

学位論文

建物周辺の風環境解析に適した解適合格子生成に関する研究

2006 年 12 月

今野 雅

目次

第 1 章	序論	1
1.1	はじめに	1
1.2	本論文の構成	3
第 2 章	誤差推定法の比較	7
2.1	はじめに	7
2.2	検討した誤差推定法の概略	8
2.2.1	誤差推定法の対象	8
2.2.2	Richardson の補外法	8
2.2.3	直接 Taylor 級数法	10
2.2.4	Moment 法	11
2.2.5	Residual 法	12
2.3	正解誤差の算出法	14
2.4	AMR 用効率の定義	15
2.5	誤差推定法の比較	17
2.5.1	層流 2 次元バックステップ流れ	17
2.5.2	乱流 2 次元バックステップ流れ	21
2.5.3	単独低層建物周辺の流れ	28
2.6	まとめ	43
第 3 章	解適合格子生成	45
3.1	はじめに	45
3.2	解適合格子の生成手法	45
3.2.1	解適合格子の生成手順	45
3.2.2	格子の分割方向	46
3.2.3	格子の平滑化	47

3.3	解適合格子生成手法の検討	48
3.3.1	層流 2 次元バックステップ流れ	49
3.3.2	単独低層建物周辺の流れ	60
3.4	まとめ	85
第 4 章	解適合格子生成の適用	89
4.1	はじめに	89
4.2	風向が 22.5 度の場合の単独低層建物周辺の流れ	89
4.2.1	計算条件	89
4.2.2	解適合格子による計算結果	92
4.2.3	風圧係数に関する風洞実験値との比較	102
4.2.4	誤差の減少度合の比較	102
4.3	まとめ	106
第 5 章	非一様型解適合格子生成	113
5.1	はじめに	113
5.2	非一様型解適合格子生成の手法	114
5.2.1	対象領域の流管の特定	114
5.2.2	非一様型解適合格子の生成手順	116
5.3	非一様型解適合格子生成の検討	117
5.3.1	計算条件	117
5.3.2	検討ケース	120
5.3.3	初期格子での計算結果	120
5.3.4	対象領域の流管	120
5.3.5	最終生成格子の比較	123
5.3.6	正解誤差の標準偏差の比較	124
5.3.7	風圧係数分布の比較	128
5.3.8	生成格子数	128
5.4	まとめ	131
第 6 章	非一様型解適合格子生成の適用	133
6.1	はじめに	133
6.2	中密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流	133
6.2.1	計算条件	133
6.2.2	初期格子での計算結果	136

6.2.3	対象領域の流管	138
6.2.4	最終生成格子の比較	138
6.2.5	正解誤差の標準偏差の比較	141
6.2.6	風圧係数分布の比較	142
6.2.7	生成格子数	143
6.3	風向 22.5 度の場合の低密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流 . . .	144
6.3.1	計算条件	144
6.3.2	初期格子での計算結果	147
6.3.3	対象領域の流管	149
6.3.4	最終生成格子の比較	150
6.3.5	正解誤差の標準偏差の比較	150
6.3.6	風圧係数分布の比較	156
6.3.7	生成格子数	157
6.4	モデル市街地に建つ高層建物周辺気流	158
6.4.1	計算条件	159
6.4.2	初期格子での計算結果	163
6.4.3	対象領域の流管	163
6.4.4	最終生成格子の比較	163
6.4.5	最終生成格子での計算結果の比較	164
6.4.6	生成格子数	170
6.5	まとめ	174
第 7 章	総括	177
	記号表	179
	参考文献	183
	本論文に関連する既発表文献	189
	謝辞	191

1

序論

1.1 はじめに

近年，計算機能力の向上と社会における省エネルギーの要請を背景に，自然エネルギーである自然風を有効に利用すべく，建物周辺や建物内外での風環境や通風性状を数値流体力学 (以下 CFD) を用いて予測する研究が数多く行なわれている．CFD 解析における領域分割型の並列計算が一般的になってきた昨今では，解析対象の計算規模に応じてプロセス数を増やした並列計算を行うことにより，CFD 解析自体の時間の短縮は比較的容易になってきたと言える．しかしながら，CFD による解析対象が，単純な形状で，かつ単独の建物から，より現実の市街地に近い複雑な形状の建物群へと移行するにつれ，CFD 解析に使用する計算格子の生成に対する人的負荷の問題が顕著になってきた．というのも，現在の自動格子生成技術では，計算時間と解析精度が両立した効率的な格子を生成することは難しいため，CFD 解析と格子生成に対する高度な経験を持つ専門家が手動で生成しなければならない割合が未だに多いからである．また，この傾向は，対象とする建物の形状や流れ場が複雑になればより強くなるため，そこにかかる人的負荷を減少させることが，設計支援の道具として CFD を活用する上で急務とされる．

ところで，四面体の格子による自動格子分割は，デローニ分割法 [4, 50] を用いて簡単に出来るため，古くから存在していた．しかし，四面体の格子では境界層のように速度勾配が大きい領域を十分に解像しようとするとき，格子数が非常に大きくなり効率が悪い．そ

こで、四面体格子を用いる場合には、物体周りの境界層付近にプリズム型等の薄い格子を配置してこの欠点を緩和するのが一般的であるが [69]、物体近傍にプリズム格子をどの程度の密度で、またどの位の厚みで配置すれば良いか判断するには、やはり CFD 解析や格子形成に関する経験が必要であり、格子生成の自動化の妨げになっている。さらに、元々四面体格子は六面体格子に比べ、移流項や拡散項を離散化した際の打ち切り誤差が一般に大きいので、有限体積法による CFD 解析において四面体格子を多用するのは望ましくない [10]。

これに対し、一般曲線座標系の構造格子を用いた境界適合格子では、六面体でかつ直交性と平滑性が非常に良い格子が生成されるため、角柱や円柱等の簡単な形状に近似できる建物周りの風環境解析に対して良く用いられてきた [38]。また、一般曲線座標系による構造格子を複数用いて重ね合わせる複合格子 (重合格子、キメラ格子とも呼ばれる) を用い、格子間で流れ場の解を交換しあう解強制置換法を行うことで、より複雑な形状周りの流れ場を解析した研究例もある [53–55]。さらに、建物周りの風環境解析においては、流入風の風向を何種類か変えて解析をすることが良く行われるが、上記の複合格子を用いれば、風向が変わっても建物周りの格子のみを回転させれば良いため、格子形成の手間が軽減されるという利点がある [32, 68]。しかしながら、この構造格子を用いた格子形成手法は、たとえ複数の格子系を用いた場合でも、複雑な形状に対して境界に適合した格子を形成するのは容易ではない。また、複数の格子系を使用して解強制置換法を用いた場合、解析プログラムが複雑になるほか、格子系間を接続する界面が一致していない限り、厳密には運動量が保存されないという欠点がある [61]。

一方、非常に複雑な形状周りの流れ場を解析する必要がある航空工学や機械工学の分野では、格子が概ね直方体で直交性も良く、複雑な形状でも境界に概ね適合する格子を自動的に生成できるという利点を持つ直交格子法が用いられることが多い [1, 11, 36]。この方法は、解析領域全体を粗い分割の立方体または直方体の直交格子を用いて覆った後、物体の表面と交わる格子を再帰的に細分割していき、物体の表面形状に概ね適合させる。また、この格子法は局所的に格子を細分割することが容易なことから、物体表面や物体の後流、地表面付近の境界層等、速度勾配が大きく、高い解像度が必要な領域にだけ格子を集中させることも容易であるため、少ない格子数で精度良い解析をすることが可能である。

さらに質の良い格子を生成するためには、流れ場への適応を考慮する必要があるが、暫定的に粗く生成した格子を用いて得られた流れ場の解を元に格子を改良していく手法が、Berger らによって解適合格子生成 (Adaptive mesh refinement: AMR) [3] として提案されてから、現在まで幅広く研究されている。

そこで、直交格子法を用いて物体形状に則した粗い格子を生成し、それを初期値として解適合格子生成により流れ場にに応じて格子を改良していけば、概ね質の良い格子が自動的

に生成されるのではと、自ずと考えられる。しかしながら、そのままでは解析領域の全てにおいて一様に質の良い格子を自動生成する方法となってしまうため、気流を阻害するのが解析対象となる物体のみである航空機周辺の気流解析ではあまり問題がないものの、複数の建物が建ち並ぶ市街地における建物周りの風環境解析では、格子を人手で生成した場合に比べ計算効率が非常に悪くなる可能性がある。なぜなら、建物周りの気流解析では、検討の対象とする建物の通風や表面での風圧係数、もしくはその建物の近傍の領域といった限られた領域にだけ関心があるのが通例であって、対象とする建物から遠く離れた領域での流れ場の予測精度はあまり問題にならない場合が多いからである。このため、CFDと格子生成の経験に富んだ人が格子を生成する場合には、解析領域での流れ場がどれだけ検討の対象とする建物や領域に影響を与えるかを考慮して格子の密度を変化させることが一般的であり、これにより領域全体で一様に解析精度を求める格子に比べ、大幅に計算効率が良い格子生成が可能になっている。

以上の背景を踏まえ、本論文では検討の対象とする建物の風圧や近傍の領域での流れ場に与える影響が高い領域を、解適合格子生成の過程で得られた暫定的な流れ場の解により自動的に求め、その領域外では格子の密度を粗くするように制御することにより、少ない格子数で対象とする建物周りの流れ場を精度良く解析できるような格子を、自動的に生成する解適合格子生成手法を構築することを目的とする。

なお、本論文では複雑な市街地を想定した風環境解析等の実務計算を最終的な対象としているため、乱流モデルとしては、現時点において計算負荷が高すぎてまだ実務的では無いと考えられる低レイノルズ数型 RANS モデルや、LES モデルを使うことは想定せず、高レイノルズ数型の RANS モデルを使用する。

1.2 本論文の構成

本論文は全 7 章より構成される。全体の構成を Fig.1.1 に示す。

第 1 章は序論である。

第 2 章では、本論文で用いる AMR において、格子の細分割を決定する際に重要な指標となる流れ場の誤差推定値を算出する誤差推定法について比較を行う。誤差推定法としては、Richardson の補外法 [20] が従来より良く知られており、建築の分野でも格子の密度の良し悪しを判断する評価法として室内環境や風環境の CFD で用いられてきたが [40, 64, 65, 67]、この手法では、必ず格子幅が異なる 2 つの格子による計算結果が必要となる。これに対し、有限体積法 CFD 解析において単一の格子による結果から誤差を推定できる 3 種の手法が Jasak によって提案されており、様々な流れ場に対して比較・検討されているものの、Richardson の補外法との定量的な比較が為されていない [6, 7]。そこ

で、この章では Jasak によって提案された誤差推定法と Richardson の補外法について、層流 2 次元バックステップ流れ [2] や乱流 2 次元バックステップ流れ [13]、単独低層建物周辺の流れ [68] といったベンチマーク的な 3 種類の流れ場を対象に詳細なスタディを行い、その誤差推定の性能について定量的に比較を行う。また、解適合格子生成で使用する上での総合的な効率を定量的に比較することによって、Jasak が提案した Residual 法が総合的に優れることを示し、第 4 章以降で行う解適合格子生成に十分使用できる事を論ずる。

第 3 章では、第 2 章で誤差推定法としての性能が優れていると判断した Residual 法を用い、第 2 章でも検討の対象とした層流 2 次元バックステップ流れ [2] や単独低層建物周辺の流れ場 [68] に対して、Residual 法により推定された誤差を用いた AMR を行う。AMR においては基本的に推定された誤差が設定した細分割閾値より大きい場合に格子を細分割する。また、格子の分割手法には、格子を全方向に分割する等方的分割と、流れ場の性状に応じて分割方向を決める方向性分割があるが、この方向性分割での分割性状は方向性パラメータによって制御される。従って、細分割閾値や方向性パラメータといった二つの制御パラメータは、AMR が生成する格子の質を左右する重要な要因であるため、これらを変化させたケース・スタディを各流れ場について行ない、生成される格子数と流れ場の誤差の統計値との関係性をみることにより、各々の制御パラメータの適切な範囲を調べる。以上の検討により決定された適切な制御パラメータを用い、等方性分割の AMR と方向性分割の AMR を行って、生成される格子や解析される流れ場の誤差分布を吟味した上で、格子数と誤差の統計値との関係から、AMR により計算効率の良い格子生成が行えることを確認する。

第 4 章では、第 3 章で用いた AMR 手法を風向が建物に対して斜めの場合の単独低層建物周辺の流れに適用し、このようなより複雑な流れ場であっても、AMR によって効率的な格子生成が行えるか調べる。

第 5 章では、市街地のように複数の建物が存在するけれども、詳細な解析の対象となる建物や領域が限られているような風環境解析においては、第 3 章や第 4 章で行なったような AMR 手法をそのまま用いたのでは、CFD と格子生成の経験に富んだ人が生成した格子に比べて、計算効率の悪い格子を生成してしまう可能性が高いことをまず指摘する。次に、検討の対象とする領域での流れ場に与える影響が強いのは、その領域内を通過する流体がその領域に到達する迄に存在していた領域、つまり風上側の流管であると考えられることと、またそのような流管は AMR の過程で近似的にはあるが自動的かつ定量的に求められることを考慮し、これまで全解析領域で一様に行っていた AMR における格子の制御を、流管の内外で変化させる拡張を施した非一様型 AMR 手法を新たに構築する。次に、構築した非一様型 AMR 手法を低層建物が低密度に建ち並ぶ市街地モデルに対して適用し、流管外での AMR の制御法を変化させたケーススタディを行って、生成格子数や流

れ場の解析精度に与える影響を調べ、適切な制御法を決定する。さらに、適切な制御法を用いた非一様型 AMR による予測精度は、検討の対象としていた領域での流れ場や対象建物の風圧係数に関して一様型 AMR とほぼ同等であることを示した上で、非一様型 AMR による生成格子数は一様型 AMR に比べて大幅に少ないことから、この章で検討したような市街地における建物周辺の風環境解析に対し、非一様型 AMR は非常に効率の良い格子を生成することを示す。

第 6 章では、第 5 章で構築した非一様型 AMR 手法を、中密度の市街地に建つ低層建物周辺気流、風向 22.5 度の場合の低密度の市街地に建つ低層建物周辺気流、およびモデル市街地に建つ高層建物周辺気流に対して適用し、非一様型 AMR 手法がこのような広範囲の風環境解析に対して有効であるか検証する。

第 7 章は総括であり、今後の課題も併せて述べる。

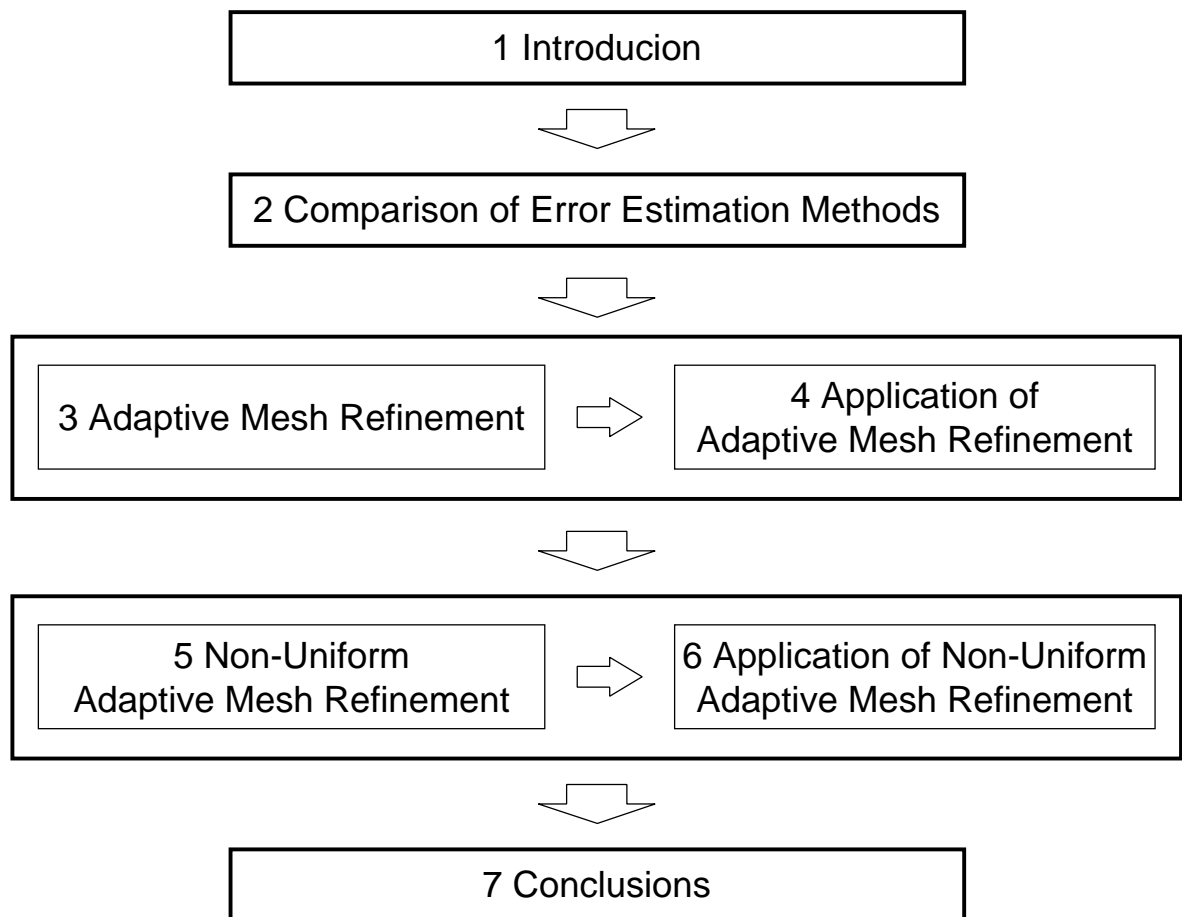


Fig. 1.1: Construction of this dissertation

2

誤差推定法の比較

2.1 はじめに

解適合格子生成 (Adaptive mesh refinement: AMR) により生成される格子の質は、誤差推定法の精度に大きく影響される。誤差推定法としては、Richardson の補外法 [20] が従来より良く知られており、建築の分野でも格子の密度の良し悪しを判断する評価法として室内環境や風環境の CFD 解析で用いられてきた [40, 64, 65, 67]。この手法では、必ず格子幅の異なる 2 つの格子による計算結果が必要となるが、建築設計実務で行う CFD 解析では、通常、建物の形状を再現し地表面や建物表面での境界層を解像するだけでも多くの格子数が必要となるので、誤差推定のために全計算領域でさらに細かい格子を用いて流れ場を計算するのは現実的ではないことが多い。これに対し、有限体積法 CFD 解析において単一の格子による結果から誤差を推定できる 3 種の手法が Jasak らによって提案されており、様々な流れ場に対して比較・検討されている [6, 7]。しかしながら、Richardson の補外法との定量的な比較が為されておらず、建築設計実務で対象とするような複雑な流れ場での誤差推定に使用できるか不明である。そこで、この章では、Jasak によって提案された誤差推定法と Richardson の補外法について、ある程度複雑な数種類の流れ場を対象に詳細なスタディを行い、AMR で使用する上での効率の比較を行なった。

2.2 検討した誤差推定法の概略

以下に、本章で検討した誤差推定法の概略を述べる。なお、以下に述べる 4 つの誤差推定手法のうち、Richardson の補外法のみが 2 つの密度の異なる格子による流れ場の計算結果を必要としており、残りの 3 つの手法では単一の格子による計算結果のみで誤差を推定できることに予め注意されたい。

2.2.1 誤差推定法の対象

ここで扱う誤差推定手法はいずれも、非定常の移流・拡散方程式を有限体積法を用いて解く場合に誤差を推定することが可能である。しかしながら、本論文では、定常時の流れ場のみ解析するので、誤差推定法についても次の定常時における ϕ に関する移流・拡散方程式を、有限体積法を用いて離散化した場合を対象とする。

$$\nabla \cdot (\mathbf{U}\phi) - \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) = S_u + S_p \phi \quad (2.1)$$

ここで、

- \mathbf{U} : 速度ベクトル
- Γ : 拡散係数
- S_u, S_p : 生成項係数

である。なお、移流・拡散方程式の厳密解と数値解との差における離散化誤差には、離散化方程式における打ち切り誤差と、それが移流・拡散された効果が含まれると考えられるが [65, 67]、ここでは移流・拡散した成分は誤差解析の対象としない。その理由としては、Navier-Stokes 方程式における運動量保存式のような移流・拡散型の非線形な方程式では、打ち切り誤差の移流・拡散効果の厳密な評価は難しいことと、AMR では格子が粗く打ち切り誤差が大きい領域を細分割していき、全体の誤差を減少するのが主要な目的となるので、誤差の移流・拡散効果の評価は必ずしも重要ではないと考えられることが挙げられる。

2.2.2 Richardson の補外法

Richardson の補外法 [20] は、格子幅の異なる 2 種類の格子を用いた数値解の差を取ることで打ち切り誤差を推定する手法である。この手法は、原理が数学的にも明解かつ簡便であり、異なる格子幅での数値解が必要であることを除けば算出方法自体は簡便なことか

ら、流れ場の解析で古くより広く用いられており、建築の分野でも格子の密度が十分であるかどうかを判断する評価法として室内環境 [40, 64, 67] や風環境の CFD 解析 [65] でも用いられてきた。また、階層的に細分割された多段格子を用いることによって、大規模な次元の線形連立方程式の求解を大幅に加速させる multigrid 法 [39] においても、この Richardson の補外法が内部で用いられる。以下に、Richardson の補外法の概要を述べる。

今、格子の代表的な幅 h を格子の体積と表面積の和との比で以下のように表す。

$$h = \frac{V_P}{\sum_f |\mathbf{S}_f|} \quad (2.2)$$

ここで、

- f : 格子の界面
- V_P : 格子の体積
- \mathbf{S}_f : 界面 f での面積ベクトル

である。この時、 p 次精度の離散化手法を用いて算出した数値解と、厳密解の関係は、2 種類の格子について各々以下のように記述できる。

$$\Phi(\mathbf{x}) = \phi(\mathbf{x}, h_1) + h_1^p C(\mathbf{x}) + O(\mathbf{x}, h_1^q) \quad (2.3)$$

$$\Phi(\mathbf{x}) = \phi(\mathbf{x}, h_2) + h_2^p C(\mathbf{x}) + O(\mathbf{x}, h_2^q) \quad (2.4)$$

ここで、

- \mathbf{x} : 位置ベクトル
- $\Phi(\mathbf{x})$: 厳密解
- $\phi(\mathbf{x}, h_i)$: 代表幅 h_i の格子で得られた数値解
- $h_i^p C(\mathbf{x})$: 打ち切り誤差の主要項
- $O(\mathbf{x}, h_i^q)$: 打ち切り誤差の残差項
- h_1, h_2 : 二種類の格子の代表格子幅。ただし、 $h_2 < h_1$
- p : 離散化の次数
- q : 打ち切り誤差の残差項の次数。ただし、 $p < q$

である。今、格子幅がどちらも小さく、打ち切り誤差の主要項である $h_i^p C(\mathbf{x})$ に比べ、残差項 $O(\mathbf{x}, h_i^q)$ が概ね無視できるとすると、主要項の係数は以下のように推定できる。

$$C(\mathbf{x}) = \frac{\phi(\mathbf{x}, h_2) - \phi(\mathbf{x}, h_1)}{h_1^p - h_2^p} \quad (2.5)$$

この係数を Eq.(2.4) に代入することにより, p 次の打ち切り誤差を取り除いた q 次精度の解を, 以下のようにして補外的に推定できる.

$$\phi(\mathbf{x}, 0) = \phi(\mathbf{x}, h_2) \frac{(h_1/h_2)^p}{(h_1/h_2)^p - 1} - \phi(\mathbf{x}, h_1) \frac{1}{(h_1/h_2)^p - 1} \quad (2.6)$$

以上から, Richardson の補外法では, 細かい格子での解の誤差は, 粗い格子での解との差に比例して, 以下のように見積もられることになる.

$$e_R(\phi) = \phi(\mathbf{x}, 0) - \phi(\mathbf{x}, h_2) = \frac{\phi(\mathbf{x}, h_2) - \phi(\mathbf{x}, h_1)}{(h_1/h_2)^p - 1} \quad (2.7)$$

このように, Richardson の補外法は数学的にも明解であり, 2つの異なる密度での格子による解があれば, 簡便に解の誤差を見積もることができる. しかしながら, 同時にこの手法は, 格子が十分細かく打ち切り誤差の残差項が主要項に比べ十分小さいことと, 誤差の減少の次数があらかじめわかっていることを仮定している. 一方, 実務上の複雑な乱流解析では, 解析領域全域で十分細かい格子を用いることは現実的ではなく, Eqs.(2.3), (2.4) における打ち切り誤差の残差項が主要項に比べ十分に小さいと仮定できないことも多い. さらに, RANS モデルによる乱流解析では, 運動量や乱流エネルギー, 乱流エネルギー消散率の移流・拡散方程式における移流項の離散化スキームとして, 離散化精度の確保と計算の安定化のために, 風上化差分を部分的に取り込んだり, なんらかのリミッタを内包する複雑な手法を用いることが多く, その場合には次数の定義自体が難しくなる [61]. よって, 風環境解析のような複雑な乱流の流れ場解析においては, 単純な層流の流れ場解析に比べ, Richardson の補外法による誤差の推定精度は落ちると考えられる.

2.2.3 直接 Taylor 級数法

直接 Taylor 級数法は, 解を Taylor 展開した時の p 次の打ち切り誤差を, 格子の control volume 内で積分して, そのまま推定誤差とする手法である [6–8]. 今, 簡便のため $p = 2$ とすると, この推定誤差は以下のように表せる.

$$e_t(\phi) = \frac{1}{2V_P} |\mathbf{M} : (\nabla \nabla \phi)_P| \quad (2.8)$$

ここで, \mathbf{M} は以下のように格子の形状で定まる幾何的 2 次テンソルであり, 演算子 $:$ はテンソル間の 2 重内積である.

$$\mathbf{M} = \int_{V_P} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_P)^2 dV \quad (2.9)$$

さらに, Fig.2.1 のように格子がカーテシアン座標系における直方体である時, \mathbf{M} は以下のように算出される.

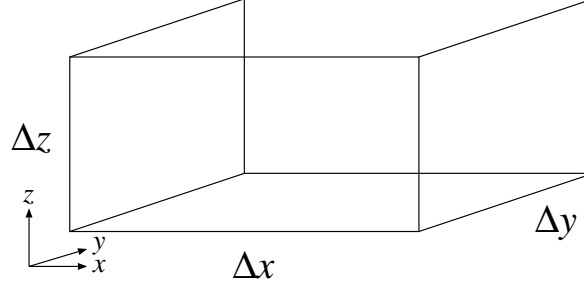


Fig. 2.1: Hexahedral cell aligned with the Cartesian coordinate system

$$\mathbf{M} = \frac{V_P}{12} \begin{bmatrix} \Delta x^2 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta y^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta z^2 \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

この時、誤差の推定式は以下のように簡略化される。

$$e_t(\phi) = \frac{1}{24} \left| \Delta x^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right)_P + \Delta y^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right)_P + \Delta z^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right)_P \right| \quad (2.11)$$

この手法は、 p 次以上の打ち切り誤差を完全に無視しているために、格子が十分細かくない限り誤差をかなり過小評価する。また、 $\nabla \nabla \phi$ といった 2 階の空間微分に対して、格子内の空間積分値を求める必要があるが、これについても格子が十分細かくないと精度良く算出することが出来ないという欠点を有する。

2.2.4 Moment 法

今、Eq.(2.1) の解 ϕ の 2 次中心モーメントを考える。

$$m_\phi = \frac{1}{2} \phi^2 \quad (2.12)$$

このモーメントは、解析的には以下の支配方程式を満たす。

$$\nabla \cdot (U m_\phi) - \nabla \cdot (\Gamma \nabla m_\phi) = S_u \phi + 2S_p m_\phi - \Gamma (\nabla \phi \nabla \phi) \quad (2.13)$$

しかし、Eq.(2.1) を離散化して求めた解 ϕ を、上式の離散式に代入しても一般には満たされず、以下の式で表される残差が発生する。

$$r_m(m_\phi) = \int_{V_P} [\nabla \cdot (U m_\phi) - \nabla \cdot (\Gamma \nabla m_\phi) - S_u \phi - 2S_p m_\phi + \Gamma (\nabla \phi \nabla \phi)] dV \quad (2.14)$$

この残差は、数値解が厳密解に近づくにつれてやがて消滅する。この性質を利用して、上式の残差から解の誤差を推定するのが Moment 法である [6–8]。ここで、残差の次元は

$[\phi]^2 \cdot L^3 \cdot T^{-1}$ であるが、推定する誤差の次元は解と同じであることが望ましいため、以下で定義されるタイムスケールを用い規格化を行なう。

$$U_{trans} = |\mathbf{U}| + \Gamma/h \quad (2.15)$$

$$T = \frac{h}{U_{trans}} = \frac{h^2}{|\mathbf{U}|h + \Gamma} \quad (2.16)$$

最終的に、Moment 法での残差は次式により求まる。

$$e_m(\phi) = 2\sqrt{\frac{|r_m(m_\phi)T|}{V_P}} \quad (2.17)$$

なお、運動量の輸送方程式に Moment 法を適用して、速度 \mathbf{U} の誤差を推定する場合には、Eq.(2.12) の二次モーメントに関して次式を用い、Eq.(2.13) の ϕ の代りに \mathbf{U} を用いれば良い。

$$m_{\mathbf{U}} = \frac{1}{2} \mathbf{U} \cdot \mathbf{U} \quad (2.18)$$

ただし、Moment 法を速度ベクトルに適用した場合、今回検討した他の誤差推定法と異なり、推定でされるのは誤差ベクトルではなくその大きさのみになる。また、Moment 法では解の 2 乗量を扱うため、推定される誤差の分布が双曲面状なりやすい上、誤差を過大評価する傾向がある。

2.2.5 Residual 法

Residual 法は、有限要素法で用いられる各要素での支配方程式の残差を基にした誤差推定法を、有限体積法用にアレンジしたものである [6, 8]。今簡便のため、支配方程式の移流項と拡散項は 2 次精度の中心差分を行うとする。この時、Fig.2.2 に示すように、数値解 ϕ は格子内で線形に分布していると仮定していることになる。すると格子内の ϕ の

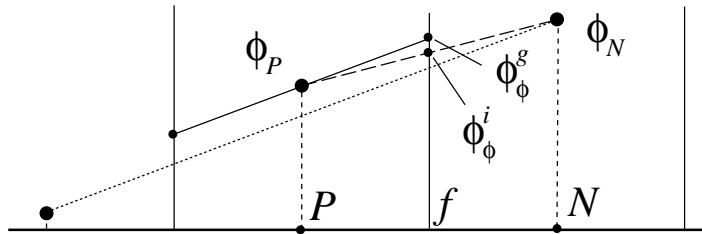


Fig. 2.2: Inconsistency between interpolation and extrapolation on a face of cell

分布は、以下の式で表すことができる。

$$\phi(\mathbf{x}) = \phi_P + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_P) \cdot (\nabla \phi)_P \quad (2.19)$$

さらに、有限体積法では、通常、解の勾配はガウスの定理により、Fig.2.3 に示す界面の面積ベクトル \mathbf{S}_f を用いて以下のように求める。

$$(\nabla\phi)_P = \frac{1}{V_P} \sum_f \mathbf{S}_f \phi_f^i \quad (2.20)$$

また、上記のような離散化に必要な界面での値 ϕ_f^i は、2次精度の中心差分では隣接する

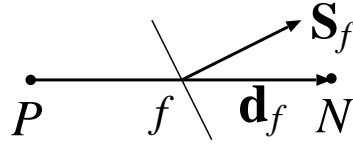


Fig. 2.3: Vector of face's area and vector of distance between center of cells

格子の定義点での値を線形に補間して以下のように求める。

$$\phi_f^i = \alpha\phi_P + (1 - \alpha)\phi_N \quad (2.21)$$

一方、格子内での線形分布を仮定した Eq.(2.19) で求められる界面での値 ϕ_f^g は以下で与えられ、一般に ϕ_f^i と異なる。

$$\phi_f^g = \phi_P + (\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_P) \cdot (\nabla\phi)_P \quad (2.22)$$

両者は、隣接する格子を含めて解が線形に分布する場合でないと厳密には一致しないが、その不一致の度合は、格子内で線形分布を仮定して構成した離散化方程式の残差と関係づけられる。

以上より、Residual 法では、格子における残差を以下のようにして求める。まず、Eq.(2.1) を格子内で空間積分し、さらにガウス積分を用いて以下のように離散化する。

$$r(\phi) = \int_{V_P} [\nabla \cdot (\mathbf{U}\phi) - \nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi) - (S_u + S_p\phi)] dV \quad (2.23)$$

$$= \sum_f \mathbf{S}_f \cdot [\mathbf{U}_f \phi_f^i - \Gamma_f (\nabla\phi)_f] - (S_u + S_p\phi_P) V_P \quad (2.24)$$

上記の式は、数値解 ϕ が満足しているので零になるが、残差法では、ここで、界面の値 ϕ_f^i として ϕ_f^g を使い、界面での勾配 $(\nabla\phi)_f$ として $(\nabla\phi)_P$ を用いて上記を評価するので、以下に示す残差が発生する。

$$r_r(\phi) = \sum_f \mathbf{S}_f \cdot [\mathbf{U}_f \phi_f^g - \Gamma_f (\nabla\phi)_P] - (S_u + S_p\phi_P) V_P \quad (2.25)$$

さらに、Moment 法と同様に誤差の単位を解と同じとするために、拡散フラックスと対流フラックス、および生成項の比例係数を足して、以下に示すような規格化用フラックスを算出する。

$$F_{conv} = \sum_f \max(\mathbf{S}_f \cdot \mathbf{U}_f, 0) \quad (2.26)$$

$$F_{diff} = \sum_f \frac{|\mathbf{S}_f| \Gamma_f}{|\mathbf{d}_f|} \quad (2.27)$$

$$F_{norm} = F_{conv} + F_{diff} + S_p V_P \quad (2.28)$$

ここで、 \mathbf{d}_f は Fig.2.3 に示したように、界面 f に隣接する二つの格子の中心間の距離である。なお、この規格化用フラックスは、Eq.(2.1) の移流・拡散方程式における対流項に対して一次風上差分、拡散項に対して中心差分を用いて離散化した時の係数行列の対角項に等しくなる。最終的には、Eq.(2.25) を、Eq.(2.28) の規格化用フラックスで除して、Residual 法での推定誤差が求まる。

$$e_r(\phi) = \frac{r_r(\phi)}{F_{norm}} \quad (2.29)$$

なお、この手法は、運動量といったベクトル量の保存式に対してもそのまま適用することが可能であり、その場合推定される誤差もベクトル量となる。また、CFD 解析する際に用いる移流・拡散方程式の離散化方程式に非常に近い形を用いて誤差を推定するので、解の Taylor 展開に基づく Richardson の補外法や直接 Taylor 級数法と異なり、誤差の推定精度が格子の疎密さにあまり依存しないという特徴を持つ。

2.3 正解誤差の算出法

誤差推定法の精度を定量的に測るためには、誤差推定の対象とする流れ場の解の正解値が必要となるが、今回検討した流れ場についての厳密解は求めることが出来ないため、ここでは別途作成した最密格子における精密解を正解値とみなすことにした。そして、誤差推定の対象とする粗格子上に、正解値とみなした精密解を線形補間し、それと粗格子における解との差の大きさを誤差の正解値とした。速度のようなベクトル値に関しては、精密解と粗格子での解との差をベクトル値として求め、その大きさを正解誤差とした。また、Moment 法以外の誤差推定法では、速度に関する誤差推定値は、誤差ベクトルとして算出されるが、これに関しても、その大きさを取って速度の誤差とおいた。以下に無次元化した誤差の定義を示す。

誤差割合 誤差を流入風の最大値で除した値。ただし、風圧係数の場合は、正解値での風圧係数の範囲の大きさを割った値。

規格化誤差 解析領域における誤差の格子体積重み付け平均値と格子体積重み付け標準偏差を求め、誤差からその平均値を引き、さらに標準偏差で割って規格化したもの。つまり、 $(e - \bar{e})/\sigma_e$ 。

2.4 AMR 用効率の定義

ここでは、誤差推定法を AMR に使う上での性能を定量的に測るために、以下の式で定義される AMR 用効率という指標を導入する。

$$\eta(\varepsilon) \equiv \frac{\sum_{\Omega(\hat{e}_O > \varepsilon)} e_E V_P}{\sum_{\Omega(\hat{e}_O > \varepsilon)} 1} \div \frac{\sum_{\Omega(\hat{e}_E > \varepsilon)} e_E V_P}{\sum_{\Omega(\hat{e}_E > \varepsilon)} 1} \quad (2.30)$$

ここで、

- ε : 細分割閾値。
- $\Omega(F)$: 式 F が成り立つ領域。
- \hat{e}_O : 推定誤差を規格化したもの。
- \hat{e}_E : 正解誤差を規格化したもの。
- V_P : 格子の体積。

である。また、Fig.2.4 に示すように、 $\Omega(\hat{e} > \varepsilon)$ は、規格化誤差が設定した閾値 ε より大きい領域であり、細分割の対象となる領域である。さらに、 $\Omega(\hat{e}_E > \varepsilon)$ は、上記の規格化

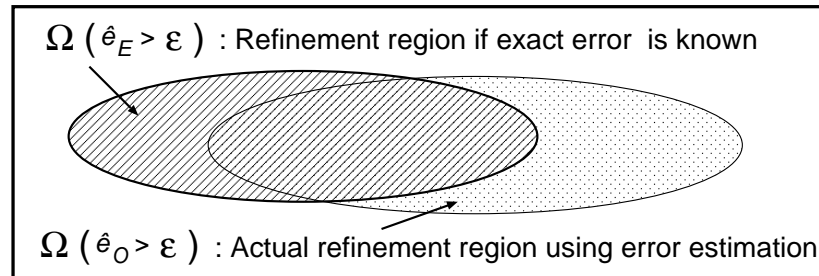


Fig. 2.4: Candidate region for mesh refinement

誤差において、正解値の規格化誤差を用いた場合であり、 $\Omega(\hat{e}_O > \varepsilon)$ は、誤差推定法で推定した規格化誤差を用いた場合である。なお、細分割の判断に規格化誤差を使用する理由は後述する。

さて、 $\sum_{\Omega(\hat{e} > \varepsilon)}$ は、規格化誤差が設定した閾値 ε より大きい領域で積算することを表し、 e_E は格子での正解誤差、 V_P は格子の体積であるから、Eq.(2.30) の右辺第1項の分子は、「推定された規格化誤差が閾値以上の領域において、正解誤差を積算したもの」である。同様に、右辺第1項の分母は、「推定された規格化誤差が閾値以上の領域の格子数」である。これらはそれぞれ、領域 $\Omega(\hat{e} > \varepsilon)$ 内の格子を細分割し、再計算を行なった場合に、以下に示す指標を良く代表すると考える。

分子 (正解誤差の積算値) : 再計算により減少する正解誤差の積算値

分母 (格子数) : 再計算にかかる計算時間

よって、Eq.(2.30) の AMR 用効率 $\eta(\varepsilon)$ は、対象の誤差推定法を用いて推定された誤差が、設定した閾値より大きい領域を細分割して流れ場を再計算する AMR を行なった際の、「単位計算時間当たりの、正解誤差の積算値に関する減少量」というコストパフォーマンスを、仮に正解誤差がわかっている場合を基準に表わしていると言える。なお、この $\eta(\varepsilon)$ は、Eq.(2.30) の定義上、 $\Omega(\hat{e}_E > \varepsilon)$ の領域と $\Omega(\hat{e}_O > \varepsilon)$ の領域が全く同一の場合には1となる。また、 $\Omega(\hat{e}_O > \varepsilon)$ の体積が小さくて、そこに高い正解誤差が密集していた場合には、1を越えることもある。

AMR 用効率 $\eta(\varepsilon)$ の算出は、具体的には以下のように行う。

1. 対象となる流れ場を、最密格子上で計算し、これを精密解とおく。
2. 対象となる格子上で、上記の流れ場を計算し、これを粗格子解とする。
3. 誤差推定法により、粗格子解の誤差を推定し、規格化した誤差も算出する。
4. 精密解を対象の格子上に補間し、それと粗格子解との差の大きさを正解誤差とする。速度については、ベクトル差の大きさを誤差とする。また、正解誤差についても規格化誤差を算出する。
5. 推定誤差の規格化誤差が閾値を超える領域を求める。
6. 上記の領域内の全ての格子において、正解誤差を積算する。また、格子数も求め、その比であるコストパフォーマンスを算出する。
7. 正解誤差についても、その規格化誤差が閾値を超える領域を求め、上記と同様にコストパフォーマンスの算出を行う。
8. このように求めた推定誤差についてのコストパフォーマンスを正解誤差についてのコストパフォーマンスで割ることで AMR 用効率 $\eta(\varepsilon)$ が求まる。

この $\eta(\varepsilon)$ は、閾値 ε に依存した値であるが、閾値に依存しない効率を求めたほうが、誤差推定法相互の比較が容易となると思われる。そこで、さらに以下の式で定義される AMR 用平均効率 $\bar{\eta}$ を算出し、誤差推定法の AMR に対する全体的な効率を示す指標として用

いた.

$$\tilde{\eta} \equiv \frac{1}{2} \int_0^2 \eta(\varepsilon) d\varepsilon \quad (2.31)$$

ここで, AMR 用平均効率を計算するにあたり, 積分に用いる細分割閾値を 0 から 2 の範囲で設定したのは以下の理由による.

- 細分割閾値として 0 以下の値を用いると, 平均値以下の誤差を持つ格子は細分割してしまうため, 通常格子数が莫大に増え, 結果的に計算量が過大になってしまう.
- 閾値として 2 以上の値を用いると, 細分割される格子が少なく, AMR の 1 ステップでは誤差が減少する領域が狭いため, AMR のステップを多く反復する必要が生じ, 結果的に計算量を増加させてしまう. さらに, 細分割する領域での誤差積算値や格子数が小さすぎて, AMR 用効率算出の適用範囲を超えてしまう可能性も生じる.

そこで, 本研究では, AMR 用効率の適用範囲は 0 から 2 までは適当であるとした.

2.5 誤差推定法の比較

ここでは, 前節で概説した誤差推定法について, 3 種類の流れ場に関して, 比較・検討を行なった. 基礎方程式に対する離散化手法としては有限体積法を用い, 定常状態を対象として SIMPLE 法を用い解析した. また, 用いた格子は非構造格子であり, 流れ場の速度, 圧力等の諸量の定義点は, 格子の中心である. また, Jasak や Franjo の AMR の計算結果 [8, 10] によると, 格子を細かくしても乱流エネルギー消散率の推定誤差は解析領域での平均値ですら減少しないことから, AMR での格子細分割を判断する対象としては有効ではないと考え, 本研究では乱流エネルギー消散率の誤差は扱わないことにした. なお, 以降の検討では AMR 用平均効率 $\tilde{\eta}$ を数値積分する際の閾値の刻みは 0.01 とした.

2.5.1 層流 2 次元バックステップ流れ

まず初めに, 層流の 2 次元バックステップ流れ [2] を対象に, 各誤差推定法の基礎的な比較を行った. 解析対象を Fig.2.5 に示す. また, 計算条件を Tab.2.1 に示す. 格子には Fig.2.6 に示すように等間隔の正方形格子を用い, 格子の level が 1 つ上る毎にさらに 4 分割していった.

さて, この流れ場には厳密解が存在しないため, 推定誤差の正解値として厳密解と数値解の差を用いることはできない. しかし, Fig.2.7 に示す通り, 今回計算した最密格子付近で再付着距離は収束しており, レイノルズ数も 100 と低く層流状態にあるため, これ以

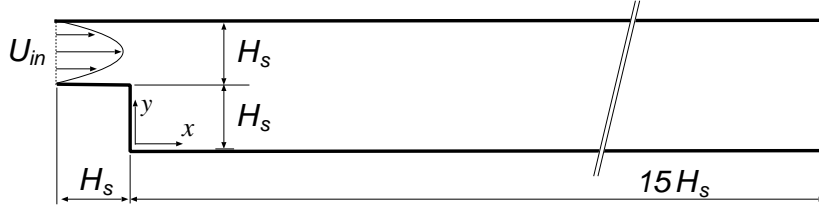
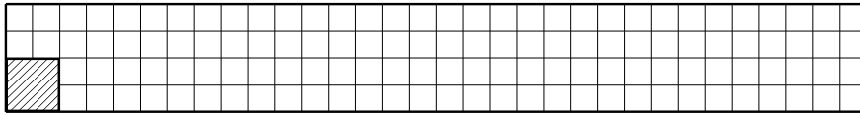


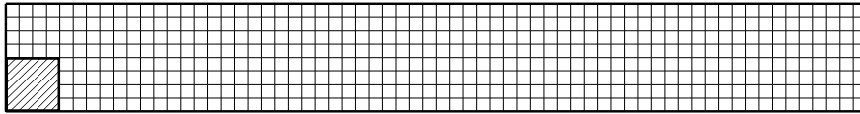
Fig. 2.5: Laminar flow over a 2-D backward-facing step

Tab. 2.1: Calculation conditions

Reynolds number	$U_{max}H_s/\nu = 100$
Inlet boundary	$U_{in} = U_{max} [1 - (2y/H_s - 3)^2]$
Outlet boundary	Zero gradient for all properties
Wall boundary	Non slip wall
Convection differencing scheme	Central differencing
Diffusion differencing scheme	Central differencing
Coupling algorithm	SIMPLE
Linear solver for U	Bi-CGSTAB
Linear solver for p	AMG
Number of cells (Mesh spacing)	level 1: 1.2×10^2 ($1/2H_s$) level 7(for exact): 5.1×10^5 ($1/128H_s$)



(a) The first level mesh



(b) The second level mesh

Fig. 2.6: Example of meshes

上格子数を増やしても流れ場はほとんど変化しないと考えられる。よって、最密格子での解がほぼ厳密解に近いと見なし、これとの差を解の正解誤差 (以下 Exact) とした。

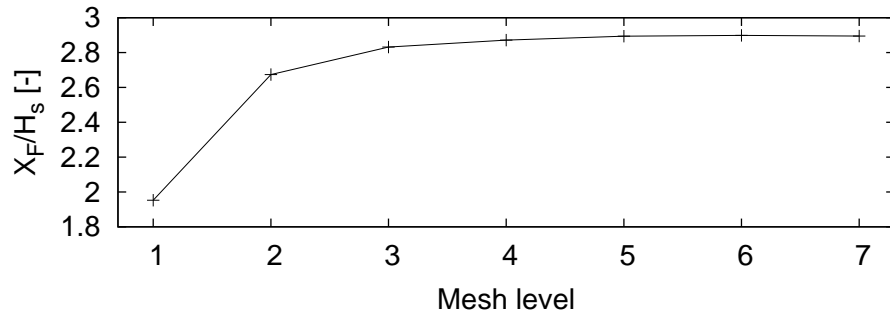


Fig. 2.7: Reattachment length

まず, Fig.2.8 に速度の誤差を流入風の最大値で除した誤差割合の最大値と格子体積重み付け平均値を示す。Residual 法と Richardson の補外法はどちらも, Exact とほぼ一致しているが, Moment 法は過大評価し, 直接 Taylor 級数法では過小評価している。なお, Richardson の補外法ではその性質上, 最粗格子である level 1 格子での誤差は推定できていない。

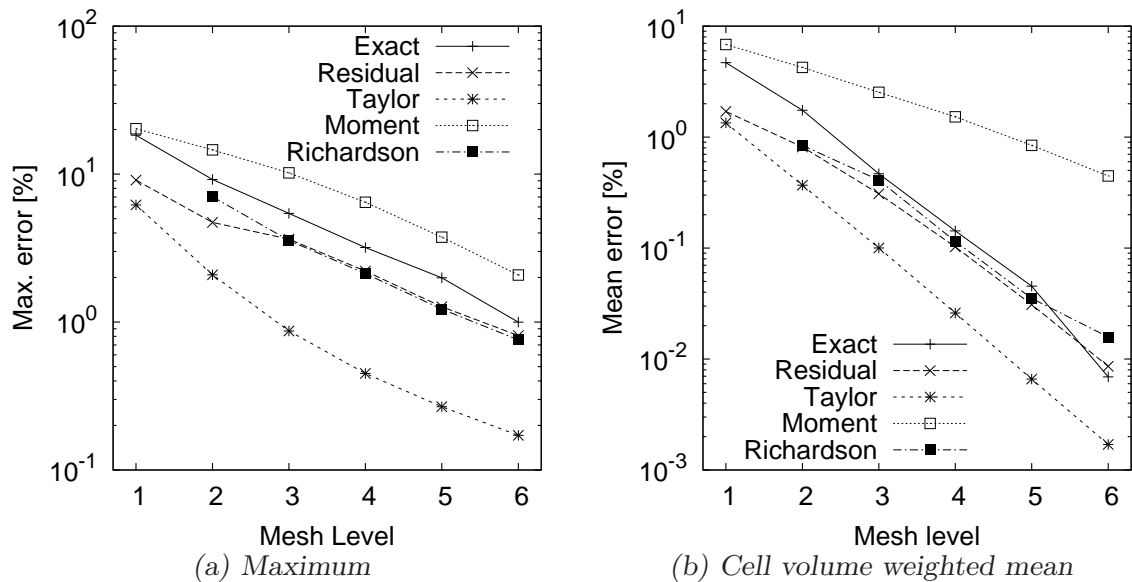


Fig. 2.8: Percentage of velocity error

Fig.2.9 に誤差割合の累積相対頻度分布を示すが, Moment 法と直接 Taylor 級数法の累積相対頻度分布は Exact と大きく離れている。このため, Moment 法と直接 Taylor 級

数法では、AMRにおける細分割の判断基準として誤差割合を用いてしまうと、細分割が過大または過小になってしまい現実的ではない。また、Residual法とRichardsonの補外法においても、Fig.2.9(a)のlevel 2格子のように格子分割が粗い場合にはExactの分布と離れるため、格子が粗い段階で誤差割合を用いるのは同じく避けるべきと考える。そこで、本研究では、細分割の判断基準として、規格化誤差を用いることにした。実際、Fig.2.10に示す通り、どの手法においても規格化した誤差の累積相対頻度分布は、格子の疎密によらず細分割の対象となる規格化誤差が0以上では概ねExactと一致するので、格子が粗い段階での過大・過小な細分割を避けることが出来る。

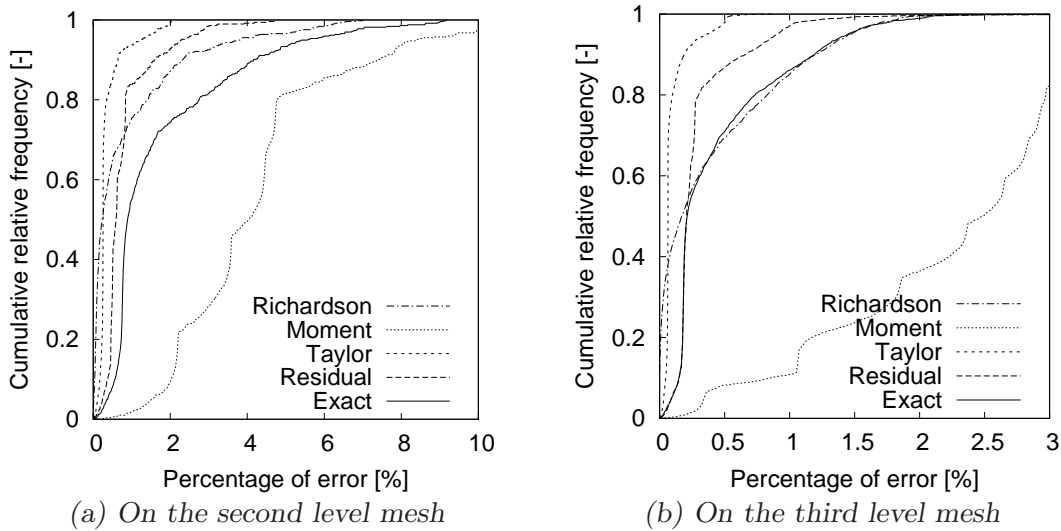


Fig. 2.9: Cumulative relative frequency about percentage of velocity error

level 3格子での速度の規格化誤差の分布をFig.2.11に示す。どの手法においても、段差の角における大きな規格化誤差を推定できているが、Richardsonの補外法の分布がExactのと最も良く対応している。Moment法では流出に近い領域で分布がExactのと大きく異なる。Residual法と直接Taylor級数法の分布は似ているが、直接Taylor級数法はResidual法に比べ、dividing streamline付近で過小に、流入口では過大に規格化誤差を推定している。

level 3格子での速度の誤差割合の分布を、Fig.2.12に示す。Richardsonの補外法、Residual法の順にExactと対応している。Moment法は過大に、直接Taylor級数法は過小に誤差割合を推定していることがわかる。

level 5格子での速度の規格化誤差の分布をFig.2.13に示す。概ねlevel 3格子の時と同様の傾向が見られるが、level 3格子の時と比べRichardsonの補外法とResidual法、直接Taylor級数法の分布が似通ってくる。

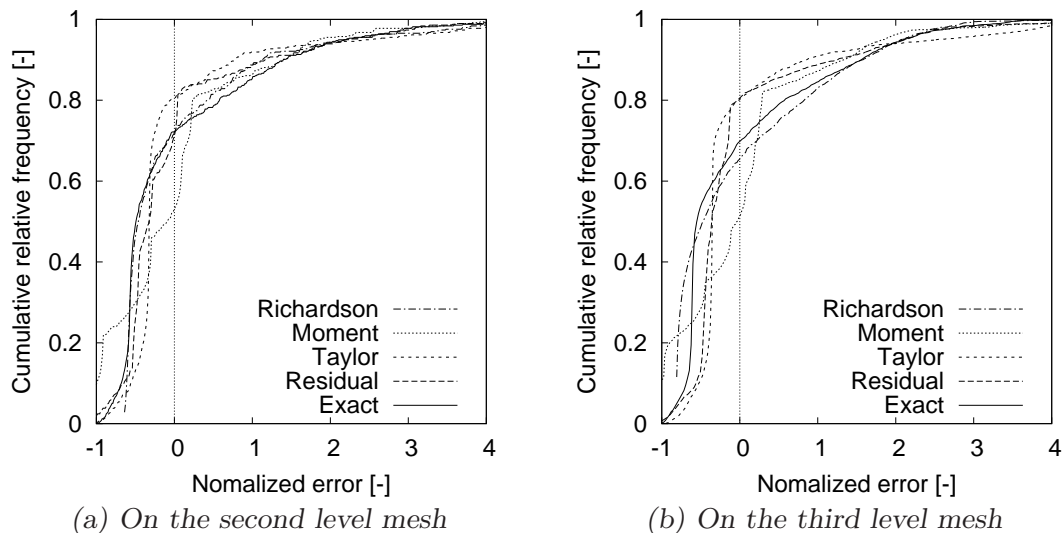


Fig. 2.10: Cumulative relative frequency about normalized velocity error

level 5 格子での速度の誤差割合の分布を, Fig.2.14 に示す. これについても, level 3 格子の時と同様の傾向が見られるが, level 3 格子の時に比べて Moment 法の誤差割合の推定がより過大になっている.

次に level 3, level 5 の格子での AMR 用効率を Fig.2.15 に示す. level 3 の格子では Richardson の補外法が一番良く, 他の手法にあまり差はない. level 5 の格子では Moment 法が一番悪く, 他の手法にあまり差はない. なお, ここでは参考までに, 閾値が 0 以下と 2 以上の場合の AMR 用効率も描いている.

最後に, AMR 用平均効率を Fig.2.16 に示す. 全体的に Richardson の補外法が一番良いが, level が 4 以上の細かい格子では, Residual 法や直接 Taylor 級数法も高い平均効率を持つ. 誤差割合の最大値・平均値については Residual 法が Exact と良く一致することを併せて考えると, Residual 法は Richardson の補外法の次に良い手法と言える.

2.5.2 乱流 2 次元バックステップ流れ

次に, Kasagi らによる詳細な実験結果 [13] があり, 乱流モデルのテストケースとして用いられることが多いレイノルズ数 5500 の乱流 2 次元バックステップ流れを対象に検討を行った. 解析対象を Fig.2.17 に示す. また計算条件を Tab.2.2 に示す. ただし, この解析では高レイノルズ数型 RANS モデルを用いており, 壁面境界条件は壁関数により定めるため, 壁に最近傍の格子における物理量の定義点を対数則領域に置く必要があり, 前節の層流バックステップ流れと異なり, 壁の法線方向の格子幅をあまり細かくできない.

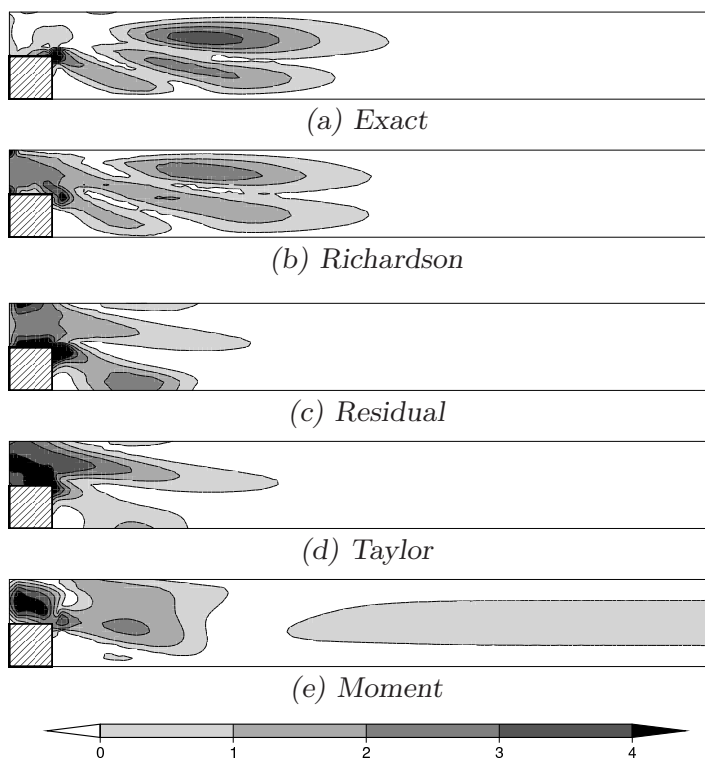


Fig. 2.11: Normalized error of velocity on the third level mesh

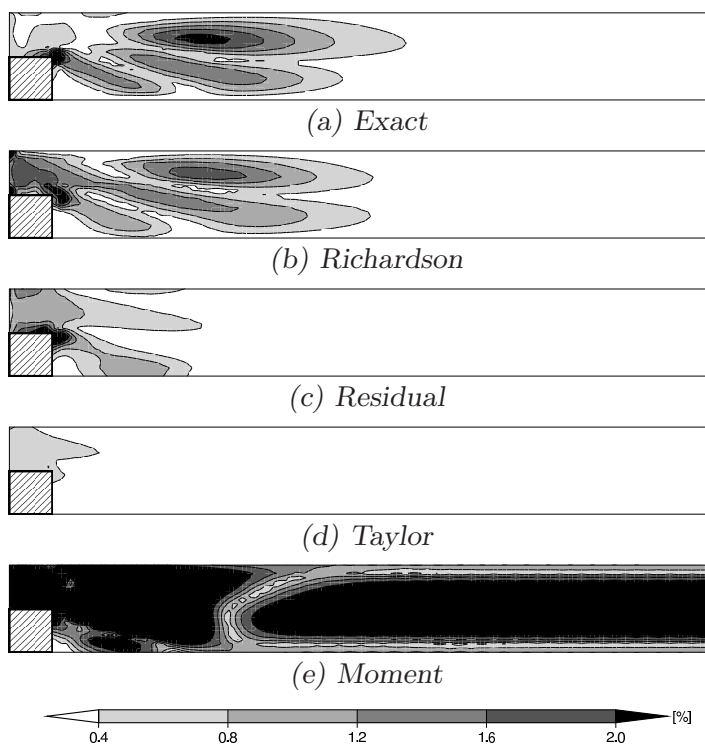


Fig. 2.12: Percentage of error on the third level mesh

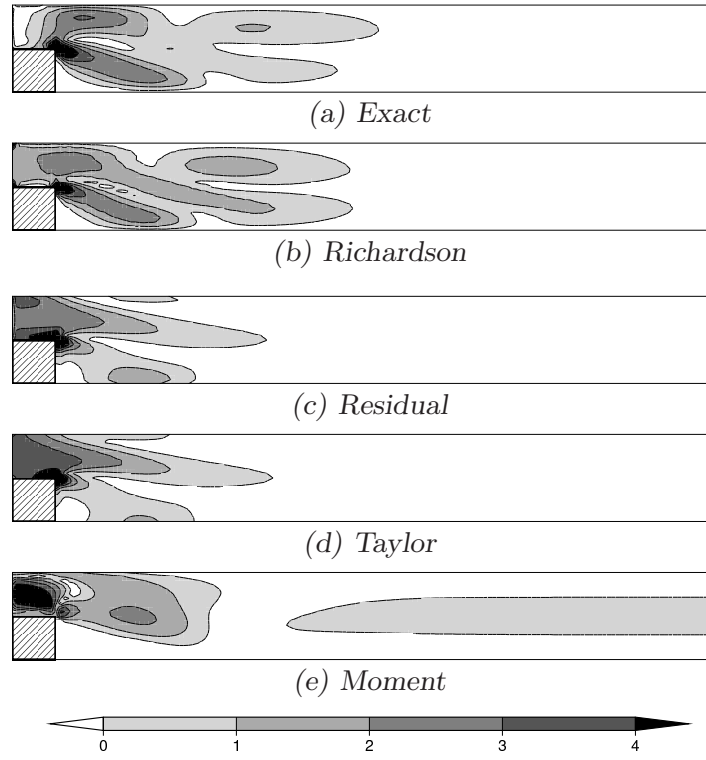


Fig. 2.13: Normalized error of velocity on the fifth level mesh

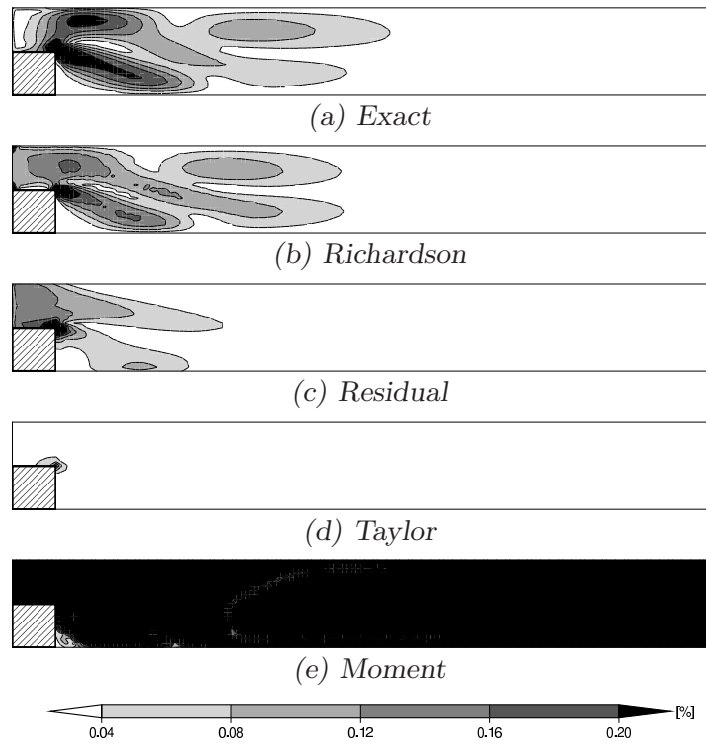


Fig. 2.14: Percentage of error on the fifth level mesh

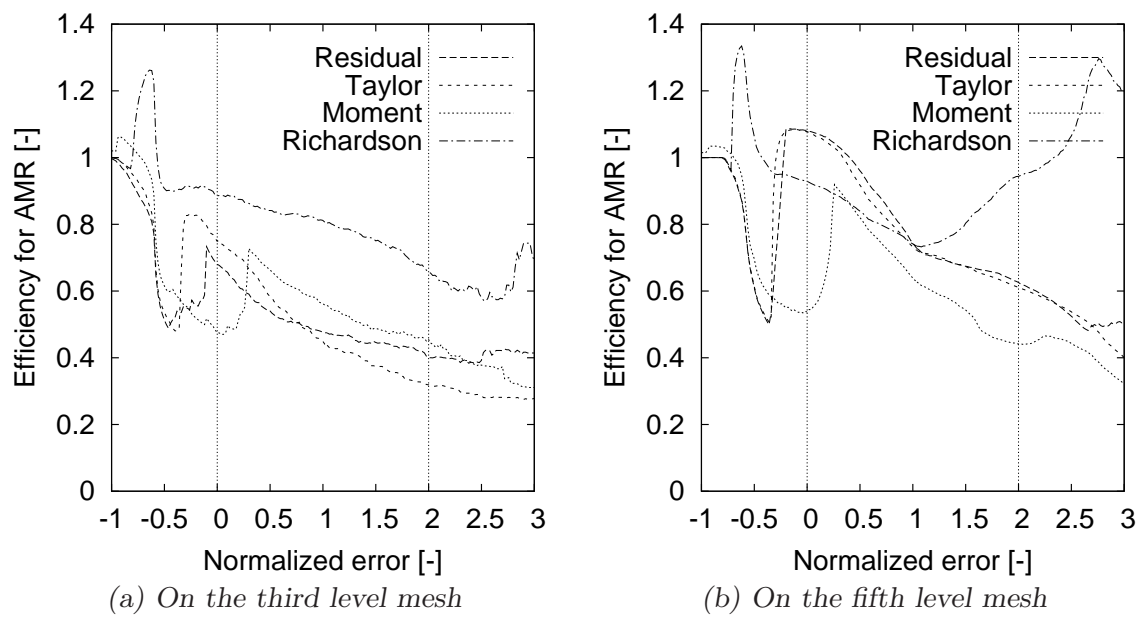


Fig. 2.15: Efficiency for AMR on the third level mesh

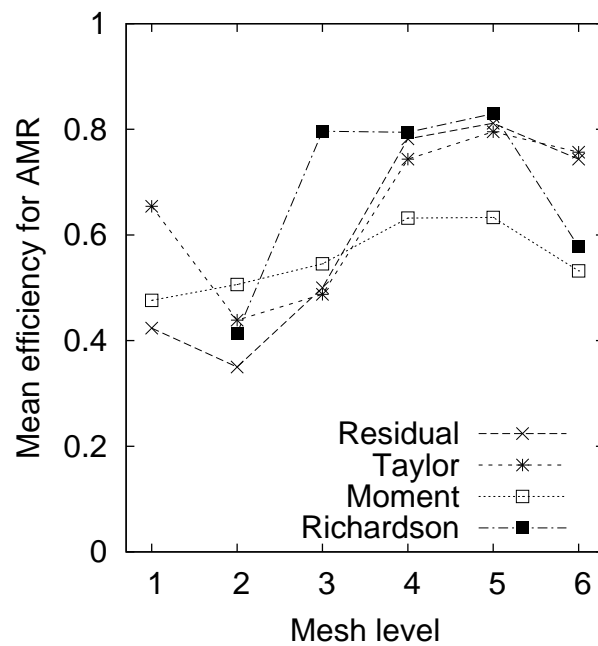


Fig. 2.16: Mean efficiency for AMR

また，法線方向の分割が粗すぎても，壁面摩擦応力が良く再現されないために流れ場の様相が大きく変化してしまい，誤差評価が難しい．そこで，本解析では Fig.2.18 に示すように，どの level の格子でも上下床面に最近傍の格子の壁法線方向の幅は統一し，壁座標の平均を 30 程度に揃えた．このため，格子の滑らかさも考慮すると，最密格子での格子幅を層流時のように非常に小さくすることは出来なかったが，ここでも最密格子での解を正解値と見做し，誤差の解析を行なった．

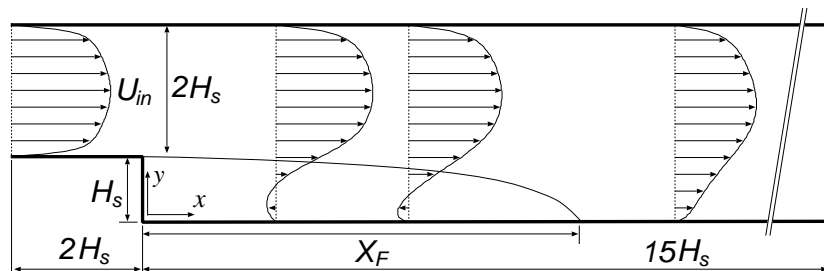


Fig. 2.17: Turbulent flow over a 2-D backward-facing step

Tab. 2.2: Calculation conditions

Reynolds number	$U_{max}H_s/\nu = 5500$
Inlet boundary	Interpolate from experiment results [13]
Outlet boundary	Zero gradient for all properties
Wall boundary	Generalized log-law (wall function)
Turbulence model	RNG $k - \epsilon$ [25]
Convection differencing scheme	TVD with van Leer limiter
Diffusion differencing scheme	Central differencing
Coupling algorithm	SIMPLE
Linear solver for U, k, ϵ	Bi-CGSTAB
Linear solver for p	AMG
Number of cells	level 1: 2.6×10^2 ($1/2H_s$)
(Largest mesh spacing)	level 4(for exact): 1.1×10^4 ($1/16H_s$)

Fig.2.19 に level 2 格子における規格化誤差の分布を示す．(a) の速度に関しては，段差の隅から後流にかけての分布において，Residual 法の分布が Exact に一番近い．Moment 法は分布形状が Exact と明らかに異なる．Richardson の補外法と直接 Taylor 級数法は，上面と流入口床面における推定規格化誤差が過大である．(b) の乱流エネルギーに関して

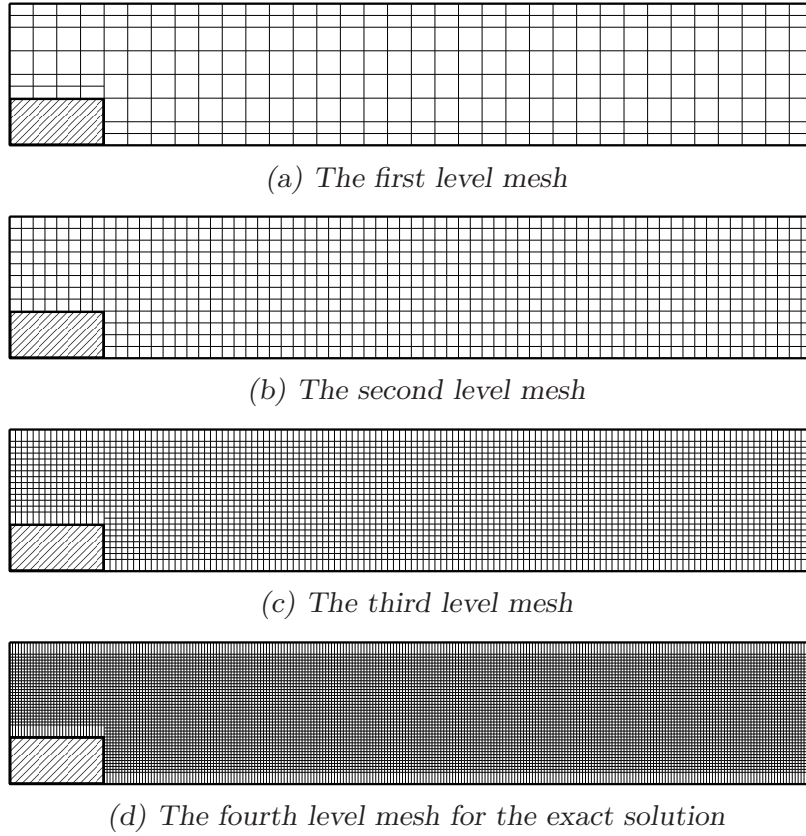


Fig. 2.18: Meshes

は、どの手法も後流付近における大きな規格化誤差を推定できているが、Exact と分布形状が一番近いのは Residual 法であり、その次が Richardson の補外法である。Moment 法と直接 Taylor 級数法の分布は似通ったものになった。

Fig.2.20 に level 2 格子における誤差割合の分布を示す。(a) の速度に関しては、Residual 法の推定誤差の大きさが Exact に一番近い。Moment 法はほぼ全領域でかなり過大に誤差割合を推定する。直接 Taylor 級数法は上面と流入口床面を除き、過小に誤差割合を推定する。Richardson の補外法は上面と床面で過大に誤差割合を推定している。(b) の乱流エネルギーに関しては、Moment 法の推定誤差の大きさが Exact に一番近い。直接 Taylor 級数法は全領域で推定誤差割合が過小である。Richardson の補外法と Residual 法は風下における床面付近の領域で推定誤差割合が過大となった。

Fig.2.21 に level 3 格子における規格化誤差の分布を示す。(a) の速度に関する分布の傾向は、level 2 格子の時と同様である。(b) の乱流エネルギーに関しては、どの手法も後流付近における大きな規格化誤差を推定できており、分布形状にあまり差異はない。

