THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Océan, Atmosphère et surfaces continentales

Présentée et soutenue par :

M. ANTOINE VERRELLE

le vendredi 19 juin 2015

Titre :

MODELISATION DE LA TURBULENCE DANS LES NUAGES CONVECTIFS PROFONDS AUX RESOLUTIONS KILOMETRIQUE ET HECTOMETRIQUE

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace (SDUEE)

Unité de recherche :

Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM)

Directeur(s) de Thèse :

M. DIDIER RICARD

Rapporteurs :

M. JEAN-LUC REDELSPERGER, METEO FRANCE TOULOUSE

M. JOAN CUXART RODAMILANS, UNIVERSIDAD PALMA DE MALLORCA

Membre(s) du jury :

M. SYLVAIN COQUILLAT, OBSERVATOIRE MIDI PYRENEES, Président

M. DIDIER RICARD, CENTRE NATIONAL RECHERCHE METEOROLOGIQUE, Membre

M. JEAN-YVES GRANDPEIX, UNIVERSITE PARIS 6, Membre

Mme CHRISTINE LAC, CENTRE NATIONAL RECHERCHE METEOROLOGIQUE, Membre

Remerciements

Ces travaux de thèse se sont déroulés au sein du laboratoire du CNRM-GAME (Météo-France/CNRS), au sein du groupe GMME et de l'équipe MESONH.

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement Joël Poitevin pour avoir soutenu ma candidature au financement de thèse, pour m'avoir encouragé à passer le concours spécial d'ingénieur à Météo-France, et pour m'avoir permis de continuer la thèse en tant que stagiaire fonctionnaire.

Je souhaite remercier profondément mon directeur de thèse, Didier Ricard, ainsi que ma co-directrice Christine Lac pour leur grande disponibilité et leur soutien surtout lors de la rédaction du manuscrit, qui a été pour moi une tâche difficile. Je les remercie aussi pour le temps consacré à des discussions quasi quotidiennes sur des questions scientifiques. Une chose est sure, je suis fier d'avoir réalisé ma thèse à leur côté. En bref, un gros merci !

Je suis sincèrement reconnaissant envers mes rapporteurs Jean-Luc Redelsperger et Joan Cuxart qui ont pris le temps d'évaluer ce travail en un temps relativement court et d'avoir posé des questions qui permettent d'alimenter le débat. Merci à Sylvain Coquillat d'avoir présidé ce jury et à Jean-Yves Granpeix pour l'intérêt qu'il porte à ce travail.

Je tiens à remercier la direction du laboratoire de m'avoir proposé un poste permanent au CNRM dans l'équipe MOSAYC. Je remercie également Eric Martin pour son accueil au sein de l'équipe MOSAYC et de m'avoir autorisé à utiliser mon temps de travail afin de terminer cette thèse.

De façon plus générale, je remercie également tous ceux qui de près ou de loin, m'ont aidé ou aiguillé dans mon travail. Merci à Jean Philippe Lafore, mais aussi à Patrick Mascart qui m'ont lors du premier comité de thèse donner des conseils avisés pour la poursuite de cette thèse. Merci à Fleur Couvreux et à Françoise Guichard pour leur aide lors de la préparation de la soutenance. Je remercie également Juan Escobar pour son aide précieuse sur l'utilisation du modèle Méso-NH en mode grand grille, sans quoi cette thèse n'aurait pu se faire. Un grand merci aux membres de l'équipe MESONH : Jeanine Payart, Gaelle Delautier, et Sebastien Riette ainsi qu'aux différents membres de l'équipe MICADO. Je pense en particulier à Odile et Romain pour leurs aides lors du pot de thèse. Merci à Julien, Rachel et Benoit avec qui j'ai partagé le bureau pour les agréables moments passés en leur compagnie et à Régine pour son aide administrative indispensable.

Je remercie ma famille, particulièrement mes parents pour leur irremplaçable et inconditionnel soutien. En fin merci à toi, Candice pour ta patience. Tu as su me supporter pendant ces années de thèse. Cette aventure a débuté par la naissance de notre première fille Léana, et elle se termine par un nouvel heureux évènement, la naissance de notre deuxième fille, Hanaé. Cette thèse est dédiée à Candice, à Léana et à Hanaé.

Abstract

The limited-area atmospheric models provide nowadays kilometer-scale forecasts and within a few years hectometer-scale forecasts. A these fine scales, the convective motions and turbulent processes strongly interact, the former being considered explicitly resolved and the latter being located in the gray zone of turbulence. This thesis aims to document the sensitivity to horizontal resolution of modeling deep convection at kilometer and hectometer scale, to evaluate, and to improve the parameterization of subgrid turbulence in convective clouds.

In the first part, a sensitivity study to the horizontal resolution with nonhydrostatic models AROME and Meso-NH is performed for an idealized case of deep convection. All simulations exhibit the same scenario with an initial cell which is divided into a supercell and a multicell system. The 4-km resolution simulations would require deep convection scheme to represent some of the convective motions. The differences between the simulations with 1-km and 2-km grid spacing are higher than those between the 1-km and 500-m runs, emphasizing that the 1-km resolution appears necessary to start well predict convective structures. Diffusive effects are stronger with the AROME model, as smaller scale features are discernible with the Meso-NH model for the same resolution.

The ratio between the resolved and total turbulent kinetic energy decreases with increasing horizontal resolution, which is not satisfactory. Thus, the turbulent mixing in convective clouds, due to too low thermal production, induces too strong vertical velocities in updrafts, this default is accentuated at coarser resolutions. The differences between 1D and 3D versions of the turbulence scheme, evaluated with the Meso-NH model, become noticeable at 2-km resolution, revealing the necessity to take into account the horizontal turbulent fluxes at the kilometer scale for convective systems.

In the second part, the shortcomings of the current turbulence scheme of Meso-NH in deep convective clouds are more precisely investigated. For that, a LES of a deep convective cloud with a 50-m resolution is performed, then the fields of this LES are averaged at kilometer and hectometer resolutions in order to obtain reference turbulent fluxes. The reference thermal production induces the increase of turbulent kinetic energy at coarse resolution. Conversely, the reference dynamical production is higher at high resolution, making the three-dimensional turbulence. Vertical turbulent fluxes of liquid potential temperature and non precipitating total water have countergradient structures, indicative of nonlocal turbulence.

Diagnostic assessment of the current parameterization, from the reference fields, shows that thermal production is largely underestimated in the clouds. The countergradient structure of turbulent fluxes is not reproduced, the local K-gradient formulation is not suitable. Alternative parameterizations of these vertical fluxes are then tested. The formulation based on TTE (total turbulent energy) does not allow a significant improvement. On the contrary, the formulation based on horizontal gradients, from Moeng et al. (2010.2014), provides a better representation of the thermal production of turbulence in the cloud, with a good representation of countergradient areas. The on-line evaluation at 1-km resolution confirms the improvement, with a significant decrease of vertical velocities in convective clouds, and an increase of subgrid turbulence.

keywords : deep convection, turbulence, gray zone, kilometer and hectometer scales, LES, parameterization

Résumé

Les modèles atmosphériques à aire limitée fournissent actuellement des prévisions à l'échelle kilométrique, et d'ici quelques années à l'échelle hectométrique. A ces échelles, les mouvements convectifs et les processus turbulents interagissent fortement, les premiers étant considérés comme résolus explicitement et les seconds étant situés dans la zone grise de la turbulence. Cette thèse a pour objectifs de documenter la sensibilité à la résolution horizontale de la modélisation kilométrique et hectométrique de la convection profonde, d'évaluer, puis d'améliorer la paramétrisation de la turbulence sous-maille au sein des nuages convectifs.

Dans une première partie, une étude de sensibilité à la résolution horizontale des modèles non-hydrostatiques AROME et Méso-NH a été réalisée sur un cas idéalisé de convection profonde. Toutes les simulations présentent le même scénario avec une cellule initiale qui se divise en une supercellule et un système multicellulaire. Les expériences avec la résolution de 4 km nécessiteraient un schéma de convection profonde pour représenter une partie des mouvements convectifs. Les différences entre les expériences avec les résolutions de 1 km et 2 km sont plus importantes qu'entre les résolutions 1 km et 500 m, soulignant le fait que la résolution 1 km apparaît nécessaire pour commencer à bien prévoir les structures convectives. Les effets diffusifs sont plus marqués avec le modèle AROME, des structures de plus fine échelle étant visibles avec le modèle Méso-NH pour une même résolution.

Le ratio entre les énergies cinétiques turbulentes résolue et totale diminue avec l'augmentation de résolution horizontale, ce qui n'est pas satisfaisant. Ainsi, l'insuffisance de mélange turbulent au sein des nuages convectifs, induit des vitesses verticales trop fortes dans les ascendances, défaut accentué aux résolutions les plus lâches. Les différences entre versions 1D et 3D du schéma de turbulence, évaluées avec le modèle Méso-NH, deviennent perceptibles à 2 km de résolution, révélant la nécessité de prendre en compte les flux turbulents horizontaux à l'échelle kilométrique pour les systèmes convectifs.

Dans une seconde partie, on caractérise plus précisément les défauts du schéma de turbulence actuel de Méso-NH dans les nuages convectifs profonds. Pour cela, une simulation LES de nuage convectif avec une résolution de 50 m est réalisée, puis les champs sont moyennés aux résolutions hectométrique et kilométrique afin d'obtenir des flux turbulents de référence. La production thermique pilote l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente sous-maille à faible résolution. A l'inverse, la production dynamique de référence est plus importante à haute résolution, rendant la turbulence tridimensionnelle. Les flux turbulents verticaux de température potentielle liquide et d'eau totale non précipitante présentent des structures à contre-gradient, révélatrices de turbulence non locale.

L'évaluation diagnostique de la paramétrisation actuelle, à partir des champs de référence, montre que la production thermique de turbulence est largement sous-estimée au sein des nuages. La structure en contre-gradient des flux turbulents n'est pas non plus reproduite, la formulation locale en K-gradient n'étant pas adaptée. Des paramétrisations alternatives de ces flux verticaux sont alors testées. La formulation basée sur TTE (énergie turbulente totale) ne permet pas une amélioration significative. La formulation basée sur des gradients horizontaux, à partir de Moeng et al. (2010,2014), offre une meilleure représentation de la production thermique de turbulence dans le nuage, grâce à une bonne représentation des zones à contre-gradient. L'évaluation "online" à 1 km confirme l'amélioration, avec une diminution significative des vitesses verticales dans les nuages convectifs, et une augmentation de la turbulence sous-maille.

mots clés : convection profonde, turbulence, zone grise, échelles kilométrique et hectométrique, LES, paramétrisation

Table des matières

1 INTRODUCTION **1**

2 Organisation de la convection profonde **7**
2.1 Ingrédients de la convection profonde . . . 7
2.2 L'orage monocellulaire . . . 8
2.3 L'orage multicellulaire . . . 9
2.4 L'orage supercellulaire . . . 13
2.5 Conclusion . . . 20

3 Modélisation de la turbulence **21**
3.1 La turbulence dans l'atmosphère . . . 21
3.2 La turbulence, les modèles et l'approche filtrée . . . 27
3.3 Paramétrisation de la turbulence . . . 36
3.4 Turbulence, diffusion et convection . . . 53
3.5 Conclusion . . . 59

4 Présentation des modèles numériques atmosphériques **61**
4.1 Le modèle Méso-NH . . . 61
4.2 Le modèle AROME . . . 63
4.3 Conclusion . . . 64

5 Etude de sensibilité de la convection profonde à l'échelle kilométrique **65**
5.1 Etude idéalisée de systèmes convectifs avec le modèle Méso-NH . . . 65
5.2 Etude idéalisée de systèmes convectifs avec le modèle AROME . . . 83
5.3 Conclusion . . . 98

6 Simulations LES de nuages convectifs **101**
6.1 Présentation de la simulation LES de référence . . . 101
6.2 Elaboration des champs à la résolution Δx . . . 105
6.3 Caractérisation des champs de référence à la résolution Δx . . . 111
6.4 Evaluation des paramétrisations des flux turbulents à la résolution Δx . . . 118

7 Evaluation des schémas de turbulence à l'échelle kilométrique **127**
7.1 Configuration des simulations . . . 127
7.2 Evolution temporelle de la convection profonde . . . 128
7.3 Sensibilité du schéma de Cuxart et al. (2000) à la longueur de mélange . . . 132
7.4 Evaluation des différents schémas de turbulence . . . 136

7.5 Sensibilité au coefficient C de la paramétrisation issue de Moeng (2014) 141
7.6 Sensibilité de la paramétrisation issue de Moeng (2014) à d'autres paramètres . 144
7.7 Conclusion 147

8 Conclusions et Perspectives **149**

Annexe A **155**

Annexe B **165**

Table des figures **171**

Liste des tableaux **185**

Bibliographie **187**

Chapitre 1

INTRODUCTION

Dans l'atmosphère, la convection profonde humide joue un rôle fondamental pour le transport vertical de l'énergie dans la troposphère, mais aussi pour le cycle de l'eau. Aux moyennes latitudes, les douze premiers kilomètres de l'atmosphère forment la troposphère dont la base, appelée couche limite atmosphérique (CLA), est affectée par la présence de la surface de la Terre à travers le transfert de chaleur et de quantité de mouvement à l'origine de mouvements turbulents. La convection profonde se développe verticalement sur toute la troposphère avec une base des nuages souvent située au sommet de la CLA (à environ 2 km d'altitude). Sur le plan horizontal, les phénomènes convectifs couvrent une large gamme d'échelles, appelée méso-échelle, comprises entre 2000 et 2 km, allant des cyclones tropicaux aux petits cumulus avec une durée de vie de quelques jours à une dizaine de minutes. De plus, la convection génère des circulations au sein des nuages d'échelle encore plus fine (Fig. 1.1) couvrant la micro-échelle (moins de 2 km) auxquelles viennent se superposer les mouvements liés aux processus turbulents, dont les plus petits tourbillons sont de l'ordre du millimètre. Les échelles spatiale et temporelle de la turbulence et des circulations convectives sont ainsi fortement liées.

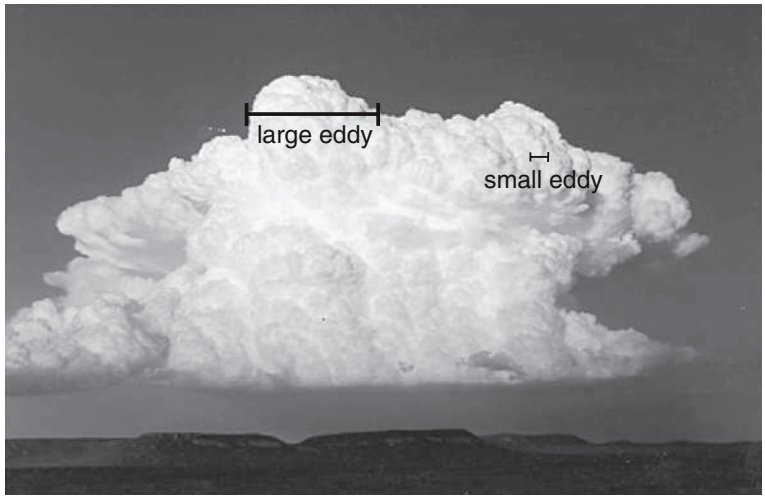


FIGURE 1.1 – Photo d'un cumulonimbus illustrant les différentes tailles de tourbillons au sein du nuage convectif d'après Cotton et al. (2010).

Outre leur rôle bénéfique sur les écosystèmes (redistribution d'énergie et d'eau sous forme de précipitations), les systèmes intenses de convection profonde représentent aussi des risques naturels élevés et variés. En effet, ils peuvent générer des inondations, des rafales intenses de vent, des éclairs, des tornades, des chutes de grêles, ..., pouvant causer d'énormes dégâts et faire de nombreuses victimes. Il est donc indispensable de les prévoir au mieux afin d'alerter au plus tôt les autorités et les populations dans le cadre de la prévision du temps, et également de prévoir l'évolution de leur fréquence et de leur intensité dans le cadre du changement climatique. Pour cela, les modèles de prévision numérique du temps et du climat sont devenus des outils incontournables. Un modèle est un code informatique permettant de résoudre numériquement les équations du mouvement, afin de prévoir l'évolution des phénomènes atmosphériques. Si la résolution [1] utilisée n'est pas suffisamment fine, alors les circulations complexes engendrées par la convection, ou bien tout autre processus physique d'échelle spatiale inférieure à la résolution du modèle, nécessitent d'être représentés de manière implicite : on parle alors de paramétrisation des processus physiques sous-maille. Tandis que les modèles numériques à basse résolution (maille supérieure à 10 km) nécessitent une paramétrisation de la convection profonde, les modèles aux échelles kilométriques résolvent explicitement les circulations de l'atmosphère liées à la convection profonde mais pas celles engendrées par les processus turbulents. Ce genre de modèle, appelé Cloud Resolving Model (CRM), est notamment utilisé pour l'étude de processus atmosphériques. De plus, l'intérêt des CRM pour la prévision à échelle fine de la convection profonde a clairement été montré ces dernières années avec l'utilisation en opérationnel d'un nombre croissant de modèles atmosphériques avec des mailles inférieures à 5 km (UM, AROME, COSMO, WRF...) Des modèles CRM sont également utilisés pour des simulations régionales du climat permettant, par exemple, de représenter de façon plus réaliste le cycle diurne de la convection profonde en zone de relief que des simulations de résolution plus lâche avec une convection paramétrée (Ban et al., 2014). Au cours des dernières années, on assiste également à l'élaboration de simulations de modèles globaux à l'échelle kilométrique (Fig. 1.2). L'augmentation de la puissance de calcul favorise en effet l'utilisation de résolution de plus en plus fine dans les modèles globaux et à aire limitée.

Ainsi, avec le recours de plus en plus fréquent aux CRM non-hydrostatiques à l'échelle kilométrique pour la prévision du temps et du climat, les problèmes des paramétrisations sous-maille nécessitent d'être réévalués. La turbulence et de la microphysique sont les paramétrisations les plus sensibles dans le cas des circulations convectives à ces échelles. Par ailleurs, l'augmentation de la puissance de calcul rend également possible la réalisation de simulations de type LES (Large Eddy Simulation) pour des domaines de plus en plus grands, permettant d'obtenir des simulations de référence de systèmes convectifs afin d'évaluer certains processus et paramétrisations.

Dans le cadre de la stratégie scientifique de Météo-France, l'augmentation de la résolution des modèles numériques pour la prévision et l'amélioration de la représentation des processus physiques font partie des cinq orientations prioritaires. Il s'agit en particulier de progresser

1. Δx correspond en réalité à la taille de la maille du modèle. Par abus de language, la résolution ($\frac{1}{\Delta x}$) sera aussi notée Δx dans l'ensemble du manuscrit

dans la modélisation des zones dites «grises» de la convection et de la turbulence. L'utilisation d'un nouveau supercalculateur massivement parallèle va permettre, tout prochainement, une augmentation de la résolution horizontale du modèle opérationnel de fine échelle AROME passant de 2.5 à 1.3 km ainsi qu'une augmentation du nombre de niveaux verticaux passant de 60 à 90. D'ici quelques années, il est également prévu de disposer d'une version à 500 m de résolution, notamment pour des applications aéronautiques.

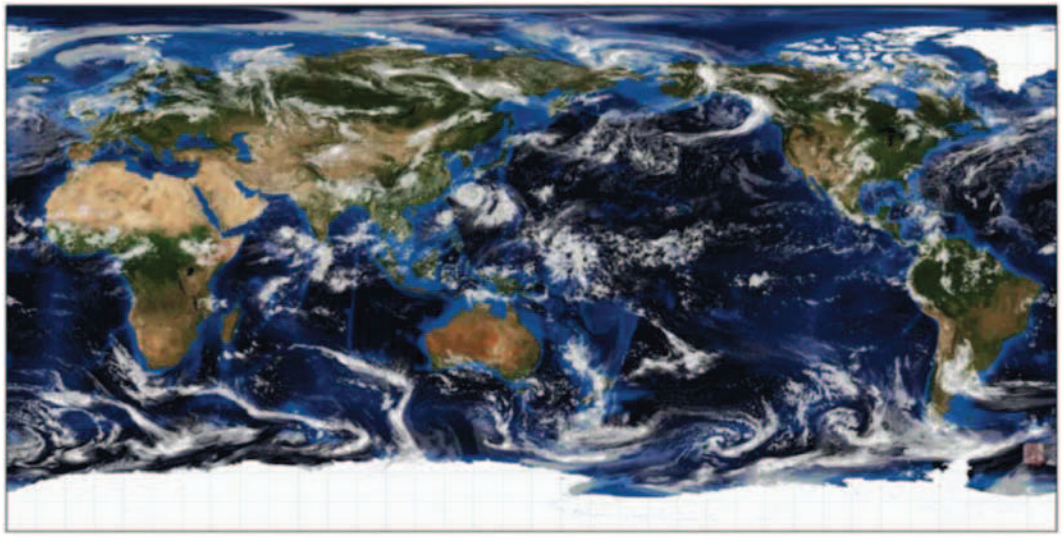


FIGURE 1.2 – Distribution des nuages (25 août 2012, 0600 UTC) issue d'une simulation du modèle global non-hydrostatique NICAM avec une résolution horizontale de 870 m d'après Myamoto (2013).

Malgré l'augmentation de la résolution des modèles atmosphériques, la prévision de la convection profonde reste largement perfectible. Tout d'abord, la résolution horizontale à partir de laquelle les circulations engendrées par les systèmes convectif peuvent être considérées comme entièrement résolues n'est pas encore clairement identifiée. En effet, la taille caractéristique des ascendances convectives est de l'ordre de quelques kilomètres. La résolution horizontale d'un modèle kilométrique est donc très proche de la taille des structures caractéristiques d'un système convectif. De plus, les conditions initiales (C.I.) représentent une grande partie des incertitudes d'une prévision. En effet, les erreurs présentes dans les C.I. se propagent lors de l'intégration du modèle, en interagissant avec les incertitudes liées d'une part à la représentation des processus de petite échelle et d'autre part aux erreurs numériques liées à la discrétisation des équations. L'amplification de ces erreurs et incertitudes aboutit à une mauvaise représentation spatiale et temporelle de la convection. Les prévisions d'ensemble permettent de prendre en compte plusieurs scénarios possibles de l'évolution de l'atmosphère en utilisant plusieurs simulations avec soit des CI différentes, soit des perturbations stochastiques appliquées aux tendances de différentes variables prognostiques du modèle. Par exemple, Hally et al. (2014) ont montré que la structure de la convection est très sensible aux perturbations appliquées à la longueur de mélange du schéma de turbulence.

A méso-échelle, la turbulence est considérée comme un processus physique entièrement sous maille. Lorsque la résolution augmente, une fraction des processus turbulents devient partielle-

ment résolue par le modèle, la fraction restante étant toujours paramétrée. Alors que la paramétrisation de la turbulence au sein de la couche limite atmosphérique a fait l'objet de nombreuses études, aboutissant à des améliorations significatives du schéma flux de masse dans la zone grise de la turbulence (Honnert, 2012), cette répartition d'énergie turbulente entre le résolu et le sous-maille n'a pas fait l'objet d'étude approfondie en ce qui concerne les nuages convectifs profonds. Il est par ailleurs avéré que le mélange par les petits tourbillons dans les nuages convectifs profonds, notamment l'entraînement latéral et sommital avec l'environnement, est sous-représenté dans les modèles de méso-échelle (Tomasini and Lafore, 2004). Or les tourbillons de petite échelle jouent un rôle significatif dans la croissance des hydrométéores par collision et coalescence et dans la dynamique des nuages (Devenish et al., 2012). C'est dans ce contexte d'étude que s'insère cette thèse. Il est en effet crucial d'évaluer la pertinence des formulations des paramétrisations actuelles de la turbulence dans les nuages convectifs profonds ainsi que d'identifier leurs limites, afin d'améliorer la représentation des processus turbulents dans les CRM.

Cette thèse cherche ainsi à répondre aux questions suivantes :

1. Quel est l'impact de la résolution kilométrique d'un CRM sur l'organisation et l'intensité des systèmes convectifs ?
2. Quelle est la sensibilité de la paramétrisation des flux turbulents à la résolution horizontale lors de la modélisation d'épisodes de convection profonde par un CRM ?
3. Les paramétrisations des flux turbulents au sein des nuages convectifs utilisées dans les CRM, Méso-NH et AROME, sont-elles adaptées à la modélisation de la convection profonde aux échelles kilométrique et hectométrique ?
4. Comment peut-on améliorer ces paramétrisations à ces échelles intermédiaires ?

Les objectifs et l'organisation de la thèse

Ainsi, cette thèse a pour objectifs de documenter la sensibilité à la résolution horizontale de la modélisation kilométrique et hectométrique de la convection profonde et d'évaluer, puis d'améliorer, la paramétrisation de la turbulence sous-maille au sein des nuages convectifs.

Le premier chapitre rappelle tout d'abord les différents modes élémentaires d'organisation de la convection profonde. Le second chapitre est consacré à l'état de l'art sur la paramétrisation de la turbulence, ainsi qu'à l'interaction de la convection et de la turbulence.

Le 3e chapitre présente ensuite les outils numériques utilisés au cours de cette thèse, les modèles non-hydrostatiques AROME et Méso-NH.

Dans le 4e chapitre, une étude de sensibilité à la résolution horizontale est menée avec ces deux modèles de méso-échelle pour des simulations de systèmes convectifs idéalisés, ainsi qu'une étude de sensibilité aux schémas de turbulence sous-maille version 1D versus version 3D avec le modèle Méso-NH utilisant le schéma de turbulence de Cuxart et al. (2000). Les défauts de ce schéma au sein des nuages convectifs sont mis en évidence.

Le 5e chapitre affine le diagnostic sur les défauts de certains flux turbulents en exploitant les champs issus d'une simulation LES de référence d'un système convectif à 50 m de résolution.

Des alternatives au schéma actuel sont aussi testées en mode diagnostique à partir des champs de la LES moyennés à la résolution kilométrique.

Le 6e chapitre évalue différentes paramétrisations de la turbulence sur les simulations idéalisées du même système convectif à 1 km, par comparaison à la simulation LES de référence. Les tests portent sur la longueur de mélange, puis sur de nouvelles formulations de certains flux turbulents.

Enfin, les différents résultats obtenus au cours de cette thèse sont résumés et quelques perspectives de recherche sont présentées.

Chapitre 2

Organisation de la convection profonde

Dans l'atmosphère, les phénomènes convectifs profonds prennent des formes diverses et couvrent une gamme d'échelles très grande, allant du cyclone tropical au cumulonimbus isolé. Les orages sont des phénomènes potentiellement dangereux car ils peuvent être associés à de fortes précipitations, à de la grêle, des éclairs avec des impacts de foudre, de fortes rafales de vent et des tornades dévastatrices. Avant de s'intéresser à la turbulence dans les nuages convectifs dans la partie suivante, nous rappelons, dans ce chapitre, les modes d'organisation de la convection profonde sous forme de cellule isolée, de système multicellulaire et de supercellule.

2.1 Ingrédients de la convection profonde

Quel que soit le mode d'organisation de la convection profonde (extension spatiale, durée), tous les orages requièrent trois ingrédients : une source d'humidité, une atmosphère conditionnellement instable et un forçage permettant à l'air chargé d'humidité d'atteindre le niveau de convection libre. Dès que ce niveau est franchi par les particules d'air humide, le nuage convectif peut se développer et évoluer en orage.

Au premier ordre, deux facteurs pilotent la structure de l'orage : l'instabilité et le cisaillement vertical de vent de l'environnement.

La CAPE (Convective Available Potential Energy) représente l'intégrale sur la verticale des forces de flottabilité de l'altitude de convection libre jusqu'à l'altitude où les forces de flottabilité deviennent négatives. Les valeurs de CAPE donnent une idée de l'intensité potentielle des ascendances au sein des nuages convectifs, mais la présence de CAPE ne permet pas de prévoir le lieu de déclenchement de l'orage. En effet, les parcelles fluides qui ont atteint le niveau de condensation ont encore une flottabilité négative. L'environnement doit donc fournir un forçage extérieur d'une énergie supérieure à la barrière représentée par la CIN (Convective INhibition) pour que la flottabilité devienne positive. La CAPE est donc une condition nécessaire mais non suffisante pour l'initiation de la convection.

Les variations de vitesse et de direction du vent participent aussi à l'organisation de la convection, surtout dans les basses couches de l'atmosphère. Ces variations sont tout d'abord contrôlées

par les forçages de grandes échelles mais peuvent aussi être influencées par des circulations locales générées par exemple par le relief (montagnes, vallées, ...) ou des différences de topographie (contraste terre-mer avec des phénomènes de brises côtières ...) Le cisaillement vertical de vent est défini comme le gradient vertical du vent horizontal. On parle de cisaillement unidirectionnel lorsque les vecteurs cisaillement à différentes altitudes sont colinéaires, et on parle de cisaillement tournant quand les vecteurs cisaillement change de direction avec l'altitude.

Le cisaillement vertical du vent interagit principalement dans les basses couches de l'atmosphère (entre le sol et 3 à 6 km d'altitude) avec les ascendances liées à l'orage, ce qui va conditionner la structure que va acquérir l'orage. Pour un faible cisaillement de vent unidirectionnel, les développements orageux sont de type monocellulaire. Lorsque le cisaillement est un peu plus intense, l'organisation convective est multicellulaire. Enfin, le cisaillement fort (unidirectionnel ou non) favorise la genèse d'une supercellule.

Il faut noter que la distribution verticale et horizontale d'autres paramètres participe à l'organisation de la convection, comme des poches de forte humidité dans les basses couches, la présence d'air sec en milieu de troposphère, des lignes de convergence de vents dans les basses couches, une forte diffluence de vent en altitude, des flux de basses couches d'air humide et instable, la présence de relief ...

2.2 L'orage monocellulaire

L'orage monocellulaire (Fig. 2.1), est formé d'une seule cellule convective avec un cycle de vie très court (30 à 60 minutes). Le forçage pour ce type d'orage est souvent dû au cycle diurne de la couche limite atmosphérique plutôt qu'à un forçage synoptique (cisaillement faible). Les orages monocellulaires se forment donc généralement après le maximum de chauffage du sol durant la journée.

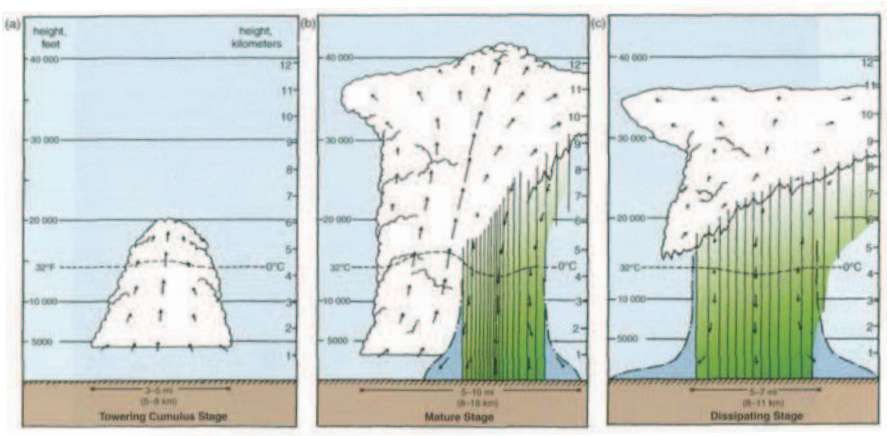


FIGURE 2.1 – Schéma conceptuel des trois stages d'un système convectif unicellulaire. a) phase d'initiation, b) stage mature, c) stage de dissipation (adapté de Byers and Braham (1949) et Doswell III (1985)).

Trois différentes phases peuvent être identifiées :

1. la phase d'initiation ou de développement,
2. la phase mature,
3. la phase de dissipation.

Durant la phase de développement, le courant ascendant est piloté par la flottabilité, les ascendances dues au gradient vertical des perturbations de pression étant faibles. Sous l'orage, une zone de convergence du flux d'humidité se forme, alimentant l'ascendance convective en air instable. Le sommet de l'orage forme une tour convective d'environ 1 km de diamètre. L'anomalie positive de flottabilité générée par l'ascendance induit des gradients de flottabilité horizontaux avec l'air environnant. Ces gradients sont une source de vorticité horizontale. La circulation à l'intérieur de ces tours convectives est semblable au modèle idéalisé du vortex de Hill (Houze, 1993, p 237). Des tourbillons d'un ordre de grandeur inférieur (100-200 m), générés par des instabilités hydrodynamiques (de Taylor ou d'Helmotz), sont responsables de l'entraînement d'air sec de l'environnement à l'intérieur des tours convectives. Des particules précipitantes, sous forme liquide ou solide, prennent naissance au sein de l'ascendance, mais leurs vitesses de chute restent inférieures aux vitesses des ascendances.

Lorsque les particules deviennent trop grosses, elles chutent, l'orage entame alors sa deuxième phase de développement : la phase mature. L'extension verticale de la cellule convective augmente, elle devient un cumulonimbus. A ce moment, une enclume commence à se former, les particules de glaces, étant entraînées par le mouvement ascendant, s'étalent à proximité de la tropopause. Les ascendances ne peuvent plus contrebalancer le poids des hydrométéores, des courants descendants se mettent en place accompagnant les précipitations. L'évaporation ou la fonte d'une partie des hydrométéores renforce ces subsidences. En effet, en air sec une particule d'air subissant une subsidence se réchauffe par compression adiabatique, mais en présence de changement de phase d'hydrométéores, la particule d'air devient plus dense que l'environnement car la perte d'énergie due à l'évaporation ou la fonte des hydrométéores est supérieure au réchauffement adiabatique. Lorsque les subsidences atteignent le sol, l'air dense ainsi formé s'étale sur le sol, dans toutes les directions si le cisaillement est faible. Ce courant est appelé courant de densité, son bord marquant le front de rafales.

Ces rafales finissent par couper l'alimentation en air chaud et humide de la cellule. Les ascendances disparaissent, puis, c'est au tour des précipitations de diminuer. L' orage est alors dans sa phase de dissipation. La cellule orageuse se désagrège. L'enclume peut persister quelques heures avant que les particules de glace ne soient toutes sublimées.

Cette cellule isolée est la brique élémentaire de tout système convectif.

2.3 L'orage multicellulaire

L'orage multicellulaire (Fig. 2.2) est la forme la plus répandue de convection aux moyennes latitudes. Il est composé d'un ensemble de cellules convectives à différents stades de leur cycle de vie et se caractérise par la formation répétée de nouvelles cellules, qui se déclenchent le long du front de rafales, ce qui lui assure une durée de vie plus importante que celle de la cellule isolée.

L'environnement est caractérisé par un cisaillement modéré (d'amplitude 10-20 $m.s^{-1}$ sur les six premiers kilomètres) et la CAPE peut être relativement faible ou forte.

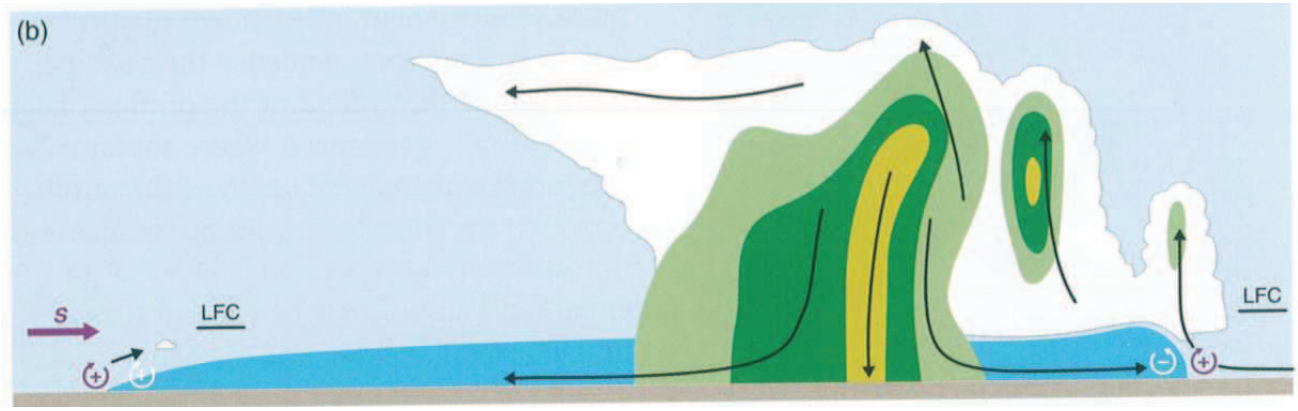


FIGURE 2.2 – Schéma conceptuel de la régénération des cellules convectives d'un système convectif multicellulaire dans un environnement cisaillé. L'air est soulevé à l'avant du système lorsque la vorticité horizontale engendrée par la plage froide (flèche blanche enroulée) est de signe opposé à celle de l'environnement (flèche mauve enroulée). Lorsqu'elle est de même signe, comme à l'arrière du système, la convection est inhibée (adapté de Doswell III (1985) et Markowski and Richardson (2010)).

C'est l'interaction du courant de densité avec le cisaillement modéré de l' environnement qui permet la régénération de l'orage (Fig. 2.2). Quand la vorticité horizontale à l'avant de la plage froide est de sens contraire à celle générée par le cisaillement vertical du vent de l'environnement et que leurs amplitudes sont comparables, alors le bord d'attaque de la plage froide crée une zone de convergence en rencontrant le flux de basses couches, facilitant ainsi l'élévation de l'air chaud et humide jusqu'au niveau de convection libre et le développement de nouvelles cellules.

Les cellules au cours de leur cycle de vie ont tendance à se déplacer avec la vitesse du vent moyen, moyenné sur leur profondeur. Ce mouvement, combiné avec le développement répété de nouvelles cellules sur un flanc privilégié de l'orage, contribue à la propagation du système multicellulaire. Le vecteur déplacement de l'orage a donc deux composantes : une première liée à l'advection par le vent moyen des cellules convectives et une seconde liée à la régénérescence des cellules convectives dans une direction privilégiée à la périphérie du système.

Un exemple de système multicellulaire : la ligne de grains

Lorsque l'échelle spatiale des précipitations issues d'un système orageux forme une zone continue de l'ordre de 100 km dans au moins une direction horizontale, il est qualifié de système convectif de méso-échelle (MCS). La ligne de grains fait partie des MCS dont l'organisation est la mieux connue, elle est d'ailleurs décrite par un modèle conceptuel (Fig. 2.3) basé sur des campagnes d'observations et des simulations numériques (e.g. Redelsperger and Lafore, 1988; Rotunno et al., 1988; Lafore and Moncrieff, 1989). Elle est définie par une ligne étroite (10 à 20 km) d'intenses cellules convectives s'étirant sur une ou plusieurs centaines de kilomètres, suivie par une large zone de précipitations. Ce type de système peut atteindre de fortes vitesses de propagation (10 à 20 m/s). La ligne de grains est un système auto-entretenu : le déclenchement

de la convection, les précipitations, le courant de densité forment une boucle de rétroaction positive.

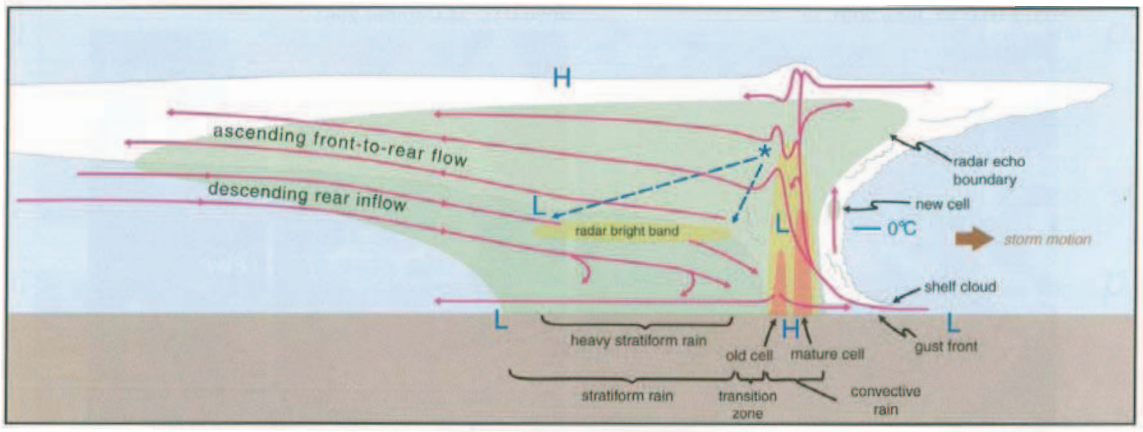


FIGURE 2.3 – Modèle conceptuel d'une coupe verticale d'une ligne de grain. Les couleurs jaune et orange représentent des zones d'échos radar intenses et la zone de couleur verte représente la zone des hydrométéores précipitants mesurés par le radar. Les lettres H et L représentent les maxima et minima de pression (adapté de Houze Jr et al. (1989)).

La théorie RKW, développée par Rotunno, Klemp et Weisman (Rotunno et al., 1988), permet de comprendre de façon simple le maintien et la durée de vie des lignes de grains. Cette théorie prend en considération les interactions entre la plage froide, le cisaillement de l'environnement, et la cellule elle-même dans un plan vertical, c'est-à-dire en 2 dimensions. Elle postule que le mécanisme dynamique responsable du maintien de la ligne de grain est un équilibre entre la vorticité horizontale produite par les gradients horizontaux de flottabilité à l'avant du courant de densité et la vorticité horizontale générée par le cisaillement vertical de l'environnement, sans tenir compte de la stabilité de l'environnement. Un environnement fortement cisaillé peut inhiber le déclenchement de la convection, de la même manière qu'une plage froide évoluant dans un environnement sans cisaillement vertical de vent.

Considérons maintenant le cycle de vie d'une ligne de grains. Tout d'abord, l'ascendance de l'orage s'incline à cause de l'advection différentielle du vent (Fig. 2.4a). Cet orage donne naissance à une plage froide dont la vorticité horizontale, créée à cause des gradients horizontaux de flottabilité, contrebalance la vorticité horizontale générée par le cisaillement vertical du vent de l'environnement (Fig. 2.4b). Cette interaction de la plage froide avec l'environnement régénère les ascendances de l'orage (Fig. 2.4c). Le renouvellement continu de nouvelles ascendances est responsable de la longévité, de la propagation de l'orage, et d'un important transport de chaleur à l'arrière du système générant une dépression hydrostatique qui crée une zone de convergence à l'origine d'un jet arrière apportant de l'air sec dans le système.

A ce stade, la zone précipitante à l'arrière du système s'étend et se renforce. L'évaporation de ces précipitations stratiformes amplifie l'intensité du courant de densité préexistant. C'est dans cette phase que le système commence à se structurer à méso-échelle. Le jet arrière influence l'évolution du système. Il peut renforcer le bord d'attaque de la plage froide préexistante à l'avant

du système, rendant le courant de densité plus profond. Dans le cas où le jet arrière descend jusqu'au sol, il peut affaiblir le système en coupant la régénération des ascendances.

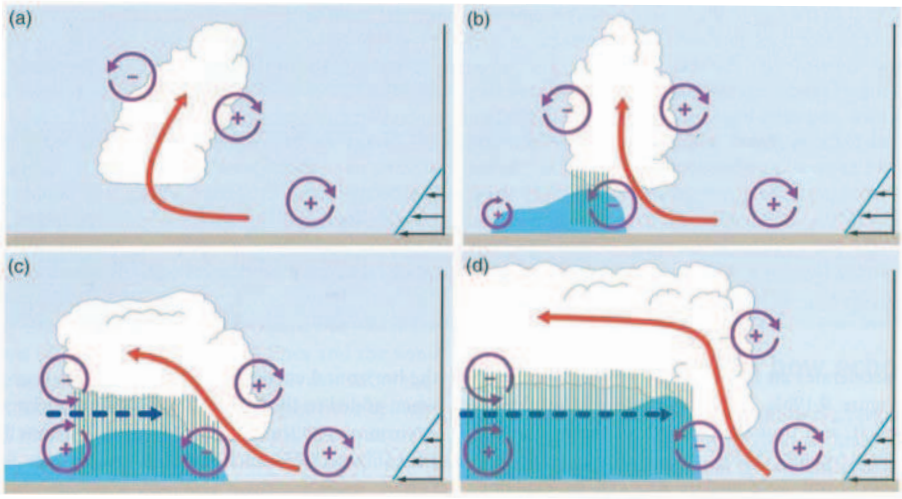


FIGURE 2.4 – Schéma conceptuel des quatre stages d'évolution d'une ligne de grains avec une structure en "bow echo" (structure en forme d'arc formée par les fortes réflectivités radar). a) L'ascendance initiale s'incline vers l'avant en réponse au cisaillement vertical du vent de l'environnement indiqué à droite sur la figure. b) La circulation engendrée par le bord d'attaque de la plage froide (en bleu) contrebalance l'ascendance et la redresse car elle est de signe opposé à celle engendrée par le cisaillement de l'environnement. c) Cette circulation domine ensuite celle liée au cisaillement et l'ascendance s'incline vers l'arrière produisant un jet entrant par l'arrière du système. d) Le jet arrière renforce le bord d'attaque de la plage froide et celle-ci devient plus épaisse. L'ascendance est matérialisée par la flèche rouge et le jet arrière par la flèche bleue (adapté de Weisman (1992) et Markowski and Richardson (2010)).

D'autres types d'organisation de lignes de grains existent dans la nature (Fig 2.5). Lorsque le cisaillement de vent en moyenne et haute troposphère a une forte composante de l'arrière vers l'avant, les hydrométéores sont entraînés à l'avant des tours convectives, conduisant à une ligne de grains avec une zone stratiforme à l'avant du système (LS, leading stratiform) au lieu du modèle classique avec la zone stratiforme située à l'arrière du système (TS, trailing stratiform). Quand le cisaillement de vent en moyenne et haute troposphère a une forte composante alignée avec la ligne de grains, les hydrométéores sont entraînés dans une direction parallèle à l'orientation des ascendances formant ainsi une zone stratiforme parallèle à la ligne de grains (PS, parallel stratiform).

La régénérescence des ascendances dues au forçage des plages froides n'est pas le seul mécanisme intervenant dans la propagation des lignes de grains. En effet, lorsque la partie stratiforme se développe à l'avant du système, des ondes de gravité haute fréquence d'origine convective se retrouvent piégées entre l'enclume et le sol. Ces successions d'ascendances et de subsidences peuvent former de petits nuages à l'avant du système. Ces nuages participent à l'amplification de l'ascendance convective de la ligne de grains lorsqu'ils se font soulever par la puissante plage froide du système de méso-échelle (Fovell et al., 2006). Dans le cas où ces petits nuages deviennent précipitants, ils peuvent former leur propre courant de densité. Cet air froid à l'avant

de la ligne de grains peut affaiblir la régénérescence des ascendances lorsqu'il rencontre le front de rafale.

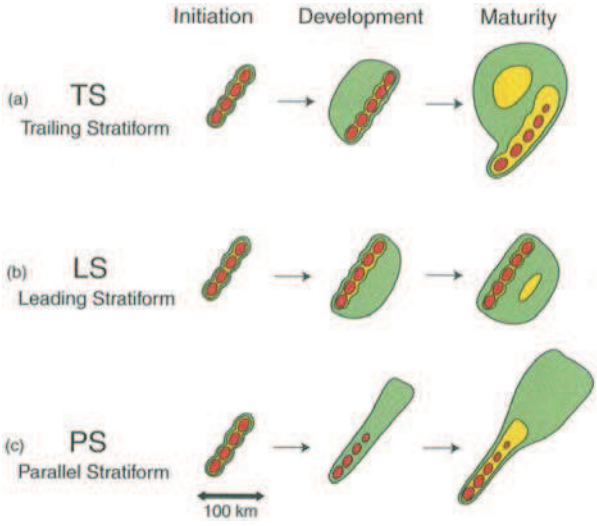


FIGURE 2.5 – Schéma des cycles de vie idéalisés de systèmes convectifs de méso-échelle : a) TS , b) LS et c) PS. L'échelle de couleurs correspond approximativement à 20, 40 et 50 dBZ (d'après Parker and Johnson (2000)).

2.4 L'orage supercellulaire

L'orage supercellulaire est constitué d'une unique cellule d'extension horizontale bien supérieure à celle de la cellule isolée avec une durée de vie importante (supérieure à une heure). Sa structure est dominée par un seul courant ascendant dont les vitesses verticales peuvent parfois atteindre 60 $m.s^{-1}$.
La formation d'un orage supercellulaire nécessite la présence d'un fort cisaillement du vent en plus d'une CAPE élevée. Ce cisaillement peut être unidirectionnel ou bien tournant avec l'altitude comme illustré sur la figure 2.6. Ce type d'orage a fait l'objet de nombreuses études dont Davies-Jones (2014) dresse une revue récente.

2.4.1 Caractéristiques générales

Une supercellule est caractérisée par la présence d'un mésocyclone associé à une ascendance principale avec de fortes vitesses verticales. Le mésocyclone est une région de vorticité verticale d'une largeur de 3-8 km et d'une intensité de l'ordre de 10^{-2} s^{-1}.

L'ascendance est associée à une zone de minimum de réflectivités radar, appelée Bounded Weak-Echo Region (BWER). Les gouttes d'eau liquide transportées en altitude par l'ascendance n'ont pas le temps de grossir, elles ne peuvent donc induire de fortes réflectivités radar. L'extension de la supercellule autour de la zone d'ascendance forme une structure en crochet typique qui est visible sur les images radar ('Hook echo') .

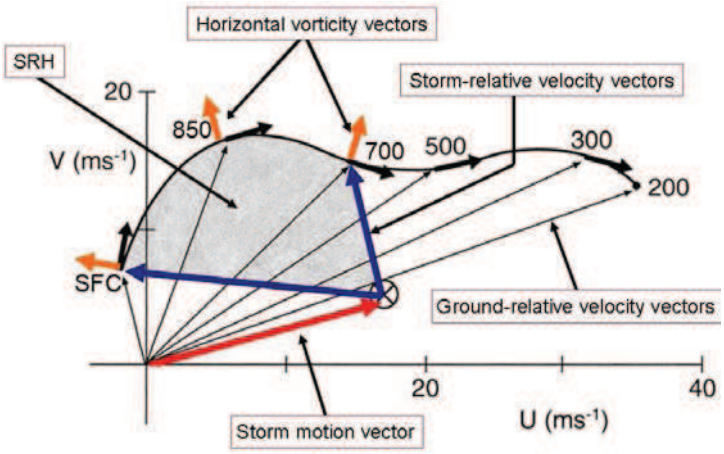


FIGURE 2.6 – Schéma d'un hodographe [u(z),v(z)]. Les vecteurs vent horizontaux $\vec{v}$ sont tracés à chaque niveau d'altitude z. La courbe noire relie les sommets des vecteurs entre eux et forme la courbe paramétrée. La flèche rouge représente le vecteur déplacement de l'orage $\vec{c}$ et les vecteurs $\vec{v}-\vec{c}$ (en bleu) le déplacement relatif de l'orage. Les vecteurs cisaillement $\vec{S}=\frac{\partial u}{\partial z}\vec{i}+\frac{\partial v}{\partial z}\vec{j}$ sont tangents à la courbe de l'hodographe et le vecteur vorticité horizontale de l'environnement $\vec{\omega_h}=\left(\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z},\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right)\simeq\left(-\frac{\partial v}{\partial z},\frac{\partial u}{\partial z}\right)=\vec{k}\wedge\vec{S}$ est perpendiculaire au vecteur cisaillement avec $\vec{k}$ vecteur vertical unitaire (d'après Maddox (1976) et Weisman and Rotunno (2000)).

Deux zones principales de subsidences (Lemon and Doswell, 1979; Markowski, 2002) sont aussi associées à la supercellule. La première zone, nommée RFD pour Rear Flank Downdraft, est associée à l'écho radar en forme de crochet sur le flan de la cellule, positionnée derrière le front de rafale (Fig. 2.7). Les causes de ces subsidences ne sont pas entièrement comprises. Il semblerait que les perturbations de pressions (effet dynamique) aient un rôle important ainsi que l'impact de l'air sec en milieu de troposphère (effet thermodynamique).

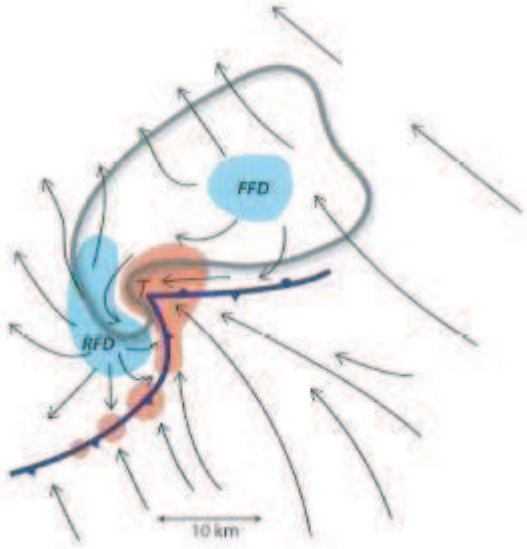


FIGURE 2.7 – Schéma d'un orage supercellule dans les basses couche de l'atmosphère. Les ascendances (subsidences) sont représentées par la couleur rouge (bleue). Le contour gris représente les réflectivités radar à 40 dBZ. Les flèches matérialisent les lignes de courants liées au mouvement relatif de l'orage (Lemon and Doswell, 1979).

La seconde zone, appelée FFD pour Forward Flank Downdraft, est située à l'avant de l'ascendance. En altitude, les hydrométéores transportés par le vent relatif de la cellule, sédimentent loin de la zone d'ascendance principale, puis, en consommant de l'énergie, les processus thermodynamiques tels que la fusion, l'évaporation et la sublimation abaissent la température, ce qui produit une flottabilité négative et donne naissance à des courants descendants. L'hodographe associé peut être tournant avec l'altitude, bien que la variation angulaire du vent ne soit pas nécessaire pour la formation de ce type de cellule. Le mouvement de la supercellule avec une rotation cyclonique (anticyclonique) tend à être dévié significativement à droite (à gauche) du vent moyen.

Une tornade peut se former par la contraction du mésocyclone près de la surface, elle est associée à des vents dévastateurs pouvant dépasser 300 km/h et se situe de façon préférentielle à la pointe des deux fronts de rafales (emplacement noté T sur la figure 2.7).

2.4.2 Mésocyclone situé en milieu de troposphère

L'évolution de la vorticité verticale dans un orage supercellulaire est gouvernée par :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -(\vec{u} - \vec{c}).\vec{\nabla}\zeta + \underbrace{\vec{\omega_h}\vec{\nabla}_h w}_{\vec{S}\wedge\vec{\nabla}_h w.\vec{k}} + \zeta\frac{\partial w}{\partial z} \tag{2.1}$$

où la vorticité verticale est $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$, et le terme barocline est négligé.

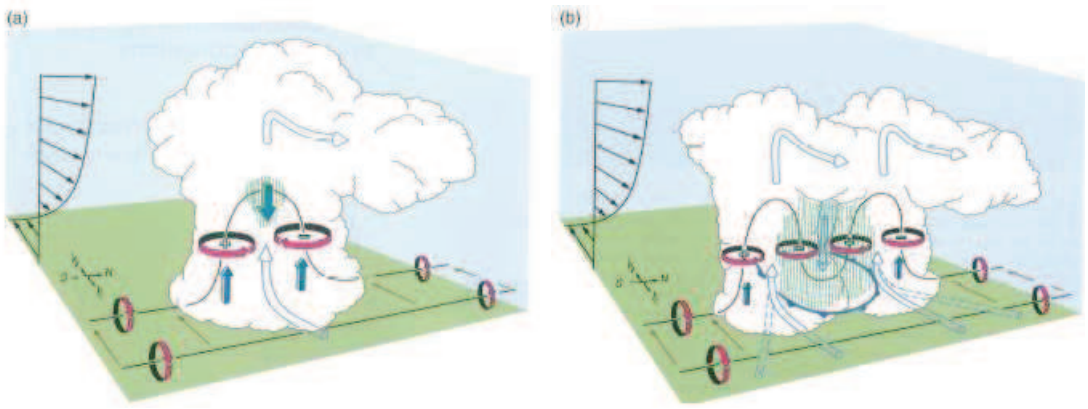


FIGURE 2.8 – Schéma conceptuel représentant le processus de bascule de tube de vorticité "crosswise" pour un cisaillement non tournant. a) Création de deux tourbillons verticaux, l'un cyclonique (+), l'autre anticyclonique (-) créant des perturbations de pression. Les flèches en bleu indiquent la position des ascendances. b) Séparation de la cellule mère en deux cellules filles (Klemp, 1987).

Le premier terme du membre de droite de l'équation 2.1 est l'advection de vorticité verticale, le second est le terme de bascule et le troisième correspond à l'étirement de tube de vorticité. La rotation de l'ascendance provient de la vorticité horizontale de l'environnement. L'interaction du cisaillement de l'environnement avec les gradients horizontaux de la vitesse verticale de l'ascendance convertit la vorticité horizontale de l'environnement en vorticité verticale (deuxième terme

de l'équation 2.1). En d'autres termes, les tubes de vorticité horizontaux basculent sur un axe vertical. La vorticité horizontale de l'environnement ω_h peut se décomposer en $\vec{\omega_h} = \vec{\omega_c} + \vec{\omega_s}$ où ω_c et ω_s sont respectivement des vorticités horizontales perpendiculaire (vorticité "crosswise" dans la direction $(\vec{v} - \vec{c}) \wedge \vec{k}$) et parallèle (vorticité "streamwise" selon la direction $(\vec{v} - \vec{c})$) au vecteur déplacement relatif de l'orage (Davies-Jones, 1984). La bascule sur la verticale de $\vec{\omega_h}$ aboutit à la formation de deux tubes de vorticité verticale, l'un cyclonique et l'autre anticyclonique (Fig. 2.8a). Le cisaillement vertical unidirectionnel de l'environnement génère une vorticité $\vec{\omega_c}$. En revanche, si le cisaillement vertical de l'environnement tourne lorsque l'altitude augmente (Fig. 2.6), alors la vorticité horizontale générée par l'environnement peut être "streamwise". Le tube de vorticité "streamwise", converti en vorticité verticale, aboutit aussi à la formation de deux tubes de vorticité verticale de signe opposé, mais le tube de vorticité verticale anticyclonique se retrouve advecté dans une zone à faible vitesse verticale et celui à vorticité cyclonique est advecté au centre de l'ascendance. La vorticité est donc colocalisée avec la vitesse verticale (Fig. 2.9). Le tube de vorticité est donc étiré et la vorticité de l'ascendance augmente. La conversion de vorticité horizontale "streamwise" en vorticité verticale est responsable de l'intensité du mésocyclone. Ce mécanisme est décrit en détail dans Markowski and Richardson (2010).

Dans les basses couches de l'atmosphère, la vorticité horizontale est aussi générée par le système lui même. En effet, des gradients horizontaux de flottabilité présents au niveau des fronts (associés au RFD et FFD) génèrent une vorticité horizontale. L'air alimentant la cellule peut acquérir une vorticité horizontale qui est le plus souvent "streamwise". La bascule sur la verticale de cette vorticité influence la dynamique du mésocyclone dans les basses couches, qui peut être découplé du mésocyclone situé en milieu de trophosphère.

La vorticité verticale modifie localement la pression et donc influence les mouvements verticaux par l'intermédiaire des gradients de pression.

2.4.3 L'effet non-linéaire du forçage dynamique : la division cellulaire

Après le redressement de tube de vorticité horizontale (voir paragraphe précédent), la pression diminue au sein des deux tourbillons cyclonique et anticyclonique quelque soit leur sens de rotation. Elle est minimale à l'endroit où le tourbillon est maximal. Pour comprendre ce phénomène non linéaire, l'équation diagnostique de la perturbation de pression est nécessaire (Rotunno and Klemp, 1982). Ainsi, il est possible de montrer que la perturbation de pression est proportionnelle à l'opposé du carré du tourbillon vertical :

$$p'_{nl} \propto -\zeta^2 \tag{2.2}$$

Sous les deux mésocyclones en équilibre cyclostrophique (la force de pression horizontale est compensée par la force centrifuge), les gradients verticaux de perturbation de pression augmentent, induisant deux zones d'ascendances sur les flancs de la cellule mère (Fig. 2.8a). Au sein des deux vortex, le gradient vertical de la perturbation de pression d'origine non linéaire domine. Le gradient vertical de la vorticité verticale élevée au carré pilote les mouvements verticaux de la supercellule. Ce processus, appelé "splitting", est à l'origine de la division de la cellule mère

en deux cellules filles. Le courant descendant, dû à une flottabilité négative générée par l'évaporation des précipitations au centre de la cellule, combiné aux deux ascendances sur les flancs de celle-ci, divise la cellule nuageuse en deux (Fig. 2.8b). Ce processus pilote la régénération de l'ascendance de la supercellule lorsque le cisaillement est unidirectionnel.

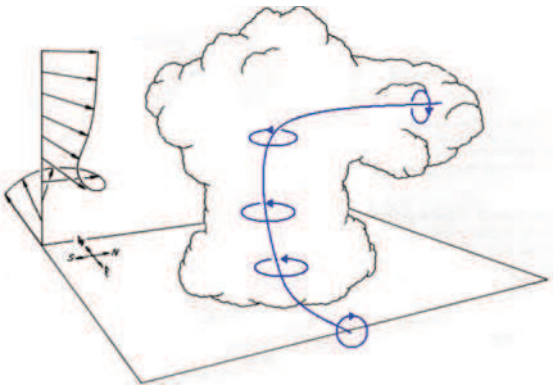


FIGURE 2.9 – Schéma conceptuel représentant le processus de bascule de tube de vorticité "streamwise" pour un cisaillement tournant (d'après Dahl (2006)).

2.4.4 L'effet linéaire du forcage dynamique

Le degré de symétrie des cellules filles est piloté par le cisaillement vertical du vent de l'environnement. Si le cisaillement est unidirectionnel (et suffisamment intense), les deux cellules formées sont symétriques (par rapport à l'axe ouest-est par exemple sur la figure 2.8), et sont assimilées à des supercellules. Lorsque le cisaillement est tournant dans le sens horaire (anti-horaire), la cellule sud (nord) devient une supercellule, alors que le système au nord (sud) évolue vers un système multicellulaire. Pour comprendre ces divers scénarios, Rotunno and Klemp (1982) ont montré que la partie linéaire de la perturbation dynamique de pression pouvait s'exprimer de la façon suivante :

$$p'_l \propto \frac{\partial \overrightarrow{V}}{\partial z} \cdot \overrightarrow{\nabla} w' \tag{2.3}$$

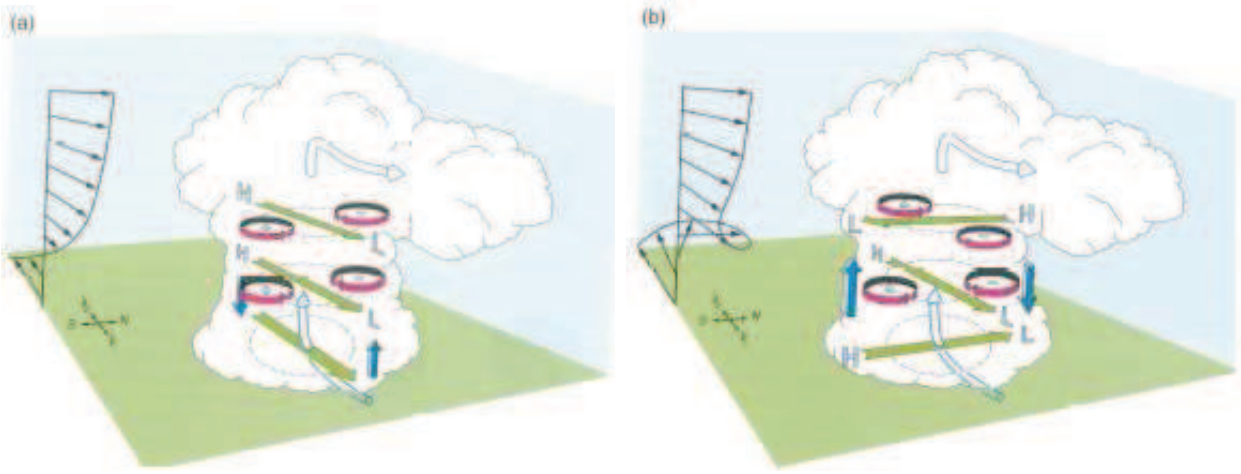


FIGURE 2.10 – Création de perturbations de pression avec un cisaillement de vent de l'environnement a) non-tournant, b) tournant (d'après Klemp (1987); Rotunno and Klemp (1982).

Dans le cas d'un cisaillement unidirectionnel pointant vers l'est, une surpression se trouve en amont de l'ascendance et une dépression se trouve en aval (Fig. 2.10a). A l'avant du système convectif, les ascendances sont donc renforcées car le gradient vertical de la perturbation de pression est négatif. La perturbation négative de pression se trouve à l'avant du vecteur cisaillement.

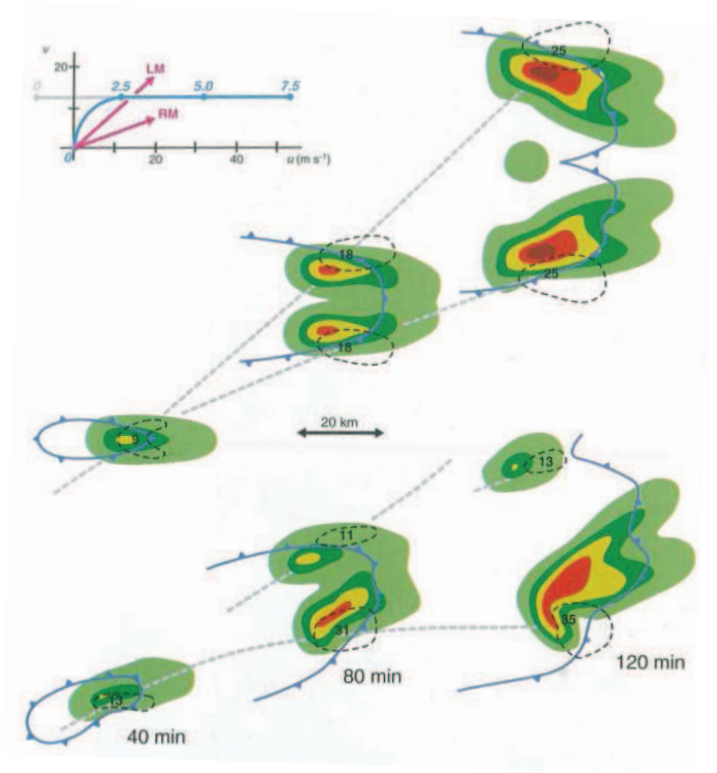


FIGURE 2.11 – Coupes horizontales du rapport de mélange de l'eau liquide d'un nuage convectif pour deux simulations numériques dont le cisaillement de l'environnement est respectivement unidirectionnel (en gris pour l'altitude comprise entre 0 et 2.5 km, puis bleu au dessus, les chiffres le long de l'hodographe indiquent l'altitude en km) et tournant avec l'altitude dans le sens des aiguilles d'une montre. Pour le premier cas, le système convectif se sépare en deux orages supercellulaires symétriquement identiques dont la cellule sud a une vorticité cyclonique et la cellule nord une vorticité anticyclonique. Pour le deuxième cas, l'orage se sépare en deux dont la cellule sud uniquement évolue en supercellule avec une vorticité cyclonique : on parle alors de "rigth-moving storm" (RM). Les ascendances sont représentées par les contours noirs en tireté, la position du maximum est indiquée par l'emplacement de sa valeur (en $m.s^{-1}$). Les fronts sont aussi indiqués (d'après Klemp (1987) et Markowski and Richardson (2010)).

Dans le cas d'un cisaillement tournant dans le sens horaire, la position de la perturbation de pression tourne avec le vecteur cisaillement (Fig. 2.10b). Sur le flanc sud de la cellule, la perturbation de pression dans les basses couches est positive alors qu'en milieu de troposphère, elle est négative. Le gradient vertical de la perturbation de pression est amplifié à cause du cisaillement tournant. Les ascendances sont donc renforcées sur le flanc sud, et elles sont par contre affaiblies sur le flanc nord. Ainsi la cellule cyclonique qui se trouve au sud est privilégiée.

Ce processus pilote aussi en partie la régénération de l'ascendance de la supercellule et sa propagation lorsque le cisaillement est tournant avec l'altitude.

En résumé, la figure 2.11 illustre le résultat de simulations numériques montrant la trajectoire d'un nuage convectif évoluant en orage supercellulaire pour les deux cisaillements considérés.

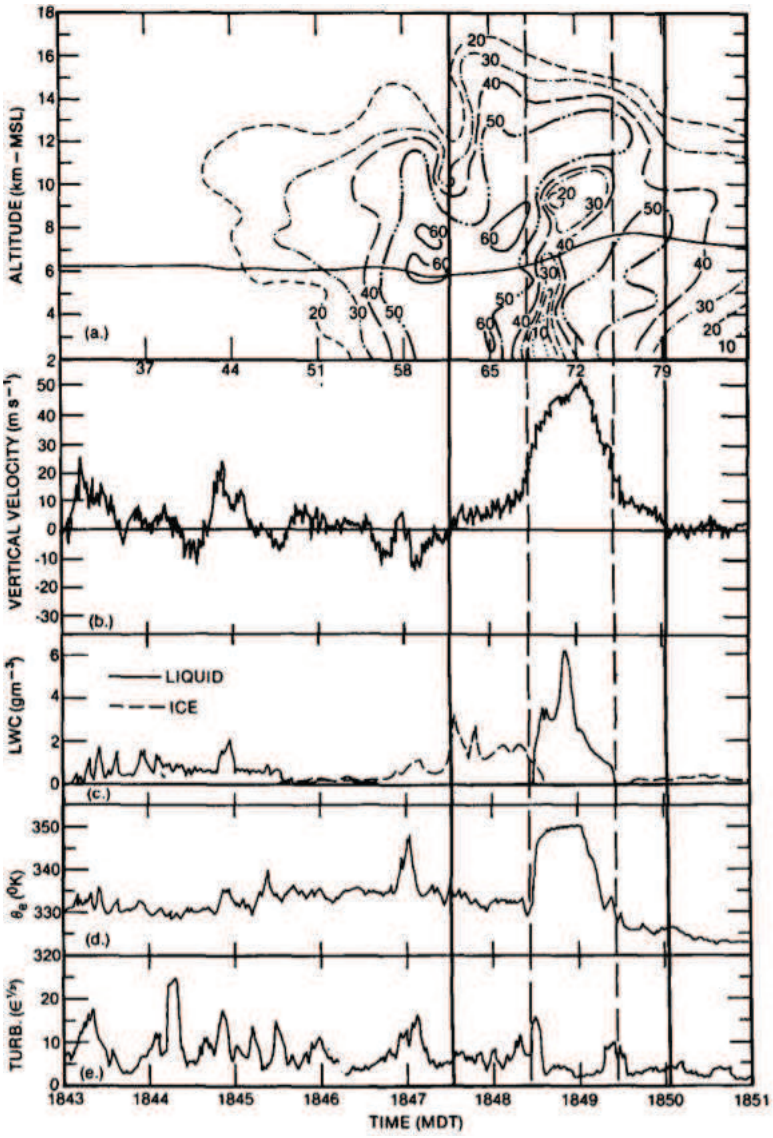


FIGURE 2.12 – Séries temporelles des réflectivités radar et des données de vol avions correspondantes observées dans l'est du Montana au sein d'une supercellule. La ligne verticale en gras montre les limites de l'ascendance et la ligne en pointillé indique le cœur de l'ascendance (et les limites de la zone de faible écho radar). L'extension horizontale du cœur et de la région de faible écho est d'environ 6 km (d'après Musil et al. (1986)).

2.4.5 L'hélicité : un paramètre typique des orages supercellulaires

Par définition, l'hélicité (Lilly, 1986) représente le produit scalaire entre le vecteur vitesse et la vorticité. Pour l'étude des orages, il est courant d'appeler hélicité, l'intégrale sur la verticale entre le sol et une hauteur d typique de 3 km du produit scalaire des vecteurs vitesse relative de l'orage et de la vorticité où la composante verticale de ces deux vecteurs n'est pas considérée :

$$SRH = \int_0^d (\vec{v}_h - \vec{c})\vec{\omega}_h dz \tag{2.4}$$

L'hélicité est maximum lorsque les deux vecteurs sont colinéaires, c'est-à-dire lorsque la vorticité est "streamwise". Elle est donc nulle lorsque la vorticité est "crosswise". Ce paramètre mesure le potentiel de l'orage à convertir de la vorticité horizontale en vorticité verticale qui vient renforcer la rotation du mésocyclone et donc sa longévité.

La figure 2.12 montre des mesures effectuées à bord d'avion de paramètres typiques d'orage supercellulaire, ainsi que des données de réflectivité radar. Dans l'ascendance de l'orage supercellulaire qui est hélicoïdale et dépasse les 30 m/s, le contenu en eau liquide et la température potentielle équivalente atteignent leur valeur maximale. Ceci tend à prouver que l'ascendance est relativement peu diluée par l'air de l'environnement. De plus, l'intensité de la turbulence (avec le taux de dissipation) est minimum dans le coeur de l'ascendance avec un pic sur ses bords. Ainsi, malgré une indication de fort mélange turbulent sur les bords latéraux de l'ascendance, son cœur semble isolé des effets de l'entraînement, ce qui pourrait expliquer la longévité relativement importante des supercellules.

2.5 Conclusion

Nous avons donc rappelé dans ce chapitre les principaux modes d'organisation de la convection profonde. Dans cette thèse, nous allons étudier des simulations idéalisées de supercellules, de systèmes multicellulaires et de cellules convectives isolées et nous reviendrons sur certains des mécanismes décrits dans ce chapitre. Nous nous intéresserons aussi à l'interaction de la turbulence avec la convection profonde. Ainsi, dans le chapitre suivant, nous aborderons la turbulence dans l'atmosphère et la façon dont elle est représentée dans les modèles.

Chapitre 3

Modélisation de la turbulence

Les systèmes convectifs profonds, tels que présentés dans le premier chapitre, sont le siège de mouvements turbulents à l'intérieur même des nuages et aux interfaces avec l'environnement. Tandis que la paramétrisation de la turbulence au sein de la couche limite dans les modèles numériques est un sujet de recherche à l'origine de nombreuses études, la paramétrisation de la turbulence au sein des nuages convectifs est en revanche peu étudiée. Nous allons donc l'explorer au cours de cette thèse.

Après une introduction sur la turbulence atmosphérique, ce chapitre présente les différences entre modèle LES et modèle à méso-échelle pour la représentation de la turbulence. Puis, le problème de la fermeture turbulente est abordé ainsi que les présentations plus détaillées des schémas de turbulence utilisés dans le cadre de cette thèse. Enfin, dans une dernière partie, l'état de l'art sur la paramétrisation de la turbulence pour la modélisation des systèmes convectifs est discutée ainsi que l'influence de la résolution et des processus diffusifs en général.

3.1 La turbulence dans l'atmosphère

3.1.1 Définition de la turbulence

La turbulence désigne l'état d'un fluide dans lequel la vitesse présente en tout point un caractère tourbillonnaire ; la localisation, la taille et l'orientation des tourbillons varient constamment dans le temps, aboutissant à un écoulement en apparence irrégulier, très désordonné et peu prévisible. Ainsi, le fluide atmosphérique devient turbulent lorsque les fluctuations de température, de pression et de vent deviennent chaotiques et aléatoires dans le temps et l'espace. La faible prévisibilité de l'écoulement est due à l'amplification non-linéaire de ces perturbations. Néanmoins, une certaine cohérence spatio-temporelle des structures turbulentes est identifiable à travers le spectre de la taille des tourbillons générés par les instabilités thermo-hydrodynamiques du fluide. La diffusivité de la turbulence entraîne un mélange rapide et augmente les taux de transfert des flux de chaleur, de quantité de mouvement et de masse. Les écoulements turbulents sont causés par l'interaction complexe entre les termes d'inertie et les termes de viscosité dans les équations

de moment du fluide. Ils sont dissipatifs, en effet, l'énergie cinétique est convertie en chaleur par les plus petits tourbillons sous l'effet des forces de viscosité (dissipation visqueuse).

3.1.2 Les différentes manifestations de la turbulence atmosphérique

Dans l'atmosphère, la turbulence est très présente dans la couche limite, c'est-à-dire dans la partie de l'atmosphère qui subit le plus l'influence de la surface (continentale ou océanique). En effet, la surface, chauffée par le rayonnement, transmet une partie de son énergie à l'atmosphère. Localement, des mouvements verticaux se développent car des parcelles d'atmosphère acquièrent une flottabilité plus importante que l'air environnant. De plus, le cisaillement vertical du vent lié à l'influence du frottement de la surface génère une turbulence d'origine dynamique. Au-dessus de cette tranche d'atmosphère qui atteint 1000 à 2000 m en moyenne, le fluide atmosphérique est essentiellement laminaire, c'est-à-dire un écoulement régulier dans lequel deux parcelles voisines à un instant donné restent voisines aux instants suivants.

Cependant, il existe aussi des phénomènes turbulents locaux dans la troposphère libre. La turbulence d'écoulement résulte du frottement de la viscosité à l'intérieur d'une même couche ou entre deux couches atmosphériques de caractéristiques différentes (densité, température, cisaillement ...), elle se décline sous diverses formes :

- la turbulence en air clair due aux jets atmosphériques,
- la turbulence le long des surfaces frontales due au contraste thermique des masses d'air, au cisaillement de vent et aux mouvements verticaux,
- la turbulence orographique liée aux ondes de relief,
- la turbulence due à une forte inversion thermique générant du cisaillement,
- la turbulence de sillage nuageux, i.e. sous le vent d'un nuage ...

Il existe aussi de la turbulence d'origine thermique ou convective qui se produit dans les nuages. Son intensité varie suivant le type de nuage et sa phase d'évolution. Les nuages convectifs, en particulier, sont associés à de forts phénomènes turbulents liés aux hétérogénéités en leur sein et avec leur environnement (instabilités, mélange aux bords du nuage), aux forts courants ascendants, aux fronts de rafales convectives associés à de forts cisaillements, à des ondes de gravité excitées lorsque l'enclume du nuage vient buter contre la tropopause ...
L'échelle des mouvements atmosphériques s'étend de plusieurs milliers de kilomètres (10^6 m) pour les mouvements d'échelle planétaire jusqu'à l'échelle dissipative d'ordre de grandeur 10^{-6} m. Les tourbillons turbulents se développent ainsi sur une large gamme d'échelles. A l'aide des échelles typiques d'un phénomène atmosphérique, telle que sa longueur caractéristique L, la vitesse du vent U, et la viscosité cinématique ν, le nombre de Reynolds

$$Re = \frac{UL}{\nu} \tag{3.1}$$

qui représente le ratio entre l'amplitude des forces d'inertie et des forces de viscosité, permet de déterminer si l'écoulement atmosphérique est laminaire ou turbulent. Si Re est supérieur au nombre de Reynolds critique Re_{crit}, alors l'écoulement est de nature turbulente. En général, pour l'atmosphère Re_{crit} est évalué à 10^3.

Considérons l'exemple exposé dans Cotton et al. (2010) d'un cumulonimbus bien développé, dont les plus grandes structures sont de l'ordre de 10 km. A l'aide d'une valeur typique d'instabilité (CAPE) de 800 J/kg, l'ordre de grandeur de la vitesse verticale peut être estimée par $\sqrt{2CAPE}$ à environ 40 $m.s^{-1}$. Dans l'atmosphère, ν est estimé à 10^{-6} $m^2.s^{-1}$, et par conséquent Re vaut 10^{11}. Dans un cumulonimbus, les mouvements sont donc de nature turbulente puisque $Re >> Re_{crit}$, son aspect en forme de chou-fleur traduit d'ailleurs la présence de nombreux tourbillons de toutes tailles. L'échelle spatiale des tourbillons les plus petits est déterminée par l'échelle de Kolmogorov

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}} = \frac{L}{Re^{\frac{3}{4}}} \simeq 0.1mm \tag{3.2}$$

où $\epsilon = U^3/L$ est le taux de dissipation par unité de masse. Pour modéliser un tel nuage convectif, il est nécessaire de prendre en considération l'ensemble des échelles spatiales, c'est-à-dire que le modèle doit résoudre l'ensemble des tourbillons des plus grands de l'ordre de 10 km aux plus petits qui peuvent atteindre 0.1 mm avant d'être convertis en chaleur : le modèle doit donc avoir une résolution de 0.1 mm. Un modèle qui tient compte de toutes les échelles sans avoir besoin de paramétrisation des processus turbulents est appelé modèle DNS pour "Direct Numerical Simulation". D'après Pope (2000), le nombre de points de grille N nécessaire pour une simulation DNS est estimé par :

$$N^3 \geq 4Re^{\frac{9}{4}} \tag{3.3}$$

Le plus souvent, Re est supérieur à 10^9 pour différents types de nuages, par conséquent, le nombre de points de grille du modèle avoisine les 10^{10} points. Une telle dimension est à la limite de calcul des plus puissants supercalculateurs disponibles. Néanmoins, l'utilisation de modèles DNS devient de plus en plus fréquente pour l'étude de la turbulence au sein des nuages (Abma et al., 2013; Mellado et al., 2014). Ces modèles ne permettent pas l'étude de la dynamique d'un nuage dans son ensemble mais uniquement une petite fraction de celui-ci. Pour représenter la turbulence au sein d'un nuage dans son ensemble, les modélisateurs ont recours à une autre technique moins coûteuse numériquement : les simulations dites LES pour "Large Eddy Simulation" que nous présenterons plus en détail par la suite.

3.1.3 Turbulence et entraînement/ détraînement dans les nuages convectifs

Des observations (Ludlam and Scorer, 1953) et des simulations LES (Heus et al., 2009) de nuages convectifs d'une certaine grandeur avec une assez grande durée de vie, ont montré que les ascendances convectives sont constituées d'une succession de "bulles chaudes" ou de "thermiques" s'élevant à des altitudes de plus en plus hautes (de Rooy et al., 2012). Le nuage interagit avec son environnement par de nombreux échanges de masses d'air. L'intrusion d'air provenant de l'environnement au sein du nuage est appelé entraînement, alors que de l'air nuageux saturé éjecté dans l'environnement est appelé détraînement. Le refroidissement dû à l'évaporation d'eau nuageuse à l'interface du nuage joue aussi un rôle important dans les processus de mélange. Ainsi, l'entraînement/détraînment entre un nuage et l'air environnant, et le mélange turbulent,

affectent la dynamique du nuage en diluant ses propriétés et en diminuant sa flottabilité (Devenish et al., 2012; de Rooy et al., 2012). La compréhension des processus physiques responsables du mélange de l'air de l'environnement et de l'air nuageux est un sujet qui fait encore débat après plusieurs décennies de recherche (Cotton et al., 2010).

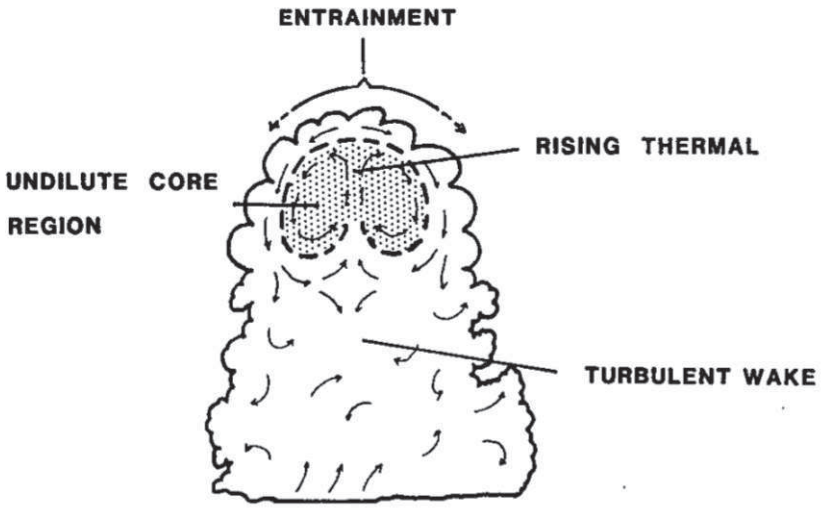


FIGURE 3.1 – Modèle schématique d'un cumulus montrant un thermique s'amenuisant lors de son ascension à partir de la base du nuage. L'entraînement continu autour du thermique érode son cœur et la région du cœur non dilué continue son ascension, laissant un sillage turbulent d'air mélangé derrière lui (d'après Blyth et al. (1988)).

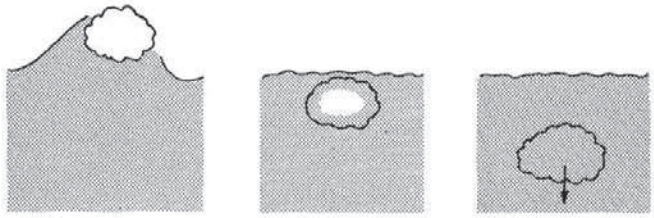


FIGURE 3.2 – Illustration schématique du concept CTEI (Cloud Top Entrainement Instability) : une parcelle insaturée est entraînée (à gauche), puis refroidie et humidifiée par évaporation (au centre), puis accélérée vers le bas par la force de flottabilité négative. La région en pointillé représente l'air nuageux (d'après Randall (1980)).

En effet, de nombreuses études ont discuté de la prédominance de l'entraînement sommital versus l'entraînement latéral dans les nuages convectifs. Ainsi, Squires (1958), Paluch (1979), Blyth et al. (1988) privilégient l'entraînement sommital alors que Stommel (1947) et Heus et al. (2008) privilégient l'entraînement latéral. Dans la première théorie, l'air de l'environnement est majoritairement entraîné près du sommet du nuage (Fig. 3.1). Des langues ou panaches de l'air sec environnant, engouffrés près du sommet des nuages, causent l'évaporation de l'air nuageux avoisinant, refroidissant ainsi l'air et créant des courants descendants qui pénètrent profondément dans le nuage pour finalement diluer par mélange turbulent l'air nuageux ascendant. Ce processus est similaire au mécanisme de l'instabilité d'entraînement au sommet des nuages (Fig. 3.2) pour

des stratocumulus, proposé par Randall (1980) et Deardorff (1980a) pour expliquer la dissipation rapide de couche limite nuageuse.

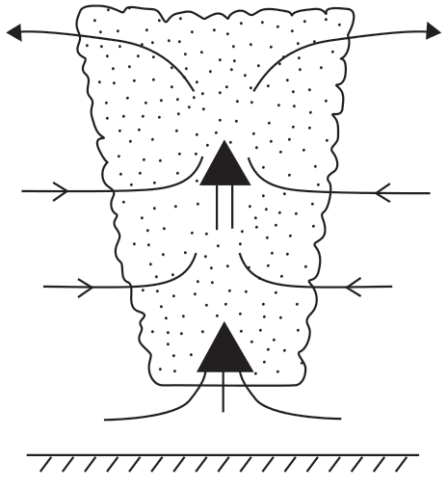


FIGURE 3.3 – Modèle schématique d'un cumulus montrant l'air de l'environnement entraîné latéralement dans le nuage. Cet air est ensuite rapidement et uniformément mélangé dans l'ascendance. L'ascendance nuageuse détraîne à son niveau de flottabilité neutre (d'après Bretherton (1997) et adapté de Arakawa and Schubert (1974)).

Dans la seconde théorie, l'air nuageux, transportant les propriétés thermodynamiques de la masse d'air à la base du nuage, est graduellement dilué durant son ascendance par le mélange avec l'air entraîné dans le nuage par ses bords (Fig. 3.3). Le voisinage des nuages est alors important puisqu'il définit les propriétés de l'air entraîné dans le nuage. Or, Rodts et al. (2003) et Heus and Jonker (2008) montrent l'existence d'une enveloppe de courants descendants entourant le nuage avec des propriétés significativement différentes de l'environnement moyen. Sur les bords des nuages convectifs, l'entraînement d'air non saturé diminue la flottabilité à cause du refroidissement lié à l'évaporation des gouttelettes nuageuses, générant ainsi des subsidences tout autour du nuage.

L'état de l'art actuel penche plutôt pour la seconde théorie avec la prédominance de l'entraînement latéral, bien que l'on trouve aussi des modèles s'appuyant sur les deux approches.

Notons que ces processus ont aussi été étudiés par le biais d'expériences en laboratoire (études de l'entraînement avec des panaches dans des cuves d'eau salée et non salée, chambre à nuage, ...) La figure 3.4 illustre la circulation toroïdale qui se met en place lors de la montée d'un thermique saturé pour une expérience de chambre à nuage. Sur la coupe verticale, deux vortex, tournant en sens inverse, sont situés de part et d'autre de l'ascendance. De l'air non saturé est entraîné par les parties inférieures des deux vortex. A l'aide de données radar doppler, Damiani et al. (2006) ont montré que les cumulus sont constitués d'une succession de thermiques générant une circulation toroïdale d'aspect comparable aux expériences de laboratoire (Fig. 3.5), avec des vortex ayant une taille caractéristique de l'ordre de 500 m, favorisant les intrusions d'air plus sec au sein du nuage.

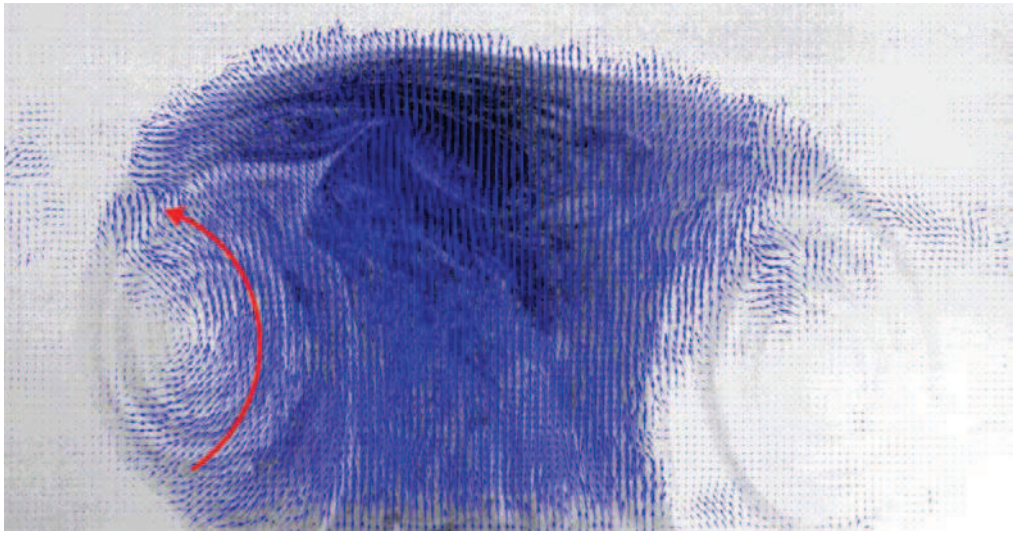


FIGURE 3.4 – Coupe verticale d'une ascendance associée à deux vortex pénétrant dans la couche d'inversion, reproduite en laboratoire dans une chambre à nuage. La taille des vortex est d'environ 4 cm et les vecteurs vitesses sont représentés en bleu (d'après Górska et al. (2014)).

