の都市キャニオン上端で乱流エネルギーが最大となった。一方、k-εモデルでは、いずれのCaseにおいても風下側建物のコーナー部分で乱流エネルギーが最大となった。また、k-εモデルではLESと比較して、Case AR1.0、Case AR0.5の都市キャニオン内、Case AR0.25の都市キャニオン内の風上側から中心(UCL\_3、UCL\_2、UCL\_1、UCC)のような建物後流の影響が大きくなる領域における乱流エネルギーが小さくなる傾向が見られた。

### ③ レイノルズストレス $\langle u_1'u_3' \rangle$

Case AR0.5、Case AR0.25においては、乱流エネルギーと同様にLES、k-εモデルの $\langle u_1'u_3' \rangle$ の空間分布の相違が大きくなった。LESではk-εモデルより都市キャニオン上端の風上側の位置において $\langle u_1'u_3' \rangle$ の絶対値が最大になった。乱流エネルギーの空間分布の相違が渦動粘性係数を介して $\langle u_1'u_3' \rangle$ の空間分布の相違につながったと考えられる。

### ④ 渦動粘性係数

Case AR0.5、Case AR0.25では、k-εモデルがLESと比較して、UCCの都市キャニオン上端における $\nu_t$ を過小評価した。また、Case AR1.0、Case AR0.5では、k-εモデルがLESと比較して、都市キャニオン内における $\nu_t$ を過小評価した。Case AR0.25でも、UCL\_3の都市キャニオン内においては、k-εモデルの $\nu_t$ がLESの $\nu_t$ より小さくなった。Case

## 第6章 LES を用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスのモデル化に関する検討

AR1.0、Case AR0.5 では、UCL\_3 の都市キャニオン内、地表面付近など  $v_t$  が負となる領域が存在し、運動量の逆勾配拡散現象が発生した。一方、Case AR0.25 では、UCW\_3 の地表面付近の一部を除き、 $v_t$  が負となる領域はほとんど存在しなかった。

### ⑤ 乱流エネルギーの生産構造

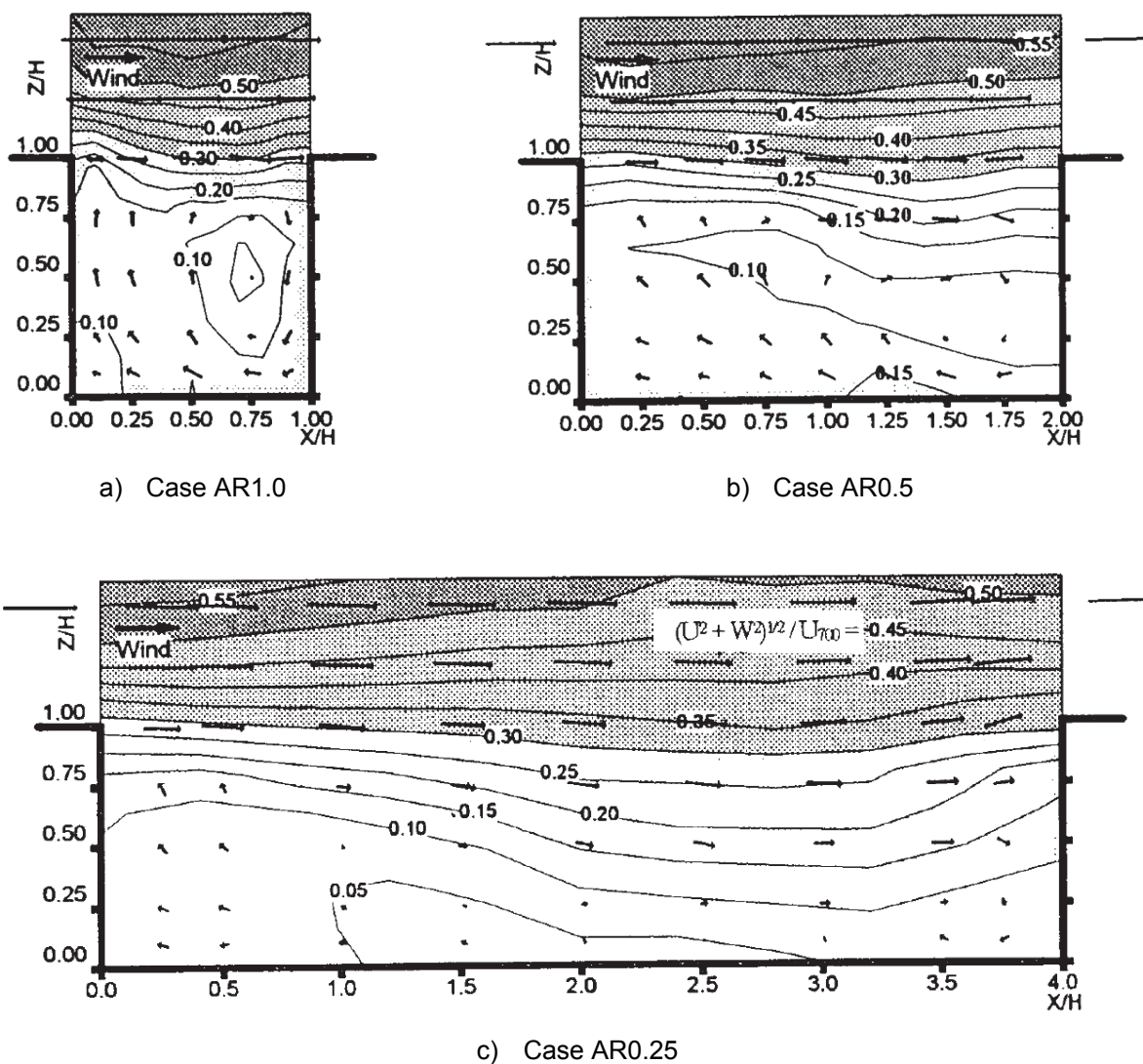
LES では、Case AR0.5、Case AR0.25 においては、都市キャニオン上端の  $P_k$  が最大になる位置と乱流エネルギーが最大になる位置が異なっており、 $P_k$  は乱流エネルギーより風上側の位置で最大になった。k- $\epsilon$  モデルでは LES と比較して、Case AR0.5 では UCL\_2、UCL\_1、Case AR0.25 では UCL\_3、UCL\_2 の都市キャニオン上端における  $P_k$  が小さく、乱流エネルギーの生産が十分に再現されなかった。したがって、Case AR0.5、Case AR0.25 における k- $\epsilon$  モデルの予測精度を改善するためには、都市キャニオン上端における乱流エネルギーの生産の再現精度を改善する必要があると考えられる。

### ⑥ レイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の収支構造

Case AR1.0、Case AR0.5 では、都市キャニオン上端、都市キャニオン内において、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  輸送方程式の移流項、拡散項が生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなるため、 $\langle u_1' u_3' \rangle$  の勾配拡散近似は妥当性を持たない。一方、Case AR0.25 では、都市キャニオン風上側の UCL\_3 においては移流項、拡散項が生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなるものの、建物後流の影響が小さくなる UCC、UCW\_3 の都市キャニオン内においては移流項、拡散項は無視できる程度の大きさとなった。また、都市キャニオン上端の風上側 (UCL\_3)、Case AR1.0、Case AR0.5 の都市キャニオン内の風下側 (UCW\_3) においては、LES から得られた圧力歪相関項と Rotta モデル、IPM から得られた圧力歪相関項の相違が大きくなるため、圧力歪相関項のモデル化の改良が必要であると考えられる。

注

6.1)補図 A6.1 に上原ら<sup>文6.1)</sup>の風洞実験の都市キャニオンにおける平均風速の空間分布を示す。Case AR1.0、Case AR0.5 では、都市キャニオン内に一つの循環渦が形成されている。Case AR0.25 では、明確な循環渦、再付着点ともに見られず、wake interference flow となっている。



補図 A6.1 都市キャニオンにおける平均風速 $(\langle u_1^2 \rangle + \langle u_3^2 \rangle)^{1/2}$ の空間分布(風洞実験)  
(上原ら<sup>文6.1)</sup>の Fig. 3b), 3d), 3f)を転載)

## 記号表

$f$  : 変数  $f$  の瞬時値

$\langle f \rangle$  : 変数  $f$  の時間平均値

$f'$  : 変数  $f$  の時間変動値

$x_i$  : 空間座標の 3 成分( $i=1$  : 主流方向、 $i=2$  : スパン方向、 $i=3$  : 鉛直方向)

$u_i$  : 風速ベクトルの 3 成分( $i=1$  : 主流方向、 $i=2$  : スパン方向、 $i=3$  : 鉛直方向)

$p$  : 圧力

$k$  : 乱流エネルギー

$\varepsilon$  : 散逸率

$\nu_t$  : 渦動粘性係数

$\tau$  : 乱れの時間スケール ( $\tau = k/\varepsilon$ )

$P_k$  : 乱流エネルギーの生産項

$C_{ij}$  : 移流項

$P_{ij}$  : 生産項

$\Phi_{ij}$  : 圧力歪相関項

$T_{ij}$  : 乱流拡散項

$T_{ij}^{GS}$  : GS 乱流拡散項

$T_{ij}^{SGS}$  : SGS 乱流拡散項

$\Psi_{ij}$  : 圧力拡散項

$D_{ij}$  : 分子拡散項

$\varepsilon_{ij}$  : 散逸項

$\varepsilon_{ij}^{GS}$  : GS 散逸項

$\varepsilon_{ij}^{SGS}$  : SGS 散逸項

Conv. : 移流項( $C_{13}$ )

Prod. : 生産項( $P_{13}$ )

Pre-S. : 圧力歪相関項( $\Phi_{13}$ )

Diff. : 拡散項( $T_{13}^{GS} + T_{13}^{SGS} + \Psi_{13} + D_{13}$ )

Diss. : 散逸項( $\varepsilon_{13}^{GS} + \varepsilon_{13}^{SGS}$ )

Resi. : 残差(Residual)



## 参考文献

- 6.1)上原清, 村上周三, 老川進, 若松伸司: 温度成層下のストリートキャニオン内部流れに対する道路幅の影響に関する風洞実験 市街地における汚染物の拡散に関する実験的研究 その4, 日本建築学会計画系論文集, 第510号, pp.37-44, 1998
- 6.2)Tominaga, Y., Mochida, A., Yoshie, R., Kataoka, H., Nozu, T., Yoshikawa, M., Shirasawa, T.: AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.96, pp.1749-1761, 2008
- 6.3)Murakami, S., Mochida, A., Hayashi, Y.: Examining the k- $\epsilon$  model by means of a wind tunnel test and large-eddy simulation of the turbulence structure around a cube, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.35, pp.87-100, 1990
- 6.4)Shirasawa, T., Mochida, A., Tominaga, Y., Yoshino, H.: Evaluation of turbulent time scale of linear revised k-e models based on LES data, *The Fourth International Symposium on Computational Wind Engineering*, pp.125-128, 2006
- 6.5)Tominaga, Y., Stathopoulos, T.: CFD modeling of pollution dispersion in building array: Evaluation of turbulent scalar flux modeling in RANS model using LES results, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.104-106, pp.484-491, 2012
- 6.6)大風翼, 持田灯, 小野梓, 環貫陽: LESによる都市ラフネスが都市 Canopy 層の流れの構造に及ぼす影響の分析 (その1) 乱れの長さスケールの推定方法, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (北海道), pp.777-778, 2013

第6章 LESを用いた様々なアスペクト比の都市キャニオンにおけるレイノルズストレスの  
モデル化に関する検討

## 第7章

# LES を用いた様々な大気安定度の 都市キャニオンにおける乱流フラックスの モデル化に関する検討

## §1 はじめに

第1章で述べた通り、都市環境問題に対する Computational fluid dynamics (CFD)解析の普及に伴い、日本建築学会では市街地における風環境問題に関する CFD 解析のガイドライン<sup>文7.1)</sup>がまとめられている。ガイドラインでは、主にビル風問題をはじめとする強風領域における風環境問題を対象としているが、ヒートアイランド現象や大気汚染問題は熱や汚染物質が滞留しやすい弱風領域においてより深刻化する。弱風領域においては、強風領域と比較して浮力の影響が大きくなるため、CFD 解析においても大気安定度の影響を考慮する必要がある。

これまで、数多くの研究により都市気流に関する Large-eddy simulation (LES)、Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS)モデルを用いた CFD 解析の予測精度評価が行われてきた<sup>文7.2), 文7.3), 文7.4), 文7.5)</sup>が、そのほとんどは大気安定度の影響を無視する中立条件における検討であり、大気安定度が CFD 解析の予測精度に与える影響について検討した事例は少ない。野口ら<sup>文7.6)</sup>は、不安定成層の平板境界層気流を対象として LES、RANS モデルを用いた CFD 解析を行い、その結果を風洞実験と比較した。不安定成層においては LES と比較して RANS モデルの予測精度が低下することを示した。さらに、LES の解析結果を用いて、不安定成層の平板境界層気流においては乱流熱フラックスの浮力生産項が平均温度勾配による生産項と同程度の大きさとなることを示した。また、Hattori ら<sup>文7.7)</sup>は、不安定成層、安定成層の平板境界層気流を対象として Direct numerical simulation (DNS)解析を行い、いずれの大気安定度においても浮力効果がレイノルズストレス、乱流熱フラックスの生産に大きく寄与することを示した。さらに、Hattori ら<sup>文7.8)</sup>は、レイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化に浮力効果を組み込み、様々な大気安定度の平板境界層気流に適用可能な乱流モデルを提案した。香月ら<sup>文7.9)</sup>は、不安定、安定の両方を含む、様々な大気安定度の平板境界層気流を対象として RANS モデルを用いた CFD 解析を行い、その結果を風洞実験と比較した。平均風速、平均温度だけではなく、レイノルズストレス、乱流熱フラックス、さらには渦動粘性係数、渦熱拡散係数についても比較し、RANS モデルの問題点を指摘した。また、その結果に基づいて改良 RANS モデルを提案し、その精度検証も行った。レイノルズストレスのモデル化に浮力効果を組み込むことにより、予測精度の改善が見られた。これらの研究では、DNS、LES の解析結果や風洞実験結果を用いて、運動量、熱の乱流輸送構造に関する詳細な検討を行っているが、流れ場は単純な平板境界層気流に限られている。

一方、Yoshie ら<sup>文7.10)</sup>は、不安定成層の単体建物周辺気流を対象として LES、RANS モデルを用いた CFD 解析を行い、その結果を風洞実験と比較した。また、義江ら<sup>文7.11)</sup>は不安定成層の都市街区気流を対象として LES、RANS モデルを用いた CFD 解析を行い、その結果を風洞実験と比較した。不安定成層の単体建物周辺気流、都市街区気流においては LES と比較して RANS モデルの予測精度が低下する結果を示している。しかし、建物周辺気流、

## 第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

都市街区気流のような複雑な流れ場を対象としたこれらの研究では、CFD解析と風洞実験の結果の比較にとどまっており、運動量、熱の乱流輸送構造の観点からRANSモデルの予測精度低下の要因を明らかにする検討は十分に行われていない。

本章では、不安定、安定の両方を含む様々な大気安定度の都市街区気流を対象としてLES、RANSモデルを用いたCFD解析を行う。まず、LES、RANSモデルの解析結果を風洞実験と比較し、CFD解析の精度検証を行う。さらに、LESにより得られた詳細な乱流統計量を用いて、大気安定度がレイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の妥当性に与える影響について検討する。なお、本章ではRANSモデルの乱流モデルは最も代表的な標準k-εモデル(k-εモデル)とする。

### §2 解析手法

#### 2.1 解析対象

図7.1、図7.2にそれぞれLES、k-εモデルの解析領域を示す。本検討では、上原ら<sup>文7.12)</sup>の風洞実験を参照し、高密度市街地を模擬した都市街区モデルを解析対象とした。各辺の寸法が $H(x_1) \times H(x_2) \times H(x_3)$ ( $H=100\text{mm}$ )の立方体の建物モデルブロックを $x_1$ 方向に $H$ 、 $x_2$ 方向に $0.5H$ の間隔で $x_1$ 方向に10列配置し、都市街区モデルを作成した。LESを行う際には、都市街区モデルへの接近流を作成するために、都市街区モデルの風上側に各辺の寸法が $H(x_1) \times H(x_2) \times 0.5H(x_3)$ の粗度ブロックを $x_1$ 方向に $H$ 、 $x_2$ 方向に $H$ の間隔で千鳥格子状に50列配置した。

本検討では、上原ら<sup>文7.12)</sup>の風洞実験と同様に、5列目、6列目の建物モデルブロックの間に形成される都市キャニオンを解析対象とした。図7.3に解析対象である都市キャニオン形状、データのサンプリング位置を示す。都市キャニオンにおける空間分布を考慮するため、図7.3に示す都市キャニオン風上側のUCL\_3、UCL\_2、UCL\_1、都市キャニオン中心のUCC、都市キャニオン風下側のUCW\_1、UCW\_2、UCW\_3の7つのサンプリング位置においてデータを取得した。統計量は、都市キャニオン中心の $x_3=3H$ における $x_1$ 方向平均風速 $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ 、平均温度 $\langle T \rangle_{(3H)}$ 、地表面温度 $\langle T \rangle_{(0)}$ 、建物モデルブロック高さ $H$ により無次元化した<sup>注7.1)</sup>。なお、LESで統計量を求める際には、 $x_2$ 方向の同じ条件となる位置における統計量を平均して示す。

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

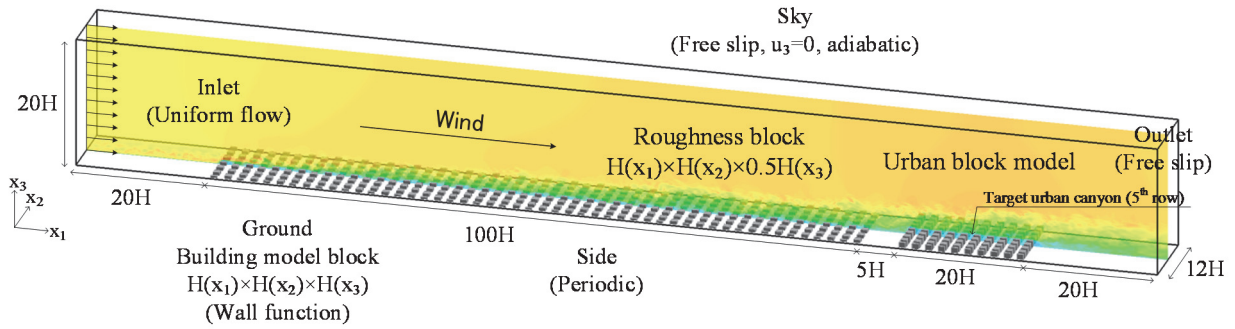


図 7.1 解析領域(LES)

