



**HAL**  
open science

# De la zone grise de la turbulence à AROME hectométrique

Rachel Honnert

► **To cite this version:**

Rachel Honnert. De la zone grise de la turbulence à AROME hectométrique. Océan, Atmosphère. Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 2022. tel-03600147

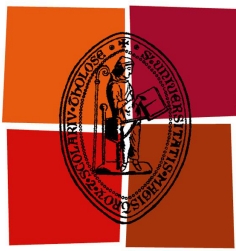
**HAL Id: tel-03600147**

**<https://hal.science/tel-03600147>**

Submitted on 7 Mar 2022

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

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



Université  
de Toulouse

# Mémoire

En vue de l'obtention de

## Habilitation à diriger des recherches DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

---

---

Présentée et soutenue le *28 janvier 2022* par :

**RACHEL HONNERT**

**De la zone grise de la turbulence  
à AROME hectométrique**

---

---

### JURY

PETER BECHTOLD	Principal Scientist	Rapporteur
JEAN-LUC REDELSPERGER	Directeur émérite	Rapporteur
CHANTAL STAQUET	Professeur	Rapporteur
JEAN-PIERRE CHABOUREAU	Physicien	Membre
PASCAL MARQUET	ICPEF	Parrain

---

**École doctorale et spécialité :**

*SDU2E : Océan, Atmosphère, Climat*

**Unité de Recherche :**

*CNRM/Météo-France*

**Correspondant :**

*Nom(s) du/des correspondant(s)*

**Rapporteur :**

*Noms des rapporteurs (s'ils ne font pas partie des membres du jury)*



# Remerciements

Je tiens à remercier ici les personnes qui m'aident ou m'ont aidée dans mes recherches.

En premier lieu, Valéry Masson avec qui j'ai fait mon stage de fin d'étude et qui m'a proposé une Formation Complémentaire Par La Recherche dans la continuité de ce travail. Christine Lac et toute l'équipe technique et scientifique du GMME qui m'ont permis de mener à bien mes premières expériences numériques et, qui comme Quentin Rodier et Benoît Vié continuent à m'accompagner dans les différentes questions qui se posent sur nos paramétrisations. Fleur Couvreur, puis Catherine Rio, Romain Roehrig et Frédéric Hourdin pour la mise en perspective sur les principes physiques de la convection et les relations entre la convection et la couche limite.

Mes collègues du GMAP et de l'équipe PROC qui me font comprendre encore et encore combien la PNT, ce n'est pas si simple (Yann Seity, Eric Bazile, Yves Bouteloup), qui m'associent à leurs projets (Pascal Marquet et Jean-Marcel Pirou) et qui répondent à mes problèmes techniques (Adrien Napoly, Olivier Jaron, Ingrid Etchvers). J'aimerais également en profiter pour remercier les dynamiciens comme Ludovic Auger, Karim Yessad, Fabrice Voitus ou Ryad El Khatib sans qui la dynamique d'AROME est absolument illisible.

Mes thématiques de recherche sont fortement liées à la modélisation, mais les personnes étudiant la couche limite par l'observation, comme les équipes du CNRM/GMEI ou du centre de recherche atmosphérique de Lannemezan sont bien souvent indispensables. Elles ont largement contribué à mes développements en me fournissant encore et toujours des données d'observations.

Merci également à mes homologues en France ou à l'étranger qui ont participé à mes articles ou m'ont associée aux leurs comme Georges Efstathiou, Tim Nagel, Bob Beare ou Lorenzo Tomassini.

Bien sûr, je ne peux pas oublier mes stagiaires : Salomé, David, Valentin, Antoine, Karima, Valentin, Xavier, Florent, Fabien, Aude, Julien, Clément et Guillem, Pierre, Noura et Maryam, Sarah, Théophane, Susie et Stéphane, Najla, qui ont largement participé à l'ensemble du travail qui est présenté ici, mais aussi sur d'autres questions tout aussi passionnantes pour moi.

Je remercie mes étudiants d'être gentils avec moi en cours et les personnes qui m'ont aidée à monter le cours de couche limite, les précédents enseignants dont j'ai récupéré les cours, et Guylaine Canut qui fait une partie du cours des IENM1 et les visites du parc instrumenté, ainsi que Véronique Pont et Isabelle Beau pour l'énorme travail que doit représenter la gestion du Master SOAC.

Un grand merci aux membres de mon jury pour leurs remarques constructives et en particulier à Pascal Marquet, mon parrain, pour sa relecture attentive.

Enfin et surtout merci à Benjamin pour ses encouragements et relectures.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>1 Contexte de Recherche</b>	<b>7</b>
1.1 Préambule - Cheminement scientifique et organisation du manuscrit	7
1.2 Curriculum Vitae . . . . .	10
1.3 Enseignement et encadrement . . . . .	10
1.4 Communications . . . . .	13
1.5 Liste des publications . . . . .	15
1.6 Cinq publications . . . . .	17
<b>2 Zone grise de la turbulence</b>	<b>19</b>
2.1 Définition de la zone grise de la turbulence . . . . .	19
2.2 Défauts des modèles . . . . .	27
2.3 Défauts du flux de masse . . . . .	29
<b>3 Schéma de convection peu-profonde</b>	<b>37</b>
3.1 Flux de masse sans hypothèse . . . . .	37
3.2 Pas tous ses œufs dans le même panier . . . . .	44
3.3 Quelques cas d'étude . . . . .	47
3.4 Conclusion . . . . .	52
<b>4 Schéma de turbulence</b>	<b>53</b>
4.1 Où d'autres hypothèses tombent ... . . . . .	53
4.2 Gradients horizontaux dans AROME . . . . .	58
4.3 Nouvelle longueur de mélange . . . . .	61
4.4 Conclusion . . . . .	66
<b>5 Projet scientifique</b>	<b>67</b>
5.1 Convection peu-profonde . . . . .	67
5.2 Schéma de turbulence . . . . .	68
5.3 AROME hectométrique . . . . .	69
<b>Glossaire</b>	<b>73</b>
<b>Acronymes</b>	<b>75</b>
<b>Table des figures</b>	<b>79</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>86</b>



# Chapitre 1

## Contexte de Recherche

### 1.1 Préambule - Cheminement scientifique et organisation du manuscrit

Je suis actuellement chercheuse au sein de l'équipe PROC en charge des processus physiques dans le groupe responsable des modèles opérationnels du Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM/GMAP<sup>1</sup>).

Après mes classes préparatoires, j'ai décidé de ne pas entrer dans une école d'ingénieurs qui mènerait directement vers des métiers de l'industrie. J'ai été séduite par l'École Nationale de la Météorologie (ENM), qui promettait d'étudier la prévision météorologique certes, mais également les sciences atmosphériques en général. Le fonctionnement de l'atmosphère est passionnant. Je trouve les nuages poétiques, j'aime la mécanique des fluides et j'apprécie de comprendre les phénomènes météorologiques du quotidien. En dernière année, j'ai pu entrer en Master 2 Science de l'Atmosphère, de l'Océan et Surface Continentale. J'ai particulièrement apprécié l'étude de la Couche Limite Atmosphérique (CLA).

La CLA est la partie de l'atmosphère en contact avec la surface. Il s'agit d'une zone météorologique directement accessible à l'expérience. Du fait de son interaction constante et rapide avec la surface et contrairement à la troposphère libre, qui est située juste au-dessus, la CLA s'identifie facilement par sa nature turbulente. Ce n'est que dans des conditions extrêmement stables, lorsque le refroidissement de surface est très fort et les vents très faibles, que la turbulence cesse dans la CLA. Il s'y passe donc toujours quelque chose et c'est scientifiquement stimulant. De fait, la CLA occupe la partie de l'atmosphère où se déroule la plupart des activités humaines. Ainsi, divers phénomènes atmosphériques qui y sont associés, tels que les rafales, la dispersion des polluants, le gel et le brouillard, ont des impacts sociaux et économiques importants. Et cela participe également à l'intérêt que je porte à l'étude de la CLA. J'en ai donc fait mon sujet de fin d'étude avec Valéry Masson sur la modélisation de la turbulence. Il s'agissait de créer des indicateurs permettant de déterminer si, aux échelles kilométriques, la turbulence était partiellement résolue. J'ai pu commencer à explorer les échelles hectométriques où

---

1. la liste des acronymes est disponible à la fin de ce mémoire



c'est effectivement le cas.

En 2009, j'ai eu l'opportunité de faire une Formation Complémentaire par la Recherche (FCPLR) dans la continuité de mon stage de fin d'étude au CNRM/GMME toujours sous la direction de Valéry Masson. Cette FCPLR s'est soldée par une thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier (UPS). Mes thèmes de recherche sont centrés sur des questions de représentation de la turbulence atmosphérique aux échelles hectométriques. Il s'agissait de documenter les caractéristiques de la turbulence de la CLA dans la gamme de résolution où la turbulence n'est pas encore entièrement résolue, mais plus entièrement sous-maille : **la zone grise de la turbulence**. Il fallait prouver son existence, définir la gamme de résolution impactée et ses caractéristiques sur différents paramètres, quantifier les défauts des paramétrisations physiques de méso-échelle (1-10 km de résolution) et trouver quelques solutions. Finalement, je me suis concentrée dans un premier temps sur la zone grise de la convection peu-profonde qui est celle des plus grandes structures turbulentes, que sont les thermiques de couche limite. Si une grande partie de ce travail a été réalisé durant ma thèse, la description des caractéristiques de la zone grise s'est poursuivie sporadiquement ces dernières années alimentée par les travaux de collègues à l'étranger. Je détaille l'ensemble des questions de description de la turbulence et des défauts des modèles au chapitre 2 de ce manuscrit, qui ne sera donc pas, à proprement parler, chronologique.

Après ma thèse, je suis entrée au CNRM/GMAP dans l'équipe PROC (pour 'Processus'), alors dirigée par François Bouyssel. Il s'agissait de pallier les défauts des modèles aux échelles hectométriques. Dans les modèles numériques de prévision du temps (PNT) de méso-échelle, comme AROME, la résolution ne permet pas de résoudre explicitement la turbulence atmosphérique. Il s'agit alors de correctement prendre en compte l'impact de ces tourbillons sur des phénomènes météorologiques de plus grande échelle. Les phénomènes physiques dits sous-maille, comme la turbulence, sont modélisés *via* des paramétrisations physiques. Les calculateurs de plus en plus performants permettront d'atteindre dans un proche avenir des résolutions hectométriques. Mais à ces échelles, les modèles se situent dans la zone grise de la turbulence. Le cœur de mon travail de recherche consiste en l'évaluation et l'adaptation des modèles à ces échelles. Je cherche donc à améliorer la représentation des processus physiques, et en particulier la modélisation de la convection peu-profonde, dans le cadre d'une augmentation régulière de la résolution de tous les systèmes de prévision. Le chapitre 3 de ce manuscrit est dédié aux travaux de modélisation des thermiques de couche limite et les applications immédiates pour nos modèles aux échelles hectométriques.

Parallèlement, d'autres questions sur la zone grise de la turbulence ont émergé. En augmentant, encore et toujours la résolution des modèles, on résout de plus en plus de processus. Les paramétrisations doivent simuler la turbulence résiduelle qui a alors des caractéristiques différentes de celle de méso-échelle. En particulier, sous l'hypothèse d'homogénéité horizontale, la paramétrisation de la turbulence va homogénéiser les champs sur la verticale uniquement. Ceci est valable à grande échelle où les champs sont bien plus hétérogènes sur la verticale que sur l'horizontale. À

l'échelle hectométrique, les inhomogénéités horizontales deviennent importantes et il faut commencer à modéliser la turbulence en 3D. Cependant, cette hypothèse est chère à AROME, car toutes ses paramétrisations sont purement verticales et son abandon pose des difficultés techniques importantes. Mais l'histoire ne s'arrête pas là. Une fois les thermiques de couche limite résolues, la turbulence résiduelle est essentiellement tri-dimensionnelle, mais pas isotrope pour autant, comme on le suppose à très haute résolution. Toutes ces questions concernent une turbulence locale, quand les thermiques produisent une turbulence non-locale. Elles concernent le schéma de turbulence, quand les thermiques sont représentés pas le schéma de convection peu-profonde. Elles concernent des échelles plus petites qui sont éloignées de celles de la prévision numériques actuelle. Mais pour combien de temps encore ? Elles seront traitées au chapitre 4 de ce manuscrit.

Ce travail n'en est qu'à ses débuts. Les perspectives que j'exposerai dans le dernier chapitre sont très largement guidées par la volonté d'avoir qu'ici quelques années des systèmes de prévision du temps aux échelles hectométriques. Je continuerai à valider les développements réalisés sur les schémas de convection peu-profonde et de prendre en compte, et adapter aux fines échelles, des découvertes en cours autour des structures cohérentes de méso-échelle. Dans un second temps, il s'agira d'implémenter des éléments de turbulence 3D dans AROME. Et parallèlement à ces développements, il faudra vérifier les interactions entre la modélisation de la CLA et d'autres paramétrisations qui elles aussi peuvent demander à être adaptées aux échelles hectométriques.

## 1.2 Curriculum Vitae

- 2012 – 2020 **Chercheuse** en charge de la modélisation de la turbulence atmosphérique au Centre National de Recherche Météorologique au sein du Groupe de Modélisation d'Assimilation et de Prévision dans l'équipe de PROCessus physique.
- 2009–2012 **Lauréate** d'une Formation Complémentaire Par La Recherche de Météo-France. **Doctorat** sur la modélisation de la couche limite : comprenant une mission d'investigation (étude de la couche limite à l'échelle kilométrique et sub-kilométrique) et une mission de conception et d'implémentation d'une paramétrisation de la turbulence à l'échelle kilométrique et sub-kilométrique.
- 2008 – 2009 **Master Recherche Océan Atmosphère Surface Continentale**, mention très bien. Université Paul Sabatier. Toulouse.
- 2006 – 2009 Préparation du diplôme d'**Ingénieure de l'École Nationale de la Météorologie** à l'École Nationale de la Météorologie, Toulouse.
- 2003 – 2006 **Classes préparatoires aux grandes écoles PCSI**, puis PC\*. Lycée Kléber, Strasbourg.

## 1.3 Enseignement et encadrement

### 1.3.1 Enseignement

- 2017–2021 **Cours** de couche limite atmosphérique et turbulence en formation initiale des Ingénieurs de l'École Nationale de la Météorologie (ENM-10h).
- 2016–2020 **Cours** en Master 2 Science de l'Océan de l'Atmosphère et du climat (SOAC) de Couche limite atmosphérique (12h).
- 2014–2015 **Cours** en Master 2 recherche Océan Atmosphère et Surface Continentale (OASC) de Couche limite atmosphérique (12h).
- 2015–2017 **Intervenante** sur les bases de la modélisation de la couche limite en formation permanente à l'École Nationale de la Météorologie (ENM-4h).
- 2013–2015 **Intervenante** en Master CIRMA sur les paramétrisations physiques dans les modèles de PNT (4h).

### 1.3.2 Encadrement

Je passe une grande partie de l'année à encadrer des stages. Il s'agit d'un bénéfice secondaire de dispenser des cours : les étudiants me connaissent et j'ai pu ainsi recruter de bons stagiaires pour mes propres sujets ou ceux de mes collègues. Je présente ici l'ensemble des stagiaires que j'ai pu encadrer. Je détaille le travail de la plupart d'entre eux dans le reste du manuscrit. Cependant, certains n'ont pas travaillé sur la zone grise. Je détaille donc leurs travaux ici.

#### Stage de Master 1 M1SOAC

2015 Valentin Reinhard et Karima Oulebsir avec Pascal Marquet, stage intitulé "Modélisation de la couche limite à des résolutions hectométriques." Ce travail est présenté au chapitre 4.3.1.

#### Projet tuteuré de l'ENM (Niveau M1)

2013 Fabien Stoop, stage intitulé "Paramétrisation de la turbulence en couche limite stable". Il s'agissait d'une étude bibliographique autour des articles de Sergei Zilitinkevitch.

2018 Aude Untersee, stage intitulé "Un nouvel indicateur de vitesse verticale des ascendances thermiques à partir de sorties AROME". Aude a codé un diagnostic de vitesse verticale des thermiques pour le vol à voile qui a été validé sur des vols de planeurs. Le travail d'Aude a été valorisé par un poster. Elle a également présenté son travail au Centre International de Conférence de Météo-France, ce qui l'a popularisé au sein de l'établissement. Deux ans plus tard, le passage en opérationnel de son diagnostic se concrétise *via* la stage de Valentin Curat.

#### Projet Modélisation et EMI de l'ENM (Niveau M1)

2014 Julien Léger, Clément Blot et Guillem Coquelet, stage intitulé "Zone grise dans une couche limite neutre". Je détaille le travail mené avec ce groupe d'élèves au chapitre 4.1.2 de ce manuscrit.

2017 Pierre Lepetit, Noura Arroum et Maryam Maslek-Elayam avec Yves Bouteloup, stage intitulé "Vers une turbulence 3D dans AROME". Ce travail a été poursuivi après leur stage pour aboutir aux résultats présentés au chapitre 4.2 de ce manuscrit.

2019 Sarah Barbier, Théophile Costablos, Susie Nicoleau, Stéphane Richet avec Fleur Couvreur, Eric Bazile, Quentin Rodier, Romain Roehrig, stage intitulé "Calibration statistique du schéma de turbulence dans les quatre modèles de Météo-France (Meso-NH, AROME, ARPEGE et ARPEGE-Climat)". Les paramétrisations physiques contiennent des paramètres de réglage qu'il peut être difficile de calibrer. Dans le cadre de l'ANR High-Tune, un outil d'analyse et de calibration automatique de ces paramètres

a été développé. Le but du stage était de l'appliquer sur la paramétrisation de la turbulence des 4 modèles de Météo-France. Les stagiaires ont pu montrer que lorsque le schéma en flux de masse est activé, les flux turbulents sont essentiellement déterminés par ce schéma. Ce n'est que lorsqu'il est désactivé que les élèves ont pu analyser l'impact de chaque paramètre de calibration sur les différents flux. Les modèles ARPEGE et ARPEGE-Climat ont un fonctionnement différent des modèles AROME et Méso-NH, ce qui s'explique par un codage différent de la longueur de mélange.

#### Projets de fin d'études (niveau M2)

- 2015 Xavier Lamboley (étudiant à l'ENSEIRB-MATMECA) avec Pascal Marquet, stage intitulé "Modélisation de la couche limite à des résolutions hectométriques." (poursuite du travail de Valentin Reinhard et de Karima Oulebsir). Son travail est présenté au chapitre 4.3.1.
- 2016 Antoine Teixeira (étudiant à l'ISAE-SUPAERO) avec Didier Ricard dans le cadre de l'ANR Music, stage intitulé "Évaluation de la paramétrisation de la convection peu-profonde pour la zone grise de la turbulence dans le cadre d'HyMex". Son travail est présenté au chapitre 3.1.1.
- 2021 Valentin Curat (étudiant à l'ENM) avec Géraldine Chouteau, stage intitulé "Validation d'un diagnostic de prévision des vitesses verticales en plaine à partir des sorties AROME" dans le cadre du développement d'Aeroweb. Valentin a repris les travaux d'Aude Untersee. À ce stade, le diagnostic de vitesse verticale des thermiques est une information prête à être utilisée par la prévision opérationnelle.

#### Thèse de doctorat

- 2019-2022 Salomé Antoine, thèse co-encadrée avec Yann Seity et intitulée "Amélioration de la prévision du brouillard à l'échelle hectométrique dans le modèle AROME". Le travail de thèse de Salomé est encore en cours au moment de la rédaction de ce manuscrit. Les premiers résultats concernant les échelles hectométriques se trouvent au chapitre 3.3.3.

#### Contrat post-doctoral

- 2018-2020 Florent Brient avec Fleur Couvreur et Catherine Rio dans le cadre de l'ANR High-Tune, postdoc intitulé "Representation of the convective boundary-layer dynamics : use of an automatic tuning tool in the 1D/LES framework to improve parameterizations." Florent a travaillé sur les processus pilotant les stratocumulus, en particulier la descente d'air sec, qui n'est pas paramétrée à l'heure actuelle. Il s'agissait d'expliquer par de possibles manques dans les paramétrisations physiques les difficultés qu'on pouvait voir apparaître dans le tuning automatique des paramétrisations.

Autres

- 2013 David Lancz, **visiteur scientifique** des services météorologiques hongrois (HMS) sur un financement LACE (Limited Area modelling in Central Europe). Je parle de ce travail au chapitre 2.2.2.
- 2014–2019 **Doctorat** de David Lancz, en visite 4 semaines par an au CNRM. Je parle de notre travail commun aux chapitres 3.1.2, 3.2 et 3.3.1
- 2019 Najla Marass (**visiteuse scientifique** du Service Systèmes de Calcul et Chaînes Opérationnelles du Centre National de Recherches Météorologiques et des Systèmes d'Informations de la Direction de la Météorologie Nationale du Maroc) a fait un stage de formation aux outils opérationnels, que j'ai co-encadré avec Yann Seity et intitulé "Évaluer la mise en place d'une configuration de test d'un AROME 500 m afin d'améliorer les prévisions des événements météorologiques dangereux près des aéroports : tuning des paramétrages physiques, des réglages de la diffusion horizontale et numérique".

## 1.4 Communications

J'ai eu la chance d'avoir été invitée très tôt dans ma carrière à parler de mes travaux à l'international. Voici une sélection de communications orales lors de séminaires nationaux et internationaux qui m'ont permis de partager mes travaux et de découvrir les points de vue de mes homologues étrangers.

**2019**

- Honnert R., G. Faure and F. Couvreur : AROME in pre-EUREC<sup>4</sup>A and Grey Zone Project II, Convection Parametrization : progress and challenges workshop, Exeter, Angleterre, Juillet 2019

**2017**

- Honnert R., Some Light Shed on the Grey Zone of Turbulence, Shedding light on the greyzone, ECMWF, Reading, Angleterre, Novembre 2017 (**invitée**)
- Honnert R., Ricard D., Teixeira A., Lancz D., Szintai B, Bazile E. and Seity Y., Future of cumulus parameterization and Grey zone of turbulence, The Future of Cumulus Parametrisation, Delft, Pays-Bas, Juillet 2017

**2015**

- Honnert R., Marquet P. X. Lamboley and D. Lancz, A Diagnostic for evaluating the Representation of Turbulence in Atmospheric Models at the Kilometric Scale., 15<sup>th</sup> Annual Meeting of the European Meteorological Society, Sofia, Bulgarie, Septembre 2015

**2014**

- Honnert R., Masson V., Couvreur F., Seity Y., Bouyssel F., A Mass-Flux Parametrisation in the Grey Zone of Turbulence, Sub-grid parameterizations for the atmosphere and ocean in World Weather Open Science Conference, Montréal, Québec, Août 2014

- Honnert R., What is new in the grey zone of turbulence?, 21<sup>st</sup> Symposium on Boundary Layers and Turbulence, American Meteorological Society, Leeds Angleterre, Juin 2014

**2012**

- Honnert R. , Masson V. and Couvreux F., Which turbulence in atmospheric models at the kilometric scale? 20<sup>th</sup> Symposium on Boundary Layer Turbulence, Boston, MA, USA, Juin 2012
- Honnert R., Masson V. and Couvreux F., Turbulence scaling at the kilometric scale and integration in a shallow convection mass-flux scheme. COSTES E0905 workshop, Hambourg, Allemagne, Mai 2012

**2011**

- Honnert R. and Masson V., A Diagnostic for evaluating the Representation of Turbulence in Atmospheric Models at the Kilometric Scale., 3<sup>rd</sup> International Conference “Turbulent Mixing and Beyond“, Trieste, Italy, Août 2011 (**invitée**)

**2010**

- Honnert R., Masson V. and Couvreux F., A diagnostic to evaluate the Representation of Turbulence in Atmospheric Models at the kilometric scales., 3<sup>rd</sup> Workshop on Next-Generation NWP Models : Bridging parameterization, explicit clouds and large eddies, Jeju Island, Corée du Sud, août 2010 (**invitée**)

## 1.5 Liste des publications

Sont répertoriés ci-dessus les articles publiés dans des revues scientifiques. Les personnes dont le nom est souligné sont les étudiants, encadrés en thèse, en postdoc ou durant une visite.

### Thèse

**HONNERT, Rachel.** Quelle turbulence dans les modèles atmosphériques à l'échelle hectométrique ? 2012. Thèse de doctorat.

### Publication dans des revues à comité de lecture de rang A

1. **Honnert, R.**, V. Masson, and F. Couvreur, 2011 : A Diagnostic for Evaluating the Representation of Turbulence in Atmospheric Models at the Kilometric Scale. *J. Atmos. Sci.*, 68, 3112–3131
2. **Honnert, R.** and V. Masson, 2014 : What is the smallest physically acceptable scale for 1D turbulence schemes? *Front. Earth Sci.*, 2, 1-5
3. **Honnert, R.**, V. Masson, F. Couvreur and D. Lancz, 2016 : "Sampling the Structure of Convective Turbulence and Implications for Grey-zone Parametrizations." *Boundary-Layer Meteorology*, 160, 133-156.
4. **Honnert, R.**, 2016 : "Representation of the grey zone of turbulence in the atmospheric boundary layer." *Advances in Science & Research*, 13., 63–67
5. Tomassini, L., P. R. Field, **R. Honnert**, S. Malardel, R. McTaggart-Cowan, K. Saitou, A. T. Noda, and A. Seifert, 2016 : The "Grey Zone" cold air outbreak global model intercomparison : A cross evaluation using large-eddy simulations, *J. Adv. Model. Earth Syst.*, 9, 39-64
6. Field, P.R., Brozková, R., Chen, M., Dudhia, J., Lac, C., Hara, T., **Honnert, R.**, Olson, J., Siebesma, P., de Roode, S., Tomassini, L., Hill, A. and McTaggart-Cowan, R., 2017 : Exploring the convective grey zone with regional simulations of a cold air outbreak. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 143, 2537-2555
7. Lancz, Dávid, Balázs Szintai, and **Rachel Honnert**, 2018 : Modification of a Parametrization of Shallow Convection in the Grey Zone Using a Mesoscale Model. *Boundary-layer meteorology*, 169.3, 483-503.
8. Lac, C., J.-P. Chaboureaud, V. Masson, J.-P. Pinty, P. Tulet, J. Escobar, M. Leriche, C. Barthe, B. Aouizerats, C. Augros, P. Aumond, F. Auguste, P. Bechtold, S. Berthet, S. Bielli, F. Bosseur, O. Caumont, J.-M. Cohard, J. Colin, F. Couvreur, J. Cuxart, G. Delautier, T. Dauhut, V. Ducrocq, J.-B. Filippi, D. Gazen, O. Geoffroy, F. Gheusi, **R. Honnert**, J.-P. Lafore, C. Lebeaupin Brossier, Q. Libois, T. Lunet, C. Mari, T. Maric, P. Mascart, M. Mogé, G. Molinié, O. Nuissier, F. Pantillon, P. Peyrillé, J. Pergaud, E.