Fig.2.22 に level 3 格子における誤差割合の分布を示す。(a) の速度に関する分布の傾

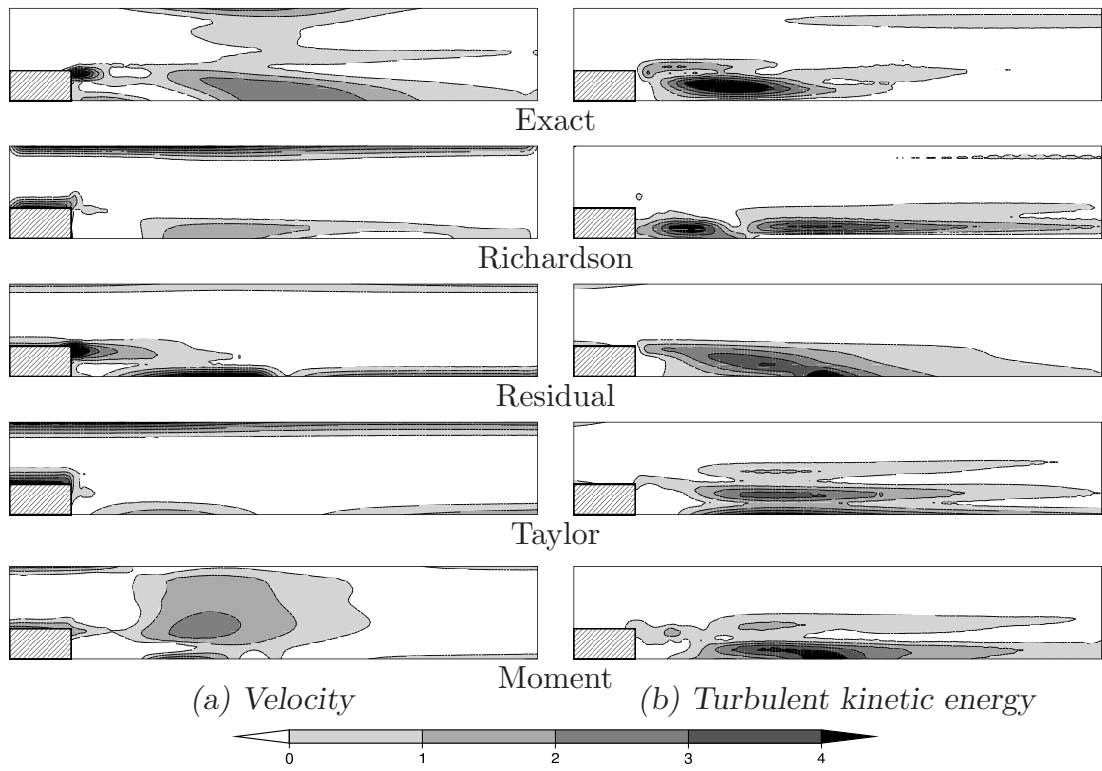


Fig. 2.19: Normalized error on the second level mesh

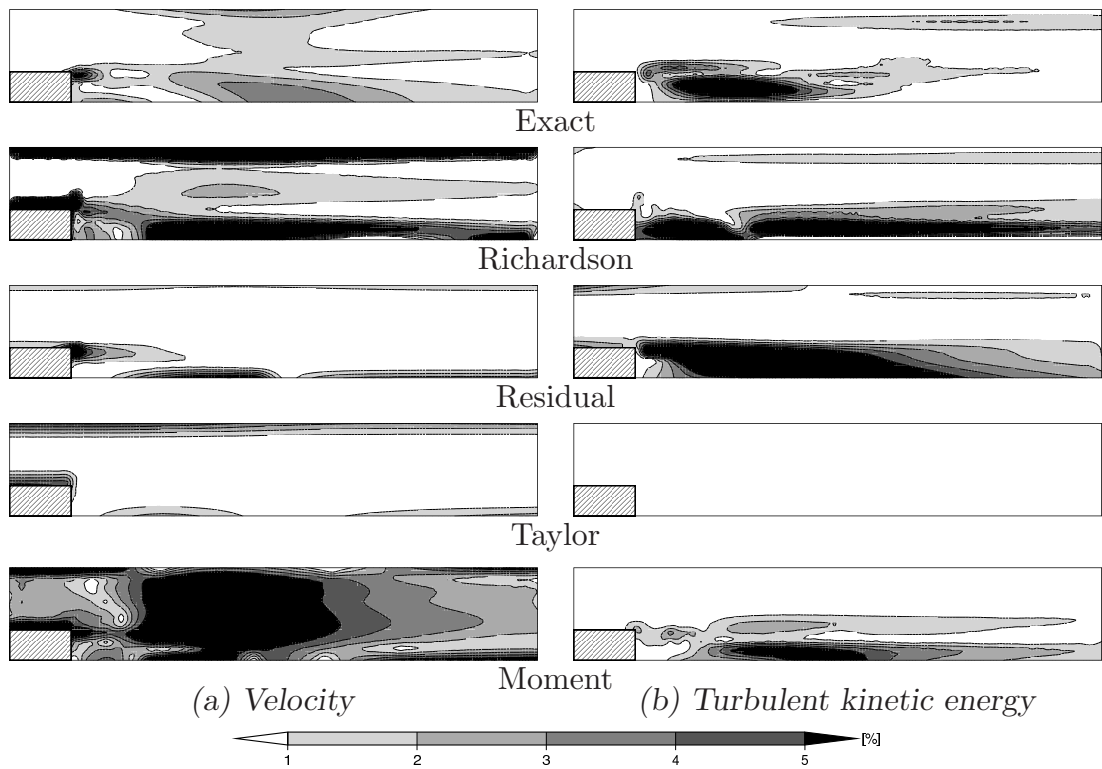


Fig. 2.20: Percentage of error on the second level mesh

向は、level 2 格子の時と同様である。(b) の乱流エネルギーに関しては、Richardson の補外法の推定誤差の大きさが Exact に一番近い。直接 Taylor 級数法は全領域で推定誤差割合が過小である。Residual 法と Moment 法は風下における床面付近の領域で推定誤差割合が過大となった。

次に、誤差割合の格子体積重み付け平均値を Fig.2.23 に示す。速度については、層流バックステップ流れの時と異なり、どの手法でもあまり良い一致は見られない。乱流エネルギーに関しては、Exact に比べ直接 Taylor 級数法がかなり過小評価する一方、その他の手法での対応は概ね良い。

最後に、AMR 用平均効率を Fig.2.24 に示す。速度に関しては、Residual 法が良く、直接 Taylor 級数法が悪い。乱流エネルギーに関しては、Residual 法が一番良く、その他はほぼ変わらない結果となった。この流れ場では、2.5.1 節の層流 2 次元バックステップ流れにおけるような Richardson の補外法の優位性は消え、Residual 法が総じて優秀な性能を示した。

2.5.3 単独低層建物周辺の流れ

最後に単独低層建物周辺の流れを対象に検討を行った。解析対象を Fig.2.25 に示す。また、計算条件を Tab.2.3 に示す。流入境界における速度や乱流エネルギーについては、Fig.2.26 に示す持田ら [68] の風洞実験結果を補間して用いた。乱流エネルギー消散率に関しては、乱流エネルギーの生産項と等しいという局所平衡の仮定の上で上記の実験値から算出して用いた。なお、ここで速度や乱流エネルギー、乱流エネルギー消散率については全て、風洞実験における建物高さでの速度により無次元化した値を用いて計算している。上面、側面、流出境界は、全ての量について勾配無しの条件とした。地面と建物表面には滑面に対する一般化対数則に応じた壁関数を適用した。

対称面である Plane-A における格子を Fig.2.27 に示す。この流れ場でも、2.5.2 節と同様に格子の違いによって地表面での摩擦応力が大幅に変化しないよう、地表面法線方向の格子幅は統一し、壁座標の平均を 100 程度に揃えた。さらに、建物表面での離・再付着性状が大きく変わらないようにするため、建物最近傍の格子はどの level でも同じ大きさとなるようにした。このため、Richardson の補外法では異なる大きさの格子間でないと誤差の推定が出来ないことから、建物最近傍の格子での誤差は推定することが出来なかったが、その領域の体積は小さいので、誤差割合の平均値や AMR 用効率にはほとんど影響しない。

level 2 格子での Plane-A における速度と乱流エネルギーの規格化誤差の分布を Fig.2.28 に示す。(a) の速度に関しては、どの手法も地表面や建物近傍での大きな規

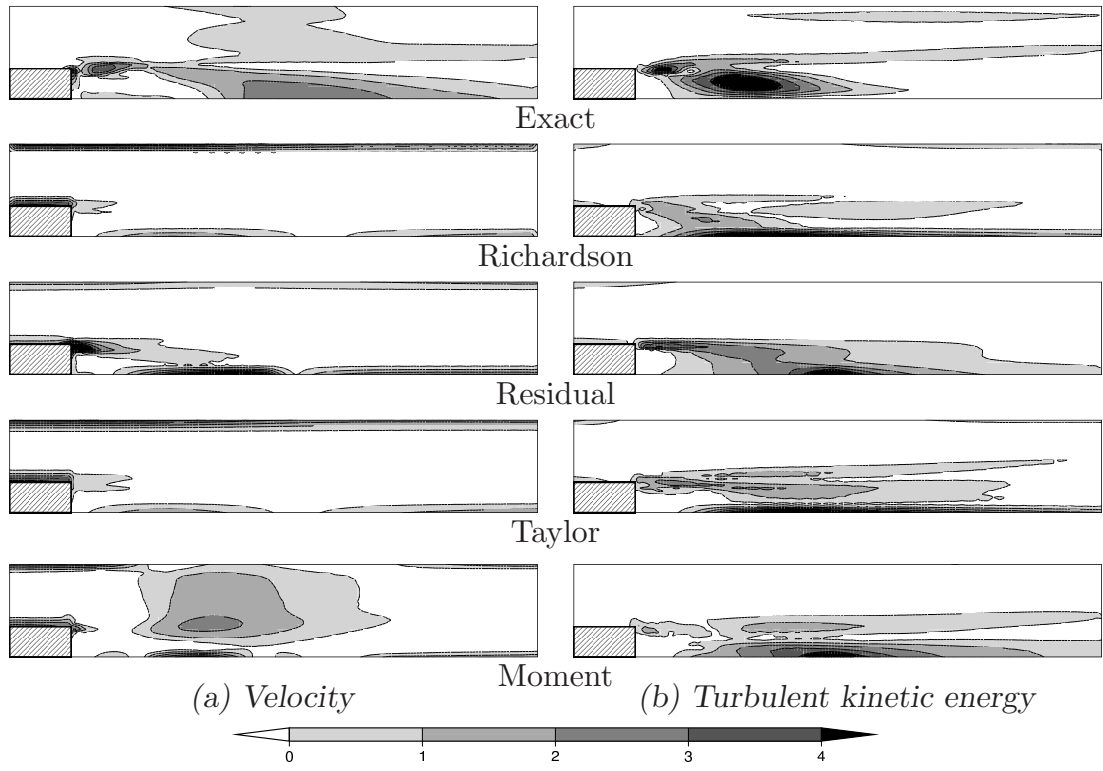


Fig. 2.21: Normalized error on the third level mesh

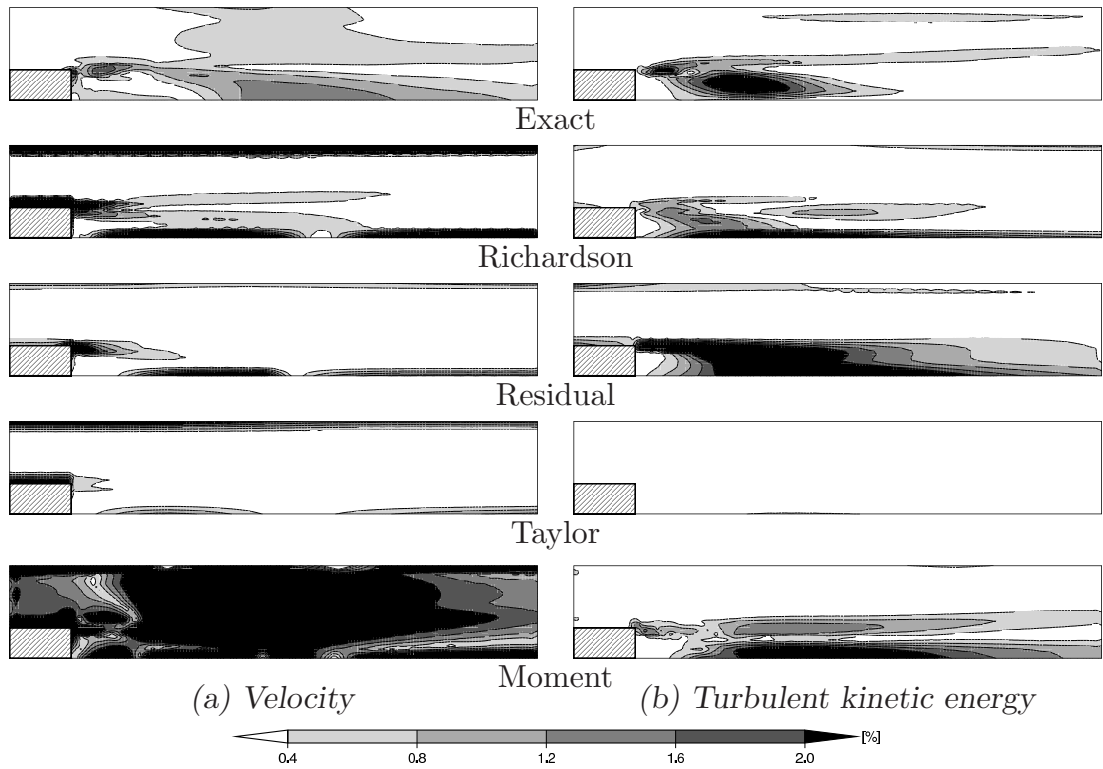


Fig. 2.22: Percentage of error on the third level mesh

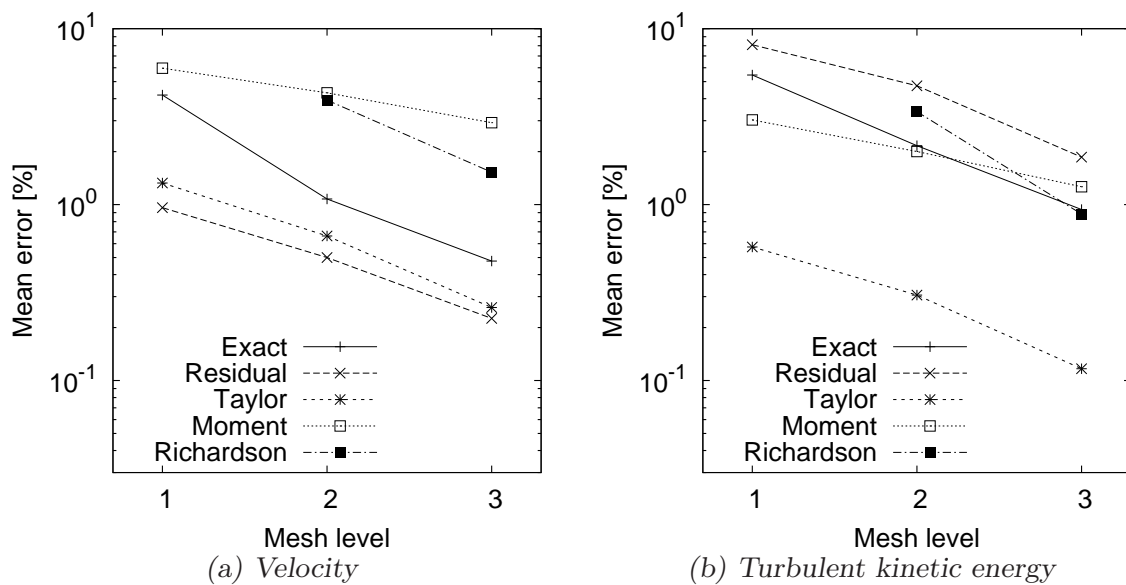


Fig. 2.23: Percentage of cell volume weighted mean error

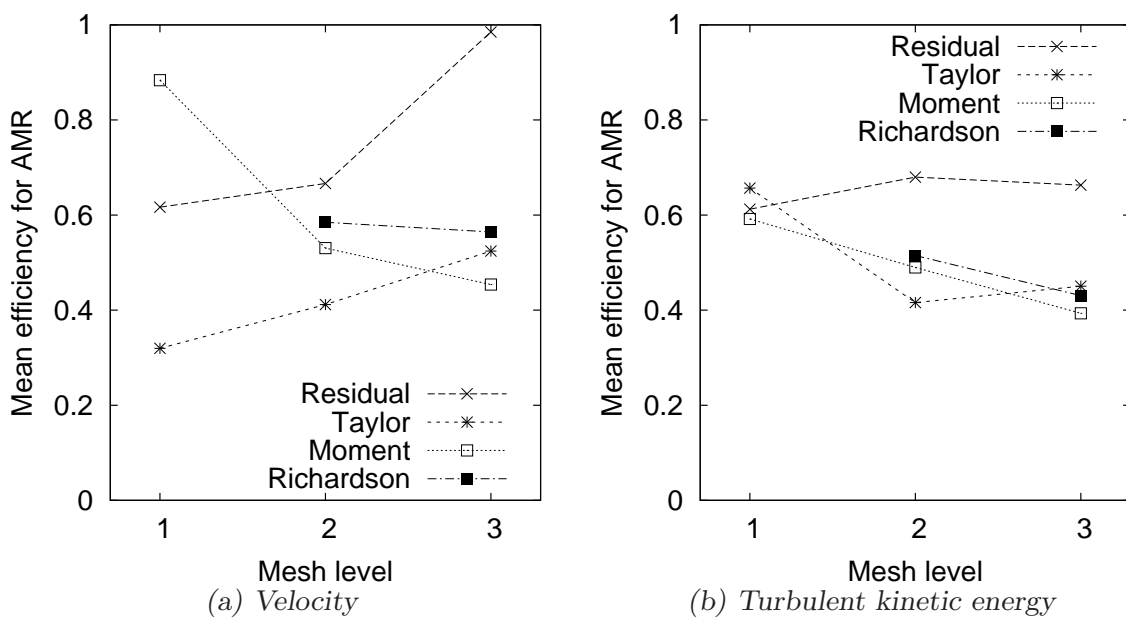


Fig. 2.24: Mean efficiency for AMR

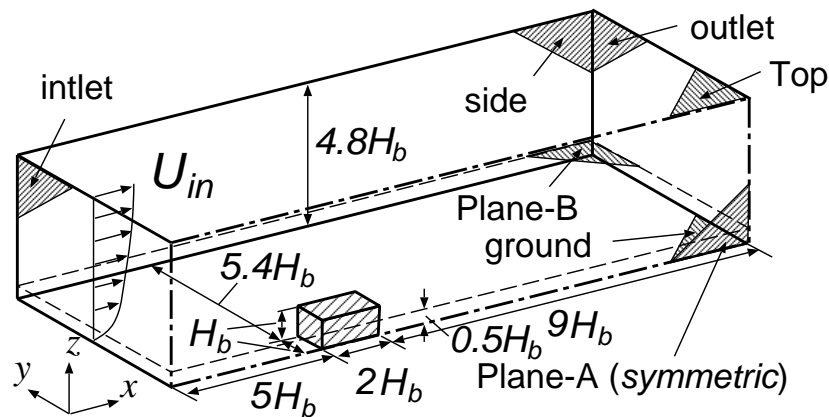


Fig. 2.25: Turbulent 3-D flow around a low-rise building test case

Tab. 2.3: Calculation conditions

Mesh dimension	$16H_b(x) \times 6.4H_b(y) \times 4.8H_b(z)$
Inlet boundary	U, k : Interpolate from experiment results [68] ϵ : calculate under the assumption: $P_k = \epsilon$
Top, side, outlet boundary	Zero gradient for all properties
Ground and wall boundary	Generalized log-law (wall function)
Turbulence model	Shih's quadratic non-linear $k - \epsilon$ [21]
Convection differencing scheme	TVD with van Leer limiter
Diffusion differencing scheme	Central differencing
Coupling algorithm	SIMPLE
Linear solver for U, k, ϵ	Bi-CGSTAB
Linear solver for p	AMG
Number of cells	level 1: 1.3×10^4 ($4/5H_b$)
(Largest mesh spacing)	level 4 (Exact): 1.5×10^6 ($1/10H_b$)

格化誤差は推定できている。ただし、Moment 法では、建物周辺での規格化誤差が過大なうえ、分布の様相が明らかに Exact とは異なる。Richardson の補外法は、建物後流での規格化誤差が過大である。Residual 法と直接 Taylor 級数法は誤差の分布が似ているが、建物後流での分布は Residual 法のほうが Exact に近い。(b) の乱流エネルギーに関しては、Richardson の補外法の分布が一番 Exact の分布に近いが、その他の手法でも概ね Exact での分布を再現している。

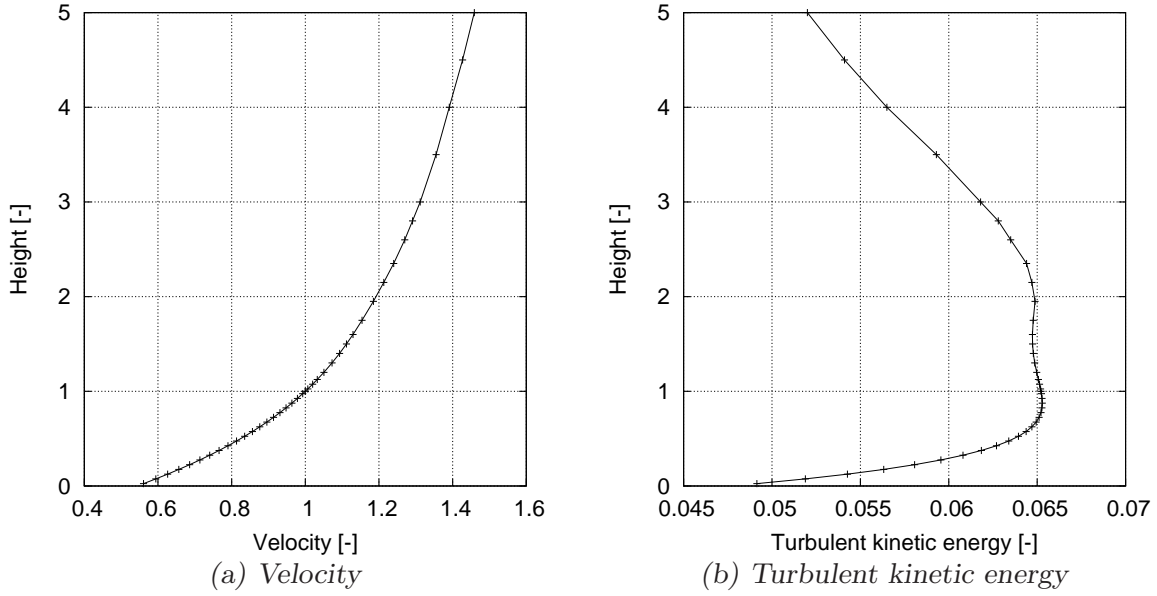
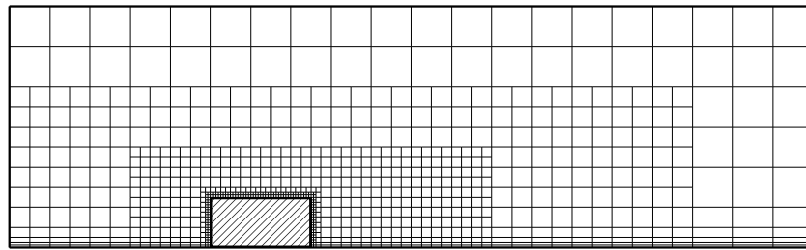


Fig. 2.26: Inlet profile

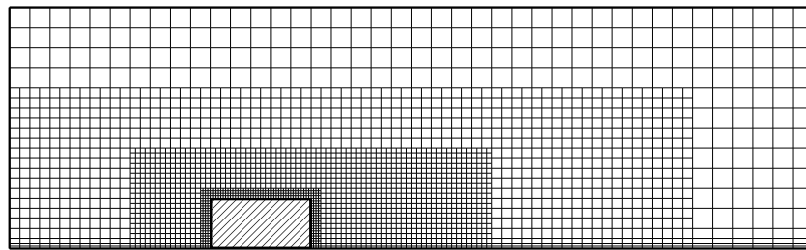
level 2 格子での Plane-A における速度と乱流エネルギーの誤差割合の分布を Fig.2.29 に示す. (a) の速度に関しては, これまでの流れ場と同様に, 直接 Taylor 級数法では過小に, Moment 法ではかなり過大に誤差割合を推定している. また, 建物後流での誤差割合に関して, Richardson の補外法は過大に, Residual 法は過小に推定される. (b) の乱流エネルギーに関しては, 直接 Taylor 級数法が過小に, Moment 法は過大に誤差割合を推定している一方, 他の推定法は Exact との対応が概ね良好である.

level 2 格子での水平面である Plane-B における速度と乱流エネルギーの規格化誤差の分布を Fig.2.30 に示す. (a) の速度に関しては, どの手法も建物近傍での大きな規格化誤差は推定できている. Moment 法では, 分布の様相が明らかに Exact とは異なる. 建物周辺と後流での規格化誤差に関して, Richardson の補外法はかなり過大であり, 直接 Taylor 級数法はかなり過小である. Residual 法も建物周辺は過小ではあるが Exact の分布と一番近い. (b) の乱流エネルギーに関しては, Richardson の補外法の分布が一番 Exact の分布と近いが, その他の手法でも概ね Exact での分布を再現している.

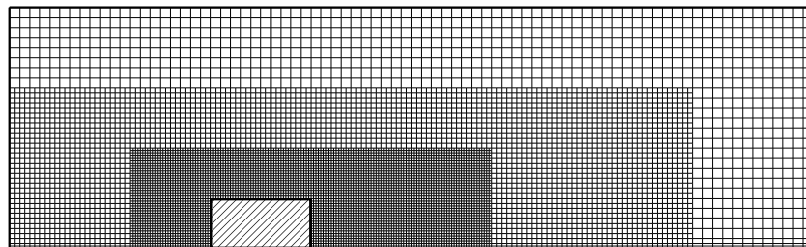
level 2 格子での Plane-B における速度と乱流エネルギーの誤差割合の分布を Fig.2.31 に示す. (a) の速度に関しては, Richardson の補外法が Exact と良く対応している. Residual 法は過小に, 直接 Taylor 級数法はかなり過小に, Moment 法ではかなり過大に誤差割合を推定している. (b) の乱流エネルギーに関しても, Richardson の補外法が Exact と良く対応しているが, 流入口付近で過大評価する. 直接 Taylor 級数法はかなり



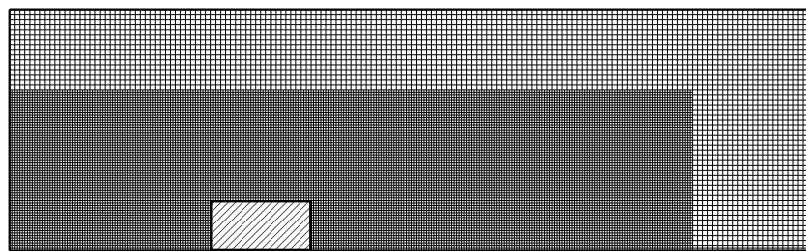
(a) The first level mesh



(b) The second level mesh



(c) The third level mesh



(d) The fourth level mesh for the exact solution

Fig. 2.27: Meshes on Plane-A

過小に，Moment 法ではかなり過大に誤差割合を推定している．Residual 法は建物周辺での Exact との対応は良好であるが，流入口付近と建物後流でかなり過大評価している．

level 3 格子での Plane-A における速度と乱流エネルギーの規格化誤差の分布を Fig.2.32 に示す．(a) の速度に関しては，建物周りの格子が十分細かいために，建物の後流における Exact の誤差は小さくなっているが，Richardson の補外法はかなり過大に推定する．また，Moment 法はこれまでと同様に誤差の分布形状が Exact とは異なる．

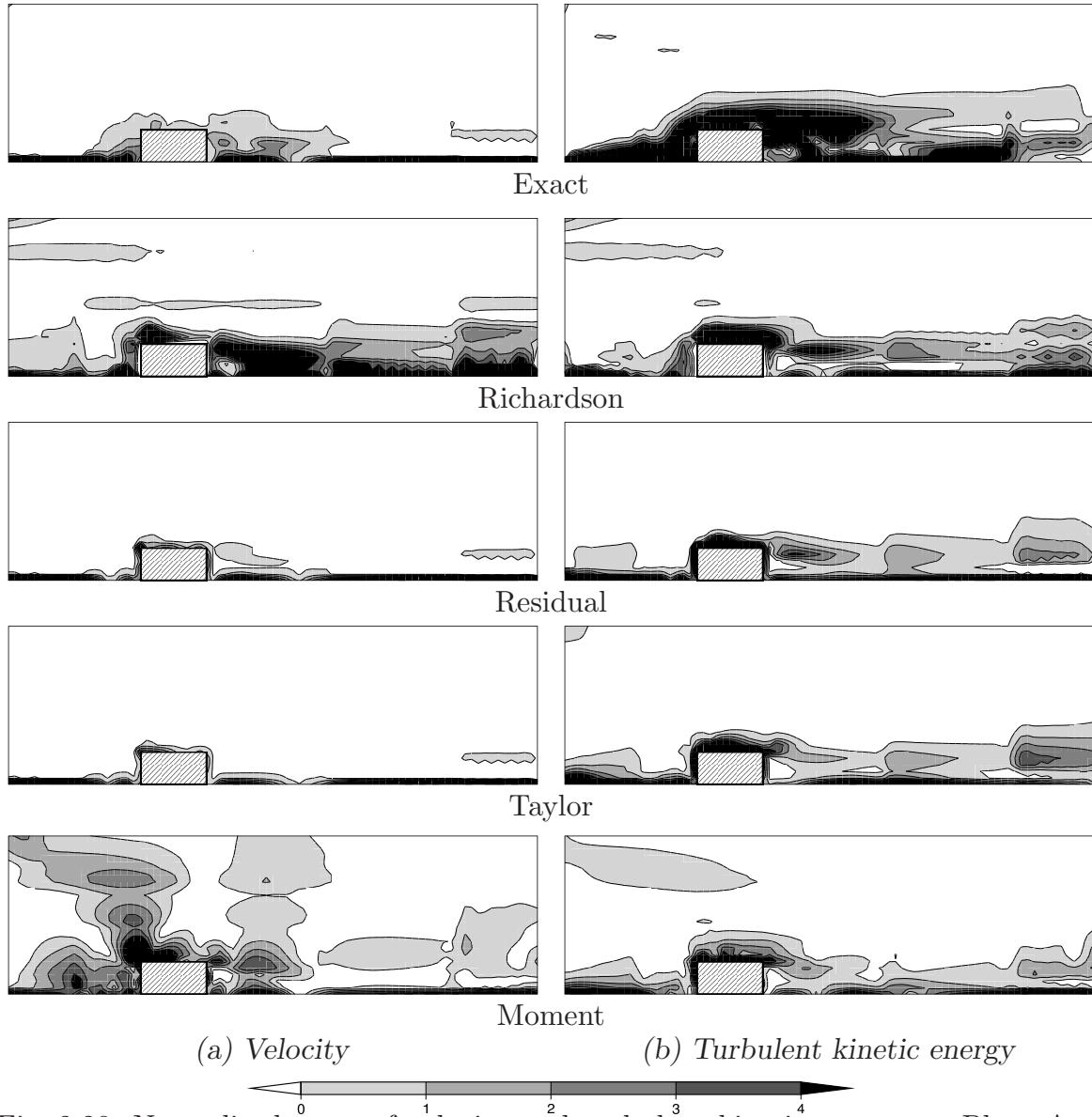


Fig. 2.28: Normalized error of velocity and turbulent kinetic energy on Plane-A of the second level mesh

直接 Taylor 級数法と Residual 法は概ね Exact の分布を再現している。(b) の乱流エネルギーに関しては、Richardson の補外法の分布が一番 Exact の分布に近いが、その他の手法も概ね Exact での分布を再現している。

level 3 格子での Plane-A における速度と乱流エネルギーの誤差割合の分布を Fig.2.33 に示す。(a) の速度に関しては、Moment 法ではかなり過大に誤差割合を推定している。Richardson の補外法は建物後流での誤差割合を過大に推定している。直接 Taylor 級数法と Residual 法は Exact との対応が良い。(b) の乱流エネルギーに関しては、Richardson

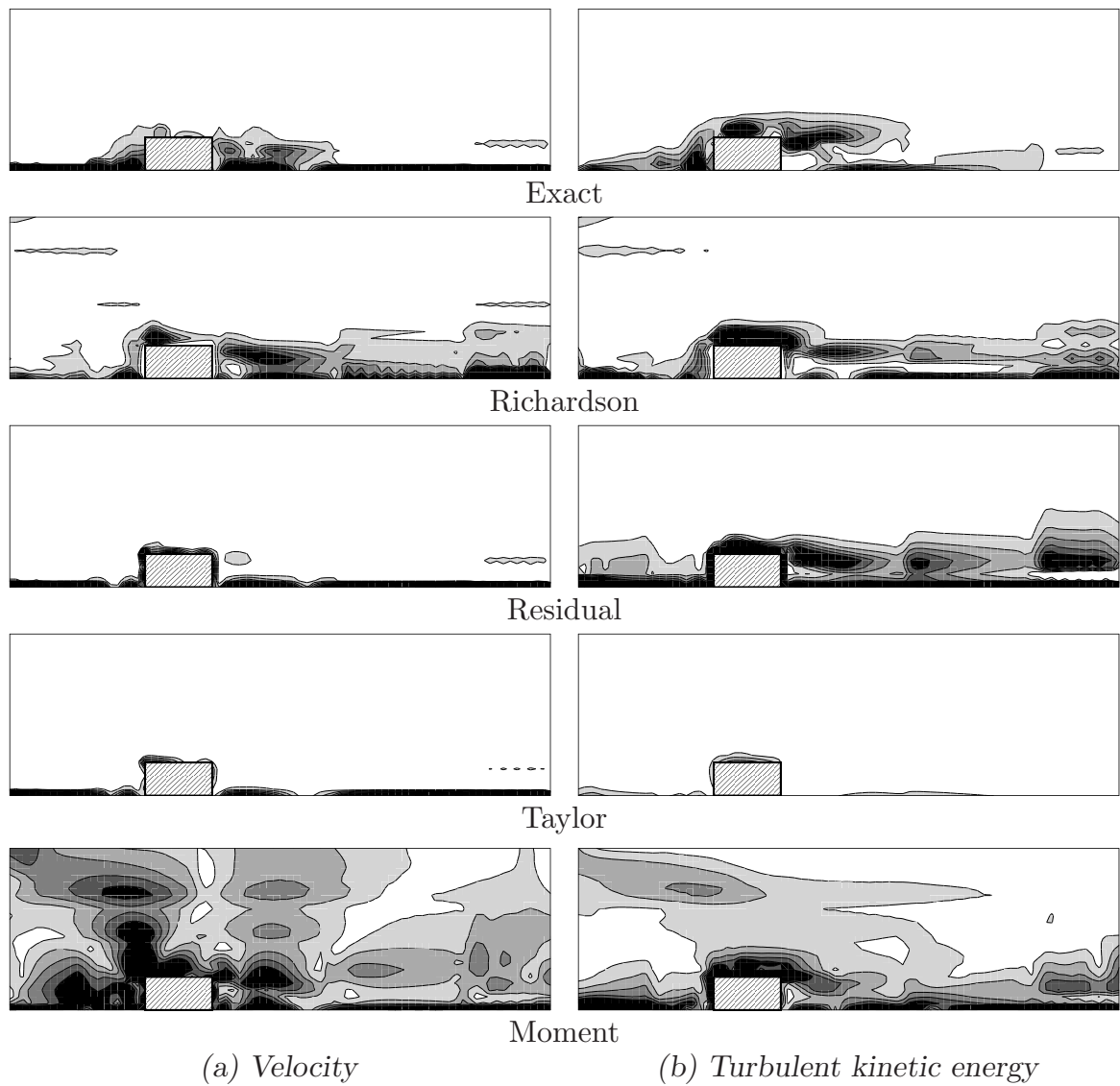


Fig. 2.29: Percentage error of velocity and turbulent kinetic energy on Plane-A of the second level mesh

の補外法が Exact と良く対応している。また、直接 Taylor 級数法が過小に、Residual 法と Moment 法は過大に誤差割合を推定している。

level 3 格子での Plane-B における速度と乱流エネルギーの規格化誤差の分布を Fig.2.34 に、速度と乱流エネルギーの誤差割合の分布を Fig.2.35 に示すが、これらの傾向は level 2 格子の場合とほぼ同様であった。

ところで、この対象では、最粗格子においても、Fig.2.36, Fig.2.37 に示すように、上空における規格化誤差は速度と乱流エネルギーのどちらについても低く、かなり厳しい細

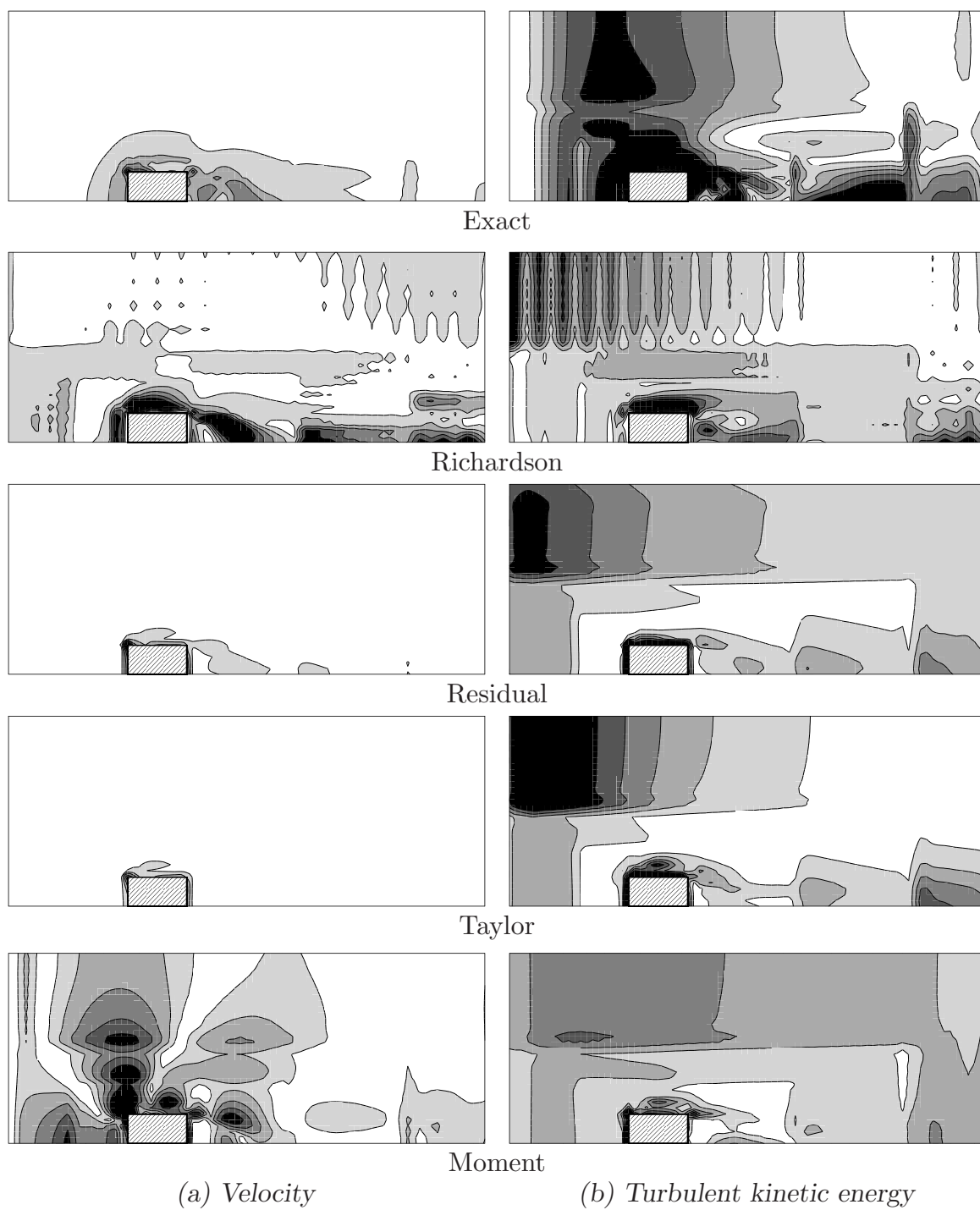


Fig. 2.30: Normalized error of velocity and turbulent kinetic energy on Plane-B of the second level mesh

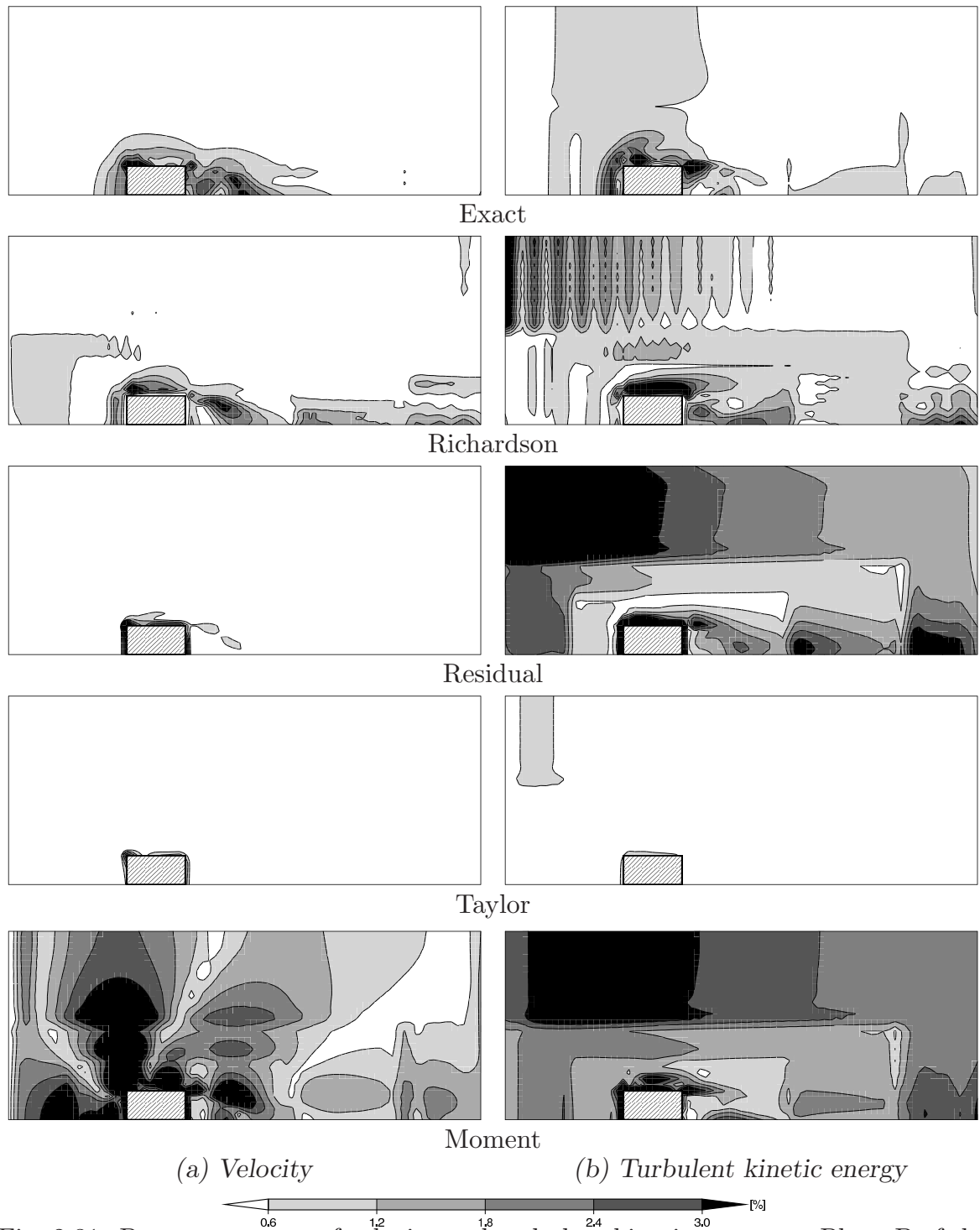


Fig. 2.31: Percentage error of velocity and turbulent kinetic energy on Plane-B of the second level mesh

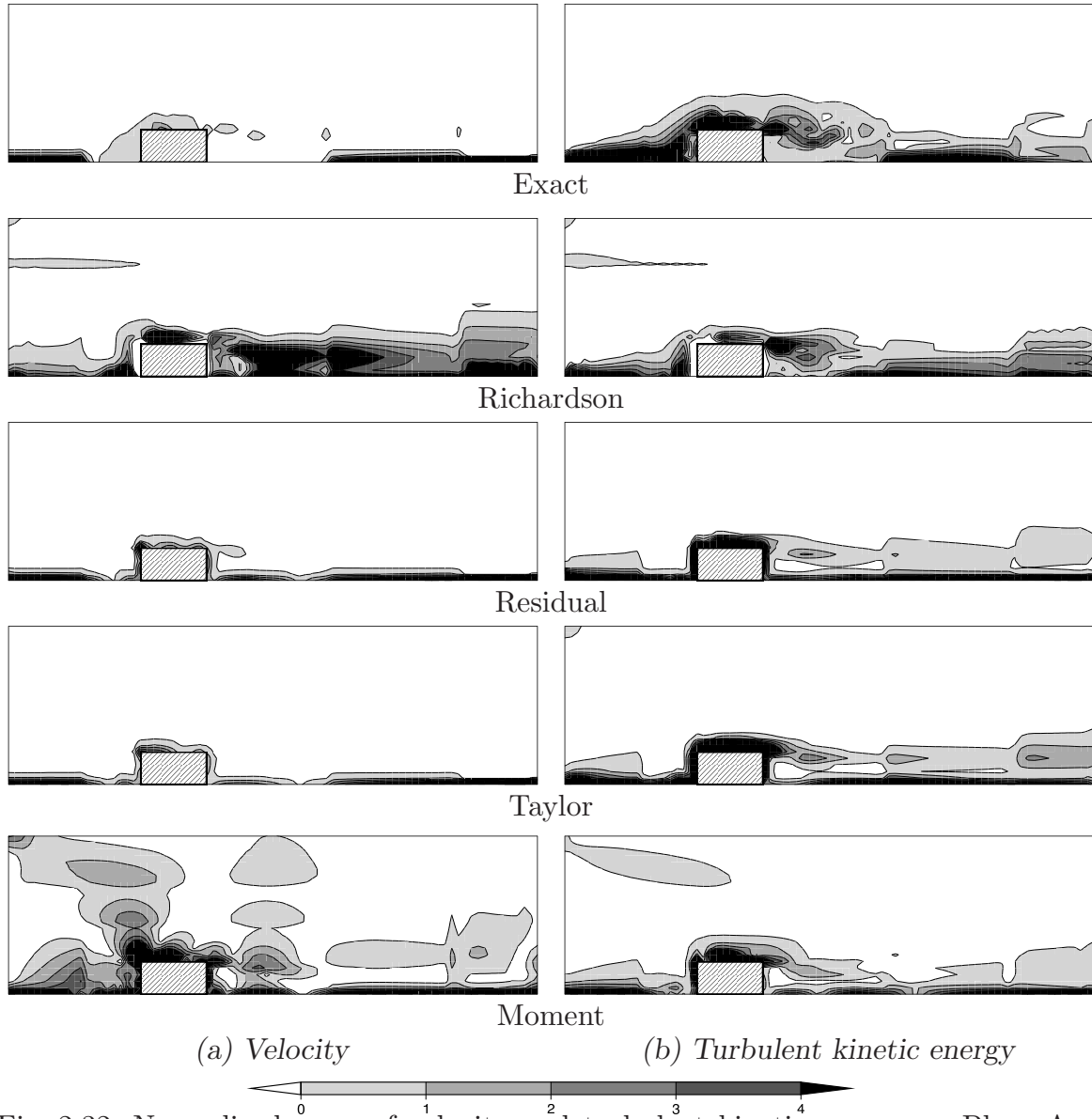


Fig. 2.32: Normalized error of velocity and turbulent kinetic energy on Plane-A of the third level mesh

分割閾値を設定しない限り、これ以上細分割する必要がない。しかし、誤差推定法として、全領域に対して Richardson の補外法を用いるとすると、細分割が必要がない上空の領域も含め、全計算領域を細分割して CFD 計算を行わなくてはならない。このため、Richardson の補外法を用いて解適合格子生成する場合には、初期格子はかなり粗くしておかないと、細分割後の格子の密度が過剰になってしまう領域が多くなり、計算効率が悪くなる。Richardson の補外法では、初期格子の生成にもこのような注意を要すると言える。

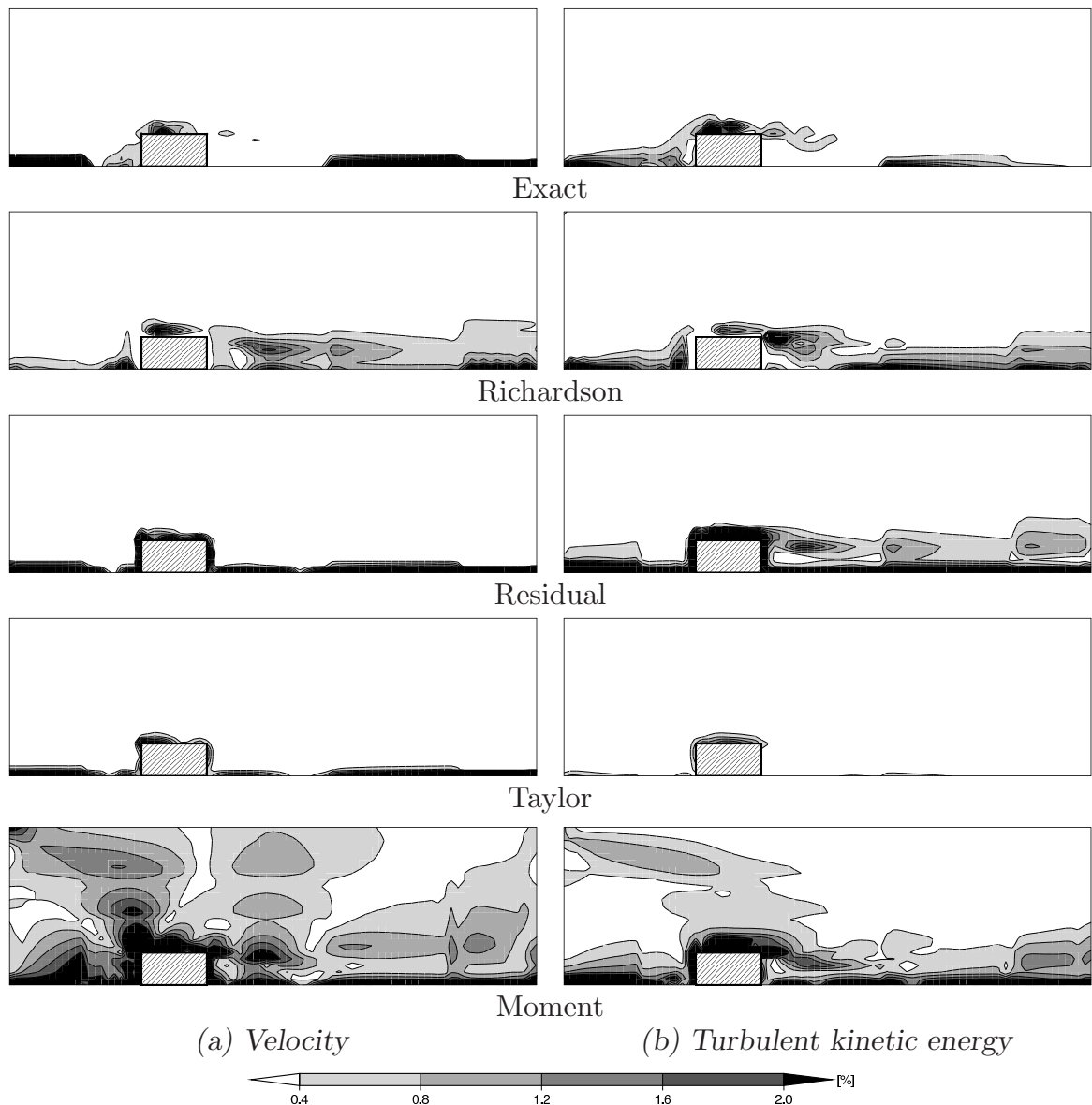


Fig. 2.33: Percentage error of velocity and turbulent kinetic energy on Plane-A of the third level mesh

次に、誤差割合の格子体積重み付け平均値を Fig.2.38 に示す。(a) の速度については、Richardson の補外法と Residual 法が Exact とかなり近いが、(b) の乱流エネルギーに対しては、両者が Exact に比べ過大に推定するようになる。

最後に、AMR 用平均効率を Fig.2.39 に示す。(a) の速度に関しては、Residual 法、直接 Taylor 級数法の効率が良い。(b) の乱流エネルギーに関しては、Residual 法と Moment 法が良いが、どの手法でもあまり大きな差はない。ここで、level 2 の格子における速度に対する AMR 用平均効率に関して、Richardson の補外法や Moment 法での効率が 0.7 以

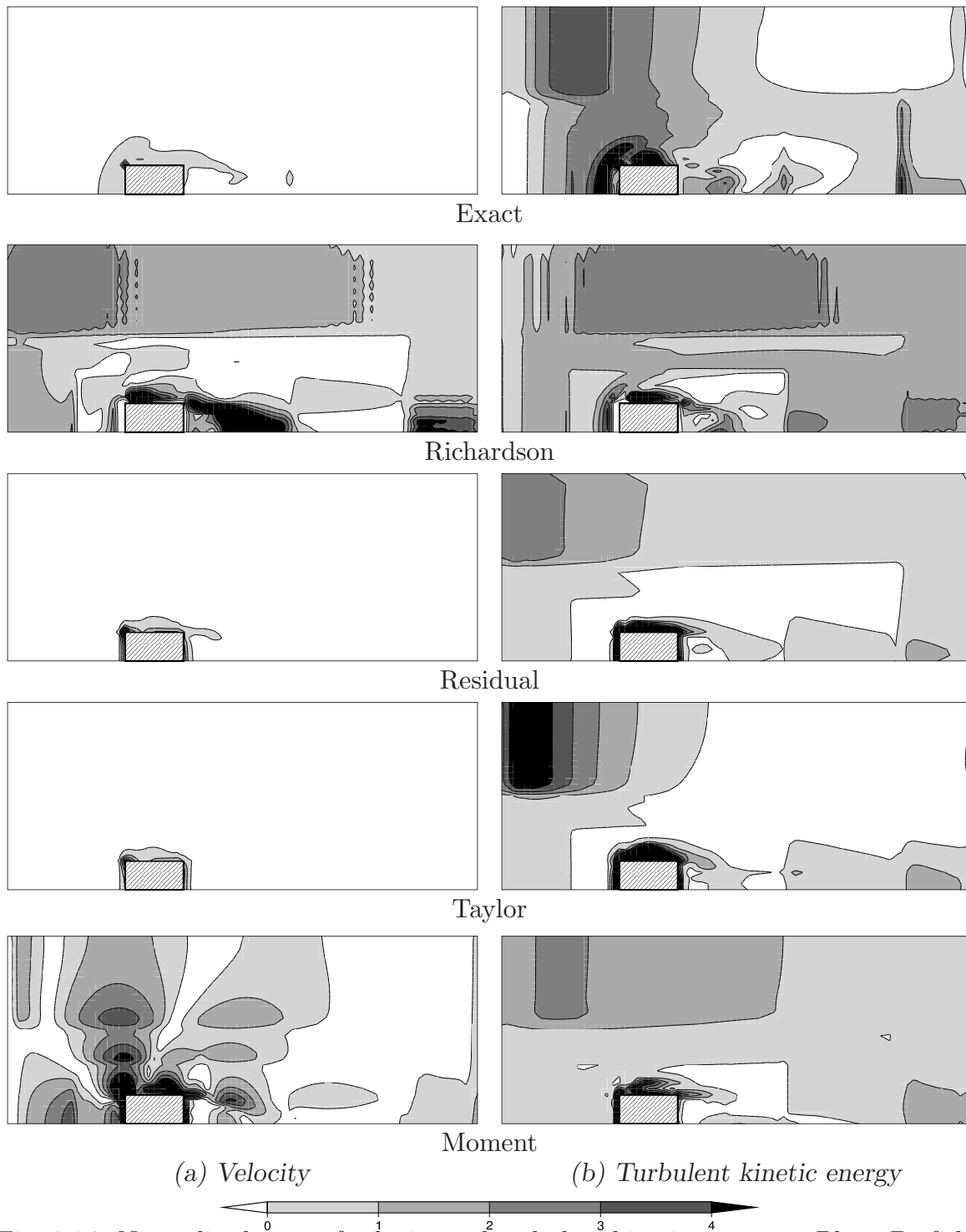


Fig. 2.34: Normalized error of velocity and turbulent kinetic energy on Plane-B of the third level mesh

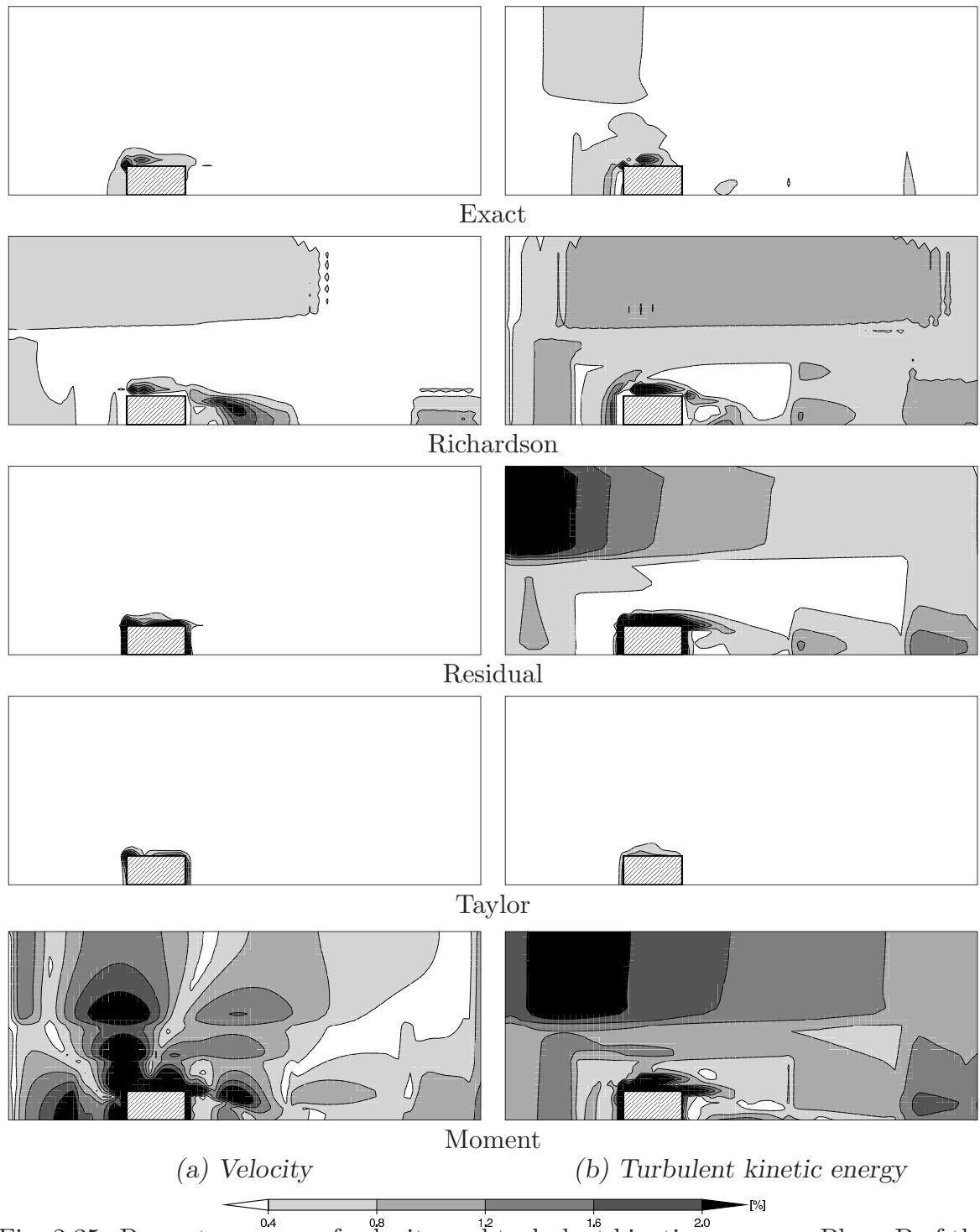


Fig. 2.35: Percentage error of velocity and turbulent kinetic energy on Plane-B of the third level mesh

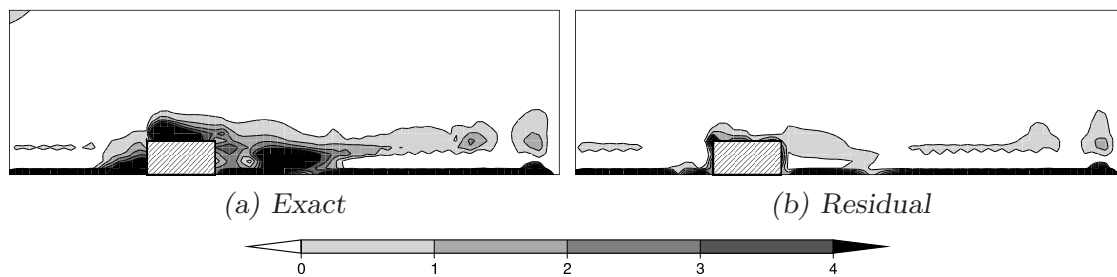


Fig. 2.36: Normalized error of velocity on Plane-A of the first level mesh

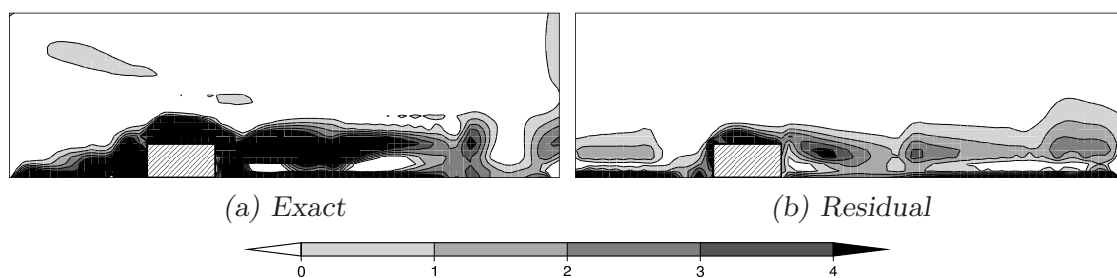


Fig. 2.37: Normalized error of turbulent kinetic energy on Plane-A of the first level mesh

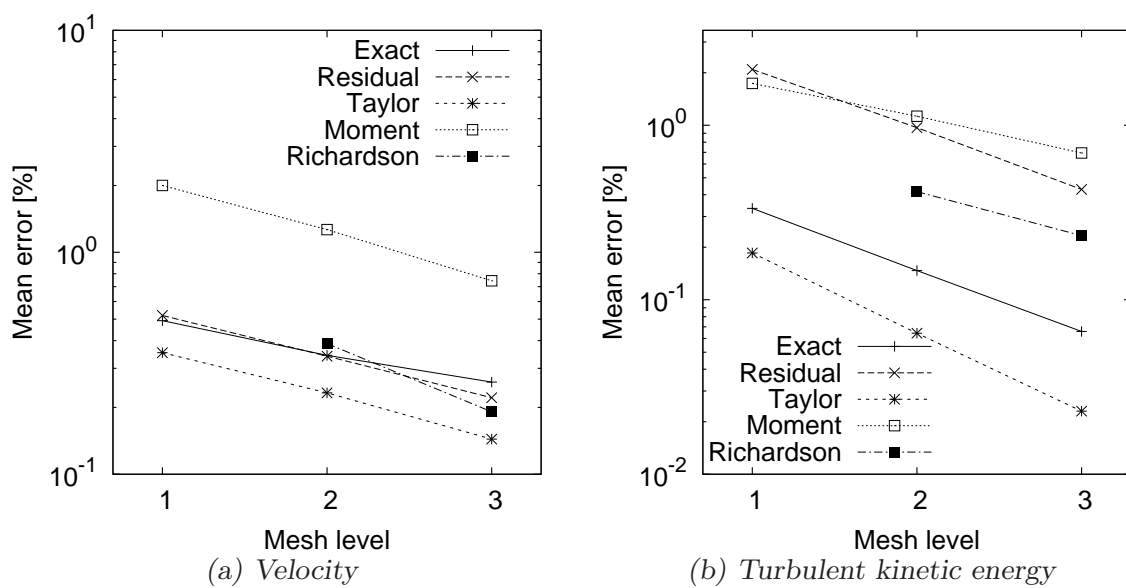


Fig. 2.38: Percentage of cell volume weighted mean error

下なのに対して、Residual 法や直接 Taylor 級数法では 1.5 を超える大変良い効率が出ているが、これは以下のように説明できる。

AMR 用効率の定義である Eq.(2.30) は、以下のように誤差の積算値の比と、格子数の比の積の形で書くことができる。

$$\eta(\varepsilon) = \frac{\sum_{\Omega(\hat{e}_O > \varepsilon)} e_E V_P}{\sum_{\Omega(\hat{e}_E > \varepsilon)} e_E V_P} \times \frac{\sum_{\Omega(\hat{e}_E > \varepsilon)} 1}{\sum_{\Omega(\hat{e}_O > \varepsilon)} 1} \quad (2.32)$$

さて、この流れ場では、格子が粗い場合、速度場に関する正解誤差の大きな領域はほぼ地表面付近に集中しているが、どの誤差推定法でも、地表面の規格化誤差は良く推定できているので、Eq.(2.32) の右辺第 1 項の誤差の積算値の比は、どの誤差推定法でも AMR 用平均効率を算出する閾値の範囲で、1 程度の大きな値を示す。しかし、Moment 法や Richardson の補外法では、地表面や建物周辺以外で規格化誤差を過大に推定している領域が多いため、Eq. (2.32) の右辺第 2 項の細分割の候補である格子数の比が 0.4 から 0.9 程度に留まり、AMR 用平均効率も 0.5 から 0.7 程度となった。これに対し、Residual 法や直接 Taylor 級数法では、建物周辺や後流での規格化誤差を過小に推定している領域が多いので、細分割の候補となる格子数の比が 1.3 から 2.6 程度と大きくなり、結果として AMR 用平均効率が 1.5 以上と大きくなった。規格化誤差を過小評価すると、本来は細分割すべき格子を見落すことが多くなるが、この AMR 用効率ではあくまで、推定された誤差が閾値以上の格子を細分割して再計算した場合での、「単位計算時間当りの正解誤差の積算値に関する減少量」という実際にその誤差推定法を用いて AMR をした場合でのコストパフォーマンスの指標であり、本来細分割すべきだが閾値以下の誤差が推定されたために細分割されない領域についてはここでは考慮しない。正解誤差の分布が非常に偏っているような流れ場では、このような見落としの領域における正解誤差の積算値が大きくなる可能性があるため、そのような場合には、見落とし分を含めたより総合的な AMR 用効率の評価が必要となると考える。

以上をまとめると、この流れ場では規格化誤差の分布や速度の誤差割合に対する Exact との一致度合、および AMR 用平均効率の高さを総合的に考慮すると、Residual 法が一番良い性能を示していると言える。

2.6 まとめ

本章では、Jasak によって提案された 3 種類の誤差推定法と Richardson の補外法について、ある程度複雑な数種類の流れ場を対象にケーススタディを行い、AMR で使用する上での効率の比較を行なった。得られた知見をまとめると以下ようになる。

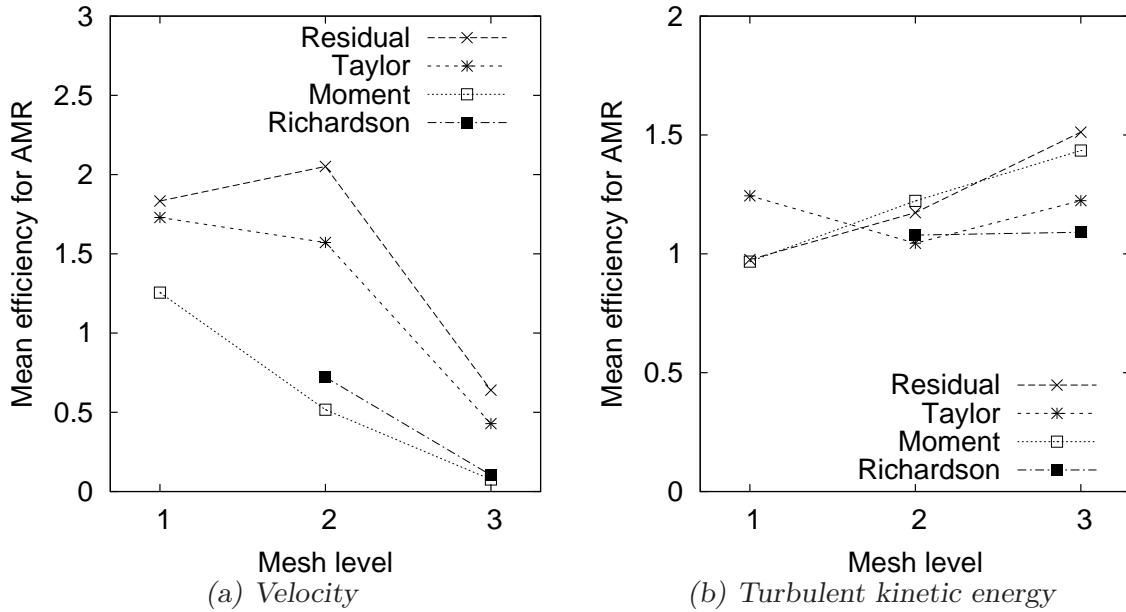


Fig. 2.39: Mean efficiency for AMR

- AMR で誤差推定法を使用する上での効率を定量的に測るために、AMR 用効率という指標を導入した。
- Jasak らが提案した単一な格子のみで CFD 解析値の誤差の推定ができる 3 種類の誤差推定法と、古くから一般的に用いられている Richardson の補外法について、ある程度複雑な 3 種類の流れ場を対象にして、その性能を詳細に比較・検討した。
- 直接 Taylor 級数法は、規格化誤差の分布の正解値との対応や AMR 用効率は悪くないが、誤差割合をかなり過小評価する。
- Moment 法は、速度の誤差割合を過大評価する上、規格化誤差の分布の形状も正解値と大きく異なる。
- Richardson の補外法は、層流流れにおいては、他の手法に比べ卓越した誤差推定性能を持つが、乱流の複雑な流れ場においては、他の手法とそれほど変わらない。元々この手法は単一の格子上での CFD 結果から誤差推定が出来ない欠点を考えると、実務上 Richardson の補外法で誤差推定を行なうのは効率が悪いと言える。
- Residual 法は、どの流れ場においても、規格化誤差の分布や誤差割合が正解値とかけ離れておらず、かつ、概ね良い AMR 用平均効率を持っているため、本章で比較した他の手法に比べ、誤差の推定性能に優れていることがわかった。

3

解適合格子生成

3.1 はじめに

第2章では、解適合格子生成 (Adaptive mesh refinement: AMR) の精度を大きく左右する誤差推定法について詳細なスタディを行い、Jasak が開発した Residual 法 [6, 8] が総合的に優れるという結論を得た。本章では、第2章で検討した層流2次元バックステップ流れ [2] や単独低層建物周辺の流れ [68] といった流れ場に対して、Residual 法により推定された誤差を用いた AMR を実際に行う。また、生成される格子の性状を制御するパラメータを変化させるケース・スタディを行なって格子数と解析誤差との関係を調べ、AMR により効率の良い格子が自動的に生成されるか調べる。

3.2 解適合格子の生成手法

3.2.1 解適合格子の生成手順

本章で用いた AMR の手順を以下に示す。

1. 生成した格子上で流れ場の解を求める。
2. Residual 法を用いて誤差を推定する。
3. 推定した誤差を規格化した規格化誤差が設定した細分割閾値 ε よりも大きい格子を

細分割する.

4. 隣接格子間に大きなギャップが無いよう格子を平滑化する.
5. 新格子上に前の解を補間し, 次の解の初期値とする.
6. 1に戻り, この手順を指定回行う.

ここで細分割の指標として, 誤差割合ではなくて規格化誤差を用いるのは以下の理由による. 2.5.1 節で述べたように, 非常に単純な流れ場の場合を除き, Residual 法で推定された誤差と誤差の正解値に関する累積頻度分布間には大きな乖離が生じることがあるため, 細分割の指標としてそのまま誤差割合を用いてしまうと, AMR による細分割が過大または過小になってしまう可能性がある. 一方, 誤差を規格化すると, 推定誤差と誤差正解値の累積頻度分布間の乖離は小さくなるため, 過大・過小な細分割を避けることができる.

3.2.2 格子の分割方向

AMR の手法としては, Fig.3.1 に示すように, 格子を全方向分割する等方的 AMR と, 全方向には分割しない方向性 AMR の 2 種類を検討した. 方向性 AMR における分割方

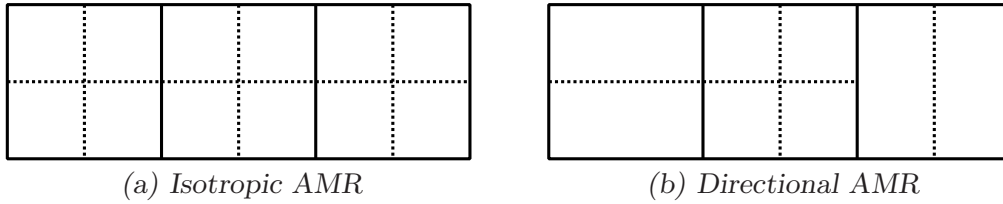


Fig. 3.1: Directionality of mesh refinement

向の決定には, 解の空間勾配を用いて決定する方法を採用した [6]. 分割方向の決定法の詳細を以下に示す.