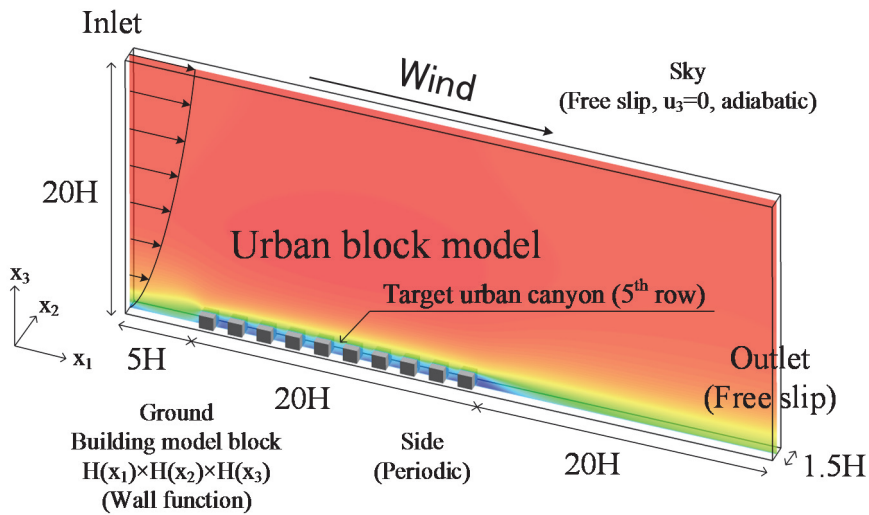


図 7.2 解析領域(k-εモデル)

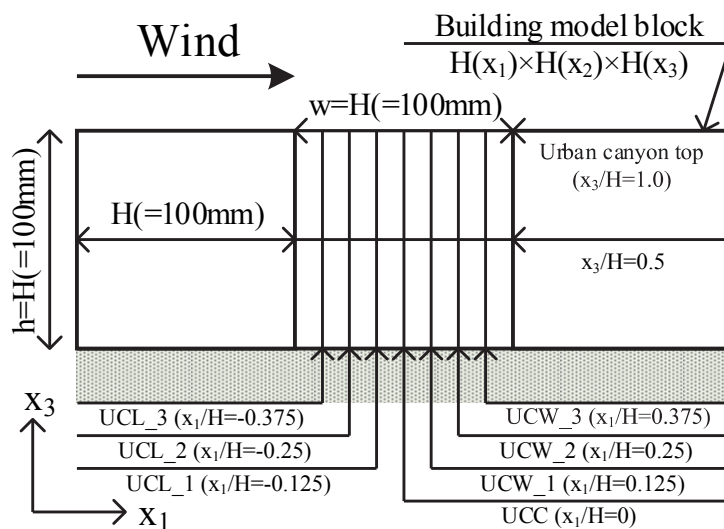


図 7.3 都市キャニオン形状とデータのサンプリング位置

## 第7章 LES を用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

### 2.2 解析条件

表 7.1、表 7.2 にそれぞれ LES、k-ε モデルの解析条件を示す。本検討では、オープンソース CFD 解析ソフトウェアである OpenFOAM (version 2.1.1) を用いて解析を行った。

LES の Sub-grid scale (SGS) モデルには標準 Smagorinsky モデルを用い、Smagorinsky 定数  $C_s$  は 0.12、SGS プラントル数  $Pr_{SGS}$  は 0.7 とした。LES で統計量を求める際の平均化時間は実時間  $t$  で 60s、 $x_3=3H$  における  $x_1$  方向平均風速  $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ 、建物モデルブロック高さ  $H$  により定義した無次元化時間  $t^*(=t\langle u_1 \rangle_{(3H)}/H)$  で 750 とした。LES の解析領域における流入境界条件は  $x_1$  方向風速が  $u_1=1.5\text{m/s}$ 、温度が  $T=T_{(\text{air})}\text{°C}$  の一様流とした。

k-ε モデルの乱流プラントル数  $Pr_t$  は 0.9 とした。乱流エネルギー輸送方程式には浮力生産項  $G_k$  を組み込み、散逸率輸送方程式には Viollet 型のモデルを用いた。k-ε モデルの  $x_1$  方向平均風速、平均温度、乱流エネルギーの流入境界条件には、上原ら<sup>文 7.12)</sup>の風洞実験値を与えた。散逸率の流入境界条件には、Tominaga ら<sup>文 7.13)</sup>にならい、式(7.1)を用いて乱流エネルギーの生産項、散逸項が釣り合う局所平衡の仮定から推定した値を与えた。

表 7.3 に各 Case の大気安定度を示す。本検討では、大気安定度は強不安定、弱不安定、弱安定、強安定の 4 つの Case について検討する。各 Case のバルクリチャードソン数(式(7.2))はそれぞれ強不安定では-0.3、弱不安定では-0.1、弱安定では 0.1、強安定では 0.3 である。本検討のバルクリチャードソン数は、例えば、建物高さ 10m、気流温度 30°C、風速 5.0m/s の都市空間を想定した場合、地表面温度が強不安定では約 38°C、弱不安定では約 33°C、弱安定では約 27°C、強安定では約 22°C の条件にそれぞれ相当する。

$$\varepsilon(x_3) \cong -\langle u_1' u_3' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_3} \cong C_\mu^{1/2} k(x_3) \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_3} \quad (7.1)$$

$$R_{bulk} = g(3H) \left( \frac{\langle T \rangle_{(3H)} - \langle T \rangle_{(0)}}{\langle T \rangle_{(3H)} + 273} \langle u_1 \rangle_{(3H)}^2 \right) \quad (7.2)$$

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

表 7.1 LES の解析条件

SGS モデル	標準 Smagorinsky モデル( $C_s=0.12$ , $Pr_{SGS}=0.7$ ) van Driest 型減衰関数
解析領域	$165H(x_1) \times 12H(x_2) \times 20H(x_3)$
解析格子	解析領域: $1340(x_1) \times 192(x_2) \times 128(x_3)$ 都市キャニオン内: $16(x_1) \times 16(x_2) \times 16(x_3)$
時間積分	PISO 法
時間離散化スキーム	2次精度陰解法
空間離散化スキーム	2次精度中心差分
流入境界条件	$u_1=1.5\text{m/s}$ (一様流), $T=T_{\text{air}}^\circ\text{C}$
流出境界条件	自由流出
側面境界条件	Periodic
上空境界条件	風速: Free slip, $u_3=0$ , 温度: 断熱
地表面境界条件 建物モデルブロック表面 境界条件	Wall function (Spalding's law)

表 7.2 k-ε モデルの解析条件

解析領域	$45H(x_1) \times 1.5H(x_2) \times 20H(x_3)$
解析格子	解析領域: $460(x_1) \times 24(x_2) \times 128(x_3)$ 都市キャニオン内: $16(x_1) \times 16(x_2) \times 16(x_3)$
時間積分	SIMPLE 法
移流項 離散化スキーム	風速: 2次精度風上差分 温度, 乱流エネルギー, 散逸率: TVD スキーム
流入境界条件	風速, 温度, 乱流エネルギー: 風洞実験値 <sup>文7.12)</sup> 散逸率: 乱流エネルギー輸送方程式の 局所平衡から推定した値 <sup>文7.13)</sup>
流出境界条件	自由流出
側面境界条件	Periodic
上空境界条件	風速: Free slip, $u_3=0$ , 温度: 断熱
地表面境界条件 建物モデルブロック表面 境界条件	風速: Wall function (Generalized logarithmic law) 温度: Wall function (Jayatilke P-function)



第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

表 7.3 大気安定度

	CaseSU	CaseWU	CaseWS	CaseSS
大気安定度	強不安定	弱不安定	弱安定	強安定
地表面温度 $T_{(0)}$	78.9°C	39.7°C	20.6°C	20.5°C
気流温度 $T_{(air)}$	19.8°C	19.0°C	38.4°C	77.6°C
バルクリチャードソン数 $R_{bulk}$	-0.3	-0.1	0.1	0.3

### § 3 解析結果

様々な大気安定度の都市街区気流を対象とした LES、 $k-\epsilon$  モデルの流れ場、温度場に関する解析結果を上原ら<sup>文7.12)</sup>の風洞実験結果と比較し、LES、 $k-\epsilon$  モデルの予測精度について検討する。

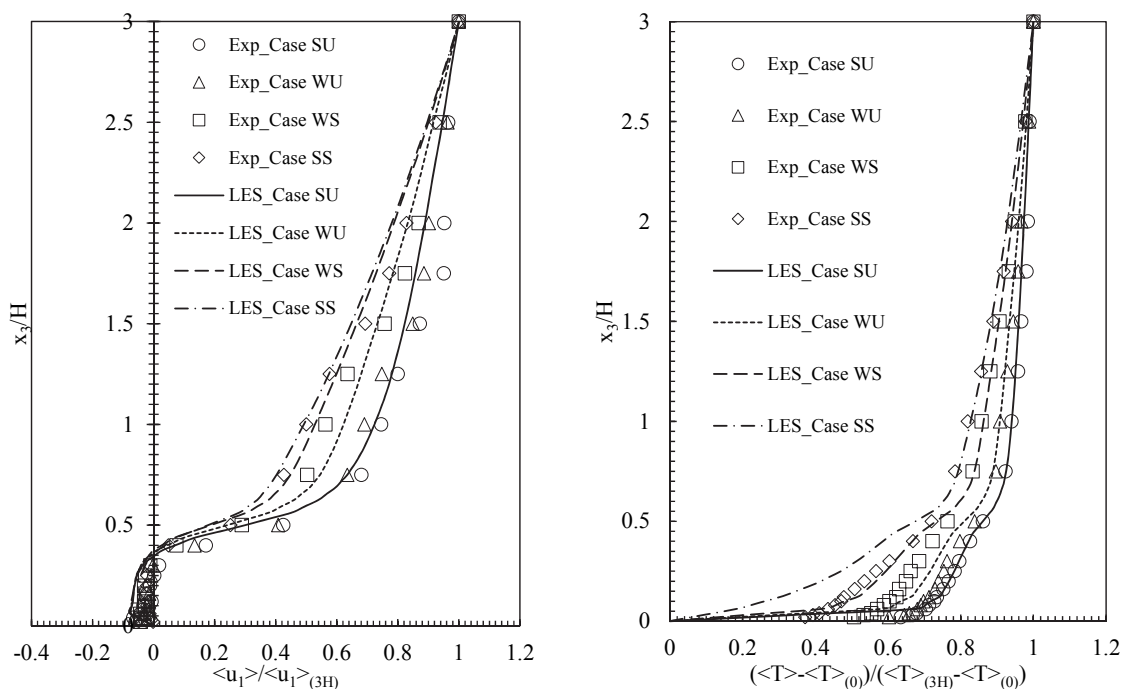
#### 3.1 接近流

図 7.4 に LES で作成した各 Case の都市街区モデルへの接近流の鉛直プロファイルを示す。風洞実験結果から不安定になるほど、地表面付近と上空の間の運動量、熱の交換が活発になり、上空における  $x_1$  方向平均風速、平均温度の  $x_3$  方向勾配が小さくなることが分かる。また、不安定になるほど  $x_1$  方向風速変動 root mean square (rms) 値が大きくなっている。

LES では、 $x_1$  方向平均風速、平均温度、 $x_1$  方向風速変動 rms 値のいずれについても、このような各 Case の相違の定性的な傾向は再現された。 $x_1$  方向平均風速については、強不安定、強安定においては良く一致したが、弱不安定、弱安定においては風洞実験より小さくなった。平均温度については、上空においてはすべての Case でプロファイル形状が良く一致したが、粗度ブロック群内においては安定になるほど過小評価する傾向が見られた。 $x_1$  方向風速変動 rms 値については、上空においては強不安定、強安定で風洞実験より大きくなった。

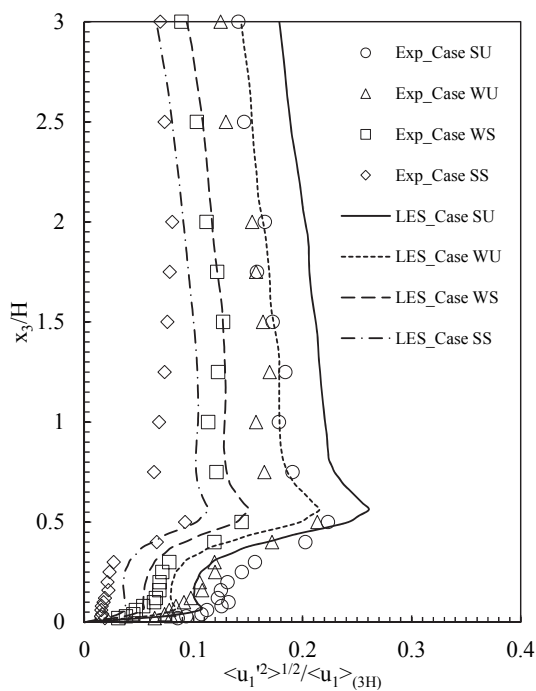
以上のように LES で作成した都市街区モデルへの接近流については、各 Case の相違の定性的な傾向は再現されたが、部分的に風洞実験との相違が大きくなる領域が見られた。したがって、以下の考察においては風洞実験、LES の都市街区モデルへの接近流の鉛直プロファイルに上記のような相違があることに留意する必要がある。

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討



a)  $x_1$  方向平均風速

b) 平均温度



c)  $x_1$  方向風速変動 rms 値

図 7.4 都市街区モデルへの接近流の鉛直プロファイル  
( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(0)}$ により無次元化)

## 第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

### 3.2 平均風速・平均温度

図 7.5、図 7.6 に都市キャニオン中心における  $x_1$  方向平均風速、平均温度の鉛直プロファイルをそれぞれ示す。また、図 7.7、図 7.8 に都市キャニオンにおける  $x_1$  方向平均風速、平均温度の LES、 $k-\epsilon$  モデルによる CFD 解析値と風洞実験値の相関を示す。

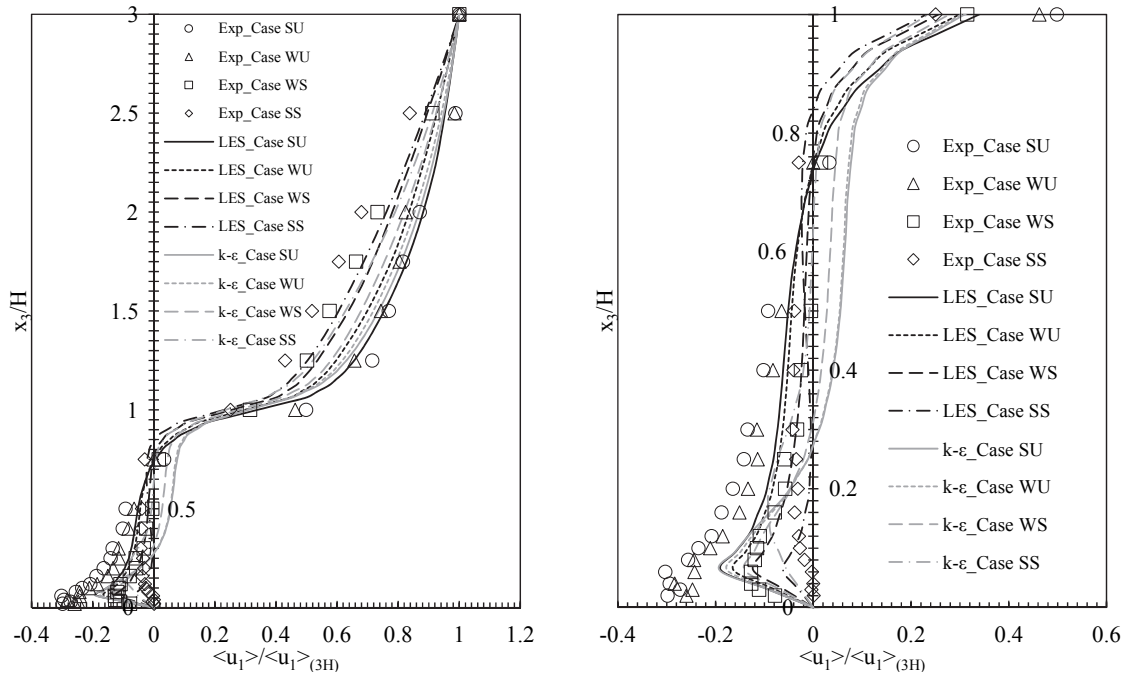
風洞実験結果から不安定になるほど、地表面付近と上空の間の運動量、熱の交換が活発になり、上空における  $x_1$  方向平均風速、平均温度の  $x_3$  方向勾配が小さくなるのが分かる。LES、 $k-\epsilon$  モデルともに上空におけるこのような傾向は見られたが、 $k-\epsilon$  モデルは風洞実験、LES と比較して各 Case の上空における  $x_1$  方向平均風速の相違が小さくなった。LES も風洞実験と比較すれば、各 Case の上空における  $x_1$  方向平均風速の相違が小さくなったが、これは LES で作成した接近流の  $x_1$  方向平均風速が風洞実験とやや異なっていることが影響していると考えられる。

都市キャニオン内における  $x_1$  方向平均風速、平均温度については不安定になるほど、 $k-\epsilon$  モデルは LES と比較して風洞実験との対応が悪化した。強安定においては LES、 $k-\epsilon$  モデルの風洞実験との対応は同程度となり、不安定と比較して LES の風洞実験との対応が悪化した。一般的に、安定になるほど乱れのスケールが小さくなり、LES では SGS モデルの影響が大きくなる。しかし、標準 Smagorinsky モデルでは浮力効果<sup>文7.14)</sup>が組み込まれていないため、安定になるほど LES は風洞実験との対応が悪化したと考えられる。さらに、強安定においてはバルクリチャードソン数が 0.3 であり、臨界リチャードソン数<sup>文7.15)</sup>である 0.25 を超えている。つまり、強安定においては流れが層流化し、LES の風洞実験との対応が悪化した可能性がある。

図 7.9 から図 7.12 に都市キャニオンにおける平均風速、平均温度の空間分布を示す。LES、 $k-\epsilon$  モデルともに、いずれの Case においても都市キャニオン内に循環渦が形成された。不安定になるほど LES、 $k-\epsilon$  モデルの循環渦の中心位置の相違が大きくなった。上原ら<sup>文7.12)</sup>の風洞実験では、いずれの Case においても都市キャニオン内の風下側建物直前の中央より少し高い位置に循環渦の中心が形成される結果を示している<sup>注7.2)</sup>。LES はこの傾向を再現できているが、 $k-\epsilon$  モデルは強安定以外においてこの傾向を再現できなかった。強安定においては  $k-\epsilon$  モデルでも風洞実験、LES と同様の位置に循環渦の中心が形成された。平均温度については、強安定においては LES、 $k-\epsilon$  モデルが同程度の値となったが、不安定になるほど  $k-\epsilon$  モデルは LES と比較して都市キャニオン内における平均温度を過小評価した。都市キャニオン内における平均温度の空間分布は LES の方が  $k-\epsilon$  モデルより風洞実験の結果に近くなった<sup>注7.2)</sup>。 $k-\epsilon$  モデルでは風洞実験、LES と比較して、都市キャニオン内の熱が十分に上空に放出されず、都市キャニオン内に滞留する傾向が見られた。