- Perraud, J. Pianezze, J.-L. Redelsperger, D. Ricard, E. Richard, S. Riette, Q. Rodier, R. Schoetter, L. Seyfried, J. Stein, K. Suhre, M. Taufour, O. Thouron, S. Turner, A. Verrelle, B. Vié, F. Visentin, V. Vionnet, and P. Wautelet, 2018 : Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications, *Geosci. Model Dev.*, 11, 1929-1969.
9. De Roode, S.R., Frederikse, T., Siebesma, A.P., Ackerman, A.S., Chylik, J., Field, P.R., Fricke, J., Gryschka, M., Hill, A., **Honnert, R.** and Krueger, S.K., 2019. Turbulent Transport in the Gray Zone : A Large Eddy Model Intercomparison Study of the CONSTRAIN Cold Air Outbreak Case. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*.
  10. **Honnert, R.**, 2019 : Grey-Zone Turbulence in the Neutral Atmospheric Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 170.2, 191-204.
  11. Brient, F., Couvreur, F., Villefranque, N., Rio, C., item **Honnert, R.**, 2019 : Object-oriented identification of coherent structures in large eddy simulations : Importance of downdrafts in stratocumulus. *Geophysical Research Letters*, 46, 2854– 2864.
  12. **Honnert, R.**, Efstathiou, G. A., Beare, R. J., Ito, J., Lock, A., Neggers, R., ... & Zhou, B., 2020 : The Atmospheric Boundary Layer and the “Gray Zone” of Turbulence : A critical review. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, e2019JD030317. G A.
  13. **Honnert, R.**, Masson, V., Lac, C., & Nagel, T., 2021 : A Theoretical Analysis of Mixing Length for atmospheric models from micro to large scales. *Frontiers in Earth Science*, 8, 537.
  14. Couvreur, F., Hourdin, F., Williamson, D., Roehrig, R., Volodina, V., Villefranque, N., Rio, C., Audouin, O., Salter, J., Bazile, E., Brient, F., Favot, F., **Honnert, R.**, Lefebvre, M-P, Madeleine, J-B, Rodier, Q. and Xu, W, 2021 : Process-based climate model development harnessing machine learning : I. A calibration tool for parameterization improvement. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 13

## Autres publications

Marquet P., W. Maurel, **R. Honnert**, 2017 : On consequences of measurements of turbulent Lewis number from observations. WMO CAS/JSC WGNE Blue Book, Edited by J. Coté.

**R. Honnert** & Ryad El Khatib, 2021 : First and second derivatives for future use in AROME physics. Research activities in Earth system modelling. WGNE Blue Book

Eric Bazile, Pierre Brousseau, Yann Seity, Salomé Antoine, Etienne Arbogast, Loik Berre, Yves Bouteloup, **Rachel Honnert**, Quentin Libois, Yann Michel, Thibault Montmerle, Adrien Napoléon, Jean-Marcel Piriou, Sébastien Riette, Benoit Vié, 2021 : Summary of the activities for AROME at Météo-France, Aladin-Hirlam. ALADIN-HIRLAM Newsletter, 16, 111-114

## 1.6 Cinq publications

Ce manuscrit est principalement basé sur 5 publications :

1. **Honnert, R.**, V. Masson, and F. Couvreux, 2011 : A Diagnostic for Evaluating the Representation of Turbulence in Atmospheric Models at the Kilometric Scale. *J. Atmos. Sci.*, 68, 3112–3131
2. **Honnert, R.** and V. Masson, 2014 : What is the smallest physically acceptable scale for 1D turbulence schemes? *Front. Earth Sci.*
3. **Honnert, R.**, V. Masson, F. Couvreux and D. Lancz, 2016 : "Sampling the Structure of Convective Turbulence and Implications for Grey-zone Parametrizations." *Boundary-layer meteorology*, 160, 133-156
4. **Honnert, R.**, Efstathiou, G. A., Beare, R. J., Ito, J., Lock, A., Neggers, R., ... & Zhou, B. 2020 : The Atmospheric Boundary Layer and the “Gray Zone” of Turbulence : A critical review. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, e2019JD030317. G A.
5. **Honnert, R.**, Masson, V., Lac, C., & Nagel, T., 2020 : A Theoretical Analysis of Mixing Length for atmospheric models from micro to large scales. *Frontiers in Earth Science*, 8, 537.



# Chapitre 2

## Zone grise de la turbulence

---

2.1	Définition de la zone grise de la turbulence . . . . .	19
2.1.1	Généralités . . . . .	19
2.1.2	La zone grise selon Wyngaard (2004) . . . . .	21
2.1.3	La zone grise au CNRM . . . . .	22
2.1.4	La zone grise selon Beare (2014) . . . . .	26
2.1.5	Et dans d'autres types de couches limites ? . . . . .	26
2.1.6	En résumé, pour la couche limite convective . . . . .	27
2.2	Défauts des modèles . . . . .	27
2.2.1	Méso-NH . . . . .	27
2.2.2	AROME . . . . .	28
2.3	Défauts du flux de masse . . . . .	29
2.3.1	Schéma de turbulence à Météo-France . . . . .	30
2.3.2	Schéma de convection peu-profonde à Météo-France . . . . .	30
2.3.3	Comment détecter un thermique sous-maille ? . . . . .	32
2.3.4	Défauts du schéma de convection peu-profonde dans la zone grise . . . . .	34

---

## 2.1 Définition de la zone grise de la turbulence

### 2.1.1 Généralités

La bonne représentation d'un phénomène physique dépend en partie de l'adéquation entre la résolution du modèle et la taille du phénomène en question. Un phénomène météorologique est dit "résolu" lorsqu'il est explicitement représenté par le modèle, ce qui permet de voir les structures évoluer dans le temps et l'espace. Certains phénomènes sont d'échelle trop petite pour être représentés par le modèle, ils sont alors dits "sous-maille" et l'impact qu'ils ont sur les structures résolues est déterminé par les paramétrisations physiques du modèle.

La notion de **zone grise** est d'abord apparue pour décrire un problème de la modélisation de la convection profonde (voir Hong et Dudhia, 2012). La convection profonde humide fait référence à des mouvements turbulents cohérents d'air

humide dans la troposphère et au développement de nuages profonds associés tels que cumulus congestus ou cumulonimbus (1-20 km). La zone grise est une gamme de résolutions (ou une gamme d'échelles spectrales) dans laquelle les phénomènes paramétrés (en l'occurrence la convection profonde) n'étaient pas largement sous-maille, comme le suppose la plupart des paramétrisations, parce que la résolution du modèle est inférieure à la taille des plus gros phénomènes. Mais la résolution n'est cependant pas encore suffisamment fine pour que ces mêmes phénomènes soient largement résolus. Face à ce problème, le Centre National de Recherche Météorologique (CNRM) a pris la décision construire le modèle AROME (Seity et al., 2011; Brousseau et al., 2016) en 2008 : un modèle à aire limitée (LAM-limited area model) comme son ancêtre ALADIN (10 km, Horányi et al., 1996) d'une résolution de 2,5 km (puis 1,3 km), qui dépasse la zone grise de la convection profonde pour explicitement résoudre les cumulonimbus.

Pour ce qui est de la CLA, ces tourbillons turbulents dominent les micro-échelles atmosphériques (cf. Orlandi, 1975). Les plus grandes structures turbulentes ont des échelles de l'ordre de la hauteur de la CLA (environ 1 à 3 km à nos latitudes), tandis que les plus petites structures sont dissipées à quelques millimètres (cf. Fig 2.1).

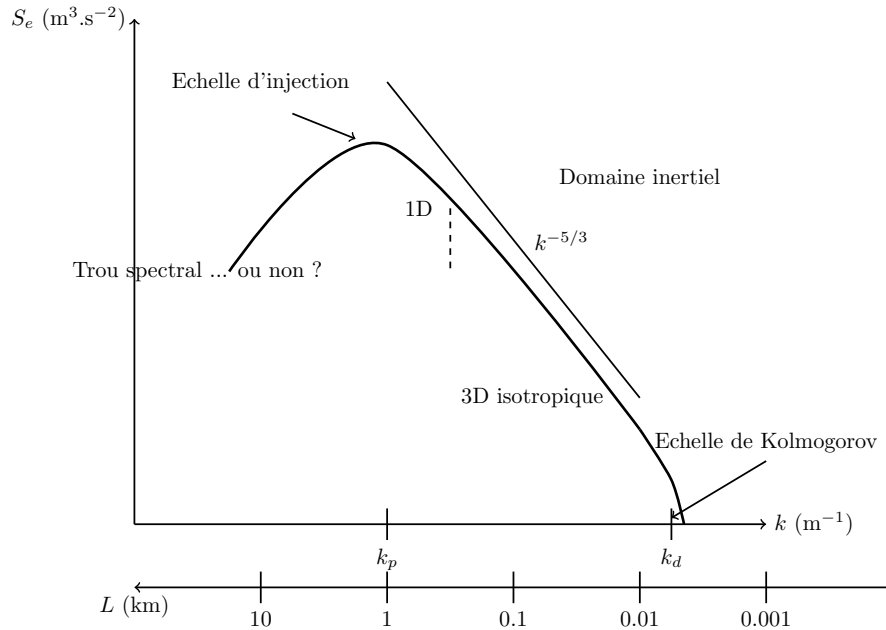


FIGURE 2.1 – Schéma du spectre de l'énergie cinétique turbulente dans la CLA convective, tracé sous forme de graphique log-log. La densité spectrale de l'énergie cinétique turbulente ( $S_e$ ) est montrée en fonction du nombre d'onde  $k$ , et de l'échelle de longueur correspondante  $L = 2\pi/k$ . (adapté de Honnert et al., 2020)

L'échelle des tourbillons turbulents dépend de conditions de grande échelle. La CLA convective (CBL - Convective Boundary Layer) apparaît couramment durant la journée sur les surfaces continentales et se caractérise par une surface plus chaude que l'air situé immédiatement au-dessus, ce qui entraîne des flux de chaleur de surface positifs (dirigés vers le haut). De tels flux donnent lieu à des

mouvements ascendants liés à la flottabilité, similaires aux structures chaudes de Rayleigh-Bénard, appelées thermiques, qui sont des tourbillons convectifs s'étendant de la surface au sommet de la CBL. Les thermiques sont les structures les plus énergétiques qui apparaissent au niveau au pic d'énergie sur la Fig. 2.1.

Les thermiques de couche limite sont des structures transitoires qui peuvent se déformer à mesure qu'elles se déplacent. Elles se fractionnent pour former des tourbillons plus petits, de sorte que leur énergie cascade d'échelle en échelle à travers un spectre continu de tailles de tourbillons appelé le "domaine inertiel" de la turbulence jusqu'à ce que l'échelle de Kolmogorov (échelle de dissipation) soit atteinte et que l'énergie se dissipe (cf. Fig. 2.1).

En complément de cette production thermique de turbulence, la turbulence dynamique résultant du cisaillement du vent peut également produire du mélange turbulent. Cet effet, toujours présent, est particulièrement important proche de la surface et en zone de relief. Le cisaillement du vent affecte les thermiques de la couche limite, en les inclinant ou en les affaiblissant. Dans certaines conditions, lorsque le vent est fort ou que le flux de chaleur est faible (par exemple tôt le matin), les thermiques de la couche limite peuvent être organisés en rouleaux convectifs ou en rues de nuages, qui sont des structures bidimensionnelles quasi-linéaires (Young et al., 2002).

La convection à l'intérieur de la CBL est sèche, sans dégagement de chaleur latente dans les courants ascendants. Cependant, si la quantité d'eau est suffisante, des nuages (cumulus ou stratocumulus) peuvent apparaître au sommet de la CBL. C'est la convection peu-profonde.

Aparté : Fontenelle (1687) raconte qu'en 1593, le bruit courut qu'une dent d'or avait poussé dans la bouche d'un enfant. Après la rédaction de nombreux ouvrages expliquant pourquoi une dent d'or serait apparue, on s'aperçut qu'une feuille d'or avait été habilement posée sur la dite dent. Fontenel en déduit une maxime : "Assurons-nous bien du fait avant de nous inquiéter de la cause".

En 2009, quand j'ai commencé ma thèse, on ne savait pas s'il existait une zone grise de la turbulence, ni ses caractéristiques. Certains pensaient qu'elle n'existait d'ailleurs pas. On ne pouvait donc pas dire si les paramétrisations étaient fausses et encore moins pourquoi, mais on avait des pistes.

### 2.1.2 La zone grise selon Wyngaard (2004)

Wyngaard (2004) a étudié ce qu'il appelle la "*terra incognita*" en utilisant les données d'observations du programme HATS (Horizontal Array Turbulence Study). L'objectif du programme de terrain HATS (Sullivan et al., 2003; Hatlee et Wyngaard, 2007) était d'étudier l'interaction entre deux échelles de turbulence (résolue/sous-maille); l'objectif ultime étant l'amélioration des paramétrisations des *large-eddy simulations* (LES) dans les basses couches. Le cadre expérimental consistait en deux lignes horizontales d'anémomètres soniques à deux niveaux différents. La séparation d'échelle se faisait par filtrage temporel, puis l'hypothèse de

turbulence gelée de Taylor (Taylor, 1938) était appliquée pour convertir les données en moyennes spatiales équivalentes.

Wyngaard (2004) définit la "*terra incognita*" comme la gamme d'échelles où  $l \approx \Delta$ , avec  $l$  la longueur d'onde dominante (ou échelle d'injection sur la Fig. 2.1) et  $\Delta$  l'échelle du filtre ou la résolution du modèle numérique.

### 2.1.3 La zone grise au CNRM

#### Utilisation de large-eddy simulations

Dans la foulée, j'ai étudié les caractéristiques de la zone grise de la CBL (Honnert et al., 2011) à partir de champs LES produits par le modèle Méso-NH (Lac et al., 2018; Lafore et al., 1998) provenant de cas convectifs idéalisés bien documentés : d'abord, une couche continentale sans nuage (IHOP<sub>2002</sub>) à partir du projet international H<sub>2</sub>O (Couvreur et al., 2005), puis une couche désertique provenant de la campagne Wangara (Clarke et al., 1971) et une autre (AMMA) de l'analyse multidisciplinaire de la mousson africaine (Redelsperger et al., 2006), une couche océanique avec de petits cumulus (BOMEX) provenant de la Barbados Oceanographic and Meteorological EXperiment (Siebesma et al., 2004) et le cas ARMCu (Brown et al., 2002) une couche continentale surmontée de petits cumulus (cf. Fig. 2.2). Si l'utilisation des données HATS a contraint les analyses de Wyngaard en 2004 à la couche de surface, l'utilisation des LES permet d'étudier la zone grise de la turbulence à des niveaux supérieurs de la CLA. L'inconvénient est que les résultats peuvent devenir sensibles à la qualité des LES. Je souhaitais utiliser plusieurs LES aux caractéristiques très différentes, mais toujours convectives, pour m'assurer des résultats robustes, qui ont été vérifiés par la suite par d'autres méthodes et sur d'autres modèles (cf. sections suivantes).

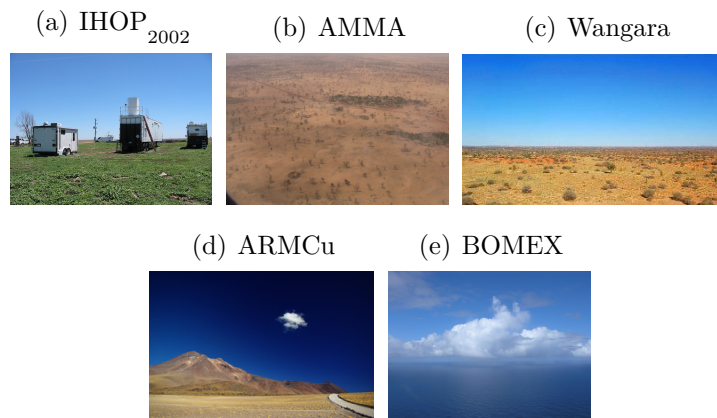


FIGURE 2.2 – Photographies caractéristiques des différentes couches limites étudiées dans Honnert et al. (2011). Ces photographies ont été prises lors des campagnes de mesures sur lesquelles sont basées les LES de l'article (adapté de Honnert, 2012)

### Coarse graining

Le *coarse graining* est une méthode consistant à dégrader la résolution d'un champ de référence à haute résolution de façon à en déduire les caractéristiques de ce champ à plus basse résolution.

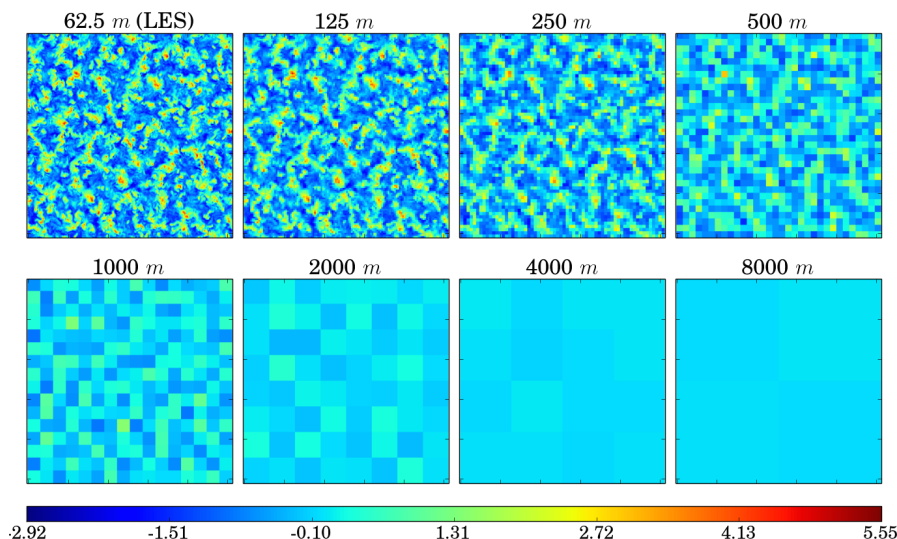


FIGURE 2.3 – Coupe horizontale des données de vitesse verticale (en  $\text{m.s}^{-1}$ ) de la LES IHOP<sub>2002</sub> à 500 m d'altitude (en haut à gauche) et *coarse-graining* de ces données sur une gamme d'échelles allant jusqu'à 8 km. Adapté de Honnert et al. (2011).

La figure 2.3 présente des coupes horizontales de vitesse verticale à 500 m d'altitude (au milieu de la CLA) à différentes échelles horizontales allant de 62,5 m (les données LES) à 8 km de résolution. Dans Honnert et al. (2011), j'ai démontré que cette transition sous-maille/résolue dépend de la variable considérée : les structures turbulentes des champs du rapport de mélange vapeur d'eau se produisent à des échelles plus grandes que celles associées à la vitesse verticale, en accord avec Roode et al. (2004).

### Flux et énergie de référence

Un mouvement de micro-échelle qu'il soit d'origine thermique ou dynamique, qu'il soit une onde ou une structure cohérente, qu'il soit résolu ou sous-maille sera considéré comme de la turbulence. La turbulence n'est qu'une advection de petite échelle. On peut y associer une part de l'énergie, c'est l'énergie cinétique turbulente (TKE - turbulent kinetic energy) et des flux, ce sont les flux turbulents.

J'ai également utilisé les données LES comme référence pour documenter la TKE et d'autres flux turbulents dans la zone grise de la CBL. Je ne présenterai ici les calculs que sur l'exemple de la TKE.



Dans une LES, la turbulence est supposée largement résolue. La part sous-maille de la TKE ( $e_{sbg}(LES)$ ) est supposée faible (mais non nulle) et fournie par la paramétrisation du modèle. La part résolue de l'énergie cinétique turbulente ( $e_{res}(LES)$ ) pour une maille LES (typiquement 62,5 m dans mes expériences) est une variable calculée à partir des composantes du vent des simulations de référence (comme dans l'équation 2.1).

$$e_{res}(LES) = \frac{1}{2} \langle (\bar{u} - \langle u \rangle)^2 + (\bar{v} - \langle v \rangle)^2 + (\bar{w} - \langle w \rangle)^2 \rangle \quad (2.1)$$

avec  $u$ ,  $v$  et  $w$ , les composantes du vent.  $\langle u \rangle$  est la moyenne horizontale du vent  $u$  sur l'ensemble du domaine à une altitude donnée.  $\bar{u}$  est le champ résolu de vent  $u$  de la LES (à 62,5 m de résolution).

Comme notre champ LES de départ est supposé parfait, le champ de vent résolu à une résolution  $\Delta x$  donnée doit correspondre à  $\bar{u}^{\Delta x}$ , la moyenne du champ LES de  $u$  sur une maille de coté  $\Delta x$ , comme on peut les voir sur la Fig. 2.3 pour le vent vertical. Soit  $e_{res}(\Delta x)$ , la part de TKE résolue pour un modèle de résolution  $\Delta x$ , alors :

$$e_{res}(\Delta x) = \frac{1}{2} \langle (\bar{u}^{\Delta x} - \langle u \rangle)^2 + (\bar{v}^{\Delta x} - \langle v \rangle)^2 + (\bar{w}^{\Delta x} - \langle w \rangle)^2 \rangle \quad (2.2)$$

D'autre part, je suppose que la TKE totale (de même que les flux totaux) est indépendante de la résolution du modèle. Elle peut donc être calculée comme la somme de la TKE sous-maille et de la TKE résolue fournies par la LES. Puis la part sous-maille de la TKE à une résolution  $\Delta x$  ( $e_{sbg}$ ) est donnée par la soustraction de la TKE résolue pour la résolution ( $\Delta x$ ) à la TKE totale :

$$e_{sbg}(\Delta x) = e_{res}(LES) + e_{sbg}(LES) - e_{res}(\Delta x) \quad (2.3)$$

Par la suite, j'utiliserai le néologisme *coarse grainer* lorsque j'applique la méthode du *coarse graining*, qui pourra se décliner en *coarse grainé* pour qualifier les champs qui résultent d'un *coarse graining*.

### Loi de similitude

Les champs *coarse grainés* de la figure 2.3 en eux-même sont de bonnes illustrations, mais les conclusions ne sont pas généralisables d'une couche limite à une autre. En effet, ils dépendent de caractéristiques propres à la couche limite considérée comme la hauteur de cette couche ou le flux de flottabilité en surface. Pour généraliser ces résultats, on utilise des lois de similitudes.

Les lois de similitude de la théorie de Vashy-Buckingham (Vaschy, 1892; Buckingham, 1914) pour le profil de TKE totale ( $e_{totale}$ ) est couramment présente dans la littérature :

$$\frac{e_{totale}}{w^{*2}} = F_{e_{tot}} \left( \frac{z}{h} \right) \quad (2.4)$$

avec  $w^*$  la vitesse de convection globale,  $z$  l'altitude et  $h$  la hauteur de la couche limite (Lenschow et al., 1980; Moeng et Wyngaard, 1984; Sorbjan, 1991). Ce profil est valable pour toute couche limite convective. On peut s'intéresser d'après Wyngaard (2004) aux flux turbulents et à la TKE sous-maille ( $e_{sbg}$ ) ou à la TKE résolue ( $e_{res}$ ). La théorie de Vashy-Buckingham indique qu'il peut exister une fonction  $F_{e_{sbg}}$ , telle que :

$$\frac{e_{sbg}}{w^{*2}} = F_{e_{sbg}} \left( \frac{z}{h}, \frac{\Delta x}{h+h_c} \right) \quad (2.5)$$

avec  $h_c$  l'épaisseur de la couche nuageuse. J'ai fait l'hypothèse lors de ma thèse qu'il existe une fonction  $P_{e_{sbg}}$  telle que :

$$\frac{e_{sbg}}{e_{totale}} = P_{e_{sbg}} \left( \frac{\Delta x}{h+h_c} \right) \quad (2.6)$$

Cette hypothèse est vérifiée dans la couche mélangée de la CBL comme le prouve la figure 2.4.

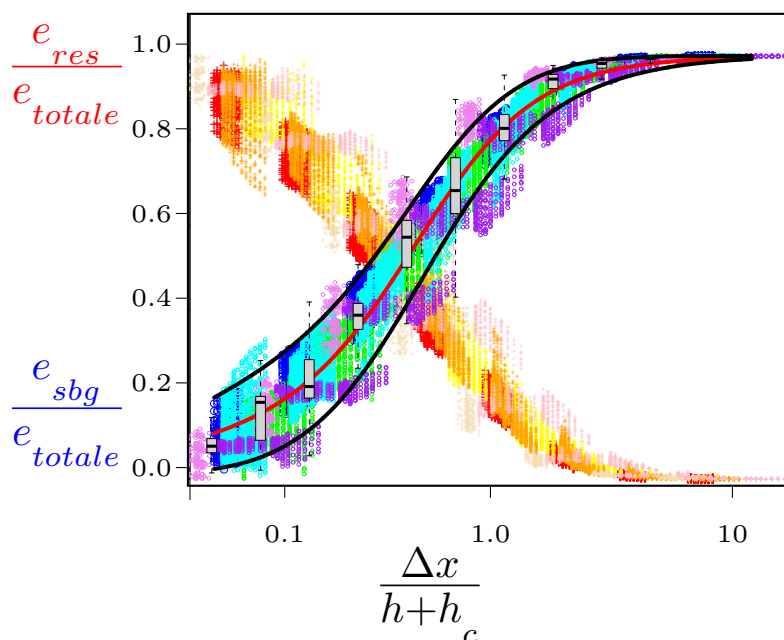


FIGURE 2.4 – Loi de similitude  $P_{e_{sbg}}$  (couleurs froides) et  $P_{e_{res}}$  (couleurs chaudes) pour les cinq CBL précédemment simulés (points de couleurs), boîtes à moustaches par classe de  $\frac{\Delta x}{h+h_c}$  (en gris) pour la part sous-maille. Ajustement (en rouge) et incertitude associée (en noir) pour la part sous-maille. Les données proviennent de la couche mélangée avec comme critère que l'altitude ( $z$ ) soit entre 5% et 85% de la hauteur de la couche limite ( $h$ ). Voir Honnert et al. (2011) pour plus de détails.

### Caractérisation de la zone grise

La figure 2.4 montre que la TKE, entièrement sous-maille à méso-échelle, est très largement résolue à fine échelle. Et quelle que soit la CBL étudiée, les données

suivent la même loi. On peut donc donner une expression mathématique à cette loi de similitude  $P_{e_{sbg}}$  dans le cas des couches limites convectives.

Dans Honnert et al. (2011), les plus grandes échelles de longueur de la turbulence  $l$  dans la CBL étaient représentées par la somme de la hauteur de la CLA  $h$  et de la profondeur de la couche nuageuse peu-profonde  $h_c$ . L'idée de base était que la taille horizontale des plus grandes structures est étroitement liée à leur étendue verticale. Selon cette normalisation, la gamme de résolution de la zone grise de la turbulence en couche limite convective s'étendait entre  $0,2 (h + h_c)$  et  $2 (h + h_c)$ .