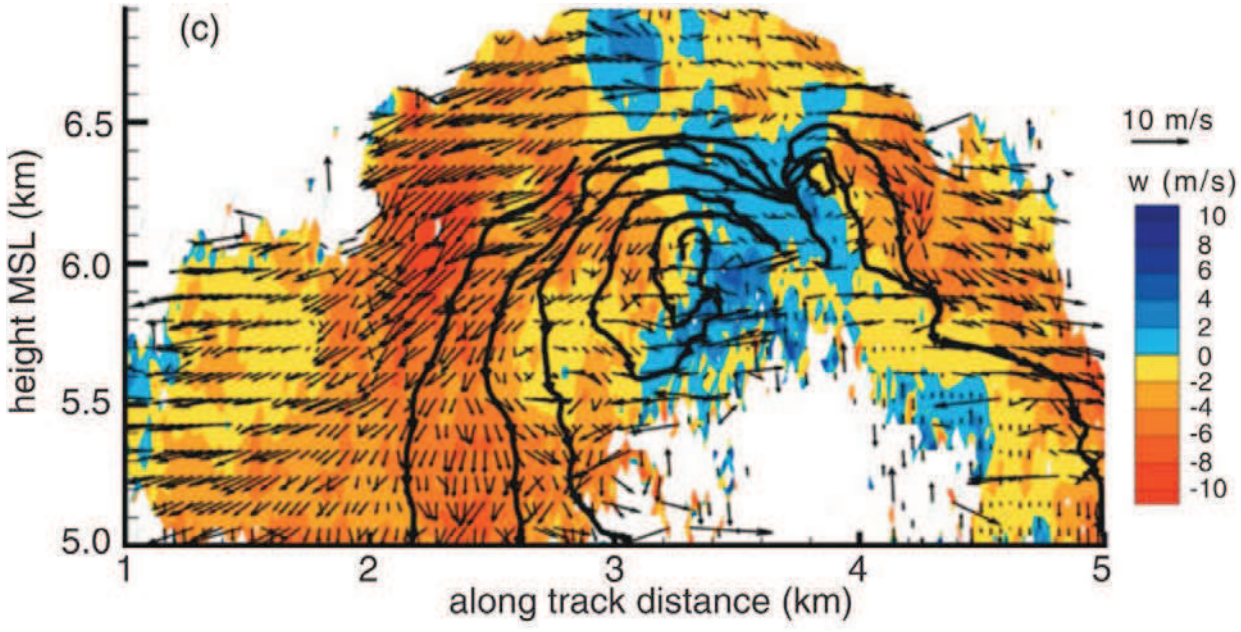


FIGURE 3.5 – Reconstitution de la vitesse verticale à partir de données radar doppler aéroporté dans un plan vertical. Les lignes de courant sont matérialisées par les traits continus et les flèches représentent les vecteurs vent (d'après Damiani et al. (2006)).

A l'aide de simulations numériques, Klaassen and Clark (1985) identifient des structures de plus fine échelle, d'environ 125 m d'envergure, à l'interface des nuages. Les processus physiques à l'origine des ces petites structures sur les bords et au sommet du nuage seraient liés à des instabilités hydrodynamiques telles que les instabilités de Rayleigh-Taylor ou bien celles de Kelvin-Helmholtz (Klaassen and Clark, 1985; Grabowski and Clark, 1991, 1993b,a). Ces instabilités sont liées à l'augmentation du cisaillement à l'interface du nuage, où la flottabilité est positive. De plus, les gradients horizontaux de flottabilité sur les bords du nuage sont une source de vorticité horizontale. Ces processus sont responsables des protubérances typiques des nuages

convectifs en forme de choux-fleurs. Dans cette approche, l'entraînement est donc perçu comme piloté par la dynamique générale du nuage et par les instabilités dynamiques qui se développent à ses interfaces. L'approche alternative défend que l'entraînement est plutôt induit par des différences de flottabilité associées aux changements de phase de l'eau, comme l'air nuageux se mélange à l'air sec, ou est basé sur le concept de CTEI.

Toutes ces structures tourbillonnaires façonnent les nuages convectifs et conditionnent leurs échanges avec l'air environnant. Pour un modèle à méso-échelle, une partie de ces échanges (entraînement/détraînement) est résolue explicitement par le biais du schéma d'advection, tandis qu'une partie du mélange turbulent est représentée par les paramétrisations sous-maille des flux turbulents. Comme pour la couche limite, une des grandes difficultés est de savoir où se situe la limite entre partition résolue et sous-maille dans les mouvements internes aux nuages convectifs profonds.

Au cours de cette thèse, nous allons évaluer les processus turbulents au sein de nuages convectifs avec des simulations à fine résolution (avec des mailles horizontales allant de 4000 à 50 m). Mais, tout d'abord, nous allons rappeler comment la turbulence est représentée dans les modèles atmosphériques.

3.2 La turbulence, les modèles et l'approche filtrée

3.2.1 La cascade d'énergie

Le processus de cascade d'énergie a été imaginé par Richardson (1922), puis formalisé par Kolmogorov (1941) (Fig. 3.6). Dans un écoulement turbulent, les grosses structures tourbillonnaires transfèrent leur énergie cinétique à des structures de taille inférieure, à un taux de transfert constant ε pendant une échelle de temps caractéristique de la durée de vie des tourbillons, puis les tourbillons nouvellement formés transfèrent leur énergie de la même manière à des structures encore plus petites, et ainsi de suite ...

La cascade d'énergie est ainsi auto-similaire : les tourbillons se divisent tous de la même manière quelle que soit leur échelle, tant que celle-ci n'est ni trop petite (sinon il faut tenir compte de la viscosité) ni trop grande (les grands tourbillons dépendent de la géométrie de l'écoulement). Cette zone de transfert d'énergie des grandes structures vers les plus petites à taux constant s'appelle la zone inertielle et se caractérise par une pente en -5/3. Cette cascade d'énergie se termine lorsque la vitesse multipliée par la taille des structures est du même ordre de grandeur que la viscosité du fluide. A cette échelle spatiale, appelée dimension de Kolmogorov, l'écoulement devient visqueux, le nombre de Reynolds vaut alors 1 et l'énergie cinétique est convertie en chaleur à un taux ϵ.

Il est important de noter que ce transfert d'énergie ne se fait pas à sens unique : le phénomène d'appariement tourbillonnaire (en anglais "backscatter") permet un transfert ponctuel de l'énergie de petites structures tourbillonnaires vers une plus grande échelle, les petits tourbillons fusionnant en plus grosses structures. C'est ce qu'on appelle la cascade inverse. Néanmoins, ce

transfert se fait à un taux beaucoup plus faible, le transfert d'énergie dominant se faisant des grandes vers les petites échelles.

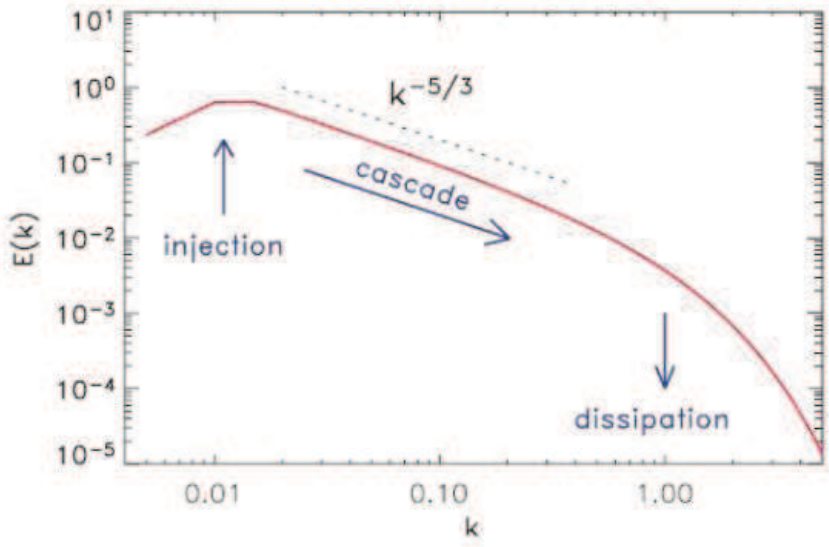


FIGURE 3.6 – Cascade d'énergie de Kolmogorov. Spectre d'énergie cinétique turbulente E(k) en fonction du nombre d'onde k (m^{-1}), inversement proportionnel à la taille des tourbillons. La zone inertielle présente une pente en $-5/3$ (d'après André Bakker).

3.2.2 Echelle caractéristique des tourbillons les plus énergétiques

Les modèles doivent donc être capables de représenter ces transferts d'énergie entre les échelles. La figure 3.7 illustre la répartition spectrale d'énergie de l'atmosphère en fonction du nombre d'ondes. L'échelle l représente la taille caractéristique des tourbillons turbulents les plus énergétiques et Δ correspond à la taille de la maille du modèle numérique.

Lorsque Δ est très inférieure à l, l'échelle d'injection d'énergie liée à la turbulence est bien résolue. En d'autres termes, les tourbillons les plus énergétiques sont résolus par le modèle. La valeur typique de l dépend de la nature des processus, par exemple, l vaut 1 km pour une couche limite convective mais seulement 10 m pour une couche limite stable. Pour un nuage convectif, l vaut quelques centaines de mètres. En revanche, certains processus turbulents, comme les instabilités de Kelvin-Helmholtz à l'avant d'une plage froide, sont de l'ordre de 10 m. Pour réaliser une simulation LES, il est donc indispensable de connaître l'ordre de grandeur de l pour que la condition $l >> \Delta_{LES}$ soit vérifiée. Ainsi, on s'assure qu'une partie de la zone inertielle est bien résolue par le modèle, i.e. les processus turbulents les plus énergétiques de taille l, l'effet des tourbillons plus petits étant paramétré.

A l'opposé, pour un modèle numérique actuel de prévision du temps ou bien un modèle de climat, on considère que la turbulence est un processus physique entièrement sous-maille qui nécessite donc d'être représenté en totalité par une paramétrisation. La résolution du modèle est alors bien plus grande que l'échelle caractéristique l.

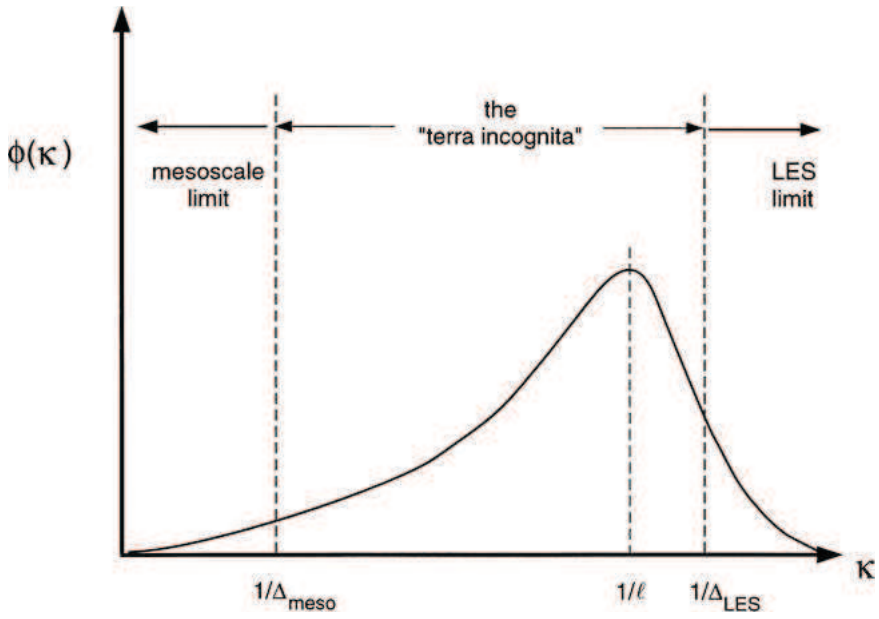


FIGURE 3.7 – Illustration du spectre d'énergie turbulente $\phi(k)$ en fonction du nombre d'onde horizontal k. L'échelle contenant l'énergie est indiquée pour $k = 1/l$, avec l l'échelle de longueur des tourbillons les plus énergétiques, Δ est l'échelle du filtre (i.e., la maille horizontale du modèle). Dans la limite méso-échelle (à gauche), $\Delta_{meso} >> l$ et aucune turbulence n'est résolue. Dans la limite LES (à droite), $\Delta_{LES} << l$ et les tourbillons turbulents les plus énergétiques sont résolus (d'après Wyngaard (2004)).

L'évolution rapide de la puissance de calcul des supercalculateurs permet maintenant de réaliser la prévision numérique du temps à des échelles kilométriques et bientôt subkilométriques. A ces échelles spatiales, l'échelle d'injection d'énergie turbulente pour certains phénomènes météorologiques est du même ordre de grandeur que la résolution du modèle. Les paramétrisations utilisées pour les modèles LES ne sont pas adaptées, ni celles développées par les modèles à méso-échelle puisqu'une partie des échelles turbulentes est déjà résolue. Cette région, appelée "zone grise de la turbulence", est définie par Wyngaard (2004) en termes de "terra incognita".

3.2.3 Equations à résoudre

Pour modéliser l'écoulement d'un fluide, le modèle numérique doit résoudre un certain nombre d'équations. Dans la suite, on l'illustre dans un cadre simplifié : le fluide est considéré incompressible et l'hypothèse de Boussinesq est utilisée. L'état de référence du fluide est considéré adiabatique et hydrostatique. Les variables prognostiques considérées sont les trois composantes du vent u_i (i variant de 1 à 3), la température potentielle liquide θ_l et la somme des rapports de mélange des hydrométéores non précipitants notée r_{np}.

Ainsi, $r_{np} = r_v + r_c + r_i$, i.e. la somme des rapports de mélange de la vapeur d'eau, de l'eau nuageuse et de la glace, et $\theta_l = \theta - \frac{L_v}{C_{ph}} \left(\frac{\theta}{T}\right)_{ref} r_c - \frac{L_s}{C_{ph}} \left(\frac{\theta}{T}\right)_{ref} r_i$, avec L_v (resp. L_s) la chaleur latente de vaporisation de l'eau (resp. sublimation de la glace) et C_{ph} la chaleur spécifique à

pression constante pour l'air humide et $\left(\frac{\theta}{T}\right)_{ref}$ le rapport de la température potentielle sur la température du profil de référence.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \dfrac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial}{\partial x_j} u_i = -\dfrac{1}{\rho_{\text{ref}}} \dfrac{\partial p"}{\partial x_i} + \delta_{i3} \dfrac{g}{\theta_{\text{vref}}} \theta_v'' - 2\epsilon_{ijk}\Omega_j u_k + \nu \dfrac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \\ \dfrac{\partial \theta_l}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial \theta_l}{\partial x_j} = S_{\theta_l} + P_{\theta_l} + \nu_\theta \dfrac{\partial^2 \theta_l}{\partial x_j \partial x_j} \\ \dfrac{\partial r_{np}}{\partial t} + u_j \dfrac{\partial r_{np}}{\partial x_j} = S_{r_{np}} + P_{r_{np}} + \nu_r \dfrac{\partial^2 r_{np}}{\partial x_j \partial x_j} \end{cases} \tag{3.4}$$

La première équation est l'équation de continuité où la divergence du vent est considérée comme nulle, le fluide étant incompressible.

La deuxième équation est l'équation d'évolution de la quantité de mouvement avec p la pression, δ_{ij} le symbole de Kroneker, ϵ_{ijk} le symbole de Levi-Civita avec la convention de notation d'Einstein, Ω_j les composantes de la vitesse angulaire de rotation (force de Coriolis) et ν la viscosité cinématique. $-\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial p"}{\partial x_i} + \delta_{ij} \frac{g}{\theta_{v\,\text{ref}}} \theta_v"$ est le résultat de la linéarisation de $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - g\delta_{i3}$ avec $p = p(z) + p"$, $\theta_v = \theta_{vref}(z) + \theta_v"$, $\rho = \rho_{ref} + \rho"$ et $\frac{\rho"}{\rho_{ref}} \sim \frac{\theta_v"}{\theta_{vref}}$. Les variables notées avec un " représentent l'écart au profil de référence.

Les troisième et quatrième équations sont les équations d'évolution des variables θ_l et r_{np}, où les termes S et P sont les termes source et puits des variables θ_l et r_{np}. ν_θ, ν_r sont respectivement la conductivité thermique et la diffusivité de l'eau non précipitante.

Par la suite, les termes $\nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}$, $\nu_\theta \frac{\partial^2 \theta_l}{\partial x_j \partial x_j}$ et $\nu_r \frac{\partial^2 r_{np}}{\partial x_j \partial x_j}$ sont négligés.

3.2.4 Séparation d'échelles

Les techniques de modélisation LES ont été développées au début des années 1970 pour tout d'abord modéliser des écoulements à nombre de Reynolds élevé dans un tunnel (Deardorff, 1970). Ces techniques ont ensuite permis de modéliser la turbulence de la couche limite atmosphérique (CLA). La modélisation LES permet d'avoir un maillage plus lâche que les simulations DNS et permet par conséquent d'utiliser un domaine de simulation d'extension spatiale plus grande, suffisante pour l'étude de processus atmosphériques. La technique LES repose sur une hypothèse fondamentale : la résolution choisie doit être adaptée pour que les tourbillons les plus énergétiques soient résolus par le modèle et que l'effet moyen sur l'écoulement des tourbillons plus petits soit paramétré en introduisant pour cela une viscosité supplémentaire.

Technique de séparation d'échelles pour la modélisation LES

L'opération de filtrage des champs dynamiques dans les simulations LES peut être soit implicite soit explicite. La discrétisation numérique des équations de Navier-Stokes à une résolution Δx peut être considérée comme un filtre passe-bas. En effet, le simple fait de résoudre numé-

riquement ces équations filtre les petites échelles. Cependant, les caractéristiques précises du filtre sont difficiles à déterminer. La discrétisation définit donc un filtre numérique de manière implicite dû à la résolution Δx choisie et aux erreurs numériques de discrétisations spatiale et temporelle.

L'utilisation d'un filtre explicite appliqué sur les équations de Navier-Stokes définit un filtre de manière plus précise et contrôlée ; il permet aussi de réduire les erreurs de troncature. Cependant, le filtrage explicite requiert une résolution plus fine que l'utilisation d'un filtre implicite. Les différents types de filtres sont documentés dans Pope (2000), il en existe principalement trois types (le filtre boîte, le filtre gaussien et le filtre spectral).

L'opération de filtrage (ici spatial) appliqué sur un champ $a(\mathbf{x}, t)$ par le filtre G_Δ est définie par :

$$\widetilde{a} = \int G_\Delta(\mathbf{x} - \mathbf{r})\mathbf{a}(\mathbf{r}, t)d\mathbf{r} \tag{3.5}$$

Le champ $\widetilde{a}$ représente le champ résolu par le modèle. La fluctuation turbulente est définie par :

$$a' = a - \widetilde{a} \tag{3.6}$$

Le filtre respecte les hypothèses de linéarité :

$$\widetilde{a + b} = \widetilde{a} + \widetilde{b} \tag{3.7}$$

et de commutation pour le calcul des dérivées :

$$\widetilde{\frac{\partial a}{\partial x}} = \frac{\partial \widetilde{a}}{\partial x} \tag{3.8}$$

En revanche, le filtre ne respecte pas toutes les propriétés des moyennes dites de Reynolds (voir §3.2.4), en effet :

$$\widetilde{a'} \neq 0, \qquad \widetilde{\widetilde{a}} \neq \widetilde{a}. \tag{3.9}$$

Le système précédent d'équations, une fois filtrées, devient :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_i} = 0 \\ \dfrac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial t} + \dfrac{\partial}{\partial x_j}\widetilde{u_i u_j} = -\dfrac{1}{\rho_{\text{réf}}}\dfrac{\partial}{\partial x_i}\left(\widetilde{p''}\right) + \delta_{ij}\dfrac{g}{\theta_{\text{vréf}}}\widetilde{\theta''_v} - 2\epsilon_{ijk}\Omega_j\widetilde{u}_k \\ \dfrac{\partial \widetilde{\theta_l}}{\partial t} + \dfrac{\partial}{\partial x_j}\widetilde{u_i\theta_l} = \widetilde{S_{\theta_l}} + \widetilde{P_{\theta_l}} \\ \dfrac{\partial \widetilde{r_{np}}}{\partial t} + \dfrac{\partial}{\partial x_j}\widetilde{u_i r_{np}} = \widetilde{S_{r_{np}}} + \widetilde{P_{r_{np}}} \end{cases} \tag{3.10}$$

où $\widetilde{u_i s}$ (avec $s = \theta_l$ ou r_{np}) et $\widetilde{u_i u_j}$ peuvent se décomposer de la façon suivante en faisant apparaître les tenseurs τ_{is} et τ_{ij} :

$$\widetilde{u_i s} = \widetilde{u}_i\widetilde{s} + \underbrace{\widetilde{u_i s} - \widetilde{u}_i\widetilde{s}}_{\tau_{is}} \tag{3.11}$$

$$\widetilde{u_i u_j} = \widetilde{u}_i\widetilde{u}_j + \underbrace{\widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u}_i\widetilde{u}_j - \frac{2}{3}e\delta_{ij}}_{\tau_{ij}} + \frac{2}{3}e\delta_{ij} \tag{3.12}$$

Le terme $\frac{2}{3}e\delta_{ij}$ modélise la partie isotrope de la turbulence, avec e l'énergie cinétique turbulente par unité de masse :

$$e = \frac{1}{2}(\widetilde{u_i u_i} - \widetilde{u}_i\widetilde{u}_i) \tag{3.13}$$

Les équations prognostiques deviennent donc :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial t} + \dfrac{\partial}{\partial x_j}\widetilde{u}_i\widetilde{u}_j = -\dfrac{1}{\rho_{\text{ref}}}\dfrac{\partial \widetilde{p''}}{\partial x_i} - \dfrac{2}{3}\dfrac{\partial e}{\partial x_i} + \delta_{ij}\dfrac{g}{\theta_{\text{vref}}}\widetilde{\theta''_v} - 2\epsilon_{ijk}\Omega_j\widetilde{u}_k - \dfrac{\partial}{\partial x_j}\Big(\tau_{ij}\Big) \\ \dfrac{\partial \widetilde{\theta}_l}{\partial t} + \dfrac{\partial}{\partial x_j}\widetilde{u}_i\widetilde{\theta}_l = -\dfrac{\partial}{\partial x_j}\Big(\tau_{i\theta_l}\Big) + \widetilde{S_{\theta_l}} + \widetilde{P_{\theta_l}} \\ \dfrac{\partial \widetilde{r_{np}}}{\partial t} + \dfrac{\partial}{\partial x_j}\widetilde{u}_i\widetilde{r_{np}} = -\dfrac{\partial}{\partial x_j}\Big(\tau_{ir_{np}}\Big) + \widetilde{S_{r_{np}}} + \widetilde{P_{r_{np}}} \end{cases} \tag{3.14}$$

D'après Pope (2000), la partie isotrope de la turbulence ne participe pas au transport de quantité de mouvement, puisque le terme $\frac{2}{3}e$ se retrouve, par construction, deux fois dans l'équation du mouvement, une fois avec le signe + et une fois avec le signe -. Seul l'écart à l'isotropie peut être responsable d'un transport turbulent. La trace de la matrice $\widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u}_i\widetilde{u}_j$ vaut $\frac{1}{3}(\widetilde{u_i u_i} - \widetilde{u}_i\widetilde{u}_i)$ soit $\frac{2}{3}e$. Le tenseur τ_{ij}, de trace nulle, représente donc l'écart à l'isotropie de la turbulence.

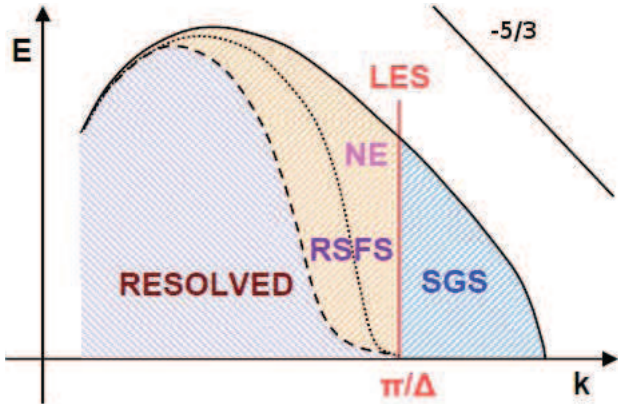


FIGURE 3.8 – Distribution idéalisée typique de l'énergie spectrale pour les vitesses verticales d'une LES en fonction du nombre d'onde. La ligne noire continue représente le spectre d'énergie complet pour un écoulement turbulent. Le filtre explicite (ligne avec tirets) améliore la représentation de la composante résolue en amortissant les erreurs numériques dues à la discrétisation en différences finies. Les vitesses dans la région RSFS peuvent être reconstruites par une opération inverse du filtrage, jusqu'à une limite imposée par les erreurs numériques (NE, ligne avec pointillés). La ligne verticale montre la coupure due à la grille au nombre d'ondes Π/Δ. Les effets au delà de la longueur d'onde $2\Delta x$ sur les échelles résolues sont représentés par un modèle sous-maille SGS (d'après Chow et al. (2005) et adapté par Mirocha et al. (2007)).

Les tenseurs τ_{ij}, τ_{is} doivent être paramétrés puisqu'ils sont inconnus. D'après Leonard (1974), et Germano (1986), τ_{ij} peut se décomposer en trois termes, L, C, R, en appliquant $u = \widetilde{u} + u'$:

$$\tau_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j - \frac{2}{3} e \delta_{ij} \tag{3.15}$$

$$\tau_{ij} = \widetilde{(\widetilde{u}_i + u'_i)(\widetilde{u}_j + u'_j)} - (\widetilde{\widetilde{u}_i + u'_i})(\widetilde{\widetilde{u}_j + u'_j}) - \frac{2}{3} e \delta_{ij} \tag{3.16}$$

$$\tau_{ij} = \Big[\underbrace{\widetilde{\widetilde{u}_i \widetilde{u}_j} - \widetilde{\widetilde{u}}_i \widetilde{\widetilde{u}}_j}_{L} \Big] + \Big[\underbrace{\widetilde{\widetilde{u}_i u'_j} + \widetilde{u'_i \widetilde{u}_j} - \widetilde{\widetilde{u}}_i \widetilde{u'_j} - \widetilde{u'_i \widetilde{u}_j}}_{C} \Big] + \Big[\underbrace{\widetilde{u'_i u'_j} - \widetilde{u'}_i \widetilde{u'}_j - \frac{2}{3} e \delta_{ij}}_{R} \Big] \tag{3.17}$$

Le même développement peut être réalisé avec τ_{is} où $s = \theta_l$ ou r_{np}.

$$\tau_{is} = \Big[\widetilde{\widetilde{u}_i \widetilde{s}} - \widetilde{\widetilde{s}} \widetilde{\widetilde{u}}_i \Big] + \Big[\widetilde{\widetilde{u}_i s'} + \widetilde{u'_i \widetilde{s}} - \widetilde{\widetilde{u}}_i \widetilde{s'} - \widetilde{u'_i \widetilde{s}} \Big] + \Big[\widetilde{u'_i s'} - \widetilde{u'}_i \widetilde{s'} \Big] \tag{3.18}$$

La figure 3.8 illustre la répartition spectrale d'énergie en fonction du nombre d'ondes d'une simulation LES. Le terme dit de Léonard (L), dépendant uniquement des variables filtrées, fait référence au flux "Resolved Subfilter Scale" (RSFS) décrit par Zhou et al. (2001); Chow et al. (2005). En effet, ce terme représente un flux dont l'énergie est comprise entre les longueurs d'onde $2\Delta x$ et la résolution effective du modèle.

Le terme C, dit de "Cross term" (ou terme croisé), représente les interactions entre le champ moyen et les fluctuations turbulentes.

Le dernier terme, noté R, est le flux de Reynolds qui est uniquement fonction des fluctuations. D'autres approches existent dans la littérature pour modéliser les interactions d'échelles (Meneveau and Katz, 2000). Par ailleurs, les termes L et C sont souvent négligés dans les modèles LES, c'est en particulier le cas pour le modèle Méso-NH.

Séparation d'échelles pour la modélisation à méso-échelle ou climatique

Les simulations dites à méso-échelle sont caractérisées par le ratio $\frac{l}{\Delta_{meso}} << 1$, c'est-à-dire que la maille du modèle est beaucoup plus grande que l'échelle d'injection d'énergie turbulente. Les tourbillons les plus énergétiques ne sont pas résolus par le modèle tout comme les plus petits. L'ensemble des processus turbulents est donc entièrement sous-maille. De plus, lorsque le ratio $\frac{l}{\Delta_{meso}} << 1$ est respecté, les gradients horizontaux des variables résolues sont négligés dans l'expression des paramétrisations. Cette approximation est dite de la couche limite, celle-ci étant considérée comme homogène horizontalement. Elle est couramment utilisée dans les modèles de prévision numérique du temps (modèles AROME, WRF, COSMO ou UM). A ces échelles spatiales, la séparation d'échelle entre le mouvement moyen et la fluctuation turbulente est bien déterminée dans la couche limite atmosphérique, puisque dans l'espace spectral, il existe une séparation claire des échelles : on parle alors de "trou spectral" (cette séparation d'échelle reste difficile à justifier pour modéliser la convection profonde). Cette nette séparation des échelles permet de modéliser la turbulence en utilisant les axiomes de Reynolds. Cette moyenne est représentée par l'opérateur $\overline{a}$ où a est une variable atmosphérique ayant un caractère aléatoire. Cet opérateur ne représente plus un filtre spatial comme le filtre gaussien, mais une moyenne d'ensemble. La turbulence étant entièrement sous-maille, seul l'effet moyen sur le champ résolu

est considéré. L'opérateur de moyenne respecte l'hypothèse d'ergodicité, c'est-à-dire qu'il est équivalent à une moyenne spatiale ou bien à une moyenne temporelle. Appliqués à deux variables a et b, les axiomes de Reynolds vérifient les règles suivantes :

$$\begin{aligned}
&a = \overline{a} + a' \text{ et } b = \overline{b} + b' \\
&\overline{\overline{a}} = \overline{a} \\
&\overline{a'} = 0 \\
&\overline{a+b} = \overline{a} + \overline{b} \\
&\overline{\frac{\partial a}{\partial x_i}} = \frac{\partial \overline{a}}{\partial x_j} \\
&\overline{\alpha a} = \alpha \overline{a} \text{ où } \alpha \text{ est une constante} \\
&\overline{ab} = \overline{a}\overline{b} + \overline{a'b'}
\end{aligned} \tag{3.19}$$

Les flux turbulents τ_{ij} et τ_{is} sont alors réduits respectivement à :

$$\tau_{ij} = \overline{u_i' u_j'} - \frac{2}{3}\delta_{ij} e = b_{ij} \tag{3.20}$$

$$\tau_{is} = \overline{u_i' s'} \tag{3.21}$$

Zone grise de la turbulence

D'après Wyngaard (2004), la zone grise de la turbulence est définie par $\frac{l}{\Delta_{meso}} = 1$, c'est-à-dire que l'échelle typique de la taille des structures les plus énergétiques est du même ordre de grandeur que la résolution du modèle. Les hypothèses faites jusqu'à présent ne sont donc plus valables, que ce soit celles des simulations LES ou celles des simulations à méso-échelle. Les structures les plus énergétiques ne peuvent pas être entièrement résolues par le modèle et ne peuvent pas être considérées comme entièrement sous-maille. Les processus physiques à l'échelle l sont donc partiellement résolus et partiellement sous-maille.

Honnert et al. (2011) ont calculé le ratio des parties résolue et sous-maille à différentes résolutions dans la zone grise de la turbulence pour différentes couches limites convectives (Fig. 3.9). Ce ratio, calculé à partir de différentes simulations LES, donne une référence pour évaluer les paramétrisations à l'échelle kilométrique. Ils montrent en particulier que la version standard du modèle à méso-échelle produit trop de mouvements résolus aux échelles intermédiaires (typiquement 500 m) dans la couche limite, comme le schéma de turbulence ne représente pas suffisamment l'impact des thermiques sous-maille. A l'inverse, l'utilisation d'un schéma en flux de masse conduit à une surestimation de la partie sous-maille.

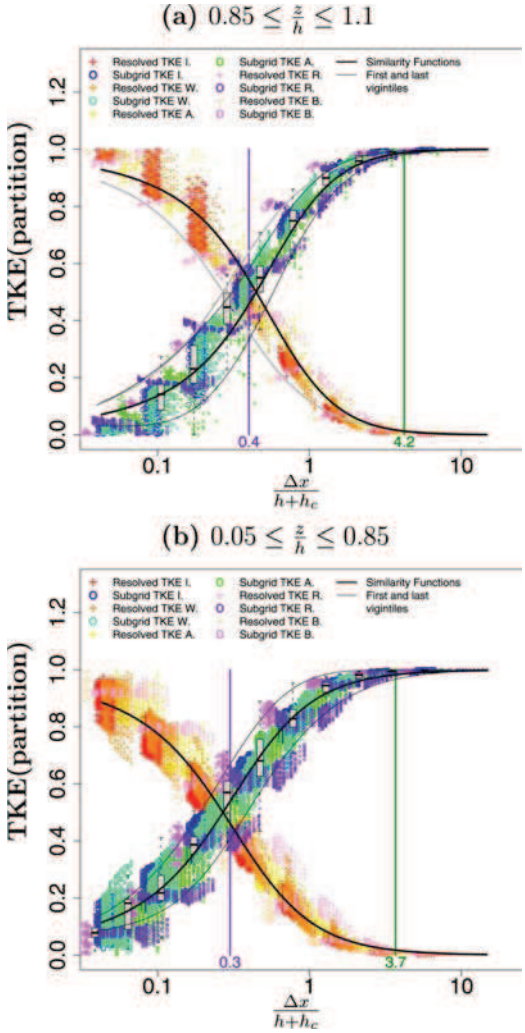


FIGURE 3.9 – Séparation de la partie résolue (couleurs chaudes ; IHOP : rouge, Wangara : orange, AMMA : jaune, ARM : rose, BOMEX : froment) et sous-maille (couleurs froides ; IHOP : bleu, Wangara : cyan, AMMA : vert, ARM : pourpre, BOMEX : violet) de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la taille de la maille Δ_x adimensionnée par la hauteur de la couche limite et du cumulus $h + h_c$ (a) dans la zone d'entraînement et (b) dans la couche de mélange pour les données de 5 LES de couches convectives (I. signifie IHOP, A. AMMA, W. Wangara, B. BOMEX, et R. ARM). La ligne verticale violette représente l'échelle pour laquelle les parties résolue et sous-maille de la TKE ont la même valeur. Les lignes noires représentent les fonctions de similitudes partielles, celles en trait fin noir représentent le premier et dernier 20-quantiles des données. La ligne en vert foncé est l'échelle pour laquelle la TKE totale vaut plus de 95 % de la TKE sous-maille. Les boîtes à moustaches synthétisent la médiane et la variance pour les données résolues par classe de $\Delta_x/(h + h_c)$. La ligne grise sur (a) est la fonction de similitude de (b) (d'après Honnert et al. (2011)).

La section suivante présente les paramétrisations les plus utilisées des flux turbulents b_{ij} et $\overline{u_i' s'}$ où les termes L et C sont négligés avec des moyennes de Reynolds.

3.3 Paramétrisation de la turbulence

3.3.1 Principe

Les flux turbulents $\overline{u_i'u_j'}$, $\overline{u_i'\theta_l'}$ et $\overline{u_i'r_{np}'}$ représentent respectivement le transport des variables u_j', θ_l', et r_{np}' par les fluctuations de vitesse dues à la turbulence. Les divergences de ces flux définissent des tendances, qui, suivant leurs signes, induisent soit une source soit un puits dans l'évolution des paramètres moyens. Pour l'équation du mouvement, le nombre d'inconnues s'élève à 6. Le système n'est donc pas fermé. A cela, il faut ajouter 6 autres inconnues provenant des équations d'évolution des variables θ_l et r_{np}. Il est possible de constituer les équations d'évolution des flux turbulents d'ordre deux (SOMs). La dérivation des moments d'ordre deux fait apparaître de nouvelles inconnues qui correspondent à des moments d'ordre trois (TOMs), par exemple $\overline{u_i'u_j'u_k'}$, et ainsi de suite. Il y a donc toujours plus d'inconnues que d'équations. Une description statistique complète de la turbulence nécessiterait un jeu infini d'équations. L'hypothèse de fermeture permet alors de fermer le système. Si l'on ne tient pas compte des équations d'évolution des flux turbulents, on parle de fermeture à l'ordre 1, et de fermeture à l'ordre n si l'on prend en compte l'évolution temporelle des moments d'ordre n et paramétrise les moments d'ordre n+1. Le problème de la fermeture turbulente est illustré dans le tableau 3.1. Pour les modèles d'ordre élevé (≥ 2), on peut citer en exemple le modèle de Mellor and Yamada (1982) et ses nombreuses variantes présentés dans la revue de Mironov (2009).

A méso-échelle, des distributions gaussiennes de PDF peuvent aussi être utilisées pour fermer le système d'équations en calant les paramètres de ces PDF à partir de simulations LES (Bogenschutz and Krueger, 2013; Firl and Randall, 2014).

variables prognostiques	ordre	Equations	Nombre d'équations	Nombre d'inconnues
$\overline{u}_i$	1er	$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} = ... - \frac{\partial \overline{u_i'u_j'}}{\partial x_j}$	3	6
$\overline{u_i'u_j'}$	$2^{\text{ème}}$	$\frac{\partial \overline{u_i'u_j'}}{\partial t} = ... - \frac{\partial \overline{u_i'u_j'u_k'}}{\partial x_k}$	6	10
$\overline{u_i'u_j'u_k'}$	$3^{\text{ème}}$	$\frac{\partial \overline{u_i'u_j'u_k'}}{\partial t} = ... - \frac{\partial \overline{u_i'u_j'u_k'u_l'}}{\partial x_l}$	10	15

TABLE 3.1 – Tableau présentant le problème de la fermeture des équations des flux turbulents.

D'après Cheng et al. (2002), les équations d'évolution des moments d'ordre deux sont obtenues selon la méthode suivante, illustrée pour le flux $\overline{a'b'}$:

1. : On développe la variable a en sa partie moyenne $\overline{a}$ et sa partie fluctuation a' pour l'équation d'évolution de la variable a.
2. : On applique la moyenne de Reynolds sur cette équation.
3. : On soustrait l'équation de la partie moyenne obtenue en (2) à l'équation totale obtenue en (1), on obtient ainsi l'équation pronostique pour la fluctuation a'.

4. : On multiplie cette équation obtenue en (3) par la fluctuation de b' et on fait la moyenne de Reynolds.
5. : On refait les mêmes étapes en interchangeant les rôles de a et b.
6. : On ajoute les deux équations obtenues lors des étapes (4) et (5) pour obtenir l'équation d'évolution du flux $a'b'$, i.e., $\frac{\partial}{\partial t}a'b' = a'\frac{\partial b'}{\partial t} + b'\frac{\partial a'}{\partial t}$.
7. : On applique la moyenne de Reynolds sur cette dernière équation et on obtient l'équation d'évolution du flux $\overline{a'b'}$.

On considère également une équation d'évolution de la TKE (notée $e = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$). On obtient ainsi le système suivant :

$$\frac{\partial}{\partial t}(b_{ij}) + \overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(b_{ij}) = -\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{b'_{ij}u'_k}) - \frac{4}{3}eS_{ij} - \Sigma_{ij} - Z_{ij} + B_{ij} - \Pi_{ij} \tag{3.22a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(e) + \underbrace{\overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(e)}_{advection} = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{eu'_k} + \overline{p'_k u'_k} - \nu\frac{\partial^2 e}{\partial x_k \partial x_k})}_{transport} + \underbrace{\frac{g}{\theta_{vref}}\overline{u'_3\theta'_v}}_{prod.thermique} - \underbrace{\overline{u'_k u'_l}\frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_l}}_{prod.dyn.} - \underbrace{\nu\overline{\frac{\partial u'_k}{\partial x_k}\frac{\partial u'_k}{\partial x_k}}}_{\epsilon} \tag{3.22b}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u'_i\theta'_l}) + \overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_i\theta'_l}) = -\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_k u'_i\theta'_l}) - \overline{u'_k\theta}\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_k} - \overline{u'_i u'_k}\frac{\partial \overline{\theta}_l}{\partial x_k} + \beta_k\overline{\theta'_l\theta'_v} - \Pi_{i\theta} \tag{3.22c}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u'_i r'_{np}}) + \overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_i r'_{np}}) = -\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_k u'_i r'_{np}}) - \overline{u'_k r'_{np}}\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_k} - \overline{u'_i u'_k}\frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial x_k} + \beta_k\overline{r'_{np}\theta'_v} - \Pi_{ir} \tag{3.22d}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\theta'^2_l}) + \overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{\theta'^2_l}) = -\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_k\theta'^2_l}) - 2\overline{u'_k\theta'_l}\frac{\partial \overline{\theta}_l}{\partial x_k} - \epsilon_\theta \tag{3.22e}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{r'^{\,2}_{np}}) + \overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{r'^{\,2}_{np}}) = -\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_k r'^{\,2}_{np}}) - 2\overline{u'_k r'_{np}}\frac{\partial \overline{r}_{np}}{\partial x_k} - \epsilon_r \tag{3.22f}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{r'_{np}\theta'_l}) + \overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{r'_{np}\theta'_l}) = -\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_k\theta'_l r'_{np}}) - \overline{u'_k\theta'_l}\frac{\partial \overline{r}_{np}}{\partial x_k} - \overline{u'_k r'_{np}}\frac{\partial \overline{\theta}_l}{\partial x_k} - \epsilon_{\theta r} \tag{3.22g}$$

avec les tenseurs définis selon :

$$b_{ij} = \overline{u_i' u_j'} - \frac{2}{3}\delta_{ij} e \tag{3.23}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right) \tag{3.24}$$

$$\Sigma_{ij} = b_{ik}S_{kj} + S_{ik}b_{kj} - \frac{2}{3}\delta_{ij} b_{km} S_{mk} \tag{3.25}$$

$$Z_{ij} = R_{ik}b_{kj} + b_{ik}R_{kj} \tag{3.26}$$

$$R_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right) \tag{3.27}$$

$$B_{ij} = \beta_i \overline{u_j' \theta_v'} + \beta_j \overline{u_i' \theta_v'} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\beta_k \overline{u_k' \theta_v'} \tag{3.28}$$

$$\text{où } \beta_1 = \beta_2 = 0 \text{ et } \beta_3 = \frac{g}{\theta_{ref}} \tag{3.29}$$

les termes de presso-corrélations Π_{ij}, $\Pi_{i\theta}$ et Π_{ir} sont paramétrés de la façon suivante :

$$\Pi_{ij} = \frac{C_{pv} b_{ij}}{T_{pv}} - \frac{4}{3}\alpha_0 e S_{ij} - \alpha_1 \Sigma_{ij} - \alpha_2 Z_{ij} + (1-\alpha_3) B_{ij} \quad \text{avec} \quad T_{pv} = \frac{L}{\sqrt{e}} \tag{3.30}$$

$$\Pi_{i\theta} = \frac{C_{p\theta}\overline{u_i'\theta'}}{T_{p\theta}} - \alpha_4 \frac{3}{4}(S_{ij} + \tilde{\alpha}_4 R_{ij})\overline{u_j'\theta'} + \alpha_5 \beta_i \overline{\theta'\theta_v'} \quad \text{avec} \quad T_{p\theta} = \frac{L}{\sqrt{e}} \tag{3.31}$$

$$\Pi_{ir} = \frac{C_{pr}\overline{u_i' r'}}{T_{pr}} - \alpha_4 \frac{3}{4}(S_{ij} + \tilde{\alpha}_4 R_{ij})\overline{u_j' r'} + \alpha_5 \beta_i \overline{r'\theta_v'} \quad \text{avec} \quad T_{pr} = \frac{L}{\sqrt{e}} \tag{3.32}$$

T_{pv}, $T_{p\theta}$, T_{pr} ayant la dimension d'un temps (s). α_0, α_1, α_2, α_3, α_4, $\tilde{\alpha}_4$, α_5, C_{pv}, $C_{p\theta}$, et C_{pr} sont des constantes. Les termes dissipatifs sont paramétrés suivant les hypothèses de Kolmogorov :

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{L} \tag{3.33a}$$

$$\varepsilon_\theta = 2C_{\varepsilon\theta}\frac{\sqrt{e}}{L}\overline{\theta_l'^2} \tag{3.33b}$$

$$\varepsilon_r = 2C_{\varepsilon r}\frac{\sqrt{e}}{L}\overline{r_{np}'^2} \tag{3.33c}$$

$$\varepsilon_{\theta r} = 2C_{\varepsilon\theta r}\frac{\sqrt{e}}{L}\overline{\theta' r'_{np}} \tag{3.33d}$$

où L est la longueur de mélange présentée ci-dessous et C_ε, $C_{\varepsilon\theta}$, $C_{\varepsilon r}$, $C_{\varepsilon\theta r}$ sont des constantes.

3.3.2 Longueur de mélange

La longueur de mélange est une inconnue du problème. Elle nécessite donc une paramétrisation.

En mode LES, la longueur de mélange représente la taille des tourbillons qui ne sont pas résolus par le modèle et la plus utilisée est celle issue de Deardorff (1980b) :

$$L = min(\sqrt{\Delta x \Delta y \Delta z}, 0.76\sqrt{\frac{e}{N^2}}) \tag{3.34}$$

où $\sqrt{\Delta x \Delta y \Delta z}$ est le volume de la maille du modèle et N^2 la fréquence de Brunt-Väisälä.

A méso-échelle, on peut utiliser la longueur de mélange issue de Bougeault and Lacarrère (1989) noté BL dans la suite du manuscrit. Elle représente la taille caractéristique des tourbillons les plus énergétiques. Cette longueur de mélange est calculée uniquement sur la verticale. Elle est définie par :

$$L = [\frac{(l_{up})^{-2/3} + (l_{down})^{-2/3}}{2}]^{-3/2} \tag{3.35}$$

avec les distances l_{up} et l_{down} comme :

$$\begin{gathered} \int_z^{z+l_{up}} \frac{g}{\theta_{vref}}(\theta_v(z') - \theta_v(z))dz' = e(z) \\ \int_{z-l_{down}}^{z} \frac{g}{\theta_{vref}}(\theta_v(z) - \theta_v(z'))dz' = e(z) \\ l_{down} \leq z \end{gathered} \tag{3.36}$$

Elle représente les distances qu'une particule pourrait atteindre en moyenne lorsqu'elle est soumise à des effets de flottabilité avant d'être stoppée par la stabilité. En condition stable, elle tend vers la longueur de Deardorff (car de façon analogue, sa valeur est limitée par la stabilité). Cette longueur ne permet pas de représenter une couche limite neutre. Un autre défaut est qu'elle ne tient pas compte directement des effets de cisaillement (seulement au travers de l'énergie cinétique turbulente), qui pourtant ont une influence sur la taille des tourbillons.

3.3.3 Fermeture à l'ordre 1

Origine des K-gradients en 3D

Pour fermer le système d'équations, il est aussi nécessaire de paramétrer les termes τ_{ij}, $\tau_{i\theta}$ et τ_{ir}. La façon la plus simple et la plus utilisée est de considérer que les flux turbulents peuvent s'exprimer en fonction des gradients des variables résolues. Boussinesq (1877) a ainsi introduit le concept de viscosité turbulente, les flux de Reynolds sont alors une fonction linéaire des gradients des champs résolus. Voici les expressions de ces flux :

$$\tau_{ij} = \overline{u_i' u_j'} - \frac{2}{3}\delta_{ij} e = -K_m \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \tag{3.37}$$

$$\tau_{i\theta} = \overline{u_i' \theta_l'} = -K_\theta \frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_i} \tag{3.38}$$

$$\tau_{ir} = \overline{u_i' r_{np}'} = -K_r \frac{\partial \overline{r}_{np}}{\partial x_i} \tag{3.39}$$

où K_m, K_θ et K_r sont respectivement les viscosités turbulentes de quantité de mouvement et des flux scalaires, exprimées en m^2/s. Ces grandeurs ne dépendent pas du fluide mais de l'écoulement. Au début des années 70, la plupart des modèles utilisaient une constante comme viscosité turbulente.
Dans les année 60, Smagorinsky (1963) proposa une formulation pour ce coefficient d'échange turbulent :

$$K_m = (c_s \Delta)^2 \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \tag{3.40}$$

$$\tag{3.41}$$

où Δ est la taille de la maille et c_s une constante. Lilly (1962) proposa aussi de tenir compte de l'influence de la stabilité statique à partir de l'équation prognostique de l'énergie cinétique turbulente. En supposant un équilibre local, la dissipation est égale à la somme des productions dynamique et thermique de l'énergie cinétique turbulente, il aboutit à la relation suivante :

$$K_m = (c_s\Delta)^2\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}\sqrt{max(0,\left(1-\frac{Ri}{P_r}\right))} \tag{3.42}$$

$$\tag{3.43}$$

où Ri est le nombre de Richardson qui représente le rapport entre l'énergie potentielle gravitationnelle d'une parcelle de fluide et son énergie cinétique :

$$Ri = \frac{N^2}{2S_{ij}S_{ij}} \tag{3.44}$$

et P_r est le nombre de Prandlt qui compare la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide.

$$Pr = \frac{K_m}{K_\theta} \text{ qui est habituellement fixé à } \sim 1/3, \tag{3.45}$$

ce qui permet d'obtenir $K_\theta = K_r = K_m/Pr \simeq 3K_m$.

Les paramétrisations issues de Boussinesq (1877) peuvent aussi être déterminées à partir de la simplification des équations d'évolution des moments d'ordre deux sous diverses hypothèses (stationnarité, ...) En effet, d'après Lilly (1966), les équations (3.22a) (3.22c), (3.22d) sont réduites à :

$$\frac{\partial}{\partial t}(b_{ij}) = 0 = -\frac{4}{3}eS_{ij} - \Pi_{ij} \tag{3.46}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u_i'\theta_l'}) = 0 = \overline{u_i'u_k'}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial x_k} - \Pi_{i\theta} \tag{3.47}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u_i'r_{np}'}) = 0 = \overline{u_i'u_k'}\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial x_k} - \Pi_{ir} \tag{3.48}$$

D'après Rotta (1951), Wyngaard (2004), les termes Π_{ij} de presso-corrélation issus de (3.30), (3.31), (3.32) sont réduits à :

$$\Pi_{ij} = b_{ij}\frac{C_{pv}\sqrt{e}}{L} \tag{3.49}$$

$$\Pi_{i\theta} = \overline{u_i'\theta_l'}\frac{C_{p\theta}\sqrt{e}}{L} \tag{3.50}$$

$$\Pi_{ir} = \overline{u_i'r_{np}'}\frac{C_{pr}\sqrt{e}}{L} \tag{3.51}$$

avec $\alpha_0 = \alpha_3 = \alpha_4 = \alpha_5 = 0$ et $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$.

Le flux dynamique est divisé en une partie isotrope et une partie modélisant l'écart à l'isotropie b_{ij} qui est négligé dans l'équation d'évolution des scalaires :

$$\overline{u_i'u_k'}\frac{\partial \overline{s}}{\partial x_k} = \underbrace{-(\overline{u_i'u_k'} - \frac{2}{3}\delta_{ik}e)\frac{\partial \overline{s}}{\partial x_k}}_{\text{négligé}} + \frac{2}{3}\delta_{ik}e\frac{\partial \overline{s}}{\partial x_k} \tag{3.52}$$

On obtient :

$$\frac{4}{3}eS_{ij} - b_{ij}\frac{C_{pv}\sqrt{e}}{L} = 0 \tag{3.53}$$

$$\frac{2}{3}e\frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_i} - \overline{u_i'\theta_l'}\frac{C_{p\theta}\sqrt{e}}{L} = 0 \tag{3.54}$$

$$\frac{2}{3}e\frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial x_i} - \overline{u_i'r_{np}'}\frac{C_{pr}\sqrt{e}}{L} = 0 \tag{3.55}$$

Par conséquent :

$$b_{ij} = -K_m\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x_j}\right) \text{ avec } K_m = \frac{2}{3C_{pv}}L\sqrt{e} \tag{3.56}$$

$$\overline{u_i'\theta_l'} = -K_\theta\frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_i} \text{ avec } K_\theta = \frac{2}{3C_{p\theta}}L\sqrt{e} \tag{3.57}$$

$$\overline{u_i'r_{np}'} = -K_r\frac{\partial \overline{r}_{np}}{\partial x_i} \text{ avec } K_r = \frac{2}{3C_{pr}}L\sqrt{e} \tag{3.58}$$

Les coefficients de diffusion turbulente sont donc fonction de la longueur de mélange et d'une nouvelle inconnue : l'énergie cinétique turbulente sous-maille (TKE). Pour paramétrer la TKE, il est possible d'utiliser une équation prognostique pour ce paramètre, menant à une fermeture d'ordre 1.5 qui a été proposée par Kolmogorov (1942).

3.3.4 Fermeture à l'ordre 1.5

La fermeture à l'ordre 1.5 a été utilisée en premier dans un modèle LES par Deardorff (1966) et fait actuellement partie des plus utilisées. Cette fermeture considère la TKE comme variable prognostique (3.22b). Le 2e terme de droite de l'équation d'évolution de la TKE (3.22b) correspond à la production thermique de la turbulence par les effets de flottabilité. Il peut être positif ou négatif et peut donc jouer un rôle de puits ou de source. Le 3e terme correspond à la production dynamique de la turbulence par le cisaillement de vent. Ce terme par construction est toujours positif (ou nul), c'est donc ici uniquement un terme source. Le 4e terme correspond au terme de dissipation par les effets visqueux. Il est toujours négatif, c'est donc un terme puits. Les moments d'ordre 3 dans les équations anisotropes sont négligés. Le moment d'ordre 3 pour la partie isotrope est paramétré selon l'équation suivante d'après Kolmogorov (1942) :

$$\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{eu_k'} + \overline{p_k'u_k'}) = -K_T\frac{\partial \overline{e}}{\partial x_i} \text{ avec } K_T = C_TL\sqrt{e} \tag{3.59}$$

où le terme $\nu\frac{\partial^2 e}{\partial x_k \partial x_k}$ est négligé.

Schéma de turbulence de Méso-NH

On choisit d'illustrer la formulation à l'ordre 1.5 avec le modèle de recherche Méso-NH (Lafore et al., 1997) que l'on utilisera tout au long de ce travail de thèse. Le schéma de turbulence sous-maille du modèle Méso-NH est constitué de l'équation prognostique de la TKE. Elle est de la forme :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_{dref}}\frac{\partial(\rho_{dref} e\overline{u_i})}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_{vref}}\overline{u_3'\theta_v'} + \frac{1}{\rho_{dref}}\frac{\partial}{\partial x_j}(C_T \rho_{dref} L e^{1/2}\frac{\partial e}{\partial x_j}) - C_\epsilon \frac{e^{3/2}}{L} \quad (3.60)$$

où l'évolution de la TKE dépend de l'advection (premier terme), la production dynamique (deuxième terme), la production thermique (troisième terme), le transport turbulent (quatrième terme) et la dissipation (cinquième terme).

Les expressions des flux sont issues de Redelsperger and Sommeria (1986) et Cuxart et al. (2000) et les constantes sont présentées dans le tableau 3.2. Le terme $(-\frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_m}{\partial x_m})$ est ajouté à l'expression de S_{ij}. Par conséquent, $S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_m}{\partial x_m}\right)$. Les presso-corrélations sont paramétrées de façon plus complexe par rapport au paragraphe précédent (voir les valeurs des constantes α dans le tableau 3.3) :

Constantes	$C_{\epsilon\theta}$	$C_{\epsilon r}$	$C_{\epsilon\theta r}$	C_ϵ	C_{pv}	$C_{p\theta}$	C_{pr}	C_T
Valeurs	1.2	1.2	2.4 $(2 * C_{\epsilon\theta})$	0.85	2.11	4.65	4.65	0.4

TABLE 3.2 – Constantes des termes dissipatifs et des flux turbulents utilisées dans le modèle Méso-NH (version actuelle V5.1) tirées de Redelsperger and Sommeria (1981) pour les 3 premières, de Cheng et al. (2002) pour les 4 suivantes et de Bougeault and Lacarrère (1989) pour la dernière.

Constantes	α_0	α_1	α_2	α_3	α_4	$\tilde{\alpha}_4$	α_5
Valeurs	0.6	1	1	0	0	0	1/3

TABLE 3.3 – Constantes α utilisées dans le modèle Méso-NH (version actuelle V5.1) tiré de Redelsperger and Sommeria (1981)

.

On obtient donc :

$$\Pi_{ij} = -C_{pv}\frac{\sqrt{e}}{L}b_{ij} - \frac{4}{5}S_{ij} \quad (3.61)$$

$$\Pi_{i\theta} = -C_{p\theta_l}\frac{\sqrt{e}}{L}\overline{u_i'\theta_l'} - \frac{1}{3}\frac{g}{\theta_{vref}}\beta_3\overline{\theta_v'\theta_l'} \quad (3.62)$$

$$\Pi_{ir} = -C_{pr}\frac{\sqrt{e}}{L}\overline{u_i' r_{np}'} - \frac{1}{3}\frac{g}{\theta_{vref}}\beta_3\overline{\theta_v' r_{np}'} \quad (3.63)$$

La simplification des équations d'évolution des moments d'ordre 2 (3.22a), (3.22c), (3.22d) aboutit aux expressions suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(b_{ij}) = 0 = -\frac{4}{3}eS_{ij} + \Pi_{ij} \tag{3.64}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u_i'\theta_l'}) = 0 = -\frac{2}{3}e\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial x_i} + \Pi_{i\theta} + \frac{g}{\theta_{vref}}\beta_3\overline{\theta_v'\theta_l'} \tag{3.65}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u_i'r_{np}'}) = 0 = -\frac{2}{3}e\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial x_i} + \Pi_{ir} + \frac{g}{\theta_{vref}}\beta_3\overline{\theta_v'r_{np}'} \tag{3.66}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\theta_l'^2}) = 0 = -2\overline{\theta_l'u_k'}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial x_k} + \epsilon_\theta \tag{3.67}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{r_{np}'^2}) = 0 = -2\overline{r_{np}'u_k'}\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial x_k} + \epsilon_r \tag{3.68}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{r_{np}'\theta_l'}) = 0 = -\overline{u_k'\theta_l'}\frac{\partial\overline{r}_{np}}{\partial x_k} - \overline{u_k'r_{np}'}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial x_k} + \epsilon_{\theta r} \tag{3.69}$$

La résolution de ce système d'équations mène aux expressions des flux suivants :

$$\overline{u_i'u_j'} = \frac{2}{3}\delta_{ij}e - \frac{4}{15}\frac{L}{C_{pv}}e^{1/2}\left(\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial\overline{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial\overline{u_m}}{\partial x_m}\right) \tag{3.70}$$

$$\overline{u_i'\theta_l'} = -\frac{2}{3}\frac{L}{C_{p\theta}}e^{1/2}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial x_i}\phi_i \tag{3.71}$$

$$\overline{u_i'r_{np}'} = -\frac{2}{3}\frac{L}{C_{pr}}e^{1/2}\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial x_i}\psi_i \tag{3.72}$$

$$\overline{\theta_l'^2} = \frac{2}{3C_{p\theta}C_{\epsilon\theta}}L^2\left(\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial x_m}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial x_m}\right)\phi_m \tag{3.73}$$

$$\overline{r_{np}'^2} = \frac{2}{3C_{pr}C_{\epsilon r}}L^2\left(\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial x_m}\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial x_m}\right)\psi_m \tag{3.74}$$

$$\overline{\theta_l'r_{np}'} = \frac{2}{3C_{pr}C_{\epsilon\theta r}}L^2\left(\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial x_m}\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial x_m}\right)(\phi_m + \psi_m) \tag{3.75}$$

avec les fonctions de stabilité ϕ_i et ψ_i qui renforcent ou inhibent les transferts turbulents verticaux en fonction de la stabilité et qui permettent de prendre en compte les effets de la flottabilité :

$$\phi_3 = 1 - \frac{(1 + C_1R_{r1})(2C_2{R_{\theta r3}}^2 + C_1R_{\theta 3})\frac{1}{R_{\theta 1}} + C_1C_2({R_{\theta r3}}^2 - {R_{r3}}^2)}{1 + (C_1 + C_2)(R_{\theta 1} + R_{r1}) + C_1(C_2({R_{\theta 1}}^2 + {R_{r1}}^2) + C_1R_{\theta 1}R_{r1}} \tag{3.76}$$

$$\psi_3 = 1 - \frac{(1 + C_1R_{\theta 1})(2C_2{R_{\theta r3}}^2 + C_1R_{r3})\frac{1}{R_{r1}} + C_1C_2({R_{r3}}^2 - {R_{\theta 3}}^2)}{1 + (C_1 + C_2)(R_{\theta 1} + R_{r1}) + C_1(C_2({R_{\theta 1}}^2 + {R_{r1}}^2) + C_1R_{\theta 1}R_{r1}} \tag{3.77}$$

$$\phi_1 = \phi_2 = 1 \tag{3.78}$$

$$\psi_1 = \psi_2 = 1 \tag{3.79}$$

Ces fonctions utilisent les nombres de Redelsperger (ou Richardson) suivants :

$$R_{\theta 1} = \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{L^2}{e} E_\theta \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_3} \tag{3.80}$$

$$R_{\theta 3} = \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{L^2}{e} E_\theta \left(\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_m} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_m}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.81}$$

$$R_{r1} = \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{L^2}{e} E_{moist} \frac{\partial \overline{r}}{\partial x_3} \tag{3.82}$$

$$R_{r3} = \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{L^2}{e} E_{moist} \left(\frac{\partial \overline{r}}{\partial x_m} \frac{\partial \overline{r}}{\partial x_m}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.83}$$

$$R_{\theta r3} = \frac{g}{\theta_{vref}} \frac{L^2}{e} E_\theta \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_m} E_{moist} \frac{\partial \overline{r}}{\partial x_3} \tag{3.84}$$

avec $E_\theta = \frac{\overline{\theta_v}}{\overline{\theta}}$ et $E_{moist} = 0.61\overline{\theta}$. Ces coefficients ont une expression beaucoup plus complexe en présence de nuages. Le flux de flottabilité est modélisé comme la somme du flux $\overline{u_3' \theta_l'}$ multiplié par le coefficient E_θ et le flux $\overline{u_3' r_{np}'}$ multiplié par le coefficient E_{moist}, avec le facteur $\beta = \frac{g}{\theta_{\text{vref}}}$:

$$\beta \overline{u_3' \theta_v'} = \beta (E_\theta \overline{u_3' \theta_l'} + E_{moist} \overline{u_3' r_{np}'}) \tag{3.85}$$

Dans d'autres modèles (comme par exemple le modèle WRF (Skamarock and Klemp, 2008) ou le modèle de recherche CM1 (Bryan and Fritsch, 2002)), le terme de flottabilité peut aussi être représenté par $\beta \overline{u_3' \theta_v'} = -K_s N^2$, où N^2, la fréquence de Brunt-Vaisala, est remplacée par sa version humide N_m^2 dans des conditions saturées afin que les effets de l'humidité sur la stabilité soient pris en compte. On peut également utiliser une équation pronostique supplémentaire pour la dissipation ϵ, ce modèle est nommé le modèle "$e - \epsilon$" ou plus communément "$k - \epsilon$" (ou encore modèle à deux équations). Il présente l'avantage de pouvoir éliminer la longueur de mélange L des deux équations, laissant à spécifier quelques constantes. Plus de détails sur ce modèle sont donnés dans la revue de Detering and Etling (1985).

Simplification du schéma en version 1D

A méso-échelle, le schéma de turbulence est utilisé dans sa version 1D (notée T1D). Pour cela, les gradients et les flux turbulents horizontaux ne sont pas pris en compte car ils sont considérés comme beaucoup plus petits que leurs contreparties verticales. De plus, la longueur de mélange considérée est celle de BL89. Cette version 1D, basée sur une version simplifiée du schéma 3D, constitue un premier pas vers une approche unifiée des schémas de turbulence entre les modèles LES et les modèles de grande échelle.

3.3.5 Limites des flux en K-gradient

Lorsque le flux turbulent d'un scalaire $\overline{u_i' s'}$ est de signe opposé au gradient $\frac{\partial \overline{s}}{\partial x_i}$, la fermeture en K-gradient fonctionne correctement. En revanche, si le flux est du même signe que le gradient,

c'est-à-dire que le terme $\overline{u_i' s'} \frac{\partial \overline{s}}{\partial x_i}$ est positif, la fermeture en K-gradient est déficiente. Le flux est alors dit à contre-gradient. Les flux à contre-gradient sont étudiés dans la couche limite convective depuis l'article de Deardorff (1966). Les structures turbulentes cohérentes sont responsables d'une turbulence dite non locale. Pour modéliser ce processus physique, plusieurs approches ont été développées :

1. l'approche par flux de masse,
2. l'approche par moyenne de Reynolds,
3. l'approche par matrice transiliente.

L'approche en flux de masse provient des études de convection de cumulus qui décrivent l'ascension verticale des structures convectives. Cette formulation a aussi été utilisée pour paramétrer le transport initié par des thermiques dans la couche limite. Le flux vertical turbulent d'une variable ϕ s'écrit alors : $\overline{w'\phi'} = M(\phi_{up} - \phi)$ où ϕ_{up} représente la variable ϕ dans la forte ascendance et M est le flux de masse associé à l'ensemble des ascendances. L'approche EDMF (Eddy Diffusivity Mass Flux), appliquée à la couche limite, a ainsi été introduite par Siebesma and Teixeira (2000) puis par Hourdin et al. (2002) et Soares et al. (2004), elle ajoute à la turbulence locale en K gradient, la turbulence non locale, via un schéma flux de masse, partant du sol.

Dans l'approche en moyenne de Reynolds, pour les modèles d'ordre faible, la paramétrisation de base en diffusivité turbulente est utilisée avec un terme supplémentaire non local de contre-gradient γ : $\overline{w'\phi'} = -K(\partial\phi/\partial z - \gamma)$ (Deardorff, 1966, 1972). Pour les modèles d'ordre élevé, la représentation du transport vertical d'un scalaire peut être modélisée par la divergence des moments d'ordre 3.

Canuto et al. (1994) ont proposé un modèle analytique dérivé directement des équations dynamiques pour ces moments d'ordre 3 qui sont alors déterminés à partir d'une combinaison linéaire des gradients de tous les moments d'ordre 2 et non plus seulement ceux sélectionnés pour l'approximation en K-gradient. Dans une étude suivante, Canuto et al. (2001) ont proposé une nouvelle expression analytique pour les moments d'ordre 3, plus simple et évitant l'approximation utilisée précédemment pour définir les moments d'ordre 4 (FOMs).

Cette approche a aussi été développée et implémentée dans le modèle Méso-NH par Tomas and Masson (2006) pour la représentation des flux de chaleur verticaux à contre-gradient dans une couche limite convective sèche. Le moment d'ordre 3, tel que $\overline{w'^2\theta'}$, est paramétré à partir de données issues d'une simulation LES de couche limite convective et est fonction d'un paramètre non local tel que la hauteur de la couche limite. Ce développement présente cependant l'inconvénient de ne pouvoir s'appliquer qu'à des couches limites convectives.

Dans la dernière approche, une matrice transiliente (i.e., non locale) décrit le transport vertical de masse par les tourbillons (Stull, 1984) : elle quantifie en effet pour chaque niveau du modèle le transport non local de l'air par les thermiques en introduisant de façon explicite les effets des grands tourbillons. Romps and Kuang (2011) proposent une méthode avec des traceurs radioactifs pour diagnostiquer cette matrice pour la convection humide.

La paramétrisation des flux dynamiques a aussi une formulation en K-gradient. Or, pour ces flux dynamiques, Schemm and Lipps (1976), Lipps (1977) ont montré un impact important de la prise en compte de la flottabilité (le terme B_{ij} dans l'équation (3.22a)) dans les régions de forte instabilité.

Il existe donc différentes approches alternatives à la méthode du K-gradient, nous allons en détailler quelques unes dans la partie suivante.

3.3.6 Approches alternatives à la méthode du K-gradient

Approche de Moeng et al (2010, 2014)

La taille des tourbillons au sein d'un nuage convectif varie de plusieurs ordres de grandeur de façon continue. La séparation d'échelles entre le mouvement moyen et une fluctuation turbulente d'une variable quelconque est difficile à justifier pour les modèles de méso-échelle ayant des

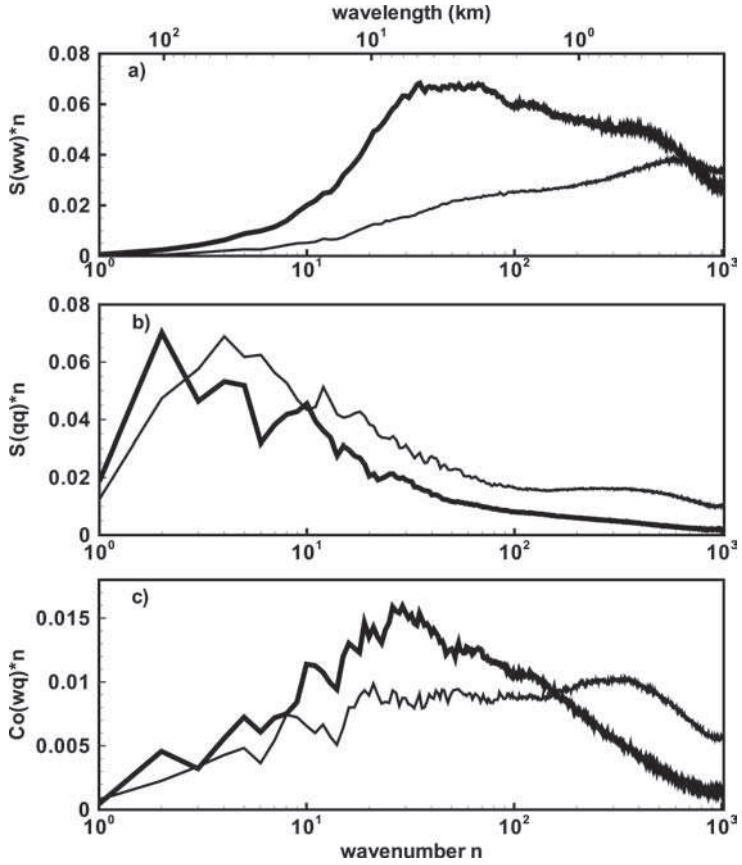


FIGURE 3.10 – Spectres 2D de la vitesse verticale (a), du rapport de mélange de vapeur d'eau (b) et leur cospectre (c) à z $\sim$ 1 km (traits fins) et z $\sim$ 5 km (traits épais) pour une simulation LES d'un système convectif tropical avec une résolution de 100 m et un domaine de 208.4 km x 208.4 km (d'après Moeng et al. (2010)) .

mailles Δx de quelques kilomètres car il n'existe pas de trou spectral entre ces mouvements résolus et sous-maille (Moeng et al., 2010). De plus, la variance des vitesses verticales est maximum aux échelles kilométriques. La taille de la maille horizontale étant proche de la taille des tour-

billons les plus énergétiques au sein du nuage, cela implique que les fortes interactions d'échelles proches de Δx ne sont pas correctement représentées par les schémas turbulents sous-maille qui supposent, rappelons le, que le régime inertiel est correctement résolu par le modèle. Moeng et al. (2010) montrent également que les transports verticaux d'humidité et de chaleur sont majoritairement pris en charge par des structures turbulentes de taille kilométrique (Fig. 3.10).

Pour mieux prendre en compte toutes ces interactions d'échelles, Moeng et al. (2010) proposent une nouvelle paramétrisation du tenseur τ_{ij} pour la dynamique et de τ_{is} pour les scalaires. Cette paramétrisation est inspirée des travaux de Clark et al. (1979) de Bardina et al. (1980) et de Chow et al. (2005). En effet, le terme de Léonard issu du filtrage gaussien peut être approximé à l'aide d'un développement limité (disponible en annexe de Moeng et al. (2010)) comme :

$$L_{wc} = \widetilde{\widetilde{w}\widetilde{c}} - \widetilde{\widetilde{w}}\widetilde{\widetilde{c}} = \left(\frac{\Delta x^2}{12}\right)\left(\frac{\partial \widetilde{w}}{\partial x}\frac{\partial \widetilde{c}}{\partial x} + \frac{\partial \widetilde{w}}{\partial y}\frac{\partial \widetilde{c}}{\partial y}\right) \tag{3.86}$$

où c=u,v,w,θ,r. Moeng et al. (2010) considèrent que le terme C_{ij} peut être modélisé de la même façon car les deux termes ont un comportement similaire. Le terme R_{ij} est modélisé à l'aide d'un modèle en K-gradient. L'expression complète du modèle mixte est donc :

$$\tau_{wc} = R_{wc} + L_{wc} + C_{wc} = -K\frac{\partial \widetilde{c}}{\partial z} + 2\left(\frac{\Delta x^2}{12}\right)\left(\frac{\partial \widetilde{w}}{\partial x}\frac{\partial \widetilde{c}}{\partial x} + \frac{\partial \widetilde{w}}{\partial y}\frac{\partial \widetilde{c}}{\partial y}\right) \tag{3.87}$$

avec $K = 0.1L\sqrt{e}$ Cette approche hybride n'est pas nouvelle car elle a déjà été utilisée par la communauté de la turbulence (Bardina1980 ; Piomelli et al. 1988 ; Zang et al. 1993 ; Kosovic, 1997 ; Chow et al. 2005), la nouveauté, ici, étant son application pour des simulations de systèmes convectifs. Une évaluation diagnostique, à partir des flux turbulents issus de la LES, montre que ce schéma hybride améliore nettement la représentation des flux sous-maille de chaleur, humidité et mouvement pour des modèles avec une résolution de quelques kilomètres (Fig. 3.11).

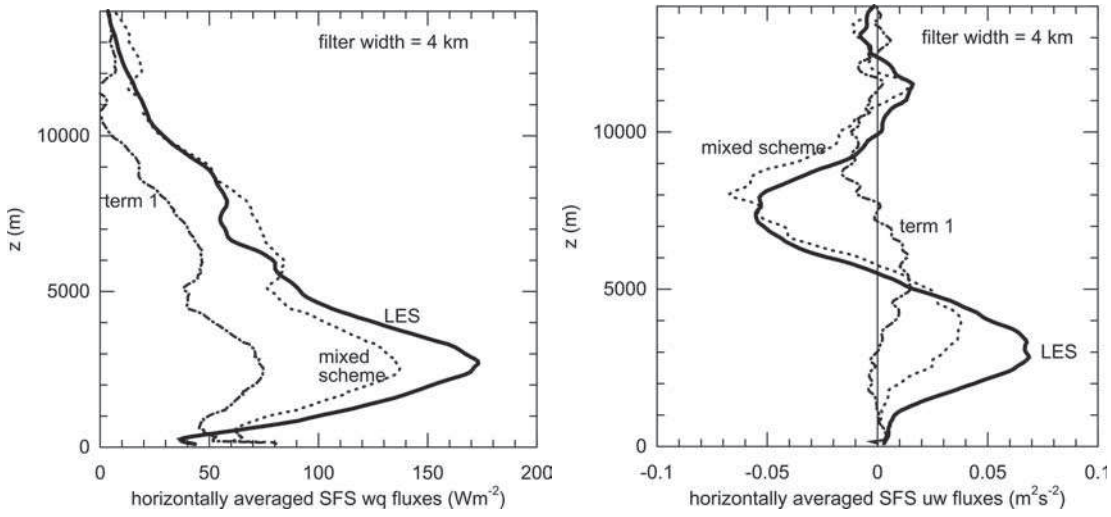


FIGURE 3.11 – Distributions verticales des flux moyennés horizontalement τ_{wq} (à gauche) et τ_{uw} (à droite) pour le schéma mixte (trait pointillé) comparés avec les flux dérivés de la LES avec un filtre $\Delta_x = 4\ km$ (trait plein) et avec seulement le 1er terme en K-gradient de l'équation (3.87) (trait pointillé et long) (d'après Moeng et al. (2010)).

Moeng (2014) poursuit cette étude avec une approche en flux de masse. Les flux turbulents sont aussi diagnostiqués à une résolution horizontale de 4 km à partir de la simulation LES mais en utilisant une moyenne par pavés de 4 km de côté au lieu d'un filtre gaussien. L'avantage de cet opérateur est d'éliminer les termes L et C présents dans l'expression de τ_{wc}. En effet, les termes comprenant soit $\widetilde{c'}$ ou bien $\widetilde{w'}$ valent zéro puisque l'écart à la moyenne est nul. τ_{wc} devient donc $\overline{w'c'}$, qui est le flux de Reynolds classique.

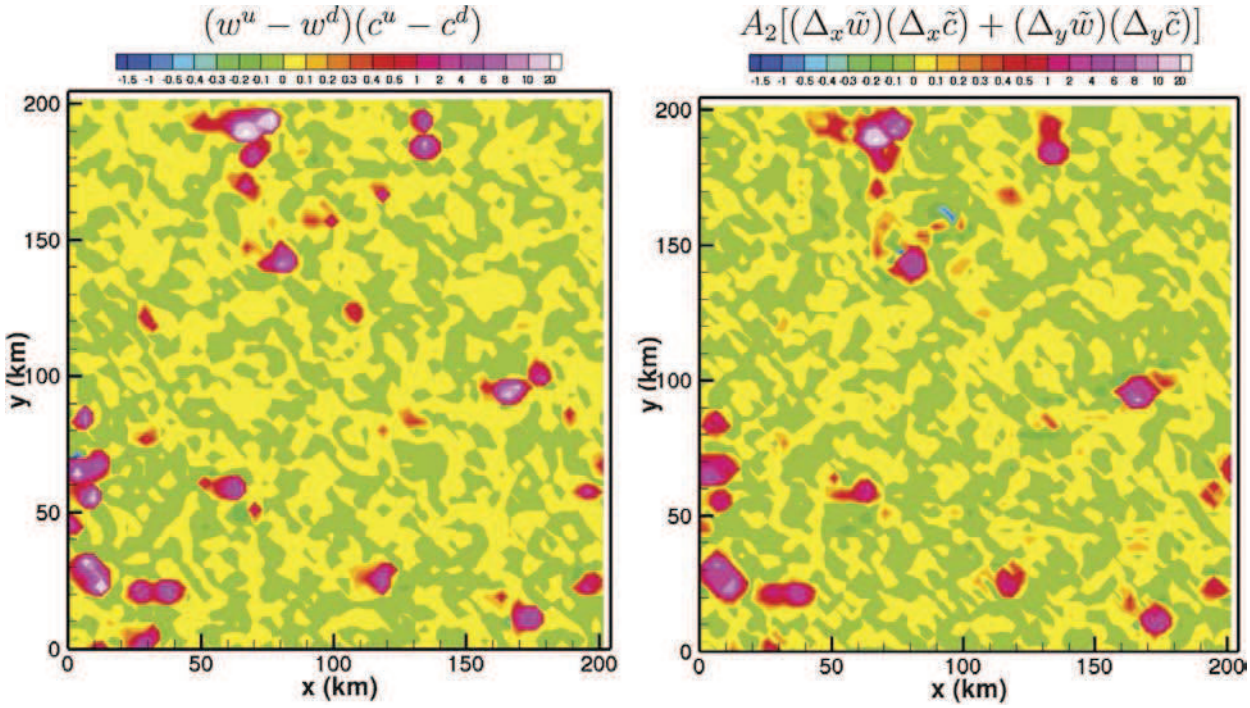


FIGURE 3.12 – Comparaison des distributions horizontales des termes de gauche et de droite de l'équation (3.89) pour c = q à z $\sim$ 3 km de la simulation LES de systèmes convectifs tropicaux (d'après Moeng (2014)).

Par ailleurs, le flux de masse est estimé de la façon suivant Moeng and Arakawa (2012) :

$$\overline{w'c'} = A_1(w^u - w^d)(c^u - c^d) \tag{3.88}$$

où A_1 est une constante déterminée par régression linéaire, pour chaque maille Δx, w^u (w^d) représente la moyenne des vitesses verticales positives (négatives) et c^u (c^d) un scalaire moyenné, lorsque w est positif (négatif). D'après Moeng (2014), la corrélation linéaire entre ces flux de masse diagnostiques et les flux turbulents de chaleur, humidité et moment est de plus de 0.9 à travers toute la couche d'atmosphère comprenant le système convectif. Les fortes valeurs du flux sous-maille diagnostique se produisent lorsque le produit $w^u - w^d$ par c^u-c^d est maximum (Fig. 3.12). Cela signifie que l'origine de la turbulence est majoritairement contrôlée par le flux de masse à cette échelle. Moeng (2014) propose une fermeture de ce flux dont l'expression est la suivante :

$$(w^u - w^d)(c^u - c^d) = A_2(\frac{\partial \overline{w}}{\partial x}\frac{\partial \overline{c}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial y}\frac{\partial \overline{c}}{\partial y}) \tag{3.89}$$

$$\overline{w'c'} = A_1 A_2 (\frac{\partial \overline{w}}{\partial x}\frac{\partial \overline{c}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial y}\frac{\partial \overline{c}}{\partial y}) \tag{3.90}$$

Le produit des coefficients A_1A_2 a une échelle de longueur au carré, et est estimé empiriquement à 0.45 km^2. Le coefficient de corrélation linéaire entre les flux déduits de la LES et les flux diagnostiqués est de 0.7 pour c égal à u,v,w,θ_l et q. L'originalité de cette expression vient de l'utilisation de gradients horizontaux résolus pour paramétrer un flux vertical turbulent. Cette expression est très proche de celle issue de Moeng et al. (2010), mais cette fois-ci un lien direct du flux vertical est établi pour le terme R_{ij} et non plus pour les termes L_{ij} ou C_{ij}. De plus, en refaisant la comparaison avec son schéma mixte, Moeng remarque que le terme de Reynolds a une intensité à peu près 3 fois plus grande que le terme de Léonard ou le terme croisé avec une distribution spatiale similaire, conduisant à un coefficient $C = 5 * \frac{\Delta_x^2}{12}$ (=0.41 km^2) proche de la valeur de A_1A_2.

Ces études considèrent donc une fermeture du schéma de turbulence basée sur l'idée que les plus gros tourbillons sous-maille et les plus petits tourbillons résolus sont liés spectralement. Ces approches semblent prometteuses, mais, aucune évaluation de ces schémas n'a encore été publiée.

Schémas de type énergie turbulente totale (TTE)

Une autre approche à la méthode en K-gradient est celle qui a été développée par Zilitinkevich et al. (2007, 2008). Ils démontrent que l'équation de bilan de TKE n'est pas suffisante pour caractériser les transformations d'énergie dans les écoulements stratifiés. Dans le cas d'une atmosphère stratifiée stable, la TKE est générée par le cisaillement de vent et consumée par la dissipation visqueuse. L'effet de la stratification est caractérisé par le nombre de Richarson, Ri, i.e. le rapport du gradient de flottabilité par le cisaillement au carré. Il est largement admis que si le Ri dépasse une valeur critique, Ri_c, le cisaillement local ne peut maintenir la turbulence et l'écoulement devient laminaire. Zilitinkevich et al. (2007, 2008) révisent ce concept en étendant l'analyse énergétique aux énergies turbulentes potentielle et totale ($TPE = \frac{\beta^2}{N^2}\frac{\overline{\theta_l'^2}}{2}$ et TTE = TKE + TPE) en considérant leurs équations de bilans. Contrairement à l'énergie cinétique, TTE représente un invariant conservé en l'absence de cisaillement et de dissipation. Son équation de bilan est un élément clé contre le nombre Ri_c et offre des alternatives vers des modèles de fermetures turbulentes plus avancés.

Récemment, un schéma de cette famille a été implanté dans le modèle Méso-NH pour améliorer la représentation des couches limites stables (Masson, communication personnelle). Il permet de prendre en compte l'anisotropie de la turbulence dans les couches stable, près du sol (où w'^2 est plus petit que u'^2 et v'^2) et dans les couches limites convectives (où w'^2 est plus grand) et corrige aussi le défaut d'un nombre de Richardson critique trop petit. Au lieu d'ajouter une équation pronostique pour TPE, de façon équivalente, on peut ajouter des équations pour la variance de la température potentielle liquide (Eq. 3.22e) et de l'eau totale non précipitante (Eq. 3.22f), ainsi que leur covariance (Eq. 3.22g), en plus de l'équation pour la TKE.

D'après l'équation d'évolution de $\overline{\theta_l'^2}$ (Eq 3.22e), le terme $\overline{w'\theta_l'}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial z}$ précédé d'un signe négatif représente un puits de la variance de θ_l par les zones de contre-gradient. La structure spatiale du flux à contre-gradient est ainsi fortement corrélée à la variance de θ_l. Un des intérêts du schéma TTE est donc de prendre en compte le couplage entre le flux vertical $\overline{w'\theta_l'}$ et l'évolution de $\overline{\theta_l'^2}$.

Coefficients	α_0	α_1	α_4	α_5
Valeurs	0.6	0	0	1/3

TABLE 3.4 – Coefficients α utilisés pour la paramétrisation de TTE.

En prenant les valeurs α du tableau (Tab. 3.4), les termes de presso-corrélations deviennent donc :

$$\Pi_{ij} = -C_{pv}\frac{\sqrt{e}}{L}b_{ij} - \frac{4}{5}eS_{ij} - \alpha_2\delta_{ij}Z_{ij} + (1-\alpha_3)\delta_{ij}B_{ij} \tag{3.91}$$

$$\Pi_{i\theta} = -C_{p\theta}\frac{\sqrt{e}}{L}\overline{u_i'\theta_l'} + \frac{1}{3}\beta_3\overline{\theta_l'\theta_v'} \tag{3.92}$$

$$\Pi_{ir} = -C_{pr}\frac{\sqrt{e}}{L}\overline{u_i'r_{np}'} + \frac{1}{3}\beta_3\overline{r_{np}'\theta_v'} \tag{3.93}$$

L'introduction du terme δ_{ij} dans l'expression de Π_{ij} permet de ne prendre en compte les termes supplémentaires (en α_2 et α_3) que pour les variances dynamiques.

La simplification des équations d'évolutions des moments d'ordre 2 (3.22a), (3.22c), (3.22d), (3.22e), (3.22f), (3.22g) aboutit aux expressions suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(b_{ij}) = 0 = -\frac{4}{3}eS_{ij} - \delta_{ij}\Sigma_{ij} - \delta_{ij}Z_{ij} + \delta_{ij}B_{ij} - \Pi_{ij} \tag{3.94}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u_i'\theta_l'}) = 0 = \delta_{ik}\overline{u_i'u_k'}\frac{\partial\overline{\theta}_l}{\partial x_k} + \delta_{ik}\beta_k\overline{\theta_l'\theta_v'} - \Pi_{i\theta} \tag{3.95}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u_i'r_{np}'}) = 0 = \delta_{ik}\overline{u_i'u_k'}\frac{\partial\overline{r}_{np}}{\partial x_k} + \delta_{ik}\beta_k\overline{r_{np}'\theta_v'} - \Pi_{ir} \tag{3.96}$$

avec $\theta_v' = E_\theta\theta_l' + E_{moist}r_{np}'$.