以上の結果から、 $k-\epsilon$  モデルは LES と比較して不安定になるほど、都市キャニオン内における平均風速、平均温度の空間分布の予測精度が低下することが示された。

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討



a)  $x_3/H=0$  から 3 まで表示

b)  $x_3/H=0$  から 1 まで表示

図 7.5 都市キャニオン中心における  $x_1$  方向平均風速の鉛直プロファイル  
( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ により無次元化)

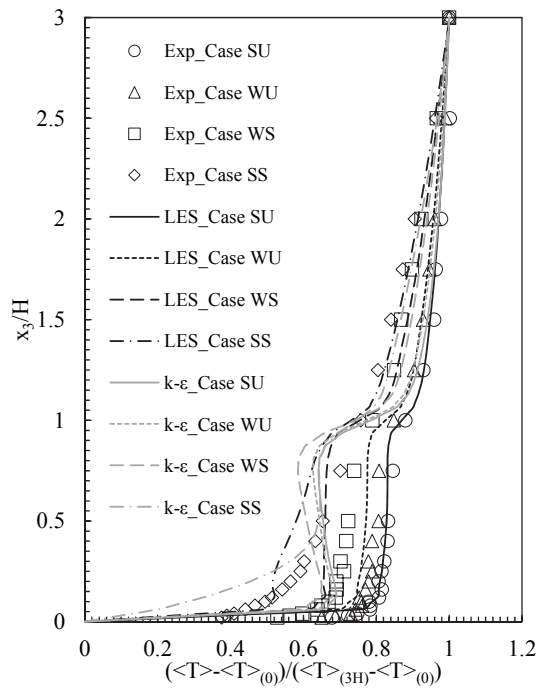


図 7.6 都市キャニオン中心における平均温度の鉛直プロファイル  
( $\langle T \rangle_{(3H)}, \langle T \rangle_{(0)}$ により無次元化)

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

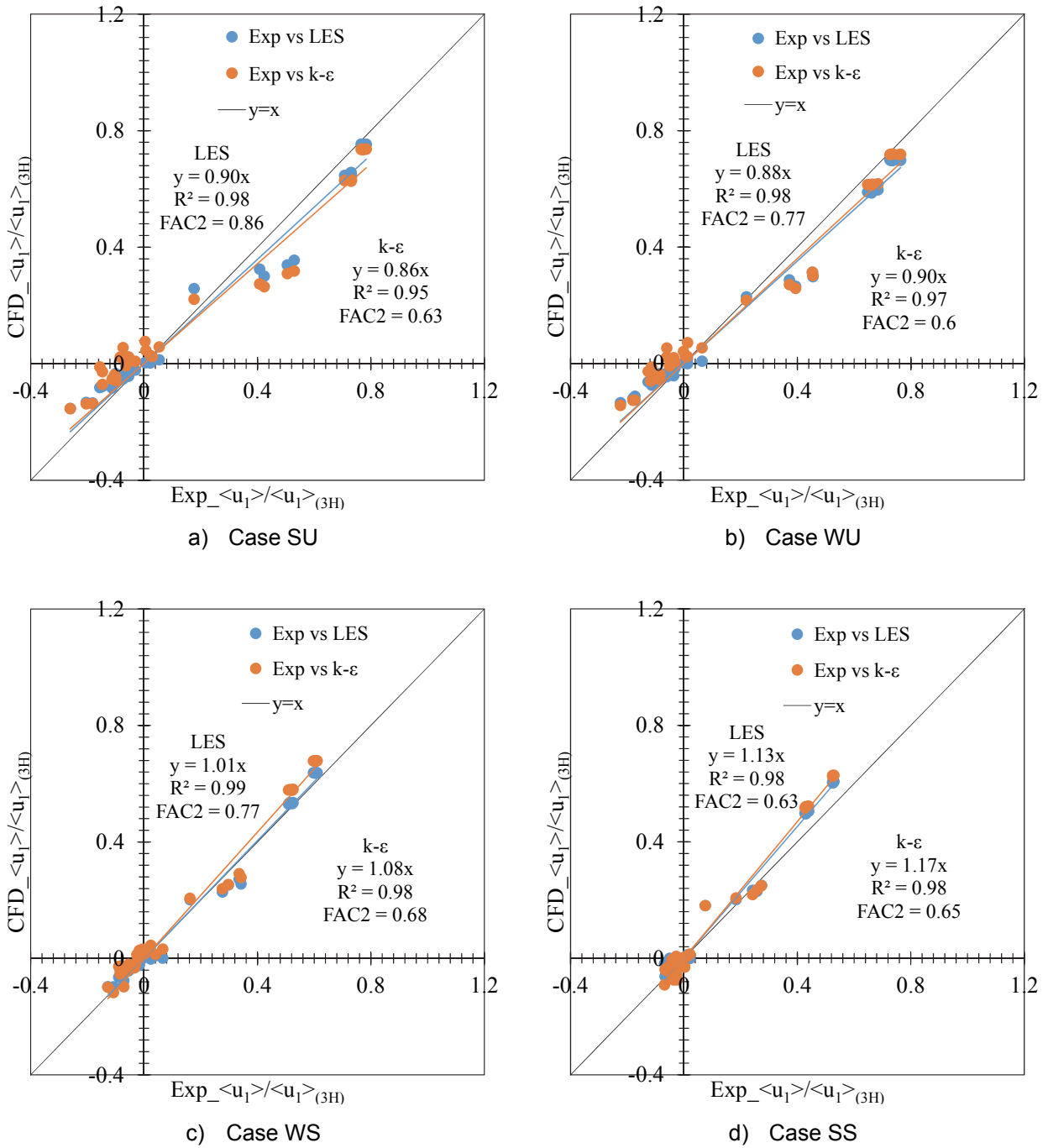


図 7.7 都市キャニオンにおける  $x_1$  方向平均風速の CFD 解析値と風洞実験値の相関 ( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ により無次元化)

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

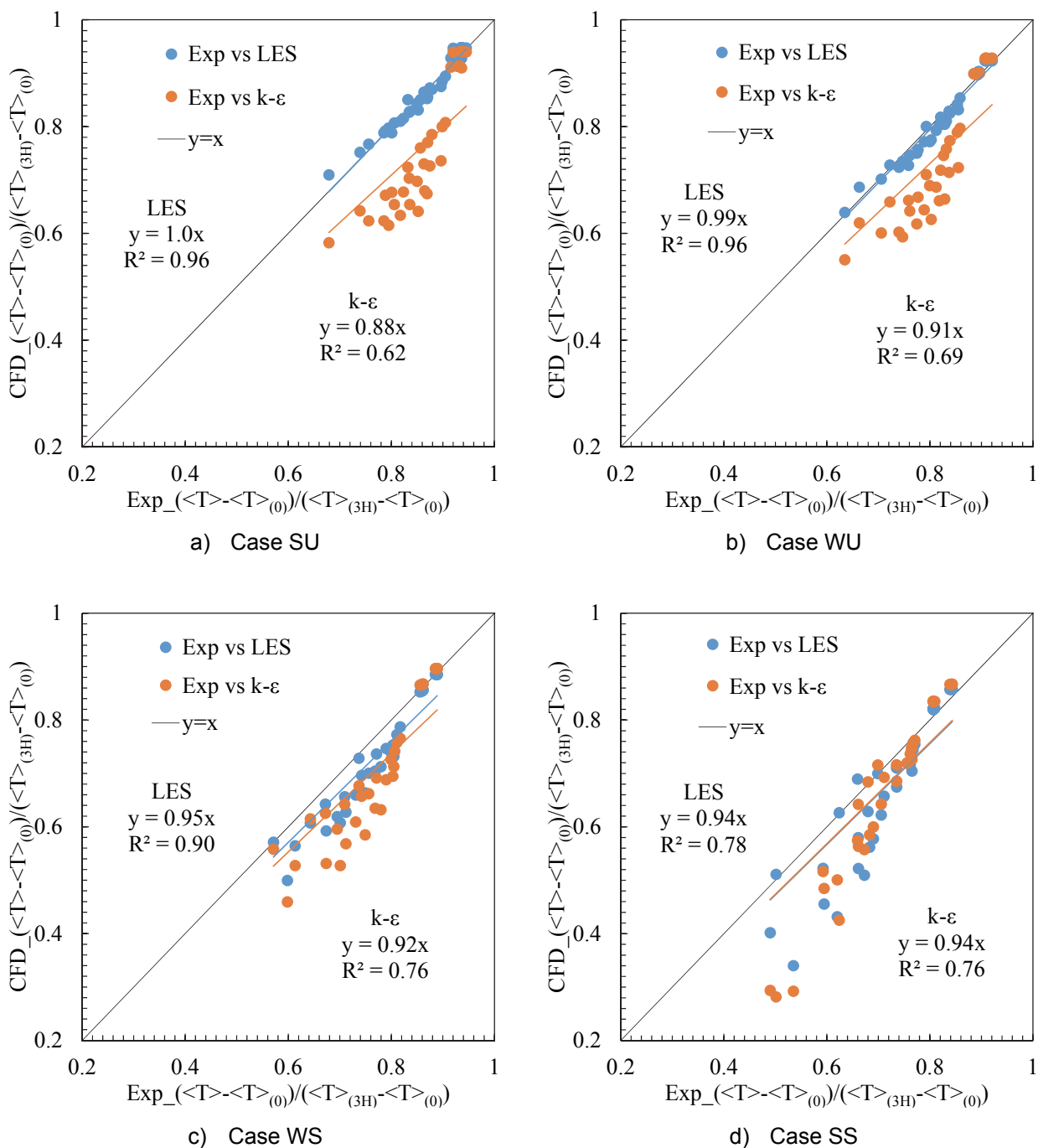
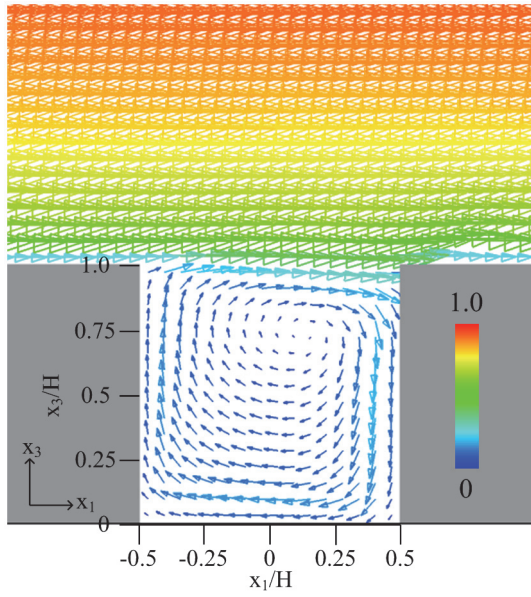
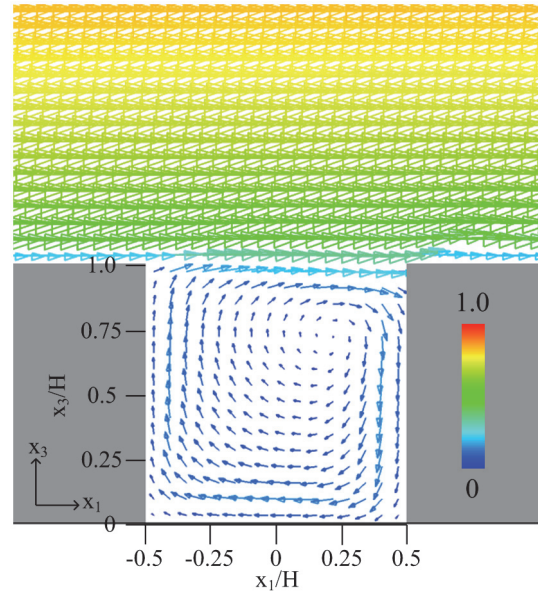


図 7.8 都市キャニオンにおける平均温度の CFD 解析値と風洞実験値の相関  
( $\langle T \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(0)}$ により無次元化)

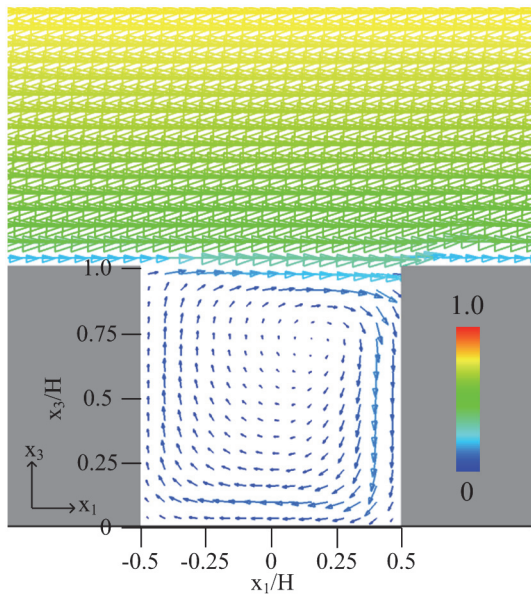
第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討



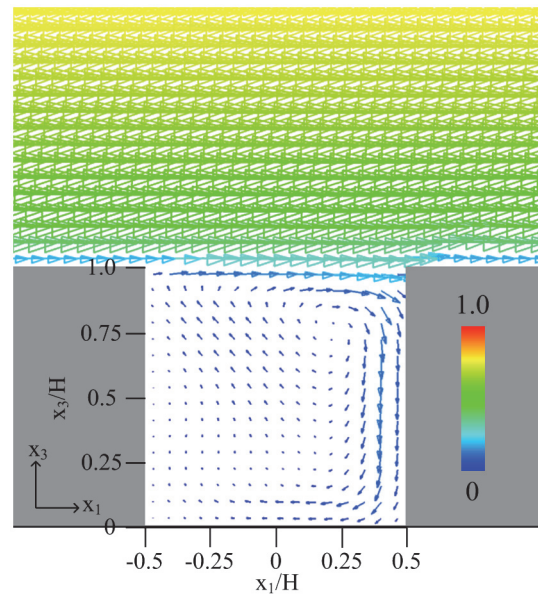
a) Case SU



b) Case WU



c) Case WS



d) Case SS

図 7.9 都市キャニオンにおける平均風速 $(\langle u_1 \rangle^2 + \langle u_3 \rangle^2)^{1/2}$ の空間分布(LES)  
( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ により無次元化)

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

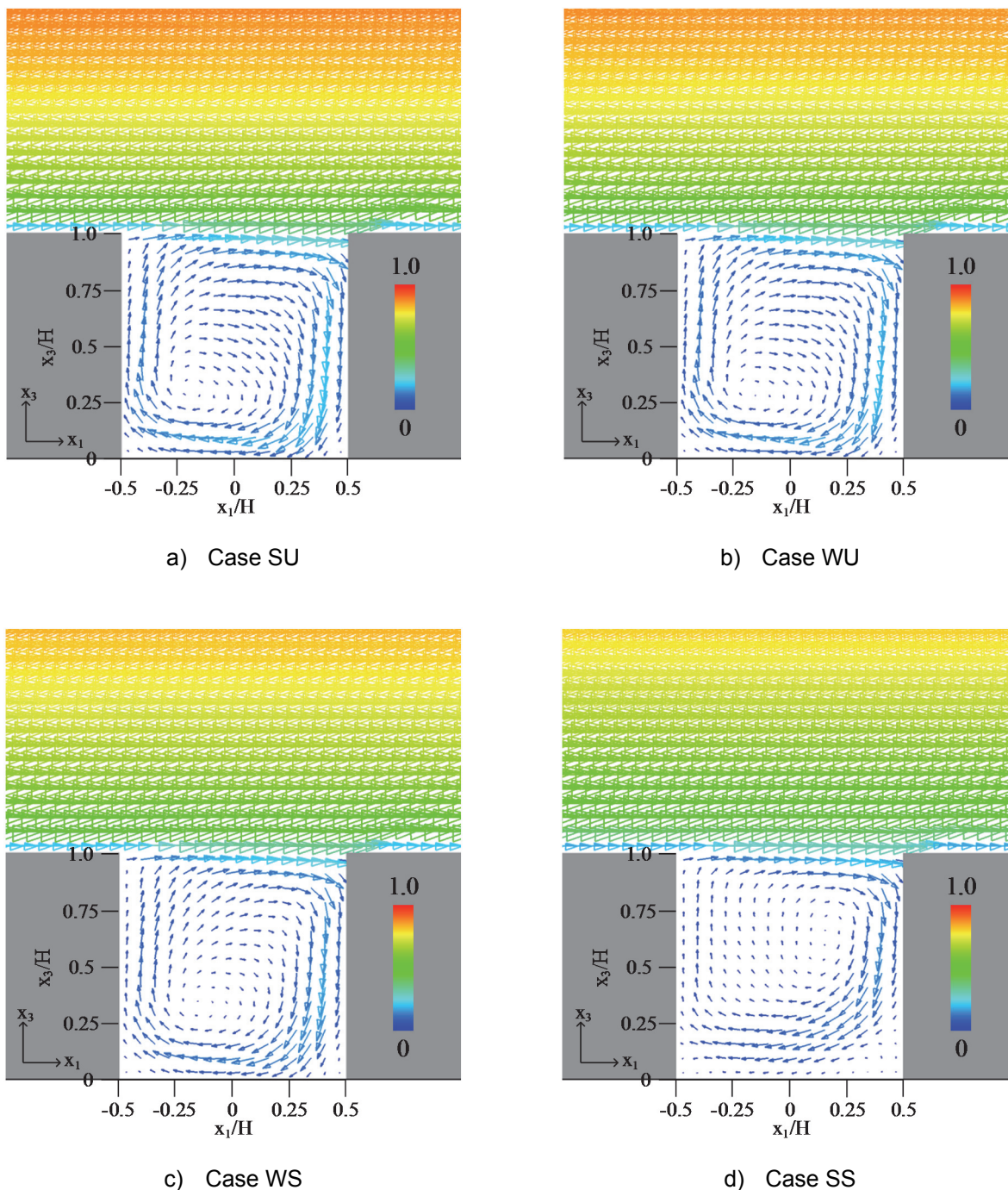


図 7.10 都市キャニオンにおける平均風速 $(\langle u_1 \rangle^2 + \langle u_3 \rangle^2)^{1/2}$ の空間分布(k- $\epsilon$ モデル)  
( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ により無次元化)