### 2.1.4 La zone grise selon Beare (2014)

Un autre point de vue est fourni par Beare (2014), qui définit une échelle de dissipation effective ( $l_{d,eff}$ ) caractéristique de toutes les dissipations (turbulente ou de la dynamique, explicite ou implicite). Beare (2014) considère qu'un modèle est dans la zone grise de la turbulence s'il n'y a pas de séparation claire entre les échelles de longueur de production et la dissipation effective. En d'autres termes, s'il n'y a pas de domaine inertiel. Il identifie la zone grise comme se produisant à  $h/l_{d,eff} = 0,7$ .

La figure 2.5 résume les différents régimes de zone grise sur la base des études ci-dessus et d'autres études connexes. La zone grise de la turbulence est une zone de transition entre la méso-échelle où la turbulence est entièrement sous-maille et la LES où la turbulence est très majoritairement résolue. À l'aide des outils de Beare (2014), Efstathiou et al. (2018) identifie à la fois une zone grise et une zone grise proche de la LES (appelée *near grey zone*) que l'on peut rapprocher des *very large eddy simulation* (VLES) de Cuxart (2015). Dans ce dernier régime, la plupart de la TKE est résolue ( $e_{res}/e_{tot} \gg 0,5$ ) mais les simulations ne doivent pas être considérées comme des LES car le spectre de TKE ne forme pas un domaine inertiel clair.

### 2.1.5 Et dans d'autres types de couches limites ?

Les modèles de prévision du temps à aire limitée qui me concernent (les AROME) couvrent une gamme d'échelles allant des échelles hectométriques à la méso-échelle (2 km et plus).

Cela demande une représentation adéquate de la CLA, quelles que soient ses caractéristiques : convective certes, mais aussi stable ou venteuse. Dans cette plage d'échelles hectométriques, les tourbillons turbulents dans les couches limites stables sont encore entièrement sous-maille. En effet, même pour une couche limite faiblement stable, une maille de 3 m (voire moins) est nécessaire pour que la turbulence soit considérée comme résolue (Beare et al., 2006), ce qui donne une première borne de la zone grise de la turbulence dans ce type de couche limite. Beare et al. (2006) ont trouvé une grande sensibilité des caractéristiques d'une CLA stable à la longueur de mélange ou au schéma d'advection dans des simulations d'une résolution

de 6,25 m. La sensibilité du modèle à la maille peut être considérée comme une caractéristique de la zone grise. On peut donc parler de zone grise de la couche limite stable, bien que les auteurs qui traitent de ce sujet ne l'appellent pas "zone grise", mais "LES non résolues". La zone grise de la turbulence dans les couches limites stables peut être gérée par des paramétrisations stochastiques (Brown et al., 1994) ou dynamiques (Esau, 2004; Khani et Waite, 2014; Khani, 2018). Leurs études ne rentrent pas (encore) dans mes thèmes de recherche.

Le cas de la convection forcée est bien plus délicat. La présence de vent fort induit une grande influence de la production dynamique sur la turbulence. Le vent modifie et organise les structures. Cela change les conclusions associées à la zone grise de la convection peu-profonde. Les couches en convection forcée sont souvent plus fines qu'en convection libre, ce qui implique des structures convectives plus petites et donc une zone grise décalée vers les petites échelles. Mais l'apparition possible de structures telles que les rouleaux de couche limite (qui sont des structures de méso-échelle) (Weckwerth et al., 1999) font qu'on entrerait dans une zone grise à plus grande échelle. Shin et Hong (2014) ont caractérisé la couche limite en convection forcée.

### 2.1.6 En résumé, pour la couche limite convective

Les différentes approches permettant de caractériser la zone grise de la turbulence dans la couche limite convective sont synthétisées dans Honnert et al. (2020). Comme un schéma vaut mille mots, j'ai résumé ici partiellement le consensus auquel nous sommes arrivés sur la figure 2.5 :

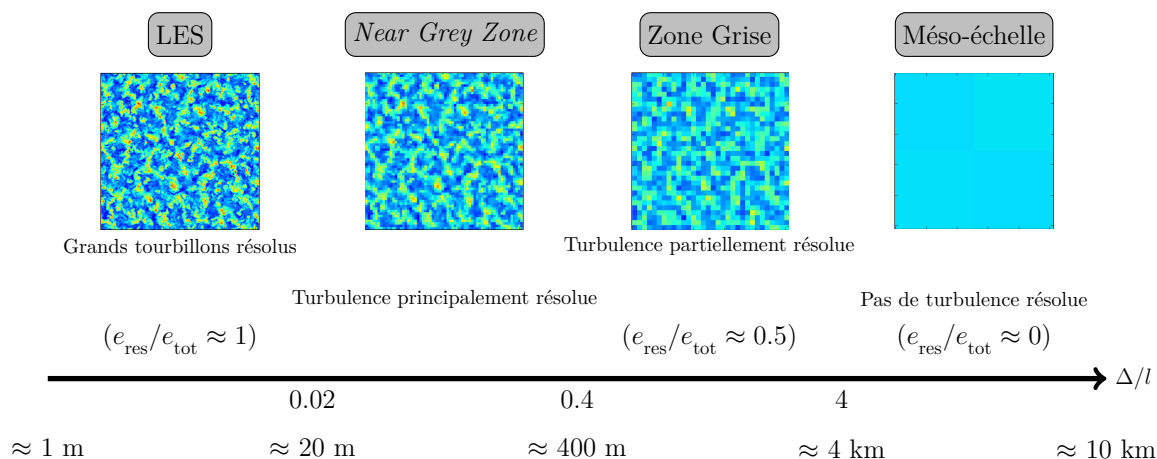


FIGURE 2.5 – Schéma des différents régimes en fonction de  $\Delta/l$ , où  $\Delta$  est l'échelle du filtre et  $l$  est l'échelle des structures les plus grandes et les plus énergétiques. Une estimation des tailles de maille du modèle est également présentée. Les coupes horizontales sont les mêmes que dans la Fig. 2.3. Adapté de Honnert et al. (2020).

## 2.2 Défauts des modèles de méso-échelle et LES dans la zone grise

Maintenant qu'on sait ce qu'on doit obtenir, on peut quantifier la capacité des modèles à représenter correctement la turbulence dans la zone grise, puis définir des pistes d'amélioration. Ces dernières années, j'ai pu étudier en détail deux modèles : d'abord Méso-NH (Lac et al., 2018) durant ma thèse puis AROME (Seity et al., 2011) avec l'aide d'étudiants.

### 2.2.1 Méso-NH

Certains défauts du modèle Méso-NH sont explicités dans Honnert et al. (2011) en comparant, à une échelle donnée, une simulation et le *coarse-graining* de la LES associée. Cette démarche permet une représentation visuelle explicite du comportement du modèle comme on peut le voir sur la figure 2.6.

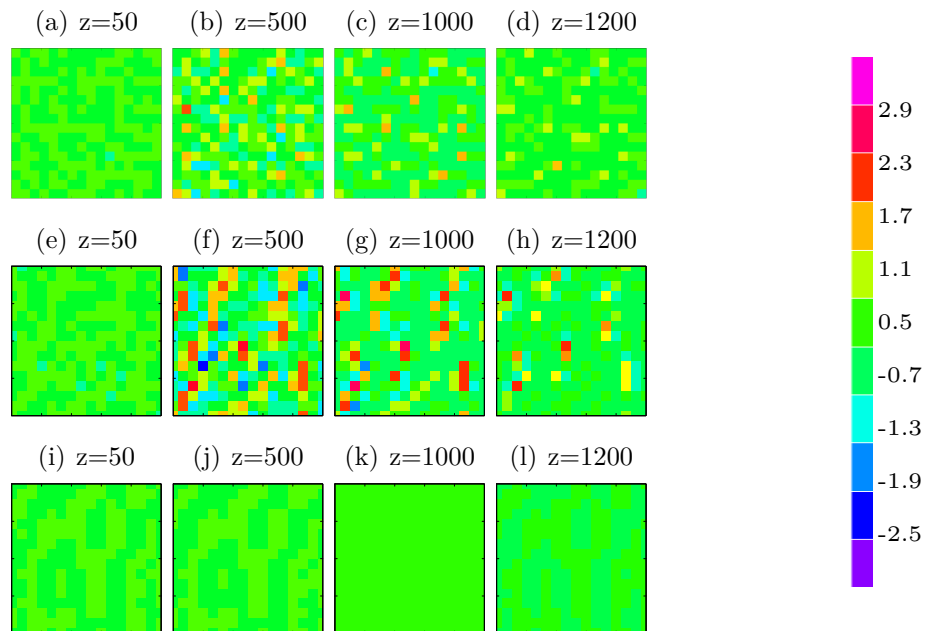


FIGURE 2.6 – Vitesse verticale à 50 m, 500 m, 1 km et 1,2 km d'altitude sur le cas de IHOP<sub>2002</sub> avec le *coarse-graining* de la LES - la référence (a-d), sans le schéma en flux de masse (e-h) et avec schéma en flux de masse (i-l) à une résolution horizontale de 1 km.

Ainsi, en comparant des coupes horizontales à différentes altitudes dans la couche limite de la LES *coarse-grainée* et de simulations avec une configuration basique de méso-échelle (BL89-1D<sup>1</sup>) avec et sans schéma en flux de masse, on constate aisément que sans schéma en flux de masse les mouvements résolus sont trop forts et les structures sont trop larges, alors qu'avec le schéma en flux de

1. Longueur de mélange BL89 et schéma 1D (comme dans AROME)

masse, il n'y a plus de variabilité du tout.

Ceci a été confirmé par une étude statistique systématique comparant les résultats de la référence LES et différentes configurations du schéma de turbulence. La zone grise est mal représentée par le modèle quelle que soit la configuration du schéma de turbulence, mais l'impact le plus important dans les couches limites convectives est celui du flux de masse.

### 2.2.2 AROME

À mon arrivée au GMAP en 2012, sur les recommandations de François Bouyssel, j'ai participé au premier volet du Grey Zone Project : une inter-comparaison de modèles sur le cas d'un *Cold Air Outbreak* au Nord de l'Ecosse (Field et al., 2014). Un flux de Nord apporte de l'air arctique sur un océan d'autant plus chaud qu'on se déplace vers le Sud, et on assiste à la transition d'une rue de nuages de type stratocumulus en cellules ouvertes de méso-échelle composées de cumulus.

L'idée était de comparer les modèles LES, LAM et globaux à différentes résolutions dans leurs zones grises respectives. J'ai eu l'occasion de participer à tous les volets de cette inter-comparaison. J'ai participé à l'analyse des simulations LES qui ont été préparées par Christine Lac du GMME (De Roode et al., 2019). J'ai réalisé les simulations AROME entre 500 m et 2 km de résolution (Field et al., 2017). Enfin avec l'aide de François Bouyssel, j'ai traité les simulations ARPEGE, qui ont été étudiées à des résolutions de la zone grise de la convection (Tomassini et al., 2016).

Il s'agit d'une de mes premières expériences de l'impact de la dynamique des modèles, ainsi que d'autres paramétrisations que la turbulence, sur les structures de couche limite, en particulier dans la zone grise de la turbulence. Le cas CONSTRAIN (Field et al., 2014) était complexe. Non seulement le schéma en flux de masse était trop fort, même à méso-échelle, mais il s'est avéré grandement piloté par les phases mixtes présentes dans les stratocumulus. De plus, un changement d'options dans le schéma semi-lagrangien a montré qu'une diffusion numérique trop faible fait apparaître des nuages d'ondes irréalistes, alors qu'une diffusion numérique trop forte dégrade la résolution effective du modèle, qui est nécessaire pour bien représenter les zones grises. Ce travail va être poursuivi dans le cadre d'EUREC<sup>4</sup>A (cf. chapitre 3.3.2)

Par ailleurs, en 2013, j'ai été mise en contact avec Balazs Szintai du Hongarish Meteorological Service (HMS) qui était intéressé par la modélisation d'AROME aux échelles hectométriques. Un de ses étudiants, David Lancz, est venu travailler avec moi quatre semaines par an de 2013 à 2019 en stage LACE. Lors de sa première visite, nous avons d'abord cherché à savoir si les défauts trouvés dans Méso-NH lors de ma thèse se retrouvaient sur AROME. Avec l'aide de Ryad El Kathib, j'ai mis en place un modèle AROME jouet 3D académique forcé pour reproduire les simulations IHOP<sub>2002</sub> et ARMCu que je connaissais bien. Puis, David a travaillé sur ce modèle, d'une part pour confirmer que, comme dans Méso-NH, le schéma en

flux de masse ne permettait pas le développement de la convection peu-profonde dans AROME, et d'autre part pour aider au développement d'une correction du flux de masse dans la zone grise de la turbulence comme nous le verrons par la suite (cf. chapitre 3.2).

## 2.3 Analyse des défauts des schémas en flux de masse

Ainsi, lorsqu'on regarde les plus grandes difficultés des modèles dans la zone grise de la turbulence, on constate qu'elles proviennent de la représentation des thermiques de couche limite aux échelles hectométriques. J'ai donc réorienté mon travail de l'étude de la zone grise de la turbulence à l'étude spécifique de la zone grise de la convection peu-profonde.

Mais revenons d'abord sur quelques aspects fondamentaux de la paramétrisation de la CBL.

### 2.3.1 Schéma de turbulence à Météo-France

La turbulence locale dans les modèles météorologiques est classiquement représentée en utilisant les schémas de turbulence en K-gradient (où  $K$  est le coefficient d'échange). Le flux turbulent d'une variable  $\phi$  dans la direction de  $u_i$ ,  $\overline{u'_i \phi'}$ , est paramétré comme :

$$\overline{u'_i \phi'} = -K_\phi \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} \quad (2.7)$$

où  $\bar{\phi}$  est la valeur résolue de  $\phi$  et  $K_\phi$  est le coefficient d'échange de  $\phi$ .

On suppose que les flux turbulents homogénéisent les milieux d'autant plus vite que les différences spatiales (les gradients) sont importants.  $K_\phi$  dépend des caractéristiques de la turbulence et du paramètre  $\phi$  en question. Dans un schéma de Smagorinsky (Smagorinsky, 1963) (largement présent dans les modèles atmosphériques depuis WRF au modèle opérationnel du MetOffice),  $K$  dépend du cisaillement et de la longueur de mélange ( $l$ ). Dans les modèles AROME et Méso-NH, qui me concernent,  $K$  dépend de  $e$ , la TKE et de  $l$ , la longueur de mélange (Cuxart et al., 2000).

$$K \propto l\sqrt{e} \quad (2.8)$$

### 2.3.2 Schéma de convection peu-profonde à Météo-France

Le schéma de turbulence ne permet pas de correctement représenter la CBL dans laquelle les thermiques transportent les variables loin de leur origine. Avec un simple K-gradient, on voit apparaître une zone à contre-gradient, dans laquelle,  $K$  devrait être négatif, ce qui est contraire aux hypothèses du K-gradient. Pour

pallier ce problème, on utilise au CNRM un schéma en flux de masse.

À grande échelle, les schémas en flux de masse sont basés sur l'équation d'évolution d'une variable conservative  $\phi$ . Avec plusieurs hypothèses (Siebesma et Holtslag, 1996; Pergaud et al., 2009; Rio et al., 2010), dont la quasi-stationnarité, on obtient :

$$\frac{\partial M_u \phi_u}{\partial z} = \frac{\partial \alpha w_u \phi_u}{\partial z} = \mathbb{E} \bar{\phi} - \mathbb{D} \phi_u \quad (2.9)$$

où  $\mathbb{E}$  et  $\mathbb{D}$  sont respectivement les termes d'entraînement dans le thermique et de déentraînement hors du thermique,  $\phi_u$  est la valeur d'une variable conservative  $\phi$  sur la surface occupée par le thermique et  $\bar{\phi}$  est la valeur de  $\phi$  à grande échelle. Le flux de masse  $M_u = \alpha w_u$  est la vitesse du thermique ( $w_u$ ) pondérée par la fraction ( $\alpha$ ) d'espace utilisée par les thermiques sur l'aire considérée.

La turbulence est alors le résultat des calculs de ces deux schémas : la somme de la turbulence locale (K-gradient) et de la turbulence non-locale (Mass-Flux). Comme représenté sur la Fig. 2.7, le schéma en flux de masse représente les ascensions de grande échelle et le schéma de turbulence représente tout le reste.

$$\overline{w' \phi'} = \underbrace{-K \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z}}_{\text{Turbulence locale}} + \underbrace{M_u (\phi_u - \bar{\phi})}_{\text{Turbulence non-locale}}$$

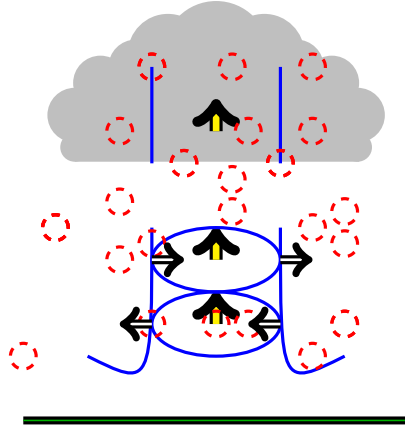


FIGURE 2.7 – Schéma représentant la turbulence de la CLA. En rouge, la turbulence. En bleu, la convection peu-profonde. Les flèches représentent les échanges avec l'environnement des thermiques et les mouvements ascendants.



### 2.3.3 Comment détecter un thermique sous-maille ?

Comprendre la structure du champ de thermiques est devenu essentiel pour moi dans l'analyse des défauts du schéma en flux de masse aux échelles hectométriques.

J'ai utilisé, une fois de plus, les LES comme référence, dans lesquelles il s'agissait de détecter les thermiques. Pour cela, j'ai utilisé les travaux de Couvreur et al. (2010), dans lesquels un traceur passif est émis en surface, puis transporté par les ascendances et finit par disparaître après une durée de vie de quelques dizaines de minutes. Le principe est qu'une maille LES  $i$  est soit une maille de thermique, soit une maille d'environnement. Il s'agit d'une maille de thermique si :

$$\begin{aligned} sv_i - \langle sv \rangle &> \max(\sigma_{sv}, \sigma_{min}) \\ w_i &> 0 \end{aligned}$$

où  $sv$  est la concentration d'un traceur passif émis en surface,  $\langle sv \rangle$  est la moyenne de ce traceur à chaque niveau et  $\sigma_{sv}$  est l'écart type à ce niveau et  $\sigma_{min}$  est une valeur minimale.

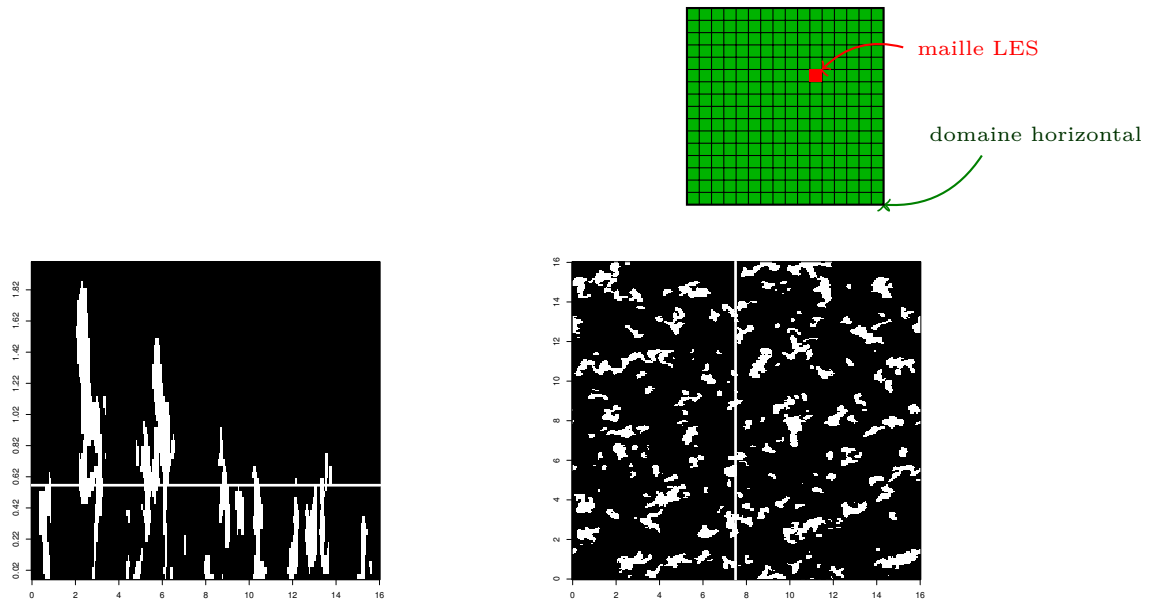


FIGURE 2.8 – En haut, le schéma d'un niveau de modèle LES et de ses mailles LES. En bas, des coupes verticale (à gauche) et horizontale (à droite) dans le champ de thermique de la LES ARMCu à 14h détecté par la méthode de Couvreur et al. (2010).

Dans cette analyse conditionnelle, les mailles de LES sont comparées à leur environnement à chaque niveau sur l'ensemble du domaine et il est possible de visualiser la structure cohérente des thermiques (cf. Fig. 2.8), elle permet de paramétrer le schéma de flux de masse à grande échelle, où le champ de thermique est entièrement sous-maille.

Cependant, dans la zone grise, une partie des thermiques est résolue. Le flux de masse ne doit donc plus représenter les thermiques en entier, mais seulement leur "part" sous-maille. Dans une nouvelle analyse conditionnelle, j'ai essayé de capter uniquement la part des thermiques qui n'était pas résolue. J'ai donc comparé la maille de LES avec l'ensemble des mailles dans une "maille" fictive de taille  $\Delta x$ , correspondant à la résolution souhaitée pour notre futur modèle.

Ainsi dans cette nouvelle analyse conditionnelle, une maille de thermique sous-maille est définie comme :

$$\begin{aligned} sv_i - \overline{sv}^{\Delta x} &> \max(\sigma_{sv_i}, \sigma_{min}) \\ w_i &> 0 \\ w_i - \overline{w}^{\Delta x} &> 0 \end{aligned}$$

où  $\overline{sv}^{\Delta x}$  et  $\overline{w}^{\Delta x}$  sont respectivement les moyennes de  $sv$  et  $w$  sur une maille de taille  $\Delta x$  (en bleu sur la Fig. 2.9).

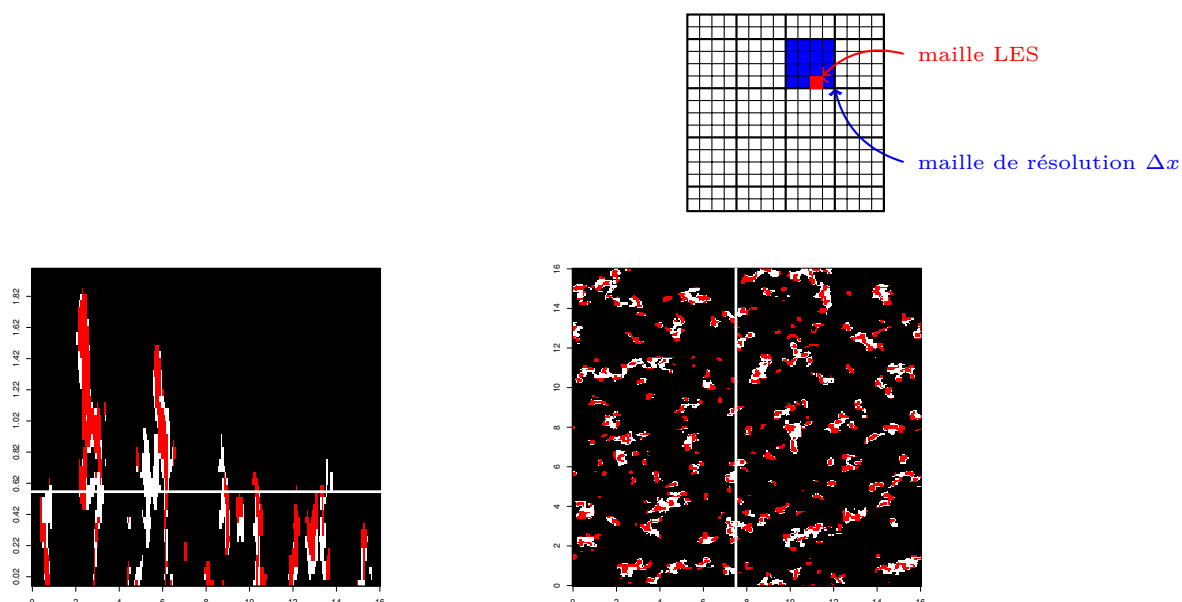


FIGURE 2.9 – En haut, le schéma d'un niveau de modèle LES, une "maille" de taille  $\Delta x$  et de ses mailles LES. En bas, des coupes verticale et horizontale dans le champ de thermique de la LES ARMCu à 14h détecté par la méthode de Couvreur et al. (2010) (en blanc) et de Honnert (2012) (en rouge) avec  $\Delta x = 500$  m.

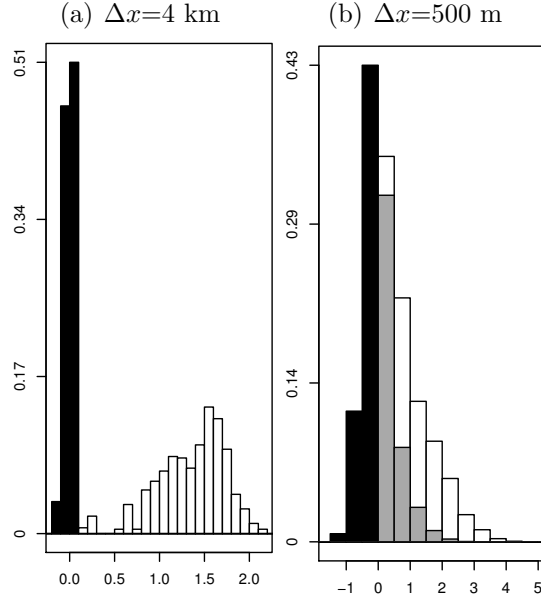


FIGURE 2.10 – Histogramme (%) des vitesses verticales résolues ( $\bar{w}$ ) en noir et de l’ascendance sous-maille ( $w_u$ ) en blanc à (a) 4 km et (b) 500 m de résolution dans ARMCu à 14h sur toute la couche limite.

Cette nouvelle analyse conditionnelle permet de calculer des statistiques comme la vitesse verticale des thermiques sous-maille à différentes résolutions (cf. Fig. 2.10). On constate ainsi sur la figure 2.10(b) que, contrairement à la méso-échelle (Fig 2.10(a)) dans la zone grise de la turbulence, les vitesses verticales résolues ne sont pas nulles. Par conséquent, l’hypothèse selon laquelle  $M_u = \alpha(w_u - \bar{w}) \approx \alpha w_u$  n’est plus valable.

