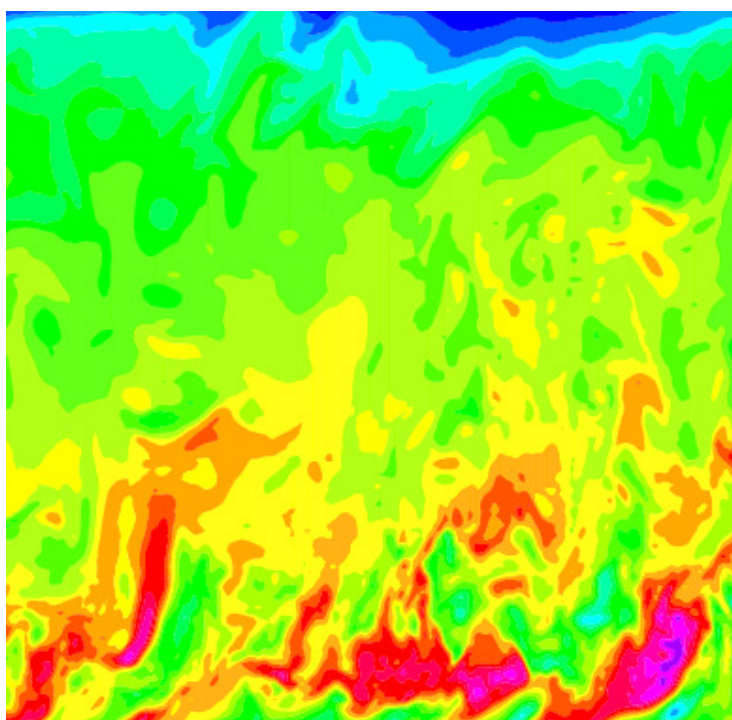


Modélisation de la couche limite neutre aux résolutions hectométriques



*Projet de modélisation
réalisé au Centre National de Recherche Météorologique
sous la direction de Rachel Honnert et Yves Bouteloup*

Remerciements

Nous tenons tout d'abord à remercier nos encadrants, Rachel Honnert et Yves Bouteloup, de nous avoir proposé un sujet passionnant sur la turbulence. Nous les remercions notamment pour le temps qu'ils nous ont consacré, leur disponibilité, leur encadrement irréprochable, leurs connaissances et leur contribution durant notre stage.

Nous tenons également à remercier Antoine Verrelle pour nous avoir fourni sa méthode de calcul des moyennes gaussiennes, Didier Ricard qui nous a apporté de nombreuses informations sur les spectres d'énergie cinétique, Jeanine Payart et Christine Lac pour leur aide précieuse à la compréhension du fonctionnement de Meso-NH.

Nous remercions aussi toute l'équipe du GMAP et du CNRM de nous avoir accueilli à bras ouverts, et de nous avoir permis de nous intégrer facilement.

Merci enfin à Coralie, Marie et Alexis, ainsi qu'à Charles, d'avoir partagé le bureau avec nous pour la durée du stage.

Résumé

La turbulence est actuellement bien représentée dans les modèles numériques de Météo-France pour des résolutions horizontales de l'ordre du mètre, où la turbulence est majoritairement résolue, ou pour des résolutions horizontales de méso-échelle, où la turbulence est entièrement paramétrée. En revanche, il est nécessaire d'étudier l'échelle intermédiaire appelée zone grise, où la turbulence n'est ni majoritairement résolue, ni totalement paramétrée, afin de mieux la connaître et la simuler avec les modèles. Des études ont été réalisées par ailleurs sur une couche limite convective. Notre travail, quant à lui, propose d'évaluer cette zone grise dans une couche limite neutre où la turbulence est uniquement d'origine dynamique.

Nous avons tout d'abord réalisé une simulation LES (Large Eddy Simulation) avec une résolution horizontale de 6,25 m, représentant correctement la couche limite neutre. Elle constitue notre situation de référence. Nous avons ensuite réalisé plusieurs jeux de simulations avec des résolutions horizontales variant de 12,5 m à 3200 m, pour différentes configurations du schéma de turbulence. Toutes ces simulations ont été réalisées avec le modèle de recherche Meso-NH. La comparaison de ces simulations avec la référence permet de calculer les parts résolue et sous-maille de la turbulence en fonction de la résolution.

Nos résultats montrent que la zone grise de la couche limite neutre se situe entre 25 m et 800 m. Le schéma Bougeault-Lacarrère unidimensionnel, actuellement utilisé dans le modèle opérationnel AROME, n'est pas adapté pour la zone grise. Le schéma Deardorff tridimensionnel est lui plus adapté, car il modélise les mouvements turbulents horizontaux qui existent à ces échelles. Il ne permet cependant pas la prise en compte de l'anisotropie de la turbulence dans la zone grise.

L'augmentation constante des moyens de calcul numérique permettra d'augmenter la résolution d'AROME dans les prochaines années. En 2014, sa résolution horizontale passera à 1,3 km. Il n'entrera pas encore dans la zone grise de la turbulence dynamique, mais les évolutions futures nécessiteront de changer son schéma de turbulence.

Table des matières

Introduction	9
1 Contexte et problématique	11
1.1 Contexte	11
1.2 Problématique	13
1.3 Objectifs du stage	13
2 Méthode	15
2.1 Moyens de calcul	15
2.2 Paramétrisation de la turbulence	16
2.3 Simulation de référence	17
2.4 Organisation des simulations réalisées	20
3 Résultats	21
3.1 Caractéristiques de la LES	21
3.2 Caractérisation de la zone grise	23
3.3 Défauts du modèle	31
Conclusion et Perspectives	41
Annexes	43
Bibliographie	54
Table des figures	57

Introduction

La turbulence atmosphérique, principalement présente dans les basses couches de l'atmosphère, est constituée de tourbillons de tailles généralement inférieures à 2 km. Jusqu'à présent, les mailles des modèles opérationnels à Météo-France ont des tailles supérieures à ce seuil et la turbulence est donc prise en compte comme un phénomène sous-maille uniquement. Cependant, le renforcement actuel des moyens de calcul permet une augmentation de la résolution des modèles. En particulier, la résolution horizontale du modèle AROME (Applications de la Recherche à l'Opérationnel à Mésos-Echelle), qui est aujourd'hui de 2,5 km, va passer à 1,3 km au cours de l'année 2014. Par conséquent, les modèles devront sans doute résoudre les tourbillons turbulents de grande taille. Cela signifie qu'ils seront calculés explicitement par le modèle, à l'échelle de plusieurs mailles, de la même manière que les phénomènes de plus grande échelle, tels que la convection. Cette évolution est fondamentale et nécessite de modifier les schémas de turbulence des modèles.

Le travail présent s'inscrit dans cette démarche d'amélioration des paramétrisations, devant bénéficier notamment aux modèles opérationnels. En effet, la turbulence est très efficace pour mélanger le premier kilomètre de la troposphère et il est donc impératif de modéliser correctement son impact sur les variables thermodynamiques, pour une bonne prévision. Les paramétrisations actuelles sont adaptées pour les calculs avec des mailles plus grandes que les tourbillons turbulents. Elles permettent également de résoudre la turbulence pour des mailles plus petites que la plupart des tourbillons. En revanche, les modèles opérationnels sont encore incapables de simuler correctement les échelles intermédiaires. Cette gamme est appelée zone grise de la turbulence.

Les questions qui se posent actuellement sont notamment :

- Quelles sont les limites exactes de la zone grise de la turbulence ?
- Comment évolue la répartition entre les parts sous-maille et résolue de la turbulence, en fonction de la taille des mailles du modèle ?
- Quels sont les défauts des modèles contemporains et comment les améliorer pour mieux prendre en compte la turbulence atmosphérique ?

Ce rapport présente la réponse à ces questions dans le cas d'une couche limite neutre. Dans un premier temps, le contexte de l'étude est présenté, suivi de la méthode permettant de résoudre ce problème scientifique. Dans un second temps, les résultats des simulations réalisées sont exposées, ainsi que des propositions d'améliorations des paramétrisations.

Chapitre 1

Contexte et problématique

1.1 Contexte

1.1.1 De nouveaux moyens de calcul pour de meilleures résolutions

Les moyens de calcul numérique mis à la disposition des modèles météorologiques croissent rapidement. En particulier, le nouveau calculateur assemblé par Bull, mis en service mi 2013, permet d'augmenter très nettement les moyens disponibles pour les modèles de Météo-France. Ces performances accrues permettent d'augmenter la résolution des modèles. À titre d'exemple, le modèle opérationnel non-hydrostatique AROME France verra sa résolution passer de 2,5 km à 1,3 km en 2014.

1.1.2 Résolution de la turbulence

Les phénomènes atmosphériques ont des échelles spatiales allant du millimètre à la taille de la planète (Orlanski (1975)). Les ondes quasi-stationnaires de Rossby par exemple, générées par les grands reliefs (Rocheuses, Himalaya, etc.), sont d'échelle planétaire. La turbulence se produit quant à elle aux plus petites échelles, du millimètre à quelques centaines de mètres (échelle micro-aérolologique).

Pour une prise en compte optimale des plus petits phénomènes, des modélisations sont réalisées aux échelles fines. Elle peuvent être rangées en deux classes principales :

- Les simulations à méso-échelle (ou aux échelles plus grandes) pour lesquelles les résolutions horizontales sont de l'ordre de quelques kilomètres. À cette échelle, les tourbillons turbulents sont généralement plus petits que les mailles.
- Les simulations aux grands tourbillons ou Large Eddy Simulation (LES) sur des domaines plus petits, avec des mailles de tailles caractéristiques comprises entre quelques mètres et quelques dizaines de mètres. À ces échelles, les tourbillons sont majoritairement plus grands que la taille de la maille.

Dans le premier cas, la turbulence est entièrement sous-maille et donc paramétrée, dans le second, elle est très majoritairement résolue par le modèle (la part sous-maille est négligeable). Entre les deux, dans la gamme de résolution appelée *zone grise*, la turbulence présente une part résolue et une part sous-maille (sans que l'une des deux ne soit négligeable). À titre

d'illustration, cette zone grise se situe typiquement entre 100 m et 2 km (Honnert *et al.* (2011)). D'ici peu, avec l'augmentation des moyens de calcul, la résolution des modèles opérationnels va entrer dans cette gamme de résolution. De ce fait, les configurations retenues pour ces échelles nécessitent d'être vérifiées et améliorées.

1.1.3 Notions relatives à la couche limite

En mécanique des fluides, la couche limite est la partie d'un écoulement, située à proximité d'une paroi, dans laquelle les forces de viscosité sont au moins du même ordre de grandeur que les forces d'Euler (advection, pression) (De Moor (2006)).

Par analogie, la Couche Limite Atmosphérique (CLA), dont les premières dizaines de mètres constituent la Couche Limite de Surface (CLS), est la région de l'atmosphère qui est directement influencée par le sol et répond à ses forçages en une heure ou moins (Stull (1988)). Elle se développe dans un espace situé entre la surface terrestre et l'atmosphère libre, située au-dessus. La hauteur de la couche limite dépend fortement des caractéristiques de la surface terrestre (rugosité liée à la présence *d'éléments rugueux* : relief, forêts, villes, vagues, etc., humidité du sol, propriétés radiatives, etc.). Celles-ci déterminent en effet l'intensité des échanges d'énergie (chaleur latente, chaleur sensible, quantité de mouvement) avec la CLS puis la CLA et modifient leurs caractéristiques.

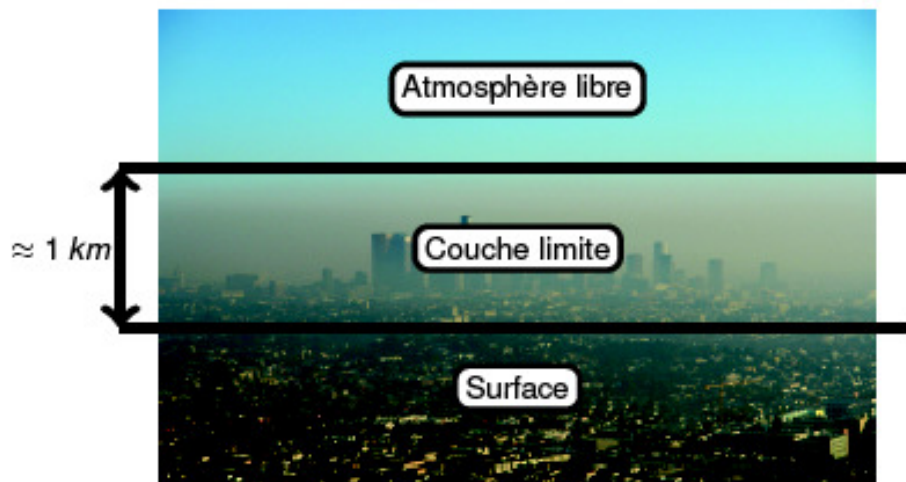


FIGURE 1.1. Illustration de la CLA (Mexico 2001)

La couche limite connaît trois états types définis par la valeur du flux de chaleur en surface. La couche limite instable ou convective se développe lorsque les flux de chaleur sont positifs alors que la couche limite stable apparaît lorsqu'ils sont négatifs. La couche limite neutre, quant à elle, se développe lorsque les flux de chaleur sont nuls.

La couche limite se définit par l'omniprésence de la turbulence. Cette turbulence joue un rôle essentiel dans les échanges. Elle est d'origine thermique ou dynamique : la production thermique résulte d'un différentiel vertical (positif ou négatif) de température (spécifique aux

couches stables ou convectives). La production dynamique résulte d'un cisaillement du vent. Elle est d'autant plus présente que les surfaces sont rugueuses : forêts, reliefs, etc. Elle se trouve dans tous les types de couches limites, mais dans les cas stables et instables, elle s'ajoute à la production thermique (cette dernière pouvant être positive ou négative), alors que dans le cas neutre elle est seule source de turbulence.

La couche limite neutre est donc le laboratoire privilégié de l'étude de la turbulence dynamique. Le cas purement neutre est certes rare dans la nature, en revanche le passage d'un état stable à un état instable, situation couramment observée (thème d'étude de la campagne de mesure BLLAST - Lothon and Lenschow (2010)), implique une transition par un état quasi-neutre. De même, la couche limite sous stratocumulus marin est également quasi-neutre. L'étude du cas neutre est donc fondamentale et malgré les progrès récents, la nature précise de la turbulence dans ce cas est encore bien mal comprise (Drobinski *et al.* (2007)). La couche limite neutre est en effet plus complexe à représenter par les LES que la couche limite convective, car les tourbillons y sont plus petits (Drobinski *et al.* (2007)).

1.2 Problématique

La résolution des modèles passe en-dessous de 2km. Ils risquent ainsi de se trouver dans la zone grise de la turbulence. Des travaux ont déjà été réalisés sur les couches limites convectives, dans laquelle la turbulence est principalement d'origine thermique (Honnert *et al.* (2011)). Il convient désormais de s'interroger sur la prise en compte de la production dynamique de turbulence.

1.3 Objectifs du stage

Ce stage vise trois objectifs :

1. Déterminer les caractéristiques de la zone grise de la turbulence d'origine dynamique.
2. Quantifier l'erreur-modèle pour toutes les paramétrisations étudiées.
3. Définir des pistes d'amélioration de la paramétrisation.

Chapitre 2

Méthode

En vue de déterminer la zone grise de la turbulence d'origine dynamique, une situation de référence est définie pour représenter correctement la réalité dans un cas de couche limite neutre. Cette simulation est caractérisée par de fortes résolutions horizontales et verticale. Pour obtenir la part résolue de référence, des moyennes issues de la littérature sont testées. Afin de connaître les caractéristiques de la zone grise, l'énergie cinétique turbulente et la production dynamique de référence sont alors calculées. Des simulations à neuf résolutions différentes, en utilisant chaque fois quatre paramétrisations, sont ensuite réalisées, afin de confronter les paramétrisations entre elles et d'estimer les erreurs du modèle aux différentes résolutions et configurations. À partir des résultats obtenus, il est possible de proposer des pistes d'améliorations et d'orienter les choix, pour mieux configurer les modèles utilisés dans la zone grise. Ce travail est réalisé avec Meso-NH, modèle de recherche développé conjointement par le laboratoire d'aérodynamique et le CNRM-GAME.

2.1 Moyens de calcul

L'ensemble du travail a été mené avec le modèle atmosphérique de recherche Meso-NH (Lafore *et al.* (1998)). Il s'agit d'un modèle atmosphérique à méso-échelle simulant une large gamme d'échelles, de quelques mètres à plusieurs centaines de kilomètres. Visant à simuler des phénomènes d'échelle inférieure à 10 km, il se doit d'être non-hydrostatique. Le modèle utilise l'hypothèse anélastique. Il peut être utilisé avec plusieurs paramétrisations physiques, adaptées à la résolution choisie, dans des cas réels ou théoriques.

Les simulations ont été réalisées sur le nouveau super-calculateur (Bull) de Météo-France. Son usage étant encore très récent, des centaines d'essais ont été nécessaires pour trouver les configurations adéquates au bon déroulement des calculs. Ce travail pourra être utile aux futurs utilisateurs de cette machine. Chaque *run* ne pouvant tourner pendant plus de 10 heures consécutives, il a été nécessaire de les segmenter. Ils ont été découpés en cinq (ou vingt selon les ressources nécessaires aux calculs), soit une sortie par heure (ou par quart d'heure) de simulation (cf. annexe 2).

2.2 Paramétrisation de la turbulence

2.2.1 Schéma de turbulence

Pour un paramètre quelconque a , \bar{a} désigne la moyenne et a' l'écart à cette moyenne ($a' = a - \bar{a}$). La moyenne du produit des perturbations de vent zonal (u) et de vitesse verticale (w), $\overline{u'w'}$ désigne ainsi le flux turbulent moyen de quantité de mouvement sur les axes correspondants.