まず, 解 ϕ の空間勾配の各成分の大きさ τ_i を以下のように算出する.

$$\tau_i = |(\nabla \phi)_i| \quad (i = 1, \dots, D) \quad (3.1)$$

ここで, D は計算対象問題の次元数である. ベクトル値である速度 \mathbf{U} に関しては, τ_i を以下のようにして求める.

$$\tau_i = \sum_{j=1}^D |(\nabla U_j)_i| \quad (i = 1, \dots, D) \quad (3.2)$$

さらに, τ_i の全方向に対する平均値を取る.

$$\bar{\tau} = \frac{1}{D} \sum_{i=1}^D \tau_i \quad (3.3)$$

ここで, ξ を方向性パラメータとし, 以下の式のように τ_i が $\xi \cdot \bar{\tau}$ を越える方向 x_i に格子を分割することにする.

$$\tau_i \geq \xi \cdot \bar{\tau} \quad (3.4)$$

この方向性パラメータ ξ の取り得る範囲は通常 0 から 2 までである. このパラメータが 0 に近づく程格子分割が等方的になり, 0 では等方的 AMR に一致する. ちなみに, Jasak は, この ξ の値として, 2 次元流れ場には 0.6 を, 3 次元流れ場には 1.2 を推奨しているが [6], これらの値を推奨する理由は記述されていないので, 3.3 節においてこのパラメータに関するケース・スタディを行ない, 適切な範囲を調べる.

3.2.3 格子の平滑化

隣接する格子が細分割された時, もともと一つであった界面が 2 面以上に分割された分割界面 (split face) を有する格子が生成されるが, このような格子を分割六面体 (split-hexahedron) と呼ぶ [10]. この分割六面体における分割界面では, 通常の界面に比べて, 隣接する格子間の非直交性や歪みが大きいため, 移流項や拡散項における離散化誤差も大きくなる. そこで, 規格化推定誤差が細分割閾値を超える格子だけを細分割するのではなく, 以下のような場合には, 規格化推定誤差が閾値以下の格子も細分割をする平滑化を行い, 分割界面による離散化誤差の増大を防止した [6] [10].

- **split face の再分割禁止** (方向性 AMR と等方的 AMR のどちらにおいても適用)
Fig.3.2(a) に示すように, 分割界面を共有する隣接格子が分割界面と垂直方向に分割される場合, 分割界面がさらに分割されることのないよう, 分割六面体も同じ方向に分割する [10].
- **one-irregular mesh のルール** (方向性 AMR おいてのみ適用)
Fig.3.2(b) に示すように, 隣接格子が分割されて, 一つの格子内に分割界面が 2 面以上出来る場合, 分割界面が 1 面となるように分割する. これを one-irregular mesh のルールと呼ぶ [5, 6]. その際, 格子での速度の空間勾配 τ_i が大きいほうから優先して分割していく. この平滑化を等方的 AMR に適用すると, 細分割された格子に隣接する格子が連鎖的に分割され, 細分割される領域がかなり広がってしまうので, 通常の等方的 AMR においてこの平滑化は用いない. ただし, 解の正解値

を求めるための最密格子を等方的 AMR で自動的に生成する場合にはこの平滑化を用いることがある。

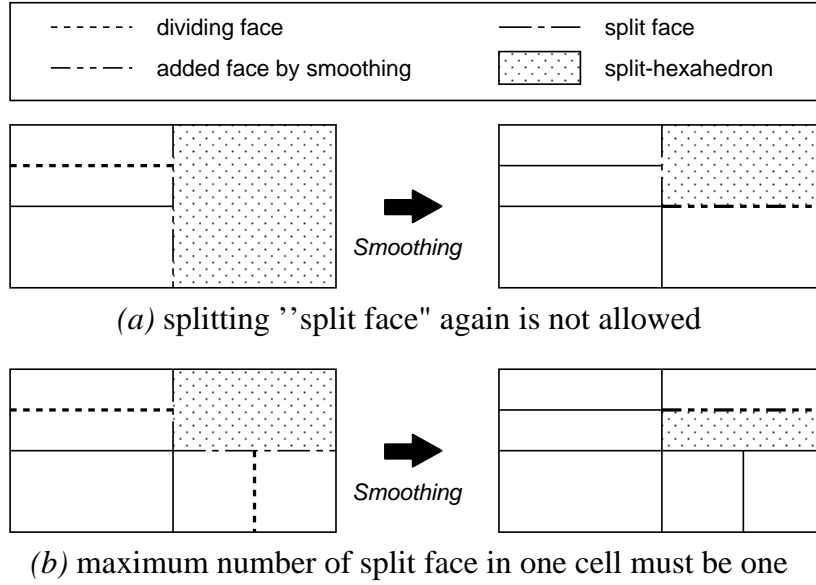


Fig. 3.2: Smoothing of mesh

3.3 解適合格子生成手法の検討

この節では、第2章でも検討した層流2次元バックステップ流れと単独低層建物周辺の流れに対し、3.2節で述べた解適合格子生成手法の検討を行なう。これは、具体的には以下の手順で行なう。

1. 最初に、生成される格子の性状を制御するパラメータを変化させるケース・スタディを行なって格子数と流れ場の正解誤差の統計値との関係を調べる。
2. 次に、上記のケース・スタディによって得られた適切な制御パラメータを用いて、方向性 AMR や等方的 AMR により格子の生成と流れ場の計算を行ない、得られた格子の性状や流れ場に関する推定誤差や正解誤差の分布に関する考察を行なう。
3. 最後に、上記の方向性 AMR や等方的 AMR により生成された格子、および、流れ場の正解値の算出用に生成された細密格子に関して、格子数と流れ場の正解誤差の統計値との関係を比較することにより、AMR が生成する格子の計算効率を定量的に調べる。

ここで、ケース・スタディにおいて変化させる制御パラメータは、細分割閾値と方向性パラメータの2つであるが、前者は AMR 時において、格子の細分割の有無だけを制御するパラメータであり、後者はその格子の分割方向のみを制御するパラメータである。このため、この二つのパラメータの変化が、方向性 AMR により生成した格子の格子数や、その格子における流れ場の正解誤差に及ぼす影響は、ほぼ独立していると考えられる。よって、以降のケース・スタディにおいて2つのパラメータの適した範囲を求めるには、どちらか一方のパラメータを固定して、他方のパラメータを変化させるスタディを、固定するパラメータを取り替えて一回づつ行えば十分であると仮定した。また、方向性パラメータを変化させるケース・スタディにおける同パラメータの中央値には、Jasak が推奨する値、つまり2次元流れに対しては0.6を、3次元流れに対しては1.2を用いた [6]。さらに、細分割閾値を変化させるケース・スタディにおける同パラメータの中央値には1を用いた。これは、本論文では2.4節に述べたように、細分割閾値として適切な範囲は0から2までであると考えているためである。

なお、流れ場の正解誤差の算出方法は、2.3節における方法と同様である。また、無次元化した誤差の定義も同様であるが、ここに再掲する。

誤差割合 誤差を流入風の最大値で除した値。ただし、風圧係数の場合は、正解値での風圧係数の範囲の大きさで割った値。

規格化誤差 解析領域における誤差の格子体積重み付け平均値と格子体積重み付け標準偏差を求め、誤差からその平均値を引き、さらに標準偏差で割って規格化したもの。つまり、 $(e - \bar{e})/\sigma_e$ 。

3.3.1 層流2次元バックステップ流れ

ここでは、2.5.1節で検討した、層流2次元バックステップ流れについて AMR を適用し、その基礎的な性能を調べる。

計算条件

解析対象は2.5.1節と同様であるが、Fig.3.3に再掲する。計算条件はTab.3.1である。

Fig.3.4に示す段差の高さの1/4の幅の等間隔格子を初期格子として、計4回のAMRを行なった。2.5.1節での最密格子による解を正解値とみなし、誤差の正解値を算出した。

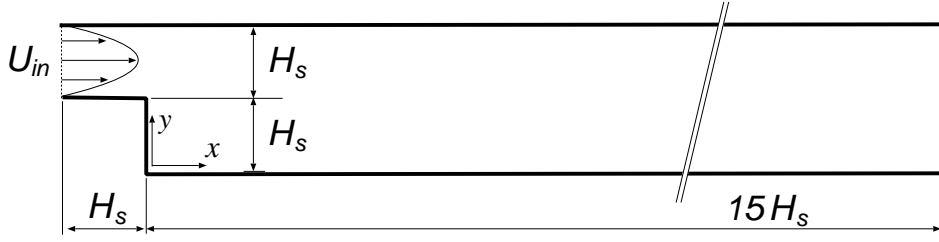


Fig. 3.3: Laminar flow over a 2-D backward-facing step

Tab. 3.1: Calculation conditions

Reynolds number	$U_{max}H_s/\nu = 100$
Inlet	$U_{in} = U_{max} \{1 - (2y/H_s - 3)^2\}$
Outlet	Zero gradient for all properties
Wall	Non slip wall
Convection differencing scheme	Central differencing
Diffusion differencing scheme	Central differencing
Coupling algorithm	SIMPLE
Linear solver for U	Bi-CGSTAB
Linear solver for p	AMG
Number of cells (Mesh spacing)	Initial : 5.0×10^3 ($1/4H_s$) Finest for the exact: 5.1×10^5 ($1/128H_s$)

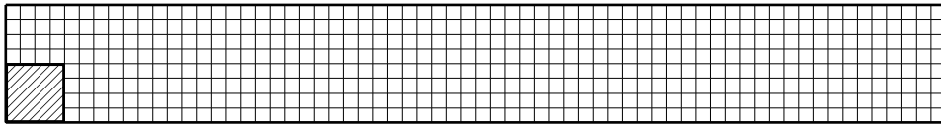


Fig. 3.4: Initial mesh

方向性パラメータに関する検討

まず最初に、方向性パラメータ ξ に関する検討を行なった。検討ケースを Tab.3.2 に示す。中央値は2次元流れに対して Jasak が推奨する値 0.6 を用い、0.2 刻みで変化させた5つのケースを検討した。また、細分割閾値は1とした。

Fig.3.5 に、各ケースにおける格子数と速度に関する正解誤差割合の標準偏差との関係を示す。ここで、同じケース上に5点のマークがあるが、一番格子数が少ない左端のマー

Tab. 3.2: Parametric study about directional parameter

Directional parameter	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
-----------------------	-----	-----	-----	-----	-----

Note: Threshold for refinement is 1.0.

クが初期格子での正解誤差割合の標準偏差，その右のマークが AMR を一回行なった格子での正解誤差割合の標準偏差となっており，右に進むに従って AMR の回数が増えている．これを見ると，格子数と正解誤差割合の標準偏差との対応関係はどの方向性パラメータでもほぼ同様であるが，方向性パラメータが小さくなるに従って，最終的に生成される格子数が増加していく．

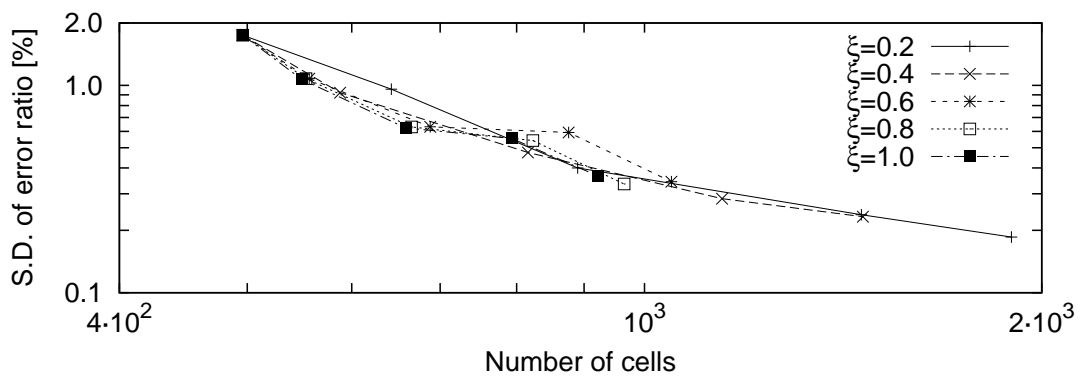


Fig. 3.5: Scaling of standard deviation of exact error about all directional parameter

Fig.3.6 に，各ケースにおける最終格子での格子数と誤差割合の標準偏差を示すが，方向性パラメータが 0.6 以上では，誤差割合の標準偏差がほぼ一定であり，方向性パラメータが 0.6 以下になると，格子数が増加するが誤差割合の標準偏差は減少する．

以上より，この流れの場合，方向性 AMR において，格子数があまり増加しないまま正解誤差割合が小さくなるといった効率的な格子が生成されているのは，方向性パラメータが 0.2 から 0.6 の範囲であると言える．

細分割閾値に関する検討

次に，細分割閾値 ε に関する検討を行なった．検討ケースを Tab.3.3 に示す．方向性パラメータは，上記の方向性パラメータに関する検討で得られた適切な範囲の中央値である 0.4 とした．

各ケースにおける格子数と速度に関する正解誤差割合の標準偏差との関係を Fig.3.7 に示す．細分割閾値が 0.0 のケースでは，3 回目の AMR において，誤差割合の標準偏差が

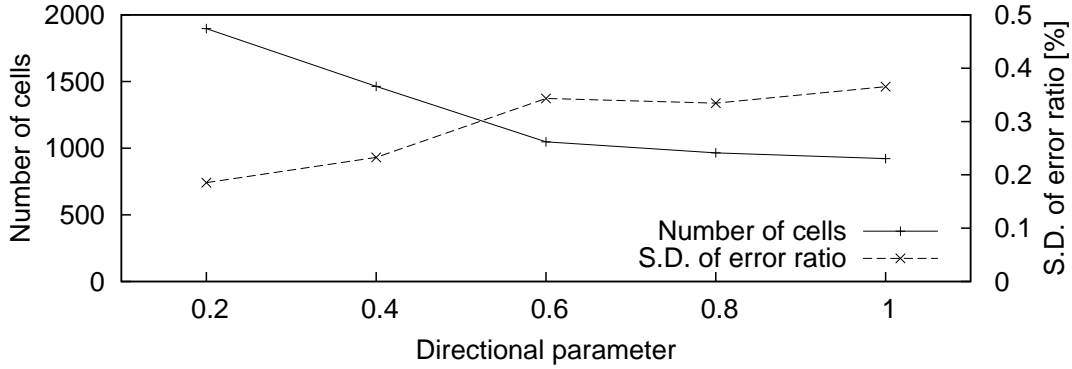


Fig. 3.6: Variation in number of cells and standard deviation of exact error on the final mesh when directional parameter changes

Tab. 3.3: Parametric study about threshold for refinement

Threshold for refinement	0.0	0.5	1.0	1.5	2.0
--------------------------	-----	-----	-----	-----	-----

Note: Directional parameter is 0.4.

ほとんど減少せず，格子数だけが増加しており，最終的な格子数も多い．逆に細分割閾値が 2.0 のケースでは，1 回の AMR で減少する誤差割合の標準偏差は小さく，最終格子での誤差割合の標準偏差も大きい．

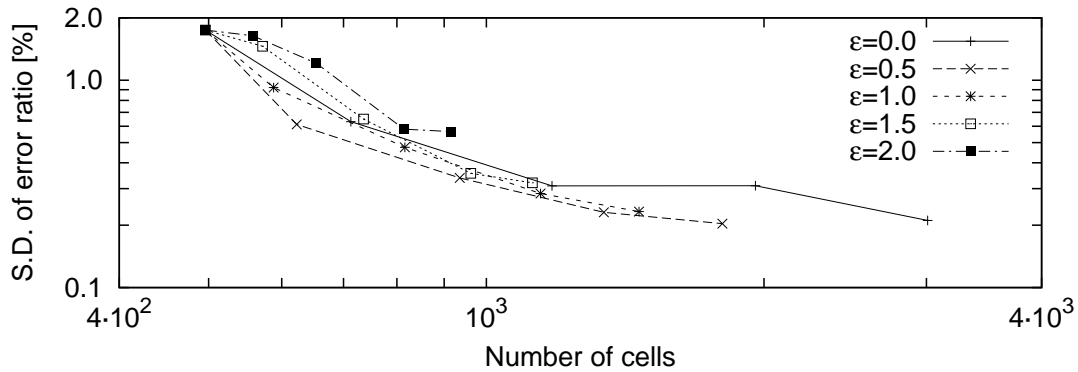


Fig. 3.7: Scaling of standard deviation of exact error about all threshold for refinement

Fig.3.8 に，各ケースにおける最終格子での格子数と速度に関する誤差割合の標準偏差を示す．細分割閾値が小さくなるに従って格子数が増加しており，特に細分割閾値が 0.5 以下では大きく増加している．また，細分割閾値が大きくなるに従って誤差割合の標準偏差が増加しており，特に細分割閾値が 1.5 以上では大きく増加している．以上より，格子数と誤差割合のバランスが良いのは，細分割閾値が 0.5 から 1.5 の範囲である．

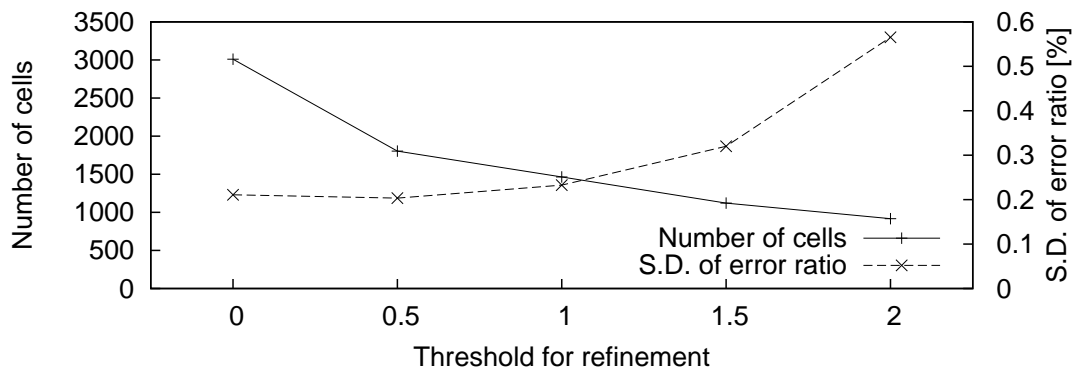


Fig. 3.8: Variation in number of cells and percentage of error on the final mesh when threshold for refinement changes

解適合格子による計算結果

これまで述べたパラメータに関するケース・スタディの結果を踏まえ、以降では、一例として、ケース・スタディで得られた各パラメータに関する適切な範囲の中央値、つまり、方向性パラメータには 0.4、細分割閾値には 1 を用いた AMR による計算結果を示す。

Fig.3.9 に初期格子における速度場の計算結果と、速度の規格化正解誤差や規格化推定誤差の分布を示す。Fig.3.9(d) の Residual 法による推定誤差の分布は、(c) の正解値の分布とはだいぶ異なるものの、この流れ場における誤差の主要因である段差の角における大きな誤差を推定できている。なお、規格化推定誤差が 1 を超える格子は AMR により細分割されるが、それは Fig.3.9(d) において有色の領域となることに注意されたい。

次に等方的 AMR の計算結果を示す。Fig.3.10 に、等方的 AMR を一回行った結果の格子と、それ上の速度場の計算結果、および、速度の規格化正解誤差や規格化推定誤差の分布を示す。Fig.3.10(a) の格子を見ると、初期格子における規格化推定誤差が 1 以上であるために Fig.3.9(d) で有色となった領域の格子が等方的に細分割されていることがわかる。この領域は主に流入口や後流渦の周辺であるため、これらが細分割されたことにより、Fig.3.10(b) の速度場に示す通り、流入口での速度勾配の解像性能が向上した他、dividing streamline がより鋭く捕捉されている。

Fig.3.11 から Fig.3.13 に、等方的 AMR を 2 回、3 回、4 回と行なった後の生成格子と、それ上における速度場の計算結果および、速度の規格化正解誤差や規格化推定誤差の分布を示す。2 回目の AMR における格子の細分割状況は、1 回目の時とほぼ同様であるが、3 回目以降の AMR においては、流出口側の上下壁面の近傍が細分割されるようになる。これは以下の理由による。段差において一旦剥離した流れが床壁面に再付着した後は、上下方向に緩やかな速度勾配を持つ流れとなるため、初期格子のような粗すぎる格子

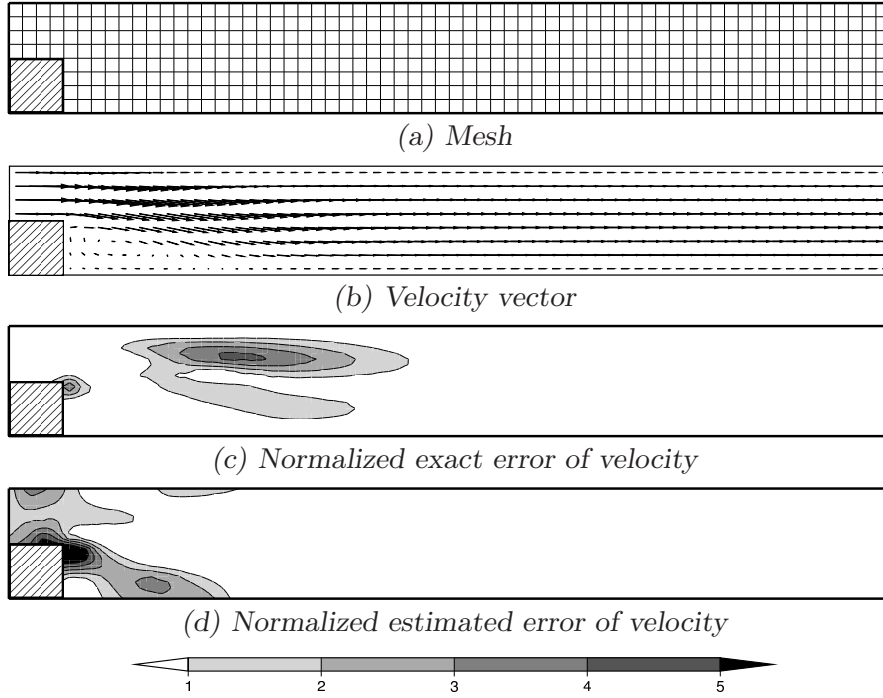


Fig. 3.9: Initial mesh and velocity vector, normalized exact error and estimated error of velocity on that mesh

では、この速度勾配が解像できずに、Residual 法で多少の誤差が推定される。しかし、1, 2 回目の AMR では、流入口や後流渦での推定誤差が大きく、上下壁面の近傍における誤差は相対的に小さかったため、規格化すると細分割閾値以下となり細分割されなかった。一方、3 回目以降の AMR では流入口や後流渦付近の格子がだいぶ細かく分割されたことにより、この領域での推定誤差が小さくなったため、その影響で上下壁近傍での規格化推定誤差が細分割閾値を超えたのである。

ここで、規格化誤差の正解値と Residual 法による推定値の分布が、初期格子ではだいぶ異なっていたが、AMR が進むにつれ両者の分布に大きな差異が無くなっていることに注目したい。というのも、Residual 法により打ち切り誤差が大きい領域が概ね特定され、その領域内の格子が AMR によって細分割されることにより、誤差の移流・拡散機構の生産項として働く打ち切り誤差が次第に小さくなり、解析領域全体で打ち切り誤差が均一化される。これにより、本研究のように誤差の移流・拡散を推定しない誤差手法を用いていても、AMR を何回か行なって格子がある程度細かくなった後では、移流・拡散分を無視したことによる近似誤差は小さくなり、誤差の推定値と正解値の分布性状は近づいていく。

次に方向性 AMR の計算結果を示す。Fig.3.14 に、等方的 AMR を一回行った結果の

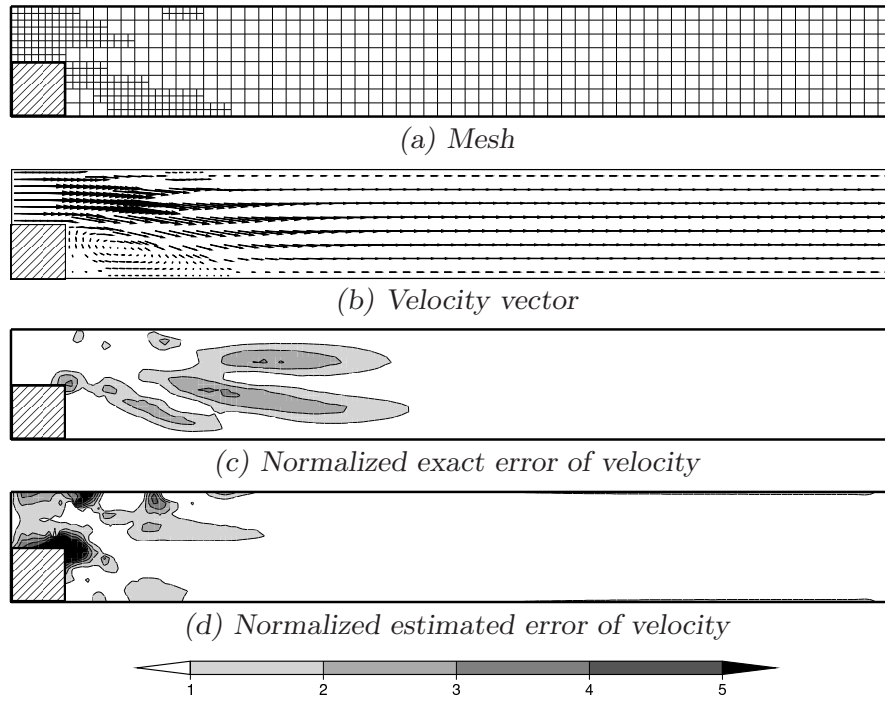


Fig. 3.10: First level mesh generated by isotropic AMR and velocity vector, normalized exact error and estimated error of velocity on that mesh

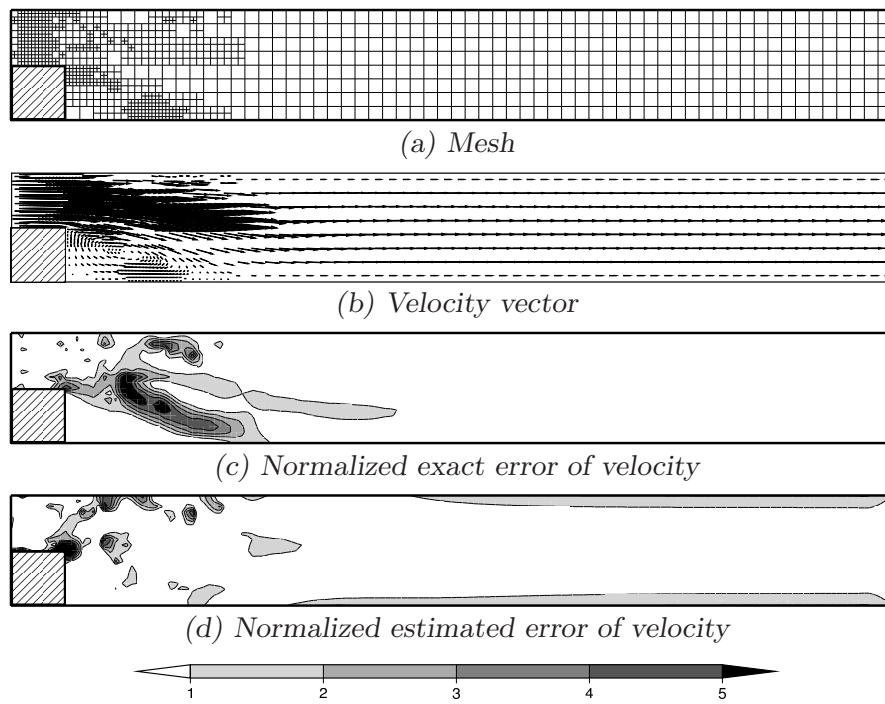


Fig. 3.11: Second level mesh generated by isotropic AMR and velocity vector, normalized exact error and estimated error of velocity on that mesh

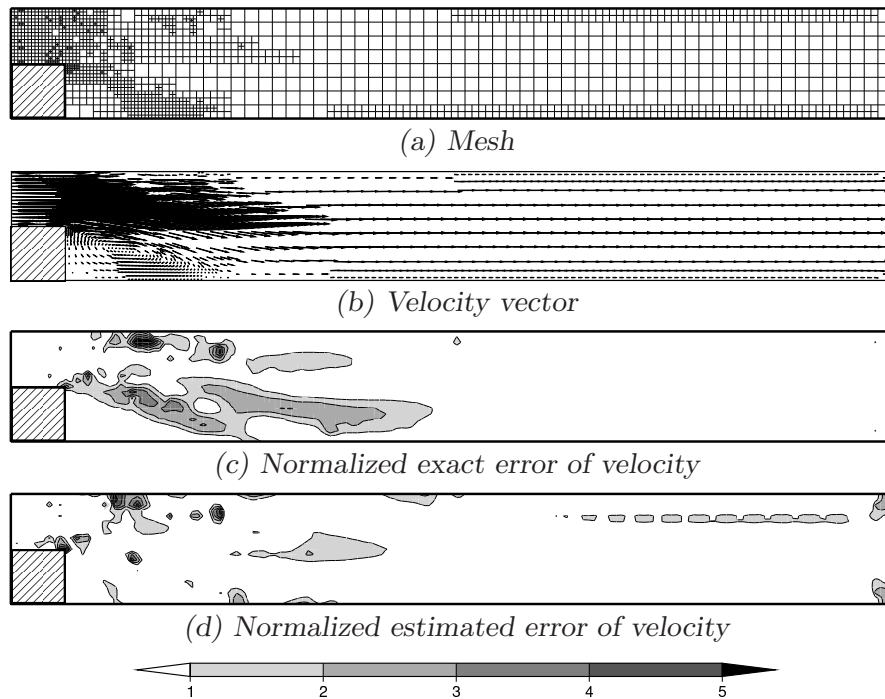


Fig. 3.12: Third level mesh generated by isotropic AMR and velocity vector, normalized exact error and estimated error of velocity on that mesh

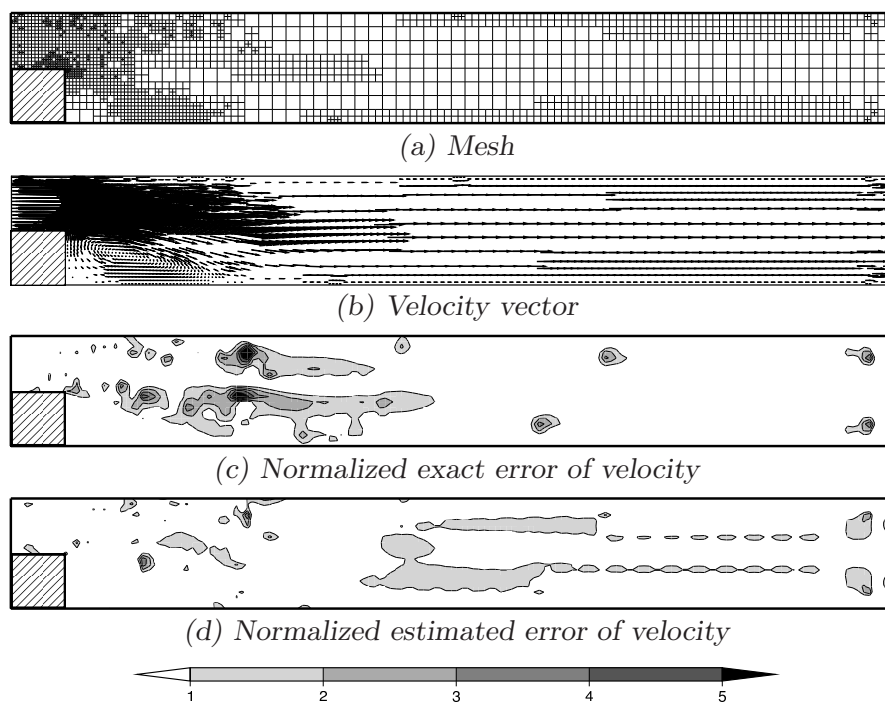


Fig. 3.13: Fourth level mesh generated by isotropic AMR and velocity vector, normalized exact error and estimated error of velocity on that mesh

格子と、それ上における速度場の計算結果、および、速度の規格化正解誤差や規格化推定誤差の分布を示す。流入口や後流渦付近において格子が分割されるのは、Fig.3.10(a) の等方的 AMR の時と同様であるが、方向性 AMR では、縦方向に速度勾配の激しい流入口では、その方向のみ格子が細かく分割されており、流れ場の性状が複雑な後流では、等方的に分割されている。また、one-irregular mesh のルールにより、格子内における分割界面は 1 つまでとなっており、格子の平滑性と直交性がそのルールの範囲で保たれている。

Fig.3.15 から Fig.3.17 に、2 回目以降の方向性 AMR による結果を示すが、等方的 AMR の時とほぼ同様のことが言える。

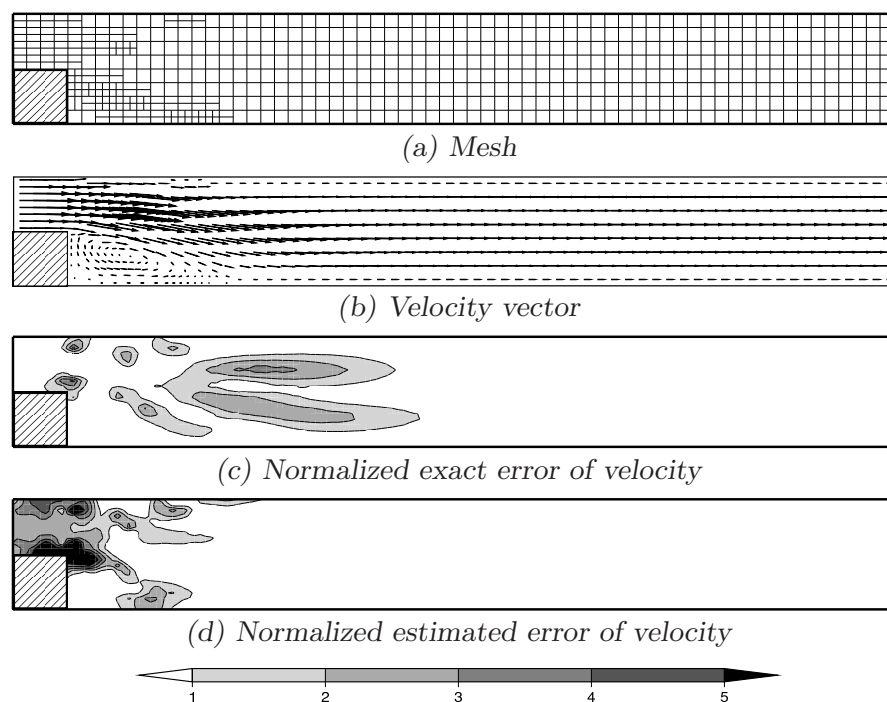


Fig. 3.14: First level mesh generated by directional AMR and velocity vector, normalized exact error and estimated error of velocity on that mesh

Fig.3.18 に初期格子と等方的 AMR、方向性 AMR の最終格子における速度の正解誤差割合の分布を示すが、AMR 後では全領域で誤差が小さくなっていることがわかる。なお、AMR の最終格子での再付着距離は、等方的 AMR が 2.72、方向性 AMR が 2.79 であり、一様分割での最密格子での再付着距離である 2.91 と一定の誤差がある。これは、まだ細分割が足りないことも要因の一つであるが、そもそも再付着点付近では速度が小さいため、推定誤差も小さくなり、通常の細分割手順では再付着点の近傍では格子が分割されにくくなることも原因の一つである。再付着点を精度良く捕獲するには、今回の AMR 手順とは別に特別な対処法が必要と考える。なお、再付着距離の実験値は約 3 である [2]。

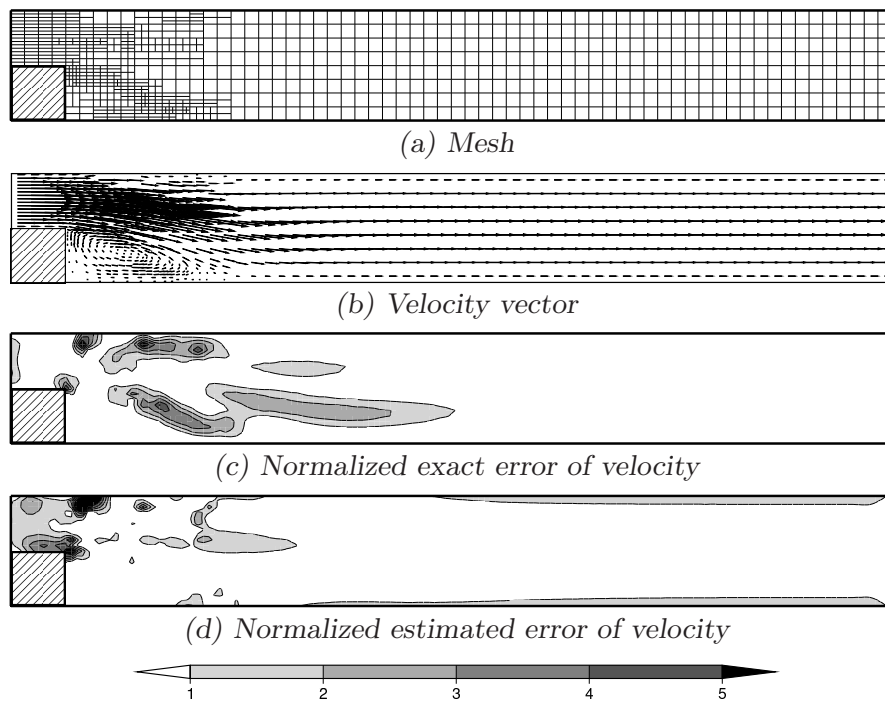


Fig. 3.15: Second level mesh generated by directional AMR and velocity vector, normalized exact error and estimated error of velocity on that mesh

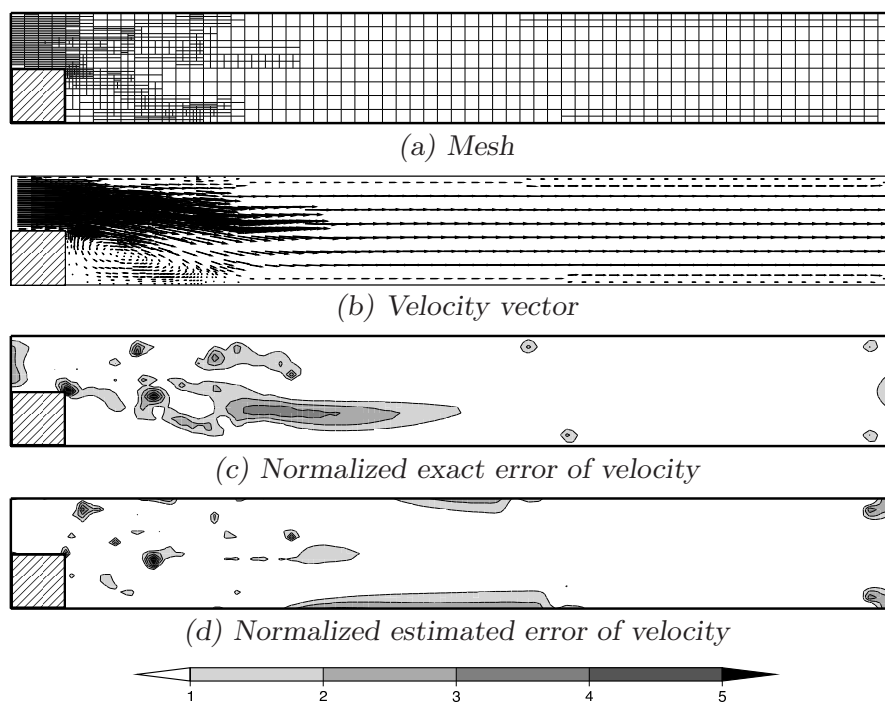


Fig. 3.16: Third level mesh generated by directional AMR and velocity vector, normalized exact error and estimated error of velocity on that mesh

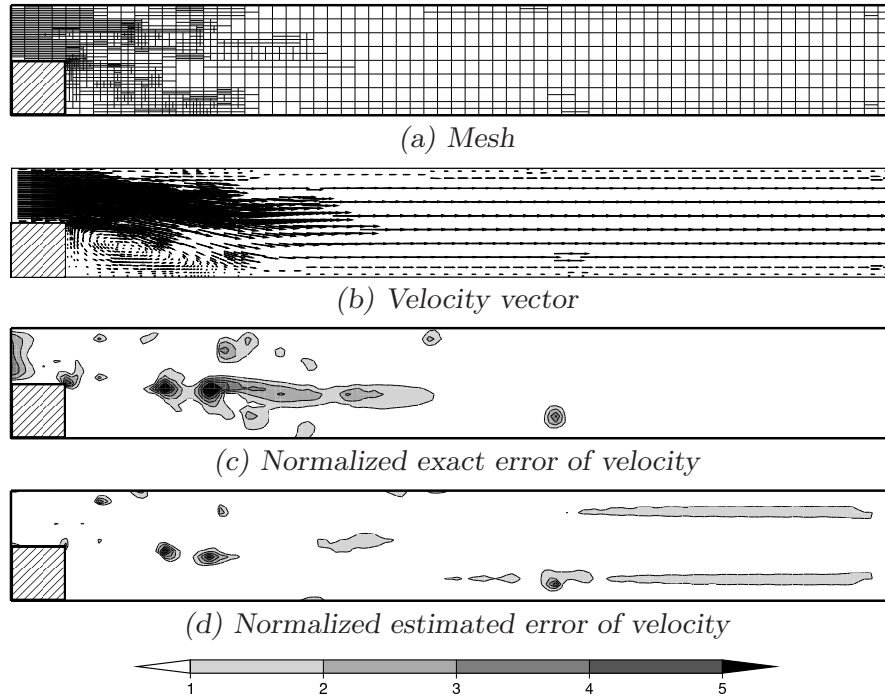


Fig. 3.17: Fourth level mesh generated by directional AMR and velocity vector, normalized exact error and estimated error of velocity on that mesh

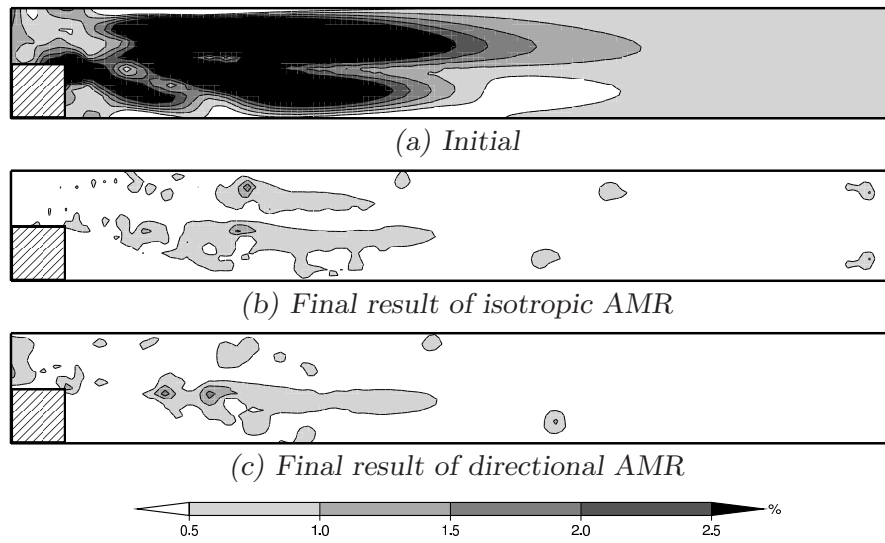


Fig. 3.18: Percentage of exact error about velocity

誤差の減少割合の比較

Fig.3.19 に格子を一樣分割した場合と、等方的 AMR や方向性 AMR を行なった場合での、速度の正解誤差割合に関する、格子重み付け標準偏差値、格子重み付け平均値、最大値といった各種統計値と生成格子数との関係を示す。どの統計値に関しても、AMR では一樣分割に対し格子数に対する誤差の減少が速い。また、等方的 AMR よりも方向性 AMR のほうが誤差の減少が速く、より効率的な格子が生成できていると言える。なお、一樣分割はこの図では初期格子を除き 2 点しかデータを描いていないが、正解値を求めた最密格子を生成する迄に実際には 5 回細分割を行なっている。ただし、一樣分割では誤差は格子数の増加に伴って減少しているものの、細分割が 3 回目以降の一樣格子は格子数が莫大となるため図からは省いた。

3.3.2 単独低層建物周辺の流れ

次に、2.5.3 節で検討した低層建物周辺の流れについて AMR を適用し、AMR のより実務的な性能を調べた。

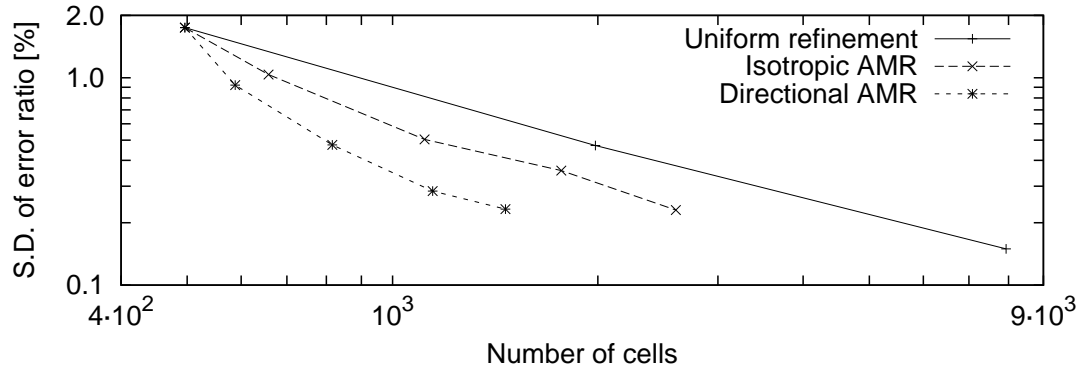
計算条件

解析対象を Fig.3.20 に示す。また、計算条件を Tab.3.4 に示す。なお、流入境界条件は 2.5.3 節と同様である。

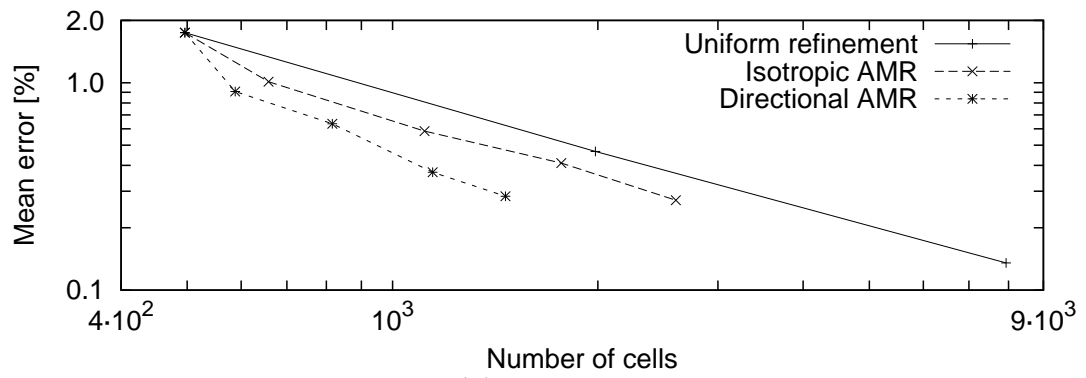
AMR に用いた初期格子を Fig.3.21 に示す。建物周辺の格子は建物の境界に適合させるように細分割したため、ベース格子の幅に比べ、格子幅が半分になっている。

正解値を求めるための最密格子を Fig.3.22 に示す。この対象の場合、3.3.1 節のように全領域で等分割格子を用いると格子数が莫大となり、流れ場の計算や誤差の算出等で時間がかかりすぎる。そこで、最密格子は等方的 AMR により生成した。ただし、等方的 AMR では通常では行なわない分割界面の最大数を 1 とする one-irregular mesh のルールを用いて格子の平滑化を行い、結果的に水平方向には等分割な格子を生成した。なお、この時の細分割閾値は 1 であり、初期格子から AMR の反復回数は 3 回である。

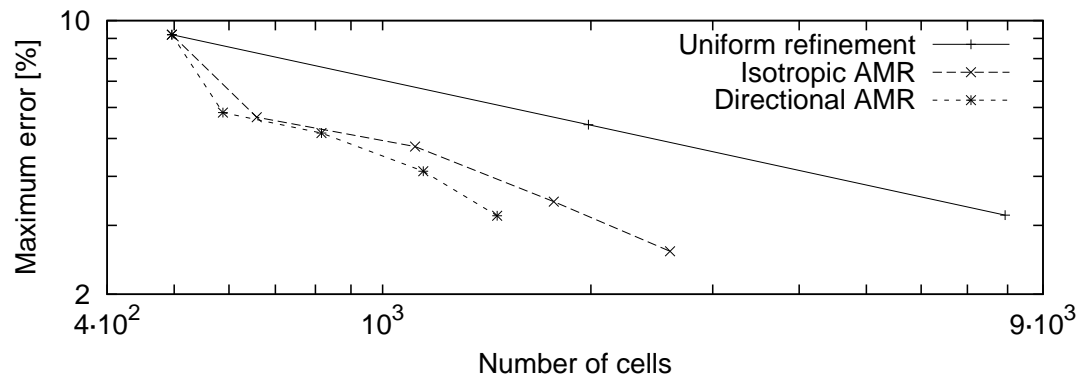
ケーススタディでは、最密格子の時と同様に、初期格子から計 3 回の AMR を行なった。細分割の指標としては、速度の規格化推定誤差と乱流エネルギーの規格化推定誤差を用いた。また、各々の指標を用いて細分割した二つの格子を、Fig.3.23 に示すように集合和を取る形で合成して格子を生成した。なお、格子を細かくしても乱流エネルギー消散率の推定誤差は減少しないことが多いため [10]、本研究では AMR での細分割の指標としては乱流エネルギー消散率の誤差は扱わなかった。また、細分割により無次元壁座標が壁関



(a) Standard deviation of error



(b) Mean error



(c) Maximum error

Fig. 3.19: Scaling of exact error of velocity

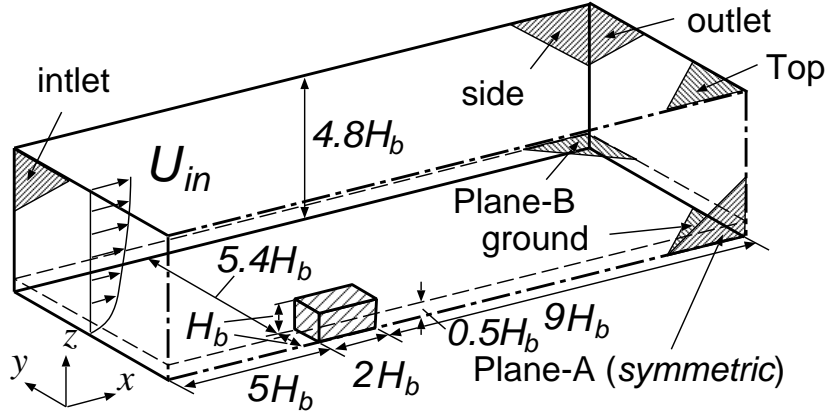


Fig. 3.20: Flow around a low-rise building

Tab. 3.4: Calculation conditions

Mesh dimension	$16H_b(x) \times 6.4H_b(y) \times 4.8H_b(z)$
Inlet	U, k : Interpolate from experiment result [68] ϵ : calculate under the assumption: $P_k = \epsilon$
Top, side, outlet	Zero gradient for all properties
Ground and wall	Generalized log-law (wall function)
Turbulence model	Shih's quadratic non-linear $k - \epsilon$ [21]
Convection differencing scheme	TVD with van Leer limiter
Diffusion differencing scheme	Central differencing
Coupling algorithm	SIMPLE
Linear solver for U, k, ϵ	Bi-CGSTAB
Linear solver for p	AMG
Number of cells	Initial : 7.9×10^3 Finest for the exact: 1.2×10^6

数の適用範囲を大きく逸脱することを防ぐために、前回の計算結果で無次元壁座標が 90 より小さい格子は、壁の法線方向に分割しないようにした。逆に、無次元壁座標が 150 を超える格子は、推定誤差の大きさに関わらず、壁の法線方向に分割した。

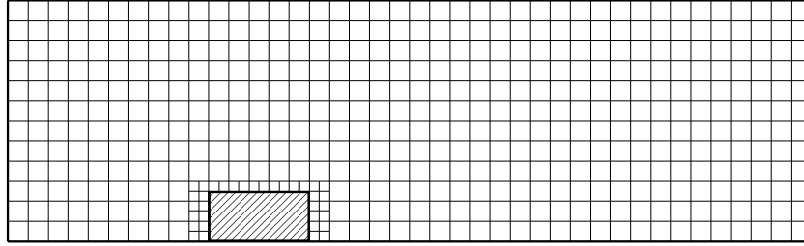
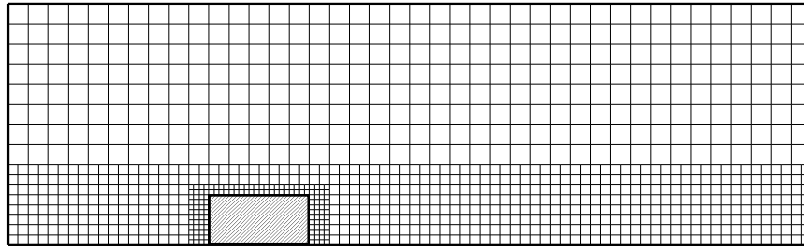
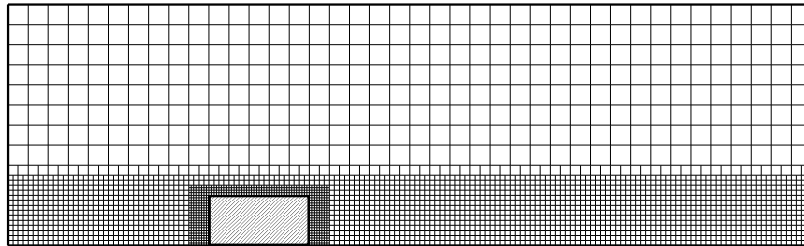


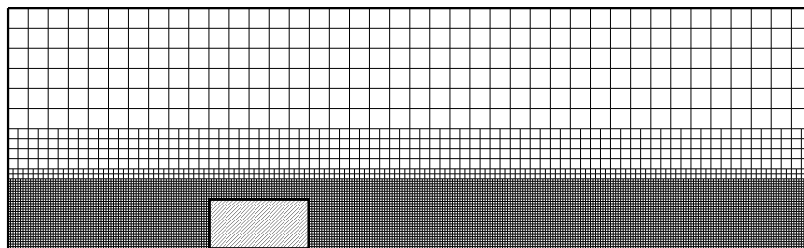
Fig. 3.21: Initial mesh on Plane-A



(a) level 1



(b) level 2



(c) level 3 (finest mesh for the exact solution)

Fig. 3.22: Meshes on Plane-A generated by fine isotopic AMR

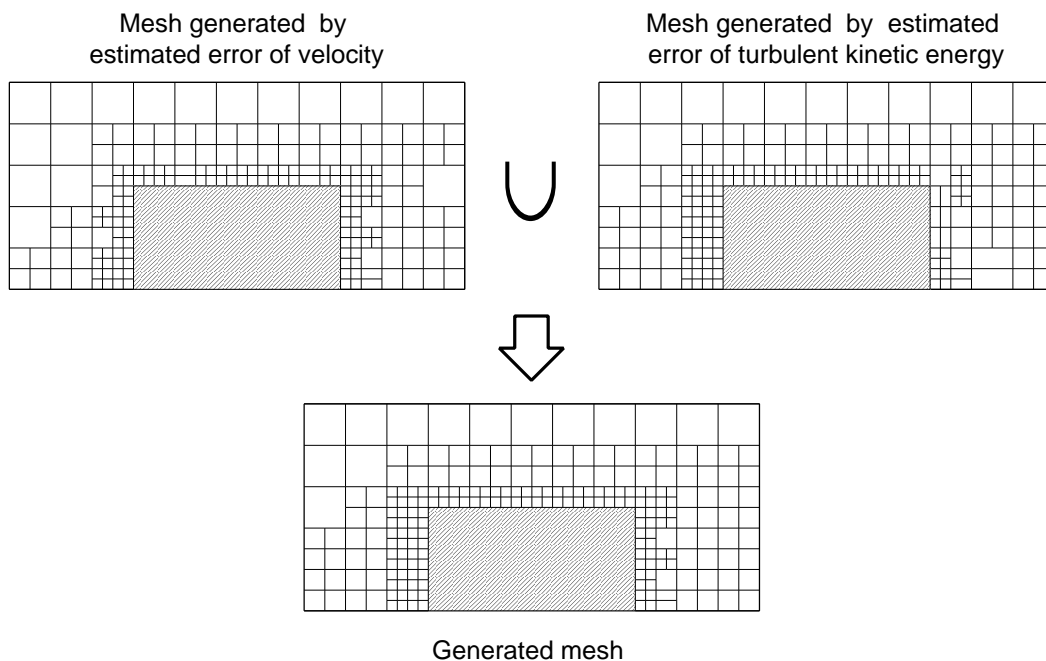


Fig. 3.23: Composition of generated meshes

方向性パラメータに関する検討

まず，層流2次元バックステップ流れの時と同様に，方向性パラメータに関する検討を行なった．検討ケースを Tab.3.5 に示す．中央値は3次元流れに対して Jasak が推奨する値 1.2 を用い，0.2 刻みで変化させた5つのケースを検討した．また，細分割閾値は1とした．

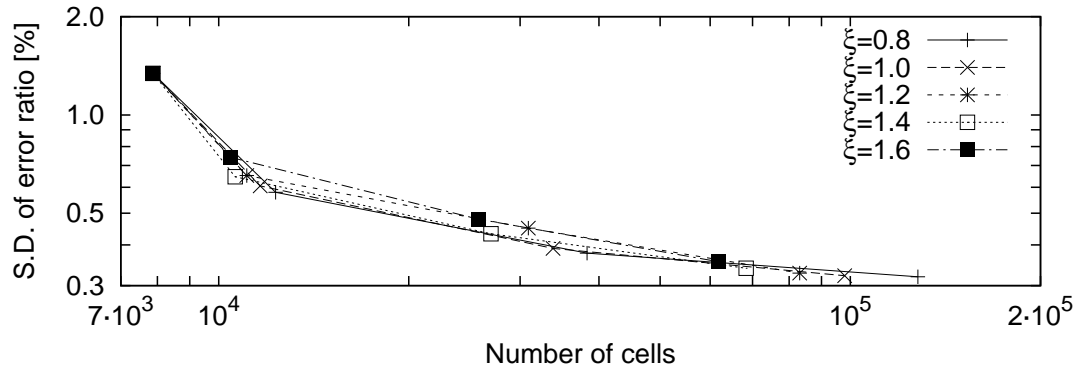
Tab. 3.5: Parametric study about directional parameter

Directional parameter	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6
-----------------------	-----	-----	-----	-----	-----

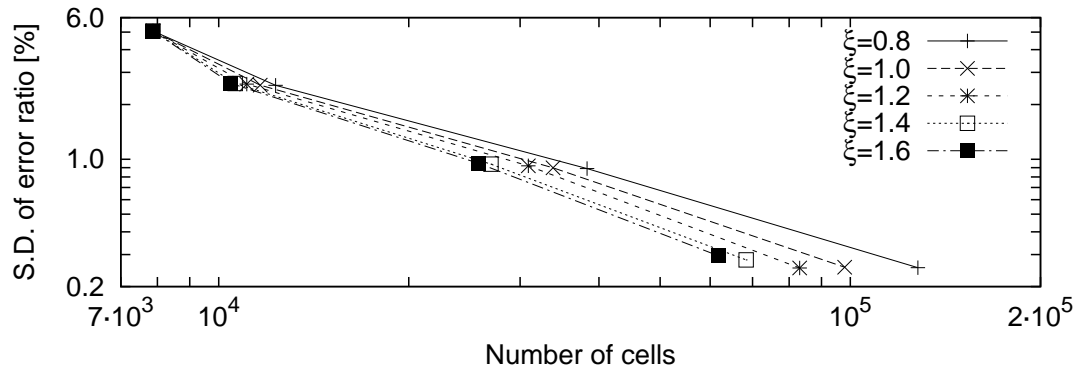
Note: Threshold for refinement is 1.0.

Fig.3.24 に，各ケースにおける AMR を行なった際の，速度と乱流エネルギー，建物表面での風圧係数に関する正解誤差割合の標準偏差と格子数との関係を示す．(a) の格子数と速度に関する正解誤差割合の標準偏差との対応は，どの方向性パラメータでもほぼ同様であるが，方向性パラメータが小さくなるに従って，最終的に生成される格子数が大きく増加していく．(b) の格子数と乱流エネルギーに関する正解誤差割合の標準偏差との対応は，方向性パラメータが大きくなるに従って正解誤差割合の減少度合が大きくなっていく．

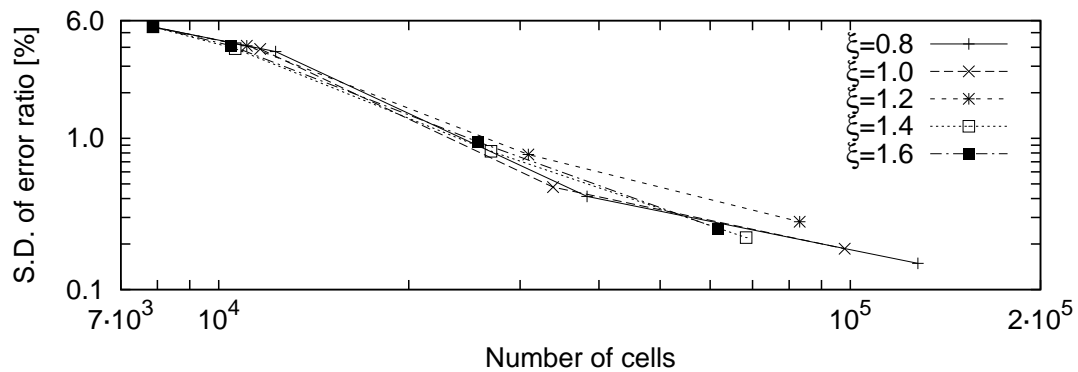
る。(c) の格子数と風圧係数に関する正解誤差割合の標準偏差との対応については、どの方向性パラメータでも概ね同様である。



(a) Standard deviation of exact error of velocity



(b) Standard deviation of exact error of turbulent kinetic energy



(c) Standard deviation of exact error of wind power coefficient

Fig. 3.24: Scaling of exact error in all directional parameters

Fig.3.25 に、各ケースにおける最終格子の格子数と各正解誤差割合の標準偏差との関係を示す。方向性パラメータが減少するに従って、格子数が増加しており、速度と乱流エネルギーに関する正解誤差割合の標準偏差は少しずつ減少している。風圧係数に関する正解

誤差割合は、方向性パラメータが 1.2 以上ではあまり変わらないが、1.2 以下では減少している。以上より、方向性パラメータの値としては 0.8 から 1.2 が適当と思われる。

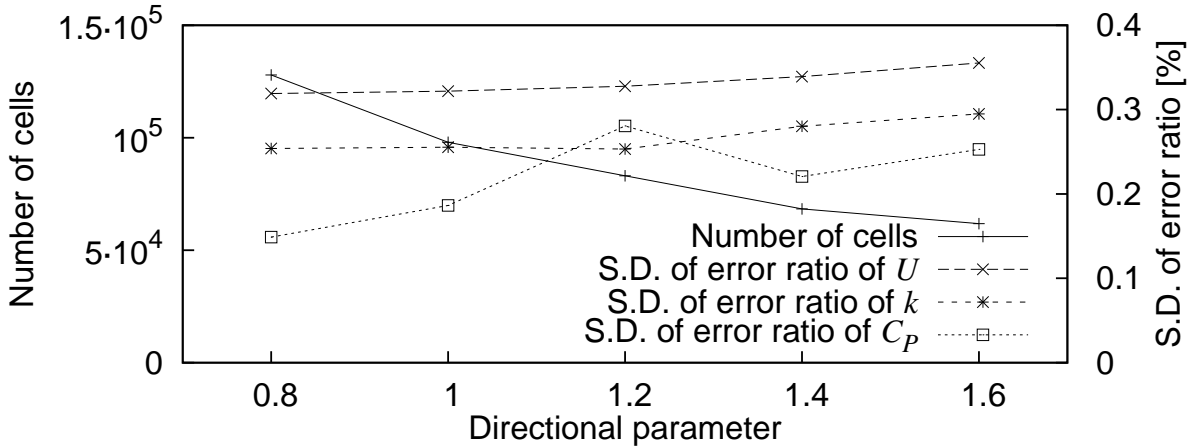


Fig. 3.25: Variation in number of cells and standard deviation of exact error on the final mesh of directional AMR when directional parameter changes

細分割閾値に関する検討

次に、細分割閾値に関する検討を行なった。検討ケースを Tab.3.6 に示す。方向性パラメータは、上記の方向性パラメータに関する検討で得られた適切な範囲の中央値である 1.0 とした。

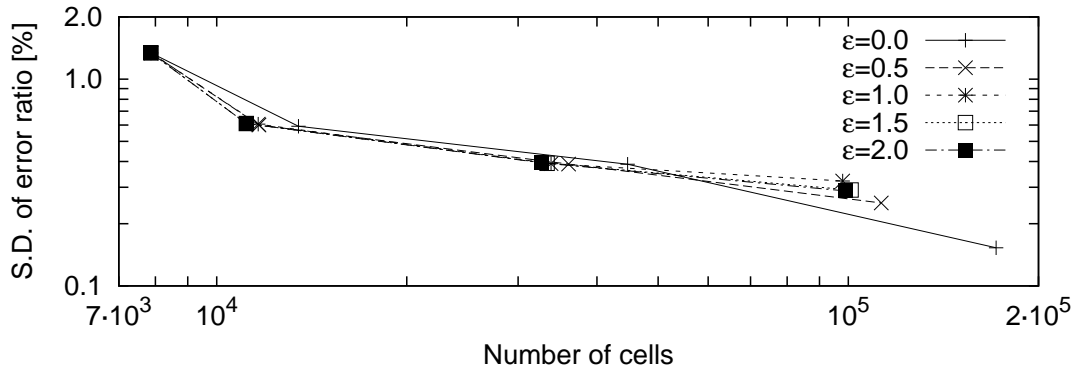
Tab. 3.6: Parametric study about threshold for refinement

Threshold for refinement	0.0	0.5	1.0	1.5	2.0
--------------------------	-----	-----	-----	-----	-----

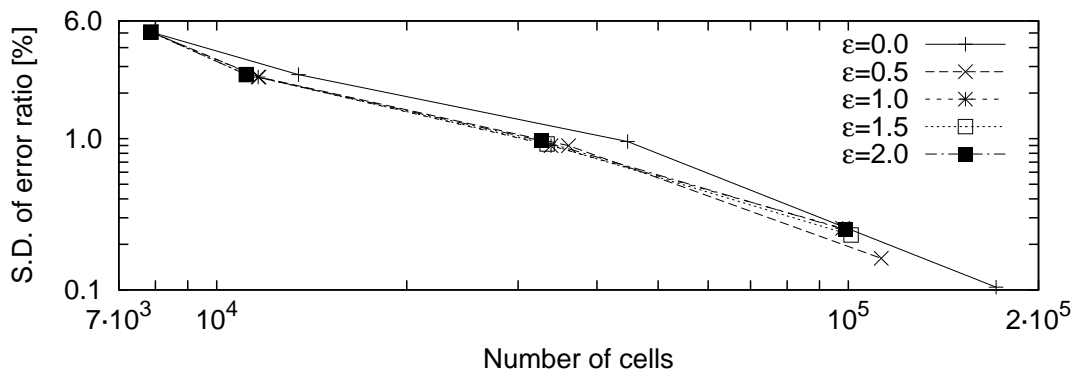
Note: Directional parameter is 1.0.