### 2.3.4 Défauts du schéma de convection peu-profonde dans la zone grise

Dans une représentation de la convection peu-profonde en flux de masse un ensemble de thermiques est représenté par un unique flux. Cela suppose que cet ensemble soit en état quasi-stationnaire. De plus, l’aire occupée par les zones d’ascendance (les *updrafts*) doit être assez petite pour que le vent vertical moyen sur la maille (le vent vertical résolu  $\bar{w}$ ) soit négligeable de sorte que la maille contienne à la fois les ascendances et la subsidence compensatoire et que la valeur de  $\phi$  à grande échelle ( $\bar{\phi}$ ) soit très proche de sa valeur sur l’environnement des thermiques ( $\phi_e$ ).

Ce sont typiquement des hypothèses que l’on peut faire à grande échelle comme on peut le voir sur la figure 2.11(gauche). Cependant lorsque la résolution augmente (cf. Fig. 2.11(droite)), la surface occupée par des ascendances n’est pas nécessairement petite dans une maille. La vitesse verticale résolue n’est pas nécessairement nulle, car la maille ne va pas toujours être assez grande pour contenir à la fois l’ascendance et la subsidence compensatoire. Et le champ d’ascendances n’est pas

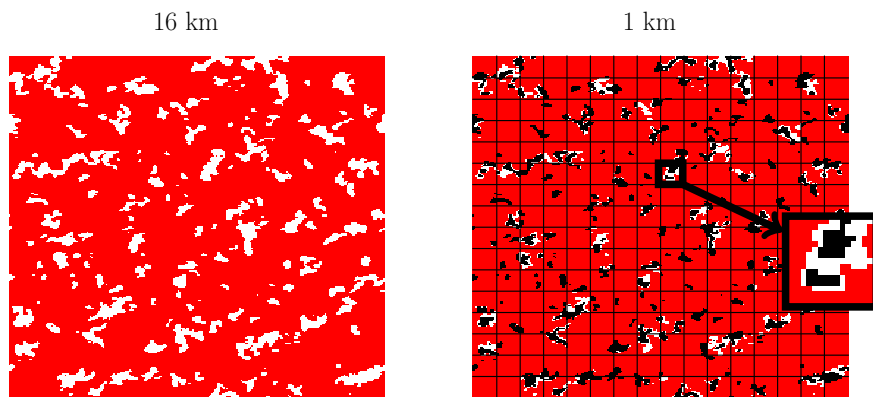


FIGURE 2.11 – Coupe horizontale dans un champ de vitesse verticale à 500 m d'altitude dans la LES ARMcU à 12h. À gauche, en blanc, les thermiques et en rouge, leur environnement. À droite, en blanc, les thermiques, en rouge, l'environnement des thermiques et en noir, la zone où la vitesse est supérieure à la vitesse résolue  $\bar{w}$ . Zoom sur une zone de  $1\text{km}^2$

toujours quasi-stationnaire, car sur un pas de temps, un thermique peut parcourir plus que la surface de la maille. Nous verrons au chapitre suivant comment les paramétrisations physiques ont été adaptées pour pallier ces défauts.



# Chapitre 3

## Schéma de convection peu-profonde aux échelles hectométriques

---

3.1	Flux de masse sans hypothèse . . . . .	37
3.1.1	Nouveau schéma . . . . .	37
3.1.2	De Méso-NH à AROME . . . . .	40
3.2	Pas tous ses œufs dans le même panier . . . . .	44
3.2.1	Dialoguer avec d'autres chercheurs . . . . .	44
3.2.2	Un schéma plus simple pour AROME . . . . .	44
3.3	Quelques cas d'étude . . . . .	47
3.3.1	Cas continental de convection profonde . . . . .	47
3.3.2	Cas océaniques avec structures de méso-échelles . . . . .	48
3.3.3	Situations hivernales . . . . .	51
3.4	Conclusion . . . . .	52

---

Dans la première partie, j'ai résumé les connaissances que j'avais pu accumuler sur la zone grise de la turbulence, les défauts que les schémas en flux de masse peuvent présenter dans cette gamme de résolution et les hypothèses que j'avance quant aux causes de ces problèmes. Dans cette deuxième partie, je vais présenter les travaux réalisés aux échelles hectométriques qui cherchent à pallier ces défauts et qui portent spécifiquement sur le schéma en flux de masse.

### 3.1 Flux de masse sans hypothèse

#### 3.1.1 Nouveau schéma

##### Une première tentative

Pour résumer, le schéma en flux de masse est basé sur des hypothèses qui ne sont plus respectées dans la zone grise de la turbulence. En effet, les vitesses verticales résolues et la fraction de thermique ne sont plus nécessairement négligeables

et les champs ne sont plus nécessairement en état quasi-stationnaires. Mais les équations du schéma en flux de masse peuvent être re-développées à partir de la représentation *top-hat* proposée par Siebesma et Cuijpers (1995). On constate que les hypothèses utilisées par Pergaud et al. (2009) (entre autres), si elles simplifient les équations ne sont pas nécessaires pour obtenir un schéma en flux de masse cohérent.

$$\begin{aligned}
M_u &= \rho\alpha(w_u - \bar{w}) \\
\frac{1}{M_u} \frac{\partial M_u}{\partial z} &= \epsilon - \delta \\
\frac{\partial \phi_u}{\partial z} &= -\frac{\epsilon}{1-\alpha}(\phi_u - \bar{\phi}) \\
\frac{1}{2} \frac{\partial (w_u - \bar{w})^2}{\partial z} &= a_1 B_u - b_1 \frac{\epsilon}{1-\alpha} (w_u - \bar{w})^2
\end{aligned} \tag{3.1}$$

avec  $M_u$  le flux de masse,  $w_u$  la vitesse de l'ascendance,  $\bar{w}$  la vitesse verticale résolue,  $\rho$  la masse volumique,  $\phi$  une variable conservative comme  $\theta_l$  la température potentielle liquide (Betts, 1973) ou  $q_t$  le rapport de mélange en eau totale,  $\epsilon$  le taux d'entraînement,  $\delta$  le taux de déentraînement,  $B_u$  la flottabilité de l'ascendance.  $a_1$ ,  $b_1$  sont des constantes.

Le système d'équations 3.1 est très similaire à celui de PM09 (Pergaud et al., 2009) utilisé dans Méso-NH et opérationnellement dans AROME. Cependant, les parties en bleu apparaissent lorsqu'on ne fait plus l'hypothèse d'une fraction de thermique  $\alpha$  ou une vitesse verticale résolue  $\bar{w}$  négligeable. Un tel schéma tend de lui-même à réduire le flux de masse lorsque le vent vertical moyen augmente. On espère ensuite que la dynamique du modèle va naturellement créer les structures turbulentes qui doivent apparaître à micro-échelle. Je l'appellerai HRIO par la suite.

### Premiers résultats dans Méso-NH

Les premiers tests du système d'équations 3.1 sur des cas idéalisés de Méso-NH ont montré une adaptation spontanée de la turbulence à la résolution comme on peut le voir sur la Fig. 3.1 où à 500 m de résolution la TKE résolue est bien plus semblable à la référence LES que le schéma de départ (PM09, en bleu) ou l'abandon de toute turbulence non-locale (None, en rouge). Sur la figure 3.1, j'utilise comme référence la TKE résolue telle qu'elle est calculée à partir de la LES de l'Eq. 2.2.

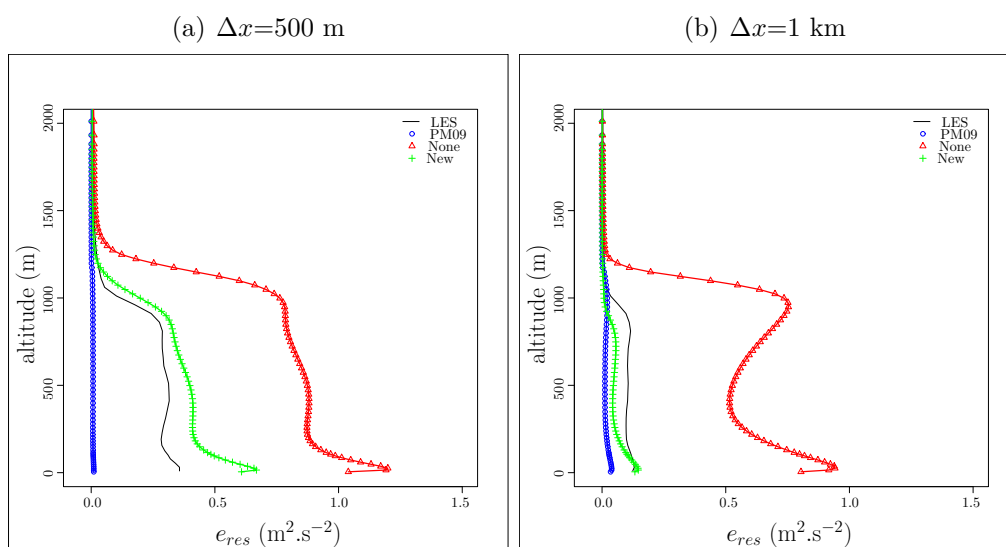


FIGURE 3.1 – Profils verticaux de TKE résolue dans le cas de IHOP<sub>2002</sub> à 12 h à (a) 500 m et (b) 1 km de résolution horizontale. En rouge, dans une simulation sans flux de masse, en bleu, dans une simulation avec la version de méso-échelle du flux de masse, en noir la LES *coarse-grainée* et en vert la version en flux de masse adaptée à la zone grise.

### Évaluation dans Méso-NH sur un cas réel

L'ANR MUSIC visait entre autre à utiliser les capacités de super-calculateurs scalaires massivement parallèles sur de grandes grilles pour résoudre explicitement à l'échelle sub-kilométrique :

- les interactions multi-échelles entre les processus convectifs et à plus grande échelle conduisant à de fortes précipitations afin de progresser dans leur compréhension
- la turbulence et la microphysique au sein des systèmes convectifs et dans la couche limite grâce à des simulations de grands tourbillons.

En 2016, dans le cadre de l'ANR MUSIC, avec Didier Ricard (CNRM/GMME), j'ai accueilli Antoine Teixeira, étudiant en projet de fin d'étude de l'ISAE de Toulouse.

Idéalement, les modèles LAM de méso-échelle comme Méso-NH ou AROME (d'une résolution kilométrique) se situent entre la zone grise de la convection profonde (la convection profonde est bien résolue) et la zone grise de la convection peu-profonde (la convection peu-profonde est bien sous-maille). Le problème de zone grise de la turbulence que je traite dans ce manuscrit concerne la convection peu-profonde dans la couche limite. Mais la représentation de la convection de couche limite influence la convection profonde, par son organisation et l'humidification des basses couches de la troposphère que permettent les nuages bas. La question était donc : est-ce qu'on représente bien la convection profonde dans la zone grise de la turbulence avec le nouveau schéma de convection peu-profonde ?



Des simulations à 500 m, 1 km et 2 km avec ou sans schéma en flux de masse ont été réalisées sur le cas de la POI 16 de la campagne de mesures Hymex (25 octobre 2012) : un système convectif au large des côtes espagnoles apparaît sous l'effet d'une convergence d'humidité qui reste quasi-stationnaire. Cette structure a un bon développement et un bon positionnement quelle que soit la configuration du modèle testée. Les différences se voient sur la forme des systèmes.

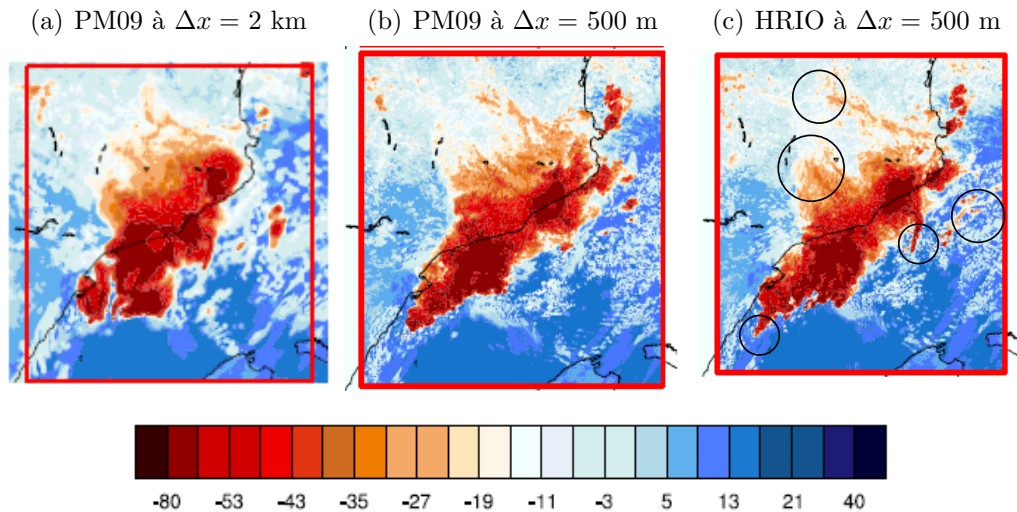


FIGURE 3.2 – Images satellites prévues (température de brillance, °C) à 0200UTC simulées par Méso-NH à la résolution de 2 km avec PM09, à 500 m avec PM09 et à 500 m avec le nouveau schéma HRIO représentant un des systèmes convectifs de la POI 16 de HyMeX.

Les images 3.2(a) et (b) montrent que l'augmentation de la résolution en elle-même allonge la structure convective qui perd son aspect "patatoïde" pour mieux représenter le système convectif. Mais ce sont alors les fines structures de la convection profonde (en rouge) et les nuages bas (en blanc) qui manquent de finesse. C'est le schéma PM09 qui produit cet effet : il est mélange trop, cela diffuse les champs. On ne peut cependant pas se passer entièrement de schéma de convection peu-profonde. Mais il s'agit de réduire le flux de masse, et générer ainsi une convection peu-profonde partiellement résolue, quand la résolution augmente. Nous le voyons sur la figure 3.2(c).

Cependant, le stage d'Antoine Teixeira a aussi permis de mettre en valeur des limites du schéma HRIO : une augmentation non prévue des flux de la partie en K-gradient à méso-échelle (bien que l'impact sur les champs résolus soit faible) et quelques explosions (une instabilité du schéma numérique) sur les reliefs.

### 3.1.2 De Méso-NH à AROME

J'utilise Méso-NH comme laboratoire numérique depuis mes années de thèse. Cependant, la finalité de ce travail est de produire des paramétrisations plus adaptées aux modèles de prévision du temps (PNT) dont la résolution augmente inexo-

rablement. Il s'agit donc d'analyser le comportement d'AROME dans la zone grise de la turbulence.

### Quelques différences entre Méso-NH et AROME

Les schémas de turbulence de Méso-NH et AROME sont tous les deux basés sur Cuxart et al. (2000) (pour le schéma de turbulence) et sur Pergaud et al. (2009) (pour le schéma de convection peu-profonde). Une collaboration de long terme entre le GMME (développeur principal de Méso-NH) et le GMAP permet d'avoir des schémas extrêmement proches. Cependant, dans la mise en œuvre de ces schémas, le diable se cache dans les détails. En premier lieu, les deux schémas ne sont pas appelés dans le même ordre dans les deux modèles. Ainsi, les profils de tendance qui entrent dans le schéma en flux de masse ne sont pas identiques dans les deux modèles. Ensuite, les paramètres de tuning peuvent ne pas avoir les mêmes valeurs. Enfin, les conditions de mise en œuvre sont différentes entre les deux modèles : les surfaces ne sont pas les mêmes, Méso-NH peut faire tourner son schéma de turbulence en 3D, etc.

On peut ajouter que l'implémentation des différentes versions des deux modèles suivent leur propre temporalité. Ainsi, les évolutions très récentes de la longueur de mélange d'AROME augmente les différences entre les modèles : d'une part, une erreur de codage a été trouvée et corrigée en 2021, qui affecte en particulier les basses couches. D'autre part, comme dans ARPEGE, il a été décidé que le mélange à un niveau donné peut provenir de plusieurs niveaux au-dessous. Cela crée un entraînement supplémentaire au sommet de la couche limite, qui n'existe pas dans Méso-NH. Dans les deux cas, l'implémentation de ces ajouts va mettre du temps à entrer dans Méso-NH (ou ne pas entrer du tout), comme ils vont mettre du temps à entrer dans la version opérationnelle du modèle (ou ne pas entrer du tout). Ces petits détails ont une grande importance pour moi, comme je travaille sur les dernières versions disponibles des deux modèles. Ainsi, nous n'obtenons jamais exactement les mêmes profils entre Méso-NH et AROME même sur des cas idéalisés identiques. Nous avons d'ailleurs pu le constater lors du stage EMI qui a eu lieu dans le cadre de l'ANR High-Tune en 2019.

Mais la plus grande différence qui existe entre Méso-NH et AROME, c'est leur schéma dynamique. Méso-NH utilise un schéma anélastique alors qu'AROME utilise un schéma semi-implicite semi-lagrangien qui est bien plus diffusif (cf. Ricard et al., 2013). Ainsi, en plus de la diffusion due à la turbulence, il existe dans AROME des diffusions (explicite et implicite) qui proviennent du schéma d'advection. Cela a une grande influence sur la représentation de la zone grise.

Dans le cadre du travail sur la zone grise, cela justifie de vérifier que les conclusions sur les défauts des schémas dans la zone grise obtenus dans Méso-NH se retrouvent bien dans AROME.

### Premiers résultats dans AROME

Lors d'un stage LACE en 2013, David Lancz du HMS a testé l'intérêt de garder un schéma en flux de masse dans AROME aux échelles hectométriques. Pour faciliter le travail d'analyse, nous avons utilisé une version idéalisée d'AROME 3D mise en place pour cette expérience, permettant de reproduire avec AROME les cas IHOP<sub>2002</sub> et ARMCu à des échelles hectométriques et donc de faire des tests de sensibilité en continuant d'utiliser la LES comme référence. Nous avons prouvé que comme dans Mésos-NH, le schéma de convection peu-profonde reste utile dans AROME jusqu'à 500 m de résolution au moins (cf. Fig. 3.3).

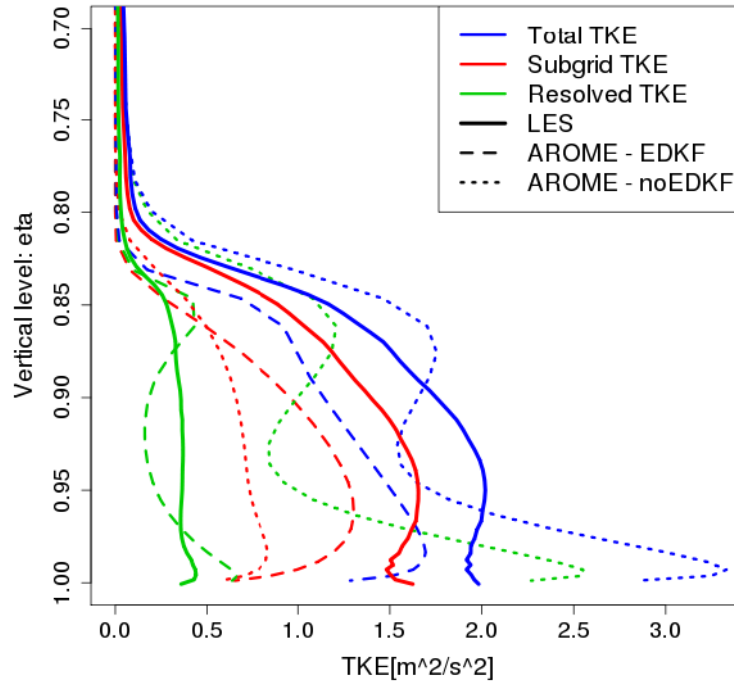


FIGURE 3.3 – Profils verticaux de TKE (résolue -en vert-, sous-maille -en rouge- et totale -en bleu-) sur le cas IHOP<sub>2002</sub> avec AROME idéalisé à 500 m de résolution : la référence LES *coarse-grainée* (trait plein), avec (tiretés) et sans (pointillés) PM09. La coordonnée verticale est celle hybride  $\eta$  (entre 0 et 1) du modèle (David Lancz)

David Lancz a commencé une thèse et a continué à venir au CNRM un mois par an. À l'époque de ce travail, le maillage d'AROME au HMS (Service Météorologique Hongrois) était de 2,5 km. David cherchait à diagnostiquer les problèmes apparaissant dans les prévisions AROME à haute résolution. Suivant le même protocole que durant son stage, il a testé le schéma HRIO (Eq. 3.1) dans AROME. David a conclu que la part résolue d'AROME idéalisé n'était pas suffisante dans les cas étudiés. Nous avons donc poursuivi ensemble les investigations et mis en lumière une série de problèmes.

1. D'abord, le nouveau schéma était très en "tout ou rien" : il est regrettable qu'une telle complexité amène à produire ou non un thermique, plutôt que

de fournir un ensemble de thermiques plus ou moins puissants.

2. Puis, le schéma en question est très dépendant de modifications venant de la dynamique du modèle *via* la vitesse résolue  $\bar{w}$  : cela pose des problèmes de calibration du schéma, qu'il faudrait théoriquement ré-étalonner à chaque changement de la dynamique.
3. Ensuite, Antoine Teixeira a découvert des instabilités sur les reliefs (les vitesses verticales du thermique peuvent artificiellement croître, cf. chapitre 3.1.1).
4. Et puis, le schéma de turbulence peut compenser la diminution des flux turbulents par le schéma en flux de masse : réduisant à néant les efforts pour réduire le mélange sous-maille.
5. Pour finir, le nouveau schéma ne couvre pas toute la zone grise de la turbulence (cf. Fig. 3.4) : on découvre aux échelles hectométriques d'autres problèmes que la nouvelle représentation des thermiques ne pallie pas. Nous les verrons plus en détail au chapitre 4.

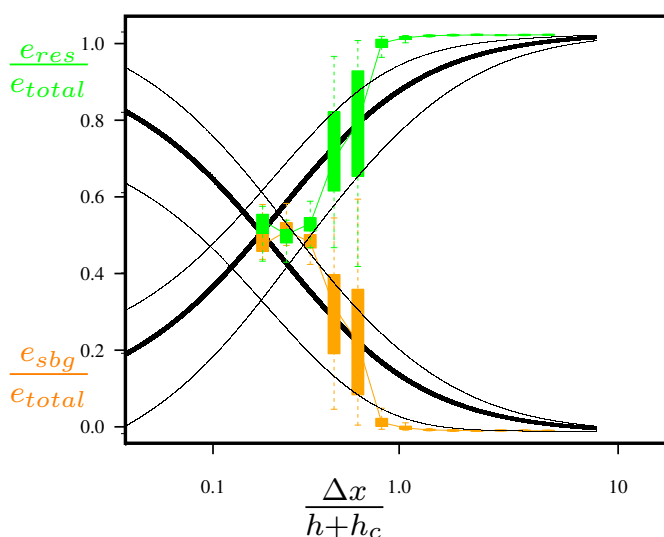


FIGURE 3.4 – Loi de similitude partielle et incertitude associée (en noir) et proportion de TKE sous-maille et résolue par classe de  $\frac{\Delta x}{h}$  provenant de simulations Méso-NH avec la nouvelle paramétrisation sur le cas IHOP<sub>2002</sub> (résolution de 500 m à 4 km).

## 3.2 Pas tous ses œufs dans le même panier

### 3.2.1 Dialoguer avec d'autres chercheurs

J'ai effectué une recherche systématique des paramétrisations de la turbulence aux échelles hectométriques décrites dans la littérature, dans le but de les tester dans Méso-NH et AROME. La question de la zone grise en tant que telle n'est apparue qu'avec Wyngaard (2004), mais la communauté scientifique n'a pas attendu de mettre un nom sur les difficultés récurrentes de représentation de la CLA aux échelles hectométriques pour développer des paramétrisations à ces échelles. Deux points de vue s'affrontent :

- Ceux qui travaillent sur des LES (ou plus généralement sur des modèles de recherche) et qui cherchent à diminuer leur résolution (aller vers de la *Near Grey Zone*, cf. Fig. 2.5), mais dont les solutions (principalement augmenter la longueur de mélange, pour augmenter le mélange) ne résolvent pas les problèmes de représentation des thermiques, car ils ne s'occupent pas de la paramétrisation de la turbulence non-locale ou de la convection.
- Ceux qui travaillent sur des modèles de méso-échelle à visée opérationnelle, qui partent de leurs schémas opérationnels de turbulence non-locale et cherchent à réduire le mélange sous-maille, mais dont les solutions ne concernent pas la *Near Grey Zone* où les thermiques sont déjà résolus.

La transmission d'informations dans ces conditions peut vite devenir un dialogue de sourds. Ce travail a finalement débouché sur un article de revue en collaboration avec Georges Efstatiou de l'université d'Exeter et 8 autres co-auteurs se focalisant sur la modélisation de la zone grise de la CLA convective (Honnert et al., 2020).

J'ai moi-même testé dans AROME (après quelques adaptations) les schémas de Boutle et al. (2014) et le schéma stochastique de Dorrestijn et al. (2013), ainsi que ma paramétrisation avec de nombreuses configurations et quelques possibles initialisations du flux de masse. Boutle et al. (2014) est utilisé opérationnellement au MetOffice. Les flux provenant de schéma de turbulence (un schéma de Smagorinsky) et de la turbulence non locale (Lock et al., 2000) sont pondérées pour suivre la loi de similitude partielle de ma thèse (Honnert et al. (2011), chapitre 2.4). Boutle et al. (2014) donne de bons résultats dans AROME également. Je n'ai pas réussi à avoir les résultats escomptés avec le schéma de Dorrestijn et al. (2013).

### 3.2.2 Un schéma plus simple pour AROME

Dans Dorrestijn et al. (2013), les auteurs montrent que dans la zone grise de la turbulence, non seulement la turbulence sous-maille diminue quand la résolution augmente, mais la variance des flux sous-maille augmente. En effet, en LES comme à méso-échelle, les champs sous-maille sont homogènes, mais dans la zone grise, certaines structures sont résolues, d'autres partiellement résolues et d'autres

sous-maille. Il s’agissait de reproduire cet effet.

Sur les conseils de Balach Zintaï, encadrant principal de David au HMS, nous avons cherché à modifier la fermeture du schéma en surface. Dans le schéma de Pergaud et al. (2009), le flux de masse  $M_u$  en surface est fonction de  $w^*$ , la vitesse de convection globale. L’idée était de faire décroître le flux de masse quand la résolution augmente et la hauteur de la couche limite diminue. Pour cela, David a utilisé les LES de IHOP<sub>2002</sub> et ARMCu. Grâce à la détection des thermiques (cf. chapitre 2.3.3), il a pu calculer  $M_u/w^*$  en fonction de la résolution normalisée ( $\Delta x/(h+h_c)$ ). Sur la Fig. 3.5, la courbe (violette) passant par les points d’IHOP<sub>2002</sub> (en rouge) et ceux de ARMCu (en vert) vaut 0,065 (valeur par défaut de PM09 dans Méso-NH et AROME) à méso-échelle et 0 en LES. Nous proposons donc de modifier la fermeture du schéma en surface par :

$$\frac{M_u(z=0)}{w^*} = 0,065 \times \tanh\left(b \times \frac{\Delta x}{h+h_c}\right) \quad (3.2)$$

avec  $b$  une constante valant 1,89 dans Lancz et al. (2018).