Le schéma de turbulence est la partie du modèle regroupant les équations qui permettent le calcul des flux turbulents moyens et des variances : $\overline{u'_i u'_j}$, $\overline{u'_i \theta'}$, $\overline{u'_i q'}$, $\overline{\theta'^2}$, $\overline{\theta' q'}$ et $\overline{q'^2}$ (où u'_i est l'écart à la vitesse moyenne dans la direction i , θ' est l'écart à la température potentielle moyenne et q' l'écart à l'humidité moyenne). Une équation permet également de calculer l'évolution de l'énergie cinétique turbulente $\bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$, appelée également TKE (Turbulent Kinetic Energy) :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{u_i} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_i} - \frac{\partial (\overline{u'_i e'} + \overline{u'_i p'})}{\partial x_i}}_{\text{Transport}} \underbrace{- \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}}_{\text{Production Dynamique}} + \underbrace{\beta \overline{w' \theta'}}_{\text{Production Thermique}} \underbrace{- \nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j}}_{\text{Dissipation}}$$

2.2.2 Configurations 1D/3D

Préalable : La turbulence d'origine thermique est principalement verticale (1D). La turbulence d'origine dynamique se produit en revanche dans toutes les directions (3D).

Les configurations 1D ou 3D portent sur la redistribution des paramètres sous-maille entre mailles voisines dans le modèle :

- Dans le cas 1D, les échanges sous-maille entre les mailles ne s'effectuent que verticalement. Les transports horizontaux de ces paramètres sont négligeables. Les paramètres sous-maille dans chaque maille ne sont donc influencés que par les paramètres des mailles situées au-dessus et au-dessous. Cela revient à faire une hypothèse d'homogénéité horizontale ;
- Dans le cas 3D, ces transports se font dans toutes les directions et les paramètres sous-maille sont dépendants de toutes les mailles voisines.

Selon les simulations réalisées, il peut être choisi d'activer l'une ou l'autre configuration dans le schéma de turbulence de Meso-NH.

Dans le cas neutre, la turbulence étant d'origine dynamique, elle se produit dans toutes les directions. C'est donc la configuration 3D qui semble la plus appropriée au premier abord. Néanmoins, à méso-échelle il est possible que le schéma de turbulence 3D produise une turbulence sous-maille trop importante. Il convient donc de s'interroger sur le choix de configuration 1D ou 3D dans la zone grise. Les simulations présentées ensuite doivent apporter des éléments de réponse.

2.2.3 Longueur de mélange

La longueur de mélange est une longueur permettant de caractériser la taille des tourbillons sous-maille les plus grands (du même ordre de grandeur que la taille des mailles pour les LES, de l'ordre de la hauteur de couche limite pour les simulations à méso-échelle). Elle impacte directement les flux turbulents dans le schéma de turbulence (par exemple, $\overline{w'u'} = -a_u L \bar{\epsilon}^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$, avec a_u une constante à déterminer empiriquement et L la longueur de mélange). Nous nous intéressons aux plus grands tourbillons, car ce sont les plus énergétiques. Deux longueurs de mélange ont été testées pour les simulations : la longueur de Deardorff (DE) et la longueur de Bougeault-Lacarrère (BL).

La longueur de Deardorff d'un schéma 3D (DE 3D) est $(d_{xx}d_{yy}d_{zz})^{1/3}$ (où d_{xx} , d_{yy} , d_{zz} sont les dimensions des mailles dans chacune des directions) (Deardorff (1972)). Dans nos simulations, aux fortes résolutions (d_{xx} , d_{yy} et d_{zz} sont du même ordre), cette longueur est donc sensiblement égale à la taille des mailles. Aux faibles résolutions ($d_{xx} = d_{yy} \gg d_{zz}$) elle est d'environ $d_{xx}^{2/3}$. Deardorff en 3D semble donc adaptée à toutes les résolutions. Elle est plafonnée à la valeur $0,5^{-1,5}z$ (z est la hauteur à partir du sol ; la valeur $0,5^{-1,5}$ a été déterminée empiriquement), ce qui limite la taille des tourbillons à proximité du sol.

La longueur de Deardorff en 1D (DE 1D) est la hauteur de la maille (d_{zz}). Elle ne dépend donc pas de la résolution horizontale. Elle est semblable à la longueur DE 3D aux fortes résolutions, pour nos simulations (d_{xx} , d_{yy} et d_{zz} sont du même ordre). En revanche, aux faibles résolutions horizontales, pour lesquelles elle devrait être du même ordre que la hauteur de la couche limite, elle risque d'être trop faible ($d_{zz} \ll$ hauteur de la couche limite). Elle est également plafonnée à la valeur $0,5^{-1,5}z$ et vaut donc $0,5^{-1,5}z$ à proximité du sol, puis la hauteur de la maille au-dessus.

La longueur de Bougeault-Lacarrère vaut $(\frac{l_{up}^{(-2/3)} + l_{down}^{(-2/3)}}{2})^{(-3/2)}$ (Bougeault and Lacarrère (1989)). l_{up} (respectivement l_{down}) est la hauteur maximale que peut parcourir une particule d'air vers le haut (respectivement vers le bas - sans descendre plus bas que le sol), jusqu'à transformation de toute son énergie cinétique turbulente en énergie interne. Dans le cas de la couche limite neutre, elle est du même ordre de grandeur que la hauteur de la couche limite. Elle est donc adaptée aux faibles résolutions horizontales pour représenter les plus grands tourbillons, mais pas aux fortes résolutions.

2.3 Simulation de référence

La référence est une simulation LES avec une résolution de 6,25 m (Drobinski *et al.* (2007)), dans un cas idéal (terrain plat et caractéristiques constantes). Le schéma de turbulence tourne avec une longueur de mélange de Deardorff sur trois dimensions. Une grande partie des tourbillons est résolue par le modèle. Ce cas constitue une référence car avec une telle résolution, la part de turbulence restant sous-maille est très faible. De plus, à cette résolution, la turbulence peut être considérée comme homogène et isotrope (Deardorff (1970)) conformément à la théorie de Kolmogorov (1942) (cf. partie 3.3.4).

Le cas présenté, s'il est théorique, vise tout de même à se rapprocher des valeurs présentes dans la nature. Pour cela, nous utilisons les données de la campagne de mesure CASES-99 réalisée dans les grandes plaines américaines, présentée notamment dans Drobinski *et al.* (2007).

Le calcul de cette situation (et celui des situations présentées ensuite) a constitué une part non négligeable du travail réalisé.

2.3.1 Domaine d'étude

Le domaine d'étude est carré horizontalement, avec un côté de 3,2 km avec une résolution de 6,25 m pour la LES. En hauteur, le domaine mesure 1,5 km, avec une résolution verticale de 6 m (constante pour toute l'étude). Cette résolution verticale permet d'avoir une maille quasiment cubique dans la simulation de référence et donc une longueur de mélange comparable à chacune des dimensions de la grille Drobinski *et al.* (2007).

Le domaine d'étude est cyclique horizontalement. C'est à dire que la valeur de forçage à une extrémité du domaine correspond à la valeur calculée à l'autre bout du domaine.

Au sommet du domaine, le gradient thermique imposé au départ de l'expérience est suffisamment important pour éviter la propagation de la turbulence vers le haut et limiter la taille des tourbillons. Enfin, le sommet du domaine absorbe les ondes d'inertie-gravité qui apparaissent notamment au début des calculs et ne sont pas nécessairement réalistes.

2.3.2 Humidité

La vapeur d'eau (non condensable) impacte la turbulence en modifiant la flottabilité (Dear-dorff (1970)). Une particule d'air humide a une flottabilité plus importante qu'une particule sèche. L'impact de l'humidité est non négligeable. En effet le flux de flottabilité vaut $\overline{w'\theta'} + 0,608\theta_0\overline{w'q'}$. Les flux de chaleur sensible $\rho C_p\overline{w'\theta'}$ et latent $\rho L\overline{w'q'}$ étant couramment du même ordre de grandeur sur une surface pas trop sèche, $\overline{w'q'}$ est du même ordre de grandeur que $\frac{C_p}{L}\overline{w'\theta'}$ et alors $0,608 \times \theta_0\overline{w'q'}$ est du même ordre que $0,608 \times \theta_0 \frac{C_p}{L}\overline{w'\theta'} = \frac{300 \times 0,608 \times 1000}{2,510^6}\overline{w'\theta'}$, soit $0,07 \times \overline{w'\theta'}$. Ainsi l'humidité apporterait une correction de l'ordre de 7 %. Néanmoins, dans certains cas et en particulier, sur les surfaces maritimes, cette correction peut atteindre plus de 70 % (De Moor (2006)).

Par ailleurs, dans le cas où l'air arrive à saturation, la condensation qui se produit localement peut avoir un impact important grâce à la libération de chaleur latente.

Dans les simulations présentées ici, l'air est totalement sec, de sorte que la production de turbulence est dynamique uniquement. C'est à dire que le flux de flottabilité est nul.

2.3.3 Etat initial

À l'état initial, le module de vent moyen est de 10 m.s^{-1} à tous les niveaux. Celui-ci est orienté selon l'axe Ox ($\bar{u} = 10 \text{ m.s}^{-1}, \bar{v} = 0 \text{ m.s}^{-1}, \bar{w} = 0 \text{ m.s}^{-1}$); Un bruit blanc est appliqué au vent, avec un maximum à deux mètres, afin d'assurer une hétérogénéité au début des simulations (cf. fig. 2.1).

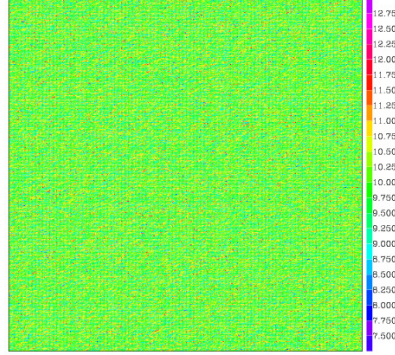


FIGURE 2.1. Représentation du bruit blanc en vent zonal (m.s^{-1})

Les simulations sont initialisées avec une température potentielle constante entre le sol situé à z_0 et le haut de la couche limite situé à z_{CL} . Entre z_{CL} et z_f (z_f étant l'altitude du haut du domaine d'étude), la température potentielle augmente linéairement avec l'altitude, afin d'avoir une destruction de la turbulence au-dessus du sommet de la couche limite (cf. fig. 2.2).

Nous prenons $z_0 = 0 \text{ m}$, $z_{CL} = 750 \text{ m}$ (Drobinski *et al.* (2007)) et $z_f = 1500 \text{ m}$ (Le gradient positif de température a été appliqué sur 750 m afin d'être sûr de tuer la turbulence au-dessus de la couche limite). Vu les configurations choisies, θ_0 vaut 293.15 K , θ_{CL} vaut 293.15 K et θ_f vaut 295.69 K (cf. annexe 1).

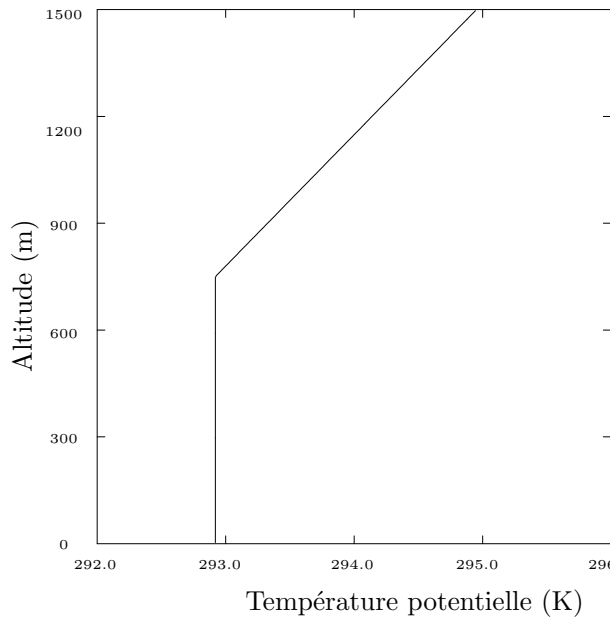


FIGURE 2.2. Profil vertical de température potentielle au début de la simulation

2.3.4 Forçages au sol

Dans le cas étudié, de façon à annuler le flux de flottabilité, les flux de chaleur et d'humidité en surface sont nuls. La longueur de rugosité du site est de 0,1 m et la vitesse de frottement est de $0,42 \text{ m.s}^{-1}$, en accord avec Drobinski *et al.* (2007).

2.4 Organisation des simulations réalisées

Trente-sept simulations de 5 h, avec une résolution verticale fixe de 6 m, ont été réalisées, dont :

- un cas de référence avec une résolution horizontale à 6,25 m ;
- trente-six cas avec neuf résolutions horizontales (valant 12,5, 25, 50, 100, 200, 400, 800, 1600 et 3200 m, soit $6,25 \times 2^i$ avec i variant de 1 à 9), avec chacune des deux longueurs de mélange présentées précédemment et dans les cas 1D et 3D.

La durée de simulation est de 5 h, afin d'assurer que le modèle atteigne un équilibre et d'avoir dépassé la phase de spin up¹.

1. Le Spin up est la phase nécessaire au modèle pour atteindre son équilibre.

Chapitre 3

Résultats

3.1 Caractéristiques de la LES

3.1.1 Stabilité

L'évolution du profil de température potentielle de la simulation de référence montre la couche limite reste neutre tout au long de la simulation (cf. fig. 3.1).

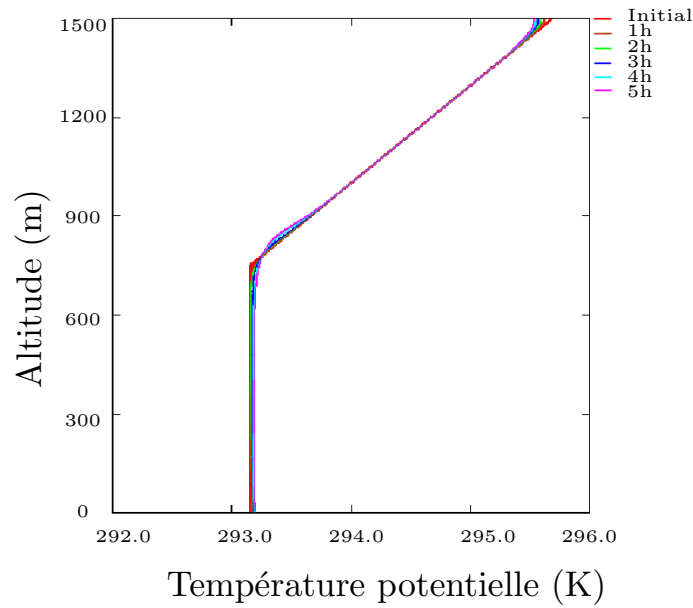


FIGURE 3.1. Évolution de la température potentielle de la LES

Il apparaît que le profil présente initialement une rupture nette au sommet de la couche limite (conditions initiales), qui se lisse ensuite, du fait de la turbulence. De plus, l'altitude du sommet de la couche limite augmente faiblement au cours de la simulation. Il en va de même pour toutes les autres simulations.

3.1.2 Profils de vent

Le profil de vent initial est uniforme et tend ensuite vers un profil logarithmique dans la couche limite de surface, qui se développe du fait des frottements au sol (cf. fig. 3.2).

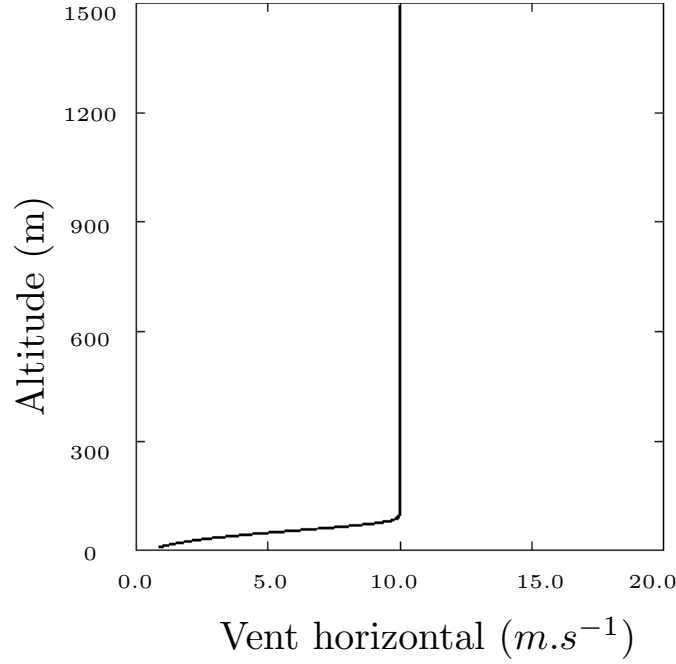


FIGURE 3.2. Profil du module du vent horizontal de la LES en fonction de l'altitude à 5 h

L'ensemble des caractéristiques énoncées ci-dessus conduit à confirmer l'opportunité d'utiliser la simulation LES comme référence, puisqu'elle représente correctement une couche limite neutre, même après 5 heures de simulation.

3.1.3 Flux de surface

Comme attendu, les flux de chaleur et d'humidité en surface sont nuls tout au long de la simulation. Nous avons alors la certitude que la turbulence est issue uniquement du cisaillement de vent.

3.1.4 Énergie cinétique turbulente totale

L'évolution du profil de la TKE de la simulation de référence montre une forte production dynamique proche du sol au bout d'une heure (cf. fig. 3.3), en lien avec l'apparition d'un fort cisaillement de vent (cf. fig. 3.2). Puis la production se met en équilibre avec les termes de transport.