第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

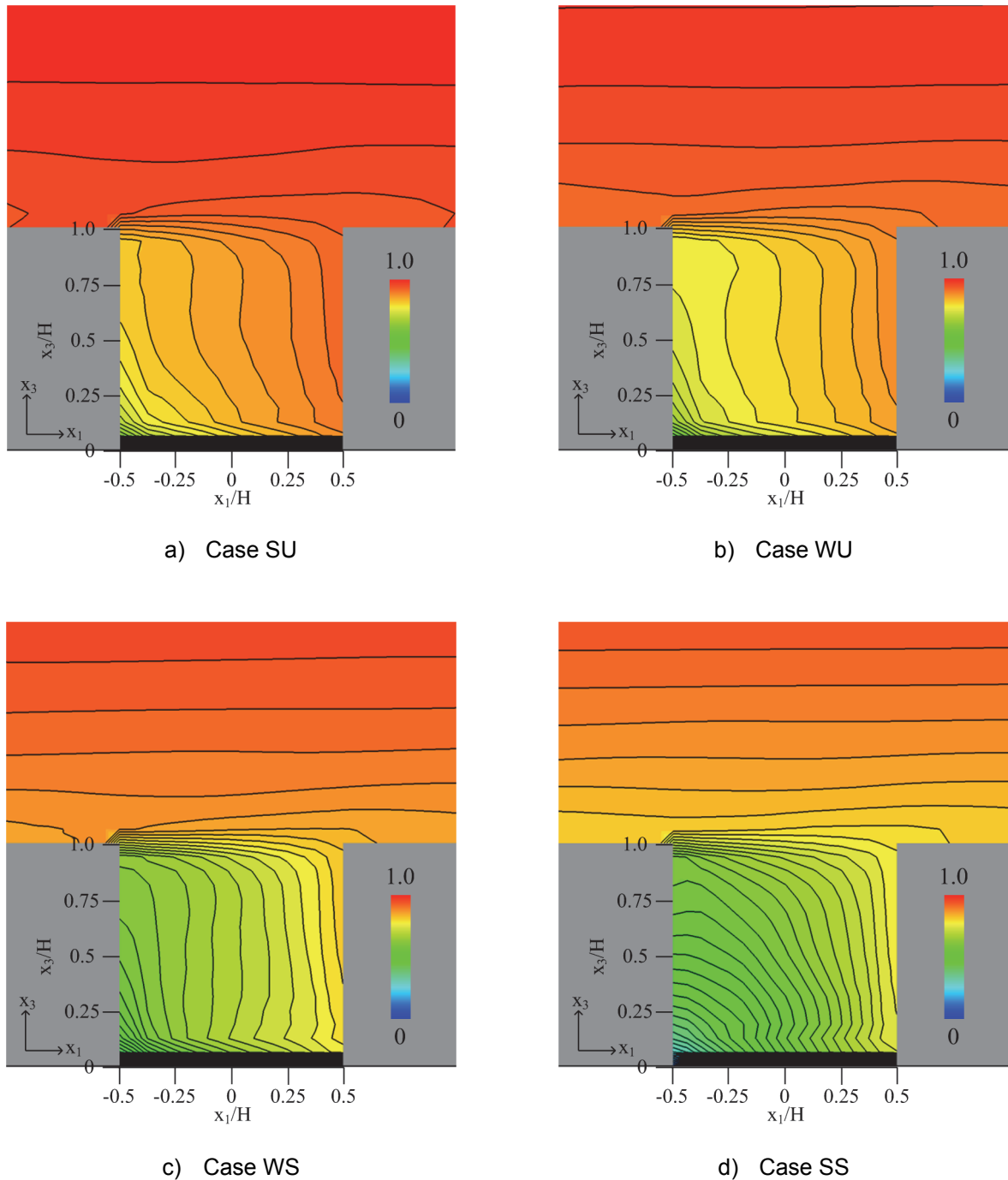


図 7.11 都市キャニオンにおける平均温度の空間分布(LES)  
( $\langle T \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(0)}$ により無次元化)

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

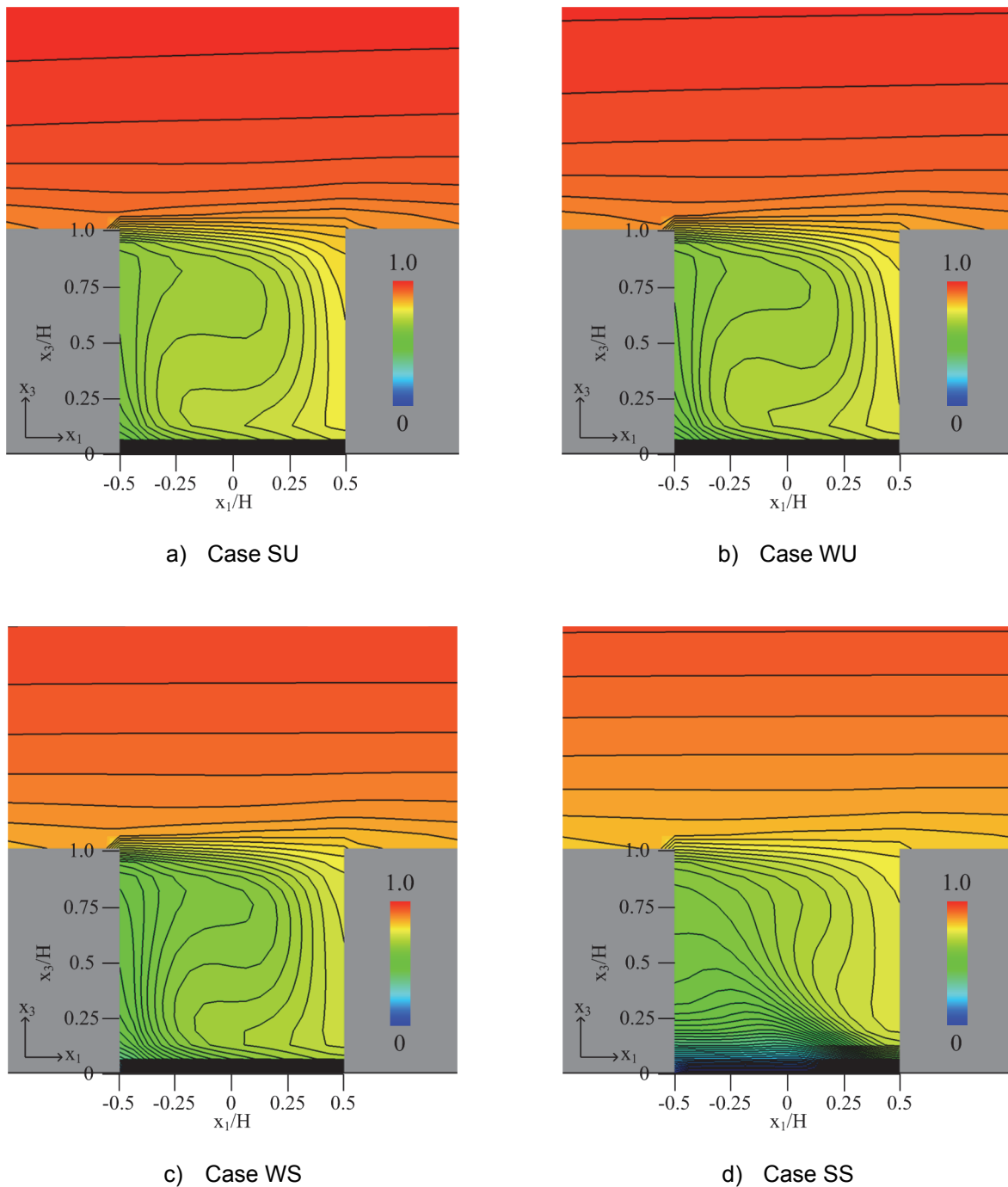


図 7.12 都市キャニオンにおける平均温度の空間分布(k- $\epsilon$  モデル)  
( $\langle T \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(0)}$ により無次元化)

### 3.3 乱れ性状

図 7.13、図 7.14 に都市キャニオン中心における  $x_1$  方向風速変動 rms 値、 $x_3$  方向風速変動 rms 値の鉛直プロファイルを示す。k- $\epsilon$  モデルでは、Murakami ら<sup>文7.16)</sup>にならい、式(7.3)、式(7.4)を用いて  $x_1$  方向風速変動 rms 値、 $x_3$  方向風速変動 rms 値を求めた。

$$\langle u_1'^2 \rangle^{1/2} = \left( \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_1} \right)^{1/2} \quad (7.3)$$

$$\langle u_3'^2 \rangle^{1/2} = \left( \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_3} \right)^{1/2} \quad (7.4)$$

風洞実験結果から不安定になるほど、風速変動 rms 値が大きくなることが分かる。上空においては LES、k- $\epsilon$  モデルともにこのような傾向が見られたが、k- $\epsilon$  モデルでは LES と比較して各 Case の相違が小さくなった。一方、強不安定、強安定において、LES では風洞実験と比較して上空の  $x_1$  方向風速変動 rms 値がやや大きくなったが、これは LES で作成した接近流の上空における  $x_1$  方向風速変動 rms 値が風洞実験より大きいことが影響していると考えられる。都市キャニオン内においては強安定以外で LES、k- $\epsilon$  モデルともに  $x_1$  方向風速変動 rms 値、 $x_3$  方向風速変動 rms 値を過小評価した。特に、k- $\epsilon$  モデルでは都市キャニオン内における風速変動 rms 値について各 Case の相違がほとんど見られず、不安定になるほど LES と比較して小さい値となった。k- $\epsilon$  モデルでは大気安定度による浮力効果が風速変動 rms 値に与える影響をほとんど再現できなかつたと考えられる。

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

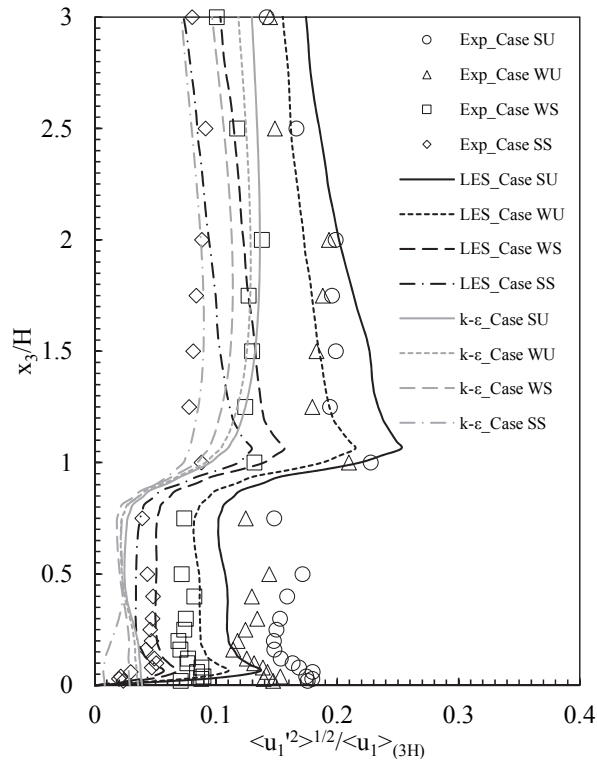


図 7.13 都市キャニオン中心における  $x_1$  方向風速変動 rms 値の鉛直プロファイル  
( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ により無次元化)

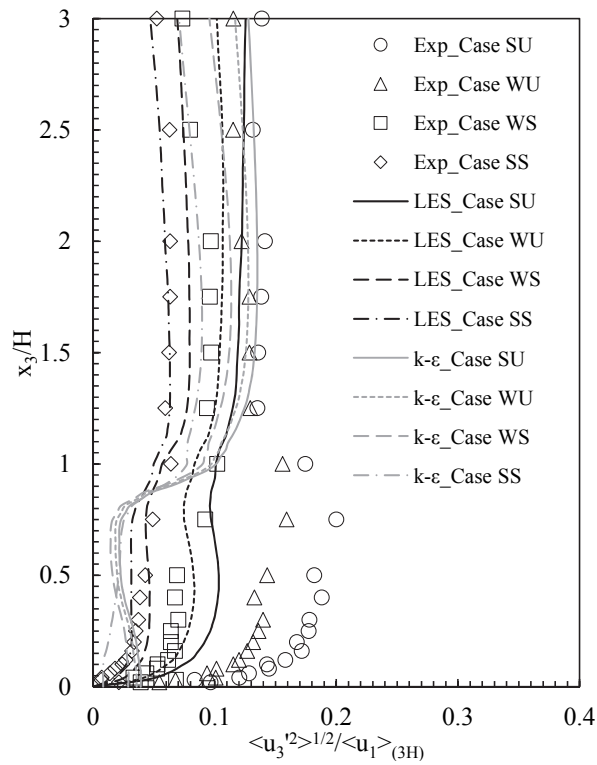


図 7.14 都市キャニオン中心における  $x_3$  方向風速変動 rms 値の鉛直プロファイル  
( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ により無次元化)

## §4 乱流フラックスのモデル化に関する検討

ここまでの検討結果から都市キャニオンにおいて LES と比較して k-ε モデルの平均風速、平均温度の空間分布の予測精度が低下することが示された。ここでは、さらに LES の解析結果を用いて k-ε モデルの予測精度に最も大きい影響を与えると考えられるレイノルズストレス $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、乱流熱フラックス $\langle u_3'T' \rangle$ のモデル化の妥当性について検討する。

### 4.1 レイノルズストレス $\langle u_1'u_3' \rangle$ ・乱流熱フラックス $\langle u_3'T' \rangle$

図 7.15、図 7.16 に都市キャニオン中心における $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3'T' \rangle$ の鉛直プロファイルを示す。また、図 7.17 から図 7.20 に都市キャニオンにおける $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3'T' \rangle$ の空間分布を示す。

風洞実験結果から不安定になるほど、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3'T' \rangle$ の絶対値が大きくなることが分かる。上空においては、LES、k-ε モデルともにこのような傾向が見られたが、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ については、k-ε モデルは LES と比較して各 Case の相違が小さくなった。都市キャニオン上端、都市キャニオン内の $\langle u_1'u_3' \rangle$ の絶対値については、LES、k-ε モデルともに不安定において過小評価した。k-ε モデルは各 Case の相違がほとんど見られず、LES と比較して小さい値になった。都市キャニオン内の $\langle u_3'T' \rangle$ の絶対値については、地表面付近を除き k-ε モデルは風洞実験、LES と比較して過小評価した。 $\langle u_3'T' \rangle$ の絶対値についても k-ε モデルは各 Case の相違がほとんど見られなかった。

以上の結果から k-ε モデルは風洞実験、LES と比較して不安定になるほど、都市キャニオンにおける $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3'T' \rangle$ の絶対値を過小評価する傾向が示された。つまり、k-ε モデルでは不安定になるほど、都市キャニオンにおける運動量、熱の乱流輸送が十分に再現されず、平均風速、平均温度の空間分布の予測精度が低下したと考えられる。

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

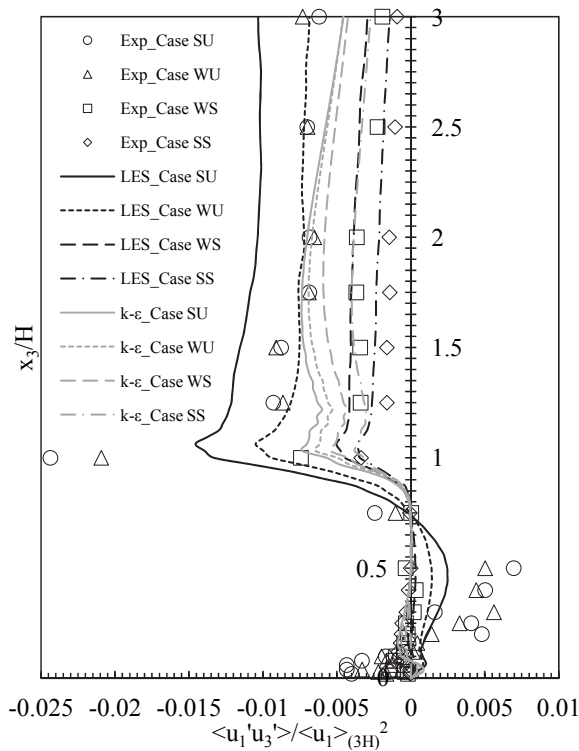


図 7.15 都市キャニオン中心におけるレイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の鉛直プロファイル ( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ により無次元化)

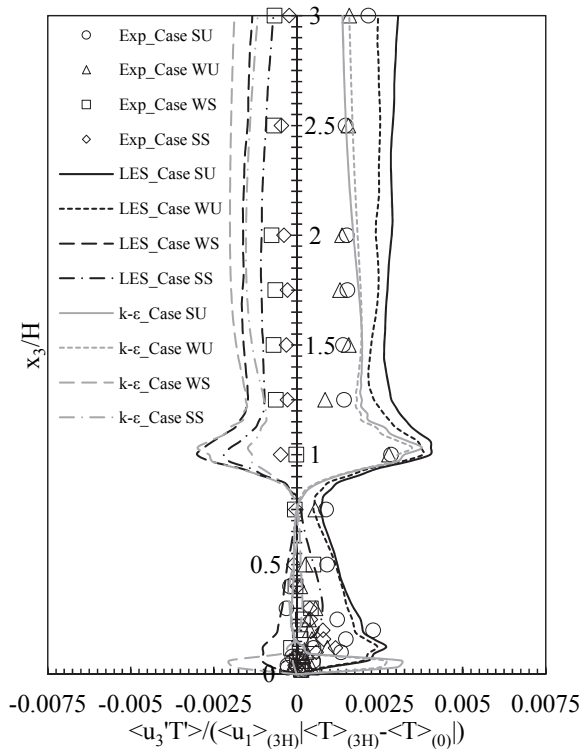


図 7.16 都市キャニオン中心における乱流熱フラックス $\langle u_3' T' \rangle$ の鉛直プロファイル ( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(0)}$ により無次元化)

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

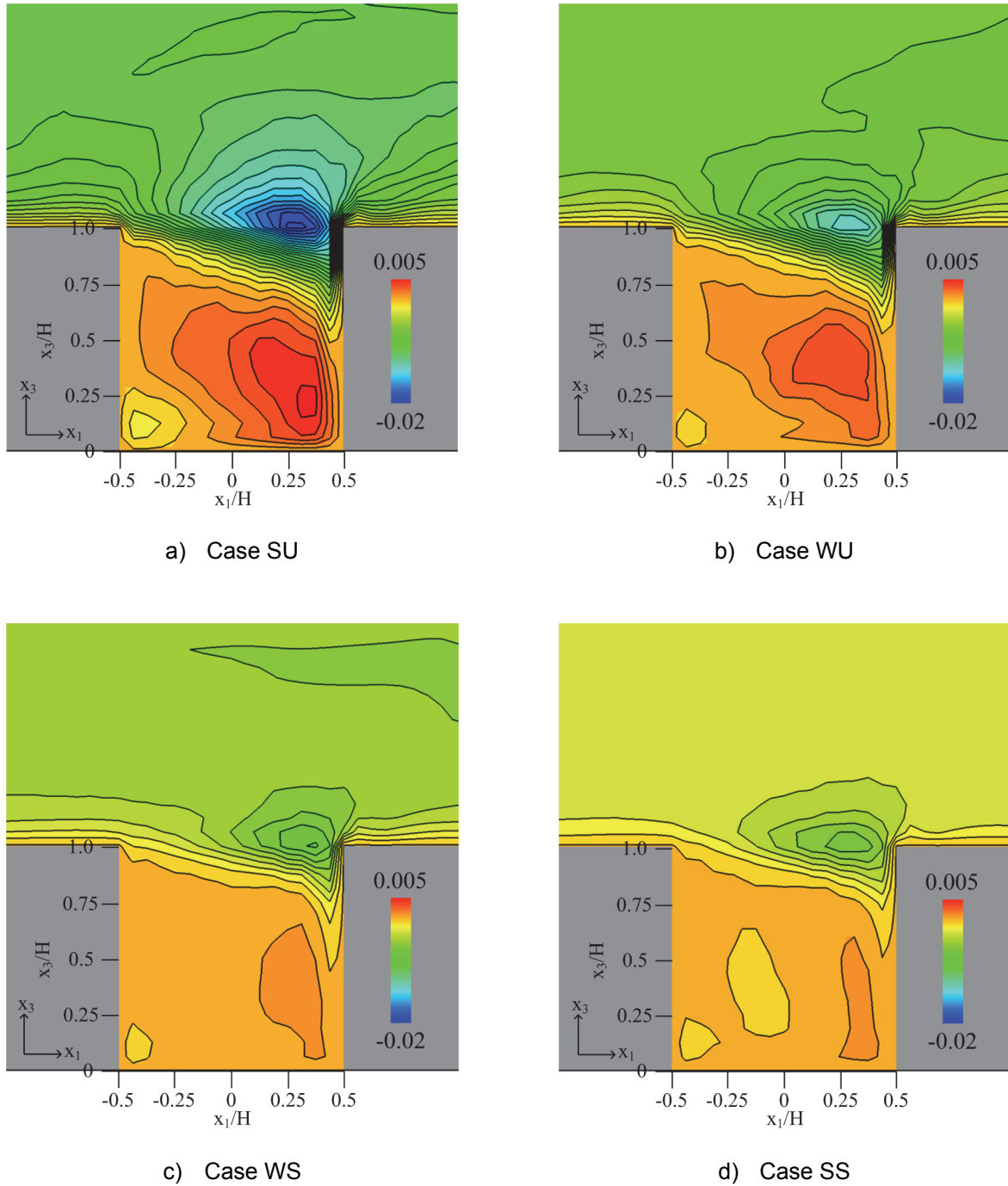


図 7.17 都市キャニオンにおけるレイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布(LES)  
( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ により無次元化)