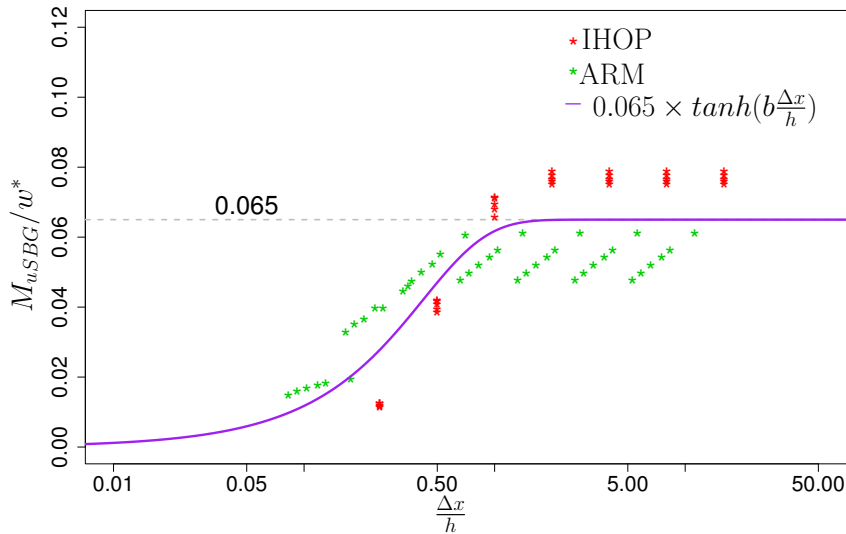


FIGURE 3.5 –  $M_u/w^*$  en fonction de  $\Delta x/(h+h_c)$  dans les LES *coarse-gainées* IHOP<sub>2002</sub> (en rouge) et ARMCu (en vert) et la courbe de l’équation 3.2 (Honnert et al., 2016)

Cette nouvelle fermeture en surface a été elle-même testée dans des cas idéalisés (cf. Fig. 3.6) mais aussi en condition réelle (cf. Section 3.3.1).

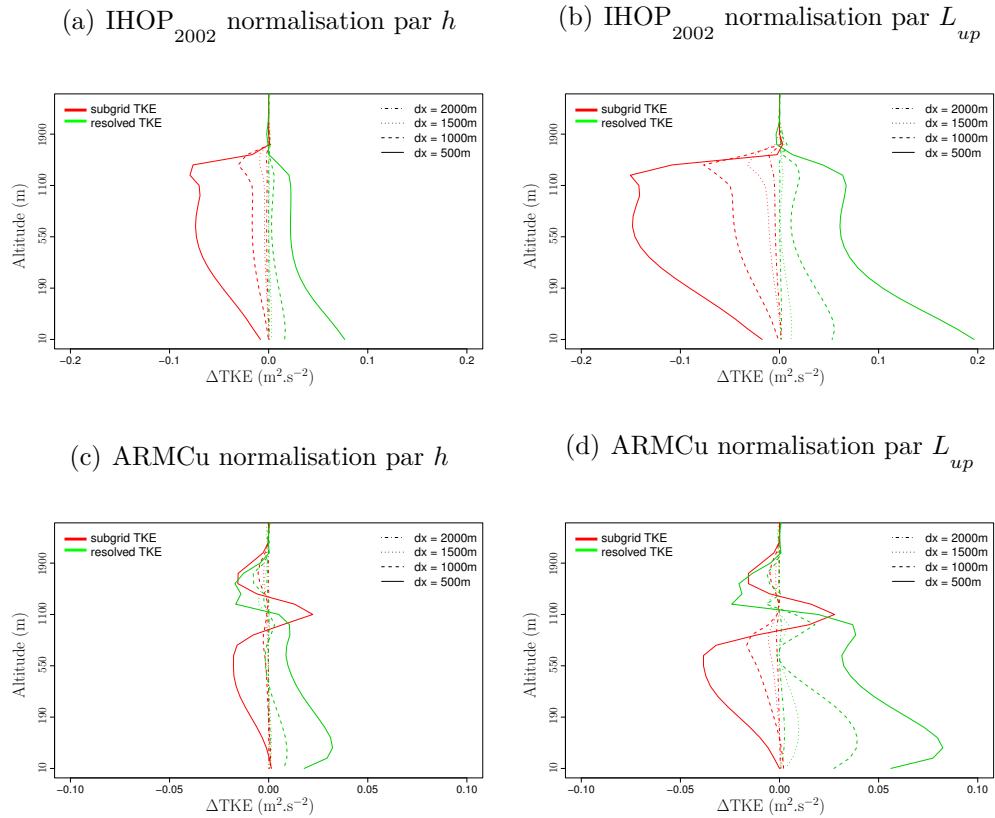


FIGURE 3.6 – Profils verticaux de différences (entre une simulation à méso-échelle type opérationnelle et des simulations avec la nouvelle fermeture) de TKE résolue (en vert) et TKE sous-maille (en rouge) dans les cas IHOP<sub>2002</sub> (a,b) et ARMCu (c,d) simulés avec AROME idéalisé à 2 km (tirés-points), 1,5 km (pointillés), 1 km (tirés) et 500 m (traits pleins) de résolution. La normalisation de la résolution horizontale ( $h + h_c$ ) est dans ces cas soit  $h$  - la hauteur de la couche limite d'AROME :  $0,01 \times \max(e)$  (a, c) soit  $L_{up}$  - la longueur "up" de Bougeault et Lacarrère (1989) (b, d). (David Lancz)

### 3.3 Quelques cas d'étude

Comme nous avons pu le voir précédemment, la méthode principale dans mes études de cas est le test de sensibilité. L'étudiant lance les simulations qu'on peut préparer en avance. Il les traite par le langage de script qui lui convient. Il effectue des tests de sensibilité en changeant des clefs de namelists. Un calcul de scores (mesurant la validité d'un changement sur des prévisions) est plus difficile à mettre en place. Cela demande des stages plus longs, avec une maîtrise des systèmes des services opérationnels. Il est également plus difficile d'analyser les causes d'une amélioration ou d'une dégradation des scores. Enfin, ils sont bien souvent neutres et donc peu instructifs. Parmi mes étudiants, seul un visiteur scientifique du HMS venant 4 fois par an, David Lancz, a réalisé des scores sur AROME-500m. Il reste que l'étude de cas montre des différences suffisamment importantes pour qu'on puisse analyser le comportement d'un schéma. Nous verrons dans cette partie que les outils d'analyses doivent cependant être différents entre les cas idéalisés et les cas réels.

#### 3.3.1 Cas continental de convection profonde

La fermeture présentée dans l'Eq. 3.2 a été utilisée sur le domaine hongrois durant l'été 2015 à 500 m de résolution. L'idée était de prouver que le HMS pouvait faire des simulations à 500 m et prendre en compte les dernières avancées scientifiques.

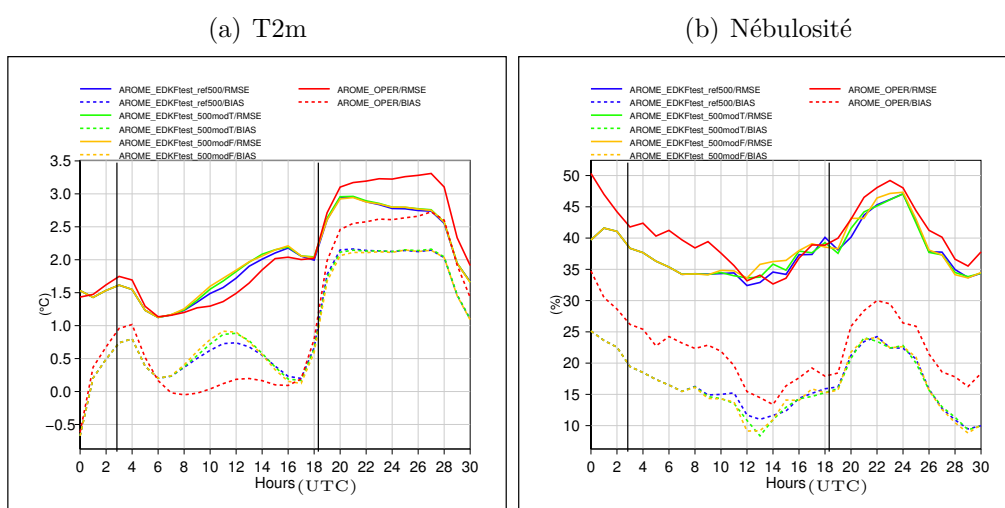


FIGURE 3.7 – Biais (lignes pointillées) et RMSE (lignes continues) de (a) la température à 2 m et (b) la nébulosité totale du modèle AROME opérationnel à 2,5 km (OPER en rouge), du modèle AROME de référence à 500 m de résolution (EDKFtest\_ref500 en bleu) et le modèle AROME modifié à 500 m de résolution avec normalisation  $h$  (EDKFtest\_modT en vert) et normalisation  $L_{up}$  (EDKFtest\_modF en orange). Le jour est indiqué par des lignes verticales.



Dans Lancz et al. (2018), un cas d'étude montre que la représentation de la convection profonde n'est pas dégradée par l'augmentation de la résolution ou par la nouvelle fermeture du schéma en flux de masse. Cependant, des scores sur les trois mois d'été sont neutres en général, mais négatifs sur les pluies et les rafales. Il est cependant difficile de comprendre d'où viennent ces problèmes de scores. La résolution ne permettrait pas de retrouver des précipitations convectives correctes, alors que la paramétrisation de la convection peu-profonde créerait des structures avec d'avantage de précipitations. Par ailleurs, certains diagnostics comme les rafales méritent d'être re-calibrées à 500 m car ils dépendent de la résolution du modèle.

### 3.3.2 Cas océaniques avec structures de méso-échelles

#### Arome-500 m

Dans le cadre du projet SESAR, Suzanna Hagelin (encadrée par Ludovic Auger – CNRM/GMAP) a mis en place un AROME-500 m sur un domaine de 100 km x 100 km centré sur l'aéroport Charles de Gaulle (Hagelin et al., 2014). Cette version du modèle nommée AROME-Airport fournit une prévision de 5 heures toutes les heures avec une sortie toutes les 5 min la première heure.

En juin 2011, dans le cadre d'une étude des ondes orographiques lors de la tempête Xynthia, des scores de vent en couche limite ont été réalisés par Ludovic Auger sur lesquels chaque heure les simulations de vents AROME-500 m et AROME-2,5 km sont comparées. AROME-500 m présente des vents plus proches des observations, ce qui est à relier à sa description plus fine du relief.

En 2015 et 2016, Karim Yessad a étudié les limites du schéma dynamique d'AROME aux résolutions hectométriques. Ces tests ont eu lieu principalement sur un domaine centré sur le Sud-Est comprenant les Alpes, la Corse jusqu'au Massif Central. Les résolutions testées vont de 278 m à 1 km. Une centaine de situations ont été étudiées, mais Karim s'est finalement concentré sur une dizaine de cas (tempête, tramontane, neige ...). Il a testé différentes options du noyau dynamique. La physique utilisée est celle de la version opérationnelle du modèle de l'époque.

C'est sur cette base que j'ai lancé mes expériences numériques avec AROME-500 m.

#### Grey Zone Project

Le Grey Zone Project I (Field et al., 2017; Tomassini et al., 2017; De Roode et al., 2019) est une inter-comparaison de modèles sur un cas de *cold air outbreak* avec un passage de stratocumulus à cumulus et de rues de nuages à cellules ouvertes. J'ai réalisé lors de ce projet mes premières simulations avec AROME hectométrique, en réalisant des tests de sensibilité, et participé à la rédaction des

trois articles du projet.

Dans cette première inter-comparaison, les modélisateurs étaient amenés à faire des tests avec et sans schéma de convection (profonde ou peu-profonde), sans test de paramétrisations dédiées à la zone grise de la turbulence (qui n'étaient pas développées à l'époque). Le cas de *cold air outbreak* et de structures de méso-échelle est plus représentatif d'une zone grise de méso-échelle que d'une zone grise de la turbulence (même de la turbulence en CBL). Enfin, il s'est avéré que la microphysique jouait un rôle important dans ce cas, alors que les tests se concentraient majoritairement sur la convection.

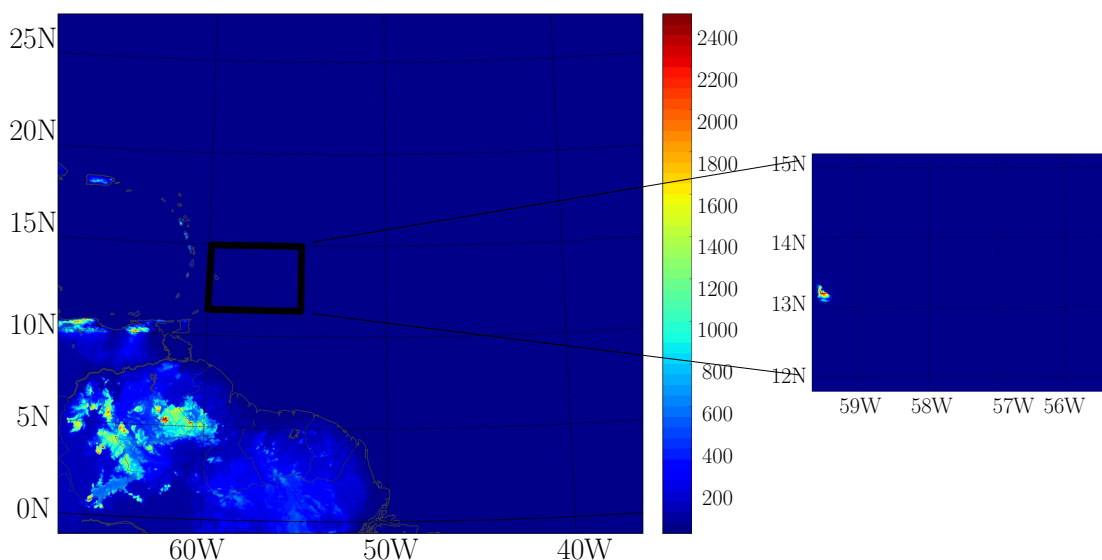


FIGURE 3.8 – Altitude de la surface sur le grand domaine Grey Zone Project II (-67,0) (-37,27) et petit domaine (domaine en noir) -à gauche- et petit domaine (-59.5,12) (-55.5,15) -à droite.

Dans le cadre du Grey Zone Project II, une étude préliminaire sur un cas de la pré-campagne EUREC<sup>4</sup>A montre les apports d'une paramétrisation spécifique de la zone grise. Le domaine choisi est le petit domaine de la figure 3.8 sur une période de 8-12 février 2018. Pour cette étude spécifiquement, c'est la configuration d'AROME-OM (outré-mer) qui est privilégiée.

Les structures de méso-échelle sont "globuleuses" (lisses et patatoïdes) avec les simulations à 500 m avec le flux de masse dans sa configuration de méso-échelle. Mais lorsqu'on retire la convection peu-profonde, on se retrouve avec des structures trop énergétiques (voir la courbe bleue de la Fig. 3.9) créant des nuages trop nombreux et trop épais, en "tout ou rien". La nouvelle configuration permet de retrouver la structure cohérente de méso-échelle, mais les détails sont plus précis, de plus petits nuages (voir la courbe rouge de la Fig. 3.9). On voit aussi de plus petites pluies.

Je choisis ici de présenter un graphique de spectre d'énergie parce que c'est

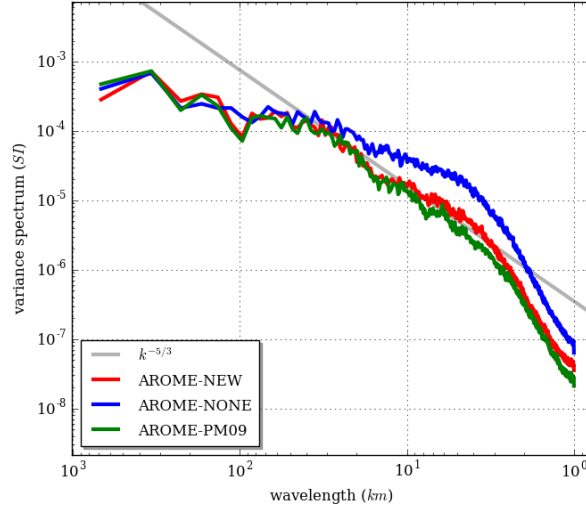


FIGURE 3.9 – Spectre d'énergie (log-log) du 9 février 2018 à 16UTC, avec AROME-500 m sur le petit domaine EUREC<sup>4</sup>A avec (PM09 en vert) ou sans (NONE en bleu) schéma en flux de masse et avec le nouveau schéma (NEW en rouge). Pente en  $k^{-5/3}$  en gris.

une représentation que je chéris et que je n'ai pas encore eu l'occasion de présenter dans ce manuscrit.

Dans les simulations idéalisées que j'utilise souvent, les LES sont toriques (outre le sol et le plafond, l'information qui sort du modèle y entre à nouveau par le bord opposé). Par conséquent, la tendance de grande échelle est nulle. En effet, lorsque je calcule un flux ou une variance par *coarse-graining*, je fais l'hypothèse implicite que ma variance s'explique entièrement par ma turbulence et non par une tendance de grande échelle. Cela est vrai dans un modèle idéalisé, mais pas dans une simulation "réelle", comme une prévision AROME, où le calcul de variance (ou de flux) est pollué par des phénomènes synoptiques. Les outils de *coarse-graining* perdent de leur intérêt. Pour mesurer la turbulence résolue, j'utilise plutôt les spectres d'énergie comme celui de la figure 3.9. La théorie veut que la turbulence suive une pente en  $-5/3$  (comme celle en gris sur la figure). Une courbe moins pentue que la pente théorique est caractéristique d'un modèle sous diffusif où des ondes irréalistes de petites échelles apparaissent, qui menacent la stabilité du modèle. Une courbe en-dessous de la pente théorique est caractéristique d'un modèle trop diffusif : c'est ce qui arrive aux plus fines échelles sur la Fig. 3.9. Cette représentation prend en compte toutes les diffusions (schéma de turbulence/schéma d'advection, explicite ou implicite) et nous n'échappons pas à une certaine diffusion venant de la dynamique présente de la même manière sur toutes les courbes.

On parle de **résolution effective** (Ricard et al., 2013; Skamarock, 2003) pour parler de la plus petite échelle bien représentée (qui suit la pente en  $-5/3$ ) dans un modèle. On voit sur la Fig. 3.9 par exemple que cette échelle est bien plus large que la grille du modèle. Cela doit entrer en compte dans nos interprétations de ce

qu'est la zone grise et comment agir dessus.

### 3.3.3 Situations hivernales

Je ne me suis pas intéressée à la couche stable en tant que telle : je n'avais pas au moment de ma thèse de LES à laquelle je faisais suffisamment confiance pour la considérer comme une référence. Puis, les échelles hectométriques sont devenue la priorité et à cette échelle dans une couche stable, la turbulence est entièrement sous-maille, donc nous n'avons pas de problème de zone grise.

Il reste qu'AROME-500 m a beaucoup été utilisé dans des situations hivernales, que la prévision du brouillard est une priorité de mon équipe et que j'encadre la thèse de Salomé Antoine qui analyse des prévisions d'AROME-500 m à l'aide des résultats de la campagne Sofog3D. Nous avons donc testé un certain nombre d'options du schéma de turbulence typique de la zone grise sur ces situations.

#### Campagne Brouillard

AROME présente quelques difficultés à représenter les brouillards et nuages bas. Il a tendance à sous estimer leur occurrence en journée sur terre. Une partie de ce défaut vient du fait que le schéma flux de masse de convection peu-profonde est trop actif car, par son mélange, il dissipe les brouillards (Philip, 2017). Quand les brouillards sont bien développés, les contenus en eau nuageuse sont généralement trop élevés. Il a aussi été remarqué en région Parisienne qu'AROME avait surtout du mal à simuler les affaissements de stratus (Philip, 2017). Les brouillards radiatifs sont mieux prévus. Plusieurs situations de brouillards anormalement persistants sur mer ont été reportées par les prévisionnistes. Le brouillard commence à se former et se développe dans le modèle, découplant ainsi la surface et l'atmosphère. Il est difficile pour l'assimilation de données de le dissiper car très peu d'observations alimentent la prévision sur mer.

Ce contexte a poussé Météo-France à mettre en place une campagne de mesure, Sofog3D, qui a pour objectifs d'améliorer la compréhension du phénomène aux fines échelles grâce à une exploration tridimensionnelle du brouillard par des instruments de télédétection, un réseau de stations *in situ* et une flotte de drones, de tester l'apport pour la prévision de l'assimilation d'une instrumentation innovante et d'évaluer la capacité d'AROME-500 m à prévoir le brouillard. La campagne s'est déroulée du 1<sup>er</sup> Octobre 2019 au 31 mars 2020.

#### AROME-500m

En plus des études sur le schéma dynamique du modèle (voir partie 3.3.2) et de mes propres études sur la turbulence (voir dans les chapitres précédents), Arome-500 m a déjà tourné dans des conditions hivernales.

Dans le but premier de tester la paramétrisation ORORAD, Yann Seity et Alexandre Mary ont fait tourné AROME-500 m lors de plusieurs campagnes de mesures sur des reliefs, toujours sur des situations hivernales stables. La campagne

de Passy a eu lieu en 2015. Les simulations présentent des biais chauds en fond de vallées alpines qui sont atténués à 500 m mais pas suffisamment. Ces biais sont aussi présents dans Méso-NH. On voit apparaître des circulations type "brises de pente" plus réalistes à 500 m qu'à 1,3 km de résolution. Puis, la campagne de Cerdanya a eu lieu en 2017. Cette campagne montre l'importance de la représentation des flux locaux pour la prévision des températures minimales. Elle cherche à évaluer la représentation des ondes de relief résolues. Les résultats restent à étudier. Enfin, la campagne sur Clermont a eu lieu en 2017-2018. L'étude se focalise sur le cisaillement de vent sur l'aéroport de Clermont-Ferrand. Les effets d'ombres portées et de pente des reliefs sont présents dans la configuration opérationnelle d'AROME.

### Brouillard

C'est dans ce contexte, avec un AROME-500 m bien rodé, et une campagne de mesures dédiée au brouillard que se situe la FCPLR de Salomé Antoine que j'encadre avec Yann Seity. Il s'agit d'évaluer la capacité d'AROME-500 m à prévoir le brouillard, et à améliorer cette prévision.

La thèse de Salomé Antoine porte principalement sur des questions de microphysique. De nombreux cas de fausses-alarmes, mais aussi de bonnes prévisions ont été échantillonnés lors de Sofog3D. Leur étude permettra de mieux comprendre et de corriger les défauts des modèles opérationnels actuels. L'ajout d'un terme de dépôt des gouttelettes de brouillard sur la végétation (Mazoyer et al., 2017), qui n'est pas encore activé dans le modèle opérationnel, pourrait permettre de corriger ce biais. Un nouveau schéma microphysique à deux moments (LIMA- Vié et al., 2016) pourrait permettre de mieux représenter les contenus. Par ailleurs, les travaux de la thèse d'Alexandre Philip (Philip, 2017) ont montré qu'une résolution verticale plus fine proche de la surface permettrait d'améliorer les prévisions de brouillard. Quelques résultats cependant concerne la turbulence nous intéresse ici.

Nous avons pu valider que les paramétrisations dédiées à la représentation de la convection peu-profonde dans la zone grise ne dégradent pas les cas de brouillard. Au contraire, la réduction de l'initialisation du flux de masse en surface est une nécessité déjà mise en avant par Alexandre Philip avec ses simulations à méso-échelle (Philip, 2017). Par ailleurs, Marie Mazoyer a montré qu'une simulation avec cette paramétrisation est un meilleur coupleur pour sa LES de la POI14 de Sofog3D.

## 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai montré comment j'essaie d'adapter les paramétrisations à la zone grise dans la turbulence convective en réduisant l'impact du schéma en flux de masse aux échelles hectométriques. J'ai testé mes modifications sur différents cas (continentaux, océaniques, convectifs et stables). Mais si je pense avoir trouvé le moyen d'avoir un schéma de convection peu-profonde qui s'adapte à la résolution, il reste que travailler uniquement sur le schéma en flux de masse ne

résout pas toutes les questions que pose la zone grise de la turbulence. Nous verrons au chapitre suivant que le schéma de turbulence doit également être adapté.



# Chapitre 4

## Schéma de turbulence aux échelles hectométriques

---

4.1	Où d'autres hypothèses tombent ...	53
4.1.1	Retour sur l'hypothèse d'homogénéité horizontale	54
4.1.2	Retour sur l'hypothèse d'isotropie	56
4.2	Gradients horizontaux dans AROME	58
4.3	Nouvelle longueur de mélange	61
4.3.1	Quelle(s) longueur(s) de mélange à l'échelle hectométrique?	61
4.3.2	Un détour par le nombre de Lewis	63
4.3.3	Une nouvelle longueur de mélange	64
4.4	Conclusion	66

---

Dans les parties précédentes, je présentais mon travail autour de la représentation de la convection peu-profonde dans la CLA. Dans cette troisième partie, je vais présenter les travaux réalisés sur d'autres aspects de la zone grise de la turbulence.

### 4.1 Où d'autres hypothèses tombent ...

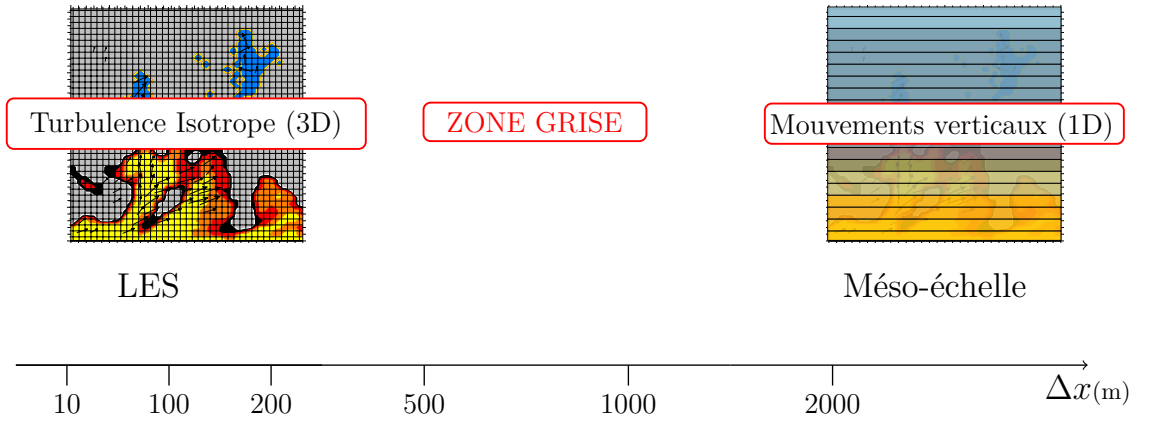
À grande échelle, dans les modèles de climat ou de PNT, on a coutume d'utiliser une hypothèse d'homogénéité horizontale, qui permet de résumer la turbulence à ses mouvements verticaux uniquement. En effet, à grand échelle, il y a bien plus d'hétérogénéités entre la surface et le sommet de la couche limite qu'entre deux points sur l'horizontale séparés de la même distance (1 km à 2 km). Ainsi, les flux turbulents qui cherchent à homogénéiser les milieux vont être bien plus importants sur la verticale que sur l'horizontale. Et on peut négliger les flux turbulents horizontaux.

