



**HAL**  
open science

# Simulations météorologiques sur site rural à topographie non plane par emboîtement de domaines avec le modèle SUBMESO

Thibault Pénelon

► **To cite this version:**

Thibault Pénelon. Simulations météorologiques sur site rural à topographie non plane par emboîtement de domaines avec le modèle SUBMESO. Modélisation et simulation. Ecole Centrale de Nantes (ECN); Université de Nantes, 2002. Français. NNT: . tel-00003408

**HAL Id: tel-00003408**

**<https://theses.hal.science/tel-00003408>**

Submitted on 23 Sep 2003

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**ÉCOLE DOCTORALE**

**MÉCANIQUE, THERMIQUE ET GÉNIE CIVIL**

*Année 2002*

N° B.U. :

**Thèse de DOCTORAT**

***Diplôme délivré conjointement par  
L'École Centrale de Nantes et l'Université de Nantes***

Discipline : SCIENCES DE L'INGÉNIEUR

Spécialité : DYNAMIQUE DES FLUIDES ET DES TRANSFERTS

Présentée et soutenue publiquement par :

**THIBAUD PÉNELON**

**le 20 juin 2002**

à l'École Centrale de Nantes

**SIMULATIONS MÉTÉOROLOGIQUES SUR SITE RURAL À TOPOGRAPHIE  
NON PLANE PAR EMBOÎTEMENT DE DOMAINES AVEC LE MODÈLE SUBMESO**

**JURY**

Président :	M. BÉRENGIER	<i>Directeur de Recherche au LCPC, Nantes</i>
Rapporteurs :	J.-P. CALTAGIRONE A. DRUILHET	<i>Professeur des Universités, Université de Bordeaux I Directeur de Recherche au CNRS, Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse</i>
Examineurs :	S. ANQUETIN Y. BRUNET I. CALMET P. MESTAYER V. ZOUBOFF	<i>Chargée de Recherche au LTHE, Grenoble Directeur de Recherche à l'INRA, Bordeaux Maître de Conférences, École Centrale de Nantes Directeur de Recherche au CNRS, Nantes Ingénieur, LRPC, Angers</i>

---

Directeur de thèse : Patrice MESTAYER

Co-encadrante : Isabelle CALMET

Laboratoire : Laboratoire de Mécanique des Fluides - U.M.R. 6598 CNRS  
École Centrale de Nantes  
B.P. 92101 - 44321 NANTES cedex 03

Titre de la thèse :

## **Simulations météorologiques sur site rural à topographie non plane par emboîtement de domaines avec le modèle Submeso**

### **Résumé**

Pour estimer le niveau de bruit à grande distance d'une source sonore en site non plan, il est nécessaire de prendre en compte les variations spatio-temporelles des champs micrométéorologiques dans le bas de la couche limite atmosphérique. L'objectif de l'étude est de simuler finement l'évolution des champs météorologiques sur terrain d'orographie modérée, de manière à caractériser les sites non plans d'un point de vue micrométéorologique pour l'acoustique.

On a développé deux outils numériques associés au support principal de l'étude, le code atmosphérique Submeso. Le préprocesseur météorologique MPP construit, à partir de paramétrisations récentes, des profils verticaux des grandeurs météorologiques sur toute la hauteur de la couche limite atmosphérique. Ils servent à forcer l'écoulement dans le domaine de calcul. Le couplage du MPP avec Submeso est validé sur deux types d'écoulements plans : un écoulement convectif et un écoulement cisailé en atmosphère neutre, par simulation des grandes échelles. Les résultats sont comparés favorablement à ceux de Moeng & Sullivan (1994). Afin d'atteindre une fine résolution locale tout en intégrant les conditions météorologiques régionales, un module d'emboîtement de domaines est couplé à Submeso. On porte une attention particulière au choix des conditions optimales aux limites du domaine emboîté à la lumière d'une étude bibliographique pointant les problèmes liés à cette technique. La méthode est testée sur deux configurations : un écoulement plan en atmosphère neutre et un écoulement au-dessus d'une colline 2D en atmosphère stable.

Ces outils numériques sont appliqués à la simulation de l'écoulement sur le site réel du val du Vicoin : sur une configuration monogrille en conditions instables ou neutres académiques, et sur une configuration emboîtée (*one-way*) en conditions « réalistes » issues de données expérimentales. L'accent est mis sur l'analyse des effets topographiques obtenus, par comparaison avec des mesures *in situ*.

Mots-Clés : Simulation numérique  
Micrométéorologie  
Terrain complexe  
Emboîtement de domaines

## *Remerciements*

---

Tout d'abord, je tiens à remercier Jean-Paul Caltagirone et Aimé Druilhet pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse.

Merci également à Sandrine Anquetin pour sa lecture attentive de mon mémoire et sa participation au jury de soutenance.

Je remercie vivement Vadim Zouboff et Michel Bérengier, qui ont suivi mon travail depuis le début et m'ont régulièrement encouragé, et qui ont accepté en outre de faire partie du jury.

J'adresse ma gratitude à Yves Brunet, membre du comité de suivi de ma thèse, co-directeur pas toujours disponible mais toujours accessible, pour ses conseils et ses pertinentes critiques, ainsi que pour son amical soutien et sa participation au jury.

Ma thèse n'aurait pas été si mmm..., enfin comment dire, si ... pfff !!, enfin bref, pas autant, oh ça non, sans l'encadrement dynamique et attentionné d'Isabelle Calmet, qui s'est toujours montrée à l'écoute de mes angoisses les plus profondes et de mes soucis les plus bêtes – me pardonneras-tu de t'avoir tant stressée parfois ?

Que soit ici remercié Patrice Mestayer pour avoir accepté de m'accueillir au sein de son laboratoire, ainsi que pour son suivi régulier et formateur bien que plus distant, et ses conseils avisés de « vieux » routard de la Recherche.

Un remerciement particulier à Dmitrii Mironov pour sa bonne humeur, son bon humour et les discussions scientifiques ou non que nous eûmes ensemble.

Je remercie enfin Laurent Debreu – j'y associe Eric Blayo – pour sa précieuse assistance technique concernant le module d'emboîtement de domaines.

*Et c'est pas fini...*

Merci à Sylvain, compagnon de galère sur Submeso, à Nathalie, compagne de radeau après l'inondation, ainsi qu'à Petroula, Christine, Michel, Yves, Dominique, Jean-François, Nicole, Aline et les autres (je sais, c'est bien paresseux comme formule !).

Pour finir ou presque, il serait fort indigne de la part d'un fils exemplaire à tous points de vue – et c'est peu dire – de ne pas évoquer la responsabilité de mes parents dans ce que j'ai pu accomplir là, et qu'aucune bête n'aurait fait (j'ai bien essayé avec le chat Maya, mais y a pas eu moyen). Or donc ai-je décidé de leur dédier ces quelques dizaines de pages qui suivent, ainsi que cette chanson de ma composition... non, en fait, je leur chanterai directement.

J'adresse enfin un remerciement tout spécial, moelleux et juste doré sur le dessus, à Gaëlle pour son soutien moral et bien plus encore.

# *Table des Matières*

---

## **CHAPITRE 1** **1**

---

### **INTRODUCTION GÉNÉRALE**

## **CHAPITRE 2** **11**

---

### **LE CODE SUBMESO ET SON PRÉPROCESSEUR**

2.1	LE MODÈLE ATMOSPHÉRIQUE SUBMESO	12
2.1.1	Hypothèses de base et approximations	12
2.1.2	Équations du modèle	13
2.1.3	Modèle de turbulence	16
2.1.4	Paramétrisation des flux de surface	18
2.1.5	Grille de discrétisation spatiale	20
2.1.6	Schéma temporel	21
2.1.7	Conditions aux limites et forçage de l'écoulement	22
2.2	LE PRÉPROCESSEUR MÉTÉOROLOGIQUE	23
2.2.1	Atmosphère stratifiée stable	24
2.2.2	Atmosphère convective	26
2.2.3	Exemples de profils issus du préprocesseur météorologique	29
2.3	COUPLAGE DU CODE SUBMESO ET DU PRÉPROCESSEUR MÉTÉOROLOGIQUE	33
2.3.1	Domaine de calcul et paramètres de simulation	34
2.3.2	Résultats et analyse	36

## **CHAPITRE 3** **45**

---

### **DE L'EFFET D'UNE TOPOGRAPHIE DOUCE SUR LA DYNAMIQUE DE L'ÉCOULEMENT ATMOSPHÉRIQUE**

3.1	INFLUENCE DE LA TOPOGRAPHIE SUR LA BASSE ATMOSPHÈRE	46
3.1.1	La rugosité de surface	46
3.1.2	Effet de pente	47

3.1.3	Écoulement dans une vallée	48
3.1.4	Écoulement au-dessus de collines	49
3.1.5	Modèles et topographie complexe	56
3.2	LE SITE DE SAINT-BERTHEVIN : SIMULATIONS PRÉLIMINAIRES	57
3.2.1	Caractéristiques du site de Saint-Berthevin	57
3.2.2	Simulations préliminaires sur site réel	59
3.2.3	Conclusions	71

---

## **CHAPITRE 4**

---

### **MÉTHODES D'EMBOÎTEMENT DE DOMAINES POUR LES MODÈLES ATMOSPHÉRIQUES**

4.1	PROBLÈMES ET SOLUTIONS DE L'EMBOÎTEMENT DE DOMAINES	73
4.1.1	Paramètres de raffinement	75
4.1.2	Frontières des grilles emboîtées	77
4.1.3	Initialisation d'une grille emboîtée	78
4.1.4	Communication d'une grille à l'autre	79
4.2	UNE MÉTHODE D'EMBOÎTEMENT POUR LE MODÈLE SUBMESO	88
4.2.1	Description du module de gestion de la méthode	89
4.2.2	Premier cas-test : écoulement au-dessus d'une colline 2D	98
4.2.3	Cas-tests sur terrain plat en atmosphère neutre	111
4.2.4	Conclusions	117

---

## **CHAPITRE 5**

---

### **SIMULATIONS AVEC EMBOÎTEMENT APPLIQUÉES AU SITE DE SAINT-BERTHEVIN**

5.1	CAMPAGNE EXPÉRIMENTALE DE MAI 2000	118
5.1.1	Description de la campagne	119
5.1.2	Identification et extraction de trois situations météorologiques	121
5.2	DÉFINITION DES CAS DE SIMULATION ET DE LA CONFIGURATION	123
5.2.1	Profils pour Submeso	123
5.2.2	Configuration des grilles	125
5.2.3	Prise en compte des principaux éléments rugueux dans la zone	127
5.3	ANALYSE DES RÉSULTATS	128

---

5.3.1	Comparaison grille-mère grille-fille	128
5.3.2	Champ moyen de vitesse et déviations	129
5.3.3	Champ moyen de température potentielle	134
5.4	CONCLUSIONS	137

---

**CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES** **137**

---

**RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES** **141**

---

**ANNEXES**

---

**ANNEXE A : CONDITIONS AUX LIMITES LATÉRALES DU CODE SUBMESO****ANNEXE B : DÉTERMINATION DE L'ÉTAT DE BASE DE TEMPÉRATURE POTENTIELLE SUR  
TERRAIN COMPLEXE****ANNEXE C : ÉTUDE DE SENSIBILITÉ DU MODÈLE SUBMESO AU NIVEAU DE RÉOLUTION DU  
MAILLAGE**

## Liste des tableaux

---

<b>Tableau 2-1.</b> Définition des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur météorologique	29
<b>Tableau 2-2.</b> Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas convectif	30
<b>Tableau 2-3.</b> Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas neutre	31
<b>Tableau 2-4.</b> Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas stable	33
<b>Tableau 2-5.</b> Paramètres principaux de simulation sur terrain plat, en conditions convective et neutre.	36
<b>Tableau 2-6.</b> Grandeurs caractéristiques de l'écoulement convectif après 9000 s de simulation	36
<b>Tableau 3-1.</b> Paramètres de simulation dans les deux cas synthétiques convectif et neutre	61
<b>Tableau 4-1.</b> Paramètres principaux de simulation sur la colline 2D dans les configurations BBR et EHR	98
<b>Tableau 4-2.</b> Caractéristiques principales de la configuration BHR	99
<b>Tableau 4-3.</b> Conditions optimales aux frontières latérales du domaine emboîté pour la configuration BBR-EHR	105
<b>Tableau 4-4.</b> Valeurs des extrema des champs $u'$ , $w$ et $\Delta\theta$ des séries de contours 1 et 2, dans les configurations BHR, EHR et BBR, et écarts des valeurs sur EHR et BBR par rapport aux valeurs sur BHR	107
<b>Tableau 4-5.</b> Principaux paramètres de la simulation monogrille avec raffinement	108
<b>Tableau 4-6.</b> Temps de calcul requis dans les différentes configurations pour une heure de simulation. Dans la colonne centrale figure le nombre total de points de maillage de chaque configuration	109
<b>Tableau 4-7.</b> Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas neutre	111
<b>Tableau 4-8.</b> Paramètres principaux de simulation sur terrain plat, en conditions convective et neutre.	111
<b>Tableau 4-9.</b> Conditions aux frontières latérales du domaine emboîté pour l'écoulement sur terrain plan en atmosphère neutre	112
<b>Tableau 5-1.</b> Positions des capteurs sur les mâts	120
<b>Tableau 5-2.</b> Grandeurs moyennes caractéristiques des trois situations météorologiques extraites des données acquises durant une semaine	122



---

<b>Tableau 5-3.</b> Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur météorologique utilisées pour créer les profils synthétiques correspondant aux trois situations météorologiques extraites	122
<b>Tableau 5-4.</b> Conditions aux frontières latérales du domaine de base pour les trois cas de simulation S, CNW et CSW	123
<b>Tableau 5-5.</b> Conditions aux frontières latérales du domaine emboîté pour chaque variable primitive, selon le sens de la composante de vitesse normale à la frontière	123
<b>Tableau 5-6.</b> Paramètres de simulation dans les trois cas convectif, neutre et stable	125
<b>Tableau 5-7.</b> Déviation du vent entre le plateau (mâts m4 à 6 m / M4 à 20 m) et le fond de vallée (mâts m1 à 3 m / M1 à 10 m), selon les mesures et selon les simulations	129
<b>Tableau C-1.</b> Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas convectif	C-1
<b>Tableau C-2.</b> Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas neutre	C-2
<b>Tableau C-3.</b> Principaux paramètres des deux simulations, en atmosphère instable et en atmosphère neutre	C-2
<b>Tableau C-4.</b> Caractéristiques géométriques des quatre maillages testés	C-3
<b>Tableau C-5.</b> Pas de temps et temps de simulation pour chaque configuration	C-8

## Liste des figures

---

<b>Figure 1-1.</b> Simulation de tracés de rayons acoustiques pour un gradient vertical de son positif	3
<b>Figure 1-2.</b> Simulation de tracés de rayons acoustiques pour un gradient vertical de son négatif	3
<b>Figure 1-3.</b> Simulation de tracés de rayons acoustiques pour un gradient vertical de son nul	4
<b>Figure 1-4.</b> Simulation de tracés de rayons acoustiques pour un gradient vertical de son particulier	4
<b>Figure 1-5.</b> Graphe de représentation des effets combinés du gradient de température et du gradient de vent sur le gradient de vitesse du son	5
<b>Figure 1-6.</b> Organigramme de fonctionnement de la méthode de reconstitution micrométéorologique et acoustique de long terme	6
<b>Figure 2-1.</b> Schéma d'une maille de calcul avec le positionnement des variables primitives du modèle	21
<b>Figure 2-2.</b> Représentation du fonctionnement du schéma d'intégration en temps 'leapfrog+time-splitting'	22
<b>Figure 2-3.</b> Exemple de profils verticaux construits par le préprocesseur météorologique dans un cas d'atmosphère convective	30
<b>Figure 2-4.</b> Exemple de profils verticaux construits par le préprocesseur météorologique dans un cas d'atmosphère neutre	32
<b>Figure 2-5.</b> Exemple de profils verticaux construits par le préprocesseur météorologique dans un cas d'atmosphère stratifiée stable	33
<b>Figure 2-6.</b> Isocontours des fluctuations de vitesse verticale dans le plan x-y aux altitudes $z/h = 0.2$ et $z/h = 0.5$ dans le cas convectif	37
<b>Figure 2-7.</b> Isocontours des fluctuations de température potentielle dans le plan x-y aux altitudes $z/h = 0.2$ et $z/h = 0.5$ dans le cas convectif	37
<b>Figure 2-8.</b> Isocontours dans un plan x-z ( $y = 975$ m) des fluctuations de vitesse verticale, de température potentielle et de flux de chaleur dans le cas convectif	38
<b>Figure 2-9.</b> Profils verticaux des variances des composantes de vitesse	39
<b>Figure 2-10.</b> Profils verticaux des composantes de vitesse et de température potentielle en moyenne spatio-temporelle à $t = 9000$ s et à l'initialisation	40
<b>Figure 2-11.</b> Isocontours des fluctuations de vitesse longitudinale $u'$ dans le plan x-y aux altitudes $z/h = 0.1$ et $z/h = 0.5$ dans le cas neutre	41
<b>Figure 2-12.</b> Isocontours dans un plan x-z ( $y = 975$ m) des fluctuations de vitesse longitudinale, de vitesse verticale et de flux vertical de quantité de mouvement dans le cas neutre	42
<b>Figure 2-13.</b> Profils verticaux de variances des composantes de vitesse et d'énergie cinétique turbulente	43

<b>Figure 2-14.</b> Profils verticaux des composantes de vitesse en moyenne spatio-temporelle à $t = 9000$ s et à l'initialisation	43
<b>Figure 3-1.</b> Schéma d'écoulement au-dessus d'une marche montante douce et descendante douce (sans décollement)	48
<b>Figure 3-2.</b> Schéma explicatif de la destruction de la couche d'inversion dans une vallée, en quatre étapes	48
<b>Figure 3-3.</b> Représentation des différentes couches distinguées par la théorie de Jackson & Hunt (1975) et de la zone de sillage	50
<b>Figure 3-4.</b> Écoulement non visqueux au-dessus d'une colline 2D dans des conditions de stratification uniforme neutre et stable	51
<b>Figure 3-5.</b> Écoulement dans une atmosphère fortement stratifiée ( $Fr_H \ll 1$ ) sur une colline 2D et sur une colline 3D	52
<b>Figure 3-6.</b> Profils verticaux caractéristiques des écarts-types des fluctuations turbulentes et de la contrainte de cisaillement au sommet d'une colline	53
<b>Figure 3-7.</b> Topographie du site de Saint-Berthevin	57
<b>Figure 3-8.</b> Topographie selon une coupe verticale ouest-est à $y = 2250$ m	58
<b>Figure 3-9.</b> Topographie selon une coupe verticale ouest-est à $y = 2950$ m	58
<b>Figure 3-10.</b> Vues en coupe quasi-horizontale des isocontours des fluctuations de vitesse verticale à l'altitude $z/h \approx 0.2$ et $z/h \approx 0.5$ dans le cas convectif	65
<b>Figure 3-11.</b> Vues en coupe quasi-horizontale des isocontours des fluctuations de température potentielle à l'altitude $z/h \approx 0.2$ et $z/h \approx 0.5$ dans le cas convectif	65
<b>Figure 3-12.</b> Isocontours dans un plan $x-z$ ( $y = 2250$ m) des fluctuations de vitesse verticale et de température potentielle, dans le cas convectif	66
<b>Figure 3-13.</b> Vue de dessus des isocontours de la grandeur <i>ecart</i> du module de vitesse et de l'angle d'orientation du vent exprimé en degrés par rapport à la direction du vent sur terrain plat, dans le cas convectif à 5 m au-dessus du sol	66
<b>Figure 3-14.</b> Coupe verticale selon le plan de la figure 3-8, avec les isocontours du module de vitesse horizontale dans le cas convectif	66
<b>Figure 3-15.</b> Profils verticaux du module de vitesse de vent et de la température potentielle moyenne, dans la configuration plane et en trois positions $x = 150$ m (dans la zone plane d'entrée à une altitude de 115 m), $x = 2850$ m (creux à l'altitude $z = 80$ m) et $x = 3150$ m (sommet local à $z = 116$ m) dans la section $y = 2250$ m présentée sur la figure 3-8, dans le cas convectif	67
<b>Figure 3-16.</b> Vue en coupe verticale du champ moyen de température potentielle, à $y = 2250$ m, dans le cas convectif ; vue de dessus de ce même champ à 5 m au-dessus du sol	67
<b>Figure 3-17.</b> Vue en coupe quasi-horizontale des fluctuations de vitesse longitudinale à $z/h = 0.1$ et $z/h = 0.5$ , dans le cas neutre	69
<b>Figure 3-18.</b> À 5 m au-dessus du sol dans le cas neutre sur terrain complexe, isocontours de l'écart relatif du module de vitesse de vent par rapport à sa valeur moyenne à 5 m sur terrain plat ; profils verticaux du module de vitesse de vent dans la configuration plane et en trois positions $x=2500$ m (sommet), 2850 m (creux) et 3150 m (sommet) dans la section $y=2250$ m présentée sur la figure 3-8, dans le cas neutre	70

<b>Figure 3-19.</b> À 5 m au-dessus du sol dans le cas neutre sur terrain complexe, isocontours de l'angle d'orientation du vent exprimé en degrés par rapport à son orientation à 5 m au-dessus du terrain plat	70
<b>Figure 3-20.</b> Vues en coupe verticale à $y=2250$ m des isocontours de vitesse verticale dans le cas neutre et dans le cas convectif	70
<b>Figure 4-1.</b> Algorithme-type de gestion des simulations par emboîtement de domaines	74
<b>Figure 4-2.</b> Positionnement entrelacé des variables $u$ , $v$ , $s$ sur la grille de base. Positionnement des variables de grille-fille résultant d'un raffinement de rapport 2 ou 3	75
<b>Figure 4-3.</b> Positionnement entrelacé des variables $u$ , $v$ , $s$ sur la grille de base. Positionnement des variables de grille-fille résultant d'un raffinement de rapport 2 ou 3	80
<b>Figure 4-4.</b> Méthode à séparation d'interfaces	86
<b>Figure 4-5.</b> Représentation partielle d'une grille-mère et d'une grille-fille selon une coupe horizontale et une coupe verticale sur terrain non plan	91
<b>Figure 4-6.</b> Correspondance des schémas temporels de grille mère et de grille-fille, pour une avancée temporelle sur grille-mère d'une grandeur $(F, f)$ , et explicitation des champs de grille-mère utilisés dans la formulation des conditions aux limites de la grille-fille	93
<b>Figure 4-7.</b> Vue en coupe verticale du maillage du domaine de base BBR	98
<b>Figure 4-8.</b> Profils verticaux de flux de quantité de mouvement rapportés au flux fourni par la solution analytique, pour la configuration BBR à $t = 6000$ s, $t = 15000$ s et $t = 30000$ s, et pour la configuration BHR à $t = 30000$ s	100
<b>Figure 4-9.</b> Vue en coupe verticale des isocontours de vitesse verticale dans la configuration BBR à $t = 30000$ s et selon la solution hydrostatique linéaire	100
<b>Figure 4-10.</b> Même vue que la figure 4-14 dans la configuration BBR et dans la configuration BHR, à $t = 30000$ s	101
<b>Figure 4-11.</b> Vues en coupe verticale des isocontours des champs $u''$ , $w$ , $\Delta\theta$ et $\Delta p$ dans la configuration BBR-EHR à $t = 6000$ s, avec des conditions de Dirichlet pour tous les champs aux frontières latérales	102
<b>Figure 4-12.</b> Vue en coupe verticale des isocontours des champs $u''$ et $w$ dans la configuration BBR-EHR à $t = 6000$ s, avec des conditions radiatives-emboîtées pour $u''$ et $w$ à la frontière est	103
<b>Figure 4-13.</b> Identique à la figure 4-16 avec une plus forte diffusion horizontale d'ordre 4	104
<b>Figure 4-14.</b> Identique à la figure 4-18 avec les conditions aux limites affichées dans le tableau 4-3	106
<b>Figure 4-15.</b> Vue en coupe verticale des isocontours des champs $u''$ et $w$ dans la configuration BBR-EHR avec les conditions aux limites affichées dans le tableau 4-3 superposés aux isocontours des champs $u''$ et $w$ dans la configuration BHR, à $t = 6000$ s	106
<b>Figure 4-16.</b> Maillage utilisé avec la méthode de discrétisation directe	107
<b>Figure 4-17.</b> Vue en coupe verticale des isocontours des champs $u''$ et $w$ dans la configuration monogrille avec raffinement	108
<b>Figure 4-18.</b> Coupe horizontale de la grille de base et de la grille emboîtée	110

<b>Figure 4-19.</b> Vue en coupe horizontale partielle ( $z=10$ m) des isocontours du champ instantané de vitesse verticale à $t=10900$ s sur grille-mère et grille-fille, avant et après homogénéisation de la viscosité et de la diffusivité de sous-maille d'un domaine à l'autre	113
<b>Figure 4-20.</b> Vue en coupe dans le même plan que la figure 4-19, à $t = 12000$ s, des isocontours du champ instantané de vitesse verticale sur la grille-fille seule, avant moyenne sur les plans frontières de la vitesse de phase pour la condition radiative-emboîtée	114
<b>Figure 4-21.</b> Vue en coupe horizontale, à $z = 10$ m, des isocontours des champs $u, v, w, \Delta\theta, \Delta p$ sur la grille emboîtée, selon le type de condition de sortie	115
<b>Figure 4-22.</b> Vue en coupe horizontale complète (à $z = 108$ m) des isocontours des fluctuations instantanées du champ de vitesse longitudinale, à $t = 12000$ s dans la configuration avec emboîtement, sur la grille-mère et la grille-fille	116
<b>Figure 5-1.</b> Topographie de la zone concernée par la campagne, telle que décrite par le Modèle Numérique de Terrain de 25 m de résolution fourni par l'IGN et positions des mâts météorologiques	119
<b>Figure 5-2.</b> Schéma de la vallée dans la zone instrumentée au sud du viaduc, avec les positions des mâts acoustiques (A1, A2, A3, A4, A5) et météorologiques (M1, M2, M3, M4, M5, M6, M7)	120
<b>Figure 5-3.</b> Évolution temporelle de la direction du vent et du flux de chaleur mesurés au mât m4 pendant la campagne de mai 2000	121
<b>Figure 5-4.</b> Profils verticaux de vitesse de vent et de température potentielle issus du préprocesseur météorologique dans le cas S, dans le cas CNW et dans le cas CSW	124
<b>Figure 5-5.</b> Topographie sur le domaine de base utilisé pour le cas S et sur le domaine emboîté centré sur le site expérimental	126
<b>Figure 5-6.</b> Topographie sur la zone couverte par le domaine emboîté, et carte des rugosités utilisées dans les trois simulations	126
<b>Figure 5-7.</b> Vues de dessus à 5 m du sol du module de vitesse moyenne dans le cas S à $t = 12000$ s dans le domaine de base et dans le domaine emboîté	128
<b>Figure 5-8.</b> Vues 3D à 5 m au-dessus du sol du module de vitesse dans les trois cas S, CNW et CSW	130
<b>Figure 5-9.</b> Vues de dessus à 5 m au-dessus du sol du module de vitesse moyen et de l'écart de la direction en moyenne locale du vent par rapport à sa valeur moyenne sur tout le terrain, dans les trois cas S, CNW et CSW	131
<b>Figure 5-10.</b> Profils de vent obtenus par simulation au niveau des mâts M1, M2, M3 et M4 dans les trois cas S, CNW et CSW	132
<b>Figure 5-11.</b> Vue en coupe verticale à $y = 2800$ m des contours d'isovaleurs de température potentielle au terme des simulations dans les trois cas S, CNW et CSW	134
<b>Figure 5-12.</b> Profils verticaux de température potentielle dans les trois cas S, CNW et CSW	135
<b>Figure 5-13.</b> Profils verticaux d'énergie cinétique turbulente dans le cas CNW et dans le cas CSW aux mêmes points que sur la figure 5-12	135
<b>Figure A-1.</b> Plan x-z de la grille du modèle et emplacement des différentes variables	A-1

- 
- Figure B-1.** Homogénéité horizontale du profil de base de température potentielle en atmosphère convective sur terrain complexe, première solution B-1
- Figure B-2.** Vue de dessus du champ moyen de température potentielle dans le cas convectif simulé au chapitre 3, avec un état de base discontinu pour la température potentielle ; et vue de dessus du champ moyen de température potentielle dans le cas convectif simulé au chapitre 3, avec un état de base discontinu pour la température potentielle B-2
- Figure C-1.** Profils verticaux des composantes de vent et du module de vent horizontal dans le cas convectif, de la température potentielle dans le cas convectif et dans le cas neutre C-2
- Figure C-2.** Maillages selon une vue partielle en coupe verticale C-4
- Figure C-3.** Topographie de la région du Vicoin avec une résolution de 50 m et 200 m C-4
- Figure C-4.** Vue partielle en coupe verticale à  $y = 2250$  m des isocontours de vitesse de vent dans le cas neutre pour les quatre maillages C-5
- Figure C-5.** Vue partielle en coupe verticale à  $y = 2250$  m des isocontours de vitesse de vent dans le cas neutre pour les quatre maillages C-7

# Nomenclature

---

## Lettres latines

$B$	Terme de flottabilité dans les équations de Submeso
$B_f$	Flux de flottabilité dans les formulations du MPP
$c_s$	Vitesse du son de référence
$c_\phi$	Vitesse de phase ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$C_p$	Chaleur spécifique de l'air sec à pression constante ( $C_p = 1004 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}.\text{K}^{-1}$ )
$C_{dm}$	Coefficient de transfert de quantité de mouvement
$C_{db}$	Coefficient de transfert de chaleur sensible
$C_\varepsilon, C_k$	Coefficients du modèle sous-maille 1.5 tke
$C_v$	Chaleur spécifique de l'air sec à volume constant ( $C_v = 718 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}.\text{K}^{-1}$ )
$C_{SL}$	Constante de Smagorinsky-Lilly
$f, \tilde{f}$	Paramètres de Coriolis $f = 2\Omega \sin \lambda$ , $\tilde{f} = 2\Omega \cos \lambda$
$Fr_H, Fr_L$	Nombres de Froude
$\vec{g}$	Accélération de la pesanteur $(g_1, g_2, g_3) = (0, 0, g)$ , avec $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$
$H$	Hauteur de colline
$h, h_{CL}$	Hauteur de la couche limite atmosphérique
$k, tke$	Énergie cinétique turbulente
$k_T$	Coefficient de conductivité thermique de l'air sec
$k_{t\theta}$	Diffusivité turbulente de sous-maille ( $\text{m}^2.\text{K.s}^{-1}$ )
$K_{H2}$	Coefficient de mélange artificiel horizontal d'ordre 2
$K_{H4}$	Coefficient de mélange artificiel horizontal d'ordre 4
$K_{V2}$	Coefficient de mélange artificiel horizontal d'ordre 2
$K_{V4}$	Coefficient de mélange artificiel horizontal d'ordre 4
$\ell$	Longueur de mélange sous-maille (m)
$L$	Demi-largeur à mi-hauteur d'une colline (au chapitre 3)
$L$	Longueur de Monin-Obukhov sans la constante de von Karman $L = -u_*^3 / B_{fs}$
$L_*$	Longueur de Monin-Obukhov conventionnelle $L_* = L/\kappa$
$N$	Fréquence de Brunt-Väisälä définie par $N(\text{s}^{-1})$
$p$	Pression instantanée (Pa)
$p_0$	Pression de référence à la surface ( $p_0 = 10^5 \text{ Pa}$ )
$p_r$	État de référence pour la pression dans Submeso
$Pr$	Nombre de Prandtl
$Pr_t$	Nombre de Prandtl turbulent
$Q_s$	Flux de chaleur à la surface
$r(x)$	Coefficient de relaxation de Davies
$r_{sx}, r_{sy}, r_{sz}$	Rapports de raffinement spatiaux
$r_t$	Rapport de raffinement temporel
$R$	Constante des gaz parfaits pour l'air sec ( $R = 287 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}.\text{K}^{-1}$ )
$Ri$	Nombre de Richardson de gradient
$Ri_d$	Nombre de Richardson de gradient discrétisé
$S_{ij}$	Taux de déformation de l'écoulement
$T$	Température absolue instantanée (K)
$tke, k$	Énergie cinétique turbulente
$u$	Vitesse longitudinale (selon l'axe $x$ )

$u_*$	Vitesse de frottement à la surface
$\vec{U}$	Vecteur vitesse
$U$	Module de la vitesse de l'écoulement ( $U = (u^2 + v^2 + w^2)^{1/2}$ )
$U_g$	Composante longitudinale du vent géostrophique $U_g = -\frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial y}$
$\vec{U}_g$	Vent géostrophique $(U_{g1}, U_{g2}, U_{g3}) = (U_g, V_g, 0)$
$v$	Vitesse transversale (selon l'axe $y$ )
$V_g$	Composante transversale du vent géostrophique $V_g = \frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial x}$
$w$	Vitesse verticale (selon l'axe $z$ )
$w_*$	Échelle de vitesse convective de Deardorff
$x$	Coordonnée longitudinale orientée selon la direction ouest-est
$y$	Coordonnée transversale orientée selon la direction sud-nord
$z$	Coordonnée verticale (axe orienté vers le haut)
$\tilde{z}_{0u}$	Longueur de rugosité dynamique
$\tilde{z}_{0b}, \tilde{z}_{0T}$	Longueur de rugosité thermique
$\tilde{z}_T$	Altitude du sommet du domaine de calcul
$\tilde{z}_{Ray}$	Altitude de la base de la couche d'absorption de Rayleigh

## Lettres grecques

$a$	Angle de rotation totale de vent sur la hauteur de la couche limite convective
$a_0$	Angle de rotation du vent dans la couche mélangée
$a_{div}$	Coefficient du terme artificiel de divergence dans les équations de quantité de mouvement
$a_{CF}$	Paramètre défini pour l'opérateur d'interpolation quadratique réversible de Clark & Farley (1984)
$a_R$	Coefficient de relaxation dans la condition de relaxation de Davies (1976)
$a_{Ray}$	Fréquence d'amortissement de la couche d'absorption de Rayleigh
$\delta_{ij}$	Symbole de Kröneker ( $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ ; $\delta_{ij} = 0$ sinon)
$\Gamma_u, \Gamma_v$	Composantes du cisaillement géostrophique
$\Gamma_\theta$	Gradient de température potentielle dans l'atmosphère libre
$\Delta_{eq}$	Longueur caractéristique du filtre de sous-maille
$\Delta b$	Épaisseur de la couche d'entraînement
$\Delta\phi$	Écart de la variable $\phi$ à sa valeur de référence $\phi_r$
$\Delta t$	Grand pas de temps du code Submeso
$\Delta T$	Grand pas de temps de grille-mère
$\Delta\tau$	Petit pas de temps du code Submeso (ou pas de temps <i>acoustique</i> )
$\Delta x$	Pas d'espace selon la direction $x$
$\Delta y$	Pas d'espace selon la direction $y$
$\Delta z$	Pas d'espace selon la direction $z$
$\varepsilon_{ijk}$	Symbole de Levi Civita
$\lambda$	Latitude (°)



$\lambda_y$	Espacement entre les <i>streaks</i> , en écoulement cisailé (m)
$\lambda^+$	Espacement adimensionnel entre les <i>streaks</i> , en écoulement cisailé (m)
$\kappa$	Constante de von Karman ( $\kappa = 0.4$ )
$\mu$	Viscosité dynamique de l'air ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ )
$\nu$	Viscosité cinématique de l'air
$\nu_t$	Viscosité turbulente de sous-maille ( $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ )
$\theta$	Température potentielle, définie par $\theta = T(p/p_0)^{\frac{R}{c_p}}$
$\theta_r$	état de référence pour la température potentielle dans Submeso
$\theta_2$	Température potentielle calculée au premier niveau au-dessus du sol
$\rho$	Densité instantanée ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ )
$\rho_r$	État de référence pour la densité dans Submeso
$\tau_{ij}$	Tenseur des contraintes de sous-maille
$\tau_{i\theta}$	Tenseur des flux thermiques de sous-maille
$\tau_*$	Temps de renouvellement tourbillonnaire
$\omega(x)$	Coefficient de relaxation
$\Omega$	Vitesse angulaire de la Terre ( $\Omega = 7,25\cdot 10^{-2} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ )
$\vec{\Omega}$	Vecteur rotation de la terre ( $\vec{\Omega} = (\omega_1, \omega_2, \omega_3) = (\Omega \cos \lambda, \Omega \sin \lambda, 0)$ )
$\Psi_m, \Psi_b$	Fonctions de Businger
$\zeta_{MO}$	Paramètre de stabilité de Monin-Obukhov
$\zeta$	Altitude adimensionnée par $b$

## Notation indicielle

$\phi_f$	Valeur se rapportant à un domaine emboîté (ou <i>fin</i> ou <i>filie</i> )
$\phi_g$	Valeur se rapportant à un domaine de base (ou <i>grossier</i> ou <i>mère</i> )
$\phi_r$	Valeur de référence de la grandeur $\phi$ (dans le modèle Submeso)
$\phi_s$	Valeur à la surface de la grandeur $\phi$
$\phi_F$	Valeur à la frontière de la grandeur $\phi$

## Autres notations

$\bar{\phi}$	Valeur moyenne de la grandeur $\phi$
$\phi'$	Fluctuation instantanée par rapport à la valeur moyenne de la grandeur $\phi$

## Opérateurs

$\frac{\partial \cdot}{\partial \alpha}$	Dérivée partielle par rapport à la variable $\alpha$ (quelconque)
$\frac{d \cdot}{dt}$	Dérivée lagrangienne $\frac{d \cdot}{dt} = \frac{\partial \cdot}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \cdot$

## Abréviations

CLS	Couche Limite Stable
MPP	Préprocesseur météorologique ( <i>Meteorological Pre-Processor</i> , en anglais)
SGE	Simulation des Grandes Échelles
GG	Grille Grossière (ou mère, ou basse-résolution)
GF	Grille Fine (ou fille, ou haute-résolution)
BBR	Configuration avec une grille de Base Basse-Résolution
BHR	Configuration avec une grille de Base Haute-Résolution
EHR	Configuration avec une grille Emboîtée Haute-Résolution

## Chapitre 1

---

### *Introduction générale*

À l'heure où nombre d'habitants du nord de Nantes et du nord de Paris sont en lutte pour tenter de préserver la nature qui les entoure, leurs biens immobiliers et surtout leur tranquillité contre la construction de deux nouveaux aéroports, à l'heure où les transports par la route ne cessent de croître tandis que le ferroutage ne « décolle » pas pour des raisons économiques de très court terme, à l'heure enfin où l'entreprise *Les Autoroutes du Sud de la France* vient d'être privatisée, la question de la maîtrise de la pollution en général, et de celle induite par le bruit routier en particulier, est un sujet qui préoccupe de plus en plus les citoyens et les dirigeants européens. Comme pour les autres types de pollution, les réglementations sur les niveaux sonores admissibles deviennent logiquement de plus en plus sévères au fur et à mesure que les capacités de mesure et de contrôle des nuisances sonores et les études sociologiques et épidémiologiques progressent. En particulier, l'*Arrêté du 5 mai 1995 relatif au bruit des infrastructures routières* émit par le Ministère de l'Environnement définit les niveaux maximums de pression acoustique admissibles à 2 m des façades des bâtiments situés à proximité des infrastructures de transports terrestres existantes ou en projet. Il est en outre préconisé dans cet arrêté que les modèles de prévision des niveaux sonores à longue distance doivent prendre en compte « l'influence des conditions météorologiques sur la propagation des sons, comme le vent et la température ». La notion de 'longue distance' définie par l'Arrêté relativement à la propagation d'énergie acoustique désigne les distances entre source de nuisances et récepteur supérieures à 250 m. Nous revenons sur cette notion dans le paragraphe qui suit.

Bien qu'on en ait tous l'expérience au quotidien, les effets du « temps qu'il fait » sur le niveau de bruit à grande distance d'une source sonore ne sont pas immédiats pour le non-initié. Une étude a montré que dans des conditions micrométéorologiques favorables à la propagation du son – que nous définirons dans la suite –, le niveau sonore à 240 m d'une voie routière rectiligne peut être augmenté de l'ordre de 5 à 6 dB(A) par rapport au niveau sonore mesuré dans des conditions « neutres » vis-à-vis de la propagation sonore (Zouboff *et coll.*, 1998). La distance à partir de laquelle les effets météorologiques commencent à se faire sentir dépend des conditions de propagation et des hauteurs de la source et du récepteur. Selon une étude menée par le *Laboratoire Central des Ponts et Chaussées* (LCPC), les effets météorologiques sur les niveaux sonores peuvent être détectables à partir d'une cinquantaine de mètres de la source (Zouboff *et coll.*, 1997). Ceci justifie la nécessité de prendre en compte de manière assez précise l'influence des paramètres micrométéorologiques dans l'estimation prévisionnelle des niveaux sonores à grande distance des infrastructures routières et autoroutières, afin de mieux contrôler les nuisances sonores et respecter les normes en vigueur et à venir.

Le principe d'action des facteurs météorologiques sur la propagation du son est désormais bien connu et des modèles relativement simples permettent d'estimer correctement leur influence

pour des configurations « idéales », c'est-à-dire un terrain plat et horizontal et un sol homogène. En revanche, l'estimation de ces effets dans des configurations réalistes complexes caractérisées par une topographie non plane, des hétérogénéités de sol et de couvert végétatif, des obstacles ou des masses d'eau significatives devient très délicate. Nous exposons dans la suite du paragraphe de quelle manière interviennent les conditions micrométéorologiques dans la propagation du bruit, en nous inspirant essentiellement du document rédigé par Zouboff *et coll.* (1998). La propagation des ondes acoustiques peut être représentée par des rayons acoustiques perpendiculaires aux fronts d'onde et symbolisant la trajectoire de l'énergie acoustique émise. Ces rayons sont rectilignes pour une source ponctuelle rayonnant dans un milieu infini et isotrope – c'est-à-dire où la vitesse du son est uniforme –, les fronts d'onde se présentant alors sous la forme de sphères concentriques. Dès qu'un phénomène hétérogène rompt l'isotropie du milieu en induisant des variations de vitesse du son dans l'espace, l'onde acoustique subit une réfraction qui se traduit par une déviation de la trajectoire de propagation de l'énergie acoustique. En milieu extérieur, l'hétérogénéité spatiale des conditions météorologiques conduit à l'anisotropie de l'atmosphère, donc à des gradients spatiaux de vitesse du son. Le gradient local de vitesse du son  $G_{son}$  à l'origine de la déviation des rayons acoustiques s'exprime en fonction des gradients locaux de température  $G_T$  et de vitesse de vent projetée sur l'axe émetteur-récepteur  $G_{VP}$ , de la façon suivante (Zouboff, 1998) :

$$G_{son} = \frac{10.04}{\sqrt{T_{ref}}} G_T + G_{VP} \quad (\text{Eq. 1.1})$$

où  $T_{ref}$  est la température locale de l'air. L'expression (1.1) traduit en particulier le fait que les deux principaux facteurs météorologiques induisant les variations du niveau sonore à grande distance sont la température et le vent. C'est pourquoi une estimation correcte de ces champs est capitale dans la démarche d'estimation des nuisances. À partir de ces éléments et en faisant une hypothèse d'homogénéité horizontale des conditions météorologiques, on peut schématiser les phénomènes de propagation du bruit en définissant trois types de situation : la situation favorable à la propagation à grande distance, qui correspond à un gradient vertical de vitesse du son positif, la situation défavorable à cette propagation, qui correspond à un gradient de vitesse du son négatif, et la situation homogène, également appelée « neutre » par les acousticiens<sup>1</sup>, pour un gradient de vitesse du son nul. Les figures 1-1 à 1-3, issues de Zouboff *et coll.* (1998), illustrent respectivement ces trois types de conditions par la représentation des rayons acoustiques correspondant aux ondes émises par une source ponctuelle située à 6 m au-dessus de la surface. La figure 1-1 montre qu'en présence d'un gradient de vitesse du son positif, l'énergie acoustique se trouve rabattue vers le sol. Ainsi, les rayons émis vers le haut tendent à redescendre vers le sol loin de la source, augmentant en cela le niveau sonore à grande distance. Le phénomène contraire se produit lorsque le gradient de vitesse du son est négatif (figure 1-2), créant une zone d'ombre acoustique dans laquelle aucun rayon acoustique ne pénètre en théorie. Néanmoins, la turbulence atmosphérique tend à diffuser une partie de l'énergie acoustique dans la zone d'ombre. Ainsi, la diffusion par la turbulence est un facteur non négligeable d'augmentation du bruit à grande

<sup>1</sup> Attention, il ne faut pas confondre les conditions neutres du point de vue acoustique correspondant à une homogénéité spatiale du champ de vitesse du son avec les conditions neutres atmosphériques, qui correspondent à une neutralité thermique de l'écoulement, c'est-à-dire à un profil vertical constant de température potentielle.

distance, en particulier dans des conditions défavorables où sa contribution devient proportionnellement plus forte. Les conditions illustrées par la figure 1-3 représentent un état de transition « neutre » entre les deux situations précédentes, avec vent nul, qui n'existe que très rarement dans la réalité. Ici, les rayons ne sont pas déviés par le milieu de propagation. Enfin, la figure 1-4 représente le tracé de rayons dans un cas « réaliste » avec un léger vent contraire et un gradient vertical de vitesse du son qui n'évolue pas de façon monotone selon la verticale. On voit que la variation éventuelle du signe du gradient de vitesse du son selon l'altitude augmente considérablement la complexité du phénomène de propagation et peut conduire à un phénomène de « guide d'onde » qui a pour conséquence de transporter parfois le bruit très loin de la source.

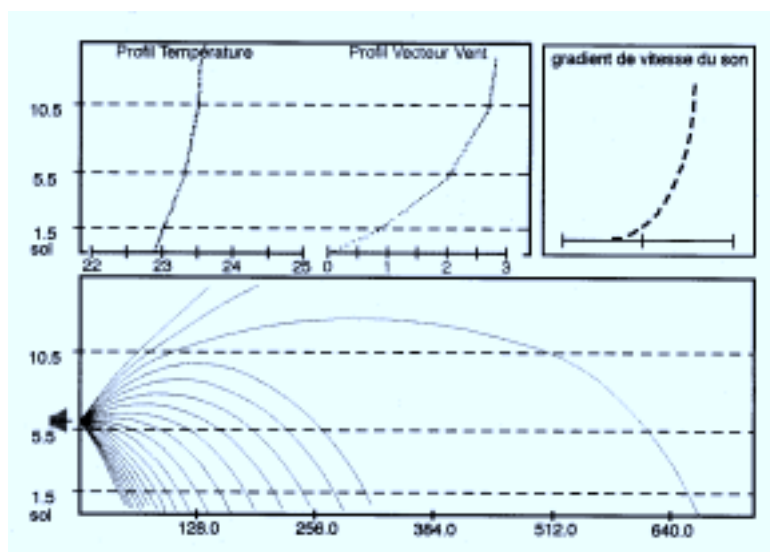


Figure 1-1. Simulation de tracés de rayons acoustiques pour un gradient vertical de son positif (d'après Zouboff et coll., 1998)

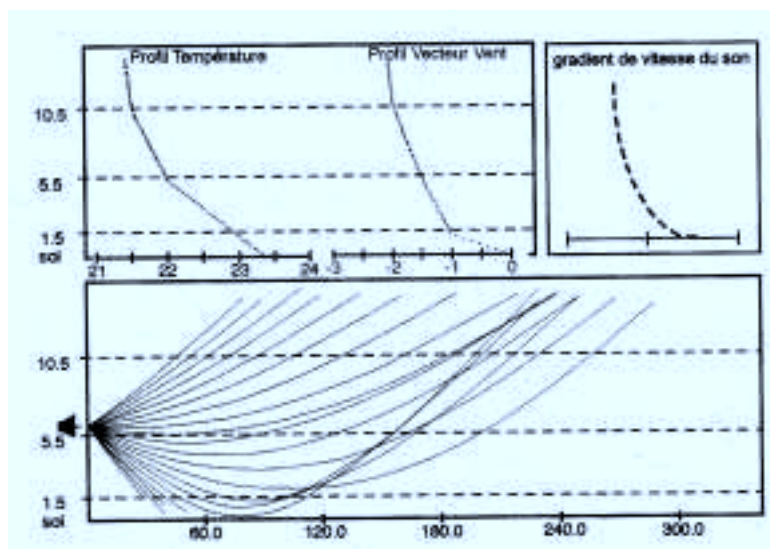


Figure 1-2. Simulation de tracés de rayons acoustiques pour un gradient vertical de son négatif (d'après Zouboff et coll., 1998)

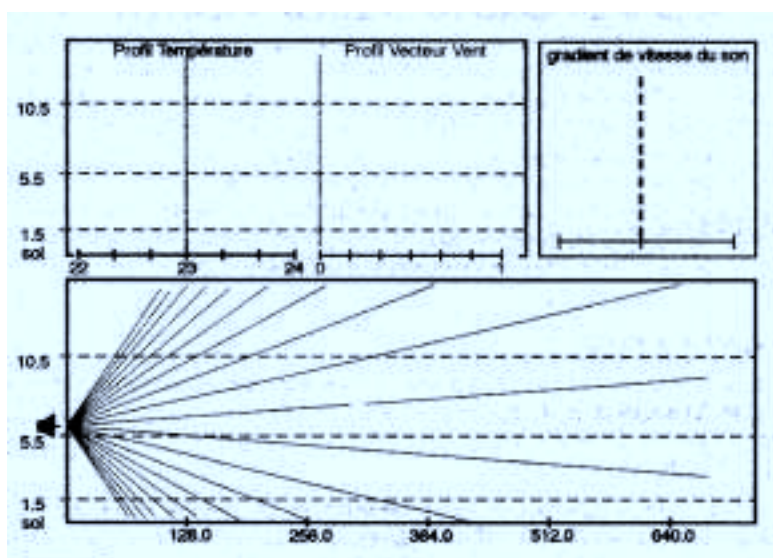


Figure 1-3. Simulation de tracés de rayons acoustiques pour un gradient vertical de son nul (d'après Zouboff et coll., 1998)

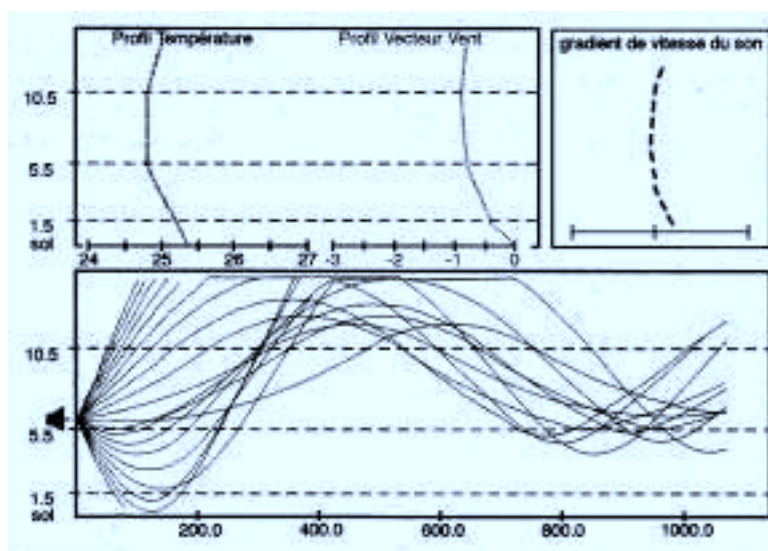


Figure 1-4 Simulation de tracés de rayons acoustiques pour un gradient vertical de son particulier (d'après Zouboff et coll., 1998)

Par ailleurs, pour obtenir la résultante sonore totale à grande distance d'une source, il faut ajouter aux effets météorologiques les phénomènes de réflexion et de diffraction des ondes se produisant à la surface en fonction des caractéristiques locales du sol – en particulier la topographie, le couvert végétal ou encore l'humidité du sol. La prise en compte de tous ces paramètres rend complexe la conception d'outils performants d'estimation du bruit routier à grande distance des voies de circulation.

L'abaque de Zouboff *et coll.* (1998) résume l'influence des conditions atmosphériques par combinaison des divers effets sur la propagation du son (figure 1-5).

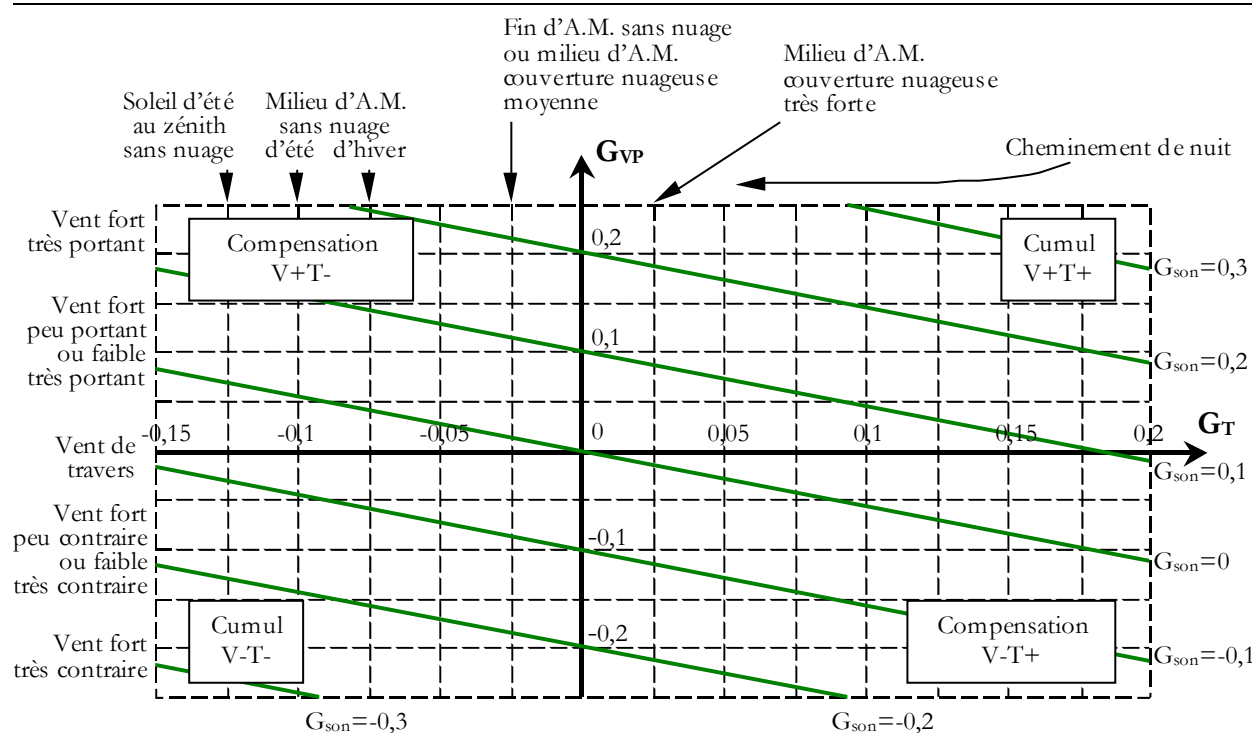


Figure 1-5. Graphe de représentation des effets combinés du gradient de température et du gradient de vent sur le gradient de vitesse du son (d'après Zouboff et al. (1998))

Le LCPC, en collaboration avec le Laboratoire de Bioclimatologie de l'Institut National de Recherche Agronomique (INRA) de Bordeaux et les Écoles Centrales de Lyon et de Nantes, travaille actuellement à la mise en place d'une méthodologie opérationnelle, à la fois expérimentale et numérique, permettant de caractériser du point de vue des niveaux sonores à grande distance de la source tout site rural concerné par le problème du bruit routier. La caractérisation du site consiste finalement en une estimation probabiliste de ces niveaux sur le long terme, donnant une

information fiable sous la forme d'une fonction de probabilité de dépassement d'un niveau sonore sur le site considéré sur une période donnée. La difficulté majeure est d'accéder quel que soit le site à des 'données' météorologiques et acoustiques de long terme permettant de reconstituer les niveaux sonores probables à grande distance de la source. Pour des sites plans homogènes, une méthode opérationnelle de reconstitution sur le long terme des niveaux sonores à grande distance (nommée en raccourci Méthode de Reconstitution de Long-Terme) a été mise en place au LCPC sur la base d'un modèle micrométéorologique simple apte à reconstituer des profils verticaux de vitesse du son à partir de conditions météorologiques régionales de long-terme. La partie dynamique de ce modèle micrométéorologique développé au Laboratoire de Bioclimatologie de l'INRA de Bordeaux (Brunet *et al.*, 1996) est fondée sur la théorie de similitude de Monin-Obukhov dont la validité dans la couche de surface sur terrain plat est attestée. La figure 1-6 présente l'organigramme de la méthode de reconstitution de long terme à ce jour. En aval du modèle micrométéorologique {5} intervient le modèle acoustique {12} qui, en fonction des données acoustiques (sources) et géométriques du site {11} et des données micrométéorologiques – gradient de vent projeté et gradient de température {8} – dont on a déduit le gradient de vitesse du son {9}, évalue les niveaux sonores équivalents à grande distance de la source pour un certain nombre de situations météorologiques. La théorie de similitude de Monin-Obukhov étant élaborée selon l'hypothèse d'homogénéité horizontale du terrain donc de l'écoulement, il est probable que le modèle micrométéorologique évoqué précédemment ne pourra pas rendre compte de la réalité complexe d'un écoulement au-dessus d'un terrain non plan, même si son orographie est de faible amplitude. Alors que l'influence sur les écoulements atmosphériques d'un relief de grande amplitude a été largement étudiée, l'étude des écoulements évoluant au-dessus de régions réalistes de topographie douce, c'est-à-dire dont le relief présente une amplitude verticale inférieure d'au moins un ordre de grandeur à son amplitude horizontale, a fait l'objet de relativement peu d'investigations – citons néanmoins l'expérience *MADONA* (Cionco *et al.*, 1999) et les travaux de Montavon (1999). Ainsi, afin de mettre en place une méthodologie de caractérisation micrométéorologique et acoustique fiable d'un site réel quelconque, plusieurs interrogations relatives à l'étape de reconstitution météorologique doivent trouver des réponses :

Comment l'écoulement dans la basse atmosphère est-il déformé par des combinaisons tridimensionnelles complexes d'éléments orographiques ? Ces phénomènes de ralentissement de l'écoulement, de survitesse ou de canalisation sont-ils significatifs du point de vue acoustique par comparaison avec les calculs basés sur la théorie de similitude de Monin-Obukhov ? Dans quelle mesure le niveau de stratification joue-t-il un rôle catalyseur ? Enfin, comment estimer à moindre coût l'impact d'un relief réel sur les champs météorologiques locaux ?



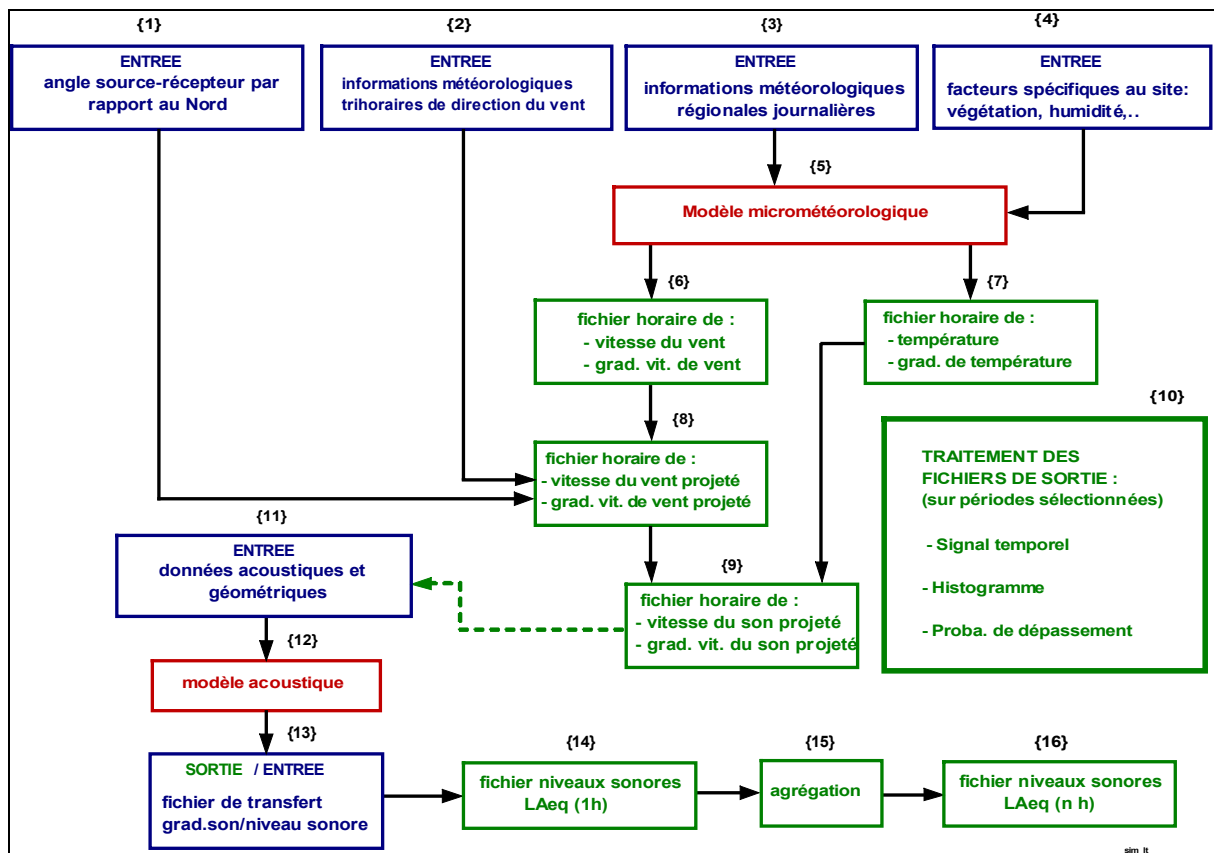


Figure 1-6. Organigramme de fonctionnement de la méthode de reconstitution micrométéorologique et acoustique de long terme (extrait d'un compte-rendu interne du LRPC d'Angers, janvier 1999)

Mener des campagnes expérimentales sur site pour étudier l'influence tridimensionnelle d'un relief complexe sur l'écoulement dans la couche limite atmosphérique représente une tâche lourde et coûteuse, nécessitant de déployer un très grand nombre de capteurs sur de vastes étendues. De telles campagnes de grande envergure ont quelques fois été menées par le passé sur des reliefs relativement simples, proches de formes analytiques comme les collines isolées d'Askervein (Taylor & Teunissen, 1985) et de Blashaval (Mason & King, 1985). En outre, la campagne expérimentale *MADONA* déjà évoquée a conduit à la constitution d'une importante base de données de champs météorologiques sur un terrain réel complexe. Une expérimentation de long-terme sur site réel, prévue sur dix ans, est actuellement menée dans le cadre du thème de recherche du LCPC, dans le but de mettre au point une méthodologie de mesure optimale apte à fournir des informations pertinentes sur les conditions météorologiques locales vis-à-vis de leurs effets sur les niveaux sonores. Cependant, on ne peut évidemment concevoir de faire appel systématiquement à l'outil expérimental pour estimer sur le long-terme les variations micrométéorologiques sur un site quelconque. Il s'avère que le meilleur moyen d'accéder rapidement et de manière fiable à ces estimations sur un site quelconque est d'utiliser un outil de simulation numérique adapté à la basse atmosphère.

Le premier choix fondamental, qui a orienté, dès le départ, l'étude exposée dans ce mémoire, a donc concerné le modèle micrométéorologique à partir duquel les travaux seraient menés. C'est le code atmosphérique Submeso, créé par un Groupement de Recherche du CNRS et actuellement développé dans l'équipe *Dynamique de l'Atmosphère Habitée* du Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'École Centrale de Nantes, qui a été proposé comme support principal de l'étude. Le code Submeso est un code de calcul tridimensionnel et non-hydrostatique qui a été conçu dans le but de simuler à fine résolution spatiale la dynamique et la thermodynamique des écoulements meso-échelles, pour constituer un outil d'analyse des interactions entre les mouvements atmosphériques de méso-échelle et les phénomènes de petite échelle se produisant dans la basse couche, générés entre autres par l'activité anthropique urbaine (îlots de chaleur, dispersion de polluants). Le modèle dynamique et thermodynamique sur lequel est construit le code de calcul se base sur la résolution complète des équations non-hydrostatiques de Navier-Stokes tridimensionnelles en écriture compressible. La démarche adoptée durant cette étude et présentée dans ce mémoire provient du fait que le modèle Submeso n'avait jamais été appliqué véritablement à la simulation de phénomènes météorologiques de petite échelle. Il était donc indispensable de vérifier si le modèle de simulation atmosphérique Submeso est réellement adapté pour répondre aux besoins de la méthodologie de reconstitution de long terme, c'est-à-dire capable de fournir des profils locaux réalistes de vent et de température avec une résolution suffisante dans la plus basse couche de l'atmosphère.

La notion de « résolution suffisante » est bien entendu entièrement dépendante des phénomènes que l'on souhaite simuler. L'échelle verticale typique des phénomènes de propagation du bruit routier considéré en tant que pollution est de l'ordre de quelques mètres à quelques dizaines de mètres. Dans des conditions très favorables de propagation, on a vu que le son peut se propager horizontalement sur plusieurs centaines de mètres, voire quelques kilomètres, en conservant une intensité significative. L'influence des gradients locaux de vitesse du son sur les trajectoires de propagation étant forte, les échelles des phénomènes

micrométéorologiques à prendre en compte se situent dans les mêmes ordres de grandeur. Par ailleurs, les champs micrométéorologiques locaux dépendent des conditions atmosphériques de plus grande échelle. De ces considérations sur les échelles significatives découlent deux conséquences sur les caractéristiques du maillage à utiliser dans le modèle micrométéorologique. D'une part, la résolution horizontale de la grille de discrétisation ne peut excéder quelques dizaines de mètres dans la zone autour du site à caractériser si l'on souhaite des estimations fiables de la contribution micrométéorologique aux niveaux sonores à grande distance de la source. Il en est de même pour la résolution verticale, au moins dans la première centaine de mètres au-dessus du sol. D'autre part, il est nécessaire que les étendues horizontale et verticale du domaine permettent d'intégrer les tendances de l'écoulement de plus grande échelle. Aussi, une envergure horizontale de quelques kilomètres autour de la zone à caractériser et une hauteur au moins égale à l'épaisseur de la couche limite atmosphérique semblent-elles représenter les tailles minimales du domaine de calcul. Les exigences en termes de niveau de résolution dans la zone à caractériser et en termes d'étendues horizontale et verticale du domaine de calcul conduisent à utiliser un grand nombre de points de discrétisation, ce qui induit inévitablement une augmentation des coûts en temps de calcul et en espace-mémoire. Le seul moyen de réduire ces coûts est de faire appel à une technique pertinente de raffinement de maillage.

Les techniques de raffinement, qu'elles soient basées sur une répartition hétérogène des points de grille, sur l'ajout local de points de grilles ou sur l'emboîtement de grilles distinctes, sont désormais courantes dans les domaines de recherche faisant appel à la simulation en Mécanique des Fluides. En particulier, les techniques d'emboîtement de *domaines*, encore appelées techniques *d'imbrication* (« grid-nesting » en anglais), sont largement répandues dans la communauté des modélisateurs de l'atmosphère parce qu'elles répondent de façon satisfaisante à la nécessité de prendre en compte dans les simulations les diverses échelles spatio-temporelles. Une variante qui fait ses preuves depuis le début des années 1990 consiste à emboîter plusieurs *modèles*, adaptés chacun à la simulation de phénomènes d'échelles spatio-temporelles différentes (de la macro-échelle à la micro-échelle) ou même de natures différentes. Cette technique est utilisée aussi bien par exemple dans le cadre de l'étude de l'évolution climatique que de celui de la prévision météorologique, de la dispersion des polluants dans l'atmosphère ou des interactions océan-atmosphère. Pour les besoins de notre étude, la technique d'emboîtement de modèles n'est cependant pas une nécessité car le modèle communautaire Submeso est valide en principe dans les gammes d'échelles spatio-temporelles entrant en jeu dans la physique des phénomènes concernés. Par conséquent, l'un des principaux travaux exposés dans ce mémoire a consisté à mettre en place une méthode d'emboîtement de domaines, qui revient à emboîter le modèle Submeso dans lui-même (processus d'*auto-emboîtement*), sur la base de choix issus d'une étude bibliographique préalable. La complexité du code nous a conduit à nous diriger vers une gestion des emboîtements la plus externe possible. Nous avons donc opté pour l'acquisition d'un module de gestion externe de la technique d'emboîtement développé au Laboratoire de Modélisation et de Calcul de l'École Nationale Supérieure d'Ingénieurs en Mathématiques Appliquées de Grenoble (ENSIMAG). Ce module, conçu à l'origine pour être couplé à des modèles océanographiques écrits en différences finies, est fondé sur la méthode de raffinement par grilles adaptatives (intitulée en anglais « Adaptive Mesh Refinement ») décrite par Berger & Olinger (1984). Le caractère adaptatif provient de la capacité de la méthode à créer et détruire des domaines

emboîtés en fonction d'un critère basé sur l'erreur de troncature estimée localement. Cependant, la particularité de notre étude réside dans le fait que la zone où la résolution doit être forte est bien identifiée autour de l'infrastructure routière source de bruit. Aussi nous sommes-nous attachés à mettre au point la méthode d'emboîtement pour des domaines fixes. Les développements des conditions aux frontières constituent le principal problème engendré par les simulations multi-domaines. Ils ont été testés et améliorés sur deux cas-tests, le premier étant l'écoulement bidimensionnel linéaire et hydrostatique engendré par une colline bidimensionnelle de  $1\text{ m}$  de haut, et le second un écoulement tridimensionnel en atmosphère neutre.

Toutefois, la méthode d'emboîtement de domaines ne permet pas de résoudre le problème lié à la prise en compte des conditions météorologiques au niveau régional, qui sont reportées aux frontières du domaine extérieur. Le modèle Submeso se classe en effet parmi les *modèles à aire limitée* qui s'opposent aux modèles macro-échelles simulant l'écoulement sur une large partie de la sphère terrestre. Il est donc nécessaire que soient spécifiées des conditions météorologiques cohérentes vis-à-vis du modèle pour forcer artificiellement mais de manière réaliste l'écoulement au cœur du domaine limité, afin que tout se passe (presque) comme si le domaine s'étendait au-delà de ses propres frontières. Un préprocesseur météorologique a été créé dans ce but pour le modèle Submeso. Le préprocesseur, basé sur des formulations paramétriques récentes, construit des profils synthétiques de vent, de température et d'humidité destinés à être utilisés pour l'initialisation des champs météorologiques du modèle et pour forcer l'écoulement dans le domaine, soit par le biais du conditionnement des frontières d'entrée, soit par le biais du vent géostrophique. L'usage du préprocesseur météorologique se substitue, de fait, soit à l'utilisation inévitablement plus lourde d'un modèle meso-échelle dans lequel serait imbriqué le modèle Submeso, soit à l'acquisition de données de mesures suffisantes. En somme, le préprocesseur météorologique doit fournir au modèle Submeso une autonomie supplémentaire pour la simulation d'écoulements variés.

Grâce à ces outils, nous avons pu réaliser des simulations d'abord académiques puis réalistes de l'écoulement sur une région englobant le site où la station expérimentale a été installée, pour différents états de l'atmosphère, convectif, neutre ou stratifié stable. Le site, constitué d'un vallon d'une quarantaine de mètres de profondeur et traversé par un viaduc autoroutier, a été choisi sur des critères de relative simplicité topographique. Il est localisé sur la commune de Saint-Berthevin à proximité de Laval, en Mayenne (France).

La description du modèle de simulation atmosphérique Submeso fait l'objet de la première partie du Chapitre 2. L'accent est mis sur les parties concernant particulièrement l'étude menée dans la suite. Les paramétrisations auxquelles fait appel le préprocesseur météorologique sont exposées dans la deuxième partie de ce chapitre. La troisième partie présente enfin des tests réalisés dans le but de valider le couplage de ces deux outils. Ces tests consistent à simuler des écoulements plans pour deux types de conditions atmosphériques définies au moyen du préprocesseur météorologique, et à analyser le comportement du modèle Submeso en réponse à ces forçages.

Une étude bibliographique sur l'influence de la topographie initie le Chapitre 3. Cette synthèse bibliographique montre comment les éléments topographiques de « faible amplitude », c'est-à-

dire de l'ordre de la dizaine à la centaine de mètres, modifient l'écoulement moyen et la turbulence. C'est sur la base de ces constats physiques que sont analysés dans la suite du Chapitre 3 les résultats de simulation avec Submeso de l'écoulement au-dessus d'un « terrain réel », dans des conditions atmosphériques identiques à celles du Chapitre 2. Le modèle numérique de terrain utilisé ici correspond à une région englobant le site de Saint-Berthevin. La comparaison avec les résultats du Chapitre 2 permet de mettre en évidence les effets topographiques sur l'écoulement simulé en fonction de la stratification de l'atmosphère.

Nous présentons dans le Chapitre 4 la mise en place de la technique d'emboîtement de domaines pour le code Submeso. Le chapitre débute par l'exposition synthétique des problèmes posés par les techniques d'emboîtement, en particulier en ce qui concerne le transfert d'information entre des domaines de résolutions différentes. En parallèle sont envisagées les solutions existantes, sur la base d'une étude bibliographique ciblée sur les modèles de simulation atmosphérique. Nous exposons ensuite les choix que nous avons été amenés à faire pour mettre en place les différentes étapes de la technique d'emboîtement en couplage avec Submeso.

Le Chapitre 5 présente enfin la phase d'application combinée des outils de simulation dont la mise en place a été exposée dans les chapitres précédents. Trois cas de simulation sont définis, dont les caractéristiques météorologiques sont déterminées à partir de données extraites de la campagne expérimentale menée en mai 2000 sur le site de Saint-Berthevin. On a retenu un cas d'atmosphère stratifiée stable par vent d'ouest et deux cas d'atmosphère instable, par vent de nord-ouest et de sud-ouest, à peu près stationnaires sur une période minimum de trois heures. Les trois simulations correspondant à ces trois cas sont réalisées en conditions de forçage constant sur deux domaines emboîtés, reproduisant chacun à leur niveau de résolution le terrain du site de Saint-Berthevin. Le domaine finement maillé s'étend sur une zone de  $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$  au centre d'un domaine maillé trois fois moins finement s'étendant sur une zone d'environ  $6 \text{ km} \times 6 \text{ km}$ . Les résultats de simulation sont comparés aux résultats expérimentaux afin de tester la qualité des outils développés et de s'inscrire dans la perspective de validation de la méthodologie de caractérisation acoustique de sites quelconque.

On notera que tous les calculs ont été réalisés soit sur la station de travail de l'équipe, une *Silicon Graphics Origin200*, soit sur le supercalculateur vectoriel NEC-SX5 de l'*Institut National de Ressources en Informatique Scientifique* (IDRIS).

## Chapitre 2

---

### *Le code Submeso et son préprocesseur*

Dans ce chapitre, nous présentons deux outils numériques utilisés et développés au cours de cette étude. Le code de calcul atmosphérique Submeso, code communautaire de recherche développé dans l'équipe depuis 1995, est l'outil fondamental à partir duquel ces travaux ont été réalisés. Tout d'abord, une description du modèle et du code Submeso fournit les hypothèses de base et les équations sur lesquelles le code est fondé, ainsi que les principaux éléments techniques utiles à la compréhension des développements liés à la mise en place de la méthode d'emboîtement de domaines (voir chapitre 4). Ensuite, sont détaillées les paramétrisations appliquées dans le préprocesseur météorologique (MPP), module de construction de profils verticaux synthétiques de vent, de température potentielle et d'humidité sur toute la hauteur de la couche limite atmosphérique, développé spécifiquement pour Submeso (Pénélon *et al.*, 2002). Le but de ce préprocesseur est de fournir un état d'initialisation et des profils de forçage de l'écoulement simulé par Submeso lorsque les données de sondage sont inexistantes ou insuffisantes pour construire des profils atmosphériques expérimentaux utilisables par le code de calcul. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'exposition de deux cas-tests de validation du couplage entre le code Submeso et le préprocesseur météorologique.