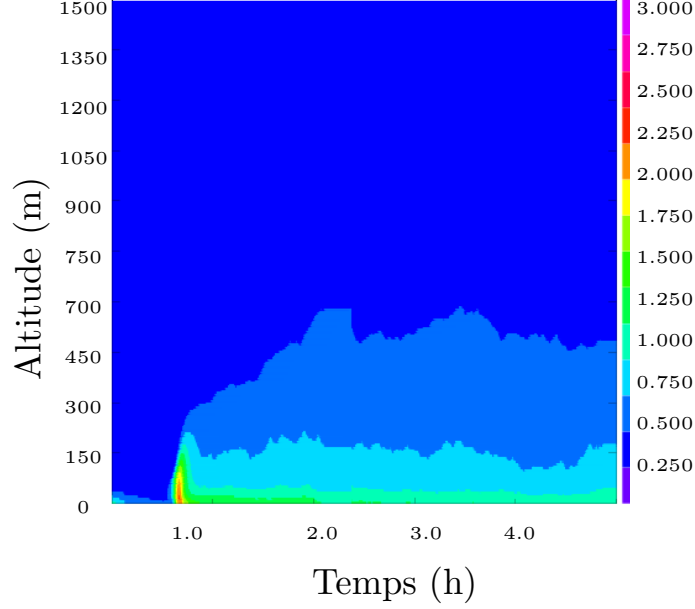


FIGURE 3.3. Profil temporel de TKE ($m^2.s^{-2}$) de la LES

Cette TKE se propage sur toute l'épaisseur de la couche limite, via les termes de transport de l'équation d'évolution de la TKE (cf. 2.2.1). A noter que, durant la première heure, la production dynamique est très faible, le temps que le modèle trouve son équilibre. La turbulence est majoritairement résolue et se développe bien jusqu'au sommet de la couche limite, où elle est bloquée par le gradient positif de température.

3.2 Caractérisation de la zone grise

3.2.1 Calcul des moyennes

Les champs issus de la simulation à 6,25 m sont moyennés horizontalement afin d'obtenir des résultats de référence aux différentes résolutions. Plusieurs types de moyennes sont appliqués de façon à s'approcher d'un champ résolu vrai aux échelles hectométriques. Par définition, ce champ est obtenu par la moyenne de Reynolds, qui répond à trois axiomes (linéarité, commutativité avec la dérivation et l'intégration, idempotence élargie). Une telle moyenne n'existe pas. Nous cherchons à nous en approcher.

Moyenne par blocs

La moyenne par blocs consiste à regrouper les mailles en carrés de $(2^i)^2$ mailles initiales, avec i variant de 1 à 9 et à appliquer la moyenne arithmétique aux paramètres souhaités sur chaque maille (Honnert *et al.* (2011)).

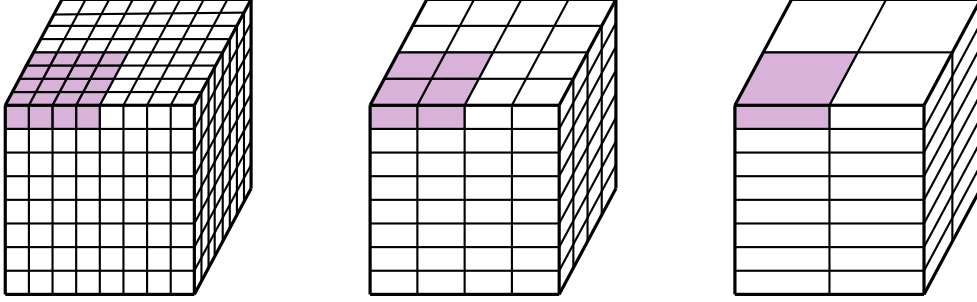


FIGURE 3.4. Illustration des moyennes par blocs du champ LES sur l'horizontal (Honnert *et al.* (2011))

Cette méthode de moyenne est simple et permet de comparer aisément les champs moyennés aux champs issus des simulations aux résolutions plus faibles, car leurs grilles sont identiques. Néanmoins, par rapport aux moyennes présentées ci-dessous, elle conduit à une perte d'information sur la forme des structures turbulentes.

Moyenne glissante

La moyenne glissante consiste à calculer pour chaque maille, la moyenne arithmétique sur un domaine regroupant cette maille et les mailles voisines (selon la résolution, le domaine pris en compte varie des mailles directement voisines à l'ensemble du domaine d'étude). La valeur moyennée sur n mailles du champ a au point k est : $\bar{a}_k = \frac{1}{2n+1} \sum_{i=-n}^n a_{k+i}$. Elle est utilisée dans Cheng *et al.* (2010). Cette moyenne permet de produire des champs plus lissés que la moyenne par blocs. Néanmoins elle ne respecte pas non plus les axiomes de Reynolds (Cheng *et al.* (2010)) et elle ne permet pas de conserver les flux sur l'ensemble du domaine.

Moyenne gaussienne

La moyenne gaussienne est une moyenne glissante, mais qui applique une gaussienne pour pondérer les valeurs des paramètres à moyenner autour du point central.

Elle est utilisée dans Moeng *et al.* (2010). Pour un point de grille donné, la moyenne gaussienne d'un paramètre c quelconque est :

$$\bar{c}(x, y) = \int \int c G(x - \eta, y - \zeta) d\eta d\zeta$$

avec G une fonction filtre gaussienne :

$$G(x - \eta, y - \zeta) = \frac{6}{\pi} \frac{1}{\Delta_f^2} \exp\left[-\frac{6[(x - \eta)^2 + (y - \zeta)^2]}{\Delta_f^2}\right]$$

avec Δ_f la taille du filtre.

La moyenne gaussienne permet de lisser un peu plus rapidement les champs que la moyenne glissante, au fur et à mesure que la maille du modèle augmente. Cette moyenne s'approche de la réalité au niveau de la forme des structures (cf. fig. 3.5).

Comparaison des moyennes

Nous avons codé ces trois types de moyennes, dans le modèle Meso-NH et nous en proposons ici une application. La figure 3.5 présente une comparaison des trois types de moyennes appliquées au champ de vent zonal issu de la LES à 200 m d'altitude. Les champs de vent méridien et de vitesse verticale sont présentés en annexe (cf. Annexe 4).

D'après ces figures, les différences dans l'intensité et la taille des structures ne sont pas déterminantes. Cependant, la moyenne par bloc conduit à une perte de la forme des structures et la moyenne gaussienne fournit des structures plus fines.

Aux petites échelles, de petites structures sont visibles. Celles-ci se lisent progressivement lorsque la résolution diminue, puis elles disparaissent à méso-échelle. Les différentes composantes du vent n'ont pas le même comportement. En effet, le champ de vent zonal montre des structures jusqu'à une résolution de 800 mètres, alors qu'elles sont visibles seulement jusqu'à 400 mètres pour le champ de vent méridien et 200 mètres pour le champ de vitesse verticale.

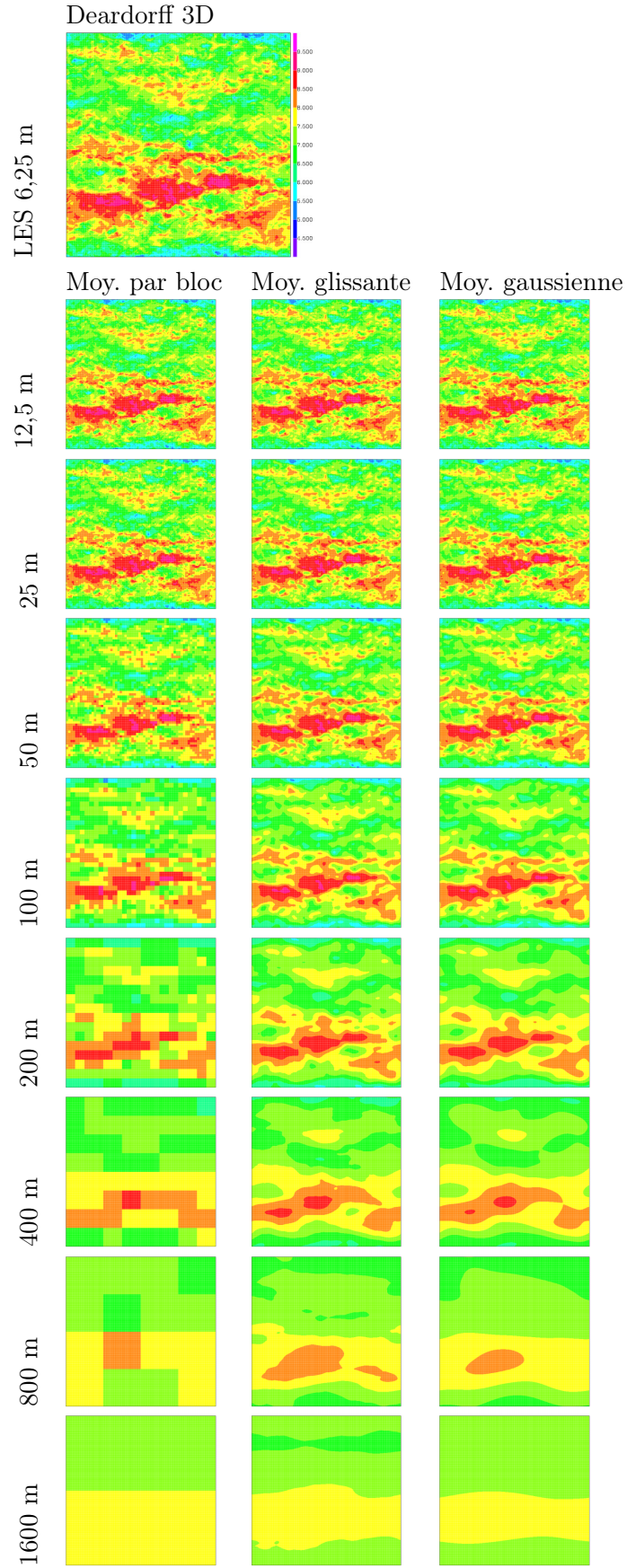


FIGURE 3.5. Comparaison des moyennes entre 12,5 et 1600 m. Exemple de coupes horizontales du vent zonal (en $m.s^{-1}$) après 5 heures de simulation, à 200 m d'altitude.

3.2.2 Partition sous-maille / résolue de l'énergie cinétique

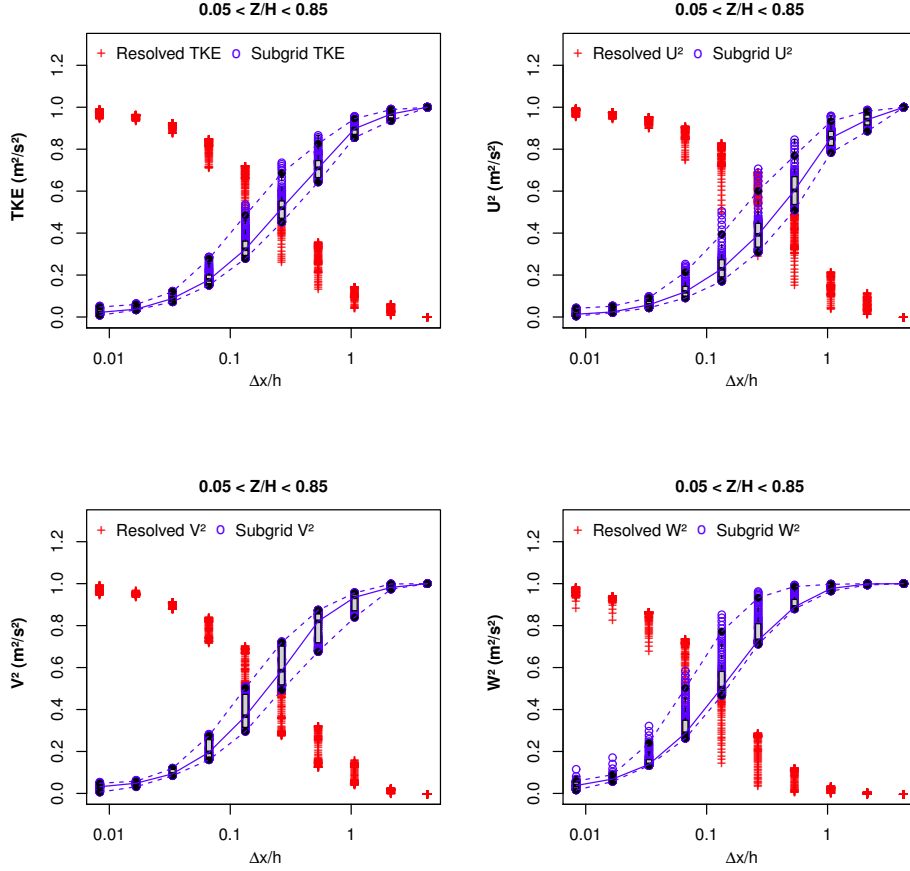


FIGURE 3.6. Parts d'énergie cinétique turbulente et de variance des vitesses, sous-maille (en bleu) et résolue (en rouge), en fonction de la résolution normalisée, entre 5 et 85 % de la hauteur de la couche limite. Données issues de la situation de référence, après 3 heures de simulation.

Le but de cette partie est de déterminer la part résolue et la part sous-maille de la turbulence en fonction de la résolution. Par analogie avec des résultats obtenus par ailleurs en couche limite convective (Honnert *et al.* (2011)), nous faisons l'hypothèse que le rapport entre la turbulence sous-maille et la turbulence totale dépend uniquement de la taille horizontale de la maille. Ainsi $\frac{TKE_{SBG}}{TKE_{TOT}} = P_{TKE_SBG}(\frac{\Delta x}{h})$ (TKE_{SBG} désigne l'énergie cinétique turbulente sous-maille, SBG signifie Subgrid, TKE_{TOT} désigne l'énergie cinétique turbulente totale). Cette fonction est appelée loi de similitude partielle. Les TKE résolue et sous-maille sont donc fonctions uniquement de $\frac{\Delta x}{h}$, la taille de la maille normalisée par la hauteur de couche limite. La figure 3.6 a été tracée grâce au calcul de la TKE à la résolution Δx (cf. annexe 3). Cette figure représente la part résolue et la part sous-maille de la turbulence et des variances du vent sous-maille, pour l'ensemble de la couche dont l'altitude est comprise entre 5 et 85 % de la hauteur de la couche limite (avec une hauteur de la couche limite h de 750 m). Les diagrammes représentés en boîtes à moustaches indiquent la variabilité des données en fonction de l'altitude.

Il a été décidé ici que la zone grise couvre les résolutions pour lesquelles, la turbulence résolue représente entre 10 et 90 % de la turbulence totale. Concernant la TKE, pour les simulations dont la résolution horizontale est forte ($\Delta x < 25m$, $\frac{\Delta x}{h} < 0,033$), la TKE est majoritairement résolue (plus de 90 %). Pour les simulations aux résolutions plus grossières ($\Delta x > 800m$, $\frac{\Delta x}{h} > 1$), la TKE est majoritairement sous-maille (plus de 90 %). Pour les résolutions comprises entre ces deux limites, la part de turbulence résolue diminue lorsque l'on s'éloigne de la LES.

Ainsi, la zone grise de la turbulence d'une couche limite neutre peut être définie comme la gamme des résolutions allant de 25 m à 800 m. Les parts de turbulence résolue et sous-maille sont à peu près égales lorsque la résolution est de 200 m ($\frac{\Delta x}{h} \approx 0,27$).

Hors de la zone grise, la variabilité des données est faible (la part de TKE résolue ne dépend pas de l'altitude). Dans la zone grise en revanche, la part de tourbillons résolus est beaucoup plus variable et les parts résolue et sous-maille présentent donc un éventail plus large. Cela peut être lié notamment à la variation de la taille des tourbillons en fonction de l'altitude. En effet, ils sont généralement plus grands au milieu de la CLA que sur ses bords supérieur et inférieur.

Afin d'étudier l'anisotropie des mouvements turbulents, il convient d'analyser les parts sous-maille et résolue des variances du vent ($\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $\overline{w'^2}$). D'une manière générale, plus la partie sous-maille est importante, plus les structures turbulentes sont petites, à une résolution donnée. Par exemple, pour la simulation à 100 m de résolution ($\frac{\Delta x}{h} \approx 0,13$), qui se situe dans la zone grise, 20% de $\overline{u'^2}$ est sous-maille alors que cette part atteint 40 % pour $\overline{v'^2}$ et même 50 % pour $\overline{w'^2}$. Ainsi, les structures du vent zonal sont relativement grandes, les structures du vent méridien sont de taille intermédiaire et les structures du vent vertical sont plus petites. Cela montre l'anisotropie de la turbulence dans la zone grise. Ce résultat est cohérent avec les coupes horizontales présentées sur les figures 3.5, 3.19 et 3.20.

3.2.3 Production dynamique de turbulence sous-maille

Dans une couche limite neutre, la turbulence est fabriquée uniquement à partir du cisaillement de vent, c'est la production dynamique (cf. équation d'évolution de la TKE, partie 2.2.1).