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

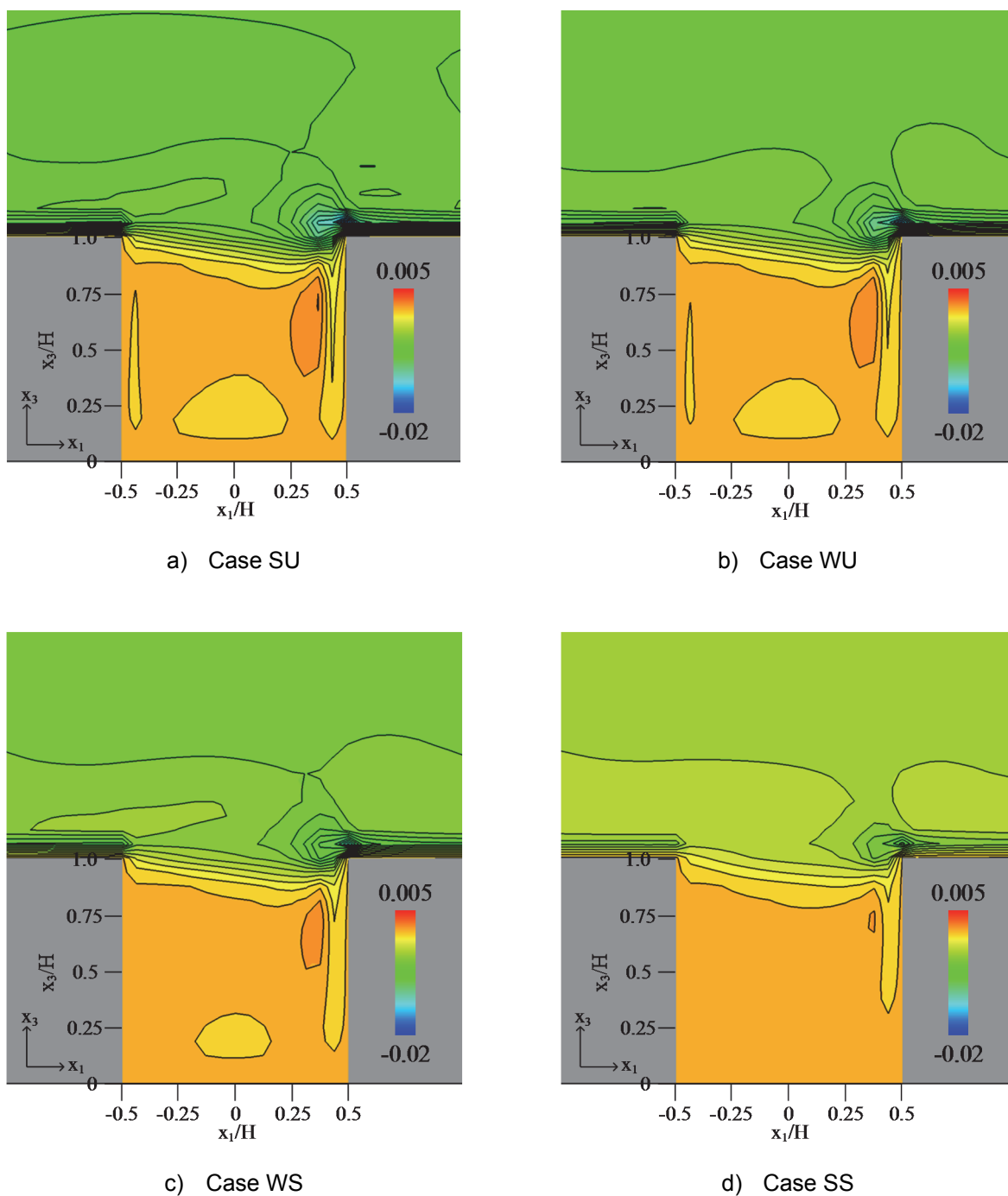


図 7.18 都市キャニオンにおけるレイノルズストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の空間分布(k- $\epsilon$ モデル)  
( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ により無次元化)



第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

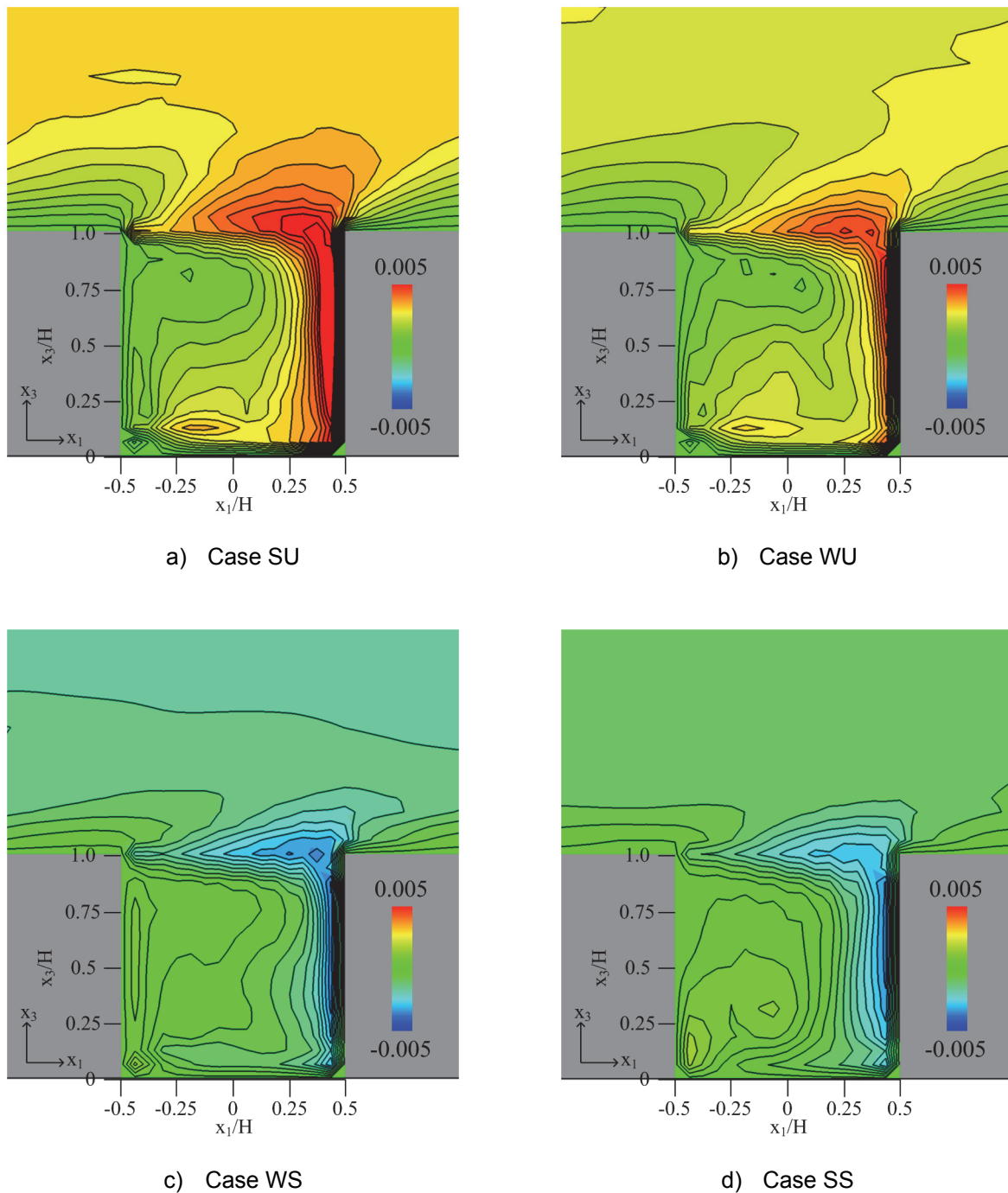


図 7.19 都市キャニオンにおける乱流熱フラックス $\langle u_3' T' \rangle$ の空間分布(LES)  
 ( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(0)}$ )により無次元化)

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

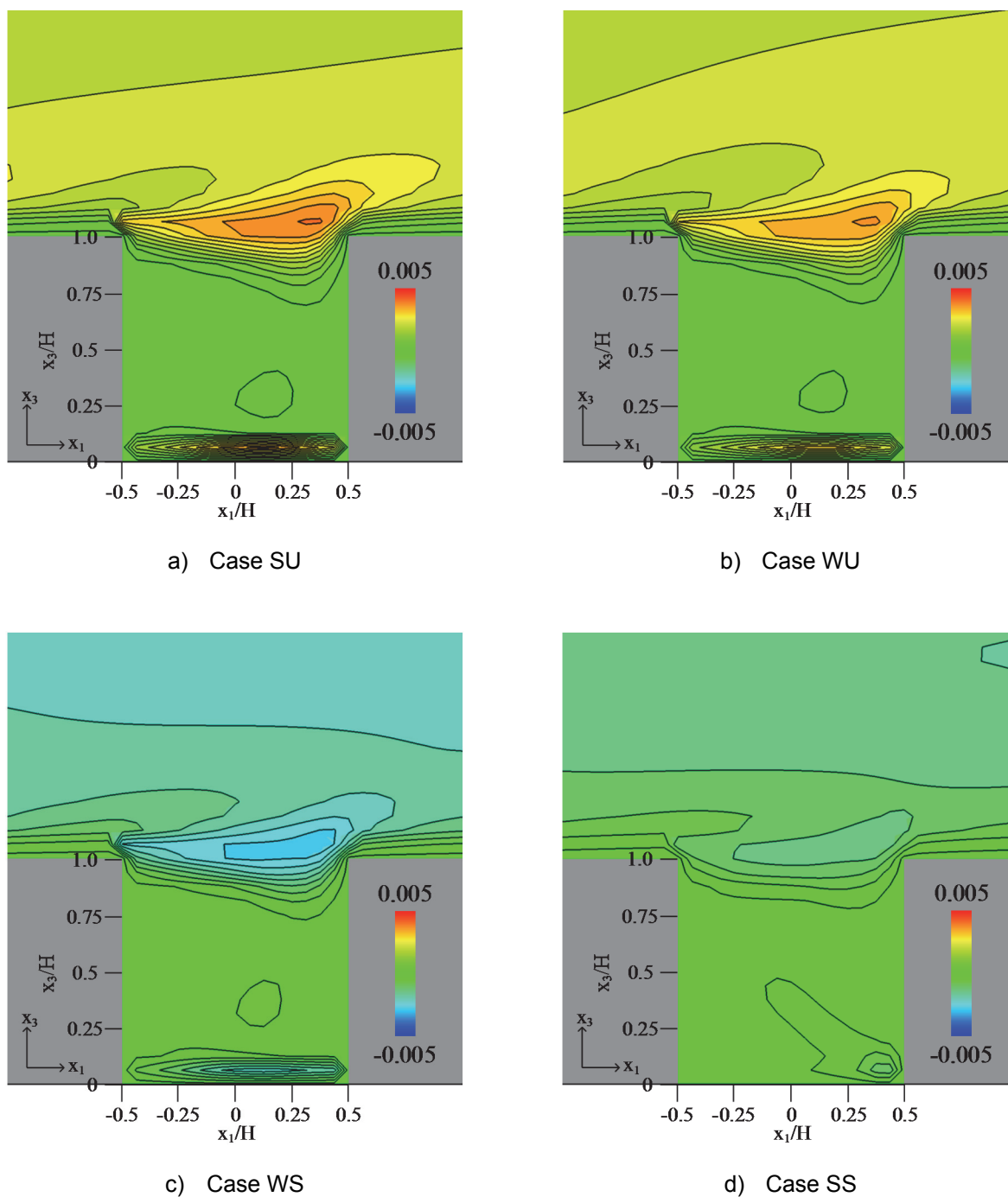


図 7.20 都市キャニオンにおける乱流熱フラックス $\langle u_3' T' \rangle$ の空間分布(k- $\epsilon$ モデル)  
 $(\langle u_1 \rangle_{(3H)}, \langle T \rangle_{(3H)}, \langle T \rangle_{(0)})$ により無次元化)

#### 4.2 渦動粘性係数・渦熱拡散係数

LES の解析結果を用いて渦動粘性係数  $\nu_t$ 、渦熱拡散係数  $\alpha_t$  を推定し、k- $\epsilon$  モデルの結果と比較する。その結果に基づいて、 $\langle u_i' u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3' T' \rangle$  のモデル化の妥当性について検討する。本検討では、第5章と同様に、Shirasawa ら<sup>文7.17)</sup>、Tominaga ら<sup>文7.18)</sup>、大風ら<sup>文7.19)</sup>にならい、式(7.5)を用いて LES の解析結果から  $\nu_t$  を推定する。また、 $\alpha_t$  についても  $\nu_t$  と同様の手法で推定することができる。 $\langle u_3' T' \rangle$  を勾配拡散近似すると式(7.9)となる。式(7.9)では同時に 3 つの式が成り立つため、 $\alpha_t$  を一意に決めることはできない。式(7.9)の右辺から  $\langle u_3' T' \rangle$  を引き、 $e_i^{\alpha_t}$  とおく(式(7.10))。  $e_i^{\alpha_t}$  の二乗を  $Q^{\alpha_t}$  とおく(式(7.11))と、 $Q^{\alpha_t}$  が最小となる時、真の  $\langle u_3' T' \rangle$  と勾配拡散近似した  $\langle u_3' T' \rangle$  の差が最小となる。したがって、 $Q^{\alpha_t}$  が最小となるような  $\alpha_t$  を求めればよい。 $Q^{\alpha_t}$  は  $\alpha_t$  の二次関数で下に凸であるため、その一次導関数(式(7.12))が 0 となる点で最小となる。したがって、 $\alpha_t$  は式(7.13)により求めることができる。さらに、推定した  $\nu_t$ 、 $\alpha_t$  を用いて、式(7.14)により乱流プラントル数  $Pr_t$  を推定することができる。

$$\nu_t = -\frac{R_{ij} S_{ij}}{S_{kl} S_{kl}} = \frac{2P_k}{S_{kl} S_{kl}} \quad (7.5)$$

$$S_{ij} = \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \quad (7.6)$$

$$R_{ij} = \langle u_i' u_j' \rangle - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (7.7)$$

$$P_k = -\langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \quad (7.8)$$

$$\langle u_i' T' \rangle = -\alpha_t \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \quad (7.9)$$

$$e_i^{\alpha_t} = -\alpha_t \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} - \langle u_i' T' \rangle \quad (7.10)$$

$$Q^{\alpha_t} = e_i^{\alpha_t} e_i^{\alpha_t} = \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \alpha_t^2 + 2 \langle u_i' T' \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \alpha_t + \langle u_i' T' \rangle^2 \quad (7.11)$$

$$\frac{\partial Q^{\alpha_t}}{\partial \alpha_t} = 2 \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \alpha_t + 2 \langle u_i' T' \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \quad (7.12)$$

$$\alpha_t = -\frac{\langle u_i' T' \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i}}{\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j}} \quad (7.13)$$

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t} \quad (7.14)$$

図 7.21、図 7.22 に都市キャニオンにおける  $\nu_t$ 、 $\alpha_t$  の鉛直プロファイルをそれぞれ示す。上空の  $\nu_t$ 、 $\alpha_t$  については、LES と比較して k- $\epsilon$  モデルにおいて各 Case の相違が小さくなった。不安定になるほど、LES と比較して k- $\epsilon$  モデルは都市キャニオン内の  $\nu_t$ 、 $\alpha_t$  を過小評価した。

## 第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

また、LESの結果から、いずれのCaseにおいても都市キャニオン風上側(UCL\_3)、風下側(UCL\_3)の都市キャニオン上端、地表面付近の $v_t$ が負となっていることが分かる。第5章で述べた通り、負の $v_t$ は運動量の逆勾配拡散現象が発生していることを意味する。逆勾配拡散現象はk- $\epsilon$ モデルで用いられる勾配拡散近似では再現できないため、これらの領域においては $\langle u_1' u_3' \rangle$ のモデル化の精度が著しく低下すると考えられる。

図7.23に都市キャニオンにおける $Pr_t$ の鉛直プロファイルを示す。上空においては、いずれのCaseでも $Pr_t$ が、k- $\epsilon$ モデルで用いられる0.9よりやや小さい0.7程度の一定値となった。一方、都市キャニオン内においては、 $Pr_t$ は一定値にはならず、空間分布が存在した。また、UCW\_3の都市キャニオン上端付近を除き、k- $\epsilon$ モデルで用いられる値である0.9より小さくなった。都市キャニオン風上側(UCL\_3)、地表面付近の $Pr_t$ が負となっているのは、運動量の逆勾配拡散現象が発生したためである。各Caseの都市キャニオン内における $Pr_t$ の空間平均値はそれぞれ強不安定では0.48、弱不安定では0.46、弱安定では0.43、強安定では0.81となった。強安定以外のCaseでは都市キャニオン内における $Pr_t$ がk- $\epsilon$ モデルの値の半分程度の値となった。したがって、都市キャニオン内においてはk- $\epsilon$ モデルの $Pr_t$ を一定値0.9とする仮定は妥当ではなく、 $\langle u_3' T' \rangle$ の精度低下の原因の一つであると考えられる。