#### *2.1 Le modèle atmosphérique Submeso*

Le modèle communautaire Submeso est issu du modèle atmosphérique *ARPS* (*Advanced Regional Prediction System*) version 3.1 (Xue *et al.*, 1992), développé au *Center for Analysis and Prediction of Storms (CAPS)* de l'Université de l'Oklahoma, aux Etats-Unis. Le code Submeso a été développé dans le but de simuler la dynamique et la thermodynamique d'écoulements à des échelles spatiales – dites petites meso-échelles – situées entre les échelles micro et meso, soit typiquement de quelques dizaines de mètres à quelques dizaines de kilomètres. Il se distingue du modèle *ARPS* par son modèle de sol rural et son récent modèle de sol urbain, ainsi que par les modèles statistiques de turbulence et la méthode de discrétisation « directe », présent dans le code Submeso en alternative à l'utilisation classique de la transformation de Jacobi et enfin par les modèles de microphysique (Berry-Reinhardt). Par souci de clarté et de concision, la description présentée dans cette thèse est focalisée sur la partie dynamique du modèle qui concerne l'étude présentée ici. En particulier, nous nous limitons à la description des modèles de turbulence associés à la technique de simulation des grandes échelles utilisée tout au long de ces travaux. On pourra se reporter aux travaux de Guilbaud (1996) pour la description du modèle de sol rural, Dupont (2001) pour les développements liés au modèle de sol urbain et Abart (1999) pour les modèles de turbulence statistiques (RANSE) et la méthode de discrétisation directe.

### 2.1.1 Hypothèses de base et approximations

Le modèle atmosphérique non-hydrostatique Submeso est fondé sur la résolution des équations de Navier-Stokes tridimensionnelles d'un écoulement compressible, adaptées aux simulations atmosphériques. Comme pour tout modèle numérique, un certain nombre d'hypothèses et d'approximations permettent de réduire la complexité du système d'équations décrivant l'écoulement.

La plus restrictive de ces approximations est celle dite « de Boussinesq », qui consiste essentiellement à négliger les variations de densité du fluide par rapport à une densité de référence définie au préalable, dans tous les termes des équations dynamiques et thermodynamiques, à l'exception du terme de flottabilité. L'approximation de Boussinesq impose par définition que le terme instationnaire soit négligé dans l'équation de continuité, ce qui caractérise un système anélastique. On trouvera dans Abart (1999) et De Moor (1983) les conditions de validité de ces approximations et les principales références bibliographiques s'y rapportant.

Le caractère non-hydrostatique du modèle introduit une souplesse supplémentaire par rapport à un modèle hydrostatique. En effet, l'hypothèse hydrostatique limiterait le modèle à la simulation d'écoulements s'écartant peu de l'état hydrostatique, autrement dit dont les mouvements verticaux sont petits devant les mouvements horizontaux. Une telle hypothèse réduirait l'application du modèle à des domaines au relief de très faible amplitude.

Le modèle utilise en outre l'approximation quasi-compressible afin de réduire les temps de calcul. Submeso est doté d'un schéma explicite d'intégration en temps de type « *time-splitting* », à deux pas de temps. Cette technique consiste à calculer les termes dits « acoustiques » des équations – c'est-à-dire les termes affectés par les ondes acoustiques susceptibles de se développer dans le domaine du fait de la compressibilité de l'écoulement – à chaque petit pas de temps subdivision d'un grand pas de temps, auquel sont calculés les termes non acoustiques. Ces ondes ne présentant pas d'intérêt aux échelles spatio-temporelles qui nous concernent, il n'est pas utile de résoudre correctement les modes acoustiques, qui sont plutôt pénalisants en temps de calcul de par la limitation du pas de temps qu'ils imposent – limitation proportionnelle à  $\min(\Delta x, \Delta y, \Delta z)/c_s$ , où  $c_s$  désigne la vitesse du son,  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  sont les dimensions horizontales et verticale de la maille et  $\min(a, b, c)$  désigne la valeur minimum parmi  $a, b$  et  $c$ . Ainsi, la réduction artificielle de la vitesse du son intervenant dans l'équation de pression et le terme de flottabilité, typiquement jusqu'à un facteur 2 dans les cas où les ondes de gravité sont peu importantes, permet d'augmenter le pas de temps du schéma de résolution sans dégrader la qualité de l'écoulement simulé : c'est ce que l'on appelle l'approximation quasi-compressible.

D'autres approximations simplifiant le système d'équations sont précisées dans la suite de la présentation.

### 2.1.2 Équations du modèle

Précisons tout d'abord que dans cette étude, nous travaillons toujours en atmosphère sèche. Aussi présentons-nous ici les équations du modèle Submeso écrites pour de l'air sec, bien que

l'humidité soit prise en compte sous toutes ses formes dans le modèle complet. Ces équations sont établies dans le détail par Abart (1999). Notre présentation se limitera donc à l'exposition commentée des équations du modèle.

### 2.1.2.1 *État de référence*

Les variables d'état du modèle  $(\rho, p, \theta)$  sont définies comme étant la somme d'une valeur de référence  $(\rho_r, p_r, \theta_r)$ , appelé *état de référence* (ou *état de base*), et de l'écart à cette valeur  $(\Delta\rho, \Delta p, \Delta\theta)$ , appelé *perturbation*. L'état de référence est supposé homogène horizontalement dans tout le domaine, en équilibre hydrostatique et invariant dans le temps. L'hypothèse hydrostatique implique que la pression vérifie :

$$\frac{\partial p_r}{\partial z} = -\rho_r g \quad (\text{Eq. 2.1})$$

L'état de référence défini à l'initialisation constitue également, dans la plupart des cas, l'état initial des variables d'état. De la même façon, les composantes de vitesse  $(u, v, w)$  sont initialisés par leur état de référence  $(u_r, v_r, w_r = 0)$ , mais c'est l'intégralité des champs qui intervient dans les équations du modèle – à la différence de la pression et de la température potentielle dont c'est la perturbation qui intervient essentiellement dans le système d'équations du modèle.

### 2.1.2.2 *Équations de quantité de mouvement*

Les équations de quantité de mouvement s'écrivent sous la forme :

$$\rho_r \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Delta p - a_{div} \frac{\partial \rho_r u_j}{\partial x_j} \right)}_{[1]} - \underbrace{2 \rho_r \omega_j \varepsilon_{ijk} (u_k - U_{gk})}_{[2]} + \underbrace{\rho_r B \delta_{i3}}_{[3]} + \underbrace{\mu \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j}}_{[4]} \quad (\text{Eq. 2.2})$$

où  $i = 1, 2$  ou  $3$ , avec  $(u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$ .

Dans le terme de pression [1], seule la perturbation de pression apparaît. En effet, dans les équations pour  $u$  et  $v$ , la pression de référence est homogène horizontalement donc ses gradients horizontaux sont nuls, et dans l'équation pour  $w$ , le gradient vertical de la pression de référence se combine – selon l'hypothèse hydrostatique de l'état de référence – avec le terme de gravité pour former le terme de flottabilité [3]. Il est toutefois possible d'imposer un gradient de pression moyen par l'intermédiaire des composantes du vent géostrophique  $(U_{g1}, U_{g2}, U_{g3}) = (U_g, V_g, 0)$  apparaissant dans le terme de Coriolis [2]. Nous reviendrons sur le forçage géostrophique dans la suite (§ 2.1.7.1). Le terme faisant intervenir la divergence de la vitesse pondérée par la densité en opposition au gradient de perturbation de pression dans le terme [1] est introduit afin d'amortir les modes ne vérifiant pas l'approximation anélastique. En effet, des modes acoustiques instables peuvent, d'après Skamarock & Klemp (1992), être excités par la méthode de *time-splitting* et sont efficacement atténués par l'addition du terme de divergence. Le contrôle de cet amortissement est assuré au moyen du coefficient  $a_{div}$ .



Le terme de flottabilité [3] s'écrit :  $\varrho_r B_i = -g_i \left( \frac{\Delta\theta}{\theta_r} - \frac{C_v}{C_p} \frac{\Delta p}{p_r} \right)$ , où  $(g_1, g_2, g_3) = (0, 0, g)$ . Cette forme d'écriture fait intervenir simultanément trois approximations : celle de Boussinesq ( $\frac{\Delta\varrho}{\varrho_r} \ll 1$ ) d'une part, et les approximations  $\frac{\Delta p}{p_r} \ll 1$  et  $\frac{\Delta\theta}{\theta_r} \ll 1$  d'autre part. Cela revient à supposer que les champs  $\varrho, p, \theta$  s'écartent peu de leur état de base. Ces hypothèses impliquent que l'état de base doit être défini avec soin afin de rester cohérent avec le type d'écoulement simulé. Ceci justifie en particulier l'utilisation d'un préprocesseur météorologique adapté au modèle (§ 2.2).

Le terme des contraintes visqueuses [4] fait intervenir les taux de déformation de l'écoulement, définis par  $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ .

### 2.1.2.3 Équation d'évolution de la perturbation de pression

Une équation d'évolution de la pression est établie à partir de la dérivation de l'équation d'état, de la définition de la température potentielle et de l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} + \frac{\partial u_j \Delta p}{\partial x_j} = - \underbrace{\rho_r c_s^2}_{[1]} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \underbrace{\rho_r g w}_{[2]} \quad (\text{Eq. 2.3})$$

Dans le terme [1],  $c_s = \sqrt{\gamma p_r / \rho_r}$  est la vitesse du son de référence, que l'on considère comme étant la vitesse du son partout dans l'écoulement, quel qu'il soit – cette approximation revient à supposer que la densité et la pression s'écartent peu de leur état de référence, cette même hypothèse conduisant à remplacer  $\rho$  par  $\rho_r$  en facteur dans le terme [1]. Le terme [2] provient du gradient de pression de référence, selon la relation hydrostatique et considérant l'homogénéité horizontale de ce champ. Notons que l'équation (2.3) fait en outre intervenir l'approximation selon laquelle le terme de chauffage diabatique  $\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt}$  est négligeable devant la divergence de la vitesse pour les écoulements atmosphériques.

### 2.1.2.4 Équation d'évolution de la perturbation de température potentielle

De la même façon est établie une équation d'évolution pour la température potentielle :

$$\rho_r \left( \frac{\partial \Delta \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \Delta \theta}{\partial x_j} \right) = -\rho_r w \frac{\partial \theta_r}{\partial z} \quad (\text{Eq. 2.4})$$

### 2.1.2.5 Diffusion artificielle

Afin d'étouffer les modes numériques de haute fréquence éventuellement excités par le schéma spatio-temporel utilisé, des termes de diffusion artificielle sont introduits dans les équations de quantité de mouvement et de température potentielle. Ces termes  $D_2$  et  $D_4$  d'ordres respectifs 2 et 4 s'écrivent :

$$D_2 = K_{H2} \left[ \frac{\partial^2 (\rho_r \Delta \phi)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\rho_r \Delta \phi)}{\partial y^2} \right] + K_{V2} \frac{\partial^2 (\rho_r \Delta \phi)}{\partial z^2}$$

$$D_4 = K_{H4} \left[ \frac{\partial^4 (\rho_r \Delta \phi)}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 (\rho_r \Delta \phi)}{\partial y^4} \right] + K_{V4} \frac{\partial^4 (\rho_r \Delta \phi)}{\partial z^4}$$

La diffusion d'ordre 4 est plus sélective que celle d'ordre 2, donc elle semble plus appropriée pour préserver les ondes de gravité se propageant éventuellement dans le domaine étudié tout en diffusant efficacement les oscillations numériques indésirables.

Le réglage des diffusivités  $K_{H2}$ ,  $K_{V2}$ ,  $K_{H4}$ ,  $K_{V4}$  est délicat, car il est préférable qu'elles soient les plus faibles possibles pour ne pas altérer la physique de l'écoulement. En outre, le choix de diffusivités trop grandes peut conduire au développement d'instabilités numériques. Les valeurs conseillées pour filtrer les ondes de période  $2\Delta x$  sont (ARPS, 1994) :

$$K_{H2} = \frac{1}{20\Delta t} \left( \frac{\Delta x^2}{\pi^2} + \frac{\Delta y^2}{\pi^2} \right), \quad K_{V2} = \frac{1}{20\Delta t} \left( \frac{\Delta z}{\pi} \right)^2$$

$$K_{H4} = \frac{1}{20\Delta t} \left( \frac{\Delta x^4}{\pi^4} + \frac{\Delta y^4}{\pi^4} \right), \quad K_{V4} = \frac{1}{20\Delta t} \left( \frac{\Delta z}{\pi} \right)^4$$

Dans la plupart de nos simulations, aucune diffusion artificielle n'est imposée. Dans les autres cas, seule la diffusivité  $K_{H4}$  n'est pas nulle et elle est généralement choisie inférieure à la valeur conseillée (voir en particulier § 4.2.3.3).

### 2.1.3 Modèle de turbulence

L'activité turbulente est décrite dans le code Submeso soit par les modèles statistiques développés récemment pour Submeso, soit par Simulation des Grandes Échelles (SGE). Au cours des travaux présentés ici, seule cette dernière technique a été utilisée. Aussi limitons-nous notre présentation à la description de ce type de modélisation et des modèles de sous-maille associés, existants à l'origine dans Submeso.

La technique de résolution par simulation des grandes échelles consiste à filtrer les équations du modèle afin de distinguer d'une part, la partie de grande échelle de l'écoulement— les

structures de taille caractéristique supérieure à celle de la maille – , résolue explicitement sur la grille de discrétisation à partir des équations présentées précédemment et d'autre part, la partie de l'écoulement de petite échelle – dite *de sous-maille*, c'est-à-dire de taille inférieure à celle de la maille – dont la contribution à l'écoulement est modélisée. Par cette méthode, on décrit l'évolution des structures turbulentes instationnaires dont l'échelle est supérieure à la taille des mailles, information à laquelle les modèles statistiques ne donnent pas accès.

### 2.1.3.1 Équations filtrées

Chaque variable  $\phi$  est filtrée par un filtre de longueur caractéristique  $\Delta_{eq} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$  et se décompose ainsi en une partie filtrée de grande échelle  $\langle \phi \rangle$  explicitement résolue par les équations et la contribution de sous-maille  $\phi''$ , nécessitant d'être modélisée.

Ce filtrage, appliqué aux équations (2.2) à (2.4), forme le système d'équations suivant – en faisant l'hypothèse que la permutation des opérateurs de filtrage et de dérivée partielle est possible bien que le maillage ne soit pas cartésien régulier (voir § 2.1.5) :

**Erreur! Signet non défini.**

(Eq. 2.5)

$$\frac{\partial \langle \Delta p \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle \Delta p \rangle}{\partial x_j} = - \langle \rho \rangle_r c_s^2 \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_j} + \langle \rho \rangle_r g \langle w \rangle \quad (\text{Eq. 2.6})$$

$$\langle \rho_r \rangle \left( \frac{\partial \langle \Delta \theta \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle \Delta \theta \rangle}{\partial x_j} \right) = - \langle \rho_r \rangle \langle w \rangle \frac{\partial \langle \theta_r \rangle}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{j\theta}}{\partial x_j} \quad (\text{Eq. 2.7})$$

Dans ces équations filtrées apparaissent les termes de sous-maille que sont le tenseur de Reynolds

$\tau_{ij} = \langle \rho_r \rangle \nu_t \langle S_{ij} \rangle$  et le flux turbulent de température potentielle

$\tau_{j\theta} = - \langle u_j'' \theta'' \rangle = \langle \rho_r \rangle k_{t\theta} \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_j}$ . Ces tenseurs représentent les effets des échelles de sous-maille

sur les échelles résolues. La viscosité et la diffusivité de sous-maille  $\nu_t$  et  $k_{t\theta}$  intervenant dans ces termes doivent être modélisés en fonction des grandeurs résolues afin de fermer le système d'équations du modèle.

### 2.1.3.2 Modèles de viscosité et diffusivité de sous-maille

Le modèle Submeso comporte deux modèles de sous-maille, à savoir le modèle de Smagorinsky (1963) amélioré par Lilly (1967) et le modèle à une équation pour l'énergie cinétique de sous-maille.

#### Modèle de Smagorinsky-Lilly

Le modèle est basé sur l'hypothèse d'équilibre local entre la production et la dissipation à petite échelle. De l'écriture de cet équilibre, on déduit des formulations pour  $\nu_t$  et  $k_{t\theta}$  suivantes :

$$\nu_t = (C_{SL} \Delta_{eq})^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij} - \frac{N^2}{Pr_t}} \quad (\text{Eq. 2.8})$$

et 
$$k_{t\theta} = \frac{\nu_t}{Pr_t}$$

L'influence de la stratification de l'atmosphère entre en compte dans la formulation de la viscosité turbulente (Eq. 2.8) par l'intermédiaire du terme  $[I]$  suggéré par Lilly (1967) faisant intervenir la fréquence de Brunt-Väisälä  $N$ . En pratique, la constante  $C_{SL}$  est prise égale à 0.21 dans tous les calculs effectués dans cette étude.

### Modèle à une équation pour l'énergie cinétique de sous-maille (Deardorff, 1980 ; Moeng, 1984)

Cette approche basée sur une longueur de mélange de sous-maille  $\ell$  dépendant de la stratification de l'atmosphère et de l'énergie cinétique sous-maille  $tke$  est censée améliorer la prise en compte du transport des petits tourbillons générés par les creux, les bosses et les inhomogénéités thermiques.

L'équation pour l'énergie cinétique de sous-maille est obtenue à partir de l'équation d'évolution de la vitesse sous-maille et s'écrit :

$$\frac{\partial(tke)}{\partial t} + u_j \frac{\partial(tke)}{\partial x_j} = -\tau_{ij}S_{ij} + \frac{g}{\theta_r} \tau_{3\theta} - C_\varepsilon \frac{(tke)^{3/2}}{\ell} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( 2\nu_t \frac{\partial tke}{\partial x_j} \right) \quad (\text{Eq. 2.9})$$

La viscosité et la diffusivité turbulentes sont déterminées à partir de l'énergie cinétique de sous-maille par :

$$\nu_t = C_k \ell \sqrt{tke} \quad \text{et} \quad k_{t\theta} = \left( 1 + \frac{2\ell}{\Delta_{eq}} \right) \nu_t$$

- Si la stratification de l'atmosphère est instable, la longueur de mélange est égale à la taille caractéristique du maillage, soit

$$\ell = \Delta_{eq} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}.$$

- Si la stratification est stable, la longueur de mélange est logiquement plus faible (Deardorff, 1980) :

$$\ell = 0.76 \sqrt{\frac{tke}{N^2}}$$

Les constantes  $C_\varepsilon$  et  $C_k$  valent respectivement 0.93 et 0.1, sauf à proximité du sol où  $C_\varepsilon = 3.6$ , pour prendre en compte l'anisotropie de la turbulence dans cette zone.

L'expérience a montré les défauts du modèle de Smagorinsky-Lilly, en particulier dans les zones de fort gradient où la viscosité turbulente doit décroître – typiquement à l'approche d'une paroi. Cependant, le modèle à une équation pour l'énergie cinétique semble lourd à mettre en œuvre et coûteux en temps de calcul car il introduit une équation supplémentaire, pour une amélioration faible des résultats. En effet, d'une part, le modèle de sous-maille n'intervient qu'à partir de la seconde maille au-dessus du sol, les flux dans la première maille étant déterminés par les paramétrisations présentées au paragraphe suivant ; d'autre part, les tests effectués par Guilbaud (1996) pour la simulation d'une couche limite en convection pure montrent que, bien que le modèle à une équation pour *ke* s'avère légèrement meilleur que le modèle de Smagorinsky-Lilly dans ce cas, les deux modèles se comportent correctement. Dans un souci de réduction du temps de calcul, nous avons donc opté pour l'utilisation du modèle de Smagorinsky-Lilly dans toutes nos simulations.

### 2.1.4 Paramétrisation des flux de surface

Les flux verticaux de quantité de mouvement et le flux de chaleur sensible à la surface sont évalués par un modèle inspiré de Businger *et al.* (1971) sous forme analytique (Byun, 1990). Ils interviennent en tant que condition à la limite inférieure du domaine pour les flux de quantité de mouvement  $\tau_{13}$  et  $\tau_{23}$  apparaissant dans l'équation (2.5) et le flux de chaleur sensible  $\tau_{3\theta}$  apparaissant dans l'équation (2.7)

Les flux de surface sont calculés comme suit :

$$\begin{aligned} (\tau_{13})_s &= (\rho_r \overline{u'w'})_s = -\rho_r C_{dm} \max[U, U_{min}] u \\ (\tau_{23})_s &= (\rho_r \overline{v'w'})_s = -\rho_r C_{dm} \max[U, U_{min}] v \\ (\tau_{3\theta})_s &= (\rho_r \overline{w'\theta'})_s = -\rho_r C_{db} \max[U, U_{min}] (\theta_2 - \theta_s) \end{aligned}$$

Le module de la vitesse  $U = (u^2 + v^2)^{1/2}$  intervenant dans ces formulations est limité par  $U_{min}$  pour éviter que ces flux s'annulent en cas de vent nul.  $\theta_s$  désigne la température potentielle à la surface, spécifiée par l'utilisateur ou calculée par le modèle de rayonnement inclus dans le modèle de sol de Submeso, et  $\theta_2$  désigne la température potentielle calculée au premier niveau au-dessus du sol. Les coefficients de transfert  $C_{dm}$  et  $C_{db}$  sont issus, dans nos simulations, des formulations de Byun (1990) et Louis (1981). Les formulations dépendent de la stratification de l'atmosphère.

#### Cas instable

Les coefficients de transfert s'expriment par :

$$C_{dm} = \frac{\kappa^2}{\left[ \ln\left(\frac{\zeta}{\zeta_{0a}}\right) - \psi_m(\zeta_{MO}) \right]^2} \quad \text{et} \quad C_{db} = \frac{\kappa^2}{Pr \left[ \ln\left(\frac{\zeta}{\zeta_{0b}}\right) - \psi_b(\zeta_{MO}) \right] \left[ \ln\left(\frac{\zeta}{\zeta_{0b}}\right) - \psi_m(\zeta_{MO}) \right]}$$

Le paramètre  $\zeta_{MO}$  est le paramètre de stabilité de Monin-Obukhov. Les fonctions de Businger  $\psi_m$  et  $\psi_b$  sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_m = 2 \ln \left( \frac{1+x}{1+x_0} \right) + \ln \left( \frac{1+x^2}{1+x_0^2} \right) - 2 \arctan(x) + 2 \arctan(x_0) \\ \psi_b = 2 \ln \left( \frac{1+y}{1+y_0} \right) \end{array} \right. \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} x = [1 - \gamma_m (\zeta_{MO})]^{1/4} \\ y = [1 - \gamma_b (\zeta_{MO})]^{1/2} \\ x_0 = [1 - \gamma_m (\zeta_{MO} \frac{z_0}{z})]^{1/4} \\ y_0 = [1 - \gamma_b (\zeta_{MO} \frac{z_0}{z})]^{1/2} \end{array} \right.$$

Byun (1990) utilise le nombre de Richardson de gradient  $Ri = \frac{g}{\theta_s} \frac{(\frac{\partial \theta}{\partial z})}{(\frac{\partial u}{\partial z})^2}$  sous sa forme discrétisée

entre le sol et le premier niveau au-dessus du sol  $Ri_d = \frac{g}{\theta_s} \frac{(\theta_2 - \theta_s)(z - z_0)}{U^2}$  pour exprimer le paramètre de Monin-Obukhov.

Dans le cas fortement instable ( $Ri_d \leq -0.2097$ ), ce paramètre est formulé par :

$$\zeta_{MO} \approx \left( \frac{z}{z - z_0} \right) \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \left[ -2 \sqrt{Q_b} \cos \left( \frac{A_b}{3} \right) + \frac{1}{3\gamma_m} \right]$$

et dans le cas faiblement instable par :

$$\zeta_{MO} \approx \left( \frac{z}{z - z_0} \right) \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \left[ - \left( D_b + \frac{Q_b}{D_b} \right) + \frac{1}{3\gamma_m} \right] \quad \text{avec les coefficients définis par :}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} s_b = \frac{Ri_d}{Pr_t} \\ Q_b = \frac{1}{9} \left[ \frac{1}{\gamma_m^2} + \frac{1}{9} s_b^2 \right] \\ P_b = \frac{1}{54} \left[ -\frac{2}{\gamma_m^3} + \frac{9}{\gamma_m} \left( -\frac{\gamma_b}{\gamma_m} + 3 \right) s_b^2 \right] \\ A_b = \arccos \left[ \frac{P_b}{\sqrt{Q_b^3}} \right] \\ D_b = \left[ \sqrt{P_b^2 - Q_b^3} + |P_b| \right]^{1/3} \\ \gamma_m = 9 \\ \gamma_b = 15 \end{array} \right.$$

### Cas stable

Dans le cas stable, les coefficients de transfert sont déterminés par (Louis, 1981) :

$$C_{dm} = \frac{a^2}{\left(1 + \frac{2bRi_b}{\sqrt{1+dRi_b}}\right)} \text{ et } C_{db} = \frac{a^2}{\left(1 + 3bRi_b\sqrt{1+dRi_b}\right)}, \text{ avec } a = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z+z_0}{z_0}\right)} \text{ et } b = d = 5.$$

L'option de calcul des flux de surface selon Guilloteau (1998), basée sur des paramétrisations plus récentes que celles précédemment exposées et mise en place très récemment dans Submeso au cours de la thèse de Dupont (2001), n'a pas été utilisée dans nos travaux. L'amélioration la plus remarquable apportée par les formulations de Guilloteau (1998) réside dans la possibilité de spécifier des longueurs de rugosité dynamique et thermique différentes l'une de l'autre ; ceci assure une description plus précise des caractéristiques du sol, particulièrement intéressante pour la simulation d'écoulement en milieu urbain.

### 2.1.5 Grille de discrétisation spatiale

Les équations régissant l'écoulement sont écrites en coordonnées généralisées de type 'Gal-Chen' (Gal-Chen & Sommerville, 1975), c'est-à-dire avec suivi de terrain et homogénéité horizontale du maillage. Le maillage peut être étiré progressivement selon la direction verticale afin d'augmenter la résolution dans la zone proche du sol. Les équations du modèle sont discrétisées par une méthode de différences finies sur une grille où les variables ont un positionnement entrelacé de type Arakawa-C. La figure 2-1 schématise une maille de calcul sur laquelle figurent les positions relatives des variables primitives. Le schéma de discrétisation spatiale utilisé dans Submeso est un schéma centré du second ordre sur maillage cartésien régulier et de premier ordre sur maillage curviligne (Abart, 1999). Une méthode de discrétisation directe a été développée par ce dernier pour le code Submeso. Plus coûteuse en temps de calcul, elle permet néanmoins d'obtenir un schéma de discrétisation spatiale d'ordre supérieur à 1 sur maillage entièrement curviligne, ce qui autorise l'utilisation d'un maillage étiré dans les directions horizontales. La méthode directe est ainsi une alternative à la méthode de raffinement de maillage par emboîtement de domaines développée au cours des travaux présentés ici (chapitre 4).

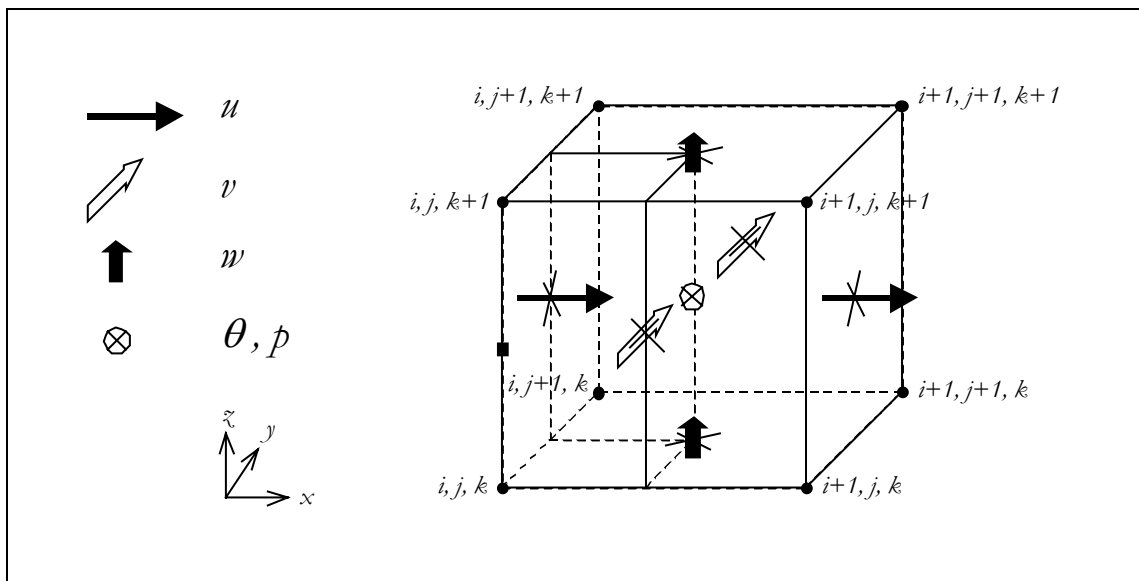


Figure 2-1. Schéma d'une maille de calcul avec le positionnement des variables primitives du modèle

### Vocabulaire.

Nous appellerons respectivement « point de  $u$  », « point de  $v$  », « point de  $w$  » et « point scalaire » les points de positionnement dans une maille de la composante de vitesse longitudinale  $u$ , de la composante de vitesse transversale  $v$ , de la composante de vitesse verticale  $w$  et des grandeurs scalaires.

### 2.1.6 Schéma temporel

Un schéma centré du second ordre en temps, de type « *leapfrog* », est utilisé pour l'intégration en temps. Ce schéma assure l'intégration sur un grand pas de temps à partir des champs aux deux temps précédents. Il est associé à la technique de « *time-splitting* » déjà évoquée (§ 2.1.1). L'ordre 2 en temps de ce schéma nécessite l'application d'un filtre d'Asselin couplant les deux modes résolus, l'un numérique et l'autre solution physique de l'équation d'advection, à la fin de chaque grand pas de temps.

L'intégration sur un petit pas de temps – rappelons que la technique de « *time-splitting* » induit l'utilisation de deux pas de temps d'intégration – est effectuée au moyen d'un schéma amont-aval explicite du premier ordre. La figure 2-2 présente schématiquement le fonctionnement d'une intégration temporelle sur un grand pas de temps. Les termes dits acoustiques sont intégrés sur le petit pas de temps  $\Delta\tau$ . Ce sont le gradient de pression et la divergence de vitesse intervenant dans les équations de quantité de mouvement (2.2) et pour la pression (2.3). Les équations de quantité de mouvement et de pression sont ainsi résolues à chaque petit pas de temps  $\Delta\tau$ , alors que l'équation pour la température potentielle est résolue à chaque grand pas de temps  $\Delta t$ .



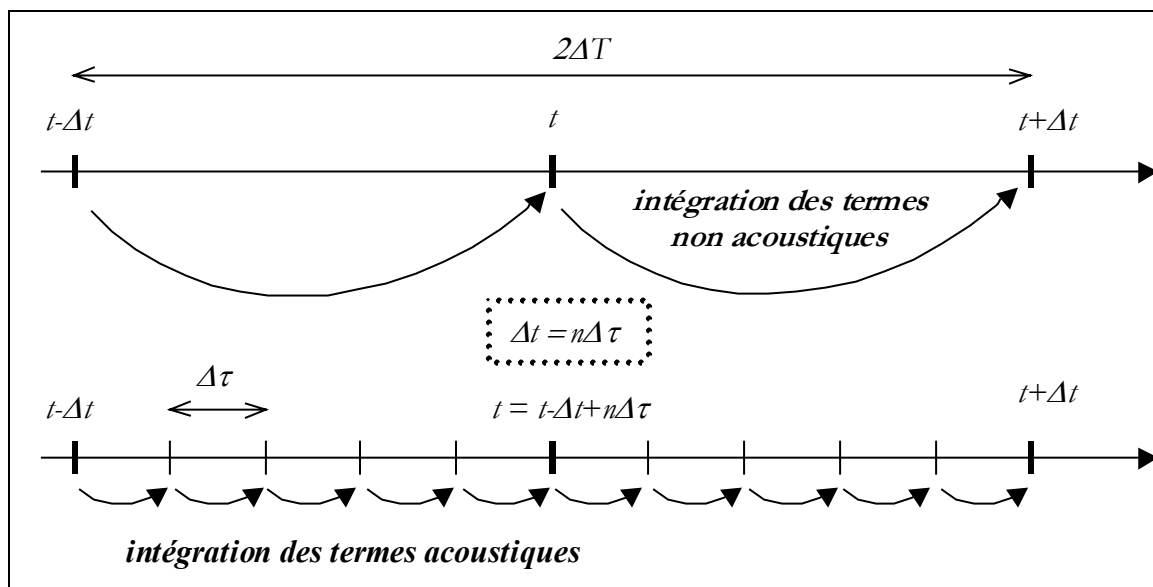


Figure 2-2. Représentation du fonctionnement du schéma d'intégration en temps 'leapfrog+time-splitting'

## 2.1.7 Conditions aux limites et forçage de l'écoulement

Dans l'Annexe A sont présentées les formulations des conditions aux limites du code Submeso pour une grille non emboîtée. Les conditions aux frontières d'une grille emboîtée sont exposées et discutées dans le chapitre 4.

### 2.1.7.1 Forçage géostrophique

Il existe deux moyens de forcer l'écoulement dans le modèle Submeso. Le premier est le forçage externe : il s'agit d'imposer à une ou plusieurs frontière(s) latérale(s) les champs de vent et de température – qui peuvent éventuellement évoluer au cours du temps si l'on veut simuler par exemple un cycle diurne. Ces champs de forçage de grande échelle peuvent être fournis expérimentalement, numériquement par un autre modèle ou synthétiquement par le préprocesseur météorologique décrit plus loin. Ce type de forçage s'avère parfois très contraignant pour l'écoulement et nécessite que le domaine soit assez grand pour que l'écoulement ait le temps de s'affranchir des effets de forçage artificiel. Le second type est le forçage géostrophique. Il s'agit d'imposer à l'écoulement un gradient de pression moyen par l'intermédiaire du vent géostrophique dans l'équation de bilan de quantité de mouvement. Le vent géostrophique est associé au terme de Coriolis [2] de cette équation. Il est défini par :

$$\vec{U}_g = \begin{pmatrix} U_g \\ V_g \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\rho_r f} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{1}{\rho_r f} \frac{\partial p}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Il s'agit, en première approximation, de l'expression du gradient de pression qui règne dans l'atmosphère libre et qui s'équilibre avec les forces de Coriolis, ces forces étant les seules en présence dans cette zone où la turbulence est quasi-nulle et où les forces de frottement sont négligeables. Par conséquent, au-dessus de la couche limite atmosphérique, le vent réel coïncide approximativement avec le vent géostrophique. Dans le code, l'égalité entre le vent réel et le vent géostrophique est imposée à la limite supérieure du domaine lorsqu'on opte pour un tel forçage. Les conditions aux frontières latérales du domaine sont alors périodiques – sauf pour un domaine emboîté.

### 2.1.7.2 Couche de Rayleigh

Dans la partie supérieure du domaine de calcul, une couche d'amortissement des perturbations est imposée, relaxant les champs atmosphériques vers leur valeur de référence. Cette couche permet d'éviter la réflexion indésirable de ces ondes à la rencontre de la frontière supérieure du domaine où l'on impose une condition de paroi rigide (voir annexe A). Il est conseillé que la base de la couche soit située assez haut dans le domaine pour ne pas altérer la résolution des équations dans la couche limite. Il est souhaitable aussi que son épaisseur soit de l'ordre du tiers de la hauteur totale du domaine. Notons que cette couche assure en particulier la relaxation du vent simulé vers sa valeur géostrophique. Elle intervient sous la forme d'un terme supplémentaire dans les équations (2.2) à (2.4), qui s'écrit :

$$D_{Ray} = -\rho_r R_{Ray}(z)(\phi - \phi_r)$$

où  $R_{Ray}$  est l'inverse du temps de relaxation, qui s'exprime par :

$$R_{Ray}(z) = \begin{cases} 0.0 & \text{pour } z < z_{Ray} \\ \frac{\alpha_{Ray}}{2} \left\{ 1 - \cos\left(\frac{\pi(z - z_{Ray})}{z_T - z_{Ray}}\right) \right\} & \text{pour } z \geq z_{Ray} \end{cases}$$

où  $z_{Ray}$  est l'altitude de la base de la couche et  $z_T$  l'altitude du sommet du domaine, et  $\alpha_{Ray}$  est la fréquence d'amortissement, de l'ordre de l'inverse de 10 à 50 fois le pas de temps. Typiquement, dans les simulations de cette thèse,  $\alpha_{Ray} = 1/(20\Delta t)$ .

## 2.2 Le préprocesseur météorologique

Un préprocesseur météorologique a été développé (Mironov, 1999) pour le modèle Submeso, afin de constituer des profils verticaux synthétiques de vent, de température et de quantités scalaires (telles que l'humidité spécifique) sur toute la hauteur de la couche limite atmosphérique, lorsque les données d'observation sont insuffisantes, voire indisponibles. Ces profils synthétiques fournissent à la fois l'état initial des différents champs au démarrage d'une simulation, et l'état de référence par rapport auquel sont calculées les perturbations de température, de pression, et des autres grandeurs scalaires éventuelles. Les paramétrisations physiques auxquelles fait appel le préprocesseur météorologique sont en grande partie basées sur les recommandations récentes du

COST 710 (Fisher *et al.*, 1998). Cependant, ces propositions de paramétrisation sont limitées à la couche de surface dans laquelle la validité de la théorie de similitude Monin-Obukhov est reconnue. Aussi le préprocesseur météorologique se base-t-il en outre sur des formulations théoriques, empiriques et numériques plus récentes pour fournir des profils verticaux des grandeurs météorologiques sus-citées sur toute la hauteur de la couche limite atmosphérique. Dans cette section, on décrit les modèles de similitude des profils verticaux de vent et de température employés par le préprocesseur, en distinguant le cas d'une atmosphère stratifiée stable et celui d'une atmosphère convective.

## 2.2.1 Atmosphère stratifiée stable

### 2.2.1.1 Paramétrisation du profil vertical de vent

La paramétrisation du profil de vent adoptée dans le préprocesseur est largement basée sur l'approche de Long (1974) et les développements de Zilitinkevich (1989a) et Zilitinkevich *et al.* (1998a et 1998b). Long (1974) a proposé de représenter mathématiquement le profil de vent, dans une couche limite atmosphérique neutre et barotrope, sous la forme de la somme d'une fonction logarithmique et d'une fonction polynomiale de l'altitude adimensionnée  $z f / u_*$ ,  $f = 2\Omega \sin \lambda$  étant le paramètre de Coriolis,  $\lambda$  la latitude et  $u_*$  la vitesse de frottement à la surface. Cette approche a été étendue par Zilitinkevich (1989a) pour que soit pris en compte l'effet de stratification par l'intermédiaire du flux de flottabilité à la surface  $B_{fs}$ , défini par

$B_{fs} = \frac{g}{\theta_s} \overline{w'\theta'_s}$ . On notera qu'une atmosphère thermiquement neutre sera, dans la suite,

considérée comme un état limite idéal d'une atmosphère stratifiée stable. Suivant le modèle de Long (1974), le profil vertical de vent est modélisé par Zilitinkevich sous la forme de la somme d'une fonction logarithmique et d'une fonction polynomiale de degré 3, de l'altitude adimensionnée  $\zeta = z / b$ , où  $b$  représente la hauteur de la couche limite stable (CLS). Zilitinkevich (1989a) propose de déterminer les coefficients du polynôme selon trois critères nécessaires, à savoir (i) la vérification des équations d'Ekman intégrées sur la hauteur de la CLS, (ii) l'accord avec la théorie de similitude de Rossby et (iii) le raccordement asymptotique du profil de vent obtenu au-dessus de la couche de surface avec le profil obtenu dans la couche de surface (à  $z \ll b$ ) par la théorie de similitude de Monin-Obukhov, dans le cas d'une forte stabilité. Zilitinkevich *et al.* (1998b) ont amélioré cette approche en intégrant à cette formulation les effets de stabilité statique de l'atmosphère libre au-dessus de la CLS, par l'introduction de la fréquence de Brünt-Väisälä (il s'agit de la fréquence de flottabilité dans l'atmosphère libre) dans l'expression des coefficients du polynôme. Les composantes de vitesse dépendent ainsi de trois paramètres, que sont le paramètre de Coriolis, le flux de flottabilité à la surface  $B_{fs}$  et la longueur de Monin-Obukhov  $L = -u_*^3 / B_{fs}$  (on notera que dans cette définition la constante de Von Karman est omise). On obtient ainsi ces formulations pour les composantes de vitesse :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z}{z_{0u}} + (\Pi - 3)\zeta - \frac{3}{2}\Pi\zeta^2 + \frac{2}{3}(\Pi + 1)\zeta^3 \right] \quad (\text{Eq. 2.8})$$

$$v = \frac{u_*\delta}{\kappa} \left[ -\zeta \ln \zeta + \left( \frac{4}{\delta^2} + \tilde{\Pi} \right) \zeta - \frac{3}{2}\Pi\zeta^2 + \frac{1}{3} \left( 1 - \frac{4}{\delta^2} + 2\tilde{\Pi} \right) \zeta^3 \right] \quad (\text{Eq. 2.9})$$

où  $u$  et  $v$  sont respectivement la composante longitudinale et la composante transversale dans un système de coordonnées cartésien dont l'axe longitudinal est aligné avec le cisaillement à la surface. Les coefficients du polynôme de degré 3 sont exprimés par :

$$\text{Erreur! Signet non défini.}, \Pi = C_R \delta^2 + C_L \frac{b}{L} + C_N \frac{Nb}{u_*}, \tilde{\Pi} = \tilde{C}_R \delta^2 + \tilde{C}_L \frac{b}{L} + \tilde{C}_N \frac{Nb}{u_*}$$

avec les constantes  $C_R = 7$ ,  $C_L = 4.5$ ,  $C_N = 0.4$ ,  $\tilde{C}_R = -1$ ,  $\tilde{C}_L = 0$ , et  $\tilde{C}_N = 0$ , estimées à partir de comparaisons avec des résultats obtenus par Simulation des Grandes Échelles.

Dans l'atmosphère libre, zone située au-dessus de la CLS ( $z > b$ ), les composantes de vitesse sont égales aux composantes du vent géostrophique correspondantes, qui dépendent de l'altitude dans une atmosphère barocline. Dans la plupart des cas, l'approximation linéaire est satisfaisante dans la basse atmosphère ; elle conduit à modéliser l'effet barocline par

$$U_g = U_{gs} + \Gamma_u z \quad \text{et} \quad V_g = V_{gs} + \Gamma_v z \quad (\text{Eq. 2.10})$$

où  $U_{gs}$  et  $V_{gs}$  sont les composantes longitudinale et transversale du vent géostrophique à la surface, et  $\Gamma_u$  et  $\Gamma_v$  sont les composantes du cisaillement géostrophique – considéré constant selon la direction verticale.

### 2.2.1.2 Paramétrisation du profil vertical de température potentielle

Le profil vertical de température potentielle (et des autres quantités scalaires éventuelles) est approché par une formulation analogue à celle proposée pour les composantes de vitesse. Les paramètres qui interviennent spécifiquement dans cette expression sont la température au sol  $\theta_s$ , le flux de chaleur à la surface  $Q_s$ , la longueur de rugosité thermique  $z_{0\theta}$ , ainsi que le gradient de température potentielle dans l'atmosphère libre  $\Gamma_\theta$  :

$$\theta - \theta_s = -\frac{Pr_t}{\kappa} \frac{Q_s}{u_*} \left[ \ln \frac{z}{z_{0\theta}} + C_{\theta L} \frac{b}{L} \zeta - \frac{1}{2} \left( 1 + C_{\theta L} \frac{b}{L} \right) \zeta^2 \right] + \frac{1}{2} \Gamma_\theta b \zeta^2 \quad (\text{Eq. 2.11})$$

L'unique constante  $C_{\theta L} = 2$  apparaissant dans la formulation de la température potentielle est déterminée de manière à ce que le profil corresponde, à sa base, au profil log-linéaire issu de la similitude de Monin-Obukhov, bien établi à très basse altitude ( $z \ll b$ ).  $Pr_t$  désigne le nombre de Prandtl turbulent, pris égal à 1.

Notons que cette formulation autorise l'existence d'un gradient de température potentielle dans l'atmosphère libre (Byun, 1991), améliorant en cela la paramétrisation proposée par

Zilitinkevich (1989b) en assurant la transition entre le profil dans la CLS et le profil dans l'atmosphère libre.

### 2.2.1.3 Détermination de la hauteur de la couche limite stable

La hauteur  $h$  de la couche limite stable, tout comme celle de la couche limite convective, est une notion délicate à définir. En effet, les définitions diffèrent selon le point de vue considéré. Citons, par exemple, la définition basée sur l'énergie turbulente, selon laquelle la limite supérieure de la couche est définie comme le niveau auquel l'énergie turbulente atteint une valeur faible par rapport à l'énergie turbulente à proximité du sol. Cette définition a conduit à des équations valables pour les régimes limites dominés soit par la stratification, soit par la rotation – dans le cas d'une atmosphère neutre. Zilitinkevich & Mironov (1996) ont récemment proposé une équation combinant ces effets, dont une version simplifiée a été choisie pour le préprocesseur, excluant les termes liés aux régimes intermédiaires de la CLS dans lesquels les effets de rotation et de stratification sont d'importance comparable et interagissent :

$$\left( \frac{fb}{C_n u_*} \right)^2 + \frac{h}{C_s L} + \frac{Nb}{C_i u_*} = 1, \text{ avec } C_n = 0.5, C_s = 10 \text{ et } C_i = 20. \quad (\text{Eq. 2.12})$$

Cette équation simplifiée représente, en pratique, une approximation satisfaisante dans la plupart des cas. En effet, des comparaisons avec des résultats issus de la Simulation des Grandes Échelles, ainsi que de mesures dans la couche stable atmosphérique – et océanique –, ont montré la validité relative de cette formulation.

## 2.2.2 Atmosphère convective

La couche limite convective peut être considérée comme la superposition de trois couches distinctes, ayant chacune des caractéristiques propres. La paramétrisation adoptée ici se base sur le modèle à trois couches imaginé par Deardorff (1979) et amélioré par Fedorovich & Mironov (1995). La paramétrisation des profils de température potentielle et des composantes de vitesse est divisée en trois formulations cohérentes, sur trois couches formant la couche limite convective. Ces trois couches sont définies au regard des phénomènes thermodynamiques se développant dans la couche. Il s'agit de la *couche mélangée* (ou *de mélange*, selon que l'on considère le résultat ou l'action elle-même), dans laquelle le mélange turbulent est maximal ; de l'*atmosphère libre* au sommet de la couche limite convective – où la turbulence est négligeable – ; et de la transition entre ces deux régions, appelée *couche d'entraînement*, ou *d'inversion*, car la stratification y est stable.

### 2.2.2.1 Paramétrisation du profil vertical de température potentielle

Dans la couche mélangée, qui est la plus épaisse des trois couches (50 à 80% de l'épaisseur totale), s'étendant du sol jusqu'à l'altitude  $z = h$  – altitude à laquelle s'annule le flux de température potentielle –, la température potentielle est quasiment constante selon la direction verticale, du fait de l'intense mélange turbulent vertical, excepté toutefois au voisinage de la surface, où elle diminue considérablement à l'approche du sol. Nous adoptons dans cette couche

une formulation proposée par Zilitinkevich *et al.* (1992), basée sur le flux de chaleur à la surface, la vitesse de frottement au sol, la longueur de Monin-Obukhov, le nombre de Prandtl turbulent et la longueur de rugosité thermique :

$$\text{Erreur! Signet non défini.} \begin{cases} \text{pour } \zeta_{0T} \leq \zeta \leq -\xi_\theta L_* \\ \text{pour } -\xi_\theta L_* \leq \zeta \leq b \end{cases} \quad (\text{Eq. 2.13})$$

où  $L_* = L/\kappa$  est la longueur de Monin-Obukhov conventionnelle (incluant la constante de Von Karman) et  $\xi_\theta = 0.1$ ,  $C_\theta = 3\xi_\theta^{1/3} \approx 1.4$  et  $a_\theta = 3 + \ln \xi_\theta \approx 0.7$  des constantes sans dimension.

Dans le cas limite de la convection libre, la théorie de similitude classique de Monin-Obukhov devient caduque en cela qu'elle prévoit des flux de température et d'humidité nuls. Le concept de « vitesse de frottement minimale », proposé par Businger (1973), est donc introduit dans la paramétrisation, afin que les profils obtenus dans ces conditions restent cohérents. Reprenant la proposition de Zilitinkevich *et al.* (1998a), la vitesse de frottement minimale  $u_{*min}$  est paramétrée par l'équation suivante :

$$u_{*min}/w_* = C_{fc} (\zeta_{0u}/b)^\gamma \quad (\text{Eq. 2.14})$$

où  $b$  est la hauteur de la couche limite convective,  $w_* = (bB_s)^{1/3}$  est l'échelle de vitesse convective de Deardorff, et  $C_{fc} = 0.36$  et  $\gamma = 0.1$  sont des constantes sans dimension.

Dans la couche d'entraînement de hauteur  $\Delta b$ , qui correspond approximativement à la zone dans laquelle le flux de chaleur devient négatif, la température potentielle augmente fortement avec l'altitude. Lorsque  $b < \zeta < b + \Delta b$ , le profil de température potentielle est représenté simplement par l'approximation polynomiale de Fedorovich et Mironov (1995),

$$\theta = \theta(b) + \Delta\theta(b)\Phi(\zeta, G_\theta) \quad (\text{Eq. 2.15})$$

où  $\theta(b)$  est la température potentielle au sommet de la couche mélangée,  $\Delta\theta(b) = \theta(b + \Delta b) - \theta(b)$  est la différence de température potentielle entre le pied de la couche d'entraînement et son sommet et  $\theta(b + \Delta b)$  est la température potentielle au sommet de la couche d'entraînement.  $\Phi$  est une fonction sans dimension de la coordonnée verticale sans dimension  $\zeta = (\zeta - b)/\Delta b$  et du paramètre de stratification,  $G_\theta = \Gamma_\theta \Delta b / \Delta\theta$ ,  $\Gamma_\theta$  étant le gradient de température potentielle au-dessus de la couche d'entraînement.

En effet, au-dessus de cette couche – pour  $\zeta > b + \Delta b$  –, dans l'atmosphère libre stable qui limite l'extension verticale de la couche limite convective, le profil de température potentielle peut être déterminé, en première approximation, par la formulation linéaire basée sur le gradient  $\Gamma_\theta$  :

$$\theta = \theta(b + \Delta b) + \Gamma_\theta \cdot (\zeta - b - \Delta b) \quad (\text{Eq. 2.16})$$

### 2.2.2.2 Paramétrisation du profil vertical de vent

Parmi les diverses formulations proposées dans la littérature pour modéliser le profil vertical de vent dans la couche limite convective – formulations dont on trouvera une synthèse dans

Byun (1991) et Zilitinkevich (1991) –, on a choisi celle de Zilitinkevich *et al.* (1992), donnant une approximation du module de vitesse horizontale du vent  $U$  en fonction de l'altitude. Cette formulation est similaire à celle utilisée pour paramétrer le profil de température potentielle. De manière analogue, elle est basée sur la vitesse de frottement à la surface, la longueur de Monin-Obukhov et la longueur de rugosité aérodynamique. Elle s'écrit :

$$\text{Erreur! Signet non défini.} \begin{array}{l} \text{pour } z_{0u} \leq z \leq -\xi_u L_* \\ \text{pour } -\xi_u L_* \leq z \leq b \end{array} \quad (\text{Eq. 2.17})$$

où  $\xi_u = 0.1$ ,  $C_u = 3\xi_u^{1/3} \approx 1.4$  et  $a_u = 3 + \ln \xi_u \approx 0.7$ .

Dans la couche d'entraînement, il est possible, de la même façon que pour la température potentielle, d'approcher le profil de vitesse de vent par une fonction polynomiale. On suppose, en outre, que le même polynôme est applicable pour la vitesse de vent et pour la température potentielle. L'équation (2.16) est ainsi reprise pour le profil de vent, en remplaçant  $\Delta\theta$ ,  $\Gamma_\theta$  et  $G_\theta$  par  $\Delta U(b) = U(b+\Delta b) - U(b)$ ,  $G_u = \Gamma_U \Delta b / \Delta U$  et  $\Gamma_U$ , respectivement. En effet, si l'on considère une atmosphère libre barocline, il existe un gradient de vitesse au sommet de la couche d'entraînement qui s'exprime en fonction des composantes du cisaillement géostrophique,  $\Gamma_U = (\Gamma_u^2 + \Gamma_v^2)^{1/2}$ . Au-dessus de la couche d'entraînement, les composantes de vitesse de vent sont égales aux composantes du vent géostrophique correspondantes, puisque force de Coriolis et force de pression s'équilibrent dans cette région.

Il reste à paramétrer l'angle de rotation du vent sur toute la hauteur de la couche limite convective, en fonction de la zone où l'on se situe. L'estimation de l'angle de rotation dans la couche mélangée est basée sur la loi de frottement. La formulation de Zilitinkevich *et al.* (1992) cohérente avec la formulation pour  $U$  s'écrit

$$\sin(\alpha_0) = -\frac{A}{\kappa} \frac{u_*}{U(b)} \text{sign}(f), \quad A = a_a \left( \frac{b}{|L_*|} \right)^{-1/3} \quad (\text{Eq. 2.18})$$

où  $U(b)$  est le module de vitesse de vent au sommet de la couche mélangée,  $a_0$  est l'angle de rotation du vent dans la couche mélangée ( $0 \leq z \leq b$ ) et  $a_a = 3$  est une constante sans dimension. Ainsi, le vecteur vent dévie d'un angle  $a_0$  dans la couche mélangée, puis d'un angle  $a - a_0$  dans la couche d'entraînement, où  $a$  est l'angle de rotation de vent sur toute la hauteur de la couche limite convective ( $0 \leq z \leq b + \Delta b$ ). Dans le système de référence avec l'axe des abscisses aligné avec la contrainte de cisaillement à la surface,  $a$  est lié aux composantes du vent géostrophique par la formule  $\tan a = V_g(b + \Delta b) / U_g(b + \Delta b)$ . Pour déterminer l'angle de rotation en fonction de l'altitude  $z$ , on émet l'hypothèse qu'il évolue linéairement depuis zéro à la surface jusqu'à  $a_0$  au sommet de la couche mélangée, et de  $a_0$  à  $a$  dans la couche d'entraînement. Dans des conditions de convection évanescence, c'est-à-dire que le terme de flottabilité  $B_s$  tend vers 0, la valeur de la fonction  $A$  dans l'équation (2.18) est contrainte par la valeur de  $A$  dans des conditions de neutralité parfaite de la couche d'Ekman. Cette valeur de  $A$  est obtenue à partir des équations (2.8) et (2.9) avec  $N = 0$  et  $L^f = 0$ .

La hauteur de la couche limite convective, intervenant dans les formulations précédentes, est spécifiée par l'utilisateur en tant que paramètre externe. La hauteur de la couche d'entraînement et

le gradient de température au travers de la couche d'entraînement peuvent être calculés au moyen, par exemple, du modèle de couche limite convective de Fedorovich & Mironov (1995). Toutefois, on a opté dans le préprocesseur pour une alternative plus simple qui consiste à calculer ces grandeurs sur la base d'arguments de similitude issus du modèle de couche limite convective dit « de discontinuité d'ordre zéro » (Mironov, 1999).

### 2.2.3 Exemples de profils issus du préprocesseur météorologique

Nous montrons dans ce paragraphe des exemples typiques de profils de vent et de température obtenus par le préprocesseur, dans trois types de conditions atmosphériques académiques : convection forte, atmosphère neutre et atmosphère stratifiée stable. Les paramètres d'entrée principaux du préprocesseur sont rappelés dans le tableau 2-1.

Paramètre	Unité	Définition
$z_{0u}$	$m$	Longueur de rugosité dynamique
$z_{0T}$	$m$	Longueur de rugosité thermodynamique
$u^*$	$m.s^{-1}$	Vitesse de frottement à la surface
Direction $u^*$	<i>degrés</i>	Direction de la contrainte de cisaillement à la surface, entre $0^\circ$ et $360^\circ$ par rapport à l'axe ouest-est dans le sens trigonométrique
$\theta_s$	$K$	Température potentielle à la surface
$\overline{w'\theta'}$	$K.m.s^{-1}$	Flux de chaleur à la surface
$\partial U_g / \partial z$	$s^{-1}$	Composante longitudinale du cisaillement géostrophique
$\partial V_g / \partial z$	$s^{-1}$	Composante transversale du cisaillement géostrophique
$\partial \theta / \partial z$	$K.m^{-1}$	Gradient de température potentielle dans l'atmosphère libre
$h_{CL}$	$m$	Hauteur de la couche limite (prise en compte uniquement dans le cas convectif)

**Tableau 2-1. Définition des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur météorologique**

Dans tous les cas, la force de Coriolis joue son rôle en faisant tourner le vent vers la droite avec l'altitude dans l'hémisphère Nord. La latitude est fixée à  $\lambda = 45^\circ$  dans ces simulations, donc  $f \approx 1,03.10^{-4} s^{-1}$ .

Notons qu'il est possible également d'utiliser le préprocesseur « en sens inverse », c'est-à-dire de spécifier une valeur de vitesse et de direction du vent (et/ou une valeur de température) à une certaine altitude, à partir de laquelle le pré-processeur reconstitue un profil vertical synthétique sur toute la hauteur de la couche limite, qui passe par ce point. Cette option peut être utile si l'on dispose de données météo très peu nombreuses – une station locale de Météo-France se limite par exemple généralement à mesurer la vitesse, la direction du vent et la température à une seule hauteur au-dessus du sol – typiquement  $10 m$  pour le vent,  $1 m$  pour la température.



### 2.2.3.1 Atmosphère convective

Cette condition est typique d'un après-midi ensoleillé, où le sol plus chaud que l'air conduit au développement de cellules convectives. Les valeurs des paramètres d'entrée principaux du préprocesseur sont données dans le tableau 2-2. La figure 2-3 représente les profils verticaux des composantes de vent et de température potentielle.

$z_{0u}$ (m)	$z_{0T}$ (m)	$u^*$ ( $m.s^{-1}$ )	Direction $u^*$ (degrés)	$\theta_s$ (K)	$\overline{w'\theta'}$ ( $K.m.s^{-1}$ )	$\partial U_g/\partial z_c$ ( $s^{-1}$ )	$\partial V_g/\partial z_c$ ( $s^{-1}$ )	$\partial\theta/\partial z_c$ ( $K.m^{-1}$ )	$h_{CL}$ (m)
0.16	0.16	0.56	0.00	300	+0.24	0.00	0.00	0.002	1030

Tableau 2-2. Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas convectif

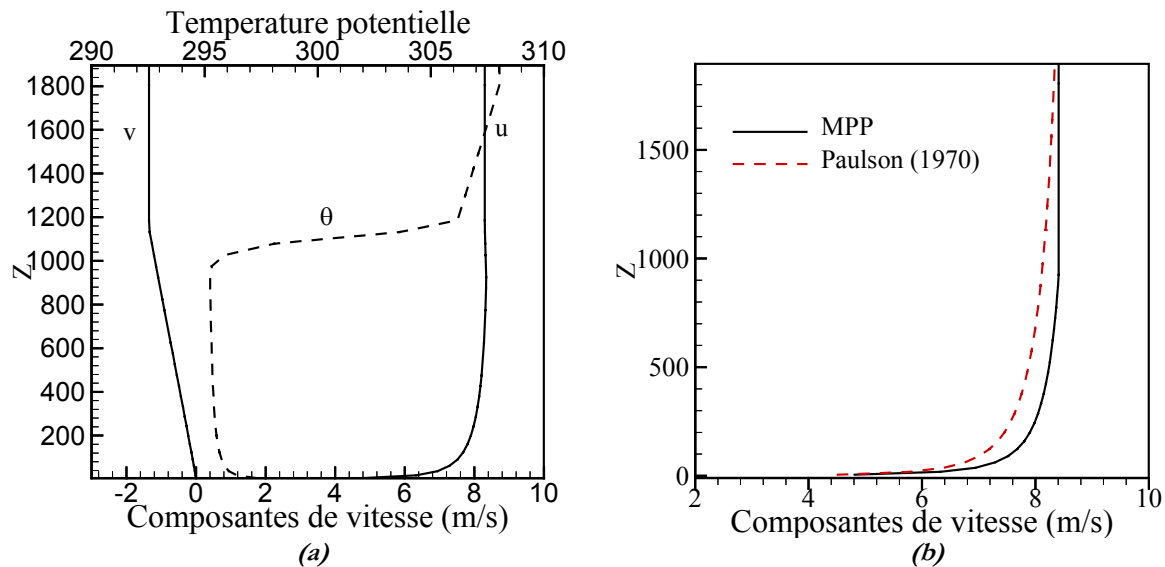


Figure 2-3. Exemple de profils verticaux construits par le préprocesseur météorologique dans un cas d'atmosphère convective : (a) composantes longitudinale et transversale de vent (—) et température potentielle (---); (b) module de vitesse de vent issu du préprocesseur (—) et module de vitesse de vent calculé selon la formulation de Paulson (1970) (---).

La zone d'entraînement se situe autour de 1000 m, la hauteur d'inversion étant spécifiée à 1030 m. En dessous de cette zone, la température potentielle reste quasiment constante dans toute la couche mélangée jusqu'à la couche de surface où règne un fort gradient négatif moteur de la convection. On voit que le module de vitesse est également pratiquement constant dans la couche mélangée, ce qui est cohérent avec la réalité. La rotation du vent induite par la force de Coriolis est d'un peu plus de  $9^\circ$  sur l'épaisseur de la couche limite convective. A titre indicatif, le profil vertical du module de vent  $U$  estimé selon la paramétrisation de Paulson (1970) recommandée par Fisher *et al.* (1998) pour une atmosphère instable est représenté sur la figure 2-3b pour comparaison avec le profil du module issu de la paramétrisation du MPP. La formulation de Paulson s'écrit :

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z}{z_{0u}} - 2 \ln \left( \frac{1+x}{2} \right) - \ln \left( \frac{1+x^2}{2} \right) + 2 \arctan(x) - \frac{\pi}{2} \right] \text{ où } x = \left( 1 - 15 \frac{z}{L_*} \right)^{1/4}$$

et elle n'est valide que dans les deux premières centaines de mètres (Fisher *et al.*, 1998).

La vitesse estimée par le MPP est supérieure à la vitesse estimée par Paulson (1970) au maximum de 7 % à environ 150 m au-dessus du sol. Bien que les profils se rejoignent au sommet de la couche, on remarque que le profil de vent construit par le MPP s'approche plus d'un profil constant que le profil de Paulson (1970) au-dessus d'une altitude de 200 m. Ces observations mettent en évidence la limite de validité de la paramétrisation de Paulson (1970) et la pertinence de la formulation proposée dans le MPP.

### 2.2.3.2 Atmosphère neutre

Il s'agit d'un état intermédiaire, essentiellement théorique car rarement observé dans la nature de manière stationnaire, entre une atmosphère convective et une atmosphère stratifiée stable. Ce cas, pour lequel le flux de chaleur est nul – la température potentielle est constante sur toute la hauteur de la couche limite – est considéré dans le préprocesseur comme un état asymptotique de stratification stable lorsque le flux de chaleur à la surface tend vers 0 – ce qui induit  $L, L_* \rightarrow \infty$  et  $N \rightarrow 0$ . La figure 2-4 présente les profils construits lorsque les paramètres précisés dans le tableau 2-3 sont spécifiés en entrée du préprocesseur.

$z_{0u}$ (m)	$z_{0T}$ (m)	$u_*$ (m.s <sup>-1</sup> )	Direction $u_*$ (degrés)	$\theta_s$ (K)	$\overline{w'\theta'}$ (K.m.s <sup>-1</sup> )	$\partial U_g / \partial z$ (s <sup>-2</sup> )	$\partial V_g / \partial z$ (s <sup>-2</sup> )	$\partial \theta / \partial z$ (K.m <sup>-1</sup> )	$h_{CL}$ (m)
0.16	0.16	0.5	0.00	300	0.00	0.00	0.00	0.00	

Tableau 2-3. Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas neutre

La rotation du vent est d'environ 12° entre la surface et le sommet du domaine. L'expression (2.12) déterminant la hauteur de la couche limite se réduit dans ces conditions à

$$\left( \frac{fb}{C_n u_*} \right)^2 = 1 \text{ soit encore } b = C_n \frac{u_*}{f}, \text{ avec } C_n = 0.5 \quad (\text{Eq. 2.19})$$

On obtient ainsi, dans notre cas,  $b = 2430$  m, ce qui ne paraît pas réaliste. En effet, on retrouve avec (2.19) une formulation diagnostique répertoriée par Fisher *et al.* (1998) pour estimer la hauteur de la couche neutre, mais selon les auteurs cités, qui se basent sur des résultats de mesures dans la nature, le coefficient  $C_n$  devrait être plus faible – sa valeur est comprise entre 0.07 et 0.2. Ceci provient du fait qu'une couche neutre est en réalité généralement limitée verticalement par une couche d'inversion située plus bas dans l'atmosphère. Or, Zilitinkevich & Mironov (1996) justifient leur choix de  $C_n = 0.5$  sur la base de résultats de simulations des grandes échelles en atmosphère purement neutre – la hauteur de la couche limite neutre étant définie comme l'altitude à laquelle l'intensité de la turbulence vaut 5 % de sa valeur à proximité de la surface.

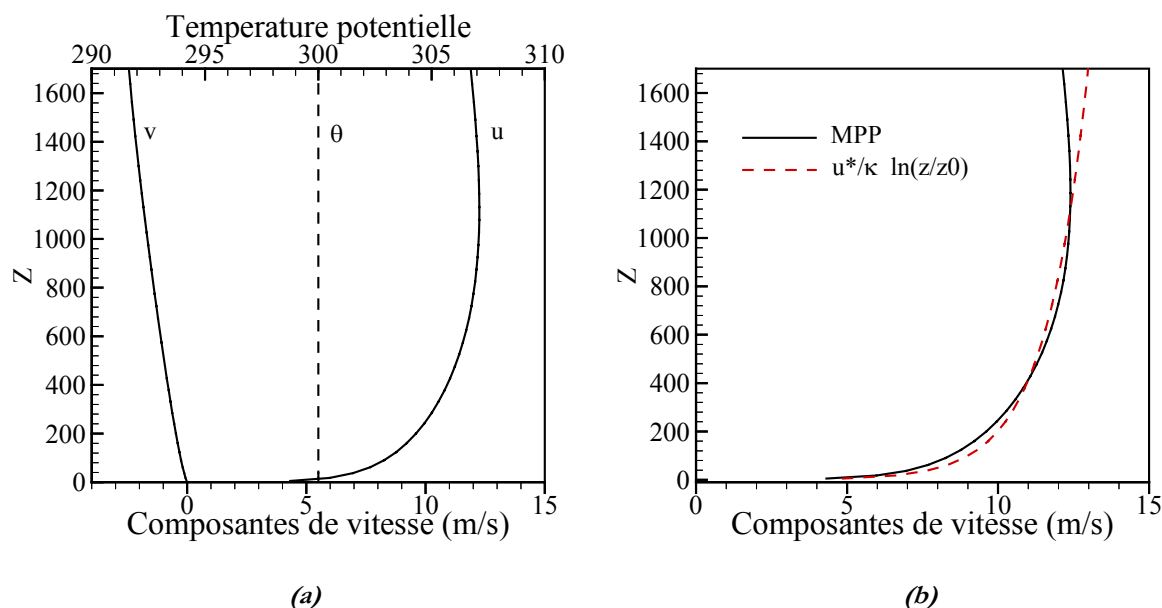


Figure 2-4. Exemple de profils verticaux construits par le préprocesseur météorologique dans un cas d'atmosphère neutre : (a) composantes longitudinale et transversale de vent (—) et température potentielle (---); (b) module de vitesse de vent issu du préprocesseur (—) et module de vitesse de vent calculé selon la

loi logarithmique classique  $U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{0u}}$  (---).

Globalement, le MPP construit un profil vertical de vent très proche de la loi logarithmique classique (voir figure 2-4b). Les écarts proviennent du fait que les expressions des composantes de vitesse de vent du MPP (équations (2.8) et (2.9)) ne se réduisent pas à la simple loi logarithmique dans le cas neutre, contrairement à la plupart des paramétrisations proposées dans la littérature basées plutôt sur le paramètre  $z/L$  qui s'annule en conditions neutres. Enfin, on remarque que l'intensité du vent atteint son maximum pour  $z \approx 1200$  m.

### 2.2.3.3 Atmosphère stable

Typiquement, l'atmosphère est stratifiée stable dans la nuit, lorsque le sol est plus froid que l'air ambiant. L'activité turbulente devient faible, et la rotation induite par la force de Coriolis est forte. Le tableau 2-4 précise les valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur, qui correspondent aux profils présentés sur la figure 2-5.

$z_{0u}$ (m)	$z_{0T}$ (m)	$u^*$ ( $m.s^{-1}$ )	Direction $u^*$ (degrés)	$\theta_s$ (K)	$\overline{w'\theta'}$ ( $K.m.s^{-1}$ )	$\partial U_g / \partial z$ ( $s^{-1}$ )	$\partial V_g / \partial z$ ( $s^{-1}$ )	$\partial \theta / \partial z$ ( $K.m^{-1}$ )	$h_{CL}$ (m)
0.1	0.01	0.3	0.00	300	-0.02	0.00	0.00	0.00	

Tableau 2-4. Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas stable

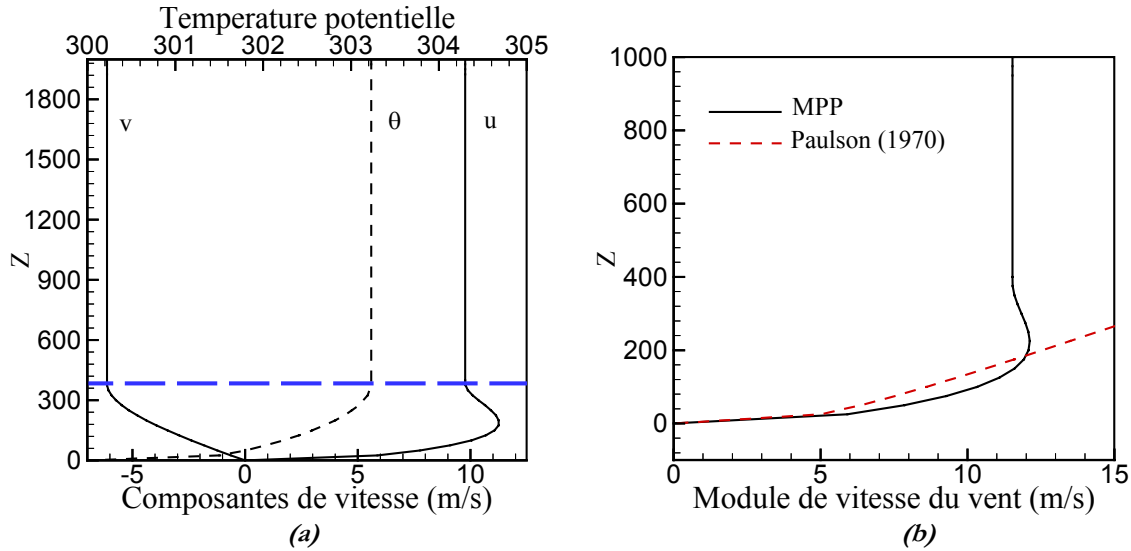


Figure 2-5. Exemple de profils verticaux construits par le préprocesseur météorologique dans un cas d'atmosphère stratifiée stable : (a) composantes longitudinale et transversale de vent (—) et température potentielle (---), le trait horizontal en pointillés longs marque le sommet de la CLS ; (b) module de vitesse de vent issu du préprocesseur (—) et calculé selon la paramétrisation de Paulson (1970) (---).

On observe sur la figure 2-5 la forte rotation (environ  $32^\circ$ ) induite par la force de Coriolis. En outre, on voit apparaître sur les profils de la composante longitudinale et du module du vent le phénomène fréquemment observé de jet de basse-couche, c'est-à-dire que le vent atteint un maximum d'intensité supergéostrophique – ici 5% supérieur au vent géostrophique – à une altitude d'environ 200 m. Au-dessus de cette altitude, le vent tend vers sa valeur géostrophique, et l'atteint au sommet de la CLS, dont la hauteur est estimée par l'expression (2.12) à 384 m. La

comparaison avec la formulation de Paulson (1970)  $U = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \frac{z}{z_{0u}} - 4.7 \frac{z}{L_*} \right]$ , préconisée dans

les deux premières centaines de mètres par Fisher *et al.* (1998), montre d'une part, que les deux paramétrisations sont quasiment équivalentes dans les deux cents premiers mètres et d'autre part, que la formulation du MPP donne des profils réalistes au-dessus de 200 m, notamment en faisant apparaître le jet de basse-couche, tandis que la formulation de Paulson conduit à une évolution quasi-linéaire irréaliste du vent au-dessus de 200 m (voir figure 2-5b).

### 2.3 Couplage du code Submeso et du préprocesseur météorologique

Le code Submeso et le préprocesseur météorologique ont été couplés de sorte qu'au début d'un calcul, un appel au préprocesseur puisse être effectué si nécessaire pour construire des profils synthétiques de vent et de température potentielle appropriés pour l'initialisation des

champs. Rappelons que le profil initial de température potentielle constitue également l'état de référence  $\theta_r(z)$  homogène horizontalement, par rapport auquel est calculé le champ de la perturbation  $\Delta\theta$ . Les profils du préprocesseur sont en outre utilisés pour forcer l'écoulement aux frontières du domaine. On rappelle que deux types de forçage sont applicables dans le code Submeso (§ 2.1.7) : le forçage par l'intermédiaire des frontières latérales d'entrée du domaine, où l'on impose les profils verticaux initiaux – éventuellement construits par le préprocesseur –, et le forçage géostrophique qui revient à imposer sur toute la hauteur de la couche limite le gradient de pression défini au sommet de la couche. Les composantes du vent géostrophique sont déduites des composantes du vent déterminées par le MPP dans l'atmosphère libre. Ce dernier forçage est associé à des conditions périodiques aux frontières latérales du domaine.

On présente ici les résultats de simulations qui ont été menées dans le but de tester la compatibilité des profils issus du préprocesseur météorologique avec la résolution des équations primitives par le modèle Submeso. En outre, ces simulations serviront de référence pour l'analyse des simulations sur terrain vallonné présentées dans le chapitre 3.

### 2.3.1 Domaine de calcul et paramètres de simulation

L'écoulement a été simulé en trois dimensions sur un terrain plat carré de  $4850\text{ m}$  de côté. Le domaine de calcul s'élève à  $1850\text{ m}$ . La résolution du maillage est de  $50\text{ m}$  dans les deux directions horizontales, tandis que le maillage est étiré selon la direction verticale, répartissant  $37$  couches sur la hauteur du domaine physique en partant d'une maille de  $10\text{ m}$  au sol.