Contrairement à la TKE calculée dans la partie 3.2.2, seule la part sous-maille de la production dynamique nous intéresse. Pour calculer la production dynamique sous-maille, il nous faut connaître l'évolution de la production dynamique sous-maille avec la résolution. Nous cherchons donc à obtenir :

$$< \overline{(u_i - \overline{u_i}^{\Delta x})(u_j - \overline{u_j}^{\Delta x})}^{\Delta x} \frac{\partial \overline{u_i}^{\Delta x}}{\partial x_j} >$$

avec i et j compris entre 1 et 3, u_i le champ LES d'une composante du vent, $\overline{u_i}^{\Delta x}$ la valeur résolue de ce même champ à une résolution Δx et $\overline{(u_i - \overline{u_i}^{\Delta x})(u_j - \overline{u_j}^{\Delta x})}^{\Delta x}$ le flux sous-maille du vent u_j dans la direction i . Les flux $\overline{(u_i - \overline{u_i}^{\Delta x})(u_j - \overline{u_j}^{\Delta x})}^{\Delta x}$ et les gradients $\frac{\partial \overline{u_i}^{\Delta x}}{\partial x_j}$ sont calculés à part, puis sont moyennés par niveaux.

Le calcul du gradient ne présente pas de difficulté puisque $\frac{\partial \bar{u} \Delta x_i}{\partial x_j}$ est égale à $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \Delta x$. Nous calculons ici le flux sous-maille sous la forme : $\overline{(u_i - \bar{u}_i)(u_j - \bar{u}_j)}^{\Delta x} + \overline{(\bar{u}_i - \bar{u}_i \Delta x)(\bar{u}_j - \bar{u}_j \Delta x)}^{\Delta x}$, qui représente un champ tridimensionnel obtenu comme la somme de la moyenne sur une maille Δx du flux sous-maille à 6,25 m et du flux sous-maille des échelles intermédiaires entre 6,25 m et Δx .

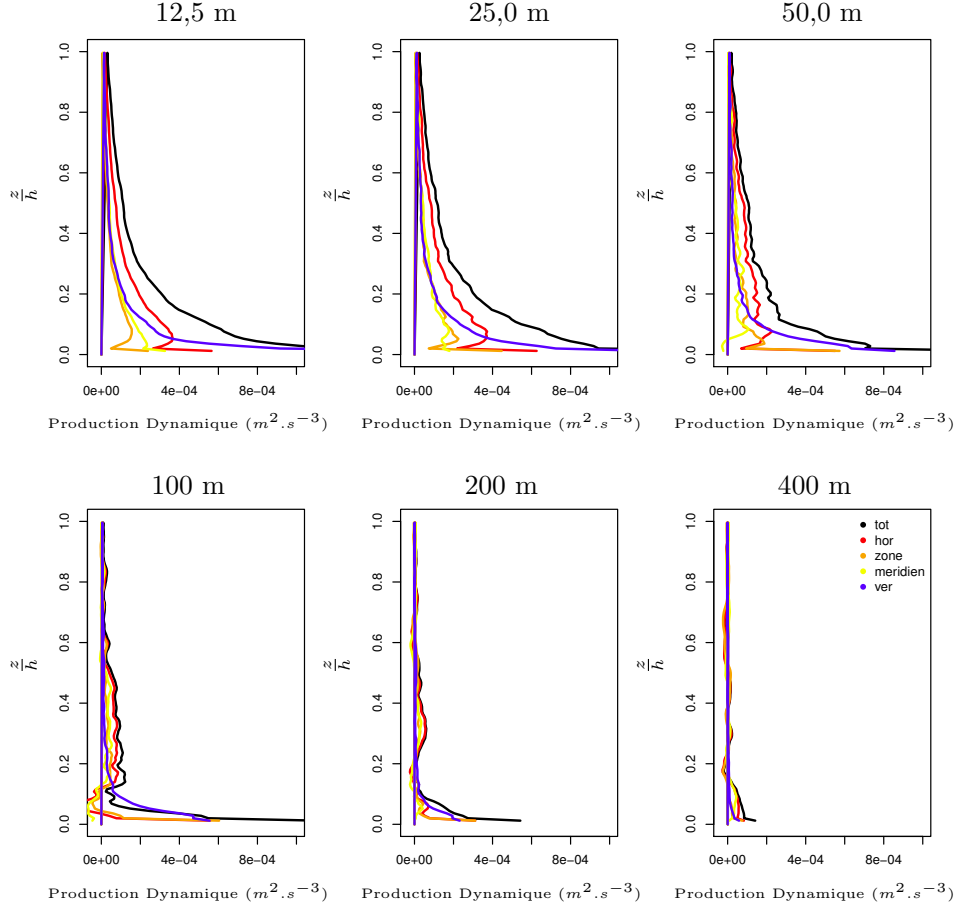


FIGURE 3.7. Répartition selon l'altitude de la production dynamique de turbulence, à des résolutions de 12,5 à 400 m

La figure 3.7 présente des profils verticaux de production dynamique de turbulence à différentes résolutions. La production dynamique totale est plus importante près de la surface. En effet, c'est là que le cisaillement de vent est le plus fort du fait de la rugosité du sol. La production dynamique est aussi plus forte lorsque la résolution devient plus fine. Elle disparaît à 400 m, lorsque les gradients de vent résolu deviennent très faibles. La production verticale domine la production horizontale en basse couche pour les résolutions inférieures à 100 m car le cisaillement vertical de vent est plus fort que le cisaillement horizontal. Pour les résolutions supérieures à 100 m, la production verticale devient plus faible que la production horizontale.

La figure 3.8 nous montre la répartition de la production dynamique de turbulence, selon la direction, en fonction de la résolution horizontale normalisée par la hauteur de la couche limite (prise égale à 750 m). Les diagrammes en boîtes à moustache indiquent la précision des données.

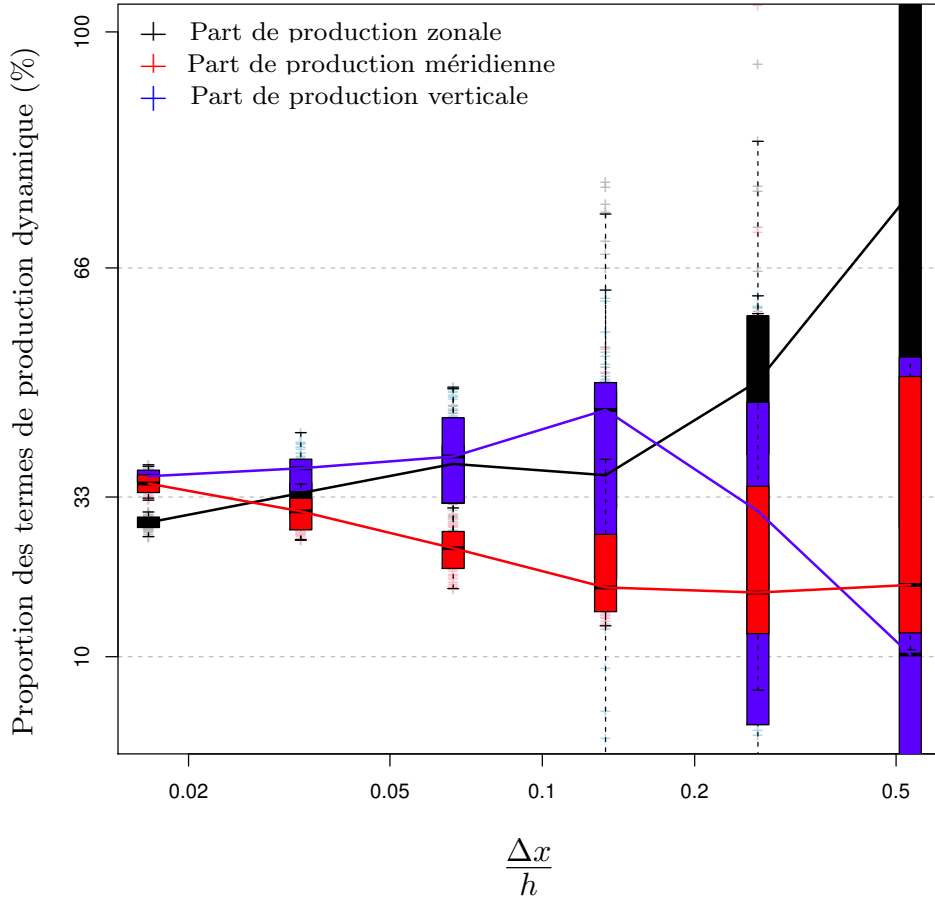


FIGURE 3.8. Répartition selon la direction de la production dynamique de turbulence, aux résolutions de 6,25 à 400 m, après 3 heures de simulation.

Pour les résolutions fortes ($\Delta x < 25$ m, $\frac{\Delta x}{h} < 0,033$), la turbulence provient dans les mêmes proportions du cisaillement zonal, méridien et vertical du vent avec environ 33 % pour chaque type de production. Pour les résolutions comprises entre 25 m et 100 m, la proportion de production dynamique d'origine verticale diminue pour descendre en dessous des 20 % à 100 m ($\frac{\Delta x}{h} < 0,13$) alors que la proportion de production dynamique d'origine horizontale augmente légèrement.

Pour les résolutions plus faibles ($\Delta x > 100$ m), c'est la production dynamique d'origine zonale qui domine. À 400 m, elle est responsable de plus de 70 % de la production totale de turbulence.

Ainsi, pour les fortes résolutions fortes ($\Delta x < 25$ m), la production de turbulence est isotrope alors que pour les résolutions plus faibles, une anisotropie apparaît, avec une production dynamique plus forte dans la direction zonale et des productions modérées dans les directions méridienne et verticale. Ceci est cohérent avec les résultats sur les parts résolue et sous-maille des variances de vent présentées précédemment.

3.3 Défauts du modèle

Dans cette partie sont analysées les différences entre la référence obtenue en moyennant la LES et les simulations réalisées à différentes résolutions et avec différentes configurations du schéma de turbulence (cf. partie 2.4).

3.3.1 Hauteur de couche limite

L'évolution temporelle de la hauteur de la couche limite est calculée à partir de l'intégrale de l'énergie cinétique turbulente totale sur le domaine. La hauteur de la couche limite est diagnostiquée à partir de la hauteur, pour laquelle l'intégrale de la TKE sur le domaine est égale à 0,95. Les figures 3.9 à 3.11 présentent les évolutions temporelles de la CLA, pour les différentes paramétrisations testées. De façon générale, la hauteur de la couche limite croît fortement en début de simulation (durant les trente premières minutes) puis augmente plus faiblement et quasi-linéairement par la suite. En effet, au début de la simulation, du fait de la rugosité du sol, une partie de l'énergie cinétique du vent moyen (10 m.s^{-1} initialement sur toute la couche) est transformée en énergie cinétique turbulente (à cause du cisaillement en basse couche). Ceci permet de créer de la TKE qui va faire croître la hauteur de la couche limite.

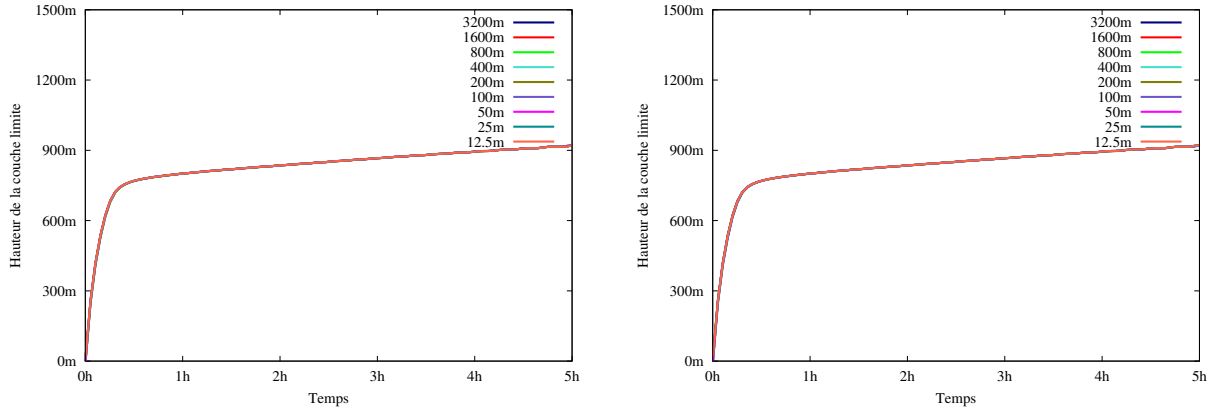


FIGURE 3.9. Profils temporels de hauteur de couche limite, BL 1D (à gauche) et 3D (à droite).

Pour les simulations avec la longueur de mélange de Bougeault-Lacarrère, la hauteur de la couche limite ne varie pas, quelle que soit la résolution, que ce soit en 1D ou en 3D (cf. fig.3.9).

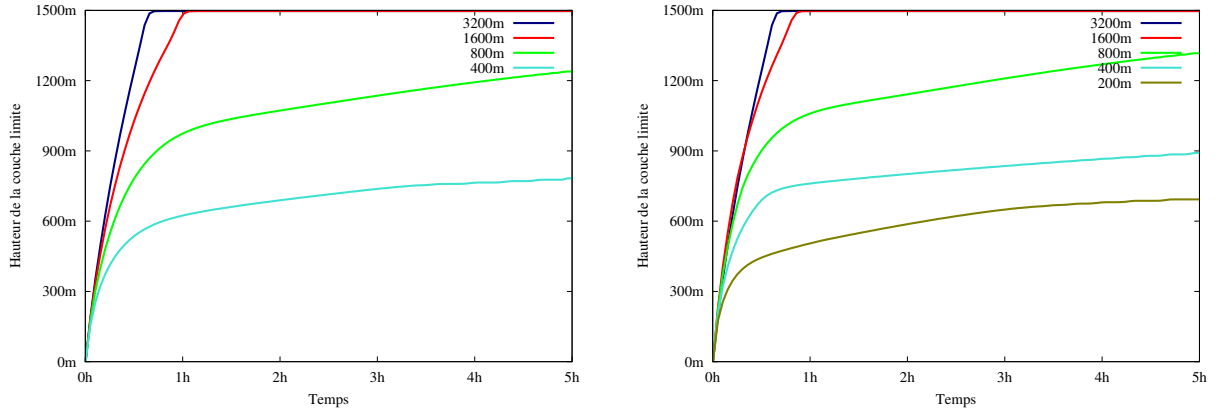


FIGURE 3.10. Profils temporels de hauteur de couche limite, DE 1D (à gauche) et 3D (à droite), aux basses résolutions.

Pour les simulations avec la longueur de mélange de Deardorff, que ce soit en 1D ou en 3D, deux types de comportements apparaissent dans la couche limite.

Pour les résolutions les plus grossières, soit de 3200 m à 400 m pour la paramétrisation 1D et de 3200 m à 200 m pour la paramétrisation 3D (cf. fig. 3.10), la hauteur de la couche limite croît dans le temps de la même manière que pour le cas BL. Cependant l'altitude maximale atteinte est dépendante de la résolution horizontale : la hauteur de la couche limite diminue quand la résolution augmente. La configuration Deardorff produit une turbulence sous-maille très faible ; trop faible pour des mailles aussi larges. Ceci perturbe la détection de la hauteur de la couche limite car même dans l'atmosphère libre, il y a un résidu de turbulence. Il faut alors monter à des altitudes très importantes pour satisfaire la condition $e(h) = 0,95 \times \frac{1}{h} \int_0^h e(z) dz$, qui définit la hauteur de la couche limite. Cette condition peut même ne jamais être obtenue, alors même que le profil de température indique une hauteur de couche limite bien marquée. Par exemple, la hauteur de la couche limite atteint le sommet du domaine, à 3200 m ou 1600 m de résolution. Pour les résolutions les plus fines, soit de 12,5 m à 200 m pour la paramétrisation 1D et de 6,25 m à 100 m pour la paramétrisation 3D, la hauteur de la couche limite varie fortement et de manière désordonnée avec le temps (elle augmente et diminue de manière brutale, alors qu'elle devrait augmenter progressivement) ce qui n'est pas du tout réaliste (cf. fig. 3.11). Cela peut signifier que la méthode utilisée pour diagnostiquer la hauteur de la couche limite n'est pas adaptée à ces fortes résolutions.

La limite entre les deux comportements est cohérente avec les résultats trouvés lors de la comparaison des schémas de turbulence avec les coupes horizontales.

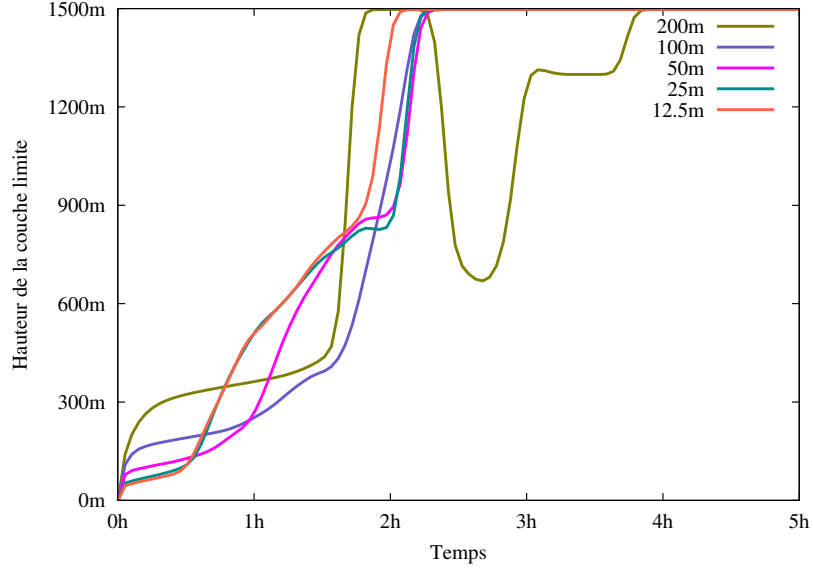


FIGURE 3.11. Exemples de profils temporels de hauteur de couche limite, DE, aux hautes résolutions

3.3.2 Rotation du vent

Dans la Couche Limite de Surface (CLS), qui correspond aux premières dizaines de mètres de l'atmosphère, dans le cas neutre, le vent moyen est constant en direction et son profil de vitesse est logarithmique ($\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \ln(\frac{z}{z_0})$), avec u_* la vitesse de frottement, z_0 la longueur de rugosité et $k=0,4$ la constante de Von Karman) (cf. fig. 3.2).