Le système d'équations peut ainsi être résolu aboutissant aux expressions des flux suivantes :

$$\left\{\begin{array}{lcl}
\overline{u'v'} &=& -\frac{4}{15C_{pv}}L\sqrt{e}\left(\frac{\partial\overline{u}}{\partial y}+\frac{\partial\overline{v}}{\partial x}\right)\\
\overline{u'w'} &=& -\frac{4}{15C_{pv}}L\sqrt{e}\left(\frac{\partial\overline{u}}{\partial z}+\frac{\partial\overline{w}}{\partial x}\right)\\
\overline{v'w'} &=& -\frac{4}{15C_{pv}}L\sqrt{e}\left(\frac{\partial\overline{v}}{\partial z}+\frac{\partial\overline{w}}{\partial y}\right)\\
\overline{u'^2} &=& \frac{2}{3}e+\frac{L}{C_{pv}\sqrt{e}}\left\{-\frac{8}{15}e\frac{\partial\overline{u}}{\partial x}+(1-\alpha_2)\frac{4L\sqrt{e}}{15C_{pv}}\left[(\frac{\partial\overline{u}}{\partial y})^2+(\frac{\partial\overline{u}}{\partial z})^2-(\frac{\partial\overline{v}}{\partial x})^2-(\frac{\partial\overline{w}}{\partial x})^2\right]-\frac{2}{3}\alpha_3\beta E_\theta\overline{w'\theta'_l}-\frac{2}{3}\alpha_3\beta E_q\overline{w'r'_{np}}\right\}\\
\overline{v'^2} &=& \frac{2}{3}e+\frac{L}{C_{pv}\sqrt{e}}\left\{-\frac{8}{15}e\frac{\partial\overline{v}}{\partial y}+(1-\alpha_2)\frac{4L\sqrt{e}}{15C_{pv}}\left[(\frac{\partial\overline{v}}{\partial x})^2+(\frac{\partial\overline{v}}{\partial z})^2-(\frac{\partial\overline{u}}{\partial y})^2-(\frac{\partial\overline{w}}{\partial y})^2\right]-\frac{2}{3}\alpha_3\beta E_\theta\overline{w'\theta'_l}-\frac{2}{3}\alpha_3\beta E_q\overline{w'r'_{np}}\right\}\\
\overline{w'^2} &=& \frac{2}{3}e+\frac{L}{C_{pv}\sqrt{e}}\left\{-\frac{8}{15}e\frac{\partial\overline{w}}{\partial z}+(1-\alpha_2)\frac{4L\sqrt{e}}{15C_{pv}}\left[(\frac{\partial\overline{w}}{\partial x})^2+(\frac{\partial\overline{w}}{\partial y})^2-(\frac{\partial\overline{u}}{\partial z})^2-(\frac{\partial\overline{v}}{\partial z})^2\right]+\frac{4}{3}\alpha_3\beta E_\theta\overline{w'\theta'_l}+\frac{4}{3}\alpha_3\beta E_q\overline{w'r'_{np}}\right\}\\
\overline{u'\theta'_l} &=& -\frac{L}{C_{p\theta}\sqrt{e}}\overline{u'^2}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial x}\\
\overline{v'\theta'_l} &=& -\frac{L}{C_{p\theta}\sqrt{e}}\overline{v'^2}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial y}\\
\overline{w'\theta'_l} &=& -\frac{L}{C_{p\theta}\sqrt{e}}\left[\overline{w'^2}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial z}-\frac{2}{3}\beta E_\theta\overline{\theta'^2_l}-\frac{2}{3}\beta E_q\overline{\theta'_l r'_{np}}\right]\\
\overline{u'r'_{np}} &=& -\frac{L}{C_{p\theta}\sqrt{e}}\overline{u'^2}\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial x}\\
\overline{v'r'_{np}} &=& -\frac{L}{C_{p\theta}\sqrt{e}}\overline{v'^2}\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial y}\\
\overline{w'r'_{np}} &=& -\frac{L}{C_{pq}\sqrt{e}}\left[\overline{w'^2}\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial z}-\frac{2}{3}\beta E_\theta\overline{\theta'_l r'_{np}}-\frac{2}{3}\beta E_q\overline{r'^2_{np}}\right]
\end{array}\right.$$

Ce schéma peut aussi être décliné en version 1D, avec pour les équations pronostiques supplémentaires :

$$\left\{\begin{array}{llcll}
\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\theta'^2_l}) & +\overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{\theta'^2_l}) &=& -\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{w'\theta'^2_l}\right) & -2\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial z}\overline{w'\theta'_l} \quad -2C_{\epsilon_\theta}\frac{\sqrt{e}}{L_\epsilon}\overline{\theta'^2_l}\\
\frac{\partial}{\partial t}(\overline{r'^2_{np}}) & +\overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{r'^2_{np}}) &=& -\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{w'r'^2_{np}}\right) & -2\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial z}\overline{w'r'_{np}} \quad -2C_{\epsilon_q}\frac{\sqrt{e}}{L_\epsilon}\overline{r'^2_{np}}\\
\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\theta'_l r'_{np}}) & +\overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{\theta'_l r'_{np}}) &=& -\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{w'\theta'_l r'_{np}}\right) & -\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial z}\overline{w'\theta'_l}\\
 & & & & -\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial z}\overline{w'r'_{np}} \quad -2C_{\epsilon_{\theta q}}\frac{\sqrt{e}}{L_\epsilon}\overline{\theta'_l r'_{np}}\\
\frac{\partial}{\partial t}(e) & +\overline{u_k}\frac{\partial}{\partial x_k}(e) &=& -\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{e'w'}+\overline{p'w'}\right) & -\overline{u'w'}\frac{\partial\overline{u}}{\partial z}-\overline{v'w'}\frac{\partial\overline{v}}{\partial z}+\beta\overline{w'\theta'_v} \quad -\epsilon
\end{array}\right.$$

en prenant $\overline{w's'^2}=-K_{TTE}\frac{\partial\overline{s'^2}}{\partial z}$ avec $s=\theta_l$ ou r_{np} et $K_{TTE}=0.2L(\frac{3}{2}\overline{w'^2})^{\frac{1}{2}}$ et $\overline{w'\theta'_l r'_{np}}=-K_{TTE}\frac{\partial\overline{\theta'_l r'_{np}}}{\partial z}$.

et les flux turbulents :

$$\left\{\begin{array}{lcl}
\overline{u'w'} & = & -\frac{4}{15C_{pv}}L\sqrt{e}\frac{\partial\overline{u}}{\partial z} \\
\overline{v'w'} & = & -\frac{4}{15C_{pv}}L\sqrt{e}\frac{\partial\overline{v}}{\partial z} \\
\overline{u'^2} & = & \frac{2}{3}e+\frac{L}{C_{pv}\sqrt{e}}\left\{(1-\alpha_2)\frac{4L\sqrt{e}}{15C_{pv}}(\frac{\partial\overline{u}}{\partial z})^2-\frac{2}{3}\alpha_3\beta E_\theta\overline{w'\theta'_l}-\frac{2}{3}\alpha_3\beta E_q\overline{w'r'_{np}}\right\} \\
\overline{v'^2} & = & \frac{2}{3}e+\frac{L}{C_{pv}\sqrt{e}}\left\{(1-\alpha_2)\frac{4L\sqrt{e}}{15C_{pv}}(\frac{\partial\overline{v}}{\partial z})^2-\frac{2}{3}\alpha_3\beta E_\theta\overline{w'\theta'_l}-\frac{2}{3}\alpha_3\beta E_q\overline{w'r'_{np}}\right\} \\
\overline{w'^2} & = & \frac{2}{3}e+\frac{L}{C_{pv}\sqrt{e}}\left\{-(1-\alpha_2)\frac{4L\sqrt{e}}{15C_{pv}}\left[(\frac{\partial\overline{u}}{\partial z})^2+(\frac{\partial\overline{v}}{\partial z})^2\right]+\frac{4}{3}\alpha_3\beta E_\theta\overline{w'\theta'_l}+\frac{4}{3}\alpha_3\beta E_q\overline{w'r'_{np}}\right\} \\
\overline{w'\theta'_l} & = & -\frac{L}{C_{p\theta}\sqrt{e}}\left[\overline{w'^2}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial z}-\frac{2}{3}\beta E_\theta\overline{\theta'^2_l}-\frac{2}{3}\beta E_q\overline{\theta'_l r'_{np}}\right] \\
\overline{w'r'_{np}} & = & -\frac{L}{C_{pq}\sqrt{e}}\left[\overline{w'^2}\frac{\partial\overline{r_{np}}}{\partial z}-\frac{2}{3}\beta E_\theta\overline{\theta'_l r'_{np}}-\frac{2}{3}\beta E_q\overline{r'^2_{np}}\right]
\end{array}\right.$$

Pour le moment, seule cette version 1D est implantée dans le modèle Méso-NH.

Schémas dit "backscatter"

La paramétrisation de la turbulence est utilisée en général pour diffuser de l'énergie se trouvant dans la partie résolue du modèle. L'énergie cinétique résolue est définie par $E = \frac{1}{2}(\overline{u}^2+\overline{v}^2+\overline{w}^2)$. Les équations d'évolution de la TKE et de l'énergie cinétique résolue possèdent un terme en commun. Ce terme, précédé d'un signe moins dans l'équation (3.97), correspond à la production dynamique de TKE. L'équation d'évolution de E (3.98) possède un terme qui est l'opposé de la production dynamique.

$$\frac{\partial e}{\partial t} = ... - \overline{u'_i u'_j}\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_i} + ... \tag{3.97}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = ... + \overline{u'_i u'_j}\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_i} + ... \tag{3.98}$$

Si la production dynamique de la TKE est toujours positive, alors le transfert d'énergie se fait toujours des champs résolus vers le sous-maille. Le schéma est dit "forwardscatter". En revanche, si la production dynamique de TKE est négative, le transfert d'énergie se fait du sous-maille vers le résolu. Un tel schéma est dit "backscatter", i.e., un schéma de rétrodiffusion.

Shutts (2005) propose un algorithme de schéma d'énergie cinétique “backscatter” basé sur un automate cellulaire, qui avec la fonction de dissipation, définit un champ de forçage en fonction de courant. Ainsi, l'introduction d'énergie cinétique de petite échelle par cet algorithme permet de corriger l'absence de spectre en -5/3 dans le modèle IFS du CEP. Pour des modèles de fine échelle, l'approche ”backscatter“ a aussi été testée pour tenir compte de l'anisotropie de la turbulence près du sol (Leith, 1990; Mason and Thomson, 1992). On peut aussi citer l'exemple du modèle NBA "Nonlinear Backscatter and Anisotropy“ de Kosovic (1997) qui a été implanté

dans le modèle WRF (Mirocha et al., 2010) et qui permet d'améliorer de façon significative les flux près du sol. Ce modèle, basé sur une relation non-linéaire incluant des moments d'ordre 2, tient compte de la rétrodiffusion et des composantes normales du tenseur de contraintes. Cela permet de réduire le taux de dissipation, conduisant ainsi à une meilleure représentation des contraintes près de la surface (en les réduisant par rapport aux modèles linéaires de diffusivité turbulente sans amortissement près de la surface) et des caractéristiques spectrales en général.

Au cours de cette thèse, nous allons dans un premier temps évaluer la paramétrisation actuelle de la turbulence du modèle Méso-NH (i.e., la paramétrisation de Cuxart et al. (2000)) dans les nuages convectifs profonds à l'aide de simulations kilométriques, hectométriques et de LES. Puis, dans un second temps, nous testerons les approches alternatives au K-gradient, que sont l'approche de Moeng (2014) et de TTE, présentées ci-dessus.

3.4 Turbulence, diffusion et convection

Les schémas de turbulence, initialement développés pour traiter la turbulence dans la couche limite, sont aussi utilisés pour représenter la turbulence dans les nuages. Cependant, des études ont montré un déficit de turbulence dans les nuages convectifs profonds modélisés. De même, les travaux sur la zone grise de la turbulence ont, pour l'instant, essentiellement concernés la couche limite, mais la même problématique de zone grise de la turbulence se pose pour les nuages convectifs. Des études sur la turbulence dans les nuages convectifs s'avèrent maintenant nécessaires pour améliorer la représentation des caractéristiques des circulations au sein des nuages et de leur interaction avec l'environnement. De plus, la diffusion numérique venant se superposer à la diffusion turbulente, tous ces processus diffusifs peuvent avoir un impact important sur la simulation de systèmes convectifs et nécessitent d'être adaptés.

3.4.1 Défauts pour les modèles de méso-échelle

Les modèles de recherche et de prévision à méso-échelle avec des mailles de quelques kilomètres (modèles dit "cloud resolving"), où la convection est représentée de manière explicite plutôt qu'avec une paramétrisation, ont démontré leur capacité à produire des champs de précipitations plus réalistes que les simulations de résolution plus lâche avec une convection paramétrée.

Cependant, une résolution kilométrique s'avère insuffisante pour représenter les structures convectives au sein des nuages et il est difficile d'estimer la résolution horizontale nécessaire pour obtenir une représentation satisfaisante de la convection profonde humide. En effet, Adlerman and Droegemeier (2002) ont montré que la résolution explicite de supercellules pouvait, dans certains cas, nécessiter une résolution horizontale plus fine que 1.5 km pour capturer le cycle de genèse de mesocyclones successifs. De plus, ces auteurs montrent que le pourcentage d'énergie cinétique résolue est plus élevé pour une simulation à faible résolution car les gradients sont résolus trop grossièrement (Fig. 3.13). La TKE étant paramétrée à l'aide des gradients résolus, la production d'énergie cinétique sous-maille n'est pas assez importante avec une résolution

de 2 km. Parallèlement, des simulations sub-kilométriques semblent améliorer l'initiation de la convection et les caractéristiques de petites échelles des systèmes convectifs (e.g., Zhang and Zhang (2012); Warren et al. (2013)). Beaucoup d'études se sont ainsi intéressées à la sensibilité à la résolution horizontale pour la simulation explicite de la convection profonde. Lean et al. (2008) ont montré que le modèle UM à 4 km de résolution générait des cellules convectives trop grandes avec un retard du déclenchement de la convection, tandis que la version à 1 km de résolution générait trop de petites cellules dans certaines situations.

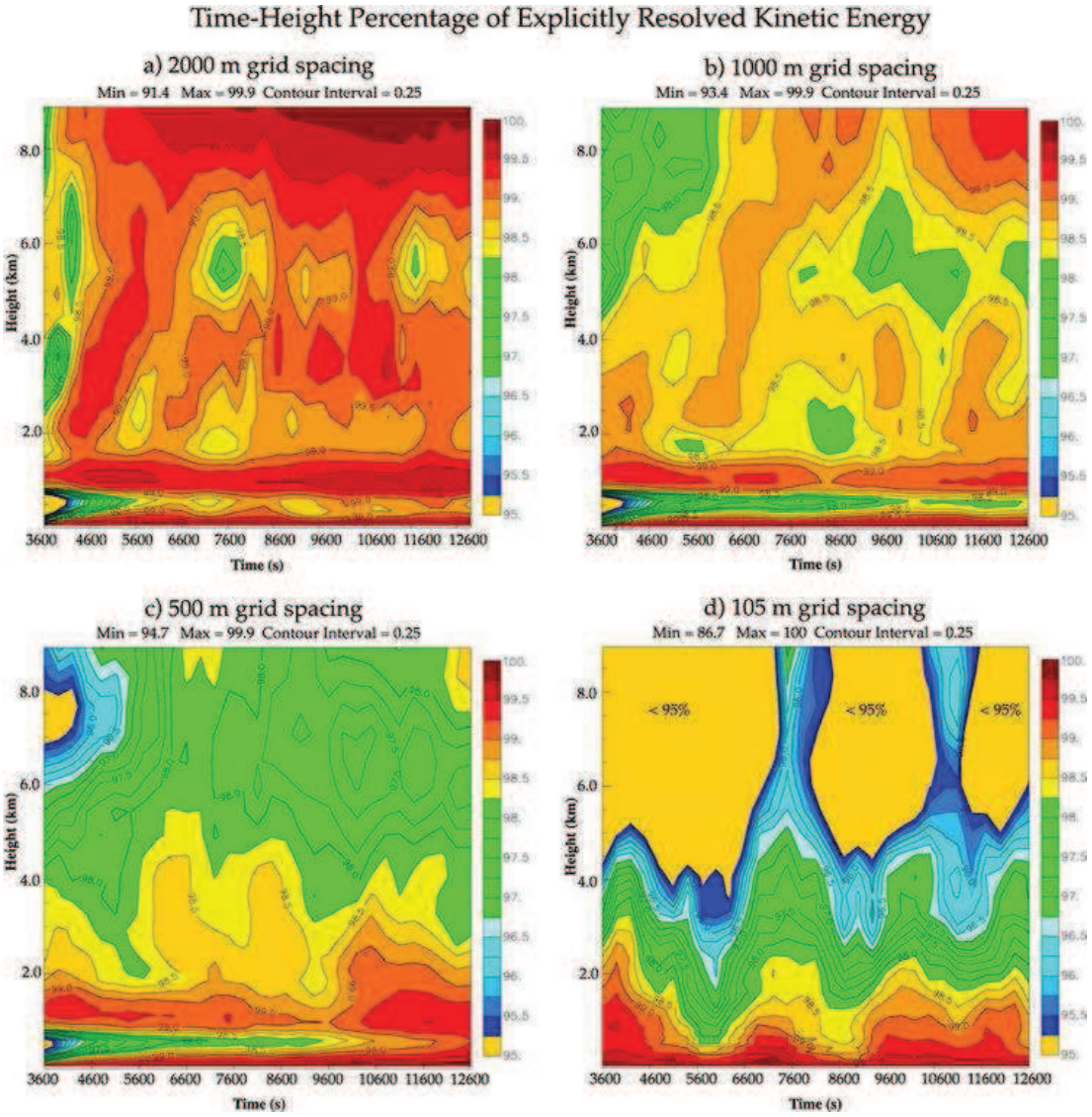


FIGURE 3.13 – Evolutions temporelles selon la hauteur du pourcentage d'énergie cinétique explicitement résolue pour des simulations de supercellules avec des mailles horizontales de (a) 2 km, (b) 1 km, (c) 500 m, and (d) 105 m. Les données sont prises uniquement dans les régions du domaine de simulation où le schéma de turbulence sous-maille est activé (d'après Adlerman and Droegemeier (2002)).

De même, dans Petch et al. (2002), des simulations à 2 km de résolution horizontale produisent un retard au déclenchement de la convection tandis qu'une résolution plus forte (125 m) permet d'obtenir une évolution nuageuse plus proche des observations, grâce à une meilleure représentation du transport d'humidité dans la couche sous nuage. Sur un cas de fortes précipitations

tropicales sur l'île de la Réunion, Yu et al. (2014) montrent une meilleure localisation des précipitations avec une résolution de 1 km ou 500 m qu'à 2 km de résolution due à une meilleure interaction entre le mélange de l'air et les processus microphysiques au sein du système convectif, ce mécanisme s'avérant important pour représenter les processus d'évaporation et la mise en place d'une plage froide sous le système convectif. Redelsperger and Sommeria (1986) ont évalué l'importance de différents éléments du schéma de turbulence grâce à une étude de sensibilité à la résolution spatiale de cas idéalisé de convection profonde. Ils montrent en particulier qu'une faible résolution spatiale peut être en partie compensée par une paramétrisation de la turbulence plus sophistiquée incluant une condensation sous-maille, ce schéma statistique améliorant ainsi la représentation des nuages.

Au cours de cette thèse, nous étudierons la sensibilité des caractéristiques de systèmes convectifs à la résolution horizontale.

3.4.2 Quelle résolution nécessaire pour des LES de nuages convectifs ?

Bryan et al. (2003) ont montré un manque de convergence des propriétés statistiques des systèmes convectifs avec l'augmentation de résolutions (de 1 km à 125 m) pour des simulations idéalisées de lignes de grains (Fig. 3.14). Ils en concluent que les fermetures LES traditionnelles ne peuvent pas être utilisées pour simuler de façon réaliste la convection profonde avec des résolution de l'ordre du kilomètre. Toujours pour des lignes de grains, Bryan and Morrison (2012) ont aussi montré une sensibilité plus importante à la résolution horizontale (de 4 km à 250 m) qu'aux schémas de microphysique, en particulier les précipitations sont réduites à 250 m par rapport à 1 km, ceci étant lié à des processus d'évaporation plus intenses à forte résolution. Néanmoins, Khairoutdinov et al. (2009) trouvent une convergence des propriétés statistiques pour des systèmes convectifs tropicaux entre une LES (100 m de résolution) et une simulation avec une résolution de 200 m. Pour un cas de convection dans la zone de convergence intertropicale, Parodi and Tanelli (2010) ont montré que des simulations avec une fermeture de type LES se comportent mieux que des simulations avec l'approximation de la couche limite à méso-échelle pour une gamme de résolution appartenant à la *terra incognita*. Fiori et al. (2009, 2010) obtiennent des résultats similaires pour des simulations de supercellules.

Il apparait donc nécessaire de caractériser le transport dans les nuages convectifs profonds, à partir de simulation LES. Au cours de cette thèse, nous proposons de réaliser une simulation de référence LES de nuage convectif profond avec une résolution inférieure à 100 m afin de bien représenter la zone inertielle. Elle nous servira aussi de simulation de référence pour évaluer et améliorer le schéma de turbulence.

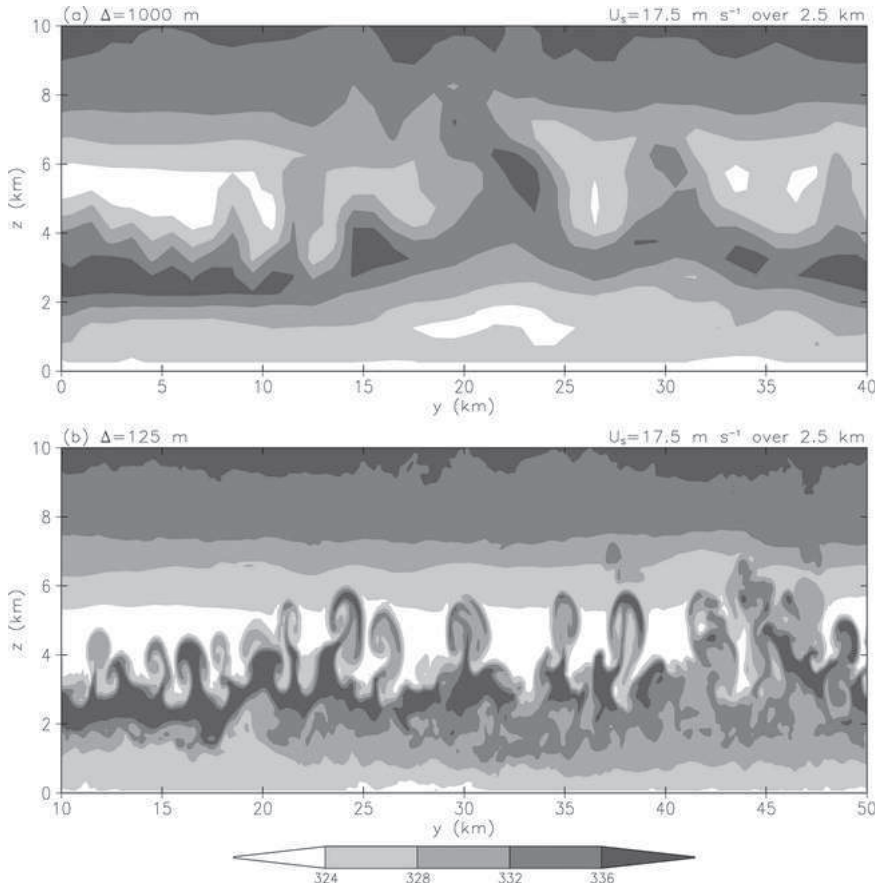


FIGURE 3.14 – Coupes verticales de la température potentielle équivalente (K) à l'avant de lignes de grains simulées avec un environnement ayant un fort cisaillement de vent pour des résolutions horizontales de 1 km (en haut) et 125 m (en bas). Ceci illustre le fait que, dans ces conditions environnementales, la résolution kilométrique n'est pas suffisante pour bien résoudre les cellules convectives ayant une largeur d'environ 2 km (d'après Bryan et al. (2003)).

3.4.3 Influence de la longueur de mélange et turbulence 1D versus 3D

A la résolution kilométrique, des simulations avec le modèle Méso-NH ont montré que l'on obtenait des vitesses verticales trop fortes à l'intérieur des nuages convectifs (dépassant les 60 m/s). Afin de réduire ces trop fortes ascendances, Tomasini et Lafore (2004) ont proposé de modifier la longueur de mélange au sein des nuages en tenant compte d'une instabilité de petite échelle qui accroît le mélange aux bords du nuage. La longueur de mélange est ainsi augmentée à l'intérieur des nuages ($r_c + r_i > 0.001 g/kg$) selon un critère d'instabilité. Ils définissent ce critère en se basant sur le gradient horizontal d'eau totale non précipitante :

$$|G_i| = |\frac{dr_{np}}{x_i}| \geq 0.1\text{g/kg/km avec i=1 ou 2} \tag{3.99}$$

et sur son évolution

$$Q_i = \frac{dG_i}{dt} \text{ de même signe que } G_i \text{ i.e., il s'amplifie avec le temps par advection.} \tag{3.100}$$

Que l'on approxime par :

$$Q_i \simeq \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\left(- u_i \frac{\partial r_{np}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Advection de } r_{np}} \text{ en considérant que } r_{np} \text{ est conservé au cours du temps.} \tag{3.101}$$

La longueur de mélange, qui apparaît dans le coefficient de diffusion $K = Le^{\frac{1}{2}}$ des flux horizontaux, est ainsi multipliée par un coefficient α variant entre 1 et α_{max} (en général égal à 5) comme une fonction linéaire de Q (moyennée dans les deux directions horizontales) entre 0.001 à 0.01 g/kg/km/s (Fig. 3.15).

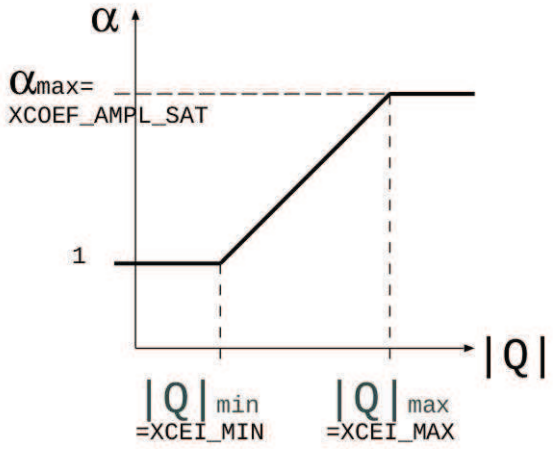


FIGURE 3.15 – Coefficient α pour l'augmentation de la longueur de mélange au sein des nuages en fonction de l'instabilité basée sur le critère Q (d'après Tomasini et Lafore, 2004).

Grâce à cette modification, les auteurs retrouvent, pour une simulation d'une ligne de grains à 2.5 km de résolution, des vitesses verticales et des flux turbulents comparables à une simulation de référence réalisée avec une résolution plus fine (400 m).

De façon plus générale, une sensibilité à la longueur de mélange est mise en évidence par Hanley et al. (2014) avec le modèle UM pour des résolutions de 1500, 500 et 200 m. En effet, ils montrent que le choix de la longueur de mélange pilote en partie l'heure de déclenchement et la taille des cellules convectives : la diminution de la longueur de mélange favorise un déclenchement un peu plus tôt de la convection et la génération de cellules de petite taille fortement précipitantes. Des résultats similaires sont obtenus pour des simulations de systèmes convectifs de méso-échelle au sud du Brésil à l'aide du modèle Méso-NH, avec une résolution horizontale de 2 km (Machado and Chaboureau, 2014). Avec une longueur de mélange plus grande, le nombre total de cellules (en particulier les petites) est fortement réduit. L'impact d'une turbulence T1D versus T3D sur l'organisation des systèmes convectifs est aussi analysé : les petites cellules sont trop nombreuses en T1D avec une durée de vie plus courte par rapport aux observations.

Au cours de cette thèse, nous évaluerons la sensibilité au schéma de turbulence (3D versus 1D), ainsi qu' à la longueur de mélange en incluant la proposition de Tomasini et Lafore (2004).

3.4.4 Effet de la diffusion

Dans un modèle atmosphérique, il existe différents types de diffusion :

1. la diffusion numérique implicite qui provient des méthodes de discrétisations temporelle et spatiale utilisées,
2. la diffusion explicite que l'on rajoute explicitement au modèle : la diffusion physique turbulente provenant du schéma de turbulence et la diffusion numérique provenant des filtres spatiaux que l'on ajoute pour éliminer les instabilités de petites échelles.

Zhu et al. (2014) ont montré que la dynamique des cyclones tropicaux était très sensible à la paramétrisation du coefficient de diffusion turbulente. Lorsque la valeur de K est élevée, les instabilités hydrodynamiques qui se développent sont entièrement diffusées par turbulence, alors qu'une faible valeur permet le développement d'instabilités non-linéaires résolues par le modèle et propices au mélange horizontal. A l'aide de simulations de lignes de grains réalisées avec le modèle WRF à une résolution horizontale de 1 km, Takemi and Rotunno (2003) ont exploré l'impact de la diffusion numérique explicite et de la diffusion turbulente sur la structure du système convectif. Ces auteurs ont montré que, pour des simulations sans cisaillement, les erreurs de discrétisations étaient à l'origine de perturbations pouvant s'amplifier et générer des ascendances d'origine numérique, car la diffusion numérique implicite peut être fonction de l'amplitude de l'advection. Les auteurs recommandent d'utiliser des valeurs plus élevées des constantes turbulentes plutôt que d'avoir recours à une diffusion numérique explicite. Ce résultat indique que les constantes numériques devraient être réglées en fonction de la diffusion implicite du modèle considéré. Pour des cas de ligne de grains, Bryan (2005) montre que les ascendances numériques se développent seulement dans les systèmes convectifs soulevés par la plage froide lorsque l'atmosphère est absolument instable. Il montre également que la valeur des constantes turbulentes n'est valable que pour une certaine gamme de cisaillement et que la diffusion turbulente ne peut pas corriger toutes les erreurs numériques. Par conséquent, il recommande l'utilisation de diffusion numérique explicite avec un limitateur de flux monotone. De plus, Langhans et al. (2012) ont montré que la diffusion numérique explicite sur les niveaux les plus bas du modèle pour la flottabilité et le vent horizontal permettait de résoudre en partie le problème d'injection d'énergie numérique.

Ainsi, au même titre que la diffusion turbulente, la diffusion numérique a donc un impact sur la simulation des orages. Les méthodes numériques employées pour les résolutions temporelles et spatiales des équations du mouvement diminuent de façon artificielle la résolution du modèle. Elles agissent comme un filtre numérique implicite. La diffusion numérique explicite et la diffusion turbulente filtrent aussi les plus petites longueurs d'onde. Au lieu de considérer la résolution d'un modèle numérique, il est plus judicieux de s'intéresser à la "résolution effective", c'est-à-dire l'échelle spatiale à partir de laquelle le spectre d'énergie cinétique commence à s'écarter de la pente théorique en -5/3. Skamarock (2004) évalue ainsi la résolution effective du modèle WRF à environ $7\Delta x$. Ricard et al. (2013) comparent les résolutions effectives des modèles Méso-NH et AROME, évaluées respectivement à 6 et 9 Δx (Fig. 3.16). Cette différence provient de l'utilisation de deux cœurs dynamiques différents. Le schéma semi-implicite semi-Lagrangien d'AROME induit une plus forte diffusion implicite que le schéma Eulérien explicite utilisé pour

Méso-NH. Par ailleurs, lors des premiers tests du modèle AROME, l'utilisation d'une trop forte diffusion explicite générait des "feux d'artifice" : la diffusion, en inhibant les éléments de fine échelle, entraînait une organisation de la convection à une échelle plus grande avec des courants de densité trop intenses sous les orages.

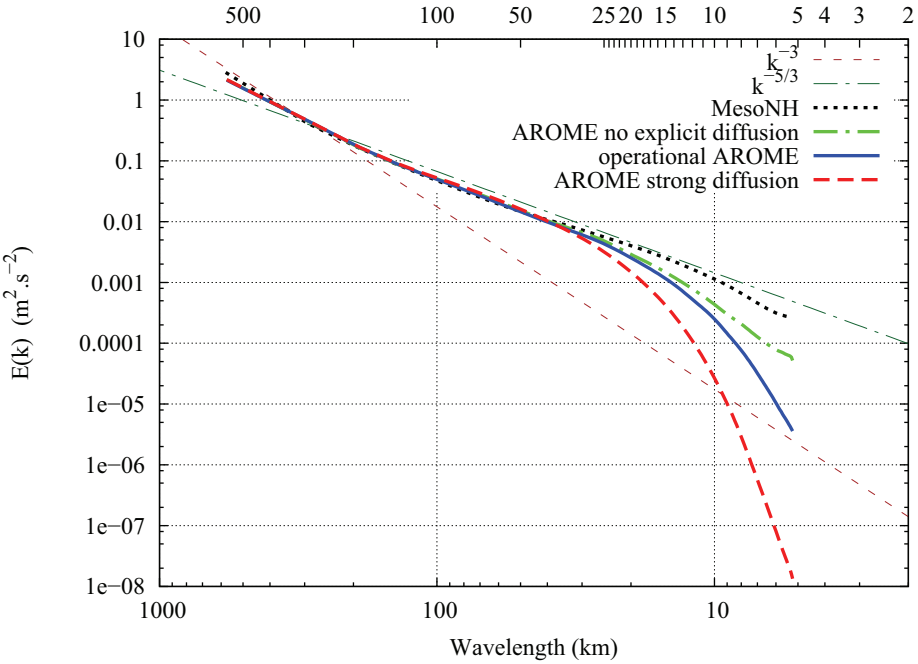


FIGURE 3.16 – Illustration de l'impact de la diffusion sur la queue des spectres d'énergie cinétique turbulente pour le vent horizontal moyenné entre 13 et 17 UTC le 11 avril 2007 pour la troposphère libre (environ entre 3-9 km) pour une situation de convection isolée : modèle AROME opérationnel, modèle de recherche Meso-NH, AROME avec une forte diffusion explicite et AROME sans diffusion explicite (d'après Ricard et al. (2013)).

Aux échelles kilométriques, il devient donc important d'évaluer l'impact des différentes sources de diffusion d'un modèle et de leur interaction car elles peuvent avoir un impact fort sur les structures convectives. Au cours de cette thèse, nous nous intéresserons aux différentes sources de diffusion des modèles atmosphériques et nous évaluerons leur impact sur la simulation de systèmes convectifs.

3.5 Conclusion

Les études de la sensibilité sur la dynamique des systèmes convectifs à divers paramètres tels que la diffusion numérique, la résolution horizontale et le type de paramétrisation turbulente (K gradient, schémas 1D/3D, longueur de mélange ...) ont montré que ces paramètres avaient un impact sur l'organisation de la convection. Comme énoncé par Hanley et al. (2014), il devient maintenant essentiel de repenser la formulation du mélange sous-maille pour obtenir une description plus réaliste des propriétés des systèmes convectifs pour des résolutions de l'ordre de 100 à 1000 m, en particulier, en s'attaquant au problème de fermeture de la turbulence.

Au cours de cette thèse, nous proposons d'évaluer, dans un premier temps, le schéma actuel de turbulence du modèle Méso-NH pour les nuages convectifs profonds en identifiant ses principales faiblesses aux résolution kilométrique et hectométrique. Dans un second temps, nous nous attacherons à apporter les améliorations nécessaires pour corriger les défauts principaux afin de mieux représenter les effets des processus turbulents au sein des nuages convectifs. Nous utiliserons pour cela une simulation de référence en mode LES. Au préalable, nous allons maintenant donner une description rapide des deux modèles de méso-échelle utilisés au cours de cette thèse.

Chapitre 4

Présentation des modèles numériques atmosphériques

Ce chapitre présente les deux modèles numériques atmosphériques utilisés au cours de cette thèse : Méso-NH et AROME. Ce sont les deux modèles de méso-échelle couramment utilisés au CNRM-GAME.

Le modèle Méso-NH est un modèle de recherche à aire limitée développé conjointement par le CNRM-GAME et le Laboratoire Aérologie. Il est utilisé aussi bien pour des études académiques que pour des études de situations météorologiques réelles. Il est adapté aux études de la dynamique atmosphérique de l'échelle synoptique à la micro-échelle avec un ensemble diversifié de paramétrisations. Il permet de mener des études en mode LES (Large Eddy Simulation).

Le modèle AROME est un modèle de prévision à aire limitée développé par le CNRM-GAME et la communauté ALADIN-HIRLAM (sous le nom HARMONIE). Il est utilisé en opérationnel par Météo-France pour fournir les prévisions à fine échelle (avec une résolution horizontale de 2.5 km) à courte échéance (jusqu'à 36 h) depuis fin 2008, les conditions aux limites sont fournies par le modèle ARPEGE/IFS.

4.1 Le modèle Méso-NH

Partie dynamique

Le modèle Méso-NH (Lafore et al., 1997), non-hydrostatique, est basé sur l'approximation anélastique du système pseudo-incompressible de Durran (1989). L'approximation anélastique permet de filtrer les ondes acoustiques qui n'ont pas d'intérêt en météorologie et qui nécessiteraient un pas d'intégration très petit. Le champ de pression est diagnostiqué à partir de la résolution, par méthode itérative (solveur de pression), d'une équation elliptique 3D construite à l'aide des équations du mouvement et de continuité.

Méso-NH est un modèle en points de grille. De plus, il s'agit d'un modèle eulérien et un schéma d'advection centré du quatrième ordre est utilisé pour le transport des quantités de mouvement, alors que les autres variables sont advectées selon la méthode "piecewise parabolic

method" (Colella and Woodward, 1984). La discrétisation temporelle centrée est de type "Leap frog".

Depuis peu, le modèle Méso-NH offre la possibilité d'utiliser un schéma temporel de type "forward in time" associé à un schéma d'advection WENO pour le vent. Cette configuration est plus efficace en temps de calcul, mais elle n'a pas été utilisée au cours de cette thèse.

Les équations sont discrétisées sur la verticale et l'horizontale sur une grille C d'Arakawa (Mesinger and Arakawa, 1976) avec une projection conforme des coordonnées horizontales et un système de coordonnée verticale de type Gal-Chen and Somerville (1975).

Les conditions aux limites peuvent être ouvertes de type radiatif, rigides ou cycliques. Le modèle permet d'utiliser plusieurs domaines de simulations emboîtés, simultanément, avec une même grille verticale et des résolutions horizontales différentes, ce qui permet de faire des zooms en résolution sur des zones ciblées. L'interaction entre ces domaines emboîtés peut se faire dans les deux sens, ou seulement dans un sens ; le modèle père (domaine englobant) forçant les champs du modèle fils (domaine englobé à plus forte résolution).

Le schéma de diffusion numérique explicite utilisé est du quatrième ordre, où l'utilisateur peut définir la valeur de la constante de temps afin de filtrer les ondes en 2 Δx.

Le modèle Méso-NH a 6 variables prognostiques de base : les 3 composantes du vent (U, V, W), la température potentielle (θ), et le rapport de mélange en vapeur d'eau (r_v).

Partie physique

La partie physique inclut un schéma microphysique à un moment à phase mixte, ICE3 (Pinty and Jabouille, 1998). Ce schéma possède en effet 3 classes d'hydrométéores glacés (glace nuageuse, neige et graupel), couplés à un schéma de Kessler (1969) pour la microphysique dite chaude. Il faut donc ajouter une équation prognostique pour chaque rapport de mélange des hydrométéores : l'eau liquide nuageuse, l'eau liquide précipitante, la glace primaire, la neige roulée et le graupel (i.e., r_c, r_r, r_i, r_s, r_g) si l'on utilise ce schéma.

Le schéma de turbulence (Cuxart et al., 2000) introduit la variable prognostique d'énergie cinétique turbulente (TKE) avec une fermeture à l'ordre 1.5. Il peut être utilisé en version 3D ou bien 1D. En version 1D, les gradients horizontaux sont négligés dans les expressions des flux turbulents et dans les tendances turbulentes des champs prognostiques. Ces schémas ont été introduits plus en détail dans le chapitre précédent.

De plus, le modèle peut utiliser un schéma de convection peu profonde (Pergaud et al., 2009) de type EDMF (Eddy Diffusion Mass Flux) qui vient compléter le schéma de turbulence pour représenter les thermiques de la couche limite, mais cette paramétrisation a été désactivée pour cette étude. De même, la paramétrisation du rayonnement, qui provient du modèle ECMWF (Morcrette, 1989) et qui calcule les flux radiatifs en prenant en compte l'absorption/diffusion du rayonnement grandes longueurs d'onde et l'absorption/diffusion du rayonnement solaire par l'atmosphère et la surface terrestre, n'a pas été activé. Il est aussi possible d'utiliser un schéma de convection profonde (Bechtold et al., 2001) adapté de Kain and Fritsch (1993), mais les résolu-

tions horizontales utilisées (en dessous de 4 km) dans nos simulations permettent de s'affranchir de cette paramétrisation.

Le modèle Méso-NH peut être couplé au modèle de surface appelé SURFEX (Masson et al., 2013) qui calcule les flux entre l'atmosphère et les différentes natures de surface. Dans notre étude, les flux turbulents en surface sont ignorés ou imposés (surface idéalisée).

4.2 Le modèle AROME

Partie dynamique

Le modèle AROME (Seity et al., 2011) est un modèle non-hydrostatique basé sur un système d'équations pleinement compressibles (Bubnová et al., 1995).

AROME est un modèle spectral à troncature elliptique dont le schéma d'advection issu des modèles IFS/Arpège (Courtier et al., 1991) est semi-lagrangien (SL) [1] A chaque pas de temps, le point d'origine de chaque parcelle d'air est calculé de manière itérative. Un schéma d'interpolation est ensuite utilisé pour estimer la valeur des variables à partir des valeurs des points de grille entourant ce point d'origine.

Le schéma temporel, issu également des modèles IFS/Arpège, est semi-implicite (SI). Les ondes rapides sont ainsi traitées implicitement. Associé au schéma d'advection SL, il permet d'utiliser des pas de temps très grands. Ce type de schéma numérique SISL est en effet très efficace en termes de temps de calcul, il permet par exemple, en opérationnel, d'utiliser un pas de temps de 60 s pour une maille horizontale de 2.5 km. Le version utilisée en opérationnel est le schéma SISL avec deux niveaux de temps (Temperton and Staniforth, 1987) avec l'extrapolation du second ordre SETTLS (Hortal, 2002). Il est aussi possible d'utiliser le schéma centré itératif implicite ICI ou prédicteur-correcteur (Bénard, 2003) qui itère le schéma SI dans le but de converger vers un schéma centré pleinement implicite. Cela permet d'obtenir une précision du second ordre sans avoir à utiliser l'extrapolation SETTLS.

Le modèle AROME utilise une grille A avec une projection conforme sur l'horizontale et une discrétisation verticale hybride η suivant le relief et basée sur la masse (Simmons and Burridge, 1981; Laprise, 1992). Il est aussi possible d'utiliser une version en f-plan sans projection pour les études académiques.

Les conditions aux limites latérales sont de type Davies (1976). La représentation spectrale d'une partie des champs d'AROME (basée sur une décomposition en double Fourier) nécessite l'utilisation d'une zone d'extension du domaine de prévision pour permettre leur périodisation.

AROME utilise 12 variables pronostiques 3D : le tourbillon et la divergence converties en deux composantes du vent horizontal (U et V), la température (T), l'humidité spécifique (q_v), le

1. Une description lagrangienne de l'atmosphère se base sur le suivi de parcelles d'air le long de leur trajectoire alors qu'une approche eulérienne considère le changement des variables caractérisant l'atmosphère fixé à un point particulier de l'espace.

contenu spécifique de la pluie (q_r), de l'eau nuageuse (q_c), de la neige (q_s), des graupels (q_g), et de la glace (q_i), énergie cinétique turbulente (TKE) ainsi que deux variables non-hydrostatiques, la divergence verticale (d) et le logarithme du rapport de la pression avec la pression hydrostatique ($\hat{q}$).

La diffusion spectrale est du quatrième ordre avec la même intensité pour toutes les variables pronostiques dynamiques du modèle (T, tourbillon, divergence, d, $\hat{q}$), elle augmente avec l'altitude. Un schéma de diffusion en point de grille, fonction du champ de déformation du fluide atmosphérique, est appliqué dans le schéma d'advection SL (SLHD, semi-lagrangian horizontal diffusion) (Váňa et al., 2008) aux contenus spécifiques des hydrométéores (q_i, q_c, q_r, q_g, q_s). Cela permet de diminuer les maxima de précipitations en surface.

Partie physique

Une grande partie de la physique d'AROME provient de Méso-NH (microphysique ICE3, schéma de turbulence, convection peu profonde) et le schéma turbulence est exclusivement 1D. De plus la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le modèle en opérationnel est aussi couplé au schéma de surface SURFEX.

Ainsi, le modèle AROME bénéficie des travaux de recherche sur la physique de la communauté Méso-NH. Le modèle AROME permet de tester des modifications des paramétrisations dans un contexte opérationnel sur de longues périodes, ce qui permet également un retour vers le modèle Méso-NH. Les deux modèles sont ainsi très complémentaires.

4.3 Conclusion

Les deux modèles non-hydrostatiques AROME et Méso-NH partagent la même physique mais sont basés sur des coeurs dynamiques différents.

Dans notre étude, nous avons utilisé et configuré une version idéalisée du modèle AROME (sans surface, sans rayonnement, sans convection peu profonde) avec des conditions initiales homogènes sur l'horizontale. Pour des raisons de stabilité, nous avons choisi d'utiliser le schéma prédicteur-correcteur ICI, c'est d'ailleurs ce type de schéma qui a été retenu pour la future version du modèle avec une résolution horizontale de 1.3 km.

Le modèle Méso-NH sera aussi utilisé en version idéalisée tout le long de cette thèse et, en particulier, nous exploiterons sa capacité à réaliser des simulations de type LES.

Chapitre 5

Etude de sensibilité de la convection profonde à l'échelle kilométrique

Dans ce chapitre, nous présentons une étude de sensibilité pour la simulation de systèmes convectifs dans un cadre idéalisé avec les deux modèles de méso-échelle utilisés au CNRM-GAME : Méso-NH et AROME. Dans une première partie, nous avons testé la sensibilité du modèle Méso-NH à la résolution horizontale et à la turbulence pour des simulations de systèmes convectifs profonds. Dans une deuxième partie, l'étude a été complétée avec le modèle AROME, en testant également la sensibilité au pas de temps et à la diffusion numérique.

5.1 Etude idéalisée de systèmes convectifs avec le modèle Méso-NH

5.1.1 Présentation et synthèse de l'article

Cette partie se réfère à l'article écrit durant la thèse, Verrelle et al (2015), et inclus dans ce chapitre. On en rappelle, tout d'abord, succinctement, les principaux éléments.

Le modèle Méso-NH est utilisé pour évaluer l'impact de la résolution horizontale (4 km, 2 km, 1 km et 500 m) ainsi que l'impact du schéma du turbulence (version 1D versus version 3D) pour des simulations idéalisées de convection profonde. La gamme de résolutions choisies permet d'explorer des résolutions pour lesquelles la convection profonde est considérée comme résolue de façon explicite, et la turbulence considérée dans la zone intermédiaire de la *terra incognita* entre sous-maille et résolu.

Les simulations sont initialisées de façon homogène dans un environnement conditionnellement instable, avec un fort cisaillement vertical de vent, à partir d'un sondage idéalisé. L'insertion d'une bulle chaude dans l'état initial permet de déclencher la convection. On ne considère ni schéma de surface, ni schéma de rayonnement, ni orographie et le schéma microphysique est ICE3. Ainsi, une cellule convective se développe et se divise ensuite rapidement sous les effets du cisaillement, en deux systèmes convectifs : un système multicellulaire qui se propage en se développant vers la partie nord-est du domaine de simulation et un système supercellulaire qui

se déplace dans la partie sud-est du domaine. Deux systèmes convectifs, ayant des dynamiques différentes, sont ainsi simulés dans ces expériences. La supercellule produit les vitesses les plus intenses dues à des processus dynamiques typiques (mésocyclone, large ascendance principale ...). Le système multicellulaire produit des zones nuageuses et précipitantes plus étendues, comme il s'organise en une ligne composée de nombreuses cellules convectives de plus petite taille.

Des critères objectifs, basés sur des propriétés statistiques et des quantités d'ensemble, sont examinés pour caractériser la convection pour ces deux types de systèmes. Ainsi, les cumuls de pluie augmentent avec l'augmentation de résolution, tout comme la surface couverte par les précipitations et les ascendances convectives. Cependant, le quantile 90 de l'intensité des ascendances diminue avec l'augmentation de résolution. L'expérience avec la résolution de 4 km est clairement à part, car les mouvements convectifs sont sous résolus avec une ascendance très forte pour la supercellule, et quelques cellules grossièrement résolues pour le système multicellulaire. Les différences entre les expériences avec les résolutions de 1 km et 2 km sont plus importantes qu'entre les résolutions 1 km et 500 m, ce qui suggère un début de convergence à 500 m. De plus, la résolution 1 km apparaît nécessaire pour prévoir les structures liées à la convection profonde, avec notamment des cumuls de pluie et des fronts de rafales semblant apporter des informations plus pertinentes (intensité, localisation) quant à la dangerosité potentielle des phénomènes convectifs.

La turbulence 3D génère plus de mélange et amplifie les processus microphysiques, comparée à la version 1D du schéma de turbulence, produisant ainsi de plus grandes couvertures nuageuses et quantités de précipitations. De plus, l'intensité de l'anomalie de pression sur le flanc sud-est de la supercellule est plus élevée, accentuant la courbure de sa trajectoire. Les différences entre les versions 1D et 3D du schéma de turbulence deviennent perceptibles à 2 km de résolution, révélant la nécessité de prendre en compte les flux turbulents horizontaux à l'échelle kilométrique. Une plus forte diffusion numérique, ajoutée à la turbulence 1D, permet d'introduire l'amortissement nécessaire des ondes de plus petites échelles. Cependant, cela enlève également une partie du mélange physique et il manque aussi de la variance à plus grande échelle. Ajoutée à la turbulence 1D, elle n'égale donc pas la turbulence 3D.

Le ratio entre l'énergie cinétique turbulente résolue et totale diminue avec l'augmentation de résolution, à la fois pour les versions 1D et 3D du schéma de turbulence, ce qui est inattendu et insatisfaisant. La principale explication vient de l'insuffisance de mélange turbulent au sein des nuages convectifs, défaut qui est encore plus prononcé aux résolutions les plus lâches, ce qui est aussi confirmé par les spectres de vitesse verticale. A 500 m de résolution, la TKE sous-maille est essentiellement générée par des processus dynamiques, avec des maxima localisés dans la partie haute des systèmes convectifs dans des zones de températures potentielles élevées associées à des courants descendants. Cependant, la production thermique de la turbulence est essentiellement négative ce qui traduit un manque d'entraînement sur les bords et au sommet des nuages. Tout ceci pointe les déficiences du schéma de turbulence au sein des nuages convectifs.

5.1.2 Article

Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society Q. J. R. Meteorol. Soc. (2014) DOI:10.1002/qj.2363

Sensitivity of high-resolution idealized simulations of thunderstorms to horizontal resolution and turbulence parametrization

A. Verrelle,* D. Ricard and C. Lac
CNRM–GAME (CNRS–Meteo-France), Toulouse, France

*Correspondence to: A. Verrelle, CNRM–GAME (CNRS–Meteo-France), 42 avenue G. Coriolis, 31057 Toulouse, France.
E-mail: antoine.verrelle@meteo.fr

Idealized simulations of deep moist convection are performed with the Meso-NH model at kilometric scales to assess the impact of the horizontal grid spacing (4 km, 2 km, 1 km and 500 m) and turbulence scheme (one-dimensional (T1D) versus three-dimensional (T3D) turbulence). The simulations generate one cell which splits into two convective systems: a leftward-moving multicellular system and a rightward-moving supercell.

Objective criteria based on statistical properties and bulk quantities are examined for both systems to characterize the convection. They show that the accumulated rainfall and corresponding surface area increase with increasing resolution, as does the area covered by the updraughts, while the 90th quantile of the intensity of updraught cores decreases. The 4 km horizontal grid spacing is set apart, as it clearly under-resolves the convective motions, but the difference between 2 and 1 km horizontal resolutions is larger than between 1 km and 500 m, suggesting the beginning of convergence at 500 m. Also, 1 km appears to represent the deep convective structures more correctly than 2 km for a practical weather forecast of organized convective systems.

T3D induces more mixing and enhances the microphysical processes compared with T1D, producing larger amounts of cloud cover and precipitation. Also, the magnitude of the pressure anomaly on the southeastern flank of the supercell is stronger, accentuating the path curvature. The difference between T1D and T3D becomes perceptible at 2 km, pointing out the necessity to deal with horizontal turbulent fluxes at kilometric resolutions. Although a stronger numerical diffusion added to T1D allows the necessary damping to be introduced at the spectral energy tail, it removes a part of the physical mixing and still misses some variance at larger scales.

The ratio between resolved and total turbulent kinetic energy (TKE) decreases with increasing resolution for both T1D and T3D, which is unexpected. The main explanation is insufficient turbulent mixing inside convective clouds, more pronounced at coarser resolution, which is also confirmed by the vertical velocity spectra. At 500 m horizontal resolution, the subgrid TKE is mainly due to dynamical processes, with maxima located at the upper level of the convective systems in areas of stronger potential temperatures associated with downdraughts. However, thermal production is mostly negative, underlying the lack of entrainment at the cloud edges.

Key Words: turbulence; deep convective cloud; horizontal grid spacing; Meso-NH model

Received 1 July 2013; Revised 27 February 2014; Accepted 6 March 2014; Published online in Wiley Online Library

1. Introduction

In recent years, the increase in computing power has enabled the advent of operational limited-area numerical weather prediction (NWP) models with horizontal grid spacings of the order of a few kilometres and most operational forecast centres now use or plan to use models at kilometre scale. For example, Deustscher Wetterdienst (DWD) has been using the COSMO-DE model at 2.8 km resolution since 2007 (Baldauf *et al.*, 2011), while the Met Office has been using the UK Unified Model (UM) at 4 km resolution since 2007 (Davies *et al.*, 2005) and UK Variable resolution (UKV) model at 1.5 km resolution since 2011 (Lean *et al.*, 2008). The AROME–France convective scale model with 2.5 km horizontal grid spacing became operational at Météo-France at the end of 2008 (Seity *et al.*, 2011). The Japan Meteorological Agency (JMA) has been operating the Meso-Scale Model (MSM) covering Japan and its surrounding areas at 5 km resolution since 2006 (Saito *et al.*, 2006; Narita and Ohmori, 2007) and is also

© 2014 Royal Meteorological Society

developing the Local Forecast Model (LFM) with a horizontal grid spacing of 2 km (Hirahara and Ishimizu, 2011). The WRF model (Janjic, 2003; Skamarock and Klemp, 2008) is in operational use at the National Centers for Environmental Prediction (NCEP), the Air Force Weather Agency (AFWA) and other centres at 4 km resolution.

These non-hydrostatic models with grid spacings below 5 km are well suited to the simulation of mesoscale phenonema and, in particular, deep moist convection (Weisman *et al.*, 2008). As the horizontal resolution tends towards 1 km, much of the convective motion is explicitly resolved and parametrization of deep convection is no longer needed. Nevertheless, there is still debate about the precise limit of horizontal resolution for which convection parametrization is no longer necessary (Dirmeyer *et al.*, 2012). This limit is thought to be around 2.5–5 km depending on the organization of the convection. It is worth noting that, more than grid resolution, the effective resolution (as defined by Skamarock (2004)) is crucial for estimating whether a convective event is explicitly represented. Numerical implicit and explicit diffusion and subgrid-scale physical mixing are the main factors modifying the effective resolution of a NWP model (Takemi and Rotunno, 2003; Ricard *et al.*, 2013).

Additionally, for cloud-resolving resolution, it is not clear which spatial horizontal resolution is needed to obtain a satisfactory representation of deep moist convection. Subkilometre simulations of deep moist convection seem to improve the initiation of convection and the small-scale features of convective systems (Zhang and Zhang, 2012; Warren *et al.*, 2014). Many studies have focused on the sensitivity of horizontal resolution and subgrid parametrization to the explicit simulation of deep moist convection. Lean *et al.* (2008) have shown that the 4 km UM representation suffers from large convective cells and delays initiation, whereas the 1 km UM suffers from small cells becoming too numerous in some situations. Petch *et al.* (2002) studied the impact of horizontal resolution on the diurnal development of shallow and deep convection over land. They found that the triggering of convection at 2 km resolution led to a delay in the development of convection, whereas at higher resolution (125 m) the transport of moisture in the subcloud layer was better resolved and so the convective cloud evolution was closer to observations.

Redelsperger and Sommeria (1986) evaluated the relative importance of the various features of the subgrid-scale turbulence parametrization in a horizontal sensitivity study of idealized deep moist convection case modelling. They demonstrated that the effects of low resolution can be partially compensated for by an advanced subgrid turbulence parametrization.

The dominant mechanism for boundary-layer development is turbulence created by buoyancy gradients due to surface forcing and by the shear of the mean wind profile. Boundary-layer schemes have to take all these processes into account. At the mesoscale (from a few hundred kilometres to a few kilometres horizontal resolution), the turbulence scheme is usually quasi-one-dimensional in the vertical, as the coarse horizontal resolution cannot represent large gradients. Turbulence is taken to be an entirely subgrid physical process and the boundary layer is assumed to be horizontally homogeneous. When the most energetic eddies are resolved by the model, large eddy simulation (LES) models are suitable to simulate highly turbulent flows with three-dimensional (3D) turbulence schemes to represent horizontal gradients. At intermediate scales (i.e. between about 100 and 1000 m), the so-called *terra incognita* range (Wyngaard, 2004), only one part of the energy-containing turbulence scale is resolved, while the other part has to be parametrized. Turbulence schemes need to be evaluated in this range. Honnert *et al.* (2011) provided the ratio of subgrid to resolved parts for five variables at different scales in the grey zone of turbulence for a convective boundary layer. This ratio from LES gives a reference for evaluating parametrizations at kilometric scales. They showed, in particular, that the standard version of their mesoscale model produced too many resolved movements at intermediate scales (typically 500 m) in the boundary layer, as the turbulence scheme did not represent the impact of the subgrid thermal sufficiently, whereas a mass-flux scheme led to an overestimation of the subgrid part.

Moreover, the boundary-layer turbulence parametrizations interact strongly with other physics and in particular with deep convection. At kilometre and sub-kilometre scales, Moeng *et al.* (2010) have shown that no gap exits between resolved and subgrid scales (SGS) in the energy spectrum related to deep convection and that much of the moisture is transported vertically by small-scale motions. They show that correlation between resolved and unresolved scales at 1 km resolution strongly affects the unresolved turbulent flux.

Bryan *et al.* (2003) conducted idealized simulations of squall lines with grid spacings of 1 km and 500, 250 and 125 m and demonstrated a lack of convergence of the statistical properties of convective systems with increasing resolution. They concluded that traditional LES closures could not be used to simulate deep moist convection realistically with a grid spacing of the order of 1 km. Also, for idealized simulations of squall lines, Bryan and Morrison (2012) have shown that changes in horizontal grid spacings (ranging from 4 to 0.25 km) have a greater impact than changes in the microphysical set-up. In particular, the amount of precipitation is reduced when 250 m grid spacing is used rather than 1 km grid spacing, due to more intense evaporation processes. Khairoutdinov *et al.* (2009) ran an LES of a deep tropical convective event with a grid spacing of 100 m as a benchmark simulation. Then they performed four more simulations with horizontal grid spacings of 200, 400, 800 and 1600 m with the same initial conditions as the control run. Convergence of statistical properties was found between the LES and the 200 m grid spacing run. Also, Parodi and Tanelli (2010) have shown that simulations with LES turbulent closure perform better than simulations with the mesoscale approximation for a case study of deep convection in the Intertropical Convergence Zone (ITCZ) in the terra incognita range of grid spacing.

Simulated supercells have been investigated by Adlerman and Droegemeier (2002). They demonstrated that high-resolution simulations (500 m grid spacing) of a supercell produced several occlusions, whereas low resolution (2 km grid spacing) did not allow a cyclic process. Furthermore, the authors showed that the percentage of resolved kinetic energy was higher for the run at low resolution, because the gradients were poorly resolved. Knowing that subgrid TKE is parametrized with resolved gradients, the production of subgrid TKE is not great enough at 2 km horizontal resolution. Fiori *et al.* (2009, 2010) conducted several simulations of a supercell convective system with the COSMO model. They focused on the uncertainty in the modelling of deep convection due to the effects of grid spacing (with horizontal resolution ranging from 1–0.2 km) and turbulent parametrizations (LES turbulent closure or mesoscale parametrization based on the boundary-layer approximation). They concluded that the uncertainties in the supercell structure and its trajectory were reduced when a grid spacing such as 0.2 km was used in combination with LES parametrization.

Although most of the studies agree on the necessity to run at sub-kilometric resolution to capture the basic structures of deep convection, it is still unclear whether these resolutions are sufficient to resolve intracloud motions and whether traditional subgrid turbulence parametrizations can represent the mixing at the cloud/environment interface correctly. Moreover, few studies compare 3D versus 1D turbulence approaches inside deep clouds. To handle these questions, it is necessary to rely on objective criteria based on the storm characteristics. These criteria are based on statistical properties, as in Khairoutdinov *et al.* (2009), or bulk quantities, as in Langhans *et al.* (2012). Considering the simplified atmospheric framework of the supercell used to study deep moist convective processes, it also seems important to include a multicellular system in the analysis, as dynamical characteristics are significantly different between supercellular and multicellular storms.

© 2014 Royal Meteorological Society

In this article, the impacts of horizontal resolution and subgrid 1D or 3D turbulence applied to deep moist convection of supercellular and multicellular thunderstorms are investigated with the Meso-NH research model, which can emulate the capacities of mesoscale meteorological models, cloud resolving models (CRM) and LES models (see Cuxart and Jiménez, 2007; Couvreux *et al.*, 2012, among others). It has also been shown in Ricard *et al.* (2013) that Meso-NH presents a good effective resolution of $5-6\Delta x$ for deep convective cases at horizontal grid spacings between 2.5 km and 500 m.

This study addresses the following question: at what resolution is a 3D turbulence scheme necessary for good representation of convective systems? This is a crucial question for the next generation of NWP models as, for the moment, most operational models use 1D turbulence schemes (derived from LES closure or a 1D mesoscale approach). This study also aims to assess the turbulence inside convective clouds.

In the rest of the article, we first describe the initial conditions and model configuration used in this study. Then the features of convective systems for the reference simulation are presented in section 2. The sensitivity to the horizontal resolution inside clouds is discussed in section 3. Turbulence inside clouds is then analyzed and the benefit of using 3D turbulence evaluated in section 4. Conclusions and perspectives are discussed in section 5.

2. Model and experimental set-up

2.1. Model

We used the research non-hydrostatic model Meso-NH (Lafore *et al.*, 1997), which is based on the anelastic approximation of the pseudo-incompressible system of Durran (1989). It is a grid-point Eulerian model using a fourth-order centred advection scheme for the momentum components and the piecewise parabolic method (PPM) advection scheme Colella and Woodward (1984) for other variables, associated with the leap-frog time scheme. It uses a C-grid in the Arakawa convention (Mesinger and Arakawa, 1976) for both horizontal and vertical discretizations, with a conformal projection system of horizontal coordinates and a Gal-Chen and Somerville (1975) system of vertical coordinates. The model uses a fourth-order diffusion scheme on the momentum components only, to suppress very short wavelength modes. This diffusion operator is applied only to the fluctuations of the wind variables. The fluctuations are defined as the departures from the large-scale value.

Concerning the physical package, a mixed one-moment microphysical scheme is activated (Pinty and Jabouille, 1998). It is a three-class ice parametrization coupled to a Kessler scheme for warm processes. Thus, five prognostic variables of water condensates are considered: cloud droplets, rain, ice crystals, snow and graupel mixing ratios in addition to water vapour. A subgrid condensation scheme based on the turbulence parametrization following the Gamma probability distribution is used (Bougeault, 1982).

The turbulence scheme in the Meso-NH model was developed for both mesoscale applications and LES (Cuxart *et al.*, 2000) derived from Redelsperger and Sommeria (1986). The turbulence scheme is based on a complete subgrid scheme (noted SGS) with a 1.5-order closure coming from the system of second-order equations for the turbulent moments (see details in the Appendices).

For LES resolutions, the scheme is used in its complete three-dimensional formulation (called '3D turbulence') and the most energetic parametrized eddies are just a little smaller than the grid mesh: the Deardorff length-scale is used, corresponding to the grid size but limited by the stability. When the scheme is used at the mesoscale (horizontal grid sizes larger than 2 km), it can be assumed that the horizontal gradients and turbulent fluxes are much smaller than their vertical counterparts and can be neglected (called '1D turbulence'), so only vertical gradients are taken into account (i.e. terms involving $\partial/\partial x_1$ and $\partial/\partial x_2$ are neglected in the equations in the Appendices, except for the advection term in Eq. (A1)). The mixing length is parametrized in a physical way at every level according to Bougeault and Lacarrere (1989). It is postulated that this mixing length L can be related to the distance that a parcel having a given TKE amount at level z can travel downward, l_{down}, or upward, l_{up}, before being stopped by buoyancy effects.

Thus, the BL89 mixing length is calculated only in the vertical direction. When it is used in T3D mode, the horizontal mixing length is taken to be equal to the vertical one. It is assumed that turbulence is isotropic, so the mixing length is the same in all three dimensions. That corresponds in fact to a 'quasi-3D' turbulence scheme.

Our simulations are performed with the BL89 mixing length both in T1D and T3D modes, as the horizontal resolution ranges from kilometric scale to intermediate scales, i.e. at a resolution coarser than the LES mode.

2.2. Experimental design and initial conditions

In this framework, idealized simulations of deep moist convection are performed at kilometric and sub-kilometric scales without a surface scheme, radiation scheme, orography or Coriolis force. Moreover, all the simulations are run with no deep convection parametrization or shallow convection scheme. The model is run on a 3D domain, 300 km × 300 km in horizontal area, with a vertical extension of 38 km. A stretched vertical grid is used, gradually varying from 4 m at the surface to 1000 m at 15 km and to 5500 m at 38 km. A Rayleigh layer with damping coefficient of maximum value 0.01 s^{-1} is set in the 18 highest kilometres to damp gravity waves in the stratosphere. Open radiative boundary conditions are used for outflow boundaries. Free slip conditions are assumed at the bottom boundary.

To trigger convection, an ellipsoidal thermal perturbation of maximum 2 K, with a horizontal radius of 10 km and a vertical radius of 1.4 km, is inserted in the low levels (the centre is placed at a height of 1.4 km), superimposed on a horizontally uniform barotropic initial state, the temperature, wind and humidity profiles of which come from the studies of Weisman and Klemp (1982, 1984). The profiles of temperature and moisture are based on the same analytic expressions given in Weisman and Klemp (1982) with a surface mixing ratio of 14 g kg^{-1}. The CAPE, calculated from the initial analytic profiles, is about 1600–1700 J kg^{-1} and indicates a conditionally unstable environment. This thermal perturbation is located at (60, 30 km) (represented by the black cross in Figure 1(a)) in the horizontal domain to optimize the trajectories of simulated convective systems and avoid the influence of boundaries. Wind profiles are initialized with a half-circle clockwise hodograph: u varies from zero at the surface to 32 m s^{-1} at 5 km above ground level (AGL), v varies from zero at the surface to 15 m s^{-1} at 2.5 km AGL and decreases to zero at 5 km AGL, while the horizontal wind remains constant and unidirectional above 5 km ($u = 32$ m s^{-1}, $v = 0$ m s^{-1}). The magnitude of the velocity variation along the arc of the curved hodograph between 0 and 5 km is $U_s = 50$ m s^{-1}. This vertical wind profile and the unstable environment are propitious for the development of a right-moving supercell. It is worth noting that the same thermodynamic profiles are used in Fiori *et al.* (2010), but our simulation domain is four times larger, which allows the evolution of convective systems to be documented after 2 h.

Eight simulations were performed to assess sensitivity to horizontal resolution (4, 2 and 1 km and 500 m) and to the choice of turbulence scheme (T1D and T3D modes). The control experiment ran with 500 m horizontal grid spacing using the T3D scheme. For all these simulations, the numerical horizontal diffusion was kept the same, with an equivalent damping scale of 30 min for the $2\Delta x$ waves.

A first additional simulation was performed with 500 m horizontal grid spacing without a turbulence scheme (500mNOT).

© 2014 Royal Meteorological Society

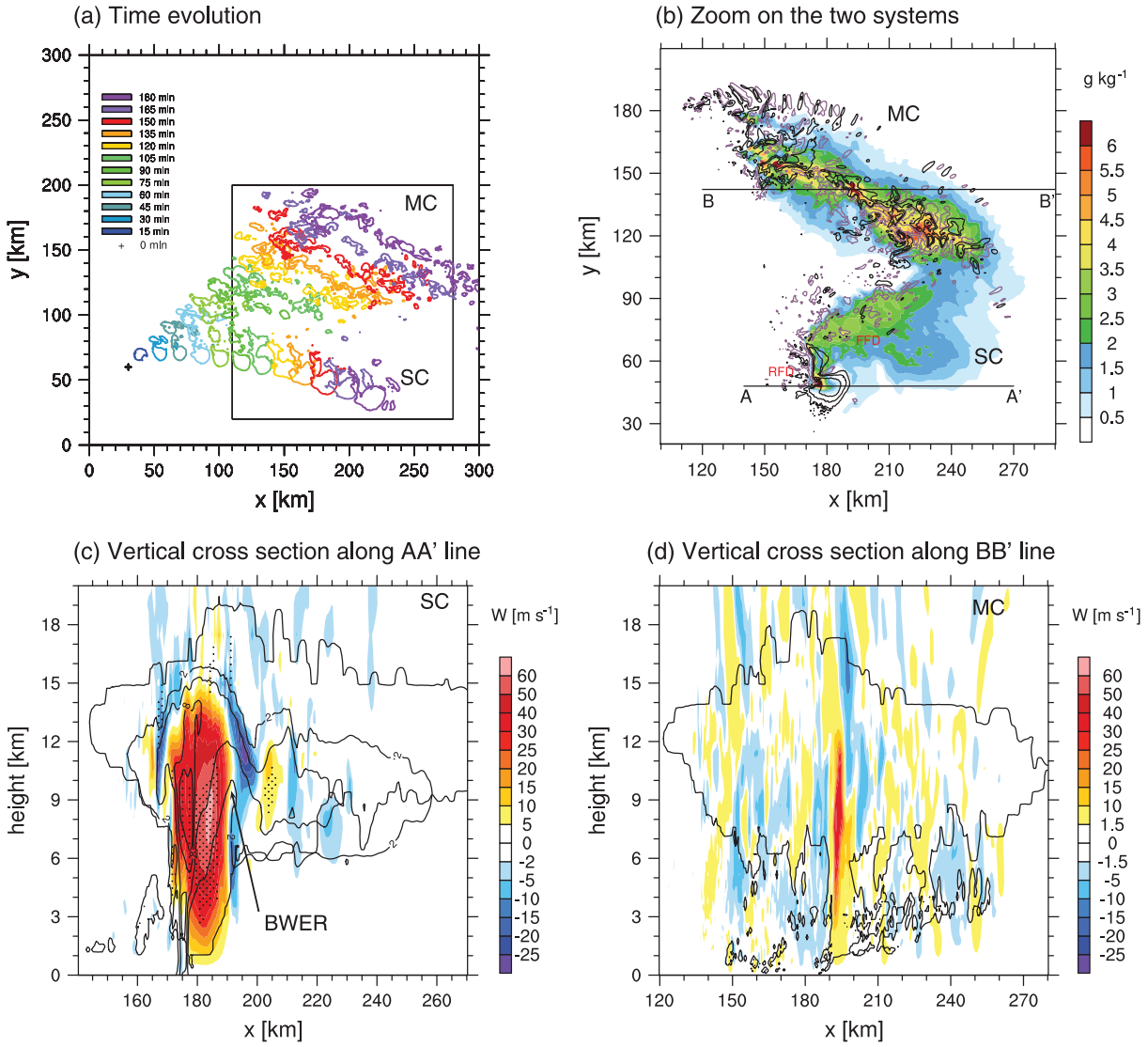


Figure 1. Control run (500mT3D). (a) Time evolution every 15 min of cloud contour (4 g kg^{-1}, colour lines) at 5 km AGL. (b) Horizontal cross-section of both systems at 150 min: rain, graupel and snow (g kg^{-1}, colour shading) averaged between 2 and 7 km; positive (negative) vertical velocities are represented by black (red) contours of 2, 5 and 10 m s^{-1} (−2 m s^{-1}) at 1 km AGL. Subdomain is indicated by the box in (a). (c) Vertical velocities along AA′ (in b) (m s^{-1}, colour lines), sum of precipitating hydrometeors (2, 5, 8 and 10 g kg^{-1}, grey lines), vertical vorticity (>0.01 s^{-1}, stippling) and cloud contour (ice and cloud water mixing ratio: 0.001 g kg^{-1}, heavy black line). (d) Vertical velocities along BB′ (in b) (m s^{-1}, colour shading) and cloud contour (ice and cloud water mixing ratio: 0.001 g kg^{-1}, heavy black line).

The mixing came only from the implicit diffusion of the advection schemes and from the numerical diffusion, which is identical to the previous simulations. In order to assess the impact of a stronger numerical diffusion with the T1D scheme, a second additional simulation (500mT1D-SD) was performed with strong diffusion (with an equivalent damping scale of 5 min for the $2\Delta x$ waves). The model was integrated up to 3 h. The same time step of 2 s was used for all runs, in order to lead sensitivity tests on the horizontal resolution or the turbulence, keeping everything else constant. Moreover, the strong updraughts in the supercell prevented any significant increase of the time step at coarser resolutions, due to the vertical component of the local Courant number, as the vertical resolution was the same for all simulations (of the order of 200 m at 4 km height, where the vertical velocity of the supercell exceeded 60 m s^{-1}).

3. Control run

Supercell thunderstorms are well known as one of the most dangerous types of convective storm, producing severe weather such as hail, tornadoes and wind damage. They are characterized by a single dominant updraught associated with low-level and mid-level mesocyclones. In its mature phase, a supercell also has two downdraught areas: the forward-flank downdraught (FFD) and rear-flank downdraught (RFD) (Lemon and Doswell, 1979). The FFD, which is a thermodynamically driven process, is located below the precipitation area that occurs ahead of the main updraught. The RFD, located upwind of the main updraught, has both thermodynamical and dynamical origins. Hydrometeor loading/evaporation or sublimation are the thermodynamical basis for downdraught formation, whereas dynamical processes imply a vertical pressure gradient.

Numerical modelling has played an important role in improving our understanding of storm structure and development (Klemp and Wilhelmson, 1978). Two major parameters, the vertical shear and CAPE, have a crucial role in the organization, longevity and severity of deep moist convection (Weisman and Klemp, 1982, 1984). Tilting of the horizontal vorticity leads to a couplet of counter-rotating vortices (with low pressure at their centre), which induces new updraught flanks due to the vertical gradient of pressure (Rotunno, 1981). This nonlinear dynamical forcing leads the updraught to split into two cells. When the wind shear vector turns with height, one member of the vortex pair is favoured (Klemp and Wilhelmson, 1978). The longevity

© 2014 Royal Meteorological Society

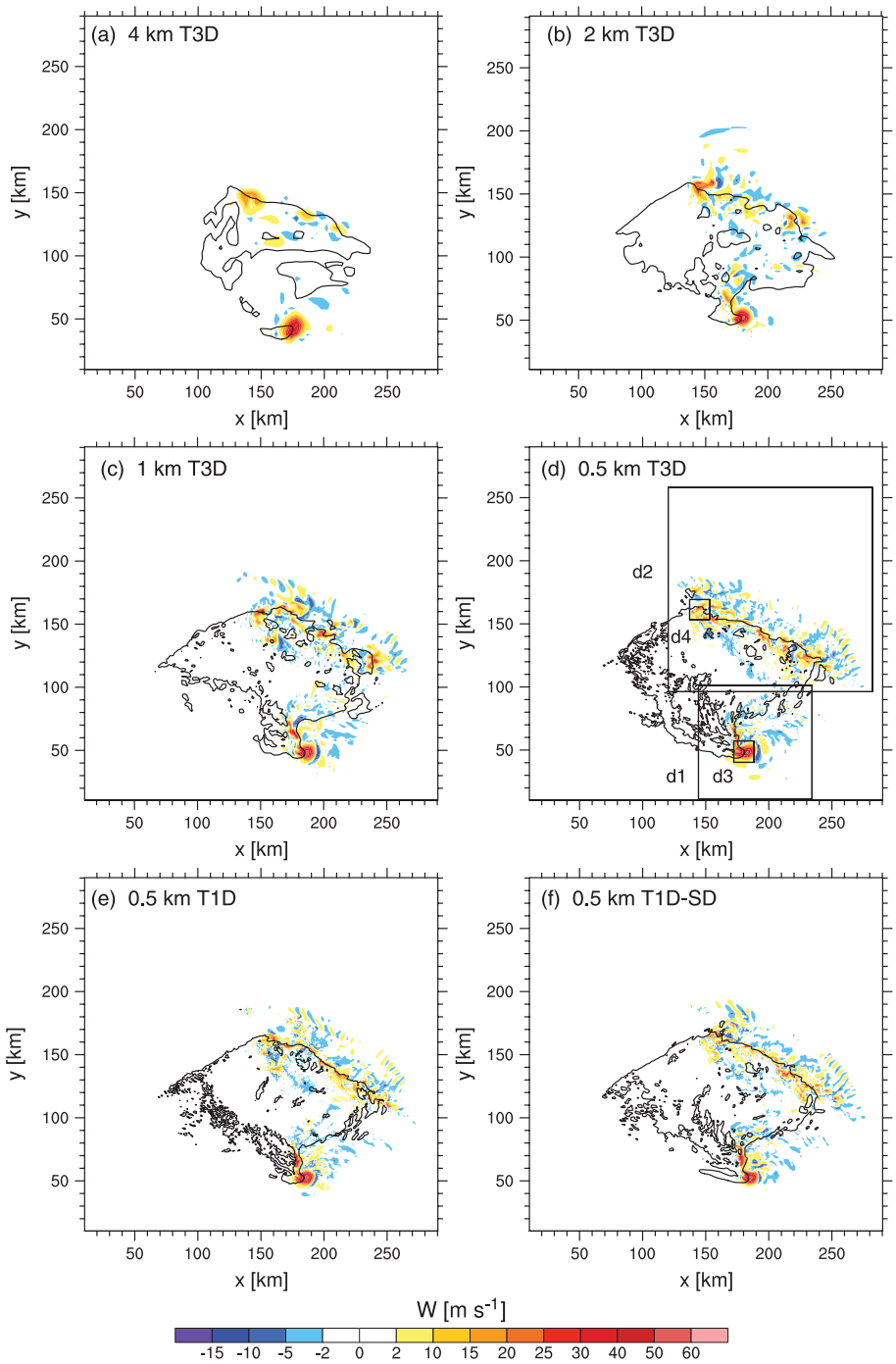


Figure 2. Horizontal cross-section of vertical velocities (m s^{-1}, colour shading) at 150 min and at 5 km AGL for (a) 4kmT3D, (b) 2kmT3D, (c) 1kmT3D, (d) 500mT3D, (e) 500mT1D and (f) 500mT1D-SD. The black line corresponds to -0.02 m s^{-2} buoyancy at 500 m AGL.

and regeneration of the main updraught can be explained by a linear effect (Rotunno and Klemp, 1982): the interaction of the environmental vertical shear with the horizontal gradient of the vertical velocity of the supercell produces a dynamic vertical pressure gradient on one flank of the supercell. This dynamical forcing produces a new updraught.

If the hodograph turns clockwise with height, as in our simulations, only the right-moving system becomes a supercell. Thus, the initial cloud, generated by the rise of a warm bubble, splits into two different updraughts after 15 min. These then evolve into a right-moving supercell with a horizontal extension of about 15 km and a left-moving multicellular system composed of smaller cells (Figure 1(a)). These two systems generate precipitation (not shown) associated with cold pools (Figure 2(d)). The cyclonically rotating updraught moves to the right of the mean wind and its trajectory is deviated to the south. The mean speed of the supercell is about 19 m s^{-1}.

Typical structures of the supercell are identifiable in Figure 1(b) and (c): the RFD located upwind of the main updraught and the FFD located below the anvil, which generate cold pools (as shown in Figure 2(d)). Cold pools are identified by the threshold of -0.02 m s^{-2} buoyancy, the buoyancy being computed following Houze (1993) as

$$B = g\left[\frac{\theta'}{\overline{\theta}} + 0.608q'_{\mathrm{v}} + \left(\frac{R_{\mathrm{d}}}{C_{\mathrm{p}}} - 1\right)\frac{P'}{\overline{P}} - q_{\mathrm{h}},\right] \qquad (1)$$

where θ' is the perturbation of potential temperature from the initial mean potential temperature $\overline{\theta}$, P' is the pressure perturbation from the initial mean pressure $\overline{P}$, q'_{v} is the

© 2014 Royal Meteorological Society

perturbation of specific humidity, q_h is the sum of specific hydrometeor contents, R_d is the gas constant for dry air and C_p is the specific heat at constant pressure.

A hook echo (Stout and Huff, 1953) is also identifiable: the hydrometeors wrap around the main rotating updraught in a cyclonic motion (Figure 1(b)). Precipitating species reach the ground at the eastern side of the main updraught, whereas a bounded weak echo region (a BWER or a vault) is discernible on its western side. The vault can be well identified by following the 2 g kg^{-1} isoline of the precipitating hydrometeors mixing ratio (Figure 1(c)). The main updraught ($W > 10$ m s^{-1}) is about 18 km wide for 14 km high and reaches more than 60 m s^{-1}. The area of strong vertical velocity is associated with a mid-level mesocyclone, defined by the contour of 0.01 s^{-1} vertical vorticity in Figure 1(c). It is 7 km high and 8 km wide. Strong downdraughts are located between 8 and 16 km height on each side of the main updraught. Midlevel downdraughts, associated with evaporation and melting of hydrometeors, are also located between about 3 and 8 km.

The left-moving multicellular system seems to be a squall line, as it is composed of several convective cells forming a line with a northwest–southeast orientation. The formation of convective cells is due to a combination of several triggering mechanisms: a convergence line produced by anticyclonic mesoscale circulation associated with the left-moving initial cell, a cold pool lifting at the head of the multicell system, convergence lines of the outflows of the two systems (outflow of the multicell system and FFD outflow of the supercell) and convection initiation due to gravity waves trapped between the ground and the forward anvil (under 7000 m) (Figure 1(d)). In fact, on this last point, successive areas of positive and negative velocities with a 7 km wavelength are discernible in Figures 1(b) and 2(d) and could be the signature of trapped gravity waves, as described in Fovell *et al.* (2006) for a nocturnal squall line.

The multicellular system moves towards the northeast and becomes bigger and bigger, fed by warm moist air ahead of its leading edge. The absence of friction means that its progression does not slow (as a result of the free-slip condition at the ground). At $t = 150$ min, the convective area is 140 km long and 50 km wide (Figure 1(b)). The vertical cross-section along the line BB′ shows a succession of updraughts and downdraughts, with characteristic widths about 8–10 km smaller than those associated with the supercell, together with their intensity (Figure 1(d)).

To summarize, this simulation generated two systems with convective cells having different characteristics (size, organization, etc.), thus allowing the impact of horizontal resolution and turbulence parametrization to be studied. Previous studies have mainly focused on describing the splitting process or the supercell characteristics, but we extend our attention here to the multicellular system, more common in real cases.

4. Sensitivity to horizontal resolution

In this section, we only consider simulations with a 3D turbulence scheme. Figure 2 compares snapshots of vertical velocities at 150 min for the different resolutions. The splitting process occurs for all the simulations, generating two convective systems. It appears that the size of the multicellular system increases with increasing resolution: the length of the convective line is 90, 100, 120 and 140 km for grid spacings of 4 km, 2 km, 1 km and 500 m, respectively.

The variation is not so obvious for the supercell, as the size of the main updraught remains about 18 km, except for the 4 km grid spacing, in which it is bigger (about 25 km). This seems to indicate that the main updraught of the supercell begins to be well resolved for a grid spacing of around 2 km. At coarser resolution, the convective motions are organized on a larger scale. This is also the case for updraughts and downdraughts of the multicellular system, but the effect is noticeable for finer resolutions, as their size is smaller.

Clearly, for the 4 km simulation, the convective motions are poorly resolved, with only a few convective cells for the multicell system associated with updraughts of moderate intensity and a single updraught with too strong an intensity for the supercell. However, a test with Bechtold *et al.*'s (2001) deep convection scheme at 4 km horizontal resolution (not shown) is detrimental, as it does not succeed in structuring the two convective systems but produces light precipitation all over the domain, removing instability and underestimating total precipitation. This is in agreement with Weisman *et al.* (1997), who show that a 4 km resolution without convection parametrization allows most system-scale aspects of idealized squall line behaviour to be reproduced, or with Kain *et al.* (2008) and Weisman *et al.* (2008) for the large convective systems over the US Central Plains. A compromise would be to use a modified parametrization to greatly reduce the convective mass flux, as in Lean *et al.* (2008).

Figure 3 shows the vertical profiles of the 90th quantile (Q90) of vertical velocities (for updraught cores defined as velocities higher than a 5 m s^{-1} threshold) inside the clouds between 100 and 150 min. Two horizontal domains are considered, one

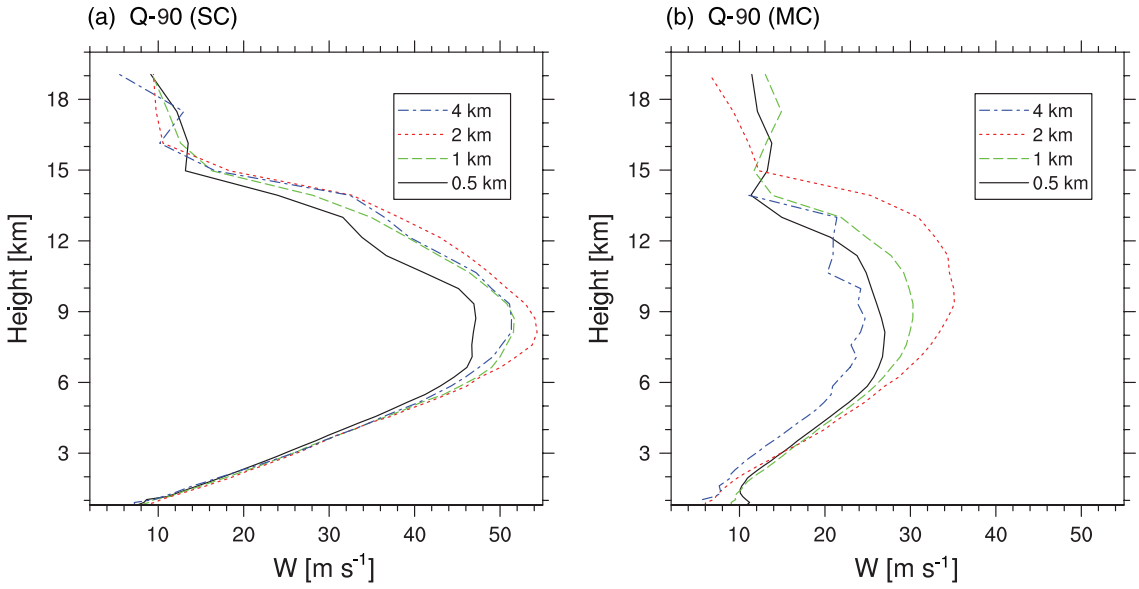


Figure 3. Vertical velocities statistics (m s^{-1}) for the updraught cores within the clouds between 100 and 150 min for T3D runs: 90th percentile for (a) the supercell and (b) the multicellular system. This figure is available in colour online at wileyonlinelibrary.com/journal/qj

© 2014 Royal Meteorological Society

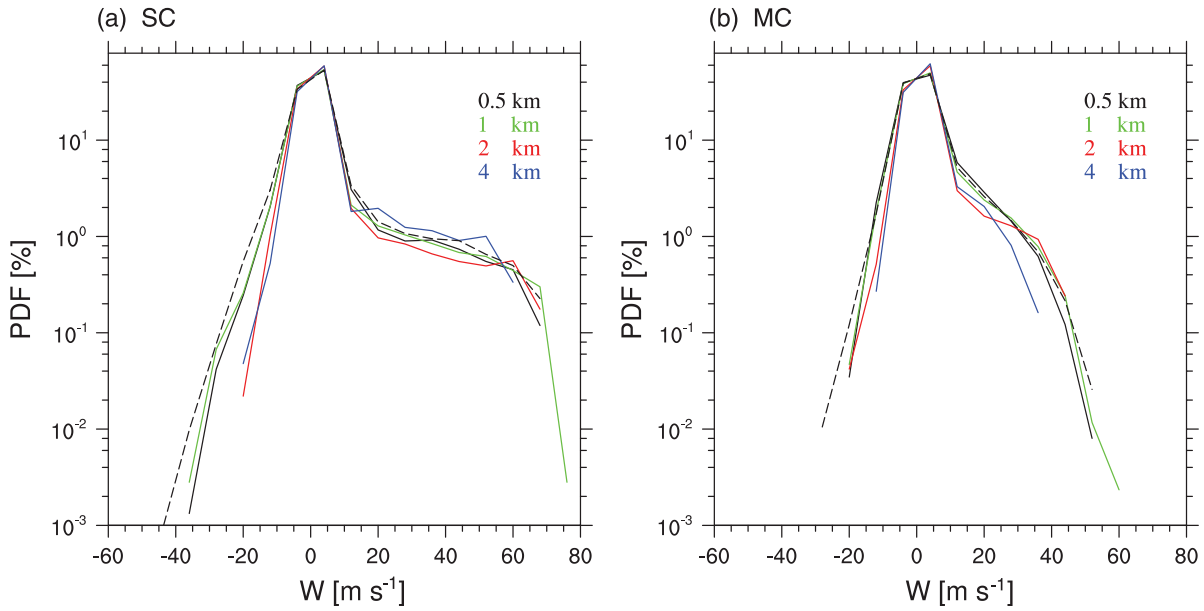


Figure 4. Probability density function of vertical velocities within the clouds between 100 and 150 min for 500m3D (black solid line), 500m1D (black dashed line), 1kmT3D (green line), 2kmT3D (red line) and 4kmT3D (blue line) at 8 km AGL for (a) the supercell and (b) the multicellular system.

centred over the supercell (noted SC, between 16 and 100 km along the *y*-axis and between 12 and 292 km along the *x*-axis) and the other centred over the multicell system (noted MC, between 100 and 216 km along the *y* axis and between 12 and 292 km along the *x*-axis). Apart from the 4 km simulation, which shows a marginal behaviour, quantiles of the intensity of updraught cores decrease with increasing resolution (Figure 3), as does the vertical extension of updraught cores.

Figure 4 represents the probability density function (PDF) of vertical velocities. The range of velocities is wider for the supercell (between −35 and 75 m s^{-1}) than for the multicellular system (between −20 and 60 m s^{-1}), illustrating the fact that the supercell is associated with intense motions due to more pronounced dynamical processes. Again, the distribution of updraughts for the 4 km simulation shows that this coarse resolution does not allow the strongest updraughts to be reproduced, especially in the MC system, and increases the presence of moderate updraughts in the SC. For the other resolutions, the highest updraughts (above about 25 m s^{-1} for the multicell system and about 50 m s^{-1} for the supercell) are more frequent at 2 and 1 km resolutions than at 500 m. This is coherent with the Q90 of updraught cores. In contrast, the downdraughts are less intense for the 4 and 2 km simulations compared with the 1 km and 500 m simulations, indicating that these fine structures need high resolution to be well resolved.

It should be noted that the area occupied by updraughts increases with increasing resolution (Figure 5) for both the supercell (more developed secondary updraughts) and the multicellular system (more numerous convective cells), with the exception of the 4 km resolution, which produces a very large main updraught.

Figure 6 shows the impact of horizontal resolution on accumulated precipitation and cloud cover at 8 km AGL for the whole domain. Both mid-troposphere cloud cover and accumulated precipitation amounts increase with increasing

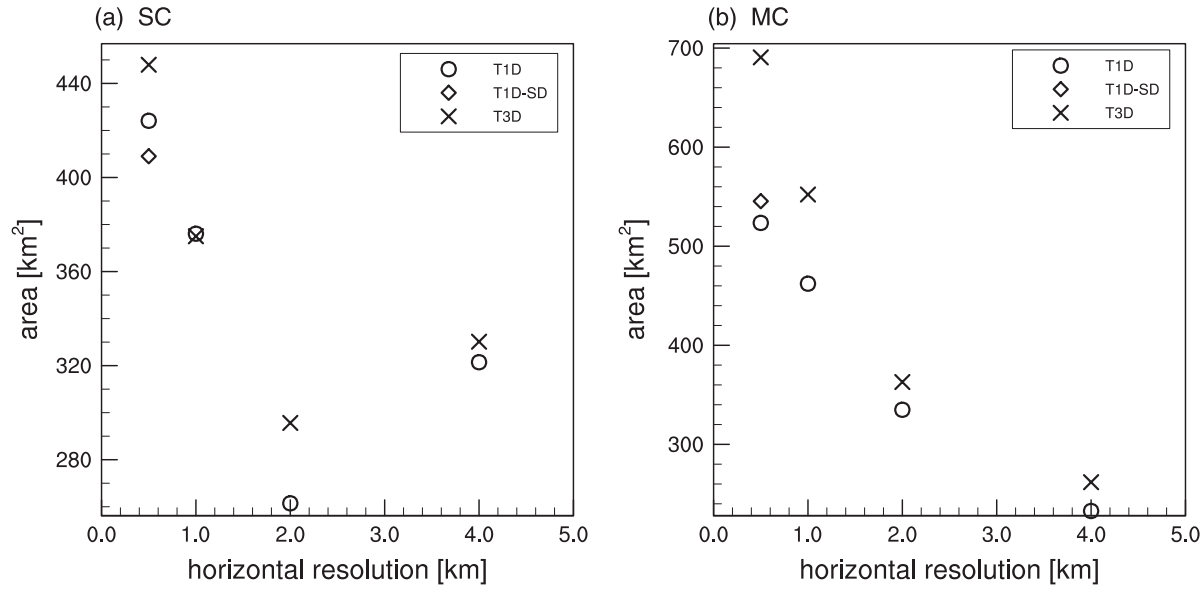


Figure 5. Surface area (km^2) covered by the updraught cores defined by a threshold of 5 m s^{-1} at 8 km AGL time-averaged between 100 and 150 min as a function of horizontal grid spacings for (a) the supercell and (b) the multicellular system in T3D mode (black crosses), T1D mode (black circles) and T1D-SD mode (only at 500 m horizontal resolution, black diamonds).