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

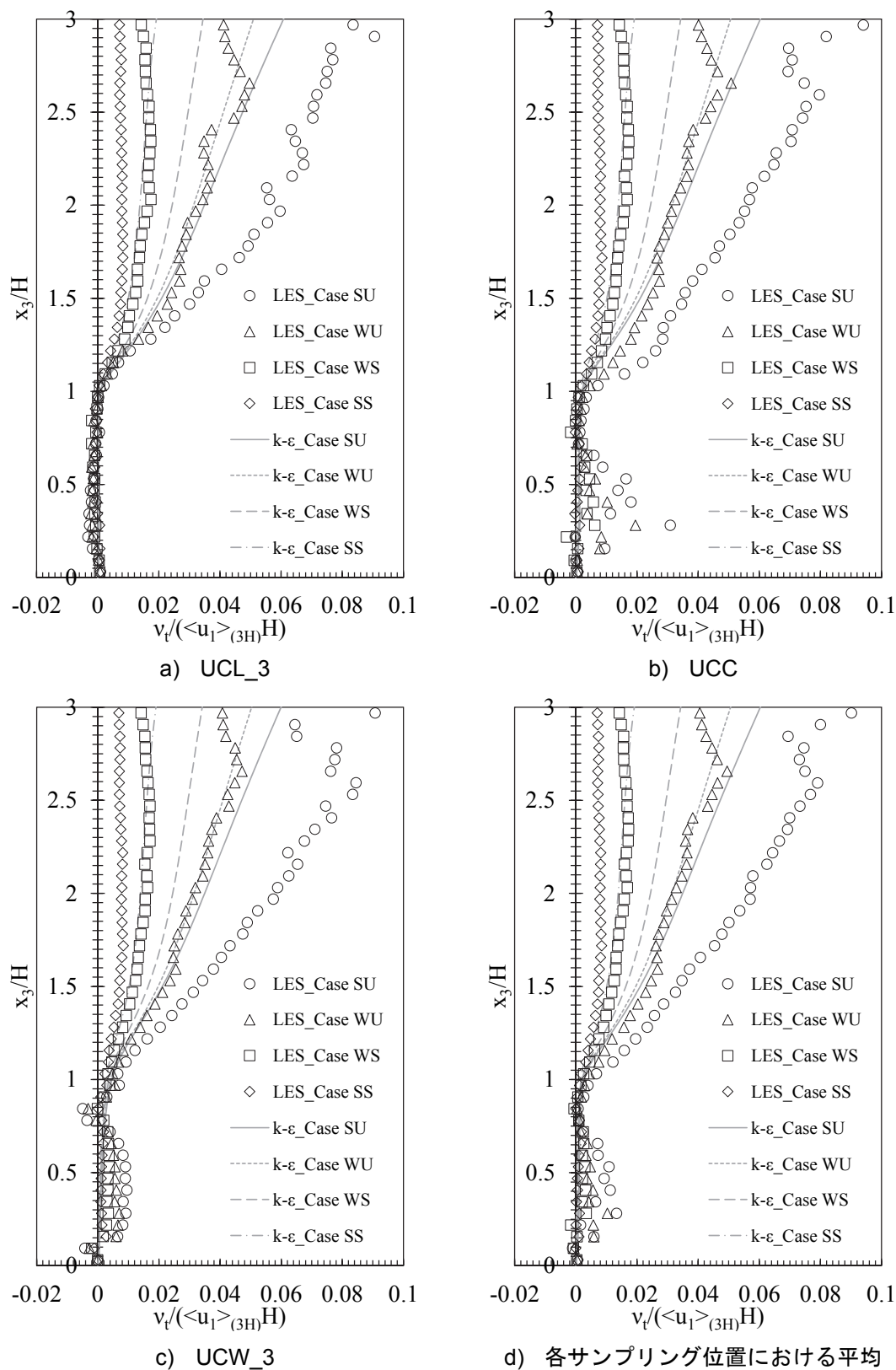


図 7.21 都市キャニオンにおける渦動粘性係数の鉛直プロファイル  
( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ , H により無次元化)

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

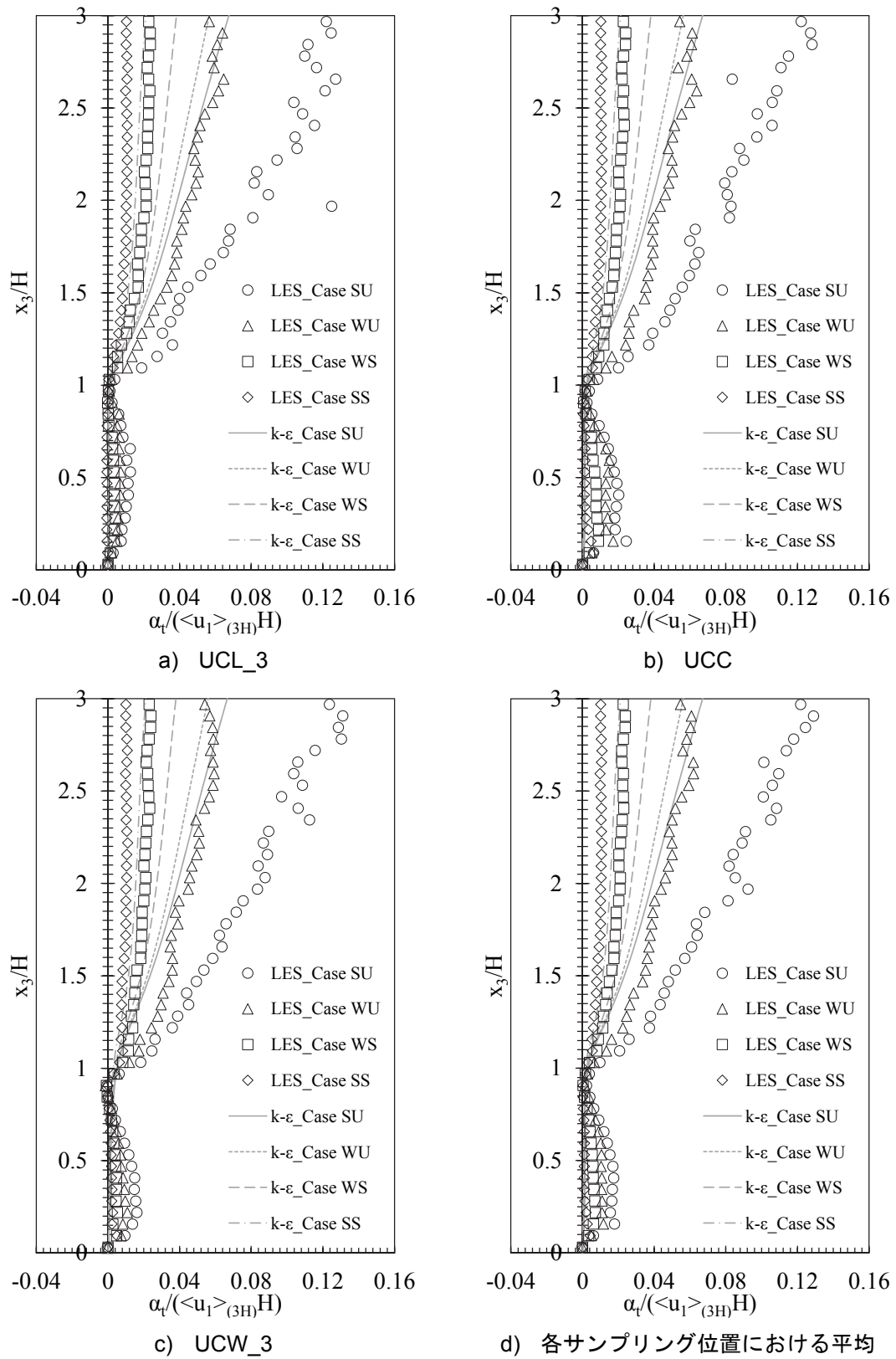


図 7.22 都市キャニオンにおける渦熱拡散係数の鉛直プロファイル  
( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ , H により無次元化)

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

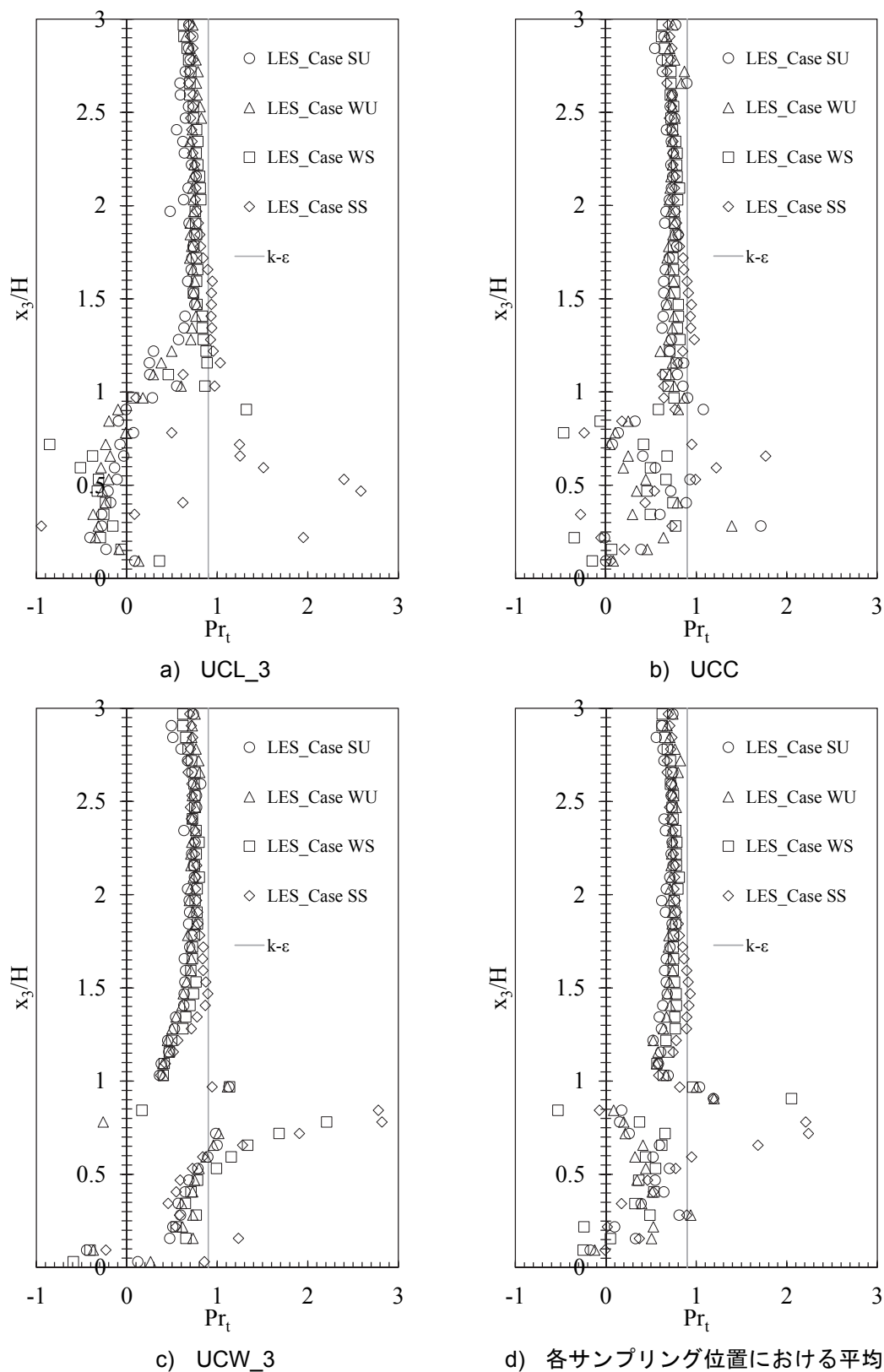


図 7.23 都市キャニオンにおける乱流プラントル数の鉛直プロファイル

#### 4.3 レイノルズストレス $\langle u_1'u_3' \rangle$ ・乱流熱フラックス $\langle u_3'T' \rangle$ の生産構造

LES の解析結果を用いて $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3'T' \rangle$ の生産構造について検討する。 $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3'T' \rangle$ の生産項はそれぞれ  $P_{13}+G_{13}$ 、 $P_{3T(1)}+P_{3T(2)}+G_{3T}$  により表される。 $P_{13}$  は $\langle u_1'u_3' \rangle$ の平均風速勾配による生産項(式(7.15))、 $G_{13}$  は $\langle u_1'u_3' \rangle$ の浮力生産項(式(7.16))を表す。また、 $P_{3T(1)}$ は $\langle u_3'T' \rangle$ の平均温度勾配による生産項(式(7.17))、 $P_{3T(2)}$ は $\langle u_3'T' \rangle$ の平均風速勾配による生産項(式(7.18))、 $G_{3T}$  は $\langle u_3'T' \rangle$ の浮力生産項(式(7.19))を表す。

図 7.24 に都市キャニオンにおける $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3'T' \rangle$ の生産項の鉛直プロファイルを示す。また、図 7.25 に都市キャニオンにおける $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3'T' \rangle$ の生産項の比の鉛直プロファイルを示す。なお、図 7.24、図 7.25 に示すプロファイルは各サンプリング位置における結果を平均したものである。

$\langle u_1'u_3' \rangle$ については、不安定になるほど  $P_{13}$  の絶対値が大きくなった。不安定においては、 $G_{13}$  は  $P_{13}$  と同じ符号となり、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ の生産を増加させたが、安定においては、 $G_{13}$  は  $P_{13}$  と異なる符号となり、 $\langle u_1'u_3' \rangle$ の生産を減少させた。上空、都市キャニオン内の地表面付近においては  $G_{13}$  の寄与が増加し、 $P_{13}$  の半分程度の値となった。

$\langle u_3'T' \rangle$ については、上空においては  $P_{3T(2)}$  の寄与は無視できるほど小さいが、都市キャニオン内においてはその影響が大きくなり、 $P_{3T(1)}$ と同程度かそれ以上の値となった。 $G_{3T}$  は都市キャニオン上端付近以外においてその影響が大きくなり、 $P_{3T(1)}$ と同程度の値となった。特に、都市キャニオン内において  $G_{3T}$  が大きくなるが、これは上空より都市キャニオン内における温度変動が大きくなるためであると考えられる。また、 $P_{3T(2)}$ はいずれの Case においても都市キャニオン上端付近を除き、 $P_{3T(1)}$ と同じ符号となったが、 $G_{3T}$  は不安定では  $P_{3T(1)}$ と同じ符号、安定では  $P_{3T(1)}$ と異なる符号となった。

野口ら<sup>7.6)</sup>は不安定成層の平板境界層において同様の検討を行っており、 $G_{3T}$  が  $P_{3T(1)}$ と同程度の大きさとなる結果を示している。しかし、平板境界層においては、 $P_{3T(2)}$ はほぼ 0 となっており、都市キャニオン内における結果とは異なっている。これは、都市キャニオン内においては循環渦が形成され、 $x_3$  方向平均風速の勾配が生じたためであると考えられる。

$P_{3T(2)}+G_{3T}$ についても、都市キャニオン内においては  $P_{3T(1)}$ と同程度の値となった。強安定では  $P_{3T(2)}$ より  $G_{3T}$  の影響が大きく、 $(P_{3T(2)}+G_{3T})/P_{3T(1)}$ の符号が負となり、 $P_{3T(2)}+G_{3T}$  は  $P_{3T(1)}$ とは逆に $\langle u_3'T' \rangle$ の生産を減少させた。一方、弱安定では、都市キャニオン内においては  $G_{3T}$  より  $P_{3T(2)}$ の影響が大きく、 $(P_{3T(2)}+G_{3T})/P_{3T(1)}$ の符号が正となり、 $P_{3T(2)}+G_{3T}$  は $\langle u_3'T' \rangle$ の生産を増加させた。また、不安定では、 $P_{3T(2)}$ 、 $G_{3T}$  はともに  $P_{3T(1)}$ と同じ符号となり、 $P_{3T(2)}+G_{3T}$  は $\langle u_3'T' \rangle$ の生産を増加させた。したがって、強安定以外の Case においては平均温度勾配による生産だけではなく、平均風速勾配による生産、浮力による生産により $\langle u_3'T' \rangle$ の絶対値が増加し、平均温度勾配から想定される以上の乱流熱輸送が発生した。その結果、 $Pr_t$ が  $k-\epsilon$  モデルで用いられる値より小さくなったと考えられる。

$k-\epsilon$  モデルでは $\langle u_3'T' \rangle$ のモデル化に勾配拡散近似を用いており、第 3 章で述べた通り、 $\langle u_3'T' \rangle$ の勾配拡散近似では、 $P_{3T(2)}$ 、 $G_{3T}$  の効果は無視する。しかし、LES の結果から、い