Les simulations ont été réalisées par Simulation des Grandes Echelles dans les conditions atmosphériques présentées aux paragraphes 2.2.3.1 et 2.2.3.2, le cas convectif et le cas neutre. Des écoulements atmosphériques similaires ont été étudiés par Moeng & Sullivan (1994) et Sullivan *et al.* (1994). Les simulations réalisées avec Submeso diffèrent de celles de Moeng & Sullivan (1994) principalement en trois points. Le premier concerne la condition sur la température de surface : ils imposent un flux de chaleur constant à la surface, alors que nous imposons une température potentielle constante à la surface tout au long des simulations en initialisant le champ de température avec un gradient négatif dans les premiers mètres au-dessus du sol. La deuxième différence vient de la couche d'inversion que nous n'imposons pas dans notre simulation en atmosphère neutre. La troisième différence concerne la direction du vent par rapport aux axes choisis dans notre simulation : nous avons choisi d'orienter le cisaillement à la surface selon la direction  $x$  (longitudinale), tandis que Moeng & Sullivan (1994) ont orienté dans cette direction le vent géostrophique au sommet de la couche.

L'écoulement est entraîné par forçage géostrophique. Les composantes  $(U_g, V_g)$  du vent géostrophique fourni par le MPP (voir figure 2-3a et 2-4a) prennent les valeurs  $(8.3, -1.35)\text{ m.s}^{-1}$  dans le cas convectif et  $(11.79, -2.53)\text{ m.s}^{-1}$  dans le cas neutre – ce qui, dans les deux cas, est légèrement plus faible que le vent géostrophique imposé par Moeng & Sullivan (1994). Dans les deux cas, une perturbation initiale aléatoire de température potentielle est imposée, afin de stimuler l'activité turbulente au départ de la simulation. Sans cette perturbation artificielle initiale, l'initialisation des champs serait entièrement homogène dans ces conditions, et l'absence de tout gradient ne permettrait la formation d'aucune structure turbulente. Une couche d'absorption est

imposée au sommet du domaine à partir de  $1200\text{ m}$  d'altitude, afin d'éviter les réflexions au contact de la frontière supérieure.

Les résultats présentés dans la suite sont issus d'un traitement statistique effectué postérieurement aux simulations. La fluctuation  $\phi'$  de la grandeur  $\phi$  est calculée comme étant l'écart de cette grandeur à sa valeur moyenne  $\langle\phi\rangle$  estimée par une double opération de moyenne :

- une moyenne spatiale dans les deux directions homogènes de l'écoulement que sont les directions horizontales ;
- une moyenne temporelle calculée sur les moyennes spatiales précédentes, réalisées sur des champs simulés à intervalles de temps réguliers pendant une période suffisamment longue, commençant à un temps supérieur au temps minimum nécessaire à l'écoulement pour atteindre un état stationnaire en moyenne statistique.

Comme le signalent Moeng & Sullivan (1994), l'écoulement atteint cet état stationnaire en moyenne statistique en un temps correspondant à environ six fois le temps de renouvellement tourbillonnaire. Le temps de renouvellement tourbillonnaire  $\tau_*$  est estimé par  $\tau_* = h/w_*$  pour les écoulements convectifs, et par  $\tau_* = h/u_*$  pour les écoulements cisailés. Dans notre étude, l'échelle de vitesse convective est  $w_* = 2\text{ m.s}^{-1}$  donc  $\tau_* \approx 513\text{ s}$ , ce qui correspond à un temps de simulation pour atteindre la stationnarité statistique de  $3100\text{ s}$  environ dans le cas convectif. Dans le cas neutre, pour une hauteur de couche limite de  $2430\text{ m}$ ,  $\tau_* \approx 4860\text{ s}$ , donc l'état stationnaire ne serait atteint qu'à partir d'un temps de simulation minimum d'environ  $30000\text{ s}$ . Cependant, comme une couche d'absorption est imposée au sommet du domaine, la hauteur significative de la couche limite est numériquement limitée par cette couche d'absorption démarrante à  $1200\text{ m}$ . Le temps de simulation minimum se réduit par conséquent à  $14400\text{ s}$ . Les simulations ont ainsi été conduites respectivement jusqu'à  $9000\text{ s}$  et  $19000\text{ s}$  afin de s'assurer que la stationnarité statistique est atteinte. Dans les deux cas, le traitement statistique a été effectué à partir des champs instantanés obtenus toutes les  $100\text{ s}$  pendant le dernier quart d'heure de simulation. Les principaux paramètres relatifs à ces simulations sont spécifiés dans le tableau 2-5. Le temps de calcul CPU indiqué est le temps de calcul total, hors post-traitement, sur le supercalculateur *NEC-SX5* de l'IDRIS.

	Convectif	Neutre
Pas d'espace $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z_{\text{moy}}$ (m)	$50 \times 50 \times 50$	$50 \times 50 \times 50$
nx, ny, nz	$100 \times 100 \times 40$	$100 \times 100 \times 40$
Temps de simulation (s)	9000	19000
Temps de calcul CPU (s)	18000	36000
Pas de temps $\Delta t, \Delta \tau$ (s)	0.5, 0.1	0.5, 0.1
Perturbation initiale de $\theta$ (K)	$\theta = \pm 0.1$ (aléatoire)	$\theta = \pm 0.1$ (aléatoire)

	<b>Convectif</b>	<b>Neutre</b>
Type de forçage	<i>Géostrophique</i> (C.L. latérales périodiques)	<i>Géostrophique</i> (C.L. latérales périodiques)
Couche de Rayleigh	1200 m - 2000 m	1200 m - 2000 m
Coefficient d'absorption	0.1	0.1
Modèle de turbulence	<i>Smagorinsky-Lilly</i>	<i>Smagorinsky-Lilly</i>
Longueur de rugosité (m)	0.16	0.16
Paramètre de Coriolis (s <sup>-1</sup> )	1,03.10 <sup>-4</sup>	1,03.10 <sup>-4</sup>
Viscosité artificielle	<i>Aucune</i>	<i>Aucune</i>

Tableau 2-5. Paramètres principaux de simulation sur terrain plat, en conditions convective et neutre.

## 2.3.2 Résultats et analyse

### 2.3.2.1 Atmosphère convective

Après 9000 s de simulation, les caractéristiques de l'écoulement sont présentées dans le tableau 2-6. On remarque en particulier une décroissance importante du flux de chaleur à la surface par rapport à sa valeur initiale de 0.24 K.m.s<sup>-1</sup>. Cela vient du fait qu'aucun forçage n'est appliqué sur le champ de température et que la température au sol est constante au cours de la simulation, donc la turbulence tend comme sur terrain plat à homogénéiser l'écoulement d'un point de vue thermique, faisant dériver progressivement la température potentielle vers sa valeur à la surface. Une solution à cette dérive serait d'imposer une température ou un profil de température qui soit constant dans le temps à un endroit au moins du domaine, le plus logiquement en entrée. Il faut noter que la vitesse de Deardorff  $w_*$  utilisée dans la suite pour adimensionner les variances de vitesse et l'énergie cinétique turbulente est modifiée en conséquence.

$\overline{w'\theta'}$ (K.m.s <sup>-1</sup> )	$u_*$ (m.s <sup>-1</sup> )	$w_*$ (m.s <sup>-1</sup> )	$\theta_*$ (K)
0.15	0.49	1.72	0.056

Tableau 2-6. Grandeurs caractéristiques de l'écoulement convectif après 9000 s de simulation

Les fluctuations sont représentées dans les figures 2-6 à 2-8 sous la forme de contours d'isovaleurs. Dans toutes les figures présentant des contours d'isovaleurs, les traits en pointillés désignent les valeurs négatives et les traits pleins les contours positifs. La figure 2-6 présente les fluctuations de vitesse verticale  $w'$  selon les coupes horizontales aux deux altitudes adimensionnées  $z/b = 0.2$  et  $z/b = 0.5$ . À l'altitude  $z/b = 0.2$  (figure 2-6a), l'écoulement est composé par un grand nombre de structures ascendantes plutôt allongées selon la direction de l'écoulement, séparées par de structures descendantes. Toutefois, la structure en « rayons » formant approximativement des polygones, classiquement observée en convection pure (voir par

exemple Schmidt & Schumann, 1989 ; Mironov *et al.*, 2000) n'est pas visible ici, à cause du fort cisaillement qui détruit la structure particulière s'établissant par vent moyen nul. À mi-hauteur de la couche limite convective (figure 2-6b), on observe plusieurs « panaches » ascendants isolés dont l'espacement varie entre  $b$  et  $2b$ , et dont l'amplitude horizontale a augmenté. Ces panaches sont bien visibles sur la coupe verticale (figure 2-8a) au centre du domaine. On voit que l'amplitude verticale de certaines structures ascendantes peut atteindre la hauteur de la couche limite, tandis que d'autres disparaissent dans les premières centaines de mètres au-dessus du sol.

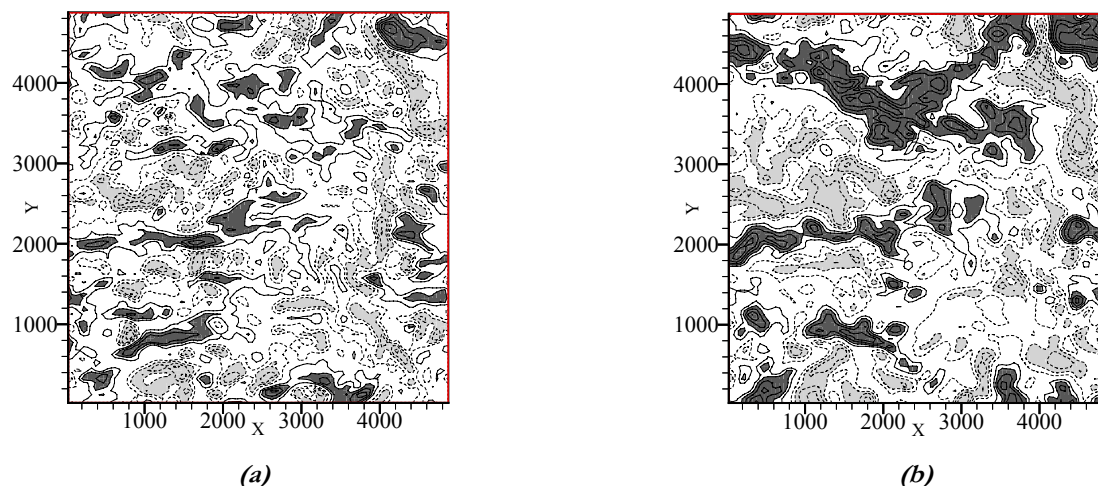


Figure 2-6. Isocontours des fluctuations de vitesse verticale  $w'$  dans le plan x-y aux altitudes (a)  $z/h = 0.2$  et (b)  $z/h = 0.5$  dans le cas convectif. Contours (-2, -1.5, -1, -0.5, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3)  $m.s^{-1}$ . Dans les zones gris foncé (gris clair) les valeurs sont supérieures (inférieures) à  $1 m.s^{-1}$  ( $-1 m.s^{-1}$ ).

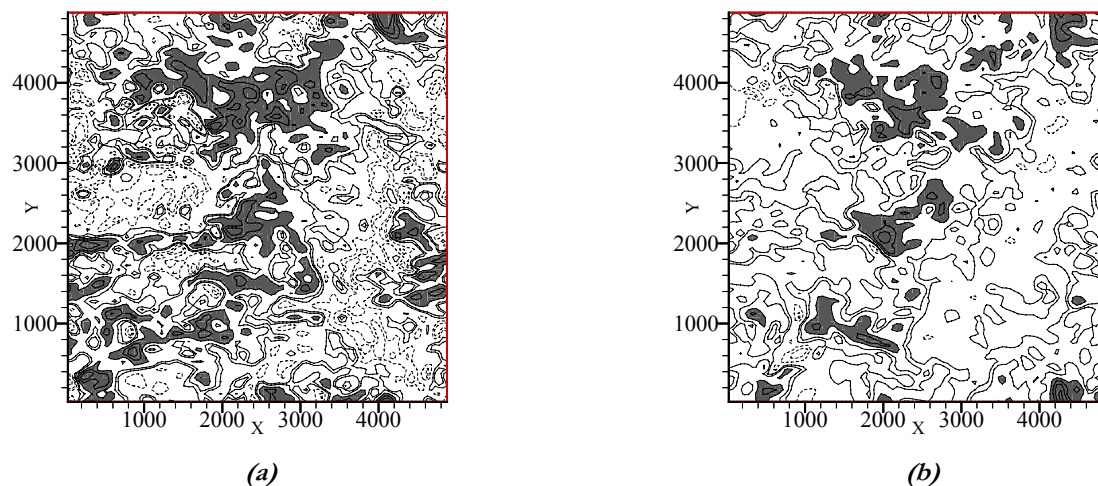
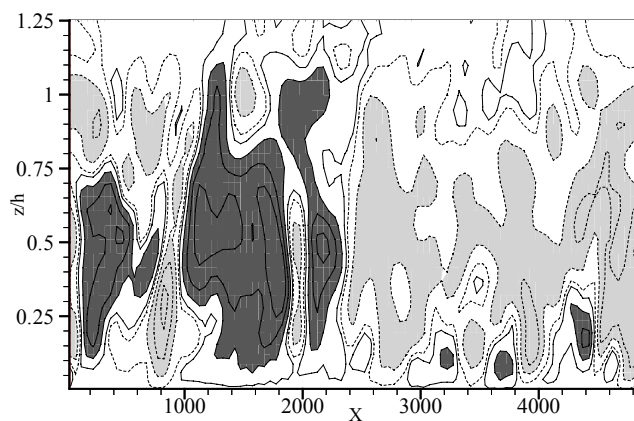


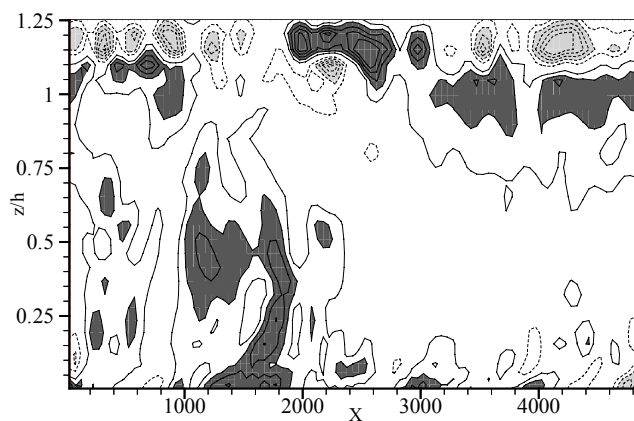
Figure 2-7. Isocontours des fluctuations de température potentielle  $\theta'$  dans le plan x-y aux altitudes (a)  $z/h = 0.2$  et (b)  $z/h = 0.5$  dans le cas convectif. Contours (-0.5, -0.4, -0.3, -0.2, -0.1, -0.05, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5) K. Dans les zones gris foncé (gris clair) les valeurs sont supérieures (inférieures) à  $0.2 K$  ( $-0.2 K$ ).

Les fluctuations de température, présentées selon les mêmes coupes horizontales (figure 2-7) et verticale (figure 2-8b), sont fortes près du sol et au niveau de la couche d'inversion, tandis qu'elles restent relativement faibles au cœur de la couche limite convective. Schmidt & Schumann (1989) ont fait le même type d'observations en simulant un cas de convection pure par Simulation de Grandes Échelles.

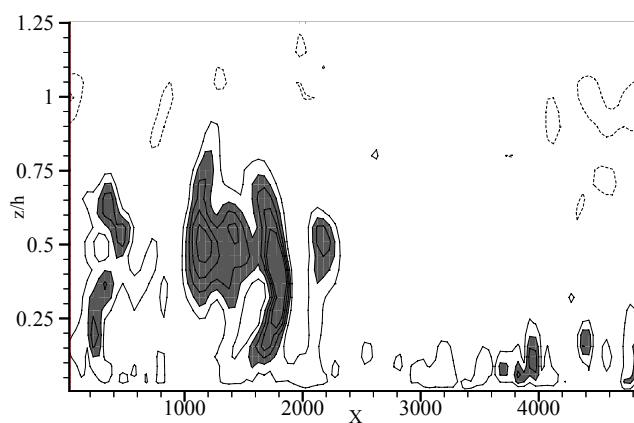




(a)



(b)



(c)

Figure 2-8. Isocontours dans un plan x-z ( $y = 975$  m) des fluctuations de (a) vitesse verticale, (b) température potentielle et (c) flux de chaleur  $w'\theta'$ , dans le cas convectif. Contours pour  $w'$  et  $\theta'$  identiques aux figures 2-6 et 2-7, et pour  $w'\theta'$  :  $(-0.4, -0.3, -0.2, -0.1, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5)$   $\text{K.m.s}^{-1}$ , dans les zones gris foncé (gris clair) les valeurs sont supérieures (inférieures) à  $0.2 \text{ K.m.s}^{-1}$  ( $-0.2 \text{ K.m.s}^{-1}$ ).

Ils expliquent en particulier les fortes fluctuations de température potentielle au sommet de la couche convective par la formation d'ondes excitées par les structures ascendantes qui « se cognent » à la forte stabilité dans la zone d'inversion. On remarque par ailleurs, d'après la figure 2-8c, que les fluctuations de température potentielle et de vitesse verticale sont très faiblement corrélées au niveau de la couche d'inversion, alors que leur corrélation est logiquement bien plus forte près du sol, puisque ce sont les fluctuations de température potentielle induites dans cette zone par le fort flux de chaleur à la surface qui génèrent principalement les mouvements verticaux.

Les profils verticaux des variances résolues des trois composantes de vitesse sont exposés sur la figure 2-9. La contribution sous-maille n'est pas prise en compte dans le calcul des variances. Bien que la direction du cisaillement au sol soit différente de celle de la simulation présentée par Moeng & Sullivan (1994), on retrouve tout à fait la même allure et les mêmes ordres de grandeur que ces auteurs. Le maximum de variance de vitesse verticale est d'environ  $0.4w_*^2$ , atteint à une altitude de  $0.4h$ . Les minima des variances de vitesses horizontales sont de l'ordre de  $0.2w_*^2$ . Le profil vertical moyen d'énergie cinétique turbulente présenté sur la même figure atteste de la présence du pic d'intensité de la turbulence s'élevant à environ  $0.5w_*^2$ , situé à une altitude de  $0.05h$ , soit une cinquantaine de mètres au-dessus du sol.

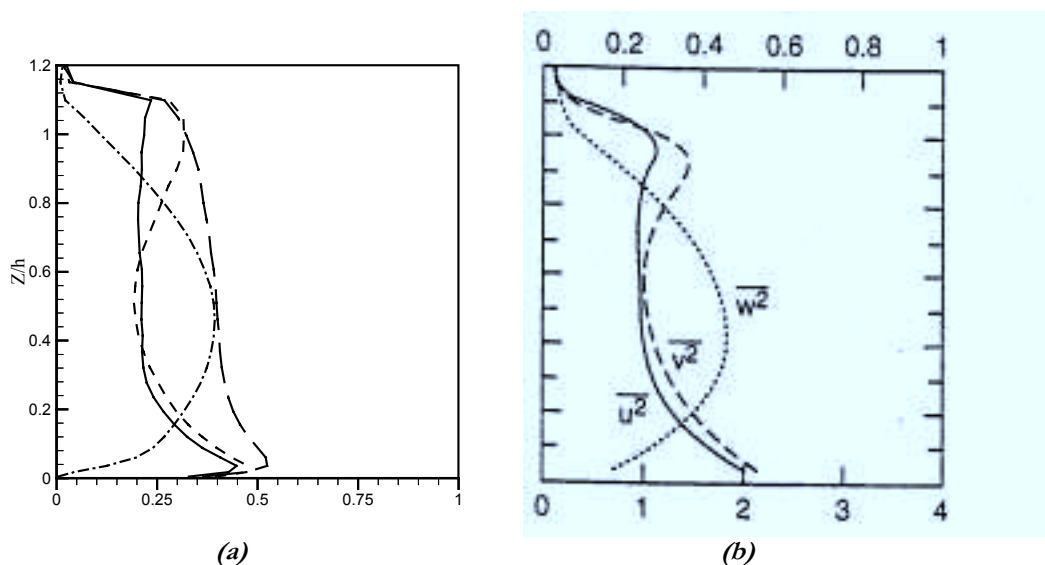


Figure 2-9. Profils verticaux des variances des composantes de vitesse :  $\overline{u'^2}/w_*^2$  (—),  $\overline{v'^2}/w_*^2$  (- - -),

$\overline{w'^2}/w_*^2$  (- · -) et d'énergie cinétique turbulente  $k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/w_*^2$  (— —), pour (a) notre simulation en atmosphère convective et (b) d'après Moeng & Sullivan (1994) (à comparer avec l'échelle du haut)

Ainsi peut-on conclure que cet écoulement convectif est correctement simulé par le code Submeso à partir de champs initiaux, d'un état de référence et d'un forçage géostrophique synthétiques construits par le préprocesseur météorologique. Il est intéressant de regarder en outre comment ont évolué les profils verticaux moyens de vent et de température par rapport à leur état initial, afin d'évaluer la cohérence des profils synthétiques initiaux avec les équations de Submeso. La figure 2-10 présente une superposition des profils verticaux initiaux et des profils moyens après 9000 s de simulation. Rappelons qu'à ce stade de la simulation, l'état stationnaire « statistique » est atteint, donc les profils moyens n'évoluent plus dès lors qu'ils sont correctement moyennés. On constate que l'écart entre les profils des composantes horizontales du vent est

assez grand. En revanche, l'allure des profils obtenus après 9000 s de simulation est très similaire à celle des profils obtenus par Moeng & Sullivan (1994), ce qui atteste du comportement correct du modèle Submeso. On s'aperçoit en particulier que la rotation du vent selon la verticale est surestimée par le préprocesseur, car il prévoit une rotation progressant linéairement selon la verticale alors que le vent subit en fait la plus grande partie de sa rotation dans la couche d'entraînement dans les cas de forte convection. Le fait d'imposer une couche d'absorption au sommet à partir de  $z/b = 1.2$  accentue artificiellement la rotation du vent, relaxé dans cette zone vers sa valeur géostrophique. Il semble toutefois que ce forçage n'ait pas d'influence sur la forme des profils dans leur partie située dans la couche limite. Notons que la vitesse verticale moyenne est nécessairement nulle en raison de la conservation de la quantité de mouvement, préservée grâce aux conditions périodiques imposées aux frontières latérales. La diminution du flux de chaleur à la surface induit que le minimum de température potentielle dans la couche limite atmosphérique a augmenté d'environ 2 K (figure 2-10b).

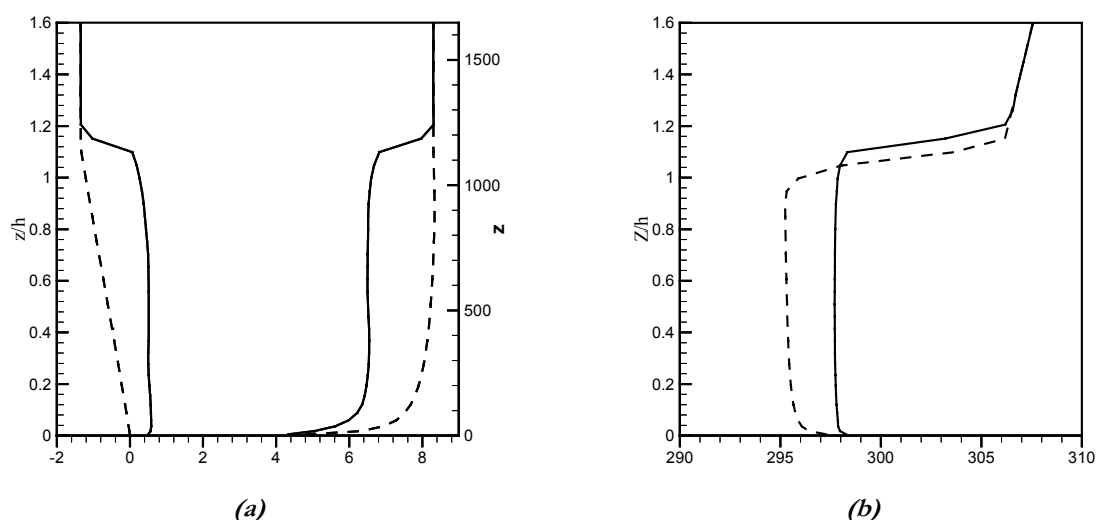


Figure 2-10. Profils verticaux (a) des composantes de vitesse (transversale à gauche et longitudinale à droite, en  $m.s^{-1}$ ) en moyenne spatio-temporelle à  $t = 9000$  s, (—), et à l'initialisation (---); (b) de température potentielle, en K, en moyenne spatio-temporelle (—), et à l'initialisation (---), qui est également l'état de référence.

### 2.3.2.2 Atmosphère neutre

Après 19000 s de simulation, le cisaillement au sol calculé par Submeso a légèrement augmenté par rapport à sa valeur initiale et atteint la valeur  $u_* = 0.52 m.s^{-1}$ . C'est cette valeur qui est utilisée pour adimensionner certains des champs présentés dans la suite. L'écoulement cisailé en atmosphère neutre est organisé à proximité du sol en structures turbulentes allongées très différentes des structures observées dans le cas convectif. On observe ces structures allongées appelées *bandes* (ou « streaks » en anglais) sur la figure 2-11a qui présente les contours d'isovaleurs des fluctuations de vitesse longitudinale, à l'altitude  $z/b = 0.1$ . Cette structuration en bandes de fluctuations de vitesse longitudinale, alternativement positives et négatives et approximativement alignées dans la direction moyenne de l'écoulement, est celle que l'on trouve habituellement dans les écoulements en canal plan (Moin & Kim, 1982), dans la couche limite neutre (Moeng &

Sullivan, 1994) et plus généralement dès lors qu'il y a cisaillement à la frontière. Les « streaks » sont caractérisées par la distance  $\lambda_f$  séparant deux structures de faible vitesse. Sur paroi lisse, dans la sous-couche visqueuse, l'espacement adimensionnel entre les « streaks »  $\lambda^+ = \lambda_f u_* / \nu$  est égal à 100. Cet espacement augmente avec l'altitude en dehors de la sous-couche visqueuse sans qu'aucune loi d'évolution n'ait pu être établie. Sur paroi rugueuse, donc en l'absence de sous couche visqueuse, les « streaks » sont mis en évidence directement dans la couche de surface qui correspond à la zone logarithmique et l'on peut s'attendre à ce que l'espacement entre les streaks augmente avec l'altitude. Lin *et al.* (1997) ont montré que le paramètre pertinent pour caractériser l'espacement entre les « streaks » est non pas  $z_0$  mais l'altitude de la couche d'inversion  $b$ . Leurs conclusions s'appuient sur des simulations des grandes échelles effectuées pour trois longueurs de rugosité différentes et suggèrent que l'évolution de la taille caractéristique des « streaks » suit la loi

$$\frac{z_0}{b} = -0.24 + 0.564 \frac{\lambda_f}{b}$$

Dans notre simulation, en  $z/h = 0.1$ , on obtient  $\lambda^+ \approx 0.5$ , ce qui correspond à  $\lambda \approx 600 \text{ m}$ . Ce résultat est du même ordre de grandeur que les observations que l'on peut faire en moyenne sur le plan de la figure 2-11a, avec  $500 < \lambda < 800 \text{ m}$ . Ces structures perdent leur cohérence plus haut dans le domaine, comme en témoigne la figure 2-11b. À proximité de la surface, on met en évidence le phénomène de décrochement (« burst » en anglais), décrit comme un cycle périodique d'éjections et de retour de fluide par Kline *et al.* (1967), en comparant les fluctuations de vitesse longitudinale et de vitesse verticale, présentées ici dans une coupe verticale sur les figures 2-12a et 2-12b. Du fait de leur forte instabilité, les bandes de faible vitesse se rompent et une partie du fluide est éjecté de la surface. Ainsi y a-t-il par exemple une corrélation forte entre des valeurs négatives de  $u'$  et des valeurs positives de  $w'$  autour de  $x = 2800 \text{ m}$  à proximité de la surface. La forte corrélation négative entre  $u'$  et  $w'$  est confirmée par la représentation des contours de la grandeur  $\overline{u'w'}$  sur la figure 2-12c, aussi bien dans les zones d'ascendance que dans les zones de retour de fluide.

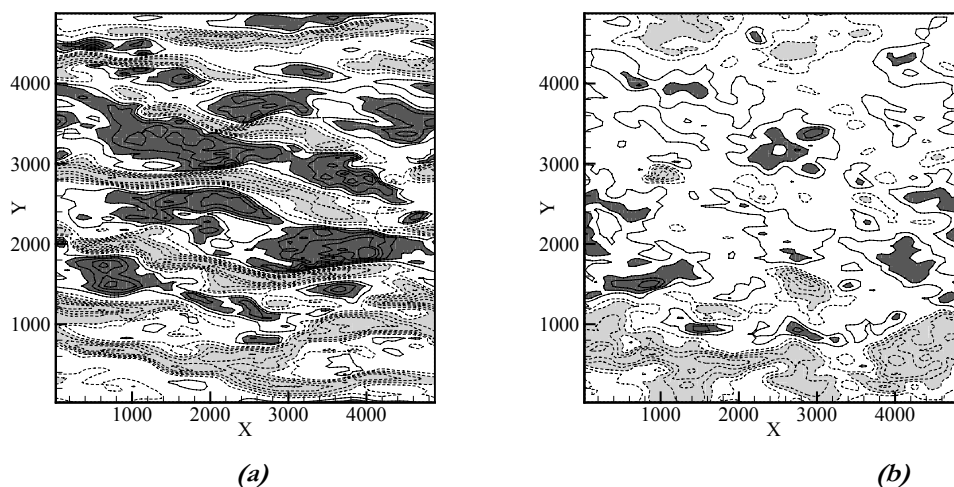


Figure 2-11. Isocontours des fluctuations de vitesse longitudinale  $u'$  dans le plan x-y aux altitudes (a)  $z/h = 0.1$  et (b)  $z/h = 0.5$  dans le cas neutre. Contours (-3, -2.5, -2, -1.5, -1, -0.5, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3)  $\text{m.s}^{-1}$ . Dans les zones gris foncé (gris clair) les valeurs sont supérieures (inférieures) à  $1 \text{ m.s}^{-1}$  ( $-1 \text{ m.s}^{-1}$ )

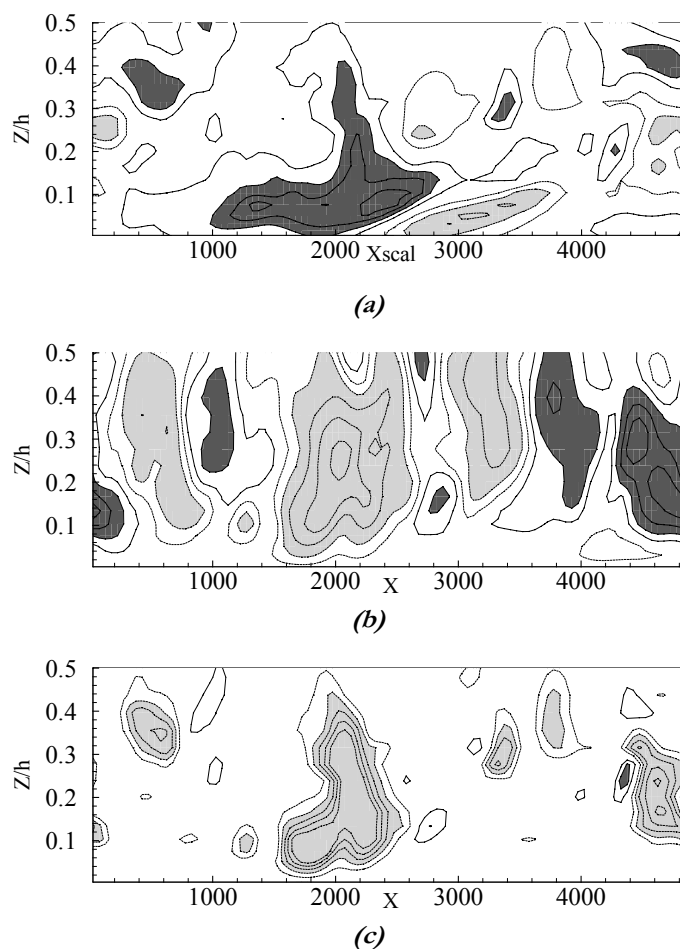


Figure 2-12. Isocontours dans un plan  $x$ - $z$  ( $y = 975$  m) des fluctuations de (a) vitesse longitudinale, (b) vitesse verticale et (c) flux vertical de quantité de mouvement  $\overline{u'w'}$ , dans le cas neutre. Contours pour  $u'$  identiques à la figure 2-11. Pour  $w'$  : ( $\pm 0.01$ ,  $\pm 0.1$ ,  $\pm 0.3$ ,  $\pm 0.6$ ,  $\pm 0.9$ ,  $\pm 1.2$ ,  $\pm 1.5$ ), dans les zones gris foncé (gris clair) les valeurs sont supérieures (inférieures) à  $0.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  ( $-0.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Pour  $\overline{u'w'}$  : ( $\pm 0.2$ ,  $\pm 0.4$ ,  $\pm 0.6$ ,  $\pm 0.8$ ,  $\pm 1$ ), dans les zones gris foncé (gris clair) les valeurs sont supérieures (inférieures) à  $0.4 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$  ( $-0.4 \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$ ).

La distribution verticale des variances des fluctuations des composantes de vitesse est représentée sur la figure 2-13. Seule la partie résolue est montrée sur cette figure. Les maxima des variances diffèrent de ceux du cas de cisaillement pur présenté Moeng & Sullivan (1994), car la direction du cisaillement diffère dans les deux cas. Cette différence d'orientation induit un effet plus sensible que dans le cas convectif car la rotation est bien plus importante dans le cas neutre. En revanche, l'énergie cinétique turbulente est une grandeur isotrope donc indépendante de la direction. Son maximum est atteint à l'altitude  $z/h = 0.06$ , soit environ  $70 \text{ m}$ . Ce résultat est proche de ce qu'obtiennent Sullivan *et al.* (1994) avec le modèle de turbulence de Smagorinsky. Cependant, ils montrent la faiblesse du modèle de sous-maille de Smagorinsky, avec lequel la valeur du maximum de la variance de vitesse longitudinale et l'altitude à laquelle elle est atteinte sont surestimées. Le maximum d'énergie cinétique turbulente vaut  $4u_*^2$  à l'issue de notre simulation, ce qui est plus élevé que dans les simulations de Sullivan *et al.* (1994). Il est possible que cette surestimation provienne de la résolution verticale moins fine dans nos simulations que dans les leur – ils utilisent un maillage régulier avec des mailles de  $10 \text{ m}$  selon la verticale, alors que seule la première maille de notre maillage est haute de  $10 \text{ m}$ .

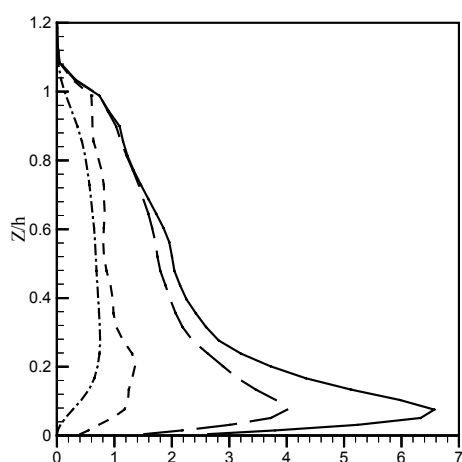


Figure 2-13. Profils verticaux de variances des composantes de vitesse :  $\overline{u'^2}/u_*^2$  (—),  $\overline{v'^2}/u_*^2$  (---),  $\overline{w'^2}/u_*^2$  (- · -) et d'énergie cinétique turbulente  $k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/u_*^2$  (----).

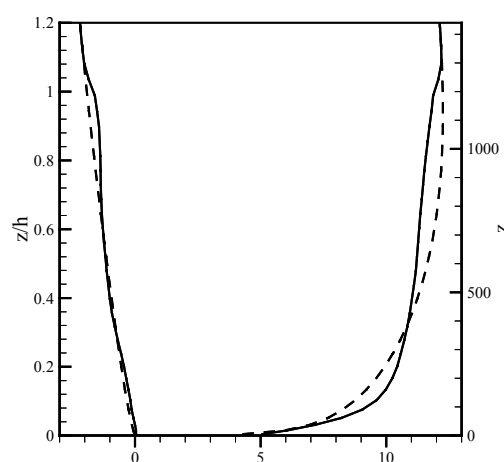


Figure 2-14. Profils verticaux des composantes de vitesse (transversale à gauche et longitudinale à droite) en moyenne spatio-temporelle à  $t = 9000$  s (—), et à l'initialisation (---).

Comme dans les conditions convectives présentées précédemment, nous constatons ainsi le comportement très satisfaisant du modèle Submeso en couplage avec le préprocesseur météorologique dans ces conditions de neutralité de l'atmosphère. Comparons maintenant les profils verticaux moyens obtenus après 19000 s de simulation dans ces conditions avec les profils initiaux construits par le préprocesseur. La figure 2-14 montre les profils verticaux des deux composantes horizontales du vent. On remarque que les profils moyens s'écartent peu des profils initiaux – on trouve un écart maximum de 9 % sur le profil de vitesse longitudinale dans la partie inférieure de la couche limite. Dans ce cas, l'estimation par le préprocesseur de la rotation du vent selon la verticale et la rotation simulée par Submeso sont proches. En revanche, on peut constater que nous n'obtenons pas la forte rotation du vent observée par Moeng & Sullivan (1994) dans la couche d'entraînement. Ceci vient du fait que nous n'avons pas imposé de couche d'inversion au sommet de la couche limite. D'autre part, la contrainte imposée par la couche de Rayleigh semble, dans ce cas aussi, ne pas être ressentie au-dessous de  $z/b = 0.8$ .

### 2.3.2.3 Conclusion

Dans les deux cas simulés dans cette partie, nous constatons une cohérence satisfaisante entre le préprocesseur météorologique et le modèle Submeso, qui valide l'intégration du préprocesseur dans Submeso. On a montré ici que l'initialisation et le forçage géostrophique du modèle Submeso par l'intermédiaire des profils synthétiques issus du préprocesseur météorologique permettent de réaliser des simulations pour divers types de stratification de l'atmosphère. Ainsi, le préprocesseur météorologique procure à l'outil Submeso une souplesse supplémentaire, dont nous ferons usage dans les chapitres qui suivent.

## Chapitre 3

---

### *De l'effet d'une topographie douce sur la dynamique de l'écoulement atmosphérique*

Quelles que soient les échelles géophysiques de temps et d'espace considérées, la structure de l'écoulement dans l'atmosphère est sensiblement modifiée par les caractéristiques topographiques de la surface terrestre. C'est toutefois à l'échelle du climat que le relief terrestre aura le moins d'influence sur la dynamique de l'atmosphère, car seuls les massifs montagneux de grande envergure ont un impact, que l'on peut assimiler à celui d'hétérogénéités dynamiques de surface (changements de rugosités). À l'échelle régionale, les reliefs marqués (sommets montagneux, plateaux, grandes plaines, vallées profondes) jouent un rôle majeur sur les conditions météorologiques, tant sur la dynamique de l'écoulement que sur la formation des nuages et, par voie de conséquence, sur les précipitations. Enfin, à l'échelle micrométéorologique (locale) qui nous intéresse ici, même les faibles pentes et les douces collines ont des conséquences non négligeables sur la très basse atmosphère.

Dans ce chapitre, nous présentons dans un premier temps les principaux phénomènes induits par des caractéristiques topographiques élémentaires sur la dynamique et la thermique de l'écoulement, selon la stratification de l'atmosphère, en considérant à la fois les variations induites de l'écoulement moyen et celles de la turbulence. Nous nous limitons toutefois à des irrégularités topographiques de faible amplitude – c'est-à-dire quelques centaines de mètres d'amplitude verticale au maximum, pour un rapport d'aspect moyen *hauteur/largeur* des éléments topographiques de l'ordre de 1:10. Nous revenons sur ces échelles au cours de l'étude. Dans un second temps, nous présentons les résultats de simulations numériques de l'écoulement d'air au-dessus d'un terrain virtuel complexe, reproduisant le site réel de Saint-Berthevin (Mayenne). Ces simulations, préliminaires aux simulations à haute résolution par la méthode des domaines emboîtés (voir chapitre 5), ont été conduites pour deux types de conditions météorologiques, à savoir une situation de convection forte par vent relativement faible et une situation de neutralité de l'atmosphère – c'est-à-dire que la température potentielle est initialement constante sur toute la hauteur de la couche. Ces deux cas sont identiques à ceux décrits dans le chapitre précédent (§ 2.3). Le comportement du code de calcul atmosphérique Submeso vis-à-vis d'une topographie complexe est ainsi analysé.

#### *3.1 Influence de la topographie sur la basse atmosphère*

D'une manière générale, il faut distinguer dans l'analyse des mécanismes à l'origine de la modification de l'écoulement au-dessus d'une topographie deux types d'influence. D'une part, les différences d'exposition au soleil d'une zone à l'autre induisent des hétérogénéités thermiques de la surface qui peuvent avoir des conséquences majeures sur la forme de l'écoulement. D'autre part, la topographie influe sur l'écoulement par les seules variations de l'altitude de la surface,

auxquelles les masses d'air doivent s'adapter. Nous avons choisi de ne pas approfondir ici l'étude des mécanismes liés aux hétérogénéités d'orientation des pentes par rapport au soleil.

### 3.1.1 La rugosité de surface

La rugosité d'un terrain dépend directement de la taille et de la répartition de ses éléments rugueux, tels que l'état de surface du sol, la végétation (de l'herbe rase à la haute forêt) et les constructions. On peut considérer la rugosité comme une modélisation de l'effet intégral des éléments topographiques dont l'échelle de longueur est très inférieure aux échelles de longueur caractéristiques de l'écoulement étudié. Elle se mesure et se modélise par la *longueur de rugosité*. Une plus grande longueur de rugosité (*i.e.* des éléments rugueux plus hauts) correspond à une augmentation du frottement de l'air sur la surface, donc un ralentissement du vent à proximité du sol. Une augmentation du frottement à la surface implique une augmentation du cisaillement, qui est à l'origine de la formation de la plus grande partie de l'énergie cinétique turbulente, tout au moins sur terrain plat dans conditions d'atmosphère thermiquement neutre.

En aval d'un changement de rugosité de la surface d'un terrain, une couche limite interne se développe, dans laquelle la vitesse du vent dépend non seulement de la rugosité du terrain en aval de la discontinuité, mais aussi de celle en amont de cette dernière. L'effet de ralentissement ou d'accélération induit par le changement de rugosité, initialement confiné aux couches d'air au contact de la surface, est en effet diffusé verticalement par la turbulence. La base du profil vertical de vent est ainsi modifiée sur une hauteur dépendant de la distance horizontale à la discontinuité (cette distance est appelée *fetch*). Au-dessus de cette couche, l'écoulement dépend uniquement de la rugosité de la surface à la verticale du point considéré. Troen & Petersen (1991) présentent un abaque donnant une estimation de la hauteur de la couche limite interne en fonction de la distance en aval de la discontinuité de rugosité, pour quatre classes de rugosité, du plan d'eau ( $z_0 = 0.0002 \text{ m}$ ) à la zone urbaine, forestière ou agricole comportant de nombreux brise-vent ( $z_0 = 0.4 \text{ m}$ ). Une étude détaillée de l'effet des changements de rugosité de surface est présentée par Kaimal & Finnigan (1994).

En outre, un changement de rugosité peut entraîner un changement de direction de l'écoulement (Oke, 1987). En effet, la force de Coriolis dépend de la densité de l'air, de la latitude et de la vitesse du vent. Par conséquent, dès lors que la vitesse du vent est, par exemple, diminuée par une augmentation de la rugosité, la force de Coriolis est réduite également. La rotation du champ de vent due à l'effet de Coriolis est alors plus faible que s'il n'y avait pas de changement de rugosité.

### 3.1.2 Effet de pente

Alors que l'effet de changement de rugosité sur l'écoulement est perceptible essentiellement au voisinage du sol où il est prépondérant, les effets topographiques à proprement parler restent perceptibles plus haut dans la couche limite atmosphérique. De fait, à proximité du sol, les deux effets se cumulent, ce qui rend l'analyse de l'écoulement plus délicate. Nous séparons donc les deux problèmes, pour nous intéresser dans ce paragraphe aux conséquences sur l'écoulement d'un « obstacle » topographique très simple : la pente.

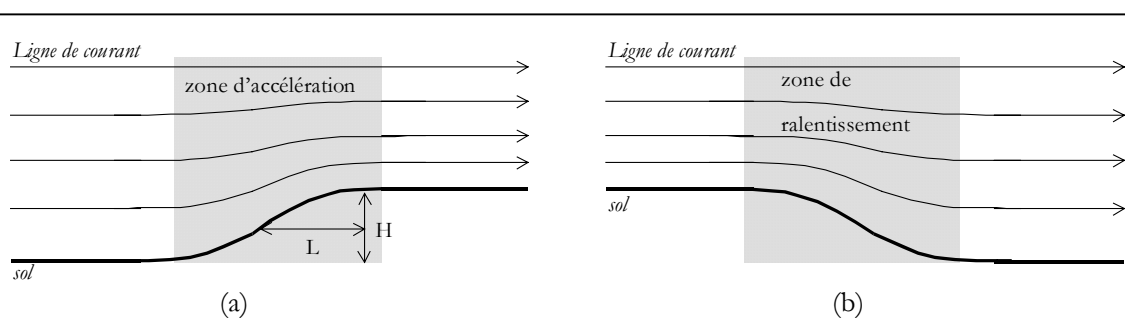


Considérons une masse d'air initialement au repos au-dessus d'une pente. Chaque particule d'air est soumise aux forces de flottabilité, dont l'action dépend de la stratification thermique de l'atmosphère. En atmosphère stratifiée stable, la densité de l'air décroît avec la distance par rapport au sol, donc les particules d'air sont entraînées par gravité vers le bas. On peut ainsi observer la formation de vents de drainage (ou « catabatiques ») descendant les pentes et atteignant 2 à 3  $m.s^{-1}$ , voire plus selon la direction du vent moyen (s'il est non nul), l'inclinaison de la pente et l'épaisseur de la couche d'air froid (Oke, 1987). Le fond d'une vallée peut ainsi être le lieu d'une accumulation d'air provenant des pentes voisines. Au contraire, en atmosphère convective, les particules d'air tendent à s'élever et peuvent former le phénomène de brise anabatique gravissant la pente ( de vitesse 2 à 4  $m.s^{-1}$  selon Oke, 1987). Nous décrirons l'écoulement dans une vallée dans le paragraphe 3.1.3.

Considérons maintenant un écoulement franchissant une marche ascendante douce, c'est-à-dire dont la pente n'excède pas une vingtaine de degrés. La présence de la marche impose à l'écoulement de s'adapter par un resserrement des lignes de courant conduisant généralement à une accélération par effet de Venturi. On observe le phénomène inverse lors du franchissement d'une marche descendant douce (voir figure 3-1). Le maximum de vitesse est atteint au sommet de la marche ascendante, alors qu'un minimum de vitesse est atteint au pied de la marche descendante. Oke (1987) rappelle la formule d'estimation de la survitesse pour un écoulement stratifié neutre, issue de la théorie linéaire construite par Jackson & Hunt (1975) :

$$u_{max}/u_0 \approx 1 + b(H/L)$$

où  $u_{max}$  est la vitesse maximale atteinte au sommet,  $u_0$  la vitesse amont à la même hauteur,  $H$  la hauteur de la marche (ou de la colline) et  $L$  la largeur à mi-hauteur de la marche (voir figure 3-1). Les valeurs de  $b$  recommandées par les auteurs sont de 2 pour une colline 2D, 1.6 pour une colline 3D et 0.8 pour une marche ascendante. Dans des conditions d'atmosphère instable, la survitesse est plus faible que dans des conditions stables car dans le premier cas, le resserrement des lignes de courant est moins marqué. Dans le cas de pentes plus fortes, il peut se produire un décollement des lignes de courant et une zone recirculation, dans le cas d'une marche ascendante comme d'une marche descendante. Oke (1987) estime que l'angle limite de pente au-dessous duquel l'écoulement adhère à la surface se situe autour de  $17^\circ$ . Kaimal & Finnigan (1994) estiment cette limite à  $18^\circ$ , et précisent que cet angle diminue lorsque la rugosité augmente. Raupach & Finnigan (1997) présentent un tableau indicatif donnant les angles limites de pente à partir desquels l'écoulement décolle en aval d'une colline 2D ou d'une colline 3D, selon la longueur de rugosité.



**Figure 3-1.**  
**Schéma**  
**d'écoulement au-**  
**dessus d'une**  
**marche (a)**  
**montante douce**  
**(b) descendante**  
**douce (sans**  
**décollement).**  
*D'après Oke, 1987*

### 3.1.3 Écoulement dans une vallée

Dans une vallée, différents effets se cumulent, qui rendent l'écoulement plus complexe que sur une simple pente. Pour des vallées assez encaissées, dans lesquelles les vents de grande échelle ont peu d'influence, la circulation d'air est principalement conditionnée par le phénomène d'inversion qui s'y produit. On trouvera une description complète du cycle diurne dans une vallée, dans Oke (1987), Stull (1988) ou Guilbaud (1996). Au cours du cycle diurne, une couche d'inversion, dans laquelle l'atmosphère est stratifiée stable, se développe dès le début de la nuit, puis dès le lever du jour, le chauffage du sol par rayonnement solaire entraîne sa destruction progressive et son remplacement par une couche convective au cours de la matinée (voir figure 3-2).

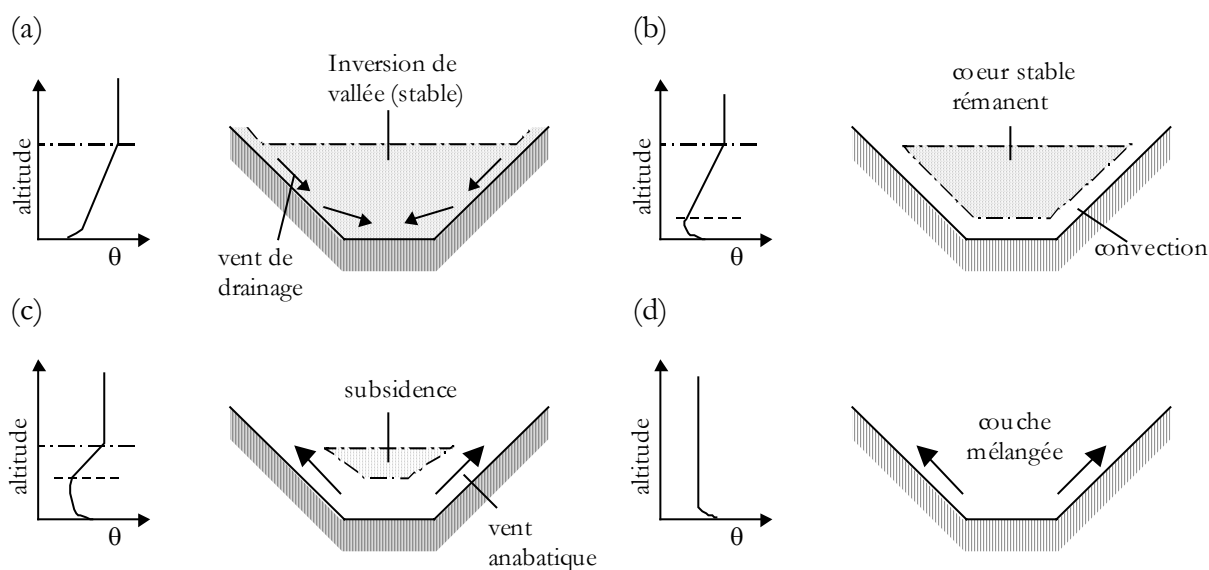


Figure 3-2. Schéma explicatif de la destruction de la couche d'inversion dans une vallée, en quatre étapes. Pour chaque étape, à gauche, le profil type de température potentielle et à droite une coupe verticale de la vallée. (a) couche d'inversion stable; (b) début de la destruction au lever du soleil; (c) remplacement

*progressif de la région stable par une couche mélangée, apparition de vents anabatiques ; (d) fin de l'inversion, 3 à 5h après le lever du soleil. D'après Oke, 1987)*

D'un point de vue dynamique, ce sont les vents de drainage – présentés dans le paragraphe précédent – qui induisent la formation de la couche d'inversion par accumulation d'air frais dans le fond de vallée, la nuit. La convergence de ces vents catabatiques peut alors entraîner la formation d'un vent s'écoulant dans le sens et la direction de la vallée vers les zones de plaine (vent dit « de montagne »). Au contraire, lors de la phase de convection en journée, les vents dits « anabatiques » remontent les pentes transversales de la vallée, et tout l'air encaissé dans la vallée se réchauffe. Il peut se former ainsi un vent remontant la vallée (vent dit « de vallée »). Au-dessus, se développent des vents contraires à ces vents de montagne et de vallée, selon un processus similaire à celui des brises de mer ou de terre. Whiteman (1990) fait ressortir l'influence que peut avoir sur l'écoulement la forte variation de stabilité dans une vallée en fonction de l'altitude au cours du développement de la couche d'inversion. Il cite une expérience de Thorp & Orgill (1986) montrant l'effet d'une forte inversion dans une vallée du Colorado sur l'évolution d'un panache de fumée venant des cimes et entraîné par les vents catabatiques : dès que l'écoulement glissant le long la pente rencontre la zone de forte stabilité, le panache décolle de la pente pour s'équilibrer à une certaine hauteur dans la vallée, au lieu de continuer la descente le long de la pente jusqu'au fond de cette vallée.

Les phénomènes exposés ici concernent toutefois des reliefs fortement marqués. Dans un vallon, l'influence des vents de grande échelle n'est pas négligeable, et l'écoulement n'est pas – ou peu – emprisonné dans le fond de vallon. Il se pourrait néanmoins que l'on trouve des effets de vallée proches de ceux présentés ci-dessus dans des conditions de vent synoptique très faible au-dessus d'un terrain vallonné. En outre, si l'on considère des vents arrivant obliquement au-dessus d'un vallon, il peut se produire un effet de canalisation de l'écoulement dans l'axe de ce vallon, particulièrement dans une situation de stratification stable.

### 3.1.4 Écoulement au-dessus de collines

L'écoulement au-dessus d'une colline isolée a été largement étudié, et c'est un sujet maintenant bien connu, bien qu'assez complexe dans certains cas. Des études théoriques et de nombreuses expérimentations ont été menées sur des collines 3D, isolées, avec des versants modérément pentus. On trouvera dans Taylor *et al.* (1987) et Raupach & Finnigan (1997) un récapitulatif des études expérimentales menées sur le sujet depuis la fin des années 1970. Sans entrer dans les détails ni chercher à être exhaustif, nous présentons dans la suite les principales caractéristiques des différents régimes d'écoulement au-dessus d'une colline.

#### 3.1.4.1 L'écoulement moyen

Il apparaît dans la littérature que la théorie linéaire proposée par Jackson & Hunt (1975) est à l'origine de la plupart des modèles d'écoulement en atmosphère neutre au-dessus d'une colline douce – soit avec un rapport d'aspect  $H/L \leq 1/4$ , d'après Raupach *et al.* (1992),  $H$  étant la hauteur de la colline et  $L$  la demi-largeur de la colline à mi-hauteur (voir figure 3-3). Elle a donné accès à une meilleure compréhension de la physique de ce type d'écoulement. Cette théorie consiste à considérer l'influence de la colline comme la somme d'une perturbation du champ de

pression et d'une perturbation de la contrainte de cisaillement de l'écoulement amont. Selon la théorie, la perturbation du champ de pression se propage sur une étendue horizontale et verticale de l'ordre de  $L$ , appelée couche *externe*. La perturbation de la contrainte de cisaillement, en revanche, ne se propage pas verticalement au-delà d'une hauteur bien plus faible, de l'ordre de  $L/10$ , définissant la couche *interne*. Ainsi, la théorie proposée conduit à séparer l'écoulement en deux couches distinctes. La couche externe correspond à une zone où les forces d'inertie sont prépondérantes : les transferts turbulents sont négligeables, et l'écoulement peut être considéré non visqueux. La couche interne, est le siège des transferts turbulents déterminants dans la génération des perturbations de l'écoulement moyen induites par le terrain. Kaimal & Finnigan (1994) proposent de distinguer une troisième zone de *sillage* (typiquement, en aval de la colline), dans laquelle la turbulence domine (voir figure 3-3). D'autres auteurs ont suggéré de raffiner cette analyse, en scindant la couche externe en une couche *intermédiaire* et une couche *supérieure*, dans laquelle l'écoulement peut en outre être considéré irrotationnel (Hunt *et al.*, 1988 ; Raupach & Finnigan, 1997). Une analyse comparative des modèles d'estimation de la hauteur de la couche interne est proposée par, entre autres, Walmsley & Taylor (1996). Pour plus de détails sur l'évolution des modèles linéaires de l'écoulement au-dessus de collines depuis 1975, on pourra se référer à la synthèse rétrospective de Wood (2000).

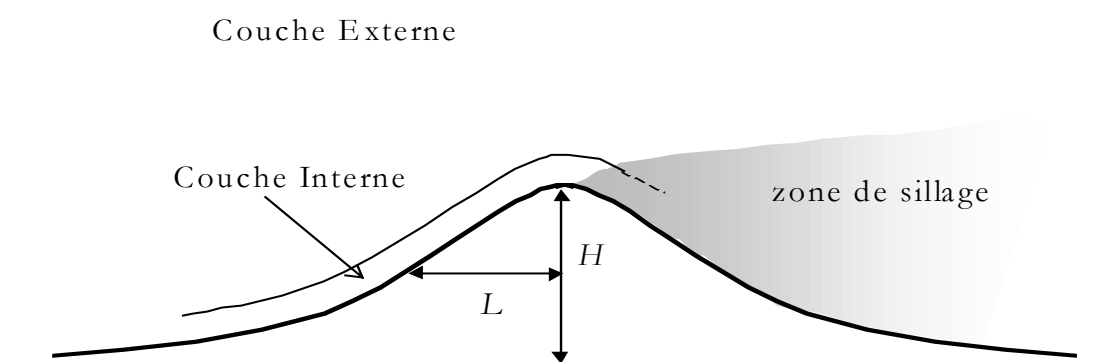


Figure 3-3. Représentation des différentes couches distinguées par la théorie de Jackson & Hunt (1975) et de la zone de sillage

Comme on l'a vu précédemment, la stabilité de l'atmosphère joue un rôle majeur dans la structure de l'écoulement qui s'y développe. C'est de fait le rapport entre la longueur d'onde naturelle d'oscillation de l'air (correspondant à la fréquence de Brunt-Väisälä  $N$ , qui est la fréquence d'oscillation verticale d'un tronçon d'air perturbé dans un milieu stratifié stable) et la longueur d'onde correspondant au relief rencontré, qui est le paramètre déterminant. Ce rapport est représenté par les nombres de Froude  $Fr_L = U_0/NL$  – déterminant l'importance de la stratification – et  $Fr_H = U_0/NH$  – déterminant l'importance des phénomènes non-linéaires –, où  $U_0$  est la vitesse moyenne représentative de l'écoulement. Carruthers & Hunt (1990) proposent une classification des régimes d'écoulement au-dessus d'une colline selon le niveau de stratification de l'atmosphère, en quatre catégories : quasi-neutre ( $Fr_L \gg 1$ ,  $Fr_H \gg 1$ ), faible

stratification ( $Fr_L > 1$ ,  $Fr_H \gg 1$ ), stratification stable modérée ( $Fr_L \leq 1$ ,  $Fr_H > 1$ ) et forte stratification stable ( $Fr_H \leq 1$ ).

Dans le cas d'un écoulement quasi-neutre, la direction de l'écoulement est peu modifiée par la présence de la colline, du fait de l'effet négligeable des forces de flottabilité. La structure de l'écoulement dépend de la forme (hauteur, largeur) de la colline et de la forme du profil vertical de vent amont. Elle est, en revanche, indépendante de la vitesse du vent. La survitesse, dans ce cas, est maximum au sommet de l'obstacle. Un léger ralentissement est constaté très près du sol sur le versant amont d'une colline bidimensionnelle (crête).

Une faible stratification, stable ou instable, modifie le profil de vent amont, ce qui induit une modification de l'écoulement sur la colline. On peut parfois observer, par vent fort, dans ce cas de stratification et dans le précédent, la formation d'une cavité de recirculation sur le versant sous le vent de la colline (Stull, 1988), qui produit un sillage très turbulent en aval de l'obstacle.

Dans le cas d'une stratification stable plus forte, l'écoulement devient asymétrique. Les lignes de courant s'élèvent tout en décélérant – par rapport au cas neutre – en amont de la colline, pour descendre en accélérant sur le versant aval (voir figure 3-4b). L'effet de survitesse est affaibli et son maximum est légèrement déplacé sur le versant sous le vent. Les forces de flottabilité devenant non négligeables, l'énergie associée à la perturbation de l'écoulement peut être évacuée par l'intermédiaire d'ondes de gravité se formant au sommet de la colline. Selon Durran (1990), ces ondes s'évanouissent en altitude si  $Fr_L \gg 1$  – *i.e.* en présence d'une colline très étroite –, ou se propagent vers le haut selon des lignes de phase constante inclinées vers l'amont, dans le cas contraire. Nous n'entrerons cependant pas dans le détail du développement des ondes de gravité, car celles-ci n'apparaissent généralement que pour des écoulements d'échelles meso, au-dessus de reliefs plus accentués – typiquement, des montagnes.

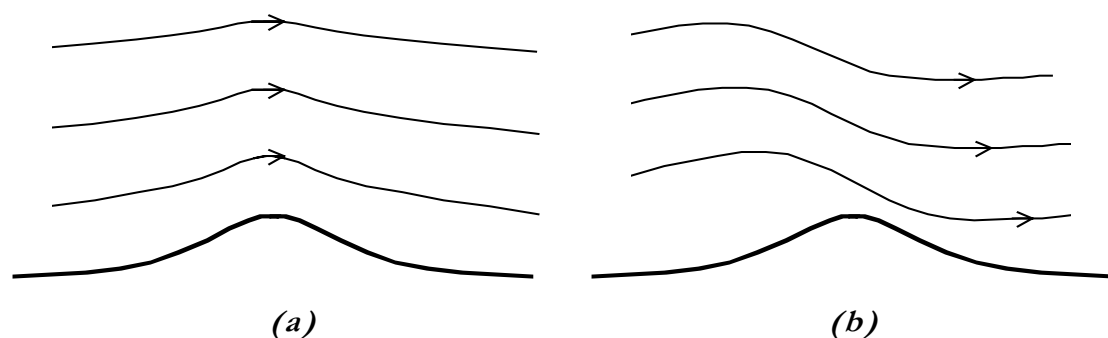


Figure 3-4. Écoulement non visqueux au-dessus d'une colline 2D dans des conditions de stratification uniforme (a) neutre et (b) stable. D'après Carruthers & Hunt(1990)

Enfin, pour une atmosphère très fortement stratifiée, une partie de l'écoulement tend, par manque d'énergie cinétique au-dessous d'une certaine hauteur  $h$ , soit à contourner la colline plutôt qu'à passer par-dessus dans le cas d'une colline 3D, soit à se trouver en partie bloqué dans la pente amont d'une colline 2D, l'air stagnant au-dessous de  $z = h$  (Smith, 1990). La partie de

l'écoulement passant par-dessus la colline (2D ou 3D) se comporte alors comme au-dessus d'une colline de hauteur  $H-h$ , où  $H$  est la hauteur réelle de la colline. La hauteur  $h$  est correctement estimée par la formule  $h/H = 1 - Fr_H$ , dans le cas d'une vitesse amont et d'une stabilité constantes sur toute la hauteur de la couche (Hunt & Snyder, 1980 ; Kaimal & Finnigan, 1994) (voir figure 3-5). En aval de la colline se forme généralement un sillage, créant une zone souvent très turbulente qui ralentit l'écoulement moyen sur le versant sous le vent. Notons que dans ce type de conditions, l'hypothèse de linéarisation devient caduque, puisque les forces de flottabilité peuvent produire des perturbations non linéaires de grande amplitude, et le découpage en couche interne et couche externe n'est plus valable.

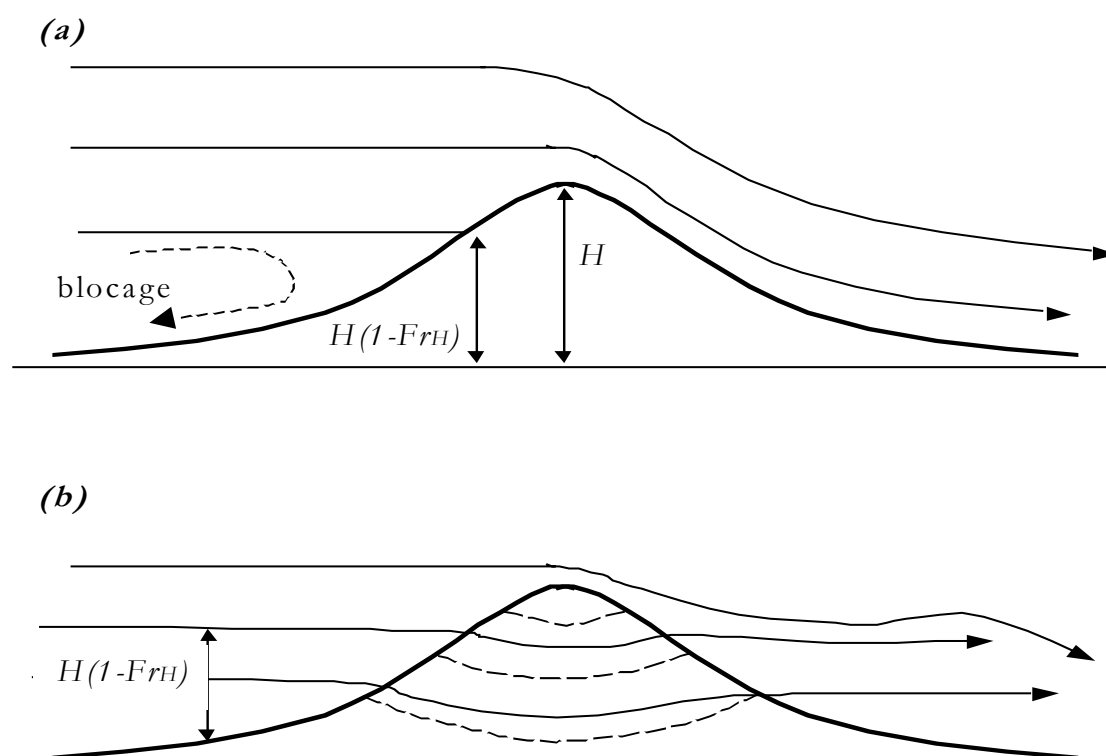


Figure 3-5. Écoulement dans une atmosphère fortement stratifiée ( $Fr_H \ll 1$ ) (a) sur une colline 2D et (b) sur une colline 3D

Au contraire, dans des conditions d'instabilité de l'atmosphère, les forces de flottabilité tendent à soulever les masses d'air. La sur vitesse, localisée au sommet de la colline, est plus faible qu'en conditions stables, et il faut une très forte instabilité pour observer la formation de vents remontant la pente (Kaimal & Finnigan, 1994). Dans le sillage de la colline, la turbulence est intense, et la vitesse moyenne est plus faible, qu'il y ait décollement de l'écoulement moyen ou non. Walko *et al.* (1992) ont réalisé des simulations des grandes échelles de l'écoulement au-dessus d'une succession de collines sinusoïdales bidimensionnelles, dans des conditions de convection pure, dont ils ont comparé les résultats à ceux de simulations similaires sur terrain plat. Walko *et al.* (1992) mettent en évidence l'établissement d'une circulation d'air particulière, engendrée par les ondulations du sol. L'air chaud au contact du sol tend à gravir les pentes en restant proche du sol ; il s'échauffe donc davantage, pour s'élever enfin au-dessus des crêtes, puis redescendre au-

dessus des vallées après refroidissement. Toutefois, il apparaît dans cette configuration que les profils verticaux moyens d'un certain nombre de grandeurs caractéristiques de la couche limite atmosphérique diffèrent peu de leurs équivalents sur terrain plat. Ceci traduit la faible influence de ce type de topographie sur la structure générale de la couche limite convective. Nous verrons toutefois dans l'étude qui suit comment les profils verticaux sont influencés par le relief dans un cas convectif (non pur).

### 3.1.4.2 La turbulence

La compréhension en détail des phénomènes de perturbation du champ turbulent induits par la présence d'une colline est plus délicate. Kaimal & Finnigan (1994) présentent une analyse assez complète, dont nous nous inspirons largement dans ce paragraphe. L'analyse se base sur le découpage de l'écoulement en quatre régions : la couche d'équilibre local – zone inférieure de la couche interne définie précédemment –, la couche interne, la couche externe et le sillage aval (voir figure 3-3). Rappelons toutefois que ce découpage n'est plus valable pour une atmosphère fortement stratifiée ( $Fr_H \ll 1$ ).

#### a) Couche d'équilibre local

Cette couche se situe à proximité du sol, là où le cisaillement est le plus fort. Il s'agit d'une couche très mince dans laquelle la turbulence est en équilibre local avec l'écoulement moyen. D'après les expériences menées sur les collines isolées de Blashaval, Askervein et Nyland Hill, son épaisseur est inférieure à 1-2 m, ce qui correspond grossièrement à une hauteur de  $l/3$ ,  $l$  étant la hauteur de la couche interne. Dans cette région, les structures turbulentes sont de petite taille et la turbulence est relativement homogène. Par conséquent, si l'on considère le bilan d'énergie cinétique turbulente à l'intérieur de cette couche, l'advection et le transport turbulent sont faibles, et production et dissipation s'équilibrent. Au sommet de la colline dans cette couche, on observe une augmentation des grandeurs turbulentes  $\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2} - \overline{u'w'}$  par rapport à leur valeur amont, d'autant plus forte que l'on est proche du sol (Taylor *et al.*, 1987). La figure 3-6 montre des profils verticaux typiques des écarts-types des fluctuations turbulentes  $\sqrt{\overline{u'^2}}, \sqrt{\overline{v'^2}}, \sqrt{\overline{w'^2}}$  et de la contrainte de cisaillement  $-\overline{u'w'}$ , au sommet d'une colline. On y distingue nettement cette zone, pour  $z/l \leq 0,3$ . Les contraintes de Reynolds suivent l'évolution de l'écoulement moyen dans la couche proche de la surface : elles diminuent lorsque l'écoulement moyen ralentit sur le versant amont de la colline et dans la zone de sillage aval, et augmentent lorsqu'il accélère au sommet de la colline.

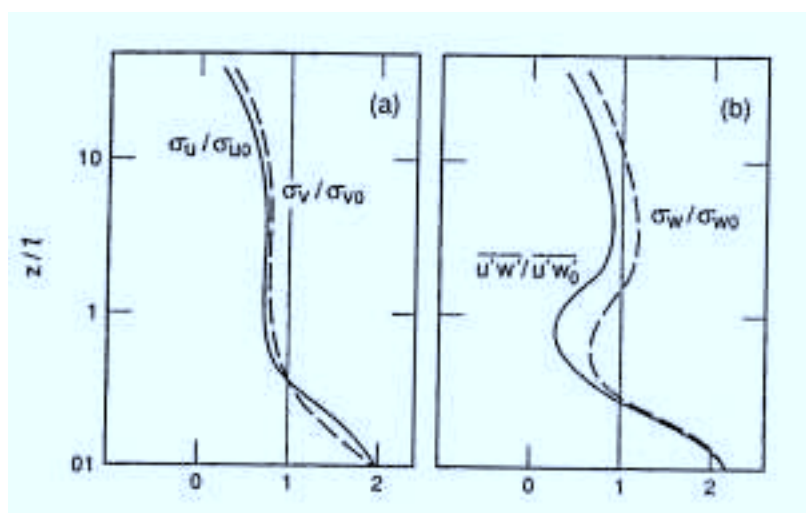


Figure 3-6. Profils verticaux caractéristiques des écarts-types des fluctuations turbulentes  $\overline{u'^2}^{1/2}, \overline{v'^2}^{1/2}, \overline{w'^2}^{1/2}$  et de la contrainte de cisaillement  $-\overline{u'w'}$  au sommet d'une colline (d'après Kaimal & Finnigan, 1994)



### b) Région interne supérieure

Au-dessus de cette couche de surface en équilibre local, s'étend une zone de transition progressive entre la région d'équilibre local du champ turbulent et la zone « de distorsion rapide ». Dans cette région, la contrainte de cisaillement est forte – c'est au sommet de cette zone qu'est atteint le maximum de sur vitesse – et le temps de rotation d'une structure tourbillonnaire est du même ordre de grandeur que le temps de trajet de l'écoulement moyen au-dessus de la colline. Par conséquent, les effets de distorsion rapide, les effets de courbure et les interactions non-linéaires coexistent. Les grandeurs  $\overline{w'^2}$  et  $-\overline{u'w'}$  atteignent un minimum autour de  $z/l = 1$  au sommet de la colline (voir figure 3-6).

### c) Région externe

Comme nous l'avons vu précédemment, dans la région externe de l'écoulement moyen, celui-ci est très peu affecté par les transferts turbulents, et c'est le champ de pression qui modifie l'écoulement moyen. Toutes les études théoriques, expérimentales et numériques (Taylor *et al.*, 1987 ; Carruthers & Hunt, 1990 ; Kaimal & Finnigan, 1994 ; Walmsley & Taylor, 1996) conduisent à la même conclusion : les perturbations du champ turbulent dans cette région sont bien décrites par la théorie de la distorsion rapide. Ceci revient à considérer que, dans cette zone, les structures turbulentes existantes sont modifiées par étirement ou compression des éléments tourbillonnaires, de manière trop rapide pour que la production mécanique de turbulence soit accrue. Le champ turbulent est, par conséquent, très inhomogène dans la région de distorsion rapide. Cela se produit lorsque l'écoulement moyen subit des changements trop rapides pour que la turbulence atteigne un quelconque état d'équilibre vis-à-vis des gradients de vitesse locaux.

### d) Sillage aval

La structure du champ turbulent dans cette zone est complexe et mal connue. En outre, la complexité de l'écoulement dans cette région de turbulence intense et inhomogène est augmentée lorsqu'il y a séparation de l'écoulement en aval de la colline. Kaimal & Finnigan (1994) doutent même du sens physique d'une décomposition de l'écoulement en une composante moyenne et une composante turbulente pour étudier un tel écoulement.

#### 3.1.4.3 Modification du profil de température (et d'autres scalaires)

Les effets d'une topographie douce sur les champs scalaires (température, humidité) ont été relativement peu étudiés. Raupach *et al.* (1992) ont conduit des travaux théoriques dans le cadre de l'hypothèse linéaire, rapportés également par Raupach & Finnigan (1997). Il ressort de leur étude que les modifications des champs et des flux scalaires sont essentiellement confinées dans la région interne. Ceci est dû à l'absence de terme lié à la pression dans l'équation scalaire. En effet, seule la diffusion turbulente est alors apte à transmettre les perturbations des champs scalaires, induites par les variations des conditions de surface, vers les couches supérieures de l'écoulement. La région externe n'est principalement affectée que par l'effet de déplacement vertical des lignes de courant moyennes. Raupach *et al.* (1992) montrent par ailleurs que les perturbations engendrées par une colline peuvent être scindées, dans la limite de la théorie

linéaire, en trois composantes, chacune d'elles représentant un mécanisme perturbateur : la première traduit la convergence et la divergence des lignes de courant, la deuxième les gradients verticaux de la contrainte de cisaillement au-dessus du sol, et la troisième les changements des conditions de surface – flux surfacique de chaleur et contrainte surfacique de cisaillement. À proximité de la surface ( $z \leq l/3$ ), cette dernière composante est prépondérante, alors que l'effet de courbure des lignes de courant prédomine dans le haut de la région interne ( $z \approx l$ )

### 3.1.5 Modèles et topographie complexe

La complexité des écoulements atmosphériques sur des terrains non académiques rend leur paramétrisation difficile. Toutefois, les études théoriques qui ont été menées depuis le milieu des années 1970 sur différents types de reliefs élémentaires ont permis, par la meilleure connaissance des processus dynamiques et thermodynamiques qui se développent au-dessus de tels reliefs, de mettre au point des modèles analytiques et numériques adaptés à la simulation d'écoulements au-dessus d'une topographie restant relativement simple. Des campagnes expérimentales bien documentées, ciblées sur les écoulements au-dessus de collines et de montagnes isolées, ont également apporté des éléments de compréhension majeurs, aidant à la mise en place de modèles diagnostiques et de modèles pronostiques, à la fois pour des configurations bidimensionnelles et tridimensionnelles.