各ケースにおける AMR を行なった際の格子数と各正解誤差割合の標準偏差との関係を Fig.3.26 に示す。細分割閾値が 0.0 のケースは、最終的な格子数がかなり大きく、正解誤差割合の標準偏差の減少性状も他のケースと異なるが、それ以外のケースでは、ほぼ同様の性状を示す。

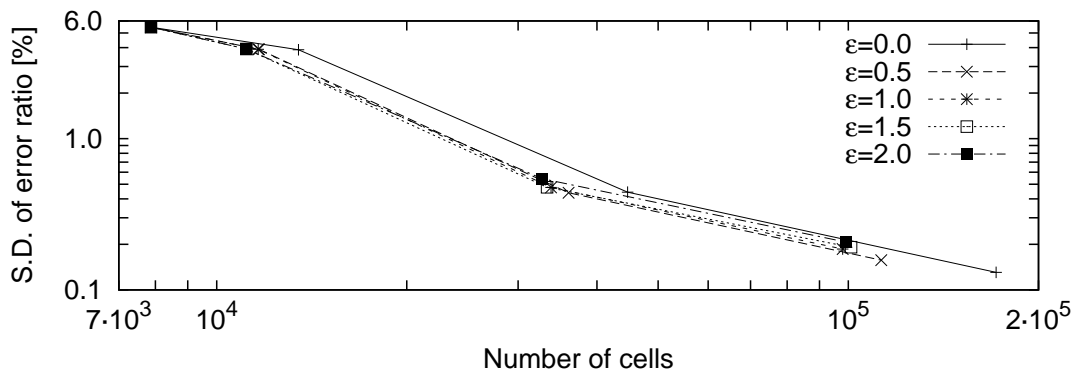
Fig.3.27 に、各ケースにおける最終格子での格子数と各正解誤差割合の標準偏差の関係を示すが、細分割閾値が小さくなるに従って格子数が増加しており、特に細分割閾値が 0.5 以下では大きく増加している。細分割閾値が大きくなると、風圧係数に関する正解誤差割合の標準偏差が少しずつ増加する。これに対し、速度や乱流エネルギーに関する正解誤差割合の標準偏差は、細分割閾値が 1.0 以下では大きく減少するが、1.5 以上ではほと



(a) Standard deviation of exact error of velocity



(b) Standard deviation of exact error of turbulent kinetic energy



(c) Standard deviation of exact error of wind power coefficient

Fig. 3.26: Scaling of of exact error in all thresholds for refinement

んど変化がない。以上より、細分割閾値は 0.5 から 1.5 の範囲が適当である。

解適合格子による計算結果

これまで述べたパラメータに関するケース・スタディの結果を踏まえ、以降では、例として、スタディで得られた各パラメータに関する適切な範囲の中央値、つまり、方向性パ

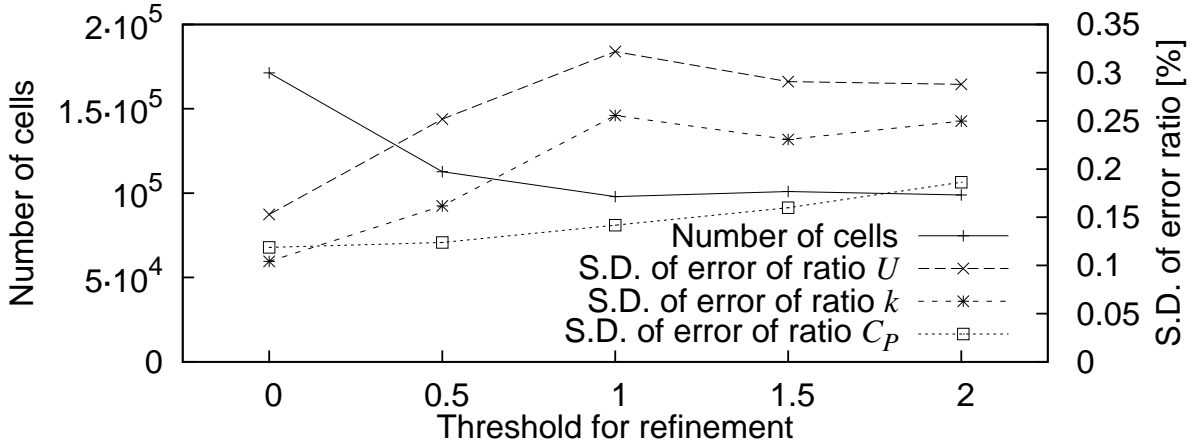
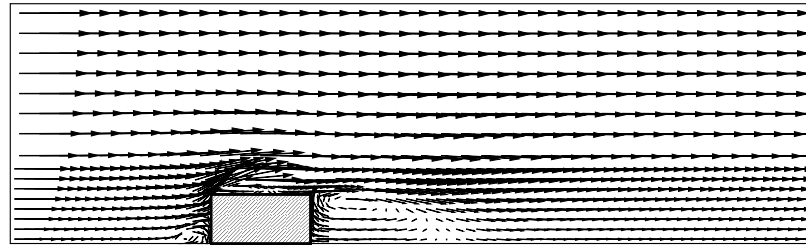


Fig. 3.27: Variation in number of cells and standard deviation of exact error on the final mesh when threshold for refinement changes

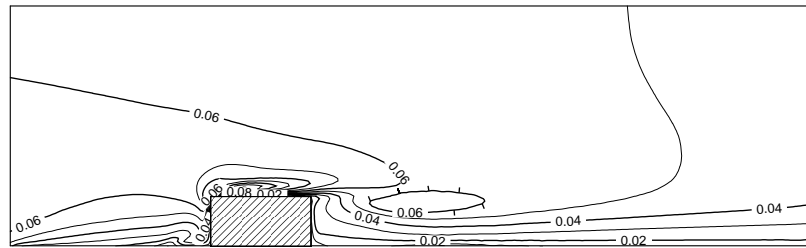
ラメータと細分割閾値共に 1 を用いた AMR による計算結果を示す。

Fig.3.28 から Fig.3.31 に、方向性 AMR の最終格子での速度場と乱流エネルギーの分布、および、等方的 AMR と方向性 AMR で生成された最終格子を示す。また、Fig.3.32 には、それらの最終格子の地表面における分割を示す。等方的 AMR と方向性 AMR どちらも、流れ場の性状が複雑な建物周辺と後流周辺や、鉛直方向に速度勾配が高い地表面付近では、格子が細かく分割されている。しかしながら、等方的 AMR では、鉛直方向だけ分割すれば速度勾配が解像でき、推定誤差が減少する地表面付近においても、Fig.3.32(a) に示すように水平方向にも併せて分割してしまうため、地表面付近で莫大に格子が増加している。これに対し、方向性 AMR では、Fig.3.32(b) に示す通り、建物、後流、流入境界付近以外では水平方向には分割されておらず、流入風境界層の効率的な解像が出来ることがわかる。

Fig.3.33 から Fig.3.36 に、方向性 AMR の最終格子での速度場と乱流エネルギーの建物周辺の分布、および、等方的 AMR と方向性 AMR で生成された最終格子の建物周辺での分割を示す。等方的 AMR では、建物のごく近傍、および、渦中心を除く建物後流の領域のみで格子が格子幅が最小となっているのに対して、方向性 AMR ではより広い範囲で格子幅が最小となっている。これは、方向性 AMR では、格子の平滑化において one-irregular mesh のルールが適用されるためであり、建物の近傍や建物後流で格子が分割されると、それに隣接する格子が上記ルールによる平滑化のために分割されるという現象が広く伝播するためである。このため、方向性 AMR では、推定された誤差が大きい領域だけでなく、その周辺を含めて滑らかに格子が分割されるため、多少格子数が増えるものの、流れ場の解析精度の向上が計られると予想される。

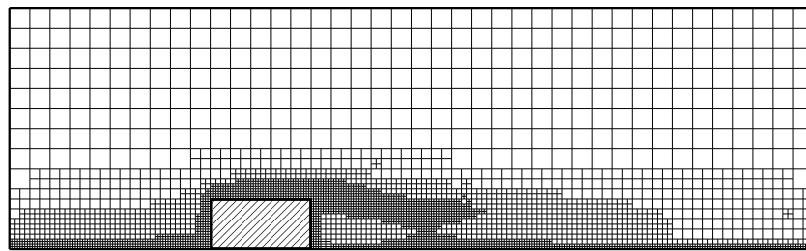


(a) Velocity vector (shown on a coarse mesh)

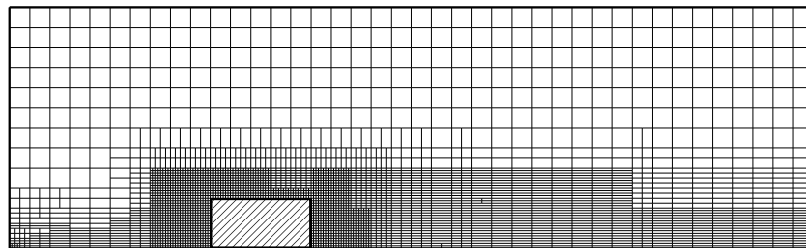


(b) Turbulent kinetic energy

Fig. 3.28: Velocity and turbulent kinetic energy of final directional AMR on Plane-A

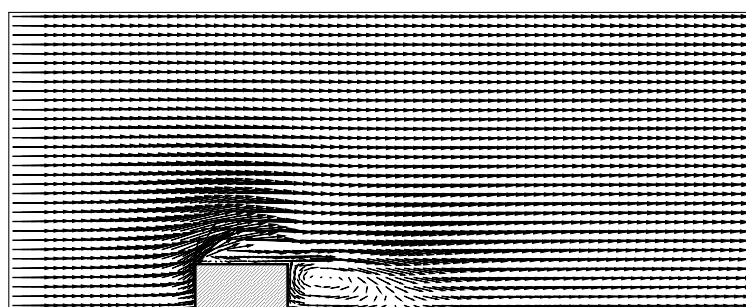


(a) Isotropic AMR

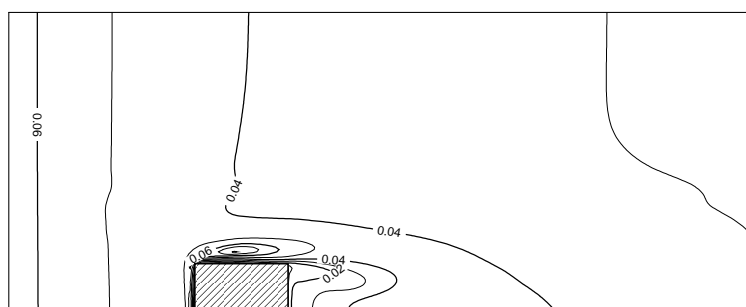


(b) Directional AMR

Fig. 3.29: Final mesh on Plane-A

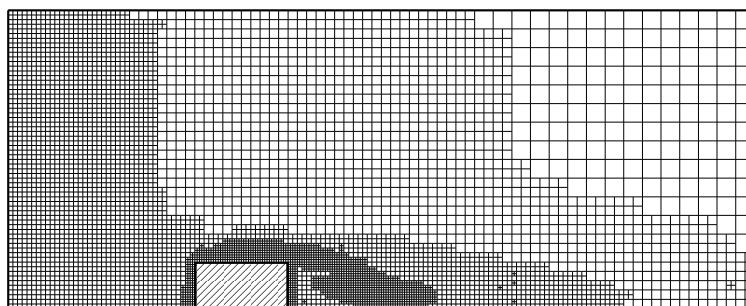


(a) Velocity vector (shown on a coarse mesh)

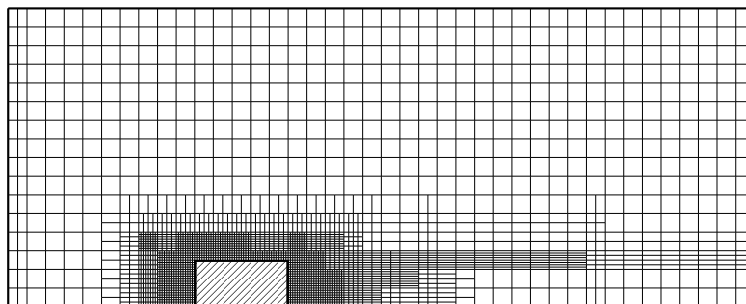


(b) Turbulent kinetic energy

Fig. 3.30: Velocity and turbulent kinetic energy of final directional AMR on Plane-B



(a) Isotropic AMR



(b) Directional AMR

Fig. 3.31: Final mesh on Plane-B

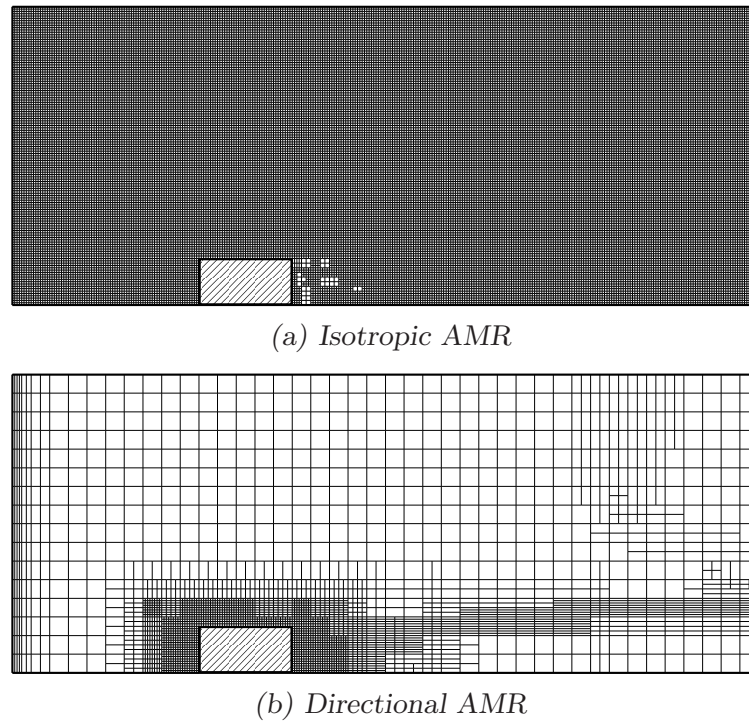
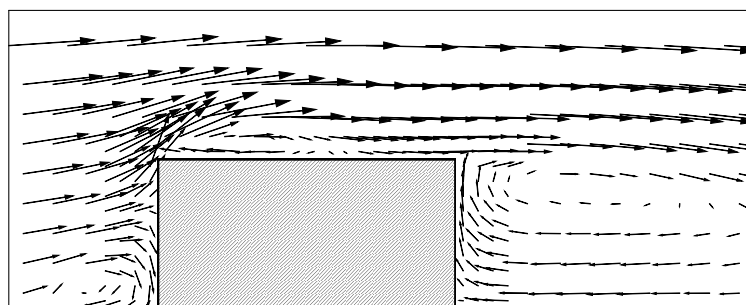


Fig. 3.32: Final mesh on the ground

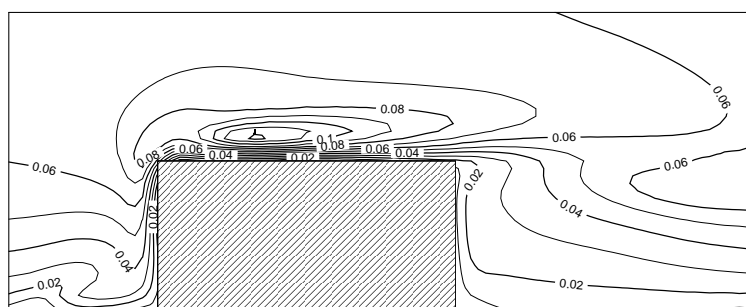
正解値および AMR の最終結果での地表面や建物表面における無次元壁座標は, Tab.3.7 に示すように, どのケースでもほぼ同じ範囲であり, 概ね壁関数の適用範囲に収まっている. ここで, 3.3.2 節で述べたように, AMR の反復過程において, 前回の計算結果で無次元壁座標が 150 を超える格子は, 推定誤差の大きさに関わらず壁の法線方向に分割しているものにもかかわらず, 最終結果では無次元壁座標が 150 を越えている格子があるが, これは以下の理由による.

- AMR の反復回数が 3 回であるため, 2 回目の AMR による計算結果において無次元壁座標が 300 を大きく超える格子では, 格子を壁の法線方向に分割しても, AMR を 3 回行なった最終結果で無次元壁座標が 150 以下にならないことがある.
- 格子が細分割されたことにより流れ場の性状が少々変化するので, 2 回の AMR による計算結果において, 無次元壁座標が 150 以下であったために, 壁の法線方向に分割されなかった格子においても, AMR を 3 回行なった最終結果で無次元壁座標が 150 以上となる場合がある.

Fig.3.37 に初期格子と, それにより得られた速度と乱流エネルギーに関する正解誤差割合の分布, および規格化推定誤差の分布を示す. 正解誤差割合に関しては, (c)–(f) に示

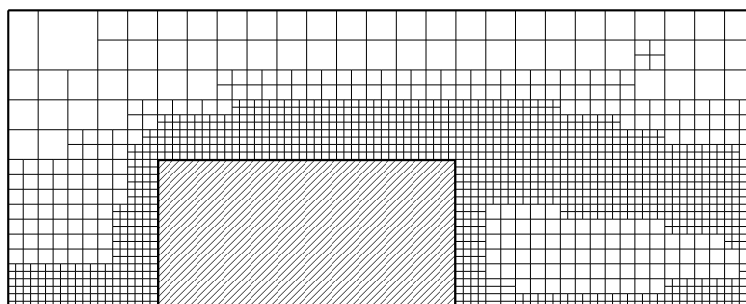


(a) Velocity vector (shown on a coarse mesh)

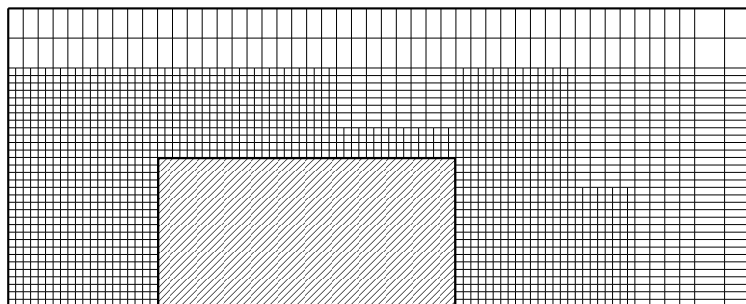


(b) Turbulent kinetic energy

Fig. 3.33: Velocity and turbulent kinetic energy of final directional AMR on Plane-A

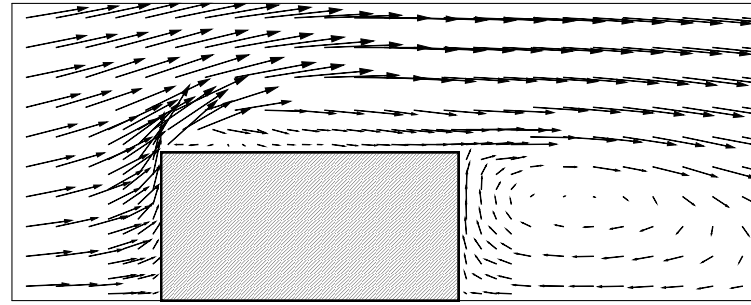


(a) Isotropic AMR

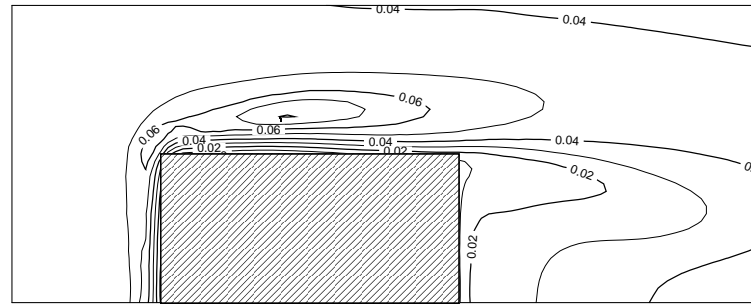


(b) Directional AMR

Fig. 3.34: Final mesh on Plane-A

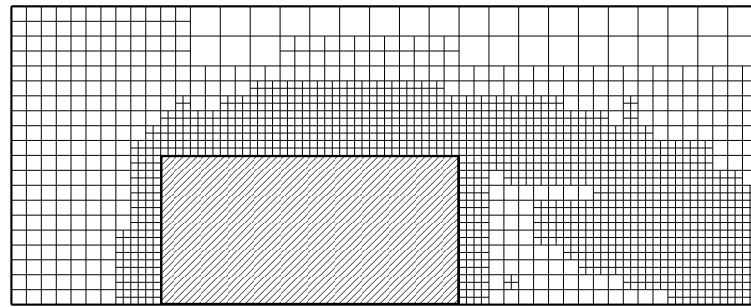


(a) Velocity vector (shown on a coarse mesh)

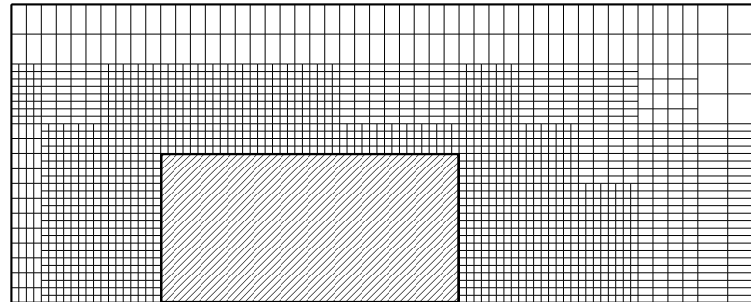


(b) Turbulent kinetic energy

Fig. 3.35: Velocity and turbulent kinetic energy of final directional AMR on Plane-B



(a) Isotropic AMR



(b) Directional AMR

Fig. 3.36: Final mesh on Plane-B

Tab. 3.7: Dimensionless wall distance in final result

Boundary	Exact solution	Isotropic AMR	Directional AMR
Ground	37~204 (144)	38~204 (144)	37~204 (144)
Building	45~277 (135)	45~276 (134)	45~277 (136)

Note: Value in parentheses is face-area weighted mean value.

すように、建物周辺や建物後流、地表面付近で5%を超えている領域が多い。(g)–(j)の規格化推定誤差の分布を見ると、この値が1を超え細分割の対象となるのは、速度に関しては建物の周辺と後流、および地表面付近であり、乱流エネルギーに関しては、建物の周辺と後流、地表面付近、流入口付近となっている。このため、等方的AMRによる一回目の生成格子であるFig.3.38(a)(b)や、方向性AMRによる一回目の生成格子であるFig.3.41(a)(b)を見ると、速度や乱流エネルギーの規格化推定誤差が1を超える領域が細分割されている。なお、Fig.3.41(b)の方向性AMRによる生成格子の水平方向の分割を見ると、乱流エネルギーの規格化推定誤差が1を超えている流入口付近が細分割されていないが、地表面付近のこれらの領域では、乱流エネルギーに関して鉛直方向の勾配が卓越するために、格子が鉛直方向のみに細分割されているのである。

等方的AMRを1回行なった後の生成格子と、それによって得られた速度と乱流エネルギーに関する正解誤差割合の分布、および規格化推定誤差の分布をFig.3.38に示す。(a)(b)の格子に関しては既に述べたので省略する。Plane-Aでの速度や乱流エネルギーの正解誤差の分布である(c)(d)を見ると、初期格子においては大きかった建物後流での正解誤差が減少しているが、建物周辺では依然として正解誤差が大きい。Plane-Bでの速度や乱流エネルギーの正解誤差の分布である(e)(f)を見ると、Plane-Aと同様に建物後流での正解誤差が初期格子に比べて減少している。また、Plane-Bにおける速度の正解誤差である(e)では、初期格子では大きかった建物から離れた領域における正解誤差が、概ね1%以下にまで減少した。これは、AMRにより流入口における地表面付近の格子が細分割されたことから、地表面における流入風の速度、乱流エネルギーの高い勾配が概ね再現されたことによる。(g)–(j)に、速度や乱流エネルギーの規格化推定誤差の分布を示す。初期格子と比べて、規格化推定誤差が1を超える領域が、初回のAMRにより細分割された領域の周辺部に広がっているが、これは次の理由による。AMRでは規格化推定誤差が大きな格子が分割されるため、AMR後では解析領域全体での規格化する前の推定誤差の平均値や標準偏差が下がる。このため、前回のAMRでは規格化推定誤差が1以下だったために分割の対象とならなかった上記のような周辺部での格子でも、前回のAMR後の計

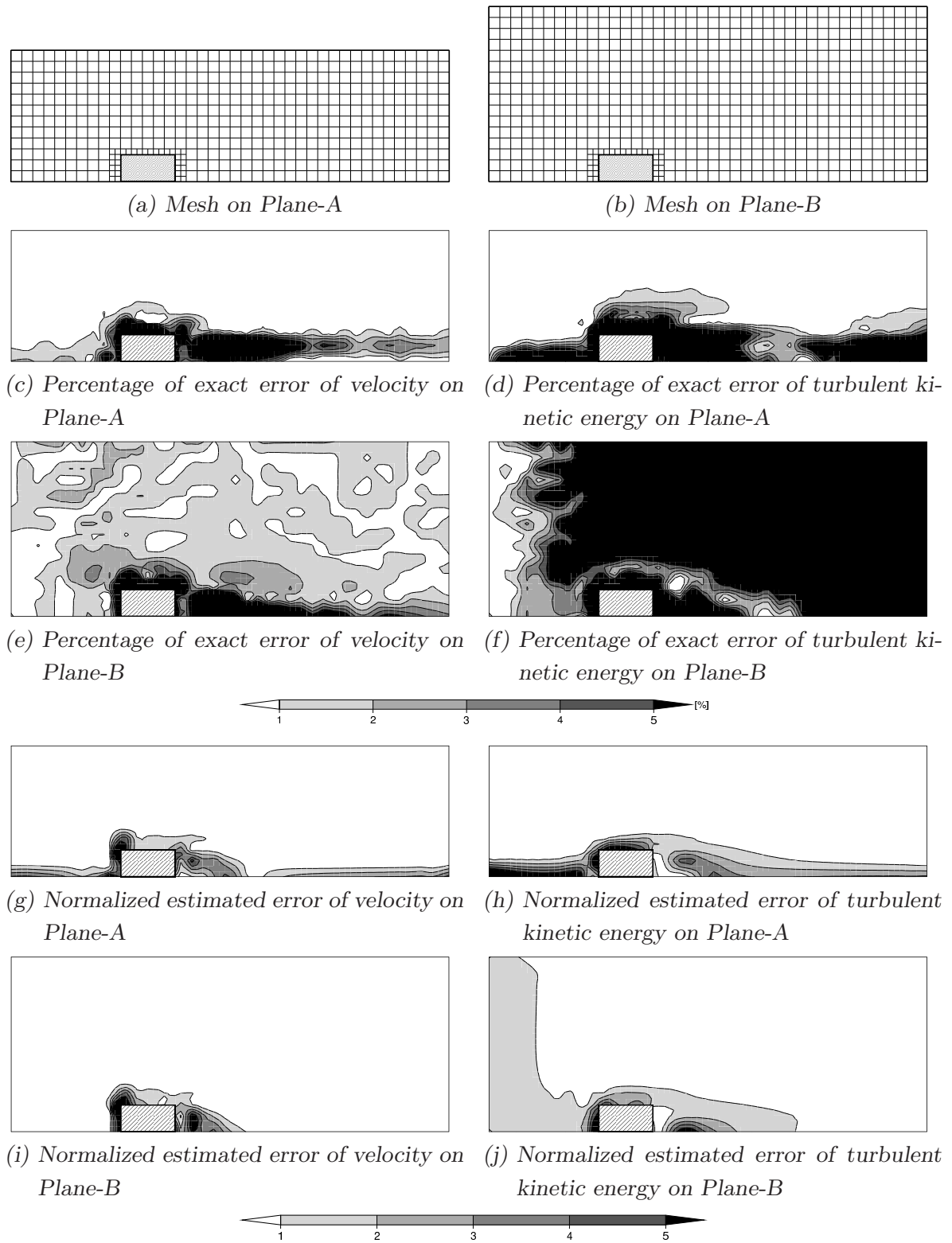


Fig. 3.37: Meshes and exact error and normalized estimated error obtained by initial mesh

算結果では規格化推定誤差が1以上となったのである。

Fig.3.39 から Fig.3.40 に、等方的 AMR を2回、3回と行なった後の生成格子と、それによって得られた速度と乱流エネルギーに関する正解誤差割合の分布、および規格化推定誤差の分布を示す。(a)(b)の生成格子を見ると、1回目のAMRの時と同様に、前回のAMR後の計算結果に対する規格化推定誤差が1を超えている建物近傍と建物後流、地表面近傍などの領域において格子が細分割されている。また、AMR毎に(c)(e)の速度の正解誤差割合は全領域で減少し、Fig.3.40(c)(e)に示す通り、最終生成格子における速度の正解誤差割合では、1%を超える領域がかなり少なくなっている。(d)(f)の乱流エネルギーの正解誤差割合に関しても、AMR毎に概ね全領域で減少しているが、Fig.3.40(d)に示す通り、最終生成格子においても、建物上空での正解誤差割合は5%を超えている。なお、(g)–(j)の規格化推定誤差に関する傾向は1回目の時とほぼ同様である。

Fig.3.41 に、方向性 AMR を1回行なった後の生成格子と、それによって得られた速度と乱流エネルギーに関する正解誤差割合の分布、および規格化推定誤差の分布を示す。(a)(b)の格子に関しては等方的 AMR 同様既に述べたので省略する。(c)–(f)の正解誤差割合の分布やその傾向は、1回目の等方的 AMR の時の Fig.3.38(c)–(f) と同様である。一方、(g)–(j)の規格化推定誤差では、等方的 AMR の時の Fig.3.38(g)–(j) に比べて、規格化誤差が1を超える領域が狭い。この原因としては、Fig.3.42 に示すように、方向性 AMR のほうが等方的 AMR に比べて、地表面上の格子における推定誤差が大きいため、方向性 AMR では推定誤差の平均値や標準偏差がより大きくなり、結果的に方向性 AMR において解析領域全体で規格化推定誤差が小さくなったことが挙げられる。さらにその原因は、以下のように説明できる。地表面上の格子では、建物の周辺を除き、速度や乱流エネルギーの勾配が鉛直方向に大きく卓越するために、Fig.3.43 に示すように、方向性 AMR では格子が水平方向にほとんど分割されない。しかし、建物周りの旋回流があるため、建物から少し離れた場所においても、水平方向における速度や乱流エネルギーの勾配が若干ながら存在するので、水平方向の分割が粗い方向性 AMR では推定誤差が大きくなるのである。ただし、地表面上の格子における、速度や乱流エネルギーの正解誤差の大きさは、Fig.3.44 に示すように方向性 AMR と等方的 AMR でほとんど変わらない結果となる。

Fig.3.45 から Fig.3.46 に、方向性 AMR を2回、3回と行なった後の生成格子と、それによって得られた速度と乱流エネルギーに関する正解誤差割合の分布、および規格化推定誤差の分布を示す。Fig.3.46(a)のPlane-Aにおける生成格子を見ると、one-irregular mesh のルールにより、等方的 AMR と比べ、格子が細かい領域が、建物前方や建物後方に矩形上に広がっている。このため、Fig.3.40(c)に見られたように、等方的 AMR の最終格子では建物高さの2倍程度の高さ付近に速度の正解誤差割合が1%を超える領域が

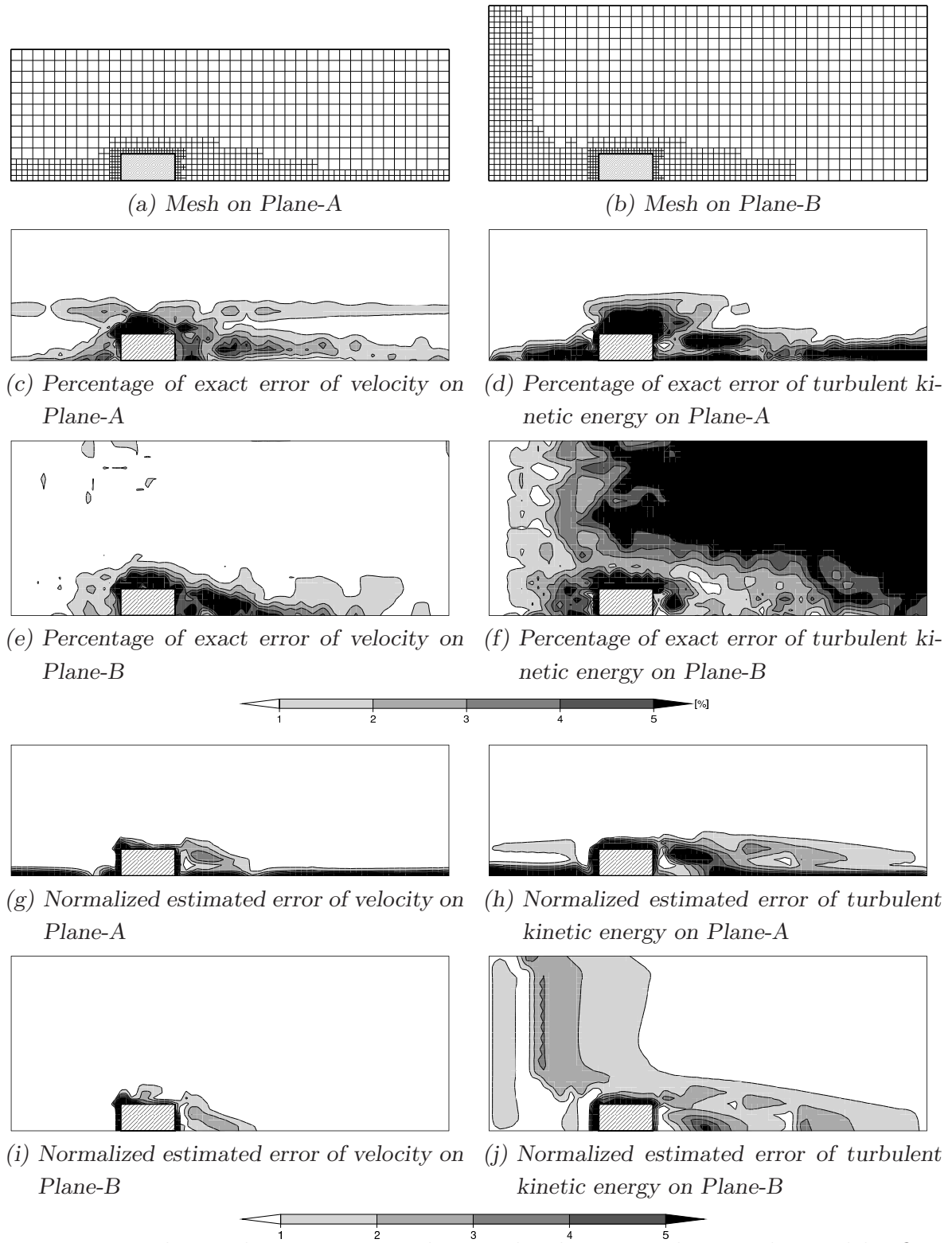


Fig. 3.38: Meshes and exact error and normalized estimated error obtained by first isotropic AMR

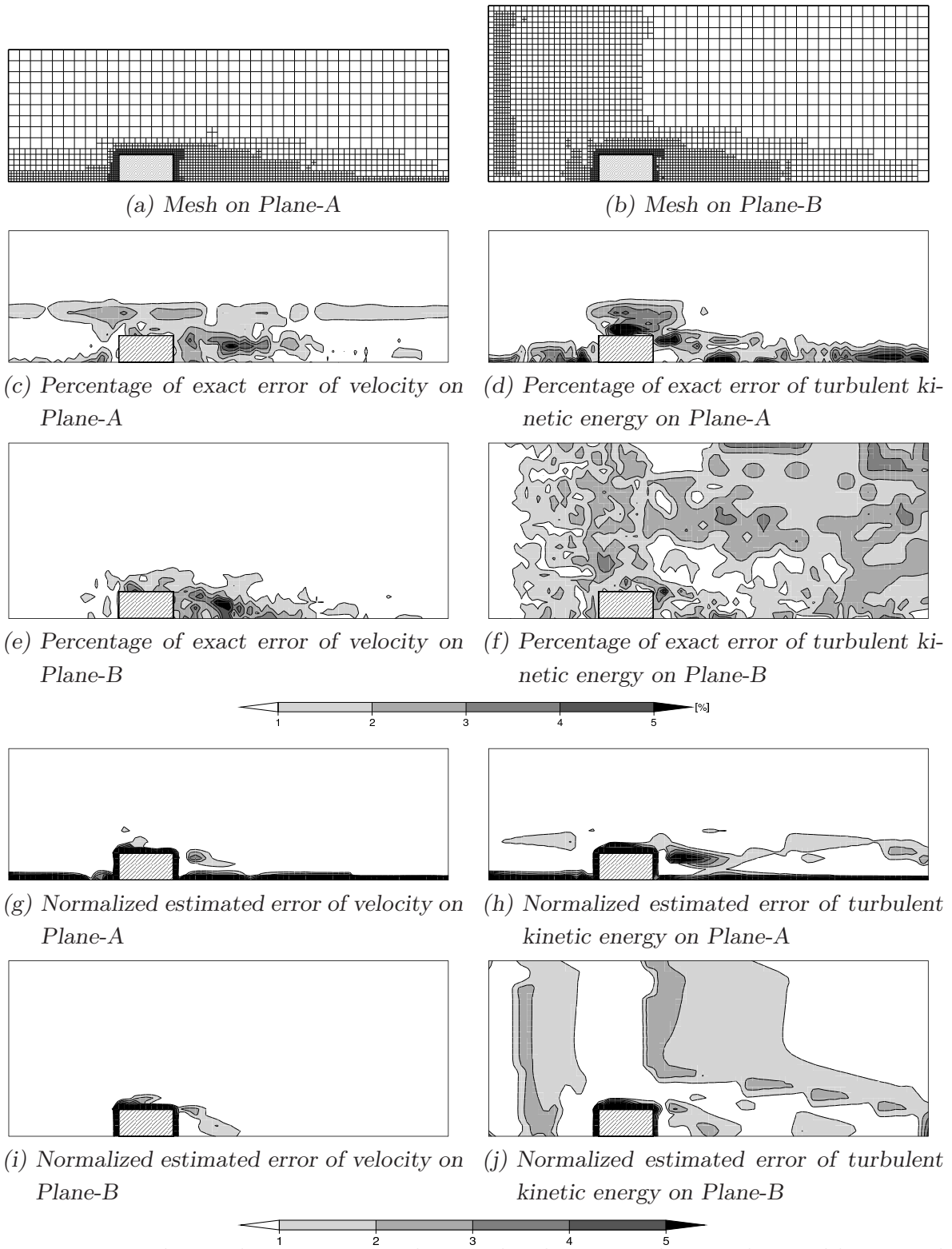


Fig. 3.39: Meshes and exact error and normalized estimated error obtained by second isotropic AMR

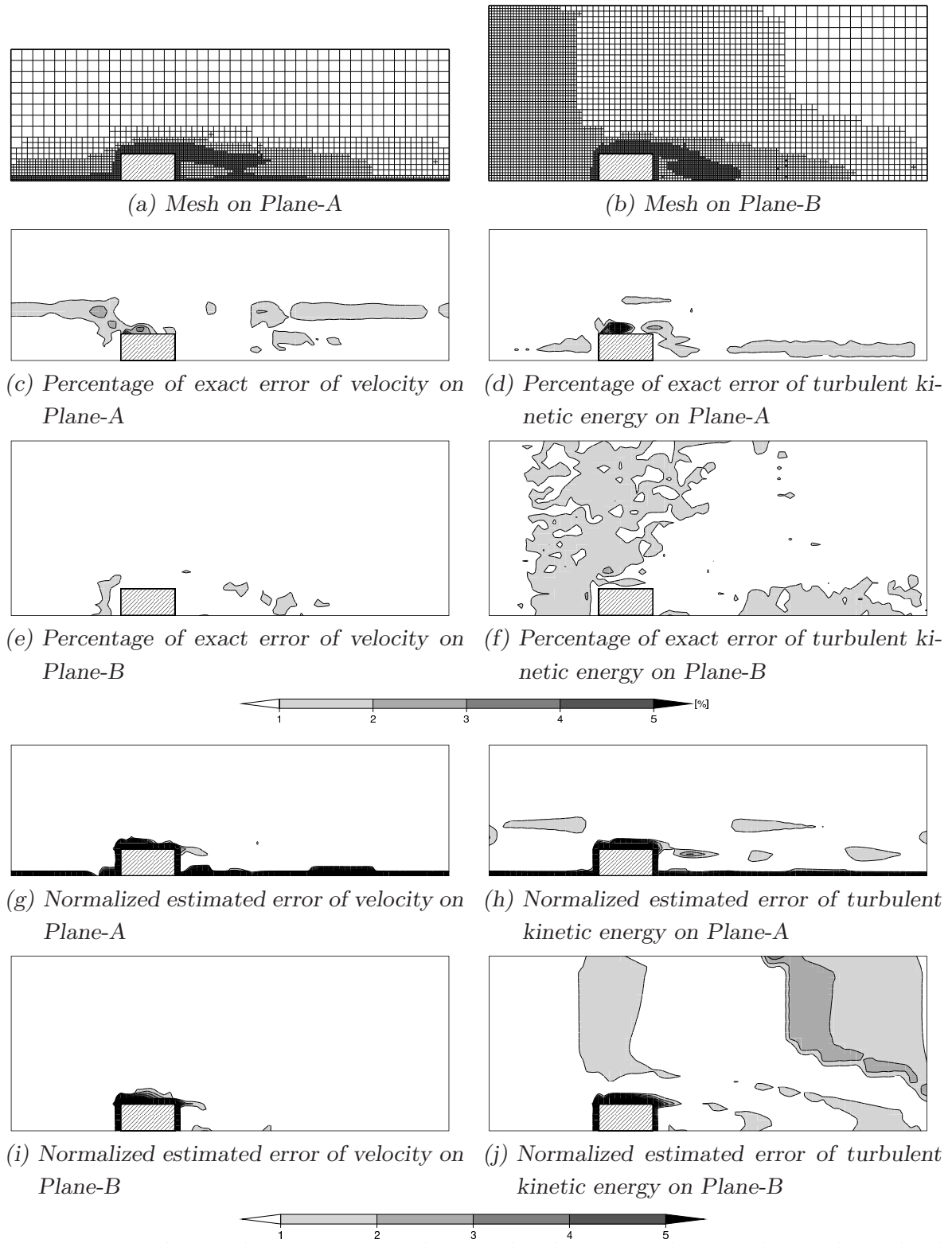


Fig. 3.40: Meshes and exact error and normalized estimated error obtained by third isotropic AMR

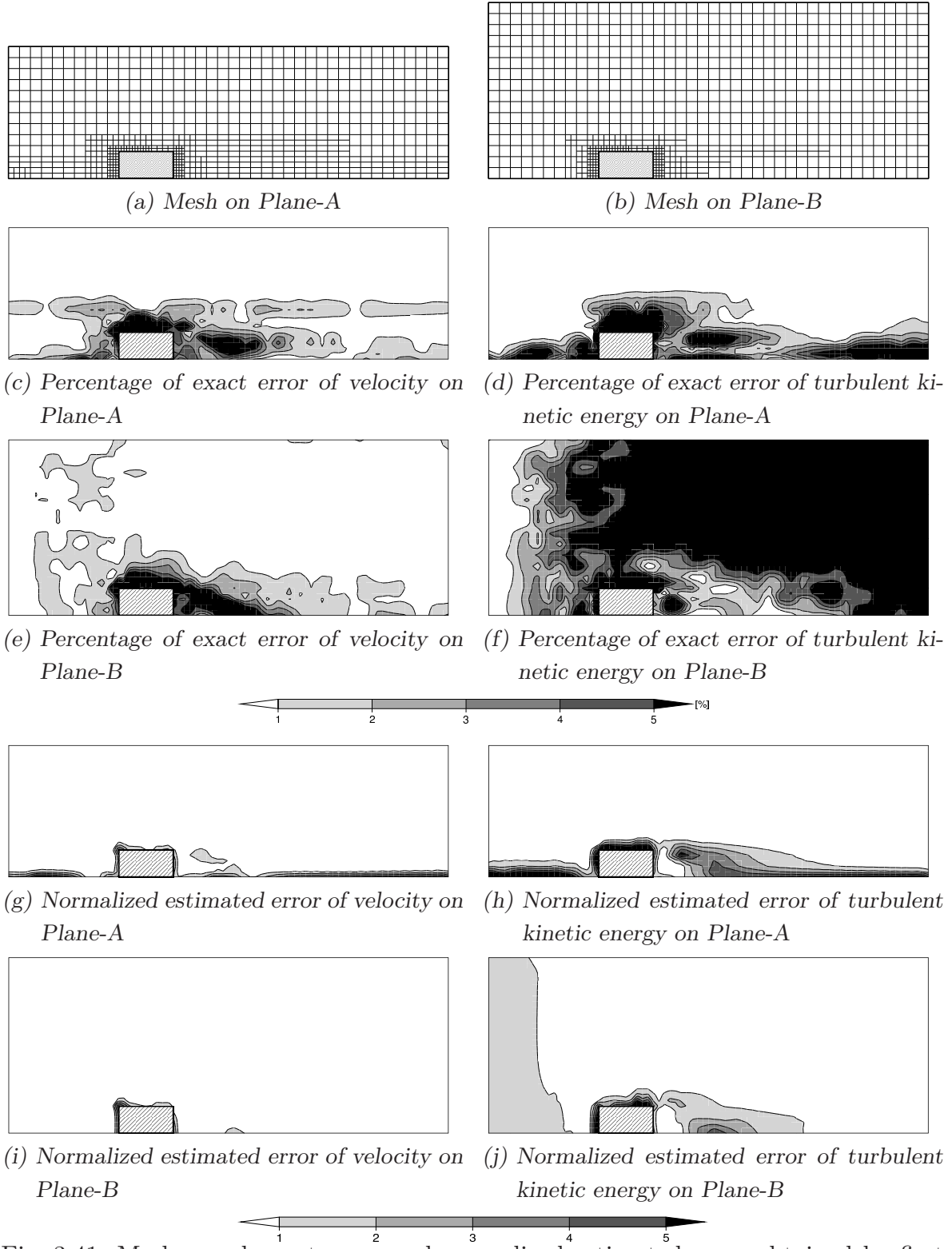


Fig. 3.41: Meshes and exact error and normalized estimated error obtained by first directional AMR

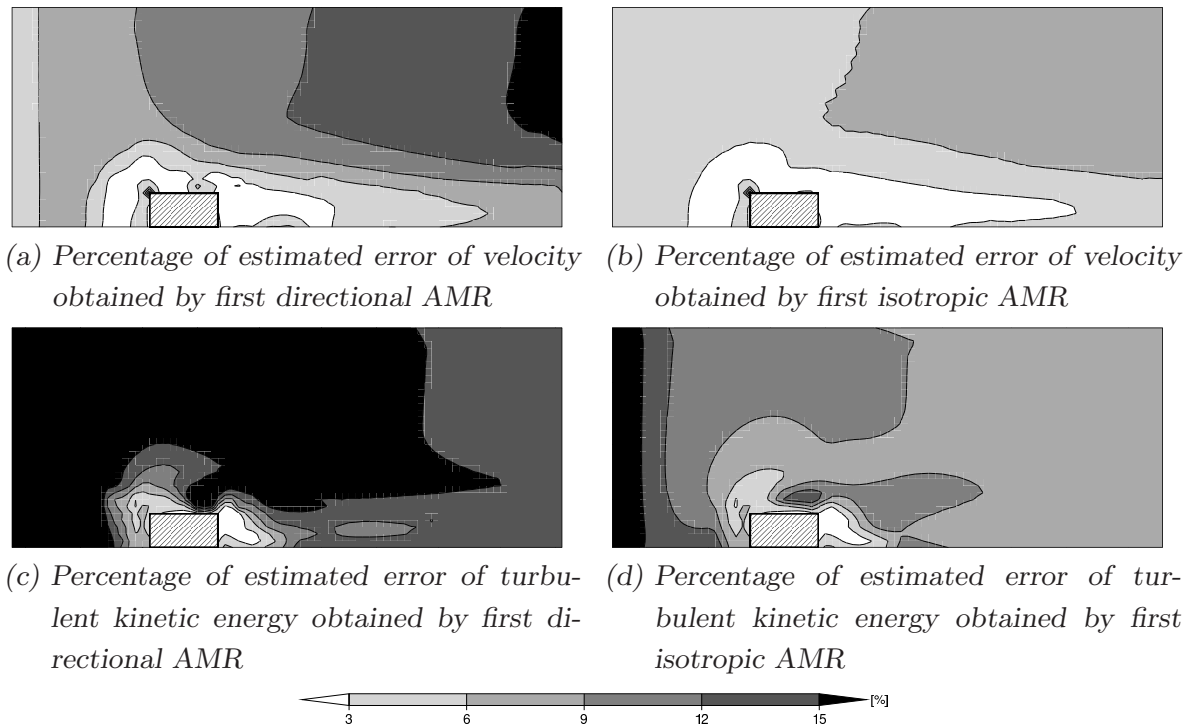


Fig. 3.42: Percentage of estimated error of cells on the ground

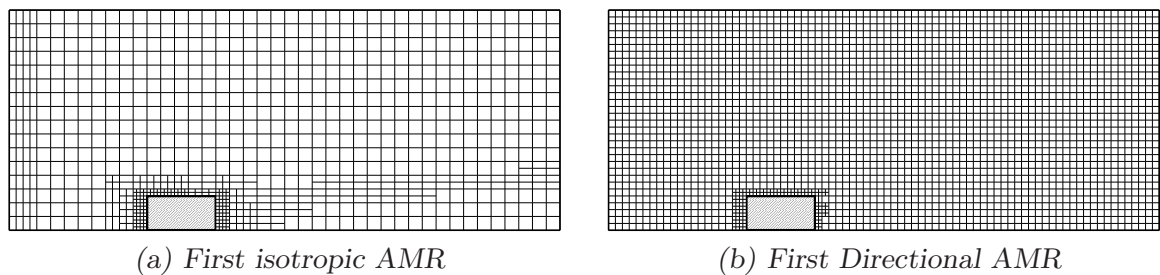


Fig. 3.43: Mesh on the ground

あるが、方向性 AMR では Fig.3.46(c) に示すように、上記領域での正解誤差割合が小さくなっており、格子の平滑化による解析精度の向上が見られる。その他の傾向は、等方的 AMR とほぼ同様である。

風洞実験値との比較

Fig.3.47 に Plane-A における建物周辺の乱流エネルギーの分布に関する、方向性 AMR の最終結果と風洞実験結果との比較を示すが、両者は概ね良く対応している。また、Fig.3.48 に建物表面の風圧係数に関する、方向性 AMR の最終結果と風洞実験結果との比

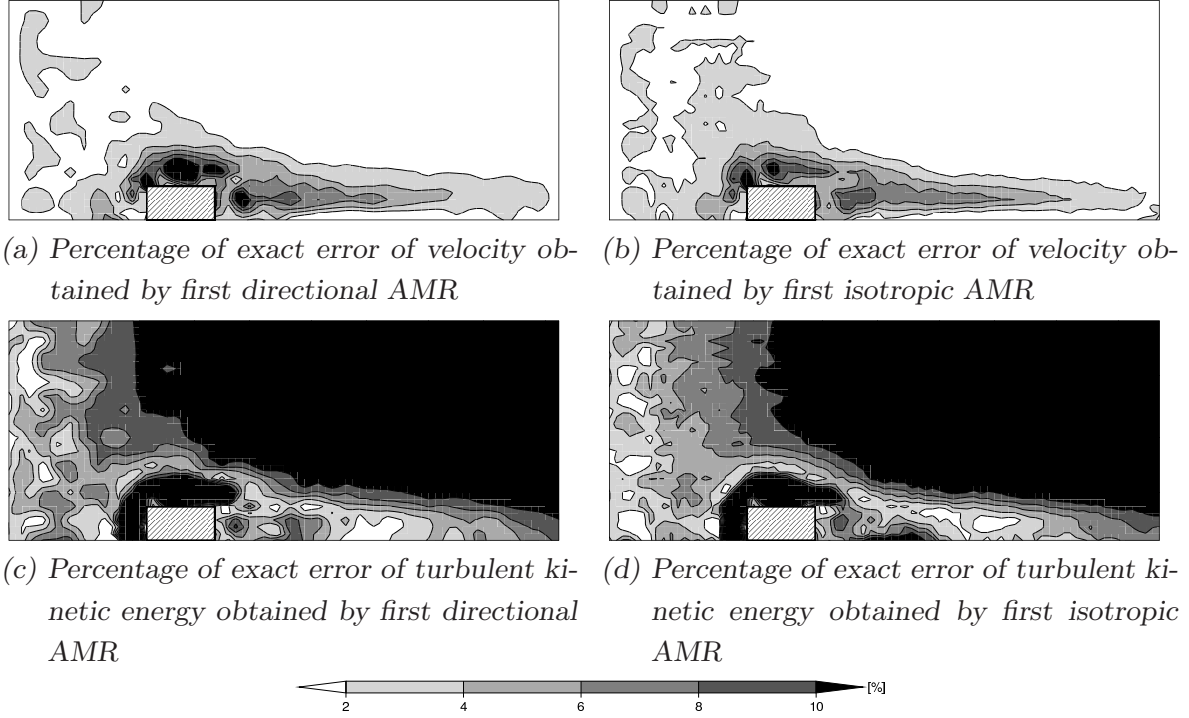


Fig. 3.44: Percentage of exact error of cells on the ground

較を示すが、こちらについても、両者は概ね良く一致する。なお、風圧係数を算出する時の基準静圧は、対称面 (Plane-A) における対象建物の中心の上空で、解析領域の上端の格子における値を用いた。また、基準動圧は建物高さでの速度 (ここでは 1) を動圧に換算したものをを用いた。次に地表面と屋根面における再付着距離を Tab.3.8 に示すが、どちらの AMR においても、最密格子での値とほぼ一致している。この再付着距離については、最密格子解においても実験結果とは乖離があるが、これは今回の計算で用いている乱流モデルがレイノルズ平均モデルであることと、定常計算を行なっていることが主要な要因であると考えられる。

Tab. 3.8: Reattachment length

Cases	Ground [$\times H_b$]	Roof [$\times H_b$]
Experiment [68]	1.64	0.27
The exact solution	2.79	1.20
Isotropic AMR	2.82	1.23
Directional AMR	2.74	1.23

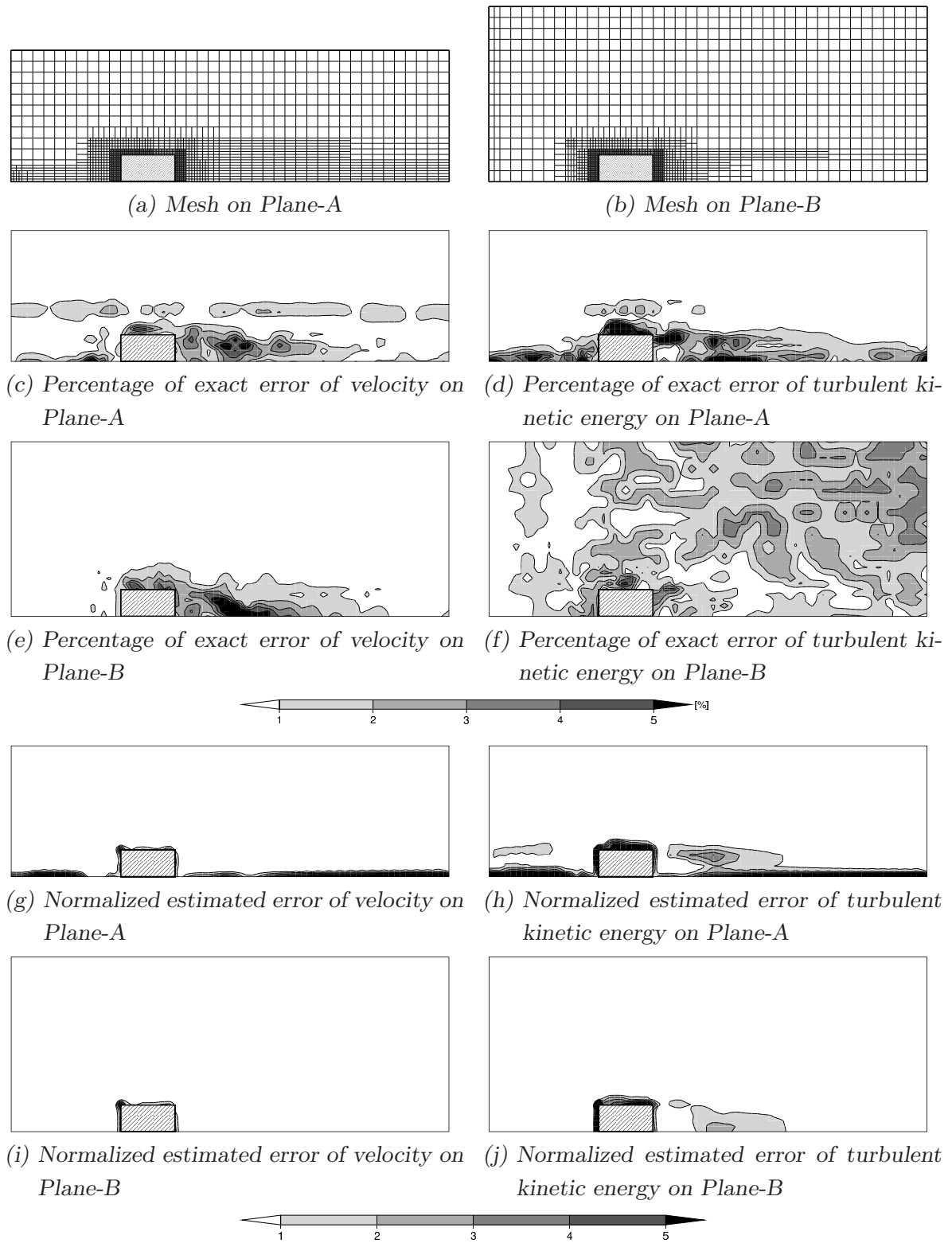


Fig. 3.45: Meshes and exact error and normalized estimated error obtained by second directional AMR

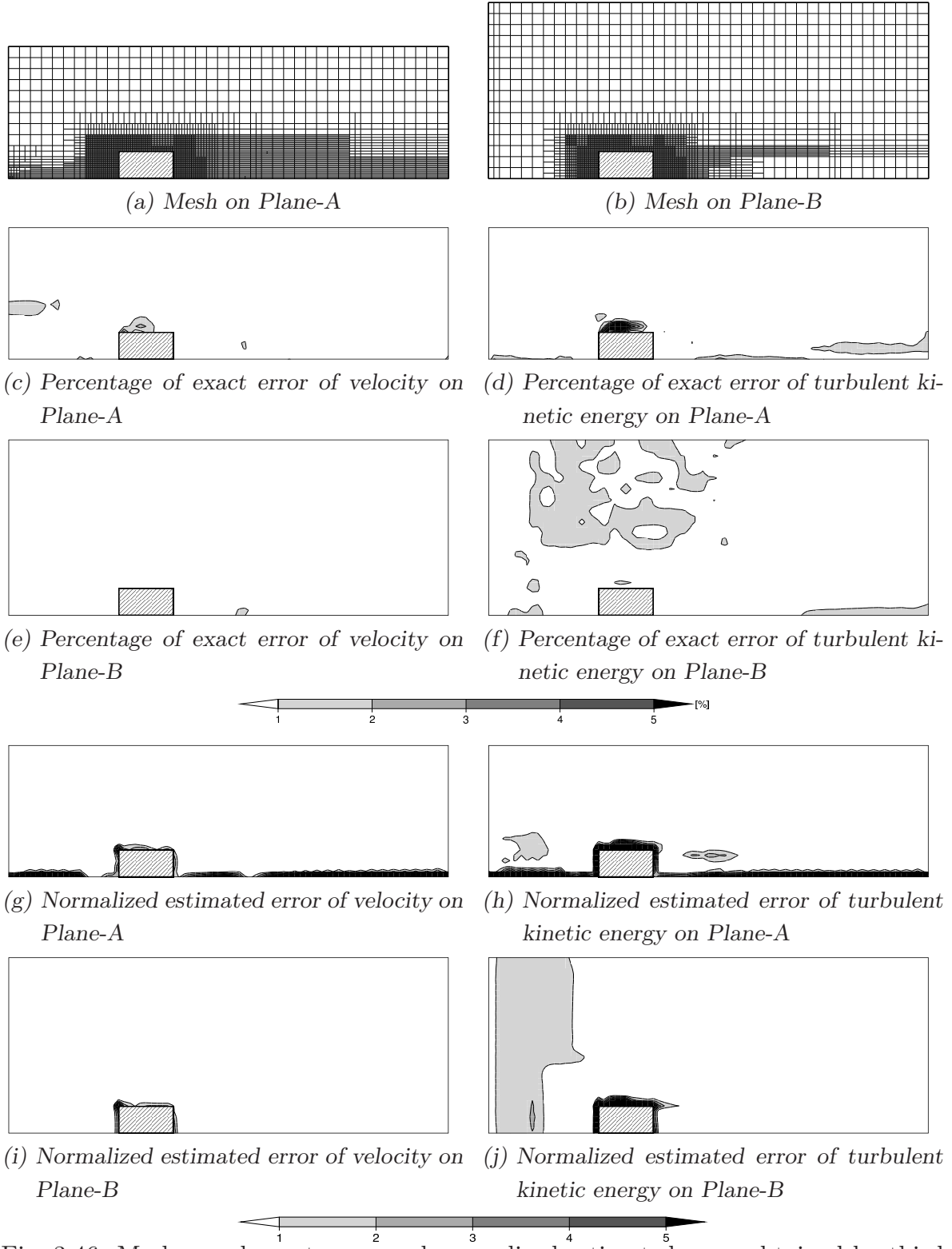


Fig. 3.46: Meshes and exact error and normalized estimated error obtained by third directional AMR

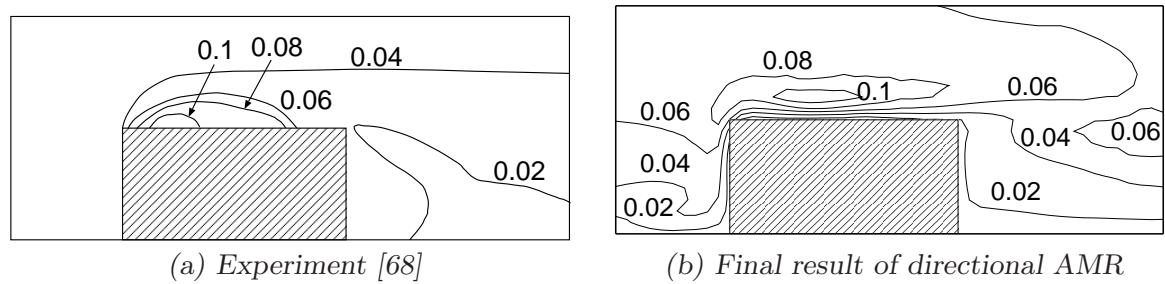


Fig. 3.47: Turbulent kinetic energy on Plane-A

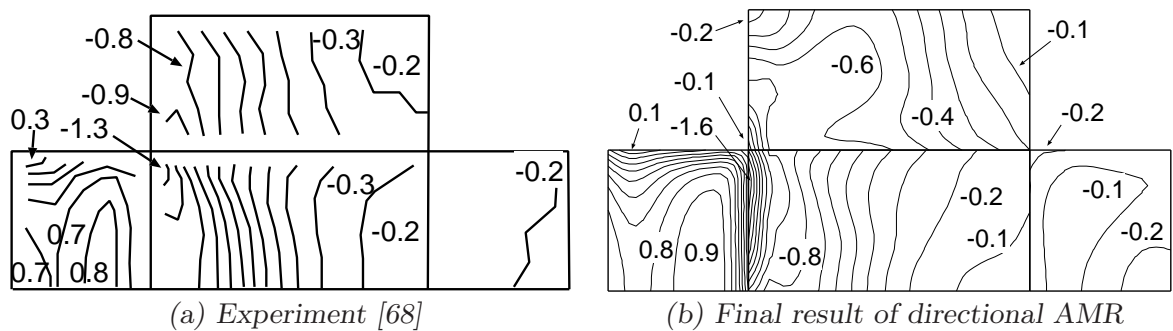


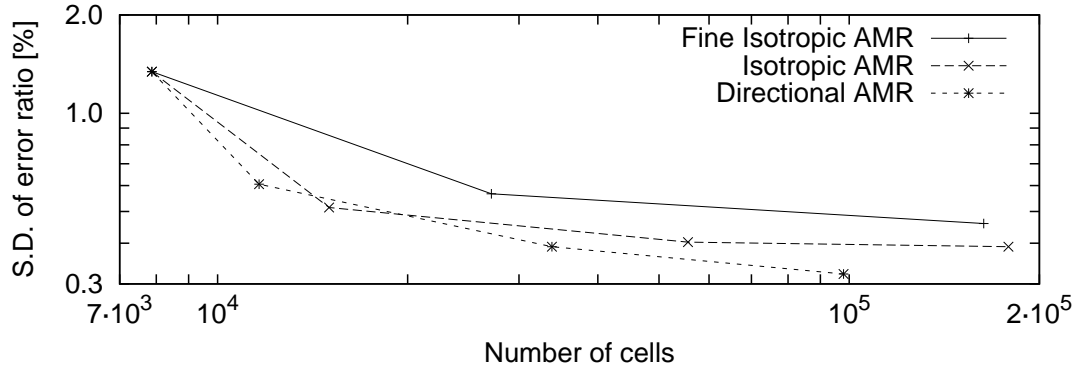
Fig. 3.48: Distribution of wind power coefficient

誤差の減少度合の比較

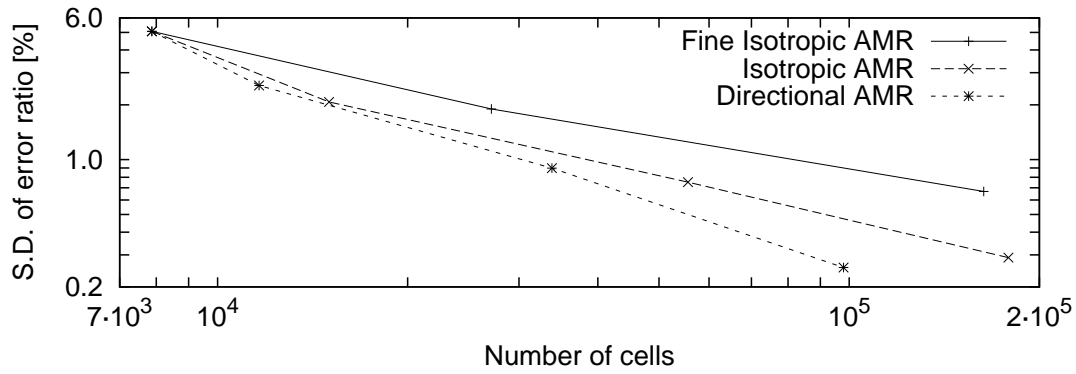
Fig.3.49 に最密格子作成用の細密等方的 AMR，通常の等方的 AMR，および、方向性 AMR をした場合での正解誤差割合の標準偏差の減少度合を示す。通常の AMR では、どの値に関しても、細密等方的 AMR よりも誤差割合の標準偏差が速く減少している。さらに、方向性 AMR では、どの値に関しても、最終結果での正解誤差割合の標準偏差が等方的 AMR よりも小さくなっている上、格子数も等方的 AMR の 1.8×10^5 に対して、 9.8×10^4 と約半分となっており、より効率的な格子が生成できている。

3.4 まとめ

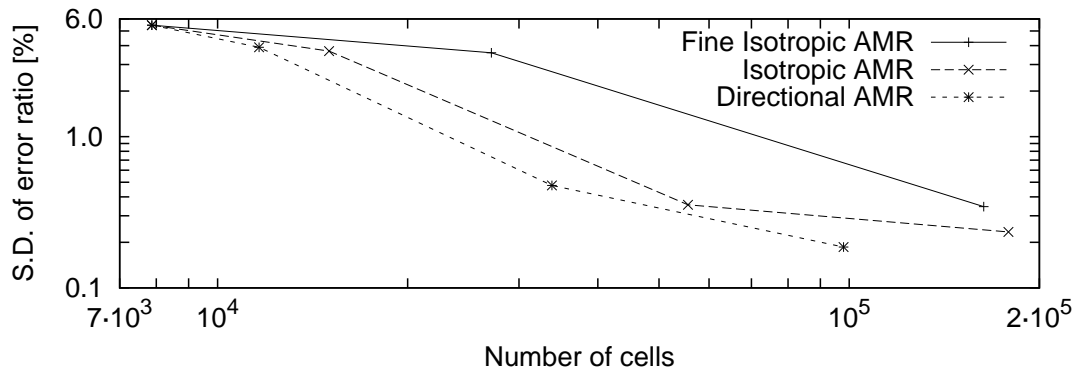
本章では、第 2 章で検討した層流 2 次元バックステップ流れ [2] や単独低層建物周辺の流れ [68] に対して、Residual 法により推定された誤差を用いた AMR を行なった。また、生成される格子の性状を制御するパラメータに関するスタディを行なって格子数と解析誤差との関係を調べ、AMR により効率の良い格子が自動的に生成されるか調べた。こ



(a) Standard deviation of exact error of velocity



(b) Standard deviation of exact error of turbulent kinetic energy



(c) Standard deviation of exact error of wind power coefficient

Fig. 3.49: Scaling of standard deviation of exact error

れにより得られた知見をまとめると以下ようになる。

- 層流 2 次元バックステップ流れに対する方向性 AMR において、効率的な格子が生成されるのは、方向性パラメータについては 0.2 から 0.6、細分割閾値については 0.5 から 1.5 の範囲であった。
- 一例として、方向性パラメータを 0.4、細分割閾値を 1.0 と置いて、上記流れ場に

対し AMR を行なったところ、解析領域全域で速度に関する正解誤差割合が大幅に減少した。

- 単独低層建物周辺の流れに対する方向性 AMR において、効率的な格子が生成されるのは、方向性パラメータについては 0.8 から 1.2、細分割閾値については 0.5 から 1.5 の範囲であった。
- 一例として、方向性パラメータと細分割閾値を共に 1.0 と置いて、上記流れ場に対し方向性 AMR を行なったところ、解析領域全領域で速度と乱流エネルギーに関する正解誤差割合が大幅に減少した。また、建物周辺の乱流エネルギー分布や建物表面の風圧係数分布は風洞実験結果と概ね一致した。
- 2 種類どちらの流れにおいても、方向性 AMR は等方的 AMR に比べ、格子数の増加が少ないにもかかわらず、速度等の計算結果に関する正解誤差割合の標準偏差が小さくなっており、効率的な格子が生成できた。
- 今回検討したような流れ場であれば、適切な範囲に属する AMR 制御パラメータを用いた方向性 AMR を行なうことで、格子生成に対する経験が少ない者でも自動的に質の良い効率的な格子が生成できると言える。

また、今後の課題として以下が挙げられる。

- 建物周辺の風環境解析における代表的な流れ場について、AMR の制御パラメータに関するケース・スタディを網羅的に行い、今回検討した単独低層建物周辺の流れで得られた上記パラメータに関する適切な範囲が、他の流れ場についても概ね適用できることを示す必要がある。
- 本論文では精密格子の解から正解誤差を求めたが、実務で AMR を行なう場合には正解誤差は通常求められないので、推定誤差の統計値や格子数の条件から AMR における格子生成の反復を打ち切ることになる。しかし、より質の良い格子を生成するためには、上記のような代表的な流れ場において、AMR により格子が細分割されるに従って、推定誤差と正解誤差の対応がどのように変化するのかを統計的に調べることにより、推定誤差から正解誤差の統計値が推定できるような定式化を行なう必要がある。

4

解適合格子生成の適用

4.1 はじめに

この章では、第3章で構築した解適合格子生成 (Adaptive mesh refinement: AMR) 手法を、風向が 22.5 度の場合の単独低層建物周辺の流れに適用し、より複雑な流れ場に対しても AMR により自動的に効率の良い効率的な格子が生成できるか調べる。

4.2 風向が 22.5 度の場合の単独低層建物周辺の流れ

3.3.2 節では、風向が 0 度の場合の単独低層建物周辺の流れについて AMR を適用し、少ない格子で、速度や乱流エネルギーに関する正解誤差が小さい精度良い CFD 計算が出来ることを示した。この節では風向が 0 度に比べ、解析領域も広がり建物周辺の流れ場がより複雑となる、風向が 22.5 度の単独低層建物周辺の流れに対して AMR を適用した。

4.2.1 計算条件

解析対象を Fig.4.1 に示す。計算条件は Tab.4.1 に示す。流入境界条件は 2.5.3 節と同様である。また、初期格子を Fig.4.2 に示す。AMR での設定条件は、3.3.2 節での検討結果に倣って Tab.4.2 のようにした。正解値を求めるための最密格子は、3.3.2 節と同様に、

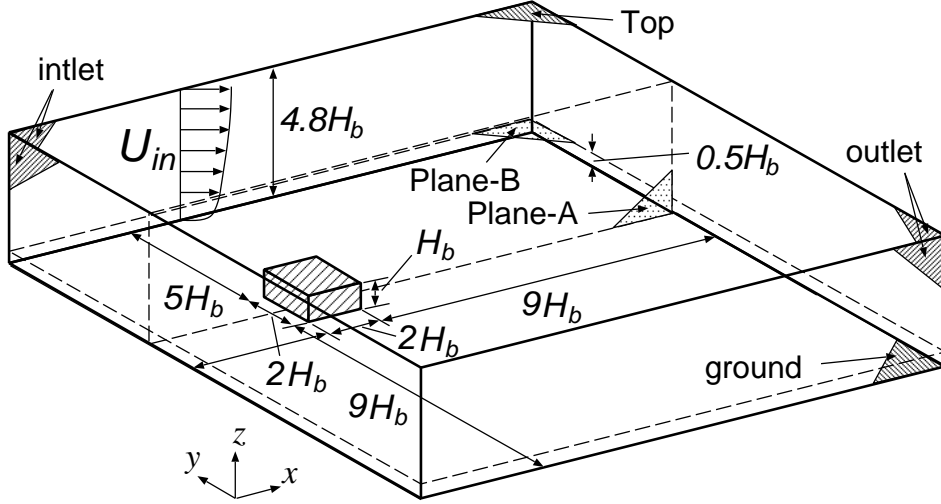


Fig. 4.1: Flow around a low-rise building with wind direction of 22.5 degree

Tab. 4.1: Calculation conditions

Mesh dimension	$16H_b(x) \times 16H_b(y) \times 4.8H_b(z)$
Inlet	U , k : Interpolate from experiment result [68] ϵ : calculate under the assumption: $P_k = \epsilon$
Top, side, outlet	Zero gradient for all properties
Ground and wall	Generalized log-law (wall function)
Turbulence model	Shih's quadratic non-linear $k - \epsilon$ [21]
Convection differencing scheme	TVD with van Leer limiter
Diffusion differencing scheme	Central differencing
Coupling algorithm	SIMPLE
Linear solver for U , k , ϵ	Bi-CGSTAB
Linear solver for p	AMG
Number of cells	Initial : 2.0×10^4 Finest for the exact: 2.9×10^6

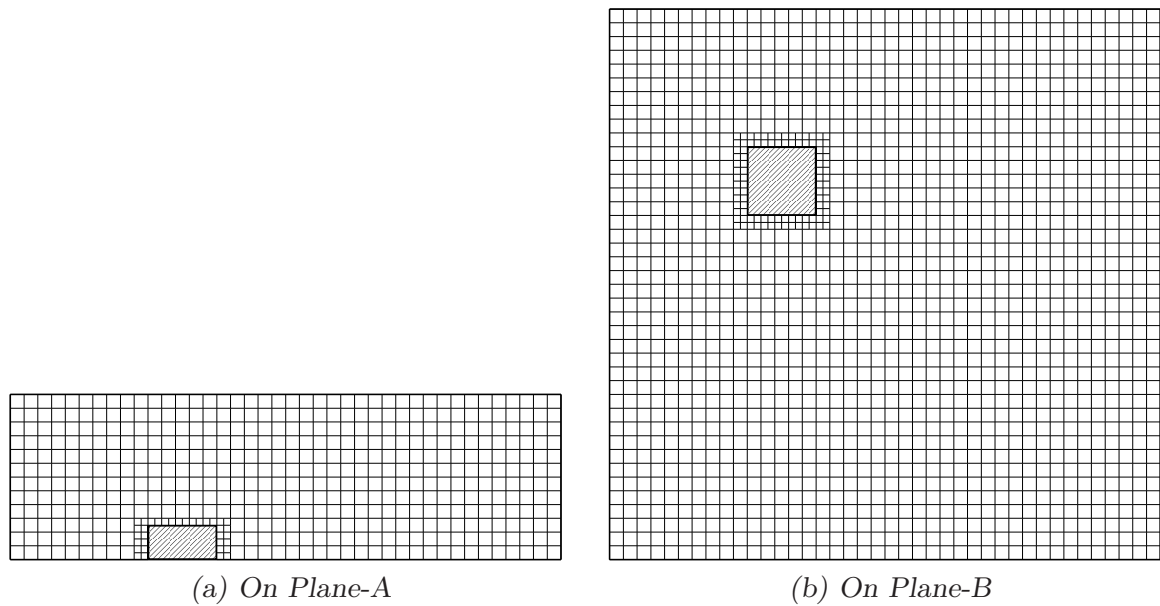


Fig. 4.2: Initial mesh

Tab. 4.2: Conditions for AMR

Number of iteration of AMR	Three times
Target of refinement	Normalized error of U and k
Threshold for refinement	1
Directional parameter	1
Maximum dimensionless wall distance	150
Minimum dimensionless wall distance	90
Minimum mesh spacing	$1/20 H_b$

分割界面の最大数を 1 とする格子の平滑化を伴う等方的 AMR により生成した。ところで、この流れ場では、SIMPLE 法による定常計算をしても、SIMPLE 法の反復過程で建物後流における二つの渦の大きさが増減を繰り返し、反復を多数繰り返しても速度や乱流量の輸送方程式、圧力の方程式の初期残差があまり小さくならず、周期的に増減を繰り返す擬似的な周期定常状態になる。そこで、この流れ場では、各方程式の初期残差が周期定常状態になったとみなされる反復ステップ以降の流れ場のアンサンブル平均を取り、その平均値に対して、誤差の推定や正解値との誤差の算出を行なうことにした。このため、以降に述べる、速度や乱流エネルギー、風圧係数の計算結果や、それらに関する正解誤差や推定誤差は全て、このアンサンブル平均値から求めたものである。

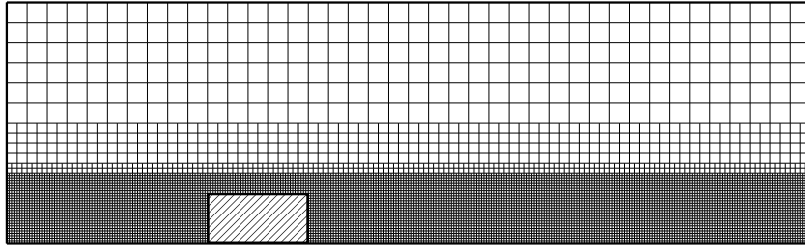


Fig. 4.3: Mesh for exact solution on Plane-A

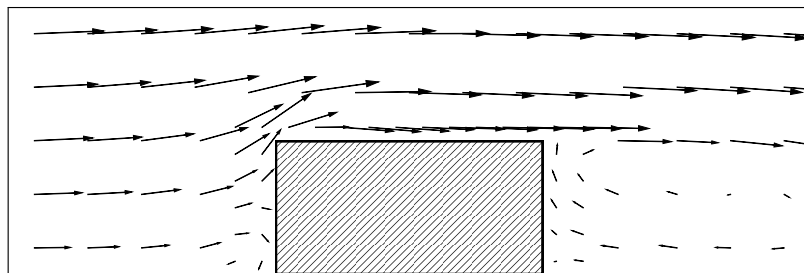
4.2.2 解適合格子による計算結果

Fig.4.4 から Fig.4.11 に，方向性 AMR の最終格子での速度場と乱流エネルギーの分布，および，等方的 AMR と方向性 AMR で生成された最終格子を示す．垂直面である Plane-A での格子を示した Fig.4.5 を見ると，(b) の方向性 AMR では，(a) の等方性 AMR に比べて，建物の前方や，建物の後流より風下側に細かく分割されている領域が矩形上に広がっているが，これは 3.3.2 節の風向が 0 度の時と同様に，速度や乱流エネルギーの規格化推定誤差が 1 を超えている格子に隣接する格子が one-irregular mesh のルールにより分割されるという平滑化が連鎖していったためである．さらに，この流れ場では，水平面 Plane-B での格子分割である Fig.4.9 に示すように，(b) の方向性 AMR では，建物の後流の領域において格子が細かく分割される領域が，風向 22.5 度の風下側よりも，風向 0 度の風下側 (図における右方向) に広がっている．これは，平滑化の連鎖は軸の方向に沿って起きるためである．