Au-dessus de la CLS, le vent horizontal présente une rotation jusqu'à atteindre en module et en direction des valeurs quasi-géostrophiques¹, dans l'atmosphère libre.

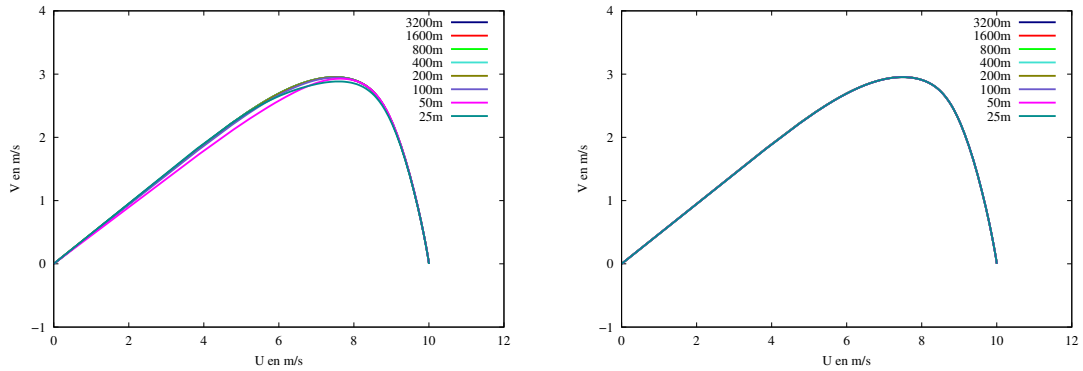


FIGURE 3.12. Hodographes, BL 1D (à gauche) et 3D (à droite), pour des résolutions entre 25 et 3200 m

1. Le vent géostrophique est le vent horizontal d'échelle synoptique pour lequel la force de pression et la force de Coriolis s'équilibrent. Le vent dans l'atmosphère libre est sensiblement égal au vent géostrophique.

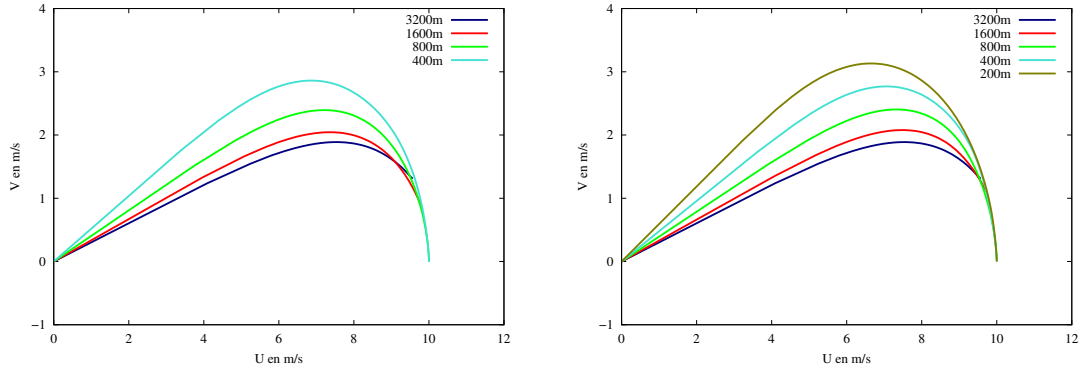


FIGURE 3.13. Hodographes, DE 1D (à gauche) et 3D (à droite), pour des résolutions entre 25 et 3200 m

Nous allons maintenant présenter les résultats sur les hodographes construits à partir du vent zonal et méridien sur les 250 niveaux du modèle, pour les paramétrisations avec les longueurs de mélange de Bougeault-Lacarrère et de Deardorff, pour les schémas 1D et 3D (cf. fig. 3.12 et 3.13). Ces hodographes montrent bien la rotation des vents à droite avec l'altitude. En effet, notre étude a été réalisée avec un paramètre de Coriolis positif (hémisphère nord). L'hodographe du vent est une spirale reliant le vent au sol (nul) au vent géostrophique dans l'atmosphère libre. Les simulations avec la longueur de mélange de Bougeault-Lacarrère représentent bien la spirale d'Ekman. Les variations de l'hodographe sont faibles entre les différentes résolutions des simulations avec la longueur de mélange de Bougeault-Lacarrère, que ce soit en 1D ou en 3D (cf. fig. 3.12). Ceci est dû au fait que la TKE sous-maille varie peu avec la résolution du modèle.

Pour les simulations avec la longueur de mélange de Deardorff, que ce soit en 1D ou en 3D, nous constatons deux types de comportements sur les hodographes. Pour les résolutions les plus grossières, soit de 3200 m à 400 m pour la 1D et de 3200 m à 200 m pour la 3D (cf. fig. 3.13), les hodographes varient en fonction de la résolution horizontale. Ainsi, la turbulence n'est pas assez forte lorsque la résolution diminue, car les flux turbulents de quantité de mouvement sont moins bien décrits par le modèle.

Pour les résolutions les plus fines, soit de 12,5 m à 200 m pour la 1D et de 6,25 m à 100 m pour la 3D (hodographes non présentés), les hodographes varient très fortement. La spirale est donc bien représentée uniquement quand la TKE est très majoritairement sous-maille (cf. fig. 3.14). Les résultats trouvés sur les hodographes sont cohérents avec les résultats des diagnostics des hauteurs de couche limite.

3.3.3 Coupes horizontales des champs de vent

Dans un premier temps, les sorties des simulations aux différentes résolutions sont comparés aux champs issus de la LES moyennés par blocs. Les figures suivantes présentent les valeurs du vent zonal à 200 m d'altitude, après 5 heures de simulation. Les valeurs du vent méridien et de la vitesse verticale sont présentées en annexe (cf. Annexe 5). Nous utilisons la moyenne par blocs car elle permet une comparaison simple. En effet, si elle est moins précise dans le calcul de la forme des champs que la moyenne gaussienne, nous avons vu dans la partie « Comparaison des moyennes » que ces deux opérateurs de moyenne donnent des résultats relativement proches. De plus, la moyenne par blocs fournit des champs carrés et facilitent ainsi la comparaison avec les simulations aux résolutions plus faibles.

L'observation des champs de vent à 200 m d'altitude conduit aux constatations suivantes :

- la valeur du vent zonal varie entre 4 et 10 $m.s^{-1}$.
- la valeur du vent méridien varie entre 0 et 5 $m.s^{-1}$.
- la valeur de la vitesse verticale varie entre -2 et 2,25 $m.s^{-1}$.

Les champs issus des simulations avec la longueur de mélange de Bougeault-Lacarrère, (que le schéma soit uni- ou tri-dimensionnel) montrent une forte homogénéité horizontale. Il semble ainsi que la quasi totalité de la turbulence soit sous-maille avec ces schémas et qu'une faible part de la turbulence soit résolue (variations inférieures à 0,01 $m.s^{-1}$). En configuration BL 3D, à 12,5 m, la valeur moyenne est très légèrement supérieure aux autres valeurs (cf. fig. 3.14 et fig. 3.15), mais cette variation est en réalité insignifiante (effet de seuil).

En configuration Deardorff 1D, la valeur de u est nettement inférieure à ce qui est observé dans les autres simulations, alors que la valeur de v est nettement supérieure. Il est possible que cela soit dû à un effet trop marqué de la rugosité. Par ailleurs, la taille des structures est un peu trop faible aux fortes résolutions (jusqu'à 50 m). Ensuite, elle n'est plus cohérente aux faibles résolutions (une grande part des tourbillons devient sous-maille).

En configuration Deardorff 3D, les champs paraissent proches en valeur moyenne et en taille de structures des champs LES. Toutefois, pour une résolution de 100 m, les structures paraissent trop grandes et pour une résolution de 200 m, elles disparaissent. Il est à noter que Deardorff 3D est la seule paramétrisation pour laquelle la longueur de mélange s'adapte à la résolution horizontale.

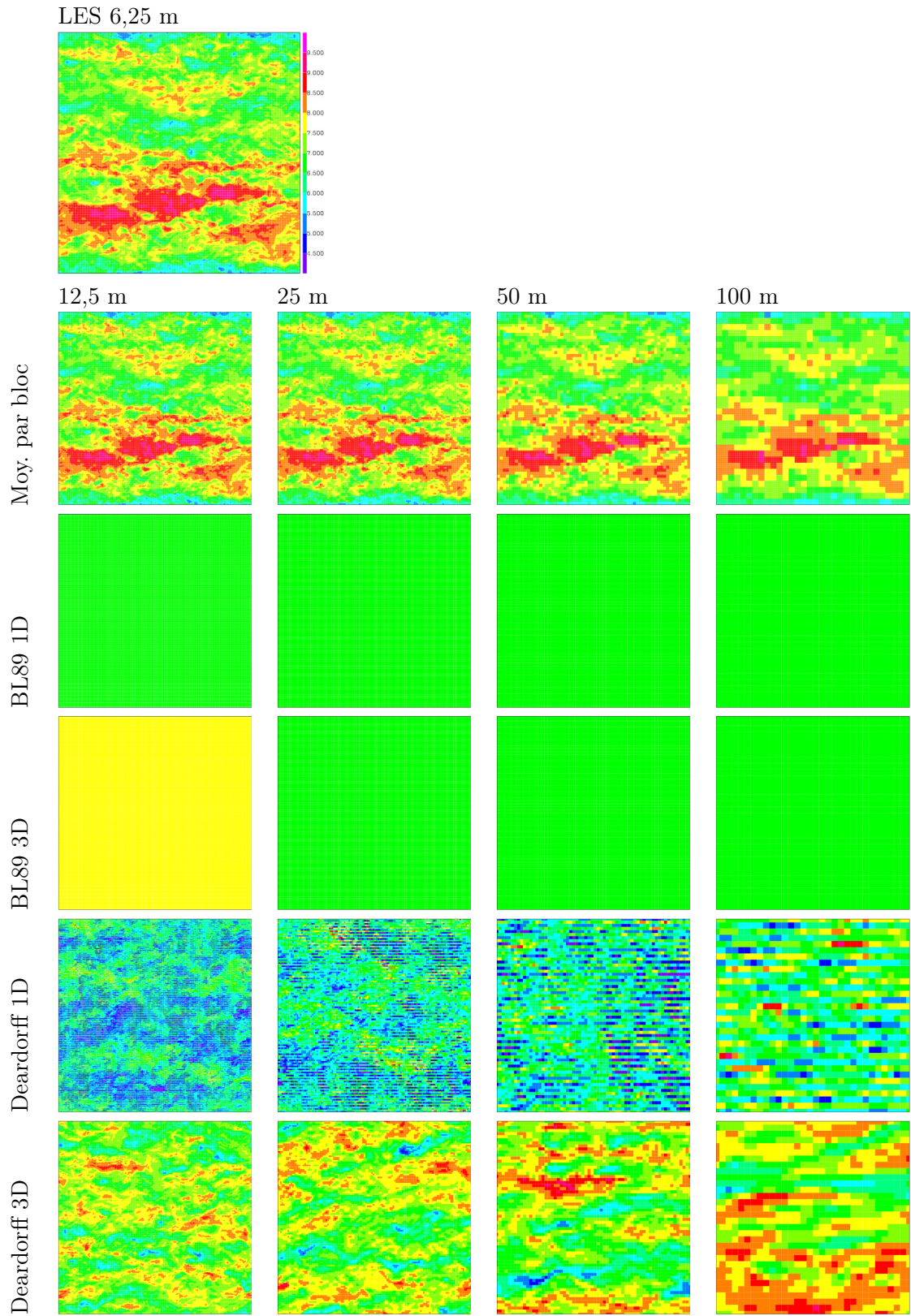


FIGURE 3.14. Comparaison des schémas de turbulence pour le vent zonal (en $m.s^{-1}$) à 200 m d'altitude. Résolutions de 12,5 à 100 m.

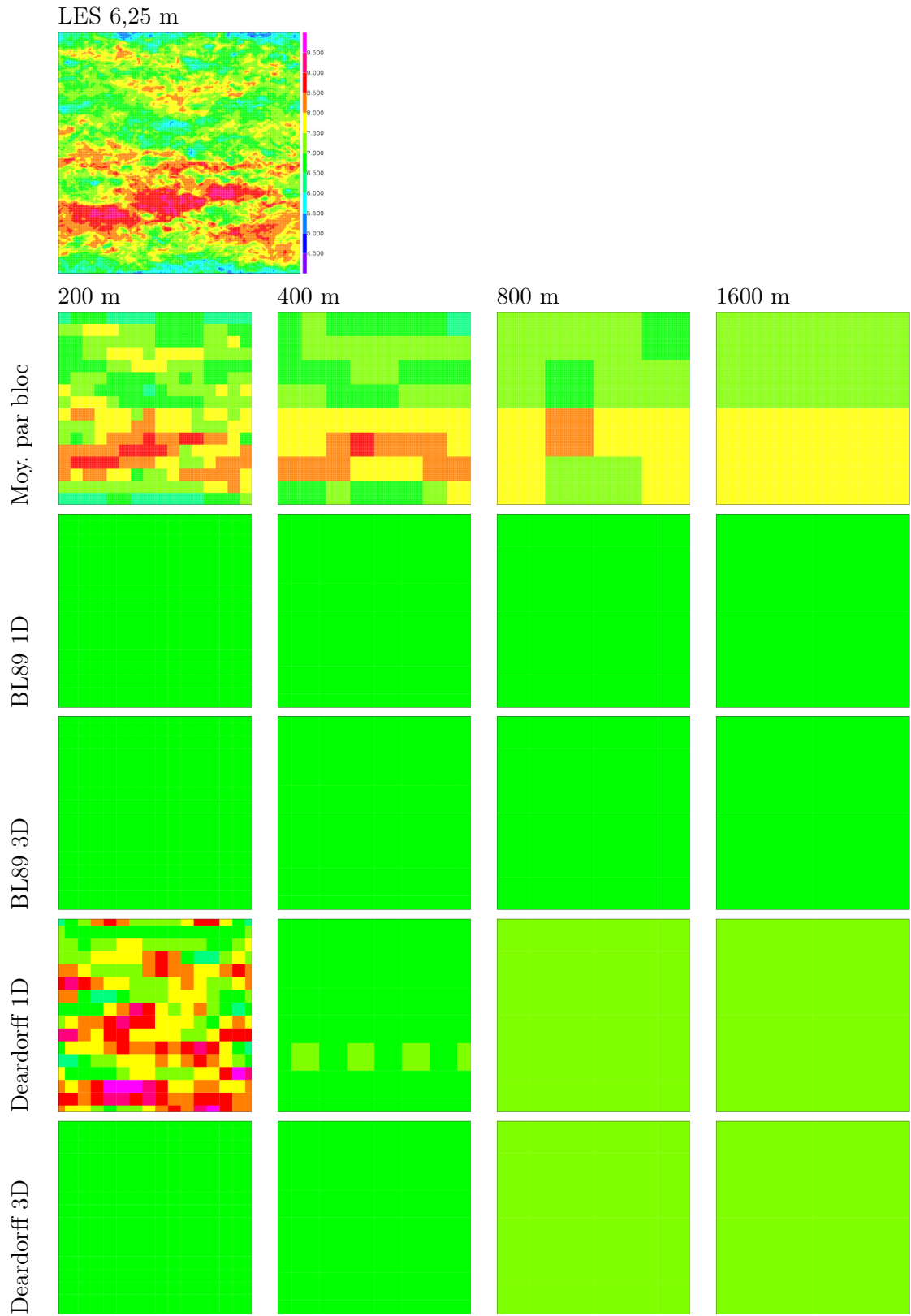


FIGURE 3.15. Comparaison des schémas de turbulence pour le vent zonal (en $m.s^{-1}$) à 200 m d'altitude. Résolutions de 200 à 1600 m.

3.3.4 Spectres d'énergie

Regardons à présent notre problème dans l'espace spectral. Les spectres d'énergie ou de variances sont des outils efficaces pour diagnostiquer les faiblesses d'un modèle. La forme du spectre permet en effet de repérer si une échelle est correctement représentée. La figure 3.16 donne une idée de l'évolution de la densité d'énergie dans une couche limite d'un modèle à aire limitée, en fonction du nombre d'onde. À une fréquence (ou un nombre d'onde) donnée, le spectre de TKE est partagé entre l'énergie sous-maille et l'énergie résolue. La résolution du modèle fournit cette séparation, de même que les moyennes sur le champ LES. Ainsi les spectres issus des champs modèle ne sont tracés que jusqu'à k_{max} .

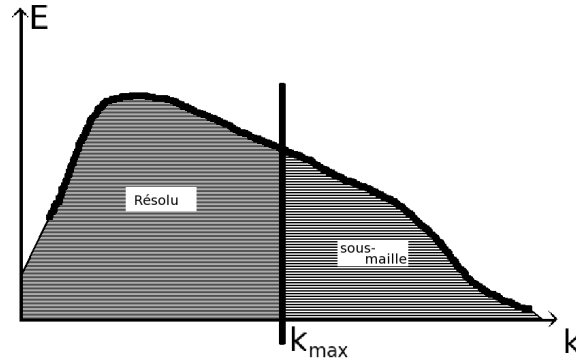


FIGURE 3.16. Spectre d'énergie cinétique turbulente schématique. k_{max} est le nombre d'onde maximal résolu. Les ondes de nombre d'onde supérieur sont sous-maille. E est la densité spectrale et k est le nombre d'onde.