Au contraire, dans les LES, la turbulence est supposée homogène et isotrope (Lilly, 1967; Smagorinsky, 1956). En effet, la grande échelle est résolue et la turbulence sous-maille résiduelle est faible et avantageusement représentée par une succession de tourbillons homogènes et isotropes. Ces hypothèses sont aussi à la base du modèle de Kolmogorov (Kolmogorov, 1942) qui décrit avec succès la cas-



cade de l'énergie turbulente des grandes vers les petites échelles avant qu'elle ne soit dissipée.

La zone grise de la turbulence est donc également cette gamme de résolution dans laquelle les paramétrisations passent du 1D purement vertical à une paramétrisation tridimensionnelle homogène. Cela soulève des questions : en passant de la méso-échelle à la micro-échelle, à quelle résolution les flux horizontaux ne sont-ils plus négligeables ? En passant de la LES à la méso-échelle, à quelle résolution la turbulence n'est-elle plus isotrope ? Et finalement, comment traiter ces échelles intermédiaires ?



#### 4.1.1 Retour sur l'hypothèse d'homogénéité horizontale

Dans un schéma de turbulence en TKE, le coefficient d'échange  $K$  dépend de la TKE comme nous l'avons vu au chapitre 2.3.1. À Météo-France, une équation pronostique de la TKE permet ainsi de moduler la turbulence. On peut la résumer ainsi :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = Tr + P_d + P_T - D \quad (4.1)$$

où  $e$  est la TKE,  $Tr$  représente les termes de transport,  $P_d$  les termes de production dynamique de TKE,  $P_T$  les termes de production thermique et  $D$  est la dissipation.

Les flux turbulents de chaleur influencent la production thermique de la TKE (Eq. 4.2), quand les flux de quantité de mouvement influencent la TKE par les termes de production dynamique (Eq. 4.3) car :

$$P_T = \beta \overline{w'\theta'_v} \quad (4.2)$$

$$P_d = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} \quad (4.3)$$

où  $\beta = g/\theta_0$  est le paramètre de flottabilité, avec  $g$  l'accélération de la pesanteur et  $\theta_0$  vaut environ 300K. On utilise la convention sommatoire d'Einstein, donc  $P_d$  est composé de 9 termes :

$$P_d = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j}$$

On constate que la production thermique dépend d'un terme vertical uniquement, alors que la production dynamique est 3D. Ainsi, lorsqu'on se pose la question d'un passage d'une turbulence 1D verticale à une turbulence 3D, il faut quantifier la production dynamique de turbulence. Ce n'est donc plus un problème de schéma de convection uniquement.

L'idée est d'utiliser le *coarse-graining* de LES. À partir des champs moyens obtenus à une résolution  $\Delta x$ , j'ai calculé les flux résolus puis sous-maille associés. Puis j'ai calculé les gradients et les termes de productions thermique (Eq. 4.4) et dynamique (Eq. 4.5) :

$$\beta \overline{w' \theta'_v}^{\Delta x} \quad (4.4)$$

$$-\overline{u'_i u'_j}^{\Delta x} \frac{\partial \overline{u}_i^{\Delta x}}{\partial x_j} \quad (4.5)$$

Comme je cherche à quantifier la production dynamique, le vent est nécessairement une donnée importante de l'analyse. Les cas d'étude idéalisés que j'utilisais jusqu'à présent étaient des cas de convection libre dans lesquels le vent, s'il n'est pas toujours nul, n'a pas d'impact significatif. La question était alors d'étudier un cas en convection forcée par le vent. C'est le cas TRAC (Lohou, 1997) qui a été choisi. Enfin, j'ai tracé ces termes de production en fonction de la résolution normalisée,  $\Delta x / (h + h_c)$ , dans les cas de convection libre déjà présents et dans ce cas de convection forcée (cf. Fig. 4.1).

Dans les deux cas, libre ou forcé, la figure 4.1 montre qu'en LES, la turbulence s'explique entièrement par la production dynamique, parce que les thermiques de couche limite sont résolus à cette échelle. Au contraire, à méso-échelle, la part dynamique de la turbulence est négligeable par rapport à celle produite par les thermiques (en CBL). Dans la zone grise, les thermiques de couche limite sont d'autant plus résolus que la résolution du modèle est importante. La part dynamique prend alors de l'importance. Dans les cas de convection libre (Fig. 4.1(a)), l'échelle à laquelle la turbulence dynamique horizontale n'est plus négligeable se situe autour de  $0,5 (h + h_c)$ . Dans le cas de la convection forcée, la figure 4.1(b) montre cependant que la production dynamique de la TKE prend une part plus importante à plus grande échelle. Dans le cadre de l'hypothèse d'homogénéité horizontale, les flux turbulents et les gradients horizontaux sont négligés. Imaginons que nous supprimions ici la part horizontale de la production dynamique. Avec cette hypothèse, il manque une part de la production de la turbulence à partir d'une résolution d'environ  $0,5 (h + h_c)$ , soit environ 500 m de résolution, dans un cas convectif libre et à partir d'environ  $3 (h + h_c)$ , soit environ 3 km, dans le cas forcé par le vent que nous regardons. Notons que ces expériences ont été réalisées sur un terrain plat et que nous manquons de turbulence dynamique à l'échelle de quelques kilomètres également sur les reliefs comme l'indique Goger et al. (2018).

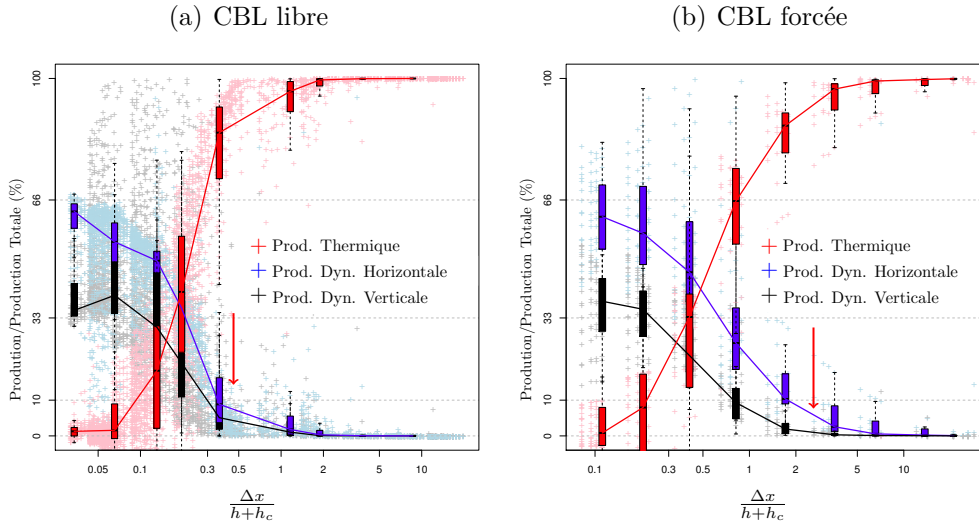


FIGURE 4.1 – Termes de production thermique (rouge), dynamique horizontaux (bleu) et dynamique verticaux (gris) en fonction de la résolution normalisée ( $\Delta x/(h + h_c)$ ) dans (a) IHOP<sub>2002</sub>, AMMA, Wangara, ARMCu and BOMEX (en convection libre) et (b) TRAC (en convection forcée). Les données proviennent de la couche mélangée avec comme critère que l’altitude ( $z$ ) soit entre 5% et 85% de la hauteur de la couche limite ( $h$ ). Adapté de Honnert et Masson (2014)

### 4.1.2 Retour sur l’hypothèse d’isotropie

En LES, au milieu d’une couche limite, la turbulence est isotrope car la turbulence verticale due aux thermiques de couche limite est résolue, il ne reste à paramétrer qu’une turbulence locale (homogène et isotrope). Aux échelles hectométriques, les flux horizontaux ne sont pas négligeables (comme nous l’avons vu au chapitre précédent). Cependant, sont-ils identiques aux flux verticaux ? Comme il s’agit d’étudier les termes de la turbulence dynamique, autant se concentrer sur la turbulence purement dynamique d’une couche limite neutre.

#### Turbulence dynamique dans la zone grise

Il s’agissait d’étudier une couche neutre thermiquement. Pour cela, en 2013, j’ai proposé un projet de modélisation à Clément Blot, Guillem Coquelet et Julien Léger de l’ENM. Les étudiants ont mis en place une simulation LES à partir des prescriptions du cas CASES-99 (Drobinski et al., 2007) en supprimant l’humidité et les flux d’humidité pour que le cas soit parfaitement neutre. Le profil initial de température potentielle est constant jusqu’à 800 m, puis un gradient adiabatique sec est appliqué. Leur expérience de base avait une résolution de 6,25 m. Les étudiants ont de plus mis en place des simulations avec du vent plus ou moins fort (pour obtenir plus ou moins de turbulence dynamique). Puis ils ont appliqué un *coarse-graining* sur les composantes du vent et ont calculé des caractéristiques de la turbulence sur ce cas neutre comme je le faisais sur des cas convectifs. Enfin, ils ont fait des tests de sensibilités à la résolution et à la paramétrisation (longueur de mélange et dimensionnalité du schéma).

Ils trouvent que dans ce cas neutre, la turbulence est résolue pour une résolution horizontale  $\Delta x \approx h$ . Ainsi, dans ce cas, la zone grise se trouve entre 25 m et 800 m de résolution. À l'époque, la capacité du schéma de turbulence à modéliser la couche neutre est médiocre, même à méso-échelle. La longueur de mélange de Rodier et al. (2017) doit pallier un certain nombre des défauts.

Je prépare les stages EMI comme des travaux dirigés puis je laisse les étudiants en semi-autonomie. Je suis très réticente à être sur le dos de mes stagiaires. Je pense qu'il faut leur laisser l'illusion de porter seul leur sujet, et rester en soutien en cas de problème. J'ai commencé à travailler comme cela avec ce tout premier groupe et le stage s'est très bien passé et je me suis posé la question de publier ces résultats.

"Au début, je vérifiais tous les résultats, et refaisais moi-même les expériences. Avant de me rendre à l'évidence : il n'y a pas plus inefficace comme stratégie." En reprenant les travaux de ce projet, j'ai vécu la même expérience qu'Audrey Dussutour décrit dans «Tout ce que vous avez toujours voulu savoir sur le blob sans jamais oser le demander» (Dussutour, 2017). Il faut du temps pour comprendre comment valoriser à moindre coût le travail des stagiaires.

## Anisotropie

Le travail réalisé sur les couches neutres par les stagiaires de l'ENM va plus loin qu'un copié-collé qu'une méthode que j'avais appliquée lors de ma thèse à un cas neutre. L'étude spécifique de la couche neutre a un intérêt propre dans l'étude de la zone grise de la turbulence. En s'affranchissant de la partie thermique purement verticale, on a une première estimation de la résolution à laquelle la turbulence n'est plus isotrope.

Dans Méso-NH, l'hypothèse de l'isotropie de la turbulence dynamique justifie qu'une unique longueur de mélange pilotent les flux horizontaux et verticaux (*via* un même coefficient d'échange, cf. l'Eq. 2.8). En couche limite convective, la turbulence d'origine thermique qui devient importante aux échelles hectométriques impose une composante verticale importante. Cependant, l'anisotropie ainsi créée peut être vue comme la superposition d'une turbulence thermique purement verticale et d'une turbulence dynamique isotrope. Les flux thermiques verticaux sont alors trop importants pour juger dans le détail de l'anisotropie de la turbulence dynamique.

Il ne faut cependant pas prendre l'isotropie pour acquise. Elle n'est pas vérifiée près de la surface (où les tourbillons turbulents sont aplatis par la présence du sol) ou à méso-échelle (où les tourbillons turbulents sont étirés par le flux), par exemple. Donc, il existe une résolution limite à laquelle la turbulence n'est plus isotrope.

La figure 4.2 montre les termes de production dynamique dans la simulation neutre CASES-99 (Drobinski et al., 2007), si à des résolutions inférieures à  $0,05 h$  la turbulence est bien isotrope, pour une résolution supérieure, la production

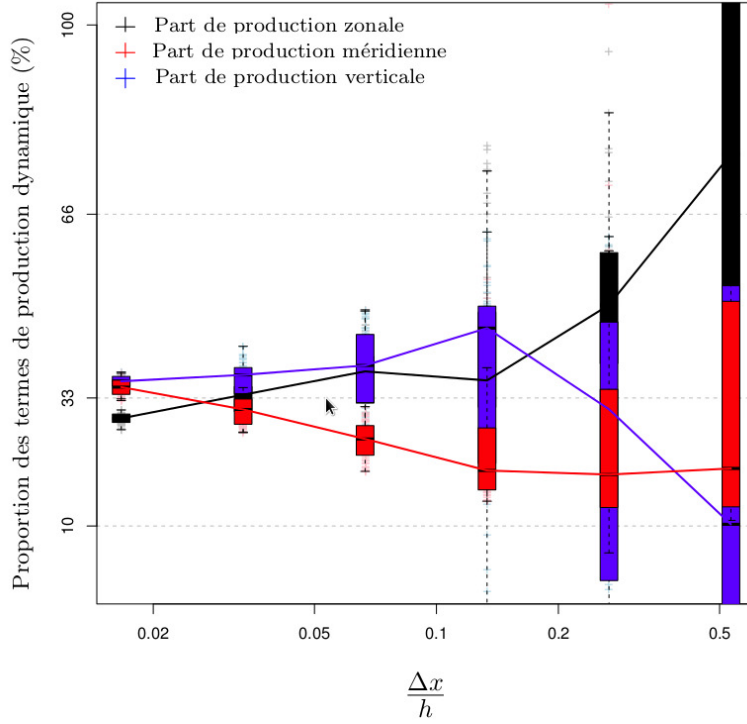


FIGURE 4.2 – Termes de production de TKE zonaux (noirs), méridiens (rouges) et verticaux (bleu). CASES-99 (couche limite neutre), 5h. (Honnert, 2019)

zonale (direction du vent de grande échelle) domine. Autrement dit, aux échelles hectométriques, la turbulence n'est ni purement verticale, ni isotrope.

## 4.2 Implémentation de gradients horizontaux dans AROME

Nous avons vu aux chapitres précédents que les flux horizontaux sont nécessaires pour avoir une bonne représentation de la turbulence dès que l'hypothèse d'homogénéité horizontale n'est plus valable. Ainsi, de plus en plus de paramétrisations demandent l'utilisation de gradients horizontaux. On pense tout d'abord au schéma de Moeng (Moeng, 2014; Verrelle, 2015; Verrelle et al., 2017) préconisé pour augmenter la turbulence au cœur des nuages convectifs profonds à méso-échelle. Dans ce schéma, des termes utilisant des gradients horizontaux s'ajoutent aux flux turbulents des variables thermodynamiques ( $\phi$ ) :

$$\overline{u'_i \phi'} = C_{\Delta x} \left( \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x} \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial y} \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial y} \right) \quad (4.6)$$

Aux échelles hectométriques, on pense également au schéma de Goger et al. (2018) qui permet d'augmenter localement la turbulence dynamique, en particulier sur les reliefs, sans pour autant développer un schéma de turbulence entièrement 3D. Sur un terrain complexe, les effets tridimensionnels se sont avérés importants

dans le terme de production dynamique de la TKE (Arnold et al., 2012; Goger et al., 2018). Goger et al. (2018) estime que l'équation pronostique de la TKE 1D utilisée dans le schéma de turbulence du modèle allemand COSMO sous-estime la TKE sur les reliefs. La forme 1D ne considère en effet que les contributions des gradients verticaux des vents horizontaux, mais Goger et al. (2018) complète cela avec la contribution supplémentaire de l'Eq. 4.7 :

$$\left. \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} \right|_{\text{shear}} = (C_s \Delta x)^2 \left[ \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} \quad (4.7)$$

où  $C_s$  est la constante de Smagorinsky (Smagorinsky, 1963). Cette extension a été bénéfique dans des simulations sur les Alpes pour une résolution de 1,1 km où on voit une amélioration de la TKE sur les pentes, ce qui suggère que l'ajout d'effets 3D est particulièrement adapté aux reliefs.

Malheureusement, si dans les LES du modèle Méso-NH, le schéma de turbulence est 3D, toutes les paramétrisations d'AROME sont purement verticales : pour des raisons historiques d'algorithmique et d'optimisation, les différentes colonnes physiques n'ont pas d'informations sur leur voisines géographiques (cf. Fig. 4.3). Il n'est pas possible de calculer simplement des gradients horizontaux.

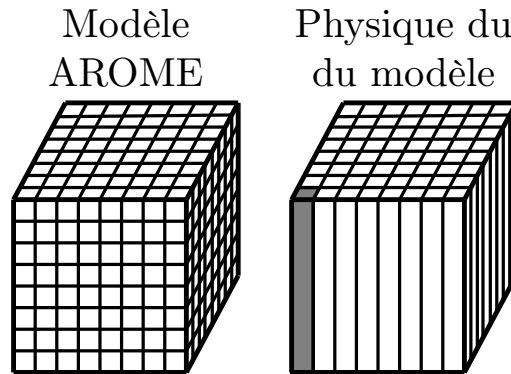


FIGURE 4.3 – Illustration de la structure 3D du modèle AROME et de la structure 1D verticale de la physique du modèle.

Cette séparation en colonne n'existe cependant pas dans la partie dynamique du modèle : le modèle AROME est bien tri-dimensionnel et on y voit bien une advection des paramètres sur l'horizontale. L'idée était donc de récupérer les gradients horizontaux calculés dans la dynamique du modèle. Cependant, en plus de sortir de la partie physique du modèle, il a fallu passer outre les mécanismes d'optimisation qui amènent certaines colonnes voisines à se retrouver sur des processeurs différents. En remontant si haut dans le modèle, il fallait recalculer (*via* un halo semi-lagrangien) les gradients horizontaux de variables en point de grille (telles que les variables microphysiques) dont nous aurons besoin par la suite. Cette exercice a été fait avec l'aide des spécialistes de la dynamique du CNRM.

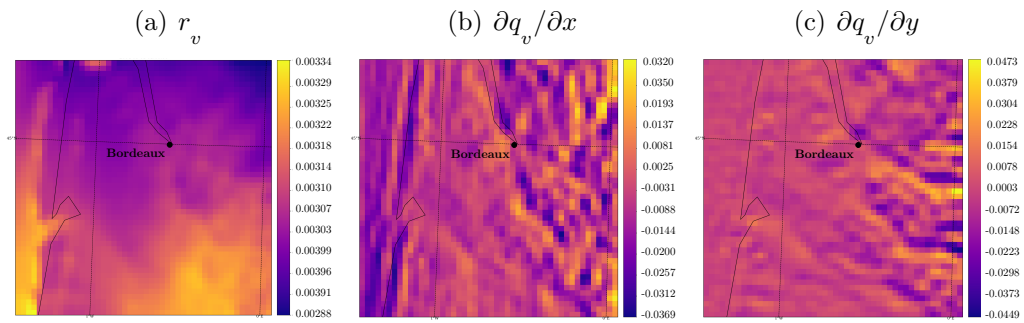


FIGURE 4.4 – Humidité spécifique ( $q_v$ ),  $\partial q_v/\partial x$  ( $m^{-1}$ ) et  $\partial q_v/\partial y$  ( $m^{-1}$ ) au premier niveau du domaine le 21 avril 2020 UTC. (adapté de Honnert et El Khatib, 2021)

Les premiers tests ont été réalisés dans un modèle-jouet de 15 niveaux sur le Sud-Ouest de la France, avec 1, 2 et 4 processeurs. La Fig. 4.4(a) nous montre le champ de rapport de mélange en vapeur d'eau sur ce domaine. Les gradients horizontaux zonal (Fig. 4.4b) et méridien (Fig. 4.4c) de ce champ de rapport de mélange en vapeur d'eau sont extraits ici dans la partie où sont calculées les paramétrisations physiques. La Fig. 4.4 montre ainsi que, grâce aux routines de calcul mise en place, les champs de gradients sont maintenant cohérents et disponibles pour une utilisation dans les paramétrisations physiques.

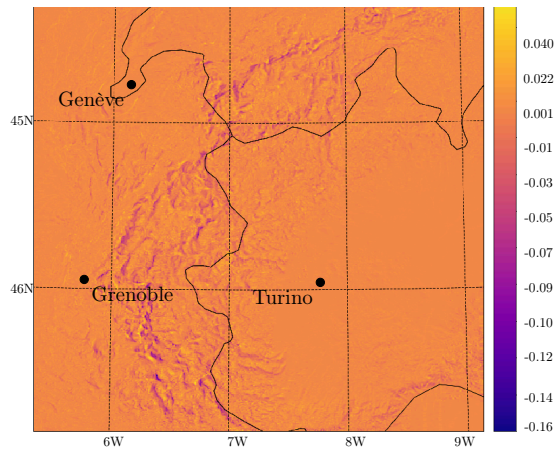


FIGURE 4.5 – Divergence du vent ( $s^{-1}$ ) à environ 40 m d'altitude (niveau 88) dans un AROME-500 m sur les Alpes le 21 avril 2020 UTC. (adapté de Honnert et El Khatib, 2021)

Dans un second temps, les nouvelles routines ont été testées dans un modèle AROME à 500 m de résolution, avec un pas de temps de 15 s et sur les Alpes qui est une zone difficile du domaine français en raison de ses fortes pentes. La figure 4.5 montre le champ de divergence du vent. Il est particulièrement important sur le massif montagneux. Les gradients sont en effet plus importants dans cette zone où les hétérogénéités de surface sont les plus importantes. Cela montre également que l'hypothèse d'homogénéité horizontale n'est plus valable dans cette zone montagneuse. Les gradients ainsi calculés permettront d'implémenter des pa-

ramétrisations pour pallier l'application abusive de l'hypothèse d'homogénéité horizontale, quand il le faut.

## 4.3 Nouvelle longueur de mélange

### 4.3.1 Quelle(s) longueur(s) de mélange à l'échelle hectométrique ?

La longueur de mélange d'un schéma de turbulence est une échelle représentant les plus grands tourbillons turbulents sous-maille. Cette variable dimensionne la turbulence car, comme la TKE, la longueur de mélange entre dans le calcul des flux turbulents.

Dans un schéma 1D (à grande échelle), la longueur de mélange s'applique uniquement aux flux verticaux. Dans un schéma 3D isotrope (en LES), la turbulence horizontale est égale à la turbulence verticale. Mais la turbulence sous-maille n'est pas toujours isotrope dans la zone grise. Il agit ici de déterminer la valeur des coefficients d'échange et des longueurs de mélange sur l'horizontale et la verticale.

Pour répondre à cette question, deux stages ont eu lieu en 2015 en collaboration avec Pascal Marquet : le stage de MISOAC de Valentin Reinhardt et Karima Oulebsir, puis le stage de fin d'étude de Xavier Lamboleu du l'ENSEIRB-MATMECA.

#### Coefficients d'échange et longueurs de mélange

L'idée est de considérer les LES de cas neutres et convectifs que nous avons déjà mis en place (CLA neutre CASES-99 (Drobinski et al., 2007), CBL IHOP<sub>2002</sub> (Couvreur et al., 2010) et convection forcée TRAC (Lohou, 1997)). Le *coarse-graining* donne des valeurs moyennes des paramètres, ainsi que les flux turbulents sous-maille (cf. chapitre 2.1.3). On peut alors par le biais des équations 4.8 (sur l'exemple du vent) retrouver pour chaque variable et chaque direction les coefficients d'échange turbulents  $K$ .

$$\begin{cases} \overline{u'v'} &= -K_{u,v} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \\ \overline{u'w'} &= -K_{u,w} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) \\ \overline{v'w'} &= -K_{v,w} \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (4.8)$$

Puis, par le biais des équations 4.9, on peut remonter aux longueurs de mélange verticales et horizontales ( $l$ ), car on connaît la TKE,  $e$  et on fait l'hypothèse que  $C$  est une constante qui ne dépend ni de la résolution, ni de la composante du vent.



$$\begin{cases} \mathbf{K}_{\mathbf{u},\mathbf{v}} &= Cl_{u,v} \sqrt{e} \\ \mathbf{K}_{\mathbf{u},\mathbf{w}} &= Cl_{u,w} \sqrt{e} \\ \mathbf{K}_{\mathbf{v},\mathbf{w}} &= Cl_{v,w} \sqrt{e} \end{cases} \quad (4.9)$$

La figure 4.6 montre que les trois longueurs de mélange sont similaires (aux alentours de 15 m dans ce cas) à une résolution  $\Delta x=12,5$  m (en LES) assez loin de la surface.  $l_{uv}$  est bien plus important proche de la surface. Toutes les longueurs de mélange augmentent avec  $\Delta x$ .

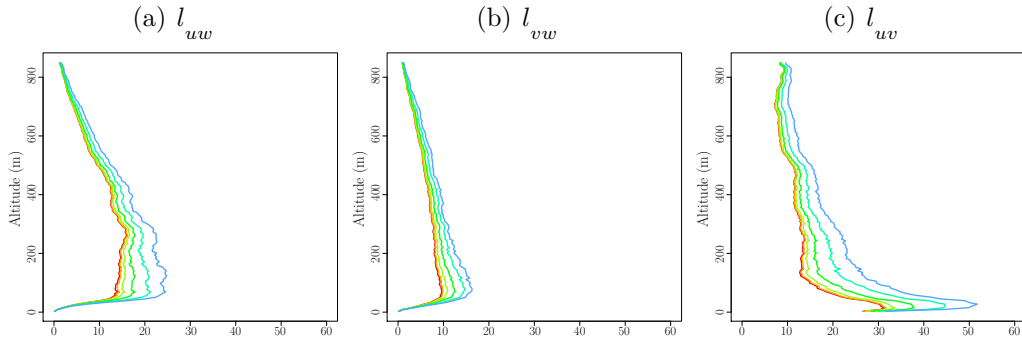


FIGURE 4.6 – Profils verticaux des longueurs de mélange (en m) à différentes résolutions de la zone grise ( $\Delta x=6,25$  m en rouge, 12,5 m en orange, 25 m en vert clair, 50 m en vert, 100 m en cyan et 200 m en bleu) dans le cas neutre CASES-99.