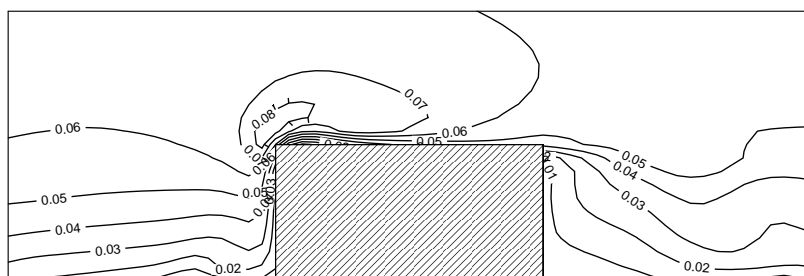
Fig.4.12 に初期格子とそれ上での速度と乱流エネルギーの正解誤差割合の分布を示す．(c)(e) の速度の正解誤差割合は，建物の周辺と建物後流付近において大きく，5% を超えている．(d)(f) の乱流エネルギーの正解誤差割合は，流入口付近と上空を除いて大きく，概ね 5% を超えている．Fig.4.13 に初期格子上での速度と乱流エネルギーの規格化推定誤差の分布を示す．(a)(c) の速度に関する規格化推定誤差は，建物の周辺と建物後流，および地表面付近で細分割閾値である 1 を超えている．(b)(d) の乱流エネルギーに関する規格化推定誤差は，建物の周辺と建物後流周辺，地表面付近，さらに流入口付近で細分割閾値である 1 を超えている．

Fig.4.14 に 1 回目の等方的 AMR により生成された格子とそれ上での速度と乱流エネルギーの正解誤差割合の分布を示す．(a)(b) の格子では，Fig.4.13 で示した初期格子における速度と乱流エネルギーに関する規格化推定誤差が 1 を超えている格子が細分割されて



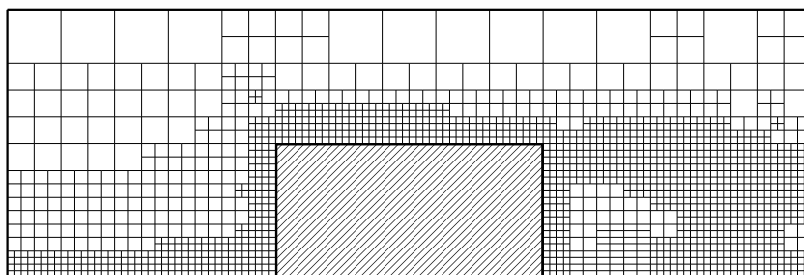


(a) Velocity vector (shown on a coarse mesh)

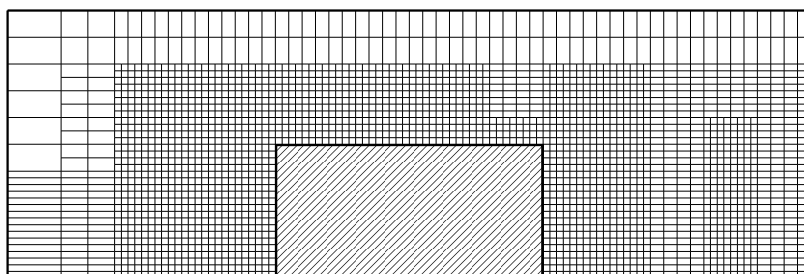


(b) Turbulent kinetic energy

Fig. 4.6: Velocity and turbulent kinetic energy of final directional AMR on Plane-A



(a) Isotropic AMR



(b) Directional AMR

Fig. 4.7: Final mesh on Plane-A

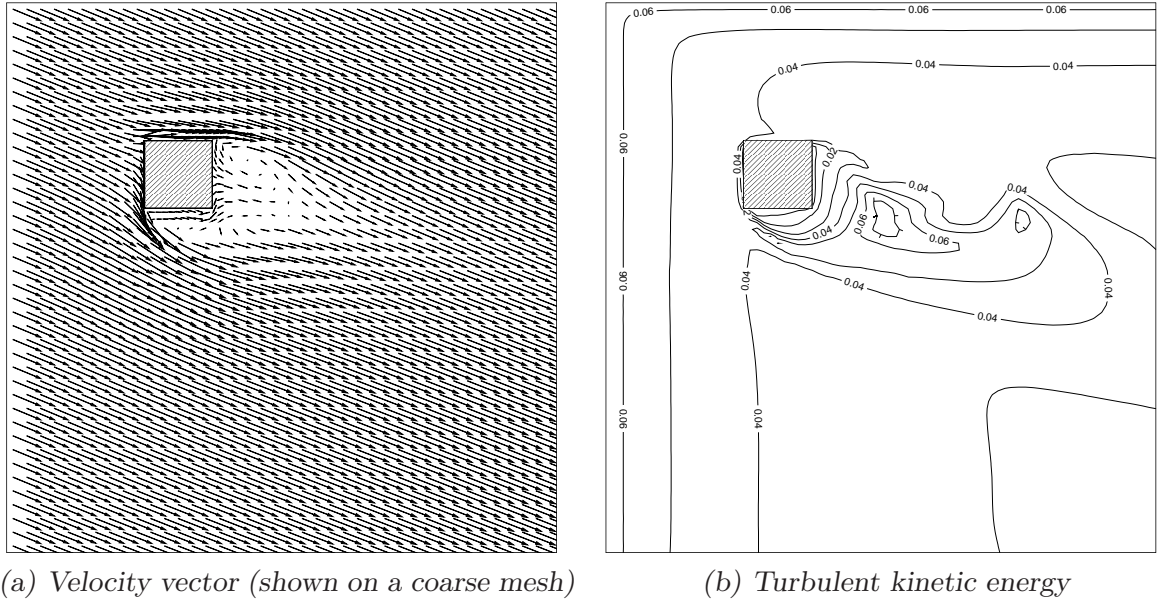


Fig. 4.8: Velocity and turbulent kinetic energy of final directional AMR on Plane-B

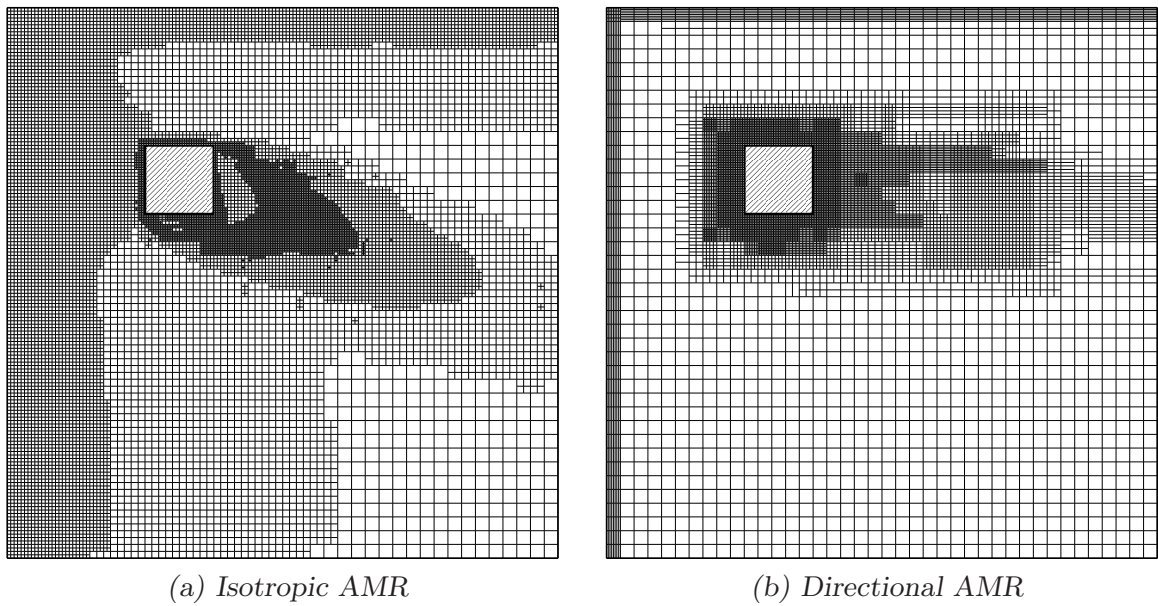


Fig. 4.9: Final mesh on Plane-B

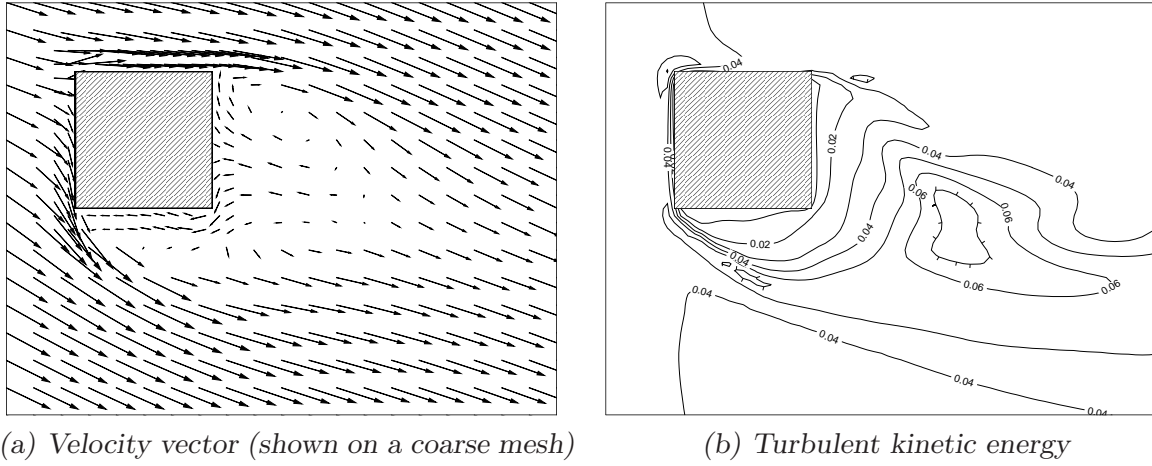


Fig. 4.10: Velocity and turbulent kinetic energy of final directional AMR on Plane-B

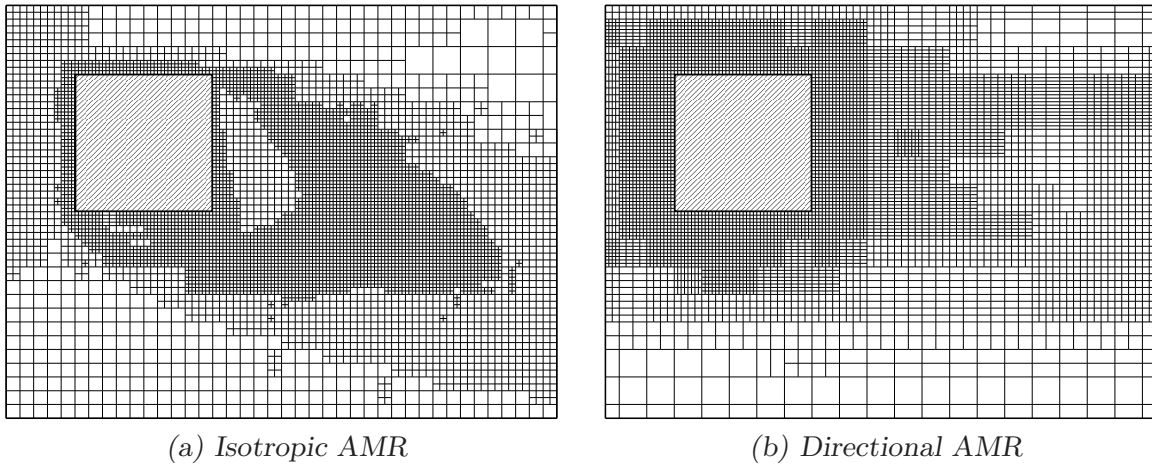


Fig. 4.11: Final mesh on Plane-B

いる. (c)–(f) の正解誤差割合については, 格子が細分割された建物後流付近で減少していることがわかる. Fig.4.15 に 1 回目の等方的 AMR の結果に対する速度と乱流エネルギーの規格化推定誤差の分布を示す. (c) の Plane-B における速度に関する規格化推定誤差を見ると, 初期格子での規格化推定誤差である Fig.4.13(c) に比べて, 規格化推定誤差が大きな領域が建物近傍からより風下側に移り, かつ 2 つの島に分離しているが, これは格子が細かくなったことにより建物後流での二つの循環渦がより大きく鮮明に再現されたことによる. (b)(d) の乱流エネルギーについても同様のことが言える.

Fig.4.16 から Fig.4.19 に 2 回目と 3 回目の等方的 AMR により生成された格子と, それ上での速度と乱流エネルギーの正解誤差割合および規格化推定誤差の分布を示す. AMR の反復が進むにつれ, 速度と乱流エネルギーともに正解誤差割合が減少しているものの,

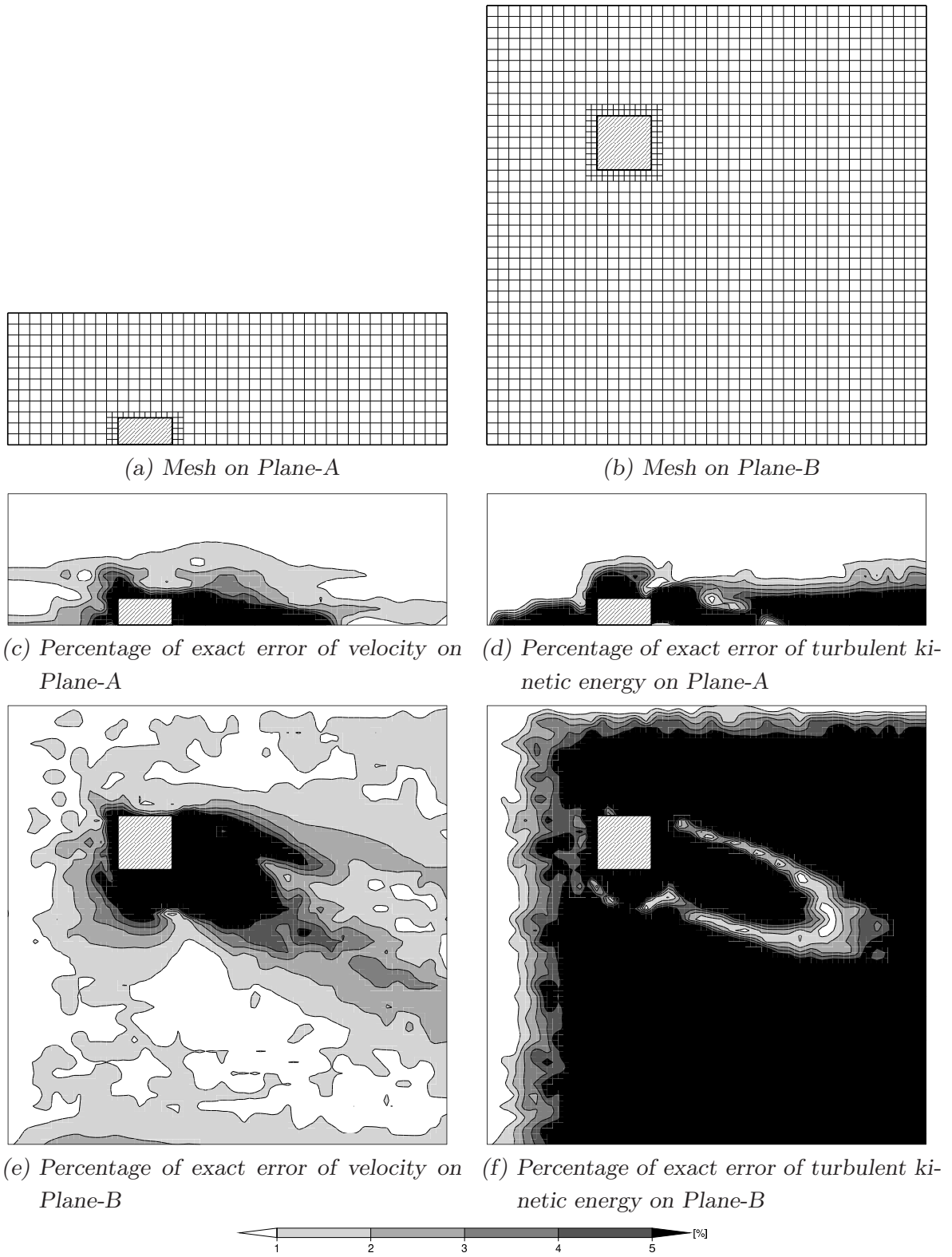


Fig. 4.12: Meshes and exact error obtained by initial mesh

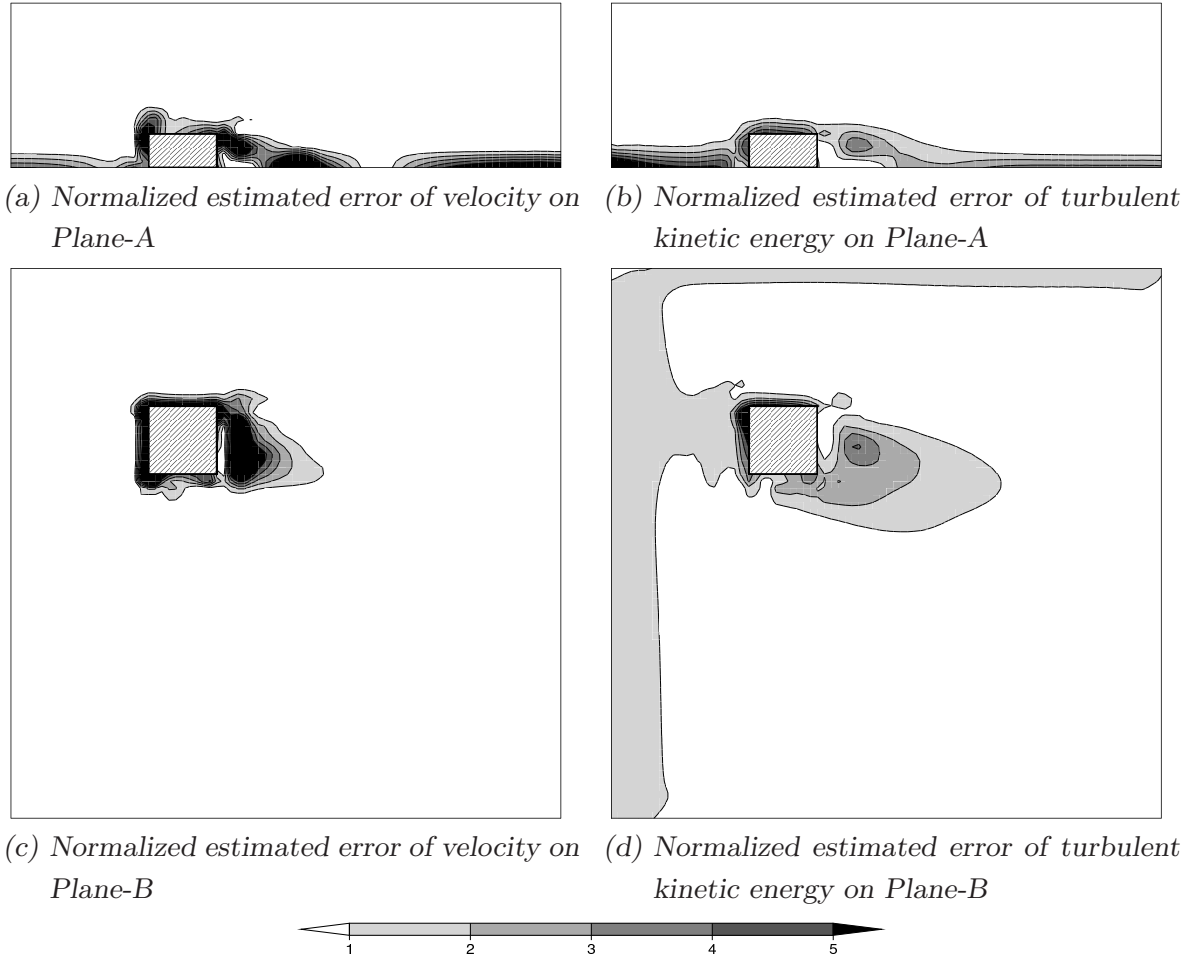


Fig. 4.13: Meshes and normalized estimated errors obtained by initial mesh

Fig.4.18 の (e)(f) に示すように、最終格子上においても、建物後流の周辺で正解誤差割合が 5% を越す領域がある。これは、後流における循環渦の位置が正解値と比べて多少ずれたためである。

Fig.4.20 に 1 回目の方向性 AMR により生成された格子とそれ上での速度と乱流エネルギーの正解誤差割合の分布を示す。Plane-B における格子分割である (b) を見ると、同じく 1 回目の等方的 AMR による生成格子である Fig.4.14(b) に比べて、水平方向に分割されている格子が少ない。(c)–(f) の正解誤差割合については、1 回目の等方的 AMR とほぼ同様の傾向である。Fig.4.21 に 1 回目の方向性 AMR の結果に対する速度と乱流エネルギーの規格化推定誤差の分布を示す。これについても、1 回目の等方的 AMR と同様の傾向が見られる。

Fig.4.22 から Fig.4.25 に 2 回目と 3 回目の方向性 AMR により生成された格子とそれ上での速度と乱流エネルギーの正解誤差割合および規格化推定誤差の分布を示す。等方的

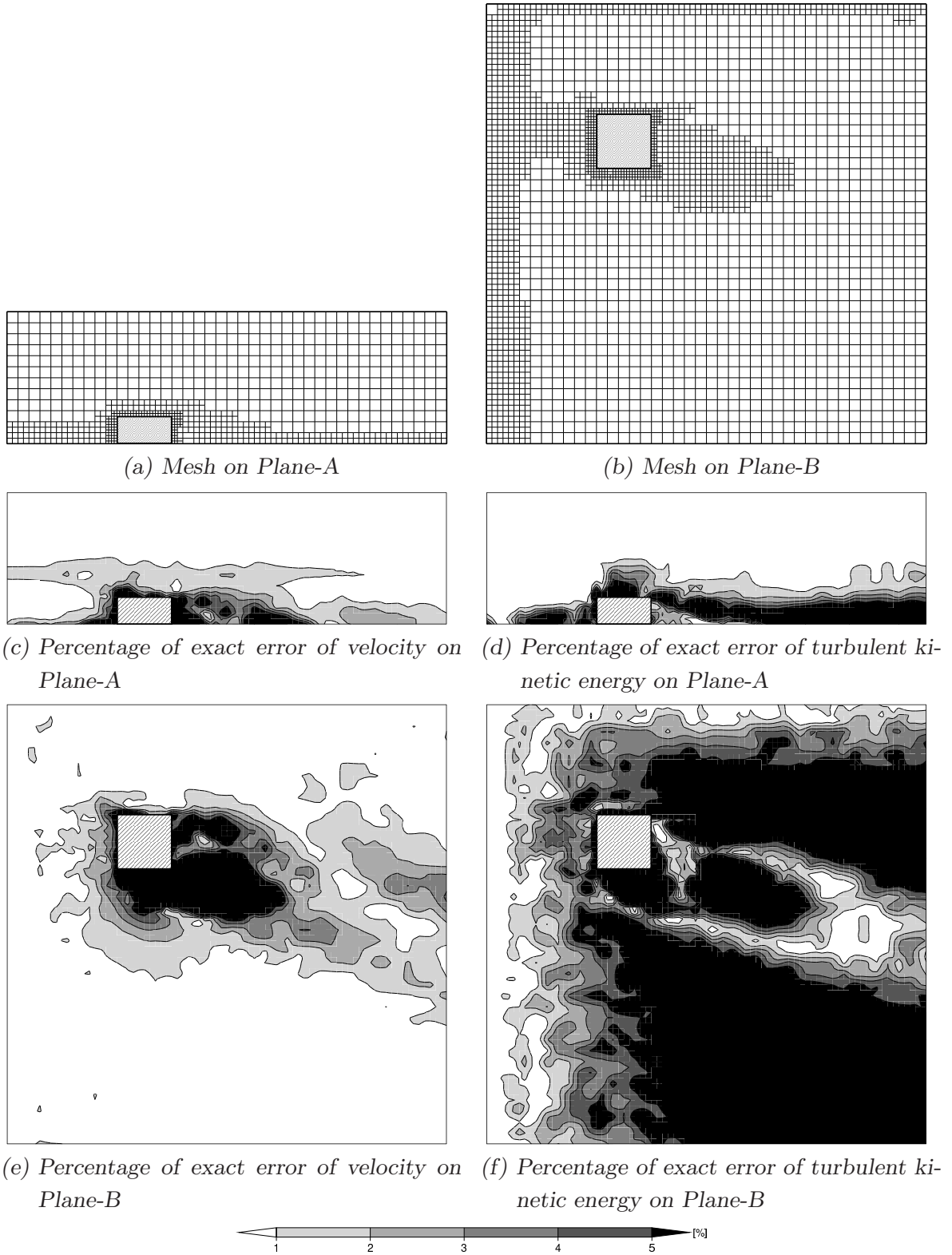


Fig. 4.14: Meshes and exact error obtained by first isotropic AMR

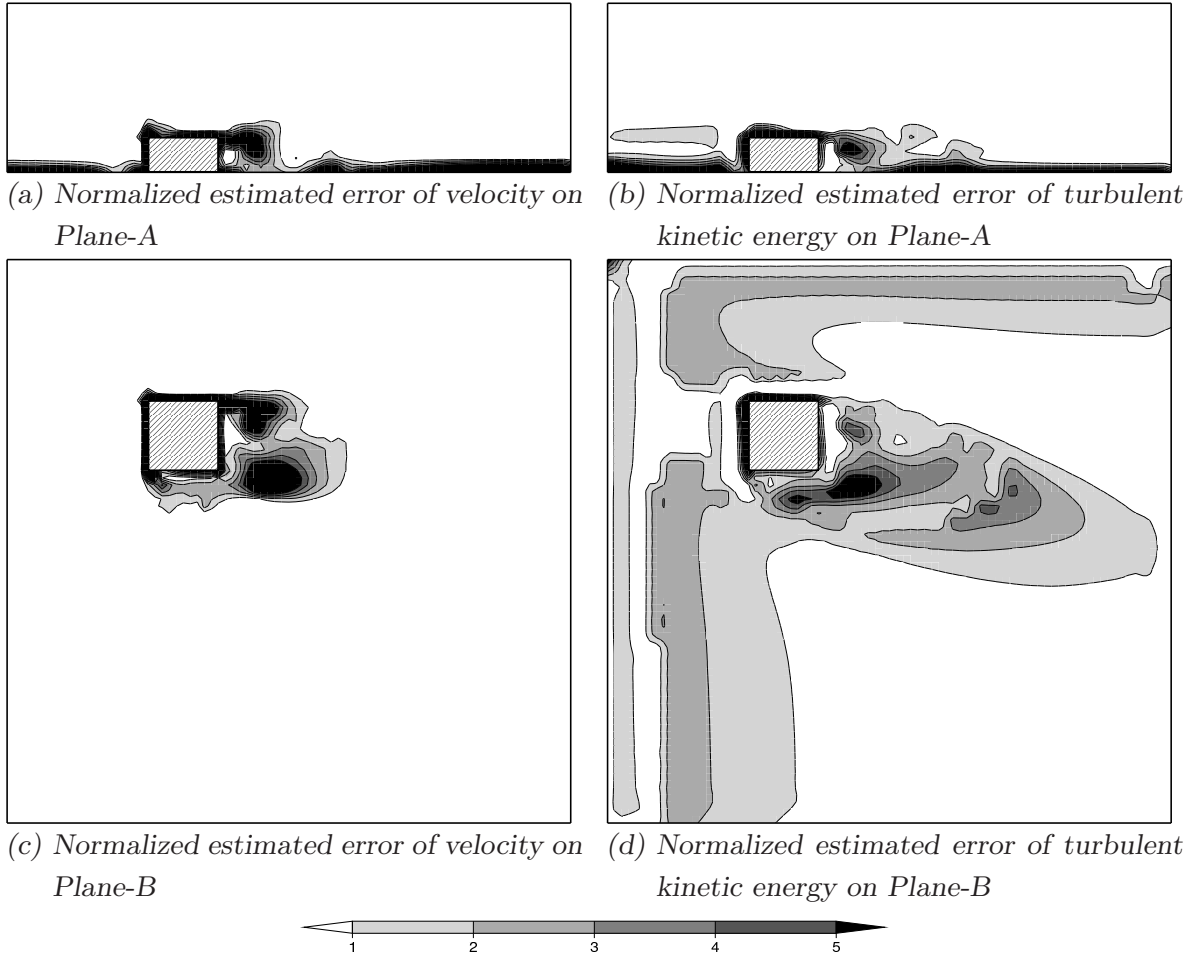


Fig. 4.15: Meshes and normalized estimated errors obtained by first isotropic AMR

AMR と同様に、AMR の反復が進むにつれ正解誤差割合が減少している。しかしながら、Fig.4.24(e) に示すように、最終格子においても、建物後流の循環渦の付近で速度の正解誤差割合が5% を越す領域がある。これは、後流における循環渦の中心位置が正解値と比べてずれたためである。さらにその原因は以下のように説明できる。方向性 AMR の最終格子では、one-irregular mesh のルールによる平滑化により、Fig.4.24(b) に示すように細分割領域が水平方向にも矩形状になった。しかしながら、これらの領域は建物後流が存在する領域とは多少ずれており、建物後方の小さいほうの循環渦周辺の格子が、大きいほうの循環渦周辺に比べ粗く分割されることになった。このため、小さいほうの循環渦の再現性が多少悪くなり、二つの循環渦の大きさのバランスが崩れ、正解値と比べて循環渦の中心位置がずれたのである。今回のような単独建物の場合には、風向と格子の軸方向が一致していないと、このように分割界面数制限による格子の平滑化に関する問題が顕著となる。この問題を減少させるためには、あらかじめ風向と格子の軸方向を一致させた初期

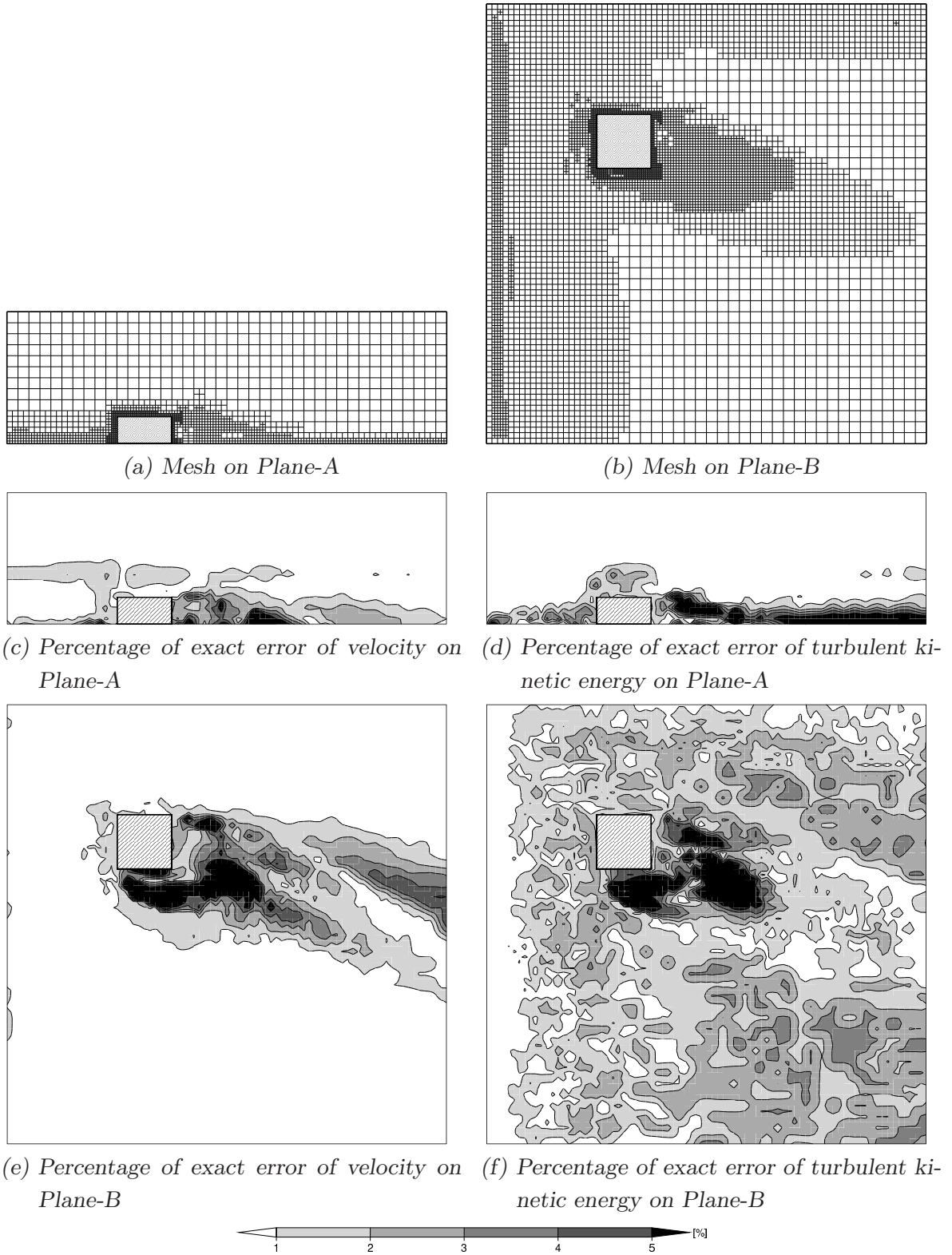


Fig. 4.16: Meshes and exact error obtained by second isotropic AMR

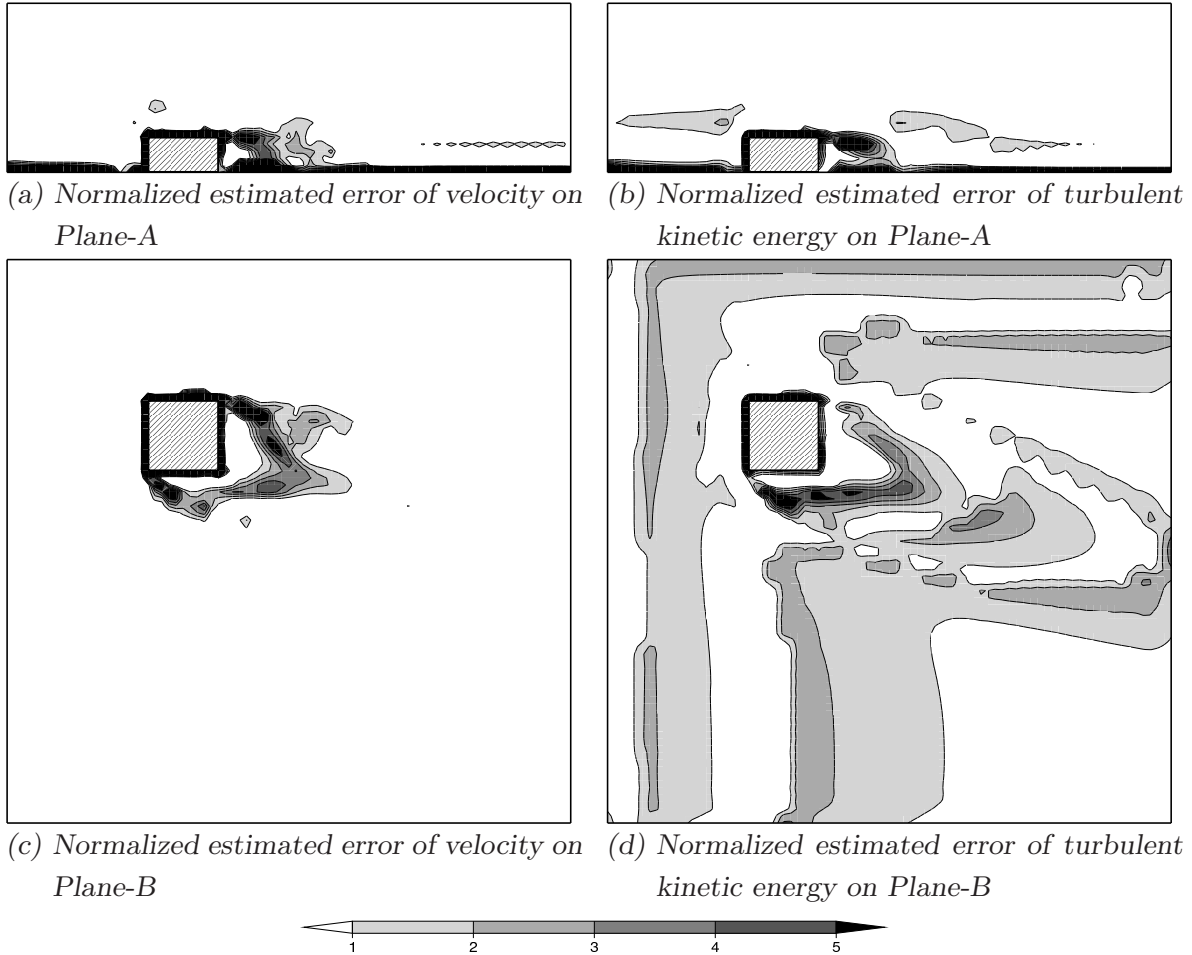


Fig. 4.17: Meshes and normalized estimated errors obtained by second isotropic AMR

格子を生成するか、もしくは、格子の平滑化の制御法を変更する必要があると考えるが、これらの手法の検討は今後の課題とする。

4.2.3 風圧係数に関する風洞実験値との比較

Fig.4.26 に建物表面の風圧係数に関する、方向性 AMR の最終結果と風洞実験結果との比較を示すが、両者は概ね良く一致する。

4.2.4 誤差の減少度合の比較

Fig.4.27 に最密格子作成用の細密等方的 AMR，通常の等方的 AMR，および、方向性 AMR をした場合での各正解誤差割合の標準偏差の減少度合を示す。速度に関する等方的 AMR の誤差を除けば、AMR は細密等方的 AMR よりも誤差割合の標準偏差が速く減少

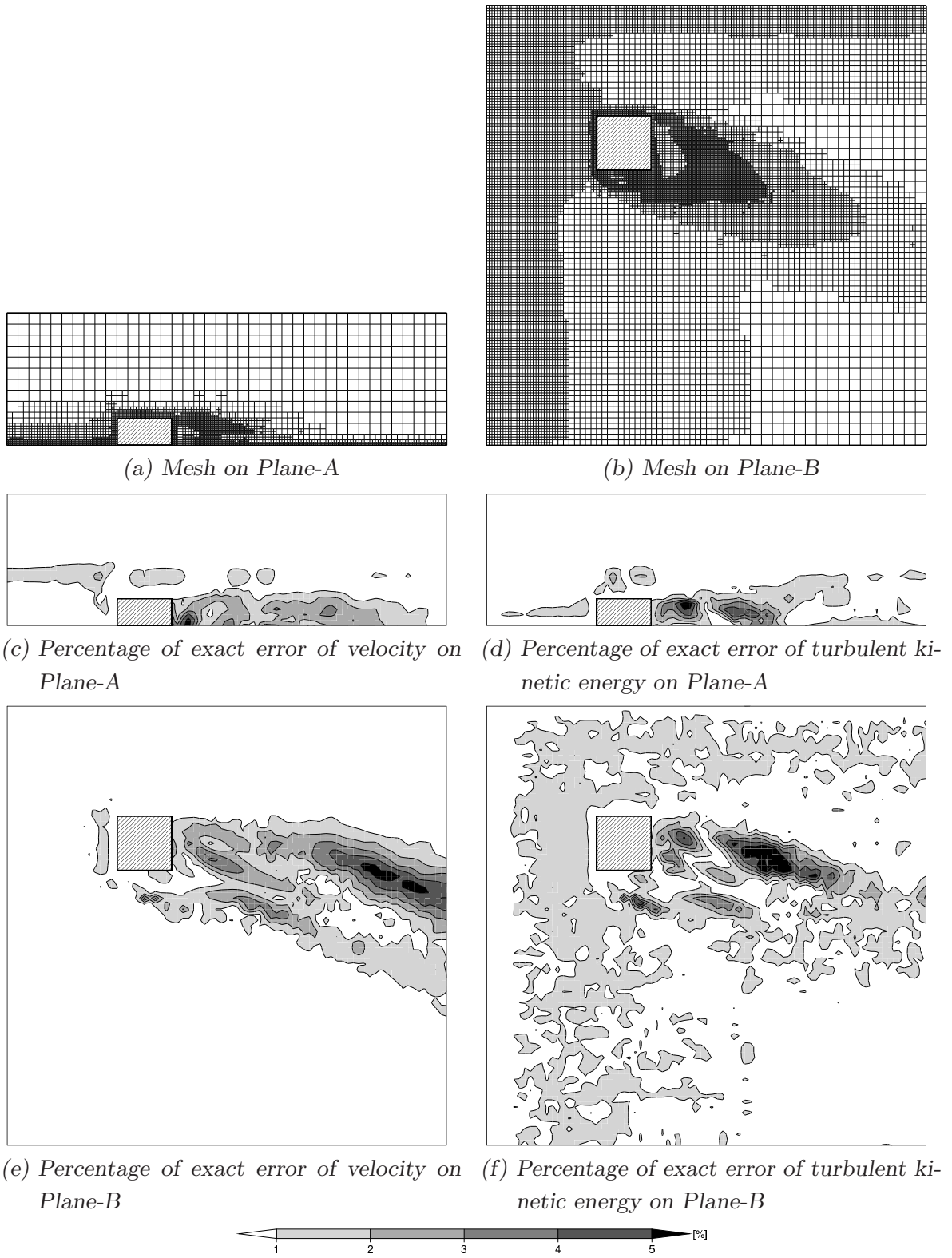


Fig. 4.18: Meshes and exact error obtained by third isotropic AMR

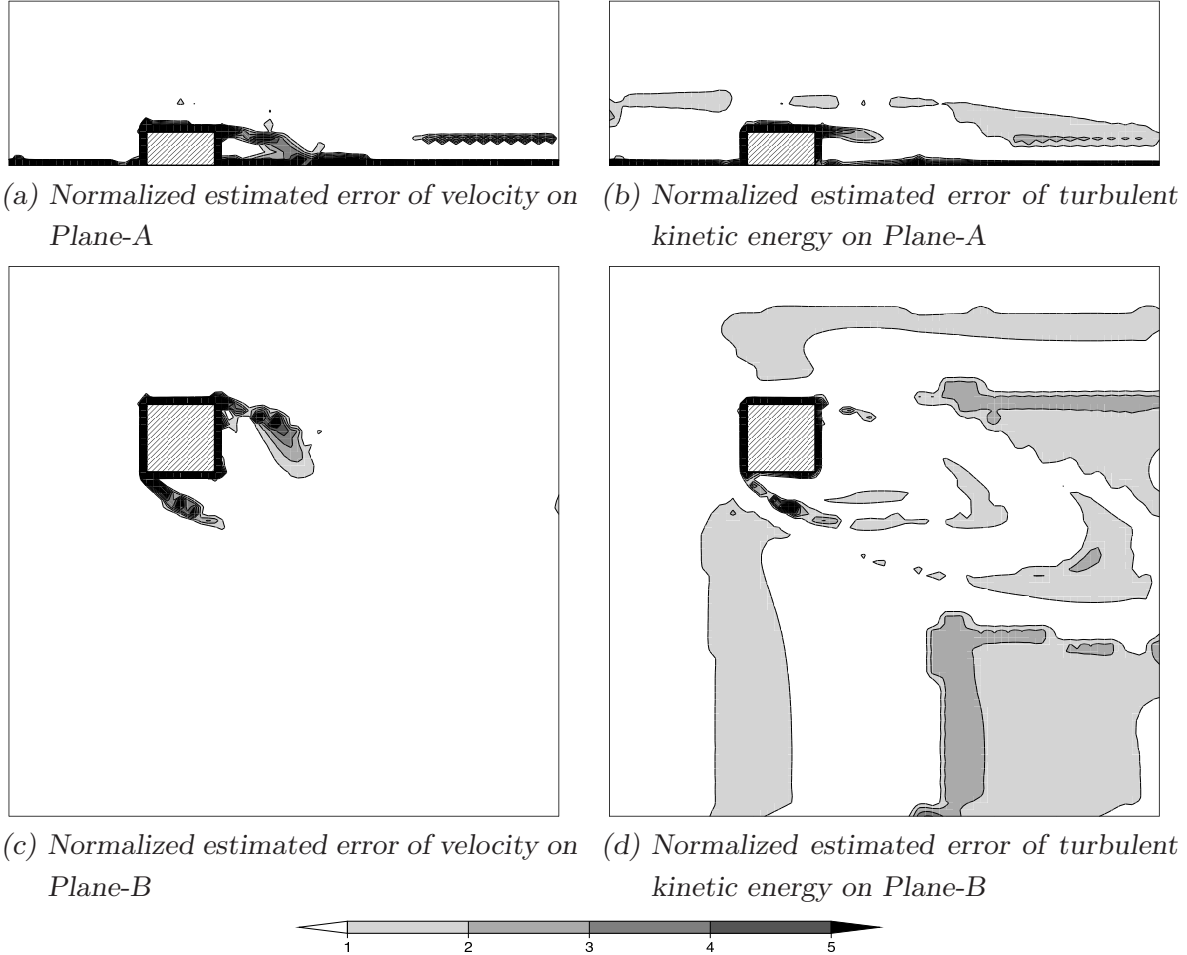


Fig. 4.19: Meshes and normalized estimated errors obtained by third isotropic AMR

している。さらに、方向性 AMR では、速度や乱流エネルギーに関して、等方的 AMR より誤差割合の標準偏差の減少が速く、風圧係数についても等方的 AMR とほぼ同様に誤差が減少している。また、最終生成格子の格子数に関しても方向性 AMR は、等方的 AMR の 4.7×10^5 に対して、 3.2×10^5 と 70% 弱となっており、より効率的な格子が生成できている。ただし、3.3.2 節の風向が 0 度の場合では、等方的 AMR に対する方向性 AMR の格子数の比は約 50% であったので、この流れ場では方向性 AMR の等方的 AMR に対する計算効率が減少していることがわかる。これは風向が格子の軸に対して斜めであるため、方向性 AMR では分割界面数制限に基づいた平滑化により隣接格子の分割が連鎖しやすいためである。

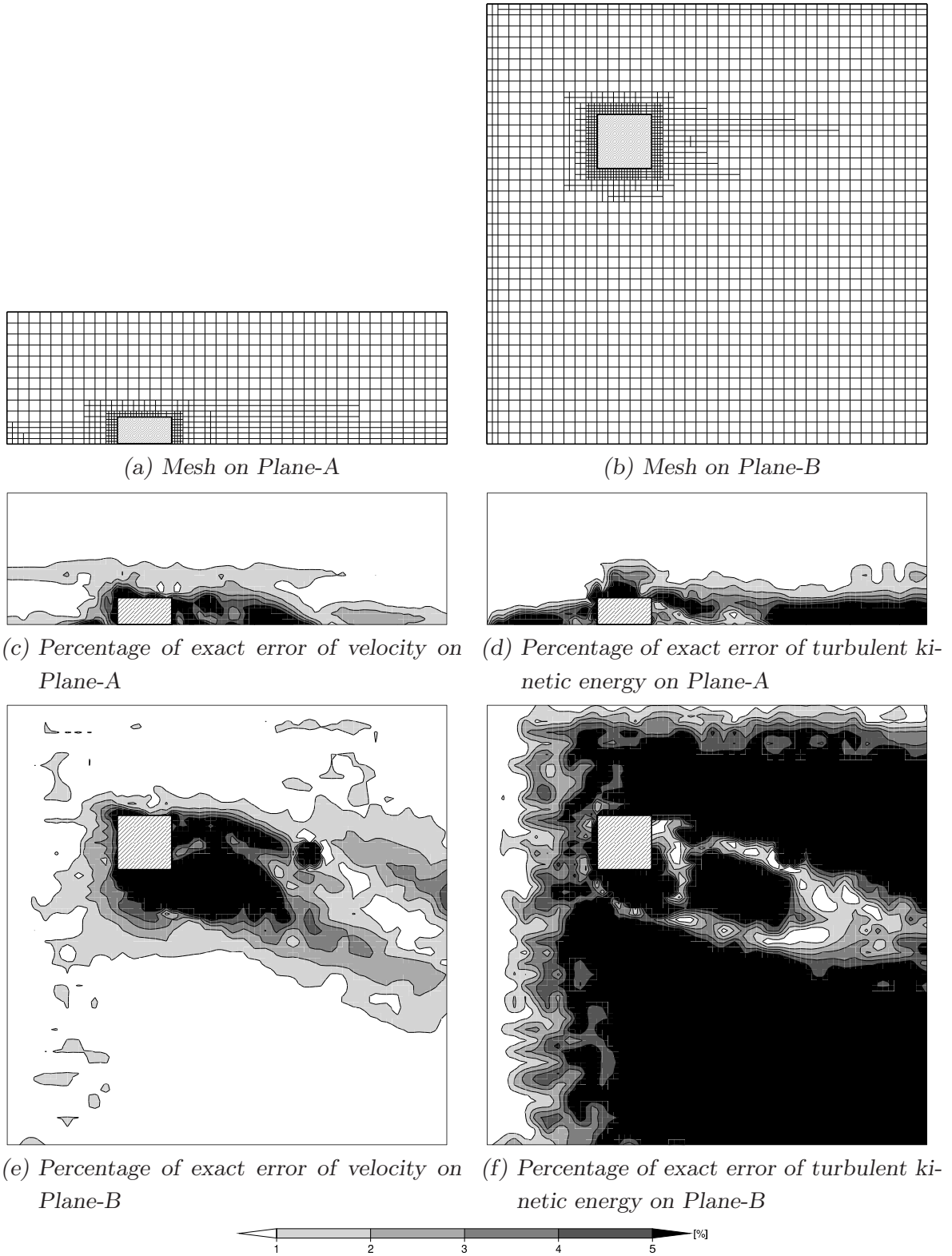


Fig. 4.20: Meshes and exact error obtained by first directional AMR

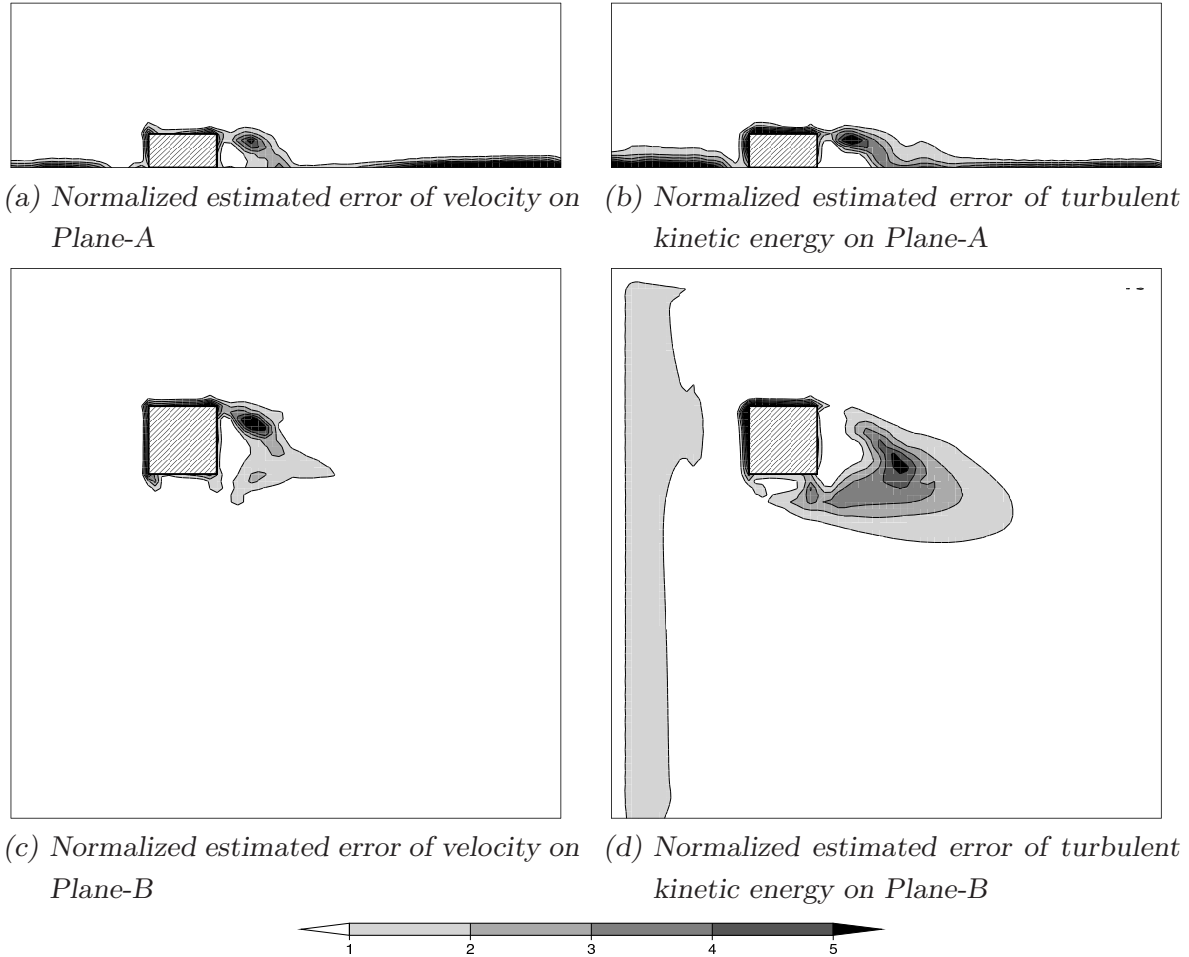


Fig. 4.21: Meshes and normalized estimated errors obtained by first directional AMR

4.3 まとめ

この章では、風向が 22.5 度の場合の単独低層建物周辺の流れに対し、第 3 章で構築した AMR 手法を適用し以下の知見を得た。

- 方向性パラメータと細分割閾値を共に 1.0 と置いて、風向が 22.5 度の場合の単独低層建物周辺の流れに対し等方的 AMR や方向性 AMR を行なったところ、AMR 後では、全解析領域で速度と乱流エネルギーに関する正解誤差割合が大きく減少した。
- 方向性 AMR による建物表面の風圧係数分布の計算結果は風洞実験結果と概ね一致した。

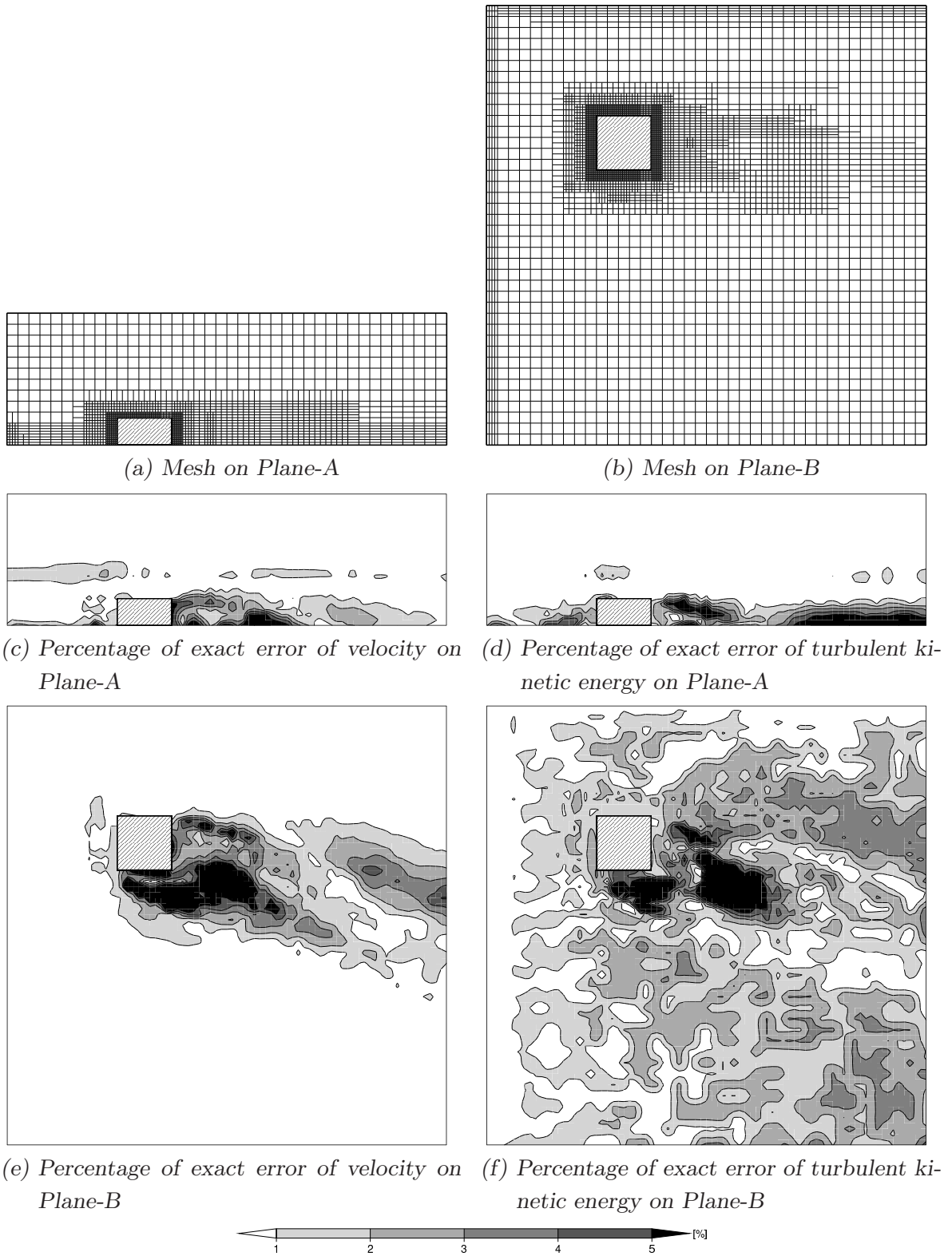


Fig. 4.22: Meshes and exact error obtained by second directional AMR

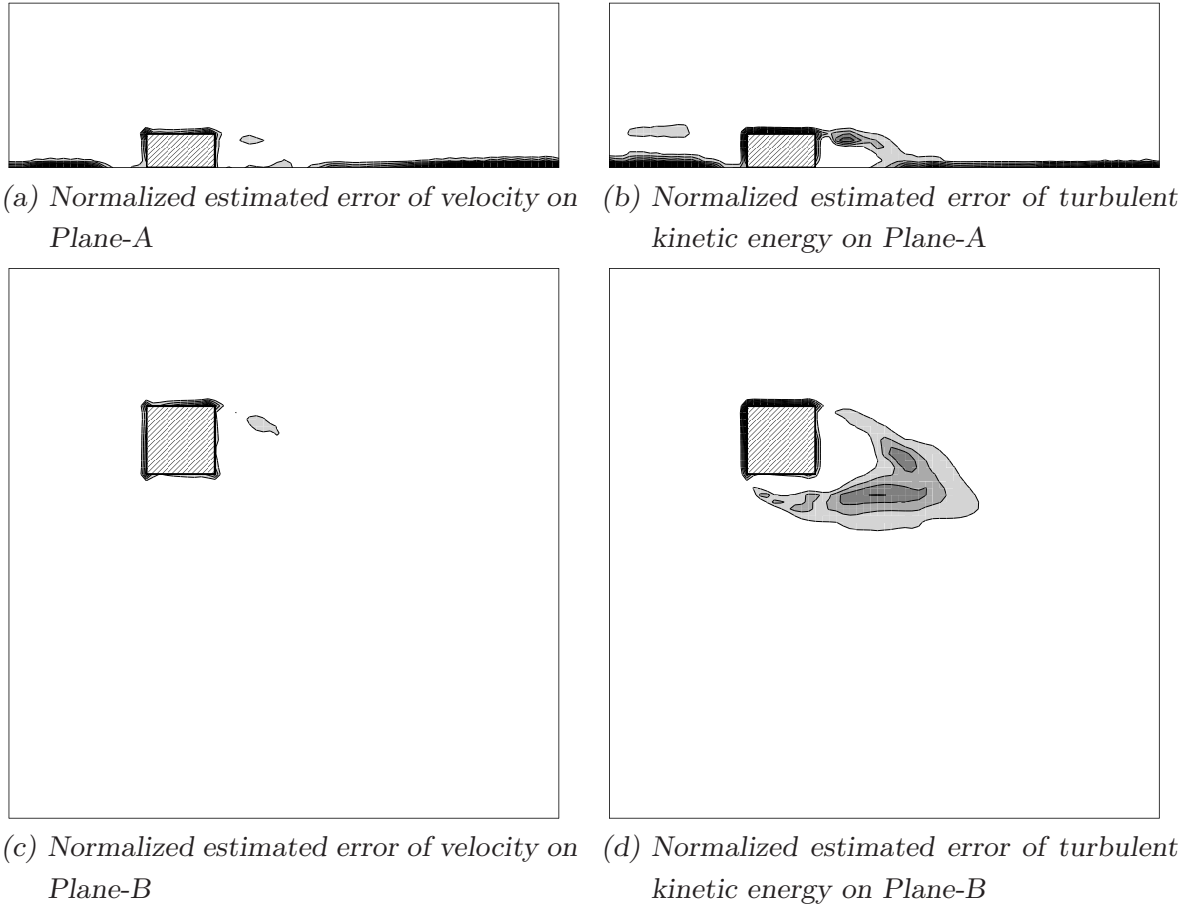


Fig. 4.23: Meshes and normalized estimated errors obtained by second directional AMR

- 方向性 AMR は等方的 AMR に比べ、格子数の増加が少ないにもかかわらず、速度や乱流エネルギーに関する正解誤差割合の標準偏差が小さくなっており、効率的な格子が生成できた。
- しかしながら、方向性 AMR では以下に示す問題点も明らかになった。
 - この流れ場のように風向と格子の軸方向が一致していない場合では、分割界面数制限の平滑化による格子の細分割が伝播する方向が、建物後流の循環渦が風下側に広がる方向と一致しない。このため、格子が細かい領域が、循環渦のある領域と多少ずれ、第3章で検討した風向が0度の場合の単独低層建物周辺の流れに比べ、建物後流における循環渦での予測精度が悪化した。
 - 分割界面数制限の平滑化による格子の細分割の連鎖により格子数が増え、生成格子の計算効率が減少した。

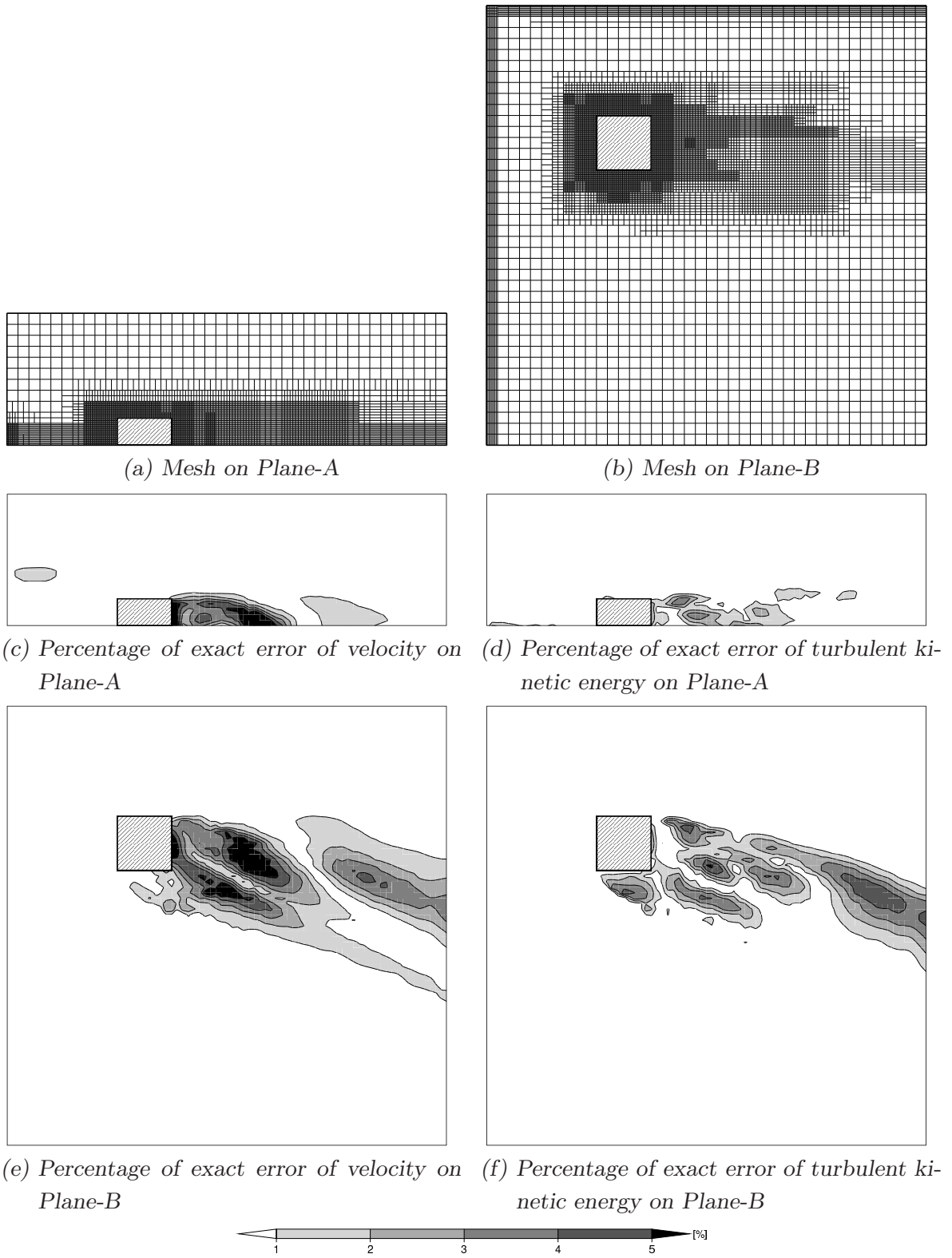


Fig. 4.24: Meshes and exact error obtained by third directional AMR

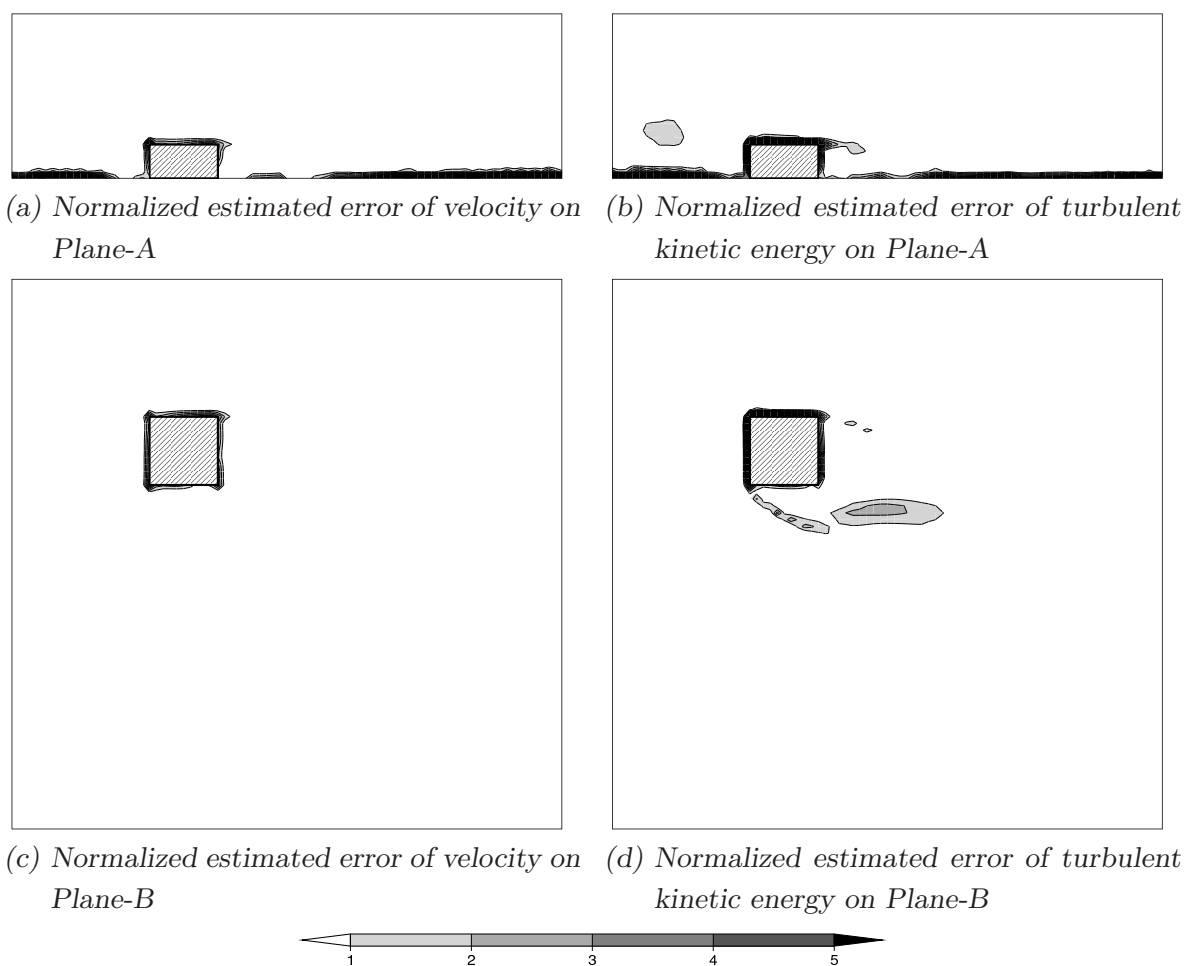


Fig. 4.25: Meshes and normalized estimated errors obtained by third directional AMR