L'énergie cinétique turbulente \bar{e} est une mesure de l'intensité de la turbulence. Pour connaître la répartition de cette turbulence entre les tourbillons de différentes tailles, il faut réaliser une décomposition spectrale de la turbulence. Ainsi le spectre tridimensionnel d'énergie $E(k)$ est défini tel que $\bar{e} = \int_0^\infty E(k)dk$. Il décrit pour chaque longueur d'onde $L = \frac{2\pi}{k}$ la densité d'énergie contenue dans tous les tourbillons de taille L.

L'énergie injectée aux grandes échelles, se propage vers les petites, puis est détruite à une échelle très petite où les processus visqueux deviennent très actifs. Cet ensemble de processus est la cascade d'énergie de Kolmogorov.

Dans la couche limite, nous savons que $E(k) = C_K \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}}$, avec ϵ la dissipation visqueuse et C_K la constante de Kolmogorov qui vaut environ 1,5. C'est la loi de Kolmogorov. Ainsi, en milieu de spectre, nous nous devons de trouver une pente en $-\frac{5}{3}$. Elle est tracée sur les figures 3.17 et 3.18, ainsi que les spectres d'énergie que nous avons calculés entre le niveau 3 (proche du sol) et le niveau 125 (sommet de la couche limite) du modèle. La simulation de référence est de résolution 6,25 m avec la paramétrisation DE 3D.

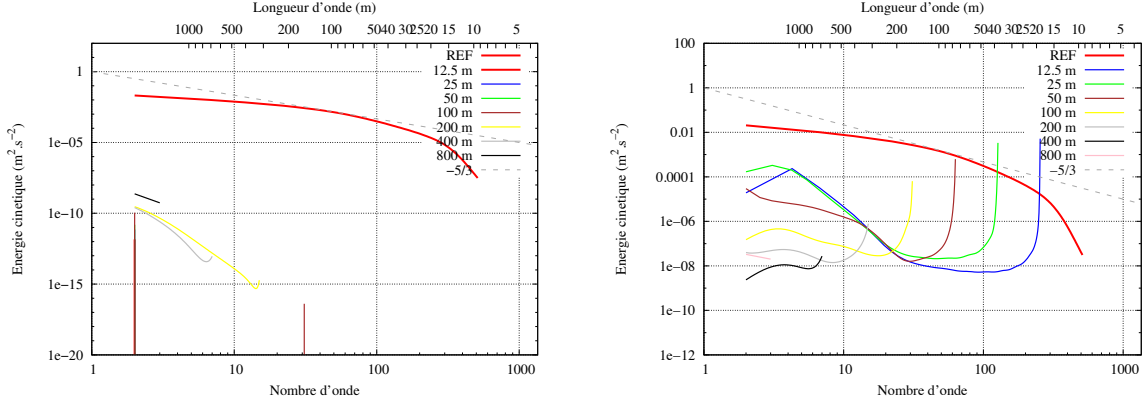


FIGURE 3.17. Spectres d'énergie pour les paramétrisations BL 3D (à gauche) et BL 1D (à droite), pour les résolutions de 12,5 à 800 m de résolution

Les simulations BL 3D dont la résolution est forte ($\Delta x \leq 100m$) ne sont pas bonnes. Elles présentent en effet une énergie résolue trop faible, qui est la conséquence directe du manque de variabilité déjà visible sur les coupes 3.14 et 3.15. Ceci montre que la paramétrisation BL 3D n'est pas du tout adaptée pour les fortes résolutions (cf. fig. 3.17). Pour les simulations BL 1D, l'énergie spectrale est beaucoup plus faible que la référence et une accumulation d'énergie apparaît aux plus petites longueurs d'onde.

Pour les simulations DE 3D (cf. fig. 3.18), le spectre d'énergie des simulations dont la résolution est forte ($\Delta x \leq 100m$) a bien une pente en $-\frac{5}{3}$. En revanche, lorsque la résolution est faible ($\Delta x > 100m$), l'énergie est bien plus faible. Ceci montre que la paramétrisation DE 3D n'est pas adaptée pour les résolutions les plus grossières.

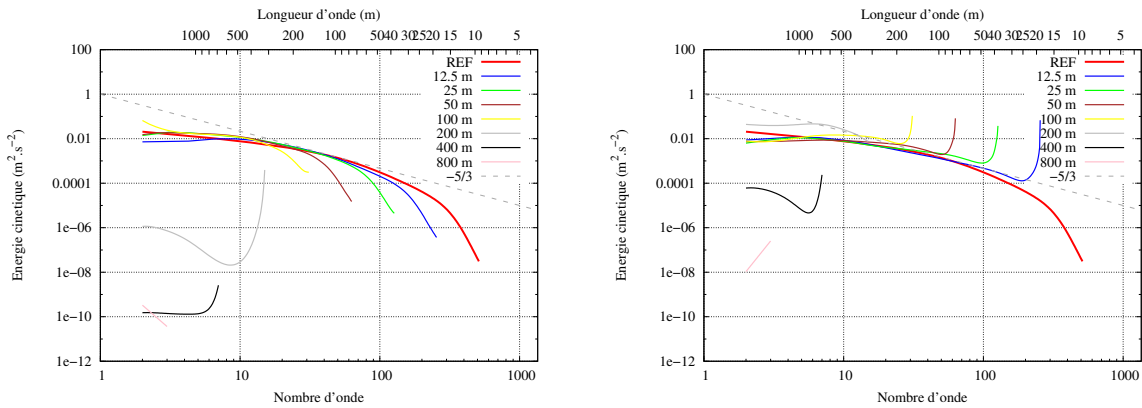


FIGURE 3.18. Spectres d'énergie pour les paramétrisations DE 3D (à gauche) et DE 1D (à gauche), pour les résolutions de 12,5 à 800 m de résolution

Pour les simulations DE 1D, le spectre d'énergie des simulations dont la résolution est inférieure ou égale à 200 m possède bien la pente en $-\frac{5}{3}$ mais pour les plus petites longueurs d'onde, une accumulation d'énergie apparaît. Elle est due au fait que l'on n'applique pas de diffusion suffisante. Cette caractéristique n'est pas observée sur les simulations DE 3D. Ceci montre bien l'importance de la turbulence 3D aux très fortes résolutions. Lorsque la résolution est faible ($\Delta x > 400m$), l'énergie est bien plus faible.

Conclusion et Perspectives

Afin d'étudier la zone grise de la turbulence dans une couche limite neutre, nous avons réalisé une simulation LES de référence à 6,25 m de résolution, codé des opérateurs de moyennes et créé des simulations à des résolutions sub-kilométriques. Nos résultats nous montrent qu'en-dessous de 25 m, la turbulence est isotrope et peut être considérée comme majoritairement résolue. Au contraire, au-dessus de 800 m, elle n'est pas encore résolue. Les modèles de prévision actuels ont les moyens de représenter une turbulence présentant de telles caractéristiques. En revanche, nous avons montré qu'il existe une zone grise de la couche limite neutre s'étendant entre 25 m et 800 m, où la turbulence est à la fois partiellement résolue et anisotrope.

Ces résultats sont confirmés quel que soit l'opérateur de moyenne utilisé. Ils présentent en effet des différences négligeables au regard des défauts du modèle. Ce travail montre que les paramétrisations actuelles de la turbulence ne sont pas adaptées aux résolutions de la zone grise. La longueur de mélange de Bougeault-Lacarrère, actuellement utilisée dans AROME, ne convient pas pour modéliser les résolutions inférieures à 800 m. S'il est possible d'utiliser un schéma de turbulence tri-dimensionnel tel que celui de la LES, la longueur de mélange de Deardorff ne fournit pas une turbulence sous-maille suffisante. De plus, ces schémas ne fournissent qu'une turbulence isotrope. Afin de mieux prendre en compte l'anisotropie de certaines structures turbulentes, il pourrait être envisagé de recourir à des longueurs de mélange différentes sur l'horizontale et sur la verticale.

Avant de pouvoir améliorer les schémas de turbulence des modèles opérationnels, une étude sera réalisée en faisant varier les conditions initiales et les forçages, de manière à confirmer nos résultats. Des travaux similaires doivent être réalisés pour d'autres cas de couche limite, tels que le régime stable et de convection forcée, que ce soit dans les cas sec ou humide. Outre les études idéalisées, il conviendra aussi d'évaluer les situations réelles, comme des situations de brouillard qui génère des couches limites neutres, ou des orages qui produisent de forts cisaillements.

La résolution de 1,3 km, qu'AROME adoptera en 2014, ne se trouve pas dans la zone grise. Ce travail rassure donc sur l'urgence qu'il y a à incorporer des modifications parfois lourdes. En particulier, AROME fonctionne avec un schéma de turbulence unidirectionnel, alors que la prise en compte des échanges horizontaux entre mailles voisines est indispensable aux résolutions hectométriques. Par ailleurs, il sera nécessaire de tester spécifiquement AROME. En effet, d'une part sa partie dynamique est plus diffusive de celle de Meso-NH. D'autre part, AROME est un modèle spectral, alors que Meso-NH est un modèle en points de grille. Ces éléments concourent à augmenter la résolution effective d'AROME, et par conséquent, retarderont en-

core son entrée dans la zone grise de la turbulence.

Ce travail et l'étude d'autres cas de couche limite ont contribué à mieux paramétrer la turbulence, pour aboutir *in fine* à un meilleur modèle pour la prévision opérationnelle.

Annexes

Annexe 1 : Gradient de température initial

Soit ζ un paramètre quelconque, alors $\zeta(z_0) = \zeta_0$ (z_0 est le niveau du sol, soit 0 m), $\zeta(z_{CL}) = \zeta_{CL}$ (z_{CL} est le niveau du sommet de la couche limite, soit 750 m) et $\zeta(z_f) = \zeta_f$ (z_f est le sommet du domaine, soit 1500 m). Sachant que le gradient vertical de température dans la couche limite neutre simulée est égal au gradient adiabatique sec soit $\gamma_a = -\frac{g}{C_p}$ et qu'au dessus de la couche limite, le gradient vertical de température de l'atmosphère standard $\gamma_{OACI} = -6.5 \text{ K/km}$ est appliqué, il convient de calculer θ_f pour initialiser le profil vertical dans Meso-NH (OACI : Organisation de l'Aviation Civile Internationale).

$g = 9.80665 \text{ m.s}^{-2}$, $P_0 = 1000 \text{ hPa}$, $R_a = 287 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $C_p = 1005 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

D'après ces données,

$$T_0 = 293.15 \text{ K}$$

$$T_{CL} = T_0 + \gamma_a z_{CL} = T_0 - \frac{g}{C_p} z_{CL} = 293.15 - \frac{9.80665}{1005} \times 750 = 285.83 \text{ K}$$

$$T_f = T_{CL} + \gamma_{OACI}(z_f - z_{CL}) = T_0 - \frac{g}{C_p} z_{CL} + \gamma_{OACI}(z_f - z_{CL}) = 293.15 - \frac{9.80665}{1005} \times 750 - 6.5 \cdot 10^{-3}(1500 - 750) = 280.96 \text{ K}$$

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \text{ et } P = \rho R_a T \text{ donc } \frac{dP}{P} = -\frac{g}{R_a T} dz$$

L'équation est intégrée entre le niveau z_0 et le niveau z_{CL} pour obtenir $P(z_{CL})$

$$\int_{P_0}^{P_{CL}} \frac{dP}{P} = - \int_{z_0}^{z_{CL}} \frac{g}{R_a T} dz$$

$$\ln\left(\frac{P_{CL}}{P_0}\right) = -\frac{g}{R_a} \int_{z_0}^{z_{CL}} \frac{dz}{T_0 + \gamma_a z}$$

$$\ln\left(\frac{P_{CL}}{P_0}\right) = -\frac{g}{R_a \gamma_a} \ln\left(\frac{T_0 + \gamma_a z_{CL}}{T_0 + \gamma_a z_0}\right)$$

$$\text{or } z_0 = 0 \text{ et } \gamma_a = -\frac{g}{C_p}$$

$$\text{donc } \ln\left(\frac{P_{CL}}{P_0}\right) = \frac{C_p}{R_a} \ln\left(1 - \frac{g z_{CL}}{C_p T_0}\right)$$

$$\text{Finalement } P_{CL} = P_0 \left(1 - \frac{g z_{CL}}{C_p T_0}\right)^{\frac{C_p}{R_a}}$$

L'équation est ensuite intégrée entre le niveau z_{CL} et le niveau z_f pour obtenir $P(z_f)$

$$\int_{P_{CL}}^{P_f} \frac{dP}{P} = - \int_{z_{CL}}^{z_f} \frac{g}{R_a T} dz$$

$$\ln\left(\frac{P_f}{P_{CL}}\right) = -\frac{g}{R_a} \int_{z_{CL}}^{z_f} \frac{dz}{T_0 + \gamma_a z_{CL} + \gamma_{OACI}(z - z_{CL})}$$

$$\ln\left(\frac{P_f}{P_{CL}}\right) = -\frac{g}{R_a \gamma_{OACI}} \ln\left(\frac{T_0 + \gamma_a z_{CL} + \gamma_{OACI}(z_f - z_{CL})}{T_0 + \gamma_a z_{CL} + \gamma_{OACI}(z_{CL} - z_{CL})}\right)$$

$$\text{or } z_0 = 0 \text{ et } \gamma_a = -\frac{g}{C_p}$$

$$\text{donc } \ln\left(\frac{P_f}{P_{CL}}\right) = -\frac{g}{R_a \gamma_{OACI}} \ln\left(1 + \frac{\gamma_{OACI}(z_f - z_{CL})}{T_0 - \frac{g}{C_p} z_{CL}}\right)$$

$$\text{donc } P_f = P_{CL} \left(1 + \frac{\gamma_{OACI}(z_f - z_{CL})}{T_0 - \frac{g}{C_p} z_{CL}}\right)^{-\frac{g}{R_a \gamma_{OACI}}}$$

$$\text{Donc } P_f = P_0 \left(1 - \frac{gz_{CL}}{C_p T_0}\right)^{\frac{C_p}{Ra}} \left(1 + \frac{\gamma_{OACI}(z_f - z_{CL})}{T_0 - \frac{g}{C_p} z_{CL}}\right)^{-\frac{g}{Ra \gamma_{OACI}}}$$

$$\text{Finalement } \theta_f = \left(\frac{P_f}{P_0}\right)^{-\frac{Ra}{C_p}} T_f = \left(\frac{P_0 \left(1 - \frac{gz_{CL}}{C_p T_0}\right)^{\frac{C_p}{Ra}} \left(1 + \frac{\gamma_{OACI}(z_f - z_{CL})}{T_0 - \frac{g}{C_p} z_{CL}}\right)^{-\frac{g}{Ra \gamma_{OACI}}}}{P_0}\right)^{-\frac{Ra}{C_p}} T_f$$

$$\theta_f = \left(1 - \frac{gz_{CL}}{C_p T_0}\right)^{-1} \left(1 + \frac{\gamma_{OACI}(z_f - z_{CL})}{T_0 - \frac{g}{C_p} z_{CL}}\right)^{\frac{g}{C_p \gamma_{OACI}}} T_f$$

$$\theta_f = \left(1 - \frac{9.80665 \times 750}{1005 \times 293.15}\right)^{-1} \left(1 + \frac{-6.5 \cdot 10^{-3} (1500 - 750)}{293.15 - \frac{9.80665}{1005} \times 750}\right)^{\frac{9.80665}{-1005 \times 6.5 \cdot 10^{-3}}} \times 280.96 = 295.69K$$

Annexe 2 : Moyens de calcul - pas de temps

Le tableau suivant détaille les configurations utilisées pour réaliser les simulations :

Taille de la maille en m (Δx)	Nombre de points	Pas de temps en s	Nombre de noeuds sur le calculateur	Nombre de coeurs par noeud sur le calculateur
3200	1^2	5	1	1
1600	2^2	5	1	1
800	4^2	5	1	4
400	8^2	5	1	8
200	16^2	0,5	1	16
100	32^2	0,5	1	32
50	64^2	0,5	2	32
25	128^2	0,25	4	32
12,5	256^2	0,25 / 0,05 *	8	32
6,25	512^2	0,25 / 0,1 **	16	32

* La configuration « BL3D » a été séparé 20 segments, avec un pas de temps de 0,05 seconde. Les trois autres n'ont eu besoin que de 5 segments et d'un pas de temps de 0,25 seconde.

** Les deux premières heures de simulation à 6,25 m ont utilisées un pas de temps de 0,25 seconde, les trois suivantes un pas de temps de 0,1 seconde (le calcul ayant *exposé* au neuvième segment).

Les pas de temps doivent respecter la contrainte CFL (Courant Friedrich Lewy). Cette contrainte s'écrit $C\Delta t/\Delta x < 1$ (avec Δt le pas de temps, Δx la taille des mailles et C la vitesse des ondes les plus rapides). Le fait que la résolution verticale reste toujours la même, alors que la résolution horizontale varie, conduit à une évolution non linéaire des pas de temps en fonction des résolutions.

Annexe 3 : Calcul de l'énergie cinétique turbulente sous-maille

L'objectif est de calculer l'énergie cinétique turbulente (Turbulent Kinetic Energy : TKE) sous-maille pour une résolution Δx quelconque, en connaissant au départ les TKE sous-maille et résolue à la résolution LES, ainsi que la TKE résolue à Δx .