第7章 LES を用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスの  
モデル化に関する検討

れの Case においても  $P_{3T(2)}+G_{3T}$  が大きくなり、 $P_{3T(1)}$  と同程度の値となることが示された。したがって、都市キャニオン内においては  $P_{3T(2)}$ 、 $G_{3T}$  の効果を見捨てる  $\langle u_3'T' \rangle$  の勾配拡散近似は妥当ではなく、 $\langle u_3'T' \rangle$  の精度が低下したと考えられる。上空においても強不安定、強安定では、 $G_{3T}$  が  $P_{3T(1)}$  の半分程度の値となるため、その影響は無視できない。また、乱流エネルギーの浮力生産項  $G_k$  は  $\langle u_3'T' \rangle$  に依存しており、 $\langle u_3'T' \rangle$  の精度低下は  $G_k$  の精度低下につながる。さらに、乱流エネルギーは  $v_t$  を介して  $\langle u_1'u_3' \rangle$  に影響を与えるため、 $\langle u_3'T' \rangle$  の精度低下が  $\langle u_1'u_3' \rangle$  の精度低下を招いたと考えられる。したがって、 $\langle u_3'T' \rangle$  のモデル化には、都市キャニオン内においては  $P_{3T(2)}$ 、 $G_{3T}$  の効果、上空においては  $G_{3T}$  の効果をそれぞれ組み込む必要がある。

$$P_{13} = -\langle u_1'u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_k} - \langle u_3'u_k' \rangle \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial x_k} \quad (7.15)$$

$$G_{13} = -g_3 \beta \langle u_1'T' \rangle \quad (7.16)$$

$$P_{3T(1)} = -\langle u_3'u_k' \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_k} \quad (7.17)$$

$$P_{3T(2)} = -\langle u_k'T' \rangle \frac{\partial \langle u_3 \rangle}{\partial x_k} \quad (7.18)$$

$$G_{3T} = -g_3 \beta \langle T'^2 \rangle \quad (7.19)$$

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

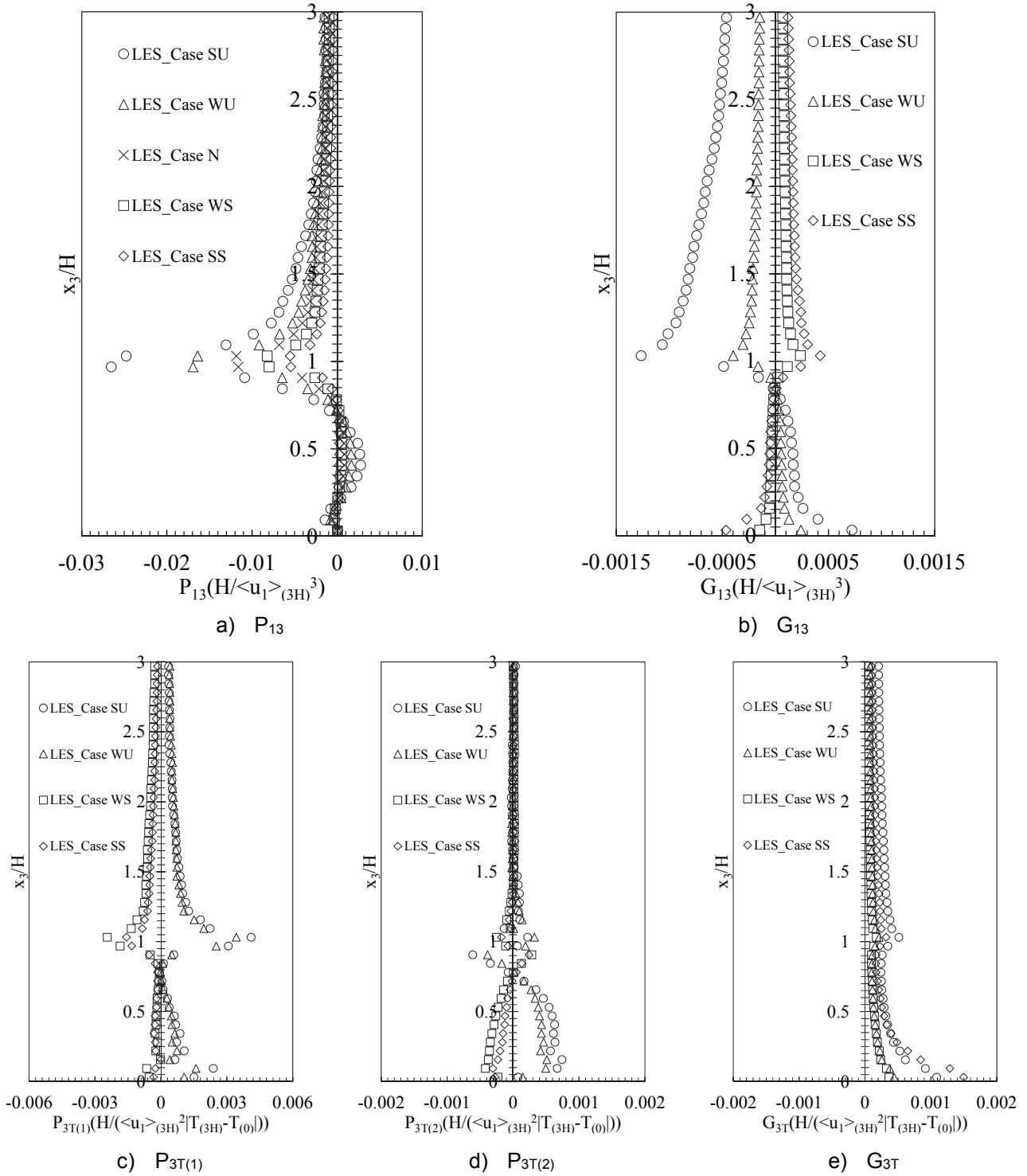


図 7.24 都市キャニオンにおける  $\langle u_1' u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3' T' \rangle$  の生産項の鉛直プロファイル  
 ( $\langle u_1 \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(3H)}$ ,  $\langle T \rangle_{(0)}$  により無次元化)  
 (各サンプリング位置における平均)

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

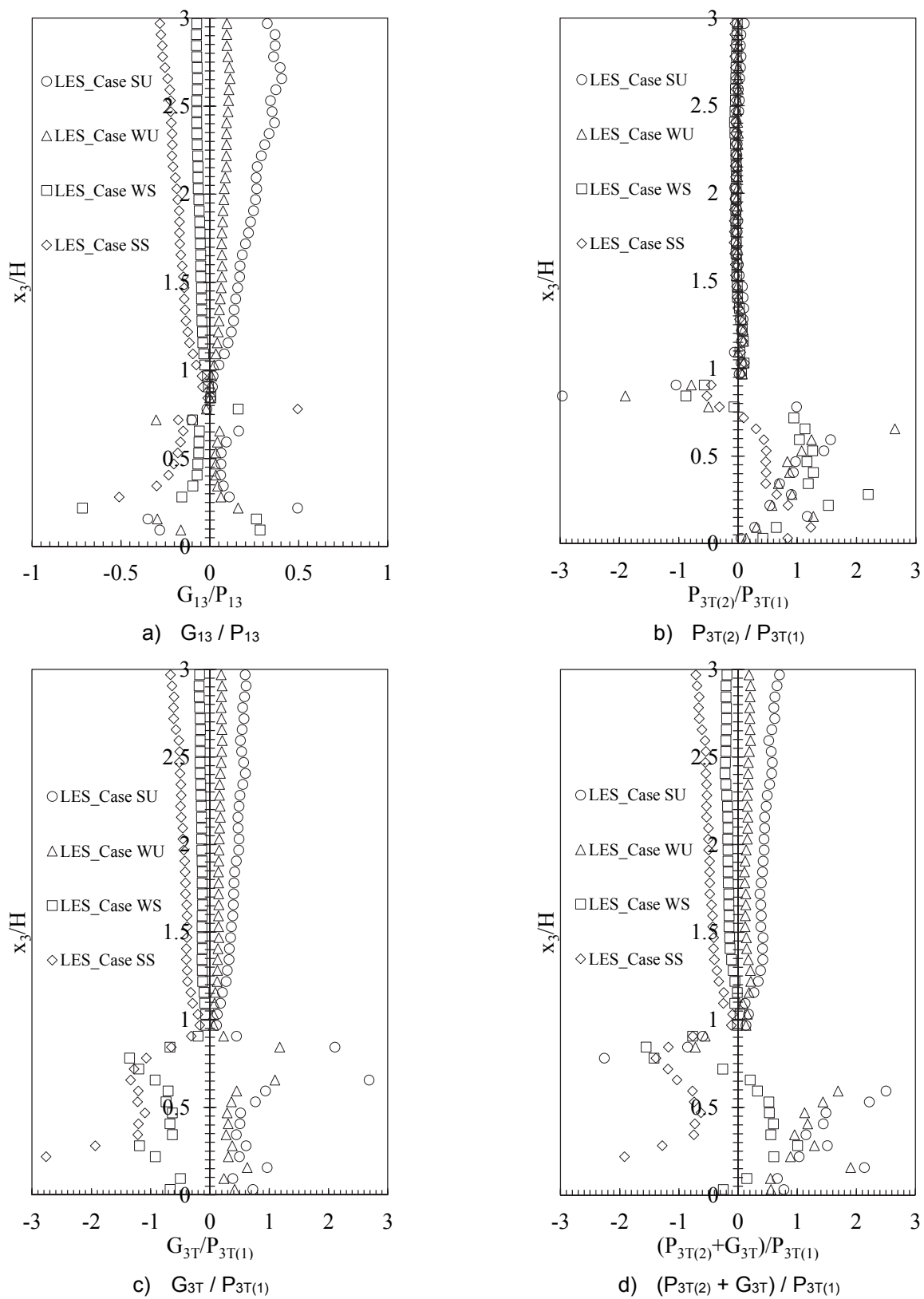


図 7.25 都市キャニオンにおける  $\langle u_1' u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3' T' \rangle$  の生産項の比の鉛直プロファイル (各サンプリング位置における平均)

## §5 まとめ

本章では、様々な大気安定度の都市街区気流を対象として LES、k-ε モデルを用いた CFD 解析を行い、風洞実験の結果と比較した。さらに、LES の解析結果を用いて、大気安定度が  $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3'T' \rangle$  のモデル化の妥当性に与える影響について検討した。以下、本検討により得られた知見をまとめる。

### ① 平均風速・平均温度

k-ε モデルは LES と比較して、不安定になるほど都市キャニオン内における平均風速、平均温度の空間分布の予測精度が低下した。また、k-ε モデルは風洞実験、LES と比較して大気安定度の違いによる平均風速プロファイルの変化が小さくなった。

### ② 乱れ性状

強安定以外において、k-ε モデルでは風洞実験、LES と比較して都市キャニオン内の風速変動 rms 値が小さくなった。k-ε モデルでは、上空、都市キャニオン内における風速変動 rms 値について、各 Case の相違が風洞実験、LES より小さくなった。

### ③ レイノルズストレス $\langle u_1'u_3' \rangle$ ・乱流熱フラックス $\langle u_3'T' \rangle$

k-ε モデルは風洞実験、LES と比較して不安定になるほど、都市キャニオンにおける  $\langle u_1'u_3' \rangle$ 、 $\langle u_3'T' \rangle$  の絶対値を過小評価した。つまり、k-ε モデルでは不安定になるほど、都市キャニオンにおける運動量、熱の乱流輸送が十分に再現されず、平均風速ベクトル、平均温度の空間分布の予測精度が低下したと考えられる。

### ④ 渦動粘性係数・渦熱拡散係数

k-ε モデルは LES と比較して不安定になるほど、都市キャニオン内における  $\nu_t$ 、 $\alpha_t$  を過小評価した。また、大気安定度にかかわらず、都市キャニオン風上側、風下側の都市キャニオン上端、地表面付近において運動量の逆勾配拡散現象が発生した。

### ⑤ 乱流プラントル数

都市キャニオン内においては  $Pr_t$  の空間分布が存在し、強安定以外では k-ε モデルの値 0.9 の半分程度の値となった。都市キャニオン内においては、k-ε モデルの  $Pr_t$  を一定値 0.9 とする仮定は妥当ではなく、 $\langle u_3'T' \rangle$  の精度低下の原因の一つであると考えられる。

### ⑥ レイノルズストレス $\langle u_1'u_3' \rangle$ ・乱流熱フラックス $\langle u_3'T' \rangle$ の生産構造

都市キャニオン内においては平板境界層とは異なり、 $\langle u_3'T' \rangle$  の平均風速勾配による生産項  $P_{3T(2)}$  が平均温度勾配による生産項  $P_{3T(1)}$  と同程度かそれ以上の値となった。これは

## 第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

都市キャニオン内には循環渦が形成されたためであると考えられる。また、浮力生産項  $G_{3T}$  も平均温度勾配による生産項  $P_{3T(1)}$  と同程度の値となった。上空においては強不安定、強安定では  $G_{3T}$  が  $P_{3T(1)}$  の半分程度の値となった。

都市キャニオン内において、強安定以外の Case では  $(P_{3T(2)}+G_{3T})/P_{3T(1)}$  の符号が正となり、 $P_{3T(2)}+G_{3T}$  は  $\langle u_3'T' \rangle$  の生産を増加させた。平均温度勾配による生産だけではなく、平均風速勾配による生産、浮力による生産により  $\langle u_3'T' \rangle$  の絶対値が増加し、平均温度勾配から想定される以上の乱流熱輸送が発生した。その結果、 $Pr_t$  が  $k-\epsilon$  モデルで用いられる値より小さくなったと考えられる。

### ⑦ レイノルズストレス $\langle u_1'u_3' \rangle$ ・乱流熱フラックス $\langle u_3'T' \rangle$ のモデル化の妥当性

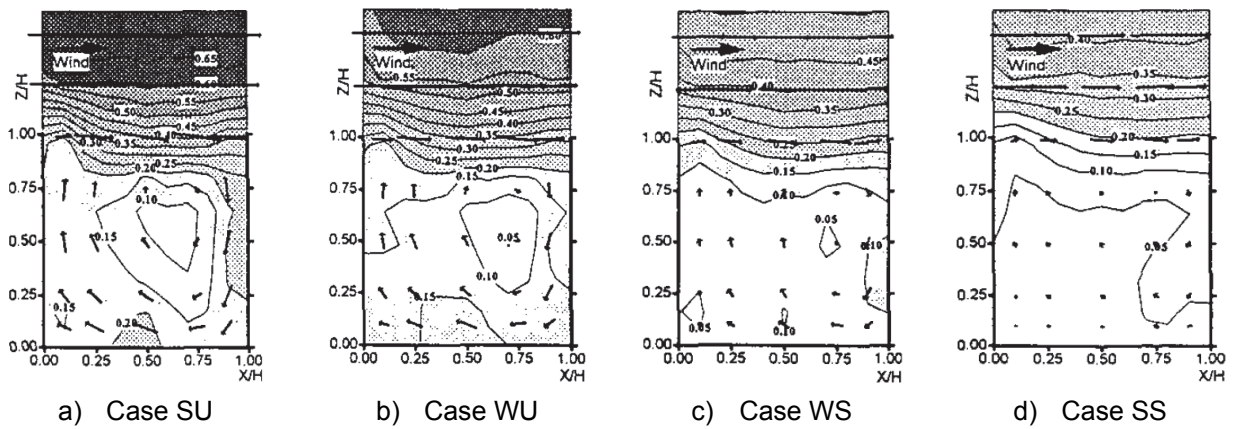
都市キャニオン内においては  $P_{3T(2)}$ 、 $G_{3T}$  を無視する  $\langle u_3'T' \rangle$  の勾配拡散近似は妥当ではなく、 $\langle u_3'T' \rangle$  のモデル化の精度が低下したと考えられる。また、上空においても強不安定、強安定では、 $G_{3T}$  が  $P_{3T(1)}$  の半分程度の値となるため、その影響は無視できない。したがって、 $\langle u_3'T' \rangle$  のモデル化には、都市キャニオン内においては  $P_{3T(2)}$ 、 $G_{3T}$  の効果、上空においては  $G_{3T}$  の効果をそれぞれ組み込む必要がある。

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

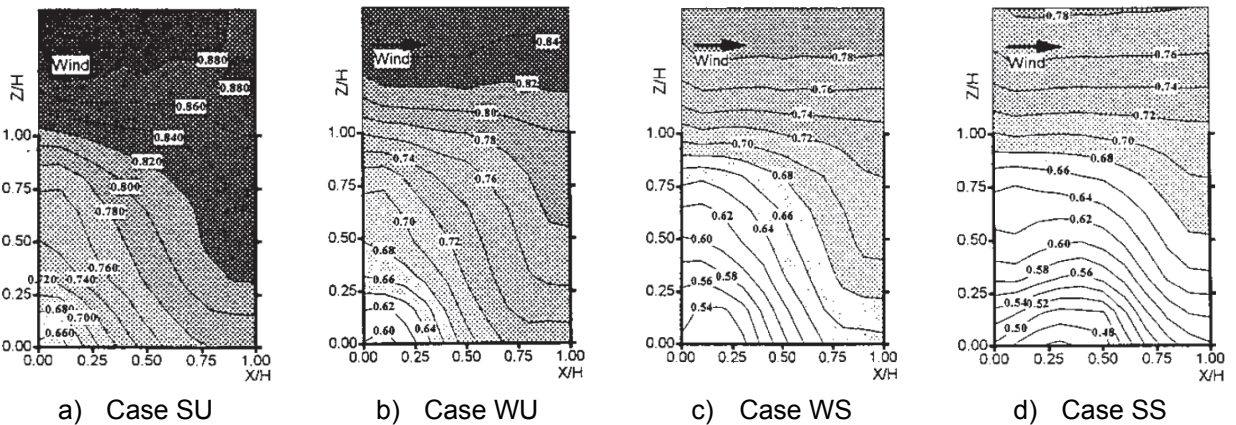
注

7.1)本検討の平均温度は  $x_3=3H$  における平均温度 $\langle T \rangle_{(3H)}$ 、地表面温度 $\langle T \rangle_{(0)}$ により無次元化した平均温度  $(\langle T \rangle - \langle T \rangle_{(0)}) / (\langle T \rangle_{(3H)} - \langle T \rangle_{(0)})$  を意味する。無次元化した平均温度  $(\langle T \rangle - \langle T \rangle_{(0)}) / (\langle T \rangle_{(3H)} - \langle T \rangle_{(0)})$  は大気安定度に関わらず、地表面温度 $\langle T \rangle_{(0)}$ に近いほど 0 に近づき、 $x_3=3H$  における平均温度 $\langle T \rangle_{(3H)}$ に近いほど 1 に近づく。

7.2)補図 A7.1、補図 A7.2 に上原ら<sup>文7.12)</sup>の風洞実験の都市キャニオンにおける平均風速、平均温度の空間分布を示す。



補図 A7.1 都市キャニオンにおける平均風速 $(\langle u_1 \rangle^2 + \langle u_3 \rangle^2)^{1/2}$ の空間分布(風洞実験)  
(上原ら<sup>文7.12)</sup>の図 3.5.1 を転載)



補図 A7.2 都市キャニオンにおける平均温度の空間分布(風洞実験)  
(上原ら<sup>文7.12)</sup>の図 3.5.2 を転載)

## 記号表

$f$  : 変数  $f$  の瞬時値

$\langle f \rangle$  : 変数  $f$  の時間平均値

$f'$  : 変数  $f$  の時間変動値

$x_i$  : 空間座標の3成分( $i=1$  : 主流方向、 $i=2$  : スパン方向、 $i=3$  : 鉛直方向)

$u_i$  : 風速ベクトルの3成分( $i=1$  : 主流方向、 $i=2$  : スパン方向、 $i=3$  : 鉛直方向)

$T$  : 温度

$k$  : 乱流エネルギー

$\varepsilon$  : 散逸率

$\nu_t$  : 渦動粘性係数

$\alpha_t$  : 渦熱拡散係数

$Pr_t$  : 乱流プラントル数

$g_i$  : 重力加速度ベクトルの3成分( $i=1$  : 主流方向、 $i=2$  : スパン方向、 $i=3$  : 鉛直方向)