© 2014 Royal Meteorological Society

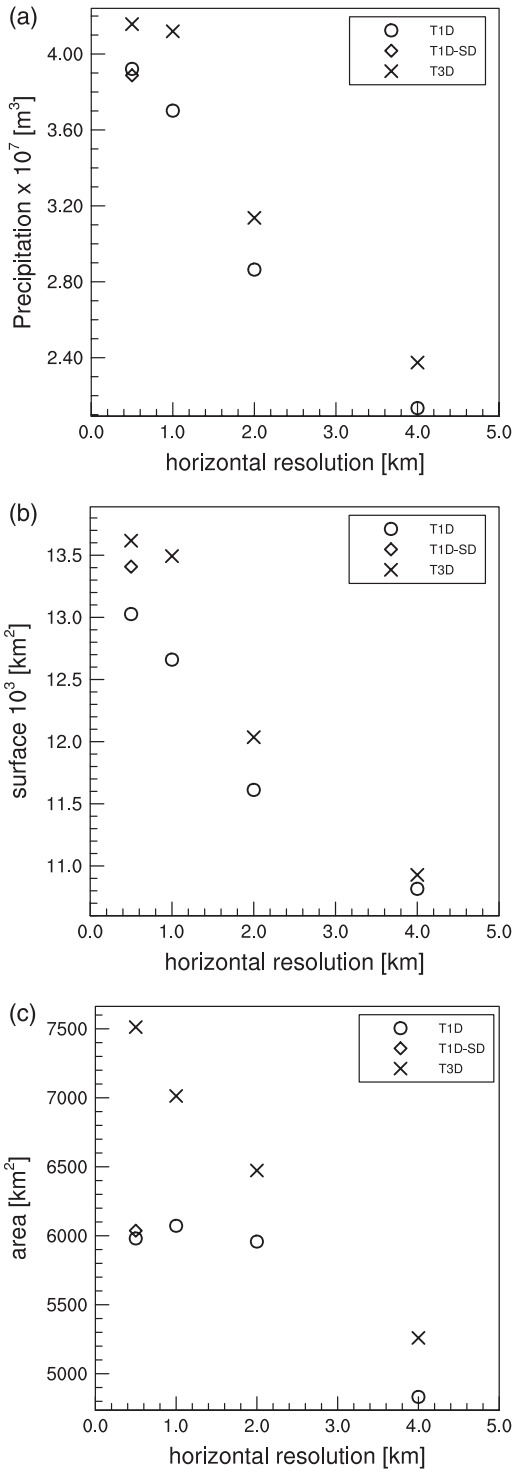


Figure 6. Accumulated precipitation during the first 150 min as a function of horizontal grid spacings: (a) integrated total precipitation (m^3) and (b) surface area (km^2) covered by the precipitation. Surface (km^2) covered by cloud defined by a threshold mixing ratio (ice and cloud water) of 0.001 g kg^{-1} at 8 km AGL time-averaged between 100 and 150 min as a function of horizontal grid spacings (c). Diagnostics are computed for the global domain in T3D mode (black crosses), T1D mode (black circles) and T1D-SD mode (only at 500 m horizontal resolution, black diamonds).

resolution, as does the corresponding rainy area. These quantities are smaller for 4 km resolution, due to the less intense convective activity. They increase more significantly between 2 and 1 km than between 1 km and 500 m, consistent with the increase of the surface area covered by updraught cores with resolution. This also seems to be related to the horizontal extension of the leading edge of the cold pool associated with the multicellular system, which becomes higher with increasing resolution (Figure 2). In their simulations, Bryan and Morrison (2012) showed that the accumulated precipitation decreased significantly at high resolution (250 m versus 1 km horizontal grid spacing), due to the higher rate of cloud evaporation. These differences can be explained by a strong sensitivity to the humidity of the environment, as they used a very dry initial profile in the mid-troposphere.

Concerning cold pools, Figure 7 clearly shows that the 4 km simulation generates a less intense and less extensive cold pool because of the smaller convective activity. The mean intensity of the cold pools is similar for the 2 km, 1 km and 500 m simulations. However, the mean surface area of the cold pool increases between the 2 and 1 km simulations, showing a more developed cold pool for the 1 km simulation. The differences between the 1 km and 500 m simulations are less marked. However, at the leading edge of the multicellular system, the cold pool, related to the convective activity, becomes wider when the resolution increases (Figure 2).

It should be noted that we have also assessed the impact of the time step. Decreasing the time step by a factor of 2, 4 and 8 respectively for the 2 km, 1 km and 500 m runs (i.e. keeping the same horizontal Courant number) does not change the general characteristics of either convective system (similar bulk quantities); the propagation of both systems is analogous (coinciding supercell paths, same propagation speed of the multicellular system) as well as the size of the convective structures. Even if the precipitation pattern is modified, the changes remain smaller than the changes due to the horizontal resolution (not shown).

5. Sensitivity to turbulence

In this section, special attention is paid to turbulence representation inside clouds on the basis of a comparison between 1D and 3D turbulence. Figure 6 shows that the area covered by ground precipitation is always smaller in T1D runs than in T3D ones, as is the high-level cloud cover and the volume of precipitation.

The T3D scheme induces more mixing and enhances the microphysical processes, leading to larger cloud cover in the upper levels and greater precipitation efficiency. This leads to dynamic feedback through cold pools (Figure 7(b)), also covering a slightly greater area in T3D than in T1D. The borders of the cold pool are noisy in T1D and smooth in T3D (Figure 2). It is worth noting that, in contrast, the area covered by the upper clouds is similar for 2 km, 1 km and 500 m resolution with the T1D scheme (Figure 6(c)).

As in Fiori *et al.* (2010), the maximum vertical velocity at 5 km AGL is used as a tracer to visualize the trajectories of the supercell for the 500 m horizontal grid spacing runs (500mT1D, 500mT3D and 500mNOT runs) in Figure 8. The increase of the turbulence from 500mNOT to 500mT3D increases the path curvature. There is a second signature here of the impact of the turbulence scheme on the dynamics of the convective processes.

Figure 9 shows the pressure anomaly on the southeastern flank of the supercell for T3D, T1D and NOT runs. The strongest pressure anomaly in 500mT3D implies a stronger vertical gradient of the linear dynamic pressure perturbation. Thus, there is an upward vertical pressure gradient force (PGF) on the right flank of the storm that favours a more active updraught in the low levels. PGF is stronger in the 500mT3D simulation than in the others, so its trajectory is the most curved. The modification of the wind horizontal gradient magnitude may be affected by turbulent fluxes. As the gradient plays an important role in the dynamical pressure anomaly, the magnitude of this anomaly is sensitive to the turbulence parametrization.

Figure 10(a) shows the vertical profiles of the ratio between resolved and total turbulent kinetic energy, defined as

$$R = \frac{\overline{TKE_{\mathrm{res}}}}{\overline{TKE_{\mathrm{res}}} + \overline{TKE_{\mathrm{sgb}}}}. \qquad (2)$$

© 2014 Royal Meteorological Society

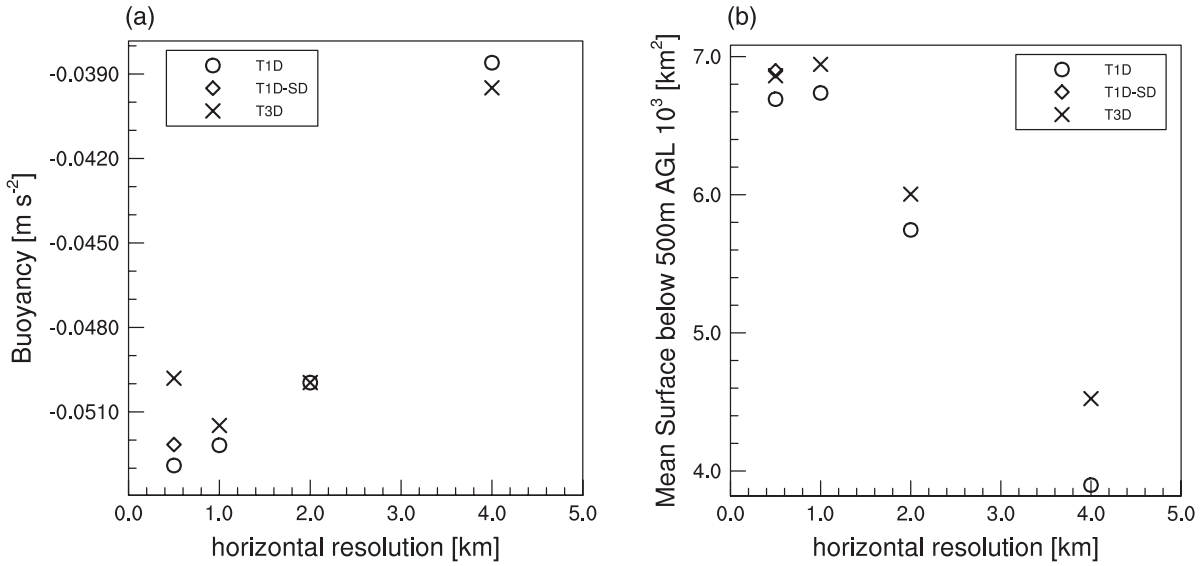


Figure 7. Cold pool characteristics defined by a threshold buoyancy of -0.02 m s^{-2} time-averaged between 100 and 150 min and vertically averaged between the lowest level and 500 m AGL as a function of horizontal grid spacings: (a) mean buoyancy (m s^{-2}) and (b) surface area (km^2) covered by the cold pool. Diagnostics are computed for the global domain in T3D mode (black crosses), T1D mode (black circles) and T1D-SD mode (only at 500 m horizontal resolution, black diamonds).

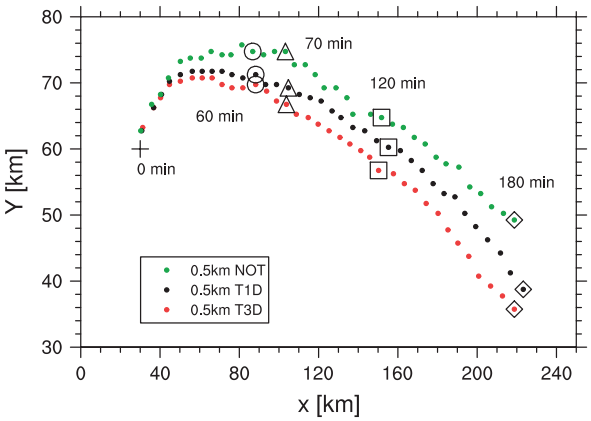


Figure 8. Trajectories of the supercell for 500 m horizontal grid spacing from dots indicating the successive locations of vertical velocity maxima at 5 km AGL every 5 min: no turbulence scheme (green dots), T1D mode (black dots) and T3D mode (red dots). Black circles, triangles, squares and diamonds indicate locations respectively at 60, 70, 120 and 180 min. This figure is available in colour online at wileyonlinelibrary.com/journal/qj

The resolved TKE is calculated as follows:

$$TKE_{\mathrm{res}} = \frac{1}{2}[(U-\overline{U})^2 + (V-\overline{V})^2 + (W-\overline{W})^2], \qquad (3)$$

where the overline denotes the horizontal average inside the clouds.

Surprisingly, the ratio R decreases when the horizontal resolution increases. At about 9 km AGL, the 500mT3D run has the lowest ratio (90%), whereas the 4kmT3D run has the highest (99%). This is not consistent: the resolved part of the turbulence at high resolution should be higher than at low resolution. In the same way, TKE_{sbg} increases when the horizontal resolution increases (Figure 10(b)). In other words, the production of TKE_{sbg} is higher for the 500mT3D run than for the 4kmT3D run. It is worth mentioning that the same sensitivity of this ratio to resolution is found individually for supercell or multicell systems, indicating that it is not relative to the convective organization. This deficit of physical mixing at coarse resolution also explains the excessively strong updraughts for 1km3D and 2km3D runs (Figure 3). This is in agreement with Adlerman and Droegemeier (2002), who also showed that this ratio diminishes with increasing resolution, whereas Bryan *et al.* (2003) found the opposite for the case of a squall line. The differences possibly stem from the fact that the vertical wind shear used in our study and in Adlerman and Droegemeier (2002) is twice as strong as that used in Bryan *et al.* (2003) and the hodograph is curved (versus unidirectional shear).

With a finer horizontal resolution, small-scale structures are better represented and the resolved gradients of all variables (wind, humidity, temperature, etc.) are stronger inside the clouds. As the subgrid TKE computation is based on these gradients (directly and indirectly by the diagnostic equations for the fluxes, see Eqs (A1)–(A4)), subgrid TKE inside the clouds increases with increasing resolution (see below for the main positive contribution from dynamical production). The amount of subgrid TKE is largely underpredicted for 4 and 2 km runs, due to poorly resolved gradients. With LES simulations (with isotropic grids of a few tens of metres), the resolved percentage of TKE should approach 100% as the subgrid TKE approaches zero. Adlerman and Droegemeier (2002) found that the resolved KE increased to more than 99% with 105 m horizontal grid spacing, but only near the ground where the grid spacing was nearly isotropic.

In a similar manner, in T1D, the ratio R diminishes with increasing resolution but, as the subgrid turbulence is less (as only vertical gradients are taken into account), the ratio R is higher than in T3D runs above 6 km. The 4 km runs are again an exception, because the subgrid TKE is of the same order in T1D and T3D. This seems to suggest that the use of 1D turbulence is sufficient at 4 km horizontal grid spacing inside deep clouds but questionable at finer resolution (Figure 10).

If we focus now on 500 m horizontal resolution for the T3D run, cross-sections of the main updraught of the supercell at 150 min show the vertical structure of the horizontal wind, subgrid TKE, dynamical production and thermal production of TKE (Figure 11). The wind rolls in a swirling upward motion (Figure 11(a)). The BWER is associated with a strong northward meridional wind. Inside the updraught, diabatic heating pushes the isentropes downwards (Figure 11(b)). Above (below) the maximum heating, the vertical gradient of potential temperature is reduced (increased).

The subgrid TKE is mainly linked to dynamical processes, with high values located in the upper-level troposphere in areas with high values of potential temperature associated with downdraughts. High values tend to be located between 6 and 17 km AGL around the main updraught with a concentric structure. Low values are located on the western flank of the updraught and no subgrid TKE is present in the core of the main updraught.

© 2014 Royal Meteorological Society

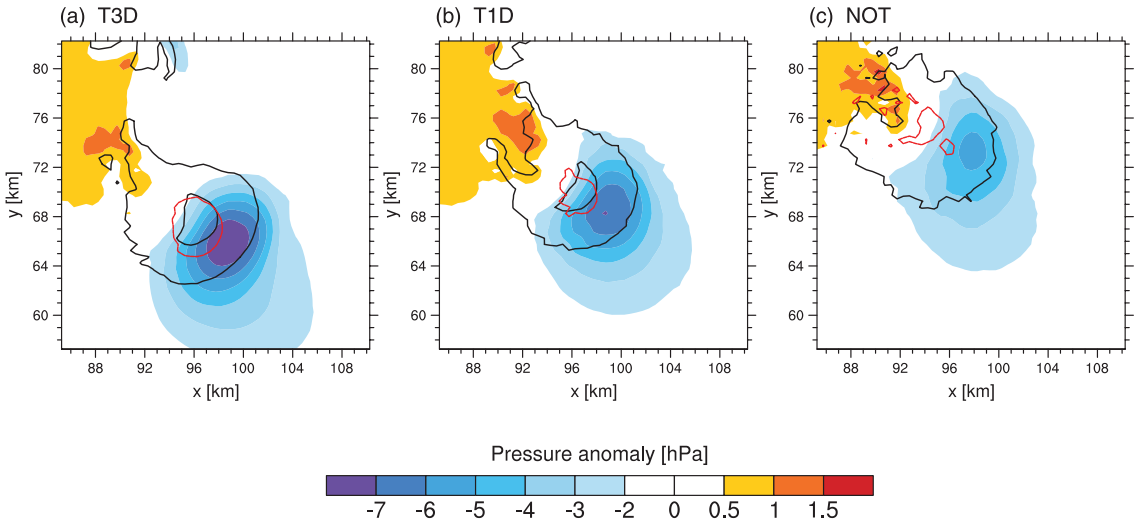


Figure 9. Horizontal cross-section of pressure anomaly (hPa, colour shading) at 70 min and at 5 km AGL for (a) 500mT3D, (b) 500mT1D and (c) 500NOT. Black (red) lines correspond to 10 and 40 m s^{-1} (5 m s^{-1}) vertical velocities at 5 km (0.7 km) AGL.

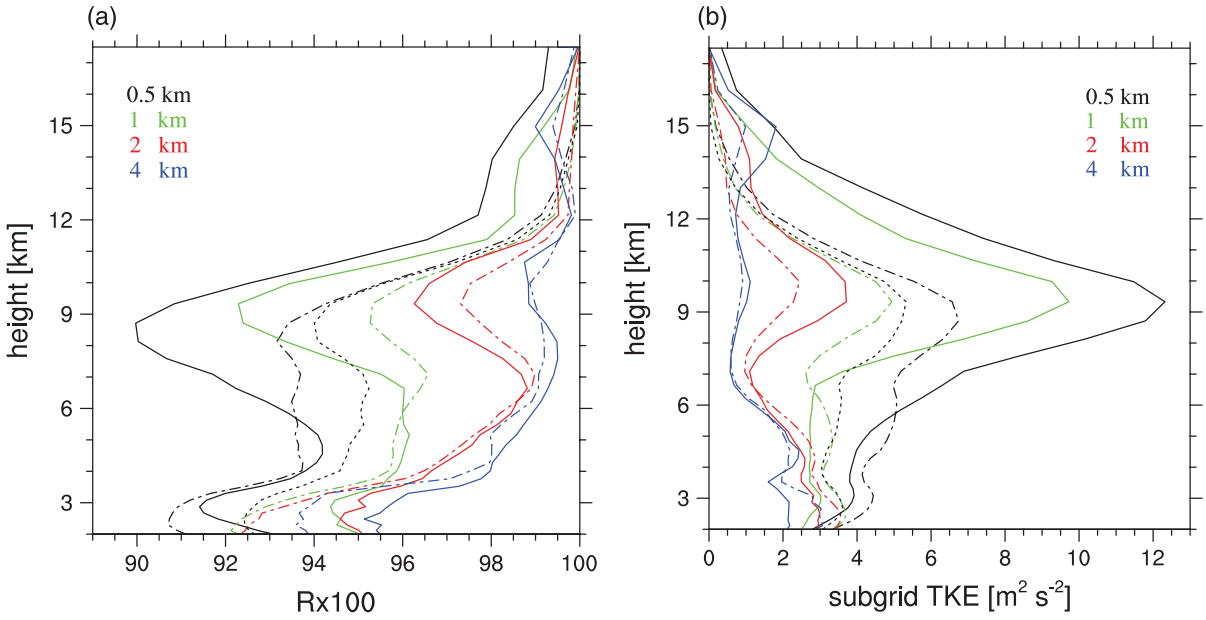


Figure 10. Vertical profiles time-averaged between 100 and 150 min and averaged over both systems for the runs in T3D mode (solid lines), T1D mode (dashed lines) and T1D-SD mode (only at 500m horizontal resolution, dotted lines): (a) *R* ratio between resolved TKE and total TKE and (b) subgrid TKE.

Parametrization of dynamical production of TKE is a function of resolved horizontal and vertical wind shear. Dynamical production is mainly positive and located in areas of strong gradients of velocities, consistent with the expression of momentum flux (see Eq. (A2)). The predominance of dynamical production is also confirmed for both systems in Figure 12, with a peak at 9 km AGL. Thermal production is mainly negative, with strong values in areas of strong positive vertical gradient of θ_l (associated with strong downdraughts). Thermal production is positive only when the vertical gradient of θ_l is negative, as the vertical flux term of θ_l is dominant in the flux of virtual temperature in comparison with the vertical flux term of r_{np} (see Eqs (A3) and (A5)).

Thermal production is near-zero in the main updraught of the supercell, as the vertical gradients of r_{np} and θ_l are very weak (Figure 11(c) and (d)). The dynamical production is also very weak in the main updraught, as the six fluxes of momentum are very weak (not shown). It is worth noting that there is a little more TKE_{sbg} inside the updraughts of the multicellular system (about 30–35 m^2 s^2 instead of 10–15 m^2 s^2), but the peak remains around 9 km AGL.

The lack of turbulence is quite surprising. Various reasons for this can be hypothesized. Some numerical and observational studies have suggested that turbulence is inhibited inside the main updraught of supercells, due to high helicity (Lilly, 1986; Krauss and Marwitz, 1984). Another hypothesis is that the residence time of a transient disturbance may not be long enough for instabilities to grow to significant amplitude, as air parcels are quickly advected inside the strong updraught of the supercell; this assumption is based on a distinction between local and global instabilities (Pierrehumbert, 1984). Another reason may be that a large part of the turbulence could be resolved due to the large structure of this updraught. Finally, this may also reflect a limitation of the turbulence scheme, as the turbulent fluxes are parametrized with an eddy viscosity/diffusivity term (see Eqs. (A2)–(A4)) that vanishes when gradients are zero. A more sophisticated parametrization using additional terms, as in Moeng *et al.* (2010), could be more appropriate.

Small subgrid TKE is simulated at the cloud boundary, meaning that entrainment of dry air at the interface between the cloud and the environment is insufficiently represented by the turbulence parametrization at 500 m horizontal resolution.

© 2014 Royal Meteorological Society

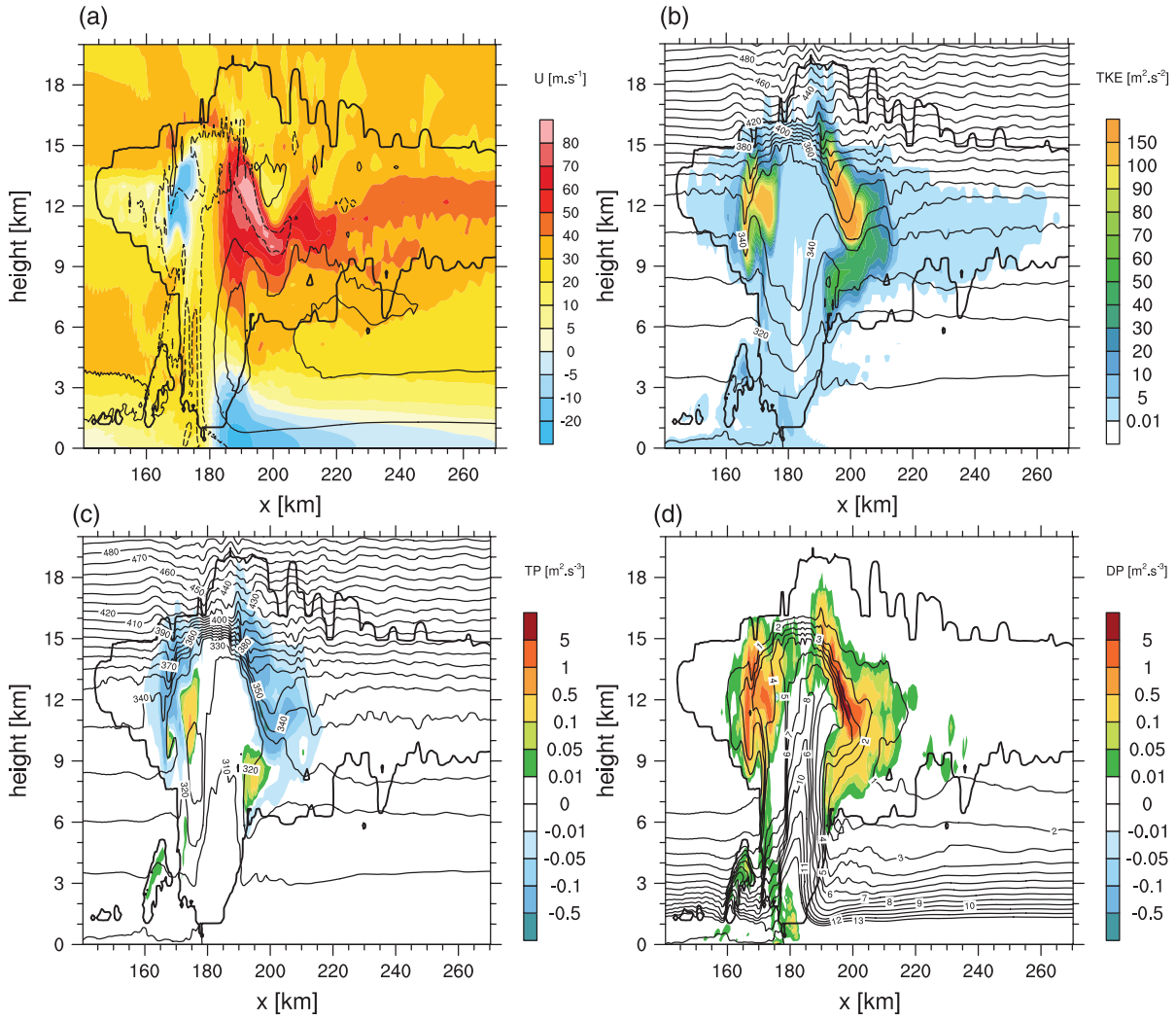


Figure 11. Vertical cross-sections along AA′ line indicated in Figure 1(b) through the supercell at 150 min: (a) U wind component (m s^{-1}, colour shading), V wind component (10, 30 m s^{-1}, thin light grey solid line and −10 m s^{-1}, thin light grey dotted line) and vertical velocities (10 m s^{-1}, heavy grey line), (b) subgrid TKE (m^2 s^{-2}, colour shading) and potential temperature (K, black lines), (c) thermal production of TKE (m^2 s^{-3}, colour shading) and liquid potential temperature (K, black lines) and (d) dynamical production of TKE (m^2 s^{-3}, colour shading) and total non-precipitating mixing ratio (g kg^{-1}, black lines).

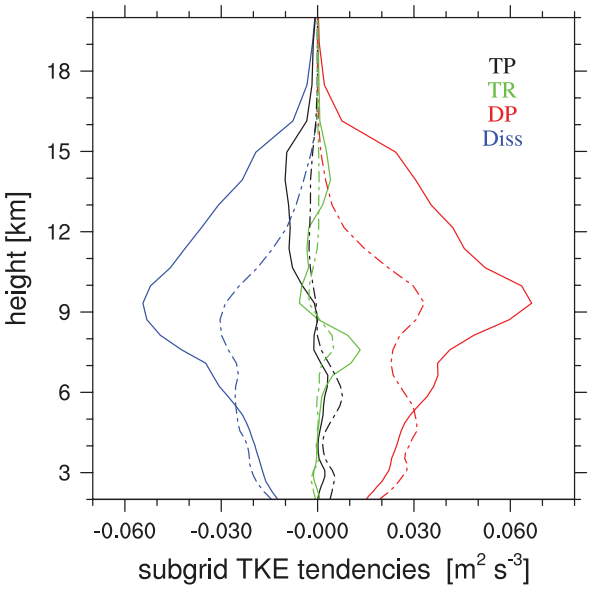


Figure 12. Vertical profiles of TKE tendencies (m^2 s^{-3}) for 500mT3D (solid lines) and 500mT1D (dashed lines) runs time-averaged between 100 and 150 min and averaged over both systems: thermal production (black line), dynamical production (red line), dissipation (blue line) and transport (green line).

Taking account of the horizontal gradients with the 3D turbulence scheme results in more subgrid TKE (Figure 10(b)) for the T3D scheme with enhanced thermal and dynamical production terms (Figure 12). This also has an impact on vertical motions, with reduced intensity for updraughts and downdraughts when a T3D scheme is used (Figure 4). The dominant contribution of the dynamics to the production of TKE also explains why, at low resolution, the gradients are so poorly resolved that a deficit of production of TKE ensues, showing the limits of the parametrization inside the clouds.

Figure 13(a) and (b) shows the spatial structure of subgrid TKE inside the supercell for the 500mT3D and 500mT1D runs (at 10 km AGL). In T3D runs, the field is smoother than in T1D runs, because physical mixing occurs in the horizontal direction, contrary to what happens in T1D runs. This is confirmed by the vertical velocity spectra in Figure 14. At first glance, the two convective systems have different spectra. The magnitude of the variances cannot be directly compared between the two sets of spectra, because the computation domain is different, but the shape of the spectra is informative. The supercell spectrum peaks between 30 and 20 km wavelength, as in Fiori *et al.* (2010), whereas the peak of variance is between 20 and 15 km for the multicell system, due to the fact that vertical motions are larger in the supercell. The inertial subrange, defined by the spacing of the spectrum from the −5/3 theoretical slope, is also more

© 2014 Royal Meteorological Society

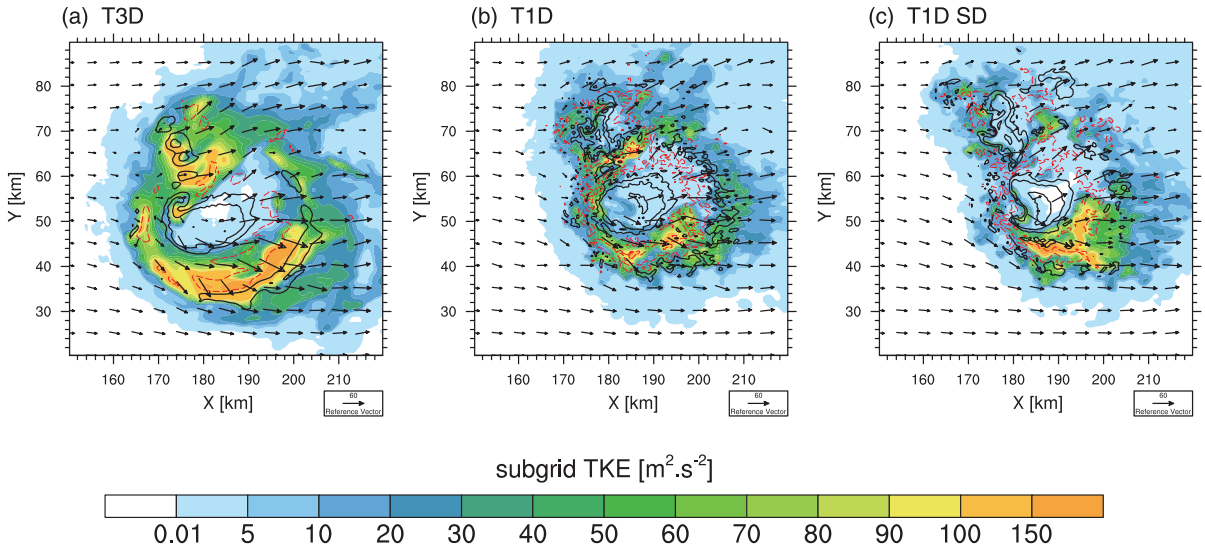


Figure 13. Horizontal cross-sections at 10 km AGL and 150 min over the supercell: subgrid TKE (m^2 s^{-2}, colour shading), black lines correspond to vertical velocity (10, 40, 60 m s^{-1}) and black arrows correspond to horizontal wind (m s^{-1}) for (a) 500mT3D run, (b) 500mT1D run and (c) 500mT1D-SD run.

extensive for the supercell (between about 10 and 4 km) than for the multicellular system (between about 7 and 4 km).

For both systems, we can first note that the effective resolution is between 3 and 4 km, corresponding to 6–8Δx. Moreover, there is more dissipative effect at small scales for the 500mT3D run than for the 500mT1D run, in agreement with Figure 13. In T1D, the spectral tail is too high at the smallest scales, meaning that the turbulent dissipation is too low. Moreover, there is a slight deficit of variance at larger scales in 1D compared with 3D for the multicell system, indicating that the 3D turbulence scheme leads to motions organized at a larger scale in order to compensate for dissipation at the smallest scales. These two effects of accumulation of energy at the tail and large loss of variance at larger scales in T1D are enhanced when no turbulence scheme is used (500mNOT).

In order for comparison with the results of Fiori *et al.* (2010), who surprisingly, found more dissipation with 1D turbulence than 3D but with some additional diffusion added only in 1D, the 500mT1D-SD run (strong numerical diffusion with 1D turbulence) was compared with 500mT1D and 500mT3D. The value of the damping coefficient was chosen to obtain the same diffusion at 2Δx wavelength in 500mT1D-SD and 500mT3D between 3 and 9 km (Figure 14(a)).

With 500mT1D-SD, the diffusion is logically enhanced compared with the 500mT1D run but still differs from 500mT3D. The smoothing is illustrated in Figure 2, where the borders of the cold pool seem similar in 500mT1D-SD and 500mT3D and differ from 500mT1D; this is also confirmed by similar surface areas covered by the cold pool in Figure 7(b). However, the surface covered by the updraught cores in both supercell and multicells is approximately the same in 500mT1D-SD as in 500mT1D (Figure 5), as are the volume of precipitation (Figure 6(a)) and the cold pool intensity (Figure 7(a)). Only the precipitation area is intermediate between 1D and 3D (Figure 6(b)). This is also illustrated in the supercell (Figure 13(c)), where the vertical velocities at 10 km height are smoother than for the 500mT1D run but the size of the concentric structure remains smaller than for the 500mT3D run, with a more intense updraught core. Moreover, subgrid TKE is considerably smaller than in 500mT3D but also smaller than in 500mT1D, as demonstrated in Figure 10. The damping from the strong numerical diffusion smoothes the gradients and therefore reduces the physical mixing produced by the turbulence scheme.

As the damping at the spectral tail in 500mT1D-SD was defined as equivalent to that in the 500mT3D run between 3 and 9 km height, there is no excess of energy in 500mT1D-SD as in 500mT1D for the smallest scales. However, the variance is lower for larger scales (above 20 km for the supercell and above 5–7 km for the multicell) compared with the 500mT3D run. Moreover, the dissipation at the spectral tail is still more pronounced between 9 and 12 km for the 500mT3D run, as higher subgrid TKE enhances the mixing. This more efficient mixing is based on physical aspects and located in areas of strong gradients. As argued, for example, by Weisman *et al.* (1997) and Takemi and Rotunno (2003), the primary goal of computational smoothing is to maintain numerical stability of the solution by reducing spurious oscillation but with minimal impact on physically important scales. Our belief is that it clearly should not be used to replace physical mixing, which must be handled preferentially by a turbulence scheme.

Spectra are also computed when focusing on the main updraught of the supercell with a 10 × 10 km^2 domain (Figure 14(e)). The slope of the spectra is less than −5/3, suggesting that the cascade of energy from large to small scales is inhibited, but not removed, inside the main updraught area. This is in agreement with the study of Lilly (1986), who speculated that storms characterized by high helicity were less prone to dissipation, thus explaining the greater longevity of these storms. In contrast, it is worth noting that an inertial subrange is clearly discernible when focusing on the multicellular system (Figure 14(f)) or on the stratiform part of the supercell (not shown).

6. Conclusion

In this study, idealized simulations of deep moist convection have been performed to assess sensitivity to the horizontal resolution (ranging from 4 km for the lowest resolution to 500 m for the highest) and the turbulence scheme (T1D mode versus T3D mode). Classically, for all simulations, the initial cell splits into two convective systems: a leftward-moving multicellular system and a rightward-moving supercell. The supercell produces the most intense motions, due to enhanced dynamical processes. The multicellular system generates the largest system, as it is organized in a line composed of convective cells of smaller size.

Obviously, the convective motions are poorly resolved for the 4 km simulation, where the single updraught is too intense in the supercell and there are few cells in the multicellular system. It is shown that this horizontal resolution is in the grey zone for convection, as the use of a deep convection scheme leads to poor structure in the convection. For the other simulations, the 90th quantile of the intensity of updraught cores decreases with increasing resolution. This suggests a lack of entrainment

© 2014 Royal Meteorological Society

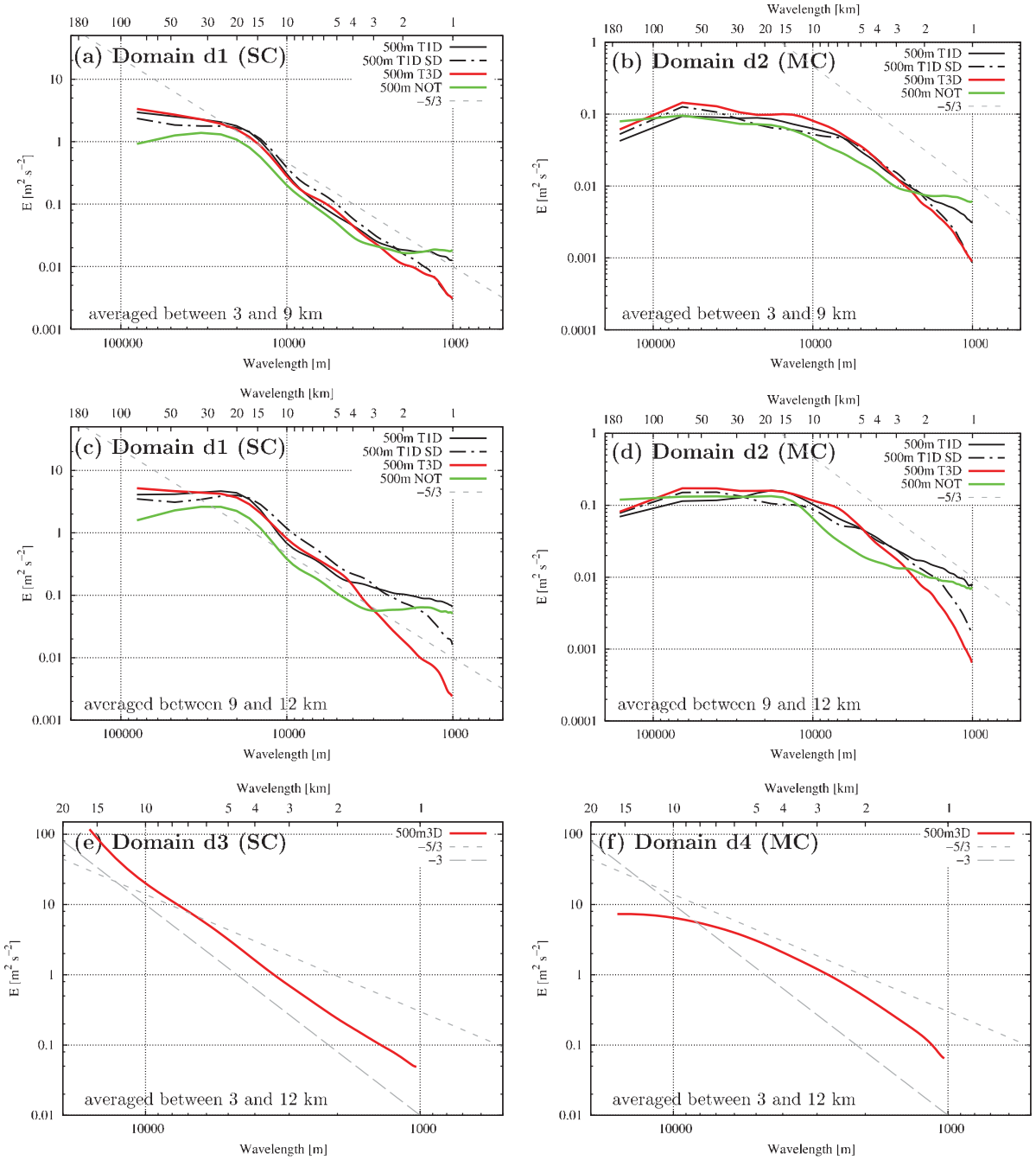


Figure 14. Vertical velocity spectra averaged between (a, b) 3 and 9 km, (c, d) 9 and 12 km and (e, f) 3 and 12 km at 150 min for 500mNOT, 500mT1D, 500mT3D and 500mT1D-SD runs for subdomains centred over (a, c) the supercell and (b, d) the multicellular system. Enlargements are shown for (e) the supercell updraught and (f) a convective part of the multicellular system. The short-dashed (long-dashed) line corresponds to $-5/3$ (-3) slope, illustrating the $k^{-5/3}$ (k^{-3}) regime at the mesoscale (at large scales). Subdomains are indicated by the boxes in Figure 2(d).

that produces excessively strong updraughts, mainly at coarse resolution.

The accumulated precipitation amount and surface area increase with higher resolution, in association with the increase of the area covered by the updraughts. The size of the leading edge of the multicellular system also increases, as does the cloud cover.

Several of these findings from horizontal resolution experiments have practical application to weather prediction. In terms of occurrence of convective systems, the four resolutions manage to generate two convective systems with a splitting process. Even at 4 km horizontal grid spacing, the supercell structure is identifiable, giving information in terms of severity of deep convection and potential danger. This may be related to the work of Kain *et al.* (2008), who found that 4 km horizontal grid spacing was sufficient to represent mesoscale convective systems of large storms developing over the plains of the central United States, such as squall lines, bow echoes and supercells, at lower computational cost than 2 km resolution. They found that there were systematic differences between 2 and 4 km forecasts (analyzed 18–30 h after model initialization), with 2 km resolution giving more detailed structure and more numerous small-scale features but adding little practical value for forecast guidance. However, in our study the multicell system is only crudely represented at 4 km, in accordance with numerous other studies (e.g. Lean *et al.*, 2008) that have shown that convection is underresolved at 4 km. Overall, the differences between the 2 and 1 km simulations are more pronounced than those between the 1 km and 500 m simulations, suggesting a beginning of convergence for the mean physical characteristics of the simulated convective

© 2014 Royal Meteorological Society

systems, e.g. intensity and area of the cold pools. A significant gap between simulations with 2.5 and 1 km grid spacings was also found in Ricard *et al.* (2013) for a real case of isolated convection with the same Meso-NH model (and thus with the same effective resolution). Moreover, the convective system as a whole exhibits stronger downdraughts for 500 m and 1 km simulations and also higher amounts of precipitation (30% more). These significant differences can give precious indications about the potential severity of storms, in particular in terms of wind damage and flooding. The differences between 500 m and 1 km are less marked and add little value as forecast guidance. Therefore, our recommendation would be to use horizontal resolution of the order of 1 km to forecast deep convection. This is already the case at the Met Office, as UM runs at 1.5 km grid spacing. In the same way, at Meteo-France, the horizontal resolution of the operational fine-scale model AROME will be improved from 2.5 to 1.3 km in 2014. Preliminary tests with the AROME model using a 1.3 km horizontal resolution have shown that the size and intensity of convective cells are closer to precipitation structures observed by radar (Seity *et al.*, 2014). Of course, it should be noted that a limitation of the present study is that an idealized framework is used with no representation of a surface layer, radiation, orography or Coriolis force with very short lead time. Moreover, as this study focuses on organized deep convection in a sheared environment, conclusions are not necessarily applicable to all convective phenomena (in particular to shallow convection). Generalization to other systems would need further studies.

From an operational point of view, it should be mentioned that there are other ways to improve forecast than increasing resolution, such as improving the data assimilation, improving physical parametrizations or choosing a probabilistic system instead of a deterministic one. For the same computational cost, rather than using a deterministic simulation with high resolution, it may be wise to consider a small ensemble with coarser resolution members or to enlarge the forecast domain. In the same vein, more efficient dynamical schemes (for example a semi-implicit semi-Lagrangian scheme versus an explicit Eulerian scheme) can also be considered to improve the computational time. In practice, it appears that all these approaches are complementary and that the increase in computational resources of many weather forecast centres is accompanied at the same time by an increase in resolution, an enlargement of the size of the forecast domain and the operational implementation of probabilistic systems at convective scales.

Concerning sensitivity to the turbulence scheme, the T3D runs induce more mixing and enhance the microphysical processes, producing larger amounts of cloud cover and precipitation. The T3D scheme also induces a stronger mid-level pressure anomaly on the southeastern flank of the supercell, enhancing the vertical pressure gradient and the regeneration of the main updraught on the right flank of the supercell. This consequently accentuates the curvature of its trajectory towards the south, strengthening the linear dynamical forcing. Also, taking the horizontal gradients into account with the 3D turbulence scheme results in more subgrid TKE, with reduced intensity for updraughts and downdraughts.

Moreover, the dissipative effect is insufficient at small scales for the 500mT1D run compared with 500mT3D, as energy builds up to physically unrealistic levels at the highest wavenumbers (Skamarock, 2004). There is also a large loss of variance at larger scales. These two biases are more pronounced without a turbulence scheme, leading to the conclusion that T1D does not produce enough mixing effects.

Increasing numerical diffusion to compensate for the insufficient mixing in 1D improves the finest scales by smoothing and removing the excess of variance, but maintains the deficit of variance at larger scales and also decreases the physical mixing by smoothing the gradients. The use of artificial numerical filters, stronger than the minimum value necessary to damp the $2\Delta x$ waves, should therefore be avoided as it cannot replace physical mixing based on turbulence-closure schemes.

The ratio between resolved and total TKE decreases with increasing horizontal resolution, which is not satisfactory: the proportion of turbulence resolved at high resolution should be higher than that at low resolution. At coarse resolution, the gradients are so poorly resolved that this leads to a deficit in production of TKE, showing the limits of the parametrization inside the clouds. This deficit of physical mixing at coarse resolution also explains why updraughts are too strong in 1 and 2 km simulations. Also, the subgrid TKE is of the same order in T1D and T3D runs at 4 km horizontal grid spacing, suggesting that the use of 1D versus 3D turbulence is sufficient (even if not satisfactory) at this resolution inside deep clouds. However, this is no longer true at finer resolution, as the differences between the two schemes become larger. This suggests that a 3D turbulence scheme may be necessary for deep convection clouds from 2 km horizontal grid spacing. This a major point for current kilometric NWP models, most of which use a 1D turbulence scheme.

The 3D turbulence inside convective clouds has also been explored in detail at 500 m horizontal grid spacing. The subgrid TKE is mainly produced by dynamical processes and located in areas of strong gradients of velocities, whereas thermal production is mostly negative. Small subgrid TKE is simulated at cloud boundaries, suggesting that entrainment of dry air at the interface between the cloud and the environment is not sufficiently represented by the turbulence parametrization even at 500 m horizontal resolution.

Inside the main updraught of the supercell, there is no subgrid TKE with near-zero thermal and dynamical production, which seems more acceptable as most of the turbulence may be resolved. Moreover, spectral analysis of vertical velocities indicates that the cascade of energy is inhibited within the main rotating updraught, due to high helicity. It also illustrates that the inertial subrange is larger for the supercell than for the multicellular system, with a peak of variance shifted to smaller scales for the latter.

Further studies are needed to address the deficiencies of the turbulence scheme inside deep clouds by focusing on intermediate scales. In particular, LES simulations on deep convection are needed to provide a reference of intracloud turbulence features. Using idealized simulations of squall lines, Bryan *et al.* (2003) have shown that a grid spacing of $\mathcal{O}(100$ m) is required for traditional LES closures. Thus, we plan to run the Meso-NH model at 50 m horizontal resolution for a single deep convective cell to obtain a benchmark simulation. Then simulations will be conducted at coarser resolutions. The structure of turbulence at lower resolution will be compared with the benchmark run in order to improve the turbulence scheme, when the eddies are partly or fully subgrid.

Appendix A: The turbulence scheme in the Meso-NH model

The second-order moment equations are separated into isotropic and anisotropic parts for the Reynolds tensor. The representation of the isotropic part is based on a prognostic equation for the turbulent kinetic energy (TKE) given in Eq. (A1), used with conservative variables for moist non-precipitating processes, combined with a diagnostic mixing length representing the size of the most energetic eddies:

$$\begin{aligned}\frac{\partial e}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_{\mathrm{dref}}}\frac{\partial(\rho_{\mathrm{dref}}\, e\overline{u_i})}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_{\mathrm{vref}}}\overline{u_3'\theta_{\mathrm{v}}'} \\ &\quad + \frac{1}{\rho_{\mathrm{dref}}}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(C_{2m}\rho_{\mathrm{dref}} L e^{1/2}\frac{\partial e}{\partial x_j}\right) - C_\epsilon\frac{e^{3/2}}{L}, \quad \text{(A1)}\end{aligned}$$

where e is the TKE that evolves respectively from advection (first term on the right-hand side), dynamical production (second term), thermal production (third term), turbulent transport (fourth term) and dissipation (fifth term). u_i represents the ith component of the velocities, θ_{v} is the virtual temperature, ρ_{dref} and θ_{vref} are the reference density and virtual temperature

© 2014 Royal Meteorological Society

profiles respectively, g is the acceleration due to gravity, L is the mixing length and C_{2m} and C_ϵ are closure constants. Bars denote means, while primes denote turbulent components.

For all other quantities, such as fluxes and the anisotropic part of the Reynolds tensor, the equations are simplified (stationarization for the anisotropic part, third-order moments are neglected, etc.: see Redelsperger and Sommeria (1981) for more details). This leads to the following diagnostic equations for the fluxes:

$$\overline{u_i' u_j'} = \frac{2}{3}\delta_{ij} e - \frac{4}{15}\frac{L}{C_\mathrm{m}} e^{1/2}\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial \overline{u_m}}{\partial x_m}\right), \quad \text{(A2)}$$

$$\overline{u_i' \theta_l'} = -\frac{2}{3}\frac{L}{C_\mathrm{s}} e^{1/2}\frac{\partial \overline{\theta_l}}{\partial x_i}\phi_i, \quad \text{(A3)}$$

$$\overline{u_i' r_\mathrm{np}'} = -\frac{2}{3}\frac{L}{C_\mathrm{h}} e^{1/2}\frac{\partial \overline{r_\mathrm{np}}}{\partial x_i}\psi_i, \quad \text{(A4)}$$

where θ_l is the liquid potential temperature, r_np is the total non-precipitating total water mixing ratio (sum of water vapour, cloud water and ice), δ_{ij} is the Kronecker delta tensor, ψ_i and ϕ_i are stability functions defined in Cuxart *et al.* (2000), the Einstein summation convention applies for subscripts m and C_s, C_h, C_m are constant from pressure-correlation parametrization.

The flux of virtual temperature, needed for the TKE equation, can be obtained by

$$\overline{u_3' \theta_\mathrm{v}'} = E_\theta \overline{u_3' \theta_l'} + E_\mathrm{moist}\overline{u_3' r_\mathrm{np}'}, \quad \text{(A5)}$$

where E_θ and E_moist are coefficients described in Redelsperger and Sommeria (1986).

Appendix B: The BL89 mixing length

The mixing length L is defined as follows:

$$L = \left[\frac{(l_\mathrm{up})^{-2/3} + (l_\mathrm{down})^{-2/3}}{2}\right]^{-3/2}, \quad \text{(B1)}$$

with the distances l_up and l_down as follows:

$$\begin{aligned} \int_z^{z+l_\mathrm{up}} \frac{g}{\theta_\mathrm{vref}}\left[\theta_\mathrm{v}(z') - \theta_\mathrm{v}(z)\right] \mathrm{d}z' &= e(z), \\ \int_{z-l_\mathrm{down}}^{z} \frac{g}{\theta_\mathrm{vref}}\left[\theta_\mathrm{v}(z) - \theta_\mathrm{v}(z')\right] \mathrm{d}z' &= e(z), \\ l_\mathrm{down} \le z. \end{aligned} \quad \text{(B2)}$$

Acknowledgements

The authors acknowledge the two anonymous reviewers, whose comments and suggestions helped to improve the original manuscript significantly. We also thank Jean-Philippe Lafore, Valery Masson, and Jeffrey Beck for helpful discussions.

References

Adlerman EJ, Droegemeier KK. 2002. The sensitivity of numerically simulated cyclic mesocyclogenesis to variations in model physical and computational parameters. *Mon. Weather Rev.* **130**: 2671–2691.

Baldauf M, Seifert A, Förstner J, Majewski D, Raschendorfer M, Reinhardt T. 2011. Operational convective-scale numerical weather prediction with the COSMO model: Description and sensitivities. *Mon. Weather Rev.* **139**: 3887–3905.

Bechtold P, Bazile E, Guichard F, Mascart P, Richard E. 2001. A mass-flux convection scheme for regional and global models. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **127**: 869–886.

Bougeault P. 1982. Cloud-ensemble relations based on the gamma probability distribution for the higher-order models of the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.* **39**: 2691–2700.

Bougeault P, Lacarrere P. 1989. Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta–scale model. *Mon. Weather Rev.* **117**: 1872–1890.

Bryan GH, Morrison H. 2012. Sensitivity of a simulated squall line to horizontal resolution and parametrization of microphysics. *Mon. Weather Rev.* **140**: 202–225.

Bryan GH, Wyngaard JC, Fritsch JM. 2003. Resolution requirements for the simulation of deep moist convection. *Mon. Weather Rev.* **131**: 2394–2416.

Colella P, Woodward PR. 1984. The Piecewise Parabolic Method (PPM) for gas-dynamical simulations. *J. Comput. Phys.* **54**: 174–201.

Couvreux F, Rio C, Guichard F, Lothon M, Canut G, Bouniol D, Gounou A. 2012. Initiation of daytime local convection in a semi-arid region analysed with high-resolution simulations and AMMA observations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **138**: 56–71.

Cuxart J, Jiménez M. 2007. Mixing processes in a nocturnal low-level jet: An LES study. *J. Atmos. Sci.* **64**: 1666–1679.

Cuxart J, Bougeault P, Redelsperger JL. 2000. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **126**: 1–30.

Davies T, Cullen MJP, Malcolm AJ, Mawson MH, Staniforth A, White AA, Wood N. 2005. A new dynamical core for the Met Office's global and regional modelling of the atmosphere. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **131**: 1759–1782.

Dirmeyer PA, Cash BA, Kinter JL, Jung T, Marx L, Satoh M, Stan C, Tomita H, Towers P, Wedi N, Achuthavarier D, Adams JM, Altshuler EL, Huang B, Jin EK, Manganello J. 2012. Simulating the diurnal cycle of rainfall in global climate models: Resolution versus parametrization. *Clim. Dyn.* **39**: 399–418.

Durran DR. 1989. Improving the anelastic approximation. *J. Atmos. Sci.* **46**: 1453–1461.

Fiori E, Parodi A, Siccardi F. 2009. Dealing with uncertainty: Turbulent parametrizations and grid-spacing effects in numerical modelling of deep moist convective processes. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* **9**: 1871–1880.

Fiori E, Parodi A, Siccardi F. 2010. Turbulence closure parametrization and grid spacing effects in simulated supercell storms. *J. Atmos. Sci.* **67**: 3870–3890.

Fovell RG, Mullendore GL, Kim SH. 2006. Discrete propagation in numerically simulated nocturnal squall lines. *Mon. Weather Rev.* **134**: 3735–3752.

Gal-Chen T, Somerville RC. 1975. On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier–Stokes equations. *J. Comput. Phys.* **17**: 209–228.

Hirahara YIJ, Ishimizu T. 2011. Trial operation of the local forecast model at JMA. *CAS/JSC WGNE Res. Act. Atmos. Ocean Model.* **41**: 5.11–5.12.

Honnert R, Masson V, Couvreux F. 2011. A diagnostic for evaluating the representation of turbulence in atmospheric models at the kilometric scale. *J. Atmos. Sci.* **68**: 3112–3131.

Houze RAJ. 1993. *Cloud Dynamics*, *International Geophysics* **53**. Academic Press: San Diego, CA.

Janjic ZI. 2003. A non-hydrostatic model based on a new approach. *Meteorol. Atmos. Phys.* **82**: 271–285.

Kain JS, Weiss SJ, Bright DR, Baldwin ME, Levit JJ, Carbin GW, Schwartz CS, Weisman ML, Droegemeier KK, Weber DB, Thomas KW. 2008. Some practical considerations regarding horizontal resolution in the first generation of operational convection-allowing NWP. *Weather and Forecasting* **23**: 931–952.

Khairoutdinov MF, Krueger SK, Moeng CH, Bogenschutz P, Randall DA. 2009. Large-eddy simulation of maritime deep tropical convection. *J. Adv. Model. Earth Syst.* **1**: 15, doi: 10.3894/JAMES.2009.1.15.

Klemp JB, Wilhelmson RB. 1978. The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.* **35**: 1070–1096.

Krauss TW, Marwitz JD. 1984. Precipitation processes within an Alberta supercell hailstorm. *J. Atmos. Sci.* **41**: 1025–1035.

Lafore JP, Stein J, Asencio N, Bougeault P, Ducrocq V, Duron J, Fischer C, Héreil P, Mascart P, Masson V, Pinty JP, Redelsperger JL, Richard E, Vilà-Guerau de Arellano J. 1997. The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I: Adiabatic formulation and control simulations. *Ann. Geophys.* **16**: 90–109.

Langhans W, Schmidli J, Schär C. 2012. Bulk convergence of cloud-resolving simulations of moist convection over complex terrain. *J. Atmos. Sci.* **69**: 2207–2228.

Lean HW, Clark PA, Dixon M, Roberts NM, Fitch A, Forbes R, Halliwell C. 2008. Characteristics of high-resolution versions of the Met Office Unified Model for forecasting convection over the United Kingdom. *Mon. Weather Rev.* **136**: 3408–3424.

Lemon LR, Doswell CA. 1979. Severe thunderstorm evolution and mesocyclone structure as related to tornadogenesis. *Mon. Weather Rev.* **107**: 1184.

Lilly DK. 1986. The structure, energetics and propagation of rotating convective storms. Part II: Helicity and storm stabilization. *J. Atmos. Sci.* **43**: 126–140.

Mesinger F, Arakawa A. 1976. '*Numerical methods used in atmospheric models*', Technical Report, vol. 1, GARP Publications Series No. 17. WMO/ICSU Joint Organizing Committee: Geneva, Switzerland.

Moeng CH, Sullivan PP, Khairoutdinov MF, Randall DA. 2010. A mixed scheme for subgrid-scale fluxes in cloud-resolving models. *J. Atmos. Sci.* **67**: 3692–3705.

Narita M, Ohmori S. 2007. Improving precipitation forecasts by the operational non-hydrostatic mesoscale model with the Kain–Fritsch convective parametrization and cloud microphysics. *Preprints, 12th Conference on Mesoscale Processes*, paper 3.7, Waterville Valley, NH. American Meteorological Society: Boston, MA.

Parodi A, Tanelli S. 2010. Influence of turbulence parametrizations on high-resolution numerical modeling of tropical convection observed during

© 2014 Royal Meteorological Society

the TC4 field campaign. *J. Geophys. Res.* **115**: D00J14, doi: 10.1029/2009JD013302.

Petch J, Brown A, Gray M. 2002. The impact of horizontal resolution on the simulations of convective development over land. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **128**: 2031–2044.

Pierrehumbert RT. 1984. Local and global baroclinic instability of zonally varying flow. *J. Atmos. Sci.* **41**: 2141–2162.

Pinty JP, Jabouille P. 1998. A mixed-phase cloud parametrization for use in mesoscale non-hydrostatic model: Simulations of a squall line and of orographic precipitations. *Proceedings Conference of Cloud Physics*, Everett WA, 217–220. American Meteorological Society: Boston, MA.

Redelsperger JL, Sommeria G. 1981. Méthode de représentation de la turbulence d'échelle inférieure à la maille pour un modéle tri-dimensionnel de convection nuageuse. *Boundary Layer Meteorol.* **21**: 509–530.

Redelsperger J, Sommeria G. 1986. Three-dimensional simulation of a convective storm: Sensitivity studies on subgrid parametrization and spatial resolution. *J. Atmos. Sci.* **43**: 2619–2635.

Ricard D, Lac C, Riette S, Legrand R, Mary A. 2013. Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting limited-area models AROME and Meso-NH. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **139**: 1327–1341.

Rotunno R. 1981. On the evolution of thunderstorm rotation. *Mon. Weather Rev.* **109**: 577–586.

Rotunno R, Klemp JB. 1982. The influence of the shear-induced pressure gradient on thunderstorm motion. *Mon. Weather Rev.* **110**: 136–151.

Saito K, Fujita T, Yamada Y, Ishida Ji, Kumagai Y, Aranami K, Ohmori S, Nagasawa R, Kumagai S, Muroi C, Kato T, Eito H, Yamazaki Y. 2006. The operational JMA non-hydrostatic mesoscale model. *Mon. Weather Rev.* **134**: 1266–1298.

Seity Y, Brousseau P, Malardel S, Hello G, Bénard P, Bouttier F, Lac C, Masson V. 2011. The AROME–France convective-scale operational model. *Mon. Weather Rev.* **139**: 976–991.

Seity Y, Ricard D, Léger J, Pietrisi M. 2014. Evaluation of increased horizontal and vertical resolutions in AROME–France deterministic forecasts for convective events. *ALADIN–HIRLAM Newsl.* **2**: 16–19. http://www.cnrm.meteo.fr/aladin/spip.php?article260 (accessed 22 April 2014).

Skamarock WC. 2004. Evaluating mesoscale NWP models using kinetic energy spectra. *Mon. Weather Rev.* **132**: 3019–3032.

Skamarock WC, Klemp JB. 2008. A time-split non-hydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications. *J. Comput. Phys.* **227**: 3465–3485.

Stout G, Huff F. 1953. Radar records Illinois tornadogenesis. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **34**: 281–284.

Takemi T, Rotunno R. 2003. The effects of subgrid model mixing and numerical filtering in simulations of mesoscale cloud systems. *Mon. Weather Rev.* **131**: 2085–2101.

Warren RA, Kirshbaum DJ, Plant RS, Lean HW. 2013. A 'Boscastle-type' quasi-stationary convective system over the UK Southwest Peninsula. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **140**: 240–257.

Weisman ML, Klemp JB. 1982. The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Weather Rev.* **110**: 504–520.

Weisman ML, Klemp JB. 1984. The structure and classification of numerically simulated convective storms in directionally varying wind shears. *Mon. Weather Rev.* **112**: 2479–2498.

Weisman ML, Skamarock WC, Klemp JB. 1997. The resolution dependence of explicitly modeled convective systems. *Mon. Weather Rev.* **125**: 527–548.

Weisman ML, Davis C, Wang W, Manning KW, Klemp JB. 2008. Experiences with 0–36-h explicit convective forecasts with the WRF–ARW model. *Weather and Forecasting* **23**: 407–437.

Wyngaard JC. 2004. Toward numerical modeling in the 'Terra Incognita'. *J. Atmos. Sci.* **61**: 1816–1826.

Zhang M, Zhang DL. 2012. Subkilometer simulation of a torrential-rain-producing mesoscale convective system in East China. Part I: Model verification and convective organization. *Mon. Weather Rev.* **140**: 184–201.

© 2014 Royal Meteorological Society

5.2 Etude idéalisée de systèmes convectifs avec le modèle AROME

Le but de cette partie est d'analyser le comportement du modèle AROME sur le même cas idéalisé de convection profonde présenté dans Verrelle et al. (2015) et de comparer les résultats avec le modèle Méso-NH. On rappelle que le modèle AROME partage la même physique avec le modèle Méso-NH, mais seulement avec la turbulence en version 1D (pas de turbulence 3D) car pour ce modèle la physique ne s'applique que sur des colonnes (pas d'échanges horizontaux). De plus, ces deux modèles diffèrent par leurs coeurs dynamiques.

5.2.1 Simulations réalisées

Nous avons utilisé le même cadre expérimental (conditions initiales, taille des domaines de simulations, résolutions ...) que celui utilisé pour les expériences réalisées avec le modèle Méso-NH, décrit dans l'article précédent. Ainsi, la convection est déclenchée à l'aide d'une bulle chaude positionnée dans les basses couches de l'atmosphère, qui est superposée à un environnement barotrope.

Simulations	description
Sensibilité à la résolution horizontale	
ARO-4km	Δx, Δy = 4km ; Δt= 10s, 60 niveaux verticaux
ARO-2km	Δx, Δy = 2km ; Δt= 10s, 60 niveaux verticaux
ARO-1km	Δx, Δy = 1km, Δt= 10s, 60 niveaux verticaux
ARO-0.5km	Δx, Δy = 500m, Δt= 10s, 60 niveaux verticaux
Sensibilité au pas de temps avec et sans SLHD.	
ARO-(SLHD)-3s	Δx, Δy = 1km, dt = 3s
ARO-(SLHD)-10s	Δx, Δy = 1km, dt = 10s
ARO-(SLHD)-30s	Δx, Δy = 1km, dt = 30s
Sensibilité à la diffusion spectrale	
ARO-SD	idem à AROME-1km avec forte diffusion spectrale (diffusion oper. X4)
ARO-WD	idem à AROME-1km avec faible diffusion spectrale (diffusion oper. /2)

TABLE 5.1 – Liste des simulations réalisées avec le modèle AROME

Plusieurs simulations sont réalisées avec le modèle AROME afin d'évaluer la sensibilité à la résolution horizontale, au pas de temps et à la diffusion spectrale et point de grille (SLHD) ; elles sont regroupées dans le tableau 5.1 ci-dessus. La simulation de contrôle a une résolution horizontale de 1 km avec un pas de temps de 10 s, sans diffusion point de grille sur les hydrométéores et une diffusion spectrale sur les autres variables pronostiques (température, vent, ...) On compare une partie de ces simulations avec des simulations analogues réalisées avec le modèle Méso-NH (MNH-4km1D, MNH-2km1D, MNH-1km1D, MNH-0.5km1D) présentées dans

la partie précédente, toutes avec le même pas de temps de 2s et le schéma de turbulence version 1D.

5.2.2 Sensibilité à la résolution horizontale

La figure 5.1 (respectivement, 5.2) représente les précipitations accumulées au sol simulées par le modèle AROME (Méso-NH) pour une durée de 150 min et pour les quatre résolutions considérées : 4, 2, 1 et 0.5 km.

D'un point de vue général, on constate que le modèle AROME est capable de simuler les deux modes d'organisation de la convection, dont les signatures sont visibles sur les précipitations : un système multicellulaire évoluant vers le nord-est et un orage supercellulaire se propageant vers le sud-est. Pour ce dernier système, on distingue clairement les précipitations associées aux deux zones de subsidence (RFD et FFD).

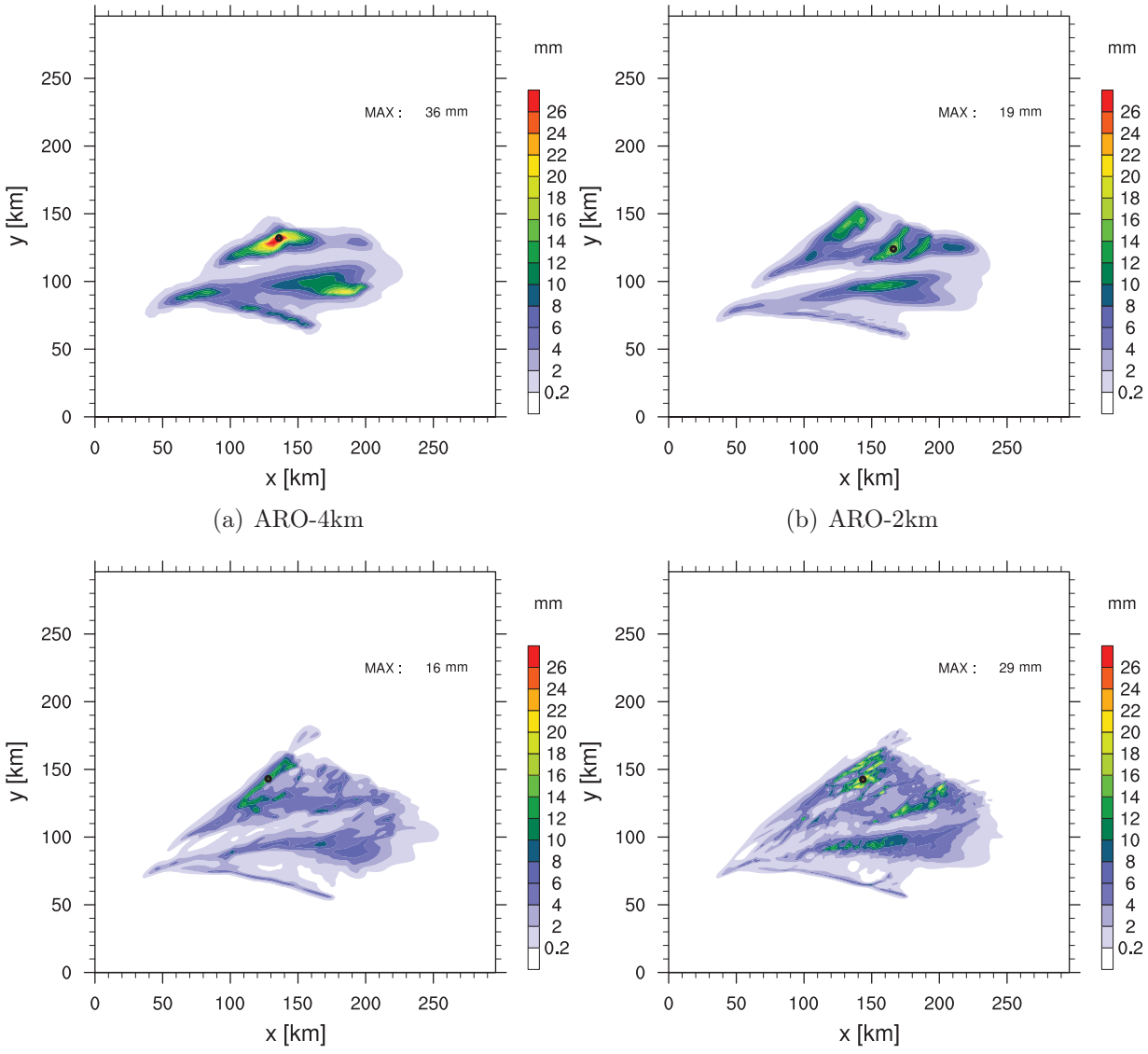
Tout comme le modèle Méso-NH, le modèle AROME est donc capable de simuler le processus de division cellulaire qui génère deux systèmes différents. Le coeur dynamique du modèle AROME, basé sur un schéma SISL, est donc apte à reproduire des processus dynamiques complexes à l'échelle convective.

Plus la résolution est fine, plus le champ de précipitations présente des structures de fine échelle et plus la surface couverte par ces précipitations augmente. En effet, l'augmentation de résolution permet de résoudre explicitement des mouvements convectifs de plus petite échelle et donc de plus petites cellules convectives.

Pour les deux modèles, la variabilité spatiale des précipitations augmente fortement à partir de 1 km de résolution. Ceci est encore plus marqué à 500 m. Les structures simulées par Méso-NH sont d'échelles encore plus fines. Ceci est dû au fait que le Méso-NH possède une résolution effective plus fine que le modèle AROME. Les maxima de précipitations sont toujours situés du côté du système multicellulaire, ce type de système étant en effet plus propice à la production de forts cumuls de précipitations qu'une supercellule.

Pour Méso-NH, le cumul des précipitations augmente avec la résolution (Fig. 5.3a), alors que le comportement est différent pour AROME. En effet, le volume des précipitations est peu sensible à la résolution horizontale, excepté à 500 m. Il augmente ensuite entre les expériences 1 km et 500 m. On note que globalement, AROME génère plus de précipitations que le modèle Méso-NH : cet excès de précipitations est un biais connu pour ce modèle, ce qui a nécessité l'utilisation de diffusion points de grille sur les hydrométéores en mode opérationnel.

Les surfaces recouvertes par les précipitations augmentent de façon assez linéaire avec la résolution pour les deux modèles (Fig. 5.3b). Elles sont du même ordre de grandeur pour les résolutions 1 km et 500 m mais inférieures pour AROME à 2 et 4 km. On observe donc des noyaux de précipitations de plus en plus intenses pour AROME entre 1 et 4 km (car le cumul est à peu près le même pour une surface qui diminue). Cela traduit sans doute le fait que les résolutions de 2 et 4 km pour AROME (avec une résolution effective de 9 Δx selon Ricard et al. (2013)) se situent



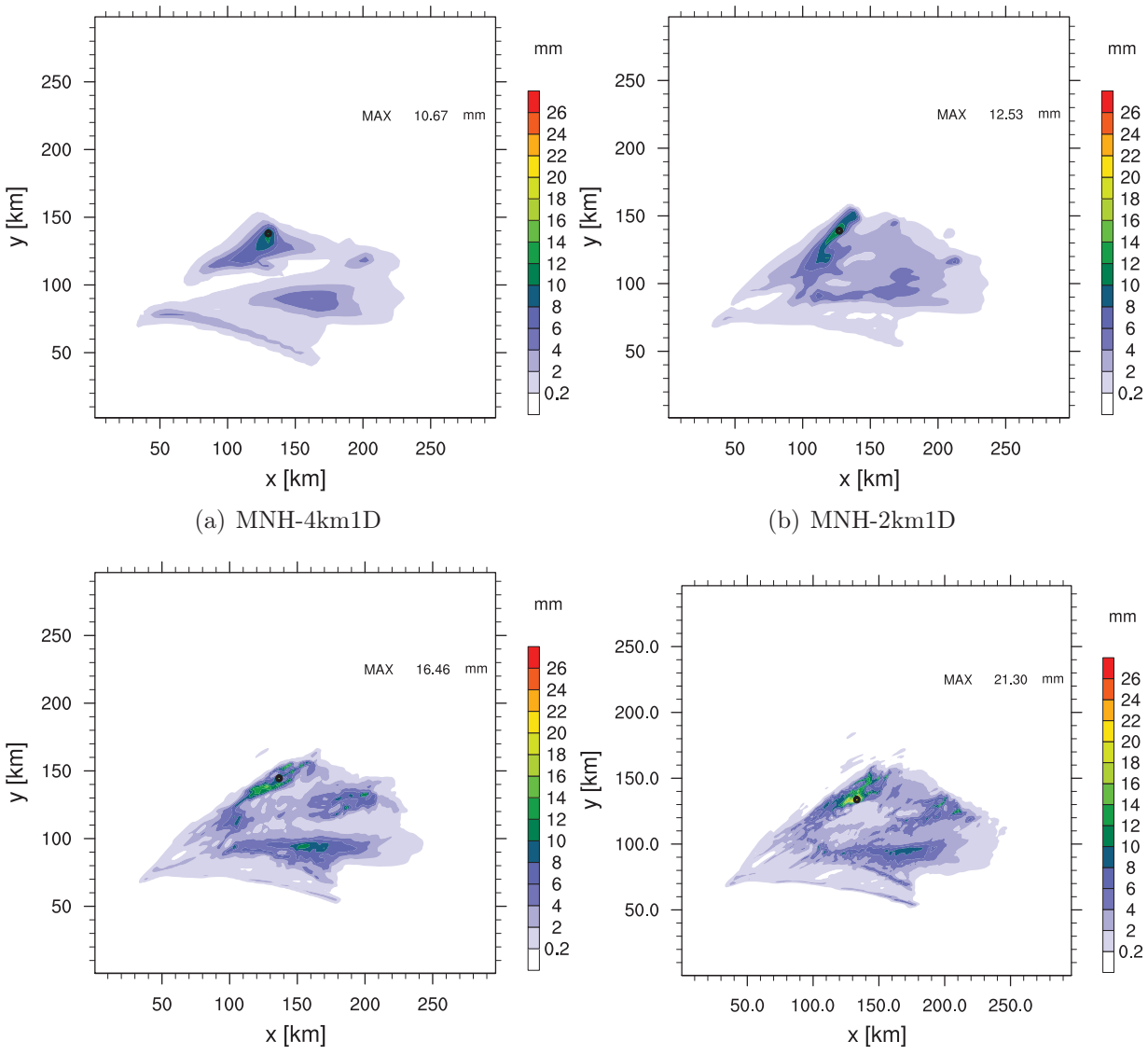
(a) ARO-4km

(b) ARO-2km

(c) ARO-1km

(d) ARO-0.5km

FIGURE 5.1 – Précipitations accumulées au niveau du sol sur 150 min (en mm) simulées avec le modèle AROME pour les résolutions horizontales suivantes : (a) 4 km, (b) 2 km, (c) 1 km et (d) 0.5 km.



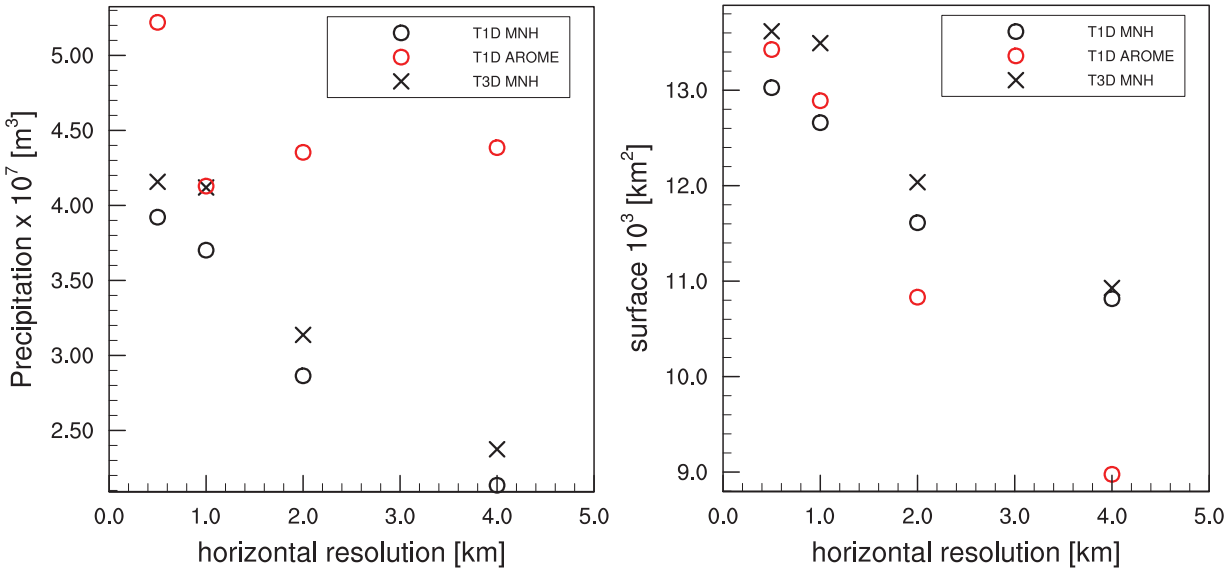
(a) MNH-4km1D

(b) MNH-2km1D

(c) MNH-1km1D

(d) MNH-0.5km1D

FIGURE 5.2 – Précipitations accumulées au niveau du sol sur 150 min (en mm) simulées avec le modèle Méso-NH pour les résolutions horizontales suivantes : (a) 4 km, (b) 2 km, (c) 1 km et (d) 0.5 km.



(a) Cumul (b) Surface

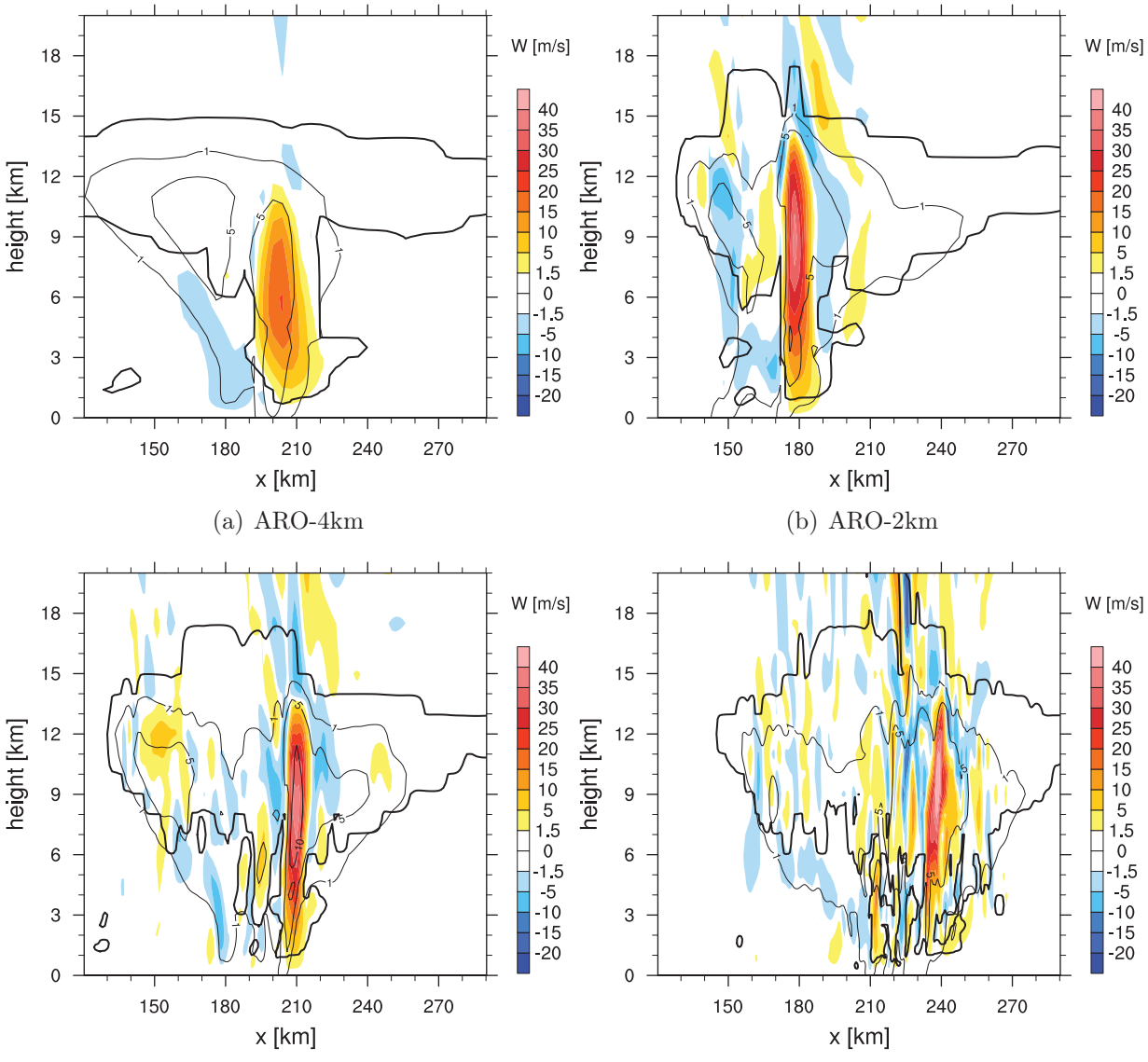
FIGURE 5.3 – Diagnostiques sur les précipitations accumulées au niveau du sol pour Méso-NH et AROME pour une durée de 150 min : a) volume (10^7 m^3) et b) aire couverte par les précipitations (10^3 km^2) en fonction de la résolution horizontale.

sans doute à la limite de la résolution explicite de toutes les cellules convectives. De plus, au sein du système multicellulaire (Fig. 5.4), on distingue clairement l'impact de la résolution sur la structure des ascendances. Lorsque la résolution augmente, l'intensité maximale des ascendances augmente et leur largeur a tendance à devenir plus étroite. A basse résolution, les ascendances ont une largeur d'environ 30 km, qui diminue ensuite respectivement à 15 km pour ARO-2km, puis à environ 10 km pour ARO-1km et ARO-0.5km.

Les mouvements convectifs s'organisent ainsi à une échelle plus grande avec des cellules convectives plus grosses et générant de fortes précipitations sur des zones plus petites.

Sur la figure 5.5, pour les quatre résolutions considérées, on distingue clairement l'ascendance principale de la supercellule. A 4 km, la supercellule est résolue de façon grossière : l'ascendance s'organise à plus grande échelle (sa largeur est d'environ 25 km). Les subsidences compensatoires de part et d'autre du sommet de l'ascendance sont aussi présentes ainsi que les subsidences du RFD. Le mésocyclone représenté par la vorticité supérieure à 0.01 s^{-1} (pointillés noirs) sur la figure 5.5 n'apparaît pas à 4 km. L'aire occupée par les pointillés augmente avec l'augmentation de résolution : cela signifie que le mésocyclone est plus intense à haute résolution car les gradients sont mieux résolus à haute résolution (ce qui induit une vorticité plus forte).

Pour les autres résolutions, la taille de l'ascendance principale reste similaire, autour de 18 km (ce qui est comparable aux résultats obtenus avec le modèle Méso-NH). Il semble donc nécessaire d'avoir une résolution d'au moins 2 km pour résoudre de façon explicite cette ascendance dont la largeur est fortement déterminée par le cisaillement vertical du vent. L'anomalie de pression négative étant proportionnelle au carré de la vorticité verticale, elle est donc plus intense à haute résolution. Cette diminution de pression est à l'origine d'une augmentation du forçage dynamique non linéaire se traduisant par une augmentation de la vitesse verticale maximale (Fig. 5.6).



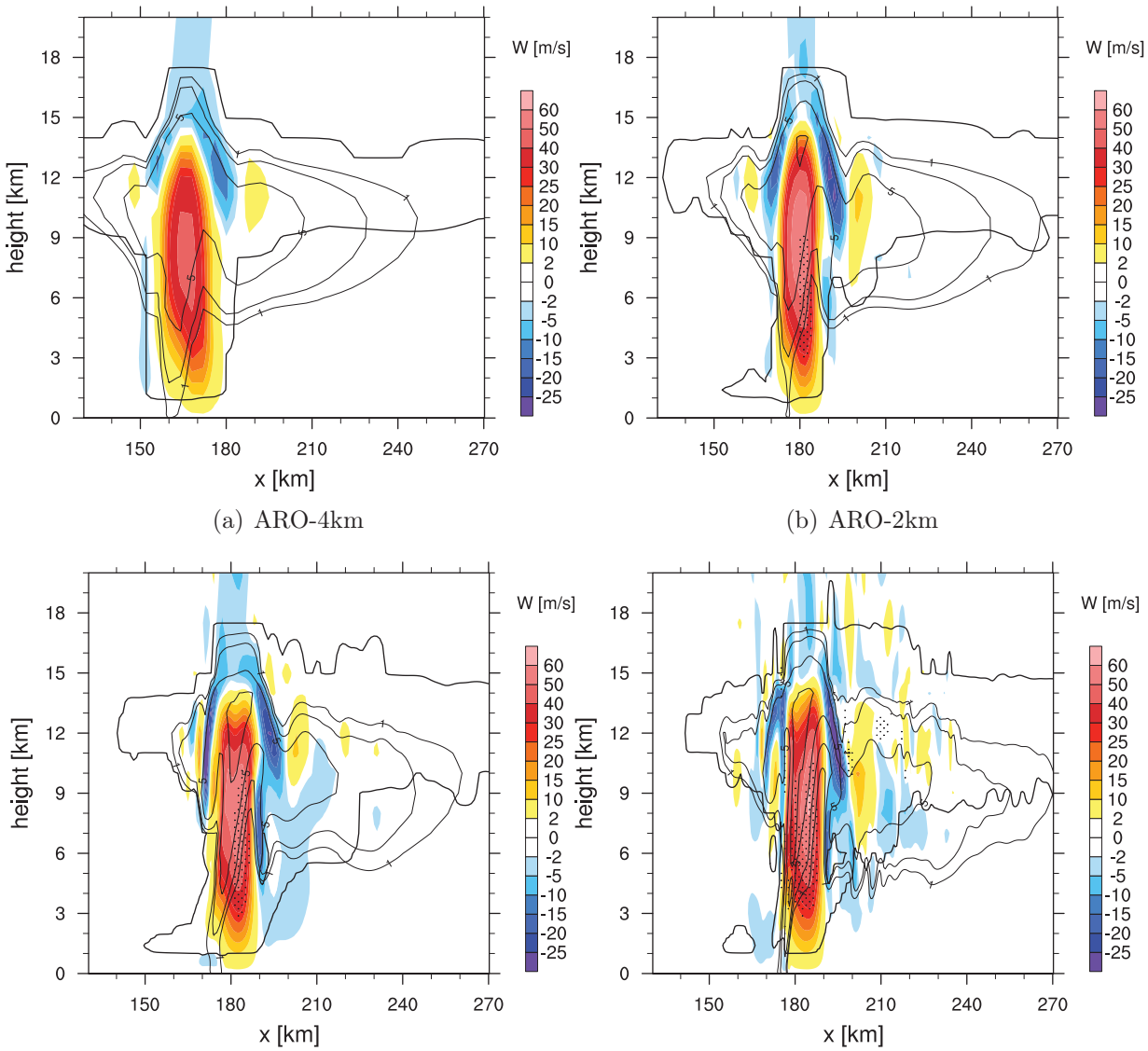
(a) ARO-4km

(b) ARO-2km

(c) ARO-1km

(d) ARO-0.5km

FIGURE 5.4 – Coupes verticales des vitesses verticales (couleurs) simulées par le modèle AROME à travers le système multicellulaire pour (a) 4km (b) 2km (c) 1km et (d) 0.5km. Le contour noir épais ($r_c + r_i = 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) représente le nuage, et les contours noirs fins ($r_r + r_g + r_s = 1$,5 et 10 g/kg) représentent la somme des hydrométéores précipitants.



(a) ARO-4km (b) ARO-2km

(c) ARO-1km (d) ARO-0.5km

FIGURE 5.5 – Coupes verticales des vitesses verticales (couleurs) simulées par le modèle AROME à travers l'ascendance principale de la supercellule pour (a) 4 km, (b) 2 km, (c) 1 km et (d) 0.5 km. Le contour noir épais (10^{-3} $g.kg^{-1}$) représente le nuage ($r_c + r_i$) et les contours noirs fins (1, 2 ,5, 8 et 10 $g.kg^{-1}$) représentent la somme des hydrométéores précipitants ($r_r + r_g + r_s$).

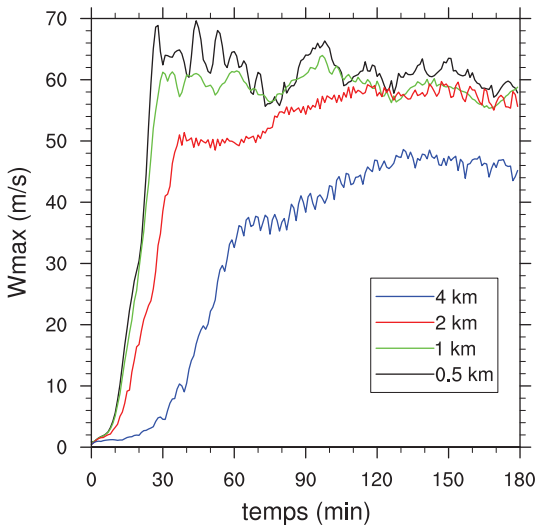
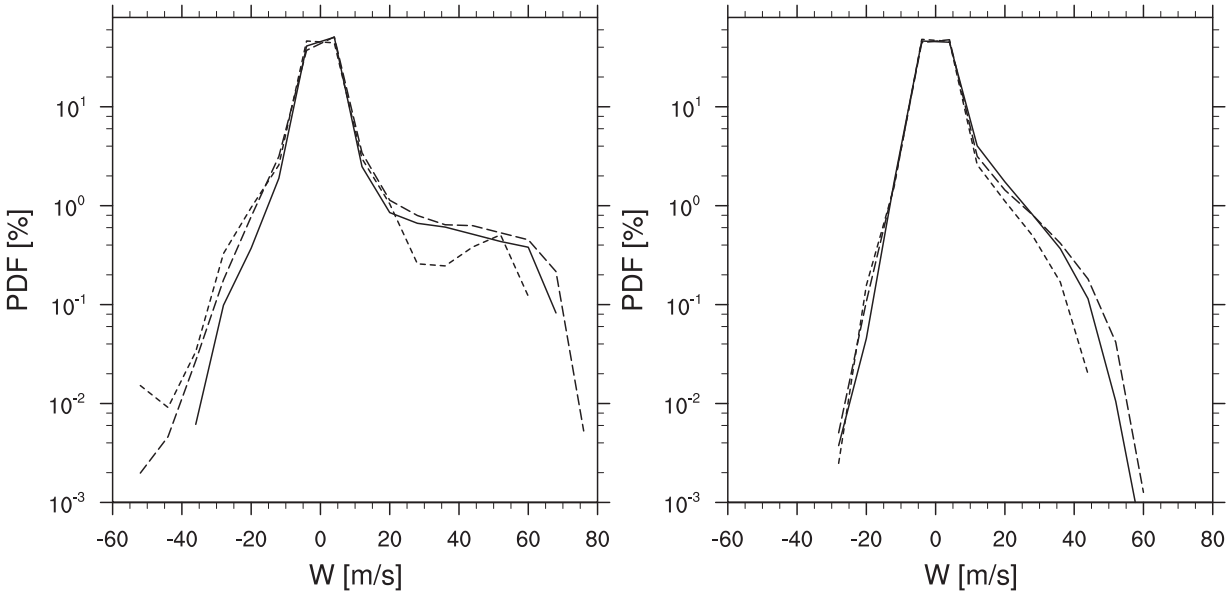


FIGURE 5.6 – Série temporelle des vitesses verticales maximales ($m.s^{-1}$) simulées par le modèle AROME pour différentes résolutions.