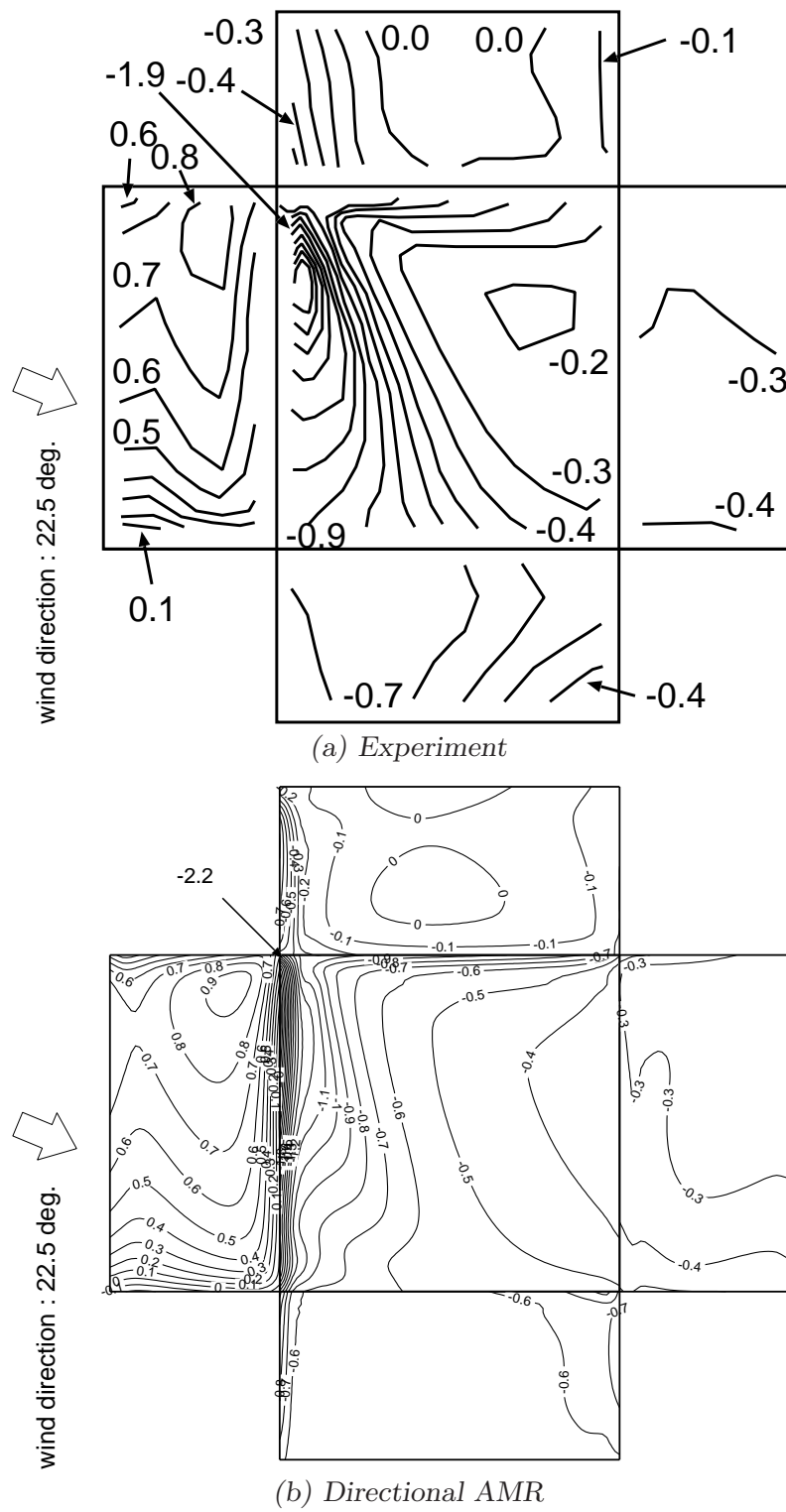
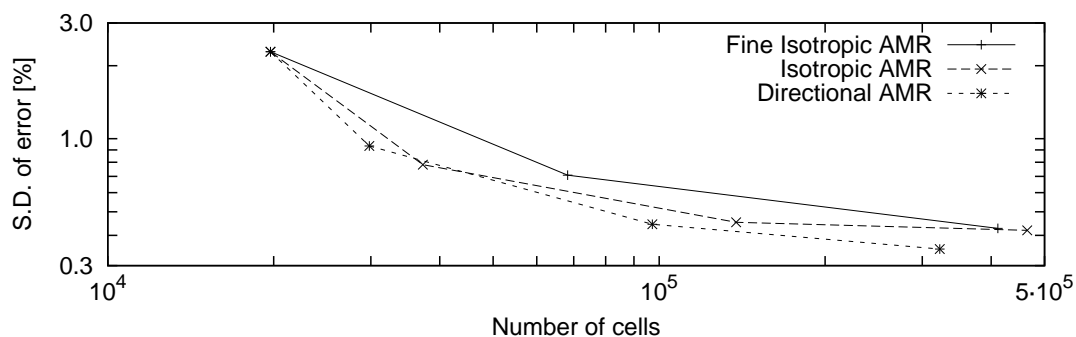
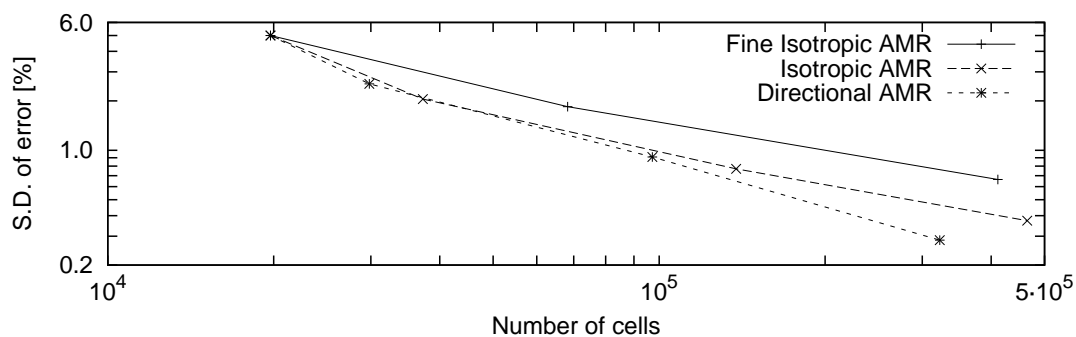


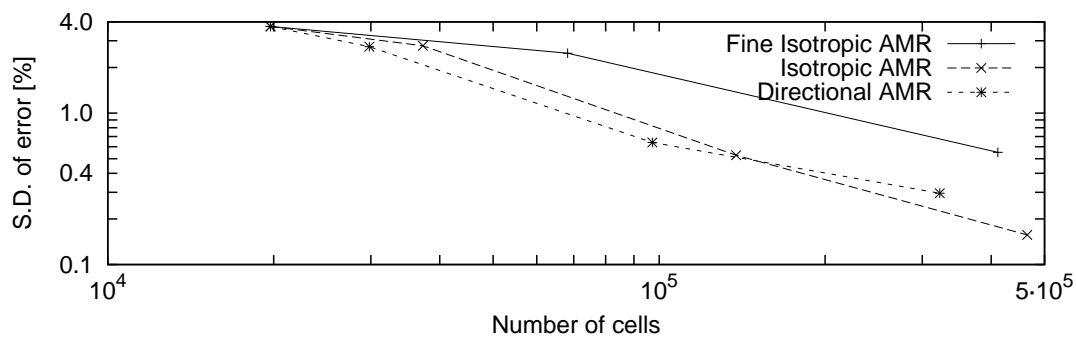
Fig. 4.26: Distribution of wind power coefficient



(a) Standard deviation of exact error of velocity



(b) Standard deviation of exact error of turbulent kinetic energy



(c) Standard deviation of exact error of wind power coefficient

Fig. 4.27: Standard deviation of exact error

5

非一様型解適合格子生成

5.1 はじめに

第 3 章や第 4 章では、単独低層建物周辺の流れについて解適合格子生成 (Adaptive mesh refinement: AMR) を行なった結果、このような流れ場に対しては、適切な範囲内にある AMR 制御パラメータを用いた AMR を行うことにより、格子生成に対する経験が少ない者でも自動的に質の良い効率的な格子が生成できることがわかった。しかしながら、市街地のように解析領域に多くの建物が存在するが、検討の対象となる建物の通風性状や建物周辺の風環境といったローカルな現象に対してのみ精度良い解析が行なえば良い風環境解析においては、第 3 章や第 4 章で行なったような解析対象全体に対して一様な細分割制御を行なう AMR では、対象建物から遠く離れた建物の周辺や、それらの建物後流においても細かい格子を生成してしまうため、CFD の経験者が生成した格子よりも計算効率が悪くなってしまう可能性が高い。なぜなら、CFD 解析の経験に富んだ人が格子を生成する場合には、対象とする建物の通風性状や風圧分布といった予測したい量の解析精度に対して影響が大きい領域では格子を細かく分割するが、影響が小さいと思われる領域では格子を粗く分割することで、予測したい量の解析精度は保ちつつ格子数を落した効率的な格子生成をするのが通例であるからである。ところで、通風性状や風圧の予測の対象とする建物のごく近傍の領域、もしくは、詳細な風環境解析の検討対象としている領域を、ここでは対象領域と呼ぶが、その領域内を通過する流体が、その領域に到達する迄に

存在していた領域，つまり対象領域を通過する風上側の流管 (以下，対象領域の流管) 内の流体は，対象領域の流管外の流体に比べて，対象領域内の風環境に及ぼす影響が大きいと考えられる．また，このような流管内の領域は，初期格子や AMR の過程で生成された粗い格子上で得られた流れ場によって定量的かつ自動的に求めることができるため，暫定的に求められた流管の外部にある格子については，AMR での制御法を変更して，Fig.5.1 に示すように通常より粗く分割することにより，人手で生成する時と同様に，予測したい量の解析精度は保ちつつ格子数を落した効率的な格子生成が可能であると考えられる．そこ

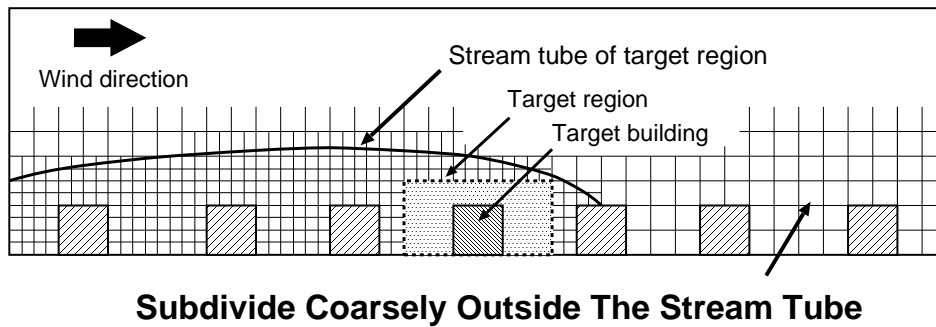


Fig. 5.1: General idea of non-uniform adaptive mesh refinement

で，本章では 5.2 節において，AMR を行なう前に対象領域の流管といった対象建物の風環境解析にとって重要な領域を特定する手順を追加し，その結果により AMR での制御法を変化させた非一様型 AMR の手法を新たに構築する．また，5.3 節において，5.2 節で構築した手法を複数の単純化した低層建物が建ち並ぶ格子状市街地での流れ場に適用し，対象とする建物の風圧係数の解析精度が一様型 AMR と同程度のまま，生成される格子数が一様型 AMR に比べ少ないといった効率的な格子生成が自動的に行なえるか検討する．

5.2 非一様型解適合格子生成の手法

5.2.1 対象領域の流管の特定

対象領域内を通過する流体が，その領域に到達する迄に存在していた領域である対象領域の流管の特定は，原理的には流線解析によって行なうことができる．つまり，空気流動に対して受動的な仮想トレーサ粒子を対象領域に一様に，もしくは，擬似乱数を用いてランダムに置いて，その動きを時間に対して逆方向に追跡し，粒子が通った格子を記録していけば良い．ここで，非一様型 AMR を行なう場合であっても，流管の内部では，有限体積法における打ち切り誤差がなるべく小さくなるように格子の滑らかさをできるだけ確保

したい。そのためには、流管の境界をなるべく滑らかに、かつ、流管の内部も格子の取りこぼし無く求めたいが、トレーサー粒子による流線解析は、その性質上非連続体解析となるため、流管の境界を滑らかに求めようとすると、かなり多くの粒子の流線解析を行う必要が生じる。また、密集市街地のように隣棟間隔が狭い場合には、流管内にある建物間の隙間に仮想粒子が入ってくる確率がごく僅かとなるために、そのような空間を取りこぼしなく滑らかに捉えるには莫大な粒子を用いる必要があり、流線解析の計算コストが現実的でなくなる可能性がある。そこで、本研究では、対象領域の流管の特定を、空気流動に対して受動的なスカラー量 (passive scalar) の移流・拡散方程式を解くことによって近似的に行なった。以下にその詳細を記す。

今 Fig.5.2 に示すように、対象建物の近傍に対象領域を設定し、その中で一様に S_ψ の量の passive scalar を発生させる。この時、passive scalar が時間順方向に移流・拡散

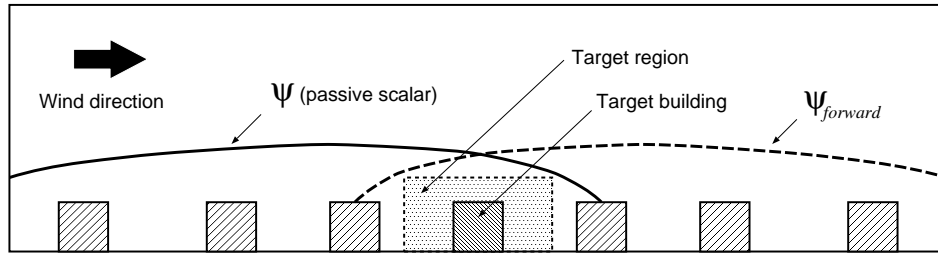


Fig. 5.2: Stream tube of target region

した解を $\psi_{forward}$ とすると、その輸送方程式は以下で与えられる。

$$\frac{\partial \psi_{forward}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U} \psi_{forward}) = \nabla \cdot (\Gamma_\psi \nabla \psi_{forward}) + S_\psi \quad (5.1)$$

次に、時間逆方向に移流・拡散した解を ψ とすると、これは Eq.(5.1) の時間 t とソース項 S_ψ の符号を逆にしたものである。

$$\frac{\partial \psi}{\partial (-t)} + \nabla \cdot (\mathbf{U} \psi) = \nabla \cdot (\Gamma_\psi \nabla \psi) - S_\psi \quad (5.2)$$

上式を変形すると、以下を得る。

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \cdot [(-\mathbf{U}) \psi] = \nabla \cdot [(-\Gamma_\psi) \nabla \psi] + S_\psi \quad (5.3)$$

しかし、上式は負の拡散係数を持つ拡散項を持つため、数値的に解くことは難しい。そこで、本研究では、加藤らによる環境形成寄与率指標 SVE(Scale for Ventilation Efficiency) における吸込み口の環境形成寄与率指標 SVE5 を求める時の手法と同様に、便宜的に拡散

係数の符号を正に戻した以下の移流・拡散方程式を解く [49].

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \cdot [(-\mathbf{U}) \psi] = \nabla \cdot [\Gamma_\psi \nabla \psi] + S_\psi \quad (5.4)$$

つまり、 ψ の解は $\psi_{forward}$ の移流・拡散方程式である Eq.(5.1) における速度の符号だけを逆にした移流・拡散方程式を解くことによって得ることになる。なお、本研究では、定常状態の流れ場を解いているので、実際に ψ を求める場合には、Eq.(5.4) における時間項を落して定常計算を行なっている。また、空気流動に受動的である量であるから、拡散係数 Γ_ψ には、 ν と乱流動粘性係数 ν_t の和である実効動粘性係数 $\nu_{eff} = \nu + \nu_t$ を用いた。従って、実際には以下の定常状態の移流・拡散方程式を解くことになる。

$$\nabla \cdot (-\mathbf{U}\psi) = \nabla \cdot (\nu_{eff} \nabla \psi) + S_\psi \quad (5.5)$$

また、生成量 S_ψ は対象領域内で 1、その他では 0 とした。

さて、この ψ は、対象領域の流管の外部に比べて内部のほうが概ね大きな値を持つと考えられる。ただし、外部と内部を区別する閾値としてどのような値が最適であるかは、流れ場や解析領域に依存する問題で、明確に定めることは難しいが、本研究では、 ψ の等値面と 5.3.4 節で述べる流線解析との比較から、全解析領域で規格化^{*1} した ψ が 1 未満の場合には流管外にあると見なすことにした。

5.2.2 非一様型解適合格子の生成手順

本章で用いた非一様型 AMR の手順を以下に示す。

1. 格子上で流れ場の解を求める。
2. 求めた速度場の符号を逆にして、対象領域内に一様に passive scalar を発生させた移流・拡散方程式を解く。
3. 上記の passive scalar の解を規格化した値が 1 よりも小さい格子は対象領域の流管外にあると見なす。
4. 流管外にある格子では、細分割閾値や分割界面の最大値を緩和する。
5. Residual 法を用いて誤差を推定する。
6. 推定した誤差を規格化した規格化誤差が細分割閾値よりも大きい格子を細分割する。
7. 隣接格子間に大きなギャップが無いよう平滑化する。

^{*1} 領域での格子体積重み付け平均値 $\bar{\psi}$ と格子体積重み付け標準偏差 σ_ψ を使い、以下のようにして無次元化した値: $\hat{\psi} = (\psi - \bar{\psi})/\sigma_\psi$

8. 新格子上に前の解を補間し、次の解の初期値とする.
9. 1 に戻り、この手順を指定回行う.

ここで、3.2.1 節の一様型 AMR の手順に対し、2., 3., 4. の手順が新たに加わっているが、passive scalar の移流・拡散方程式を解くことを含め、これらにかかる計算負荷は、1. の流れ場の解を求める負荷に対して極く僅かである。なお、今回行なったように passive scalar ψ が設定した閾値を超えるかどうかでステップ状に AMR の制御法を変えるのではなく、 ψ の大きさに応じて制御パラメータを連続的に変化させる手法も考えられるが、そのような手法の検討は今後の課題とし、本論文では扱わない。

5.3 非一様型解適合格子生成の検討

ここでは、複数の立方体状の低層建物が、低密度で格子状に建ち並ぶ格子状市街地を対象に非一様型 AMR を行なった。また、流管外における細分割閾値や分割界面の最大値といった制御するパラメータを変化させたケーススタディを行ない、一様型 AMR と計算効率の比較を行なった。なお、ここで用いた AMR は全て方向性 AMR である。

5.3.1 計算条件

検討対象としたのは、Fig.5.3 に示した立方体状の低層建物が低密度で格子状に建ち並ぶ市街地であり、対象建物は建物群の中心に置いた。計算条件は Tab.5.1 に示す。ここでは、立方体状の低層建物が 13 列 13 行で格子状に建ち並んでいる状況を想定したが、対称面を設けたため、計算上では 7 列 13 行の建物を設定した。道路幅 L は建物高さ H_b と同じであり、道路を含めたグロス建蔽率は 25% である。passive scalar を発生させる対象領域は、対象建物の周辺に直方体状に置いた。水平方向は隣棟の壁面まで、高さは対象建物高さの 1.5 倍とした。流入境界条件は 2.5.3 節と同様である。

初期格子は Fig.5.4 に示す通り、建物高さの 1/2 の幅の等間隔格子である。次に、Plane A における正解値を求めるための最密格子を Fig.5.5 に示す。この最密格子は、3.3.2 節と同様、分割界面の最大数を 1 とする格子の平滑化を併用した等方的 AMR により生成した。なお、その際の細分割閾値 ε は 1 であり、初期格子から AMR の反復回数は 3 回である。

AMR の設定条件を Tab.5.2 に示す。方向性パラメータは 3.3.2 節での検討結果にならって 1 とした。無次元壁座標の制御は 3.3.2 節と同様である。さらに、今回の検討では、一様型 AMR と非一様型 AMR のどちらにおいても、対象領域内の格子は、推定誤差の大きさに係わらず、全ての格子を等方的に細分割した。

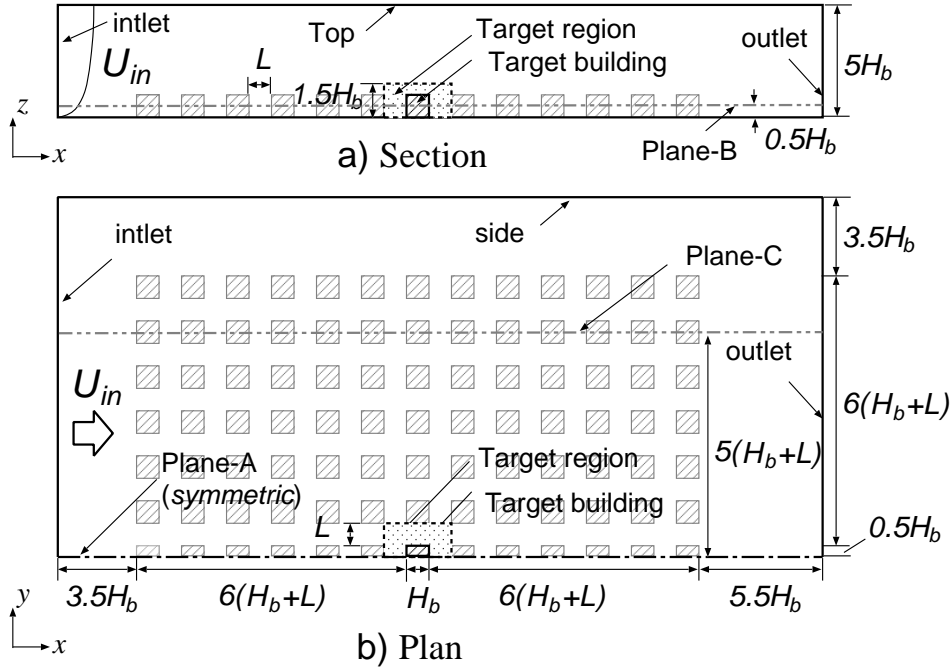
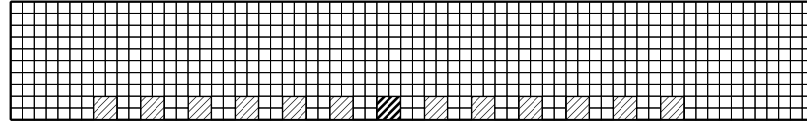


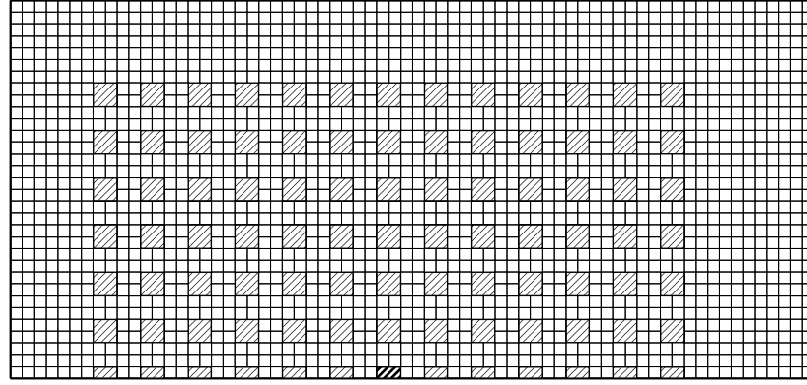
Fig. 5.3: Calculation target

Tab. 5.1: Calculation conditions

Mesh dimension	$34H_b(x) \times 16H_b(y) \times 5H_b(z)$
Arrangement of buildings	$13(x) \times 7(y)$
Width of street	$L = H_b$
Inlet	U , k : Interpolate from experiment [68] ϵ : calculate under the assumption: $P_k = \epsilon$
Top, side, outlet	Zero gradient for all properties
Ground and wall	Generalized log-law (wall function)
Turbulence model	Shih's quadratic non-linear $k - \epsilon$ [21]
Convection differencing scheme	TVD with van Leer limiter
Diffusion differencing scheme	Central differencing
Coupling algorithm	SIMPLE
Linear solver for U , k , ϵ	Bi-CGSTAB
Linear solver for p	AMG
Number of cells	Initial : 2.1×10^4 Finest for the exact: 3.1×10^6

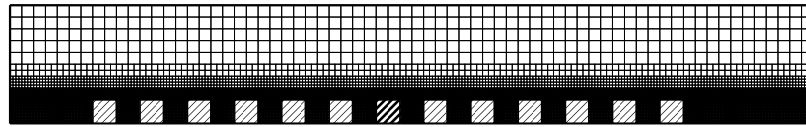


(a) On Plane-A



(b) On Plane-B

Fig. 5.4: Initial mesh

Fig. 5.5: Finest mesh for the exact solution on Plane-A (No. cell : 3.1×10^6)

Tab. 5.2: Conditions for AMR

Number of iteration of AMR	Three times
Target of refinement	Normalized error of U and k
Directional parameter	1
Maximum dimensionless wall distance	150
Minimum dimensionless wall distance	90

5.3.2 検討ケース

検討したケースを Tab.5.3 に示す. 通常の AMR である UAMR では, 全領域において細分割閾値を 1 とし, 一つの格子における分割界面の数を 1 以下に制限し, さらに建物表面や地表面で無次元化壁座標の制御を行なう. これに対して, 非一様型 AMR である NUAMR においては, 対象領域の流管の外側では分割界面の数の制限を行なわない. さらに, 流管の外側において細分割閾値を 2 に緩和したのが NUAMR-O2 である. また, 流管の外側における細分割閾値は NUAMR 同様に 1 であるが, NUAMR のように分割界面の数の制限を撤廃するだけでなく, 同時に建物表面や地表面での無次元化壁座標の制御を行なわないようにした NUAMR-Y についても併せて検討した.

Tab. 5.3: Calculation cases

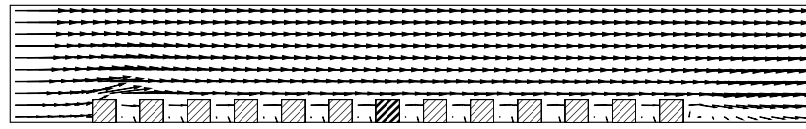
Case name	Threshold for refinement outside the stream tube	Limit number of split faces outside the stream tube	Limit dimensionless wall distance outside the stream tube
Uniform-AMR	1	Yes	Yes
NUAMR	”	No	”
NUAMR-O2	2	”	”
NUAMR-Y	1	”	No

5.3.3 初期格子での計算結果

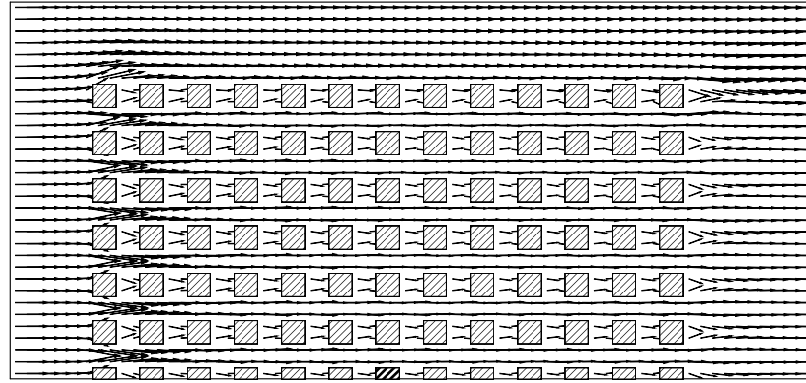
初期格子での速度場の計算結果を Fig.5.6 に, 乱流エネルギーの計算結果を Fig.5.7 に示す.

5.3.4 対象領域の流管

初期格子において得られた流れ場の解を用いて, 対象領域に大きさ 1 の passive scalar を発生させ, 時間逆方向の移流・拡散方程式 Eq.(5.5) を解いて passive scalar ψ を求めた. これを規格化した値 $\hat{\psi}$ の分布を Fig.5.8 に示す. この値が 1 以下, つまり図において無色となっている格子は対象領域の流管外にあるとみなした. 流線解析により算出された流管と比較するため, 対象領域にランダムに 10000 個トレーサー粒子を発生させ, Runge Kutta 法を用いて時間積分して解析した流線群と, $\hat{\psi}$ が 1 となっている等値面を Fig.5.9 に併せて示す. 等値面内領域は風上に行くに従って, 流線群の領域よりも広がっている

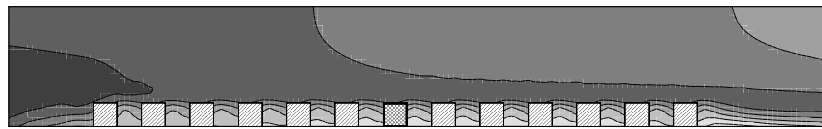


(a) On Plane-A

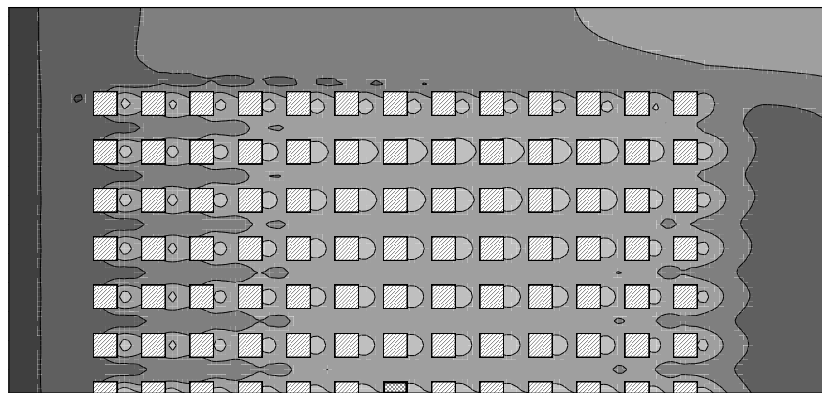


(b) On Plane-B

Fig. 5.6: Velocity vector on the initial mesh



(a) On Plane-A



(b) On Plane-B

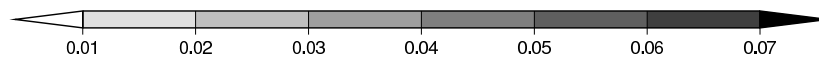


Fig. 5.7: Turbulent kinetic energy on the initial mesh

が、両者は概ね一致している。また、このように流管の領域を多少過大に見積もることは、対象建物周辺での流れ場の解析精度を優先させる安全側の評価となると考える。な

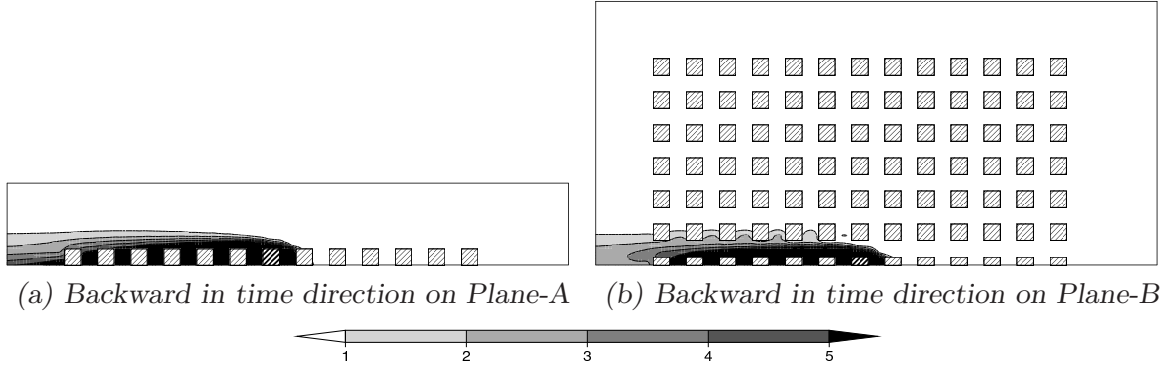


Fig. 5.8: Normalized passive scalar on the initial mesh

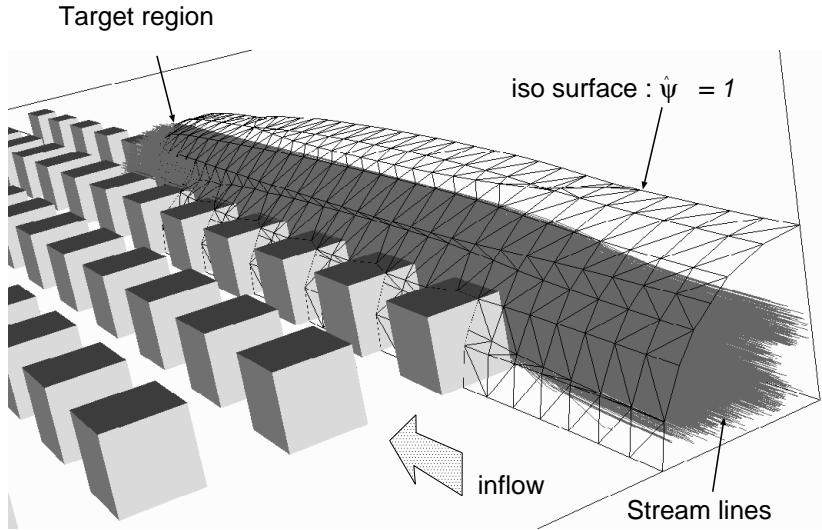


Fig. 5.9: Contour surface of normalized passive scalar and stream tube of target region

お、この流管の特定は、5.2.2 節で示したように、AMR の反復毎に毎行なう。例として、NUAMR における 2 回目の AMR で得られた流れ場の解を用いて算出された規格化 $\hat{\psi}$ の分布を Fig.5.10 に示すが、このように AMR の反復を繰り返す毎に、流管の形状も精細になっていく。しかし、流管特定のための計算負荷は僅かであることを再度述べておく。

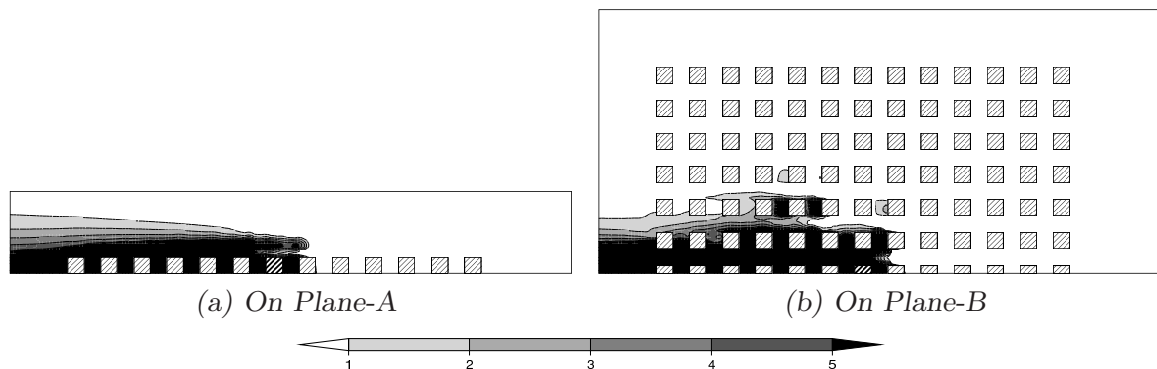


Fig. 5.10: Normalized passive scalar obtained by second AMR in NUAMR

5.3.5 最終生成格子の比較

ここでは、3 回の AMR を行なった後に生成された最終格子の比較を行う。まず、Fig.5.11 に一様型 AMR の UAMR での最終格子を示す。対象建物以外の建物周辺も細かく分割されている。また、(b) の Plane-B 上の格子を見ると、側面境界と建物群との間は道路上の循環渦の影響により、細かく分割されている。また、建物群の右上隅の風下側では、建物群の後流における循環渦のために格子が細かく分割されている。

次に、流管外では分割界面数の制限を行わないようにした非一様型 AMR の NUAMR で生成された最終格子を Fig.5.12 に示す。流管外においては、建物近傍では格子が細かく分割されているが、道路上の領域ではあまり細かく分割されていない。また、流入口や側面境界付近では、水平方向にほとんど分割されていない。

さらに、流管外での細分割閾値を 2 に上げた NUAMR-O2 の格子を Fig.5.13 に示す。流管を通る断面である Plane-A での格子は NUAMR からほとんど変化がないが、Plane-B や Plane-C における流管外での建物間の格子を見ると、NUAMR に比べ NUAMR-O2 ではより粗く分割されていることがわかる。なお、NUAMR-O2 は NUAMR に比べて格子数の減少は 12% 程度であり、格子数の減少割合はあまり大きくない。

最後に、流管外での細分割閾値は 1 のままであるが、流管外において分割界面数の制限を行わないことに加え、無次元壁座標の制御を行わないようにした NUAMR-Y で生成された最終格子を Fig.5.14 に示す。このケースでは流管外において建物表面の法線方向にほとんど分割されなくなった。また、無次元壁座標の界面の面積重み付け平均値も、対象建物以外の建物表面で約 600 と、壁関数の適用範囲を大きく超過しており、建物表面でのせん断摩擦応力がほとんど再現できていないと思われる。一方、格子数は NUAMR

と比べて 20% 程減少した。

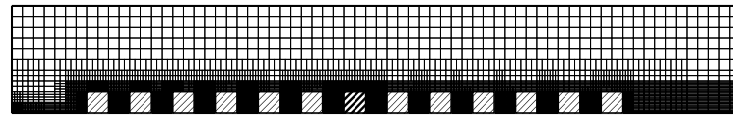
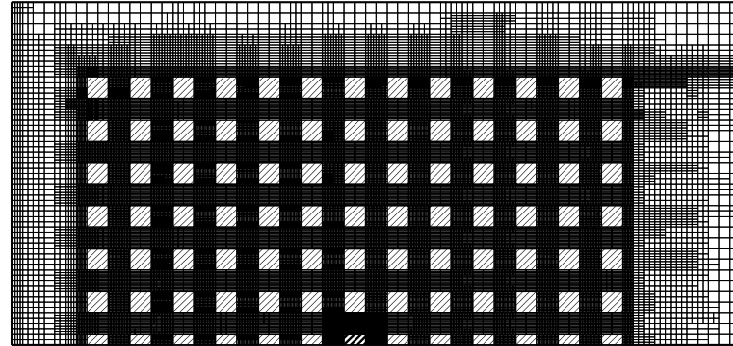
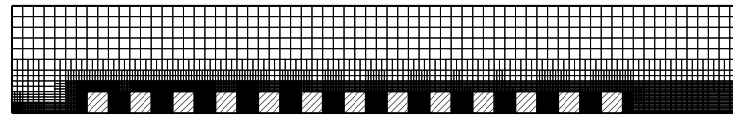
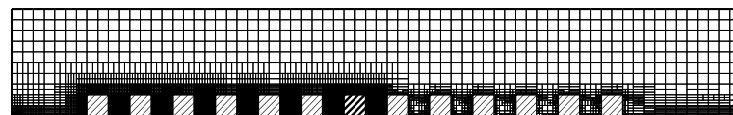
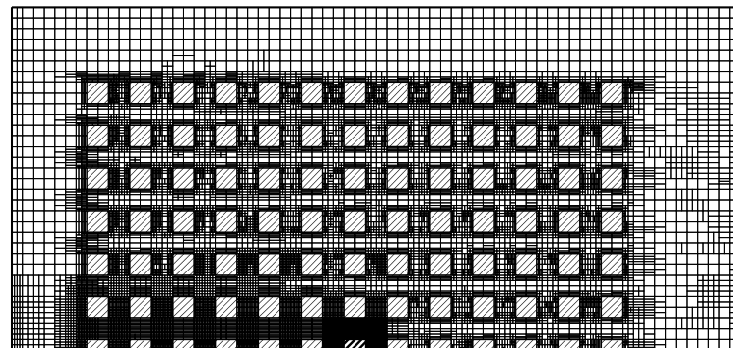
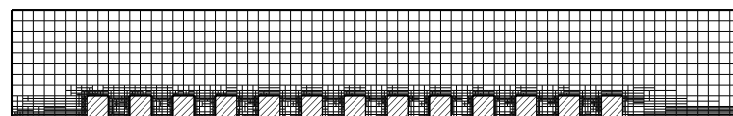
5.3.6 正解誤差の標準偏差の比較

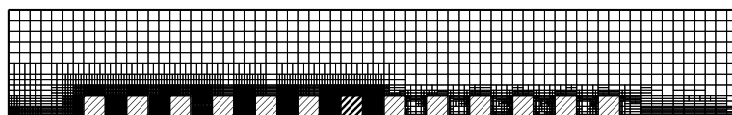
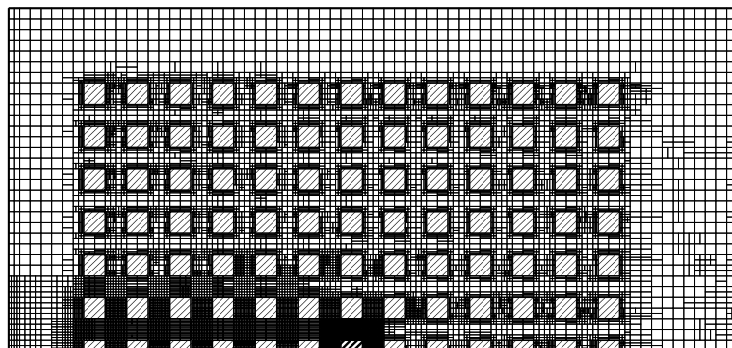
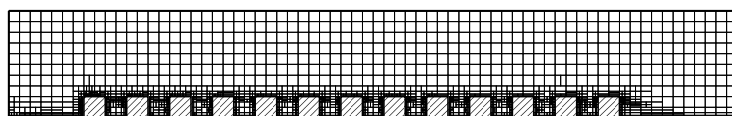
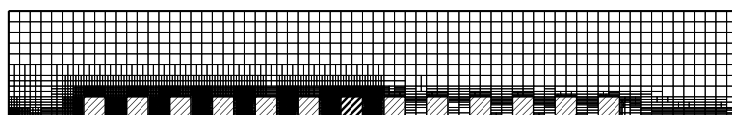
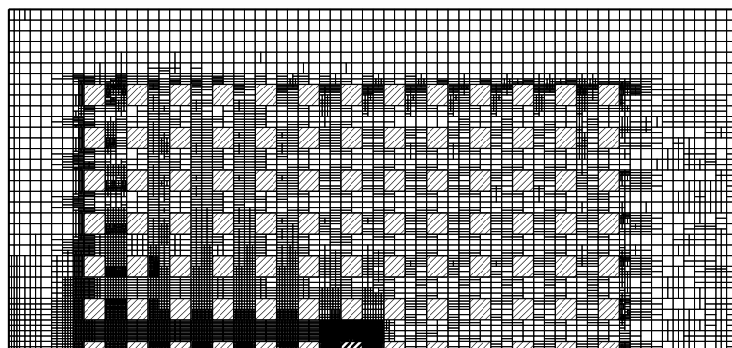
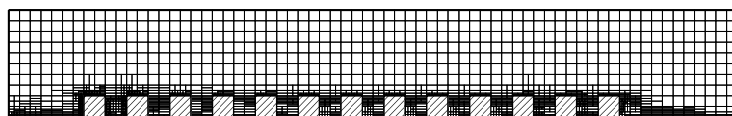
Fig.5.15 に、速度と乱流エネルギーに関する正解誤差に対する、全解析領域、および対象領域における格子体積重み付け標準偏差をまとめて示す。ここで、同じケース上に 4 点のマークがあるが、一番格子数が少ない左端のマークが初期格子での誤差の標準偏差、その右のマークが AMR を一回行なった格子での正解誤差の標準偏差、右端のマークが AMR を 3 回行なった最終格子における正解誤差の標準偏差を表す。

まず初めに、全解析領域における誤差の標準偏差を示す (a)(b) を見ると、最終生成格子における速度と乱流エネルギーの正解誤差の標準偏差は、UAMR に比べ非一様型 AMR の各ケースのほうが少々大きいですが、NUAMR や NUAMR-O2 は UAMR に近く、速度や乱流エネルギー共に NUAMR の 1.5 倍程度である。また、対象領域における正解誤差の標準偏差である (c)(d) を見ると、最終格子においては、速度と乱流エネルギーどちらについても、NUAMR は UAMR とほぼ同じレベル迄減少している。

次に、対象建物表面の風圧係数について正解値との対応を調べた。ここで、風圧係数を算出する時の基準静圧は、対称面 (Plane-A) における対象建物の中心の上空で、解析領域の上端の格子における値を用いた。また、基準動圧は建物高さでの速度 (ここでは 1) を動圧に換算したものをを用いた。さらに、風圧係数の誤差割合の標準偏差や、正解値との相関を算出する際、最終格子においては、Fig.5.16 での斜線で示したような、建物の各稜線 (ただし、地面との稜線は除く) に隣接する最も角の格子 (格子幅は建物高さの 16 分の 1) についての風圧係数のデータは除去した。その理由としては以下が挙げられる。角の格子における風圧係数は、建物の角における気流の剥離によって大きな負圧を取ることが多いが、これは建物周辺での流れの微細な変化によって、その分布や大きさが大きく変化することが多く、それによって、風圧係数の誤差の標準偏差も大幅に変わってしまうことがある。一方、壁面や屋根面において、角の近傍に開口や換気口を設けることは少なく、この領域における風圧係数の予測精度は元々重要ではないので、建物全体の風圧係数の予測精度を算出する際にこの領域での風圧係数の誤差は考慮しないことにした。

以上の計算により求めた風圧係数の正解誤差の標準偏差を Fig.5.17 に示す。最終格子において、NUAMR は、UAMR と同程度まで正解誤差が減少している。なお、ここに示す風圧係数の誤差割合は 1 に対する割合である。

(a) *On Plane-A*(b) *On Plane-B*(c) *On Plane-C*Fig. 5.11: Final mesh of case UAMR (No. cell : 9.2×10^5)(a) *On Plane-A*(b) *On Plane-B*(c) *On Plane-C*Fig. 5.12: Final mesh of case NUAMR (No. cell : 2.5×10^5)

(a) *On Plane-A*(b) *On Plane-B*(c) *On Plane-C*Fig. 5.13: Final mesh of case NUAMR-O2 (No. cell : 2.2×10^5)(a) *On Plane-A*(b) *On Plane-B*(c) *On Plane-C*Fig. 5.14: Final mesh of case NUAMR-Y (No. cell : 2.0×10^5)

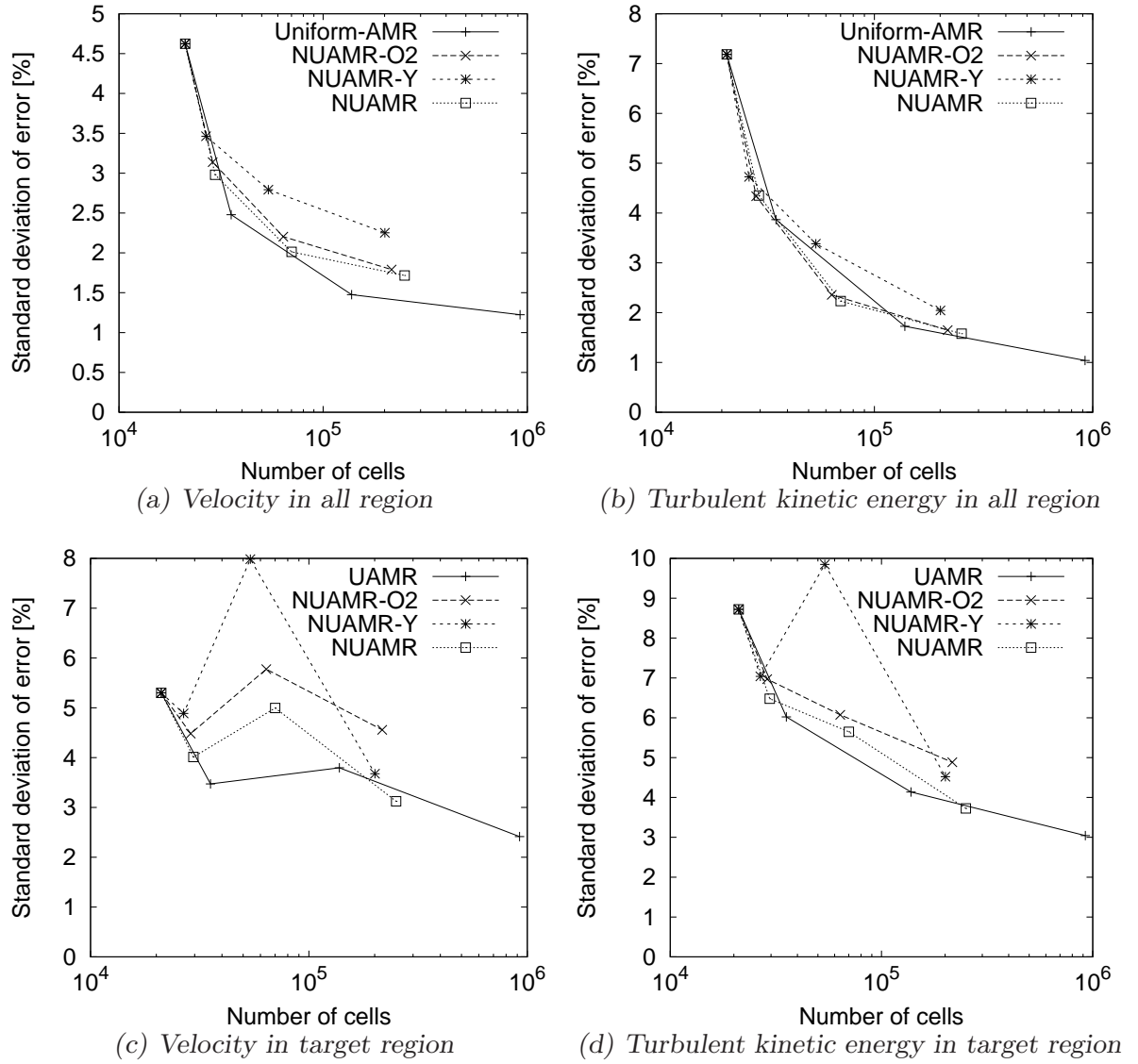


Fig. 5.15: Standard deviation of error of velocity and turbulent kinetic energy

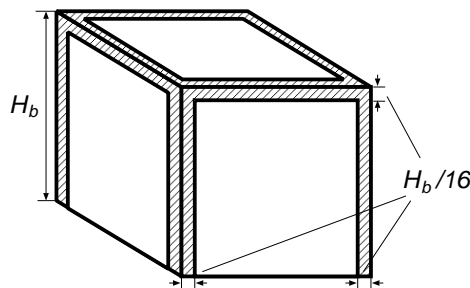


Fig. 5.16: Discarding region in calculating error and co-relation of wind power coefficient on surfaces of the target building

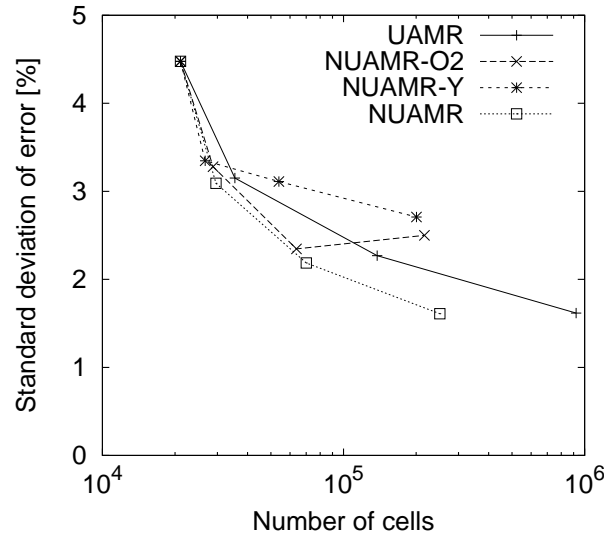


Fig. 5.17: Standard deviation of error of wind power coefficient on surfaces of target building

5.3.7 風圧係数分布の比較

Fig.5.18 に UAMR と NUAMR における対象建物表面の風圧係数の正解値との相関を示すが、両者はほぼ同程度の相関性を示している。

また、Fig.5.19 に、正解値と UAMR および NUAMR における対象建物表面での風圧係数の分布を示す。正解値に比べて、UAMR や NUAMR では、側壁面以外の風圧係数が 0.05 程度低くなっているが、両ケース間の分布は良く一致している。

5.3.8 生成格子数

最後に、各ケースの生成格子数と UAMR における生成格子を 1 とした時のその割合を Tab.5.4 に示す。これまで述べたように、非一様型 AMR である NUAMR では、対象領域における速度と乱流エネルギーおよび、建物表面での風圧係数に関する正解誤差の標準偏差が、一様型 AMR である UAMR とほぼ同程度に減少する。一方、NUAMR の格子数は、UAMR の 1/3.7 と大幅に減少しており、大変効率的な格子生成が自動的に行えたと言える。

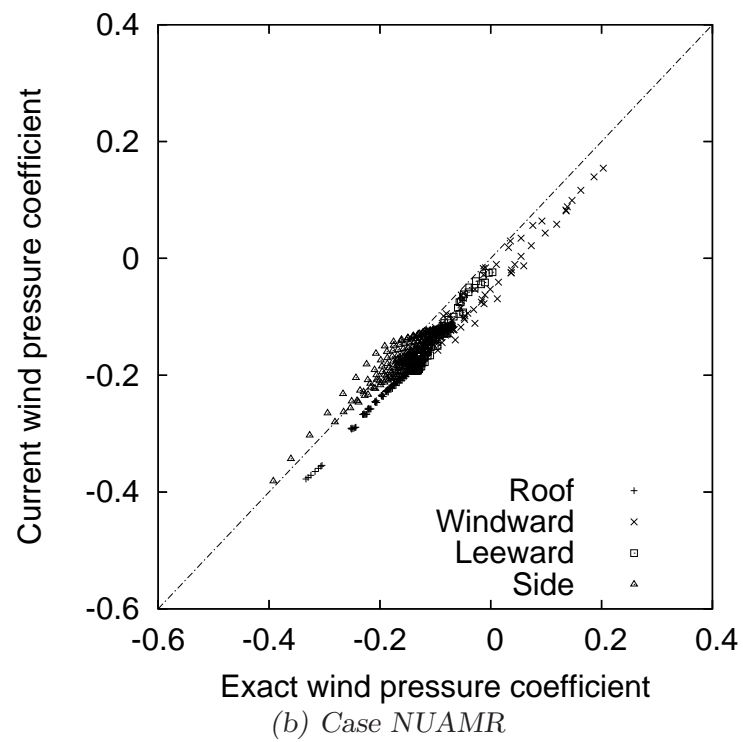
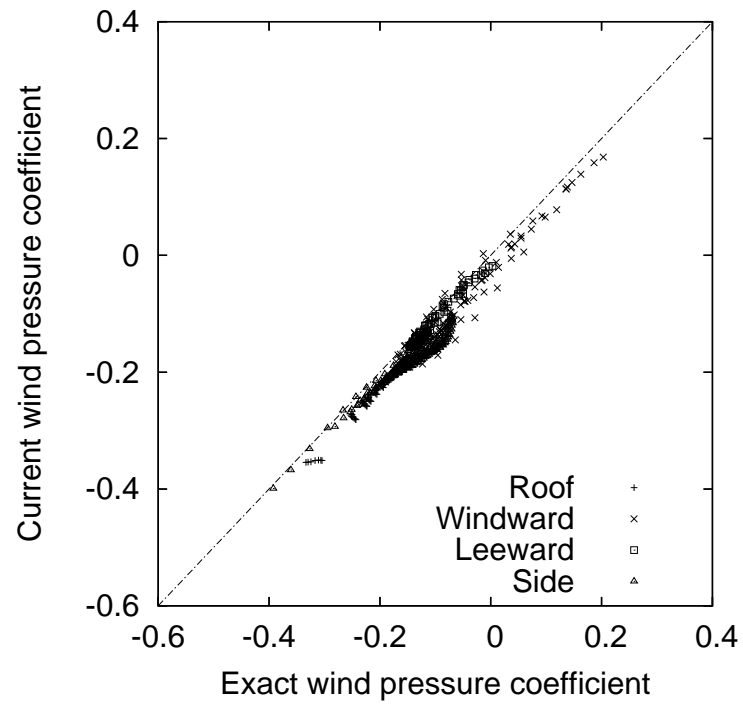


Fig. 5.18: Correlation of wind power coefficient

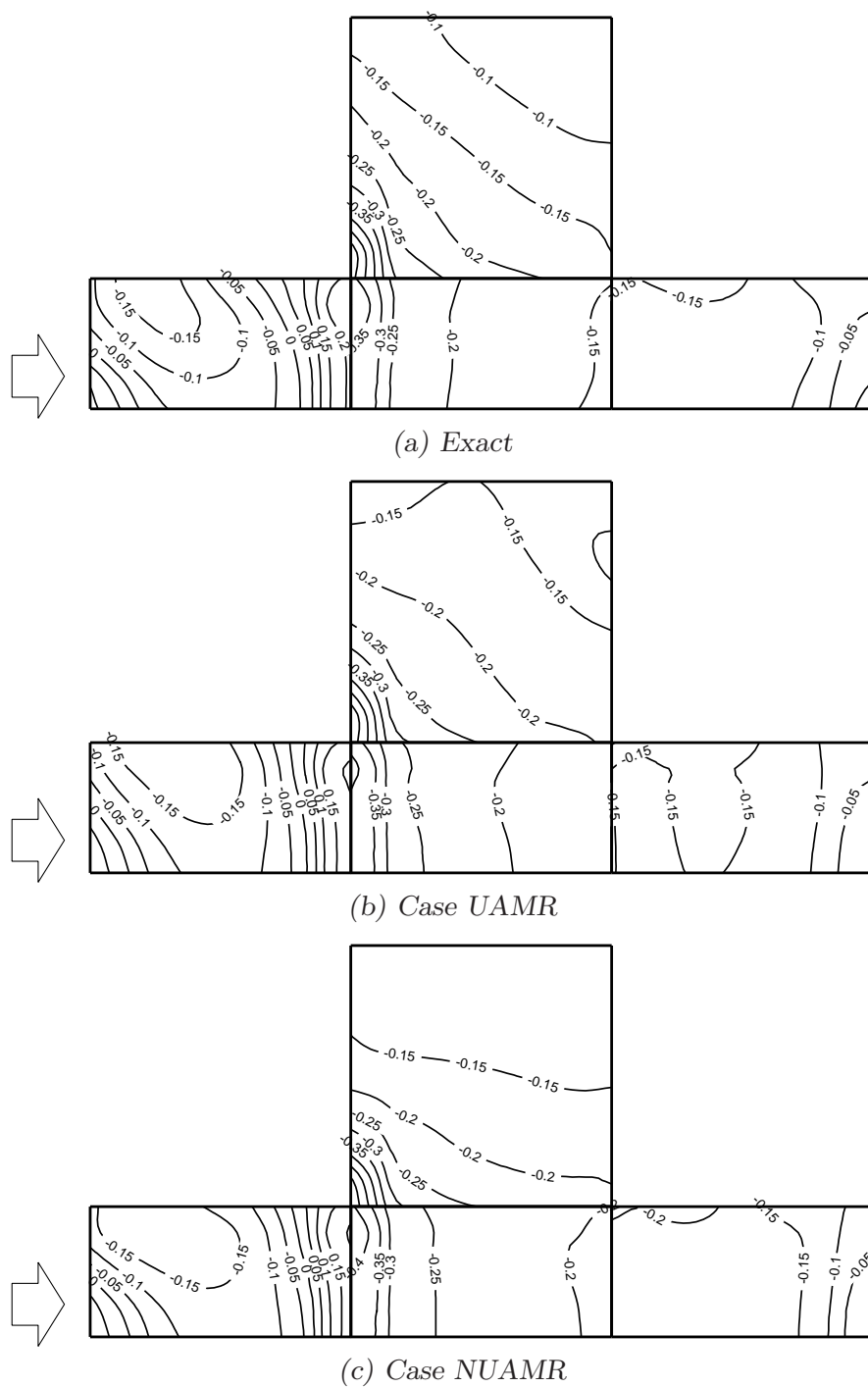


Fig. 5.19: Wind power coefficient on surfaces of target building

Tab. 5.4: Number of cells in final mesh of each AMR cases

Case name	Number of cells [$\times 10^5$]	Ratio of number of cells
UAMR	9.2	1
NUAMR	2.5	1/3.7
NUAMR-O2	2.2	1/4.2
NUAMR-Y	2.0	1/4.6

5.4 まとめ

本章では、非一様型 AMR の手法を新に構築し、低密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流を対象にしてその性能を検証した。本章で得られた知見をまとめると以下のようになる。

- 流れ場の詳細な検討を必要とする対象領域において、空気流動に対して受動的なスカラー量である passive scalar を発生させ、AMR の反復途中で得られた流れ場を用いて、passive scalar の移流・拡散方程式を時間逆方向に解くことにより、対象領域へ到達する風上側の流管の領域を簡便かつ滑らかに算出できた。
- 流管の特定を AMR における格子分割のプロセスの前に行なうことによって、計算格子が対象領域の流管の外部にある場合には、AMR における細分割閾値や格子の平滑化を緩和させる制御が可能となった。
- 対象領域の流管外では、分割界面数の制限による格子の平滑化を行なわないように制御を行なった非一様型 AMR のケースでは、通常の一様型 AMR に比べ、解析領域全体での速度や乱流エネルギーの誤差の標準偏差は多少増加するが、対象領域における速度や乱流エネルギーや、対象建物表面での風圧係数の誤差の標準偏差は一様型 AMR とほぼ同程度となる予測が行なえた。また、このケースによって生成された最終格子の格子数は、一様型 AMR に比べ約 1/4 であり、検討対象する領域での解析精度をあまり落さずに、格子数を大幅に削減した大変計算効率の良い格子が自動的に生成できることがわかった。

6

非一様型解適合格子生成の適用

6.1 はじめに

この章では，第 5 章で検討した非一様型 AMR(Non-Uniform AMR: NUAMR) を，中密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流や，風向 22.5 度の場合の低密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流，およびモデル市街地に建つ高層建物周辺気流に対して適用し，非一様型 AMR の性能をより広範囲に調べる．

6.2 中密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流

6.2.1 計算条件

計算対象は Fig.6.1 において道路幅 L を建物高さ H_b の半分とした中密度格子状市街地であり，道路を含めたグロス建蔽率は 44.4% である．計算条件は Tab.6.1 に示すが，領域の大きさや道路幅と格子数以外は，5.3 節の計算条件である Tab.5.1 と同様である．流管の特定のために passive scalar を発生させる対象領域についても，5.3 節と同様に対象建物の周辺に直方体状に置き，水平方向は隣棟の壁面まで，高さは対象建物高さの 1.5 倍とした．初期格子は Fig.6.2 に示す通り，建物高さの $1/2$ の幅の等間隔格子である．Plane-A における正解値を求めるための最密格子を Fig.6.3 に示す．最密格子の求め方も

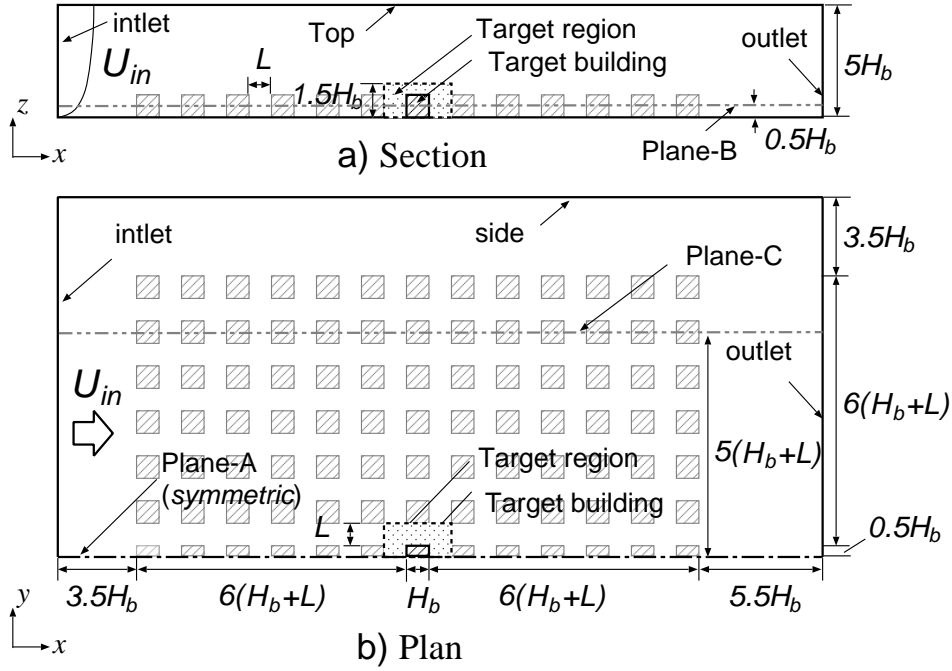


Fig. 6.1: Calculation target

Tab. 6.1: Calculation conditions

Mesh dimension	$28H_b(x) \times 13H_b(y) \times 5H_b(z)$
Arrangement of buildings	$13(x) \times 7(y)$
Width of street	$L = H_b/2$
Inlet	U , k : Interpolate from experiment [68] ϵ : calculate under the assumption: $P_k = \epsilon$
Top, side, outlet	Zero gradient for all properties
Ground and wall	Generalized log-law (wall function)
Turbulence model	Shih's quadratic non-linear $k - \epsilon$ [21]
Convection differencing scheme	TVD with van Leer limiter
Diffusion differencing scheme	Central differencing
Coupling algorithm	SIMPLE
Linear solver for U , k , ϵ	Bi-CGSTAB
Linear solver for p	AMG
Number of cells	Initial : 1.4×10^4 Finest for the exact: 1.9×10^6

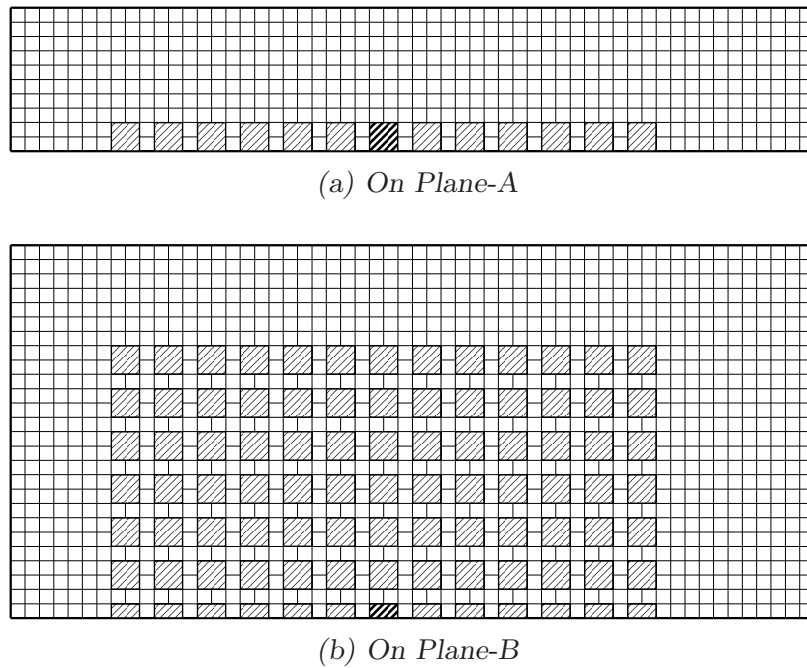


Fig. 6.2: Initial mesh

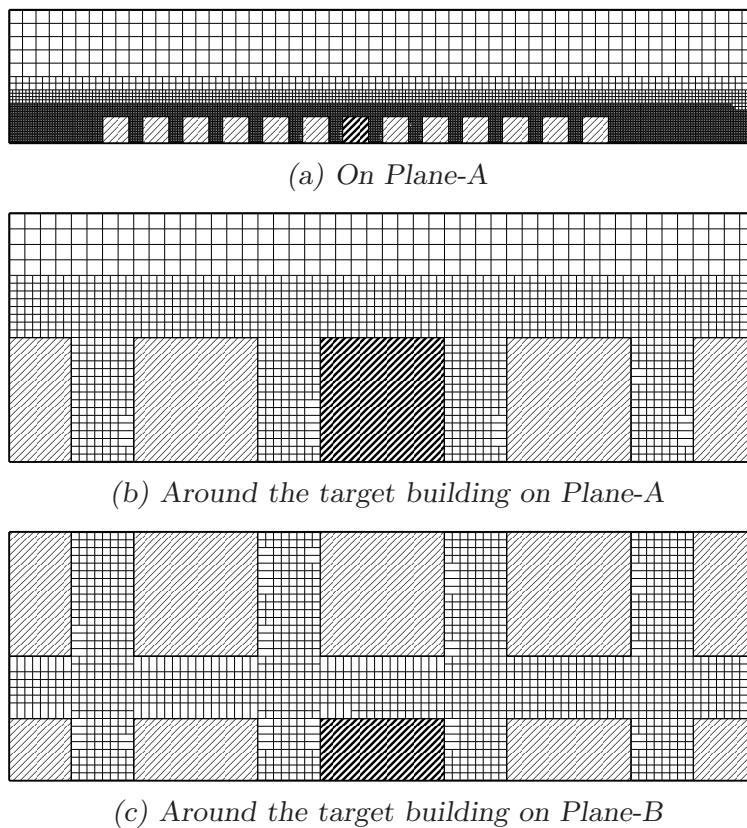
5.3 節と同様であるが，この流れ場では，水平方向全域で等間隔にはなっておらず，流出口付近で粗くなる領域があった．また，対象建物周辺の格子を (b)(c) に示すが，建物の壁面に隣接する格子において，無次元壁座標の制限から，壁面と法線方向には一番細かい幅まで分割されない格子も所々存在した．

全解析領域における AMR の設定条件を Tab.6.2 に示す．

Tab. 6.2: Conditions for AMR

Number of iteration of AMR	Three times
Target of refinement	Normalized error of U and k
Threshold for refinement	1
Directional parameter	1
Maximum dimensionless wall distance	150
Minimum dimensionless wall distance	90

最後に，この節で検討したケースを Tab.6.3 に示す．通常の一様型 AMR と，流管外においては分割界面数の制限を行なわない非一様型 AMR の 2 つのケースを計算した．なお，一様型 AMR と非一様型 AMR のどちらにおいても，対象領域内の格子は，推定誤差

Fig. 6.3: Finest mesh for the exact solution (No. cell : 1.9×10^6)

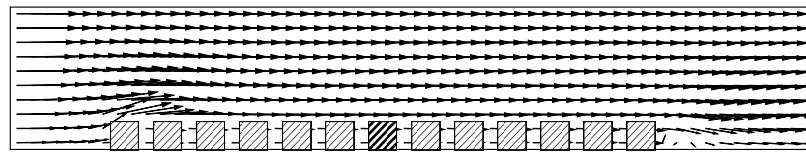
の大きさに係わらず，全ての格子を等方的に細分割した．

Tab. 6.3: Calculation cases

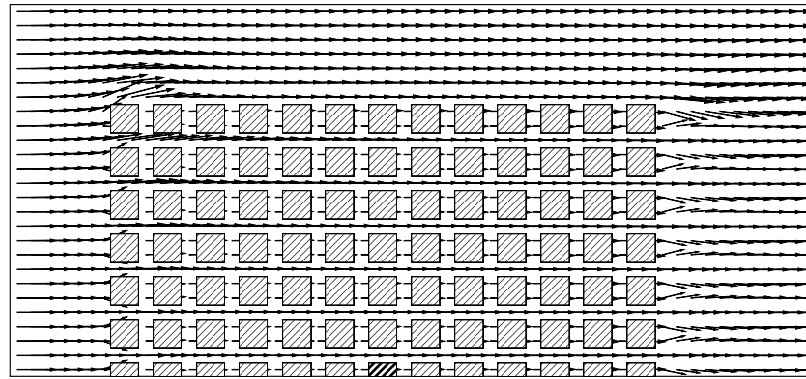
Case name	Limit number of split faces outside the stream tube
Uniform-AMR	Yes
NUAMR	No

6.2.2 初期格子での計算結果

初期格子での速度場の計算結果を Fig.6.4 に，乱流エネルギーの計算結果を Fig.6.5 に示す．

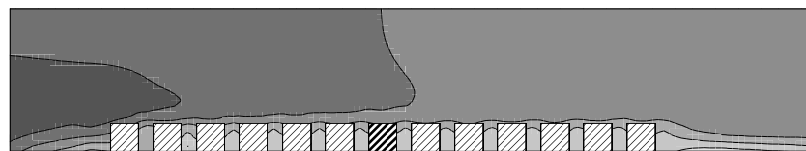


(a) On Plane-A

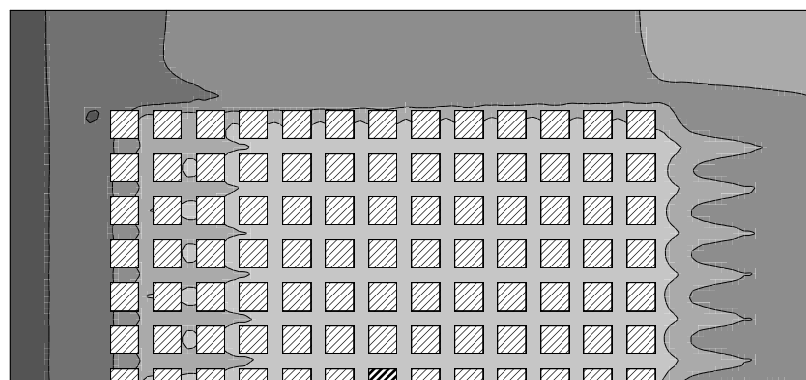


(b) On Plane-B

Fig. 6.4: Velocity vector on the initial mesh



(a) On Plane-A



(b) On Plane-B



Fig. 6.5: Turbulent kinetic energy on the initial mesh

6.2.3 対象領域の流管

得られた流れ場の解を用いて求めた passive scalar ψ を規格化した値 $\hat{\psi}$ の分布を Fig.6.6 に示す. $\hat{\psi}$ が 1 以上となり有色となっている領域を対象領域の流管と見なした.

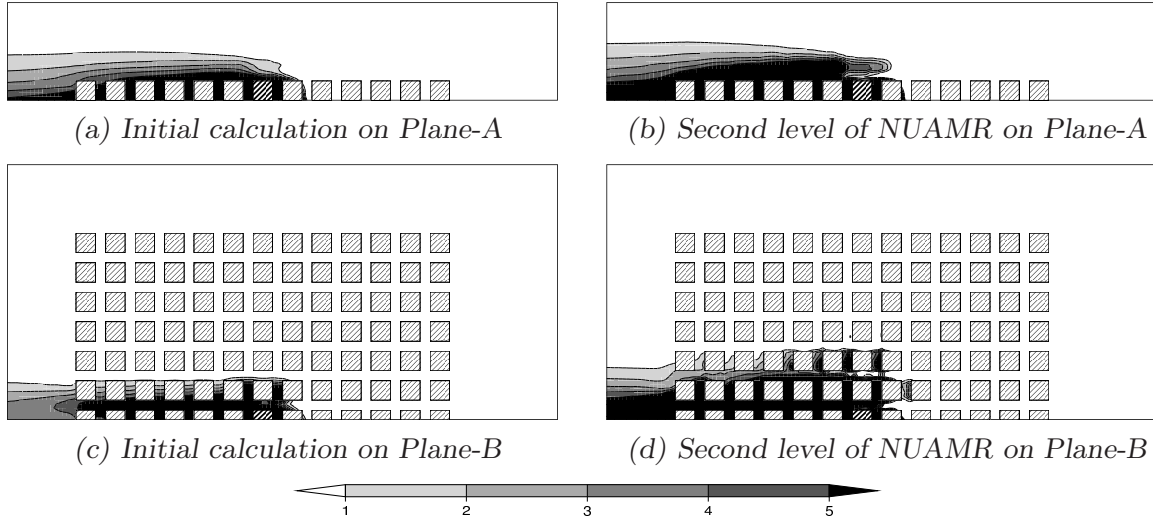
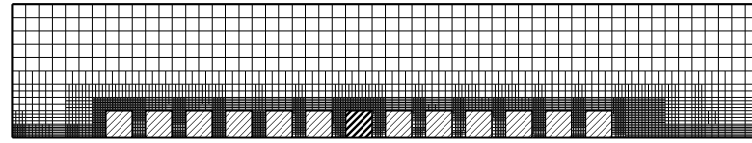


Fig. 6.6: Normalized passive scalar on the initial mesh

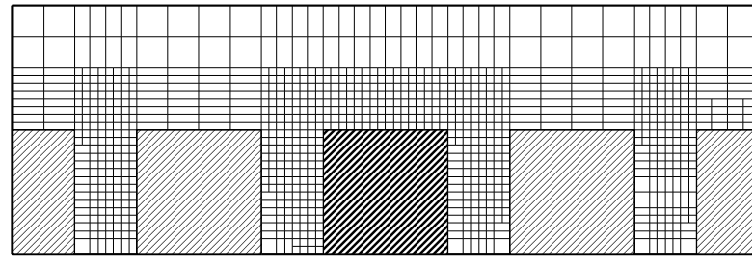
6.2.4 最終生成格子の比較

3 回の AMR を行なった後に生成された最終格子の比較を行う. まず, Fig.6.7 に一様型 AMR である Uniform-AMR の最終格子を示す. 対象建物以外の建物周辺も細かく分割されている. また, (c) の Plane-B での分割を見ると, 建物群の外周も全体的に細かく分割されている. なお, このケースでも対象領域内では強制的に全方向に細分割しているが, (b)(d) に示すように最密格子と同様に無次元壁座標の制限から建物近傍で表面と法線方向に分割されない格子がある.