Soient N_{LES} le nombre de maille à la résolution LES soit 6,25 m, $N_{\Delta x}$ le nombre de maille à la résolution Δx et M le nombre de maille à la résolution LES dans une maille à la résolution Δx , donc $N_{LES} = N_{\Delta x} \times M$. Soit α une variable météorologique. $\bar{\alpha}^{LES}$ est la moyenne de α dans la maille à la résolution LES, $\bar{\alpha}^{\Delta x}$ la moyenne de α dans la maille à la résolution Δx et $\langle \alpha \rangle$ la moyenne de α sur le domaine.

$$\text{Par définition } \bar{\alpha}^{\Delta x} = \frac{1}{M} \sum_1^M \bar{\alpha}^{LES}$$

$$\text{et } \langle \alpha \rangle = \frac{1}{N_{LES}} \sum_1^{N_{LES}} \bar{\alpha}^{LES} = \frac{1}{N_{\Delta x}} \sum_1^{N_{\Delta x}} \left(\frac{1}{M} \sum_1^M \bar{\alpha}^{LES} \right) = \frac{1}{N_{\Delta x}} \sum_1^{N_{\Delta x}} \bar{\alpha}^{\Delta x}$$

TKE_TOT est la TKE totale sur le domaine.

$TKE_RES(\Delta x) = \langle (\bar{u}^{\Delta x} - \langle u \rangle)^2 + (\bar{v}^{\Delta x} - \langle v \rangle)^2 + (\bar{w}^{\Delta x} - \langle w \rangle)^2 \rangle$ est la TKE résolue pour la résolution Δx et $TKE_SBG(\Delta x)$ la TKE sous-maille pour la résolution Δx . L'objectif est d'exprimer $TKE_SBG(\Delta x)$, en fonction de $TKE_RES(\Delta x)$, $TKE_RES(LES)$ et $TKE_SBG(LES)$.

$$TKE_TOT = TKE_RES(LES) + TKE_SBG(LES)$$

$\frac{1}{2} \langle (\bar{u}^{LES} - \langle u \rangle)^2 + (\bar{v}^{LES} - \langle v \rangle)^2 + (\bar{w}^{LES} - \langle w \rangle)^2 \rangle + \langle e \rangle$, où $\langle e \rangle$ est la TKE sous-maille à la résolution LES.

donc $TKE_TOT =$

$$= \frac{1}{2} \langle (\bar{u}^{LES} - \bar{u}^{\Delta x} + \bar{u}^{\Delta x} - \langle u \rangle)^2 +$$

$$(\bar{v}^{LES} - \bar{v}^{\Delta x} + \bar{v}^{\Delta x} - \langle v \rangle)^2 +$$

$$(\bar{w}^{LES} - \bar{w}^{\Delta x} + \bar{w}^{\Delta x} - \langle w \rangle)^2 \rangle + \langle e \rangle$$

$$= \frac{1}{2} \langle (\bar{u}^{LES} - \bar{u}^{\Delta x})^2 + 2(\bar{u}^{LES} - \bar{u}^{\Delta x})(\bar{u}^{\Delta x} - \langle u \rangle) + (\bar{u}^{\Delta x} - \langle u \rangle)^2 +$$

$$(\bar{v}^{LES} - \bar{v}^{\Delta x})^2 + 2(\bar{v}^{LES} - \bar{v}^{\Delta x})(\bar{v}^{\Delta x} - \langle v \rangle) + (\bar{v}^{\Delta x} - \langle v \rangle)^2 +$$

$$(\bar{w}^{LES} - \bar{w}^{\Delta x})^2 + 2(\bar{w}^{LES} - \bar{w}^{\Delta x})(\bar{w}^{\Delta x} - \langle w \rangle) + (\bar{w}^{\Delta x} - \langle w \rangle)^2 \rangle + \langle e \rangle$$

$$= \frac{1}{2} \langle (\bar{u}^{LES} - \bar{u}^{\Delta x})^2 + (\bar{v}^{LES} - \bar{v}^{\Delta x})^2 + (\bar{w}^{LES} - \bar{w}^{\Delta x})^2 \rangle +$$

$$\langle (\bar{u}^{LES} - \bar{u}^{\Delta x})(\bar{u}^{\Delta x} - \langle u \rangle) + (\bar{v}^{LES} - \bar{v}^{\Delta x})(\bar{v}^{\Delta x} - \langle v \rangle) + (\bar{w}^{LES} - \bar{w}^{\Delta x})(\bar{w}^{\Delta x} - \langle w \rangle) \rangle +$$

$$\frac{1}{2} \langle (\bar{u}^{\Delta x} - \langle u \rangle)^2 + (\bar{v}^{\Delta x} - \langle v \rangle)^2 + (\bar{w}^{\Delta x} - \langle w \rangle)^2 \rangle + \langle e \rangle$$

Or

$$< (\bar{u}^{LES} - \bar{u}^{\Delta x})(\bar{u}^{\Delta x} - < u >) + (\bar{v}^{LES} - \bar{v}^{\Delta x})(\bar{v}^{\Delta x} - < v >) + (\bar{w}^{LES} - \bar{w}^{\Delta x})(\bar{w}^{\Delta x} - < w >) >$$

$$= < (\bar{u}^{LES} - \bar{u}^{\Delta x})(\bar{u}^{\Delta x} - < u >) > + \\ < (\bar{v}^{LES} - \bar{v}^{\Delta x})(\bar{v}^{\Delta x} - < v >) > + \\ < (\bar{w}^{LES} - \bar{w}^{\Delta x})(\bar{w}^{\Delta x} - < w >) >$$

$$= \frac{1}{N_{LES}} \sum_1^{N_{LES}} (\bar{u}^{LES} - \bar{u}^{\Delta x})(\bar{u}^{\Delta x} - < u >) + \\ \frac{1}{N_{LES}} \sum_1^{N_{LES}} (\bar{v}^{LES} - \bar{v}^{\Delta x})(\bar{v}^{\Delta x} - < v >) + \\ \frac{1}{N_{LES}} \sum_1^{N_{LES}} (\bar{w}^{LES} - \bar{w}^{\Delta x})(\bar{w}^{\Delta x} - < w >) \\ = \frac{1}{N_{\Delta x}} \sum_1^{N_{\Delta x}} \frac{1}{M} \sum_1^M (\bar{u}^{LES} - \bar{u}^{\Delta x})(\bar{u}^{\Delta x} - < u >) + \\ \frac{1}{N_{\Delta x}} \sum_1^{N_{\Delta x}} \frac{1}{M} \sum_1^M (\bar{v}^{LES} - \bar{v}^{\Delta x})(\bar{v}^{\Delta x} - < v >) + \\ \frac{1}{N_{\Delta x}} \sum_1^{N_{\Delta x}} \frac{1}{M} \sum_1^M (\bar{w}^{LES} - \bar{w}^{\Delta x})(\bar{w}^{\Delta x} - < w >) \\ = \frac{1}{N_{\Delta x}} \sum_1^{N_{\Delta x}} (\bar{u}^{\Delta x} - \bar{u}^{\Delta x})(\bar{u}^{\Delta x} - < u >) + \\ \frac{1}{N_{\Delta x}} \sum_1^{N_{\Delta x}} (\bar{v}^{\Delta x} - \bar{v}^{\Delta x})(\bar{v}^{\Delta x} - < v >) + \\ \frac{1}{N_{\Delta x}} \sum_1^{N_{\Delta x}} (\bar{w}^{\Delta x} - \bar{w}^{\Delta x})(\bar{w}^{\Delta x} - < w >) \\ = 0$$

Ainsi, $TKE_TOT =$

$$\frac{1}{2} < (\bar{u}^{LES} - \bar{u}^{\Delta x})^2 + (\bar{v}^{LES} - \bar{v}^{\Delta x})^2 + (\bar{w}^{LES} - \bar{w}^{\Delta x})^2 > \text{ (soit la } TKE_SBG(\Delta x) - < e >) \\ + \frac{1}{2} < (\bar{u}^{\Delta x} - < u >)^2 + (\bar{v}^{\Delta x} - < v >)^2 + (\bar{w}^{\Delta x} - < w >)^2 > \text{ (soit la } TKE_RES(\Delta x)) \\ + < e > \text{ (soit la } TKE_SBG(LES))$$

$$= TKE_SBG(\Delta x) - TKE_SBG(LES) + TKE_RES(\Delta x) + TKE_SBG(LES)$$

$$= TKE_RES(\Delta x) + TKE_SBG(\Delta x)$$

Au final,

$$TKE_SBG(\Delta x) \\ = TKE_TOT - TKE_RES(\Delta x) \\ = TKE_RES(LES) + TKE_SBG(LES) - TKE_RES(\Delta x)$$

Annexe 4 : Champs de vent méridien et de vitesse verticale à 200 m, issus de la LES, pour les trois types de moyennes

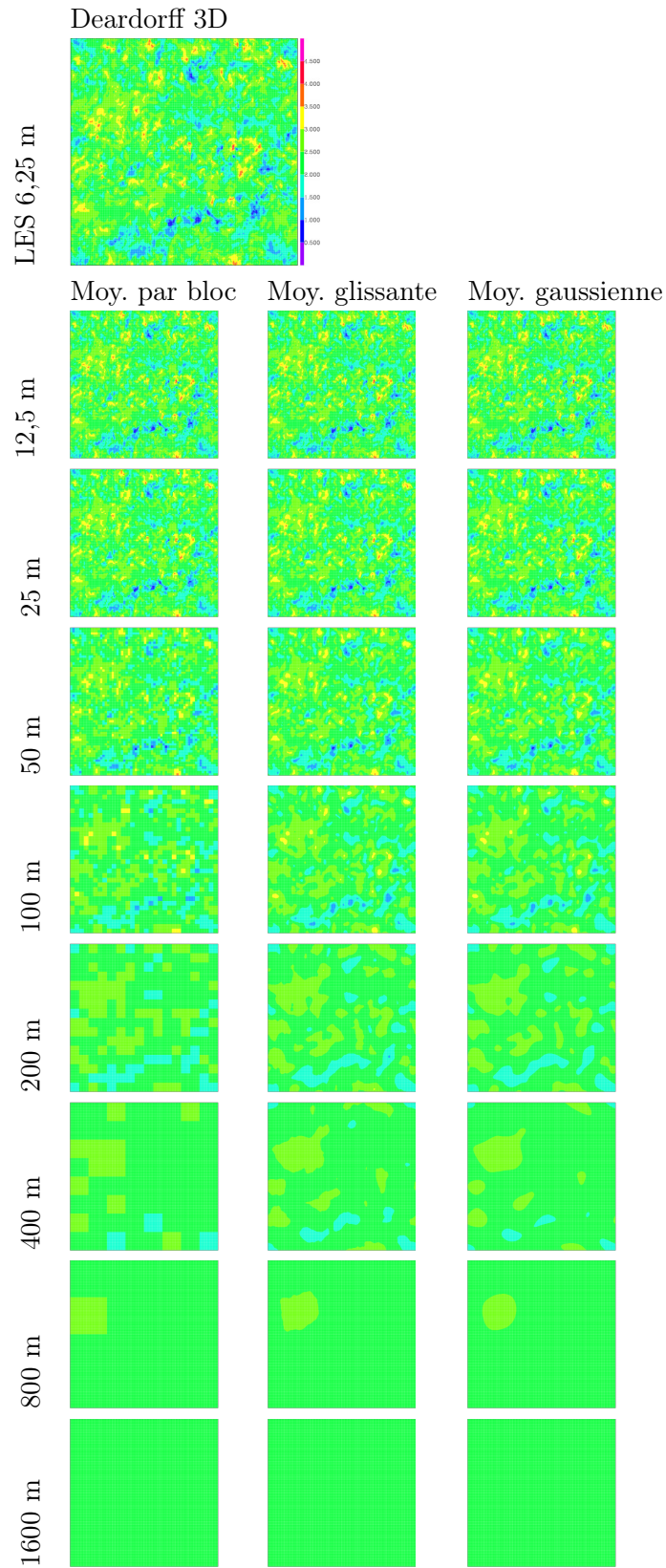


FIGURE 3.19. Comparaison des moyennes entre 12,5 et 1600 m. Exemple de coupes horizontales du vent méridien (en $m.s^{-1}$) après 5 heures de simulation, à 200 m d'altitude.

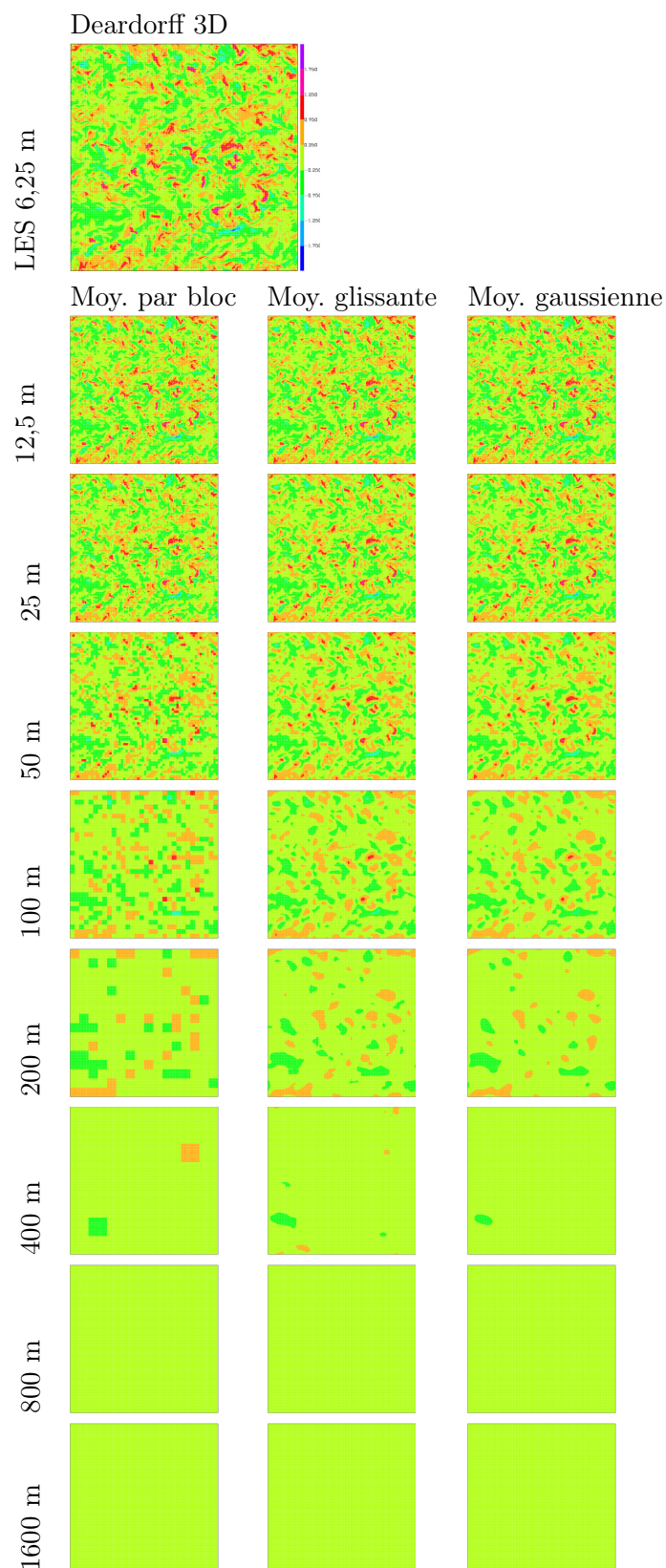


FIGURE 3.20. Comparaison des moyennes entre 12,5 et 1600 m. Exemple de coupes horizontales de vitesse verticale (en $m.s^{-1}$) après 5 heures de simulation, à 200 m d'altitude.

Annexe 5 : Champs de vent méridien et de vitesse verticale à 200 m, pour les 4 paramétrisations testées

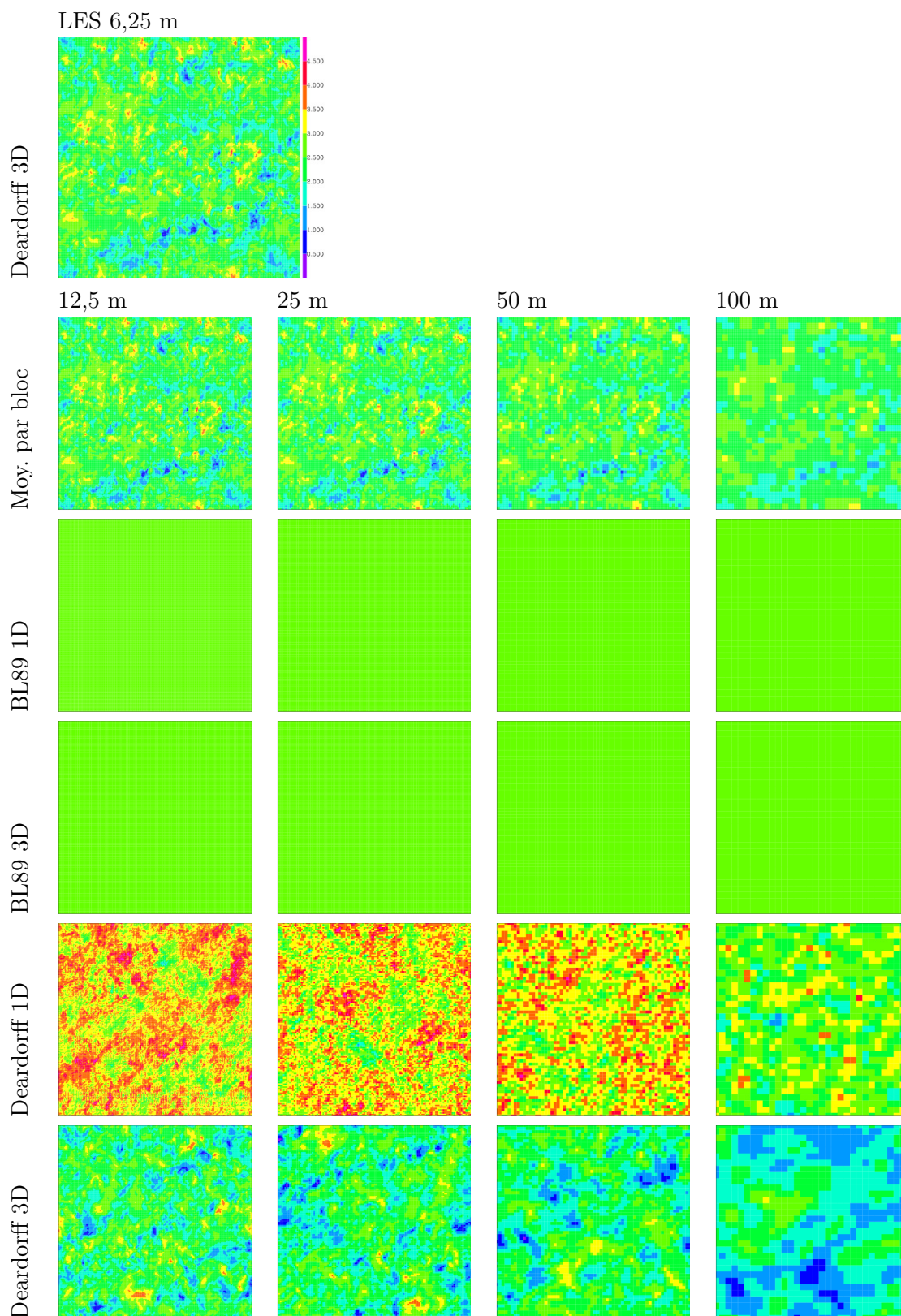


FIGURE 3.21. Comparaison des schémas de turbulence pour le vent méridien (en $m.s^{-1}$) à 200 m d'altitude. Résolutions de 12,5 à 100 m.