La distribution des vitesses verticales montre tout d'abord qu'on retrouve bien, comme pour le modèle Méso-NH, des ascendances et des subsidences plus fortes dans le système supercellulaire comparées à celles du système multicellulaire (Fig. 5.7). Néanmoins, les ascendances issues d'ARO-0.5km sont moins intenses que celles issues de MNH-0.5kmT1D, ceci est dû probablement à une résolution effective plus faible pour ce modèle (Fig. 5.7) avec des effets diffusifs plus importants qui ont tendance à réduire les vitesses verticales. Par contre, les distributions des vitesses subsidences sont assez similaires. Ceci est probablement lié au fait que les rafales convectives descendantes font intervenir des processus thermodynamiques de fonte d'hydrométéores glacés et d'évaporation d'hydrométéores liquides. Ces processus sont certainement plus actifs dans AROME car les hydrométéores sont présents en plus grande quantité (plus de précipitations) et la production d'air froid descendant est sans doute plus intense, ce qui compense les effets plus diffusifs d'AROME.

D'après Fiori et al. (2010), un mésocyclone plus intense peut induire une déviation plus accentuée de la trajectoire de la supercellule. Or malgré une augmentation de la vorticité, les trajectoires ARO-1km et ARO-0.5km sont très proches (Fig. 5.8). La trajectoire de la supercellule est en fait influencée par d'autres éléments. En particulier, le processus de division cellulaire est sensible à la résolution car il est influencé par la chronologie du déclenchement de la convection (initiée par la montée de la bulle chaude) et le phénomène de "spin-up". En revanche, les trajectoires à 2 km et 4 km sont différentes de celles à 500 m et 1 km. Clairement, sur l'évolution temporelle des vitesses verticales maximales (Fig. 5.6), qui est un bon marqueur de l'intensité de l'activité convective, on voit en effet que la convection se déclenche plus tardivement pour les résolutions les plus lâches. Ceci a un impact sur le processus de division de la cellule initiale en deux systèmes avec une trajectoire de la cellule initiale qui remonte plus au nord avant de se scinder en deux. De plus, la chronologie de l'augmentation des vitesses verticales est très similaire pour les simulations ARO-1km et ARO-500m, les processus de division cellulaire sont donc équivalents, ce qui expliquerait que les trajectoires de la supercellule sont très proches malgré une plus forte vorticité pour ARO-500m.



(a) SC (b) MC

FIGURE 5.7 – Densité de probabilité des vitesses verticales simulées avec MNH-T3D (trait continu), MNH-T1D (tiret) et AROME (pointillés) à 9 km au dessus du sol pour a) la supercellule et b) le système multicellulaire.

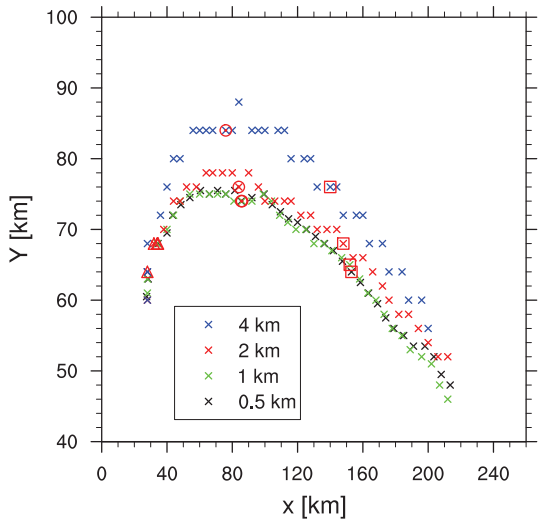
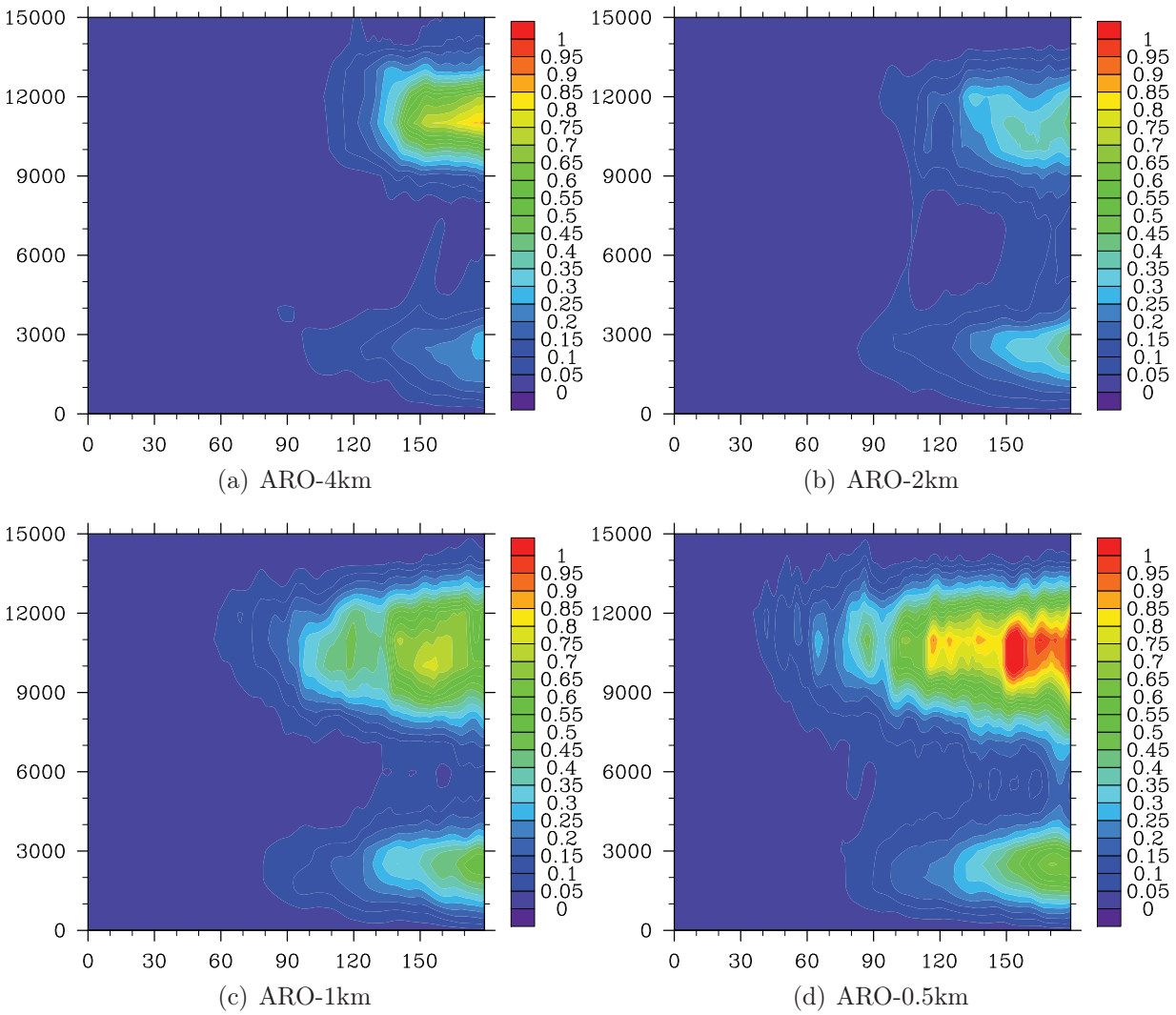


FIGURE 5.8 – Localisation toutes les 5 minutes des vitesses verticales maximales à 5 km d'altitude permettant d'identifier la trajectoire de la supercellule simulée par AROME pour différentes résolutions horizontales.



(a) ARO-4km (b) ARO-2km

(c) ARO-1km (d) ARO-0.5km

FIGURE 5.9 – Diagrammes altitude-temps de l'énergie cinétique turbulente sous maille moyennée pour l'ensemble des systèmes convectifs simulés par AROME pour les différentes résolutions horizontales.

La résolution du modèle a aussi un impact sur la structure spatiale du BWER (Fig. 5.5). En effet, la structure en voûte de la supercellule est identifiable grâce à l'isoligne 1 $g.kg^{-1}$ à droite du maximum de l'ascendance et on constate que son altitude maximale varie suivant la résolution considérée : elle diminue avec une résolution plus lâche.

L'impact de la résolution horizontale sur l'énergie cinétique turbulente sous maille dans les simulations d'AROME est le même que dans celles de Méso-NH (Fig. 5.9). La TKE dans les systèmes convectifs augmente lorsque la résolution augmente. Les maxima de TKE sont situés à la base du nuage et également au niveau de la tropopause où l'on trouve les valeurs les plus élevées vers 10-11 km d'altitude. Il y a donc un déficit de production de TKE à basse résolution lié aux processus thermiques et/ou dynamiques.

5.2.3 Sensibilité au pas de temps avec AROME

L'impact du pas de temps est analysé avec et sans l'activation du SLHD pour une résolution horizontale de 1 km. Le rôle du SLHD est de diffuser les hydrométéores dans le but de diminuer les précipitations au niveau du sol. L'impact du pas de temps sur la répartition spatiale des précipitations est visible sur la figure 5.10. On constate tout d'abord qu'avec l'activation du SLHD, on produit bien moins de précipitations. D'autre part, d'après le tableau 5.2, le cumul total des précipitations est surtout sensible au pas de temps lorsque le SLHD est activé. En effet, le cumul diminue de 43% entre ARO-SLHD-30s et ARO-SLHD-3s alors qu'il ne diminue que de 8% entre ARO-30s et ARO-3s, pour une surface occupée par les précipitations quasiment identique entre les deux simulations (Tab. 5.2 et 5.3). Cela signifie que l'utilisation du SLHD nécessite d'être calibrer selon le pas de temps utilisé.

dt (s)	30s	10s	3s
P ($10^7 m^3$) sans SLHD :	4.06	4.12	3.74
P ($10^7 m^3$) avec SLHD :	3.19	2.10	1.80

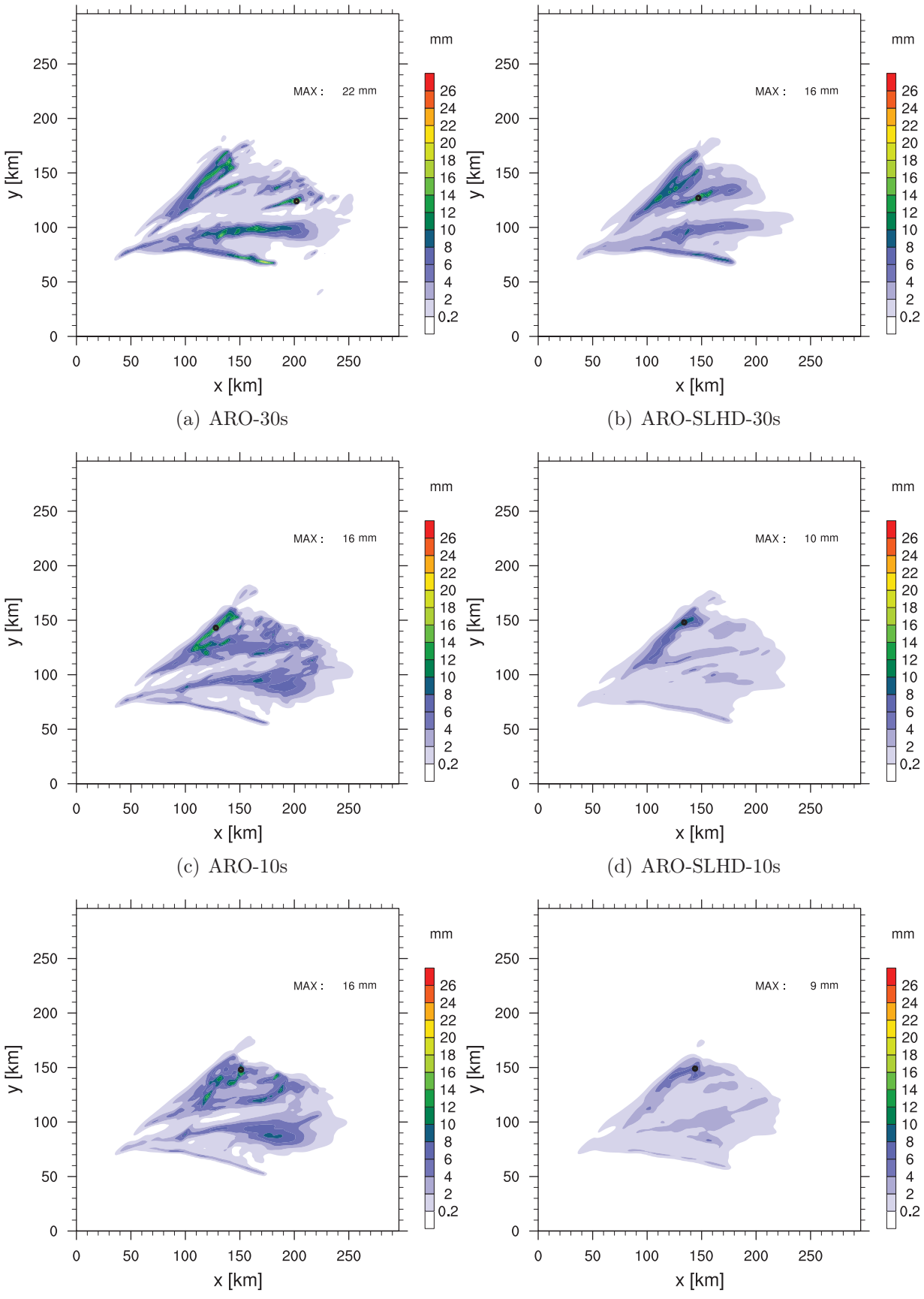
TABLE 5.2 – Cumuls des précipitations (m^3) au sol (150 min) simulées avec AROME sans et avec SHLD pour différents pas de temps.

dt (s)	30s	10s	3s
aire ($10^3 km^2$) sans SLHD :	12.9	12.90	12.70
aire ($10^3 km^2$) avec SLHD :	11.03	11.89	11.09

TABLE 5.3 – Aire recouverte (km^2) par les précipitations au sol à 150 min simulées avec AROME sans et avec SHLD pour différents pas de temps.

La trajectoire de la supercellule est aussi sensible au pas de temps (Fig. 5.11). En effet, un pas de temps de 3 s induit une trajectoire de la supercellule plus incurvée vers le sud. La propagation de la supercellule vers le sud-est est pilotée par la régénération de l'ascendance principale sur son flanc sud-est (Rotunno and Klemp, 1982). Or, l'anomalie de pression visible sur la figure 5.12 est générée par un forçage dynamique linéaire. Cette anomalie est à l'origine d'un gradient vertical de pression induisant une ascendance. Plus l'anomalie est creuse, plus le gradient vertical de pression est fort et plus la trajectoire de la supercellule est incurvée. La diminution du pas de temps renforce l'anomalie de pression (Fig. 5.12, 5.13), ainsi que les vitesses verticales en basses couches et en milieu de troposphère (Fig. 5.12).

On remarque que toutes ces différences sont plus marquées entre 30 et 10 s qu'entre 10 et 3 s, suggérant un début de convergence pour un pas de temps entre 10 et 3 s.



(a) ARO-30s (b) ARO-SLHD-30s

(c) ARO-10s (d) ARO-SLHD-10s

(e) ARO-3s (f) ARO-SLHD-3s

FIGURE 5.10 – Précipitations accumulées au niveau du sol sur 150 min (en mm) simulées avec le modèle AROME à 1 km de résolution sans SLHD (colonne de gauche) et avec SLHD (colonne de droite) pour un pas de temps de haut en bas de 30, 10 et 3 s.

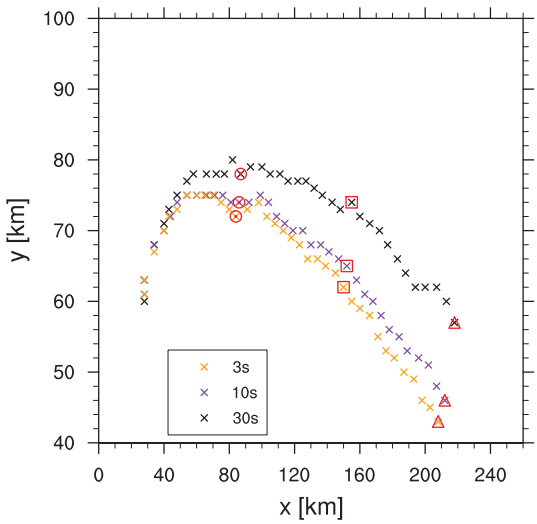
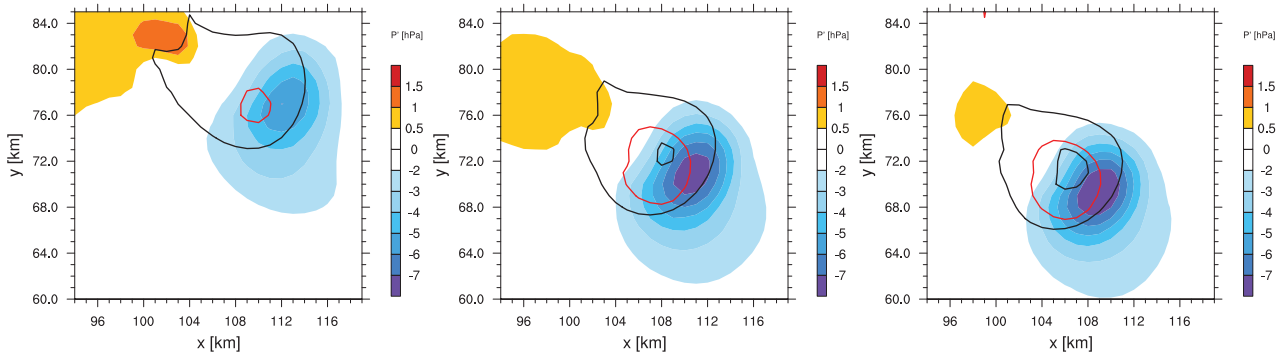


FIGURE 5.11 – Localisation par pas de 5 minutes des vitesses verticales à 5 km d'altitude permettant d'identifier la trajectoire de la supercellule simulée par AROME pour différents pas de temps de la simulation à 1 km de résolution horizontale.

Les vitesses verticales maximales (au coeur de l'ascendance de la supercellule) sont également plus fortes avec un pas de temps plus petit (Fig. 5.14), elles oscillent autour de 62 $m.s^{-1}$ pour un pas de temps de 3 s, 59 $m.s^{-1}$ pour un pas de temps de 10 s et de 50 $m.s^{-1}$ pour un pas de temps de 30 s.

On a donc un effet diffusif plus marqué quand on augmente le pas de temps. Ceci est cohérent avec l'étude de Ricard et al. (2013) qui ont montré une forte sensibilité des spectres d'énergie cinétique au pas de temps liée aux erreurs de troncature temporelle, et à un effet de lissage et d'amortissement des petites structures avec des pas de temps plus grands.



(a) 30s (b) 10s (c) 3s

FIGURE 5.12 – Coupes horizontales de l'anomalie de pression à 5 km au dessus du sol (couleurs) simulées par AROME pour différents pas de temps. Les vitesses verticales sont représentées par les isolignes en noir (10 et 40 m/s) à 5 km au dessus du sol et en rouge (4 m/s) à 700 m au dessus du sol.

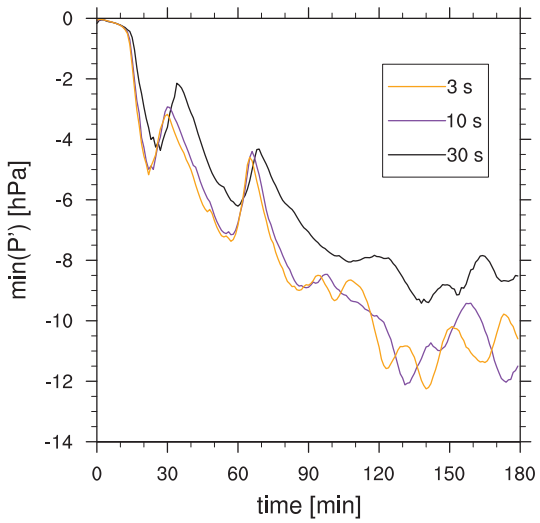


FIGURE 5.13 – Série temporelle du minimum de l'anomalie de pression générée par la supercellule à 5 km au dessus du sol.

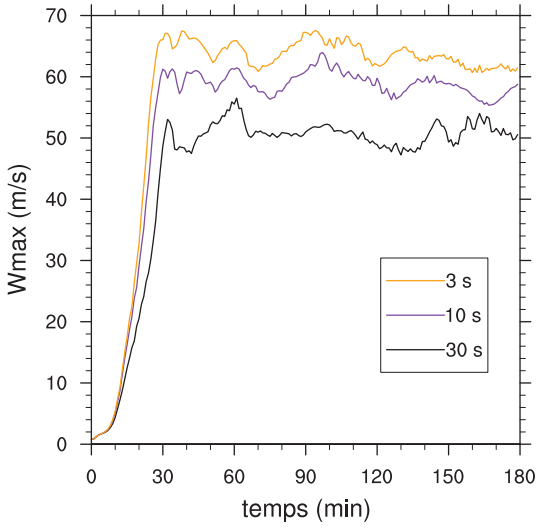


FIGURE 5.14 – Série temporelle des vitesses verticales maximales ($m.s^{-1}$) simulées par le modèle AROME pour différents pas de temps.

5.2.4 Impact de la diffusion spectrale

Lorsque la diffusion spectrale est plus importante, l'énergie cinétique pour les vitesses verticales aux faibles longueurs ondes est plus faible (Fig. 5.15), traduisant un amortissement plus important des toutes petites structures du champ de vent en dessous de la résolution 7 km. Le spectre, calculé sur un domaine centré sur la supercellule, présente un pic d'injection d'énergie autour de 20 km caractéristique de la taille de l'ascendance de la supercellule. On note que la résolution 1 km est capable de représenter une portion du régime inertiel (avec une pente constante de -5/3). Le spectre, calculé sur un domaine centré sur le système multicellulaire, présente un plateau indiquant plutôt une taille caractéristique des circulations associées aux cellules convectives autour de 10 km, la zone inertielle est dans ce cas beaucoup plus restreinte. Comparé à Méso-NH, on constate également que le modèle AROME est bien plus diffusif en

queue de spectre (voir Figure 14 de l'article), du fait des schémas numériques, comme discuté précédemment.

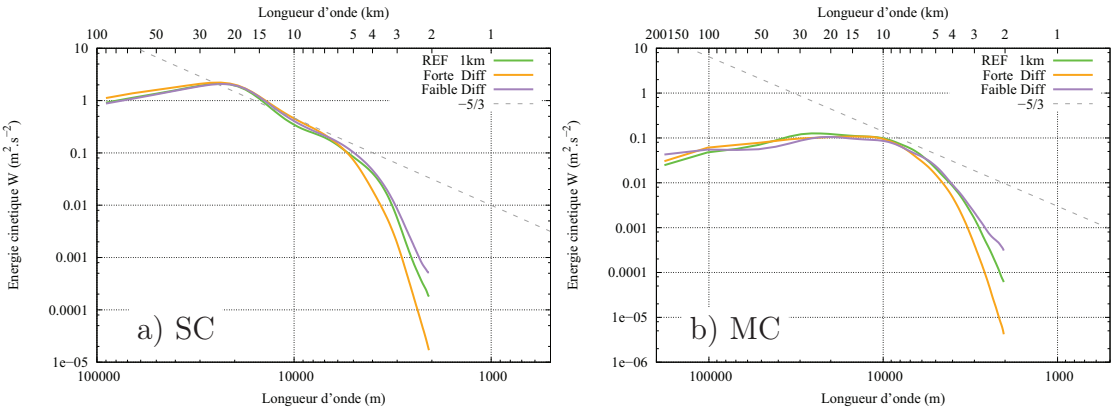


FIGURE 5.15 – Spectres d'énergie cinétique pour les vitesses verticales à 150 min moyennés dans la troposphère libre (3-12 km) pour les simulations ARO-1km (REF), ARO-SD (forte diffusion) et ARO-WD (faible diffusion) pour un domaine centré autour de la supercellule (a) et autour du système multicellulaire (b).

De plus, ARO-SD modélise des plages froides sous orage plus intenses (matérialisées par des températures potentielles virtuelles plus froides) que ARO-WD et ARO-1km, et des ascendances organisées à plus grande échelle à l'avant de la plage froide (Fig. 5.17).

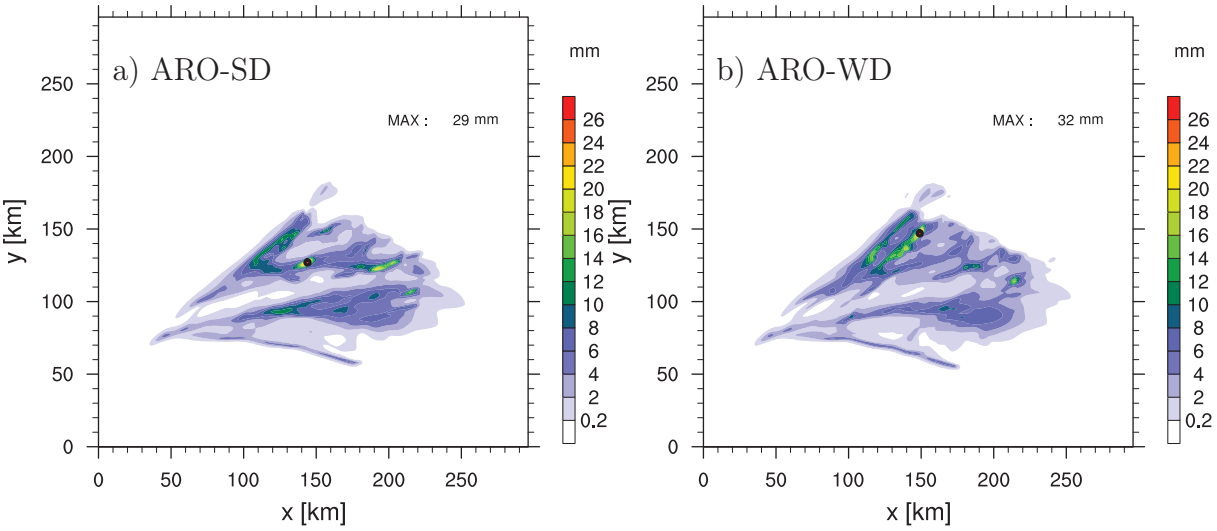
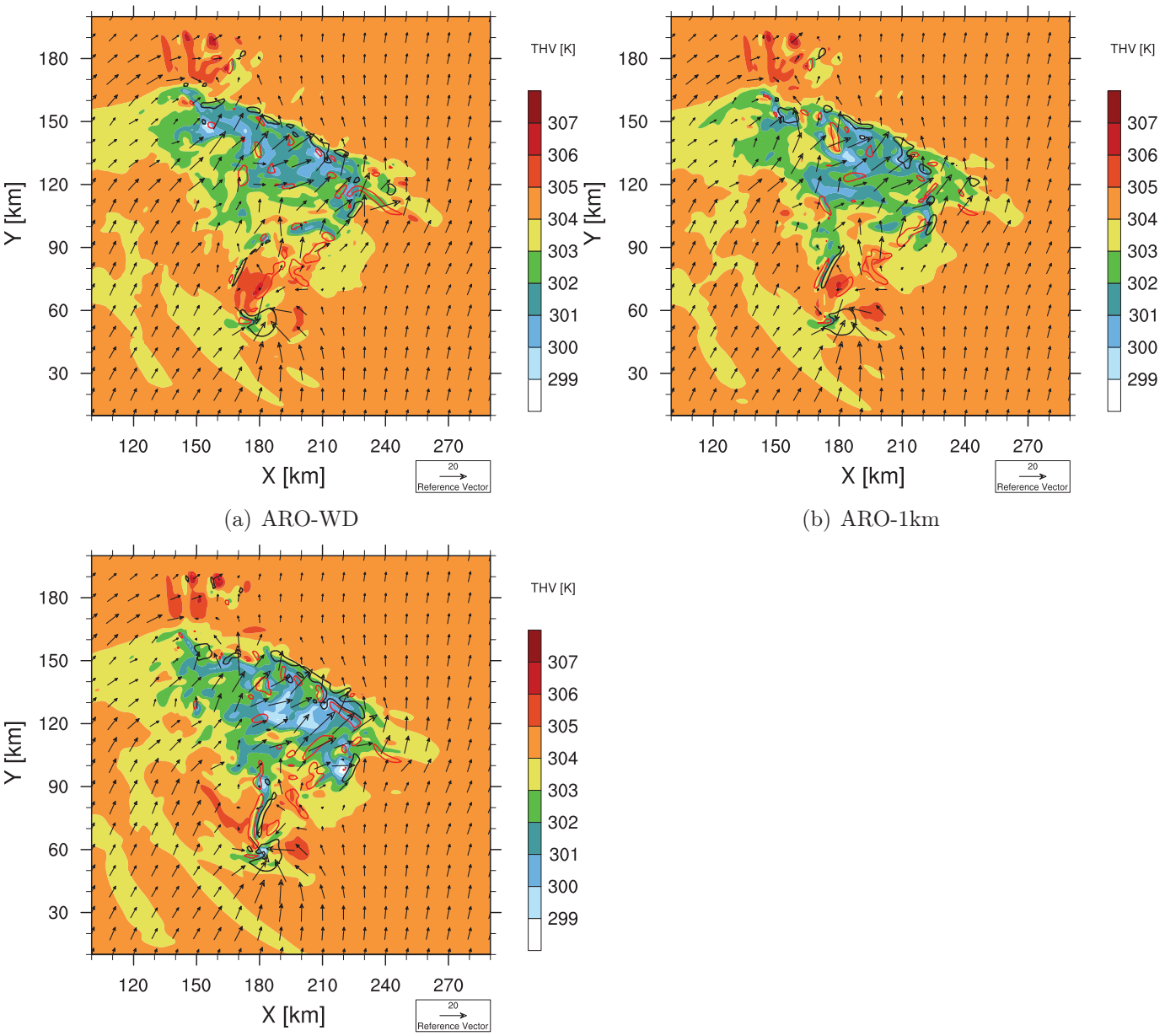


FIGURE 5.16 – Précipitations accumulées au niveau du sol sur 150 min (en mm) simulées par le modèle AROME pour une diffusion spectrale (a) forte ARO-SD et (b) faible ARO-WD.

Par contre, l'impact de la diffusion spectrale sur les précipitations semble assez faible puisque les cumuls des simulations ARO-SD et ARO-WD atteignent respectivement 4.19x10^7 m^3 et 4.32x10^7 m^3 pour une surface de 12.3x10^3 km^2 et de 12.9x10^3 km^2. La répartition spatiale générale des précipitations est assez comparable (Fig. 5.16), mais on distingue de plus fines structures avec une faible diffusion.



(a) ARO-WD

(b) ARO-1km

(c) ARO-SD

FIGURE 5.17 – Coupes horizontales de la température potentielle virtuelle à z = 1 km (couleurs) pour les simulations a) ARO-WD, b) ARO-1km et c) ARO-SD. Les ascendances à 3 ms^{-1} sont représentées par les contours noirs et les subsidences à -2 ms^{-1} par les contours rouges.

5.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons analysé la sensibilité de deux modèles de méso-échelle (AROME et Méso-NH) à la résolution horizontale pour des simulations de systèmes convectifs idéalisés. Même si toutes les simulations parviennent à simuler les deux types de systèmes avec un processus de division cellulaire, les circulations convectives sont clairement sous résolues pour la résolution 4 km avec une ascendance principale trop intense pour la supercellule et seulement quelques cellules pour le système multicellulaire.

La surface couverte par les précipitations augmente avec une résolution plus fine pour Méso-NH et AROME. Le cumul des précipitations issu de Méso-NH suit la même tendance alors que celui issu d'AROME augmente de façon significative uniquement entre 1 km et 500 m. Pour les simulations AROME à plus basse résolution (2 km et 4 km), les cumuls de précipitations sont sensiblement les mêmes, du fait de noyaux de précipitations plus intenses à ces résolutions. Ceci est sans doute lié au manque de conservation du schéma SL d'AROME. En effet, dans les zones de forte convergence de vent, ce qui est le cas pour les cellules convectives intenses, Malardel and Ricard (2014) montrent que le schéma SL a tendance à augmenter de façon artificielle les quantités d'hydrométéores, ce qui mène à de plus forts cumuls de précipitations. Les effets diffusifs sont en effet plus marqués avec le modèle AROME, des structures de plus fines échelle sont discernables sur les simulations analogues de Méso-NH sur les champs de précipitations et de vitesses verticales, la résolution effective étant un peu plus forte pour le modèle Méso-NH. Il serait intéressant de tester le nouveau schéma SL modifié COMAD, présenté dans Malardel et Ricard (2014), qui permet de réduire les précipitations en atténuant ce défaut de conservation.

De façon globale (champ de précipitations, taille des ascendances/subsidences, trajectoires de la supercellule,...), les différences entre les résolutions 2 et 1 km sont plus importantes que les différences entre 1 km et 500 m. Une résolution de 1 km semble donc apporter un plus en terme de résolution explicite de la convection. Ceci a de fortes implications sur la prévision opérationnelle et conforte le choix d'une augmentation de résolution à 1.3 km pour la future version d'AROME. Seity et al. (2014) ont par ailleurs montré que cette résolution kilométrique permettait d'obtenir des tailles de cellules plus proches des observations radar par rapport à la résolution actuelle à 2.5 km.

La sensibilité au pas de temps avec le modèle AROME révèle une forte dépendance si la diffusion en point de grille est activée, soulignant la nécessité de régler cette diffusion en fonction du pas de temps. De plus, un pas de temps plus grand induit un amortissement des plus petites structures, ce qui a un impact sur l'intensité des ascendances et également sur la trajectoire de la supercellule. Ainsi à 1 km de résolution, un pas de temps de 30 s montre une forte diffusion. Or, la version opérationnelle d'AROME à 1.3 km au premier semestre 2015 utilisera un pas de temps de 50 s. Des études sont à envisager pour évaluer plus finement l'impact de ce long pas de temps sur les systèmes convectifs dans un contexte de prévision opérationnelle. Une forte diffusion spectrale a également un impact sur la représentation des plus fines structures convectives avec un renforcement des plages froides sous orage.

Une étude de sensibilité au schéma de turbulence (version 3D versus version 1D) a aussi été réalisée avec le modèle Méso-NH. Les simulations avec une turbulence 3D génèrent plus de mélange turbulent et amplifient les processus microphysiques en produisant plus de nuages et de précipitations. Le schéma T3D induit également une anomalie de pression en moyenne troposphère plus forte sur le flanc sud-est de la supercellule, en renforçant le gradient vertical de pression et la régénération de l'ascendance principale sur le côté droit de la supercellule. Ceci a pour conséquence d'accentuer la courbure de sa trajectoire vers le sud en renforçant le forçage dynamique linéaire. La prise en compte des gradients horizontaux avec le schéma T3D entraîne une production plus importante de TKE, avec une réduction de l'intensité des ascendances et

des subsidences. A 500 m de résolution, les effets diffusifs sont insuffisants avec T1D. Comme l'énergie s'accumule en queue de spectre, il y a aussi une perte de variance à plus grande échelle. Ces effets sont encore plus accentués sans schéma de turbulence. L'utilisation d'une diffusion numérique plus forte pour compenser l'insuffisance de mélange du schéma T1D améliore les petites échelles en réduisant la variance en queue de spectre, mais le déficit de variance demeure à plus grande échelle et le mélange physique est diminué, car la diffusion numérique lisse les gradients. L'utilisation d'une diffusion numérique plus forte que la valeur nécessaire pour amortir les ondes en 2 Δx devrait donc être déconseillée car le mélange créé numériquement ne produit pas les même effets que le mélange physique, basé sur des schémas de turbulence. Par ailleurs, les valeurs de TKE sont du même ordre, dans les simulations à 4 km de résolution, entre les schémas T1D et T3D, ce qui suggère que l'utilisation d'une turbulence 1D est suffisante à cette résolution pour les nuages convectifs profonds (même si elle n'est pas satisfaisante). Mais, ceci n'est plus vrai à plus fine résolution comme les différences entre les deux schémas deviennent plus grandes. Ceci suggère qu'un schéma de turbulence 3D pourrait être nécessaire dès une résolution de 2 km. C'est un point important pour les modèles de prévision à méso-échelle qui utilisent, pour la plupart, un schéma T1D. L'augmentation en résolution des modèles opérationnels en dessous du kilomètre nécessitera d'investiguer plus sur la turbulence 3D que sur la diffusion numérique. Pour AROME, il s'agira de décloisonner la physique en colonne, telle qu'utilisée actuellement.

Le ratio entre l'énergie cinétique turbulente résolue et totale diminue avec l'augmentation de résolution horizontale pour Méso-NH comme pour AROME, ce qui n'est pas satisfaisant puisque la proportion de turbulence résolue doit être plus élevée à haute résolution. A basse résolution, les gradients sont pauvrement résolus, ce qui conduit à un déficit de production de TKE et montre la limite de la paramétrisation actuelle dans les nuages convectifs. Ce déficit de mélange physique à basse résolution contribue probablement à la surestimation des ascendances pour les simulations à 1 km et 2 km de résolution.

La turbulence 3D au sein des nuages convectifs a aussi été étudiée en terme de bilan pour la simulation à 500 m de résolution. La TKE est essentiellement produite par les processus dynamiques et localisée dans les zones de forts gradients de vent, tandis que la production thermique est majoritairement négative. Peu de TKE est simulée aux bords du nuage, ce qui suggère que l'entraînement d'air sec à l'interface entre le nuage et l'environnement n'est pas suffisamment représenté par la paramétrisation de la turbulence, même à 500 m de résolution.

Au cours de cette étude, nous avons ainsi mis en évidence les défauts du schéma de turbulence dans les nuages convectifs. Des études supplémentaires sont nécessaires pour comprendre ces déficiences aux échelles intermédiaires. Pour cela, nous allons maintenant réaliser, avec le modèle Méso-NH, une simulation LES de nuages convectifs, avec une résolution de 50 m, qui nous servira de simulation de référence pour caractériser les flux turbulents à l'intérieur et sur les bords d'un cumulonimbus. Ainsi, l'évaluation du schéma actuel de turbulence sera approfondie dans le chapitre suivant, et des alternatives seront testées par la suite pour améliorer la représentation des processus turbulents au sein des nuages.

Chapitre 6

Simulations LES de nuages convectifs

Afin de caractériser les flux turbulents au sein de nuages convectifs, une simulation LES de référence a été réalisée à très fine résolution. L'analyse de cette simulation de référence est présentée dans ce chapitre, selon la méthodologie suivante. A partir des champs de la LES moyennés par pavés à différentes résolutions horizontales de l'ordre du kilomètre (2 puis 1 et 0.5 km), des variances et covariances sont calculées à chaque niveau vertical afin de déterminer les flux turbulents de référence. Ensuite, les champs moyennés sont utilisés directement par les paramétrisations. La comparaison de ces flux diagnostiques aux flux de référence permet une première évaluation des paramétrisations, qui sera complétée au chapitre suivant par les simulations à l'échelle kilométrique, utilisant intégralement les paramétrisations. On parlera de cette première évaluation comme d'une évaluation "off-line" ou diagnostique, et la seconde comme d'une évaluation "on-line".

6.1 Présentation de la simulation LES de référence

6.1.1 Cadre expérimental

Dans cette étude, des simulations idéalisées de convection profonde sont réalisées à très fine résolution à l'aide du modèle Méso-NH. Le schéma microphysique mixte à un moment ICE3 est utilisé (Pinty and Jabouille, 1998), ainsi que le schéma de turbulence (Redelsperger and Sommeria, 1986; Cuxart et al., 2000) en mode 3D avec la longueur de mélange de Deardorff (1980b). Les schémas de rayonnement et de convection peu profonde sont désactivés. Il n'y a pas de relief, la surface est idéalisée et on ne prend pas en compte la force de Coriolis.

Tout d'abord, une simulation de résolution horizontale de 200 m est réalisée, notée S200m. Les niveaux verticaux sont espacés de 50 m du sol jusqu'à 13 km d'altitude, puis l'espacement entre les niveaux verticaux augmente progressivement jusqu'à 19 km. Le domaine horizontal est un carré de 120 km x 120 km (600 pts x 600 pts).
Les conditions initiales sont issues des profils analytiques de température potentielle et d'humidité (Fig. 6.1a, b) de Weisman and Klemp (1984) et correspondent à un environnement conditionnellement instable. Le cisaillement de vent a été défini afin que les systèmes convectifs se

propagent lentement (Fig. 6.1 c) : il s'agit en effet d'un vent de sud près de la surface, qui s'intensifie en s'orientant progressivement à l'ouest jusqu'à 6 km, pour rester constant en direction et en intensité au dessus.

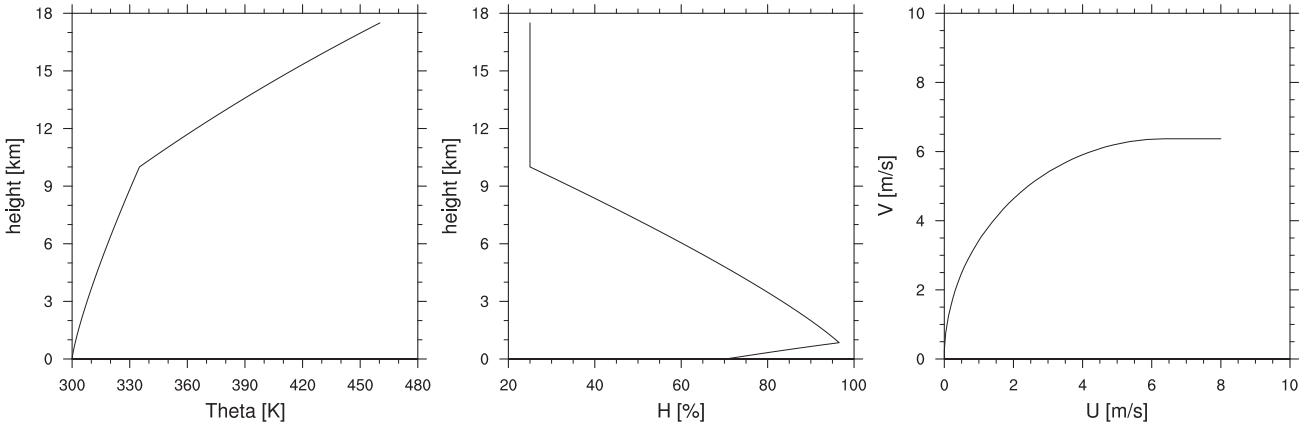
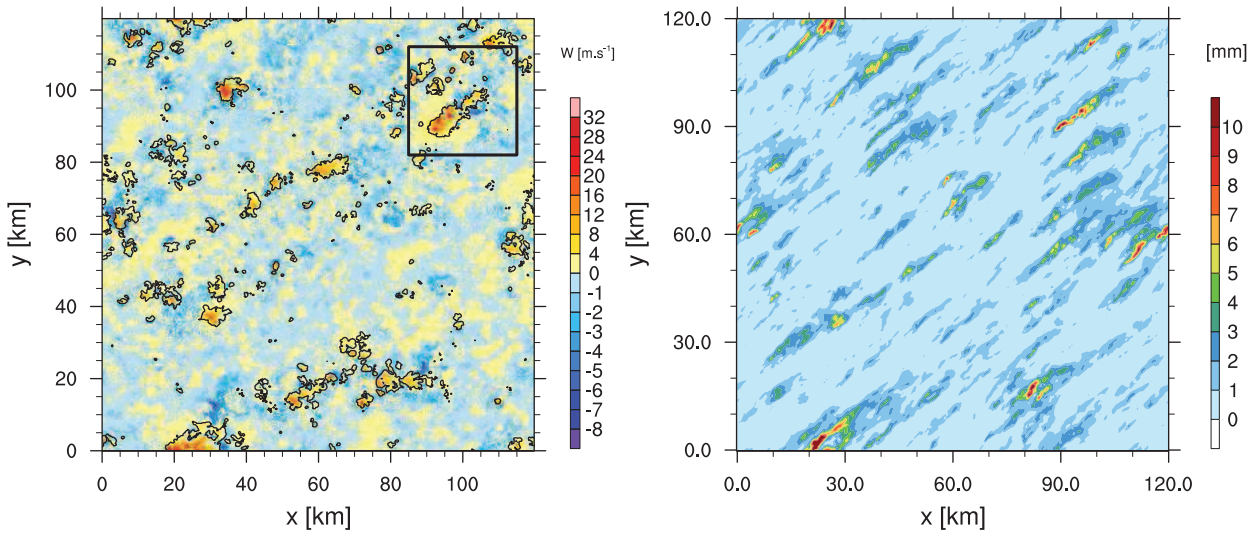


FIGURE 6.1 – Les conditions initiales de la simulation S200m : a) profil de la température potentielle, b) profil de l'humidité relative. c) hodographe du vent. Au dessus de 6 km d'altitude, U et V sont constants (respectivement 8 et 6 $m.s^{-1}$).

Pour déclencher la convection, des flux de chaleur sensible et latente sont imposés en surface avec les valeurs respectivement de 200 et 350 W/m^2. La longueur de rugosité utilisée est de 0.035 m. Cette simulation est intégrée sur 165 min et les conditions aux limites latérales sont cycliques.



(a) W ($m.s^{-1}$) (b) Précipitations (mm)

FIGURE 6.2 – Coupe horizontale à t=175 min a) des vitesses verticales à 6 km au dessus du sol et des cellules nuageuses ($r_i + r_c = 10^{-3}$ $g.kg^{-1}$), et b) des précipitations cumulées au sol issues de la simulation S200m. Le rectangle noir sur la figure a) représente le domaine de la simulation SREF.

Des systèmes convectifs profonds sont générés dans S200m. Leur organisation est pilotée en partie par le cisaillement avec des cellules convectives de différentes tailles étirées dans la direction SW-NE. Les précipitations cumulées depuis le début de la simulation (Fig. 6.2a) montrent

l'impact du cisaillement du vent sur l'organisation de la convection avec des structures orientées du sud-ouest vers le nord-est à 6 km d'altitude (Fig.6.2a).

Nous avons sélectionné un nuage convectif bien développé dans cette simulation afin de réaliser une simulation LES de ce nuage. Pour cela, à t=165 min, un modèle fils d'une résolution horizontale de 50 m, centré sur ce système convectif (encadré noir sur Fig. 6.2a), est intégré sur 30 min, en interaction unidirectionnelle avec le modèle père à 200 m de résolution. Le domaine du modèle fils, suffisamment grand pour contenir un orage au stade mature, est un carré de 30 km x 30 km (600 pts x 600 pts). Cette simulation représente la simulation LES de référence (SREF). Le nuage selectionné est suffisamment étendu pour ne pas être considéré entièrement sous-maille à une résolution de l'ordre du kilomètre (Fig. 6.3). De plus, pour que SREF soit considérée comme une simulation LES, il est nécessaire d'avoir suffisamment de points à l'intérieur du nuage afin que les tourbillons les plus énergétiques soient bien résolus par le modèle.

6.1.2 Description du système convectif simulé

Les structures horizontales des vitesses verticales des systèmes convectifs se développant dans la zone sélectionnée dans la simulation S200m (encadré noir 6.2a) sont aussi identifiables dans la simulation de référence (Fig. 6.3a).

La figure 6.4 représente des coupes verticales du système convectif simulé à 50 m de résolution à 175 min (soit 10 min après le début de la simulation à 2 modèles imbriqués) suivant l'axe représenté sur la figure 6.3(b). Le système s'étend verticalement sur toute la troposphère, de 1 km jusqu'à 12 km d'altitude. A cette échéance, la largeur de l'ascendance de l'orage est de quelques kilomètres (4-6 km). On remarque que des structures de plus fine échelle se sont développées dans la simulation LES avec un contour nuageux plus découpé.

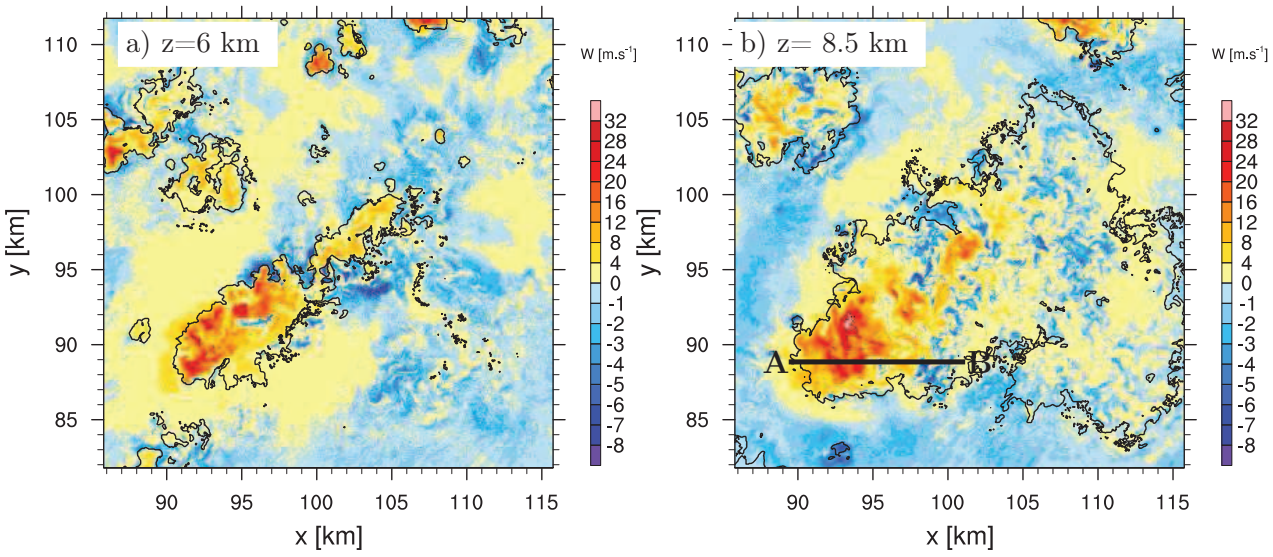
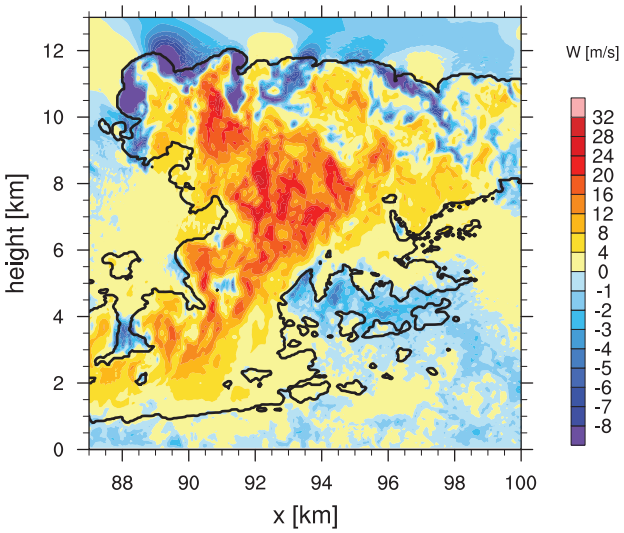
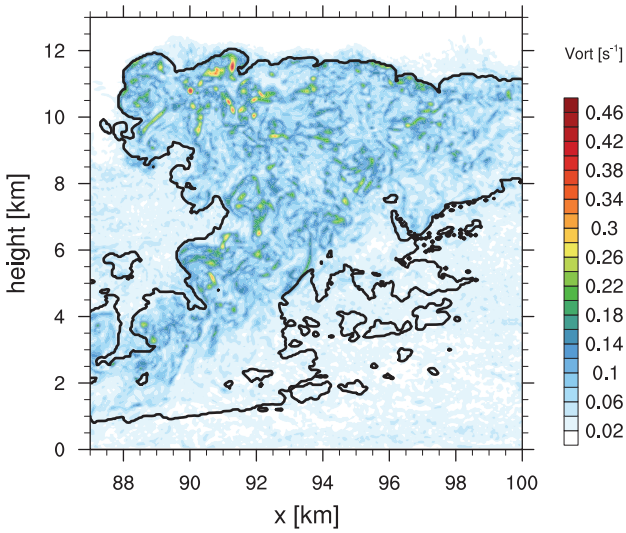


FIGURE 6.3 – Coupe horizontale des vitesse verticales et du coutour nuageux ($r_i + r_c = 10^{-3}$ $g.kg^{-1}$) à a) 6 km et b) 8.5 km au dessus du sol à t=175 min pour la simulation de référence SREF.

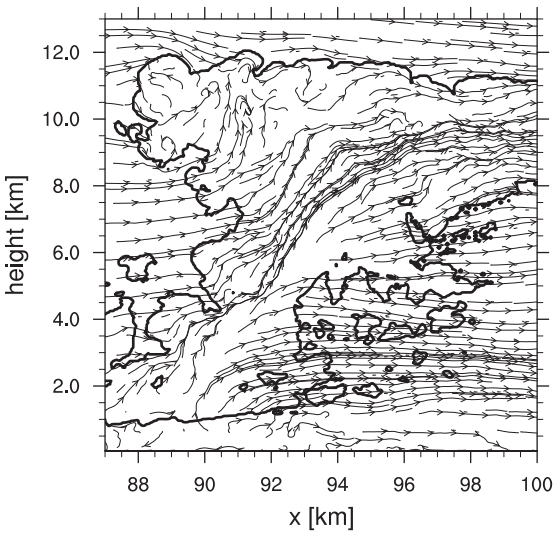
Les valeurs des plus fortes ascendances se situent vers 8 km d'altitude dépassant les 24 $m.s^{-1}$. Au sommet du nuage, de fortes subsidences sont présentes, problablement liées à des instabilités hydrodynamiques et thermodynamiques, résultant de l'entraînement d'air sec à l'intérieur du nuage, qui interagit avec les hydrométéores. Les fortes valeurs de la vorticité sur la figure 6.4(b) permettent de localiser les structures turbulentes au sein du nuage convectif. Les lignes de courant (Fig.6.4(c)) mettent en évidence des structures tourbillonnaires, dont les plus grosses atteignent 2 kilomètres d'extension spatiale au sommet du nuage. De plus, l'amplitude de la TKE est faible (Fig.6.4(d)) puisque les tourbillons les plus énergétiques sont résolus. Cette simulation permet d'obtenir un cumulonimbus bien développé, qui semble réaliste, avec de nombreuses protubérances (en forme de choux fleurs).



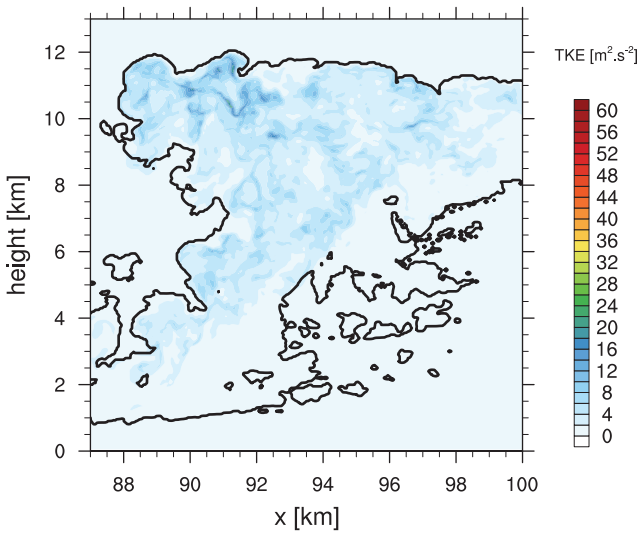
(a) W ($m.s^{-1}$)



(b) Module de la vorticité (s^{-1})



(c) lignes de courant



(d) TKE ($m^2.s^{-2}$)

FIGURE 6.4 – Coupes verticales à travers le système convectif suivant l'axe AB sur la figure 6.3b pour SREF : a) des vitesses verticales ($m.s^{-1}$) à t=175 min, b) du module de la vorticité (s^{-1}), c) des lignes de courant et d) de la TKE. Le contour noir représente le bord du nuage ($r_c + r_i = 10^{-3}\ g.kg^{-1}$).

Cette simulation de référence va maintenant être utilisée pour caractériser les flux turbulents (variance et covariance) des variables dynamiques et thermodynamiques. La méthodologie est présentée dans la section suivante. Nous choisirons l'instant $t = 175min$, représentatif d'un système convectif profond bien développé, comme instant de référence de la LES, pour mener l'ensemble des calculs et de l'analyse.

6.2 Elaboration des champs à la résolution Δx

La simulation de référence à très fine résolution est utilisée pour caractériser les flux turbulents de référence au sein du nuage convectif à une échelle plus grossière Δx. Les champs moyens de U, V, W, θ_l et de la somme des rapports de mélange des espèces non précipitante (r_{np}) sont calculés à différentes résolutions horizontales : 2 km, 1 km et 0.5 km. Tout d'abord, le choix de la méthodologie retenue pour le calcul de la moyenne est discuté. Ensuite, à partir de ces champs moyens, des variances et covariances sont calculées aux différentes résolutions Δx et à chaque niveau vertical du modèle LES. Ces grandeurs seront utilisées par la suite comme flux turbulents de référence au sein du nuage convectif. Enfin, différents jeux de paramétrisations sont utilisés pour calculer les flux turbulents à partir des champs moyens de référence à Δx. L'évaluation se fait par comparaison des flux turbulents aux flux de référence obtenus précédemment.

6.2.1 Choix de la moyenne

Les moyennes des différents champs à Δx sont calculées à chaque niveau vertical (tous les 50 m) par deux méthodes différentes : la moyenne par pavés et la moyenne gaussienne.

Tout d'abord, nous présentons la méthode générale permettant de séparer le flux turbulent résolu à la résolution Δx du flux sous-maille. Soit a et b, deux variables de sorties de SREF et $f^{a'b'}$ le flux turbulent sous-maille de SREF. Le champ a est une variable à la résolution Δ_{LES}. L'opérateur moyenne, noté <a>, représente la moyenne de a sur tout le domaine et $\overline{a}^{\Delta x}$ la moyenne de a à la résolution Δx. Le flux turbulent des deux variables peut s'écrire :

$$< a'b' > = \underbrace{< (a- < a >)(b- < b >) >}_{<a'b'>^{R(\Delta_{LES})}} + \underbrace{< f^{a'b'} >}_{<a'b'>^{S(\Delta_{LES})}}$$

$$< a'b' > =< (a- < a > -\overline{a}^{\Delta x} + \overline{a}^{\Delta x})(b- < b > -\overline{b}^{\Delta x} + \overline{b}^{\Delta x}) > + < f^{a'b'} >$$

$$< a'b' > = \underbrace{< (\overline{a}^{\Delta x}- < a >)(\overline{b}^{\Delta x}- < b >) >}_{<a'b'>^{R(\Delta x)}}$$
$$+ \underbrace{< (a - \overline{a}^{\Delta x})(b - \overline{b}^{\Delta x}) > + < f^{a'b'} >}_{<a'b'>^{S(\Delta x)}}$$
$$+ \underbrace{< (\overline{a}^{\Delta x}- < a >)(b - \overline{b}^{\Delta x}) > + < (a - \overline{a}^{\Delta x})(\overline{b}^{\Delta x}- < b >) >}_{<a'b'>^{Supp(\Delta x)}}$$

La somme du flux turbulent résolu ($< a'b' >^{R(\Delta_{LES})}$) et sous-maille ($< a'b' >^{S(\Delta_{LES})}$) issus de la simulation LES est égale à la somme de trois termes : le flux résolu ($< a'b' >^{R(\Delta x)}$) et sous-

maille ($< a'b' >^{S(\Delta x)}$) à la résolution Δx, et un terme supplémentaire ($< a'b' >^{Supp(\Delta x)}$) composé de termes sous-maille à Δx et de termes résolus à Δx.

Le flux $< a'b' >^{S(\Delta x)}$ peut être perçu de deux manières différentes. Tout d'abord, ce flux représente la variabilité qui est inférieure à l'échelle Δx. Ce flux représente aussi la turbulence résolue par la simulation LES jusqu'aux échelles Δx. Les deux paragraphes suivants présentent des méthodes pour le calcul de la moyenne des champs à Δx pour le calcul des flux $< a'b' >^{S(\Delta x)}$.

Moyenne par pavés

La figure 6.5 présente une coupe horizontale du maillage de la LES et du maillage à la résolution Δx. L'indice d fait référence au $d^{\text{ième}}$ sous-domaine et l'indice q au $q^{\text{ième}}$ point de grille de la LES dans le $d^{\text{ième}}$ sous domaine. Les variables Q et D représentent respectivement le nombre total de mailles LES dans une maille à Δx et le nombre total de mailles Δx dans le domaine LES. Le nombre total de mailles LES dans le domaine LES est donc D x Q. La moyenne par pavés d'une variable a est notée $\overline{a_d}^{\Delta x}$ et la moyenne sur le domaine est égale à :

$$< a > = \frac{1}{D} \sum_d \frac{1}{Q} \sum_q a_{dq} \text{ avec } \frac{1}{Q} \sum_q a_{dq} = \overline{a_d}^{\Delta x} \tag{6.1}$$

On a donc :

$$< a > = \frac{1}{D} \sum_d \overline{a_d}^{\Delta x} =< \overline{a}^{\Delta x} > \tag{6.2}$$

Ces moyennes sont ensuite utilisées pour calculer des variances et covariances afin de déterminer les flux turbulents de référence.

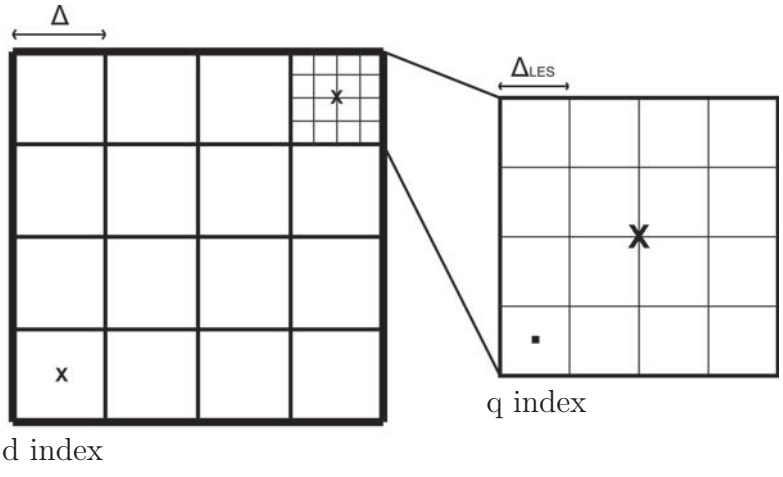


FIGURE 6.5 – Domaine LES à la résolution Δ_{LES}, auquel se superpose un maillage horizontal à la résolution Δx (d'après Dorrestijn et al. (2013), Shin and Hong (2013)).

A partir de ce formalisme, l'expression du flux sous-maille $<\overline{a'b'}^{S(\Delta x)}_{ref}>$ est de la forme :

$$
\begin{aligned}
< a'b' >^{S(\Delta x)}_{ref} &=< (a-\overline{a}^{\Delta x})(b-\overline{b}^{\Delta x}) > + < f^{a'b'} > \\
< a'b' >^{S(\Delta x)}_{ref} &= \frac{1}{DQ}\sum_d\sum_q (a_{dq}-\overline{a}^{\Delta x}_d)(b_{dq}-\overline{b}^{\Delta x}_d) + \frac{1}{DQ}\sum_d\sum_q f^{a'b'}_{dq} \\
< a'b' >^{S(\Delta x)}_{ref} &= \frac{1}{D}\sum_d \overline{(a-\overline{a}^{\Delta x}_d)(b-\overline{b}^{\Delta x}_d)}^{\Delta x} + \frac{1}{D}\sum_d f^{\overline{a'b'}^{\Delta x}}_d \\
< a'b' >^{S(\Delta x)}_{ref} &=< \overline{(a-\overline{a}^{\Delta x})(b-\overline{b}^{\Delta x})}^{\Delta x} > + < \overline{f^{a'b'}}^{\Delta x} >
\end{aligned}
$$

et le terme supplémentaire s'annule en devenant :

$$
\begin{aligned}
< a'b' >^{Supp(\Delta x)} &= \frac{1}{DQ}\sum_d\sum_q (\overline{a}^{\Delta x}_d - < a >)(b_{dq}-\overline{b}^{\Delta x}_d) + \frac{1}{DQ}\sum_d\sum_q (a_{dq}-\overline{a}^{\Delta x}_d)(\overline{b}^{\Delta x}_d - < b >) \\
< a'b' >^{Supp(\Delta x)} &= \frac{1}{DQ}\sum_d\sum_q (\overline{a}^{\Delta x}_d b_{dq} - \overline{a}^{\Delta x}_d\overline{b}^{\Delta x}_d - < a > b_{dq} + < a > \overline{b}^{\Delta x}_d \\
&\quad + a_{dq}\overline{b}^{\Delta x}_d - a_{dq} < b > - \overline{a}^{\Delta x}_d\overline{b}^{\Delta x}_d + \overline{a}^{\Delta x}_d < b >) \\
< a'b' >^{Supp(\Delta x)} &= \frac{1}{D}\sum_d (\overline{a}^{\Delta x}_d\overline{b}^{\Delta x}_d - \overline{a}^{\Delta x}_d\overline{b}^{\Delta x}_d - < a > \overline{b}^{\Delta x}_d + < a > \overline{b}^{\Delta x}_d \\
&\quad + \overline{a}^{\Delta x}_d\overline{b}^{\Delta x}_d - \overline{a}^{\Delta x}_d < b > - \overline{a}^{\Delta x}_d\overline{b}^{\Delta x}_d + \overline{a}^{\Delta x}_d < b >) \\
< a'b' >^{Supp(\Delta x)} &= 0
\end{aligned}
\tag{6.3}
$$

Moyenne gaussienne

Le champ moyen d'une variable peut aussi se déterminer à l'aide d'un filtre gaussien (Pope, 2000; Moeng et al., 2010). Ce filtre a une distribution gaussienne de moyenne zéro et de variance $\sigma^2 = \Delta x/12$, avec l'expression suivante :

$$
G(x-\eta, y-\zeta)_\Delta x = \frac{6}{\pi\Delta^2 x} e^{-6[(x-\eta)^2+(y-\zeta)^2]/\Delta^2 x} \tag{6.4}
$$

La variable a(x,y) moyennée par le filtre gaussien est donc :

$$
\widetilde{a}_{xy} = \frac{6}{\pi\Delta^2 x}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} a e^{-6[(x-\eta)^2+(y-\zeta)^2]/\Delta^2 x} d\eta d\zeta \tag{6.5}
$$

Notons que la moyenne est différente en chaque point (x,y) alors que la moyenne par pavés donne une seule valeur moyenne par pavé (regroupant q mailles de la LES).

$$
< a >= \frac{1}{N}\sum_x\sum_y a_{xy} \text{ et } < \widetilde{a} >= \frac{1}{N}\sum_x\sum_y \widetilde{a}_{xy} \tag{6.6}
$$

où N=DxQ est le nombre total de points du domaine LES à un niveau donné. On considère que :

$$
< a > \approx < \widetilde{a} > \tag{6.7}
$$

La fluctuation turbulente en chaque point (x,y) est notée $a' = a - \widetilde{a}$ et le flux turbulent sous-maille à Δx est noté :

$$< a'b' >_{ref}^{S(\Delta X)} = \overbrace{<(a - \widetilde{a}^{\Delta x})(b - \widetilde{b}^{\Delta x})>}^{\Delta x} + < \widetilde{f} > \tag{6.8}$$

De plus, le terme croisé n'est pas nul dans ce cas.

Comparaison moyenne par pavés / moyenne gaussienne

La figure 6.6 illustre la répartition verticale de la variance de la vitesse verticale $\overline{w'^2}$ des différents termes déterminés dans la partie précédente pour les deux méthodes utilisées pour calculer les moyennes.
La variance résolue à la résolution Δx calculée avec la moyenne par pavés est inférieure à celle calculée par la moyenne gaussienne. La différence est plus marquée entre 4 et 10 km d'altitude où elle peut atteindre 1.5 $m^2.s^{-2}$.

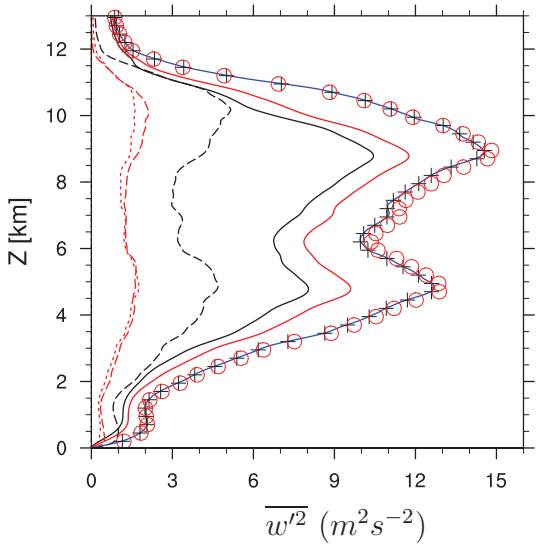


FIGURE 6.6 – Profils moyennés sur tout le domaine (à t=175 min) des variances $\overline{w'^2}$ (m^2s^{-2}) calculées avec la méthode par pavés (noir) et par la méthode gaussienne (rouge) de différents termes à la résolution $\Delta x = 1km$: variance résolue (trait continu), variance sous-maille (tiraits), terme supplémentaire (pointillés). La somme de la variance résolue, de la variance sous-maille et du terme croisé est matérialisée par des croix pour la moyenne par pavés et par des cercles pour la méthode gaussienne. La variance résolue par la LES est représentée par la courbe bleue.

La variance sous-maille issue de la moyenne par pavés est plus de deux fois supérieure à celle calculée avec la moyenne gaussienne entre 4 et 11 km d'altitude. La somme de la variance sous-maille et de la variance résolue se superpose exactement à la variance totale de la LES pour la méthode par pavés, puisque le terme supplémentaire est nul. Le calcul effectué à l'aide de la moyenne gaussienne montre que le terme supplémentaire est du même ordre de grandeur que le terme sous-maille : il n'est donc plus négligeable. La somme des trois termes résolu, sous-maille et supplémentaire est quasiment égale à la variance totale issue de la LES. La petite différence provient probablement de la méthode de calcul utilisée pour calculer la moyenne gaussienne. En

pratique, on considère un nombre de points fini dans l'équation 6.5, c'est à dire $\eta = \zeta = 10$.
Le calcul à l'aide de la moyenne gaussienne est plus représentatif du filtrage implicite appliqué aux équations de Navier-Stokes. En effet, un modèle LES est basé sur le concept du filtrage de ces équations par un opérateur. Celui-ci sépare d'un côté la partie résolue du mouvement, et de l'autre la partie sous-maille. A moins que la troncature des échelles ait lieu dans l'espace spectral (les échelles résolues et sous-mailles n'ont alors pas de mode de Fourier en commun), l'interaction entre les échelles résolue et sous-maille n'est pas nulle. En effet, la discrétisation des équations de Navier-Stokes sur une grille crée un filtre spatial, dont certains modes sont communs aux échelles résolue et sous-maille.

Pour des raisons de simplicité, la moyenne par pavés a été retenue même si elle ne représente pas l'interaction entre les deux échelles. Cette interaction est de toute façon négligée dans le modèle Méso-NH. Nous verrons par la suite que la méthode par pavé est suffisante pour extraire l'information souhaitée de la simulation de référence. Cette méthode a été utilisée dans de nombreuses études (Honnert et al. (2011); Shin and Hong (2013); Moeng (2014)).

6.2.2 Expression des flux turbulents sous-maille de référence à la résolution Δx calculés avec la moyenne par pavés

Expression des flux turbulents sous-maille de référence

Le calcul des flux turbulents sous-maille dans Méso-NH tient compte de la grille décalée C d'Arakawa. Les flux turbulents dynamiques de référence $\overline{u_i' u_j'}^{\Delta x}_{\text{ref}}$ pour chaque maille d à chaque niveau z pour la résolution Δx s'expriment selon les formules suivantes :

$$\overline{u_i' u_j'}^{\Delta x}_{\text{ref}} = \overline{(u_i - \overline{u_i}^{\Delta x})(u_j - \overline{u_j}^{\Delta x})}^{\Delta x} + \overline{f^{u_i' u_j'}}^{\Delta x} \tag{6.9}$$

où i et j varient de 1 à 3. L'énergie cinétique turbulente sous-maille (TKE) de référence est déterminée de la façon suivante :

$$\overline{e}^{\Delta x}_{ref} = 0.5(\overline{u'^2}^{\Delta x}_{ref} + \overline{v'^2}^{\Delta x}_{ref} + \overline{w'^2}^{\Delta x}_{ref}) \tag{6.10}$$

La production dynamique (DP_{ref}) de référence s'exprime à l'aide des flux de référence et des gradients de vent à partir des champs moyennés à la résolution Δx :

$$DP_{\text{ref}} = \sum_{i=1}^{i=3} \sum_{j=1}^{j=3} \overline{u_i' u_j'}^{\Delta x}_{\text{ref}} \frac{\partial \overline{u_i}^{\Delta x}}{\partial x_j} \tag{6.11}$$

Les flux turbulents thermodynamiques de référence ont les expressions suivantes :

$$\overline{u_i' s'}^{\Delta x}_{\text{ref}} = \overline{(u_i - \overline{u_i}^{\Delta x})(s - \overline{s}^{\Delta x})}^{\Delta x} + \overline{f^{u_i' s'}}^{\Delta x} \tag{6.12}$$

où la variable scalaire s est égale à θ_l ou à r_{np}. La production thermique de référence (TP_{ref}) est une combinaison non-linéaire des flux verticaux $\overline{w'\theta_l'}^{\Delta x}_{lref}$ et $\overline{w' r_{np}'}^{\Delta x}_{ref}$, avec les expressions de E_θ et E_{moist} moyennées également à la résolution Δx :

$$TP_{\text{ref}} = \overline{\beta}^{\Delta x} (\overline{E_\theta}^{\Delta x} \ \overline{w'\theta_l'}^{\Delta x}_{\text{ref}} + \ \overline{E_{moist}}^{\Delta x} \ \overline{w' r_{np}'}^{\Delta x}_{\text{ref}}) \tag{6.13}$$

6.2.3 Expression des flux paramétrés

Les champs calculés à la résolution Δx sont aussi utilisés afin d'évaluer différentes paramétrisations.

Expression des flux turbulents issus de Cuxart et al. (2000) calculés à partir des champs LES

Les expressions diagnostiques des flux turbulents selon Cuxart et al. (2000) (schéma actuel de turbulence sous-maille 3D du modèle Méso-NH) sont données par :

$$\overline{u_i' u_j'}^{\Delta x}_{CBR} = \frac{2}{3}\delta_{ij}\overline{e}^{\Delta x}_{ref} - \frac{4}{15}\frac{L}{C_{\rm pv}}\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}\left(\frac{\partial \overline{u_i}^{\Delta x}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}^{\Delta x}}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial \overline{u_m}^{\Delta x}}{\partial x_m}\right) \tag{6.14}$$

$$\overline{u_i' \theta_l'}^{\Delta x}_{CBR} = -\frac{2}{3C_{p\theta}} L \sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}} \frac{\partial \overline{\theta_l}^{\Delta x}}{\partial x_i} \overline{\phi_i}^{\Delta x} \tag{6.15}$$

$$\overline{u_i' r_{np}'}^{\Delta x}_{CBR} = -\frac{2}{3C_{pr}} L \sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}} \frac{\partial \overline{r_{np}}^{\Delta x}}{\partial x_i} \overline{\psi_i}^{\Delta x} \tag{6.16}$$

où les valeurs des constantes C_{pv}, $C_{p\theta}$ et C_{pr} sont précisées dans le tableau 3.2.

Expression des flux turbulents issus de TTE élaborés à partir des champs LES

Le schéma de turbulence TTE, décrit dans le chapitre précédent, tient compte de trois autres variables pronostiques en plus de la TKE : $\overline{\theta_l'^2}$, $\overline{r_{np}'^2}$ et $\overline{r_{np}' \theta_l'}$. Comme la TKE, ces variables de référence sont utilisées pour calculer les flux turbulents paramétrés.

$$\begin{aligned}\overline{u'^2}^{\Delta x}_{\rm TTE} =& \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}_{ref} + \frac{L}{C_{pv}\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}}\{-\frac{8}{15}\overline{e}^{\Delta x}_{ref}\frac{\partial \overline{u}^{\Delta x}}{\partial x} + (1-\alpha_2)\frac{4L\sqrt{\overline{e}_{ref}}^{\Delta x}}{15C_{pv}}\left[\left(\frac{\partial \overline{u}^{\Delta x}}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{u}^{\Delta x}}{\partial z}\right)^2 - \left(\frac{\partial \overline{v}^{\Delta x}}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial \overline{w}^{\Delta x}}{\partial x}\right)^2\right] \\ & -\frac{2}{3}\alpha_3\beta\overline{E_\theta}^{\Delta x}\overline{w'\theta_l'}^{\Delta x}_{\rm ref} - \frac{2}{3}\alpha_3\beta\overline{E_{moist}}^{\Delta x}\overline{w' r_{np}'}^{\Delta x}_{\rm ref}\}\end{aligned} \tag{6.17}$$

$$\begin{aligned}\overline{v'^2}^{\Delta x}_{\rm TTE} =& \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}_{ref} + \frac{L}{C_{pv}\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}}\{-\frac{8}{15}\overline{e}^{\Delta x}_{ref}\frac{\partial \overline{v}^{\Delta x}}{\partial y} + (1-\alpha_2)\frac{4L\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}}{15C_{pv}}\left[\left(\frac{\partial \overline{v}^{\Delta x}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{v}^{\Delta x}}{\partial z}\right)^2 - \left(\frac{\partial \overline{u}^{\Delta x}}{\partial y}\right)^2 - \left(\frac{\partial \overline{w}^{\Delta x}}{\partial y}\right)^2\right] \\ & -\frac{2}{3}\alpha_3\beta\overline{E_\theta}^{\Delta x}\overline{w'\theta_l'}^{\Delta x}_{\rm ref} - \frac{2}{3}\alpha_3\beta\overline{E_{moist}}^{\Delta x}\overline{w' r_{np}'}^{\Delta x}_{\rm ref}\}\end{aligned} \tag{6.18}$$

$$\begin{aligned}\overline{w'^2}^{\Delta x}_{\rm TTE} =& \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}_{ref} + \frac{L}{C_{pv}\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}}\{-\frac{8}{15}\overline{e}^{\Delta x}_{ref}\frac{\partial \overline{w}^{\Delta x}}{\partial z} + (1-\alpha_2)\frac{4L\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}}{15C_{pv}}\left[\left(\frac{\partial \overline{w}^{\Delta x}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{w}^{\Delta x}}{\partial y}\right)^2 - \left(\frac{\partial \overline{u}^{\Delta x}}{\partial z}\right)^2 - \left(\frac{\partial \overline{v}^{\Delta x}}{\partial z}\right)^2\right] \\ & +\frac{4}{3}\alpha_3\beta\overline{E_\theta}^{\Delta x}\overline{w'\theta_l'}^{\Delta x}_{\rm ref} + \frac{4}{3}\alpha_3\beta\overline{E_{moist}}^{\Delta x}\overline{w' r_{np}'}^{\Delta x}_{\rm ref}\}\end{aligned} \tag{6.19}$$

$$\overline{u'w'}^{\Delta x}_{\rm TTE} = \frac{L}{C_{pv}\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}}\left(-\frac{4}{15}\overline{e}^{\Delta x}_{ref}\left(\frac{\partial \overline{u}^{\Delta x}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{w}^{\Delta x}}{\partial x}\right)\right) \tag{6.20}$$

$$\overline{v'w'}^{\Delta x}_{\rm TTE} = \frac{L}{C_{pv}\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}}\left(-\frac{4}{15}\overline{e}^{\Delta x}_{ref}\left(\frac{\partial \overline{v}^{\Delta x}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{w}^{\Delta x}}{\partial y}\right)\right) \tag{6.21}$$

$$\overline{u'v'}^{\Delta x}_{\text{TTE}} = \frac{L}{C_{pv}\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}}\left(-\frac{4}{15}\overline{e}^{\Delta x}_{ref}\left(\frac{\partial \overline{u}^{\Delta x}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}^{\Delta x}}{\partial x}\right)\right) \tag{6.22}$$

$$\overline{w'r'_{np}}^{\Delta x}_{\text{TTE}} = -\frac{L}{C_{pr}\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}}\left(\overline{w'^2}^{\Delta x}_{\text{ref}}\frac{\partial \overline{r_{np}}^{\Delta x}}{\partial z} - \frac{2}{3}\beta\left(\overline{E_\theta}^{\Delta x}\overline{r'_{np}\theta'_l}^{\Delta x}_{\text{ref}} + \overline{E_{moist}}^{\Delta x}\overline{r'^2_{np}}^{\Delta x}_{\text{ref}}\right)\right) \tag{6.23}$$

$$\overline{w'\theta'_l}^{\Delta x}_{\text{TTE}} = -\frac{L}{C_{p\theta}\sqrt{\overline{e}^{\Delta x}_{ref}}}\left(\overline{w'^2}^{\Delta x}_{\text{ref}}\frac{\partial \overline{\theta_l}^{\Delta x}}{\partial z} - \frac{2}{3}\beta\left(\overline{E_\theta}^{\Delta x}\overline{\theta'^2_l}^{\Delta x}_{\text{ref}} + \overline{E_{moist}}^{\Delta x}\overline{\theta'_l r'_{np}}^{\Delta x}_{\text{ref}}\right)\right) \tag{6.24}$$

$$\overline{u'_i s'}^{\Delta x}_{\text{TTE}} = -\frac{L}{C_{ps}\sqrt{\overline{e}_{ref}}}\overline{u'^2_i}^{\Delta x}_{\text{ref}}\frac{\partial \overline{s}^{\Delta x}}{\partial x_i} \text{avec i=1,2 et s=}\theta_l\text{, } r_{np} \tag{6.25}$$

Les valeurs des constantes sont les mêmes que celles utilisées dans la partie précédente (voir 3.2).

Expression des flux turbulents dérivés de Moeng (2014) élaborés à partir des champs LES

Comme présenté précédemment, les flux sont paramétrés en fonction des gradients horizontaux :

$$\overline{u'_i u'_j}^{\Delta x}_{DM} = C\left(\frac{\partial \overline{u_i}^{\Delta x}}{\partial x}\frac{\partial \overline{u_j}^{\Delta x}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial y}\frac{\partial \overline{u_j}^{\Delta x}}{\partial y}\right) \tag{6.26}$$

$$\overline{u'_i s'}^{\Delta x}_{DM} = C\left(\frac{\partial \overline{u}_i^{\Delta x}}{\partial x}\frac{\partial \overline{s}^{\Delta x}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u}_i^{\Delta x}}{\partial y}\frac{\partial \overline{s}^{\Delta x}}{\partial y}\right) \tag{6.27}$$

où $s = \theta_l$, r_{np} et $C = 5\frac{\Delta x^2}{12}\ m^2$.

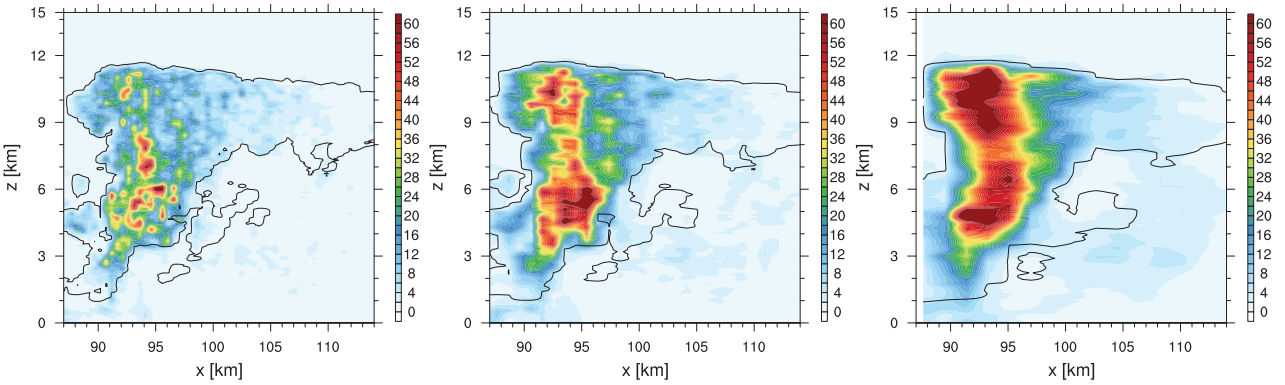
6.3 Caractérisation des champs de référence à la résolution Δx

Dans cette partie, nous caractérisons tout d'abord l'énergie cinétique turbulente sous-maille de référence à différentes résolutions Δx (0.5 km, 1 km et 2 km) à partir des champs de vent de la simulation LES SREF. Nous avons choisi ces résolutions pour documenter les paramètres turbulents aux échelles intermédiaires de la turbulence.
On s'intéresse ensuite aux productions thermique et dynamique de la TKE déduites à partir des flux turbulents et des gradients estimés aux différentes résolutions Δx, puis aux variances dynamiques et thermodynamiques.

6.3.1 L'énergie cinétique turbulente sous-maille de référence

La figure 6.7 illustre la répartition spatiale de la TKE de référence pour les trois résolutions considérées au sein du système convectif. Quelle que soit la résolution, les fortes valeurs de turbulence sont localisées dans l'ascendance principale du nuage, où les valeurs peuvent dépasser 60 $m^2.s^{-2}$. Sur les bords du nuage, elle sont beaucoup plus faibles, comprises seulement entre 1 et 8 $m^2.s^{-2}$. La TKE augmente lorsque l'on diminue la résolution, ce qui est en accord avec la partition sous-maille/résolu. En effet, à haute résolution, la turbulence est en partie résolue,

donc la TKE doit diminuer par rapport à une résolution de l'ordre de 2 km où la turbulence est essentiellement sous-maille. De plus à 0.5 km, des structures de petite taille sont visibles alors qu'à 2 km le champ de TKE est plus uniforme.



(a) $\overline{e}_{ref}^{0.5km}$ (b) $\overline{e}_{ref}^{1km}$ (c) $\overline{e}_{ref}^{2km}$

FIGURE 6.7 – Coupes verticales de l'énergie cinétique turbulente de référence (en $m^2.s^{-2}$) à 0.5 km, 1 km et 2 km. Le nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

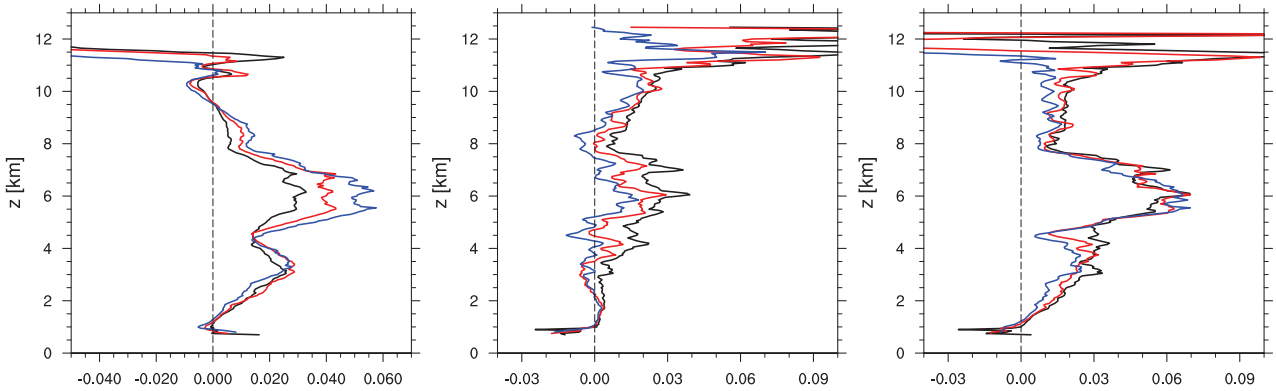
6.3.2 Productions thermique et dynamique de turbulence sous-maille de référence

D'après la figure 6.8, la production thermique sous-maille est supérieure à la production dynamique sous-maille de la base du nuage jusqu'à 9 km d'altitude pour les résolutions horizontales de 2 km et 1 km, tandis qu'à 500 m, les deux sources de TKE ont des amplitudes comparables. Au dessus de 9 km, la production dynamique domine quelle que soit la résolution.

La production thermique sous-maille de référence située entre 4 et 8 km d'altitude augmente de façon significative lorsque la résolution diminue, alors qu'elle reste similaire dans la partie inférieure. La paramétrisation de la turbulence doit devenir unidirectionnelle à méso-échelle. Ceci signifie donc que la production thermique pilote l'augmentation de TKE à faible résolution. A l'inverse, la production dynamique sous-maille de référence est plus importante à haute résolution qu'à basse résolution, du fait des gradients horizontaux plus lâches à basse résolution. La turbulence devient ainsi tridimensionnelle sous l'effet de la production dynamique lorsque l'on augmente la résolution.

On note également que la production dynamique sous-maille de référence peut être négative à 1 km et 2 km de résolution, ce qui signifie qu'il devrait y avoir un transfert d'énergie du sous-maille vers le résolu (voir chapitre 3). Ce résultat est en accord avec Moeng (2014).

La figure 6.8c montre que la somme des productions thermique et dynamique est assez similaire quelle que soit la résolution, alors que la TKE augmente lorsque la résolution diminue, comme cela a été mis en évidence précédemment. Cela indique que les autres termes de l'équation d'évolution de la TKE, tels que la dissipation ou le transport, contribuent à la sensibilité de la TKE à la résolution.