Dans sa rétrospective historique, Wood (2000) montre l'apport conséquent de la théorie de Jackson & Hunt (1975) et de ses développements ultérieurs à la compréhension de l'influence de la topographie sur les écoulements. Parmi les principales améliorations de la théorie linéaire, citons Mason & Sykes (1979) pour l'extension tridimensionnelle de la théorie, et Hunt *et al.* (1988) pour ses développements visant à appliquer cette même théorie aux écoulements dans une atmosphère stratifiée stable. Des modèles numériques opérationnels ont été créés sur la base de l'hypothèse de linéarisation des équations dans ces dernières décades (entre autres, Walmsley *et al.*, 1986 ; Troen & Petersen, 1989) pour la simulation d'écoulements sur des topographies réalistes, tout en restant par leur faible amplitude moyenne dans le champ d'applicabilité de la théorie. Une comparaison des résultats de ces modèles avec des mesures sur le site écossais de Blashaval Hill, dans des conditions d'atmosphère neutre, met en avant à la fois leur validité et leurs limites (Walmsley *et al.*, 1990).

Les limites principales de ces modèles et de la théorie dont ils découlent sont :

- l'absence de prise en compte des effets non-linéaires apparaissant dès lors que les pentes deviennent plus fortes ;
- l'appréhension simplifiée des caractéristiques du champ turbulent modifié par la topographie, insuffisante pour décrire correctement les petites échelles de l'écoulement. En effet, la paramétrisation de la turbulence par fermeture des équations de type longueur de mélange n'est valide que dans la mesure où la turbulence est en équilibre local, ce qui n'est pas le cas au-dessus d'une hauteur estimée au tiers de la hauteur de la couche interne, soit typiquement quelques mètres au-dessus du sol (Wood, 2000) ;

- L'applicabilité restreinte a des conditions de surfaces très simplifiées, telles qu'une rugosité homogène et un flux de chaleur homogène ou nul.

Ainsi, les années 1990 ont vu émerger un certain nombre de modèles numériques basés sur la détermination pronostique des champs dynamiques et thermodynamiques par la résolution des équations de Navier-Stokes complètes, et faisant appel à des modèles de turbulence plus élaborés, qu'ils soient statistiques ou basés sur la Simulation des Grandes Échelles (entre autres, MM5, Grell *et al.*, 1993 ; RAMS, Pielke *et al.*, 1992 ; Mercure, Buty *et al.*, 1988 ; ARPS, Xue *et al.*, 1995 ; MesoNH, Lafore *et al.*, 1998). Le code de calcul Submeso est l'un d'eux (voir sa description au Chapitre 2), et nous présentons dans la suite un certain nombre de ses résultats de simulation de l'écoulement tridimensionnel au-dessus d'une topographie complexe mais d'amplitude modérée.

### ***3.2 Le site de Saint-Berthevin : simulations préliminaires***

La partie précédente a été consacrée plus particulièrement à l'étude des phénomènes physiques se développant au-dessus d'un terrain dont les caractéristiques topographiques sont de faible amplitude. L'aspect modélisation a été abordé succinctement dans le précédent paragraphe, afin de donner une vue globale – bien que non exhaustive ! – de l'état de l'art en matière de simulation des écoulements sur terrain complexe. Il ressort de l'étude bibliographique précédente que la complexité des phénomènes physiques exige des modèles qu'ils prennent en compte la physique de l'écoulement le plus complètement possible. Étant donnés les progrès rapides des moyens de calcul, les modèles pronostiques devraient être, aujourd'hui et à l'avenir, les plus aptes à simuler ces écoulements de manière correcte et détaillée, dès lors que l'on considère des zones topographiques réalistes, c'est-à-dire tridimensionnelles et combinant plusieurs types topographiques élémentaires – collines, vallons, orientés dans diverses directions.

Afin d'analyser le comportement du code de calcul Submeso, nous nous sommes appliqués à effectuer des simulations préliminaires de l'écoulement au-dessus du terrain réel de Saint-Berthevin, dans des conditions météorologiques académiques, à savoir un cas d'atmosphère convective et un cas d'atmosphère neutre. Dans un premier temps, ces simulations nous ont permis de prendre en main le code de calcul, et d'en tester le comportement relativement à un certain nombre de paramètres, que sont le choix du modèle de turbulence, la modélisation de la physique au sol, les paramètres numériques liés à la stabilité des calculs, et les conditions aux limites d'entrée et de sortie du domaine. Dans un second temps, les résultats obtenus, par le traitement spécifique qui leur a été appliqué, permettent de visualiser l'impact du relief sur les caractéristiques de l'écoulement.

#### **3.2.1 Caractéristiques du site de Saint-Berthevin**

Le site réel de Saint-Berthevin a été sélectionné principalement sur le critère de la simplicité relative de sa topographie. En particulier, l'amplitude du relief est faible, les pentes sont douces et la zone restreinte de la campagne expérimentale est relativement dégagée. La zone d'étude considérée pour nos simulations est une région rurale, vallonnée, dont la surface est de  $16 \text{ km}^2$ . La figure 3-7 présente les lignes de niveau tous les  $5 \text{ m}$ , de  $75 \text{ m}$  à  $145 \text{ m}$ , dans la zone d'étude. La

principale dépression topographique est un vallon traversant la région du nord-est au sud-est, creusé par l'écoulement d'une rivière, le Vicoin. Le point le plus bas de la zone est situé à l'altitude  $z = 73 \text{ m}$ , au sud-est de cette zone dans le fond du vallon. Son point culminant est situé à une altitude de  $146 \text{ m}$  au nord-ouest de la zone. La profondeur moyenne du vallon du Vicoin est de l'ordre de  $30 \text{ m}$  à  $40 \text{ m}$  et sa largeur moyenne d'environ  $200 \text{ m}$  dans la partie située au centre du domaine. L'autoroute *A51* traverse la région en ligne droite du sud-est vers le nord-ouest, et franchit le val du Vicoin sur un viaduc situé au centre de la zone d'étude, quasiment perpendiculairement à l'orientation du vallon. Ce viaduc passe à  $30 \text{ m}$  au-dessus du sol au maximum. Si l'on considère une coupe verticale de la zone du viaduc et de la station expérimentale parallèlement à l'axe  $x$  (figure 3-8), on voit que le vallon est environ large de  $300 \text{ m}$  à mi-hauteur et profond de  $35 \text{ m}$ , soit un rapport  $H/L \approx 0.12$ . Ce relief se classe donc bien dans la catégorie des reliefs de faible amplitude abordés dans l'étude bibliographique. On peut remarquer que le vallon se rétrécit dans sa partie ouest – c'est-à-dire en « entrée » du domaine en se basant sur le sens d'écoulement du cours d'eau – pour atteindre une largeur à peu près constante sur environ  $1500 \text{ m}$ , puis s'élargit pour reformer ensuite un goulot et enfin, s'ouvre au sud-est, en « sortie » du domaine d'étude. Par ailleurs, un affluent du Vicoin s'écoulant du nord vers le sud et se jetant dans le Vicoin au premier tiers de ce dernier, forme un val – que nous appellerons « val annexe » – orienté nord-nord-est/sud-sud-ouest qui sépare le nord de la zone en deux plateaux. Un troisième plateau se situe au sud-ouest de la région. La figure 3-9 présente une vue en coupe de ce val.

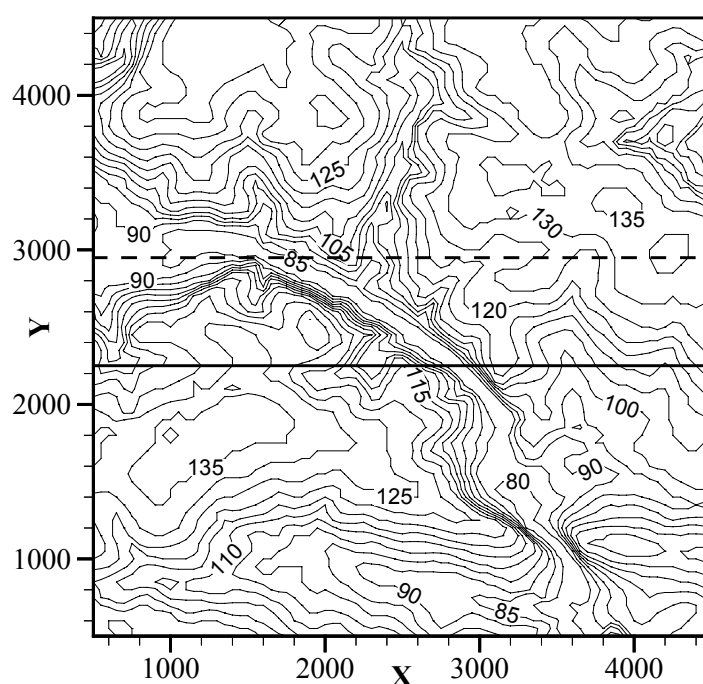


Figure 3-7. Topographie du site de Saint-Berthevin (intervalle de hauteur :  $5 \text{ m}$ ). Les traits horizontaux représentent les traces des coupes verticales présentées à la figure 3-8 (—) et à la figure 3-9 (---)

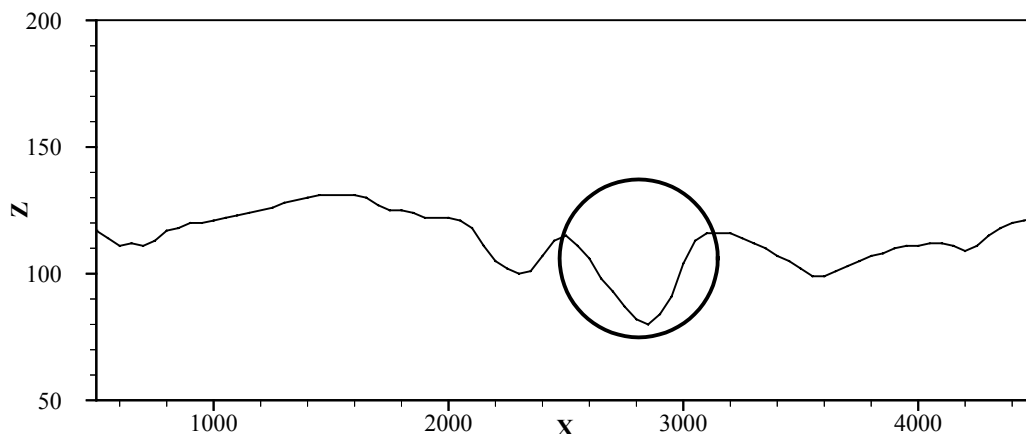


Figure 3-8. Topographie selon une coupe verticale ouest-est à  $y = 2250$  m, suivant la trace en trait plein de la figure 3-7. Le cercle entoure la vallée du Vicoin

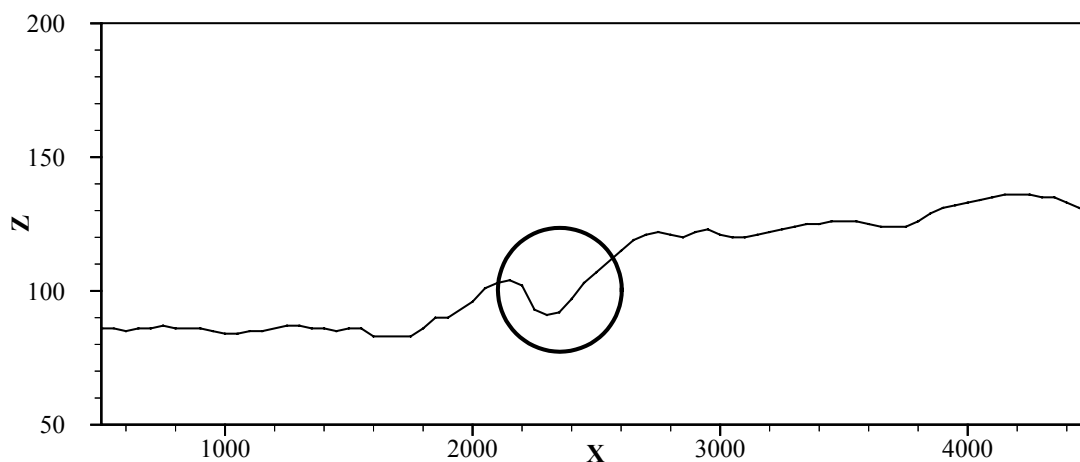


Figure 3-9. Topographie selon une coupe verticale ouest-est à  $y = 2950$  m, suivant la trace en trait pointillé de la figure 3-7. Le cercle entoure le val « annexe » formé par un affluent du Vicoin au nord de la zone

## 3.2.2 Simulations préliminaires sur site réel

### 3.2.2.1 Le domaine de simulation

Le modèle numérique de terrain correspondant à la zone d'étude présentée dans le paragraphe précédent nous a été fourni par l'Institut Géographique National, avec une résolution de  $25$  m, sur une étendu de  $4000$  m  $\times$   $4000$  m. Afin de simplifier l'application des conditions aux frontières du domaine, et d'éviter certains problèmes inhérents au relief perturbé à ces frontières, une zone d'aplanissement progressif du terrain a été créée, pour obtenir une topographie plane aux limites du domaine à l'altitude moyenne  $z_{moy} = 115,21$  m calculée sur toute la zone d'étude. Ainsi, le domaine a été prolongé sur une longueur de  $500$  m dans toutes les directions, pour atteindre l'altitude  $z_{moy}$  par simple extrapolation linéaire. Nous obtenons ainsi un domaine de surface carrée de  $5000$  m de côté. On notera que ce choix d'étendre ainsi le domaine conduit à la formation d'éléments topographiques artificiels à proximité de ces frontières. Toutefois, leur influence est limitée dans l'espace à quelques centaines de mètres des frontières : nous pouvons donc supposer

que cette « topographie artificielle » ne perturbera pas significativement l'écoulement dans la région à proximité du viaduc qui nous intéresse particulièrement.

Le maillage du domaine a été créé au moyen du logiciel *VLx* à partir du modèle numérique de terrain. *VLx* permet de construire un maillage « suivi de terrain », basé sur des résolutions horizontales multiples de la résolution maximale de 25 m dont nous disposons. Selon la verticale, un étirement progressif de la hauteur des mailles est généralement appliqué, afin d'augmenter la résolution à proximité du sol, dans la zone où le cisaillement, l'énergie cinétique turbulente et le gradient de température atteignent leur maximum. Notons que c'est aussi dans les premières centaines de mètres au-dessus du sol que l'influence du relief est la plus forte. Une régularisation progressive de la hauteur des mailles s'opère au fur et à mesure que l'on monte en altitude, pour parvenir à une altitude constante selon les directions longitudinales et transversales au sommet du domaine. Le maillage est régulier dans les directions horizontales.

Pour les simulations présentées dans la suite de ce chapitre, nous avons opté pour une résolution de 50 m selon les directions horizontales, et pour une hauteur de maille moyenne de 100 m, avec un étirement progressif depuis le sol. La première maille au sol a une hauteur de 10 m. Rappelons qu'ainsi, les premiers points de calcul des scalaires et des composantes horizontales de vitesse de vent sont situés à 5 m du sol. La hauteur totale du domaine est d'environ 2000 m. On peut estimer cette hauteur suffisante dans la mesure où les simulations sont effectuées dans des conditions atmosphériques pour lesquelles la hauteur de la couche limite ne dépasse pas 1100 m. Cependant, certaines simulations ont montré qu'il faut être prudent lorsque l'on étudie l'écoulement au-dessus d'une topographie non-plane, dont les effets peuvent être ressentis très haut dans l'atmosphère, et peuvent ainsi générer des problèmes numériques à la frontière supérieure. Une couche d'absorption de Rayleigh est imposée au sommet entre 1200 m et 2000 m, afin d'atténuer les éventuelles perturbations sus-évoquées.

### **3.2.2.2 Les paramètres de simulation**

Les profils verticaux initiaux de vent et de température sont ceux présentés aux paragraphes 2.3.2.1 et 2.3.2.2, dans les deux conditions académiques de stabilité de l'atmosphère, instable et neutre.

De la même façon qu'au paragraphe 2.3, le calcul est forcé par le biais du vent géostrophique. Ses composantes sont égales à celles du vent au plus haut niveau calculé par le préprocesseur, qui correspond au vent dans l'atmosphère libre. De même que sur terrain plat, ce forçage est associé à l'application de conditions aux limites périodiques à chacune des frontières latérales. Cela est rendu possible par le fait que le terrain est plat aux frontières du domaine. L'application de ces conditions revient à considérer que le terrain se répète à l'infini. Ceci n'est pas irréaliste puisque le relief réel qui entoure la zone d'étude est du même type que celui de cette zone, et l'on peut donc considérer que son effet global sur les champs moyens de vent et de température entrant dans le domaine serait du même ordre que l'effet induit ici par le terrain étudié.

Les temps de simulation, ainsi que les principaux paramètres de simulation pour les cas convectif et neutre, sont spécifiés dans le tableau 3-2. Les autres paramètres physiques et numériques (rugosité, modèle de turbulence) sont pour la plupart également identiques à ceux

utilisés sur terrain plat. Les temps de calcul sont ceux requis sur une station de calcul Silicon Graphics Origin200®.

L'altitude du terrain aux frontières latérales étant de  $115,21\text{ m}$ , les profils de vent issus du préprocesseur météorologique sont surélevés afin que leur origine ( $u = 0, v = 0, \theta = \theta_0$ ) se situe à cette hauteur. Ainsi initialise-t-on les champs de vent de manière homogène horizontalement indépendamment du relief, afin de ne pas créer de gradient artificiel au départ de la simulation. Dans les zones d'altitude inférieure à  $115,21\text{ m}$ , le vent est initialement nul. Sur les collines plus hautes, en revanche, le profil initial est tronqué. La définition de l'état de référence en température potentielle, qui fait également office d'état initial, s'avère plus délicat du fait que l'équation pour la température potentielle est écrite pour la perturbation de cette grandeur par rapport son état de référence. En particulier, on a vu (§ 2.1.2.1) que la manière dont sont écrites les équations impose que l'état de référence soit homogène horizontalement. Le problème naît de la difficulté à respecter cette condition tout en conservant en chaque point de la surface une température de surface et un gradient vertical de température potentielle dans la couche de surface qui soient assez proches de l'état de base construit sur terrain plat. Nous avons jugé (voir la discussion dans l'Annexe B) que la solution la plus appropriée est d'adopter

- un profil vertical de température potentielle constant depuis le premier niveau au-dessus du sol jusqu'au pied de la couche d'inversion, au-dessus duquel il se prolonge par la couche d'inversion de la même façon que le profil issu du préprocesseur météorologique (voir figure 2.3a). La valeur de la constante est déterminée par la température potentielle minimum atteinte au pied de la couche d'inversion sur le profil issu du préprocesseur, en l'occurrence  $\theta_0 = 295.4\text{ K}$  ;
- une température potentielle au sol constante sur toute la surface à  $300\text{ K}$

On conserve ainsi entre la surface et le premier niveau au-dessus du sol un gradient vertical de température potentielle négatif identique pour tous les profils de base du domaine, ainsi qu'un écart de température de référence entre le pied de la couche d'inversion et la surface identique à celui que l'on aurait sur terrain plat.

	Convectif	Neutre
<b>Pas d'espace</b> $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z_{moy}$ (m)	50 × 50 × 50	50 × 50 × 50
<b><i>nx, ny, nz</i></b>	103 × 103 × 40	103 × 103 × 40
<b>Temps de simulation</b> (s)	9000	17760
<b>Temps de calcul CPU pour 1 h de simulation</b> (h)	64	64
<b>Pas de temps</b> $\Delta t, \Delta \tau$ (s)	0.8, 0.08	0.8, 0.08
<b>Perturbation initiale de <math>\theta</math></b> (K)	$\theta = \pm 0.1$ (aléatoire)	$\theta = \pm 0.1$ (aléatoire)
<b>Type de forçage</b>	Géostrophique $U_g = 8.3 \text{ m.s}^{-1}, V_g = -1.35 \text{ m.s}^{-1}$ (C.L. latérales périodiques)	Géostrophique $U_g = 8.3 \text{ m.s}^{-1}, V_g = -1.35 \text{ m.s}^{-1}$ (C.L. latérales périodiques)
<b>Couche de Rayleigh</b>	1200 m - 2000 m	1200 m - 2000 m
Coefficient d'absorption	0.1	0.1
<b>Modèle de turbulence</b>	Smagorinsky-Lilly	Smagorinsky-Lilly
<b>Longueur de rugosité</b> (m)	0.16	0.16
<b>Paramètre de Coriolis</b> (s <sup>-1</sup> )	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$
<b>Viscosité artificielle</b>	aucune	aucune

Tableau 3-1. Paramètres de simulation dans les deux cas synthétiques convectif et neutre

### 3.2.2.3 Résultats et analyses

Afin de faire ressortir les effets induits par la topographie sur l'écoulement dans chacun des cas, nous avons procédé à un traitement spécifique des champs instantanés simulés. D'abord, puisqu'il n'existe aucune direction homogène dans cette configuration contrairement à la configuration plane, les champs sont moyennés temporellement en chaque point à partir des champs instantanés obtenus par simulation des grandes échelles toutes les 20 secondes, au-delà d'un temps de simulation de 6000 s jusqu'à 9000 s dans le cas convectif, et de 16000 s jusqu'à 17760 s dans le cas neutre. Ensuite, c'est en soustrayant cette moyenne locale au champ instantané que l'on obtient les fluctuations des différents champs. Parfois enfin, afin d'isoler l'impact du relief sur les champs de vent et de température potentielle, les champs moyens obtenus sur terrain plat dans des conditions similaires (voir chapitre 2) sont soustraits aux champs moyens obtenus localement sur terrain complexe. Cet écart au résultat sur terrain plat est, pour chaque type de stratification, rapporté au champ moyen sur terrain plat, par la formule :



$$\text{écart}(\phi) = \frac{\langle \phi \rangle_{\text{complexe}} - \langle \phi \rangle_{\text{plat}}}{\langle \phi \rangle_{\text{plat}}}$$

où  $\langle \rangle$  symbolise les moyennes spatio-temporelles utilisées.

### a) Cas convectif

Les figures 3-10 et 3-11 présentent les fluctuations de vitesse verticale et de température potentielle après 10000 s de simulation, selon des coupes quasi-horizontales, c'est-à-dire que l'on montre des vues de dessus d'une couche de points de grille dont l'altitude n'est pas constante car le maillage est de type Gal-Chen. On constate de manière générale sur cet ensemble de figures que les tailles caractéristiques des structures instationnaires sont du même ordre de grandeur qu'en configuration plane (figures 2-6 et 2-7). Un même type d'organisation de ces structures instationnaires est également observé. La figure 3-12 présente les fluctuations de vitesse verticale et de température potentielle selon une coupe verticale  $x$ - $z$  identique à celle de la figure 3-8 ( $y = 2250 \text{ m}$ ). On retrouve ici la corrélation marquée entre les fluctuations de vitesse verticale et de température potentielle. Ces constats correspondent à ce que l'on attendait, car les effets de la topographie, ainsi qu'il a été évoqué dans la partie bibliographique qui précède, ne sont ressentis dans leur plus grande majorité que par la partie moyenne du champ simulé. Ainsi, l'observation des seules fluctuations de ces champs par rapport à leur moyenne temporelle revient à supprimer la majeure partie de la contribution de la topographie.

La figure 3-13a présente les isocontours de la grandeur adimensionnée  $\text{écart}(U)$ , où  $U$  est le module de la vitesse, selon une coupe quasi-horizontale à 5 m au-dessus du sol, c'est-à-dire dans la première couche de maille. Il s'avère que l'intensité du vent à ce niveau est modifiée par rapport à la valeur équivalente sur terrain plat à la même hauteur  $\langle U \rangle_{\text{plat}} = 4.36 \text{ m.s}^{-1}$ , jusqu'à près de 26 % dans certaines zones. D'une manière générale, on observe un ralentissement de l'écoulement dans les dépressions topographiques et une accélération de l'écoulement au-dessus des plateaux et des collines. Les deux vallons principaux que sont la vallée du Vicoin et le « val annexe » au nord de la zone ressortent particulièrement. On remarque que l'écoulement est d'autant plus freiné qu'il aborde les vallées transversalement. Ainsi, le val annexe et la partie sud du val du Vicoin ralentissent l'écoulement de plus de 10 % de sa vitesse équivalente sur terrain plat. Au sud de la zone, le ralentissement atteint 26 % dans un passage particulièrement encaissé de la vallée ( $x = 3500 \text{ m}$ ,  $y = 1050 \text{ m}$ ), la vitesse de l'écoulement baissant jusqu'à  $3,2 \text{ m.s}^{-1}$ . On voit par ailleurs que le fort dénivelé de 35 m que doit franchir l'écoulement pour sortir de la vallée à cet endroit génère une accélération du vent de près de  $5.4 \text{ m.s}^{-1}$ , dépassant la valeur moyenne sur terrain plat de près de 23 %, ce qui correspond à une augmentation de plus de 65 % par rapport à la vitesse observée en fond de vallée.

On voit d'autre part sur la figure 3-13b, représentant l'écart entre la direction du vent sur terrain complexe et celle sur terrain plat ( $6,6^\circ$  par rapport à l'axe ouest-est), que le vent moyen est dévié par la topographie. En effet, en plusieurs endroits, un effet de canalisation de l'écoulement dans les vals est visible, sans toutefois que le vent ne s'y engouffre réellement. En  $(x, y) = (2350, 3200) \text{ m}$  par exemple, la présence du val annexe induit une rotation du vent de près

de  $10^\circ$  vers le nord par rapport à sa direction moyenne équivalente sur terrain plat. Dans le val du Vicoïn, une forte rotation de  $-20^\circ$  (i.e.  $20^\circ$  vers le sud) est observée en  $(x, y) = (3000, 2150) m$  au niveau d'une zone particulièrement encaissée de la vallée. En dehors de cette zone, on peut penser que l'écoulement est cependant peu canalisé par la vallée car il possède assez d'énergie pour gravir les pentes au lieu de les contourner. On peut noter une déviation générale de l'écoulement sur une bande large d'environ  $500 m$  traversant le domaine d'ouest en est autour de  $y = 2000 m$ . Ce phénomène semble être entretenu par les conditions périodiques, la déviation de l'écoulement à l'est induite par le passage dans la vallée paraissant se reporter en entrée de domaine. La coupe verticale à  $y = 2250 m$  présentée sur la figure 3-14 met en évidence les phénomènes de survitesses en deux points culminants de la zone situés de part et d'autre de la vallée en  $x = 2450 m$  et  $x = 3100 m$ . Des profils verticaux du module de vitesse et de la température potentielle sont montrés sur la figure 3-15, en comparaison avec les profils de vent et de température potentielle moyens obtenus dans la configuration plane. Ces profils sont situés dans la coupe présentée sur la figure 3-14, en entrée de domaine sur la partie plate, au point culminant local en  $x = 3100 m$  et dans le fond du vallon du Vicoïn, en  $x = 2850 m$ . On retrouve sur la figure 3-15a le phénomène de survitesses sur le profil situé au point culminant : l'écoulement atteint un maximum local de vitesse de  $6,9 m.s^{-1}$  à  $90 m$  au-dessus du sol. Par ailleurs, on constate que la vitesse moyenne du vent en altitude est supérieure d'environ  $0,2 m.s^{-1}$  à la vitesse du vent sur terrain plat. Cela peut s'expliquer par une tendance moyenne de l'écoulement à accélérer par rapport à l'écoulement sur terrain plat, comme en attestent les zones de valeurs positives plus nombreuses que les négatives sur la figure 3-13a. La figure 3-15a montre également que la topographie semble essentiellement influencer le champ de vent jusqu'à une altitude de l'ordre de  $400 m$ , où l'écart entre les profils sur terrain complexe devient inférieur à 2 %.

Pour leur part, les profils de température potentielle (figure 3-15b) ne paraissent sensiblement affectés que dans les  $150$  premiers mètres au-dessus du sol. En effet, à partir de l'altitude  $z = 250 m$ , l'écoulement moyen devient homogène horizontalement. L'écart de  $0,5 K$  par rapport à la valeur sur terrain plat semble provenir de la différence d'initialisation de la température potentielle qui montre un écart d'environ  $0,5 K$  dans le bas de la couche limite, le champ moyen de température dérivant progressivement de leur état initial d'environ  $2 K$  en  $9000 s$  dans les deux configurations vers la température au sol (voir § 2.3.2.1). Ce défaut de simulation ne biaise toutefois pas la comparaison des profils de température entre eux sur terrain complexe. En particulier, on constate que le profil situé en fond de vallon tend à se « dilater » dans sa partie basse, c'est-à-dire que la décroissance verticale du gradient de température potentielle est plus progressive que sur les profils situés sur les hauteurs, qui tendent plutôt à se « comprimer ». Nous pouvons également remarquer que l'évolution verticale du gradient de température potentielle sur terrain plat est intermédiaire. Cette adaptation des profils moyens de température potentielle au relief s'explique par la dynamique de l'écoulement. La figure 3-16 représentant une coupe verticale du vallon du Vicoïn permet de comprendre comment le vent agit sur le champ de température. Notons que la limite inférieure en trait épais ne représente pas la frontière mais la première couche de points au-dessus du sol (qui reproduit cependant exactement l'évolution topographique). C'est dans le fond du vallon près de la surface, que la température potentielle est la plus élevée. Cela provient de deux phénomènes : d'une part, l'écoulement est ralenti dans cette zone donc l'air présent est soumis plus longtemps au chauffage par le sol que dans les zones

ventées ; d'autre part, les masses d'air parvenant en fond de vallon proviennent essentiellement de la partie de l'écoulement amont la plus proche de la surface, au contact de laquelle l'air chauffe tout au long de la descente. On observe également une dissymétrie du champ de température dans le fond du vallon, qui est liée de manière évidente à la direction du vent : l'air chaud ne peut s'échapper du fond de vallée qu'en remontant la pente en aval sans s'en décoller du fait du resserrement des lignes de courant à cet endroit. Ainsi il continue à chauffer. On aurait un pic de température au sommet de la pente s'il n'y avait à ce niveau un apport d'air plus froid provenant du centre du vallon à la même altitude. Ce refroidissement à l'approche du sommet ressort particulièrement sur la vue de dessus du champ de température potentielle à 5 m au-dessus du sol en  $(x, y) = (3050, 2300)$  m (figure 3-16b). Par ailleurs, l'adoucissement du gradient de température près du sol dans le vallon par rapport aux gradients que l'on observe au-dessus des points culminants locaux vient du transport par l'écoulement vers le cœur du vallon de masses d'air provenant de la pente en amont, qui étaient plus proches du sol donc plus chaudes que si le terrain amont était plat. Ces masses d'air ne suivent pas exactement le terrain car les lignes de courant se desserrent dans la dépression. Remarquons enfin que les variations de température potentielle liées au relief restent très faibles, l'amplitude de variation maximale étant d'environ 0,4 K à 5 m au dessus du sol, comme l'atteste la figure 3-16b.

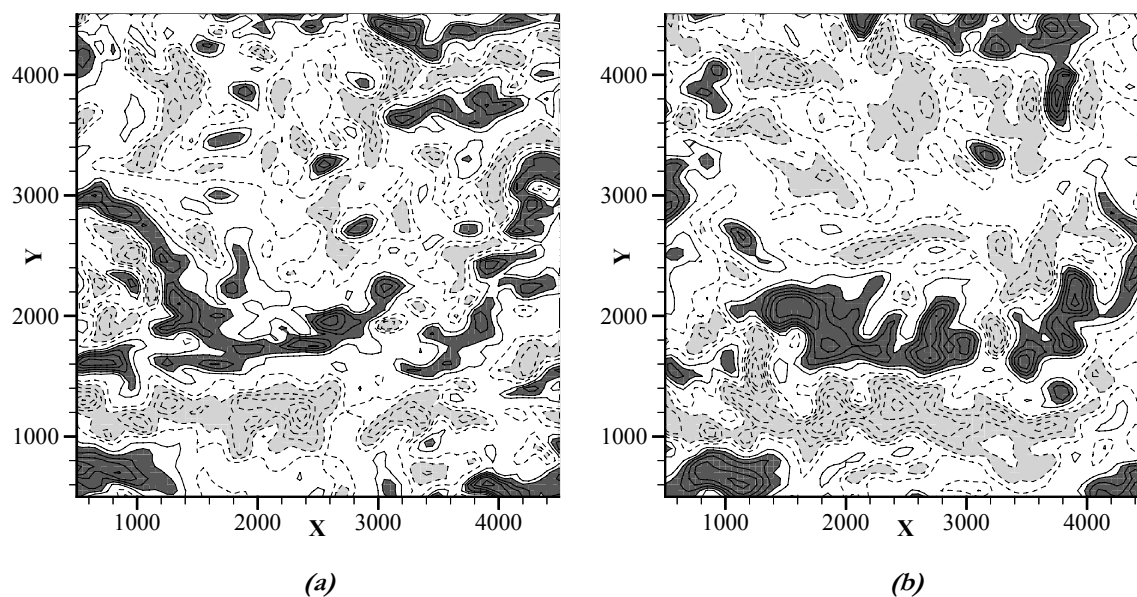


Figure 3-10. Vues en coupe quasi-horizontale des isocontours des fluctuations de vitesse verticale à l'altitude (a)  $z/h \approx 0.2$  et (b)  $z/h \approx 0.5$  dans le cas convectif. Contours (-3, -2.5, -2, -1.5, -1, -0.5, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3)  $m.s^{-1}$ . Dans les zones gris foncé (gris clair) les valeurs sont supérieures (inférieures) à  $1 m.s^{-1}$  ( $-1 m.s^{-1}$ )

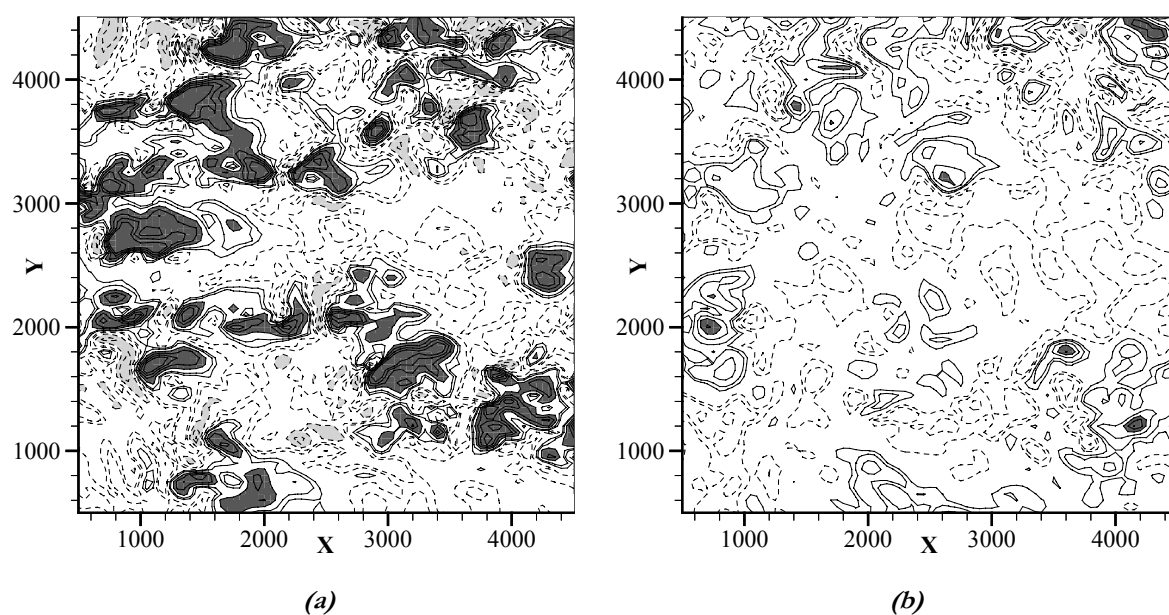


Figure 3-11. Vues en coupe quasi-horizontale des isocontours des fluctuations de température potentielle à l'altitude (a)  $z/h \approx 0.2$  et (b)  $z/h \approx 0.5$  dans le cas convectif. Contours (-0.5, -0.4, -0.3, -0.2, -0.1, -0.05, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5) K. Dans les zones gris foncé (gris clair) les valeurs sont supérieures (inférieures) à  $0.2 K$  ( $-0.2 K$ )

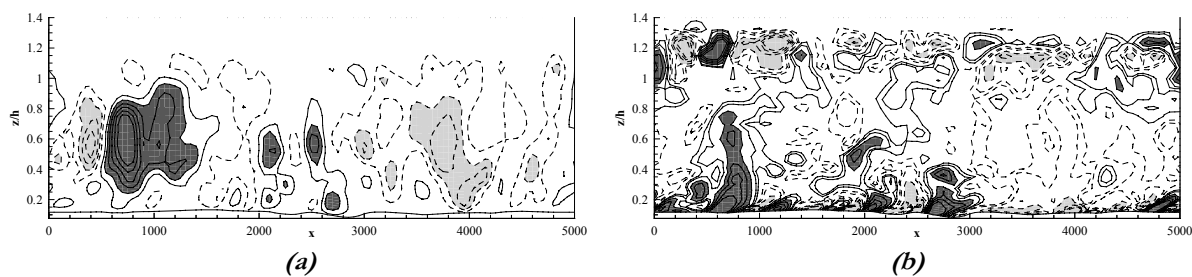


Figure 3-12. Isocontours dans un plan x-z ( $y = 2250$  m) des fluctuations de (a) vitesse verticale et (b) température potentielle, dans le cas convectif. Contours identiques aux figures 3-7 et 3-8

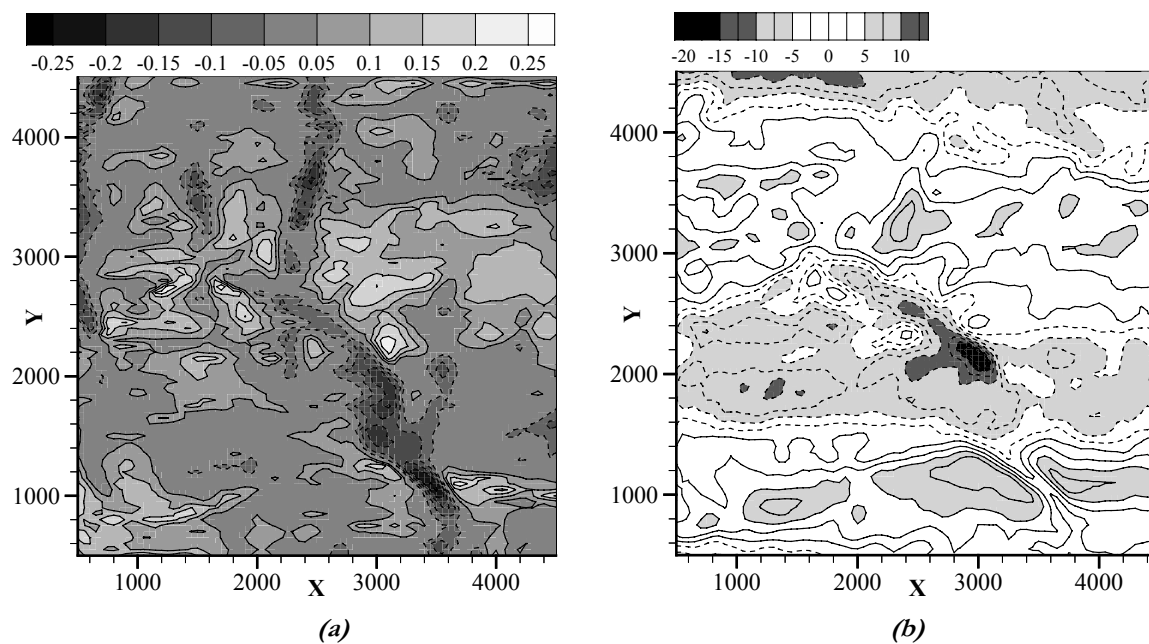


Figure 3-13. Vue de dessus des isocontours (a) de la grandeur écart du module de vitesse et (b) de l'angle d'orientation du vent exprimé en degrés par rapport à la direction du vent sur terrain plat, dans le cas convectif à 5 m au-dessus du sol (coupe non plane)

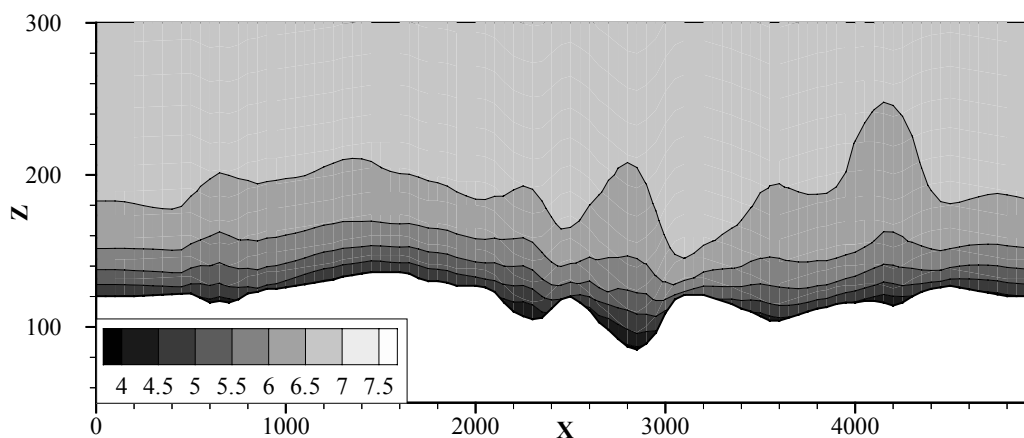


Figure 3-14. Coupe verticale selon le plan de la figure 3-8, avec les isocontours du module de vitesse horizontale dans le cas convectif

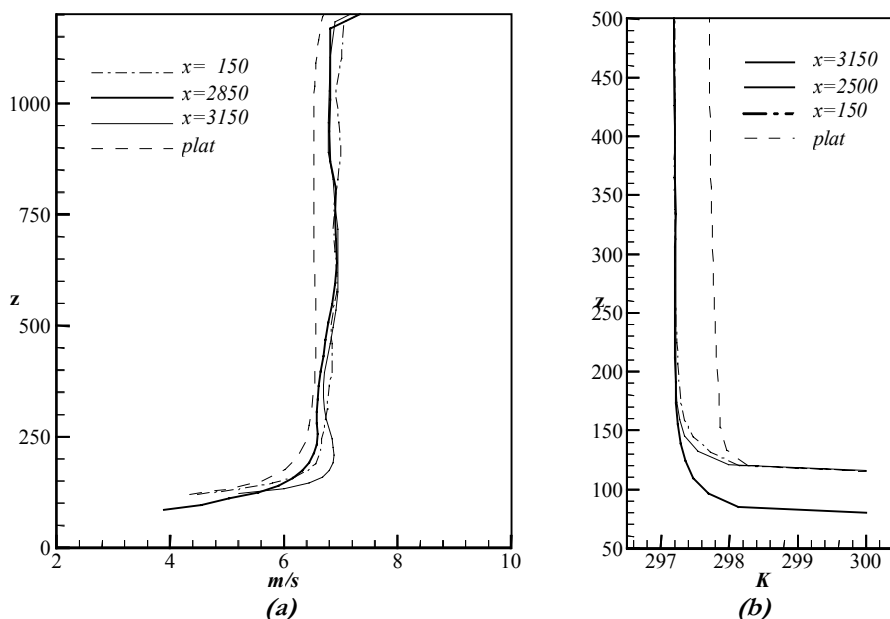


Figure 3-15. Profils verticaux (a) du module de vitesse de vent et (b) de la température potentielle moyenne, dans la configuration plane et en trois positions  $x = 150$  m (dans la zone plane d'entrée à une altitude de 115 m),  $x = 2850$  m (creux à l'altitude  $z = 80$  m) et  $x = 3150$  m (sommet local à  $z = 116$  m) dans la section  $y = 2250$  m présentée sur la figure 3-8, dans le cas convectif. Dans les deux figures, le profil vertical obtenu sur terrain plat est montré (décalé à l'altitude 120 m pour les besoins de la visualisation)

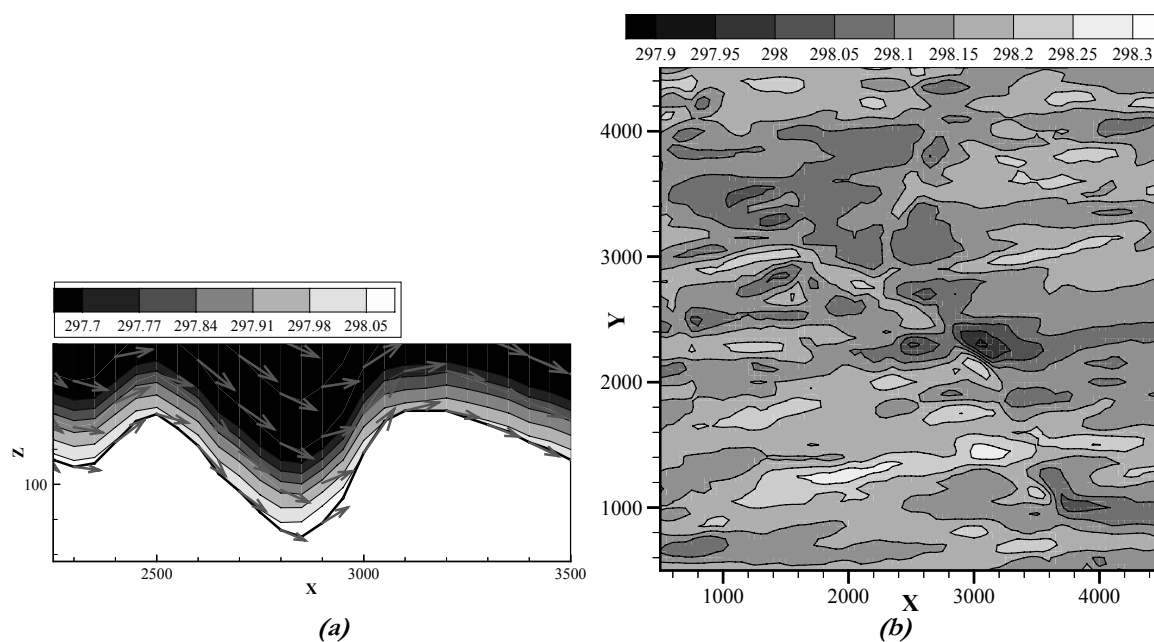


Figure 3-16. (a) Vue en coupe verticale du champ moyen de température potentielle, à  $y = 2250$  m, dans le cas convectif ; (b) vue de dessus de ce même champ à 5 m au-dessus du sol. Les flèches représentent les vecteurs vitesse locaux

### b) Cas neutre

Nous tentons ici, comme dans le paragraphe précédent pour une atmosphère convective, de faire ressortir l'influence du terrain sur l'écoulement moyen et instantané, dans le cas d'une atmosphère neutre.

La figure 3-17 montre les fluctuations du champ de vitesse longitudinale à  $t = 17760$  s. Il s'avère que la structuration en bandes observée dans la configuration plane se retrouve ici (figure

3-17a), avec des tailles caractéristiques du même ordre ( $\lambda=500$  à  $800$  m). De la même façon que dans la configuration plane, les structures perdent leur cohérence plus haut dans le domaine (figure 3-17b). Au regard de l'écoulement moyen, le premier constat que l'on peut faire est que la vitesse moyenne de l'écoulement (effectuée sur tout le terrain, par couche de mailles) est plus faible que sur terrain plat – d'environ  $0.3$  m.s<sup>-1</sup> à  $5$  m au-dessus du sol –, tandis que la différence est très faible dans le cas convectif ( $0.06$  m.s<sup>-1</sup> à  $5$  m au-dessus du sol). La vue en coupe quasi-horizontale de l'écart du module de vent à sa valeur moyenne à  $5$  m au-dessus du sol (figure 3-18a) révèle les mêmes tendances de l'écoulement à ralentir dans les creux et accélérer au-dessus des sommets que dans le cas convectif. On constate que les zones de ralentissement sont globalement plus marquées et plus étendues dans les creux que dans le cas convectif. Un maximum d'accélération de  $26$  % ( $U \sim 6,4$  m.s<sup>-1</sup>) est atteint au sommet du fort dénivelé franchi par l'écoulement pour sortir du vallon du Vicoin dans la zone d'étranglement située au sud du domaine  $(x, y) = (3700, 1150)$  m, ce qui représente une hausse de la vitesse de l'écoulement d'environ  $70$  % par rapport à la vitesse dans le fond de vallon  $U \sim 3,75$  m.s<sup>-1</sup>. Notons que cet écart de plus de  $2,6$  m.s<sup>-1</sup> est plus fort en conditions d'atmosphère neutre qu'en condition convective où il atteint  $1,8$  m.s<sup>-1</sup> dans la même zone. Les profils présentés sur la figure 3-18b confirment l'effet de survitesse apparaissant au niveau des points hauts du domaine ( $x = 2500$  m et  $x = 3150$  m) et l'effet de freinage induit par le vallon ( $x = 2850$  m) et montrent que la survitesse est maximum au premier point du maillage dans le domaine physique, à  $5$  m au-dessus du sol. Notons qu'il est possible que le maximum se situe plus près du sol, mais le maillage utilisé ici ne permet pas d'accéder à une information plus détaillée à proximité du sol. Les profils se rejoignent à une altitude de l'ordre de  $600$  m- $700$  m, mais l'écart entre eux devient inférieur à  $2$  % dès  $400$  m au-dessus du sol environ. Les plus forts ralentissements, de plus de  $36$  %, sont atteints dans le fond du vallon du Vicoin, par exemple en  $(x, y) = (3050, 1600)$  m ou  $(x, y) = (2950, 2150)$  m. Le val annexe induit un ralentissement moyen en fond de val d'environ  $30$  % par rapport à sa valeur sur terrain plat, soit environ  $25$  % de ralentissement par rapport à la valeur en amont. Par ailleurs, il apparaît sur le plateau situé au sud-ouest un phénomène de survitesse s'étendant sur plus d'un kilomètre dans la direction de l'écoulement, dont le maximum est atteint au niveau du point le plus haut de ce plateau. Le terrain étant plutôt plat dans cette zone, il n'est pas surprenant d'observer un tel comportement de l'écoulement en conditions d'atmosphère neutre, tandis que dans le cas convectif, les structures convectives ascendantes et descendantes qui se développent dans la zone tendent à briser cette structure de l'écoulement. De la même façon, on observe des zones de ralentissement traversant le domaine et orientées dans la direction de l'écoulement moyen. Notons que les conditions périodiques imposées aux frontières latérales du domaine semblent accentuer le phénomène en reportant en entrée les zones où l'écoulement en sortie est plus lent – ou plus rapide.

L'observation de l'orientation locale du vent relativement à son orientation sur terrain plat à  $5$  m au-dessus du sol (figure 3-19) nous permet de voir que l'écoulement tend à être plus fortement canalisé dans le val annexe, subissant une rotation vers le nord pouvant atteindre  $18^\circ$ , alors que cette rotation n'est que de  $13^\circ$  au plus dans le val dans les conditions convectives. Un phénomène de canalisation est également ressenti, cette fois vers le sud, dans le val du Vicoin. On note un maximum de rotation de  $-13,6^\circ$  au point  $(x, y) = (3700, 1150)$ . Dans la zone d'étranglement près de la sortie du vallon du Vicoin, on constate que l'écoulement est moins

canalisé que dans le cas convectif. Ceci est lié au fait que l'écoulement, en amont de la vallée à ce niveau, subit une assez forte déviation vers le nord à la pointe du plateau en  $(x, y) = (3000, 1250)$ .

Comme l'atteste la figure 3-20, la topographie semble ressentie par l'écoulement essentiellement dans la couche située au-dessous de  $z = 400 \text{ m}$ , soit une zone d'épaisseur environ cinq fois l'amplitude du terrain. Ceci est en accord avec les conclusions que l'on peut tirer de la figure 3-18b représentant les profils du module de vent. La comparaison des figures 3-20a et 3-20b montre une perturbation plus forte en atmosphère convective qu'en atmosphère neutre dans la partie supérieure de la couche. Le fait que les oscillations observées, probablement liées aux mouvements convectifs, soient visibles en moyenne laisse entrevoir un lien entre les structures convectives ascendantes et descendantes et la topographie. Cette hypothèse est à rapprocher de l'étude de Walko *et al.* (1992) (voir § 3.1.4.1).

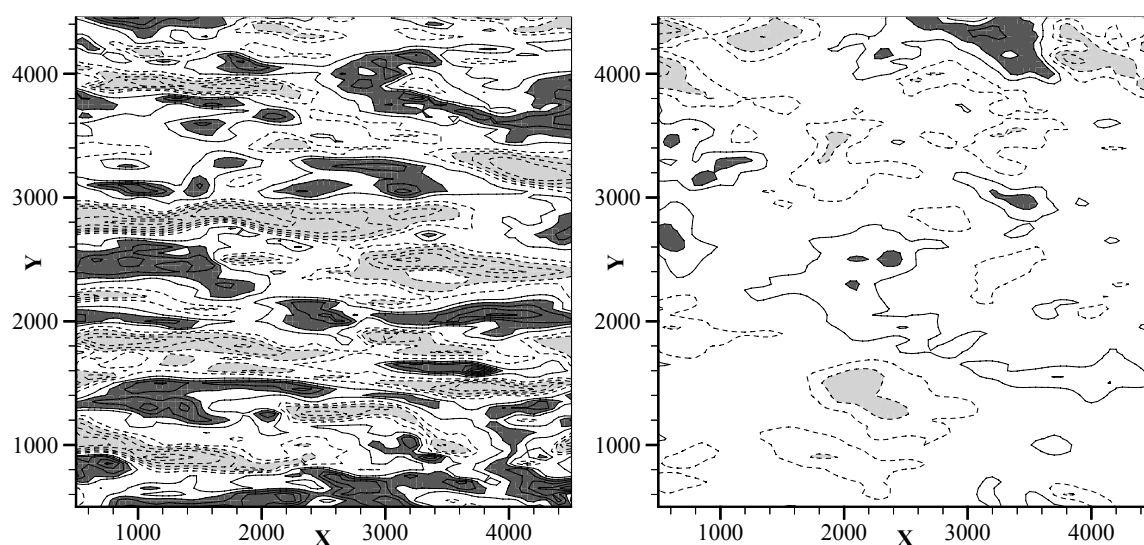
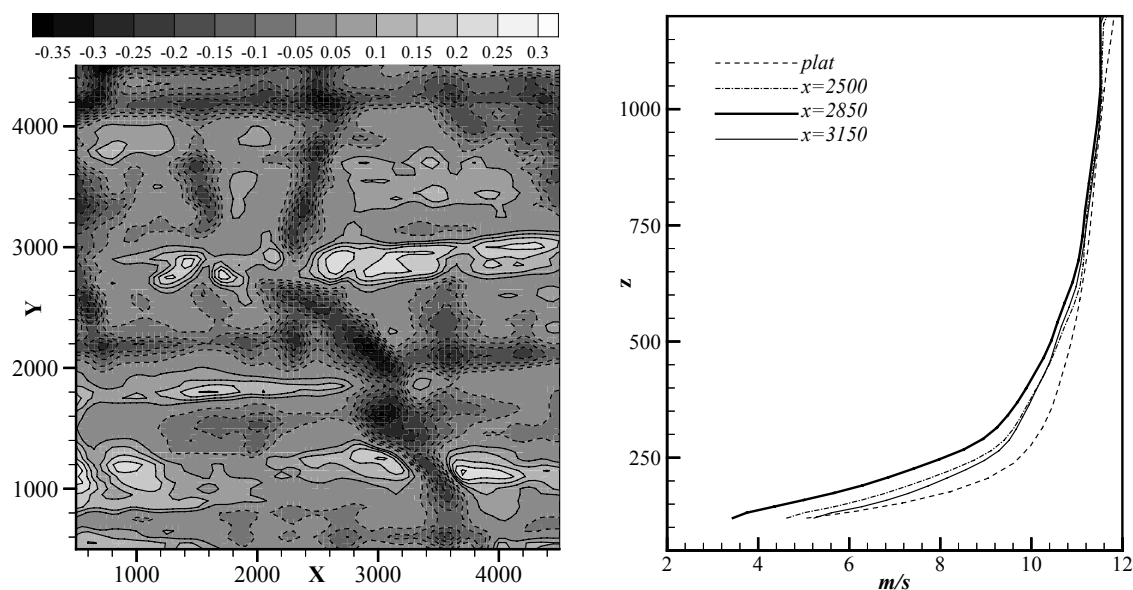


Figure 3-17. Vue en coupe quasi-horizontale des fluctuations de vitesse longitudinale à (a)  $z/h = 0.1$  et (b)  $z/h = 0.5$ , dans le cas neutre





(a) (b)

Figure 3-18. (a) À 5 m au-dessus du sol dans le cas neutre sur terrain complexe, isocontours de l'écart relatif du module de vitesse de vent par rapport à sa valeur moyenne à 5 m sur terrain plat ; (b) profils verticaux du module de vitesse de vent dans la configuration plane et en trois positions  $x=2500$  m (sommet), 2850 m (creux) et 3150 m (sommet) dans la section  $y=2250$  m présentée sur la figure 3-8, dans le cas neutre. Les profils sont tous translatés artificiellement à l'altitude  $z = 120$  m pour simplifier la comparaison

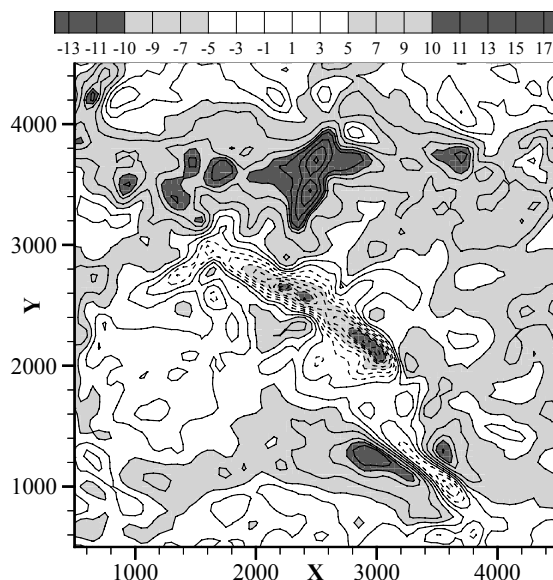


Figure 3-19. À 5 m au-dessus du sol dans le cas neutre sur terrain complexe, isocontours de l'angle d'orientation du vent exprimé en degrés par rapport à son orientation (de  $0,6^\circ$  par rapport à l'axe ouest-est) à 5 m au-dessus du terrain plat. Les isocontours négatifs sont indiqués en pointillés

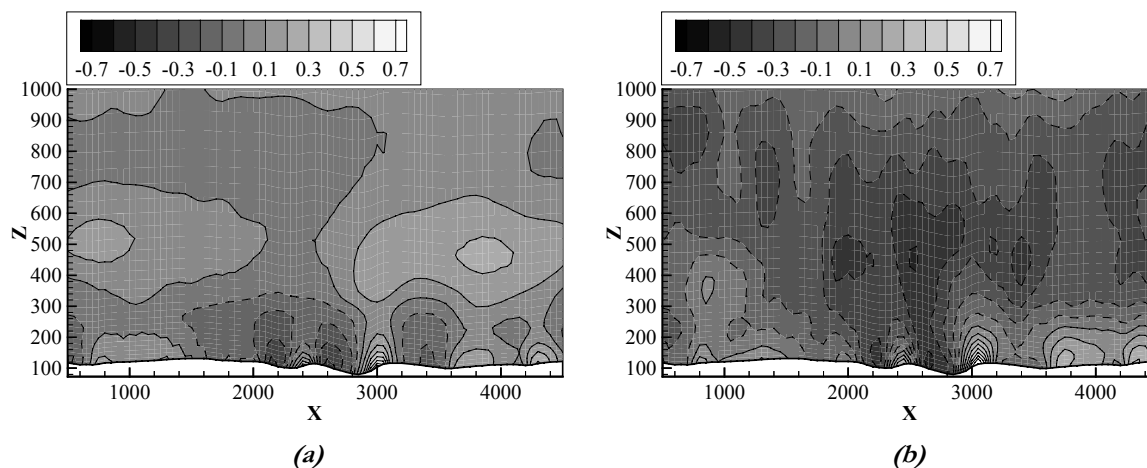


Figure 3-20. Vues en coupe verticale à  $y=2250$  m des isocontours de vitesse verticale (a) dans le cas neutre et (b) dans le cas convectif

### 3.2.3 Conclusions

Les simulations préliminaires dont les résultats sont présentés dans ce chapitre permettent de tirer plusieurs conclusions.

D'abord, le forçage géostrophique apparaît comme un moyen approprié pour réaliser ce type de simulation. Nous n'avons pas montré ici les résultats obtenus en forçant l'écoulement par la frontière ouest, mais les essais ont montré qu'il faudrait une grande distance entre la frontière

d'entrée et la zone d'étude pour que l'écoulement puisse s'établir et oublier la condition stationnaire et homogène horizontalement imposée en entrée. Cette distance préalable minimale est bien trop grande en terme de temps de calcul. On a vu que les conditions périodiques associées au forçage géostrophique ont une influence sur la forme de l'écoulement moyen. On peut s'attendre à ce qu'une extension plus grande de la partie plane aux frontières latérales du domaine permette d'atténuer cet écueil numérique. L'utilisation de la technique d'emboîtement permettrait par ailleurs d'atténuer cet inconvénient en faisant intervenir dans la résolution un domaine supplémentaire dont les conditions aux frontières latérales ne sont pas périodiques. Lorsqu'un retour d'information du domaine emboîté vers le domaine de base est assuré, on s'attend en outre à ce que l'effet de périodicité disparaisse également sur la solution dans le domaine de base (non testé dans cette étude).

Ensuite, les observations rapportées ici sont cohérentes avec les observations et les études scientifiques menées antérieurement sur les écoulements au-dessus d'un relief de faible amplitude. En particulier, on constate l'effet de la force de flottabilité, qui, dans des conditions d'atmosphère convective, réduit l'influence de la topographie sur la dynamique de l'écoulement (canalisations, ralentissements et accélérations) par rapport à des conditions d'atmosphère neutre. Il serait par ailleurs intéressant de comparer à ces deux situations étudiées précédemment une troisième dans laquelle l'atmosphère serait fortement stable, afin de voir comment évolue l'écoulement. Un cas stable sera étudié dans le chapitre 5. La principale limite de nos simulations réside dans les temps de calcul et les traitements statistiques insuffisants, qui ne nous permettent pas d'analyser finement les caractéristiques de la turbulence.

Les temps de calcul requis pour ces simulation confirment l'utilité d'une méthode de raffinement de maillage qui permette, en réduisant le nombre de points de maillage, de réduire les coûts en temps de calcul tout en atteignant dans les zones qui nous intéressent particulièrement une précision de résultat du même ordre.

## Chapitre 4

---

### *Méthodes d'emboîtement de domaines pour les modèles atmosphériques*

La précision de la solution obtenue par résolution des équations de Navier-Stokes discrètes dépend directement de la finesse du maillage utilisé pour discrétiser le domaine d'étude. Ainsi les techniques de raffinement de maillage permettent-elles d'améliorer sensiblement la qualité des simulations, car il s'avère bien souvent prohibitif en terme de coût de calcul de faire appel à une grille à très haute résolution sur toute l'étendue du domaine. Plusieurs approches de raffinement sont possibles, et les choix dépendent des domaines d'application abordés et des schémas numériques utilisés. Nous nous intéressons tout particulièrement ici aux méthodes par emboîtements de grilles de résolutions différentes, car elles ont l'avantage d'autoriser un raffinement local sans détruire la structure régulière des maillages, ce qui permet d'appliquer les solveurs plus simples et identiques à tous les niveaux de grilles.

Différents objectifs peuvent amener les modélisateurs à utiliser des méthodes de raffinement par emboîtement de domaines. En effet, des méthodes de maillage multi-domaines ont été développées pour l'étude d'écoulements industriels autour de géométries complexes difficiles à décrire précisément à l'aide d'une grille unique. Dans d'autres cas, c'est la complexité de l'écoulement résultant de l'interaction de plusieurs échelles physiques qui conduit à diviser le domaine d'étude en sous-domaines plus finement maillés, dans le but de prendre en compte dans les simulations à la fois l'influence des phénomènes de grande échelle et celle des phénomènes de petite échelle.

En particulier, parce que de nombreuses échelles de longueur et de temps interagissent dans les écoulements atmosphériques et qu'il est souvent utile d'en prendre plusieurs en compte, des méthodes d'emboîtement de domaines ont été développées pour les modèles de simulation à méso-échelle (Phillips & Shukla, 1973 ; Walko *et al.*, 1995) et les modèles atmosphériques à des échelles inférieures (Berger & Olinger, 1984 ; Clark & Hall, 1991 ; Clark & Farley, 1984 ; Skamarock & Klemp, 1993 ; Sullivan *et al.*, 1997). Dans notre cas d'étude, il s'agit d'augmenter la résolution dans la zone d'influence de la propagation des ondes acoustiques, c'est-à-dire à proximité du sol, dans les environs de la source sonore.

Afin de présenter une vue globale de l'état de l'art concernant les techniques d'emboîtement de domaines pour la simulation des écoulements atmosphériques, ce chapitre débute par l'exposition synthétique des principaux problèmes rencontrés et des solutions apportées jusqu'à ce jour sur le sujet, dans la littérature scientifique.

Dans la seconde partie de ce chapitre, est présentée une technique d'emboîtement mise en place dans le code atmosphérique Submeso, et basée sur certains éléments mis en avant dans l'étude bibliographique. L'accent est mis sur les choix de formulation des conditions aux

frontières des grilles emboîtées, et leur validation partielle sur deux types de configurations : un terrain plat et une colline bidimensionnelle « en cloche ».

#### 4.1 *Problèmes et solutions de l'emboîtement de domaines*

Plusieurs approches d'emboîtement de domaines ont été proposées dans la littérature depuis les années 1970, dans différents domaines de la mécanique des fluides. Des méthodes faisant appel à des grilles adjacentes ont été développées essentiellement pour les simulations numériques d'écoulements autour de géométries complexes (méthodes de type « multi-blocs »). En revanche, la plupart des méthodes répertoriées ici, développées et adaptées pour la simulation d'écoulements atmosphériques, sont basées sur l'utilisation de grilles superposées, la grille emboîtée recouvrant une partie de la grille de base<sup>1</sup>. Citons tout de même Phillips & Shukla (1973) et Kurihara *et al.* (1979), qui ont opté pour des grilles adjacentes se superposant seulement sur une zone étroite assurant l'interface de communication entre les domaines. Nous n'entrerons pas ici dans le détail des techniques liées à l'utilisation de grilles emboîtées dites « adaptatives » – c'est-à-dire susceptibles d'être créées, déplacées ou détruites selon des critères de précision numérique du schéma de résolution ou selon des caractéristiques particulières de l'écoulement simulé (par exemple, le suivi de phénomènes atmosphériques). On se référera à Berger & Oliger (1984), Skamarock & Klemp (1993) pour obtenir plus d'information sur ces techniques particulières.

Les travaux sur les techniques d'emboîtement – qu'elles soient adaptatives ou non – concernent principalement le mode de gestion de la communication d'information d'un domaine à l'autre. Berger & Oliger (1984) et Sullivan *et al.* (1997), entre autres, décrivent de manière synthétique la procédure d'emboîtement qu'ils suivent dans leur code. On peut synthétiser ces procédures en un algorithme-type résumant les étapes de gestion des grilles emboîtées (voir figure 4.1). La procédure se déroule comme suit. Après initialisation de toutes les grilles, la solution sur la grille-mère (niveau 1) est avancée d'un pas de temps. Les conditions aux frontières de la grille-fille (niveau 2) sont alors spécifiées en fonction des champs obtenus sur la grille-mère. La solution sur la grille-fille peut alors être avancée d'un pas de temps. Si à cette grille se superpose une grille encore plus fine (niveau 3), le schéma exposé précédemment est transposé des niveaux 1 et 2 aux niveaux 2 et 3, et ainsi de suite s'il existe des niveaux supplémentaires. Tant que l'instant  $t$  atteint sur la grille-fille est inférieur à l'instant  $T$  atteint sur la grille-mère, on réitère l'opération précédente. Cela s'avère nécessaire dès lors que l'on impose un raffinement temporel. À cette étape, si l'on a opté pour qu'il y ait un retour d'information de la grille-fille vers la grille-mère, une mise à jour de la solution sur la partie de la grille-mère recouverte par la grille-fille est assurée à partir de la solution de la grille-fille. On entretient ainsi une interaction bidirectionnelle (*two-way* en anglais) entre les deux grilles, plus forte que l'interaction unidirectionnelle (*one-way*) selon laquelle le transfert d'information ne se produit que de la grille-mère vers la grille-fille, l'étape citée précédemment étant alors omise. La procédure d'emboîtement pour un pas de temps de grille-mère étant terminée, les solutions sur toutes les grilles sont connues au même instant  $T$ .

<sup>1</sup> Nota : on parlera indifféremment de grille *fine*, *haute résolution*, *fille* ou *emboîtée*, et de grille *grossière*, *basse résolution*, *mère* ou *de base*, ces notions étant relatives au niveau d'emboîtement auquel on se situe.

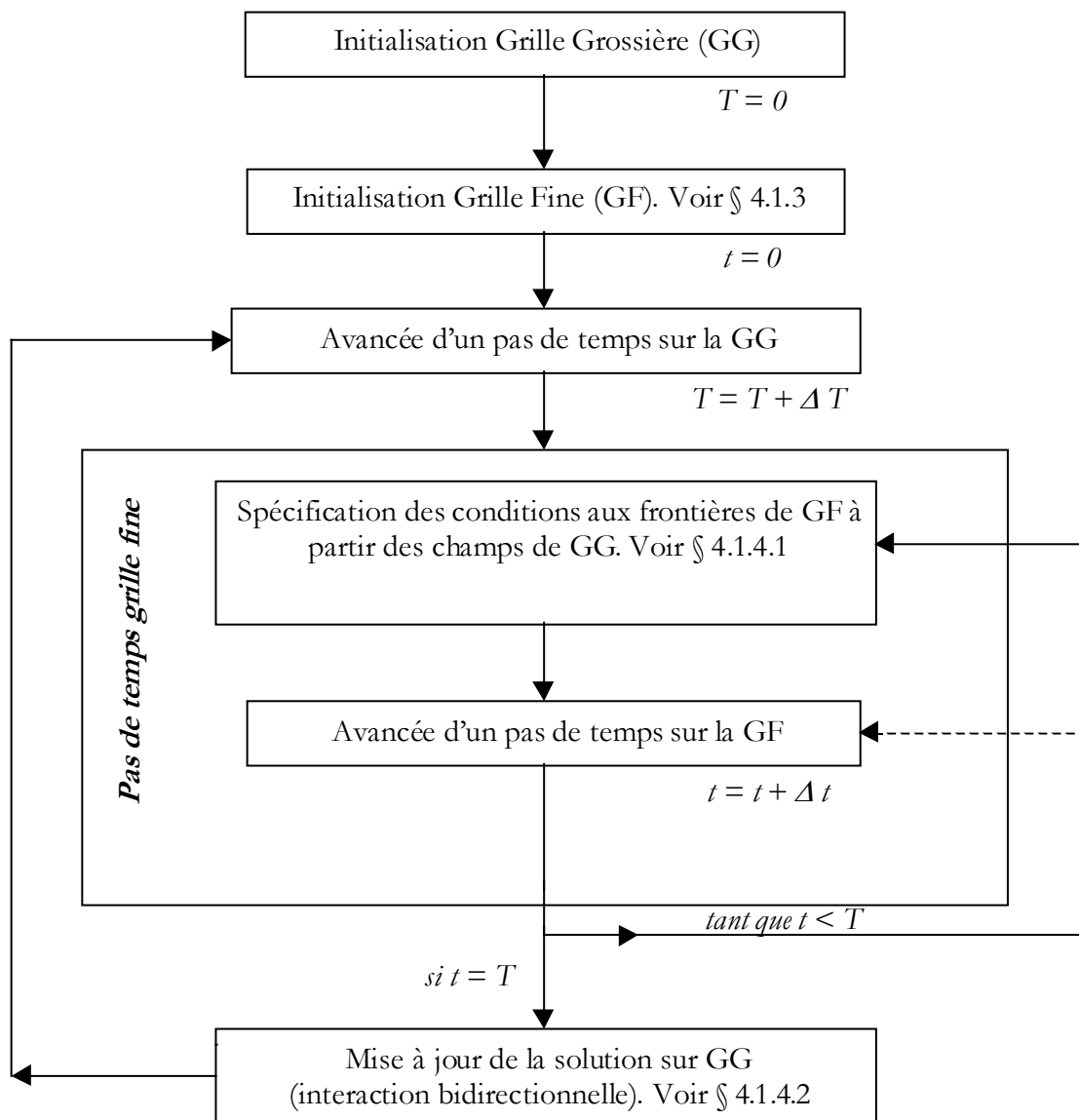


Figure 4-1. Algorithme-type de gestion des simulations par emboîtement de domaines

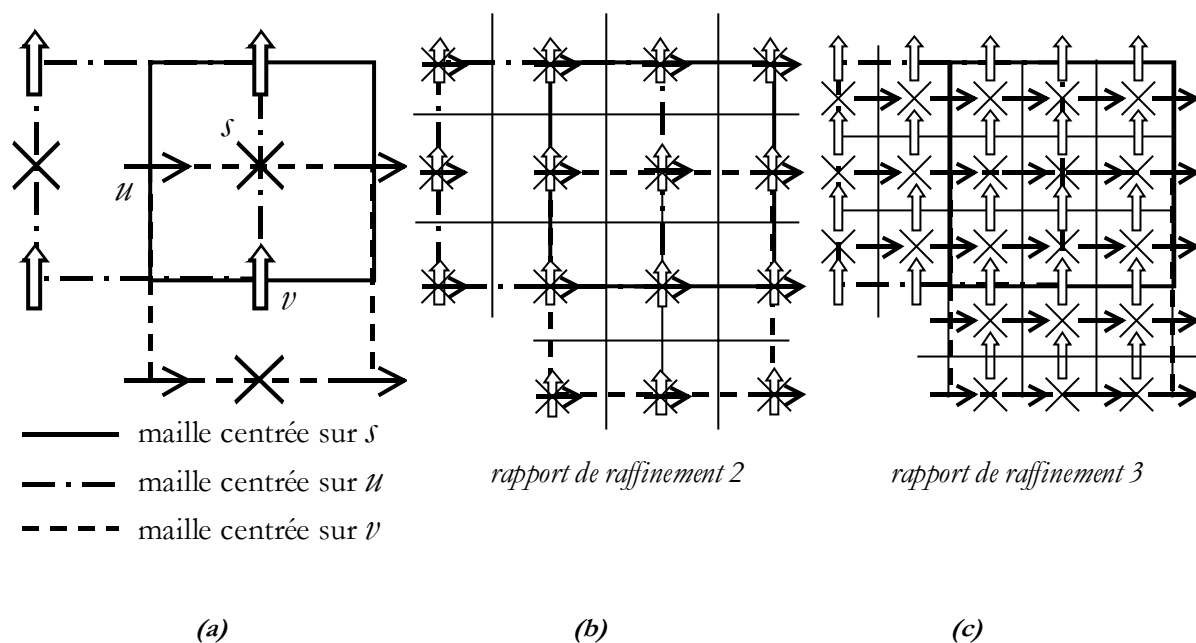
On avance alors la solution sur la grille-mère d'un pas de temps supplémentaire. Certaines étapes de la procédure décrite sur la figure 4-1 renvoient aux paragraphes qui suivent, dans lesquelles elles sont détaillées – l'objectif étant de mettre en évidence les problèmes qui s'y rapportent et de résumer les solutions proposées dans la littérature.