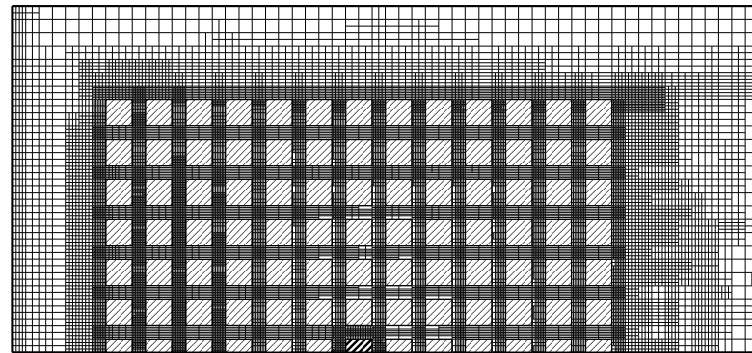
次に, 対象領域の流管の外側で分割界面数の制限を行なわなかった非一様型 AMR の NUAMR での最終格子を Fig.6.8 に示す. (a) から (d) に示すように, 流管内の格子の分割性状は, Uniform-AMR とほぼ同様であるが, 流管外ではより粗く分割されている.



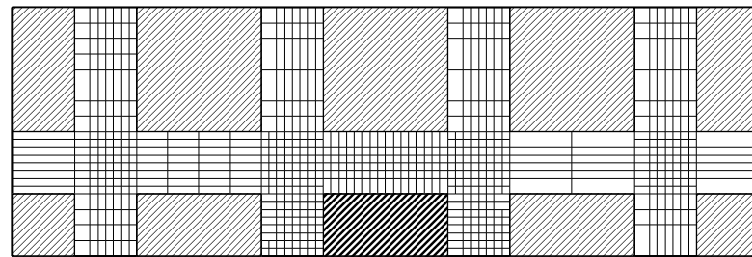
(a) On Plane-A



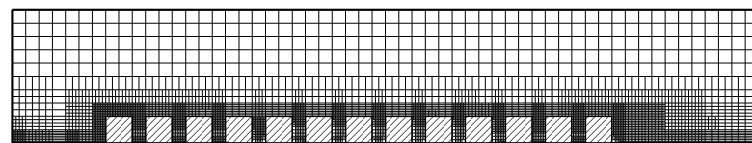
(b) Around the target building on Plane-A



(c) On Plane-B

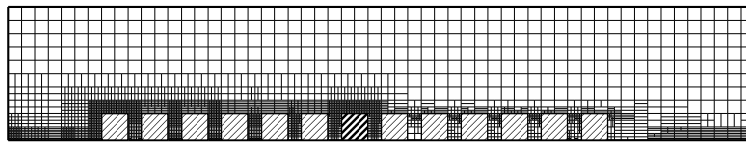
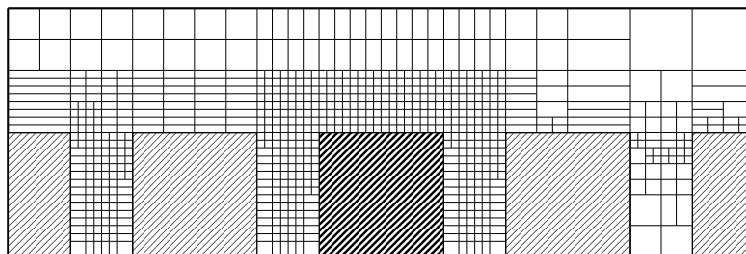
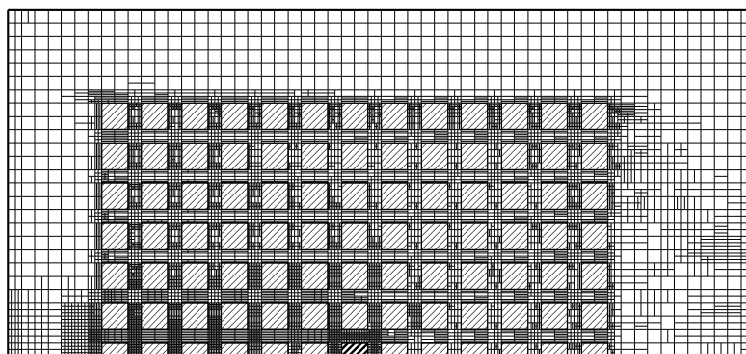
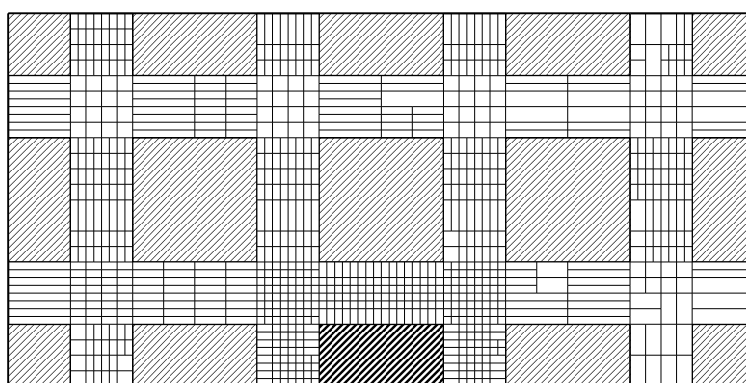
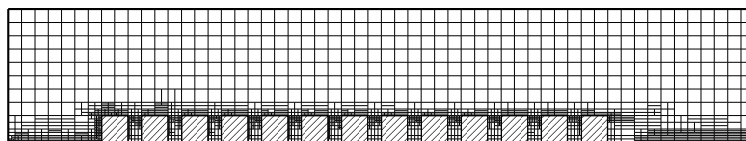


(d) Around the target building On Plane-B



(e) On Plane-C

Fig. 6.7: Final mesh of case Uniform-AMR (No. cell : 5.0×10^5)

(a) *On Plane-A*(b) *Around the target building on Plane-A*(c) *On Plane-B*(d) *Around the target building On Plane-B*(e) *On Plane-C*Fig. 6.8: Final mesh of case NUAMR (No. cell : 1.3×10^5)

6.2.5 正解誤差の標準偏差の比較

Fig.6.9 に、速度と乱流エネルギーに関する全解析領域、および対象領域における正解誤差の格子体積重み付け標準偏差をまとめて示す。ここで、同じケース上に 4 点のマークがあるが、一番格子数が少ない左端のマークが初期格子での誤差の標準偏差、その右のマークが AMR を一回行なった格子での誤差の標準偏差、右端のマークが AMR を 3 回行なった最終格子における誤差の標準偏差を表す。

(a)(b) の全解析領域における速度や乱流エネルギーの誤差の標準偏差については、最終格子において NUAMR は Uniform-AMR に比べて約 1.6 倍である。次に、(c)(d) の対象領域における誤差を見ると、最終格子においては、NUAMR での誤差の標準偏差は、速度や乱流エネルギーの両者について、Uniform-AMR と同程度に減少している。ここで、速度や乱流エネルギーの誤差の標準偏差が、AMR の 3 回目以降では減少していないが、この原因としては以下が挙げられる。この流れ場では、道路の幅が狭いために、道路での循環渦の風速も小さく、結果として建物壁面での無次元壁座標も小さくなるため、建物近傍の格子を壁面と法線方向に細かくできない領域が多い。このため、3 回目以降の AMR においても、対象領域周辺の格子の密度があまり増加しないために、速度や乱流エネルギーに関する誤差もほとんど減少しなかったと考えられる。

次に、対象建物表面の風圧係数に対する正解誤差の標準偏差を Fig.6.10 に示す。なお、ここに示す風圧係数の誤差割合は 1 に対する割合である。この流れ場においても、最終格子において、NUAMR は Uniform-AMR に比べ多少誤差が大きいが、ほぼ同じ精度で風圧係数を予測する。なお、Uniform-AMR と NUAMR とともに、風圧係数の誤差の標準偏差が単調減少ではないが、これは最終格子以外ではまだ格子が粗いことから、角近傍における誤差の主要因となる風圧係数を算出しないといった、いわば解像度不足が原因である。実際、Fig.6.11 に Uniform-AMR と NUAMR における 2 回目の AMR 後と 3 回目の AMR 後の最終結果での対象建物表面の風圧係数の正解値との相関を示すが、AMR を 2 回行なった後では、格子の幅は最小でも建物高さの $1/8$ であり、建物の角近傍の風圧係数を算出しない。このため、正解値と相関が悪い角近傍のデータが誤差算出に含まれないため、誤差の標準偏差が小さかった。ところが、3 回目の AMR 後の最終結果では、2 回目の AMR 後では無かった屋根面の角近傍での絶対値の大きな負圧や風上側壁面の角近傍での大きな風圧をもつ領域にも格子が生成され、ここでの風圧係数が正解値と相関が悪いために、誤差の標準偏差が悪化したのである。なお、最終格子においては、建物の稜線に隣接する最も角の格子での風圧係数は、5.3 節と同様に誤差算出から除去しているが、ここで相関が悪いのはその一つ内側の格子での風圧係数である。しかしながら、それらを

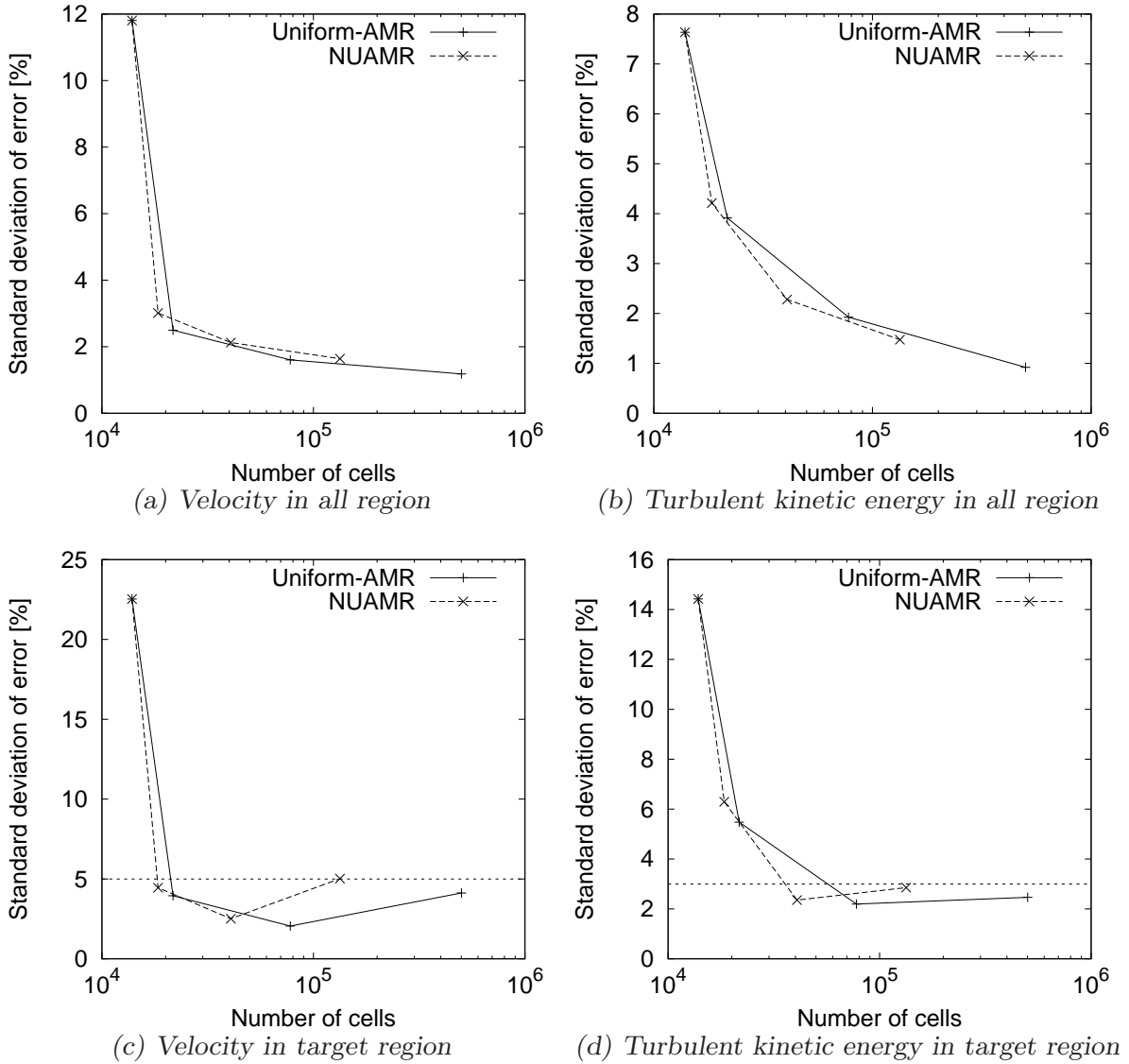


Fig. 6.9: Standard deviation of error of velocity and turbulent kinetic energy

含めても、最終格子における風圧係数の誤差の標準偏差は 2% 程度であるので、十分に小さいと言える。

6.2.6 風圧係数分布の比較

Fig.6.12 に正解値と Uniform-AMR および、NUAMR における対象建物表面での風圧係数の分布を示す。正解値に比べて、Uniform-AMR や NUAMR では、風上側壁面、側面、屋根面での風圧係数が 0.05 から 0.1 程高く予測されている。一方、風下側壁面では、Uniform-AMR と NUAMR は正解値とほぼ一致している。このように、AMR のケース

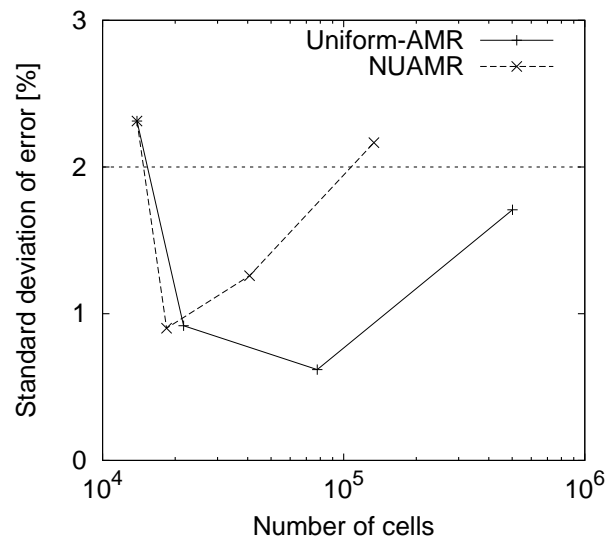


Fig. 6.10: Standard deviation of error of wind power coefficient on surfaces of target building

は正解値の風圧係数から多少の差があるが、非一様型 AMR と一様型 AMR の風圧係数の分布はほぼ一致しており、非一様型 AMR の風圧係数の予測精度は一様型 AMR と同等であることが、分布の点からも確認できた。

6.2.7 生成格子数

最後に各ケースの生成格子数を Tab.6.4 に示す。NUAMR は格子数が Uniform-AMR の約 1/4 と大幅に減少しており、前節の低密度格子状市街地と同様に、対象領域での速度や乱流エネルギーや建物表面での風圧係数の予測精度を保ったまま、格子数が削減されているといった、大変効率的な格子生成が自動で行えた。

Tab. 6.4: Number of cells in final mesh of each AMR cases

Case name	Number of cells [$\times 10^5$]	Ratio of number of cells
Uniform-AMR	5.0	1.0
NUAMR	1.3	1/3.8

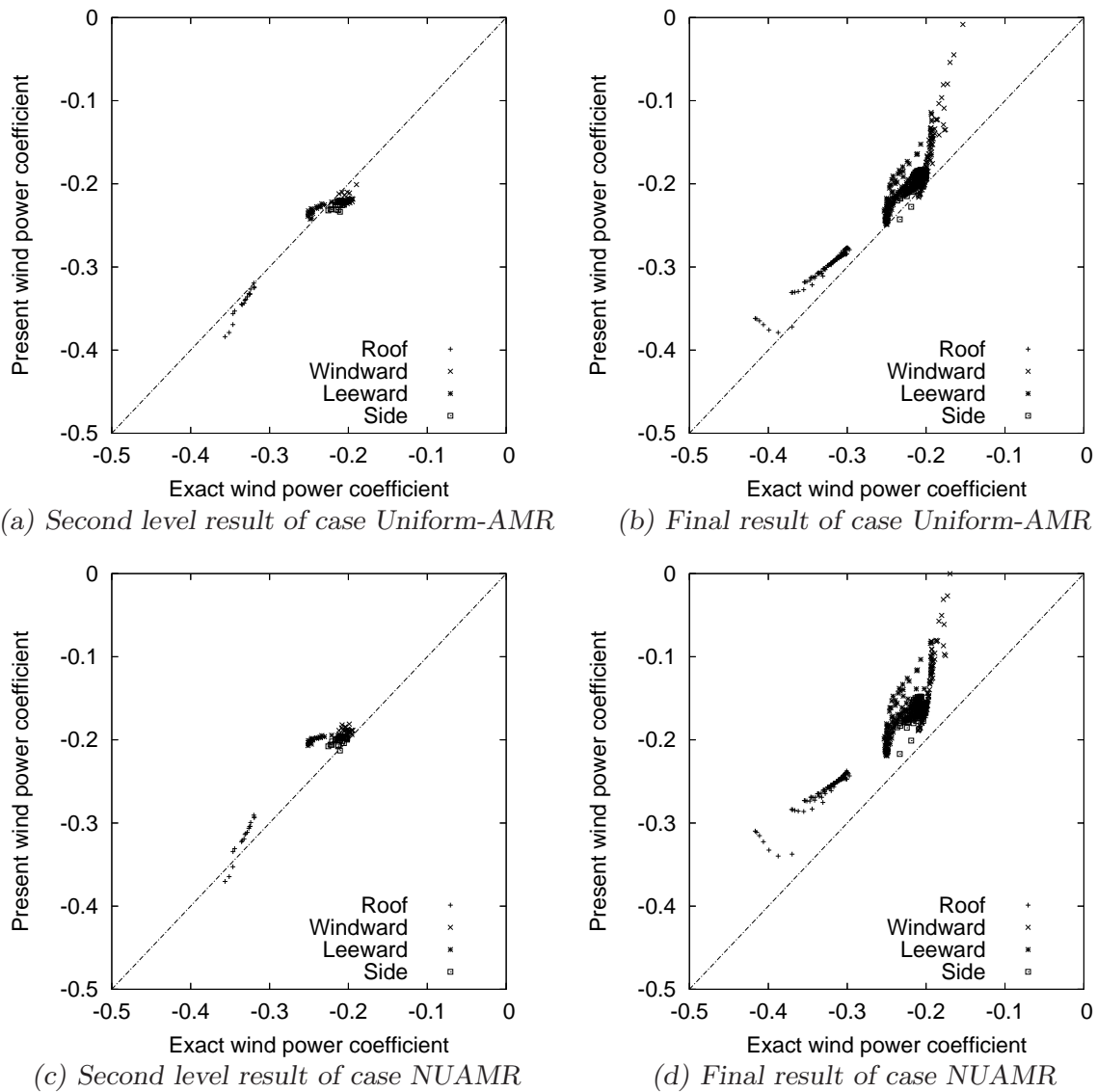


Fig. 6.11: Correlation of wind power coefficient

6.3 風向 22.5 度の場合の低密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流

6.3.1 計算条件

計算対象は Fig.6.13 に示したように、5.3 節で検討した低密度の格子状市街地の風向を 0 度から 22.5 度にしたものであるが、この流れの場合には対称面が設定できないので、建

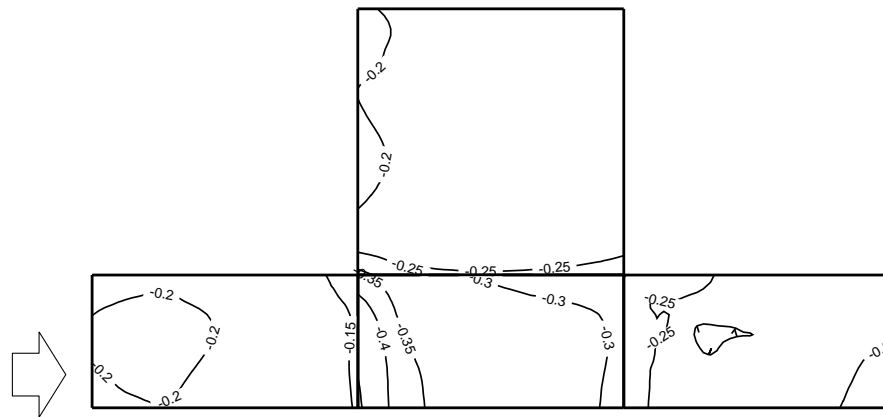
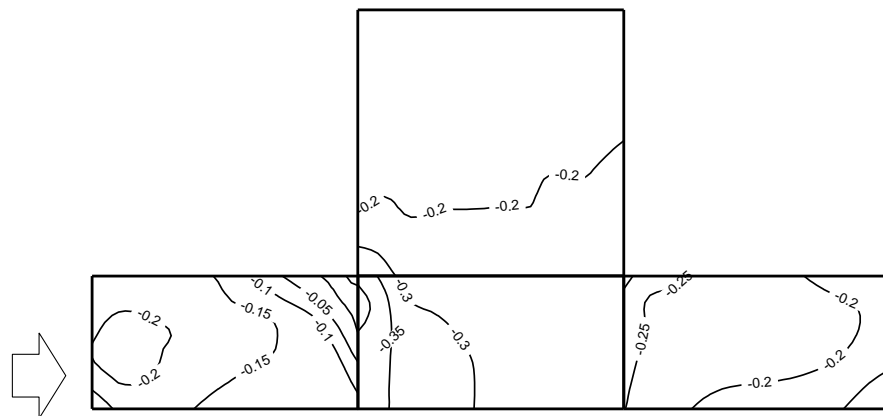
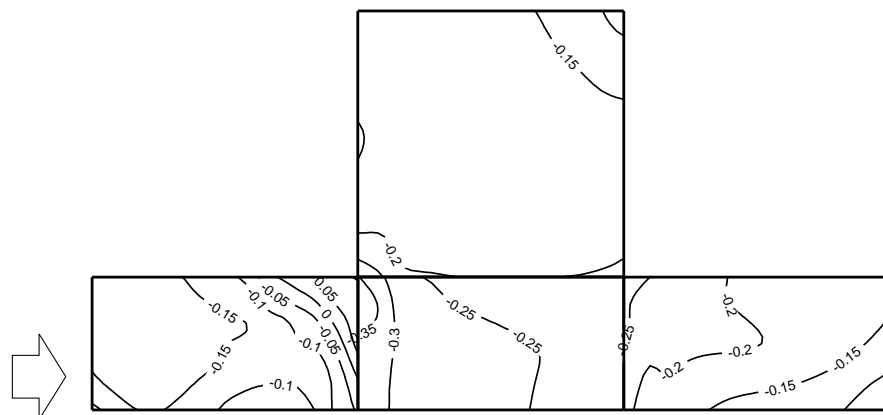
(a) *Exact*(b) *Case Uniform-AMR*(c) *Case NUAMR*

Fig. 6.12: Wind power coefficient on surfaces of target building

Tab. 6.5: Calculation conditions

Mesh dimension	$34H_b(x) \times 34H_b(y) \times 5H_b(z)$
Arrangement of buildings	$13(x) \times 13(y)$
Width of street	$L = H_b$
Inlet	U, k : Interpolate from experiment [68] ϵ : calculate under the assumption: $P_k = \epsilon$
Top, outlet	Zero gradient for all properties
Ground and wall	Generalized log-law (wall function)
Turbulence model	Shih's quadratic non-linear $k - \epsilon$ [21]
Convection differencing scheme	TVD with van Leer limiter
Diffusion differencing scheme	Central differencing
Coupling algorithm	SIMPLE
Linear solver for U, k, ϵ	Bi-CGSTAB
Linear solver for p	AMG
Number of cells	Initial : 4.5×10^4 Finest for the exact: 6.8×10^6

Tab. 6.6: Conditions for AMR

Number of iteration of AMR	Three times
Target of refinement	Normalized error of U and k
Threshold for refinement	1
Directional parameter	1
Maximum dimensionless wall distance	150
Minimum dimensionless wall distance	90

最後に、この節で検討したケースを Tab.6.7 に示す。

6.3.2 初期格子での計算結果

初期格子での速度場の計算結果を Fig.6.16 に、乱流エネルギーの計算結果を Fig.6.17 に示す。

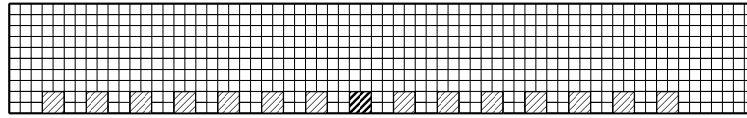
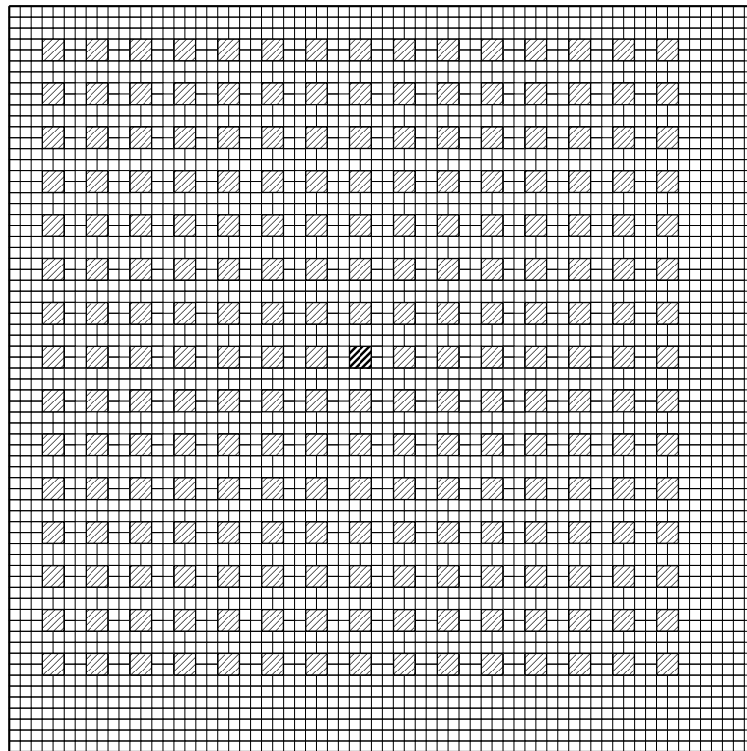
(a) *On Plane-A*(b) *On Plane-B*

Fig. 6.14: Initial mesh

Tab. 6.7: Calculation cases

Case name	Limit number of split faces outside the stream tube
Uniform-AMR	Yes
NUAMR	No

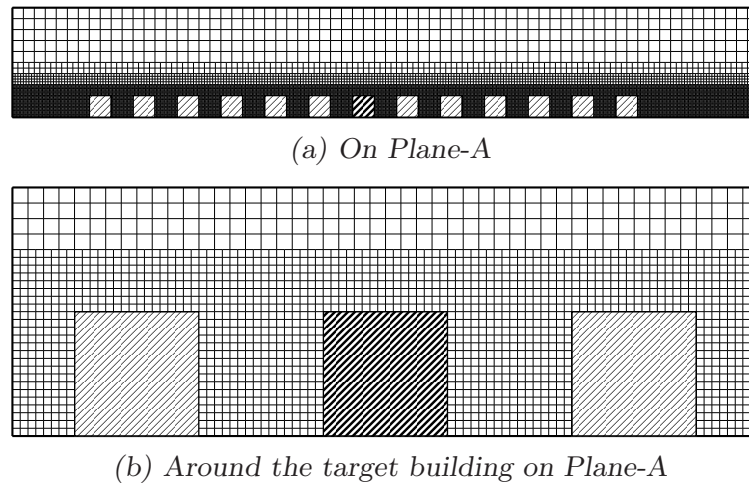
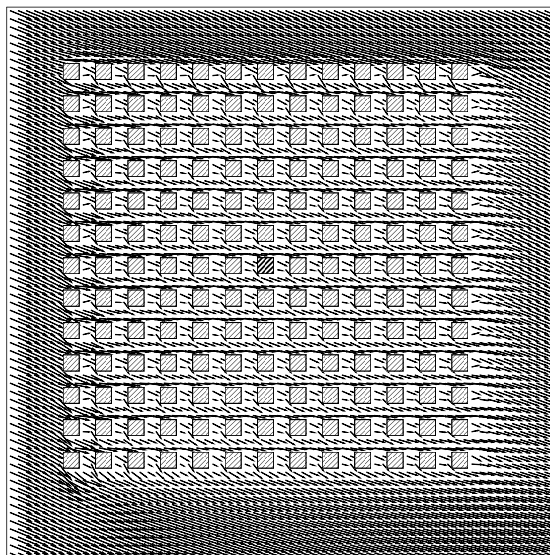
Fig. 6.15: Finest mesh for the exact solution (No. of cells : 6.8×10^6)

Fig. 6.16: Velocity vector on Plane-B of the initial mesh

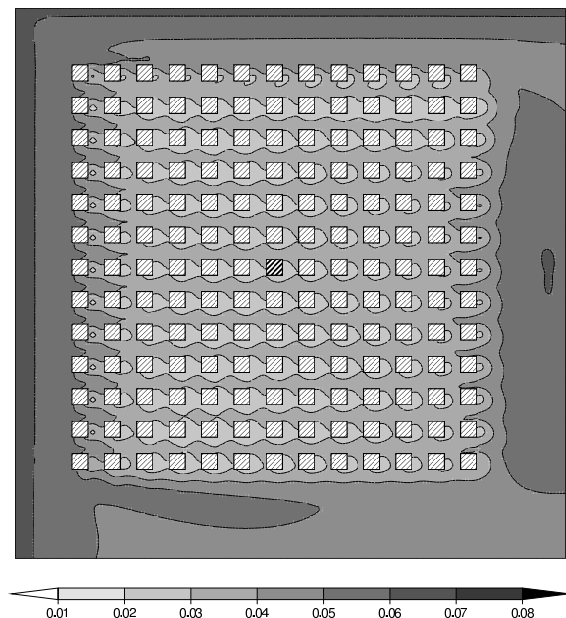


Fig. 6.17: Turbulent kinetic energy on Plane-B of the initial mesh

6.3.3 対象領域の流管

初期格子や、NUAMR における 2 回の AMR により得られた流れ場の解を用いて求めた passive scalar ψ を規格化した値 $\hat{\psi}$ の分布を Fig.6.18 に示す. ここでも, 前節同様, $\hat{\psi}$ が 1 以上となり有色となっている領域を対象領域の流管と見なした.

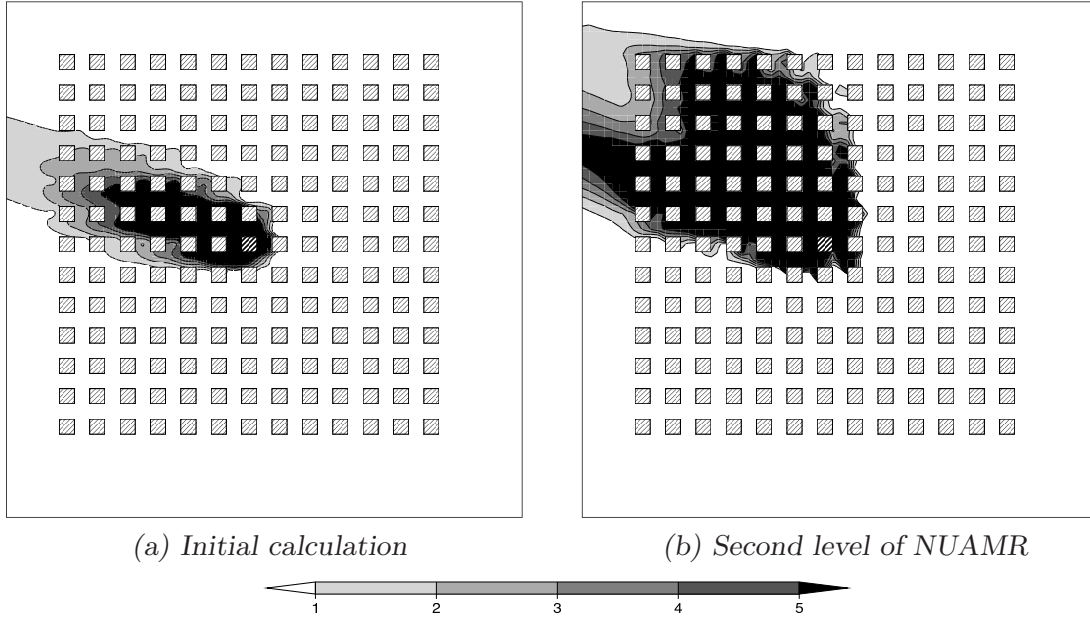


Fig. 6.18: Normalized passive scalar on Plane-B

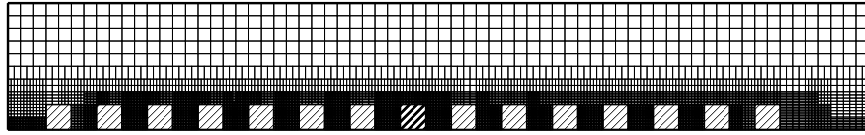
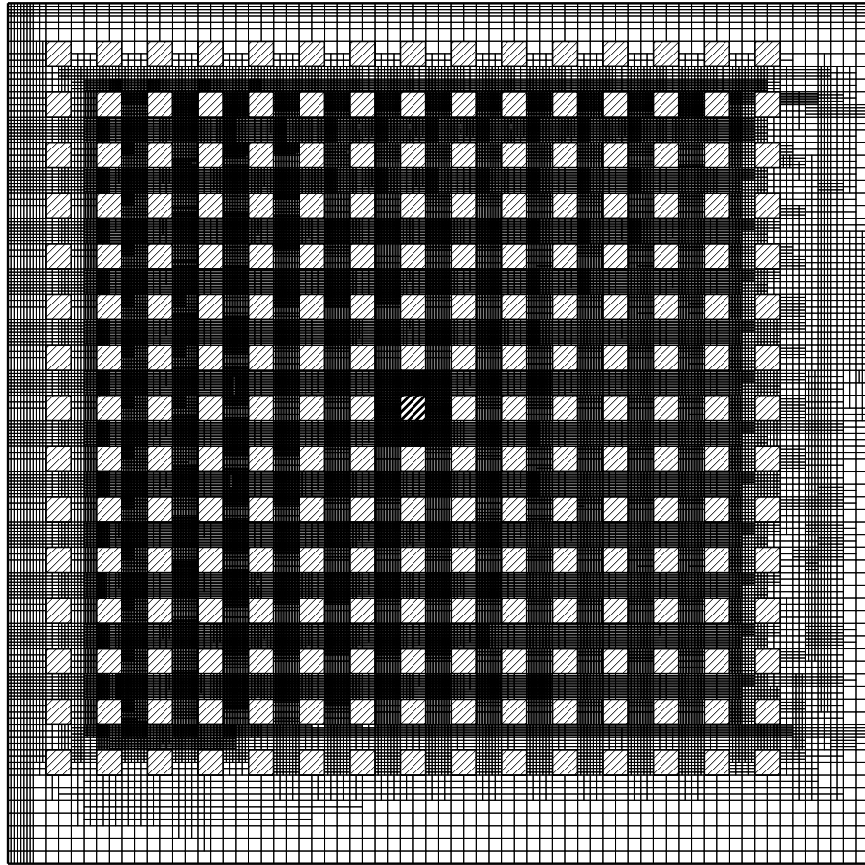
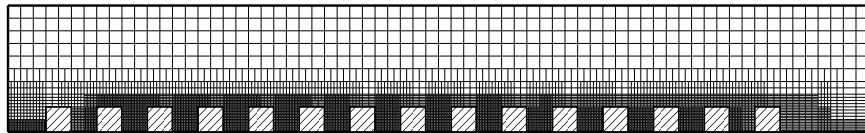
6.3.4 最終生成格子の比較

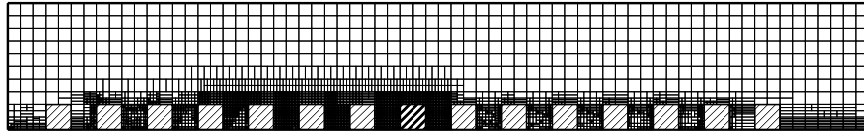
次に 3 回の AMR を行なった後に生成された最終格子の比較を行う。Fig.6.19 に一様型 AMR の Uniform-AMR の最終格子を、Fig.6.20 に非一様型 AMR である NUAMR での最終格子を示す。Uniform-AMR では建物周辺のみならず道路上の空間も概ね一様に細かく分割されているのに対し、NUAMR では Fig.6.20(b) に示すように、流管内の格子の分割性状は Uniform-AMR とほぼ同様に細かいが、流管外では建物の近傍を除き分割が粗い。

次に、対象建物周辺の Uniform-AMR と NUAMR による最終格子を Fig.6.21, Fig.6.22 に示す。Plane-B の (b) に示すように、流管内の格子の分割性状は Uniform-AMR とほぼ同様に細かいが、流管外では建物の近傍を除き分割が粗い。

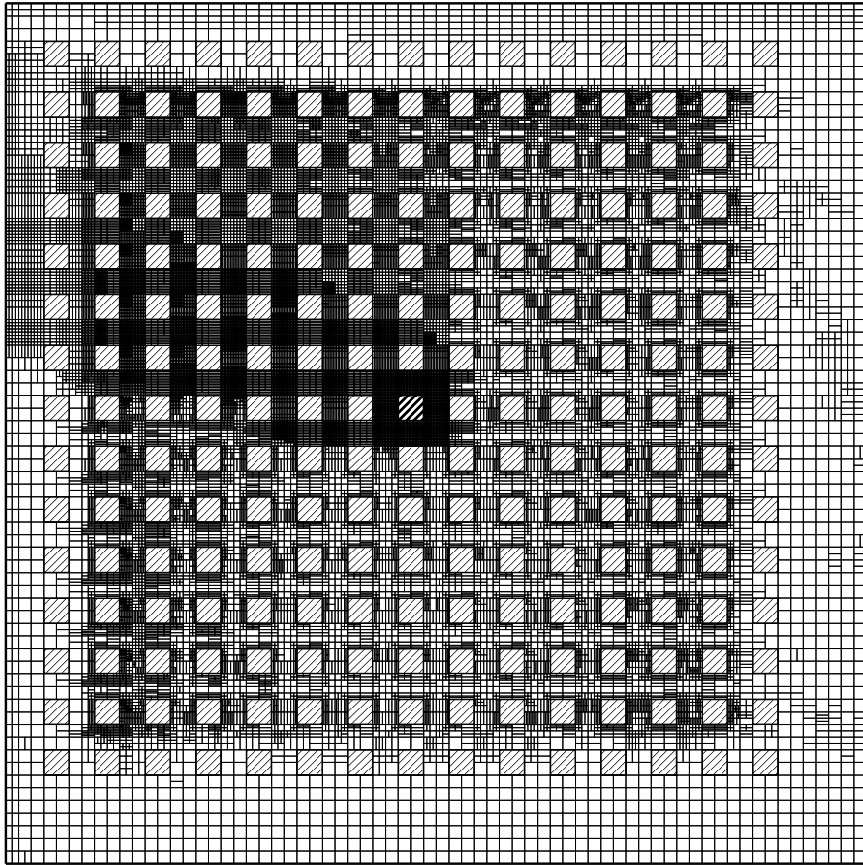
6.3.5 正解誤差の標準偏差の比較

Fig.6.23 に、速度と乱流エネルギーに関する正解誤差に対する、全解析領域、および対象領域における格子重み付け標準偏差をまとめて示す。ここで、同じケース上に 4 点のマークがあるが、一番格子数が少ない左端のマークが初期格子での誤差の標準偏差、その右のマークが AMR を一回行なった格子での誤差の標準偏差、右端のマークが AMR

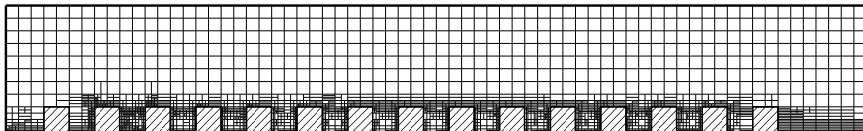
(a) *On Plane-A*(b) *On Plane-B*(c) *On Plane-C*Fig. 6.19: Final mesh of case Uniform-AMR (No. cells : 23×10^5)



(a) On Plane-A

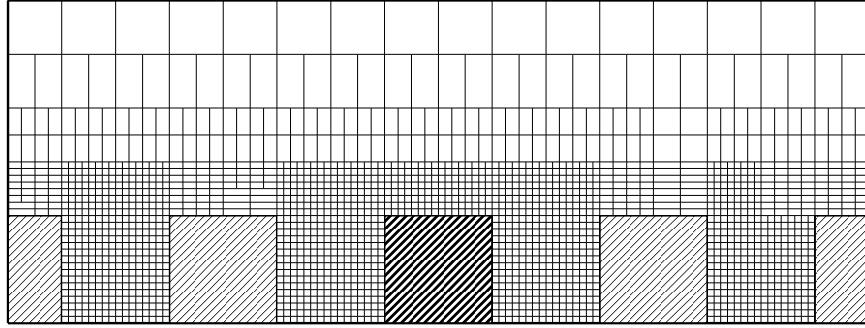


(b) On Plane-B

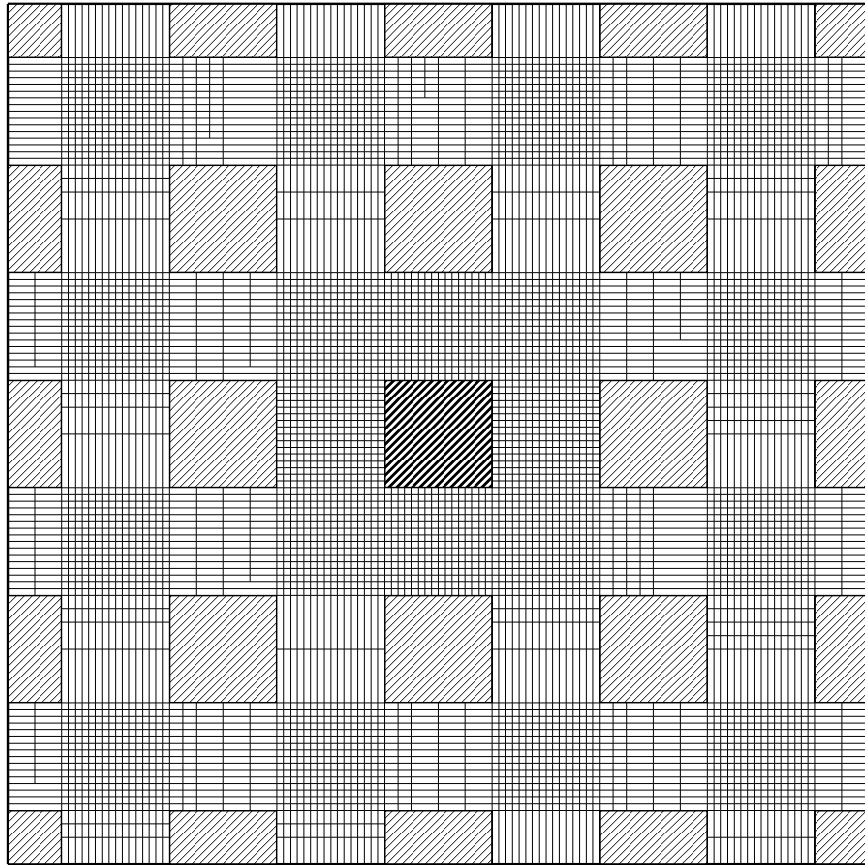


(c) On Plane-C

Fig. 6.20: Final mesh of case NUAMR (No. cells : 6.0×10^5)

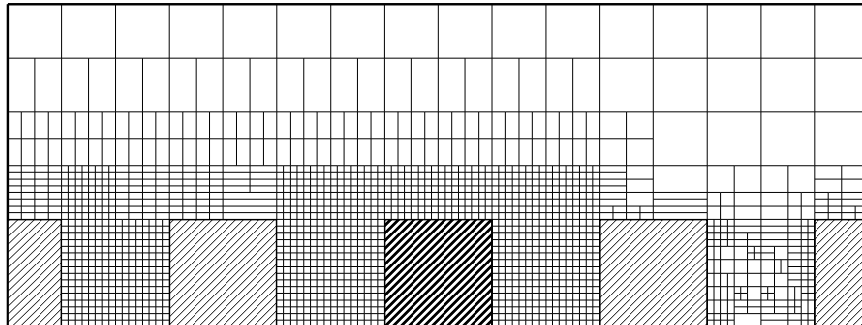


(a) Around the target building on Plane-A

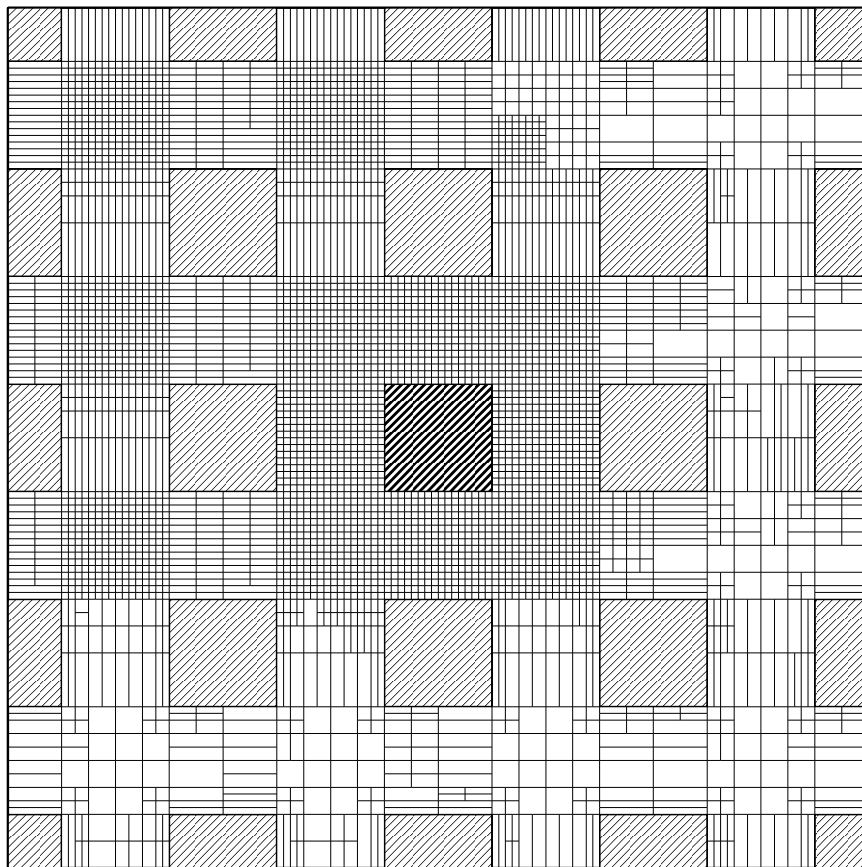


(b) Around the target building on Plane-B

Fig. 6.21: Final mesh of case Uniform-AMR around the target building (No. cell : 23×10^5)



(a) Around the target building on Plane-A



(b) Around the target building on Plane-B

Fig. 6.22: Final mesh of case NUAMR around the target building (No. cell : 6.0×10^5)

を 3 回行なった最終格子における誤差の標準偏差を表す. (a)(b) の全解析領域における, 速度や乱流エネルギーの誤差の標準偏差については, 最終格子において NUAMR は Uniform-AMR に比べて, 速度について約 1.5 倍, 乱流エネルギーについて約 1.8 倍である. 次に, (c)(d) の対象領域における速度や乱流エネルギーの誤差の標準偏差を見ると, Uniform-AMR では 2 回目以降の AMR であまり減少しておらず, 最終格子の結果では, NUAMR に比べて Uniform-AMR の誤差が約 2 倍になっているものの, どちらのケースにおいても速度や乱流エネルギーの誤差の標準偏差は, 5% 以下に収まっている. 次に,

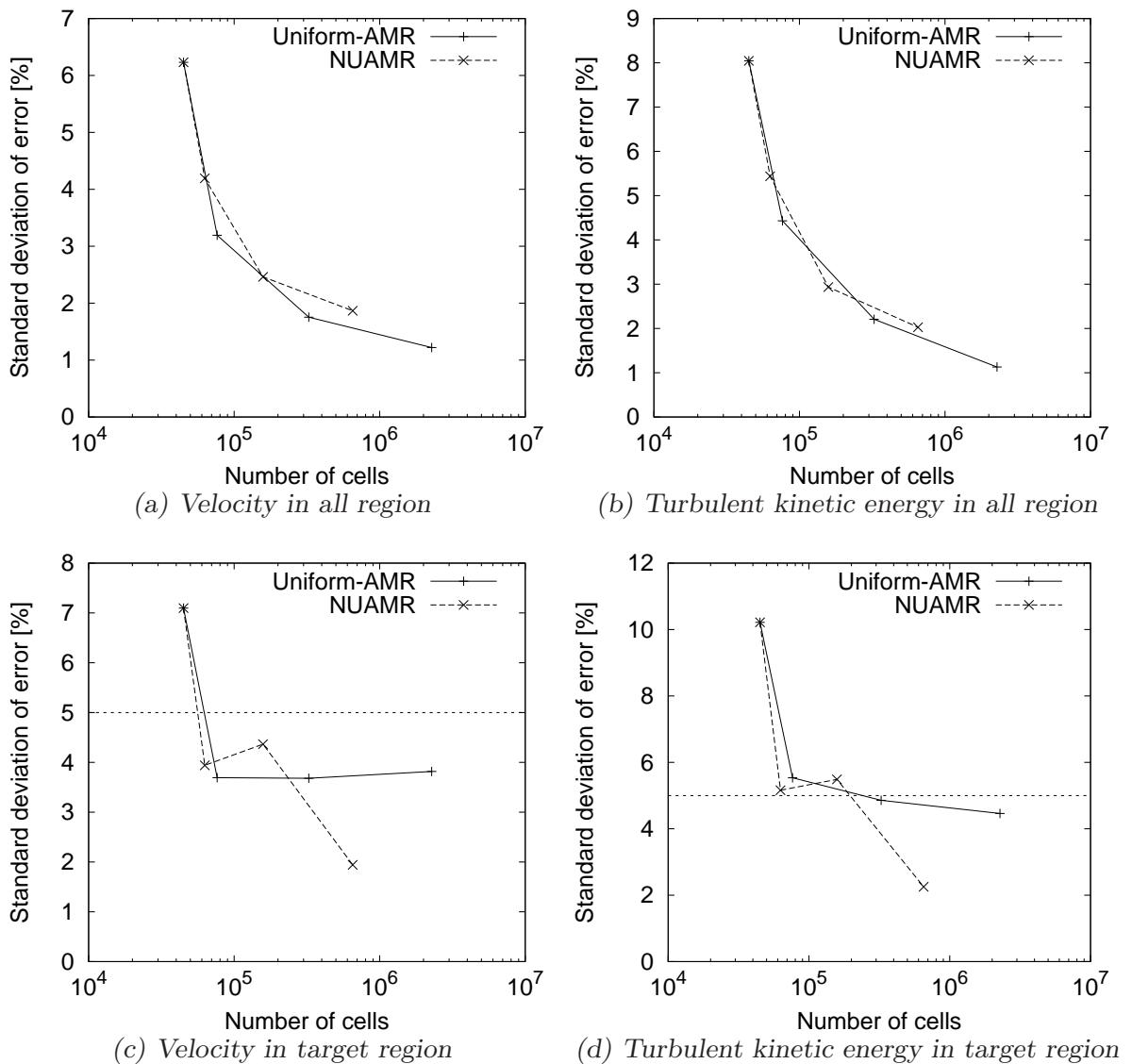


Fig. 6.23: Standard deviation of error of velocity and turbulent kinetic energy

対象建物表面の風圧係数に対する正解誤差の標準偏差を Fig.6.24 に示す. Uniform-AMR

では, 3 回目の AMR で風圧係数に対する正解誤差の標準偏差が増加してしまっているが, どちらのケースも最終格子において, 風圧係数の正解誤差の標準偏差が 3% 以下に収まっている. なお, ここに示す風圧係数の誤差割合は 1 に対する割合である. また, Fig.6.25

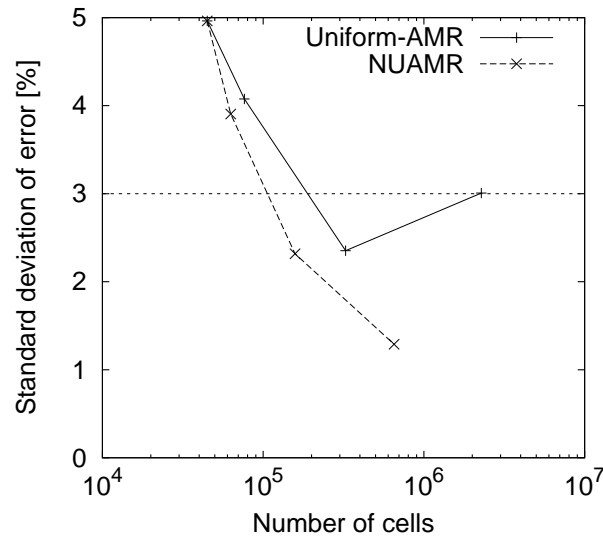


Fig. 6.24: Standard deviation of error of wind power coefficient on surfaces of target building

に Uniform-AMR と NUAMR における対象建物表面の風圧係数の正解値との相関を示す. Uniform-AMR のほうが正解値との相関が悪くなっているが, どちらも概ね正解値と対応していることがわかる.

6.3.6 風圧係数分布の比較

Fig.6.26 に, 正解値と一様型 AMR の Uniform-AMR, 非一様型 AMR の NUAMR における対象建物表面での風圧係数の分布を示す. 正解値に比べて, Uniform-AMR や NUAMR では, 風上や風下側の壁面での風圧係数が 0.05 程度低い. また, 屋根面の風上側での端において, 0.1 程高く予測されている. 一方, 側面では, Uniform-AMR と NUAMR は正解値とほぼ一致している. このように, AMR のケースは正解値の風圧係数から多少の差があるが, 非一様型 AMR と一様型 AMR の風圧係数の分布はほぼ一致しており, 非一様型 AMR の風圧係数の予測精度は一様型 AMR と同等であることが, 分布の点からも確認できた.

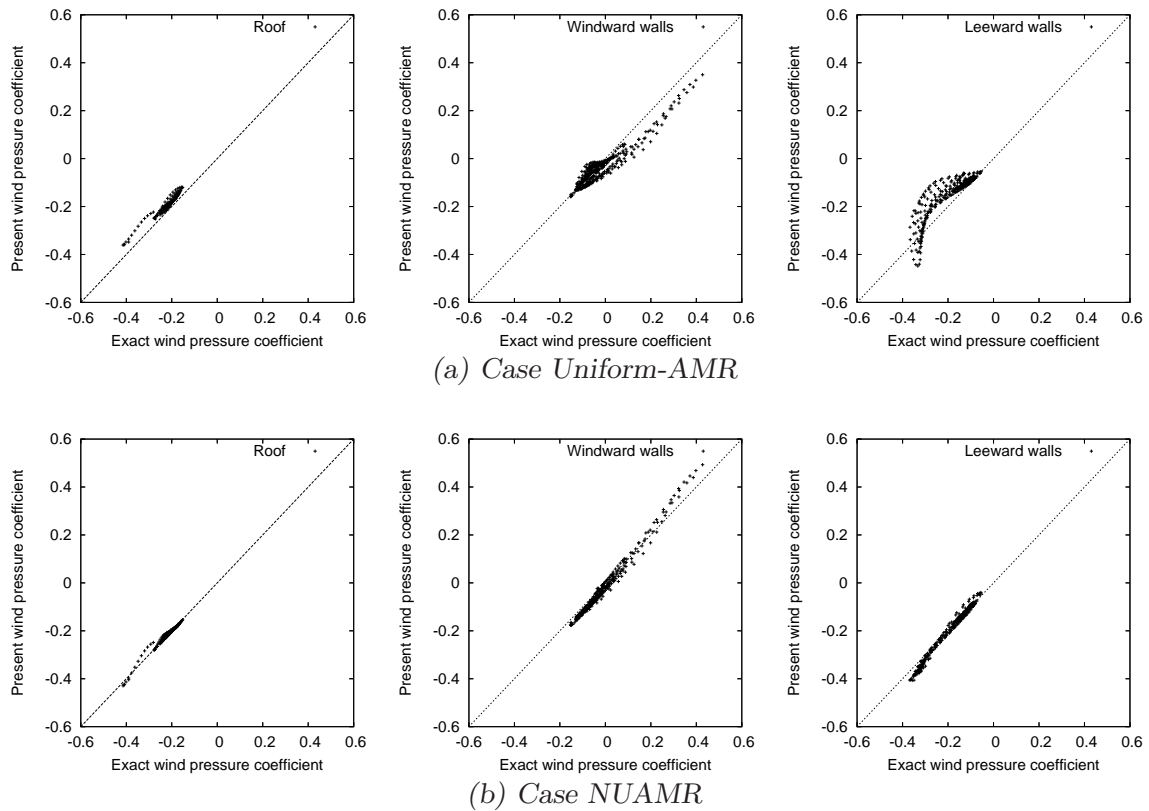


Fig. 6.25: Correlation of wind power coefficient

6.3.7 生成格子数

最後に、各ケースの生成格子数を Tab.6.8 に示す。NUAMR は、格子数が Uniform-AMR の $1/3.5$ とかなり減少しており、この流れ場においても、風向が 0 度の低密度格子状市街地や中密度格子状市街地と同様に、対象領域での速度や乱流エネルギーや、建物表面での風圧係数の予測精度を保ったまま格子数が削減されているといった効率的な格子生成が自動で行えることがわかった。

Tab. 6.8: Number of cells in final mesh of each AMR cases

Case name	Number of cells [$\times 10^5$]	Ratio of number of cells
Uniform-AMR	23	1.0
NUAMR	6.5	$1/3.5$

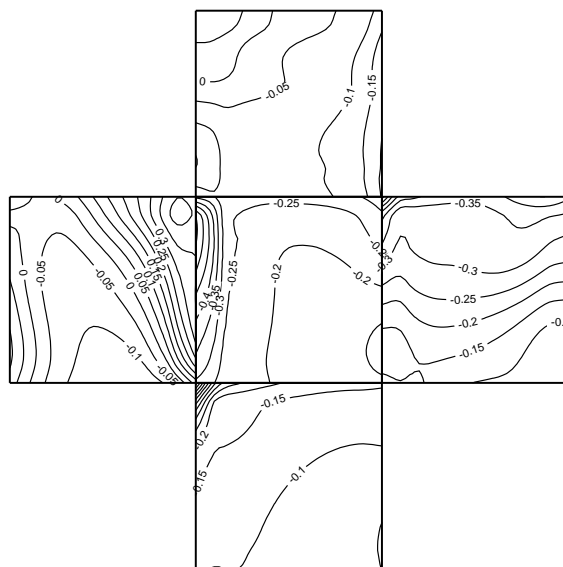
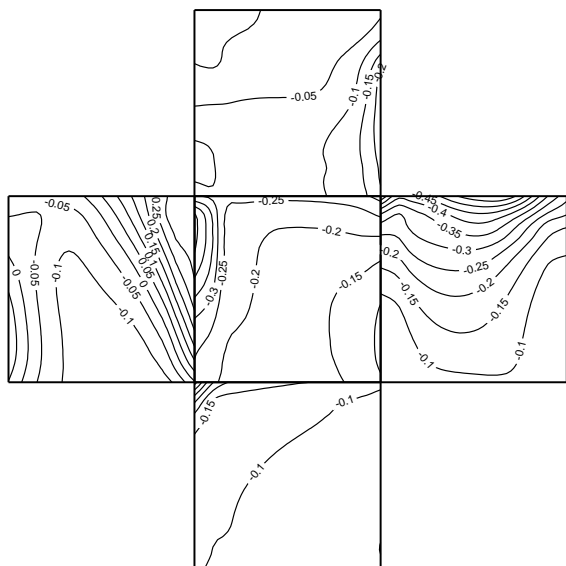
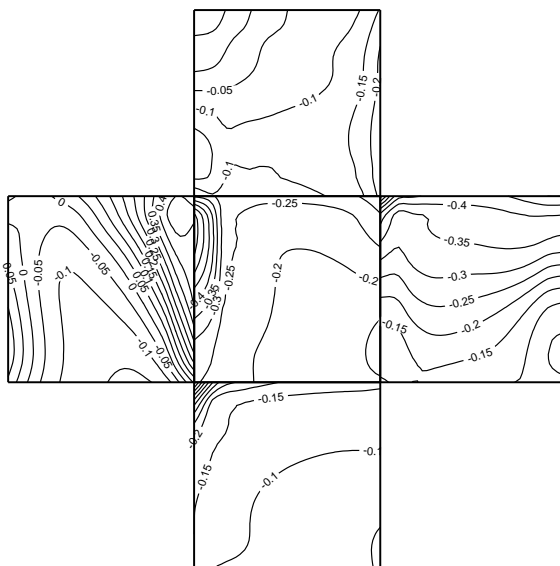
(a) *Exact*(b) *Case Uniform-AMR*(c) *Case NUAMR*

Fig. 6.26: Wind power coefficient on surfaces of target building

6.4 モデル市街地に建つ高層建物周辺気流

この節では、日本建築学会の「流体数値計算による風環境評価ガイドライン作成 WG」で作成された「モデル市街地に建つ高層建物周辺気流」に対するベンチマークテスト [56,63] を対象に非一様型 AMR を適用した。

6.4.1 計算条件

計算対象は Fig.6.27 に示したように，低層建物が密集した状態を模擬した低層街区が並んだモデル化市街地の中心に，幅，奥行き，高さの比が 1:1:4 の高層建物が建っている状況での高層建物周辺の気流である．実物における高層建物の高さ H_b は 100m を想定しており，低層建物の高さは 10m，道路幅は 10m から 30m を想定している．また，ベンチマークテスト [56, 63] では，CFD 計算に対する検証用データを得るために縮尺 1/400 の風洞実験を行っており，Fig.6.28 に示す点でスプリット・フィルム・プローブによる風速の測定を行なっている．これらの点の高さは，実物では 2m に相当し，風洞実験では 5mm である．

計算条件を Tab.6.9 に示す．流入境界条件には，このベンチマークテストの検証用の風洞実験における流入風の測定値を補間して与えた．

Tab. 6.9: Calculation conditions

Mesh dimension	$7.2H_b(x) \times 7.2H_b(y) \times 7.2H_b(z)$
Inlet	U, k : Interpolate from experiment [63] ϵ : calculate under the assumption: $P_k = \epsilon$
Top, outlet, side	Zero gradient for all properties
Ground and wall	Generalized log-law (wall function)
Turbulence model	Standard $k - \epsilon$
Convection differencing scheme	TVD with van Leer limiter
Diffusion differencing scheme	Central differencing
Coupling algorithm	SIMPLE
Linear solver for U, k, ϵ	Bi-CGSTAB
Linear solver for p	AMG
Number of cells	Initial : 1.2×10^5

この流れ場の解析では，高層建物近傍での人体高さにおける風害評価が主たる目的であり，検討の対象となっている領域は，高層建物周辺で風速を測定している領域である．このため，passive scalar を発生させる対象領域は，Fig.6.28 における網かけ部分とした．対象領域の高さは風速測定高さの 2.5 倍である $0.05H_b$ とした．

初期格子を Fig.6.29 に示す．この流れ場では，解析の対象としている風速測定点の高さが $0.02H_b$ であり，全解析領域の高さ $7.2H_b$ に比べ 360 分の 1 ととても低いため，垂直

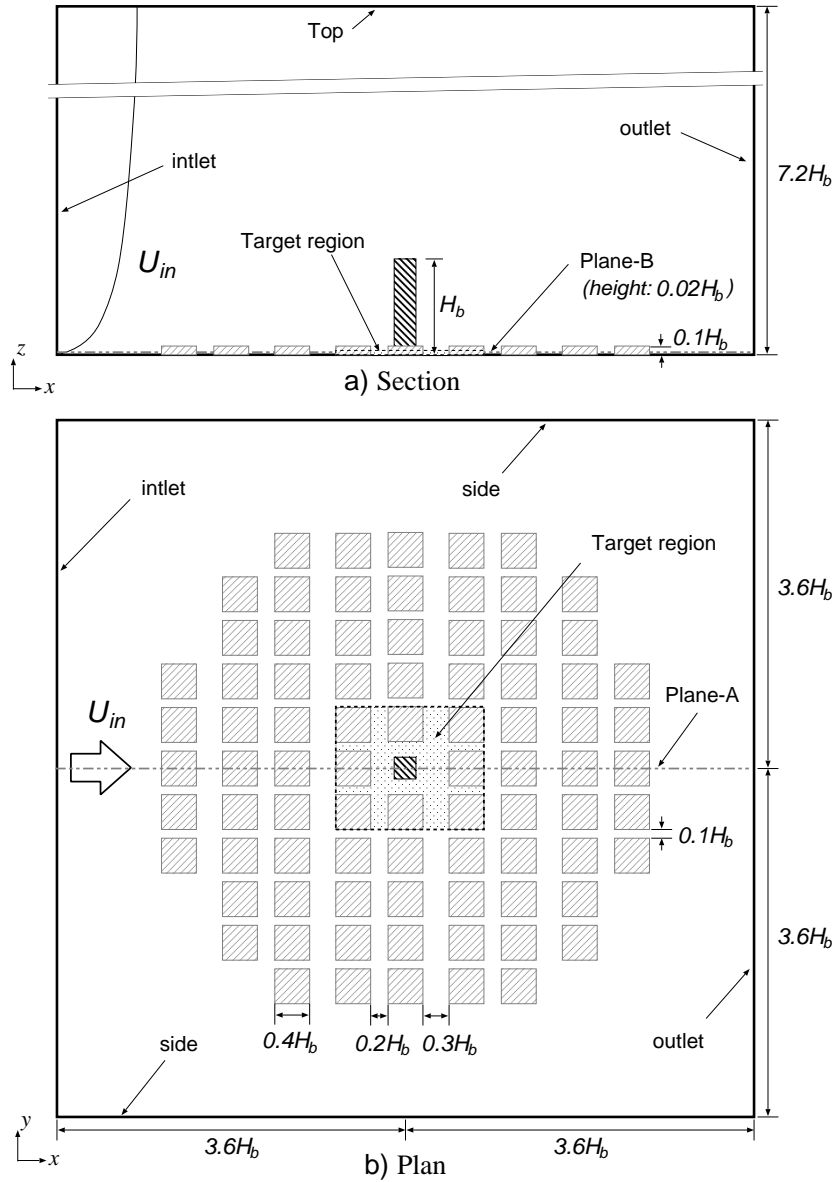


Fig. 6.27: Calculation target

方向に等間隔な格子を初期格子として用いると、AMR の反復回数が多くなってしまい、計算時間が多くかかる。そこで、少ない反復で測定点の高さ以下に一つは格子が出来るよう低層建物高さ迄は予め細かく分割した。また、計算領域の高さの半分以下にある格子を細分割し、さらに計算領域の高さの $1/4$ 以下にある格子を細分割することで、上空の粗い格子と低層建物周辺の細かい格子を滑らかに接続させた。全解析領域における AMR の設定条件を Tab.6.10 に示す。方向性パラメータは 3.3.2 節での検討結果に倣って 1.0 とした。無次元壁座標の制御は 3.3.2 節と同様である。また、対象領域内の格子は、推定誤

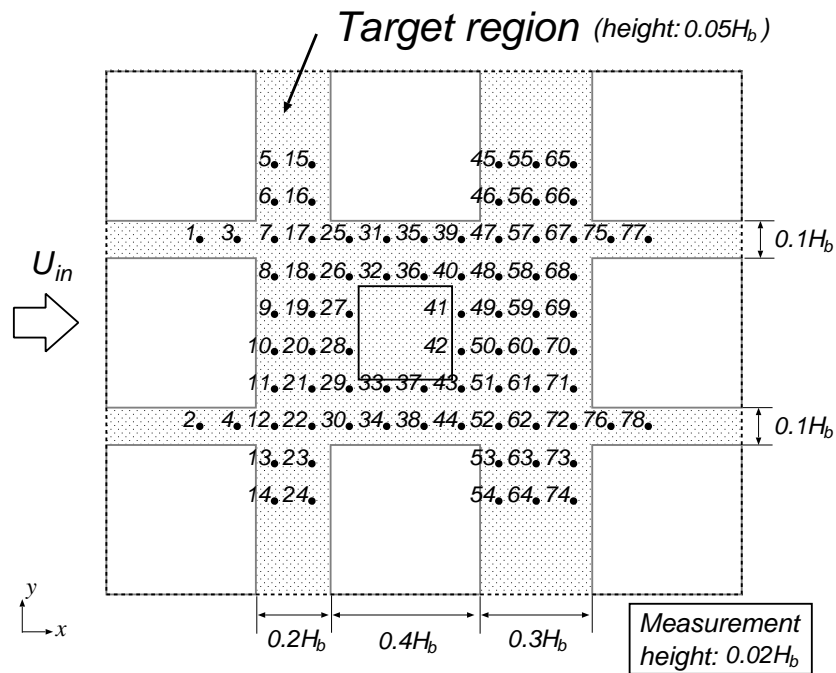


Fig. 6.28: Measurement points of velocity

差の大きさに係わらず，全ての格子を等方的に細分割した．

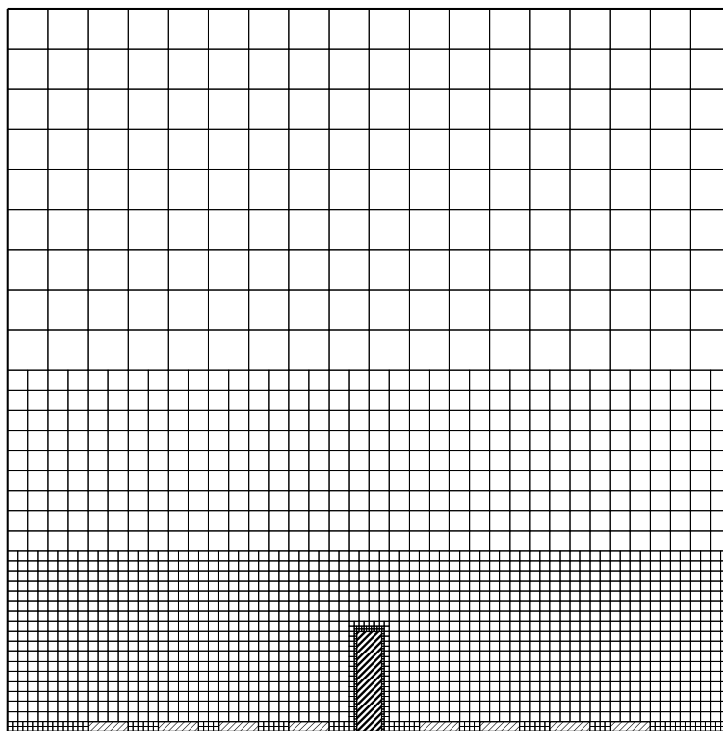
Tab. 6.10: Conditions for AMR

Number of iteration of AMR	Two times
Target of refinement	Normalized error of U and k
Threshold for refinement	1
Directional parameter	1
Maximum dimensionless wall distance	150
Minimum dimensionless wall distance	90

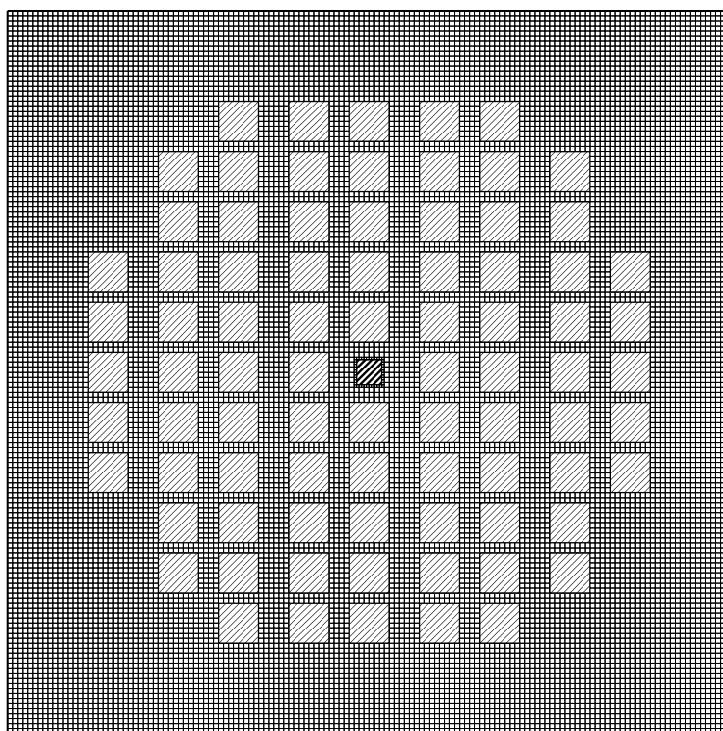
最後に，この節で検討したケースを Tab.6.11 に示す．

Tab. 6.11: Calculation cases

Case name	Limit number of split faces outside the stream tube
Uniform-AMR	Yes
NUAMR	No