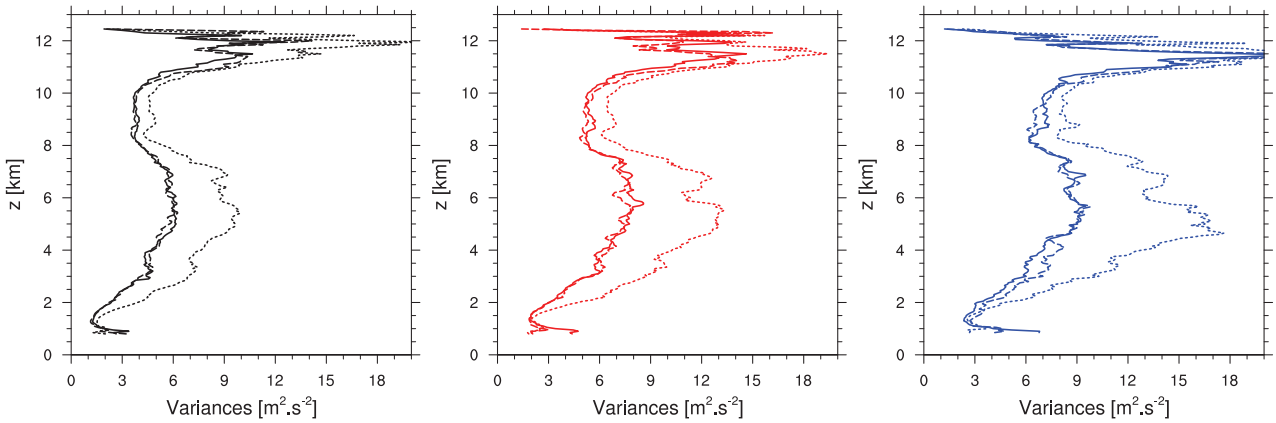


(a) PT (b) PD (c) PT+PD

FIGURE 6.8 – Profils verticaux moyennés dans le nuage (r_c+$r_i \geqslant 10^{-3} g/.kg^{-1}$) a) de la production thermique de référence TP exprimée en $m^2.s^{-3}$, b) de la production dynamique de référence PD exprimée en $m^2.s^{-3}$, c) et de la somme des deux exprimée en $m^2.s^{-3}$, à 0.5 km de résolution (noir), à 1 km de résolution (rouge), à 2 km de résolution (bleu).

6.3.3 Les variances dynamiques de référence

Quelle que soit la résolution considérée, la variance de la vitesse verticale de référence est plus importante que les deux variances des vitesses horizontales de référence (Fig.6.9). Les variances dynamiques sont donc anisotropes, mais l'écart entre variances verticale et horizontale diminue lorsque la résolution augmente, ce qui laisse penser qu'à la résolution de la LES, la turbulence est isotrope. Ce résultat est en accord avec l'étude de Lane and Sharman (2014), qui, pour une simulation LES de ligne de grains, ont identifié une forte anisotropie des variances dynamiques dans les ascendances, avec un maximum d'anisotropie à une échelle horizontale de 2 km.



(a) $0.5km$ (b) $1km$ (c) $2km$

FIGURE 6.9 – Profils verticaux des variances dynamiques moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3} g.kg^{-1}$) à a) 0.5 km, b) 1 km et c) 2 km : u'^2 en trait continu, v'^2 en tiretés, et w'^2 en pointillés.

Une résolution horizontale plus grossière induit une augmentation des variances dynamiques, ce qui est cohérent avec le comportement de la TKE (Fig.6.9 et Fig 6.10 a,b et c). De même, la taille des structures augmente quand la résolution horizontale diminue. Les profils présentent

deux maxima, le premier dans la partie supérieure du système convectif pour les trois variances dynamiques, et le second autour de 5 km d'altitude, marqué principalement pour la variance de W.

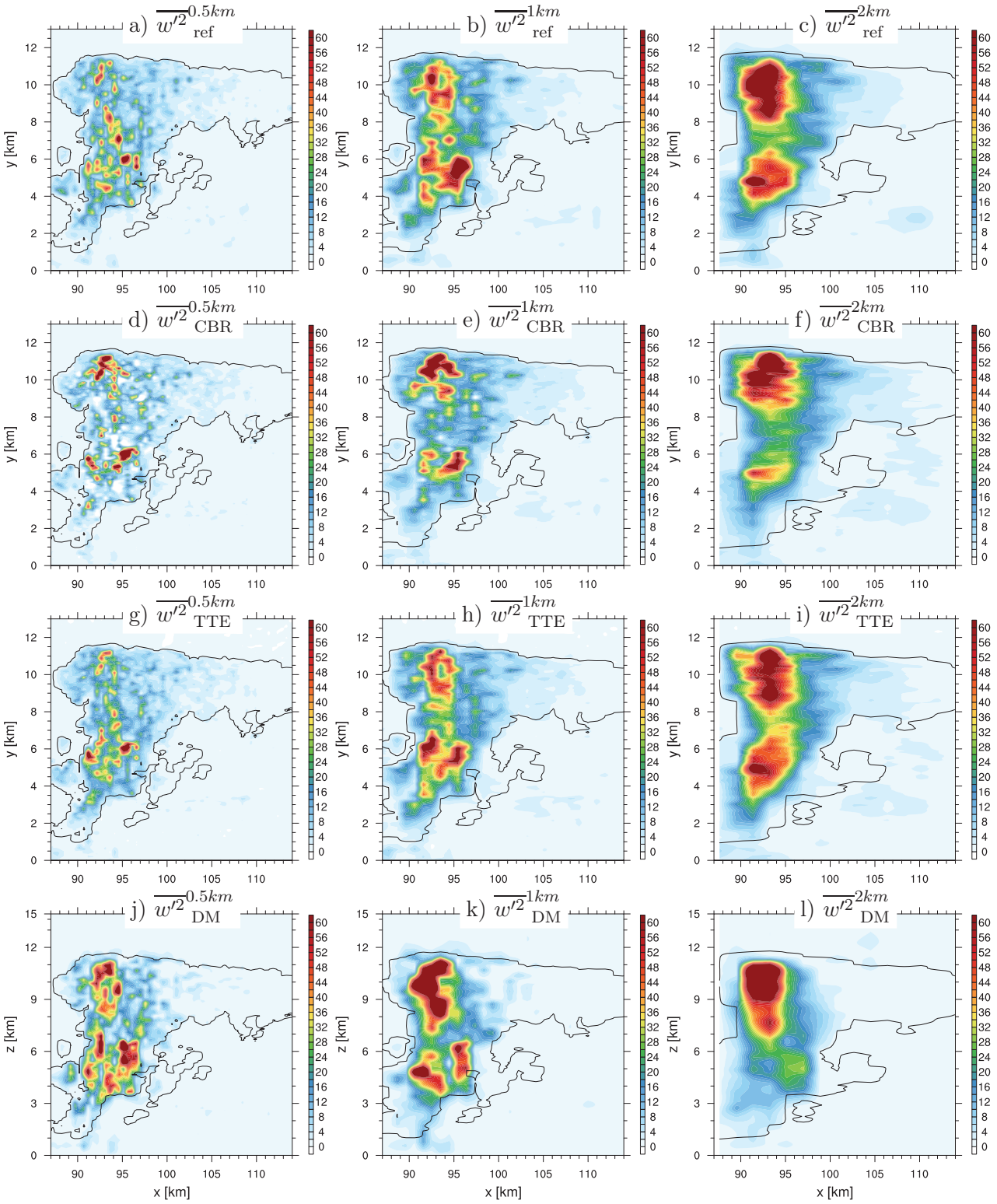


FIGURE 6.10 – Coupes verticales de $\overline{w'^2}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

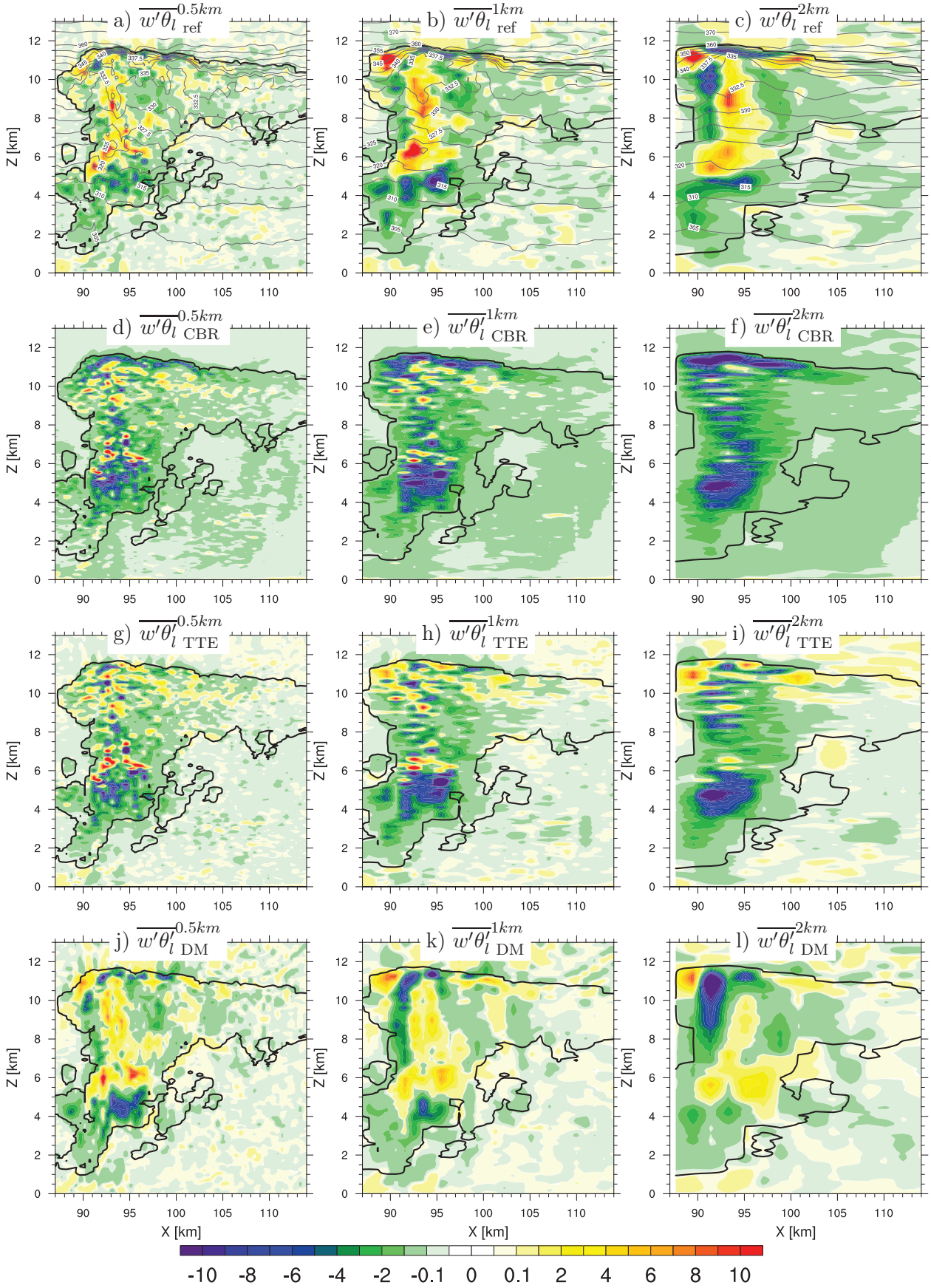


FIGURE 6.11 – Coupes verticales du flux $\overline{w'\theta'_l}$ (en $K.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) de référence (a,b,c) avec superposition des iso-θ'_l, issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) avec le paramètre C pris égale à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de BL. Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

6.3.4 Le flux $\overline{w'\theta'_l}$ de référence

Les coupes verticales du flux vertical de la température potentielle liquide aux résolutions horizontales de 0.5 km, 1 km et 2 km, déduit de SREF, sont reproduites sur la figure 6.11(a-c). Ce flux vertical $\overline{w'\theta'_l}$ présente une structure particulière sur la verticale pour les trois résolutions considérées. Il est majoritairement négatif dans la partie inférieure du nuage jusqu'à environ 5 km d'altitude. Au dessus, dans le coeur de l'ascendance, le flux devient positif alors que le gradient vertical de θ_l est essentiellement positif. D'après Deardorff (1966), si le produit $\overline{w'\theta'_l}\frac{\partial\overline{\theta_l}}{\partial z}$ est positif, le flux vertical est à contre-gradient. Les valeurs de flux à contre-gradient (zones colorées sur la Fig.6.12) sont significatives dans l'ascendance, ainsi qu'au sommet du nuage de part et d'autre de l'ascendance. On peut également noter que l'extension horizontale de la zone à contre-gradient augmente lorsque la résolution diminue. L'ascendance est probablement à l'origine d'une turbulence non-locale générée par des structures turbulentes cohérentes conduisant à des flux à contre-gradient. Cette structure, bien identifiée dans les couches limites convectives (Deardorff, 1966), n'a pas fait l'objet, à notre connaissance, d'étude approfondie dans les nuages convectifs profonds.

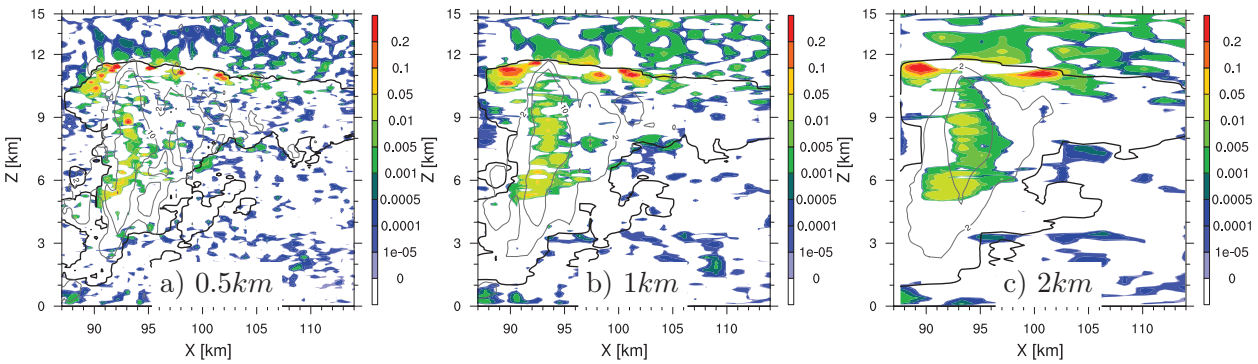


FIGURE 6.12 – Coupes verticales de $\overline{w'\theta'_l}^{\Delta x}\frac{\partial\overline{\theta_l}^{\Delta x}}{\partial z}$ (en $K^2.s^{-1}$) reconstitué à a) 0.5 km, b) 1 km et c) 2 km de résolution horizontale, avec surperposition des isocontours de vitesse verticale (2 et 10 m/s). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

Un des objectifs des différentes paramétrisations testées dans la suite de ce travail sera donc de reproduire cette structure en contre-gradient dans les nuages convectifs profonds, étant connu le fait que, dans les couches limites convectives, les formulations de diffusion turbulente en K gradient sont physiquement inappropriées.

6.3.5 Le flux $\overline{w'r'_{np}}$ de référence

Les coupes verticales du flux $\overline{w'r'_{np}}$ de référence (Fig. 6.13(a-c)) montrent que le flux est essentiellement positif dans le nuage de 1 km d'altitude jusqu'au sommet, excepté de part et d'autre de l'ascendance dans l'enclume du nuage. L'amplitude du flux augmente lorsque la résolution diminue de 0.5 km à 2 km.

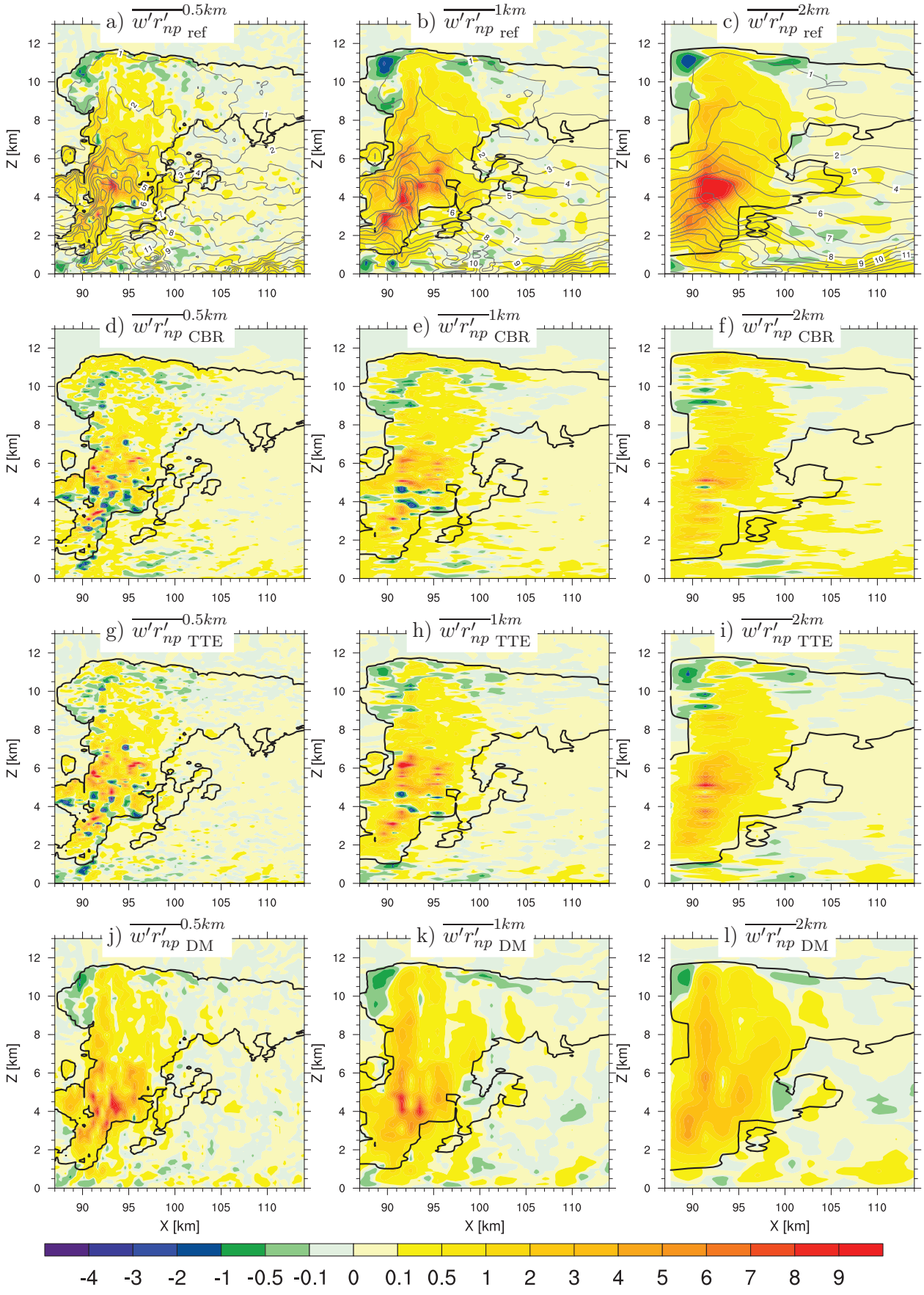
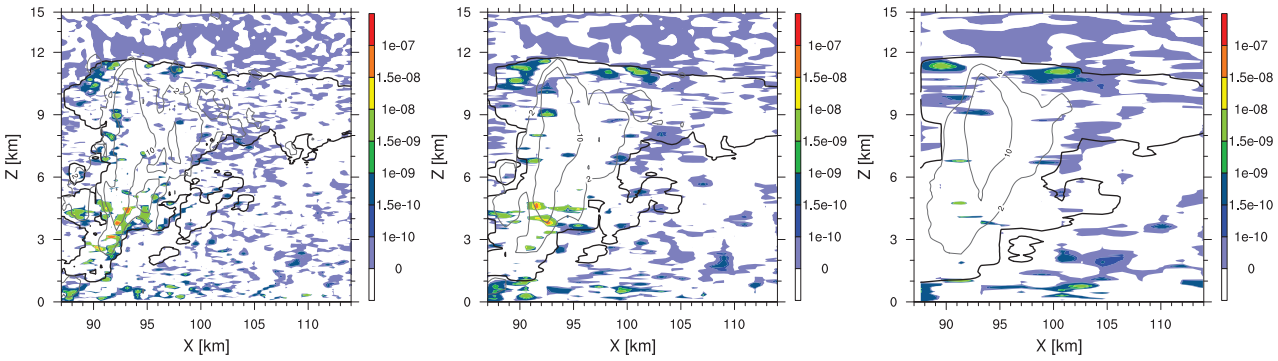


FIGURE 6.13 – Coupes verticales du flux $\overline{w'r'_{np}}$ (en $g.kg^{-1}.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c) avec superposition des iso-r_{np}, issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l). La longueur de mélange utilisée est celle de BL. Les isocontours de $r_{np}^{\Delta x}$ sont ajoutés aux figures a, b et c. Le bord nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

Tandis que le flux $\overline{w'\theta'_l}$ présente des structures à contre-gradient de grande taille, les structures des flux à contre-gradient de $\overline{w'r'_{np}}$ sont plus petites et plus locales (Fig.6.14). On notera cependant que si $\overline{w'r'_{np}}$ ne présente plus de zone à contre-gradient de grande taille dans l'ascendance principale, celles-ci restent présentes au sommet du nuage, de part et d'autre de l'ascendance : elles sont associées aux processus d'entraînement/détraînement sommital.



(a) $0.5km$ (b) $1km$ (c) $2km$

FIGURE 6.14 – Coupes verticales de $\overline{w'r'_{np}}\frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial z}$ à a) 0.5 km, b) 1 km et c) 2 km de résolution horizontale, avec surperposition des iso-contours de vitesse verticale ($2m/s$ et $10m/s$). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

6.4 Evaluation des paramétrisations des flux turbulents à la résolution Δx

Dans cette partie, les différentes paramétrisations sont maintenant évaluées de manière diagnostique, en étant calculées à partir des champs LES moyennés par pavés à la résolution Δx. Les flux turbulents déduits sont comparés aux flux turbulents de référence, précédemment décrits. De plus, la longueur de mélange BL est utilisée à la résolution Δx pour le calcul des flux paramétrés. Les paramétrisations évaluées sont celles de Cuxart et al. (2000) notée CBR, de l'énergie totale turbulente notée TTE et de Moeng et al. (2010); Moeng (2014), noté DM où le paramètre C vaut $5\frac{\Delta x^2}{12}$ selon Moeng et al. (2010); Moeng (2014).

6.4.1 Evaluation des flux diagnostiqués selon Cuxart et al. (2000) avec BL

Les variances dynamiques

La répartition verticale des variances des vitesses verticales $\overline{w'^2}^{\Delta x}_{CBR}$ (Eq. 6.14 avec $i = 3$ et $j = 3$) de Cuxart et al. (2000) est représentée sur la figure 6.10d-f. La paramétrisation modélise de façon correcte l'impact du changement d'échelle lié à la résolution sur les variances dynamiques. Néanmoins, à 2 km, en comparaison des variances de référence (Fig. 6.10a-c), l'amplitude de la variance $\overline{w'^2}^{\Delta x}_{CBR}$ est sous-estimée dans la partie inférieure du système. Aux résolutions plus fines, des structures négatives apparaissent, alors que la variance doit être positive. En effet, la

TKE étant moins forte à haute résolution, le deuxième terme de l'équation (Eq. 6.14 avec $i = 3$ et $j = 3$) domine localement. Cet effet peut être corrigé en prenant une constante C_{pv} égale à 4 (au lieu de 2.11), comme proposé par Redelsperger and Sommeria (1981) (non montré).

Afin de comparer les flux turbulents paramétrés aux flux de référence, des coefficients de corrélation linéaire (CCL) sont calculés entre ces deux flux, dans le nuage. En effet, les CCL calculés pour l'ensemble des résolutions étudiées atteignent des valeurs supérieures à 0.85 pour les trois couches nuageuses considérées. Cela s'explique par le fait que les variances de référence sont fortement corrélées à l'énergie cinétique turbulente de référence (les variances paramétrées contenant le terme $\frac{2}{3}\overline{e}_{ref}$). Le calcul du CCL est donc biaisé à cause de ce terme, puisque la corrélation concerne deux variables non indépendantes.

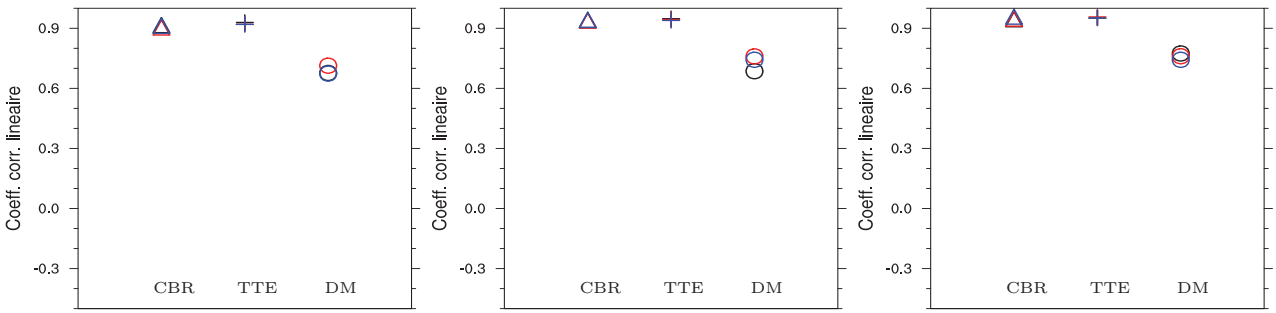
Pour corriger ce biais, un nouveau calcul de CCL est proposé, entre les variables ${b_{ij}}^{\Delta x}_{\text{ref}} = \overline{u'_i u'_j}^{\Delta x}_{\text{ref}} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\overline{e}^{\Delta x}_{\text{ref}}$ et ${b_{ij}}^{\Delta x}_{para} = \overline{u'_i u'_j}^{\Delta x}_{para} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\overline{e}^{\Delta x}_{\text{ref}}$. En effet, la paramétrisation issue de Cuxart et al. (2000) utilise en réalité le terme b_{ij} :

$$b_{ij} = \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\overline{e} \tag{6.28}$$

Les expressions des variances dynamiques sont déduites de l'expression de la paramétrisation de l'écart à l'isotropie en additionnant le terme $\frac{2}{3}\overline{e}$ à b_{ii} (Eq. 6.28).

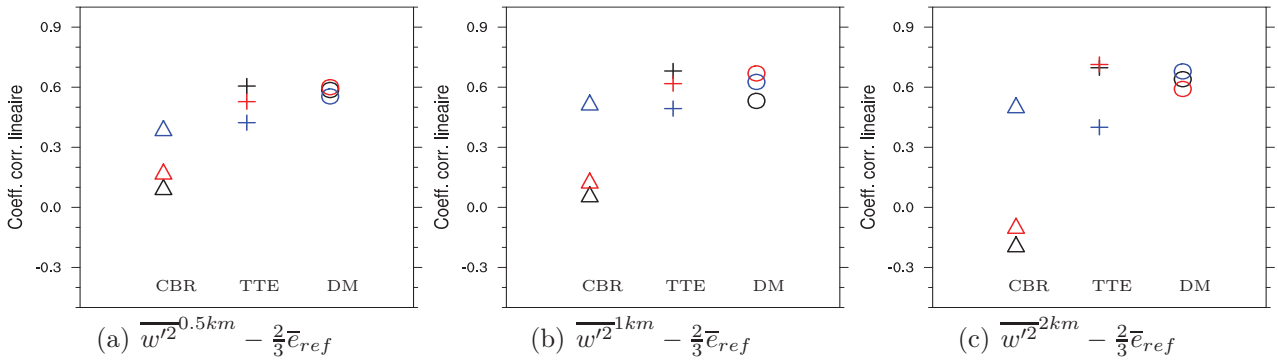
Les CCL des variables $\overline{w'^2} - \frac{2}{3}\overline{e}$ (Fig .6.16) sont nettement inférieurs aux CCL calculés précédemment, avec des valeurs comprises entre 0.1 et 0.5 (les CCL des variables $\overline{u'^2} - \frac{2}{3}\overline{e}$ et $\overline{v'^2} - \frac{2}{3}\overline{e}$ sont présentés en Annexe A, avec des caractéristiques identiques). Dans les parties basses et moyennes du nuage convectif, les très faibles valeurs indiquent que le CCL n'est pas significatif. Dans la partie supérieure du nuage, les CCL sont compris entre 0.4 et 0.5.

Il s'avère donc que la paramétrisation de Cuxart et al. (2000) est fortement dépendante du terme $\frac{2}{3}\overline{e}$. Si l'énergie cinétique turbulente est correctement modélisée, alors la paramétrisation donnera de bons résultats. En revanche, si cette variable n'est pas correctement modélisée, alors la paramétrisation ne reproduira pas correctement les variances dynamiques.



(a) $\overline{w'^2}^{0.5km}$ (b) $\overline{w'^2}^{1km}$ (c) $\overline{w'^2}^{2km}$

FIGURE 6.15 – CCL calculés dans le nuage entre les variances dynamiques de vitesse verticale de référence et paramétrées selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), pour trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue).

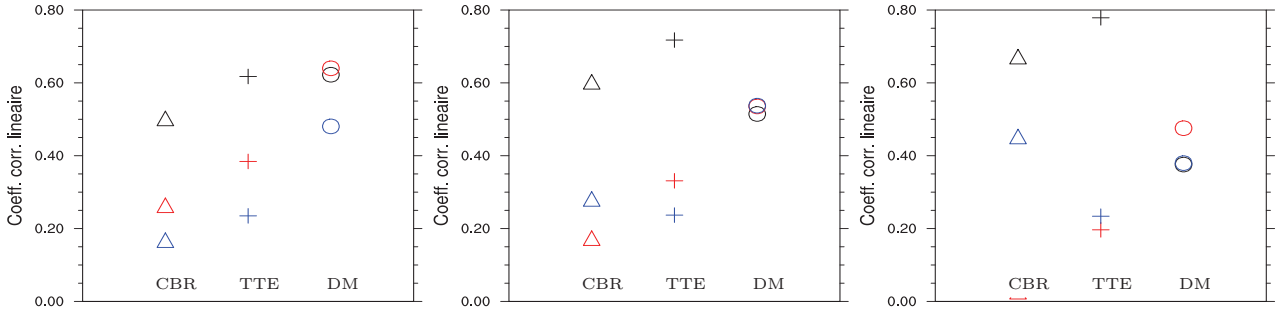


(a) $\overline{w'^2}^{0.5km} - \frac{2}{3}\overline{e}_{ref}$ (b) $\overline{w'^2}^{1km} - \frac{2}{3}\overline{e}_{ref}$ (c) $\overline{w'^2}^{2km} - \frac{2}{3}\overline{e}_{ref}$

FIGURE 6.16 – Idem que Fig 6.15 pour la variable $\overline{w'^2}^{\Delta x} - \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}$.

Les flux verticaux $\overline{w'\theta'_l}^{\Delta x}_{\mathbf{CBR}}$ et $\overline{w'r'_{np}}^{\Delta x}_{\mathbf{CBR}}$

La figure 6.11(d-f) présente les coupes verticales du flux paramétré $\overline{w'\theta'_l}^{\Delta x}_{\text{CBR}}$ (Eq. 6.15 avec $i = 3$). La comparaison des flux paramétrés avec les flux de référence (Fig.6.11a-c) aux résolutions équivalentes montre que la paramétrisation issue de Cuxart et al. (2000) ne représente pas correctement le flux $\overline{w'\theta'_l}$ dans le nuage convectif, notamment aux résolutions de 1 km et 2 km. En effet, à 2 km, le flux de référence est positif dans l'ascendance alors que le flux paramétré est négatif. La paramétrisation ne reproduit pas non plus la structure en contre-gradient présente sur la référence dans l'ascendance et au sommet du nuage, de part et d'autre de l'ascendance. Ce résultat est en accord avec les défauts connus de la paramétrisation en K-gradient dans les couches limites convectives.



(a) $\overline{w'\theta'_l}^{0.5km}$ (b) $\overline{w'\theta'_l}^{1km}$ (c) $\overline{w'\theta'_l}^{2km}$

FIGURE 6.17 – CCL calculés dans le nuage entre $\overline{w'\theta'}_{ref}$ et $\overline{w'\theta'_l}_{para}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en bleu).

Les CCL (Fig.6.17) indiquent des valeurs faibles dans les parties moyenne et haute du nuage, plus élevées dans la partie inférieure. Dans la partie moyenne du nuage, on retrouve la dégradation des flux paramétrés quand la résolution horizontale diminue.

La comparaison des profils verticaux des flux verticaux de référence (Fig 6.18a, courbe noire) et paramétrés (courbe verte) à 1 km, montre aussi que les écarts les plus importants se situent entre 4 et 8 km, ainsi qu'au sommet du nuage où les flux paramétrés sont fortement négatifs.

Le changement de signe du flux sur la verticale n'est pas reproduit. Seule la partie inférieure du nuage est bien représentée par la paramétrisation.

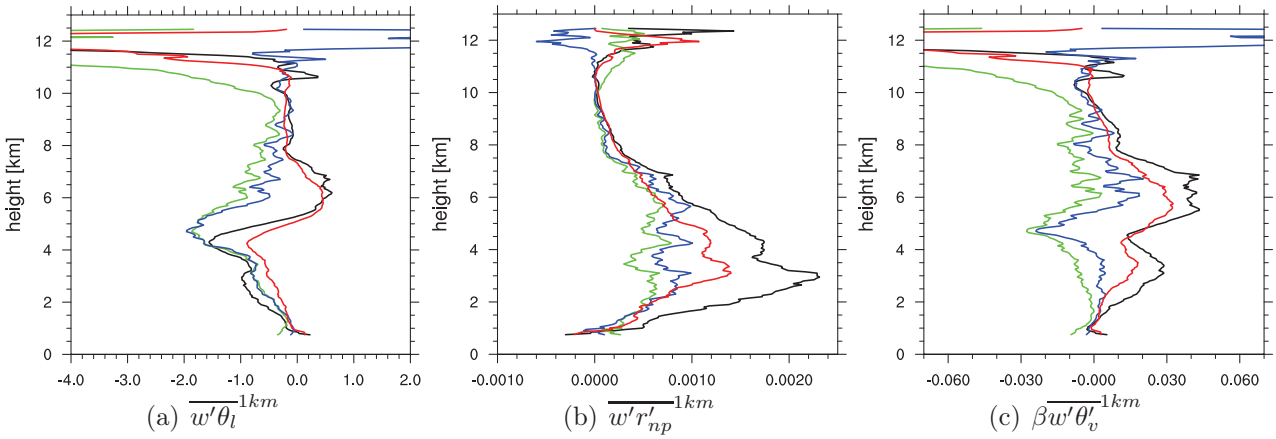


FIGURE 6.18 – Profils verticaux moyens dans le nuage des flux verticaux turbulents : a) $\overline{w'\theta_l'}$ $(m{\cdot}s^{-1}.K)$, b) $\overline{w'r_{np}'}$ $(m{\cdot}s^{-1}.kg.kg^{-1})$ et c) $\beta\overline{w'\theta_v'}$ $(m^2.s^{-3})$ à 1 km de résolution : la référence (noir), CBR (vert), TTE (bleu) et DM (rouge)

La figure 6.13 montre que les flux $\overline{w'r_{np}'}$ paramétrés selon Cuxart et al. (2000) sont assez nettement sous-estimés dans la partie convective du nuage. De plus, les structures en contre-gradient, localisées dans la référence au sommet du nuage, de part et d'autre de l'ascendance et correspondant aux zones de flux négatif, ne sont pas restituées par la paramétrisation. On retrouve le biais relatif à l'absence de zone à contre-gradient sur les CCL (Fig.6.19), qui sont plus faibles dans la partie supérieure du nuage. On remarque également que la paramétrisation a tendance à créer des flux négatifs dans la partie basse du nuage (en dessous de 5 km) non présents dans les flux de référence. Cela s'accentue avec l'augmentation de la résolution et correspond à des zones à contre-gradient. La large sous-estimation des flux $\overline{w'r_{np}'}$ dans la partie basse du nuage apparaît clairement sur les profils verticaux moyens à 1 km de résolution (Fig.6.18b). Cela entraîne un biais négatif sur le flux de flottabilité $\overline{w'\theta_v'}$, impliqué dans la production thermique de la turbulence (Fig.6.18c).

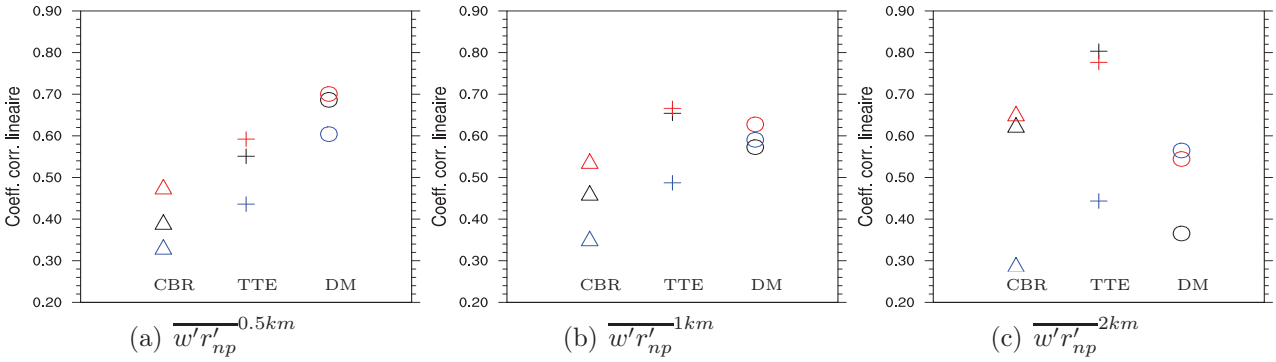


FIGURE 6.19 – CCL calculés dans le nuage entre $\overline{w'r_{np_{ref}}'}$ et $\overline{w'r_{np_{para}}'}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en bleu).

Pour résumer, les principaux défauts de la paramétrisation de Cuxart et al. (2000) sont de sous-estimer les flux thermodynamiques dans les parties les plus actives de l'ascendance, et de ne pas représenter les structures en contre-gradient présentes dans l'ascendance principale et au sommet du nuage. Une conséquence est de fortement sous-estimer la production thermique de turbulence sur toute l'épaisseur du nuage.

6.4.2 Evaluation des flux diagnostiqués selon TTE

Les variances dynamiques

Les expressions des variances dynamiques selon TTE (Eq. 6.17, 6.18, 6.19) prennent en compte des termes supplémentaires par rapport à CBR. Les termes en (1-α_2) sont fonction des gradients des vitesses et représentent les paramétrisations de l'anisotropie des variances générées par des processus dynamiques. Le terme en α_3 représente le flux de flottabilité.

La calibration des coefficients α_2 et α_3 est disponible en Annexe B (Fig. B.1), et a été établie à partir des CCL sur les 3 couches à partir de $\overline{w'^2}_{TTE}$. Le coefficient α_2 optimal est égal à 1 pour les 3 couches considérées dans le nuage, ce qui signifie que le terme en (1-α_2) vaut 0. Le coefficient α_3 optimal est égal à 1 pour les couche nuageuse basse et moyenne. Cela traduit l'influence du flux $\overline{w'\theta'_v}$ sur l'anisotropie des variances.

La répartition verticale des variances des vitesses verticales $\overline{w'^2}^{\Delta x}$ issue de TTE est représentée sur la figure 6.10(g-i). Cette paramétrisation améliore en général la localisation et l'amplitude des variances dynamiques par rapport à CBR. De plus, les valeurs négatives des variances sont supprimées.

La figure 6.16 montre que par rapport à CBR, l'ajout du terme lié à la flottabilité améliore les CCL dans les parties basses et moyennes du nuage. Dans le nuage, le couplage entre les flux dynamiques et la flottabilité est important surtout à basse résolution.

Les flux verticaux $\overline{w'\theta'_l}^{\Delta x}_{\mathbf{TTE}}$ et $\overline{w'r'_{np}}^{\Delta x}_{\mathbf{TTE}}$

Les flux de $\overline{w'\theta'_l}$ (Eq. 6.24) paramétrés selon TTE (Fig.6.11g-i et Fig.6.18) et les CCL associés (Fig.6.17) montrent une amélioration faible mais non négligeable dans la partie moyenne du nuage par rapport à CBR, avec des flux encore très nettement sous-estimés. Le gradient vertical des flux, fortement positif entre 4 et 6 km d'altitude dans la référence, est mieux reproduit avec TTE. L'amélioration la plus significative se produit vers le sommet du nuage, avec la représentation de certains noyaux de contre-gradient, notamment au sommet du nuage, de part et d'autre de l'ascendance principale. Ces constats s'appliquent de la même manière au flux $\overline{w'r'_{np}}$ (Eq. 6.23), qui reste à l'inverse largement sous-estimé dans les parties basse et moyenne du nuage.

Ainsi, la paramétrisation selon TTE permet une amélioration significative des flux thermodynamiques au sommet du nuage par rapport à Cuxart et al. (2000), grâce à la représentation

de structures en contre-gradient. Dans la partie moyenne de l'ascendance, même si la production thermique de turbulence est encore largement sous-estimée, elle est plus forte, et le gradient vertical positif est mieux reproduit.

6.4.3 Evaluation des flux diagnostiqués selon Moeng (2014) (DM)

Cette paramétrisation s'appuie suivant les formules (6.26) et (6.27) avec $C = 5\frac{\Delta x^2}{12}$ selon Moeng (2014).

Les variances dynamiques

La paramétrisation DM (Eq. 6.26) ne reproduit pas correctement les petites structures des variances $\overline{w'^2}$ (Fig. 6.10j-k), et surestime l'intensité des variances verticales dans l'ascendance entre 3.5 km et 11 km d'altitude pour 0.5 et 1 km de résolution. A 2 km de résolution, une structure de forte intensité située dans l'ascendance, de 3.5 km à 6.5 km, d'altitude n'est pas représentée par la paramétrisation DM.

Les CCL sont un peu plus faibles que ceux obtenus pour CBR (Fig.6.15), mais ils restent assez élevés (entre 0.7 et 0.8). La paramétrisation DM ne semble pas apporter d'amélioration significative pour la représentation des flux dynamiques en comparaison des autres paramétrisations (voir Annexes A et B).

Les flux verticaux $\overline{w'\theta'_l}^{\Delta x}_{\mathbf{DM}}$ et $\overline{w'r'_{np}}^{\Delta x}_{\mathbf{DM}}$

Les flux de $\overline{w'\theta'_l}$ (Eq. 6.27, avec $s = \theta_l$) paramétrés selon Moeng (Fig.6.11j-l et Fig.6.18a) et les CCL associés (Fig.6.17) montrent une bonne représentation de la structure positive du flux au sein du nuage convectif, qui est à contre-gradient. Quelle que soit la résolution, la paramétrisation produit les meilleurs CCL entre 4 km et 8 km, parmi les 3 paramétrisations testées. Le changement de signe du flux vers 5 km est bien restitué. DM reproduit le mieux le flux de référence parmi les 3 paramétrisations testées.

Néanmoins, à 1 km de résolution, elle surestime le flux de 1 km à 5 km d'altitude (Fig. 6.18a.). En effet, pour les résolutions horizontales de 0.5 km et 1 km (Fig. 6.11j, k), la structure positive au coeur de l'ascendance produite par cette paramétrisation est un peu plus large en comparaison de la référence (Fig. 6.11a, b).

A 2 km de résolution, les gradients horizontaux sont plus lâches qu'à haute résolution, ce qui atténue l'effet de la paramétrisation et tend par conséquent à sous-estimer les flux positifs dans l'ascendance.

Les structures des flux $\overline{w'r'_{np}}$ (Eq. 6.27, avec $s = r_{np}$) sont également bien reproduites avec DM à 0.5 km de résolution (Fig. 6.13j), qui produit les meilleurs CCL entre 8 km et 12 km (Fig. 6.19). De plus, il n'y pas de poche de valeurs négatives dans l'ascendance contrairement avec CBR et TTE. Cependant, les flux sont encore sous-estimés de la base du nuage jusqu'à 6 km

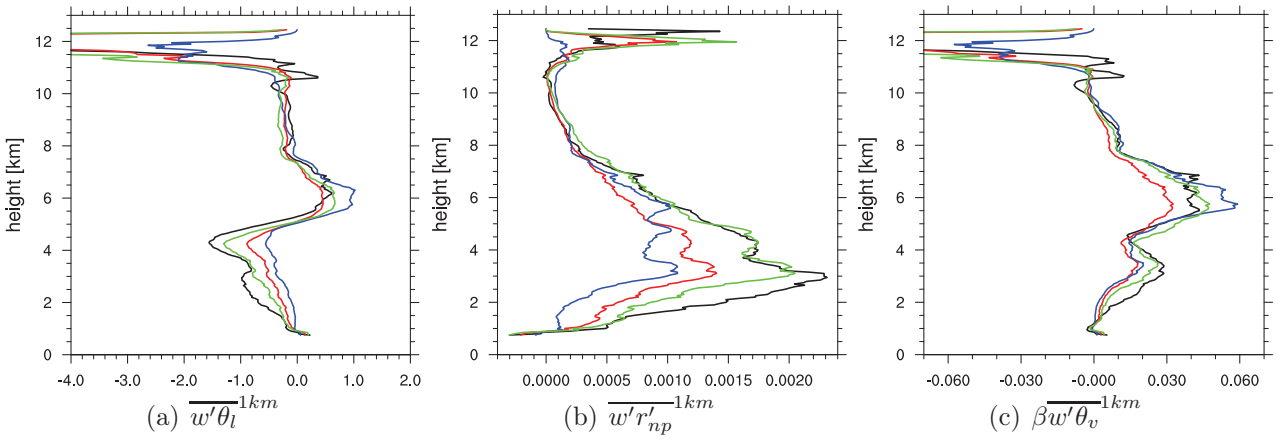
d'altitude (Fig.6.13j-l et Fig.6.18b). A basse résolution, on retrouve également un effet beaucoup plus faible de la paramétrisation, dû aux gradients horizontaux plus faibles. Cela incite à tester un paramètre C plus fort à 1 km et 2 km pour être plus proche des valeurs de référence, comme le présente le paragraphe suivant.

A 1 km, la surestimation du flux $\overline{w'\theta'_l}$ combinée à la sous-estimation du flux $\overline{w'r'_{np}}$ aboutissent à une bonne restitution du flux de flottabilité (Fig. 6.18c.), correspondant à la production thermique de turbulence. Cela représente un gain subtantiel par rapport aux paramétrisations CBR et TTE.

La paramétrisation dérivée de Moeng (2014) présente ainsi un certain nombre d'avantages pour restituer les flux thermodynamiques dans l'ascendance convective du nuage. Son défaut principal semble être une trop faible variabilité spatiale, et son extinction dans les zones de gradients horizontaux faibles, qui, par construction, sont fréquentes à résolution plus grossière. En revanche, TTE restitue mieux la variabilité spatiale, mais sous-estime largement les flux thermodynamiques et donc la production thermique dans l'ascendance.

6.4.4 Sensibilité de la paramétrisation DM

Une étude de sensibilité au paramètre C est menée pour DM, à la résolution de 1 km. On teste tout d'abord un coefficient C variable basé sur la longueur de mélange de BL. A 1 km de résolution, la paramétrisation surestime le flux de 1 km à 7 km d'altitude (Fig. 6.20a.), mais sous-estime largement celui de $\overline{w'r'_{np}}$. Puis, comme la valeur du coefficient $C = 5\Delta x^2/12$ est trop faible pour les flux thermodynamiques (elle est trop élevée pour $\overline{w'^2}$), une autre valeur a été déterminée. La valeur du coefficient $C = 7\Delta x^2/12$ permet d'obtenir des profils verticaux des flux turbulents les plus proches possible des profils de référence. Cela souligne ainsi que la constante C constitue un paramètre de réglage du schéma en fonction de la résolution.



(a) $\overline{w'\theta_l}^{1km}$ (b) $\overline{w'r'_{np}}^{1km}$ (c) $\beta\overline{w'\theta_v}^{1km}$

FIGURE 6.20 – Profils verticaux des flux turbulents a) $\overline{w'\theta_l}^{1km}$, b) $\overline{w'r'_{np}}^{1km}$ et c) $\beta\overline{w'\theta_v}^{1km}$ de référence (noir), et des paramétrisation DM avec un coefficient $C = 5\Delta x^2/12$ (rouge), $C = 7\Delta x^2/12$ (vert) et $C = BL^2$ (bleu) .

6.4.5 Conclusion

Une simulation LES de 50 m de résolutions horizontale et verticale, emboîtée à un domaine de résolution horizontale de 200 m, centrée sur un événement convectif profond, a permis de modéliser un orage au stade mature à très fine résolution. Elle a servi de référence pour obtenir des flux turbulents de référence sous-maille aux résolutions horizontales de 0.5 km, 1 km et 2 km. A partir des gradients des champs moyens à Δx, les paramétrisations issues de Cuxart et al. (2000), TTE et Moeng (2014) ont été évaluées sur les variances dynamiques et les flux verticaux des variables conservatives, en utilisant la longueur de mélange BL pour CBR et TTE.

L'étude du flux de référence sous-maille $\overline{w'\theta'_l}^{\Delta x}$ met en évidence l'existence de flux à contre-gradient, à toutes les résolutions considérées, prépondérants dans l'ascendance principale, ainsi qu'au sommet du nuage de part et d'autre de cette ascendance. Ces flux à contre-gradient sont sans doute générés par une turbulence non-locale, liée à la présence de structures turbulentes cohérentes au sein des ascendances convectives, et au sommet du nuage.

Le flux sous-maille $\overline{w'r'_{np}}^{\Delta x}$ de référence présente une structure différente, avec un flux majoritairement positif dans tout le nuage excepté au sommet de part et d'autre de l'ascendance, traduisant de la même manière des zones de contre-gradient associées à l'entraînement sommital.

La paramétrisation en K-gradient de ces flux, utilisée dans Cuxart et al. (2000), ne permet pas de reproduire les structures à contre-gradient, de manière analogue au défaut identifié dans les couches limites convectives. La production thermique est alors fortement sous-estimée sur toute la profondeur du nuage convectif.

Pour pallier cette déficience, deux autres paramétrisations ont été évaluées. Tout d'abord, la paramétrisation TTE permet la représentation de flux à contre-gradient dans l'ascendance, mais de façon locale et non organisée, ce qui reste très nettement insuffisant et trop éloigné de la référence pour le flux $\overline{w'\theta'_l}$. En revanche, elle génère des structures à contre-gradient au sommet du nuage. La production thermique de turbulence est par ailleurs augmentée sur toute l'épaisseur du nuage, mais de manière insuffisante.

La troisième paramétrisation est issue de Moeng (2014). Basée sur une paramétrisation des flux verticaux à partir des gradients horizontaux, elle offre la meilleure production thermique de turbulence dans le nuage, grâce notamment à une bonne représentation des zones à contre gradient. Elle est en revanche très sensible à la résolution horizontale, de par la dépendance aux gradients horizontaux, ce qui nécessite l'ajustement d'un coefficient en fonction de la résolution. Sur notre cas d'étude idéalisé, le meilleur résultat à 1 km de résolution a été obtenu avec un coefficient C égal à $7\Delta x^2/12$.

Concernant les variances dynamiques, la paramétrisation selon TTE, qui introduit un terme supplémentaire lié à la flottabilité, représente le mieux les structures dans le nuage, alors que la paramétrisation selon Moeng (2014) sous-estime très largement la variabilité spatiale, notamment à 2 km de résolution.

Cette première évaluation diagnostique à partir des flux de référence nous a donc permis d'identifier les défauts majeurs de la paramétrisation actuelle dans les nuages convestifs profonds et de tester des alternatives. Elle doit maintenant être complétée par l'étude "on-line" de ces paramétrisations sur le même système convectif profond, à la résolution kilométrique.

Chapitre 7

Evaluation des schémas de turbulence à l'échelle kilométrique

Dans ce chapitre, le même cadre d'étude de simulation idéalisée de convection profonde est repris. Les simulations sont réalisées à 1 km de résolution horizontale sur la base des différentes paramétrisations testées au chapitre précédent. Les résultats obtenus sont comparés aux flux de référence de la simulation LES à 50 m, moyennés à 1 km.

La simulation de contrôle à 1 km de résolution horizontale est celle basée sur la paramétrisation actuelle dans le modèle Méso-NH (Cuxart et al., 2000) (notée CBR). Pour pallier aux limites actuelles de ce schéma dans les nuages convectifs profonds, une étude de sensibilité à la longueur de mélange est menée. Puis, d'autres simulations sont réalisées avec les paramétrisations TTE et dérivée de Moeng (2014). Enfin, une étude de sensibilité à certains paramètres du schéma de Moeng (2014) est présentée.

7.1 Configuration des simulations

Le domaine horizontal s'étend de 120 km sur 120 km pour une hauteur de 20 km avec une résolution horizontale de 1km et verticale de 100m (jusqu'à 13 km), la grille étant étirée au dessus. Le domaine est identique à celui de la simulation à 200 m de résolution (voir chapitre précédent) ainsi que les conditions initiales. Il est utile de rappeler que le schéma de rayonnement n'est pas activé, et ne reproduit donc pas le phénomène de refroidissement au sommet du nuage. Aucune paramétrisation de la convection peu profonde n'est activée. De plus, le schéma de condensation sous-maille n'est pas utilisé. Les simulations sont intégrées pendant 4 h. Le tableau 7.1 présente les différentes simulations réalisées. Par défaut la turbulence 3D et la longueur de mélange de Bougeault and Lacarrère (1989) (notée BL) sont utilisées, ainsi que les constantes associées aux paramétrisations de la turbulence dont les valeurs sont précisées dans le tableau (3.2). La paramétrisation issue de Moeng (2014) est ici appliquée uniquement aux flux thermodynamiques verticaux $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$, puisque l'on a mis en évidence, dans le chapitre précédent, que la formulation proposée par Moeng (2014) appliquée aux flux dynamiques n'apporte pas d'amélioration significative par rapport CBR. Elle est également appliquée uniquement dans le

nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$), et l'on garde la paramétrisation CBR à l'extérieur du nuage. DM s'exprime donc sous la forme $\overline{w's'}$=$C(\frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial s}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y}\frac{\partial s}{\partial y})$ où $s = \theta_l$, r_{np} et C est un paramètre qui a une dimension de longueur au carré. La valeur de $C = 3\frac{\Delta x^2}{12}$ avec $\Delta x = 1000m$ est privilégiée avec DM. Une étude de sensibilité à ce paramètre C est ensuite menée et le choix de prendre $C = 3\frac{\Delta x^2}{12}$ est ainsi justifié a posteriori. Les flux dynamiques ont donc la même expression pour les simulations basées sur CBR et DM, avec par exemple pour la variance verticale, l'expression (7.1).

$$\overline{w'^2} = \frac{2}{3}e - L\frac{8}{15C_{pv}}\sqrt{e}\frac{\partial w}{\partial z} \text{avec } C_{pv} = 2.11 \tag{7.1}$$

Pour la simulation DM_CPV, C_{pv} est modifié pour les flux dynamiques : $C_{pv} = 1.5$. Pour DM_B33, un terme supplémentaire, en bleu dans (7.2) et correspondant à B_{33}, est ajouté uniquement à la variance verticale.

$$\overline{w'^2} = \frac{2}{3}e - L\frac{8}{15C_{pv}}\sqrt{e}\frac{\partial w}{\partial z} + \alpha_3 \underbrace{\frac{L}{C_{pv}\sqrt{e}}\frac{4}{3}\beta\overline{w'\theta'_v}}_{B_{33}} \text{ avec } C_{pv} = 2.11 \tag{7.2}$$

Le schéma TTE utilisé est uniquement en T1D, car la version en T3D n'est pas encore disponible dans Méso-NH. Il est important de rappeler que le schéma TTE dans Méso-NH est en cours de développement et que cette version reste préliminaire.

Noms des simulations	descriptif	longueur de mélange	
		dans le nuage	hors nuage
CBR	Turb3D schéma de Cuxart et al. (2000)	BL	BL
CBR_DR	Turb3D schéma de Cuxart et al. (2000)	DEAR	DEAR
$CBR_DOP\text{-}BL$	Turb3D schéma de Cuxart et al. (2000) avec longueur de mélange dopée par un coefficient α $1 \leq \alpha \leq \alpha_{max} = 2$	α x BL	BL
$CBR_DOP\text{-}DR$	Turb3D schéma de Cuxart et al. (2000) avec longueur de mélange dopée par un coefficient α $1 \leq \alpha \leq \alpha_{max} = 3$	α x DEAR	DEAR
DM	Schéma dérivé de Moeng (2014) avec $C = 3\frac{\Delta x^2}{12}$ et $\Delta x = 1000m$	BL	BL
$CBR\text{-}T1D$	Turb1D schéma de Cuxart et al. (2000)	BL	BL
$TTE\text{-}T1D$	Schéma TTE en 1D	BL	BL
$DM\text{-}CBL$	DM avec $C = BL^2\ m^2$	BL	BL
$DM\text{-}C2$	DM avec $C = 7\frac{\Delta x^2}{12}$	BL	BL
DM_CPV	idem DM et Turb3D schéma de Cuxart et al. (2000) avec $C_{pv} = 1.5$	BL	BL
DM_B33	DM dont l'expression de $\overline{w'^2}$ (eq. 7.2) contient le terme B_{33} avec $\alpha_3 = 0.8$	BL	BL

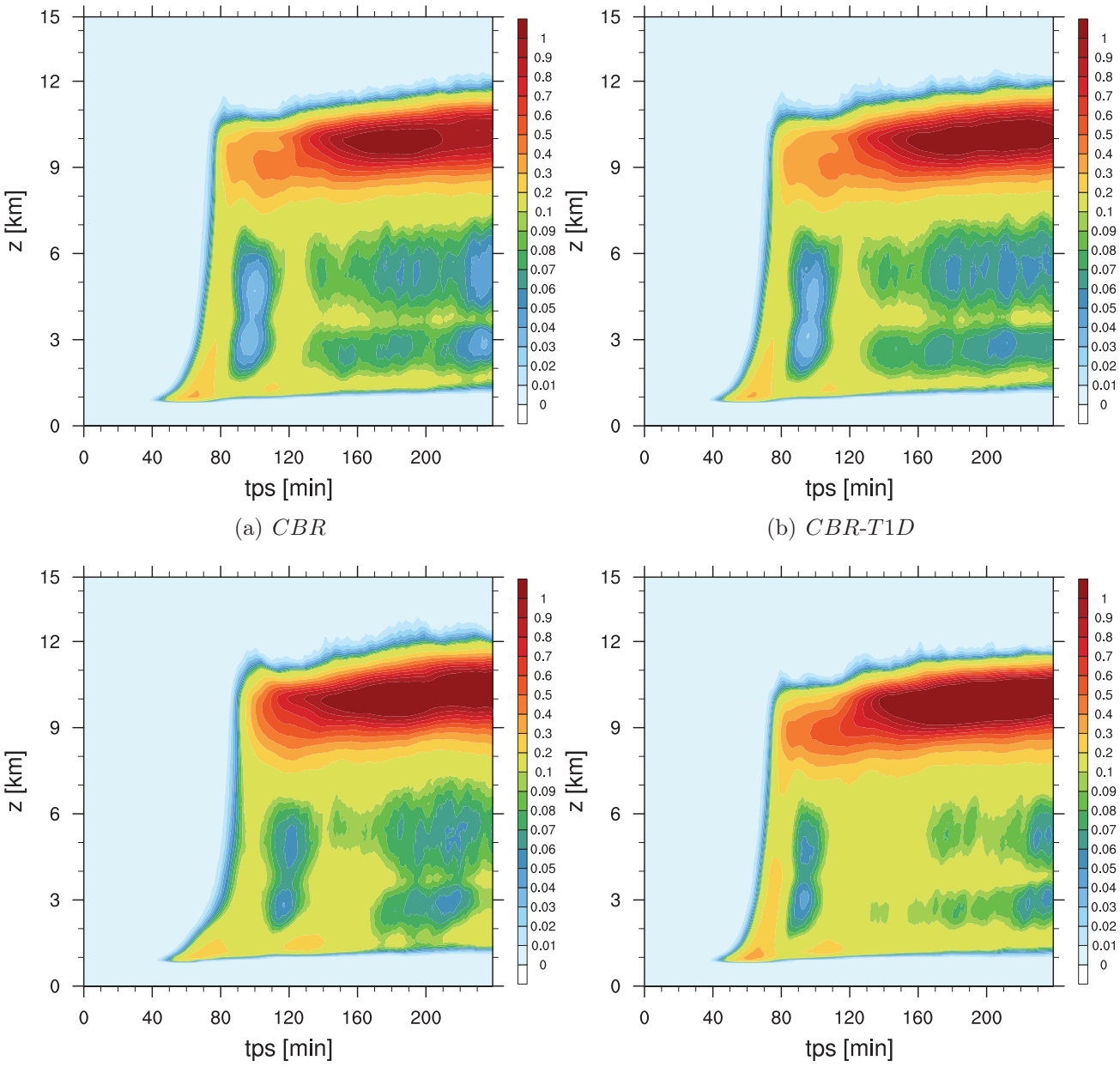
TABLE 7.1 – Tableau présentant l'ensemble des simulations réalisées.

7.2 Evolution temporelle de la convection profonde

7.2.1 Simulation de contrôle

La simulation de contrôle CBR déclenche des systèmes de convection profonde, comme le montre l'évolution temporelle de la fraction nuageuse moyenne sur le domaine (Fig. 7.1a). L'atmosphère étant au repos à l'état initial, une couche limite convective se forme durant la première

heure de simulation. Des cumulus se développent au bout de 45 min de simulation à partir du sommet de celle-ci vers 1 km d'altitude (Fig. 7.1a).



(a) *CBR* (b) *CBR-T1D*

(c) *TTE-T1D* (d) *DM*

FIGURE 7.1 – Evolution temporelle de la fraction de nuage moyennée sur le domaine horizontal en fonction de l'altitude pour les simulations (a) *CBR*, (b) *CBR-T1D*, (c) *TTE-T1D* et (d) *DM*.

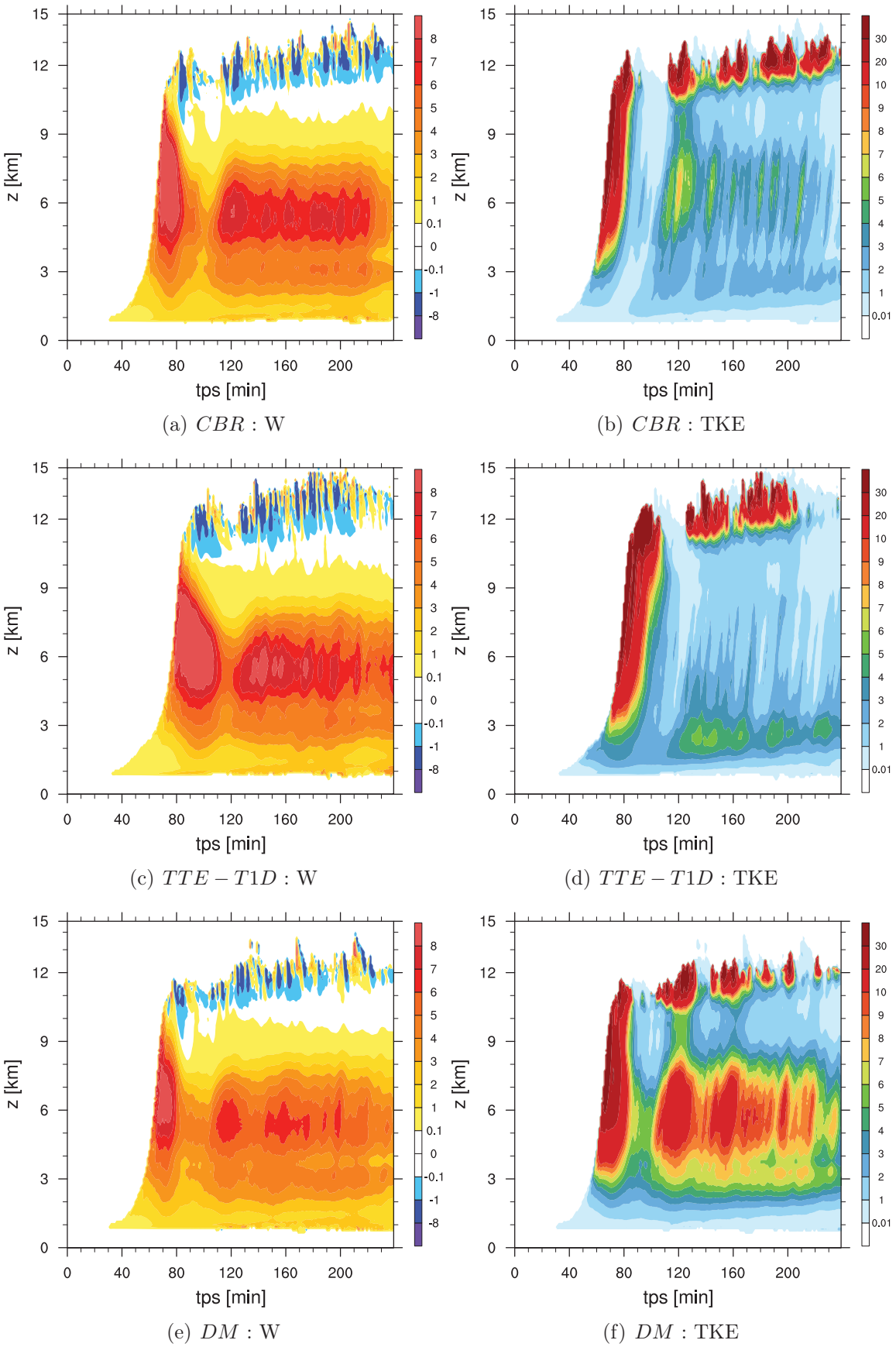
Après 65 min, les sommets des nuages les plus développés atteignent 5 km d'altitude. Les nuages convectifs profonds franchissent la tropopause (qui se situe à 10 km d'altitude) vers 70 min. Durant la formation de ces premiers systèmes convectifs profonds, la fraction nuageuse moyenne sur le domaine est comprise entre 10 et 20% et le maximum des vitesses verticales moyennes sur les zones nuageuses dépasse les 10 $m.s^{-1}$ (Fig. 7.2a). On note une TKE moyenne sur les zones nuageuses comprise entre 1 et 8 $m^2.s^{-2}$ entre 3 et 11 km (Fig. 7.2b). Cette période instationnaire peut être qualifiée de "spin-up". Elle est suivie d'une chute de l'activité convective (de t=80 min à t=110 min), puis d'une deuxième période de forte convection profonde marquant

le début d'une phase stationnaire où la TKE est comprise entre 0.01 et 4.5 $m^2.s^{-2}$ dans la partie inférieure des systèmes convectifs (Fig. 7.2b). De 4.5 à 8.5 km d'altitude, la TKE est en moyenne plus élevée que dans la partie inférieure, les valeurs maximales atteignant 7 $m^2.s^{-2}$. Juste au-dessus, les vitesses verticales (Fig. 7.2a) sont très faibles tout comme la TKE. La fraction nuageuse, proche de 100% entre 8 km et 11 km, indique que les enclumes recouvrent presque tout le domaine de simulation (Fig. 7.1a). Enfin, les sommets des nuages contiennent de très fortes valeurs de TKE, ainsi qu'une alternance de vitesses verticales moyennes positives et négatives probablement dues à des ondes de gravité générées par les enclumes des cumulonimbus qui excitent la tropopause.

7.2.2 Comparaison avec les autres schémas de turbulence

Afin de vérifier si la période de stationnarité de la convection profonde est commune à l'ensemble des simulations, les évolutions temporelles de la convection sont comparées. Le déclenchement de la convection profonde simulée par l'expérience TTE-$T1D$ est retardé, de l'ordre de 10 min, en comparaison de CBR (Fig7.1a,d). Parallèlement, TTE-$T1D$ simule une TKE plus importante que CBR, dans le bas du nuage (Fig. 7.2d,b). Il est possible que les nuages peu profonds soient dissipés par diffusion turbulente de manière plus efficace que dans CBR, jusqu'à ce que les nuages soient suffisamment énergétiques pour pouvoir se développer sur la verticale. Dans l'atmosphère libre, les nuages profonds de TTE-$T1D$ sont le siège de vitesses verticales moyennes plus importantes que dans CBR (Fig. 7.2c,a) alors que la TKE est plus faible (Fig. 7.2d,b), ce qui ne va pas dans le sens de l'objectif recherché : TTE-$T1D$ tend à renforcer la dynamique résolue et à diminuer la dynamique sous-maille.

Les systèmes convectifs modélisés par DM atteignent la tropopause (10 km) au même moment que dans la simulation CBR (Fig. 7.1a,d). Mais la fraction nuageuse modélisée par DM est un peu plus importante que dans CBR (Fig. 7.1a,d), ce qui semble indiquer que DM favorise les développements nuageux. Dans les ascendances convectives, les vitesses verticales moyennes simulées par DM (Fig. 7.2e) sont moins importantes que celles simulées par CBR (Fig. 7.2a) d'environ 1 ou 2 $m.s^{-1}$ alors que la TKE (Fig. 7.2f) est plus forte que celle issue de CBR (Fig. 7.2b) : DM renforce le transport sous-maille sur la partie résolue, ce qui va cette fois-ci dans le sens de l'objectif recherché.



(a) CBR : W (b) CBR : TKE

(c) $TTE - T1D$: W (d) $TTE - T1D$: TKE

(e) DM : W (f) DM : TKE

FIGURE 7.2 – Evolution temporelle des vitesses verticales en $m.s^{-1}$ (colonne de gauche) et de la TKE (colonne de droite) en $m^2.s^{-2}$, moyennées dans les nuages ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) en fonction de l'altitude pour les simulations (a,b) CBR, (c,d) $TTE - T1D$ et (e,f) DM.

Les figures 7.1 et 7.2 mettent en évidence une période stationnaire présente dans l'ensemble des simulations. Cette période est comprise entre t=120 min et t=200 min. Cela valide donc le fait que dans les parties suivantes, les comparaisons des profils verticaux avec ceux de la simulation de référence seront effectués au cours de la période stationnaire, au même instant $t = 180$ min, en cohérence avec les profils de SREF obtenus à $t = 175$ min. On sélectionne pour cela les nuages matures dépassant 8 km d'altitude dans les simulation à 1 km de résolution.

7.3 Sensibilité du schéma de Cuxart et al. (2000) à la longueur de mélange

Depuis les travaux de Tomasini et Lafore (2004), il est connu que le modèle Méso-NH (utilisant la paramétrisation de Cuxart et al. (2000)) modélise des vitesses verticales trop fortes dans les systèmes convectifs ainsi qu'une TKE trop faible, ce que la première partie de cette thèse a confirmé. Le présent cas d'étude le confirme également, comme le montrent les figures 7.3 et 7.4a, pour la simulation CBR. La TKE est reliée aux vitesses verticales à travers l'évolution de la vitesse verticale liée aux processus turbulents $\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)_{turb} = -\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z}$, où les flux turbulents sont fonction de la TKE et de la longueur de mélange. Comme la TKE impacte directement la longueur de mélange BL, de faibles valeurs de TKE entraînent de faibles valeurs de BL (Fig. 7.4b pour CBR). Cela implique une mauvaise représentation des flux turbulents et donc des biais dans la divergence des flux turbulents qui sont en partie responsables des biais sur les vitesses verticales dans les systèmes convectifs.

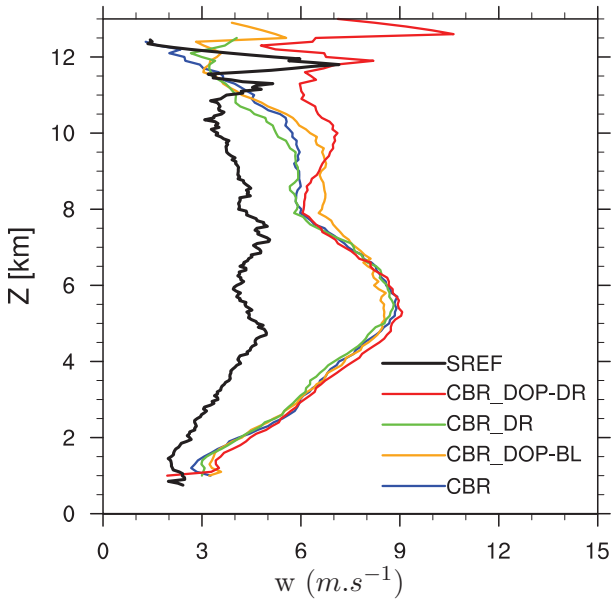
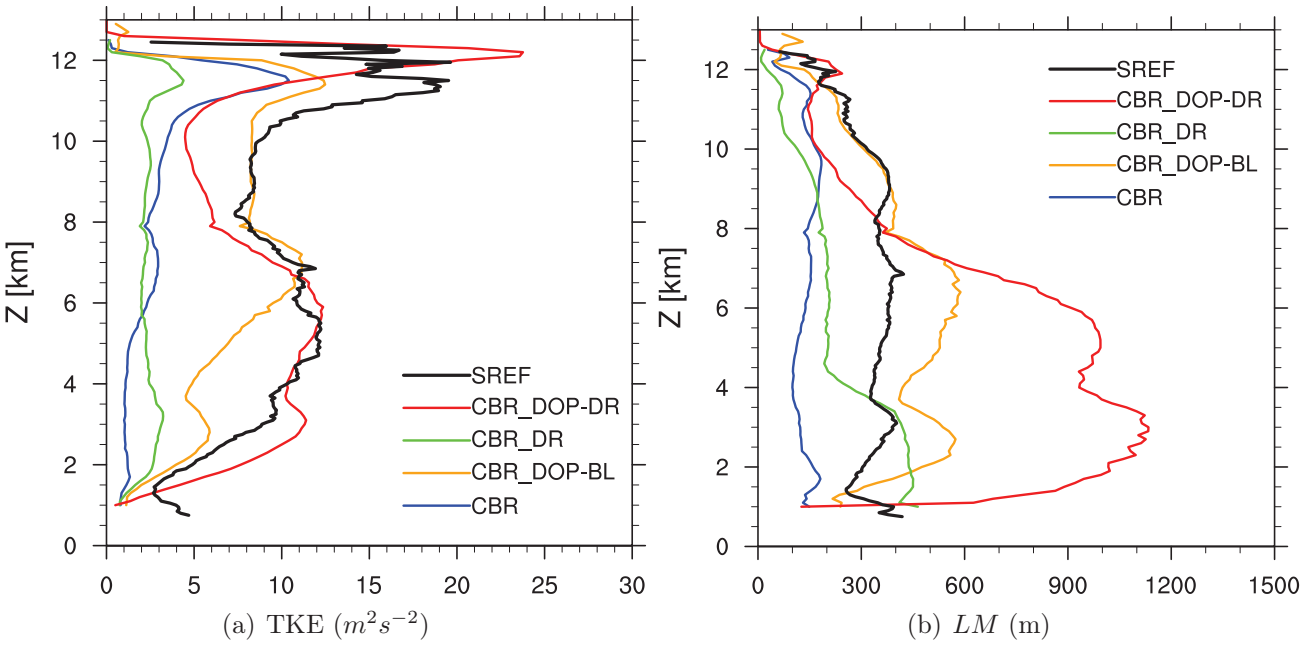


FIGURE 7.3 – Profils verticaux issus des simulations à 1km de résolution moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des vitesses verticales supérieures à 1 $m.s^{-1}$. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min.

A noter que la longueur de mélange issue de la simulation LES (notée SREF) correspond à la longueur de mélange paramétrée selon BL, calculée à partir des champs LES moyennés à

$\Delta x = 1000m$. Elle ne constitue pas une vraie longueur de mélange de référence à proprement parler.

La longueur de mélange de Deardorff (DEAR), utilisée dans la simulation *CBR_DR*, ne solutionne pas le problème, l'impact étant faible sur la vitesse verticale, la TKE et la longueur de mélange. Tomasini et Lafore (2004) ont ainsi proposé d'amplifier la longueur de mélange dans les zones de nuage afin d'augmenter la TKE. Comme cela a été présenté précédemment, ils ont déterminé le coefficient d'amplification à appliquer à la longueur de mélange, selon un critère basé sur l'augmentation au cours du temps des gradients horizontaux d'eau totale G_i. Si la quantité $G_i \frac{dG_i}{dt}$ est supérieure à 0 (où G_i est $\frac{\partial r_{np}}{\partial x_i}$ avec $i = 1, 2$), cela signifie que la norme du gradient augmente avec le temps. Un coefficient d'amplification α de la longueur de mélange est appliqué lorsque le critère d'amplification est satisfait, dont la valeur est déterminée par une simple relation linéaire (voir chapitre 2 pour plus de détail). Afin de tester cette modification de la longueur de mélange sur le présent cas d'étude, nous avons déterminé un coefficient maximum de 2 pour la longueur de mélange de BL (elle-même étant appliquée hors nuage) (simulation *CBR_DOP-BL*) et de 3 pour la longueur de mélange DEAR (simulation *CBR_DOP-DR*).

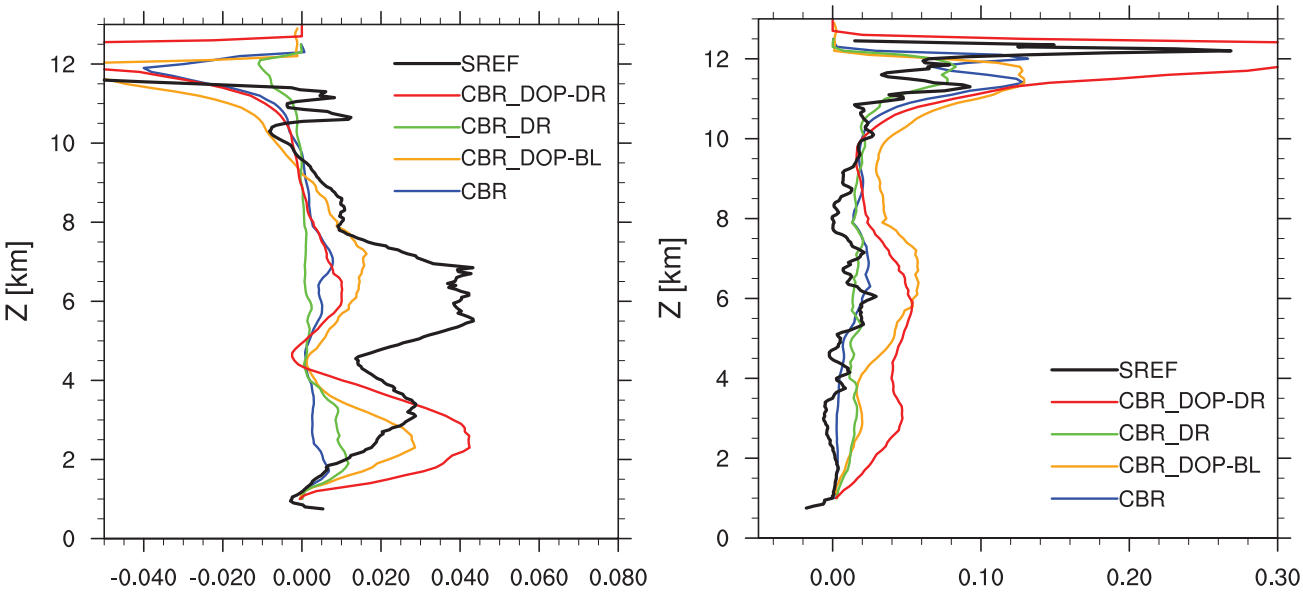


(a) TKE ($m^2 s^{-2}$) (b) LM (m)

FIGURE 7.4 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min de a) la TKE et b) de la longueur de mélange (m). Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min.

Ces 2 nouvelles simulations augmentent significativement la TKE dans les nuages convectifs (Fig. 7.4a), notamment *CBR_DOP-DR* jusqu'à 7 km et *CBR_DOP-BL* au dessus. Mais les vitesses verticales ne sont pas du tout diminuées, et sont même augmentées dans la haute troposphère avec *CBR_DOP-DR*. L'augmentation de la TKE induit une surestimation de longueur de mélange BL jusqu'à 8 km, le facteur multiplicatif α étant supérieur à sa valeur maximale (α_{max}=2). D'autres tests ont montré que pour diminuer les vitesses verticales, il fallait que la longueur de mélange soit multipliée par un important coefficient α, qui amplifie les flux de manière irréaliste (non-montré).

Si la production dynamique de TKE dans la simulation CBR est assez bien reproduite (Fig. 7.5b), la sous-estimation de la TKE vient principalement de la production thermique, largement sous-estimée (Fig. 7.5a). La production thermique étant égale à $\beta(E_\theta \overline{w'\theta'_l} + E_{moist}\overline{w'r'_{np}})$, où E_θ et E_{moist} sont des coefficients, le problème vient donc de la mauvaise représentation des flux $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ dans CBR (Fig. 7.6a,b), qui sont tous deux sous-estimés, et sans structure à contre-gradient pour $\overline{w'\theta'_l}$. La longueur de mélange DEAR n'améliore pas significativement les flux turbulents (CBR_DR). A l'inverse, les simulations $CBR_DOP\text{-}DR$ et $CBR_DOP\text{-}BL$ augmentent significativement les flux turbulents. Ainsi $CBR_DOP\text{-}BL$ reproduit bien $\overline{w'\theta'_l}$ jusqu'à 4 km, puis manque la structure en contre-gradient au dessus, créant de fortes valeurs négatives entre 4 km et 8 km. Parallèlement, $\overline{w'r'_{np}}$ reste sous-estimé au dessus de 2.5 km. L'impact est encore plus fort avec $CBR_DOP\text{-}DR$ qui reproduit bien $\overline{w'r'_{np}}$, mais sous-estime très fortement $\overline{w'\theta'_l}$. Il en résulte pour ces 2 expériences une production thermique de TKE en partie corrigée jusqu'à 4 km, et toujours largement sous-estimée au dessus. Parallèlement, la production dynamique de TKE est fortement sur-estimée, compensant ainsi les trop faibles valeurs de production thermique. L'amélioration de la TKE avec ces longueurs de mélange amplifiées est donc en partie due à de mauvaises raisons, à savoir la surestimation de la production dynamique au mélange turbulent.



(a) TP $(m^2.s^{-3})$ (b) DP $(m^2.s^{-3})$

FIGURE 7.5 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1}$) à t=180 min de la production a) thermique $(m^2.s^{-3})$ et b) dynamique $(m^2.s^{-3})$ de TKE. Les profil SREF (courbe noire épaisse) sont moyennés à t=175 min.

Compte tenu de l'amélioration apportée par $CBR_DOP\text{-}DR$ sur le profil vertical de TKE, on peut examiner séparément chacune des variances dynamiques (Fig. 7.7). De la même manière que pour les autres expériences basées sur CBR, l'anisotropie des variances dynamiques n'est pas reproduite. En effet, l'amplitude des variances $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ issue de l'expérience $CBR_DOP\text{-}DR$ est surestimée alors que celle de $\overline{w'^2}$ est sous-estimée.

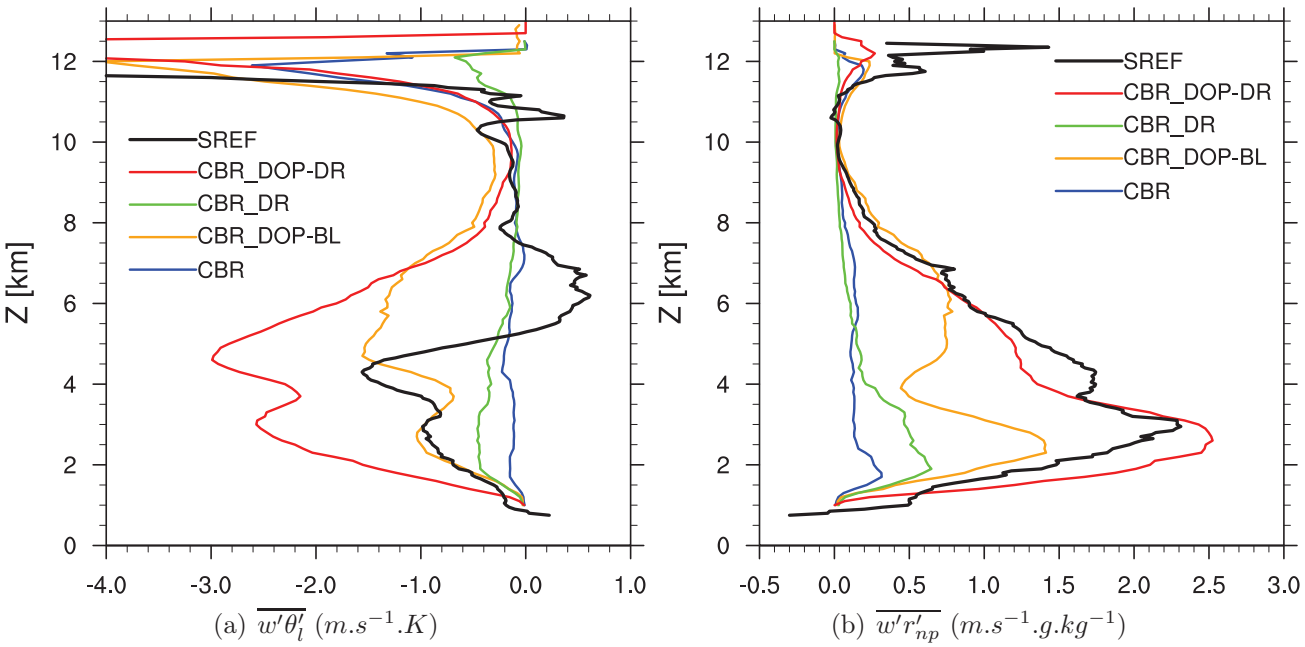


FIGURE 7.6 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des flux turbulents a) $\overline{w'\theta'_l}$ $(m.s^{-1}.K)$ et b) $\overline{w'r'_{np}}$ $(m.s^{-1}.g.kg^{-1})$. Les profils SREF (courbe noire épaisse) sont moyennés à t=175 min.

Il s'avère donc que modifier la longueur de mélange, même sur des critères physiques tels que l'ont proposé Tomasini et Lafore (2004), ne permet pas de corriger les défauts majeurs de l'approche en K-gradient. En dépit des corrections apportées sur certaines quantités turbulentes comme la TKE, la vitesse verticale est toujours sur-estimée. D'autres améliorations sont donc à rechercher dans la formulation du schéma de turbulence. La section suivante examine ainsi l'impact des schémas DM et TTE.

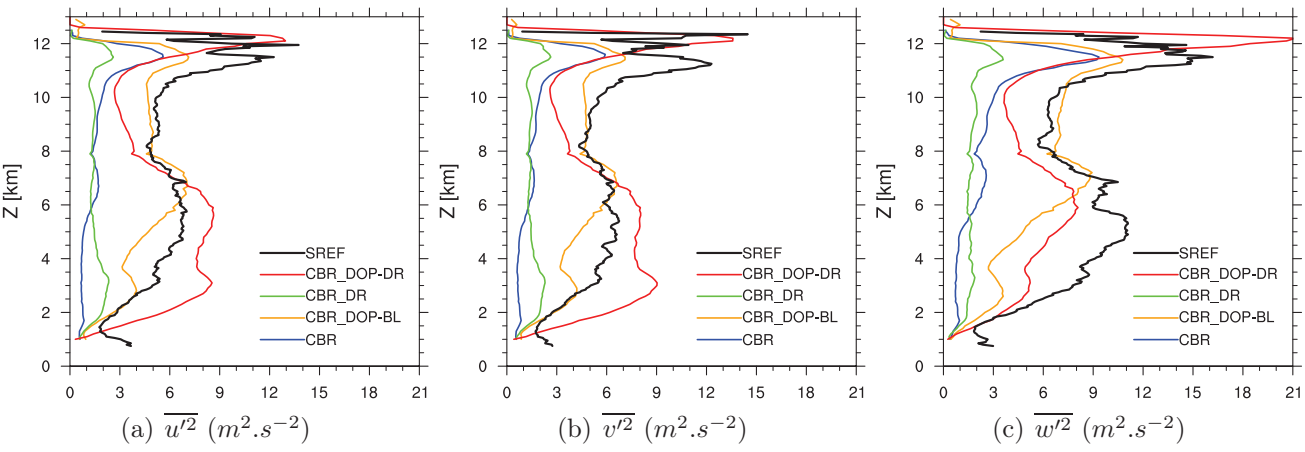


FIGURE 7.7 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des variances dynamiques turbulentes. Les profil SREF (courbe noire épaisse) sont moyennés à t=175 min.

7.4 Evaluation des différents schémas de turbulence

Les simulations CBR, CBR-$T1D$, TTE-$T1D$ et DM sont ici comparées à $SREF$. Seul DM est capable de reproduire la structure bipolaire du flux $\overline{w'\theta'_l}$, avec seulement une légère sous-estimation de l'intensité des flux (Fig. 7.8a). L'expérience DM modélise une structure semblable au flux de référence, même si, sur la coupe verticale du flux (Fig. 7.9j), la structure positive semble légèrement trop large par rapport à la largeur du nuage (Fig. 6.11b du chapitre précédent). La paramétrisation est moins satisfaisante au sommet que dans le coeur des nuages convectifs, car le flux ne reproduit pas les fortes valeurs négatives du flux de référence. Une explication possible est que la formulation utilisée dans DM ne tient pas compte des gradients verticaux de θ_l, qui sont importants au sommet pour modéliser correctement les processus d'entraînement d'air non saturé dans le nuage. Dans les nuages, on retrouve donc ici le bon comportement de DM obtenu dans le chapitre précédent, en version "off-line".