## 4.1.1 Paramètres de raffinement

### 4.1.1.1 Raffinement spatial

En général, le rapport de raffinement du maillage de base au maillage emboîté est choisi entier (Clark & Farley, 1984 ; Clark & Hall, 1991). En effet, les variables de grille fine sont ainsi plus facilement localisables par rapport aux variables de grille grossière. En outre, un certain nombre de ces variables coïncide alors d'une grille à l'autre, ce qui simplifie les transferts d'information

entre les domaines. Pour les grilles à positionnement entrelacé, un rapport impair est nécessaire pour que les positions de chaque variable sur la grille-fille relativement à ses positions sur la grille-mère soient identiques d'une variable à l'autre, tout en conservant la structure de grille décalée à tous les niveaux (Zhang *et al.*, 1986 ; Blayo & Debreu, 1999) – ce qui permet d'utiliser le même solveur sur chaque grille. La figure 4-2 illustre cette nécessité : un rapport de grilles égal à 2 (figure 4-2b) conduit à un positionnement collocatif des variables sur la grille-fille, alors qu'un rapport égal à 3 (figure 4-2c) conserve le positionnement entrelacé.



**Figure 4-2.** (a) Positionnement entrelacé des variables  $U$ ,  $V$ ,  $S$  sur la grille de base. (b) Positionnement des variables de grille-fille résultant d'un raffinement de rapport 2. (c) Positionnement des variables de la grille-fille résultant d'un raffinement de rapport 3. En trait épais – plein ou pointillé –, les mailles associées à chaque variable du domaine de base ; en trait fin, celles du domaine emboîté (pour (c), seules les mailles de grille-fille centrées sur  $S$  sont représentées, pour la clarté du schéma).

Sullivan *et al.* (1997) s'autorisent un rapport de raffinement non entier selon l'horizontale, puisqu'ils imposent que les étendues horizontales de toutes les grilles soient identiques, afin d'appliquer des conditions périodiques aux frontières à tous les niveaux de grilles. Cela implique en particulier que les plus grosses structures de l'écoulement à simuler soient de taille inférieure à la moitié du domaine, ce qui restreint le domaine d'application de la méthode.

D'un point de vue quantitatif, dans leur synthèse sur les techniques d'emboîtement, Koch & McQueen (1987) conseillent un rapport  $\Delta x_g / \Delta x_f \leq 4$  (où les indices  $g$  et  $f$  désignent respectivement, dans tout le chapitre, la grille grossière et la grille fine), car un changement de résolution trop important conduit à créer des niveaux inacceptables de bruit interfacial. En effet, le changement de résolution introduit une discontinuité des champs à la frontière, qui peut entraîner la réflexion de certaines ondes à l'interface, qui seront éventuellement piégées dans la grille fine du fait de l'incompatibilité des solutions de part et d'autre de l'interface. D'autre part, lorsqu'il y a un retour d'information de la grille-fille à la grille-mère, certaines ondes résolues sur la grille haute résolution peuvent être amplifiées au passage de l'interface de la grille haute

résolution vers la grille basse résolution (Chen, 1991). Un rapport égal à 4 n'est pas recommandé car on risque dans ce cas d'obtenir deux solutions découplées, ce qui entraînerait des oscillations sur deux niveaux (Zhang *et al.*, 1986). Dans le cas du code Submeso, le rapport de raffinement spatial minimum entre deux grilles à des niveaux consécutifs sera donc de 3.

#### 4.1.1.2 *Raffinement temporel*

L'utilisation d'un pas de temps différent, adapté à la finesse de la grille dans chaque domaine, n'est pas systématique. On trouve en effet dans la littérature le cas de Sullivan *et al.* (1997) qui, par leur méthode, sont contraints d'utiliser comme pas de temps sur tous les domaines le pas de temps minimum nécessaire à la convergence de la solution sur la plus fine des grilles. Le coût en temps de calcul est alors élevé, et l'intérêt de la méthode s'en trouve réduit. Dans la plupart des études cependant, le raffinement temporel est possible, et donc fortement conseillé. Clark & Hall (1991) précisent en effet que le raffinement temporel est non seulement efficace en temps de calcul, mais également plus précis du fait de la meilleure cohérence entre les échelles communes aux domaines en interaction.

Le rapport de raffinement temporel classiquement utilisé (Berger & Oliger, 1984 ; Zhang *et al.*, 1986) est tel que  $\Delta t_g / \Delta t_f = \Delta x_g / \Delta x_f$ . Ainsi, en particulier, les schémas d'advection conditionnés par le critère de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) conservent leur stabilité. Cependant, ce choix incombe à l'utilisateur en fonction du schéma temporel utilisé dans son code de calcul.

### 4.1.2 Frontières des grilles emboîtées

#### 4.1.2.1 *Position des frontières*

Il est souhaitable (et fréquent dans la littérature) que les frontières des domaines emboîtés soient superposées à une surface de maillage de la grille grossière – surface définie par les points de positionnement des composantes de vitesse pour des variables disposées de manière entrelacée – de telle sorte que les points de positionnement des composantes de vitesse des frontières de grille-fille et de grille-mère coïncident (Clark & Farley, 1984 ; Clark & Hall, 1991). La communication d'une grille à l'autre en est facilitée de manière évidente d'un point de vue technique. On pourra tout aussi simplement faire coïncider les points scalaires des deux grilles plutôt que les points des composantes de vitesse. C'est le choix qui est fait pour le code Submeso.

D'autre part, dans le but de réduire les conséquences des erreurs et les instabilités aux frontières des grilles fines, des recommandations sur leur position sont apportées par Baumhefner & Perkey (1982), et sont confirmées par Skamarock *et al.* (1989) et Skamarock & Klemp (1993) :

- il faut élargir le domaine emboîté aussi loin que possible du site d'étude pour repousser les effets indésirables de frontières afin qu'ils n'altèrent pas la solution dans cette zone ;

- il faut étendre les frontières en dehors des zones de forts gradients pour les positionner dans des zones où les interpolations de grille grossière à grille fine introduiront des erreurs faibles.

Thompson & Ferziger (1989), dans le cadre de leur méthode d’emboîtement adaptatif selon un critère de raffinement basé sur l’erreur de troncature estimée, introduisent dans ce critère de création des grilles fines le fait que leurs frontières doivent se situer dans des zones où l’erreur estimée sur la grille grossière est faible. Il est évident toutefois que ce second critère de positionnement des frontières sera difficile à respecter strictement dans le cas d’un emboîtement fixe sur un terrain très inhomogène.

#### 4.1.2.2 *Fréquence de mise à jour des frontières de grille emboîtée*

Koch & McQueen (1987), dans leur étude bibliographique, concluent à ce sujet qu’il est souhaitable, afin que les ondes entrant dans la grille fine soient bien résolues, que les valeurs aux frontières de la grille fine soient mises à jour au moins à chaque pas de temps de la grille grossière.

Skamarock & Klemp (1993) suggèrent même que les valeurs aux frontières de la grille fine soient mises à jour à chaque pas de temps de grille fine par interpolation linéaire en temps des valeurs de grille grossière. Il est vrai que cette opération s’avère peu coûteuse, et peut être aisément envisagée. Des tests effectués par Clark & Hall (1991) ont montré qu’une interpolation linéaire en temps est suffisante, l’amélioration apportée par une interpolation quadratique étant négligeable.

Skamarock & Klemp (1993) font remarquer que si l’on utilise un schéma temporel avec *time-splitting*, comme c’est le cas du code Submeso, la mise à jour des valeurs aux frontières de la grille fine ne suffit cependant pas à assurer une transmission correcte des ondes acoustiques au travers de ces frontières, puisqu’il faudrait pour cela que les interpolations et mises à jour aient lieu tous les petits pas de temps (pas de temps acoustiques). Cependant, ce filtrage des ondes acoustiques est cohérent avec la démarche de *time-splitting*, car ces ondes de faible énergie ne sont pas significatives d’un point de vue météorologique. Toutefois, selon Chen (1991), il apparaît utile de maintenir une fréquence plus élevée de mise à jour des frontières de grille-fille pour assurer une meilleure qualité de la solution.

#### 4.1.3 Initialisation d’une grille emboîtée

Dans la plupart des cas, on optera pour une initialisation de la grille fine à partir du champ d’initialisation (ou du champ calculé) de la grille grossière, par interpolation/lissage de ce champ. Skamarock *et al.* (1989) utilisent par exemple une interpolation bilinéaire. Selon ces auteurs, des techniques d’interpolation d’ordre supérieur (de type *spline*, par exemple) pour poser les conditions initiales peuvent s’avérer nécessaires pour ne pas exciter les ondes de gravité à l’initialisation de la grille fine. Zhang *et al.* (1986) procèdent à l’initialisation de la grille-fille par une interpolation de type spline d’ordre 3. Dans le code MM5 (Grell *et al.*, 1995), l’initialisation des champs de la grille-fille est effectuée par interpolation des champs de la grille-mère au moyen d’un schéma d’interpolation d’ordre 6 alors que l’ordre 4 est jugé suffisant pour la détermination



des conditions aux frontières de la grille-fille. Notons toutefois que nous nous sommes limités dans notre étude, par souci de simplicité, à des interpolations bilinéaires pour mettre au point la méthode et nous n'avons pas constaté de perturbation particulière induite par le choix du premier ordre.

Dans le cas où l'on dispose de champs expérimentaux à un niveau de résolution plus fin, on pourra trouver plus adéquat d'initialiser directement les variables de la grille emboîtée au moyen de ces données expérimentales.

#### 4.1.4 Communication d'une grille à l'autre

La communication d'une grille à l'autre constitue le problème majeur des méthodes multi-domaines. En effet, la résolution des équations dynamiques et thermodynamiques sur plusieurs grilles de résolutions différentes conduit en particulier à des difficultés de transmission d'ondes sonores (réflexions, amplifications), pouvant créer un bruit numérique important aux interfaces, ainsi qu'à des problèmes de conservation de masse et de quantité de mouvement, auxquels certains modèles sont particulièrement sensibles. Zhang *et al.* (1986) suggèrent que, pour minimiser les erreurs de formulation des conditions de frontières, les conditions idéales doivent présenter, d'une part, les propriétés de conservation de masse et de quantité de mouvement, et d'autre part, la propriété de transmettre toutes les ondes résolues au travers de l'interface sans qu'elles ne génèrent de bruit significatif.

Ainsi qu'on l'a évoqué précédemment, deux modes d'interaction sont possibles. L'interaction unidirectionnelle (*one-way*) de la grille-mère à la grille-fille uniquement est le mode d'interaction le plus simple et le plus immédiat : les conditions aux limites du domaine d'étendue limitée sont déterminées en fonction des champs résolus à plus grande échelle. L'hypothèse sous-jacente permettant de ne pas se préoccuper de la communication d'information du domaine emboîté vers le domaine de base consiste à considérer que, d'un point de vue de la physique de l'écoulement, les mouvements de grande échelle influencent directement les mouvements de petite échelle, tandis que les processus de petite échelle résolus uniquement sur la grille-fille n'ont pas d'effet significatif sur les champs de grande échelle. Les méthodes de transmission et de conditionnement aux frontières du domaine emboîté sont abordées dans le paragraphe 4.1.4.1.

Le second mode d'interaction est le mode d'interaction bidirectionnel (*two-way*). Il s'agit d'ajouter au mode unidirectionnel le retour d'information du domaine haute résolution vers le domaine basse résolution. Si ce mode de communication est plus satisfaisant d'un point de vue théorique, il s'avère en pratique que le retour d'information sur la grille-mère est délicat à gérer du fait d'une certaine incompatibilité des champs discrets calculés à des résolutions différentes. Des solutions proposées dans la littérature pour gérer correctement ce couplage bidirectionnel des deux domaines sont présentées dans le paragraphe 4.1.4.2.

La synthèse qui suit est focalisée sur les conditions spécifiques aux frontières latérales des domaines emboîtés, pour la simple raison que la méthode de gestion des grilles emboîtées qui est couplée à Submeso (§ 4.2) impose une même étendue verticale pour les domaines emboîtés et le domaine de base. Cependant, certaines de ces conditions (Dirichlet, relaxation) peuvent être adaptées aux frontières inférieure et supérieure. Notons que la frontière supérieure est plus

délicate à gérer du fait de la propagation vers le haut d'ondes dont on doit éviter la réflexion au sommet du domaine. Chen (1991) propose une adaptation aux domaines emboîtés limités en hauteur de la condition radiative à la frontière supérieure décrite par Bougeault (1983) et Klemp & Durran (1983).

### **Notations.**

Sauf indication spécifique, le champ de grille-mère sera désigné par une majuscule ( $\Phi$ ), le champ de grille-fille par une minuscule  $\phi$ . L'indice ou l'exposant  $f$  associé au champ basse résolution ( $\Phi_f$  ou  $\Phi^f$ ) indique la transposition par interpolation de ce champ sur la grille haute résolution. De la même façon, l'indice ou l'exposant  $g$  associé au champ haute résolution ( $\phi_g$  ou  $\phi^g$ ) indique la transposition par moyenne de ce champ sur la grille basse résolution.

#### **4.1.4.1 De la grille-mère à la grille-fille**

Il est commun de distinguer les frontières selon que l'écoulement y est entrant – c'est-à-dire que la composante de vent normale à la frontière est dirigée vers l'intérieur du domaine considéré – ou sortant. Nous les qualifierons donc dans le premier cas de frontières *d'entrée*, et dans le cas contraire, de frontières *de sortie*. Cette distinction est justifiée, puisque à une frontière d'entrée, l'information doit provenir de l'extérieur du domaine, alors qu'à une frontière de sortie, le champ est essentiellement déterminé par ses valeurs à l'intérieur du domaine. Ainsi trouve-t-on classiquement dans les méthodes d'emboîtement, aux frontières d'entrée, des conditions aux limites de type Dirichlet déterminées à partir des champs résolus sur la grille-mère le long des frontières de la grille-fille, et aux frontières de sortie, des conditions aux limites basées sur une extrapolation – au sens large – des champs résolus à l'intérieur du domaine emboîté. La mise en place de telles conditions aux frontières formulées à partir d'un champ obtenu à une résolution inférieure nécessite que ce champ soit transposé par interpolation à une résolution plus grande. Aussi exposons-nous en premier lieu les techniques d'interpolation adaptées à l'emboîtement de domaine. Notons qu'au-delà de l'étape d'initialisation, les valeurs des champs aux points intérieurs de la grille emboîtée ne sont pas le résultat d'interpolations des champs de la grille de base.

##### **a) Les méthodes d'interpolation**

L'erreur induite par la présence d'une frontière artificielle peut être scindée en deux composantes : d'une part, l'erreur de formulation de la condition à la limite, et d'autre part, l'erreur liée à la qualité de l'information de grande échelle au niveau de cette frontière (Baumhefner & Perkey, 1982). La seconde composante dépend du niveau de résolution de la grille de base, et la première dépend entre autres de la qualité des interpolations effectuées pour transposer l'information de la grille basse résolution à la grille haute résolution.

Les techniques d'interpolation utilisées dans les méthodes d'emboîtement vont de la plus simple interpolation d'ordre zéro – pour laquelle la valeur du champ de grille-fille dans une maille  $k$  contenue dans une maille  $I$  de la grille-mère est égale à la valeur du champ de grille-mère dans cette maille  $I$  – aux interpolations d'ordre 4, basées sur une équivalence avec l'équation

d'advection discrétisée aux différences finies (Smolarkiewicz & Grell, 1992), en passant par des méthodes assurant la conservation de la masse.

D'après Skamarock & Klemp (1993), la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale au passage de l'interface est indispensable pour les modèles incompressibles, ainsi que pour les modèles anélastiques. Les tests qu'ils ont effectués avec une méthode de transmission conservative d'une grille à l'autre dans un modèle élastique n'ont, en revanche, pas révélé d'amélioration.

Thompson & Ferziger (1989) ont décrit une méthode d'interpolation – reprise en particulier par Boersma *et al.* (1997) pour la composante de vitesse normale à la paroi, dans un modèle volumes finis – qui conserve la masse de manière globale, c'est-à-dire que l'on vérifie pour la variable quelconque  $\phi$  la propriété suivante :

$$\frac{1}{2}(\Phi_j^f + \Phi_{j+1}^f) = \Phi_i,$$

où les indices  $i, i+1, \dots$  se rapportent aux positions sur la grille-mère et les indices  $j, j+1, \dots$  se rapportent aux positions sur la grille-fille.

Ils en arrivent ainsi à la formule d'interpolation :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_j^f = \left[ \frac{2\Phi_i}{\Phi_j^{f'} + \Phi_{j+1}^{f'}} \right] \cdot \Phi_j^{f'} \\ \Phi_{j+1}^f = \left[ \frac{2\Phi_{i+1}}{\Phi_j^{f'} + \Phi_{j+1}^{f'}} \right] \cdot \Phi_{j+1}^{f'} \end{array} \right.$$

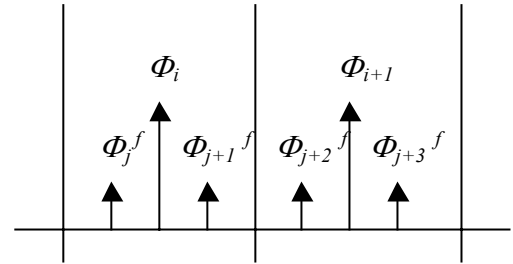


Figure 4-3. Positions relatives des variables de GF et GG

où  $\Phi_j^{f'}$  et  $\Phi_{j+1}^{f'}$  sont des valeurs estimées par simple interpolation.

Ils font deux remarques au sujet de cette méthode :

- si l'interpolation initiale donnant  $\Phi_j^{f'}$  est d'ordre élevé, la conservation de la masse entre les grilles est satisfaite au départ, et l'ajustement est très faible ;
- si l'on a pris soin de bien positionner les frontières de grille-fille (voir § 4.1.2.1), la solution sur la grille-mère dans ces zones est correcte. L'interpolation ne dégradera donc pas la précision de manière significative.

Une méthode d'interpolation quadratique conservant masse et quantité de mouvement a été proposée par Clark & Farley (1984) (voir aussi Clark & Hall, 1991). Leur formulation possède la propriété particulièrement intéressante pour le mode d'interaction bidirectionnel d'être réversible. Pour un rapport de raffinement spatial  $n$ , on aura :

$$\phi_i^g = \sum_{j=i}^n \phi_j \frac{\Delta x_f}{\Delta x_g} \quad (\text{opérateur de moyenne appliqué à la variable } \phi) \quad (\text{Eq. 4.1})$$

$$\Leftrightarrow \sum_{j=1}^n \Phi_j^f \Delta x_f = \Phi_i \Delta x_g \text{ (opérateur d'interpolation appliqué à la variable } \Phi) \quad (\text{Eq. 4.2})$$

La formule d'interpolation quadratique proposée par Clark et Farley (1984), basée sur les trois points de grille-mère  $\Phi_-$ ,  $\Phi_0$  et  $\Phi_+$ , s'écrit

$$\Phi^f = E_- \Phi_- + E_0 \Phi_0 + E_+ \Phi_+ \quad \text{avec} \quad \begin{cases} E_- = \varepsilon(\varepsilon - 1) / 2 + \alpha_{CF} \\ E_0 = (1 - \varepsilon^2) - 2\alpha_{CF} \\ E_+ = \varepsilon(\varepsilon + 1) / 2 + \alpha_{CF} \end{cases}$$

où  $-1 \leq \varepsilon = \varepsilon_0 \leq +1$  est la position de  $\phi$  par rapport à  $\Phi_-$ ,  $\Phi_0$  et  $\Phi_+$ , avec au choix :

$$\alpha_{CF} = 0 \quad (\text{Eq. 4.3})$$

$$\alpha_{CF} = \frac{1}{24} \left( \frac{\Delta x_f}{\Delta x_g} \right)^2 \quad (\text{Eq. 4.4})$$

$$\alpha_{CF} = \frac{1}{24} \left[ \left( \frac{\Delta x_f}{\Delta x_g} \right)^2 - 1 \right] \quad (\text{Eq. 4.5})$$

Les expressions (4.3) et (4.4) ne vérifient pas la condition de réversibilité, alors que l'expression (4.5) la vérifie. D'après les tests de Clark & Farley (1984), l'expression (4.5) pour  $\alpha_{CF}$  est la meilleure, tandis que  $\alpha_{CF} = 0$  donne de meilleurs résultats que (4.3). Dans ce dernier cas, on remarquera que les positions  $\varepsilon = -1, 0, +1$  sur la grille-fille correspondent aux positions de  $\Phi_-$ ,  $\Phi_0$  et  $\Phi_+$  sur la grille-mère.

Alapaty *et al.* (1998) ont récemment comparé ce schéma d'interpolation avec trois autres techniques : celle d'ordre zéro précédemment évoquée, et deux autres basées sur l'analogie avec le schéma d'advection, l'une revenant exactement au schéma d'interpolation bilinéaire, et l'autre, plus complexe, étant un schéma d'ordre supérieur. Ces schémas sont testés sur le cas d'une quantité scalaire, dont la distribution initiale est en forme de cône, transportée d'une grille basse résolution vers une grille haute résolution. Ils concluent de leur étude que les quatre schémas présentent des propriétés de conservation de la masse comparables. Cependant, le schéma d'ordre zéro s'avère moins performant que les trois autres qui montrent des performances globales assez similaires au vu de la distribution de l'erreur présentée pour chacun des schémas par rapport à la solution exacte. La qualité de transmission du pic de quantité scalaire est révélatrice des défauts caractéristiques des schémas d'interpolation. En effet, le schéma linéaire produit une sous-estimation du pic, tandis que l'interpolation quadratique, de par son ordre supérieur, produit en l'occurrence une surestimation de ce pic, ainsi que des oscillations artificielles dans la direction transverse. Le schéma d'ordre supérieur basé sur l'analogie avec le schéma d'advection et construit spécialement pour conserver la monotonie de la solution, assure une bonne transmission du pic.

L'utilisation d'un schéma d'ordre élevé peut donc s'avérer utile, à condition toutefois de prendre des précautions pour éviter en particulier le développement d'oscillations artificielles dans les zones de forts gradients. Ceci peut conduire à des schémas d'interpolation relativement complexes. Par ailleurs, la propriété de conservation de la masse et de la quantité de mouvement ne semble pas primordiale pour un modèle compressible basé sur un schéma de discrétisation aux différences finies.

### b) Formulation des conditions aux frontières d'entrée

La formulation la plus simple est la condition de type Dirichlet, qui consiste à spécifier la valeur de la variable pronostique  $\phi$  uniquement à la frontière d'entrée du domaine emboîté. Cette condition s'écrit  $\phi_F = \Phi_F^f$ , où l'indice  $F$  désigne la frontière.

Cette formulation présente l'inconvénient d'introduire de manière brusque à la frontière une valeur interpolée du champ de grande échelle qui peut s'avérer peu compatible avec le champ résolu sur la grille emboîté, et susceptible de stimuler le développement d'instabilités se propageant dans le domaine emboîté. D'autre part, le fait de prescrire les valeurs de tous les champs à une frontière induit une surabondance d'information à cette frontière relativement aux exigences du problème mathématique, qui conduit également à la formation d'instabilités. Mais le caractère complexe du problème ne permet souvent pas d'effectuer une analyse pour déterminer exactement le nombre de variables à spécifier.

Perkey & Kreitzberg (1976) ont développé une méthode basée sur une pondération progressive des tendances temporelles de grille-fille et de grille-mère, où l'influence du champ de grille-mère diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la frontière de grille-fille. Notons que cette formulation n'est pas conditionnée par le caractère entrant ou sortant de l'écoulement. La tendance temporelle de grille fine à l'abscisse  $x$  s'écrit :

$$\left. \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial t} \right|_x = \omega(x) \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_x + [1 - \omega(x)] \left. \frac{\partial \Phi^f}{\partial t} \right|_x \quad (\text{Eq. 4.6})$$

avec  $\omega(x)$  tendant vers 0 à la frontière, et  $\hat{\phi}$  étant la valeur du champ de grille fine après application de la condition.

Cette méthode, testée, entre autres, par Baumhefner & Perkey (1982), s'avère stable lorsqu'elle est associée à une augmentation artificielle progressive de la diffusion à l'approche de la frontière, ou à un filtre hautes fréquences. Le filtrage ou la diffusion supplémentaire permet en effet d'atténuer les réflexions d'ondes arrivant à la frontière et les instabilités dues à la prescription surabondante à la frontière.

La méthode de relaxation de Davies (1976) a été conçue pour assurer également un passage d'information progressif à la frontière d'entrée du domaine emboîté. Elle s'écrit, avec les mêmes notations que précédemment (le terme de relaxation est en caractères gras) :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_x = S - r(x) [\phi(x) - \Phi_F^f] \quad (\text{Eq. 4.7})$$

où  $r(x)$  est le coefficient de relaxation dépendant de la position de  $\phi$  par rapport à la frontière et  $S$  désigne les termes sources de l'équation de bilan de  $\phi$ . La grandeur  $\phi$  est relaxée vers la valeur  $\Phi_F^f$  du champ de grande échelle interpolé à la frontière, sur une échelle de temps qui varie avec la distance à la frontière. La variation du coefficient de relaxation – inverse de l'échelle de temps – ne doit pas être trop brutale, et la largeur de la bande d'application doit être bien choisie. Le coefficient  $r(x)$  varie de l'infini à la frontière à 0 dans l'intérieur du domaine au-delà de la zone de relaxation. Kallberg (1977) a mené des tests relativement au schéma de relaxation appliqué à une frontière latérale. Il se base sur la formulation discrète semi-implicite suivante de l'équation (4.7) :

$$\frac{\phi_x^{n+1} - \phi_x^{n-1}}{2\Delta t} = S^n - r(x)(\phi_x^{n+1} - \Phi_F^{n+1})$$

qui s'écrit, en introduisant le coefficient  $\alpha_R = \frac{2r(x)\Delta t}{1 + 2r(x)\Delta t}$  et en omettant les indices  $x$  :

$$\phi^{n+1} = (1 - \alpha_R)(\phi^{n-1} + 2\Delta t S^n) + \alpha_R \Phi_F^{n+1} \quad (\text{Eq. 4.8})$$

Les exposants  $n$  et  $n+1$  indiquent le pas de temps auquel est résolu le champ.

Le coefficient de relaxation  $\alpha_R$  apparaissant dans la formulation (4.8) varie progressivement de la valeur 1 à la frontière à la valeur 0 à la limite intérieure de la zone de relaxation. Kallberg (1977) conclut qu'une progression linéaire de ce coefficient a pour seul effet de repousser les instabilités vers l'intérieur du domaine emboîté au-delà de la zone de relaxation, tandis qu'une progression de la forme  $\alpha_R = 1 - \tanh(a.i)$  – où  $i$  est l'indice de position dans la zone de relaxation,  $i = 0, m$  ( $i=0$  à la frontière) et  $a$  est une constante ( $a = 0.5$ ) – donne de bien meilleurs résultats. Notons que des progressions du coefficient  $\alpha_R$  en  $\cos(i\pi/m)$  ou  $\cos^2(i\pi/2m)$  peuvent également être intéressantes.

### c) Formulation des conditions aux frontières de sortie

Lorsque l'écoulement est sortant à la frontière, le problème est plus délicat. En effet, les ondes se développant dans le domaine emboîté doivent pouvoir traverser l'interface avec le minimum de réflexion, afin de ne pas altérer la solution dans la zone intérieure du domaine. En particulier, une prescription surabondante à une frontière de sortie conduit à la réflexion des ondes à cette interface (Baumhefner & Perkey, 1982). Ces réflexions sont globalement atténuées par une augmentation artificielle de la diffusion à l'approche des frontières (Davies, 1983). Aussi, dans certains cas, la condition (4.6) proposée par Perkey & Kreitzberg (1976) est-elle applicable également en sortie de domaine.

Cependant, le réglage du coefficient de diffusion est délicat. C'est pourquoi il est intéressant de considérer les formulations alternatives basées sur la condition radiative proposée par Orlandi (1976). Carpenter (1982) a suggéré une formulation dérivée de la condition radiative classique, adaptée au cas des grilles emboîtées, qui prend en compte la tendance temporelle du champ de grille-mère. Pour une variable  $\phi$  quelconque, la condition s'écrit :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} - c_\phi \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) = \frac{\partial \Phi}{\partial t} - c_\phi \frac{\partial (\phi - \Phi)}{\partial x} \quad (\text{Eq. 4.9})$$

Chen (1991) a adopté cette condition « radiative-empoîtée » pour son modèle élastique nonhydrostatique. Le terme  $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$  contient l'information du domaine de base et le terme  $c_\phi \frac{\partial (\phi - \Phi)}{\partial x}$  représente la condition radiative appliquée à la grandeur  $\phi - \Phi$ , née de la différence de résolution entre les grilles. Cette condition joue donc le double rôle de laisser se propager les ondes hors du domaine au travers de l'interface, et celui de modifier la tendance temporelle à la frontière de sortie de la grille-fille par la tendance de grille-mère. Chen applique cette condition à toutes les variables pronostiques de son modèle, et montre la grande amélioration obtenue par rapport aux conditions de type Dirichlet, sur le cas d'un écoulement au-dessus d'une colline bidimensionnelle en cloche. Ce cas est décrit de manière détaillée dans le paragraphe 4.2.3, puisqu'il s'agit de l'un des cas-tests que nous avons choisi pour mettre au point la méthode d'empoîtement pour le modèle Submeso.

Dans le code anélastique Méso-NH (Lafore *et al.*, 1997), la condition radiative-empoîtée est appliquée aux composantes de vitesse normales à la frontière tandis que les autres variables proviennent simplement d'une extrapolation spatiale linéaire des champs intérieurs.

La détermination de la vitesse de phase  $c_\phi$  présente des difficultés, car les ondes susceptibles de sortir du domaine n'ont pas nécessairement toutes la même vitesse de phase. Il s'agit donc de déterminer une vitesse de phase globale, apte à éviter au maximum les réflexions à l'interface.

Pour la condition radiative sans introduction de champ de grande échelle, Orlanski (1976) a suggéré de l'évaluer par l'expression :

$$c_\phi = \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{F-1} / \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{F-1} \quad (\text{Eq. 4.10})$$

où l'indice  $F-1$  désigne le point intérieur voisin de la frontière  $F$ . Miller & Thorpe (1981) ont préconisé trois variantes à cette formule. En particulier, la formule discrète

$$c_\phi = -\frac{\Delta x}{\Delta t} \left( \frac{\phi_{F-1}^n - \phi_{F-1}^{n-1}}{\phi_{F-1}^{n-1} - \phi_{F-2}^{n-1}} \right) \text{ donne de meilleurs résultats, selon Durran (2000).}$$

On peut adapter ces formulations à la condition radiative-empoîtée en substituant la différence  $\phi - \Phi$  à la variable  $\phi$ .

Klemp & Wilhelmson (1978) se basent plus simplement sur la vitesse de phase  $c_{max} = N_{z_T} / \pi$  de l'onde se propageant le plus rapidement dans le domaine ( $z_T$  est l'altitude du sommet du domaine) et évaluent la vitesse de phase  $c_\phi$  par l'expression  $c_\phi = u + c_{max}$ . Ce choix a été repris récemment dans le code Méso-NH, où  $c_{max}$  est une constante comprise entre 20 et 50  $m.s^{-1}$ . Cette approche plus simple donne parfois de meilleurs résultats. En effet, une estimation locale de la vitesse de phase du type (4.10) est biaisée par l'erreur commise à la frontière par l'application de la condition radiative. Durran (2000) montre, lors de la résolution d'un problème de Saint-Venant

---

(*shallow-water* en anglais) 1D linéarisé, que la valeur estimée de  $c_\phi$  en vient à osciller fortement après un certain nombre de pas de temps, ce qui introduit une erreur supplémentaire dans la formulation de la condition à la limite. Il conclut toutefois que dans le cas général, on peut supposer qu'il sera mieux d'estimer  $c_\phi$  par une expression du type (4.10) à condition d'en moyenner le résultat sur la frontière avant son usage.



#### 4.1.4.2 De la grille-fille à la grille-mère : méthodes de mise à jour

Dans la mesure où l'on suppose que la dynamique de grande échelle détermine la dynamique de petite échelle sans retour significatif d'énergie en sens inverse, on peut envisager de se limiter à une transmission d'information à sens unique, de la grille-mère à la grille-fille.

Cependant, des discontinuités et des distorsions sont susceptibles d'apparaître aux frontières de la grille fine en mode unidirectionnel à cause du non-retour d'information vers la grille grossière. Il peut ainsi s'avérer utile, voire nécessaire, d'assurer un retour d'information de la grille fine vers la grille grossière (mise à jour, ou *updating*).

Intuitivement, le mode d'interaction bidirectionnel (*two-way*) paraît être le plus réaliste des deux, surtout dans les cas où l'activité de grande échelle résolue sur la grille fine est forte. Par exemple, Chen (1991) montre que l'on obtient une sérieuse amélioration en assurant un retour d'information de la grille-fille à la grille-mère, et il fait remarquer le risque de divergence progressive entre les deux solutions si l'information est transmise unilatéralement. Une telle divergence induirait en effet un accroissement de l'erreur aux frontières de grille-fille. En particulier, Clark & Farley (1984) ont observé une amélioration forte de la solution en mode bidirectionnel par rapport au mode unidirectionnel, sur le cas d'une montagne 2D, avec leur modèle anélastique. Berger & Olinger (1984) conseillent ce mode d'interaction pour éviter une dispersion et une dissipation trop importante de la solution, qui peuvent conduire la méthode d'emboîtement à être inefficace. Le retour depuis la grille fine vers la grille grossière permet d'éviter que les valeurs de forçage aux frontières de la grille fine soient complètement faussées par une solution peu précise sur la grille grossière.

Cependant, Koch & McQueen (1987) signalent les réserves de Sündstrom & Elvius (1979) quant à l'efficacité de cette méthode dans certains cas où la solution est plus perturbée si l'on autorise le retour d'information. Certaines ondes peuvent en particulier être amplifiées au passage de l'interface, à cause du changement de niveau de résolution, alors que d'autres seront piégées dans la grille fine.

La transmission d'information de la grille-fille à la grille-mère revient à mettre à jour l'ensemble des points de cette dernière qui sont recouverts par la grille-fille. Il est nécessaire de prendre des précautions particulières pour deux raisons principales. La première vient de l'incompatibilité des solutions entre grille basse résolution et grille haute résolution. La seconde est liée à un risque de prescription surabondante à l'interface. En effet, si la transmission d'information s'effectue aux mêmes points dans les deux sens, on risque d'obtenir des valeurs interpolées pour la spécification des conditions aux frontières de la grille-fille à partir de valeurs de la grille-mère provenant elles-mêmes de valeurs issues de la grille-fille... C'est pourquoi il peut être souhaitable de séparer les interfaces (Phillips & Shukla, 1973 ; Kurihara *et al.* 1979 ; Zhang *et al.* 1986 ; Grell *et al.*, 1995). La figure 4-4 illustre le principe de séparation d'interface.

Une fois cette précaution prise, les méthodes de transposition de l'information de la grille-fille à la grille-mère sont diverses. L'opération la plus simple consiste à substituer la valeur de grille-fille à la valeur de grille-mère aux points où les grilles coïncident.

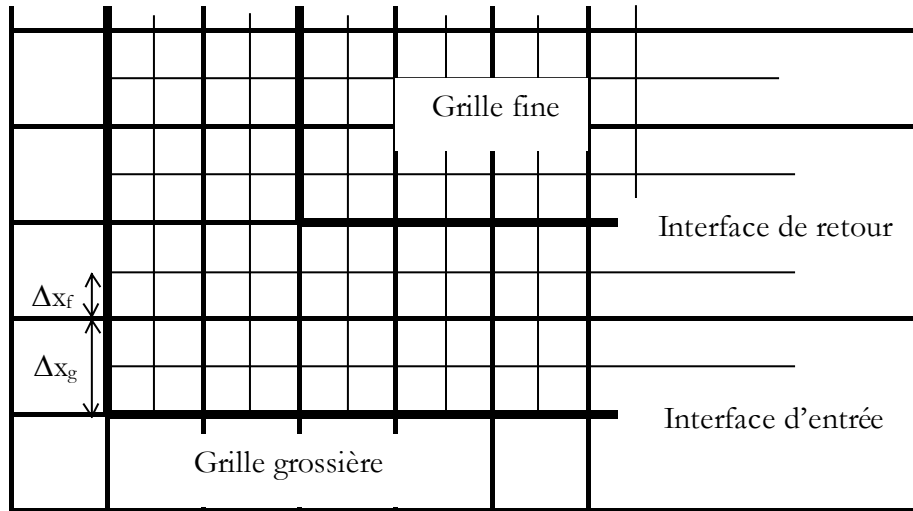


Figure 4-4. Méthode à séparation d'interfaces

Zhang *et al.* (1986) utilisent l'opérateur de lissage sur 9 points de Shapiro (1970), à chaque pas de temps de grille grossière :

$$\begin{aligned} \phi_{i,j}^g &= \phi_{i,j} + \frac{\mu}{2}(1-\mu)(\phi_{i-1,j} + \phi_{i,j+1} + \phi_{i+1,j} + \phi_{i,j-1} - 4\phi_{i,j}) \\ &+ \frac{\mu^2}{4}(\phi_{i-1,j+1} + \phi_{i+1,j+1} + \phi_{i+1,j-1} + \phi_{i-1,j-1} - 4\phi_{i,j}) \end{aligned} \quad \text{avec } \mu = 0.5 \quad (\text{Eq. 4.11})$$

À partir de ce même filtre a été construite une méthode plus efficace de filtrage des ondes courtes (Grell *et al.*, 1995). Il s'agit de supprimer les ondes de longueur  $2\Delta x$  et d'atténuer les ondes courtes au moyen de l'équation (4.11) avec  $\mu = 0.50$ , tout en conservant pratiquement les ondes longues, reconstituées par délissage au moyen de l'équation (4.11) avec  $\mu = -0.52$ . Dans le modèle MM5, l'opération de lissage et délissage est effectuée deux fois pour chaque champ.

Rappelons enfin que, pour des systèmes où la conservation de la masse doit être strictement respectée, l'opérateur de moyenne quadratique réversible (4.2) proposé par Clark & Farley (1984) est adapté pour assurer un retour d'information cohérent. La formulation de cet opérateur a été reprise par Walko *et al.* (1995), qui ont adapté la méthode à l'emboîtement de grilles qui puissent avoir un étirement vertical différent de celui de la grille de base. Nous ne détaillons pas ici leurs travaux, car les niveaux verticaux des grilles utilisées dans le code Submeso se correspondent exactement de la grille de base à la grille emboîtée.

Dans le code Mésos-NH, un opérateur de moyenne sur 9 points est appliqué aux champs scalaires de grille-fille, les composantes de vent étant moyennées uniquement dans la direction transverse. La spécificité de la méthode réside dans le fait que le champ résolu sur la grille-mère est ensuite relaxé – par l'ajout dans les équations d'un terme source assurant cette relaxation en chaque point de grille-mère devant recevoir l'information de grille-fille – vers le champ de grille-fille moyenné, de sorte que la transition soit progressive. Ceci permet d'éviter la propagation d'instabilités produites par le retour d'une information éventuellement partiellement incompatible avec l'information déterminée sur la grille-mère.

## 4.2 Une méthode d'emboîtement pour le modèle Submeso

Nous avons tenté, dans la partie précédente, de mettre en avant les principaux problèmes inhérents au couplage de deux grilles de résolution différente, et d'en exposer les solutions proposées dans la littérature pour les résoudre. La synthèse publiée par Koch & McQueen (1987) est un bon complément à l'étude bibliographique présentée ici, pour ce qui concerne les travaux menés dans les années 1970 et au début des années 1980. Dans la suite de ce chapitre, nous présentons la technique d'emboîtement que nous avons adaptée au modèle Submeso à la lumière des conclusions des études exposées précédemment.

L'intérêt majeur des techniques de raffinement basées sur l'emboîtement de domaines maillés à des résolutions de plus en plus fines réside dans la relative facilité de gestion des procédures de calcul sur les différents domaines, puisque les procédures applicables au domaine de base le sont de la même façon aux domaines emboîtés, dont les maillages ont des structures identiques – à condition de faire un choix judicieux du rapport de raffinement spatial (§ 4.1.1.1). Par conséquent, la mise en place d'une telle technique n'implique pas de restructuration lourde des principes de fonctionnement des modèles développés. En outre, la technique d'emboîtement de domaines présente l'avantage d'ouvrir les portes au développement éventuel d'une technique plus générale, mais fondée sur les mêmes principes, d'emboîtement de modèles. En effet, à condition de créer une interface de traduction des variables d'un modèle à l'autre et d'adapter les méthodes de transfert d'information, on pourra reprendre l'algorithme-type de la figure 4-1 avec par exemple un modèle grande échelle sur la grille-mère et un modèle petite échelle sur la grille-fille. On trouve typiquement cette technique d'emboîtement à bien plus grande échelle en prévision météorologique, un modèle de circulation régionale – ou modèle « à aire limitée » – étant emboîté le plus souvent selon un mode d'interaction unidirectionnelle dans un modèle de circulation générale (voir entre autres Giorgi, 1990 ; Caya & Laprise, 1999 ; Beniston, 1998). Cependant, la technique d'emboîtement appliquée au seul modèle Submeso – qu'on pourrait appeler de l'« auto-emboîtement » – et associée à l'utilisation du préprocesseur micrométéorologique (chapitre 2) doit fournir un outil apte à simuler des écoulements aux échelles « sub-méso » avec une résolution de l'ordre de la dizaine de mètres.

Dans cette partie, nous présentons tout d'abord les principes généraux adoptés lors de la mise en place de la technique d'emboîtement de domaines dans le code atmosphérique Submeso, et les choix qui ont été faits concernant certaines procédures particulières. Des simulations-tests effectuées dans deux configurations présentées ensuite nous ont permis de mettre au point des conditions satisfaisantes aux frontières de la grille emboîtée. Dans le cas de la colline bidimensionnelle (§ 4.2.3), les résultats obtenus par emboîtement sont comparés d'une part, à ceux de référence obtenus sur une grille de résolution identique à celle de la grille emboîtée mais s'étendant cette fois sur tout le domaine de base et d'autre part, à ceux obtenus sur un maillage unique de résolution variable, raffiné seulement sur la portion du domaine de base où est positionnée la grille emboîtée dans la simulation-test.

## 4.2.1 Description du module de gestion de la méthode

La gestion de l’emboîtement des domaines est assurée par un module externe au code Submeso. Ce module de gestion externe a été couplé au code Submeso suite à une courte collaboration avec le Laboratoire de Modélisation et Calcul (LMC/ENSIMAG, Université Joseph Fourier, Grenoble), où a été développé ce module (Blayo & Debreu, 1999). Il a été conçu à la base dans le but d’être adaptable à tout code écrit en différences finies. En fonction d’un certain nombre de paramètres spécifiques au code Submeso, le module programmé en langage C construit des procédures en langage FORTRAN aptes à gérer la méthode de raffinement par emboîtement de grilles adaptatives ou fixes, c’est-à-dire qu’elles assurent la hiérarchisation des grilles, les interpolations aux interfaces, l’initialisation des champs dans chaque domaine. L’un des intérêts majeurs du principe de fonctionnement de ce module est la relative indépendance des procédures construites vis-à-vis du modèle Submeso. Par conséquent, la mise en place de la méthode ne nécessite pas de modifications structurelles lourdes dans un code déjà complexe.

### 4.2.1.1 Principe général

À l’origine, la méthode est identique à la méthode adaptative AMR (*Adaptive Mesh Refinement*) de Berger & Oliger (1984), qui consiste à améliorer la précision numérique de la solution sur la grille de base en résolvant localement les équations dans des domaines emboîtés plus finement maillés lorsque cela s’avère utile. Le critère de création des domaines emboîtés est basé sur une estimation par la méthode de Richardson de l’erreur de troncature locale du schéma : lorsque l’erreur de troncature estimée devient trop grande dans une zone, un domaine emboîté y est créé le temps de réduire localement l’erreur de troncature. L’algorithme de gestion des emboîtements est similaire à celui présenté à la figure 4-1. Nous ne détaillons volontairement pas ici les principes liés à l’aspect adaptatif de la technique, car, ainsi que nous l’avons évoqué en introduction de ce chapitre, les objectifs de nos simulations exigent un raffinement dont la localisation est fixée a priori. Nous avons donc travaillé à partir d’une version du module allégée des procédures « adaptatives », qui se réduit donc à une méthode d’emboîtement classique de grilles fixes. Toutes les configurations présentées dans cette étude ne comportent qu’une seule grille emboîtée, mais il faut noter que le module permet de gérer plusieurs niveaux d’emboîtement, de même que plusieurs grilles à même niveau d’emboîtement.

Le mode de couplage du module de gestion des emboîtements avec le code Submeso est organisé selon un principe algorithmique relativement simple. Le module fait appel à l’opérateur Submeso et l’applique sur l’une ou l’autre des grilles en présence, en fonction d’un ordre d’évolution temporelle déterminé, exposé dans la figure 4-1. À chaque changement de grille, les variables de Submeso sont « pointées » par des variables spécifiques à la grille considérée qui en sont les représentantes dans les procédures d’interface – interpolations, moyennes – du module d’emboîtement.

### 4.2.1.2 Raffinement en espace et en temps

Les rapports de raffinements spatiaux  $r_{ix}$ ,  $r_{iy}$ ,  $r_{iz}$  et temporel  $r_t$  sont spécifiés indépendamment les uns des autres par l’utilisateur. Étant donné qu’il est possible dans le code

Submeso d'imposer un raffinement vertical par étirement progressif du maillage, il ne nous a pas semblé nécessaire, du moins dans le temps qui nous était imparti, d'autoriser un raffinement vertical supplémentaire des grilles emboîtées. On impose donc  $r_{z_g} = 1$  dans toutes les simulations. Ce choix est appuyé par le fait que les champs résolus sur la grille de base ne sont cohérents que si la grille de base est assez raffinée près du sol (voir § 5.1). Un raffinement supplémentaire de la grille emboîtée ne s'avère donc pas primordial dès lors que l'étirement progressif du maillage de base assure un raffinement suffisant à proximité du sol. Il faut en outre garder à l'esprit que la loi de paroi que l'on impose dans la première maille de calcul n'est valable que dans la mesure où cette maille se situe dans la couche à flux constants, soit à une hauteur maximum de 10 à 20 fois la longueur de rugosité moyenne, ce qui interdit un raffinement trop fort près du sol.

Les deux rapports sont généralement liés par l'intermédiaire des schémas spatio-temporels utilisés dans les modèles. Par exemple, dans le modèle Submeso, les deux pas de temps  $\Delta t$  et  $\Delta \tau$  utilisés par le schéma de type *time-splitting* (voir chapitre 2) sont limités selon un critère équivalent au critère de CFL, dépendant des pas d'espace dans chaque direction :

$$\Delta t_D \leq \frac{1}{|V_{max D} + C_{grav D}|} \left( \left( \frac{1}{\Delta x_D} \right)^2 + \left( \frac{1}{\Delta y_D} \right)^2 + \left( \frac{1}{\Delta z_D} \right)^2 \right)^{-1/2} = A_D \quad (\text{Eq. 4.12})$$

$$\Delta \tau_D \leq \frac{1}{C_{sound}} \left( \left( \frac{1}{\Delta x_D} \right)^2 + \left( \frac{1}{\Delta y_D} \right)^2 + \left( \frac{1}{\Delta z_D} \right)^2 \right)^{-1/2} = B_D \quad (\text{Eq. 4.13})$$

où l'indice  $D$  désigne les grandeurs associées à la grille-mère ( $D = g$ ) ou à la grille-fille ( $D = f$ ).

Si l'on choisit des pas de temps égaux aux valeur limites  $A_D$  et  $B_D$ , et un raffinement spatial  $r_i$  dans les trois directions, on obtient  $r_i = \frac{\Delta t_g}{\Delta t_f} = \frac{A_g}{A_f} = \frac{B_g}{B_f} = r_s$ .

Cependant, le rapport de raffinement selon la direction verticale étant égal à 1 dans Submeso, la formule précédente n'est pas exacte. En effet, si par exemple  $\Delta x = \Delta y \gg \Delta z$ , alors on a

$$r_i = \frac{A_g}{A_f} = \frac{B_g}{B_f} \approx \frac{\Delta z_g}{\Delta z_f} = 1, \text{ ce qui signifie que le raffinement temporel ne serait pas une nécessité}$$

dans ces conditions. Cette configuration se trouve classiquement à proximité du sol, à cause de l'étirement progressif du maillage qui assure la présence de mailles plus serrées près du sol. Le calcul s'avère néanmoins instable si l'on choisit  $r_i = 1$  car plus haut dans le domaine, le rapport d'aspect des mailles tend à s'inverser, donc les termes dans lesquels interviennent les dimensions horizontales des mailles ne sont plus négligeables dans les formules (4.12) et (4.13). Par conséquent, il est prudent d'opter dans tous les cas pour un rapport de raffinement temporel égal au plus grand rapport de raffinement horizontal.

On a vu au paragraphe 4.1.1.1 que pour un maillage décalé, un rapport de raffinement spatial impair est nécessaire si l'on veut pouvoir traiter tous les champs selon les mêmes procédures d'interpolation et de moyenne. Par conséquent, dans toutes les simulations présentées dans la

suite, le rapport de raffinement spatial est de 3 selon les directions horizontales et le rapport de raffinement temporel associé est également égal à 3.

### 4.2.1.3 *Correspondance des grilles et interpolation en espace*

#### a) Procédure de construction des maillages

Dès que la topographie du domaine considéré n'est pas plane, les maillages pour le code Submeso sont construits au moyen du mailleur VLx 0.5 (Ferry, 1998), qui permet en particulier la création de blocs emboîtés. Afin d'assurer la compatibilité entre les maillages de base et emboîtés, nous utilisons pour les construire la procédure suivante :

- Création d'un maillage du domaine de base dont la résolution horizontale est celle du maillage emboîté, à partir d'une topographie décrite avec ce même niveau de résolution ;
- Extraction d'un bloc maillé correspondant au domaine emboîté ;
- Création d'un maillage du domaine de base dont la résolution horizontale est celle du maillage de base, à partir d'une topographie décrite par un point sur trois décrivant la topographie utilisée à la première étape – pour un rapport de raffinement spatial égal à 3. Tous les nœuds de ce maillage coïncident avec des nœuds du maillage haute-résolution construit précédemment – les nœuds de ces maillages correspondent aux points scalaires des maillages mis au format de Submeso ;
- Adaptation du maillage de base au code Submeso, par décalage des coordonnées  $x$  et  $y$  respectivement aux points de  $u$  et de  $v$  et ajout des mailles fictives à chaque frontière ;
- Adaptation du maillage emboîté au code Submeso, par décalage des coordonnées  $x$  et  $y$  aux points respectifs de  $u$  et  $v$  et ajout des mailles fictives au pied et au sommet du domaine – aucune maille fictive n'étant ajoutée aux frontières latérales car les conditions aux limites sont appliquées directement aux premiers points du maillage emboîté.

La figure 4-5 représente une portion de coupe horizontale (en haut) et de coupe verticale (en bas) de la grille-mère et de la grille-fille obtenues suivant la procédure précédemment exposée. Sur cette figure, sont symbolisés en noir les points de grille-fille auxquels s'appliqueront les conditions aux limites provenant des champs résolus sur la grille-mère. Nous verrons plus loin (§ 4.2.1.7b) qu'il s'avère nécessaire, pour la formulation de la condition de type radiative-emboîtée, d'interpoler les champs de grille-mère au-delà des mailles-frontières sur deux rangs de mailles intérieurs au domaine emboîté. On remarque sur cette figure que chaque point scalaire de la grille-mère coïncide avec un point scalaire de la grille-fille et qu'il en est de même pour les points de  $u$ . À ces points de frontière, le prolongement de la solution de la grille-mère sur la grille-fille se réduit par conséquent à une simple copie des valeurs de grille-mère. Cependant, pour les points de  $u$ ,  $v$  et les points intérieurs utiles à la formulation des conditions aux frontières, un opérateur d'interpolation est nécessaire.

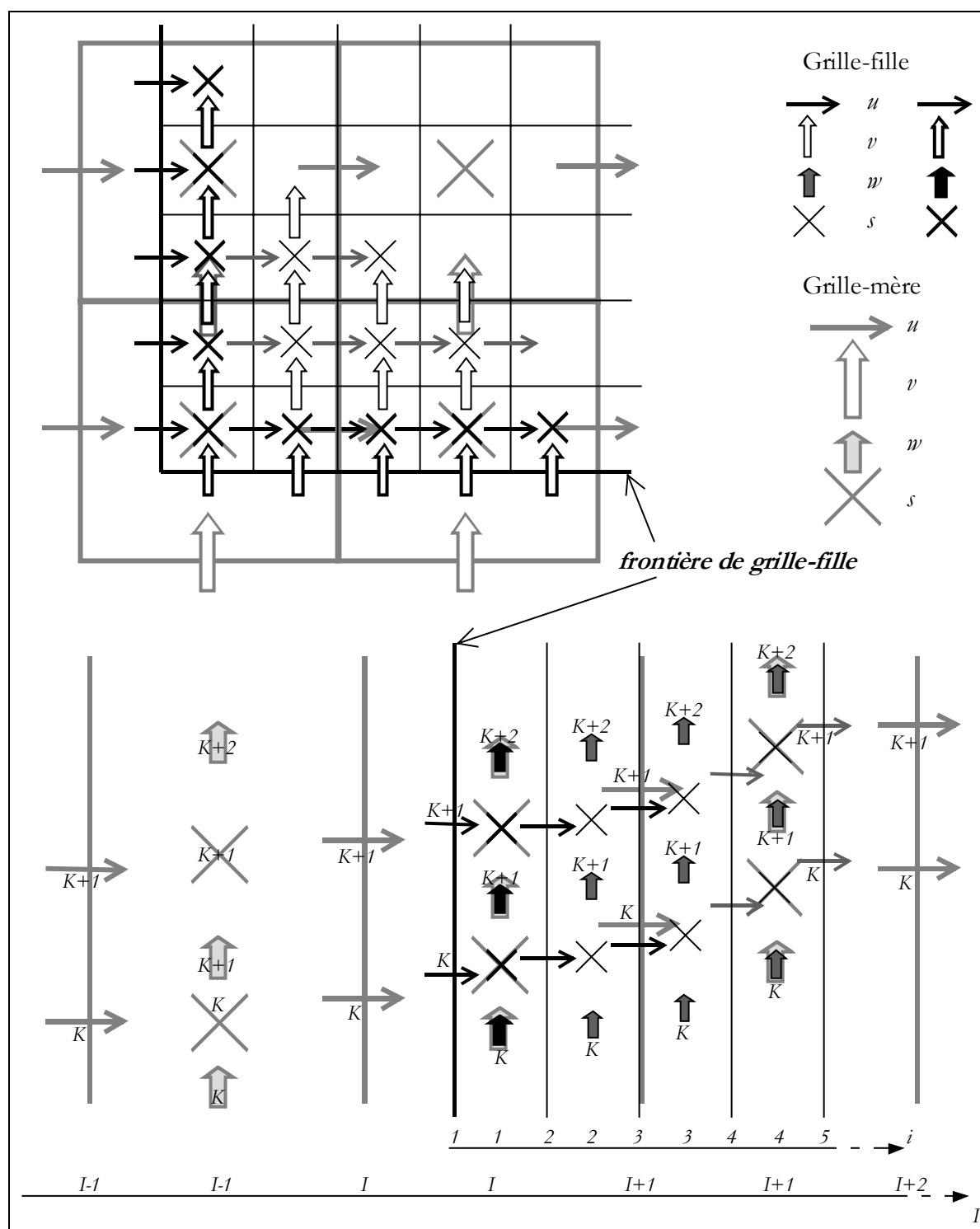


Figure 4-5. Représentation partielle d'une grille-mère (en gris, traits épais) et d'une grille-fille (en noir, traits fins) selon, en haut, une coupe horizontale et en bas, une coupe verticale sur terrain non plan. Les points-frontière de grille-fille sont représentés par des symboles de couleur noire ou aux contours épais de couleur noire. Les indices en majuscules se rapportent à la grille-mère, les minuscules à la grille-fille.

## b) Interpolations spatiales

Le problème du choix de la méthode d'interpolation a été abordé dans le paragraphe 1.4.1 a). Nous avons à notre disposition dans le module *AMR* trois types d'interpolateurs, à savoir un interpolateur linéaire, un interpolateur basé sur les polynômes de Lagrange et un interpolateur

basé sur des fonctions spline. Suite à des tests effectués sur une configuration plane en atmosphère neutre, il ressort que les différences entre les trois types d'interpolation sont tout à fait négligeables dans ce cas. Toutefois, nous nous garderons de conclure qu'une interpolation linéaire s'avère suffisante dans toutes les configurations, car on a vu l'intérêt d'interpolateurs d'ordre supérieur à 1 dans la transmission d'information d'une grille basse résolution à une grille haute résolution, en particulier par exemple pour éviter l'atténuation de pics éventuels (Alapaty *et al.*, 1998). Nous avons toutefois fait le choix de nous baser sur des interpolations bilinéaires dans toutes les simulations présentées dans ce mémoire. Notons que nous n'avons pas cherché à assurer absolument la conservation de la masse à l'interface grille-mère – grille-fille, car l'utilisation de la méthode des différences finies dans Submeso ne l'assure probablement pas de manière exacte.

Puisque le rapport de raffinement selon la verticale vaut 1, toutes les grilles ont le même nombre de niveaux dans cette direction, et ces niveaux se correspondent exactement aux points scalaires. Les interpolations sont effectuées « par couche de mailles », c'est-à-dire que les points constituant la maille d'interpolation pour un point indicé  $k$  sont situés exclusivement dans la même couche à  $K (= k)$  constant, où  $k$  et  $K$  sont respectivement les indices de mailles selon la direction verticale pour la grille-fille et la grille-mère – nous utilisons dans ce paragraphe les notations de la figure 4-5. La coupe verticale présentée dans la figure 4-5 met en évidence l'erreur commise par cette limitation des points de la maille d'interpolation à une seule couche dans les cas où le terrain n'est pas plan. Prenons l'exemple du point de  $w(2, j, K+1)$ . Ce point accueillant le résultat d'une interpolation pour la condition radiative-emboîtée (voir § 4.2.1.7b) n'est pas situé exactement dans le plan local  $K+1$  passant par les points de  $w(I, J, K+1)$  et  $(I+1, J, K+1)$  de la grille-mère, mais entre les plans locaux  $K$  et  $K+1$ . On pourrait s'affranchir de cette imprécision en effectuant des interpolations linéaires basées sur tous les points voisins, ceux de la couche  $K$  compris. Cependant, il faut garder à l'esprit qu'il n'est jamais souhaitable que l'interface entre grilles se situe dans des zones où la topographie est très perturbée. Par conséquent, si l'on prend la précaution de positionner l'interface dans des zones au relief doux, l'erreur commise devient négligeable. En outre, le module d'emboîtement a été conçu initialement pour gérer les interpolations par couche à  $k$  constant, donc nous avons choisi dans un premier temps de conserver ce mode d'interpolation qui n'induit qu'une erreur faible dans la mesure où l'interface ne sera pas positionnée au niveau d'une forte rupture de pente.

#### **4.2.1.4 Correspondance des schémas temporels et interpolation en temps**

Afin d'assurer une meilleure compatibilité des solutions sur grille-mère et sur grille-fille, les transferts d'information d'un domaine à l'autre s'effectuent avec une fréquence élevée. En effet, les valeurs aux frontières de la grille-fille sont mises à jour à chaque grande avancée temporelle de la solution de grille-fille : entre deux pas de temps de grille-mère, les valeurs de grande échelle desquelles sont issues les conditions aux frontières de grille-fille résultent d'une interpolation linéaire en temps des champs de grille-mère entre les instants  $t - \Delta T$  et  $t + \Delta T$ , où  $\Delta T$  désigne le grand pas de temps de grille-mère. La figure 4-6 présente la correspondance temporelle entre un domaine de base et son domaine emboîté et met en évidence le principe de l'interpolation linéaire en temps des champs de grille-mère. De fait, l'interpolation temporelle est appliquée



postérieurement à l'interpolation spatiale, donc c'est au champ  $\Phi_f$  et non au champ  $\Phi$  qu'elle s'applique – selon les notations définies au début de ce chapitre. L'indice  $f$  a été omis pour la clarté du schéma. Les flèches obliques en trait épais schématisent le fait que les conditions aux limites de la grille-fille à l'instant pointé par les flèches sont spécifiées à partir du champ situé à l'origine de la flèche.

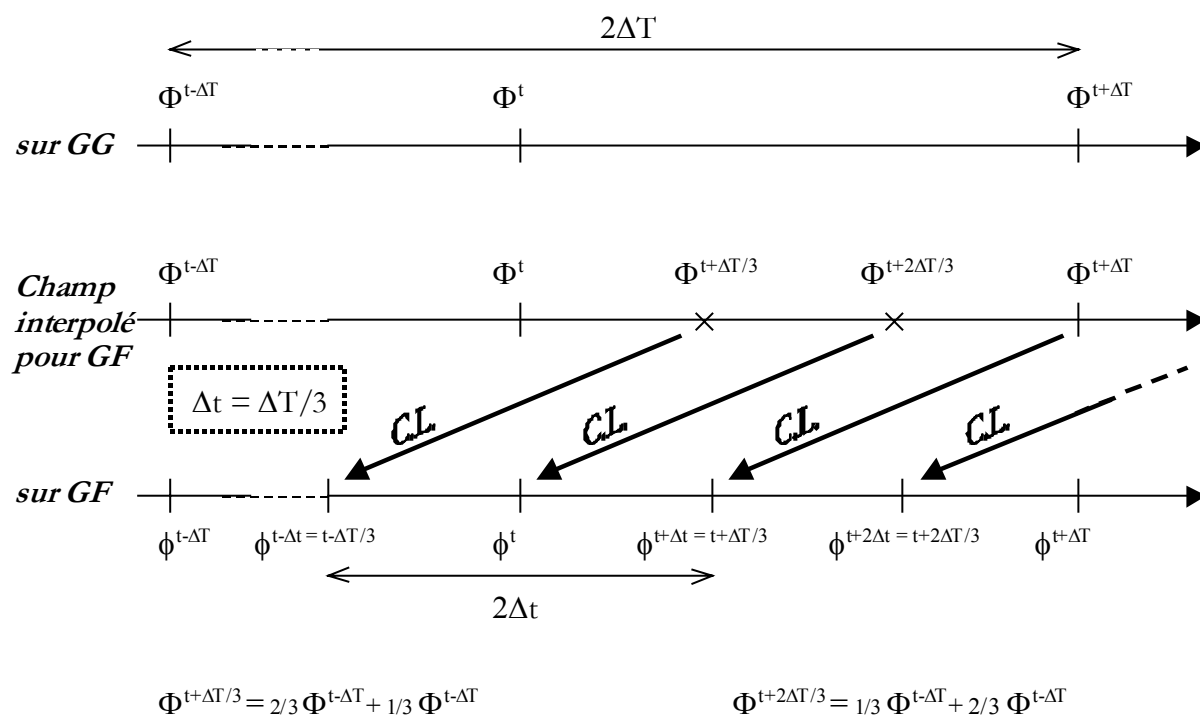


Figure 4-6. Correspondance des schémas temporels de grille mère (GG) et de grille-fille (GF), pour une

*avancée temporelle sur grille-mère (soit une avancée de deux grands pas de temps de grille-mère en raison du schéma 'leapfrog') d'une grandeur ( $\Phi, \phi$ ), et explicitation des champs de grille-mère utilisés dans la formulation des conditions aux limites de la grille-fille. Le sigle « C.L. » signifie « conditions aux limites »,  $\Delta T$  et  $\Delta t$  désignent respectivement le grand pas de temps de grille-mère et celui de grille-fille.*

#### **4.2.1.5 Initialisation des champs**

Les champs principaux résolus sur les grilles emboîtées – les composantes de vitesse  $u, v, w$  et les perturbations de température potentielle  $\Delta\theta$  et de pression  $\Delta p$  – sont initialisés par interpolation des champs correspondants sur la grille de base. Cette option permet en particulier de démarrer une simulation sur la grille de base uniquement et de n'introduire le calcul sur les domaines emboîtés qu'une fois l'écoulement au moins partiellement établi sur la grille de base. Ceci procure un gain considérable en temps de calcul pour des résultats comparables, voire meilleurs car ils sont alors moins longtemps sujets à la propagation des erreurs de formulation des conditions aux limites.

Les états de référence de température potentielle et de pression sont les mêmes que ceux de la grille-mère, car ils sont homogènes horizontalement et les structures verticales de tous les maillages sont identiques. Les autres grandeurs sont initialisées selon la procédure d'initialisation régulière suivie dans Submeso (voir chapitre 2).

#### **4.2.1.6 Autres paramètres aux grilles emboîtées**

Dans les paragraphes précédents, on a exposé les caractéristiques des domaines emboîtés qui sont dépendantes des caractéristiques de leur grille de base. Cependant, un certain nombre de paramètres d'entrée propres à chaque grille peut être spécifié indépendamment de ceux de leur grille de base.

En particulier, parmi les paramètres numériques, le petit pas de temps de grille-fille, bien qu'il soit en théorie lié à son grand pas de temps, est réglable indépendamment de celui-ci, ce qui ajoute une souplesse d'utilisation permettant de diminuer parfois considérablement le coût en temps de calcul. Le choix du modèle de turbulence peut également, en principe, être différent d'une grille à l'autre. Un tel choix introduit toutefois des risques supplémentaires d'incompatibilité entre les champs résolus, et aucun test n'a été effectué avec ce type de configuration. Par ailleurs, l'introduction du terme de diffusion artificielle et la valeur des coefficients associés sont spécifiques à chaque domaine. Ainsi, on pourra se dispenser de diffusion artificielle dans le domaine de base et l'utiliser – avec les précautions nécessaires – dans le domaine emboîté.

Les paramètres physiques fournis par l'utilisateur sont également susceptibles de différer d'un domaine à l'autre. De même que la topographie doit présenter une certaine compatibilité à proximité de l'interface d'un domaine à l'autre (§4.2.1.3), les cartes de rugosité de chaque domaine se doivent d'être cohérentes à l'interface. Cependant, au cœur des domaines emboîtés, les cartes de rugosité peuvent être détaillées indépendamment de la grille de base, afin d'améliorer la qualité des simulations raffinées. Il faudra alors être attentif, si l'on souhaite fonctionner en mode bidirectionnel, à ce que la divergence des propriétés physiques des terrains n'induisent pas de

propagation pénalisante de perturbations au sein du domaine de base lors du retour d'information.

#### 4.2.1.7 Conditions aux interfaces

Il est imposé que les domaines emboîtés et le domaine de base aient la même étendue verticale. Cela nous affranchit du problème des conditions aux frontières inférieures et supérieures des domaines emboîtés qui sont alors traitées selon les mêmes principes que celles de la grille de base – c'est-à-dire l'imposition des flux dans la première maille au-dessus du sol et une paroi rigide au sommet assortie d'une couche d'absorption de Rayleigh. D'autre part, le seul mode d'interaction testé ici est le mode unidirectionnel (*one-way*). Le problème des conditions aux limites se pose donc seulement aux frontières latérales du domaine emboîté.

À la lumière de l'étude bibliographique et des possibilités techniques, nous avons développé pour le code Submeso les conditions aux limites spécifiques aux domaines emboîtés que nous présentons dans la suite. Nous détaillons ici la manière dont elles ont été mises en place dans le code Submeso. On se reportera aux paragraphes 1.4.1 b) et c) pour les formulations générales de ces conditions. Le type de condition appliquée à une frontière est différent selon que l'écoulement  $y$  est entrant ou sortant. À chaque pas de temps et en chaque point de frontière de la grille-fille, le signe de la composante de vitesse normale à la frontière issue de l'interpolation sur cette frontière du champ de grille-mère détermine la formulation appliquée.

##### a) Conditions d'entrée

Lorsque l'écoulement est entrant, l'information doit provenir essentiellement de l'extérieur du domaine emboîté, c'est-à-dire des champs résolus sur la grille de base.

**Condition de Dirichlet.** La condition la plus simple est la condition de type Dirichlet. Elle est spécifiée dans Submeso, de la même façon que les autres conditions aux limites, sous la forme d'une tendance temporelle appliquée à chaque petit pas de temps de la grille-fille. Cette tendance s'écrit à la frontière  $F$ , avec les notations de la figure 4-6 et à l'instant  $t$  :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_F = \frac{\Phi_F^{t+\Delta T/3} - \phi_F^{t-\Delta t}}{2 \Delta t}.$$

Cette formulation correspond bien à une condition de Dirichlet, car à chaque petit pas de temps  $\Delta \tau = 2 \Delta t / n$  de grille-fille, on applique la condition à la limite de la façon suivante :

$$\phi_F^{t-\Delta t+\Delta \tau} = \phi_F^{t-\Delta t} + \Delta \tau \cdot \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_F.$$

Ainsi, après  $n$  petits pas de temps de grille-fille – soit deux grands pas de temps de grille-fille –, on obtient

$$\phi_F^{t+\Delta t} = \phi_F^{t-\Delta t+n\Delta \tau} = \phi_F^{t-\Delta t} + \left( \Phi_F^{t+\Delta T/3} - \phi_F^{t-\Delta t} \right) = \Phi_F^{t+\Delta T/3}.$$

Il faut noter que cette condition de Dirichlet est ainsi « progressive » dans le sens où l'application de la condition sous forme d'une tendance sur chaque petit pas de temps adoucit le forçage.

**Relaxation de Davies.** Imposer les valeurs du champ de grille-mère directement aux frontières de la grille-fille s'avère parfois brutal et peut dans certains cas générer des instabilités dues à l'incompatibilité des champs résolus sur des grilles de finesses différentes (voir § 1.4.1 b)). Nous avons donc mis en place la méthode de relaxation de Davies (1976). L'équation (4.8) adaptée pour un petit pas de temps de grille-fille s'écrit :

$$\phi^{t+\Delta\tau} = (1 - \alpha_R) (\phi^t + 2\Delta\tau\sigma^t) + \alpha_R \Phi_F^{t+\Delta\tau/3}$$

La zone de relaxation s'étend sur 6 points, et le coefficient  $\alpha_R = \frac{r(x)\Delta\tau}{1 + r(x)\Delta\tau}$  évolue selon la loi  $\alpha_R = 1 - \tanh\left(\frac{i-1}{2}\right)$ , pour  $i=1$  à 6 ( $i=1$  à la frontière).

### b) Conditions de sortie

**Condition radiative-emboîtée.** Nous nous sommes inspirés du codage de la condition radiative dans le code Submeso pour coder la condition « radiative-emboîtée » de Carpenter (1982). La formulation (4.9) est discrétisée, pour une frontière ouest, comme suit :

$$\frac{\phi_F^{t+\Delta t} - \phi_F^{t-\Delta t}}{\Delta t} = \frac{\frac{\partial\phi}{\partial t}\Big|_F}{3\Delta t} \left( \Phi_F^{t+3\Delta t} - \Phi_F^t \right) - \frac{c_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x}}{\Delta x} \left( \phi_{F-1}^t - \frac{\phi_F^{t+\Delta t} + \phi_F^{t-\Delta t}}{2} \right) + \frac{c_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x}}{\Delta x} \left( \Phi_{F-1}^{t+\Delta t/3} - \Phi_F^{t+\Delta t/3} \right),$$

ce qui nous conduit, en notant  $\chi = c_\phi \Delta t / \Delta x$ , à l'expression de la tendance temporelle suivante :

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}\Big|_F = \frac{\phi_F^{t+\Delta t} - \phi_F^{t-\Delta t}}{\Delta t} = \frac{1}{1-\chi} \frac{\Phi_F^{t+3\Delta t} - \Phi_F^t}{3\Delta t} + \frac{\chi}{1-\chi} \frac{\phi_F^{t-\Delta t} - \phi_{F-1}^t}{\Delta t} + \frac{\chi}{1-\chi} \frac{\Phi_{F-1}^{t+\Delta t} - \Phi_F^{t+\Delta t}}{\Delta t} \quad (\text{Eq. 4.14})$$

On rappelle que  $\Phi_F^t$  représente le champ de grille-mère interpolé aux points de frontière de la grille-fille. L'indice  $F-1$  indique que le champ est utilisé aux points intérieurs au domaine emboîté et directement voisins de la frontière. On s'aperçoit ici qu'avec ce choix de discrétisation, il est nécessaire d'interpoler le champ de grille-mère au-delà de la frontière à ces points intérieurs pour le calcul du terme B2 de la formulation (4.14).

Pour une frontière est, la formulation équivalente s'écrit :

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}\Big|_F = \frac{\phi_F^{t+\Delta t} - \phi_F^{t-\Delta t}}{\Delta t} = \frac{1}{1+\chi} \frac{\Phi_F^{t+3\Delta t} - \Phi_F^t}{3\Delta t} + \frac{\chi}{1+\chi} \frac{\phi_F^{t-\Delta t} - \phi_{F-1}^t}{\Delta t} + \frac{\chi}{1+\chi} \frac{\Phi_{F-1}^{t+\Delta t} - \Phi_F^{t+\Delta t}}{\Delta t} \quad (\text{Eq. 4.15})$$

Les formulations aux frontières sud et nord s'écrivent respectivement comme (4.14) et (4.15) en remplaçant  $\Delta x$  par  $\Delta y$ .

Nous avons opté pour une estimation locale de la vitesse de phase  $c_\phi$  selon l'expression proposée par Miller & Thorpe (1981), adaptée à la condition radiative-emboîtée :

$$c_\phi = -\frac{\Delta x}{\Delta t} \left( \frac{(\phi - \Phi)_{F-1}^t - (\phi - \Phi)_{F-1}^{t-\Delta t}}{(\phi - \Phi)_{F-1}^{t-\Delta t} - (\phi - \Phi)_{F-2}^{t-\Delta t}} \right).$$

Un test assure que la vitesse de phase est positive aux frontières est et nord et négative aux frontières sud et ouest. En outre, afin d'éviter que la vitesse de phase devienne trop grande, on impose les limites  $-1 \leq c_\phi \Delta t / \Delta x \leq 1$ . Enfin, comme le préconise Durran (2000), ce résultat obtenu en chaque point de frontière est moyenné – en l'occurrence dans le plan de sortie, voir § 4.2.3.2b –, afin de limiter la propagation des erreurs à la frontière par l'intermédiaire de la vitesse de phase.

**Extrapolation linéaire.** Condition indépendante du champ de grille-mère, elle s'écrit simplement :

$$\phi_F = 2\phi_{F-1} - \phi_{F-2}$$

Nous avons testé cette condition de sortie sur le champ de température potentielle dans un cas de convection forte. Il s'est avéré que le calcul diverge. Il semble que cela soit dû au fait que les forts gradients éventuellement induits par la convection à proximité de la frontière sont directement exacerbés à cette frontière par la condition aux limites. Nous avons donc choisi d'éliminer cette option dans la suite de nos travaux.