### Comparaison avec des longueurs de mélange existantes

La longueur de mélange DELT ( $l_{DELT}$ ) est couramment utilisée dans les modèles LES. Elle suppose que la maille soit quasi-cubique et simule une turbulence isotrope (cf. Eq. 4.10).

$$l_{DELT} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{\frac{1}{3}} \quad (4.10)$$

D'autre part, les longueurs de mélange de Kitamura (2015) (Eq. 4.11 et 4.12) ont été établies suivant le protocole que j'ai présenté en 2014 au WWOSC de Montréal et sur le cas convectif IHOP<sub>2002</sub>, qui a aussi été étudié par Xavier Lamboley.

$$l_{h,M} = \min(\max((\Delta x \Delta z^2)^{\frac{1}{3}}, 0, 4\Delta x), l_{\infty}) \quad (4.11)$$

$$l_{z,M} = \min(\Delta x, l_{\infty}) \quad (4.12)$$

avec  $l_{\infty} = 600$

Xavier a comparé ces deux longueurs à ses propres résultats sur le cas neutre CASES-99 ce que l'on peut voir sur la figure 4.7. Dans cette comparaison, les longueurs de mélange de Kitamura (2015) sont bien représentées dans le domaine de la *near grey zone* dans les limites indiquées par les flèches verticales de la

figure 4.7. Il est plus difficile de conclure à méso-échelle où la méthode atteint ses limites (les gradients horizontaux étant proches de zéro, les coefficients d'échange calculés sont moins bien représentés). Cependant, la longueur DELT (isotrope) ne fonctionne pas comme une solution médiane entre les longueurs horizontale et verticale de référence. Elle est trop faible à ces résolutions de la *near grey zone*.

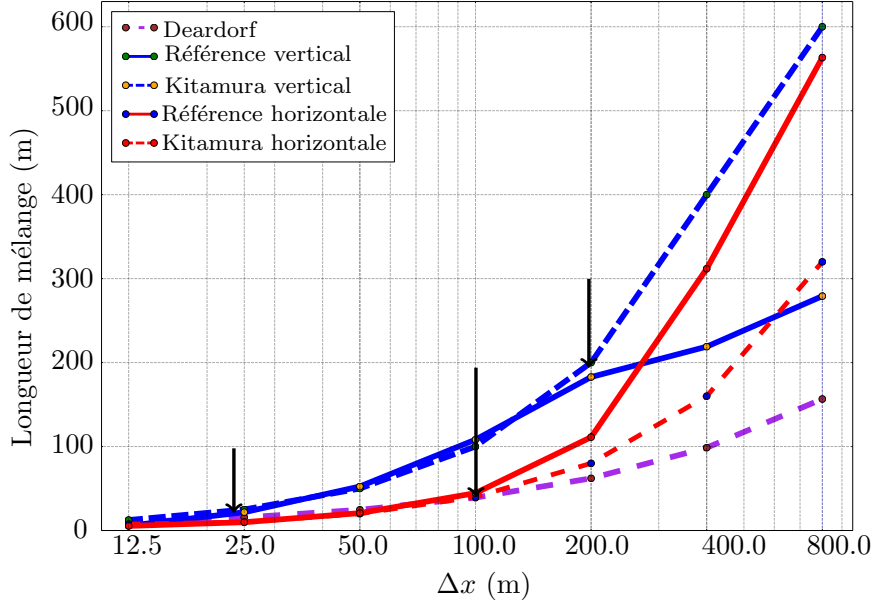


FIGURE 4.7 – Comparaison entre les longueurs de mélange horizontales théoriques et les longueurs DELT et de Kitamura (2015) à 400 m d'altitude dans le cas de Cases-99 en fonction de la résolution (d'après Xavier Lamboley).

### 4.3.2 Un détour par le nombre de Lewis

La température potentielle de l'entropie humide,  $\theta_s$ , (Marquet, 2011) est une variable plus conservative que la température potentielle de Betts,  $\theta$ , qu'il est recommandée d'utiliser en présence de vapeur d'eau. Sous la direction de Pascal Marquet, dans le cadre de son stage, Xavier Lamboley a calculé le nombre de Lewis turbulent (Eq. 4.13)

$$Le = \frac{K_\theta}{K_{qt}} \quad (4.13)$$

mais également l'équivalent à partir de la température potentielle de l'entropie humide. Pour cela, Xavier est parti des coefficients d'échange de  $q_t$  et de  $\theta$  calculés précédemment, mais il a également calculé  $\theta_s$  à partir de la LES d'IHOP<sub>2002</sub> et la moyenne de ce champ ( $\overline{\theta_s^{\Delta x}}$ ). Puis il a calculé les flux verticaux sous-maille  $\overline{w'\theta_s^{\Delta x}}$  par la méthode présentée au chapitre 2.1.3 et les gradients ( $\frac{\partial \overline{\theta_s^{\Delta x}}}{\partial z}$ ) pour en déduire le coefficient d'échange turbulent ( $K_{\theta_s}$ ) et le nouveau nombre  $Le_{st}$  associé par la formule de l'Eq. 4.14 :

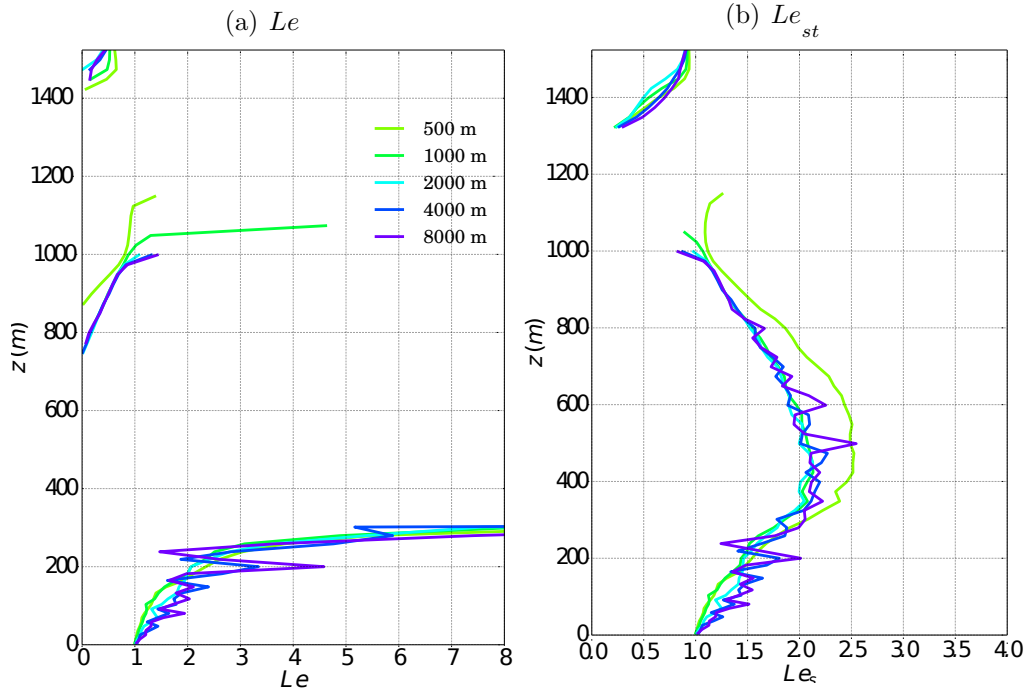


FIGURE 4.8 – Profils verticaux du nombre de Lewis (a) et  $Le_{st}$  (b) dans le cas d’IHOP à 12h à différentes résolutions dans la zone grise de la turbulence (d’après Xavier Lambolely)

$$Le_{st} = \frac{K_{\theta_s}}{K_{q_t}} \quad (4.14)$$

Actuellement dans nos modèles de PNT, le nombre de Lewis turbulent est supposé constant et égal à 1. L’impact sur les flux turbulents pourrait être particulièrement important si le nombre de Lewis turbulent  $Le$  était différent de l’unité, car il s’agit d’une hypothèse de base du schéma CBR. La figure 4.8 montre que le nombre  $Le_{st}$  est plus proche de l’unité que le nombre de Lewis. Ce nombre vaut 1 à la surface, mais il croît ensuite jusqu’à atteindre 2 autour de 500 m d’altitude avant de décroître au sommet de la couche limite. Le nombre de Lewis  $Le$ , quant-à lui, diverge aux alentours de 600 m d’altitude, car dans une CBL comme IHOP<sub>2002</sub>, le flux passe par zéro :  $Le$  devient alors infini. Nous n’avons pas ce problème avec  $Le_{st}$  qui reste cohérent dans la CLA. Pour ce qui est des questions de zone grise, la figure 4.8 montre que le nombre de Lewis ne dépend pas de la résolution. Il existe donc bien un lien entre  $K_{\theta_s}$  (ou  $K_{\theta}$ ) et  $K_{q_t}$ .

Par la suite Pascal Marquet a étudié, l’hypothèse ‘ $Le \neq 1$ ’ par des mesures quotidiennes du flux de corrélation de Foucault d’entropie humide avec le dispositif CNRM-FLUXNET (dans la couche limite de surface) et les LES *via* l’ANR High-Tune (Marquet et al., 2017), confirmant les résultats de cette étude préliminaire. Une nouvelle version du schéma CBR a été définie (Marquet, 2016) en levant cette hypothèse ‘ $Le \neq 1$ ’, avec de nouvelles fonctions de stabilité mais 3 coefficients qui restent à déterminer.

### 4.3.3 Une nouvelle longueur de mélange

Nous avons donc vu qu'en plus d'un travail sur la convection peu-profonde, l'adaptation des modèles à la zone grise de la turbulence passe par une remise en question de certaines hypothèses présentes dans le schéma de turbulence. Cette question est abordée par de nombreux développeurs de modèles LES (cf. chapitre 3.2.1) avec l'objectif d'une diminution de la résolution pour pouvoir augmenter la taille des domaines des LES sans perte de qualité, notamment dans les couches limites stables. Elle passe souvent par l'adaptation de la longueur de mélange.

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que les flux horizontaux et verticaux avaient des comportements différents dans la zone grise. Coder deux longueurs différentes dans le schéma actuel demande du temps. En premier lieu, j'ai codé une longueur de mélange dont l'objectif était de pouvoir utiliser une unique longueur de mélange de la LES à la méso-échelle. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Valéry Masson, Tim Nagel (IRT) et Christine Lac (Honnert et al., 2021).

Dans tous les modèles atmosphériques, la grille verticale est (bien) plus fine que la grille horizontale. Ainsi, dans une longueur comme  $l_{DELT}$ , la résolution verticale  $\Delta z$  va aux échelles hectométriques limiter la longueur de mélange quand elle devrait rapidement croître avec la résolution. Ainsi, la longueur de mélange de Deardorf ne croît pas suffisamment rapidement comme le montre la figure 4.7). Nous avons donc défini dans ce travail la longueur  $l_{\Delta}$  :

$$l_{\Delta} = (\Delta x \Delta y)^{1/2} \quad (4.15)$$

La nouvelle longueur de mélange  $\mathfrak{L}$  (appelons -là "adap") est alors définie comme le minimum entre la taille de la grille horizontale  $l_{\Delta}$  et  $l_{RM17}$ , la longueur de Rodier et al. (2017) vers laquelle nous souhaitons tendre à méso-échelle à un coefficient de calibration  $\gamma$  près.

$$\mathfrak{L} = \min(\gamma l_{\Delta}, l_{RM17}) \quad (4.16)$$

Cette longueur a été calibrée sur des couches limites convectives (comme sur la Fig. 4.9) et neutres, et validée sur un cas réel en convection forcée (Honnert et al., 2020).

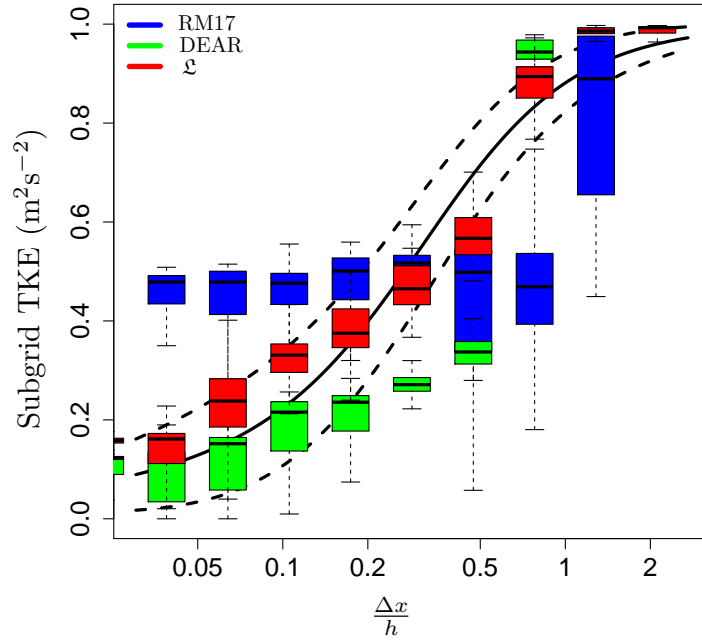


FIGURE 4.9 – TKE sous-maille en fonction de la résolution normalisée par la hauteur de la CLA à partir de simulations tournant avec  $l_{RM17}$  (en bleu),  $l_{DEAR}$  (en vert) et  $\mathcal{L}$  (en rouge). La loi de similitude partielle pour la TKE de Honnert et al. (2011) (ligne continue noire) et la marge d’incertitude (lignes pointillées noires). Adapté de Honnert et al. (2020).

## 4.4 Conclusion

Dans les chapitres 2 et 3 de ce manuscrit, nous avons principalement parlé des schémas de convection peu-profonde. Bien que la question de la convection soit primordiale, nous avons pu constater ces dernières années qu’aux échelles hectométriques la zone grise pose aussi des questions de turbulence locale. Il s’agit d’une gamme de résolutions où les hypothèses d’homogénéité horizontale et d’isotropie de la turbulence ne sont pas acquises. J’ai participé à préparer les modèles à l’abandon de ces hypothèses, en autorisant le calcul de gradients horizontaux dans AROME et en proposant une longueur de mélange pour les échelles hectométriques. Ce travail est un chantier en cours. Il ouvre sur des perspectives que je présente dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

# Chapitre 5

## Projet scientifique

Une grande partie des recherches que j'ai effectuées depuis ma thèse et que j'ai exposées dans ce manuscrit sont focalisées sur la couche limite atmosphérique. Je travaille sur les schémas de turbulence et de convection peu-profonde, et sur la zone grise de la turbulence. Je compte poursuivre ces travaux qui n'en sont qu'à leur début, mais également m'investir dans le développement de modèles hectométriques qui émergent en France comme à l'étranger.

### 5.1 Convection peu-profonde

Comme expliqué dans les chapitres précédents, la modélisation de la convection peu-profonde aux échelles hectométriques passe par la réduction de l'intensité du schéma en flux de masse en fonction de la résolution et des caractéristiques de la couche limite. Il existe à présent de nombreuses méthodes pour obtenir cette réduction.

La campagne de mesures EUREC<sup>4</sup>A (Bony et al., 2017) qui a eu lieu dans les Antilles durant l'hiver 2020 permet d'étudier l'interaction entre les nuages, la convection et la circulation de grande échelle, et leur rôle dans le changement climatique. Durant cette campagne, différentes organisations de méso-échelle ont été observées. Un deuxième volet du Grey Zone Project va avoir lieu sur quelques cas d'étude de cette campagne. Sur une même situation, les résultats des modèles à différentes résolutions et avec différentes paramétrisations seront analysés dans le but d'étudier l'adaptation des schémas à la résolution et leur capacité à représenter des structures convectives de fine échelle. AROME participera (comme Méso-NH) à cette inter-comparaison de modèle. Lorenzo Tomassini (Met Office) a pris les rênes du projet auquel je participe en tant que membre du comité scientifique.

En plus d'un travail de validation des paramétrisations existantes, de nouvelles paramétrisations pourraient être nécessaires. Les structures cohérentes subsidentes ( *downdrafts* ) de couche limite ne sont pas modélisées pour l'instant dans les modèles alors qu'ils pourraient avoir un impact important sur les flux dans les cas de stratocumulus et de ciel clair. Un travail de quantification des flux turbulents associés à ces structures subsidentes a été réalisé par Florent Brient lors de son post-doc dans le cadre de l'ANR High-Tune (Brient et al., 2019). Si les conclusions

de ce travail s'appliquent en particulier aux modèles de climat, ces structures de quelques centaines de mètres d'envergure pourraient avoir un impact aux échelles hectométriques au même titre que les thermiques. Il convient donc de suivre les travaux autour de ces questions.

Enfin, l'interaction entre la physique et la dynamique du modèle est à étudier particulièrement. Dans un cycle diurne typique, la convection apparaît dans la matinée sous forme de petites structures qui croissent dans la journée. Aux échelles hectométriques, les structures convectives vont donc passer dans la matinée, d'une prise en charge par les paramétrisations à une prise en charge par la dynamique des modèles. L'instant de l'apparition des structures convectives peu-profondes dans les champs résolus aux échelles hectométriques est une question que l'université d'Exeter se pose spécifiquement. Il semble que les thermiques apparaissent trop tardivement. Georges Efstathiou propose une longueur de mélange dynamique qui pourrait pallier ce problème (Efstathiou et Plant, 2019). Avec mon soutien et celui de Didier Ricard, il a obtenu un financement britannique (un *fellowship*) en 2019, avec lequel il prévoit de venir nous rendre visite pour tester son système dans nos modèles.

## 5.2 Schéma de turbulence

Nous avons vu au chapitre 4 que le schéma de turbulence utilisé dans Méso-NH et AROME doit également être adapté aux échelles hectométriques, car les hypothèses d'isotropie ou d'homogénéité horizontale ne sont plus acquises dans la zone grise de la turbulence.

J'ai mis en place dans AROME des développements qui permettent d'utiliser les gradients horizontaux dans les paramétrisations physiques du modèle, initialement dans le but de pallier le manque d'homogénéité horizontale dans la zone grise. Il s'agit à présent d'implémenter et d'évaluer les schémas qui ont besoin de ces gradients.

Il a été montré que les systèmes de convection profonde manquent de mélange turbulent à méso-échelle (Verrelle et al., 2017). Antoine Verrelle et Didier Ricard ont codé une nouvelle paramétrisation dite "de Moeng" (Moeng, 2014; Verrelle et al., 2017) dans Méso-NH. Il s'agira de l'implémenter dans AROME dans le but d'augmenter la turbulence dans les nuages convectifs explicitement représentés. Cette fermeture dépend des gradients horizontaux de température potentielle et d'eau totale. Il fallait donc disposer des gradients horizontaux dans AROME, dédiés initialement à la CLA, pour travailler sur la convection profonde.

Mais ces développements étaient tout d'abord fait pour pallier le manque de turbulence qui pourrait apparaître lorsqu'on ne peut plus faire l'hypothèse d'homogénéité horizontale. Ces problèmes apparaîtraient prioritairement sur les reliefs. Brigitta Göger de l'université d'Innsbruck développe une paramétrisation de la tur-

bulence "pseudo-3D" dédiée aux zones de reliefs. Il serait intéressant de tester cette paramétrisation dans AROME, même à des résolutions de l'ordre du kilomètre. Le projet européen TEAMx est un programme de recherche international qui vise à améliorer la compréhension des processus d'échange dans l'atmosphère au-dessus des montagnes et à évaluer dans quelle mesure ceux-ci sont correctement paramétrés dans les modèles de PNT et climatiques. Je participe à TEAMx dans le groupe de travail sur la couche limite en montagne et je compte utiliser les cas d'étude de l'inter-comparaison de modèle prévue pour tester le schéma de Goger et al. (2018).

Enfin, des bouts successifs du schéma de turbulence 3D actuellement présents dans Méso-NH pourront éventuellement être testés à haute résolution.

La longueur de mélange d'AROME devrait tenir compte du cisaillement dans les couches stables comme c'est le cas dans Méso-NH (Rodier et al., 2017). Il s'agirait alors de tester la nouvelle longueur de mélange de Honnert et al. (2020) dans AROME à des échelles hectométriques.

Par ailleurs, nous avons vu que l'anisotropie de la turbulence est une question que les chercheurs qui travaillent dans la *near grey zone* se pose. Dans ce cadre, avoir deux longueurs de mélange (une sur l'horizontale et une sur la verticale) est envisagée. Mais d'autres solutions, comme travailler sur les termes de pression-correlation de l'équation de TKE, peuvent aussi être envisagées.

### 5.3 AROME hectométrique

Dans ce manuscrit, j'ai illustré la nécessité d'adapter les paramétrisations de la turbulence et de la convection peu-profonde aux échelles hectométriques. Il est prévu de fournir un AROME-500 m de démonstration pour les jeux olympiques de Paris en 2024, comme en 1992 le modèle Péri-dot-Recherche à 3,5 km avait été mis au point pour les jeux d'Albertville. Ainsi comme nos collègues à l'étranger, Météo-France se dirige vers l'hectométrique opérationnel. Il s'agit donc à l'avenir de se poser la question de l'adaptation d'autres paramétrisations que celles de la CLA, et de l'interaction entre les différentes paramétrisations à ces échelles. Dans ce but de dialoguer avec d'autres chercheurs sur ces questions, je participerai dans le cadre du consortium européen ACCORD (Consortium for CONvection-scale modelling Research and Development) au groupe de travail sur la haute résolution.

Aux échelles hectométriques, la représentation de la surface a une importance cruciale. En ce qui me concerne, ce n'est qu'avec une bonne représentation de la surface que la turbulence 3D sera correctement représentée, car les gradients horizontaux naissent des hétérogénéités de surface. Mais cet aspect interpelle les développeurs lorsqu'on parle de modèles hectométriques, en particulier, parce qu'on doute des bases physiographiques ou orographiques qui pourtant gagnent en précision. Les hétérogénéités de surface nécessitent de disposer de bases physiographiques à haute résolution sur de vastes zones (comme ECOCLIMAP-SG, SRTM). S'il est conseillé à méso-échelle de disposer d'une base orographique de bien meilleure réso-



lution que celle du modèle afin de représenter les effets orographiques sous-maille, ce n'est peut-être plus le cas à fine échelle où les effets orographiques seront résolus.

Plusieurs points sont à considérer également en ce qui concerne le rayonnement. Il s'agit de prendre en compte les interactions entre le rayonnement et les reliefs, notamment la prise en compte de la réduction de la fraction de ciel visible. On peut en effet supposer que la réduction du ciel sera probablement plus importante en hectométrique, des mailles seront situées spécifiquement dans des vallées (ciel réduit), et d'autres sur des sommets (ciel plus grand). Les effets sous-maille de pente, ainsi que les ombres portées sont actuellement modélisés. Les interactions entre le rayonnement et les nuages posent également de nombreuses questions. En effet, dans l'hypothèse "plan-parallèle", on fait comme si les nuages de la colonne occupait le ciel en entier, indépendamment de ce que contiennent les mailles voisines. À grande échelle, on peut considérer qu'un point d'une maille voit essentiellement l'organisation nuageuse au-dessus de lui, mais ce n'est plus vrai en hectométrique où un point à la surface voit tout autant les colonnes voisines du point de vue du rayonnement.

Outre les aspects liés aux paramétrisations, les échelles hectométriques posent des difficultés à la dynamique des modèles. Il s'agit notamment de faire face à la limite de scalabilité de nos systèmes de prévision sur les futures machines. Par ailleurs, plus la résolution augmente, plus les non-linéarités sont importantes et induisent des instabilités, notamment en cas de fortes pentes. D'autres idées novatrices, comme un meilleur traitement du terme de gradient de pression non-hydrostatique, vont être explorées. Dans la zone grise de la turbulence, les diffusions implicite et explicite du semi-lagrangien ont un impact important sur la représentation des champs. Il convient que ces modifications des schémas dynamiques n'affectent pas trop les conclusions sur lesquelles est basée la calibration des schémas de turbulence. Il s'agit en particulier de veiller à ce que l'augmentation de la résolution s'accompagne d'une augmentation de la résolution effective. À l'inverse, l'utilisation d'une physique 3D dans AROME doit être prise en compte dans l'évolution de la partie dynamique. On espère que la diffusion ainsi produite sur les reliefs par le schéma de turbulence participera à augmenter la stabilité des modèles.

De nombreux aspects liés au couplage de modèles (LAM) hectométriques avec leur parent de méso-échelle sont à envisager. Le forçage d'un modèle hectométrique doit être soigné en prenant particulièrement en compte des éléments comme la fréquence élevée de couplage, la taille suffisante de la zone de couplage, le faible saut de résolution, une réduction des différences de physique entre modèles coupleur et couplé.

Dans une perspective opérationnelle, certains points sont encore en réflexion : il s'agirait de mener une réflexion sur l'exploitation des sorties des modèles hectométriques. En effet, certains champs sont difficiles à interpréter à haute fréquence : il se pourrait que l'on ne perçoive que du bruit. Dans Méso-NH, ces champs peuvent être moyennés temporellement pour filtrer les hautes fréquences. Il s'agit d'une possibilité qui n'existe pas (encore) dans AROME. De même, le volume de données en

sortie des modèles pourrait être très important et poser des problèmes de stockage.

Et pour finir, en augmentant la résolution, on augmente les degrés de liberté, sans pour autant augmenter les contraintes sur nos systèmes. Une assimilation de données d'observation à fine échelle pose des questions sur la fréquence temporelle des analyses, la représentation des échelles spatiales et la gestion des grands équilibres (comme l'équilibre géostrophique) qui ne sont pas respectés à l'échelle hectométrique. Mais il reste que nous en aurons besoin puisque c'est l'assimilation de données qui permet à un modèle de PNT de fournir (outre des simulations réalistes) des prévisions valides. Et c'est ce que nous espérons obtenir avec AROME-500 m.



# Glossaire

- $B_u$  Terme de flottabilité de l'équation de la vitesse du flux de masse.
- $C_s$  Constante de Smagorinsky.
- $D$  Termes de dissipation de l'équation prognostique de TKE.
- $F_{e_{sbq}}$  Loi de similitude pour la TKE sous-maille.
- $K$  Coefficient d'échange turbulent.
- $K_\phi$  Coefficient d'échange pour la variable  $\phi$ .
- $L$  Longueur d'onde.
- $L_{up}$  longueur de mélange "upwards" de Bougeault et Lacarrère (1989).
- $Le$  Nombre de Lewis turbulent.
- $Le_{st}$  Nombre de Lewis turbulent obtenu à partir de  $\theta_s$ .
- $M_u$  Flux de masse dans les updrafts.
- $P_T$  Termes de production thermique de l'équation prognostique de TKE.
- $P_d$  Termes de production dynamique de l'équation prognostique de TKE.
- $P_{e_{sbq}}$  Loi de similitude partielle pour la TKE sous-maille.
- $S_e$  Densité spectrale d'énergie.
- $Tr$  Termes de transport de l'équation prognostique de TKE.
- $\Delta$  Résolution effective du modèle.
- $\Delta x$  Résolution horizontale du modèle.
- $\Delta z$  Résolution verticale du modèle.
- $\alpha$  fraction de thermique dans la maille.
- $\beta$  Paramètre de flottabilité.
- $\delta$  Taux de déentraînement de l'équation du flux de masse.
- $\epsilon$  Taux d'entraînement de l'équation du flux de masse.
- $\gamma$  constante de calibration de la longueur de Honnert et al. (2020).
- $\mathbb{D}$  Detrainement du schéma en flux de masse.
- $\mathbb{E}$  Entrainement du schéma en flux de masse.
- $\mathfrak{L}$  longueur de mélange de Honnert et al. (2020).
- $\bar{\phi}$  Valeur résolue de  $\phi$  (moyenne sur une maille).
- $\bar{w}$  Vitesse verticale moyenne sur la maille.
- $\phi$  Paramètre météorologique.