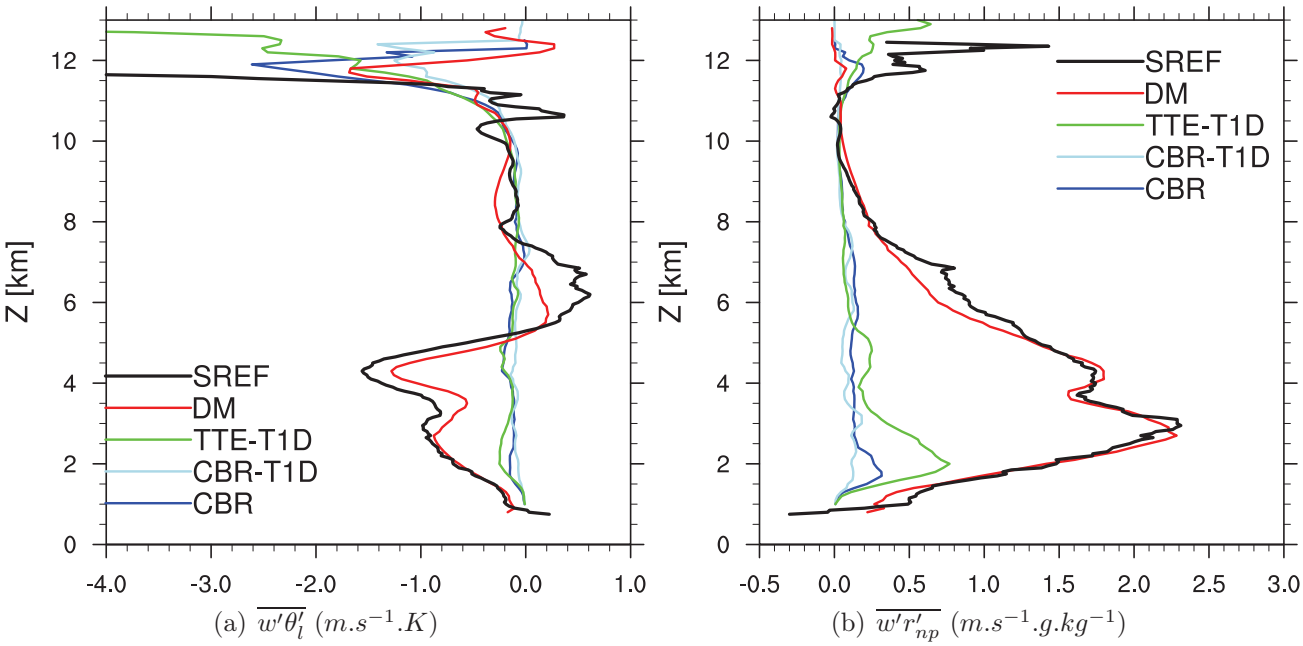
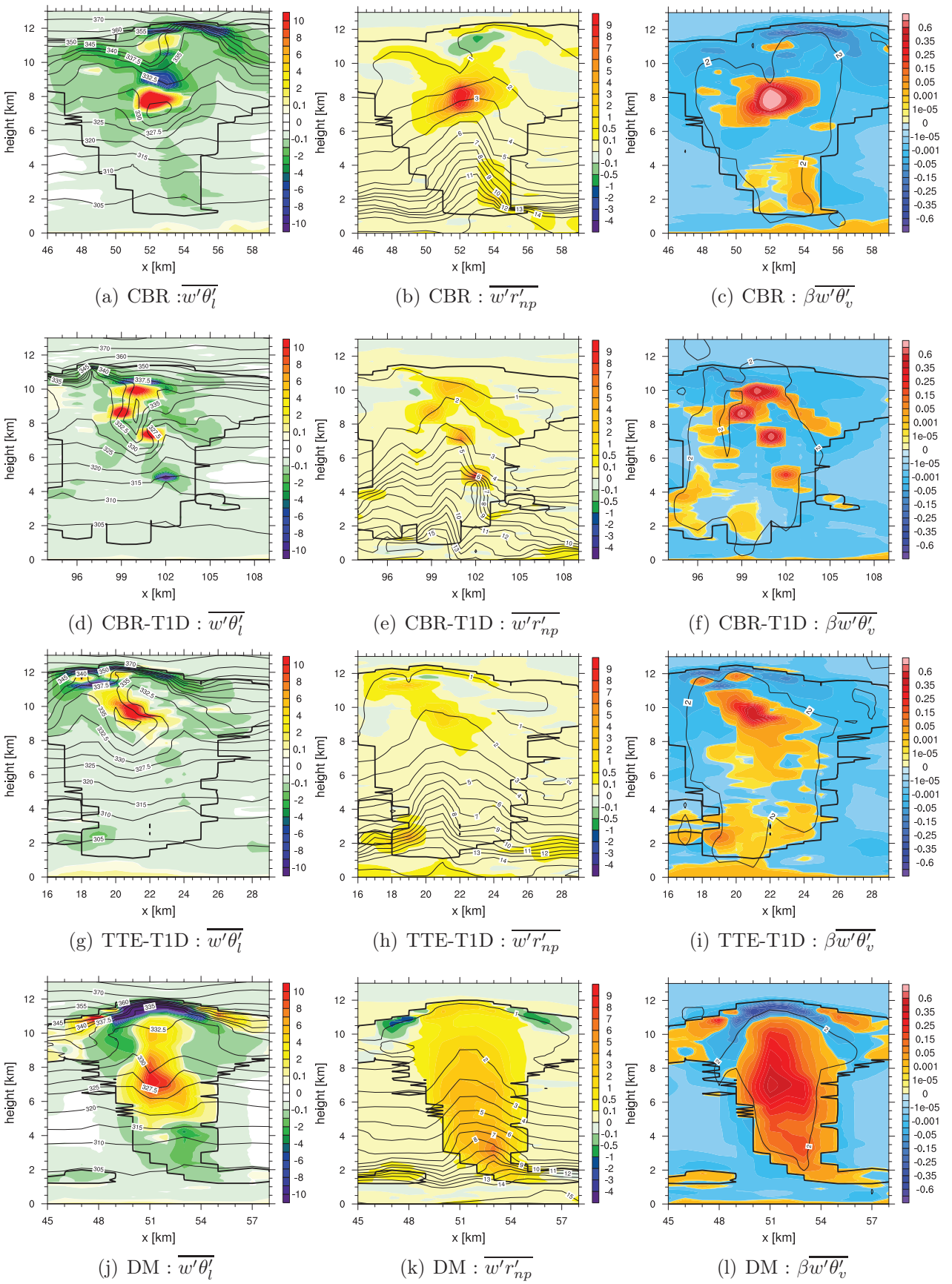


FIGURE 7.8 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des flux turbulents a) $\overline{w'\theta'_l}$ $(m.s^{-1}K)$, et b) $\overline{w'r'_{np}}$ $(m.s^{-1}.g.kg^{-1})$. Les profils SREF (courbe noire épaisse) sont moyennés à t=175 min.

Le flux $\overline{w'r'_{np}}$ est modélisé de façon remarquable par DM à la différence des autres paramétrisations (Fig. 7.8b). La coupe verticale du flux $\overline{w'r'_{np}}$ modélisé par DM est comparable à la coupe du flux de référence (Fig. 7.9h). Les flux $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ issus de TTE-$T1D$ restent en revanche nettement sous-estimés (Fig. 7.8a,b) par rapport aux profils de référence, même si $\overline{w'r'_{np}}$ est un peu amélioré par rapport à CBR-$T1D$. L'approche 1D crée des structures locales (Fig. 7.9d,e,f), liées aux fonctions de stabilité. Le flux $\overline{w'\theta'_l}$, modélisé par TTE-$T1D$, présente une structure positive du flux $\overline{w'\theta'_l}$ dans la partie supérieure du système, majoritairement aux endroits où le gradient vertical de θ_l est négatif (Fig. 7.9g). Avec TTE-$T1D$, la production thermique est majoritairement positive dans l'ascendance mais son amplitude reste sous-estimée (Fig. 7.9i).



(a) CBR : $\overline{w'\theta'_l}$ (b) CBR : $\overline{w'r'_{np}}$ (c) CBR : $\beta\overline{w'\theta'_v}$

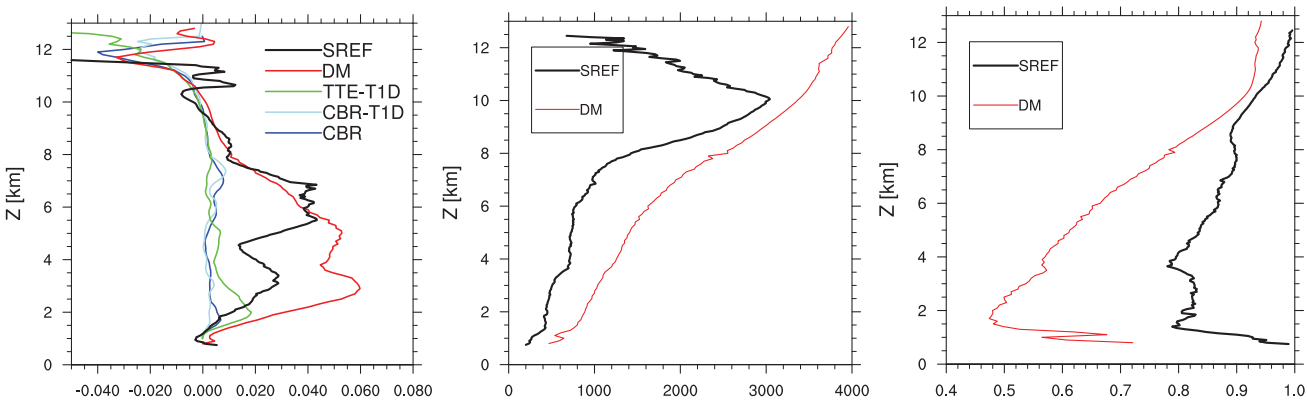
(d) CBR-T1D : $\overline{w'\theta'_l}$ (e) CBR-T1D : $\overline{w'r'_{np}}$ (f) CBR-T1D : $\beta\overline{w'\theta'_v}$

(g) TTE-T1D : $\overline{w'\theta'_l}$ (h) TTE-T1D : $\overline{w'r'_{np}}$ (i) TTE-T1D : $\beta\overline{w'\theta'_v}$

(j) DM : $\overline{w'\theta'_l}$ (k) DM : $\overline{w'r'_{np}}$ (l) DM : $\beta\overline{w'\theta'_v}$

FIGURE 7.9 – Coupes verticales des flux turbulents $\overline{w'\theta'_l}$ (à t=180 min) en $m.s^{-1}.K$ superposés aux iso-θ_l (colonne de droite), $\overline{w'r'_{np}}$ en $m.s^{-1}.g.kg^{-1}$ superposés aux iso-r_{np} en $g.kg^{-1}$ (au milieu) et de la production thermique en $m^2.s^{-3}$ superposée à l'iso-vitesse de 2 $m.s^{-1}$ pour les simulations CBR (première ligne), $CBR-T1D$ (deuxième ligne), $TTE-T1D$ (troisième ligne), et DM (quatrième ligne).

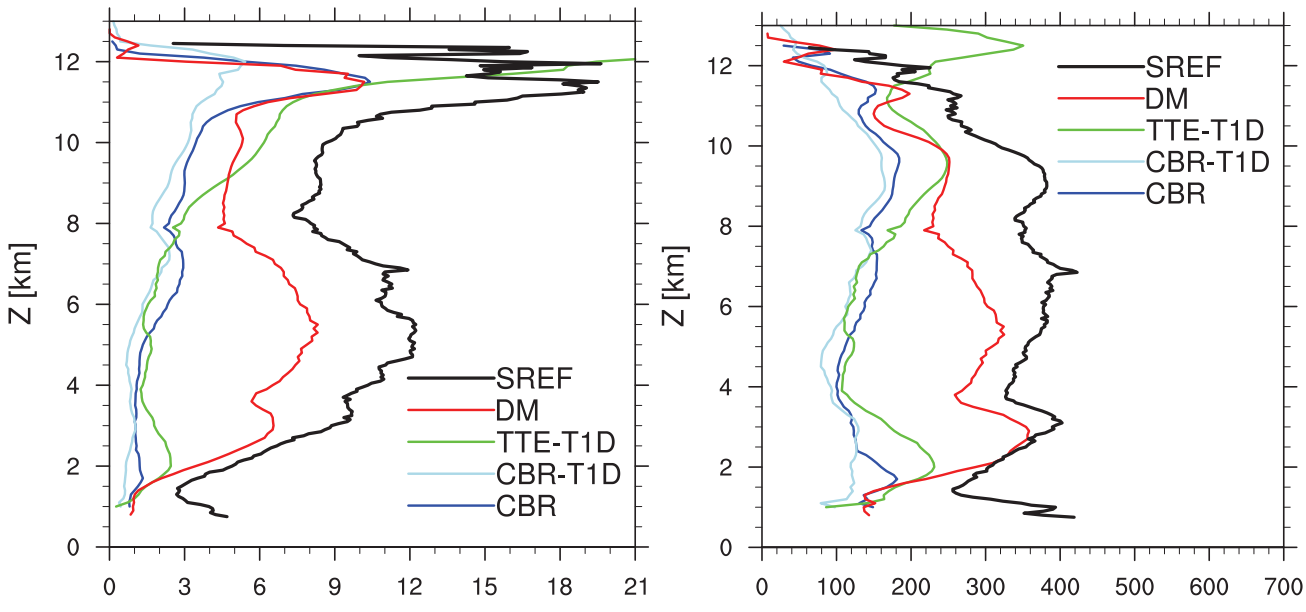
La production thermique de TKE avec DM est très largement améliorée par rapport à CBR, mais surestimée dans la basse troposphère (Fig. 7.10a), alors qu'elle est très bien reproduite au dessus. Les flux $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ étant bien restitués, les biais proviennent des valeurs des coefficients E_θ et E_m (Fig 7.10). En effet, E_θ est inférieur à $E_{\theta\text{ref}}$ et E_m est supérieur à $E_{m\text{ref}}$. Sachant que la flottabilité est fonction de $E_\theta\overline{w'\theta'_l} + E_m\overline{w'r'_{np}}$, le terme $E_m\overline{w'r'_{np}}$ contrôle l'amplitude de ce paramètre.



(a) TP (m^2s^{-3}) (b) E_{moist} (c) E_θ

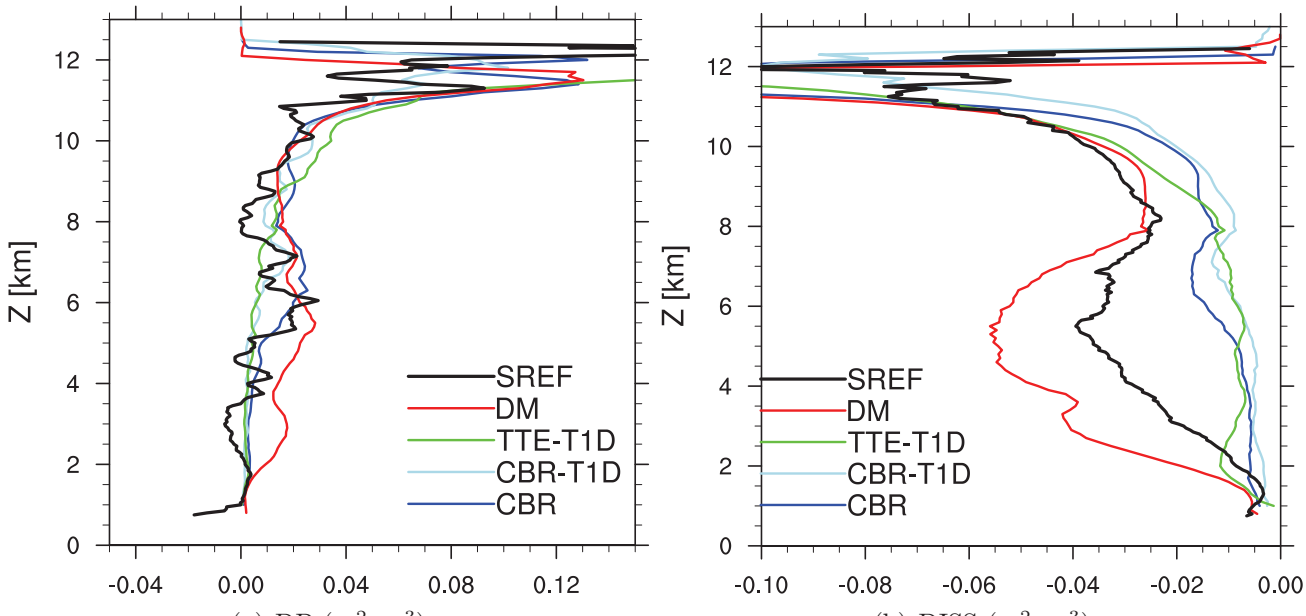
FIGURE 7.10 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1}$) à t=180 min de la a) production thermique et des coefficient b) E_{moist} (en K) et c) E_θ (sans unité). Les profils SREF (courbe noire épaisse) sont moyennés à t=175 min.

La production thermique issue de DM peut être perçue comme un forçage pour la TKE. En effet, l'expression des flux ne contient pas la TKE et la longueur de mélange. Ce sont les gradients des champs résolus qui contrôlent l'amplitude de la production thermique de TKE. DM reproduit bien la forme du profil de TKE, mais sous-estime encore son amplitude. Ceci est également vrai pour la longueur de mélange BL découlant de la TKE. On examine alors le biais de TKE afin de comprendre sa sous-estimation. Ainsi, entre 2 km et 6 km d'altitude, les productions thermique (Fig. 7.10a) et dynamique (Fig.7.12a) sont surestimées, et cependant la TKE est sous-estimée. Cela signifie donc que la dissipation est trop forte par rapport à la dissipation de référence (Fig.7.12.b). A noter que la dissipation de référence est la valeur issue de la paramétrisation de la dissipation issue de la LES moyennée à Δx. Le puits de TKE dans DM est donc trop fort, ce qui diminue la TKE. Pour que la dissipation soit plus faible, il faudrait donc que la longueur de mélange soit encore plus importante, ou bien que la constante C_ϵ intervenant dans l'expression de la paramétrisation de la dissipation soit plus faible. Donc malgré l'augmentation de BL, celle-ci reste un peu trop faible. A l'inverse, les autres expériences ont une dissipation très largement sous-estimée de 3 à 8 km d'altitude dans les systèmes convectifs, car la TKE est trop faible. La figure 7.13 montre que toutes les contributions positives ou négatives au bilan de TKE sont plus importantes pour DM que pour CBR, à l'exception du terme de transport faible dans les deux expériences (excepté au sommet).



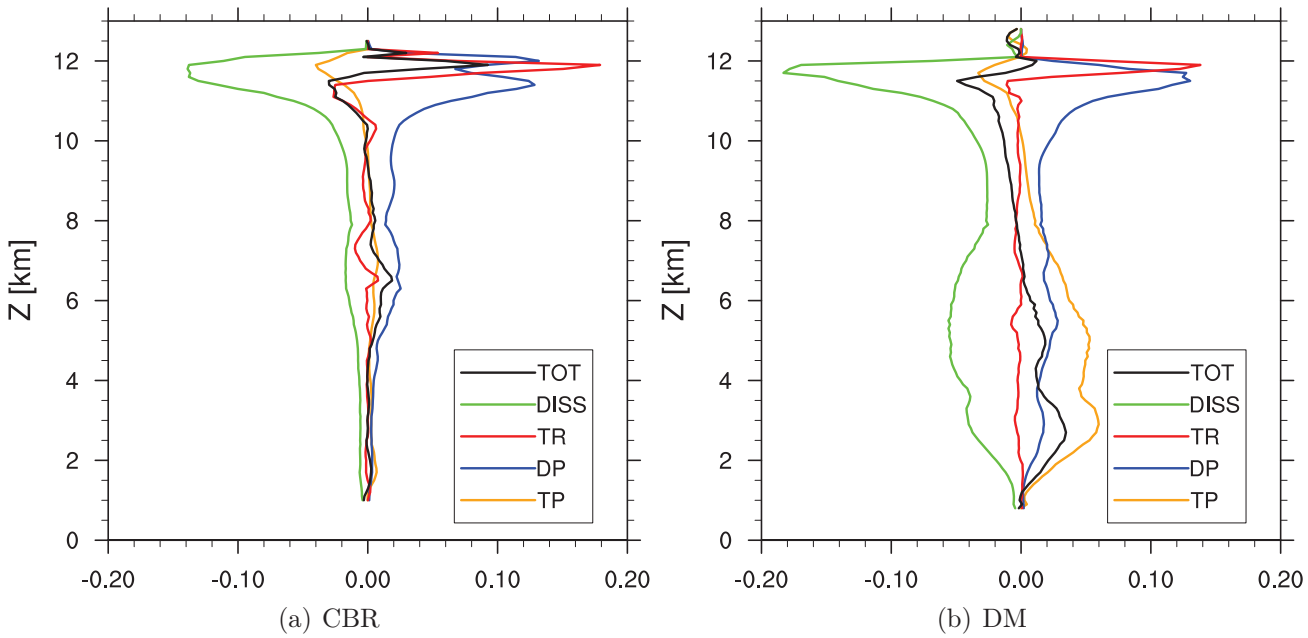
(a) TKE ($m^2 s^{-2}$) (b) BL (m)

FIGURE 7.11 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min de la a) TKE et de la b) longueur de mélange. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min.



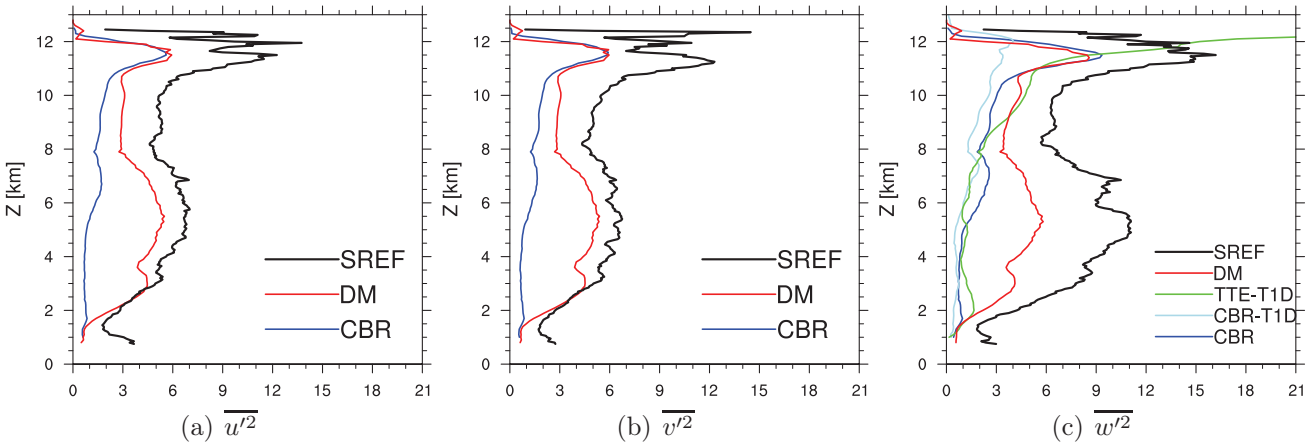
(a) DP ($m^2.s^{-3}$) (b) DISS ($m^2.s^{-3}$)

FIGURE 7.12 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min de la a) production dynamique (DP) en $m^2.s^{-3}$ et de la b) dissipation (DISS)en $m^2.s^{-3}$. Le profil SREF (courbe noir épaisse) est moyenné à t=175 min.



(a) CBR (b) DM

FIGURE 7.13 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des différents termes du bilan de la TKE : les productions thermique (TP) et dynamique (DP), le transport turbulent (TR), la dissipation (DISS) et de la somme de tous les termes (TOT) en $m^2.s^{-3}$ pour les simulations a) CBR et b) DM.



(a) $\overline{u'^2}$ (b) $\overline{v'^2}$ (c) $\overline{w'^2}$

FIGURE 7.14 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des variances dynamiques (en $m^2.s^2$) a) $\overline{u'^2}$, b) $\overline{v'^2}$ et c) $\overline{w'^2}$.

Enfin, on constate que l'augmentation de la TKE avec DM induit une nette augmentation de chaque variance dynamique (Fig. 7.14), sans cependant introduire d'anisotropie.

L'impact du schéma de turbulence avec DM est important, puisqu'il permet de diminuer les vitesses verticales moyennes au sein des ascendances convectives de manière significative par rapport à CBR (Fig. 7.15). Elles restent cependant surestimées entre 2 km et 7 km. A l'inverse, les expériences en T1D simulent des vitesses verticales encore plus élevées que celles issue de CBR, en accord avec les résultats précédents.

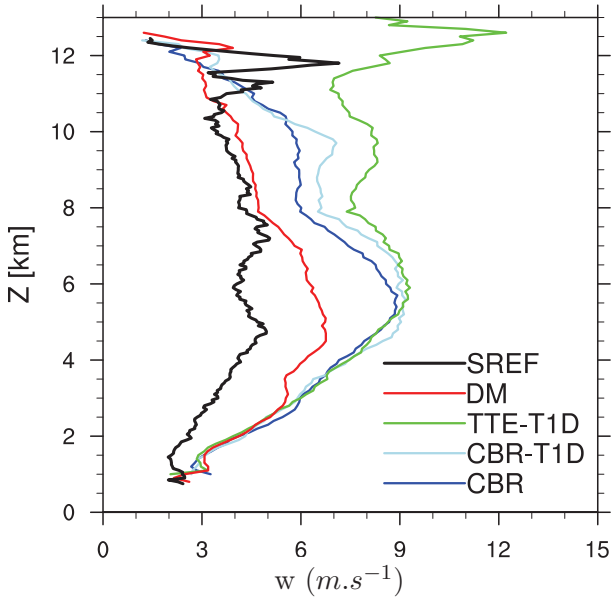


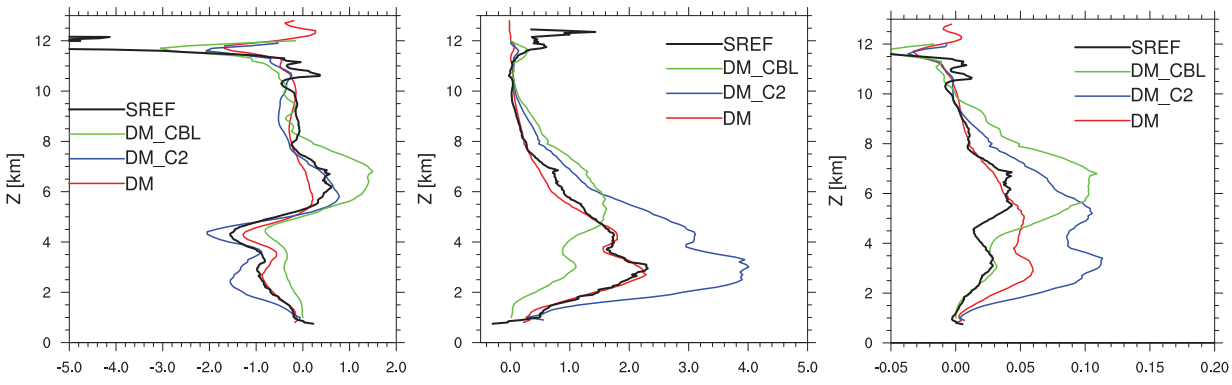
FIGURE 7.15 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des vitesses verticales supérieures à 1 $m.s^{-1}$. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min.

On retiendra donc l'apport significatif de DM, en premier lieu sur les flux $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$. Les productions de TKE et la TKE elle-même sont augmentées. Mais la longueur de mélange, encore un peu sous-estimée, intensifie la dissipation, et limite ainsi l'augmentation de la TKE. Les variances dynamiques sont toutes augmentées, mais restent isotropes. Les vitesses verticales moyennes dans les systèmes convectifs diminuent sensiblement, ce qui répond à l'objectif recherché. On va maintenant tester la sensibilité à la valeur de certains paramètres de DM, pour chercher à corriger les défauts précédemment soulignés.

7.5 Sensibilité au coefficient C de la paramétrisation issue de Moeng (2014)

Un test de sensibilité à la valeur de la constante C dans l'expression de la paramétrisation DM est maintenant mené. Comme Moeng (2014) relie sa paramérisation au flux de masse vertical, le paramètre C peut représenter la surface de la section horizontale du flux de masse vertical qui devrait être considérée comme sous-maille à la résolution Δx.

La valeur de C utilisée dans DM correspond à $3\frac{\Delta^2 x}{12}$, avec $\Delta x = 1000$ m. L'autre expérience $DM - CBL$ considère $C = BL^2$, tel que cela a été utilisé dans le chapitre précédent. Enfin, $DM - C2$ considère $7\frac{\Delta^2 x}{12}$, car cette valeur reproduisait le mieux les profils turbulents de référence dans la version "off-line ".



(a) $\overline{w'\theta'_l}$ $(m.s^{-1}.K)$ (b) $\overline{w'r'_{np}}$ $(m.s^{-1}.g.kg^{-1})$ (c) TP $(m^2.s^{-3})$

FIGURE 7.16 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1}$) à t=180 min des flux turbulents verticaux a)$\overline{w'\theta'_l}$ $(m.s^{-1}.K$, b) $\overline{w'r'_{np}}$ $(m.s^{-1}.g.kg^{-1})$ et de la production thermique TP $(m^2.s^{-3})$. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min.

La figure 7.16 illustre la sensibilité à ce paramètre pour les flux $\overline{w'\theta'_l}$, $\overline{w'r'_{np}}$, et la production thermique. Plus C est important, plus les amplitudes des flux $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ sont importantes (pour DM-CBL, la valeur correspondante de C est donnée en Fig.7.17b). Tandis que l'amplitude du flux $\overline{w'\theta'_l}$ ($\overline{w'r'_{np}}$) modélisée par DM et par DM-$C2$ est uniquement contrôlée par l'amplitude des gradients horizontaux des vitesses verticales et de θ_l (r_{np}), celle issue de DM-CBL est en plus contrôlée par la longueur de mélange BL. Les amplitudes des flux modélisés par DM-CBL sont surestimées en milieu de troposphère et sous-estimées dans la partie inférieure des systèmes convectifs (Fig. 7.16a,b). Cette paramétrisation est à l'origine d'une rétroaction positive : plus la production thermique de TKE est forte (faible), plus la TKE est forte (faible), plus la longueur de mélange est importante (faible) et plus l'amplitude des flux $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ est marquée (Fig. 7.17a,b). Dans la partie inférieure des systèmes convectifs (z $<$ 4.5 km), l'intensité des flux turbulents issus de DM, en valeur absolue, est supérieure à celle issue de DM-CBL, alors que dans la partie supérieure, la situation inverse se produit (Fig. 7.16a,b). Il apparaît donc que le paramétrage de C par BL n'est pas adapté.

L'expérience DM-$C2$ produit quant à elle une surestimation des flux turbulents, notamment de $\overline{w'r'_{np}}$, ainsi que de la production thermique. Les valeurs de TKE correspondantes sont un peu surestimées jusqu'à 8 km, ainsi que les longueurs de mélange, mais les résultats sont néammoins intéressants. Il apparaît qu'une valeur intermédiaire de C entre $3\frac{\Delta^2 x}{12}$ et $7\frac{\Delta^2 x}{12}$ pourrait mieux restituer le profil vertical de TKE de référence, mais surestimerait dans le même temps les flux turbulents verticaux. De même, DM-$C2$ surestime les variances horizontales, mais sous-estime la variance verticale (non montré), ce qui rejoint le défaut de non représentation de l'anisotropie mis en évidence dans la section précédente.

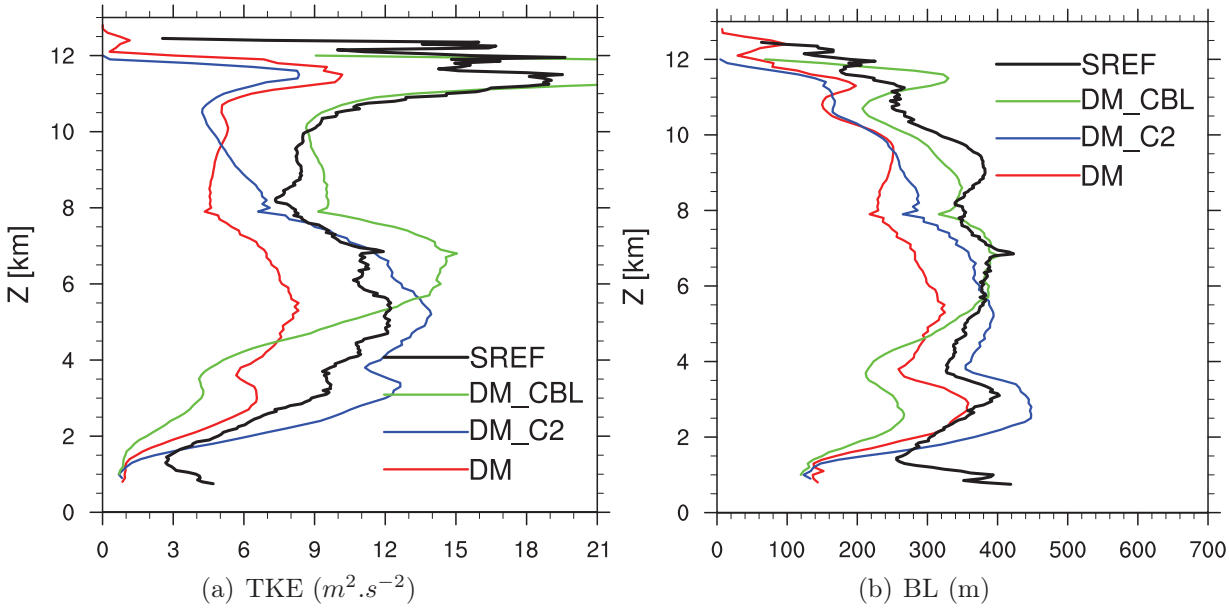


FIGURE 7.17 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min a) de la TKE ($m^2.s^{-2}$) et b) de la longueur de mélange. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min.

Enfin, les vitesses verticales issues de l'expérience *DM-C2* surestiment celles de la simulation de référence et ne sont pas significativement plus faibles que celles issue de *DM* (Fig. 7.18), sauf au dessus de 7 km où elles se confondent assez bien au profil de référence. A l'inverse, l'expérience *DM-CBL* produit des vitesses verticales plus intenses que *DM*, ce qui est contraire à l'objectif recherché. Il semble donc que le principe proposé par Moeng (2014) d'appliquer un forcage pour la turbulence, au sens que les flux turbulents sont paramétrés en fonction de gradients de champs résolus, s'applique bien aux systèmes convectifs profonds. La TKE d'origine thermique est alors pilotée par les circulations engendrées par les systèmes convectifs eux-mêmes.

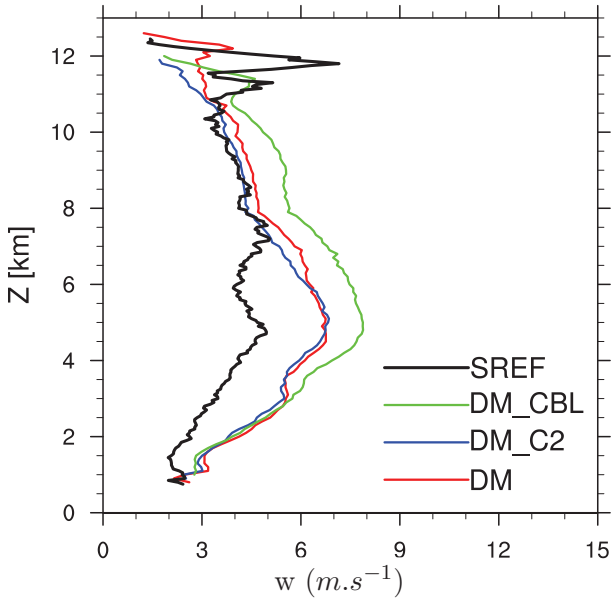
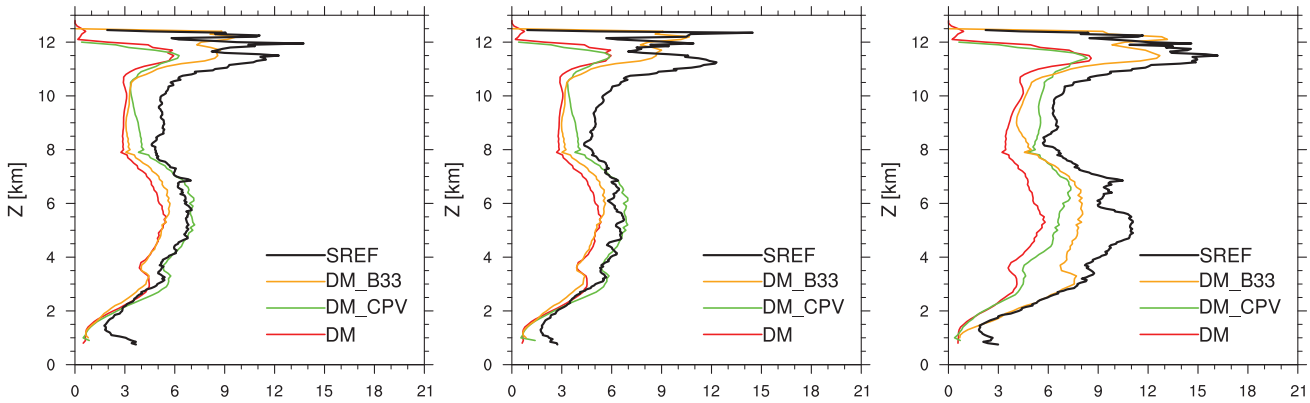


FIGURE 7.18 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des vitesses verticales supérieures à 1 $m.s^{-1}$. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min.

Notre étude a restreint la formulation Moeng (2014) aux flux verticaux des variables θ_l et r_{np} ce qui est une différence majeure avec Moeng (2014) qui propose de l'appliquer à tous les flux. De plus nous avons appliqué la formulation uniquement dans le nuage, alors que Moeng (2014) propose de l'appliquer partout et à tous les flux.

7.6 Sensibilité de la paramétrisation issue de Moeng (2014) à d'autres paramètres

Dans cette section, deux tests de sensibilité supplémentaires sont réalisés afin d'augmenter l'amplitude des variances dynamiques et introduire de l'anisotropie. Cela est testé dans le cadre des simulations utilisant la paramétrisation DM sur les flux verticaux des variables θ_l et r_{np}.

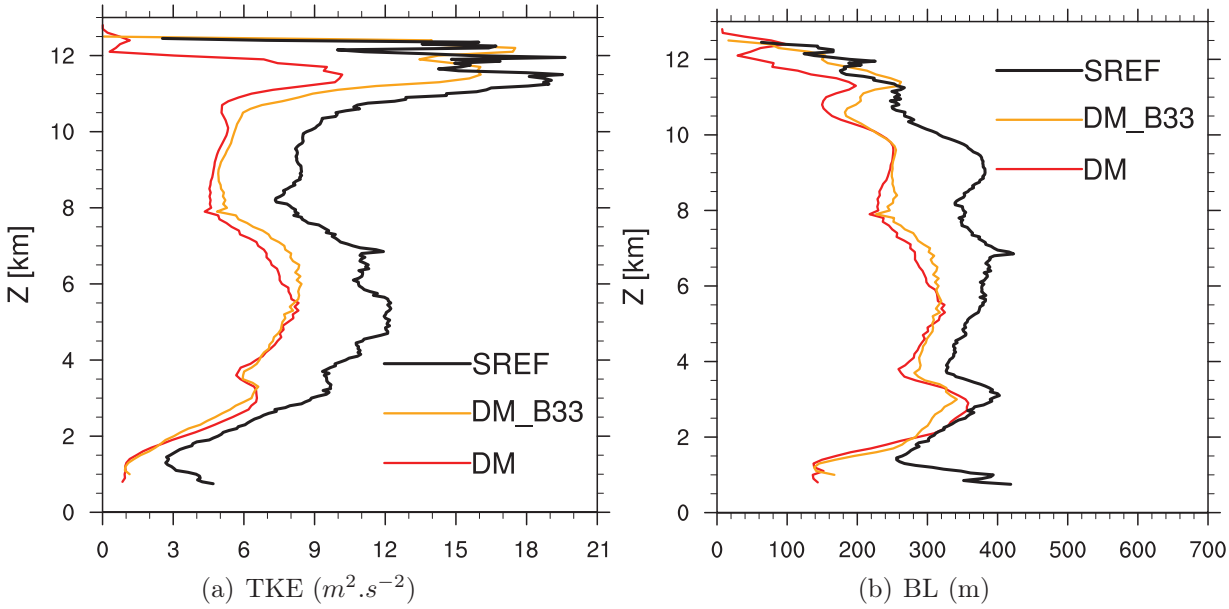


(a) $\overline{u'^2}$ (b) $\overline{v'^2}$ (c) $\overline{w'^2}$

FIGURE 7.19 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des variances dynamique. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min.

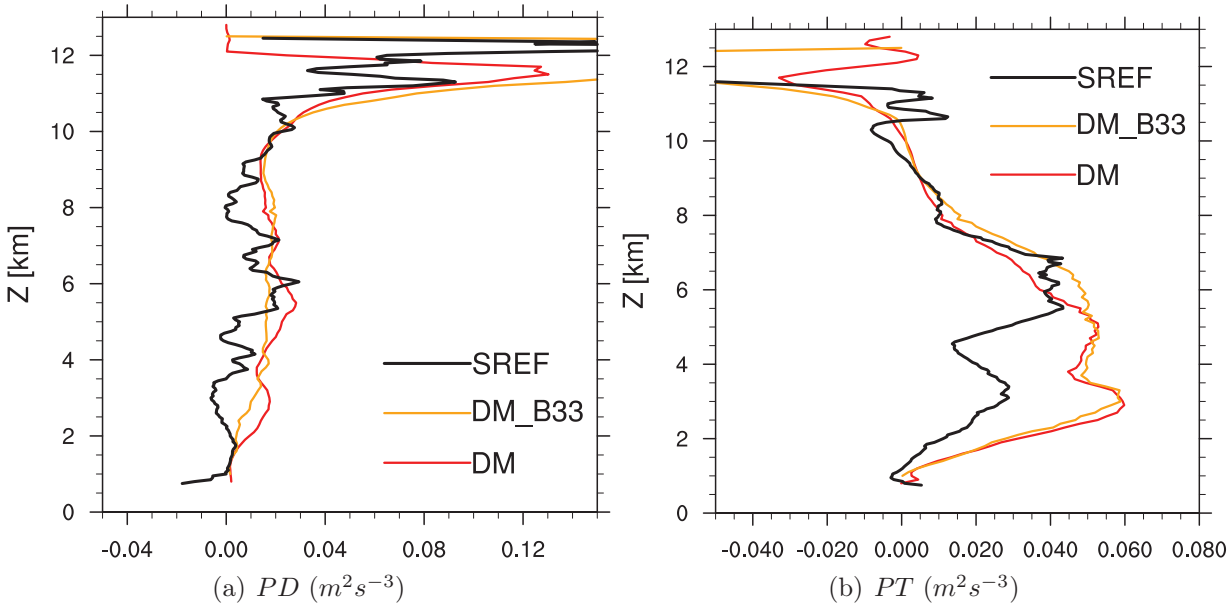
Pour augmenter l'amplitude des trois variances dynamiques, la constante C_{pv}, intervenant dans la paramétrisation des variances, est fixée à 1.5 dans la nouvelle expérience DM_CPV au lieu de 2.11 dans l'expérience DM. Une seconde expérience, nommée DM_B33, a consisté à augmenter l'amplitude de $\overline{w'^2}$ uniquement, en ajoutant le terme $\frac{L}{C_{pv}\sqrt{e}}\frac{4}{3}\alpha_3\beta\overline{w'\theta'_v}$ tout en conservant la valeur de $C_{pv} = 2.11$ comme dans CBR et DM (voir Tab. 7.1).

La figure 7.19 montre l'impact des modifications sur les variances dynamiques. Dans l'expérience DM_CPV, la diminution de C_{pv} permet une augmentation des variances dynamiques, la constante étant au dénominateur. Cette augmentation est vérifiée de 2 km à 11 km d'altitude. Ainsi, par rapport à la simulation DM, les variances $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $\overline{w'^2}$ sont plus élevées et se rapprochent du profil de référence. Consécutivement, la TKE et BL sont également plus proches de la référence (Fig.7.20). Cette modification entraîne une surestimation de la production dynamique de TKE, mais ne modifie que très peu la production thermique (Fig. 7.21). En effet, les flux $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ sont assez proches entre DM et DM_CPV. Néanmoins, les vitesses verticales restent surestimées, et tendent même à être augmentées au dessus de 5 km.



(a) TKE ($m^2.s^{-2}$) (b) BL (m)

FIGURE 7.20 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min a) de la production dynamique, b) de la TKE ($m^2.s^{-2}$) et c) de la longueur de mélange. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min.



(a) PD ($m^2 s^{-3}$) (b) PT ($m^2 s^{-3}$)

FIGURE 7.21 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min de la production a) dynamique et b) thermique. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min.

La simulation DM_B33 permet d'améliorer le profil des variances des vitesses verticales, sur toute la profondeur du système (Fig. 7.19c). Cette amélioration apportée par le terme supplémentaire est cohérent avec les résultats du chapitre précédent, où il a été montré que la prise en compte du terme supplémentaire dans l'expression de la variance verticale améliore la représentation de l'anisotropie. Le nouveau terme entraîne une augmentation de la production dynamique de TKE sur toute la hauteur, y compris au sommet des nuages (Fig. 7.21a). La production dynamique étant différente, le profil de TKE est légèrement modifié ainsi que la longueur

de mélange, avec un impact un peu plus sensible au dessus de 6 km (Fig. 7.20). Le profil moyen du flux $\overline{w'\theta'_l}$ est en revanche légèrement dégradé par rapport à DM, sauf au sommet de la troposphère où l'introduction de la flottabilité a un impact positif, en introduisant une contribution de l'entraînement sommital (Fig. 7.22a,b). L'expérience DM_B33 augmente un peu plus les vitesses verticales (Fig. 7.23). Cela dégrade donc la comparaison au profil de référence sauf près du sommet.

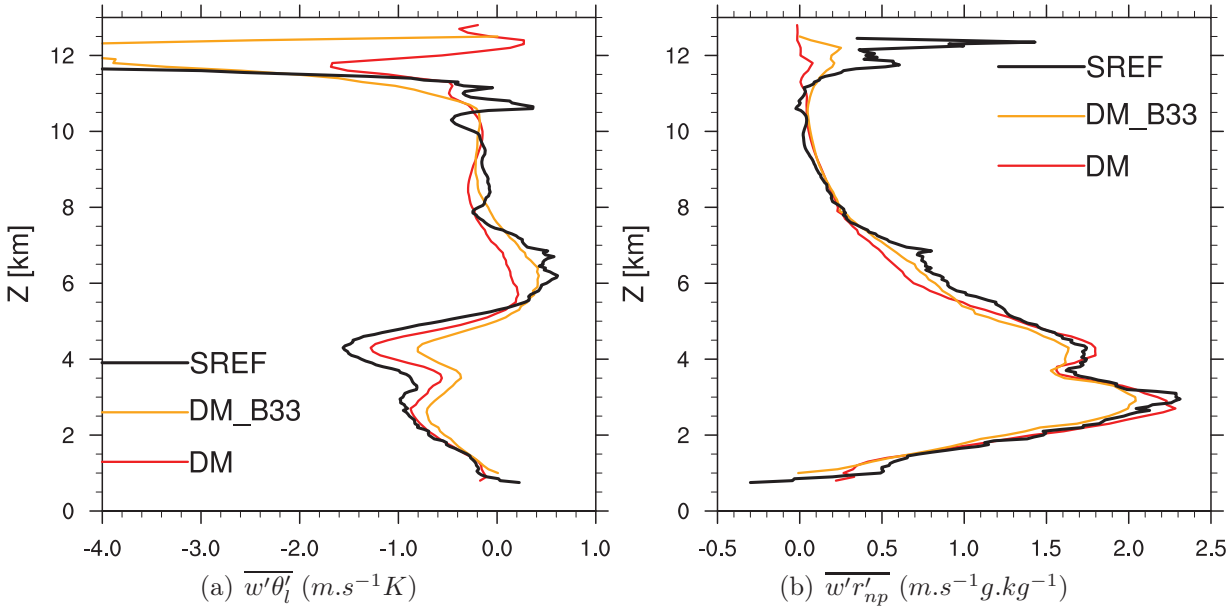


FIGURE 7.22 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1}$) à t=180 min des flux turbulents a)$\overline{w'\theta'_l}$ $(m.s^{-1}.K)$, b) $\overline{w'r'_{np}}$ $(m.s^{-1}g.kg^{-1})$. Les profils SREF (courbe noir épaisse) sont moyennés à t=175min.

Le terme supplémentaire du flux de variance verticale semble donc avoir un impact positif uniquement près du sommet des nuages convectifs, en introduisant de l'entraînement sommital.

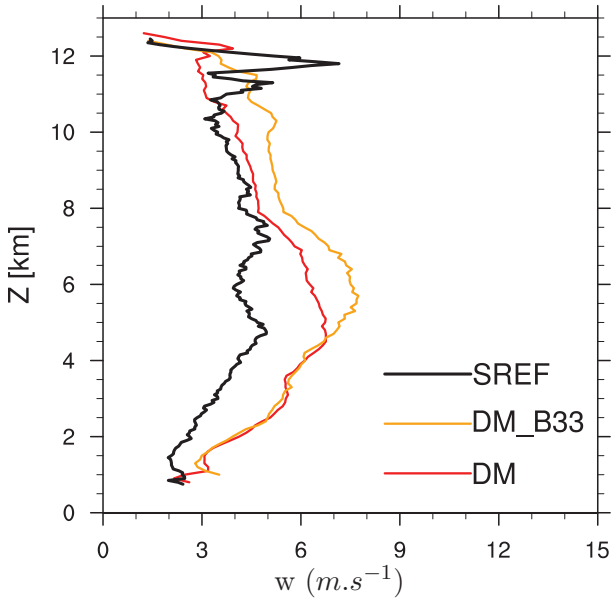


FIGURE 7.23 – Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1}$) à t=180 min des vitesses verticales supérieure à 1 $m.s^{-1}$. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175min.

7.7 Conclusion

Dans ce chapitre, des simulations idéalisées de convection profonde à 1 km de résolution horizontale ont été réalisées avec Méso-NH afin d'évaluer les paramétrisations des flux turbulents au sein des nuages convectifs profonds. Certaines déficiences de la configuration CBR dans les nuages convectifs profonds aux résolutions kilométriques, déjà connues, sont ici confirmées : la génération de vitesses verticales trop fortes dans les ascendances, ainsi qu'une TKE insuffisante. Le manque de TKE a essentiellement pour origine une sous-estimation de la production thermique de TKE, qui dépend d'une part de la paramétrisation du flux turbulent $\overline{w'\theta'_l}$. Modéliser correctement $\overline{w'\theta'_l}$ suppose de représenter le flux à contre-gradient au sein des ascendances convectives, ce qui ne peut pas être réalisé par une paramétrisation en K-gradient. La production thermique de TKE dépend d'autre part du flux $\overline{w'r'_{np}}$, qui avec CBR, a une amplitude trop faible dans les parties basse et moyenne des systèmes convectifs, et un signe opposé dans l'enclume. L'approche proposée par Tomasini et Lafore (2004), consistant à amplifier la longueur de mélange dans les nuages, permet d'augmenter la TKE, grâce principalement à la production dynamique, mais ne permet pas de diminuer les vitesses verticales dans les ascendances, ni de représenter les zones de flux à contre gradient. Les deux nouvelles approches testées sont alors celles de TTE et de Moeng et al. (2010); Moeng (2014). Alors que TTE, testé uniquement dans sa version 1D, ne corrige pas la représentation des flux turbulents, la paramétrisation issue de Moeng et al. (2010); Moeng (2014) apporte une amélioration significative sur la représentation du flux $\overline{w'\theta'_l}$, en capturant correctement le changement de signe du flux sur la verticale. Cette paramétrisation reproduit également très bien le flux $\overline{w'r'_{np}}$ sur toute la verticale, avec seulement une sous-estimation du flux dans l'enclume. La production thermique dans le nuage est de ce fait augmentée. Mais la longueur de mélange, encore un peu sous-estimée, entraîne une surestimation de la dissipation, limitant ainsi l'augmentation de la TKE.

La paramétrisation DM est alors le seul schéma étudié au cours de cette thèse permettant de diminuer sensiblement les vitesses verticales moyennes dans les nuages convectifs. Une différence majeure par rapport aux études de Moeng (2014) est que l'on a restreint l'application aux seuls flux verticaux des variables θ_l et r_{np} et seulement au sein des nuages. Des variantes de ce schéma sont entrevues, pour augmenter la longueur de mélange, ou pour introduire de l'anisotropie dans les variances dynamiques, permettant également de créer de l'entraînement sommital par le terme de flottabilité. Elles s'intègreront dans une phase future de réglage du schéma sur des cas réels en fonction de la résolution horizontale.

Chapitre 8

Conclusions et Perspectives

Cette thèse s'inscrit dans les thèmes de recherche de la modélisation de la convection aux échelles kilométrique et hectométrique et de la turbulence au sein des nuages convectifs. Nous avons cherché à répondre aux questions suivantes :

— Quelle est la résolution horizontale nécessaire pour bien représenter la convection profonde ?

— Quelles sont les limites des paramétrisations actuelles des schémas de turbulence des modèles Méso-NH et AROME au sein des nuages convectifs, et comment les améliorer ?

En effet, la turbulence, produite par cisaillement et/ou flottabilité, est importante dans les nuages. Présente notamment près des bords du nuage, elle induit de l'entraînement avec l'air environnant, qui, par ses effets diabatiques, est un processus clé de la dynamique des nuages. Il est donc essentiel de bien représenter la turbulence dans les nuages, notamment convectifs. Ces questions sont également situées au cœur de la stratégie scientifique de Météo-France qui envisage de disposer d'un modèle de prévision à courte échéance à une résolution inférieure au kilomètre dans quelques années. La mise en opérationnel du modèle AROME en 2008 avec une résolution de 2.5 km a en effet permis une meilleure prévision des événements convectifs avec des zones précipitantes beaucoup plus réalistes. L'augmentation de résolution à 1.3 km prévue pour avril 2015 montre également un gain significatif sur les scores objectifs de précipitations et sur la taille et l'intensité des cellules convectives. Il s'agit donc de mener des travaux de recherche préparatoires à la prochaine augmentation de résolution en travaillant en particulier sur le problème de la zone grise de la turbulence en zone convective.

Principaux résultats

Dans une première partie de cette thèse, nous avons évalué la sensibilité à la résolution horizontale (avec des mailles de 4, 2 ,1 et 0.5 km) des modèles Méso-NH et AROME pour des simulations idéalisées de systèmes convectifs. A l'aide de Méso-NH, la représentation de la turbulence au sein de ces systèmes convectifs a aussi été évaluée et des simulations en mode turbulence 1D ou 3D sont comparées, à différentes résolutions.

Toutes les simulations présentent le même scénario avec une cellule initiale qui se divise, sous les effets du cisaillement de vent, en deux systèmes convectifs : une supercellule et un système multicellulaire. Cependant, les expériences avec la résolution de 4 km sont clairement à part, car les mouvements convectifs sont sous résolus avec une ascendance très forte pour la supercellule, et quelques cellules grossièrement résolues pour le système multicellulaire. Globalement, les différences entre les expériences avec les résolutions de 1 km et 2 km sont plus importantes qu'entre les résolutions 1 km et 500 m, ce qui suggère un début de convergence à 500 m. De plus, la résolution 1 km apparaît nécessaire pour représenter les structures liées à la convection profonde à des fins de prévision (en termes d'intensité de cumuls de précipitations et de vent).

La surface couverte par les précipitations augmente avec la résolution pour Méso-NH et AROME. Le cumul des précipitations issu de Méso-NH suit la même tendance, alors que celui issu d'AROME augmente de façon significative uniquement entre 1 km et 500 m, les cumuls de précipitations pour les simulations à plus basse résolution (2 km et 4 km) étant sensiblement les mêmes, dûs à des noyaux de précipitations plus intenses. Les effets diffusifs sont plus marqués avec le modèle AROME, ce qui se traduit par des structures de plus fine échelle avec le modèle Méso-NH pour une même résolution. Ces effets diffusifs avec AROME sont encore plus prononcés quand on augmente le pas de temps, avec des vitesses verticales maximales moins élevées et une trajectoire de la supercellule moins déviée vers le sud à cause d'une anomalie de pression, associée à la supercellule, plus faible. La sensibilité au pas de temps révèle aussi une forte dépendance si la diffusion en point de grille est activée, avec une réduction significative des précipitations si le pas de temps diminue, ce qui souligne la nécessité de régler cette diffusion en fonction du pas de temps choisi. Toujours avec AROME, une forte diffusion spectrale a également un impact sur la représentation des plus fines structures convectives avec un renforcement des plages froides sous orage.

Pour les deux modèles, le ratio entre l'énergie cinétique turbulente résolue et totale diminue avec l'augmentation de résolution, ce qui est inattendu et insatisfaisant. Ainsi, l'insuffisance de mélange turbulent au sein des nuages convectifs, avec une très faible production thermique, est sans doute à l'origine de la génération de vitesses verticales trop fortes dans les ascendances et les subsidences, défaut qui est encore plus prononcé aux résolutions les plus lâches.

La turbulence 3D, étudiée à l'aide de Méso-NH, génère plus de mélange et amplifie les processus microphysiques, comparée à la version 1D du schéma de turbulence, produisant ainsi de plus grandes couvertures nuageuses et quantités de précipitations. Elle accentue aussi la trajectoire de la supercellule vers le sud. Les différences entre les versions 1D et 3D du schéma de turbulence deviennent perceptibles à 2 km de résolution, révélant la nécessité de prendre en compte les flux turbulents horizontaux à l'échelle kilométrique pour les systèmes convectifs. Pour la poursuite d'augmentation de résolution du modèle AROME, cela implique de décloisonner la physique en colonne. Cette première étape a donc permis de mettre en évidence des défauts des modèles Méso-NH et AROME à représenter la turbulence au sein des nuages convectifs.

Le second objectif était de caractériser précisément ces défauts dans le schéma de turbulence, commun aux 2 modèles. La méthodologie a consisté à réaliser une simulation LES de nuages

convectifs profonds avec une résolution de 50 m, puis à moyenner les champs aux résolutions kilométriques, afin d'obtenir des flux turbulents thermodynamiques et dynamiques de référence. Il apparaît que la production thermique sous-maille est supérieure à la production dynamique sous-maille de la base du nuage jusqu'à 9 km d'altitude pour les résolutions horizontales de 2 km et 1 km, tandis qu'à 500 m, les deux sources de TKE ont des amplitudes comparables. Au dessus de 9 km, la production dynamique domine quelle que soit la résolution. Ainsi, la production thermique pilote l'augmentation de TKE à faible résolution. A l'inverse, la production dynamique sous-maille de référence est plus importante à haute résolution, rendant la turbulence tridimensionnelle. Les variances dynamiques sont quant à elles anisotropes, mais l'écart entre variances verticale et horizontale diminue lorsque la résolution augmente. Enfin, les flux turbulents $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ présentent des structures à contre-gradient, révélatrices de turbulence non locale : le premier au sein des ascendances, et le second vers le sommet du nuage, de part et d'autre de l'ascendance.

L'évaluation diagnostique du schéma de turbulence actuel, à partir des champs de référence issus de la LES, montre que la production thermique est largement sous-estimée au sein des nuages. La structure en contre-gradient des flux turbulents $\overline{w'\theta'_l}$ et $\overline{w'r'_{np}}$ n'est pas non plus reproduite, la formulation actuelle en K-gradient de ce flux n'étant pas adaptée. Toujours en mode diagnostique, des paramétrisations alternatives de ces flux verticaux ont été testées. Même si la formulation basée sur TTE permet une représentation de flux à contre-gradient au sommet du nuage et de façon très locale dans l'ascendance, cela reste très nettement insuffisant et trop éloigné de la référence pour le flux $\overline{w'\theta'_l}$. La formulation basée sur des gradients horizontaux inspirée des études de (Moeng et al., 2010; Moeng, 2014) offre une meilleure représentation de la production thermique de turbulence dans le nuage, grâce à une bonne représentation des zones à contre-gradient.

Après cette phase d'évaluation diagnostique qui a permis de bien identifier les problèmes et d'entrevoir des solutions possibles, des simulations avec la même configuration idéalisée ont été réalisées à une résolution de 1 km, pour évaluer ces modifications "on-line". Tout d'abord, nous avons testé l'amplification des longueurs de mélange dans les nuages proposée par Tomasini et Lafore (2004). Elle permet d'augmenter la TKE grâce à l'augmentation de la production dynamique, mais n'introduit pas de flux à contre-gradient pour la production thermique. Les vitesses verticales restent alors largement surestimées. La paramétrisation TTE (testée uniquement dans sa version 1D) ne corrige pas non plus la représentation des flux turbulents. La paramétrisation basée sur les gradients horizontaux apporte une amélioration significative sur la représentation du flux $\overline{w'\theta'_l}$, en capturant correctement le changement de signe du flux sur la verticale. Cette paramétrisation reproduit également très bien le flux $\overline{w'r'_{np}}$ sur toute la verticale, avec seulement une sous-estimation du flux dans l'enclume. Elle diminue aussi significativement les vitesses verticales dans le nuage convectif, au profit de la turbulence qui est augmentée, même si elle demeure encore un peu sous-estimée. Cette paramétrisation issue des travaux de Moeng et al. (2010) et Moeng (2014) a été adaptée pour notre étude. En effet, contrairement à ces études, on ne l'applique que pour les flux turbulents verticaux de θ_l et de r_{np}, les autres flux restant inchangés par rapport à la formulation de Cuxart et al. (2000). De plus, nous n'appliquons les

modifications qu'à l'intérieur des nuages. Cette nouvelle paramétrisation est aussi très sensible à la résolution horizontale, de par la dépendance aux gradients horizontaux, ce qui nécessite l'ajustement d'un coefficient en fonction de la résolution. Sur notre cas d'étude idéalisé, le meilleur résultat à 1 km de résolution a été obtenu avec un coefficient C égal à $3\Delta x^2/12$, ce qui diffère là encore des études de Moeng (qui s'étaient basées sur $5\Delta x^2/12$). Enfin, quelques tests ont été menés afin d'augmenter l'amplitude des variances dynamique et introduire de l'anisotropie, inspirés notamment par la paramétrisation TTE. Ils constituent des pistes futures de réglage de la paramétrisation.

Perspectives

Au cours de cette thèse, les modifications des flux turbulents ont été évaluées uniquement à 1 km de résolution pour les tests "on-line". Il est donc nécessaire de les évaluer à d'autres résolutions horizontales (2 et 0.5 km) afin de valider les résultats sur l'ensemble de la zone grise de la turbulence. De plus, l'attention s'est focalisée sur l'impact des ascendances, il serait aussi intéressant d'analyser l'impact de ces nouvelles paramétrisations sur les subsidences. De façon plus générale, on doit continuer à exploiter les simulations réalisées à 1 km et la simulation LES d'un point de vue plus statistique (distribution des vitesses, taille et intensité des cellules convectives...) sur des périodes un peu plus longues. En effet, dans cette thèse, on s'est focalisé sur la phase mature des cumulonimbus, il faut aussi s'intéresser aux autres phases (initiation, développement, dissipation) et en particulier au couplage de la dynamique du nuage avec celle de la couche limite lors de la phase de développement.

Le rôle du rayonnement sur l'entraînement sommital des nuages convectifs n'ayant pas été pris en compte lors de cette thèse, des simulations LES plus complexes, incluant le rayonnement et un domaine plus grand, sont à envisager. Il sera aussi important d'étudier l'articulation des modifications avec les paramétrisations de la couche limite, telles que le schéma de convection peu profonde. Enfin, il reste à évaluer cette nouvelle paramétrisation au sein d'autres types de nuages, et son éventuel apport pour la turbulence en ciel clair.

Par ailleurs, la paramétrisation DM n'a pas été évaluée sous sa forme "modèle mixte" qui consiste en la somme de deux termes, l'un en K-gradient modélisant le terme de Reynolds, et l'autre utilisant la nouvelle formulation qui tient compte des gradients horizontaux représentant les deux termes dits de Léonard et croisés. Par analogie avec la modélisation de la couche limite convective, ce modèle mixte peut aussi être interprété comme la somme d'un terme représentant la turbulence locale et d'un terme modélisant le flux de masse, responsable d'une turbulence non locale. La difficulté réside à trouver l'équilibre entre ces deux termes. Pour cela, il faudrait envisager de décomposer les flux verticaux des variables scalaires $\overline{w's'}$ de référence issus d'une simulation LES, en une première partie représentant la turbulence locale ($\overline{w's'}^L$) et en une seconde représentant le flux de masse lié aux structures non locales ($\overline{w's'}^{NL}$), comme proposé dans Shin and Hong (2013) et Honnert (2012), mais en les adaptant cette fois-ci aux nuages convectifs.

Une autre manière d'introduire la turbulence non locale au sein des nuages pourrait être menée à partir des moments d'ordre 3 (TOM). On sait en effet que les TOM ont un rôle important sur la dynamique des couches limites convectives (Tomas and Masson, 2006). Canuto et al. (1994) et Mironov (2009) proposent de nouvelles paramétrisations des moments d'ordre 3 pour la convection turbulente, qui pourraient être évaluées à l'aide de LES dans les nuages convectifs.

De plus, les flux dynamiques $\overline{w'u'}$, $\overline{w'v'}$ et $\overline{u'v'}$, ainsi que les flux horizontaux des variables scalaires $\overline{u_i's'}$ (avec i=1,2 et $s = \theta_l$, r_{np}) n'ont pas fait l'objet d'une étude approfondie dans cette thèse (Annexes A et B) et il serait intéressant de les évaluer plus en détail, notamment à l'aide de bilans.

Parallèlement, les nouvelles paramétrisations doivent maintenant être évaluées pour des simulations de convection profonde de cas réels. Cela sera fait dans le cadre du projet ANR MUSIC sur des cas de POI de la campagne de mesure HYMEX (Ducrocq et al., 2014), qui s'est déroulée à l'automne 2012, avec le but de mieux comprendre la dynamique des systèmes convectifs méditerranéens. Les simulations seront ainsi confrontées aux nombreuses observations, recueillies au cours de cette campagne, qui permettent une description fine des structures des systèmes convectifs.

Par ailleurs, l'exploitation future de mini-drones, capables d'échantillonner des volumes de l'ordre du km^3, est prometteuse pour recueillir des mesures de turbulence aux bords des nuages.

Annexe A

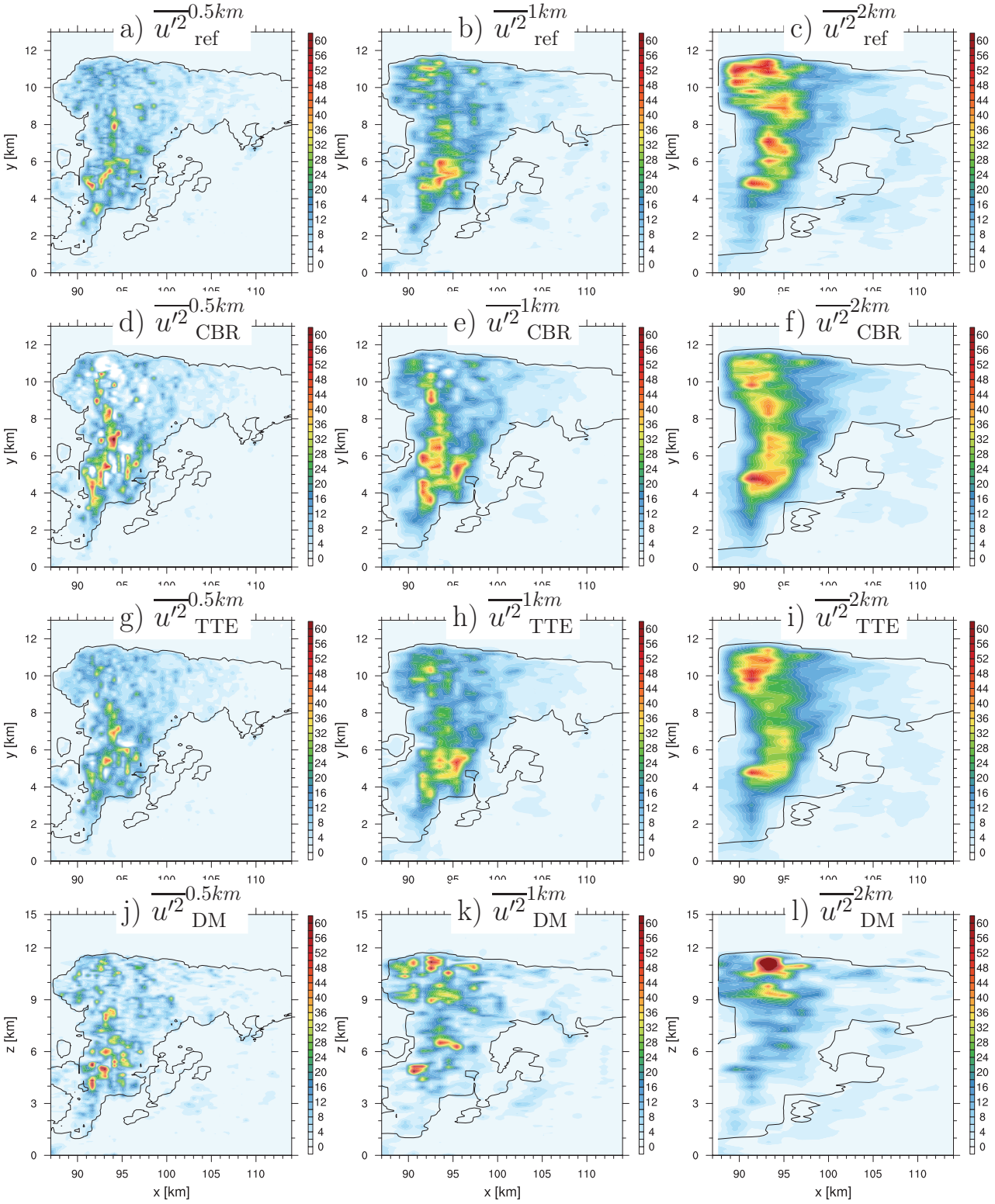


FIGURE A.1 – Coupes verticales de $\overline{u'^2}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

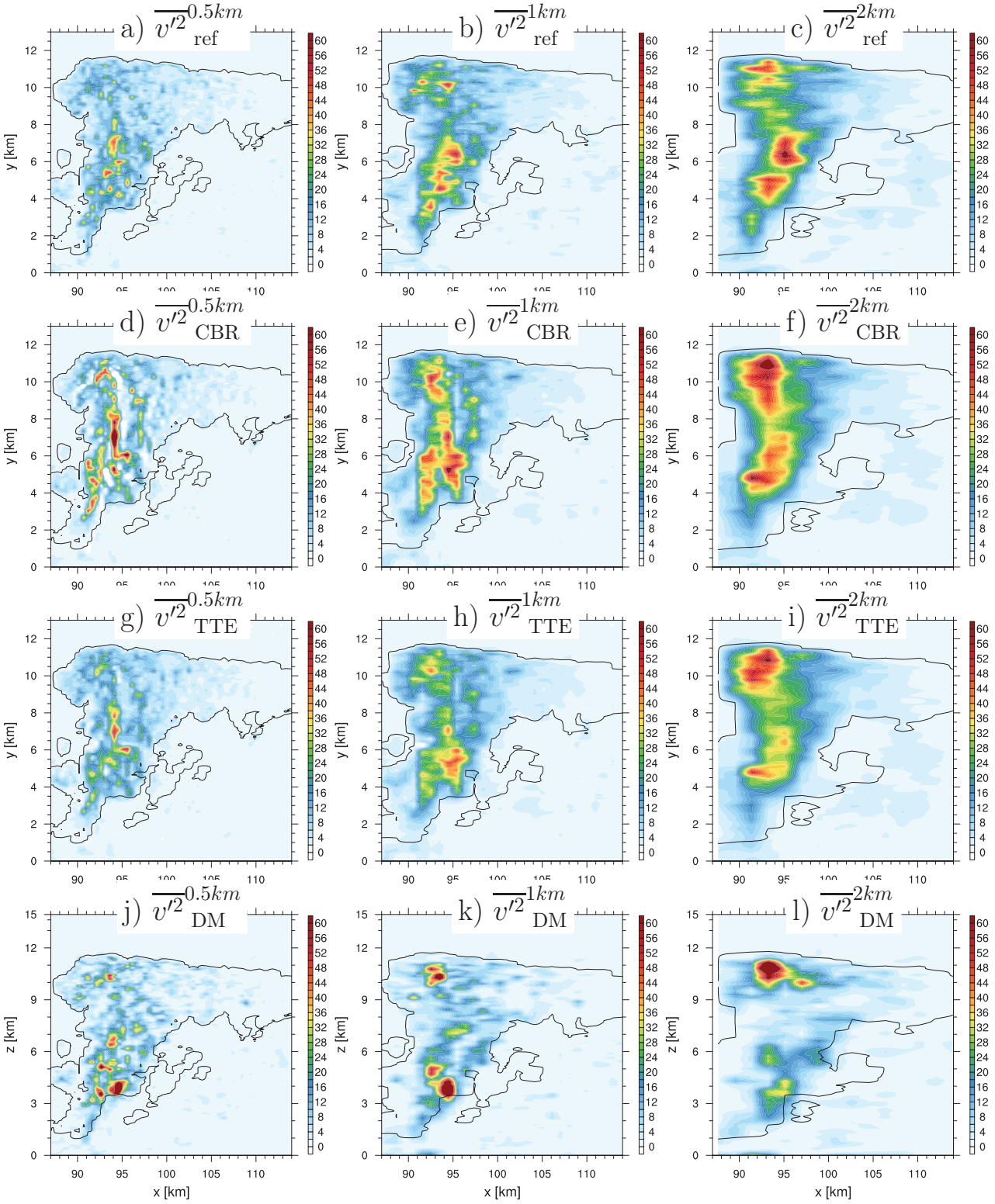


FIGURE A.2 – Coupes verticales de $\overline{v'^2}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

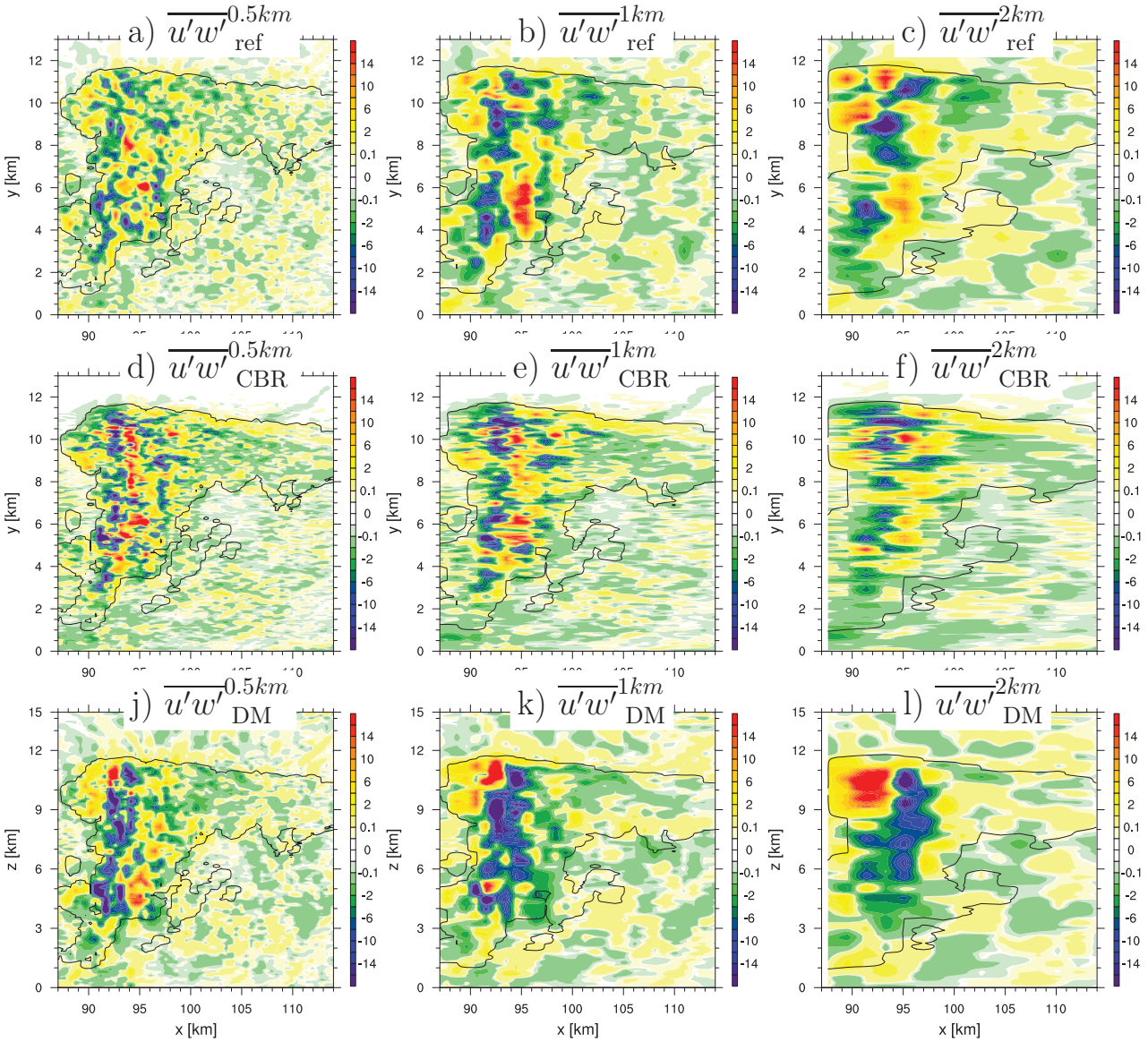


FIGURE A.3 – Coupes verticales de $\overline{u'w'}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), et issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

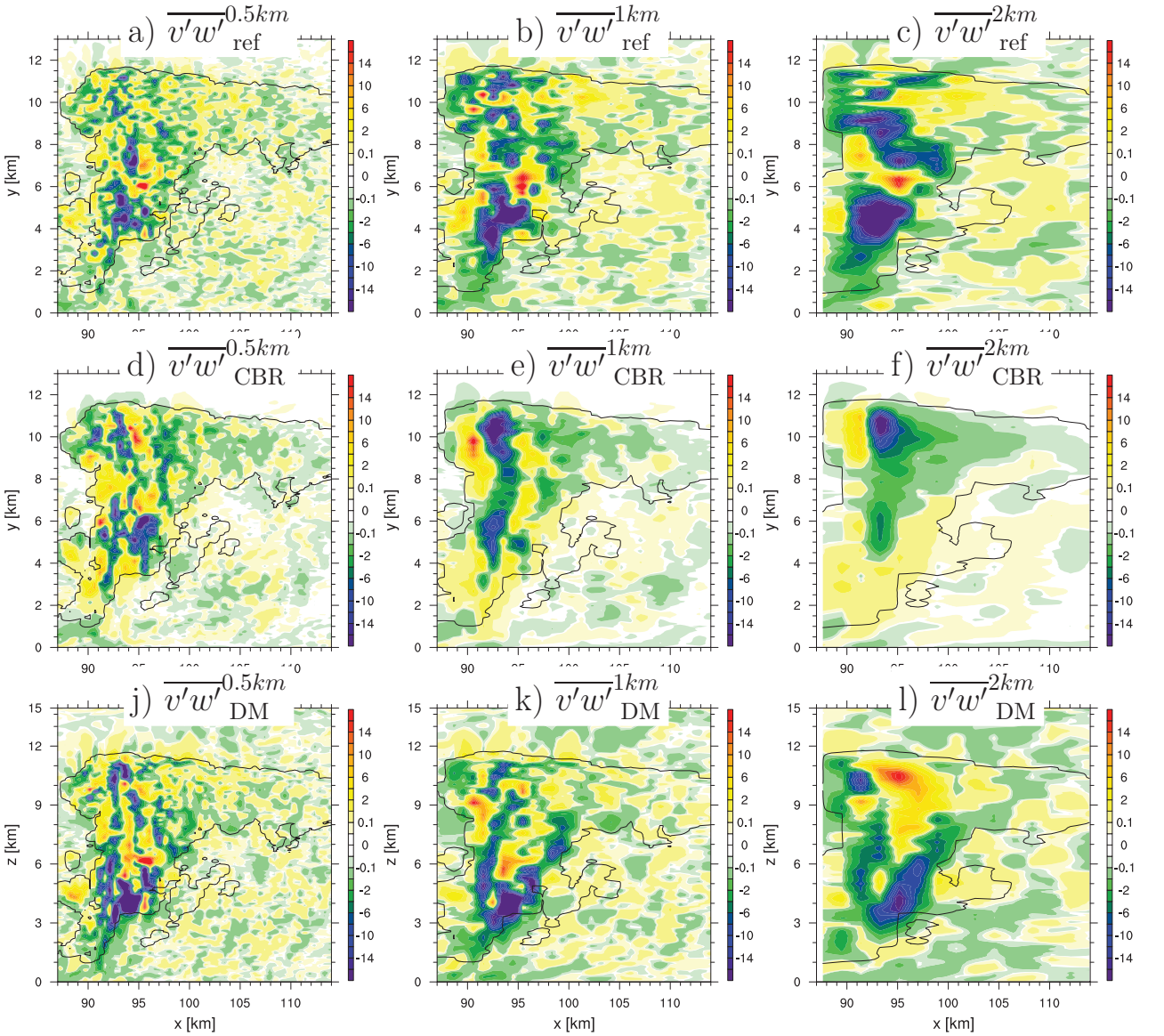


FIGURE A.4 – Coupes verticales de $\overline{v'w'}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

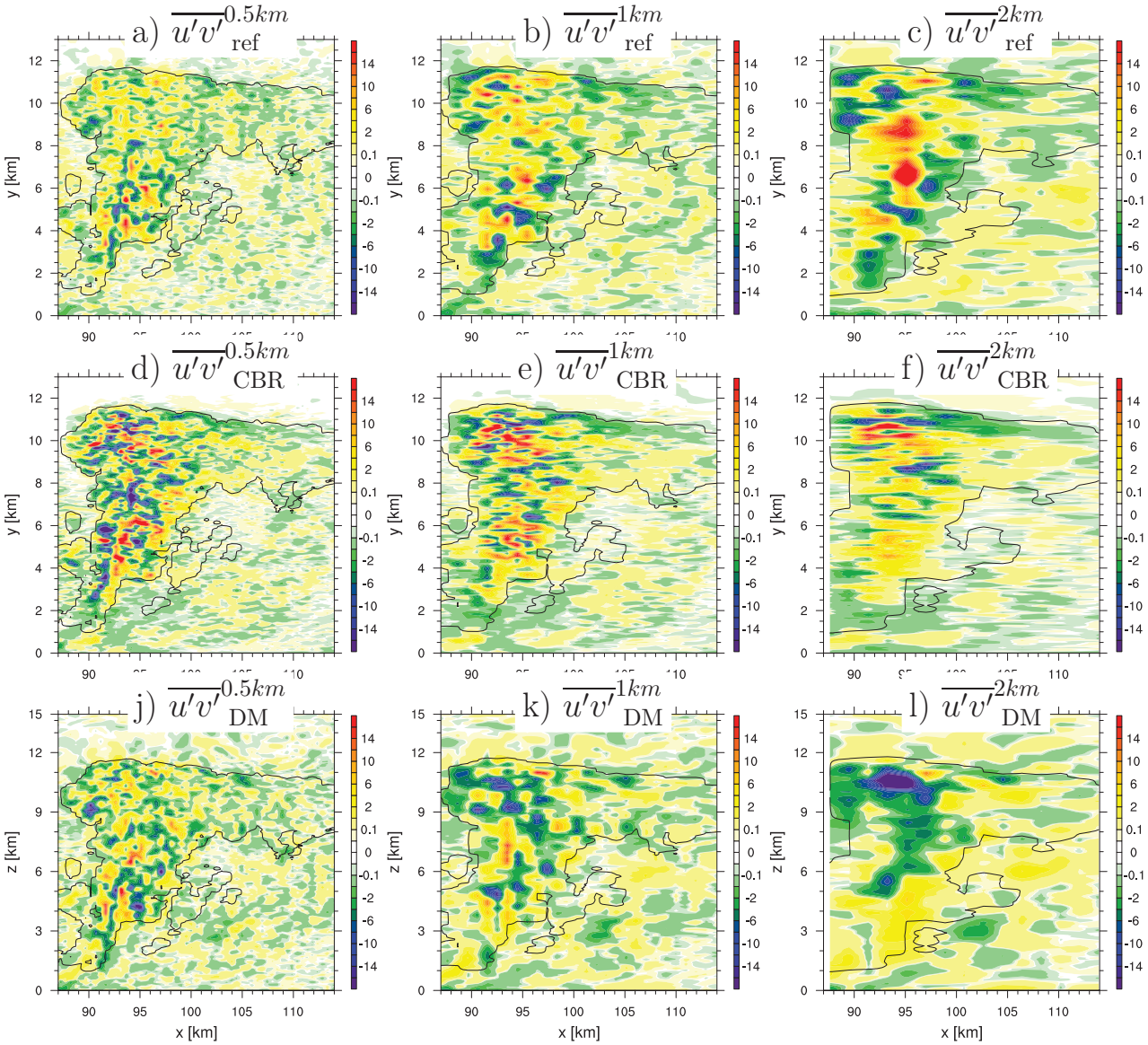


FIGURE A.5 – Coupes verticales de $\overline{u'v'}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour $r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$.