Nous présentons dans la suite les tests significatifs qui ont été effectués dans le but de contrôler la validité de ces conditions aux frontières, dans deux configurations : d'une part, une colline bidimensionnelle au-dessus de laquelle l'écoulement est bien connu et référencé dans la littérature, pour tester et mettre au point les conditions aux limites envisagées dans un cas relativement simple du fait de son caractère bidimensionnel, et faisant intervenir une topographie non plane, et d'autre part, un terrain plat en conditions d'atmosphère neutre, afin de tester le comportement du modèle vis-à-vis des conditions aux limites sur un cas tridimensionnel par Simulation des Grandes Échelles. Rappelons que l'interaction entre les domaines est unidirectionnelle dans tous ces cas.

## 4.2.2 Premier cas-test : écoulement au-dessus d'une colline 2D

Ce cas-test, déjà traité dans la littérature (en particulier : Durran, 1981 ; Chen, 1991 ; Xue *et al.*, 1995) nous a permis de développer, optimiser et valider les conditions aux limites des domaines emboîtés, dans une configuration non plane et néanmoins simple. Le caractère bidimensionnel de la configuration simplifie les tests en limitant à 4 le nombre des variables primitives et à 2 le nombre de frontières latérales concernées par le transfert d'information d'une grille à l'autre. En outre, les frontières latérales présentent l'intérêt d'être bien identifiées, à l'ouest comme frontière d'entrée et à l'est comme frontière de sortie.

#### 4.2.2.1 Description de la configuration

Il s'agit de simuler l'écoulement au-dessus d'une colline bidimensionnelle de hauteur  $h_c = 1 \text{ m}$  et de demi-largeur à mi-hauteur  $L_c = 10 \text{ km}$ , dans des conditions de stratification stable de l'atmosphère. Le profil  $h(x)$  de la colline est défini par :

$$h(x) = \frac{h_c}{1 + \left( \frac{x - 75000}{L_c} \right)^2}$$

Le vent est imposé égal à  $u_0 = 20 \text{ m.s}^{-1}$  sur toute la hauteur de la couche limite à la frontière ouest du domaine. L'atmosphère est initialement isotherme, à  $T = 250 \text{ K}$ . La fréquence de Brunt-Väisälä vaut  $N = 0.02 \text{ s}^{-1}$ . La figure 4-7 présente le domaine physique maillé et le cadre noir représente l'interface avec l'unique domaine emboîté utilisé ici. Le maillage du domaine emboîté est construit selon la procédure décrite au paragraphe 4.2.1.3. Les deux maillages sont étirés selon la direction verticale, la maille au contact du sol ayant une hauteur de  $100 \text{ m}$  et la hauteur moyenne des mailles étant de  $341 \text{ m}$ . Le maillage comporte seulement trois mailles selon la direction  $y$ . Le tableau 4-1 présente les principales caractéristiques de la simulation dans cette configuration, que nous appellerons *BBR-EHR* (pour *Base Basse-Résolution – Emboîté Haute-Résolution*).

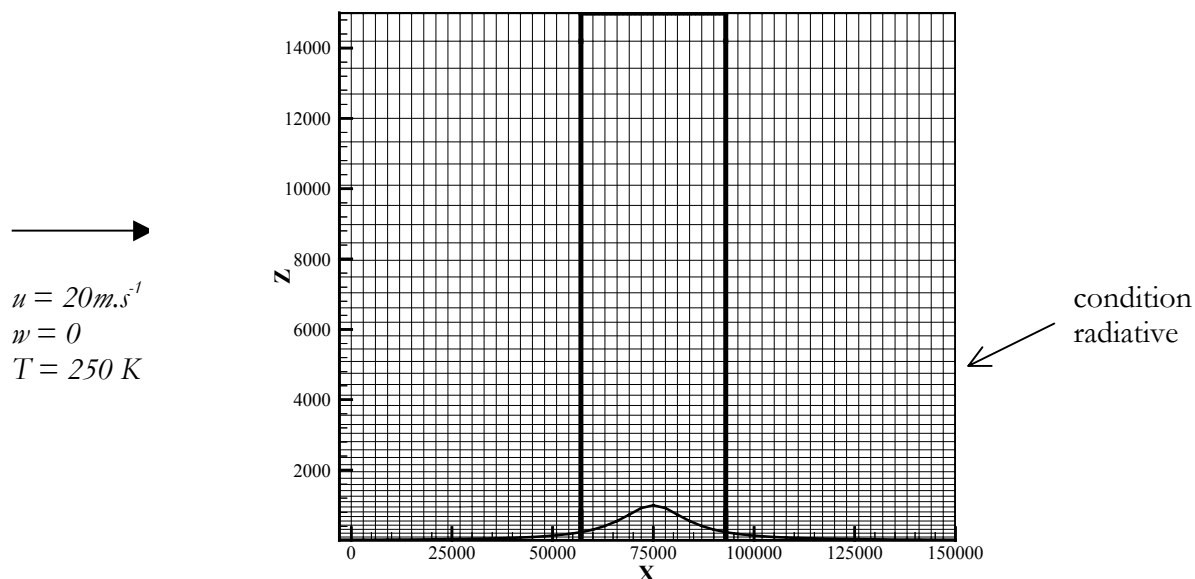


Figure 4-7. Vue en coupe verticale du maillage du domaine de base BBR. Le cadre noir épais représente la frontière du domaine emboîté. L'amplitude du profil de la colline représenté en trait noir a été multipliée par 1000. De part et d'autre du domaine sont spécifiées les conditions aux limites du domaine de base

	Grille-mère (BBR)	Grille-fille (EHR)
Dimensions du domaine (km)	150 × 15	36 × 15
Pas d'espace $\Delta x \times \Delta z_{x, moy}$ (m)	3000 × 341	1000 × 341
$n_x, n_y, n_z$	53 × 4 × 47	38 × 4 × 47
Pas de temps $\Delta t, \Delta \tau$ (s)	2., 0.31	0.67, 0.067
Type de forçage	Profils de vent et de température constants à la frontière ouest (C.L. latérales nord et sud)	Par les frontières latérales (C.L. latérales nord et sud périodiques)
Couche de Rayleigh	10 km – 15 km	10 km – 15 km
Modèle de turbulence	Aucun	Aucun

Tableau 4-1. Paramètres principaux de simulation sur la colline 2D dans les configurations BBR et EHR

La hauteur de l'obstacle est très inférieure au rapport  $u_0/N = 1000$  représentant la taille caractéristique des ondes de relief. Ces dernières peuvent donc être considérées linéaires et hydrostatiques (Smith, 1979). Dans ces conditions, le flux de quantité de mouvement s'exprime par (Chen, 1991) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \rho u'' w'' dx = -\frac{\pi}{4} \rho_0 N u_0 b_c^2,$$

où  $\rho_0$  est la densité de l'air à la surface et  $u''$  et  $w''$  désignent les perturbations de vitesse longitudinale et verticale par rapport à leur état initial, donc  $u'' = u - 20$  et  $w'' = w$ . Notons que le

flux ainsi déterminé est indépendant de l'altitude. Cette expression permet de valider quantitativement les résultats de simulation de manière globale obtenus sur la grille de base. La figure 4-8 présente le profil vertical du flux de quantité de mouvement obtenu après les temps d'intégration  $t = 6000$  s,  $t = 15000$  s et  $t = 30000$  s dans la configuration *BBR* (seule) et après un temps d'intégration de  $30000$  s sur une grille haute-résolution couvrant le domaine de base dans son intégralité (nous appellerons cette configuration *BHR* pour *Base Haute-Résolution*). Les principales caractéristiques de cette dernière configuration sont rapportées dans le tableau 4-2.

	<b>Configuration <i>BHR</i></b>
Dimensions du domaine ( <i>km</i> )	$150 \times 15$
Pas d'espace $\Delta x \times \Delta z_{moy}$ ( <i>m</i> )	$1000 \times 341$
$n_x, n_y, n_z$	$153 \times 4 \times 47$
Pas de temps $\Delta t, \Delta \tau$ ( <i>s</i> )	$2., 0.2$
Coefficient de diffusion artificielle horizontale d'ordre 4	$2,6.10^9$

**Tableau 4-2. Caractéristiques principales de la configuration *BHR***

Les flux calculés sont rapportés à la valeur analytique du flux, soit  $\frac{\pi}{4} \rho_0 Nu_0 b_c^2 = 0.428 \text{ kg.s}^{-2}$ . Le flux simulé atteint au moins 80 % de la valeur analytique dans la partie inférieure du domaine pour tous les cas. Ce résultat est beaucoup moins satisfaisant que ce qu'obtiennent Chen (1991) et Xue *et al.* (1995) dont les flux calculées atteignent plus de 90% du flux analytique sur la plus grande partie du domaine. La différence avec ces derniers s'explique essentiellement par le fait qu'ils utilisent un domaine de simulation plus large ( $576 \text{ km}$ ), donc le calcul du flux simulé est plus précis et les perturbations apparaissant en entrée de domaine ont un moindre effet sur les ondes de relief. De plus, la résolution verticale de leur maillage est plus forte que celle de nos maillages au-dessus de  $z = 600 \text{ m}$ . Ajoutons à cela que pour diminuer les temps de calcul, nous avons utilisé un pas de temps acoustique supérieur à la valeur conseillée, ce qui semble conduire à une déformation des champs simulés par rapport à la solution analytique (voir plus loin la figure 4-9). On constate par ailleurs que l'écoulement à  $t = 6000$  s n'est pas complètement établi, le flux étant loin d'être constant selon la verticale.



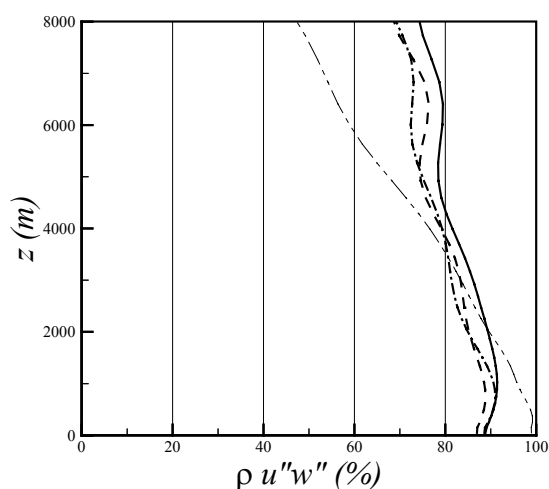
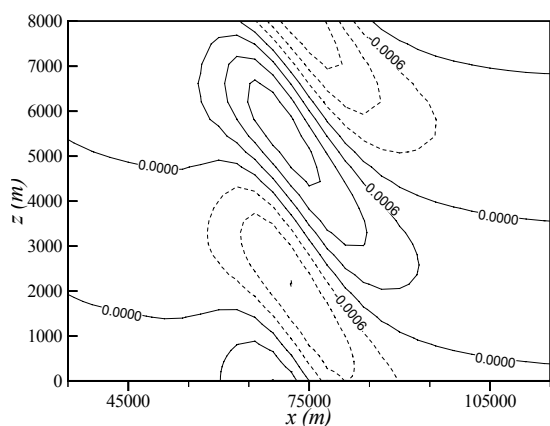
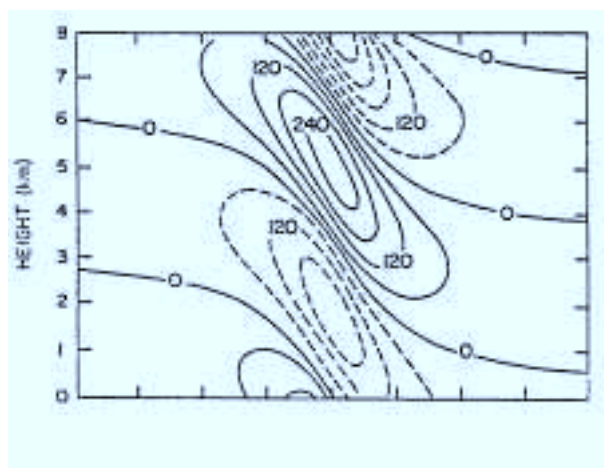


Figure 4-8. Profils verticaux de flux de quantité de mouvement rapportés au flux fourni par la solution analytique, pour la configuration BBR à  $t = 6000$  s (· · · ·),  $t = 15000$  s (- · -) et  $t = 30000$  s (- -), et pour la configuration BHR à  $t = 30000$  s (—)

Les isocontours de vitesse verticale obtenus après  $30000$  s d'intégration dans la configuration BBR sont montrés dans une coupe verticale sur la figure 4-9a, la figure 4-9b représentant le résultat de référence de Durran (1981) obtenu par la théorie linéaire. On constate que les deux résultats sont assez proches l'un de l'autre dans la zone autour de la colline. On voit que l'écoulement est perturbé en entrée et en sortie de domaine. Il semble que ces perturbations soient à l'origine de la légère distorsion des contours de vitesse verticale au-dessus de la colline par rapport à la solution linéaire, ainsi que la valeur plus faible de l'extremum local dans la première série de contours négatifs. Par ailleurs, on visualise bien l'effet d'amortissement assuré par la couche de Rayleigh à partir de  $z = 10$  km. La figure 4-10 apporte une information supplémentaire concernant l'effet du raffinement de maillage. Il s'agit de la superposition au résultat précédent des contours obtenus par simulation dans la configuration BHR. On s'aperçoit qu'avec un maillage plus fin, les maxima sont plus élevés et leur position varie légèrement.



(a)



(b)

Figure 4-9. Vue en coupe verticale des isocontours de vitesse verticale (a) dans la configuration BBR à  $t = 30000$  s et (b) selon la solution hydrostatique linéaire (figure extraite de Durran, 1981). Les niveaux des contours sont espacés de  $0.0006$  m.s<sup>-1</sup>. Les deux figures sont à la même échelle

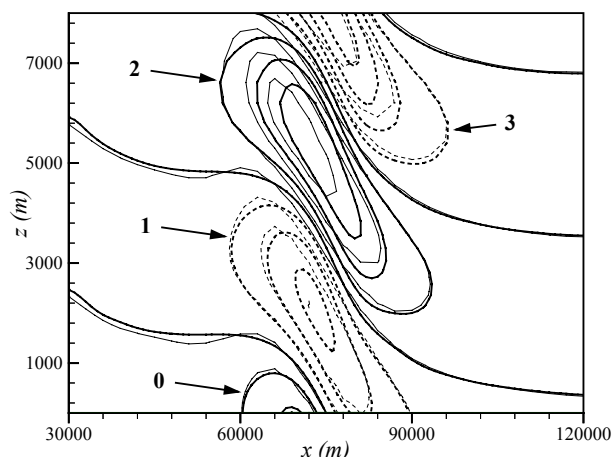


Figure 4-10. Même vue que la figure 4-9 : en traits fins, dans la configuration BBR, et en traits épais, dans la configuration BHR, à  $t = 30000$  s. Les numéros désignent chaque série de contours afin de faciliter le commentaire des figures

Notons sur la figure 4-10 les notations que nous utilisons pour désigner chaque série de contours, alternativement positive et négative, lors du commentaire des résultats. Les numéros désignent la position de la série de contours et non sa nature (positive ou négative), donc ils sont applicables à tous les champs exposés dans la suite.

#### 4.2.2.2 *Emboîtement de grilles de rapport 1*

Afin de tester le codage des conditions de Dirichlet et de Carpenter au cours de leur développement, nous avons opté pour un test simple qui consiste à utiliser comme grille-mère une grille de même résolution que la grille emboîtée, mais s'étendant sur tout le domaine de base. Ainsi, on s'affranchit de l'erreur commise à l'interface par le défaut de précision de l'information grande échelle, et les erreurs éventuelles apparaissant dans la simulation de l'écoulement sur la grille-fille sont alors exclusivement liées à la formulation des conditions aux frontières du domaine emboîté. Nous appellerons cette configuration BHR-EHR (pour *Base Haute-Résolution-Emboîtée Haute-Résolution*).

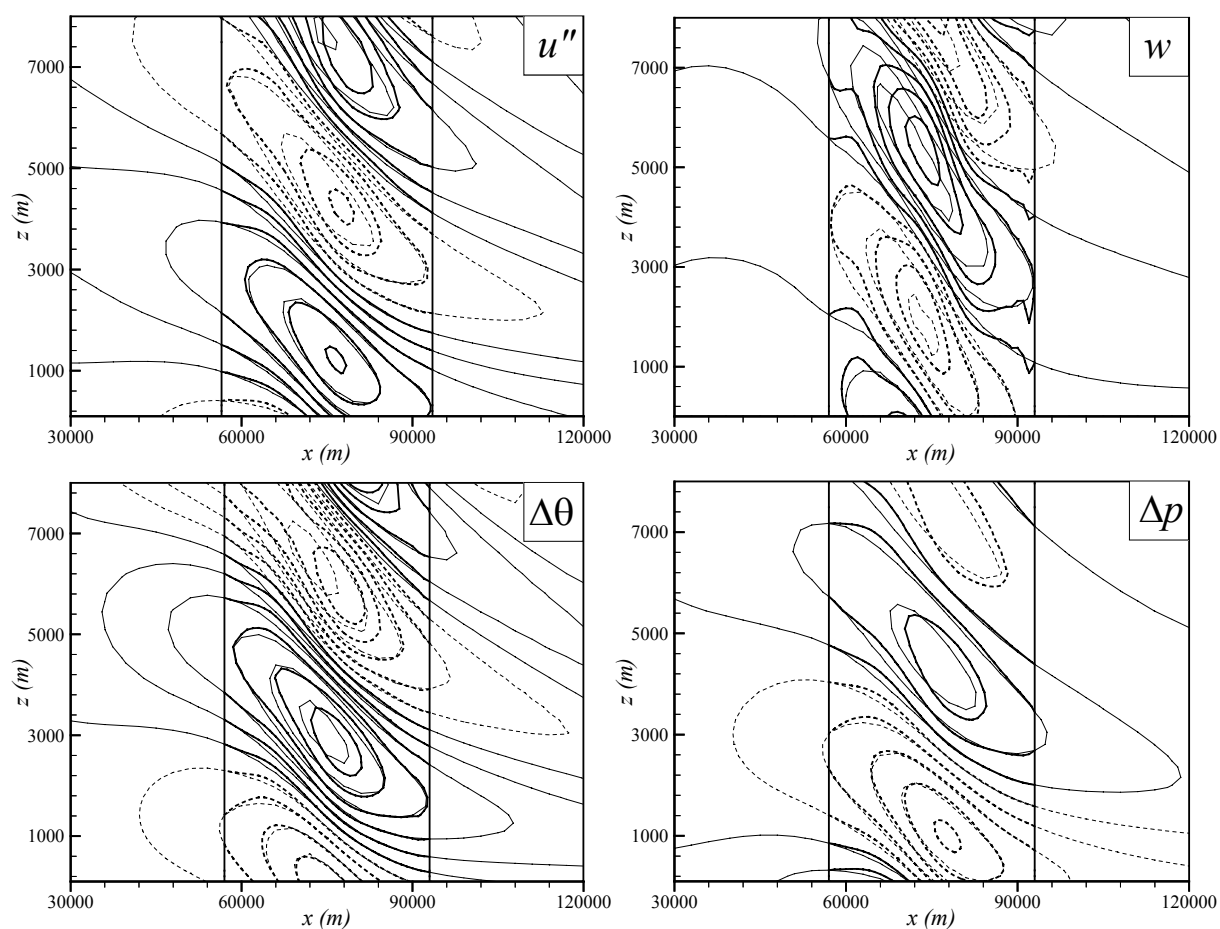
Avec des conditions de type Dirichlet imposées pour toutes les variables aux frontières latérales du domaine emboîté, nous obtenons après un temps d'intégration de  $6000$  s une parfaite superposition des contours quelle que soit la variable considérée, ce qui nous assure que la formulation de la condition de type Dirichlet est correcte. Le même résultat est obtenu en substituant aux conditions de type Dirichlet des conditions radiatives-emboîtées pour toutes les variables. En effet, on peut remarquer dans les formulations (4.14) et (4.15) de la condition radiative-emboîtée que les termes A et B2 s'annulent mutuellement dans cette configuration. La condition se réduit donc à l'égalité des tendances temporelles des solutions à l'interface des deux domaines, ce qui conduit à une coïncidence parfaite des champs à l'interface dès lors que les champs sont initialement identiques. L'initialisation des champs de grille-fille étant assurée par interpolation des champs de grille-mère, nous nous trouvons bien dans une telle situation.

#### 4.2.2.3 *Emboîtement de grilles de rapport 3*

Les principales caractéristiques de cette configuration (*BBR-EHR*) ont été présentés précédemment (tableau 4-1).

**a) Faible diffusion artificielle**

**Condition de Dirichlet.** Le premier test que nous présentons ici fait exclusivement appel à la condition de Dirichlet pour assurer la transmission unidirectionnelle de l'information de la grille-mère à la grille-fille. Signalons les valeurs du coefficient de diffusion artificielle horizontale utilisées pour chaque domaine :  $K_{IH} = 2,1.10^{10}$  dans le domaine de base et  $K_{IH} = 7,7.10^8$ . Nous verrons dans le paragraphe suivant que ce coefficient joue un rôle important.

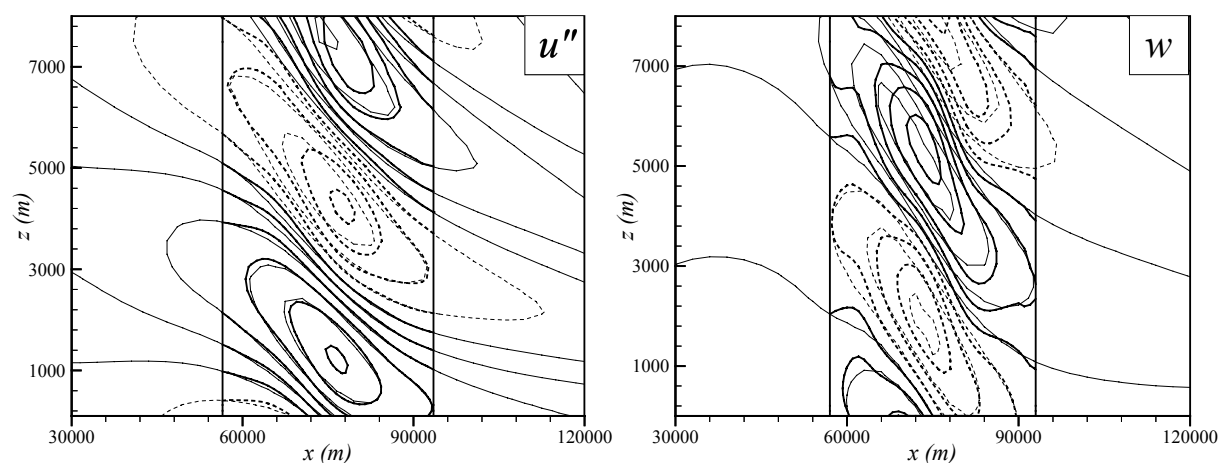


**Figure 4-11.** Vues en coupe verticale des isocontours des champs  $u''$ ,  $w$ ,  $\Delta\theta$  et  $\Delta p$  dans la configuration BBR-EHR à  $t = 6000$  s, avec des conditions de Dirichlet pour tous les champs aux frontières latérales : en trait fin, les champs de grille-mère, en trait épais, les champs de grille-fille. Les niveaux de contours sont espacés de  $0.004 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour  $u''$ ,  $0.0006 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour  $w$ ,  $0.002 \text{ K}$  pour  $\Delta\theta$  et  $0.1$  pour  $\Delta p$

La figure 4-11 présente les champs simulés résultants de ce premier test. On constate que le champ de vitesse verticale, qui s'avère particulièrement sensible à la formulation des conditions aux limites, est fortement déformé. Une perturbation importante de l'écoulement apparaît sous la forme d'une ondulation des contours, présente dans tout le domaine emboîté mais de plus grande amplitude à l'ouest. Cette déformation semble conduire en particulier à une augmentation artificielle notable des niveaux de vitesse verticale. À la frontière est, il apparaît que l'écoulement est perturbé plus localement, laissant voir des oscillations de plus haute fréquence.

En revanche, les champs de vitesse longitudinale, de température potentielle et de pression s'avèrent peu sensibles à ces déformations du champ  $w$  et semblent s'accommoder relativement bien des conditions de Dirichlet en entrée et en sortie. On constate toutefois une légère déformation de ces champs à proximité de la frontière d'entrée, particulièrement visible sur les séries 2 et 3 (voir les notations de la figure 4-10).

**Condition radiative-empoîtée.** Le deuxième test consiste à « ouvrir » la sortie du domaine empoîté en imposant une condition radiative-empoîtée pour les champs  $u''$  et  $w$ . On espère ainsi améliorer l'allure du champ  $w$  à la frontière est, et atténuer les déformations subies par ce champ dans tout le domaine, dont on peut penser qu'elles sont induites par une contrainte trop forte de l'écoulement aux frontières latérales. La figure 4-12 présente le résultat obtenu sur les champs  $u''$  et  $w$ . Le constat principal est que les déformations sont toujours présentes. L'allure des contours reste similaire à celle du test précédent, à cela près que les oscillations observées en sortie de domaine sur le champ  $w$  sont correctement amorties par la condition radiative. Le champ  $u''$  n'apparaît pas modifié par ces nouvelles conditions de sortie.



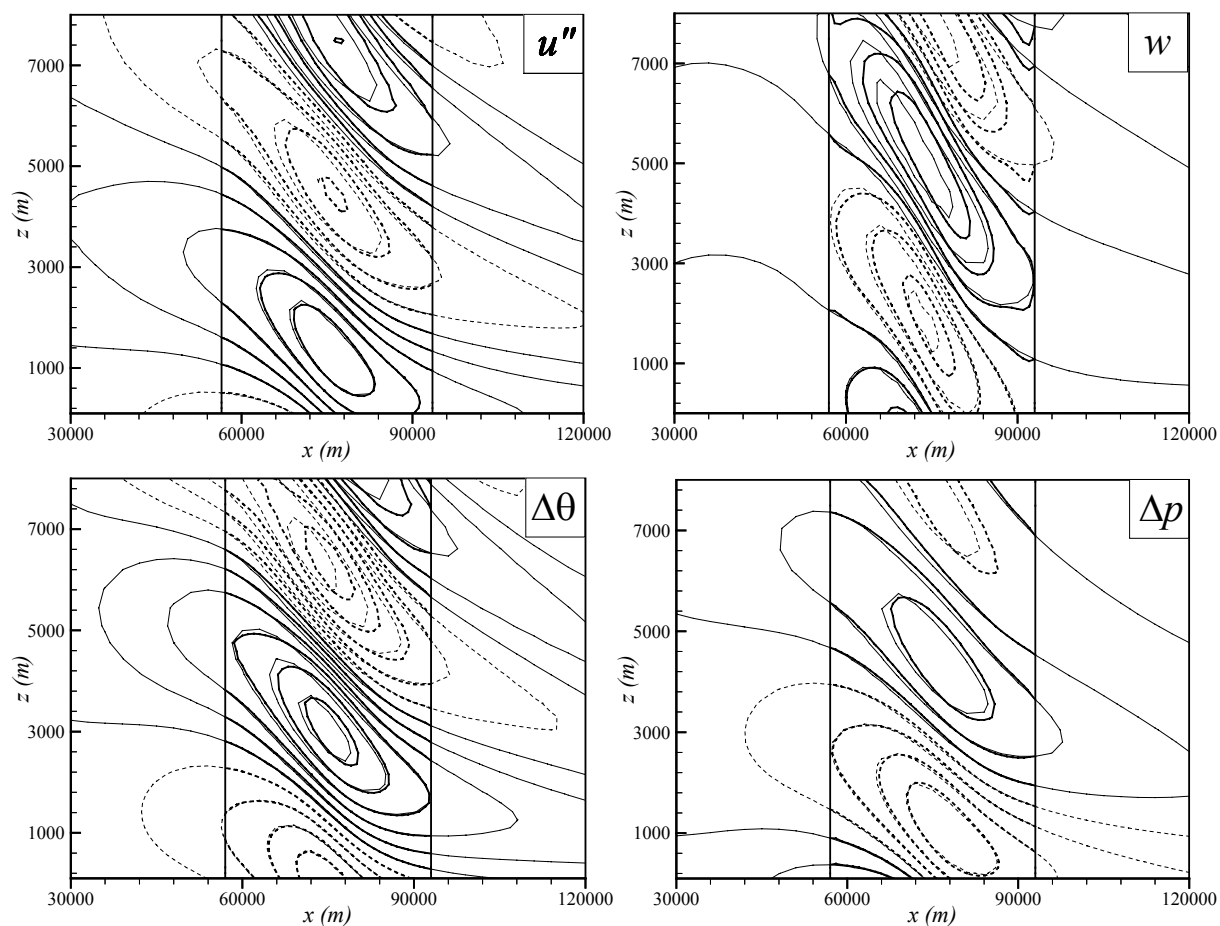
**Figure 4-12.** Vue en coupe verticale des isocontours des champs  $u''$  et  $w$  dans la configuration BBR-EHR à  $t = 6000$  s, avec des conditions radiatives-empoîtées pour  $u''$  et  $w$  à la frontière est : en trait fin, les champs de grille-mère, en trait épais, les champs de grille-fille. Les niveaux de contours sont espacés de  $0.004 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $u''$  et  $0.0006 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $w$

**Condition de relaxation de Davies.** Afin de tenter de résoudre le problème de réflexion à la frontière d'entrée du domaine empoîté, une condition de relaxation est appliquée sur le champ de vitesse verticale à la frontière ouest. La progression du coefficient de relaxation sur cinq points est du type  $\alpha_R = 1 - \tanh(a.i)$ , avec  $a = 0.5$  ou  $1$ . Bien que le champ  $w$  soit bien relaxé vers sa valeur à la frontière dans la zone où s'applique la condition, les contours du champ  $w$  observés au cœur du domaine n'apparaissent pas modifiés par la condition de relaxation. Autrement dit, ils présentent le même aspect déformé et des niveaux de vitesse surestimés. On a toutefois constaté qu'avec  $a = 1$ , la relaxation s'avère moins marquée dans la zone proche-frontière qu'avec  $a = 0.5$ , du fait que le coefficient décroît plus rapidement dans le premier cas lorsqu'on se déplace vers l'intérieur du domaine.

### b) Forte diffusion artificielle

De nombreux tests supplémentaires portant sur les conditions aux frontières est et ouest du domaine emboîtée ont été menés suite à ces résultats. Aucune association de conditions aux limites ne s'est avérée efficace pour atténuer de façon satisfaisante ces déformations particulièrement fortes sur le champ de vitesse verticale, l'aspect général des champs restant le même à chaque fois, sauf à l'approche des frontières où l'effet direct de la condition imposée est visible. L'origine de ces perturbations semble essentiellement liée au fait que l'on contraint trop fortement l'écoulement à ses frontières. De fait, nous sommes confrontés aux frontières à un problème de prescription surabondante (Baumhefner & Perkey, 1982 ; voir § 4.1.4.1b). Les déformations proviendraient alors de réflexions aux frontières d'entrée et de sortie induites par la surabondance d'information prescrite à ces frontières. Le moyen le plus simple proposé dans la littérature pour amortir ces réflexions est l'augmentation artificielle de la diffusion à l'approche des frontières.

Afin de vérifier cette hypothèse concernant l'origine des déformations subies par l'écoulement dans le domaine emboîté, nous avons choisi d'augmenter la diffusion artificielle. Pour ne pas avoir à modifier le codage du terme de diffusion artificielle dans Submeso, c'est le coefficient de diffusion artificielle horizontale d'ordre 4 qui est augmenté dans tout le domaine emboîté. Le choix a été fait d'ajuster le coefficient sur celui imposé dans le domaine de base. Il vaut alors  $K_{H4} = 2,1 \cdot 10^{10}$  au lieu de  $7,7 \cdot 10^8$ , soit presque deux ordres de grandeur au-dessus de la valeur conseillée pour filtrer les ondes de période  $2\Delta x$ .



**Figure 4-13.** Identique à la figure 4-11 avec une plus forte diffusion horizontale d'ordre 4

Les nouveaux champs obtenus dans le cas où toutes les variables primitives sont soumises à des conditions de Dirichlet aux frontières latérales du domaine emboîté sont montrés sur la figure 4-13. On constate une amélioration sensible de la qualité globale du résultat, dans tout le domaine, comparativement au résultat présenté sur les figures 4-11 et 4-12. La discontinuité engendrée par les conditions de Dirichlet en entrée s'avère fortement amortie. Les contours de  $w$  ont une allure bien plus correcte, bien que l'on perçoive nettement l'effet de la condition de Dirichlet à l'approche des frontières, sur les séries 2 et 3 en particulier. Ces discontinuités ne semblent cependant pas se propager vers l'intérieur du domaine. On remarque un décalage des

extrema entre la solution de grille-fille et la solution de grille-mère, en particulier sur la série 2 du champ de vitesse verticale. On verra plus loin (figure 4-15) que les extrema de la solution de grille-fille coïncident avec ceux de la solution obtenus dans la configuration *BHR*. Notons enfin que les niveaux des champs ne sont pas atténués par l'augmentation de la diffusion, ce qui dans le cas contraire serait un frein évident à l'utilisation de cette méthode.

Les résultats obtenus confirment donc la nécessité d'une augmentation artificielle de la diffusion dans le domaine emboîté afin d'amortir l'effet de prescription surabondante aux frontières. En outre, on peut supposer que la diffusion artificielle doit être d'autant plus forte que la diffusion physique assurée par la turbulence est inexistante dans cet écoulement.

Les résultats les plus satisfaisants sont obtenus en faisant appel à une condition de sortie ouverte à la frontière est pour les champs de vitesse horizontale, de vitesse verticale et de température potentielle. Dans le tableau 4-3 sont spécifiées les conditions aux limites utilisées pour chaque champ dans le domaine emboîté. Les résultats sont montrés sur la figure 4-14.

	$u$	$w$	$\Delta\theta$	$\Delta p$
Entrée	Dirichlet	Dirichlet	Dirichlet	Dirichlet
Sortie	Radiative- emboîtée	Radiative- emboîtée	Radiative- emboîtée	Dirichlet

**Tableau 4-3. Conditions optimales aux frontières latérales du domaine emboîté pour la configuration *BBR-EHR***

La contrainte maintenue aux frontières sur le champ de pression par la condition de Dirichlet ne pose pas de problème particulier. De toutes les combinaisons testées, il s'agit même de la seule alternative qui fournisse des résultats satisfaisants. En effet, nos tests ont montré que libérer la pression par une condition de gradient nul ou une condition radiative-emboîtée avec une vitesse de phase égale à la vitesse du son sur la frontière de sortie, tout en conservant une condition de Dirichlet en entrée, conduit au développement de perturbations sur le champ de vitesse verticale. Ces perturbations sont certainement liées à une incohérence de la pression entre sa valeur à la frontière ouest et sa valeur au premier point intérieur au domaine. Par ailleurs, une condition sur la pression de gradient nul en entrée et en sortie perturbe également fortement l'écoulement. La vitesse horizontale semble dans ce cas directement affectée par la valeur à la frontière du terme de pression intervenant dans l'équation de bilan de quantité de mouvement.

La figure 4-15 présente une superposition des contours de  $u''$  et  $w$  issus de la configuration *BHR* et des contours issus de la configuration *BBR-EHR* avec les conditions aux frontières du domaine emboîté affichées dans le tableau 4-3. On s'aperçoit que les décalages des contours entre grille-fille et grille-mère observés sur la figure 4-13 sont liés au niveau de résolution et non à un défaut des conditions aux frontières du domaine emboîté, puisque les contours de  $u''$  et  $w$  issus du calcul sur la grille-fille coïncident mieux – et même très bien – avec les contours issus du calcul dans la configuration *BHR*. Quantitativement, les valeurs présentées dans le tableau 4-4 confirment l'appréciation qualitative qui précède. En effet, on constate que l'estimation des



extrema sur la grille emboîtée est plus proche des valeurs « de référence » obtenues dans la configuration *BHR*.

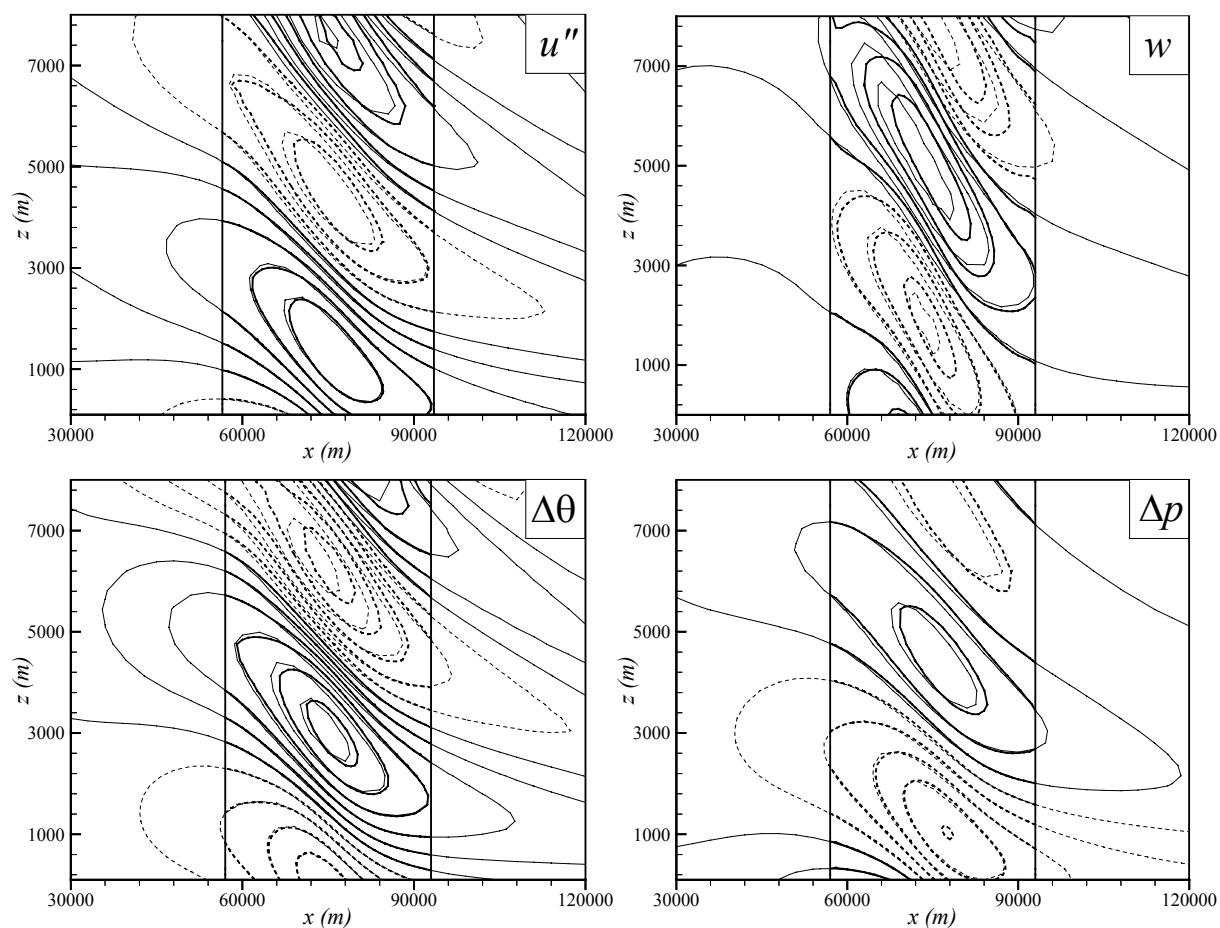


Figure 4-14. Identique à la figure 4-13 avec les conditions aux limites affichées dans le tableau 4-3

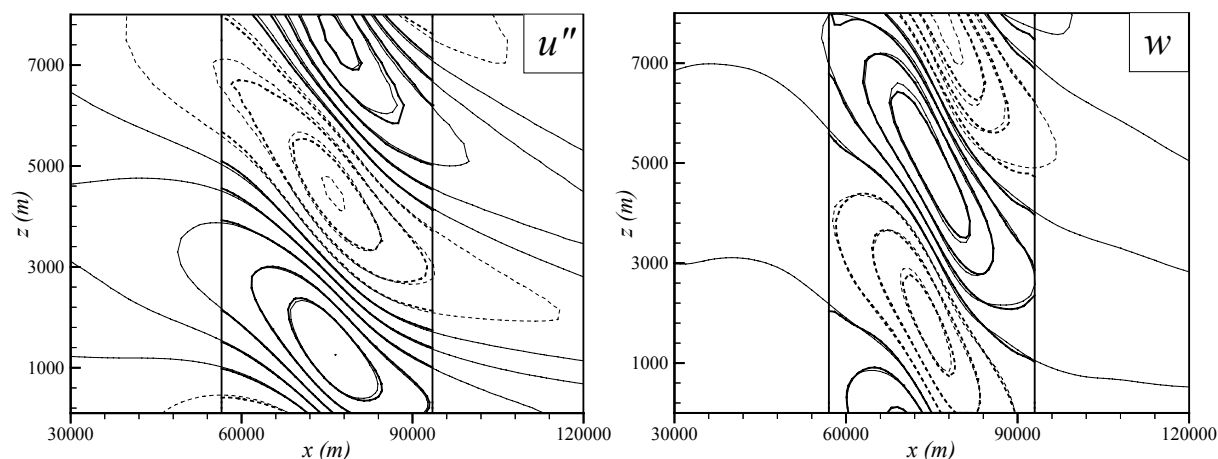


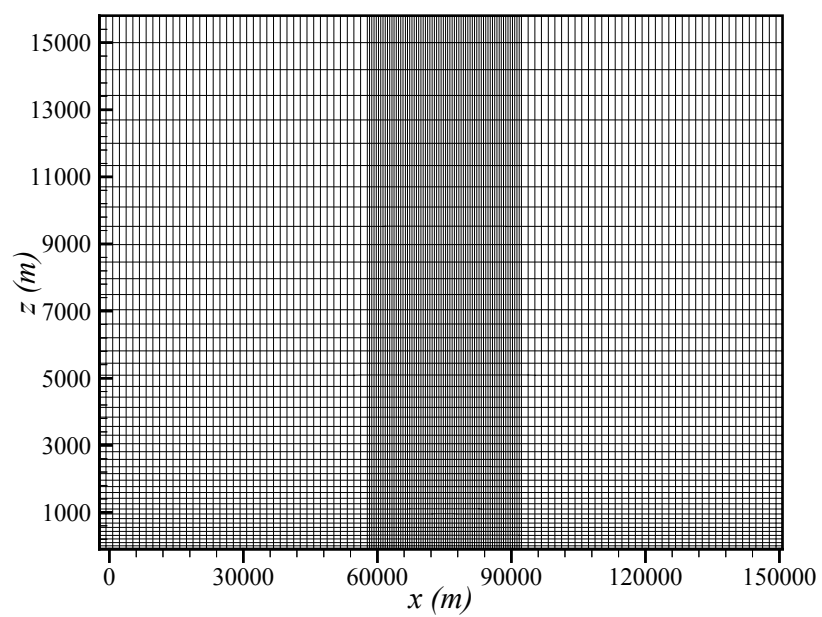
Figure 4-15. Vue en coupe verticale des isocontours des champs  $u''$  et  $w$  dans la configuration BBR-EHR avec les conditions aux limites affichées dans le tableau 4-3 (trait épais) superposés aux isocontours des champs  $u''$  et  $w$  dans la configuration BHR (traits fins), à  $t = 6000$  s. Les niveaux de contours sont espacés de  $0.004 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $u''$  et  $0.0006 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $w$

	$u''$		$w$		$\Delta\theta$	
	Série 1	Série 2	Série 1	Série 2	Série 1	Série 2
BHR	0.02001	-0.01653	-0.002093	0.002342	0.01117	-0.01151
EHR	0.01999	-0.01565	-0.002061	0.002206	0.01093	-0.01114
<b>Écart EHR / BHR</b>	<b>0.1%</b>	<b>5.3%</b>	<b>1.5%</b>	<b>5.8%</b>	<b>2.14%</b>	<b>3.2%</b>
BBR	0.01983	-0.01521	-0.001925	0.002084	0.01083	0.01111
<b>Écart BBR / BHR</b>	<b>0.9%</b>	<b>8.0%</b>	<b>8.0%</b>	<b>11%</b>	<b>3.0%</b>	<b>3.4%</b>

Tableau 4-4. Valeurs des extrema des champs  $u''$ ,  $w$  et  $\Delta\theta$  des séries de contours 1 et 2, dans les configurations BHR, EHR et BBR, et écarts des valeurs sur EHR et BBR par rapport aux valeurs sur BHR

#### 4.2.2.4 Raffinement maillage par discrétisation directe

La méthode de discrétisation directe mise en place dans le code Submeso permet de faire appel à des maillages entièrement curvilignes. La contrainte d'homogénéité du maillage dans les directions horizontales qu'impose la méthode des Jacobiens devient caduque dès que l'on fait appel à la discrétisation directe. Aussi avons-nous trouvé intéressant de comparer la simulation de l'écoulement au-dessus de la colline bidimensionnelle par la méthode d'emboîtement de domaines avec la même simulation sur un maillage unique raffiné d'un rapport 3 en espace autour de la colline exactement dans la zone correspondant au domaine emboîté dans la configuration BBR-EHR. Le maillage est présenté sur la figure 4-16. Les caractéristiques du maillage et les paramètres de la simulation sont consignés dans le tableau 4-5. Remarquons que la valeur choisie du coefficient de diffusion numérique horizontale d'ordre 4, uniforme dans tout le domaine, correspond à la valeur conseillée sur la base des caractéristiques de la zone basse-résolution, ce qui revient à imposer une diffusion artificielle forte dans la zone haute-résolution comme nous l'avons fait dans la configuration BBR-EHR.



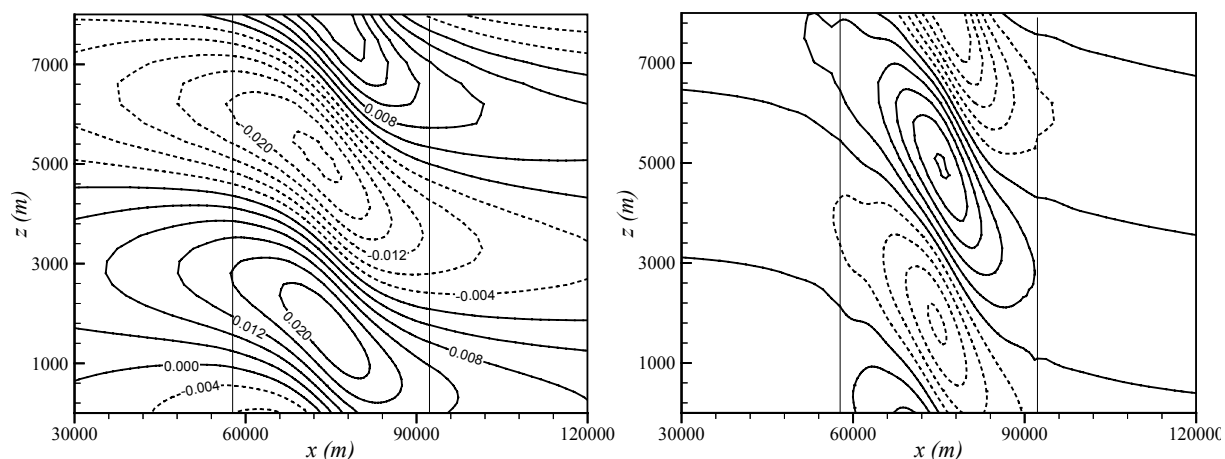
*Figure 4-16. Maillage utilisé avec la méthode de discrétisation directe*

Dimensions du domaine ( $km$ )	$150 \times 15$	
Pas d'espace $\Delta x \times \Delta z_{moy}$ ( $m$ )	Région basse résolution $1500 \times 341$	Région haute résolution $500 \times 341$
$n_x, n_y, n_z$	$151 \times 4 \times 47$	
Pas de temps $\Delta t, \Delta \tau$ ( $s$ )	$0.8, 0.08$	
Coefficient de diffusion artificielle horizontale d'ordre 4	$3,2.10^9$	

**Tableau 4-5. Principaux paramètres de la simulation monogrille avec raffinement**

Les champs  $u''$  et  $w$  sont représentés en coupe verticale sur la figure 4-17, après  $30000 s$  de simulation. Les niveaux obtenus correspondent très bien avec ceux de la solution analytique. Alors que le champ  $u''$  ne semble pas perturbé au passage du changement de résolution de la grille, le champ  $w$  se déforme à l'approche des « interfaces », du côté basse-résolution comme du côté haute-résolution et particulièrement à l'interface ouest. L'allure du champ rappelle les déformations que l'on observe à proximité des frontières du domaine emboîté dans la configuration BBR-EHR.

Toutefois, il est légitime de penser qu'une variation moins brutale de résolution entre les zones basse-résolution et la zone haute-résolution pourrait diminuer sensiblement les perturbations induites aux interfaces.



**Figure 4-17. Vue en coupe verticale des isocontours des champs (a)  $u''$  et (b)  $w$  dans la configuration monogrille avec raffinement. Les niveaux de contours sont espacés de  $0.004 m.s^{-1}$  pour  $u''$  et  $0.0006 m.s^{-1}$  pour  $w$**

#### 4.2.2.5 Et les temps de calcul ?

L'inconvénient majeur de la méthode de discrétisation directe réside dans le coût en temps de calcul qu'elle induit, par le fait que les schémas de discrétisation se basent sur les distances non homogènes entre les nœuds du maillage. En outre, les zones raffinées sont moins locales qu'avec

un domaine emboîté car ces zones s'étendent forcément d'une frontière à l'autre. Ainsi, le maillage est raffiné dans des zones où une forte résolution n'est pas utile, ce qui conduit à une augmentation coûteuse du nombre de points de calcul. Cet inconvénient n'apparaît pas dans la configuration bidimensionnelle traitée ici, mais il apparaîtra dans toute configuration tridimensionnelle. Enfin, les pas de temps utilisés, uniques pour tout le domaine, sont limités par la taille des mailles les plus petites, ce qui induit un accroissement du coût en temps CPU de la méthode. Aussi, malgré un nombre de points de maillage inférieur à celui de la configuration emboîtée, les temps de calcul sont-ils plus élevés. C'est pour ces raisons que nous n'avons pas retenu cette méthode pour la suite de notre étude. Le tableau 4-6 présente les temps approximatifs de calcul requis pour une heure de simulation, sur un ordinateur scalaire SGI Origin200® dans les configurations *BBR*, *BHR*, *BBR-EHR*, *BHR-EHR* et monogrille avec raffinement. Notons que tous les calculs sont effectués avec un seul processeur.

Configuration	Pas de temps $\Delta t, \Delta \tau$ (s)	Nombre total de noeuds	Temps CPU pour une heure de simulation (s)	Temps CPU par noeud pour une heure de simulation (s)
<i>BBR</i>	2, 0.31	9964	900	0.09
<i>BHR</i>	2, 0.2	28764	3970	0.14
<i>BBR-EHR</i>	0.67, 0.07 (EHR)	17108	3600	0.21
<i>BHR-EHR</i>	2, 0.31 – 2, 0.31	35908	4680	0.13
<i>monogrille</i>	0.8, 0.08	28388	4700	0.17

Tableau 4-6. Temps de calcul requis dans les différentes configurations pour une heure de simulation. Dans la colonne centrale figure le nombre total de points de maillage de chaque configuration

Dans le cas-test de la colline 2D, on voit que le gain de temps de calcul induit par l'utilisation de la méthode d'emboîtement plutôt que d'un maillage unique haute-résolution est de 9%, pour une diminution du nombre de nœuds de 40%. Cette performance plutôt faible se traduit par un coût de calcul rapporté au nombre de nœuds de maillage relativement élevé : le temps par nœud dans la configuration *BBR-EHR* est multiplié par 1.5 par rapport à la configuration *BHR*. Il s'avère, suite à une analyse des performances du code, que le gain de temps est fortement atténué par les coûts importants des procédures de gestion du transfert d'information de la grille-mère à la grille-fille. Le fait que le temps CPU par nœud consommé dans la configuration *BHR-EHR* soit du même ordre que celui consommé dans la configuration *BHR* seule met en évidence le coût du raffinement temporel. En effet, le raffinement temporel impose une réduction systématique d'un facteur 3 du grand pas de temps sur la grille emboîtée, qui conduit à multiplier d'autant le nombre d'appels aux procédures coûteuses gérant les conditions aux limites du domaine emboîté. Notons qu'il est très certainement possible d'optimiser encore le code de calcul. Par ailleurs, la méthode d'emboîtement, par sa structure, serait particulièrement adaptée pour le calcul parallèle.

### 4.2.3 Cas-tests sur terrain plat en atmosphère neutre

Nous avons en deuxième lieu choisi de simuler un écoulement plan tridimensionnel afin d'étudier le comportement du modèle de turbulence par rapport au changement de résolution du maillage et de voir dans quelle mesure les résultats sur les champs instantanés sont modifiés sur la grille-fille. Le caractère tridimensionnel de la configuration et la présence de frontières latérales nord et sud qui, contrairement aux mêmes frontières dans la configuration précédente, ne sont pas identifiées *a priori* comme des frontières « entrantes » ou « sortantes » lui confère un intérêt de validation supplémentaire. Un seul domaine emboîté est introduit au centre du domaine de base.

#### 4.2.3.1 Description de la configuration

Le domaine de base s'étend sur  $12000\text{ m}$  selon la direction longitudinale, sur  $1900\text{ m}$  selon la direction transversale et sur  $2000\text{ m}$  selon la direction verticale. La résolution horizontale de la grille de base est de  $\Delta x = \Delta y = 100\text{ m}$ . Selon la verticale, le maillage est étiré suivant une progression en tangente hyperbolique, avec une première maille près du sol haute de  $10\text{ m}$ . La grille emboîtée est un parallélépipède rectangle de  $3000\text{ m} \times 1000\text{ m} \times 2000\text{ m}$  de côtés, positionné entre  $1500\text{ m}$  et  $4500\text{ m}$  selon la direction longitudinale et entre  $350\text{ m}$  et  $1350\text{ m}$  selon la direction transversale. Les rapports de raffinement horizontaux sont égaux à  $3$ , donc la résolution horizontale de la grille emboîtée est de  $\Delta x = \Delta y = 33.3\text{ m}$ . La figure 4-18 présente une coupe horizontale des deux grilles emboîtées l'une dans l'autre.

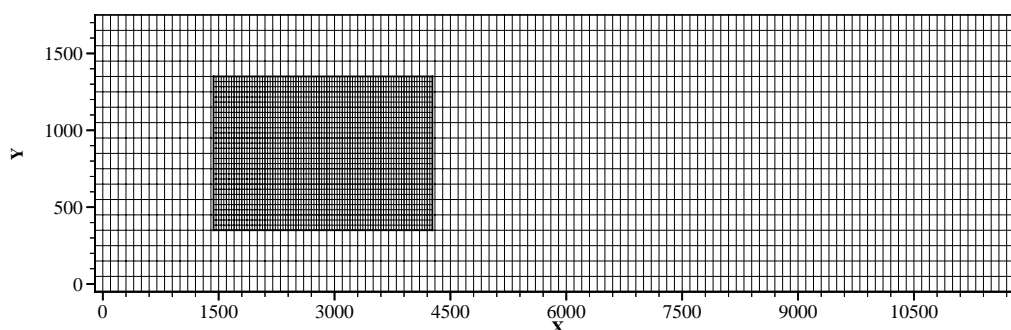


Figure 4-18. Coupe horizontale de la grille de base et de la grille emboîtée

Le test est effectué dans des conditions d'atmosphère neutre décrites dans le tableau 4-7. Le profil de température potentielle est constant jusqu'à  $925\text{ m}$ . Au-dessus, un faible gradient est imposé pour symboliser la couche d'inversion. La force de Coriolis est négligée. Le vent géostrophique et le vent initial sont ainsi tous deux orientés dans la direction ouest-est, selon l'axe  $x$ . L'écoulement est entraîné par un forçage pseudo-géostrophique, c'est-à-dire avec le vent géostrophique  $(U_g, V_g) = (7.52, 0.00)\text{ m.s}^{-1}$  imposé uniquement au sommet de la couche limite.

$z_{0n}$ (m)	$u_*$ (m.s <sup>-1</sup> )	Direction $u_*$ (degrés)	$\theta_s$ (K)	$\overline{w'\theta'}$ (K.m.s <sup>-1</sup> )	$\partial U_g / \partial z$ (s <sup>-1</sup> )	$\partial V_g / \partial z$ (s <sup>-1</sup> )	$\partial \theta / \partial z$ (K.m <sup>-1</sup> )	$b$ (m)
0.02	0.5	0.00	300	0.00	0.00	0.00	0.001	1000

**Tableau 4-7. Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas neutre**

Les conditions latérales du domaine de base sont périodiques. Une couche de Rayleigh est imposée sur une hauteur de 800 m au sommet des domaines de base et emboîté. Une perturbation initiale aléatoire de la température potentielle est imposée afin d'activer les mouvements turbulents. Le temps de simulation est de 12000 s au total dans le domaine de base. La simulation avec emboîtement est initiée à 10800 s. Les temps minimums pour atteindre la stationnarité statistique ne sont pas respectés. Cependant, ces tests ont pour objectif de valider les passages d'information aux frontières du domaine emboîté plutôt que d'étudier les caractéristiques de l'écoulement, donc l'exigence de stationnarité statistique est moins forte. Les principaux paramètres de simulation sont présentés dans le tableau 4-8.

	Grille-mère	Grille-file
Pas d'espace $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z_{moy}$ (m)	100 × 100 × 100	33.3 × 33.3 × 100
$n_x, n_y, n_z$	121 × 20 × 20	86 × 32 × 20
Pas de temps $\Delta t, \Delta \tau$ (s)	2., 0.08	0.67, 0.06
Perturbation initiale de $\theta$ (K)	$\theta = \pm 0.1$ (aléatoire)	$\theta = \pm 0.1$ (aléatoire)
Type de forçage	Pseudo-géostrophique	Pseudo-géostrophique
Couche de Rayleigh	1200 m - 2000 m	1200 m - 2000 m
Modèle de turbulence	Smagorinsky-Lilly	Smagorinsky-Lilly
Paramètre de Coriolis (s <sup>-1</sup> )	0	0
Viscosité artificielle	$K_{1H} = 5.10^3$	$K_{1H} = 0$ ou $2.10^3$

**Tableau 4-8. Paramètres principaux de simulation sur terrain plat, en conditions convective et neutre.**

Les conditions aux limites utilisées pour les frontières latérales du domaine emboîté sont exposées dans le tableau 4-9. Rappelons que la condition d'entrée est appliquée aux points de frontière où la composante de vent normale à la frontière est dirigée vers l'intérieur du domaine emboîté, et que la condition de sortie est appliquée dans le cas contraire.

	$u$	$v$	$w$	$\Delta\theta$	$\Delta p$
Entrée	Dirichlet	Dirichlet	Dirichlet	Dirichlet	Dirichlet
Sortie	Radiative- emboîtée	Radiative- emboîtée	Radiative- emboîtée	Radiative- emboîtée	Dirichlet

Tableau 4-9. Conditions aux frontières latérales du domaine emboîté pour l'écoulement sur terrain plan en atmosphère neutre

### 4.2.3.2 Résultats

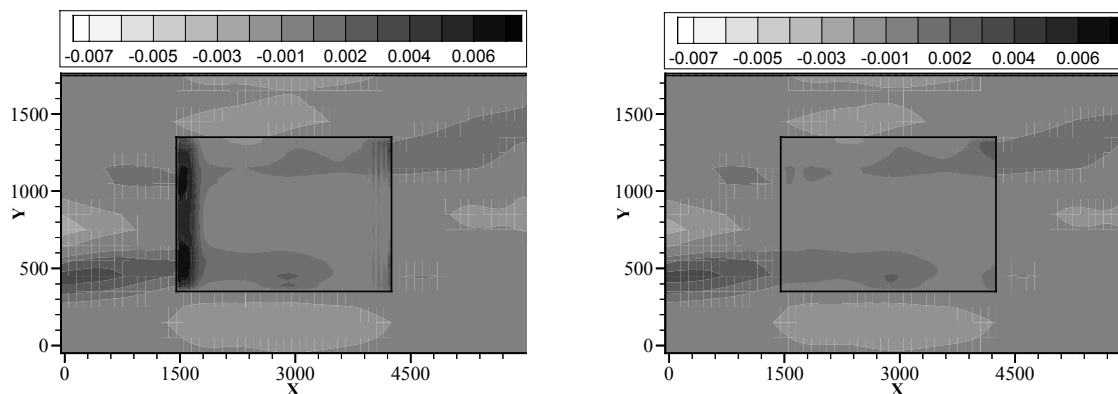
#### a) De la formulation du modèle de turbulence

La première simulation que nous avons réalisée témoigne d'une incompatibilité des formulations à la frontière ouest d'entrée dans le domaine emboîté, où l'on observe une légère discontinuité du champ de vitesse verticale et du champ de perturbation de la pression (voir figure 4-19). Une discontinuité similaire avait été observée lors d'une simulation du même type avec la méthode de discrétisation directe, réalisée sur un seul domaine discrétisé par une grille de résolution horizontale variable. Ce phénomène est lié au modèle de sous-maille utilisé. En effet, dans le modèle de Smagorinsky-Lilly (voir § 2.1.3), la formulation de la viscosité et de la diffusivité de sous-maille fait intervenir la taille caractéristique du maillage  $\Delta_{eq} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ . Par conséquent, le rapport des viscosité de sous-maille du domaine de base et du domaine emboîté vaut  $\Delta_{eq}(GG)/\Delta_{eq}(GF) = 9^{1/3}$ . Ainsi dans la configuration emboîtée, pour chaque champ, la valeur imposée par la condition de Dirichlet à la frontière du domaine emboîté est, indirectement par le biais d'une interpolation, issue de la résolution de son équation de bilan sur la grille de base, dont le terme source de sous-maille dépend de  $\Delta_{eq}(GG)$ , cependant que la valeur de ce champ au premier point intérieur du domaine emboîté est issue de la résolution de son équation de bilan sur la grille emboîtée, dont le terme source de sous-maille dépend de  $\Delta_{eq}(GF)$ . Il en résulte la discontinuité observée, qui reste faible et n'est bien visible que sur le champ  $w$  du fait qu'il demeure très faible dans ces conditions, et sur le champ de perturbation de la pression au travers du terme  $\langle \rho \rangle_r g \langle w \rangle$  de l'équation (2.6).

La solution que nous avons adoptée pour éliminer cette discontinuité est d'imposer que la viscosité et la diffusivité de sous-maille dans le domaine de base soient égales à celles calculées dans le domaine emboîté, soit  $\Delta_{eq}(GG)/\Delta_{eq}(GF) = 1$ . Ce choix revient globalement à réduire l'intensité de la turbulence de sous-maille dans le domaine de base sans altérer le modèle de turbulence dans le domaine emboîté. Cette option semble peu pénalisante car le résultat qui nous intéresse dans le domaine de base est l'évolution moyenne des champs plutôt que leurs fluctuations, et la contribution sous-maille est faible devant la contribution des champs résolus. La figure 4-19 illustre le résultat obtenu avant (4-19a) et après la modification (4-19b) du modèle de sous-maille sur la grille de base. On peut remarquer que l'écoulement instantané obtenu sur la grille-mère ne semble pas être altéré par ce choix, structures et niveaux de fluctuations restant du même ordre.



D'autre part, les oscillations numériques observées à proximité de la frontière est du domaine emboîté ont été supprimées en augmentant la diffusion numérique, avec  $K_{H4} = 2.10^4$ . Notons que cette valeur correspond à la valeur recommandée dans la documentation du code *ARPS* (ARPS, 1994), tandis que la valeur sur la grille-mère reste plus d'un ordre de grandeur en-deçà de la valeur recommandée, qui serait  $K_{H4} = 10^5$ .



(a)

(b)

*Figure 4-19. Vue en coupe horizontale partielle ( $z=10$  m) des isocontours du champ instantané de vitesse verticale à  $t=10900$  s sur grille-mère et grille-fille : (a) avant homogénéisation de la viscosité et de la diffusivité de sous-maille d'un domaine à l'autre ; (b) après homogénéisation*

#### b) De la vitesse de phase dans la formulation de la condition radiative-emboîtée

Un autre problème numérique apparaît aux frontières sud et nord à  $t = 12000$  s : des oscillations y sont en effet visibles très localement, en particulier sur le champ de vitesse longitudinale (figure 4-20).

Suite à des tests sur les conditions aux limites de la grille-fille, il s'avère qu'elles proviennent du calcul de la vitesse de phase dans la formulation de la condition radiative-emboîtée, dont la valeur oscille sur la frontière. Ces oscillations n'étaient pas visibles à  $t = 10900$  s car l'écoulement était alors entrant ou parallèle à la frontière sur la plus grande partie des frontières nord et sud. L'instabilité locale vient du fait que, dans ces premières simulations, la vitesse de phase n'est moyennée que selon la direction verticale. Ce problème apparaît résolu dès lors que la moyenne est faite dans tout le plan frontière, puisque alors la vitesse de phase y est homogène à chaque instant.

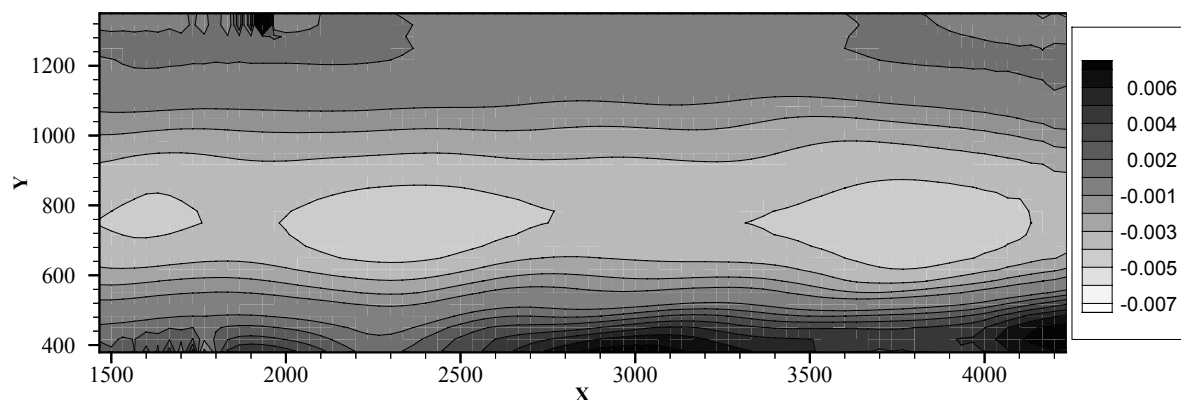


Figure 4-20. Vue en coupe dans le même plan que la figure 4-19, à  $t = 12000$  s, des isocontours du champ instantané de vitesse verticale sur la grille-fille seule, avant moyenne sur les plans frontières de la vitesse de phase pour la condition radiative-empoîtée

### c) De la condition de sortie

La condition de sortie radiative-empoîtée joue son rôle de façon très satisfaisante dans ce cas, comme en atteste la figure 4-21, qui représente les champs de  $u$ ,  $v$ ,  $w$  et les perturbations  $\Delta p$  et  $\Delta \theta$  des champs de pression et de température potentielle dans le cas « Dirichlet » où la sortie, soit essentiellement la frontière est, est assurée par une condition de type Dirichlet, et dans le cas « radiatif » où la sortie est assurée par la condition radiative-empoîtée – à l’exception de la pression pour laquelle la condition de Dirichlet en sortie fournit de meilleurs résultats. Tous les autres paramètres de simulation sont identiques dans les deux cas-tests. On constate que les frontières nord et sud présentent la même structure dans les deux cas. Ceci est lié au fait que l’écoulement est essentiellement orienté dans la direction ouest-est, donc aborde les frontières nord et sud « en douceur », c’est-à-dire avec une faible composante normale à la frontière.

En revanche, dans le cas « Dirichlet », on observe sur les champs de  $v$ ,  $w$  et  $\Delta \theta$  des oscillations numériques de période  $2\Delta x$  dont l’amplitude augmente à l’approche de la frontière est. Ces oscillations n’apparaissent pas dans le cas « radiatif », ce qui témoigne de la performance de la condition radiative-empoîtée qui laisse sortir les perturbations vers l’extérieur du domaine, contrairement à la condition de Dirichlet, condition fermée qui s’avère trop contraignante pour l’écoulement en sortie de domaine.

### d) De la physique de l’écoulement simulé

Les précédents commentaires ont concerné les problèmes numériques rencontrés au cours de la mise en place de la méthode dans cette configuration. Intéressons-nous maintenant à la physique de l’écoulement simulé avec raffinement de maillage. La figure 4-22 présente les fluctuations instantanées du champ de vitesse longitudinale, obtenues par soustraction au champ de vitesse instantané à l’instant  $t = 12000$  s de sa moyenne dans le plan horizontal correspondant ( $z = 108$  m soit  $z/b = 0.1$ ). On observe globalement la structuration en une alternance de bandes de vitesses plus faibles et de vitesses plus fortes que l’on trouve classiquement pour un écoulement cisailé en atmosphère neutre. Néanmoins, la faible résolution de la grille-mère

produit des bandes plus diffuses que dans le cas neutre simulé dans le chapitre 2 (§ 2.3.2.2). En outre, le plus faible cisaillement imposé au sommet dans le cas présent et une longueur de rugosité plus faible induisent probablement une moindre activité turbulente par rapport au cas simulé au paragraphe 2.3.2.2.

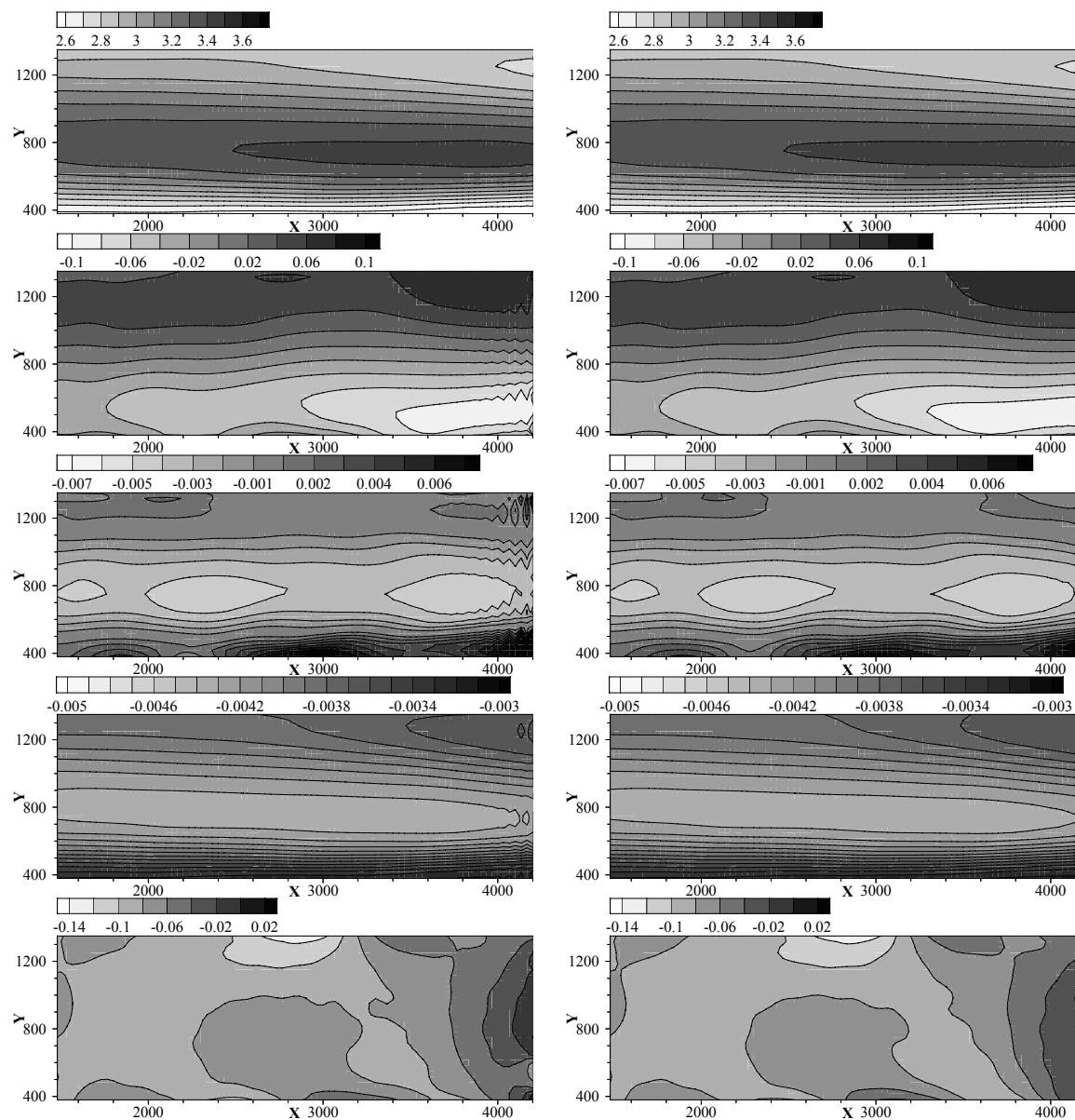
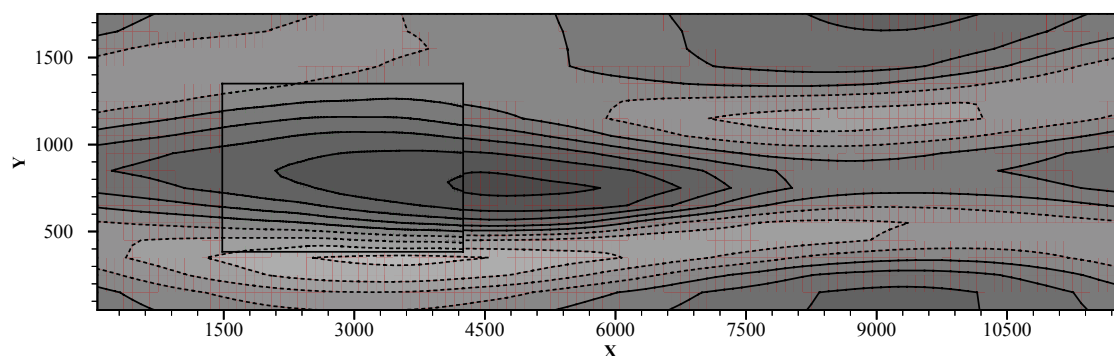


Figure 4-21. Vue en coupe horizontale, à  $z = 10$  m, des isocontours des champs (de haut en bas) :  $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $\Delta\theta$ ,  $\Delta p$  sur la grille emboîtée ; dans la colonne de gauche, la condition de sortie est de type Dirichlet ; dans la colonne de droite, la condition de sortie est radiative-emboîtée (sauf la pression, en Dirichlet)

D'autre part, on constate que le raffinement du maillage dans le domaine emboîté n'a pas pour conséquence d'affiner les structures instantanées pour obtenir des « streaks » plus fines et découpées telles qu'elles devraient apparaître dans une simulation haute-résolution sur un domaine étendu. Cela est très certainement dû au fait que l'on impose les valeurs des champs aux frontières du domaine emboîté en fonction des valeurs des champs issus du calcul basse-résolution qui s'avère trop imprécis dans sa description des structures turbulentes, ainsi qu'à la taille de la grille emboîtée, en particulier dans la direction  $x$ . En effet, toutes les simulations que

L'on peut trouver dans la littérature visant à étudier les caractéristiques de ces structures cohérentes sont effectuées avec des conditions périodiques qui traduisent le fait que la couche limite cisailée (ou le canal plan) est de longueur infinie. C'est une condition nécessaire au développement de ces « streaks » que l'on ne peut reproduire dans un petit domaine emboîté. Ainsi, on peut penser qu'une grille emboîtée beaucoup plus étendue dans la direction  $x$  permettrait d'observer l'effet du raffinement du maillage sur le détail de la description de l'écoulement simulé.