- $\phi_u$  valeur de  $\phi$  à l'intérieur du thermique.
- $\rho$  Masse volumique.
- $\sigma_{min}$  Seuil minimal de l'anomalie de traceur passif dans Couvreux et al. (2010).
- $\sigma_{sv}$  Écart-type de la concentration de traceur passif.
- $\theta$  Température potentielle.
- $\theta_l$  Température potentielle liquide.
- $\theta_s$  Température potentielle de l'entropie humide.
- $b$  Constante dans Lancz et al. (2018).
- $e$  Énergie cinétique turbulente (TKE).
- $e_{res}$  resolved TKE.
- $e_{sbg}$  subgrid-scale TKE.
- $e_{tot}$  TKE totale (résolue+sous-maille).
- $g$  Accélération de la pesanteur.
- $h$  Hauteur de la couche limite.
- $h_c$  Épaisseur de la couche nuageuse.
- $k$  Nombre d'onde.
- $l$  Échelle dominante ou longueur de mélange.
- $l_{DEAR}$  longueur de mélange Deardorf.
- $l_{DELT}$  longueur de mélange DELT :  $(\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ .
- $l_{RM17}$  longueur de mélange de Rodier et al. (2017).
- $l_{\Delta}$  Modification de la longueur DELT pour Honnert et al. (2020),  $l_{\Delta} = (\Delta x \Delta y)^{1/2}$ .
- $l_{d,eff}$  Echelle de dissipation effective de Beare (2014).
- $q_t$  Humidité spécifique totale.
- $q_v$  humidité spécifique.
- $sv$  Concentration de traceur passif.
- $u$  Vitesse zonale.
- $v$  Vitesse méridienne.
- $w$  Vitesse verticale.
- $w^*$  Vitesse de convection globale.
- $w_u$  Vitesse verticale dans les updrafts.
- $z$  Altitude.





# Acronymes

**ACCORD** A Consortium for CONvection-scale modelling Research and Development.

**AMMA** Cas d'Etude AMMA sec, issu de la campagne de mesures AMMA (Redelsperger et al., 2006).

**ANR** Agence Nationale de la Recherche.

**ARMCu** Cas d'étude nuageux ARMCu, issu du site de mesures américain ARM (Brown et al., 2002).

**AROME** Application de la Recherche vers l'Opérationnel à Méso-Echelle.

**BOMEX** Simulation LES basées sur la campagne de mesures Barbados Oceanographic and Meteorological EXperiment (Siebesma et al., 2004).

**CASES-99** Simulation LES basées sur la campagne de mesures CASES-99 (Drobinski et al., 2007).

**CBL** Convective (Atmospheric) Boundary Layer/ Couche limite convective.

**CBR** Schéma de turbulence de Cuxart et al. (2000).

**CLA** Couche Limite Atmosphérique.

**CNRM** Centre National de Recherche Météorologique.

**COSMO** COnsortium for Small-Scale Modeling.

**EMI** Etudes-Modélisation-Innovation, Stage de 2<sup>ème</sup> année de l'ENM.

**ENM** Ecole Nationale de la Météorologie.

**FCPLR** Formation Complémentaire Par La Recherche.

**GMAP** Groupe de Modélisation pour l'Assimilation et la Prévision.

**GMME** Groupe de Modélisation à Méso-échelle.

**HATS** Horizontal Array Turbulence Study.

**HMS** Hungarian Meteorological Society.

**IHOP**<sub>2002</sub> Cas d'étude issu de la campagne de mesures IHOP (Couvreur et al., 2010), International H<sub>2</sub>O Project (2002) (Weckwerth et al., 2004).

**IRT** Institut de Recherche Technologique.

**ISAE** Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace.



**LACE** Limited Area modelling in Central Europe.

**LAM** Limited Area Model (Modèle à aire limitée).

**LES** Large Eddy Simulation (Simulation aux grands tourbillons).

**MISOAC** Master 1 Sciences de l'Océan, de l'Atmosphère et du Climat.

**MUSIC** Multiscale process Studies of Intense Convective precipitation events in Mediterranean (Etudes multi-échelles d'épisodes de pluie convective intense en Méditerranée).

**OASC** Océan Atmosphère et Surface Continentale.

**ORORAD** Parameterization of orographic effects on surface radiation.

**PM09** Schéma de thermique en flux de masse (Pergaud et al., 2009).

**PNT** Prévision Numérique du Temps.

**POI** Période d'Observation Intensive.

**SESAR** Single European Sky Air traffic management Research.

**SOAC** Sciences de l'Océan de l'Atmosphère et du Climat.

**TEAMx** Multi-scale transport and exchange processes in the atmosphere over mountains.

**TKE** Turbulent Kinetic Energy (Énergie cinétique turbulente).

**TRAC** Simulation LES de la campagne Turbulence Radar Avion Cellules.

**UPS** Univeristé Paul Sabatier.

**VLES** Very Large-Eddy Simulation.

**Wangara** Simulation LES basées sur la campagne de mesures WANGARA (Clarke et al., 1971).

**WRF** Weather Research and Forecasting.

**WWOSC** World Weather Open Science Conference.

# Table des figures

2.1	Spectre de TKE théorique . . . . .	20
2.2	Photographies des campagnes de mesure . . . . .	22
2.3	Coupes horizontales . . . . .	23
2.4	Loi de similitude partielle . . . . .	25
2.5	Différents régimes dans la Zone Grise . . . . .	27
2.6	Avec ou sans Flux de Masse sur coupes horizontales . . . . .	28
2.7	Schéma en flux de Masse . . . . .	31
2.8	Analyse conditionnelle à méso-échelle . . . . .	32
2.9	Analyse conditionnelle dans la zone grise . . . . .	33
2.10	Histogrammes de vitesse verticale méso-scale <i>vs</i> zone grise . . . . .	34
2.11	Coupes horizontales des thermiques par analyse dimensionnelle . . . . .	35
3.1	Profils verticaux avec le nouveau schéma . . . . .	39
3.2	Images Satellites Prévues Hymex . . . . .	40
3.3	Profils verticaux dans AROME . . . . .	42
3.4	Loi de similitude sur nouveau schéma . . . . .	43
3.5	Fermeture du flux de masse . . . . .	45
3.6	Tests de sensibilité . . . . .	46
3.7	Score nouveau schéma . . . . .	47
3.8	Domaines Grey Zone Project II . . . . .	49
3.9	Spectre d'énergie sur les tests du Grey zone Project II . . . . .	50
4.1	Productions de TKE . . . . .	56
4.2	Productions de TKE dans une couche neutre . . . . .	58
4.3	Schéma structure modèle et paramétrisation . . . . .	59
4.4	Tests Turbulence 3D sur $r_v$ . . . . .	60
4.5	Tests Turbulence 3D sur la divergence . . . . .	60
4.6	Profils verticaux des longueurs de mélange . . . . .	62
4.7	Longueurs de mélange en fonction de $\Delta x$ . . . . .	63
4.8	Profils verticaux du Nombre de Lewis . . . . .	64
4.9	Loi de similitude partielle et longueur de mélange . . . . .	66



# Bibliographie

- Arnold, D., D. Morton, I. Schicker, P. Seibert, M. Rotach, K. Horvath, T. Dudhia, T. Satomura, M. Müller, G. Zängl, T. Takemi, S. Serafin, J. Schmidli, et S. Schneider, 2012, Issues in high-resolution atmospheric modeling in complex topography-the hircot workshop, *Hrvatski meteorološki časopis*, 47, (47), 3–11, 2012.
- Beare, R. J., M. K. Macvean, A. A. Holtslag, J. Cuxart, I. Esau, J.-C. Golaz, M. A. Jimenez, M. Khairoutdinov, B. Kosovic, D. Lewellen et al., 2006, An intercomparison of large-eddy simulations of the stable boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, 118, (2), 247–272, 2006.
- Beare, R. J., 2014, A length scale defining partially-resolved boundary-layer turbulence simulations, *Boundary-Layer Meteorology*, 151, (1), 39–55, 2014.
- Betts, A. K., 1973, Non-precipitating cumulus convection and its parameterization., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 99, (419), 178–196, 1973.
- Bony, S., B. Stevens, F. Ament, S. Bigorre, P. Chazette, S. Crewell, J. Delanoë, K. Emanuel, D. Farrell, C. Flamant, S. Gross, L. Hirsch, J. Karstensen, B. Mayer, L. Nuijens, J. H. Ruppert, I. Sandu, P. Siebesma, S. Speich, F. Szczap, J. Toftens, R. Vogel, M. Wendisch, et M. Wirth, 2017, Eurec4a : A field campaign to elucidate the couplings between clouds, convection and circulation, *Surveys in Geophysics*, 38, (6), 1529–1568, 2017.
- Bougeault, P., et P. Lacarrère, 1989, Parametrisation of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model, *Mon. Wea. Rev.*, 117, (8), 1872–1890, 1989.
- Boutle, I. A., J. E. J. Eyre, et A. P. Lock, 2014, Seamless stratocumulus simulation across the turbulent grey zone, *Mon. Wea. Rev.*, 142, 1655–1668, 2014.
- Brient, F., F. Couvreur, N. Villefranque, C. Rio, et R. Honnert, 2019, Object-oriented identification of coherent structures in large eddy simulations : Importance of downdrafts in stratocumulus, *Geophysical Research Letters*, 46, (5), 2854–2864, 2019.
- Brousseau, P., Y. Seity, D. Ricard, et J. Léger, 2016, Improvement of the forecast of convective activity from the arome-france system, *QJRMS*, 142, (699), 2231–2243, 2016.
- Brown, A. R., S. Derbyshire, et P. J. Mason, 1994, Large-eddy simulation of stable atmospheric boundary layers with a revised stochastic subgrid model, *QJRMS*, 120, (520), 1485–1512, 1994.
- Brown, A., R. Cederwall, A. Chlond, P. Duynkerke, J.-C. Golaz, M. Khairoutdinov, D. Lewellen, A. Lock, M. Macvean, C.-H. Moeng, R. Neggers, A. Siebesma, et B. Stevens, 2002, Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 128, 1075–1093, 2002.

- Buckingham, E., 1914, On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations, *Physical review*, 4, (4), 345, 1914.
- Clarke, R., A. Dyer, R. Brook, D. Reid, et A. Troup, The WANGARA experiment : Boundary layer data, technical report, CSIRO, Australia, 1971.
- Couvreur, F., F. Guichard, J.-L. Redelsperger, C. Kiemle, V. Masson, J.-P. Lafore, et C. Flamant, 2005, Water vapour variability within a convective boundary-layer assessed by large-eddy simulations and ihop2002 observations, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131, 2665–2693, 2005.
- Couvreur, F., F. Hourdin, et C. Rio, 2010, Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. part I : A parametrization-oriented conditional sampling in large-eddy simulations., *Boundary-Layer Meteorol*, 134, (3), 441–458, 2010.
- Cuxart, C., P. Bougeault, et J.-L. Redelsperger, 2000, A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126, (562), 1–30, 2000.
- Cuxart, J., 2015, When can a high-resolution simulation over complex terrain be called LES?, *Frontiers in Earth Science*, 3, 87, 2015.
- De Roode, S. R., T. Frederikse, A. P. Siebesma, A. S. Ackerman, J. Chylik, P. R. Field, J. Fricke, M. Gryschka, A. Hill, R. Honnert, S. K. Krueger, C. Lac, A. T. Lesage, et L. Tomassini, 2019, Turbulent transport in the gray zone : A large eddy model intercomparison study of the constrain cold air outbreak case, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 11, (3), 597–623, 2019.
- Dorrestijn, J., D. T. Crommelin, A. P. Siebesma, et H. J. Jonker, 2013, Stochastic convection parameterization estimated from high-resolution model data, *Theoretical and Computational Fluid Dynamics manuscript*, 27, 133–148, 2013.
- Drobinski, P., P. Carlotti, J.-L. Redelsperger, R. Banta, V. Masson, et R. Newsom, 2007, Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 64, 137–156, 2007.
- Dussutour, A., *Tout ce que vous avez toujours voulu savoir sur le blob sans jamais oser le demander*, Des Equateurs, 2017.
- Efstathiou, G. A., R. S. Plant, et M. M. Bopape., 2018, Simulation of an evolving convective boundary layer using a scale-dependent dynamic smagorinsky model at near-gray-zone resolutions, *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 57, 2018.
- Efstathiou, G. A., et R. S. Plant, 2019, A dynamic extension of the pragmatic blending scheme for scale-dependent sub-grid mixing, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 1–9, 2019.
- Esau, I., 2004, Simulation of ekman boundary layers by large eddy model with dynamic mixed subfilter closure, *Environmental Fluid Mechanics*, 4, (3), 273–303, 2004.
- Field, P. R., R. J. Cotton, K. McBeath, A. P. Lock, S. Webster, et R. P. Allan, 2014, Improving a convection-permitting model simulation of a cold air outbreak, *QJRMS*, 140, (678), 124–138, 2014.
- Field, P. R., R. Brozkova, M. Chen, J. Dudhia, C. Lac, T. Hara, R. Honnert, J. Olson, P. Siebesma, S. de Roode, L. Tomassini, A. Hill, et R. McTaggart-Cowan, 2017, Exploring the convective grey zone with regional simulations of a cold air outbreak, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 143, (707), 2537–2555, 2017.

- Fontenelle, B. L. B. D., *Histoire des Oracles*, G. de Luyne, 1687.
- Goger, B., M. W. Rotach, A. Gohm, O. Fuhrer, I. Stiperski, et A. A. M. Holtslag, 2018, The impact of three-dimensional effects on the simulation of turbulence kinetic energy in a major alpine valley, *Boundary-Layer Meteorol.*, *168*, (1), 1–27, 2018.
- Hagelin, S., L. Auger, P. Brovelli, et O. Dupont, 2014, Nowcasting with the arome model : First results from the high-resolution arome airport, *Weather and Forecast*, *29*, 773–787, 2014.
- Hatlee, S. C., et J. C. Wyngaard, 2007, Improved subfilter-scale models from the hats field data, *Journal of the Atmospheric Sciences*, *64*, 1694–1705, 2007.
- Hong, S.-Y., et J. Dudhia, 2012, Next-generation numerical weather prediction : Bridging parameterization, explicit clouds, and large eddies, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *93*, (1), ES6–ES9, 2012.
- Honnert, R., V. Masson, et F. Couvreur, 2011, A diagnostic for evaluating the representation of turbulence in atmospheric models at the kilometeric scale., *J. Atmos. Sci.*, *68*, 3112–3131, 2011.
- Honnert, R., F. Couvreur, V. Masson, et D. Lancz, 2016, Sampling of the structure of turbulence : Implications for parameterizations at sub-kilometric scales, *Boundary-Layer Meteorol.*, *2 :27*, doi : 10.3389/feart.2014.00027, 2016.
- Honnert, R., G. A. Efstathiou, R. J. Beare, J. Ito, A. Lock, R. Neggers, R. S. Plant, H. H. Shin, L. Tomassini, et B. Zhou, 2020, The atmospheric boundary layer and the “gray zone” of turbulence : A critical review, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, *125*, (13), 2020.
- Honnert, R., V. Masson, C. Lac, et T. Nagel, 2021, A theoretical analysis of mixing length for atmospheric models from micro to large scales, *Frontiers in Earth Science*, 537, 2021.
- Honnert, R., et R. El Khatib, 2021, First and second derivatives for future use in arome physics., *Research activities in Earth system modelling*, 2021.
- Honnert, R., et V. Masson, 2014, What is the smallest physically acceptable scale for 1d turbulence schemes?, *Front. Earth Sci.*, *2 :27*, doi : 10.3389/feart.2014.00027, 2014.
- Honnert, R., *Quelle turbulence dans les modèles atmosphériques à l'échelle kilométrique ?*, Ph.D. thesis, SDUEE, 2012.
- Honnert, R., 2019, Grey-zone turbulence in the neutral atmospheric boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, 2019.
- Horányi, A., I. Ihász, et G. Radnóti, 1996, Arpege/aladin : A numerical weather prediction model for central-europe with the participation of the hungarian meteorological service, *Időjárás (Budapest. 1905)*, *100*, (4), 277–301, 1996.
- Khani, S., et M. Waite, 2014, Buoyancy scale effects in large-eddy simulations of stratified turbulence, *Journal of fluid mechanics*, *754*, 75, 2014.
- Khani, S., 2018, Mixing efficiency in large-eddy simulations of stratified turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, *849*, 373–394, 2018.
- Kitamura, Y., 2015, Estimating dependence of the turbulent length scales on model resolution based on a priori analysis, *J. Atmos. Sci.*, *72*, 750–762, 2015.
- Kolmogorov, 1942, Equations of turbulent motion of an incompressible fluid, *Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser Fiz.*, *6*, 56–58, 1942.

- Lac, C., J.-P. Chaboureau, V. Masson, J.-P. Pinty, P. Tulet, J. Escobar, M. Leriche, C. Barthe, B. Aouizerats, C. Augros, P. Aumond, F. Auguste, P. Bechtold, S. Berthet, S. Bieilli, F. Bosseur, O. Caumont, J.-M. Cohard, J. Colin, F. Couvreux, J. Cuxart, G. Delautier, T. Dauhut, V. Ducrocq, J.-B. Filippi, D. Gazen, O. Geoffroy, F. Gheusi, R. Honnert, J.-P. Lafore, C. L. Brossier, Q. Libois, T. Lunet, C. Mari, T. Maric, P. Mascart, M. Mogé, G. Molinié, O. Nuisser, F. Pantillon, P. Peyrillé, J. Pergaud, E. Perraud, J. Pianezze, J.-L. Redelsperger, D. Ricard, E. Richard, S. Riette, Q. Rodier, R. Schoetter, L. Seyfried, J. Stein, K. Suhre, M. Taufour, O. Thouron, S. Turner, A. Verrelle, B. Vié, F. Visentin, V. Vionnet, , et P. Wautelet, 2018, Overview of the meso-nh model version 5.4 and its applications, *Geosci. Model Dev.*, *11*, 1929–1969, 2018.
- Lancz, D., B. Szintai, et R. Honnert, 2018, Modification of a parametrization of shallow convection in the grey zone using a mesoscale model, *Boundary-layer meteorology*, *169*, (3), 483–503, 2018.
- Lenschow, D., J. Wyngaard, et W. T. Pennell, 1980, Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *37*, 1313–1326, 1980.
- Lilly, D. K., The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments, in *The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments*, 195–210, 1967.
- Lock, A. P., A. R. Brown, M. R. Bush, G. M. Martin, et R. N. B. Smith, 2000, A new boundary layer mixing scheme. part i : Scheme description and single-column model tests, *Monthly Weather Review*, *128*, (9), 3187–3199, 2000.
- Lohou, F., *Etude expérimentale et modélisation des structures cohérentes de la couche limite atmosphérique*, Ph.D. thesis, Université paul sabatier, 1997.
- Marquet, P., W. Maurel, et R. Honnert, 2017, On consequences of measurements of turbulent Lewis number from observations, *Research Activities in Atmospheric and Oceanic Modelling. WRCP-WGNE Blue-Book*, *4*, 7–8, 2017.
- Marquet, P., 2011, Definition of a moist-air entropy potential temperature. application to FIRE-I data flights (<http://arxiv.org/abs/1401.1097>), *QJRMS*, *137*, (656), 768–791, 2011.
- Marquet, P., *Etude de l'énergétique de l'air humide et des paramétrisations de l'atmosphère. Propriétés de l'exergie, de l'enthalpie utilisable, de l'entropie et de l'enthalpie.*, Habilitation à diriger des recherches, Institut National Polytechnique de Toulouse (INPT), France, 307 Pp. voir : <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01504276v1>, 6 2016.
- Mazoyer, M., C. Lac, O. Thouron, T. Bergot, V. Masson, et L. Musson-Genon, 2017, Large eddy simulation of radiation fog : impact of dynamics on the fog life cycle, *Atmos. Chem. Phys.*, *17*, 13017–13035, 2017.
- Moeng, C., et J. Wyngaard, 1984, Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, *41*, 3161–3169, 1984.
- 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, 2014.
- Orlanski, I., 1975, A rational subdivision of scales for atmospheric processes., *Bulletin of the American Meteorological Society*, *56*, 527–530, 1975.

- Pergaud, J., V. Masson, S. Malardel, et F. Couvreux, 2009, A parametrisation of dry thermals and shallow cumuli for mesoscale numerical weather prediction, *Boundary-Layer Meteorol.*, *132*, 83–106, 2009.
- Philip, A., *Apport d'une résolution verticale plus fine dans le calcul des tendances physiques pour la modélisation du brouillard dans le modèle AROME*, Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2017.
- Redelsperger, J. L., C. D. Thorncroft, T. L. A. Diedhiou, D. J. Parker, et J. Polcher, 2006, African monsoon multidisciplinary analysis an international research project and field campaign, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *87*, (12), 1735–1746, 2006.
- Ricard, D., C. Lac, R. Legrand, A. Mary, et S. Riette, 2013, Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting limited-area models arome and mesonh., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *139*, 1327–1341, 2013.
- Rio, C., F. Hourdin, F. Couvreux, et A. Jam, 2010, Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. part ii : Continuous formulations of mixing rates for mass-flux schemes., *Boundary-Layer Meteorol.*, *135*, 469–483, 2010.
- Rodier, Q., V. Masson, F. Couvreux, et A. Paci, 2017, Evaluation of a buoyancy and shear based mixing length for a turbulence scheme, *Frontiers in Earth Science*, *5*, (65), 1–17, 2017.
- Roode, S. R. D., P. G. Duynkerke, et H. J. J. Jonker, 2004, Large-eddy simulation : How large is large enough?, *Journal of the atmospheric sciences*, *61*, 403–421, 2004.
- Seity, Y., P. Brousseau, S. Malardel, G. Hello, P. Benard, F. Bouttier, C. Lac, et V. Masson, 2011, The AROME-France convective scale operational model., *Mon. Wea. Rev.*, *139*, 976–991, 2011.
- Shin, H., et S. Hong, 2014, Analysis on resolved and parameterized vertical transports in the convective boundary layers at the gray-zone resolution, *J. Atmos. Sci.*, *70*, 3248–3261, 2014.
- Siebesma, A. P., C. Jakob, G. Lenderink, R. Neggers, J. Teixeira, E. Van Meijgaard, J. Calvo, A. Chlond, H. Grenier, C. Jones et al., 2004, Cloud representation in general-circulation models over the northern pacific ocean : A eurocs intercomparison study, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *130*, (604), 3245–3267, 2004.
- Siebesma, P., et J. W. M. Cuijpers, 1995, Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, *53*, 650–666, 1995.
- Siebesma, A. P., et A. A. M. Holtslag, 1996, Model impacts of entrainment and detrainment rates in shallow cumulus convection., *Journal of the Atmospheric Sciences*, *53*, 2354–2364, 1996.
- Skamarock, W. C., 2003, Evaluation of filtering and effective resolution in the wrf mass nnn dynamical core, *Mon. Wea. Rev.*, *132*, 3019–3032, 2003.
- Smagorinsky, 1956, On the inclusion of moist adiabatic processes in numerical prediction models, *Bericht Deutsch Wetterdienst*, *5*, 82–90, 1956.
- Smagorinsky, J., 1963, General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment, *Monthly weather review*, *91*, (3), 99–164, 1963.
- Sorbjan, Z., 1991, Evaluation of local similarity functions in the convective boundary layer, *J. Appl. Meteorol.*, *30*, 1565–1583, 1991.
- Sullivan, P. P., T. W. Horst, D. H. Lenschow, C.-H. Moeng, et J. C. Weil, 2003, Structure of subfilter-scale fluxes in the atmospheric surface layer with applica-



- tion to large-eddy simulation modelling, *J. Fluid Mech.*, *482*, 101–139, 2003.
- Taylor, G. I., 1938, The spectrum of turbulence, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, *164*, (919), 476–490, 1938.
- Lafore, J., J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hérel, P. Mascart, V. Masson, J.P. Pinty, J.L. Redelsperger, E. Richard, et J. Vila-Guerau de Arellano, 1998, The Méso-NH atmospheric simulation system. Part I : Adiabatic formulation and control simulation, *Annales Geophysics*, *16*, 90–109, 1998.
- Tomassini, L., P. R. Field, R. Honnert, S. Malardel, R. McTaggart-Cowan, K. Saitou, A. T. Noda, et A. Seifert, 2016, The “grey zone” cold air outbreak global model intercomparison : A cross evaluation using large-eddy simulations, *J. Adv. Model. Earth Syst.*, *9*, 39–64, doi :10.1002/2016MS000822, 2016.
- Tomassini, L., D. J. Parker, A. Stirling, C. Bain, C. Senior, et S. Milton, 2017, The interaction between moist diabatic processes and the atmospheric circulation in a easterly wave propagation, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 2017.
- Vaschy, A., Sur les lois de similitude en physique, in *Annales télégraphiques*, vol. 19, 25–28, 1892.
- Verrelle, A., D. Ricard, et C. Lac, 2017, Evaluation and improvement of turbulence parameterization inside deep convective clouds at kilometer-scale resolution, *Mon. Weather Rev.*, *145*, (10), 3947–3967, 2017.
- Verrelle, A., *Modélisation de la turbulence dans les nuages convectifs profonds aux résolutions kilométrique et hectométrique*, Ph.D. thesis, SDUEE, 2015.
- Vié, B., J. Pinty, S. Berthet, et M. Leriche, 2016, Lima (v1.0) : A quasi two-moment microphysical scheme driven by a multimodal population of cloud condensation and ice freezing nuclei, *Geoscientific Model Development*, *9*, 567–586, 2016.
- Weckwerth, T., T. W. Horst, et J. W. Wilson, 1999, An observational study of the evolution of horizontal convective rolls, *Mon. Weather Review*, *127*, 2160–2179, 1999.
- Weckwerth, T., D. Parsons, S. Koch, J. Moore, M. Lemone, B. Demoz, C. Flamant, B. Geerts, J. Wang, et W. Feltz, 2004, An overview of the international h2o project (ihop2002) and some preliminary highlights., *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *85*, 253–277, 2004.
- Wyngaard, J., 2004, Toward numerical modelling in the ‘Terra Incognita’, *J. Atmos. Sci.*, *61*, 1816–1826, 2004.
- Young, G. S., D. A. Kristovich, M. R. Hjelmfelt, et R. C. Foster, 2002, Rolls, streets, waves, and more : A review of quasi-two-dimensional structures in the atmospheric boundary layer, *Bulletin of the American Meteorological Society*, *83*, (7), 997–1002, 2002.