$\beta$  : 体膨張係数

$P_k$  : 乱流エネルギーの平均風速勾配による生産項

$G_k$  : 乱流エネルギーの浮力生産項

$P_{ij}$  : レイノルズストレス $\langle u_i' u_j' \rangle$ の平均風速勾配による生産項

$G_{ij}$  : レイノルズストレス $\langle u_i' u_j' \rangle$ の浮力生産項

$P_{iT(1)}$  : 乱流熱フラックス $\langle u_i' T' \rangle$ の平均温度勾配による生産項

$P_{iT(2)}$  : 乱流熱フラックス $\langle u_i' T' \rangle$ の平均風速勾配による生産項

$G_{iT}$  : 乱流熱フラックス $\langle u_i' T' \rangle$ の浮力生産項

## 参考文献

- 7.1)日本建築学会: 市街地風環境予測のための流体数値解析ガイドブック ガイドラインと  
検証用データベース, 日本建築学会, 2007
- 7.2)Cheng, Y., Lien, F. S., Yee, E., Sinclair, R.: A comparison of large eddy simulations with a  
standard k- $\epsilon$  Reynolds-averaged Navier-Stokes model for the prediction of a fully developed  
turbulent flow over a matrix of cubes, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*,  
Vol.91, pp.434-442, 2011
- 7.3)Xie, Z., Castro, I. P.: LES and RANS for turbulent flow over arrays of wall-mounted obstacles,  
*Flow, Turbulence and Combustion*, Vol.76, pp.291-312, 2006
- 7.4)Santiago, J. L., Dejoan, A., Martilli, A., Martin, F., Pinelli, A.: Comparison Between Large-Eddy  
Simulation and Reynolds-Averaged Navier-Stokes Computations for the MUST Field  
Experiment. Part I : Study of the Flow for an Incident Wind Directed Perpendicularly to the  
Front Array of Containers, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.135, pp.109-132, 2010
- 7.5)Dejoan, A., Santiago, J. L., Martilli, A., Martin, F., Pinelli, A.: Comparison Between Large-Eddy  
Simulation and Reynolds-Averaged Navier-Stokes Computations for the MUST Field  
Experiment. Part II : Effects of Incident Wind Angle Deviation on the Mean Flow and Plume  
Dispersion, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.135, pp.133-150, 2010
- 7.6)野口康仁, 村上周三, 持田灯, 富永禎秀: 都市の温熱環境の数値シミュレーション (その  
3) k- $\epsilon$  モデルの乱流熱フラックスの評価への浮力効果の組み込み, 日本建築学会大会学  
術講演梗概集 (東海), pp.65-66, 1994
- 7.7)Hattori, H., Houra, T., Nagano, Y.: Direct numerical simulation of stable and unstable turbulent  
thermal boundary layers, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.28, pp.1262-1271,  
2007
- 7.8)Hattori, H., Morita, A., Nagano, Y.: Nonlinear eddy diffusivity models reflecting buoyancy effect  
for wall-shear flows and heat transfer, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.27,  
pp.671-683, 2006
- 7.9)香月壮亮, 大岡龍三, 高橋岳生, 加藤信介: 様々な大気安定度での大気境界層発達に関  
する風洞実験と数値シミュレーション, 日本建築学会環境系論文集, 第74巻, 第640号,  
pp.735-743, 2009
- 7.10)Yoshie, R., Jiang, G., Shirasawa, T., Chung, J.: CFD simulations of gas dispersion around  
high-rise building in non-isothermal boundary layer, *Journal of Wind Engineering and  
Industrial Aerodynamics*, Vol.99, pp.279-288, 2011
- 7.11)義江龍一郎, 野村佳祐, 堅田弘大, Guoyi Jiang: 都市街区内の非等温流れ場における汚  
染物質拡散・熱拡散に関する風洞実験と LES, 第22回風工学シンポジウム論文集,  
pp.61-66, 2012



## 第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスのモデル化に関する検討

- 7.12)上原清, 若松伸司, 村上周三: 温度成層化した乱流境界層内の流れ場に関する LDV を用いた風洞実験, 国立環境研究所, 1997
- 7.13)Tominaga, Y., Mochida, A., Yoshie, R., Kataoka, H., Nozu, T., Yoshikawa, M., Shirasawa, T.: AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.96, pp.1749-1761, 2008
- 7.14)Eidson, T. M.: Numerical simulation of the turbulent Rayleigh-Benard problem using subgrid modelling, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.158, pp.245-268, 1985
- 7.15)Lyons, R., Panofsky, H. A., Wollaston, S.: The critical Richardson number and its implications for forecast problems, *Journal of Applied Meteorology*, Vol.3, pp.136-142, 1964
- 7.16)Murakami, S., Mochida, A., Hayashi, Y.: Examining the k- $\epsilon$  model by means of a wind tunnel test and large-eddy simulation of the turbulence structure around a cube, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.35, pp.87-100, 1990
- 7.17)Shirasawa, T., Mochida, A., Tominaga, Y., Yoshino, H.: Evaluation of turbulent time scale of linear revised k-e models based on LES data, *The Fourth International Symposium on Computational Wind Engineering*, pp.125-128, 2006
- 7.18)Tominaga, Y., Stathopoulos, T.: CFD modeling of pollution dispersion in building array: Evaluation of turbulent scalar flux modeling in RANS model using LES results, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.104-106, pp.484-491, 2012
- 7.19)大風翼, 持田灯, 小野梓, 環貫陽: LESによる都市ラフネスが都市 Canopy 層の流れの構造に及ぼす影響の分析 (その1) 乱れの長さスケールの推定方法, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (北海道), pp.777-778, 2013

第7章 LESを用いた様々な大気安定度の都市キャニオンにおける乱流フラックスの  
モデル化に関する検討

## 第 8 章

## 結論

## §1 まとめ

本論文では、様々な幾何形状、大気安定度の都市キャニオン流れを対象として Particle image velocimetry (PIV)測定、Large-eddy simulation (LES)解析を行った。その結果を用いて、都市気流の物理的な構造について分析するとともに、Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS)モデルにおけるレイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の妥当性評価を行った。以下、それぞれの章で得られた主な結果、知見をまとめる。

第1章では、本研究の研究背景、研究目的、論文構成について述べた。

近年、都市キャニオン流れに関する PIV 測定、LES 解析が行われており、都市キャニオン流れの基礎的な特性については明らかになってきている。しかし、都市キャニオンにおける特徴的な気流構造が、レイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の精度に与える影響については未だ検討されておらず、都市気流における RANS モデルの高精度化は十分に進んでいない。

そこで、本研究では、まず、PIV、LES を用いて、様々なアスペクト比、大気安定度の都市キャニオンにおけるレイノルズストレス、乱流熱フラックスを含む乱流統計量の空間分布を取得し、都市気流データベースを作成する。作成した都市気流データベースを用いて、都市キャニオン流れの物理的な構造について検討する。さらに、その結果に基づいて、RANS モデルにおけるレイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の妥当性評価を行い、RANS モデルの高精度化に資する知見を得ることを目的とする。

第2章では、都市気流に関する風洞実験の基礎理論について説明した。まず、風洞内に都市気流を再現する際の注意点、方法について述べた。また、本研究で用いる風速測定手法である PIV の測定原理、画像解析手法について説明した。さらに、近年、PIV における画像解析の高精度化のために用いられているサブピクセル解析、再帰的相関法について説明した。

第3章では、都市気流に関する CFD 解析の基礎理論について説明した。まず、流れ場、温度場を求めるための基礎方程式である連続の式、ナビエ・ストークス方程式、熱輸送方程式を示した。これらに、フィルタ平均を施した LES の基礎方程式、レイノルズ平均を施した RANS モデルの基礎方程式をそれぞれ示した。さらに、LES の基礎方程式を解く際に必要となる SGS モデルとして、標準 Smagorinsky モデルを導出した。また、RANS モデルの基礎方程式を解く際に必要となる乱流モデルとして、渦粘性モデル（レイノルズストレスの勾配拡散近似）、渦拡散モデル（乱流熱フラックスの勾配拡散近似）を、レイノルズストレス、乱流熱フラックスの輸送方程式に基づいて導出した。

## 第8章 結論

第4章では、アスペクト比が1.0、大気安定度が中立の都市キャニオン流れに関するPIV測定を行った。まず、PIVの画像解析パラメータが測定結果に与える影響について検討した。最終検査領域サイズを小さくするほど空間解像度が上がり、PIVの乱流統計量が熱線風速計の測定結果に近づいた。

PIVの測定結果を用いて、都市キャニオンにおける流れ場の性状、乱流エネルギー、レイノルズストレスの生産構造について分析した。都市キャニオン内には循環渦が形成され、都市キャニオン内の風下側に行くに従って乱れが大きくなった。また、都市キャニオン上端においては乱流エネルギー、レイノルズストレスの生産が最大となった。都市キャニオン内の風上側から中心、風下側の都市キャニオン上端、地表面付近においては、乱流エネルギーの生産項が負となった。乱流エネルギーの生産項が負となる時は、渦動粘性係数も負となる。負の渦動粘性係数は逆勾配拡散現象が発生していることを意味する。したがって、乱流エネルギーの生産項が負となる都市キャニオン風上側から中心、風下側の都市キャニオン上端、地表面付近においては、レイノルズストレスの勾配拡散近似の精度が低下する可能性があることを示した。

第5章では、アスペクト比が1.0、大気安定度が中立の都市キャニオン流れに関するLES解析、RANS解析(k- $\epsilon$ モデル)を行った。LES、k- $\epsilon$ モデルの解析結果を既往の風洞実験結果と比較し、k- $\epsilon$ モデルではLESと比較して、都市キャニオン内における平均風速、乱流エネルギー、レイノルズストレスの予測精度が低下することを示した。

LESの解析結果を用いて渦動粘性係数の推定、レイノルズストレスの輸送方程式の収支構造解析を行った。k- $\epsilon$ モデルは、LESと比較して都市キャニオン内の風下側における渦動粘性係数を過小評価した。LESの結果から都市キャニオン内の風上側、風下側の都市キャニオン上端、地表面付近においては渦動粘性係数が負となり、逆勾配拡散現象が発生していることを示した。また、都市キャニオン上端、都市キャニオン内においてはレイノルズストレスの輸送方程式の移流項、拡散項が生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなり、レイノルズストレスの勾配拡散近似は妥当性を持たないことを明らかにした。したがって、都市キャニオン流れにおいてはレイノルズストレスのモデル化に移流項、拡散項の効果を組み込む必要がある。また、都市キャニオン上端の風上側、中心、都市キャニオン内の風下側においては、LESから得られた圧力歪相関項とRottaモデル、IPMから得られた圧力歪相関項の相違が大きくなるため、圧力歪相関項のモデル化の改良が必要であると考えられる。

第6章では、アスペクト比が1.0、0.5、0.25の都市キャニオン流れに関するLES解析、RANS解析(k- $\epsilon$ モデル)を行い、都市キャニオン形状がk- $\epsilon$ モデルの予測精度、レイノルズストレスのモデル化の妥当性に与える影響について検討した。まず、LES、k- $\epsilon$ モデルの解析結果を既往の風洞実験結果と比較した。k- $\epsilon$ モデルでは、アスペクト比の変化に伴う気

## 第 8 章 結論

流パターンの変化が十分に再現されなかった。また、アスペクト比が小さくなるに従って、LES、 $k-\epsilon$  モデルにおける乱流エネルギー、レイノルズストレスの空間分布の相違が大きくなった。

LES の解析結果を用いて、渦動粘性係数の推定、乱流エネルギーの生産構造の分析、レイノルズストレスの輸送方程式の収支構造解析を行った。アスペクト比が 1.0、0.5 の Case では、 $k-\epsilon$  モデルは LES と比較して都市キャニオン内における渦動粘性係数を過小評価した。都市キャニオン内の風上側、風下側の都市キャニオン上端、地表面付近においては、逆勾配拡散現象が発生した。アスペクト比が小さくなるに従って、 $k-\epsilon$  モデルでは都市キャニオン上端における乱流エネルギーの生産の再現精度が低下した。都市キャニオン上端、都市キャニオン内においてはレイノルズストレスの輸送方程式の移流項、拡散項が生産項、圧力歪相関項と同程度の大きさとなり、レイノルズストレスの勾配拡散近似は妥当性を持たないことを明らかにした。一方、アスペクト比が 0.25 の Case では、逆勾配拡散現象が発生する領域はほとんど存在せず、レイノルズストレスの輸送方程式の移流項、拡散項も無視できる程度の大きさとなった。また、都市キャニオン上端の風上側、アスペクト比が 1.0、0.5 の Case の都市キャニオン内の風下側においては、LES から得られた圧力歪相関項と Rotta モデル、IPM から得られた圧力歪相関項の相違が大きくなるため、圧力歪相関項のモデル化の改良が必要であると考えられる。

第 7 章では、大気安定度が強不安定、弱不安定、弱安定、強安定の都市キャニオン流れに関する LES 解析、RANS 解析 ( $k-\epsilon$  モデル) を行い、大気安定度が  $k-\epsilon$  モデルの予測精度、レイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の妥当性に与える影響について検討した。まず、LES、 $k-\epsilon$  モデルの解析結果を既往の風洞実験結果と比較した。 $k-\epsilon$  モデルでは LES と比較して、大気安定度が不安定になるほど平均風速、平均温度、乱れ性状の予測精度が低下することを示した。また、 $k-\epsilon$  モデルでは、大気安定度の変化に伴う都市キャニオン内におけるレイノルズストレス、乱流熱フラックスの変化がほとんど見られなかった。

LES の解析結果を用いて渦動粘性係数、渦熱拡散係数、乱流プラントル数の推定、レイノルズストレス、乱流熱フラックスの生産構造の分析を行った。 $k-\epsilon$  モデルは LES と比較して不安定になるほど、都市キャニオン内における渦動粘性係数、渦熱拡散係数を過小評価した。大気安定度にかかわらず、都市キャニオン風上側、風下側の都市キャニオン上端、地表面付近においては、運動量の逆勾配拡散現象が発生した。また、都市キャニオン内においては乱流プラントル数の空間分布が存在し、強安定以外では  $k-\epsilon$  モデルの値 0.9 の半分程度の値となった。したがって、 $k-\epsilon$  モデルの乱流プラントル数を一定値 0.9 とする仮定は妥当ではないことを明らかにした。さらに、都市キャニオン内においては、 $k-\epsilon$  モデルでは無視される乱流熱フラックスの平均風速勾配による生産項、浮力生産項が平均温度勾配による生産項と同程度の大きさとなった。また、上空においても強不安定、強安定では乱流熱フラックスの浮力生産項が平均温度勾配による生産項の半分程度の大きさとなった。したがって、都市キャ

## 第 8 章 結論

ニオン流れにおける乱流熱フラックスのモデル化には、平均風速勾配による生産項、浮力生産項の効果を組み込む必要があることを明らかにした。

## §2 今後の課題

上記の通り、本研究では PIV、LES を用いて、RANS モデルにおけるレイノルズストレス、乱流熱フラックスのモデル化の問題点について明らかにした。以下、今後の展望と課題について述べる。

### ① 都市気流に関する RANS モデルの高精度化

本研究では、レイノルズストレスのモデル化については移流、拡散のような非局所的な効果、乱流熱フラックスのモデル化については平均風速勾配による生産、浮力生産の効果が重要であることを示した。既存の乱流モデルでは、レイノルズストレスのモデル化には乱れの非等方性、移流、拡散の効果を含む代数応力モデル、乱流熱フラックスのモデル化には平均風速勾配による生産、浮力生産の効果を含む WET モデルの適用がそれぞれ有効であると考えられる。今後は、これらの乱流モデルをベースとして、都市気流に関する RANS モデルの高精度化を行っていく予定である。

### ② 多様な流れ場における検討

本研究では、都市キャニオン流れに影響を与える代表的な要因として都市キャニオンのアスペクト比、大気安定度を考慮した。しかし、これらの要因以外にも都市キャニオンを構成する建物高さのばらつき、都市街区における内部境界層の発達過程など都市キャニオン流れに影響を与える可能性のある要因が存在し、本研究により得られた結論の一般性については不明な点が存在する。したがって、今後は、内部境界層の発達過程が都市キャニオンにおける気流構造、CFD 解析の予測精度に与える影響や、実在都市に形成される複雑な流れ場などを対象として同様の検討を行い、知見を蓄積していく必要がある。

### ③ レイノルズ分解の妥当性

本研究では、瞬時風速をアンサンブル平均成分と乱れ成分に分解するレイノルズ分解が成り立つことを前提として議論を進めた。しかし、周期的変動が存在する場合など、平均成分と乱れ成分を明確に分離することができない流れ場においては、レイノルズ分解自体が適切ではない可能性がある。都市キャニオンにおいては、フラッシング、キャビティ渦や、スパン方向変動などのような大規模な非定常現象が発生することを示した。これらの現象は、都市キャニオンにおいては、ランダムな乱流変動とは異なる周期的変動が存在する可能性を示唆するものである。今後は、これらの現象の発生メカニズム、特性について詳細な分析を行い、レイノルズ分解の妥当性に与える影響について検討する必要がある。

上記のように、未だ検討課題は残されているが、本研究で得られた知見、都市気流データベースが、都市空間における気流構造の解明、乱流モデルの高精度化に貢献することを



願う。

## 第 8 章 結論

# 謝辞

本論文は、筆者が東京大学大学院工学系研究科博士課程在籍中に行った「PIV・LESを用いた都市気流に関する構造分析とRANSモデルの評価」に関する研究をまとめたものです。

東京大学生産技術研究所の大岡龍三教授、菊本英紀講師には、大学院入学当初より研究生活全般にわたって懇切丁寧なご指導を賜りました。風工学、数値流体力工学の手ほどきを受け、本研究の着想からその遂行や論文の執筆に当たって数多くのご助言を頂き、本論文を纏めることができました。心から感謝申し上げます。

東京大学生産技術研究所の加藤信介教授には、本論文の審査員としてはもちろんのこと、大学院入学時より研究ゼミ、会議を通して、物事の本質を理解し説明する方法について多くのご指導を頂きました。感謝申し上げます。

東京大学生産技術研究所の高橋岳生様には、本研究での実験の実施にあたって多大なご助力を頂きました。また、大学院生室の管理にも絶えずご注力頂き、快適な研究室生活を送る事ができました。ありがとうございました。

東京大学生産技術研究所の半場藤弘教授には、本研究の気流構造分析、乱流モデル評価について貴重なご助言を頂き、本論文の審査員としても丁寧なご指導を頂きました。また、半場教授が主催されるLES研究会への参加を通じて、最新の数値流体力工学の知見に触れるなど数多くの刺激を頂きました。

東京大学工学系研究科建築学専攻の赤司泰義教授には、本論文審査において様々な視点から貴重なご助言、ご指導を頂き、研究への姿勢、研究を他者に説明する姿勢について多くを学ばせて頂きました。

東京大学生産技術研究所の加藤研究室・大岡研究室・菊本研究室とともに研究室生活を過ごした皆様にも深く感謝申し上げます。日々努力を惜しまない皆様が作る素晴らしい研究室の雰囲気の中であればこそ、本論文の執筆が可能であったのだと信じてやみません。

以上、お世話になったすべての方々に深甚の謝意を表すとともに、今後も日々精進する決意を示す次第です。

2017年9月  
中島 慶悟

## 著者略歴

なかじま けいご  
中島 慶悟

- 1989年1月 神奈川県に生まれる
- 2007年3月 桐蔭学園高等学校 卒業
- 2008年4月 東京大学教養学部理科一類 入学
- 2012年3月 東京大学工学部建築学科 卒業
- 2012年4月 東京大学大学院工学系研究科建築学専攻修士課程 入学
- 2014年9月 東京大学大学院工学系研究科建築学専攻修士課程 修了
- 2014年10月 東京大学大学院工学系研究科建築学専攻博士課程 入学
- 2017年9月 東京大学大学院工学系研究科建築学専攻博士課程 修了見込

---

### PIV・LES を用いた都市気流に関する構造分析と RANS モデルの評価

2017年9月

著者 中島 慶悟

東京大学大学院工学系研究科建築学専攻

2017年度 博士論文