Nos investigations sur cette configuration se sont arrêtées à ces constats. Il serait intéressant de vérifier cette dernière supposition.



*Figure 4-22. Vue en coupe horizontale complète (à  $z = 108$  m) des isocontours des fluctuations instantanées du champ de vitesse longitudinale, à  $t = 12000$  s dans la configuration avec emboîtement, sur la grille-mère et la grille-fille. Les traits pointillés désignent les valeurs négatives des fluctuations*

#### 4.2.4 Conclusions

Nous avons montré dans ce chapitre que la méthode de gestion de l'emboîtement de domaines fixes avec un raffinement horizontal, mise en place dans le code Submeso, est opérationnelle. Le cas-test de la colline 2D est apparu, de par sa sensibilité au conditionnement des frontières latérales des domaines, comme un bon cas-test de mise au point de la méthode d'emboîtement. Le second cas-test nous a permis d'améliorer sensiblement la formulation de la condition radiative-emboîtée utilisable en sortie de domaine, et de détecter un problème lié à l'incohérence de la modélisation de la turbulence à l'interface des domaines. Le problème majeur qui demeure à l'issue de cette étude réside dans le temps de calcul que requiert la version actuelle de la technique d'emboîtement. Deux pistes de natures différentes sont suggérées, qui permettront d'optimiser la technique d'emboîtement : une optimisation du code informatique ciblée sur les procédures les plus coûteuses déjà identifiées, voire une adaptation du code pour fonctionner en mode multiprocesseur d'une part, et d'autre part, la mise place de la possibilité de raffiner verticalement le maillage du domaine emboîté par rapport au maillage du domaine de base.

Cependant, nous avons pu dégager, à la fois d'une étude bibliographique et de l'expérience avec le modèle Submeso, les conditions à la limite qui sont les mieux adaptées à chaque variable et qui assurent de manière satisfaisante la transmission d'information du domaine basse-résolution vers le domaine haute-résolution. La physique des écoulements traités dans ce chapitre

étant très différente d'un cas à l'autre, nous pouvons supposer à ce stade que ces conditions optimales communes aux deux cas-tests se montreront également appropriées à la simulation de la plupart des écoulements, et en particulier de l'écoulement au-dessus du terrain réel de Saint-Berthevin. Cette dernière configuration est particulière en cela que les frontières du domaine emboîté sont positionnées dans des zones au relief perturbé. L'applicabilité de la méthode d'emboîtement à cette configuration à topographie complexe est vérifiée au Chapitre 5.

### ***Simulations avec emboîtement appliquées au site de Saint-Berthevin***

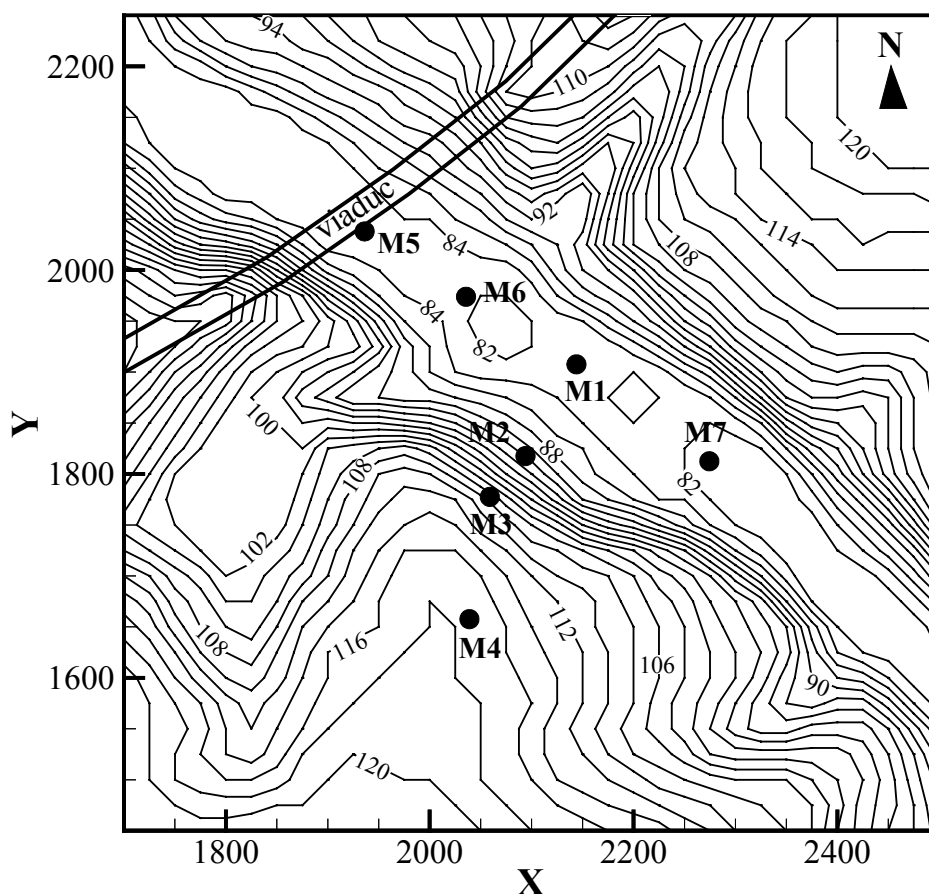
Ce chapitre marque l'aboutissement des travaux réalisés au cours de cette thèse et constitue une étape majeure dans la mise en place de la méthodologie de reconstitution de long terme des niveaux sonores à grande distance d'une source de bruit routier en milieu rural non plat. L'étude présentée dans cette partie a été conduite dans une perspective de validation de l'étape micrométéorologique de court terme de la méthodologie d'estimation de ces niveaux. Ainsi, ce chapitre présente la mise en place et l'analyse des résultats de simulations réalistes avec un niveau d'emboîtement, définies à partir de données expérimentales extraites de la campagne de mesure réalisée en mai 2000 sur le site de Saint-Berthevin. Nous avons choisi trois situations typiques du site qui diffèrent les unes des autres par la stratification – un cas stable, deux cas convectifs – et par l'intensité et la direction du vent. Le domaine emboîté permet d'augmenter la résolution du maillage dans une zone de  $2\text{ km} \times 2\text{ km}$  englobant le site instrumenté, afin d'approcher les échelles micrométéorologiques influant sur la propagation du son. Les résultats de simulation sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus en mai 2000 sur les différents mâts météorologiques. La première section de ce chapitre présente la campagne expérimentale de mai 2000 et les données de mesures extraites de cette campagne pour les sept mâts météorologiques, correspondant aux trois périodes sélectionnées. Les sections suivantes sont consacrées aux résultats de simulation.

#### ***5.1 Campagne expérimentale de mai 2000***

Plusieurs campagnes de mesures ponctuelles des champs météorologiques et des niveaux sonores locaux ont été menées par les équipes impliquées dans le thème de recherche EGU77 du LCPC depuis son démarrage, en vue de définir au mieux les positions des mâts fixes de la Station de Long Terme installée dans une zone d'environ  $600\text{ m} \times 600\text{ m}$  proche et au sud du viaduc (voir chapitre 1). La figure 5-1 représente la topographie dans cette zone, telle qu'elle est décrite par le modèle numérique de terrain fourni par l'IGN (voir aussi la description de la région plus vaste au § 3.2.1 et la figure 3-4). Lors de la campagne menée au mois de mai 2000, les positions des mâts instrumentés M1, M2, M3 et M4 (figure 5-1) correspondaient à celles des mâts de la Station de Long Terme actuellement opérationnelle. Trois mâts météorologiques supplémentaires ont par ailleurs été mis en service lors de la campagne afin de compléter les acquisitions. C'est pourquoi, pour cette première validation de l'étape micrométéorologique, nous avons choisi de nous appuyer sur la base de données de cette campagne.

### 5.1.1 Description de la campagne

Nous limitons ici la description à la partie météorologique de la campagne. Le lecteur intéressé trouvera une description complète de la Station de Long Terme dans le compte-rendu établi par Bonhomme (1999). Les positions des mâts météorologiques sont repérées sur la figure 5-1 présentant une vue de dessus de la zone au sud-est du viaduc. Les mâts M1, M2, M3 et M4 sont approximativement placés sur une ligne transversale à la vallée : le mât M4 est situé sur un plateau, M3 et M2 sont aux niveaux des ruptures de pente et M1 en fond de vallon. En revanche, les mâts M5, M6, M1 et M7 sont régulièrement répartis sur la ligne du fond de vallon. Le mât M5 est situé sous le viaduc autoroutier et le mât M7 se trouve à 375 m en « aval » du viaduc, si l'on considère le sens d'écoulement du Vicoin. Une telle disposition permet de mesurer l'évolution des conditions météorologiques entre la source sonore (viaduc) et plusieurs centaines de mètres en aval. La figure 5-2 schématise une vue tridimensionnelle du site, avec les positions des mâts météorologiques et acoustiques.



*Figure 5-1. Topographie de la zone concernée par la campagne, telle que décrite par le Modèle Numérique de Terrain de 25 m de résolution fourni par l'IGN (pas entre deux lignes de niveau : 2 m), et positions des mâts météorologiques*

Le mode d'instrumentation des mâts est indiquée dans le tableau 5-1. Tous les mâts sont équipés pour mesurer le vent et la température à environ 1, 3 et 10 m, à l'exception du mât M4 situé sur le plateau qui monte jusqu'à 20 m. Au cours de la semaine du 17 au 25 mai, quatre mâts supplémentaires m1, m2, m3 et m4 ont été positionnés au mêmes endroits que les mâts M1 à M4. Ils étaient équipés d'anémothermomètres soniques permettant de mesurer les fluctuations

turbulentes à 3 m au-dessus du sol pour les mâts m1 à m3, et à 6 m au-dessus du sol pour le mât m4.

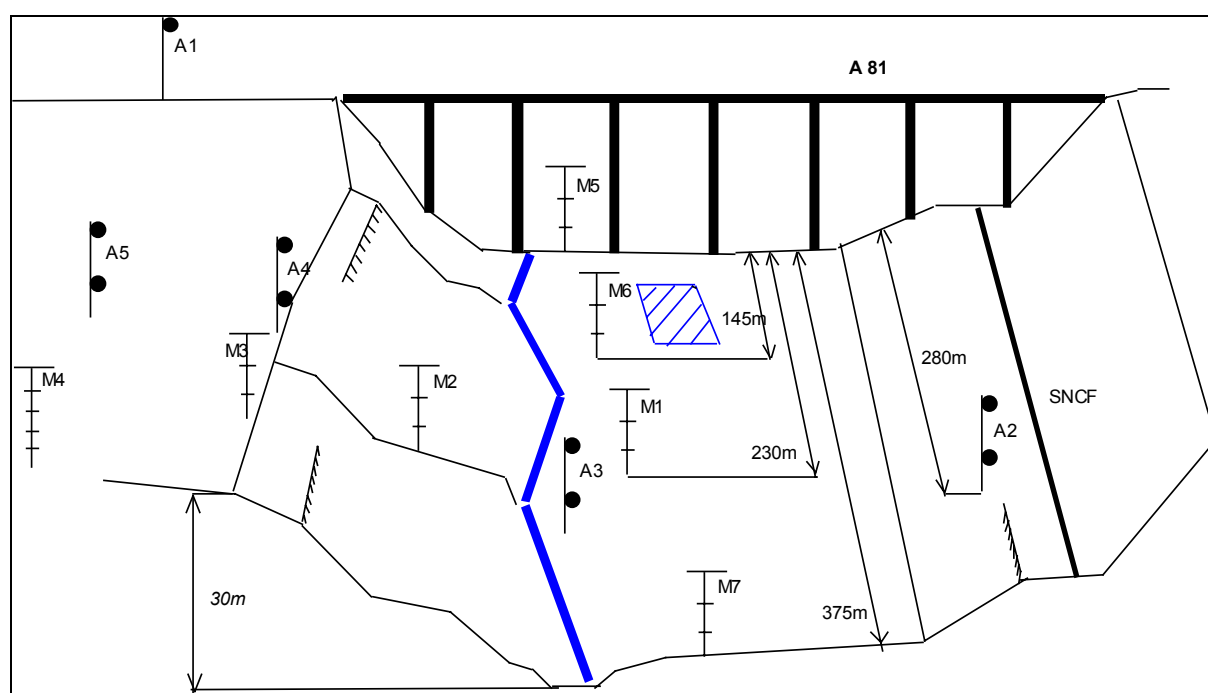


Figure 5-2. Schéma de la vallée dans la zone instrumentée au sud du viaduc, avec les positions des mâts acoustiques (A1, A2, A3, A4, A5) et météorologiques (M1, M2, M3, M4, M5, M6, M7). Schéma extrait de Bonhomme, 1999

Capteurs	M7	M1	M6	M5	M4	M3	M2
An1	0,9	0,88	1	1,05	1,17	0,84	0,95
An2	3,02	2,96	3	3,17	2,17	3,05	2,85
An3	10	10	10	10	6,47	9,42	10
An4					10,54		



	An5					19,62		
Direction Vent	D1		0,88		1,05		0,84	0,95
	D2	3,02	2,96	3	3,17		3,05	2,85
	D3		10	10	10		9,42	10
	D5					20		
Températures	Temp1	0,93	0,88	1	0,81	1,17	1,1	0,95
	Temp2	3,02	2,96	3	2,78	2,17	3,31	2,85
	Temp3	10	10	10	10	6,47	9,68	10
	Temp4					10,54		
	Temp5					19,62		
	Solaire	1						0,5
	Pluviomètre							0,5

Tableau 5-1. Positions des capteurs sur les mâts, en mètres par rapport au sol

### 5.1.2 Identification et extraction de trois situations météorologiques

Parmi les données de mesures récoltées durant une semaine sur le mât m4, nous avons sélectionné trois périodes pendant lesquelles les conditions de vent et de stabilité de l'atmosphère sont à peu près stationnaires, différentes les unes des autres et représentatives du site, afin de mettre en place des simulations susceptibles de fournir le maximum d'informations sur les modifications des champs micrométéorologiques induites par la topographie du site. Le mât m4 a été choisi car il est placé en amont du vallon et en hauteur, et qu'il donne accès au flux de chaleur à proximité de la surface, à 6 m du sol. La figure 5-3 présente l'évolution de la direction du vent et du flux de chaleur mesurés sur le mât m4 et les trois périodes choisies. Les grandeurs moyennes caractéristiques de chacune des situations météorologiques moyennées sur chaque période sélectionnée sont résumées dans le tableau 5-2. L'angle de direction du vent est ici indiqué par rapport au nord dans le sens anti-trigonométrique. Le premier cas nommé « S » correspond à un écoulement stratifié stable orienté ouest-est, par vent faible. Le deuxième et le troisième cas correspondent à deux situations convectives, l'une par vent fort de nord-ouest (nommé « CNW »), l'autre par vent plus faible de sud-ouest (nommé « CSW »). Dans les trois cas, le vent provient plutôt de l'ouest car il s'avère que c'est une direction de vent dominante dans la région.

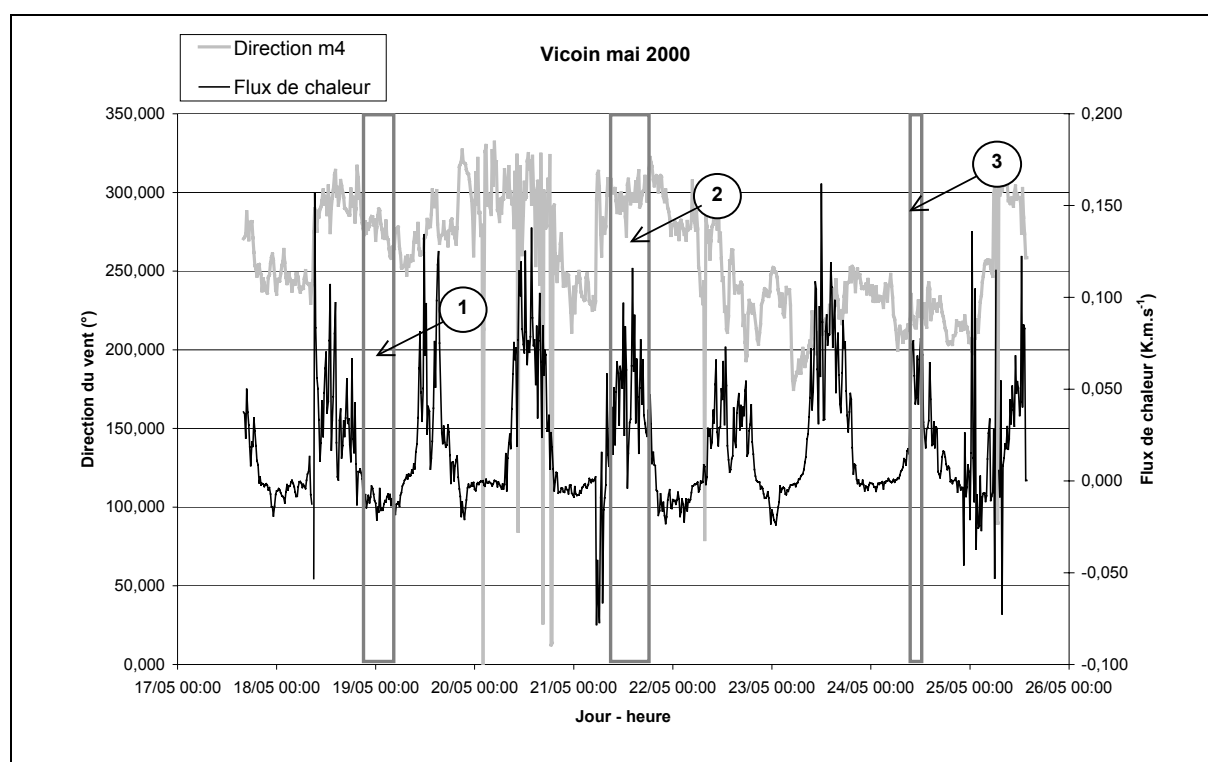


Figure 5-3. Évolution temporelle de la direction du vent et du flux de chaleur mesurés au mât m4 pendant la campagne de mai 2000. Les rectangles délimitent les trois situations météorologiques sélectionnées : (1) atmosphère stable, vent d'ouest faible (S) (2) atmosphère convective vent de nord-ouest fort (CNW) et (3) atmosphère convective, vent de sud-ouest modéré (CSW)

	Vitesse du vent à 6 m ( $m.s^{-1}$ )	Direction (degrés)	Température moyenne à 6m ( $^{\circ}C$ )	$\overline{w'\theta'}$ ( $K.m.s^{-1}$ )	$u_*$ ( $m.s^{-1}$ )
<b>S</b>	2.2	273	8.7	-0.012	0.21
<b>CNW</b>	5.7	301	12.8	0.045	0.49
<b>CSW</b>	3.75	222	16.2	0.062	0.45

Tableau 5-2. Grandeurs moyennes caractéristiques des trois situations météorologiques extraites des données acquises durant une semaine

## 5.2 Définition des cas de simulation et de la configuration

### 5.2.1 Profils pour Submeso

À partir des valeurs moyennes du tableau 5-2, des profils verticaux de vent et de température potentielle ont été créés au moyen du préprocesseur météorologique, pour spécifier l'état initial du modèle, l'état de base en température et les profils de forçage de l'écoulement. Les paramètres utilisés en entrée du préprocesseur sont donnés dans le tableau 5-3. La longueur de rugosité  $z_{0u}$  correspond à la végétation très majoritaire du site, essentiellement composé de prés. Son équivalent thermique  $z_{0T}$  a été pris égal à  $z_{0u}$ . La direction du cisaillement est comptée dans le sens trigonométrique par rapport à l'axe ouest-est.

	$z_{0u}$ (m)	$z_{0T}$ (m)	$u_*$ ( $m.s^{-1}$ )	Direction cisaillement (degrés)	$\theta_s$ (K)	$\overline{w'\theta'}$ ( $K.m.s^{-1}$ )	$\partial U_g / \partial z$ ( $s^{-1}$ )	$\partial V_g / \partial z$ ( $s^{-1}$ )	$\partial \theta / \partial z$ ( $K.m^{-1}$ )	$b_{CL}$ (m)
<b>S</b>	0.05	0.05	0.21	-3.3	281	-0.012	0.00	0.00	$10^{-2}$	
<b>CNW</b>	0.05	0.05	0.49	-31	286.8	+0.045	0.00	0.00	$10^{-3}$	1030
<b>CSW</b>	0.05	0.05	0.45	+48	290.5	+0.062	0.00	0.00	$10^{-3}$	1030

Tableau 5-3. Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur météorologique utilisées pour créer les profils synthétiques correspondant aux trois situations météorologiques extraites

Les profils obtenus avec le préprocesseur sont présentés dans la figure 5-4. Les profils de vent montrent des niveaux de vent plus forts à 20 m que ce que l'on mesure sur le mât M4 (par exemple, on constate un écart de  $0.7 m.s^{-1}$  environ dans le cas CNW), bien que les valeurs numériques et expérimentales à 6 m environ au-dessus du sol coïncident.

Pour la simulation S, le forçage de l'écoulement dans le domaine de base est assuré en imposant de manière homogène et constante dans le temps des profils de vent et de température

aux frontières d'entrée ouest et nord, rehaussés par translation à l'altitude de l'entrée du domaine  $z = 115,2 \text{ m}$ . Des conditions aux limites radiatives sont appliquées aux frontières de sortie est et sud du domaine de base. En revanche, pour les simulations *CNW* et *CSW*, le forçage est assuré en imposant un vent géostrophique dans tout le domaine de base. Les modes de forçage diffèrent d'un cas à l'autre car dans les deux cas convectifs, un forçage par les frontières conduit à des résultats insatisfaisants du fait de l'incompatibilité entre l'activation du modèle de turbulence LES et les conditions non perturbées imposées en entrée. Le problème n'est pas rencontré dans le cas *S* car le modèle de turbulence est peu actif en atmosphère stratifiée stable. Les conditions aux limites appliquées aux frontières de chacun des domaines sont spécifiées dans les tableaux 5-4 (domaine de base) et 5-5 (domaine emboîté). Les conditions aux limites du domaine emboîté sont celles qui nous ont paru les plus satisfaisantes d'après les conclusions du chapitre 4.

	<i>ouest</i>	<i>est</i>	<i>nord</i>	<i>sud</i>
<i>S</i>	<i>Profils de vitesse et de température potentielle imposés</i>	<i>Conditions radiatives</i>	<i>Profils de vitesse et de température potentielle imposés</i>	<i>Conditions radiatives</i>
<i>CNW</i>	<i>Conditions périodiques</i>	<i>Conditions périodiques</i>	<i>Conditions périodiques</i>	<i>Conditions périodiques</i>
<i>CSW</i>	<i>Conditions périodiques</i>	<i>Conditions périodiques</i>	<i>Conditions périodiques</i>	<i>Conditions périodiques</i>

Tableau 5-4. Conditions aux frontières latérales du domaine de base pour les trois cas de simulation *S*, *CNW* et *CSW*

	<i>u</i>	<i>w</i>	$\Delta\theta$	$\Delta p$
<i>entrée</i>	<i>Dirichlet</i>	<i>Dirichlet</i>	<i>Dirichlet</i>	<i>Dirichlet</i>
<i>sortie</i>	<i>Radiative-emboîtée</i>	<i>Radiative-emboîtée</i>	<i>Radiative-emboîtée</i>	<i>Dirichlet</i>

Tableau 5-5. Conditions aux frontières latérales du domaine emboîté pour chaque variable primitive, selon le sens de la composante de vitesse normale à la frontière ('entrée' ou 'sortie')

L'initialisation des champs dynamiques est assurée dans les trois cas par le développement horizontalement homogène du profil de vent rehaussé à l'altitude  $z = 115,2 \text{ m}$ . Il en est de même pour le champ de température potentielle dans le cas *S*. Dans les deux autres cas, nous avons appliqué la même méthode que dans le chapitre 3 (voir § 3.2.2.2), c'est-à-dire que le profil de température issu du préprocesseur est modifié de manière à devenir constant dans sa partie basse pour éviter une discontinuité de l'état de base dans les zones de dépression topographique. Dans les trois cas, la température de surface est homogène et constante.

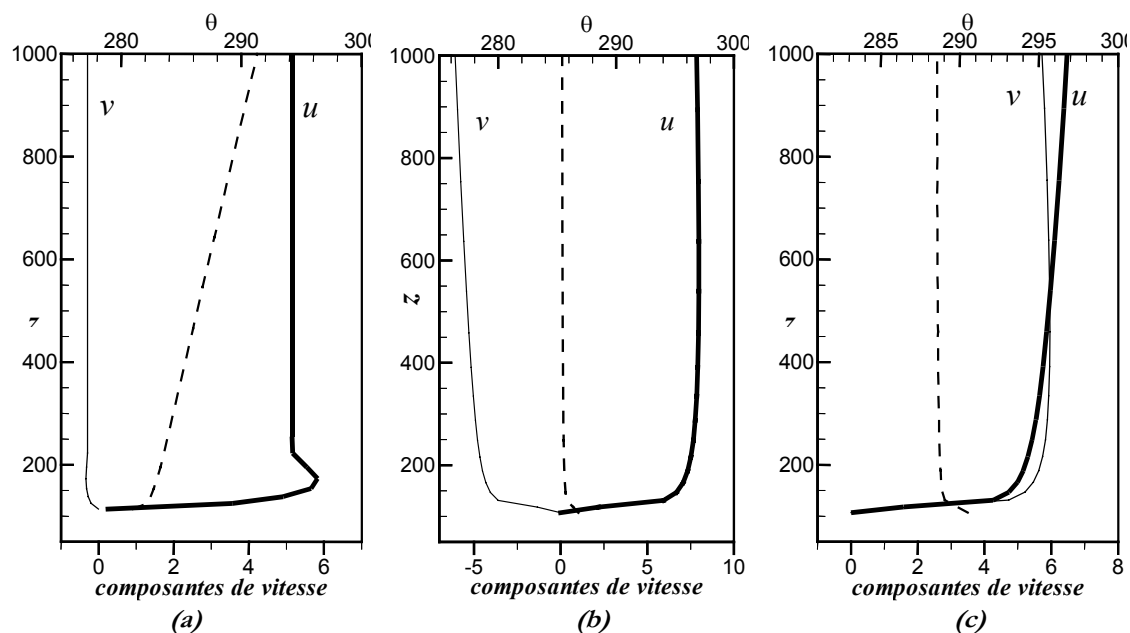


Figure 5-4. Profils verticaux de vitesse de vent et de température potentielle issus du préprocesseur météorologique (a) dans le cas S, (b) dans le cas CNW et (c) dans le cas CSW

## 5.2.2 Configuration des grilles

En préalable à ces simulations, une brève étude de sensibilité du modèle Submeso au niveau de résolution du maillage a été menée, afin de déterminer la configuration la plus adaptée pour obtenir de bons résultats de simulation avec la technique de raffinement de maillage par emboîtement de domaines. L'étude est exposée dans l'Annexe C. Il en ressort qu'une résolution de grille de  $200\text{ m}$  permet d'obtenir des champs basse-résolution suffisamment bons pour servir de champs de grande échelle aux frontières des domaines emboîtés, à condition toutefois d'être associée à un raffinement suffisant à l'approche de la surface. D'autre part, d'après les analyses des simulations menées au chapitre 3, une résolution horizontale de  $50\text{ m}$  permet de simuler correctement les déformations des champs météorologiques induites par un relief doux du type de celui considéré dans cette étude. Aussi avons-nous choisi d'utiliser :

- un domaine de base de  $36\text{ km}^2$  ayant une résolution horizontale de  $150\text{ m}$ , englobant toute la région de  $16\text{ km}^2$  décrite par le Modèle Numérique de Terrain fourni par l'IGN, plus une zone de transition de  $1\text{ km}$  à chaque frontière de manière à obtenir une topographie plane aux limites du domaine ;
- un domaine emboîté de  $4\text{ km}^2$  centré sur la zone concernée par la campagne de mesures, dont le maillage présente la même résolution horizontale de  $50\text{ m}$  que le maillage utilisé sur tout le domaine au paragraphe 3.2.2.2.

Rappelons que la résolution verticale des deux maillages est identique puisque aucun raffinement vertical n'est possible actuellement avec la méthode d'emboîtement développée pour Submeso. Les deux maillages sont étirés selon la verticale, avec une maille haute de  $10\text{ m}$  au contact du sol et une hauteur moyenne des mailles de  $250\text{ m}$ . Dans le cas S, des conditions radiatives sont appliquées aux frontières de sortie. Ainsi, afin que l'effet de frontière ne perturbe pas l'écoulement dans la zone qui nous intéresse, suite à quelques tests, nous avons jugé utile

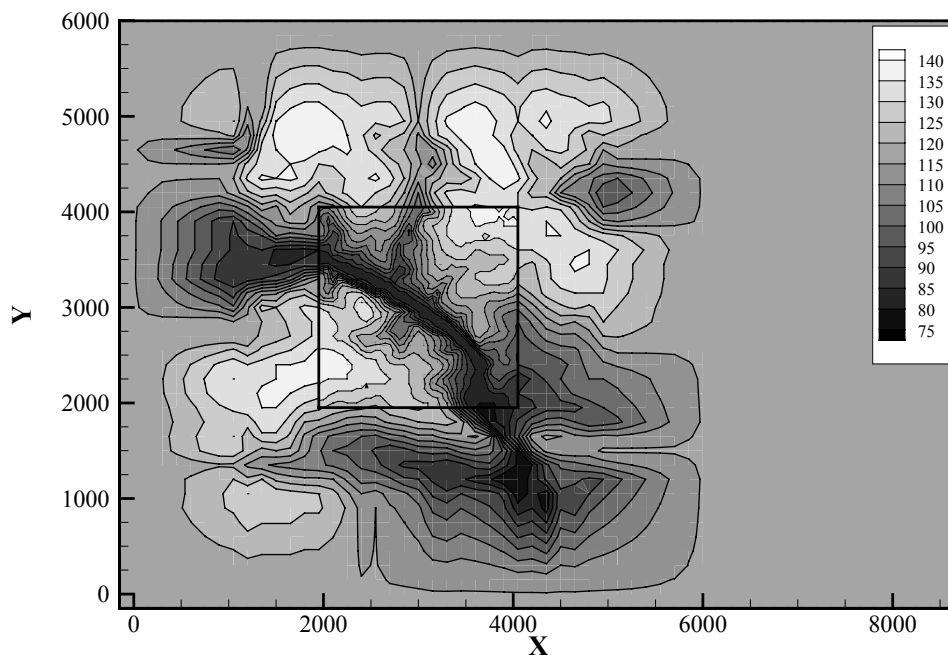
d'étendre le domaine de base vers l'est sur 2550 m supplémentaires (18 points). D'autre part, pour les trois cas, l'extension verticale des deux domaines est de 7500 m, ce qui est bien supérieur à l'extension verticale du domaine utilisé au chapitre 3 (2000 m). Ce choix permet de s'affranchir a priori de tout problème de déformation des champs simulés liée à la présence de la couche d'absorption trop bas dans le domaine. La couche de Rayleigh s'étend ainsi de 4000 m à 7500 m d'altitude. Les caractéristiques sont résumées dans le tableau 5-6, avec les principaux paramètres de simulation.

	<i>S</i>		<i>CNW</i>		<i>CSW</i>	
	<i>GG</i>	<i>GF</i>	<i>GG</i>	<i>GF</i>	<i>GG</i>	<i>GF</i>
<b>Pas d'espace</b>	150×150×250	50×50×250	150×150×250	50×50×250	150×150×250	50×50×250
$\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$						
<b><i>nx, ny, nz</i></b>	61×43×32	44×44×32	43×43×32	44×44×32	43×43×32	44×44×32
<b>Temps d'intégration</b>	12000 s		9000 s		9000 s	
<b>Mise en route de la grille emboîtée</b>	9000 s		6000 s		6000 s	
<b>Pas de temps</b> $\Delta t, \Delta \tau$ (s)	1, 0.034	0.33, 0.034	1, 0.034	0.33, 0.034	1, 0.034	0.33, 0.034
<b>Vent géostrophique</b>			$U_g = 7.64 \text{ m.s}^{-1}$ , $V_g = -6.36 \text{ m.s}^{-1}$		$U_g = 6.67 \text{ m.s}^{-1}$ , $V_g = 5.52 \text{ m.s}^{-1}$	
<b>Couche de Rayleigh</b>	4000 m - 7500 m		4000 m - 7500 m		4000 m - 7500 m	
Coefficient d'absorption	0.25	0.75	0.25	0.75	0.25	0.75
<b>Viscosité artificielle</b>	$2,6.10^5$	$9,6.10^4$	$2,6.10^5$	$9,6.10^4$	$2,6.10^5$	$9,6.10^4$

**Tableau 5-6. Paramètres de simulation dans les trois cas convectif, neutre et stable.**

Le modèle de turbulence utilisé est le modèle de Smagorinsky-Lilly. Dans les trois cas, la simulation a été initiée sur la grille-mère afin d'obtenir un écoulement suffisamment établi avant d'initier le calcul emboîté plus coûteux en temps de calcul. Les traitements statistiques, selon la méthode exposée au chapitre 3 (§ 3.2.2.3), sont effectués sur des sorties toutes les 20 secondes pendant les 3000 dernières secondes de simulation.

La figure 5-5 présente une vue de dessus du domaine de base (ici étendu à l'est pour le cas stable) et sa topographie, auquel sont superposés le domaine emboîté et sa topographie à fine résolution. On remarquera que cette configuration représente un cas-test exigeant car les frontières du domaine emboîté suivent un relief très perturbé.



*Figure 5-5. Topographie sur le domaine de base utilisé pour le cas S et sur le domaine emboîté centré sur le site expérimental (isoaltitudes tous les 5 m)*

### 5.2.3 Prise en compte des principaux éléments rugueux dans la zone

Afin de traduire les principales hétérogénéités de terrain dues à la présence de zones boisées et de surfaces d'eau dans la zone expérimentale, des taches de rugosité ont été introduites dans les simulations sur la grille emboîtée uniquement. En effet, les zones concernées par les changements de rugosité significatifs s'étendent sur quelques dizaines de mètres seulement, donc elles seraient très mal décrites sur le maillage du domaine basse-résolution.

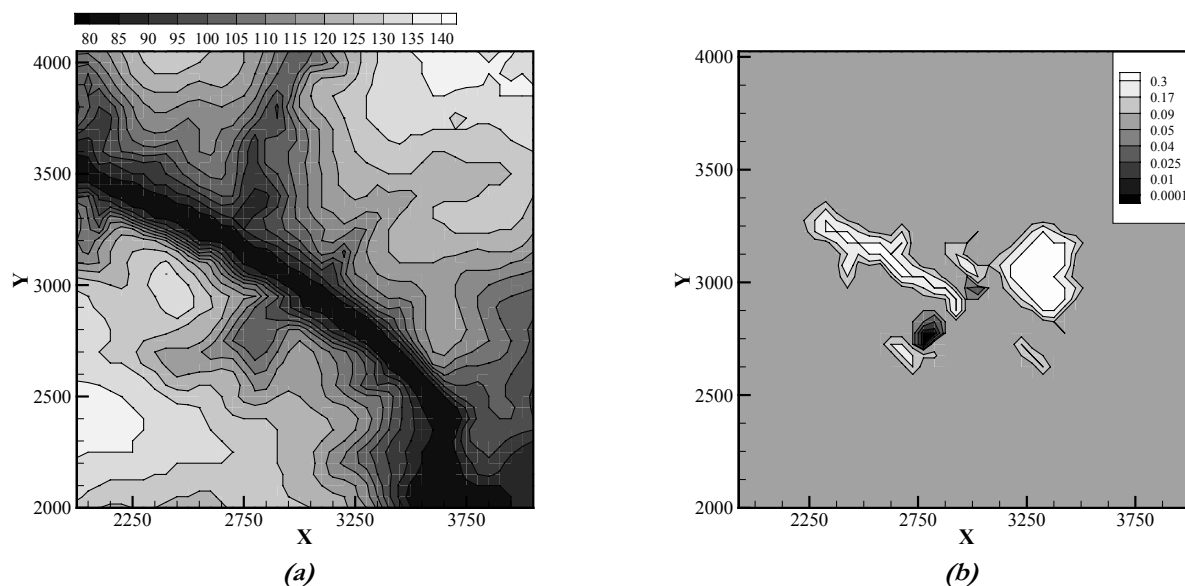


Figure 5-6. (a) Topographie sur la zone couverte par le domaine emboîté. (b) Carte des rugosités utilisées dans les trois simulations

Cette différence des propriétés de surface d'un domaine à l'autre est rendue possible par le fait que les fichiers de paramètres d'entrée associés à chacun des domaines sont entièrement dissociés, sauf en ce qui concerne les exigences théoriques de correspondance des maillages et de raffinement temporel. La carte des longueurs de rugosité, estimées à partir d'un relevé topographique précis de la zone expérimentale réalisé par le LRPC de Blois, est présentée sur la figure 5-6. La rugosité moyenne du terrain a été estimée à  $0.05\text{ m}$ . Deux surfaces d'eau sont représentées par une rugosité plus faible de  $0.0001\text{ m}$  et les zones boisées par une rugosité de  $0.3\text{ m}$ . Les changements de rugosité sont progressifs, pour éviter tout problème numérique lié à une transition brutale (Dupont, 2001).

### 5.3 Analyse des résultats

Nous avons choisi de présenter de front les résultats des trois cas, pour faciliter la comparaison des uns avec les autres ainsi qu'avec les données de mesures.

#### 5.3.1 Comparaison grille-mère grille-fille

Nous cherchons d'abord à vérifier que la transmission d'information aux frontières de la grille emboîtée est correctement assurée par la technique d'emboîtement, lorsque les frontières du domaine emboîté sont positionnées dans des zones où la topographie est irrégulière. Pour cela, nous allons détailler le cas  $S$ , sachant que les conclusions sont identiques pour les autres cas.

La figure 5-7 présente le champ moyen de vitesse obtenu sur la grille-mère et sur la grille-fille selon une coupe quasi-horizontale à  $5\text{ m}$  au-dessus du sol dans le cas stable ( $S$ ). Le premier constat que l'on peut faire est que le champ sur grille-fille affine de façon remarquable les tendances de l'écoulement obtenues sur la grille-mère. Par exemple, le fort ralentissement induit par le « val annexe » (voir § 3.2.1) est circonscrit sur une zone bien plus restreinte sur la grille haute-résolution que sur la grille basse-résolution. Deux facteurs sont à l'origine du gain en



précision du résultat : d'abord, la solution est moins diffusée sur la grille-fille grâce à la haute-résolution ; ensuite, la topographie est décrite avec plus de précision.

Par ailleurs, on ne voit pas apparaître de perturbations particulières à proximité des frontières. On constate que la continuité des champs est correctement assurée à la frontière ouest par la condition de Dirichlet. La condition radiative-emboîtée laisse pour sa part la solution évoluer plus librement à proximité des frontières de sortie. On voit clairement, par exemple, que la solution sur la grille-fille s'écarte sensiblement de la solution sur la grille-mère à proximité de la frontière est du domaine emboîté. Cependant, le terme provenant du champ de grille-mère dans la formulation de la condition-radiative emboîtée (Éq. 4.9) permet de limiter les discontinuités à l'interface. Ceci est de bonne augure pour les futures utilisations de la technique d'emboîtement en mode bidirectionnel, car on peut espérer, au regard de ces résultats, que le retour d'information de la grille-fille à la grille-mère ne perturbera pas inconsidérément la solution sur la grille-mère. Par conséquent, le choix des conditions aux limites de la grille emboîtée s'avère très satisfaisant. Dans la suite, nous nous limiterons à la présentation des résultats sur domaine emboîté.

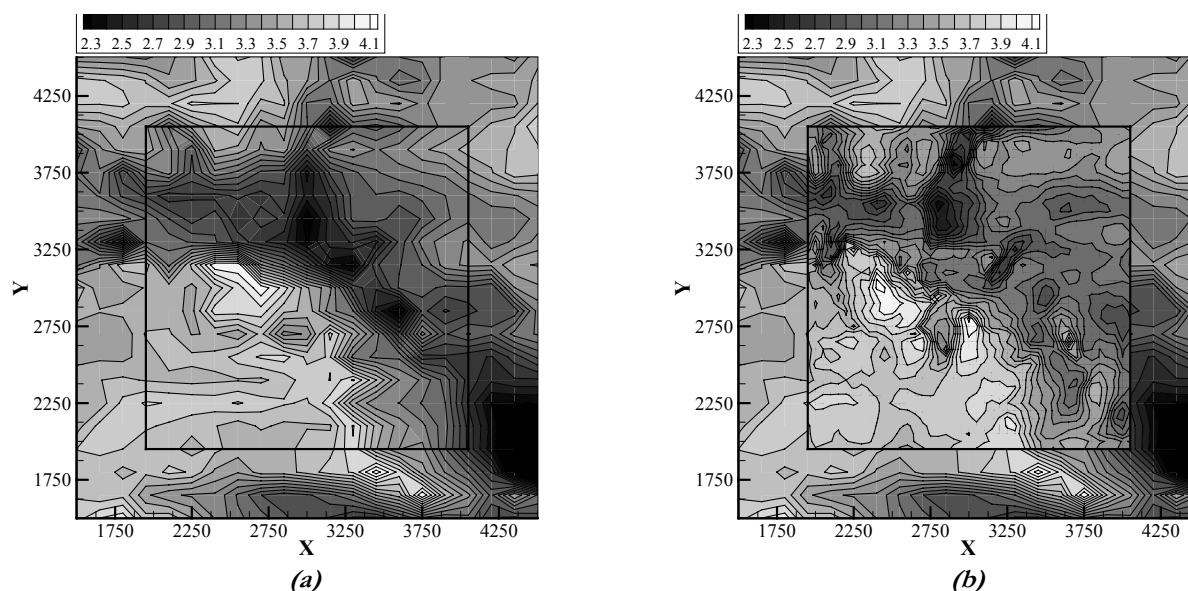


Figure 5-7. Vues de dessus à 5 m du sol du module de vitesse moyenne dans le cas  $S$  à  $t = 12000$  s (a) dans le domaine de base (seule la frontière du domaine emboîté est représentée) et (b) dans le domaine emboîté (dans le cadre)

### 5.3.2 Champ moyen de vitesse et déviations

La figure 5-8 présente selon des vues tridimensionnelles les contours d'isovaleurs du champ de vitesse (en module) ainsi que quelques lignes de courant à 5 m au-dessus du sol, pour les trois cas  $S$ ,  $CNW$  et  $CSW$ . L'échelle verticale est dilatée pour accentuer les effets du relief. Il ressort de manière évidente de cette figure que les mêmes éléments topographiques sont perçus très différemment selon l'incidence avec laquelle l'écoulement les aborde. En particulier, les ralentissements induits par les valls sont nettement plus forts lorsque l'écoulement les franchit transversalement à leur orientation locale. Ainsi par exemple, la partie orientée nord-ouest-sud-ouest du vallon du Vicoïn est très visible dans le cas  $CSW$ , alors que son influence est beaucoup moins évidente dans les deux autres cas. L'inverse est logiquement observé pour le « val annexe »

(au nord de la zone, voir figure 5-6a) qui est orienté perpendiculairement au vallon du Vicoin. Afin de permettre des observations plus précises, la figure 5-9a présente, selon des coupes à 5 m au-dessus du sol, les isocontours du module de vitesse moyen obtenu au terme des trois simulations. On trouve des zones de survitesse communes aux trois cas, comme par exemple autour du point  $(x, y) = (3000, 2750) m$ , qui correspond à une « langue » de relief positif succédant (vis-à-vis des vents d'ouest) à une dépression. Notons que dans le cas *CSW*, la variation de vitesse induite par ce relief particulier reste faible en raison de l'angle d'incidence avec lequel l'écoulement aborde l'élément topographique. Non loin de là, on observe une singularité apparaissant dans les deux cas convectifs : un phénomène de survitesse est visible en  $(x, y) = (2750, 2900) m$ , à proximité duquel il y a une mare formant une zone plane et de rugosité plus faible (voir la topographie et la carte des rugosités sur la figure 5-6) et deux « langues » de relief plus élevé, l'une au nord-ouest de la mare, l'autre au sud-est – nous avons évoqué précédemment l'effet induit par celle du sud-est.

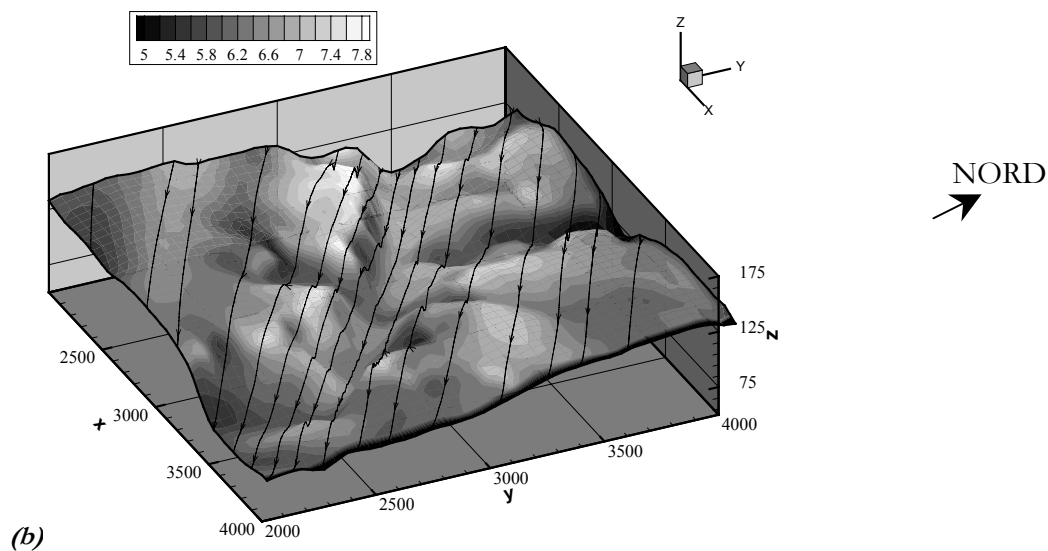
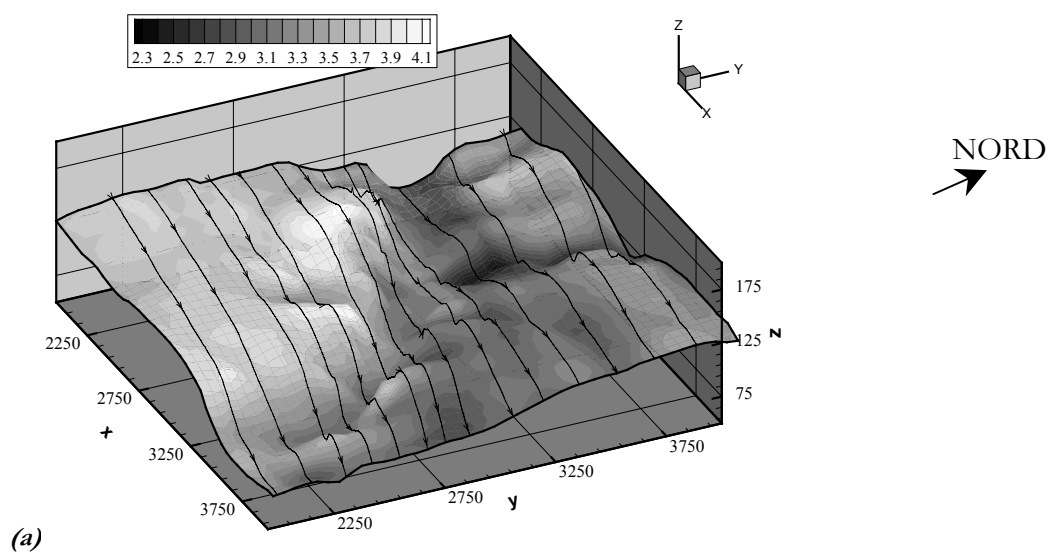
Au terme des simulations, l'orientation moyenne sur tout le domaine à 5 m au-dessus du sol a peu varié par rapport à la valeur initiale. On trouve pour l'écoulement *S* une direction de  $-3^\circ$  (par rapport à l'axe ouest-est), pour l'écoulement *CNW* une direction de  $-32^\circ$  et pour l'écoulement *CSW* une direction de  $+45^\circ$ . La figure 5-9b présente pour les trois cas selon une vue de dessus les contours d'isovaleurs de la déviation locale du vent par rapport sa direction moyenne, à 5 m au-dessus du sol. Comme pour le module de vitesse, on constate des différences majeures sur les déviations de l'écoulement induites par le relief. En particulier, à l'accélération de l'écoulement induite par le relief anguleux au nord-ouest de la mare précédemment évoquée est associée une rotation marquée mais très locale du vent : dans le cas *CNW*, l'écoulement dévie de presque  $-10^\circ$  (vers le sud), tandis que dans le cas *CSW*, il dévie de plus de  $12^\circ$  vers le nord. Par ailleurs, la sortie sud de la vallée du Vicoin, orientée sud-nord, canalise relativement fortement l'écoulement *CNW* qui dévie vers le sud d'un angle d'environ  $-8^\circ$  autour de  $(x, y) = (3450, 2500) m$ . Au contraire, l'écoulement *CSW* tend dans une moindre mesure à être canalisé vers le nord dans cette zone. Quant à l'écoulement *S*, il est fortement canalisé ( $-10^\circ$  par rapport à son orientation moyenne) dans la zone de striction de la vallée du Vicoin en  $(x, y) = (3500, 2600) m$ , mais il apparaît moins canalisé que dans le cas *CNW* plus en aval vers le sud. Il semble donc que dans le cas *CNW*, le vent s'engouffre dans la vallée dont l'axe est proche de l'orientation moyenne de l'écoulement. Ce dernier subit alors plus fortement l'effet de canalisation en sortie de vallée.

Le tableau 5-7 présente les directions de vent mesurées sur les mâts m1 et m4 respectivement à 3 m et 6 m du sol, et simulées à 5 m aux points correspondants. Les valeurs mesurées simultanément aux mâts M1 et M4 à 10 m et 20 m sont également précisées. Les mesures indiquent un effet de canalisation marqué dans le cas stable, induisant une rotation du vent de près de  $25^\circ$  en direction de l'axe de la vallée ici orientée nord-ouest–sud-est. On retrouve cet effet de rotation dans une moindre mesure sur les résultats de simulation. Le fait que la vitesse est plus élevée dans l'écoulement simulé peut expliquer que l'effet de canalisation soit moins marqué que pour les mesures. Simulations et mesures concordent pour indiquer que l'écoulement de nord-ouest ne semble pas canalisé dans cette zone, conservant son orientation déjà proche de celle de la vallée. Dans le cas *CSW*, l'écoulement provenant du sud-ouest tend à s'orienter vers le nord d'après les mesures – tendance qui est confirmée par les données mesurées sur le mât M1. La

simulation semble indiquer une légère rotation dans le sens inverse dans cette zone, bien que plus au sud on retrouve cette canalisation – plus faible – vers le nord (voir figure 5-9(3)b).

	<i>S</i>		<i>CNW</i>		<i>CSW</i>	
	<i>m4/M4</i>	<i>m1/M1</i>	<i>m4/M4</i>	<i>m1/M1</i>	<i>m4/M4</i>	<i>m1/M1</i>
<b>Mesures</b>	-3°/-7°	-27°/-30°	-30°/-25°	-31°/-25°	50°/45°	70°/80°
<b>Simulations</b>	-1°	-10°	-37°	-35°	46°	42°

Tableau 5-7. Déviation du vent entre le plateau (mâts *m4* à 6 m / *M4* à 20 m) et le fond de vallée (mâts *m1* à 3 m / *M1* à 10 m), selon les mesures et selon les simulations



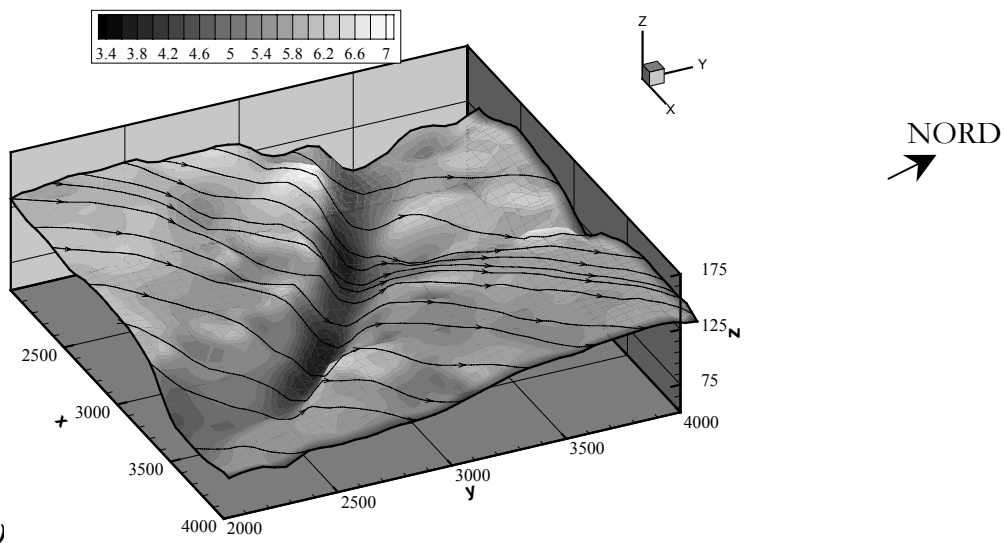
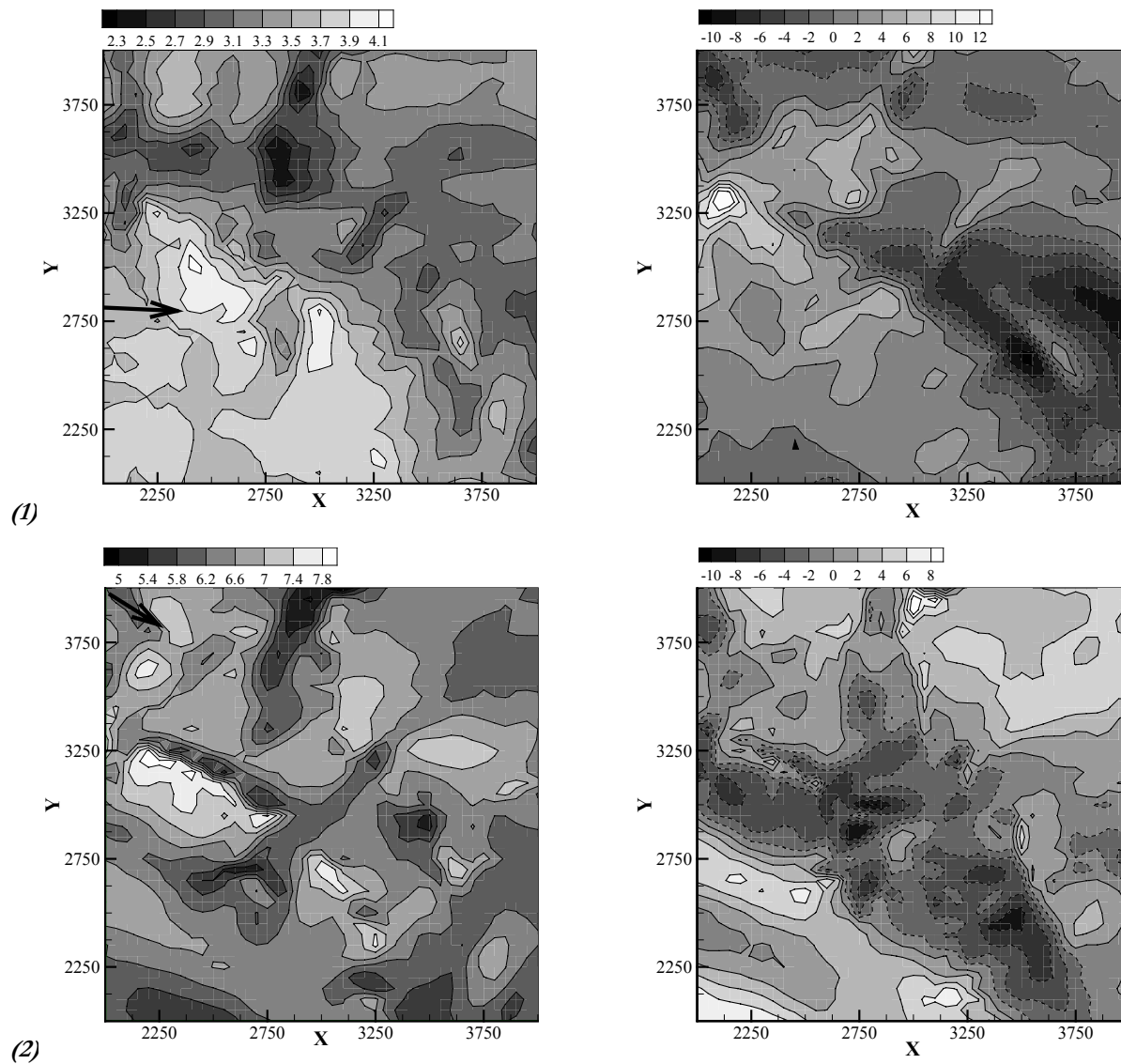


Figure 5-8. Vues 3D à 5 m au-dessus du sol du module de vitesse dans les trois cas (a) S, (b) CNW et (c) CSW. Quelques lignes de courant sont également représentées



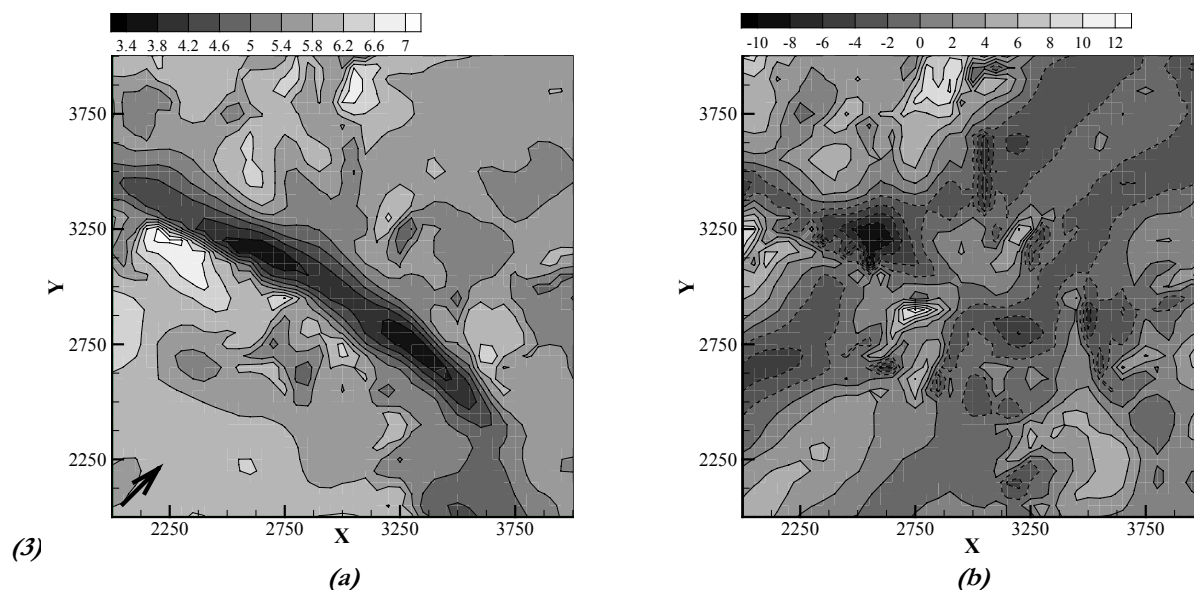
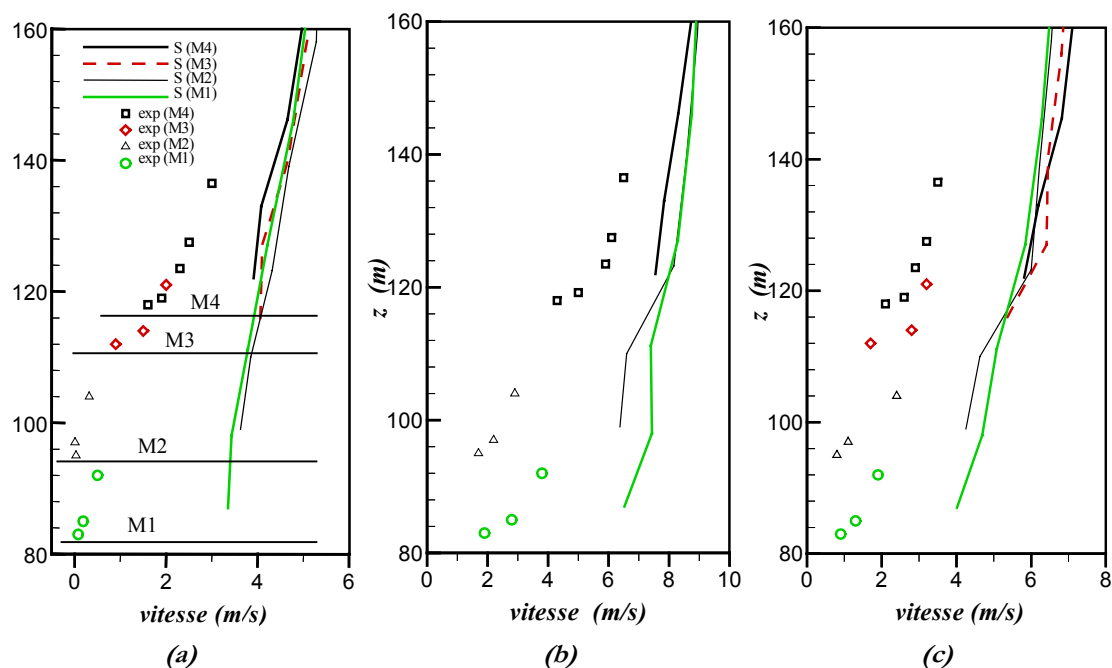


Figure 5-9. Vues de dessus à 5 m au-dessus du sol (a) du module de vitesse moyen et (b) de l'écart de la direction en moyenne locale du vent par rapport à sa valeur moyenne sur tout le terrain, dans les trois cas (1) S, (2) CNW et (3) CSW. Les flèches indiquent l'orientation moyenne du vent dans la zone à cette altitude

La figure 5-10 présente, pour les trois cas, les profils verticaux de vent obtenus par simulation dans les premières dizaines de mètres au-dessus du sol, aux points de maillage les plus proches des positions exactes des mâts M1 à M4. Les données mesurées correspondantes sont reportées pour comparaison sur le même graphe. Notons que la résolution horizontale du maillage utilisé ne permet pas de fournir des valeurs de simulation pour des altitudes inférieures à 5 m. On s'aperçoit que les résultats de simulation ne coïncident pas avec les mesures. Dans les trois cas, la vitesse semble surestimée. Cela est dû à plusieurs facteurs. Le premier facteur, déjà évoqué au § 5.2.1, est la surestimation du vent initial obtenu en utilisant le forçage par le profil construit par le MPP. D'autre part, on s'aperçoit d'après les résultats de simulation que l'écoulement tend à accélérer dans la zone proche du mât m4, et ce dans les trois cas. On peut penser que cette accélération locale se produit effectivement dans la réalité, ce qui implique que les mesures du mât m4 ne sont pas représentatives de l'écoulement régional. Dans ces trois simulations, l'écoulement serait forcé dans tout le domaine par un vent plus fort qu'il ne devrait l'être pour représenter correctement les conditions régionales en amont de la zone. Afin que les valeurs de forçage soient représentatives des conditions météorologiques au niveau régional, il semblerait plus correct de les construire à partir de données de vent mesurées plus haut dans la couche limite, ou issues des données de la station de Météo-France. Une alternative consisterait à réaliser une assimilation des données du mât m4 en diminuant le vent de forçage de manière à retrouver le profil expérimental dans la simulation.



**Figure 5-10.** Profils de vent obtenus par simulation au niveau des mâts M1, M2, M3 et M4 dans les trois cas (a) S, (b) CNW et (c) CSW. Les symboles représentent les données de mesures correspondantes. Les résultats du mât M3 ne sont pas disponibles dans le cas CNW. Les traits horizontaux indiquent le niveau du sol

On peut remarquer par ailleurs que le ralentissement marqué mesuré en fond de vallon (mâts M1 et M2) dans les cas S et CNW n'apparaît pas si fortement sur les profils simulés. Cela peut s'expliquer par le nombre relativement faible de points de calcul dans les premiers mètres au-dessus du sol. Un raffinement plus fort du maillage à l'approche de la surface devrait conduire à un comportement plus réaliste du modèle, à condition toutefois de rester dans les limites de validité de l'application des lois de parois – soit une hauteur minimum de maille de 20 fois la longueur de rugosité. Le plus fort ralentissement simulé entre le plateau (mât M4) et le fond de vallée (mât M1) est observé dans le cas CSW, où l'écoulement aborde la vallée quasiment perpendiculairement. Cette baisse de vitesse de près de  $1,7 \text{ m.s}^{-1}$  à 5 m du sol est, au contraire, légèrement plus forte que ce que laissent voir les mesures, qui indiquent un ralentissement de l'ordre de  $1,4 \text{ m.s}^{-1}$ .

### 5.3.3 Champ moyen de température potentielle

Comme on l'a vu lors des simulations présentées dans les chapitres 2 et 3, le choix de n'imposer le profil de température nulle part dans le domaine conduit à ce que le champ moyen de température potentielle dérive vers la neutralité thermique au fur et à mesure que la simulation progresse. C'est pourquoi nous ne sommes pas en mesure de présenter ici des comparaisons pertinentes avec les températures mesurées sur le site. La figure 5-11 présente le champ de température moyenne selon une vue en coupe verticale au niveau de la vallée du Vicoïn, pour les trois situations simulées. On constate d'abord que la stratification stable de l'atmosphère conduit à une hétérogénéité horizontale du champ de température moins forte que dans les autres cas. Ensuite, le champ de vitesse projeté dans le plan de coupe confirme que l'écoulement suit de manière plus marquée les variations topographiques en atmosphère stratifiée stable qu'en

atmosphère convective, où l'on voit par exemple sur la figure 5-11(c) que l'écoulement a tendance à décoller de la surface autour de  $x = 2300 \text{ m}$ , dans une zone de plus forte température potentielle.

Les profils dans le plan de coupe de la figure 5-11 aux points culminants locaux ( $x = 3000 \text{ m}$  et  $x = 3600 \text{ m}$ ), dans le vallon ( $x = 3350 \text{ m}$ ), et en entrée de domaine ( $x = 2100 \text{ m}$ ) sont présentés sur la figure 5-12. Dans le cas stable, les profils de température varient très peu d'un point à l'autre et ils restent très proches de l'état initial (en gris). Dans les deux autres cas, on constate une dilatation du profil de température dans le creux, le gradient de température entre la couche mélangé homogène horizontalement et le sol se répartissant dans le vallon sur une hauteur plus grande que pour les profils aux points hauts du domaine. Ce résultat, déjà établi au paragraphe 3.2.2.3a, confirme que l'on obtient les mêmes tendances en configuration emboîtée et en configuration monogrille, Ainsi, le fait d'imposer les conditions aux limites relativement près de la zone d'étude ne perturbe pas significativement l'écoulement. Il apparaît qu'un profil constant de température potentielle est atteint vers  $z = 400 \text{ m}$  dans le cas *CNW* et dès  $z = 200 \text{ m}$  dans le cas *CSW*. Ceci peut s'expliquer par le fait que le flux de chaleur imposé initialement dans le cas *CSW* ( $0.062 \text{ K.m.s}^{-1}$ ) est plus fort que dans le cas *CNW* ( $0.045 \text{ K.m.s}^{-1}$ ) donc la turbulence plus forte tend à mieux assurer le mélange. Les profils verticaux d'énergie cinétique turbulente aux mêmes points que sur la figure 5-12 sont présentés sur la figure 5-13 pour les deux cas convectifs. Ils confirment l'existence d'une plus forte activité turbulente dans la partie basse de la couche limite dans le cas *CSW*.

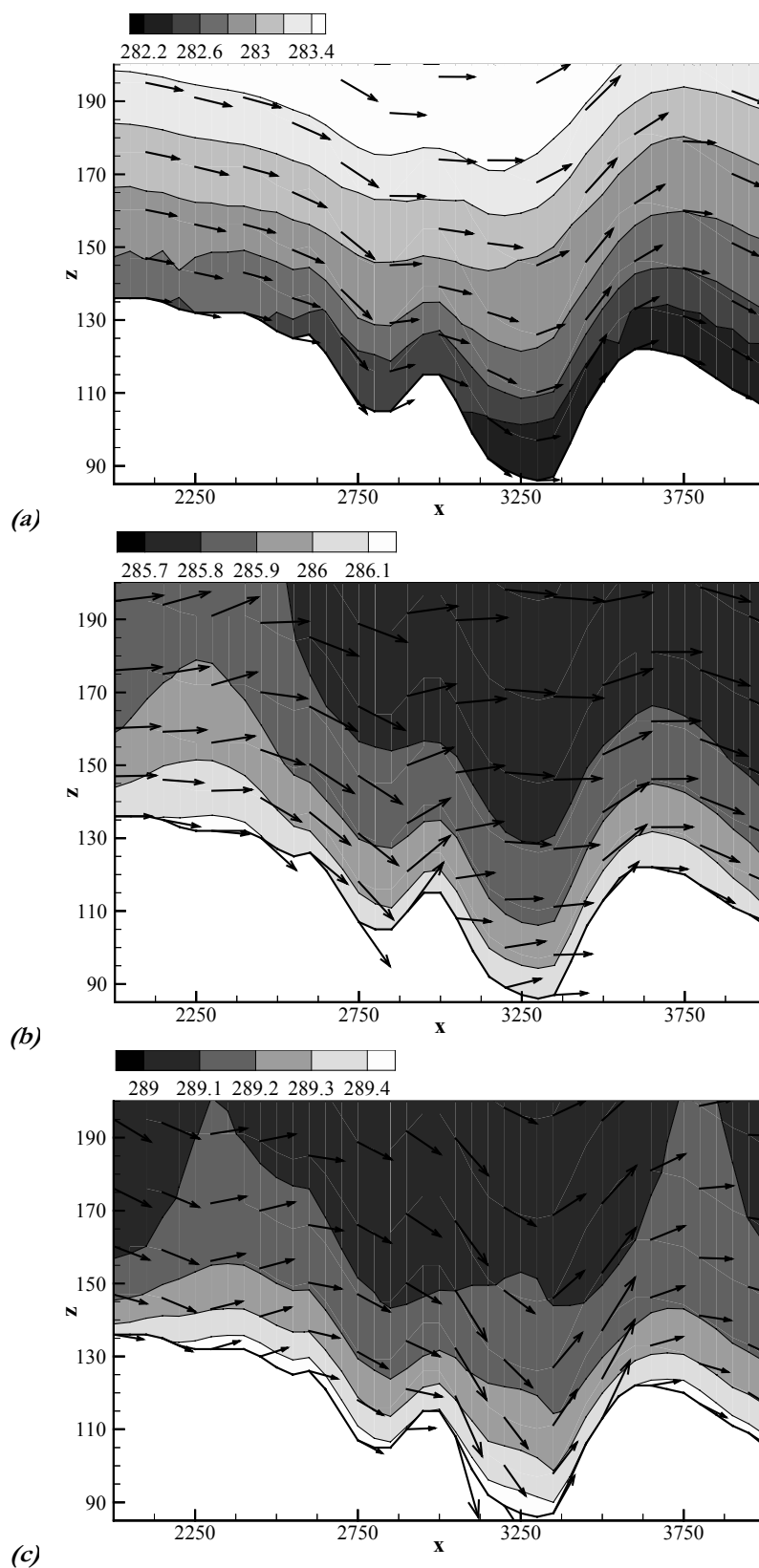


Figure 5-11. Vue en coupe verticale à  $y = 2800$  m des contours d'isovaleurs de température potentielle au terme des simulations (a) dans le cas S, (b) dans le cas CNW et (c) dans le cas CSW. Les flèches représentent le vecteur vitesse projeté dans le plan de coupe



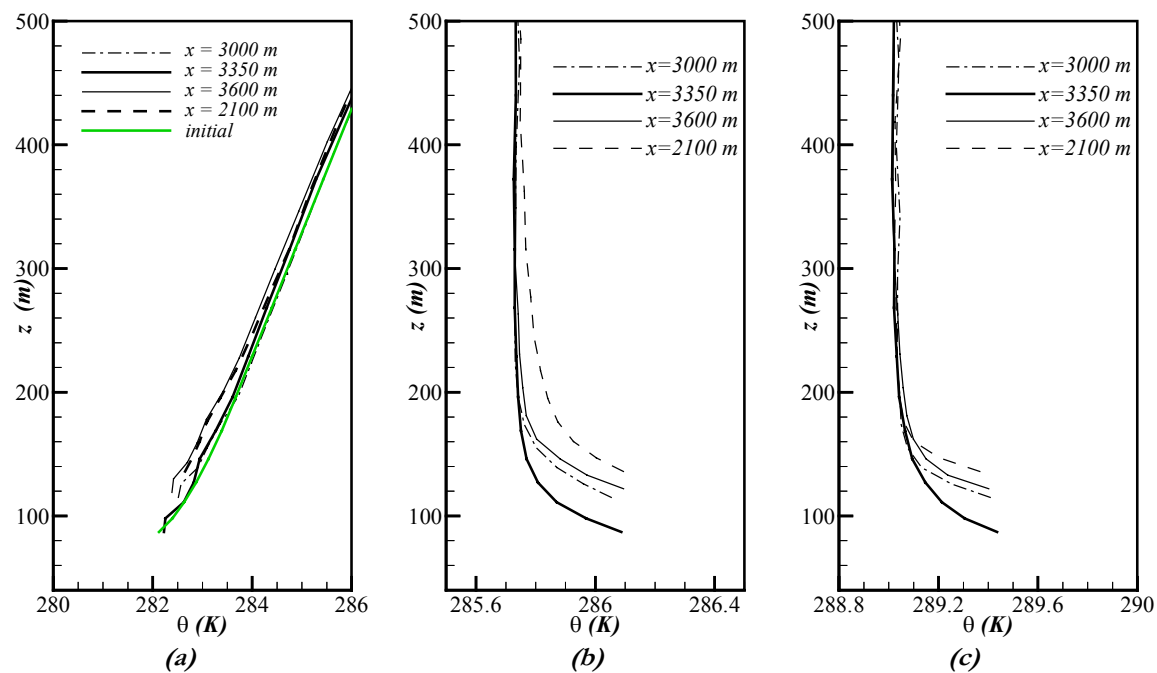


Figure 5-12. Profils verticaux de température potentielle (a) dans le cas S, (b) dans le cas CNW et (c) dans le cas CSW

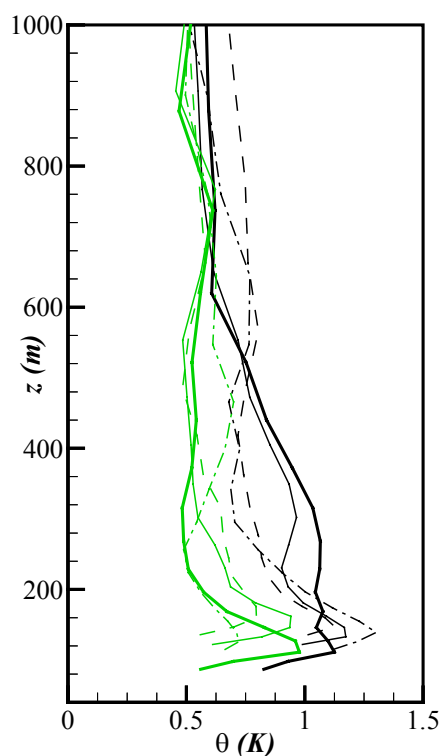


Figure 5-13. Profils verticaux d'énergie cinétique turbulente dans le cas CNW (—) et dans le cas CSW (—) aux mêmes points que sur la figure 5-12 (voir la légende de cette figure pour la localisation des profils)

## 5.4 Conclusions

Les simulations effectuées dans ce chapitre ont révélé d'abord un comportement satisfaisant du modèle Submeso avec la technique d'emboîtement de domaines. Il s'avère que la communication d'informations basse-résolution aux frontières du domaine emboîté est très correctement assurée par une condition d'entrée de type Dirichlet et une condition de sortie radiative-emboîtée, même pour une frontière qui s'appuie sur une topographie non plane.