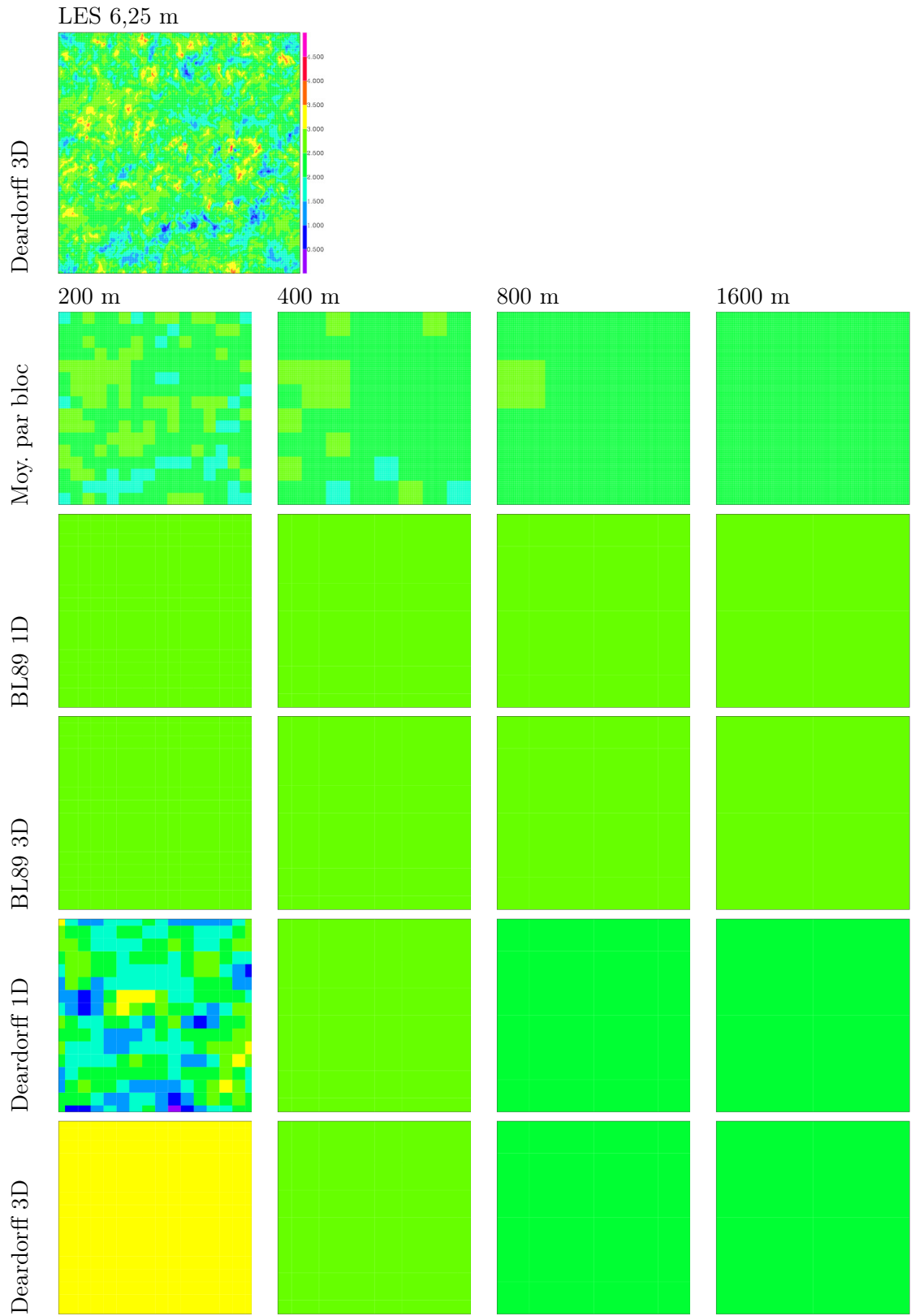


FIGURE 3.22. Comparaison des schémas de turbulence pour le vent méridien (en $m.s^{-1}$) à 200 m d'altitude. Résolutions de 200 à 1600 m.

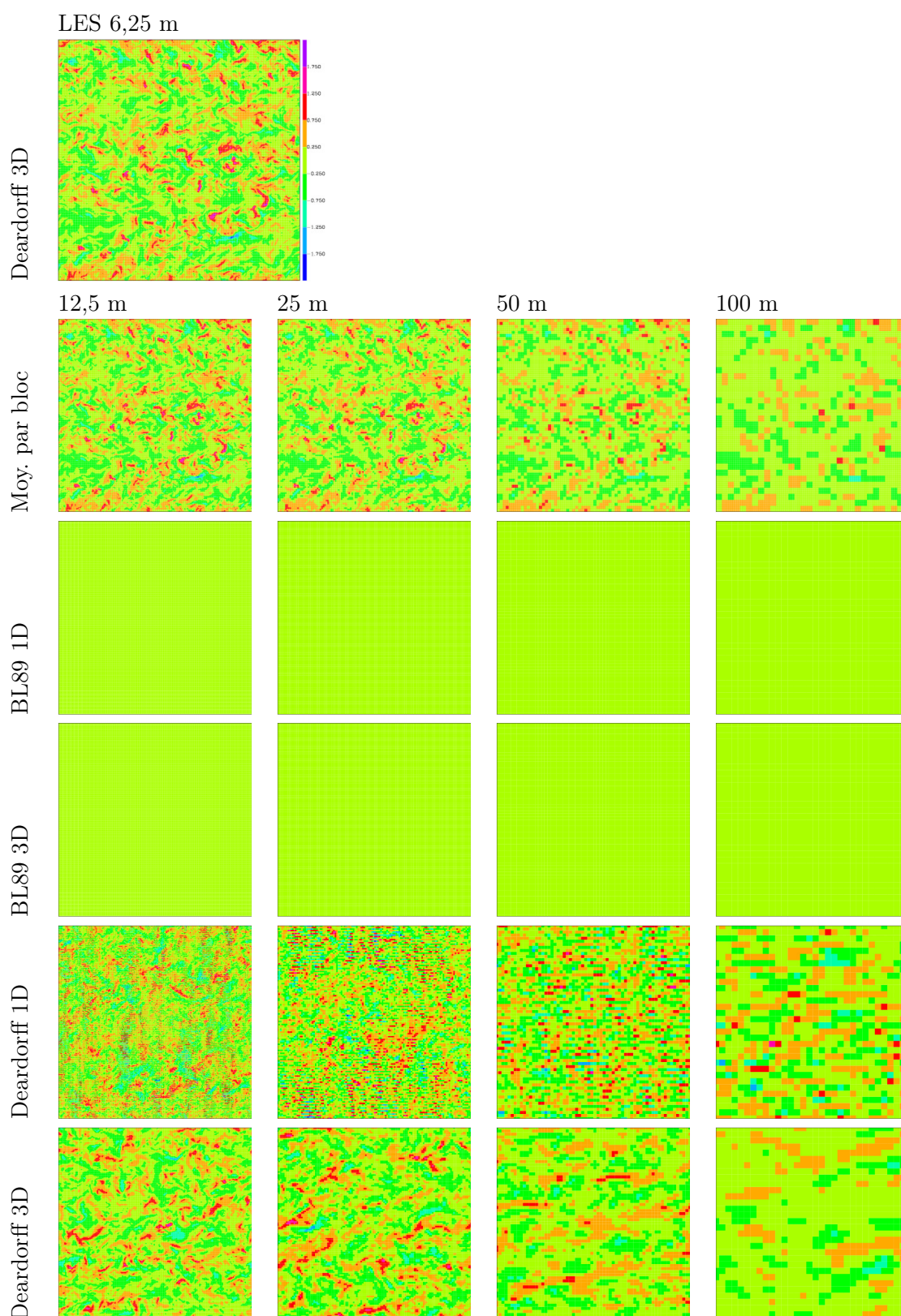


FIGURE 3.23. Comparaison des schémas de turbulence pour la vitesse verticale (en $m.s^{-1}$) à 200 m d'altitude. Résolutions de 12,5 à 100 m.

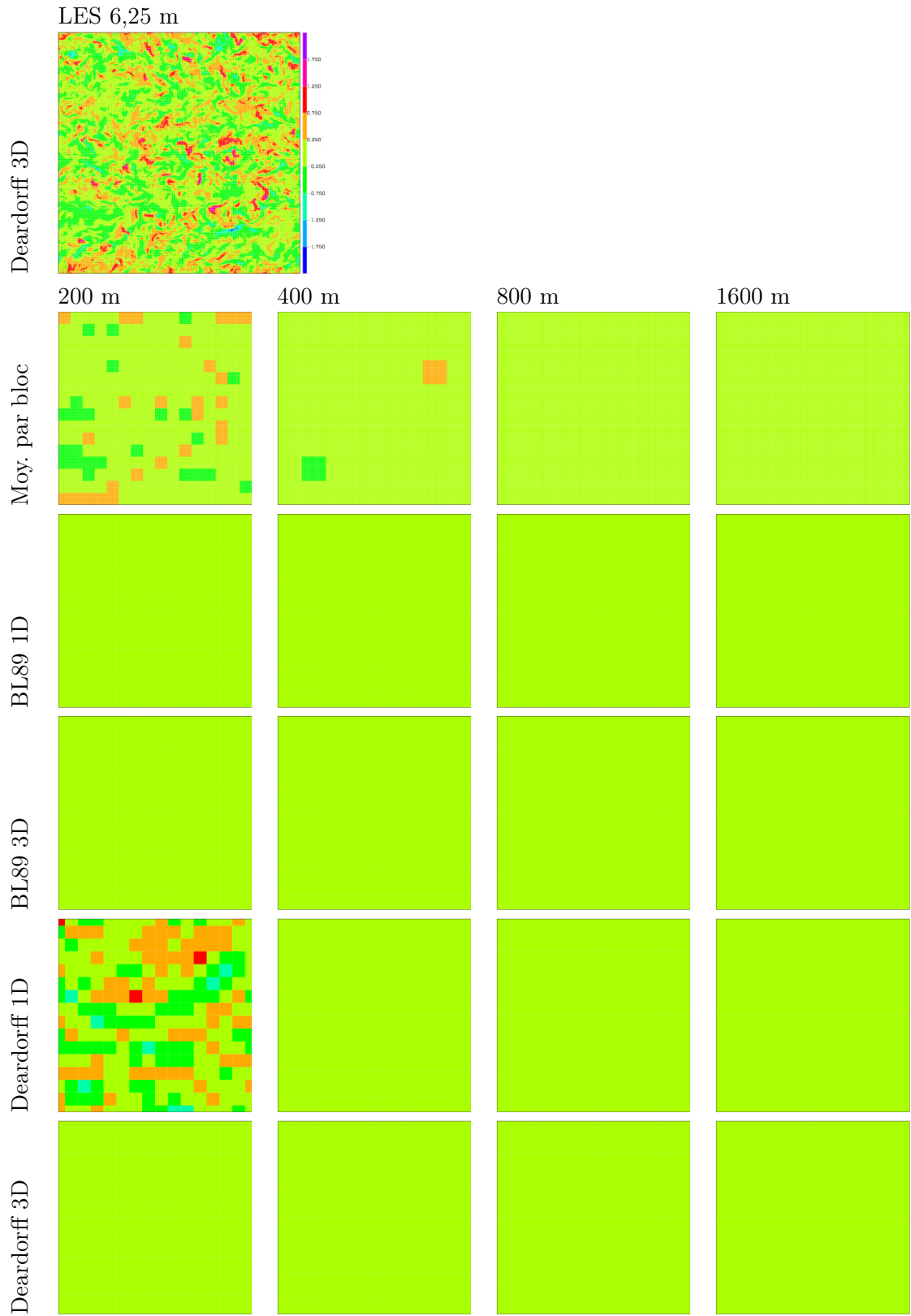


FIGURE 3.24. Comparaison des schémas de turbulence pour la vitesse verticale (en $m.s^{-1}$) à 200 m d'altitude. Résolutions de 200 à 1600 m.

Bibliographie

- Bougeault P, Lacarrère P. 1989. Parametrisation of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model. *Mon. Wea. Rev.* **117** : 1872–1890.
- Cheng A, Xu KM, Stevens B. 2010. Effects of resolution on the simulation of boundary-layer clouds and the partition of kinetic energy to subgrid scales. *J. Adv. Model Earth Syst.* **2**.
- De Moor G. 2006. *Couche limite atmosphérique et turbulence, Cours et Manuels*, vol. 16. Météo France.
- Deardorff JW. 1970. A numerical study of the three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **41** : 453–470.
- Deardorff JW. 1972. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.* **29** : 91–115.
- Drobinski P, Carlotti P, Redelsperger JL, Banta R, Masson V, Newsom R. 2007. Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.* **64** : 137–156.
- Honnert R, Masson V, Couvreux F. 2011. A diagnostic for evaluating the representation of turbulence in atmospheric models at the kilometeric scale. *J. Atmos. Sci.* **68** : 3112–3131.
- Kolmogorov. 1942. Equations of turbulent motion of an incompressible fluid. *Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser Fiz.* **6** : 56–58.
- Lothon M, Lenschow DH. 2010. Studying the afternoon transition of the planetary boundary layer. *Eos Trans. AGU* **91(29)** : 253–254.
- Moeng, H C, Sullivan PP, Khairoutdinov MF, Randall DA. 2010. A mixed scheme for subgrid-scale fluxes in cloud resolving models. *J. Atmos. Sci.* **67** : 3692–3705.
- Orlanski I. 1975. A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bulletin of the American Meteorological Society* **56** : 527–530.
- Stull RB. 1988. *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publishers.
- Lafore J, Stein J, Asencio N, Bougeault P, Ducrocq V, Duron J, Fischer C, Hérel P, Mascart P, Masson V, JP Pinty, JL Redelsperger, Richard E, Vila-Guerau de Arellano J. 1998. The Méso-NH atmospheric simulation system. Part I : Adiabatic formulation and control simulation. *Annales Geophysics* **16** : 90–109.

Table des figures

1.1	Illustration de la CLA (Mexico 2001)	12
2.1	Représentation du bruit blanc en vent zonal ($m.s^{-1}$)	19
2.2	Profil vertical de température potentielle au début de la simulation	19
3.1	Évolution de la température potentielle de la LES	21
3.2	Profil du module du vent horizontal de la LES en fonction de l'altitude à 5 h	22
3.3	Profil temporel de TKE ($m^2.s^{-2}$) de la LES	23
3.4	Moyennes par blocs	24
3.5	Champs LES de vent zonal, moyennés	26
3.6	Énergie cinétique turbulente et variances de vitesse, sous-maille et résolue	27
3.7	Répartition selon l'altitude de la production dynamique de turbulence	29
3.8	Répartition selon la direction de la production dynamique de turbulence	30
3.9	Profils temporels de hauteur de couche limite, BL	31
3.10	Profils temporels de hauteur de couche limite, DE 1D et 3D, aux basses résolutions	32
3.11	Profils temporels de hauteur de couche limite, DE, aux hautes résolutions	33
3.12	Hodographe BL	33
3.13	Hodographe DE	34
3.14	Comparaison des schémas pour le vent zonal aux fortes résolutions	36
3.15	Comparaison des schémas pour le vent zonal aux faibles résolutions	37
3.16	Spectre d'énergie cinétique turbulente schématique	38
3.17	Spectres d'énergie pour les paramétrisations BL	39
3.18	Spectres d'énergie pour les paramétrisations DE	39
3.19	Champs LES de vent méridien, moyennés	48
3.20	Champs LES de vitesse verticale, moyennés	49
3.21	Comparaison des schémas de turbulence pour le vent méridien	50
3.22	Comparaison des schémas de turbulence pour le vent méridien	51
3.23	Comparaison des schémas de turbulence pour la vitesse verticale	52
3.24	Comparaison des schémas de turbulence pour la vitesse verticale	53