(a) On Plane-A



(b) On Plane-B

Fig. 6.29: Initial mesh

6.4.2 初期格子での計算結果

初期格子での速度場を Fig.6.30 に，乱流エネルギーの計算結果を Fig.6.31 に示す．

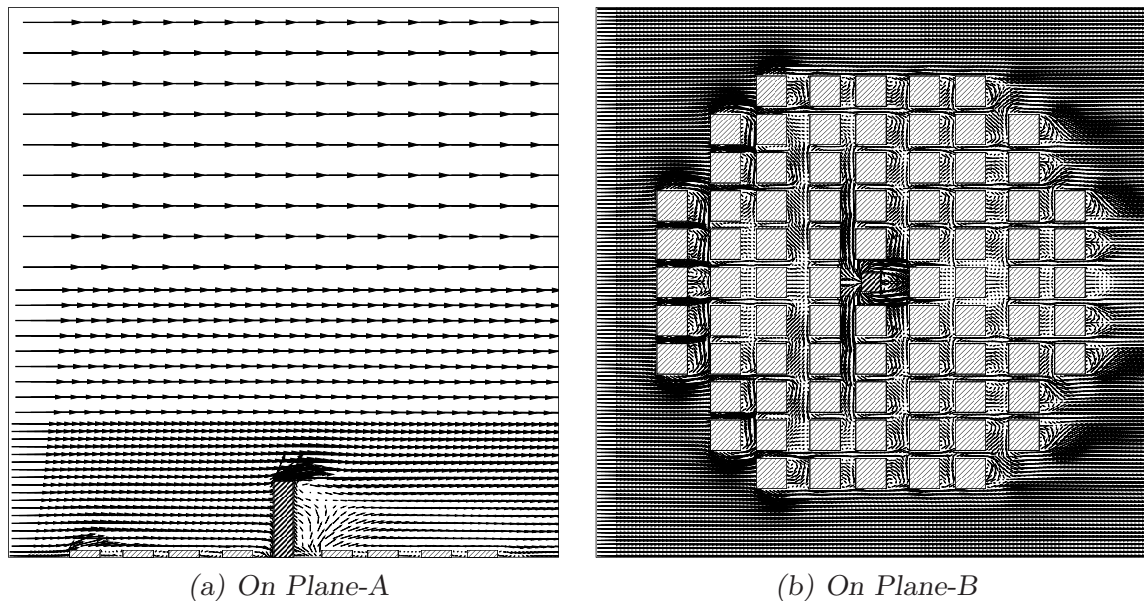


Fig. 6.30: Velocity vector on the initial mesh

6.4.3 対象領域の流管

初期格子や，NUAMR における 1 回目の AMR により得られた流れ場の解を用いて求めた passive scalar ψ を規格化した値 $\hat{\psi}$ の分布を Fig.6.32, Fig.6.33 に示す． $\hat{\psi}$ が 1 以上となり有色となっている領域を対象領域の流管と見なした．

6.4.4 最終生成格子の比較

2 回の AMR を行なった後に生成された最終格子の比較を行う．まず，Fig.6.34, 6.36 に一様型 AMR の Uniform-AMR の最終格子を示す．Plane-A での分割である (a) を見ると，分割界面数の制限による平滑化により，格子が細かく分割されている領域が道路の上空にまで広がっていることがわかる．同様に，Plane-B での分割である (b) では，低層街区の外周や大きな道路内も細かく分割されている．なお，建物に隣接する格子の中には，建物の壁と法線方向に分割が粗いものが多いが，これは，AMR の反復の過程で，無次元壁座標が最小値の 90 より小さくなったために，壁と法線方向に分割が禁止された格

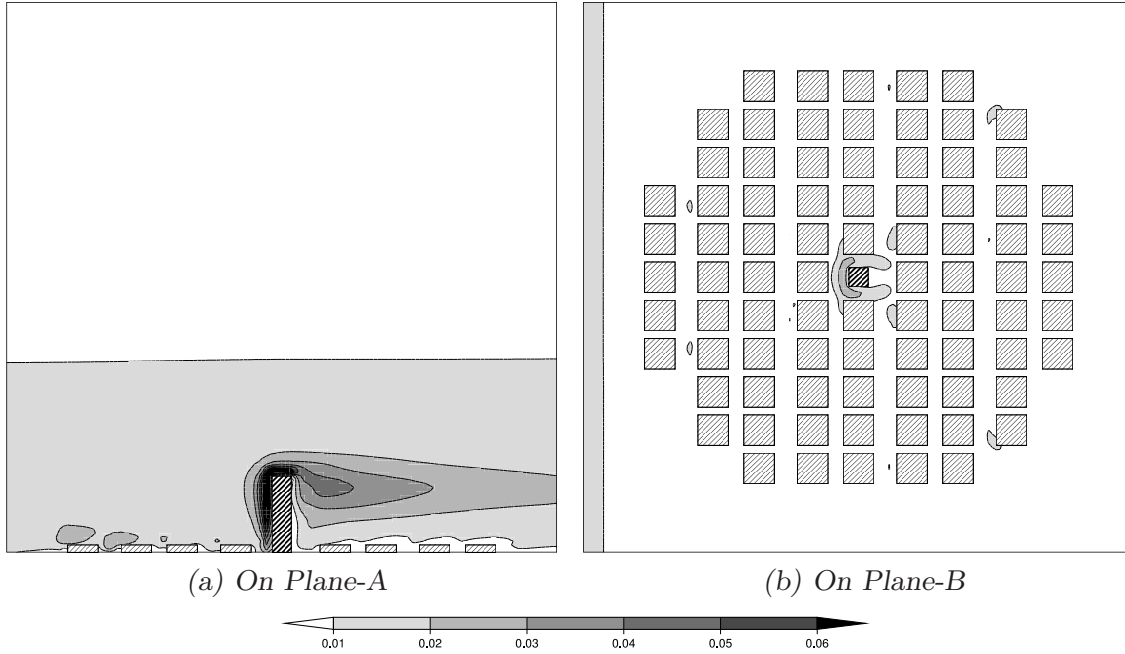


Fig. 6.31: Turbulent kinetic energy on the initial mesh

子である。

次に、非一様型 AMR の NUAMR での最終格子を Fig.6.35, 6.37 に示す。(a) の Plane-A での分割を見ると、流管内の領域では、格子が滑らかに細かく分割されている。流管外の領域においても、高層建物の後流や地上付近は細かく分割されているものの、分割界面数の制限が無いために、格子の分割性状はあまり滑らかではない。また、格子の平滑化が連鎖しないため、細分割されている領域も少なくなっている。(b) の Plane-B での分割の傾向は (a) の Plane-A とほぼ同様である。

6.4.5 最終生成格子での計算結果の比較

Fig.6.38, 6.39 に各ケースでの最終生成格子における対象領域内の風速の大きさの計算結果を示すが、両者はほとんど変わらない。また、Fig.6.40, 6.41 に乱流エネルギーの計算結果を示すが、これについても両者はほぼ完全に一致した。

次に、Fig.6.28 に示した風洞実験での風速測定点における、各ケースでの風速の大きさの計算結果を Fig.6.42 に示すが、両者はほぼ一致している。

さらに、乱流モデルを標準 $k-\epsilon$ から Shih らによる 2 次非線形型 $k-\epsilon$ [21] に変更し、NUAMR の条件で流れ場を計算した結果を Fig.6.43 に示すが、強風域での風速比が標準 $k-\epsilon$ の予測結果よりもより実験値に近づいた。なお、最終生成格子の格子数は標準 $k-\epsilon$

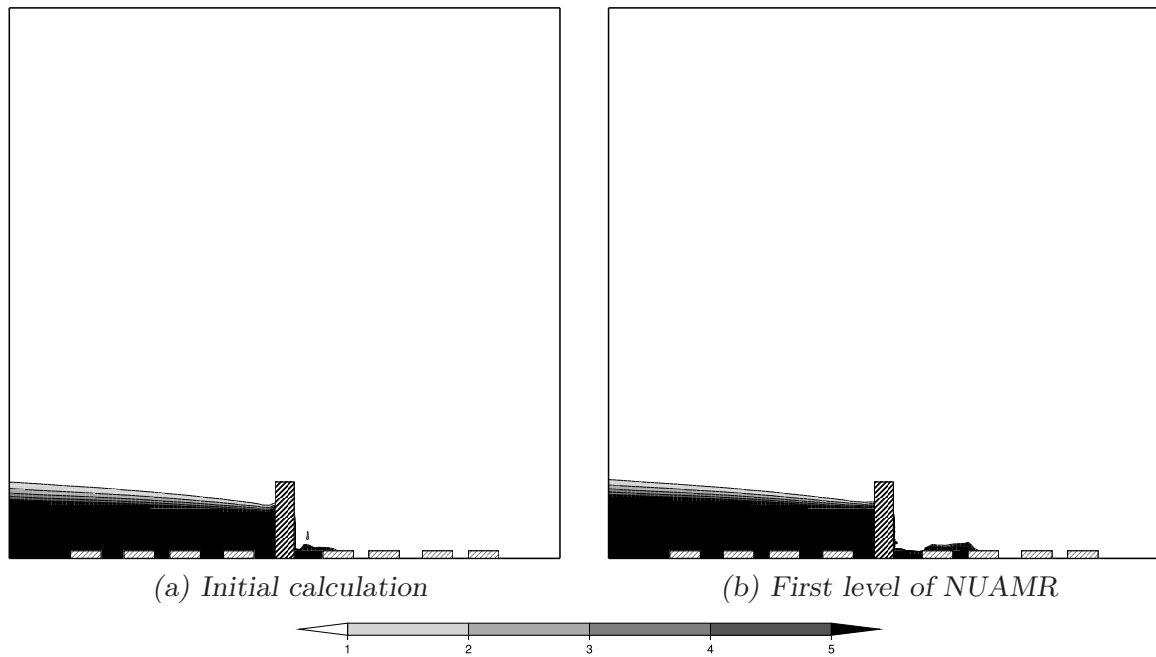


Fig. 6.32: Normalized passive scalar on Plane-A

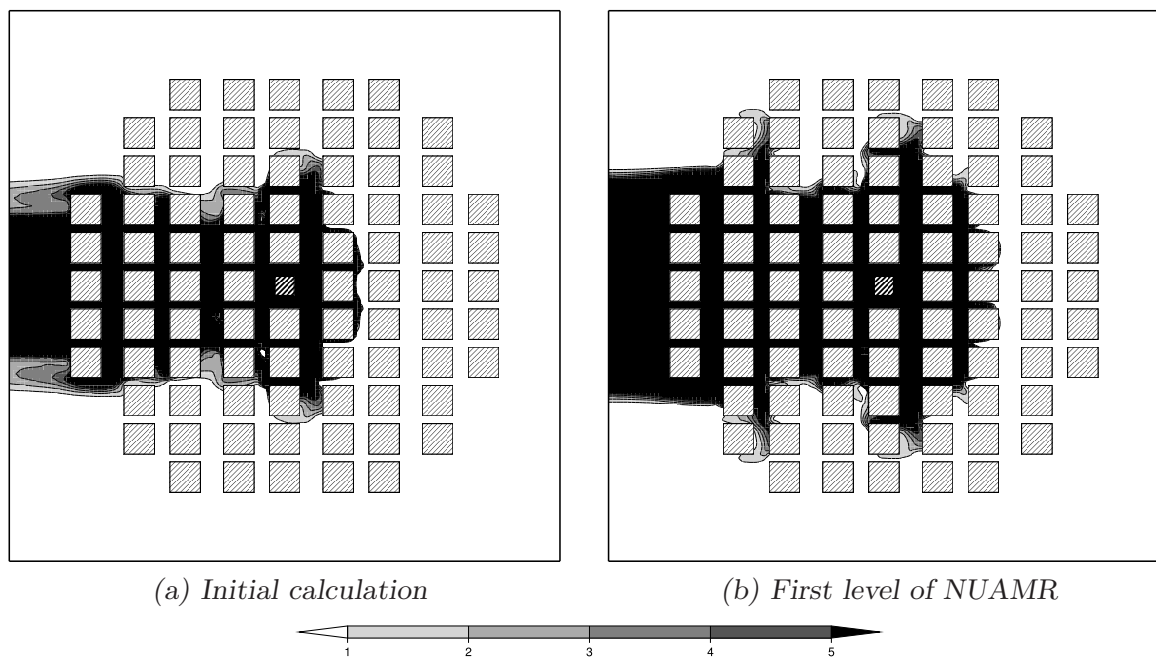
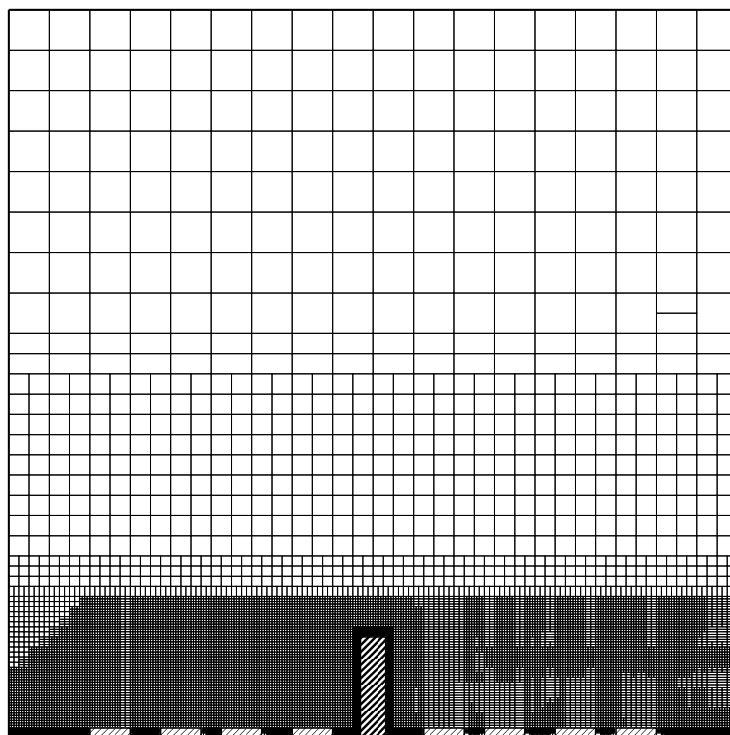
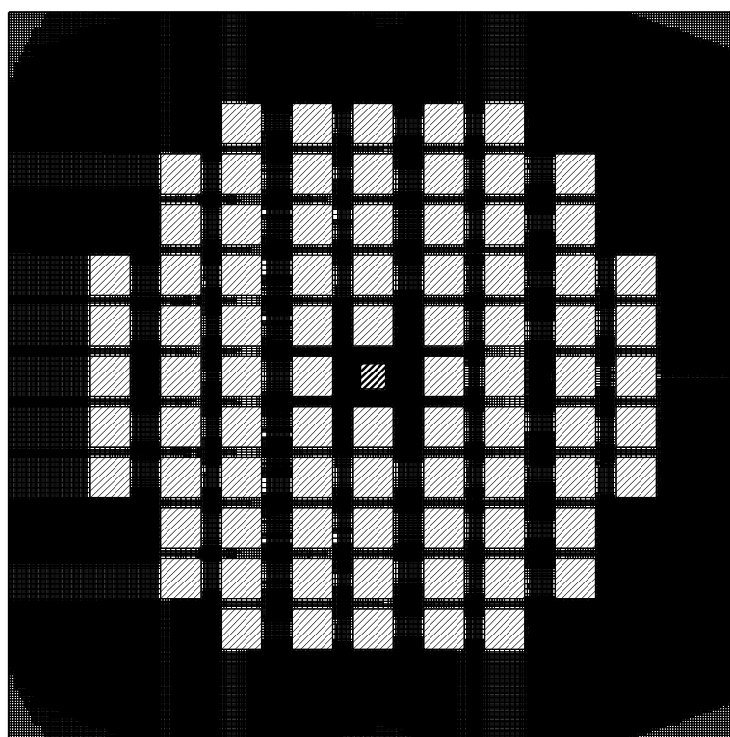


Fig. 6.33: Normalized passive scalar on Plane-B

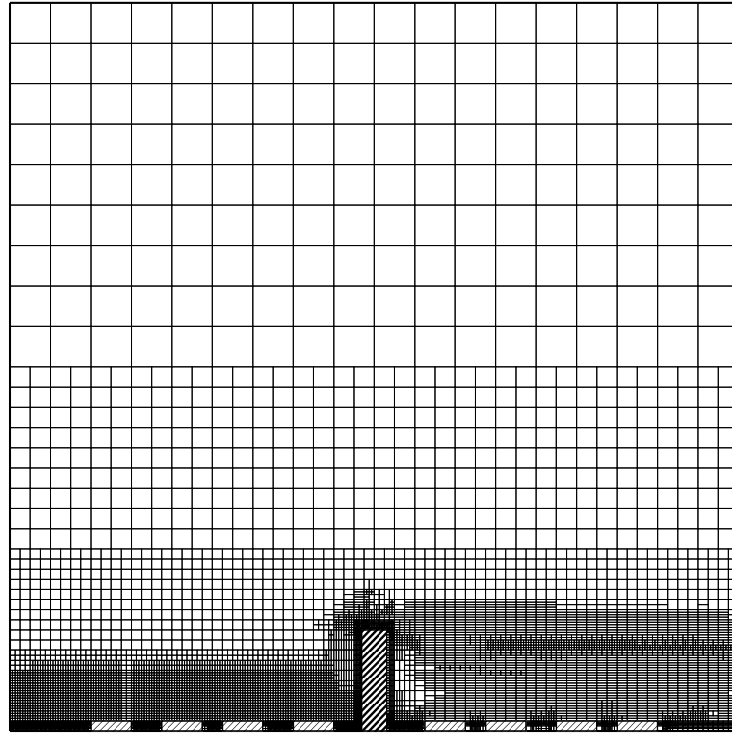


(a) On Plane-A

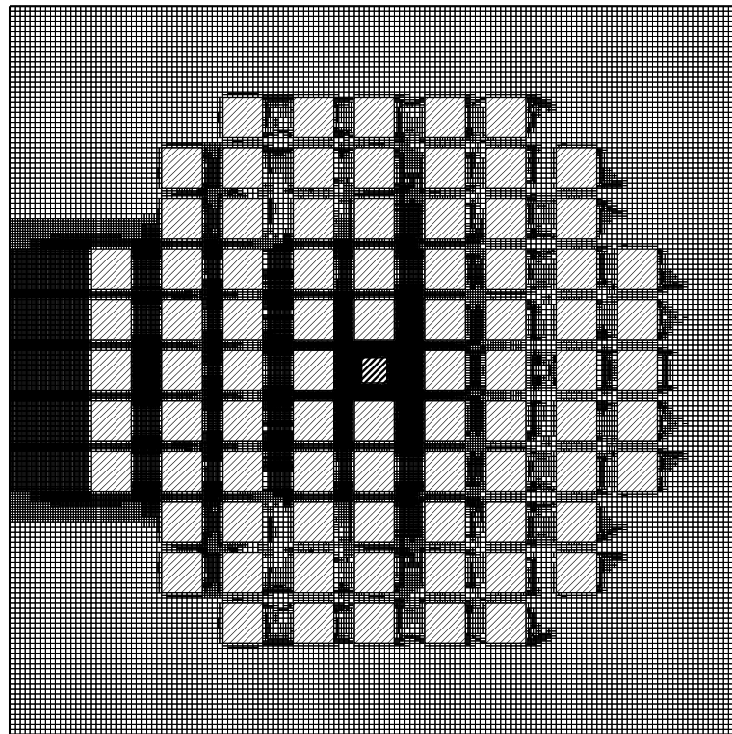


(b) On Plane-B

Fig. 6.34: Final mesh of case Uniform-AMR (No. cells : 52×10^5)

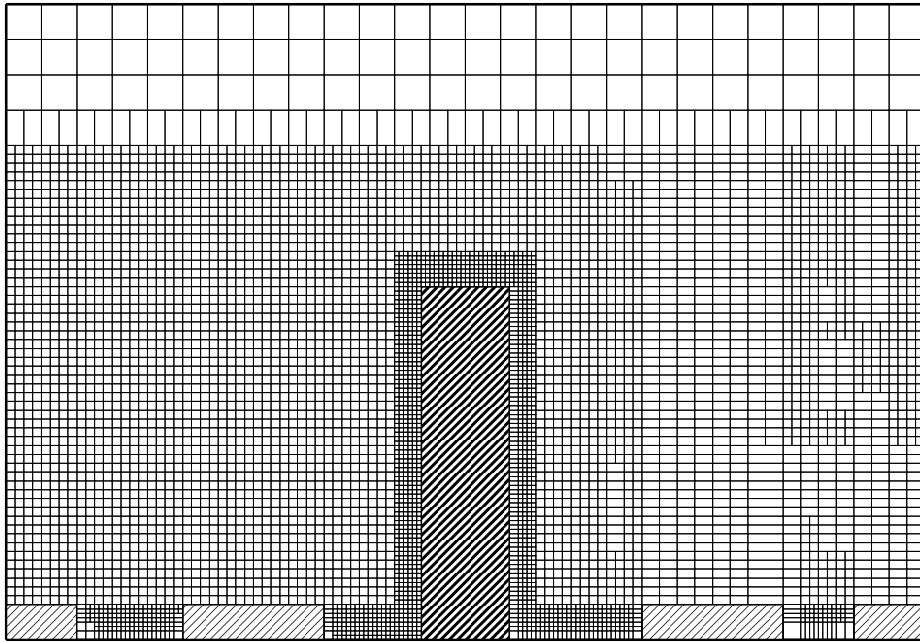


(a) On Plane-A

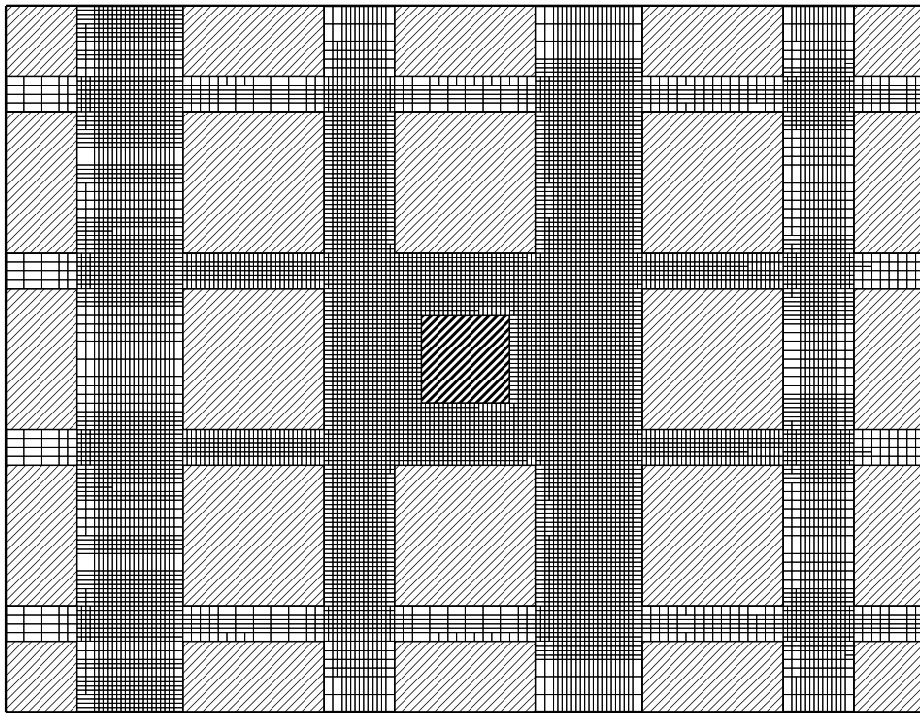


(b) On Plane-B

Fig. 6.35: Final mesh of case NUAMR (No. cells : 8.0×10^5)

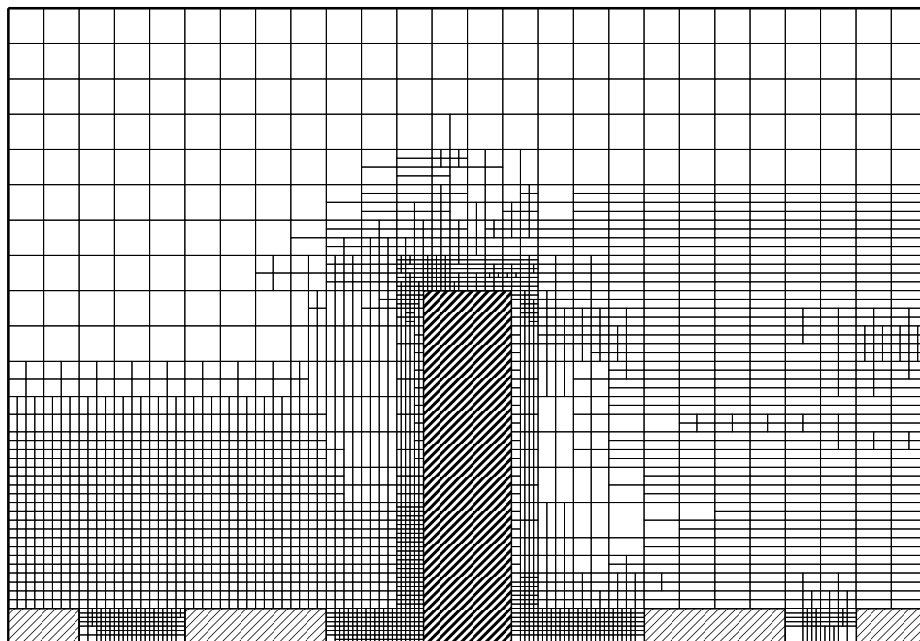


(a) On Plane-A

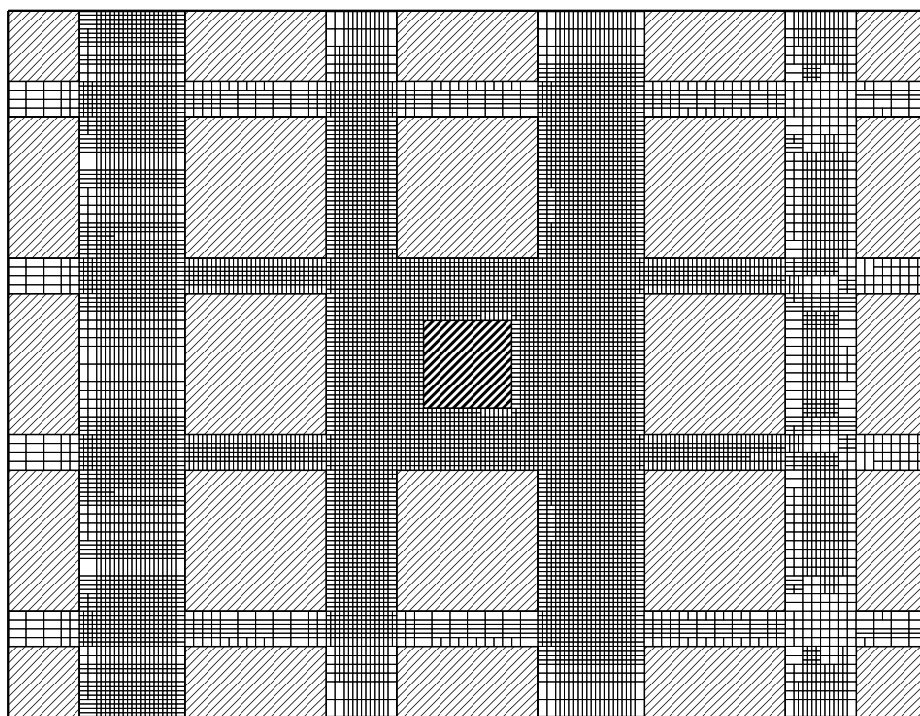


(b) On Plane-B

Fig. 6.36: Final mesh of case Uniform-AMR (No. cells : 52×10^5)



(a) On Plane-A



(b) On Plane-B

Fig. 6.37: Final mesh of case NUAMR (No. cells : 8.0×10^5)

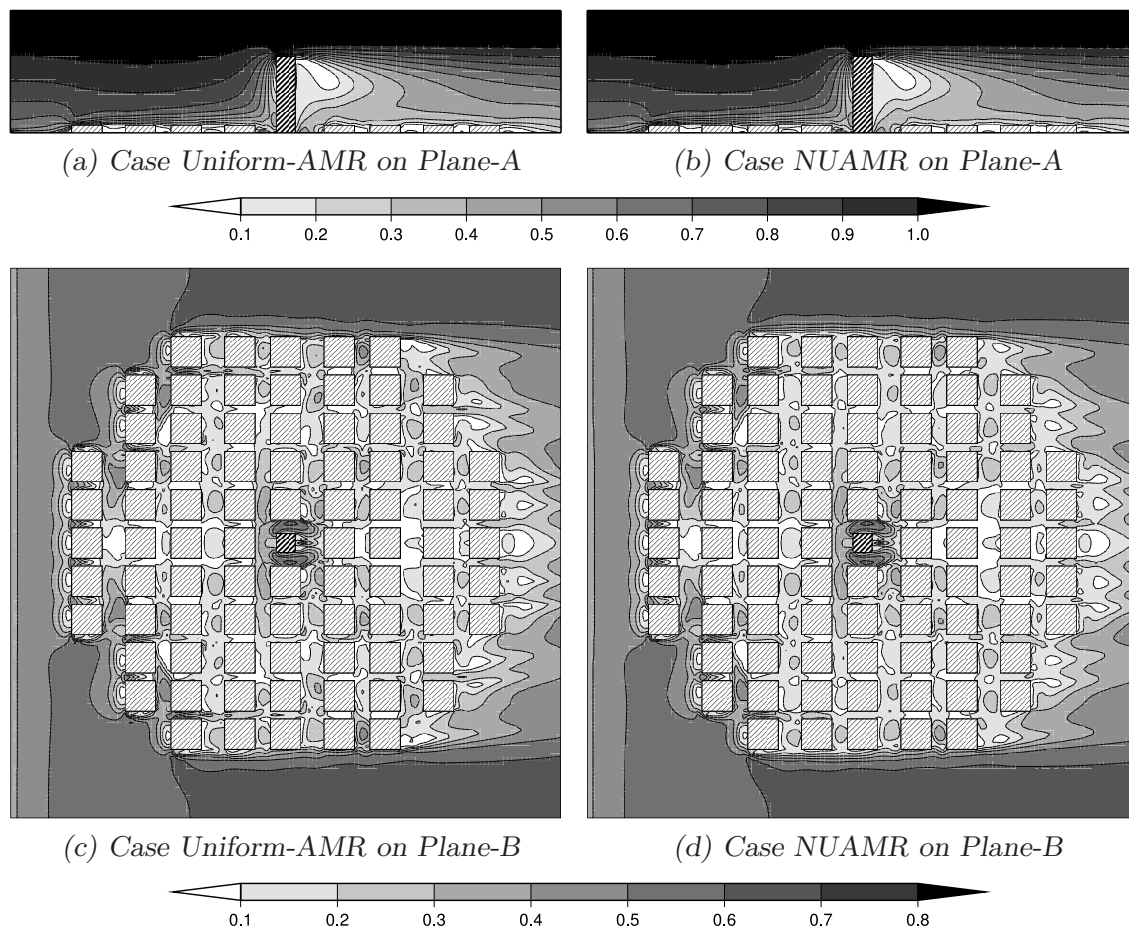
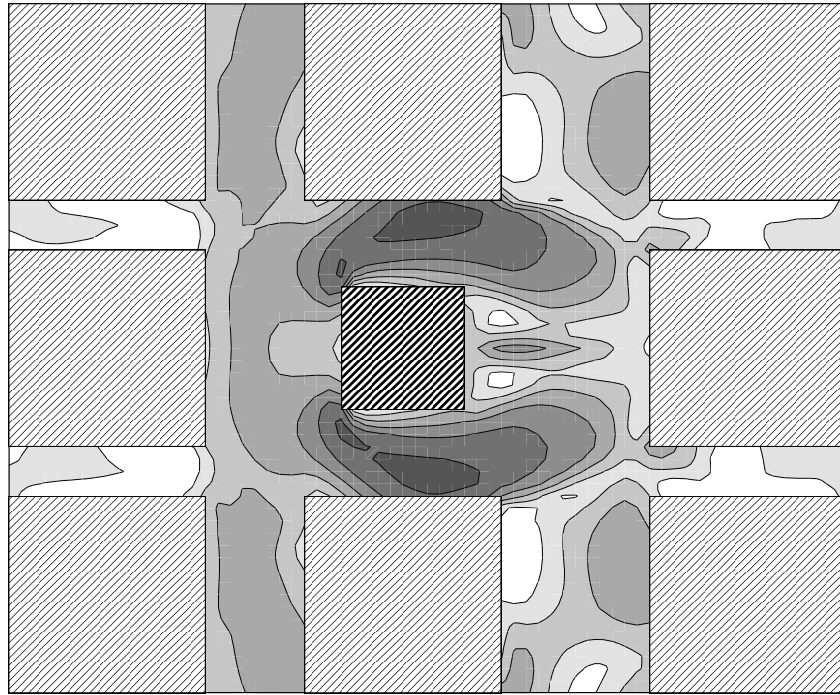


Fig. 6.38: Magnitude of velocity

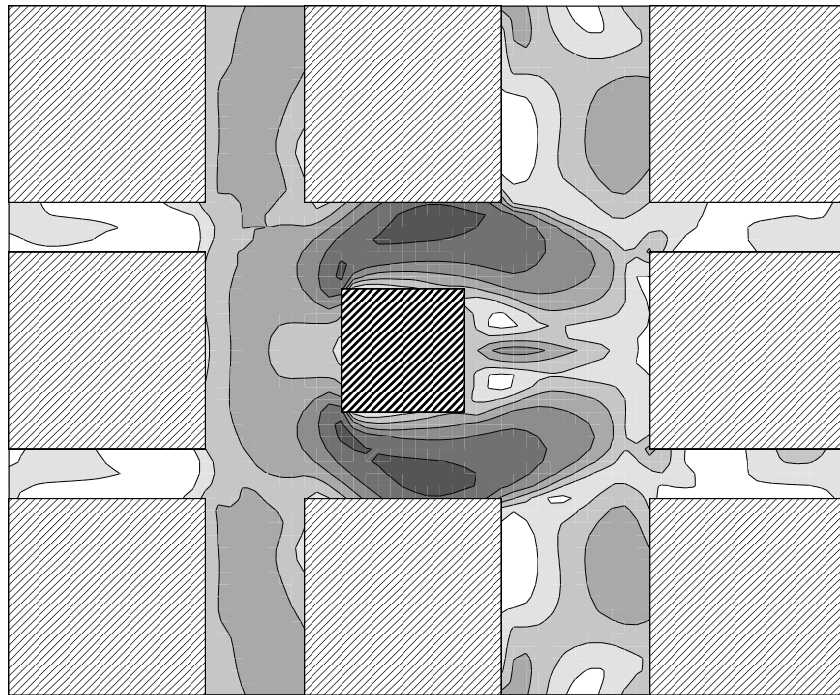
とほぼ同数であった。

6.4.6 生成格子数

最後に、各ケースの生成格子数を Tab.6.12 に示す。NUAMR は、格子数が Uniform-AMR の $1/6.5$ と大幅に減少しており、このような高層建物周辺の気流性状予測の問題に対しても、対象領域での速度や乱流エネルギーの予測精度が同等なまま格子数が大幅に削減されているといった、大変効率的な格子生成が自動で行えることがわかった。



(a) Case Uniform-AMR



(b) Case NUAMR

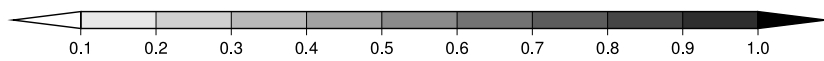


Fig. 6.39: Magnitude of velocity on Plane-B in the target region

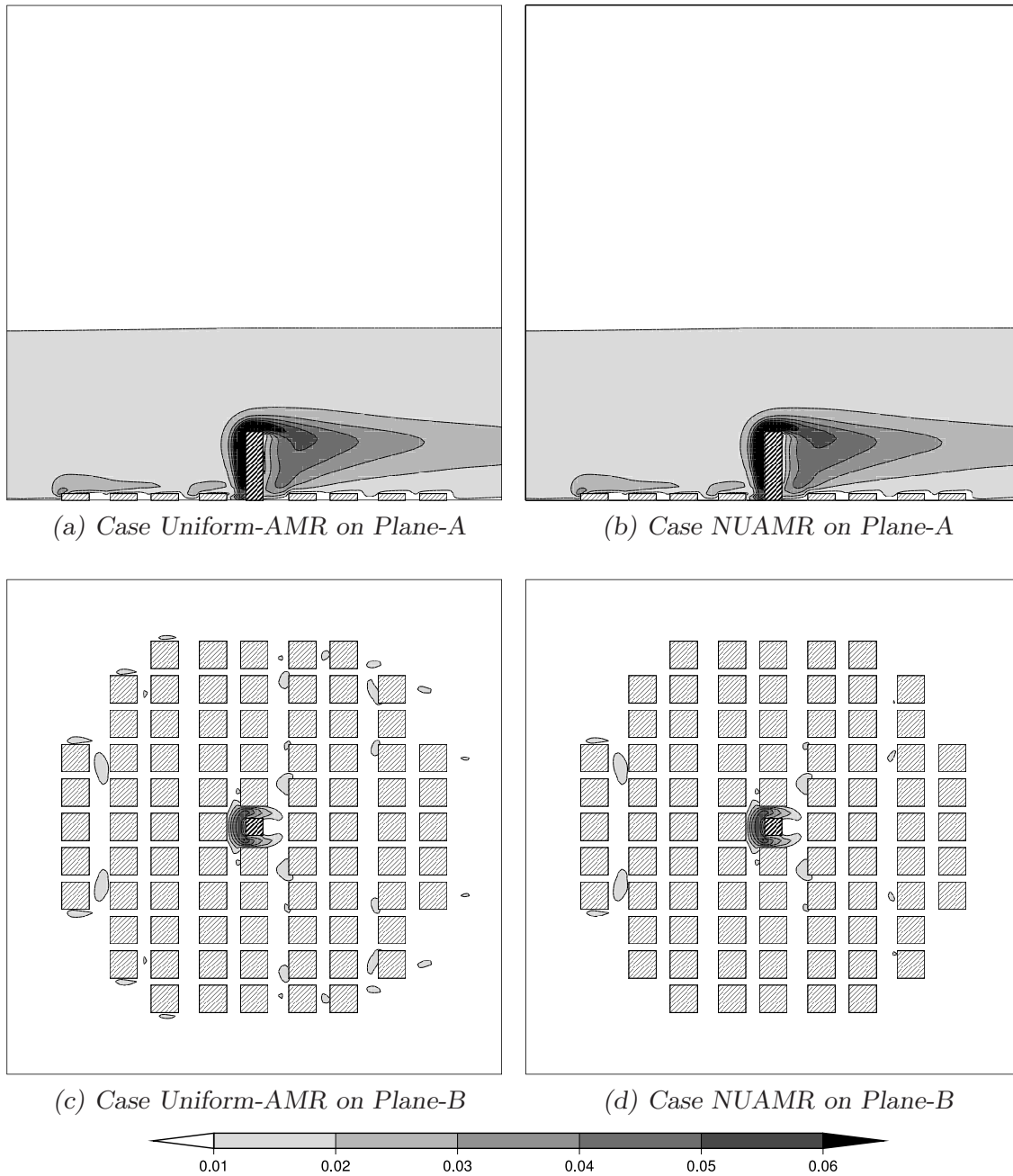
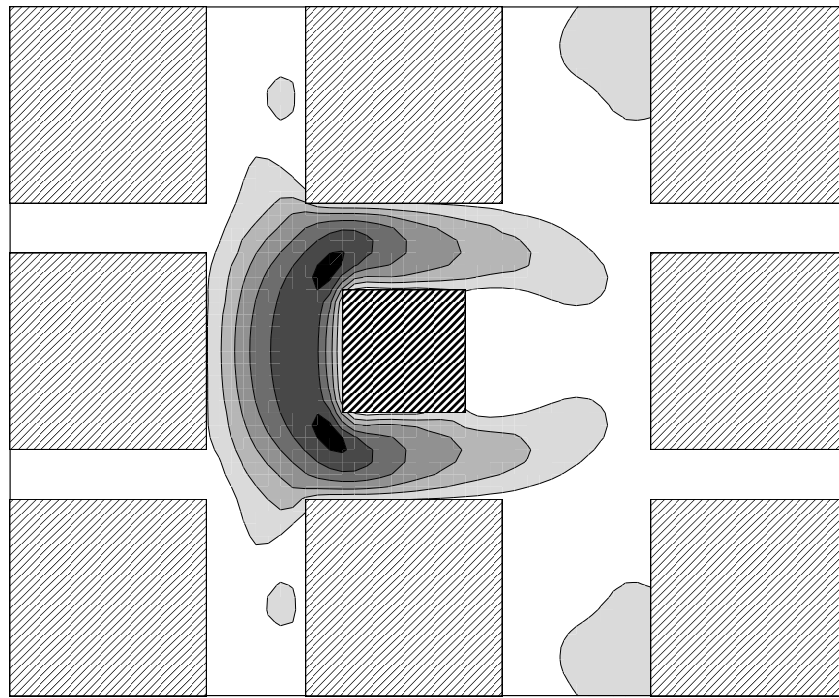


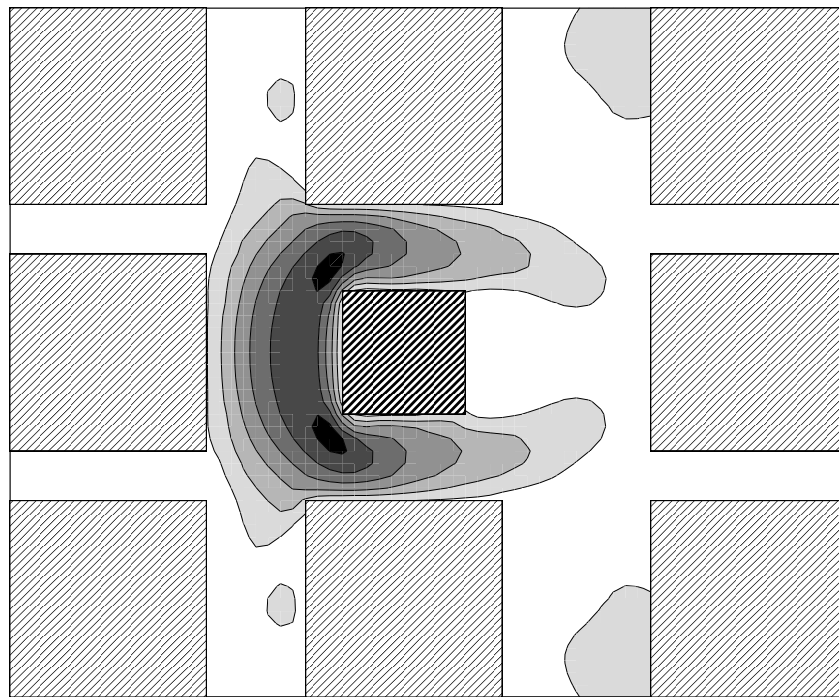
Fig. 6.40: Turbulent kinetic energy

Tab. 6.12: Number of cells in final mesh of each AMR cases

Case name	Number of cells [$\times 10^5$]	Ratio of number of cells
Uniform-AMR	52	1.0
NUAMR	8.0	1/6.5



(a) Case Uniform-AMR



(b) Case NUAMR

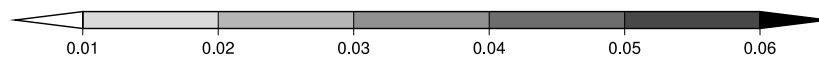


Fig. 6.41: Turbulent kinetic energy on Plane-B in the target region

b

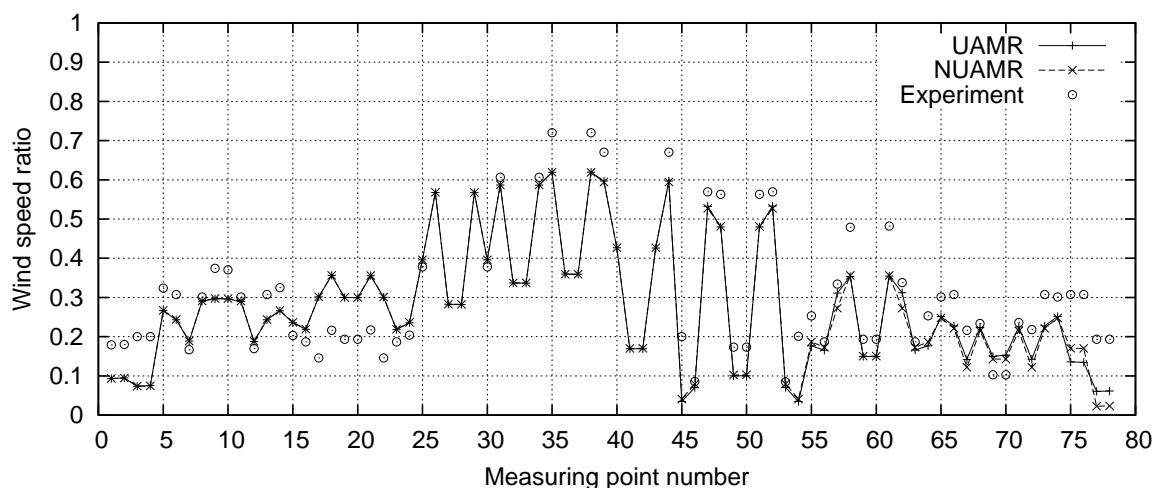


Fig. 6.42: Comparison of wind speed ratio at measuring points between case Uniform-AMR and case NUAMR

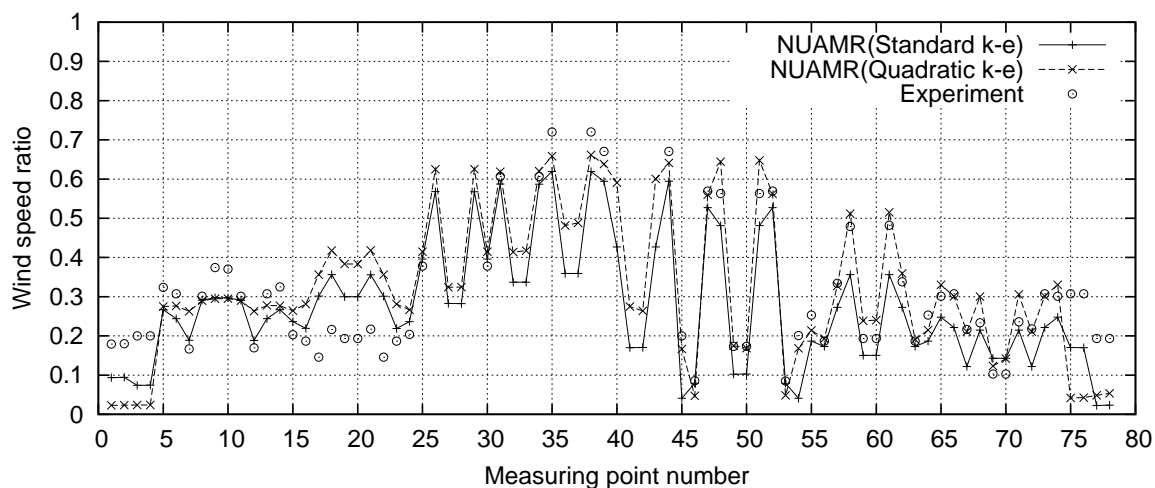


Fig. 6.43: Comparison of wind speed ratio at measuring points between standard $k-\epsilon$ model and quadratic $k-\epsilon$ model

6.5 まとめ

本章では、5章で構築した非一様型 AMR を、中密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流、風向 22.5 度の場合の低密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流、およびモデル市街地に建つ高層建物周辺気流に対して適用した結果、どの流れ場においても、検討

の対象する建物の風圧係数に関する解析精度，もしくは，対象領域における風速分布に関する解析精度をほとんど落さずに，一様型 AMR に比べ格子数が大幅に少ない，大変計算効率の良い格子が自動的に生成できた．これにより，本研究で構築した非一様型 AMR による格子数削減効果が，広範囲の風環境解析に対して有効であることが示された．

7

総括

この章では本論文で得られた成果を簡潔にまとめ、総括とする。

第2章では、Jasak によって提案された3種類の誤差推定法と Richardson の補外法について、3種類のベンチマーク的な流れ場を対象にケーススタディを行い、AMR で使用する上での効率の比較を行なった。その結果、Richardson の補外法は、層流流れにおいては他の手法に比べ卓越した誤差推定性能を持つが、乱流の複雑な流れ場においては、その性能は他の手法とそれほど大きく変わらなかった。これに対して、Residual 法は、どの流れ場においても規格化誤差の分布や誤差割合が正解値とかけ離れておらず、かつ概ね良い AMR 用平均効率を持っていたため、第2章で検討した他の手法に比べ誤差の推定性能に優れていることがわかった。

第3章では、2種類の流れ場に対して Residual 法により推定された誤差を用いた AMR を行なった。また、生成される格子の性状を制御するパラメータに関するスタディを行なって格子数と解析誤差との関係を調べた結果、制御パラメータに関する適切な範囲が得られた。そこで、適切な範囲内にある AMR 制御パラメータを用いて AMR を行なったところ、初期格子での計算結果に対して、解析領域全領域で流れ場に関する誤差が大幅に減少した。また、方向性 AMR は等方的 AMR に比べ、格子数の増加が少ないにもかかわらず、速度等の計算結果に関する誤差割合の標準偏差が小さくなっており、より効率的な格子が生成できた。

第 4 章では、風向が建物に対して斜めの場合の単独低層建物周辺の流れに AMR を適用した。その結果、この流れ場に対しても AMR により効率的な格子が生成できることが確かめられた。しかしながら、この流れ場のように風向が格子の軸と一致していない場合には、方向性 AMR ではその性能が一部低下することがわかった。

第 5 章では、市街地での建物周りの風環境解析において、より効率的な格子生成ができる非一様型 AMR の手法を新たに構築した。また、本手法を低密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流に対して適用した結果、通常の一様型 AMR に比べ、解析領域全体での速度や乱流エネルギーの誤差の標準偏差は多少増加するが、対象領域における速度や乱流エネルギーや対象建物表面での風圧係数の誤差の標準偏差は、一様型 AMR とほぼ同程度となる予測が行なえた。また、このケースによって生成された最終格子の格子数は、一様型 AMR に比べ $1/3.7$ であり、検討対象する領域での解析精度をほとんど落さずに、格子数を大幅に削減した大変計算効率の良い格子が自動的に生成できることがわかった。

第 6 章では、第 5 章で構築した非一様型 AMR 手法を、中密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流、風向 22.5 度の場合の低密度の格子状市街地に建つ低層建物周辺気流、およびモデル市街地に建つ高層建物周辺気流に対して適用した。その結果、どの流れ場においても、検討の対象する建物の風圧係数に関する解析精度、もしくは対象領域における風速分布に関する解析精度が一様型 AMR と変わらないまま、一様型 AMR に比べ格子数が $1/3.5$ から $1/6.5$ と大幅に少ない大変計算効率の良い格子が自動的に生成できることがわかった。これにより、本論文で構築した非一様型 AMR による格子数削減効果が、広範囲の風環境解析に対して有効であることが示された。

本論文では、直交格子法によって建物の境界に完全に適合した格子が生成できる矩形の建物しか扱わなかったが、複雑な形状の建物を扱う場合には、直交格子法だけでは境界形状を精度良く再現できないので、そのような場合には直交格子法を改良し、複雑な形状についても境界に適合した六面体格子を自動生成できる viscous Cartesian grid 法 [62, 70] を用いる必要がある。本論文で構築した非一様型の解適合格子生成手法において、建物近傍の格子を細分割する際に、この viscous Cartesian grid 法を併用することによって、複雑な形状の建物に対しても自動的に効率的な格子が生成できると思われるが、viscous Cartesian grid 法を併用した格子生成手法の構築は今後の課題である。

記号表

C	打ち切り誤差の主要項の係数
C_P	風圧係数
\mathbf{d}_f	界面 f に隣接する二つの格子の中心点間ベクトル
D	次元数
e_m	Moment 法による推定誤差
e_r	Residual 法による推定誤差
e_R	Richardson の補外法による推定誤差
e_t	直接 Taylor 級数法による推定誤差
e_E	正解誤差
e_O	誤差推定法により推定された誤差
F_{conv}	移流フラックス
F_{diff}	拡散フラックス
F_{norm}	残差の規格化用フラックス
h	代表的格子幅
H_b	建物の高さ
H_s	段差の高さ
k	乱流エネルギー
L	道路幅
\mathbf{M}	格子の幾何的 2 次テンソル
m_ϕ	ϕ の 2 次中心モーメント
$m_{\mathbf{U}}$	\mathbf{U} の 2 次中心モーメント
N	格子数
p	離散化次数
P_k	乱流エネルギーの生産項
q	残差項の次数

r	残差
S_p, S_u	生成項係数
S_ψ	ψ の生成項
\mathbf{S}_f	界面 f での面積ベクトル
t	時間
T	タイムスケール
U	速度
U_i	\mathbf{U} の方向 i の成分
U_{in}	流入風速
U_{max}	流入風での最大風速
U_{trans}	実質輸送速度
\mathbf{U}	速度ベクトル
V_P	コントロール・ボリュームの体積
x, y, z	空間座標
X_F	床面における再付着距離
\mathbf{x}	位置ベクトル
α	内挿補間係数
Γ	拡散係数
Δ	直方体格子の幅
η	AMR 用効率
ϵ	乱流エネルギー消散率
ε	細分割閾値
ν	動粘性係数
ν_{eff}	実効動粘性係数
ν_t	乱流動粘性係数
ξ	方向性パラメータ
σ	標準偏差
τ	解の空間勾配
ϕ	数値解
Φ	厳密解
ψ	時間逆方向に移流・拡散した passive scalar
$\psi_{forward}$	時間順方向に移流・拡散した passive scalar

Ω	細分割領域
\square_f	格子の界面
\square_P	格子の中心点
\square_N	隣接格子の中心点
\square_i, \square_j	空間方向
\square_f^i	線型補間により隣接格子点の値から求めた格子の界面での値
\square_f^g	勾配を用いて格子の中心点での値から求めた格子の界面での値
$\overline{\square}$	格子の体積重み付け平均
$\hat{\square}$	平均値と標準偏差を用いて規格化した値
$\tilde{\square}$	AMR 用効率の平均値

参考文献

- [1] M.J. Aftosmis, M.J. Berger, and J.E. Melton. Robust and efficient cartesian mesh generation for component-based geometry. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, Vol. 36, No. 6, pp. 952–960, 1998.
- [2] B.F. Armaly, F. Durst, J.C.F. Pereira, and B. Schoenung. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 127, pp. 473–496, Feb. 1983.
- [3] M.J. Berger and J. Oliger. Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations. *Journal of Computational Physics*, Vol. 53, pp. 484–512, 1984.
- [4] A. Bowyer. Computing dirichlet tessellations. *The Computer Journal*, Vol. 24, No. 2, pp. 162–166, 1981.
- [5] L. Demkowicz, D. Pardo, and W. Rachowicz. 3d hp-adaptive finite element package (3dhp90) version 2.0 the ultimate (?) data structure for three-dimensional, anisotropic hp refinement. Technical report, Texas Institute for Computational and Applied Mathematics, The University of Texas at Austin, 2002.
- [6] H. Jasak. *Error analysis and estimation for the Finite Volume method with applications to fluid flows*. PhD thesis, Imperial College London, 1996.
- [7] H. Jasak and A.D. Gosman. Automatic resolution control for the finite volume method. part 1: A-posteriori error estimates. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, Vol. 38, No. 3, pp. 237–256, 2000.
- [8] H. Jasak and A.D. Gosman. Residual error estimate for the finite volume method. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, Vol. 39, pp. 1–19, 2001.
- [9] H. Jasak and A.D. Gosman. Element residual error estimate for the finite volume method. *Computers and Fluids*, Vol. 32, pp. 223–248, 2002.
- [10] Franjo Juretic. *Error analysis in Finite Volume CFD*. PhD thesis, Imperial College

- London, 2004.
- [11] S.L.Jr. Karman. Splitflow: A 3d unstrutured cartesian/prismatic grid cfd code for complex geometries. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, Jan. 1995.
 - [12] N. Kasagi, A. Matsunaga, and S. Kawara. Turbulent measurement in a separated and reattaching flow over a backward-facing step with the aid of three-dimensional particle tracking velocimetry. *J. Wind Eng. and Indust. Aerodyn.*, Vol. 46, pp. 821–829, 1993.
 - [13] Nobuhide Kasagi and Akio Matsunaga. Three-dimensional particle-tracking velocimetry measurement of turbulence statistics and energy budget in a backward-facing step flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 16, No. 6, pp. 477–485, Dec. 1995.
 - [14] J. Kim and P. Moin. Application of a fractional-step method to incompressible navier-stokes equations. *Journal of computational physics*, Vol. 59, No. 2, pp. 308–323, 1985.
 - [15] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, pp. 269–289, 1974.
 - [16] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, pp. 269–289, 1974.
 - [17] C. Wayne Mastin, Joe F. Thompson, and Z.U.A. Warsi. 数値格子生成の基礎と応用. 丸善, 1994. 小国 力, 河村 哲也 訳.
 - [18] S.V. Patankar. *Finite-Difference Method I, Handbook of Numerical Heat transfer*. Elliptic Systems. Wiley, New York, 1988.
 - [19] S.V. Patankar. コンピューターによる熱移動と流れの数値解析. 森北出版, 1990. 水谷幸夫 香月正司 共訳.
 - [20] L.F. Richardson. The approximate arithmetical solution by finite differences of physical problems involving differential equations, with an application to the stress in a masonry dam. *Philos. Trans. Roy. Soc. Ser. A*, Vol. 210, pp. 307–357, 1910.
 - [21] Tsan-Hsing Shih, Jiang Zhu, and John L. Lumley. A realizable reynolds stress algebraic equation model. Technical Report NASA-TM-105993, NASA, 1993.
 - [22] M.C. Thompson and J.H. Ferziger. An adaptive multigrid technique for the

- incompressible navier-stokes equations. *J. Comput. Phys.*, Vol. 82, No. 1, pp. 94–121, 1989.
- [23] Z.J. Wang and K. Srinivasan. An adaptive cartesian grid generation method for 'dirty' geometry. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 39, pp. 703–717, 2002.
- [24] H.G. Weller, G. Tabor, H. Jasak, and C. Fureby. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers in physics*, Vol. 12, No. 6, pp. 620–631, Nov. 1998.
- [25] V. Yakhot, S.A. Orszag, S. Thangam, T.B. Gatski, and C.G. Speziale. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, Vol. 4, No. 7, pp. 1510–1520, 1992.
- [26] 青木大明, 赤林伸一, 富永禎秀, 坂口淳, 中島弘喜. 中層建物による風環境変化の予測手法に関する研究その4: メッシュ分割の差異が予測精度に及ぼす影響. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, 第 D-2 巻, pp. 679–680, 1999.
- [27] 飯野由香利, 倉渕隆, 小林信行, 嵐口晃宏. 風洞実験および CFD を併用した通風時の開口条件や主風向が異なる場合における建物内外の気流性状に関する研究. 日本建築学会計画系論文集, No. 520, pp. 47–54, Jun. 1999.
- [28] 飯野由香利, 倉渕隆, 高橋潤, 遠藤智行. 実測に基づく屋上風と通風および空調風の気流特性に関する研究. 日本建築学会計画系論文集, No. 589, pp. 9–14, May. 2005.
- [29] 石井瑞樹, 倉渕隆, 福野昭雄. 商用コードを利用した建物風圧分布予測に関する検討. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, 第 D-2 巻, pp. 829–830, 2004.
- [30] 石井瑞樹, 倉渕隆, 遠藤智行, 丸田榮蔵, 澤地孝男. CFD による建物風圧係数分布の予測制度に関する研究 その 2: 複雑な形状の建物の風圧係数予測精度の検討. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, 第 D-2 巻, pp. 771–772, 2005.
- [31] 石川敬康, 羽山広文, 木下学, 倉渕隆. 空調機停止後の室内温度上昇に関する研究 (その 3): 3 次元非定常伝導・対流・放射連成解析による数値シミュレーション. 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, pp. 1097–1100, 1998.
- [32] 石田義洋, 村上周三, 加藤信介, 持田灯. 解強制置換法を用いた複合グリッドシステムによる建物内外の気流解析法に関する研究 第一報: セミスタガードスキーム・準非構造格子・解強制置換法を用いた複合グリッドシステムによる解析手法. 日本建築学会計画系論文集, No. 451, pp. 55–66, Sep. 1993.
- [33] 遠藤智行, 倉渕隆, 石井瑞樹, 駒村和彦. CFD による建物風圧係数分布の予測精度に関する研究: その 1 各種乱流モデルの比較検討. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, 第 D-2 巻, pp. 768–769, 2005.

- [34] 遠藤智行, 倉渕隆, 野中俊宏. 格子再分割による改善効果: CFD による建物風圧係数分布の予測精度に関する研究 その 3. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, 第 D-2 巻, pp. 815–816, 2006.
- [35] 大場正昭, 倉渕隆, 入江謙治. 通風開口部の流入気流と圧力損失に関する実験的研究. 日本建築学会計画系論文集, No. 552, pp. 21–27, Feb. 2002.
- [36] 小野謙二. 設計における直交格子法の利用. 日本流体力学会誌 ながれ 21, Vol. 21, No. 1, pp. 16–25, 2002.
- [37] 何平, 堤純一郎, 片山忠久, 林徹夫, 塩月義隆. 局所細分割メッシュ法による通風時の室内気流分布に関する数値シミュレーション. 日本建築学会計画系論文集, No. 456, pp. 17–25, Feb. 1994.
- [38] 片岡浩人, 水野稔. 流入変動風を用いた三次元角柱周りの気流解析. 日本建築学会計画系論文集, No. 523, pp. 71–77, Sep. 1999.
- [39] 加藤信介, 村上周三, 張維. Multigrid 法による 2 次元および 3 次元室内気流の数値シミュレーション. 日本建築学会計画系論文集, No. 465, pp. 27–34, Nov. 1994.
- [40] 加藤信介. 数値流体力学 CFD の室内環境への応用 (4) CFD 解析の基礎 (その 3) 精度と誤差. 空気調和・衛生工学, Vol. 71, No. 9, pp. 61–71, Feb. 1997.
- [41] 環境工学委員会・空気環境小委員会・風環境数値計算 WG. CFD を利用した高層建物周辺の風環境予測手法の開発—その 1:ベンチマークテストによる各種 $k-\epsilon$ モデルの相互比較—. 日本建築学会技術報告集, No. 12, pp. 119–124, Jan. 2001.
- [42] 倉渕隆, 鎌田元康. MAC 法における差分 mesh の局所的分割法に関する研究その 1: Multi-mesh 法の開発と二次元室内気流問題への適用. 日本建築学会計画系論文集, No. 425, pp. 1–9, Jul. 1991.
- [43] 倉渕隆, 鎌田元康. Multi-mesh 法を用いた通風時建物内外気流の同時解析. 日本建築学会計画系論文集, No. 426, pp. 1–11, Aug. 1991.
- [44] 倉渕隆, 鎌田元康. MAC 法における差分 mesh の局所的分割法に関する研究 その 2: Multi-mesh 法の三次元室内気流問題への拡張. 日本建築学会計画系論文集, No. 432, pp. 1–9, Feb. 1992.
- [45] 倉渕隆, 大場正昭, 岩渕拓志, 島田朋裕. 風向正面の場合の通風気流に関する予測精度検証と流管分析: LES と風洞実験による建物通風気流構造の解明に関する研究 (第 1 報). 日本建築学会計画系論文集, No. 561, pp. 47–52, Nov. 2002.
- [46] 倉渕隆, 大場正昭, 遠藤智行. 様々な風向角度の場合の通風気流に関する予測精度検証と流管分析: LES と風洞実験による建物通風気流構造の解明に関する研究 (第 2 報). 日本建築学会環境系論文集, No. 591, pp. 7–13, May. 2005.
- [47] 倉渕隆, 大場正昭, 遠藤智行, 赤嶺嘉彦. 局所相似モデルの概念と風洞実験による検

- 証: 通風時の換気量予測法に関する研究 (第 1 報). 日本建築学会環境系論文集, No. 607, pp. 37–41, Sep. 2006.
- [48] 小林信行, 勝田高司, 村上周三, 戸何里敏. 閉鎖的空間の気流性状に関する研究 (室内空間・中庭空間の乱れの性状). 日本建築学会学術講演概集 (計画系), pp. 187–188, 1974.
- [49] 小林光, 加藤信介, 村上周三. 不完全混合室内における換気効率・温熱環境形成効率評価指標に関する研究—第 1 報— CFD に基づく局所領域の換気効率評価指標の開発. 空気調和・衛生工学会論文集, No. 68, pp. 29–36, Jan. 1998.
- [50] 数値流体力学編集委員会編. 数値流体力学シリーズ 6 格子形成法とコンピュータグラフィックス. 東京大学出版, 1995.
- [51] 須賀一彦. 渦粘性形乱流モデルの最近の進展. 豊田中央研究所 R & D レビュー, Vol. 33, No. 1, pp. 39–52, Mar. 1993.
- [52] 鈴木求紀, 倉渕隆, 大場正昭, 嵐口晃宏, 岩渕拓志. 通風時の建物内外気流構造解明のための数値シミュレーションに関する研究 (3) 標準 $k-\varepsilon$ モデル、改良モデルの比較検討. 日本建築学会学術講演梗概集, 第 D-2 巻, pp. 701–702, 2000.
- [53] 諏訪好英. 重合格子系による複雑形状開口部の通風気流解析. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, 第 D-2 巻, pp. 545–546, 1996.
- [54] 諏訪好英, 藤井修二, 湯浅和博, 佐野仁美. 重合格子法を用いた建築物周辺気流の数値解析: 計算アルゴリズムの開発と基本特性の検討. 日本建築学会計画系論文集, No. 488, pp. 43–52, Oct. 1996.
- [55] 諏訪好英, 藤井修二, 湯浅和博. 重合格子法を応用した複雑形状流れ場の数値解析手法に関する研究. 日本建築学会計画系論文集, No. 493, pp. 47–54, Mar. 1997.
- [56] 富永禎秀, 義江龍一郎, 持田灯, 吉川優. モデル市街地に建つ高層建物周辺気流の cfd 解析 その 2 解析コードおよび乱流モデルの違いが解析結果に及ぼす影響. 日本建築学会学術講演梗概集, 第 D-2 巻, pp. 819–820, 2005.
- [57] 中越淳郎, 岩本静男, 今野雅. 通風室内外の気流性状の数値解析 -LES による流入条件の適用-. 日本建築学会学術講演梗概集, 第 D-2 巻, pp. 671–672, 1999.
- [58] 中島弘喜・赤林伸一・青木大明・富永禎秀・坂口淳. 中層建物による風環境変化の予測手法に関する研究その 3 複雑市街地を対象とした数値計算の概要. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, 第 D-2 巻, pp. 677–678, 1999.
- [59] 日本数値流体力学有限要素法研究委員会. 有限要素法による流れのシミュレーション. シュプリンガー・フェアラーク東京, 1998.
- [60] 早川輝・平松和嗣・戸井隆. 直交格子系任意形状近似手法を用いた流体数値シミュレーション. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, 第 B-1 巻, pp. 159–160, 2005.

- [61] J.H. ファーティガー, M. ペリッチ. コンピュータによる流体力学. シュプリンガーフェアラーク東京, 2003. 小林敏雄, 坪倉誠, 谷口伸行訳.
- [62] 藤本圭一郎, 藤井孝藏. 特徴線保持 viscous cartesian grid 法による粘性計算用格子生成の自動化. 第 18 回数値流体力学シンポジウム, 2004. D9-3.
- [63] 皆川淳, 義江龍一郎, 富永禎秀, 持田灯, 吉川優. モデル市街地に建つ高層建物周辺気流の CFD 解析 その 1 実験および計算概要と各種計算条件が計算結果に及ぼす影響. 日本建築学会学術講演梗概集, 第 D-2 巻, pp. 817–818, 2005.
- [64] 村上周三, 加藤信介, 永野紳一郎, Joel H. FERZIGER. 室内気流数値解析の診断システムに関する研究 (第 12 報) —差分分割に伴う数値誤差の推定、評価方法について—. 生産研究, No. 39-4, Apr. 1987.
- [65] 村上周三, 持田灯, 村上里美. Adaptive grid 手法を用いた建物周辺乱流の数値解析, passive method の 3 次元 $k-\epsilon$ モデルへの適用. 日本建築学会計画系論文報告集, No. 393, pp. 1–9, Nov. 1988.
- [66] 村上周三, 持田灯, 林吉彦, 大和田淳. $k-e$ 型 2 方程式モデルによる建物周辺気流の数値解析 その 1: メッシュ分割, 壁面・計算領域外周面の境界条件に関する検討. 日本建築学会計画系論文集, No. 392, pp. 11–21, Oct. 1988.
- [67] 村上周三, 加藤信介, 永野紳一郎. 差分間隔に伴う数値誤差の推定・評価方法: 室内気流数値解析の診断システムに関する研究 (第 1 報). 日本建築学会計画系論文報告集, No. 385, pp. 113–121, Mar. 1988.
- [68] 持田灯, 村上周三, 近藤宏二, 土屋学. 改良 $k-\epsilon$ モデルを用いた低層建物モデル壁面風圧力の数値解析. 生産研究, Vol. 48, No. 2, pp. 55–59, Feb. 1996.
- [69] 吉川優・持田灯・富永禎秀. テトラ要素による非構造格子を用いた建物周辺気流解析における格子密度・乱流モデルの影響. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, 第 D-2 巻, pp. 831–832, 2004.
- [70] ラファールパウルス. 六面体格子に基づく自動格子生成法. 第 18 回数値流体力学シンポジウム, 2004. D9-4.

本論文に関連する既発表文献

原著論文

1. 今野雅, 鎌田元康, 坂本雄三. 風環境の CFD 解析に対する直交格子自動生成 有限体積法 CFD 解析における誤差推定法の比較 (その 1). 日本建築学会環境系論文集, No.612, 2007.2.,(採用決定)
2. 今野雅, 大西直紀, 鎌田元康, 坂本雄三. 風環境の CFD 解析に対する直交格子自動生成 解適合格子を用いた計算効率の良い格子の自動生成 (その 2). 日本建築学会環境系論文集, (投稿中)

口頭発表

1. 今野 雅, 鎌田元康. 解適合格子・超並列計算を用いた住宅の通風性状予測ソフトウェアの開発 (その 1) オープンソース CFD ツールを用いた CFD 解析ベンチマークテスト. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, D-2, pp.779–780, 2005
2. 今野 雅, 鎌田元康. 解適合格子・超並列計算を用いた住宅の通風性状予測ソフトウェアの開発 (第 1 報) オープンソース CFD ツールを用いた CFD 解析ベンチマークテスト. 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, pp.1097–1100, 2005
3. 今野雅, 大西直紀, 坂本雄三, 鎌田元康. 住宅の通風性状予測に適した自動格子生成に関する研究 (その 1)CFD 解析における誤差推定法の比較. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, D-2, pp.697–698, 2006
4. 大西直紀, 今野 雅, 坂本雄三, 鎌田元康. 住宅の通風性状予測に適した自動格子生成に関する研究 (その 2) 解適合格子を用いた自動格子生成. 日本建築学会大会学術講演会梗概集, D-2, pp.699–670, 2006
5. 今野 雅, 鎌田元康. 建物周辺の風環境数値予測のための効率的な直交格子生成 (第 1 報) 誤差推定法の比較と解適合格子の適用. 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, pp.2177–2180, 2006

謝辞

本論文は、筆者が東京大学大学院工学系研究科建築学専攻に在籍していた時に行なった研究の一部をまとめたものです。ここで、筆を置くにあたりお世話になった方々に感謝の意を述べたいと思います。

まず、筆者が東京大学の卒論生および大学院生時代の指導教官であり、また同大学の助手として採用されてからは直接の上司、さらに本論文の主査であられた鎌田元康教授に感謝の念を表します。大学院生時代から行なっていた放射・対流連成の解析手法に関する研究を学位論文としてまとめることが頓挫してしまい、なかなか学位論文のテーマを定めようとしないうちに筆者に対し、鎌田教授が上司として辛抱強く待ってくださったことで、学位論文として以前から挑戦しようと思っていたテーマにとりかかることができました。また、テーマが定まってからも、あまり筆が進まない筆者に対し、何度となく叱咤激励してくださいました。本論文の執筆は鎌田教授の暖いご指導がなければ為し得ませんでした。

また、東京大学の坂本雄三教授、加藤信介教授、平手小太郎准教授、大岡龍三准教授には、お忙しい中副査をお引き受けくださり、誠に貴重な御意見を多数頂きましたことに感謝致します。特に、坂本教授には数値流体解析の研究者が月一回程度集って行なっている「流れの会」において、多くの的確な助言を頂きました。ここに深く感謝致します。「流れの会」のメンバーの方々には、本論文での研究内容に対し、様々な貴重なご意見を頂きました。ここに感謝の意を表します。特に、東京大学の松尾陽名誉教授、東京理科大学の倉淵隆教授、神奈川大学の岩本静夫准教授、首都大学東京の永田明寛准教授、明治大学の酒井孝司准教授には、本論文の研究をまとめていく段階のみならず、常日頃から多くの有益なご意見・ご指導を賜りました。ここに深く感謝の念を述べたいと思います。

本論文における CFD 解析関連のソフトウェアは、オープンソースの CFD 解析ツールキットである OpenFOAM を用いて作成しました。OpenFOAM に出逢わなければ、本論文のテーマに着手できなかったと思います。ここに記して OpenFOAM の開発者や同コミュニティに感謝致します。

最後に、いままで筆者が論文をまとめるのを辛抱強く、また暖かく見守ってくれた父と母に心より深く感謝致します。