Nous avons en outre montré dans ce chapitre, dans la lignée du chapitre 3, les capacités du modèle Submeso à simuler des écoulements sur terrain non plan dans des conditions d'atmosphère variées, fournissant des résultats pertinents sur les influences complexes de combinaisons topographiques réalistes en fonction de l'orientation du vent et de la stratification de l'atmosphère.

Les simulations présentées ici ont fait ressortir toutefois une difficulté majeure dans le mode de forçage de l'écoulement. En effet, les résultats obtenus se sont avérés difficilement comparables avec les mesures étant donné que les profils choisis pour créer les conditions de forçage de l'écoulement se sont montrés inadéquats. Des précautions particulières doivent être prises quant au choix des données à utiliser pour construire ces conditions de forçage, si l'on souhaite reproduire par simulation des situations météorologiques observées expérimentalement. Nous nous sommes basés ici pour construire les forçages sur des séries de données expérimentales desquelles il a été délicat d'extraire des situations météorologiques suffisamment stationnaires et représentatives des conditions météorologiques régionales. Il s'avère que la transposition directe aux frontières amont du domaine de calcul d'un profil mesuré au cœur de ce domaine est risquée. Il serait certainement plus pertinent, comme nous l'avons déjà évoqué, de se baser sur des données météorologiques de plus grande échelle, ou bien encore d'optimiser au préalable les profils de forçage par une série de simulations basse résolution sur le terrain réaliste qui permettent d'améliorer par étapes successives la pertinence du forçage.

## *Conclusions et perspectives*

---

L'étude présentée dans ce mémoire avait pour objectif de mettre en place et de tester l'un des maillons de la méthodologie de caractérisation micrométéorologique et acoustique de sites non plans, en cours de développement dans le cadre d'un thème de recherche du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées. Il s'est agi concrètement de développer, pour tout site rural au relief de faible amplitude, des outils numériques permettant d'accéder à faible coût à une estimation quantitative des déformations de l'écoulement induites par la topographie. La plate-forme numérique qui nous a servi de support est le code atmosphérique non-hydrostatique quasi-compressible Submeso, fonctionnant par Simulation des Grandes Échelles et dédié à la simulation à fine résolution d'écoulements meso-échelles.

Au cours de nos travaux, nous avons été amenés à développer deux outils numériques désormais opérationnels, qui complètent le code Submeso dans l'optique visée.

Le premier outil qui a été intégré au code est un préprocesseur météorologique dont le rôle est de produire des conditions météorologiques synthétiques « régionales » qui puissent servir à initialiser les champs météorologiques et à forcer l'écoulement dans le domaine de calcul lors de simulations avec Submeso. Nous avons montré que le préprocesseur est apte à générer des profils verticaux de vent et de température potentielle sur toute la hauteur de la couche limite atmosphérique à partir d'un minimum de paramètres prédéfinis, sur la base de formulations paramétriques récentes prenant en compte la stabilité de l'atmosphère. Il s'avère que les profils du module du vent horizontal construits par le préprocesseur coïncident bien dans les premières dizaines de mètres au-dessus du sol avec des profils basés sur des formulations valides uniquement à proximité de la surface, aussi bien en atmosphère convective qu'en atmosphère neutre ou stable. L'intégration du préprocesseur météorologique dans le code Submeso a été validée par la mise en place de deux simulations sur terrain plat, l'une en atmosphère convective, l'autre en atmosphère thermiquement neutre, pour lesquelles l'écoulement a été initialisé et forcé par le biais du préprocesseur. La comparaison des résultats obtenus avec les résultats des travaux de Moeng & Sullivan (1994) est très satisfaisante, tant sur les profils moyens que sur les profils turbulents, ce qui valide le couplage des deux outils numériques. Nous avons ainsi doté le code Submeso d'une souplesse et d'une autonomie supplémentaires.

La diversité des échelles spatiales et temporelles intervenant dans les très basse couches de l'atmosphère, ainsi que la nécessité de prendre également en compte l'influence des conditions météorologiques de grande échelle tout en limitant le nombre de points de calcul nous a conduits par ailleurs à développer un second outil complémentaire : la technique d'emboîtement de domaines. Nous avons choisi d'adapter au code Submeso un module de gestion externe d'emboîtement de domaines déjà existant (Blayo & Debreu, 1999) , permettant un raffinement horizontal du domaine emboîté. Une étude bibliographique approfondie a été menée afin de

mettre en évidence les aspects délicats des différentes étapes de la technique, depuis l'initialisation des grilles jusqu'à la gestion de la communication entre domaines. Ce dernier point a fait l'objet d'investigations particulières, qui nous ont amenés à développer des conditions aux limites spécifiques pour les domaines emboîtés. Deux cas-tests à la physique très différente, un écoulement fortement stratifié au-dessus d'une colline bidimensionnelle haute de  $1\text{ m}$  et un écoulement cisailé en atmosphère neutre sur terrain plat, ont été choisis afin de contrôler l'efficacité des conditions aux limites. Le critère d'efficacité des conditions aux frontières est essentiellement double, et se résume à :

- assurer correctement la transmission vers le domaine emboîté de l'information provenant de la résolution des équations dans le domaine de base (en mode d'interaction unidirectionnelle) ;
- éviter le développement de phénomènes de réflexions d'ondes numériques à l'interface des domaines.

La condition de Dirichlet simple s'est avérée satisfaisante aux points de frontière où l'écoulement est entrant, c'est-à-dire là où l'information doit logiquement provenir de l'extérieur du domaine, tandis que la condition dite « radiative-emboîtée », proposée par Carpenter (1982), s'est montrée efficace pour atténuer les réflexions aux points de frontières où l'écoulement est sortant. L'écueil principal persistant à l'issue de ces développements concerne les temps de calcul requis par la technique d'emboîtement, telle qu'elle est programmée actuellement.

Les outils précédemment évoqués ont été appliqués à la Simulation des Grandes Échelles de l'écoulement au-dessus d'un terrain complexe réel sélectionné pour la validation de la méthodologie de caractérisation acoustique de sites, le val du Vicoin. Les comportements de divers types d'écoulements, du cas assez fortement convectif au cas stable, ont ainsi fait l'objet d'analyses approfondies. Ces analyses se sont appuyées sur une brève synthèse bibliographique relative à l'influence d'un relief de faible amplitude sur la physique de l'écoulement, en fonction de la stabilité de l'atmosphère.

Tout d'abord, deux simulations mono-domaines avec une résolution horizontale de  $50\text{ m}$  ont été réalisées pour les mêmes conditions atmosphériques que les simulations sur terrain plat. Nous avons pu tirer plusieurs enseignements de ces simulations, qui sont les premières réalisées à petite échelle avec Submeso. Tout d'abord, le forçage géostrophique associé à des conditions périodiques aux frontières du domaine semble être le moyen le plus approprié pour forcer l'écoulement, le forçage par le biais de profils constants et homogènes horizontalement imposés aux frontières latérales s'avérant inadapté à la Simulation des Grandes Échelles. Cependant, le cas convectif a révélé qu'il serait nécessaire de forcer le champ de température en un point (au moins) du domaine afin d'empêcher le profil moyen de température de dériver progressivement vers sa valeur à la surface au cours de la simulation.

Du point de vue de la physique, on observe, par comparaison avec les résultats sur terrain plat, l'influence de la topographie au travers de décélérations marquées de l'écoulement moyen dans les creux, particulièrement lorsque l'écoulement aborde les vallons perpendiculairement à leur

axe, et d'accélération de l'écoulement au-dessus des sommets locaux. Ces phénomènes sont respectivement liés au resserrement et au desserrement des lignes de courant sur les pentes. Il ressort que l'effet de suritesse locale est d'autant plus fort que les pentes gravies sont plus raides. On constate également des déviations locales de l'écoulement pouvant dépasser  $10^\circ$ , qui traduisent l'effet de canalisation des masses d'air dans les vallons.

Ensuite, trois simulations de l'écoulement ont été réalisées, correspondant à trois situations météorologiques réalistes (atmosphère convective par vent fort de nord-ouest, atmosphère convective par vent modéré de sud-ouest et atmosphère stratifiée stable par vent faible) au-dessus du même site, dans le but de franchir une première étape de validation de la phase micrométéorologique du thème de recherche du LCPC, et de valider la méthode d'emboîtement sur un cas où le domaine emboîté s'appuie sur une topographie non-plane. Les conditions météorologiques régionales destinées à forcer l'écoulement ont été construites par extrapolation verticale (au moyen du préprocesseur météorologique) de données de mesures obtenues lors d'une campagne expérimentale menée en mai 2000 sur le site d'étude par les Laboratoires des Ponts et Chaussées. L'utilisation d'un domaine emboîté de  $50\text{ m}$  de résolution horizontale et de  $4\text{ km}^2$ , situé autour de la zone d'expérimentation, a permis d'attester le bon fonctionnement de la technique d'emboîtement. Par ailleurs, la comparaison des trois situations simulées fait particulièrement ressortir les différences d'influence du terrain selon l'incidence de l'écoulement. L'analyse comparée du cas stable et des deux cas convectifs montre que l'écoulement suit le terrain de façon plus marquée lorsque l'atmosphère est stable, ce qui correspond à ce que l'on attendait d'après l'étude bibliographique. Enfin, on observe dans tous les cas convectifs analysés dans cette étude un même comportement du champ de température qui s'adapte au relief et à la température imposée à la surface : on observe ainsi un effet d'étirement des profils de température potentielle dans les creux, et l'effet inverse au-dessus des points culminants locaux.

D'une manière générale, nous avons montré par ces analyses basées sur des résultats de simulations que l'outil numérique Submeso est capable de fournir des informations pertinentes sur les modes de déformation de l'écoulement au-dessus d'un terrain perturbé.

Plusieurs problèmes ont été rencontrés au cours de ces travaux, et deux d'entre eux, restés irrésolus à ce jour, ouvrent des perspectives intéressantes, voire incontournables, pour la suite à donner à l'étude.

La technique d'emboîtement telle qu'elle existe à ce jour présente un défaut majeur : le temps de calcul. En effet, il s'est avéré que la méthode, bien qu'elle conduise à une réduction importante du nombre de points de calcul, n'affiche pas de gain de temps CPU significatif par rapport à une configuration monogrille. Cependant, une analyse de performances réalisée sur le super-calculateur vectoriel de l'IDRIS a permis de cibler l'origine du problème, qui est lié au remplissage des tableaux d'interpolation. Il serait donc nécessaire, avant de prolonger tout développement de la méthode d'emboîtement, de trouver le moyen de réduire les coûts des procédures de gestion des interpolations. La possibilité de fonctionner en parallèle sur plusieurs processeurs serait également envisageable, le principe même de la méthode s'y prêtant particulièrement. Par ailleurs, l'étude d'une seconde piste susceptible d'améliorer encore les performances de la méthode mérite

d'être examinée. Il s'agit d'introduire la possibilité de raffiner les domaines emboîtés également selon la direction verticale. Notons que cela imposera, entre autres, de défaire la structure actuelle de la méthode qui gère les interpolations spatiales et temporelles par couches horizontales de mailles. L'avantage d'une telle option serait en outre de donner accès aux niveaux de résolution requis pour l'étude des phénomènes acoustiques sans augmenter inconsidérément les coûts en temps de calcul.

Concernant toujours la technique d'emboîtement, il pourra être intéressant de tester la méthode en mode d'interaction bidirectionnelle (*two-way*), c'est-à-dire en assurant un retour d'information du domaine emboîté vers le domaine de base, dont on peut espérer qu'il améliore les résultats. Cependant, ce mode d'interaction introduit d'autres problèmes abordés dans l'étude bibliographique du chapitre 4. L'option existe dans la version actuelle, mais elle n'a pas encore été testée. La procédure appliquant aux champs un filtre de Shapiro (1970) (voir § 4.1.4.2) a été codée au cours des travaux sans avoir été utilisée.

Un problème d'une toute autre nature est apparu lors de l'analyse des simulations réalistes du chapitre 5. L'objectif initial était de comparer directement les résultats de ces simulations avec les résultats de mesures dans la zone expérimentale. Cela s'est avéré difficile compte tenu du fait que les mesures à partir desquelles ont été constitués, à l'aide du préprocesseur, les champs de vent et de température censés représenter les conditions météorologiques régionales ne se sont pas avérées représentatives des conditions régionales réelles. Il serait certainement plus pertinent de se baser sur des données météorologiques réellement régionales issues par exemple de mesures d'une station locale de Météo-France, ou bien alors de procéder par itérations successives à la correction progressive du profil de forçage, ou enfin de mettre en place une méthode d'assimilation de données.

La station expérimentale de long-terme installée sur le site d'étude de Saint-Berthevin étant désormais opérationnelle, il sera possible, en combinant les mesures locales avec des données régionales, de classifier les situations météorologiques les plus fréquemment trouvées sur le site par « types de temps » définis en fonction de leurs conséquences vis-à-vis de la propagation sonore à grande distance d'une source. Ces informations statistiques permettront de concentrer les efforts sur la mise en place de simulations dans des conditions météorologiques bien identifiées.

Enfin, s'inscrivant dans un objectif de simulations de plus en plus réalistes, l'étape suivante serait d'activer le modèle de sol rural disponible dans le modèle Submeso, afin de rendre compte des effets de rayonnement sur les pentes, et d'être ainsi en mesure de simuler le cycle diurne. De telles simulations nécessitent cependant que le forçage de l'écoulement soit instationnaire, et il s'est avéré par le passé que ce type de forçage n'est pas trivial à mettre en place correctement.

## Références bibliographiques

---

- Abart B., 1999 : « Modélisation de la turbulence en écoulements stratifiés stables pour la couche limite atmosphérique », *Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, Université de Nantes*, 414 p.
- Alapaty K., R. Mathur & T. Odman, 1998: « Intercomparison of spatial interpolation schemes for use in nested grid models », *Mon. Wea. Rev.*, **126**, pp. 243-249.
- ARPS, 1994 : « ARPS Version 4.0 - User's Guide », *CAPS, University of Oklahoma*, 183 p.
- Baumhefner D. P. & D. J. Perkey, 1982 : « Evaluation of lateral boundary errors in a limited-domain model », *Tellus*, **34**, pp. 409-428
- Beniston, 1998 : « From turbulence to climate – Numerical investigations of the atmosphere with a hierarchy of models », *Springer-Verlag, Berlin*, 328 p.
- Berger M. J. & J. Olinger, 1984 : « Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations », *J. Comp. Phys.*, **53**, pp.484-512.
- Blayo E. & L. Debreu, 1999 : « Adaptive mesh refinement for finite-difference ocean models : first experiments », *J. Phys. Ocean.*, **29**, pp. 1239-1250.
- Bonhomme B., 1999 : « Bruits et vibrations – Caractérisation météorologique et acoustique de sites non plans – Station de Long Terme », Fiche n°1.77.02, *CETE Normandie Centre, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Blois*, octobre, 12 p.
- Boersma B. J., M. N. Kooper, F.T.M. Nieuwstadt & P. Wesseling, 1997 : « Local grid refinement in large-eddy simulations », *J. Engin. Math.*, **32**, pp. 161-175.
- Brunet Y., J.-P. Lagouarde, V. Zouboff, 1996 : « Estimating long-term microclimatic conditions for long-range sound propagation studies », *7th Long Range Sound Propagation Symposium*, École Centrale de Lyon, France, 24-26 juillet.
- Businger J. A., 1973 : « A note on free convection », *Boundary-Layer Meteo.*, **4**, pp. 323-326.
- Businger J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi & E. F. Bradley, 1971 : « Flux profile relationships in the atmospheric surface layer », *J. Atmos. Sci.*, **28**, pp.181-189.
- Buty D., J. Canneill & B. Carissimo, 1988 : « Simulation numérique de la couche limite atmosphérique au moyen d'un modèle mesométéorologique non-hydrostatique. Le code MERCURE », *J. Therot. And Appl. Mechan.*, **7**, pp. 35-52
- Byun D. W., 1990 : « On the analytical solutions of flux-profile relationships for the atmospheric surface layer », *J. Appl. Meteo.*, **29**, pp. 652-657.
- Byun D. W., 1991 : « Determination of similarity functions of the resistance laws for the planetary boundary layer using surface-layer similarity functions », *Boundary-Layer Meteo.*, **57**, pp. 17-48.
- Carpenter K. M., 1982 : « Note on the paper : Radiation conditions for the lateral boundaries of limited-area numerical models by M. J. Miller and A. J. Thorpe (Q.J., 107, 605-628) », *Quart. J. R. Meteo. Soc.*, **108**, pp. 717-719.
- Carruthers D. J. & J. C. R. Hunt, 1990 : « Fluid Mechanics of airflow over hills : Turbulence, fluxes and waves in the boundary-layer », *Atmospheric processes over complex terrain*, W. Blumen Ed., *Amer. Met. Soc.*, pp. 83-103.

- Caya D. & R. Laprise, 1999 : « A semi-implicit semi-Lagrangian regional climate model: The Canadian RCM. », *Mon. Weath. Rev.*, **127 (3)**, pp. 341-362.
- Chabee N., 1995 : « Simulations météorologiques : code Submeso\_0 », *Rapport final de stage*, DOC DGT 63730
- Chen C., 1991 : « A nested grid, nonhydrostatic, Elastic model using a terrain-following coordinate transformation : The radiative-nesting boundary conditions », *Mon. Weath. Rev.*, **119**, pp. 2852-2869.
- Clark T. L. & R. D. Farley, 1984 : « Severe downslope windstorm calculations in two and three spatial dimensions using anelastic interactive grid nesting : A possible mechanism for gustiness », *J. Atmos. Sci.*, **41 (3)**, pp. 329-350.
- Clark T. L. & W. D. Hall, 1991 : « Multi-domain simulations of the time dependent Navier-Stokes equations : Benchmark error analysis of some nesting procedures », *J. Comp. Phys.*, **92**, pp. 456-481.
- Cionco, R. M., aufm Kampe, W., Biltoft, C., Byers, J. H., Collins, C. G., Higgs, T. J., Hin, A.R.T., Johansson, P. -E., Jones, C. D., Jorgensen, H. E., Kimber, J. F., Mikkelsen, T., Nyren, K., Ride, D. J., Robson, R., Santabarbara, J. M., Streicher, J., Thykier-Nielsen, S., van Raden, H. & Weber, H., 1999: « An overview of MADONA: A multinational field study of high-resolution meteorology and diffusion over complex terrain ». *Bull. Am. Meteo. Soc.*, **80**, pp. 5-19.
- Davies H. C., 1976 : « A lateral boundary formulation for multi-level prediction models », *Quart. J. R. Meteo. Soc.*, **102**, pp. 405-418.
- De Moor G., 1983 : « Les théories de la turbulence dans la couche limite atmosphérique », *Ecole Nationale de la Météorologie, Toulouse, France*.
- Deardorff J. W., 1979 : « Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure », *J. Atmos. Sci.*, **36**, pp. 424-436.
- Dupont S., 2001 : « Modélisation dynamique et thermodynamique de la canopée urbaine : Réalisation du modèle de sols urbains pour SUBMESO », *Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, Université de Nantes*, 319 p.
- Durrant D. R., 1990 : « Mountain waves and downslope winds », *Atmospheric processes over complex terrain, W. Blumen Ed., Amer. Met. Soc.*, pp. 83-103.
- Durrant D. R., 2001 : « Open boundary conditions: fact and fiction », *Proc. IUTAM Symposium on Advances in Mathematical Modelling of Atmospheric and Ocean Dynamics, P.F. Hodnett, Ed., Kluwer Academic Publishers*, 18 p.
- Fedorovich E. E. & D. V. Mironov, 1995 : « A model for shear-free convective boundary layer with parameterized capping inversion structure », *J. Atmos. Sci.*, **52**, pp. 83-95.
- Ferry M., 1998 : VLx 0.5, © 1998 Michel Ferry R&D Consulting.
- Fisher E. A. *et al.* Eds, 1998 : « COST 710 – Final Report. Harmonisation of the pre-processing of meteorological data for atmospheric dispersion models », EUR 18195 EN, European Commission, Office for official publications of the European Communities, Luxembourg.
- Giorgi F., 1990 : « Simulation of regional climate using a limited area model nested in a general circulation model », *J. Clim.*, **3**, pp. 941-963.
- Grell G. A., J. Dudhia & D. R. Stauffer, 1995 : « A Description of the Fifth-Generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5) », *NCAR Technical Note, NCAR/TN-398*.



- Guilbaud C., 1996 : « Etude des inversions thermiques : Application aux écoulements atmosphériques dans des vallées encaissées », *Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble I*, 189 p.
- Guilloteau E., 1998 : « Optimized computation of transfer coefficients in surface layer with different momentum and heat roughness lengths », *Boundary-Layer Meteo.*, **87**, pp. 147-160.
- Hunt J. C. R. & W. H. Snyder : « Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill », *J. Fluid Mech.*, **96(4)**, pp. 671-704.
- Hunt J. C. R., K. J. Richards & P. W. M. Brighton, 1988 : « Stably stratified shear flow over low hills », *Quart. J. R. Meteo. Soc.*, **114**, pp. 859-886.
- Jackson P.S. & J. C. R. Hunt, 1975 : « Turbulent flow over a low hill », *Quart. J. R. Meteo. Soc.*, **101**, pp. 929-955.
- Kallberg P., 1977 : « Test of a lateral boundary relaxation scheme in a barotropic model », *Internal report n°3*, ECMWF, 23 p.
- Kaimal J. C. & J. J. Finnigan, 1994 : « Atmospheric boundary layer flows, their structure and measurement », Oxford University Press.
- Klemp J. B. & R. B. Wilhelmson, 1978 : « The simulation of three-dimensional convective storm dynamics », *J. Atmos. Sci.*, **35**, pp. 1070-1096.
- Koch S. E. & J. T. McQueen, 1987 : « A survey of nested grid techniques and their potential for use within the MASS weather prediction model », *NASA Techn. Memorandum*, **87808**, 24 p.
- Kurihara Y., G. J. Tripoli & M. A. Bender, 1979 : « Design of a movable nested-mesh primitive equation model », *Mon. Weath. Rev.*, **107**, pp. 239-249.
- Lafore, J. P., J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hereil, P. Mascart, J. P. Pinty, J. L. Redelsperger, E. Richard & J. Vila-Guerau de Arellano, 1998 : « The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I: Adiabatic formulation and control simulations ». *Annales Geophysicae*, **16**, pp. 90-10.
- Lafore J.-P., V. Masson & P. Lacarrère, 1997 : " Use the gridnesting technique to study atmospheric multiscale processes ", *Proceedings of the Saint-Venant Symposium*, Paris.
- Lilly, D. K., 1967 : « The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments » *Proc. IBM Sci. Comput. Symp. on Env. Sci.*, N. Y., *IBM Form 320-1951*, pp. 195-210.
- Lin C.-L., C.-H. Moeng & P. P. Sullivan, 1997 : « The effect of surface roughness on flow structures in a neutrally stratified planetary boundary layer flow », *Phys. Fluids*, **9 (11)**, pp. 3235-3249.
- Long R.R., 1974 : « Mean stress and velocities in the neutral, barotropic planetary boundary layer », *Boundary-Layer Meteo.*, **7**, pp. 475-487.
- Mason P. J. & J. C. King, 1985 : « Measurements and Predictions of flow and turbulence over an isolated hill of moderate slope », *Quart. J. R. Met. Soc.*, **111**, pp. 617-640.
- Mason P. J. & R. I. Sykes, 1979 : « Flow over an isolated hill of moderate slope », *Quart. J. R. Meteo. Soc.*, **105**, pp. 383-395.
- Miller M. J. & A. J. Thorpe, 1981 : « Radiation conditions for the lateral boundaries of limited-area model », *Quart. J. R. Met. Soc.*, **107**, pp. 615-628.
- Mironov D. V., 1999 : « The SUBMESO meteorological preprocessor : Physical parameterisations and implementation », *Technical note, Laboratoire de Mécanique des Fluides, Ecole Centrale de Nantes*, Nantes, France.

- Mironov D. V., V. M. Gryanik, C.-H. Moeng, D. J. Olbers & T. H. Warncke, 2000 : « Vertical turbulence structure and second-moment budgets in convection with rotation », *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, **126**, pp. 477-515.
- Moeng C.-H. & P. P. Sullivan, 1994 : « A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows », *J. Atmos. Sci.*, **51 (7)**, pp. 999-1022.
- Oke T. R., 1987 : « Boundary-layer climates », *Methuen Ed., London and New York*, 433 p.
- Orlanski I., 1976 : « A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows », *J. Comp. Phys.*, **21**, pp. 251-269.
- Pénelon T., I. Calmet & D. V. Mironov, 2001 : « Micrometeorological simulations over a complex terrain with SUBMESO : A model study using a novel preprocessor », *Int. J. Environ. Pollut.*, **16**, pp. ?? - ??.
- Pielke R. A., R. W. Cotton, R. L. Walko, C. J. Tremback, W. A. Lyons, D. L. Grasso, M. E. Nichols, M. D. Moran, D. A. Wesley, T. J. Lee, J. H. Copeland, 1992 : « A comprehensive meteorological modelling system – RAMS », *Meteorol. Atmos. Phys.*, **49**, pp. 69-91.
- Perkey D. J. & C. W. Kreitzberg, 1976 : « A time dependent lateral boundary scheme for limited area primitive equation models », *Mon. Wea. Rev.*, **104**, pp. 744-755.
- Phillips N. A. & J. Shukla, 1973 : « On the strategy of combining coarse and fine grid meshes in numerical weather prediction », *J. Appl. Met.*, **12**, pp. 763-770.
- Raupach M. R. & J. J. Finnigan, 1997 : « The influence of topography on meteorological variables and surface atmosphere interaction », *J. Hydrol.*, **190**, pp. 182-213.
- Raupach M. R., W. S. Weng, D. J. Carruthers & J. C. R. Hunt, 1992 : « Temperature and humidity fields and fluxes over low hills », *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, **118**, pp. 191-225.
- Schmidt H. & U. Schumann, 1989 : « Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations », *J. Fluid Mech.*, **200**, pp. 511-562.
- Shapiro R., 1970 : « Smoothing, filtering and boundary effects », *Rev. Geophys. Space Phys.*, **8 (2)**, pp. 359-387.
- Sheppard P. A., 1956 : « Airflow over mountains », *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, **82**, pp. 528-529.
- Skamarock W. C. & J. B. Klemp, 1992 : « The stability of time-splitting numerical methods for the hydrostatic and nonhydrostatic elastic systems », *Mon. Weath. Rev.*, **120**, pp. 2109-2127.
- Skamarock W. C. & J. B. Klemp, 1993 : « Adaptive grid refinement for two-dimensional and three-dimensional nonhydrostatic atmospheric flow », *Mon. Weath. Rev.*, **121**, pp. 788-804.
- Skamarock W., J. Olinger & R. L. Street, 1989 : « Adaptive grid refinement for numerical weather prediction », *J. Comp. Phys.*, **80**, pp. 27-60.
- Smith R. B., 1979 : « The influence of mountains on the atmosphere », *Adv. Geophys.*, **21**, pp. 87-230.
- Smith R. B., 1990 : « Why can't stably stratified air rise over high ground ? », *Atmospheric processes over complex terrain, W. Blumen Ed., Amer. Met. Soc.*, pp. 105-107.
- Smolarkiewicz P. K. & G. A. Grell, 1992 : « A class of monotone interpolation schemes », *J. Comp. Phys.*, **101**, pp. 431-440.
- Stull R. B., 1988 : « An introduction to boundary layer meteorology », Kluwer Academic Publishers.

- Sullivan P. P., J. C. McWilliams & C.-H. Moeng, 1994 : « A subgrid-scale model for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows », *Boundary-Layer Meteo.*, **71**, pp. 247-276.
- Sullivan P. P., J. C. McWilliams & C.-H. Moeng, 1996 : « A grid nesting method for large-eddy simulations of planetary boundary-layer flows », *Boundary-Layer Meteo.*, **80**, pp. 167-202.
- Sundstrom, A. & T. Elvius, 1979: « Computational problems related to limited-area modeling ». In *Numerical methods used in atmospheric models*, *GARP Publ. Ser.*, **17**, 381-416.
- Taylor P. A., P. J. Mason & E. F. Bradley, 1987 : « Boundary-layer flow over low hills », *Boundary-Layer Meteo.*, **39**, pp. 107-132.
- Taylor P. A. & H. W. Teunissen, 1985 : « The Askervein Hill Project : Report on the September/October 1983 main field experiment », *Internal report MSRB-84-6, Atmosph. Environ. Service, Downview, Ont., Canada.*
- Thompson M. C. & J. H. Ferziger, 1989 : « An adaptive multigrid technique for the incompressible Navier-Stokes equations », *J. Comp. Phys.*, **82**, pp. 94-121.
- Thorp J. M. & M. Orgill, 1986 : « A 'waterfall' of air », *Weatherwise*, **39**, pp. 319-322.
- Troen I. & E. L. Petersen, 1991 : « Atlas éolien européen », Commission de la Communauté européenne Ed.
- Walko R. L., W. R. Cotton & R. A. Pielke, 1992 : « Large-eddy simulations of the effects of hilly terrain on the convective boundary layer », *Boundary-Layer Meteo.*, **58**, pp. 133-150.
- Walko R. L., C. J. Tremback, R. A. Pielke & W. R. Cotton, 1995 : « An interactive nesting algorithm for stretched grids and variable nesting ratios », *J. Appl. Meteo.*, **34**, pp. 994-999.
- Walmsley J. L. & P. A. Taylor, 1996 : « Boundary-layer flow over topography : impacts of the Askervein study », *Boundary-Layer Meteo.*, **78**, pp. 291-320.
- Walmsley J. L., P. A. Taylor & T. Keith, 1986 : « A simple model of neutrally stratified boundary-layer flow over complex terrain with surface roughness modulations (MS3DJH/3R) », *Boundary-Layer Meteo.*, **36**, pp. 157-186.
- Walmsley J. L., I. Troen, D. P. Lalas & P. J. Mason, 1990 : « Surface-layer flow in complex terrain : comparison of models and full-scale observations », *Boundary-Layer Meteo.*, **52**, pp. 259-281.
- Whiteman C. D., 1990 : « Observations of thermally developed wind systems in mountainous terrain », *Atmospheric processes over complex terrain*, *W. Blumen Ed., Amer. Met. Soc.*, pp. 5-42.
- Wood N., 2000 : « Wind flow over complex terrain : A historical perspective and the prospect for large-eddy modelling », *Boundary-Layer Meteo.*, **96**, pp. 11-32.
- Xue M., K. K. Droegemeier, V. Wong & A. Shapiro, 1992 : « Advanced Regional Prediction System ARPS User's guide. Version 3.0 », *Center for Analysis and Prediction of Storms, The University of Oklahoma*, 180 p.
- Xue M., K. K. Droegemeier, V. Wong, A. Shapiro & K. Brewster, 1995 : « Advanced Regional Prediction System ARPS User's guide. Version 4.0 », *Center for Analysis and Prediction of Storms, The University of Oklahoma*, 380 p.
- Zhang D.-L., H.-R. Chang, N. L. Seaman, T. T. Warner & J. M. Fritsch, 1986 : « A two-way interactive nesting procedure with variable terrain resolution », *Mon. Weath. Rev.*, **114**, pp. 1330-1339.

- Zilitinkevich S. S., 1989a : « Velocity profiles, resistance law and dissipation rate of mean flow kinetic energy in a neutrally and stably stratified planetary boundary layer », *Boundary-Layer Meteo.*, **46**, pp. 367-387.
- Zilitinkevich S. S., 1989b : « Temperature profile and heat transfer law in neutrally and stably stratified planetary boundary layer », *Boundary-Layer Meteo.*, **49**, pp. 1-6.
- Zilitinkevich S. S., 1991 : « New results in the theory of planetary boundary layers », *Modelling air-lake interaction. Physical background*, S. S. Zilitinkevich Ed., Springer-Verlag, Berlin, pp. 1-29.
- Zilitinkevich S. S., E. E. Fedorovich & M. V. Shabalova, 1992 : « Numerical model of a non-steady atmospheric planetary boundary layer based on similarity theory », *Boundary-Layer Meteo.*, **59**, pp. 387-441.
- Zilitinkevich S. S., A. Grachev & J. C. R. Hunt, 1998a : « Surface frictional processes and non-local heat/mass transfer in the shear-free convective boundary layer », *Buoyant Convection in Geophysical Flows*, E. J. Plate Eds., Kluwer Academic Publishers, pp. 83-113.
- Zilitinkevich S. S., P.-E. Johansson, D. V. Mironov & A. Baklanov, 1998b : « A similarity-theory model for wind profile and resistance law in stably stratified planetary boundary layers », *J. Wind Eng. Indust. Aerodyn.*, **74-76**, pp. 209-218.
- Zilitinkevich S. S. & D. V. Mironov, 1996 : « On the equilibrium depth of a stably stratified boundary layer », *Boundary-Layer Meteo.*, **81**, pp. 325-351.
- Zouboff V., J.-C. Laporte, Y. Brunet, 1997 : « Prise en compte des conditions météorologiques dans la propagation du bruit – Approche pratique », *Bulletin de liaison des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, **210**, juil.-août, pp. 105-119
- Zouboff V., J.-C. Laporte, Y. Brunet, 1998 : « Effets des conditions météorologiques sur la propagation du bruit – Prise en compte pratique », *Techniques et Méthodes des Laboratoires des Ponts et Chaussées, Méthode d'essai n°51*, mai, 45 p.

---

# ANNEXES

---

## Annexe A

### Conditions aux limites latérales du code Submeso

Nous présentons brièvement dans cette annexe uniquement les conditions aux limites de Submeso disponibles aux frontières latérales d'un domaine non emboîté.

La figure A-1 représente une vue 2D du domaine de calcul considéré par le code SUBMESO. Les conditions aux limites sont appliquées aux points extérieurs du domaine.

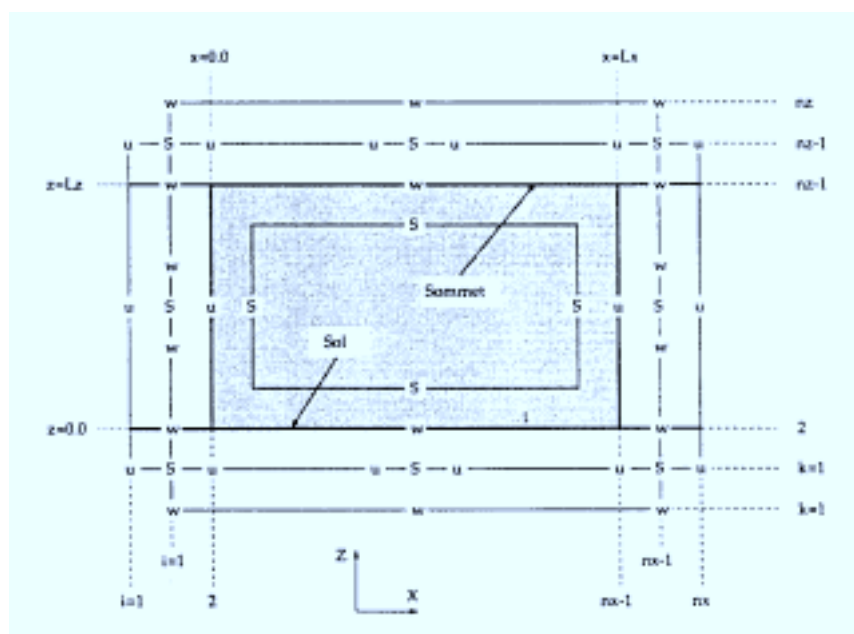


Figure A-1. Plan x-z de la grille du modèle et emplacement des différentes variables (d'après Guilbaud, 1996)

Les conditions latérales possibles sont les suivantes : condition de gradient nul, conditions périodiques, condition radiative, et condition de forçage.

#### A.1 Condition de gradient nul

Elle revient à imposer au niveau de la frontière la condition de Neumann

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0,$$

$\phi$  étant la vitesse horizontale  $u$ , la vitesse verticale  $w$ , la perturbation de pression  $\Delta p$ , la perturbation de température potentielle  $\Delta \theta$ .

Ainsi, à la frontière ouest, la condition s'écrit :

$$u(1, k) = u(3, k)$$

$$w(1, k) = w(2, k)$$

$$s(1, k) = s(2, k)$$

où  $s$  représente les variables situées au point scalaire, c'est à dire  $\Delta p$  ou  $\Delta\theta$ .

De même, on a à la frontière est :

$$u(nx, k) = u(nx - 2, k)$$

$$w(nx - 1, k) = w(nx - 2, k)$$

$$s(nx - 1, k) = s(nx - 2, k)$$

## A.2 Conditions périodiques

Les conditions périodiques permettent de « faire comme si » le domaine de calcul était infini dans la direction horizontale pour laquelle elles sont appliquées.

Ainsi, à la frontière ouest, la condition s'écrit :

$$u(1, k) = u(nx - 2, k)$$

$$w(1, k) = w(nx - 2, k)$$

$$s(1, k) = s(nx - 2, k)$$

De même, on a à la frontière est :

$$u(nx, k) = u(3, k)$$

$$w(nx - 1, k) = w(2, k)$$

$$s(nx - 1, k) = s(2, k)$$

## A.3 Conditions radiatives

Les conditions radiatives permettent aux ondes et aux cellules convectives situées à l'intérieur du domaine de calcul de passer la frontière avec le minimum de réflexion. Elles consistent à résoudre une équation de propagation des ondes en déterminant la période de variation de la variable  $\phi$  au niveau de la frontière :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$$

La vitesse de phase  $c_\phi$  caractérise la vitesse de propagation d'onde de la variable  $\phi$  ; elle est déterminée à partir de la méthode d'Orlanski (1976).

Suivant les travaux de Chabee (1995), les conditions radiatives sont appliquées à la vitesse normale  $u$  à la frontière, à la vitesse verticale  $w$ , et à la perturbation de température potentielle  $\Delta\theta$ . Pour chacune de ces variables, une vitesse de phase spécifique est déterminée.

---

Afin de limiter les perturbations éventuelles induites par des variations spatiales fortes de la vitesse de phase estimée d'un point à l'autre de la frontière considérée (Durrant, 2001), la vitesse de phase utilisée est en fait une moyenne spatiale dans les deux directions horizontale et verticale des vitesses de phase estimées localement dans le plan-frontière.

#### ***A.4 Conditions de forçage extérieur***

Ces conditions permettent de forcer l'écoulement au niveau des frontières latérales par des valeurs provenant de données expérimentales ou de résultats de simulation à plus grande échelle. Les valeurs extérieures sont directement imposées à la frontière :

$$u(1, k) = u_{forage}$$

$$v(1, k) = 0.$$

$$\theta(1, k) = \theta_{forage}$$

$$\Delta P(1, k) = 0.$$



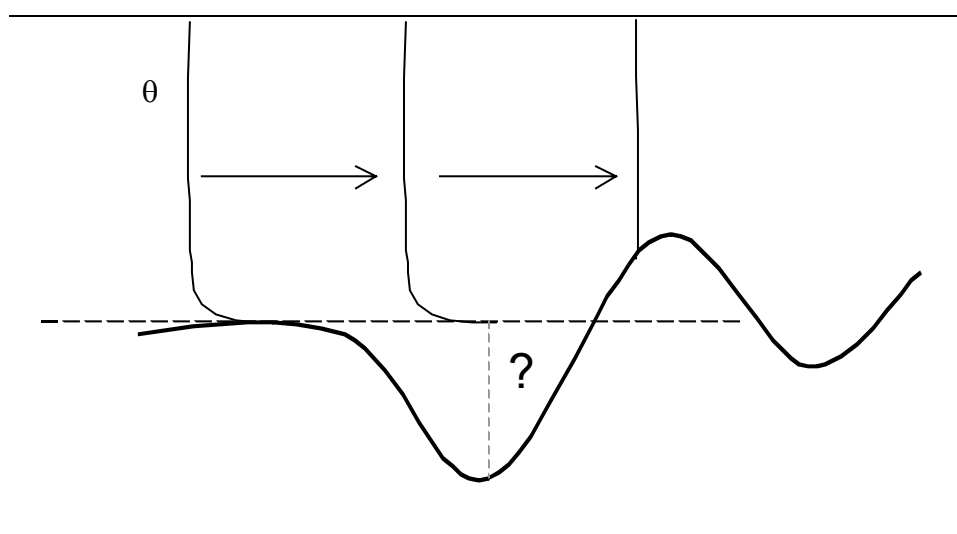
## *Annexe B*

---

### *Détermination de l'état de base de température potentielle sur terrain complexe*

Comme il est indiqué dans le chapitre 2, l'état de base de la température potentielle est la référence par rapport à laquelle la perturbation de température potentielle qui entre en jeu dans les équations du modèle est définie. L'équation d'évolution de la perturbation de température potentielle (2.4) est écrite en supposant que l'état de base de la température potentielle est homogène horizontalement. Ainsi, il devient absolument nécessaire de respecter l'homogénéité horizontale de ce champ.

Dans un cas convectif, le profil de température présente à sa base un relativement fort gradient traduisant le fait que le sol est plus chaud que l'air ambiant. Sur terrain plat horizontal, le respect de la condition d'homogénéité horizontale de l'état de base ne pose aucun problème, une simple translation du profil assurant la condition de manière immédiate. En revanche, dès lors que le terrain n'est plus horizontal, la translation horizontale du profil conduit à une indétermination de la valeur de l'état de base dans les creux et à une coupure nette du profil lorsque le terrain s'élève au-dessus de l'altitude du pied du profil (figure B-1).



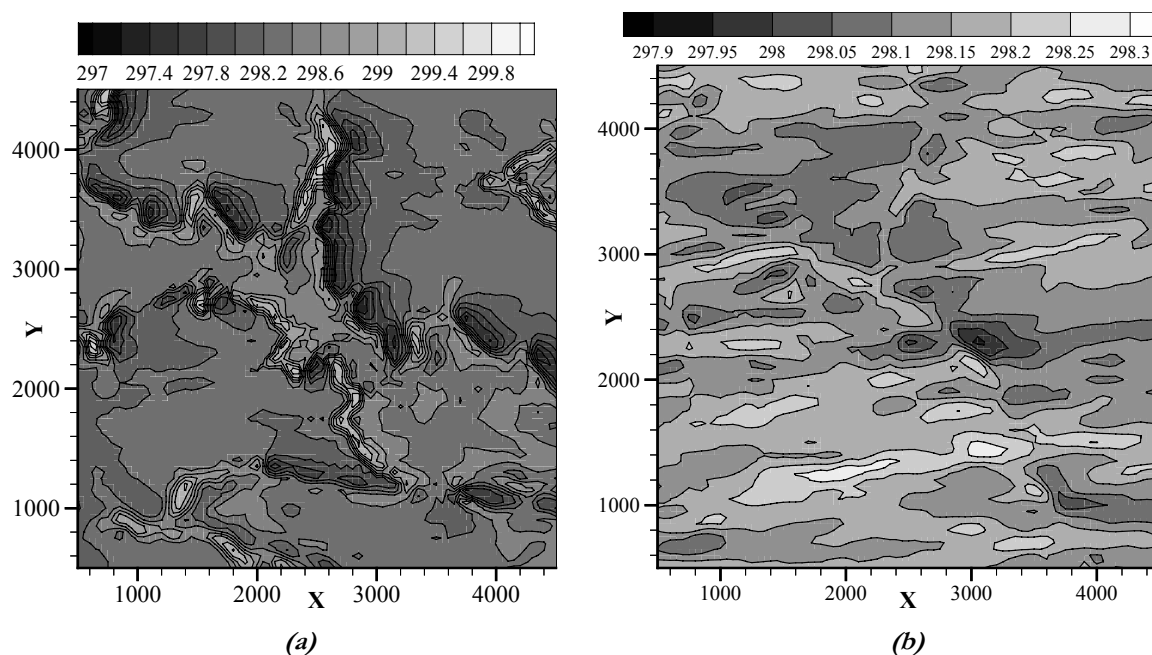
*Figure B-1. Homogénéité horizontale du profil de base de température potentielle en atmosphère convective sur terrain complexe, première solution*

Le code Submeso, dans le cas d'une indétermination dans un creux, prolonge automatiquement le profil par un profil constant prenant la valeur qui lui est fournie à l'altitude la plus basse, créant ainsi une zone thermiquement neutre jusqu'au sol.

Nous obtenons ainsi dans toute une partie du domaine avec un profil de base présentant une forte discontinuité à l'altitude du pied du profil de base à l'origine de la construction de l'état de base homogène horizontalement. Le champ moyen de température potentielle à 5 m du sol après

9000 s de simulation est présenté sur la figure B-2a. On observe la présence de forts gradients de température qui semblent être fortement liés au relief. En regardant de plus près les zones de forts gradients, on s'aperçoit qu'elles correspondent à un terrain dont l'altitude est celle de la discontinuité sur les profils de base de température potentielle (en l'occurrence,  $z = 115.2 \text{ m}$ ). Il apparaît de manière évidente que cet effet est numérique. L'observation de la seule perturbation moyenne  $\Delta\theta_{\text{moy}}$  semble en revanche présenter un comportement plus correct (non montrée). La conclusion que l'on peut tirer de ces constats est que l'état de base, par la discontinuité qu'il affiche en altitude, reste prépondérant devant la perturbation de température, ce qui empêche les analyses basées sur le champ de température complet (état de base + perturbation).

La solution que nous avons adoptée est présentée au paragraphe 3.2.2.2. Dans ce cas, l'état de base est neutre dans toute la zone d'amplitude du relief. Ainsi, quelle que soit l'altitude du terrain, le profil est toujours le même. Le flux convectif est simplement assuré dans ce cas par une température plus forte au sol. Ce choix revient en quelque sorte à initialiser la simulation par un écoulement en atmosphère neutre, dont on détruit la neutralité en imposant un flux de chaleur au sol. La figure B-2b présente le champ moyen de température potentielle dans ce deuxième cas. La différence avec la figure B-2a est flagrante. C'est cette dernière méthode que nous avons donc retenue pour les simulations en atmosphère convective.



**Figure B-2.** (a) Vue de dessus du champ moyen de température potentielle dans le cas convectif simulé au chapitre 3, avec un état de base discontinu pour la température potentielle ; (b) vue de dessus du champ moyen de température potentielle dans le cas convectif simulé au chapitre 3, avec un état de base discontinu pour la température potentielle

### *Étude de sensibilité du modèle Submeso au niveau de résolution du maillage*

En préalable aux simulations présentées dans le chapitre 5, nous avons réalisé une brève étude de sensibilité du modèle Submeso au niveau de résolution du maillage, dont les résultats sont exposés dans cette annexe. Cette étude a été menée dans le but d'analyser, préalablement à l'application d'une méthode d'emboîtement, le comportement du modèle *Submeso* en fonction de différentes formes de maillage, à différents niveaux de résolution selon la verticale et l'horizontale. Nous obtenons ainsi des informations utiles sur les rapports de raffinement du maillage, ainsi que la taille et la position du domaine emboîté qu'il convient d'adopter. L'étude de sensibilité est réalisée sur le site de Saint-Berthevin, dont la topographie est décrite au chapitre 3 (§ 3.2.1).

#### *C.1 Caractéristiques des simulations*

Les tests sont réalisés pour deux types de conditions atmosphériques, un cas de convection forte et un cas de neutralité de l'atmosphère. Des profils synthétiques issus du préprocesseur météorologique sont utilisés pour forcer l'écoulement par le biais du vent géostrophique et initialiser les champs de vent et de température potentielle. Les paramètres d'entrée du préprocesseur météorologique sont spécifiés dans les tableaux 5-1 et 5-2. Quant aux principaux paramètres des simulations, ils sont consignés dans le tableau 5-3. Les profils initiaux sont montrés sur la figure 5-1. Pour le cas convectif, la vitesse de convection vaut initialement  $w_* = (h\beta Q_s)^{1/3} = 2.0 \text{ K.m.s}^{-1}$ , ce qui correspond à une convection assez forte. Dans les deux cas, la vitesse initiale de frottement à la surface est relativement faible par rapport aux simulations présentées dans les chapitres 2 et 3. Le vent géostrophique est égal à  $(U_g, V_g) = (3.6, -0.47) \text{ m.s}^{-1}$  dans le cas convectif et  $(U_g, V_g) = (1.99, -0.56) \text{ m.s}^{-1}$  dans le cas neutre. Les conditions aux frontières latérales sont périodiques.

$z_{0u}$ (m)	$z_{0T}$ (m)	$U_*$ ( $\text{m.s}^{-1}$ )	Direction $u_*$ (degrés)	$\theta_s$ (K)	$\overline{w'\theta'}$ ( $\text{K.m.s}^{-1}$ )	$\partial U_g / \partial z$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$\partial V_g / \partial z$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$\partial \theta / \partial z$ ( $\text{K.m}^{-1}$ )	$h_{CL}$ (m)
0.1	0.01	0.3	0.00	300	+0.24	0.00	0.00	0.002	1030

Tableau C-1. Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas convectif

$\tilde{z}_{\rho u}$ (m)	$\tilde{z}_{\rho T}$ (m)	$u_*$ ( $m.s^{-1}$ )	Direction $u_*$ (degrés)	$\theta_s$ (K)	$\overline{w'\theta'}$ ( $K.m.s^{-1}$ )	$\partial U_g / \partial z_c$ ( $s^{-1}$ )	$\partial V_g / \partial z_c$ ( $s^{-1}$ )	$\partial \theta / \partial z_c$ ( $K.m^{-1}$ )	$h_{CL}$ (m)
0.1	0.01	0.1	0.00	300	0.00	0.00	0.00	0.00	

Tableau C-2. Valeurs des principaux paramètres d'entrée du préprocesseur utilisées pour le cas neutre

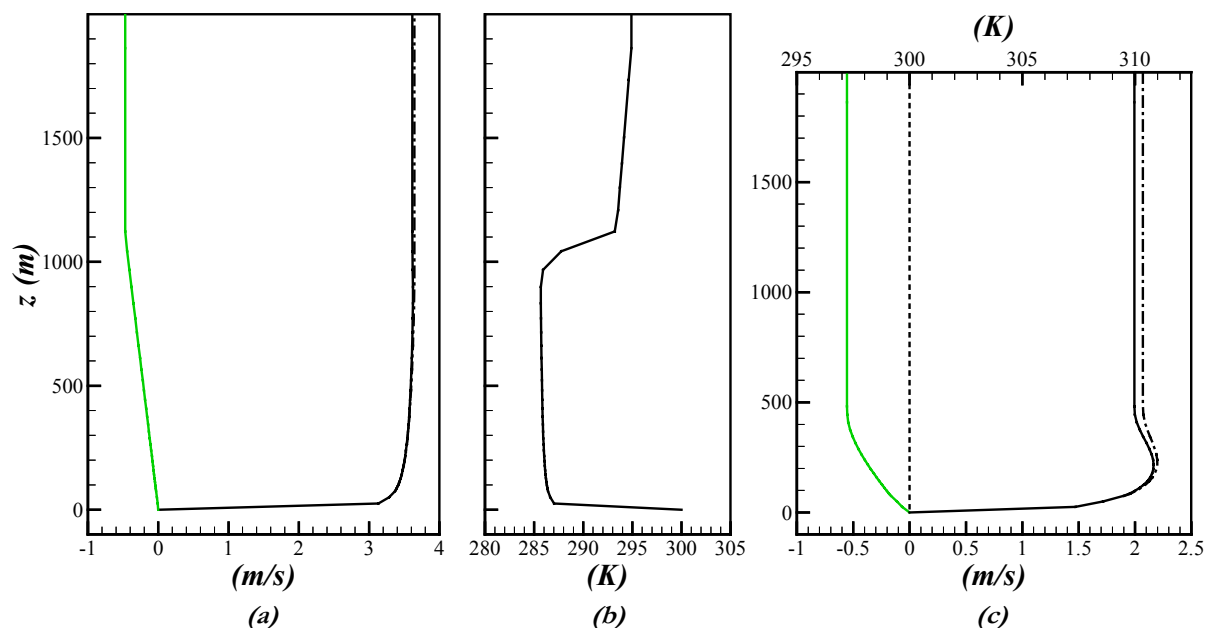


Figure C-1. Profils verticaux (a) des composantes de vent  $u$  (—) et  $v$  (—) et du module de vent horizontal (---) dans le cas convectif, (b) de la température potentielle dans le cas convectif et (c) des composantes de vent  $u$  (—) et  $v$  (—), du module de vent horizontal (---) et de la température potentielle (---) dans le cas neutre

	Convectif	Neutre
Perturbation initiale de $\theta$	$\theta = \pm 0.1$ (aléatoire)	$\theta = \pm 0.1$ (aléatoire)
Type de forçage	Géostrophique $(U_g, V_g) = (3.6, -0.47) m.s^{-1}$	Géostrophique $(U_g, V_g) = (1.99, -0.56) m.s^{-1}$
Couche de Rayleigh	1200 m - 2000 m	1200 m - 2000 m
Coefficient d'absorption	$1/(20\Delta t)$	$1/(20\Delta t)$
Modèle de turbulence	Smagorinsky-Lilly	Smagorinsky-Lilly
Longueur de rugosité (m)	0.1	0.1
Paramètre de Coriolis ( $s^{-1}$ )	$1,03.10^{-4}$	$1,03.10^{-4}$

	Convectif	Neutre
Viscosité artificielle	<i>Aucune</i>	<i>Aucune</i>

**Tableau C-3. Principaux paramètres des deux simulations, en atmosphère instable et en atmosphère neutre**

Afin d'atteindre l'état de stationnarité statistique de l'écoulement, le temps minimum de simulation nécessaire serait de l'ordre de  $3100\ s$  dans le cas convectif et de  $72000\ s$  dans le cas neutre, en considérant dans ce dernier cas que la couche limite neutre est limitée en épaisseur par la couche de Rayleigh à  $1200\ m$ . Le temps d'intégration minimum dans le cas neutre n'a été atteint pour aucune des configurations étudiées. Cependant, l'objectif de l'étude n'est pas d'obtenir des résultats réalistes mais de comparer des configurations entre elles. Aussi est-il peu probable que les analyses fondées sur l'observation comparative des champs instantanés soient grandement modifiées par un temps d'intégration plus long. Pour les deux situations météorologiques, quatre maillages différents sont testés. Les caractéristiques géométriques des différents maillages sont résumées dans le tableau 5-4. Tous les maillages sont étirés progressivement selon la verticale, avec une hauteur de maille minimum  $\Delta z_{min}$  au sol. Pour faciliter les commentaires, les maillages sont nommés «  $\Delta x / \Delta z_{min}$  »,  $\Delta z_{min}$  étant la hauteur de la première maille au-dessus du sol. La figure 5-2 présente les quatre maillages selon une même coupe verticale à  $y = 2250\ m$ . Le maillage 50/10 est identique au maillage utilisé dans le chapitre 3. Il s'agit du maillage le plus serré des quatre, donc il représente ici la référence pour l'analyse qui suit. Le rapport d'aspect *hauteur/largeur* des mailles près de la surface est de l'ordre de 0.2, et le rapport d'aspect moyen sur tout le domaine vaut 1. Pour le maillage 200/50, le plus grossier des quatre horizontalement et verticalement, les rapports d'aspect à proximité de la surface et en moyenne sont du même ordre que pour le maillage de référence. Les deux autres maillages, intermédiaires, sont grossiers soit dans la direction horizontale (200/10) avec un rapport d'aspect moyen de 0.25, soit dans la direction verticale (50/50) avec un rapport d'aspect de 4. La figure 5-3 montre que les principales caractéristiques topographiques de la région sont conservées lorsque la résolution horizontale est de  $200\ m$ , par rapport à une résolution de  $50\ m$ . L'amplitude du relief s'avère toutefois atténuée, en particulier en ce qui concerne le vallon du Vicoïn, alors moins profond et plus « évasé ».

	$\Delta x\ (m)$	$\Delta y\ (m)$	$\Delta z_{min}\ (m)$	$\Delta z_{moy}\ (m)$	$n_x$	$n_y$	$n_z$
<b>Référence 50/10</b>	50	50	10	50	103	103	40
<b>Maillage 200/10</b>	200	200	10	50	31	31	40
<b>Maillage 50/50</b>	50	50	50	200	103	103	22
<b>Maillage 200/50</b>	200	200	50	200	31	31	22

**Tableau C-4. Caractéristiques géométriques des quatre maillages testés**

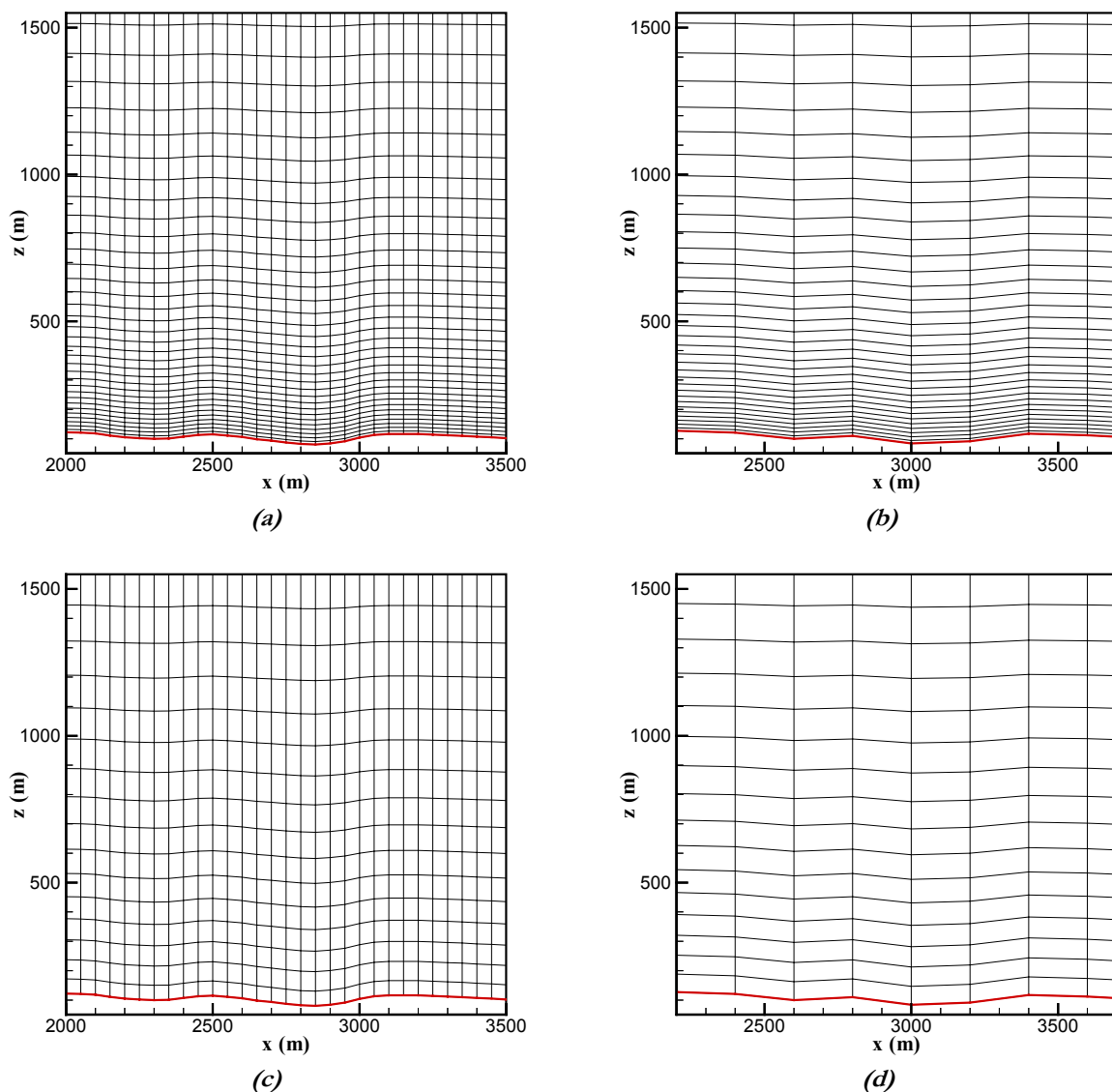


Figure C-2. Maillages selon une vue partielle en coupe verticale. (a) Maillage 50/10 ; (b) maillage 200/10 ; (c) maillage 50/50 ; (d) maillage 200/50. Les échelles horizontale et verticale sont les mêmes

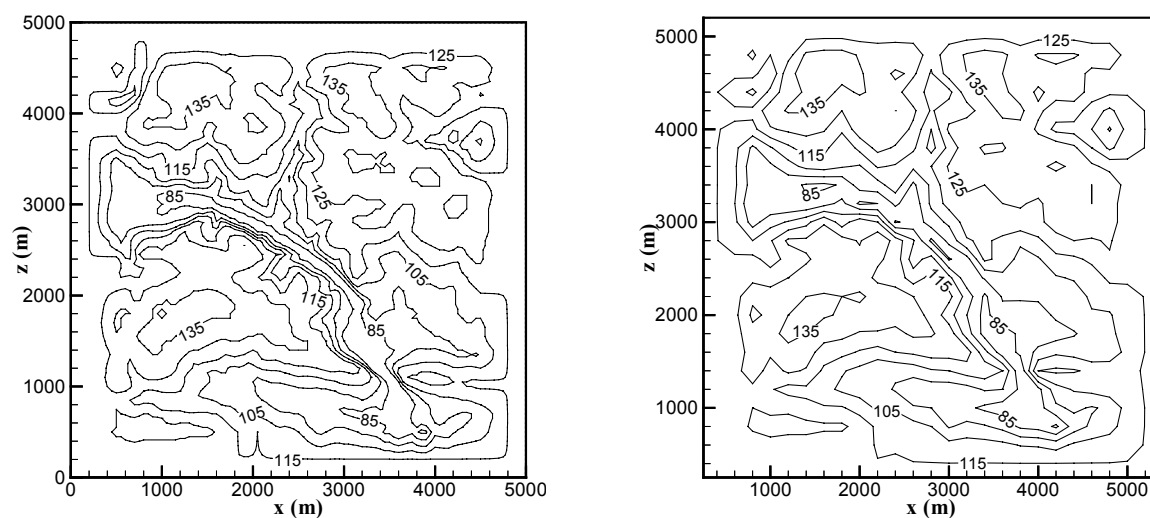


Figure C-3. Topographie de la région du Vicoin avec une résolution de (a) 50 m (maillages 50/10 et 50/50) et (b) 200 m (maillages 200/10 et 200/50). Contours tous les 10 m

## C.2 Résultats et analyses

### C.2.1 Atmosphère neutre

Dans le cas neutre, on observe l'effet du terrain sur l'écoulement, qui se traduit essentiellement par un ralentissement de ce dernier dans les creux et une accélération sur les buttes. La figure 5-4 présente le module de vitesse du vent selon les coupes verticales de la figure 5-2 pour chacune des configurations. Notons que les niveaux de contours utilisés dans les configurations 50/10, 200/10 et 50/50 sont identiques, tandis que les niveaux pour la configuration 200/50 diffèrent pour les besoins de la visualisation.

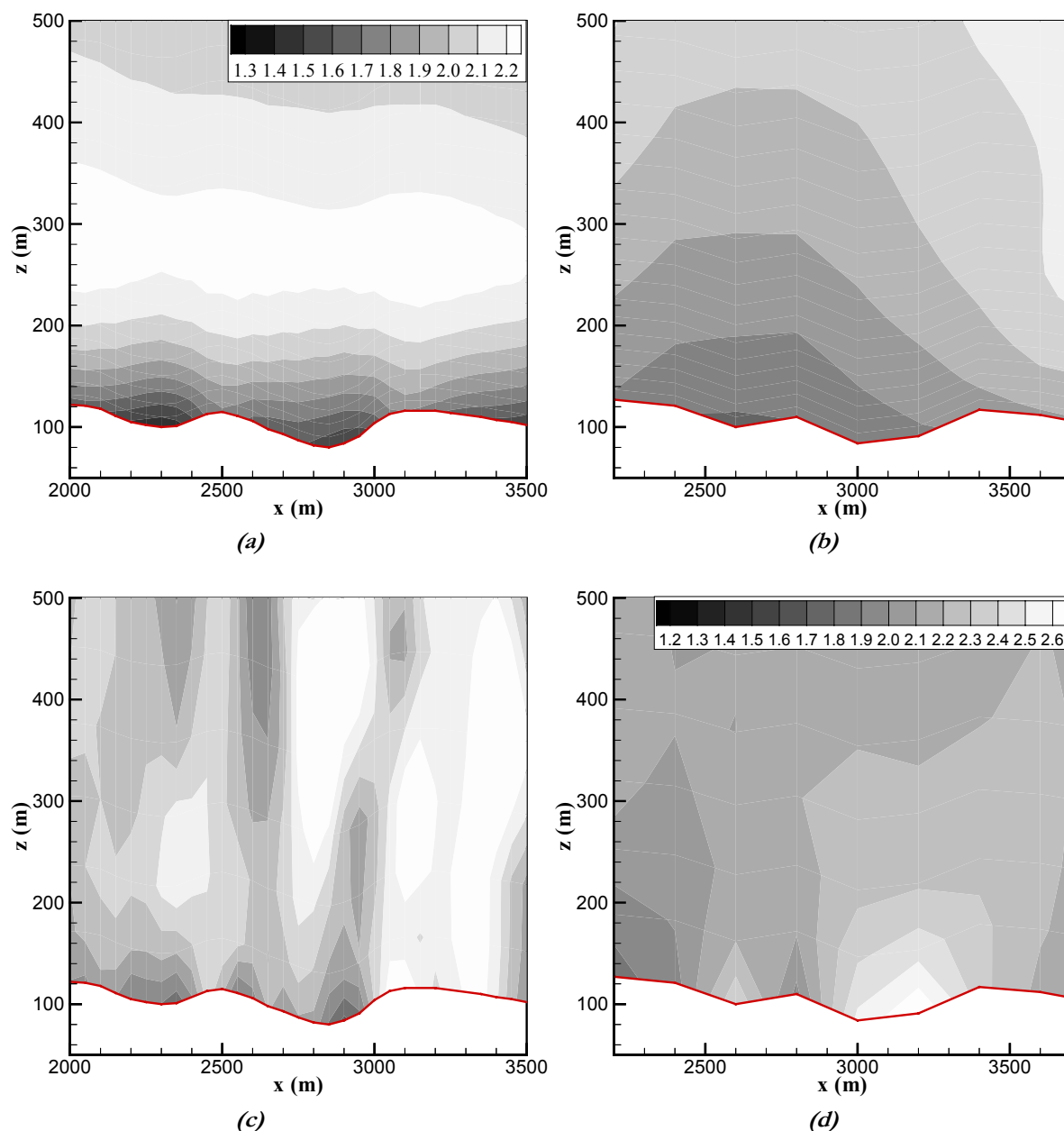


Figure C-4. Vue partielle en coupe verticale à  $y = 2250$  m des isocontours de vitesse de vent dans le cas neutre pour (a) le maillage 50/10, (b) le maillage 200/10, (c) le maillage 50/50, (d) le maillage 200/50

Dans cette dernière configuration (figure 5-4d), on constate que le maillage est trop grossier pour décrire les effets de ralentissement dans les creux. Le modèle prédit même une tendance inverse. On peut remarquer qu'un raffinement vertical plus fort (figure 5-4b) permet au modèle de prédire des tendances déjà plus en cohérence avec le résultat de référence (figure 5-4a). Le faible niveau de résolution horizontale induit une forte diffusion horizontale des phénomènes liés à la topographie, qui se traduit en outre par une diffusion forte selon la direction verticale. 50/50.

## C.2.2 Atmosphère instable

Dans le cas d'une atmosphère instable, des structures convectives ascendantes et descendantes sont visibles. La figure 5-5 présente le champ de vitesse verticale instantané selon les mêmes coupes que la figure 5-4, pour les quatre configurations. On constate que dans les configurations 50/50 et 200/50, ces structures sont étirées selon la direction verticale par rapport aux structures dans les configurations 50/10 et 200/10, à cause de la faible résolution verticale, bien que dans cette dernière, les structures convectives soient peu affirmées. Il apparaît que pour simuler correctement les structures convectives en nombre et en taille, il est nécessaire que le maillage soit d'abord assez fin horizontalement et, dans une moindre mesure, verticalement. Les vues présentant le champ de vitesse verticale moyen montrent par ailleurs qu'un maillage de résolution verticale assez forte permet d'obtenir une évolution spatiale globale correcte de l'écoulement (figure 5-6b), tandis qu'une résolution forte selon la direction horizontale ne le permet pas si elle n'est pas également associée à une résolution forte selon la direction verticale (figure 5-6c).



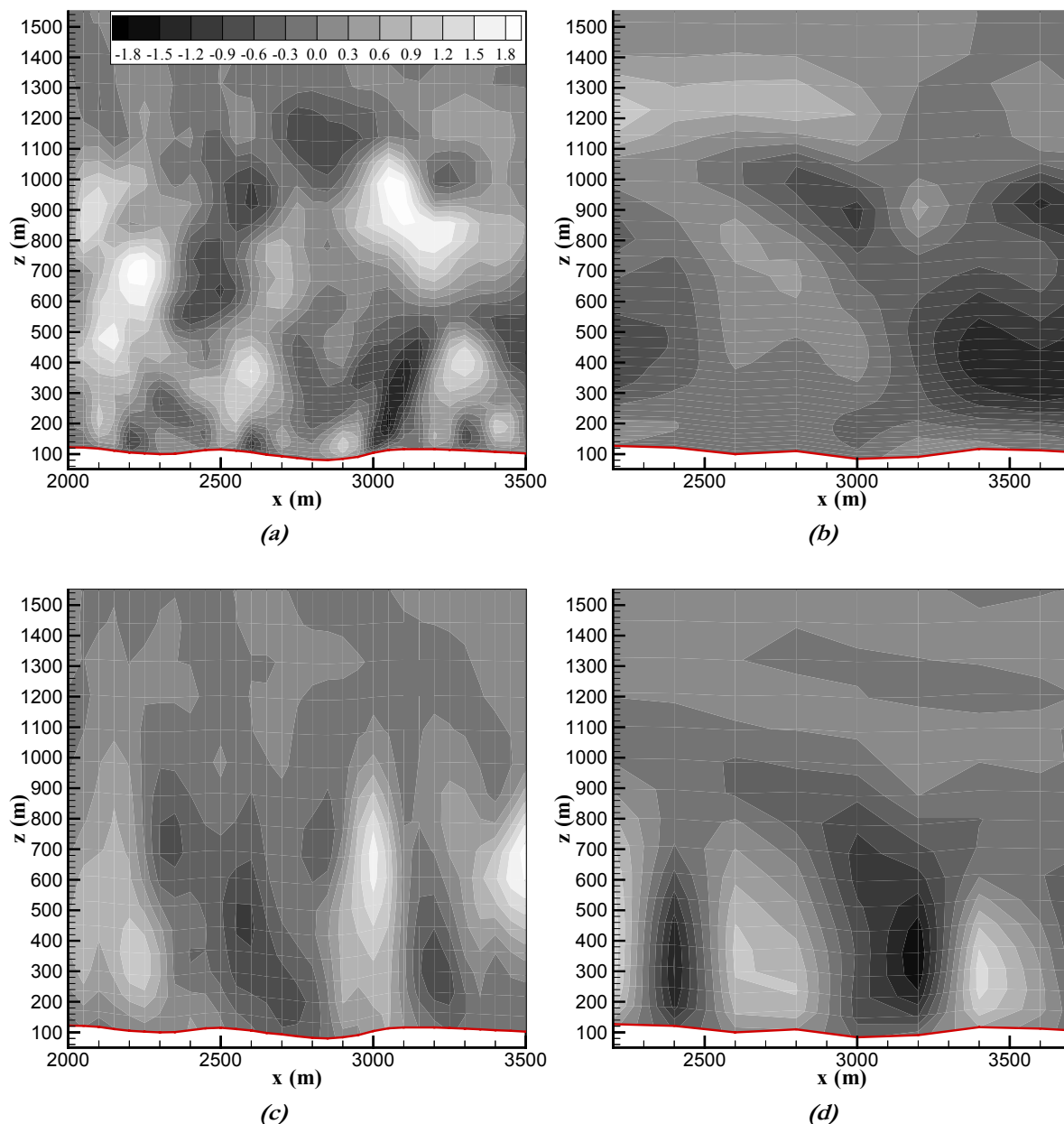


Figure C-5. Vue partielle en coupe verticale à  $y = 2250$  m des isocontours de vitesse de vent dans le cas neutre pour (a) le maillage 50/10, (b) le maillage 200/10, (c) le maillage 50/50, (d) le maillage 200/50

### C.3 Conclusion sur l'étude de sensibilité

Le tableau 5-5 présente les pas de temps utilisés pour chaque configuration, ainsi que le temps d'intégration atteint, le temps de calcul pour une heure d'intégration et le temps de calcul pour une heure d'intégration rapporté au nombre de points des maillages. Les simulations basées sur le maillage fin 50/10 s'avèrent lourdes pour deux raisons : un nombre de points élevé, plus de 400000, et des pas de temps limités par le pas d'espace minimum du maillage – selon la verticale, en l'occurrence. Cette dernière contrainte explique le coût important en temps CPU par point dans la configuration 200/10. Cependant, la configuration 200/10 s'avère quand-même moins coûteuse globalement que la configuration 50/50 et les résultats obtenus dans la configuration

200/10 sur le champ de vitesse horizontale dans le cas neutre et sur le champ moyen de vitesse verticale dans le cas convectif semblent plus adaptés à l'objectif visé de simuler correctement les tendances moyennes de l'écoulement sur topographie complexe pour fournir un champ de grande échelle aux frontières des domaines emboîtés. En effet, il apparaît que la réponse du modèle aux caractéristiques topographiques principales de la région est d'autant mieux transcrite que les premiers rangs de points de discrétisation sont proches du sol, car c'est dans les premières dizaines de mètres que les effets topographiques sont les plus intenses. Ainsi, une hauteur minimale de maille de 50 m semble insuffisante quel que soit le raffinement horizontal. Cette conclusion appuie notre choix d'utiliser des grilles ayant toutes la même résolution verticale. Enfin, notre objectif étant de réaliser des simulations pour lesquelles le transfert d'information est à sens unique du domaine de base vers le domaine emboîté, il est important que la solution soit de suffisamment bonne qualité dans le domaine de base, ce qui nous impose de raffiner suffisamment le maillage du domaine de base dans le bas de la couche limite.

	$\Delta t$ (s)	$\Delta \tau$ (s)	Temps de simulation (s)	Temps CPU/heure simulée (h)	/heure /point (s)
<b>Maillage 50/10</b>	<i>neutre</i>	0.2	7200	70	0.6
	<i>convectif</i>	0.2	3600	72	0.6
<b>Maillage 200/10</b>	<i>neutre</i>	0.1	10800	16	1.5
	<i>convectif</i>	0.1	3600	16	1.5
<b>Maillage 50/50</b>	<i>neutre</i>	1	7200	20	0.3
	<i>convectif</i>	1	3600	20	0.3
<b>Maillage 200/50</b>	<i>neutre</i>	1	10800	0.7	0.12
	<i>convectif</i>	1	3600	0.7	0.12

Tableau C-5. Pas de temps et temps de simulation pour chaque configuration (sur un ordinateur SGI Origin200)