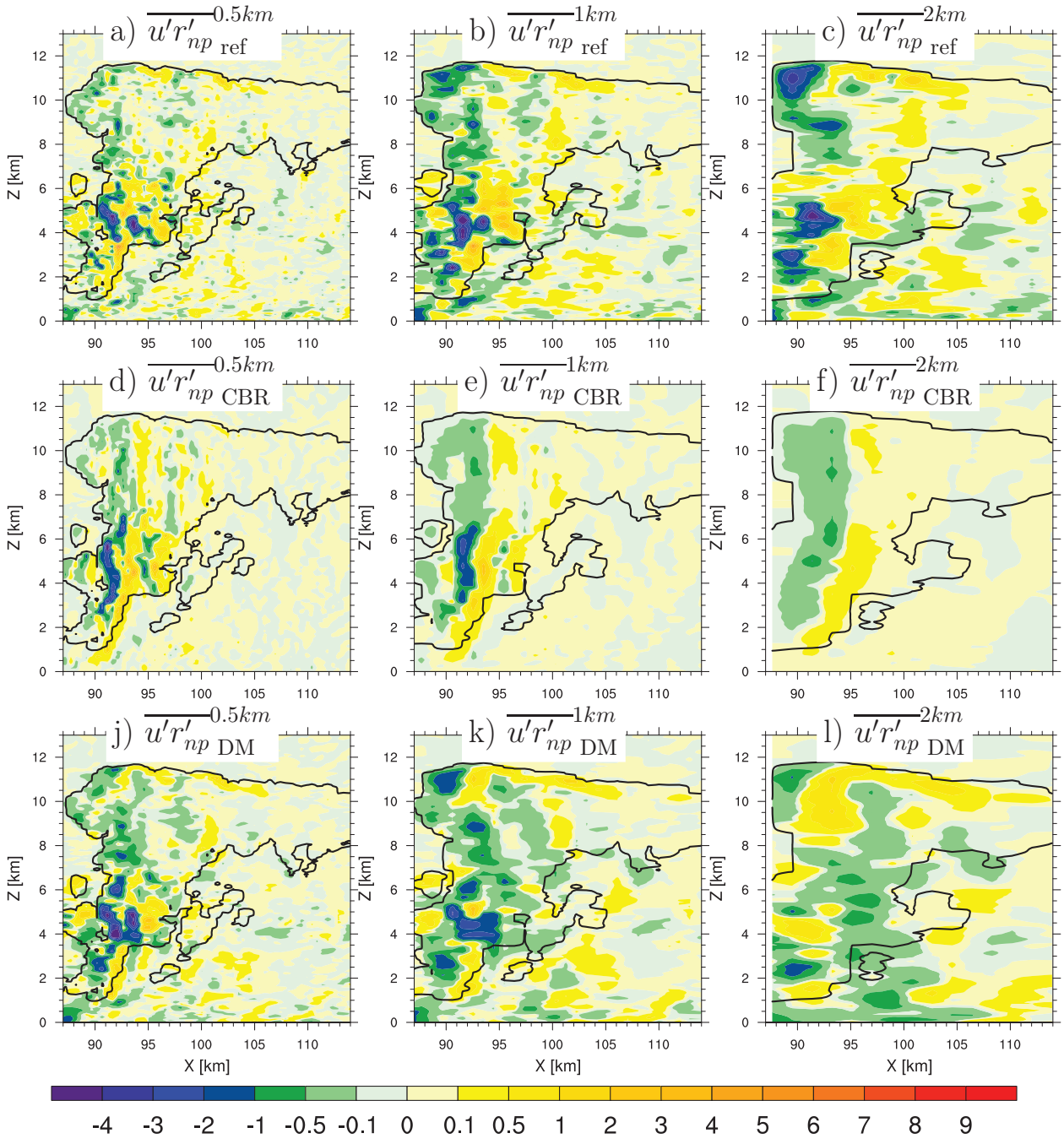


FIGURE A.6 – Coupes verticales du flux $\overline{u'r'_{np}}$ (en $g.kg^{-1}.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), et issu de Moeng (2014) (j,k,l). La longueur de mélange utilisée est celle de BL. Le bord nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

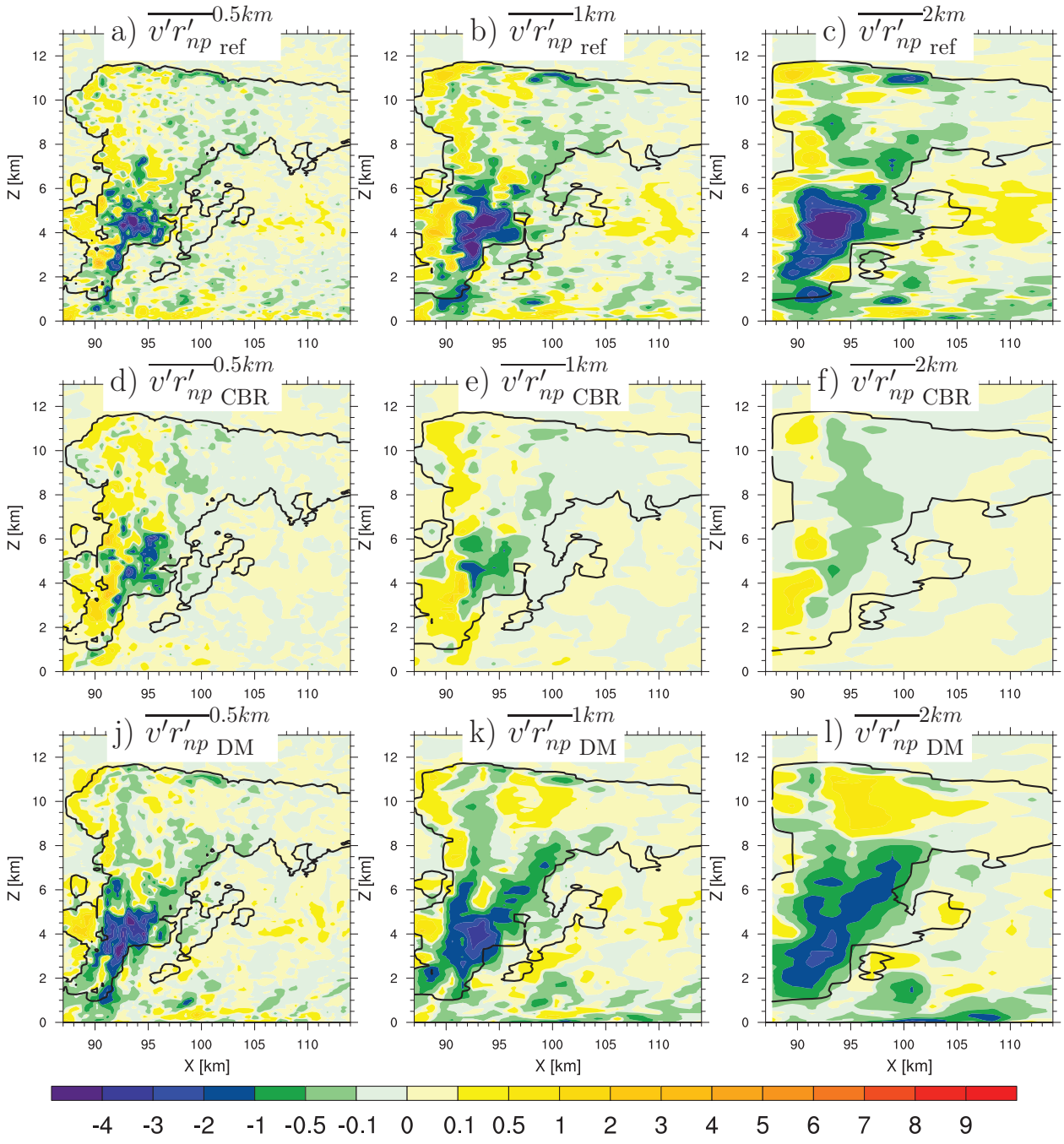


FIGURE A.7 – Coupes verticales du flux $\overline{v'r'_{np}}$ (en $g.kg^{-1}.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), et issu de Moeng (2014) (j,k,l). La longueur de mélange utilisée est celle de BL. Le bord nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

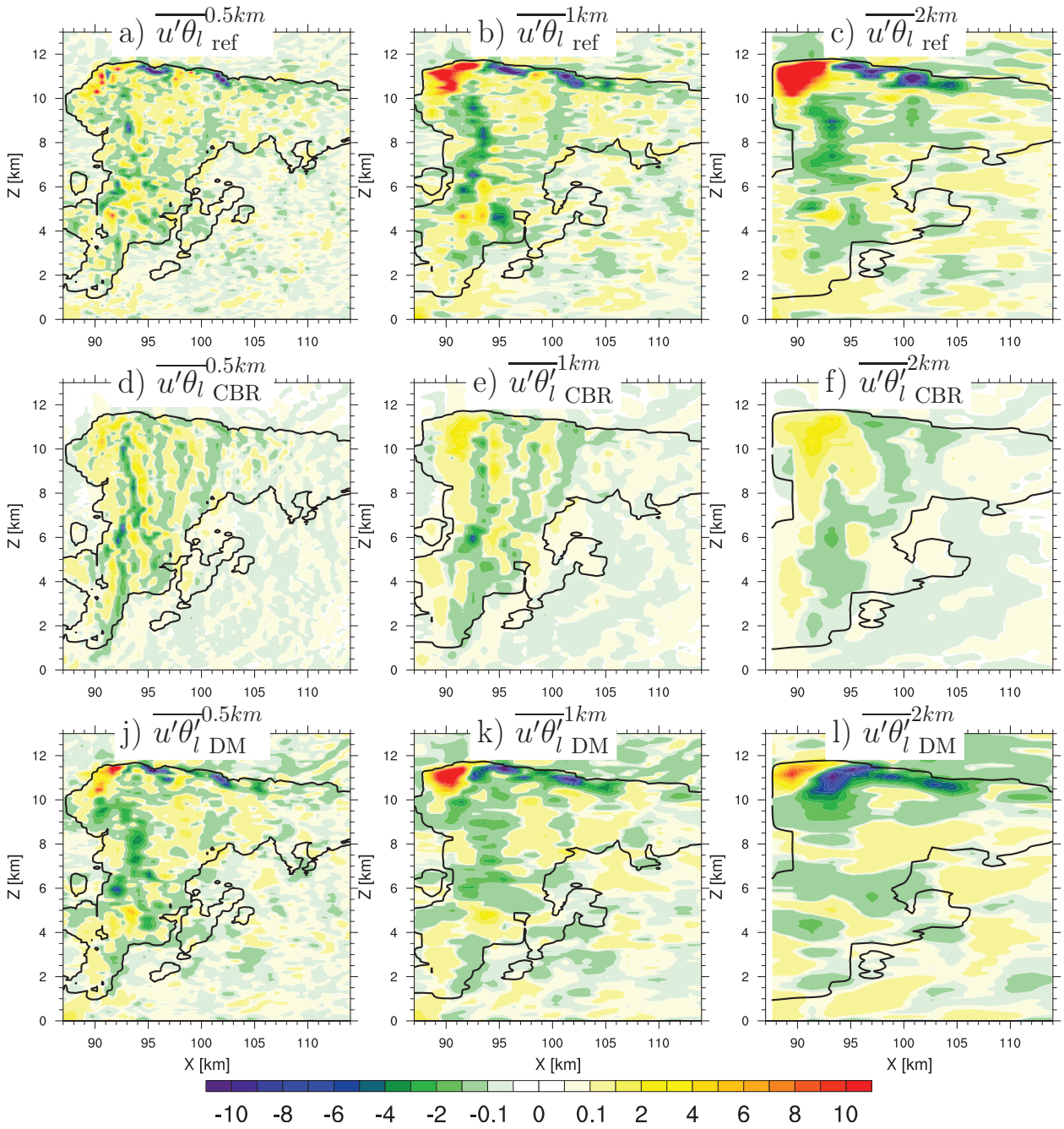


FIGURE A.8 – Coupes verticales du flux $\overline{u'\theta'_l}$ (en $K.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), et issu de Moeng (2014) (j,k,l) avec le paramètre C pris égale à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de BL. Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

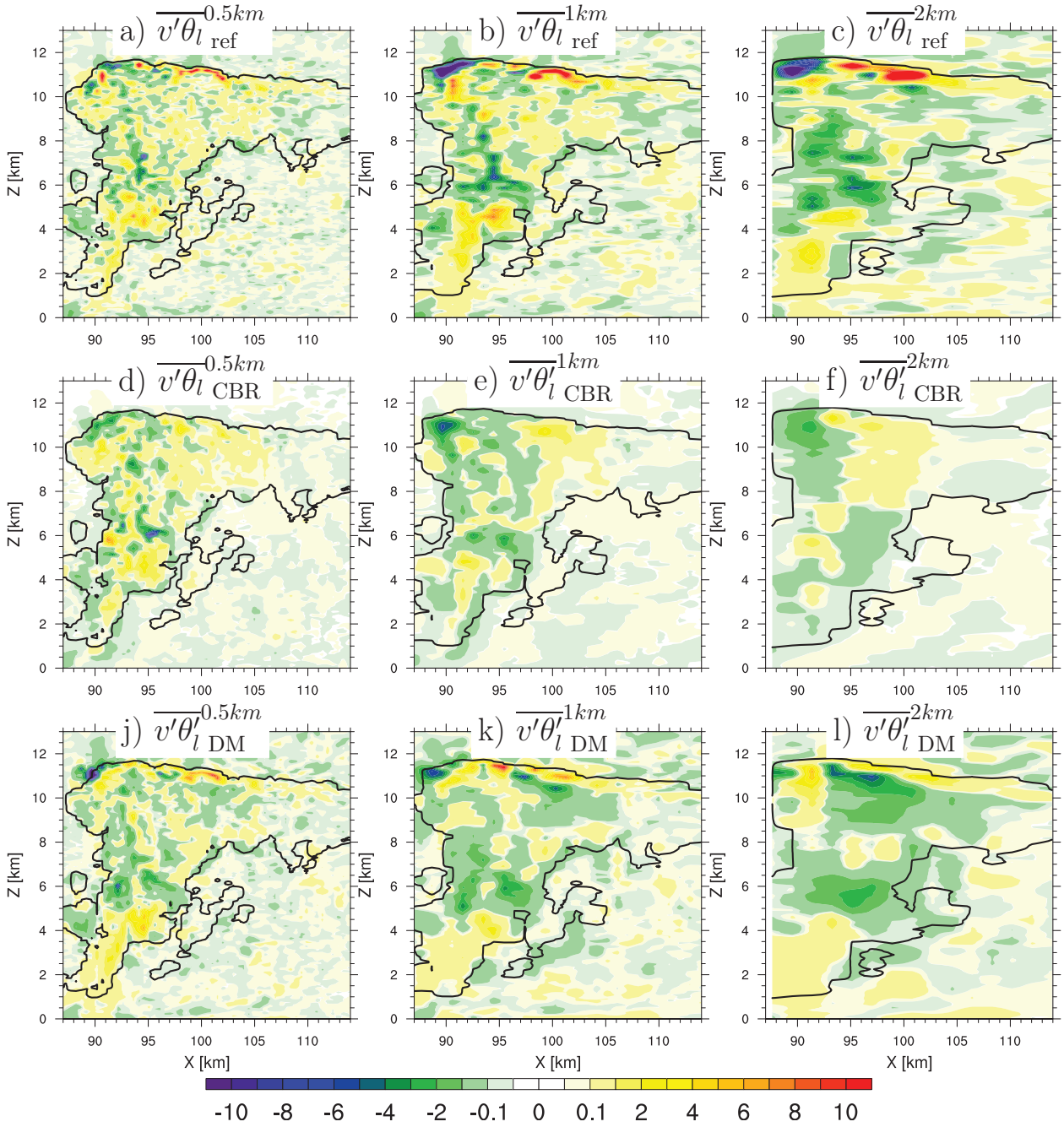


FIGURE A.9 – Coupes verticales du flux $\overline{v'\theta'_l}$ (en $K.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), et issu de Moeng (2014) (j,k,l) avec le paramètre C pris égale à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de BL. Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$).

Annexe B

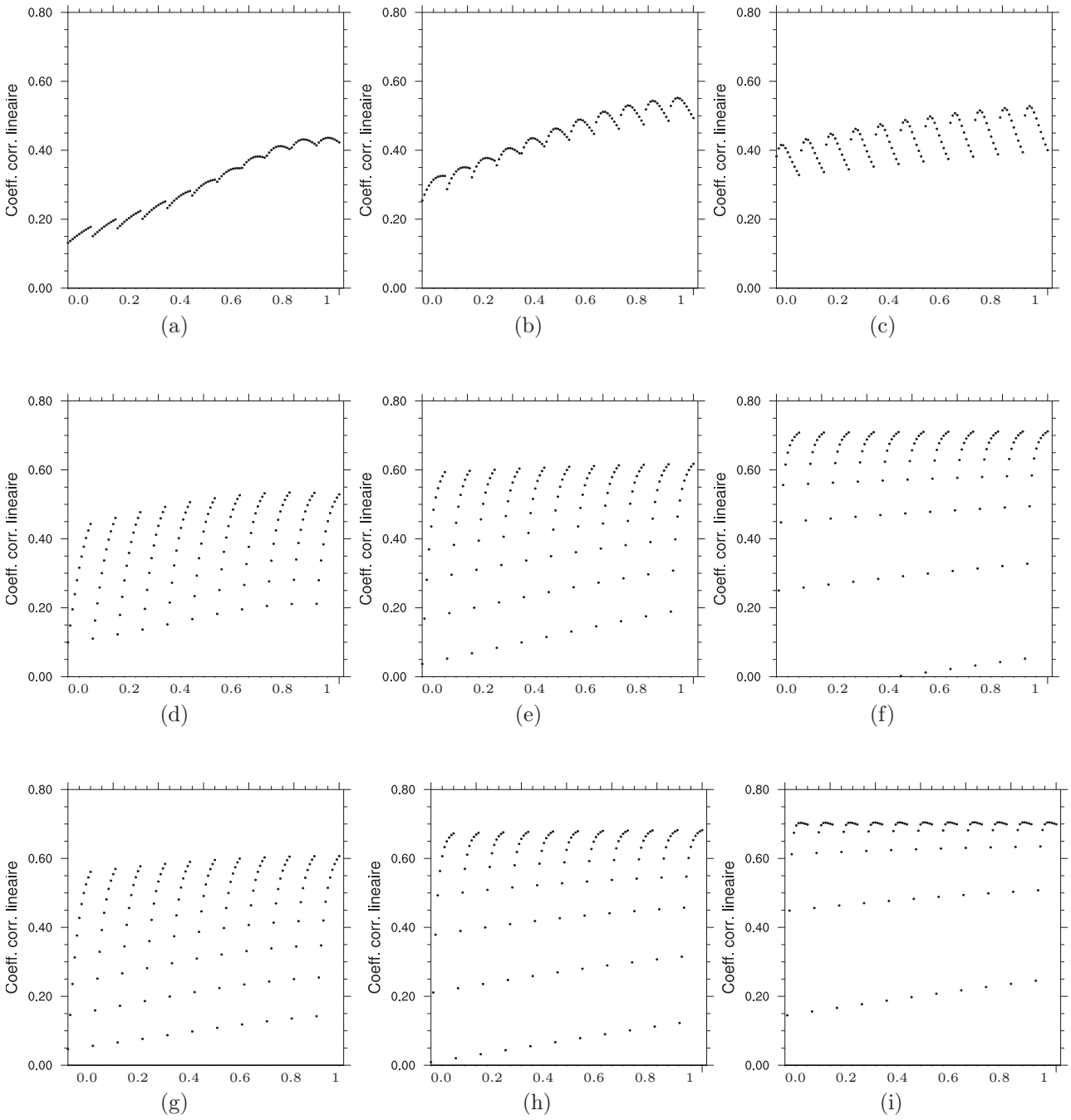
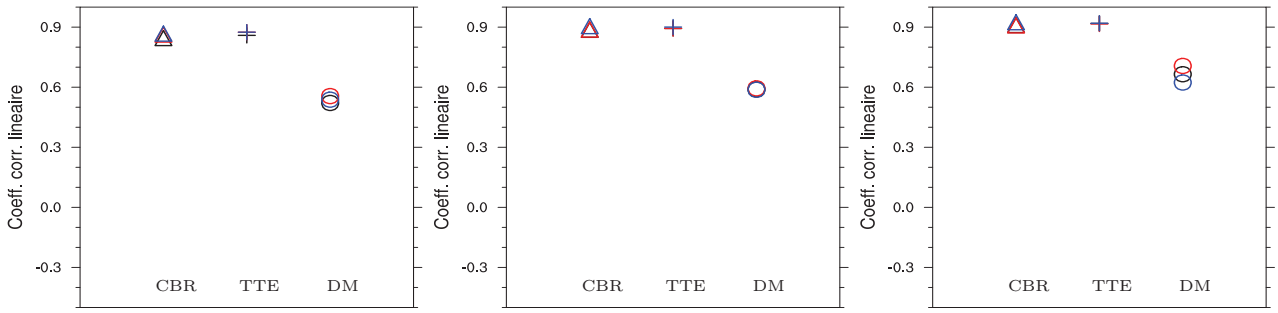
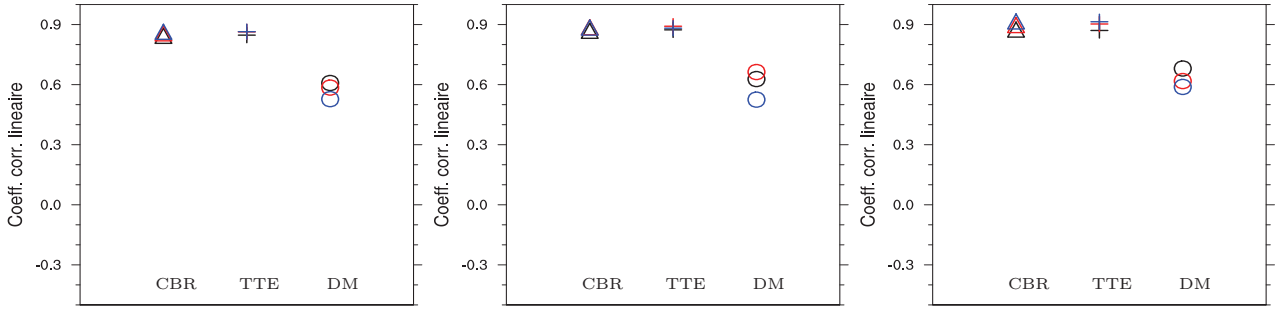


FIGURE B.1 – Ensemble des valeurs des CCL calculées entre $\overline{w'^2}^{\Delta x}_{TTE} - \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}_{ref}$ et $\overline{w'^2}^{\Delta x}_{ref} - \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}_{ref}$ pour les résolutions de 0.5 km (colonne de gauche), de 1 km (milieu) et pour 2km (colonne de droite), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 12 km à 8 km (a,b,c), de 7.95 km à 4 km (d,e,f) et 3.95 km à 0.95 km (g,h,i). Chaque point représente un CCL fonction du couple (α_2, α_3), où ces coefficents varient de 0 à 1 par pas de 0.1. α_3 varie donc de gauche à droite de 0 à 1 formant un groupe de points pour chaque valeur de α_2 donnée en abscisse.



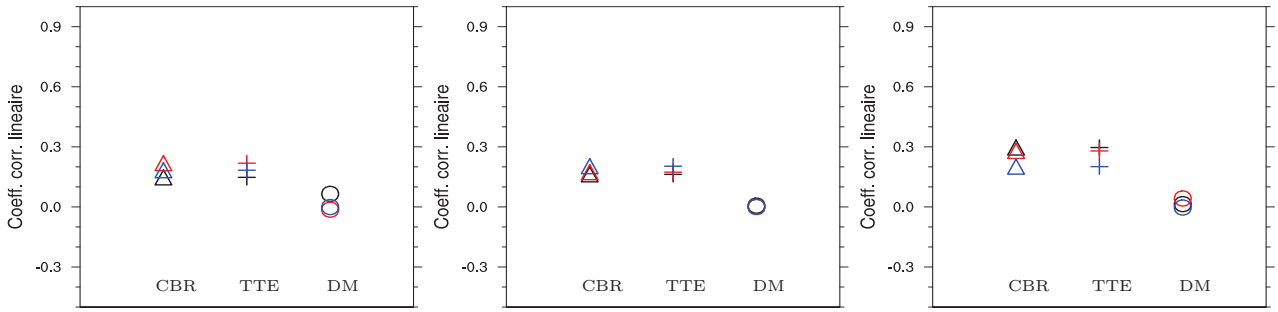
(a) $\overline{u'^2}^{0.5km}$ (b) $\overline{u'^2}^{1km}$ (c) $\overline{u'^2}^{2km}$

FIGURE B.2 – CCL calculés dans le nuage entre les variances $\overline{u'^2}_{ref}$ de référence et paramétrée selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue).



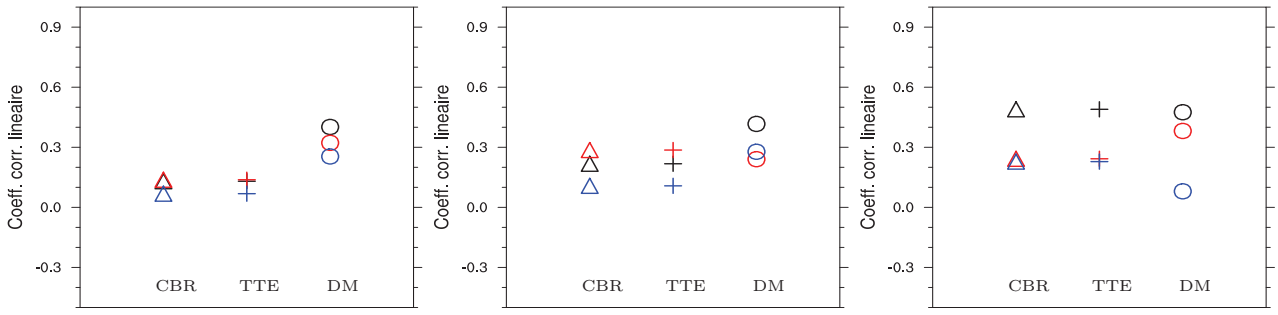
(a) $\overline{v'^2}^{0.5km}$ (b) $\overline{v'^2}^{1km}$ (c) $\overline{v'^2}^{2km}$

FIGURE B.3 – CCL calculés dans le nuage entre les variances $\overline{v'^2}_{ref}$ de référence et paramétrée selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue).



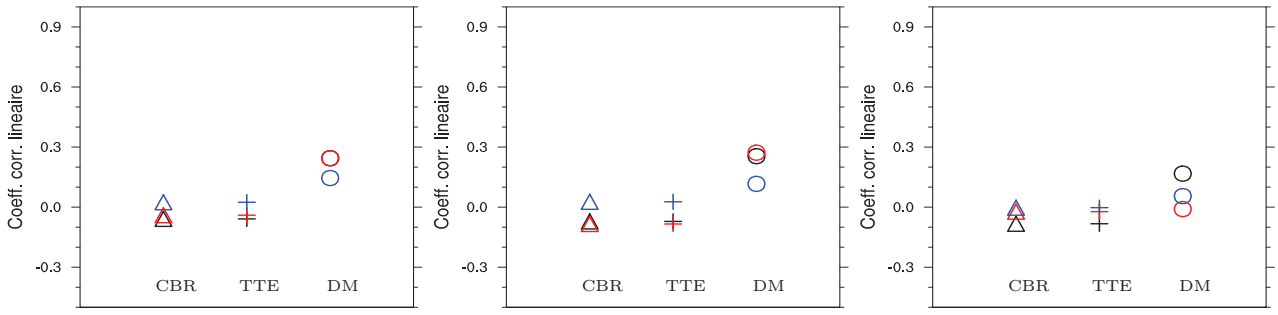
(a) $\overline{u'w'}^{0.5km}$ (b) $\overline{u'w'}^{1km}$ (c) $\overline{u'w'}^{2km}$

FIGURE B.4 – CCL calculés dans le nuage entre les variances $\overline{u'w'}_{ref}$ de référence et paramétrée selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue).



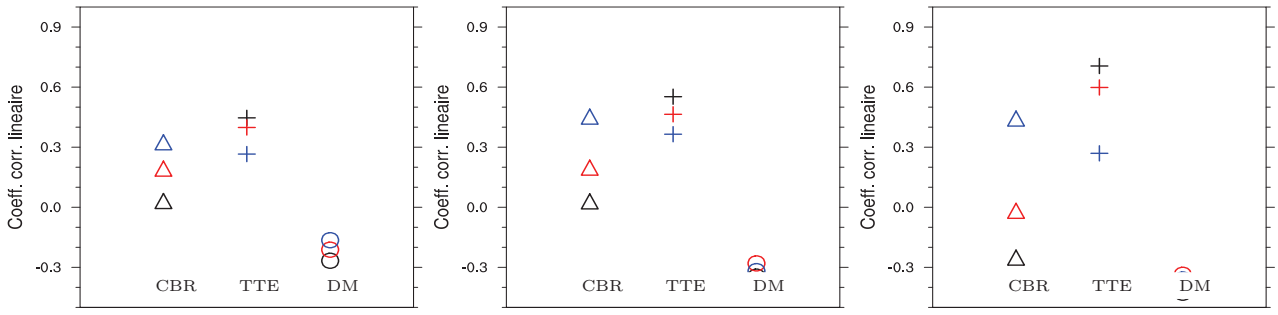
(a) $\overline{v'w'}^{0.5km}$ (b) $\overline{v'w'}^{1km}$ (c) $\overline{v'w'}^{2km}$

FIGURE B.5 – CCL calculés dans le nuage entre les flux $\overline{v'w'}_{ref}$ de référence et paramétrée selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue).



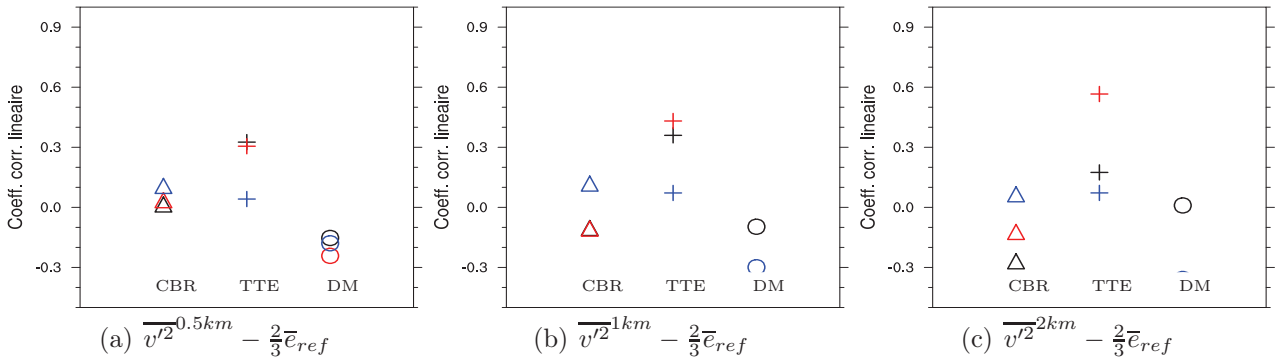
(a) $\overline{u'v'}^{0.5km}$ (b) $\overline{u'v'}^{1km}$ (c) $\overline{u'v'}^{2km}$

FIGURE B.6 – CCL calculés dans le nuage entre les flux $\overline{u'v'}_{ref}$ de référence et paramétrée selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue).



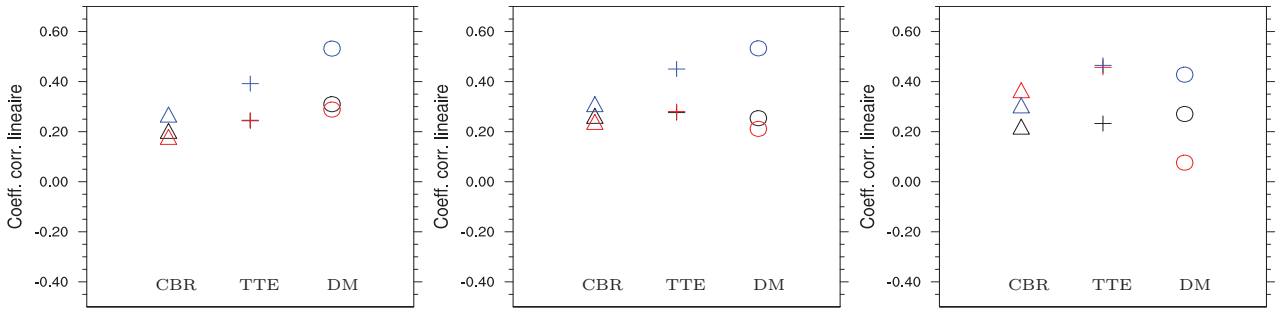
(a) $\overline{u'^2}^{0.5km} - \frac{2}{3}\overline{e}_{ref}$ (b) $\overline{u'^2}^{1km} - \frac{2}{3}\overline{e}_{ref}$ (c) $\overline{u'^2}^{2km} - \frac{2}{3}\overline{e}_{ref}$

FIGURE B.7 – Idem de Fig B.2 pour la variable $\overline{u'^2}^{\Delta x} - \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}$.



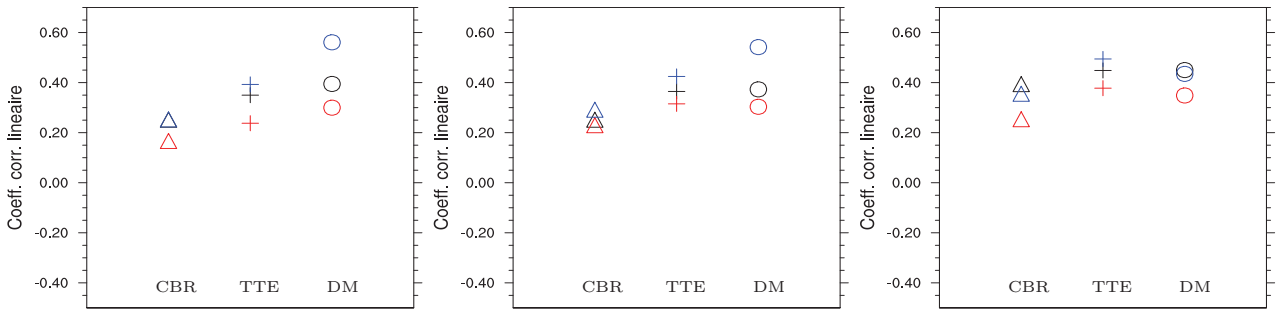
(a) $\overline{v'^2}^{0.5km} - \frac{2}{3}\overline{e}_{ref}$ (b) $\overline{v'^2}^{1km} - \frac{2}{3}\overline{e}_{ref}$ (c) $\overline{v'^2}^{2km} - \frac{2}{3}\overline{e}_{ref}$

FIGURE B.8 – Idem de Fig B.3 pour la variable $\overline{v'^2}^{\Delta x} - \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}$.



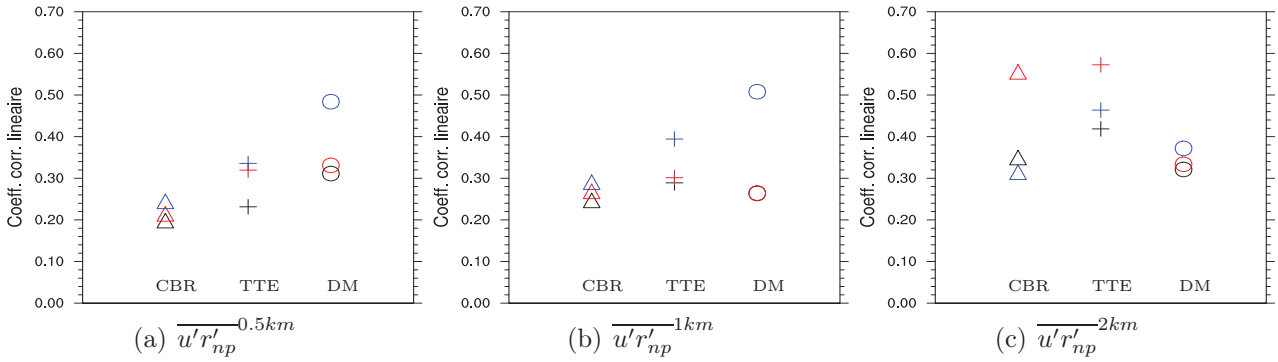
(a) $\overline{u'\theta'_l}^{0.5km}$ (b) $\overline{u'\theta'_l}^{1km}$ (c) $\overline{u'\theta'_l}^{2km}$

FIGURE B.9 – CCL calculés dans le nuage entre $\overline{u'\theta'}_{ref}$ et $\overline{u'\theta'}_{l_{para}}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue).



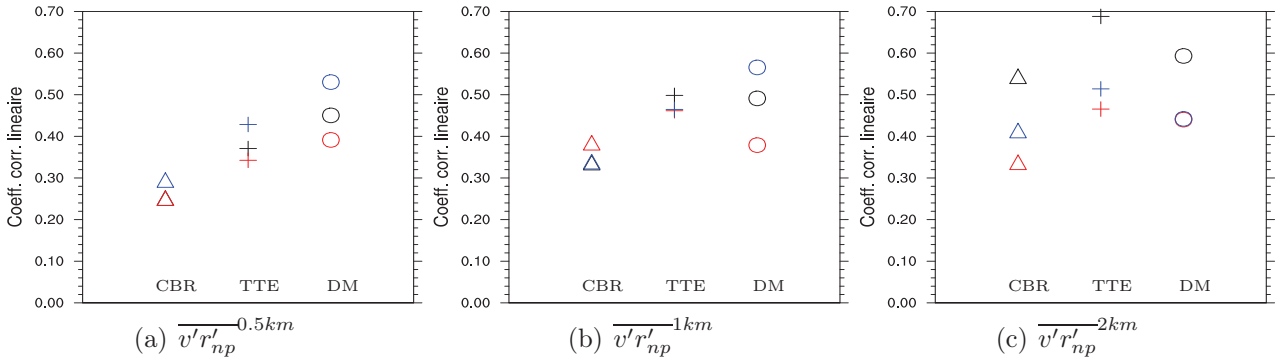
(a) $\overline{v'\theta'_l}^{0.5km}$ (b) $\overline{v'\theta'_l}^{1km}$ (c) $\overline{v'\theta'_l}^{2km}$

FIGURE B.10 – CCL calculés dans le nuage entre $\overline{v'\theta'}_{ref}$ et $\overline{v'\theta'}_{l_{para}}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue).



(a) $\overline{u'r'_{np}}^{0.5km}$ (b) $\overline{u'r'_{np}}^{1km}$ (c) $\overline{u'r'_{np}}^{2km}$

FIGURE B.11 – CCL calculés dans le nuage entre $\overline{u'r'_{np_{ref}}}$ et $\overline{u'r'_{np_{para}}}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue).



(a) $\overline{v'r'_{np}}^{0.5km}$ (b) $\overline{v'r'_{np}}^{1km}$ (c) $\overline{v'r'_{np}}^{2km}$

FIGURE B.12 – CCL calculés dans le nuage entre $\overline{v'r'_{np_{ref}}}$ et $\overline{v'r'_{np_{para}}}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue).

Table des figures

1.1 Photo d'un cumulonimbus illustrant les différentes tailles de tourbillons au sein du nuage convectif d'après Cotton et al. (2010). 1

1.2 Distribution des nuages (25 août 2012, 0600 UTC) issue d'une simulation du modèle global non-hydrostatique NICAM avec une résolution horizontale de 870 m d'après Myamoto (2013). 3

2.1 Schéma conceptuel des trois stages d'un système convectif unicellulaire. a) phase d'initiation, b) stage mature, c) stage de dissipation (adapté de Byers and Braham (1949) et Doswell III (1985)). 8

2.2 Schéma conceptuel de la régénération des cellules convectives d'un système convectif multicellulaire dans un environnement cisaillé. L'air est soulevé à l'avant du système lorsque la vorticité horizontale engendrée par la plage froide (flèche blanche enroulée) est de signe opposé à celle de l'environnement (flèche mauve enroulée). Lorsqu'elle est de même signe, comme à l'arrière du système, la convection est inhibée (adapté de Doswell III (1985) et Markowski and Richardson (2010)). . . 10

2.3 Modèle conceptuel d'une coupe verticale d'une ligne de grain. Les couleurs jaune et orange représentent des zones d'échos radar intenses et la zone de couleur verte représente la zone des hydrométéores précipitants mesurés par le radar. Les lettres H et L représentent les maxima et minima de pression (adapté de Houze Jr et al. (1989)). 11

2.4 Schéma conceptuel des quatre stages d'évolution d'une ligne de grains avec une structure en "bow echo" (structure en forme d'arc formée par les fortes réflectivités radar). a) L'ascendance initiale s'incline vers l'avant en réponse au cisaillement vertical du vent de l'environnement indiqué à droite sur la figure. b) La circulation engendrée par le bord d'attaque de la plage froide (en bleu) contrebalance l'ascendance et la redresse car elle est de signe opposé à celle engendrée par le cisaillement de l'environnement. c) Cette circulation domine ensuite celle liée au cisaillement et l'ascendance s'incline vers l'arrière produisant un jet entrant par l'arrière du système. d) Le jet arrière renforce le bord d'attaque de la plage froide et celle-ci devient plus épaisse. L'ascendance est matérialisée par la flèche rouge et le jet arrière par la flèche bleue (adapté de Weisman (1992) et Markowski and Richardson (2010)). 12

2.5 Schéma des cycles de vie idéalisés de systèmes convectifs de méso-échelle : a) TS , b) LS et c) PS. L'échelle de couleurs correspond approximativement à 20, 40 et 50 dBZ (d'après Parker and Johnson (2000)). 13

2.6 Schéma d'un hodographe [u(z),v(z)]. Les vecteurs vent horizontaux $\vec{v}$ sont tracés à chaque niveau d'altitude z. La courbe noire relie les sommets des vecteurs entre eux et forme la courbe paramétrée. La flèche rouge représente le vecteur déplacement de l'orage $\vec{c}$ et les vecteurs $\vec{v}-\vec{c}$ (en bleu) le déplacement relatif de l'orage. Les vecteurs cisaillement $\vec{S}=\frac{\partial u}{\partial z}\vec{i}+\frac{\partial v}{\partial z}\vec{j}$ sont tangents à la courbe de l'hodographe et le vecteur vorticité horizontale de l'environnement $\vec{\omega_h}=\left(\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z},\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right)\simeq\left(-\frac{\partial v}{\partial z},\frac{\partial u}{\partial z}\right)=\vec{k}\wedge\vec{S}$ est perpendiculaire au vecteur cisaillement avec $\vec{k}$ vecteur vertical unitaire (d'après Maddox (1976) et Weisman and Rotunno (2000)). . . 14

2.7 Schéma d'un orage supercellule dans les basses couche de l'atmosphère. Les ascendances (subsidences) sont représentées par la couleur rouge (bleue). Le contour gris représente les réflectivités radar à 40 dBZ. Les flèches matérialisent les lignes de courants liées au mouvement relatif de l'orage (Lemon and Doswell, 1979). . 14

2.8 Schéma conceptuel représentant le processus de bascule de tube de vorticité "crosswise" pour un cisaillement non tournant. a) Création de deux tourbillons verticaux, l'un cyclonique (+), l'autre anticyclonique (-) créant des perturbations de pression. Les flèches en bleu indiquent la position des ascendances. b) Séparation de la cellule mère en deux cellules filles (Klemp, 1987). 15

2.9 Schéma conceptuel représentant le processus de bascule de tube de vorticité "streamwise" pour un cisaillement tournant (d'après Dahl (2006)). 17

2.10 Création de perturbations de pression avec un cisaillement de vent de l'environnement a) non-tournant, b) tournant (d'après Klemp (1987); Rotunno and Klemp (1982). 17

2.11 Coupes horizontales du rapport de mélange de l'eau liquide d'un nuage convectif pour deux simulations numériques dont le cisaillement de l'environnement est respectivement unidirectionnel (en gris pour l'altitude comprise entre 0 et 2.5 km, puis bleu au dessus, les chiffres le long de l'hodographe indiquent l'altitude en km) et tournant avec l'altitude dans le sens des aiguilles d'une montre. Pour le premier cas, le système convectif se sépare en deux orages supercellulaires symétriquement identiques dont la cellule sud a une vorticité cyclonique et la cellule nord une vorticité anticyclonique. Pour le deuxième cas, l'orage se sépare en deux dont la cellule sud uniquement évolue en supercellule avec une vorticité cyclonique : on parle alors de "rigth-moving storm" (RM). Les ascendances sont représentées par les contours noirs en tireté, la position du maximum est indiquée par l'emplacement de sa valeur (en $m.s^{-1}$). Les fronts sont aussi indiqués (d'après Klemp (1987) et Markowski and Richardson (2010)). 18

2.12 Séries temporelles des réflectivités radar et des données de vol avions correspondantes observées dans l'est du Montana au sein d'une supercellule. La ligne verticale en gras montre les limites de l'ascendance et la ligne en pointillé indique le cœur de l'ascendance (et les limites de la zone de faible écho radar). L'extension horizontale du cœur et de la région de faible écho est d'environ 6 km (d'après Musil et al. (1986)). 19

3.1 Modèle schématique d'un cumulus montrant un thermique s'amenuisant lors de son ascension à partir de la base du nuage. L'entraînement continu autour du thermique érode son cœur et la région du cœur non dilué continue son ascension, laissant un sillage turbulent d'air mélangé derrière lui (d'après Blyth et al. (1988)). 24

3.2 Illustration schématique du concept CTEI (Cloud Top Entrainement Instability) : une parcelle insaturée est entraînée (à gauche), puis refroidie et humidifiée par évaporation (au centre), puis accélérée vers le bas par la force de flottabilité négative. La région en pointillé représente l'air nuageux (d'après Randall (1980)). 24

3.3 Modèle schématique d'un cumulus montrant l'air de l'environnement entraîné latéralement dans le nuage. Cet air est ensuite rapidement et uniformément mélangé dans l'ascendance. L'ascendance nuageuse détraîne à son niveau de flottabilité neutre (d'après Bretherton (1997) et adapté de Arakawa and Schubert (1974)). 25

3.4 Coupe verticale d'une ascendance associée à deux vortex pénétrant dans la couche d'inversion, reproduite en laboratoire dans une chambre à nuage. La taille des vortex est d'environ 4 cm et les vecteurs vitesses sont représentés en bleu (d'après Górska et al. (2014)). 26

3.5 Reconstitution de la vitesse verticale à partir de données radar doppler aéroporté dans un plan vertical. Les lignes de courant sont matérialisées par les traits continus et les flèches représentent les vecteurs vent (d'après Damiani et al. (2006)). . 26

3.6 Cascade d'énergie de Kolmogorov. Spectre d'énergie cinétique turbulente E(k) en fonction du nombre d'onde k (m^{-1}), inversement proportionnel à la taille des tourbillons. La zone inertielle présente une pente en $-5/3$ (d'après André Bakker). 28

3.7 Illustration du spectre d'énergie turbulente $\phi(k)$ en fonction du nombre d'onde horizontal k. L'échelle contenant l'énergie est indiquée pour $k = 1/l$, avec l l'échelle de longueur des tourbillons les plus énergétiques, Δ est l'échelle du filtre (i.e., la maille horizontale du modèle). Dans la limite méso-échelle (à gauche), $\Delta_{meso} >> l$ et aucune turbulence n'est résolue. Dans la limite LES (à droite), $\Delta_{LES} << l$ et les tourbillons turbulents les plus énergétiques sont résolus (d'après Wyngaard (2004)). 29

3.8 Distribution idéalisée typique de l'énergie spectrale pour les vitesses verticales d'une LES en fonction du nombre d'onde. La ligne noire continue représente le spectre d'énergie complet pour un écoulement turbulent. Le filtre explicite (ligne avec tirets) améliore la représentation de la composante résolue en amortissant les erreurs numériques dues à la discrétisation en différences finies. Les vitesses dans la région RSFS peuvent être reconstruites par une opération inverse du filtrage, jusqu'à une limite imposée par les erreurs numériques (NE, ligne avec pointillés). La ligne verticale montre la coupure due à la grille au nombre d'ondes Π/Δ. Les effets au delà de la longueur d'onde $2\Delta x$ sur les échelles résolues sont représentés par un modèle sous-maille SGS (d'après Chow et al. (2005) et adapté par Mirocha et al. (2007)). 32

3.9 Séparation de la partie résolue (couleurs chaudes ; IHOP : rouge, Wangara : orange, AMMA : jaune, ARM : rose, BOMEX : froment) et sous-maille (couleurs froides ; IHOP : bleu, Wangara : cyan, AMMA : vert, ARM : pourpre, BOMEX : violet) de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la taille de la maille Δ_x adimensionnée par la hauteur de la couche limite et du cumulus $h + h_c$ (a) dans la zone d'entraînement et (b) dans la couche de mélange pour les données de 5 LES de couches convectives (I. signifie IHOP, A. AMMA, W. Wangara, B. BOMEX, et R. ARM). La ligne verticale violette représente l'échelle pour laquelle les parties résolue et sous-maille de la TKE ont la même valeur. Les lignes noires représentent les fonctions de similitudes partielles, celles en trait fin noir représentent le premier et dernier 20-quantiles des données. La ligne en vert foncé est l'échelle pour laquelle la TKE totale vaut plus de 95 % de la TKE sous-maille. Les boîtes à moustaches synthétisent la médiane et la variance pour les données résolues par classe de $\Delta_x/(h + h_c)$. La ligne grise sur (a) est la fonction de similitude de (b) (d'après Honnert et al. (2011)). 35

3.10 Spectres 2D de la vitesse verticale (a), du rapport de mélange de vapeur d'eau (b) et leur cospectre (c) à z $\sim$ 1 km (traits fins) et z $\sim$ 5 km (traits épais) pour une simulation LES d'un système convectif tropical avec une résolution de 100 m et un domaine de 208.4 km x 208.4 km (d'après Moeng et al. (2010)) 46

3.11 Distributions verticales des flux moyennés horizontalement τ_{wq} (à gauche) et τ_{uw} (à droite) pour le schéma mixte (trait pointillé) comparés avec les flux dérivés de la LES avec un filtre $\Delta_x = 4\ km$ (trait plein) et avec seulement le 1er terme en K-gradient de l'équation (3.87) (trait pointillé et long) (d'après Moeng et al. (2010)). 47

3.12 Comparaison des distributions horizontales des termes de gauche et de droite de l'équation (3.89) pour c = q à z $\sim$ 3 km de la simulation LES de systèmes convectifs tropicaux (d'après Moeng (2014)). 48

3.13 Evolutions temporelles selon la hauteur du pourcentage d'énergie cinétique explicitement résolue pour des simulations de supercellules avec des mailles horizontales de (a) 2 km, (b) 1 km, (c) 500 m, and (d) 105 m. Les données sont prises uniquement dans les régions du domaine de simulation où le schéma de turbulence sous-maille est activé (d'après Adlerman and Droegemeier (2002)). 54

3.14 Coupes verticales de la température potentielle équivalente (K) à l'avant de lignes de grains simulées avec un environnement ayant un fort cisaillement de vent pour des résolutions horizontales de 1 km (en haut) et 125 m (en bas). Ceci illustre le fait que, dans ces conditions environnementales, la résolution kilométrique n'est pas suffisante pour bien résoudre les cellules convectives ayant une largeur d'environ 2 km (d'après Bryan et al. (2003)). 56

3.15 Coefficient α pour l'augmentation de la longueur de mélange au sein des nuages en fonction de l'instabilité basée sur le critère Q (d'après Tomasini et Lafore, 2004). 57

3.16 Illustration de l'impact de la diffusion sur la queue des spectres d'énergie cinétique turbulente pour le vent horizontal moyenné entre 13 et 17 UTC le 11 avril 2007 pour la troposphère libre (environ entre 3-9 km) pour une situation de convection isolée : modèle AROME opérationnel, modèle de recherche Meso-NH, AROME avec une forte diffusion explicite et AROME sans diffusion explicite (d'après Ricard et al. (2013)). 59

5.1 Précipitations accumulées au niveau du sol sur 150 min (en mm) simulées avec le modèle AROME pour les résolutions horizontales suivantes : (a) 4 km, (b) 2 km, (c) 1 km et (d) 0.5 km. 85

5.2 Précipitations accumulées au niveau du sol sur 150 min (en mm) simulées avec le modèle Méso-NH pour les résolutions horizontales suivantes : (a) 4 km, (b) 2 km, (c) 1 km et (d) 0.5 km. 86

5.3 Diagnostiques sur les précipitations accumulées au niveau du sol pour Méso-NH et AROME pour une durée de 150 min : a) volume ($10^7\ m^3$) et b) aire couverte par les précipitations ($10^3\ km^2$) en fonction de la résolution horizontale. 87

5.4 Coupes verticales des vitesses verticales (couleurs) simulées par le modèle AROME à travers le système multicellulaire pour (a) 4km (b) 2km (c) 1km et (d) 0.5km. Le contour noir épais ($r_c + r_i = 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) représente le nuage, et les contours noirs fins ($r_r + r_g + r_s$ = 1 ,5 et 10 g/kg) représentent la somme des hydrométéores précipitants. 88

5.5 Coupes verticales des vitesses verticales (couleurs) simulées par le modèle AROME à travers l'ascendance principale de la supercellule pour (a) 4 km, (b) 2 km, (c) 1 km et (d) 0.5 km. Le contour noir épais ($10^{-3}\ g.kg^{-1}$) représente le nuage (r_c + r_i) et les contours noirs fins (1, 2 ,5, 8 et 10 $g.kg^{-1}$) représentent la somme des hydrométéores précipitants ($r_r + r_g + r_s$). 89

5.6 Série temporelle des vitesses verticales maximales ($m.s^{-1}$) simulées par le modèle AROME pour différentes résolutions. 90

5.7 Densité de probabilité des vitesses verticales simulées avec MNH-T3D (trait continu), MNH-T1D (tiret) et AROME (pointillés) à 9 km au dessus du sol pour a) la supercellule et b) le système multicellulaire. 91

5.8 Localisation toutes les 5 minutes des vitesses verticales maximales à 5 km d'altitude permettant d'identifier la trajectoire de la supercellule simulée par AROME pour différentes résolutions horizontales. 91

5.9 Diagrammes altitude-temps de l'énergie cinétique turbulente sous maille moyennée pour l'ensemble des systèmes convectifs simulés par AROME pour les différentes résolutions horizontales. 92

5.10 Précipitations accumulées au niveau du sol sur 150 min (en mm) simulées avec le modèle AROME à 1 km de résolution sans SLHD (colonne de gauche) et avec SLHD (colonne de droite) pour un pas de temps de haut en bas de 30, 10 et 3 s. 94

5.11 Localisation par pas de 5 minutes des vitesses verticales à 5 km d'altitude permettant d'identifier la trajectoire de la supercellule simulée par AROME pour différents pas de temps de la simulation à 1 km de résolution horizontale. 95

5.12 Coupes horizontales de l'anomalie de pression à 5 km au dessus du sol (couleurs) simulées par AROME pour différents pas de temps. Les vitesses verticales sont représentées par les isolignes en noir (10 et 40 m/s) à 5 km au dessus du sol et en rouge (4 m/s) à 700 m au dessus du sol. 95

5.13 Série temporelle du minimum de l'anomalie de pression générée par la supercellule à 5 km au dessus du sol. 96

5.14 Série temporelle des vitesses verticales maximales ($m.s^{-1}$) simulées par le modèle AROME pour différents pas de temps. 96

5.15 Spectres d'énergie cinétique pour les vitesses verticales à 150 min moyennés dans la troposphère libre (3-12 km) pour les simulations ARO-1km (REF), ARO-SD (forte diffusion) et ARO-WD (faible diffusion) pour un domaine centré autour de la supercellule (a) et autour du système multicellulaire (b). 97

5.16 Précipitations accumulées au niveau du sol sur 150 min (en mm) simulées par le modèle AROME pour une diffusion spectrale (a) forte ARO-SD et (b) faible ARO-WD. 97

5.17 Coupes horizontales de la température potentielle virtuelle à z = 1 km (couleurs) pour les simulations a) ARO-WD, b) ARO-1km et c) ARO-SD. Les ascendances à 3 ms^{-1} sont représentées par les contours noirs et les subsidences à -2 ms^{-1} par les contours rouges. 98

6.1 Les conditions initiales de la simulation S200m : a) profil de la température potentielle, b) profil de l'humidité relative. c) hodographe du vent. Au dessus de 6 km d'altitude, U et V sont constants (respectivement 8 et 6 $m.s^{-1}$). 102

6.2 Coupe horizontale à t=175 min a) des vitesses verticales à 6 km au dessus du sol et des cellules nuageuses ($r_i + r_c = 10^{-3}\ g.kg^{-1}$), et b) des précipitations cumulées au sol issues de la simulation S200m. Le rectangle noir sur la figure a) représente le domaine de la simulation SREF. 102

6.3 Coupe horizontale des vitesse verticales et du coutour nuageux ($r_i + r_c = 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à a) 6 km et b) 8.5 km au dessus du sol à t=175 min pour la simulation de référence SREF. 103

6.4 Coupes verticales à travers le système convectif suivant l'axe AB sur la figure 6.3b pour SREF : a) des vitesses verticales ($m.s^{-1}$) à t=175 min, b) du module de la vorticité (s^{-1}), c) des lignes de courant et d) de la TKE. Le contour noir représente le bord du nuage ($r_c + r_i = 10^{-3}\ g.kg^{-1}$). 104

6.5 Domaine LES à la résolution Δ_{LES}, auquel se superpose un maillage horizontal à la résolution Δx (d'après Dorrestijn et al. (2013), Shin and Hong (2013)). . . . 106

6.6 Profils moyennés sur tout le domaine (à t=175 min) des variances $\overline{w'^2}$ ($m^2 s^{-2}$) calculées avec la méthode par pavés (noir) et par la méthode gaussienne (rouge) de différents termes à la résolution $\Delta x = 1km$: variance résolue (trait continu), variance sous-maille (tiraits), terme supplémentaire (pointillés). La somme de la variance résolue, de la variance sous-maille et du terme croisé est matérialisée par des croix pour la moyenne par pavés et par des cercles pour la méthode gaussienne. La variance résolue par la LES est représentée par la courbe bleue. 108

6.7 Coupes verticales de l'énergie cinétique turbulente de référence (en $m^2.s^{-2}$) à 0.5 km, 1 km et 2 km. Le nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 112

6.8 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3} g/.kg^{-1}$) a) de la production thermique de référence TP exprimée en $m^2.s^{-3}$, b) de la production dynamique de référence PD exprimée en $m^2.s^{-3}$, c) et de la somme des deux exprimée en $m^2.s^{-3}$, à 0.5 km de résolution (noir), à 1 km de résolution (rouge), à 2 km de résolution (bleu). 113

6.9 Profils verticaux des variances dynamiques moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3} g.kg^{-1}$) à a) 0.5 km, b) 1 km et c) 2 km : u'^2 en trait continu, v'^2 en tiretés, et w'^2 en pointillés. 113

6.10 Coupes verticales de $\overline{w'^2}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 114

6.11 Coupes verticales du flux $\overline{w'\theta'_l}$ (en $K.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) de référence (a,b,c) avec superposition des iso-θ'_l, issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) avec le paramètre C pris égale à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de BL. Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 115

6.12 Coupes verticales de $\overline{w'\theta'_l}^{\Delta x} \frac{\partial \overline{\theta_l}^{\Delta x}}{\partial z}$ (en $K^2.s^{-1}$) reconstitué à a) 0.5 km, b) 1 km et c) 2 km de résolution horizontale, avec surperposition des isocontours de vitesse verticale (2 et 10 m/s). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 116

6.13 Coupes verticales du flux $\overline{w'r'_{np}}$ (en $g.kg^{-1}.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c) avec superposition des iso-r_{np}, issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l). La longueur de mélange utilisée est celle de BL. Les isocontours de $r_{np}^{\Delta x}$ sont ajoutés aux figures a, b et c. Le bord nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 117

6.14 Coupes verticales de $\overline{w'r'_{np}} \frac{\partial \overline{r_{np}}}{\partial z}$ à a) 0.5 km, b) 1 km et c) 2 km de résolution horizontale, avec surperposition des iso-contours de vitesse verticale ($2m/s$ et $10m/s$). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 118

6.15 CCL calculés dans le nuage entre les variances dynamiques de vitesse verticale de référence et paramétrées selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), pour trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue). 119

6.16 Idem que Fig 6.15 pour la variable $\overline{w'^2}^{\Delta x} - \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}$. 120

6.17 CCL calculés dans le nuage entre $\overline{w'\theta'}_{ref}$ et $\overline{w'\theta'_l}_{para}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en bleu). 120

6.18 Profils verticaux moyens dans le nuage des flux verticaux turbulents : a) $\overline{w'\theta'_l}$ $(m{\cdot}s^{-1}.K)$, b) $\overline{w'r'_{np}}$ $(m{\cdot}s^{-1}.kg.kg^{-1})$ et c) $\beta\overline{w'\theta'_v}$ $(m^2.s^{-3})$ à 1 km de résolution : la référence (noir), CBR (vert), TTE (bleu) et DM (rouge) 121

6.19 CCL calculés dans le nuage entre $\overline{w'r'_{np}}_{ref}$ et $\overline{w'r'_{np}}_{para}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en bleu). 121

6.20 Profils verticaux des flux turbulents a) $\overline{w'\theta_l}^{1km}$, b) $\overline{w'r'_{np}}^{1km}$ et c) $\beta\overline{w'\theta_v}^{1km}$ de référence (noir), et des paramétrisation DM avec un coefficient $C = 5\Delta x^2/12$ (rouge), $C = 7\Delta x^2/12$ (vert) et $C = BL^2$ (bleu) 124

7.1 Evolution temporelle de la fraction de nuage moyennée sur le domaine horizontal en fonction de l'altitude pour les simulations (a) CBR, (b) CBR-$T1D$, (c) TTE-$T1D$ et (d) DM. 129

7.2 Evolution temporelle des vitesses verticales en $m.s^{-1}$ (colonne de gauche) et de la TKE (colonne de droite) en $m^2.s^{-2}$, moyennées dans les nuages $(r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1})$ en fonction de l'altitude pour les simulations (a,b) CBR, (c,d) $TTE{-}T1D$ et (e,f) DM. 131

7.3 Profils verticaux issus des simulations à 1km de résolution moyennés dans le nuage $(r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1})$ à t=180 min des vitesses verticales supérieures à 1 $m.s^{-1}$. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min. 132

7.4 Profils verticaux moyennés dans le nuage $(r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1})$ à t=180 min de a) la TKE et b) de la longueur de mélange (m). Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min. 133

7.5 Profils verticaux moyennés dans le nuage $(r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1})$ à t=180 min de la production a) thermique $(m^2.s^{-3})$ et b) dynamique $(m^2.s^{-3})$ de TKE. Les profil SREF (courbe noire épaisse) sont moyennés à t=175 min. 134

7.6 Profils verticaux moyennés dans le nuage $(r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1})$ à t=180 min des flux turbulents a) $\overline{w'\theta'_l}$ $(m.s^{-1}.K)$ et b) $\overline{w'r'_{np}}$ $(m.s^{-1}.g.kg^{-1})$. Les profils SREF (courbe noire épaisse) sont moyennés à t=175 min. 135

7.7 Profils verticaux moyennés dans le nuage $(r_c + r_i \geqslant 10^{-3}$ $g.kg^{-1})$ à t=180 min des variances dynamiques turbulentes. Les profil SREF (courbe noire épaisse) sont moyennés à t=175 min. 135

7.8 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des flux turbulents a) $\overline{w'\theta'_l}$ ($m.s^{-1}K$), et b) $\overline{w'r'_{np}}$ ($m.s^{-1}.g.kg^{-1}$). Les profils SREF (courbe noire épaisse) sont moyennés à t=175 min. 136

7.9 Coupes verticales des flux turbulents $\overline{w'\theta'_l}$ (à t=180 min) en $m.s^{-1}.K$ superposés aux iso-θ_l (colonne de droite), $\overline{w'r'_{np}}$ en $m.s^{-1}.g.kg^{-1}$ superposés aux iso-r_{np} en $g.kg^{-1}$ (au milieu) et de la production thermique en $m^2.s^{-3}$ superposée à l'iso-vitesse de 2 $m.s^{-1}$ pour les simulations CBR (première ligne), $CBR-T1D$ (deuxième ligne), $TTE-T1D$ (troisième ligne), et DM (quatrième ligne). . . . 137

7.10 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min de la a) production thermique et des coefficient b) E_{moist} (en K) et c) E_θ (sans unité). Les profils SREF (courbe noire épaisse) sont moyennés à t=175 min. . . 138

7.11 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min de la a) TKE et de la b) longueur de mélange. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min. 139

7.12 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min de la a) production dynamique (DP) en $m^2.s^{-3}$ et de la b) dissipation (DISS)en $m^2.s^{-3}$. Le profil SREF (courbe noir épaisse) est moyenné à t=175 min. 139

7.13 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des différents termes du bilan de la TKE : les productions thermique (TP) et dynamique (DP), le transport turbulent (TR), la dissipation (DISS) et de la somme de tous les termes (TOT) en $m^2.s^{-3}$ pour les simulations a) CBR et b) DM. . 140

7.14 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des variances dynamiques (en $m^2.s^2$) a) $\overline{u'^2}$, b) $\overline{v'^2}$ et c) $\overline{w'^2}$. 140

7.15 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des vitesses verticales supérieures à 1 $m.s^{-1}$. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min. 141

7.16 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des flux turbulents verticaux a)$\overline{w'\theta'_l}$ ($m.s^{-1}.K$, b) $\overline{w'r'_{np}}$ ($m.s^{-1}.g.kg^{-1}$) et de la production thermique TP ($m^2.s^{-3}$). Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min. 142

7.17 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min a) de la TKE ($m^2.s^{-2}$) et b) de la longueur de mélange. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min. 143

7.18 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des vitesses verticales supérieures à 1 $m.s^{-1}$. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min. 143

7.19 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des variances dynamique. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min. 144

7.20 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min a) de la production dynamique, b) de la TKE ($m^2.s^{-2}$) et c) de la longueur de mélange. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min. . . . 145

7.21 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min de la production a) dynamique et b) thermique. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175 min. 145

7.22 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des flux turbulents a)$\overline{w'\theta'_l}$ ($m.s^{-1}.K$), b) $\overline{w'r'_{np}}$ ($m.s^{-1}g.kg^{-1}$). Les profils SREF (courbe noir épaisse) sont moyennés à t=175min. 146

7.23 Profils verticaux moyennés dans le nuage ($r_c + r_i \geqslant 10^{-3}\ g.kg^{-1}$) à t=180 min des vitesses verticales supérieure à 1 $m.s^{-1}$. Le profil SREF (courbe noire épaisse) est moyenné à t=175min. 146

A.1 Coupes verticales de $\overline{u'^2}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 156

A.2 Coupes verticales de $\overline{v'^2}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 157

A.3 Coupes verticales de $\overline{u'w'}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), et issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 158

A.4 Coupes verticales de $\overline{v'w'}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 159

A.5 Coupes verticales de $\overline{u'v'}$ (en $m^2.s^{-2}$) aux résolutions 0.5 km (à gauche), 1 km (au centre) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), issu de TTE (g,h,i), issu de Moeng (2014) (j,k,l) où le paramètre C est égal à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de Bougeault and Lacarrère (1989). Le bord du nuage est représenté par le contour $r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$. 160

A.6 Coupes verticales du flux $\overline{u'r'_{np}}$ (en $g.kg^{-1}.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), et issu de Moeng (2014) (j,k,l). La longueur de mélange utilisée est celle de BL. Le bord nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 161

A.7 Coupes verticales du flux $\overline{v'r'_{np}}$ (en $g.kg^{-1}.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), et issu de Moeng (2014) (j,k,l). La longueur de mélange utilisée est celle de BL. Le bord nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 162

A.8 Coupes verticales du flux $\overline{u'\theta'_l}$ (en $K.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), et issu de Moeng (2014) (j,k,l) avec le paramètre C pris égale à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de BL. Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 163

A.9 Coupes verticales du flux $\overline{v'\theta'_l}$ (en $K.m.s^{-1}$) pour les résolutions horizontales de 0.5 km (à gauche), 1 km (au milieu) et 2 km (à droite) du flux de référence (a,b,c), issu de Cuxart et al. (2000) (d,e,f), et issu de Moeng (2014) (j,k,l) avec le paramètre C pris égale à $5\frac{\Delta x^2}{12}$. Pour les paramétrisations, la longueur de mélange utilisée est celle de BL. Le bord du nuage est représenté par le contour noir ($r_c + r_i = 10^{-3} g.kg^{-1}$). 164

B.1 Ensemble des valeurs des CCL calculées entre $\overline{w'^2}^{\Delta x}_{TTE} - \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}_{ref}$ et $\overline{w'^2}^{\Delta x}_{ref} - \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}_{ref}$ pour les résolutions de 0.5 km (colonne de gauche), de 1 km (milieu) et pour 2km (colonne de droite), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 12 km à 8 km (a,b,c), de 7.95 km à 4 km (d,e,f) et 3.95 km à 0.95 km (g,h,i). Chaque point représente un CCL fonction du couple (α_2, α_3), où ces coefficents varient de 0 à 1 par pas de 0.1. α_3 varie donc de gauche à droite de 0 à 1 formant un groupe de points pour chaque valeur de α_2 donnée en abscisse. 166

B.2 CCL calculés dans le nuage entre les variances $\overline{u'^2}_{ref}$ de référence et paramétrée selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue). 167

B.3 CCL calculés dans le nuage entre les variances $\overline{v'^2}_{ref}$ de référence et paramétrée selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue). 167

B.4 CCL calculés dans le nuage entre les variances $\overline{u'w'}_{ref}$ de référence et paramétrée selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue). 167

B.5 CCL calculés dans le nuage entre les flux $\overline{v'w'}_{ref}$ de référence et paramétrée selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue). 168

B.6 CCL calculés dans le nuage entre les flux $\overline{u'v'}_{ref}$ de référence et paramétrée selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue). 168

B.7 Idem de Fig B.2 pour la variable $\overline{u'^2}^{\Delta x} - \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}$. 168

B.8 Idem de Fig B.3 pour la variable $\overline{v'^2}^{\Delta x} - \frac{2}{3}\overline{e}^{\Delta x}$. 169

B.9 CCL calculés dans le nuage entre $\overline{u'\theta'}_{ref}$ et $\overline{u'\theta'}_{lpara}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue). 169

B.10 CCL calculés dans le nuage entre $\overline{v'\theta'}_{ref}$ et $\overline{v'\theta'}_{lpara}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue). 169

B.11 CCL calculés dans le nuage entre $\overline{u'r'_{np_{ref}}}$ et $\overline{u'r'_{np_{para}}}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue). 170

B.12 CCL calculés dans le nuage entre $\overline{v'r'_{np_{ref}}}$ et $\overline{v'r'_{np_{para}}}$ selon CBR (triangle), TTE (croix) et de DM (cercle), associé à trois niveaux dans le nuage convectif : de 0.95 km à 3.95 km (en noir), de 4 km à 7.95 km (en rouge), et de 8 km à 12 km (en blue). 170

Liste des tableaux

3.1 Tableau présentant le problème de la fermeture des équations des flux turbulents. 36

3.2 Constantes des termes dissipatifs et des flux turbulents utilisées dans le modèle Méso-NH (version actuelle V5.1) tirées de Redelsperger and Sommeria (1981) pour les 3 premières, de Cheng et al. (2002) pour les 4 suivantes et de Bougeault and Lacarrère (1989) pour la dernière. 42

3.3 Constantes α utilisées dans le modèle Méso-NH (version actuelle V5.1) tiré de Redelsperger and Sommeria (1981) 42

3.4 Coefficients α utilisés pour la paramétrisation de TTE. 50

5.1 Liste des simulations réalisées avec le modèle AROME 83

5.2 Cumuls des précipitations (m^3) au sol (150 min) simulées avec AROME sans et avec SHLD pour différents pas de temps. 93

5.3 Aire recouverte (km^2) par les précipitations au sol à 150 min simulées avec AROME sans et avec SHLD pour différents pas de temps. 93

7.1 Tableau présentant l'ensemble des simulations réalisées. 128

Bibliographie

Abma, D., T. Heus, and J. P. Mellado, 2013 : Direct numerical simulation of evaporative cooling at the lateral boundary of shallow cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **70 (7)**, 2088–2102.

Adlerman, E. J. and K. K. Droegemeier, 2002 : The sensitivity of numerically simulated cyclic mesocyclogenesis to variations in model physical and computational parameters. *Monthly weather review*, **130 (11)**, 2671–2691.

Arakawa, A. and W. H. Schubert, 1974 : Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, part i. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31 (3)**, 674–701.

Ban, N., J. Schmidli, and C. Schär, 2014 : Evaluation of the convection-resolving regional climate modeling approach in decade-long simulations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **119 (13)**, 7889–7907.

Bardina, J., J. Ferziger, and W. Reynolds, 1980 : Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation. *13th Fluid and PlasmaDynamics Conference*.

Bechtold, P., E. Bazile, F. Guichard, P. Mascart, and E. Richard, 2001 : A mass-flux convection scheme for regional and global models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **127 (573)**, 869–886.

Bénard, P., 2003 : Stability of semi-implicit and iterative centered-implicit time discretizations for various equation systems used in NWP. *Monthly weather review*, **131**, 2479–2491.

Blyth, A. M., W. A. Cooper, and J. B. Jensen, 1988 : A study of the source of entrained air in montana cumuli. *J. Atmos. Sci.*, **45 (24)**, 3944–3964.

Bogenschutz, P. A. and S. K. Krueger, 2013 : A simplified pdf parameterization of subgrid-scale clouds and turbulence for cloud-resolving models. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **5 (2)**, 195–211.

Bougeault, P. and P. Lacarrère, 1989 : Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta–scale model. *Monthly Weather Review*, **117 (8)**, 1872–1890.

Boussinesq, J., 1877 : Essai sur la theorie des eaux courantes. imprimerie nationale, paris. 1903. sur ie débit en temps de sécheresse d'une source alimentee par une nappe d'eaux d'infiltration. *CR. Acad. Sci. Paris*, **136**, 1511–1517.

Bretherton, C., 1997 : Entrainment, detrainment and mixing in atmospheric convection. *The Physics and Parameterization of Moist Atmospheric Convection*, R. Smith, Ed., Springer Netherlands, NATO ASI Series, Vol. 505, 211–230.

Bryan, G. H., 2005 : Spurious convective organization in simulated squall lines owing to moist absolutely unstable layers. *Monthly weather review*, **133 (7)**, 1978–1997.

Bryan, G. H. and J. M. Fritsch, 2002 : A benchmark simulation for moist nonhydrostatic numerical models. *Monthly Weather Review*, **130 (12)**, 2917–2928.

Bryan, G. H. and H. Morrison, 2012 : Sensitivity of a simulated squall line to horizontal resolution and parameterization of microphysics. *Monthly Weather Review*, **140 (1)**, 202–225.

Bryan, G. H., J. C. Wyngaard, and J. M. Fritsch, 2003 : Resolution requirements for the simulation of deep moist convection. *Monthly Weather Review*, **131 (10)**, 2394–2416.

Bubnová, R., G. Hello, P. Bénard, and J.-F. Geleyn, 1995 : Integration of the fully elastic equations cast in the hydrostatic pressure terrain-following coordinate in the framework of the arpege/aladin nwp system. *Monthly Weather Review*, **123 (2)**, 515–535.

Byers, H. R. and R. R. Braham, 1949 : The thunderstorm. US Government Printing Office Washington, DC.

Canuto, V., F. Minotti, C. Ronchi, R. Ypma, and O. Zeman, 1994 : Second-order closure pbl model with new third-order moments : Comparison with les data. *Journal of the atmospheric sciences*, **51 (12)**, 1605–1618.

Canuto, V. M., Y. Cheng, and A. Howard, 2001 : New third-order moments for the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **58 (9)**, 1169–1172.

Cheng, Y., V. M. Canuto, and A. M. Howard, 2002 : An improved model for the turbulent pbl. *J. Atmos. Sci.*, **59 (9)**, 1550–1565.

Chow, F. K., R. L. Street, M. Xue, and J. H. Ferziger, 2005 : Explicit filtering and reconstruction turbulence modeling for large-eddy simulation of neutral boundary layer flow. *J. Atmos. Sci.*, **62 (7)**, 2058–2077.

Clark, R. A., J. H. Ferziger, and W. C. Reynolds, 1979 : Evaluation of subgrid-scale models using an accurately simulated turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, **91 (01)**, 1.

Colella, P. and P. R. Woodward, 1984 : The Piecewise Parabolic Method (PPM) for gas-dynamical simulations. *Journal of Computational Physics*, **54 (1)**, 174–201.

Cotton, W. R., G. Bryan, and S. C. Van den Heever, 2010 : *Storm and cloud dynamics*, Vol. 99. Academic press.

Courtier, P., C. Freydier, J. Geleyn, F. Rabier, and M. Rochas, 1991 : The arpege project at météo-france, ecmwf workshop, european center for medium-range weather forecast. *Reading, England*.

Cuxart, J., P. Bougeault, and J.-L. Redelsperger, 2000 : A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **126 (562)**, 1–30.

Dahl, J. M., 2006 : Supercells : their dynamics and prediction. Ph.D. thesis, Free University of Berlin, Institute of Meteorology, Department of Theoretical Meteorology.

Damiani, R., G. Vali, and S. Haimov, 2006 : The structure of thermals in cumulus from airborne dual-Doppler radar observations. *J. Atmos. Sci.*, **63 (5)**, 1432–1450.

Davies, H., 1976 : A lateral boundary formulation for multilevel prediction model. **102**, 405–418.

Davies-Jones, R., 1984 : Streamwise vorticity : The origin of updraft rotation in supercell storms. *Journal of the atmospheric sciences*, **41 (20)**, 2991–3006.

Davies-Jones, R., 2014 : A review of supercell and tornado dynamics. *Atmospheric Research*.

de Rooy, W. C., et al., 2012 : Entrainment and detrainment in cumulus convection : an overview. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **139 (670)**, 1–19.

Deardorff, J., 1972 : Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux. *Journal of Geophysical Research*, **77 (30)**, 5900–5904.

Deardorff, J., 1980a : Cloud top entrainment instability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37 (1)**, 131–147.

Deardorff, J. W., 1966 : The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory. *J. Atmos. Sci.*, **23 (5)**, 503–506.

Deardorff, J. W., 1970 : A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, **41**, 453–480.

Deardorff, J. W., 1980b : Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, **18 (4)**, 495–527.

Detering, H. and D. Etling, 1985 : Application of the e-ε turbulence model to the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **33 (2)**, 113–133.

Devenish, B. J., et al., 2012 : Droplet growth in warm turbulent clouds. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **138 (667)**, 1401–1429.

Dorrestijn, J., D. T. Crommelin, A. P. Siebesma, and H. J. Jonker, 2013 : Stochastic parameterization of shallow cumulus convection estimated from high-resolution model data. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, **27 (1-2)**, 133–148.

Doswell III, C. A., 1985 : The operational meteorology of convective weather. volume 2. storm scale analysis. Tech. rep., DTIC Document.

Ducrocq, V., et al., 2014 : Hymex-sop1 : The field campaign dedicated to heavy precipitation and flash flooding in the northwestern mediterranean. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **95 (7)**, 1083–1100.

Durran, D. R., 1989 : Improving the anelastic approximation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46 (11)**, 1453–1461.

Fiori, E., A. Parodi, and F. Siccardi, 2009 : Dealing with uncertainty : turbulent parameterizations and grid-spacing effects in numerical modelling of deep moist convective processes. *Natural Hazards and Earth System Science*, **9 (6)**, 1871–1880.

Fiori, E., A. Parodi, and F. Siccardi, 2010 : Turbulence closure parameterization and grid spacing effects in simulated supercell storms. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **67 (12)**, 3870–3890.

Firl, G. J. and D. A. Randall, 2014 : Fitting and analyzing les using multiple trivariate gaussians. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **(2014)**.

Fovell, R. G., G. L. Mullendore, and S.-H. Kim, 2006 : Discrete propagation in numerically simulated nocturnal squall lines. *Monthly weather review*, **134 (12)**, 3735–3752.

Gal-Chen, T. and R. C. Somerville, 1975 : On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier-Stokes equations. *Journal of Computational Physics*, **17 (2)**, 209–228.

Grabowski, W. W. and T. L. Clark, 1991 : Cloud-environment interface instability : Rising thermal calculations in two spatial dimensions. *J. Atmos. Sci.*, **48 (4)**, 527–546.

Grabowski, W. W. and T. L. Clark, 1993a : Cloud-environment interface instability : Part ii : Extension to three spatial dimensions. *J. Atmos. Sci.*, **50 (4)**, 555–573.

Grabowski, W. W. and T. L. Clark, 1993b : Cloud-environment interface instability. part iii : Direct influence of environmental shear. *J. Atmos. Sci.*, **50 (23)**, 3821–3828.

Górska, A., S. P. M. M. S. N. v. B. A. J. J. Fugal, S. K. Mitra, and S. Borrmann, 2014 : Entrainment in laboratory analogs of cumulus and stratocumulus clouds tops. *14th Conference on Cloud Physics, Westin Copley Place, Boston, MA*.

Hally, A., E. Richard, S. Fresnay, and D. Lambert, 2014 : Ensemble simulations with perturbed physical parametrizations : Pre-hymex case studies. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **140 (683)**, 1900–1916.

Hanley, K. E., R. S. Plant, T. H. M. Stein, R. J. Hogan, J. C. Nicol, H. W. Lean, C. Halliwell, and P. A. Clark, 2014 : Mixing-length controls on high-resolution simulations of convective storms. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.

Heus, T., H. J. Jonker, H. E. Van den Akker, E. J. Griffith, M. Koutek, and F. H. Post, 2009 : A statistical approach to the life cycle analysis of cumulus clouds selected in a virtual reality environment. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **114 (D6)**.

Heus, T. and H. J. J. Jonker, 2008 : Subsiding shells around shallow cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **65 (3)**, 1003–1018.

Heus, T., G. van Dijk, H. J. J. Jonker, and H. E. A. Van den Akker, 2008 : Mixing in shallow cumulus clouds studied by lagrangian particle tracking. *J. Atmos. Sci.*, **65 (8)**, 2581–2597.

Honnert, R., 2012 : Quelle turbulence dans les modèles atmosphériques à l'échelle kilométrique ? Ph.D. thesis, Toulouse, INPT.

Honnert, R., V. Masson, and F. Couvreux, 2011 : A diagnostic for evaluating the representation of turbulence in atmospheric models at the kilometric scale. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **68 (12)**, 3112–3131.

Hortal, M., 2002 : The development and testing of a new two-time-level semi-lagrangian scheme (settls) in the ecmwf forecast model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **128 (583)**, 1671–1687.

Hourdin, F., F. Couvreux, and L. Menut, 2002 : Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals. *Journal of the atmospheric sciences*, **59 (6)**, 1105–1123.

Houze Jr, R. A., M. Biggerstaff, S. Rutledge, and B. Smull, 1989 : Interpretation of doppler weather radar displays of midlatitude mesoscale convective systems. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **70 (6)**, 608–619.

Kain, J. S. and J. M. Fritsch, 1993 : Convective parameterization for mesoscale models : The kain-fritsch scheme. *The representation of cumulus convection in numerical models, Meteor. Monographs*, **24 (46)**, 165–170.

Kessler, E., 1969 : On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteor. Monographs*, **32 (10)**, 84pp.

Khairoutdinov, M. F., S. K. Krueger, C.-H. Moeng, P. Bogenschutz, and D. A. Randall, 2009 : Large-eddy simulation of maritime deep tropical convection. *J. Adv. Model. Earth. Syst*, **1**.

Klaassen, G. P. and T. L. Clark, 1985 : Dynamics of the cloud-environment interface and entrainment in small cumuli : Two-dimensional simulations in the absence of ambient shear. *J. Atmos. Sci.*, **42 (23)**, 2621–2642.

Klemp, J. B., 1987 : Dynamics of tornadic thunderstorms. *Annual review of fluid mechanics*, **19 (1)**, 369–402.

Kolmogorov, A., 1942 : Equations of motion of an incompressible turbulent fluid. *Izv Akad Nauk SSSR Ser Phys*, **6**, 56–58.

Kosovic, B., 1997 : Subgrid-scale modeling for large-eddy simulations of high-reynolds-number boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, **336**, 151–182.

Lafore, J.-P. and M. W. Moncrieff, 1989 : A numerical investigation of the organization and interaction of the convective and stratiform regions of tropical squall lines. *Journal of the atmospheric sciences*, **46 (4)**, 521–544.

Lafore, J. P., et al., 1997 : The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I : Adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, Springer, Vol. 16, 90–109.

Lane, T. P. and R. D. Sharman, 2014 : Intensity of thunderstorm-generated turbulence revealed by large-eddy simulation. *Geophys. Res. Lett.*, **41 (6)**, 2221–2227.

Langhans, W., J. Schmidli, and C. Schär, 2012 : Bulk convergence of cloud-resolving simulations of moist convection over complex terrain. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **69 (7)**, 2207–2228.

Laprise, R., 1992 : The euler equations of motion with hydrostatic pressure as an independent variable. *Monthly weather review*, **120 (1)**, 197–207.

Lean, H. W., P. A. Clark, M. Dixon, N. M. Roberts, A. Fitch, R. Forbes, and C. Halliwell, 2008 : Characteristics of high-resolution versions of the Met Office Unified Model for forecasting convection over the United Kingdom. *Monthly Weather Review*, **136 (9)**, 3408–3424.

Leith, C., 1990 : Stochastic backscatter in a subgrid-scale model : Plane shear mixing layer. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, **2 (3)**, 297–299.

Lemon, L. R. and C. A. Doswell, 1979 : Severe thunderstorm evolution and mesocyclone structure as related to tornadogenesis. *Monthly Weather Review*, **107**, 1184.

Lilly, D. K., 1962 : On the numerical simulation of buoyant convection. *Tellus*, **14 (2)**, 148–172.

Lilly, D. K., 1966 : The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. *Proc. IBM ScientificComputing Symp. on environmmental Sciences, Yorktown Heights, NY, Thomas J,Watson Research Center, IBM.*

Lilly, D. K., 1986 : The structure, energetics and propagation of rotating convective storms. Part II : Helicity and storm stabilization. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **43 (2)**, 126–140.

Lipps, F. B., 1977 : A study of turbulence parameterization in a cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **34 (11)**, 1751–1772.

Ludlam, F. and R. Scorer, 1953 : Reviews of modern meteorology—10 convection in the atmosphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **79 (341)**, 317–341.

Machado, L. A. and J.-P. Chaboureau, 2014 : Effect of turbulence parametrization on assement of cloud organisation. *Submitted to Mon. Wea. Rev.*

Maddox, R. A., 1976 : An evaluation of tornado proximity wind and stability data. *Monthly Weather Review*, **104 (2)**, 133–142.

Malardel, S. and D. Ricard, 2014 : An alternative cell-averaged departure point reconstruction for pointwise semi-lagrangian transport schemes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.

Markowski, P. and Y. Richardson, 2010 : *Mesoscale Meteorology in Midlatitudes (Advancing Weather and Climate Science)*. Wiley.

Markowski, P. M., 2002 : Hook echoes and rear-flank downdrafts : A review. *Monthly Weather Review*, **130 (4)**, 852–876.

Mason, P. J. and D. Thomson, 1992 : Stochastic backscatter in large-eddy simulations of boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, **242**, 51–78.

Masson, V., et al., 2013 : The surfexv7. 2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of earth surface variables and fluxes.

Mellado, J. P., B. Stevens, and H. Schmidt, 2014 : Wind shear and buoyancy reversal at the top of stratocumulus. *J. Atmos. Sci.*, **71 (3)**, 1040–1057.

Mellor, G. L. and T. Yamada, 1982 : Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics*, **20 (4)**, 851–875.

Meneveau, C. and J. Katz, 2000 : Scale-invariance and turbulence models for large-eddy simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **32 (1)**, 1–32.

Mesinger, F. and A. Arakawa, 1976 : Numerical methods used in atmospheric models. Tech. rep., GARP Publications Series No. 17, WMO/ICSU Joint Organizing Committee. 64pp.

Mirocha, J. D., F. Chow, J. Lundquist, and K. Lundquist, 2007 : Improved subfilter turbulence modeling for large eddy simulation using wrf. *7th Symposium on the Urban Environment, American Meteorological Society,(13.1)*, Vol. 4.

Mirocha, J. D., J. K. Lundquist, and B. Kosovic, 2010 : Implementation of a nonlinear subfilter turbulence stress model for large-eddy simulation in the advanced research wrf model. *Monthly Weather Review*, **138 (11)**, 4212–4228.

Mironov, D. V., 2009 : Turbulence in the lower troposphere : Second-order closure and mass–flux modelling frameworks. *Interdisciplinary aspects of turbulence*, Springer, 1–61.

Moeng, C.-H., 2014 : A closure for updraft-downdraft representation of subgrid-scale fluxes in cloud-resolving models. *Monthly Weather Review*, **142 (2)**, 703–715.

Moeng, C.-H. and A. Arakawa, 2012 : Representation of boundary layer moisture transport in cloud-resolving models. *Monthly Weather Review*, **140 (11)**, 3682–3698.

Moeng, C.-H., P. P. Sullivan, M. F. Khairoutdinov, and D. A. Randall, 2010 : A mixed scheme for subgrid-scale fluxes in cloud-resolving models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **67 (11)**, 3692–3705.

Morcrette, J.-J., 1989 : *Description of the radiation scheme in the ECMWF model*. European Centre for Medium-Range Weather Forecasts.

Musil, D. J., A. J. Heymsfield, and P. L. Smith, 1986 : Microphysical characteristics of a well-developed weak echo region in a high plains supercell thunderstorm. *Journal of climate and applied meteorology*, **25 (7)**, 1037–1051.

Paluch, I. R., 1979 : The entrainment mechanism in colorado cumuli. *Journal of the atmospheric sciences*, **36 (12)**, 2467–2478.

Parker, M. D. and R. H. Johnson, 2000 : Organizational modes of midlatitude mesoscale convective systems. *Monthly weather review*, **128 (10)**, 3413–3436.

Parodi, A. and S. Tanelli, 2010 : Influence of turbulence parameterizations on high-resolution numerical modeling of tropical convection observed during the TC4 field campaign. *Journal of Geophysical Research*, **115**.

Pergaud, J., V. Masson, S. Malardel, and F. Couvreux, 2009 : A parameterization of dry thermals and shallow cumuli for mesoscale numerical weather prediction. *Boundary-Layer Meteorology*, **132 (1)**, 83–106.

Petch, J., A. Brown, and M. Gray, 2002 : The impact of horizontal resolution on the simulations of convective development over land. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **128 (584)**, 2031–2044.

Pinty, J.-P. and P. Jabouille, 1998 : A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations. *Proc. Conf. of Cloud Physics, Everett, WA, USA, Amer. Meteor. soc.*, 217 – 220.

Pope, S. B., 2000 : Turbulent flows.

Randall, D. A., 1980 : Conditional instability of the first kind upside-down. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37 (1)**, 125–130.

Redelsperger, J. and G. Sommeria, 1986 : Three-dimensional simulation of a convective storm : Sensitivity studies on subgrid parameterization and spatial resolution. *Journal of Atmospheric Sciences*, **43**, 2619–2635.

Redelsperger, J.-L. and J.-P. Lafore, 1988 : A three-dimensional simulation of a tropical squall line : Convective organization and thermodynamic vertical transport. *Journal of the atmospheric sciences*, **45 (8)**, 1334–1356.

Redelsperger, J. L. and G. Sommeria, 1981 : Méthode de représentation de la turbulence d'échelle inférieure à la maille pour un modèle tri-dimensionnel de convection nuageuse. *Boundary-Layer Meteorology*, **21 (4)**, 509–530.

Ricard, D., C. Lac, S. Riette, R. Legrand, and A. Mary, 2013 : Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting limited-area models arome and meso-nh. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **139 (674)**, 1327–1341.

Rodts, S. M., P. G. Duynkerke, and H. J. Jonker, 2003 : Size distributions and dynamical properties of shallow cumulus clouds from aircraft observations and satellite data. *Journal of the atmospheric sciences*, **60 (16)**, 1895–1912.

Romps, D. M. and Z. Kuang, 2011 : A transilient matrix for moist convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **68 (9)**, 2009–2025.

Rotta, 1951 : Statistische theorie nichthomogener turbulenz. *Zeitschrift für Physik*, **129 (6)**, 547–572.

Rotunno, R. and J. B. Klemp, 1982 : The influence of the shear-induced pressure gradient on thunderstorm motion. *Monthly Weather Review*, **110 (2)**, 136–151.

Rotunno, R., J. B. Klemp, and M. L. Weisman, 1988 : A theory for strong, long-lived squall lines. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **45 (3)**, 463–485.

Schemm, C. E. and F. B. Lipps, 1976 : Some results from a simplified three-dimensional numerical model of atmospheric turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **33 (6)**, 1021–1041.

Seity, Y., P. Brousseau, S. Malardel, G. Hello, P. Bénard, F. Bouttier, C. Lac, and V. Masson, 2011 : The AROME-France convective-scale operational model. *Monthly Weather Review*, **139 (3)**, 976–991.

Seity, Y., D. Ricard, J. Léger, and M. Pietrisi, 2014 : Evaluation of increased horizontal and vertical resolutions in arome–france deterministic forecasts for convective events. *ALADIN–HIRLAM Newsl*, **2**, 16–19.

Shin, H. H. and S.-Y. Hong, 2013 : Analysis of resolved and parameterized vertical transports in convective boundary layers at gray-zone resolutions. *J. Atmos. Sci.*, **70 (10)**, 3248–3261.

Shutts, G., 2005 : A kinetic energy backscatter algorithm for use in ensemble prediction systems. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **131 (612)**, 3079–3102.

Siebesma, A. and J. Teixeira, 2000 : An advection-diffusion scheme for the convective boundary layer, description and 1d results. *Preprints, 14th Symp. on Boundary Layers and Turbulence, Aspen, CO, Amer. Meteor. Soc*, Vol. 4.

Simmons, A. J. and D. M. Burridge, 1981 : An energy and angular-momentum conserving vertical finite-difference scheme and hybrid vertical coordinates. *Monthly Weather Review*, **109 (4)**, 758–766.

Skamarock, W. C., 2004 : Evaluating mesoscale NWP models using kinetic energy spectra. *Monthly Weather Review*, **132 (12)**, 3019–3032.

Skamarock, W. C. and J. B. Klemp, 2008 : A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications. *Journal of Computational Physics*, **227 (7)**, 3465–3485.

Smagorinsky, J., 1963 : General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, **91 (3)**, 99–64.

Soares, P., P. Miranda, A. Siebesma, and J. Teixeira, 2004 : An eddy-diffusivity/mass-flux parametrization for dry and shallow cumulus convection. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **130 (604)**, 3365–3383.

Squires, P., 1958 : Penetrative downdraughts in cumuli. *Tellus*, **10 (3)**, 381–389.

Stommel, H., 1947 : Entrainment of air into a cumulus cloud. *Journal of Meteorology*, **4 (3)**, 91–94.

Stull, R. B., 1984 : Transilient turbulence theory. part i : The concept of eddy-mixing across finite distances. *Journal of the atmospheric sciences*, **41 (23)**, 3351–3367.

Takemi, T. and R. Rotunno, 2003 : The effects of subgrid model mixing and numerical filtering in simulations of mesoscale cloud systems. *Monthly Weather Review*, **131 (9)**, 2085–2101.

Temperton, C. and A. Staniforth, 1987 : An efficient two-time-level semi-lagrangian semi-implicit integration scheme. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **113**, 1025–1039.

Tomas, S. and V. Masson, 2006 : A parameterization of third-order moments for the dry convective boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol*, **120 (3)**, 437–54.

Tomasini, M. and J. Lafore, 2004 : *Problématique des fortes vitesses verticales en milieu orageux à des résolution de 2-3 km*, Vol. note interne, compte rendu n°2. Météo-France.

Váňa, F., P. Bénard, J.-F. Geleyn, A. Simon, and Y. Seity, 2008 : Semi-lagrangian advection scheme with controlled damping : An alternative to nonlinear horizontal diffusion in a numerical weather prediction model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **134 (631)**, 523–537.

Verrelle, A., D. Ricard, and C. Lac, 2015 : Sensitivity of high-resolution idealized simulations of thunderstorms to horizontal resolution and turbulence parametrization. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.

Warren, R. A., D. J. Kirshbaum, R. S. Plant, and H. W. Lean, 2013 : A 'Boscastle-type' quasi-stationary convective system over the UK Southwest Peninsula. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, n/a–n/a.

Weisman, M. L., 1992 : The role of convectively generated rear-inflow jets in the evolution of long-lived mesoconvective systems. *Journal of the atmospheric sciences*, **49 (19)**, 1826–1847.

Weisman, M. L. and J. B. Klemp, 1984 : The structure and classification of numerically simulated convective storms in directionally varying wind shears. *Monthly weather review*, **112 (12)**, 2479–2498.

Weisman, M. L. and R. Rotunno, 2000 : The use of vertical wind shear versus helicity in interpreting supercell dynamics. *Journal of the atmospheric sciences*, **57 (9)**, 1452–1472.

Wyngaard, J. C., 2004 : Toward numerical modeling in the "Terra Incognita". *Journal of the atmospheric sciences*, **61 (14)**, 1816–1826.

Yu, N., C. Barthe, and M. Plu, 2014 : Evaluating intense precipitation in high-resolution numerical model over a tropical island : impact of model horizontal resolution. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci. Discuss.*, **2 (2)**, 999–1032.

Zhang, M. and D.-L. Zhang, 2012 : Subkilometer simulation of a torrential-rain-producing mesoscale convective system in East China. Part I : Model verification and convective organization. *Monthly Weather Review*, **140 (1)**, 184–201.

Zhou, Y., J. G. Brasseur, and A. Juneja, 2001 : A resolvable subfilter-scale model specific to large-eddy simulation of under-resolved turbulence. *Physics of Fluids*, **13 (9)**, 2602.

Zhu, P., K. Menelaou, and Z. Zhu, 2014 : Impact of subgrid-scale vertical turbulent mixing on eyewall asymmetric structures and mesovortices of hurricanes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **140 (679)**, 416–438.

Zilitinkevich, S., T. Elperin, N. Kleeorin, and I. Rogachevskii, 2007 : Energy-and flux-budget (efb) turbulence closure model for stably stratified flows. part i : steady-state, homogeneous regimes. *Boundary-layer meteorology*, **125 (2)**, 167–191.

Zilitinkevich, S., T. Elperin, N. Kleeorin, I. Rogachevskii, I. Esau, T. Mauritsen, and M. Miles, 2008 : Turbulence energetics in stably stratified geophysical flows : Strong and weak mixing regimes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **134 (633)**, 793–799.